

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ISSN 1561-8889



Національне космічне агентство України
Національна академія наук України

Додаток до журналу

МАТЕРІАЛИ

**Другої Української конференції
з перспективних космічних досліджень
21-27 вересня 2002 р**

**Proceeding of the 2-nd Ukrainian Conference
for Perspective Space Researches
(21-27 September 2002)**

2003

Том 9

№ 2

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ДОДАТОК ДО ЖУРНАЛУ

КИЇВ

◆ Том 9, № 2, 2003 ◆

KYIV

МАТЕРІАЛИ
Другої Української конференції
з перспективних космічних досліджень
21-27 вересня 2002 р

Відповідальний редактор
д. ф. – м. н. О. К. Черемних
Технічний редактор
к. ф. – м. н. Ю. О. Селіванов

ЗМІСТ

<i>Власенко В.П., Залюбовский И.И., Карташев В.М., Кирпикова О.Ф., Ковтун В.Е., Маслов В.И., Минко О.К., Сорокин А.Ф., Цюх А.М., Черемных О.К., Шматко Е.С.</i>	7
ПЕРСПЕКТИВЫ НАЗЕМНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ	
<i>Лукенюк А.А., Глухов В.С., Шендерук С.Г.</i>	20
ВИКОРИСТАННЯ РЕКОНФІГУРОВАНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У БОРТОВИХ СИСТЕМАХ ЗБОРУ Й ОБРОБКИ ДАНИХ	
<i>Лукенюк А.А., Глухов В.С., Шендерук С.Г.</i>	28
УНІФІКОВАНА БОРТОВА СИСТЕМА ЗБОРУ І ОБРОБКИ ІНФОРМАЦІЇ З НАУКОВОЇ АПАРАТУРИ	
<i>Крючков Е.И.</i>	37
ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТОКОВ МАГНИТОМЕТРАМИ	
<i>Порев Г.В., Порев В.А.</i>	40
ВНЕДРЕНИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СРЕДСТВ В НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКУЮ ПРАКТИКУ	
<i>Носов С.Ф., Маловичко П.П.</i>	46
УРАВНЕНИЯ ФРЕНЕ-СЕРРЕ ДЛЯ ТРАЕКТОРИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В МАГНИТОСФЕРЕ	
<i>Грачев Е.А., Григорян О.Р., Кудела К., Петров А.Н., Шевелева В.Н.</i>	55
ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ > 40 КЭВ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ	
<i>Логинов А.А.</i>	65
К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ	
<i>Черемных О.К., Голобородько В.Я., Резник С.Н.</i>	76
ВЛИЯНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА НА УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПРОТОНОВ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ	
<i>Буринская Т.М., Рош Ж.Л., Могилевский М.М.</i>	82
ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ С НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ	
<i>Gotunyan O.E., Ivchenko V. M., Rapoport Yu.G., Parrot M.</i>	89
IONOSPHERIC DISTURBANCES EXCITED BY THE LITHOSPHERIC GAS SOURCE OF ACOUSTIC GRAVITY WAVES BEFORE EARTHQUAKES	
<i>Емельянов Л.Я., Дзюбанов Д.А., Ляшенко М.В.</i>	106
ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В НОЧНОЙ F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ	
<i>Дзюбанов Д.А., Лысенко В.Н., Таран В.И.</i>	110
СОПОСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ С МЕЖДУНАРОДНОЙ СПРАВОЧНОЙ МОДЕЛЬЮ ИОНОСФЕРЫ IRI-2001	
<i>Назарчук З.Т., Кошевой В.В., Сорока С.А., Ивантишин О.Л., Лозинский А.Б., Романишин И.М.</i>	120
К ВОПРОСУ АКУСТО - ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ	
<i>Костров Л.С., Розуменко В.Т., Тырнов О.Ф., Черногор Л.Ф.</i>	132
ДОПЛЕРОВСКОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В E И F-ОБЛАСТЯХ ПРИ СТАРТАХ И ПОЛЕТАХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ	
<i>Костров Л.С., Тырнов О.Ф., Черногор Л.Ф., Цимбал А.М.</i>	144
ДОПЛЕРОВСКОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ КАК СРЕДСТВО МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ	
<i>Захаров И.Г., Мозговая О.Л., Таран В.И., Тырнов О.Ф.</i>	152
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ СПОКОЙНЫХ К ВОЗМУЩЕННЫМ УСЛОВИЯМ ПО ДАННЫМ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НР	

<i>Живолуп Т.Г., Пуляев В.А.</i> СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СОДЕРЖАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ПО ДАННЫМ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ	159
<i>Боговский В.К., Григоренко Е.И., Таран В.И.</i> СОЛНЕЧНО-ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ ВОДОРОДА ВО ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЕ	164
<i>Пуляев В.А.</i> ОБРАБОТКА СИГНАЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ	173
<i>Черняк Ю.В.</i> ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ	180
<i>Братолобова-Цулукидзе Л.С., Голубев В.Н., Грачев Е.А., Григорян О.Р., Куницын В.Е., Лысаков Д.С., Кузевский Б.М., Нечаев О.Ю., Усанова М.Е.</i> ГРОЗЫ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ПОЯВЛЕНИЯ ПОВЫШЕННОГО НЕЙТРОННОГО ФОНА ВБЛИЗИ ЭКВАТОРА	184
<i>Матвийчук Я.Н., Сорока С.А.</i> ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ОТКЛИКОВ НА АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ	194
<i>Маловичко П.П.</i> СВОЙСТВА КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН И ИХ РОЛЬ В ДИНАМИКЕ МАГНИТОСФЕРЫ	201
<i>Николаенко В.М., Нокель В.П., Мамедов К.Я., Венедиктов Ю.И., Довгаль С.Г., Гдалевич Г.Л.</i> ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ СИММЕТРИЧНОГО ДВОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА(СДЗЛ)	207
<i>Нокель В.П., Николаенко В.М., Ямпольский Ю.С., Безруких В.В., Венедиктов А.Ю.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ ХАРАКТЕРИСТИК СИММЕТРИЧНОГО ДВОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА (СДЗЛ) НА ОСНОВЕ ПРЕДЛОЖЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ КАЧЕСТВА	213
<i>Епишев В.П., Игнатович С.И., Исак И.И., Найбауэр И.Ф.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ ВОЗМУЩЕНИЙ, ОКАЗЫВАЮЩИХ ВЛИЯНИЕ НА СОБСТВЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ ИСЗ	220
<i>Юхимук А.К., Федун В.Н., Войцеховская А.Д., Черемных О.К.</i> О ГЕНЕРАЦИИ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	228
<i>Бабенко Ю.Г., Вертиполох О.Я., Гнатик Б.І., Данилевський В.О.</i> КОСМІЧНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ З ВИЗНАЧЕННЯ РОЗМІРУ ТА ФОРМИ ВИДИМОГО ДИСКА СОНЦЯ	237
<i>Гольдварг Т.Б., Гельфрейх Г.Б., Копылова Ю.Г., Наговицын Ю.А., Цап Ю.Т., Цветков Л.И.</i> НАГРЕВ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ И КОЛЕБАНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	243
<i>Копылова Ю.Г., Цап Ю.Т., Цветков Л.И.</i> МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ "БАСТИЛИЯ"	248
<i>Степанян Н.Н., Малащук В.М.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР ПО НАЗЕМНЫМ И КОСМИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ	254
<i>Харин А.С.</i> ПРОБЛЕМЫ ИНФРАКРАСНОЙ АСТРОМЕТРИИ	261
<i>Дорошко Н.Л., Долинская М.Э., Ольховский В.С., Майданюк С.П.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПАДА ЯДЕР-ХРОНОМЕТРОВ С ЦЕЛЬЮ УТОЧНЕНИЯ ВОЗРАСТА АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ	266
<i>Андрук В.Н., Веденичева И.П., Иващенко Ю.Н., Пакуляк Л.К., Харин А.С.</i> ПРОВЕРКА СПИСКА ИК-РАДИО ДВОЙНИКОВ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В АНДРУШЕВСКОЙ АО	274
<i>Нестеров Н.С., Вольвач А.Е.</i> КВАЗАР ОН471: WSRT И РСДБ НАБЛЮДЕНИЯ, РАДИОСПЕКТР	279

- Нестеров Н.С., Вольвач А.Е.* НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА РТ-22 КРАО В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН **284**
- Вольвач А.Е., Нестеров Н.С.* ИЗУЧЕНИЕ НА РТ-22 КРАО МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ЛИНИИ ВОДЯНОГО ПАРА НА ВОЛНЕ 1.35 СМ **289**
- Литвиненко Л.Н., Шульга В.М.* ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН **293**
- Сорокин А.Ф., Захарова М.Я., Сорокин А.А., Цюх А.Т., Власенко В.П.* УНИВЕРСАЛЬНЫЙ СЦЕНАРИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПОДСИСТЕМ **296**
- Банникова Е. Ю., Конторович В. М.* О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДЖЕТОВ РАДИОГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЯМ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ИХ УЗЛОВ ПРИ ВЫСОКОМ УГЛОВОМ РАЗРЕШЕНИИ **304**
- Николенко И.В., Неяченко Д.И., Зенькович А.Д., Смирнов М.А., Крючков С.В.* ПОИСК И НАБЛЮДЕНИЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ НА ТЕЛЕСКОПЕ ЦЕЙСС-1000 ЛАБОРАТОРИИ РА КРАО **312**
- Штирберг Л.С., Дмитроца И.И., Дмитроца А.И., Филиков С.В., Зенькович А.Д., Rob Reilinger.* РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ СТАНЦИИ GPS "СРАО" В СИМЕИЗЕ **318**
- Штирберг Л.С., Дмитроца А.И., Дмитроца И.И., Филиков С.В., Неяченко Д.И., Минин О., Лунев В., Шликать Г.Н., Нагорнюк О.М.* РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ НА ЛАЗЕРНОМ ДАЛЬНОМЕРЕ "SIMEIZ-1873" С 25 МАЯ 2001Г ПО 25МАЯ 2002 Г **322**
- Вольвач А.Е., Нестеров Н.С.* ИЗМЕРЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ СТАНЦИИ "СИМЕИЗ" МЕТОДОМ РСДБ **325**
- Яськив В. И.* ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В ИСТОЧНИКАХ ПИТАНИЯ АППАРАТУРЫ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ **331**
- Клименко Ю.А., Ладиков-Роев Ю.П., Сальников Н.Н., Ткаченко В.А., Черемных О.К.* ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В АМПУЛЕ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПО МЕТОДУ БРИДЖМЕНА **338**
- Trefilov V.I., Skorokhod V.V., Morozov I.A., Morozov R.O., Dubovik T.V., Timofeyeva I.I., Dobrovolsky V.D., Panashenko V.M.* ROLE OF HYDROGEN IN PRODUCTION OF MATERIALS FOR SPACE-SYSTEM ENGINEERING BY POWDER METALLURGY METHODS **355**
- Яцуненко А.Г., Привалов Е.Н.* ТЕХНОЛОГИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ГАЛЬВАНОПЛАСТИКИ С ЭЛЕМЕНТАМИ ГАЛЬВАНОПЛАСТИЧЕСКОГО МОНТАЖА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ И УЗЛОВ СИСТЕМ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ **362**
- Сорокин А.Ф., Цюх А.М., Маслов В. И., Власенко В. П.* ПЛАЗМЕННЫЙ ИНЖЕКТОР ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ **369**
- Радионов А.В., Селезов И.П.* АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ **375**
- Исаев К.Б., Биленко Л. Д., Ерошкин С. В.* ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ОБРАЗЦАХ МАТЕРИАЛОВ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ **380**
- Мартыш Е.В.* АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ГЕТЕРОФАЗНОЙ ПЛАЗМЫ **390**
- Назарчук З.Т., Кошевой В.В.* ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДИАГНОСТИКИ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ **394**

- Баранский П.И., Гайдар А.В., Коховский П.В., Забудский И.А.* КОРРЕЛЯТИВНАЯ СВЯЗЬ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (МАГНИТНЫХ БУРЬ) С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ВЫБОРА ОПЕРАТОРОМ ОТВЕТСТВЕННЫХ РЕШЕНИЙ В СТРЕССОВЫХ СИТУАЦИЯХ, ВОЗНИКАЮЩИХ В КОСМОСЕ И ЗЕМНЫХ УСЛОВИЯХ **405**
- Делюков А.А., Захаров И.Г., Никонов В.В., Тырнов О.Ф.* ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ НА САМОЧУВСТВИЕ ЧЕЛОВЕКА **412**
- Знак З.О., Негода А.А., Сорока С.А.* АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В АТМОСФЕРЕ КАК ВОЗМОЖНЫЙ КАНАЛ КОСМИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ НА БИОСФЕРУ **420**
- Чуканова Г.А., Шурда Г.Г., Дорошенко Г.И., Верещак А.П.* ВЛИЯНИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ОРГАНИЗМА **434**
- Попова А. Ф.* ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СЕМЕННОЙ РЕПРОДУКЦИИ ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ **442**
- Недуха О.М.* ВЗАЄМОДІЯ РОСЛИННОЇ КЛІТИНИ З ПАТОГЕНАМИ В УМОВАХ ЗМІНЕНОЇ ГРАВІТАЦІЇ **448**
- Сорокин А.Ф., Сорокин А.А., Цюх А.М., Власенко В.П., Дринецкий Н.П.* ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕЛИОПРОГНОЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛЕЧЕБНО ПРОФИЛАКТИЧЕСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ **452**
- Яцуненко А.Г., Заболотный П.И., Гринюк В.А.* НОВАЯ МЕДИЦИНСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭМИ КВЧ ДЛЯ ЭКСПРЕСС КОНТРОЛЯ И КОРРЕКЦИИ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ КОСМОНАВТОВ **460**
- Полковенко О.В.* УСИЛЕНИЕ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ОСТЕОКЛАСТОВ У КРЫС В УСЛОВИЯХ ДЕФИЦИТА ОПОРНОЙ НАГРУЗКИ **463**
- Нерус М.А.* ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ВЫВЕДЕНИЯ В КОСМОС И СПУСКА НА ЗЕМЛЮ АППАРАТА С МАЛЫМИ ПЕРЕГРУЗКАМИ **469**

ПЕРСПЕКТИВЫ НАЗЕМНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

Власенко В. П.¹, Залюбовский И. И.², Карташев В.М.², Кирпикина О.Ф.²,
Ковтун В. Е.², Маслов В. И.¹, Минко О. К.², Сорокин А. Ф.¹, Цюх А. М.¹,
Черемных О. К.³, Шматко Е. С.²

¹Центр приема научной информации Национального центра управления
и испытаний космических средств, Евпатория, Украина

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Украина

³Институт космических исследований НАНУ-НКАУ, Киев

Описаны гипотетическая физическая модель одного из солнечно-земных процессов, предложенная на основании предшествующих результатов авторов, метод экспериментальной проверки ее соответствия реальным физическим механизмам и перечислены ожидаемые результаты.

1. Введение

Преимущества прямых исследований околоземного космического пространства, гелиосферы и космических лучей с помощью космических аппаратов не вызывает сомнений. Между тем, не все физические задачи ближнего и дальнего космоса удобно решать с их помощью. В частности, быстрое изменение во времени пространственных координат искусственного спутника Земли затрудняет получение информации при решении задач околоземного космического пространства и солнечно-земных связей, требующих длительного наблюдения за одной из магнитных оболочек или даже за одной магнитной силовой линией Земли. Ниже описывается вариант наземных исследований, который вкупе с аппаратными методами получения космических данных поможет проследить многоступенчатый процесс развития крупномасштабного солнечно-земного явления.

2. Гипотеза развития солнечно-земного процесса

Процесс берет начало на Солнце во время мощных вспышек или в момент прохождения через центральный солнечный меридиан экваториальных корональных дыр. Названные солнечные источники образуют вспышечные [1] или рекуррентные [2] высокоскоростные потоки в замагниченной плазме солнечного ветра, которые в пространстве между Солнцем и Землей могут сформировать вспышечные или коротирующие магнитогидродинамические (МГД) ударные волны (см. рис. 1 и 2).

На фронтах ударных МГД-волн происходит ускорение ионов [3]. Потоки ускоренных ионов дрейфуют преимущественно вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля в непосредственной близости от фронта ударной волны, многократно его пересекая, и при переходе через головную бесстолкновительную стоячую МГД-волну перед магнитосферой Земли возбуждают альвеновские и ионно-циклотронные волны.

Последние, дойдя до головной части магнитосферы, частично трансформируются в альвеновские и магнитоакустические МГД волны. Альвеновские волны распространяются вдоль внешних силовых линий магнитосферы и в ее внутренние зоны не попадают. Магнитоакустические внутренние волны, двигаясь по холодной магнитосферной плазме поперек силовых линий, достигают радиационного пояса и запускают в нем самостоятельный процесс раскачки циклотронных неустойчивостей захваченных электронов и протонов. Развитие электронной неустойчивости заканчивается быстрой диффузией их в питч-угловой конус потерь и высыпанием в атмосферу Земли (рис.3). Дрейфовый кольцевой магнитосферный ток протонов, имеющий место во время протекания магнитной бури, порождает новые МГД-волны, которые будут поддерживать режим высыпаний, когда основные процессы на головной части магнитосферы завершатся. Потоки высыпающихся электронов имеют форму сгустков. Их длительность равна времени прохождения электроном области захвата между северной и южной магнитными пробками (~0.1 с). Есть предположение, что кратковременные потоки электронов (всплески) имеют тонкую структуру, разбиваясь на более короткие сгустки (банчи) с частотой следования, которая совпадет с частотой электронно-циклотронного резонанса (5-40 кГц для электронов с энергией 0.7-3 МэВ). В магнитном поле Земли всплески потоков электронов генерируют всплески высокочастотного (ВЧ) синхротронного радиоизлучения [4]. Область генерации лежит на высотах 50-100 км. Ниже этих высот электроны поглощаются в атмосфере. Плотность потока ВЧ-радиоизлучения с больших высот падает как из-за удаления источника, так и вследствие уменьшения величины магнитного поля, что влечет за собой уменьшение верхней граничной частоты синхротронного радиоизлучения и уход ее из полосы регистрации.

Всплески ВЧ-радиоизлучения предположительно имеют частично когерентный характер, то есть отдельные банчи излучают когерентно, а суммарное излучение банчей, составляющих всплеск, некогерентно. Область генерации всплесков радиоизлучения на высотах порядка 100 км по оценкам [4] имеет площадь горизонтального сечения около 20 км². Регистрируются как одиночные ВЧ-радиовсплески, так и их группы и продолжительные серии. Все они имеют сходную природу, которая различается только масштабом упомянутых выше высокоскоростных потоков в солнечном ветре. Причем одиночные высыпания электронов, вероятно, вызываются локальными неоднородностями в солнечном ветре типа тангенциальных разрывов [5]. На рис. 4 показано усредненное по 413 одиночным радиовсплескам спектральное распределение, измеренное в эксперименте [4]. Оно соответствует дифференциальному энергетическому спектру высыпающихся электронов $\propto E^{-4.5} dE$, который совпадает с их спектром в зоне захвата. Уположение радиочастотного спектра на его нижней границе обусловлено методом отбора событий экспериментальной установкой, в которой применялось тройное совпадение во времени импульсов на частотах 38, 74 и 120 МГц. А это приводило к ограничению вклада в регистрируемое синхротронное радиоизлучение электронов с энергией менее 1 МэВ. Тот факт, что высыпающиеся потоки электронов охватывают локальные

пучки силовых линий, носит принципиальный характер. Дело в том, что высыпание электронов и протонов (последние также высыпаются и поглощаются в атмосфере, но практически не излучают) приводит к опустошению зоны, где они были захвачены. Но поскольку опустошенная зона локальна, она быстро заполняется за счет центробежного и градиентного дрейфов электронов и протонов в пределах данной магнитной оболочки, а также пополняется радиальной диффузией со стороны более высоких магнитных оболочек во время протекания нестационарных процессов в магнитосфере. Таким образом, зона захвата достаточно быстро восстанавливается и может отозваться очередным высыпанием на следующий период магнитоакустической МГД-волны. Естественно, что аналогичные явления с той или иной вероятностью могут происходить на всем пути распространения магнитоакустических волн.

3. Экспериментальная установка

На рис. 5 изображена структурная схема модернизированной экспериментальной установки, которая в значительной степени может обеспечить получение основных экспериментальных данных о солнечно-земном физическом процессе. Она создается в пос. Пятихатки в северной части Харькова и является очередным вариантом установки, описанной в работе [4]. Управление осуществляется четырьмя антеннами типа "двойной квадрат", находящихся в горизонтальной плоскости в вершинах прямоугольника со сторонами 60×70 м. Рабочая частота и полоса пропускания управляющих антенн равны соответственно 33 и 6 МГц. Соответствующие радиочастотные тракты заканчиваются формирователями импульсов (по амплитуде и длительности), которые подключены к четырехканальной схеме совпадений. Изменением длительности формирования и разрешающего времени схемы совпадений можно изменять ширину диаграммы направленности четырехэлементной системы от 20 до 700 (соответствующий интервал по разрешающему времени 30÷110 нс), а введением временных задержек в отдельных каналах - качать ее ось. Предусматривается параллельное подключение нескольких идентичных схем совпадений с различными разрешающими временами. Это позволит грубо оценивать угловые размеры излучающих областей и, до некоторой степени, идентифицировать радиовсплески, принадлежащие соседним магнитным силовым линиям. Кроме того, метод совпадений гарантирует защиту от местных радиопомех, которые распространяются под малыми углами к горизонтальной плоскости. Пять радиочастотных трактов, работающих на частотах 38, 74, 120 (с антеннами типа "двойной квадрат"), 240, 362 МГц (с параболическим радиотелескопом диаметром 5 м и облучателем в виде двухзаходной конической спирали) в полосе пропускания 2 МГц, предназначены для измерения спектрального распределения всплесков синхротронного радиоизлучения. Выходные импульсы этих трактов поступают в многоканальное устройство записи информации через временные ворота, которые отпираются выходным управляющим импульсом схемы совпадений. Записываются амплитуда всплеска во всех пяти радиочастотных трактах и время поступления импульсов совпадений. Это позволяет в дальней-

шем производить всестороннюю обработку информации: производить низкочастотный фурье-анализ частоты следования импульсов в составе всплесков и частоты повторения всплесков в пределах всей их серии, строить высокочастотное спектральное распределение в отдельных всплесках и усреднять его по группам и сериям, использовать метод наложения эпох при сравнении с данными других измерений и т.п. Планируется сооружение идентичных экспериментальных установок на территориях Национального центра управления и испытаний космических средств (г. Евпатория, Украина) и Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Российская Федерация). Магнитные долготы всех трех планируемых пунктов наблюдения отличаются не столь значительно, а магнитные широты соответствуют разным дрейфовым магнитным оболочкам: $L \approx 2.4$ (Дубна), $L \approx 1.9$ (Харьков) и $L \approx 1.6$ (Евпатория). Рис. 6 демонстрирует в линейном масштабе меридиональный разрез слоя магнитосферы, охватывающего все три магнитные оболочки. Если внешнее возмущение движется с альвеновской скоростью со стороны головной части магнитосферы (на рисунке - сверху), то эффекты высыпаний сначала должны наблюдаться в Дубне, а затем в Харькове и Евпатории с временным сдвигом в крайних пунктах регистрации около 4 с. Планируемая экспериментальная установка на территории ЦПНИ (Евпатория) должна иметь управляющую систему, идентичную с харьковской. Что касается системы измерения спектрального распределения всплесков радиоизлучения, то она может иметь иной состав антенн. В частности, предполагается использовать малые антенны типа "Кедр" (четырёхэлементная система на базе широкополосных логопериодических антенн метрового и дециметрового диапазонов), средние антенные комплексы МА9-МКТМ4 (две четырехзеркальные системы дециметрового диапазона, каждая из которых имеет общий размер 11×11 м), "Орион" (две 408-элементные антенные решетки размером 10×13 м каждая) и два мощных антенных комплекса АДУ-1000 (полноповоротная фазированная антенная решетка из 8 зеркал общим размером 28×64 м, работающая в режиме приема на длине волны 32 м). При этом средние и мощные антенные комплексы предлагаются к использованию для непрерывного наблюдения Солнца и околосолнечного пространства. Дело в том, что с мощными солнечными вспышками связаны всплески радиоизлучения IV типа в дециметровом и сантиметровом диапазонах [6]. Микроволновые всплески типа IV_μ испускаются в начальной (ускорительной) фазе развития солнечной вспышки (в промежутке времени 0÷20 мин от ее начала), дециметровые всплески типа IV_{dm} возникают во время ее взрывной фазы, когда происходят мощные плазменные выбросы (в промежутке времени 0.5÷1.5 ч от начала). Такие солнечные радиовсплески случаются 1÷10 раз в месяц. Таким образом, с помощью евпаторийской экспериментальной установки возможно будет наблюдать за солнечно-земным процессом как на его начальном этапе, так и на заключительной стадии.

Надо сказать, что планируемые в ЦПНИ (Евпатория) исследования Солнца и околосолнечного пространства выходят за рамки наблюдения описанного солнечно-земного процесса. И это понятно: инструментальные возможности ЦПНИ не могут

быть ограничены решением одной задачи. Некоторые из других задач уже обсуждались [7, 8]. Проведено техническое переоснащение антенных систем (и измерение их параметров) с сохранением штатных режимов управления космическими аппаратами. Разработаны методы регистрации и обработки сигналов, визуализации изображений [9–12]. Получены радиоизображения Солнца в картинной плоскости на различных частотах и, соответственно, на различных расстояниях от его фотосферы. Накоплены экспериментальные данные в процессе синхронных наблюдений солнечной активности и корональных дыр в радио- и оптическом диапазонах (ЦПНИ-КрАО). Опыт работы, приобретенный в ЦПНИ при проведении методических и исследовательских измерений на своей инструментальной базе, послужит решению задач в рамках исследования солнечно-земных связей, физики Солнца и гелиосферы.

4. Ожидаемые результаты

Перечислим основные ожидаемые результаты исследования солнечно-земного процесса.

- Характеристики солнечных радиовсплесков типа IV μ и IVdm (дата, время начала и конца излучения, зависимость интенсивности от времени, поляризация и т.п.).
- Число околоземных всплесков радиоизлучения как функция времени в течение цикла солнечной активности. Суточное число всплесков можно использовать в качестве нового индекса солнечной активности, адаптированного к земным условиям [13].
- Низкочастотное спектральное распределение радиовсплесков по частоте повторения в группах и в сериях как характеристика внешних факторов, возмущающих внутренние зоны захвата заряженных частиц.
- Низкочастотное спектральное распределение импульсов, составляющих радиовсплеск, по частоте их следования как характеристика процесса развития электронно-циклотронной неустойчивости во внутреннем радиационной поясе.
- Временные сдвиги радиовсплесков, наблюдаемых в Дубне, Харькове и Евпатории, как характеристика скорости распространения внешних возмущений в магнитосфере Земли.
- Высокочастотное спектральное распределение в индивидуальных радиовсплесках и среднее по их группам и сериям как характеристика механизма радиоизлучения и энергетического спектра высыпающихся электронов.
- Дифференциальные энергетические спектры электронов, получаемые из высокочастотного спектрального распределения, в различных интервалах времени развития серии высыпаний как свидетельство возможных ускорительных процессов в возмущенной магнитосфере.
- Радиационная обстановка в возмущенные периоды в пространстве между радиационным поясом и атмосферой Земли.

- Внезапные кратковременные поглощения космических радиозумов на частоте 38 МГц и выше, порождаемые увеличением электронной концентрации в D-слое ионосферы во время высыпаний электронов и протонов.
- Разработка физической модели и проведение численных расчетов переноса электронов в магнитосфере с последующей верификацией расчетов по экспериментальным данным для адекватной интерпретации результатов экспериментов [14, 15].
- Физическая модель солнечно-земного явления в целом и его основных этапов.
- Корреляции медицинских показателей организма человека с проявлениями солнечной активности, которые дают прямые эффекты в магнитосфере, ионосфере и атмосфере Земли.
- Магнитные бури, которые могут вызывать на молекулярном уровне организма человека эффекты типа ионно-циклотронных параметрических резонансов, способствующих отделению ионов от биологически важных молекул и их перестройке, нарушению ионного баланса и обмена в клетках [16-18].
- Кратковременные скачки атмосферного давления (100% и более) на высотах мезосферы и стратосферы, порождаемые ионизацией и разогревом воздуха всплесками высыпаящихся заряженных частиц. При этом в атмосфере распространяются слабо затухающие акустические колебания давления с периодом 6-8 минут [19].
- Спорадические всплески высокочастотного радиоизлучения, мощность которого уступает мощности различных искусственных источников, однако его глобальный характер и нерегулярная частота повторения могут усилить эффект воздействия на живой организм.

1. Абросимов А. Т., Гусев А. А., Дудник А. В. и др. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1991, т. 55, № 10, с. 1915-1919.
2. Дудник А. В., Залюбовский И. И., Карташев В. М. и др. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1988, т. 52, № 12, с. 2457-2459.
3. Бережко Е. Г., Ёлшин В. К., Крымский Г. Ф., Петухов С. И. // *Генерация космических лучей ударными волнами*. – Новосибирск: Наука, 1988. -182 с.
4. Карташев В.М., Лазарев А.В., Сорока Д.В., Шматко Е.С. // *Радиофизика и радиоастрономия*. 1997, т. 2, с. 165-174.
5. Хундхаузен А. *Расширение короны и солнечный ветер*. "Мир". Москва. 1976. 302 с.
6. Крюгер А. *Солнечная радиоастрономия и радиофизика*. Москва. "Мир". 1984. 469 с.
7. Власенко В. П., Залюбовский И. И., Маслов В. И. и др. Міжнародна молодіжна науково-практична конференція "Людина і космос": Збірник тез. - Дніпропетровськ: НЦАОМУ, 2001. с.10.
8. Сорокин А. Ф., Томилин Ю. Г., Цюх А. М.. Труды конференции "Солнечная активность и внутреннее строение Солнца", п.Научный, 2001.
9. Власенко В. П., Сорокин А. Ф. Патент Украины № 42195А от 15.10.2001. Бюл. № 9.
10. Маслов В. И., Нестерук В. Н., Сорокин А. Ф. и др. Сборник трудов 6-й Международной конференции "Системный анализ и управление космическими комплексами. Исследование и освоение космоса в наступающем веке". Евпатория, 2001.
11. Сорокин А. Ф., Томилин Ю. Г., Капустин С. А. и др. Конференция "Солнечная активность и параметры ее прогноза". Абстракты докладов. 3-8 июня 2002 г. п. Научный.
12. Власенко В. П., Сорокин А. Ф. Сборник трудов 7-й Международной конференции "Системный анализ и управление космическими комплексами". Евпатория, 2002, с.43.

13. Дудник А. В., Карташев В. М., Лазарев А. В., Шматко Е. С. // *Астрономический циркуляр*, № 1513, октябрь, 1987.
14. Albert J. M. // *J. Geoph. Res.*, 1999, vol. **104**, A2, p. 2429.
15. Черемных О. К., Голобородько В. Я., Резник С. Н. // *Косм. наука и технология*. 2001, т. 7 доп. к № 2, с. 15.
16. Liboff A. R. // *J. Biol. Phys.* 1985. vol. **9**. p. 99.
17. Blackman C. F., Venane S. Q., House D. E., Joines W. T. // *Bioelectromagnetics*. 1985. vol. **6**. p.1.
18. Жадин М. Н. // *Биофизика*. 1996, т. **41**, вып 4, с. 832-849.
19. Дорман Л. И., Козин И. Д. *Космическое излучение в верхней атмосфере*. М.: Наука, 1983, 151 с.

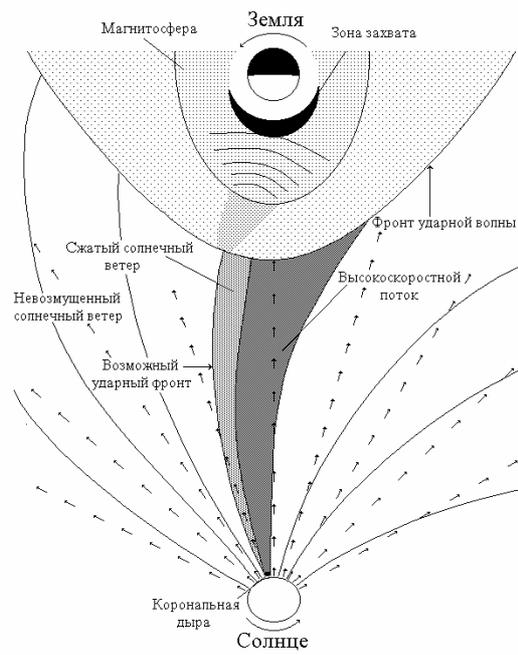


Рис. 1. Высокоскоростной поток в плазме солнечного ветра, вызванный вспышечным выбросом, и его эффекты [5]

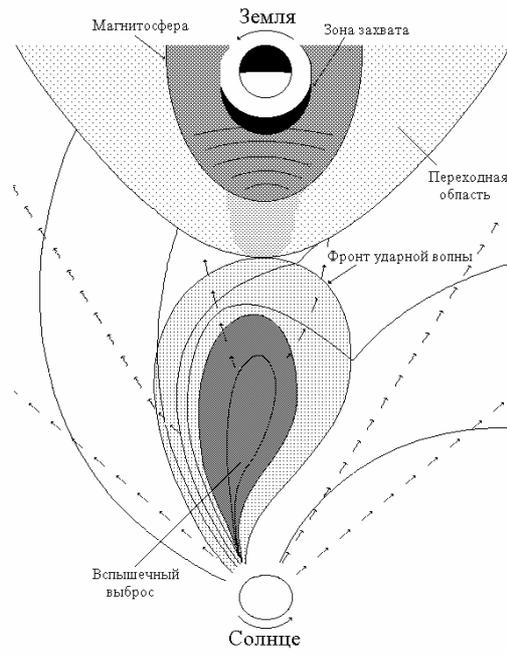


Рис. 2. Высокоскоростной поток в плазме солнечного ветра, берущий начало в экваториальной корональной дыре, и его эффекты [5]

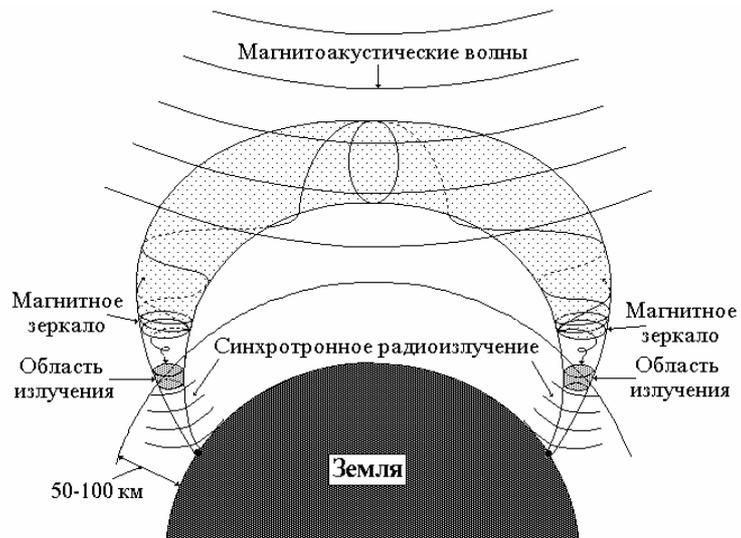


Рис. 3. Локальная зона захвата заряженных частиц, их высыпание и радиоизлучение

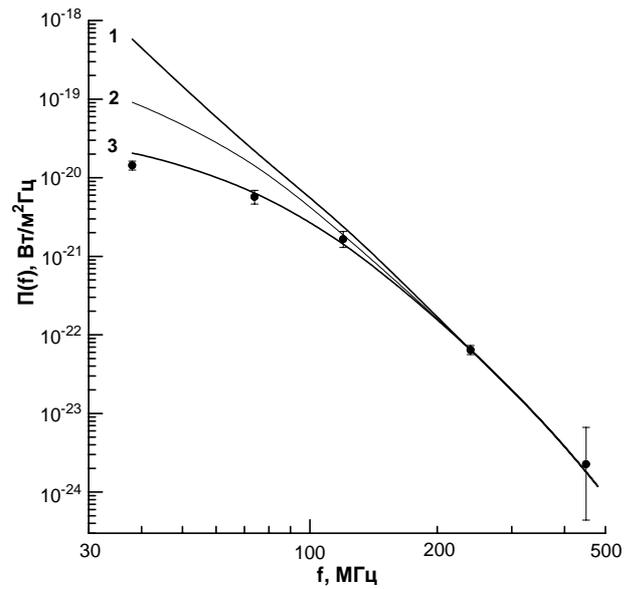


Рис. 4. Спектральная плотность потока мощности частично когерентного синхротронного радиоизлучения высыпающих электронов. Точки - экспериментальные данные, полученные усреднением по 413 всплескам. 1 — расчетная кривая для электронов с дифференциальным энергетическим спектром $\propto E^{-4.5}$ в интервале 0.3-3.0 МэВ, 2 — в интервале 0.7-3.0 МэВ, 3 — в интервале 1.0-3.0 МэВ

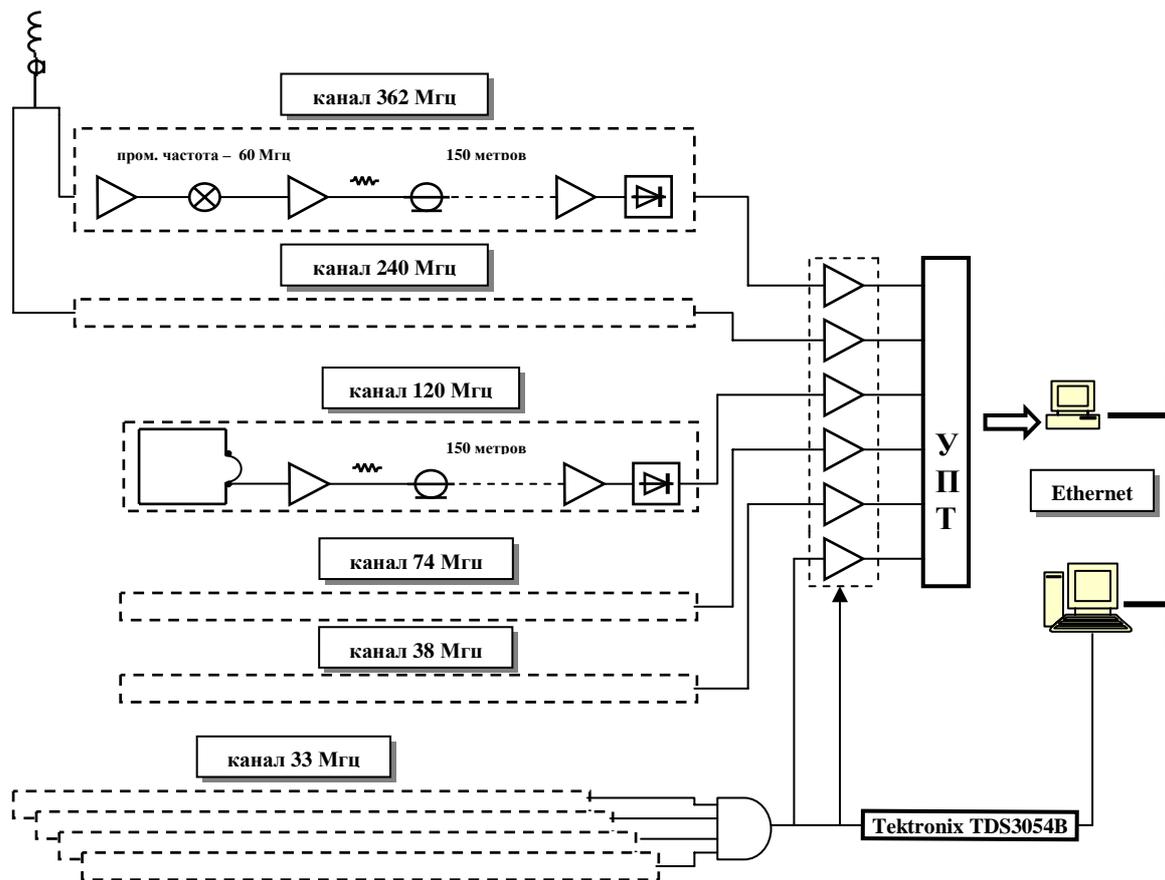


Рис. 5. Структурная схема экспериментальной установки

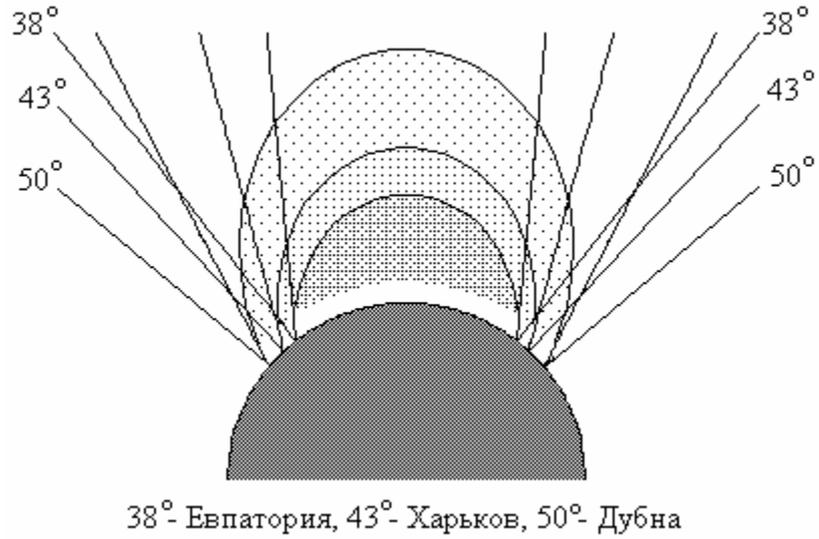


Рис. 6. Меридиональный разрез в линейном масштабе слоя магнитосферы, охватывающего силовые линии Дубны, Харькова и Евпатории. Указаны магнитные широты и проведены касательные к силовым линиям в пунктах наблюдения

ВИКОРИСТАННЯ РЕКОНФІГУРОВАНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У БОРТОВИХ СИСТЕМАХ ЗБОРУ Й ОБРОБКИ ДАНИХ

Луценюк А. А.¹, Глухов В. С.², Шендерук С. Г.³

¹ ЛЦ ІКД НАНУ та НКАУ, м. Львів

² НУ “Львівська політехніка”, м. Львів

³ ЛЦ ІКД НАНУ та НКАУ, м. Львів

Описано варіанти побудови та можливості забезпечення надійності бортових систем збору і обробки інформації при використанні програмованих логічних інтегральних схем.

Суттєвим фактором, який характеризує сучасний стан проектування електронних засобів для космічної галузі, є використання програмованих логічних інтегральних схем (ПЛІС). Найширше використовуються радіаційно стійкі одноразово програмовані ПЛІС фірми „Actel” [1], останнім часом пропонується використовувати і багаторазово репрограмовані ПЛІС індустріального виконання фірми „Xilinx” і „Atmel” [2-4].

В залежності від об'єкта, де встановлюється система збору і обробки наукової інформації (СЗНІ), нею можуть вирішуватися різні за складністю задачі з управління і опрацювання потоків інформації. Тому складність системи і її складових частин повинна змінюватися в залежності від вирішуваних задач. У тому числі складність центрального процесора може змінюватися від простого контролера (цифрового автомата) з найпростішим арифметико-логічним пристроєм (АЛП) і RISC-мікропроцесора [5], «однокристалної» мікроЕОМ [6,7] до багаторозрядного RISC-процесора [8]. Найкраще такий процес реалізується на ПЛІС, що дозволяє без зміни конструкції виробу змінювати споживану ним потужність (кількість задіяних апаратних ресурсів) в залежності від складності вирішуваної задачі. Існуючі засоби проектування ПЛІС дозволяють реалізувати усі обрані варіанти ЦП. Для складних задач можливе використання покупних стандартних ЦП.

Вузли структурної схеми (рис. 1), які пропонується будувати на ПЛІС, позначені далі в тексті двома словами, наприклад, ПЛІС ЦП означає, що використаний центральний процесор реалізовано на ПЛІС. Тоді структура СЗНІ може бути утворена у таких варіантах:

- універсальна мікро ЕОМ + ПЛІС СО + пам'ять. Цей варіант може застосовуватись у випадках, коли космічний експеримент передбачає отримання значної кількості інформації, при цьому необхідно виконувати складні задачі управління. Очевидно, що в цьому випадку на даному етапі необхідно використати покупний потужний процесорний модуль. Що стосується задачі обробки інформації, в тому числі з метою ущільнення, то її можна виконати з використанням спецобчислювача, реалізованого на ПЛІС.

- ПЛІС ЦП і ПЛІС СО + пам'ять. Цей варіант можна буде застосувати, коли функції управління, що покладаються на ЦП, досить прості, а алгоритм обробки інформаційних сигналів є складним і вимагає відповідної апаратурної реалізації;
- ПЛІС ЦП, СО і пам'яттю. Цей варіант пропонується використати у випадку, коли функції управління, що покладаються на ЦП та алгоритм обробки інформаційних сигналів досить прості; мова йде про використання SoC (системи на одному кристалі). Цей варіант можна використати у випадках, виконання простих задач на борту КА або у випадках, коли будуть створені фінансові умови для розробки потужного обчислювального ядра на ПЛІС.

Наявність значного числа варіантів побудови СЗНІ не означає, що за ними стоїть необхідність відповідного числа модулів, субмодулів, які би дозволяли шляхом реконфігурування реалізувати перелічені варіанти. Реконфігурованість модулів і СЗНІ в цілому в широких межах досягається шляхом перепрограмування ПЛІС при невеликому числі модулів.

На рис. 2 представлено варіант структурної схеми реконфігурованого модуля СЗНІ. Сіримися квадратиками обмежена частина схеми, що реалізується на ПЛІС. Цей модуль відіграє основну роль в забезпеченні реконфігурованості СЗНІ. На нього покладаються задачі стикування з науковими приладами через різні інтерфейси та зміна своєї інформаційної потужності в залежності від складності задач, що вирішуються. В процесі реконфігурації можна міняти номенклатури і кількість вузлів, в тому числі контролерів наукових приладів (НП), контролерів каналів зв'язку, тип контролера шини, тип і об'єм пам'яті процесора.

З'єднання усіх вузлів процесора здійснюється за допомогою локальної шини АМВА, можливості і ресурси якої можуть змінюватися при реконфігурації [8, 9].

Контролери НП можуть забезпечувати під'єднання наукових приладів через інтерфейси SPI, LVDS і CAN, використання технології LVDS, а також стиснення наукової інформації згідно з рекомендаціями [10].

Контролери каналів зв'язку забезпечують пересилання і приймання командної інформації і інформаційних даних через інтерфейси RS-232/422/485, CAN на радіоканал чи інші системи космічного корабля. При цьому забезпечується контроль передачі інформації з виправленням помилок за рахунок використання кодів Ріда–Соломона, згорткових кодів та циклічних контрольних сум згідно з рекомендаціями [11, 12].

Контролер локальної шини може забезпечувати управління вузлами реконфігурованого модуля з боку шини ISA (у конструктиві PC/104), що має місце при реалізації СЗНІ за варіантом 1, або використовуватись автономно, як ЦП при реалізації СЗНІ за варіантами 2, 3. При цьому він може бути реалізований як цифровий мікропрограмний 8-розрядний RISC-процесор, ядро однокристалльної ЕОМ чи ядро 32-розрядного RISC-процесора. Останній є "відкритим" процесором і існує у вигляді описаних на мові VHDL модулів (ядер), які можуть бути легко реалізовані на будь-якій ПЛІС.

1. Використання цифрового автомата і АЛП як ЦП, реконфігурованого модуля

Засоби проектування ПЛІС дозволяють задавати програму (алгоритм) роботи нескладних малорозрядних локальних процесорів за допомогою графа автомата зі збереженням результатів роботи у вигляді VHDL-текстів, що дозволяє у подальшому використовувати їх на інших засобах проектування. В ході роботи отримані задовільні результати заміни мікроконтролера AT89C2051 „Atmel” і схем жорсткої логіки на ПЛІС з метою зменшення габаритних розмірів і складності вузлів. При цьому алгоритми, які раніше виконував мікроконтролер, були введені у ПЛІС за допомогою графа автомата. Операційний вузол, який реалізує обмежену кількість операцій, формується зі стандартних вбудованих бібліотечних елементів ПЛІС, для яких так само формуються VHDL-коди.

2. Використання RISC-мікропроцесора як центрального процесора

Серед відомих центральних процесорних елементів, які можуть бути реалізовані на ПЛІС, на увагу заслуговує мікропрограмний мікропроцесор KCPSM (Constant(k) Coded Programmable State Machine [5]).

Програмне забезпечення для даного мікропроцесора створюється на мові Асемблер. За допомогою програми KCPSMBLE.EXE, яка вільно поставляється, здійснюється аналіз тексту програми і його трансляція у машинні коди, які переносяться до пам'яті команд на етапі проектування топології ПЛІС.

Даний RISC-мікропроцесор існує у вигляді бібліотечного елемента, але недоліком даного варіанту є “закритість” вихідних текстів мікропроцесора і крос-засобів розробки програм для нього. Однак, враховуючи малі апаратні витрати і його високу продуктивність, доцільно провести роботу з створення відкритого VHDL-опису аналогічного RISC-процесора і проектуванню крос-засобів для нього.

3. Використання “однокристалної” мікроЕОМ

Однокристалні мікроЕОМ типу 8051 користуються заслуженою популярністю серед розробників цифрових схем, тому зрозумілою є поява бібліотечних елементів ПЛІС, які є функціональними аналогами таких мікроЕОМ. Реалізація таких “однокристалних” мікроЕОМ на ПЛІС дозволяє використовувати існуючі засоби проектування програмного забезпечення і відповідних доробок. Однак при цьому необхідні великі апаратні витрати – велика частка ресурсів кристалу ПЛІС, яка займається даною мікроЕОМ. Для дослідженого варіанту мікроЕОМ займає 42 % ресурсів площі ПЛІС і 93 % її контактів [7]. Тактова частота може перевищувати 30 МГц. Технічні характеристики ЕОМ для максимальної конфігурації наведені нижче. Оскільки дана мікроЕОМ вимагає пам'ять великого об'єму, в складі локального процесора необхідно передбачити додаткові вузли пам'яті поза ПЛІС.

4. Використання багаторозрядного RISC-процесора.

В Європейському космічному агентстві [13] розробляється ядро 32-розрядного RISC-процесора LEON [8]. Ядро LEON є SPARC* [14] сумісним цілочисельним пристроєм, розробленим для майбутніх космічних потреб (*SPARC є зареєстрованою торговою маркою SPARC International. SPARC [scalalable processor architecture]— нарощувана архітектура процесора (архітектура процесорів з змінною продуктивністю).* Він розроблявся у вигляді висококонфігурованої, синтезованої VHDL-моделі. Для просування стандарту SPARC і аби дозволити розвиток пристроїв system-on-a-chip (SoC), використовуючи ядра SPARC, Європейська космічна агенція зробила легкодоступним повний програмний код за ліцензією LGPL GNU [15]. Ядро LEON було значним чином протестовано згідно документації архітектури SPARC V8 і стандарту IEEE-P1754 (SPARC), проте не було формально протестовано і сертифіковано SPARC international як SPARC-V8-сумісне.

LEON також існує у відмовостійкій версії, яка може знаходити та виправляти помилки single-event upset (SEU) в довільному регістрі чи елементі RAM. Це зроблено виключно на рівні апаратури без програмного втручання. Видатки по площі для відмовостійких функцій складають приблизно 30 %, в той час як часова затримка становить біля 5 %. Функції відмовостійкості дають можливість використовувати LEON в жорстких умовах без потреби розробляти специфічні SEU-hardend елементні бібліотеки. Відмовостійка VHDL-модель LEON може бути ліцензована ESA. Оскільки даний RISC-процесор вимагає пам'ять великого об'єму, в складі ЦП необхідно передбачити додаткові вузли пам'яті, які повинні знаходитися поза ПЛІС.

Для реалізації перелічених вище процесорних вузлів як основний елемент реконфігурованого процесора обрана ПЛІС сімейства „Virtex”. Кристали цього сімейства відзначаються великою логічною ємністю, забезпечують системну частоту до 200 МГц. Архітектура характеризується широкою різноманітністю високошвидкісних трасувальних ресурсів, наявністю виділеного блочного ОЗП та розвиненою логікою прискореного переносу. Технологія „Virtex” підтримує значну кількість стандартів вводу-виводу. Важливою особливістю цього сімейства є радіаційно стійкий варіант його виконання.

Результати реалізації на ПЛІС XCV300 центральних процесорних елементів різної складності і продуктивності наведені у таблиці.

Використання ПЛІС для побудови СЗНІ дозволяє реалізувати динамічне самотестування і реконфігурування у випадку виявлення відмов.

В основу динамічного (в процесі роботи) самотестування покладено такі властивості ПЛІС:

- використання системи граничного сканування JTAG IEEE 1149.1 – 1990;
- можливість багаторазового завантаження конфігурації ПЛІС;
- можливість зворотного читання і перевірки конфігурації ПЛІС;
- можливість зміни завдання під час проектування топології ПЛІС, які CLB (конфігуровані логічні блоки) можна використовувати, а які не можна.

Таким чином алгоритм динамічного самотестування набуває такого вигляду:

- завантаження у ПЛІС тестової топології (структури, схеми), призначеної лише для визначення працездатності CLB і комутаторів;
- перепроєктування робочої топології ПЛІС з врахуванням непрацездатних CLB і комутаторів;
- завантаження робочої топології ПЛІС.

Даний алгоритм нагадує процедуру тестування поверхні гнучких дисків для виявлення і маркування непрацездатних блоків. Основною задачею при реалізації даного алгоритму є розробка спеціальних тестових структур ПЛІС. Можливі такі варіанти реалізації даного алгоритму:

- тестування вузлів ПЛІС для варіанту резервування на рівні декількох ПЛІС;
- тестування незайнятої у даній реалізації частини ПЛІС (резервування в самій ПЛІС).

Таким чином, одним із основних підходів до реалізації СЗНІ є її репрограмованість, яка забезпечується широким використанням ПЛІС. Очевидно, що алгоритм динамічного самотестування і реконфігурації вимагає двостороннього зв'язку з КА.

1. Lessons Learned from FPGA Developments. EUROPEAN SPACE AGENCY CONTRACT REPORT.//Technical Report FPGA-001-01,Version 0.0, April 2002.
2. Q-Pro-for the Aerospace & Defense market by Horward Bogrow, Marketing Manager, Aerospace & Defense Products, Xilinx, Inc., [/howard@xilinx.com/](mailto:howard@xilinx.com) Xcell No.4/1999.
3. Adaptive Instrument Module - A Reconfigurable Processor for Spacecraft Applications. Richard F. Conde, Ann Garrison Darrin, F. Charles Dumont, Phil Luers, Steve Jurczyk, Dr. Neil Bergmann and Dr. Anwar Dawood. Xilinx Application Note rp004e5.pdf, v1.0, 9/99.
4. Integrated Circuits for Aerospace, Dual-use Radiation Hard.@@Atmel Nantes S.A.2001.
5. Application Note: Virtex Series and Spartan-II family. 8-Bit Microcontroller for Virtex Devices. Ken Chapman. XAPP213 (v1.1) October 4, 2000. www.xilinx.com
6. Flip805x-PR Core. Product Specification. Dolphin Integration. January 10, 2000. www.dolphin.fr
7. C8051 Synthesizable HDL Core Specification. Version 3.01. Copyright 1999-2001 Evatronix SA. www.evatronix.pl
8. European Space Agency. European Space Research and Technology Center. TOS-ESD/JG/508 Issue 1.0. November 2000. LEON/AMBA VHDL model description (leon-2.2). Prepared by J. Gaisler.
9. AMBA™ Specification (Rev 2.0) © Copyright ARM Limited 1999. All rights reserved. ARM IHI 0011A. <http://www.arm.com>
10. REPORT CONCERNING SPACE. DATA SYSTEM STANDARDS. LOSSLESS DATA COMPRESSION. TELEMETRY CHANNEL CODING. CCSDS 120.0-G-1. GREEN BOOK. May 1997.
11. RECOMMENDATION FOR SPACE. DATA SYSTEM STANDARDS. PACKET TELEMETRY. CCSDS 102.0-B-5. BLUE BOOK. November 2000.
12. RECOMMENDATION FOR SPACE. DATA SYSTEM STANDARDS. TELEMETRY CHANNEL CODING. CCSDS 101.0-B-5. BLUE BOOK. June 2001.
13. <http://www.esa.int>
14. <http://www.sparc.org>
15. <http://www.gnu.org>
16. <http://www.estec.esa.nl/wsmwww/leon/leonccs.pdf>
17. <http://www.estec.esa.nl/wsmwww/leon/dhry.c>

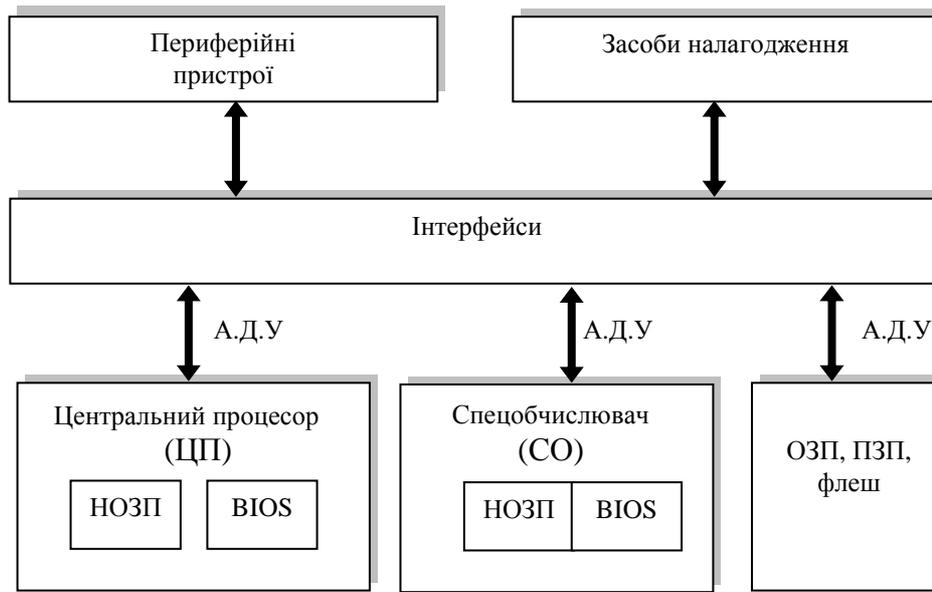


Рис. 1. Узагальнена структурна схема СЗНІ.

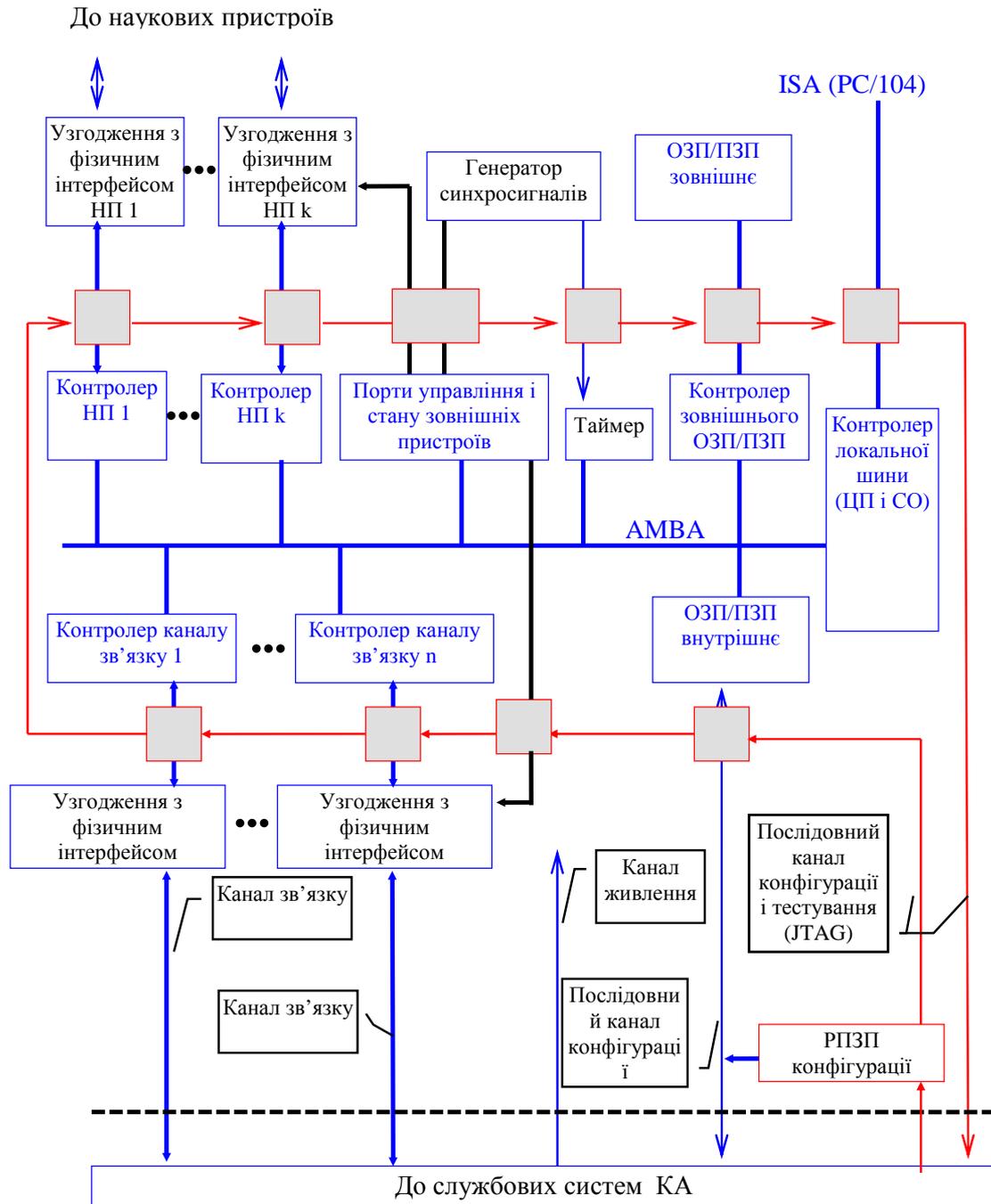


Рис. 2. Варіант структурної схеми реконфігурованого модуля СЗНІ.

Таблиця. Результати реалізації на ПЛІС XCV300 центральних процесорних елементів

Тип централь-ного процесорно-го елемента	Розрядність даних центрального процесорного елемента	Використання площі кристалу ПЛІС, %	Макс. тактова частота, МГц	Основні операції центрального процесорного елемента	Периферійні пристрої в складі центрального процесорного елемента
КСРС М	8	5	50	Арифметичні, логічні, зсуву, управління, вводу-виводу, переривання	По дві 8-розрядні шини даних і команд, пам'ять команд 256 байт, контролер переривань
8051	8	42	30	Арифметичні, логічні, операції з бітами, множення, ділення	Чотири 8-розрядних порти вводу-виводу, два 16-розрядних таймери, два інтерфейси SPI (UART), контролер переривань, внутрішня ОЗП 256 байт
LEON	32	75	45	Арифметичні, логічні, операції з бітами, множення, ділення	Два таймери, сторожовий таймер, два приймачі-передавачі UARTs, паралельний 16-розрядний порт вводу-виводу

УНІФІКОВАНА БОРТОВА СИСТЕМА ЗБОРУ І ОБРОБКИ

ІНФОРМАЦІЇ З НАУКОВОЇ АПАРАТУРИ

Луценюк А. А.¹, Глухов В. С.², Шендерук С. Г.³

¹ ЛЦ ІКД НАНУ та НКАУ, м. Львів

² НУ “Львівська політехніка”, м. Львів

³ ЛЦ ІКД НАНУ та НКАУ, м. Львів

Приведені основні функції, виконання яких покладається на бортові системи збору і обробки наукової інформації (СЗНІ), представлена архітектура уніфікованої СЗНІ, висвітлені прийняті рішення з побудови основних її складових.

СЗНІ займає одне з центральних місць в складі бортової космічної апаратури. В зв'язку з цим особливо високі вимоги ставляться до надійності СЗНІ, оскільки збій у її роботі може привести до зриву цілого експерименту. Забезпечити високу надійність можна тоді, коли СЗНІ буде створюватись з використанням спеціалізованих модулів, які добре відпрацьовані і серійно випускаються. В такому випадку висока надійність буде забезпечуватись на основі аналізу результатів попередніх експериментів, уніфікації методів і засобів проведення випробувань та забезпечення системної надійності. Окрім вищезазначеного, використання для побудови СЗНІ готових добре відпрацьованих модулів не тільки забезпечить кращу надійність, але й здешевить і скоротить терміни підготовки експериментів з використанням СЗНІ.

В ЛЦ ІКД НАНУ та НКАУ завершено ескізне проектування уніфікованої СЗНІ.

На рис. 1 представлено інформаційну модель бортової системи збору даних. СЗНІ забезпечує збір інформації, що надходить від наукових приладів (НП) космічного апарата (КА), її обробку, накопичення та передачу в радіоканал. Збір даних здійснюється у відповідності з попередньо записаними програмами. У процесі проведення експериментів СЗНІ здійснює управління роботою НП: включення/виключення живлення, переключення режимів роботи, запуск/зупинка вимірювань. Також передбачена можливість загальної синхронізації вимірювань для групи приладів.

СЗНІ здійснює обробку даних від наукових приладів та записує їх у запам'ятовуючий пристрій. Основні функції з обробки даних, які покладаються на СЗНІ, — це стиснення інформації (усунення надлишковості) та її підготовка для передачі по радіоканалу (пакетизація та завадостійке кодування). Крім того, для окремих приладів можуть використовуватись свої специфічні алгоритми обробки. СЗНІ забезпечує передачу даних по радіоканалу (РК) за командами або у відповідності з програмою експерименту. Швидкість вихідного потоку даних СЗНІ — до 2 Мбіт/с. Видача даних в радіоканал може здійснюватись з запам'ятовувального пристрою або безпосередньо в реальному часі від наукових приладів. Крім основного каналу передачі наукової інформації в СЗНІ передбачається можливість передачі даних з меншою швидкістю та, відповідно, меншого об'єму через резервний канал зв'язку з системою управління КА.

Управління роботою СЗНІ відбувається за командами, що можуть надходити через зворотний радіоканал, систему управління (СУ) та систему телекоманд (ТК) КА. Через систему телекоманд надходить невелика кількість основних команд, які можуть бути релейного типу, таких як: включення/виключення живлення СЗНІ, переключення на резервний комплект, вибір основних режимів роботи та програм експериментів. Більш складне управління СЗНІ здійснюється через зворотний радіоканал або по каналу системи управління КА. Через ці канали управління СЗНІ повинна бути забезпечена також можливість коригування або за-пису нових програм експериментів, зміни системного та прикладного програмного забезпечення.

Інформація про внутрішній стан та працездатність СЗНІ видається в систему телеметрії (ТМ) КА. При наземних випробуваннях СЗНІ контроль за її роботою здійснюється через технологічний роз'єм за допомогою контрольно-перевіральної апаратури (КПА).

При побудові архітектури СЗНІ, крім проаналізованих вище функцій, враховані ще й такі вимоги до неї, як:

- висока гнучкість реконфігурації системи;
- можливість масштабування інформаційної потужності (збільшення чи зменшення);
- відповідність електричним та конструктивним промисловим стандартам;
- можливість використання готових модулів, що випускаються відомими фірмами;
- мінімізація маси, габаритів та потужності споживання;
- висока надійність роботи, збереження загальної працездатності при виході з ладу окремих елементів системи.

В основу архітектури СЗНІ покладено модульний принцип, що забезпечує необхідну ступінь реконфігурованості та дозволяє при побудові системи використовувати як централізовану, так і розподілену модель збирання даних.

На рис. 2 схематично показана структура СЗНІ. Вона складається з локальних модулів (ЛМ), що входять до центрального блоку (ЦБ), системи інтерфейсів з науковими приладами та периферійних модулів (ПМ).

До складу ЦБ входять центральний процесор (ЦП), реконфігурований модуль (РМ), запам'ятовувальний пристрій, модулі стику з радіоканалом та службовими системами КА та інтерфейси з НП на основі мікросхем програмованої логіки.

При реалізації моделі централізованого збору даних сигнали від кожного з наукових приладів безпосередньо надходять до центрального блоку СЗНІ. В такому випадку до складу ЦБ додатково включаються модулі багатоканального аналогового та цифрового вводу/виводу. При розподіленій моделі збору даних оцифровка сигналів відбувається у периферійних модулях (ПМ), а до центрального блоку дані передаються вже у цифровому вигляді через інтерфейси зв'язку. Периферійні модулі можуть входити до

складу наукових приладів або виконуватись як окремі конструктивно завершені модулі і розміщуватись поруч з НП.

Склад СЗНІ може змінюватись в залежності від вирішуваних задач. Так, для випадків, коли інформаційні потоки, що поступають від НП, незначні, збір і обробка даних може бути виконана лише РМ, який шляхом перепрограмування буде реконфігурований і буде містити ядра процесора та драйверів необхідних інтерфейсів. Для випадків, коли інформаційні потоки значні, використовується ЦП, а РМ використовується для узгодження з НП та системами КА.

Для забезпечення виконання вимог до СЗНІ щодо надійності на архітектурному рівні передбачена можливість резервування окремих складових системи та системи в цілому. Виходячи з функцій, що покладаються на СЗНІ, та вимог до радіаційної стійкості використовується “холодний” тип резервування, оскільки під дією іонізуючих випромінювань темп накопичення заряду у виключеній апаратурі у декілька разів менший ніж у включеній. Відомо також, що релаксація заряду прискорюється при збільшенні температури виключених компонентів [1]. Тому передбачено забезпечення режиму періодичного переключення комплектів та тепловий обмін між ними.

Локальні модулі у центральному блоці СЗНІ об’єднуються швидкою паралельною шиною. Для реалізації ЛМ та шини вибрано стандарт РС/104 (IEEE-P996) та РС/104-Plus. Передбачено використання готових модулів, що, в свою чергу, приводить до зменшення вартості і часу розробки завершені системи, а також сприяє підвищенню рівня уніфікації та стандартизації апаратури. Опис розроблюваного реконфігурованого модуля представлений в [3].

Для реалізації архітектури розподіленої бортової системи збору даних проектувана СЗНІ має певний набір інтерфейсів, які забезпечать підключення приладів різної інформаційної потужності та можливість гнучкої реконфігурації та масштабування системи під задачі експерименту. Розробляється інтерфейс, який би задовольняв вирішення широкого спектру задач, і його можна було б рекомендувати для використання в нових розробках бортової апаратури як відомчий стандарт. При створенні інтерфейсу враховані такі основні вимоги:

- мінімізація кількості фізичних ліній зв’язку та ваги кабелів;
- збільшення швидкості передачі;
- мінімізація потужності споживання при передачі сигналів;
- забезпечення високої завадостійкості;
- мінімізація електромагнітних випромінювань.

Ці вимоги зумовили: по-перше, використання насамперед стандартних інтерфейсів послідовного типу; по-друге, передачу сигналів на фізичному рівні диференціальним способом екранованими витими парами; нарешті, для мінімізації паразитного електромагнітного випромінювання (завад) та потужності споживання, зменшення рівнів сигналів інтерфейсу.

Аналіз існуючих інтерфейсів показав, що найпоширенішим в космічній апаратурі є інтерфейс CAN. Це зумовлено його високими експлуатаційними характеристиками. Інтерфейс CAN дуже зручний для вирішення задач управління, але не може забезпечити необхідної для високоінформативних приладів швидкості передачі даних, бо вона не перевищує 1 Мбіт/с.

Відносно недавно (1996 р.) було розроблено нову технологію передачі диференціальних сигналів з малими напругами – LVDS (Low Voltage Differential Signaling). Інтерфейс LVDS використовує диференційну передачу сигналів з сигнальними рівнями до 400 мВ і підходить як для з'єднання між платами у модулі, так і для міжмодульного з'єднання на відстані 10 м і більше. Визначена стандартом максимальна швидкість передачі даних складає 655 Мбіт/с. Характеристики інтерфейсу LVDC приведені в [4]. Недоліком LVDS є необхідність великої кількості ліній передачі сигналів при підключенні НП, які вимагають складного управління.

Якщо прийняти до уваги те, що потоки даних, які передаються між НП та центральним блоком СЗНІ, є нерівномірними (у напрямку від ЦБ до НП вони суттєво менші), то виглядає доцільним об'єднати ці два типи інтерфейсів. Таким чином, для підключення наукових приладів розробляється комбінований інтерфейс на основі CAN-шини для керування приладами та високошвидкісного послідовного LVDS-каналу для передачі основного потоку даних від НП до центрального блоку. У випадках підключення НП середньої та малої інформативності швидкісний канал просто не буде задіяний. Структурну схему підключення НП до ЦБ СЗНІ з використанням комбінованого інтерфейсу показано на рис. 3.

Для виконання вимог щодо реконфігурованості СЗНІ під різні космічні експерименти з застосуванням уже готових НП, передбачено реалізацію підтримки різних типів інтерфейсів на апаратному рівні в основному у вигляді ядер (на мовах опису апаратури VHDL або Verilog) для програмованих логічних інтегральних схем (ПЛІС).

Важливим питанням при створенні СЗНІ є реалізація запам'ятовувального пристрою. В даній СЗНІ запам'ятовувальний пристрій реалізовано з використанням динамічної пам'яті. Хоча збереження інформації в ній є енергозалежним, вона має ряд суттєвих переваг щодо використання в бортовій космічній апаратурі. Це достатній об'єм (до 512 Мбіт в одному корпусі); задовільні масогабаритні характеристики, особливо при використанні мобільних мікросхем пам'яті; низька потужність споживання; можливість перемикання в енергозбережений режим; висока швидкодія (100 МГц і більше); низька ціна; вища в порівнянні з флеш-пам'яттю радіаційна стійкість.

Структурну схему запам'ятовувального пристрою, який побудовано з використанням динамічної пам'яті, наведено на рис. 4. Вона містить два вузли: контролер, що реалізований на базі ПЛІС, і запам'ятовувальний масив. Останній виконано на SD-RAM, ємністю 256 Мбіт (32Mword \times 8bit). Весь масив поділено на 32 секції, по 128 Мбайт в кожній. Шина даних масиву 32 біти (4 \times 8 біт) і шина адреси — 32 біти. Секціонування масиву дозволяє відключати певні секції в разі їхнього невикористання

для економії енергії (динамічне конфігурування) та відключати секції у випадку виходу з ладу мікросхеми. Управління живленням покладено на вузол управління живленням та ключі K1-K32, які розташовано за межами ПЛІС.

Контролер SD-RAM призначено для генерації адресів і необхідних керуючих сигналів, регенерації пам'яті, а також розкиду даних за різними адресами. Дешифратор секцій дозволяє вибір однієї з 32 секцій. Вузол тестування забезпечує тестування за пам'ятовувального пристрою при включенні живлення і під час роботи. EDAC – вузол, який виконує кодування 8-розрядних даних за алгоритмом Хеммінга. Передбачено такі режими його роботи: визначення і виправлення одинарних помилок; виправлення одинарних і детектування подвійних помилок; визначення і виправлення подвійних помилок. Загальний об'єм пам'яті, що необхідний для збереження інформаційних і контрольних бітів, становить 4 Гбайти.

Для адресації такого об'єму пам'яті використано метод "вікна", згідно з яким додаткові 8 розрядів адресної лінії формуються регістром адресу. Ширина вікна становить від 8 до 64 кбайт.

Роботою всіх вузлів контролера керує пристрій керування. До його складу, крім регістра адреси, входять лічильники одинарних і подвійних помилок, які ведуть їх облік, та базовий регістр вікна. Базовий регістр вікна задає положення вікна в адресному просторі. А регістр адреси містить адресу у вікні.

Для стикування СЗНІ з бортовими системами КА розробляються схеми з використанням як релейних засобів, так і інтерфейсів CAN, RS-485. Остаточний вибір варіантів і доробка вузлів стикування з системами КА будуть виконуватись при створенні СЗНІ для конкретних космічних експериментів.

1. Гобчанский О. П., Попов В. Д., Николаев Ю. Повышение радиационной стойкости промышленных средств автоматики в составе бортовой аппаратуры // Современные технологии автоматизации. – 2001. – №4.
2. <http://www.pc104.org>
3. Лукенюк А. А., Глухов В. С., Шендерук С. Г. Використання реконфігурованих елементів у бортових системах збору й обробки інформації (див. даний збірник).
4. Parkes C. M. High-speed, low-power, excellent EMC: LVDS for on-board data handing. http://klabs.org/richcontent/Reports/lvds_study.pdf
5. Гончаров Ю. Интерфейс LVDS и его применение // Компоненты и технологии. – 2001. - № 3, 4.

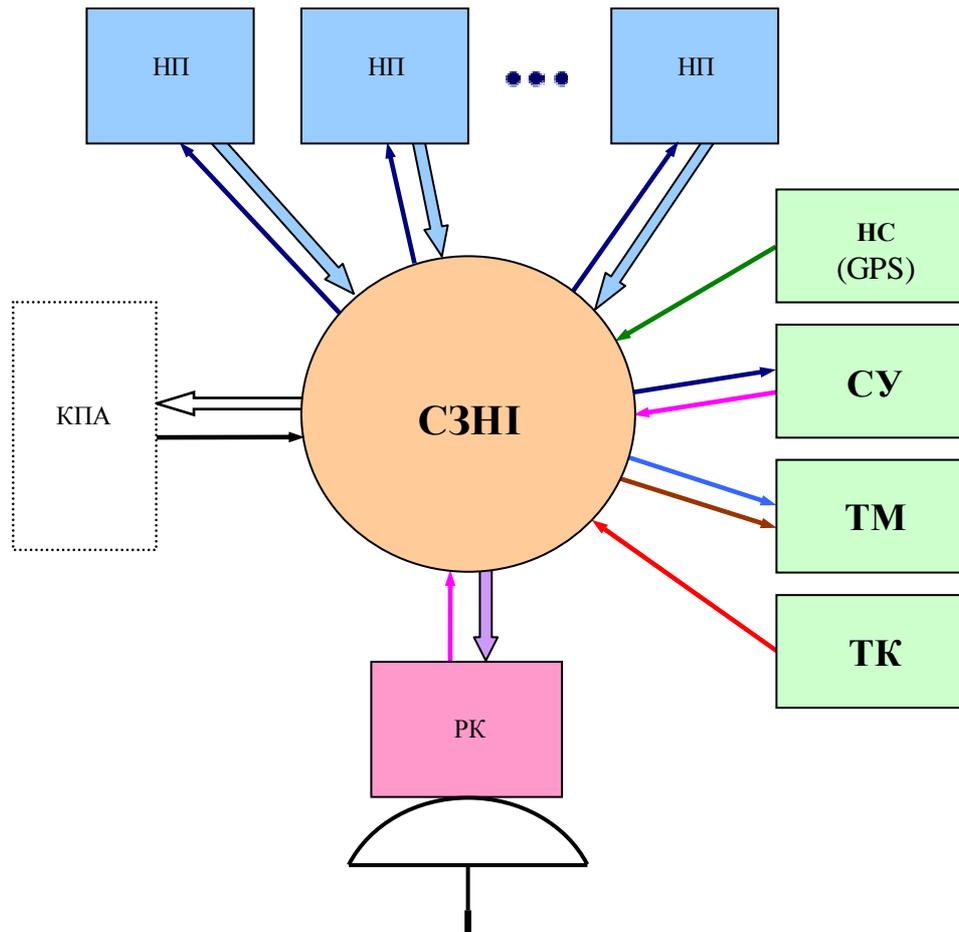


Рис. 1. Інформаційна модель бортової системи збору даних

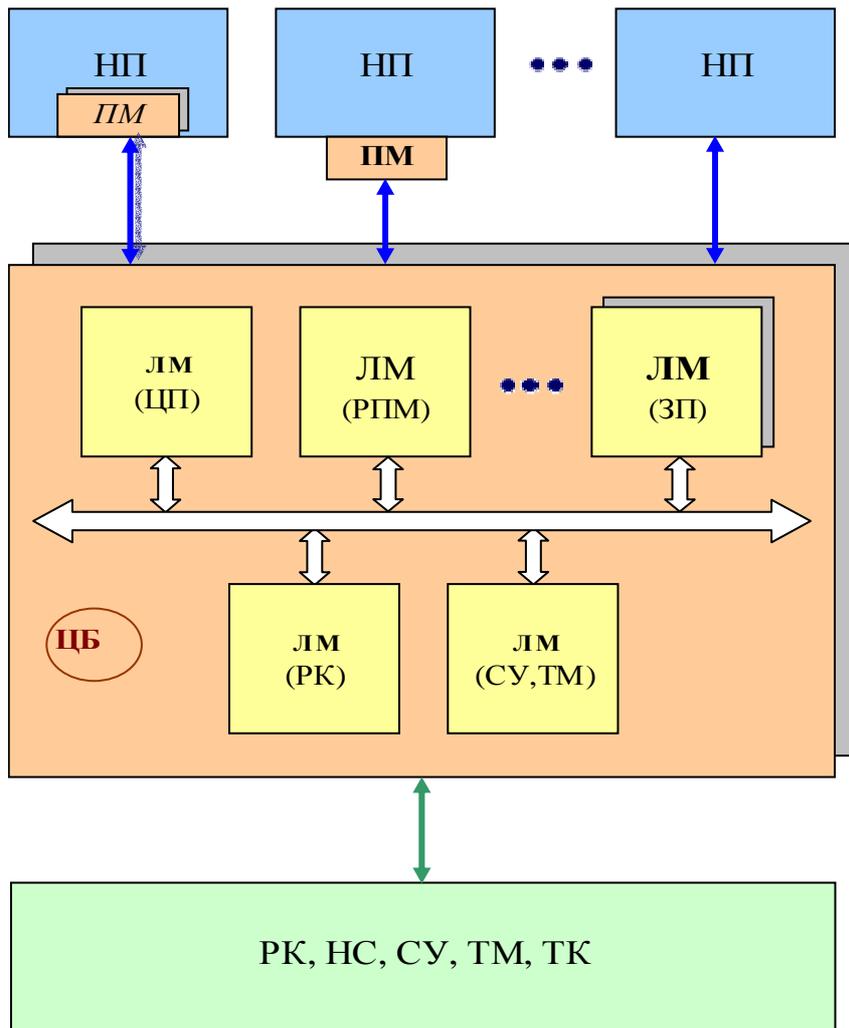


Рис. 2. Структура СЗНІ (схема)

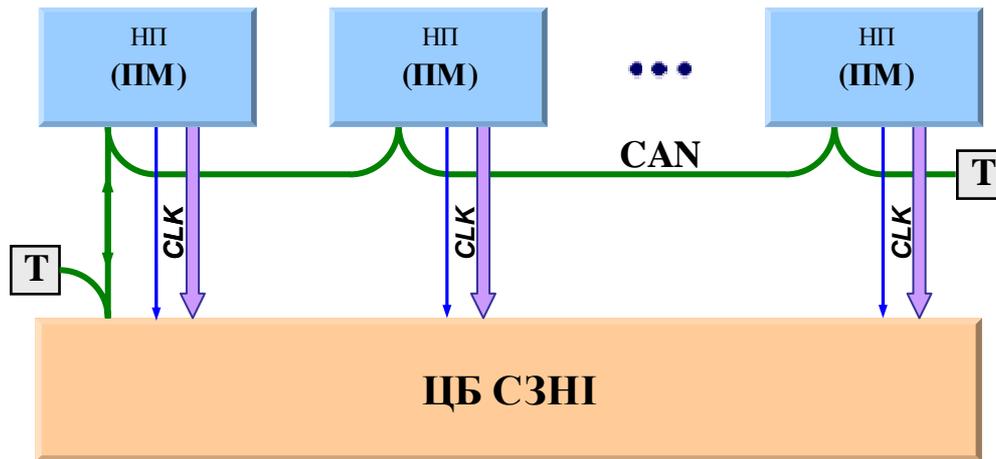


Рис. 3. Структурна схема підключення НП до ЦБ СЗНІ з використанням комбінованого інтерфейсу

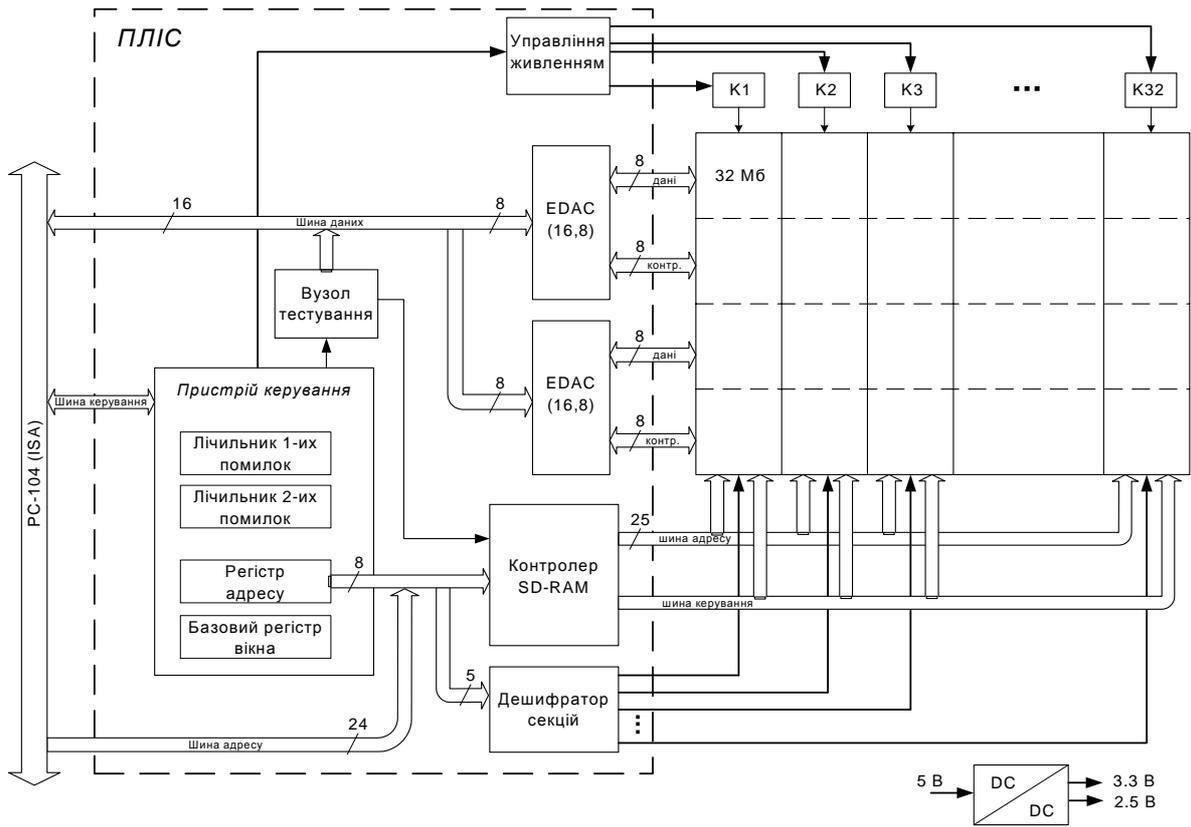


Рис. 4. Структурна схема запам'ятовуючого пристрою

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТОКОВ МАГНИТОМЕТРАМИ

Крючков Е.И.

Институт космических исследований НАНУ и НКАУ, Киев, Украина

В космосе для измерения пространственных токов используются датчики с гораздо меньшей площадью измерения, чем поверхность протекания измеряемого тока. В статье предложен метод измерения суммарного тока, протекающего через довольно поверхность, ограниченную размерами выдвижных конструкций спутника. Метод основан на использовании определенным образом расположенных в пространстве однокомпонентных датчиков. При этом пропорционально величине поверхности измерения увеличивается чувствительность, и в зависимости от типа применяемых датчиков можно реализовать требуемый рабочий диапазон частот. Рассмотрена методика измерений и оценена чувствительность предложенного прибора.

Для измерений токов в космосе используются приборы: "пояс Роговского", "чашки Фарадея", элементы волнового зонда [1]. Эти приборы отличаются конструкцией и параметрами, но у них у всех относительно малая площадь поверхности измерения плотности тока \mathbf{J} . К примеру, у одного из вариантов пояса Роговского внутренний диаметр круговой антенны составляет 27 см.

Предлагается реализовать пространственно распределенный измеритель \mathbf{J} , состоящий из нескольких согласованно расположенных в пространстве датчиков магнитометров. В таком способе несложно изменять размеры и конфигурацию поверхности измерения, при этом возможно также измерение компонентов магнитного поля. С увеличением радиуса поверхности пропорционально увеличивается чувствительность. В случае использования индукционных магнитометров увеличивается верхняя граница рабочего диапазона частот (до 200 кГц), при использовании феррозондовых магнитометров — уменьшается нижняя (вплоть до измерения постоянных токов).

Возможный пример конструкции такого измерителя на базе четырех магнитометров показан на рисунке. Однокомпонентные датчики 1-4 включены согласованно, с внешней стороны каждого датчика должен располагаться магнитозащитный экран для исключения влияния полей от источников, находящихся за пределами внутренней окружности.

Напряженность поля \mathbf{H} в области расположения магнитометров можно определить из закона полного тока \mathbf{I}_z через поверхность площадью \mathbf{S} :

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \mathbf{I}_z = \mathbf{J}_z \cdot \mathbf{S}.$$

Таким образом, датчики измеряют индукцию \mathbf{B} , зависящую от \mathbf{J}_z через поверхность с эффективным радиусом $\mathbf{R}_{\text{эф}}$:

$$\mathbf{B} \approx \mu_0 \cdot \mathbf{J}_z \cdot \mathbf{R}_{\text{эф}} / 2. \quad (1)$$

Компонент \mathbf{J}_z определяется по синфазным составляющим выходных сигналов всех четырех магнитометров. При характерных значениях чувствительности магнито-

метров $10^{-12} \div 10^{-14}$ Тл/Гц $^{1/2}$ чувствительность такого измерителя при $R_{\text{эф}} \approx 1$ м составит $10^{-10} \div 10^{-12}$ А/см $^{2/2}$ Гц $^{1/2}$, что соответствует уровню точности современных измерителей **J**.

При соответствующей конструкции магнитных экранов возможно определение компонентов внешнего магнитного поля. Компонент **V_y** определяется по противофазным составляющим выходных сигналов 1-го и 2-го магнитометров, а компонент **V_x** — по противофазным сигналам 3-го и 4-го магнитометров. Компонент **V_z** не измеряется, поскольку оси чувствительности датчиков лежат в плоскости XY. Вклад в величины **V_y** и **V_x** могут вносить компоненты **J_y**, **J_x** и токи за пределами поверхности измерения **S**. Так что данная конструкция достоверно определяет только **J_z**.

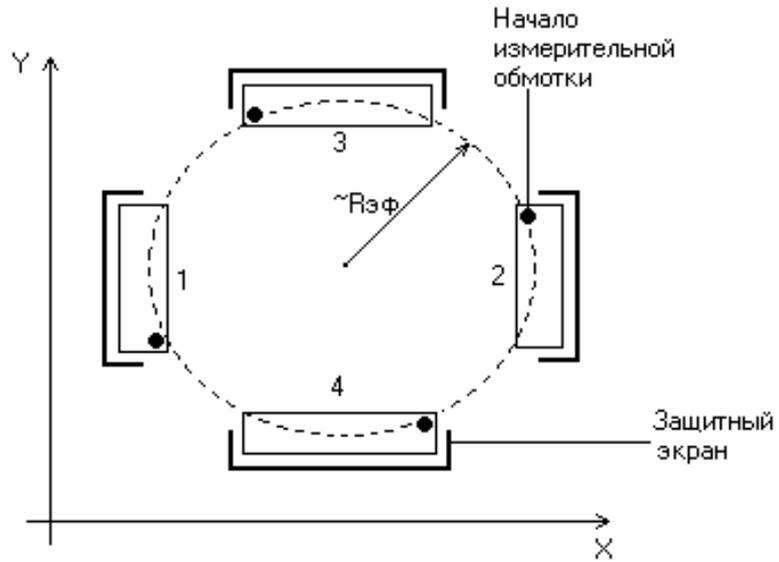
В случае отсутствия экранов при измерении **J_z**, протекающего через поверхность, превосходящую **S**, из-за взаимной компенсации магнитных полей от токов по обе стороны от датчиков на выходах магнитометров 1-4 будет примерно нулевой сигнал. Наличие внешних магнитных экранов является необходимым условием работоспособности измерителя **J_z** такого типа.

В реальной конструкции степень защиты экранов от внешних источников можно определить при соответствующей калибровке измерителя, и тогда в формуле (1) будет стоять экспериментально найденный поправочный множитель γ :

$$\mathbf{V} = \gamma \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{J}_z \cdot R_{\text{эф}}$$

Данный распределенный прибор, измеряющий средний ток **J_z** через поверхность **S**, может применяться для измерения ионосферных токов в полярных шапках, магнитосферных кольцевых токов в радиационных поясах и др., где поверхность протекания измеряемого тока достаточно большая.

1. Корепанов В. Е. и др. Космический научный эксперимент "Вариант" на борту ИСЗ "Січ-1М" // Сборник трудов первой украинской конференции по перспективным космическим исследованиям, Киев, 8-11 октября 2001, с. 51-58.



Конструкция измерителя пространственного тока на основе четырех однокомпонентных магнитометров

ВНЕДРЕНИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СРЕДСТВ В НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКУЮ ПРАКТИКУ

Порев Г. В., Порев В. А.

Национальный технический университет Украины “Киевский политехнический институт”

К настоящему времени накоплен достаточный опыт создания и эксплуатации телевизионных систем прикладного назначения, дающий основание сделать вывод о том, что они образовали особый класс телевизионных измерительных систем (ТИС). Очевидно, что состав конкретного прибора обуславливается спецификой задачи и типом светозаписывающего преобразователя (СЭП), но с учетом накопленного на сегодня материала можно считать, что основными модулями ТИС являются оптическая система, передающая телевизионная камера, в которую входят СЭП и формирователь сигнала, а также компьютер [1]. В некоторых ТИС в перечне обязательных модулей имеется устройство ввода видеосигнала в компьютер, однако видеоадаптеры современных компьютеров позволяют в большинстве случаев отказаться от отдельных устройств ввода.

ТИС представляет собой оптико-электронный прибор, в котором информация о структуре, состоянии и свойствах объекта исследования, содержащаяся в излучении, преобразуется в изображение. Изображение может существовать в виде распределения освещенности, совокупности электрических сигналов, яркости экрана или матрицы цифровых кодов.

В общем случае изображение может образовываться как собственным, так и несобственным излучением или их смесью. Строго говоря, поток излучения всегда есть смесью собственного и несобственного излучения. Такое разделение достаточно условно и определяется только соотношением соответствующих компонент.

Физически работа ТИС базируется на последовательности преобразований потока излучения, попадающего во входную апертуру. Основной количественной характеристикой оптического поля, образующего поток излучения в спектральном диапазоне $\lambda \dots \lambda + d\lambda$ с элементарного участка поверхности в телесный угол, опирающийся на входную аппаратуру прибора, является спектральная яркость $L_\lambda(x, y)$. Анализ функции $L_\lambda(x, y)$ в ТИС производится путем выборки (формированием отсчетов в заданных точках), осуществляется при помощи электронной развертки и заключается в преобразовании пространственной функции яркости в совокупность электрических сигналов. Конечным звеном всей последовательности преобразований является цифровой сигнал, пропорциональный значению входного сигнала.

Размеры элемента разложения (пиксела) определяются типом СЭП и могут быть в диапазоне от единиц до десятков микрометров. Фактически СЭП представляет собой матрицу, состоящую из большого количества микропреобразователей. Это обстоятельство вместе с малым (десятки миллисекунд) временем формирования сигнала всей матрицы является принципиальной особенностью ТИС, которая открывает перед ними

широкие перспективы внедрения в научные исследования и технологическую практику.

Концепция использования телевизионных систем для контроля оптических полей базируется на предположении о том, что СЭП представляет собой упорядоченную совокупность идентичных и независимых преобразователей, что в общем случае выполняется очень редко [2]. В практике исследований предполагается, что адекватность реальных характеристик и указанного выше предположения может быть обеспечена коррекцией светосигнальной характеристики и работой ТИС в диапазоне линейности.

В ТИС коррекция светосигнальной характеристики осуществляется, как правило, программно путем формирования матрицы весовых коэффициентов C_{ij} при постоянном значении освещённости E , одинаковом для всех пикселов. При измерениях формируется выборка $C_{ij}A_{ij}$, где A_{ij} — текущее значение сигнала.

Анализируя зависимость выходного сигнала пиксела (группы пикселов) от освещённости [3], придём к выводу о необходимости формирования компенсирующей матрицы не для одного постоянного значения освещённости, а для некоторого, требующего обоснования интервала. Действительно, пусть угол наклона линейного участка светосигнальной характеристики пиксела i, j меньше угла наклона линейного участка светосигнальной характеристики пиксела p, k , а $E_1 < E_2$. Если сформировать компенсирующую матрицу при освещённости E_1 , то при $E_{ij} = E_{pk} = E_1$ получим $A_{pk}(E_2) > A_{ij}(E_2)$. Наоборот, если сформировать компенсирующую матрицу при освещённости E_2 , то при $E_{ij} = E_{pk} = E_2$ получим $A_{pk}(E_2) < A_{ij}(E_2)$.

Линейный участок светосигнальной характеристики определяется совокупностью точек, для которых модуль разности среднего значения сигнала и значения, взятого с аппроксимирующей прямой при одной и той же освещённости в заданное число раз меньше среднего квадратичного отклонения результата измерения. Установлением диапазона линейности ТИС уточняются также границы применимости теории линейных систем и критериев качества ТИС, базирующихся на использовании функции передачи модуляции (ФПМ), в частности разрешающей способности. Именно развитие и внедрение пространственно-частотных представлений в практику анализа телевизионных систем позволило определять разрешающую способность по ширине суммарной кривой ФПМ как величину, обратную пространственной частоте, на которой нормированный коэффициент передачи контраста отождествляется с пороговым. Эта оценка более строгая по сравнению с той, когда разрешение в плоскости изображения определяется размером пиксела.

Для количественных оценок порогового контраста K_{Γ} возможно использование разных методик. Наиболее адекватной, по-видимому, следует считать методику, изложенную в работе [4], где пороговый контраст определяется для заданного значения вероятности p регистрации сигнала с учетом входного контраста $K_{вх}$ и показателя степени светосигнальной характеристики $\gamma(E)$. При условии, что $\gamma(E) = 1$, т.е. СЭП работает в диапазоне линейности

$$K_{II} = \frac{q_{II}(p)}{K_{ex}q(E)}, \quad (1)$$

где $q(E)$, $q_{II}(p)$ — отношение сигнала к шуму при освещенности E и пороговое при заданной вероятности регистрации.

Определённые проблемы с точностью измерений могут возникнуть при использовании ТИС для контроля температуры.

Во-первых, это проблемы с определением коэффициента излучающей способности, влиянием излучения сторонних источников и изменением коэффициента пропускания среды, которые в традиционной пирометрии излучения являются главными источниками погрешностей. Задача их компенсации должна решаться для конкретной технологии на основе исследований процесса формирования поля яркости и с учётом возможностей прибора.

Во-вторых, источником значительных погрешностей могут быть попытки механического перенесения в телевизионную пирометрию одного из фундаментальных понятий пирометрии излучения — эффективной длины волны. Определение эффективной длины волны в телевизионной пирометрии имеет некоторые особенности, связанные с тем, что значение λ_3 может оказаться различным для разных участков СЭП или даже для отдельных пикселей [5]. А это, в свою очередь, может привести к дополнительным погрешностям измерения температуры, особенно если изображение объекта занимает значительную часть мишени СЭП. Очевидно, что при некоторых условиях вклад погрешности определения значения λ_3 в суммарную погрешность измерения температуры может оказаться весьма значительным.

В то же время, используя методику, приведённую в [6], несложно получить формулу, позволяющую вычислить λ_3 по измерению сигналов $A_{ij}(T_1)$ и $A_{pk}(T_2)$, образованных при разных температурах T_1 и T_2 разными пикселями с учетом различий в их коэффициентах преобразования b_{ij} и b_{pk} :

$$\lambda_3 = \frac{C_2 [T_2^{-1} - T_1^{-1}]}{\ln \frac{A_{ij}(T_1)}{A_{pk}(T_2)} - \ln \frac{b_{pk}}{b_{ij}}}. \quad (2)$$

В настоящее время в технологически развитых странах ТИС широко применяется в научных исследованиях и промышленных технологиях — в астрономии, при решении задач экологического мониторинга, на транспорте, в металлургии и прокатном производстве, при вакуумном напылении, электросварке, в медицинской диагностике и т. д. С помощью ТИС удалось также на порядок увеличить точность измерения параметров вращающейся микрокапли в задаче определения межфазного натяжения на границе раздела жидкостей [7].

Весьма выигрышным может быть использование ТИС при исследовании процессов локального нагрева в лазерных и электронно-лучевых технологиях, с которыми, в

частности, связывают перспективы получения материалов с новыми свойствами, и эффективность которых напрямую зависит от поддержания параметров теплового режима — распределения и динамики температурного поля, что предполагает наличие адекватной методологии контроля температурного поля в зоне воздействия.

В частности, использование телевизионной системотехники позволило решить достаточно сложную задачу контроля параметров электронно-лучевой бестигельной зонной плавки в реальном масштабе времени, получить данные об особенностях формирования зоны плавки на разных этапах её развития и уточнить характер распределения температуры в жидкой фазе [8, 9].

В принципе для этих целей возможно использование приборов с оптико-механической развёрткой или даже объективных пирометров, но если температурное поле имеет сложную форму, малые размеры, значительные градиенты и динамический характер, то эффективный контроль возможен только при анализе изображений объекта в реальном масштабе времени с высоким пространственным разрешением. Наиболее полно этим требованиям отвечают ТИС, обеспечивающие измерение температуры в наибольшем формате выборки, с наивысшим пространственным разрешением в течение минимального времени.

Следует также ожидать, что последовательное внедрение ТИС в эксперименты, направленные на создание и совершенствование космических технологий, позволит повысить эффективность научных исследований. Речь может идти об исследовании механизма диффузии в нагретых кристаллах и расплавах в условиях микрогравитации, об исследовании процесса роста кристаллов методом прямого наблюдения за фазовой границей, и других натуральных экспериментах по выращиванию монокристаллов. В этих и аналогичных задачах ТИС, созданная на базе уточнённой концепции применения телевизионных средств для анализа оптических полей, обеспечит:

- контроль и документирование распределения температуры (от 500 °С и выше) на поверхности образца (температурный профиль) в реальном масштабе времени с высоким пространственным разрешением (10 мкм в плоскости СЭП);
- контроль и документирование формы фронта кристаллизации в реальном масштабе времени;
- измерение и документирование геометрических параметров капли (монокристалла) в развитии и в процессе плавки (выращивания).

В тех случаях, когда технологический процесс производится при температурах, меньших 500 °С, весьма перспективным средством контроля может оказаться пировидиконная телевизионная система, имеющая практически равномерную спектральную характеристику в диапазоне от 0.4 мкм до 12 мкм и не требующая охлаждения. К сожалению, потенциальные возможности пировидиконных систем в значительной мере ограничиваются их низкой разрешающей способностью. Анализ этого вопроса и некоторые аспекты повышения разрешающей способности освещены в работах [10, 11], где указывается, что повысить разрешающую способность можно технологическими мера-

ми — используя пьезоэлектрический материал с уменьшенным коэффициентом термодиффузии, изготавливая мишень в виде мозаики из отдельных элементов с одновременным заполнением межэлементного пространства теплоизолирующим материалом. Однако в результате этих и аналогичных технологических усилий в лучшем случае будут созданы только предпосылки для достижения более высоких значений разрешающей способности. А будут ли они реализованы — это определится условиями формирования сигнала, главным образом скоростью перемещения изображения по мишени и временем формирования выборки. Дело в том, что чувствительность пировидикона различна в режимах панорамирования и обтюрации. В частности, наиболее перспективный на сегодня пировидикон РЕМЕТ имеет чувствительность в режиме панорамирования 100 мкА/Вт, в режиме обтюрации — 10 мкА/Вт [12]. Следовательно, в ряде задач предпочтительным окажется режим панорамирования, для которого характерно наличие такого значения скорости перемещения изображения по мишени, при котором выходной контраст для всех пространственных частот и разрешающая способность будут иметь максимальные значения.

Таким образом, с одной стороны, постоянно растёт спрос на измерительные приборы с характеристиками, которые могут быть обеспечены только телевизионной системотехникой, предпринимаются многочисленные попытки решения конкретных задач, в том числе в рамках создаваемых космических технологий, а с другой — вследствие упрощённого подхода к методологии измерений существует реальная опасность получить результаты, неадекватные возможностям ТИС.

В определённой мере при решении указанных проблем можно ориентироваться на результаты теоретических и практических исследований, ведущихся в НТУУ КПИ, где сформирована методология использования телевизионных приборов для анализа оптических полей, ведутся работы по созданию метрологического и программного обеспечения ТИС, и выполнен ряд проектов [7, 8], которые являются убедительной иллюстрацией потенциальных возможностей ТИС.

1. Горелик С. Л., Кац Б. М., Киврин В. И. Телевизионные измерительные системы.—М.:Связь, 1980.—168 с.
2. Порев В. А., Порев Г. В. Концептуальні аспекти використання приладів з електронним розгортанням зображення для аналізу оптичних полів // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.—2001.—№ 1.—С.56–61.
3. Порев Г. В., Тавальбех Ф. М., Порев В. А. Експериментальне дослідження діапазону лінійності телевізійних засобів контролю // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.—1998, №4.
4. Брацлавец П. Ф., Росселевич И. А., Хромов Л. И. Космическое телевидение.—М.:Связь, 1973.—87 с.
5. Порев В. А., Порев Г. В., Тавальбех Ф. М. Визначення ефективної довжини хвилі телевізійних засобів контролю температурних полів // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.— 1998.—№ 2.—С.168–170.
6. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур.—М.: Наука, 1982.—296 с.
7. Порев В. А., Порев Г. В., Кісіль Р. І. Виділення контурів зображень складної форми методом радіальної розгортки // Методи та прилади контролю якості.—2000.—№6—С.32–36.
8. Порев В. А. Контроль температурного поля зоны плавки // Дефектоскопия.—2001, № 5.—с.7.
9. Порев В. А. Телевизионный пирометр // Приборы и техника эксперимента, 2002, №1, с.150.
10. Кейзан Б. Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений: Пер. с. англ.—М.: Мир, 1980.— с.63.

11. Порєв В. А. Застосування піровідконних приладів для аналізу оптичних полів // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.—1998, № 4—с.64.
12. Березкин Н. А., Дун А. З., Меркин С. Ю. Новая высокочувствительная телевизионная передающая трубка с пироэлектрической мишенью, использующая эффект модуляции тока электронного луча, РЕМЕТ (Pyroelectric Modulation Effect Tube) // Оптический журнал. 1997. №6. Т.64. С.93–98.

УДК 52.425

УРАВНЕНИЯ ФРЕНЕ–СЕРРЕ ДЛЯ ТРАЕКТОРИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В МАГНИТНОМ ДИПОЛЕ

Носов С. Ф., Маловичко П. П.

Главная астрономическая обсерватория

Национальной академии наук Украины, 252650, Киев

Методами дифференциальной геометрии рассматриваются траектории заряженных частиц в поле магнитного диполя. Определены параметры кривизны и кручения траекторий частиц и траекторий их ведущих центров. Одним из результатов работы, который может иметь важные физические приложения, является обнаруженный эффект превышения средней квадратичной частоты вращения трехгранника Френе относительно частоты Лармора. Особенно этот эффект проявляется для частиц, распространяющихся вдоль искривленных силовых линий магнитного поля под малым питч-углом.

1. Введение

Траектория частицы в магнитном диполе представляет собой сложную пространственную кривую, которую можно исследовать методами дифференциальной геометрии. В данной работе мы нашли точные выражения для кривизны и кручения такой траектории. Определена угловая скорость вращения трехгранника Френе, численно равная модулю вектора Дарбу. Физический интерес представляет средняя величина квадрата этой частоты вращения, которая может существенно превышать частоту Лармора при распространении частиц вдоль магнитного поля.

Для режима быстрого вращения частицы представляет интерес определить параметры траектории усредненного движения - ведущего центра частицы. В нашей работе мы записываем уравнения Френе–Серре для этой траектории и определяем ее параметры: кривизну и кручение.

2. Уравнения Френе-Серре для траектории частицы в поле магнитного диполя

Уравнение движения частицы в магнитном поле \mathbf{B} для единичного вектора скорости $\mathbf{v}=\mathbf{V}/V$ запишем в виде

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \Omega[\mathbf{v} \times \mathbf{h}]; \quad \Omega = \frac{eB}{mc}, \quad m = m_0 / \sqrt{1 - V^2/c^2}, \quad (1)$$

где e — заряд, m — масса частицы, c — скорость света, Ω — частота Лармора, $\mathbf{h} = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор в направлении магнитного поля, V и B — модули векторов скорости \mathbf{V} и магнитного поля \mathbf{B} .

Определим ортогональный репер Френе для траектории частицы, одним из единичных векторов выберем скорость \mathbf{v} , а второй вектор \mathbf{n}_{tr} репера направим по вектору ускорения частицы. Перепишем уравнение (1) в безразмерном виде:

$$\frac{d\mathbf{v}}{ds} = \frac{C_{st}\Omega}{V}[\mathbf{v} \times \mathbf{h}]; \quad ds = \frac{Vdt}{C_{st}} \quad (2)$$

где $C_{st}=(a_0^3\Omega_0/V)^{1/2}$ — единица длины Штермера, a_0 — радиус намагниченного шара, создающего дипольное магнитное поле, Ω_0 — ларморовская частота на поверхности этого шара на экваторе. Единичным вектором, параллельным $[\mathbf{v} \times \mathbf{h}]$, является вектор $\mathbf{n}_{tr} = [\mathbf{v} \times \mathbf{h}]/(1-\mu^2)^{1/2}$, где $\mu = \mathbf{v} \cdot \mathbf{h}$ — косинус питч-угла частицы, и мы можем записать (2) в виде $d\mathbf{v}/ds = k_{tr}\mathbf{n}_{tr}$, где величина $k_{tr} = \frac{C_{st}\Omega\sqrt{1-\mu^2}}{V}$ называется кривизной траектории частицы. Третий вектор трехгранника Френе, бинормаль \mathbf{b}_{tr} , определяется автоматически:

$$\mathbf{b}_{tr} = [\mathbf{v} \times \mathbf{n}_{tr}] = \frac{\mathbf{v}\mu - \mathbf{h}}{\sqrt{1-\mu^2}}.$$

Полная система уравнений Френе–Серре [2] для кривой, представляющей собой траекторию частицы в магнитном поле диполя, имеет вид

$$\frac{d\mathbf{v}}{ds} = k_{tr}\mathbf{n}_{tr}, \quad \frac{d\mathbf{n}_{tr}}{ds} = -\chi_{tr}\mathbf{b}_{tr} - k_{tr}\mathbf{v}, \quad \frac{d\mathbf{b}_{tr}}{ds} = \chi_{tr}\mathbf{n}_{tr}, \quad (3)$$

где χ_{tr} — кручение траектории, которое еще подлежит определению.

Из третьего уравнения системы Френе–Серре (3) имеем

$$\frac{d\mathbf{b}_{tr}}{ds} = \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \left(\mu k_{tr}\mathbf{n}_{tr} + \mathbf{v} \frac{d\mu}{ds} + \frac{\mathbf{v}\mu - \mathbf{h}}{1-\mu^2} \mu \frac{d\mu}{ds} - \frac{d\mathbf{h}}{ds} \right) = \chi_{tr}\mathbf{n}_{tr}. \quad (4)$$

Умножив (4) скалярно на \mathbf{n}_{tr} , получаем для кручения выражение

$$\chi_{tr} = \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} k_{tr} - \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \left(\mathbf{n}_{tr} \cdot \frac{d\mathbf{h}}{ds} \right). \quad (5)$$

Введем “магнитный” вращающийся репер $\{\mathbf{h}, \mathbf{e}_\perp, \mathbf{n}_{tr}\}$, где $\mathbf{e}_\perp = [\mathbf{h} \times \mathbf{n}_{tr}]$, и преобразуем уравнения (3) для векторов этого репера. Этот репер вводится для удобства перехода в дальнейшем к невращающейся локальной системе координат, в которой мы намерены проводить усреднение по фазе вращения. Связь тройки векторов $\{\mathbf{v}, \mathbf{n}_{tr}, \mathbf{b}_{tr}\}$ с тройкой векторов $\{\mathbf{e}_\perp, \mathbf{h}, \mathbf{n}_{tr}\}$ выражается в виде

$$\mathbf{v} = \sqrt{1-\mu^2}\mathbf{e}_\perp + \mu\mathbf{h} \equiv \mathbf{v}_\perp + \mathbf{v}_\parallel\mathbf{h}, \quad \mathbf{b}_{tr} = \mu\mathbf{e}_\perp - \sqrt{1-\mu^2}\mathbf{h}, \quad (6)$$

где \mathbf{v}_\perp и \mathbf{v}_\parallel — перпендикулярная и параллельная составляющие скорости \mathbf{v} частицы относительно магнитного поля.

Подставляя (6) в (3) после несложных преобразований, мы получим из уравнений Френе–Серре систему следующих уравнений:

$$\frac{d\mathbf{h}}{ds} = \frac{\mathbf{e}_\perp}{\sqrt{1-\mu^2}} \frac{d\mu}{ds} + \chi_m \mathbf{n}_{tr}, \quad \frac{d\mathbf{n}_{tr}}{ds} = -k_m \mathbf{e}_\perp - \chi_m \mathbf{h}, \quad \frac{d\mathbf{e}_\perp}{ds} = -\frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \frac{d\mu}{ds} \mathbf{h} + k_m \mathbf{n}_{tr}, \quad (7)$$

где обозначено

$$k_m = (\mu \chi_{tr} + \sqrt{1-\mu^2} k_{tr}) = \frac{C_{St} \Omega}{V} - \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} \left(\mathbf{n}_{tr} \frac{d\mathbf{h}}{ds} \right), \quad \chi_m = (\mu k_{tr} - \sqrt{1-\mu^2} \chi_{tr}) = \left(\mathbf{n}_{tr} \frac{d\mathbf{h}}{ds} \right). \quad (8)$$

Для описания движения частицы в магнитном поле обычно вводится локальная невращающаяся система координат, в которой удобно представить гировращение частицы. Перейдем к такому невращающемуся реперу, двумя векторами которого являются \mathbf{h} и единичный вектор \mathbf{n} в направлении главной нормали к силовой линии магнитного поля. Третий вектор репера определяется автоматически: $\mathbf{b} = [\mathbf{h} \times \mathbf{n}]$ и называется бинормалью к силовой линии. Плоскость вращения векторов \mathbf{n}_{tr} и \mathbf{e}_\perp расположена в плоскости векторов \mathbf{n} и \mathbf{b} . Угол вращения этих векторов относительно невращающихся \mathbf{n} и \mathbf{b} определяется как фаза вращения. Отсчет фазы φ будем производить от направления бинормали \mathbf{b} в сторону вращения для положительных частиц и от направления антибинормали ($-\mathbf{b}$) — для отрицательных. При таком способе отсчета фазы соотношения между вращающимися и невращающимися векторами реперов выражаются следующим образом:

$$\mathbf{n}_{tr} = \mp \mathbf{b} \cos \varphi - \mathbf{n} \sin \varphi, \quad \mathbf{e}_\perp = \mathbf{n} \cos \varphi \mp \mathbf{b} \sin \varphi, \quad (9)$$

где верхние знаки перед вектором \mathbf{b} относятся к положительным, а нижние — к отрицательным частицам.

Если подставить теперь (9) в (7), то после несложных преобразований можно получить следующую систему уравнений, которая потребуется нам ниже:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{h}}{ds} &= \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \frac{d\mu}{ds} (\mathbf{n} \cos \varphi - \mathbf{b} \sin \varphi) - \chi_m (\mathbf{n} \sin \varphi \pm \mathbf{b} \cos \varphi), \\ \frac{d\mathbf{n}}{ds} &= -\frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \frac{d\mu}{ds} \mathbf{h} \cos \varphi + \chi_m \mathbf{h} \sin \varphi \pm \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} \chi_m \mathbf{b}, \\ \frac{d\mathbf{b}}{ds} &= \pm \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \frac{d\mu}{ds} \mathbf{h} \sin \varphi - \chi_m \mathbf{h} \cos \varphi + \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} \chi_m \mathbf{n}, \end{aligned} \quad (10)$$

где верхний знак относится к положительным, нижний — к отрицательным частицам.

Кроме параметра s — длины вдоль траектории частицы, введем параметр l — длину вдоль силовой линии магнитного поля, дифференциальный элемент которого dl связан с элементом ds соотношением $dl = V_{\parallel} dt / C_{St} = \mu ds$. При изменении s изменяется как l , так и φ . Поэтому переход от параметра s к параметру l предполагает, что величины \mathbf{h} , \mathbf{n} , \mathbf{b} , а также μ зависят от переменных l и φ как от координат частицы. Производная d/ds при этом переходе преобразуется в форму

$$\frac{d}{ds} = \frac{d\varphi}{ds} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{dl}{ds} \frac{\partial}{\partial l}; \quad \frac{d\varphi}{ds} = \frac{C_{st}\Omega}{V}, \quad \frac{dl}{ds} = \mu. \quad (11)$$

При фиксированном значении φ частица находится на некоторой силовой линии магнитного диполя, для которой уравнения Френе–Серре записываются как для плоской кривой в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial l} = K \mathbf{n}, \quad \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial l} = -K \mathbf{h}, \quad \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial l} = 0, \quad (12)$$

где K — кривизна этой силовой линии, равная $K = \frac{3 \sin \theta (1 + \cos^2 \theta)}{r (1 + 3 \cos^2 \theta)^{3/2}}$, а r и θ — координаты частицы в полярной системе координат с началом в центре диполя, причем расстояние r выражается здесь для упрощения формы записи в единицах длины Штермера C_{st} .

Используя соотношения (9) и (11)-(12), из первого уравнения системы (8) после несложных преобразований мы получаем выражения для $d\mathbf{h}/ds$, $\partial \mathbf{h}/\partial \varphi$, определяем величины χ_m , k_m , и наконец, находим кручение траектории частицы в магнитном диполе:

$$\frac{d\mathbf{h}}{ds} = \mu K \mathbf{n} + \frac{C_{st}\Omega}{V} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \varphi}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \varphi} = (\mathbf{n} \cdot \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \varphi}) \mathbf{n} + (\mathbf{b} \cdot \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \varphi}) \mathbf{b} = \pm \left| \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial \varphi} \right| \mathbf{e}_\perp \quad (14)$$

$$\chi_m = (\mathbf{n}_{tr} \cdot \frac{d\mathbf{h}}{ds}) = -\mu K \sin \varphi, \quad k_m = \frac{C_{st}\Omega}{V} + \frac{\mu^2}{\sqrt{1-\mu^2}} K \sin \varphi, \quad (15)$$

$$\chi_{tr} = \frac{\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} (k_{tr} + K \sin \varphi). \quad (16)$$

В правой части (14) знак плюс и минус относятся соответственно к случаям расходящихся и сходящихся силовых линий магнитного поля.

Из (16) следует, что роль кривизны магнитного поля в поведении частицы, которая характеризуется параметром кручения ее траектории, возрастает при $\mu^2 \rightarrow 1$. При этом увеличивается и зависимость этого параметра от фазы φ . Наиболее ясное представление об этом явлении можно получить, обратившись к понятию вектора Дарбу [3]. Трехгранник Френе $\{\mathbf{v}, \mathbf{n}_{tr}, \mathbf{b}_{tr}\}$ вращается как твердое тело вокруг мгновенной оси, направление которой определяется вектором Дарбу Ω_D . В нашем случае он равен

$$\Omega_D = |k_{tr}| \mathbf{b}_{tr} - \chi_{tr} \mathbf{v} = -k_m \mathbf{h} + \chi_m (\mathbf{n} \cos \varphi \mp \mathbf{b} \sin \varphi), \quad (17)$$

где k_m и χ_m определяются соотношениями (15). Угловая скорость вращения трехгранника Френе определяется модулем вектора Дарбу $|\Omega_D|$ и численно равна полной кривизне траектории. В обычных единицах измерения эта угловая скорость, которую назовем частотой Дарбу и обозначим как ω_D , равна

$$\omega_D = \frac{V}{C_{St}} |\Omega_D| = \frac{V}{C_{St}} \sqrt{k_{tr}^2 + \chi_{tr}^2} = \frac{V}{C_{St}} \sqrt{k_m^2 + \chi_m^2} = \Omega \sqrt{1 - \mu^2 + \mu^2 \left(1 + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \mu^2}} \frac{\rho_L}{R_l}\right)^2}, \quad (18)$$

где $\rho_L = V/\Omega$ - радиус Лармора, $R_l = C_{St}/K$ - радиус кривизны силовой линии магнитного поля в точке местонахождения частицы. Из (18) мы видим, что частота Дарбу отличается от частоты Лармора тем больше, чем меньше питч-угол частицы. Физический интерес представляет средний квадрат частоты Дарбу $\langle \omega_D^2 \rangle$, который мы определим с помощью усреднения по фазе φ . После усреднения получим

$$\langle \omega_D^2 \rangle = \langle \Omega^2 \rangle \left(1 + \frac{\langle \mu^2 \rangle}{1 - \langle \mu^2 \rangle} \frac{\langle \rho_L^2 \rangle}{2 \langle R_l^2 \rangle}\right), \quad (19)$$

где угловые скобки обозначают усредненные значения величин за период вращения частицы. Из формулы (19) следует, что средний квадрат частоты Дарбу может существенно превышать квадрат частоты Лармора при $\langle \mu^2 \rangle \rightarrow 1$. Таким образом, торсионный эффект (torsion - кручение) может оказывать заметное влияние на физические процессы при распространении частиц вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. Торсионный эффект тем больше, чем больше кривизна поля и выше скорость частиц. Этот эффект, в частности, может проявляться при синхротронном излучении релятивистских электронов, выбрасываемых вдоль магнитного поля из зон повышенных продольных градиентов этого поля. Такие ситуации характерны для многих астрофизических объектов, таких как пульсары, корона Солнца, магнитосферы планет и др. Отметим, что кривизну поля могут повышать и различные магнито-гидродинамические волны и неоднородности, обычные для реальной плазмы этих объектов.

3. Траектория ведущего центра частицы в магнитном диполе

В криволинейном магнитном поле частица может двигаться или в режиме гировращения или в режиме медленного изменения фазы, близком к центральной траектории Штермера [2]. В данной работе мы рассмотрим режим гировращения, подходящий для использования дрейфовой теории [1, 4 - 6].

Чтобы записать уравнения Френе–Серре для траектории ведущего центра рассмотрим более подробно процедуру усреднения по фазе циклотронного вращения частицы, исходя из нижеследующих достаточно очевидных соображений.

В течение одного оборота частицы по ларморовой орбите направления векторов \mathbf{h} , \mathbf{n} , \mathbf{b} на этой орбите изменяются около своих средних значений, которые приближенно соответствуют векторам репера $\{\mathbf{h}_d, \mathbf{n}_d, \mathbf{b}_d\}$ для ведущей силовой линии $r = \sin^2 \theta / (2\gamma)$, γ — постоянная интегрирования Штермера. Для захваченных диполем частиц $\gamma > 1$. Такая силовая линия определяет дрейфовую оболочку, по которой происходит азимутальный дрейф частиц. Линейная азимутальная скорость дрейфа u_d в поле магнитного диполя равна [1, 4 - 6]

$$u_d = \frac{q}{|q|} \frac{VL^2}{a_0 \Omega_0} \frac{1 + \langle \mu^2 \rangle}{2} \frac{(1 + \cos^2 \theta) \sin^5 \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^2}, \quad (20)$$

где q - заряд частицы, L - параметр Мак-Илвайна, определяющий дрейфовую оболочку. Используя постоянную Штермера можно записать $VL^2/a_0\Omega_0 = 1/(2\gamma)^2$.

Аналогично определению Штермера [8] меридианальной E -плоскости, которая вращается вокруг оси диполя вместе с частицей, определим среднюю дрейфовую E_d -плоскость, которая вращается вокруг оси диполя вместе с центром ларморовой окружности этой частицы. В проекции на E_d -плоскость траектория ведущего центра приближённо повторяет форму ведущей силовой линии. Такое представление о траектории ведущего центра частицы является одним из основных результатов дрейфовой теории для магнитного поля диполя [1]. Отметим, что здесь мы пренебрегаем "радиальным" дрейфом частицы, направленным перпендикулярно к дрейфовой оболочке и обусловленным ускорением du_d/dt . По порядку величины скорость радиального дрейфа составляет $2\gamma(a_0/C_{St})^3 |u_d|$ и пренебрежимо мала по сравнению с u_d , так как $a_0/C_{St} \ll 1$.

Представляет интерес рассмотреть пространственную кривую траектории ведущего центра в неподвижной системе координат и определить параметры кривизны и кручения этой траектории. Для этого мы усредним по фазе φ полученные в предыдущем пункте уравнения (10), а затем используем результат усреднения для записи уравнений Френе-Серре траектории ведущего центра. Усреднённые величины векторов \mathbf{h} , \mathbf{n} , \mathbf{b} , а также среднее значение величины $v_{\perp} = \sqrt{1 - \mu^2}$ зависят от координат центра ларморовой окружности, находящегося на E_d -плоскости. При усреднении (10) мы воспользуемся выражениями для $d\mu/ds$ и $\langle v_{\perp} \rangle$, полученными при решении аналогичной задачи в работе [7]:

$$\frac{d\mu}{ds} = K \operatorname{ctg}\theta \left\{ \frac{1 + 3\cos^2\theta}{1 + \cos^2\theta} \left[(1 - \langle \mu^2 \rangle) \sin^2\varphi + u_d^2 \cos^2\varphi - 2u_d \sqrt{1 - \langle \mu^2 \rangle - u_d^2} \sin\varphi \right] + 2(1 - \langle \mu^2 \rangle - u_d^2) \cos^2\varphi + \mu \sqrt{1 - \langle \mu^2 \rangle - u_d^2} \operatorname{tg}\theta \cos\varphi \right\} \quad (21)$$

$$\langle v_{\perp} \rangle = \sqrt{1 - \langle \mu^2 \rangle - u_d^2}. \quad (22)$$

Заменяя в (10) величину $\sqrt{1 - \mu^2}$ её средним значением по (22) и используя (21) и соотношения (11,13-16), получим в результате усреднения системы (10)

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \mathbf{h} \rangle}{ds} &= K \mathbf{n}_d + K \operatorname{ctg}\theta \frac{1 + 3\cos^2\theta}{1 + \cos^2\theta} u_d \mathbf{b}_d, \\ \frac{d\langle \mathbf{n} \rangle}{ds} &= -K \mathbf{h}_d, \\ \frac{d\langle \mathbf{b} \rangle}{ds} &= -K \operatorname{ctg}\theta \frac{1 + 3\cos^2\theta}{1 + \cos^2\theta} u_d \mathbf{h}_d. \end{aligned} \quad (23)$$

Определим также средние величины для вектора Дарбу и скорости частицы. Средний за гиропериод вектор Дарбу указывает среднее направление оси, вокруг которой вращается трёхгранник Френе на траектории частицы. Усреднение (17) даёт

$$\langle \mathbf{\Omega}_D \rangle = \frac{C_{sr} \Omega}{V} \mathbf{h}_d \pm \frac{\langle \mu \rangle}{2} K \mathbf{b}_d. \quad (24)$$

Из формулы (24) следует важный вывод о том, что среднее направление оси, вокруг которой вращается частица в искривлённом магнитном поле, отклонена от касательной к силовой линии в направлении её бинормали или антибинормали, и величина этого отклонения пропорциональна локальной кривизне поля K .

Средняя скорость частицы определяет скорость ведущего центра и будет равна

$$\langle \mathbf{v} \rangle = \langle \mu \rangle \mathbf{h}_d + \langle \mathbf{v}_\perp \rangle = \langle \mu \rangle \mathbf{h}_d \pm |u_d| \mathbf{b}_d. \quad (25)$$

В (24)-(25) верхние знаки относятся к положительным, а нижние - к отрицательным частицам.

Единичный вектор \mathbf{v}_c , касательный к траектории центра ларморовской окружности, находим из (25):

$$\mathbf{v}_c = \frac{\langle \mu \rangle \mathbf{h}_d + u_d \mathbf{b}_d}{\sqrt{\langle \mu \rangle^2 + u_d^2}}, \quad (26)$$

Чтобы найти единичный вектор \mathbf{n}_c в направлении главной нормали к траектории ведущего центра, запишем для неё первое уравнение Френе

$$\frac{d\mathbf{v}_c}{dl'} = k_c \mathbf{n}_c, \quad (27)$$

где k_c - кривизна траектории ведущего центра, dl' - элемент длины вдоль этой траектории, который выражается через элемент длины dl вдоль силовой линии соотношением

$$dl' = \frac{\sqrt{\langle \mu \rangle^2 + u_d^2}}{\langle \mu \rangle} dl. \quad (28)$$

Используя (28) и (23), находим

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_c}{dl'} = & \frac{\langle \mu \rangle^2}{\langle \mu \rangle^2 + u_d^2} K \mathbf{n}_d + \frac{\langle \mu \rangle^2}{\langle \mu \rangle^2 + u_d^2} u_d K \operatorname{ctg} \theta \left[\frac{1 + 3 \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} - \frac{3 + 5 \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \frac{1 - \langle \mu \rangle^2}{2 \langle \mu \rangle (\langle \mu \rangle^2 + u_d^2)} \right] \mathbf{b}_d + \\ & + \frac{\langle \mu \rangle^2}{\langle \mu \rangle^2 + u_d^2} u_d^2 K \operatorname{ctg} \theta \left[\frac{3 + 5 \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \frac{1 - \langle \mu \rangle^2}{2 \langle \mu \rangle (\langle \mu \rangle^2 + u_d^2)} - \frac{1 + 3 \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \right] \mathbf{h}_d. \end{aligned} \quad (29)$$

Рассмотрим два различных участка траектории ведущего центра: (1) — участок в окрестности точки отражения частицы, когда $\langle \mu \rangle^2 \ll u_d^2$, т. е. при $\langle \mu \rangle^2 \approx 0$, и участок (2) вдали от точек отражения, когда $\langle \mu \rangle^2 \gg u_d^2$. В первом случае ограничимся опреде-

лением только кривизны и направления главной нормали траектории в точке отражения. Второй случай рассмотрим более подробно.

(1): При условии $\langle \mu \rangle^2 \ll u_d^2$, учитывая также, что обычно $u_d^2 \ll 1$, получим из (29)

$$\frac{d\mathbf{v}_c}{dl'} = \mp \frac{\langle \mu \rangle}{|u_d^3|} K \text{ctg}\theta \frac{3+5\cos^2\theta}{2(1+\cos^2\theta)} \mathbf{b}_d + \frac{K}{u_d^2} \text{ctg}\theta \left[\frac{3+5\cos^2\theta}{2(1+\cos^2\theta)} - \langle \mu \rangle u_d^2 \frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \right] \mathbf{h}_d. \quad (30)$$

В самой точке отражения можно положить $\langle \mu \rangle = 0$. Тогда из (30) и (27) определяется значение кривизны k_{c*} в точке отражения $\theta = \theta_*$

$$k_{c*} = \frac{K_*}{2u_{d*}^2} |\text{ctg}\theta_*| \frac{3+5\cos^2\theta_*}{1+\cos^2\theta_*}$$

и единичный вектор \mathbf{n}_{c*} в направлении главной нормали к траектории ведущего центра

в этой точке $\mathbf{n}_{c*} = \frac{\cos\theta_*}{|\cos\theta_*|} \mathbf{h}_{d*}$.

(2): На большем участке траектории ведущего центра выполняется условие $\langle \mu \rangle^2 \gg u_d^2$. Из (29) мы получаем при таком условии уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_c}{dl'} = & K\mathbf{n}_d + u_d K \text{ctg}\theta \left[\frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} - \frac{3+5\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \frac{1-\langle \mu \rangle^2}{2\langle \mu \rangle \langle \mu \rangle^2} \right] \mathbf{b}_d + \\ & + \frac{u_d^2}{\langle \mu \rangle^2} K \text{ctg}\theta \left[\frac{3+5\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \frac{1-\langle \mu \rangle^2}{2\langle \mu \rangle^2} - \langle \mu \rangle \frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \right] \mathbf{h}_d. \end{aligned} \quad (31)$$

В достаточном удалении от экватора два последних члена в (31) пренебрежимо малы по сравнению с первым. Поэтому траектория ведущего центра здесь практически совпадают с силовой линией. Вблизи экватора, где необходимо учитывать величину скорости дрейфа, мы имеем при условии удалённости от точек отражения: $\langle \mu \rangle^2 \approx 1$. Тогда из уравнения (31) мы получаем

$$\frac{d\mathbf{v}_c}{dl'} = K\mathbf{n}_d + u_d K \text{ctg}\theta \frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \mathbf{b}_d - \langle \mu \rangle \frac{u_d^2}{\langle \mu \rangle^2} K \text{ctg}\theta \frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \mathbf{h}_d.$$

Пренебрегая величинами второго порядка малости по u_d , запишем выражения для кривизны $k_{c(e)}$ и единичного вектора нормали $\mathbf{n}_{c(e)}$ в экваториальной области

$$k_{c(e)} \approx K, \quad \mathbf{n}_{c(e)} \approx \mathbf{n}_d + u_d \text{ctg}\theta \frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \mathbf{b}_d.$$

Вектор бинормали $\mathbf{b}_{c(e)}$ к траектории ведущего центра в этой области равен

$$\mathbf{b}_{c(e)} = [\mathbf{v}_{c(e)} \times \mathbf{n}_{c(e)}] \approx \frac{\langle \mu \rangle}{|\langle \mu \rangle|} \mathbf{b}_d - u_d \mathbf{h}_d - \frac{\langle \mu \rangle}{|\langle \mu \rangle|} u_d \text{ctg}\theta \frac{1+3\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} \mathbf{n}_d.$$

Кручение $\chi_{c(e)}$ траектории ведущего центра в экваториальной области диполя определяется из соотношения

$$\chi_{c(e)} = (\mathbf{n}_{c(e)} \cdot \frac{d\mathbf{b}_{c(e)}}{dl'}) \approx - \frac{\langle \mu \rangle}{|\langle \mu \rangle|} u_d K (1 - |\langle \mu \rangle| \frac{(1 + 3 \cos^2 \theta)(1 + 7 \cos^2 \theta)}{3 \sin^2 \theta (1 + 3 \cos^2 \theta)}).$$

Полная кривизна ведущего центра близка к K , а вектор Дарбу приближённо направлен по бинормали для прямой траектории ($\mu > 0$) и по антибинормали для обратной траектории ($\mu < 0$)

$$\boldsymbol{\Omega}_{Dc} \approx K \frac{\langle \mu \rangle}{|\langle \mu \rangle|} \mathbf{b}_d.$$

Это соответствует баунс-колебаниям частицы между точками отражения с частотой $\omega_{Dc} \approx VK_{(e)}/C_{St} = V/R_{l(e)}$.

4. Заключение

Кривизна и кручение определяют кривую с точностью до положения в пространстве. Знание этих фундаментальных характеристик для траекторий частиц содержит важную информацию о поведении частиц в магнитных полях различной конфигурации. В нашей работе мы нашли кривизну и кручение траектории частицы в поле магнитного диполя. Определён также вектор Дарбу и вычислена средняя частота вращения частицы - частота Дарбу. Особо следует отметить тот факт, что частота Дарбу может существенно превышать частоту Лармора при малых питч-углах частицы. Этот эффект, в частности, может вносить свой вклад в увеличение частоты максимума в спектре синхротронного излучения электронов.

Найденные параметры траекторий ведущего центра частицы соответствуют представлениям дрейфовой теории. В точках отражения кривизна такой траектории велика и быстро возрастает при уменьшении скорости дрейфа в полярных областях. В экваториальной области кривизна траектории ведущего центра близка к кривизне силовых линий магнитного поля, а кручение пропорционально скорости дрейфа. Частота баунс-колебаний соответствует частоте Дарбу ω_{Dc} для траектории ведущего центра и выражается через кривизну силовых линий в экваториальной области диполя : $\omega_{Dc} \sim K_{(e)}$.

Работа выполнена при поддержке INTAS грант вы00-0810.

1. Альфвен Г., Фельтхаммер К. Г. Космическая электродинамика. -М. : Мир, 1967. -260 с.
2. Ильин В. Д., Кузнецов С. Н., Юшков Б. Ю. Квазиadiaбатическое движение энергичных частиц в дипольном магнитном поле. - 1992, Москва, Препринт НИИЯФ МГУ 92-23/272. - 15с.
3. Корн Г. , Корн Т. Справочник по математике. -М.: Наука, 1970. - 831 с.
4. Лихтенберг А. Динамика частиц в фазовом пространстве. -М.: Атомиздат, 1972. - 302 с.
5. Нортроп Т. Адиабатическая теория движения заряженных частиц.-М.: Атомиздат, 1967. -127 с.
6. Носов С. Ф. Дрейфовый гамильтониан и границы его применимости в дипольном магнитном поле. // Кинематика и физика небесных тел. - 1996. -12, N 5. -С. 55-62.
7. Носов С. Ф. О двух модах движения заряженной частицы в магнитном диполе//Кинематика и физика небесных тел. - 1999. - 15, N 3. - С. 273 - 281.
8. Штёрмер К. Проблема полярных сияний. - М.-Л., 1933. - 110 с.

ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ БОЛЬШЕ 40 КЭВ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Грачев Е. А.¹, Григорян О. Р.¹, Кудела К.², Петров А. Н.¹, Шевелева В. Н.¹

¹*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*

²*Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, 04353 Kosice, Slovakia*

Представлены результаты анализа эксперимента на борту искусственного спутника «Активный» (высота 500-2500 км, наклонение 82.6°) по регистрации высыпаний электронов с энергией $E_e=40-500$ кэВ в области средних широт ($L=1.2-1.8$). Проанализирована зависимость потоков электронов от высоты, уровня геомагнитной активности и местного времени для различных энергий. Получено, что на $L=1.2-1.8$ на высотах 350 - 1300 км есть области повышенных потоков электронов, на высоте 1500 км эти области становятся размытыми по широте, они имеют долготную зависимость, а распределение электронов зависит от уровня геомагнитной активности и местного времени. Наличие потоков электронов в северном полушарии в области, магнитосопреженной Южно-атлантической аномалии (ЮАА) может быть обусловлено тем, что часть электронов, попавших в область ЮАА, отражается от атмосферы.

1. Введение

Изучение потоков заряженных частиц является одним из наиболее важных направлений в физике космического околоземного пространства. Анализ их пространственных и временных зависимостей позволяет не только уточнить радиационную обстановку на околоземной орбите, что существенно для предсказания сроков работы космических аппаратов, но и значительно расширить наши знания о процессах, происходящих в ближнем космосе. Области внутреннего и внешнего радиационных поясов изучаются давно, однако только в 1980-х годах впервые появились экспериментальные данные о наличии потоков электронов под внутренним радиационным поясом, а именно на $L<1.9$. Потоки электронов регистрировались на средних широтах в различных экспериментах на космических аппаратах. Так, по экспериментальным данным ОК "Мир" (высота 400 км, электроны с энергией $E_e>75$ кэВ [3, 4]), спутниках "Коронас-И" (500 км, $E_e>500$ кэВ [5]) и OHZORA (350-850 км, $E_e = 190-3200$ кэВ [1]), под радиационными поясами Земли на $L = 1.2-1.8$ выделялись области, где регистрировались повышенные потоки электронов (рис. 1).

При сравнении этих данных хорошо видно, что границы областей высыпания электронов практически совпадают, положение рассматриваемых областей в целом стабильно во времени и пространстве, распределение потоков электронов имеет четко выраженную долготную зависимость.

Какой-либо модели явления, которая бы удовлетворительно объясняла повышенные потоки электронов на указанных L -оболочках, а также четко выраженную долготную зависимость, до сих пор предложено не было. В настоящее время есть две основные гипотезы [5], согласно которым высыпание электронов на $L = 1.6-1.8$ связано с работой коротковолновых передатчиков, либо является следствием глобальной грозовой активности.

2. Экспериментальные данные и обсуждение результатов

В настоящей работе анализируются распределения потоков электронов на $L = 1.2-1.8$ по данным ИСЗ "Активный", полученным в 1989-1990 гг. Спутник летал на высотах от 500 км до 2500 км, наклонение орбиты составляло 82.6° . Время активного существования спутника - с сентября 1989 по октябрь 1993, период обращения — 124 минуты [2].

Преыдушие эксперименты проводились в сравнительно узком интервале высот. Особенности орбиты спутника "Активный" позволили существенно расширить область наблюдений по высоте до 2500 км.

Электроны регистрировались тремя полупроводниковыми детекторами, ориентированными в трех взаимно перпендикулярных направлениях, толщиной 300 мкм и диаметром 8 мм каждый. Геометрический фактор — $0.03 \text{ см}^2 \text{ ср}$, время накопления частиц — 0.1 с, средний интервал между измерениями — 10 с. Защита от протонов с энергией $E_p < 0.5 \text{ МэВ}$ осуществлялась майларовой фольгой, которая устанавливалась перед детекторами. Весь интервал энергии $E_e = 40-500 \text{ кэВ}$ регистрируемых электронов был разделен на семь энергетических каналов. В работе анализируются данные, полученные с ИСЗ "Активный" в основном в течение 1990 года, то есть около 10000 витков.

Для каждого энергетического канала были построены карты распределения потоков электронов, на которых были выделены области на $L = 1.2-1.8$. На рис. 2 для высот 700 км, 900 км, 1100 км представлены распределения потоков электронов в географических координатах по данным одного из энергетических каналов ($E = 69.9-111.0 \text{ кэВ}$). Из полученных распределений можно сделать следующие выводы:

- области высыпания электронов под радиационными поясами на $L = 1.2-1.8$ находятся постоянно на высотах от 500 км до 1300 км, и в целом подобны в этом высотном интервале;
- потоки электронов наблюдаются на $L = 1.2-1.8$ как в северном полушарии на долготах от 90° до 350° , так и в южном полушарии, на долготах от 90° до 260° ;
- размеры областей по долготе практически не зависят от высоты вплоть до 1300 км; на больших высотах они становятся сильно «размытыми», и выделить их не представляется возможным;
- долготная ширина выделенных образований не зависит от энергии для электронов до 0.3 МэВ. При больших энергиях размеры областей уменьшаются. Полученный результат отличается от опубликованного в работе [5], где анализировались потоки электронов с энергией $E_e > 0.5 \text{ МэВ}$. Данное расхождение можно объяснить малым значением геометрического фактора детекторов ($0.03 \text{ см}^2 \text{ ср}$) на ИСЗ "Активный" (геометрический фактор детекторов в эксперименте на ИСЗ «Коронас-И» составлял $60 \text{ см}^2 \text{ ср}$).

В работах [1, 5] указывалось, что положение этих областей плохо коррелирует с уровнем геомагнитной активности. В данной работе были проанализированы распреде-

ления потоков электронов в широком диапазоне высот на выделенных L-оболочках в зависимости от уровня активности. Геомагнитные условия считались спокойными, если значение индекса D_{ST} лежало в диапазоне от -30 нТл до 0 нТл и возмущенными, если значение индекса D_{ST} меньше -30 нТл.

Были построены карты распределения потоков электронов в спокойных условиях и во время возмущений для всего рассматриваемого диапазона высот по шести энергетическим каналам от 40 кэВ до 500 кэВ. В качестве примера на рис. 3 показано распределение потоков электронов на высоте 700 км в спокойных условиях (рис. 3,А) и во время возмущений (рис. 3,В) для двух энергетических каналов ($E_e = 44.2-69.9$ кэВ и $E_e = 175.0-277.0$ кэВ).

Видно, что:

- в спокойных условиях область повышенных потоков электронов занимает $120^\circ - 300^\circ$ по долготе в северном полушарии, и $90^\circ - 200^\circ$ по долготе в южном полушарии;
- во время возмущений рассматриваемые области и в северном, и в южном полушариях «сдвигаются» в сторону больших долгот ($180^\circ - 360^\circ$ в северном полушарии, $170^\circ - 270^\circ$ в южном).

Во время возмущений электроны появляются в области, магнитосопряженной Южно-атлантической аномалии (ЮАА), что подтверждается результатами, опубликованными в работе [3]. Предполагается, что электроны частично отражаются в области аномалии и переходят в магнитосопряженную область в северном полушарии при совершаемом ими колебательном движении вдоль силовой линии. Согласно некоторым оценкам [6, 7] отраженный поток может составлять значительную часть потока падающих частиц. Это означает, что распределение потока частиц в конусе потерь перестает быть экспоненциальным.

Для проверки сделанного предположения были построены спектры электронов в области Южно-атлантической аномалии и в исследуемой области северного полушария. На рис. 4 представлен сравнительный анализ спектров электронов на $L = 1.2-1.4$ в северном полушарии и в ЮАА. На верхней панели исследуемые спектры аппроксимированы степенной функцией, на нижней - экспоненциальной. В таблице приведены показатели степенной α и экспоненциальной E_0 аппроксимаций и коэффициенты корреляции используемых аппроксимаций спектров электронов на высоте 700 ± 50 км. Из сравнения показателей видно:

- в пределах погрешности значения показателей степенной и экспоненциальной аппроксимаций одинаковы;
- аппроксимация экспоненциальной функцией оказывается более приемлемой (коэффициенты корреляции и в области ЮАА и в северном полушарии наиболее близки к единице).

Предыдущие эксперименты [5] показали, что сколько-нибудь выраженной зависимости потоков электронов на $L=1.2-1.8$ от местного времени не наблюдается. Однако

при анализе данных с ИСЗ "Активный" такая зависимость была обнаружена. Весь интервал местного геомагнитного времени (MLT) был условно поделен на день (06^h-21^h MLT) и ночь (21^h-00^h-06^h MLT). На рис. 5 приведены распределения потоков электронов с энергией 44.2-69.9 кэВ (левая панель) и = 111.0-277.0 кэВ (правая панель) на высоте 700 км для ночных (верхняя панель) и дневных часов (нижняя панель).

Из рисунка видно, что:

- в северном полушарии область регистрации повышенных потоков электронов занимает более широкий интервал долгот в ночные часы по сравнению с дневными;
- в южном полушарии рассматриваемая область смещается в сторону больших долгот и сужается по широте;
- наблюдаемая зависимость потоков низко энергичных электронов на $L = 1.2-1.8$ от местного времени свидетельствует в пользу того, что причиной появления потоков электронов под радиационными поясами может являться работа коротковолновых радиопередатчиков с Земли, поскольку ночью условия распространения радиоволн в ионосфере значительно лучше, чем днем.

3. Выводы

- на $L=1.2-1.8$ в диапазоне высот от 350 км до 1300 км существуют области регистрации повышенных потоков электронов с энергией в десятки–сотни кэВ;
- рассматриваемые области имеют долготную зависимость;
- распределение электронов под радиационными поясами на $1.2 < L < 1.8$ зависит от геомагнитной активности;
- не все электроны, попавшие в область Южно-Атлантической Аномалии, погибают; часть их отражается от атмосферы в магнитосопряженную область;
- распределение электронов на $L=1.2-1.8$ зависит от местного времени.

1. Nagata K., Kohno T., Murakami H. et al., Electron (0.19-3.2 MeV) and proton (0.58-35 MeV) precipitations observed by OHZORA satellite at low zones $L=1.6-1.8$ // Planet. Space Sci., 36, 591 (1988).
2. Kudela K. et al., Inner zone electron peaks observed by the "Active" satellite // J. Geophys. Res., 97, 8681, (1992).
3. Biryukov A. S., Grigoryan O. R., Kuznetsov S. N. et al. Low-energy charged particles at near equatorial latitudes according to "MIR" orbital station data // Adv. Space Res. Vol. 17, No 10, pp (10)189-(10)192, (1996).
4. Biryukov A. S., Grigoryan O. R., Kuznetsov S. N. et al. Specific features of electron distributions at altitudes of 400 km // Adv. Space Res. Vol. 21, No 12, pp. 1665-1668 (1999).
5. Kuznetsov S. N., Myagkova I. N. Quasi-trapped electron fluxes (>0.5 MeV) under the radiation belts: analysis of their connection with geomagnetic indices // J. of Atm. And Solar-Terr. Phys., 64 (2002).
6. Spjeldvik W. N. Radiation belt electrons: structure of the loss cone // J. Geophys. Res., 1977, v82, n 4, pp 709-713.
7. Leinbach H., Willams D. J., Evidence for very weak pitch angle diffusion of outer zone electrons // J. Geophys. Res., 1977, v82, n 32, pp 5091-5098.

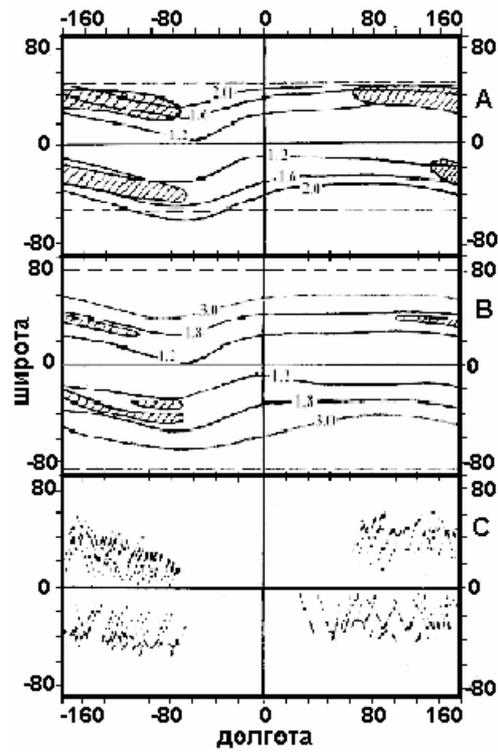


Рис 1. Высыпания электронов на средних широтах в экспериментах А - на станции МИР, В - на ИСЗ КОРОНАС-И, С- на ИСЗ ONZORA

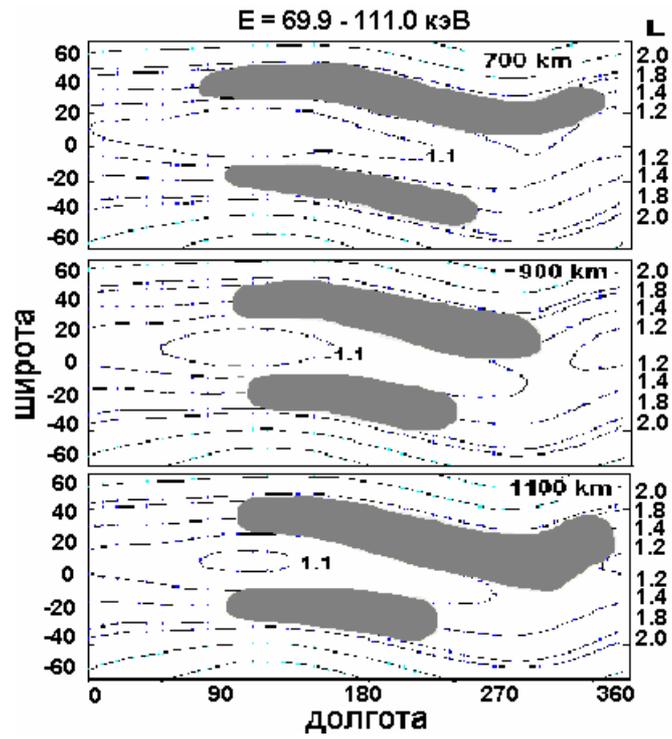


Рис 2. Распределение электронов с энергией $E = 69.9-111.0 \text{ кэВ}$ на $L = 1.2-1.8$ на высотах 700 км, 900 км, 1100 км

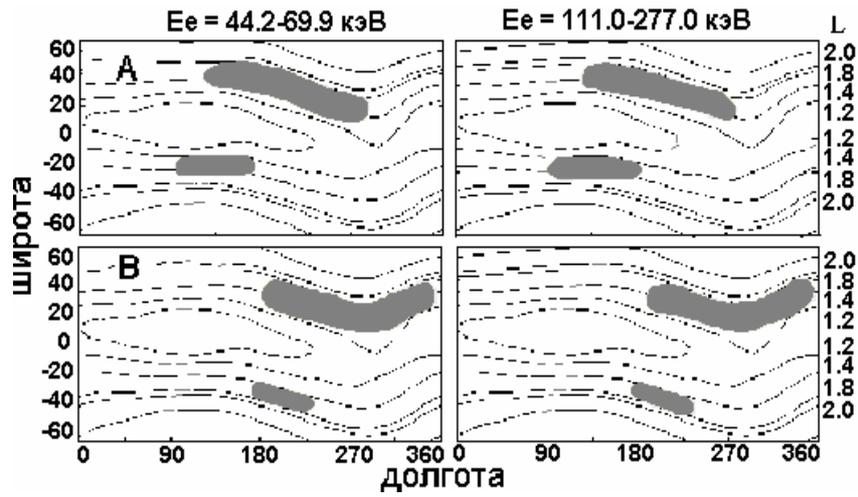


Рис 3. Распределение потоков электронов с энергией $E_e = 44.2-69.9$ кэВ (левая панель) и $E_e = 111.0-277.0$ кэВ (правая панель) на высоте $700(\pm 50)$ км А - в спокойных условиях, В - во время возмущений

Показатели степенной α и экспоненциальной E_0 аппроксимаций и коэффициенты корреляции используемых аппроксимаций спектров электронов на высоте 700 \pm 50 км

	Показатель степенной аппроксимации спектра α	Коэффициент корреляции	Показатель экспоненциальной аппроксимации спектра E_0 , кэВ	Коэффициент корреляции
На L=1.2-1.4 в северном полушарии	- 0.9 \pm 0.3	0.86	140 \pm 20	0.96
В ЮАА	- 0.94 \pm 0.07	0.99	160 \pm 20	0.97

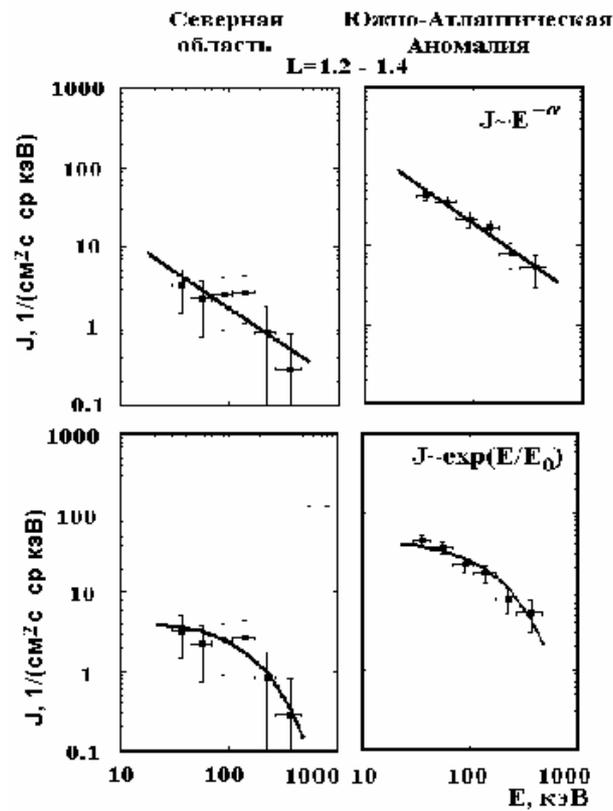


Рис. 4. Энергетический спектр электронов ($E_c=28-480$ кэВ) на $L=1.2-1.4$ в северном полушарии и в ЮАА на высоте 700 ± 50 км

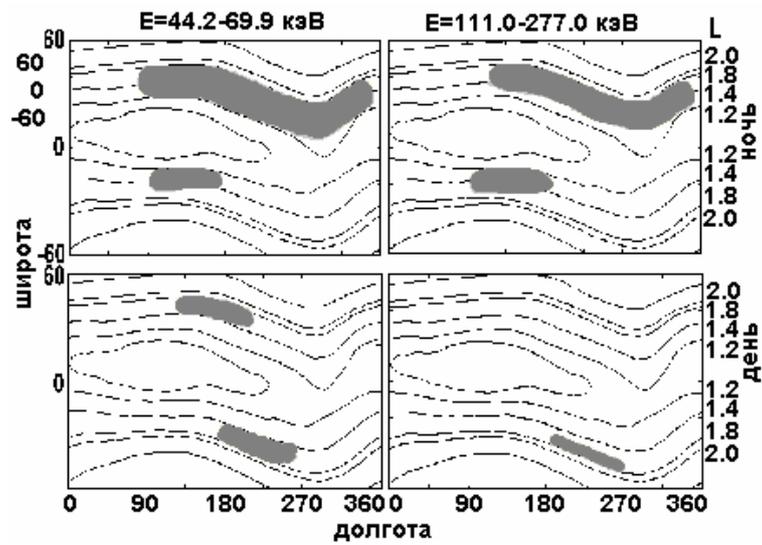


Рис 5. Распределение электронов ($E_c=44.2-69.9$ кэВ -левая панель, $E_c=111.0-277.0$ кэВ -правая панель) на $L=1.2-1.8$ на высоте $H=700 \pm 50$ км в зависимости от местного времени. Ночь: MLT = 21-00-06^h. День: MLT = 06-21^h

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Логинов А. А.

Институт космических исследований НАНУ - НКАУ, г. Киев

Работа посвящена исследованию ламинарного динамо-эффекта, который проявляется в достаточно интенсивных ламинарных сдвиговых течениях электропроводящей жидкости с высокой электропроводностью как спонтанное возникновение и стационарное поддержание магнитного поля. Интерес к этому явлению постоянно возрастает в связи с изучением природы магнетизма планет и других объектов космоса.

Рассмотрим в декартовой системе координат $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ течение Куэтта проводящей жидкости с профилем скорости

$$\vec{V} = -\vec{e}_y \Omega x \quad (-h \leq x \leq h, \quad [\Omega] = c^{-1}), \quad (1)$$

который создается двумя увлекающими жидкость встречно движущимися в направлении \vec{e}_y непроводящими пластинами, равноудаленными на h от плоскости $\{y, z\}$, как показано на рис. 1.

Выбирая для удобства систему единиц измерения длины и времени, в которой $h = 1, \Omega = 1$, запишем уравнения, определяющие поле \vec{H} и обеспечивающие непротекание тока сквозь пластины в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \text{rot}[x\vec{e}_y \times \vec{H}] &= \mu \Delta \vec{H}, \\ \text{div} \vec{H} &= 0, \\ \text{rot}_x \vec{H} \Big|_{x=\pm 1} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Ввиду их линейности и трансляционной инвариантности относительно t, y, z , решение будем искать как суперпозицию фурье-гармоник

$$\vec{H} = [\vec{e}_y H_y(x) + \vec{e}_z H_z(x)] e^{\mu\gamma t + i(ky + \ell z)}, \quad (3)$$

задав поляризацию такой, что $H_x(x) \equiv 0$, и обеспечивая тем самым наиболее полную локализацию поля в области, занятой течением.

Подстановка (3) в (2) дает соотношение $kH_y(x) + \ell H_z(x) = 0$ и условия краевой задачи для $H_z(x)$:

$$H_z''(x) = (k^2 + \ell^2 + \gamma - i\mu^{-1}kx) H_z(x) \quad (-1 < x < 1), \quad (4)$$

$$H_z(\pm 1) = 0. \quad (5)$$

Заменой переменных

$$Z = -\left(\frac{k}{\mu}\right)^{\frac{1}{3}} \left\{ \mu k [1 + k^{-1}(\ell^2 + \gamma)] - ix \right\} = Z(x), \quad (6)$$

$$H_z(x) = W(Z)|_{Z=Z(x)} \quad (7)$$

уравнение (4) преобразуется в уравнение Эйри

$$W''(Z) = ZW(Z). \quad (8)$$

При этом отрезок $[-1, 1]$ вещественной прямой x переходит в прямолинейный отрезок на комплексной плоскости Z , перпендикулярный к вещественной оси и соединяющий комплексно-сопряженные точки

$$Z_{(\pm)} = -a^{\frac{1}{3}} e^{\mp i\varphi} \quad (9)$$

где a и φ определены соотношениями

$$\operatorname{ctg}\varphi = \mu k [1 + k^{-2}(\ell^2 + \gamma)], \quad (10)$$

$$a = k^2 [1 + k^{-2}(\ell^2 + \gamma)] \cdot (1 + \operatorname{tg}^2\varphi)^{\frac{3}{2}} \operatorname{ctg}^2\varphi.$$

Соответственно граничные условия (5) для $H_z(x)$ преобразуются в граничные условия, заданные на концах указанного отрезка комплексной плоскости Z для $W(Z)$:

$$W(Z_{(\pm)}) = 0. \quad (11)$$

Благодаря предлагаемой замене переменных, решение интересующей нас краевой задачи удается выразить через целые трансцендентные функции Эйри $Ai(Z)$, которые, согласно [2], представляются сходящимися на всей плоскости Z степенными рядами следующим образом:

$$Ai(Z) = Ai(0) \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Z^{3n}}{\prod_{k=1}^n (3k-1) \prod_{\ell=1}^n (3\ell)} \right] + Ai'(0) \left[Z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Z^{3n+1}}{\prod_{k=1}^n (3k) \prod_{\ell=1}^n (3\ell+1)} \right], \quad (12)$$

$$\text{где } Ai(0) = \left[3^{\frac{2}{3}} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \right]^{-1}, \quad Ai'(0) = \left[3^{\frac{1}{3}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \right]^{-1}.$$

Определяемые через $Ai(Z)$ функции

$$W_{(\pm)}(Z) = Ai\left(Ze^{\pm \frac{2\pi i}{3}} \right) \quad (13)$$

являются двумя линейно независимыми решениями уравнения (8), как и сама функция $Ai(Z) = W(Z)$, связанная с $W_{(+)}$ и $W_{(-)}$ линейно:

$$W(Z) + W_{(+)}(Z)e^{\frac{2\pi i}{3}} + W_{(-)}(Z)e^{-\frac{2\pi i}{3}} = 0. \quad (14)$$

Функция

$$w(Z) = u(Z) + iv(Z) = 2\sqrt{\pi}W_{(+)}(Z)e^{i\frac{\pi}{6}}, \quad (15)$$

предложенная В.А. Фоком [3] для применения в теории распространения радиоволн над искривленной поверхностью, достаточно хорошо изучена и табулирована. Для вещественных значений $Z = t$ составлены таблицы функций $u(t)$, $v(t)$, $u'(t)$, $v'(t)$, позволяющие при помощи тождества (14) получать значения функции Эйри не только на вещественной оси, но и на всех шести лучах комплексной плоскости, на которых

$$\arg Z = \frac{n\pi}{3} \quad (n = 0, 1, 2, 3, 4, 5).$$

Однако для решения краевой задачи динамо этих табличных данных недостаточно, так как заранее неизвестно, какие именно значения Z будут характеристическими числами. Поэтому для их определения следует использовать представление в виде общих степенных рядов (12), сходящихся на всей комплексной плоскости, а также указанные В.А. Фоком асимптотики для $u(Z)$ и $v(Z)$, справедливые в достаточно широком секторе $-\frac{\pi}{3} < \arg < \frac{\pi}{3}$, в котором сходятся ряды

$$u(Z) = Z^{-\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{2}{3}Z^{\frac{3}{2}}\right) \left(1 + a_1Z^{-1} + a_2Z^{-2} + a_3Z^{-3} + \dots\right), \quad (16)$$

$$v(Z) = Z^{-\frac{1}{4}} \exp\left(-\frac{2}{3}Z^{\frac{3}{2}}\right) \left(1 - a_1Z^{-1} + a_2Z^{-2} - a_3Z^{-3} + \dots\right),$$

$$\text{где } a_1 = \frac{5}{72}, \quad a_2 = \frac{(5 \cdot 11) \cdot 7}{(1 \cdot 2) \cdot 72^2}, \quad a_3 = \frac{(5 \cdot 11 \cdot 17) \cdot (7 \cdot 13)}{(1 \cdot 2 \cdot 3) \cdot 72^3}, \dots,$$

$$a_n = \frac{[5 \cdot 11 \cdot \dots \cdot (6n - 1)] \cdot [7 \cdot 13 \cdot \dots \cdot (6n - 5)]}{n! 72^n}.$$

Применяя функции Эйри (13), представим общее решение уравнения (8) в виде

$$W(Z) = C^{(+)}W_{(+)}(Z) + C^{(-)}W_{(-)}(Z). \quad (17)$$

Подставляя (17) в граничные условия (11), получим линейную однородную алгебраическую систему двух уравнений относительно двух неизвестных констант $C^{(+)}$, $C^{(-)}$:

$$\begin{aligned} C^{(+)}W_{(+)}(Z_{(+)}) + C^{(-)}W_{(-)}(Z_{(+)}) &= 0, \\ C^{(+)}W_{(+)}(Z_{(-)}) + C^{(-)}W_{(-)}(Z_{(-)}) &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Как известно, для существования нетривиального решения этой системы необходимо и достаточно, чтобы ее определитель равнялся нулю. Соответственно получаем характеристическое уравнение

$$W_{(+)}(Z_{(+)})W_{(-)}(Z_{(-)}) = W_{(+)}(Z_{(-)})W_{(-)}(Z_{(+)}). \quad (19)$$

Простые выкладки, использующие (9), (12), (13), приводят это уравнение к удобной для вычислений окончательной форме, устанавливающей взаимосвязь a и φ :

$$\sin \varphi + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n a^n f_n(\varphi) = 0, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} f_n(\varphi) &= \frac{\prod_{k=1}^n (3k-1)}{(3n+1)!} \sin[(3n+1)\varphi] + \sum_{m=1}^{n-1} \frac{\prod_{k=1}^{n-m} (3k-1) \prod_{\ell=1}^m (3\ell-2)}{(3m)! [3(n-m)+1]!} \sin\{[3(n-2m)+1]\varphi\} - \\ &\quad - \frac{\prod_{\ell=1}^n (3\ell-2)}{(3n)!} \sin[(3n-1)\varphi]. \end{aligned}$$

Указанный здесь степенной ряд, как это следует из теории функций Эйри, сходится на всей комплексной плоскости Z , т. е. при всех $a \geq 0$ и любых $\varphi \pmod{2\pi}$, но область существования решений уравнения (20), разумеется, не обязана совпадать со всей плоскостью Z . Как показывает анализ, решения существуют по крайней мере в секторе $\frac{\pi}{2} < \varphi < \pi$.

Вычисления производились в пределах $1 < n < N$. Уже начиная с $N \geq 20$, дальнейшее увеличение N вплоть до $N = 60$ не выявило практически никаких отличий в результатах расчета дисперсионной зависимости $a = a(\varphi)$ в диапазоне $0 \leq a \leq 160$. Выявлена зонная структура неустойчивости, в которой, собственно, и проявляется динамо-эффект. Для иллюстрации на рис. 2 приведены эпюры трех зон (они затушеваны), попадающих в указанный диапазон изменения a .

Принципиальное значение имеет пороговое значение $a_* = a_{\min}$ и соответствующее ему φ_* . Эти числа определяют наибольшее значение магнитной вязкости $\mu = \mu_{\text{кр}}$, выше которого генерация поля невозможна, и реализуемая при $\mu_{\text{кр}}$ наименьшая длина волны поля $\lambda_{\min} = \frac{2\pi}{k_{\text{кр}}}$, связь которых с a_* и φ_* устанавливается согласно (10). Фрагмент первой зоны с a_* и φ_* укрупненно показан на рис. 3.

В результате подстановки найденной дисперсионной зависимости $a=a(\varphi)$ в формулы, определяющие $Z_{(\pm)}$, получаем с точностью до произвольного множителя решение уравнения (8), удовлетворяющее заданным граничным условиям (11), имеющее вид

$$W(Z) = W_{(-)}(Z_{(+)})W_{(+)}(Z) - W_{(+)}(Z_{(+)})W_{(-)}(Z). \quad (21)$$

Явное выражение для $H_z(x)$ получается из (21) по формулам (6) и (7). При этом $H_y(x) = -\frac{\ell}{k}H_z(x)$. Векторное поле токов определяется в результате применения операции rot к (3). Выделение действительной части из полученных выражений для магнитного поля и токов дает окончательную вещественную форму решения рассмотренной задачи.

Для случая $\gamma = 0$ и $\ell = 0$ при $a = a_{\text{кр}} = 6,970$ и $\varphi_* = 2,247$, которым, согласно (10), соответствуют $k_* = -1,629$ и $\text{Re}_m^* = \mu_*^{-1} = 2,029$, на рис.4 линиями уровня в пределах $-0,8 \leq H_z \leq +0,8$ представлен результат расчета z-составляющей напряженности магнитного \vec{H} как функции x и y . Подобным же образом на рис. 9 и 10 даны распределения x - и y - составляющих плотности тока \vec{J} в пределах от $-1,5$ до $+1,5$.

На приведенных иллюстрациях обращают на себя внимание следующие две особенности построенных эпюр:

- наклон ячеек генерируемого поля и токов навстречу сдвиговому течению и S-образность линий нулевого уровня;
- обращение в нуль нормальной к непроводящим границам составляющей J_x поля токов в соответствии с заданными граничными условиями.

В более общем случае, когда $\ell \neq 0$, дисперсионная зависимость для каждой из зон генерации поля должна изображаться в виде параметризованного инкрементом γ семейства поверхностей над плоскостью волновых чисел k и ℓ $\mu^{-1} = \text{Re}_m = R^\sigma(k, \ell; \gamma)$, где σ - номер зоны ($\sigma = 1, 2, 3, \dots$). Минимальное значение Re_m для течения, способного поддерживать стационарный динамо-процесс, достигается при $\ell = 0$. Объемные ponderomotive силы $[\vec{H} \times \text{rot} \vec{H}]$, возмущая поле скоростей в соответствии с уравнением (2), приводят к увеличению касательных напряжений, тормозящих движение пластин. Тем самым обеспечивается трансформация механической энергии в электромагнитную, что и определяет, в конечном счете, сущность эффекта гидромагнитного динамо.

1. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М.: Мир, 1980, 340 с.
2. Олвер Ф. Введение в асимптотические методы и специальные функции. — М.: Наука, 1978, 376 с.
3. Фок В. А. Таблицы функций Эйри. — М.: Изд. Инф. Отд. НИИ-108, 1946, 56 с.

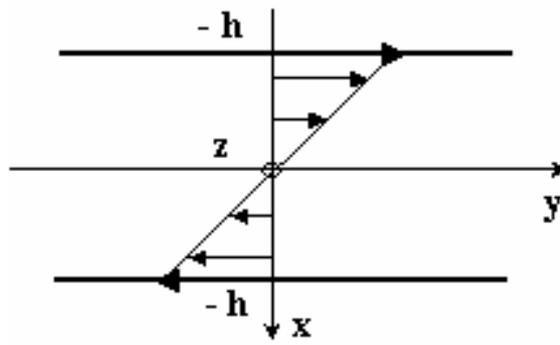


Рис.1. Течение Куэтта между встречно тангенциально движущимися параллельными плоскостями.

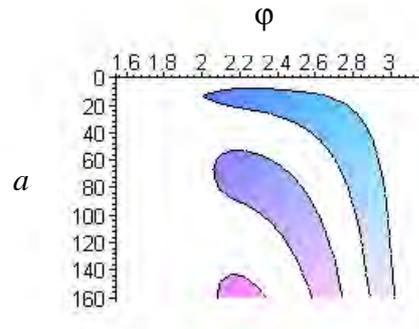


Рис.2. Зонная структура решения системы уравнений (18). Темные зоны соответствуют отрицательным значениям детерминанта, неокрашенная область – положительным.
Линия границы между областями – решения уравнения (19)
(нулевые значение детерминанта системы (18))

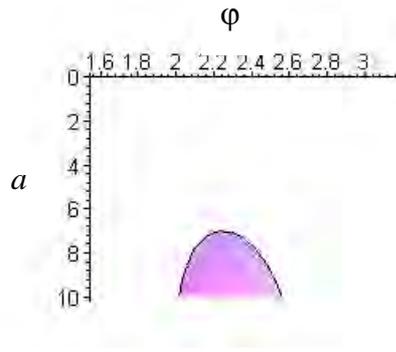


Рис.3. Укрупненный фрагмент первой (по мере возрастания параметра a) зоны

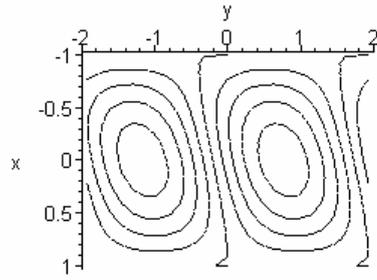


Рис.4. Линии уровня величины H_z - компонента магнитного поля

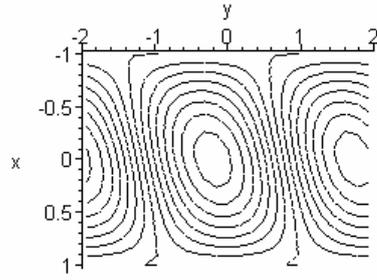


Рис.5. Линии уровня J_x - компонента плотности тока

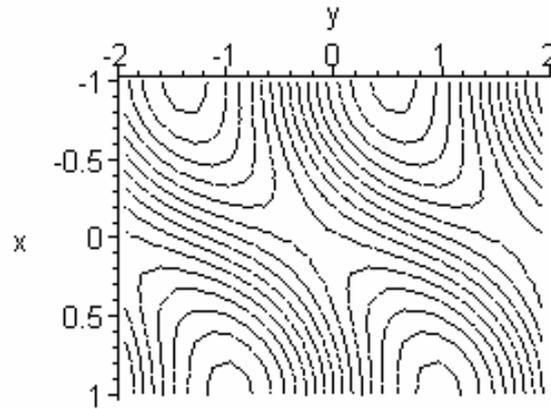


Рис.6. Линии уровня J_y -компоненты плотности тока

ВЛИЯНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ НА ИХ УДЕРЖАНИЕ В ГЕОМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

Черемных О. К.¹, Голобородько В. Я.², Резник С. Н.²

¹Институт космических исследований НАН Украины и Национального космического агентства Украины, Киев

²Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Изучается возможность численного описания поведения высокоэнергетичных протонов в магнитосфере Земли в областях динамической неустойчивости их движения в фазовом пространстве. Представлены результаты сравнения различных методов численного расчета движения протонов в этих областях и предложен подход для усредненного описания их поведения.

Динамическая неустойчивость движения протонов и его описание

Как известно [1], устойчивость движения заряженной частицы в геомагнитной ловушке определяется степенью сохранения поперечного адиабатического инварианта $\mu = m v_{\perp}^2 / 2B$, где v_{\perp} – поперечная по отношению к магнитному полю ловушки \mathbf{B} составляющая скорости частицы массы m . Разрушение этого инварианта происходит за счет резонансного взаимодействия ларморовского движения частицы с продольными колебаниями между точками отражения. Согласно [1] система резонансов определяется выражением

$$\frac{\bar{\omega}_c(v, \alpha)}{2\omega_l(v, \alpha)} = n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где $\bar{\omega}_c(v, \alpha)$ – ларморовская частота, усредненная по периоду продольных колебаний, $\bar{\omega}_l(v, \alpha)$ – частота продольных колебаний, v – полная скорость частицы, α – экваториальный питч-угол.

При достаточно большом значении параметра адиабатичности $\chi_{\perp e} \approx 3\rho_c / LR_E$ (ρ_c – ларморовский радиус, R_E – радиус Земли, L – координата Мак-Илвайна) соседние резонансы перекрываются, образуя стохастическую область. Граница стохастической неустойчивости в соответствии с теорией перекрытия резонансов [1] определяется условием

$$K = \mu_n \xi(\mu_n) d'_{\mu}(\mu_n) = 1, \quad (2)$$

где μ_n – значение магнитного момента в резонансе,

$$\xi = \frac{\Delta\mu}{\mu}, \quad d'_{\mu}(\mu_n) = \frac{\pi \sin \alpha}{\mu_n} \frac{\partial n}{\partial \sin \alpha},$$

$\Delta\mu$ – приращение магнитного момента за полупериод продольных колебаний. В случае дипольного магнитного поля скачки адиабатического инварианта $\Delta\mu$ можно находить по следующей формуле [2]:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} \approx 0.74 \frac{14 - \sin^2 \alpha}{\sin 2\alpha} \exp\left[-3 \frac{\psi(\alpha)}{\chi_{\perp e}}\right], \quad (3)$$

где

$$\psi(\alpha) = \int_0^{1/\sqrt{3}} \frac{1-x^2}{(1+x^2)^3} \left(1 - \sin^2 \alpha \cdot \frac{(1-3x^2)^{1/2}}{(1+x^2)^3}\right)^{-1/2} dx.$$

Тогда (2) принимает вид [3]

$$K \approx \frac{0.56}{\chi_{\perp e}} \frac{(14 - \sin^2 \alpha)}{\cos \alpha} \frac{(1 + 1.44 \sin \alpha)}{\sin^3 \alpha} \exp\left[-3 \frac{\psi(\alpha)}{\chi_{\perp e}}\right] = 1. \quad (4)$$

Из последнего выражения и определяются границы области стохастичности. Следует, однако, отметить, что оно справедливо лишь при сравнительно небольших значениях параметра адиабатичности ($\chi_{\perp e} \leq 0.1$).

Целью настоящей работы было сравнение оценочной формулы (4) с результатами прямых численных расчетов. В качестве характеристики стохастической неустойчивости движения протонов в ловушке использовался усредненный коэффициент питч-угловой диффузии, определяемый как

$$D_{\lambda\lambda} = \langle (\Delta\bar{\lambda})^2 / \Delta t \rangle. \quad (5)$$

Здесь $\lambda = \mu B_0 / E$ - нормализованный магнитный момент протона, B_0 - значение магнитного поля на экваторе, $E = m v^2 / 2$ - энергия протона. Для вычисления накапливающихся изменений магнитного момента была использована процедура, аналогичная предложенной в [1]. Уравнения движения протона интегрировались на промежутке времени t , значительно превышающем все характерные времена движения частицы. Этот временной интервал разбивался на n равных подынтервалов Δt_n , в пределах каждого из которых производилось усреднение λ по времени и определялось $\bar{\lambda}_n$. Эта процедура выполнялась с целью устранения вклада адиабатических изменений магнитного момента в диффузионный коэффициент. После этого вычислялись разности $\bar{\lambda}_i - \bar{\lambda}_j$ для каждой пары временных интервалов, и проводилось усреднение по всем парам. В (5) это усреднение условно обозначено угловыми скобками, а Δt представляет собой временной промежуток между центрами интервалов.

Изложенный выше теоретический подход к описанию динамически неустойчивого движения справедлив лишь в дрейфовом приближении. По этой причине для сравнения результатов численных расчетов с теоретическими предсказаниями прово-

дилось дополнительное усреднение по начальной фазе ларморовского вращения на дрейфовой траектории движения протона.

Используемые методы расчета динамики движения протонов

Результаты расчетов получены на основе численного интегрирования уравнений движения

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \boldsymbol{\omega} \right], \quad \boldsymbol{\omega} = \frac{e\mathbf{B}}{mc}, \quad (6)$$

где \mathbf{r} – радиус вектор частицы, e – заряд частицы, c – скорость света,

$$B_R = M \frac{3RZ}{(R^2 + Z^2)^{5/2}}, \quad B_\varphi = 0, \quad B_Z = M \frac{2Z^2 - R^2}{(R^2 + Z^2)^{5/2}}$$

– компоненты магнитного поля в цилиндрической системе координат (R, φ, Z) , M – дипольный магнитный момент Земли. Эти уравнения при заданных начальных значениях $\mathbf{r}(0)$ и $\frac{d\mathbf{r}}{dt}(0)$ интегрировались на достаточно длительном промежутке времени (тысяча и больше периодов продольного движения) с помощью различных численных методов:

- метод Рунге–Кутты 4^{го} порядка
- программа LSODAR из пакета ODEPACK [4]
- симплектический метод 6^{го} порядка для сепарабельных гамильтоновых систем [5] (Symplectic 1)
- симплектический метод 4^{го} порядка для гамильтоновых систем общего вида [6] (Symplectic 2).

В расчетах, которые проводились с помощью 1), 2) и 4), не использовались законы сохранения энергии протона E и его обобщенного азимутального импульса

$$P_\varphi = R \left(m \frac{d\varphi}{dt} + \frac{eMR}{c(R^2 + Z^2)^{3/2}} \right).$$

Симплектический метод интегрирования высокого порядка [5] применялся для контроля точности расчетов, полученных другими методами, и в этом случае явно использовалось постоянство во времени P_φ . Отметим, что симплектические методы сохраняют все инварианты Пуанкаре, что особенно важно при проведении интегрирования уравнений движения одной частицы на больших промежутках времени.

Результаты численного моделирования

Применение различных методов интегрирования уравнений движения обусловлено тем, что мы пытаемся получить характеристики поведения высокоэнергетичных протонов в динамически неустойчивой области. Большую роль в этом случае играет соотношение между точностью проводимых расчетов и вычислительным временем, не-

обходимым для ее достижения. Сравнительные результаты расчетов коэффициентов питч-угловой диффузии, полученные с использованием различных численных методов, упомянутых в предыдущем разделе, представлены на рис.1. При этом предполагалось, что для первого и второго методов относительная точность сохранения энергии в процессе вычислений была не хуже 10^{-3} .

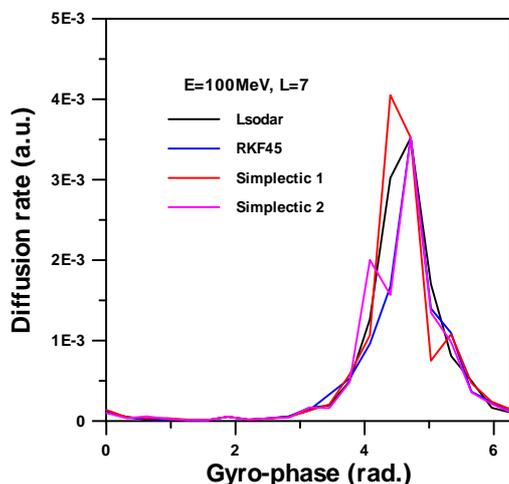


Рис. 1а. Скорость диффузии для $\alpha=1.57$ как функция начальной фазы ларморовского вращения в экваториальной плоскости.

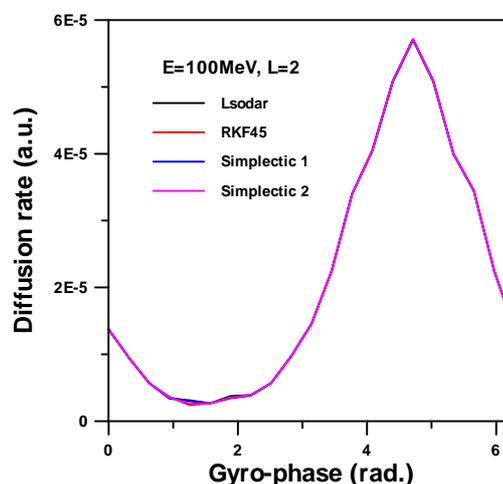


Рис. 1б. Скорость диффузии для $\alpha=1.57$ как функция начальной фазы ларморовского вращения в экваториальной плоскости.

Видно, что в области устойчивого движения все использованные численные методы расчета движения частиц приводят к практически одинаковым значениям парных корреляций (мы их условно называем здесь коэффициентом диффузии). В соответствии с формулой (4) высокоэнергетичные протоны на больших оболочках должны находиться в области динамически неустойчивого движения, и результаты расчетов, приведенные на рис.1,а, показывают, что движение одной частицы в этой области фазового пространства не может быть описано достаточно хорошо ни одним из использованных методов. Однако переход в режим динамически неустойчивого – стохастического движения может быть адекватно описан всеми рассматриваемыми численными методами в терминах предложенного в данном докладе коэффициента питч-угловой диффузии при соблюдении заданной точности сохранения энергии.

На рис.2 представлены типичные результаты расчетов коэффициента питч-угловой диффузии быстрых протонов. Этот коэффициент испытывает скачок около 102 раз при энергиях порядка 80МэВ на оболочке с $L=4.7$, что находится в качественном соответствии с теоретическими предсказаниями формулы (4). Это характеризует переход в режим динамически неустойчивого движения и, как следствие, к возникновению стохастической бесстолкновительной питч-угловой диффузии протонов.

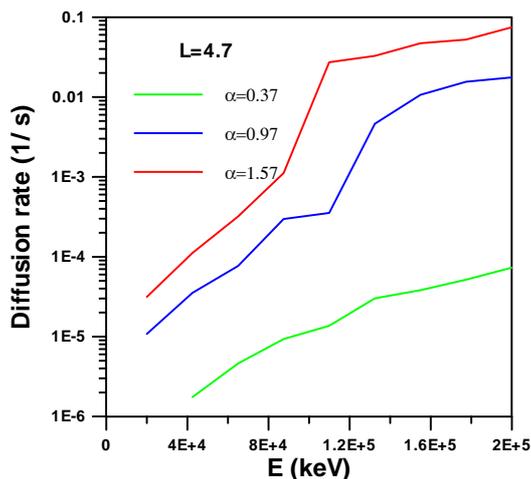


Рис. 2. Скорость диффузии как функция энергии

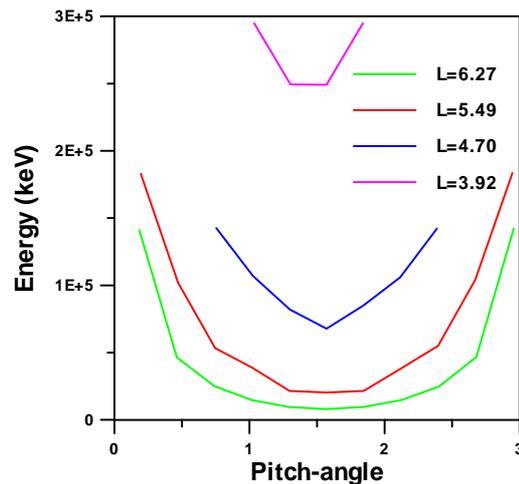


Рис. 3. Область удержания в фазовом пространстве

Указанное значение коэффициента диффузии использовалось для качественного определения области стохастического переноса во всем фазовом пространстве области дрейфового удержания протонов в магнитосфере. Области усиленного переноса протонов представлены на рис. 3 и лежат выше приведенных на графике кривых. Приведенные на данном рисунке зависимости находятся в соответствии с теоретическими оценками формулы (4). При этом область фазового пространства, подверженная стохастическому переносу, существенно анизотропна по питч-углу и расширяется с ростом энергии частиц и номером оболочки.

Обсуждение результатов

Представленные результаты численного моделирования показывают, что удовлетворительное описание поведения высокоэнергетичных протонов в магнитосфере Земли в областях динамически неустойчивого движения возможно при использовании усредненного коэффициента питч-угловой диффузии. Численно рассчитанный энергетический порог возникновения стохастической диффузии и ее интенсивность находятся в качественном согласии с теоретическими предсказаниями. Расчеты стохастического коэффициента питч-угловой диффузии могут быть выполнены методами типа Рунге-Кутты при надежном контроле точности сохранения энергии и использованы в трехмерном моделировании переноса быстрых протонов в магнитосфере Земли.

Следует отметить, что рассмотренный механизм стохастической диффузии протонов имеет резонансный характер. По этой причине он может существенно изменяться даже при учете небольших отклонений магнитного поля от рассмотренного дипольного приближения для магнитного поля Земли. Однако предложенный подход к описанию неадиабатического поведения быстрых протонов может быть применен и для реальной геометрии геомагнитного поля.

1. Chirikov B. V.// Physics Reports v.52, No.5 (1979) p.263.
2. Ильин В. Д., Ильина А. Н.// Физика плазмы, т.4 (1978) с.521.
3. Ильин В. Д., Ильина А. Н.// Физика плазмы, т.8 (1982) с.148.

4. Hindmarsh A. C., ODEPACK, a systematized collection of ODE solvers // *Scientific Computing/ R.S.Stepleman et al. (eds.)- North-Holland, Amsterdam, 1983, p. 55-64.*
5. Schlier Ch., Seiter A.// *Comp. Phys. Comm.*, v.130 (2000) p.176.
6. Channell P.J., Scovel C.// *Nonlinearity*, v.3 (1990) p.231.

ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ С НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Буринская Т. М.⁽¹⁾, Rauch J. L.⁽²⁾, Могилевский М. М.⁽¹⁾

¹ ИКИ РАН, Россия,

² CNRS, LPCE, France

В рамках квазилинейного статистического приближения выведены уравнения, описывающие динамику формирования спектров ленгмюровских колебаний в замагниченной бесстолкновительной плазме с низкочастотной турбулентностью. Полученные уравнения учитывают рассеяние возбуждаемых электронным пучком волн на заданном фоне флуктуаций плотности плазмы как на малые, так и на большие углы. Вследствие рассеяния ленгмюровских волн происходит перераспределение энергии колебаний в фазовом пространстве и формируются спектры характерного вида. Численные расчеты, проведенные при параметрах плазмы, характерных для полярной шапки магнитосферы Земли, дают возможность объяснить генерацию мелкомасштабных всплесков ленгмюровских колебаний, зарегистрированных на борту спутника ИНТЕРБОЛ-2 при пролетах в этой области.

Введение

Модулированные пакеты ленгмюровских колебаний неоднократно регистрировались в разных областях космической плазмы: в солнечном ветре [1, 2], в верхней части авроральной ионосферы и в авроральных областях магнитосферы Земли [3-5]. Анализ волновых измерений, выполненных на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 (авроральный зонд), показал, что в условиях возмущенной магнитосферной плазмы K_p индекс порядка 3–5, мелкомасштабные всплески ленгмюровских колебаний часто встречаются также и в области полярной шапки на высотах от 2 до 3 радиусов Земли [6]. Сравнение результатов наблюдений волновой активности ленгмюровских колебаний в различных областях околоземного пространства показывает, что исследуемому типу колебаний присущи общие характерные свойства, такие как: всплескообразный характер, нерегулярная структура, вариации амплитуд и низкочастотная модуляция. В ходе наблюдений в солнечном ветре и авроральной области была зарегистрирована корреляция между появлением ленгмюровских колебаний и прохождением электронных пучков в этой области. В полярной шапке мелкомасштабные всплески ленгмюровских колебаний также наблюдались внутри областей прохождения электронных потоков с энергиями 300 – 400 эВ. В периоды наблюдений всплесков ленгмюровских колебаний плазма полярной шапки имела развитый спектр низкочастотной турбулентности. Таким образом, для интерпретации экспериментальных данных необходимо рассмотреть процесс генерации ленгмюровских волн электронным пучком в плазме с низкочастотной турбулентностью.

В данной работе приведены результаты анализа волновых измерений, полученных при пролетах спутника ИНТЕРБОЛ-2 в области полярной шапки, и в рамках квазилинейного статистического приближения предложена теоретическая модель для интерпретации экспериментальных данных.

Экспериментальные данные

Используются данные со спутника ИНТЕРБОЛ-2, запущенного в рамках проекта ИНТЕРБОЛ для проведения комплексных измерений во внутренних областях магнитосферы на высотах порядка 2 – 3 радиусов Земли. В состав комплекса научного оборудования спутника входил ОНЧ-приемник, предназначенный для измерения электрических и магнитных составляющих излучения в диапазоне частот от 8 Гц до 20 кГц [7], а также прибор ИОН [8], который измерял потоки электронов и ионов в диапазоне энергий от 5 эВ до 20 кэВ. В рамках эксперимента НВК-ОНЧ были проведены измерения волновой формы сигнала в диапазоне частот до 20 кГц, которые позволили обнаружить локальные мелкомасштабные всплески электростатического высокочастотного излучения в полярной шапке. Как правило, исследуемые структуры состоят из нескольких всплесков, при этом интенсивность отдельных всплесков изменяется нерегулярным образом. Общая длительность пакета всплесков порядка 0.05 – 10 с, а длительность одного всплеска изменяется от 0.02 до 2 – 3 с. Характерные размеры областей пространства, в которых регистрируются эти всплески, лежат в диапазоне от нескольких сотен метров до 2 – 3 км. Волновые формы наблюдаемых колебаний обычно представляют собой цепочки низкочастотно модулированных ленгмюровских волн с амплитудами 1 – 40 мВ/м. Пример волновой формы колебаний, регистрируемой при пролете в области вспышки, приведен в работе [6] на рис. 6. Спектры ленгмюровских волн, зарегистрированные в области полярной шапки, имеют ширину порядка 10 % от локальной плазменной частоты и обладают характерным изгибом в верхней части спектра. На рис. 1 приведены энергетические спектры электрических колебаний, зарегистрированных 03.12.1996 г. На левом рисунке всплеск ленгмюровских колебаний наблюдался на интервале времени 20:53:47.7 – 20:53:48.5 UT. На спектре ему соответствует пик вблизи частоты 10 кГц. На правом спектре наблюдался всплеск 20:11:17.07 – 20:11:18.7 UT, и ему соответствует крайний правый пик вблизи 10 кГц. На обоих спектрах есть низкочастотные колебания вблизи плазменной частоты ионов, при этом уровень этих колебаний существенно выше для правого спектра, уровень ленгмюровских колебаний которого ниже уровня ленгмюровских колебаний, соответствующих левому спектру.

Теоретические результаты

Наличие в исследуемой плазме флуктуаций плотности приводит к возможности рассеивания возбуждаемых электронным пучком ленгмюровских волн, выводя их из резонансного взаимодействия с частицами пучка. Вследствие рассеяния может происходить перекачка энергии ленгмюровских колебаний в области фазового пространства, для которых линейный инкремент пучково-плазменной неустойчивости имеет малые или даже отрицательные значения. Для исследования влияния процессов рассеивания на формирование спектров ленгмюровских колебаний рассмотрим линейную стадию плазменно-пучковой неустойчивости в плазме с низкочастотной турбулентностью. Исследование будем проводить для низкоплотной плазмы в магнитном поле, в которой

циклотронная частота электронов существенно превышает их плазменную частоту. Такое соотношение параметров плазмы характерно для области полярной шапки, в которой проводились наблюдения всплесков ленгмюровских колебаний.

Исходным уравнением для исследуемых процессов является хорошо известное двумерное уравнение Захарова для огибающей высокочастотного потенциала Φ , в котором флуктуации плотности δn рассматриваются как заданные, причем $\langle \delta n \rangle = 0$

$$\Delta \left[\frac{2i}{\omega_p} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\gamma} \right) + 3 \lambda_D^2 \Delta_{//} \right] \Phi - \frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 - \omega_p^2} \Delta_{\perp} \Phi = \nabla \left(\frac{\delta n}{n_0} \nabla \Phi \right). \quad (1)$$

В этом уравнении n_0 обозначает плотность фоновой плазмы, ω_p и ω_c — плазменная и циклотронная частота электронов, соответственно, причем $\omega_c > \omega_p$, λ_D — радиус Дебая. Оператор $\hat{\gamma}$ описывает нарастание или затухание ленгмюровских волн, $\hat{\gamma} \Phi$ имеет фурье-представление в пространстве волновых чисел $\gamma_k \Phi(k)$, а γ_k предполагается не зависящем от флуктуаций плотности плазмы, то есть обратное воздействие волн на функцию распределения электронов пучка не учитывается. Уравнение (1) выведено в предположении $k_{//} \gg k_{\perp}$, $k^2 \lambda_D^2 \ll 1$, причем $k_{//}^2 > \frac{\omega_p^3}{\omega_c^3 c^2}$ (c — скорость света), так как при $\omega_c > \omega_p$ ленгмюровские волны относятся к той же дисперсионной ветви, что и ви-стлерная мода.

Переходя в фурье-пространство и предполагая, что заданный ансамбль флуктуаций плотности δn является статистически однородным в пространстве, можно вывести общее динамическое уравнение для спектральной плотности ленгмюровских колебаний, используя квазилинейное замыкание системы уравнений [9]:

$$\frac{\partial}{\partial t} + 2\gamma_{\vec{k}} W(\vec{k}, t) = -2\gamma_{\vec{k}}^{ef} W(\vec{k}, t) + S_{\vec{k}}^{ef}(t) + S^{sp}. \quad (2)$$

В уравнении (2) использованы следующие безразмерные переменные:

$$t \equiv \omega_p t, \quad r \equiv \frac{\sqrt{2}r}{\sqrt{3}\lambda_D}, \quad \delta n \equiv \frac{\delta n}{2n_0}, \quad W(k, t) \equiv \frac{W(k, t)}{T_e}, \quad (3)$$

где T_e — температура электронов фоновой плазмы. Волновой вектор \vec{k} относится к первичным ленгмюровским волнам, возбуждаемым электронным пучком, $\vec{k} - \vec{q}$ к ленгмюровским волнам, рассеянными на флуктуациях плотности, \vec{q} к низкочастотным колебаниям. $\gamma_{\vec{k}}$ сумма декремента затухания Ландау на фоновой плазме и инкремента/декремента Ландау, обусловленного наличием электронов пучка. $\gamma_{\vec{k}}^{ef}$ и $S_{\vec{k}}^{ef}$ описывают рассеивание волн на флуктуациях плотности, а S^{sp} — спонтанную эмиссию

$$\gamma_k^{ef} = \frac{\pi}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} C_{\vec{q}} \mu [\delta(R_+) + \delta(R_-)], \quad \mu = \frac{k_{||}^2 (k_{||} - q_{||})^2}{k^2 (k - \vec{q})^{\bar{u}}}, \quad (4)$$

$$S_k^{ef} = \pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} C_{\vec{q}} \mu [\delta(R_+) + \delta(R_-)] W(\vec{k} - \vec{q}, t), \quad (5)$$

$$R_{\pm} = (k_{||} - q_{||})^{\bar{u}} - k_{||}^2 - \frac{b(k_{\perp} - q_{\perp})^2}{2(k - \vec{q})^2} + \frac{bk_{\perp}^2}{2k^2} \pm \omega_q, \quad b = \frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 - \omega_p^2}, \quad (6)$$

ω_q — частота низкочастотных осцилляций. R_{\pm} представляет отстройку суммарной частоты рассматриваемых колебаний от резонанса. В данной работе исследуется случай $R_{\pm} = 0$, поэтому в уравнениях (4), (5) используется дельта-функция $\delta(R)$. $C_{\vec{q}}$ — спектральная функция корреляций плотности:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} C_q = \left\langle \frac{\delta n}{n} \right\rangle^2. \quad (7)$$

Уравнения (2-7) описывают квазилинейную диффузию ленгмюровских волн в пределе, когда характерный размер флуктуаций плотности q^{-1} много больше характерного пространственного размера ленгмюровских осцилляций k^{-1} . В противном случае уравнения описывают рассеяние волн на большие углы. Таким образом, уравнения (2-7) учитывают процессы рассеяния волн во всем диапазоне углов.

Численные расчеты уравнений (2-7), результаты которых представлены в данной работе, были проведены для случая стационарных флуктуаций плотности плазмы, $\omega_q = 0$. Этот выбор определяется тем, что, как показали измерения проведенные на спутнике «Viking», в периоды магнитосферных возмущений в области полярной шапки на высотах до 13500 км наблюдается большое количество мелкомасштабных (<1 км) неоднородностей плотности, дрейфующих со скоростями, значительно меньшими тепловой скорости ионов [10]. Для численных расчетов спектральная функция флуктуаций плотности фоновой плазмы была задана в виде

$$C_q = A q_{\perp}^2 \exp\left(-\frac{q_{||}^2}{2q_{||0}^2} - \frac{q_{\perp}^2}{q_{\perp0}^2}\right), \quad (8)$$

где $q_{||0}$ и $q_{\perp0}$ являются характерными волновыми числами флуктуаций плотности в параллельном и перпендикулярном направлениях к магнитному полю соответственно, а

$$A = \frac{2(2\pi)^{3/2}}{q_{||0}^4 q_{\perp0}^4} \left\langle \frac{\delta n}{n} \right\rangle^2, \quad \text{как следует из (7).}$$

Уравнения (2)-(8) решались в предположении аксиальной симметрии относительно магнитного поля. Спектры энергии ленгмюровских колебаний, полученные в чис-

ленных расчетах, представлены на рис. 2, где $\langle E \rangle^2 = \int W(\vec{k}, t) \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3}$. Расчеты проводились при плазменных параметрах, характерных для полярной шапки. Отношение циклотронной частоты электронов к плазменной было взято $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 2$, отношение тепловой скорости плазмы к скорости электронного пучка 0.06, отношение тепловой скорости электронов к направленной скорости пучка 0.65. Отношение плотности электронов пучка к фоновой плотности плазмы 0.01.

Безразмерные характерные волновые числа флуктуаций плотности $q_{\parallel 0} = 0.002$ и $q_{\perp 0} = 0.01$. Время счета $3000 \omega_p^{-1}$. Спектр (а) на рис. 1 построен для случая $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle = 0$, спектр (b) для $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle = 1\%$, спектр (c) для $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle = 4\%$. Спектр (d) вычислен при тех же параметрах, что и спектр (c) с одним отличием, отношение тепловой скорости плазмы к скорости электронного пучка было взято 0.12. Сравнение спектров, приведенных на рис. 2, показывает, что ширина спектра увеличивается с возрастанием величины $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle$ вследствие перераспределения энергии ленгмюровских колебаний в фазовом пространстве из за процессов рассеяния волн на флуктуациях плотности. Спектры (b), (c) и (d), формирование которых происходило с учетом рассеивания ленгмюровских волн, имеют характерный изгиб в верхней части, аналогичный имеющемуся в экспериментальных спектрах. Реконструкция волновых форм из полученных результатов численных расчетов в предположении случайных фаз рассеянных волн продемонстрировала модулированную цепочку волновых пакетов, подобную наблюдаемой. Модуляция огибающей пакетов ленгмюровских волн является результатом интерференции волн с близкими частотами, возбуждаемых как электронным пучком, так и появляющихся в результате рассеяния на флуктуациях фоновой плазмы.

Заключение

Результаты проведенного исследования показали, что определяющую роль в формировании спектров ленгмюровских волн, возбуждаемых в плазме вследствие развития пучково-плазменной неустойчивости, могут играть процессы рассеивания волн на флуктуациях фоновой плазмы. В рамках квазилинейного статистического приближения выведены уравнения, описывающие динамику формирования спектров ленгмюровских колебаний в замагниченной бесстолкновительной плазме с низкочастотной турбулентностью. Численные результаты показали, что вследствие рассеяния ленгмюровских волн происходит перераспределение энергии колебаний в фазовом пространстве, и формируются спектры характерного вида. Расчеты, проведенные при параметрах плазмы, характерных для полярной шапки магнитосферы Земли, дают возможность объяснить генерацию мелкомасштабных всплесков ленгмюровских колебаний, зарегистрированных на борту спутника ИНТЕРБОЛ-2 при пролетах в этой области. Работа выпол-

нена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: гранты 00-15-96631 и 02-02-17553, а также 00-02-22001/PICS 090.

1. Lin R. P., Levedahl W. K., Lotko W., et al. Evidence for parametric decay of Langmuir waves in solar type III radio burst // *Astrophys. J.* V. 308, P. 954, 1986.
2. Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., et al. Fine structure of Langmuir waves produced by a solar electron event // *J. Geophys. Res.* V. 98, P. 5631, 1993.
3. McFadden J. P., Carlson C. W., Boehm M. H. High frequency waves generated by auroral electrons // *J. Geophys. Res.* V. 91, P. 12079, 1986.
4. Stasiewicz K., Holback B., Krasnoselskikh V., et al. Parametric instabilities of Langmuir waves observed by Freja // *J. Geophys. Res.* V. 101, P. 21,515, 1996.
5. Bonnel J., Kintner P., Wahlund J.-E., et al. Modulated Langmuir waves: Observations from Freja and SCIFER // *J. Geophys. Res.* V. 102, P. 17,233, 1997.
6. Буринская Т. М., Русанов А. А., Могилевский М. М. Мелкомасштабные всплески ленгмюровских колебаний в полярной шапке // *Космич. исслед.* т. 38, № 5, с. 507, 2000.
7. Могилевский М. М., Голявин А. М., Александрова Т. В. и др. Измерения низкочастотных электромагнитных полей на спутнике Авроральный зонд проекта ИНТЕРБОЛ: эксперимент НВК-ОНЧ // *Космич. исслед.*, т. 36, № 6, с. 630. 1998.
8. Собо Ж. А., Барт А., Аусте К. и др. Измерения сверхтепловой плазмы спектрометрическим комплексом ИОН на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 // *Космич. исслед.* т. 36, № 1, с. 53, 1998.
9. Goldman M. V. and DuBois D. F. Beam-plasma instability in the presence of low-frequency turbulence // *Phys. Fluids*, V 25, P 1062, 1982.
10. Holmgren G. and Kintner P. M. Experimental evidence of widespread regions of small-scale plasma irregularities in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.*, V 95, P 6015, 1990.

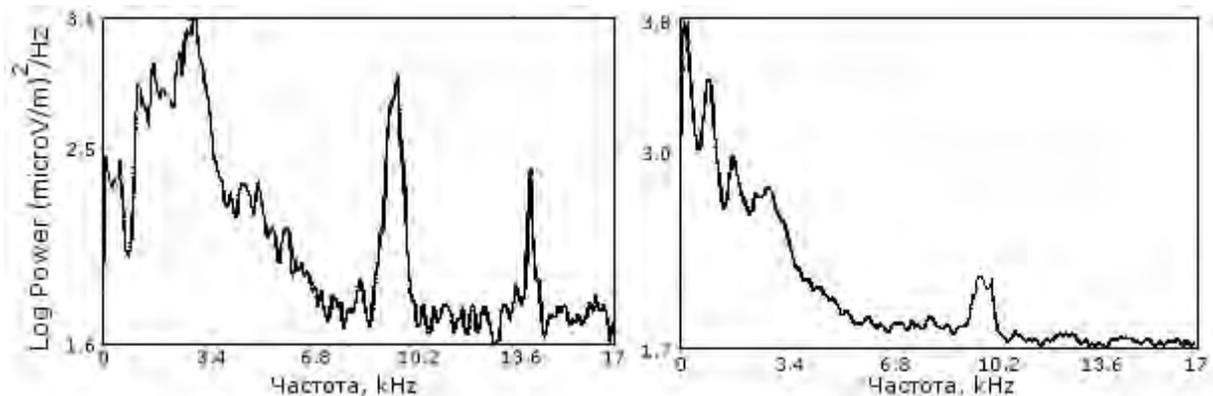


Рис.1. Спектры энергии электрических колебаний, измеренных в области полярной шапки 03.12.1996

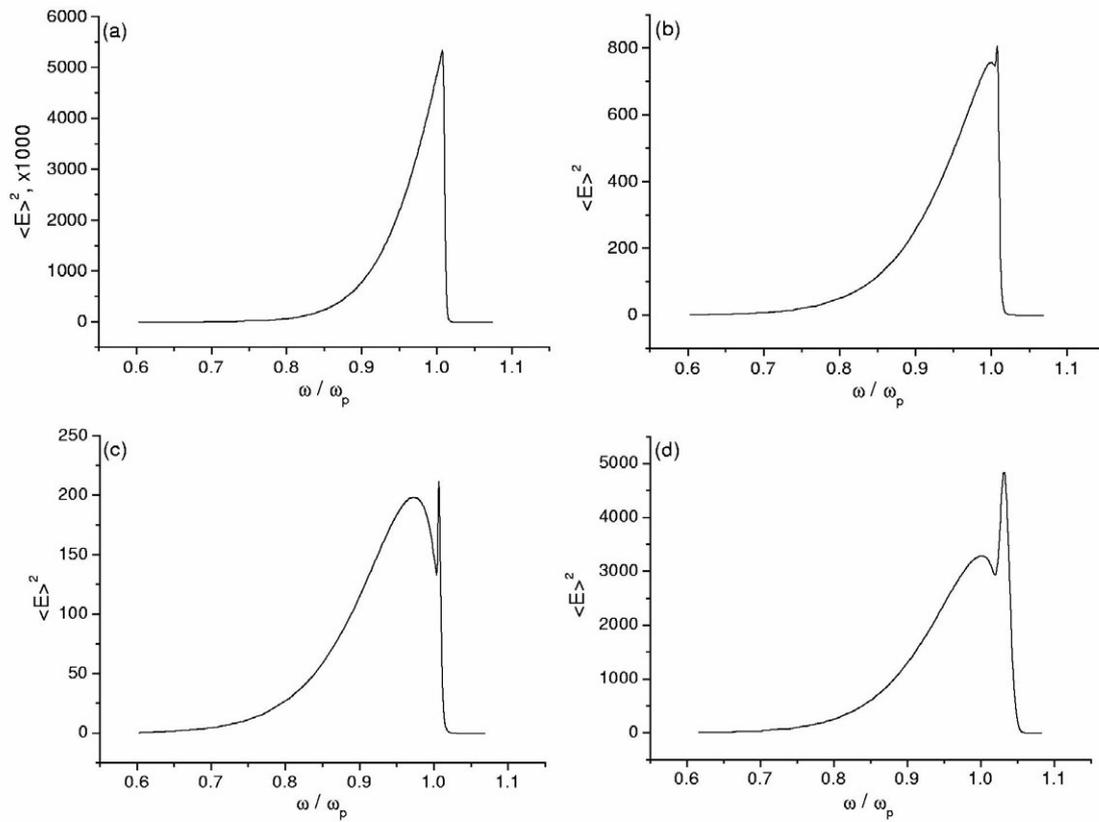


Рис. 2. Спектры энергии ленгмюровских колебаний, полученные как результат численных расчетов для разных значений $\langle \delta n/n \rangle$

IONOSPHERIC DISTURBANCES EXCITED BY THE LITHOSPHERIC GAS SOURCE OF ACOUSTIC GRAVITY WAVES BEFORE EARTHQUAKES

Gotynyan O. E.¹, Ivchenko V. M.¹, Rapoport Yu. G.¹, Parrot M.²

¹*Kiev Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine*

²*Centre National de la Recherche Scientifique, Orleans Cedex 2, France*

Many satellite and ground observations point at anomalous ionospheric phenomena associated with seismic activity. It was shown that some ionospheric effects before earthquakes can be explained by acoustic gravity waves (AGW) influence on the ionosphere. One of possible sources of these waves can be greenhouse effect gases penetrating from the lithosphere to near ground atmospheric layer. An accurate numerical model of a lithospheric gas source, excitation and propagation of AGW field to the near-source region with altitudes up to the ionospheric F region is used. The model includes effective boundary conditions on the ground level and takes into account reactive (non-propagating) AGW modes. Numerical convergence is proven. Presence of reactive modes leads to a change of AGW velocity amplitude at altitude 250 km by an order of value and in 4 times for AGW with periods 15 min. and 1 hour, respectively. Electron concentration disturbances in the ionospheric F-region before earthquakes can reach a value of the order of few dozens percents for AGW with period 1 hour, which agrees with the results of observations. Ionospheric response to AGW, namely, relative change of electron concentration at altitude 250 km reaches a maximum for AGW with period equal to 73 min for a given (bell-shaped) spatial distribution of lithospheric gas source with width 100 km. Spatial distribution of electron concentration disturbances are non-symmetrical in the oblique geomagnetic field. "Twin-source" of AGW in the lithosphere can pronounce itself in a splitting of spatial distribution of relative change of electron concentration..

1. Introduction

An interest to a problem of lithospheric-ionospheric coupling has considerably grown during the last years. It is explained by a many observation data of ionospheric disturbances during preparation of earthquakes such as observations of variations of night sky oxygen emission variations in the spectral lines 557.7 nm and 630 nm [1, 2, 3] at altitudes around 100 and 270 km, respectively, total electron content (TEC) variations [4], the infrared radiation from regions of seismic activity registered from satellites [5], [6], traveling ionospheric disturbances (TID) [7] etc. All of these phenomena can be connected with AGW in one way or another [1-6]. The coupling in the system Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere-Magnetosphere (LAIM) before strong earthquakes can be realized through electromagnetic [8-10], electrostatic-photochemistry [11, 12] and AGW [6, 13] mechanisms. The present paper is dedicated only to the last one.

The general objective of our model of the AGW channel of seismo-ionospheric coupling is to consider step by step, "from the bottom to the top" phenomena occurring before earthquakes on the different "floor" of the LAIM system, Fig. 1. This Figure illustrates phenomena, which, as far as is known up to now [6, 13-16], can occur due to AGW excitation in the process of earthquake preparation. On the "first floor", from the lithosphere to the E-region of the ionosphere, AGW are excited by the heat source of lithospheric green-effect

gases, the flow of which is modulated by seismogravity Earth oscillations with characteristic periods of order of 1-2 hours [17, 6], typical for long-wave branch of AGW, namely internal gravity waves or just gravity waves (GW) [18], Fig. 1. GW with shorter periods (of order of few dozens of minutes) and acoustic waves (AW), a short-period branch of AGW [18] also can be excited by the lithospheric source of AGW [15], Fig. 1. AGW can modify sporadic E-layers (E_S), [14], heat atmosphere and cause change of turbulent diffusion coefficient, D_{turb} , and spatial redistribution of atmospheric species concentrations including O, NO [14] and electron concentration at the altitudes in the range 85~ 100 km. As a result, an average increase of the airglow 557.7 nm intensity [3] can be observed few hours- couple of days before an earthquake [1, 3]. Also, due to electron's concentration spatial redistribution, change of effective height of the ionosphere and ionospheric conductivity can occur and, as a result, characteristics (phase and amplitudes) of electromagnetic waves (EMW) propagating in the waveguide Earth-Ionosphere can change before an earthquake [19], Fig. 1. On the "second floor" of the LAIM system, in the F-region, AGW radiated from the lithosphere can cause periodical variations with periods 1-2 hours (1-2 days before earthquake), and/or change of average value of the electron concentration and of ionospheric critical frequency, f_0 (2-3 days before earthquake) [20]. Also, AGW, including those of the lithospheric origin, reaching near-equatorial ionospheric F-region, can become a seeding perturbation for development of a chain of "triggering" phenomena such as: Rayleigh-Taylor instability (RTI, see Fig. 1) -grows of plasma disturbances (and probably of AGW as such)-development of plasma bubbles-development of the plasma microturbulence with variations of electron concentration δn , electrostatic field, δE , and electron δT_e , and ion, δT_i temperatures [21], Fig. 1. Satellite observations of plasma turbulence and of modification of the equatorial anomaly before earthquake have been reported recently [16]. Probably, vortex development along with floating-up of plasma bubbles [22] could also be observed in the F-region of the ionosphere before earthquakes, Fig. 1. Time and space scales of the structures observed before earthquakes correspond to the typical parameters of the AGW [23, 24]. Typical dimensions of a lithospheric source and of region in the ionosphere where phenomena described above are observed are few dozens-few hundred and few thousand kilometers, respectively (Fig. 1). It is possible to guess that "higher floors" of the system LAIM could be "occupied" by VLF radiation from the regions of plasma turbulence, propagating along geomagnetic field lines [15]. Present paper and [13] describe only few (but important) features of the general picture of seismoionospheric (and, more generally, thermospheric-ionospheric and/or lithospheric-ionospheric) coupling phenomena illustrated by Fig. 1.

An accurate model of "AGW antenna" and of AGW excitation by the lithospheric green-house effect gases before an earthquake have been proposed first in [13]. In the present papers, some details of calculation of the AGW field in the near-source region are presented with emphasize on the effect of reactive (non-propagating) modes, and the linear effect of AGW of the lithospheric origin on the ionospheric F-region with the oblique geomagnetic field is considered.

2. The model of the AGW lithospheric gas source

The set of hydrodynamics equations describing AGW with a heat source, source of mass and a force source has the form [18]

$$\begin{aligned}\rho \frac{d\vec{v}}{dt} &= -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} + \rho\vec{F}, \\ \frac{d\rho}{dt} + \rho\text{div}\vec{v} &= Q, \\ \frac{dp}{dt} + \vec{v}\vec{\nabla}p &= c^2\left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{v}\vec{\nabla}\rho\right) + A\rho,\end{aligned}\quad (1)$$

where ρ , \vec{v} , p , \vec{g} and c are density, velocity and pressure of neutral atmosphere and gravity acceleration, respectively, $d/dt \equiv \partial/\partial t + \vec{v}\vec{\nabla}$, \vec{e}_z and $\vec{F} = F_z\vec{e}_z$ are unit vertical vector (in z direction) and the force function, respectively, $Q(\vec{r}, t)$ and $\dot{A}(\vec{r}, t)$ are densities of the mass and heat sources respectively which are determined by gases released from the lithosphere. In [6], the system (1) was solved for GW, long-period branch of AGW, without taking into account non-propagating (reactive) modes and with step-like source without specifying boundary conditions. An accurate model for the excitation of AGW with derivation of effective boundary conditions on the Earth surface was built first in [13]. Geometry of the problem is shown in Fig. 1b. Curvature of the Earth surface is not taken into account and a model of homogeneously stratified atmosphere is used. Stationary problem of AGW excitation with some frequency ω is considered. Physically this corresponds to a stationary modulation of gas flow, for example, by seismogravity oscillations [6, 14, 17]. Detail description of the source model can be found in [13] and is omitted here. Effective boundary conditions at the ground level are derived on the basis of consideration of the three-layered model including two semi-infinite layers of Earth and atmosphere and thin near-ground gas layer containing green-house effect gases, located between two semi-infinite layers [13]. Periodical lateral (zero) boundary conditions are used for the AGW field on the distance far enough from the region of interest, to use discrete instead of continuous Fourier spectrum of AGW. The upper boundary condition is a condition of AGW radiation. Estimations [13] have shown, that the main contribution to a generation of AGW is due to a heat source (in the right-hand side of the third equation of the system (1)). The spatial distribution of a vertical velocity excited by the 1D lithospheric gas source at the ground level ($z = 0$) is taken in the form [6, 13]

$$v_z^{\text{src}}(x) \approx \frac{\Delta z A}{gH} \approx \frac{\Delta z}{gH} \frac{\omega k_b \Delta T}{M} \text{ch}^{-2}\left(\frac{x}{l}\right), \quad (2)$$

where x is the horizontal coordinate, ΔT (~ 3 K) is the amplitude of the temperature anomaly, caused by green-effect gases, l (~ 100 km) is the lithospheric source width, Δz (~ 3 m) is a thickness of near-ground gas layer, containing green-effect gases (such as CO_2), $T = 2\pi/\omega$

is a period of the lithospheric gas source (or of corresponding lithospheric gas flow modulation), k_B and H are Boltzman constant and atmosphere scale high, respectively, M is an average mass of neutral atmosphere particles. An importance of so-called reactive (non-propagating) modes is connected with the following properties of AGW. AGW dispersion law is [18]

$$\omega^2 = \frac{c^2}{2} \left(k_{xm}^2 + k_{zm}^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \pm \sqrt{\frac{c^4}{4} \left(k_{xm}^2 + k_{zm}^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2 - (\gamma - 1)g^2 k_{xm}^2}, \quad (3a)$$

or

$$k_{zm}' = \pm \sqrt{k_{xm}^2 \left(\frac{\omega^2}{\omega_b^2} - 1 \right) + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{4H^2}} \quad (3b)$$

where m is number of the mode under consideration

$$k_{zm} = \frac{i}{2H} + k_{zm}' ; \quad (3c)$$

k_{xm} and k_{zm} are horizontal wave number and a real part of vertical wave number, respectively, $\omega_b = \frac{g\sqrt{\gamma-1}}{c}$ is the Brunt-Vaisala frequency, the component $\frac{i}{2H}$ of a vertical wavenumber describes the effect of atmosphere stratification in the gravity field. As follows from (3b), for modes with horizontal wavenumber satisfying the condition

$$4H^2 k_{xm}^2 < \left(1 - \frac{4H^2 \omega^2}{c^2} \right) / \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - 1 \right), \quad (3d)$$

components k_{zm}' of vertical wave numbers, k_{zm} are purely imaginary and corresponding modes are “reactive”. These modes can not propagate in the atmosphere. Because horizontal Fourier spectrum is discrete, horizontal (and vertical, for fixed frequency) wave number is discrete as well, $k_x \equiv k_{xm} = \frac{2\pi m}{L}$, $m = \overline{1 - N_x/2, N_x/2}$, where m and N_x are, respectively, a number of the horizontal mode under consideration and total number of modes taken into account in the discrete Fourier transform. Here L is the horizontal dimension of the region under consideration, bounded by fictitious lateral walls, chosen in such a way, that $L \gg l, L > L_0$, and these walls does not influence on the AGW field in the “region of interest”, where AGW field and ionospheric disturbances are calculated, with the horizontal and vertical dimensions H_0 and L_0 , respectively. In our calculations $H_0 = 250$ km and L_0 is of the order of few thousands kilometers (see Figs. 2-10 in the Sect. 4). For the source in the form (2), the reactive modes of AGW with frequencies $\omega < \omega_b$ (in other words, GW) have the lowest numbers m and are excited most effectively at the ground level. During propagation into the atmos-

phere and the ionosphere these modes decay exponentially. At the same time, effectiveness of the excitation of others modes depends on the amplitudes and phases of reactive modes in spite of that the last cannot propagate to large altitudes. Hence, one can expect that reactive modes are important for excitation and propagation into the ionosphere of GW with finite frequencies. Total number of reactive modes depends on GW frequency. The amplitude of the source (2) is also frequency-dependent. The effect of reactive modes on GW propagation and their influence on the ionosphere is illustrated quantitatively in the Sect. 4.

3. Influence of AGW on the ionosphere

In accordance with drift approximation [25, 7, 2], inertialess ion (and electron) concentration, N , under conditions of neutrality and

$$\frac{m_e v_{en}}{eH_0} \ll \frac{m_i v_{in}}{eH_0} \ll 1, \quad |eN\bar{u}_i| \ll \frac{m_e v_{en}}{m_i v_{in}} |\vec{j}^{\parallel}|, \quad (4a)$$

is governed by the equation

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\nabla(N \bar{u}_i) + S - L. \quad (4b)$$

Here

$$\bar{u}_i \approx \bar{u}_i^{\parallel} = \bar{v}^{\parallel} - \frac{D_a}{2k_B T_i} [\bar{\nabla}^{\parallel}(p_e + p_i) - Nm_i \bar{g}^{\parallel}], \quad (5)$$

$e, m_{e,i}, v_{en,in}$, are electron charge, electron and ion mass and electron-neutral and ion-neutral collision frequencies, respectively, \bar{u}_i is ion drift velocity, index “ \parallel ” means projection on the direction of geomagnetic field, $p_{e,i}$ are electron and ion pressure, respectively, \vec{j} is plasma current, D_a, T_i are ambipolar diffusion coefficient and ion temperature, respectively. S and

$$L = \alpha N_N (N - N_{e0}) \quad (6)$$

are electron production and loss rates, respectively, N_{e0} is steady-state concentration of charged particles in plasma. For the case of isothermal electrons and ions, $T_e = T_i$, ambipolar diffusion coefficient is $D_a = 2k_B T_i / (m_i v_{in} + m_e v_{en}) \approx 2k_B T_i / m_i v_{in}$,

$$v_{in,en} = q_{in,en} N_N, \quad (7a)$$

$$N_N = \rho / M \quad (7b)$$

is a concentration of neutral particles, coefficients α and $q_{in,en}$ are described in [26] and [27], respectively.

Linearization of eqs. (4b)-(7a) gives (for night conditions, when $S = 0$, or neglecting disturbances caused by the presence of S in eq. (4b))

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{em} &\equiv \tilde{N}_e(k_m) = \frac{G}{D}, \\ G &= -[D_B N_{e0} + \frac{\partial N_{e0}}{\partial z} \cos \theta] v_B + \hat{L}_1 \tilde{N}_N + \alpha N_{e0} \tilde{N}_N, \\ D &= D_t - \frac{D_a}{2} D_B^2 + \frac{1}{2H} (\frac{\partial D_a}{\partial z} + D_a D_z) + \alpha N_{N0}\end{aligned}\quad (8a)$$

Here $\tilde{N}_e = N - N_{e0}$, $\tilde{N}_N = N_N - N_{N0}$, N_{N0} is steady-state concentration of neutral particles, v_B is AGW velocity projection on the geomagnetic field direction, $D_t = i\omega$, $D_z = -ik_{zm}$, $D_B = \vec{e}_b \cdot \vec{\nabla} = -i(e_{bx}k_{xm} + e_{bz}k_{zm})$, \vec{e}_b is unit vector along geomagnetic field, θ is angle between geomagnetic field and vertical direction, $\hat{L}_1 \tilde{N}_N$ describes an influence of AGW on the frequency of collisions between charged particles and neutral and on the recombination intensity,

$$\hat{L}_1 \tilde{N}_N \equiv [\frac{D_a}{2} \frac{\partial N_{e0}}{\partial z} \frac{1}{N_{e0}} e_{zB} D_B + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (D_a \frac{1}{N_{N0}} \frac{\partial N_{e0}}{\partial z})] \tilde{N}_N + \frac{1}{2H} \frac{D_a}{N_{N0}} \frac{\partial}{\partial z} (N_{e0} \tilde{N}_N). \quad (8b)$$

Note that it is straightforward, using linearized form of the system (1) and eq. (7b), to express a value \tilde{N}_N through a neutral particle's velocity projection, v_B . After collecting components of Fourier transform, one can get using (8):

$$\frac{N'_e}{N_{e0}}(x_n, z) = e^{z/(2H)} \sum_{m=-N_x/2}^{N_x/2} [\tilde{N}_{em} / N_{e0}] \cdot e^{-ik_{xm}x_n - ik_{zm}z}, \quad (9)$$

where $x_n = L \frac{n}{N_x}$, $n = 1 - N_x/2, N_x/2$ is integer number.

4. Results of numerical calculations

We emphasize first some peculiarities of AGW field taking into account definite shape and spectrum characteristics of the lithospheric gas source. In the present paper, we restrict ourself only with searching one mechanism of AGW influence on the ionospheric electron concentration, namely carrying out of charged particles by neutral AGW "wind". To do this, we exclude the effects of AGW influence on recombination and collision frequency and put in the present calculations $\hat{L}_1 = 0$, $\alpha = 0$. Plasma parameters of the ionospheric F region are taken from [2, 7, 25]. Figs. 2, 3 illustrate an influence of the reactive modes on the penetration of the wave field through the atmosphere. Fig. 2 shows, that, in accordance with the condition (3c), the number of reactive modes increases with decreasing AGW frequency (below the Brunt-Vaisala frequency). For frequencies larger than Brunt-Vaisala frequency, there are no reactive modes. Fig. 2 shows a result of multiplication of amplitudes, V_m of the modes of lithospheric source with different horizontal wavenumbers, k_{xm} , by exponential factor,

$\exp(-ik_{zm}z)$, where k_{zm} is determined by (3b,c). For reactive modes (see (3b-d)), k_{zm} are imaginary, therefore reactive modes decay exponentially with altitude, relatively to non-reactive modes (for which k_{zm} are purely real). At the same time, reactive modes correspond to the maximum of spectral distribution of the symmetrical source under consideration. By this reason, reactive modes are of a great importance for the characterization of an influence of the lithospheric source of AGW on the ionosphere. In calculations [6], the term $\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{4H^2}$ in expression (3b) was neglected, what is valid only for GW modes with very small frequencies, ω and large enough horizontal wavenumbers, k_{xm} . As seen from (3b, c), in this case reactive modes do not exist at all, in other words, values k_{zm} are real. Inscriptions “taking into account reactive mode” and “with reactive modes” in Fig. 3 mean that we do not neglect the term $\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{4H^2}$ in (3b) and therefore, in our model some of modes are reactive (solid curve in Fig. 3). For comparison, we made also calculations in the approximation [6], “without reactive modes” (dashed curve in Fig. 3). It is seen, that amplitudes of vertical velocity, $|\bar{v}_z|$, at altitude 250 km, determined using accurate dispersion law (3a, b) and in approximation [6] (“without taking reactive modes into account”) differ for AGW with period 15 min by more than one order of value. For AGW with period 60 min, this difference reaches a value about 4 times. Fig. 4 shows qualitative difference in spatial distributions of vertical velocity normalized to its maximum value for AGW with frequencies equal to and lower than Brunt-Vaisala frequency (corresponding periods are 5.8 min and 15 and 60 min, respectively). These distributions have one and two spatial peaks in the first and second cases respectively. Figs. 5,6 illustrate spatial distributions of absolute values of vertical and horizontal velocity amplitudes for periods 15 and 60 min. It is seen that for AGW with period 15 min, maximum values of amplitudes of horizontal and vertical velocities are comparable, and for AGW with period 60 min, maximum value of horizontal velocity exceeds sufficiently (in few times) maximum value of vertical velocity at altitude 250 km. Respectively, maximum values of relative change of electron concentration caused by AGW with period 60 min exceeds sufficiently corresponding value for AGW with period 15 min (figs. 7b and 7a, respectively).

Drift of plasma along geomagnetic field in the F- region of the ionosphere causes remarkable non-symmetry in the spatial distribution of the change of electron concentration in the AGW field, which is more prominent for the AGW with smaller period (Fig. 7). The typical value of relative change of electron concentration (of order of few dozens of percents) and of spatial scales of a region in the ionosphere where excitation can reach (of order of thousand kilometers) coincides qualitatively with the results of observations in the F region of the ionosphere before earthquakes (see [20] and [23], respectively). In Fig. 8, dependence of maximum relative value of change of electron concentration $N_e^{\text{max}} / N_{e0}$ on a period of AGW is shown (at an altitude $z = 250\text{km}$). For each period, $N_e^{\text{max}} / N_{e0}$ is the value of maximum of

corresponding spatial distribution. Ripples in the dependence shown in Fig. 8 correspond to the finite numerical accuracy of determination of maximum using spatial Fourier transform with finite number of spatial modes. A presence of maximum in frequency dependence of $N_e^{\text{max}} / N_{e0}$ is explained as follows. It is seen from (8) that if $\omega \rightarrow 0 (T \rightarrow \infty)$, then $k_z \sim 1/\omega$. Taking into account that under this condition media is practically incompressible, one can get for any definite mode (with number m):

$$v_{zm}k_{zm} + v_{xm}k_{xm} = 0. \quad (10)$$

Taking into account (2), (10), it is easy to see, that under these conditions, $v_x \rightarrow \text{const}, v_z \rightarrow 0$, where $v_{x,z}$ are components of the GW velocity. This tendency is also proven by numerical calculations. In accordance with (8), (2), (10), one can get that $N_e^{\text{max}} / N_{e0} \sim \omega$, when $\omega \rightarrow 0$. At the same time, it is easy to see from (2), (3) that $N_e^{\text{max}} / N_{e0} \rightarrow 0$, if $\omega \rightarrow \infty (T \rightarrow 0)$. Therefore, the existence of maximum in dependence $[N_e^{\text{max}} / N_{e0}](T)$ is obvious. We should point out that this dependence is a characteristic of both lithospheric source as a whole and of (ideal, in our case) stratified atmosphere (more accurately, of its layer between $z = 0$ and $z = 250\text{km}$) as a filter of AGW. Also it is interesting that a maximum of the dependence $[N_e^{\text{max}} / N_{e0}](T)$ corresponds to a period of AGW 73 min., rather close to typical periods of variations of electron concentration in the F-region of ionosphere (which are of order of 1 hour). A vertical line in Fig. 8 at period about 100 min., separates region of AGW periods for which the present approximation of the “plane geometry” is valid, from a region of larger AGW periods where an influence of the Earth curvature should be taken into account; at least we expect that for AGW with such periods “effect of curvature”, not taken into account in the present work, can be noticeable).

All Figs. 2-8 are built for a single lithospheric source with a shape described by eq. (2). As shown in [5], in some cases (at least) two regions with temperature anomalies were observed in the lithosphere (on the ground level) before earthquakes. These sources could be “two-dimensional” earthquake preparation regions or two “one-dimensional” faults in the Earth crust (like “twin” Kopetdag fault (see [5], Fig. 5). Another example of possible “multiple” source of AGW in the lower atmosphere could be few propagating vortexes. An examples of “twin” thermal source (or two neighboring sources) in the lithosphere (at $z = 0$) and corresponding ionospheric response are shown in Fig. 9, 10, respectively. Solid line in Fig. 10 corresponds to AGW with period 73 min. of maximal ionospheric response (shown in Fig. 8). For such a period, ionospheric response from “twin source” (Fig. 9) reveals in appearance of splitting in spatial distribution of relative change of electron concentration (solid curve in Fig. 10). For smaller periods (dashed curve in Fig. 10), such a splitting does not appear (spatial shape of lithospheric source with period 30 min, is the same as for source with period 73 min., shown in Fig. 9).

5. Discussion and conclusions

Spatial spectrum and frequency of definite source of AGW in the lithosphere are important for the subsequent development of the disturbances in the ionosphere, in accordance with scheme in Fig. 1. AGW can be a seeding factor for development of Rayleigh-Taylor [28, 26] or quasistatic gradient-drift instability [29] with subsequent development of plasma bubbles. Another possibility of “trigger effects” is a development of Perkins instability [30, 31]. It is important that plasma “eigenwaves” of Rayleigh-Taylor [28] and Perkins [30, 31] instability can be “in resonance” with AGW in particular in the presence of neutral wind. “Autooscillations” which can develop on the nonlinear stage of the quasi-static gradient-drift instability [29] have a period 1 hour, closed to typical period of AGW. Time evolution of different types of instabilities mentioned above, are described by an equation of the form

$$dA_k / dt + (\gamma'_k + i\gamma''_k)A_k = \sum_n P_n e^{i\omega t} + [Nonlinearity], \quad (11)$$

where A_k is an amplitude of unstable plasma spectral mode with wavenumber k , γ'_k, γ''_k are linear dumping coefficient and increment of instability, set by n includes spatial spectrum of an “external force”, which is AGW of the lithospheric origin in our case. A presence of such a force is important because values of increments of Rayleigh-Taylor and Perkins instabilities at ionospheric F-region are, typically, relatively small [28, 30, 31]. Spectrum (P_n) of such an “external force” in the right-hand part of eq. (11) can be determined using the method proposed in [13] and in the present paper.

We would like to emphasize three aspects of the model of AGW excitation by the lithospheric (gas) source relative to the AGW spectrum at the ionospheric altitudes, important for understanding the mechanisms of “AGW channel” of seismoionospheric coupling. (1) Because, in accordance with model in Fig. 1, a lot of interesting effects including instabilities develop in the E and lower F regions of the ionosphere, we should have a model allowing calculations of AGW field in the near-region of “lithospheric antenna”. (2) The problem of identification of the time and spatial characteristics of the “lithospheric source” of ionospheric disturbances using both ground-base and satellite observations is actual. Also, possible “resonances” in eq. (11) for plasma instability developing due to “seeding AGW” are very sensitive to the spectral composition of the particular AGW source. Finally, it was shown, for example, in [31], that only modes with wavenumber orthogonal to the direction of geomagnetic field excite effectively an electric field in the ionosphere. Therefore, we need a model taking into account peculiarities of a shape and, respectively, a spatial spectrum of lithospheric AGW source. (3) In accordance with [28, 29, 31], AGW with wavelength in the range at least from few dozens to few hundred kilometers can be important “seeding factor” for development of Perkins and/or Rayleigh-Taylor instabilities. It was shown above that reactive modes are of a great importance for propagation into the ionosphere of gravity waves, in particular with relatively shorter periods (of order of few dozens minutes) and wavelengths of order of few dozens kms and even up to AGW (or GW) with period 60 min. In the papers [15, 16], a possible important

role of the AGW with periods of order of few dozens minutes in the dynamics of equatorial anomalies is emphasized. Therefore, we should have a model taking into account reactive modes of gravity waves.

We believe, that an accurate model of the lithospheric gas source satisfying all these requirements and suitable for modeling ionospheric response to the AGW excitations in the lithosphere is developed first in [13] and in the present work. Using this model, we are developing farther modeling energy propagation in accordance with Fig.1, step by step, from the lithosphere, to the subsequent “floors” of the system LAIM. This will include in particular investigation of possible physical effects and comparison of theory with results of ground and satellite observations, including DEMETER, INTERBALL and VARIANT.

Results of [13] and of present paper describe only some (but important) features of the general picture of seismoionospheric (and, more generally, thermospheric-ionospheric and/or lithospheric-ionospheric) coupling phenomena illustrated by Fig. 1. Development of the present model and consideration, “step by step”, “from the bottom to the top” of “multi-floor” LAIM system including modeling phenomena shown in Fig. 1, and others thermospheric-ionospheric phenomena is a subject of future papers.

On the basis of numerical modeling we would like to make the following conclusions.

Numerical model of gas source of AGW is developed, different types of the “excitation force” of AGE are compared and numerical convergence (of order of 1.5% for 500 spatial modes) is proven

Reactive modes are taken into account. Their presence lead to a change of velocity amplitude at altitude 250 km by an order of value and in few times for AGW with periods of 15 min and 1 hour respectively.

Values of amplitudes of AGW velocity are of order of few dozens of km/s and relative change of electron concentration reaches few dozens of percents at altitudes 250 km for AGW with periods of order of 1 hour and space scales of order of thousand kms. These characteristics of ionospheric response to AGW excitation coincide qualitatively with the results of observations [20, 23, 24] for ionospheric F-layer response to the processes of strong earthquake's ($M > 4.5-5$) preparation.

In the inclined geomagnetic field, spatial distribution of F-layer ionospheric response to the AGW of the lithospheric origin has sufficient asymmetry.

1. Gladishev V. A., Fishkova L. M. Optical research of seismoactivity effects of the ionosphere. *In: Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction / Ed. M. Hayakawa, Y. Fujinawa.*, TERRAPUB Tokyo, pp. 375-380, 1994.
2. Porter H. S., Silverman S. M., Tuan T. F. On the Behavior of Airglow Under the Influence of Gravity Waves // *J. Geophys. Res.*, vol. 79, N 25, pp. 3831-3833, 1974.
3. Toroselidze T. I. Analysis of aeronomy problems using radiation of higher atmosphere (in Russian). “Mecniereba” Publ., Tbilisy, Georgia, 1991.
4. Parrot M. Statistical studies with satellite observations of seismogenic effects, *In: Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes / Ed. M. Hayakawa*, TERRAPUB Tokyo, pp. 685-695, 1999

5. Gornyj V. I., Sal'man A. G., Tronin A. A., Shylin B. V. Leaving infrared radiation – of seismic activity (in Russian) // *DAN USSR*. 1988, pp. 301. N. 67-69.
6. Gohberg M. B., Nekrasov A. K., Shalimov S. L. To the influence of nonstable release of green-effect gases in seismically active regions on the ionosphere // *Physics of the Earth* (“Fizika Zemli”, in Russian), N 8, pp.52-55, 1996.
7. Hooke W. H. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves // *J. Atmosph. Terr. Phys.*, vol. 30, pp. 795-823, 1968.
8. Molchanov O. A., Hayakawa M., Rafalsky V. A. Penetration characteristics of electromagnetic emission from an underground seismic source into the atmosphere, the ionosphere, and magnetosphere // *J. Geophys. Res.*, 1995, vol. 100A, p. 1691.
9. Grimalsky V. V., Kremenetsky I. A., Rapoport Yu. G. Excitation of electromagnetic waves in the lithosphere and their penetration into ionosphere and magnetosphere // *J. Atmospheric Electricity*, 1999, vol. 19, N 2, pp. 101-117.
10. Grimalsky V. V., Kremenetsky I., Cheremnykh O. K., Rapoport Yu. G. Spatial and frequency filtration properties of ULF EM radiation of lithospheric origin in the lithosphere-ionosphere-magnetosphere system, in: *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling* / Eds. M. Hayakawa and O. A. Molchanov, 2002, pp. 363-370, TERRUPUB, Tokyo.
11. Martinenko S. I., Fuks I. M., Shubova R. S. Ionospheric electric-field influence on the parameters of VLF signals connected with nuclear accidents and earthquakes // *J. Atmospheric Electricity*, 1996, vol. 16, N 3, pp. 259-269.
12. Grimalsky V. V., Hayakawa M., Ivchenko V. N., et al. Penetration of an electrostatic field from the lithosphere into the ionosphere and its effect on the D-region before earthquakes // *JASTP*. 2002. In press.
13. Gotynyan O. E., Ivchenko V. M., Rapoport Yu. G., Model of the internal gravity waves excited by lithospheric greenhouse effect gases // *Space Science and Technology* (“Kosmichna nauka i tehnologiya”), Vol. 7, N2., pp. 26-33, 2001.
14. Gohberg, M. B., Shalimov S. L. Lithospheric-ionospheric coupling and its modeling Russian // *J. Earth Sciences*, vol. 2, N 2, 2000.
15. Molchanov O. A., Hayakawa M., Afonin V. V., et al. Possible influence of seismicity by gravity waves on the ionospheric equatorial anomaly from data of IK-24 satellite 1. Search for idea of seismo-ionosphere coupling. In: *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling* / Eds M. Hayakawa and O. A. Molchanov, pp. 287-296, TERRUPUB, Tokyo, 2002.
16. Molchanov O. A., Hayakawa M., Afonin V. V., et al. Possible influence of seismicity by gravity waves on the ionospheric equatorial anomaly from data of IK-24 satellite. 2. Equatorial anomaly and small-scale ionospheric turbulence. In: *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling* // Eds M. Hayakawa and O. A. Molchanov, pp. 287-296, TERRUPUB, Tokyo, 2002.
17. Linkov E. M., Petrova L. N., Osipov K. Seismogravity oscillation of Earth and connected with them ionospheric disturbances // *DAN USSR*, vol. 5, N. 1095-1098, 1990. (in Russian).
18. Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.*, 38. 1441-1481, 1960.
19. Molchanov O. A., Hayakawa M. Subionospheric VLF signal perturbations possibly related to earthquakes // *J. Geophys. Res.*, 1998, 103, A8, pp. 17489-17504.
20. Popov K. V., Liperovskiy V. A., Alimov O. A. Modification of spectra of night ionospheric F2 layer density variations during the periods of earthquake preparation // *Physics of the Earth*, 1996, N 1, pp. 93-96 (in Russian).
21. Ossakov S. Spread-F theories- a review // *J. Atmospheric and Terrest. Phys.*, 1981, vol. 43, N 5/6, pp. 437-452.
22. McDaniel R. D., Hysell D. L. Models and DE observations of internal-regime irregularities in equatorial spread F // *J. Geophys. Res.*, 1997, vol. 102, N A10, pp. 22,233-22,246.
23. Liperovsky V. A., Meister C. V., Popov K. V., et al. On the time scales of some seismo-ionospheric effects // *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling* / Eds M. Hayakawa and O. A. Molchanov, pp. 325-327, TERRUPUB, Tokyo, 2002.
24. Meister C. V., Liperovskaya E. V., Molchanov O. A., et al. To the question of spatial scales of seismo-ionospheric effects. In: *Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling* / Eds M. Hayakawa and O. A. Molchanov, pp. 329-3331, TERRUPUB, Tokyo, 2002.
25. Kendall, Pickering, Magnetoplasma diffusion at F2-region altitudes // *Planet Space Sci*, 1967, vol. 15, pp. 825-833.
26. Genkin L. G., Eruhimov L. M., Myasnikov E. N., Shvarts M. M. To the question of generation and buoyancy of isothermal ionospheric and chromospheric “bubbles” // *Izvestiya Vuzov Radiofizika* (in Russian), vol. 30, pp. 567-577, 1987.
27. Gershman B. N. Dynamics of ionospheric plasma, Moscow, Nauka, 1974.

28. Huang C. S., Kelley C., Nonlinear evolution of equatorial spread of F2. Gravity wave seeding of Rayleigh-Taylor instability // *J. Geophys. Res.*, A101, pp.293-302, 1996.
29. Sazonov S. V. Nonlinear oscillating regime of electromagnetic disturbances in equatorial region F // *Geomagnetism and Aeronomy*, 1990, vol. 30, pp. 440-445.
30. Miller C. A. Electrodynamics of midlatitude spread F 2. A new theory of gravity wave electric fields // *J. Geophys. Res.*, 1997, Vol. 102, pp. 11,533-11,538.
31. Huang C.-S., Miller C. A., Kelley M. C. Basic properties and gravity wave initiation of the midlatitude F region instability // *Radio Sci.*, vo;. 29, pp. 395-405, 1994.

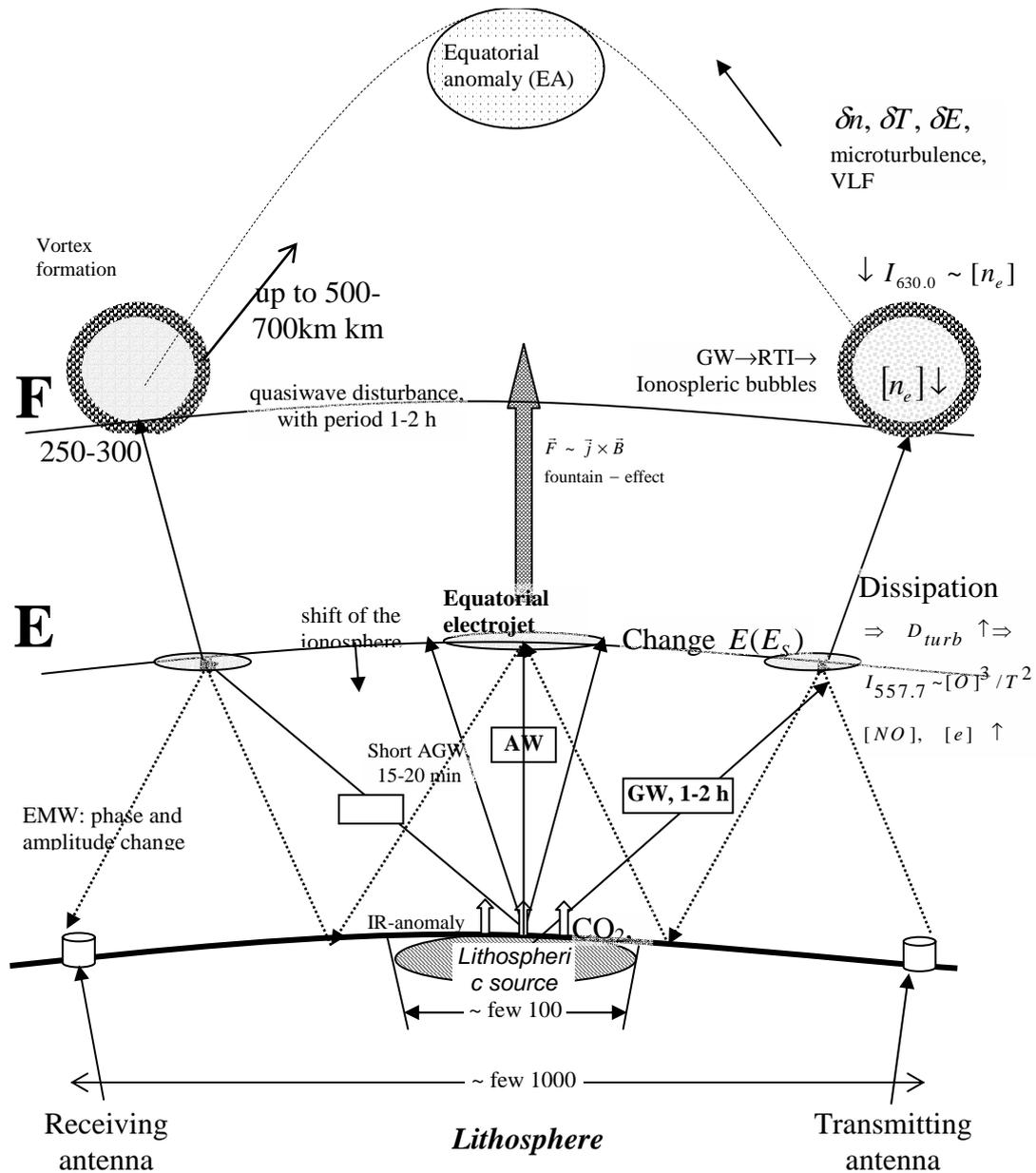


Fig. 1a. Model of AGW channel of seismo-ionospheric coupling

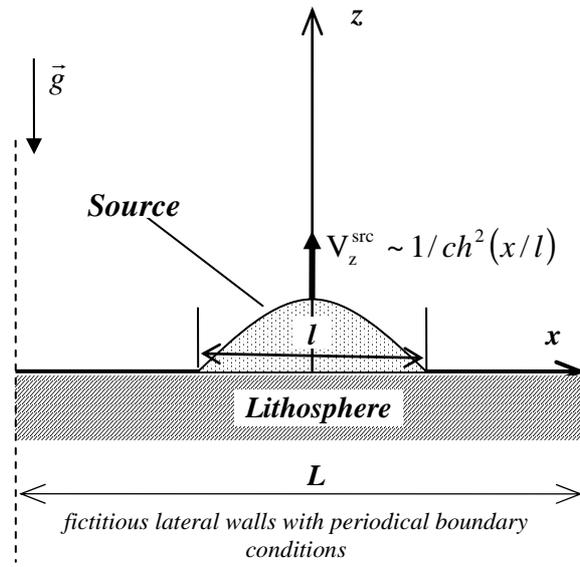


Fig. 1b. Geometry of the problem

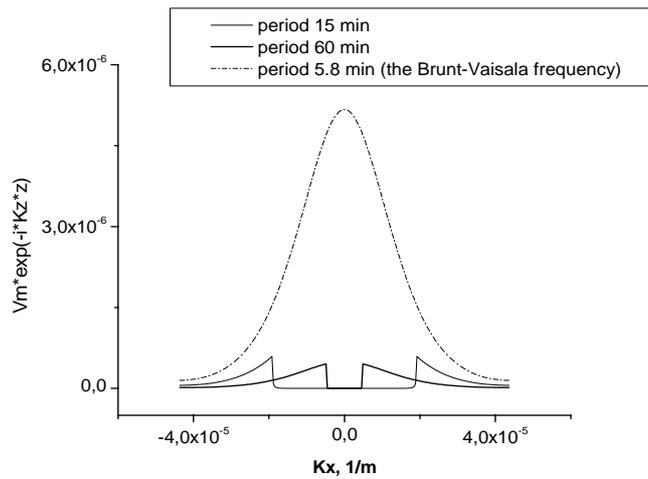


Fig. 2. Dependence of amplitudes of harmonics on horizontal component of wavenumber for different periods of AGW at the altitude 250 km. The gap in the center corresponds to the reactive modes

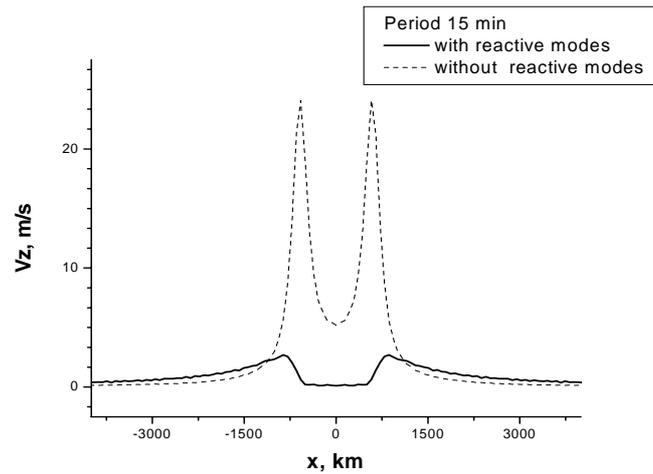


Fig. 3 Influence of reactive modes on the vertical velocity of AGW with period 15 min at the altitude 250 km

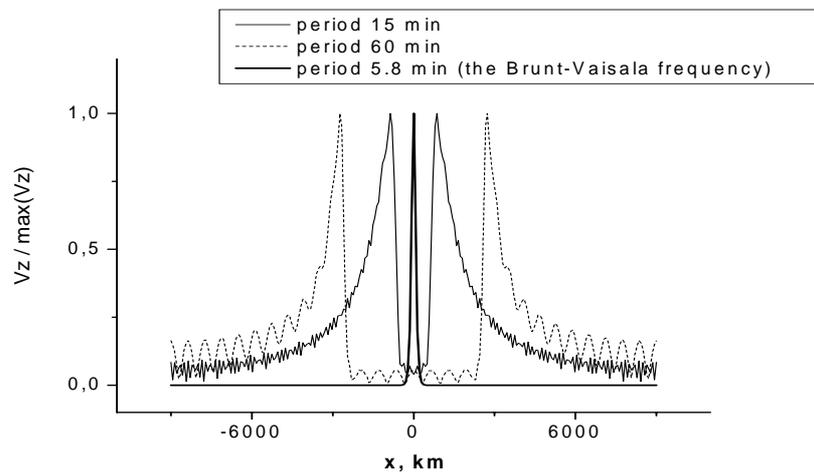


Fig. 4. Vertical velocity of AGW, normalized on the maximum value, for different periods at the altitude 250 km

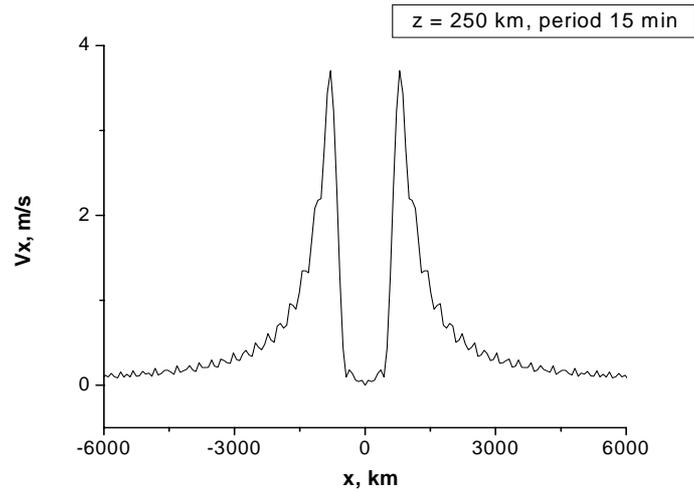
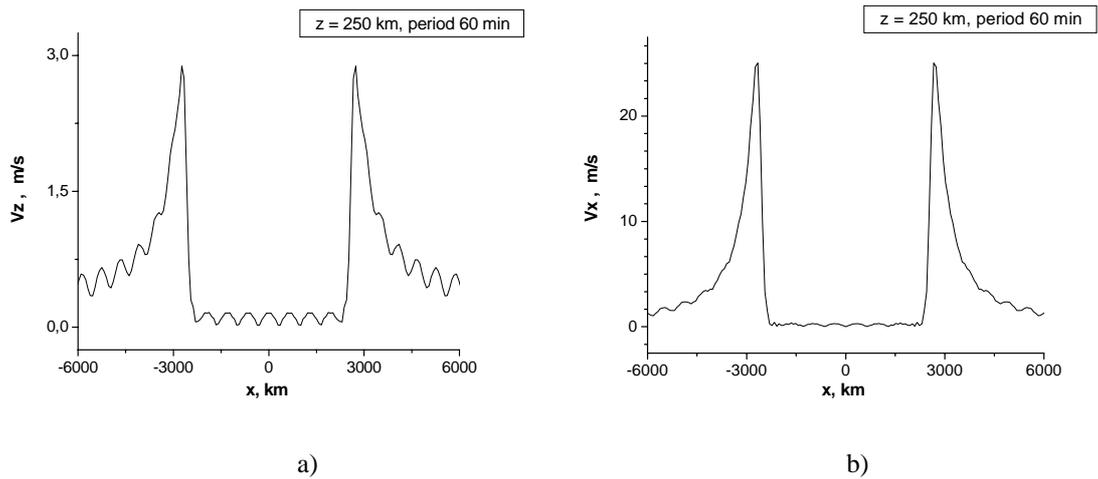


Fig. 5. Field of AGW at the altitude 250 km for wave period equal to 15 min

Fig. 6. Velocity of AGW at the altitude 250 km for wave period equal to 60 min,
(a) - vertical velocity, (b) - horizontal velocity

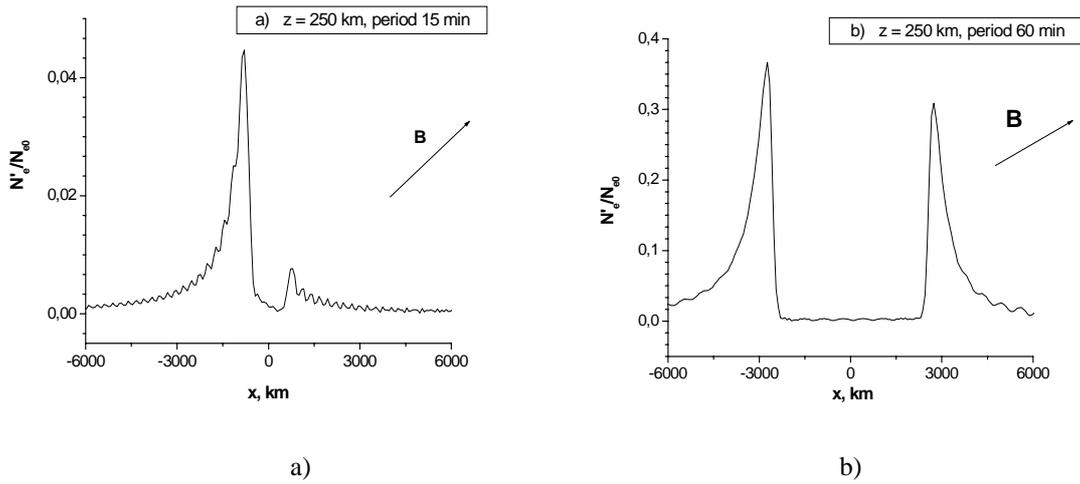


Fig. 7. Space distribution of the relative change of electron concentration at the altitude 250 km, (a) – period of AGW is 15 min, (b) – period of AGW is 60 min. Angle between magnetic field and vertical direction is equal to 45°

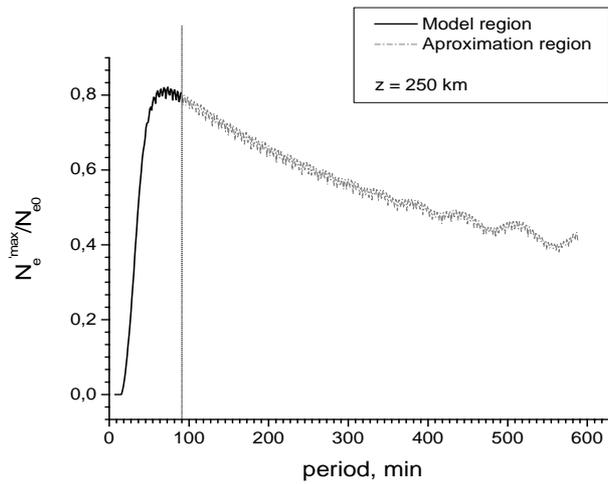


Fig. 8. Dependence of maximum value of space distribution of relative change of electron concentration on AGW period

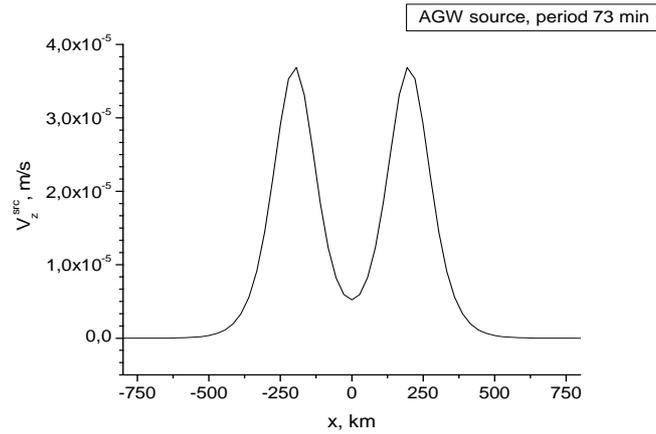


Fig. 9. Spatial distributions of double lithospheric AGW sources

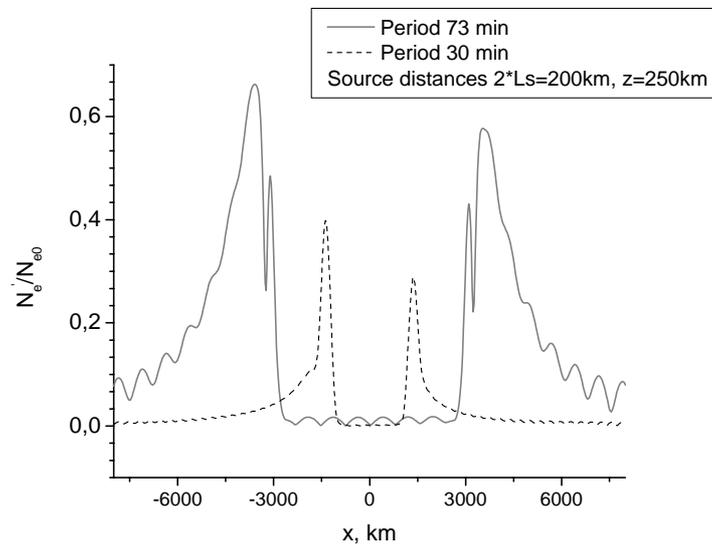


Fig. 10. Space distribution of the relative change of electron concentration at the altitude 250 km for periods 73 min and 30 min for double source with distance between two sources equal to 2 width of each source (200 km)

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В НОЧНОЙ F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Дзюбанов Д. А., Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В.

Институт ионосферы НАН и МОН Украины, Харьков

Рассмотрены возможности использования данных харьковского радара некогерентного рассеяния для определения значений коэффициента линейной рекомбинации в F-области ионосферы.

Исследование физических процессов, определяющих распределение электронной концентрации в F-области, важны для решения задач детерминированного подхода к ионосферному моделированию. В частности, от правильного выбора констант фотохимических реакций зависит то, насколько реально рассчитанный профиль электронной концентрации будет соответствовать экспериментальному. Для F-области процесс исчезновения электронов определяется в основном линейной рекомбинацией, которая протекает со скоростью

$$\beta = \gamma_1 [N_2] + \gamma_2 [O_2],$$

где γ_1 — константа реакции $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$, а γ_2 — константа реакции $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$, $[N_2]$ и $[O_2]$ — концентрации молекулярного азота и молекулярного кислорода соответственно. Обычно константы этих реакций определяются в сложных лабораторных опытах и в большинстве случаев довольно неплохо соответствуют наблюдениям. Однако специально поставленные эксперименты с использованием данных некогерентного рассеяния показывали существенные отличия расчетного и наблюдаемого коэффициента линейной рекомбинации β [1]. Возможности радара некогерентного рассеяния в Харькове также позволяют проведение таких исследований. При этом в основу эксперимента положены следующие предпосылки. В общем случае распределение электронной концентрации F-области определяется уравнением непрерывности, связывающим основные физические процессы — ионизацию, рекомбинацию и перенос плазмы:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = q - \beta N_e - \text{div}(N_e \vec{V}),$$

где q — скорость ионообразования, \vec{V} — полная скорость переноса плазмы за счет амбиполярной диффузии, термосферных ветров и электрических полей. Для экспериментального определения коэффициента β благоприятная возможность создается в ночное время, когда практически нет процесса ионизации. Поэтому изменение электронной концентрации определяется только процессами рекомбинации и переноса, так как уравнение непрерывности существенно упрощается, и коэффициент линейной рекомбинации определяется выражением

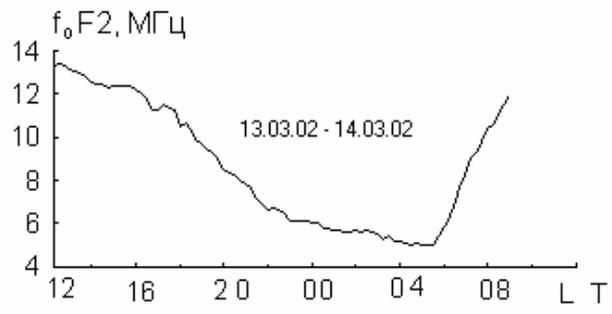
$$\beta = \frac{1}{N_e} \left(-\frac{\partial N_e}{\partial t} - \operatorname{div}(N_e \vec{V}) \right).$$

Таким образом, наблюдая изменения электронной концентрации в определенном объеме и используя данные метода некогерентного рассеяния по измерениям скорости дрейфа плазмы, можно оценить значение коэффициента β . При проведенных оценках был использован ряд допущений и предпосылок, связанных прежде всего с тем, что на харьковском радаре измеряются распределения ионосферных параметров только по вертикали, включая скорости дрейфа плазмы. Предполагаются пренебрежимо малыми горизонтальные градиенты ионосферных параметров в пределах луча радара. Это приводит к существенному упрощению члена $-\operatorname{div}(N_e \vec{V})$. Также для упрощения представления этого слагаемого воспользуемся прямоугольной системой координат, аналогичной использованной в [1], в которой ось X направлена на магнитный юг, ось Y — на магнитный восток, а ось Z — вертикально вверх.

Для оценки коэффициента линейной рекомбинации была выбрана магнито-спокойная дата 13 марта 2002 года. Поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см, которым характеризовалась солнечная активность, составлял $180 \cdot 10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}$, т. е. эта дата относилась скорее к повышенному уровню солнечной активности. Еще одним аргументом выбора такой даты было стремление удовлетворить двум условиям, связанным с методикой определения β . Во-первых, данные, взятые для анализа, должны относиться к высотам, где существенную роль играют процессы переноса, т.е. к высотам верхней части F-области. Во-вторых, необходимо практически полное отсутствие процесса ионизации на этих высотах. Здесь имеется в виду, что с ростом высоты сокращается ночной интервал времени; при определенных условиях, например, в период летнего солнцестояния, Солнце может вовсе не заходить на высотах, больших 300 км. Для определения величины β была взята высота 400 км, на которой заход Солнца наступает примерно в 19 часов местного времени, и мы воспользовались данными, полученными в интервале от 21 ч 30 мин до 22 ч 30 мин. На рисунке изображен временной ход критической частоты F-области. Этот рисунок характеризует характер измерения электронной концентрации в F-области с течением времени. Данные измерений методом некогерентного рассеяния для высоты 400 км дали следующие величины, для удобства представленные в табличном виде (таблица).

Коэффициент линейной рекомбинации β , определенный по этим данным, оказался равным $0.42 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Также было оценено теоретическое его значение согласно [2]; при этом использовались экспериментальные данные о температурах электронов и ионов, а концентрации $[\text{N}_2]$ и $[\text{O}_2]$ рассчитывались по термосферной модели MSIS-86. Расчет дал значение β , равное $0.2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. В принципе это согласуется с результатами [1], однако следует отметить, что эти оценки носят предварительный характер и требуют дальнейшего уточнения.

1. Buonsanto M. J. and Holt J. M. Measurements of gradients in ionospheric parameters with a new nine-position experiment at Millstone Hill // J. Atmospheric and Terrestrial Physics v.57, p.705-717, 1995.
2. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В. Прогнозирование состояния ионосферы. - Л.: Гидрометеопиздат, 1980. - 190 с.



Временной ход критической частоты по данным вертикального зондирования

Данные измерений методом некогерентного рассеяния для высоты 400 км

$N_e, \text{м}^{-3}$	$dN_e/dt,$ $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$dN_e/dz, \text{м}^{-4}$	T_e, K	T_i, K	$V_z, \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	$dV_z/dz, \text{с}^{-1}$
$0,5 \cdot 10^{-12}$	$-0,18 \cdot 10^8$	$-0,23 \cdot 10^7$	1200	1200	-25	-0,06

СОПОСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ С МЕЖДУНАРОДНОЙ СПРАВОЧНОЙ МОДЕЛЬЮ ИОНОСФЕРЫ IRI-2001

Дзюбанов Д. А., Лысенко В. Н., Таран В. И.

Институт ионосферы МОН и НАН Украины, Харьков

Сопоставляются полученные в Харькове данные об электронной концентрации и температурах заряженных частиц с новой редакцией международной справочной модели ионосферы IRI-2001. Показан пример применения модели IRI для вычисления погрешности определения параметров ионосферной плазмы при измерениях методом некогерентного рассеяния.

1. Введение

Метод некогерентного рассеяния (НР) в настоящее время получил признание в качестве наиболее информативного радиофизического метода исследования ионосферы. Он дает возможность определять в широком интервале высот электронную концентрацию N_e , ионную и электронную температуры (T_i и T_e), а также скорость дрейфа плазмы, ионный состав и другие параметры. Детальная информация о поведении этих параметров необходима для развития глобальных ионосферных и термосферных моделей.

Модель IRI-2001 [1] позволяет рассчитать большое количество ионосферных параметров для заданных географических или геомагнитных координат. От предыдущих версий (IRI-90, IRI-95) она отличается возможностью выбора различных частных моделей для представления отдельных характеристик ионосферной плазмы. Сравнение экспериментальных и модельных данных проводилось в два этапа. На первом этапе с помощью модели IRI оценивались погрешности измерения корреляционной функции (КФ) НР сигнала $R(h, \tau)$ на выходе измерительного канала и рассчитанных по КФ значений N_e , T_i и T_e . На втором этапе сравнивались экспериментальные и модельные данные.

2. ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ IRI ДЛЯ РАСЧЕТА ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ РАДАРОМ НР И СОЗДАНИЯ НОВЫХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ НР СИГНАЛА

Температуры ионов и электронов методом НР определяются на дискретных высотах в результате аппроксимации (по минимуму СКО) измеренных КФ-НР сигнала с набором нормированных теоретических функций. Последние можно рассчитать по выражениям, полученным, например, в работе [2] для спектра тепловых флуктуаций электронной плотности. Спектральная функция зависит от температуры ионов, отношения электронной и ионной температур, ионного состава, частоты заполнения зондирующих радиоимпульсов. В зависимости от способа модуляции и длительности зондирующих

радиоимпульсов, изменения значений КФ в импульсном объеме и степени идеальности характеристик систем радара, НР-сигнал в большей или меньшей степени искажается в измерительном канале. Зададим КФ $R(\tau, h) = R(0, h)\rho_{TF}(\tau, T_i, T_e, \dots, h)$, где $\rho_{TF}(\tau, T_i, T_e, \dots, h)$ — коэффициент корреляции рассеивающей среды, $R(0, h) = \sigma(h)/h^2$, $\sigma(h)$ — высотная зависимость сечения рассеяния единичного рассеивающего объема, $R(0, h) = C N_e(h)/\{[1 + T_e(h)/T_i(h)] h^2\}$, C — константа радара. Также зададим характеристики устройств радара НР: $a(t)$ — характеристика восстановления антенного коммутатора; $b(t)$ — огибающая зондирующего радиоимпульса; $g(t)$ — импульсная характеристика измерительного канала; T_{SI} — длительность зондирующего радиоимпульса; t_s — длительность импульсной характеристики. Исходя из представления сигнала на входе приемного тракта радара в виде суммы шумоподобных радиоимпульсов, рассеянных с множества высот, расстояние между которыми превышает дебаевский радиус [3], получено выражение для КФ НР-сигнала на выходе измерительного канала при зондировании ионосферы одиночными радиоимпульсами:

$$\begin{aligned}
 R(t_a, \tau) = & \int_{c(t_a + \tau - T_{SI})/2}^{c t_a/2} R(0, h) \int_{0 \cup (t_a - 2h/c - t_s)}^{t_a - 2h/c} a(y + 2h/c) b(y) g(t_a - y - 2h/c) \times \\
 & \times \int_{0 \cup (t_a - 2h/c + \tau - t_s)}^{t_a + \tau - 2h/c} \rho_{TF}(y - z, h_j) a(z + 2h/c) b(z) g(t_a + \tau - y - 2h/c) dz dy dh + \\
 & + \int_{c(t_a - T_{SI})/2}^{c(t_a + \tau - T_{SI})} R(0, h) \int_{0 \cup (t_a - 2h/c - t_s)}^{t_a - 2h/c} a(y + 2h/c) b(y) g(t_a - y - 2h/c) \times \\
 & \times \int_{0 \cup (t_a - 2h/c + \tau - t_s)}^{T_{SI}} \rho_{TF}(y - z, h_j) a(z + 2h/c) b(z) g(t_a + \tau - y - 2h/c) dz dy dh + \\
 & + \int_{h_{\min}}^{c(t_a - T_{SI})/2} R(0, h) \int_{0 \cup (t_a - 2h/c - t_s)}^{T_{SI}} a(y + 2h/c) b(y) g(t_a - y - 2h/c) \times \\
 & \times \int_{0 \cup (t_a - 2h/c + \tau - t_s)}^{T_{SI}} \rho_{TF}(y - z, h_j) a(z + 2h/c) b(z) g(t_a + \tau - y - 2h/c) dz dy dh. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь $t_a = 2h_a/c$, c — скорость света. Нижние пределы интегрирования в выражении (1), обозначенные как $0 \cup (t_a - 2h/c + \tau - t_s)$, показывают, что они равны 0, но при $t_a + \tau - t_s > 2h/c$ могут быть заменены выражением $(t_a - 2h/c + \tau - t_s)$. Выражение (1) и его разновидности применялись для моделирования измеренной КФ парных выборок и анализа погрешности измерения N_e , T_i и T_e . Пример расчета представлен на рис. 1. На рис. 1, а показаны исходные параметры ионосферы, полученные из модели IRI, на рис. 1, б —

рассчитанные по выражению (1) зависимости $R_s(h, \tau) = R(t_a, \tau)$, $\tau = \tau_k$ (k — номер сдвига КФ). На рис. 1, в приведены КФ НР-сигнала на фиксированных высотах, на рис. 1г и 1д — средняя квадратичная погрешность δg измерения КФ и относительные погрешности δT_i и δT_e определения ионной и электронной температур при использовании обычного [4] и модифицированного [5] методов трапецеидального высотного суммирования значений КФ. Второй метод учитывает изменение мощности НР-сигнала в импульсном объеме. Проведенные для различных условий расчеты показали, что в режиме излучения последовательности одиночных радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции радар НР обеспечивает точность, достаточную для сравнения результатов с моделью IRI 2001 в диапазоне высот 200–1500 км, а при использовании режима сдвоенных импульсов - в диапазоне высот 90–500 км.

3. Сопоставление экспериментальных модельных данных

В работе сопоставляются данные об F-области ионосферы, полученные в 1999 и 2001 г. в дни, определенные международным геофизическим календарем для радаров НР.

Сравнение результатов измерений электронной концентрации, ионной и электронной температур с модельными данными, за сутки 06.05.1999 г. (см. рис. 2 и таблицу) показало следующее.

Имеет место общее согласие временного хода ионосферных параметров, рассчитанных по модели и измеренных методом НР. Различия в электронной концентрации объясняются тем, что модель отражает усредненные значения ионосферных параметров, а измерения – реальную ситуацию. Тем не менее, и в модельных, и в экспериментальных зависимостях наблюдается взаимная связь вариаций электронной температуры с электронной концентрацией, т. е. уменьшение электронной температуры при увеличении электронной концентрации, вызванное ростом скорости передачи тепла тяжелым частицам. Но из экспериментальных данных следует, что рост и температуры и концентрации происходит интенсивнее после восхода Солнца на ионосферных высотах, поэтому и раньше прекращается рост T_e при увеличении электронной концентрации. Кроме того, видно, что, по-видимому, температура электронов поддерживается также и нагревом из магнитосопряженной точки (МСТ), так как после захода Солнца в МСТ наступает снижение T_e и в месте наблюдения. Что касается температуры ионов, то имеет место незначительное превышение дневных экспериментальных значений над модельными.

Анализируя зимнюю дату 14.02.2001 г. (рис. 3) можно видеть удивительно хорошее согласие суточных вариаций величины электронной концентрации в максимуме F-области. В то же время, если обратиться к данным по температурам электронов и ионов для этой же даты, то видно, что здесь наблюдаются существенные отличия. Это касается в первую очередь температуры электронов. Следует обратить внимание, что в реальной ситуации рост температуры электронов на ионосферных высотах начинается при-

мерно на 1.5 часа раньше, чем это следует из модели. Скорость нарастания электронной температура по данным наблюдений гораздо выше (примерно в 2.5 раза) и дальнейшее резкое нарастание электронной концентрации приводит к снижению скорости роста, а затем и к уменьшению электронной температуры.

Таким образом, уже в 9 часов, когда электронная концентрация достигает значения 10^{12} м^{-3} , по данным наблюдений видна четкая тенденция стремления электронной температуры к значениям ионной температуры за счет увеличивающейся теплопередачи. Небольшая (порядка 300 К) разница этих температур сохраняется вплоть до местного захода Солнца, который происходит примерно в 18 часов. В ночное время температура электронов практически совпадает с температурой ионов, в то время как согласно модели эти температуры различаются примерно на 250 К. Суточный ход рассчитанной и наблюдаемой ионной температуры в целом неплохо согласуется, за исключением утренних часов, когда измеренные значения T_i могут превышать расчетные примерно на 200 К.

Весенняя дата 27.04.2001 г. (см. рис. 4) характеризуется также неплохим согласием суточного хода электронной концентрации в максимуме F-области. Однако так же, как и в предыдущем случае, наблюдаются существенные различия хода дневной температуры электронов. Рост электронной температуры, как по модели, так и по результатам наблюдений, начинается в одно и то же время, однако позже измеренные и рассчитанные температуры ведут себя по-разному. Сравнивая эту и предыдущую дату между собой, можно видеть, что модель дает начало утреннего роста температуры электронов во время местного восхода Солнца и совершенно не учитывает влияния магнитосопряженной точки. А поскольку в апреле местный восход уже несколько опережает восход Солнца в МСТ, то и данные модели лучше согласуются с наблюдениями. Кроме того, как и в предыдущем случае, дневные значения рассчитанной электронной температуры существенно превышают наблюдавшиеся значения. Что касается ионной температуры, то следует отметить два момента. Во-первых, очень хорошо согласуется наблюдающийся и рассчитанный временной ход, во-вторых, как наблюдаемые, так и модельные ночные значения T_e и T_i примерно равны друг другу.

Выводы

Результаты сопоставления данных, полученных в зимний, летний и переходный (весенний) периоды, позволяют сделать следующие выводы. Хорошо согласуются данные по электронной концентрации в максимуме F-области, поскольку в модели использованы большие многолетние массивы экспериментальных данных, полученных на мировой сети станций вертикального зондирования. Данные же по температурам заряженных частиц имеют отличия, касающиеся прежде всего температуры электронов. Сезонно-суточное поведение электронной температуры является характерным скорее для средних широт североамериканского региона, в том смысле, как оно отражает влияние нагрева местной ионосферы фотоэлектронами, приходящими из магнитосопряженной

точки (существенные различия T_e и T_i в ночное время, а также определяющее влияние местного восхода на начало роста T_e во все сезоны). Кроме того, также иным образом проявляется взаимосвязь вариаций температуры электронов и электронной концентрации в дневное время за счет изменяющейся передачи тепла тяжелым частицам.

Таким образом, приведенные результаты сопоставления экспериментальных и модельных значений говорят о целесообразности использования данных ИР, полученных в Харькове, для развития Международной модели ионосферы IRI в части описания вариаций ионосферных параметров средних широт европейского региона.

1. Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000 // Radio Science.- 2001.- Vol. 36, № 2.- P. 261-275.
2. Swartz W. E. and Farley D. T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. 5. The use of the Nyquist theorem in general quasi – equilibrium situations // J. Geophys. Res.- Vol. 84, 1979. - P. 1930-1932.
3. Лысенко В. Н. Динамические искажения некогерентно рассеянного сигнала // Ионосфера: Республ. межведомств. науч.-техн. сборник.- 1991.- Вып. 1.- С.102-110.
4. Holt J. M., Rhoda D. A., Tetenbaum D., van Eyken A.P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data // Radio Science.- 1992.- Vol. 27, №3.- P. 435 - 447.
5. Лысенко В. Н. Измерение параметров ионосферы средствами корреляционной обработки некогерентно рассеянного сигнала // Радиофизика и электроника. – Сб. науч. тр.-Харьков: Ин-т радиофизики и электроники. НАН Украины.-2002. – Т. 7, № 1. – С. 82-88.

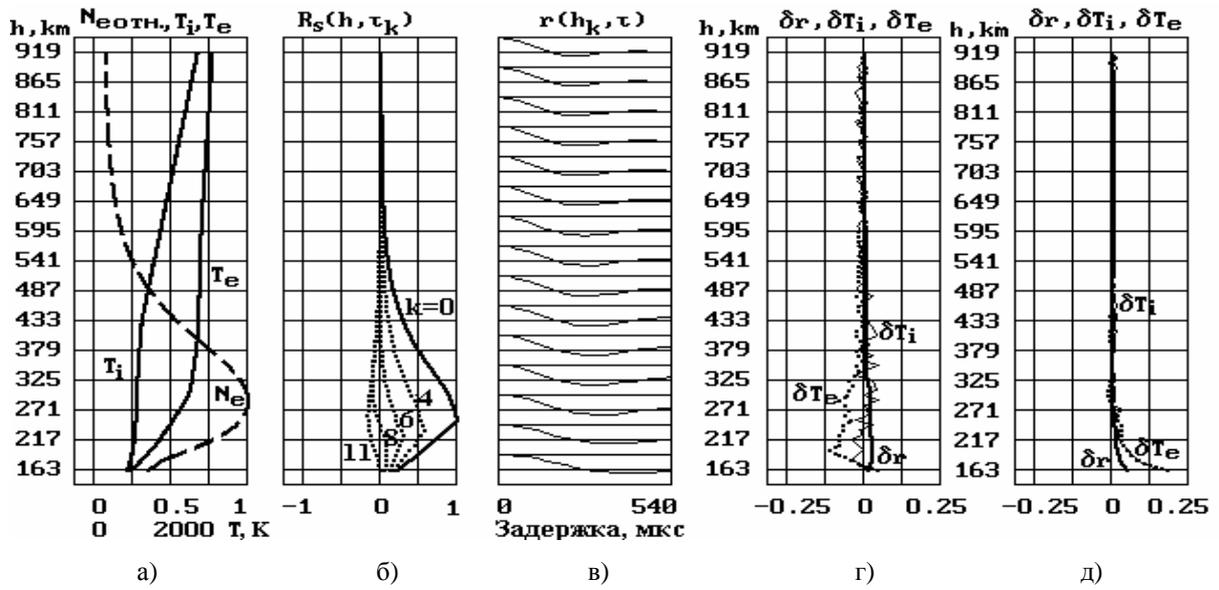
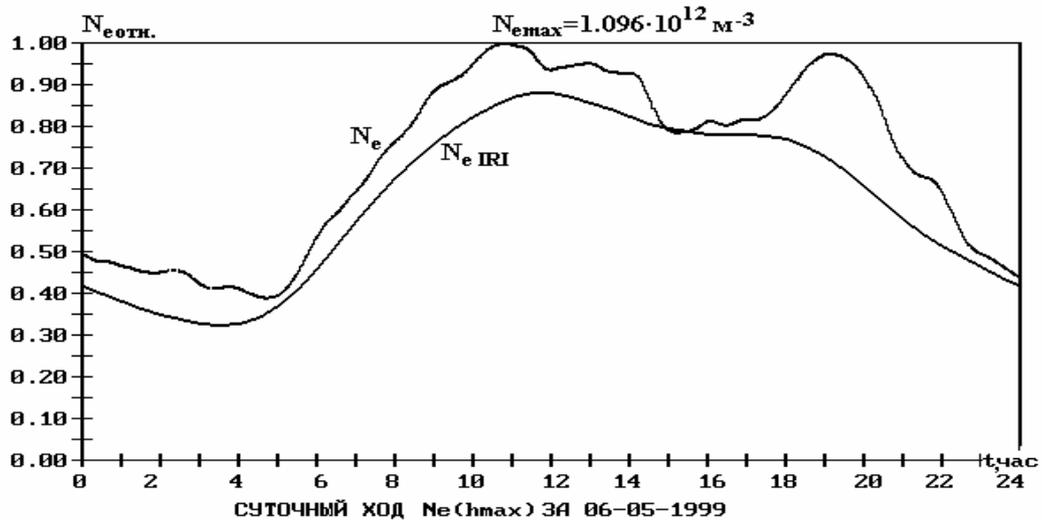


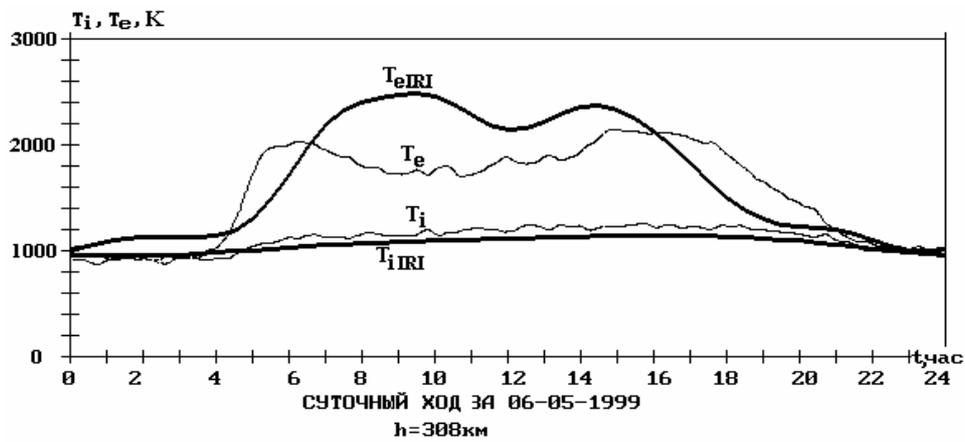
Рис.1. Моделирование измерения параметров ионосферы при задании высотных профилей $N_e(h)$, $T_e(h)$ и $T_i(h)$ согласно модели IRI

Относительная погрешность сравнения измеренных и модельных температур (к рис. 2)

t, час.	1	3	6	9	12	15	19	23
δT_i	-0,044	-0,032	0,089	0,087	0,057	0,079	0,069	-0,001
δT_e	-0,14	-0,171	0,165	-0,3	-0,123	-0,079	0,28	0,015

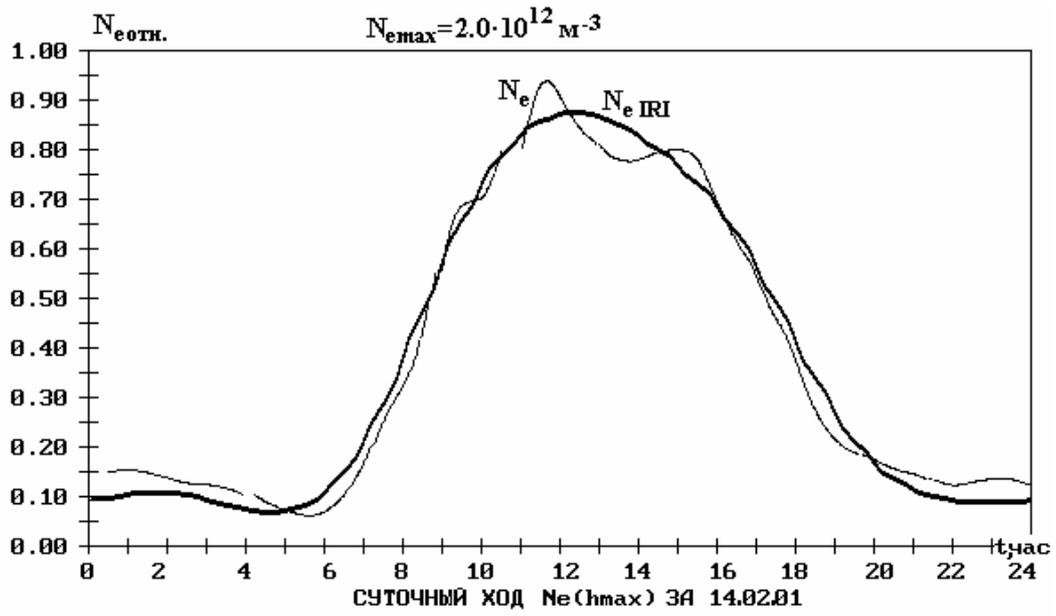


а)

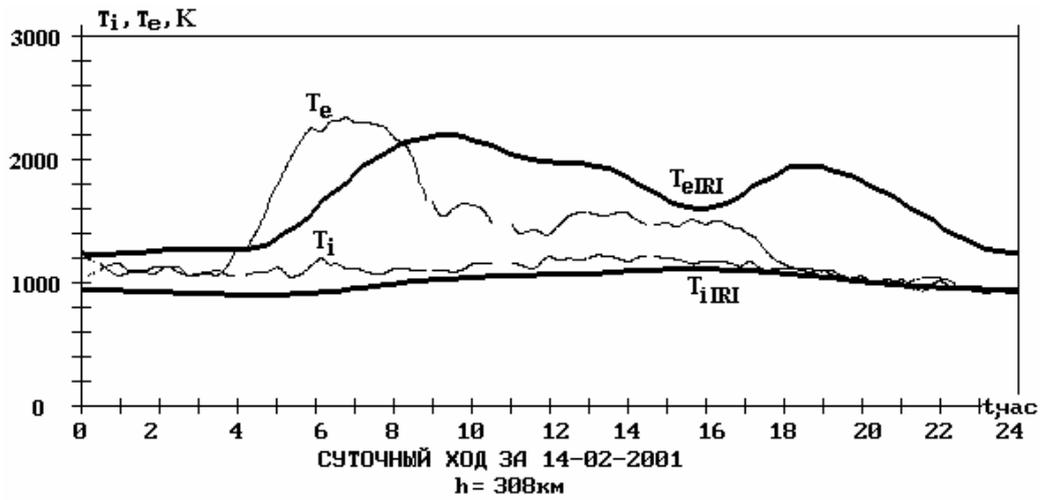


б)

Рис.2. Суточный ход экспериментальных (N_e , T_e и T_i) и модельных ($N_e IRI$, $T_e IRI$ и $T_i IRI$) параметров ионосферы за 06.05.1999 г.

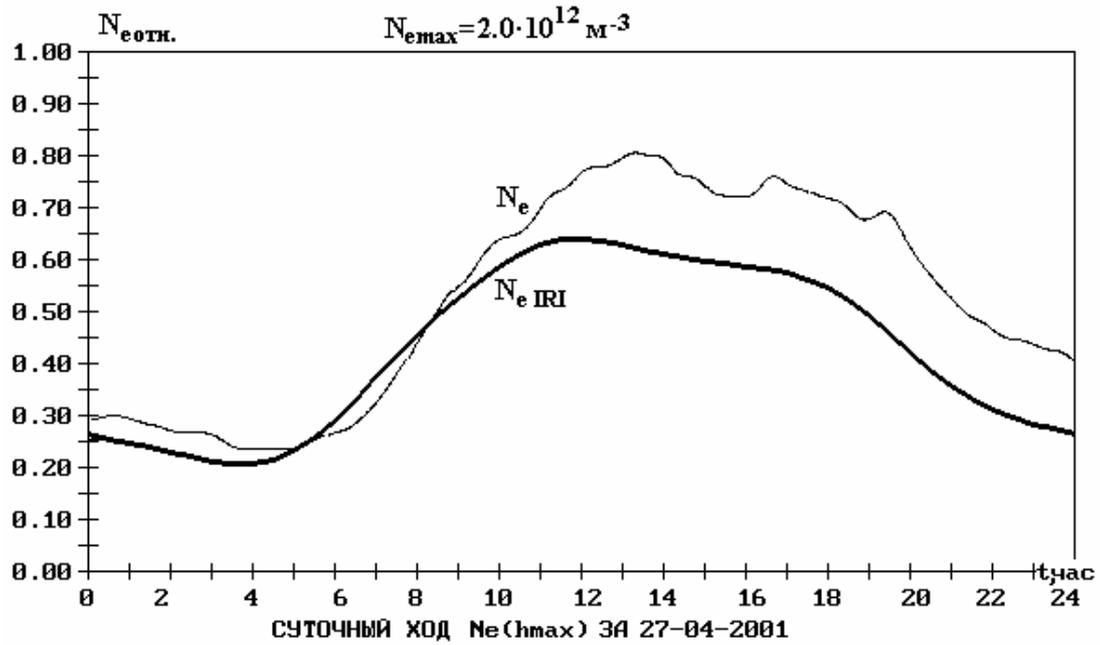


а)

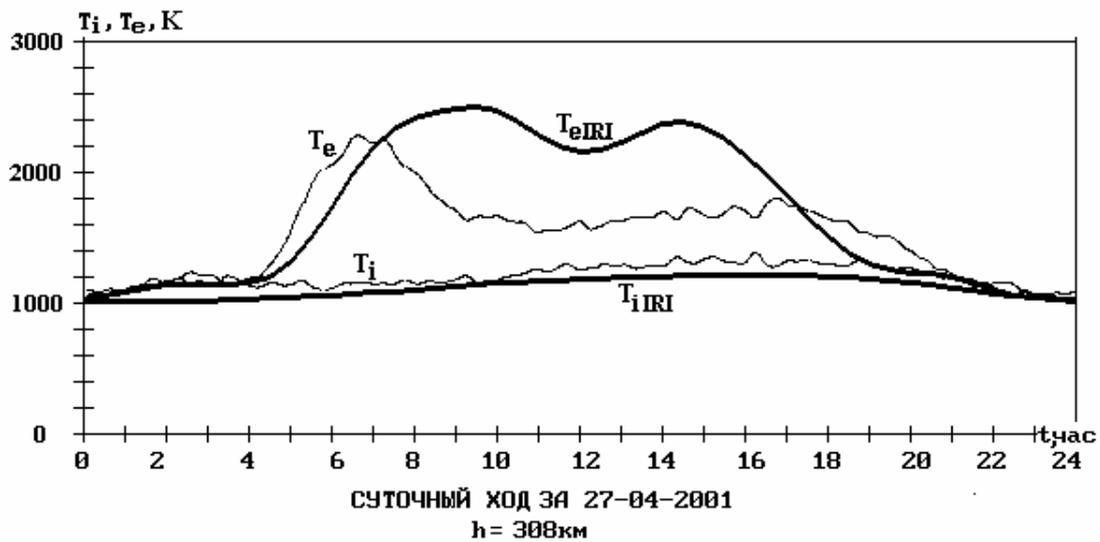


б)

Рис. 3. Суточный ход экспериментальных (N_e , T_e и T_i) и модельных ($N_{e\text{IRI}}$, $T_{e\text{IRI}}$ и $T_{i\text{IRI}}$) параметров ионосферы за 14.02.2001 г.



а)



б)

Рис. 4. Суточный ход экспериментальных (N_e , T_e и T_i) и модельных ($N_{e\text{ IRI}}$, $T_{e\text{ IRI}}$ и $T_{i\text{ IRI}}$) параметров ионосферы за 27.04.2001 г.

К ВОПРОСУ АКУСТО-ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Назарчук З. Т.¹, Кошевой В. В.¹, Сорока С. А.², Ивантишин О. Л.¹,
Лозинский А. Б.¹, Романишин И. М.¹

1 Физико-механический институт НАН Украины, Львов

2 Львовский центр Института космических исследований НАНУ и НКАУ, Львов

Приведены результаты экспериментальных исследований ионосферного отклика на искусственное акустическое возбуждение. Акустическое возбуждение генерируется при помощи наземного управляемого акустического излучателя. Регистрация ионосферного отклика проводится при помощи радиотелескопа УРАН-3 тремя методами: просвечивания, рассеяния на неоднородностях и наклонного зондирования. Для обработки данных используются методы вейвлет-анализа.

Много физических явлений естественного и техногенного происхождения (землетрясения, вулканы, мощные взрывы, старты ракет и др.) сопровождаются генерацией электромагнитных и акусто-гравитационных волн, которые распространяются к ионосферным высотам и порождают ионосферные возмущения. Ионосферные возмущения могут длиться продолжительное время и распространяться на значительные расстояния. Ионосфера при этом выступает как запоминающая среда с усиливающими и фильтрующими свойствами. Выявляя ионосферные возмущения и анализируя их параметры, можно делать выводы об источниках их возникновения, а следовательно, попытаться заблаговременно предсказывать землетрясения и регистрировать взрывы, старты ракет и тому подобное. Следует отметить, что в литосфере выявления этих явлений — источников ионосферных возмущений (например, взрывов и тому подобное) может быть затруднено из-за большой зашумленности, отдаленности и других причин. Поэтому исследование литосферно-ионосферной связи является актуальной проблемой.

Проблема исследования литосферно-ионосферных связей включает ряд задач. Среди них:

- исследование ионосферного отклика на естественные явления, такие как землетрясения, вулканы, цунами, с целью установления ионосферных предвестников этих естественных явлений;
- исследование ионосферного отклика на явления техногенного происхождения – взрывы [1], старты ракет — с целью разработки систем регистрации несанкционированных взрывов, запусков ракет и т.д.;
- исследование ионосферного отклика на управляемое электромагнитное возбуждение (нагревной стелды типа СУРА);
- исследование ионосферного отклика на управляемое акустическое возбуждение.

Следует отметить, что активные эксперименты по исследованию влияния акустического возбуждения на ионосферу до последнего времени были затруднены из-за отсутствия наземных управляемых источников акустических возмущений. Продолжается разработка управляемых акустических источников типа мощных сейсмовибраторов [2].

Интересно, что ряд ключевых вопросов литосферно-ионосферных связей является дискуссионными. Среди них и вопрос механизмов формирования ионосферных возмущений под воздействием литосферных факторов (например, накануне землетрясения). Так, Гохбергом и Шалимовым [3] на основании сопоставления результатов статистической обработки данных по вертикальному зондированию ионосферы и фотометрических наблюдений за свечением кислорода в линиях 557.7 нм и 630 нм обосновывается гипотеза о механизме внутренних гравитационных волн передачи возмущений накануне землетрясений. Здесь же анализируется гипотеза инфразвукового и электромагнитного каналов передачи возмущений.

В общем следует отметить следующие тенденции в развитии исследований литосферно-ионосферных связей.

Во-первых, новую эру в дистанционной диагностике ионосферы открывает развитие глобальной навигационной системы GPS и создания на ее основе широко разветвленной сетки станций GPS, которая на август 2001 г. насчитывает не меньше 900 пунктов, данные которых поставляются в Internet [4]. При помощи двухчастотных многоканальных приемников системы GPS практически в любой точке земного шара и в любое время одновременно на двух когерентно-связанных частотах $f_1 = 1575.42$ МГц и $f_2 = 1227.60$ МГц осуществляются высокоточные измерения группового и фазового опоздания на луче зрения между приемником на земной поверхности и передатчиками на ИСЗ, который находится в зоне приема. Чувствительность фазовых измерений в системе GPS позволяет детектировать неоднородности с амплитудой до 10^{-3} - 10^{-4} от суточного изменения полного электронного содержания. Разработаны методики обработки GPS-данных о полном электронном содержании и на основе этого Афраймовичем и др. проведены исследования ударно-акустических волн, которые генерируются при запусках ракет, промышленных взрывах, подземных ядерных испытаниях и землетрясениях [5].

Параметры ударно-акустических волн (фазовую скорость, угловые характеристики волнового вектора, направление на источник и его положение) определяют на основе фазовых измерений полного электронного содержания на нескольких разнесенных в пространстве двухчастотных приемниках GPS. Отмечаются следующие преимущества такого подхода [5]:

- высокое временное разрешение и высокая точность фазовых измерений в системе GPS дает возможность фиксировать достаточно слабые (с амплитудой до 10^{-4} от суточного изменения полного электронного содержания) и кратковременные (до 5 мин) возмущение ионизации;
- возможность определения параметров ударно-акустических волн без априорных сведений о месте и времени события (запуски ракет, взрывы, землетрясения);
- возможность определять не только горизонтальную составляющую скорости ударно-акустических волн, но также рассчитывать угол места волнового вектора и модуль скорости;

- знание полного вектора скорости ударно-акустических волн позволяет с хорошей точностью определять направление на источник и его положение.

Отмечаются следующие результаты наблюдений ударно-акустических волн, которые генерируются во время взрывов [5]:

- ионосферный отклик ударно-акустической волны для взрыва носит характер N-волны, соответствующий классической форме ударной волны;
- период ионосферного отклика ударно-акустической волны составляет 180 с, а амплитуда (0.3 полного электронного содержания) превышает уровень фоновых флуктуаций как минимум в 2 раза;
- параметры вариаций полного электронного содержания, которые наблюдаются во время взрыва, близки к тем же характеристикам возмущений полного электронного содержания, которые детектируются во время запусков ракет и землетрясений.

Результаты наблюдений ударно-акустических волн, которые генерируются во время землетрясений, следующие [5]:

- независимо от характеристик землетрясений, местного времени, сезона и уровня магнитной активности ионосферный отклик ударно-акустических волн для всех землетрясений носит характер N-волны, соответствующий классической форме ударной волны;
- период ионосферного отклика ударно-акустических волн составляет 180-390 с, а амплитуда (0.06-0.5 полного электронного содержания) превышает уровень фоновых флуктуаций в умеренных геомагнитных условиях как минимум в 2 раза;
- азимут перемещения ударно-акустических волн в большинстве случаев совпадает с направлением на эпицентр землетрясения;
- угол места волнового вектора возмущения изменяется в границах 20-440, а фазовая скорость (1100-1300 м/с) близка к скорости звука на высотах максимума F-области ионосферы. Это позволяет сделать вывод о звуковой природе данного возмущения полного электронного содержания;
- положение источника, рассчитанное без учета рефракционных поправок, приблизительно отвечает эпицентру землетрясения. Задержка времени включения источника ударно-акустических волн относительно момента старта варьируется от 7 до 110 с;
- форма, амплитуда, период ионосферного отклика ударно-акустических волн, что наблюдаются при землетрясениях, а также рассчитанные параметры скорости близки к тем же характеристикам ионосферного отклика ударно-акустических волн, которые генерируются во время запусков ракет.

Результаты наблюдений ударно-акустических волн, которые генерируются при запуске ракет [5]:

- независимо от характеристик ракеты, местного времени, сезона и уровня магнитной активности ионосферный отклик ударно-акустических волн для всех за-

пусков носит характер N-волны, соответствующий классической форме ударной волны;

- период ионосферного отклика ударно-акустических волн составляет 270-360 с, а амплитуда (0.1-0.5 полного электронного содержания) превышает уровень фоновых флуктуаций в умеренных геомагнитных условиях как минимум в 2-5 раз;
- азимут перемещения ударно-акустических волн практически совпадает с азимут нормализации к горизонтальной проекции траектории движения ракет;
- угол места волнового вектора возмущения изменяется в границах $35-60^{\circ}$, а фазовая скорость (800-1200 м/с) близка к скорости звука на высотах максимума F-области ионосферы. Это позволяет сделать вывод о звуковой природе данного возмущения полного электронного содержания.

Следующая тенденция в развитии исследований литосферно-ионосферных связей связана с тем, что для регистрации и анализа крупномасштабных пространственных изменений и аномалий ионосферной плазмы все чаще применяются томографические методы [6]. Для обработки экспериментальных ионосферных данных все шире применяются современные методы вейвлет-анализа [7].

Наши исследования направлены на экспериментальную регистрацию и анализ ионосферного отклика на управляемое акустическое возбуждение. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

Акустическое возбуждение генерируется при помощи наземного управляемого акустического излучателя. Наземный акустический излучатель состоит из двух генераторов, которые генерируют акустические волны близкой (но различной!) частоты в окрестности 100 Гц. Предусматривается, что ионосферных высот достигают инфразвуковые составляющие (1 Гц и ниже), которые образуются за счет нелинейного параметрического эффекта в атмосфере при взаимодействии двух акустических волн различной частоты.

Для экспериментального исследования влияния на ионосферу искусственного акустического возмущения применяется радиотелескоп декаметрового диапазона УРАН-3.

Радиопередатчик, акустический излучатель и радиотелескоп находились на одном меридиане, что должно усиливать ожидаемые эффекты взаимодействия акустических волн с ионосферой.

Проводились эксперименты тремя радиофизическими методами: на просвет, методом рассеивания и методом наклонного зондирования.

Наиболее убедительные результаты относительно ионосферного отклика на управляемое акустическое возбуждение получены методом рассеивания.

Акустическое возмущение должно приводить к появлению доплеровского сдвига в спектре рассеянного ионосферного сигнала. Время появления доплеровского сдвига коррелирует с моментом акустического возбуждения. Этот эффект зафиксирован. Ве-

личина сдвига составляла 7 Гц, время появления - через 6 мин 23 с после акустического возбуждения, которое согласовывается с расчетным временем распространения акустического возбуждения к ионосфере.

Выделять такие эффекты путем обработки зарегистрированных сигналов можно различными методами. Среди них оконное преобразование Фурье, вейвлет-анализ.

Приведем результаты наблюдений тремя названными методами на основании обработки экспериментально зарегистрированного сигнала при помощи непрерывного вейвлет-преобразования (wavelet Morlet).

В основе вейвлет-анализа лежит разложение сигнала по специальным базисным функциям-всплескам (wavelet), главные особенности которых – компактная локализация по времени и масштабу, самоподобие. Компактная локализация по времени позволяет при обработке сигналов фиксировать времена появления выбросов, анализировать динамику нестационарных процессов.

В вейвлет-анализе основной является проблема выбора наиболее подходящего вейвлета, который должен принадлежать такому же классу функций, что и искомый сигнал.

Таким образом, преобразование ставит в соответствие одномерному сигналу двумерное изображение в координатах время-масштаб. К такому представлению можно подходить как к изображению со всеми средствами его обработки (фильтрации, распознавания, сжатия и др.). Значение амплитуды вейвлет-преобразования в точке (a,b) тем больше (по абсолютной величине), чем сильнее корреляция между вейвлетом данного масштаба a и поведением сигнала в окрестности $t=b$. Это позволяет фиксировать время появления выбросов сигнала, определять характерные времена и масштабы процессов, а при различии последних – разделять их. Данное обстоятельство особенно важно в случае, когда исследуемый сигнал является суперпозицией ряда нестационарных процессов, обусловленных несколькими факторами с разными характерными временами и масштабами.

На рис. 2 приведена реализация рассеянного ионосферного сигнала на третьей промежуточной частоте 3 Гц и изображение его вейвлет-коэффициентов. Здесь четко просматривается участок после акустического возбуждения, который характеризуется изменением сигнала в широком диапазоне частот и свидетельствует о том, что “в ионосфере изменилась ситуация”. На рис. 2 можно выделить тоже область, которая соответствует промежуточной частоте 3 Гц, и доплеровский сдвиг 7 Гц из-за движения неоднородности (в момент прохождения акустического сигнала через область рассеивания). Отметим, что при известном ожидаемом эффекте (например, при доплеровском сдвиге) путем подбора наиболее подходящего вейвлета можно определять форму ионосферного отклика на возмущение ионосферной плазмы.

Другой эксперимент - радиометрические записи методом просвечивания (рис. 3). Радиотелескоп настраивается на наблюдение определенного источника (3С348) и ведется его запись. Здесь мы видим 20-минутные реализации, которые прописывают диа-

грамму направленности телескопа (рис. 3). Кроме пятиминутного отклика, через 20 мин после акустического возмущения наблюдались возмущения, что свидетельствует о наличии нестационарного процесса.

Еще один эксперимент — тоже радиометрические записи методом просвечивания. Радиотелескоп настраивался на группу источников, интенсивность излучения которых малая, и они не позволяли в нормальных условиях прописывать диаграмму направленности (рис. 4). Ожидался рост сигнала от влияния ионосферных неоднородностей. Как видно из рисунка, наблюдается быстрая реакция через 5 мин после акустического возбуждения (в момент прохождения акустической волны через ионосферу), повторная реакция через 20 мин и вторая повторная реакция через 40 мин.

Отметим, что подобные эффекты «ионосферной линзы», связанные с увеличением сигнала, наблюдались и во время активных литосферно-ионосферных экспериментов при нагревании ионосферы электромагнитным излучением. В данное время эти эффекты относят к «слабо изученным», ведутся дискуссии и разрабатываются гипотезы объяснения их (к этому направлению исследований имеет отношение работа [8]).

На рис. 5 приведены результаты наклонного зондирования. Обработывалось около 30 тыс. отсчетов, что отвечало 15-минутной реализации. Метод слабочувствительный, ибо слабые изменения, обусловленные акустикой, необходимо регистрировать на фоне интенсивного отраженного сигнала. На изображении вейвлет-коэффициентов наблюдается третья промежуточная частота 3 Гц, а также квазипериодические вариации смещения частоты через 20 мин после акустического возбуждения.

Таким образом, ионосферный отклик на наземное искусственное акустическое возбуждение состоит из нескольких компонентов, которые проявляются на седьмой минуте, а также через 20 и 40 минут после акустического возбуждения. Отметим, что кроме перечисленных компонентов зарегистрирован отклик на первой минуте (через 20-30 секунд) после возбуждения.

Далее планируются следующие исследования:

1. Измерение параметров акустического поля на поверхности Земли и оценка инфразвуковой обстановки при акустическом возбуждении.
2. Разработка на базе радиотелескопа УРАН-3 системы мониторинга ионосферы с целью восстановления инфразвуковой обстановки на поверхности Земли.
3. Апробация системы путем проведения натурального эксперимента по восстановлению инфразвуковой обстановки на поверхности Земли и сравнения с записями, которые ведутся штатными станциями.

Работа выполняется в рамках проекта НТЦУ №1681 и нацелена на разработку информационных технологий обработки ионосферных сигналов для целей обнаружения и идентификации слабых акусто-ионосферных возмущений и восстановления инфразвуковой обстановки на поверхности Земли.

1. Физика Земли // Тематический выпуск, посвященный проекту МАССА. – 1985, № 11. – 112 с.
2. Гуляев В. Т. и др. Генерация и распространение инфразвука в атмосфере при работе мощных сейсмодвижителей // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2001, т.37, №3. – С.303-312.
3. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле. – 2000, т.2, №2. <http://eos.wdcb.ru/rjes/v02/rje00032/rje00032.htm>.
4. Ионосферный отклик полных солнечных затмений 9 марта 1997 г., 11 августа 1999 г., 21 июня 2001 г. // <http://rp.iszf.irk.ru/esceir/gps/ECLIPSES/rus/tseInt.htm>.
5. Исследование ударно-акустических волн, генерируемых при взрывах, землетрясениях и запусках ракет // <http://rp.iszf.irk.ru/esceir/gps/SAWDET/rus/sawdet.html>.
6. Андреева Е. С., Гохберг М. Б., Куницын В. Е. и др. Радиотомографическая регистрация возмущений ионосферы от наземных взрывов // Космические исследования. - 2001, т.39, №1. - С.13-17.
7. Иванов В. В. и др. Применение вейвлет-анализа к исследованию геомагнитных возмущений // Геомагнетизм и аэрономия. - 2001, т.41, №5. - С.610-618.
8. Блиох В. П. СДВ “эльфы” как рассеивающие линзы в волноводе Земля-ионосфера // Радиофизика и радиоастрономия. - 2000, т.5, №2. - С.113-117.

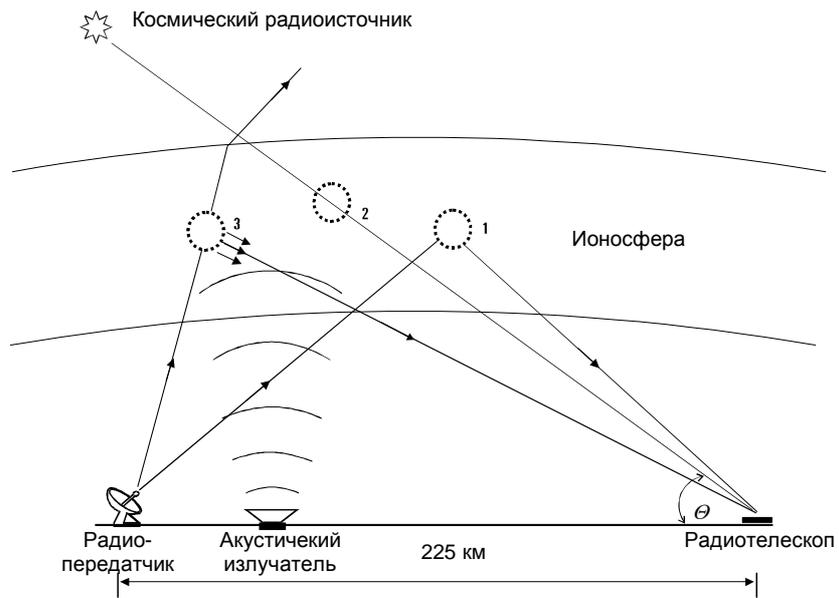


Рис. 1. Схема эксперимента

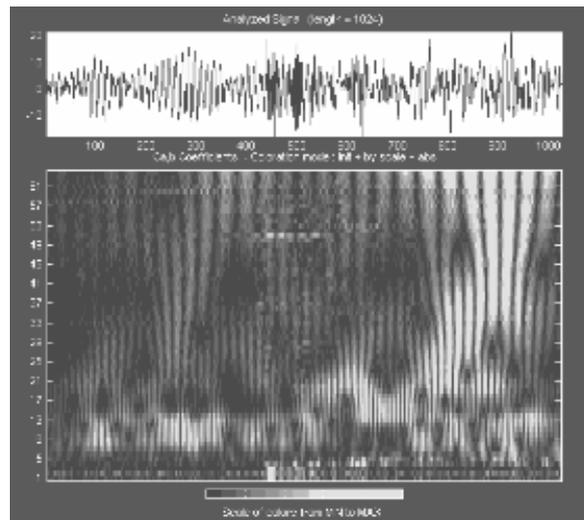


Рис. 2. Реализация рассеянного ионосферного сигнала на 3-й промежуточной частоте 3 Гц и его вейвлет-коэффициенты

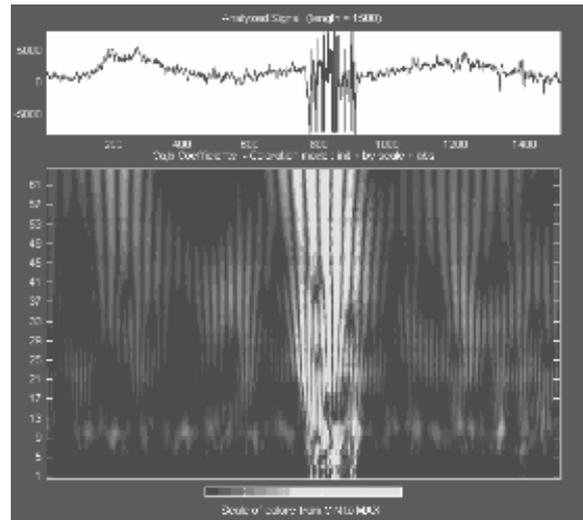


Рис. 3. Радиометрические записи методом просвечивания источника (3C348)

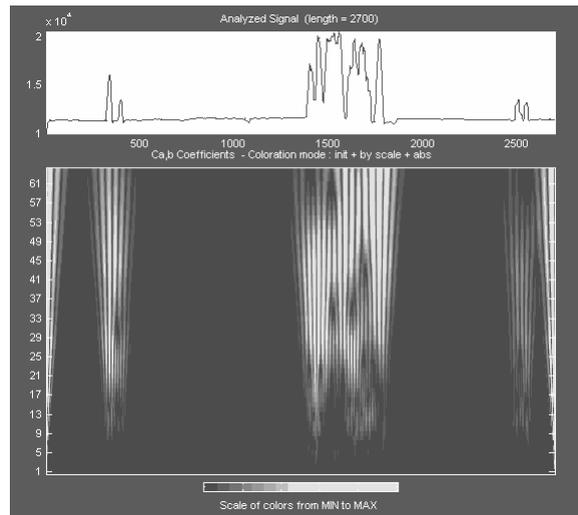


Рис. 4. Радиометрические записи методом просвечивания группы источников

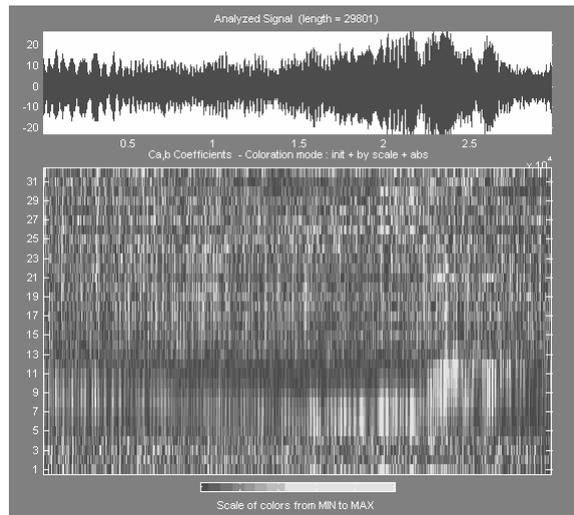


Рис. 5. Результаты наклонного зондирования

ДОПЛЕРОВСКОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В Е-И F-ОБЛАСТЯХ ИОНОСФЕРЫ ПРИ СТАРТАХ И ПОЛЕТАХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф.

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков

В результате статистического анализа вариаций доплеровских спектров, сопровождавших 126 стартов ракет, выявлены четыре группы кажущихся скоростей распространения возмущений: 0.5 – 0.8, 1 – 6, 7 – 9 и 15 – 20 км/с. С ними связаны акустико-гравитационные (первая группа), медленные магнитогидродинамические и магнитоградиентные (вторая группа), а также гиротропные волны (третья и четвертая группы).

1. Введение

На рубеже XX и XXI веков мощность ракет и частота их запусков достигла таких значений, что приходится считаться с возмущениями в околоземной среде, производимыми космическими аппаратами. Исследование этих возмущений представляет интерес для специалистов в области ракетно-космической техники, геофизики, радиофизики, телекоммуникаций, экологии и космической погоды.

Поиску эффектов в ионосфере, вызванных стартами ракет, посвящено большое количество работ [1 – 10]. Как правило, в них описаны эффекты, наблюдаемые на активном участке траектории. Мы рассмотрим процессы на удалениях $R = 1000 – 10000$ км от места старта ракеты (СР) и ее траектории. Соответствующие возмущения нами названы крупномасштабными и глобальными [11 – 15]. При этом понимается, что возмущения распространяются вплоть до глобальных расстояний. Кроме того, как будет показано ниже, длительность этих возмущений достигает 80 мин, что при их скорости порядка 2 – 3 км/с соответствует протяженности 10 – 15 тыс. км. Так что и по протяженности эти возмущения являются глобальными.

До настоящего времени отсутствуют детальные физико-математические модели сопутствующих процессов. Более того, часто вообще нельзя достоверно утверждать, что данное возмущение вызвано стартом ракеты, не понятны до конца механизмы генерации и переноса возмущений на значительные, и тем более глобальные расстояния. Дело в том, что возникающие антропогенные возмущения принципиально ничем не отличаются от естественных. Поэтому исследователям не остается ничего иного, как увеличивать объем наблюдений и вести поиск повторяющихся закономерностей.

Особенностью данной работы является то, что в ней с использованием единого метода и единой методики предпринята попытка поиска эффектов, возникающих в средней ионосфере (высоты 100 – 300 км) при старте и полете космических аппаратов (КА). Важно, что наблюдения выполнены на различных удалениях от места старта ракеты и для различных типов ракет, в различное время суток и в различных геофизических условиях.

Измерения осуществлены в 1980 – 2000 гг. для 205 стартов 16 типов ракет с космодромов России, США, Франции, Индии, Японии и других стран.

Для исследования нестационарных процессов в средней ионосфере использовался доплеровский радар вертикального зондирования. Его основные параметры приведены в работах [11, 12, 14, 15]. Измерения обычно проводились на частотах 2.8 – 3.5 МГц.

2. Результаты наблюдений

Примеры результатов

Вариации доплеровских спектров (ДС) в дневное время, наблюдавшиеся при запуске российской ракеты “Союз-У” с космодрома Плесецк, показаны на рис. 1. Это событие произошло в 18:00 9 сентября 1999 г. (здесь и далее время GMT).

Из рис. 1 видно, что до СР имели место сравнительно слабые вариации ДС, по-видимому, связанные с прохождением вечернего терминатора. Спектр был практически одномодовым. В интервале времени 18:10 – 19:00 спектр заметно уширился, а амплитуда сигнала оставалась практически постоянной. Следующее изменение характера вариаций ДС наблюдалось с 19:00 до 19:35 (возникли или усилились колебания доплеровского смещения частоты f_d , а спектр был практически одномодовым).

Старт ракеты “Союз” состоялся в 13:22 18 октября 1999 г. (рис. 2). До старта ракеты ионосфера оставалась спокойной. Доплеровские спектры были одномодовыми с четко выраженным максимумом. Примерно с 12:55 до 13:03 наблюдались основная и дополнительная моды отраженного сигнала, возник квазипериодический процесс с периодом $T \approx 10$ мин. После 13:36 амплитуда колебаний f_{da} значительно увеличилась и достигла 0.5 Гц, стало преобладать колебание с $T \approx 20$ мин. Это продолжалось около 30 мин. С 14:12 до 14:40 ионосфера оставалась невозмущенной. В интервале времени 14.40 – 14.50, кроме основной моды сигнала, регистрировалась дополнительная мода, сдвинутая по частоте на $\Delta f_d \approx -0.3$ Гц. После 14:50 наблюдается исчезновение устойчивого максимума в ДС. Такого рода возмущенность продолжалась более 1 ч. Заход Солнца на уровне Земли в пункте наблюдения имел место около 15:20, а в области отражения – примерно на 1 ч позже.

Пример результатов ночных наблюдений эффектов, сопутствовавших запуску тяжелой ракеты “Протон” 21 марта 1999 г., показан на рис. 3. Старт произошел в 00:09. До него ионосфера оставалась в основном спокойной. После 23:13 возник квазипериодический процесс с $f_{da} \approx 0.2$ Гц, $T \approx 18$ мин и длительностью $\Delta T \approx 40$ мин. С 01:12 до 01:18 наблюдалась дополнительная мода сигнала, сдвинутая на 0.2 Гц, а с 01:28 до 02:15 – эффект “рассыпания” спектров. Восход Солнца на уровне Земли имел место примерно в 02:30, за час до этого – в нижней части F-области ионосферы. После 02:15 сигнал оставался практически одномодовым, наблюдались квазипериодические процессы сначала с $T \approx 30$ мин и $f_{da} \approx 0.25$ Гц, а затем с $T \approx 7 - 8$ мин и $f_{da} \approx 0.15$ Гц.

Пример вариаций ДС, сопутствовавших старту сверхтяжелого космического аппарата "Дискавери" 29 октября 1998 г. в 19:19 (переходное время суток), показан на рис. 4.

Заход Солнца на уровне Земли имел место около 15 часов, в нижней части F-области ионосферы – около 16 часов. Скорее всего, эффекты, связанные с терминатором, закончились до 18:50. За 30 мин до старта ракеты в ионосфере наблюдался слабо выраженный квазипериодический процесс с $T \approx 7$ мин и $f_{da} \approx 0.10 - 0.15$ Гц. К тому же с 19:13 до 19:45 сигнал был преимущественно двухмодовый. Ионосфера оставалась слабо возмущенной примерно до 20:30. После этого времени сигнал стал двухмодовым ($\Delta T \approx 15$ мин); возник также квазипериодический процесс с $T \approx 30$ мин продолжительностью 50 мин. С 21:10 до 21:55 доплеровский спектр оставался практически неизменным. В интервале 21:55 – 22:00 наблюдалось его кратковременное "рассыпание".

Старт ракеты средней тяжести "Дельта" имел место 7 февраля 1999 г. в 21:04 (рис. 5). В 21:10 возникли дополнительная мода с $\Delta f_d \approx -0.2$ Гц и квазипериодический процесс с $T \approx 8 - 10$ мин, $f_d \approx 0.1$ Гц и $\Delta T \approx 40$ мин. После 21:50 ионосфера оставалась спокойной, а в интервале времени 22:05 – 22:25 отмечено резкое уменьшение f_{da} на 0.4 – 0.6 Гц, "рассыпание" спектров. После 22:25 ионосфера была достаточно спокойной; обнаруживался квазипериодический процесс с $T \approx 25$ мин и $f_{da} \approx 0.10 - 0.15$ Гц.

Старт ракеты "Ариан" с космодрома Куру имел место в 23:28 (рис. 6). С 22:00 до 23:00 спектр сигнала был преимущественно многомодовым, в интервале времени 23:10 – 00:20 – в основном одномодовым. Лишь с 23:32 до 23:40 наблюдалось его уширение. После 00:25 в течение примерно 40 мин наблюдался хорошо выраженный квазипериодический процесс с переменным периодом, амплитудой около 0. Гц. Последующие 20 мин ионосфера оставалась спокойной, а после 01:40 начали проявляться эффекты утреннего терминатора.

Результаты статистического анализа

Из 205 сеансов наблюдений отбраковано 61 сеанс из-за некачественной регистрации сигнала. В 18 сеансах наблюдений среда была сильно возмущена естественными источниками. Статистическому анализу были подвергнуты оставшиеся 126 сеансов. По изменениям характера сигнала определялись задержки предполагаемой реакции среды Δt и вычислялись нескорректированные значения скоростей $v = R_0 / \Delta t$, где R_0 — расстояние от космодрома до места наблюдения. Такие скорости будем именовать кажущимися. Установлено, что имеет место четыре группы скоростей: 0.5 – 0.8, 1 – 6, 7 – 9 и 15 – 20 км/с. Первая скорость (0.5 – 0.8 км/с) наблюдалась только при СР с космодромов Плесецк и Байконур (всего 32 случая). Во второй группе статистически значимыми являются скорости 1 – 6 км/с (97 случаев). Такие скорости наблюдались преимущественно при СР с космодромов США и Франции. Для этой группы $v = 3.1 \pm 0.2$ км/с. К третьей группе относятся скорости 7 – 9 км/с (16 случаев). К четвертой группе при-

надлежат скорости 15 – 20 км/с (12 случаев). Скорости из двух последних групп наблюдались редко, и только при СР с космодромов, удаленных на расстояния ~10000 км.

3. Перенос возмущений. Типы волн

Выше показано, что СР сопровождалось крупномасштабными и глобальными возмущениями в ионосфере. Ключевыми вопросами являются следующие. Каким образом возмущения генерируются? Какими способами они переносятся на расстояния 1000 – 10000 км? Какова величина возмущений?

Атмосфера на высотах примерно до 100 км является сравнительно плотной средой, здесь работа ракетных двигателей и движение КА со сверхзвуковой скоростью сопровождается генерацией ударной акустической волны (УАВ). В ее мощность P_a преобразуется $10^{-3} - 10^{-2}$ мощности реактивной струи. Мощность последней для тяжелых и сверхтяжелых ракет достигает $10^{11} - 10^{12}$ Вт соответственно. При этом $P_a \approx 10^8 - 10^{10}$ Вт. Оптимальным для генерации УАВ диапазоном высот является 100 – 130 км. С одной стороны, эта область высот лежит над мезосферным волноводом (который эффективно захватывает и каналирует волны акустического типа), здесь атмосфера еще достаточно плотная. С другой стороны, ракета движется уже со сверхзвуковой скоростью, что относится к условиям генерации ударной волны. В указанном диапазоне высот траектория ракеты близка к горизонтальной. Важно, что УАВ в месте ее генерации приводит к относительным изменениям концентрации электронов 10 – 100 %. Ударная волна является источником акустико-гравитационных волн (АГВ). Кроме того, сверхзвуковое расширение плазмы реактивной струи и сверхзвуковое движение плазмы под действием КА в гиротропной ионосфере вызывает генерацию электромагнитных и магнито-гидродинамических (МГД) волн.

4. Обсуждение

Эффекты, сопровождающие полеты КА, отличаются разнообразием. Они зависят от расстояния до траектории аппарата, его высоты, вида топлива и, конечно, мощности двигателей, а также состояния ионосферы. Из 126 СР достаточно уверенная реакция среды наблюдалась во всех случаях. Обнаружены четыре группы скоростей v : 0.5 – 0.8, 1 – 6, 7 – 9 и 15 – 20 км/с. Первая из них связана с УАВ и АГВ.

Во второй группе средняя скорость $\bar{v} \approx 3.1 \pm 0.2$ км/с. Такую скорость имеют медленные МГД (ММГД) волны с частотами $\omega \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (периоды $T \sim 100$ мин) [16]. Близкое значение v имеют также магнитоградиентные волны (волны Хантадзе [17]) в ночное время, однако они распространяются лишь в широтном направлении.

Скорости 7 – 9 км/с свойственны гиротропным волнам [16] в дневное время, когда в E -области ионосферы $N \approx (1 - 1.5) \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Кажущимся скоростям $v = 15 - 20$ км/с (задержки около 10 мин) соответствуют скорости $v' \approx 30$ км/с при $R \approx 10000$ км и времени движения ракеты до области генерации волны $\delta t \approx 3 - 5$ мин. Такие скорректированные (с вычетом δt) значения скорости v' характерны также для гиротропных волн,

когда в E -области ионосферы N уменьшалась до $4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ (утреннее, вечернее время). Сказанное здесь справедливо при угле между волновым вектором и вектором индукции геомагнитного поля $\alpha = 60^\circ$. Заметим, что для места расположения РФО наклонение магнитного поля составляет 66.4° . Таким образом, скорости 7 – 9 и 15 – 20 км/с следует отнести к одной группе — к скоростям гиротропных волн в различное время суток.

Скорость истечения реактивной струи около 3 – 4 км/с. В поперечном направлении струя расширяется с тепловой скоростью, которая порядка 1 км/с (температура газов в струе около 3000 – 4000 К). Важно, что эти скорости превышают как скорость звука v_s , так и характерную скорость ММГД $v_{as} = (B_0/\mu_0 N_n M)^{1/2}$ [16] (где B_0 – индукция магнитного поля, μ_0 — магнитная постоянная, N_n — концентрация нейтралов, M — средняя масса молекул газа). В результате такого соотношения скоростей генерируются скачки давления газа Δp , электронной концентрации ΔN и магнитного поля ΔB . Струя вызывает ускоренное движение ионосферной плазмы. Электроны в отличие от ионов на высотах E -области ионосферы являются замагниченными. Это обстоятельство обуславливает ток j , в результате которого генерируются возмущения магнитного поля ΔB . Расчёты дают $\Delta B = 5 - 50$ нТл. Для фазовой скорости волны $v_{ph} \approx 1 - 100$ км/с имеем $\Delta E \approx \Delta B v_{ph} \approx 0.005 - 5$ мВ/м [18]. Такого порядка должны быть поля в месте их генерации. Вследствие расходимости волн их амплитуда в месте регистрации на несколько порядков меньше, но, как оказывается, достаточна для заметного возмущения N , которое обнаруживается доплеровским методом.

5. Выводы

1. В результате статистического анализа вариаций доплеровских спектров, сопровождавших 126 стартов ракет, выявлены четыре группы кажущихся скоростей распространения возмущений: 0.5 – 0.8, 1 – 6, 7 – 9 и 15 – 20 км/с. Реакция на СР уверенно регистрировалась практически во всех случаях. Первая группа скоростей наблюдалась только при СР с космодромов Плесецк и Байконур. С такими скоростями распространяются слабо затухающие АГВ, период которых составлял 10 – 15 мин. Эти волны относятся к сильно диспергирующим. Вторая группа скоростей фиксировалась при СР с космодромов России, США, Индии и Франции ($R \approx 1500 - 10000$ км). Приблизительно такие скорости имеют ММГД-волны, а также волны Хантадзе. Фазовая скорость и глубина затухания (дальность распространения) первых существенно зависят от частоты волны. Скорость распространения волн Хантадзе в основном определяется значением концентрации электронов в E -области ионосферы. Эти волны практически не затухают и не диспергируют. Третья и четвертая группы (а они составляли фактически одну группу скоростей) имели место при СР на удалениях ~ 10000 км. Перенос возмущений в этом случае, скорее всего, осуществлялся при помощи гиротропных волн. Их скорость существенно зависит от времени суток и ориентации волнового вектора по отношению к геомагнитному полю.

2. Оценены амплитуды возмущений параметров среды под действием расширяющейся реактивной струи КА. Показано, что эти амплитуды достигают значительных величин. Это в конечном итоге обеспечивает наблюдаемые на расстояниях порядка 1500 – 10000 км возмущения в ионосфере.

Работа выполнена при поддержке научно-технологического центра Украины, проектное соглашение № 1772.

1. Booker H. G. A local reduction of F-region ionization due to missile transit // *J. Geophys. Res.*, vol. **66**, 1961, no. A4, pp. 1073 – 1079.
2. Mendillo M., Hawkins G. S., Klobuchar J. A. A sudden vanishing of the ionospheric F region due to the launch of Skylab // *J. Geophys. Res.*, vol. **80**, 1975, no. 6, pp. 2217 – 2228.
3. Карлов В. Д., Козлов С. И., Ткачев Г. Н. Крупномасштабные возмущения в ионосфере, возникающие при полете ракеты с работающим двигателем (Обзор) // *Космические исследования*, т. **18**, 1980, № 2, с. 266 – 277.
4. Mendillo M. Rocket exhaust effects as active space plasma experiments of opportunity // *Proc. Int. Symp. Active Exp. Space*, Paris, 1983, pp. 285 – 292.
5. Bernhardt P. A. A critical comparison of ionospheric depletion chemicals // *J. Geophys. Res.*, vol. **92**, 1987, no. A5, pp. 4617 – 4628.
6. Mendillo M. Ionospheric holes: A review of theory and recent experiments // *Adv. Space Res.*, vol. **8**, 1988, no. 1, pp. 51 – 62.
7. Нагорский П. М., Тарашук Ю. У. Искусственная модификация ионосферы при стартах ракет, выводимых на орбиту космические аппараты // *Изв. вузов. Физика*, т. **36**, 1993, № 10, с. 98 – 107.
8. Нагорский П. М. Неоднородная структура области F ионосферы, образованная ракетами // *Геомагнетизм и аэрономия*, т. **38**, 1998, № 2, с. 100 – 106.
9. Нагорский П. М. Анализ отклика КВ-радиосигнала на возмущения ионосферной плазмы, вызванные ударно-акустическими волнами // *Изв. вузов. Радиофизика*, т. **42**, 1999, № 1, с. 36 – 44.
10. Нагорский П. М., Козлов С. И. Ионосферные возмущения, инициированные взрывом в средней атмосфере ракеты-носителя Союз // *Космические исследования*, т. **38**, 2000, № 4, с. 363 – 368.
11. Chernogor L. F., Garmash K. P., Kostrov L. S., et al. Perturbations in the ionosphere following U.S. powerful space vehicle launching // *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. **3**, 1998, no. 2, с. 181 – 190.
12. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., и др. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 1 // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*, 1999, № 7, с. 3 – 15.
13. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., и др. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 2 // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*, 1999, № 8, с. 3 – 19.
14. Гармаш К. П., Костров Л. С., Розуменко В. Т., и др. Глобальные возмущения ионосферы, вызванные стартом ракеты, на фоне магнитной бури // *Геомагнетизм и аэрономия*, т. **39**, 1999, № 1, с. 72 – 78.
15. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // *Радиофизика и радиоастрономия*, т. **4**, 1999, № 3, с. 227 – 246.
16. Сорокин В. М., Федорович Г. В. *Физика медленных МГД - волн в ионосферной плазме*. — М.: Энергоатомиздат, 1982. 136 с.
17. Хантадзе А. Г. О новой ветви собственных колебаний электропроводящей атмосферы // *ДАН*, т. **376**, 2001, № 2, с. 250 – 252.
18. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // *Радиофизика и радиоастрономия*, т. **8**, 2003, № 2.

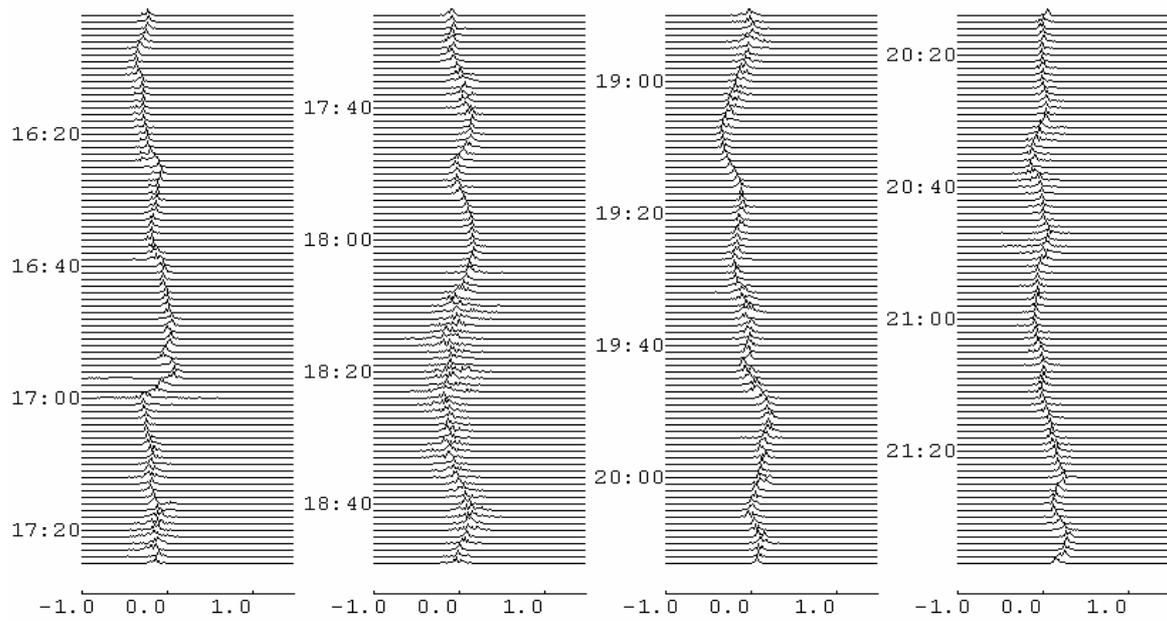


Рис. 1. Вариации ДС на частоте 3.0 МГц, супутнювавше старту КА "Союз-У" 9 сентября 1999 г.

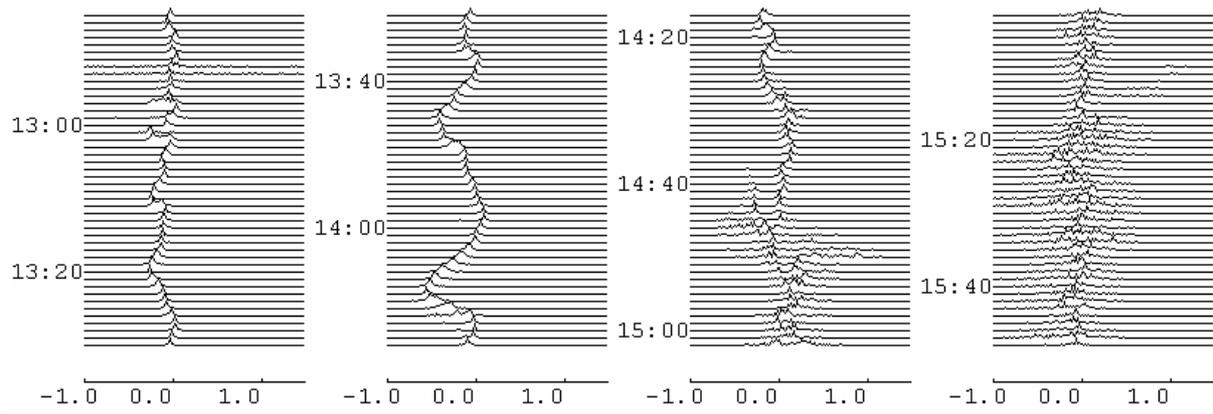


Рис. 2. Вариации ДС на частоте 3.5 МГц, сопутствующие старту КА “Союз” 18 октября 1999 г.

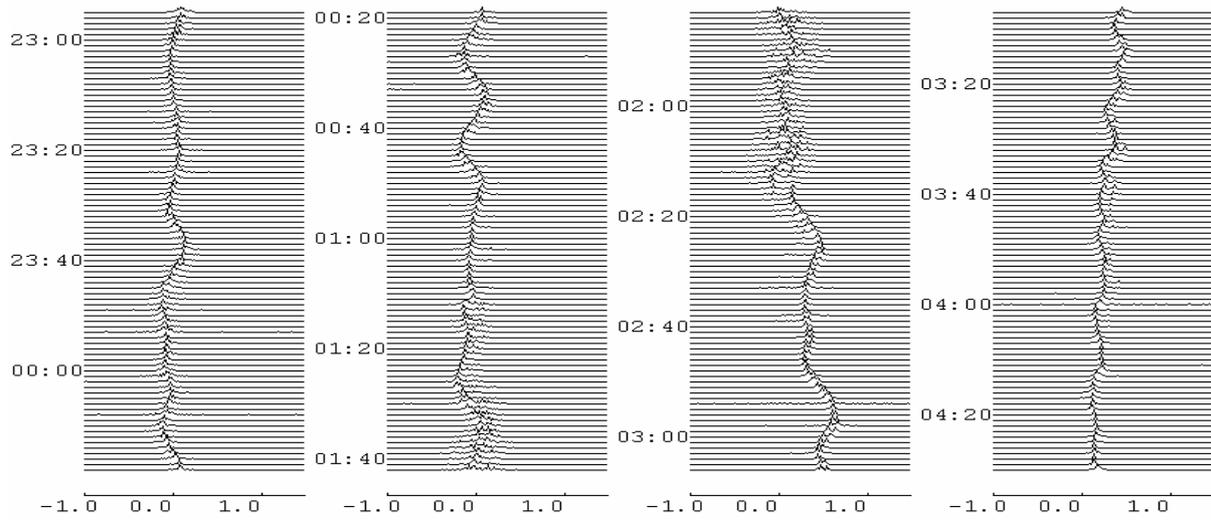


Рис. 3. Вариации ДС на частоте 3.0 МГц, супутнювавшие старту КА "Протон" 20–21 марта 1999 г.

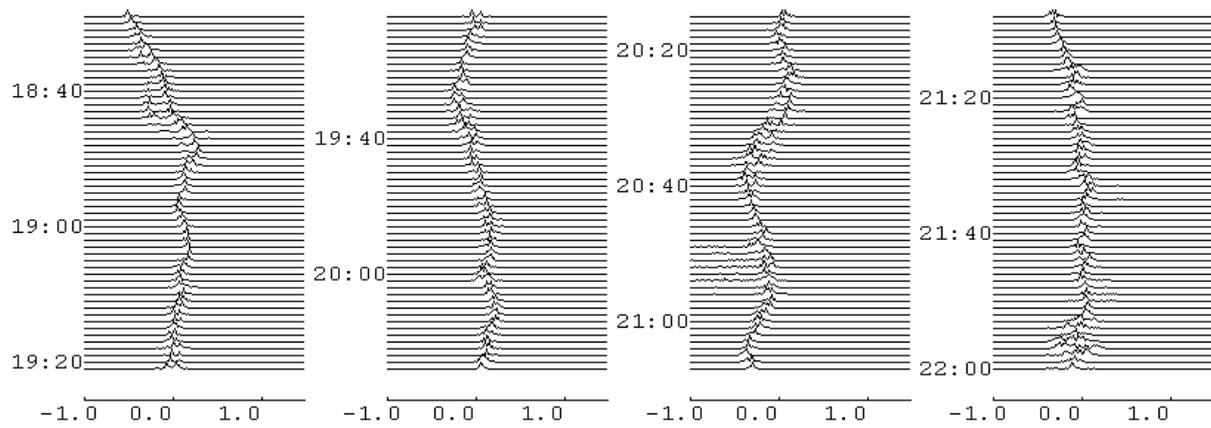


Рис. 4. Вариации ДС на частоте 3.0 МГц, супутнювавше старту КА "Дискавери" 29 октября 1998 г.

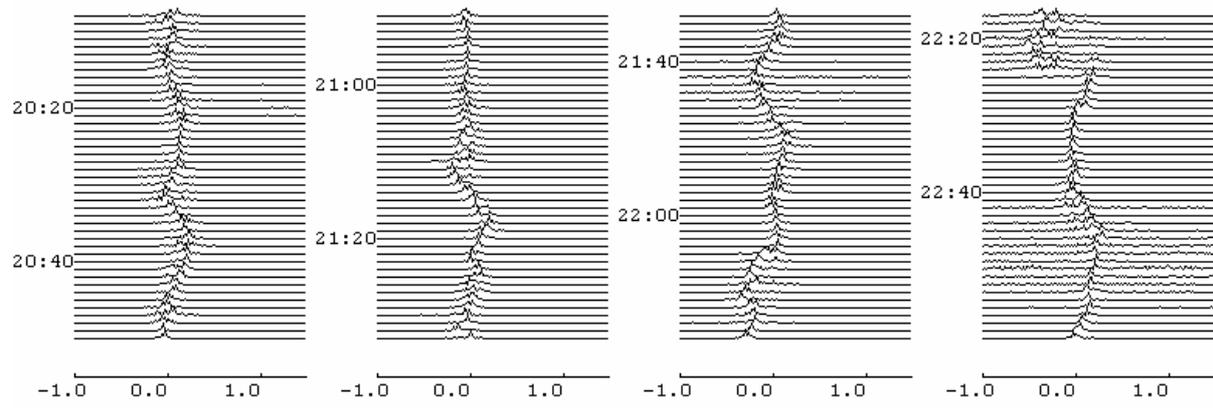


Рис. 5. Вариации ДС на частоте 3.0 МГц, супутствовавшие старту КА “Дельта” 7 февраля 1999 г.

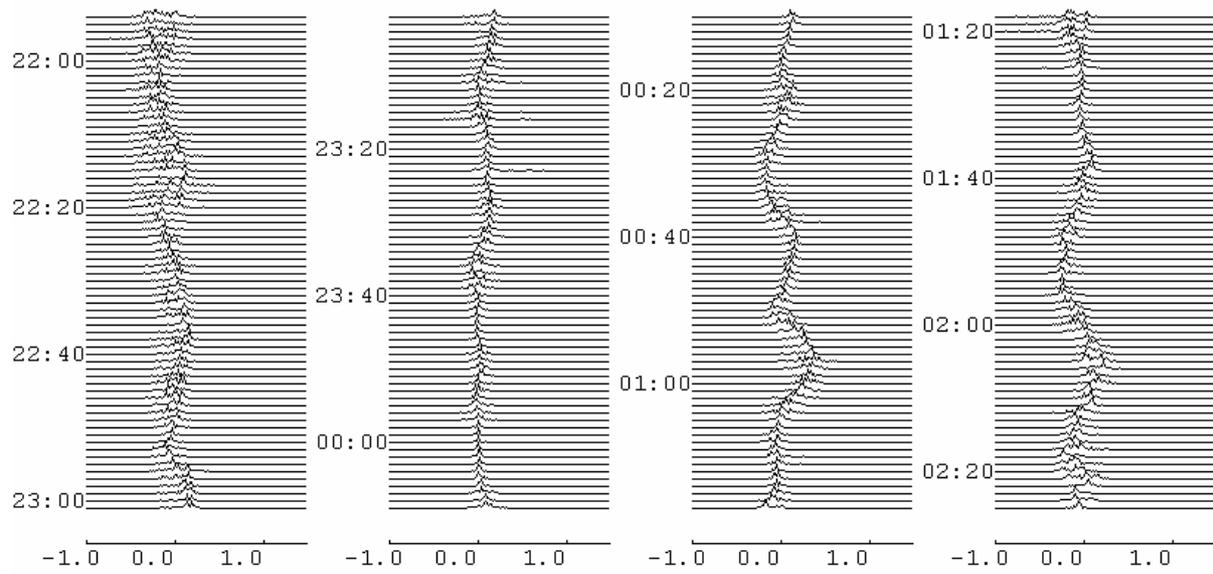


Рис. 6. Вариации ДС на частоте 3.5 МГц, супутствовавшие старту КА "Ариан" 21–22 марта 2000 г.

ДОПЛЕРОВСКОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ КАК СРЕДСТВО МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

Костров Л. С., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф.

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков

При помощи доплеровского радара (2.8–3.5 МГц) в 1995–2002 гг. выполнены наблюдения за процессами в средней ионосфере (100–300 км), вызванными вариациями состояния космической погоды. Установлено, что вариации доплеровских спектров (ДС) отличаются большим разнообразием. Дана классификация видов ДС и вариаций средней частоты спектра. Оценены частоты появления этих видов. Описаны характерные суточные и сезонные вариации ДС. Приведены оценочные соотношения, связывающие параметры ДС с параметрами ионосферы. По данным наблюдений получены оценки параметров среды.

1. Введение

Ионосфера как подсистема входит в систему Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера–межпланетная среда–Солнце. “Снизу” и ”сверху” в нее поступают потоки вещества, энергии и излучений различной природы. Не исключается и информационное (а не энергетическое) воздействие на ионосферу со стороны других подсистем. В результате этих воздействий в ионосфере возникают нестационарные процессы, обусловленные вариациями состояния космической погоды, с характерными временами от секунд до 11 лет и более. Целью работы является иллюстрация возможностей доплеровского зондирования ионосферы для мониторинга состояния космической погоды.

2. Методика исследования

Для наблюдения нестационарных явлений в средней ионосфере удобным оказывается метод доплеровского радиозондирования на вертикальных трассах [1–6]. Доплеровский радар описан в работах [2–4]. Регистрация огибающей биений производилась на магнитную ленту с частотой опроса 10 Гц. Спектральное оценивание осуществлялось ежеминутно по 512 отсчётам на интервале времени $\delta t_1 \approx 51.2$ с.

Измерения продолжительностью более 6000 час выполнены с 1995 по 2002 г. Наблюдения проводились в течение суток, в окрестности утреннего и вечернего терминаторов, а также в разные сезоны. При использовании двух близких частот ($f \approx 2.8$ – 3 МГц) можно говорить лишь о процессах ниже области отражения радиоволн (около 130–150 км днем и 200–250 км ночью). Высотное разрешение определяется либо приведенной высотой нейтральной атмосферы (около 10–20 км), либо характерным масштабом $L_N = \left| N(\partial z / \partial N) \right| \approx 15$ – 20 км (N — концентрация электронов).

Доплеровская частота f_d связана с показателем преломления плазмы n [1]:

$$f_d = -2 \frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_{z_0}^{z_r} n(t, z) dz \approx -2 \frac{f}{c} \int_{z_0}^{z_r} \frac{\partial n}{\partial t} dz, \quad (1)$$

где t — время, z_r — высота отражения сигнала, z_0 — высота начала ионосферы, c — скорость света в вакууме.

3. Результаты наблюдений

Доплеровские спектры будем классифицировать по их “ширине” и вариациям средней частоты в спектре. Согласно первой классификации спектры будем именовать одномодовыми, двухмодовыми (редко трех- или четырехмодовыми) и “рассыпанными”.

1. *Одномодовый ДС*. При этом спектр имеет четко выраженный максимум энергии, смещение и ширина спектра не превышают 0.1 Гц. Такие ДС обычно наблюдаются в середине дня или ночи в отсутствии возмущений. Пример обсуждаемых ДС приведен на рис. 1 (9:10–10:30 UT, здесь и далее в работе используется мировое время UT).
2. *Двухмодовый* (редко трех- или четырехмодовый) *ДС*. Он возникает при двухлучевом (трех- или четырехлучевом) сигнале. “Расстояние” между модами в ДС от 0.1–0.2 до 1–1.5 Гц (см. рис. 1, 17:40–18:35, 21:53–22:33).
3. *“Рассыпанный” ДС*. Он является противоположностью одномодового спектра. Отраженный сигнал отличается сильной многолучевостью, которая вызвана отражением радиоволны от сильно диффузной поверхности и ее рассеянием на случайных неоднородностях ионосферы. Отсутствует какой-либо максимум в распределении энергии по частотному спектру. Ширина ДС достигает значений 1–1.5 Гц (рис. 1, 2:00–2:30). “Рассыпание” спектров возникает также при наличии сильных помех (рис. 1, 10:30–10:55). В этом случае оно обычно не связано с процессами в ионосфере (исключение составляет случай сильного поглощения зондирующих сигналов).

Согласно второй классификации вариации ДС будем называть незначительными, аperiodическими, квазипериодическими и гигантскими. Опишем их подробнее.

1. *Незначительные вариации ДС*. Чаще всего такие спектры наблюдаются в середине дня или ночи в спокойные дни (рис. 1, 9:10–10:30). Обычно вариации доплеровской частоты Δf_d , соответствующей середине спектра, не превышают 0.1 Гц.
2. *Квазипериодические вариации ДС* (рис. 1, 12:40–13:15). Такие вариации вызваны отражением зондирующего радиосигнала от квазипериодических неоднородностей электронной концентрации, возникающих при распространении в ионосфере волн плотности. Доплеровским методом чаще всего регистрируются волновые процессы с периодом $T \approx 5-40$ мин. Амплитуда колебаний f_{da} обычно составляет 0.1–0.3 Гц, но иногда достигает 1 Гц.
3. *Аperiodические вариации ДС*. Они вызываются переходными процессами в ионосфере. Примеры таких вариаций также показаны на рис. 1 (23:10–23:25, 03:00–03:50). Аperiodические процессы в среде обусловлены неповторяющи-

мися процессами (вспышками на Солнце, магнитными бурями, падением крупных метеорных тел и т. п.). Величина f_d обычно составляет несколько десятых долей Гц.

4. *Гигантские вариации ДС* (рис. 1, 15:00–16:30, 21:55–22:10). Причина их возникновения такая же, как и у аperiodических вариаций. Отличие заключается в энергетике возмущающих среду источников. Сравнительно редко встречаются гигантские квазипериодические вариации (рис. 1, 20:10–21:00, 00:40–02:00). В обоих случаях величина $f_d \approx 1$ Гц.

Рассмотренные виды ДС и их вариаций — несколько идеализированные. Часто наблюдается их комбинация. Комбинированные вариации спектров возникают примерно в течение 60 % от времени наблюдения за процессами в ионосфере.

- *Дневные вариации ДС*. В невозмущенные дни обычно спектры одномодовые, смещение ДС во времени практически отсутствует. Пример таких спектров показан на рис. 1. В возмущенные дни имеют место значительные вариации как самих ДС, так и центральной части f_{d0} , соответствующей максимуму энергии в ДС (рис. 2). Величина изменений f_{d0} превышала 1 Гц. Значительные вариации f_{d0} вызваны прохождением в ионосфере перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). Такие ПИВ генерируются и распространяются, например, при магнитных бурях. В данном случае период T этих возмущений около 10 мин. В целом мы наблюдали процессы с $T \approx 10$ –100 мин.
- *Ночные вариации ДС*. На рис. 3 показаны результаты наблюдений за ионосферой в ночное и утреннее время осенью 16–17 сентября 1999 г. С 23:30 до 04:25 ионосфера была сильно возмущенной, отмечался квазипериодический процесс с амплитудой до 0.8 Гц и T от 10 до 40 мин. Прохождение утреннего терминатора (01:25–02:00) вызвало уширение ДС до 0.6–1 Гц, фактически их “рассыпание”. После 04:30 ионосфера стала относительно спокойной.

Рис. 4 относится к наблюдениям в зимнюю ночь (18–19 декабря 1999 г.). Примерно до 02:10 ионосфера оставалась спокойной, затем наблюдался ярко выраженный процесс с $T \approx 15$ мин и амплитудой 0.2–0.3 Гц. С 03:20 до 04:10 среда опять оставалась спокойной, после 04:10 в течение 40 мин фиксировались колебания f_d с амплитудой 0.5–0.6 Гц и $T \approx 25$ мин, вызванные прохождением утреннего терминатора. После этого также отмечались квазипериодические процессы, но значительно меньшей амплитуды и с $T \approx 5$ –15 мин.

- *Утренние вариации ДС*. В спокойные дни наибольшие вариации ДС имеют место через 2–3 ч после прохождения утреннего терминатора, когда характерное время увеличения электронной концентрации в окрестности области отражения $t_r = |N \partial t / \partial N|$ уменьшается до 600 с, а f_d увеличивается на 0.5–0.6 Гц. Наибольший эффект наблюдается в октябре – январе. В мае – июле эта величина не превышает 0.1 Гц. Утренний рост f_d продолжается от 2 ч (летом) до 5 ч (зимой).

Ему предшествует уменьшение f_d на 0.05–0.10 Гц, наступающее через 1–2 ч после прохождения утреннего терминатора.

- *Вечерние вариации ДС.* Максимальные значения $N(t)$ достигаются в окрестности времени $t_0 \approx 12$ ч. При этом $f_d \approx 0$ в течение 2–3 ч в зимнее время и 4–6 ч в летнее время. После этого $N(t)$ начинает уменьшаться с характерным временем около 1 ч. Это приводит к отрицательному смещению $f_d(t)$ на 0.2–0.3 Гц в зимнее время. С мая по сентябрь наблюдается локальный максимум N в вечернее время. Поэтому на фоне медленного уменьшения $f_d(t)$ отмечается локальное ее увеличение продолжительностью около 1–2 ч. При этом $\Delta f_d \leq 0.1$ Гц. Сказанное выше относится к спокойным условиям.
- *Вариации ДС при прохождении терминатора.* Проанализировано 156 событий, из них 77 случаев, соответствующих утреннему терминатору. Поскольку движение границы области тень – свет происходит на фоне других процессов, то вариации ДС отличаются большим разнообразием (см. рис. 1). Имеют место все перечисленные выше виды ДС (табл. 1) и их вариаций (табл. 2). В вечернее время реакция начинается в момент захода Солнца на уровне Земли и длится не менее 50 мин, в утреннее время она начинается примерно за 50 мин до восхода Солнца на уровне Земли и заканчивается с наступлением этого момента. Наблюдалось увеличение (уменьшение) значения постоянной составляющей f_d в утреннее (вечернее) время суток в среднем на 0.28 ± 0.02 Гц, а также генерация квазипериодических возмущений с $T \approx 15.1 \pm 1.1$ мин и средней амплитудой колебаний центральной частоты в ДС 0.29 ± 0.03 Гц, длительность реакции составляет 1–2 час.

4. Обсуждение

Проведенные исследования показали, что средняя ионосфера чутко реагирует на вариации состояния космической погоды. Она сравнительно редко бывает невозмущенной (около 30 % времени наблюдений). Эффект “рассыпания” имеет место в 35–40 %, а квазипериодические процессы наблюдаются в 25–30 % от всего времени наблюдения.

Свяжем далее фиксируемые вариации ДС с изменениями электронной концентрации N в средней ионосфере. Для этого из (1) получим оценочные соотношения. При $n^2 \approx 1 - f_p^2/f^2$, где f_p — плазменная частота, имеем

$$f_d \approx \frac{f}{c} \int_{z_0}^{z_r} \frac{f_p^2}{f^2} \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial t} \right) \frac{dz}{n}. \quad (2)$$

Модельные расчеты показали, что до 50 % вклада в f_d дает сравнительно узкая область высот (10–20 км) в окрестности z_r . С учетом этого из (2) получим оценочную формулу: $|f_d| \approx f L_g / ct_r$, где $N_r = N(z_r)$, L_g — групповой путь волны в ионосфере. Отсюда

$$\frac{\Delta N}{N_r} \approx \frac{|f_d| ct_r}{f L_g}. \quad (3)$$

- *Аперриодические вариации ДС.* Полагая $f_d \approx 0.1$ Гц, $t_r \approx 300$ с, из формулы (3) имеем $\Delta N / N_r \approx 1-3$ % для ночного и дневного времени соответственно. В случае гигантских вариаций ДС $\Delta N / N_r \approx 10-30$ %. Поскольку $N_r \approx 10^{11} \text{ м}^{-3}$ ($f_p \approx 3$ МГц), то $\Delta N \approx 10^9-3 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$. Дневные и ночные вариации обычно достаточно медленные. Им соответствует время $t_r \approx 3-8$ ч. При этом f_p изменяется со скоростью $0.2-0.5$ МГц/ч, чему соответствует $f_d \approx 0.03-0.1$ Гц. Такие значения наблюдаются в опытах. В утреннее и вечернее время $|df_p / dt| \approx 1-1.5$ МГц/ч, $t_r \approx 1-1.5$ ч. При этом $|f_d| \approx 0.3-0.5$ Гц, что также фиксируется в измерениях. Летом около 3-4 ч наблюдаются локальные послевосходные минимумы N , а около 20-21 ч — послезаходные максимумы N . Им соответствует $|df_p / dt| \approx 0.4-0.8$ МГц/ч, $t_r \approx (1.4-2.7) \cdot 10^3$ с и $|f_d| \approx 0.3-0.7$ Гц. Такие значения $|f_d|$ действительно имели место в опытах.
- *Квазипериодические вариации ДС.* В этом случае амплитудное значение производной $|\partial N_r / \partial t| = (2\pi/T)\Delta N_{r0}$, где ΔN_{r0} — амплитуда квазипериодических вариаций N_r . Тогда, с учётом выражения (3) $f_{da} \approx 2\pi f(L_g/ct)(\Delta N_{r0} / N_r)$. Полагая $f_{da} \approx 0.1$ Гц, $T = 600$ с и $L_g \approx 100$ км, получим $\Delta N_{r0} / N_r \approx 1$ %. При гигантских вариациях $f_d \approx 1$ Гц, а $\Delta N_{r0} / N_r \leq 2.5-25$ % (днем) или в 2 раза меньше (ночью) [7].
- *Эффект “рассыпания” ДС.* Для случайно-неоднородной структуры с характерным масштабом l , дисперсией $\sigma^2 = \langle \Delta N^2 \rangle$ и $\tilde{\sigma}^2 = \langle \Delta N^2 / N^2 \rangle$ имеем для дисперсии флуктуаций f_d

$$\sigma_f^2 \approx \left(\frac{f}{ct_{\Delta N}} \right)^2 \frac{Ll}{n^2} \tilde{\sigma}^2 = \left(f \frac{\sqrt{Ll}}{ct_{\Delta N}} \tilde{\sigma} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь L — толщина слоя с неоднородностями, $L' = L / \bar{n}^2$, $t_{\Delta N}$ — время становления ΔN . При среднем по высоте значении $\bar{n}^2 \approx 1/2$, $L \approx 150$ км, $L' \approx 30$ км, $t_{\Delta N} \approx 10^2-10^4$ с наблюдаемым в экспериментах $\sigma_f \approx 1$ Гц соответствует $l \approx 100$ м и $\tilde{\sigma} \approx 10^{-1}$.

5. Выводы

1. При помощи доплеровского радара выполнены наблюдения за процессами в средней ионосфере в 1995–2002 гг., отражающими изменения состояния космической погоды. Установлено, что вариации ДС отличаются большим разнообразием.
2. В невозмущенные периоды (около 30 % всего времени) в середине дня (10–14 ч) и середине ночи (22–02 ч) ДС изменяются слабо (f_d менее 0.1 Гц) и, как правило, остаются одномодовыми. В возмущенные периоды (около 70 % всего времени) ДС чаще всего уширяются, их средняя частота изменяется на 0.5–

1 Гц. Особенно сильные вариации (15 % всего времени) в среде приводят к изменению f_d на 1–2 Гц.

3. При прохождении терминатора реакция ионосферы начинается примерно за 50 мин до восхода Солнца на уровне Земли или же в момент захода Солнца на том же уровне. Реакция средней ионосферы сопровождается как аperiodическими, так и квазипериодическими процессами. Иногда терминатор “подавляет” имевшие место до его прохождения квазипериодические колебания. Статистический анализ 156 случаев прохождения солнечного терминатора показал, что заметная реакция на него регистрировалась во всех случаях. При этом наблюдались увеличение (уменьшение) значения постоянной составляющей доплеровского смещения частоты в утреннее (вечернее) время суток в среднем на 0.27 ± 0.02 Гц продолжительностью 1–2 ч, а также генерация квазипериодических возмущений в ионосфере со средним периодом $T \approx 15.2 \pm 1.1$ мин и средней амплитудой колебаний центральной частоты в ДС 0.28 ± 0.03 Гц.
4. Практически в течение всего года через 1–2 ч после восхода Солнца наблюдается локальное уменьшение f_d , а затем в течение 1–2 ч локальное увеличение f_d на 0.3–0.7 Гц.
5. С мая по сентябрь перед заходом Солнца на уровне Земли имеет место сначала рост f_d , а затем ее падение на такую же величину (0.3–0.7 Гц) продолжительностью 1–2 ч.
6. В утреннее (4–10 ч) и вечернее (14–20 ч) время f_d изменяется на 0.3–0.5 Гц.
7. Периоды ПИВ обычно составляют 10–40 мин, причём $\Delta N_{r0} / N_r \approx 1–3$ %. Иногда $\Delta N_{r0} / N_r$ достигает 10–30 %. Квазипериодические процессы фиксировались в 25–30 % от всего времени наблюдения.
8. Эффект “рассыпания” ДС отмечался в 35–40 % от всего времени измерений. Он обусловлен рассеянием зондирующих сигналов.

Работа выполнена при поддержке Научно-Технологического Центра в Украине, проектное соглашения № 1772.

1. Davies K. *Ionospheric Radio*. Peter Peregrinus Ltd., London, 1990, XX, 580 pp.
2. Chernogor L. F., Garmash K. P., Kostrov L. S., et al. Perturbations in the ionosphere following U. S. powerful space vehicle launching//*Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 3, 1998, no. 2, с. 181–190.
3. Гармаш К. П., Костров Л. С., Розуменко В. Т. и др. Глобальные возмущения ионосферы, вызванные стартом ракеты, на фоне магнитной бури//*Геомагнетизм и аэронаука*, т. 39, 1999, № 1, с. 72–78.
4. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф. и др. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 1. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высоко энергичными источниками. Часть 2//*Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*, 1999, №7, с. 3–5, № 8, с. 3–19.
5. Chernogor L. F., Kostrov L. S., Rozumenko V. T. HF Doppler probing the disturbances originating in the ionosphere from natural and anthropogenic sources. *VIIth International Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*. Proceedings. Kharkov, Ukraine, vol. 2, 2000, pp. 652–654.
6. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы//*Радиофизика и радиоастрономия*, т. 4., 1999, № 3, с. 209–226.

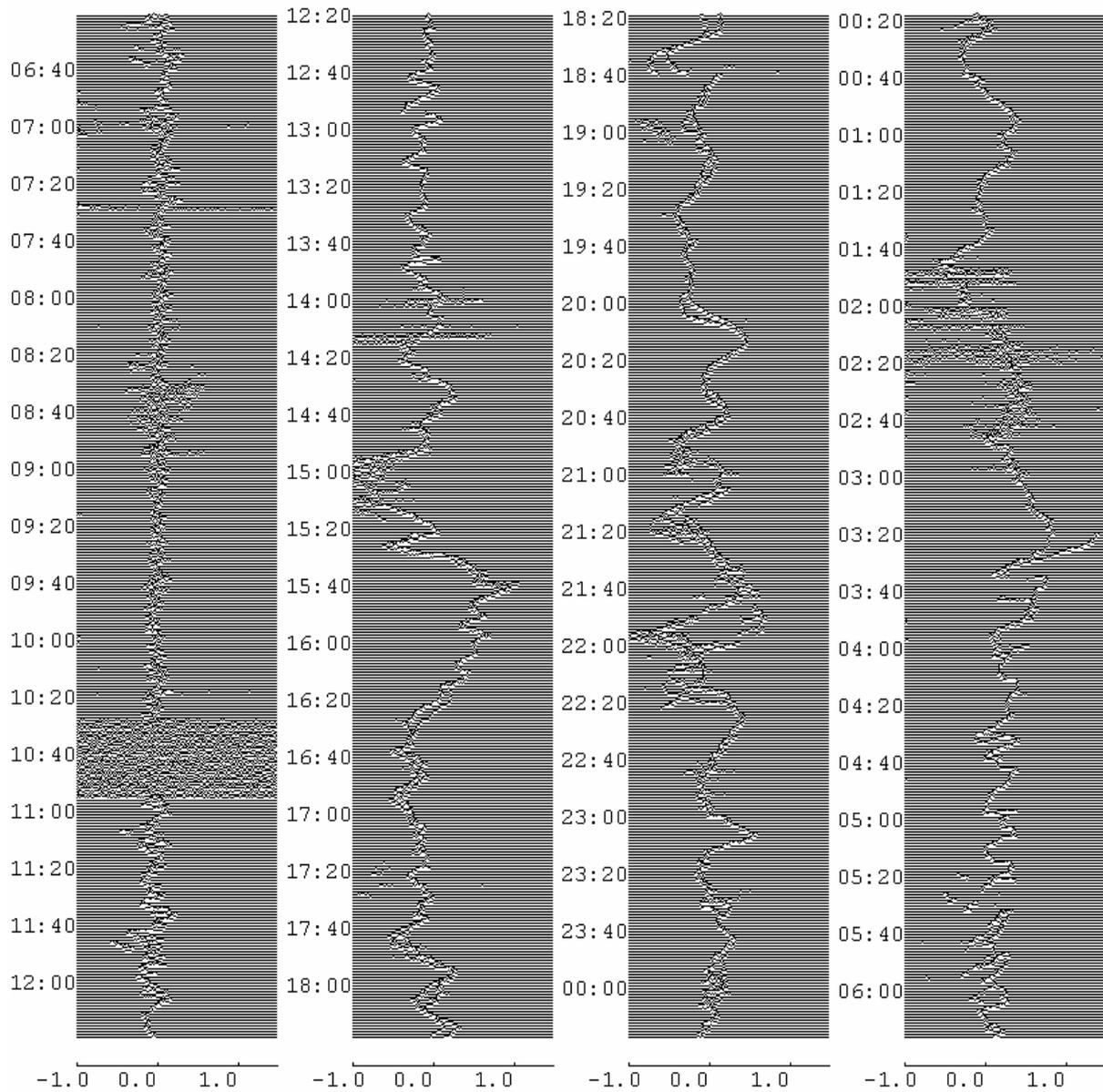


Рис. 1. Пример суточных наблюдений за вариациями доплеровских спектров, полученных 19–20 октября 1998 г. ($f \approx 3.0$ МГц)

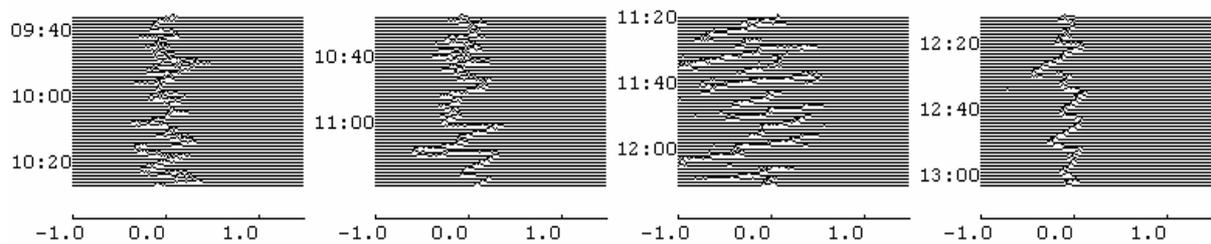


Рис. 2. Пример характерных для возмущенных дней зимой значительных вариаций, как самих доплеровских спектров, так и центральной части $f_{\Delta 0}$, соответствующей максимуму энергии в доплеровских спектрах, полученных 15 января 1999 г. ($f \approx 3.0$ МГц)

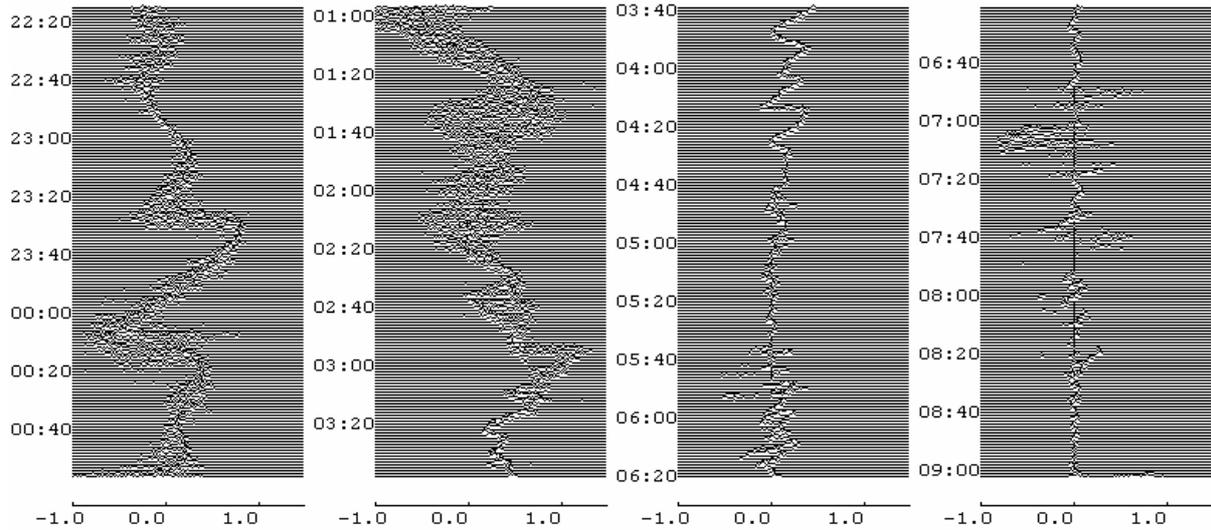


Рис. 3. Пример квазипериодического процесса со значительной амплитудой и переменным периодом в сильно возмущенной ионосфере в ночное и утреннее время осенью 16–17 сентября 1999 г. Прохождение утреннего терминатора вызвало уширение доплеровских спектров, фактически их “рассыпание” ($f \approx 3.5$ МГц)

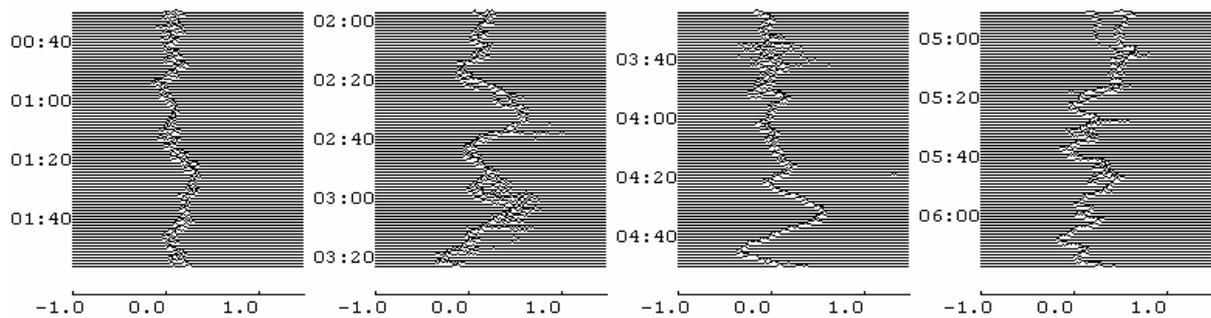


Рис. 4. Пример ярко выраженного квазипериодического процесса в спокойную зимнюю ночь и сильных колебаний f_d , вызванных прохождением утреннего терминатора 18–19 декабря 1999 г. ($f \approx 3.5$ МГц)

Таблица 1. Виды доплеровских спектров при прохождении терминатора

Виды спектров	Число случаев	Частота появления, %
Одномодовый	47	30
Двухмодовый	28	18
“Рассыпанный”	56	36
Другие	25	16

Таблица 2. Виды вариаций доплеровских спектров при прохождении терминатора

Вид вариаций	Число случаев	Частота появления, %
Квазипериодические	34	22
Апериодические	83	53
Гигантские	23	15
Другие	16	10

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ СПОКОЙНЫХ К ВОЗМУЩЕННЫМ УСЛОВИЯМ ПО ДАННЫМ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НР

Захаров И. Г.¹, Мозговая О. Л.², Таран В. И.², Тырнов О. Ф.¹

¹ Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков

² Институт ионосферы НАН и МОН Украины, Харьков

С использованием данных некогерентного рассеяния (Институт ионосферы, г. Харьков) исследован отклик ионосферы на магнитные бури разной интенсивности. Установлено, что амплитуда отклика сложным образом связана с интенсивностью бури. Наиболее вероятной причиной подобного поведения ионосферы является состояние термосферы до начала возмущения. Рассмотрена также роль приливных и планетарных волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно исследуется поведение ионосферы в периоды магнитных бурь (МБ). Исторически основное внимание уделялось процессам, вызывающим отрицательные ионосферные возмущения (ИВ) [1-6], которые приводят к ухудшению условий радиосвязи. Задачи физического моделирования и прогнозирования потребовали более детального анализа всех составляющих возмущения, однако и сейчас основное внимание уделяют эффектам сильных МБ. Важность такого подхода не вызывает сомнений. Вместе с тем значительные отклонения параметров ионосферы от их типичных (медианных) значений возможны не только в периоды сильных МБ, так что концентрация усилий лишь на этом подходе может оставить за пределами внимания процессы, существенные для понимания физики ионосферы и верхней атмосферы. В частности, представляет интерес сравнить отклик ионосферы на МБ разной интенсивности, а также проследить особенности развития возмущения в зависимости от условий в ионосфере до начала МБ. Надежные данные, получаемые одновременно для нескольких ионосферных параметров с использованием радара некогерентного рассеяния (НР), хорошо подходят для решения поставленной задачи.

2. МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТЫ

Для исследования использованы результаты измерений радара НР Института ионосферы (Харьков, Украина). Координаты радара: географические 49.6 N, 36.3 E; геомагнитные 45.4 N, 117.7 E; наклонение геомагнитного поля 66°. Рабочая частота радара 150 МГц, мощность радиопередающего устройства 2 МВт, интервал исследуемых высот — от 200 до 1500 км.

Для исследования были использованы данные об электронной концентрации N_e , температурах ионов T_i , электронов T_e и нейтралов T_n , а также данные о вертикальной составляющей скорости дрейфа плазмы V_d [8]. Расчет температуры нейтральной термо-

сферы T_n проведен в соответствии с методикой [9]. Концентрации нейтральных компонент рассчитаны с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-86 [10]. Более подробные сведения о радаре и методике обработки регистраций приведены в [7].

Для анализа выбраны периоды, соответствующие переходу от очень спокойных к магнитовозмущенным условиям разной интенсивности. Основное внимание уделено периодам 9–11 и 18–19 февраля 1999 г., во время которых после спокойных условий начались качественно сходные магнитные возмущения (начались вблизи местной полночи), но существенно разной амплитуды ($K_p \max = 4_0$ и $K_p \max = 7.$), а также период 24–27 июня 1997 г.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Февраль 1999 г. В обоих периодах начало МБ с запаздыванием в несколько часов привело к увеличению N_e , наиболее значительному — выше максимума области F2, что хорошо согласуется с типичными изменениями N_e после начала МБ [1, 5, 11]. На рис. 1 в качестве примера приведены высотные профили N_e 11 и 19 февраля и суточные вариации N_e 10–11 февраля на высоте $h = 294$ км, соответствующей максимальному увеличению N_e . Однако количественные изменения N_e 11 февраля не были типичными: несмотря на слабое магнитное возмущение, максимальные значения N_e достигли почти таких же значений, как для сильной бури 19 февраля и превышали невозмущенные значения примерно на 50 % в течение всего дня (long duration positive effects), в отдельные моменты — почти в два раза.

Сильные ионосферные эффекты слабой МБ 11 февраля проявились также в наличии значительных волновых возмущений во всех рассмотренных параметрах. Размах колебаний в N_e достигал $4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, или 40 % от фоновых значений N_e . Колебания T_n составили 50–150 К. Колебания вертикальной составляющей скорости дрейфа V_d усилились до ± 40 м/с одновременно с усилением магнитной активности. Разность фаз в диапазоне высот 200–600 км составила примерно 0.5 часа с опережением на больших высотах, что соответствует типичной картине акустико-гравитационных волн в возмущенных условиях [12].

Волновая структура имела место и до начала возмущения, хотя и меньшей амплитуды. Так, колебания V_d днем 10 февраля составили 10–15 м/с и происходили синхронно с изменениями N_e (при увеличении N_e скорость дрейфа V_d направлена вверх); изменений фазы с высотой не было. Ночью в спокойных условиях изменения V_d были еще значительнее, однако в изменениях N_e они почти не проявлялись, так как ночью сглаживающее влияние вязкости приводит к однородному смещению области F2 вверх и вниз без заметного изменения высотного профиля N_e [12].

Переход от спокойных условий к магнитовозмущенным сопровождался заметной перестройкой волновой структуры, имевшей место в спокойные дни, но без ее полного разрушения. Так, 11 февраля амплитуда первой и третьей волн в N_e , считая от восхода

Солнца, несколько уменьшилась, а амплитуда второй волны — возросла более чем в 2 раза.

Ночные значения T_n , полученные в наших экспериментах, ниже рассчитанных по модели MSIS примерно на 200 К. Такое различие может быть связано с долготными особенностями термосферы, которые в модели MSIS остались неучтенными из-за недостаточного количества измерений в нашем регионе.

Июнь 1997. В течение большей части исследуемого периода и за несколько дней до него магнитное поле было очень спокойным. Небольшое возмущение произошло только днем 27 июня вслед за сменой знака межпланетного магнитного поля. Как и для зимних условий, оно привело к значительному росту N_e выше максимума области F2.

Несмотря на отсутствие внешних источников возмущения, в ионосфере имели место заметные квазиволновые процессы (см. рис. 2) с преобладающим периодом колебаний $T \approx 4$ ч. Амплитуда колебаний увеличивалась с ростом высоты, и на высотах вблизи $h_m F2$ и выше составляла примерно 15–20 %.

Первое квазиволновое увеличение N_e началось после восхода Солнца. Возмущение на больших высотах началось почти на 2 ч раньше, чем на более низких высотах, что можно связать со значительным изменением времени восхода Солнца с высотой летом. Несовпадение фаз по высоте наблюдается во всем рассматриваемом интервале высот и сохраняется при последующих колебаниях, что видно из рис. 2.

Квазиволновые колебания есть также в изменениях температуры T_n , хотя по величине они несколько меньше, чем зимой. Видно также (рис. 2), что и здесь ночью экспериментальные значения T_n заметно ниже рассчитанных по модели MSIS.

4. ОБСУЖДЕНИЯ

В целом полученные результаты согласуются с известной картиной развития ИВ после начала МБ. Вместе с тем некоторые из установленных особенностей нуждаются в дополнительных пояснениях. Прежде всего, очевидно, что не только сильные МБ могут быть источниками значительных вариаций параметров области F2, или, другими словами, изменения в ионосфере не всегда пропорциональны амплитуде воздействующего фактора. Так как качественная картина возмущения была достаточно типичной, можно считать, что, как и в большинстве случаев, увеличение N_e после начала МБ было достигнуто преимущественно за счет ветрового смещения области F2 вверх вдоль силовых линий в область меньшей скорости рекомбинации. В дальнейшем влияние аврорального источника приводит к уменьшению, а затем к повороту результирующего ветра на юг и к переходу от положительной к отрицательной фазе ИВ.

Продолжительное сохранение положительной фазы ИВ в нашем случае указывает на то, что до вечерних часов результирующий ветер по-прежнему был направлен на север или по крайней мере был близок к нулю, что препятствовало движению разогретого газа на средние широты. Во всяком случае температура нейтралов в течение всего дня оставалась близкой к значениям, предсказанным по модели MSIS.

Чтобы не произошло поворота термосферного ветра на юг, необходимо допустить, что продолжительное сохранение очень спокойных условий до начала МБ, когда преобладает ультрафиолетовый источник нагрева, способствуют установлению такого динамического режима термосферы, при котором скорость направленного на север ветра больше обычного. По-видимому, такому результату будет способствовать любое усиление вклада УФ–излучения в нагрев среднеширотной термосферы по сравнению с вкладом аврорального источника. В частности, в работе [13] показано, что при более высоком уровне солнечной активности (соответственно, УФ–излучения Солнца), но при одном и том же уровне геомагнитной активности увеличение N_e в первый день МБ было примерно на 30 % больше, чем при более низком уровне солнечной активности.

Как известно, свойства волновых возмущений в ионосфере определяются в основном свойствами среды и на больших расстояниях слабо зависят от свойств источника [12, 14]. Полученные результаты позволяют допустить, что при длительном сохранении спокойных условий не только волновая (масштабы сотни километров), но и крупномасштабная структура термосферы приходит в относительно устойчивое состояние, которое в значительной мере "диктует" условия отклика на возникшее внешнее воздействие.

По-видимому, даже сильные, но редкие возмущения не способны разрушить такую устойчивую структуру. Примером этому могут быть результаты, представленные на рис. 3. Данные для рисунка взяты из работы [15]. Видно, что характер значительных изменений критической частоты в максимуме области F2 f_0F2 остается практически без изменения в течение нескольких недель, несмотря на сильную изолированную МБ 19–20 декабря. Вероятнее всего, эти периодические изменения представляют собой планетарные волны с периодом порядка 7 суток. Напротив, как следует из анализа других периодов, частые МБ, в том числе слабые, препятствуют формированию устойчивых структур в термосфере.

Если наличие волновых возмущений после начала МБ и их свойства (амплитуда, периоды, наклон волнового фронта) в целом соответствуют известным проявлениям акустико-гравитационных волн, то волновые возмущения в спокойных геомагнитных условиях требуют специального рассмотрения.

Обращает на себя внимание тесная связь начала волновых колебаний с восходом Солнца, особенно выраженная летом благодаря значительному изменению времени восхода с высотой, а также их достаточно высокая устойчивость. Указанные свойства позволяют допустить, что наблюдаемые волны представляют собой стоячие приливные термосферные моды высокого порядка $m = 6$. Заметное смещение времени начала возмущения по высоте (с опережением на больших высотах) позволяет также допустить, что летом источник волн находится в термосфере, а зимой — в нижележащих слоях атмосферы.

Переход к возмущенным условиям, несмотря на появление аврорального источника энергии, не приводит к автоматическому разрушению сложившейся волновой

структуры. В частности, увеличение N_e происходит в те же моменты местного времени, что и до начала возмущения, хотя амплитуда соседних пиков может заметно различаться.

Таким образом, на интервалах времени от нескольких часов до нескольких недель изменения параметров области F2 не всегда укладываются в простую схему "внешнее воздействие \rightarrow ионосферный отклик". По-видимому, определяющим здесь является роль термосферы. Существенным может быть также вклад волновых процессов разных временных и пространственных масштабов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффекты магнитных бурь не могут объяснить все наблюдаемые особенности вариаций параметров области F2 на временных интервалах от нескольких часов до многих суток. Эти особенности проявляются в виде значительных и сравнимых по величине возмущений в периоды сильных и слабых МБ (или разных ионосферных эффектов для сходных по интенсивности МБ), в виде значительных планетарных волн, амплитуда которых слабо реагирует на изолированные (в том числе сильные) МБ. Термосферные приливы с модами $m = 2-6$ могут стать причиной дополнительной изменчивости параметров области F2, в том числе в очень спокойных условиях, а их источник может находиться как в самой термосфере, так и в нижележащих слоях атмосферы.

Основной причиной сложных изменений ионосферных параметров могут быть особенности динамики и инерционных свойств термосферы. В частности, отклик ионосферы на начало МБ в значительной мере зависит от фоновых значений меридиональной составляющей скорости термосферного ветра. Наличие существенных особенностей в поведении ионосферы как в спокойных, так и в возмущенных условиях указывает на условность деления условий в ионосфере на спокойные и возмущенные. Развитие подходов к исследованию, учитывающих данное обстоятельство, позволит более полно исследовать физические процессы в верхней атмосфере.

Отметим также, что наличие систематических различий между модельными и экспериментальными значениями ионосферных параметров (в частности, температуры нейтралов) указывает на возможные долготные особенности термосферы, для изучения которых необходимо активизировать измерения в Украинском регионе.

Авторы (1) благодарят НТЦУ за поддержку, грант № 1772.

1. Buonsanto M. J., et al. Recent Results of the CEDAR Storm Study//*Adv. Space Res.*, vol. **20**, 1997, pp. 1655–1664..
2. Fuller-Rowell T. J., Codrescu M. V. et. al. On the Seasonal Response of the Thermosphere and Ionosphere to Geomagnetic Storms//*J. Geophys. Res.*, vol. **101**, 1996, pp. 2343–2353.
3. Prölss G. W. Storm-induced changes in the thermospheric composition at middle latitudes//*Planet. Space Sci.*, vol. **35**, 1987, pp. 807–811.
4. Schunk R. W., Sojka J. J. Ionosphere-Thermosphere Space Weather Issues//*J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. **58**, 1996, pp. 1527–1574.

5. Данилов А. Д, Морозова Л. Ионосферные бури. Морфология, физика, прогноз//Ионосферно-магнитная служба. Л., 1987.
6. Codrescu M. V., Fuller-Rowell T. J., Kutiev I. S. Modeling the F Layer During Specific Geomagnetic Storms//*J. Geophys. Res.*, vol. **102**, 1997, pp. 14315–14329.
7. Таран В. И. Исследования ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове//*Вестник Харьковского государственного политехнического университета*, вып. **31**, 1999, с. 3–9.
8. Пуляев В. А. Обработка и представление данных некогерентного рассеяния//*Вестник Харьковского государственного политехнического университета*, вып. **31**, 1999, с. 84–86.
9. Salah J. E., Evans J. V. et al. Comparison of exospheric temperatures at Millstone Hill and St-Santin//*Ann. Geophys.*, vol. **32**, 1976, pp. 257–266.
10. Hedin A. E. MSIS-86 thermospheric model//*J. Geophys. Res.*, vol. **92**, 1987, pp. 4649–4657.
11. Mendillo M., Klobuchar J. A. Investigations of the Ionospheric F Region Using Multistation Total Electron Content Observations//*J. Geophys. Res.*, vol. **80**, 1975, pp. 643–650.
12. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы.,–М.: Наука, 1988, 528 с.
13. Zakharov I. G., Tyurnov O. F. On the Causes of Day-To-Day Variations in the Mid-Latitude Ionospheric F2 Region Electron Density. *XXVIIth General Assembly of the URSI*, Maastricht, the Netherlands, 17–24 Aug. 2002, Commission G, Abstracts GP2 P.1.
14. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере.–М.: Мир, 1978, 532 с.
15. Космические данные. Бюллетень. 1980.

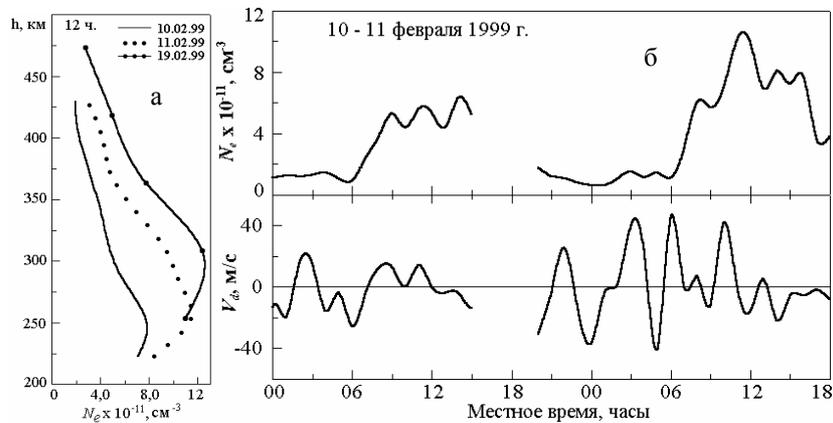


Рис. 1. а) вертикальные профили N_e в полдень 11 и 19 февраля 1999 г.; б) суточный ход N_e и V_d на высоте $h = 294$ км 10–11 февраля 1999 г.

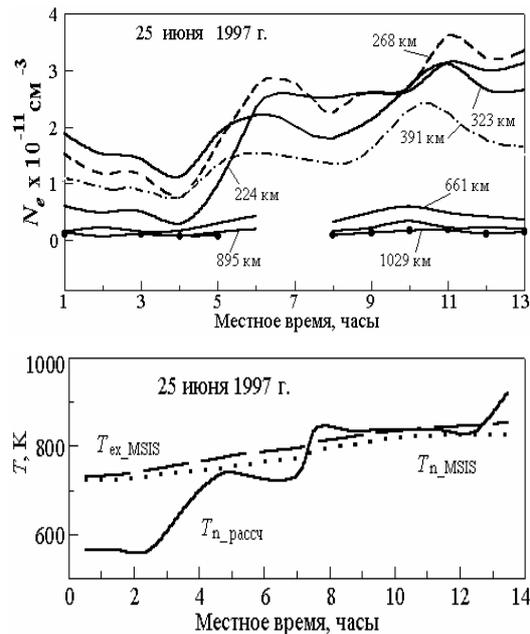


Рис. 2. Суточное поведение N_e и T_n 25 июня 1997 г.

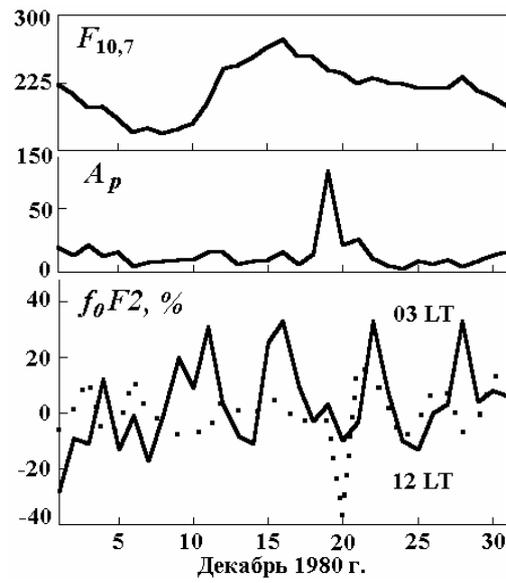


Рис. 3. Пример планетарных волн в ионосфере над ст. Москва

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СОДЕРЖАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ПО ДАННЫМ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ

Живолуп Т. Г., Пуляев В.А.

Институт ионосферы НАН и МОН Украины, Харьков

Результаты измерений относительного содержания молекулярных ионов, полученные на Харьковском радаре некогерентного рассеяния, являются наиболее ценными из экспериментальных данных, относящихся к нижней части области F ионосферы. Они могут быть использованы не только для подтверждения теории, но и для ее уточнения и конкретизации.

В работе [1] для характеристики относительного ионного состава была введена величина X:

$$X = ([O^+]/n_e)([O^+]/[M^+]) = (1 - [M^+]/n_e)(1/([M^+]/n_e) - 1),$$

где $[M^+] = [NO^+] + [O_2^+] + [N_2^+]$ — суммарная концентрация молекулярных ионов, n_e — электронная концентрация.

Изменения параметров ионосферы с сезоном в нижней части области F вызываются изменениями нейтрального состава атмосферы, особенно отношения $[O]/[N_2]$. Так как отношение $[O]/[N_2]$ изменяется в течение года от минимальных значений летом до максимальных в равноденствие, то для исследования сезонных вариаций относительного содержания молекулярных ионов были выбраны данные измерений, полученные в магнитоспокойные дни в летний и равноденственный периоды на Харьковском радаре некогерентного рассеяния.

На рис. 1–4 представлены для сравнения профили $[M^+]/n_e$ и X для лета и равноденствия.

На рис. 1 представлены профили относительного содержания молекулярных ионов, полученные на Харьковском радаре некогерентного рассеяния 12, 13 июля и 10 октября 2001 года. Период 12–13 июля характеризовался спокойной геомагнитной активностью (трехчасовой K-индекс не превышал 3) и индексом солнечной активности $F_{10,7}$, усредненным за три оборота Солнца, равным 152. 10 октября характеризовалось спокойной геомагнитной активностью (трехчасовой K-индекс не превышал 3) и индексом солнечной активности $F_{10,7}$, усредненным за три оборота Солнца, равным 220.

Как видно из рис. 1, на всех высотах летние значения $[M^+]/n_e$ (кривая 1) превышают равноденственные (кривая 2). Разница в значениях $[M^+]/n_e$ заметно возрастает с высотой: от 0.03 — на высоте 150 км до 0.15 — на высоте 200 км.

На рис. 2 представлены теоретически рассчитанные профили $[M^+]/n_e$ для июля и октября. Расчет был проведен по разработанной теоретической модели, которая использует параметры нейтральной атмосферы модели MSIS-86, девятиинтервальный

спектр коротковолнового солнечного излучения [2], зависимость интенсивности коротковолнового излучения Солнца от значения индекса $F_{10,7}$ [3], а также основные ионно-обменные реакции и реакции диссоциативной рекомбинации и значения их скоростей, приведенные в [4]. Теоретически рассчитанные профили $[M^+]/n_e$ для летнего (кривая 1) и равноденственного сезонов (кривая 2) показывают, что на всех высотах летние значения $[M^+]/n_e$ превышают равноденственные, и разница в значениях $[M^+]/n_e$ заметно возрастает с высотой: от 0.025 — на высоте 150 км до 0.2 — на высоте 200 км.

На рис. 3 приведены высотные профили величины X для лета (кривая 1) и равноденствия (кривая 2), полученные по экспериментальным данным измерения относительного содержания молекулярных ионов. На высотах 150–160 км разница в значениях X у кривых 1 и 2 невелика из-за малости величины X на этих высотах. Но начиная с высоты 170 км, разница в значениях X для лета и равноденствия заметно возрастает с высотой, причем равноденственные значения X на высотах 170–200 км превышают летние на 0.04–0.53.

На рис. 4 приведены теоретические высотные профили величины X для летнего (кривая 1) и равноденственного (кривая 2) сезонов. Видно, что разница в значениях X на высотах 150–160 км у кривых 1 и 2 невелика из-за малости значений X на этих высотах. Начиная с высоты 170 км, разница в значениях X для летнего и равноденственного сезонов заметно возрастает с высотой. Значения X для равноденственного сезона превышают значения X для летнего сезона на 0.03–0.65 на высотах 170–200 км.

Следовательно, сравнение высотных профилей относительного содержания молекулярных ионов для летнего и равноденственного сезонов, полученных на Харьковском радаре некогерентного рассеяния, показало, что на всех высотах летние значения $[M^+]/n_e$ превышают равноденственные, и разница в значениях $[M^+]/n_e$ заметно возрастает с высотой. Теоретический расчет высотных профилей $[M^+]/n_e$ для летнего и равноденственного сезонов подтвердил экспериментально установленные сезонные особенности поведения относительного содержания молекулярных ионов в нижней части области F ионосферы.

Рассмотрим теперь зависимости $[M^+]/n_e$ от зенитного угла Солнца для июля и октября для высоты 190 км, которая довольно часто выбирается для геофизического анализа.

На рис. 5 показано сравнение экспериментальных зависимостей $[M^+]/n_e$ от z_0 для июля (1) и октября (2). Как видно из рис. 5, зависимости (1) и (2) имеют одинаковый ход, показывая монотонное увеличение относительного содержания молекулярных ионов с ростом зенитного угла Солнца. Амплитуда изменения зависимостей (1) и (2) в интервале зенитных углов 55.9–63.8 примерно одинакова, но относительное содержание молекулярных ионов в июле превышает относительное содержание молекулярных ионов в октябре на величину 0.15.

Рассмотрим поведение экспериментальных зависимостей величины X от зенитного угла Солнца для июля и октября. На рис. 6 показано сравнение экспериментальных

зависимостей X от z_0 для июля (1) и октября (2). Как видно зависимости (1) и (2) монотонно уменьшаются с ростом зенитного угла Солнца, причем по виду зависимость (1) близка к линейной. Значения X для октября превышают июльские X примерно на 0,2 в интервале зенитных углов Солнца $55.9\text{--}63.8^\circ$.

Проведенные расчеты по разработанной теоретической модели зависимостей $[M^+]/n_e(z_0)$ и $X(z_0)$ показали, что экспериментальные и теоретические зависимости имеют одинаковый ход, показывая монотонное увеличение относительного содержания молекулярных ионов с ростом зенитного угла Солнца и монотонное уменьшение величины X с z_0 . Различие экспериментальных и теоретических зависимостей не превышает 0.03.

Таким образом, данные измерений относительного содержания молекулярных ионов, полученные на харьковском радаре некогерентного рассеяния, показали, что на всех высотах величина относительного содержания молекулярных ионов для летнего сезона превышает значения $[M^+]/n_e$ для равноденственного сезона, причем разница в значениях $[M^+]/n_e$ заметно возрастает с высотой. Полученные экспериментальные зависимости $[M^+]/n_e$ и величины X от зенитного угла Солнца для высоты 190 км показали монотонное увеличение относительного содержания молекулярных ионов и монотонное уменьшение величины X с ростом зенитного угла Солнца для июля и октября. Экспериментальные зависимости $[M^+]/n_e(z_0)$ показали, что на высоте 190 км относительное содержание молекулярных ионов в июле превышает относительное содержание молекулярных ионов в октябре примерно на 0.15 при одинаковых зенитных углах Солнца.

Теоретические расчеты высотных профилей $[M^+]/n_e$ и зависимостей $[M^+]/n_e(z_0)$ для июля и октября по разработанной теоретической модели показали хорошее согласие с полученными экспериментальными зависимостями.

1. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С. Солнечная активность и ионосфера (на высотах 100-200 км).—*М.: Наука*.1989.168с.
2. Hinteregger H. E., Hall L. A. Solar XUV radiation and neutral particle distribution in the July 1963 thermosphere//*Space Res.*, v.5, 1965, p. 1175–1190.
3. Иванов-Холодный Г. С., Фирсов В. В. Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности//*Геомагнетизм и аэрoномия*, т.14, 1974, N 3, с. 393–398.
4. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С., Чергопруд В. Е. Аэрoномия слоя E (учет вариаций УФ-излучения Солнца и геомагнитных возмущений).— *М.: Янус*, 1996. 168 с.

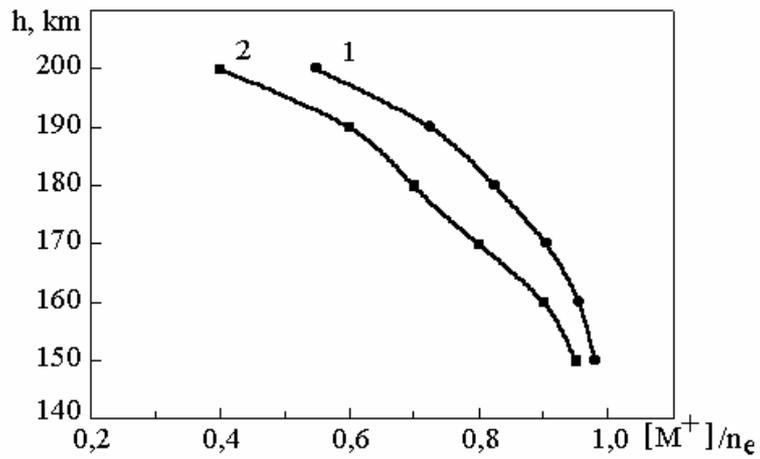
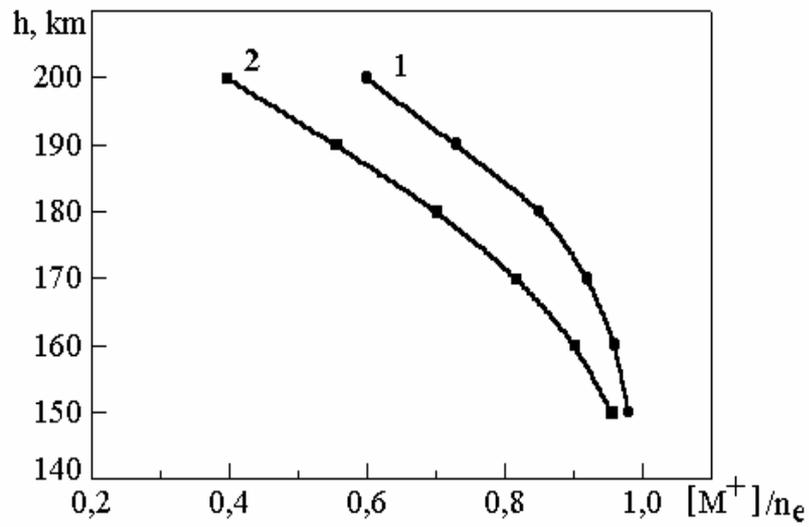
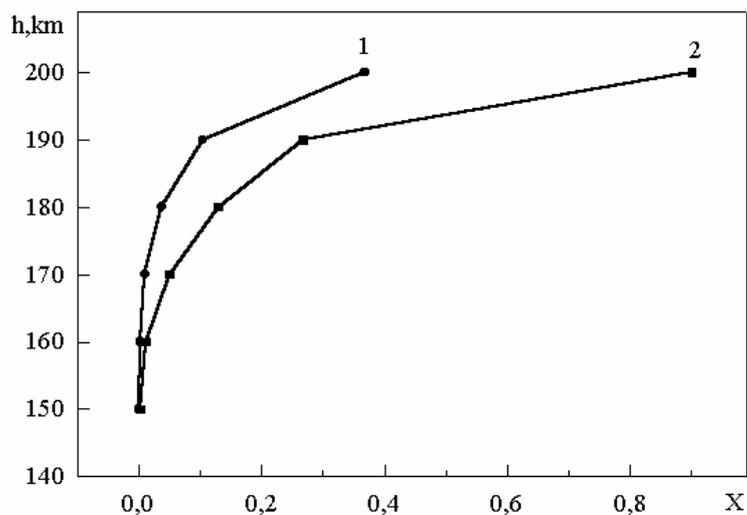


Рис. 1. Профили относительного содержания молекулярных ионов

Рис. 2. Теоретически рассчитанные профили $[M^+]/n_e$ для июля и октябряРис. 3. Высотные профили величины X для лета (кривая 1) и равновесия (кривая 2), полученные по экспериментальным данным измерения относительного содержания молекулярных ионов

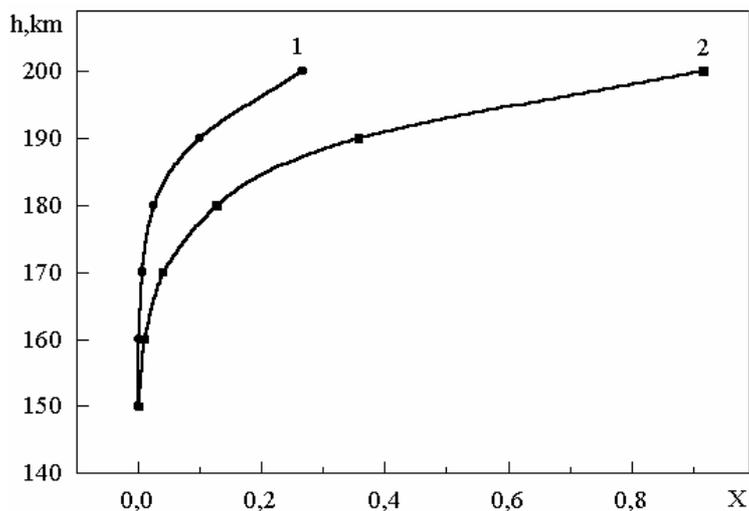


Рис. 4. Теоретические высотные профили величины X для летнего (кривая 1) и равноденственного (кривая 2) сезонов

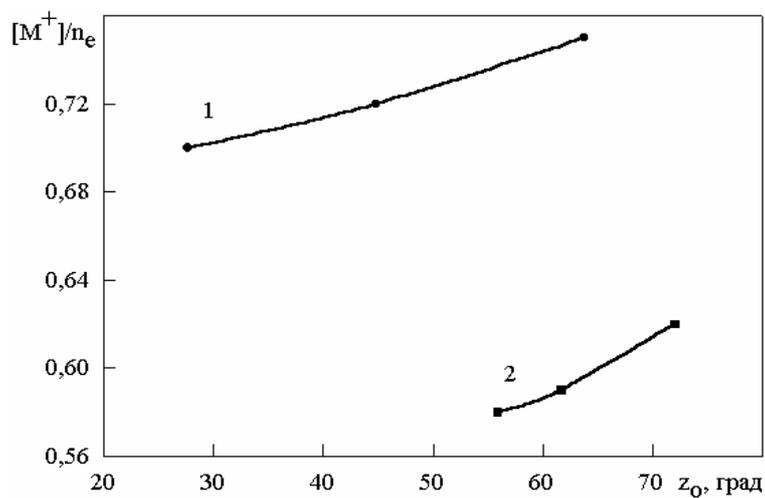


Рис. 5. Сравнение экспериментальных зависимостей $[M^+] / n_e$ от z_0 для июля (1) и октября (2)

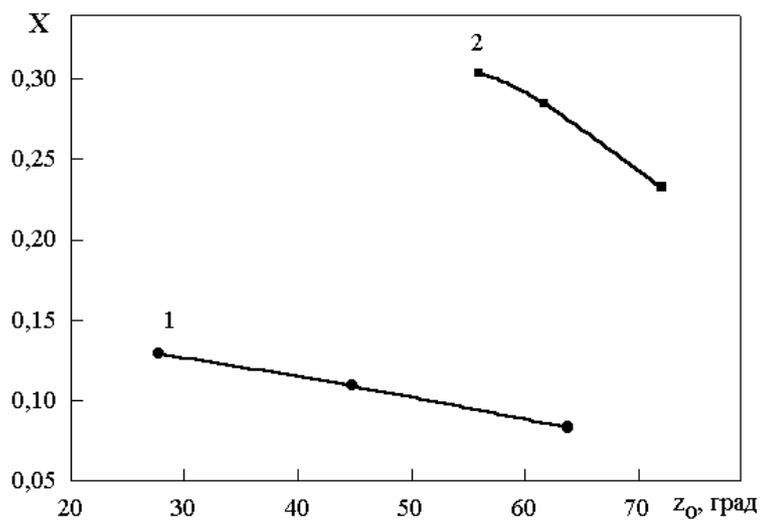


Рис. 6. Сравнение экспериментальных зависимостей X от z_0 для июля (1) и октября (2)

СОЛНЕЧНО-ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ ВОДОРОДА ВО ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Боговский В. К., Григоренко Е. И., Таран В. И.

Институт ионосферы НАН и МОНУ, Харьков

С помощью радара некогерентного рассеяния в Харькове проведены исследования солнечно-циклических закономерностей в поведении концентрации ионов водорода $n(\text{H}^+)$ во внешней ионосфере, высоты перехода от ионосферы к протоносфере, теплового режима нейтральной атмосферы. Установлено, что характер высотного распределения $n(\text{H}^+)$ дает дополнительную информацию об изменении в цикле солнечной активности (СА) взаимодействия ионосферы с лежащей выше плазмосферой, а также магнитно-сопряженных ионосфер через плазмосферу.

1 ВВЕДЕНИЕ

Поведение ионов водорода служит чувствительным датчиком состояния внешней ионосферы и «космической погоды», возмущения которых воздействуют на технологическую деятельность человека и на «здоровье» всей биосферы Земли. Исследования морфологии и динамики легких ионов во внешней ионосфере осуществляются с помощью современных средств наземного (радары некогерентного рассеяния — РНР) и космического (спутники) базирования по международным программам координированных наблюдений. Такой программой является POLITE (Plasmaspheric Observations of Light Ions in the Topside and Exosphere), которая выполняется в рамках исследовательского проекта NSF CEDAR (Coupling, Energetics and Dynamics of Atmospheric Regions). Результаты наблюдений используются для изучения солнечно-земных связей, а также для решения прикладных задач. К ним относятся уточнение глобальных справочных моделей ионосферы, прогнозирование состояния «космической погоды» и условий распространения радиоволн, калибровка данных спутников, которые проводят исследования магнитосферы Земли и т. п. Исследования внешней ионосферы проводятся в Харькове с 1996 г. За это время накоплен обширный материал, охватывающий около полуцикла солнечной активности [1–2]. В данной работе рассматриваются солнечно-циклические закономерности в поведении концентрации ионов водорода над Харьковом в зимнее время 1996–1999 гг. Этому периоду соответствует переход от низкой к высокой солнечной активности и изменение потока радиоизлучения Солнца $F_{10.7}$ от 70 до 170 ед. (в 10^{-22} Вт·м⁻²·Гц⁻¹). Известно, что солнечно-циклические вариации ионосферных параметров обусловлены как вариациями ионизирующего излучения Солнца, так и изменениями параметров термосферы в цикле солнечной активности. Поэтому исследуется также влияние теплового режима нейтральной атмосферы на поведение ионов водорода при разных уровнях СА.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ В ХОРЬКОВЕ

Харьковский институт ионосферы проводит исследования методом некогерентного рассеяния в течение более чем 30 лет. Метод позволяет получать наиболее полный объем информации о параметрах ионосферной плазмы с высокой точностью и в интервале высот от 100 до нескольких тысяч километров. Радар расположен вблизи г. Харькова (геомагнитные координаты: 45.7° , 117.8° , географические координаты: 49.6° , 36.3°) и работает на частоте 158 МГц с максимальной мощностью передатчика 3.6 МВт (средняя мощность — 100 кВт), поляризация — круговая. Зенитная 100-м параболическая антенна Кассегрена имеет коэффициент усиления около 12700 (эффективная поверхность около 3700 м^2 , ширина луча 1°). Температура системы — 570–1320 К, шумовая температура высокочувствительного приемника — 120–240 К. Для исследования внешней ионосферы применяется режим зондирования одиночным 800-мкс импульсом, который обеспечивает измерение легких ионов до высот 1300–1500 км. Накопление сигнала в течение 15 мин при входных соотношениях сигнал/шум 10–0.1 позволяет определять ионосферные параметры с точностью около 3–20 %. Температуры и ионный состав находятся методом наименьших квадратов путем сравнения экспериментальных автокорреляционных функций (АКФ) рассеянного сигнала с теоретически рассчитанными. Описание устройств радара, методик измерения и обработки данных в различных режимах работы смотрите в работах [3–4].

3. ФАКТОРЫ, КОНТРОЛИРУЮЩИЕ ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ ВОДОРОДА

Поведение ионов водорода H^+ характеризует состояние верхней атмосферы Земли и определяется такими ее параметрами, как концентрация заряженных частиц, температура плазмы и нейтральной атмосферы, нейтральный состав, в том числе концентрации атомов кислорода и водорода, которые через реакцию обмена зарядами $\text{H} + \text{O}^+ \rightleftharpoons \text{H}^+ + \text{O}$ влияют на концентрацию ионов водорода, а также процессами переноса плазмы и ионосферно-плазмосферного взаимодействия [5–6]. Высотное распределение заряженных частиц в многокомпонентной внешней ионосфере в общем случае может быть найдено путем численного интегрирования системы уравнений непрерывности и движения для ионов O^+ , H^+ и электронов. Для ионов водорода уравнение непрерывности имеет вид:

$$\frac{\partial n(\text{H}^+)}{\partial t} = q(\text{H}^+) - L(\text{H}^+) - \text{div}\{\Phi(\text{H}^+)\},$$

где $q(\text{H}^+)$ — скорость образования ионов водорода; $L(\text{H}^+)$ — скорость потерь за счет химических процессов; $\text{div}\{\Phi(\text{H}^+)\} = \text{div} n(\text{H}^+) \mathbf{V}_d$ — локальный источник образования ионов или их потерь в результате процессов переноса (диффузии), \mathbf{V}_d — вектор скорости диффузии. Преобладание фотохимических или диффузионных процессов зависит

от соотношения их временных констант, которые определяются перечисленными выше параметрами заряженных и нейтральных компонентов атмосферы. На некоторой высоте эти константы сравниваются. Обычно для ионов H^+ это происходит на высотах 350–550 км. Ниже указанного уровня преобладают условия фотохимического равновесия, а выше — диффузионного равновесия.

В переходной области между верхней частью слоя F2 и протоносферой, где преобладают ионы O^+ , а ионы H^+ являются второстепенным компонентом, в условиях фотохимического равновесия, как и в случае диффузионного равновесия, концентрация ионов H^+ растет экспоненциально с высотой [7]:

$$n(H^+) \propto \exp(z'/H(7)),$$

где $H(7)$ — приведенная высота ионов с «эффективной» массой 7 а. е., z' — геопотенциальная высота. В области, где доминируют ионы H^+ , в условиях статического диффузионного равновесия концентрация H^+ экспоненциально убывает с приведенной высотой плазмы:

$$n(H^+) \propto \exp(-z'/H(1/2)).$$

Очевидно, на промежуточных высотах должен находиться максимум концентрации H^+ . Условие статического диффузионного равновесия, о котором говорится выше, соответствует случаю нулевого потока заряженных частиц в покоящейся нейтральной атмосфере, когда в уравнении непрерывности для ионов H^+ член:

$$\operatorname{div}\{\Phi(H^+)\} \approx \partial\phi_z/\partial z = 0 \quad \text{и} \quad \mathbf{V}_d = 0.$$

В общем случае в многокомпонентной внешней ионосфере распределение концентрации $n_j(s)$ заряженного компонента (j), который диффундирует через неподвижный преобладающий компонент (i) вдоль магнитной силовой линии (с координатой s), находится путем решения уравнения непрерывности, которое в стационарных условиях в отсутствие источников и потерь и в пренебрежении расходимостью магнитных силовых линий имеет вид [5–6]:

$$\frac{\partial}{\partial s} n_j V_j = \frac{\partial}{\partial s} \left[-D_{ji} \left(\frac{\partial n_j}{\partial s} + \frac{n_j}{H_j} - \frac{n_j}{H_p} \right) \right] = 0.$$

Этому уравнению в общем случае динамического диффузионного равновесия удовлетворяет решение с постоянным ненулевым потоком: $\Phi = n_j V_j = \text{const}$ и распределение концентрации компонента (j):

$$n_j(s) = n_j^{(1)} (1 - \Phi/\Phi_L) + n_j^{(2)} \Phi/\Phi_L.$$

Здесь $n_j^{(1)}$ — решение при $\Phi = 0$ и $n_j^{(2)}$ — решение, которое соответствует случаю, когда $\Phi = \Phi_L$, где Φ — поток на верхней границе и Φ_L — предельный (максимально возможный) диффузионный поток ионов (в нашем случае H^+) вверх.

Рис. 1 иллюстрирует модельное представление о процессах ионосферно-плазмосферного взаимодействия и о высотном распределении концентрации ионов H^+ и O^+ во внешней ионосфере при различных значениях Φ/Φ_L [8].

На рис. 2 приведены высотные профили измеренных АКФ сигнала и рассчитанных из них температур ионов T_i , электронов T_e , относительных концентраций $n(H^+)/n_e$ и $n(He^+)/n_e$ для зимней ночи низкой и высокой СА. Видно, что с ростом активности Солнца концентрация ионов водорода уменьшается. Зимой ночью ионы H^+ становятся доминирующими на высотах около 500 км при низкой СА (1996 г.) и 800 км при высокой СА (1999 г.).

Обнаружено также, что циклические вариации в поведении концентрации ионов водорода сопровождаются изменениями характера их высотного распределения, что свидетельствует, по-видимому, об изменении процессов ионосферно-плазмосферного взаимодействия. Можно предположить, сравнивая измеренные высотные профили ионов H^+ (рис. 2) с теоретическими (рис. 1), что зимой в минимуме СА (1996 г.) поток ионов водорода был восходящим ($\Phi = nV_z > 0$) и близким к критическому значению, тогда как при высокой СА (1999 г.) наблюдался нисходящий поток ионов $\Phi < 0$ из протоносферы, являющийся источником плазмы для ночной области F. Это свидетельствует об изменении в цикле СА характера взаимодействия ионосферы с лежащей выше плазмосферой, а также магнитно-сопряженных ионосфер через плазмосферу [5].

4. СОЛНЕЧНО-ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Давно замечено, что параметры области F ионосферы изменяются в цикле солнечной активности. Исследования внешней ионосферы и околоземной плазмы с помощью метода некогерентного рассеяния показали, что циклические вариации охватывают всю толщу ионосферы и имеют ряд определенных закономерностей. Как известно, нарушения в поведении ионов водорода отражают глобальные изменения в состоянии околоземного космического пространства. Так, граница перехода h_t от ионосферы к протоносфере, где $n(O^+) \approx n(H^+)$, определяется соотношением конкретных физико-химических и динамических процессов в верхней атмосфере и зависит от времени суток, сезона года, солнечной и магнитной активности и других условий. Малейшее изменение этих условий приводит к нарушению сложившегося равновесия в плазме и четко отслеживается в поведении ионов водорода и высоты h_t . Поэтому исследование морфологии и динамики легких ионов дает важную информацию о состоянии верхней атмосферы Земли и геокосмоса, взаимосвязи солнечно-земных явлений и используется для мониторинга и прогнозирования «космической погоды».

Для рассмотрения циклических закономерностей взяты зимние месяцы 1996–1999 гг. Этому периоду соответствует переход от низкой к высокой СА и изменение потока радиоизлучения Солнца $F_{10.7}$ от 70 до 170 (в единицах 10^{-22} Вт м⁻² Гц⁻¹). Выбранные даты и соответствующие им параметры солнечной и магнитной активности приведены в таблице. Здесь A_p — суточный планетарный индекс магнитной активности; $F_{10.7}$ и $F_{10.7A}$ — потоки радиоизлучения Солнца в конкретный день и усредненный за три оборота Солнца соответственно; параметр $F_{10.7}^I = F_{10.7A} + (F_{10.7} - F_{10.7A})/3$ учитывает совместное влияние двух индексов солнечного излучения. Рассматриваемые даты соответствуют относительно спокойным геомагнитным условиям.

4.1. Тепловой режим нейтральной атмосферы над Харьковом при различных уровнях солнечной активности

Известно, что с увеличением СА растут интенсивность ионизирующего излучения Солнца и эффективность солнечного нагрева термосферы, происходит ее расширение и изменение состава. Соответственно изменяются и параметры ионосферы, возрастает электронная концентрация в максимуме слоя, при этом растет концентрация “тяжелых” компонент (нейтралов и ионов) в верхней атмосфере, которые вытесняют “легкие” ионы на большие высоты. Рис. 3 иллюстрирует тепловой режим нейтральной атмосферы при различных уровнях СА. Показаны изменения максимальных (послеполуденных) и минимальных (предвосходных) значений экзосферной температуры $T_{\text{экз}}$.

Величины $T_{\text{экз}}$ рассчитаны для Харькова по методике, описанной в [9], с привлечением результатов измерения электронной концентрации N_e , температур электронов T_e и ионов T_i , полученных на радаре НР, и модели нейтральной атмосферы MSIS-86 [10].

Видно, что росту СА от 70 до 170 ед. соответствует повышение $T_{\text{экз.min}}$ от 650 до 850 К и $T_{\text{экз.max}}$ от 900 до 1100 К. Зависимости $T_{\text{экз}} = f(F_{10.7}^I)$ для термосферы над Харьковом в условиях зимы аппроксимируются линейными выражениями

$$T_{\text{экз.min}} \approx 480 + 2.2 F_{10.7}^I \text{ (Зима. Ночь)} \text{ и } T_{\text{экз.max}} \approx 756 + 2.0 F_{10.7}^I \text{ (Зима. День)}.$$

4.2. Циклические вариации концентрации ионов Н⁺

На рис. 4 приведены зависимости концентрации ионов водорода $n(\text{H}^+)$ и относительной концентрации $n(\text{H}^+)/n_e$ на высоте 550 км от индекса $F_{10.7}^I$ для зимы.

Рассматривается максимум $n(\text{H}^+)$ в суточном цикле (перед восходом Солнца), в формирование которого вносит вклад ночное охлаждение термосферы. Результаты получены по данным почасового усреднения. Видно, что с ростом СА в диапазоне значений $F_{10.7}^I = 70\text{--}170$ ед. концентрация ионов водорода $n(\text{H}^+)$ уменьшилась от $2.3 \cdot 10^4$ см⁻³ до $0.16 \cdot 10^4$ см⁻³, т. е. более чем в 14 раз. Зависимости $n(\text{H}^+) = f(F_{10.7}^I)$, $n(\text{H}^+)/n_e = f(F_{10.7}^I)$ и $n(\text{H}^+) = f(T_{\text{экз}})$ аппроксимируются экспоненциальными выражениями:

$$n(\text{H}^+) \approx 28.2 e^{-0.033 F_{10.7}^I},$$
$$n(\text{H}^+)/n_e \approx 1020 e^{-0.0357 F_{10.7}^I},$$
$$n(\text{H}^+) \approx 28505.7 e^{-0.014 T_{\text{экз}}}.$$

Итак, с ростом СА температура нейтральной атмосферы увеличивается по линейному закону. Концентрация ионов водорода экспоненциально уменьшается с ростом индекса $F_{10.7}^I$ и с ростом температуры нейтральной атмосферы $T_{\text{экз}}$.

4.3. Циклические вариации высоты перехода от ионов O^+ к ионам H^+

Как известно, высота перехода h_t от ионосферы к протоносфере, где $n(\text{O}^+) \approx n(\text{H}^+)$, определяется совместными вариациями концентрации ионов O^+ и H^+ , имеющими противоположный характер.

На рис. 5 приведены изменения высоты h_t от индекса солнечной активности $F_{10.7}^I$ и от температуры экзосферы $T_{\text{экз}}$. Видно, что зимой ночью с ростом СА h_t растет от 500 до 750 км, т.е. на 250 км. Рост h_t сопровождается увеличением температуры $T_{\text{экз}}$ от 650 до 900 К, т. е. на 250 К. Зависимости h_t от параметров $F_{10.7}^I$ и $T_{\text{экз}}$ носят логарифмический характер:

$$h_t \approx -624 + 266 \ln F_{10.7}^I, h_t \approx -4282 + 740 \ln T_{\text{экз}}.$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью радара некогерентного рассеяния в Харькове получены новые данные о солнечно-циклических вариациях концентрации ионов водорода во внешней ионосфере восточноевропейского региона Земли. Они свидетельствуют также об изменении в цикле СА процессов обмена плазмой между ионосферой и протоносферой и характера взаимодействия магнитно-сопряженных ионосфер через плазмосферу. Результаты измерений в Харькове удачно восполняют пробел в информации, получаемой главным образом с помощью радаров американского континента. Они были использованы для тестирования современных моделей внешней ионосферы, в том числе модели FLIP [11].

Работы выполнены при поддержке Гранта ННФ (США) АТМ-97-14638 Массачусетскому Технологическому институту (МТИ), США и Субконтракта МТИ с Институтом ионосферы # 4500105160.

Авторы благодарны Лысенко В. Н., Емельянову Л. Я., Склярору И. Б. за проведение измерений на радаре НР, Болибок А. В. за выполнение вычислений на компьютере.

1. Таран В. И., Григоренко Е. И., Кияшко Г. А. Особенности поведения ионов водорода во внешней ионосфере над Харьковом в период высокой солнечной активности // *Вестник национального технического университета «Харьковский политехнический институт»*: Сб. науч. тр.-в. – Харьков: ХГПУ, вып. 4, 2001, с. 258–260.

2. Кияшко Г. А., Григоренко Е. И. Особенности высотно-временного распределения ионов водорода над Харьковом//*Вестник ХГПУ*, вып. **103**, 2000, с. 45–47.
3. Таран В. И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния//*Геомагнетизм и аэронавтика*, т. **41**, 2001, № 5, с. 659–666.
4. Лысенко В. Н. Особенности корреляционной обработки НР–сигнала при зондировании ионосферы в метровом диапазоне радиоимпульсами длительностью 800 мкс//*Вестник Харьковского государственного политехнического университета*. Сб. научн. трудов. Ионосфера. – Харьков: ХГПУ, вып. **31**, 1999, с. 90–95.
5. Кринберг И. А., Ташилин А. В. *Ионосфера и плазмаосфера*.– М.: Наука, 1984.
6. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. *Физика ионосферы*.– М.: Наука, 1987.
7. Bauer S. J. Hydrogen and helium ions//*Annales de Géophysique*, vol. **22**, no. 2, 1966, pp. 247–254.
8. Geisler E., Bowhill S. A. An investigation of ionosphere-protonosphere coupling//*Aeronomy Rep.*, vol. **5**, University of Illinois, Urbana, 1965
9. Salah J. E., Evans J. V., Alcaydé D., Bauer P. Comparison of exospheric temperatures at Millstone Hill and St-Santin//*Ann. Geophys.*, vol. **32**, fasc.3, 1976, p. 257–266.
10. Hedin A. E. MSIS-86 thermospheric model//*J.Geophys.Res.*, vol. **92**, 1987, p.4649–4662.
11. Erickson P. J., Taran V. I., Foster J. C. et al. , Simultaneous Longitudinal and Latitudinal Topside Light Ion Variations From Kharkov, Millstone Hill, and Arecibo Radar Observations//*EOS Trans. AGU*, 80(46), 1999 Fall Meet., F771, 1999.

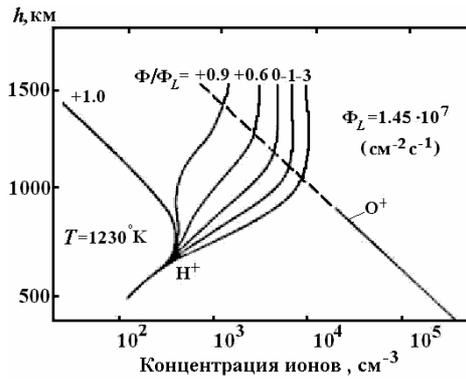


Рис. 1. Примеры численных расчетов высотных распределений $n(H^+)$ и $n(O^+)$ для разных значений Φ/Φ_L [8]

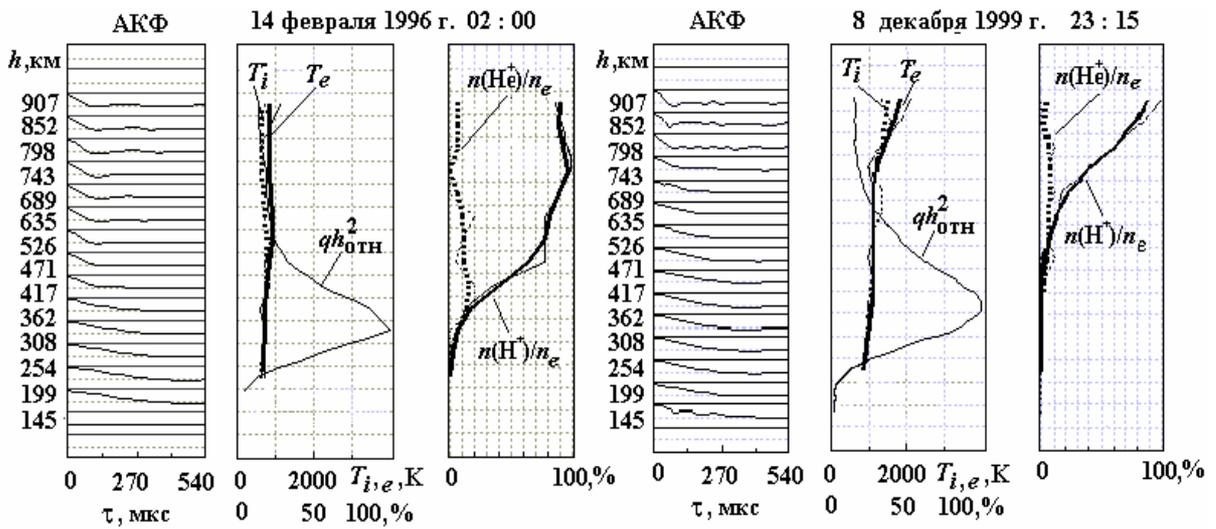


Рис. 2. Высотные профили измеренных АКФ сигнала и вычисленных из них (тонкие линии) температур T_i, T_e , относительных концентраций $n(H^+)/n_e$ и $n(He^+)/n_e$ для зимней ночи низкой (1996 г.) и высокой (1999 г.) активности Солнца. Толстые линии представляют результат скользящего сглаживания параметров по высоте

Таблица 1. Параметры солнечной и магнитной активности

Дата	A_p	$F_{10.7}$	$F_{10.7A}$	$F'_{10.7}$
13–14.02.1996	14, 15	71, 70	70	69
4–5.11.1997	8, 7	115, 111	91	98
2–4.12.1997	4, 6, 6	109, 109, 104	93, 94, 94	98
21–25.11.1998	7, 7, 10, 12, 9	121, 126, 130, 140, 150	138, 138, 139, 139, 140	138
8–10.12.1999	13,12,7	150,156,164	177	170

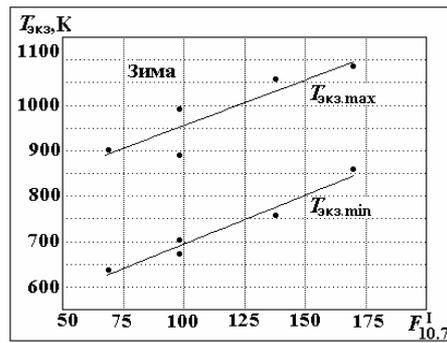


Рис.3. Зависимости максимальных и минимальных (в суточном цикле) значений $T_{\text{экз}}$ от уровня СА

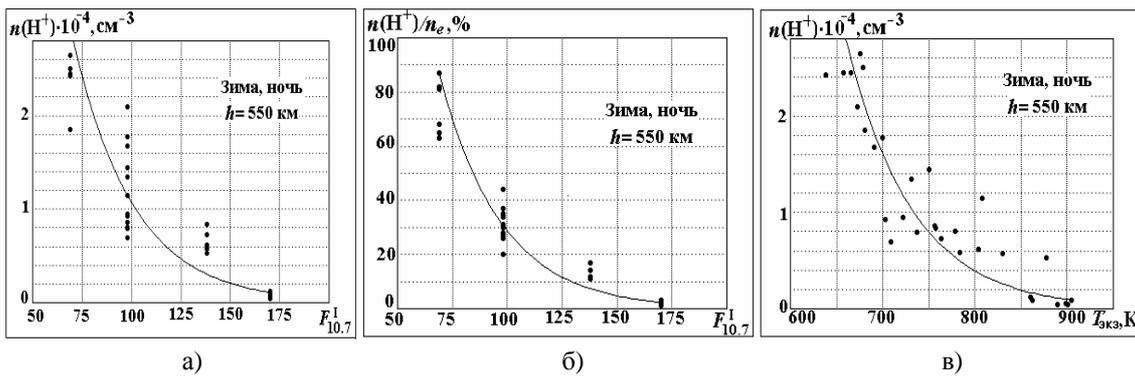


Рис.4. Зависимости концентрации ионов водорода $n(\text{H}^+)$ на высоте 550 км (а) и относительной концентрации $n(\text{H}^+)/n_e$ (б) от индекса солнечной активности $F_{10.7}^I$ и зависимость $n(\text{H}^+)$ от экзосферной температуры $T_{\text{экз}}$ (в) для Харькова зимой ночью

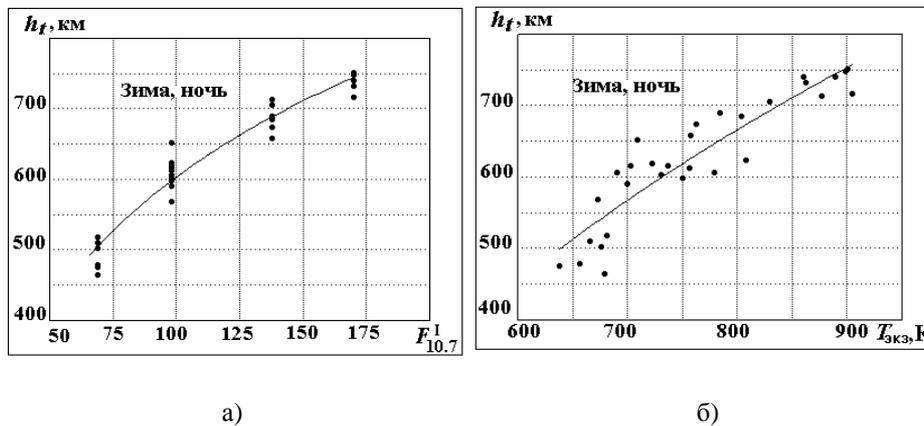


Рис. 5. Зависимости высоты перехода h_f от индекса $F_{10.7}^I$ (а) и от экзосферной температуры $T_{\text{экз}}$ (б)

ОБРАБОТКА СИГНАЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Пуляев В. А.

Институт ионосферы НАН и МОН Украины, Харьков

Описаны алгоритмы обработки ионосферных данных, получаемых в методе некогерентного рассеяния радиоволн с помощью харьковского радара. Проанализирована процедура получения и анализа геофизических параметров с позиций теории статистических решений. В свете этого для решения проблемы повышения точности и надежности показателей при расчете параметров ионосферной плазмы рассматриваются некоторые аспекты развития методик их статистического оценивания. Предложены вычислительные процедуры статистического анализа, позволяющие рассчитать как температуру ионосферной плазмы, так и ее ионный состав, в том числе и на высотах при очень низких, до нескольких процентов, отношениях сигнал/шум.

В настоящее время происходит быстрое накопление экспериментальных данных, получаемых в процессе изучения околоземного космического пространства. Потенциальная научная и практическая ценность этих данных очень высока; современные исследовательские установки обеспечивают высокую точность и надежность получаемых результатов, а компьютерные возможности хранения и переработки информации делают их доступными любому исследователю. Среди разнообразия информации следует отметить сведения, получаемые об ионизированной части космического пространства - верхней и нижней ионосфере Земли, о ее электронной концентрации, электронной и ионной температурах, о дрейфе плазмы и наличии в ней таких сортов ионов, как гелий, водород, кислород, тяжелые ионы и др.

Определение всего спектра параметров из перечисленных выше в виде высотных (в диапазоне 100...1500 км) и временных (в интервале от минут до суток) зависимостей возможно при использовании одного из наиболее информативных и точных радиолокационных методов — метода некогерентного рассеяния (НР) радиоволн. Начиная с 1998 г. подобные ионосферные измерения регулярно проводятся в Институте ионосферы НАН и МОН Украины (г. Харьков) на базе радара, снабженного неподвижной антенной диаметром 100 м, направленной вертикально вверх [1]. Радар имеет несколько режимов зондирования, которые обеспечивают хорошее отношение сигнал/шум выше максимума ионизации, где доминируют ионы H^+ и He^+ . Фиксация результатов измерений происходит после получения высотных зависимостей автокорреляционных функций (АКФ) сигнала НР.

Разработка новых методов научных исследований ставит перед собой цель создания вычислительно эффективной и статистически оптимальной технологии обработки данных и в методе НР. Конечная задача — обеспечение функционирования сети алгоритмов, которые, используя элементы статистического оценивания, предполагали бы автоматизацию рутинных процессов обработки с одновременным повышением точности и объективности получаемых результатов.

Анализ результатов в настоящее время подразделяется на 2 этапа: оперативный и детальный. Первый из них включает простейшие преобразования результатов наблюдений для их наглядного представления с целью контроля правильности функционирования технических систем радара. На втором этапе, предназначенном для тщательной интерпретации полученных АКФ и вычисления на их основе параметров ионосферной плазмы, до сих пор применялись специализированные, но не статистические методы оценки данных. Наиболее же перспективным направлением этого этапа анализа в настоящее время является дальнейшее усовершенствование и оптимизация вычислительного процесса, который позволяет функционировать более точным и объективным статистическим процедурам. Так как одним из полезных теоретических инструментов при синтезе алгоритмов обработки на этом этапе следует использовать теорию статистических решений, то рассмотрим некоторые аспекты по ее применению для случая обработки геофизических данных в методе некогерентного рассеяния.

Одной из проблем данного метода является то, что к настоящему времени не получены аналитические выражения для непосредственного вычисления параметров ионосферы по экспериментальным АКФ, а используется процедура их оценивания по модельным представлениям с помощью алгоритмов спуска. Эта процедура, известная как реализация решения "обратной" задачи электродинамики, состоит в следующем. Параметрический вектор $\bar{\theta}$ в методе НР для высот выше 200 км в простейшем случае принимается равным

$$\bar{\theta} = \left\{ T_i, T_e, f_{H^+}, f_{He^+} \right\}, \quad (1)$$

где T_i и T_e — ионная и электронная температуры заряженных частиц; f_{H^+} и f_{He^+} — относительные плотности ионов для H^+ и He^+ соответственно. Некоторые параметры, как менее существенные для данного эксперимента (например, отличия в температурах разновидностей ионов и др.) не включаются в эту стадию анализа и опускаются.

На базе таких допущений определяются плазменные параметры как наиболее пригодные при фиксации на каждом высотном интервале с центром на h_i минимума среднеквадратического отклонения $\chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta})$ между экспериментальной и рядом модельных АКФ для параметрического вектора $\bar{\theta}$, т. е. отыскивается минимум вида [2]

$$\chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta}) = \sum_{\tau} \left[\frac{r_{\text{эксн}}(\tau) - r_{\text{мод}}(\tau, \bar{\theta})}{\sigma(\tau)} \right]^2, \quad (2)$$

где $r_{\text{эксн}}$ — измеренные реальные части АКФ; $r_{\text{мод}}$ — модельная функция; σ — расчетная неуверенность измерения, или вес ординат АКФ; индекс τ представляет задержку. На рис. 1 (см. штриховые линии) представлен высотный ход ионосферных параметров, определенных по такому принципу над Харьковом 7.01.2000 г., 06:45, LT.

Как показывает опыт, эта процедура выдает хорошие результаты, если изменения индивидуальных параметров в пределах вектора $\bar{\theta}$ остаются независимыми относительно друг друга. Однако для некоторых значений параметров в случае исследования плазмы с тремя и даже двумя сортами ионов эта независимость практически утеряна, и за эффектами изменений в одном параметре появляется компенсация путем изменения в другом. Можно проследить этот эффект "сцепления" параметров, используя таблицу, полученную при сравнении одной из экспериментальных АКФ с наиболее похожими модельными. Различие параметров в этой таблице, как индикатор потенциальных неопределенностей, указывает на относительную степень зависимости между ними, когда изменение одного параметра модели, объединенное с уменьшением или увеличением других, приводит почти к идентичным результатам при поиске $\chi^2_{\text{mod}}(\bar{\theta})$.

Отсюда неутешительный вывод — даже в отсутствии помехи однозначное решение "обратной" задачи довольно затруднительно. К тому же накладывается условие, что все основные выводы в теории некогерентного рассеяния сделаны в предположении об однородности плазмы в рассматриваемом объеме и ее стационарности, что не всегда соответствует реальным условиям измерений. Что уж говорить о случае, когда и точность измерений экспериментальных АКФ из-за статистической погрешности, связанной с наличием шумов при приеме, да и с самой шумовой природой исследуемого сигнала НР недостаточно высока. Увеличивая продолжительность статистического накопления АКФ, можно лишь частично повысить последующую параметрическую точность оценки, однако неоднозначность все так же будет иметь место.

Одна из возможностей частичного решения проблемы неоднозначности, основанная на усовершенствовании алгоритмов оценивания, состоит в следующем.

Нет методов обработки результатов радиофизических наблюдений, которые в той или иной степени не использовали бы априорные представления о возможных изменениях значений параметров, подлежащих оценке. В случае поиска экстремума оптимизируемой функции очень важно задать как априорные распределения оцениваемых параметров, так и их априорное математическое ожидание. При этом желательно иметь малую дисперсию априорного распределения, ведь уменьшение дисперсии практически означает сужение области, в которой требуется отыскать абсолютный максимум критерия.

Для решения такого рода задач, когда для целей эксперимента важно как можно точнее указать область, в которой предположительно должно находиться истинное значение параметра, в работе [3] предложен метод регуляризации, основанный на учете дополнительной информации самого общего характера (например, обязательной монотонности оцениваемых функций), который позволяет находить устойчивые решения. Если рассмотреть вопрос использования этого метода для оптимизации процесса статистического оценивания параметров в методе НР, то оказывается, что в случае неоднозначности оценки метод поиска минимума среднеквадратичного отклонения все же

можно обеспечить способом уникального выбора $\bar{\theta}$. Для этого используется дополнительная информация относительно границ вероятных значений ионосферных параметров. Если выразить эту априорную информацию о физическом ограничении на плазменные параметры $\bar{\theta}$ в виде дополнительной функции $\chi^2_{дон}(\bar{\theta})$, то функционал (2) преобразуется в следующий вид:

$$\chi^2_T = \chi^2_{mod}(\bar{\theta}) + k \chi^2_{дон}(\bar{\theta}). \quad (3)$$

Параметр k в правой части этого функционала будет задавать вес дополнительной функции ограничения и может быть приспособлен для контроля эффективности этой дополнительной функции при выборе наилучших заключительных параметров. Этот параметр иногда называют стабилизирующим функционалом, а его введение с учетом дополнительной априорной информации приводит к устойчивости решения задачи.

Таким образом, для реализации формулы поиска $\chi^2_{дон}(\bar{\theta})$ используется ограничение на пределы изменения параметров, что идентично сглаживанию, в данном случае - температурных профилей вдоль высотного диапазона. Это ограничение заключается в том, что мы предполагаем достаточную достоверность найденных температур при обработке предыдущих высот h_{i-2} и h_{i-1} (особенно в области максимума отношения сигнал/шум). Учитывая же монотонный характер в высотных изменениях параметров, эти достоверные результаты используются для уточнения значений перебираемых параметров на вышележащей высоте h_i . Эту процедуру и обеспечивает учет дополнительной функции, если ее представить в виде

$$\chi^2_{дон}(\bar{\theta}) = \left[Te(h_i) - \left\{ Te(h_{i-1}) + [Te(h_{i-1}) - Te(h_{i-2})] \cdot \frac{h_i - h_{i-1}}{h_{i-1} - h_{i-2}} \right\} \right]^2 + \left[Ti(h_i) - \left\{ Ti(h_{i-1}) + [Ti(h_{i-1}) - Ti(h_{i-2})] \cdot \frac{h_i - h_{i-1}}{h_{i-1} - h_{i-2}} \right\} \right]^2. \quad (4)$$

Таким образом, хотя метод наименьших квадратов предполагает использовать экспериментальные данные только от текущей высоты, в нашем случае он также будет ориентирован информацией о тепловом режиме ионосферы и на предыдущих высотах. Графики же высотного хода как температур, так и ионного состава приобретут более сглаженный вид (рис. 1, тонкие линии), без аномальных выбросов, связанных с неоднозначностью в данном случае решения задачи на высотных интервалах в районе 500, 1000 и 1400 км.

Важно обратить внимание, что хотя на ионный состав не накладывалось никакого прямого ограничения, параметрическая температурная зависимость, упомянутая ранее, все же оказала косвенный стабилизирующий эффект и на него. Это ограничение представлено на очень слабом уровне, с помощью вариаций значений k , и так, чтобы вклад

ограничивающего уравнения в полный среднеквадратичный минимум χ^2_T был во много раз меньше, чем вклад $\chi^2_{\text{mod}}(\bar{\theta})$. На этом уровне ограничение влияет только на выборы в перечнях параметров, когда метод поставлен перед двумя или более одинаково привлекательными моделями, удовлетворяющими данные, т. е. в тех случаях, когда поверхности испытывают недостаток рельефно определенных минимумов.

Проведем еще один анализ. Найденные с помощью выражения (3) среднеквадратические отклонения вектора $\bar{\theta}$ в виде функции невязки (ФН) при изменении модельных параметров T_i и T_e представим как некоторую поверхность, образованную значениями χ^2_T [4]. Взяв теоретическую АКФ для случая, например, $T_i = T_e = 2000$ К, $O^+ = 100\%$ и вызывая для эффекта приближения к экспериментальной разную степень ее зашумленности, можно увидеть, как с ростом дисперсии АКФ постепенно "размывается" и форма ФН. На рис. 2 представлен пример таких поверхностей χ^2_T , образуемых в виде ФН при малой (а) и большой (б) дисперсии АКФ. Подобно реальным измерениям, когда с высотой на фоне сигнала все больше и больше доминирует случайный шум и вследствие этого искажаются результаты обработки, эта зашумленность вызвала эффект смещения глобального минимума на фоне рельефно обозначенных вторичных, локальных минимумов.

С целью выявления первоначального положения минимума на фоне появившейся многозначности проведем статистический анализ некоторой ограниченной их совокупности. В результате предварительно проведенной регуляризации координаты минимумов образуют довольно симметричное пятно на координатной сетке, а это позволяет с помощью статистического усреднения вычислить геометрический центр этого пятна, а значит и математическое ожидание места расположения "размытого" шумами глобального минимума. Преимущество такой процедуры состоит в том, что она позволяет учесть смещение результата, которое становится тем больше, чем сильнее будет зашумлена АКФ. Ошибка может достигать сотен градусов, но поддается коррекции, если использовать алгоритм подобного статистического распознавания места привязки искомым T_i и T_e к геометрическому центру пятна.

Аналогично, проанализировав форму ФН при изменении остальных параметров, можно отыскать геометрические центры для правильного определения относительной концентрации ионов H^+ и He^+ . В результате такого статистического анализа при обработке будет получен эффект в виде еще одного дополнительного сглаживания высотных графиков (рис. 1, жирные линии).

Таким образом, в реальных условиях ионосферных измерений методом некогерентного рассеяния при определении характеристик ионосферных параметров имеется вполне осуществимая возможность улучшения точности и надежности их оценки. Реализация вычислительных процедур с элементами статистического оценивания, приближающая нас к однозначному решению "обратной" задачи, дает возможность с дос-

таточной степенью точности рассчитать большинство параметров ионосферной плазмы, в том числе на высотных участках с очень малым соотношением сигнал/шум. Использование предложенных методик статистического оценивания для получения высотных зависимостей ряда параметров позволяет при высокой степени достоверности получать их с погрешностью не более 10–30 %, что является вполне приемлемым при обработке сигнала ИР вплоть до высот 1000 км и выше.

Для организации подобной статистической обработки в Институте ионосферы разработаны пакеты прикладных компьютерных программ по реализации предложенных выше методов. Они позволяют представлять результаты наблюдений в наглядной форме с помощью таблиц и графиков, что облегчает исследователю задачу выявления более глубоких закономерностей в наборах данных и подбор способов для их последующего анализа.

1. Таран В. И. Исследование ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове // Вестн. ХГПУ. Харьков, 1999. Вып.31. С.3–9.
2. Пуляев В. А. Вычислительные методы при обработке корреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния // Вестн. ХГПУ: Сб. науч. тр. Харьков: ХГПУ, 2000. Вып.103. С.94–96.
3. Ватулин В. А., Телевинова Т. Н., Чистяков В. П. Вероятностные методы в физических исследованиях. –М.: Наука, 1985. 207с.
4. Пуляев В. А. Алгоритм анализа функций невязки в процессе расчета ионосферных параметров по АКФ сигнала некогерентного рассеяния // Вестник НТУ "ХПИ": Сб. науч. тр. Харьков: НТУ "ХПИ", 2001. Вып.4. С.216-218.

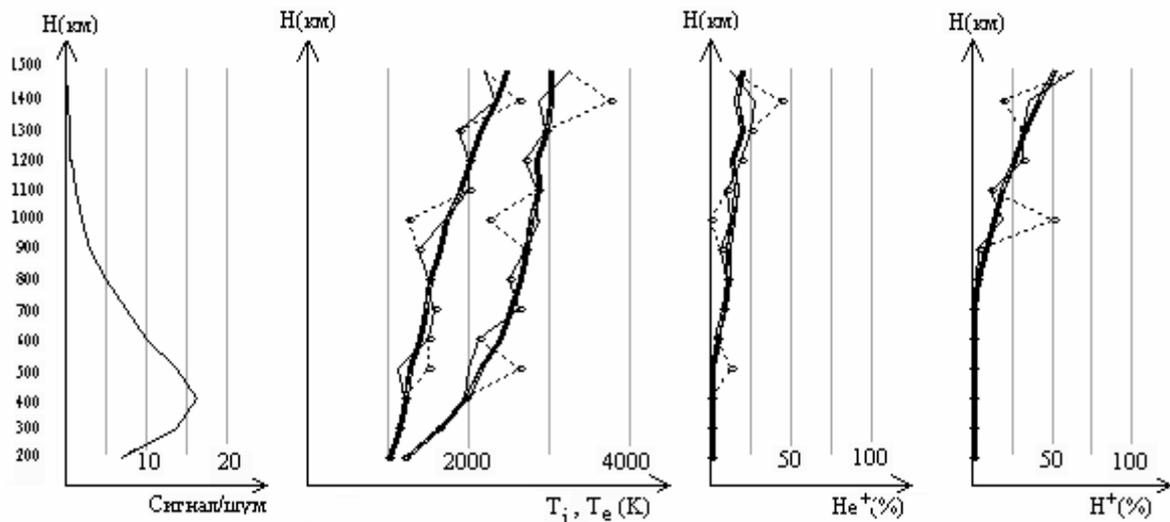


Рис. 1. Высотный ход температур и ионного состава

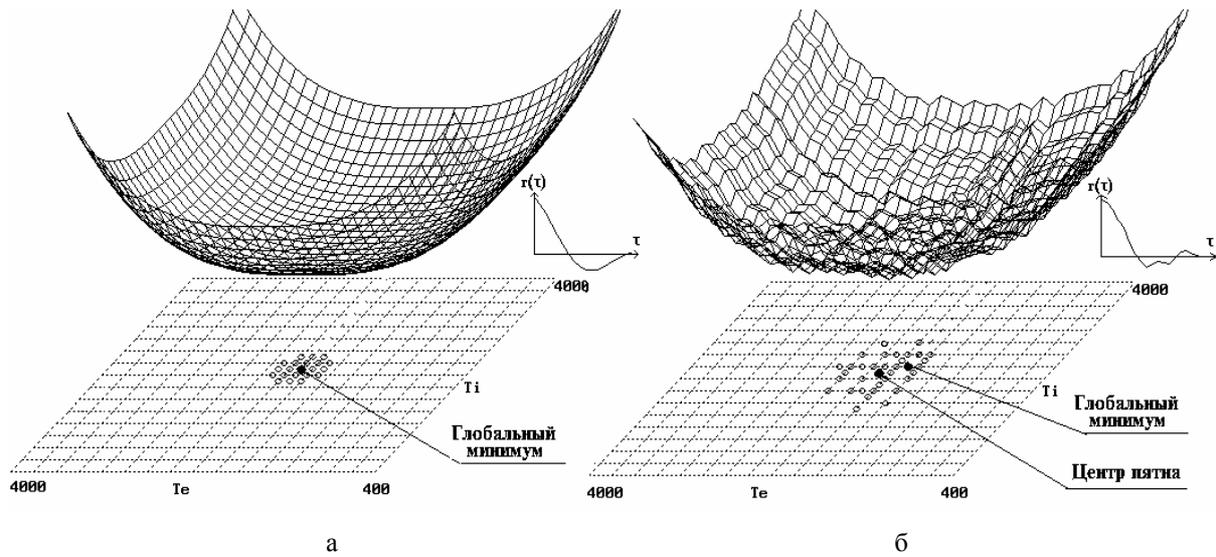


Рис.2. Пример поверхностей χ^2_T , образуемых в виде ФН при малой (а) и большой (б) дисперсии АКФ

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Черняк Ю. В.

Институт ионосферы НАН и МОН Украины, Харьков

Рассмотрена возможность измерения электронной концентрации в нижней ионосфере методом некогерентного рассеяния при одновременном измерении ряда параметров ионосферной плазмы на больших высотах и представлено описание ее экспериментальной реализации на харьковском радаре некогерентного рассеяния.

Метод некогерентного рассеяния (НР) позволяет одновременно в широком интервале высот получать информацию об основных характеристиках ионосферной плазмы, необходимую для решения проблем солнечно-земной физики, моделирования процессов в ионосфере, практических задач, связанных с распространением электромагнитных волн в околоземном пространстве. В настоящее время стоит задача расширения возможностей существующих установок НР путем увеличения количества измеряемых параметров и повышения точности этих измерений.

Одной из главных характеристик ионосферной плазмы является электронная концентрация (N_e). В настоящее время в Институте ионосферы проводятся регулярные измерения N_e путем измерения высотного профиля мощности НР-сигнала в двух режимах (в диапазоне 200–1500 км и 100–500 км с разрешающей способностью по высоте 120 и 15 км соответственно). При этом одновременно измеряются электронная и ионная температуры, ионный состав, скорость вертикального переноса плазмы.

Метод измерения основан на зависимости мощности НР сигнала от N_e , исходя из радиолокационного уравнения дальности для радара НР с параболической антенной [1]:

$$P_s(h) = \frac{0,76 P_t \eta - T \cdot A}{16\pi} \cdot \frac{\sigma N_e(h)}{h^2}, \quad (1)$$

где $P_s(h)$ — мощность сигнала, некогерентно рассеянного на высоте h ; P_t — импульсная мощность передатчика; η — к. п. д. антенно-фидерного тракта; c — скорость света; T — длительность зондирующего импульса; A — эффективная поверхность антенны; σ — эффективное сечение рассеяния. При длине волны радара $\lambda \approx 2$ м (используемой на харьковском радаре НР), значительно превышающей дебаевский радиус экранирования электрона, $\sigma = \sigma_e / (1 + T_e / T_i)$, где σ_e — радиолокационное поперечное сечение электрона.

Таким образом:

$$N_e(h) = K \cdot P_n(h) h^2 [1 + T_e(h) / T_i(h)], \quad (2)$$

где K — коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров радара (может быть получен путем определения абсолютного значения N_e в максимуме в ионизации области F_2 методом вертикального зондирования), $P_n(h)$ — нормированный высотный профиль мощности НР сигнала.

Температуры T_e и T_i определяются сравнением по методу наименьших квадратов измеренных автокорреляционных функций (АКФ) НР-сигнала с библиотекой теоретических АКФ, рассчитанной для широкого набора значений T_e и T_i относительных концентраций ионов кислорода, гелия, водорода. Обработка НР сигнала осуществляется с учетом формы зондирующего импульса, импульсной характеристики приемника, характера восстановления коэффициента передачи антенного коммутатора после окончания зондирования [2].

Обычно используемые простые импульсные зондирующие сигналы не позволяют вести исследование ионосферы от ее нижней границы до высот магнитосферы одновременно с достаточной точностью. Это связано с тем, что во-первых, зондирующий сигнал должен иметь достаточную длительность чтобы обеспечивать неискаженную оценку автокорреляционных функций (используемых для определения T_e и T_i и ионного состава) и необходимое отношение сигнал/шум на больших высотах, и при этом правильно отображать такой существенно изменяющийся с высотой параметр, как концентрация электронов. Это противоречие можно решить, во-первых, применяя составные зондирующие сигналы, а во-вторых — учитывая особенности строения ионосферы в нижней ее части.

Составной зондирующий сигнал формируется следующим образом: сигнал состоит из дискретных частотных элементов; элемент, предназначенный для зондирования больших высот, формируется в начале посылки, а элемент, предназначенный для малых высот, завершает посылку[3]. В связи с тем, что элемент посылки, обеспечивающий необходимую разрешающую способность по высоте при измерении профиля мощности НР сигнала на нижних высотах, не позволяет определять его АКФ и соответственно соотношение T_e/T_i , необходимое для правильного определения N_e методом профиля мощности.

Известно, что на нижних высотах обычно сохраняется тепловое равновесие между электронным, ионным и нейтральным компонентами ($T_e = T_i = T_n$) из-за высокой плотности нейтральных частиц, в столкновениях с которыми эффективно охлаждаются как электроны, так и ионы [4]. Минимальная высота h_0 области, для которой справедливо соотношение $T_e/T_i = 1$, может изменяться в зависимости от времени года, суток и условий солнечной активности. Эта высота может быть выбрана путем анализа эмпирических моделей ионосферы (IRI 95, IRI 2001) для определенного дня в году и времени суток (рис. 1).

На радаре некогерентного рассеяния Института ионосферы был разработан и экспериментально апробирован режим работы радара НР, основанный на использовании сложного зондирующего сигнала, состоящего из дискретных частотных последова-

тельностью. В этом режиме ионосфера зондируется радиоимпульсами, состоящими из двух элементов. Первый элемент имеет длительность T_1 и несущую частоту f_1 , а второй — длительность $T_2 = (0.05-0.15)T_1$, причем его несущая частота сдвинута относительно частоты первого (рис. 2). Некогерентно рассеянный ионосферой сигнал принимается радиоприемным устройством, который имеет два частотных канала, настроенных на частоты f_1 и f_2 . В канале, соответствующем элементу импульсной последовательности с длительностью T_1 (канал 1), принятый сигнал подвергается обработке. В результате определяются значения мощности и корреляционных функции НР-сигнала с разрешающей способностью по высоте $\Delta h = cT_1/2$. По этим корреляционным функциям определяются электронная (T_e) и ионная (T_i) температуры. В канале, соответствующем элементу с длительностью T_2 (канал 2), определяется нормированный высотный профиль мощности $P_n(h)$ принятого сигнала с разрешающей способностью по высоте $\Delta h = cT_2/2$. Обработка НР-сигнала осуществляется с учетом формы зондирующего импульса, импульсной характеристики приемника, характера восстановления коэффициента передачи антенного коммутатора после окончания зондирования. Используя информацию о высотных профилях T_e и T_i (до высоты h_0 $T_e = T_i$, далее значения температур интерполируются до значений, определенных в канале 1) и профиля мощности НР-сигнала $P_n(h)$, полученного в канале 2, определяется профиль нормированных значений $N_{e \text{ норм}}(h)$ согласно выражению 2 (рис. 1).

Абсолютные значения высотного профиля электронной концентрации $N_e(h)$ определяются по измеренному профилю относительных значений $N_{e \text{ норм}}(h)$ привязкой его к значению $N_{em}(h_m)$ в максимуме ионизации области F_2 , полученному по данным вертикального зондирования (измеренной ионосферной станцией критической частоты f_0)

$$N_e(h) = 1.24 \cdot 10^{10} N_{em \text{ ср } m}(h) \cdot (f_0 F_2)^2 \quad [5].$$

Использование радара НР в таком режиме работы позволяет при охвате большого диапазона высот (от 80-100 до 1500-1700 км) более точно измерять высотный профиль электронной концентрации на высотах в районе максимума ионизации и ниже его, где значителен высотный градиент электронной концентрации, а также одновременно определять ряд других важных параметров ионосферы.

1. Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом НР//*Тр. Ин-т. инженеров по электронике и радиотехнике*, 1969, 57, №4, с139–145.
2. Пуляев В. А. Обработка и представление данных некогерентного рассеяния//*Сб. науч. тр., Вестник ХГПУ: Выпуск 31.-Харьков, ХГПУ.1999.–125 с.*
3. Рогожкин Е. В. Оптимизация зондирующего сигнала при исследовании структуры и динамики ионосферы методом некогерентного рассеяния//*14 Всесоюз. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл.: часть1, М,1984, с.108–109.*
4. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988.–528 с.
5. Емельянов Л. Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния//*Геомагнетизм и аэронавигация*, 2002, том 42, №1, с. 116–120.

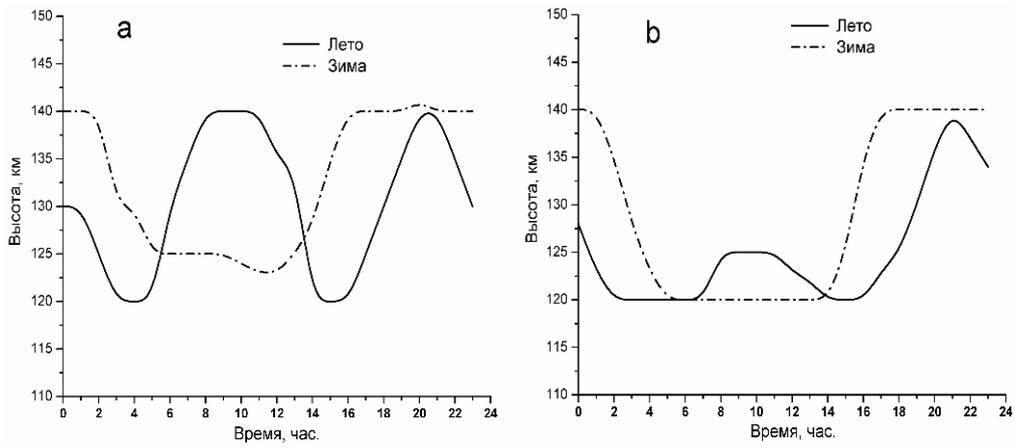


Рис. 1. Вариации высоты h_0 в период высокой (а) и низкой (б) солнечной активности по данным модели IRI 2001

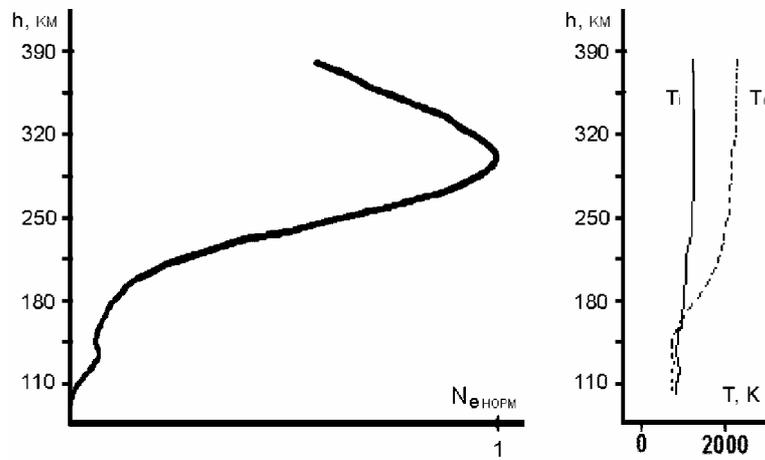


Рис. 2 Высотные профили $N_{e\text{норм}}$ и температур полученные при использовании сложного зондирующего сигнала

ГРОЗЫ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ПОЯВЛЕНИЯ ПОВЫШЕННОГО НЕЙТРОННОГО ФОНА ВБЛИЗИ ЭКВАТОРА

Братолобова-Цулукидзе Л. С.¹, Голубев В. Н.³, Грачев Е. А.¹, Григорян О.Р.¹, Куницын В. Е.², Лысаков Д. С.¹, Кужевский Б. М.¹, Нечаев О. Ю.¹, Усанова М. Е.²

¹НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия

²Московский государственный университет им М. В. Ломоносова, физический факультет, Россия

³РКК «ЭНЕРГИЯ», г. Королев МО, Россия

Приведен результат анализа экспериментальных данных по потокам тепловых нейтронов, полученных на борту орбитального комплекса «Мир» (1991 г.) и ИСЗ «Коллибри» (2002 г.) на высоте 400 км. Получено, что распределение приэкваториальных потоков нейтронов имеет долготную зависимость. Повышенные фоновые значения потоков нейтронов с энергией 0.25 эВ–1.9 МэВ, так и отдельные всплески нейтронов с энергией 0.1–1.0 МэВ наблюдаются преимущественно в двух секторах: Тихоокеанском и Африканском. В качестве возможного источника наблюдаемых вблизи экватора явлений рассматриваются грозы.

1. Введение

На роль молниевых разрядов в динамике радиационных поясов Земли обратили внимание еще в начале 1960-х годов. За последовавшие годы исследований был накоплен огромный экспериментальный материал об эффектах в ионосфере, напрямую связанных с грозами, которые были зарегистрированы космическими средствами на различных широтах и в различных высотных диапазонах. К ним относятся: аномально высокие квазипостоянные электрические поля, низкочастотное электромагнитное излучение, высокочастотное радиоизлучение, рентгеновское (гамма) излучение, излучение в оптическом диапазоне, потоки электронов различных энергий.

Связь потоков электронов с молниями экспериментально и теоретически подтверждена на $L > 1.8$ – 2.0 [1, 2]. Однако на орбитальном комплексе «Мир» вблизи геомагнитного экватора (на $L < 1.2$) были также зарегистрированы всплески электронов с энергией в сотни кэВ, появление которых авторы связали с распределением глобальных грозовых систем в районе экватора [3, 4]. Механизмы, определяющие эту связь, пока еще не совсем ясны.

Особое место занимает вопрос о возможности регистрации на спутниках нейтронов, которые могут генерироваться во время молниевых разрядов. Во время разряда в высоковольтных проводах в наземных условиях регистрировалось до $2 \cdot 10^{10}$ нейтронов [5]. Согласно некоторым оценкам при разряде молнии может генерироваться до 10^{15} нейтронов [6, 7]. В 1998 г. в наземном эксперименте по регистрации нейтронов от молний системой нейтронных детекторов, расположенной на уровне моря, были получены всплески до 10^8 – 10^9 частиц. Предполагается, что механизм их образования связан

с ускорением протонов и ядер дейтерия и последующим образованием нейтронов в ядерных реакциях с другими составляющими атмосферы [8]. Аналогичный результат был получен на нейтронной установке площадью около 1 м^2 в НИИЯФ МГУ, когда на расстоянии 1000 м от места возникновения молнии регистрировались всплески нейтронов с энергией $E_n < 0.5 \text{ эВ}$ (рис. 1). Исходя из полученных данных полное количество нейтронов, генерированных во время молнии, оценивается как $2.5 \cdot 10^{10}$.

2. Аппаратура

Представленные экспериментальные данные были получены приборами «Рябина-2» на борту орбитального комплекса «Мир» (наклонение 51.6° , высота 400 км, масса 137 тонн) в 1991 г., «Скорпион-1» на борту МКС (наклонение 51.6° , высота 450 км, масса 140 тонн) и анализатором частиц и полей (АЧП) на ИСЗ «Колибри-2000» (наклонение 51.6° , высота 450 км, масса 20 кг) в 2002 г. Приборы предназначены для измерения проникающей радиации: нейтронов, гамма-квантов, энергичных заряженных частиц.

Детекторный модуль аппаратуры «Рябина-2», регистрирующий нейтронное излучение, был установлен снаружи станции. Он состоял из 12 счетчиков медленных нейтронов типа СИ-19Н, разбитых на 4 группы параллельно включенных счетчиков по 3 в каждой группе — триаде. Размер счетчика — $22 \text{ см} \times \varnothing 3 \text{ см}$. Две триады были расположены таким образом, что их окружает слой органического замедлителя толщиной 15 мм со всех сторон, две других триады с одной из сторон были открыты. Нейтрон с произвольной энергией в диапазоне от 0.25 эВ до 1.9 МэВ после замедления до тепловой энергии мог попасть в рабочий объем любого из счетчиков и в результате реакции ${}^3\text{He}_2(n,p){}^3\text{T}$ вызвать электрический импульс на выходе соответствующей триады. Счетчики СИ-19Н были наполнены изотопом гелия ${}^3\text{He}$ под давлением 4 атм. Поскольку сечение реакции захвата тепловых нейтронов ядром ${}^3\text{He}$ велико ($\sigma_{\text{захв}} = 5400 \text{ барн}$), эффективность регистрации тепловых нейтронов указанными счетчиками достигает 80 % при прохождении нейтрона в направлении, перпендикулярном оси счетчика. Площадь установки составляла 310 см^2 .

Нейтронный модуль аппаратуры «Скорпион-1» состоит из двух счетчиков, включенных параллельно, и установлен внутри герметичного отсека станции. Счетчики работают без замедлителя и регистрируют нейтроны с энергиями от 0.1 эВ до 1 МэВ. Нейтронная часть аппаратуры АЧП, идентична аппаратуре «Скорпион-1» и работала в негерметичном отсеке микроспутника «Колибри-2000», запущенном в апреле 2002 г. Эффективная площадь приборов составляет 100 см^2 .

Частота опроса приборов «Рябина-2», «Скорпион-1» и АЧП составляла соответственно 1.5, 0.1 и 0.05 Гц.

3. Экспериментальные данные и обсуждение результатов

В настоящей работе представлены результаты анализа потоков нейтронов, зарегистрированных на ОК «Мир» в 1991 г. (аппаратура «Рябина-2»), МКС («Скорпион-1»),

2002 г.), микроспутнике «Колибри-2000» (АЧП, 2002 г.). На рис. 2 приведен пример регистрации нейтронов на ОК «Мир».

Временной ход распределения потоков нейтронов отражает структуру радиационных поясов Земли. Скорость счета достигает максимальных значений в областях внешнего и внутреннего радиационных поясов и минимальна вблизи геомагнитного экватора. Минимальные потоки, отмечаемые в области геомагнитного экватора, определяются как фоновые. В дальнейшем анализируется фоновый счет детекторов, определяемый в основном собственными шумами электроники, потоками альбедных нейтронов и «локальными» нейтронами, рожденными в теле космического аппарата. Видно, что потоки сильно флуктуирующие. В интервалах минимального счета наблюдаются некоторые непериодические возрастания потоков нейтронов, которые и анализируются в дальнейшем.

Выбор для рассмотрения области низких широт связан с тем, что для нее характерно отсутствие в спокойных геомагнитных условиях естественных электромагнитных излучений, а потоки частиц радиационных поясов, как правило, крайне незначительны и ниже порога регистрации детекторов; вклад в счет нейтронных детекторов энергичных частиц галактических космических лучей минимален.

На рис. 3 представлена совокупность данных, полученных примерно при 60 пересечениях области экватора микроспутником «Колибри-2000» за период с 19.03.02 по 03.05.02, при этом около 30 витков спутника практически равномерно покрыли все долготные интервалы.

Одной из основных составляющих фонового счета детекторов нейтронов являются потоки нейтронов, образующиеся в конструкции аппарата под воздействием галактических космических лучей. Поэтому фоновый счет может зависеть от массы аппарата. На рис. 4 приведены полученные практически одновременно при пролете аппаратов через одну и ту же область пространства данные «Колибри-2000» (масса 20 кг) и МКС (масса 140 тонн). Видно, что в области геомагнитного экватора фоновый счет детекторов микроспутника в 2–3 раза ниже. Таким образом, с использованием малых космических аппаратов с малой массой мы можем перейти от статистического анализа фоновых возрастаний к анализу индивидуальных событий.

Во всех трех экспериментах аппаратура позволила одновременно с регистрацией нейтронов определять также потоки протонов галактических космических лучей с энергиями $E_p > 50$ МэВ. На рис. 5 приведены примеры такой регистрации на ИСЗ «Колибри-2000». Хорошо видно, что возрастания потоков нейтронов на минимальных L-оболочках не связаны с возможной генерацией их в конструкции спутника частицами галактических космических лучей.

4. Механизмы

Как видно из рис. 2, потоки нейтронов, измеренные на ОК «Мир» сильно флуктуируют. Для выделения возрастаний был использован вейвлет-анализ — метод, позволяющий разложить исходный сигнал на составляющие различного масштаба [9]. С

помощью вейвлет–преобразования были найдены средние фоновые значения потоков нейтронов и выделены возрастания фоновых потоков нейтронов.

На рис. 6 представлена последовательность применения вейвлет–анализа к экспериментальному ряду данных. На рис. 6,а показана крупномасштабная составляющая сигнала, значения которой в областях минимального счета интерпретируются нами как средние фоновые значения потоков нейтронов. Интересующие нас события – возрастания фонового счета нейтронных детекторов — группы, состоящие по крайней мере из трех точек (рис. 6,б). По структуре они отличаются от случайных флуктуаций, состоящих из меньшего числа точек. На рис. 6,с представлены вейвлет–реконструкция и среднее значение сигнала в выделенном интервале. При дальнейшем анализе экспериментальных данных в каждой точке было найдено отношение значения реконструированного сигнала к среднему значению.

На рис. 6,с пунктирными линиями обозначены уровни, соответствующие превышению вейвлет–реконструированного сигнала относительно среднего значения сигнала в 1.3 и 1.5 раза соответственно.

Области наиболее сильных возрастаний фонового счета детекторов нейтронов с энергией 0.25 эВ–1.9 МэВ по данным ОК «Мир» (более чем в 2 раза относительно средних значений) представлены на рис. 7 в географических координатах. Видно, что области повышенного фонового счёта тепловых нейтронов вблизи геомагнитного экватора имеют долготное распределение и появляются в основном над Африкой и Тихим океаном. Долготные интервалы регистрации выделены на рисунках пунктирными линиями. В этих же областях наблюдаются всплески нейтронов с энергией 0.1 эВ–1.0 МэВ по данным с ИЗС «Колибри-2000» (рис. 7,с положение всплесков нейтронов показано точками). Полученные результаты были сопоставлены с распределением плотности молниевых разрядов, регистрировавшихся на ИСЗ [10], в приэкваториальной зоне (рис. 7,а). Наибольшая плотность молниевых разрядов отмечается над сушей и занимает три сектора: Азиатский (Индонезийский), Африканский и Американский (Центральная Америка и северная часть Южной Америки). Также с большой частотой вспышки молний наблюдались и над водной поверхностью. Видно, что наиболее заметное повышение, как фонового счета, так и всплесков тепловых нейтронов, наблюдается как раз в областях с большой плотностью молниевых разрядов. Таким образом возможна связь появления повышенного фонового излучения нейтронов с грозовыми явлениями.

Известно, что грозовые облака являются аккумуляторами электрических зарядов, величина которых достигает сотен кулон. Это приводит к тому, что электрическое поле земной атмосферы сильно деформируется, то есть появляются сильные локальные электрические поля.

С другой стороны известно, что при достижении определенных условий между грозовыми облаками или между облаком и поверхностью земли, происходит электри-

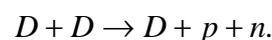
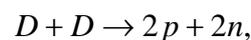
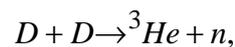
ческий разряд (молния). Величина электрического тока в молнии достигает иногда сотен тысяч ампер даже для средних широт.

Сведения об электрофизических параметрах молний довольно разноречивы. Согласно различным источникам можно выделить следующие характеристики.

При потенциале облака $U = 7 \cdot 10^8$ В длина ветвей «импульсной короны» $l = 3$ м. Диаметр канала ступенчатого лидера составляет от 0.2 см. до 5 см. Число повторных молний может достигать несколько десятков, общая длительность многократной молнии до 1.5 сек. За время $t = 10^{-6}$ с протекает ток $I = 4.5 \cdot 10^4$ А. При этом полный заряд, переносимый в импульсной фазе, может составить от 0.1 до нескольких Кл.

Используя это, получим, что полная энергия молнии составит $E = UI t = 31.5 \cdot 10^6$ Дж, а плотность энергии для различных геометрических параметров молнии составит $W = E/V = (3.5 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^3)$ Дж/см³.

При таких плотностях энергии (с учётом того, что в водяном паре грозового облака есть молекулы тяжелой воды) в стволе молнии вполне может развиваться термоядерный процесс. В стволе молнии могут протекать следующие реакции:



Во всех случаях испускаются нейтроны, энергия которых составляет 2–3 МэВ. Такие нейтроны от молнии могут быть зарегистрированы как на уровне земной поверхности, так и в околоземном космическом пространстве. Оценки показывают, что для регистрации потока тепловых нейтронов на высоте 400 км после их рассеяния и поглощения в атмосфере необходимо, чтобы на тропосферных высотах во время разряда молнии образовалось порядка 10^{10} нейтронов.

5. Выводы

Таким образом, основные выводы данной работы:

- в области геомагнитного экватора отмечены как повышенные фоновые значения потоков нейтронов с энергией 0.25 эВ–1.9 МэВ, так и отдельные всплески нейтронов с энергией 0.1–1.0 МэВ, распределение которых имеет четко выраженную долготную зависимость;
- наиболее заметное повышение фоновых потоков и отдельные всплески нейтронов наблюдаются над Африкой и Тихим океаном;
- регистрация тепловых нейтронов может быть связана с генерацией нейтронов в молниевых разрядах.

1. Inan U. S., Burgess W. C., Wolf T. G., Shater D. C. Lightning-Associated Precipitation of MeV Electrons From the inner Radiation Belt. // *Geophys. Res. Lett.* vol.15, No 2, pages 172–175, February 1988.
2. Inan U. S., Carpenter D. L., Lightning-Induced Precipitation Events Observed at L~2.4 as Phase and Amplitude Perturbations on Subionosphere VLF Signals. // *J. Geophys. Res.* Vol 92, No A4, pages 3293–3303, April 1, 1987.
3. Grigoryan, O. R., Sinyakov, A. V., Klimov, S. I., Energetic Electrons on L<1.2. Connetion to Lightning Activity// *Adv. Space Res.*, 1997, vol. 20, no 3, pp. 389–392.
4. Bratolyubova-Tsulukidze, L. S., Grachev, E. A., Grigoryan, O. R., Nechaev, O. Yu. Near-Equatorial Electrons as Measured onboard the Mir Space Station// *Cosmic Res.*, Vol. 39, No. 6, 2001, pp. 602–612.
5. Stephankis, S. J., Levine, L. S., Mosher D., et al. Neutron production in exploding wire discharges// *Phys. Rev. Lett.*, 29, 568–569, 1972.
6. Libby L. M., Luken H. R. Production of radiocarbon in tree rings by lighting bolts// *J. Geophys. Res.*, 78, 5902–5903, 1973
7. Libby L. M., Luken H. R. Comments on ‘Are neutrons generated by lighting by R.L. Fiescher, J.A. Plumer, and K. Crouch// *J. Geophys. Res.*, 80, 3505, 1975
8. Shyam A., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lighting discharge// *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, No. A4, p.6867–6869 (1999).
9. Daubechies I. *Ten lectures on Wavelets.* Society for Industrial and Applied Mathematics, 1992: 357 pp.
10. Christian H. J., Blakeslee R. J., Boccoppio D. J., et al. Global frequency and distribution of lightning as observed by the optical transient detector (OTD) // *Proceeding of the 11th international conference on atmospheric electricity*, Guntersville, Alabama, June 7-11, 1999. P. 726–729.

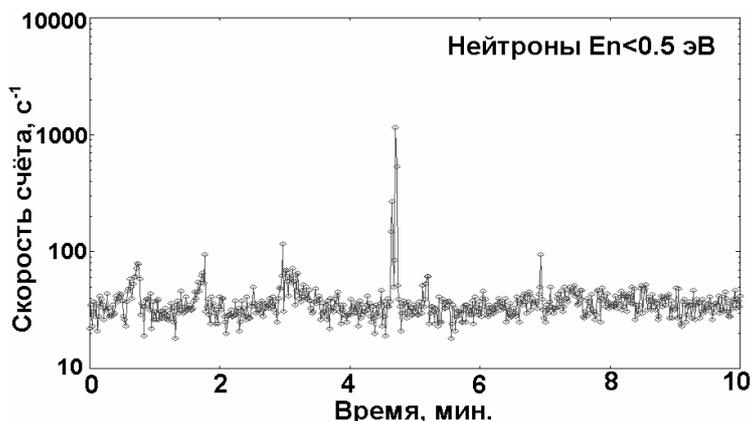


Рис. 1. Пример наземной регистрации нейтронов

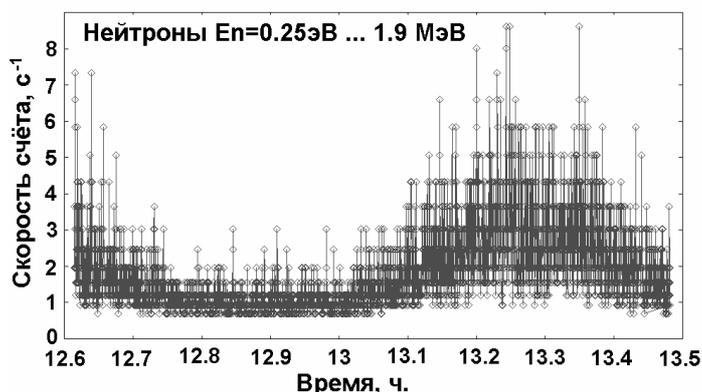


Рис. 2. Пример регистрации потоков нейтронов аппаратурой «Рябина-2», ОК «Мир» (1991 г.)

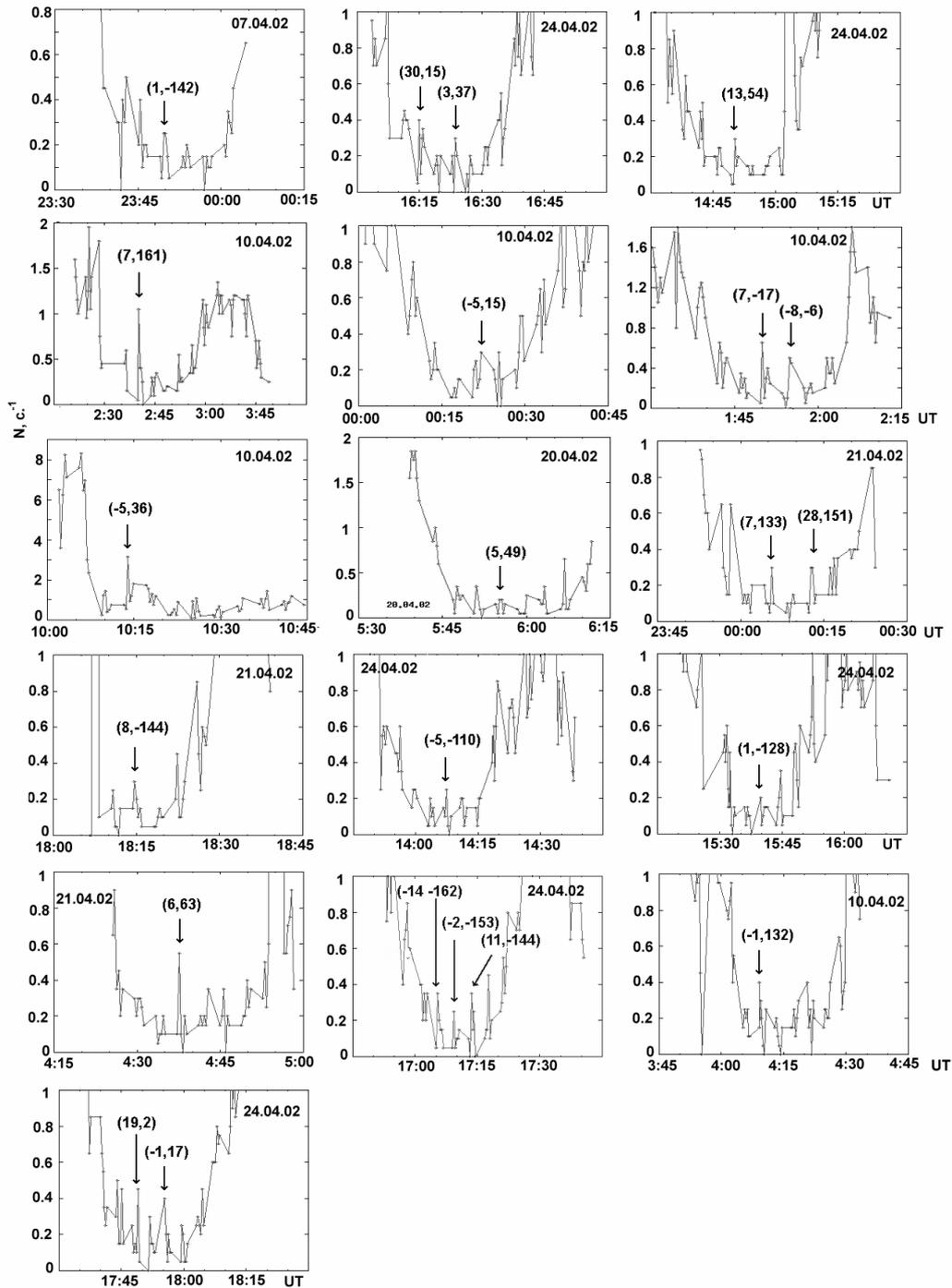


Рис. 3. Пример возрастания скорости счета нейтронных детекторов по данным ИСЗ "Колибри-2000", 2002 г.

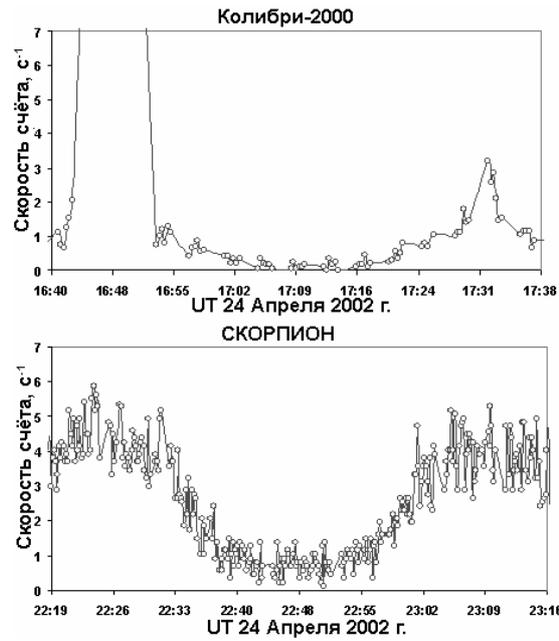


Рис. 4. Примеры регистрации тепловых нейтронов на Колибри-2000 и МКС

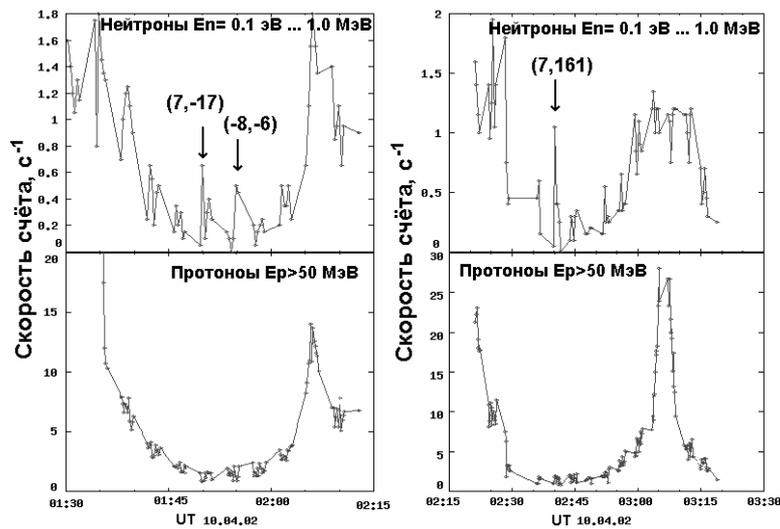


Рис. 5. Примеры одновременной регистрации тепловых нейтронов и протонов с энергиями больше 50 МэВ

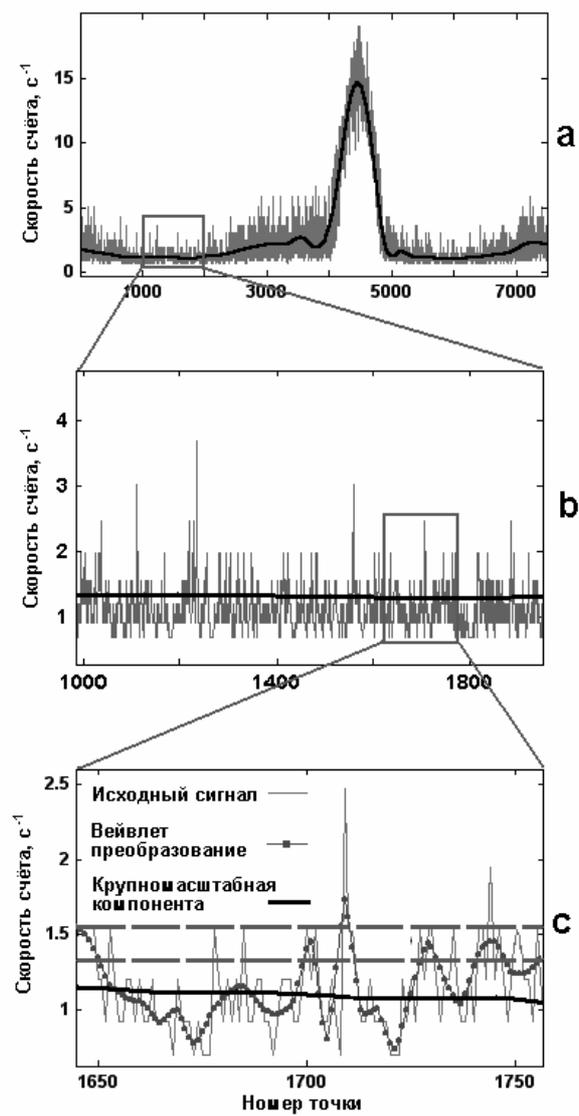


Рис. 6. Пример применения вейвлет-анализа к ряду экспериментальных данных

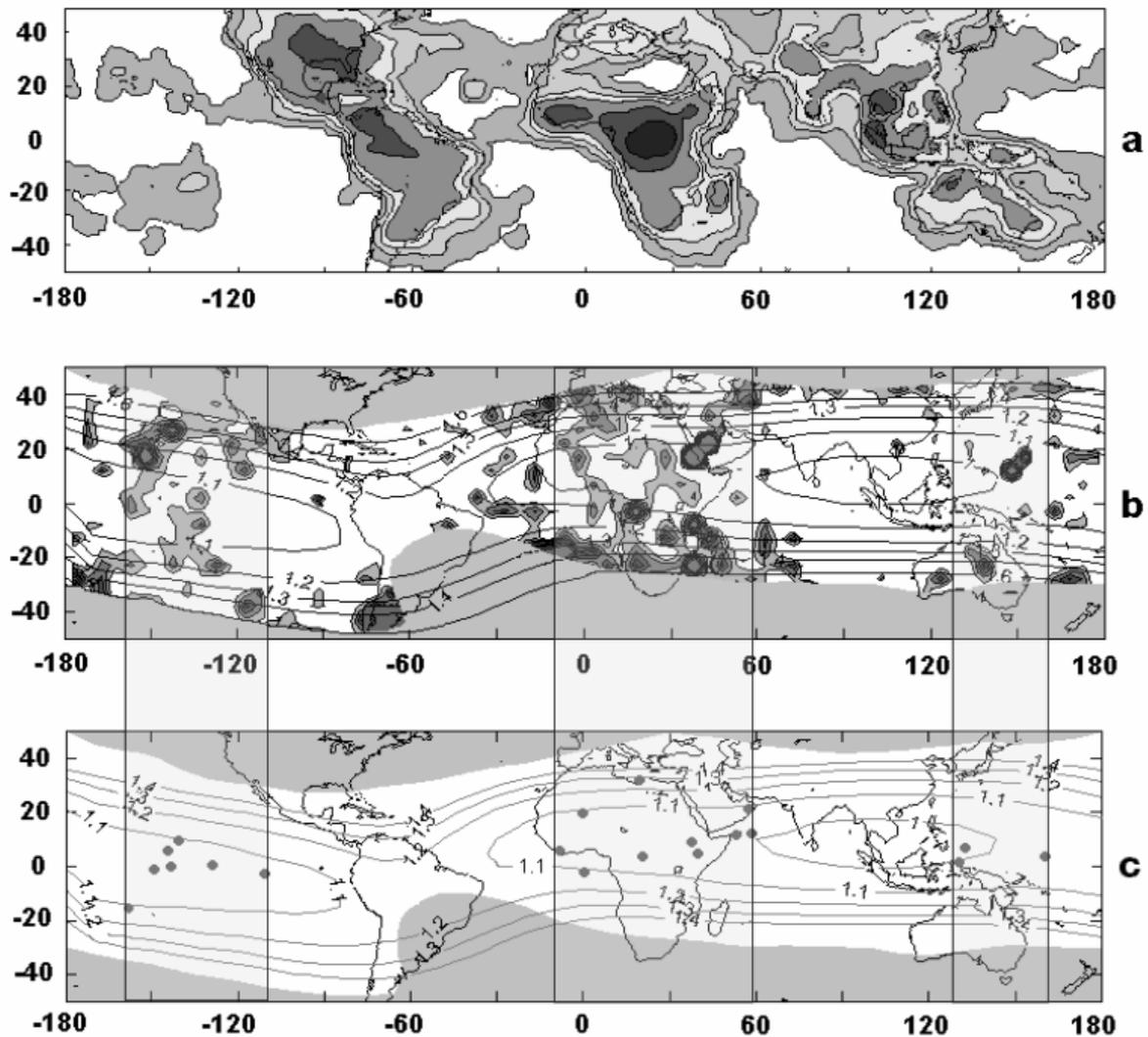


Рис. 7. а) Распределение плотности молниевых разрядов по данным ИСЗ.

б) Распределение возрастания фонового счета нейтронных детекторов по данным аппаратуры "Рябина-2", 1991 г.

с) Распределение возрастания счета нейтронных детекторов по данным аппаратуры АЧП, 2002 г.

На рисунке показаны границы радиационных поясов и изолинии параметра L

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ОТКЛИКОВ НА АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Матвийчук Я. Н.¹, Сорока С. А.²

¹Национальный университет «Львовская политехника», Львов

²Львовский центр Института космических исследований НАНУ-НКАУ, Львов

ВВЕДЕНИЕ

Изучение транспорта энергии литосферных процессов в ионосфере представляет важную задачу в общей проблеме сейсмопрогноза. Одним из возможных путей транспорта энергии литосферных процессов в ионосферу могут быть акустические волны. Было проведено большое количество взрывов на поверхности Земли для моделирования акустического канала литосфера-ионосфера. Наиболее известный из них эксперимент МАССА [1]. Получены убедительные факты, подтверждающие влияние наземных взрывов на ионосферную плазму. Однако в последнее время многие исследователи ставят под сомнение возможность прохождения акустической волны на ионосферные высоты. Причем под сомнение ставится не сам факт влияния акустических волн в тропосфере на ионосферную плазму, а прямое прохождение акустической волны в ионосфере. Эти сомнения базируются на большом затухании акустических волн в атмосфере при их вертикальном распространении вследствие экспоненциального падения давления с высотой.

В работах Гальперина и Хаякавы [2, 3] был предложен оригинальный механизм влияния наземного акустического возмущения на ионосферу и проведен ретроанализ эксперимента МАССА. Сущность идеи модели Гальперина–Хаякавы показана на рис. 1. Предполагалось, что акустическая волна доходит до высот 50–60 км, а потом происходит электрический пробой промежутка «ионосфера – фронт акустической волны». Фронт волны рассматривается как своеобразный проводник, который имеет потенциал нижележащих слоев атмосферы. Инициатором электрического разряда мог быть ионизированный след микрометеорита. Вследствие электрического разряда появляются электромагнитные отклики, которые можно регистрировать как в ионосфере, так и на поверхности Земли.

Однако в рамках модели Гальперина–Хаякавы нельзя объяснить все наблюдаемые отклики на акустические возмущения. Целью работы был поиск новых возможных механизмов, объясняющих появление электромагнитных откликов при наземном акустическом возмущении.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

В период 1998–2002 г. в Львовском центре ИКИ НАНУ-НКАУ было проведено свыше 200 экспериментов по наблюдению электромагнитных откликов на акустические возмущения в атмосфере. В небольшом количестве ночных экспериментов по ре-

гистрации высокочастотных электромагнитных откликов одновременно наблюдалось увеличение свечения неба. Два таких случая показано на рис. 2. Представлено изменение количества импульсов, превышающих заданный уровень сигнала интерферометра на частоте 151 МГц (непрерывная кривая) и изменение свечения неба (точки). Уровень свечения регистрировался фотографическим способом. Время акустического возмущения отмечено вертикальными пунктирными линиями. Одновременно со значительным увеличением электромагнитного излучения в диапазоне 151 МГц увеличивалось свечение неба. В среднем увеличение составляло 5–7 %. В одном эксперименте увеличение составляло 40 %. Увеличение свечения начиналось через 2–2.5 мин после начала акустического возмущения. Эти эксперименты укладываются в модель Гальперина–Хаякавы. Увеличение свечения могло соответствовать электрическим разрядам в промежутке «фронт волны – ионосфера». Однако в эту модель не укладываются электромагнитные сигналы, которые появляются через 10–15 с после начала акустического возмущения. Акустическая волна в этом случае находится еще в тропосфере, а электромагнитные сигналы уже наблюдаются. Типичный характер такого «быстрого» сигнала показан на рис. 3,а, где показано изменение количества импульсов, превышающих заданный уровень сигнала, измеренного на частоте 30 МГц. Пунктирными линиями отмечено время акустического воздействия.

Очень часто наблюдались сигналы на 5-й и 40-й мин после начала акустического возмущения. Сигналы на 5-й минуте скорее всего соответствуют прямому прохождению акустической волны в нижние слои ионосферы. Этот тип сигнала показан на рис. 3,б.

Еще один тип сигналов, которые часто наблюдались показаны на рис. 4,а, б. Здесь представлена энергия сигнала магнитометра в диапазоне 1–40 Гц до и после акустического возмущения. В этом случае характер сигналов изменяется на длительное время. Причем, в одних случаях энергия сигнала возрастает (рис. 4,б), в других — падает (рис. 4,а). Все эти сигналы не укладываются в модель Гальперина–Хаякавы.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ОТКЛИКОВ НА АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ

Полученные экспериментальные данные показывают необходимость поиска новых механизмов воздействия акустических возмущений на процессы в атмосфере. Некоторые теоретические и экспериментальные исследования [4, 5, 6], дают возможность обосновать механизм усиления акустических колебаний в атмосфере. Наличие усиления звука в атмосфере позволяет объяснить наличие сигналов, соответствующих времени прихода 5–6 мин после акустического возмущения, т.е. прямому приходу волны в нижние слои ионосферы.

Атмосферу нельзя рассматривать как пассивную среду, состоящую из смеси газов. В атмосфере идут химические реакции, фазовые переходы воды, ионизация под действием солнечного излучения. Локальные изменения параметров атмосферной сре-

ды под действием акустической волны могут приводить к дополнительному выделению тепловой энергии и, соответственно, к усилению и генерированию акустических волн. В определенных ситуациях происходит перекачка энергии из среды в акустическую волну. Этот процесс можно рассматривать как своеобразный акустический «лазер». На рис. 5 показаны возможные механизмы усиления акустических волн в атмосфере при вертикальном распространении.

На высотах более 30 км под воздействием УФ-излучения образуются условия для неравновесного разогрева молекул. Колебательная и вращательная температуры молекул могут превышать температуру поступательных движений. При прохождении акустической волны через неравновесно разогретый газ в фазе сжатия волны энергия колебательных и вращательных степеней свободы молекул может перекачиваться в поступательные движения. Последние приводят к росту температуры и дополнительному увеличению давления и усилению акустических колебаний. В лабораторных условиях такие эффекты наблюдались экспериментально [4, 5].

Сходный механизм усиления акустической волны может наблюдаться при прохождении волны через «химически» активную среду. В фазе сжатия волны могут усиливаться реакции с выделением тепла. Такие условия могут образовываться в атмосфере на высотах 20–30 км за счет реакций образования и разрушения озона. Качественный анализ показывает, что в фазе сжатия могут усиливаться реакции разрушения озона, которые идут с выделением энергии.

На тропосферных высотах усиление акустической волны может происходить за счет конденсационных процессов [6]. Эффект усиления основан на том, что при конденсации пара происходит выделение тепла. Часть выделяющейся энергии идет на усиление и генерацию акустических волн. В работе [6] был предложен следующий механизм генерации и усиления акустических волн. В области, где возросла плотность воздуха, увеличивается концентрация капель и усиливается конденсация. В этой области наряду с адиабатическим нагревом происходит дополнительный нагрев, обусловленный конденсацией пара.

Отличительной особенностью последнего механизма является возможность наблюдать его экспериментально в натуральных условиях. Были проведены эксперименты по наблюдению инфразвуковых колебаний до и после акустического воздействия. На рис. 6 верхние кривые отображают изменения инфразвука в диапазоне 0.003–15 Гц до и после мощного акустического воздействия на протяжении 200с. На рис. 6,б видно, что после акустического воздействия изменяется характер инфразвуковых колебаний. Возрастает амплитуда и изменяется спектр колебаний. Эти изменения наблюдаются на протяжении нескольких часов. Одновременно наблюдаются соответствующие изменения геомагнитных вариаций (нижние кривые на рис. 6).

В экспериментах наблюдалось не только увеличение амплитуды акустических колебаний, но и уменьшение (рис. 6,а), что в некоторой степени было неожиданным. Этот эффект можно объяснить следующим образом. До акустического воздействия в атмо-

сфере установился устойчивый режим работы «конденсационного» акустического генератора (это видно из рис. 6,а). После включения мощного акустического генератора «конденсационный» атмосферный генератор был разрушен (рис. 6,а). Амплитуда инфразвуковых колебаний резко упала. Эти эксперименты дают ответ на причины длительного изменения характера геомагнитных вариаций и высокочастотных сигналов после кратковременного акустического воздействия на атмосферу.

Сигналы, которые появляются через 15–20 с после акустического возмущения можно объяснить акустическим возбуждением геоионосферного контура, образованного поверхностью Земли и ионосферой. Оценка параметров такого контура проведена в работе [7]. На рис. 7 показана возможная модель и сценарий преобразования акустических возмущений в атмосфере в электромагнитные сигналы.

ВЫВОДЫ

Наземные акустические возмущения запускают в атмосфере усилительные механизмы, которые вызывают крупномасштабные процессы в атмосфере и появление электромагнитных откликов в разных диапазонах частот.

В ходе экспериментальных исследований было установлено, что кратковременное акустическое возмущение порядка 100–200с вызывает изменения естественных инфразвуковых колебаний, которые длятся по несколько часов. Энергия естественных инфразвуковых колебаний в атмосфере могла возрастать или уменьшаться после искусственного воздействия. Причиной таких эффектов могли быть нарушения процессов конденсации в тропосфере. Синхронно с изменением акустических сигналов наблюдались изменения и в электромагнитных сигналах.

1. Известия АН СССР. Физика Земли, №11, 1985.-112 с (Тематический выпуск, посвященный экспериментам по проекту МАССА).
2. Galperin Yu., Hayakawa M. On a possibility of parametric amplifier in the stratosphere-mesosphere suggested by active MASSA experiments with the AUREOL-3 satellite. Earth Planets Space, 50, p.827–832,1998.
3. Galperin Yu., Hayakawa M. On Magnetospheric Effects of Experimental Ground Explosions Observed From AUREOL-3. V. Geomag. Geoelectric, 48, 1241–1263,1996.
4. Александров Н. Л. и др. Новый механизм усиления звука в плазме//ЖЭТФ. Т.95, 1989. С.1614.
5. Галечан Г. А., Даванян Э. Г., Мкртчян А. Р. Усиление звука в плазме//Акустический журнал, т.36, в.2, 1990, С.20.
6. Немцов Б. Е. Когерентный механизм усиления звука при конденсации пара//ДАН СССР, 1990, т.314, №2, с.355–358.
7. Гохберг М. Б., Булошников А. М., Гуфельд И. Л., Липеровский В. А. Резонансные явления при сейсмоионосферном взаимодействии//Изв. АН СССР. Физика земли., 1985. №6., с.3–7.

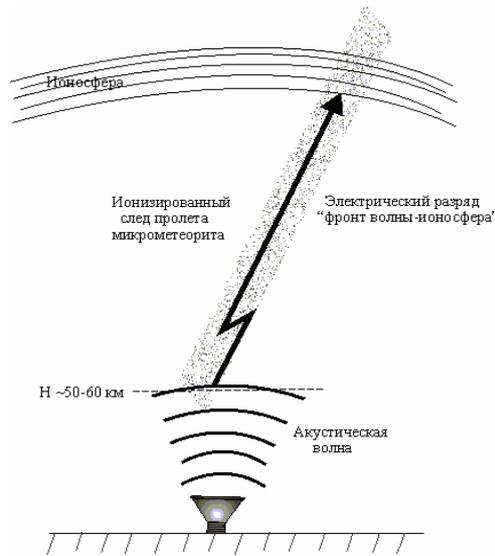


Рис. 1. Модель механизма акустического воздействия на ионосферу Гальперина–Хаякавы

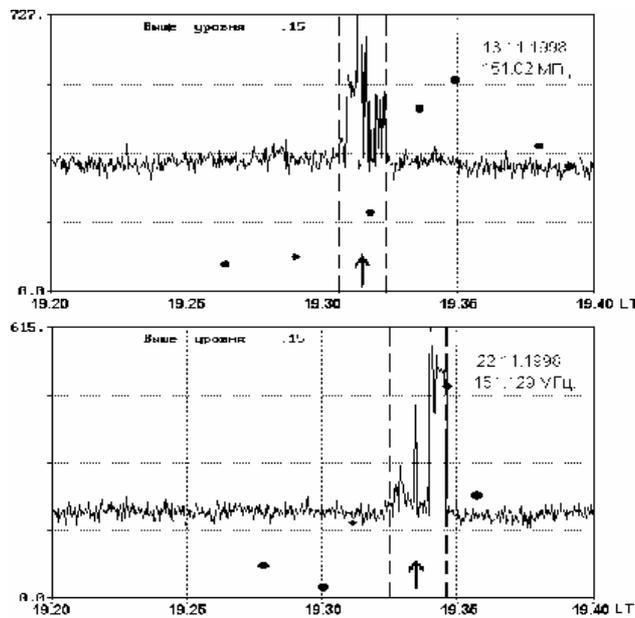


Рис. 2. Сигналы интерферометра на частоте 151 МГц и качественный ход свечения неба (точки). Вертикальными пунктирными линиями отмечено начало и конец акустического возмущения

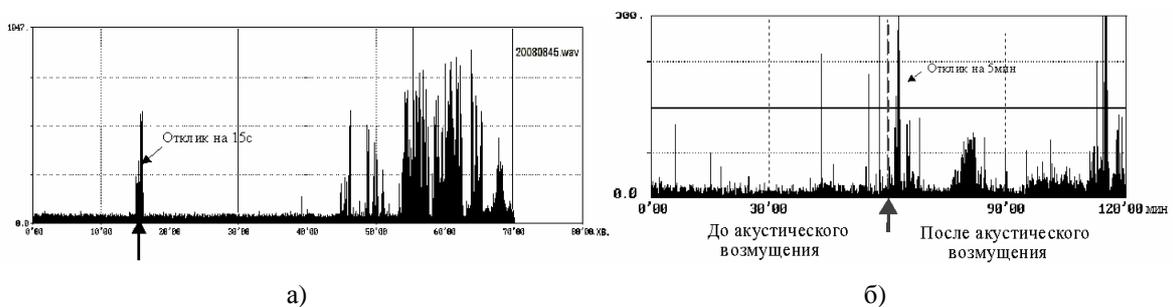


Рис. 3. Электромагнитные отклики на частоте 30 МГц.

Изменение количества импульсов, превышающих заданный уровень

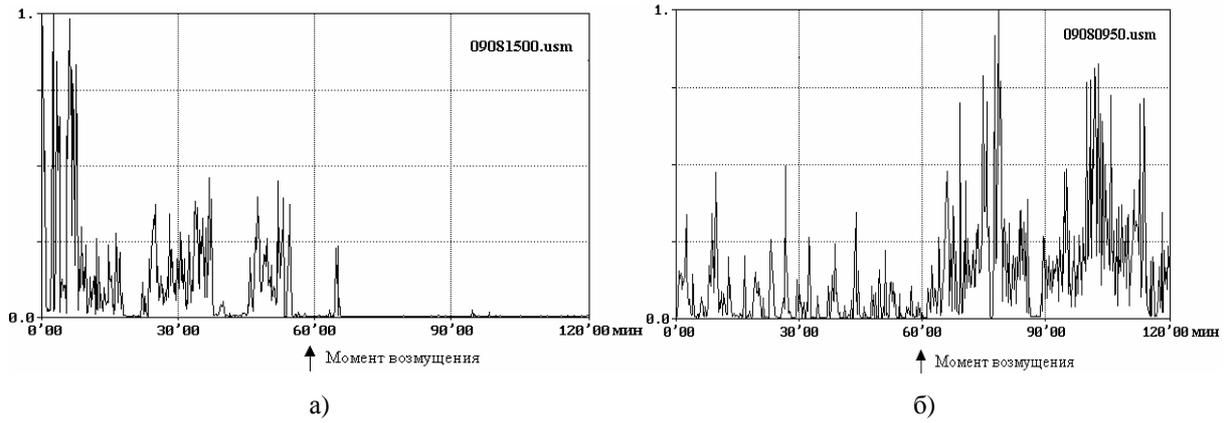


Рис .4. Изменение распределения энергии магнитных вариаций после акустического возбуждения, отстоящего на 60 мин от начала записи

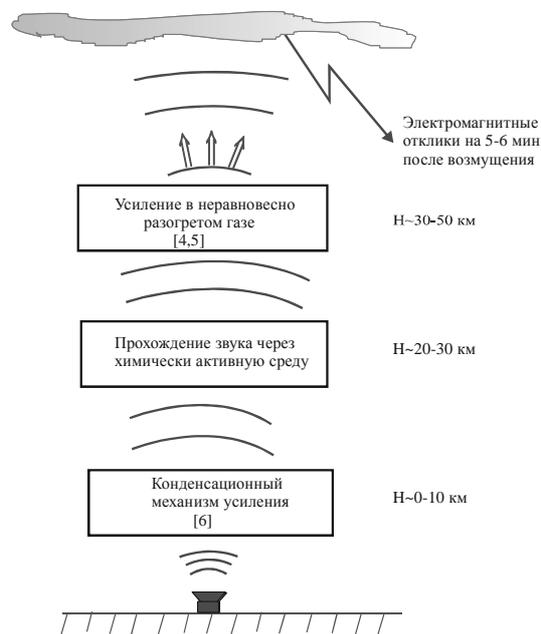


Рис. 5. Возможные механизмы усиления акустических волн при вертикальном распространении в атмосфере

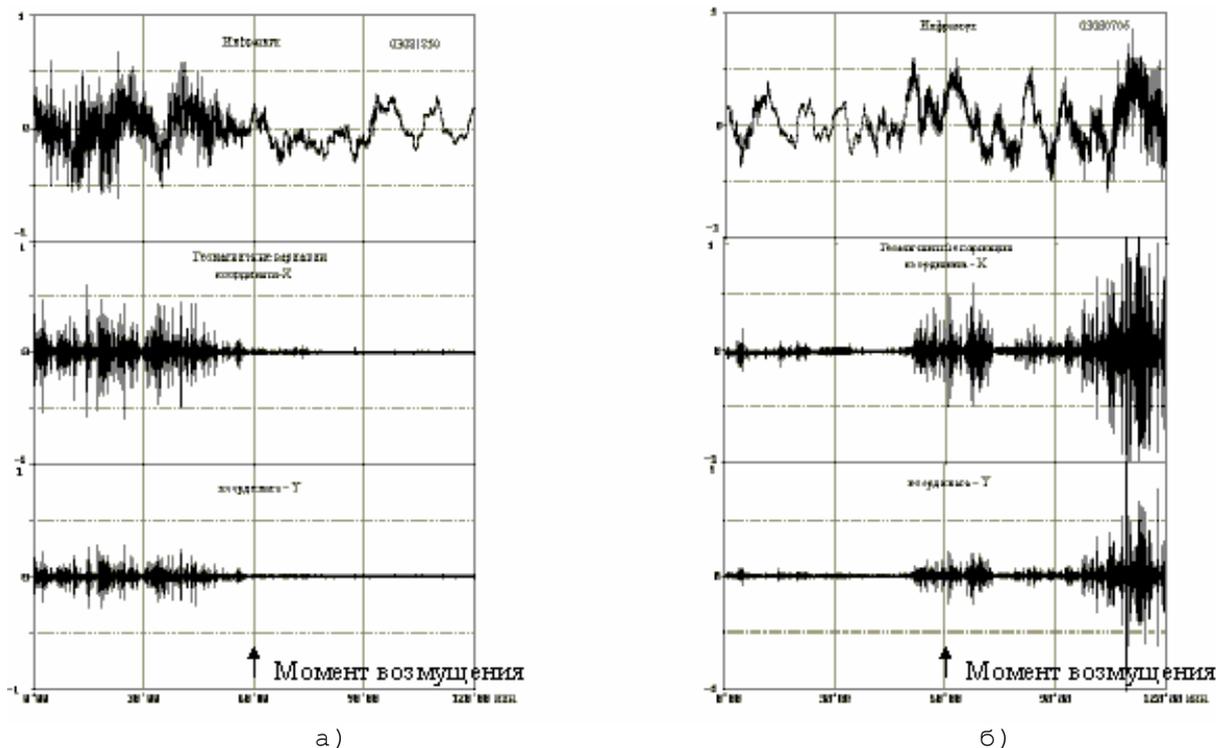


Рис. 6. Инфразвук и геомагнитные вариации до и после акустического возмущения. Акустическое возмущение на 60 мин от начала записи

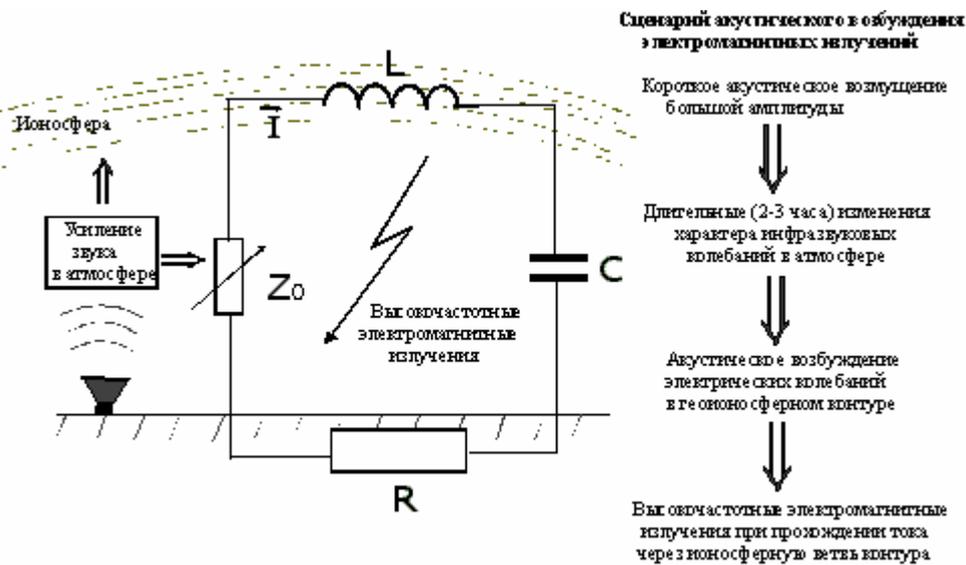


Рис. 7. Возможная модель акусто-электромагнитных преобразований в системе литосфера-атмосфера-ионосфера

СВОЙСТВА КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН И ИХ РОЛЬ В ДИНАМИКЕ МАГНИТОСФЕРЫ

Маловичко П. П.

Главная астрономическая обсерватория НАНУ, Киев

С использованием кинетических и гидродинамических уравнений рассмотрены свойства кинетических альвеновских волн. Проведен анализ и сравнение результатов, получающихся в обоих подходах. Проанализирована роль и влияние кинетических альвеновских волн на динамику процессов и явлений, протекающих в магнитосфере Земли.

Среди низкочастотных волн следует особо выделить кинетические альвеновские волны (КАВ). Такие волны обладают рядом свойств, которые позволяют им активно принимать участие во многих процессах и явлениях протекающих в магнитосферной плазме, а также объяснять ряд явлений, связанных с волновыми процессами, которые трудно объяснить с помощью других типов волн [1].

Прежде всего, кинетические альвеновские волны могут легко генерироваться в различных неравновесных ситуациях, которые часто возникают в магнитосфере Земли, так как хорошо взаимодействуют с частицами плазмы (затухание Ландау). Поэтому в областях магнитосферы, где наблюдаются пучки протонов или электронов, можно ожидать наличия кинетических альвеновских волн (границы магнитосферы, передний фронт головной ударной волны, каспы, плазменный слой хвоста). Кроме того, КАВ могут генерироваться при возникновении асимметрии продольного и поперечного давления плазмы, а также при наличии небольших продольных токов (границы магнитосферы, плазмосфера, плазменный слой хвоста).

В отличие от обычных альвеновских волн, у КАВ есть продольное электрическое поле, поэтому они, как и магнитозвуковые волны, могут эффективно ускорять заряженные частицы. Фазовая скорость КАВ существенно зависит от поперечных масштабов волны и может изменяться в широком диапазоне от альвеновской скорости вплоть до тепловой скорости электронов, поэтому КАВ способны ускорять широкий спектр частиц до достаточно больших скоростей.

Кинетические альвеновские волны, как и альвеновские волны, распространяются практически вдоль силовых линий магнитного поля, смещение поперек магнитного поля очень мало. Поэтому при вмороженности частиц процесс ускорения заряженных частиц будет синхронизирован с волнами, которые их ускоряют. Волны и частицы будут распространяться вдоль силовых линий и КАВ, в отличие от магнитозвуковых волн, не будут уходить из области ускорения частиц.

В отличие от магнитозвуковых волн, КАВ не испытывают отражения от области, в которой происходит нарастание альвеновской скорости. В этом случае происходит увеличение поперечных волновых векторов волны, т. е. усиление кинетических свойств КАВ, что будет способствовать еще более эффективному ускорению частиц. Кроме то-

го, известно, что альвеновская скорость существенно возрастает с уменьшением расстояния от Земли, поэтому скорость КАВ, которые генерируются в плазмопаузе или хвосте магнитосферы, по мере распространения к Земле будет возрастать, и в резонанс с волнами будут вступать все более быстрые частицы. Таким образом, КАВ могут ускорять целый спектр частиц, а при захвате частиц волнами — ускорять частицы от сравнительно небольших значений до очень больших.

При исследовании свойств кинетических альвеновских волн прежде всего необходим учет теплового движения частиц. Гидродинамические модели широко используются при анализе волновых процессов, а также при моделировании различных магнитосферных явлений, однако в этих моделях не всегда удается достаточно обоснованно учитывать тепловые эффекты. Действительно, при пренебрежении тепловыми движениями частиц бесконечная цепочка моментов функции распределения частиц легко обрывается, и переход к гидродинамическому способу описания плазмы не представляет большого труда, поэтому результаты гидродинамического подхода и кинетического в этом случае прекрасно согласуются. Для того чтобы учесть тепловые эффекты и оборвать бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений, обычно задают уравнение состояния плазмы — изотермическое, адиабатическое и т. д. В большинстве случаев очень сложно достаточно четко обосновать выбор того или иного уравнения состояния, а отличие между каждым из этих подходов весьма существенно, так как, например, даже скорость звука в каждом из этих подходов может отличаться в несколько раз.

Учитывая особую роль и важность гидродинамических моделей при моделировании различных магнитосферных процессов и явлений, представляется весьма актуальным и интересным сравнить результаты теоретических расчетов свойств кинетических альвеновских волн, получаемые при гидродинамическом подходе и более точном кинетическом подходе.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль оси z (ось z направлена вдоль однородного магнитного поля) максвелловским распределением частиц по скоростям. Для получения выражения для частоты альвеновских волн, используем общее дисперсионное уравнение [2]:

$$\left| k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij} \right| = 0, \quad (1)$$

где k , k_z , k_x — модуль и проекция волнового вектора на направления вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz), ω — частота волны, ϵ_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости, c — скорость света, δ_{ij} — символ Кронекера.

Уравнение (1) перепишем в удобном для анализа альвеновских волн виде [2]:

$$\omega^2 = \frac{[(k_z c)^2 \varepsilon_{zz} + (k_x c)^2 \varepsilon_{xx} + 2(k_x k_z c)^2 \varepsilon_{xz}][(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - [k_z c \varepsilon_{yz} \omega - k_x c \varepsilon_{xy} \omega]^2}{[\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^2][(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - \varepsilon_{xx} (\varepsilon_{yz} \omega)^2 - \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xy} \omega)^2 - 2\varepsilon_{xy} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yz} \omega^2}. \quad (2)$$

Для вычисления тензора диэлектрической проницаемости в кинетическом подходе будем исходить из уравнения Власова

$$\frac{\partial f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (3)$$

где $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения частиц, \mathbf{v} — скорость частиц, e_α , m_α — заряд и масса частиц сорта α , \mathbf{E} , \mathbf{B} — электрическое и магнитное поля.

Из гидродинамических моделей используем двухжидкостную модель с постоянной температурой, которая, по-видимому, наиболее точно согласуется с кинетической моделью. Пренебрегая силой трения \mathbf{R}_α , тензором вязких напряжений $\boldsymbol{\pi}_\alpha$, теплопроводностью, притоком тепла и считая, что $T_\alpha = \text{const}$, для этой модели имеем:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla n_\alpha \mathbf{v}_\alpha = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = -\frac{1}{n_\alpha m_\alpha} \nabla p_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_\alpha \mathbf{B}] \right),$$

$$p_\alpha = n_\alpha T_\alpha,$$

$$T_\alpha = \text{const},$$

где n_α , p_α , T_α — плотность, давление и температура частиц сорта α , \mathbf{v}_α — гидродинамическая скорость частиц сорта α .

СВОЙСТВА КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Сравним результаты, получающиеся при кинетическом и гидродинамическом подходах. При вычислении тензора диэлектрической проницаемости, будем исходить из уравнений (3) и (4), а для вычисления дисперсии будем использовать дисперсионное уравнение, записанное в виде (2). Опуская промежуточные вычисления, приведем конечные результаты.

Для плазмы низкого давления ($m_e / m_i \ll \beta \ll 1$, β — отношение газокинетического давления к давлению магнитного поля, m_e , m_i — масса электрона и масса протона) в кинетическом приближении для дисперсии кинетических альвеновских волн имеем [2, 3]

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 \left[\frac{z_i}{1 - A_0(z_i)} + \frac{T_e}{T_i} z_i \right], \quad (5)$$

где $A_0(z_i) = \exp(-z_i)$, $z_i = (k_x v_{Ti} / \omega_{Bi})^2$, $I_0(z_i)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, T_e , T_i — температура электронов и протонов, v_{Ti} — тепловая скорость протонов, v_A — альвеновская скорость, ω_{Bi} — протонная циклотронная частота.

Для дисперсии кинетических альвеновских волн в гидродинамическом подходе получаем:

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 \left[1 + z_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]. \quad (6)$$

Сравним выражения (5) и (6) в предельных случаях $z_i \ll 1$ и $z_i \gg 1$.

Для $z_i \ll 1$ из (5) для кинетического подхода получаем:

$$\omega^2 \approx (k_z v_A)^2 \left[1 + z_i \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]. \quad (7)$$

Отметим, что в (7) специально оставлена малая поправка к частоте, пропорциональная z_i , она может быть существенна при исследовании нелинейных процессов. Так, например, распад (слияние) трех КАВ пропорционален разности $\omega_1/k_{z1} - \omega_2/k_{z2}$, в этом случае гидродинамика и кинетика даст небольшое различие значений коэффициентов нелинейного распада.

Для $z_i \gg 1$ из (5) и (6) для кинетики и гидродинамики получаем одинаковый результат:

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 z_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right). \quad (8)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что двухжидкостная гидродинамика в предельных случаях для дисперсии кинетических альвеновских волн дает хороший результат и практически полностью согласуется с более точным кинетическим подходом. Заметные различия дисперсий будут наблюдаться только при конечных значениях параметра z_i , что, в общем, и следовало ожидать, так как гидродинамика не может настолько же точно описывать тепловые процессы, протекающие в плазме, как и кинетика. В то же время практически полное совпадение результатов в предельных случаях говорит о том, что двухжидкостная гидродинамическая модель с постоянной температурой очень хорошо подходит для описания процессов распространения кинетических альвеновских волн в замагниченной плазме.

Сравним поляризации волн, получающиеся в обоих подходах. Для простоты ограничимся предельными случаями $z_i \ll 1$ и $z_i \gg 1$. Отметим, что в области конечных z_i гидродинамика не может точно описывать ни дисперсию, ни поляризацию КАВ, и количественные отличия в этой области параметров неизбежны.

При $z_i \ll 1$ для поляризации кинетических альвеновских волн в кинетическом подходе имеем

$$E_y = i \frac{\omega}{\omega_{BI}} \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \left[\frac{3}{2} + \frac{T_e}{T_i} \right] E_x,$$

$$E_y = - \frac{k_z}{k_x} \frac{T_e}{T_i} z_i E_x. \quad (9)$$

При $z_i \ll 1$ для поляризации кинетических альвеновских волн в гидродинамическом подходе имеем

$$E_y = i \frac{\omega}{\omega_{BI}} \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \left[1 + \frac{T_e}{T_i} \right] E_x,$$

$$E_y = - \frac{k_z}{k_x} \frac{T_e}{T_i} z_i E_x. \quad (10)$$

При $z_i \gg 1$ для поляризации кинетических альвеновских волн в кинетическом и гидродинамическом подходе получаем одинаковые выражения:

$$E_y = i \frac{\omega}{\omega_{BI} z_i} \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \left[1 + \frac{T_e}{T_i} \right] E_x,$$

$$E_y = - \frac{k_z}{k_x} \frac{T_e}{T_i} E_x. \quad (11)$$

Как видно из выражений (9)–(11), поляризации кинетических альвеновских волн в обоих подходах, как и дисперсии, в предельных случаях практически совпадают. Это говорит о том, что двухжидкостная модель с постоянной температурой очень хорошо подходит для описания процессов распространения КАВ в замагниченной плазме.

Линейные свойства волн являются основными характеристиками, которые определяют поведение этих волн в различных ситуациях, которые возникают в замагниченной плазме. Дисперсия волны позволяет определить ее фазовую и групповую скорости, по поляризациям можно различать различные типы волн. Из дисперсии (5) видно, что кинетические альвеновские волны с достаточно малыми поперечными масштабами длин волн (порядка ларморовского радиуса протонов) распространяются со скоростью, которая может значительно превышать альвеновскую скорость, причем это относится как к фазовой, так и к групповой скорости. Волны являются электромагнитными, возмущения плотности очень малы, поляризация остается практически линейной, что характерно для обычных альвеновских волн, распространяющихся под углом к магнитному полю. Основными компонентами волновых полей являются компоненты E_x и B_y .

Знания этих свойств может помочь при анализе результатов наблюдений, так как дает возможность выделить кинетические альвеновские волны из целого набора волн, которые обычно есть в магнитосферной плазме. Прежде всего, КАВ являются низкочастотными электромагнитными волнами ($\omega/\omega_{Bi} \ll 1$). Из обычных низкочастотных

волн, ни какие другие волны не могут иметь поперечный масштаб порядка или меньше ларморовского радиуса протонов. Групповая скорость волны может значительно превышать альвеновскую скорость и зависит от поперечного масштаба волн. Кроме того, групповая скорость направлена вдоль невозмущенного магнитного поля, компоненты скорости, поперечные магнитному полю, малы. Отметим, что для магнитозвуковых волн фазовая и групповая скорости, в плазме низкого давления равны альвеновской скорости, и направление групповой скорости совпадает с направлением волнового вектора. Для КАВ, в отличие от магнитозвуковых волн, волновой вектор практически расположен в плоскости, перпендикулярной к возмущениям магнитного поля. Возмущения плотности в кинетических альвеновских волнах, в отличие от магнитозвуковых, сравнительно малы. Эти особенности КАВ могут помочь при экспериментальных исследованиях роли этих волн в динамических процессах, протекающих в магнитосферной плазме.

Отметим также, что, как показал проведенный анализ, двухжидкостная гидродинамическая модель с постоянной температурой, не только качественно, но и численно хорошо описывает процессы распространения кинетических альвеновских волн в замагниченной плазме, поэтому эта модель может быть использована не только для теоретических расчетов, но и при численном моделировании таких процессов.

1. Hollweg J. V., Kinetic Alfven wave revisited//J. Geophys. Res. - 1999. - Vol. 104, A7.- 14811.
2. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. М: *Высшая школа*, 1978, 407 с.
3. Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Кинетические свойства альвеновских волн. – Киев: АН УССР, 1990, 1–20 с. Препринт ИТФ-90-75Р.
4. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfven waves//Phys. Fluids. - 1976, Vol. 19, 1924.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ СИММЕТРИЧНОГО ДВОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА (СДЗЛ)

Нокедь В. П.¹, Николаенко В. М.¹, Ямпольский Ю. С.¹, Мамедов К. Я.¹, Венедиктов

Ю. И.¹, Шувалов В. А.⁴ Довгаль С. Г.², Гдалевич Г. Л.³

¹Одесский Национальный политехнический университет (ОНПУ), Одесса

²СПКБ «Дискрет» ОНПУ, Одесса

³Институт космических исследований РАН, Москва

⁴Институт технической механики, Днепрпетровск

Развивая положения, изложенные в докладе «Исследование эффективности алгоритмов обработки характеристик симметричного двойного зонда Ленгмюра (СДЗЛ) на основе предложенного показателя качества» настоящего сборника, и учитывая, что предлагаемый метод измерения U_{Σ} и N должен производиться при небольшом анализирующем воздействии (с соблюдением условия $U_{\Sigma} > U_A(t)$), преобразование сигналов будем производить для линейной развертки, поскольку при этом соответствующие выкладки упрощаются. В этом случае анализирующее воздействие записывается так:

$$U_A(t) = \begin{cases} at, 0 < t \leq \tau_0, \\ 2at - at, \tau_0 < t \leq T. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь a — крутизна нарастания U_A , T — период развертки, $\tau_0 = T/2$.

Предлагаемый метод основан на фиксации значения $U_A(t)$, связанного определенным соотношением с U_{Σ} при помощи специального строб-импульса в момент времени, когда значение $U_A(t)$ с точностью до постоянного коэффициента станет равным U_{Σ} .

Исследование устройств проведем для СДЗЛ, отклик которого на анализирующее напряжение $U_A(t)$ представляется в виде

$$i_d(t) = i_0 \text{th} \frac{U_A(t)}{2U_{\Sigma}}. \quad (2)$$

Продифференцируем анализирующее воздействие по :

$$Z_1(t) = \frac{dU_A}{dt}. \quad (3)$$

Перемножив (2) с (3), получим

$$Z_2(t) = i_0 \text{th} \frac{U_A(t)}{2U_{\Sigma}} \frac{dU_A}{dt}. \quad (4)$$

Интегрируя последнее выражение, получим

$$Z_3 = i_0 \int_0^t \operatorname{th} \left[\frac{U_A(\tau)}{2U_\Delta} \right] \frac{dU_A}{dt} d\tau = 2U_\Delta i_0 \ln \left(\operatorname{ch} \frac{U_A(t)}{2U_\Delta} \right). \quad (5)$$

Выражение (5) в качестве множителя содержит U_Δ . Поэтому теперь необходимо получить второе выражение, которое содержит множителем $i_0 U_A(t)$. Поэтому, умножив (3.2) на $U_A(t)$, получим выражение

$$Z_4(t) = i_0 U_A(t) \operatorname{th} \frac{U_A(t)}{2U_\Delta}. \quad (6)$$

Суммируя (5) и (6), предварительно произведя инверсию знака первого из этих выражений, и введя коэффициент $G = \int_0^T i(t) dt / [i(t) U_A(t)]$, получим сигнал

$$Z_5(t) = i_0 U_A(t) \left[\operatorname{th} \xi - G \frac{1}{\xi} \ln(\operatorname{ch} \xi) \right]. \quad (7)$$

Здесь $\xi = U_A(t) / 2U_\Delta$.

Коэффициент G определяет заданное соотношение между U_Δ и U_A , и воспроизводится эталонным источником. Каждому значению ξ соответствует определенное значение G . Выбор конкретного значения G зависит от соотношения $S = dG/d\xi$. Выбирается такое его значение, которому соответствует максимальное значение S . При этом, как нетрудно видеть, влияние нестабильности эталонного источника на погрешность измерения U_Δ (а следовательно и N) минимизируется.

Рассматриваемый метод основан на достижении текущего значения анализирующего напряжения некоторой величины, находящейся в определенном соотношении с U_Δ . Так, например, если $U_A = U_\Delta$ ($\xi = 0.5$), то $G = 1.924$. Фиксация $U_A = f(U_\Delta)$ производится генерацией специального строб-импульса, и в этот момент времени снимается значение U_A , равное U_Δ с точностью до постоянного коэффициента.

Теперь нетрудно видеть, что этому условию соответствует значение $Z_5(t) = 0$, т. е. должно быть выполнено условие

$$\operatorname{th} \xi = G/\xi [\ln(\operatorname{ch} \xi)]. \quad (8)$$

Отсюда

$$G = \xi [\operatorname{th} \xi / (\ln(\operatorname{ch} \xi))]. \quad (9)$$

Выражение (9) позволяет определять G при принятом ξ с учетом максимального значения $S = dG/d\xi$. Исследования показали, что при хорошем насыщении зондовой характеристики следует брать $\xi = 0.9, \dots, 1.0$. В противном случае ξ не должно быть выше 0.5 ($U_A(t) = U_\Delta$).

Структурная схема измерительного устройства СУ, реализующая описанный алгоритм, изображена на рис. 1.

Анализирующее воздействие генератора подается на ДПП, аттенюаторы 1 и 3. Последний предназначен для ослабления величины воздействия до значения электронной температуры. Его коэффициент передачи определяется выбранным значением ξ . После ослабления в аттенюаторе 1 воздействие дифференцируется с инверсией и подается на первый вход умножителя 1, на второй вход которого подается отклик с выхода АП и ослабленный в аттенюаторе 2 (здесь коэффициенты передачи соответствующих блоков опущены). На выходе умножителя 1 действует сигнал (4), подаваемый на интегратор, а на выходе интегратора — сигнал (5), подаваемый на один из входов сумматора. Отклик ДПП через первый усилитель подается на первый вход умножителя 2, на второй вход которого подается воздействие с выхода второго усилителя. На выходе умножителя действует сигнал (6), являющийся входным сигналом на втором входе сумматора. После суммирования сигналов (5) и (6) появляется сигнал (7) на входе компаратора 1, состояние которого изменяется при выполнении условия (8). Из рис. 1 видно, что компараторы 1, 2, 3, схема «И» и дифференциатор 2 совместно вырабатывают стробирующий импульс. Тракт измерения концентрации обозначен укрупненным блоком N. Последний функционирует на основе использования известной температуры U_{Σ} (выражение 3). Дополнительным условием для определения концентрации заряженных частиц является формирование сигнала Z_0 , представляющего некую константу, состоящую из первых трех членов прологарифмированного выражения (3) ($\ln I_0 = \ln n e^{3/2} + \ln M^{1/2} + \ln S + \ln U_{\Sigma}^{1/2} + \ln N$): $Z_0 = \ln e^{3/2} + \ln M^{1/2} + \ln S$. Этот сигнал в блоке N воспроизводится в виде эталонного электрического источника.

Поскольку концентрация заряженных частиц может изменяться в значительных пределах, на выходе измерительного устройства вырабатывается сигнал равный $0.1 \ln N$.

Результаты моделирования измерителя на ПК с использованием пакета программ NAP-2 показаны на рис. 2, где обозначено: 1 — анализирующее воздействие; 2 — строб-импульс; 3 — электронная температура; 4 — зондовая характеристика ДПП (ДЗЛ); 5 — концентрация плазмы N,

$$M = 0.1 \ln N.$$

Для проверки эффективности предложенного метода обработки ВАХ СДЗЛ на основе использования преобразования сигналов больших амплитуд рассмотрим одно из возможных преобразований, основанного на дифференцировании анализирующего воздействия по t:

$$Z_6(t) = \frac{i_0}{2U_{\Sigma}} \left[\operatorname{ch}^{-2} \frac{U_A(t)}{2U_{\Sigma}} \right] \frac{dU_A(t)}{dt}. \quad (10)$$

Введя, как и в предыдущем случае, обозначения ξ и G, умножим выражение (10) на U_A , а отклик (6) — на dU_A/dt . В результате получим

$$Z_7(t) = i_0 \xi \left[\operatorname{ch}^{-2} \xi \right] \frac{dU_A}{dt}, \quad (11)$$

$$Z_9(t) = i_0 \operatorname{th} \xi \frac{dU_A}{dt}. \quad (12)$$

Сравнивая выражения (11) и (12), можно видеть, что для получения однозначной зависимости $U_A(t)$ и $U_Э$, необходимо произвести инверсию знака $Z_7(t)$, а затем произвести суммирование сигналов $Z_7(t)$ и $Z_8(t)$, предварительно помножив один из них на коэффициент G . Результат указанных преобразований даст сигнал

$$Z_1(t) = i_0 \frac{dU_A}{dt} \operatorname{ch}^{-2} \xi (\operatorname{sh} \xi \operatorname{ch} \xi - G \xi). \quad (13)$$

Выражение (13) равно нулю при $\operatorname{sh} \xi \operatorname{ch} \xi = G \xi$. Отсюда:

$$G = (1/\xi) \operatorname{sh} \xi \operatorname{ch} \xi. \quad (14)$$

Пусть $\xi = 0.5$ ($U_A = U_Э$), тогда $G = 1.1752$. При иных значениях G $U_A(t)$ и $U_Э$ будут связаны другими коэффициентами ξ .

Структурная схема измерителя представлена на рис. 3. Анализирующее воздействие генератора подается на ДПП, выход которого подключен к АП. Его выходной сигнал подается на дифференциатор 1 и далее — на один из входов умножителя 1. На второй вход этого умножителя через аттенюатор 1 и инвертирующий усилитель 1 подается анализирующее воздействие. Таким образом, на входе умножителя 1 действуют сигналы (10) и $U_A(t)$, а на выходе — сигнал (11).

На вход второго умножителя через аттенюатор 2 поступает отклик СДЗЛ и преобразованное в дифференциаторе 2 анализирующее воздействие с инверсией знака $-dU_A/dt$, так что на выходе умножителя 2 развивается сигнал (12) с противоположным знаком. Выходы умножителя 1 и 2 соединены со входами сумматора 1, на выходе которого действует сигнал (13). Выход сумматора 1 соединен со входом компаратора 2. В момент выполнения условия (14) происходит изменение его состояния, причем переход входного сигнала от отрицательного значения к положительному вызывает на выходе генерацию высокого уровня — единицу. Низкий уровень на выходе компаратора генерируется при обратном переходе и сохраняется при отрицательном входном сигнале. Такая организация работы компаратора 2 позволяет фиксировать на зондовой характеристике анализирующее напряжение, равное с точностью до постоянного коэффициента $U_Э$, как это было показано выше. Результаты моделирования измерителя показаны на рис. 4.

Основные результаты:

1. Разработаны методы обработки зондовых характеристик СДЗЛ, исключаящих влияние ионного тока на конечные результаты измерений базовых параметров исследуемой плазмы — $U_Э$ и N .

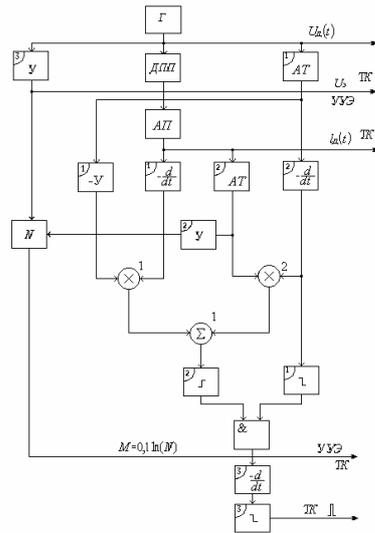


Рис. 3. Измерительное устройство СУ

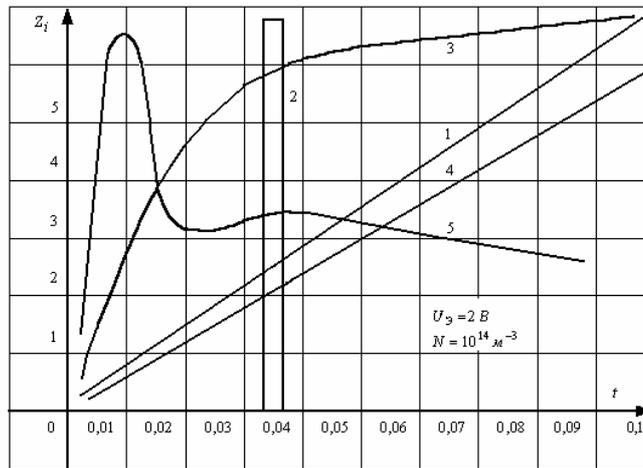


Рис. 4. Результаты моделирования измерительного устройства СУ рис. 3:

- 1 — анализирующее воздействие; 2 — строб-импульс; 3 — отклик СДЗЛ; 4 — электронная температура;
- 5 — концентрация заряженных частиц плазмы ($M=0.1 \ln N$)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ ХАРАКТЕРИСТИК СИММЕТРИЧНОГО ДВОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА (СДЗЛ) НА ОСНОВЕ ПРЕДЛОЖЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ КАЧЕСТВА

**Нофель В. П.¹, Николаенко В. М.¹, Ямпольский Ю. С.¹, Еримичой И. Н.¹, Безру-
ких В. В.², Венедиктов А. Ю.¹, Чемес Е. А.¹, Мамедов К.Я.¹**

¹Одесский Национальный политехнический университет (ОНПУ)

²Институт космических исследований РАН, г. Москва

Для измерения параметров ионосферной плазмы (электронной температуры $U_{\mathcal{E}}$, концентрации заряженных частиц N), плазмы, обладающей направленной скоростью, изменяющейся во времени предпочтительным является симметричный двойной зонд Ленгмюра (СДЗЛ), поскольку он не чувствителен к скорости потока заряженных частиц, вторичной эмиссии и фотоэффекту [1]. Основную погрешность СДЗЛ даёт ионный ток и ёмкость двойного слоя [2, 3]. При правильном выборе периода анализирующего напряжения ёмкостную составляющую погрешности можно исключить. Что же касается ионного тока, то здесь проблема значительно сложнее, как это будет показано ниже.

Как следует из [1], есть два метода определения $U_{\mathcal{E}}$: метод полулогарифмического графика и метод эквивалентного сопротивления. Приведём соответствующие выражения для определения $U_{\mathcal{E}}$ (здесь $U_{\mathcal{E}} = kT_{\mathcal{E}}/e$ — нормированная по e электронная температура)

$$U_{\mathcal{E}} = \left[\frac{d}{dU_A} \ln \left(\frac{i + i_{n1}}{i_{n2} - i} \right) \right]^{-1}, \quad (1.1)$$

$$U_{\mathcal{E}} = \frac{i_{n2} \cdot i_{n1}}{i_{n1} + i_{n2}} \left| \frac{dU_A}{di} \right|, \quad (1.2)$$

где U_A — анализирующее напряжение, i — ток ДЗЛ, i_{n1}, i_{n2} — ионные токи первого и второго электродов ДЗЛ, e — заряд электрона, K — постоянная Больцмана.

Вычисление концентрации заряженных частиц N по зондовой характеристике ДЗЛ и одиночного зонда Ленгмюра (ОЗЛ) практически совпадают. Поэтому в методе СДЗЛ концентрация ионов может быть вычислена из ионного тока насыщения i_0 :

$$N = i_0 / [Se^{3/2} (U_{\mathcal{E}}/M)^{1/2}], \quad (1.3)$$

где S — площадь электродов СДЗЛ, M — масса ионов плазмы.

Для СДЗЛ при $U_A = 0$ $i_{n1} = i_{n2} = i_0$.

Из приведённых формул видно, что конечный результат обработки зондовых характеристик $(U_{\text{Э}}, N)$ непосредственно зависит от ионного тока при $U_A = 0$, т. е. от i_0 . Погрешность его определения прямо влияет на погрешность определения параметров плазмы. При плохой насыщенности зондовой характеристики ионный ток, вообще говоря, сложным образом зависит не только от $U_{\text{Э}}$ и N , но и от анализирующих напряжений, магнитных полей, состава ионной компоненты плазмы, её направленной скорости, нейтральных соударений и т. д.

Поскольку СДЗЛ является дифференциальным датчиком, ряд указанных здесь (и других) факторов в значительно меньшей степени сказывается на i_u . Однако за счёт увеличения собирающей поверхности СДЗЛ при больших анализирующих напряжениях ионный ток подвергается большим изменениям. В этих условиях становится сложным определить i_0 , так как не существует точной аналитической зависимости $i_n = f(\varphi)$, здесь φ — потенциал электрода зонда. В ряде источников [2, 3] приводятся приближённые выражения (для ОЗЛ) вида $i_n = f(\varphi)$. Что же касается СДЗЛ, то, поскольку зависимость $\varphi_1 = \beta_1(U_A)$, $\varphi_2 = \beta_2(U_A)$ обычно неизвестна (здесь φ_1 и φ_2 — потенциалы первого и второго электродов ДЗЛ соответственно), то зависимость $i_n = \sigma(U_A)$ также неизвестна.

Ионный ток в этом случае (имеется в виду i_0) определяется различными графо-аналитическими способами, что ведёт к существенной погрешности вычисления $U_{\text{Э}}$ и N . В [7] приводится так называемый способ лекальных приближений, который является наиболее точным. Однако этот способ коррекции на i_n (как и другие) затрудняет обработку зондовых характеристик на борту КА, равно как и в лабораторных условиях, поскольку последняя требует значительного интервала времени. В результате нарушается связь эксперимент — коррекция. Кроме того, в способе лекальных приближений необходимо, чтобы амплитуда анализирующего напряжения удовлетворяла условию

$$10 \leq U_A / U_{\text{Э}} \leq 35. \quad (1.4)$$

Оно может быть выполнено лишь при низких $U_{\text{Э}}$ (в ионосферной плазме). В струе плазменных двигателей (маршевых), а также в разгонных блоках $U_{\text{Э}}$ может достигать таких значений, что выполнение (1.4) не представляется возможным из-за пробоя двойного слоя, сопровождающегося колебательными процессами в промежутке «зонд-плазма», как это указывается в работе Альвена [4]. Поскольку пробой двойного слоя можно исключить только снижая амплитуду анализирующих напряжений, выполнение неравенства (1.4) становится невозможным, что ведёт к возрастанию погрешности определения $U_{\text{Э}}$. К сказанному добавим, что при хорошем насыщении ионного тока задача определения электронной температуры и концентрации плазмы при помощи тради-

ционных алгоритмов значительно упрощается, и выполнение неравенства (1.4) становится необязательным. При этом достаточно, чтобы

$$5 \leq U_A / U_{\ominus} \leq 10. \quad (1.5)$$

Вместе с тем при большой температуре электронов и большой концентрации потребляемая генераторами анализирующих напряжений мощность становится соизмеримой с потребляемой мощностью P измерительного комплекса в целом. Это приводит к увеличению энергопотребления аппаратуры, и в конечном итоге — к увеличению общей массы КА, если речь идёт о бортовых измерениях параметров плазменных струй. Поскольку сведения о проведении указанных экспериментов нам неизвестны, приведём данные, опубликованные в работах ИКИ РАН. Так, в экспериментах с цезиевой плазмой (активных) ($M = 2.210^{-25}$ кг) при $N = 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $U_{\ominus} = 20 \text{ В}$, $S = 10^{-3} \text{ м}^2$ ионный ток насыщения составляет 6 мА. Тогда на основании (1.5) $P = 0.6 \dots 1.2 \text{ Вт}$. Для сравнения укажем, что мощность, потребляемая электронным блоком “Пеленг–ИРП” (эксперимент “Грузия-60-Спурт”), “Пеленг–ИРП-02,03” (эксперименты “Плазма-1”, “Плазма-2”) составила 2.5 Вт и 1.5 Вт соответственно.

Поскольку СДЗЛ широко используется для измерения параметров периферийной плазмы в ТОКАМАКАх, уместно упомянуть, что проблема уменьшения мощности генераторов анализирующих напряжений стоит весьма остро. Так, в работе [7] показано, что в ТОКАМАКАх ТЭТР и JET $P = 1 \text{ кВт}$ (при $U_{\ominus} = 100 \text{ В}$, $N = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $S = 10^{-4} \text{ м}^2$, $i_0 = 5 \text{ А}$). Здесь же указывается на то, что в больших перспективных ТОКАМАКАх (Tore Supraugt) ожидаемое значение P может быть значительно выше.

В заключение анализа традиционных вычислительных алгоритмов следует отметить, что большие ионные токи ДЗЛ могут привести к нарушению физических процессов в плазме. И ДЗЛ как “плавающая” система теряет свои преимущества.

В работах [5, 6] независимо предложено два различных вычислительных алгоритма, инвариантных к изменению ионного тока. Оба функционируют при пониженных анализирующих напряжениях ($U_A < U_{\ominus}$) и свободны от недостатков традиционных вычислительных алгоритмов. В [6] разработан алгоритм применительно к модификации ДЗЛ–асимметричному ДЗЛ (АДЗЛ). Реализация алгоритма производится так. На АДЗЛ подаётся разнополярное анализирующее напряжение, амплитуда которого увеличивается до такого значения, при котором отношения токов, измеряемых на обеих полуволнах напряжения, станет равным наперед заданному значению R .

Соотношение R является функцией (U_A / U_{\ominus}), но при обязательном условии, что $U_A < U_{\ominus}$. Электронная температура определяется выражением

$$U_{\ominus} = U_0 |\ln(1/R)|. \quad (1.6)$$

Здесь $U_0 = U_A$ для заданного значения R .

Указанный алгоритм нельзя применять к СДЗЛ, так как при любом значении $U_A R = 1$. В этом его недостаток. Кроме того, здесь возникают погрешности, связанные с разной величиной фототока (в режиме свечения плазменной струи двигателя) и вторичной эмиссии с электродов АДЗЛ.

В работе [5] предложен алгоритм, которому присущи те же преимущества, что и алгоритму АДЗЛ. Реализация алгоритма производится следующим образом. На СДЗЛ подаётся однополярное анализирующее напряжение, поскольку его зондовая характеристика симметрична. Форма анализирующего напряжения, как и в алгоритме АДЗЛ, не влияет на результаты измерений. Текущее значение тока интегрируется по U_A и одновременно перемножается с U_A . Результаты этих двух операций сравниваются путём деления результата первой операции на результат второй:

$$\int_0^{U_0} i(U_A) dU_A / i(U_A) U_A .$$

Анализирующее напряжение увеличивают до такого значения, при котором отношение сравниваемых величин станет равным наперед заданному значению γ . Тогда электронная температура и величина U_0 будут связаны однозначно некоторыми постоянными коэффициентами в соответствии с выражением (при аппроксимации зондовой характеристики гиперболическим тангенсом)

$$\gamma = \frac{\ln \operatorname{ch} x}{x \operatorname{th} x} , \quad (1.7)$$

где $x = U_0/2U_\ominus$.

Так, если $\gamma = 0.52$, то $U_\ominus = U_0$. При других значениях γ , U_\ominus и U_0 будут связаны коэффициентом меньшим единицы, т. е. всегда должно выполняться неравенство $U_A < U_\ominus$. Нетрудно видеть, что предложенный алгоритм применим к АДЗЛ и ОЗЛ. Но ему присущ один недостаток. Дело в том, что измерение γ (как и R) сопровождается действием помех, источники которых имеют разную природу. Возникающая при этом погрешность измерения γ ведёт в конечном итоге к погрешности определения U_\ominus и N , как это видно из (1.7) и (1.3). Более эффективным будет алгоритм, помехоустойчивость которого выше. Иными словами, из сравниваемых алгоритмов более предпочтительным является тот, в котором при равной относительной погрешности измерения γ относительная погрешность определения x окажется меньше. Для количественной оценки эффективности алгоритма введён в рассмотрение показатель качества алгоритма. Здесь показано, что таким показателем качества может служить величина, обратная модулю относительной погрешности определения x : $\Pi = |1/\delta x|$. Если выразить показатель качества через параметры алгоритма x , γ , крутизны $S = d\gamma/dx$ и относительной погрешности определения γ : $\delta_\gamma = \Delta\gamma/\gamma$ и учесть, что $\Delta\gamma = (d\gamma/dx)\Delta x$, то

$$\Pi = \left| xS / \delta_\gamma \gamma \right|. \quad (1.8)$$

Результаты расчётов показывают, что для $U_0 = 0.8 U_\ominus$ и $\delta_\gamma = \delta_R$. $\Pi_{\text{АДЗЛ}}/\Pi_{\text{СДЗЛ}} = 3.6$, т. е. алгоритм АДЗЛ более помехоустойчив. В условиях космических экспериментов задача обеспечения необходимой помехоустойчивости часто бывает трудновыполнимой, особенно при монтаже измерительных комплексов на платформах вне гермоотсеков. Это касается и наземных испытаний при функционировании различной бортовой аппаратуры. Результаты исследований, приведённых в работе [5], показали, что для разработки более эффективных алгоритмов необходимы следующие приёмы:

1. Однократные либо многократные функциональные преобразования тока СДЗЛ (интегрирование, дифференцирование тока СДЗЛ по U_A , модуляция тока СДЗЛ и результатов его преобразований анализирующим напряжением и т. д.).
2. Сравнение результатов преобразования путём деления одной из функций преобразования тока СДЗЛ на другую, при котором возникает однозначная зависимость между U_\ominus и U_A , а ионный ток исключается.

Иллюстрацией такого подхода является, собственно, алгоритм, предложенный в [5]. Алгоритм, предложенный в [6], сохраняя признаки алгоритма [5] (анализ зондовой характеристики при $U_A < U_\ominus$, введение параметра R , аналогичного по физическому смыслу γ), не предполагает каких-либо функциональных преобразований тока АДЗЛ. Этой операции удалось избежать ценой «искажения» зондовой характеристики СДЗЛ путём значительного увеличения площади одного из электродов (переход к АДЗЛ). Но, как указывалось выше, использование АДЗЛ не всегда является приемлемым.

Развивая положения, изложенные в [5, 6], с учётом проведённого анализа, определяется одно из возможных подмножеств функциональных преобразований тока СДЗЛ.

Рассматривается подмножество, образованное членами ряда Тейлора:

$$f(U_A + U_\sim) = f(U_A) + \frac{\sum_{n=0}^{\infty} f^{(n)}(U_A) U_\sim^n}{n!}, \quad (1.9)$$

где U_\sim — амплитуда модулирующего напряжения.

Ограничившись первыми четырьмя членами ряда, получают

$$\begin{aligned} i(U_A + U_\sim) = & i_0 \operatorname{th} x + i_0 U_\sim / 2U_\ominus \operatorname{ch}^2 x - \\ & - i_0 U_\sim^2 \operatorname{th} x / 4U_\ominus^2 \operatorname{ch}^2 x - \\ & - i_0 U_\sim^3 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x) / 24U_\ominus^3 \operatorname{ch}^4 x \end{aligned} .$$

Далее четыре члена ряда дают шесть соотношений, а именно:

$$Q_{12} = 2U_{\ominus} \operatorname{sh} x \operatorname{ch} x / U_{\sim},$$

$$Q_{13} = -4U_{\ominus}^2 \operatorname{ch}^2 x / U_{\sim}^2,$$

$$Q_{14} = -24U_{\ominus}^3 \operatorname{ch}^4 x \operatorname{th} x / U_{\sim}^3 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x),$$

$$Q_{23} = -2U_{\ominus} / U_{\sim} \operatorname{th} x, Q_{24} = -12U_{\ominus}^2 \operatorname{ch}^2 x / U_{\sim}^2 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x), Q_{34} = 6U_{\ominus} \operatorname{ch}^2 x \operatorname{th} x / U_{\sim} (1 - 2\operatorname{sh}^2 x).$$

Здесь индексы при Q — сочетание номеров членов ряда. Показано, если U_{\sim} зависит от U_A линейно, т. е. $U_{\sim} = \eta U_A$ ($\eta \ll 1$), то

$$\gamma_{12} = \operatorname{sh} x \operatorname{ch} x / \eta x,$$

$$\gamma_{13} = -\operatorname{ch}^2 x / \eta^2 x^2,$$

$$\gamma_{14} = -3\operatorname{ch}^4 x \operatorname{th} x / \eta^3 x^3 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x),$$

$$\gamma_{23} = -1 / \eta x \operatorname{th} x,$$

$$\gamma_{24} = -3\operatorname{ch}^2 x / \eta^2 x^2 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x),$$

$$\gamma_{34} = 3\operatorname{ch}^2 x \operatorname{th} x / \eta x (1 - 2\operatorname{sh}^2 x).$$

В проведённых расчётах $\eta = 0.1$.

На рисунке 1 приведены графики показателей качества алгоритмов СДЗЛ, нормированных по показателю качества алгоритма АДЗЛ ($\Pi_{j,i}^* = \Pi_{j,i} / \Pi_{\text{АДЗЛ}}$) для $x = 0.1 \dots 0.5$ и $\delta_{\gamma} = \delta_R$.

В расчётах использовалось среднее значение крутизны каждого из алгоритмов на рассматриваемых отрезках X ($S_{\text{CP}} = \Delta\gamma / \Delta x$). Графики показывают, что из шести предложенных алгоритмов лишь один (Π_{12}) оказался хуже алгоритма АДЗЛ на всём интервале x . Остальные много эффективнее, хотя в узком интервале (в окрестностях $X = 0.1 \dots 0.4$, $X = 0.4 \dots 0.5$) алгоритмы Π_{14}^* , Π_{24}^* , Π_{34}^* дают значительный показатель качества. Обращает на себя внимание, что показатели качества Π_{13}^* , Π_{23}^* , Π_{24}^* возрастают при уменьшении x . Но при малых токах уменьшается отношение сигнал/шум, а одновременное повышение показателя качества может привести к компенсации погрешности измерений температуры. Отмечается, что в модуляционном методе часто используется модуляционное напряжение постоянной амплитуды. Тогда величина U_{\sim} в начале характеристики становится соизмеримой с U_A и принятая модель согласно (1.9) вносит дополнительную погрешность, определяемую членами ряда более высокого порядка. Возрастание показателя качества и в этом случае может вносить компенсирующий эффект. При больших U_A отношение U_{\sim} / U_A уменьшается. Выделение малого параметра на фоне большого U_A создаёт дополнительную погрешность. Здесь все алгоритмы, кроме Π_{13} и Π_{23} могут вносить компенсацию погрешности измерений X .

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ ВОЗМУЩЕНИЙ, ОКАЗЫВАЮЩИХ ВЛИЯНИЕ НА СОБСТВЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ ИСЗ

Епишев В. П., Игнатович С. И., Исак И. И., Найбауэр И. Ф.

Лаборатория космических исследований УжНУ, Ужгород

Анализ длительных наблюдений за разными по массе и размерам неуправляемыми ИСЗ показывает, что эти объекты могут быть индикаторами физических процессов в околоземном космическом пространстве. Их собственное вращение чувствительно к малейшим проявлениям возмущений со стороны Солнца, Луны, атмосферы и магнитного поля нашей планеты. Известно, что кинетическая энергия собственного вращения небесного тела намного меньше энергии его орбитального движения. Поэтому при исследовании собственного вращения космического тела удастся обнаружить действие на объект значительно меньших возмущений, чем при изучении изменения элементов его орбиты.

Эффективными в этом плане стали позиционные и фотометрические наблюдения ИСЗ, позволяющие отследить и динамику собственного вращения объекта, и изменение его ориентации. Разработка соответствующих методик обработки позволила нам использовать результаты наблюдений для исследования природы возмущающих сил в околоземном космическом пространстве, влияния этих сил на вращение ИСЗ.

Нами проанализированы изменения скорости вращения и ориентации семи неуправляемых ИСЗ на длительных интервалах наблюдений. Обработано 556 прохождений разных ИСЗ, в том числе: “Мидас-3” — 7 прохождений, “Мидас-4” — 71 прохождение, “Мидас-7” — 90 прохождений, “Метеор-2” — 56 прохождений, “Космос-626” — 86 прохождений, “Космос-651” — 102 прохождения, “Космос-654” — 144 прохождения.

Параметры их орбитального и собственного вращения представлены в таб. 1.

Вращение последних четырех объектов прослежено с момента их дестабилизации до наступления режима “кувыркания”. Установлено, что при достижении значения угла между осью вращения и продольной осью объекта 52–56 градусов, исследуемые объекты на орбите как бы опрокидывались.

На рис. 1–6 представлены характерные кривые блеска для шести упомянутых выше объектов (а) и рядом изменение периода их собственного вращения на протяжении многих лет (б).

На основании полученных данных для ИСЗ серии «Космос» и «Метеор-2» нами определен декремент затухания γ кинетического момента, то есть изменение угловой скорости собственного вращения ИСЗ вследствие взаимодействия объектов с окружающей средой.

$$\gamma = \Delta \omega / \Delta T \text{ (с/сут) .} \quad (1)$$

Его значение изменялось со временем для всех наблюдаемых спутников.

В таб. 2 приведена величина параметра γ на различные этапы наблюдений, начиная с момента торможения вращения ИСЗ.

Полученные результаты подтверждают, что определяющим возмущением во всех четырех случаях есть суммарное воздействие на вращение данных ИСЗ магнитного и аэродинамического моментов.

Большее значение величины γ у спутника «Метеор-2» обусловлено, на наш взгляд, величиной панелей солнечных батарей и отличным от других объектов их размещением, что привело к усилению аэродинамического момента. Эти результаты совпадают с данными по спутниках «Космос-196», 3-й ИСЗ, «Ариабата», «Бросхара», исследованных в свое время в КБ «Южное» [1].

В случае наблюдений ИСЗ серии «Мидас» (объекты массивные, сложной формы, с постоянно изменяющейся ориентацией, высота полета 3450–3780 км) обнаружена корреляция между их собственным вращением и солнечной активностью (радиоизлучение Солнца на длине волны 10.7 см). Фрагменты корреляции для объекта «Мидас- 4» показаны на рис. 7.

По разработанной в УжНУ методике определены значения возмущающего момента, действующего на вращение спутников «Мидас», порожденного солнечным и земным излучением.

Исходя из того, что поверхность исследуемого объекта достаточно сложная, (рис. 8, 9) и действие возмущений на спутник проявлялось с двух направлений, решение задачи на первом этапе проводилось фрагментарно, то есть действие возмущений определялось для каждого фрагмента поверхности отдельно, а на втором этапе суммировалось по всей поверхности. Первым направлением действия возмущений в нашей задаче считалось влияние возмущений прямого излучения Солнца. Вторым — солнечное излучение, отраженное поверхностью Земли в сторону спутника (Φ_d), и непосредственно земное тепловое излучение (Φ_3). Исходя из факта ориентации спутника (рис.8), то есть из того, что он конусообразным торцом направлен в подспутниковую точку, влиянием земного излучения на корпус ИСЗ мы пренебрегли, как очень незначительным, и рассматривали только его влияние на солнечные батареи. Алгоритмы, использованные в расчетах:

$$S_{\text{эф}} = F_1 S_1 + F_2 S_2 + F_3 S_3, \quad (2)$$

$$F_1 = \pi^{-1}[\sin f + (\pi - f)\cos f]\sin \varepsilon_1 \sin \theta_1, \quad (3)$$

$$F_2 = \cos \theta_1 \cos \theta_2, \quad (4)$$

$$F_3 = \cos \vartheta \cos \theta_2(\Phi_3 + \Phi_d), \quad (5)$$

$$Q = A_0 S_{\text{эф}} / \text{cm}, \quad (6)$$

где F_1 — фазовая функция, определяющая долю солнечного света, рассеянного корпусом спутника; F_2 — часть света, рассеянного панелями солнечных батарей; F_3 — часть

излучения от поверхности Земли, рассеянного панелями ИСЗ; S_1 — площадь эффективного сечения корпуса спутника; S_2 — площадь панели солнечных батарей; A_0 — солнечная постоянная ($1.388 \cdot 10^6$ эрг/с см²); c — скорость света ($2.997925 \cdot 10^{10}$ см/с); m — масса спутника; f — фазовый угол; ε_1 , θ_1 — соответствующие углы падения и отражения солнечного света по отношению к продольной оси корпуса спутника; ε_2 , θ_2 — соответствующие углы падения и отражения солнечного света относительно нормали, направленной к поверхности панели солнечной батареи спутника; ϑ — угол падения излучения от поверхности Земли относительно той же нормали к панели солнечной батареи спутника. Значения этих углов на момент наблюдений рассчитывались по результатам наблюдений. Полученные значения величины орбитального ускорения Q использовались для определения значения возмущающего момента, влияющего на вращение данного ИСЗ:

$$M = Qmr, \quad (7)$$

где r — плечо приложенной силы.

Результаты представлены в таб. 3.

Полученные значения возмущений сравнивались с изменениями величины кинетического момента ИСЗ, определенного для данного интервала наблюдений. Поскольку все необходимые данные солнечной активности в справочной литературе являются усредненными за сутки, то изменение кинетического момента рассматривалось нами также на интервале в сутки

$$M_L = dL/dt, \quad (8)$$

где L — кинетический момент:

$$L = I\omega. \quad (9)$$

Здесь I — момент инерции, равный для цилиндрического тела $0.5mR^2$; ω — угловая скорость собственного вращения ИСЗ.

В нашем случае учтен процентный вклад массы панелей солнечных батарей по отношению к массе корпуса спутника, что изменило значение константы 0.5 при определении I до величины 0.513. Угловая скорость собственного вращения рассчитывалась по формуле

$$\omega = 2\pi/P. \quad (10)$$

Используя данные об ориентации ИСЗ, были рассчитаны значения гироскопического момента

$$K = L\omega_{np} \sin\beta, \quad (11)$$

где $\omega_{\text{пр}}$ — угловая скорость прецессии, β — угол между осью вращения и направлением приложенной силы, значение которого в течение наблюдений находилось в пределах 4.5–5.0 градуса.

Исходя из представленных данных, изменение величины возмущающего момента, действующего на спутник на протяжении суток, будет M_L . С другой стороны, изменение возмущений на этом интервале, вызванное солнечным и земным излучением, по модулю равно $\Delta M = |M_1 - M_2|$.

Как видно из полученных данных (табл.3, колонка 8, 9), основные возмущения в собственном вращении ИСЗ «Мидас-3, 4, 7» действительно порождены излучением со стороны Солнца, а также от поверхности Земли. Их значения по порядку величины совпадают с теоретическими для такого типа возмущений. Суммарный вклад излучения от земной поверхности, являющейся составной возмущающего момента, достигал порядка 18 % от величины солнечного излучения [2].

1. Космическая стрела. Под ред. Обухова А. Н., Ковтуненко Н. М., –М.: Наука, 1974, 326 С.
2. Бас В.П. Негравитационные возмущения ИСЗ “Эталон” // Наблюдения ИНТ, М., Астрономический совет АН СССР, №86, 1990, с. 81–92.

Таблица 1. Величина изменения периода собственного ($\Delta P_{\text{об}}$) и прецессионного ($\Delta P_{\text{пр}}$) вращения исследуемых ИСЗ

№ п/п	И С З	h_a , км	h_n , км	ΔT , дата, месяц, год	$P_{\text{орб.}}$, Мин.	$\Delta P_{\text{вр.}}$, с	$\Delta P_{\text{пр.}}$, с
1	“Мидас-3”	3534	3358	17.11.81– 1.06.82	161.3	96.0–98.0	288.0–294.0
1	“Мидас-4”	3756	3496	1.07.73–6.11.84	165.0	105.2– 135.2	315.6–405.6
2	“Мидас-7”	3727	3670	24.07.78– 3.09.84	167.8	115.8– 138.0	405.3–483.0
3	“Метеор-2”	906	863	7.03.78–7.08.86	102.0	7.0–160.0	71.0–1616.0
4	“Космос-626”	990	910	23.03.76– 1.10.82	102.8	15.5–68.8	350.3– 1554.9
5	“Космос-651”	1032	938	4.02.76– 27.07.83	103.0	12.2–56.0	272.1– 1248.8
6	“Космос-654”	1040	930	23.03.76– 8.08.86	103.0	12.7– 104.0	274.3– 2246.0

Таблица 2. Значения декремента затухания кинетического момента в разные временные этапы наблюдений

N П/ П	Объект	Временные этапы наблюдений в годах					$\gamma_{ср.}$ с/сут.
		1-2 го- ды	3-4 го- ды	5-6 го- ды	7-8 го- ды	9-10 годы	
1.	«Метеор-2»	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$0.8 \cdot 10^{-4}$	$0.15 \cdot 10^{-4}$	-	$3.68 \cdot 10^{-4}$
2.	«Космос-626»	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$0.8 \cdot 10^{-4}$	-	$1.45 \cdot 10^{-4}$
3.	«Космос-651»	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$0.3 \cdot 10^{-4}$	-	$1.45 \cdot 10^{-4}$
4.	«Космос-654»	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$0.2 \cdot 10^{-4}$	$0.1 \cdot 10^{-4}$	$1.33 \cdot 10^{-4}$

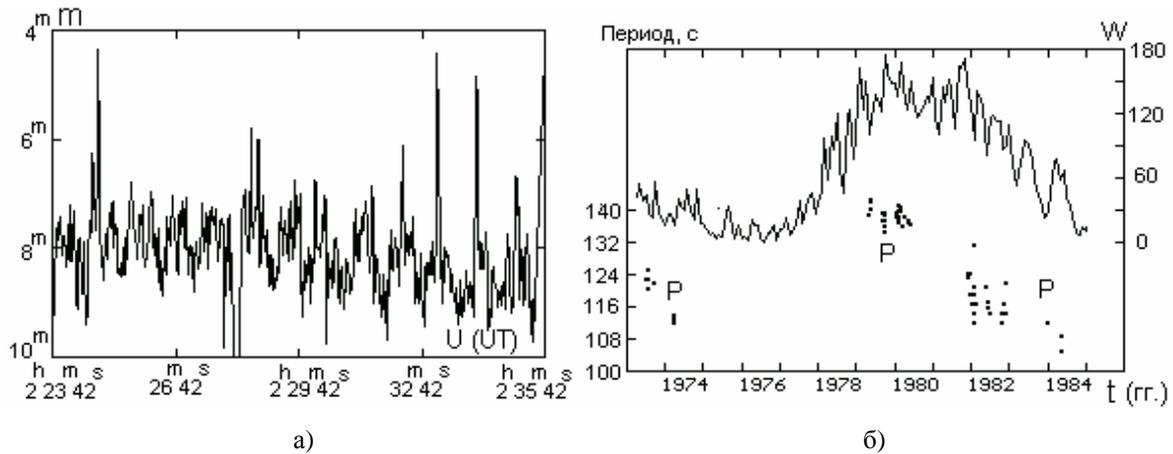


Рис. 1. а) Кривая блеска ИСЗ «Мидас-4» (№61028.01), записанная 18.03.1982г.; б) изменение периода собственного вращения (P) ИСЗ «Мидас-4» и чисел Вольфа (W) солнечной активности на протяжении 1973–1984гг.

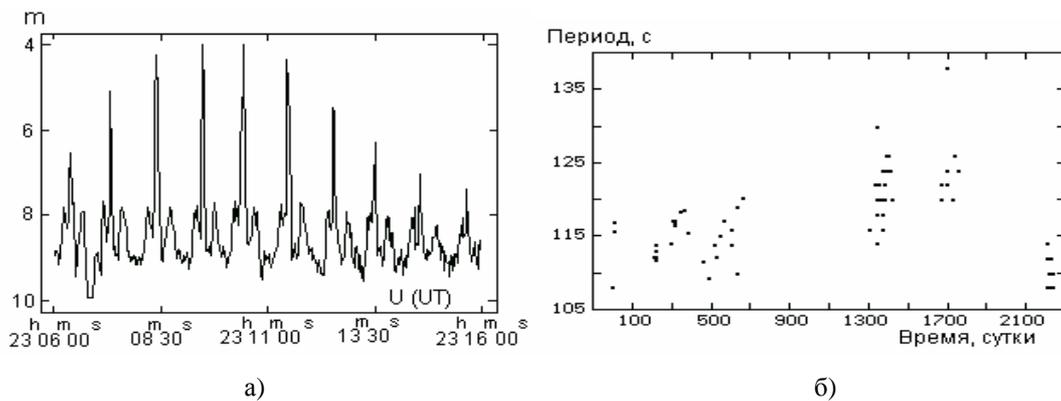


Рис.2. а) Кривая блеска ИСЗ «Мидас-7» (№63030.01), записанная 24.03.1982 г; б) изменения периода собственного вращения ИСЗ «Мидас-7» с 1978 по 1984 гг.

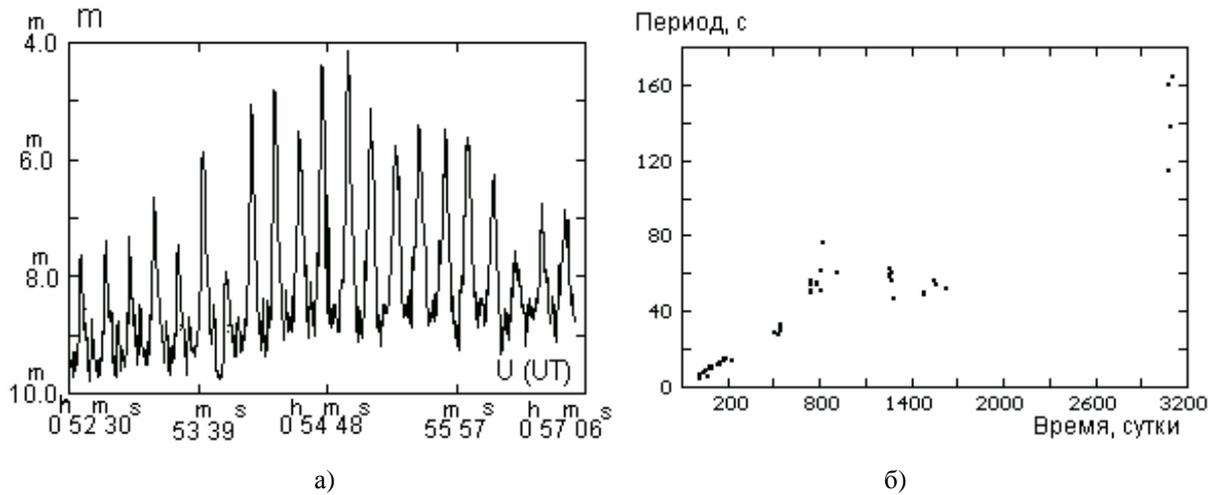


Рис.3. а) Кривая блеска ИСЗ «Метеор-2»(№ 70047.01), записанная 18.07.1978г.; б) изменение периода собственного вращения ИСЗ «Метеор-2»с 1978 по 1986 гг.

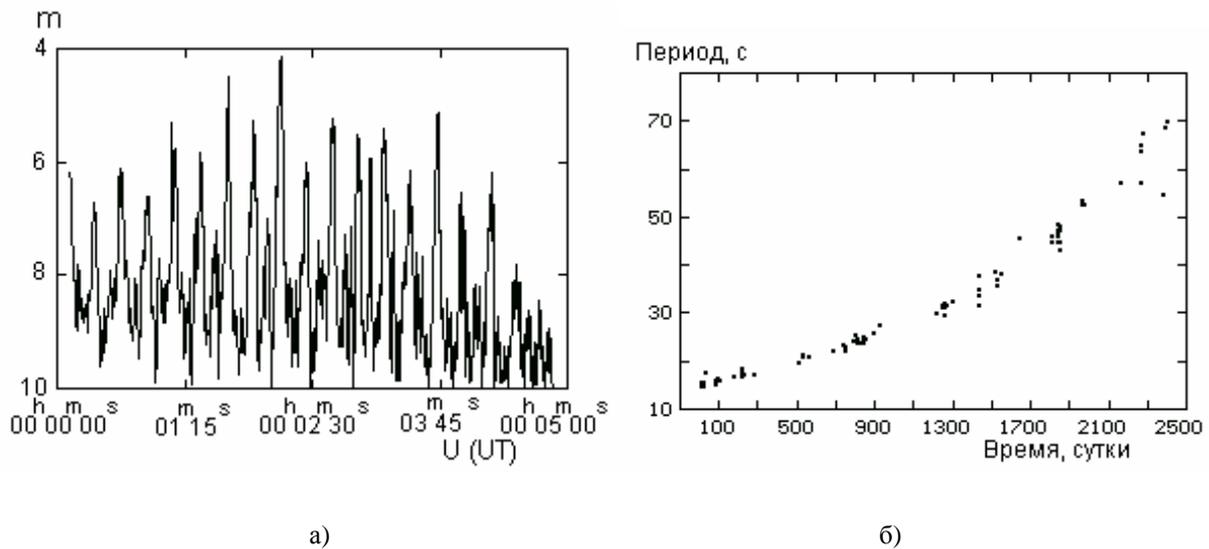


Рис.4. а) Кривая блеска ИСЗ «Космос-626» (№73108.01), записанная 2.04.1976 г.; б) изменения периода собственного вращения ИСЗ «Космос-626» с 1976 по 1982 гг.

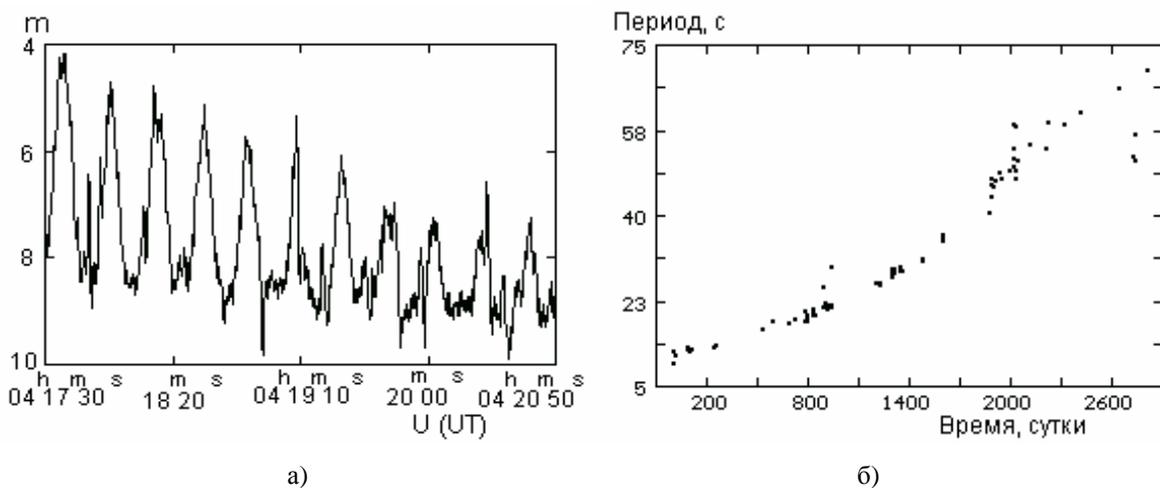


Рис.5. а) Кривая блеска ИСЗ «Космос-651» (№74029.01), записанная 12.12.1977 г.; б) изменения периода собственного вращения ИСЗ «Космос-651» с 1976 по 1983 гг.

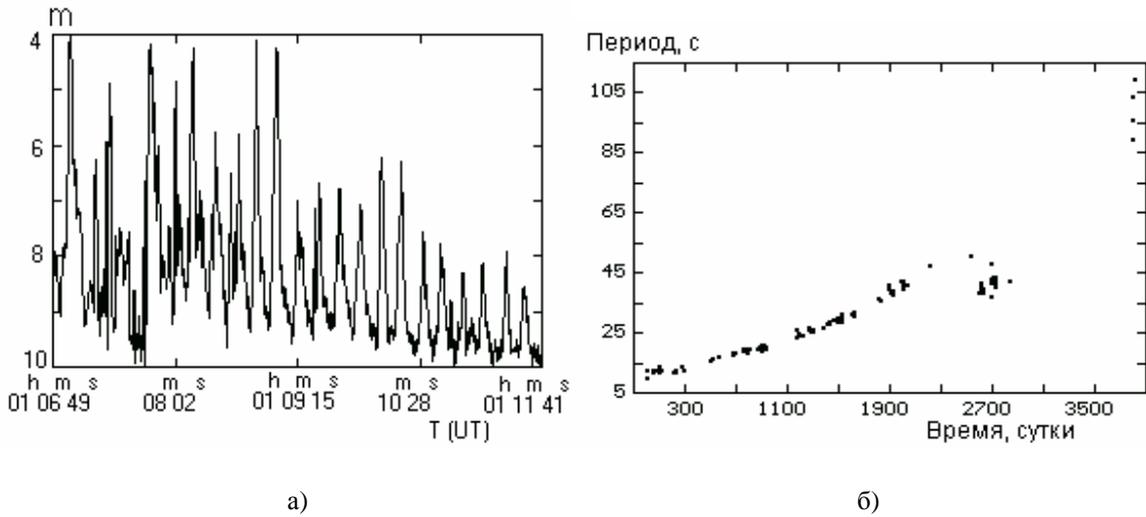


Рис.6. а) Кривая блеска ИСЗ «Космос-654» (№74032.01), записанная 10.05.1976 г.; б) изменение периода собственного вращения ИСЗ «Космос-654» с 1976 по 1986 гг.

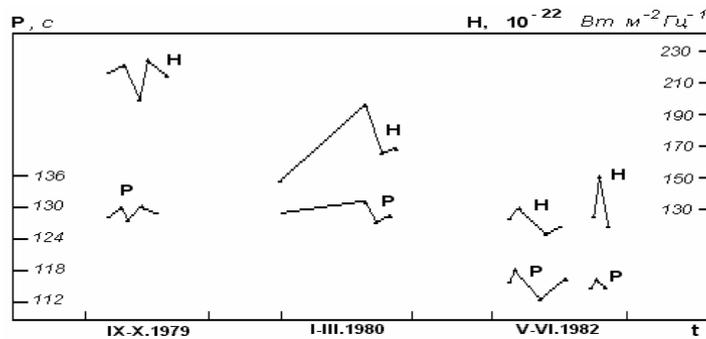


Рис.7. Фрагменты сопоставления солнечной активности на $\lambda = 10,7\text{см}$ (H) и периодов собственного вращения ИСЗ «Мидас-4» (P) на отдельные моменты наблюдений

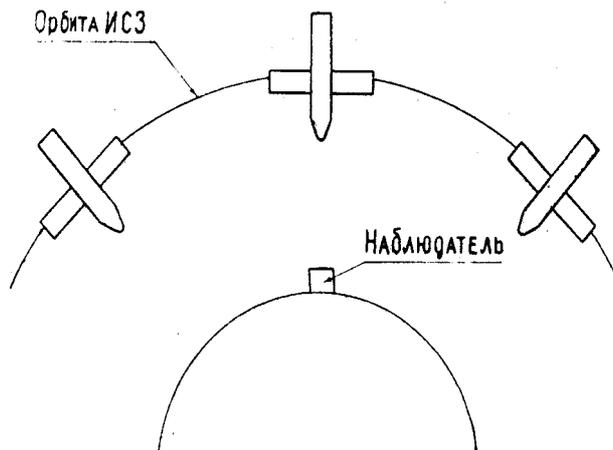


Рис.8. Ориентация ИСЗ серии «Мидас»

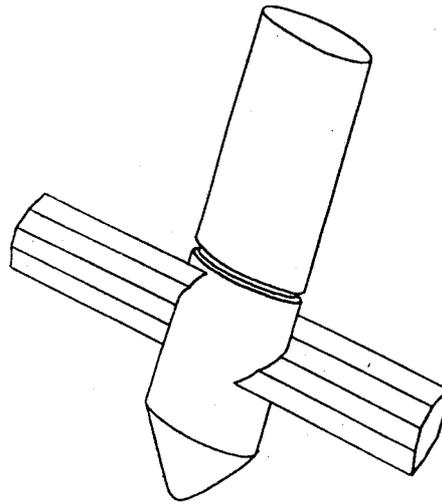


Рис.9. Макет ИСЗ «Мидас-4»

Таблица 3. Результаты определения величины возмущения, действующего на собственное вращение ИСЗ «Мидас»

Объект	Дата	$S_{эф}$ (m^2)	Q ($m/c^2 \cdot 10^8$)	L ($kg \cdot m^2/c$)	K ($H \cdot m$) 10^{-3}	M ($H \cdot m$) 10^{-5}	ΔM ($H \cdot m$) 10^{-5}	M_L ($H \cdot m$) 10^{-5}
1	2	3	4	5	6	7	8	9
«Мидас – 3»	18.03.82	6.63	1.93	30.656	1.5625	2.36	0.20	0.07
	23.03.82	7.19	2.10	30.317	1.5443	2.56	-0.06	2.33
	24.03.83	7.35	2.14	30.542	1.5557	2.62		
«Мидас – 4»	24.08.79	3.32	1.00	22.38	1.2379	1.18	0.68	0.45
	27.09.79	5.25	1.58	21.51	1.2175	1.78	0.09	0.27
	28.09.79	5.28	1.58	21.37	1.2057	1.87		
	10.10.79	5.83	1.75	22.02	1.2180	2.07	0.16	0.18
	11.10.79	6.28	1.89	21.85	1.2086	2.23		
	18.02.80	6.94	2.08	22.05	1.2197	2.47	0.62	3.11
	18.02.80	8.68	2.61	22.29	1.2330	3.09		
	23.03.82	5.19	1.57	25.27	1.3421	1.86	0.09	0.25
	24.03.82	4.92	1.49	25.50	1.2540	1.77	-0.29	-0.23
	25.03.82	5.74	1.74	25.29	1.3433	2.06		
«Мидас – 7»	22.03.82	5.86	1.79	22.71	1.2352	2.09	-0.68	0.11
	23.03.82	7.79	2.38	22.81	1.2404	2.77	0.54	0.02
	24.03.82	6.27	1.92	22.83	1.2416	2.23	0.19	0.42
	24.03.82	5.71	1.75	23.17	1.2604	2.04	0.91	1.92
	25.03.82	8.29	2.53	22.98	1.2499	2.95		
	26.05.82	4.88	1.49	22.02	1.1277	1.74	0.53	0.55
	27.05.82	3.40	1.04	23.12	1.1977	1.21		

О ГЕНЕРАЦИИ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Юхимук А. К.², Федун В. Н.^{1,2}, Войцеховская А. Д.², Черемных О. К.³

¹*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко*

²*Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев*

³*Институт космических исследований НАНУ и НКАУ, Киев*

Предложен нелинейный механизм трансформации альвеновских МГД–волн в кинетические альвеновские волны в однородной замагниченной плазме с малым плазменным параметром $\beta \ll 1$. В качестве механизма генерации рассмотрена параметрическая неустойчивость, где волной накачки является магнитогиродинамическая альвеновская волна. На основе двухжидкостной магнитной гидродинамики и уравнения Власова получено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие. Найдены инкремент, время и порог развития неустойчивости. Показано, что рассмотренный нелинейный процесс является эффективным в солнечной короне.

Введение

Альвеновские волны являются одним из наиболее распространенных типов волн в космической плазме. В межпланетной плазме альвеновские волны были исследованы Бэлчером и Дэвисом по данным, полученным на «Маринер–5» [6]. Зарегистрированные альвеновские волны, как правило, распространялись от Солнца. Энергия волн была часто сравнима с энергией крупномасштабного магнитного поля и тепловой энергией плазмы. В тоже время на долю магнитозвуковых волн по оценкам авторов приходилось не более 10% спектральной мощности. Большинство геомагнитных пульсаций также являются альвеновскими волнами, возбуждающимися в магнитосфере Земли и в солнечном ветре [2]. Геомагнитные пульсации были по существу первыми электромагнитными волнами, зарегистрированными учеными около ста лет тому (см. [2] и ссылки к ней). Одним из самых загадочных явлений на Солнце является необычайно высокая температура солнечной короны, которая достигает 10^6 К (по сравнению с $5 \cdot 10^3$ К на уровне фотосферы). Для поддержания такой высокой температуры и компенсации радиационного охлаждения (характерное время которого порядка суток) необходим постоянный приток тепловой энергии. Считается, что необходимая энергия переносится альвеновскими волнами, которые возбуждаются в нижних слоях атмосферы Солнца. Альвеновские волны играют также важную роль в процессах нагрева солнечного ветра и переноса энергии от Солнца к Земле. Проблеме нагрева солнечной короны МГД–волнами посвящено большое количество работ (см. [3] и ссылки к ней). Однако альвеновские МГД–волны являются слабозатухающими, и возникает проблема передачи энергии от волны к частицам плазмы. В настоящей работе рассматривается процесс трансформации альвеновских МГД–волн в кинетические альвеновские волны (КАВ), которые эффективно взаимодействуют с частицами плазмы и передают им свою энергию.

Впервые кинетические эффекты (учет конечности ларморовского радиуса протонов) в альвеновских волнах были учтены в работах [8, 16]. Однако только после публикации работы Хасегавы [10] кинетическим альвеновским волнам начали уделять достаточно внимания.

Повышенный интерес к КАВ [4, 5, 9, 21, 22, 11, 12, 15, 17, 18] обусловлен тем, что благодаря своим специфическим свойствам они играют важную роль во многих физических процессах, происходящих в космической среде: нелинейное взаимодействие и трансформация волн, нагрев плазмы и ускорения частиц. Кинетические альвеновские волны неоднократно наблюдались в космической плазме с помощью космических аппаратов [13, 19, 20].

Рассматривается однородная замагниченная плазма с малым плазменным параметром $\beta = 8\pi(n_e T_e + n_i T_i) / B_0^2 \ll 1$, в которой распространяется альвеновская МГД-волна частотой ω_0 и волновым вектором \vec{k}_0 с законом дисперсии

$$\omega_0^2 = k_{0z}^2 V_A^2, \quad (1)$$

распадающаяся на две КАВ с волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 и частотами ω_1 и ω_2 , где

$V_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi n_0 m_i}}$ – альвеновская скорость, n_0 – равновесное значение плотности плазмы,

n_e и n_i – плотности электронов и ионов, T_e и T_i – температура электронов и ионов, \vec{B}_0 — внешнее магнитное поле, m_i — масса ионов.

При этом для эффективного взаимодействия волн должны выполняться условия синхронизма

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (2)$$

Также предполагается, что все волновые вектора расположены в плоскости XZ.

Основные уравнения

В качестве исходной системы уравнений для описания нелинейного взаимодействия низкочастотных магнитогидродинамических волн воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитной гидродинамики (МГД):

$$\frac{\partial \vec{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e_\alpha \vec{E} + \vec{F}_\alpha) + (\vec{v}_\alpha \times \omega_{B\alpha}) - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \vec{\nabla} n_\alpha, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} (n_\alpha \vec{v}_\alpha) = 0, \quad (4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho,$$

где $\vec{j} = e(n_i v_i - n_e v_e)$, $\rho = e(n_i - n_e)$, $\vec{F}_\alpha = \frac{e_\alpha}{c} (\vec{v}_\alpha \times \vec{B}) - m_\alpha (\vec{v}_\alpha \vec{\nabla}) \vec{v}_\alpha$. Индекс $\alpha = i, e$ соответствует ионному и электронному компонентам плазмы соответственно.

Плотность электронов и их скорости, электрическое и магнитное поле представим в виде сумм

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + \tilde{n}_0 + n_1 + n_2, \\ \vec{v} &= \vec{v}_0 + \vec{v}_1 + \vec{v}_2, \\ \vec{E} &= \vec{E}_0 + \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 + \vec{b}_0 + \vec{b}_1 + \vec{b}_2, \end{aligned} \quad (7)$$

где, \tilde{n}_0 — возмущение электронного компонента плотности плазмы в поле альвеновской волны, индекс "0" обозначает переменные, связанные с волной накачки, а индексы "1" и "2" — переменные связанные с КАВ-продуктами распада.

Дисперсионное уравнение для КАВ

Для получения нелинейного дисперсионного уравнения, описывающего кинетические альвеновские волны, воспользуемся плазменным приближением

$$n_{i1} = n_{1e}, \quad (8)$$

где n_{i1} и n_{1e} - возмущенные плотности ионов и электронов.

Из уравнения движения и непрерывности для электронов находим

$$\frac{n_{1e}}{n_0} = \frac{1}{1 - \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2}} \frac{e}{T_e} \left[\varphi_1 - A_1 + \frac{k_{1x}}{k_{1z}^2} \frac{\omega_1}{\omega_{Be}} \frac{1}{e} \left(i \frac{\omega_1}{\omega_{Be}} F_{1x} + F_{1y} \right) + \frac{1}{iek_{1z}} F_{1z} - \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} \frac{\vec{k}_1}{\omega_1} \left(\frac{n_1}{n_0} \vec{V}_1 \right)_e \right] \quad (9)$$

где $A_1 = \frac{V_{1f}}{c} A_{1z}$, $V_{1f} = \frac{\omega_1}{k_{1z}}$ — фазовая скорость, F_{1x} , F_{1y} , F_{1z} — компоненты поперечной силы, A_{1z} — z-й компонент векторного потенциала.

Для возмущенной компоненты плотности ионов воспользуемся выражением представленным в работе [14]

$$n_{i1} = -\frac{k_1^2}{4\pi e} \chi_{i1} \varphi_1, \quad (10)$$

$$\chi_{1i} \approx \frac{1}{k_1^2 d_i^2} \left[1 - \Gamma_0(\mu_{1i}) - \frac{2\omega_1^2 \Gamma_1(\mu_{1i})}{\omega_1^2 - \omega_{Bi}^2} \right] \equiv \frac{\alpha_1}{k_1^2 d_i^2}. \quad (11)$$

Здесь $d_i = \left(\frac{T_i}{4\pi m_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ — дебаевский радиус ионов, $\Gamma_{0,1}(\mu_{1i}) = I_{0,1}(\mu_{1i}) \exp(-\mu_{1i})$,
 $\mu_{1i} = k_{1x}^2 \rho_i^2$, $\rho_i = v_{Ti} / \omega_{Bi}$ — ларморовский радиус ионов, $I_{0,1}$ — модифицированные функции Бесселя,

$$\alpha_1 = 1 - \Gamma_0(\mu_{1i}) - \frac{2\omega_1^2 \Gamma_1(\mu_{1i})}{\omega_1^2 - \omega_{Bi}^2}. \quad (12)$$

Используя эти обозначения, n_{1i} удобно записать в виде

$$n_{1i} = -\frac{\alpha_1}{4\pi e d_i^2} \varphi_1, \quad (13)$$

Подставляя (9) и (13) в (8) находим связь между A_1 и φ_1 :

$$A_1 = \varphi_1 \left[1 + \alpha_1 \frac{T_e}{T_i} \left(1 - \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} \right) \right] - \frac{k_{1x}^2 \omega_1^2}{k_{1z}^2 \omega_{Be}^2} \frac{1}{iek_{1x}} \left(F_{1ex} - i \frac{\omega_{Be}}{\omega_1} F_{1ey} \right) \frac{1}{iek_{1z}} F_{1ez} - \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} \frac{\vec{k}_1}{\omega_1} \left(\frac{n_1}{n_0} \vec{V}_1 \right), \quad (14)$$

$\omega_{Be} = \frac{eB_0}{m_e c}$ — электронная циклотронная частота. Последний член в (16) учитывает концентрационную нелинейность.

С другой стороны, выражение для A_1 получим, используя закон Ампера

$$-k_1^2 k_{1z} A_{1z} = \frac{4\pi}{c} k_{1x} j_{1x}, \quad (15)$$

Линейная часть поперечного компонента тока j_{1x} определяется ионным компонентом, а нелинейная часть j_{1ex}^{NL} связана с нелинейным электронным компонентом который возникает в результате взаимодействия альвеновской МГД-волны накачки и второй КАВ:

$$j_{1x} = en_0 V_{1ix}^L + j_{1ex}^{NL}. \quad (16)$$

Подставляя в (16) выражения для ионной компоненты скорости и нелинейный электронный ток, мы получаем вторую связь между A_1 и φ_1

$$A_1 = \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \varphi_1 + \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2} \frac{m_i}{e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \left(\frac{n_e^L}{n_0} V_{1ex}^L \right) + \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2} \frac{m_i}{e} \frac{\omega_1^2}{\omega_{Be}^2} \times$$

$$\left\{ \left(\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} - 1 \right)^{-1} \frac{1}{im_e k_{1z}} F_{1ez} + \left(\frac{V_{1f}^2}{V_{Te}^2} - 1 \right)^{-1} \bar{k}_1 \left(\frac{n_1 \vec{V}_1}{n_0} \right) + \frac{1}{im_e k_{1x}} \left(F_{1ex} - i \frac{\omega_{Be}}{\omega_1} F_{1ey} \right) \right\} \quad (17)$$

Приравнявая (14) и (17) получаем нелинейное уравнение описывающее дисперсию кинетических альвеновских волн для произвольных значений тепловой скорости электронов $V_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$, μ_i , χ_{1e} , а также ω_1/ω_{Bi} :

$$\left[\frac{V_{1f}^2}{V_A^2} \left(1 + \alpha_1 \left(\frac{\chi_{1e}}{\mu_i} - 1 \right) \right) - \left(1 + \alpha_1 \frac{T_e}{T_i} \right) \right] \varphi_1 = Q_{1NL}, \quad (18)$$

где Q_{1NL} определяется выражением

$$Q_{1NL} = \frac{1}{iek_{1z}} F_{1ex} - \frac{m_e}{m_i} \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 + \chi_{1e}) \frac{1}{iek_{1x}} \left(F_{1ex} - i \frac{\omega_{Be}}{\omega_1} F_{1ey} \right) - \frac{1}{\delta_i^2 k_{1z}^2} \frac{m_i}{e} (1 + \chi_{1e}) \left(\frac{n_{1e}^L}{n_0} V_{1ex}^L \right),$$

$$\chi_{1e} = k_{1x}^2 \delta_e^2,$$

где $\delta_e = c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина, $\delta_i = c/\omega_{pi}$ — ионная инерционная длина, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$ — электронная плазменная частота, $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_i}$ — ионная плазменная частота.

Для случая $\mu_i \ll 1$ из (12) имеем $\alpha_1 = \frac{\mu_i \omega_{Bi}^2}{\omega_{Bi}^2 - \omega_1^2}$. При отсутствии волны накачки из (18) следует линейное дисперсионное уравнение для КАВ

$$\omega_1^2 = \frac{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_{Bi}^2} + \mu_{1S}}{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_{Bi}^2} + \chi_{1e}} k_{1z}^2 V_A^2, \quad (19)$$

где $\mu_{1S} = k_{1x}^2 V_S^2 / \omega_{Bi}^2$, $V_S = \sqrt{T_e/m_i}$ — скорость ионного звука.

В (19) учитываются как эффекты, связанные с конечностью ларморовского радиуса ионов, и эффекты, связанные с учетом электронной инерциальной длины.

Для случая $\omega_1 \ll \omega_{Bi}$ $\alpha_1 \approx \mu_i$ и из (19) имеем

$$\omega_1^2 = \frac{1 + \mu_{1S}}{1 + \chi_{1e}} k_{1z}^2 V_A^2. \quad (20)$$

Компоненты скорости в поле кинетической альвеновской волны

Из уравнений движения и непрерывности для электронов, находим компоненты скорости электронов в поле кинетической альвеновской волны

$$\begin{aligned}
 V_{1ex} &= \mu_{1e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \left[1 - \frac{1}{\eta_1} \left(\mu_{1e} - \frac{V_{Te}^2}{V_A^2} \left(1 - \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \right) \right) \right] \Phi_1, \\
 V_{1ey} &= i \mu_{1e} \frac{\omega_{Be1}}{k_{1x}} \left[1 - \frac{1}{\eta_1} \left(\mu_{1e} - \frac{V_{Te}^2}{V_{2f}^2} \left(1 - \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \right) \right) \right] \Phi_1, \\
 V_{1ez} &= \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}} \left[\frac{\mu_{1e}}{\eta_1} - \left(1 + \frac{1}{\eta_1} \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2} \right) \left(1 - \frac{V_{1f}^2}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \right) \right] \Phi_1,
 \end{aligned} \tag{21}$$

где $\eta_1 = 1 + \mu_{1e} - \frac{V_{Te}^2}{V_{1f}^2}$, $\Phi_1 = \frac{e \varphi_1}{T_e}$, $\mu_{1e} = \frac{k_{1x}^2 V_{Te}^2}{\omega_{Be}^2}$.

Для $\beta \ll 1$ выражения (21) упрощаются:

$$\begin{aligned}
 V_{1ex} &= \mu_{1e} \frac{\omega_1}{k_{1x}} \Phi_1, \\
 V_{1ey} &= i \mu_{1e} \frac{\omega_{Be}}{k_{1x}} \Phi_1, \\
 V_{1ez} &= -\mu_{1S} V_{1f} \Phi_1,
 \end{aligned} \tag{22}$$

Из уравнения (6) находим магнитное поле КАВ:

$$b_{1y} = -i c k_{1x} \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}}{V_A^2} (1 - \alpha_1) \Phi_1. \tag{23}$$

Для случая $\mu_{1i} \ll 1$, $\omega_1 \ll \omega_{Bi}$ (23) можно представить в виде

$$b_{1y} = -i c k_{1x} \frac{T_e}{e} \frac{V_{1f}}{V_A^2} \Phi_1. \tag{24}$$

Из уравнения движения для электронов находим компоненты скорости электронов в поле МГД альвеновской волны:

$$\begin{aligned}
 V_{0x} &= i \frac{e \omega_0}{m_e \omega_{Be}^2} E_{0x}, \\
 V_{0y} &= -\frac{e}{m_e \omega_{Be}} E_{0x}.
 \end{aligned} \tag{25}$$

Из уравнения Максвелла (6) находим магнитное поле МГД-волны

$$B_{0y} = \frac{ck_{0z}}{\omega_0} E_{0x}. \quad (26)$$

Используя выражения (18), (22)-(26), дисперсионное уравнение для дисперсных альвеновских волн можно представить в виде

$$\varepsilon_{1A} \Phi_1 = \mu_{1A} (E_{0x} \Phi_2^*), \quad (27)$$

$$\text{где } \mu_{1A} = -i \frac{e}{m_e} \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{V_A^2}{\omega_{Be}^2} \frac{k_{0z} k_{2x} k_{1z}^2}{k_{2z}} \frac{1}{1 + \chi_{1e}}, \quad \varepsilon_{1A} = \omega_1^2 - \frac{1 + \mu_{1S}}{1 + \chi_{1e}} k_{1z}^2 V_A^2.$$

Дисперсионное уравнение для второй кинетической альвеновской волны совпадает с выражением (27) с точностью до замены индекса “1” на “2”.

Нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие

Используя дисперсионные уравнения для двух КАВ, находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_{1A}^* \varepsilon_{2A} = \mu_{1A}^* \mu_{2A} |E_{0x}|^2. \quad (28)$$

В случае отсутствия волны накачки ($|E_{0x}|^2 = 0$) в плазме будут распространяться две не взаимодействующие друг с другом кинетические альвеновские волны. При наличии волны накачки энергия от альвеновской МГД-волны будет передаваться кинетическим альвеновским волнам, что приведет к нарастанию их амплитуд. Полагая в (28) $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$, $\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma$, ($|\gamma| \ll \omega_{1r}, \omega_{2r}$) и раскладывая ε_{1A} и ε_{2A} в ряд Тейлора по малому параметру γ , представим инкремент развития параметрической неустойчивости в виде

$$\gamma^2 = \frac{\mu_{1A}^* \mu_{2A} |E_{0x}|^2}{\frac{\partial \varepsilon_{1A}}{\partial \omega_1} \frac{\partial \varepsilon_{2A}}{\partial \omega_2}} \bigg|_{\substack{\omega_1 = \omega_{1r} \\ \omega_2 = \omega_{2r}}}, \quad (29)$$

где ω_{1r} , ω_{2r} найдем из уравнений $\varepsilon_{1A}(\omega_{1r}, \vec{k}_1) = 0$, $\varepsilon_{2A}(\omega_{2r}, \vec{k}_2) = 0$. Подставляя в (29) выражения $\frac{\partial \varepsilon_{1A}}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$, $\frac{\partial \varepsilon_{2A}}{\partial \omega_2} = 2\omega_2$ и коэффициенты связи, получим инкремент развития неустойчивости:

$$\gamma = \sqrt{\frac{W}{16}} (\mu_{1i} \mu_{2i})^{1/4} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}} \omega_0, \quad (30)$$

$$\text{где } W = \frac{|E_0|^2}{4m_0T_e}.$$

Следует отметить, что данная неустойчивость будет существовать только при определенной амплитуде волны накачки. Пороговое условие находим из уравнения

$$(\gamma - \gamma_{1A})(\gamma - \gamma_{2A}) = \gamma_0^2, \quad (31)$$

где γ_{1A} , γ_{2A} — декременты затухания кинетических альвеновских волн.

Полагая в (31) $\gamma_0 = 0$, получим

$$\gamma_0^2 = \gamma_{1A}\gamma_{2A}. \quad (32)$$

Декременты затухания кинетических альвеновских волн определяются выражением

$$\gamma_{jA} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{V_{Te}}{V_A} \mu_{ji} \omega_j \quad (j=1,2). \text{ Из (32) находим выражение для порогового значения амплитуды волны накачки, при превышении которого развивается параметрическая неустойчивость:}$$

туды волны накачки, при превышении которого развивается параметрическая неустойчивость:

$$E_{\text{пор}} = \sqrt{2\pi} \frac{\omega_{pe}}{c} V_{Te}^2 \frac{m_e}{e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{(\omega_1 \omega_2)^{1/2}}{\omega_0} (\mu_{1i} \mu_{2i})^{1/4}. \quad (33)$$

Обсуждение

В работе рассмотрена распадная параметрическая неустойчивость, в результате которой альвеновская МГД-волна накачки распадается на две кинетические альвеновские волны $k_{1,2x} \gg k_{1,2z}$, дисперсия которых определяется кинетическими эффектами. КАВ имеют несколько наиболее важных отличительных черт от альвеновских МГД-волн, а именно: возможность переноса энергии поперек внешнего магнитного поля, наличие ненулевого компонента E_z , зависимость фазовой скорости от волнового вектора, а также большой декремент затухания. Следовательно, КАВ могут играть важную роль в процессах нагрева космической плазмы.

В качестве приложения полученных в работе теоретических результатов рассмотрим корону Солнца. Для характерных значений параметров корональной плазмы $B_0 = 100$ Гс, $T_e = 10^6$ К, $n_0 = 10^{10}$ см³ получим: $\omega_{Be} = 1,7 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\omega_{pe} = 5,6 \cdot 10^9$ с⁻¹, $V_A = 2 \cdot 10^8$ см/с. Подставляя эти значения в (30) и (33), а также полагая, что $b_0/B_0 = 0,5$, $E_0 = 0,14$ ед. СГС/см, $W = 7 \cdot 10^{-3}$ имеем: $\gamma \approx 6 \cdot 10^2$ с⁻¹, $E_{\text{порог}} = 0,1$ ед. СГС/см.

Следовательно, представленный процесс может приводить к перекачке энергии от крупномасштабных альвеновских МГД-волн к мелкомасштабным КАВ, которые в результате затухания Ландау будут нагревать корональную плазму.

1. Ахиезер А. Н., Ахиезер Н. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974, с. 720.
2. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. — М.: Наука, 1973, с. 208.
3. Гуссенс М. Магнитогидродинамические волны и волновой нагрев неоднородной плазмы. Космическая магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1995, с. 144–178.
4. Юхимук А. К., Войтенко Ю. М., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм возбуждения мелкомасштабных альвеновских волн в замагниченной плазме//Геомагнетизм и аэронаука, 1998, 38, N 3, с. 59–67.
5. Baronia A., Tiwari M. S. Kinetic Alfvén waves in a inhomogeneous anisotropic magnetoplasma in the presence of an inhomogeneous electric field. Particle aspect analysis//J. Plasma Phys., 2000, v. 63, N 4, P.311–328.
6. Belcher J. W., Davis J. Large-amplitude waves in the interplanetary medium//J. Geophys. Res., 1971, 76A, N 12, P. 3534–3547.
7. Brambilla M. Kinetic theory of plasma waves: homogeneous plasma//Clarendon Press, Oxford, 1998, P. 333.
8. Coroniti F. V., Kennel C. F. Auroral micropulsation instability//J. Geophys. Res., 1970, v. 75, N 10, P. 1863–1878.
9. Das A. C., Misra A. K. Kinetic Alfvén waves in three-component dusty plasmas//Phys. Rev. E., 1996, v. 53, N 4, P. 4051–4055.
10. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén waves//Phys. Fluids, 1976, 19, N 12, P.1924–1934.
11. Hollweg J. V. Kinetic Alfvén wave revisited//J. Geophys. Res., 1999, v. 104, N A7, P. 14,811–14,819.
12. Kletzing C. A. Electron acceleration by Kinetic Alfvén waves//J. Geophys. Res., 1994, v. 99, N A6, P. 11,095–11,103.
13. Louarn P., Wahlung J.-E., Chust T. Observation of kinetic Alfvén waves by the FREJA Spacecraft//Geophys. Res. Lett., 1994, v. 21, N17, P. 1847–1850.
14. Rao N. N., Kaup D. J. Excitation of electron cyclotron harmonic waves in ionospheric modification experiments//J. Geophys. Res., 1992, 97, N 15, P. 6323.
15. Shukla P. K., Stenflo L. Generalized dispersive Alfvén waves//J. Plasma Phys., 2000, v. 64, part 2, P.125–130.
16. Stefant R. J. Alfvén wave damping from finite gyroradius coupling to the ion acoustic mode// Physics of Fluids, 1970, v. 13, N 2, P. 440–450.
17. Voitenko Yu. M. Three-wave coupling and parametric decay of kinetic Alfvén waves//J. Plasma Phys., 1998, v. 60, N 3, P. 497–508.
18. Voitenko Yu. M., Goossens M. Turbulent dynamic of kinetic Alfvén waves//Physica Scripta., 2000, v. T84, P.194–202.
19. Volokitin A. S., Dubinin E. M. The turbulence of Alfvén waves in the polar magnetosphere of the Earth//Planet Space Sci., 1989, 31, N 7, P. 761–768.
20. Wahlung J.-E., Louarn P., Chust T. et al. On ion acoustic turbulence and the nonlinear evolution of kinetic Alfvén waves in aurora//Geophys. Res. Lett., 1994, 21, N 17, P. 1831–1834.
21. Yukhimuk V., Voitenko Yu., Fedun V., Yukhimuk A. Generation of kinetic Alfvén waves by upper-hybrid pump waves//J. Plasma Phys., 1998, v. 60, part 2, P. 485–495.
22. Yukhimuk A. K., Kuts S. V. The effect of sporadic Solar radio emission of kinetic Alfvén waves//Kinematika Fiz. Nebesnykh tel, 1990, v. 6, N 2., P. 66.

КОСМИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ РАЗМЕРА И ФОРМЫ ВИДИМОГО ДИСКА СОЛНЦА

Бабенко Ю. Г., Вертиполох А. Я., Гнатык Б. И., Данилевский В. А.

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

Приводится краткий обзор результатов современных измерений фотосферного диаметра Солнца и его сжатия. Обосновывается необходимость повышения точности измерений этих параметров Солнца, предлагается концепция и структурная схема прибора для измерений углового диаметра и сжатия видимого диска Солнца из-за пределов земной атмосферы.

В современную эпоху данные о диаметре и форме поверхности Солнца (т.е. о сжатии вдоль полярной оси) используются при решении таких задач, как 1) калибровка эволюционных моделей внутреннего строения Солнца; 2) поиски возможных изменений размеров Солнца на разных отрезках времени, от 11/22-летнего цикла до периодов порядка 10^6 лет, и связанных с этим вариаций светимости Солнца и возможного их влияния на эволюцию земного климата; 3) определения квадрупольного момента Солнца, влияющего на эволюцию планетных орбит [1].

В последнее время в гелиофизике используются два определения диаметра Солнца. 1) Фотосферный диаметр — это диаметр солнечной фотосферы, которая создает контур видимого диска Солнца. Он определяется как диаметр слоя, где температура среды равна эффективной температуре Солнца T_{ef} , связанной с его светимостью L_S и радиусом R_S указанного слоя формулой: $L_S = 4\pi \cdot R_S^2 \cdot \sigma \cdot T_{ef}^4$. 2) “Сейсмический” диаметр Солнца, т. е. диаметр эквипотенциальной поверхности, циклическая частота фундаментальных мод колебаний которой измеряется средствами гелиосейсмологии и связана с массой Солнца и радиусом указанной поверхности. Определения сейсмического диаметра начались в 1996–1997 гг. по данным измерений указанной частоты прибором SOI/MDI на космической обсерватории SOHO [2], а также в сети наземных гелиосейсмологических станций GONG [3]. Как оказалось, сейсмический радиус меньше усредненного фотосферного приблизительно на 0.04 %, что составляет приблизительно 275 км при оценке погрешности для сейсмического радиуса около 30 км. Это расхождение пока еще не имеет объяснения и, возможно, отображает различие физической сущности этих величин, поскольку фотосфера — это видимая поверхность Солнца глубиной в 100–150 км, тогда как сейсмический диаметр определяется физическим состоянием солнечной плазмы на глубине в несколько тыс. км. С другой стороны, это может свидетельствовать также и о недостаточной точности измерений радиуса солнечной фотосферы. Современные наземные измерения угловых размеров видимого солнечного диска выполняются многими методами при фотоэлектрической или визуальной регистрации положения ее лимба в поле зрения телескопа в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн излучения, так как в этом диапазоне на-

блюдается четкий край солнечного диска. Также угловой фотосферный диаметр Солнца определяется по данным наблюдений полных затмений Солнца и прохождений Меркурия по его диску [1, 5]. При этом имеет место разброс значений радиуса Солнца в пределах 1000–1500 км (что для стандартного расстояния 1 а. е. составляет приблизительно 1.5–2") как полученных разными методами на одну и ту же эпоху, так и между полученными одним и тем же методом на разные эпохи, равно как и между результатами его определений в разных местах разными методами. Указанные различия намного превосходят декларируемые (приблизительно на уровне 0.05 - 0.1" или же приблизительно 35–70 км) погрешности усредненных результатов измерений [1, 6]. Но по светимости и радиусу фотосферы калибруются современные модели внутреннего строения Солнца. При этом "подгонка" указанных параметров к соответствующим значениям, полученным из астрономических наблюдений, выполняется с относительной точностью порядка 10^{-4} – 10^{-6} [4]. Для углового радиуса солнечного диска на расстоянии 1 а. е. это составляет ошибку порядка 0.001-0.01", что намного меньше указанного выше разброса результатов его современных измерений. Если указанные выше различия между фотосферным и сейсмическим радиусами Солнца окажутся реальными, то это приведет к изменению глубины конвективной зоны, профиля плотности солнечной плазмы и других параметров, т. е. уточнение фотосферного радиуса Солнца из измерений привело бы к уточнению моделей его внутреннего строения.

С другой стороны, возможные вариации светимости Солнца, хотя бы в пределах ошибок ее измерений (порядка 0.1 %), могут существенно влиять на климат Земли. В частности, по оценкам климатологов, изменение солнечной постоянной на 1 % может привести к изменениям равновесной температуры Земли как планеты приблизительно на 0.65 К, а изменение температуры поверхности может быть в несколько раз большим [10]. А поскольку из приведенной выше формулы, связывающей светимость, радиус и эффективную температуру, при пренебрежении возможными изменениями эффективной температуры вытекает, что вариации радиуса Солнца должны примерно вдвое превышать вариации светимости, так как $\frac{\Delta L}{L} \approx 2 \cdot \frac{\Delta R}{R}$, то этим также обосновываются попытки выявить их для оценок изменчивости светимости Солнца [1].

Одна из главных причин указанного выше разброса результатов наземных измерений фотосферного диаметра Солнца — влияние земной атмосферы на положение края изображения солнечного диска в фокальной плоскости телескопа. Вклад земной атмосферы в суммарную ошибку одного измерения фотосферного диаметра Солнца для разных мест наблюдений изменяется со временем, и по оценкам разных авторов может составлять приблизительно от 0.1 до 1" [7, 8]. Меньше влияет атмосфера на результаты определения фотосферного диаметра из наблюдений полных затмений Солнца и прохождений Меркурия по его диску. Но кроме того, что эти явления случаются довольно редко, процедуры их наблюдений и обработки данных достаточно сложны, с чем связаны специфические ошибки определения диаметра Солнца этими методами [1, 5, 9].

Вопрос о вековых трендах и вариациях размеров Солнца из наблюдений как в нашу эпоху, так и в прошлом, остро дискутируется, выводы противоречивы и зависят от метода измерений, что и не удивительно при указанных выше ошибках. Анализ некоторыми исследователями рядов данных измерений диаметра солнечной фотосферы с наземными приборами в оптическом диапазоне спектра, а также анализ наблюдений полных затмений Солнца и прохождений Меркурия по его диску показывают наличие в этих рядах вариаций диаметра с периодами приблизительно в 11, 22, 80 лет при амплитудах приблизительно от 0.1 до 0.25", но при существенных сдвигах фаз между разными рядами и рядом показателей солнечной активности [1, 6, 9, 11]. Поэтому обнаружение каких-либо изменений диаметра Солнца по данным наземных измерений пока что подвергается сомнениям [8].

Форма видимого солнечного диска представляет собой проекцию на небесную сферу эквипотенциальной поверхности, определяемой распределением вещества в теле Солнца. В зависимости от внутреннего строения Солнца форма его поверхности может в той или иной степени отклоняться от сферы. Форма поверхности Солнца играет важную роль в астрономии и астрофизике по нескольким причинам [12], и в частности потому, что она влияет на эволюцию планетных орбит. Поскольку ось вращения Солнца наклонена относительно плоскости эклиптики, то величина его квадрупольного момента J_2 , определяемого через сжатие Солнца вдоль полярной оси, может вызывать заметные вековые вариации орбитальных элементов планет [12–14]. Также без надежного определения квадрупольного момента Солнца трудно оценить релятивистский вклад в движение линий апсид планет, в частности Меркурия, поскольку данные астрометрических наблюдений малых планет дают лишь возможность оценить верхний предел для J_2 , и, кроме того, ряды наблюдений планет с достаточно малыми перигелийными расстояниями имеют существенные пробелы. С другой стороны, квадрупольный момент Солнца может служить одним из входных параметров для моделирования его внутреннего строения, поэтому важно определять J_2 с наивысшей достижимой точностью [12–14]. Сжатие солнечного диска определяется как отношение разницы между его экваториальным и полярным радиусами к экваториальному радиусу. Теоретическая оценка этого параметра зависит от принятой модели внутреннего строения Солнца как звезды и распределения скорости вращения по его телу. Современные оценки сжатия Солнца, в зависимости от принятой теории, дают значения от $6.7 \cdot 10^{-6}$ до $1.1 \cdot 10^{-5}$, что соответствует разности экваториального и полярного радиусов приблизительно от 0.0064 до 0.010" с ошибкой ± 0.0001 " [12–14]. По измерениям, выполненным в 1966–1994 гг. с наземными инструментами, и с аэростата в 1992 г. значения этого параметра находятся в диапазоне от $6.2 \cdot 10^{-6}$ до $4.2 \cdot 10^{-5}$ при ошибках от $1 \cdot 10^{-6}$ до $6 \cdot 10^{-6}$ [15, 16], т. е. разброс экспериментальных результатов превышает диапазон неопределенности теорий. Было также высказано предположение о возможности вариаций сжатия Солнца, связанных с солнечной активностью [17].

Для исключения влияния земной атмосферы на результаты определения фотосферного диаметра и сжатия Солнца, необходимо выполнять такие измерения за пределами земной атмосферы. До сих пор были выполнены два запуска специального инструмента — секстанта солнечного диска (SDS — Solar Disk Sextant) на воздушном шаре на высоту 36 км, где он на протяжении 5 часов выполнял измерения диаметра и сжатия солнечного диска [16, 18]. Также сообщалось о подготовке на базе указанного инструмента нового прибора EUDOSSO, предназначенного для измерений диаметра Солнца с борта космического аппарата [19], о дальнейшей судьбе этого проекта в научных изданиях сообщений не было. Кроме того, были сделаны также оценки вариаций фотосферного диаметра Солнца по его изображениям, полученным с упомянутым выше прибором SOHO/MDI на протяжении чуть более двух лет (с 19.04.1996 по 24.06.1998) [20]. Следует подчеркнуть, что в этих методах, как и в современных наземных методах, использующих невизуальную регистрацию солнечного излучения, диаметр фотосферы Солнца определяется как расстояние между точками перегиба функции распределения интенсивности излучения на диаметрально противоположных краях видимого диска вдоль его радиуса (функции потемнения солнечного диска к краю). А как известно из предыдущих исследований, в частности из наблюдений затмений Солнца, функция потемнения солнечного диска на его крае изменяется очень быстро — приблизительно на 3 порядка величины на отрезке радиуса, не превышающем 1". Кроме того, она имеет довольно сложную форму на участке за 1.5–2" до точки своего перегиба, а положение последней может зависеть от наличия факелов на лимбе диска в месте измерений [1]. Поэтому, по нашему мнению, результаты, полученные по ПЗС-изображениям Солнца на SOHO в масштабе приблизительно 1"/пкл, могут быть отягощены значительными погрешностями, ибо наиважнейшие и самые сложные по форме участки функции потемнения на лимбе интерполировались самое большее по трем измеренным точкам [20]. Это же касается и запланированного к запуску в 2005 г. французского космического аппарата «Picard» для одновременных измерений размера и формы видимого диска Солнца и его светимости [14, 21].

Нам представляется, что определение фотосферного диаметра солнечного диска по положениям точек перегиба функции распределения интенсивности на его лимбе будет корректным при пространственном разрешении порядка 0.1" или лучше. Указанная функция распределения интенсивности может быть построена по измерениям при помощи ПЗС-матриц, распределения яркости в изображении солнечного диска в фокальной плоскости телескопа. Мы предлагаем космический эксперимент по определению абсолютного фотосферного диаметра видимого солнечного диска и его сжатия путем измерений распределения интенсивности излучения на противоположных краях крупномасштабного (10–15"/мм) изображения вдоль радиуса диска с последующим определением углового расстояния между точками перегиба. Изображение строится при помощи телескопа системы Кассегрена с эквивалентным фокусным расстоянием 15–20 м, а распределение интенсивности измеряется при помощи ПЗС-матриц в нескольких

диаметрально противоположных участках лимба этого изображения. Определяя при помощи специального устройства — интерферометра фокальное расстояние телескопа, и поддерживая с необходимой точностью расстояние между ПЗС–детекторами в фокальной плоскости, а также измерив заранее инструментальный контур (аппаратную функцию) телескопа в пределах всего поля зрения, можно определять угловой диаметр Солнца, а также его сжатие с ошибкой порядка 0.001". Процедура измерений заключается в одновременном получении сигналов от всех ПЗС–детекторов одновременно и передаче их в устройство накопления данных на протяжении заданного промежутка времени (порядка 1 с) при частоте снятия данных порядка 10 Гц. Если длительность одного сеанса измерений будет 20–30 мин., то это позволит выявлять 5-минутные колебания солнечной поверхности.

Структурная схема предлагаемого прибора для измерения диаметра и формы солнечного диска приведена на рис. 1. Конструктивно прибор состоит из блока, расположенного вне герметичного отсека модуля космической станции, и из блока, расположенного в модуле станции. Внешний блок состоит из телескопа и системы наведения, блока фотодетекторов и системы контроля параметров телескопа. Внутренний блок (блок электроники) состоит из блоков накопления данных измерений, обработки и передачи информации, блоков управления и питания.

Измерения диаметра солнечной фотосферы в нашем эксперименте предполагается выполнять примерно в тех же участках оптического спектра солнечного излучения, в которых были получены длительные ряды наиболее точных наземных измерений: 0.47, 0.55, 0.63 и 0.80 мкм при ширине полос примерно от 0.01 мкм до 0.1 мкм.

Проведение систематических высокоточных измерений размеров и формы поверхности Солнца, по нашему мнению, позволит получить результаты, важные для изучения как строения и эволюции Солнца и Солнечной системы, так и механизмов солнечно-земных связей.

1. *Вариации глобальных характеристик Солнца*/Под ред. Э. А. Гуртовенко. Киев, 1992, 304 с.
2. Schou J., Kosovichev A. G., Goode P. R., Dziembowski W. A. Determination of the Sun's seismic radius from the SOHO Michelson Doppler Imager//*Astroph. J.*, vol. 489, 1997, pp. L197–L200.
3. Antia H. M. Estimate of solar radius from f-mode frequencies//*Astron. and Astroph.* vol. 330, 1998, pp. 336–340.
4. Guenther D. B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M. H. Standard solar model//*Astroph. J.*, vol. 387, 1992, pp. 372–393.
5. Danylevsky V. O. The solar diameter determination from data of the 1991 July 11 solar eclipse photoelectric observation / Proceedings of the 1999 solar eclipse workshop//*Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, vol. 28, 1999. №3, pp. 201–209.
6. Laclare F., Delmas C., Coin J.R., Irbah A. Measurements and variations of the solar diameter//*Solar Physics*, vol. 166, 1996, pp. 211–229.
7. Irbah A., Laclare F., Borgnino J., Merlin G. Solar diameter measurement with Salern Observatory astrolabe and atmospheric turbulence effect//*Solar Physics*, vol.149, 1994, pp. 213–230.
8. Toulmonde M. The diameter of the Sun over the past three centuries//*Astron. and Astrophys.* vol. 325, 1997, pp. 1174–1178.
9. Свешников М. Л.. Вариации радиуса Солнца из прохождений Меркурия по его диску//*Письма в АЖ*, т. 28, 2002, №2, с. 133–139.
10. Поток энергии Солнца и его изменения / ред. О. Уайт. — М.: Мир, 1980, 560 с.

11. Ulrich R. K., Bartello L. Solar-cycle dependence of the Sun's apparent radius in the neutral iron spectral line at 525 nm//*Nature*, vol. 377, 1995, No. 6546, pp. 214–215.
12. Rozelot J. P., Godier S., Lefebvre S. On the theory of the oblateness of the Sun//*Solar Physics*, vol. 198, 2001, pp. 223–240.
13. Dicke R. H. The solar oblateness and the gravitational quadrupole moment//*Astrophys. J.*, vol.159, 1970, pp. 1–24.
14. Godier S., Rozelot J. P. A new outlook on the “differential theory” of the solar quadrupole moment and oblateness//*Solar Physics*, vol. 199, 2001, pp.217–229.
15. Rösch J., Rozelot J. P., Deslandes H. A new estimate of the quadrupole moment of the Sun//*Solar Physics*, vol. 165, 1996, pp. 1–11.
16. Sofia S., Heaps W., Twigg L.W. The solar diameter and oblateness measured by the solar disk sextant on the 1992 september 30 balloon flight//*Astrophys. J.*, vol. 427, 1994, pp.1048–1052.
17. Dicke R. H., Khun J. R., Libbrecht K. G. The variable oblateness of the Sun: Measurement of 1984//*Astrophys. J.*, vol. 311, 1986, pp. 1025–1030.
18. Maier E., Twigg L., Sofia S. Preliminary results of a balloon flight of the solar disk sextant//*Astrophys. J.*, vol. 389, 1992, pp.447–452.
19. Paterno L., Sofia S. EUDOSSO: a space project for solar oscillations and long term variability relevant to climatic changes//*Solar Physics*, vol. 152, 1994, pp. 303–308.
20. Emilio M., Khun J. R., Bush R. I., Scherrer P. On the Constancy of the solar diameter//*Astrophys. J.*, vol. 543, 2000, pp .1007–1010.
21. Dame L., Herse M., Thuillier G. et al. Picard: simultaneous measurements of the solar diameter, differential rotation, solar constant and their variations//*Adv. in Space Res.*, vol. 24, 1999, № 2, pp. 205–214.

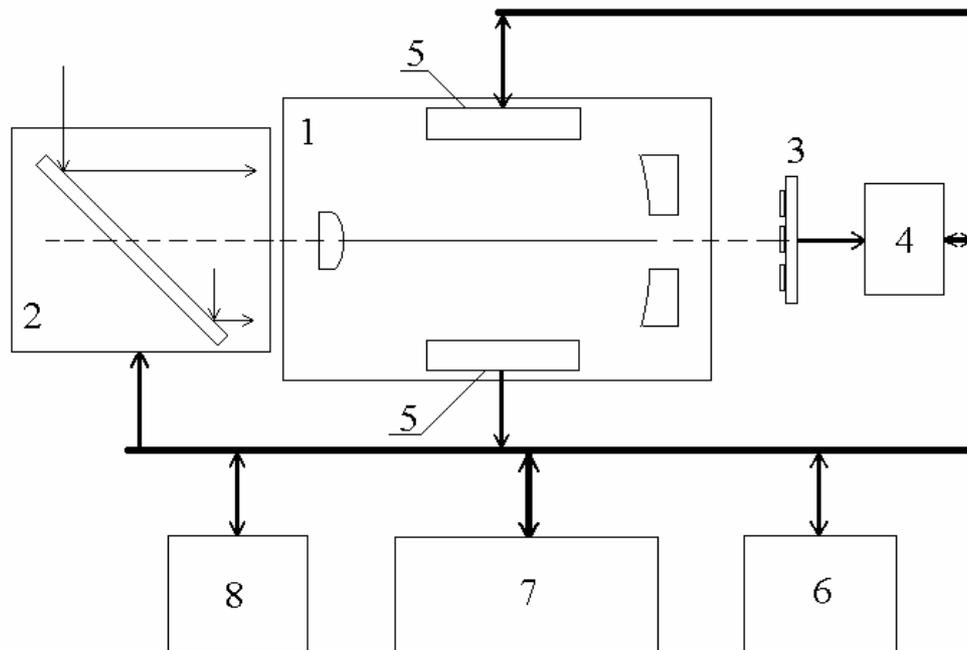


Рис. 1. Структурная схема прибора для измерения диаметра и формы солнечного диска

1 — длиннофокусный телескоп; 2 — система наведения телескопа на Солнце; 3 — блок фотодетекторов; 4 — блок накопления данных измерений; 5 — система контроля параметров телескопа; 6 — блок обработки и передачи информации; 7 — блок управления; 8 — блок питания.

НАГРЕВ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ И ВАРИАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гельфрейх Г. Б.¹, Гольдварг Т. Б.², Копылова Ю. Г.¹, Наговицын Ю. А.¹,

Цап Ю. Т.³, Цветков Л. И.³

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

³ Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Крым, Украина

На основе наблюдательных данных, полученных в сентябре 2001 г. с помощью РТ–22 КрАО на частотных каналах 8.6 и 15.4 ГГц, методами вейвлет-анализа исследуются квазипериодические вариации микроволнового излучения активных областей Солнца с периодами $T < 10$ мин. Установлено, что наибольшей амплитудой обладают колебания с $T \approx 3$ мин, тогда как квазипериодические вариации с $T < 10$ с оказались подавлены. Обнаружены осцилляции излучения с $T = 10..40$ с, которые связываются с возмущениями альвеновского типа в верхней атмосфере Солнца.

1. Введение

Из наблюдений в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах длин волн следует, что колебательные и волновые процессы — неотъемлемый атрибут динамики солнечной атмосферы. Исследование квазипериодических вариаций излучения Солнца позволяет не только понять природу многих атмосферных явлений, но также дает возможность проводить диагностику плазмы и магнитных полей. Неудивительно, что данным вопросам посвящено большое количество работ.

С запуском орбитальных станций SOHO (1995 г.) и TRACE (1998 г.) появилась уникальная возможность исследовать вариации ультрафиолетового излучения Солнца с достаточно высоким пространственным разрешением. Однако при наблюдении в данном диапазоне частот характерное время накопления сигнала, как правило, составляет несколько десятков секунд, что не позволяет проводить анализ колебаний с более короткими периодами. Кроме того, определение величин магнитных полей в верхней атмосфере Солнца с помощью эффекта Зеемана становится крайне проблематичным из-за высокой температуры плазмы. Между тем магнитотормозной механизм, ответственный за микроволновое излучение солнечных пятен в верхней хромосфере, чрезвычайно чувствителен к изменениям как величины, так и направления магнитного поля [1]. Поэтому наблюдения активных областей в радиодиапазоне приобретают особую ценность.

Проблема нагрева солнечной короны остается одной из наиболее актуальных и до сих пор нерешенных проблем современной астрофизики. Вплоть до 1940 г. уменьшение температуры солнечной атмосферы по мере удаления от поверхности казалось само собой разумеющимся. Затем выяснилось, что температура в нижней хромосфере сначала медленно растет, а потом очень быстро увеличивается в переходном слое, достигая в короне нескольких миллионов градусов. В настоящее время для объяснения высокой

температуры солнечной короны чаще всего привлекаются два механизма. В соответствии с первым за нагрев короны ответственны магнитогидродинамические (МГД) волны, возбуждаемые конвективными движениями в фотосфере. Согласно второму корона греется электрическими токами, возникающими при пересоединении магнитных силовых линий. Более привлекательным, по нашему мнению, выглядит первый подход, поскольку второй предполагает достаточно специфические физические условия и локальный характер диссипации токов. При этом следует ожидать, что определяющая роль в нагреве короны должна принадлежать короткопериодическим альвеновским волнам, так как в отличие от других МГД-мод они способны переносить энергию из фотосферы в корону без существенных потерь [2].

Альвеновские волны не сжимают плазму, а вызывают в ней лишь поперечные возмущения скорости и вариации направления магнитного поля. Поэтому можно предположить, что в активных областях, где происходит эффективная генерация теплового магнитотормозного излучения, они могут быть легко обнаружены в микроволновом диапазоне.

В представленной работе на основе наблюдательных данных, полученных в сентябре 2001 года с помощью РТ-22 КрАО методами вейвлет-анализа исследуются квазипериодические вариации микроволнового излучения с $T < 10$ минут в активных областях атмосферы Солнца.

2. Наблюдения

В сентябре 2001 г. наблюдения проводились с помощью диагностического комплекса, созданного на базе радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории на двух длинах волн — 2.0 и 3.5 см, с пространственным разрешением 3.6' и 6.0' соответственно. Поляриметр позволял регистрировать полную интенсивность $I = I_R + I_L$ и параметр Стокса $V = I_R - I_L$, где I_R и I_L — интенсивности микроволнового излучения правой и левой круговой поляризации. Чувствительность радиотелескопа составляла 0.1 с.е.п., а временное разрешение — около 1 с.

С 17 по 24 сентября наблюдалась одна и та же активная область NOAA 9628, что позволило получить непрерывные (до 8 часов) ряды наблюдений интенсивности и поляризации за достаточно длительный промежуток времени. Обработка наблюдений проводилась по программе, разработанной А.В.Мельниковым (ГАО РАН), включающей нормировку, учет паразитных сигналов, пересчет в солнечные единицы потока, а также перевод временных данных на равномерную сетку.

3. Обработка

Для выявления характерных периодов колебаний использовался вейвлет-анализ, позволяющий исследовать временные изменения спектральных характеристик осцилляций, а также сравнивать их амплитуды в широкой полосе частот (программы обработки составлены Ю.А.Наговицыным). В качестве базисного был выбран комплексный вейвлет Морле, так как он в наибольшей степени приспособлен к частотно-временному

анализу, что позволяет точно определять короткие периоды. В ходе обработки данных весь временной ряд разбивался на участки длительностью 30–60 минут. Для построения зависимости амплитуды колебаний интенсивности поляризованного и неполяризованного излучения от периода, последний брался в интервале от 10 до 600 секунд.

4. Результаты и обсуждение

Как видно из рис. 1, типичного примера динамических спектров, наибольшей амплитудой обладают трехминутные ($T \approx 170$ с) и пятиминутные ($T \approx 300$ с) колебания, хорошо известные из оптических и ультрафиолетовых наблюдений. Вместе с тем оказалось довольно неожиданным, что короткопериодические колебания $T \approx 25$ с также имеют значительные амплитуды, тогда как колебания $T < 10$ с не проявились ни в одной реализации. Поскольку среди МГД-мод, генерируемых в фотосфере конвективными движениями, именно альвеновские волны в наименьшей степени подвержены рефракции и диссипативным процессам, то наблюдаемые короткопериодические колебания можно связать с данными модами. В пользу такого вывода свидетельствуют результаты работы [3], согласно которым альвеновские волны с периодами менее нескольких десятков секунд, распространяясь из фотосферы в корону, практически полностью поглощаются хромосферой.

Методами вейвлет-анализа были исследованы зависимости изменения периодов колебаний от времени. Типичный пример изменения периодов поляризованного излучения представлен на рис. 2. Откуда, в частности, следует, что квазипериодические МГД-возмущения в атмосфере Солнца распространяются в виде цугов, тем самым указывая на значительных энергетические потери. Детальный анализ всего ряда наблюдений показал, что «добротность» осцилляций в среднем не превышает 10. Данный вывод находится в хорошем согласии с результатами наблюдений с высоким пространственным разрешением ($\sim 1''$) на радиоинтерферометре VLA (Very Large Array) [1].

Корреляционный анализ поляризованного и неполяризованного излучения показал, что коэффициент корреляции, как правило, не превышает 0.5, что, по нашему мнению, объясняется низким пространственным разрешением телескопа и неоднородностью активной области. Кроме того, динамические спектры поляризованного излучения по сравнению с неполяризованным в среднем имели более ярко выраженные пики.

5. Выводы

1. Наибольшей амплитудой обладают колебания с характерным периодом $T \approx 3$ мин.
2. Осцилляции имеют вид цугов, и в среднем их «добротность» не превышает 10.
3. Коэффициент корреляции между пульсациями поляризованного и неполяризованного излучения не превышает 0.5.
4. Колебания поляризованного излучения менее «зашумлены», чем неполяризованного.

5. Обнаружены квазипериодические колебания с периодами $T = 10...40$ с, тогда как секундные оказались подавлены.
6. Предполагается, что короткопериодические осцилляции вызваны распространением альвеновских возмущений в верхней хромосфере Солнца.

Работа поддержана грантом ИНТАС № 00–543.

1. Nindos A., Alissandrakis C. E., Gelfreikh G. B. et al.//*Astron. Astrophys.*, vol. **386**, 2002, p. 658–673.
2. De Pontieu, Martens P. C., Hudson H. S.//*Astrophys. J.*, .vol. **558**, 2001, p. 859–871.
3. Gordon B. E., Hollweg J. V.//*Astrophys. J.*, .vol. **266**, 1983, p. 373–382.

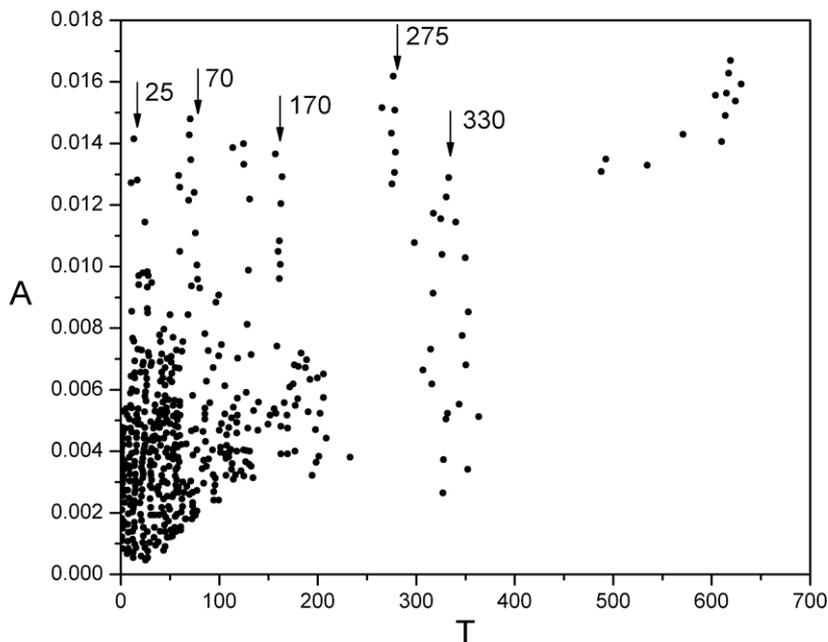


Рис. 1. Пример динамического спектра мощности осцилляций поляризованного излучения (15.4 ГГц) активной области NOAA 9628, полученного 22.09.01 в интервале 8:10–9:00 UT. Период T выражен в секундах

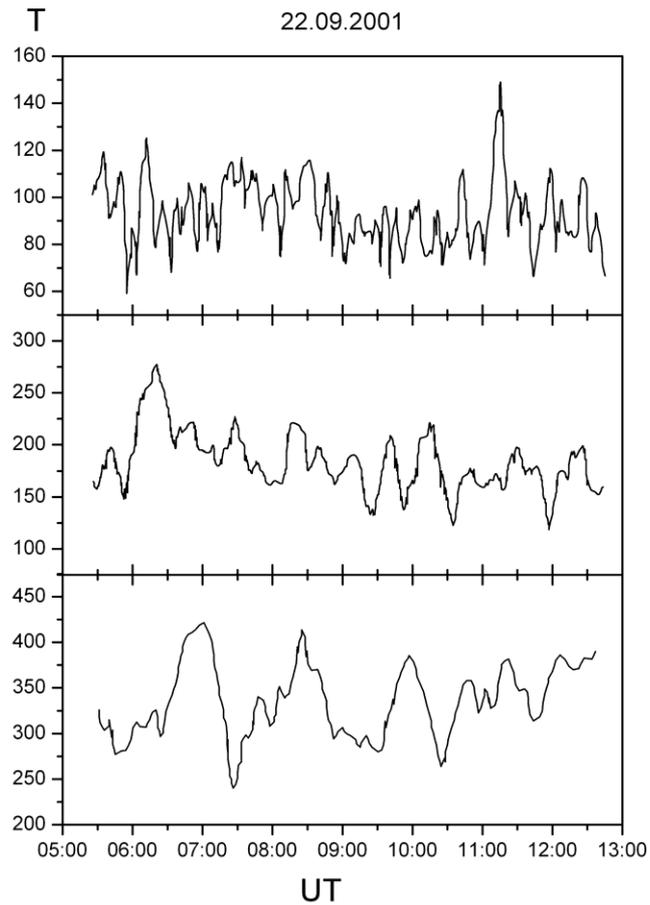


Рис. 2. Изменение со временем периода осцилляций поляризованного излучения (15.4 ГГц) активной области NOAA 9628 в диапазоне от 100 до 300 с. Период T выражен в секундах

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ «БАСТИЛИЯ»

Копылова Ю. Г.¹, Цап Ю. Т.², Цветков Л. И.²

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Крым, Украина

На основе наблюдательных данных, полученных с помощью радиотелескопа RT-22 Крымской астрофизической обсерватории, а также орбитальных космических станций «Yohkoh», SOHO и TRACE, проведен анализ излучения солнечной вспышки «Бастилия». Из сопоставления изображений вспышки в ультрафиолетовом и жестком рентгеновском диапазоне установлено, что смена знака круговой поляризации микроволнового излучения произошла вследствие смещения источника ускоренных электронов из западной части активной области в восточную. Наблюдаемые задержки между пиками временных профилей жесткого рентгеновского и микроволнового излучения обсуждаются в рамках модели коронального пробкотрона с развитой электромагнитной турбулентностью.

1. Введение

14 июля 2000 г. в активной области NOAA 9077 около 10 UT произошла солнечная вспышка класса X5.7/B3, названная «Бастилией», которая оказалась наиболее мощным протонным событием, начиная с 1989 г. В течение часа вспышка сопровождалась излучением в широком диапазоне длин волн, эрупцией волокна, корональным выбросом массы, ударными волнами, а также значительным ростом потока ускоренных частиц в межпланетном пространстве. Хотя «Бастилия» наблюдалась на многих инструментах, имеются крайне скудные данные о ее микроволновом излучении на частотах, превышающих 8 ГГц. Между тем анализ излучения в этом диапазоне частот позволяет сделать ряд важных выводов об особенностях ускорения и распространения электронов в области первичного энерговыделения [1, 2].

Микроволновое излучение вспышек определяется электронами с энергиями выше 300 кэВ (гиротронный механизм), тогда как жесткое рентгеновское вызывают быстрые электроны с энергиями 10–200 кэВ (тормозной механизм) [1]. Как правило, временные профили потоков микроволнового и жесткого рентгеновского излучения хорошо коррелируют между собой, что свидетельствует о единой популяции низкоэнергичных и высокоэнергичных электронов. Однако довольно часто наступление пиков микроволнового излучения несколько запаздывает по отношению к пикам жесткого рентгеновского излучения. Это интерпретируется либо в рамках модели коронального пробкотрона (trap-plus-precipitation model) [4], либо на основе представлений о двухступенчатом ускорении заряженных частиц [5]. Имеющиеся наблюдательные данные не позволяют сделать заключение о том, какой из подходов более адекватен.

В активных областях солнечной атмосферы иногда наблюдается смена знака круговой поляризации микроволнового излучения, которая может быть вызвана следующими причинами: 1) распространением волн через квазипоперечные магнитные поля;

2) изменением параметров плазмы; 3) смещением источника излучения; 4) перестройкой магнитного поля. Вопрос о том, какой из механизмов реализуется в солнечных вспышках, по-прежнему остается открытым.

Мощные вспышки в отличие от слабых происходят в активных областях, обладающих сложной магнитной конфигурацией, что существенно ограничивает возможность применения простых моделей для объяснения тех или иных физических явлений. С другой стороны, многие важные особенности излучения значительно более ярко выражены в случае мощных событий. Так, например, благодаря «Бастилии» впервые удалось обнаружить двухленточные структуры в жестком рентгеновском диапазоне [3], подобные тем, которые видны в линии H_{α} . Поэтому для лучшего понимания физической сущности вспышечных явлений анализ мощных событий приобретает особую ценность. К тому же такие вспышки определяют космическую погоду в межпланетном пространстве и вызывают магнитные бури.

2. Методика наблюдений и обработка

Наблюдения проводились с помощью диагностического комплекса, созданного на базе 22-м радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории и четырехволнового поляриметра. Угловое разрешение радиотелескопа на волнах 2.0, 2.3, 2.8 и 3.5 см составляет 3.6', 4.1', 5.0' и 6.0' соответственно [6]. Поляриметр позволяет регистрировать одновременно на четырех волнах полную интенсивность $I = I_R + I_L$ и параметр Стокса $V = I_R - I_L$, где I_R и I_L — интенсивности микроволнового излучения правой и левой круговой поляризации. Чувствительность радиотелескопа составляет 0.1 с.е.п. (1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/м² Гц), а наименьшее временное разрешение — около 0.1 с. В наблюдениях 14 июля 2000 г. были задействованы поляриметры для волн 2.0, 2.3 и 3.5 см, что соответствует частотам 15.4, 13.3 и 8.6 ГГц.

Процесс наблюдений заключался в сканировании диска Солнца по прямому восхождению с шагом по склонению 2', последующим наведением антенны по максимуму радиоизлучения локального источника на самой короткой длине волны и слежением за выбранной активной областью. Выбор объекта наблюдений осуществлялся в результате оценки прогностических параметров для каждого из источников, обнаруженных на диске Солнца по результатам сканирования.

Система управления РТ-22, сбора и обработки информации с выходов поляриметров создана на базе аппаратуры КАМАК и ЭВМ РС/486 [7]. Регистрация сигналов выполнялась путем последовательного преобразования аналогового сигнала для каждого из шести низкочастотных каналов поляриметрического комплекса, подаваемых на АЦП через аналоговый коммутатор с частотой коммутации 100 ГГц и накоплением сигнала 1 с. Усредненные данные записывались на магнитный носитель. Обработка данных проводилась по программе, разработанной А.В.Мельниковым (ГАО РАН), включающей нормировку, учет паразитных сигналов, а также пересчет в солнечные единицы потока.

2. Результаты наблюдений

До начала вспышки уровень излучения в активной области NOAA 9077 на 100–150 % превышал уровень излучения спокойного Солнца. Поляризация радиоизлучения локального источника имела знак L в восточной его части и знак R — в западной. В ходе вспышечного энерговыделения из-за слишком больших величин плотностей потоков F вблизи максимумов ($>10^4$ с.е.п.) произошел сбой в работе аппаратуры. Тем не менее, интерполируя, можно заключить, что на частотах менее 15.4 ГГц показатель спектра микроволнового излучения был положительным. Особо подчеркнем, что в ходе вспышечного энерговыделения параметр $\check{V} = F_L - F_R$ (рис. 1), изменил знак с положительного на отрицательный. Если в начальной стадии развития вспышки преобладало излучение с левой круговой поляризацией, то к 10:24 UT во всех частотных каналах излучение с правой поляризацией стало определяющим. Смена знака на частоте 15.4 ГГц произошла на несколько минут раньше, чем на остальных каналах. Вместе с тем степень поляризации на протяжении всей вспышки в среднем была невысокой и достигла своего максимального значения на частоте 8.6 ГГц около 10:28 UT, составив 25 %.

3. Обсуждение

Диаграмма направленности антенны РТ–22 значительно превосходит характерные угловые размеры источников микроволнового излучения, которые обычно не превышают несколько десятков угловых секунд. Вместе с тем хорошо известно, что жесткое рентгеновское излучение, как и микроволновое, генерируется во вспышечных петлях [1], концентрируясь в области их оснований. Считается, что оно вызывается ускоренными электронами, которые проникают в плотные слои солнечной хромосферы, вызывая эффективный нагрев и испарение плазмы, дающей значительный вклад в ультрафиолетовое излучение [8]. Поэтому источники микроволнового излучения солнечных вспышек находятся в непосредственной близости от источников жесткого рентгеновского и ультрафиолетового излучения или совпадают с ними.

Исходя из сказанного выше и используя изображения вспышки в линии Fe XII (19.1 нм, $1.5 \cdot 10^6$ К), а также в канале M_2 (33–53 кэВ), полученные соответственно на спутниках TRACE и Yohkoh в 10:22 и 10:29 UT, мы пришли к заключению, что смена знака круговой поляризации микроволнового излучения происходила в момент смещения источника ускоренных электронов из западной части активной области в восточную (см. также [9]). Кроме того, согласно магнитограммам MDI (SOHO) источники ускоренных электронов в 10:22 и 10:29 UT находились в областях, обладающих различными магнитными конфигурациями. По нашему мнению, это и стало причиной наблюдаемой смены знака круговой поляризации микроволнового излучения.

Сравнение временных профилей потоков микроволнового и жесткого рентгеновского показало, что рентгеновское излучение достигло максимального значения около 10:27 UT [5], тогда как микроволновое — более чем на минуту позже (рис. 2).

Между тем временные профили жесткого рентгеновского и микроволнового излучения имеют много общего, что свидетельствует в пользу единой популяции низкоэнергичных и высокоэнергичных электронов. Также отметим, что наступление пиков микроволнового излучения отстает от соответствующих пиков жесткого рентгеновского излучения, и по мере развития вспышки время запаздывания увеличивается.

Наблюдаемые особенности поведения профилей трудно объяснить на основе представлений о двухступенчатом ускорении заряженных частиц, поскольку даже в значительно более слабых событиях высокоэнергичные электроны способны ускоряться за несколько секунд [8]. По нашему мнению, несоответствие поведения профилей можно объяснить в рамках модели коронального пробкотрона с развитой электромагнитной турбулентностью [4, 10], суть которой состоит в следующем. Если магнитную петлю представить в виде магнитной ловушки (коронального пробкотрона), заполненной ускоренными электронами, то за микроволновое излучение будут ответственны захваченные электроны, тогда как за жесткое рентгеновское — пролетные. Характерное время жизни электронов в ловушке определяется их взаимодействием с турбулентными пульсациями, причем с ростом энергии электронов в режимах слабой и сильной питч–угловой диффузии оно увеличивается [4]. Вследствие этого, после включения импульсного источника частиц, высокоэнергичные электроны будут накапливаться в магнитной ловушке более длительное время, чем низкоэнергичные, так как последние рассеиваются турбулентными пульсациями гораздо эффективнее. Именно это обстоятельство может приводить к наблюдаемым временным задержкам. Однако для слабой диффузии характерное время жизни захваченных электронов с повышением уровня турбулентности падает [4], что противоречит увеличению продолжительности временных задержек на фазе роста излучения. Поэтому в рассматриваемом событии должен реализоваться режим сильной диффузии [10]. Его физическая сущность состоит в том, что при достаточно высоком уровне турбулентности захваченные электроны, даже оказавшись в конусе потерь, будут испытывать многократное рассеяние, препятствующее их свободному выходу из магнитной ловушки. Впервые данная идея была предложена более 30 лет назад Будкером и др. [11] для решения проблемы удержания высокотемпературной столкновительной плазмы.

4. Заключение

В представленной работе проведен анализ микроволнового излучения солнечной вспышки 14 июля 2000 г. («Бастилия») на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц. На основе наблюдательных данных, полученных в ультрафиолетовом и жестком рентгеновском диапазоне, показано, что смена знака круговой поляризации микроволнового излучения произошла вследствие смещения источника ускоренных электронов из западной части активной области в восточную, обладающей иной магнитной конфигурацией.

Временные задержки между пиками микроволнового и жесткого рентгеновского излучения мы объяснили в рамках модели коронального пробкотрона. Причем в рассматриваемом событии реализовался режим сильной диффузии, который обеспечивал

наблюдаемый рост временных задержек между пиками жесткого рентгеновского и микроволнового излучения, а также эффективное накопление высокоэнергичных частиц в нижней короне Солнца.

Авторы выражают свою признательность К. Л. Кляйну, Х. Хадсону и В. Б. Юрчишину за предоставленные материалы.

1. Bastian T. S.//*Proceedings of the Nomeyama Symposium, NRO 479*, Eds. Bastian T., Gopalswamy N., Shibasaki K., Japan., 1998. pp. 211–212.
2. Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г., Нестеров Н. С.//*Кинематика и физика небесных тел*, т. **18**, 2002, с. 3–17.
3. Masuda S., Kosugi T., Hudson H.S.//*Solar Phys.*, vol. **204**, 2001, pp. 55–68.
4. Степанов А. В., Цап Ю. Т.//*Астрон. журн.*, т. **76**, №12, 1999, с. 949–960.
5. Bai T., Ramaty R.//*Astrophys. J.*, .vol. **227**, №2, 1979, pp. 1072–1081.
6. Цветков Л. И., Миронов М. А., Поздняков М. М., Бачурин А. Ф.//*Изв. Крым.астрофиз. обсерватории*, т. **88**, 1993. с. 146–152.
7. Баранов Н. В., Миронов М. А., Никитин П. С., Цветков Л. И.//*Кинематика и физика небесных тел*, т. **14**, 1998, с.89–96.
8. Цап Ю. Т.//*Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, т. **96**, 2000. с. 165–175.
9. Klein K.-L., Trotter G., Lantos P. Delaboudiniere J.-P.//*Astron. & Astrophys.* vol. **373**, 2001. pp 1073–1082.
10. Bessalov P. A., Zaitsev V. V., Stepanov A. V.//*Astrophys. J.*, .vol. **374**, 1991, pp. 369–373.
11. Будкер Г. И., Мирнов В. И., Рютов Д. Д.//*Письма в ЖЭТФ*. т. **14**, 1971, с. 320–322.

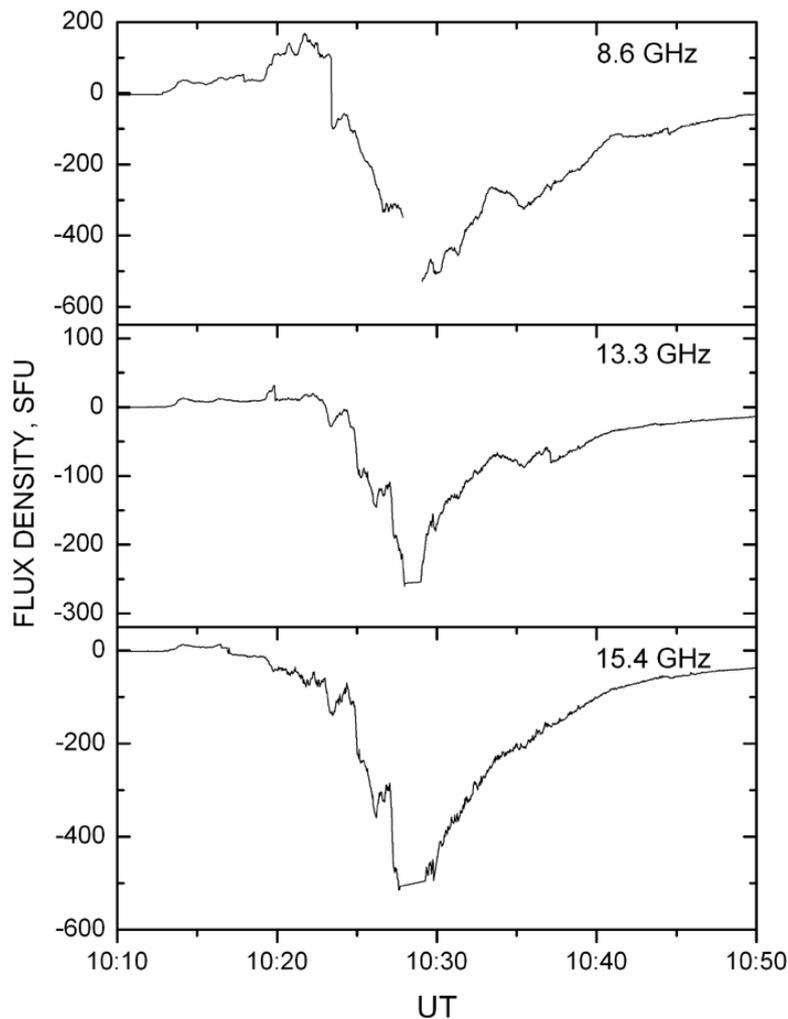


Рис. 1. Временные профили параметра $\tilde{V} = F_L - F_R$, полученные на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц

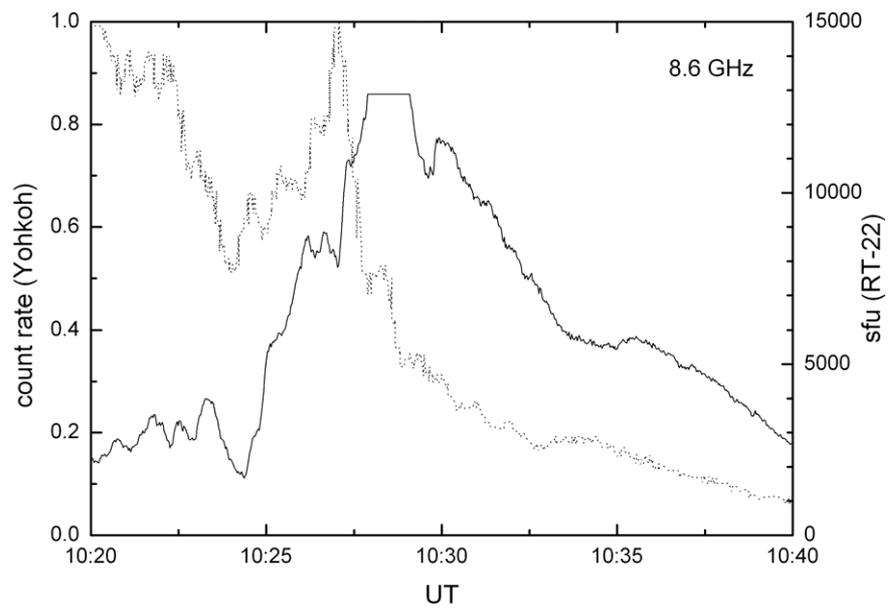


Рис. 2. Временные профили потоков жесткого рентгеновского (пунктирная линия) и микроволнового (сплошная линия) излучения, полученные в канале M_1 (23–33 кэВ) и на частоте 8.6 ГГц

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР ПО НАЗЕМНЫМ И КОСМИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Степанян Н. Н., Малащук В. М.

НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», п. Научный, Крым, Украина

По наблюдениям 104 корональных дыр в линиях He I 10830 Å, Fe IX, X 171 Å, Fe XII 195 Å и в линии Fe XV 284 Å выделены две группы корональных дыр, отличающихся характером изменения их площади с высотой. Корональные дыры первой группы являются областями с открытой магнитной конфигурацией. Для корональных дыр второй группы магнитная структура на корональном уровне не может считаться полностью открытой. Для корональных дыр первой группы изменение площади распространяется снизу. Во второй группе изменения площади на разных уровнях часто не связаны друг с другом. Полученные результаты важны при разработке методов прогноза характеристик солнечного ветра. Использование наблюдений корональных дыр только в линии He I 10830 Å для прогноза недостаточно. Необходимо привлечение данных наблюдений короны из космоса.

1. Введение

Корональной дырой (КД) по наблюдениям в линии He I 10830 Å называется солнечное образование, на 2-4 % превышающее по яркости невозмущенный диск и имеющее пониженный контраст. Эти наблюдения относятся к переходной зоне между хромосферой и короной. В короне по наблюдениям в ультрафиолетовых и рентгеновских линиях, в частности в рассматриваемых дальше линиях 171, 195 и 284 Å, КД имеют вид темных образований. Изучение КД представляет интерес не только для фундаментальной науки, но важно и с точки зрения прикладных исследований. Известно, что КД являются местом возникновения высокоскоростных потоков солнечного ветра. Но связь КД с этими потоками неоднозначна и требует дальнейшего изучения. Одним из условий выхода потоков солнечного ветра является «открытость» магнитной конфигурации области на Солнце. Магнитную конфигурацию КД принято считать открытой. Этот вывод сделан на основе двух наблюдательных фактов. 1. Сравнение КД с фотосферными фоновыми магнитными полями показало, что каждая КД находится в области фонового поля одного знака. 2. Первые наблюдения КД на космическом аппарате «Skylab» [1] показали, что, как правило, каждой КД, наблюдаемой в линии гелия, соответствует КД такого же размера в короне при наблюдениях в мягком рентгене. Только некоторому количеству КД небольшого размера, наблюдаемых в линии гелия, в рентгене нет соответствующей КД.

Дальнейшие исследования КД показали, что представление об открытой магнитной конфигурации в КД не всегда справедливо. Так, в работе Маланушенко и Степанян [2] найдено, что изменение площади с высотой различно в разных КД. Площади КД могут достигать максимума на разных высотах. Часть КД наблюдается только на нижнем уровне и отсутствует на верхнем. Эти результаты были получены по ограниченному материалу. Те же авторы в работе [3] показали, что такой, казалось бы, неоспоримый факт, как расположение КД в структуре фонового магнитного поля одного знака, не

подтверждается для больших высот в атмосфере Солнца. На расстоянии 2.5 радиуса Солнца (на поверхности источников) только в 75 % случаев над КД магнитное поле имеет тот же знак, что и в фотосфере. Целью настоящей работы является исследование высотной стратификации КД и ее изменений со временем.

2. Наблюдения и их обработка

Исходным материалом нам послужили изображения полного диска Солнца, полученные в нескольких спектральных диапазонах: в линии He I λ 10830 Å (далее He I), в линии Fe IX, X λ 171 Å (далее 171 Å), в линии Fe XII λ 195 Å (далее 195 Å) и в линии Fe XV λ 284 Å (далее 284 Å). Наблюдения в He I получены нами на Башенном Солнечном телескопе БСТ-2 НИИ КрАО с универсальным спектрофотометром [4]. Остальные данные получены на КА SOHO с прибором EIT и взяты нами из архивов INTERNET для дней наблюдений на БСТ-2. Описание прибора EIT дано в [5]. Там же приведены температуры, характерные для этих линий. Линии Fe IX, X λ 171 Å соответствует температура $1.3 \cdot 10^6$ К, Fe XII λ 195 Å — $1.6 \cdot 10^6$ К, Fe XV λ 284 Å — $2.0 \cdot 10^6$ К.

По наблюдениям КрАО в 2000 году были отобраны изображения Солнца, на которых имелись корональные дыры. С 29.02.2000 по 10.08.2000 гг. всего отобрано 104 корональные дыры. Сюда входят одиночные наблюдения и серии - наблюдения одной и той же КД в течение нескольких дней.

Изображения, полученные на SOHO прибором EIT, совмещались с изображениями в He I и нормировались таким образом, что яркость невозмущенного диска принималась за единицу.

3. Площади КД на разных уровнях в атмосфере Солнца и их изменение со временем

Само понятие «площадь КД» достаточно неопределенно. Во-первых, в большинстве случаев у КД нет четких границ. И во-вторых, в каждой КД разброс интенсивностей отдельных точек достаточно велик. Заранее неизвестно, какие интенсивности соответствуют КД, а какие – вкраплениям темных и ярких элементов. Поэтому при определении площади КД неизбежно принятие какого-то соглашения. Аналогично тому, как это было сделано в работе Маланушенко, Степанян [2], сначала мы определили интервал значений относительных интенсивностей, характерных для КД в каждой спектральной линии. Для нормированных данных (интенсивность невозмущенного Солнца равна 1) минимальные границы таких интервалов для линий 171 Å, 195 Å, 284 Å и максимальную границу для линии He I принимаем за граничные значения интенсивностей КД I_{ch1} . За второе граничное значение интенсивности принимаем $I_{ch2} = 1 + 0.2 (I_{ch1} - 1)$. Чтобы унифицировать данные для всех линий, мы преобразовали все нормированные значения интенсивности (I_{old}) по формуле

$$I_{new} = 0.5 + 0.5(I_{old} - 1)/(I_{ch1} - 1).$$

При этом новое значение интенсивности для невозмущенного диска $I_{\text{new}} = 0.5$, первое граничное значение интенсивности КД I_{ch1} преобразуется в 1, а I_{ch2} — в 0.6. Таким образом, мы получаем, что для изображений во всех рассматриваемых линиях интенсивности, характерные для корональных дыр, лежат в интервале 0.6–1.

Теперь можно сформулировать понятие площади корональной дыры. Площадью КД в некотором выделенном участке поверхности Солнца мы называем суммарную площадь элементов, имеющих интенсивность, характерную для КД. Практически определение площади сводится к выделению прямоугольника на изображении Солнца, заведомо включающего КД на всех четырех видах изображения, и определения для каждого изображения числа пикселей с интенсивностью КД. Дальнейший учет размера пикселя в секундах дуги и расстояния КД от центра Солнца позволяет получить площадь в квадратных километрах. Чтобы не загромождать графики, в качестве единицы площади мы будем использовать пиксели. Площадь одного пикселя равна $5.26 \cdot 10^7 \text{ км}^2$. На рис. 1 представлены результаты измерения площадей 104 КД в четырех линиях. По оси абсцисс отложены площади на изображениях в линии He I. По оси ординат разными значками представлены площади на изображениях в линиях 171 Å, 195 Å и 284 Å.

На графике можно выделить 3 области расположения точек.

1. Область, в которой площади $S > 1000$ и в линиях 171 Å, 195 Å и 284 Å. Они больше или равны площади в линии He ($S_{\lambda} \geq S_{\text{He}}$). Отнесем КД этой области к первой группе.
2. Область, в которой $S > 1000$ и площади в линиях 171 Å, 195 Å и 284 Å меньше площади в линии He ($S_{\lambda} < S_{\text{He}}$). Отнесем КД этой области ко второй группе.
3. Область малых площадей, $S < 1000$ для всех видов данных и всех линий.

Рассмотрим КД групп 1 и 2. Большинство КД, входящих в группу 1 ($S_{\lambda} \geq S_{\text{He}}$), представляют собой на всех уровнях большие аморфные образования без заметных вкраплений элементов, отличающихся по яркости от элементов КД. Аморфность этих КД относительна. Практически везде видны элементы разной яркости, прослеживается супергрануляция. КД второй группы на уровне He I во многих случаях практически не отличаются от КД первой группы. В некоторых из них можно видеть вкрапление темных точек, а в редких случаях и коротких темных петель. На более высоких уровнях, в линиях 171 Å и 195 Å, картина существенно изменяется. На темном фоне КД видны яркие петли и точки. Если в He I были видны петли и точки, то на верхних уровнях также видны петли, но более протяженные, чем в He I. Количество ярких точек на верхних уровнях существенно больше, чем темных на нижнем уровне.

Определение средней интенсивности элементов КД первой и второй групп в каждой из трех линий (He I, 171 Å и 195 Å) показало, что различия в интенсивностях малы и лежат в пределах ошибок.

Аморфность и малая контрастность КД первой группы на всех рассматриваемых уровнях свидетельствует о достаточно простой и однородной магнитной структуре КД.

Отсутствие волоконных структур на всех уровнях позволяет предполагать открытую магнитную конфигурацию в КД.

На уровне верхней хромосферы (в линии He I) вид КД 1-й и 2-й групп практически одинаков. С ростом высоты (по наблюдениям в линиях 171 Å и 195 Å) в КД второй группы количество структурных элементов увеличивается, петельные структуры усложняются. Это свидетельствует об усложнении структуры магнитного поля с высотой. В КД 2-й группы трудно предположить наличие открытой магнитной конфигурации.

На основании сравнения КД первой и второй групп приходим к выводу, что разное изменение их площадей с высотой можно объяснить различием магнитной структуры атмосферы Солнца в области КД этих групп. Для КД первой группы характерна открытая магнитная конфигурация на всех уровнях. В КД второй группы на уровне верхней хромосферы силовые линии, в основном, вертикальны. Верхние слои КД частично закрыты корональными петельными структурами, основания которых находятся вне КД.

Для КД, наблюдавшихся более одного дня, мы определили суточное изменение их площади на трех высотах в течение суток $\Delta S_{\text{He I}}$, ΔS_{171} , ΔS_{195} . Метод наименьших квадратов позволяет представить зависимости этих площадей в виде следующих формул

$$\Delta S_{171} = 0.68 \Delta S_{\text{He I}} \quad \Delta S_{195} = 0.63 \Delta S_{\text{He I}}$$

Коэффициент корреляции для этих двух пар линий составили $R=0.697$ для ΔS_{171} и $\Delta S_{\text{He I}}$ и $R=0.626$ для ΔS_{195} и $\Delta S_{\text{He I}}$. Суточные изменения площадей КД на уровне He I составляют 300–500 пкл.

На рис. 2 приведено несколько примеров изменения площади КД, наблюдавшихся более 4 дней. Как видно, характер изменений площади КД со временем на разных высотах не всегда одинаков. Изменения площадей на разных высотах для КД первой группы происходят практически синхронно ($R > 0.62$) или с наибольшим запаздыванием 0.5-1 сут. на больших высотах по сравнению с уровнем наблюдения линии He I. Это говорит о том, что причина изменения площади КД находится в нижних слоях. Анализ наблюдений показывает, что для КД первой группы изменения площади чаще всего связаны с выходом нового магнитного потока или с исчезновением имеющихся вкраплений магнитного поля.

Для КД второй группы синхронность изменения площадей наблюдается реже. Часто изменения на верхних уровнях происходят при неизменной площади КД на уровне He I. По-видимому, такие изменения можно связать с изменениями магнитного поля соседних активных областей на больших высотах, например с корональными арочными структурами, их ростом или изменением наклона.

4. Выводы

На большом наблюдательном материале были выделены две группы корональные дыр, отличающихся характером изменения площади с высотой, что можно объяснить различием магнитной структуры атмосферы Солнца в области корональные дыр этих

групп. Корональные дыры первой группы являются областями с открытой магнитной конфигурацией. Корональные дыры второй группы содержат на верхних уровнях петельные структуры, яркие точки, и их магнитная структура не может считаться полностью открытой. Изменение площади корональные дыр в сутки составляет в среднем $2 \cdot 10^{10} \text{ км}^2$. Для корональные дыр первой группы изменение площади распространяется снизу. Для второй группы картина более сложная, часто изменения площади на разных уровнях не связаны друг с другом. Это свидетельствует о том, что свечение в линии He I не может быть полностью объяснено влиянием коронального излучения.

Полученные результаты важны при разработке методов прогноза солнечного ветра. Они показывают, что использование для прогноза наблюдений корональные дыры только с Земли в линии He I 10830A недостаточно. Необходимо привлечение наблюдений короны из космоса.

1. Kahler S. W., Davis J. M. and Harvey J. W. // Sol. Phys., 1983, v 87, p.47-56.
2. Malanushenko E. V, Stepanian N. N., 1997, Comparison of Physical Conditions in Coronal Holes on Different Heights of Solar Atmosphere. In: Proc. Solar and Heliospheric plasma Physics, 13-18 May 1996. Thessaloniki, Greece, p. 38.
3. Степанян Н. Н., Маланушенко Е. В. . Связь корональных дыр с окружающими магнитными полями // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 2001, т. 97, с.69-75.
4. Степанян Н. Н., Долгополова Е. В., Елизаров А. И. и др., Солнечный универсальный спектрофотометр // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 2001, т.96, С. 194-204.
5. The SOHO Mission, ed. Fleck D, Domingo V., Poland A. I. Kluwer Academic Publishers, 1995, pp. 291–312.

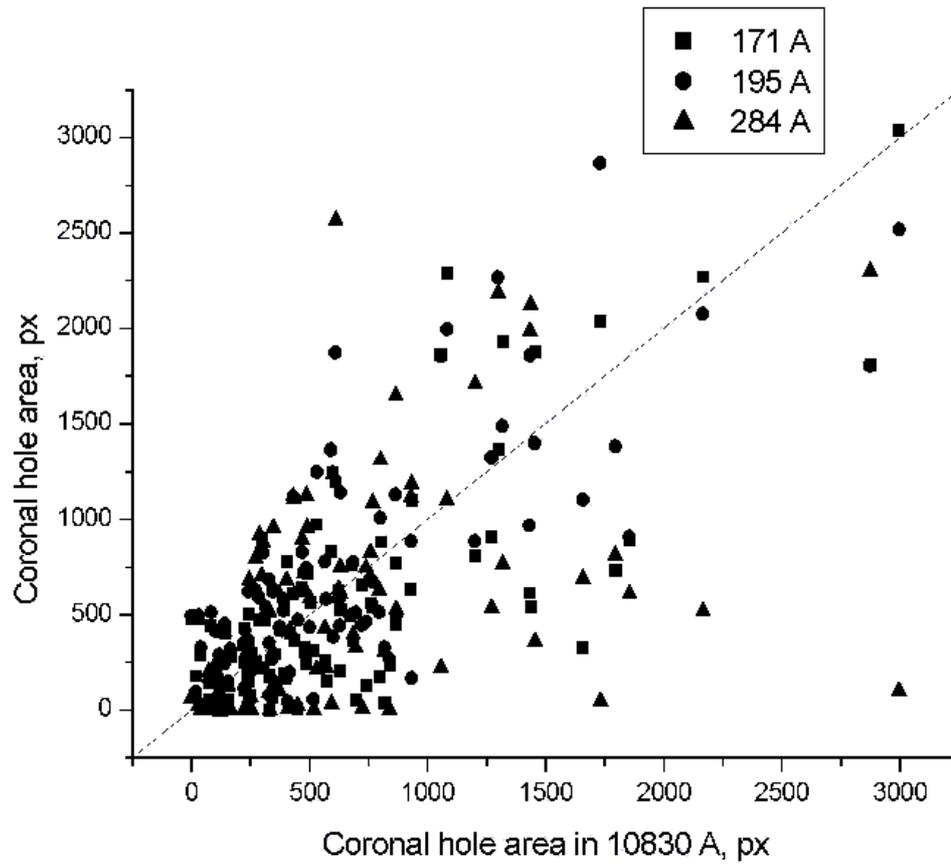


Рис. 1. Площади 104 корональних дыр по наблюдениям в линиях He I, $\lambda 171 \text{ \AA}$ и $\lambda 195 \text{ \AA}$

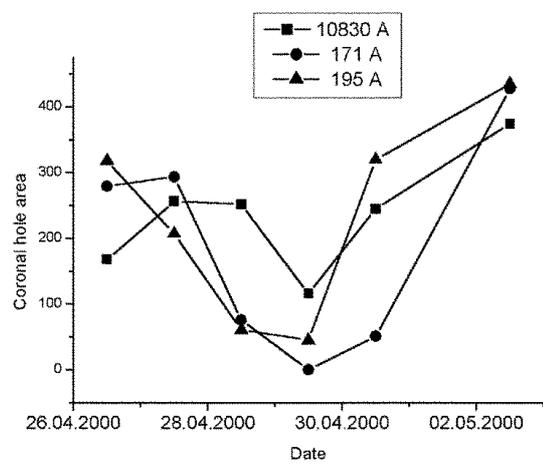
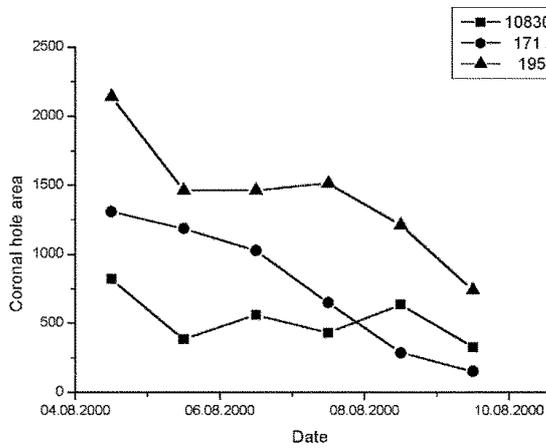
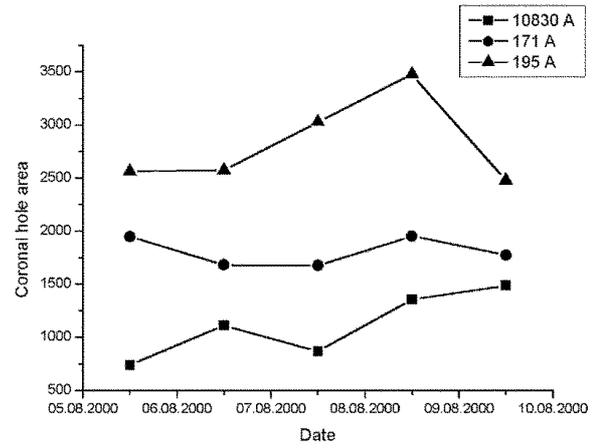
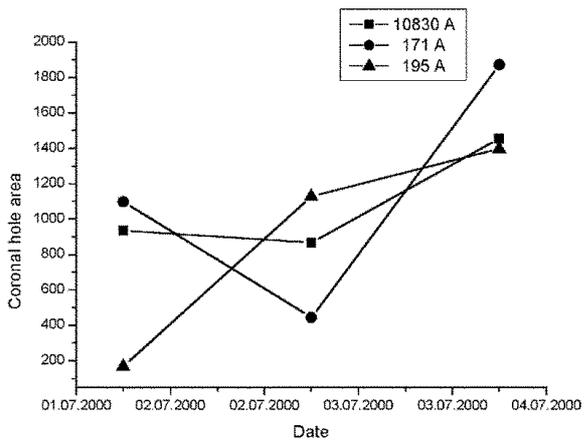
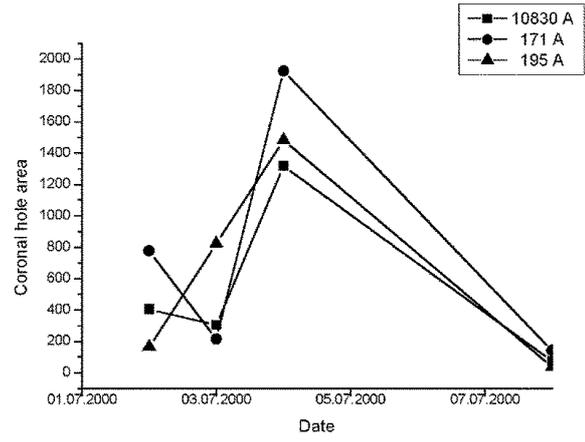
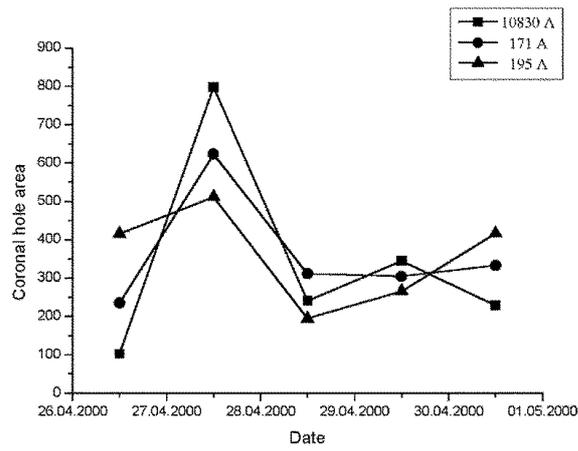


Рис. 2. Примеры изменения площади КД со временем в линиях He I, $\lambda 171\text{\AA}$ и $\lambda 195\text{\AA}$

ПРОБЛЕМЫ ИНФРАКРАСНОЙ АСТРОМЕТРИИ

Харин А. С.

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев

С позиций развития астрономической науки оценивается роль астрометрии во времена Гиппарха, классической меридианной и фундаментальной астрометрии, а также в современную т. н. постгиппарковскую (после запуска КА «ГИППАРКОС») эпоху. Приводится классификация направлений в астрономии и астрометрии в зависимости от диапазона электромагнитных волн и формулируются основные задачи современной астрометрии. Рассматриваются общие проблемы наземных наблюдений в ИК–диапазоне и на примере успешно осуществленного в 1983 г. космического астрофизического проекта IRAS (InfraRed Astronomical Satellite), открывшего эпоху современной ИК–астрономии, показывается преимущество космических методов наблюдений. Инфракрасная астрометрия — современный раздел-направление в астрометрии, один из семи ее разделов, относящийся к астрометрическим наблюдениям в ИК–диапазоне. ИК–диапазон, занимая промежуточное положение между оптическим видимым и радиодиапазонами, является естественным мостом для решения проблемы улучшения связи между оптической (HCRF) и радио (ICRF) координатными системами. Рассмотрены также некоторые другие проблемы ИК–астрономии и астрометрии, которые могут быть решены с помощью высокоточных астрометрических наблюдений, а также с помощью отождествления ИК–наблюдений с их оптическими двойниками из точных астрометрических каталогов, получаемых из наблюдений в оптическом и радиодиапазонах. Приводится предварительная оценка точности положений в реализуемых в настоящее время наземных проектах DENIS и 2MASS, а также рассматривается и оценивается реальность осуществления четырех планируемых на ближайшее десятилетие космических проектов DIVA, FAME, GAIA и SIM.

1. Астрометрия древняя, классическая и современная

Астрометрия — наиболее древний раздел астрономии, связанный с установлением небесной и земной координатных систем, с решением проблем навигации при мореплавании и определении географических положений при дальних путешествиях на Земле. Точность дотелескопических астрометрических определений находилась в пределах $15'$ во времена Гиппарха и Тимохариса, создавших первые каталоги эклиптических координат звезд, и достигла $1'$ в определениях Тихо Браге, на основе которых Кеплером были сформулированы три основных закона планетных движений.

Последовавшая затем почти двухсотлетняя эпоха классической меридианной и фундаментальной астрометрии основывалась на визуальных наблюдениях с меридианными инструментами и на бесселевской концепции определения опорной координатной системы на базе фундаментального каталога. Основными достижениями этой эпохи являются повышение точности определения положений небесных объектов в наземных условиях до $0.2\text{--}0.3''$ и точности определения опорной координатной системы до $0.1\text{--}0.05''$, а также построение строгой теории меридианных абсолютных наблюдений, на основе которых строилась фундаментальная координатная система. Учитывая, что на базе классической астрометрии создавалась небесная механика и практически вся современная астрономия, изучающая геометрию Вселенной, а также кинематику и динамику Галактики, роль этого этапа астрометрии трудно переоценить.

Конец эпохи классической бесселевской астрометрии точно определен датой 1 января 1998 г., начиная с которой согласно решения Международного астрономического союза (МАС) произведен переход на новую международную небесную координатную систему ICRS. Она основывается в радиодиапазоне на каталоге ICRF, полученном на базе радиоинтерферометрических наблюдений, точность которых на 2–3 порядка превышает точность меридианных и фотографических наблюдений, а в оптическом диапазоне — на положениях и собственных движениях каталога HIPPARCOS, переведенного также на систему ICRF.

Теоретическая база нового построения опорной небесной координатной системы или, как теперь говорят, системы отсчета, основывается на концепциях общей теории относительности. Тогда как теоретические построения классической астрометрии основывались на ньютоновских представлениях об абсолютных пространстве и времени.

В настоящее время астрометрия, как и астрономия в целом, может быть подразделена в зависимости от диапазона наблюдаемых электромагнитных волн на семь следующих разделов или направлений.

1. Гамма-астрометрия ($\lambda \approx 1.2 \cdot 10^{-6} \div 0.12 \text{ \AA}$)
2. Рентгеновская астрометрия ($\lambda \approx 10^{-5} \div 10^{-2} \text{ мкм}$)
3. Астрометрия в ультрафиолетовой области ($\lambda \approx 0.01 \div 0.4 \text{ мкм}$)
4. Астрометрия в оптическом видимом диапазоне ($\lambda \approx 0.4 \div 0.7 \text{ мкм}$)
5. ИК-астрометрия ($\lambda \approx 0.7 \div 350 \text{ мкм}$)
6. Субмиллиметровая астрометрия ($\lambda \approx 350 \text{ мкм} \div 1 \text{ мм}$)
7. Радиоастрометрия ($\lambda \approx 1 \text{ мм} \div 30 \text{ м}$)

Каждый из этих разделов астрометрии имеет свою специфику, связанную с решаемыми задачами, с техникой (телескопами и приемниками излучения) и методикой наблюдений и обработки, а также с характером и методами исключения атмосферных влияний на наблюдения, если они выполняются в наземных условиях. В соответствии с этим точность астрометрических наземных наблюдений в разных диапазонах оказывается различной. Наиболее высокой, на уровне долей mas — тысячных долей угловой секунды, она оказалась, как уже отмечено выше, при наземных РСДБ-наблюдениях, а самой низкой (в минутах дуги) при определении положений — локализации вспышек гамма источников.

В настоящее время международная небесная координатная система ICRS является единой для двух из семи указанных выше диапазонов, однако в соответствии с решением МАС система каталога ICRF должна быть распространена также и на другие диапазоны электромагнитного спектра. Таким образом, основной проблемой астрометрии является создание опорной небесной координатной системы единой для всех диапазонов электромагнитных волн.

В заключение этого раздела приведем три определения астрометрии из книги известного французского астронома Жана Ковалевского “Современная астрометрия” [2]. Согласно Ковалевскому астрометрия, во-первых, это “...раздел астрономии, задачей

которого является определение положений и их изменений, а в расширенном представлении еще включает и определение размеров и форм небесных тел”. Во-вторых, “...астрометрия есть некоторая техника, точнее астрометрическая техника для определения геометрических, кинематических и динамических характеристик небесных тел во Вселенной или в отдельных ее частях”. В третьих, “...астрометрия по отношению к астрономии играет ту же роль, какую метрология играет по отношению к физике, т.е. астрометрия есть метрология в астрономии”.

В число основных задач современной астрометрии входит также определение параллаксов — расстояний до наблюдаемых объектов и, согласно Ковалевскому, должна быть включена также и задача определения кинематического параметра — радиальной скорости, — третьей составляющей пространственной скорости небесных объектов.

2. Инфракрасная астрономия: наземная и космическая

Инфракрасная астрономия — астрономия невидимого — появилась в начале шестидесятых годов только что завершившегося 20-го столетия с появлением приемников инфракрасного излучения. Ее появление связано с необходимостью решения задач, которые не могли быть решены с помощью наблюдений в оптическом видимом диапазоне. Это — поиск новых планетных систем, обнаружение коричневых карликов, исследование областей звездообразования, центрального района Галактики. Однако атмосфера не только ставит предел точности астрометрическим, фотометрическим и спектральным наземным измерениям. Трудности наземной астрономии связаны во-первых, с тем, что земная атмосфера имеет лишь два окна прозрачности: оптическое, расширяющееся в сторону ИК-диапазона, и радиоокно, расширяющееся в сторону миллиметрового, во-вторых, с необходимостью защиты от теплового излучения окружающей среды и девятимикронного излучения наблюдаемой области неба, и наконец, с необходимостью глубокого охлаждения используемых приемников ИК-излучения, а также с непрозрачностью для тепловых лучей ($\lambda > 3$ мкм) обычной линзовой оптики (см. также [1]).

Решение главных земных проблем ИК-астрономии было найдено путем выхода за пределы земной атмосферы сначала с помощью высотной баллонной и ракетной, а затем и космической техники. Первый астрономический ИК-спутник IRAS, запущенный в январе 1983 г. и функционировавший до ноября этого же года, бесспорно доказал преимущество космических ИК-наблюдений по сравнению с наземными. За 11 месяцев его наблюдений был получен каталог IRAS PSC, включающий 245889 точечных ИК-объектов, что примерно в 10 раз больше, чем было получено за предыдущие 20 лет наземной, баллонной и ракетной ИК-астрономии. Результаты наблюдений ИСЗ IRAS продолжают использоваться в исследованиях ИК-объектов до настоящего времени, в течение почти двух десятилетий после полета. Миссия ИСЗ IRAS и ее успешные результаты знаменовали появление современной космической ИК-астрономии. Астрофизические исследования в этом диапазоне, как известно, были также успешно продолжены на космической обсерватории ISO, и в настоящее время продолжают на космическом телескопе Хаббла (HST).

3. Инфракрасная астрометрия

Каталог IRAS PSC, полученный по наблюдениям ИСЗ IRAS, представляет собой бесценный вклад для астрофизических исследований, однако точность его экваториальных координат, полученных из тех же наблюдений ИСЗ IRAS, оказалась далекой от современной астрометрической. В некоторых случаях ошибки могут достигать $2'$, учитывая тот факт, что собственные движения ИК-объектов неизвестны, это может повести даже к их потере. Поэтому одновременно с ИК-каталогом IRAS PSC появилась проблема повышения точности его положений. Это чисто астрометрическая проблема и ее кардинальное решение связано с созданием нового направления в астрономии — ИК-астрометрии [3]. На первом этапе решение этой первой из задач ИК-астрометрии оказалось возможным без постановки новых более точных астрометрических наблюдений, а путем отождествления ИК-объектов из каталога IRAS PSC с их оптическими двойниками из точных астрометрических каталогов. Этот метод был впервые использован в ГАО НАНУ [4,5] и в Вашингтонской морской обсерватории, где из сравнения IRAS PSC с четырьмя астрометрическими каталогами был получен каталог CIPRSS (Catalog Position of IR Stellar Sources), включающий 37700 ИК-объектов с точными астрометрическими положениями в системе фундаментального каталога FK5 [6].

Особая роль ИК-диапазона для астрометрии связана с его промежуточным положением между оптическим видимым и радиодиапазонами, что дает основание сделать его естественным мостом для улучшения связи между радио- и оптической координатными системами. Эта проблема является одной из актуальных проблем астрометрии в ее современный постгиппарковский период [1].

Распространение координатной системы ICRS, единой в настоящее время для радио и оптического спектральных диапазонов, на другие диапазоны электромагнитных волн также является, как уже отмечено выше, актуальной проблемой астрометрии. Ее решение для ИК-спектрального диапазона станет следующим шагом в создании единой для всего электромагнитного спектра международной небесной опорной координатной системы.

Высокая стоимость космических результатов, а также сравнительно небольшая чувствительность ИК-приемников телескопа IRAS (предельная глубина каталога IRAS PSC составила примерно 4.5–5 mag), а также появление новых высокочувствительных оптических CCD и матричных ИК-приемников стимулировали принятие и осуществление в 1994–2000 гг. двух более дешевых альтернативных космическим наземных проектов — обзоров неба в ближнем (до 2 мкм) ИК-диапазоне: французского — DEer Near Infrared Survey (DENIS) — обзора неба южного полушария и американского — The Two Micron All Sky Survey (2MASS) — полного обзора неба в двух полушариях.

В настоящее время результаты наблюдений — положения и фотометрические данные наблюдавшихся объектов по этим двум проектам — находятся в базах данных DENIS и 2MASS. По предварительной оценке точность определения положений в этих обзорах составляет $0.3''$ и $0.2''$ соответственно. Это невысокая по современным астро-

метрическим требованиям точность. Однако для наблюдений в ИК–диапазоне в наземных условиях она является фактически предельной. Более высокая точность как в оптическом так и в ближнем ИК–диапазонах безусловно может быть достигнута лишь при удачном выполнении новых космических астрометрических программ по проектам DIVA, FAME, SIM и GAIA, планируемым для двух первых на 2004 г. и для двух последних на 2009 и 2010–2012 гг. соответственно.

Одним из наиболее перспективных космических методов в отношении дальнейшего повышения точности астрометрических определений является, по всей видимости, метод длиннобазовой интерферометрии — космический аналог наземного РСДБ–метода в оптическом, ИК и теоретически в любом другом из семи указанных выше диапазонов, поскольку его теория инвариантна для каждого из них [2]. Проблема заключается лишь в техническом и технологическом обеспечении при реализации этого метода в каждом из этих диапазонов.

Проект SIM (Space Interferometry Mission) будет, по всей видимости, первым космическим экспериментом именно такого плана*. Предполагается, что точность оптических и позиционных ИК–определений здесь окажется еще на 2–3 порядка выше уже достигнутой с помощью наземных РСДБ–наблюдений и космического астрометрического спутника HIPPARCOS. Реальность осуществления этих постгиппарковских проектов не вызывает сомнений учитывая их необходимость для решения точности многих современных проблем астрофизики, астрономии и астрометрии на более высоком уровне. Гарантеей же является успешный опыт спутника HIPPARCOS, успешные наземные эксперименты с длиннобазовым оптическим интерферометром MarkIII на Маунт Вильсон, а также успешное решение технических и технологических проблем, связанных с созданием нового поколения оптических и ИК–интерферометров.

Работа финансируется из Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, проект 02.07/00017.

1. Харин А.С. и др.//Сборник трудов первой укр. конф. по перспективным космическим исследованиям, Киев, 2001, 78–82.
2. Kovalevsky J., *Modern Astrometry*, 2-nd ed., 2002, Springer–Verlag Berlin–Heidelberg, p. 375.
3. Kharin A. S., In Proc. JOURNEES 1998, *System de Reference Spatio–Temporels/* Ed. N. Capitaine, Paris, 1998, P.65–66.
4. Харин А. С., Поиск звезд FK5, наблюдавшихся в ИК–области//Кинематика и физика небесных тел, 1992, **8**, №4, 67.
5. Kharin A. S., A preliminary reference catalog of the infrared sources//*Baltic Astronomy*, 1997, **6**, 244.
6. Hindsley R., Harrington R., The U.S. Naval observatory catalog of positions of infrared stellar sources//1994, *AJ***207**, 280–286.
7. Боярчук А. А. и др., Космическая оптическая интерферометрия для астрономии//Космические исследования, 1999, т. 37, 3–12.

* Здесь мы не останавливаемся на российском проекте ЗОДИАК (Звездный Оптический Дугомер–Интерферометр для Астрометрии в Космосе), который имеет много общего с проектом SIM. Его описание можно найти в [7].

УДК 539.16; 52-1/-8:539.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПАДА ЯДЕР-ХРОНОМЕТРОВ С ЦЕЛЬЮ УТОЧНЕНИЯ ВОЗРАСТА АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Дорошко Н. Л., Долинская М. Э., Ольховский В. С., Майданюк С. П.

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Предложен новый алгоритм для определения характеристических функций распределения по энергии, вероятностей распада, интенсивностей распада и времен жизни возбужденных состояний. Дано квантово-механическое обоснование необходимости пересмотра временных характеристик ядер-хронометров. Проведены расчеты для конкретных случаев распада возбужденных ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U при комнатных и при звездных температурах с учетом и без учета эффекта Доплера.

Введение

Поскольку статистический закон радиоактивного распада считается абсолютно точным, на его принципе основана работа “ядерных часов”, которые используются для измерения промежутков времени в геологии, археологии, астрофизике.

Главный принцип техники ядерной хронометрии состоит в измерении соотношения материнских и дочерних ядер в больших объемах вещества и основан на неявном предположении, что скорость радиоактивного распада постоянна и не зависит от физико-химических условий среды, в которой находятся радиоактивные ядра. Однако к настоящему времени выяснилось, что из этого правила в некоторых случаях есть исключения.

Так, изменение химического состояния распадающегося атома и термодинамические воздействия приводят к заметному изменению скорости электронного захвата или внутренней конверсии. А в необычных условиях сильной ионизации, например в недрах звезд, могут иметь место весьма сильные эффекты увеличения скорости даже α - и β -распада, и это нужно учитывать в радиоактивной хронологии.

Кроме того, вплоть до недавнего времени во всех известных методах ядерной хронометрии принимали во внимание времена жизни только основных состояний распадающихся ядер. Но длительность процессов ядерного излучения захватывает не только основные, но и многие возбужденные состояния синтезированных ядер, которые были сформированы. Учет этих факторов может существенно изменить окончательные результаты оценок всех временных интервалов, характеризующих эволюцию цепочек распада, а скорректированные должным образом показатели “ядерных часов” в ряде случаев могут соответствовать существенно меньшим значениям длительностей реальных процессов распада ядер-хронометров, а значит, и “возраста” объектов, в которых они происходят [1].

Применение теоремы Крылова–Фока для описания эволюции распада

Целью данной работы была разработка алгоритма учета распада необходимого количества возбужденных состояний радиоактивных ядер и их теплового движения.

Для описания эволюции распада и определения его временных характеристик (вероятности, интенсивности, времени жизни) в работе применяется квантово-механический подход, основанный на теореме Крылова–Фока [2], обобщенной на случай смешанных состояний (когда процесс распада ансамбля частиц идет одновременно с его образованием, скажем, путем ядерного синтеза или распада предыдущего состояния) [3] и позволяющей в силу этого учесть вышеупомянутые факторы.

Для упрощения анализа ограничимся идеальным случаем долгоживущего α -активного ядра, которое в определенный начальный момент времени ($t = 0$) распределено в двух состояниях (основном и первом возбужденном).

Тогда, в соответствии с теоремой Крылова–Фока, функции распада $L(t)$ и $L_0(t)$, характеризующие распад некоторого первоначального (первого возбужденного) и последующего (основного) состояний соответственно, представим в виде

$$L(t) = |p(t)|^2 / |p(0)|^2, \quad (1)$$

$$L_0(t) = |p_0(t)|^2 / |p_0(0)|^2, \quad (2)$$

где

$$p_0(t) = \int_0^{\infty} |G_0(\epsilon)|^2 \exp(-i\epsilon t/\hbar) d\epsilon, \quad (3)$$

$$p(t) = \int_0^{\infty} |G(\epsilon)|^2 \exp(-i\epsilon t/\hbar) d\epsilon \quad (4)$$

— характеристические функции распределения энергии в основном и первом возбужденном состояниях.

Положив ширину основного и первого возбужденного уровней α -распада Γ_α^0 и Γ_α^1 соответственно, а ширину γ -распада — Γ_γ , полные ширины основного и первого возбужденного состояний представим в виде

$$\Gamma_0 = \Gamma_\alpha^0; \Gamma_1 = \Gamma_\alpha^1 + \Gamma_\gamma.$$

Тогда характеристические функции основного и первого возбужденного состояний будут определяться присвоением энергетическому спектру распределений

$$|G_0(\epsilon)|^2 = \text{const} \left[(\epsilon_1 - \epsilon)^2 + \Gamma_1^2/4 \right]^{-1} \left[(\epsilon_0 - \epsilon)^2 + \Gamma_0^2/4 \right]^{-1} \text{ и} \quad (5)$$

$$|G(\epsilon)|^2 = \text{const} \left[(\epsilon_1 - \epsilon)^2 + \Gamma_1^2/4 \right]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь ε_0 , ε_1 и ε — энергии основного, первого возбужденного состояний и фактическая энергия системы, состоящая из энергии внутреннего движения материнских ядер и кинетической энергии теплового движения.

Вероятность распада будет определяться выражением

$$W_n(t) = 1 - L_n(t), \quad (7)$$

а скорости распада с учетом вклада каждого канала —

$$\rho_n(t) = \Gamma_i^n / \Gamma_n dW_n(t)/dt, \text{ где } n = 0, 1. \quad (8)$$

Интенсивность распада можно определить как

$$I(t) = \int_0^t dt' \rho_0(t) \rho_1(t-t'). \quad (9)$$

Для определения времени жизни радиоактивного ядра и периода его полураспада $T_{1/2}$ можно воспользоваться известными формулами

$$\langle \tau \rangle = \int t I(t) dt / \int I(t) dt, \quad (10)$$

$$T_{1/2} = \tau \ln 2.$$

Таким образом, предложенный подход позволяет учесть распад не только основного, а и предыдущего возбужденного состояния ядра, который может происходить по двум каналам. Как видно из энергетических распределений (5) и (6), распад первого возбужденного состояния имеет чисто экспоненциальный характер, поскольку энергетический спектр его задается экспонентой. Распад основного состояния уже не имеет экспоненциального характера, поскольку задается произведением двух экспонент. Это позволяет предположить, что учет распада каждого предыдущего возбужденного уровня в цепочках распада будет вносить определенное дополнительное искажение в экспоненциальную форму результирующего энергетического распределения, в связи с чем конечные оценки временных интервалов могут измениться.

Теоретическое описание экспериментальных данных, полученных в мессбауэровском эксперименте

Этот подход (с целью апробации) сначала был применен для теоретического описания временного распределения γ -квантов, резонансно рассеянных ядрами ^{57}Fe в мессбауэровских экспериментах [4].

Поскольку согласно схеме такого эксперимента [4] процесс распада возбужденных ядер ^{57}Fe рассеивателя идет одновременно с их резонансным возбуждением γ -квантами, вылетающими из источника, для описания эволюции распада используем обобщенную теорему Крылова–Фока (1)–(4), где

$$|G_0(\varepsilon)|^2 = \text{const} \left[(\varepsilon - \varepsilon)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1}$$

— спектр распределения энергии возбуждения в ядрах источника,

$$|G(\varepsilon)|^2 = \text{const} \left[(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1} \left[(\varepsilon - \Delta\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1}$$

— спектр распределения энергии возбуждения в ядрах ^{57}Fe рассеивателя; сдвиг энергии $\Delta\varepsilon$ регулируется устройством дрейфа скоростей источника; $\Gamma = \hbar/\tau$.

Вычисляя $p(t)$ и $p_0(t)$ по формулам (3) и (4) с помощью теоремы о вычетах, получим в соответствии с (9)

$$I(t) = \text{const} \left\{ \exp(-t/\tau) \right\} t/\tau + (\Gamma/\Delta\varepsilon) \left[\sin(t\Delta\varepsilon/\hbar + \varphi) - \sin \varphi \right] - \cos(t\Delta\varepsilon/\hbar + \varphi) + \cos \varphi, \quad (9a)$$

где $\varphi = -\text{arctg}(\Gamma/2\Delta\varepsilon)$.

На рис. 1 изображены результаты расчетов $I(t)$ по формуле (9a) при $\Delta\varepsilon = 3\Gamma$ (кривые 1), нормированные по верхним точкам экспериментальных данных в сравнении с результатами теоретических расчетов [4] (кривые 2, 3), выполненными в рамках классической теории взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Как видно, результаты наших расчетов хорошо согласуются с экспериментом, что свидетельствует о правомочности применения такого подхода для определения временных характеристик распада.

Учет доплеровского уширения

Как известно, эффект Мессбауэра происходит без доплеровского уширения линий, но при обычном распаде возбужденных уровней ядер, содержащихся в веществе, имеющем очень высокую температуру (например, в недрах звезд), эффект Доплера может играть заметную роль. Поэтому для более строгого описания эволюции распада необходимо учесть максвелловскую функцию распределения по энергии:

$$f(\varepsilon, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon = -\frac{1}{\sqrt{\pi D}} \exp\left(-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_r)^2}{D^2}\right) d\varepsilon,$$

где $\varepsilon_r = \varepsilon_\gamma^2/2\mu c^2$ — кинетическая энергия отдачи ядер после испускания или поглощения γ -квантов, ε_γ — энергия γ -квантов; $D = 2\sqrt{\varepsilon_r kT}$ — доплеровская ширина для резонансного испускания или поглощения.

Тогда реальные функции распределения по энергии γ -квантов с учетом доплеровского уширения представим в виде

$$|G_n(\varepsilon)|^2_{\text{dop}} = \int_0^{+\infty} |G_n(\varepsilon)|^2 \int_0^{+\infty} (f(\varepsilon, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma) d\varepsilon,$$

где $\varepsilon_\gamma = \varepsilon - \varepsilon_0 - \varepsilon_r + D$, $n = 0, 1$.

В результате для $G_0(\varepsilon)$ и $G_1(\varepsilon)$ получим следующие выражения:

$$|G_0(\varepsilon)|_{dop}^2 = \frac{\text{const}}{\sqrt{\pi D}} \left\{ \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2(\varepsilon-\varepsilon_r)^2} d\varepsilon}{((\varepsilon_1-\varepsilon)^2+a_1^2)((\varepsilon_0-\varepsilon)^2+a_0^2)} - \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2\varepsilon^2} d\varepsilon}{(\varepsilon^2+a_1^2)(\varepsilon^2+a_0^2)} + \frac{\pi}{2(a_0^2-a_1^2)} \left[\frac{e^{b^2a_1^2}}{a_1} - \frac{e^{b^2a_0^2}}{a_0} \right] \right\},$$

$$|G_1(\varepsilon)|_{dop}^2 = \frac{\text{const}}{\sqrt{\pi D}} \left\{ \int_{-\infty}^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2(\varepsilon'+\varepsilon_1-\varepsilon_r)^2} d\varepsilon'}{\varepsilon'^2+a^2} - \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2\varepsilon'^2} d\varepsilon'}{\varepsilon'^2+a^2} + \frac{e^{b^2a^2}}{2a} \right\}.$$

Предложенный метод можно обобщить на случай большего количества возбужденных состояний. Для этого функцию $G_n(\varepsilon)$ представим в виде

$$|G_n(\varepsilon)|^2 = \text{const} \prod_{i=1}^N \left[(\varepsilon_i - \varepsilon)^2 + \Gamma_i^2/4 \right]^{-1},$$

где $i \in [1, n]$, i — рассматриваемый уровень, и аналогичным образом усредним по энергии. В результате многочисленных преобразований получим выражение

$$|G_n(\varepsilon)|_{dop}^2 = \frac{\text{const}}{\sqrt{\pi D}} \left\{ \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2(\varepsilon-\varepsilon_r)^2} d\varepsilon}{\prod_{i=0}^N ((\varepsilon_i - \varepsilon)^2 + a_i^2)} - \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2\varepsilon^2} d\varepsilon}{\prod_{i=0}^N (\varepsilon^2 + a_i^2)} + \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^N \frac{e^{b^2a_i^2}}{a_i \prod_{\substack{i=0, \\ j \neq i}}^N (a_i^2 - a_j^2)} \right\}.$$

Здесь $\Gamma_1^2/4 = a^2$, $1/D^2 = b^2$, $\Gamma_0^2/4 = a_0^2$, $\varepsilon' = \varepsilon - \varepsilon_1$ — замены при вычислении интегралов; a_0 , a_1 и a — особые точки ($\varepsilon_0 = ia_0$; $\varepsilon_1 = ia_1$; $\varepsilon_{i0} = ia_i$).

Как видно, обобщенная теорема Крылова–Фока позволяет учесть не только доплеровский эффект, но и необходимое количество возбужденных состояний радиоактивных ядер, возникающих в процессе нуклеосинтеза, что, безусловно, должно положительно повлиять на точность оценки интенсивностей и скоростей распада радиоактивных ядер-хронометров, а значит, и на оценку возраста различных объектов методами ядерной хронометрии.

Результаты расчетов

Чтобы выяснить, какое влияние оказывает эффект Доплера на основные характеристики распада, были проведены соответствующие расчеты при комнатных и при звездных температурах для радиоактивных ядер ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th , которые широко ис-

пользуются в крупномасштабной ядерной хронометрии для датирования возраста астрофизических объектов. Для упрощения расчетов рассматривался случай последовательного распада только из первого возбужденного и основного состояний. Расчеты проводились численными методами и показали, что в случае, когда эффект Доплера не учитывался, графики интенсивностей распада ядер имеют максимумы в точках, соответствующих табличным значениям времени жизни данного уровня, что свидетельствует о правомерности применения предложенного метода. В качестве примера на рис. 2 приведен график зависимости интенсивности распада первого возбужденного уровня ядра ^{238}U от времени без учета доплеровского эффекта ($\tau_{\text{эксп}} = 2.93 \cdot 10^{-10}$ с, $\tau_{\text{теор}} = 2.92 \cdot 10^{-10}$ с). Расчеты, проведенные с учетом доплеровского эффекта, продемонстрировали, что при комнатных температурах он практически не оказывает влияния на скорость распада и время жизни возбужденного уровня ($\tau_{\text{эксп}} \approx \tau_{\text{теор}}$). Однако при звездных температурах ($T = 3 \cdot 10^8$), как и ожидалось, вероятность и интенсивность распада заметно увеличились и, соответственно, уменьшилось время жизни. В качестве примера на рис. 3 приведен график зависимости интенсивности распада первого возбужденного уровня ядра ^{238}U от времени с учетом доплеровского эффекта при звездных температурах. В этом случае $\tau_{\text{теор}} = 4.6 \cdot 10^{-11}$ с, то есть, при переходе к звездным температурам время жизни первого возбужденного уровня ^{238}U уменьшилось примерно в 6.4 раз. Аналогичные расчеты времени жизни первого возбужденного уровня, проведенные для ^{235}U и ^{232}Th с учетом доплеровского эффекта, продемонстрировали его уменьшение при звездных температурах по сравнению с экспериментальными значениями в 5.7 раз для ^{235}U и в 7.2 раза для ^{232}Th . Следует ожидать, что учет большего числа возбужденных состояний даст еще большее уменьшение времени жизни.

Заключение

Современные методы ядерной хронометрии, основанные на классическом представлении о постоянстве скорости распада и не учитывающие в силу этого влияния на временные характеристики распада различных факторов, в частности теплового движения ядер и распада предыдущих возбужденных состояний, дают лишь возможные верхние пределы оценок возраста объектов, определяемого этими методами и должны быть пересмотрены в рамках более общей квантовой теории.

Данная работа является первым этапом комплексного квантотеоретического исследования временных характеристик распада. В работе получены аналитические выражения для временных характеристик распада долгоживущих α -активных ядер, которые в определенный начальный момент времени распределены в двух состояниях (основном и первом возбужденном) с учетом доплеровского эффекта. Сделано обобщение полученных выражений на случай большего количества возбужденных состояний. Расчеты, проведенные для конкретных ядер при комнатных и звездных температурах, продемонстрировали значительное увеличение скорости распада при звездных температурах и возможность заметного ускорения распада из-за наличия возбужденных состояний.

Разработанный метод позволяет при рассмотрении процессов распада учитывать доплеровский эффект и необходимое количество возбужденных состояний и проводить соответствующие расчеты для разных ядер и при разных температурах, что делает возможным его практическое применение в ядерной хронометрии, например для более точного определения возраста астрофизических тел и времени распада радиоактивных отходов, а также для оценки числа звеньев γ -поглощений и γ -испусканий ядер-хронометров в процессе их распада.

1. Olkhovsky V. S., Grantsev V. I. // (Prepr. / National Academy of Sciences of Ukraine. Institute for Nuclear Research; KINR-98-1), Kyiv, 1998. 8 p.
2. Крылов Н. С., Фок В. А. // ЖЭТФ, 1947, Т. 17, Вып.2. С. 93–107.
3. Ольховский В. С. // Изв. АН СССР. Сер. Физ, 1985, Т. 49, № 5. С. 938–944.
4. Thieberger P., Moragues J. A., Sunyar A. W. // Phys. Rev., 1968, V. 171, № 2. P. 425–435.

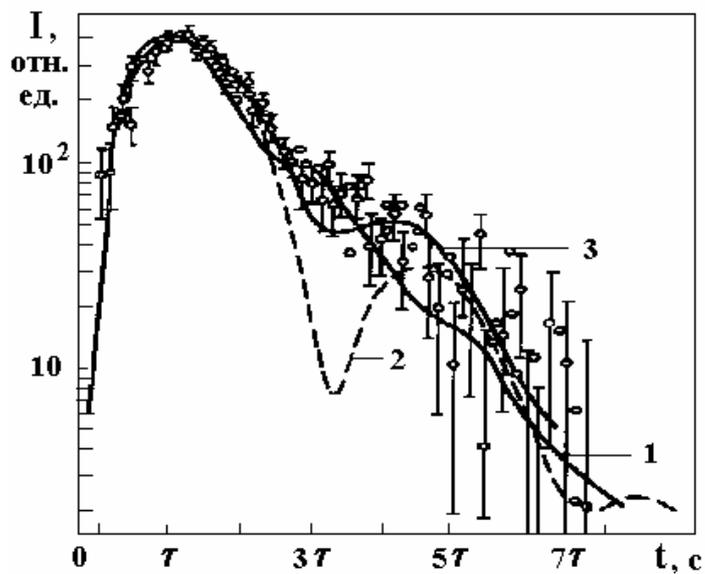


Рис. 1. Временное распределение γ -квантов, резонансно рассеянных ядрами ^{57}Fe ($\Delta\varepsilon = 3\Gamma$)

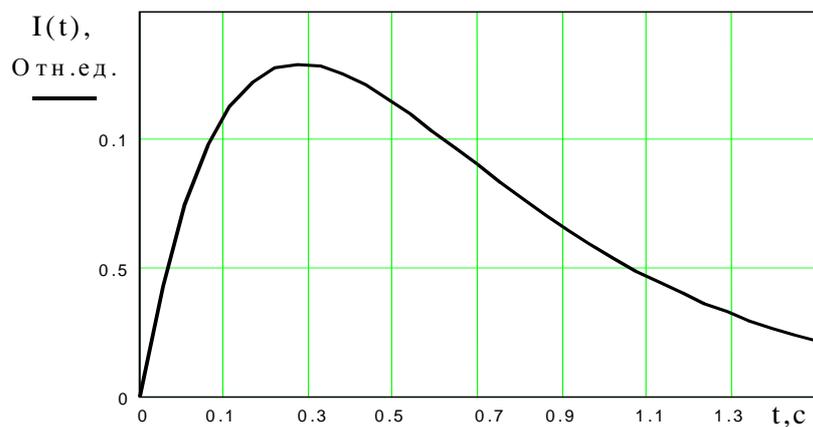


Рис. 2. Зависимость интенсивности распада возбужденных ядер ^{238}U от времени без учета эффекта Доплера ($\tau = 2.9 \cdot 10^{-10}$ с)

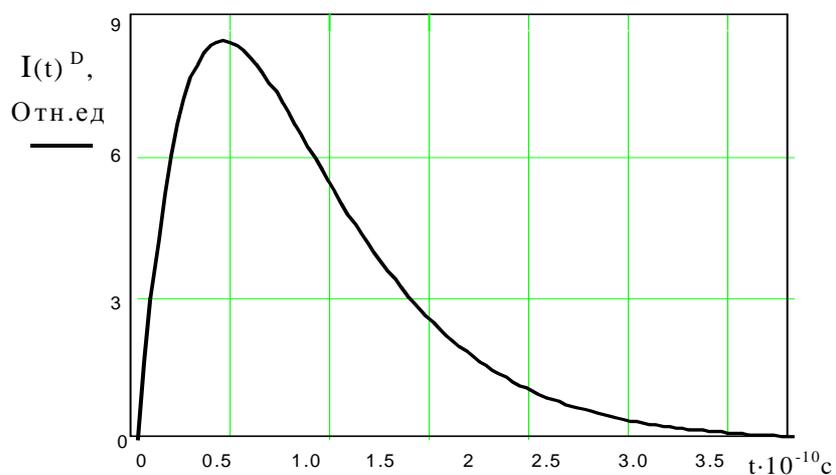


Рис. 3. Зависимость интенсивности распада возбужденных ядер ^{238}U от времени с учетом эффекта Доплера ($\tau^D = 4.6 \cdot 10^{-11}$ с)

ПРОВЕРКА СПИСКА ОПТИЧЕСКИХ ДВОЙНИКОВ ИК– И РАДИОИСТОЧНИКОВ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В АНДРУШЕВСКОЙ АО

Андрук В. Н.¹, Веденичева И. П.¹, Иващенко Ю. Н.², Пакуляк Л. К.¹, Харин А. С.¹

¹ Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев

² Андрушевская астрономическая обсерватория, Житомирская обл, Украина

На телескопе Цейс-600 (60/750) Андрушевской астрономической обсерватории ($\varphi=50^{\circ}00'02.0''$, $\lambda=28^{\circ}59'50.3''$, $h = 240$ м.) начата программа оптических наблюдений по проверке списка 79 компактных внегалактических радиоисточников из каталога ICRF. Список рекомендован для высокоточных астрометрических космических наблюдений. Он может быть использован для улучшения связи между оптической (HCRF) и радио (ICRF) координатными системами. Телескоп оснащен ПЗС–камерой, файлы изображений с которой передаются в компьютер Intel-Pentium 3-933 в реальном времени. Штатное программное обеспечение, поставляемое изготовителем ПЗС–приемника, позволяет в реальном времени вести контроль качества получаемых кадров изображений звездных полей.

1. Введение

Рекомендованный для высокоточных космических наблюдений список небесных объектов [1] предназначается для улучшения связи между оптической (HCRF) и радио (ICRF) координатными системами по предложенному в ГАО НАНУ методу [2,3]. Список включает 79 компактных внегалактических радиоисточников из каталога ICRF, наблюдаемых также в ИК–диапазоне.

Список составлен путем отождествления радиоисточников ICRF с их ИК–двойниками из двух различных ИК–каталогов: из каталога IRAS PSC [4] и каталога 179 ярких ИК–источников Нойгебауера [5]. При отождествлении с первым из них получен 31 ИК–радиообъект и при отождествлении со вторым — 55 таких же ИК–радиоисточников. Семь двойников из этих двух каталогов являются общими, что позволяет перевести систему звездных величин одного из них на систему другого.

Задачей новых наблюдений является проверка выполненных отождествлений с целью исключения возможных ошибок. Особенно это касается отождествлений со вторым из каталогов, для которого не были приведены точные координаты, а даны лишь номера — ICRF B1950 — идентификаторы, точность которых 1 мин по R.A. и 0.1° по DCL, и вместо звездных величин приведены только плотности потоков.

2. Оборудование обсерватории: телескоп и регистрирующее устройство

Обсерватория имеет телескоп Цейс-600 ($D/F = 60/750$ см), на котором в январе 2002 г. установлена цифровая телевизионная ФПЗС–камера S1C-017 производства ГУП НПП “Электрон Оптроник”, Санкт-Петербург, Россия. Прибор S1C-017 широкого спектрального диапазона, высокой геометрической точности и низкого шума считывания предназначен для регистрации черно-белых изображений с низким уровнем освещен-

ности. Формат изображения — 1024×1024 пикселей (пкл) или 8'×8'. В табл. 1 приводятся численные данные о квантовой эффективности ФПЗС–камеры с термоэлектронным микрохолодильником согласно рекламному листу изготовителя прибора.

Выполнены юстировка оптики телескопа и исследование температурной зависимости фокусировки. При дальнейшей модернизации предполагается заменить асинхронный часовой механизм телескопа на механизм с электронным управлением, а на кассете с ПЗС–камерой установить шаговые двигатели для наблюдений по методу Меткофа.

Предварительные исследования показали, что при десятиминутной экспозиции в интегральном свете на этом телескопе получаются звезды до 22^m. Это позволяет надеяться пронаблюдать все звезды списка в оптическом видимом, а также в ближнем ИК–диапазонах. Ожидаемая точность одного определения положения и фотометрии не ниже 0.05" и 0.04^m соответственно [6].

Основное оборудование обсерватории включает также компьютер Intel-Pentium 3-933, на котором установлены две ОС: Windows Millenium Edition и Linux Mondrake 8. В Linux инсталлирован пакет MIDAS/ROMAFOT. Фотометрический пакет ROMAFOT (DAOPHOT) позволяет получить инструментальные звездные величины и прямоугольные координаты объектов из оцифрованных астрономических изображений.

3. Научные задачи обсерватории на начальном этапе

Как показали опытные наблюдения, установленный здесь телескоп с регистрирующим ПЗС–устройством и выводом данных на компьютер позволяет получать астрометрические и фотометрические наблюдения достаточно высокой точности [6]. Поэтому в круг задач обсерватории были включены наблюдения избранных площадок небя и избранных объектов Солнечной системы: комет, астероидов и других часто приближающихся к Земле космических объектов, которые могут представлять для нее опасность столкновения, так называемую “астероидную опасность”.

4. Наблюдения положений списка 79 ИК–радиоисточников

Наземные астрометрические и фотометрические наблюдения с ПЗС–астрографами или с ПЗС–телескопом, каким является Андрушевский телескоп Цейс-600, по точности не могут конкурировать с космическими, но могут выполнять роль вспомогательных наблюдений. Именно такими вспомогательными наблюдениями являются позиционные и фотометрические наблюдения представленного здесь списка 79 ИК–радиоисточников, результатом которых должна стать проверка отождествлений, выполненных при его создании.

На первом этапе этих наблюдений необходимо проверить, существуют ли вообще какие-либо объекты в точках, координаты которых приведены в списке.

Наблюдения по этой программе были начаты летом 2002 г. Первыми наблюдались объекты, отождествленные с каталогом IRAS PSC (31 объект из представленного в

[1] списка). В табл. 2 приведено общее количество полученных снимков ИК–радиоисточников из этого каталога.

С тем, чтобы выполнить окончательную проверку тождественности ICRF радиоисточников с их ИК–двойниками из представленного списка, предполагается, что на втором этапе наблюдений будет выполнена UBVR_I– и UPRXYZVS–фотометрия ИК–радиоисточников, прошедших проверку на первом этапе. С этой целью к настоящему времени уже сделаны фильтры и ведутся работы по изготовлению устройства для их установки.

5. Заключение

Наземные астрометрические и фотометрические наблюдения с ПЗС–телескопом Цейс-600 могут использоваться для решения вспомогательных задач астрономии и астрометрии. Именно такими вспомогательными задачами являются позиционные и фотометрические наблюдения представленного здесь списка 79 ИК–радиоисточников, рекомендованного для высокоточных астрометрических космических наблюдений. Результатом этих наблюдений должна стать проверка отождествлений, выполненных при его создании.

Представляет также интерес провести аналогичные, с теми же фильтрами, фотометрические наблюдения данного списка 79 ИК–радиоисточников на двухметровом телескопе Цейс-2000 на пике Терскол и сравнить астроклиматические характеристики высокогорного и равнинно-степного астрономических пунктов. Это даст также возможность сравнить эффективность наблюдений в Андрушевской АО по сравнению с наблюдениями на самой высокой астрономической обсерватории в Европе — пике Терскол.

Данная работа частично финансируется из Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, проект 02.07/00017.

1. Харин А. С. и др. Сборник трудов первой укр. конф. по перспективным космическим исследованиям, Киев, 2001, с. 78–82.
2. Харин А. С. Связь радио - и оптических координатных систем посредством точных определений координат небесных объектов в ИК–диапазоне. *Труды 3-й орловской конференции*, ред. Я.С.Яцкив, Киев, 1994, с. 81–84.
3. Babenko Yu. G., Vertipoloch A. Ya., Kharin A. S. IR stars to improve the connection between optical (HIPPARCOS) and radio (ICRF) coordinate systems. In *Proceedings of the Journees 1998 conference*, ed. N. Capitaine, Paris, 1999, P. 36–39.
4. Beichman C. A., Neugebauer G., Habing H. J., et al. Chester T.J.(eds.), IRAS Catalogues and Atlases: The Explanatory Supplement//NASA RP-1190, vv. 1–6, 1987.
5. Neugebauer G. et al.//Astron. J. 1986, v. 308, p. 815–828.
6. Андрук В. Н. и др. Кинематика и физика небесных тел, 1999, Приложение №1, с. 100–103.

Таблица 1. Квантовая эффективность ФПЗС–камеры SIC-017 как функция длины волны λ (нм) согласно рекламному листу изготовителя

λ	%								
230	17.5	380	37.3	530	47.5	680	46.5	830	28.2
240	20.0	390	37.4	540	47.7	690	46.2	840	26.7
250	21.6	400	37.5	550	47.9	700	45.2	850	25.0
260	20.9	410	37.5	560	48.0	710	43.4	860	22.6
270	20.9	420	37.5	570	48.3	720	41.5	870	20.0
280	23.0	430	37.5	580	48.8	730	39.5	880	17.5
290	25.5	440	38.1	590	49.3	740	37.5	890	15.0
300	29.9	450	39.5	600	49.5	750	36.0	900	12.7
310	31.7	460	41.1	610	49.0	760	34.6	910	11.4
320	34.0	470	42.5	620	48.4	770	34.1	920	10.0
330	35.3	480	43.7	630	47.4	780	33.4	930	9.0
340	35.8	490	44.6	640	46.8	790	32.8	940	8.0
350	34.0	500	45.6	650	46.0	800	32.3	950	7.0
360	35.0	510	46.2	660	46.2	810	31.4	960	6.1
370	36.5	520	46.9	670	46.5	820	30.1	970	5.2

Таблица 2. Общее количество снимков ИК-радио источников, наблюдавшихся летом 2002 г. в Андрушевской АО на телескопе Цейс-600

N	PSC_ID	ICRS_ID	R.A	DR.A.	DCL.	DDCL.	V	n	k
11d	8291 439	0829+046	8 31 48.8	-0.8	+ 4 29 39	-2.	16.4	3	1
12c	8519 2017	0851+202	8 54 48.8	1.6	+20 06 30	1.	15.4	3	1
15c	12265 219	1226+023	12 29 06.6	-0.6	+ 2 03 08	-3.	12.9	4	1
16c	12282 1240	1228+126	12 30 49.4	-1.9	+12 23 28	-18.	12.9	5	1
18c	12540 5708	1254+571	12 56 14.2	-0.1	+56 52 25	-1.	13.8	7	2
20c	13451 1232	1345+125	13 47 33.3	0.4	+12 17 24	0.	17.0	7	2
23c	16413 3954	1641+399	16 42 58.8	1.5	+39 48 36	6.	16.0	15	4
24c	17326 3859	1732+389	17 34 20.5	-1.6	+38 57 51	-8.	19.0	22	7
25c	18036 7827	1803+784	18 04 45.6	-0.2	+78 28 04	-2.	16.4	13	3
26c	18072 6949	1807+698	18 06 50.6	-0.5	+69 49 28	-4.	14.2	12	3
27d	18456 7943	1845+797	18 42 08.9	0.0	+79 46 17	0.	15.4	9	2
28c	19440 2251	1943+228	19 46 06.2	2.4	+23 00 04	41.		15	2
29c	20232 3332	2023+335	20 25 10.8	1.1	+33 43 00	12.		4	1
30c	22231 -512	2223-052	22 25 47.2	-0.9	- 4 57 01	12.	18.4	7	1
31d	22292 6930	2229+695	22 30 36.4	0.3	+69 46 28	58.	19.6	4	1

N — номера звезд из таблицы 1 в [1],

dco — кодовые классификаторы,

PSC_ID — PSC — идентификатор, ICRS_ID — ICRF B1950 — идентификатор,

R.A. — прямое восхождение,

DRA — разности прямых восхождений ICRF-PSC в сек. дуги,

DCL — склонения,

DDCL — разности склонений ICRF-PSC в сек. дуги,

V — визуальные звездные величины,

n — количество полученных кадров,

k — количество ночей, в которые наблюдался ИК-источник.

КВАЗАР ОН471: WSRT И РСДБ–НАБЛЮДЕНИЯ, РАДИОСПЕКТР

Вольвач А. Е., Нестеров Н. С.

Крымская астрофизическая обсерватория, РТ-22, Кацивели, Крым 98688, Украина

По данным наблюдений квазара ОН471 ($z=3.4$) на частоте 325 МГц в 1985–1996 гг. обнаружена переменность его радиоизлучения. За указанный период плотность потока радиоизлучения увеличилась в 1.6 раза. На расстоянии 2.5' к северу от квазара выделен радиоисточник с крутым спектром. Плотность потока его радиоизлучения на частоте 5 ГГц равна 1.46 мЯн, а на частоте 350 МГц — 14.5 мЯн. По данным наблюдений 1964–1996 гг. в диапазоне частот 0.325–90 ГГц исследованы особенности переменности квазара ОН 471. Спектр имел пики на частотах около 1 и 20 ГГц. Плотность потока низкочастотного компонента сначала уменьшалась, а затем начала возрастать. Высокочастотный компонент возрос до 2.5 Ян в конце 1970-х гг. Частоты максимумов практически не изменялись. По результатам РСДБ–наблюдений на частоте 1.6 ГГц получена структура типа: ядро — джет 0.005", ориентированный в восточном направлении. Объект является одним из мощных квазаров.

1. Введение

Радиоисточник 0642+449 (ОН471) является квазаром с большим красным смещением $z = 3.406$ [1]. Скорость v , с которой он удаляется от нас, составляет 90 % скорости света. Визуальный блеск ОН471 равен 18.5^m [2]. ОН471 является одним из самых мощных радиоисточников в миллиметровом диапазоне радиоволн.

Исследования квазара ОН471 в Крымской астрофизической обсерватории были начаты в начале 1978 года [3]. Было установлено, что квазар имеет большой высокочастотный избыток на миллиметровых волнах и является переменным на частоте 22 ГГц. С целью исследования спектра и низкочастотной переменности квазара ОН471 нами были проведены наблюдения в 1996 г. на Вестерборкском радиотелескопе апертурного синтеза (WSRT) на частотах 307–385 МГц и проанализированы архивные данные наблюдений на WSRT на частотах 323–327 МГц и 4874 МГц за 1985–1990 гг.

2. Наблюдения

2.1. WSRT

Наблюдения квазара ОН471 были проведены в 1996 году на WSRT с использованием цифрового коррелятора на 8 частотах в диапазоне 307–385 МГц с полосой приема 5 МГц каждый. Радиотелескоп апертурного синтеза состоит из тринадцати 25-метровых параболических антенн, образующих 78 радиоинтерферометров. Часовой угол, на которых наблюдался источник изменялся от -57.5° до $+79.5^\circ$. Центр наведения соответствовал координатам источника ОН471. Калибровочный источник 3С48 наблюдался в течение часа перед началом наблюдений. Температура системы для интервала частот 307–385 МГц равнялась 140 К, размер синтезированной диаграммы направленности равен 33"х50".

Нами были также проанализированы архивные данные наблюдений площадок неба, включающих источник ОН471, на частотах 322.8 МГц в 1985, 1987, 1988 гг. и на

частоте 4874 МГц в 1990 г. Калибровка результатов наблюдений 1987–1988 гг. производилась по суммарному потоку источников, лежащих внутри поля размером $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ около ОН471 и уточненным данным по суммарному потоку, полученным для этого поля в 1996 году. В сеансе наблюдений 1985 г. калибровка потока проводилась по источнику 3С295.

Результаты наблюдений представлены в табл. 1: в первом столбце приведены даты наблюдений в форме год и номер дня, разделенные запятой; во втором — частота наблюдений ν ; в третьем — полоса частот наблюдений $\Delta\nu$, в четвертом и пятом — координаты центра поля наведения; в шестом — зарегистрированный поток от источника F, в седьмом — ошибка измерений ΔF в мЯн, ошибка калибровки не превышала 5 %. В восьмом столбце указан калибровочный источник. Величины потоков калибровочных источников 3С48 и 3С295 были взяты из работы [4].

2.2. РСДБ

Исследования структуры квазара ОН 471 методом РСДБ были проведены в 1997 г. в Европейской РСДБ–сети на частоте 1.6 ГГц в левой круговой поляризации. Регистрация сигнала осуществлялась с использованием системы регистрации Марк-III. В табл. 2 указаны характеристики радиотелескопов: название, диаметр антенны, эквивалентная плотность SEFD потока приемной системы.

Корреляционная обработка данных проводилась в Институте радиоастрономии им. Макса Планка в Бонне. Редактирование и калибровка исходных данных выполнялись с использованием программного пакета NRAO AIPS (Astronomical Image Processing System) по измеренным в процессе наблюдений значениям температуры системы и калибровочных источников DA193 и 3С286. При построении изображения использовался программный пакет DIFMAP, самокалибровка и чистка CLEAN.

3. Результаты исследований

Как следует из данных WSRT, приведенных в табл. 1, поток ОН471 на низких частотах существенно изменился между эпохами 1985 и 1996 гг.

Разница потоков в диапазоне частот 307–385 МГц составила 265 мЯн. Спектральный индекс его излучения равен 0.9 в диапазоне частот 307–385 МГц. Данные наблюдений [5, 6] подтверждают низкочастотную переменность квазара ОН471. На волне 6 см, на расстоянии 2.5' к северу от квазара ОН471 находится источник с потоком 1.46 мЯн. Поток источника на частоте 350 МГц равен 14.5 мЯн. Он имеет крутой спектр со спектральным индексом -0.87. Ожидаемый поток на частоте 22 ГГц должен быть меньше 0.5 мЯн и, следовательно, он не влияет существенно на данные мониторинга квазара ОН471 на одиночных антеннах на высоких частотах. Но он может быть причиной ошибок из-за "путаницы" в данных, полученных на одиночных антеннах на низких частотах в более ранние эпохи наблюдений.

На рис. 1 показаны спектры ОН 471, составленные нами на несколько эпох с 1970 по 1996 гг. Видно, что в период с 1970 по 1973 гг. радиоспектр квазара имел пик на

частоте около 1 ГГц и был, возможно, плоским на частотах выше 5 ГГц. В течение последующих лет произошли процессы, которые привели к эволюции радиоспектра. В конце 1970-х гг. появился мощный компонент на высоких частотах. С начала 1980-х и до середины 1990-х гг. спектр имел пик на частоте около 20 ГГц. Существенного сдвига пика по частоте во времени не зарегистрировано.

Параметры РСДБ–карты приведены в табл. 3. Сопоставление результатов исследований структуры квазара ОН 471, проведенных методом РСДБ, представлены в табл. 4, где соответственно даны: эпоха наблюдений, частота наблюдений, обнаруженная структура источника (К — компактная, Н — неразрешенная, ОВ — односторонний выброс), отношение плотности потока ядра к плотности потока выброса, литературный источник.

Из табл. 4 видно, что РСДБ–наблюдения ОН 471 проводились в основном в низкочастотной области спектра. Лишь в 1991 и 1995 гг. были проведены наблюдения источника на низких и высоких частотах. В 1991 г. на частоте 22 ГГц была зарегистрирована компактная структура источника, а на 1.6 ГГц — структура типа "ядро-выброс" с выбросом длиной около 0.003". В 1995 г. на частоте 15 ГГц была зарегистрирована на грани обнаружения структура типа "ядро-выброс". На низкой частоте уверенно зарегистрирована структура типа "ядро-выброс" с выбросом длиной около 0.0035". В 1997 г., по результатам проведенных нами РСДБ–наблюдений на частоте 1.6 ГГц, зарегистрирована структура "ядро-выброс" с выбросом длиной около 0.005".

Таким образом, размеры ядра составляют около 0.001" дуги, его пиковая яркостная температура — около 1011 К. Размеры джета растут с увеличением длины волны, что связано с увеличением оптической толщи.

4. Выводы

В 1996 г. обнаружено увеличение плотности потока квазара на частоте 325 МГц в 1.6 раза по сравнению с данными наблюдений 1985 г. Следовательно, квазар ОН471 является переменным на низких частотах.

Нами обнаружен источник с крутым спектром, отстоящий на 2.5' на север от квазара ОН471, с потоком 1.46 мЯн на частоте 5 ГГц и 14.5 мЯн на частоте 350 МГц.

По результатам наблюдений, проведенных методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами на частоте 1.6 ГГц, обнаружена сложная структура радиоисточника ОН 471: ядро-джет, с джетом, вытянутым на восток на расстояние около 0.005".

В течение последних 30 лет, перекрытых наблюдениями, зарегистрированы изменения радиоспектра квазара: в начале 1970-х гг. уменьшалась мощность излучения низкочастотного компонента (1 ГГц), в конце 1970-х гг. появился мощный компонент на высоких частотах (20 ГГц). С начала 1980-х до середины 1990-х гг. в спектре ОН 471 доминировал высокочастотный компонент.

1. Carswell R. F., Strittmatter P. A.//*Nature*. 1973. V.242. P.396.
2. Polatidis A. G., Wilkinson P. N., Xu W., Readhead et al.//*Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995. V.98. P.1.
3. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.и др.//*Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, 1981, Т.64, С.103.
4. Boars J. W. M., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.//*Astron. and Astrophys.* 1977. V.61. P.99.
5. Riley J. M., Green D. A.//*Monthly Not. Roy Astron. Soc.* 1998. V.301. P.203.
6. Minns, A. R., Riley, J. M.//*Monthly Not. Roy Astron. Soc.* 2000. V.315. P.839.
7. Gubbay J., Legg A. J., Robertson D. S.et al.//*Astrophys. J.*, 1977, V.215, P.20.
8. Marscher A. P., Shaffer D. B.//*Astron. J.*, 1980, V.85, P.668.
9. Gurvits L. I., Kardashev N. S., Popov M. V.et al.//*Astron. Astrophys.*, 1992, V.260, P.82.
10. Bloom S. D., Marscher A. P., Moore E.M.et al.//*Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1999, V.1, P.1.
11. Xu W., Readhead C. S., Pearson T. J.et al.//*Astroph. J. Suppl. Ser.*, 1995, V.99, P.297.
12. Kellerman K. I., Vermeulen R. C., Zensus J. A., Cohen M. H.//*Astron. J.*, 1998, V.115, P.1295.
13. . Fey A. L., Charlot P.//*Astroph. J. Supl. Ser.*, 1997, V.111, P.95.

Таблица 1. Результаты наблюдения источника ОН471

Дата, год, день	ν , МГц	$\Delta\nu$, МГц	Точка наведения, (градусы, 1950) RA Decl		F, мЯн	ΔF , мЯн	Калибровочный источник
1985,091	327.0	0.6	100.7208	44.9086	445	5	3C295 (F=60.6 Ян)
1987,341	322.8	2.3	101.2000	45.0000	489	6	Источники поля
1987,355	322.8	2.3	101.2000	45.0000	484	6	Источники поля
1988,023	322.8	5.0	101.2000	45.0000	488	6	Источники поля
1996,017	307.5	5.0	100.7208	44.9086	671	9	3C 48 (F=44.9 Ян)
	325.0				710	8	
	341.0				765	8	
	349.0				736	8	
	355.0				754	8	
	360.0				782	9	
	375.0				801	9	
	385.0				827	9	

Таблица 2. Параметры антенн, участвовавших в РСДБ наблюдениях квазара ОН471

Пункт РСДБ	Диаметр антенны, м	SEFD, Ян
Эффельсберг	100	20
Медичина	32	580
Онсала	25	390
Джодрел	26	320
Торунь	32	200
Шанхай	25	2000

Таблица 3. Параметры РСДБ карты, полученной на частоте 1.6 ГГц

Источник	Уровни интенсивности, (% от пиковой плотности)	Пиковая плотность потока, (Ян/ДН)	Диаграмма направленности (ДН)		
			большая ось, (мсек дуги)	малая ось, (мсек дуги)	угол, (градусы)
0642+449	-1, 1, 2, 5, 10, 25, 50, 99	0.329	12.8	2.55	-24

Таблица 4. РСДБ наблюдения ОН471.

Эпоха	f, ГГц	Структура	Fя /Fв, Ян	Ссылка
-	8	Н	< 1 ^а	[7]
-	1.6	К	1.2 ^а	[8]
1987.734	5	ОВ, 7.4 мс дуги	0.9/0.23	[9]
1991.500	22	К	1.7 ^а	[10]
1991.522	5	ОВ, 3.03 мс дуги	1.57/0.1	[11]
1991.961	1.6	ОВ, 3.16 мс дуги	0.29/0.18	[2]
1991.930	1.4	Н	0.48 ^а	[11]
1995.353	15	ОВ, на грани обнаружения	1.73 ^а	[12]
1995.869	2.3	ОВ, 3.7 мс дуги	0.7/0.11	[13]
	8.5	ОВ, 3.3 мс дуги	1.83/0.05	

а — пиковая плотность потока.

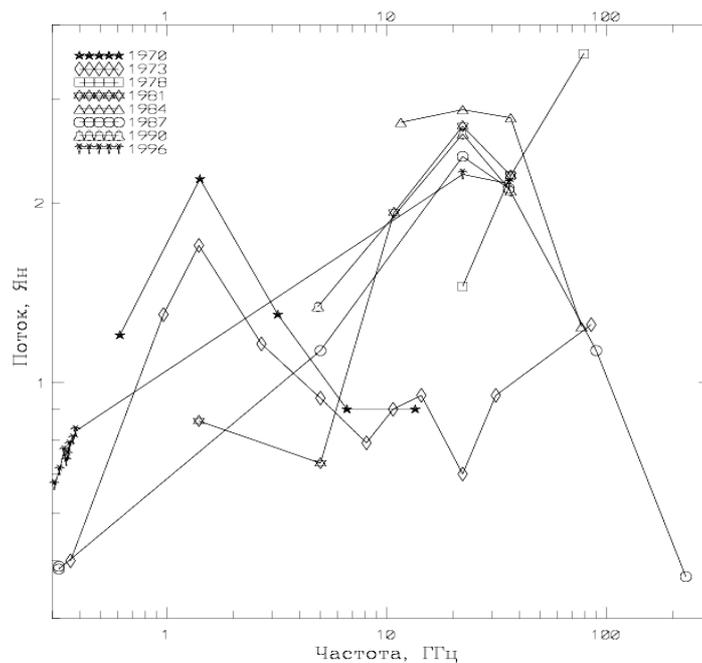


Рис. 1. Спектры ОН 471, составленные на несколько эпох с 1970 по 1996 гг

НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА РТ-22 КРАО В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Вольвач А. Е., Нестеров Н. С.

Крымская астрофизическая обсерватория, РТ-22, Кацивели, Крым 98688 Украина

Представлены результаты наблюдений 40 внегалактических радиисточников, выполненных на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории на частоте 22 ГГц в 1990–1994 гг.

Введение

Большая часть данных о природе внегалактических радиисточников получена из мониторинга радиоизлучения и поляризации. К числу таких данных относятся наблюдения спектральной переменности активных ядер галактик, получаемые на одиночных антеннах. Всплески радиоизлучения внегалактических радиисточников часто сопровождаются появлением новых компонентов вблизи их ядер [1]. Эти компоненты непосредственно обнаруживаются с помощью наблюдений на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ). Обычно развитие всплесков наблюдается сначала на коротких волнах, а затем на длинных. Для более раннего обнаружения радиовсплесков, и следовательно, связанных с ними источников в ядрах, необходимы наблюдения, например в миллиметровом диапазоне.

Наблюдения и обработка

В Крымской астрофизической обсерватории (КраО) продолжаются исследования переменности внегалактических радиисточников на миллиметровых волнах. Здесь мы представляем результаты наблюдений 40 объектов на частоте 22 ГГц (длина волны 13.5 мм), показывающие поведение плотностей потоков этих источников за период 1990–1994 гг. Данные наблюдений до 1990 г. были опубликованы Ефановым и др. [2], Салоненом и др. [3] и Терастрантом и др. [4].

Наблюдения проводились при помощи модуляционных радиометров в двух вариантах [5, 6]:

- с мазером в качестве усилителя высокой частоты с чувствительностью 0.05 К,
- с широкополосным приемником с полосой пропускания частот $\Delta f = 350$ МГц с чувствительностью 0.03 К при постоянной времени 1 с.

Применялась модуляция (переключение) диаграммы направленности антенны между двумя направлениями, разнесенными по азимуту. Поглощение в атмосфере Земли определялось методом разрезов. Управление режимами работы радиотелескопа и радиометра, преобразование выходного сигнала приемника в цифровой код и дальнейшая его обработка проводились с помощью персонального компьютера.

Антенная температура от источников измерялась известным методом ON–ON, описанным в работе Ефанова и др. [7]. Перед измерением интенсивности излучения оп-

ределялось положение источника сканированием. Затем радиотелескоп устанавливался на источник поочередно главным и опорным (условно) лепестками диаграмм направленности, формирующимися при диаграммной модуляции и имеющими взаимно ортогональные поляризации. Антенная температура от источника определялась как разность между усредненными в течение 30 с откликами радиометра в двух различных положениях антенны. В зависимости от интенсивности излучения источников, проводились серии из 6–20 измерений, после чего рассчитывалось среднее значение сигнала и оценивалась средняя квадратичная ошибка. Поглощение излучения в атмосфере Земли учитывалось по данным разрезов атмосферы, производившихся через 3–4 часа. Контроль усиления радиометра и калибровка антенных температур проводились по сигналу от генератора шума. Антенные температуры от исследовавшихся объектов корректировались за поглощение в атмосфере и пересчитывались в плотности потоков с учетом наблюдений калибровочных источников. Данные для калибровочных источников согласно [8] представлены в табл. 1.

Средняя квадратичная ошибка измеренных плотностей потоков исследовавшихся радиоисточников определялась с учетом: среднеквадратичной ошибки, оцениваемой по серии ON–ON измерений; ошибки измерения сигнала от калибровочного генератора шума; ошибки, вносимой неточным знанием коэффициента поглощения в атмосфере; ошибки учета зависимости эффективной площади АЭФ от положения РТ-22 по углу высоты.

Результаты

В табл. 2 приведены: название источника в системе МАС, год и месяц, день и всемирное время наблюдений, измеренная плотность потока и ее средняя квадратичная ошибка.

Видно, что в рассматриваемый период не наблюдалось вариаций плотностей потоков, превышающих ошибки измерений, у источников 0528+134, 0642+449, 0851+202, 1334-127, 1510-089, 1749+096, 2200+420. У объектов 0415+379, 0420-014, 1730-130, 1741-038, 2134+004, 2230+114, 2251+158 произошло увеличение плотности потока, а у источников 0316+413, 0336-019, 0355+508, 0433+295, 0552+398, 0735+178, 2223-052 потоки уменьшились. У радиоисточников 1226+023, 1253-055, 1308+326, 1641+399, 2145+067 зарегистрированы вариации плотностей потоков.

1. Kellermann I. I., Pauliny-Toth I. I. K. // *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, 1981. V.19. P.373.
2. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. и др. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, 1981, Т.64, С.103.
3. Salonen E., Terasranta H., Urpo S. et al. // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1987, V.70, P.409.
4. Terasranta H., Tornikoski M., Valtaoja E. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1992. V.94. P.121.
5. Струков И. А., Скулачев Д. П. // *Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНТИ.* 1986. Т.31.
6. Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Никитин П. С., Стежка П. Н. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, 1985. Т.74. С.171–176.
7. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, 1979. Т.60. С.3
8. Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, 1985. Т.73. С.154.

Таблица 1. Плотности потока и яркостные температуры для калибровочных источников для частоты 22.235 ГГц

Название источника	F, Ян	Тя, К
DR21	19,5	–
3C 274	21,5	–
Юпитер	–	138
Сатурн	–	128

Таблица 2. Измеренные плотности потоков наблюдавшихся радиоисточников в зависимости от времени

Эпоха		F, Ян	ΔF , Ян	Эпоха		F, Ян	ΔF , Ян
(ггг.мм)	(д.УТ)			(ггг.мм)	(д.УТ)		
0234+285				0336-019			
1993.02	10.690	2.91	0.25	1993.02	10.712	3.559	0.107
1994.04	11.569	1.77	0.27	1993.10	29.925	1.744	0.098
0235+164				1993.12	13.819	2.512	0.117
1993.02	10.657	4.78	0.11	0355+508			
1993.02	22.801	4.59	0.16	1993.02	10.787	2.63	0.41
0238-084				1993.10	29.837	2.86	0.26
1993.02	24.628	2.59	0.10	1994.04	11.667	0.88	0.32
0300+470				0415+379			
1994.04	7.705	0.69	0.26	1993.02	10.826	1.78	0.18
0316+413				1994.04	11.697	2.75	0.12
1993.02	09.706	28.33	1.14	1994.04	13.683	3.26	0.26
1993.02	10.762	27.36	0.32	0420-014			
1993.02	22.773	27.08	0.33	1993.09	11.052	1.76	0.25
1993.02	24.779	28.57	0.88	1993.10	29.981	2.75	0.21
1993.04	02.725	26.14	2.19	0433+295			
1993.04	06.721	25.16	1.86	1993.10	30.143	2.89	0.29
1993.04	07.676	26.04	1.16	1993.12	13.845	3.61	0.28
1993.04	09.734	25.53	0.75	1994.04	11.717	1.45	0.15
1993.10	20.888	25.36	0.60	0528+134			
1993.10	25.781	24.94	0.59	1993.09	11.069	6.81	0.29
1993.10	26.874	25.75	0.51	1993.10	30.057	5.61	1.13
1993.10	29.804	25.89	0.40	1993.12	13.867	5.08	0.23
1993.10	30.007	24.03	0.39	1993.12	14.026	5.98	0.18
1993.12	13.922	24.58	0.61	1994.02	17.902	6.18	0.25
1994.02	17.799	23.27	0.43	1994.04	7.674	5.45	0.21
1994.03	02.813	22.34	0.56	1994.04	13.705	5.68	0.29
1994.04	07.690	22.02	0.58	1994.04	29.487	6.03	0.29
1994.04	09.709	22.48	0.51	0538+498			
1994.04	11.636	21.45	0.59	1993.10	30.154	1.890	0.231
1994.04	13.655	21.34	0.52	0552+398			
1994.04	22.516	21.76	0.53	1993.10	30.164	4.092	0.179
1994.04	29.506	21.08	0.42	1993.12	13.887	4.581	0.189
1994.07	24.081	21.99	0.55	1994.04	9.725	3.789	0.085

Епоха		F, Ян	ΔF, Ян
(гггг.мм)	(д.УТ)		
0642+449			
1993.10	30.133	1.76	0.29
1994.04	9.751	1.39	0.27
0735+178			
1993.02	22.833	2.24	0.09
1993.10	30.069	1.53	1.38
1994.04	9.764	1.27	0.33
0748+126			
1993.10	30.120	3.89	0.90
0851+202			
1993.02	22.855	2.54	0.08
1993.10	30.081	2.22	0.82
1994.04	7.757	2.31	0.18
0906+015			
1993.10	30.110	1.93	0.75
0923+392			
1993.02	24.834	10.83	0.37
1993.04	7.702	07.76	0.42
1993.10	30.094	09.25	0.63
1994.02	16.813	09.32	0.21
1994.02	17.840	10.50	0.33
1994.03	2.944	10.76	0.44
1994.04	7.912	11.72	0.47
1994.04	11.776	10.34	0.28
1994.04	22.587	10.31	0.52
1994.04	29.560	09.43	0.25
1226+023			
1990.06	5.765	25.31	0.42
1993.02	9.896	39.02	1.43
1993.02	10.901	39.37	0.42
1993.02	22.916	36.66	0.49
1993.02	24.910	36.48	0.67
1993.04	2.791	31.12	1.29
1993.04	6.933	31.43	2.31
1993.04	7.783	31.01	0.88
1993.04	9.806	32.99	0.80
1993.05	18.895	32.41	0.62
1993.05	20.899	31.68	0.57
1993.10	22.482	34.44	0.75
1993.10	24.522	34.71	1.64
1993.10	30.184	34.40	0.73
1993.12	14.086	37.97	0.92
1994.02	17.878	38.12	0.70
1994.03	2.872	35.20	0.81
1994.04	7.808	31.05	0.78
1994.04	9.798	27.98	0.70

Епоха		F, Ян	ΔF, Ян
(гггг.мм)	(д.УТ)		
1994.04	11.892	29.79	0.87
1994.04	13.862	29.09	0.43
1994.04	22.718	30.17	0.45
1994.04	29.706	29.02	0.66
1994.07	21.744	23.49	1.22
1994.07	23.544	25.11	0.71
1253-055			
1990.06	5.840	11.58	0.29
1993.02	10.921	16.42	0.18
1993.02	22.943	16.20	0.21
1993.02	24.957	16.07	0.28
1993.04	2.846	16.00	1.56
1993.04	7.858	15.01	0.64
1993.05	20.924	15.93	0.69
1993.12	14.126	19.63	0.51
1994.02	17.935	21.39	0.52
1994.03	2.890	21.64	0.76
1994.04	7.842	20.42	0.40
1994.04	9.815	20.78	0.33
1994.04	13.842	20.29	0.35
1994.04	22.742	19.12	0.29
1994.04	29.722	19.38	0.83
1994.07	23.589	21.58	0.68
1308+326			
1993.02	22.969	3.35	0.10
1993.05	20.942	3.29	0.97
1994.03	2.908	4.31	0.45
1994.04	11.810	3.29	0.26
1994.04	13.905	3.32	0.46
1994.04	13.939	3.21	0.11
1334-127			
1993.02	22.993	6.08	0.19
1993.02	25.037	6.29	0.28
1994.04	9.848	6.17	0.25
1994.07	23.665	6.39	0.72
1510-089			
1994.04	11.966	3.87	0.25
1994.04	13.976	3.81	0.14
1641+399			
1993.02	10.950	10.49	0.17
1993.02	25.058	9.95	0.40
1993.04	7.916	9.76	0.47
1993.05	21.054	9.14	0.42
1993.09	10.878	7.09	0.25
1993.10	22.574	7.57	0.33
1994.02	17.957	10.73	2.00

Епоха		F, Ян	ΔF, Ян
(гггг.мм)	(д.УТ)		
1994.04	7.956	7.67	0.62
1994.04	22.788	7.03	0.18
1994.04	29.752	7.12	0.26
1730-130			
1990.06	5.931	7.96	0.23
1993.02	25.148	7.45	0.17
1993.10	25.562	6.55	0.36
1994.04	13.997	5.43	0.16
1994.07	23.778	8.62	0.36
1741-038			
1993.10	29.583	2.19	0.26
1994.04	12.028	3.60	0.19
1994.07	22.847	4.24	0.24
1994.07	23.819	5.52	0.74
1749+096			
1994.04	11.985	4.19	0.14
1994.04	14.038	4.02	0.18
1828+487			
1994.04	14.084	3.15	0.44
1859+011			
1993.04	7.103	10.46	0.87
1921-293			
1993.10	22.621	24.66	1.45
2021+614			
1994.07	23.919	2.88	2.54
2037+511			
1993.10	20.786	5.02	1.09
2134+004			
1993.09	10.901	2.80	0.26
1993.10	26.786	4.07	0.31
1993.10	29.651	3.97	0.47
Епоха		F, Ян	ΔF, Ян
(гггг.мм)	(д.УТ)		
1994.07	22.947	5.11	0.25
2145+067			
1993.09	10.856	11.05	0.45
1993.10	22.674	9.11	0.31
1993.10	24.603	8.07	1.54
1993.10	25.627	8.44	0.81
1993.10	26.807	8.12	0.44
1993.10	29.676	7.55	0.57
1994.07	22.927	11.13	0.40
2200+420			
1994.07	22.899	1.83	0.13
1994.07	23.936	1.80	0.14
2223-052			

1994.07	23.033	3.52	0.21
1994.07	23.981	2.91	0.23
2227-088			
1994.07	23.992	2.16	0.18
2230+114			
1993.09	10.812	2.30	0.19
1994.07	23.074	2.75	0.21
2251+158			
1990.06	6.047	4.51	0.33
1993.09	10.796	14.24	0.52
1993.10	20.865	15.39	0.35
1993.10	25.681	14.80	0.21
1993.10	26.854	15.79	0.52
1993.10	29.775	15.21	0.21
1993.12	13.761	15.69	0.40
1994.07	23.055	15.69	0.69
1994.07	24.024	17.87	0.87

ИЗУЧЕНИЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РТ-22 КРАО МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ЛИНИИ ВОДЯНОГО ПАРА НА ВОЛНЕ 1.35 СМ

Вольвач А. Е.¹, Шульга В. М.², Стрепка И. Д.¹, Антюфеев А. В.²,

Мышенко В. В.², Вольвач Л. Н.¹

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, РТ-22, Кацивели, Крым 98688 Украина

² Радиоастрономический институт НАНУ, г. Харьков, Украина

Для систематических и комплексных исследований областей звездообразования разработан и введен в действие приемник с разрешением по частоте 15 кГц на базе ПК-МАРК2-КАМАК для спектрально-поляриметрических наблюдений мазерных источников в линии водяного пара. Ввод в действие фурье-спектрального анализатора существенно увеличивает разрешение по частоте. В режиме одиночной антенны проведены спектральные наблюдения источника мазерного излучения Орион КЛ. Измеренные антенные температуры в линиях соответствуют спокойному состоянию объекта.

1. Введение

В газопылевых комплексах Вселенной протекают активные процессы звездообразования, которые сопровождаются мощным мазерным излучением в линиях водяного пара. Это излучение чаще всего линейно поляризовано. Уровень поляризации в отдельных линиях может достигать $P=10-20\%$ [1]. Обычно в каждом из комплексов находится несколько активных зон, размеры которых порядка 10^3 а.е. [2]. В этих зонах сосредоточены компактные источники мазерного излучения.

Для изучения процессов, происходящих в областях зарождения линий и приводящих к вспышкам излучения, требуются их систематические наблюдения. Основными требованиями, предъявляемыми к радиотелескопам, являются высокая чувствительность, которая обеспечивается снижением шумов приемной системы, а также высокая стабильность гетеродинов.

В данной работе описаны:

- приемник для спектрально-поляриметрических наблюдений мазерных источников в линии паров воды;
- фурье-спектральный анализатор параллельного типа.

Приведены также результаты спектральных измерений источника Орион КЛ в линиях водяного пара вблизи компонента с лучевой скоростью, близкой к 8 км/с.

2. Аппаратура

2.1 Последовательная регистрация сигнала

Согласно работе Вольвача и др. [3] в марте 2000 г. 22-м радиотелескоп (РТ-22) был оснащен изготовленным в КраО приемным устройством на волну 1.35 см. Особенности этого приемного устройства заключаются в использовании в нем:

- неохлаждаемого малошумящего транзисторного СВЧ-усилителя (МШУ);

- высокостабильного твердотельного первого гетеродина с фазовой автоподстройкой частоты, привязанной к водородному стандарту;
- применении ряда специально изготовленных модулей для автоматического управления работой приемного устройства, регистрации данных измерений с применением персонального компьютера (ПК) и системы регистрации типа MARK.

Для поляризационных измерений используется поляризатор, работающий на эффекте Фарадея. Частотное разрешение может быть задано с полосой 2 МГц, 1 МГц, 500 кГц, 250 кГц, 62 кГц и 15 кГц.

В процессе наблюдений выполняются две основные операции: а) наведение радиотелескопа на источник; б) сопровождение источника и регистрация сигнала на ПК и на магнитные ленты. Затем ленты отсылаются в центр корреляции.

Сканирование по частоте осуществляется путем изменения частоты третьего гетеродина (синтезатора) с заданным наблюдателем шагом и полосой приема по частоте с последующей регистрацией выходного сигнала.

2.1 Параллельная регистрация сигнала

В августе 2002 г. с использованием криоэлектронного радиометра на частоту 22 ГГц [4] на 22-м радиотелескопе для регистрации сигнала был введен в действие фурье-спектральный анализатор параллельного типа. Спектральный анализатор основан на базе процессора Athlon 1ГГц, двух плат сопряжения и платы АЦП. Структурная схема платы сопряжения представлена на рис. 1.

Аналоговый сигнал оцифровывается 6-разрядным АЦП и накапливается в буферной памяти платы сопряжения. После заполнения памяти процессор дает команду на передачу информации из буферной памяти в оперативную память компьютера. Передача происходит в режиме DMA без участия процессора. Процессор в это время запрограммирован на вычисление быстрого преобразования Фурье и накопление спектра сигнала. Применение двух плат сопряжения и передачи в режиме DMA позволило распараллелить процессы и практически свести к нулю потери времени, обусловленные счетом фурье-преобразования (см. рис. 2).

Количество каналов определяется алгоритмом и может быть равным 512, 2048 либо 8192. Спектральный анализатор имеет два встроенных генератора тактовой частоты, которые позволяют реализовать мгновенную полосу частот 2 МГц или 4 МГц. Также предусмотрена возможность подключения внешнего тактового генератора для изменения полосы частот спектр анализатора в пределах от 1 до 6 МГц.

Управление спектр анализатором осуществляется либо в ручном режиме либо через COM порт компьютера.

3. Наблюдения и результаты

Одним из самых сильных источников мазерного излучения в линии водяного пара на волне 1.35 см является Туманность Ориона. В ней находится 8 активных зон, в каж-

дой из которых сконцентрированы компактные источники мощного мазерного излучения. Размеры зон достигают 2000 а.е. [2]. Согласно работе Матвеевко и др. [5] с 1979 г. по 1987 г. в этом источнике происходили быстрые и внезапные возрастания интенсивности компонента с лучевой скоростью, близкой к 8 км/с.

Наблюдения Ориона были проведены с помощью введенной в действие аппаратуры на 22-метровом радиотелескопе КрАО. На рис. 3 показан спектр источника, а в табл. 1 приведены интенсивности зарегистрированных линий. В таблице последовательно даны: лучевые скорости V компонентов спектра и антенные температуры T_a .

В излучении источника Орион KL доминировал компонент с лучевой скоростью 7.2 км/с. Его антенная температура и профиль линии существенно не изменились по сравнению с данными, полученными в ноябре 1991 г. [6]. В то же время зарегистрированный профиль компоненты с лучевой скоростью около 10 км/с имеет более сложный вид по сравнению с данными 1991 г. и, вероятно, состоит из нескольких компонентов. Антенная температура от компонента с лучевой скоростью около 10 км/с была в 3 раза ниже значения, наблюдавшегося в 1991 г.

5. Выводы

Ввод неохлаждаемого малошумящего и криоэлектронного приемников на волну 1.35 см дает возможность продолжить наблюдения мазерных источников как в режиме одиночной антенны, так и в составе РСДБ-сети. Ввод в действие фурье-спектрального анализатора параллельного типа существенно увеличивает разрешение по частоте. Все это дает возможность проводить систематические и комплексные исследования областей звездообразования.

Измеренные антенные температуры в линиях соответствуют спокойному состоянию источника мазерного излучения Орион KL.

1. Reid V. J., Moran J. M.//*Ann. Rev. Astrophys.*, V.19, 1981, P.231.
2. Genzel R., Downes D., Moran J. M. et al.//*Astron and Astrophys.*, V.66, 1978, P.13.
3. Вольвач А. Е., Стрепка И. Д., Нестеров Н. С., Никитин П. С.//*Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, Т.98, 2002, С.1–5.
4. Нестеров Н. С., Вольвач А. Е., Стрепка И. Д. и др.//*Радиоастрономия и радиофизика*, Т.5, 2000, N.3, С.320–322.
5. Матвеевко Л. И., Грэм Д., Даймонд Ф.//*Письма в Астрон. Ж.*, Т.14, 1988, С.1101.
6. Вольвач А. Е., Матвеевко Л. И., Нестеров Н. С.//*Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, Т.89, 1995, С.108.

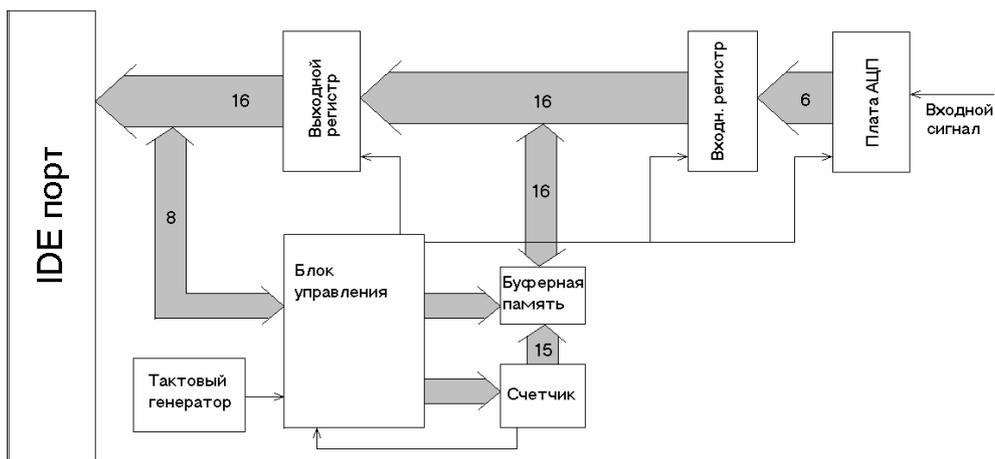


Рис. 1. Структурная схема платы сопряжения

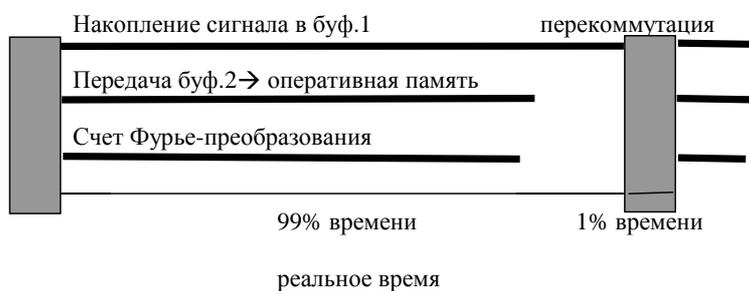


Рис. 2. Структурная схема процесса счета

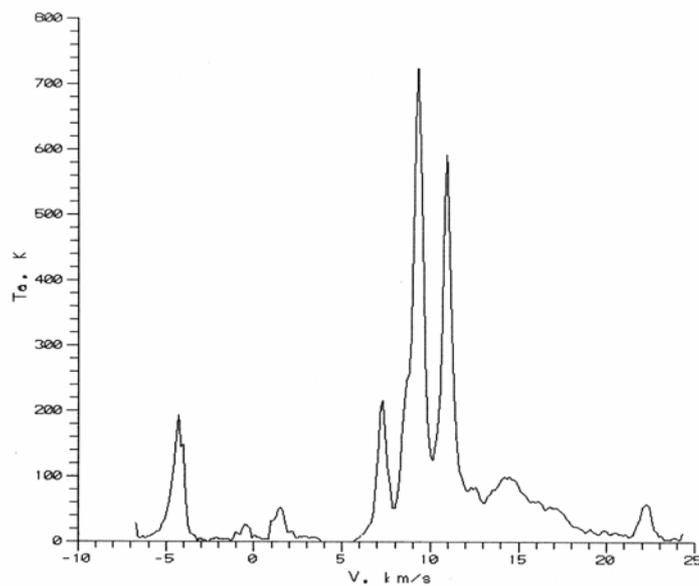


Рис. 3. Спектр источника Орион KL

Таблица 1. Интенсивности зарегистрированных линий

V, км/с	-4.2	-0.5	1.5	7.2	9.3	11	14.3	22.3
Ta, К	194	26	52	216	724	592	100	58

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Литвиненко Л. Н., Шульга В. М.

Радиоастрономический институт НАН Украины

Методы радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой в настоящее время обеспечивают угловое (пространственное) разрешение до тысячных долей секунды дуги. В области астрофизики они позволяют получать такие физические характеристики как яркость, поляризация, частотный спектр излучения, относящиеся к чрезвычайно компактным областям космического пространства. В области астрометрии возможно чрезвычайно точное измерение угловых положений звезд и других космических объектов. В связи с очевидной значимостью исследований с предельно возможным пространственным разрешением практически все радиотелескопы мира объединены в международные сети РСДБ (Европейская сеть РСДБ — EVN, в которой работают в основном радиотелескопы Европы, Глобальная сеть РСДБ — Global VLBI, в работе которой принимают участие радиотелескопы всех континентов, РСБД–система дальней космической связи США и др.

В настоящее время есть две тенденции в развитии РСДБ, которые позволяют существенно улучшить пространственное разрешение: повышение рабочих частот наблюдений и создание наземно-космических интерферометров. На самом деле обе эти тенденции практически реализуются одновременно, по мере развития техники, методики наблюдений и экономического потенциала стран–участников. Космическая РСДБ рассматривается как наиболее перспективное научное направление в исследованиях Вселенной, позволяющее создать радиоинтерферометр с базой, во много раз превышающей размеры Земли. Возможность практической реализации этой идеи была продемонстрирована в проекте VSOP. После запуска Японией космического аппарата с антенно-приемной аппаратурой на орбиту вокруг Земли были проведены успешные наблюдения на наземно-космическом интерферометре, в которых принимали участие наземные радиотелескопы многих стран.

Рабочие частоты, которые использовались в проекте VSOP, не превышали 22 ГГц. В настоящее время во всех проектах запусков космических аппаратов, которые разрабатываются на ближайшее будущее, на первое место выходит использование миллиметрового диапазона длин волн. Подготовка этих проектов находится на различных стадиях разработки, но, тем не менее, их осуществление предполагается в ближайшее десятилетие.

Проект VSOP–2 планируется в Японии после окончания срока действия миссии VSOP на 2007 г. Космический радиотелескоп с антенной диаметром 10 м будет запущен на орбиту с расстоянием от Земли 30000 км в апогее. Наивысшая рабочая частота будет составлять 43 ГГц.

Проект ARISE (Astronomical Radio Interferometry between Space and Earth), который обсуждается в США, предполагает запуск космического аппарата в 2002 году на орбиту с 50000 км в апогее с использованием 25–метровой антенны и приемных систем до 86 ГГц.

Европейское космическое агентство рассматривает возможность вывода на орбиту с апогеем 40000 км в 2010 году антенны с диаметром 30 м, которая обеспечит радиоинтерферометрические наблюдения на частотах до 86 ГГц.

Проект “Radioastron” в России является, по-видимому, наиболее технически подготовленным проектом, но запуск космического аппарата с 10–м антенной, к сожалению, уже несколько раз откладывался. Поскольку этот проект был начат в мире одним из первых, то в нем выбраны относительно низкие частоты до 22 ГГц.

Проект “Millimetron” рассматривается в России как следующий шаг в развитии РСДБ. Он предполагает работу именно в миллиметровом диапазоне с рекордным пространственно-угловым разрешением, которое может быть получено благодаря использованию миллиметровых волн и расстоянию между наземными и космическим радиотелескопами более 300000 км.

Все планируемые миссии предполагают работу космических радиотелескопов с максимально возможным числом наземных антенн, расположенных на всех континентах. К сожалению, Украина до настоящего времени не является участником проектов по наземно-космической РСДБ миллиметрового диапазона. Вместе с тем наша страна располагает научно-техническим потенциалом в этой области. В Украине находится лучший в бывшем Советском Союзе радиотелескоп РТ–22 (п. Симеиз, Крымская астрофизическая обсерватория). Точность изготовления антенны и системы наведения обеспечивают его работу до частоты 150 ГГц, что подтверждается успешными наблюдениями в миллиметровом диапазоне, которые в последние годы проводятся Радионастрономическим институтом НАН Украины совместно с КрАО. Это полностью удовлетворяет требованиям по частотному диапазону всех перечисленных выше проектов миллиметровой РСДБ.

Вторым не менее важным вопросом является оснащение как наземных, так и космических антенн необходимой приемной аппаратурой. К приемным системам РСДБ предъявляются чрезвычайно высокие, по сути предельно возможные по технической реализации требования к чувствительности и фазовой стабильности. Следует отметить, что в миллиметровом диапазоне эти вопросы еще не нашли окончательного решения. В планируемых миссиях для этого предполагается объединение усилий и научно-технического потенциала многих стран-участниц.

Украина имеет большой опыт разработки приемных систем для РСДБ сантиметрового диапазона. Разработанными приемниками оснащены радиотелескопы РТ–22 и РТ–70 (г. Евпатория), а также радиотелескопы России и Китая. В 2002 г. на радиотелескопе РТ–22 был успешно испытан РСДБ–приемник на частоту 22 ГГц (РИ НАНУ,

ОАО «НПК Сатурн», КрАО). В сантиметровом диапазоне наблюдения в международных наземных сетях РСДБ проводятся регулярно.

Из рассмотренного выше следует, что в развитии наземно-космической радиоинтерферометрии миллиметрового диапазона начался этап практической реализации, который предполагает создание постоянно действующих радиointерферометров с базой в десятки и сотни тысяч километров. Современные успехи в области разработок высокочувствительных приемных систем открывают возможности в недалеком будущем планировать создание наземно-космических радиointерферометров не только в миллиметровом, но и субмиллиметровом диапазоне.

Накопленный в Украине опыт РСДБ–наблюдений и возможности по созданию приемных систем, не уступающих по своим характеристикам лучшим мировым образцам, позволяет эффективное использование радиотелескопа РТ–22 для исследования космического пространства в международных сетях миллиметровых наземно-космических интерферометров. В перспективе развитие РСДБ миллиметрового диапазона может найти в создании уникального радиointерферометра с базой Земля–Луна при создании обсерватории на лунной поверхности или окололунных спутников [1]. Вместе с тем для создания полного цикла наблюдений с приемно-измерительным комплексом необходима специальная регистрирующая аппаратура, работающая в принятом в мировых сетях РСДБ формате записи данных. Оснащение ею РТ–22, а также реализация возможности увеличения объемов регистрации/приема радиотелескопом информации до десятков гигабайт могут быть осуществлены в Украине лишь в условиях финансовой поддержки со стороны государства, международной кооперации и заинтересованности в работе РТ–22 в мировых сетях РСДБ со стороны других стран-участников.

1. Архипов А. В., Коноваленко А. А., Литвиненко Л. Н. и др. К научной программе космических исследований с использованием окололунных космических аппаратов и обсерватории на Луне//Сб. тезисов Первой украинской конференции по перспективным космическим исследованиям, Киев, 2001, с. 27–28.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ СЦЕНАРИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПОДСИСТЕМ

А. Ф. Сорокин⁽¹⁾, М. Я. Захарова⁽¹⁾, А. А. Сорокин⁽¹⁾, А.М. Цюх⁽²⁾, В.П. Власенко⁽²⁾

⁽¹⁾ *Научно-производственное предприятие СТ "ТИАМАС" (Россия-Украина), 97403
Крым, Евпатория, ул. Чапаева 89 кв. 29, п/я 25, тел. (8-06569) 2-04-22,*

sorokin@ecc. crimea.ua

⁽²⁾ *Центр приема научной информации Национального центра управления и
испытаний космических средств, ПК А Украины, 97419 Крым, Евпатория-19,*

tsyukh@pochtanit.rii

Показано, что сжатие первичного протооблака в присутствии крупномасштабного магнитного поля с необходимостью вызывает цепочку явлений, при протекании которой проявляются все морфологические особенности галактических подсистем в наблюдаемой части Вселенной.

UNIVERSAL SCRIPT OF FORMATION OF GALACTIC SUBSYSTEMS

A.F. Sorokin, M. Zakharova, A.A. Sorokin, A. Tsyukh, V. Vlasenko

It is shown that compression of a primary protocloud at the presence of a large-scale magnetic field with necessity arouses succession of effects during which all morphological features of galactic subsystems become apparent in the observed part of the Universe.

Введение

По мере накопления и уточнения наблюдательных данных о галактических подсистемах все более очевидной становится необходимость создания самосогласованной единой модели их онтогенеза (зарождения, развития и разрушения) [1].

В такой модели должны найти свое объяснение: многофазность межзвездной среды, источники мощных потоков атомов из галактических центров, природа областей аномального энерговыделения (джеты, радиогалактики, квазары и т.д.), механизм образования и устойчивость спирально дисковой структуры галактик при наличии дифференциального вращения, способ накопления газа в галактической плоскости и наблюдаемый дефицит вещества в приядерных областях, образование частиц сверхвысоких энергий, существенное различие возраста звезд сферических и дисковых подсистем и т.д.

Существующие для объяснения этих фактов модели, как правило, имеют полуэмпирический характер, зачастую слабо связаны между собой и, скорее, относятся к описанию развития уже существующих структур без объяснения природы их возникновения [2]. Так, общепринятая гипотеза разделения первичного газового облака на две фазы как результата развития тепловой неустойчивости [3], явно недостаточна для объяснения всего многообразия наблюдаемых параметров межзвездной среды и не всегда

находит подтверждение в детальных расчетах течения газа с учетом теплового баланса [4].

В достаточно хорошо проработанной теории волновой природы спиральной структуры галактик, упругость, необходимая для распространения волн плотности, обусловлена силами Кориолиса, приводящими к эпициклическому движению звезд, т.е. в конечном счете, вращением всей системы [5,6]. Изначальное вращение всего газового протооблака предполагается и для объяснения дисковой структуры галактик. Однако, даже при незначительных скоростях, вращение частиц вокруг выделенной оси в сверхгалактических масштабах требует колоссальных запасов энергии, должно затруднять процесс фрагментации протооблака и противоречит данным об изотропности Вселенной.

Широкое применение представлений об ударных галактических волнах сыграло важную роль в понимании процессов, происходящих в галактиках, однако, ограничение скачка плотности и других параметров на фронте ударной волны величиной $\chi + 1/\chi - 1$ (χ - постоянная адиабаты) показывает, что они, скорее всего, могут играть роль «триггерного» механизма в тех или иных процессах [7].

Обнаружение [8-10] и детальное исследование [11-15] устойчивых спирально - дисковых структур, образующихся во вращающейся в скрещенных ($E \perp B$) полях плазме, позволило предложить модель онтогенеза галактик, получившую название "модель Сорокиных-Захаровой" [16] (на западе S-Z model [1]), в которой указанные факты находят свое естественное объяснение или вытекают из нее, как следствие.

Возникновение плазменной подсистемы, как основного формообразующего фактора

Феноменологически, в описываемой модели формирование галактических подсистем разделено на два существенно разнесенных во времени этапа и предполагается, что каскадная иерархическая фрагментация протооблака происходит в крупномасштабном магнитном поле B_0

По окончании фрагментации атомы водорода и гелия ускоряются в режиме свободного падения на гравитационные центры фрагментов. В элементарных столкновениях происходит возбуждение атомов и в процессах зарядового обмена, рождаются электроны. По достижении критических температуры и плотности газа электроны за короткое время нагреваются в электрон-ионных столкновениях до температуры достаточной для массовой ионизации атомов (в отсутствие пыли и тяжелых элементов потери энергии на излучение пренебрежимо малы) [17]. Резко возрастает степень ионизации и образуется тонкий шаровой плазменный слой. Свободное падение атомов заменяется медленной диффузией рекомбинирующих ионов поперек магнитного поля. Резкое увеличение плотности фотонов лаймановского континуума приводит к тому, что граница плазменного слоя движется к центру фрагмента за счет фотоионизации. Возникающие поверхностные диамагнитные токи ослабляют магнитное поле внутри слоя, усиливая

его снаружи. Поле внутри протозвезды многократно усиливается, формируя геометрию топологически эквивалентную тору. Внешнее магнитное поле перестраивается из однородного в поле пробочной конфигурации, образуя зеркальную ловушку. В результате изменения поля, в пространстве возникает ЭДС электромагнитной индукции и вихревое, азимутальное электрическое поле E_φ . Частицы плазмы дрейфуя радиально со скоростью $V_D = E_\varphi / B$ по циклоидам в скрещенных $E_\varphi \perp B$ полях, ускоряются до энергий $W = eE_\varphi a \sim mc^2$ (a - характерный размерный параметр: ларморовский радиус, длина свободного пробега частиц по процессам зарядового обмена и т.д.). Этот механизм обеспечивает высокоэффективное преобразование энергии гравитационного сжатия в кинетическую энергию всего ансамбля частиц плазменного слоя. В процессе многократных столкновений частиц в плазме, находящейся в магнитной ловушке, они рассеиваются на угол порядка единицы, попадают в конус ухода в пространстве скоростей и, двигаясь вдоль силовых линий B , покидают ловушку. Так как время электрон-электронного рассеяния в $(m_H / m_e)^{1/2}$ раз меньше протон-протонного, первыми уходят электроны, образуя частично скомпенсированные пучки джетов. В центральной части ловушки формируется объемно-заряженный шар с положительным амбиполярным потенциалом:

$$e\varphi \approx \eta kT_e, \quad (1)$$

где, $\eta \gg 1$ - определяется из условия равенства электронных и ионных потоков [18], что является типичной ситуацией для зеркальных ловушек [12].

Так как продолжительность процесса свободного падения атомов $\tau \sim (p)^{-1/2}$ определяется начальной (джинсовской) плотностью p_0 , то первые ассоциации протозвезд образуются вблизи центра масс протооблака, формируя ядро галактики. Удаленные протозвезды совершают более медленное падение на галактический центр и образуют неподвижную сферически-симметричную подсистему-старое население. Действительно, масса протооблака (без учета остаточного межзвездного газа)

$$M_0 \approx N \cdot m_\phi = N \cdot \left(\frac{k_B}{G \cdot m_H} \right)^{3/2} T_0^{3/2} \cdot \rho_\phi^{-1/2}$$

где, N - число протозвезд, m_ϕ - масса фрагмента, k_B - постоянная Больцмана, G - гравитационная постоянная, m_H - масса протона, T_0 - температура, ρ_ϕ - плотность фрагмента). Отношение времени свободного падения на гравитационный центр протооблака τ_0 к времени сжатия фрагмента τ_ϕ :

$$\frac{\tau_0}{\tau_\phi} \approx \left(\frac{\rho_\phi}{\rho_0} \right)^{1/2} = N \left(\frac{T_\phi}{T_0} \right)^{3/2}.$$

Для реально наблюдаемого соотношения масс и числа звезд $N \sim 10^8 - 10^{13}$, $\rho_f \sim 10^{-14} - 10^{-17}$ кг/м³ и характерное время свободного сжатия фрагментов $\tau_\phi - 10^5 - 10^8$ лет, соответственно $10^{13} < \tau_0 < 10^{21}$ лет ($T \approx \text{const}$), что указывает на фактическую неподвижность старого звездного населения.

Перемещение ближних звезд к галактическому центру с плазмой приводит к пересоединению магнитных силовых линий и формированию единой центральной магнитной ловушки, заполненной плазмой. Такая конфигурация общегалактического магнитного поля была выявлена уже в первых поляризационных измерениях радифона нашей Галактики [19]. Джеты, двигаясь по магнитным силовым линиям центральной ловушки концентрируются в ее пробках, образуя волнообразные и дискретные структуры и диффузные облака на выходе из них. Удаленные звезды проходят весь звездный цикл и угасают, образуя «скрытую массу».

Таким образом, по окончании этого этапа оказываются сформированными: сферическая подсистема неподвижных звезд, часть которых сгруппирована, в силу локальных неоднородностей ρ_0 в звездные скопления, сферическая газовая подсистема с нарастающей к галактическому центру плотностью атомов остаточного газа, галактический центр, объемно-заряженная положительно плазменная подсистема, удерживаемая магнитным полем пробочной конфигурации. Плазма центра, также как и джеты в пробках, образуют область аномального энерговыделения.

Формирование галактических дисков. Дифференциальность вращения галактик. Накопление газа

На последующем этапе эволюции галактик происходит длительное накопление газа, формирование диска и спиралей. После излучения джетов в плазменной подсистеме, представляющей из себя объемно - заряженный шар устанавливается радиальное распределение электрического поля E_r , поддерживаемое токами поперечной проводимости $j_\perp : E_r = j_\perp / \sigma_\perp$, где σ_\perp - поперечная проводимость, определяемая перезарядкой ионов на остаточном газе и их рекомбинацией с электронами. В скрещенных $E_r \perp B$ полях частицы плазмы движутся по циклоидам, создавая азимутальный дрейф всей плазменной подсистемы вращение вокруг галактического центра. В этой ситуации любой вновь родившийся заряд за ларморовский период приобретает поперечную скорость, среднее значение которой $V_\perp = E_r / B \gg V_H$, что приводит к существенному изменению поведения плазмы. Во-первых, в соответствии с сохранением первого адиабатического инварианта условия продольного удержания улучшаются в $\exp(B_{\text{пр}} / B_0 - 1)$ раз ($B_{\text{пр}}/B_0$ - пробочное отношение) [11]. Во-вторых, ион, родившийся на расстоянии z_1 от центральной плоскости, в бочкообразном поле ловушки колеблется в пределах $-Z_1 < Z < Z_1$, и перезарядается на атомах остаточного газа в точке $|Z_2| < |Z_1|$, образовавшийся при перезарядке ион колеблется уже в более узких пределах $-Z_2 < Z < Z_2$. Соответственно сдвигаются к центральной плоскости и точки рождения ионов при ионизации.

В этих процессах формируется плазменный диск с двумерной функцией распределения, как заряженных частиц, так и нейтральных атомов перезарядки. Толщина диска h определяется ионным рассеянием за время перезарядки. Радиальное распределение скорости дрейфа частиц устанавливается в соответствии с распределением плотности заряда $\rho_e(r)$ и магнитного поля $B(r)$. В частности, наблюдаемые кривые дифференциального вращения галактик хорошо объясняются, если принять, что $B(r) \approx \text{const}$, ($r < r_0$), а напряженность электрического поля соответствует полю объемно заряженного диска в его центральной плоскости $E_r = r_0 \rho_e / \epsilon_0$, ($r < r_0$).

Флуктуации магнитного поля и плотности избыточных ионов приводят к вариациям в кривых дифференциального вращения. При глубоких долговременных флуктуациях возможно образование контрвращающихся звезд [20].

В формирующейся дисковой плазменной подсистеме развиваются неустойчивости, приводящие к радиальному расширению диска вместе с замороженным магнитным полем (бомовская диффузия). В результате увеличивается пробочное отношение и уменьшается радиус кривизны магнитных силовых линий R , что с одной стороны улучшает условия продольного удержания, а с другой, ускоряет развитие наиболее опасной для зеркальных конфигураций желобковой неустойчивости, инкремент нарастания которой пропорционален $V_i / (Rb)^{1/2}$ (b - характерный радиальный размер плазмы, V_i - тепловая скорость ионов). Развитие этой неустойчивости приводит к образованию возмущений плотности и быстрому стеканию плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Образуются спицы, из которых во вращающемся диске формируются спирали. В дифференциально вращающейся плазме осуществляется эффективный механизм подавления высших мод желобковой неустойчивости [15] за счет «проскальзывания» слоев плазмы и вытекания возмущенных зарядов через пробки (галактические полюса). Соответственно, в галактической вращающейся плазме возбуждаются моды с азимутальным волновым числом $k < 2\pi r / b$. При малых $r < (b / 2\pi)$ желобковая неустойчивость вообще не возбуждается, при $r > b / 2\pi$ возникает один рукав, дробящийся на несколько при увеличении r , что соответствует наблюдательным фактам. Сформировавшаяся спирально - дисковая плазменная подсистема галактики является эффективным накопителем газа на эффектах перезарядки. Действительно, в галактический диск со всех сторон поступают атомы остаточного газа с тепловой скоростью V_0 . В результате перезарядки из ионов плазмы получают быстрые нейтральные атомы. "Холодные" ионы захватываются в ловушку и включаются в дрейфовое движение плазмы. Зависимость $\sigma_{10} V_i$ (σ_{10} - эффективное поперечное сечение перезарядки) от энергии таково, что, в основном, перезаряжаются ионы, имеющие максимальную энергию, т.е. движущиеся по касательной к окружности дрейфа. Образовавшиеся атомы перемещаются по хорде до следующего акта перезарядки на длину свободного пробега λ_{10} , незначительно смещаясь по радиусу на $\Delta r \ll \lambda_{10}$. Соответственно скорость радиального движения

$$\frac{d(\Delta r)}{dt} = V_r = V_D \cdot \left\{ \left[(r \cdot n_i \sigma_{i0})^2 + 1 \right]^{1/2} - r \cdot n_i \sigma_{i0} \right\},$$

с которой атомы выходят из галактики через боковую поверхность ее диска, оказывается существенно меньше V_0 . Этот механизм с одной стороны обеспечивает накопление газа, с другой создает мощные потоки быстрых атомов из центра вдоль рукавов галактик. Непрерывный характер перезарядки ($\lambda_{i0} \ll b$) обеспечивает вращение газовой подсистемы синхронно с плазменным остовом на периферии галактик. Вблизи центра $\lambda_{i0} \ll b$ и, соответственно $V_r \approx V_D$, что приводит к выносу частиц из этой области и наблюдаемому дефициту вещества в приядерной области.

Из-за различия в величине сечений резонансной ($H^+ + H^0$, $H_2^+ + H_2^0$) и нерезонансной ($H^+ + H_2^0$, $H_2^+ + H^0$) перезарядки плотности H и H_2 и их радиальные распределения в диске галактики существенно различаются, что довольно четко проявляется в наблюдениях.

Через характерное для каждого радиуса время $\tau = r/2V_r$ достигается стационарное значение плотности, величина которой нарастает с увеличением $r : n_{\max} = rn_0 V_0 / hV_r$. Поэтому, по мере увеличения радиуса плазменного остова, плотности вновь образующихся в нем облаков возрастают. По достижении джинсовского предела начинается второй этап звездообразования, что увеличивает скорость радиального расширения плазмы за счет процессов фотоионизации. Вновь образующаяся звездная подсистема вращается со скоростями равными скорости материнских облаков. Картина образования отдельных звезд аналогична описанной выше (с излучением джетов и формированием локальных пробочных конфигураций магнитного поля), хотя и затруднена из-за вращения системы. На этом этапе звездообразования рождение больших звездных скоплений маловероятно в силу относительного небольших размеров материнских облаков. Кроме того, сами звезды, также как и облака сосредотачиваются внутри области пересечения шарового слоя, соответствующего n_{\max} , с плазменным рукавом, сформированным желобковой неустойчивостью. Оценки времени накопления газа до стационарного значения плотности показывают, что в настоящее время, этот этап находится на начальной стадии, так как его длительность для периферии галактик существенно превышает время существования Вселенной. Вновь родившиеся звезды, двигаясь сначала синхронно с рукавами, постепенно покидают ее по кепплеровским орбитам, что объясняет наблюдаемое различие в толщинах, газового и звездного дисков.

Возникновение новых звезд приводит к перестройке магнитного поля и изменению положения оси и центральной плоскости общей магнитной ловушки в пространстве. Поэтому, в общем случае, современное расположение центральной плоскости плазменной и привязанной к ней газовой подсистем не совпадает с ориентацией звездного диска, который в свою очередь может состоять из нескольких дисков одновозрастных звезд, что наблюдается для большинства галактик и необъяснимо в других моделях [20]. Вблизи центральной плоскости рождение звезд может привести к пересоединению

магнитных силовых линий, находящихся под существенно различающимися потенциалами. В этом случае происходит линейное ускорение частиц вдоль магнитного поля за времена выравнивания потенциала, а сама звезда становится мишенью, а, следовательно, и источником мощных тормозных γ и рентгеновского излучений.

Рассмотренный механизм накопления материи действует и в локальных пробочных конфигурациях магнитных полей окружающих звезды, (недавние поляризационные измерения излучения солнечной короны [21] указывают на существование такой конфигурации у нашей системы). К такому же выводу приводит анализ глобальных динамических параметров Солнечной системы [22]. Так как плотность плазмы и остаточного газа вблизи звезд существенно выше межгалактической, и они обогащены тяжелыми элементами, имеющими большие сечения процессов зарядового обмена, из-за более быстрого накопления газа начинается конденсация материи образование кластеров и пыли. Уход электронов через пробки обеспечивает возникновение радиального электрического поля и азимутального дрейфа плазмы, скорость которого не связана с вращением самой звезды. Кластеры материи и пыль вследствие фотоэмиссии или прилипания электронов оказываются заряженными и, как и ионы, движутся по циклоидам, участвуя в процессах зарядового обмена при столкновениях. В силу сохранения адиабатического инварианта удерживаемый на перезарядном механизме газ и кластеры накапливаются в плоскости эклиптики, там же происходит и интенсивная конденсация, пылеобразование и формирование более крупных фрагментов. Сечение захвата (геометрическая площадь пылинок и конденсатов) существенно превышает сечение атомной перезарядки. Вследствие этого стационарное значение плотности достигается на меньших расстояниях от центра и за меньшие времена. Наличие многоэлектронных атомов, эмитированных звездами, уже вступившими в период ядерного синтеза приводит к перераспределению атомов в газовом диске. Вблизи центральной звезды сосредотачиваются тяжелые атомы, как имеющие меньшие потенциалы ионизации, большее сечение перезарядки с возбужденных уровней и больший ларморовский радиус. На периферии интенсивнее идет концентрация атомов легких элементов с низкими температурами конденсации и большими потенциалами ионизации, что приводит к образованию газо-жидкостных объектов.

Заключение

Описанная общая картина онтогенеза весьма вариабельна. Так, если длительность этапа достижения критической джинсовской плотности оказывается меньше времени развития желобковой неустойчивости в плазменной подсистеме, первоначально образуется звездное кольцо. По мере формирования спиралей, в дальнейшем образуется и спиральная звездная подсистема пересеченные спирали, галактики с баром. При аномально больших начальных размерах протооблака желобковая неустойчивость не успевает развиваться и образуются медленно вращающиеся эллиптические галактики.

В соответствии с описанной моделью авторами проведены расчеты для случаев, допускающих аналитическое решение, результаты которых будут приведены в последующих публикациях.

1. Zakharova M., Sorokin A.F., Sorokin A.A., Tsyukh A. Ontogenesis of protogalactic subsystems. Formation of a spiral-disk subsystem. The Evolution of Galaxies I. From Simple Approaches to Self-Consistent Models. July 16-20, 2002, Kiel, Germany
2. Firmani C, Tutukov A.V. *Astronom. and Astrophys.* v.264, 1992, p. 37.
3. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. *Физика межзвездной среды*, М. 1979г.
4. Biermann P., Kippenhahn R., et. al. *Astron. Astrophys.*, 19, 113, 1972, Tubbs A.D., *Astrophys. J.*, 243, 778, 1981.
5. Поляниченко В.Л., Фридман А.М. *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем*. М. 1976.
6. Марочник Л.С. *Спиральная структура галактик. Физика космоса.* (Э) М. 1986. стр.653.
7. Берман В.Г., Марочник Л.С., др. *Крупномасштабное движение межзвездного газа в галактических спиральных волнах. Препринт РЖИ АН СССР, 1982, №ПР-717.*
8. Сорокин А.Ф., Цельник Ф.А. и др. *Разряд с осциллирующими электронами в ловушке с магнитными пробками. Препринт 109-70 ИЯФ СОАН СССР, Новосибирск 1970.*
9. Сорокин А.Ф., Цельник Ф.А. и др. *Вращающаяся плазма в ловушке с магнитными пробками. Препринт 110-70 ИЯФ СОАН СССР, Новосибирск, 1970.*
10. 10. Sorokin A.F., Tsel'nik F.A. at. all. Low - density rotating plasma in a mirror. *Soviet physics - Technical Physics*, v 16, №12, 1972, p. 2006-2010.
11. 11. Сорокин А.Ф., Цельник Ф.А. и др. *О равновесном состоянии вращающейся плазмы в зеркальной ловушке. Физика плазмы т.4, в.3, 1978, стр. 488-49.*
12. 12. Sorokin A.F., at. all. *Measuring profiles of residual gas density and electric potential in the plasma. XIII International conference phenomena in ionized gases, part II, p.215.DDR. Berlin 1977.*
13. Кудрявцев А.М., Сорокин А.Ф. *Способ измерения локальных параметров плазмы с помощью пучка атома. Письма в ЖЭТФ, т.18, в.8, 1973, стр.486-490.*
14. Lehnert V. *Phys Scripta*, v.9, 1974, p. 189.
15. Бехтенов А.А., Волосов В.И., *ЖТФ, т.47, 1977, стр.1450.*
16. Сорокин А.Ф., Сорокин А.А., Захарова М.Я. *Магнито-плазменная модель образования протогалактических подсистем. Тезисы Всероссийской астрономической конференции. Санкт-Петербург, 6-12 августа 2001 г, стр. 100.*
17. 17. Холтыгин А.Ф. *Функции высвечивания горячей плазмы с флуктуациями плотности. Тезисы Всероссийской астрономической конференции. Санкт-Петербург, 6-12 августа 2001г, стр. 186.*
18. Будкер Г.И. *Физика плазмы и проблема управляемого термоядерного синтеза, т.1, МЛ958, стр.243.*
19. Берже Г.Л., Сейлстад Д.А. *Магнитное поле Галактики. Астрофизика, в.6, М., 1967, стр.79-93.*
20. 20. О.К. Сильченко. *Наблюдательные признаки секулярной эволюции. Тезисы Всероссийской астрономической конференции. Санкт-Петербург, 6-12 августа 2001 г, стр. 161.*
21. 21. Сорокин А.Ф., Сорокин А.А., Захарова М.Я., Цюх А.М. *Радионаблюдения корональных дыр. «Солнечная активность и внутреннее строение Солнца» 4-8 июня 2001г. Крым, Научный.*
22. 22. Васильева Г.Я., Румянцев Л.И. Черных Ю.В. *Солнечная активность, как проявление самоорганизации Солнечной системы в галактике. Тезисы Всероссийской астрономической конференции. Санкт-Петербург, 6-12 августа 2001 г, стр. 29.*

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДЖЕТОВ РАДИОГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЯМ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ИХ УЗЛОВ ПРИ ВЫСОКОМ УГЛОВОМ РАЗРЕШЕНИИ

Банникова Е. Ю.¹, Конторович В. М.²

1 Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина, Украина

2 Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков

1. Введение

Как известно, основное радиоизлучение внегалактических объектов — радиогалактик и квазаров — создаётся протяжёнными компонентами (радиооблаками, lobes), куда энергия поступает по узким коллимированным космическим струям — джетам [1]. Размеры джетов, как правило, превышают размеры родительской галактики, и радиооблака находятся за её пределами, представляя собой релятивистские электроны, ускоренные в ударных волнах на местах окончания джетов (видимых на радиокартах как горячие пятна — ГП) и излучающие синхротронным механизмом в магнитных полях радиооблаков. Таким образом, теория внегалактических радиоисточников — это, по существу, теория их джетов. Определение параметров джетов, в особенности их скоростей, представляет собой трудную и не решённую до сих пор проблему. Исключение составляют так называемые парсековые джеты, компоненты которых, разрешимые методом глобальной интерферометрии, в том числе с помощью космических радиоинтерферометров, обнаруживают “видимое”, зачастую ультрарелятивистское движение своих компонентов (т.н. “сверхсветовые” компоненты джетов).

Мы предлагаем использовать для решения этой задачи тонкую структуру узлов (ДУ) в килопарсековых джетах, разрешаемую как современными наземными, так и космическими интерферометрами (требуемое разрешение — сотни угловых миллисекунд), аналогично тому, как это было предложено для ГП в протяжённых компонентах [2,3].

Компактные объекты в джетах (ГП, ДУ), видимые как локальные области уярчения на радиокартах источников, скорее всего, представляют собой ударные волны — места ускорения электронов и усиления магнитных полей [1]. Ударные волны могут иметь различную природу: наряду с головной ударной волной они могут возникать вследствие огибания (обтекания) препятствия, образовывая так называемую “бриллиантовую структуру”, подобную возникающей в реактивных струях, и т.п.

Отношение скорости ДУ и ГП к скорости диффузии электронов определяет форму внешних частей ДУ и протяжённых компонентов: отношение поперечной к продольной

длине и положение ДУ и ГП. Наблюдаемое изменение в размерах внегалактического радиоисточника и в форме протяжённых компонентов на различных частотах в основном согласуются с предсказаниями используемой нами диффузионной модели. Учёт реабсорбции приводит к асимметрии радиооблака на различных видимых углах, а прецессии — к асимметрии в поперечном направлении и к двойственности ГП.

Мы получили карты распределения интенсивности (“факел”) и сравнили их с наблюдательными данными для узлов А и В в джете радиогалактики М 87, джета NGC 4261, а также для южного компонента джета микроквара 1E1740.7-2942 в Центре Галактики. Для детального анализа узлов джетов галактик и микрокваров, позволяющего определить скорость джета (если направление “факела” ориентировано от ядра галактики — при покоящемся ДУ), величину напряжённости магнитного поля и т.п., необходимо иметь наблюдательные данные с высоким разрешением на разных частотах (с разрешением, например, порядка $0.1'' \div 1''$ для М 87 и $5'' \div 10''$ для микроквара в Центре Галактики). Для более удаленных источников это разрешение должно быть соответственно выше.

2. Диффузионная модель с движущимся горячим пятном

В данной работе ГП или ДУ рассматриваются нами как локализованный движущийся источник ультррелятивистских электронов, которые затем распространяются в облако или джет, теряя свою энергию на синхротронное излучение. Мы рассматриваем наиболее универсальный — диффузионный механизм распространения электронов. (Ограничения модели обсуждаются ниже). Исходное уравнение представляет собой неоднородное кинетическое уравнение для функции распределения релятивистских электронов. Используя замену переменных в плоскости $t - E$ (или преобразование Лапласа по времени), сводим кинетическое уравнение в новых переменных к диффузионному, решение которого известно. Окончательное выражение для функции распределения при движущемся точечном источнике $\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$, где x и y — координаты в картинной плоскости, имеет вид

$$N(E, t, r) = \frac{Q_0}{(4 \cdot \pi)^{3/2} \cdot E^2} \int_{-\tau_+(E,t)}^{\tau_-(E,t)} \frac{d\tau'_-}{\alpha^{3/2}(\tau_+(E,t), \tau_-(E,t), \tau'_-)} \left(\tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-) \right)^{-\gamma_0+2} \times \\ \times \Theta(E_2 - \tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-)) \cdot \Theta(\tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-) - E_1) \times \\ \times \exp \left(\frac{\left(x - x(\tau_+(E,t) + \tau'_-) \right)^2 - \left(y - y(\tau_+(E,t) + \tau'_-) \right)^2 - \left(z - z(\tau_+(E,t) + \tau'_-) \right)^2}{4 \cdot \alpha(\tau_+(E,t), \tau_-(E,t), \tau'_-)} \right) \quad , \quad (1)$$

где

$$\alpha(\tau_+(E,t), \tau_-(E,t), \tau'_-) = \int_{-\tau_+(E,t)}^{\tau_-(E,t)} d\tau_2 D(\tau_+(E,t), \tau_2) \quad ,$$

$$\tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-) = \frac{1}{E^2 - \beta \cdot (\tau_+(E,t) - \tau'_-)}, \quad \tau_+(E,t) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\beta \cdot t}{2} + \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E} \right),$$

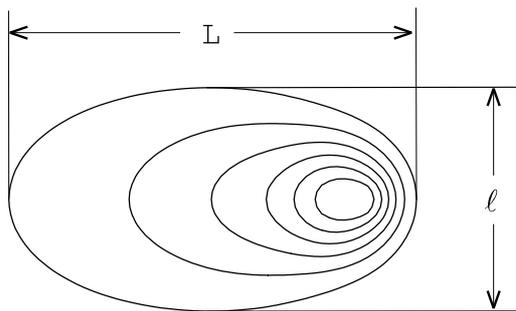
$$\tau_-(E,t) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\beta \cdot t}{2} - \frac{1}{E_2} + \frac{1}{E} \right), \quad \beta = \frac{32 \cdot \pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{W_H + W_\tau}{m^2 c^3}$$

$W_H + W_\tau$ — плотность энергии хаотического магнитного поля и излучения, $\Theta(\dots)$ — функция Хевисайда.

Интенсивность синхротронного излучения для радиоисточника, разрешённого диаграммой направленности радиотелескопа, равна в области прозрачности

$$I(v, t, r) = \frac{\sqrt{3} \cdot e^3 E_2}{m \cdot c^2} \int dE \int_S dR \cdot N(E, t, r) H \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} d\eta \cdot K_{5/3}(\eta), \quad v_c = \frac{3eH}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (2)$$

где H — проекция магнитного поля на экранную плоскость, $\int_S dR$ — интеграл по лучу зрения. Мы используем стандартные обозначения, $K_{5/3}$ — модифицированная функция Бесселя. Спектр инжекции предполагается степенным ($E^{-\gamma_0}$) с $\gamma_0 = 2$ в интервале энергий $E_1 < E < E_2$ и равным нулю вне него. Инжекция включается в момент времени $t = 0$, соответствующий началу процесса эффективного ускорения частиц. Таким образом, по функции распределения $N(E, t, \mathbf{r})$ с учётом (2) можно строить карты распределения интенсивности. В данной работе мы полагаем коэффициент диффузии постоянным ($D \equiv D_0$). Численные расчёты проводились в пакете *Mathematica 4.1*. Так как интенсивность излучения отдельного электрона (множитель справа от магнитного поля в (2)) острая функция частоты, мы для упрощения расчетов заменяли его дельта-функцией, т.е. считали $v \approx v_c$.



Распределение интенсивности (“факел”) при $V > V_{dif}$.

Параметрами задачи являются “время жизни” электрона с энергией E : $\tau \approx 1/\beta E$; “диффузионная длина”: $\lambda_{dif} \equiv \sqrt{D_0 \tau}$ и “диффузионная скорость”: $V_{dif} \equiv \sqrt{D_0/\tau}$, отношение которой к продольной скорости V и поперечной скорости ГП или ДУ V_\ominus определяет форму облака на данной частоте. Кроме того, параметром может быть величина магнитного поля H . Варьируя параметры, добиваемся сходства модельного и наблюдаемого изображения источника.

Для качественного анализа и предварительных оценок используем “геометрические” соображения. Так, зная продольный L и поперечный l размеры ДУ (рис.1), можно оп-

ределить относительную скорость: $V \approx \beta E(L-l)$. Если плотность энергии излучения мала по сравнению с плотностью энергии магнитного поля ($W_H \gg W_r$), что имеет место для джета микроквара 1E1740-2942 и NGC 4261, тогда напряжённость магнитного поля, согласно выражению для времени жизни электрона, связана с энергией следующим образом (в системе CGS):

$$H^2 \cdot E \approx 2 \cdot 10^{-6} \frac{V/10^{10} \text{ см/с}}{(L-l)/1 \text{ пк}}. \quad (3)$$

С другой стороны, из $v = v_c$ следует

$$H \cdot E^2 \approx 10^{-19} v. \quad (4)$$

Из (4) и (3) находим значение магнитного поля (и энергию излучающего на данной частоте электрона) как функцию известных на данной частоте геометрических параметров и скорости узла.

3. Узловая структура джета М 87

Килопарсекковый выброс гигантской эллиптической галактики М 87 (центральной в скоплении Дева), который наблюдается не только в радио- и оптическом, но и в рентгеновском диапазоне, имеет узловую структуру [4,8,10]. В джете наблюдается около 10 узлов с линейным размером от 10 пк до 100 пк. Применяя диффузионную модель, мы получили распределение интенсивности для двух узлов джета М 87: А+В на длине волны 6 см.

Найденными при этом параметрами задачи являются составляющие скорости узла А $V_{Ax} = 0.509 \cdot c$, $V_{Ay} = -0.083 \cdot c$; узла В $V_{Bx} = 0.62 \cdot c$, $V_{By} = -0.16 \cdot c$, $D_0 = 5 \cdot 10^{29} \text{ см}^2$, $H = 10^{-5} \text{ Гс}$. Параметры, например для скорости V_{Ax} узла А, следующие $\tau = 8 \cdot 10^{10} \text{ с}$, $\lambda_{dif} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}$, $V_{dif} = 2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$.

4. Джет микроквара 1E1740-2942^(по [8])

Открытые недавно микроквары [7] представляют собой двойные звездные системы, в которых аккреция на компактный компаньон порождает аккреционный диск и джет, напоминающие в малом масштабе структуру квазара. В микрокваре 1E1740-2942, который находится в Центре Галактики, наблюдаются два компонента джета.

Мы моделируем южный компонент джета, получив распределение интенсивности для следующих значений параметров: $V_x = -0.65 \cdot c$, $V_y = -0.25 \cdot c$, $D_0 = 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^2$, $t = 1.5 \cdot 10^8 \text{ с}$, $\lambda = 20 \text{ см}$ и $H = 0.6 \text{ Гс}$, что соответствует $\tau = 9 \cdot 10^7 \text{ с}$, $\lambda_{dif} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}$, $V_{dif} = 6 \cdot 10^9 \text{ см/с}$.

5. Парсековий джет в NGC 4261

NGC 4261 является галактикой E2-типа, которая ассоциируется с радиоисточником низкой светимости 3C270. В ядре NGC 4261 содержится компактный объект (центральная чёрная дыра) с массой $7 \cdot 10^8 M_{\odot}$ и ядерный диск газа и пыли с диаметром около 300 *пк*, обнаруженный с помощью Хаббловского космического телескопа [5]. Кроме того, в 1997 году VLBI-наблюдения на частотах 1.6 ГГц и 8 ГГц показали существование там симметричных джета и контрджета размером порядка парсека, которые вытянуты вдоль килопарсековых джетов [6]. Также была обнаружена, а в последствие подтвердилась и другими наблюдениями, область с низкой эмиссией со стороны контрджета на расстоянии 0.1 *пк* от ядра, которая интерпретируется как свободно-свободное поглощение небольшим, но достаточно плотным внутренним аккреционным диском. Из видимой скорости радиоджета, которая составляет $0.52 \pm 0.07 \cdot c$ и яркостного контраста джет/контрджет, была рассчитана внутренняя скорость джета: $(0.46 \pm 0.02 \cdot c)$ [9]. На рис.6 показаны изофоты NGC 4261, полученные из VLBI-наблюдений на частоте $\nu = 8.387$ ГГц [6]. В наблюдаемом джете факел ориентирован от центра к периферии, что свидетельствует о том, что ударная волна неподвижна или ее скорость мала по сравнению со скоростью джета. В этих условиях излагаемый подход позволяет определить непосредственно скорость джета, что другими методами сделать затруднительно. Для этого достаточно перейти в систему, где движется ДУ, а джет покоится, и применить предыдущую технику.

Учитывая скорость джета $V_x = -0.52 \cdot c$ [9], получаем карту распределения интенсивности (рис.7) для следующих параметров: $D_0 = 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^2$, $t = 1.5 \cdot 10^8 \text{ с}$, $\nu = 8.387$ ГГц, $H = 10^{-2} \text{ Гс}$.

6. Обсуждение

Рассматриваемый подход позволяет также строить распределение спектральных индексов по источнику, которые несут важную физическую информацию и измерены для многих объектов. Мы не приводим здесь эти данные, которые вычислены в рамках настоящей программы. В жесткой области спектра (рентген, гамма) излучение электронов может быть уже не чисто синхротронным, а преимущественно комптоновским (либо на реликтовом излучении, либо на излучении центрального источника, либо на собственных синхротронных квантах). Полученное распределение электронов позволяет строить карты источников и при этих процессах. Ограничение чисто диффузионного подхода заключается в том, что преобладающую роль в распространении электронов в определенных случаях может играть течение. Это не изменяет принципиально постановки задачи: локальный источник (ГП или ДУ), распространяющиеся от него электроны, испытывающие синхротронно-комптоновские потери. Но форма факела начинает зависеть от дополнительных параметров. В особенности существен учёт течения на низких частотах — вдали от источника электронов. Кроме того, важным параметром

является угол, под которым джет движется на (или от) наблюдателя.¹ Заметим, что если получаемые значения D изменяются с частотой для данного узла, это может свидетельствовать об энергетической зависимости коэффициента диффузии, учет которой не вызывает особых затруднений. Если же на разных частотах для того, чтобы удовлетворить наблюдательным характеристикам источника, напряжённость магнитного поля должна иметь разные значения, то это может служить косвенным доказательством возможной неоднородности магнитного поля, что (равно как и неоднородность D) при движении узлов влечет значительное усложнение вычислений.

Работа частично поддержана грантом INTAS 00-00292.

1. Физика внегалактических источников радиоизлучения / Под.ред. Р. Д. Дагкесаманского. М.: Мир, 1987.-365с.
2. Гестрин С. Г., Конторович В. М., Кочанов А. Е. Диффузионная модель протяжённых радиокомпонентов и струй с движущимся источником ускоренных частиц // Кинем. физ. неб. тел.-1987.-т.3.-№4.-с.57
3. Колесников Ф. М., Конторович В. М. Диффузионная модель протяжённых компонент внегалактических радиоисточников с прецессирующим джетом // Радиофизика и радиоастрономия.- 2001.-т.6.-№1.-с.32
4. Biretta J. A., Zhou F., Owen F. N. Detection of proper motion in the M 87 Jet // *Astrophys.J.*-1995.-v.447.-p.582
5. Ferrarese F., Ford H. C., Jaffe W. Evidence for a Massive Black Hole in the Active Galaxy NGC~4261 from Hubble Space Telescope Images and Spectra // *Astrophys.J.*-1996.-v.470.-p.444
6. Jones D. L., Wehrle A. E. VLBA Imaging of NGC 4261: Symmetric Parsec-Scale Jets and the Inner Accretion Region // *Astrophys.J.*-1997.-v.484.-p.186
7. Mirabel I. F., Rodriguez L. F., Cordier B., et al. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942 // *Nature.*-1992.-v.358.-p.215
8. Perlman E. S., Biretta J. A., Sparks W. B., et al. The Optical-Near-IR Spectrum of the M 87 // *astro-ph/0012044*, 2000
9. Piner B. G., Jones D. L., Wehrle A. N. Orientation and speed of the parsec-scale jet in NGC 4261 (3C270) // *Astronom.J.*-2001.-v.122.-p.2954
10. Wilson A. S., Yang Y. Chandra X-ray Imaging and Spectroscopy of the M 87 Jet and Nucleus // *astro-ph/0112097*, 2001

¹ Речь идёт не столько о величине порядка единицы, сколько о возможном движении под малым углом, как это реализуется в парсековых “сверхсветовых” струях. В приведённых примерах движение джета предполагалось происходящим в картинной плоскости.

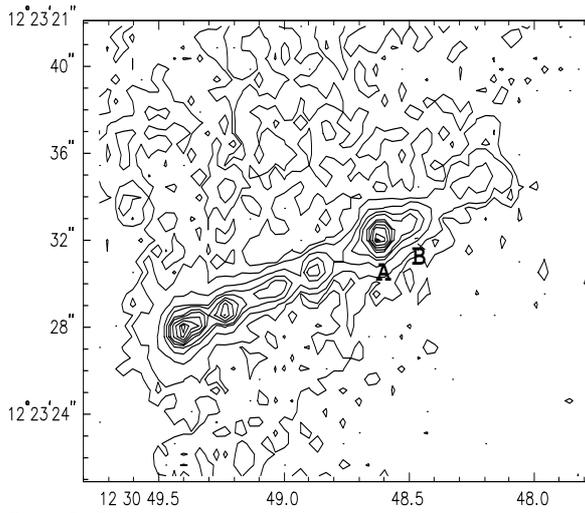


Рис. 2. Карта распределения интенсивности для джета М 87 — рентген [10]. Жёсткое излучение может быть связано с обратным эффектом Комптона.

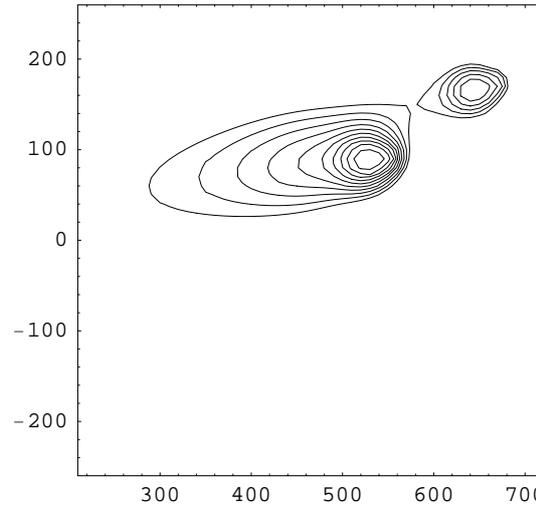


Рис. 3. Модельное распределение интенсивности для узлов джета М-87: А+В для $\lambda = 6$ см с параметрами п.3 (масштаб по осям в парсеках). Линии изофот соответствуют ослаблению интенсивности в e/k раз ($k=1, \dots, 9$).

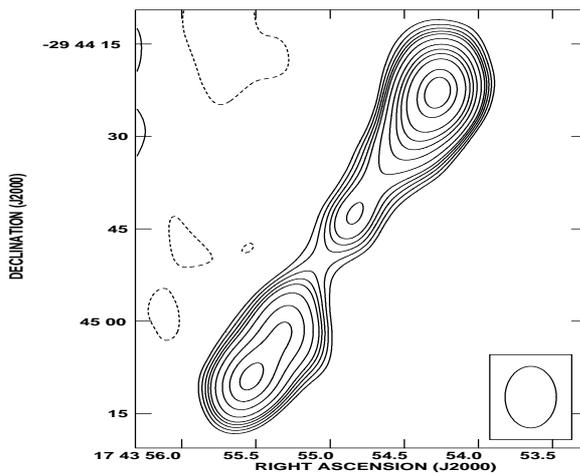


Рис. 4. Карта распределения интенсивности для микроквара 1E1740-2942 на $\lambda_{dif} = 2 \cdot 10^{20}$ см, [7].

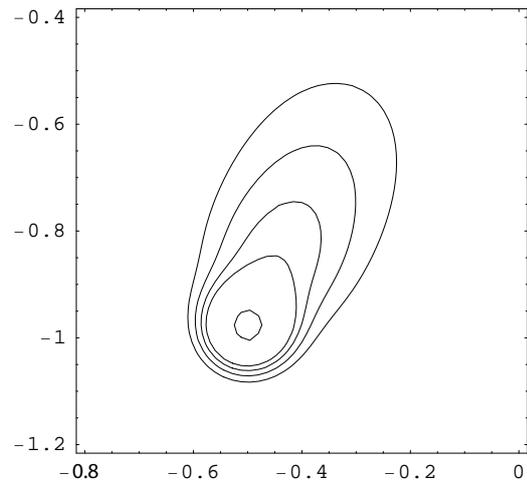


Рис. 5. Карта распределения интенсивности для микроквара 1E1740-2942 — модель (масштаб по осям в парсеках). Линии изофот соответствуют ослаблению интенсивности в $8/k$ раз ($k=3, \dots, 7$).

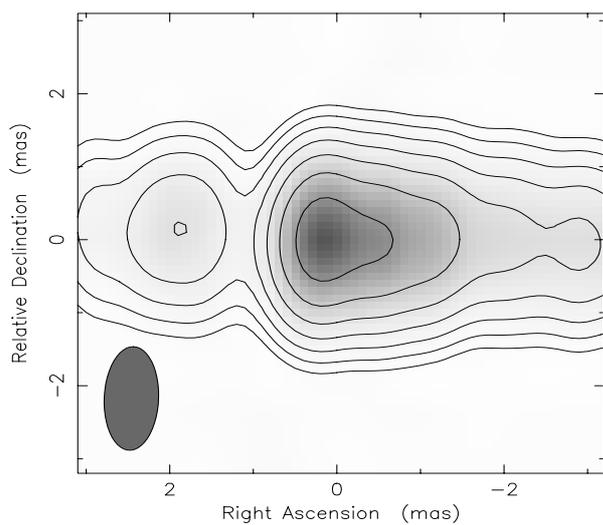


Рис. 6. Наблюдательная карта распределения интенсивности для джета NGC 4261 на частоте 8.387 ГГц [6].

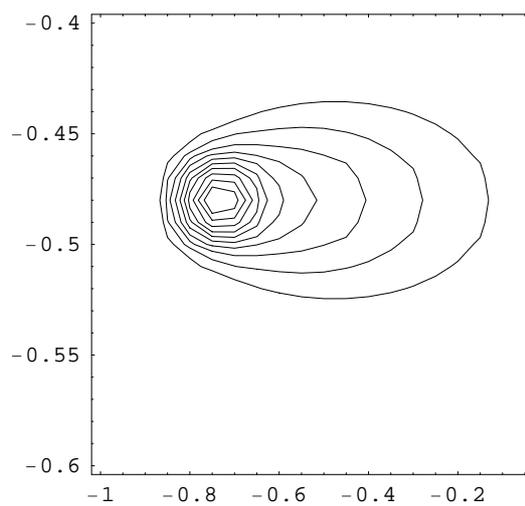


Рис. 7. Карта распределения интенсивности для джета NGC 4261 — модель (масштаб по осям в парсеках). Линии изофот соответствуют ослаблению интенсивности в $8/k$ раз ($k=1, \dots, 9$).

ПОИСК И НАБЛЮДЕНИЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ НА ТЕЛЕСКОПЕ «ЦЕЙС-1000» В КРАО

Николенко И. В.¹, Неяченко Д. И.¹, Зенькович А. Д.¹,

Смирнов М. А.², Крючков С. В.², Барабанов С. И.²

¹Крымская Астрофизическая обсерватория, Украина

²ИНАСАН, Россия

В настоящее время в оптическом отделении лаборатории радиоастрономии (РА) КРАО наиболее значительной программой является позиционные и фотометрические наблюдения небесных тел искусственной и естественной природы в околоземном пространстве на телескопе «Цейс-1000». Эти наблюдения проводились с момента ввода в строй этого инструмента в 1988 году.

Для увеличения поля зрения инструмента была разработаны и созданы системы укорочения фокуса. С использованием ПЗС-камеры ST-6 предельная звёздная величина 21^m , при использовании опорного каталога GSC и USNO-2A точность определения положений относительно звёзд опорного каталога составляет $0.1''$, точность определения угловых координат объектов составляет $0.5''$. Поле зрения составляет до $15' \times 17'$. Для фотометрических наблюдений астероидов в системе BVR используются сменные фильтры. С 1995 года на телескопе «Цейс-1000» совместно с Институтом астрономии РАН проводятся регулярные наблюдения метровых и декаметровых тел в составе метеорных потоков за пределами земной атмосферы. В ходе проведенных наблюдений вблизи радиантов потоков Персеид, Геменид, Каприкорнид и Комид был обнаружен 31 объект метрового и декаметрового размера. Обнаружен новый класс объектов в метеорных потоках — объекты размерами метры и декаметры, получена оценка доли таких объектов в метеорных потоках. По результатам наблюдений показано, что метеорные и болидные потоки содержат небесные тела, представляющих опасность столкновения с Землей. Периоды активности таких потоков указывают пространственные направления и интервалы времени повышенной интенсивности потока крупных тел в околоземном пространстве.

Другим типом объектов в околоземном пространстве являются искусственные спутники Земли. Для наблюдений геосинхронных объектов используется доработанная камера ST-6, снабженная быстрым затвором с системой регистрации времени до 1 мс, что позволяет проводить позиционные наблюдения с неподвижным телескопом.

Наблюдения околоземных небесных тел было и остается одной из основных программ работы на 1-м телескопе «Цейс-1000» (Рис. 1).

Основными направлениями работы были и являются следующие: позиционные наблюдения геосинхронных спутников; фотометрические наблюдения геосинхронных спутников; поисковые наблюдения крупных тел в метеорных и болидных потоках; позиционные наблюдения астероидов; фотометрия астероидов, сближающихся с Землей.

За прошедшие годы сменилось несколько научных программ и несколько поколений светоприемной аппаратуры, на которой проводятся наблюдения. Первая телевизионная система, позволившая проводить фотометрические наблюдения геосинхронных спутников, была создана в начале 1990-х годов [1]. Вскоре она была усовершенствована, и позволила проводить не только фотометрические, но и позиционные наблюдения геосинхронных спутников [2]. В этой системе в качестве светоприемника использовалась гибридная ТВ-камера ПГ-3, включающая 3-каскадный ЭОП и ПЗС-камеру. Размер кадра был ограничен 256 x 256 пикселями, оцифровка изображений составляла 256 градаций. Время накопления варьировалось от 0.02 до 3 с, что было обусловлено высоким уровнем шумов при работе без охлаждения светоприемной аппаратуры. Динамический диапазон составлял около 5^m . Эта аппаратура позволила проводить фотометрические наблюдения в системе UBVR объектов до 17^m с точностью $0.05^m-0.1^m$.

С помощью этой аппаратуры проводились регулярные фотометрические и позиционные наблюдения геосинхронных спутников. На рис. 2 приведена кривая блеска ГСС 68081E, полученная на 1-м телескопе. Поле рассеяния солнечного света спутником позволило определить его основные параметры. Результаты фотометрических наблюдений ГСС позволили построить теорию вековой эволюции большой полуоси его орбиты под действием солнечной радиации [5]. Другим примером использования фотометрических наблюдений, проведенных на 1-м телескопе, является определение формы верхней ступени «Транстейдж-13» (68081E) после ее разрушения [6]. По результатам наблюдений было показано, что разрушенная ступень имеет дыру в боковой поверхности диаметром до 2 метров. Проведившиеся фотометрические и позиционные наблюдения ГСС использовались также для решения ряда прикладных задач.

С 1995 года для наблюдений используется ПЗС-камера ST-6. Поле зрения в фокусе Ричи-Кретьена составило всего 2.5', поэтому практически с самого начала ее использования были разработаны и изготовлены редукторы фокуса [7].

Всего были разработаны и изготовлены три системы укорочения фокуса для 1-м телескопа: до 5.3 м, 5.1 м и 1.7 м. Первая система была наиболее простой - ахроматический двухлинзовый объектив (склейка) диаметром 60 мм и светосилой 1:4 устанавливается предфокально, при этом происходит смещение фокальной поверхности за счет уменьшения эквивалентного фокусного расстояния до 5.3 м. Данная система была разработана и изготовлена для согласования гибридной телевизионной установки ПГ-3 с 1-м телескопом в Симеизе. Невиньетированное поле зрения составляет 3'. Вторая система с фокусным расстоянием 5.1 м позволяет согласовать разрешение телескопа с камерой ST-6, имеющей размер пикселя 23x27 мкм. Эквивалентное фокусное расстояние 1.7 м предназначается для применения с перспективными камерами с размером пикселя 9 мкм или камерой ST-6 для увеличения поля зрения при поисковых исследованиях.

Система укорочения фокуса до 5.1 м на метровом телескопе в Симеизе реализована на базе имевшихся оптических элементов и состоит из двух основных объективов. Первый объектив (так называемая коллективная линза) необходим для согласования

зрачков и апертур объектива телескопа и второго объектива. Трансфокатор не является совсем "правильным" с абберационной точки зрения, так как его компоненты рассчитаны для несколько иного хода лучей. Выходным зрачком коллективной линзы является изображение главного зеркала во вторичном, и в нем пересекаются продолжения выходных апертурного и наклонного пучков. Выходной зрачок объектива Ричи-Кретьена является мнимым, и положение его необходимо знать для исключения впоследствии геометрического виньетирования. Второй объектив также поставлен в прямом ходе лучей и работает с мнимым предметом, расположенным на конечном расстоянии, образуя действительное изображение в плоскости ПЗС–матрицы. Благодаря коллективной линзе пучки полностью "проваливаются" в объектив, и в некотором ограниченном поле отсутствует геометрическое виньетирование. Для системы укорочения фокуса до 5.1 м линейное увеличение системы трансфокатора ограничивается световым диаметром коллектива и равно 0,387. При этом эквивалентное фокусное расстояние телескопа составляет 5144 мм, а угловое поле для камеры ST-6 равно 5.9'x4.4'. Неравномерность светораспределения по полю составляет около 1 % и имеет несколько хаотичный характер вследствие абберационного виньетирования. При эквивалентном фокусном расстоянии 5.1 м линейный размер пикселя (0,025 мм) соответствует угловому полю 1". Для сравнения, угловое поле, захватываемое камерой ST-6 без применения трансфокатора, равно 2,27'x1,7' (при эквивалентном фокусном расстоянии 13300 мм).

Вследствие малого углового поля согласующего трансфокатора затруднен поиск объектов. Для увеличения поля зрения разработан и изготовлен третий трансфокатор. При его использовании эквивалентное фокусное расстояние системы равно 1.7 м, и захватываемое угловое поле для ST-6 равно 17,8'x13,3'. Оптическая схема этого трансфокатора представлена на рис. 3.

На рис. 3 изображено: к — коллективная линза, о — второй объектив, Н — передние главные плоскости оптических компонентов, Н' — задние главные плоскости оптических компонентов, I" — мнимое изображение, получаемое объективом Ричи-Кретьена, I'" — действительное изображение, получаемое коллективом, I'''' — изображение в плоскости ПЗС–матрицы, P'к — выходной зрачок коллектива, P'о — выходной зрачок второго объектива.

Позиционные наблюдения проводятся с ПЗС–камерой ST-6. Линейный размер ПЗС–матрицы 8.6x6.5 мм, мозаика 375x242 пикселя. Размер пикселя 23x 27мкм. Шум считывания составляет 9 (ε). Количество разрядов ЭВМ, приходящееся на один пиксель, равно 16 (16–разрядная оцифровка). Во время наблюдений камера охлаждалась до температуры -20...-30 С. При такой температуре шумы за счет темнового тока были незначительны по сравнению с другими источниками шумов (шум считывания и фон неба). Поскольку в Симеизе имеется достаточно сильная искусственная засветка неба, то время накопления было ограничено 2–5 минутами. Для проведения поисковых работ в безлунный период ПЗС–камера использовалась без светофильтров, с целью повышения проникающей способности. При наличии подсветки неба Луной для понижения

фоновой засветки использовался красный светофильтр КС-11, обрезающий световой поток с длинами волн короче 0.7 мкм.

Все полученные снимки исправлялись за неоднородность чувствительности по площади ПЗС-камеры с помощью снимков с равномерной засветкой (фон неба в сумерках), получаемых каждую наблюдательную ночь. Проводилась коррекция за растекание при экспозиции и во время считывания. Большинство наблюдавшихся объектов имело на снимках отношение сигнал/шум, равный 3–5. При измерении координат центра изображения при низком отношении сигнал/шум определялось положение средневзвешенного фотометрического центра изображения. Ошибка определения составляла в среднем 0.2 пикселя. При измерениях изображений звезд при высоком отношении сигнал/шум использовался также метод определения центра изображения аппроксимацией распределения яркости в изображении двумерным нормальным распределением с произвольной ориентацией осей эллипса изофот (параметры, определяемые при измерениях). Точность измерений этим методом достигает 0.1 пикселя при отношении сигнал/шум, равном 20, и диаметре изображения 4 пикселя. Так как наблюдения проводились с использованием систем укорочения фокуса [7], то масштаб изображения составлял 1"–2.5" на один пиксель. При точности используемых каталогов GSC и USNO, не превышающей 1", именно точность каталогов определяла точность координатных измерений.

С 1995 г. на 1-метровом телескопе регулярно производится поиск тел метрового и декаметрового диапазона в метеорных и болидных потоках за пределами атмосферы Земли. Комплексная методика выделения направлений поиска и его осуществления разработана в ИНАСАН [7, 8]. За время наблюдений (по сентябрь 2002 г.) обнаружено 32 объекта, заподозренных в принадлежности к исследуемым метеорным и болидным потокам. Для 19 из них удалось посчитать предварительные орбиты, из анализа которых можно утверждать, что 18 обнаруженных объектов с большой вероятностью являются телами исследуемых размеров и принадлежат изучаемым метеорным и болидным потокам. Измеренный блеск позволил оценить размеры этих тел. Принимая альбедо равным 0.1, мы получили, что их диаметры лежат в диапазоне от 1 до 50 метров.

При наблюдениях вблизи радиантов метеорных и болидных потоков в поле зрения регулярно попадают астероиды. Для этих астероидов получают координаты и отсылаются в Центр малых планет Международного астрономического союза. По результатам наблюдений открыты 4 новых астероида (их условные обозначения J99Q02W, J99Q02X, J99Q02Y, K02PE1S).

Для проведения позиционных наблюдений геосинхронных спутников была разработана система с быстрым открыванием и закрыванием затвора с привязкой этих моментов к точному времени [9].

1. Кокурин Л. Ю. Компактная система ввода и обработки астрономических изображений//Научные информации ИНАСАН, вып. 69, 1991, с. 30–34.
2. Багров А. В., Гангнус П. А., Ерпылев Н. П. и др. Гибридная телевизионная установка для позиционных и фотометрических наблюдений//Наблюдений ИНТ, № 88, 1994, с. 1–5.
3. Микиша А. М., Смирнов М. А. Вековая эволюция высокоорбитальных космических объектов под действием светового давления//Столкновения в околоземном пространстве (ред. А.Г. Масевич), М.: Космосинформ, 1995, с. 252–271.
4. Смирнов М. А. Определение формы спутника Транстейдж по фотометрическим наблюдениям//Наблюдений ИНТ, № 88, 1994, с. 17–19.
5. Барабанов С. И., Николенко И. В., Неяченко Д. И. Наблюдения метеороидов и элементов космического мусора с оптическими системами на основе ПЗС-камер//Околоземная астрономия (ред. А.Г. Масевич), М.: Космосинформ, 1998, с. 231–244.
6. Смирнов М. А., Барабанов С. И., Зенькович А. Д., Микиша А. М. Наблюдения крупных тел в метеорных потоках//Доклад на конференции ОЗА 2001.
7. Барабанов С. И., Кильпио А., Крючков С. В., Смирнов М. А. Новые возможности наблюдения геостационарных спутников на 1-м телескопе в Симеизе и на 60-см телескопе в Звенигороде//Околоземная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы (ред. Л.В. Рыхлова), М.: Космосинформ, 2000, с. 347–355.



Рис. 1. 1-м телескоп «Цейс-1000»

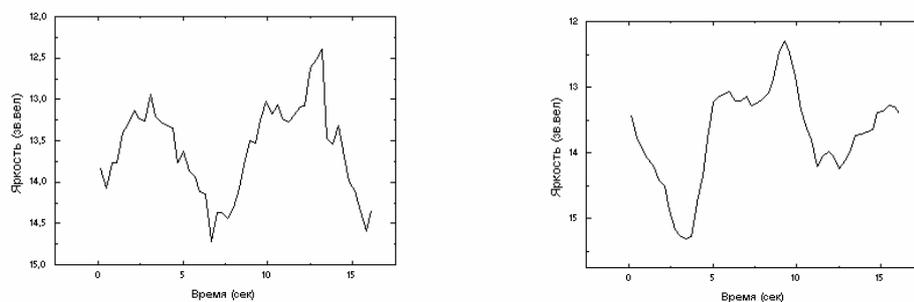


Рис. 2. Кривые блеска на одном периоде ГСС «Транстейдж 13» по наблюдениям 25.07.1993, 1-м телескоп, Симеиз

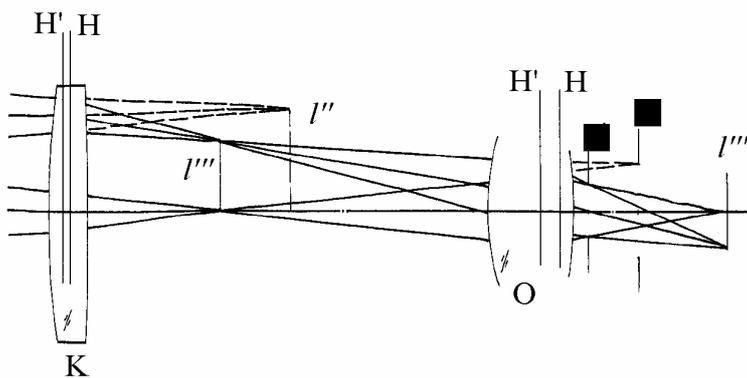


Рис 3. Оптическая схема системы укорочения фокуса

РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ СТАНЦИИ GPS “CRAO” В СИМЕИЗЕ

Штирберг Л. С.¹, Дмитроца И. И.¹, Дмитроца А. И.¹, Филиков С. В.¹,

Зенькович А. Д.¹, Reilinger R.²

¹ НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Симеиз, Украина,

² UNAVCO, USA

В 1998 году было подписано соглашение между NASA и Крымской астрофизической обсерватории о запуске в Симеизе опорной станции системы NAVSTAR. В данной работе рассмотрены первые результаты работы станции GPS–“CRAO”. Кроме результатов наблюдений станции за два года приведены результаты наблюдений всей американской GPS сети в регионе Малая Азия.

В 1998 году было подписано соглашение между NASA и Крымской астрофизической обсерваторией об организации опорной станции системы NAVSTAR на территории лаборатории радиоастрономии Крымской астрофизической обсерватории в Симеизе. В мае 2000 года станция была введена в эксплуатацию и зарегистрирована как GPS–«CRAO» рядом с лазерным спутниковым дальномером „Simeiz-1873”.

Работа по установке и монтажу проводилась инженерами американского консорциума UNAVCO⁽²⁾ и Калифорнийского Технологического Института. Подготовка фундамента и дальнейшее техническое обеспечение осуществляется коллективом сотрудников, обеспечивающих работу лазерного дальномера.

Как известно, инструментальная точность современных GPS–приемников составляет 3–5 мм в горизонтальной плоскости. Поэтому они эффективны при изучении региональных горизонтальных подвижек. Вертикальная составляющая положения антенны определяется значительно хуже из-за влияния флуктуаций влажной составляющей атмосферной рефракции.

Двухлетние наблюдения станции GPS-CRAO позволили получить следующие данные (см. рис. 1–3):

- В северном направлении скорость движения антенны составляет 12.9 ± 0.2 мм/год. Среднее квадратичное отклонение одного сеанса 3.1 мм, точность нормальной точки 1.04 мм;
- В восточном направлении скорость движения антенны составляет 26.2 ± 0.3 мм/год. Среднее квадратичное отклонение одного сеанса 4.5 мм, точность нормальной точки 1.05 мм;
- В вертикальном направлении скорость движения антенны составляет -2.6 ± 0.8 мм/год. Среднее квадратичное отклонение одного сеанса 9.6 мм, точность нормальной точки 0.94 мм.

Итак, по приведенным выше данным мы движемся в северо-восточном направлении со скоростью 29.2 мм/год. Так как станция располагается на западном склоне горы

² University Navstar Consortium

Кошка, то предполагаемый характер возможных локальных оползневых подвижек должен был иметь западно-южное направление. Из этого следует, что обнаруженное смещение не имеет оползневую природу.

Примером применения системы GPS для мониторинга движения плит является работа, сделанная при поддержке NASA и научных организаций многих государств, в том числе Турции, Греции, России, Германии, Грузии, Египта и др. Установлено, что Израиль, Ливан, Турция, Греция совершают вращательное движение вокруг центра, находящегося в Средиземном море (см. рис. 4). Скорость движения плит составляет около 20 мм в год. Движение происходит в направлении Малая Азия–Балканы. При этом Анатолийский разлом делит Малую Азию на две зоны. Южная зона вращается, а северная часть Турции, менее изученная, движется на север со скоростью 6-10 мм в год. На территории Крыма имеется только одно непрерывное измерение в IGS–сети⁽³⁾. Это станция GPS–“CRAO” в Симеизе [1].

Двухлетние наблюдения показали, что станция движется в северо-восточном направлении со скоростью приблизительно 30 мм в год. Является актуальным исследование динамики движения Крыма и юга Украины.

Таким образом, в лаборатории радиоастрономии КРАО имеется радиотелескоп РТ-22, работающим в сети РСДБ⁽⁴⁾, станция лазерной локации спутников, работающая в сети ILRS⁵

Наличие трех независимых космических способов определения координат: радиоинтерферометрии, лазерной локации и GPS позволит в близкой перспективе проводить их эффективное сравнение.

1. Tatevian S. K., Shtirberg L. S. *Collocation of different Space geodesy technique at the Simeiz geodynamical observatory*//Proceedings of the International Workshop on GEMSTONE, Japan, 1999.

³ International GPS Service

⁴ Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами

⁵ International Laser Ranging Service

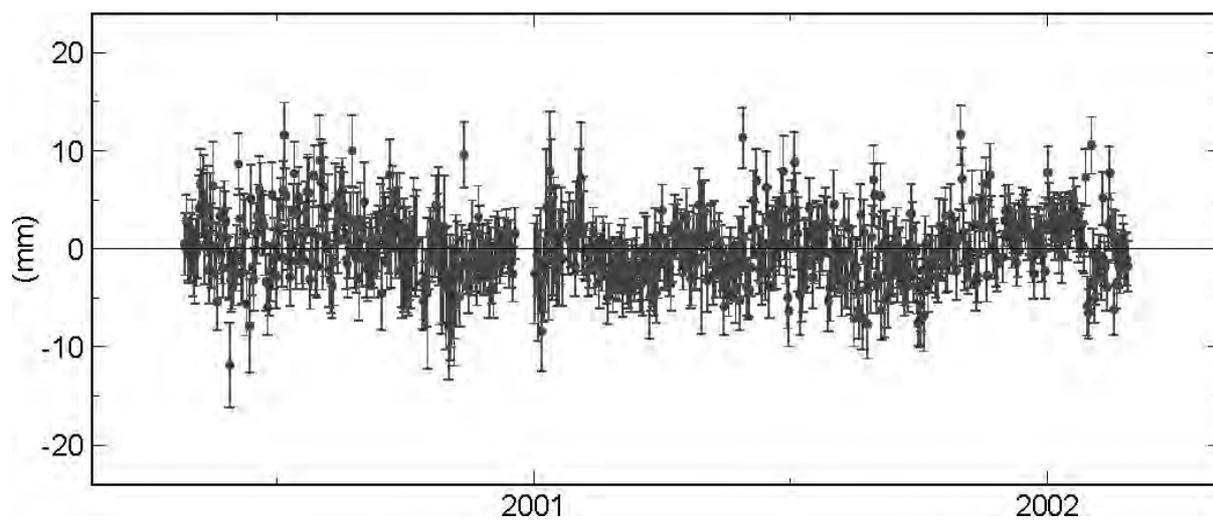


Рис. 1. Движение в северном направлении

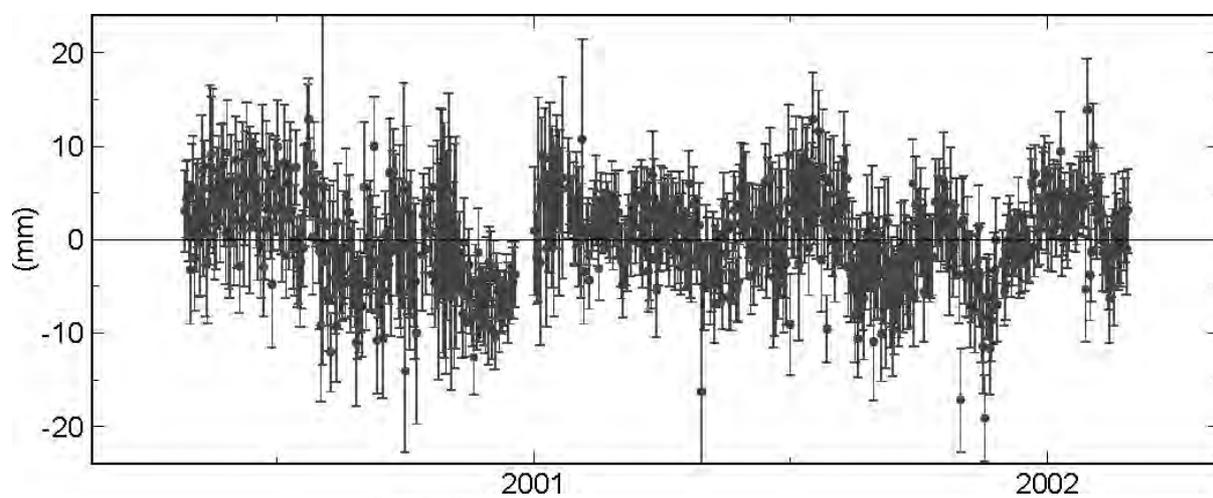


Рис 2. Движение в восточном направлении

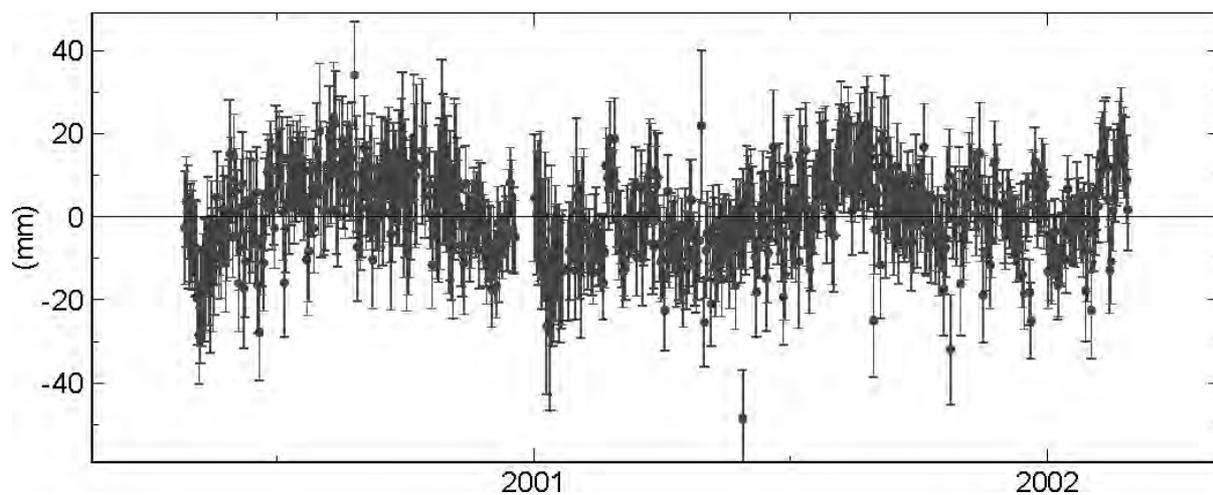


Рис. 3. Движение по вертикальной составляющей

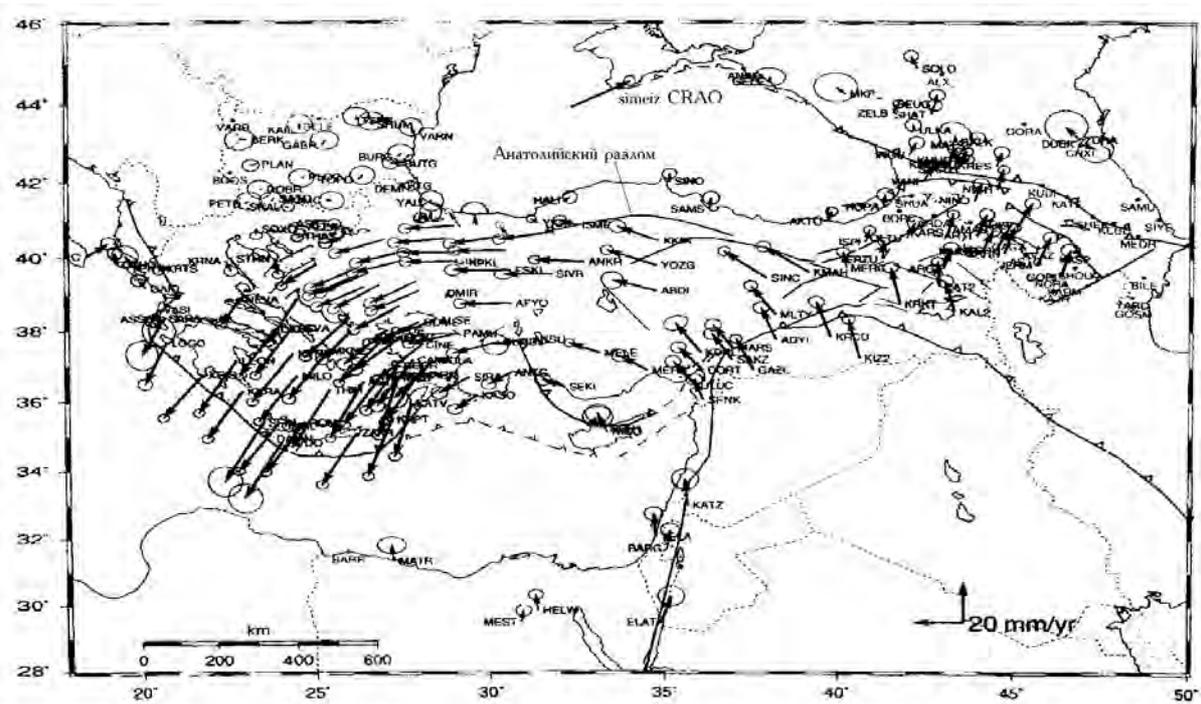


Рис. 4. Результаты наблюдений в американской GPS сети в регионе Малая Азия за 2000–2002 гг.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ НА ЛАЗЕРНОМ ДАЛЬНОМЕРЕ «SIMEIZ-1873» С 25 МАЯ 2001 Г. ПО 25 МАЯ 2002 Г.

Штирберг Л. С., Дмитроца А. И., Дмитроца И. И., Филиков С. В., Неяченко Д. И.,

Минин О., Лунев В., Шликарь Г. Н., Нагорнюк О. М.

Крымская Астрофизическая обсерватория, Симеиз, Украина

В настоящее время успешно продолжает развиваться лазерная спутниковая локация, работа которой координируется International Laser Ranging Service (ILRS). Одним из участников сети ILRS является лазерный спутниковый дальномер (ЛСД) «Simeiz-1873», работающий в Симеизе с 1988 года. В 1999 году Кабинет министров Украины (решение №527) присвоил ЛСД «Simeiz-1873» статус национального достояния, что обеспечило финансовую поддержку. В 1999-2000 годах по гранту CRDF UG1-332 было приобретено оборудование для модернизации станции: фотоумножитель H6533 PMT HAMAMATSU, измеритель-счетчик HP 5370B, телекамеру для гида CCDB/W CAMERA, усилитель C5594-22, компьютеры, интерфейсы. После длительных поисков были найдены недорогие угловые датчики FARRAND CONTROLS USA, которые имеют отверстия 200 мм для пропускания светового потока. Наиболее сложно было установить угловые датчики. Это потребовало разработки и изготовления специальных узлов, полной разборки телескопа, размещения внутри телескопа самих датчиков, предусилителей, кабельных соединений, сложной механической юстировки [2].

Точное время для наблюдений обеспечивает станция GPS—«CRAO» на базе приемника SNR-8000, введенная в эксплуатацию в 2000 г. по прямому соглашению между NASA и КрАО, и атомный стандарт частоты и времени 74.

В настоящее время ILRS разработала требования к станциям лазерной локации. Главное требование — обеспечить 1500 сеансов локации спутников за год, включая 1000 пролетов близких спутников, 400 спутников типа «Лагеос», и 100 далеких спутников (GPS, GLONASS). При этом точность наблюдений (RMS) нормальных точек должна быть 10 мм. А для отдельного наблюдения RMS не должна превышать 60–75 мм. Сейчас этому требованию соответствует 12 станций из 45 работающих.

Представляет интерес оценить ситуацию по лазерным наблюдениям в сети ILRS за период с 1 июня 2001 года по 1 июля 2002 года по данным NASA.

На рис. 1 представлено общее количество наблюдений, выполненное каждой станцией. По горизонтальной оси — названия станций, по вертикальной — количество наблюдений. Станция «Simeiz» находится на 23 месте, Кацевели — на 30, Голосеево — на 32 месте, российские станции находятся в конце таблицы, финская станция Metsahovi 2 — на 26 месте.

На рис. 2. представлены данные по наблюдению спутников «Лагеос-1», «Лагеос-2». Здесь станция «Simeiz» находится на таком же месте. Можно отметить, что в Потсдаме, Симеизе, Кацевели, Риге, Голосеево и в Финляндии используют одинаковые

телескопы типа «Крым». Все эти дальномеры по количеству наблюдений не находятся в лидерах. Возможно, это связано с неудачной конструкцией телескопа.

На рис. 3 дана средняя квадратичная точность наблюдений. Так как все станции СНГ используют лазер с длительностью импульса 350 пс, то их точность находится в пределах 5–7 см. А Рига и Потсдам используют лазер с длительностью импульса 100 пс, поэтому точность их наблюдений в три раза лучше.

Наблюдения в Симеизе велись в экономном режиме для экономии ресурса лазера, на частоте 1 Гц. Как правило, современные станции работают на частоте 5–10 Гц, что повышает точность и эффективность.

За указанный период были проведены ниже приведенные наблюдения спутников:

1. Близкие — 659 пролетов, в том числе вновь запущенных (JASON, SUNSHINE, GRACE-A, GRACE-B, CHAMP);
2. «Лагос» — 133 пролета;
3. Дальние (Глонасс 78) — 1 (не наблюдаются из соображений экономии).

Итого 793 сеанса локации.

Максимальное число успешных наблюдений за одну ночь составляет 13, за неделю — 48. Таким образом, после модернизации лазера мы имеем реальную возможность соответствовать международным требованиям.

1. Штирберг Л. С., Дмитроца А. И. и др. *Модернизация лазерного спутникового дальномера «Simeiz-1873»*//Вторая украинская конференция по перспективным космическим исследованиям, 2002.

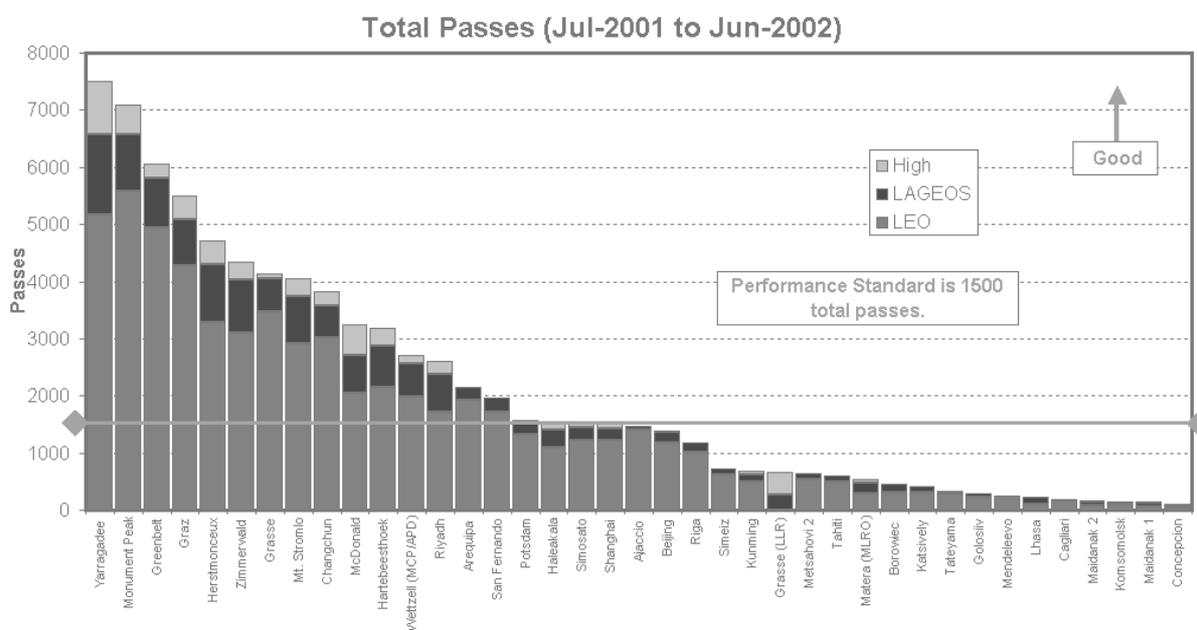


Рис.5. Общее количество наблюдений (с июля 2001 г. по июнь 2002 г.)

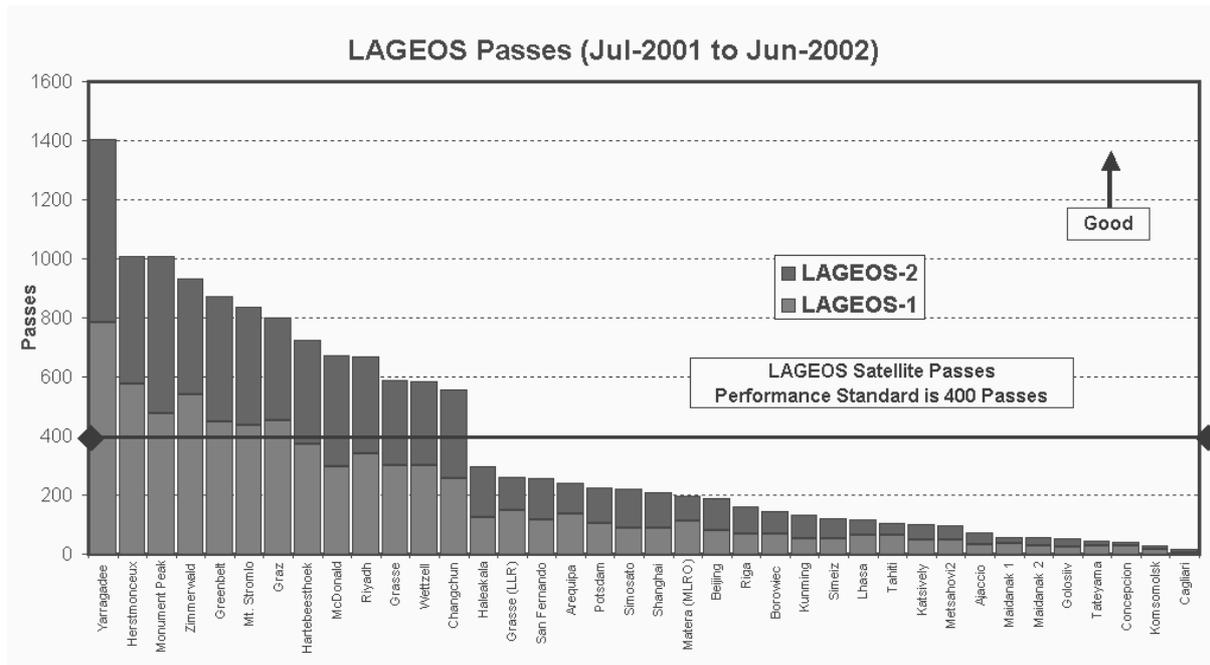


Рис. 6. Общее количество наблюдений «Lageos-1» и «Lageos-2» (с июля 2001 г. по июль 2002 г.)

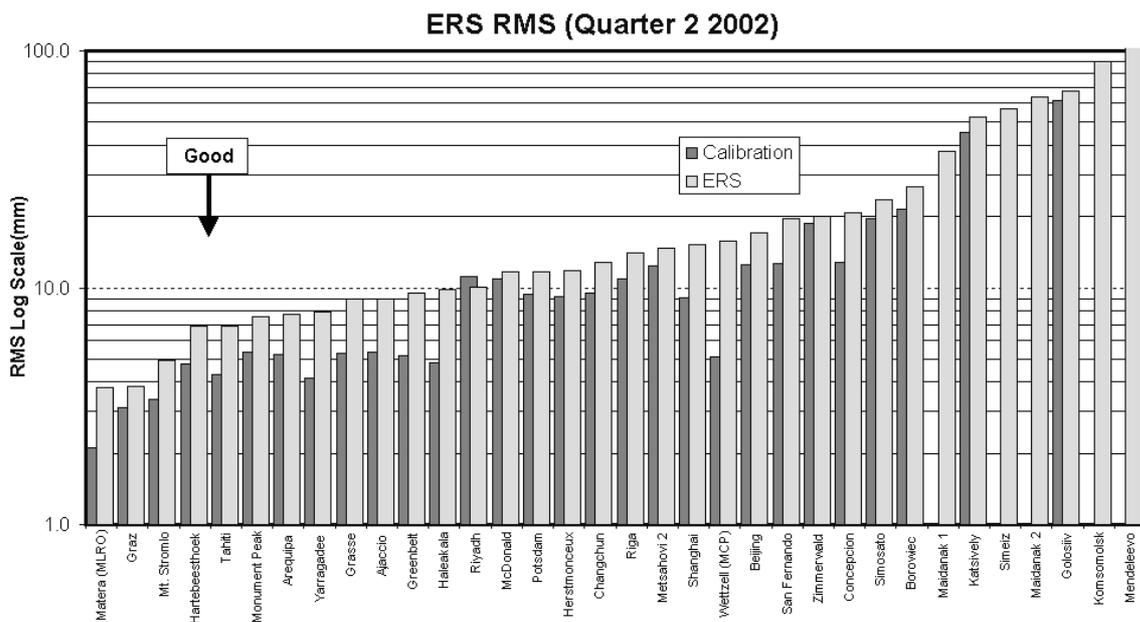


Рис. 7. Средняя квадратичная точность наблюдений по спутнику ERS за второй квартал 2002 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ СТАНЦИИ СИМЕИЗ МЕТОДОМ РСДБ

Вольвач А. Е.¹, Петров Л. Ю.², Нестеров Н. С.¹

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, РТ-22, Кацивели, Крым, Украина

² НАСА, Центр космических полетов имени Годдарда, Гринбелт, Мэриленд, 20771, США

По данным РСДБ-наблюдений, выполненных в течение 1994–2000 гг., определена горизонтальная скорость движения радиоастрономической станции Симеиз относительно Евразийской тектонической плиты со скоростью 2.8 ± 0.9 мм/год в северо-восточном направлении. Осуществлена привязка к местным маркерам. Установлено увеличение наклона вертикальной оси радиотелескопа со скоростью $2.6''$ в год. Вертикальная скорость движения станции 2.6 ± 3.0 мм/год.

1. Введение

Фундаментальная геодинимическая станция «Симеиз-Кацивели», расположенная на берегу Черного моря рядом с поселком Симеиз, имеет две лазерные станции наблюдений ИСЗ, GPS-приемник, пост измерения уровня моря и радиотелескоп РТ-22 в радиусе 3 км друг от друга. 22-м радиотелескоп (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории участвовал в самых первых межконтинентальных радиоинтерферометрических наблюдениях со сверхдлинными базами (РСДБ) в сентябре 1969 года по астрофизическим программам [1]. Ранние узкополосные РСДБ-наблюдения обеспечивали дециметровую точность определения местонахождения РТ-22. Телескоп был модернизирован в 1994 году: система регистрации «Марк-ША» и совмещенный облучатель на волны 3.6 и 13 см были поставлены НАСА, высокочувствительные охлаждаемые радиометры на эти же волны поставлены ИПА РАН [2]. Интерференционный отклик был получен в первом же тестовом эксперименте 20 июня 1994 года. Эта модернизация позволила начать наблюдения по геодинимическим программам и продолжить астрофизические исследования структуры и динамики внегалактических объектов с более высокой чувствительностью.

Регулярные наблюдения внегалактических источников по геодинимическим наблюдательным программам, координируемые международной РСДБ-службой для астрометрии и геодинимики (МРС) [3], являются частью общих усилий для решения задач построения земной и небесных систем координат, а также определения параметров вращения Земли. Анализ этих наблюдений позволяет оценить параметры моделей геофизики и теории гравитации.

В данной работе мы представляем наше исследование определения положения и скорости движения РСДБ-станции Симеиз, используя наблюдения с 1994 года. Метод РСДБ, предложенный Матвеевко и др. [4], позволяет достигать точности определения положения станции лучше, чем 0.2 мм [5]. Однако есть ряд факторов, которые воздействуют на результаты измерений: инструментальные ошибки, неполнота геофизической модели, используемой для редукации наблюдений, перемещение опорной точки антенны относительно локальных маркеров из-за деформаций.

Исследование систематических ошибок и учет их при анализе позволяет получить более точные оценки определяемых параметров. Общий анализ систематических ошибок метода РСДБ выходит за рамки данной статьи. Здесь мы рассмотрим только специфические локальные эффекты, которые были нами обнаружены. Цель настоящей работы — определить скорость перемещения РСДБ станции Симеиз относительно других станций, расположенных на Евразийской плите.

2. Характеристики РСДБ станции Симеиз

Радиотелескоп РТ–22 имеет полноповоротное 22-м параболическое зеркало с фокусным расстоянием 9.525 м. Средняя квадратичная ошибка его поверхности равна 0.25 мм. Антенна имеет горизонтально-азимутальную монтировку, горизонтальная ось смещена относительно азимутальной оси на величину -1.8 ± 0.2 мм. Угол вращения антенны по азимуту (азимут отсчитывается от севера к востоку) составляет $[-210^\circ, 210^\circ]$, по высоте $[-1^\circ, 85^\circ]$. Максимальная скорость движения антенны составляет 1.5 град/с.

РТ–22 расположен в 80 метрах от береговой линии Черного моря. Фундамент радиотелескопа имеет глубину 9 м, из которых 3 метра гравия и 6 метров бетона. Горизонтальная ось антенны находится на высоте 14.998 метров от уровня фундамента антенны.

Опорная точка радиотелескопа имеет IERS–имя: "CRIMEA", ITRF–идентификатор: "Simeiz", IERS–номер: 12337S008, CDP–номер: 7332.

В первичном фокусе антенны установлены малoshумящие приемники на длины волн 3.6 см (X–диапазон) и 13 см (S–диапазон). Облучатель позволяет одновременно принимать излучение с левой и с правой круговой поляризацией на волне 13 см и либо с левой, либо с правой круговой поляризацией — на волне 3.6 см.

Приемники на основе супергетеродинного типа имеют малoshумящие высокочастотные FET–усилители, охлаждаемые до температуры 20 К. Фокусировка антенны и измерения эквивалентной плотности потока приемной системы (SEFD) проводились по источникам с известными потоками: Tau-A, Vir-A, Cas-A и Cyg-A. Типичные значения SEFD: 800 Ян для волны 3.6 см и 1200 Ян для волны 13 см. Перед каждым наблюдением проводились измерения температуры шумов системы и фазовая калибровка.

2. Наблюдения

Центр подготовки наблюдений планирует эксперименты, наблюдения проводятся в автоматическом режиме на частотах 8.2–8.6 ГГц и 2.2–2.3 ГГц. Регистрация сигнала осуществляется в 14 каналах 2 МГц каждый. Время записи составляет 60–300 с. В течение одной сессии наблюдаются 30–100 компактных источников, которые равномерно распределены по небу, с плотностями потоков 0.1–10 Ян. Длительность одной сессии из 200–500 сканов источников составляет 24 часа. Корреляционная обработка данных наблюдений проводится в Институте Макса Планка в Бонне, Хайтекской обсерватории или Военно-морской обсерватории США. Для каждого из сканов базы и полосы

частот вычисляются широкополосная и узкополосная групповые задержки, амплитуда, фаза и частота интерференции.

Линейная комбинация групповых задержек, полученная на одной базе в X- и S-диапазонах, исправленная от вклада ионосферы и отнесенная к опорному моменту времени внутри скана, является базовой величиной. После исправления за аппаратурные ошибки данные и результаты анализа передаются в центр данных MPC.

3. Анализ данных

Для анализа были использованы двухчастотные MARK-III РСДБ–наблюдения: 1979.59–2000.72, включая 36 сессий станции Симеиз за 1994.48–2000.36 гг.

Обработка проводилась с помощью программного пакета CALC/SOLVE. Были вычислены теоретические значения групповой задержки и частные производные по параметрам модели [6]. Оценки параметров модели были получены с помощью метода наименьших квадратов (МНК) с учетом индивидуальных весов наблюдений.

На оцениваемые глобальные параметры были наложены следующие идентифицирующие ограничения: отсутствие вращения новой системы координат станций, координат источников и поля скоростей станций, отсутствие сдвига системы координат станций и поля их скоростей по отношению к системам, взятым в качестве априорных. Всего использовалось 15 уравнений с ограничениями глобальных параметров. Были также наложены стабилизирующие ограничения между двумя смежными сегментными параметрами: ограничения на скорость изменения атмосферной задержки и на скорость изменения функции часов.

Был использован специальный быстрый алгоритм прямого решения задачи МНК с 1.1 миллионами неизвестных, который учитывает разреженность нормальной матрицы и регулярность ее портрета.

Станция Симеиз принималась как первичная станция. Общий средний квадрат взвешенных остаточных невязок решения составил 25.2 пс, остаточных невязок наблюдений с участием станции Симеиз — 40.8 пс.

Положение и скорость одиночной станции не имеют смысла, если система координат не была задана. Наблюдаемые величины метода РСДБ инвариантны относительно 15-параметрической группы линейных преобразований, которые включают вращение и сдвиг координат и скоростей всех станций, вращение координат источников, добавление произвольного линейного тренда к ряду параметров ориентации Земли [7]. Это означает, что поле скоростей определено лишь с точностью до произвольного параллельного переноса и вращения. Идентифицирующие ограничения, которые накладывались при решении условных уравнений, вынудили полученное поле скоростей не иметь вращения и сдвига относительно априорного поля скоростей. Чтобы сравнивать полученный каталог координат и скоростей станций с другими моделями и каталогами, необходимо применять линейное преобразование, которое удовлетворяет явно заданным граничным условиям.

Мы рассмотрим две задачи. Первая задача: какова остаточная скорость станции Симеиз относительно Евразийской тектонической плиты?

9 постоянных РСДБ станций с периодом наблюдений более 3 лет расположены на Евразийской плите: SIMEIZ, DSS65, EFLSBERG, MATERA, MEDICINA, NYALES20, ONSALA60, SESHAN25 и WETTZELL. Для того чтобы определить остаточную скорость каждой станции относительно твердотельного движения плиты, сперва разобьем станции на опорные и исследуемые. Твердотельное движение означает, что плита как целое имеет только поступательное движение и вращение; опорные станции перемещаются в соответствии с движением плиты, в то время как для исследуемых станций допускается иметь произвольную скорость движения относительно плиты.

Вторая задача состоит в том, чтобы определить координаты и скорость движения станции Симеиз в известной системе координат. Мы нашли параметры преобразования, минимизируя разности координат и скоростей движения первичных станций относительно ITRF97–каталогов. Координаты и скорости станций в каталогах системы ITRF97 рассматривались как точно известные, в то время как оценки скоростей движений рассматривались как стохастические параметры с ковариационной матрицей, полученной в этом решении.

Мы получили следующие координаты станции Симеиз на эпоху 1997.0 и скорость их изменения в системе ITRF97:

Координаты, м	Скорость, м/сек
$X = 3785231.070 \pm 0.006$	$X = 6.8^{-10} \pm 0.3^{-10}$
$Y = 2551207.415 \pm 0.004$	$Y = 5.0^{-10} \pm 0.4^{-10}$
$Z = 4439796.360 \pm 0.008$	$Z = 2.1^{-10} \pm 0.8^{-10}$

Скорости движения станций относительно Евразийской тектонической плиты представлены в табл. 1, а поле остаточных горизонтальных скоростей показано на рис. 1.

Последняя колонка содержит статус станции (С): исследуемая (f), опорная для горизонтального движения (h), опорная для вертикального и горизонтального движения (hv).

6. Обсуждение результатов и заключение

Станция Симеиз расположена в 300 км от границы Евразийской плиты. Тектоническое движение в восточном Средиземноморье сложное; оно является результатом взаимодействия Евразийской, Африканской и Аравийской плит [8]. Граница тектонических плит связана с Северо-Анатолийским трансформным разломом. Анатолийский блок движется в западном направлении вдоль разлома, его в свою очередь толкают в северном направлении Аравийская и Африканская плиты, что вызывает деформацию в южной части Евразийской плиты. Полученная горизонтальная скорость 2.8 ± 0.9 мм/год в направлении с азимутом 27° не противоречит этой модели.

Следует подчеркнуть, что остаточные скорости зависят от выбора опорных станций. Тот факт, что есть четыре станции с отклонениями от твердотельного движения, меньшими, чем формальная ошибка в оценках их скоростей, указывает на обоснованность предположения, что полученные скорости РСДБ–станций удовлетворительно представляют тектоническое движение. Моделирование показало, что скорость движения станции Симеиз относительно мало чувствительна к изменениям скоростей движений опорных станций. Изменения в скоростях движения опорных станций на величину 3σ не вызывали изменения горизонтальной скорости движения станции Симеиз больше 0.9 от перевзвешенной формальной ошибки.

«Пиза-эффект» вносит вклад в локальную скорость движения опорной точки антенны на уровне 0.2 мм/год и был принят во внимание. Координаты опорной точки антенны относительно локальных маркеров были определены с точностью 1 мм в 1995 г., и повторные измерения будут проведены в будущем.

Две лазерные станции наблюдения ИСЗ, расположенные в 2 км от радиотелескопа, СDR номер 1873 и 1893, регулярно проводили наблюдения с 1989 [9]. К сожалению, оценки скоростей этих станций, полученные из анализа наблюдения ИСЗ, отличаются друг от друга на 20–40 мм/год [10], что делает прямое сравнение скорости этих станций и РСДБ–станции Симеиз бессмысленным.

Мы надеемся, что оценки скорости постоянного GPS–приемника, установленного в мае 2000 г., будут получены через 3–5 лет, что позволит сравнить наши результаты.

РСДБ–наблюдения возможны только в результате скоординированных усилий большого количества людей. Авторы благодарны персоналу лаборатории радиоастрономии КраО, ГАО НАНУ, ИПА и ИКИ РАН за помощь в обслуживании аппаратуры на станции, М. Соргенте за его усилия при корреляции наблюдений, персоналу корреляторов и центров анализа. Мы благодарны Л. И. Матвеевко за полезное обсуждение. Работа была частично поддержана грантом INTAS 94-4010.

1. Бродерик Д. Д., Виткевич В. В., Джонси Д. Л. и др.//*Астрон. журн.*, т.47, 1970, с.784.
2. Clark T. A., Corey B. E., Davis J. L. et al.//*IEEE Transactions. Geoscience and Remote Sensing*, vol. 23, 1985, p. 438–449.
3. Vandenberg N.//*International VLBI Service for Geodesy and Astrometry - 1999 Annual report*, ed. N. Vandenberg, Greenbelt, USA, 1999, p. 308.
4. Матвеевко Л. И., Кардашев А. С., Шоломицкий Г. Б.//*Известия вузов. Радиофизика*, т.8, 1965, N.4, с.651.
5. Hase H., Petrov L.//*In Proceedings of the 13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*, ed. by W. Schlueter and H. Hase, BKG, Wettzell, 1999, p.19.
6. Sovers O., Fanselow J., Jacobs C.//*Reviews of Modern Physics*, v. 70, 1998, N4, p. 1393–1454.
7. Petrov L.//*Proceedings of the 13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*, ed. by W. Schlueter and H. Hase, BKG, Wettzell, 1999, p.138.
8. Mueller S., Kahle H-G.//*Contribution of Space Geodesy to Geodynamics: Crustal dynamic*, ed. D. Smith and D. Tuotte, *Geodynamics Series*. AGU, Washington D.C., v.23, 1993, p.249.
9. Tatevi S. K., Shtirberg L. S.//*Proceedings of the International workshop on geodetic measurements by the collocation of space techniques on Earth (GEMSTONE) 1999, January 25-28*. CRL, Tokyo, Japan, 1999, p.45–49.
10. Boucher C., Altamimi Z., Sillard P.//*The 1997 International Terrestrial Reference Frame (ITRF97)*. IERS Technical Note 27. Observatoire de Paris, May 1999.

Таблица 1. Остаточные скорости движения станций относительно Евразийской плиты

Станция	Вертик. скорость, мм/год	Восточная, мм/год	Северная, мм/год	Горизонт. скорость, мм/год	Азимут, град	С
ДСС65	2.1 ± 1.5	-0.1 ± 0.2	0.0 ± 0.1	0.1 ± 0.2	271 ± 51	H
ЕФФЕЛЬС-БЕРГ	-0.5 ± 0.8	0.5 ± 0.3	-0.4 ± 0.2	0.7 ± 0.2	132 ± 22	H
МАТЕРА	1.1 ± 0.9	0.9 ± 0.4	4.9 ± 0.4	5.0 ± 0.5	11 ± 5	F
МЕДИЧИНА	-3.1 ± 0.8	1.7 ± 0.4	2.0 ± 0.4	2.6 ± 0.4	40 ± 8	F
НОТО	0.6 ± 1.0	-1.0 ± 0.5	5.0 ± 0.4	5.1 ± 0.4	349 ± 6	F
НЬЮАЛИС20	5.8 ± 1.5	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	350 ± 65	H
ОНСАЛА60	3.3 ± 0.6	-1.0 ± 0.4	-0.8 ± 0.4	1.3 ± 0.3	229 ± 17	F
ВЕТЦЕЛ	-0.0 ± 0.1	-0.3 ± 0.2	0.4 ± 0.2	0.5 ± 0.2	322 ± 25	Hv
СИМЕИЗ	2.7 ± 3.0	1.3 ± 0.7	2.5 ± 0.9	2.8 ± 0.9	27 ± 15	F

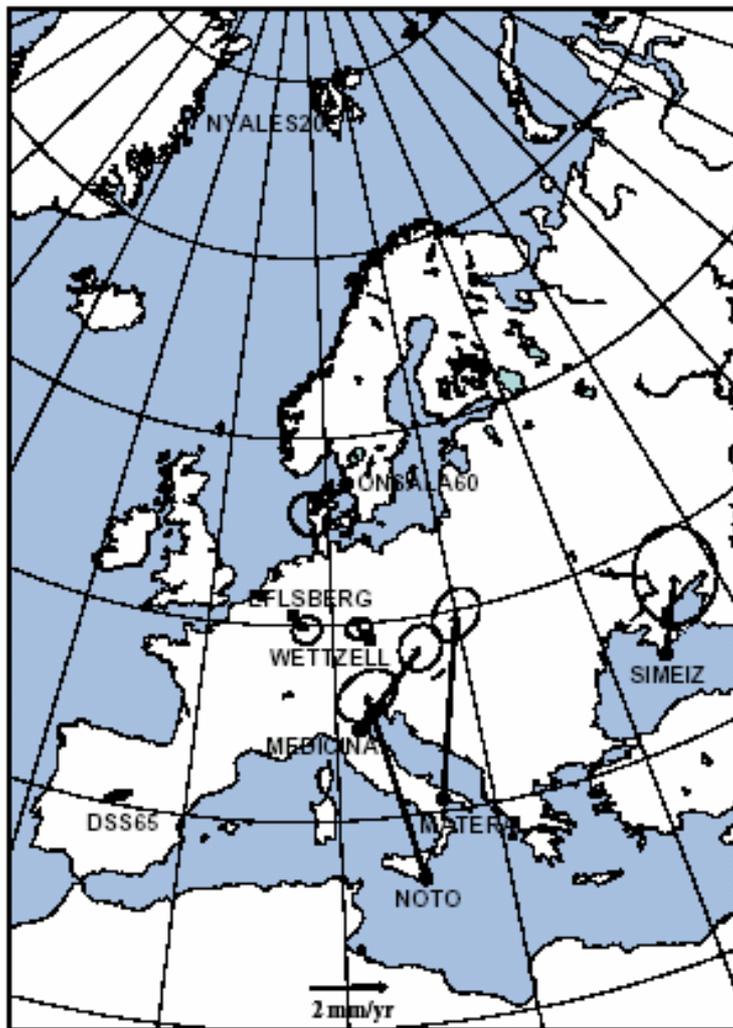


Рис. 1. Поле остаточных горизонтальных скоростей движения станций относительно Евразийской тектонической плиты

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В ИСТОЧНИКАХ ПИТАНИЯ АППАРАТУРЫ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Яськив В. И.

*Тернопольский государственный технический университет имени Ивана Пулюя, Тернополь,
Украина*

Предлагаются основные принципы построения источников и систем вторичного электропитания бортовой и наземной аппаратуры космического назначения, основанные на использовании новых высокочастотных аморфных сплавов с прямоугольной петлей гистерезиса. Раскрыт принцип работы импульсных регуляторов на основе магнитных ключей. Проведен их сравнительный анализ с транзисторными аналогами. Показана возможность создания многоканальных источников питания с равноценными и независимыми выходными каналами, развита идея реализации структуры бортовой системы электропитания с использованием высокочастотной бортовой сети и применением импульсных регуляторов на основе магнитных ключей. Приведены основные технические параметры разрабатываемых источников питания.

Введение

Надежная работа бортовой и наземной радиоэлектронной аппаратуры космического назначения в значительной степени определяется характеристиками и структурой ее энергетического обеспечения, в частности источников и систем вторичного электропитания (ИВЭП и СВЭП). Основная их функция — преобразование электрической энергии с целью согласования параметров потребителей с параметрами первичных источников электрической энергии (батарей, аккумуляторов, первичных преобразователей) в широком диапазоне изменения возмущающих факторов.

Недостатки полупроводниковых приборов, используемых в качестве регулирующих силовых элементов импульсных преобразовательных устройств, вынуждают искать альтернативные пути построения ИВЭП и СВЭП.

Постановка задачи

К импульсным ИВЭП выдвигаются следующие требования:

- высокое качество выходных напряжений (в случае стабилизатора напряжения) в 100 % диапазоне изменения тока нагрузки;
- низкий уровень электромагнитных помех (ЭМП);
- высокие динамические характеристики;
- широкий температурный рабочий диапазон;
- функциональная гибкость;
- технологичность и ряд других.

Кроме того, потребитель часто нуждается в нескольких уровнях выходных напряжений с разными диапазонами изменения их тока нагрузки. Разработка такого рода устройств и систем ведется с учетом их соответствия следующим критериям: обеспече-

ния функциональных параметров, эффективности, надежности, массогабаритных показателей, цены.

Принцип работы магнитного ключа

Дроссель насыщения (ДН) ВМУ включают в разрыв между выводами вторичных обмоток высокочастотного силового трансформатора (ВСТ) и анодами диодов высокочастотного выпрямителя [1, 2]. Такую структуру у вторичных цепях ИВЭП вместе с соответствующей системой управления именуют импульсным стабилизатором напряжения на магнитных ключах (ИСН на МК). Базовая схема ИСН на МК приведена на рис. 1. Осциллограммы, объясняющие принцип работы МК, показаны на рис. 2: e — э.д.с. вторичной обмотки ВСТ; U_{TS} — напряжение на дросселе насыщения магнитного ключа; I — ток нагрузки в дросселе насыщения в насыщенном состоянии. На рис. 3 приведена идеализированная форма прямоугольной петли гистерезиса материала дросселя насыщения, где стрелкой указана траектория изменения его магнитного состояния в течение одного периода.

Рабочий цикл МК состоит из двух полупериодов: управления (при отрицательном полупериоде входного переменного напряжения) и рабочего (при положительном). В управляющий полупериод происходит размагничивание магнитопровода ДН на величину ΔB_y от уровня индукции насыщения B_s до уровня B_1 (см. рис. 3) под действием выходного напряжения стабилизатора U_H и э.д.с. E вторичной обмотки ВСТ в режиме источника тока с ограничением скорости перемагничивания. Рабочий полупериод состоит из двух участков. На первом происходит перемагничивание в режиме источника э.д.с. от запомненного значения индукции B_1 до индукции насыщения B_s . После достижения дросселем своего насыщения в момент времени $\pi-\alpha$ через него начинает протекать ток нагрузки.

В целом характеристики ИСН на МК определяются параметрами материала магнитопровода МК. К основным и контролируемым в процессе производства параметрам высокочастотных аморфных сплавов с ППГ относятся: индукция насыщения B_s , напряженность поля полного перемагничивания $H_{пп}$ (определяются по динамическим кривым размагничивания), коэффициент прямоугольности $K_{п}$ напряжение перемагничивания на один виток U_1 на заданной частоте. Так, например, для материала 84 КХСР 0,015 при перемагничивании его на частоте 50 кГц они следующие: $B_s=0.7$ Тл, $H_{пп} = 10$ А/м, $K_{п} > 0.9$, $U_1 = 1$ В/виток.

Таким образом, регулирование (стабилизация) выходного напряжения (тока) осуществляется широтно-импульсной модуляцией магнитного ключа в функции глубины размагничивания ΔB_y магнитопровода ДН. Вследствие того, что изменение выходного напряжения ВМУ является функцией тока в предыдущий управляющий полупериод, его можно рассматривать как звено запаздывания. Время запаздывания равно полупериоду частоты питающего напряжения. Поэтому ВМУ — безинерционное звено с за-

паздыванием на полпериода рабочей частоты, передаточная функция которого имеет вид

$$W_{TS} = K_R e^{-pT/2},$$

где T — период рабочей частоты коммутации, $K_R = \Delta U_{\text{вых}} / \Delta I_y$ — передаточное сопротивление магнитного усилителя, ΔI_y — приращение тока управления, $\Delta U_{\text{вых}}$ — соответствующее приращение выходного напряжения магнитного усилителя (напряжение на нагрузке).

Через параметры магнитного ключа K можно выразить следующим образом

$$K_R = \frac{U_1 W^2}{H_{nl}} = r_B W^2$$

где W — количество витков магнитного усилителя, l — длина магнитной линии, r_B — сопротивление на один виток.

Рассмотренная схема ИСН на МК по сравнению с транзисторными аналогами обладает высокими динамическими характеристиками, так как из цепи регулирования исключены сложная схема управления полупроводниковым ключом и высокочастотный силовой трансформатор.

Сравнительный анализ магнитного ключа с транзисторным

МК обладает следующими преимуществами:

- МК – ключ переменного напряжения (присуще импульсным ИВЭП);
- не критичен к форме входного высокочастотного переменного напряжения;
- коэффициент усиления по току до 1000 (не более 10 для биполярного транзистора);
- простота схемы управления (1-2 транзистора в линейном режиме – для транзистора схема управления, требующая своего питания);
- не является источником электромагнитных помех;
- служит фильтром входных помех (как в ненасыщенном, так и в насыщенном состоянии);
- высокий к.п.д. (99 %), потери не зависят от тока нагрузки;
- высокая радиационная и механическая стойкость;
- не требует схем защиты (сам служит элементом защиты высокочастотного транзисторного преобразователя);
- многофункциональность: усилитель мощности, силовой коммутационный элемент, широтно-импульсный модулятор, интегратор, компаратор, элемент защиты.

Сравнительный анализ ИВЭП на основе МК с транзисторными аналогами

Преимущества ИВЭП на основе ИСН на МК определяются именно преимуществами МК и в сравнении с транзисторными аналогами они следующие:

- возможность реализации многоканальных ИВЭП с равноценными и независимыми выходными каналами с 100 % диапазоном изменения тока нагрузки;
- допускают широкий диапазон изменения входного напряжения;
- высокая удельная мощность;
- высокое качество выходных напряжений (отсутствуют высокочастотные пики и низкочастотная составляющая);
- высокие динамические характеристики;
- высокая эффективность;
- низкая себестоимость (в несколько раз дешевле);
- высокая радиационная и механическая стойкость;
- выше надежность как за счет физической природы МК, так и существенного упрощения схемотехнических решений;
- высокий уровень унификации – возможность использования одного типоразмера МК и одних и тех же схемотехнических решений для реализации ИВЭП в широком диапазоне изменения выходных параметров.

Предлагаемая структура бортовой СВЭП космических аппаратов.

Как правило, бортовые СВЭП имеют следующую структуру:

- первичные бортовые источники электрической энергии;
- первичные преобразователи (полупроводниковые);
- источники вторичного электропитания.

Эта структура реализует принцип распределенного электропитания – каждому потребителю свой преобразователь, широко используемый в мировой практике при построении систем электропитания. Существенное ее преимущество – высокий уровень надежности, недостаток – избыточность вследствие дублирования целого ряда функциональных узлов ИВЭП. Создание ИВЭП в микроэлектронном исполнении для бортовых СВЭП в диапазоне мощностей от единиц Вт до нескольких десятков Вт привела к значительному их удорожанию (до 20 \$/Вт).

Поэтому актуальной является задача разработки надежных и дешевых бортовых систем электропитания с высоким уровнем удельных массогабаритных и энергетических характеристик.

Структура бортовой СВЭП и принципы построения ИВЭП зависят от организации бортовой сети космических аппаратов. Возможны следующие ее варианты [3]:

- бортовая сеть постоянного тока (28 В, 150 В, 200 В и др.);
- бортовая сеть переменного тока низкой частоты (400 Гц);
- бортовая сеть переменного тока высокой частоты (20–25 кГц).

В работе [4] показано, что высокочастотная бортовая сеть наиболее приемлема с точки зрения эффективности, электромагнитной совместимости и безопасности. При этом структура бортовой СВЭП принимает вид, показанный на рис. 4.

Возможны следующие подключения ИСН на МК к высокочастотной сети:

- непосредственно с понижением выходного напряжения;
- непосредственно с повышением выходного напряжения [5];
- через высокочастотный силовой трансформатор.

Кроме того, в качестве первичного преобразователя (инвертора) предлагается использовать разработанный нерегулируемый высокочастотный силовой автогенератор выходной мощностью до 700 Вт, предназначенный для общей работы с ИСН на МК [6,7]. С целью повышения выходной мощности, а также резервирования, может быть использован предложенный метод включения таких автогенераторов на параллельную работу, обеспечивающий их синхронную и синфазную коммутацию во всем диапазоне изменения тока нагрузки [8].

Предложенная структура бортовой СВЭП имеет следующие преимущества: большую эффективность, лучшие массогабаритные показатели, высший уровень надежности и радиационной стойкости, низкий уровень ЭМП, отличное качество выходных напряжений, меньшую себестоимость.

Основные технические данные многоканальных ИВЭП на основе магнитных ключей:

- диапазон изменения входного напряжения	до $\pm 30\%$;
- коэффициент полезного действия	0,85-0,92;
- уровни выходных напряжений	5-200 В;
- пульсации выходных напряжений	10...50 мВ;
- общая нестабильность	$< 1\%$;
- уровни токов нагрузки	до 100 А и более;
- диапазон изменения токов нагрузки	100%;
- возможны режимы стабилизации тока;	
- удельная мощность	100-250 Вт/дм ³
- суммарная мощность многоканального ИВЭП	50-700 Вт;
- число выходных каналов	2-10 и более;
- выходная мощность одного канала	25-500 Вт;
- рабочая частота	50-100 кГц;
- температурный диапазон при естественном охлаждении	-40-+60 С;
- электромагнитная совместимость и электробезопасность соответствуют основным требованиям международных стандартов;	
- широкие возможности для конструктивных вариаций;	
- параллельная работа каналов и отдельных источников;	
- дистанционное управление по оптическим каналам связи.	

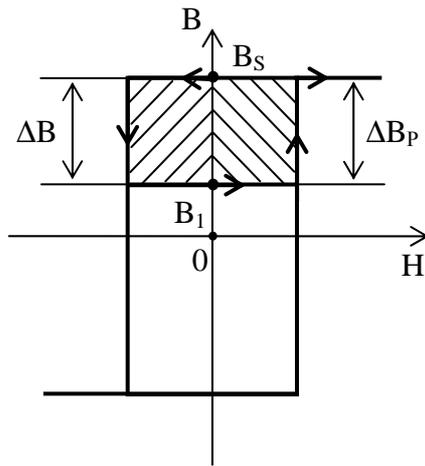


Рис. 3. Рабочий цикл магнитного ключа

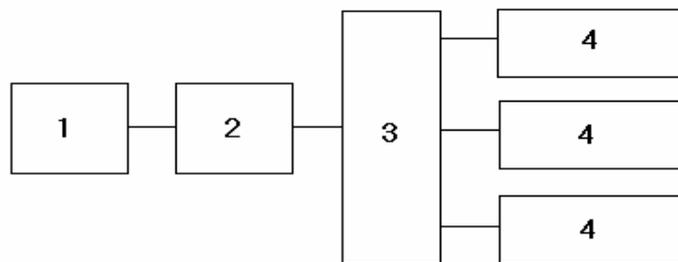


Рис. 4. Структура бортовой СВЭП.

1 – первичный источник энергии, 2 – резонансный инвертор, 3 – высокочастотная бортовая сеть, 4 - вторичные источники электропитания

УДК 52.464, 536.421.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В АМПУЛЕ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПО МЕТОДУ БРИДЖМЕНА

Клименко Ю. А., Ладиков-Роев Ю. П., Сальников Н. Н.,

Ткаченко В. А., Черемных О. К.

Институт космических исследований НАНУ и НКАУ, Киев

Рассмотрены основные процессы, возникающие при направленной кристаллизации по методу Бриджмена в цилиндрической ампуле в условиях микрогравитации. Исследовано влияние неоднородности градиента температур, тепловой конвекции и движения ампулы на форму фронта кристаллизации. Предложен алгоритм изменения температуры холодильника для получения плоского фронта кристаллизации.

1. Введение.

Данная работа ориентирована на изучение комплекса проблем, возникающих в экспериментах по направленной кристаллизации веществ в земных и космических условиях в так называемой ампуле Бриджмена [6]. Такие эксперименты планируются на МКС, и их целью является получение однородных материалов, в том числе и с использованием методов активного воздействия (управления) на процесс кристаллизации вещества [5-9].

На рис. 1 схематически изображена экспериментальная установка, состоящая из нагревателя и холодильника цилиндрической формы. Температура нагревателя поддерживается вблизи значения $T_n = 80$ °С, превышающего температуру плавления вещества $T_{пл}$, а температура холодильника – около $T_x = 10$ °С, которая значительно ниже $T_{пл}$. Нагрев ампулы и ее охлаждение осуществляются как с боковой поверхности, так и с ее торцов. В ходе эксперимента ампула опускается вниз, в зону холодильника, с постоянной скоростью $V \approx 10^{-6}$ м/с.

В качестве опытного вещества для исследования процессов кристаллообразования в ампуле Бриджмена выбран сукцилонитрил $NC(CH_2)_2CN$ – прозрачное органическое соединение, которое имеет ярко выраженный металлический тип кристаллизации [5,7,8] и по сравнению с реальными металлами характеризуется относительно низкой температурой плавления $T_{пл}$ (около 56 °С). Использование данного вещества, с одной стороны, дает возможность проводить прямые оптические наблюдения за процессом его кристаллизации (как известно, исследования по кристаллизации металлов затруднены именно из-за присущей металлам непрозрачности), а с другой стороны, позволяет использовать маломощные энергетические установки для эксперимента.

Одной из важных, и до сих пор нерешенных, задач по направленной кристаллизации металлов является проблема получения веществ с однородным распределением примеси. Основным препятствием для выращивания таких гомогенных металлов является искривление фронта кристаллизации вещества в ампуле [8], которое возникает за счет следующих факторов:

- неоднородности градиента температур вблизи фронта,
- наличия радиального компонента температурного поля,
- влияния тепловой и концентрационной конвекций в жидкой фазе вещества,
- различия в коэффициентах теплопроводности вещества и ампулы,
- движения ампулы относительно холодильника и нагревателя в процессе кристаллизации и др.

В данной работе с целью изучения влияния вышеперечисленных факторов на фронт кристаллизации проводится исследование температурных полей в расплаве и анализ конвективного движения в нем при условии, когда градиент температуры внутри движущейся ампулы имеет как радиальный компонент, так и компоненту вдоль направления силы тяжести. Данное исследование представляет интерес также с точки зрения современной гидродинамики, поскольку, как известно [1, 3], при нагреве жидкости сверху и отсутствии радиального градиента температуры тепловой режим устойчив, и конвективное движение не возникает. Поскольку в эксперименте нагрев ампулы осуществляется с боковой поверхности образца, то реализуется радиальный градиент температуры, генерирующий тепловую конвекцию.

2. Условие возникновения конвекции в расплаве

Конвективное движение в жидкости описывается уравнениями Буссинеска [3], которые могут быть записаны в следующем безразмерном виде

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} = -\text{grad } p + \text{Re } \Theta \vec{e} + \Delta \vec{v}, \quad (1)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \vec{v} \cdot \text{grad } \Theta = \Delta \Theta, \quad (2)$$

$$\text{div } \vec{v} = 0, \quad (3)$$

где \vec{v} , τ , Θ — соответственно, безразмерные скорость течения жидкости, время и температура, Re и Pr — числа Рэлея и Прандтля. Единичный вектор \vec{e} направлен противоположно вектору силы тяжести. Для обезразмеривания выбраны следующие характерные параметры физических величин: R_0 (радиус цилиндра) — для длины, R_0/ν — для времени (ν — кинематическая вязкость), a/R_0 — для скорости (a — коэффициент теплопроводности вещества), $\rho_0 \nu a / R_0^2$ — для давления (ρ_0 — плотность расплава, соответствующая некоторой температуре T^*). В (1), (2) функция $\Theta = (T - T^*) / (T_n - T_x)$ определяет безразмерную температуру системы, а числа Прандтля Pr и Рэлея Re определяются стандартным образом [3]

$$\text{Pr} = \frac{a}{\nu}, \quad \text{Re} = \frac{g \beta A R_0^4}{\nu a}, \quad (4)$$

где g – ускорение свободного падения, $\beta = (\partial \rho / \partial T)|_p$ – коэффициент объемного расширения расплава, а $A = (T_H - T_x) / R_0$.

В этом разделе будем считать, что ампула неподвижна, а фронт кристаллизации является плоским. Свяжем с ампулой цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , причем ось z направим вертикально вверх вдоль оси ампулы, а начало координат поместим в плоскости фронта кристаллизации. Для описания интересующих нас осесимметричных вихревых течений применим к уравнению (1) операцию rot в цилиндрических координатах. В результате для φ -составляющей вектора $\text{rot } \vec{v}$

$$\omega \equiv \text{rot}_\varphi \vec{v} = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (5)$$

получим уравнение

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = A(\vec{v}) + \text{Re} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (6)$$

где $A(\vec{v}) = \text{rot}(\Delta \vec{v}) \cdot \vec{e}_\varphi$ – линейный дифференциальный оператор относительно компонентов вектора скорости \vec{v} . Из (6) непосредственно следует обязательное наличие конвективных течений в расплаве при ненулевой радиальной составляющей градиента температуры.

Найдем решения для конвективных потоков, используя метод Галеркина [1].

Пусть $\theta^0(r, z)$ – решение стационарного уравнения теплопроводности

$$\Delta \theta^0 \equiv \frac{\partial^2 \theta^0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta^0}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta^0}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

при соответствующих граничных условиях. Поскольку скорость конвективного движения расплава мала, то также малыми будут и возмущения $\theta(t, r, z)$ стационарной температуры $\theta^0(r, z)$, обусловленные конвекцией. Подставляя в (1), (2) разложение

$\Theta(t, r, z) = \theta^0(r, z) + \theta(t, r, z)$ и ограничиваясь линейным приближением по

$\theta(t, r, z)$, получим следующую систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\nabla p + \Delta \vec{v} + \text{Re} \theta^0 \vec{\gamma}, \\ \text{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \theta^0 &= \Delta \theta, \\ \text{div } \vec{v} &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

решения которой будем искать в виде

$$\Theta(t, r, z) = e^{-\lambda t} \sum_{i=1}^m A_i \theta_i(r, z), \quad \vec{v}(t, r, z) = e^{-\lambda t} \sum_{i=1}^m B_i v_i(r, z). \quad (9)$$

Вектор-функции $\vec{v}_i(r, z)$, $i = \overline{1, m}$, из (9) должны удовлетворять условию $\vec{v}_i = 0$ на поверхности ампулы, а возмущения температуры $\theta_i(r, z)$ должны обращаться в нуль на этой же поверхности. Эти функции должны также быть ограниченными по величине внутри ампулы.

Подстановка (9) в (8) приводит к соотношениям

$$\begin{cases} -\lambda \sum_{i=1}^m B_i v_i = -\nabla p + \sum_{i=1}^m B_i \Delta v_i + \text{Re } \gamma \sum_{i=1}^m A_i u_i; \\ -\lambda \text{Pr} \sum_{s=1}^m A_s u_s + \sum_{s=1}^m B_s v_s \cdot \nabla u^0 = \sum_{s=1}^m A_s \Delta u_s. \end{cases} \quad (10)$$

Умножив первое уравнение скалярно на вектор \vec{v}_j , $j = \overline{1, m}$, а второе – на функцию θ_r , $r = \overline{1, m}$ и проинтегрировав полученные $2m$ уравнений по объему с учетом граничных условий, получаем систему линейных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^m (-\lambda C_{ij} + M_{ij}) B_i + \text{Re} \sum_{i=1}^m L_{ij} A_i = 0, \quad j = \overline{1, m}; \\ \sum_{s=1}^m N_{sr} B_s + \sum_{s=1}^m (-\lambda \text{Pr} D_{sr} + F_{sr}) = 0, \quad r = \overline{1, m} \end{cases} \quad (11)$$

Здесь введены следующие обозначения: $C_{ij} = \iiint_V \vec{v}_i \cdot \vec{v}_j dV$, $L_{ij} = -\iiint_V \theta_i v_{jz} dV$,

$$M_{ij} = -\iiint_V \vec{v}_j \Delta \vec{v}_i dV, \quad D_{sr} = \iiint_V \theta_s \theta_r dV, \quad N_{sr} = \iiint_V \theta_r \vec{v}_s \cdot \nabla \theta^0 dV, \quad F_{sr} = -\iiint_V \theta_r \Delta \theta_s dV.$$

Систему уравнений (11) можно переписать в матричной форме

$$\begin{cases} (-\lambda C + M)B + \text{Re} LA = 0, \\ NB + (-\lambda \text{Pr} D + F)A = 0, \end{cases} \quad (12)$$

где $A = (A_1, \dots, A_m)$ и $B = (B_1, \dots, B_m)$ – вектор-столбцы неизвестных. Условием существования ненулевых решений системы (12) является обращение в нуль ее детерминанта

$$\begin{vmatrix} -\lambda C + M & \text{Re} L \\ N & -\lambda \text{Pr} D + F \end{vmatrix} = 0, \quad (13)$$

поэтому при известных числах Рэлея и Прандтля (4) уравнение (13) определяет спектр собственных значений λ_k , $k = \overline{1, 2m}$. Наличие среди них комплексных чисел с отрицательной вещественной частью свидетельствует о наличии соответствующего конвективного движения и легко проверяется численно.

Представляет интерес и задача определения тех значений чисел Рэлея, при которых возможны стационарные решения, т.е. решения вида (8) с чисто мнимыми значениями λ . Для поиска стационарных решений пробные функции возмущений температуры $\theta(r, z)$ выбираем в виде

$$\theta_{sn} = J_0(k_s r) \sin\left(\frac{n\pi}{l} z\right). \quad (14)$$

(J_0 – функция Бесселя индекса 0, k_s – некоторая константа). Компоненты вектора скорости $\vec{v}_{sn} = (v_{r,sn}, v_{z,sn})$ задаем с помощью функции тока

$$\Psi_{sn} = r^2 J_0^2(k_s r) \sin^2 \frac{n\pi}{l} z \quad (15)$$

как

$$v_{r,sn} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_{sn}}{\partial z}, \quad v_{z,sn} = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_{sn}}{\partial r} \quad (16)$$

Для численных расчетов в качестве решения уравнения (7) взята функция

$$T(r, z) = \frac{T_n - T_{nl}}{I_0\left(\frac{\pi}{2l}\right)} I_0\left(\frac{\pi}{2l} r\right) \cdot \cos \frac{\pi}{2l} z + T_{nl}, \quad (17)$$

описывающая распределение температуры при нагреве ампулы со стороны боковых стенок (I_0 – функция Бесселя индекса 0). Изотермы, соответствующие такому решению, приведены на рис. 2.

На рис. 3 и 4 приведены изотермы возмущений теплового поля и линии тока стационарного конвективного течения для случая, когда в разложении (9) взяты 9 пробных функций, то есть когда индексы s и n в формулах (15)–(16) изменяются независимо от 1 до 3. Число Рэлея Re при моделировании принималось равным 1025.

3. Эволюции температурного поля в ампуле при ее вертикальном перемещении

При условии отсутствия тепловой конвекции рассмотрим изменение температурного поля в ампуле, вызванное ее перемещением относительно нагревателя и холодильника. Введем цилиндрическую систему координат (r, Φ, z) , ось z которой направим вертикально вверх вдоль оси ампулы, а начало координат для удобства поместим посередине между холодильником и нагревателем. Величину зазора между термостатами (нагревателем и холодильником) обозначим как 2δ . Свяжем с ампулой подвижную цилиндрическую систему координат (r, Φ, ζ) , в которой координата ζ связана с координатой z неподвижной системы соотношением

$$\zeta = z + Vt, \quad t = \tau.$$

Поскольку изменение температуры ампулы происходит только благодаря ее перемещению, то в подвижной системе координат локальная производная по времени

$\frac{\partial T}{\partial \tau}$ равна нулю, и в подвижной системе координат уравнение теплопроводности принимает вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial \zeta^2} - \frac{V}{a} \frac{\partial T}{\partial \zeta} = 0. \quad (18)$$

Переходя в (18) к безразмерным переменным, то есть, используя в качестве характерного размера длины радиус ампулы R_0 , получим

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial \zeta^2} - \mu \frac{\partial T}{\partial \zeta} = 0, \quad (19)$$

где $\mu = VR_0 / a$. Частное решение этого уравнения можно записать в виде

$$T = J_0(\chi r) \exp\left(\frac{\mu}{2} \pm \sqrt{\frac{\mu^2}{4} + \chi^2}\right) \zeta, \quad (20)$$

где χ – константа разделения переменных. Как будет показано ниже, этой константе соответствуют корни уравнения $J_0(\chi_s) = 0$, которые, как известно, всегда больше единицы, $\chi_s > 1$. Поскольку $R_0 = 10^{-2}$ м, $V \approx 10^{-6}$ м/с, $a = 1.16 \cdot 10^{-7}$ м²/с, то величина $\mu = VR_0 / a$ приближенно равна 10^{-1} , и следовательно, $\mu^2 / 4 \cong 25 \cdot 10^{-4} \ll 1$. Поэтому справедливо приближенное равенство

$$\sqrt{\frac{\mu^2}{4} + \chi^2} \approx \chi,$$

и с учетом (20) мы можем записать следующее общее решение для распределения температуры в неподвижной системе координат:

$$T = e^{\frac{V}{2a}(z+Vt)} J_0(\chi r) [C_1 \operatorname{ch}[\chi(z+Vt)] + C_2 \operatorname{sh}[\chi(z+Vt)]]. \quad (21)$$

Здесь C_1 и C_2 – некоторые параметры, которые могут быть найдены с помощью граничных условий на боковых стенках ампулы.

Для определения температуры стенок ампулы воспользуемся следующим упрощающим обстоятельством. Коэффициент теплопроводности ампулы (стекла) намного больше коэффициентов теплопроводности кристаллизующего вещества и воздушной прослойки между ампулой и термостатами. Поскольку толщина стекла очень мала, то скорость установления температуры на стенках ампулы намного превосходит скорость движения ампулы, и можно считать, что в неподвижной системе координат температура стенок постоянна и не зависит от скорости движения ампулы.

Чтобы обеспечить непрерывность потока тепла в системе, учтем, что вблизи границ нагревателя и холодильника есть некоторые переходные области порядка толщины

воздушной прослойки. Поэтому разобьем всю боковую поверхность ампулы на 5 следующих областей:

1. — боковая поверхность ампулы внутри холодильника;
2. — переходная область между холодильником и зазором холодильник-нагреватель;
3. — боковая поверхность ампулы в зазоре холодильник-нагреватель;
4. — переходная область между зазором холодильник-нагреватель и нагревателем;
5. — боковая поверхность ампулы внутри нагревателя.

В областях 1 и 5 температуры равны температурам холодильника и нагревателя: , $T_1 = T_x$ и $T_5 = T_n$. В области 3 реализуется линейная зависимость температуры от координаты z . В переходных областях 2 и 4, вообще говоря, необходимо было бы учитывать нелинейную зависимость температуры от координаты z , однако благодаря малости самих областей всеми нелинейными слагаемыми можно пренебречь.

Обеспечивая непрерывность температуры и потоков тепла на всех границах областей 1-5 (то есть, на всей боковой поверхности ампулы), несложно получить явное выражение для температуры на ее стенках. Используя далее это выражение в качестве граничного условия, можно получить и распределение температуры внутри ампулы. После простых, но достаточно громоздких вычислений можно получить следующее решение для температурного поля в зазоре между нагревателем и холодильником, $-\delta < z < \delta$:

$$T = \frac{T_n - T_x}{2\delta} z + \frac{T_n + T_x}{2} + \frac{J_0(k_s r)}{\text{sh}[k_s(L_1 + L_2 + 2\delta)]} \Phi(z, t, T_x, T_n, \delta, V), \quad (22)$$

где

$$\Phi(z, t, T_x, T_n, \delta, V) = \left\{ T_n e^{\frac{V}{2a}[z - (L_2 + \delta - Vt)]} \text{sh} \chi_s [z + (L_1 + \delta + Vt)] - \right. \\ \left. - T_x e^{\frac{V}{2a}[z + (L_1 + \delta + Vt)]} \text{sh} \chi_s [z - (L_2 + \delta - Vt)] \right\}. \quad (23)$$

Здесь L_1 и L_2 — соответственно длины ампулы в холодильнике и нагревателе в начальный момент времени $t = 0$. Различные значения корней χ_s ($s = 1, 2, \dots$) уравнения

$$J_0(\chi_s) = 0 \quad (24)$$

соответствуют различным граничным условиям на торцах ампулы. В частности, при $\chi_1 = 2.81$ распределение температуры по радиусу будет монотонным. Соответствующие этому корню распределение температуры в плоскостях $z = \delta$ и $z = -\delta$ для моментов времени $t_0 = 0$, $t_1 = 1$ ч, $t_2 = 2$ ч и $t_3 = 3$ ч изображено на рис. 5 и 6.

4. Управление фронтом кристаллизации вещества в движущейся ампуле

Задача управления фронтом кристаллизации заключается в выборе временного закона изменения параметров управления, обеспечивающего минимальное отклонение поверхности фронта кристаллизации от плоскости. В качестве параметров управления можно, в частности, рассматривать температуры нагревателя и холодильника, скорость движения ампулы, а также расстояние между нагревателем и холодильником.

Для определения геометрии границы фронта в ампуле необходимо решить стационарное уравнение теплопроводности отдельно для жидкого и для твёрдого состояния вещества, ишить полученные решения на границе фронта кристаллизации. Эта достаточно трудоёмкая задача существенно упрощается тем, что для исследуемого вещества коэффициенты теплопроводности и температуропроводности в жидкой и твёрдой фазах различаются менее чем на один процент [5]. Поэтому для определения положения границы «твёрдая фаза – жидкая фаза», вещество в ампуле можно считать однофазным, и тогда искомая граница фронта будет совпадать с изотермой, которая отвечает температуре плавления данного вещества.

Исходя из вышесказанного, поверхность фронта кристаллизации определяется вытекающим из (22) трансцендентным уравнением

$$T_{nl} = \frac{T_n - T_x}{2\delta} z + \frac{T_n + T_x}{2} + \frac{J_0(k_s r)}{\text{sh}[k_s(L_1 + L_2 + 2\delta)]} \Phi(z, t, T_x, T_n, \delta, V). \quad (25)$$

где $T_{nl} = 56^\circ\text{C}$ – температура плавления сукцинонитрила. Уравнение (25) в неявном виде определяет функцию $z = z(r, t, T_x, T_n, \delta, V)$, которая описывает поверхность фронта кристаллизации. Сформулированная выше задача управления символически может быть записана в следующем виде

$$\min_{T_x, T_n, \delta, V} \max_r F[z(r, t, T_x, T_n, \delta, V)],$$

где $F[\cdot]$ – некоторый функционал, характеризующий отклонение поверхности $z = z(r, t, T_x, T_n, \delta, V)$ от плоскости. Решение этой задачи в каждый момент времени с учетом ограничений на параметры даст искомые законы их изменения во времени.

Заметим, что если при некотором значении координаты $z = z^*$ выполняется равенство

$$\Phi(z^*, t, T_x, T_n, \delta, V) = 0, \quad (26)$$

то в соответствии с формулой (23) температура на плоскости $z = z^*$ будет постоянной, т. е. не зависящей от радиуса r . Используем этот факт для решения задачи управления.

Полагая в (23) $r = 1$ и учитывая (24), легко найти координату z_{nl} фронта кристаллизации на боковой стенке ампулы:

$$z_{nl} = \frac{[2T_{nl} - (T_n + T_x)]\delta}{T_n - T_x}. \quad (27)$$

При подстановке (27) в (26) получаем уравнение

$$\Phi(z_{nl}, t, T_x, T_n, \delta, V) = 0. \quad (28)$$

Поэтому, если параметры процесса T_x, T_n, δ, V в каждый момент времени t будут удовлетворять уравнению (28), то поверхность фронта кристаллизации будет оставаться плоской в течении всего процесса.

Для моделирования ограничимся наиболее интересным случаем, когда в качестве параметра управления берется температура холодильника T_x , а остальные параметры фиксированы. Уравнение (28) решалось численно и определялся закон изменения температуры холодильника $T_x = T_x(t)$, который обеспечивает плоский фронт кристаллизации в процессе движения ампулы. График $T_x = T_x(t)$ изображен на рис. 7. Функции $z = z(r, \dots)$, описывающие поверхность фронта кристаллизации, для моментов времени $t_0 = 0$, $t_1 = 1$ ч, $t_2 = 2$ ч и $t_3 = 3$ ч изображены на рис. 8. Как видно, поверхность фронта кристаллизации остается плоской для всех рассматриваемых моментов времени.

5. Выводы

В данной работе получены аналитические формулы для распределения температуры в ампуле Бриджмена в процессе направленной кристаллизации вещества из расплава. Доказано, что при наличии радиальной составляющей температурного градиента конвективное движение происходит даже при малой гравитации, и построена картина конвективного течения при $Re=1250$. Найдены аналитические условия на параметры задачи, при выполнении которых фронт кристаллизации в процессе движения ампулы всегда является плоским.

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука. – 1972. – 392 с.
2. Ладиков Ю. П. Стабилизация процессов в сплошных средах. – М.: Наука. – 1978. – 432 с.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Курс теоретической физики.. – М.: Наука. 1986. т.VI. – 736 с.
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука. – 1970. – 904 с.
5. LaCombe J. C., Koss M. B., Tennenhouse L. A., et al. The Clapeyron effect in succinonitrile: application to crystal growth // J. Crystal Growth.-1998.-194.-P. 143-148.
6. Lan C. W., Yang Y. W., Tu C. Y. Reversing radial segregation and suppressing morphological instability during vertical Bridgman crystal growth by rotation // J. Crystal Growth.-2002.-235.-P. 619-625.
7. Laxmanan V. The impurity effect in the space shuttle dendritic growth experiments with succinonitrile // Materials Research Bulletin.-1998.-6.-P. 867-875.
8. Liu S., Mazumder P., Trivedi R. A new thermal assembly design for the directional solidification of transparent alloys // J. Crystal Growth.-2002.-240.-P. 560-568.
9. Qian X. W. Cummins H. Z. Dendritic sidebranching initiation by a localized heat pulse // Physical Review Letters.- 1990.- 64.-P. 3038-3041.

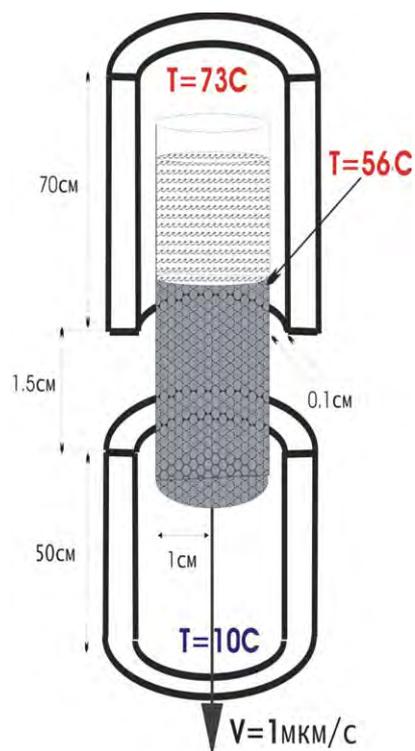


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки

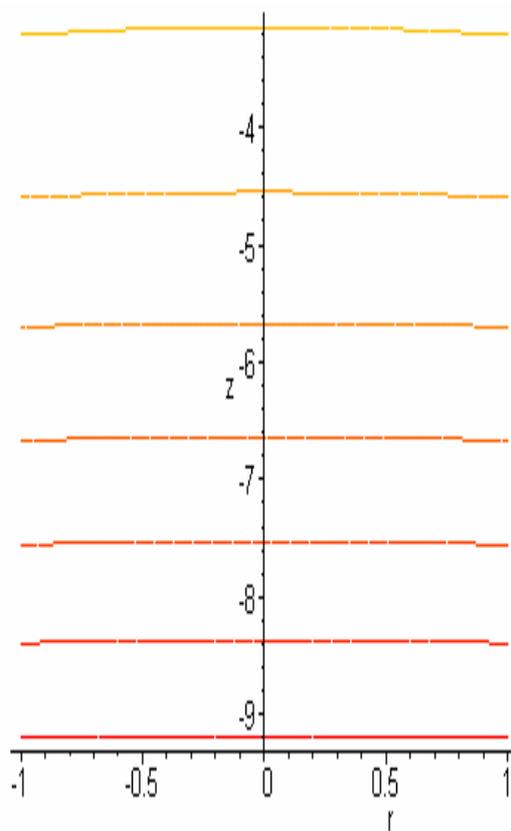


Рис. 2. Изотермы поля температуры в отсутствие конвекции

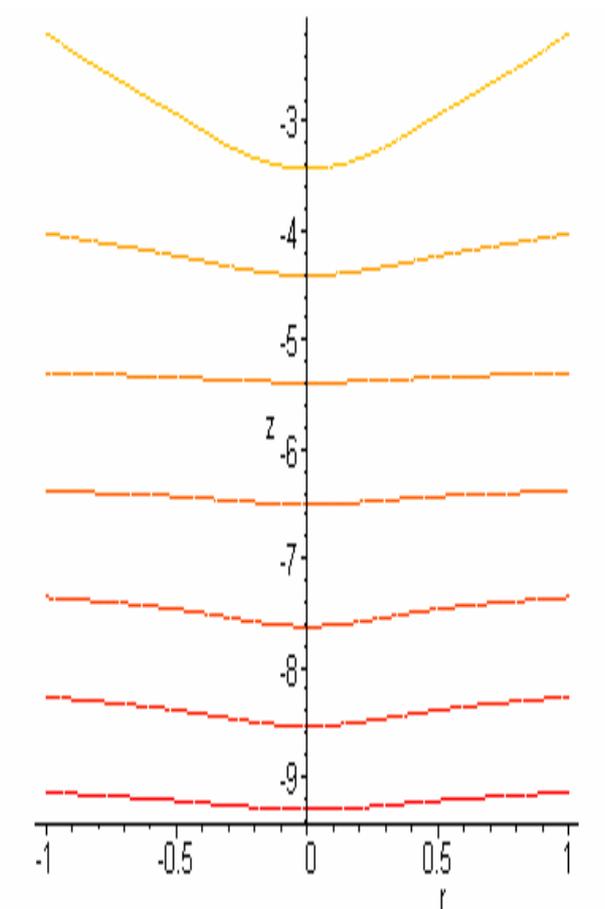


Рис. 3. Изотермы поля возмущений температуры

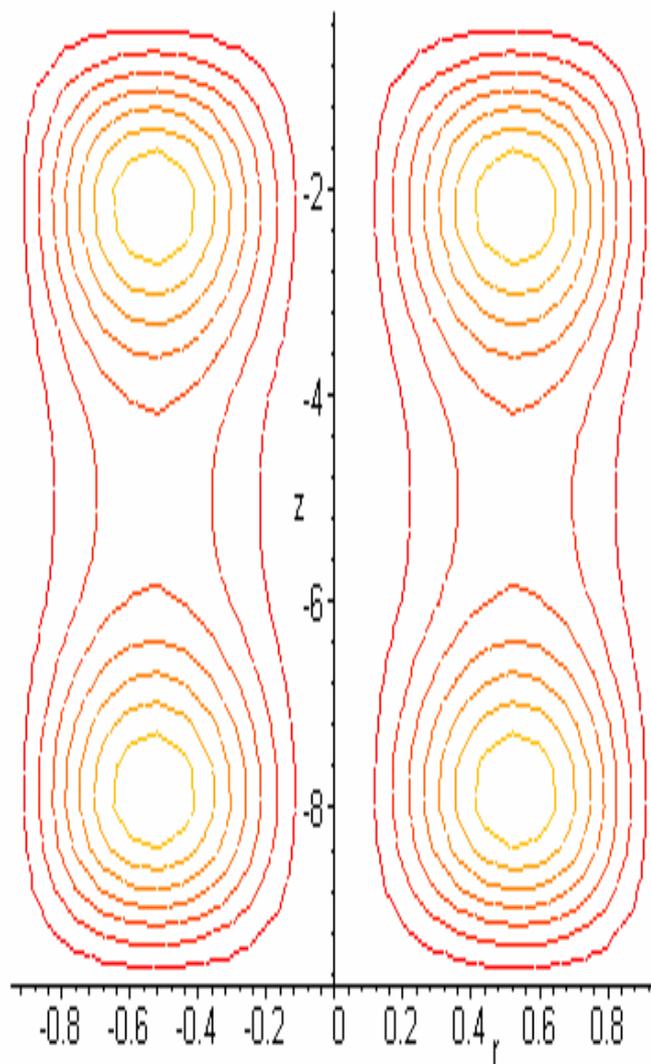


Рис. 4. Линии тока конвективного течения расплава при $Re = 1025$

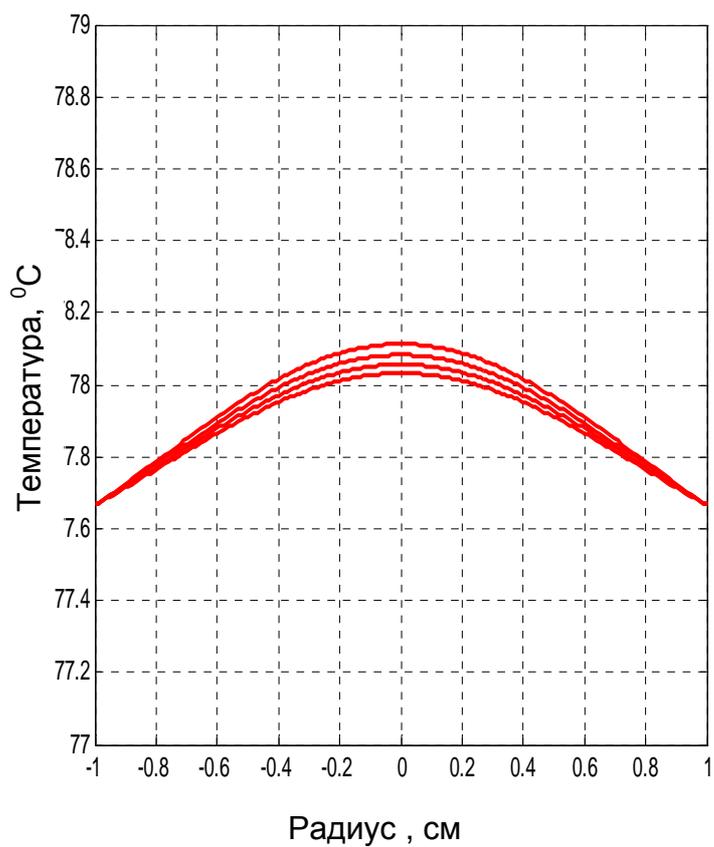


Рис.5. Изменение температуры в зоне нагревателя

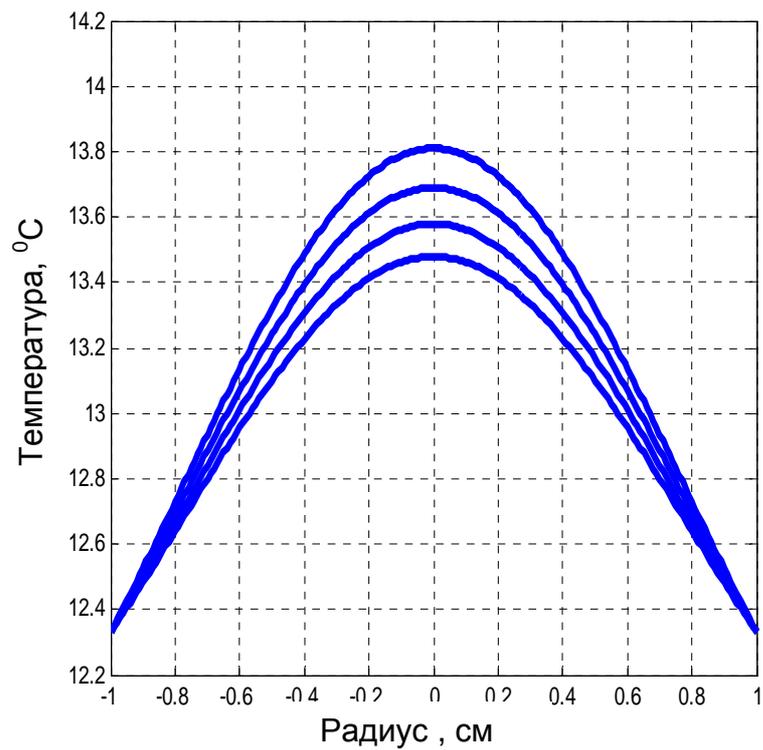


Рис.6. Изменение температуры в зоне холодильника

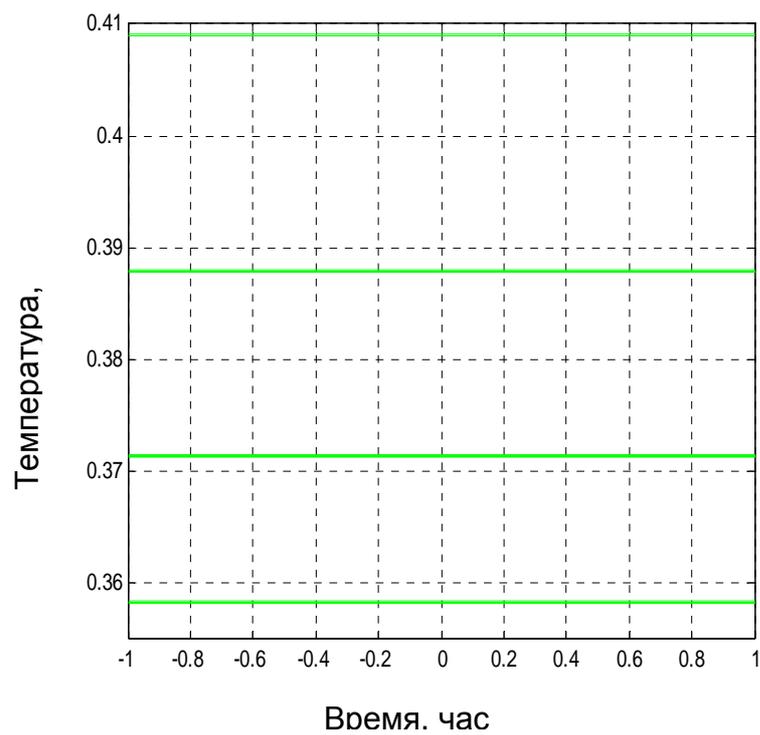


Рис.7. Изменение во времени оптимальной температуры холодильника $T_x = T_x^*(t)$

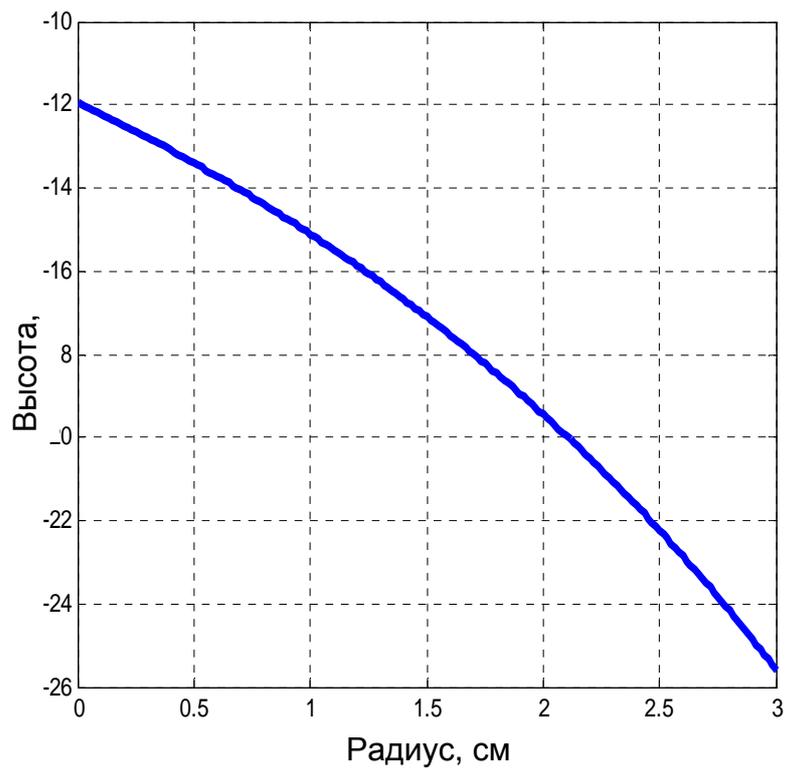


Рис.8. Форма фронта кристаллизации при $T_x = T_x^*(t)$ для моментов времени $t=0, 1, 2, 3$ ч

ROLE OF HYDROGEN IN PRODUCTION OF MATERIALS FOR SPACE-SYSTEM ENGINEERING BY POWDER METALLURGY METHODS

Trefilov V. I., Skorokhod V. V., Morozov I. A., Morozov R. O., Dubovik T. V.,*

Timofeyeva I. I., Dobrovolsky V. D., Panashenko V. M.

Institute for Problems of Material Science of NAS Ukraine, Kyiv

Titanium hydride with increased hydrogen content

Hydrogen and compounds of hydrogen with metals (metal hydrides) are widely used in different industry branches as follows: 1) the reductants of especially stable oxides in mining of tungsten, molybdenum, indium, cobalt, germanium, nickel, rhenium; 2) the catalysts in polymerization of organic compounds (olefins, pentanes, cycloalkanes, ethylene, maleic and fumarole acids) and in synthesis of ammonia; 3) the precursor for producing of ceramics and intermetallics; 4) the activators of sintering reactions for manufacturing of products from metal and ceramic powders; 5) the biological protection materials against irradiation; 6) component of solid fuel; 7) the source of ecological safe fuel.

The application fields of metal hydrides and hydrogen, as well as its influence on physical-chemical processes activation and production qualitative adjectives, depend on hydrogen content of compounds.

When comparing the possibilities of practical production use of the metal hydrides (Table 1), the hydrides of IV Group metals are the most attractive as materials which have the highest specific density of hydrogen atoms.

Since in 50-ies, attempts to increase the hydrogen contents in hydrides of IV Group metals have resulted in creation of technologies, with hydrogen in accordance with formula MeH_2 , i.e. no more than two atoms of hydrogen per one metal atom. The industrial hydrides include not more than 1.8-1.85 atoms of hydrogen. The theoretical investigations show that the structure of binary hydrides of IV Group metals can be much higher than MeH_2 and specific density of hydrogen atoms in TiH_3 will be 13.68 .

At the Institute for Problems of Materials Science of NAS Ukraine developed fundamentals of new technology of activation and saturation of materials with gases. The approach with using new techniques showed itself worth when studying interaction of hydrogen with IV Group transition metals (Ti, Zr, Hf). It allowed to synthesize titanium hydride with anomalously increased hydrogen content.

The purpose of the research work was creation of technological bases of synthesis of hydrides of IV Group metals (Ti, Zr, Hf) with increased hydrogen content and study of their physical and chemical properties.

* imorozov@materials.kiev.ua (for Dubovik T.V.)

To prepare titanium hydride with increased hydrogen content ($\text{TiH}_{x>2}$) for studying its properties a titanium of «iodide» purity and hydrogen gas were used. Hydrogen gas was prepared by decomposition of metal hydride and titanium was in the form of a thin chip. An apparatus of Sieverts-type was used for hydration.

In order to study the dependence of hydrogen content on the temperature and duration of hydrogenation the 46 technological regimes of titanium hydride production were tested (temperature range 1273-573 K; temperature was varied by steps of 50 degrees with exposure of 30, 60, 90 min). As a result the regimes were defined which allow to obtain the hydrides of composition TiH_x with $x = 2.14-3.8$.

For preliminary measurement of hydrogen content the gravimetric method was used which based on the measuring the quantity of water is produced by burning the hydrogen from hydride in oxygen flow. This method is classic one for hydrogen quantity determination. However the consistent results could be obtained only for hydrides of $\text{TiH}_{x<2}$. This is due to the high thermal stability of hydrides $\text{TiH}_{x>2}$ and their specific features. In the present study this method is employed only for choosing the samples for further investigations.

Four samples of titanium hydride were selected for final hydrogen content measurement. Based on gravimetric measurements these samples contain maximum of hydrogen. The results of hydrogen content measurement by different methods are listed in Table 2.

X-ray examination of the samples was realized with diffractometer DRON-3 in CuK_α radiation at two temperatures: 295 K and 285 K. The lattice parameters were calculated through the reflection line (222) because it does not exhibit the influence of lattice tetragonal origin (Table 3). As is evident from the results the lattice parameters and the volume of elementary cell increase with the increase in the hydrogen content.

The low-temperature X-raying of titanium hydrides with different powders the diffractometer DRON-0,5 was employed and CuK_α radiation in low-temperature unit was used. Through the diffractograms obtained in the temperature range of 295-83 K the crystal lattice parameters of hydride phases (tetragonal and cubic) were calculated and the dependencies of those parameters on the temperature were also obtained.

With this data the volumes of crystal lattice elementary cell of hydride phases were calculated and their variation with the temperature lowering was revealed. The results obtained showed that the higher the hydrogen content in hydride phase, the more the volume of crystal lattice elementary cell at all temperatures and it considerably exceeds the volume of elementary cell of metallic titanium.

It was revealed experimentally that the temperature compressibility of hydrides crystal lattice at low temperatures depends on the hydrogen content and is the less, the more is the hydrogen quantity in titanium hydride.

Thus it could be concluded that tetragonal transformation of hydrides cubic structure at low temperature is associated with the redistribution of hydrogen atoms between tetra- and

octapositions at high hydrogen quantity in lattice. At low hydrogen content its transition into the octapositions even at low temperature does not take place. This does not result in tetragonal distortion of lattice but causes its more compression.

At high temperatures in hydrides with composition of TiH_2 ($x \geq 2$) the part of hydrogen atoms fills up the octapores. When lowering the temperature the hydrogen atom turn into tetrapores thus causing the tetragonal distortion of crystal lattice similar to the case of martensite [1].

Increasing of non-metal nitrides characteristics under the influence of hydrogen

The method of hydrogen-thermal treatment (HTT) of powders of non-metal refractory compounds (BN, AlN, Si_3N_4) was developed at the Institute and it is of great interest [2, 3]. HTT of the powders activates the processes of volume shrinkage of bricks at sintering, allows to decrease the temperature and time of sintering, to get sintered ware with higher values of density, strength and electrical resistivity. Using of HTT promotes creation of new high-temperature composite materials with assigned structure and necessary service characteristics.

Non-metal nitrides exhibit high mechanical strength, thermal stability, chemical stability as well as specific dielectric properties and high heat conductivity. That is why these compounds make a foundation for creation of composite materials of wide destination.

Low defect concentration and mobility as well as hindering of diffusion processes are known to be characteristic of crystal lattice of non-metal nitrides. Moreover it should be kept in mind that in sintering not all powder surface takes part. The considerable powder surface is passivated with atoms of chemisorped impurities which deteriorate the sintering.

Proposed approach to the sintering activation consists in hydrogen-thermal treatment of precursor non-metal nitrides powders at 1000 °C in presence of hydrogen and catalysts.

TEM and SEM investigation revealed the granulometric compositions of AlN powder in initial state and after HTT to be considerably different. Thus the results of study show that HTT of AlN powder at 1150 °C favour to purification from oxygen and change in granulometric composition due to breakdown of film connections between particles in aggregates. The structure-morphological changings in Si_3N_4 powder with increase in temperature of HTT to proceed in the following sequence: some loosening of aggregates and fragments with forming more dense packing of particles (800-900 °C); further fragmentation of aggregates and initial stage of bridge connection formation between particles in fragments (1000 °C); full breakdown of initial aggregates and formation the monolithic granules with bridge connections between granules (1150 °C). HTT of BN powders at 800 °C favours the breakdown of porous bulky aggregates and activates the mass transfer processes through surface diffusion; the same at 1150 °C results in forming the monolithic aggregates of rounded shape.

In order to study densification process and the structure forming of compact materials in sintering the samples were made from AlN, Si_3N_4 and BN powders both untreated and treated with HTT. The samples made of powders treated with HTT are densified in sintering

significantly better than those made of untreated powders: Si_3N_4 - in 2 times, AlN - in 3-4 times. Positive effect of hydrogen-thermal treatment on AlN , Si_3N_4 and BN powder sintering is manifested through activation of mass transfer processes. The same processes determine also the grain structure formation. The sintered samples made of HTT treated powders differ in less mean grain size, more part of anisometric grains and availability of high-dense formations from disperse grains (zone inclusions) (see table 4).

Interaction of samples of non-metal nitrides (manufactured from powders after HTT) with melts of steel, brass, zinc, iron and copper were studied. Investigation of character of interatomic interaction of BN , AlN and Si_3N_4 at contacting with melted metals showed that samples of that nitrides didn't change its chemical composition in above-mentioned melts, i.e. chemical interaction of the materials with the melts were absent. Layers formed on the surface of the materials as a result of interaction of melted metal atoms with oxides and other impurities which were on the surface of the materials. Diffusion into melt and solution of this impurities in the liquid metals results in purification of materials surface.

From comparison of wetting angles for nitrides with the same melt the following sequence was revealed: $\theta_{\text{Si}_3\text{N}_4} < \theta_{\text{AlN}} < \theta_{\text{BN}}$. It is at the bottom of statement that boron nitride has the most stability among these nitrides in above-mentioned melts.

The nitride materials developed can be used in space-system engineering as high-temperature insulators, as wide band dielectrics, as refractory crucibles for fusion of metals and alloys, as friction bearings, as details for combustion chambers and gas turbines, as radio transparent shields, etc.

1. Kurdjumov G. V., Khachatryan A. Q, *Met.Trans.*, 3, 1069, 1972.
2. Trefilov V. I., Morozov I. A., Morozova R. A., et al. Effect of Hydrogen on improving purity of WC and AlN Powders // *Int J. Hydrogen Energy*. – 1996. – 21, No. 11-12. – P. 1097-1099.
3. Morozova R. A., Morozov I. A., Itsenko A. I., et al. Study the influence of hydrogen-thermal treatment on the structure state of non-metal nitride powders // *Abstracts of NATO Int Conf «Hydrogen Materials Science and Chemistry of Metal Hydrides»*. ICHMS'99. 1999. p. 254-255.

Table 1. Hydrogen content in some substances

Substance	Density, kg/m ³	Volume of H ₂ (in liters) per 1 sm ³ of hydride	Quantity of H atoms per 1 sm ³ , ×10 ²²
TiH _{3.7}	3600-3850	2.87-3.07	15.54-16.62
TiH ₃	3600-3850	2.36-2.53	12.77-13.66
VH ₂	4630	1.946	10.53
TiH ₂	3779	1.685	9.12
AlH ₃	1480	1.647	8.92
HfH ₂	11370	1.402	7.58
ZrH ₂	5680	1.356	7.34
LaH ₃	5260	1.237	6.69
H ₂ O	1000	1.236	6.69
TaH _{0.8}	15300	0.749	4.05
paraffin	952	0.753	4.07
H ₂ , solid [*]	86.71	0.964	5.22
H ₂ , liquid [*]	77.2	0.859	4.65
H ₂ , gas [*]	0.13	-	0.01

* — density indicated at triple point parameters. Density of hydrogen at normal conditions is 89.87 g/m³

Table 2. Hydrogen content in TiH_x as stated by different methods

Sample	Investigation methods					
	Leco	Mass-spectrometric	Chemical		Nuclear	
			Sulphur acid	Chlorhydric acid	MKC-01P	DINA*
1.00 (industr.)	1.95	1.88 ± 0.12	1.91 ± 0.15	1.95 ± 0.15	1.8 ± 0.15	1.8 ± 0.3
1.04	1.83	2.27 ± 0.12	—	—	2.97 ± 0.15	3.7 ± 0.3
1.07	1.90	2.52 ± 0.12	2.34 ± 0.15	2.31 ± 0.15	3.10 ± 0.15	3.8 ± 0.3
1.10	1.83	2.32 ± 0.12	—	—	3.41 ± 0.15	3.6 ± 0.3
1.13	1.90	2.14 ± 0.12	—	—	1.85 ± 0.15	2.0 ± 0.3

* data can be considered as estimates though they correlate with the results were obtained with MKC-01P

Table 3. Crystal-chemical characteristics of hydrides

Sample	Lattice parameters, nm			Elementary cell volume, 10 ² nm ³		I ₍₁₁₁₎ /I ₍₂₀₀₎
	at 285 K		at 295 K	at 285 K	at 295 K	
	a	c	a			
1.00	0.4478	0.4369	0.4448	8.76	8.80	3.7
1.07	0.4479	0.4392	0.4458	8.81	8.86	2.8
TiH _{1.97} *	-	-	0.4454	-	8.84	-

*Literature data

Table 4. Grain structure of sintered samples made from AlN, Si₃N₄ and BN powders

Samples made from powders	Structural components, μm	Grain characteristics
Untreated AlN	0.3 - 1.0 3.0 - 5.0	Equi-axial form (80 %). Granules (20 %).
AlN after HTT	0.5 - 1.6 2.0 - 3.0	Equi-axial form (95 %). Granules (5 %).
Untreated Si ₃ N ₄	0.2 - 0.3	Equi-axial form (90 %). Anisometric (10 %).
Si ₃ N ₄ after HTT	0.1 - 0.3 1.0 - 1.5	Equi-axial form (60 %). Anisometric (20 %). Zone densifications, aggregates (20 %).
Untreated BN	3 - 10 plane (0001)	Intercrossed twins; disoriented sections
BN after HTT	2 - 7 plane (0001)	— " " —

ТЕХНОЛОГИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ГАЛЬВАНОПЛАСТИКИ С ЭЛЕМЕНТАМИ ГАЛЬВАНОПЛАСТИЧЕСКОГО МОНТАЖА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ И УЗЛОВ СИСТЕМ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ

Яцуненко А. Г. , Привалов Е. Н.

Институт технической механики НАНУ и НКАУ, Днепропетровск

1. Введение

В качестве исходного момента, определяющего разумно необходимую степень интеграции или число функций, выполняемых конструктивно завершёнными СВЧ-модулями может служить компромисс между стремлением к уменьшению массогабаритных показателей аппаратуры, упрощению ее эксплуатации и возможностями технологии ее изготовления, а также проверки и диагностики электрических параметров. Известно, что совершенствование элементной базы и эффективное ее использование, сводящееся лишь к простому объединению различных по функциональному назначению, но изготовленных отдельно узлов СВЧ не позволяет существенно улучшить электрические и массогабаритные характеристики аппаратуры, упростить и удешевить технологию ее изготовления [1]. В первую очередь этому препятствует большое количество стыковочных узлов. В результате даже в миллиметровом диапазоне длин волн из-за того, что существенную долю веса приемопередающей части станции составляют волноводные фланцы и корпуса приборов, выполненных на основе волноводного фланца, этот вес может достигать до 70-80 кг [2]. Разрешение возникшей дилеммы возможно за счет создания многофункциональных модулей, конструкция которых приспособлена для серийного производства. Ориентация только на гибридно-интегральную технологию печатных плат с имплантированными активными элементами не всегда является экономически привлекательной из-за их неремонтопригодности, а также более низкого по сравнению с волноводами допустимого уровня передаваемой мощности. Альтернативной этой технологии может быть модернизированная волноводно-интегральная - базирующаяся на основе многослойной гальваноластики с элементами гальванопластического монтажа [3, 4]. Помимо существенного выигрыша в весе и габаритах коренным образом снижаются затраты на настройку, так как применение метода гальваноластики обеспечивает не только высокую точность изготовления, но и повторяемость геометрических и электрических характеристик СВЧ-узлов.

Опыт работы в течение ряда лет показывает, что тщательно отработанная конструкция матриц многоразового использования в сочетании с технологической оснасткой, обеспечивающей вращивание как металлических, так и неметаллических деталей позволяет производить практически квазимонолитные СВЧ-модули с достаточно обширным спектром функциональных возможностей заменяемости генераторных, детекторных или смесительных диодов. При этом стремление к унифицированности конст-

рукций усилительных и генераторных узлов приводит не только и не столько к однотипности матриц многоразового использования, но и к легкости преобразования усилительного узла в генераторный и наоборот, что создает оперативный простор при обработке схмотехнических решений, реализующих квазимонолитные приемопередающие модули.

2. Элементы и узлы систем спутниковой связи, изготовленные методом гальванопластики

При разработке технологической оснастки и матриц многоразового использования для гальванопластического производства элементов и узлов аппаратуры связи (в том числе и спутниковой) необходимо, прежде всего, определиться производство каких из них является приоритетным. Безусловно, таковыми являются генераторный и усилительный модули, а также развязывающие устройства, например циркуляторы. Относительно генераторного модуля следует отметить, что для обеспечения чистоты спектра генерируемых колебаний, а также стабильности частоты и снижения уровня частотных шумов в нем должна быть предусмотрена система стабилизации частоты. Наиболее просто решение этой задачи может быть достигнуто путем параметрической стабилизации частоты с помощью внешнего высокодобротного резонатора. Основные критерии, которым должен удовлетворять стабилизирующий резонатор — это высокая добротность и не критичность электрических параметров к отклонениям от допусков при изготовлении (например, к отклонениям от перпендикулярности продольной оси резонатора к торцевым поверхностям). Как известно [5], таким требованиям удовлетворяют биконические резонаторы, к тому же форма оправки для их изготовления органически вписывается в конструкцию матрицы многократного использования, предназначенной для производства стабилизированного по частоте практически монолитного генераторного модуля.

В некоторых случаях при варьировании нагрузки генератора, стабильности его частоты, обеспечиваемой параметрической стабилизацией, может оказаться недостаточно. В этой ситуации для исключения влияния изменения нагрузки на частоту генерируемых колебаний обычно применяют ферритовые развязывающие устройства, разновидностью которых являются волноводные циркуляторы. Различают симметричные (Y) и несимметричные (T) циркуляторы. Исторически сложилось так, что хотя в конструктивном плане T-циркуляторы проще, но Y-циркуляторам посвящено большее количество работ, что связано с более простым расчетом их электродинамических параметров. Если рассматривать единичные развязывающие элементы Y- или T-циркуляторы, то оказывается, что путем соответствующего выбора формы и размеров ферритового вкладыша и диэлектрической втулки можно добиться примерно одинаковых электродинамических параметров рассматриваемых элементов, причем для T-циркуляторов система ферритовый вкладыш — диэлектрическая втулка по сравнению с Y-циркуляторами оказывается, как правило, сложнее. При одинаковых ферритовых

вкладышах Т-циркуляторы имеют более узкую полосу частот. Естественно, что матрица для изготовления Т-циркуляторов значительно проще, чем для Y-циркуляторов, но это обстоятельство не является единственно привлекательным при использовании Т-циркуляторов. Так, для каскадно-соединенных нескольких циркуляторов, в случае реализации такой цепочки посредством Y-циркуляторов возникают отдельные участки сборной матрицы, которые оказываются “замурованными”, что делает практически невозможным реализацию матрицы многократного использования. Вообще создается впечатление, что если на “стержневой” волновод как бы “нанизывать” функционально обозначенные узлы, то можно добиться реализации многофункционального устройства как единого целого, используя сборную матрицу многоразового применения, причем главное условие сводится к тому, чтобы каждый отдельно функционирующий узел был электродинамически связан со “стержневым” волноводом через его боковые поверхности.

Для иллюстрации потенциальных возможностей предлагаемой технологии изготовления элементной базы связной аппаратуры на рис. 1 представлены некоторые СВЧ-элементы и многофункциональные устройства на их основе, выполненные методом гальванопластики. При создании этого демонстрационного набора авторами преследовалась цель не только показать потенциальные возможности предложенной технологии, но и проиллюстрировать, что разработанные элементы и узлы связной аппаратуры превосходят существующие не только по массогабаритным показателям, но в некоторых случаях и по электродинамическим, или по крайней мере не хуже известных аналогов. Относительно электрических параметров некоторых из устройств можно сказать следующее.

Качественная сравнительная оценка долговременной нестабильности стандартного генератора СВЧ Г4-141 и на диоде Ганна, изготовленного методом гальванопластики (рис. 2, а), проводилась с помощью анализатора спектра С4-60 в режиме запоминания по ширине заштрихованной, сигналами сравниваемых генераторов области на экране электронно-лучевой трубки и показала, что применение стабилизирующего биконического резонатора (рис. 2, б) обеспечивает стабильность частоты изготовленного генератора на порядок выше, чем у серийно выпускаемого Г4-141.

На рис. 3 крупным планом и в несколько ином ракурсе, чем на рис. 1, показаны Y- и Т-циркуляторы. На рис. 4 также показаны частотные зависимости элементов матрицы рассеяния Т-циркулятора, скопированные с экрана панорамного измерителя коэффициента стоячей волны и ослаблений Р2-68.

Некоторая несимметричность частотных характеристик связана с геометрической асимметрией рассматриваемого устройства. Отметим, что представленный графический материал носит скорее иллюстративный характер, так как не была проведена оптимизация геометрических размеров ферритовых вкладышей. Кроме того, путем некоторого усложнения исходной матрицы, сводящегося к гальваническому монтажу регулировочных элементов, можно симметризовать частотные зависимости элементов мат-

рицы рассеяния и расширить рабочую полосу частот. Тем не менее, представляемый Т-циркулятор имеет полосу рабочих частот около 5 % на уровне 20 Дб обратных потерь и КСВ не более 1.3 в этой же полосе. Для сравнения приведем параметры циркулятора ФЦВ1-26А, выпускаемого ПО “Коралл”. Рабочий диапазон частот 48 - 50 ГГц; рабочая полоса частот 4.08 %; прямые потери 0,75 дБ; обратные потери не менее 20 дБ; габаритные размеры 30×28×25,5 мм; масса 90 г.

Следует отметить, что на основе отработанной матрицы Т-циркулятора была отмакетирована матрица многоразового использования, предназначенная для изготовления многофункционального устройства, представляющего собой генератор Ганна с двухкаскадным усилителем мощности на ЛПД, причем в качестве развязывающих элементов использовались уже упомянутые Т-циркуляторы. Общий вид этого устройства показан на рис. 5. Представленное устройство легко может быть трансформировано в устройство со стабилизированной биконическим резонатором частотой генератора на диоде Ганна и выходным рупорным излучателем.

Таким образом, показано, что применение предлагаемой технологии существенно снизить стоимость готового продукта, уменьшить массу и габариты.

1. Твердотельные устройства СВЧ в технике связи / Гассанов Л. Г., Липатов А. А., Марков В. В., Могильченко Н. А. – М.: Радио и связь, 1988. - 288 с.
2. Альбин В. Г. Пути построения современных СВЧ-устройств для радиорелейных линий и спутниковых средств связи // 5-я Крымская конференция и выставка “СВЧ-техника и спутниковые телекоммуникационные технологии”: Матер. конф. Севастополь, Украина, 25-27 сентября 1995 г., т. 1, с. 11-15.
3. Яцуненко А. Г., Привалов Е. Н., Федосов В. В. Новая волноводно-интегральная технология для бортовой аппаратуры мм-диапазона // 2-я Международная конференция спутниковая связь, 23-27 сентября 1996, Москва, Россия, Доклады, том II, с.145-149.
4. Yatsunenکو A. G., Privalov E. N., Prokhorov E. F. Solid-State Millimeter-Wave Devices Based on Waveguide Integration Technology, Proceedings 5th International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology, Kiev, Ukraine, September 11-16, 1995, vol.I, p.154-158.
5. Привалов Е. Н. О собственной добротности биконического резонатора // Электродинамика и физика СВЧ. – Днепропетровск: ДГУ, 1983, с. 45-48.

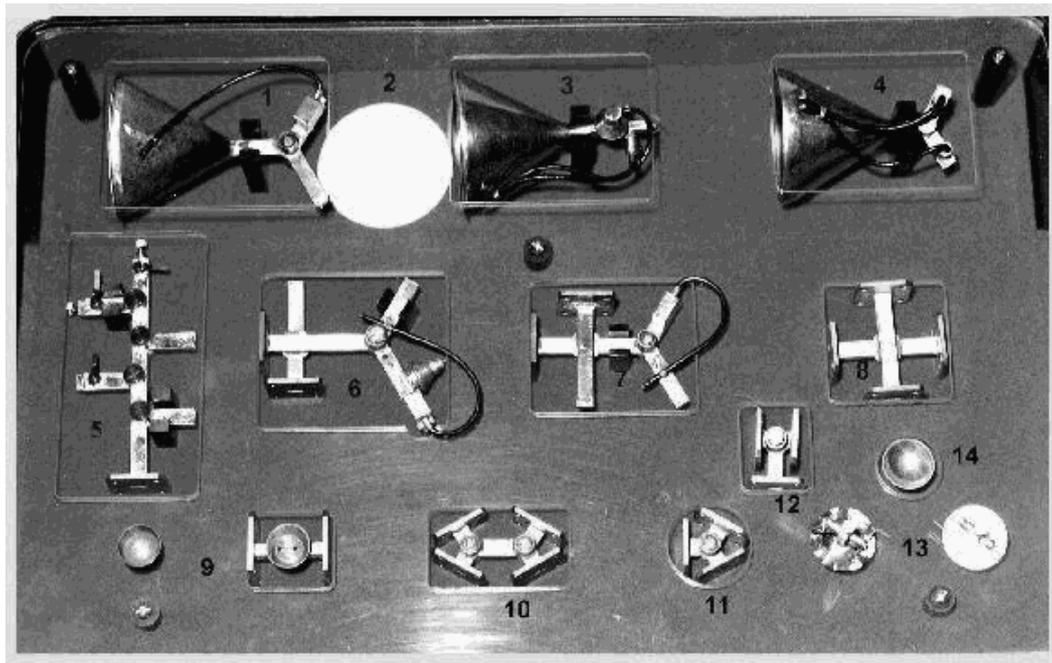


Рис. 1. Демонстрационный набор элементов и узлов связной аппаратуры КВЧ диапазона

1. Излучающий модуль с рупорной антенной и ферритовой развязкой генератора.
2. Диэлектрическая линза.
3. Излучающий модуль с рупорной антенной и генератором, стабилизированным по частоте биконическим резонатором.
4. Излучающий модуль с рупорной антенной, ферритовым Y-циркулятором и смесительной камерой.
5. КВЧ-генератор на гиоде Ганна с двухкаскадным усилителем мощности на ЛПД.
6. Излучающий модуль со стабилизированным по частоте генератором, ферритовой развязкой и направленным ответвителем для контроля мощности генератора.
7. Излучающий модуль с ферритовой развязкой и направленным ответвителем.
8. Крестообразный направленный ответвитель.
9. Стабилизирующий биконический резонатор в разобранном виде.
10. Цепочка Y-циркуляторов.
11. Y-циркулятор.
12. T-циркулятор.
13. Миниатюрный генератор для МРТ-терапии.
14. Параболический отражатель.

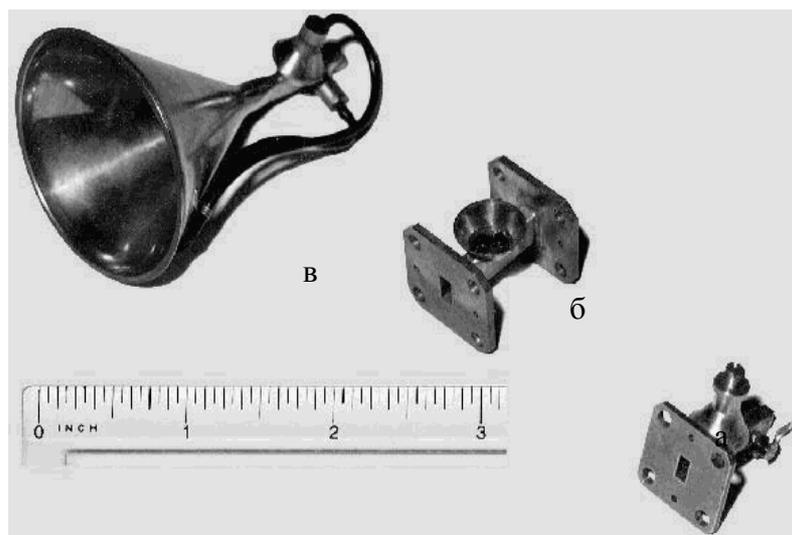


Рис. 2. (а) Генератор на диоде Ганна со стабилизирующим биконическим резонатором; (б) биконический резонатор в разобранном виде; (в) излучающий модуль со стабилизированной частотой

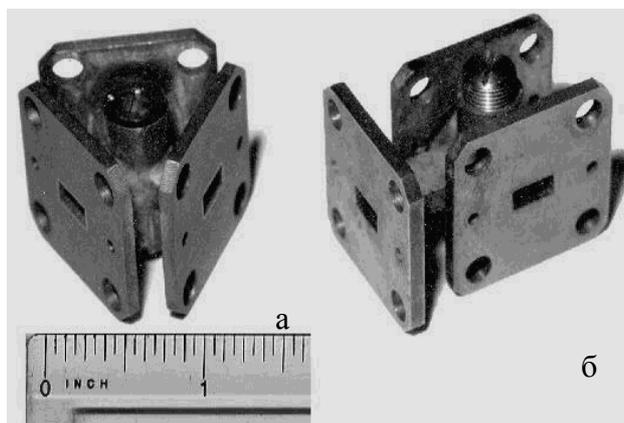


Рис. 3. Волноводные циркуляторы Y (а) и T (б) КВЧ-диапазона длин волн, изготовленные методом гальванопластики

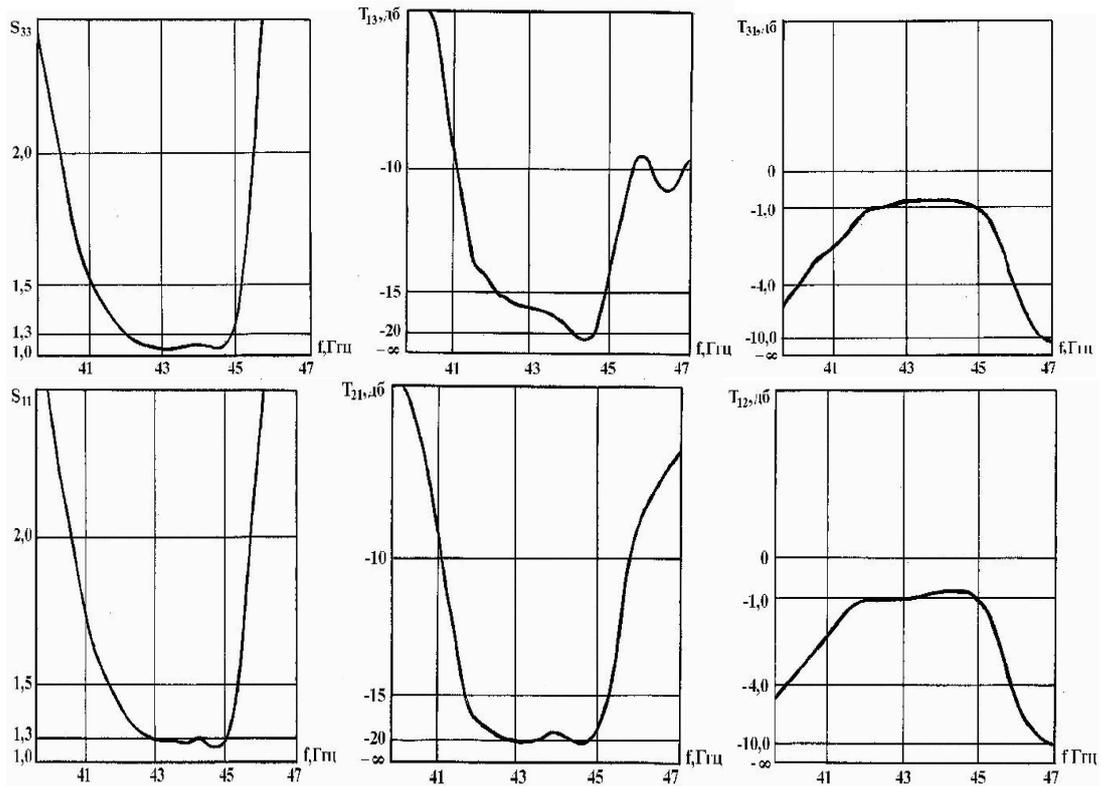


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициентов передачи T_{12} , T_{31} в прямом, T_{21} , T_{13} — обратном направлениях и коэффициентов стоячей волны S_{11} , S_{33} Т-образного волноводного циркулятора

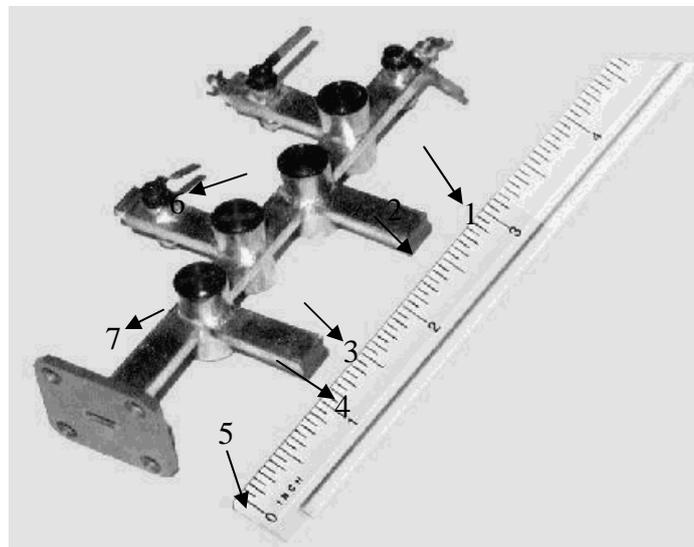


Рис. 5. КВЧ-генератор с двухкаскадным усилителем мощности. 1 — генератор на диоде Ганна; 2-5 — Т-циркуляторы; 6, 7 — усилители мощности на ЛПД

ПЛАЗМЕННЫЙ ИНЖЕКТОР ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Сорокин А. Ф.¹, Цюх А. М.², Маслов В. И.², Власенко В. П.²

¹ Научно-производственное предприятие СТ "ТИАМАС", Евпатория

² Центр приема научной информации, НКА Украины, Евпатория-19, АР Крым

В данном докладе освещено применение плазменного инжектора в космических технологиях, использование в качестве двигателя при проведении микрокоррекции орбит космических аппаратов или основного двигателя микроспутника и осветителя спектральных приборов.

1. Введение

Известные преимущества плазменных технологий – простота управления всеми процессами, относительно малые габариты устройств, возобновляемость процесса получения плазмы — обусловили их широкое применение в космической отрасли. В связи с развитием микроспутниковых систем особый интерес может представлять класс торцовых малогабаритных ускорителей – рельсотронов (ТИМУР). Такие ускорители нашли широкое применение в лабораторной и промышленной практике и вполне могут применяться в космических условиях.

2. Основная часть

Схема устройства представлена на рис. 1. В нерабочем состоянии электроды 1 с испаряемыми вставками 2 сжимаются пружинами 3.

При подаче импульса напряжения U с длительностью $\tau_{и}$ электроды расталкиваются силами взаимодействия антипараллельных токов. При достаточной инерции электродов в месте их точечного контакта происходит испарение и ионизация материала вставок, где в облаке пара образуется дуговой канал. По окончании импульса напряжения электроды схлопываются и устройство готово к очередному импульсу. Для исключения залипания электродов при соприкосновении собственное время колебаний системы токоподводов $\tau_c = m^{1/2} k^{1/2}$ (m — приведенная масса токоподводов, k — коэффициент жесткости пружины), должно быть больше времени охлаждения электродов τ_m до температур меньших температуры плавления материала вставок T_0 : $\tau_c > \tau_T = l^2 \chi^{-1}$, $l = (IU\tau_{и})^{1/3} (c\rho T_0)^{-1/3}$, где χ — коэффициент температуропроводности; c , ρ — удельная теплоемкость и плотность материала электродов соответственно, l — характерный размер электродных вставок.

В одном импульсе испаряется слой вещества с толщиной порядка скин-слоя, если выполняется условие $IU\tau_{и} \geq (\pi c \rho d^2 l_3 T_u + d^2 l_3 \pi \rho v)$, где d — диаметр катодного пятна, T_u — температура испарения материала вставки, v — удельная теплота испарения.

По заданным этим условиям величинам тока и действующим моментам сил упругости и Ампера выбирают минимальную длину токоподводов L согласно закона Ампера

$$\left\langle \frac{\mu_0 I^2 L^2}{4\pi b} \right\rangle \geq \langle f \Delta \varphi \rangle,$$

где μ_0 — магнитная проницаемость; b — расстояние между токоподводами ($b \ll L$), минимизируемое при заданном напряжении по пробойной толщине изоляции, f — модуль сдвига материала токоподвода (для пружин — эквивалентная величина), $\Delta \varphi$ — угол расхождения токоподводов.

Для более глубокого охлаждения электродов между импульсами и для исключения образования окисной пленки разряд проводится в потоке нейтрального газа (He, Ar, N₂) или вакууме. При горении дуги условие равновесия сил упругости и магнитных обеспечивает самостабилизацию дуги. Вследствие малого расстояния между электродными вставками газокинетическое давление $\rho k_B T$ оказывается меньше силы магнитного давления $\mu_0 H^2/2$, действующей на дуговой канал, что приводит к его МГД-ускорению без применения добавочных внешних магнитных полей.

Для упрощения конструкции инжектора в пробных экспериментах токоподводы изготавливались из упругой фольги (бериллиевая бронза, БРХ) толщиной 0.1–0.4 мм.

Изготовленное устройство имело длину 0.12 м и максимальный поперечный размер 0.008 м, что позволило использовать его, например, для восстановления покрытий на внутренней поверхности разъемов в заводских условиях.

В силу квадратичной зависимости силы взаимодействия между токоподводами от величины тока, линейной зависимости количества распыляемого материала от нее и слабого изменения ρ (0.5–1) для различных материалов, оказалось достаточным изменение L и внешних параметров цепи при перестройке системы от Al к таким радикально отличающимся материалами, как C и W (индуктивность L изменялась в пределах от 20 до 60 мкГн, напряжение $20 < U < 300$ В, длительность импульса (формировался тиристорным ключом) $5 \cdot 10^{-4} < \tau_{\text{и}} < 10^{-3}$ с). Эксперименты показали, что оптимальное (по максимуму распыляемого материала) значение тока составляет 0.3–0.4 кА при $L = 10$ см, $b = 0.01$ см (изолятор — лавсан). При больших токах наблюдается эрозия электродов с образованием питтингов, что объясняется пинчеванием разряда.

Для измерения некоторых параметров плазмы устройство размещалось внутри отрезка волновода 3-сантиметрового диапазона, возбуждаемого штыревой антенной и являющегося резонатором [5]. При расширении облака дуговой плазмы происходит перестройка эффективной длины резонатора (при электронной плотности $n_e \geq 10^{13}$ см), и на измерительной антенне наблюдается максимум сигнала при прохождении плазмой пучности стоячей волны. Эксперименты показали, что скорость разлета отражающего фронта плазмы $v_f > 10^5$ см/с и слабо зависит как от величины тока, так и от материала электродов. На расстоянии $0.5\lambda \approx 2$ см ($\lambda = 3$ см — длина СВЧ-волны) плотность плазмы быстро спадает (в большинстве экспериментов наблюдался всего один максимум), в

то время как толщина металла, напыленного на стенку волновода, заметно (примерно вдвое) спадает на расстоянии 3 см.

Большие скорости движения плазмы обеспечивают высокую адгезию покрытий при напылении различных материалов [4], что может использоваться в материаловедческих космических экспериментах. В земных условиях самостабилизирующаяся дуга применялась для напыления проводящего слоя на поверхность микроканальных пластин и в качестве источника плазмы для их калибровки [3].

Данное устройство может быть использовано в атмосфере, например в качестве осветителя спектральных приборов. В этом случае удобно работать в квазинепрерывном режиме, подавая напряжение питания с частотой, равной собственной частоте колебаний системы токоподводов. Спектр, возбуждаемый в такой дуге, по соотношению интенсивностей линий оказался близким к искровому, что показывает перспективность использования данного устройства в точечной спектроскопии тугоплавких материалов.

Такой осветитель можно применять для активной диагностики формы магнитных силовых линий в космосе. Для этого в качестве рабочего тела необходимо использовать материалы, атомы которых имеют метастабильные состояния и характеризуются большим каскадом переходов. Оценки показывают, что возможно наблюдение трассы плазмоида, излученного в космосе на высоте меньше 10^3 км с помощью наземного телескопа с $R > 2$ м (10^5 фотонов за импульс).

Малые энергоемкость и напряжение питания (≈ 100 В), отсутствие этапа подготовки разряда, и сложной аппаратуры управления делает такой инжектор незаменимым в качестве двигателя при проведении микрокоррекции орбит космических аппаратов [6] или основного двигателя микроспутника. Экспериментально подтверждена эффективность работы отдельного модуля, состоящего из сопла Лавалья 5 (рис. 1) и инжектора, размещаемого в его критическом сечении. Создаваемый импульс при длине токоподводов 7 см и активной области 0.7 см измерялся на крутильных весах. Предельные значения импульса силы Fdt для различных рабочих тел приведены в таблице. Минимально достигнутый вес такого модуля составляет около 80 граммов. Приведены также основные характеристики слоев, напыленных на различные подложки. Расстояние от концов электродных вставок до мишени 0.003 м. Указано среднее число частиц, напыленных за единичный импульс на кварцевую подложку, рассчитанную по толщине слоя, определенной интерферометрическим методом, и численное значение твердости покрытий, измеренное стандартным методом. Измерение скорости коррозии в H_2S при различных температурах гравиметрическим методом показало высокую стойкость полученных покрытий [1].

Для определения плотности покрытия по глубине образец сканировался рентгеновским лучом дифракционного спектрометра с диаметром 6 мкм в направлении, перпендикулярном к слою. На рис. 2 показано распределение плотности по глубине покрытия (область II), пропорциональное ослабление интенсивности луча ($I/I_0 > 0.2$) в образце с шириной 0.003 м. В качестве подложки I использована фольга Ве толщиной

100 мкм. С увеличением толщины покрытий плотность падает, визуально наблюдается уменьшение чистоты поверхности. Видно, что Cr обладает большей адгезионной способностью, чем Al.

Исследование оптического спектра последовательно снимаемых слоев на стило-скопе СЛП-2 качественно подтвердило наличие внедряемого элемента в массе подложки до глубин 18 мкм. Для создания хромалюминиевых покрытий в одном импульсе электродные вставки делали из разнородных материалов Cr и Al (таблица, строка б). Однако спектральный анализ показал преимущественное напыление атомов Al для всех типов мишени (15 % Cr и 60 % Al на подложке из Ст.3). Для увеличения содержания хрома в покрытии одна из электродных вставок изготовлена одновременным напылением хрома и алюминия (до толщины 100 мкм) на медную мишень. Таким методом удалось увеличить содержание Cr в покрытии до 25 % (таблица, строка б).

3. Заключение

Проведенные эксперименты показали, что данное устройство позволяет получать разнородные покрытия, характеризующиеся высокими механическими и антикоррозионными свойствами: коэффициенты трения, близкие к трению при наличии смазки — углеродные покрытия; высокая устойчивость к коррозии при высоких температурах — (Al + Cr), достаточную твердость — W, что может представлять интерес при проведении ремонтных и сборочных работ в космосе. Использование инжектора как двигателя микроспутника может обеспечить заметное приращение его скорости (~ 0.5 м/с для P = 10 кг).

1. Сорокин А. Ф., Захарова М. Я., Арутюнян К. А. *Плазмодинамическое устройство для нанесения локализованных покрытий* // Машиноведение. №5, 1987, с.117-118.
2. Сорокин А. Ф. *Дуговой источник частиц* // Приборы и техника эксперимента. №5, 1985, с.141-142.
3. Сорокин А. Ф. *Микроканальные пластины расширенного диапазона*. Тез. докл. конф. «Визуализация рентгенодифракционных изображений дефектов в кристаллах». Ереван, 1983. С.5.
4. Сорокин А. Ф., Ан В. Б. *Способ локализации коррозионных повреждений*. Тез. докладов. «Защита от коррозии в химических отраслях промышленности». Черкассы. 1985, С.115-120.
5. Осипов Н. А., Сорокин А. Ф. В кн.: *Программа и аннотации докладов совещания по диагностике высокотемпературной плазмы*. Сухуми: СГУ, 1970, кн. 5, с.62.
6. Сорокин А. Ф. *Электрореактивный двигатель рельсотронного типа* // А.С. СССР № 1626769.

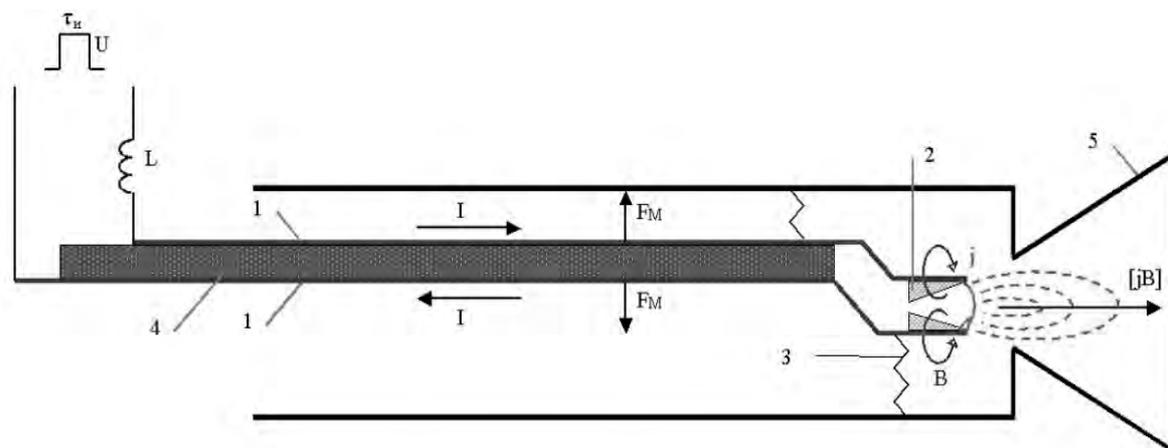


Рис. 1. Схема плазменного инжектора

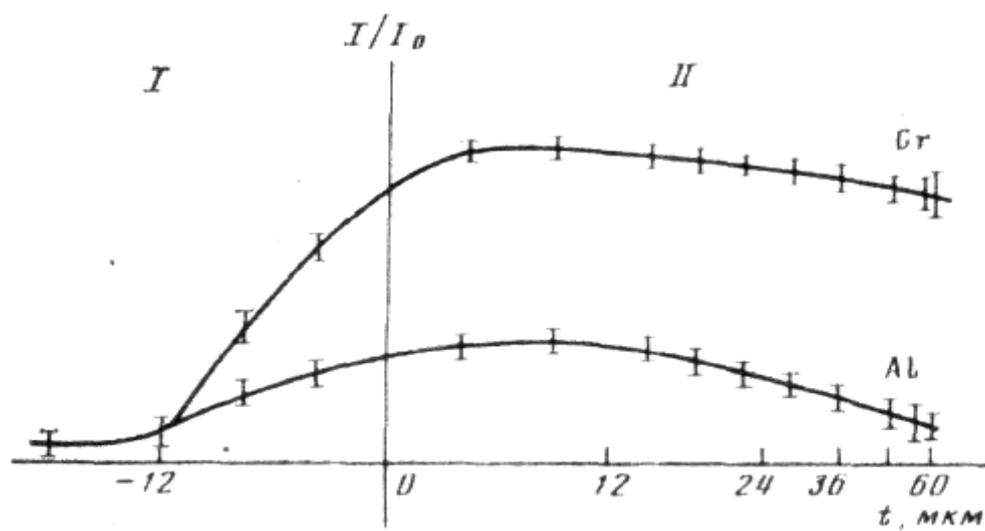


Рис. 2. Распределение плотности покрытия по глубине

Характеристики плазменного инжектора для разных материалов вставок

Напыляемый материал (подложка)	Предельные значения импульса силы Fdt	Число частиц, распыля- емых за импульс (опти- мальный ток разряда)	Твердость НВ (толщина слоя), мкм
Ni (кварц, ст.3, латунь)	0.05	$3 \cdot 10^{17}$ (0.1 кА)	290 (60)
C (кварц, ст.3)	0.02	$5 \cdot 10^{18}$ (0.05 кА)	12-15 (40)
Cr (ст.3, кварц)	-	10^{18} (0.8 кА)	420 (30)
Al (кварц)	0.01	10^{18} (0.4 кА)	40 (30)
W (кварц)	-	$2 \cdot 10^{17}$ (0.6 кА)	380 (30)
(Al+Cr)+Cr (кварц, ст.3)	-	$3 \cdot 10^{17}$ (0.4 кА)	230 (30)
Ti+H	0.2	$3 \cdot 10^{19}$ (0.4 кА)	-

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ

Радионо́в А. В.¹, Селезов И. Т.²

¹*Научно-производственное внедренческое предприятие «Феррогидродинамика», Николаев*

²*Институт гидромеханики Национальной Академии наук Украины, Киев*

Магнитные жидкости (МЖ) были впервые получены в США в середине 1960-х годов. Именно в это время США прилагали грандиозные усилия для реализации проекта «Аполлон» с первым в истории полетом человека на Луну. В ходе работ по этому проекту специалистам из НАСА пришлось осуществить широкий комплекс исследований, связанных, во-первых, с созданием абсолютно надежных герметизаторов между подвижными элементами космических скафандров и, во-вторых, с разработкой способов подачи жидкого ракетного топлива по трубопроводам. В качестве средства, которое смогло обеспечить решение обеих проблем, Пейпелл разработал и запатентовал принципиально новую среду, которую назвал магнитной жидкостью.

И уже в 1969 г. было первое внедрение магнитных жидкостей. В шлеме скафандра первого на Земле человека, вступившего на Луну, был применен магнитожидкостный вакуумный герметизатор, который обеспечил свободное вращение шлема [1].

В настоящее время разработкой магнитожидкостных устройств занимается целый ряд организаций во многих странах (США, Япония, Германия, Великобритания, Россия и т. д.).

Пик исследований в России приходится на 1980-е годы. Именно в это время опытные образцы магнитожидкостных герметизаторов были испытаны на орбитальной станции «Мир» и аппаратах «Буран», «Фобос», «Марс» и др. [2]. В настоящее время интенсивность проводимых работ по целому ряду причин снижена.

МЖГ обладают рядом существенных преимуществ: малые потери на трение, обеспечение полной герметичности, безизносность, эффект самовосстановления в случае аварийного прорыва уплотняемой среды, высокие надежность и долговечность, простота в изготовлении и обслуживании.

С начала 1990-х годов НПВП «Феррогидродинамика» установила МЖГ более чем на 60 предприятиях Украины и России. В основном это крупные предприятия нефтеперерабатывающей, химической и металлургической промышленности [3].

Наиболее эффективными МЖГ оказались для защиты дорогостоящего оборудования от капельной влаги и водяного тумана, пыли, мелкодисперсных сыпучих сред и в целом практически от любого абразива. Они показали высокую надежность и в течение длительного времени не требовали вообще обслуживания. Кроме них массово МЖГ устанавливались на выносные подшипниковые узлы крупных электрических машин и механизмов для защиты от вытекания масла. Достаточно хорошо зарекомендовали себя и вакуумные МЖГ. При соответствующей доработке, учитывающей специфику космической техники, они могут быть применены и для таких аппаратов.

Накопленный опыт позволяет вплотную заняться применением герметизаторов в космической технике. Затраты на создание более устойчивых коллоидных систем с заданными свойствами и изучение физико-химических свойств и процессов, протекающих в магнитных жидкостях, не должны быть значительными.

Для высокоскоростных МЖ (линейные скорости в зазоре от 25 м/с и выше) необходимо исследовать взаимовлияние центробежных и магнитных сил. Этой проблеме в литературе уделяется мало внимания, так как в основном рассматривается схема, когда влияние магнитных сил значительно больше центробежных.

Необходимо отметить, что теоретический анализ магнитожидкостных устройств представляет большие трудности в связи со сложностью уравнений, описывающих поведение магнитных жидкостей. В связи с этим здесь будет представлен приблизительный анализ, позволяющий получить некоторые качественные и количественные результаты.

В предположении, что среда вязкая несжимаемая, а движение стационарное, уравнения, описывающие движение магнитной жидкости, записываются в виде [4, 5]

$$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}p + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{v} + \chi \frac{1}{\text{Fr}_m} \rho H \vec{\nabla} H, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0, \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0, \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = 0, \quad (4)$$

где \vec{v} — вектор скорости, \vec{H} — вектор напряженности магнитного поля, \vec{M} — вектор намагниченности, P — давление, χ — магнитная восприимчивость, $\vec{\nabla}$ — оператор градиента, Re — число Рейнольдса, Fr_m — магнитное число Фруда, которое определяется по формуле

$$\text{Fr}_m = \frac{\rho(V_{0\theta}^s)^2}{r_s \mu_0 M_s |\vec{\nabla} H|} = \frac{\rho(V_{0\theta}^s)^2 L}{r_s \mu_0 M_s h_{\max}} = \frac{\rho(V_{0\theta}^s)^2 L}{\Delta p_{CT} r_s}, \quad (5)$$

где $|\vec{\nabla} H| \approx H_{\max} / L$; L — характерный пространственный размер неоднородности магнитного поля; $\Delta p_{CT} = \mu_0 M_s H_{\max}$, $V_{0\theta}$ — скорость поверхности вала.

МЖ-герметизатор занимает область, ограниченную в радиальном направлении валом и внешним корпусом и ограниченную в осевом направлении свободными поверхностями, удерживаемыми силами поверхностного натяжения. Для оценки влияния центробежных сил можно в первом приближении отдельно рассматривать задачу для вязкой жидкости.

Учитывая, что концентрация полей имеет место в центральной зоне герметизатора, где влияние боковых границ мало проявляется, можно для оценки влияния центробежных сил рассматривать плоскую задачу.

В этом случае задача сводится к интегрированию уравнений Навье – Стокса в цилиндрической системе координат (r, θ, z) , включающей уравнения сохранения импульса (следует из (1)):

$$V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\theta^2}{r} = -\frac{\partial p_r}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_r}{\partial \theta^2} - \frac{V_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \right], \quad (6)$$

$$V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r V_\theta}{r} = -\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p_r}{\partial \theta} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{V_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right], \quad (7)$$

и уравнение неразрывности (следует из (2))

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{r} V_r + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} = 0. \quad (8)$$

На цилиндрических поверхностях должны выполняться граничные условия

$$V_r(r, \theta) \Big|_{r=r_e} = 0, \quad V_r(r, \theta) \Big|_{r=1} = 0, \quad (9)$$

$$V_\theta(r, \theta) \Big|_{r=r_e} = 0, \quad V_\theta(r, \theta) \Big|_{r=1} = 1, \quad (10)$$

$$p_r(r, \theta) \Big|_{r=1} = \frac{p_0^s(\theta)}{\rho(V_{0\theta}^s(\theta))^2}, \quad (11)$$

где $\text{Re} = \frac{r_s V_{0\theta}^s}{\nu}$.

В случае, если нет девиации вала в зазоре, задача может рассматриваться как осесимметричная, так что производные искомых функций по дуговой координате равны нулю $\frac{\partial}{\partial \theta}(\cdot) \equiv 0$. Кроме того, представим поле скоростей $\vec{V}(r) = \{V_r, V_\theta, 0\}$ и давление p в виде

$$V_r = V_{0r}(r), \quad V_\theta = V_{0\theta}(r), \quad p = p_{0r}(r). \quad (12)$$

При указанных выше предположениях получаем решение задачи (6) – (11) для окружной скорости

$$V_{0\theta} = \frac{(r_e^2 - r^2)^2}{r(r_e^2 - 1)}, \quad (13)$$

которая нелинейно зависит от r в отличие от [4], где эта зависимость постулировалась линейной.

Аналогично получаем решение для давления:

$$p_{0r} = \frac{p_0^s}{\rho(V_{0\theta}^s)^2} - \frac{1-r_e^4}{2(1-r_e^2)^2} + \frac{1}{(r_e^2-1)^2} \left[\frac{r^2}{2} - 2r_e^2 \ln r - \frac{r_e^4}{2r^2} \right]. \quad (14)$$

Увеличение скорости вращения вала существенно влияет как на удерживаемый уплотнителем перепад давления, так и на ресурс МЖГ. Это связано с тем, что на распределение давления кроме магнитных сил влияют и центробежные силы, так что осевому градиенту давления, вызванному магнитной объемной силой $\mu_0 M_s \vec{\nabla} H$ добавляется радиальный градиент давления $\propto v^2 / r_s$, вызванный движением жидкости.

Для перепада давления в случае линейного закона изменения скорости получаем выражение [4]

$$\Delta p = \Delta p_{ct} - \rho(V_{0\theta}^s)^2 h / (2r_s). \quad (15)$$

В случае нелинейного закона (9) получаем

$$\Delta p = \Delta p_{ct} + \frac{2\rho(V_{0\theta}^s)^2 r_s^2}{((h+r_s)^2 - r_s^2)^2} \left(\frac{r_s^4 - (h+r_s)^4}{2r_s^2} + 2(h+r_s)^3 \left(\frac{4}{3} - \ln(h+r_s) \right) - 2(r_s+h)^2 r_s (\ln r_s - 1) + \frac{r_s^3}{6h} + \frac{(h+r_s)^4}{2hr_s} \right). \quad (16)$$

Расчеты перепада давления проводились по формулам (15) и (16) для различных величин зазора МЖГ.

Расчеты показали, что независимо от величины зазора при нелинейном законе изменения скорости вращения происходит плавное уменьшение удерживаемого перепада давления в отличие от линейного закона изменения вращения вала, когда наблюдается резкий скачок в уменьшении удерживаемого перепада давления.

Для учета совместного влияния магнитных и центробежных сил задача должна рассматриваться в более точной постановке на основе уравнений, описывающих поведение магнитной жидкости (уравнения(1) – (5)).

В отличие от предыдущей задачи, эта задача не может быть решена в плоской постановке, поскольку магнитные силовые линии H_r в зазоре сильно концентрированы в средней очень узкой по ширине зоне в пределах кольцевой области $z \in [-b, b]$, заполненной магнитной жидкостью. Эта сильная неоднородность магнитных силовых линий в осевом направлении z характеризуется большими градиентами.

В дальнейшем проводится приближенная оценка влияния магнитных сил в МЖГ. Следуя [4], будем полагать магнитное поле, линейно убывающим в обе стороны от плоскости симметрии $z = 0$ с градиентом напряженности $\vec{\nabla} H \equiv \vec{G}$. Такая система способна удерживать перепад давления $\Delta p_{ct} = \mu_0 M_s G 2l$, где $2l$ – длина магнитожидко-

стного запорного элемента, $G = \left| \vec{\nabla} H \right|$. Вращение вала отбрасывает магнитную жидкость к полюсу, и ее форма изменяется. При этом вблизи вала длина магнитожидкостной пробки уменьшается, т. е. уменьшается удерживаемый уплотнением перепад давления.

Из расчетов следует, что при малых величинах Fr_m имеет место резкое убывание удерживаемого перепада давления при линейном законе скорости и более плавное — при нелинейном, т. е. более точный анализ предсказывает меньшее влияние центробежных сил на удерживаемый перепад давления.

Экспериментальные исследования показали, что усилить нелинейность распределения скорости можно также организовав гидродинамический отрыв потока масла по валу и сливные масляные канавки в непосредственной близости от МЖГ.

МЖГ с подобными конструктивными решениями устанавливались, и в течение нескольких лет нормально эксплуатируются на подшипниках синхронных электродвигателей типа СДН, служащих для привода сетевых водяных насосов ЦНД, установленных на Черкасском ПО «Азот», подшипниках электродвигателя ГЕК – 42585 мощностью 2500 кВт привода турбокомпрессора окиси углерода Северодонецкого ГПП «Азот», подшипниках различных компрессоров РГХП «Сера» и Горловского ОАО «Концерн Стирол» и т.д. [6].

Работа поддерживается Фондом фундаментальных исследований Украины (Проект № 01.07/00079)

1. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости: Пер. с японск.- М. Мир,1993.-272 с.
2. Яковенков К. Ф., Ярош В. М. Обеспечение ресурса магнитожидкостных уплотнений электромеханических устройств космических аппаратов // 18-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям, Плес, Россия, 1998.- с. 207.
3. Радіонов О. В., Виноградов О. М. Досвід застосування магніторідинних пристроїв у НВВП «Ферогідродинаміка» // Вісті Академії інженерних наук України. – 1999, № 1.-с. 39-46.
4. Берковский Б. М., Медведев В. Ф., Краков М. С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. – 240 с.
5. Selezov I. Some wave problems of magnetofluids. Book of Abstracts // 9th Int. Conference on Magnetic Fluids, Bremen, Germany, 23-27 July, 2001.
6. Радионов А. В., Виноградов А. Н. Анализ опыта применения магнитожидкостных герметизаторов на химических и нефтеперерабатывающих предприятиях // Тр. IX междунар. науч.-техн. конф. «Герметичность, вибронадежность и экономическая безопасность насосного и компрессорного оборудования». – Сумы, 1999. – С. 245-249.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ОБРАЗЦАХ МАТЕРИАЛОВ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

Исаев К. Б.¹, Биленко Л. Д.², Ерошкин С. В.²

¹*Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев*

²*Углекомпозит, Запорожье*

Введение

Температурные поля в различных объектах ракетно-космической техники несут в себе огромное количество информации об их состоянии. Экспериментальное определение этих полей позволяет оценить работоспособность отдельных узлов этих объектов (например, теплозащитных покрытий, сопел ракетных двигателей) непосредственно в условиях эксплуатации, провести сравнение с расчетными температурными полями, т.е. оценить адекватность математической модели теплопереноса в исследуемых объектах, определить теплофизические характеристики материалов с помощью решения обратных задач теплопроводности и т. д.

Для определения температурных полей в образцах материалов необходимо разработать конструкцию и изготовить теплоприемник (НР от “heat-receiver”) — образец исследуемого материала с термодатчиками (в основном это термопары). Основная сложность при разработке и изготовлении теплоприемников заключается в способе заделки термодатчиков в НР для достоверного определения температурных полей при стендовых и натурных испытаниях теплозащитных материалов (ТЗМ). Есть различные варианты заделки термопар, которые обладают теми или иными достоинствами и недостатками. Так, в образце из двух половинок [1], в одной из которых сделаны пропилы и установлены термопары, по месту стыковки половинок образца происходит более интенсивное разрушение материала при конвективном нагреве (особенно при наличии избыточного давления). Это приводит к нарушению одномерности температурного поля, искажению процесса разрушения материала. Такой способ заделки термопар может быть применен при радиационном нагреве. Для этого плоскости контакта двух половинок образца должны быть хорошо подогнаны друг к другу. После заделки термопар и стыковки половинок цилиндра на него одевается защитная втулка из того же материала по плотной посадке.

Использование “пробок” (цилиндрических или прямоугольных) из исследуемого материала, в которые вмонтированы термопары [1, 2], существенно усложняет изготовление теплоприемника. Этот вариант заделки термопар нельзя использовать для образцов малого диаметра, для хрупких, пористых и порошковых материалов. Он также обладает тем недостатком, что при нагреве по месту стыковки пробки с образцом возможно накопление газообразных продуктов деструкции материала. Это ухудшает тепловой контакт. Особенно это существенно при высоких скоростях нагрева образца. Этот же недостаток присущ и еще одному варианту заделки термопар, когда в скошен-

ный под определенным углом торец цилиндрического образца установлено необходимое количество термопар. Стыковка с крышкой осуществляется под углом, обеспечивающим измерение температур на различном расстоянии от поверхности нагрева [1,3]. Для этих двух способов заделки термопар существенным недостатком также является необходимость использования склеивания с помощью связующего по технологии изготовления ТЗМ. Это приводит к лишнему нагреву исследуемого материала и может отразиться на его свойствах.

Заделка термопар в образец в процессе изготовления материала [4,5] возможна только для ограниченного класса материалов (например, слоистых композиционных материалов). Этот способ заделки термопар весьма сложен, так как технология изготовления ТЗМ требует приложения давления от единиц до нескольких сотен МПа. Он также требует привлечение рентгеновской техники для измерения положения термопар в образце, что весьма усложняет и удорожает изготовление теплоприемника. Этот недостаток также присущ и способу стыковки образца с крышкой под некоторым углом.

Конструкции теплоприемника для ТЗМ

Представленные на рис. 1 конструкции НР для исследования материалов тепловой защиты космических аппаратов обладают универсальностью [6], в них устранены недостатки вышерассмотренных конструкций теплоприемников. Первая конструкция НР предназначена для испытания ТЗМ с органической матрицей [7] — материалов с низким коэффициентом теплопроводности, а вторая — для материалов с углеродной матрицей [8], коэффициент теплопроводности которых при комнатной температуре на два порядка выше первых. В обеих конструкциях образец исследуемого материала (рис. 1) представляет собой ступенчатый цилиндр (1), в котором параллельно нагреваемому торцу сделаны четыре прорези алмазным диском толщиной 0.1 мм на глубину радиуса цилиндра меньшего диаметра (1). В эти прорези укладываются термопары (4) с электроизоляционным покрытием из двуокиси иттрия. Толщина покрытия несколько мкм. Для уменьшения термического сопротивления прорези заполняются порошком из материала с высокой теплопроводностью (например, порошок кварца или графита). Боковая поверхность цилиндра меньшего диаметра (1) покрывается кварцевой нитью, сверху которой укладываются провода термопар, которые в свою очередь покрываются вторым слоем кварцевой нити. Затем вся конструкция помещается во втулку (3) из теплоизоляционного материала.

Первая конструкция НР позволяет определять температурные поля в образцах ТЗМ в условиях абляции материалов с органической матрицей (рис. 2) как при нестационарном режиме нагрева (длительном или кратковременном), так и при квазистационарном. Последний режим характеризуется постоянством температуры поверхности испытываемого образца и ее линейной скорости движения.

Вторая конструкция разрабатывалась в основном для нестационарного режима нагрева (рис. 3), когда изменение высоты образца в процессе испытаний незначительно. Эти конструкции отличаются только наличием или отсутствием кольца (8). Это кольцо

из плотного графита позволяет провести выравнивание температур на нагреваемой поверхности образца УУКМ, что препятствует растрескиванию этого материала при испытании в воздушной плазме. Отсутствие этого кольца, т.е. испытание теплоприемника из этого материала в виде первой конструкции приводит к его растрескиванию в центре нагреваемого торца.

Для ТЗМ, исследованных в данной работе, диаметр меньшего цилиндра образца (1) составлял 18 мм, наружный диаметр втулки (3) — 25 мм, а высота образца (1) — 30–40 мм.

Погрешности измерения температур в НР

Погрешность измерения температур контактным методом складывается из многих составляющих. Систематические погрешности для измерения температур в ТЗМ с органической матрицей проанализированы в [9]. Для углерод-углеродных композиционных материалов (УУКМ) погрешностей, связанных с процессом пиролиза связующего, нет. Предложенные выше конструкции теплоприемников позволяют значительно уменьшить или полностью устранить систематические погрешности измерения температур в образцах композиционных материалов. Ниже подробно проанализированы две систематические погрешности, которые могут иметь место при измерении температур в образцах материалов как с полимерной, так и с углеродной матрицами.

ТЗМ “работают” в условиях больших скоростей нагрева, поэтому их испытания на стендах проводятся при больших тепловых потоках. Оценка инерционности термопар проведена в предположении, что она является звеном запаздывания первого порядка, т.е. истинная температура термопары определяется следующим соотношением:

$$T_{\text{ист}} = T_0 + \varepsilon (dT/dt).$$

Здесь $T_{\text{ист}}$ — истинная температура материала, T_0 — показание термопары, ε — постоянная тепловой инерции термопар, τ — время. Постоянная тепловой инерции термопар в этом соотношении оценивалась экспериментально. Для этого термопара резко погружалась в расплавленное олово, и ее показания фиксировались с помощью шлейфового осциллографа НО71.3. Этот параметр для вольфрам-рениевых термопар ВР5/20 (диаметр электродов 0.1 мм) составил 0.07 с. Это приближенная оценка постоянной тепловой инерции этого типа термопар, так как в нее входят переходные времена при нагреве и охлаждении горячего спая термопары. При максимальной скорости изменения показаний первой термопары образца № 6 материала СВФ-4, равной 384 К/с, поправка на тепловую инерцию составит 27 °С или 4 % при температуре 670 °С. При этой температуре скорость изменения показаний первой термопары образца № 6 максимальна (рис. 2).

Для определения коэффициента теплопроводности различных материалов с помощью решения обратных задач теплопроводности используется в основном одномерное температурное поле в образце исследуемого материала. Поэтому в данной работе

была проведена экспериментальная оценка одномерности температурного поля в образцах УУКМ при их испытании в воздушной плазме. Для этого в первой и четвертой от поверхности нагрева прорезях (для разных образцов) были установлены по три термомпары на разном расстоянии от оси цилиндра меньшего диаметра примерно через два мм. В результате испытаний получено, что уменьшение температуры от центра к поверхности цилиндра составляет примерно 5 %, причем оно уменьшается с ростом температуры. Эта погрешность лежит в пределах суммарной погрешности измерения температур в образцах ТЗМ.

Для ТЗМ с органической матрицей оценка одномерности температурного поля проводилась визуально. После испытаний образцы этих материалов разрезались по диаметральной плоскости и об одномерности судили по параллельности коксового слоя не нагреваемому торцу образца. Одномерность температурного поля в образцах ТЗМ обеспечивается равномерным нагревом рабочей поверхности теплоприемника и его конструкцией.

По нашим оценкам суммарная погрешность измерения температур в образцах ТЗМ с учетом данных [3, 10] составляет 7–10 %.

Температурные поля в образцах ТЗМ

В качестве примера применения разработанных конструкций НР ниже приведены результаты определения одномерных температурных полей в образцах стеклопластика СВФ-4 (фенолоформальдегидное связующее 30 % + кремнеземная нить КН-11) и в образцах УУКМ (карбонизованная фенольная матрица с углеродными волокнами, пропитанная пироуглеродом).

Испытания образцов ТЗМ проводились на установках, созданных в ИПМ НАН Украины: СГУ-6 — концентратор солнечной энергии; ЖРД — генератор высокотемпературной струи – продукты сгорания керосина в кислороде; ВПС — генератор высокотемпературной плазмы (в данной работе — воздушной).

При испытании на различных установках одностороннего нагрева теплоприемник, изготовленный по вышеописанной технологии, устанавливался в водоохлаждаемую державку (5) рис. 1, которая защищает его от бокового нагрева. Эта державка вместе с НР вводится в высокотемпературную газовую струю (ВПС, ЖРД) на заданном расстоянии от среза сопла или в фокальный объем концентратора солнечной энергии (СГУ-6). Движение державки осуществляется до совмещения оси НР с осью струи или оптической осью концентратора.

Температурное поле является следствием целого ряда факторов: теплофизические характеристики материала, вид и условия нагрева образца и т. д. Ниже проведен краткий анализ результатов определения температурных полей в образцах испытанных ТЗМ (рис. 2, 3). Условия испытаний и глубины установки термомпар в образцах этих материалов представлены в таблице.

Для образцов стеклопластика № 3 и № 4, испытанных на стенде ЖРД, имел место квазистационарный режим нагрева, о чем свидетельствует эквидистантность показаний

первой и второй термопар (рис. 2, кривые 2, 3). При этом линейная скорость движения поверхности нагрева для образца № 3 составила 0.17 мм/с, а для № 4 — 0.15 мм/с. Стационарная температура поверхности для этих образцов в процессе испытаний составляла 2100 °С. При испытании образца этого стеклопластика в струе воздушной плазмы унос материала был незначительным за время нагрева, а максимальная яркостная температура поверхности составила 2200 °С.

Все испытания образцов СВФ-4 и УУКМ проводились при постоянных параметрах энергетического воздействия. В таких условиях нагрева зависимость температуры от времени (в основном для первой термопары) для стеклопластика имеет перегиб до момента снятия теплового воздействия (рис. 2), т. е. скорость нагрева материала имеет максимум. Температура, при которой скорость нагрева для данного образца максимальна, с увеличением скорости нагрева смещается в область высоких температур. Так, для образца № 1 (СГУ-6) максимальная скорость нагрева по показаниям первой от поверхности нагрева термопары составляет — 23 К/с при 490 °С, а для образца № 6 — 384 К/с при 670 °С (рис. 2). Эти параметры нагрева для образцов № 3 и № 4 этого стеклопластика занимают промежуточное положение.

Для образцов УУКМ имеет место резкое увеличение скорости нагрева при низких температурах (до 100 °С) и ее медленное уменьшение до момента вывода образца из высокотемпературной струи. Интересно отметить, что температура поверхности этого материала имеет небольшую "полочку" при температуре примерно 1350 °С, а затем монотонное увеличение (рис. 3). Возможно, такое поведение этой температуры связано с образованием цианидов, которое протекает с поглощением теплоты [11]. Аналогичное поведение температуры поверхности имеет место и для образцов графита, испытанных в тех же условиях. Показания первой и второй термопар образца № 5 с 15-й секунды начинают уменьшаться, несмотря на то, что температура поверхности увеличивается. По-видимому, для этих термопар произошло частичное нарушение электроизоляции их проводов.

Выводы

Разработаны две конструкции теплоприемника, предназначенные для определения одномерных температурных полей в теплозащитных материалах с органической и углеродной матрицами. Эти конструкции разработаны для стендовых испытаний ТЗМ, и температурные поля в них в основном используются для определения коэффициента теплопроводности этих материалов решением обратных задач теплопроводности. По-видимому, при некоторой доработке эти теплоприемники могут быть использованы также и для натурных испытаний теплозащиты различных изделий ракетно-космической техники.

1. Гусева Л. И., Захаров Б. П., Шведов Б. А. Комплексные исследования эффективных теплофизических характеристик ТЗМ // Тр. Моск. лесотехн. ин-та. 1978. Вып. 112. С. 24-38.
2. Legender P. J. and Chase G. T. The operational performance of reentry vehicle heatshield thermodynamic instrumentation. Instrumentation in the Aerospace Industry. 1973. V.19. P.85-96.
3. Артюхин Е. А., Киллих В. Е., Охапкин А. С. Восстановление эффективного коэффициента теплопроводности асботекстолита из решения обратной задачи теплопроводности // ИФЖ. 1983. Т.45, № 5. С. 788-793.
4. Griffis C. A., Masumura R. A. and Chang C. I. Thermal response of graphite epoxy composite subjected to rapid heating // J. Composite Materials. 1981. V. 15, Sept. P. 427-442.
5. Лакоза В. М., Миков В. Л. Измерение температурных полей в слоистых композиционных материалах // VI Всесоюз. конф. "Электротермия-88". Луцк, 1988. Тезисы. Ч.2. С. 248-249.
6. Исаев К. Б. Конструкции теплоприемника для определения одномерных температурных полей в компактных и порошковых материалах // Тепломассообмен ММФ-2000. Тр. IV Минского Межд. форума. 2000. Минск: ИТМО НАНБ. 2000. Т.3. С. 394-397.
7. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. – М.: Энергия, 1976. 392 с.
8. Волков Д. П., Заричняк Ю. П. Теплофизические свойства углерод-углеродных материалов // ТВТ. 1995. Т. 33, № 6. С. 942-947.
9. Исаев К. Б. Теплоприемник для определения температурных полей в разрушающихся материалах // Тепломассообмен-ММФ-92. Тр. II Минского Межд. форума. 1992. Минск: ИТМО НАНБ. 1992. Т.3. С. 180-183.
10. Елисеев В. Н., Соловов В. А. Теоретическое и экспериментальное исследование погрешности измерения температур термометрами в теплоизоляционных материалах // ИФЖ. 1983. Т.45, № 5. С. 737-742.
11. Термические константы веществ / Под ред. В. П. Глушкова. – М.: ВИНТИ ИВТАН СССР. 1970. Вып.IV. Ч.1. – 510 с.

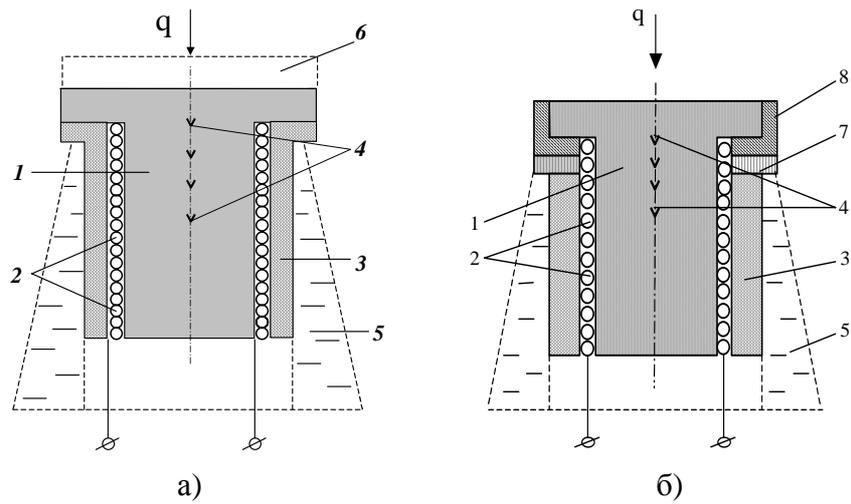


Рис. 1. Конструкция теплоприемника для теплозащитных материалов с полимерной (а) и углеродной матрицами (б). 1 — исследуемый материал; 2 — два слоя кремнеземной нити; 3 — втулка из теплоизоляционного материала; 4 — термопары; 5 — водоохлаждаемая державка; 6 — унесенная часть образца; 7 — кольцо из углепластика; 8 — кольцо из плотного графита

Условия испытаний образцов ТЗМ и глубины установки термопар

№ п/п	Материал	Условия испытаний	Тепловой поток, МВт/м ²	№ образца	Расстояния термопар от поверхности нагрева, мм			
					h ₁	h ₂	h ₃	h ₄
1	СВФ-4	СГУ-6	0.57	1	2.20	3.60	4.70	5.80
2	"	ЖРД	6.93	3	15.25	15.95	16.95	17.90
3	"	"	6.93	4	15.25	16.15	16.95	17.95
4	"	ВПС	2.72	6	2.70	3.60	4.60	5.60
5	УУКМ	ВПС	4.02	5	3.30	4.90	7.80	10.00
6	"	"	3.85	7	3.40	5.30	7.00	9.00

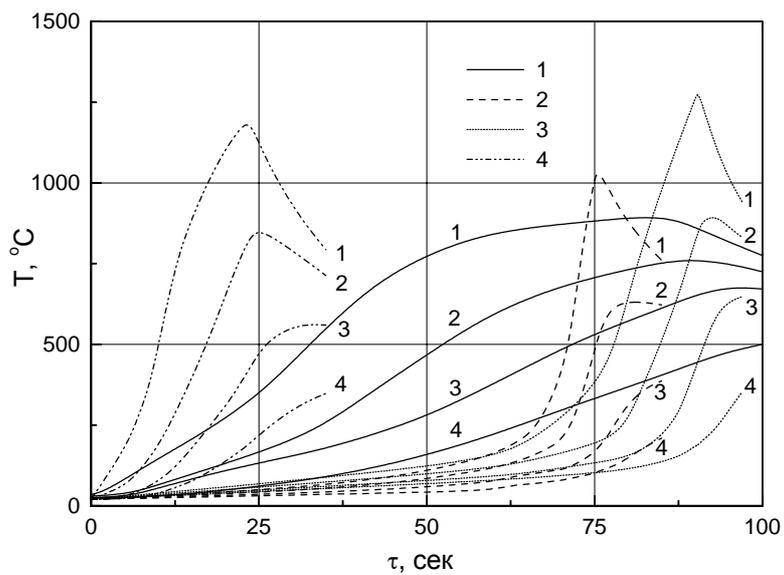


Рис. 2. Температурные поля в образцах материала СВФ-4, испытанных при конвективном и радиационном нагревах. 1 — образец № 1 (СГУ-6); 2 — образец № 3 (ЖРД); 3 — образец № 4 (ЖРД); 4 — образец № 6 (ВПС). 1– 4 показания первой-четвертой термопар

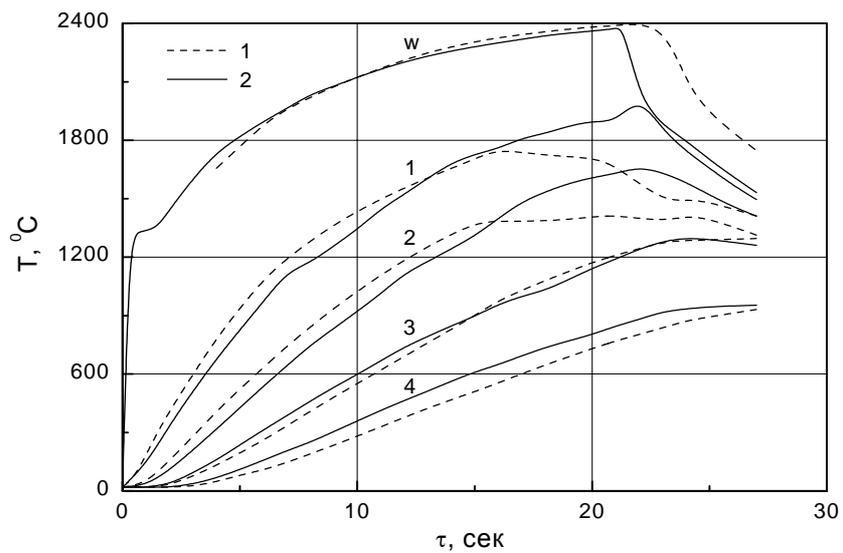


Рис. 3. Температурные поля в образцах материала УУКМ, испытанных при конвективном нагреве (ВПС). 1 — образец № 5; 2 — образец № 7. w — температура поверхности

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ГЕТЕРОФАЗНОЙ ПЛАЗМЫ

Мартыш Е. В.*Институт космических исследований НАНУ и НКАУ*

Распространение звука в гетерофазной среде, которая содержит газ и твердые жидкие макрочастицы (МЧ), исследовалось во многих работах (см. [1] и цитированную литературу). Главное внимание уделялось изучению специфического затухания при наличии частиц конденсированной фазы — эти работы имели известный практический интерес. Вскоре появились и первые теории этого процесса, которые требовали некоторых допущений для своего построения. Среди них: а) буферный газ — идеальный, б) сферичность, мономерность и неподвижность МЧ, в) весьма ограниченное количество учитываемых процессов переноса, особенно межфазного.

Эксперименты впоследствии выявили "жесткость" некоторых допущений (особенно б)). В [2] отмечалось, что неподвижность МЧ ведет к появлению конечного затухания звука при уменьшении размеров МЧ. Физически, однако, очевидно, что уменьшение размеров МЧ до характерных для буферного газа должно резко уменьшить или совсем ликвидировать специфическое затухание. В дальнейших работах указанные ограничения были сняты, и результаты теоретических расчетов почти вплотную приблизились к данным экспериментов.

В отличие от вопроса о затухании звука, влияние МЧ на его дисперсию изучалось значительно позднее. Возможно, это связано с дополняющим (по отношению к затуханию) характером соответствующих измерений. Первые теоретические оценки, которые сравнивали с результатами по затуханию звука в 2-фазной среде, получали следующим образом. Акустическое поле вблизи МЧ определялось из расчета потенциалов дополнительных волн, которые появляются при падении плоской волны на сферическую неоднородность. Затухание звука вычислялось по увеличению энтропии из-за необратимых процессов переноса импульса и тепла между МЧ и газом. Различия между данными наблюдения и выводами теории объяснялись упомянутыми выше ограничениями. Поскольку, как правило, вычислительные оценки давали меньшие значения, то считалось, что особенное внимание нужно уделять увеличению числа учитываемых необратимых процессов. Включение же их в упомянутую схему оказалось довольно затруднительным.

Позднее был разработан более формализованный подход к задаче, который теперь является общепринятым [3]. Состояние сферообразных конденсированных МЧ описывают уравнениями непрерывности, движения и теплопроводности для двух разных фаз. Вначале появлялись две характерные частоты: $\omega_v \sim 1/\tau_v$ — частота релаксации скорости из-за стокового трения ($1/\tau_v \sim \nu/\langle a \rangle^2$, где ν — кинематическая вязкость, $\langle a \rangle^2$ — средний квадрат радиуса МЧ), $\omega_t \sim 1/\tau_t$ — частота тепловой релаксации ($1/\tau_t \sim \chi/\langle a \rangle^2$, где χ — коэффициент теплопроводности).

Позднее в работе [4] в рассмотрение включено распределение $f(a)$ МЧ по размерам, хотя его влияние немного маскировалось применением специального генератора аэрозоля. Для измерений был применен фотометр рассеяного света, который позволил непосредственно измерять второй момент функции распределения. Однако при вычислениях реально применили средний диаметр МЧ, который коррелировал с начальными данными.

В конце 1980-х годов появилась работа [5], где были учтены три диссипативных процесса

- 1) испарение и конденсация (фазовые переходы),
- 2) теплопередача от капель к газу,
- 3) стоковое трение МЧ о буферный газ.

Такой подход дает третью характерную частоту ω_{ph} (обратное время релаксации МЧ вследствие фазовых переходов на ее поверхности). Появляется дополнительный параметр q , зависящий от энергии, освобождающейся при конденсации пара и коэффициентов переноса (диффузии и теплопроводности). Кроме того, по измерениям затухания и диссипации были оценены характерные размеры аэрозоля.

Действительно, если акустический импульс распространяется по газу с дисперсией (вызванный наличием МЧ), то он будет рассеиваться из-за разной скорости фронтов. Измеряя временную задержку заднего фронта относительно переднего и затухание амплитуды последнего, можно оценить концентрацию МЧ (n_d) и средний радиус:

$$\langle a \rangle = \int a f(a) da . \quad (1)$$

Приведем основные выводы из перечисленных работ

1. есть максимум в зависимости затухания от частоты (при $\omega\tau_v \sim 1$);
2. вклад дисперсии особенно важен при $\omega\tau_v < 1$;
3. влияние дисперсии начинается при $\omega \ll \omega_l (I = v, t, ph)$;
4. фазовые переходы дают свой вклад при $\omega\tau_{ph} \sim 1$.

Детальное вычисление выражений для мнимой части волнового вектора, проведенное в [5], показало, что оно содержит несколько выражений типа

$$\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^x f(x) da , \quad (2)$$

где $x = -3, -1, 3, 5$. Значения этих интегралов, получаемых из эксперимента, дают возможность более детально исследовать функцию распределения. При этом наибольшего продвижения можно достигнуть, если предположить, что функциональная зависимость известна:

$$f(a) = Ca^y \exp [-(a/a_0)^z], \quad (3)$$

тогда константы C, y, z - определяются из наилучшего согласования данных расчета и эксперимента.

Приведенные выводы дают основания для утверждения об актуальности такой диагностики для запыленной плазмы. В самом деле, во многих технологических процессах, например при нанесении пленок с помощью PECVD — процессов, явление нуклеации загрязняющих частиц существенно для конечного результата. Полной картины явления до сих пор, к сожалению, не построено. Одна из причин - трудности диагностики МЧ в фазе нуклеации. Известные недостатки масс-спектрометрии и лазерных методов (рассеяние Ми) не позволяют провести более-менее точную диагностику размеров МЧ в этом случае. Поэтому изучение распространения пылевых акустических волн (ПАВ) может служить для этих целей. Такие волны наблюдались в лабораторных условиях, и были попытки изучения параметров природной пылевой плазмы. Наблюдения за изменением скорости ПАВ и соответствующего конуса Маха позволили получить существенные результаты о развитии планетарных колец.

Воспользуемся жидкостной моделью МЧ и примем, что расстояние между ними много больше дебаевского радиуса r_D . Тогда дисперсионное уравнение для длинно-волновой части спектра можно взять из [6]. Однако учет распределения частиц по размерам

$$n_d = n_{d0} f(a),$$

вносит определенные изменения в определение ленгмюровской частоты МЧ

$$\omega_{pd}^2 = 4\pi \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} q_d^2 / m_d da \quad (4)$$

и в слагаемое, описывающее стоковое трение в уравнении движения для МЧ. Полагая, что отражение частиц нейтрального газа (главный источник трения) от поверхности МЧ является диффузным, можно так определить соответствующую частоту столкновений:

$$v \approx 1/2 \langle a \rangle \int m_n / m_d(a) N \pi v_{TN} f(a) da, \quad (5)$$

где m_n — масса нейтрального атома, N — их концентрация, v_{TN} — тепловая скорость. Тогда дисперсионное уравнение запишется в виде

$$k^2 = k_0 \frac{\omega(\omega + iv)}{\omega_{pd}^2 - \omega(\omega + iv)}, \quad (6)$$

где $k_0^2 = f(r_{De}, r_{Di})$.

При отсутствии затухания ($v \rightarrow 0$) волновой вектор может быть действительным (волна распространяется, $\omega < \omega_{pd}$) или чисто мнимым (волна быстро затухает, $\omega > \omega_{pd}$). Естественно, если затухание сильно, то такой скачок на ленгмюровской частоте в дисперсии отсутствует. Отметим, что в случае моноразмерной пыли значения мнимой части волнового вектора, полученные из (6), хорошо коррелируют с данными по затуханию ПАВ из [6]. Фазовая скорость таких волн v в пределе $v \gg v_{TN}$ близка к зависимости $v \sim \omega_{pd}(\langle a \rangle) / k_0$.

В последнее время появились работы [7,8], где обращают внимание на необходимость учета несферичности МЧ. Наличие последней дает частицам дипольный момент, вращение которого приводит к появлению новых характерных частот в такой плазме.

1. Temkin S. and Dobbins R. A. Attenuation and Dispersion of Sound in Particulate Relaxation Processes // J. Acoust. Soc. of Amer. Vol.40, № 2 – 1966 - pp. 317-324.
2. Chow J. C. F. Attenuation and Dispersion of Acoustic Waves in Dilute Emulsions and Suspensions // J. Acoust. Soc. of Amer. Vol.36. - 1964 - pp. 2395-2401.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1986.
4. Temkin S. and Dobbins R. A. Measurements of Attenuation of Sound by an Aerosol // J. Acoust. Soc. of Amer. Vol.40, № 5 – 1966 - pp.1016 -1024.
5. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред, ч.1. - М.: Наука, 1987.
6. Piper J. B. and Goree J. Dispersion of Plasmas waves in the Strong -Coupling Regime // Phys.Rev. Lett., v.77,N 15, p. 3137-3140., 1996.
7. Spitzer L. Physical Processes in the Interstellar Medium. - NY.: John Wiley & Sons, 1977.
8. Tshakaya D. D., Shukla P. K., Tsintsadze N. L.. Electrodynamics and Dispersion Properties of a Magnetoplasma Containing Elongated and rotating dust grains // ЖЭТФ, т.201. № 8. - 2001. - с. 340 - 352.

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДИАГНОСТИКИ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ

Назарчук З. Т., Кошевой В. В.

Физико-механический институт им. Г. В. Карпенко НАН Украины, Львов

Изложены результаты исследований, выполненных за последние годы в Физико-механическом институте НАН Украины, по созданию новых информационных и физических технологий диагностики материалов с использованием принципов ультразвуковой вычислительной томографии.

1. Введение

Задача оценки предефектного состояния путем экспериментального определения неразрушающими методами пространственного распределения свойств материала в объеме изделия является важной задачей космического материаловедения и технической диагностики. В рамках проекта “International Space Station” [1] данной тематике уделено внимание по трем направлениям: “Material”, “Degradation” и “Diagnostics”. Как отмечено в работе [2], неизбежным этапом эволюции почти всех диагностических систем является применение томографических методов. На достаточно высоком уровне развития техники дистанционного зондирования и средств обработки данных появляется возможность реконструировать пространственную структуру среды на основе томографии. В докладе изложены результаты исследований, выполненных за последние годы в Физико-механическом институте НАН Украины, по созданию новых информационных и физических технологий диагностики материалов с использованием принципов ультразвуковой вычислительной томографии.

2. Особенности ультразвуковой томографии материалов

Современными исследованиями в области механики разрушения установлено, что процесс разрушения материала делится на докритическую и закритическую стадии. В связи с этим при определенных условиях допускается работа материала в режиме регламентированного разрушения. Благодаря возможности прогнозировать скорость роста дефектов возникла новая концепция “безопасного повреждения” [3], в рамках которой появление трещины не всегда есть основанием для изъятия изделия из эксплуатации. Наибольшее внимание следует уделять критическим параметрам трещины, которые характеризуют переход разрушения в закритическую, неуправляемую стадию. Современными исследованиями в области механики разрушения установлено, что процесс разрушения материала делится на докритическую и закритическую стадии. В связи с этим при определенных условиях допускается работа материала в режиме регламентированного разрушения. Благодаря возможности прогнозировать скорость роста дефектов возникла новая концепция “безопасного повреждения” [3], в рамках которой появление трещины не всегда есть основанием для изъятия изделия из эксплуатации.

Наибольшее внимание следует уделять критическим параметрам трещины, которые характеризуют переход разрушения в закритическую, неуправляемую стадию.

Процессы зарождения дефектов и формирования неоднородного распределения физико-механических характеристик (ФМХ) материала взаимосвязаны. Так, имеющиеся дефекты приводят к неоднородному пространственному распределению (ПР) ФМХ материала, а усиленное развитие неоднородного распределения ФМХ (в первую очередь, параметров напряженно-деформированного состояния (НДС)) завершается зарождением и развитием дефектов. Поэтому для оценки преддефектного состояния материала и определения областей, возможного возникновения дефектов, необходимо восстановить ПР ФМХ материала в объеме изделия.

Одними из наиболее распространенных методов определения ФМХ материалов являются ультразвуковые (УЗ) методы. Ультразвуковой контроль основан на зависимости между акустическими и механическими характеристиками материала и используется для оценки его упругих (модули упругости), прочностных (границы прочности на растяжение, изгиб и др.), технологических (твердость) и структурных (размер зерна, содержание включений, степень междукристаллитной коррозии) характеристик и параметров НДС [4]. При этом с помощью УЗ-методов определяют только интегральные (усредненные за лучом или объемом) ФМХ материала.

Для реконструкции ПР ФМХ материала важными являются две особенности УЗ-контроля, связанные со своеобразностью контролируемых ФМХ. Первая состоит в том, что реально УЗ методом можно получить количественную информацию о акустических характеристиках материала, а те или другие механические характеристики – лишь путем вычислений, базируясь на аналитической или эмпирической (корреляционной) их связи с акустическими характеристиками материала изделия. Вторая особенность УЗ-контроля в том, что изменения величины большинства механических характеристик материала вызовут лишь незначительные изменения его акустических характеристик. Например, при разных типах обработки стали максимальные изменения скорости продольных УЗ-волн 2.2...2.5 %, а поперечных 2.9...3.2 % [9]. Диапазон изменения скоростей практически не зависит от марки стали. Поэтому ПР акустических характеристик в преддефектном состоянии материала слабоконтрастно. Это приводит к тому, что для определения АХ необходимо использовать теневые методы, а при рассмотрении распространения УЗ-волн можно ограничиться приближением геометрической акустики, линейным распространением луча, а также принципом суперпозиции и линейных отношений.

Одним из наиболее интересных объектов для применения УЗ-методов оценки физико-механических характеристик и остаточных напряжений являются сварные образцы и элементы конструкций. Особое внимание привлекают конструкции со сварочными напряжениями. Даже в сравнительно тонких листах они распределены по закону объемного НДС. Например, с увеличением толщины пластины возрастает составляющая напряжения σ_z (ось z направлена вдоль толщины пластины), достигая значений σ_x

и σ_y при толщинах 10 см и больше. Объемные остаточные напряжения от сваривания имеют локальный характер, занимая в плоскости x, y область двух-трех толщин листа. Анализируя эпюры напряжений, рассчитанные для стальной пластины толщиной $\delta = 16$ мм во время нагрева сосредоточенным источником, расположенным на ее поверхности [5], можно отметить, что распределение напряжений по толщине листа довольно неравномерно. Увеличение толщины пластины влияет на значение напряжений, в особенности существенно при $\delta > 16$ мм. В зонах сварных швов действуют приблизительно равные объемные напряжения $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$, которые имеют неоднородный в объеме характер и при определенных условиях могут инициировать зарождение микротрещин в местах их концентрации. Это еще раз подчеркивает необходимость неразрушающих методик и аппаратных средств для оценки неоднородного НДС и ФМХ материалов.

3. Ультразвуковой томограф UST2000

Разработаны информационные технологии малоракурсной томографии для определения пространственного распределения свойств материалов в листовых изделиях при одностороннем доступе и зеркально-теневой схеме сбора данных, пригодные для практической реализации [6].

Этапным продуктом исследований в Физико-механическом институте НАН Украины стал экспериментальный образец ультразвукового томографа UST-2000 для оценки свойств материалов (рис. 1).

UST-2000 предназначенный для реконструкции методами ультразвуковой вычислительной томографии пространственного (в объеме изделия) распределения акустических материалов (скоростей распространения и затухания разных типов ультразвуковых волн) путем вычислительной обработки лучевых проекций, полученных в результате прозвучивания материала изделия, и численной реконструкции (на основе полученного распределения) ПР его механических характеристик: упругих (модули упругости, сдвига), структурных (размер зерна, степень междукристаллитной коррозии), прочностных, параметров НДС (тензор напряжений и его инварианты).

Основное информационное преимущество томографа состоит в том, что выявление и детальное изучение неоднородного ПР ФМХ материала в объеме изделия проводится оператором путем визуального анализа изображений разнообразных сечений реконструированной структуры ПР соответствующей ФМХ с возможностью количественной оценки исследуемого параметра в любой точке (локальной области) объема изделия.

Потенциально прибор такого класса может иметь разнообразные области применения. Непосредственно он лучше всего приспособлен для фундаментальных и прикладных материаловедческих исследований на листовых образцах с целью получения информации о пространственной неоднородности основных механических свойств, структуры, внутренних напряжений после соответствующих технологических процедур создания, обработки или деградации материала образца для оценки преддефектного со-

стояния материала, качества технологических процедур, влияния среды и т. п. Его можно использовать и в ультразвуковой дефектоскопии для восстановления ПР слабо-контрастных дефектов и их идентификации по форме, размерах, локализации.

Основные технические характеристики прибора следующие:

- *зондирование материала*: продольных, поперечными, поверхностными УЗ-волнами;
- *методы сбора данных*: теневой и зеркально-теневой;
- *измеренные параметры*: время распространения УЗ-импульса (time-of-flight) и затухание;
- *относительная погрешность оценки скорости*: 10^{-6} ;
- *обработка данных*: 2D- и 3D-томографическая реконструкция;
- *представление результатов*: томографические (произвольные сечения) и ортографические (усредненные по толщине) изображения.

Физические и информационные технологии, заложенные в UST-2000, учитывают возможность нарушения (нестабильность) акустического контакта между поверхностью образца и акустическими преобразователями и необходимость достаточно высокой производительности и универсальность контроля. Первая особенность не вносит существенных погрешностей через информационную избыточность томографической процедуры. Для обеспечения второго требования разработана специальная структура информационной технологии ультразвуковой вычислительной томографии, которая учитывает априорную информацию о том, что важные для диагностики неоднородности материала встречаются в объеме изделия довольно редко. Суть реализованного в UST-2000 подхода, который отличается от обычно применяемого в рентгеновской вычислительной томографии, состоит в следующем:

- начальными для реконструкции являются результаты измерений (сбора данных) вдоль луча теневым или зеркально-теневым методами (лучевые проекции), что разрешает использовать методы ультразвуковой вычислительной томографии для контроля изделий разной формы;
- на первом этапе реконструкции выполняется операция обратного проектирования и полученное изображение (т. н. суммарное изображение) применяется для поиска аномальных областей (локальных неоднородностей) материала;
- на втором этапе искомая функция ПР свойств материала реконструируется фильтрацией суммарного изображения с помощью прямого и обратного проектирования.

Реализованные в UST-2000 информационные технологии позволяют исследовать две группы задач. Первая — это двумерные задачи, к которым можно отнести реконструкцию ПР ФМХ материала в тонколистовых изделиях или в поверхностном слое на основе связей между ними и параметрами УЗ-волн Лемба или поверхностных волн релеевского типа. К ним относятся задачи оценки термохимической обработки поверхности металлических изделий, картографирование адгезийной прочности защитных покрытий и др.

Вторая группа — это трехмерные задачи, к которым можно отнести восстановления ПР ФМХ в объеме изделия. Информация может быть представлена в виде 3D-, 2D-изображений отдельных сечений или ортографических изображений, которые представляют собою проекцию объемного распределения на поверхность сканирования. Особенность реконструкции трехмерного распределения, актуальной, например, для распространенных на практике толстолистовых изделий, состоит в том, что невозможно обеспечить полноту сбора проекционных данных через физические ограничения на углы ввода ультразвука в твердое тело, вследствие чего реконструкция искомого распределения возможна только с некоторыми погрешностями.

Распределение напряжений в объеме изделия есть одной из важнейших характеристик, которое определяет преддефектное состояние материала. Акустодиагностика его НДС базируется на эффекте акустоупругости, матричная теория которого [7] положена в основу инженерных расчетов, реализованных в соответствующих информационных технологиях и программах томографа UST-2000. Технологии сбора данных в UST-2000 предусматривают измерение относительных изменений времен распространения продольных и двух поперечных с разной поляризацией УЗ-волн. Учитывая тензорный характер поля напряжений, реализовано два подхода в разработке информационных технологий реконструкции. Один из них базируется на реконструкции ПР компонентов тензора напряжений. Второй учитывает то, что характеристики НДС материала можно определить через инварианты тензора напряжений. А реконструкцию ПР инвариантов в некоторых случаях (например, первый инвариант) можно свести к задаче реконструкции ПР скалярных величин, которая требует значительно меньшего количества расчетов по сравнению с реконструкцией ПР компонентов тензора напряжений.

4. Экспериментальные результаты

Новые уникальные возможности УЗ-томографа UST-2000 демонстрируют экспериментальные результаты исследований неоднородного ПР свойств материалов в объеме контрольных металлических образцов, изготовленных в виде плит. В первом образце с размерами 600×450×26 мм из конструкционной стали Ст.20 искусственная неоднородность материала наведена в центре термическим способом с использованием токов сверхвысокой частоты и точкового электрода. Учитывая температуру и продолжительность нагревания, можно допустить, что в результате термообработки структурные изменения материала не состоялись, а сформировалась зона остаточных напряжений в центральной области образца.

Второй образец из Ст.5 с размерами 600×450×28 мм, изготовленный из двух одинаковых заготовок из толстых листов постоянной толщины 40 мм путем их сваривания с следующим фрезерованием и шлифованием с обеих сторон (V-подобный шов в средней зоне). Сваривали вручную путем последовательного наложения многих пластов к полному заполнению V-промежутка. Для уменьшения продольных остаточных напряжений шов накладывали тремя отдельными участками со смещением их в направлении поперечной оси шва.

Экспериментальная реконструкция ПР некоторых ФМХ материала в объеме этих образцов проведена на базе томографа UST-2000. Использовались продольные и поперечные УЗ-волны, соответствующие 17-канальные томографические акустические преобразователи (рис. 1) и зеркально-теневой режим сбора лучевых проекций во время сканирования преобразователем вдоль поверхности плит. Рабочая частота 2.5 МГц. Реконструированные акустические изображения ПР ФМХ материала аналогичные тем, которые выводит оператор-исследователь на экран монитора в разных режимах рабочего окна при 2D- и 3D-реконструкции.

Алгоритм томографического восстановления позволяет представлять ПР ФМХ материала в объеме исследуемого образца: в виде послойных сечений, параллельных поверхности образца, или произвольных сечений, перпендикулярных к его поверхности.

На рис. 2 приведен пример представления информации о ПР относительного изменения твердости материала в рабочем окне томографа UST-2000 в режиме 3D-реконструкции. Первое (левое верхнее) — ортографическое изображение объемного распределения исследуемой характеристики на поверхность образца. Окно разрешает также выбрать те сечения, которые оператор хочет визуализировать в координатах XY (левое нижнее), XZ (правое верхнее), YZ (правое нижнее) и предоставляет необходимую текстовую информацию.

На рис. 3 представлено ортографическое изображение ПР относительного изменения модуля Юнга ($\delta E, \%$) и модуля сдвига ($\delta G, \%$) материала образца со сварным соединением.

Как видим, есть явная неоднородность распределения указанных характеристик в обеих зонах — в сварном соединении и в его окрестности. За пределами зоны шва ПР имеет несимметричный характер относительно оси шва. Модуль Юнга достигает минимального значения в зоне сварного шва и возрастает с отдалением от его оси. Приблизительно такой самый качественный характер имеет ПР относительного изменения модуля сдвига. Асимметрический характер ПР упругих характеристик в окрестности сварного соединения отображает тепловое поле за пределами сварного шва, которое сформировалось за счет конструкции теплоотвода. В сварном шве можно различить три локальных зоны вдоль шва, которые воссоздадут технологию последовательного наложения швов.

Результаты реконструкции ПР структурных и прочностных характеристик металла в образце представлены на рис. 4. Наблюдается повышение величины σ_v в зоне сварного соединения.

Приведенные результаты томографической реконструкции свидетельствуют, что ультразвуковой томограф UST 2000 дает возможность детально исследовать механические характеристики материала в разных областях объема изделия с одновременной количественной их оценкой, усредненной по объему и в каждой его точке.

5. Выводы

Обоснована целесообразность использования в технической диагностике информации о пространственном распределении физико-механических характеристик мате-

риала в объеме изделия, которая может быть использована для оценки преддефектного состояния материала и адекватно отображает изменения в материале, возникающие в процессе накопления в нем усталостных повреждений. Доказано, что объединение возможностей ультразвуковых методов неразрушающего контроля и информационных технологий компьютерной томографии позволяет создать качественно новые технологии ультразвукового контроля, решающие задачу реконструкции пространственного распределения свойств материала в объеме изделия. Приведена информация о новом диагностическом приборе – ультразвуковом томографе UST-2000 и проиллюстрированы его функциональные возможности в материаловедческих исследованиях.

1. Специальный выпуск, посвященный научным исследованиям и технологическим экспериментам, предложенным украинскими учеными и инженерами в рамках проекта “Международная Космическая Станция” // *Космическая наука и технология*, т. 6, 2000, № 4, 152 с.
2. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д. Томография ионосферы. – М.: Наука, 1991. – 177 с.
3. Трощенко В. Т. Прочность металлов при переменных нагрузках. – К.: Наук.думка, 1978.-174 с.
4. Методы акустического контроля металлов // Н. П. Алешин, В. В. Белый, А. Х. Вopilкин и др.; Под ред Н.П. Алешина.- М.: Машиностроение, 1989.-456 с.
5. Недосека А. Я. Основы расчета сварных конструкций.-К.: Выща школа.-1988.-263 с.
6. Кошовий В. В. Ультразвукова обчислювальна томографія плоскопаралельного шару // *Відбір і обробка інформації*, 2001, вип. 15 (91), с. 60-67.
7. Бобренко В. М., Вангели М. С., Кущенко А. М. Акустическая тензометрия.- Кишинев: Штиинца, 1991.-204 с.

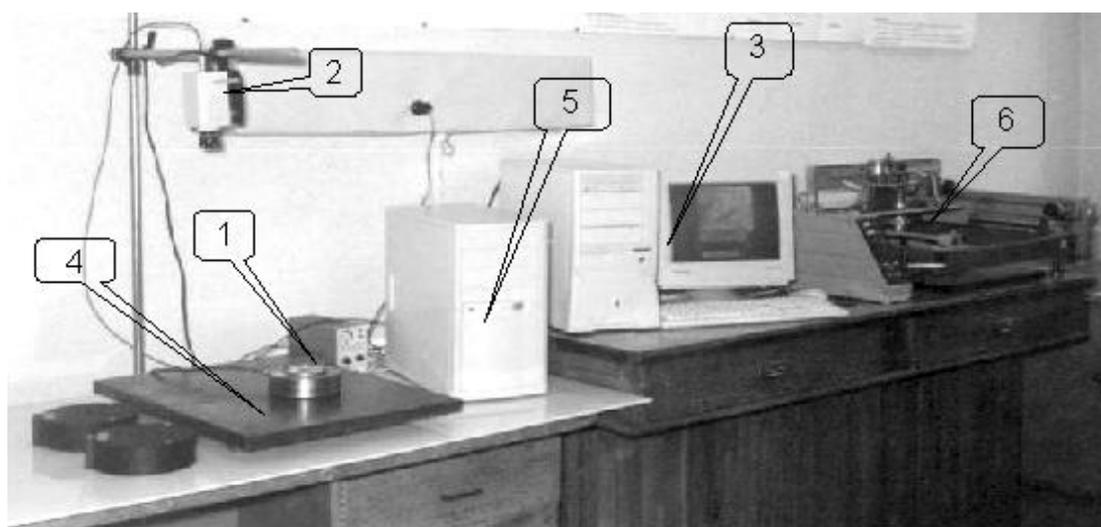


Рис. 1. Ультразвуковой томограф UST-2000 для оценки свойств материалов:
1 – томографический акустический преобразователь, 2 – оптико-электронный измеритель координат,
3 – управляющий компьютер, 4 – исследуемый образец, 5 – блок электроники,
6 – механический сканер.

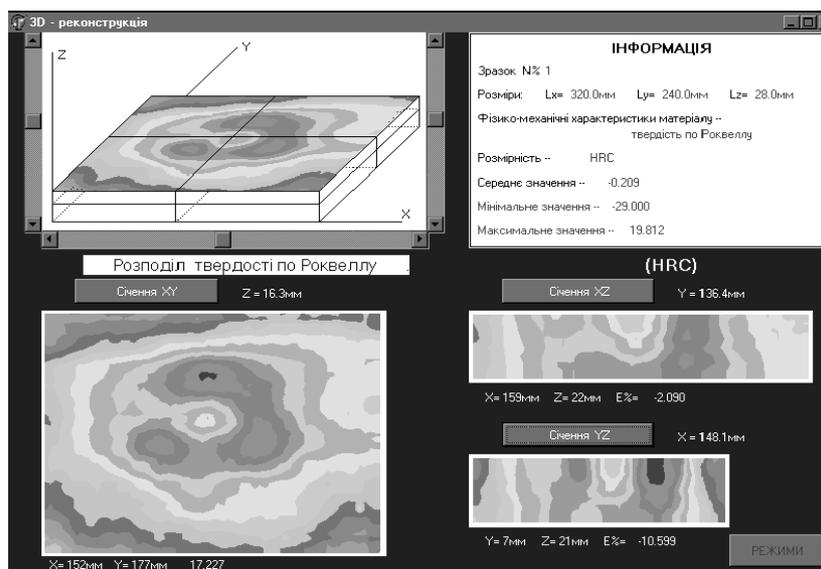


Рис. 2. Отображение результатов 3D-реконструкции твердости материала образца с термической неоднородностью в рабочем окне

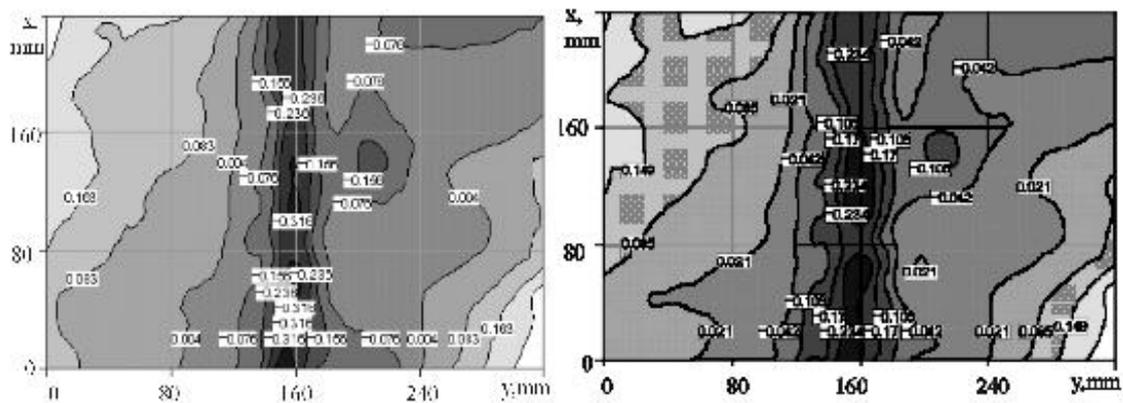


Рис. 3. Ортографические изображения в плоскости сканирования ($z = 0$) объемных распределений упругих характеристик материала образца со сварным соединением: а — ΔE , %, б — ΔG , %

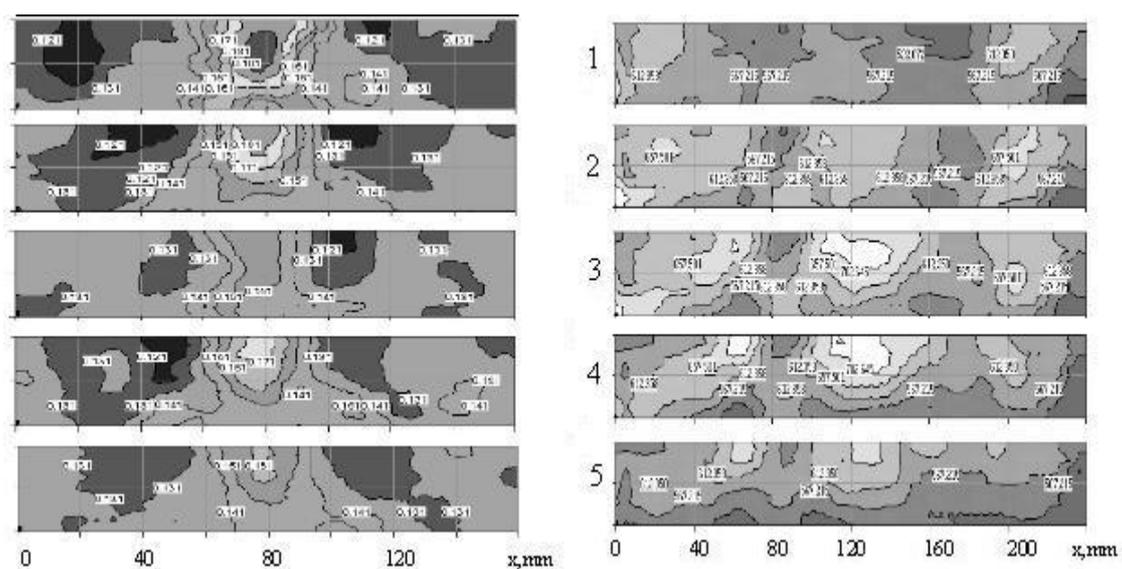


Рис. 4. Томографические изображения пространственных распределений в пяти вертикальных сечениях поперек шва размера зерна D (а) (расстояние между сечения 60 мм) и границы прочности σ_v (МПа) вдоль шва (б) (расстояние между сечениями 5 мм) в образце со сварным соединением

КОРРЕЛЯТИВНАЯ СВЯЗЬ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (МАГНИТНЫХ БУРЬ) С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ВЫБОРА ОПЕРАТОРОМ ОТВЕТСТВЕННЫХ РЕШЕНИЙ В СТРЕССОВЫХ СИТУАЦИЯХ, ВОЗНИКАЮЩИХ В КОСМОСЕ И ЗЕМНЫХ УСЛОВИЯХ

Баранский П. И.¹, Гайдар А. В.¹, Коховский П. В.², Забудский И. А.²

¹ *Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев*

² *Управление Государственной автомобильной инспекции МВД Украины, Киев*

Невзирая на некоторую неоднозначность взглядов на механизмы формирования геомагнитных бурь (ГМБ) в магнитосфере Земли [1], бесспорной является их связь с солнечной активностью (СА) [2]. Кроме того, к настоящему времени убедительно установлена связь СА и ГМБ с сердечно-сосудистыми заболеваниями [3–7], определено наличие корреляции сердечного ритма с индексом геомагнитных возмущений (ГМВ) [8], выявлено влияние ГМБ на нервно-психологическое состояние [9] и связь между динамикой ГМБ и смертностью, которая связана с сердечно-сосудистыми кризисами [10, 11] и заболеваниями крови [12].

Столь надежно установленная связь ГМБ с психофизиологическим состоянием человека наводила исследователей на мысль о необходимости выявления корреляции ГМБ и ГМВ с правильностью экспромтного выбора ответственных решений, принимаемых космонавтами, летчиками сверхзвуковой авиации и даже водителями современных быстроходных транспортных средств, вынужденных к этому прибегать буквально в режиме "молниеносного" реагирования на угрожающую тяжкими последствиями внешнюю обстановку. Такие сведения можно получить, сопоставляя, например, действия водителей транспортных средств, приведших к тяжким (летальным) последствиям в дорожно-транспортных происшествиях (ДТП) с уровнем геомагнитной обстановки, характерной для тех же временных интервалов, в течение которых эти ДТП происходили [13]. Полученная на обширном массиве опытных данных такая информация о корреляции названных показателей ГМБ с ДТП безусловно будет объективной, а ее результаты (с учетом необходимых временных поправок) несомненно могут быть распространены и на класс операторов типа летчиков и космонавтов, работающих еще в более жестких временных условиях.

Работы [14] и [15] иллюстрируют полную корреляцию между солнечной и магнитной активностью за 50 и 100 лет соответственно.

Согласно работе [13] врач из Мюнхена Р. Рейтер впервые сравнил данные по 150 тыс. ДТП, происшедших в этом городе в 1950-1951 гг. с показателями СА (которые он устанавливал по нарушению радиосвязи на сверхдлинных волнах) и показал, что в дни повышенной СА число ДТП в городе резко возрастало. С помощью автоматической записи он также установил, что в дни повышенной СА реакция человека на сигнал

замедляется почти в 4 раза. Эти результаты (по данным [13]) были независимо подтверждены К. Вернером на материале 67 727 ДТП в г. Гамбурге.

Проведенное авторами [11] на протяжении 1958–1964 гг. в городе Томске сравнение ежедневных данных о ДТП с характеристиками СА показало возрастание относительного числа ДТП в дни ГМБ почти в 4 раза по сравнению с числом ДТП в магнитоспокойные (МС) дни.

Считая, что малейшие отклонения от нормального состояния нервной системы водителей транспортных средств в условиях ГМБ может существенно сказаться на увеличении удельного числа ДТП (в пересчете на каждую тысячу машин), Масамура [16] сопоставил число ДТП в Токио и по всей Японии (за период времени с 1943 по 1965 гг.) с изменением чисел Вольфа W за те же годы и получил между этими данными хорошую корреляцию (рис. 1).

Чтобы исключить влияние региональных микроклиматических условий на изменение числа ДТП, в работе [16] приведено воспроизводимое на рис. 2 количество ДТП в 10 городах Японии на каждый день с 1 по 15 июля 1966 г. с учетом того, что именно 7 июля 1966 г. наблюдалась на Солнце сильная хромосферная вспышка.

Как видно из рис. 2, приблизительно в этот день (или же сутками позже) во всех 10 городах Японии был отмечен резкий рост числа ДТП. Это и понятно, если учесть, что ГМБ на Земле наступает обычно не непосредственно после сильных хромосферных вспышек на Солнце, а некоторое время (≈ 26 часов) спустя [14]. Исследуя связь СА с тяжестью последствий ДТП в Москве, авторы [13] показали, что ежедневное число пострадавших в магнитовозмущенные (МВ) дни в 1973 г. оказалось на 10.6 % больше, чем в магнитоспокойные (МС) дни, а в 1974 г. этот же показатель составил 20.6 %. При этом следует помнить, что и количество МВ-дней в разные годы разное.

Принимая во внимание хорошо выраженную (на огромном временном интервале 100 лет) 11-летнюю периодичность СА (рис. 3), представляло интерес выявить корреляцию изменений СА с усредненным числом ДТП на протяжении каждого года. В пределах одного из максимумов рис. 3 (между 1986 и 1996 гг., обозначенного числом I) это сделано в работе [17], данные которой (рис. 4) в виде огибающей для усредненных чисел \bar{n} ДТП хорошо повторяет ход $W = f(t)$, изображаемый нижней кривой.

Провал функции $W = f(t)$ на рис. 3 между 1991 и 2003 гг., обозначенный числом II, исследован в нашей работе и представлен на рис. 5. В нашем случае также наблюдается корреляция изменений СА во времени как с числом человеческих жертв ДТП за соответствующий год, так и с тяжестью последствий ДТП, определяемой в виде соотношения.

Учитывая, по данным работы [18], вид секториальной структуры межпланетарного магнитного поля (ММП), изображаемого рис. 6, рассмотренные ранее в работе [19] отклонения магнитной возмущенности от среднего значения (приводимого на вставке рис. 7, б в виде штриховой линии) с максимумами в области марта и октября каждого года — необходимо рассматривать в виде следствия указанной структуры ММП.

Для времени (июнь-ноябрь), характеризуемого постоянством количества ТС на автомагистралях Украины, корреляция человеческих жертв ДТП по данным Управления ГАИ МВД Украины с октябрьским максимумом ГМБ за 1994-1996 гг. была установлена в работе [20] и приведена в виде вставки на рис. 7, а. Аналогичные данные с разрывом по времени между собой в 1, 2 и 3 года (кривые 1 – 4 на рис. 7) также подтверждают максимум человеческих жертв ДТП, приходящийся на октябрь месяц.

Выводы

I. Все имеющиеся в литературе и полученные авторами данные убедительно свидетельствуют о вредном воздействии ГМБ на психофизиологическое состояние водителей автотранспорта, что приводит к повышению количества жертв ДТП на 10-20 %.

Учитывая огромные масштабы человеческих жертв ДТП (исчисляемые в масштабах Украины 5 – 9 тыс. человек в год), а также принимая во внимание временное запаздывание ГМБ (приблизительно на 26 ч по отношению к мощным извержениям на Солнце), желательно было бы в масштабах страны организовать астрофизическую службу, которая информировала бы страну о предстоящих ГМБ с тем, чтобы водители ТС (и не совсем здоровые люди) заблаговременно могли принять необходимые меры предосторожности. Так поступали в довоенные годы отдыхающие и лечащиеся на сочинских курортах, прислушиваясь к предупреждениям медицинской службы, оберегавшей (по примеру многих зарубежных здравниц) больных сердечно-сосудистыми заболеваниями от атак СА и связанных с ней ГМБ. Ибо, когда речь идет о здоровье и даже жизни людей, можно не сомневаться, что ничтожные затраты на оповещение страны (по телевизору или по радио) о предстоящей ГМБ будут окупаться с лихвой. Основой для такого заключения может служить то, что даже самые примитивные меры предосторожности, предпринимаемые здоровыми и серьезными водителями ТС, а также нездоровыми лицами (но внимательными к добрым советам), по самым скромным оценкам спасут жизнь сотням людей и оградят их семьи от горечи утрат.

II. Разрабатывая безопасные условия работы космонавтов, управляющих космическими кораблями, движущимися на околоземных орбитах, необходимо проявлять заботу о защите экипажа и пассажиров от вредного воздействия магнитных бурь, наряду с защитой от жесткой радиации. Ибо, если пренебрежение этим фактором при орбитальных полетах еще и оправданно (хотя не всегда), то для покорителей межпланетных трасс магнитные бури, несомненно, составят серьезную опасность. Следовательно, обсуждаемый фактор (в виде МБ и ММВ), вредное воздействие которого так ярко проявляется в условиях работы наземных транспортных средств (движущихся с относительно малыми скоростями), в условиях космических скоростей (и весьма низкой комфортности) ни в коем случае не должен быть пренебрегаемым.

1. Ермолаев Ю. И., Ермолаев М. Ю. О некоторых статистических взаимосвязях солнечных, межпланетных и геомагнитосферных возмущений в период 1976-2000 г. // Космические исследования.- 2002.-Т.40.-№ 1.-С. 3.
2. Чижевский А. Л., Шишина Ю. Г. В ритме Солнца – М.: Наука, 1969.-112 с.
3. Новикова К. Ф., Панов Т. Н., Шушаков А. П. Геомагнитные возмущения и инфаркты миокарда // Солнечные данные.-1966.- № 2.- С. 69-73.

4. Сосунов А. В., Маник Ю. С. Материалы к изучению роли циклической деятельности Солнца в патогенезе важнейших сердечно-сосудистых заболеваний. - Там же.- 1966.- № 4.- С. 73-76.
5. Рывкин Б. А. Заболеваемость инфарктом миокарда и некоторые показатели солнечной активности // Там же.-1966.- № 6.- С. 70-74.
6. Седов К. Р., Королева Н. Н. Солнечная активность и сердечно-сосудистые катастрофы // Там же. - 1966.- № 11.- С. 83-84.
7. Рывкин Б. А., Рывкина Ф. З., Коберина Б. И. и др. К вопросу о солнечно-земных связях в клинике сердечно-сосудистых заболеваний // Там же.- 1967.- № 4. - С. 82-85.
8. Кайбышев М. С. Возмущенность геомагнитного поля и сердечный ритм // Солнечные данные за 1968 г.- Л.: Наука.-1969.- № II.- С. 96-98.
9. Лебедев В. Когда нет магнитного поля // Авиация и космонавтика. -1966.- № 7.-С. 28-30.
10. Алабовский Ю. И., Бабенко А. Н. Смертность от сосудистых заболеваний головного мозга в годы с различным уровнем магнитной активности // Влияние СА на атмосферу и биосферу Земли.- 1971.- М.: Наука. С. 189-190.
11. Осипов А. И., Десятов В. Л. К вопросу о механизме влияния колебаний активности Солнца на организм человека // Там же,- С. 204-208.
12. Платонова А. Т. Изменения в свертываемости крови за 1949-1966 гг. и солнечная активность // Там же.- С. 191-193.
13. Загускин Ю. С., Иванов В. Н. Исследование связи СА и тяжести последствий ДТП в Москве // Проблемы космической биологии / Под ред. акад. В. Н. Черниговского. - М.: Наука.- 1982. - Т.43.- С. 59-63
14. Чижевский А. Л. Земное эхо солнечных бурь. – М.: Мысль.- 1976.- 367 с.
15. Почтарев В. И. Магнетизм Земли и космического пространства. – М.: Наука.-1966.- 144 с.
16. Масамура Ш. Сильный эффект солнечной активности в дорожных происшествиях // Влияние СА на атмосферу и биосферу Земли.- М., Наука. 1971.- С. 209-210.
17. Романчук П. Р. Вплив сонячної активності на ДТП // Автошляховик України.- 1999.- № I.- С. 27.
18. Казимировский Э. С. Мы живем в короне Солнца. – М.: Наука 1983. -134 с.
19. Дубров А. П. Геомагнитное поле и жизнь. –Л.: Гидрометеоизд. 1974.-175 с.
20. Баранський П. І., Венгер Є. Ф., Гайдар О. В. Вплив сонячно-земних зв'язків на регуляторні системи людини і стан аварійності на автомагістралях // Доповіді НАН України.- 1999.- № 8 - С. 176-178.

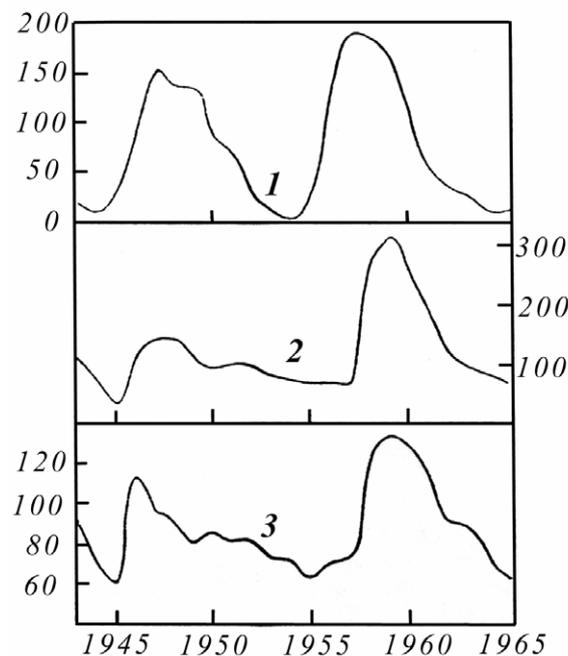


Рис. 1. Сравнение числа дорожных происшествий с солнечной активностью: 1 — числа Вольфа; 2 — число дорожных происшествий в Токио; 3 — то же по всей Японии; по оси ординат: для кривой 1 — числа Вольфа по Цюриху; для кривых 2 и 3 — число дорожных происшествий, приходящееся на 1000 автомобилей

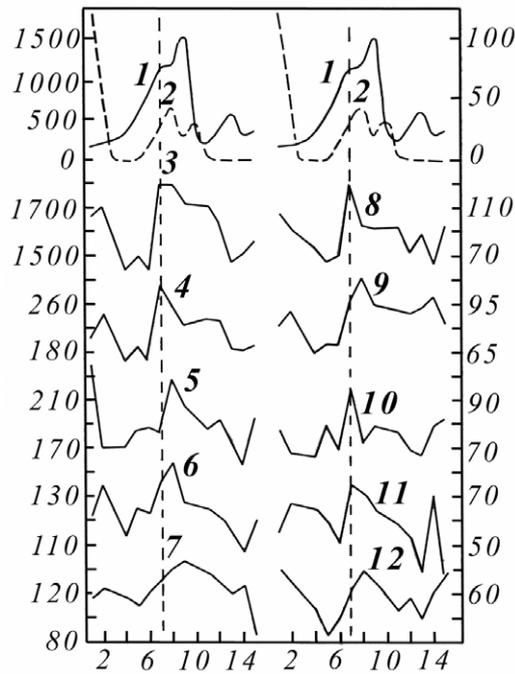


Рис. 2. Сравнение числа дорожных происшествий с 1 по 15 июля 1966 г. в различных городах Японии с солнечной активностью: 1 — площадь солнечных пятен на всем диске Солнца; 2 — площадь пятен в его центральной зоне; 3 — число происшествий по всей Японии; 4 — то же, в Токио; 5 — в Осака; 6 — в Нагое; 7 — в Кобе; 8 — в Йокагаме; 9 — в Шизуока; 10 — в Фукуока; 11 — в Киото; 12 — в Ураве; по оси ординат: для кривых 1 и 2 — площадь пятен в миллионных долях полусферы Солнца; для кривых 3–12 — число происшествий; по оси абсцисс — даты июля 1966 г пунктиром показан момент сильной хромосферной вспышки.

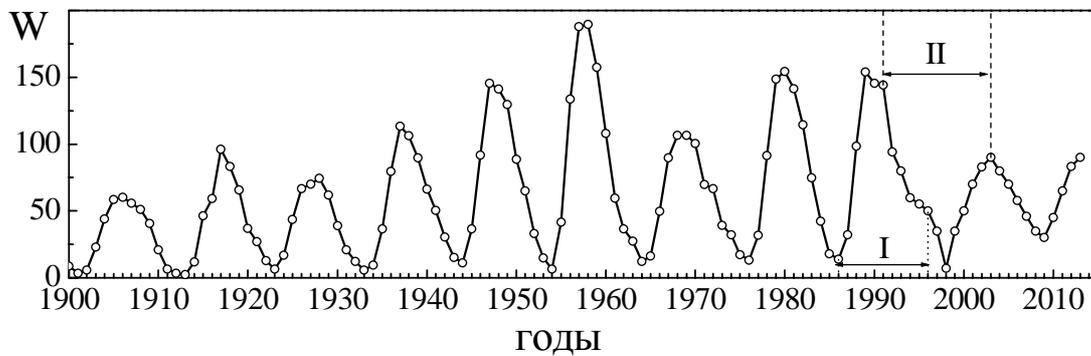


Рис.3. Числа Вольфа, характеризующие СА за 100 лет

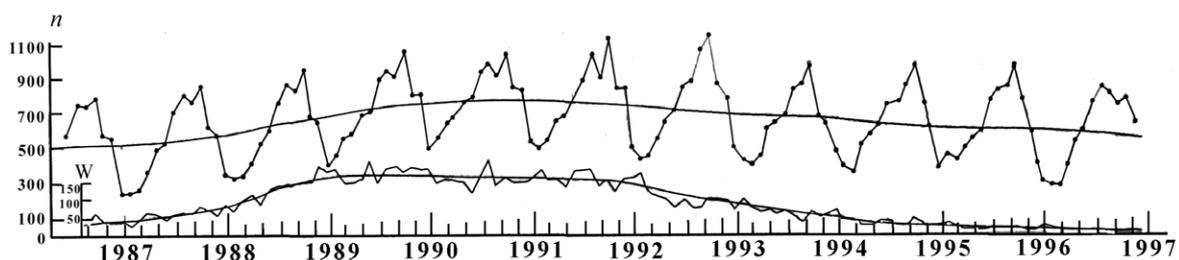


Рис. 4. Распределение количества летальных исходов n в результате ДТП по месяцам за период 1986–1997 гг. и корреляция этой зависимости с функцией $W = f(t)$ за этот же период времени [17]

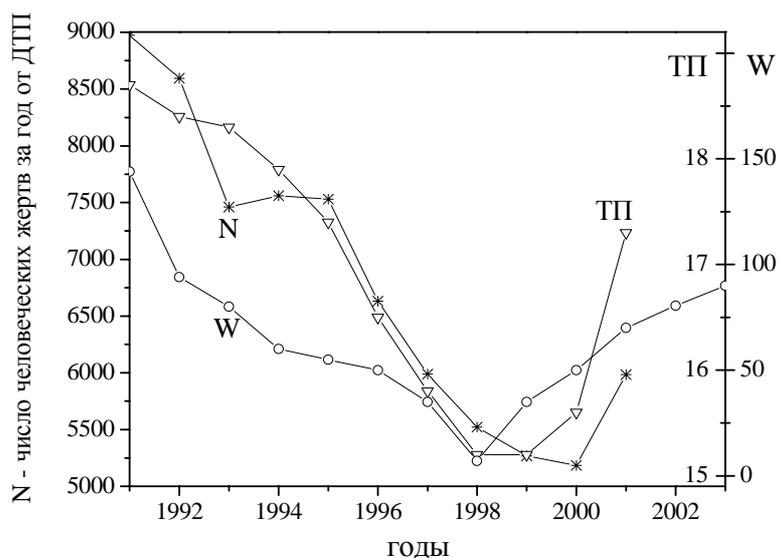


Рис. 5. Корреляция функции $W = f(t)$ с ежегодным числом человеческих жертв от ДТП (N) с тяжестью последствий ($ТП$) за период 1991-2001 гг. по статистическим данным Управления ГАИ Украины

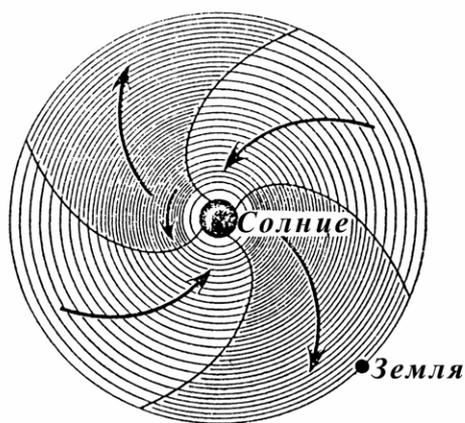


Рис. 6. Секториальная структура силовых линий межпланетарного магнитного поля (ММП) в плоскости орбиты Земли по данным работы [18]

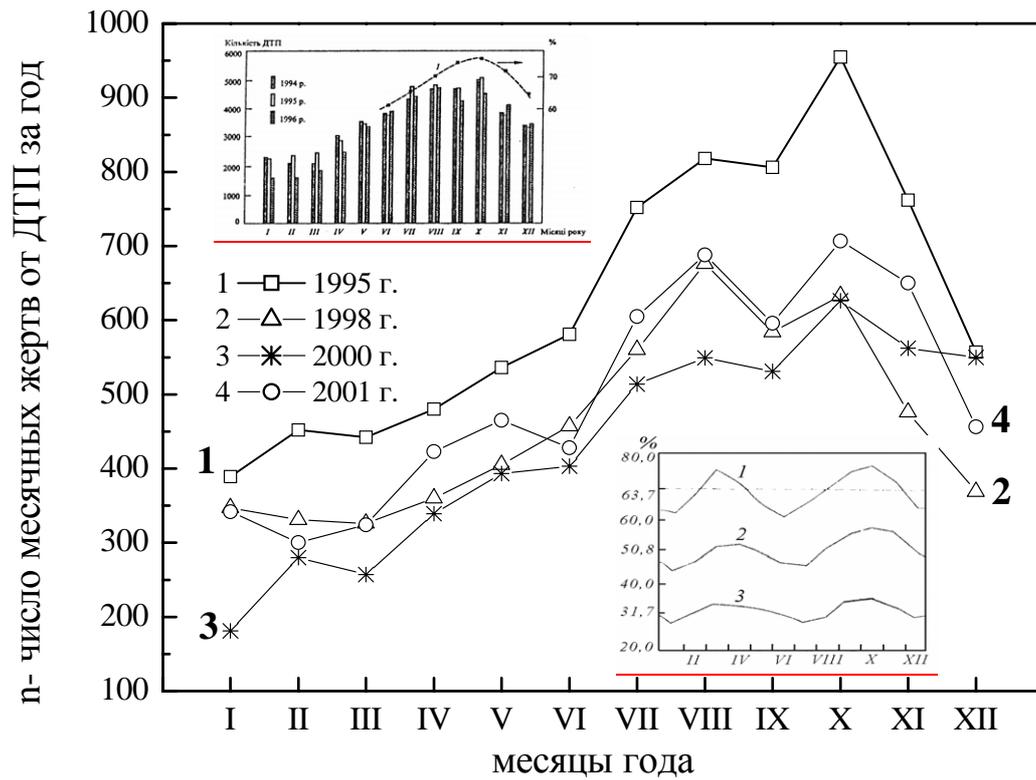


Рис. 7. Распределение месячных человеческих жертв от ДТП в Украине за 1995, 1998, 2000 и 2001 гг., изображаемые кривыми 1,2,3, и 4, соответственно. (О вставках (а) и (б) см. текст)

ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ НА САМОЧУВСТВИЕ ЧЕЛОВЕКА

Делюков А. А.¹, Захаров И. Г.², Никонов В. В.³, Тырнов О.Ф.²

¹ Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко

² Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина

³ Харьковская медицинская академия последипломного образования

На основе комплексного подхода с учетом изменений в солнечном ветре, в магнитном поле, атмосфере и биосфере Земли исследована реакция организма человека на магнитные бури и изменения погоды по данным за 1997-2001 гг. Показано, что физическим фактором воздействия в обоих случаях могут быть сверхнизкочастотные флуктуации атмосферного давления в диапазоне 0.01-0.1 Гц, характер воздействия которых может существенно зависеть от типа флуктуаций: хаотических или гармонических.

1. Введение

Среди природных факторов для жизнедеятельности человека наибольшее значение имеют метеорологические и гелиогеофизические факторы. Действие метеофакторов (температура, давление и др.) на организм подробно изучалось. Отмечается, что наиболее важным для самочувствия является тип погоды [1], а не изменение отдельных параметров. Показано, что физическим фактором действия погоды на организм могут быть флуктуации атмосферного давления (ФАД) в диапазоне сверхнизких частот [9, 10]. ФАД представляют собой шум атмосферы, сопровождающий многие природные явления [11]. Кроме локальных турбулентных ФАД, в атмосфере на большие расстояния могут распространяться волны — инфразвук и внутренние гравитационные волны [12]. Амплитуда ФАД может превышать порог чувствительности организма человека к инфразвукам (70-90 дБ, или 0.06-0.6 Па [13]). Вероятный путь действия инфразвука на центральную нервную систему — через рецепторы аппарата внутреннего уха.

К космическим факторам относят природные электромагнитные поля, ультрафиолетовое и рентгеновское излучение Солнца, космические лучи и ряд других. Биологические эффекты их влияния на организм надежно не установлены, поэтому вместо действия отдельных факторов обычно исследуют зависимость состояния организма от солнечной активности (СА) и связанной с ней "космической погоды" [2].

Несмотря на многочисленные статистические данные о влиянии космической и тропосферной погоды на человека, исследователи пока не пришли к единому мнению о возможных механизмах влияния. В странах Западной Европы и США основное внимание уделяют роли тропосферных процессов [3]. Хотя их влияние на биосферу не вызывает сомнения, на основе метеоподхода трудно объяснить значительные колебания заболеваемости, часто синхронные в разных регионах, при том что размах колебаний погодных показателей обычно находится в пределах адаптационных возможностей орга-

низма. В странах бывшего СССР основным влияющим фактором считают микропульсации геомагнитного поля [2], близкие по частоте биопотенциалам головного мозга и сопровождающие большинство геомагнитных возмущений.

События на Солнце через изменения в солнечном ветре и в магнитосфере Земли могут оказывать воздействие на атмосферу и, соответственно, на погоду [4, 5]. В результате влияние космических и погодных факторов на организм может быть в значительной мере синхронизировано. Это обстоятельство почти не учитывается в проводившихся ранее исследованиях. Цель данной работы – сопоставить изменения солнечных, геомагнитных, метеорологических и биологических показателей и на этой основе указать наиболее вероятный механизм воздействия.

2. Методика

Для исследования использованы ежедневные данные о вызовах скорой помощи в Харькове: общее число и по нозологическим группам, в том числе с учетом возраста. Ниже будут приведены примеры для острых инфарктов миокарда (ОИМ) и бронхиальной астмы (БА). Большое число вызовов в день (в среднем не менее 800) позволяет повысить достоверность выводов, но дает мало информации о процессах в отдельном организме. Поэтому использованы также данные о субъективной оценке самочувствия в баллах: 0 — хорошее, 1 — ухудшение, которое почти не отражается на повседневной деятельности, 2 — ухудшения, мешающие повседневной деятельности, но не прерывающие ее, 3 — постельный режим. Привязка к повседневной деятельности способствует объективизации оценок самочувствия по сравнению с оценками типа “хуже среднего – среднее – лучше среднего”.

Об интенсивности жизненных процессов в организме судили по длине лунок ногтей. Этот издавна известный показатель в наше время получил солидное научное обоснование. Согласно данным исследований кровотока в капиллярах ногтевого ложа [6], интенсивность кровотока не только существенно отличается у больных и здоровых людей, но и испытывает заметные изменения у одного и того же человека при адаптации организма к умеренному воздействию внешних факторов, включая эффекты МБ. Длина лунки отражает скорость роста ногтя и — косвенно — интенсивность метаболизма [7]. Приблизженность оценки метаболизма по лункам ногтей компенсируется возможностью длительных ежедневных регистраций с их последующей обработкой статистическими методами. Из всех данных, полученных разными добровольцами, здесь представлены наиболее типичные.

В качестве интегрального показателя атмосферных процессов использован погодный индекс I_w [8], который дает комплексную оценку облачности и осадков в баллах. I_w изменяется от 0 в ясную погоду (антициклоны) до 6 в дни с очень сильными осадками (циклоны). Значения I_w определяли в Харькове.

Мониторинг амплитуды ФАД (в относительных единицах) в диапазоне 0.01–0.1 Гц выполнен в Киеве; 100 отн. ед. соответствуют средней амплитуде ФАД около 9 Па.

Ежедневные среднесуточные значения ФАД и I_w сопоставляли с соответствующими показателями СА, медицинскими и биологическими данными. Исследования проведены по данным за 1997–2000 годы. Связи между переменными изучали методами корреляционного анализа и наложенных эпох. Для оценки достоверности результатов, получаемых методом наложенных эпох, применяли t -тест и дисперсионный ранговый анализ Фридмана.

3. Результаты и обсуждение

Пример поведения рассматриваемых переменных в окрестности МБ показан на рис. 1. Усредненное проведено для 20 МБ в 1998 г., в качестве репера (“нулевого” дня) выбран первый день с высокими значениями A_p . Аналогичные результаты получены и по данным за другие годы. Видно, что атмосферные, медицинские и биологические показатели изменяются сходным образом, дважды достигая максимума – в начале и в конце МБ. Ухудшения самочувствия, по субъективным оценкам, наблюдаются одновременно с увеличением числа вызовов или на день раньше, увеличение длины лунок – одновременно или на день позже. Существенно, что длина лунок и уровень метаболизма у здоровых людей изменяется значительно сильнее (в несколько раз), чем у больных, а у одного и того же человека при хорошем самочувствии — заметно сильнее, чем при плохом.

Для отдельных нозологических групп (на рисунке не показаны) соотношение амплитуд первого и второго максимумов может изменяться. Для ОИМ в пожилом возрасте проявляется в основном первый максимум (он же был наибольшим среди всех показателей: +34 %), для числа обострений БА — второй. О неслучайном характере изменения относительной высоты максимумов указывают также результаты расчетов для 27-суточных солнечных циклов, связанных с вращением Солнца, где, несмотря на другие временные масштабы, отмеченные тенденции полностью сохраняются.

Обнаруженные закономерности являются значимыми на уровне $p = 0.05$ для атмосферных показателей, $p = 0.10$ для индивидуальных данных и $p = 0.002$ для числа вызовов. Для отдельных нозологических групп результаты являются значимыми на уровне $p = 0.05$ при объеме данных 20 и более в сутки.

Поведение метеорологических показателей ФАД и I_w в периоды МБ оказались сходным с установленным ранее [14], что указывает на устойчивый характер их связи с изменениями условий в околоземном пространстве и свидетельствует о значительной синхронизации процессов в тропосфере Земли под влиянием СА. Судя по поведению медицинских показателей, упомянутая синхронизация затрагивает и биосферу. Обращает на себя внимание удовлетворительное соответствие результатов, полученных из анализа статистических данных большого города и показателей одного человека, при этом размах относительных изменений для отдельного человека более значителен.

Синхронные изменения космофизических и метеорологических показателей затрудняет выявление влияющего на организм физического фактора. Вместе с тем, оче-

видно, что не все изменения погоды можно связать с влиянием СА, что дает возможность оценить самостоятельную роль погодных явлений. Для этого были проведены расчеты для случаев резкого изменения погоды (увеличение I_w) на фоне спокойного магнитного поля. Пример результатов для 1997 г., когда число МБ было невелико, приведен на рис. 2. По данным за другие годы результаты аналогичны, но менее очевидны из-за невозможности полного устранения эффектов частых МБ.

Резкое изменение погоды привело к изменению субъективных оценок самочувствия и некоторому росту числа ОИМ в пожилом возрасте (на рисунке не показаны); для всех других биологических показателей достоверных изменений вблизи дней резкой смены погоды не установлено. Кратковременные колебания числа вызовов и ОИМ имеют разный вид в отдельных сериях расчетов и также не могут быть отнесены к погодным эффектам.

Изменения самочувствия по субъективным оценкам при отсутствии изменений в уровне метаболизма и в уровне заболеваемости указывает на то, что изменения погоды представляют для организма ощутимую, но не чрезмерную нагрузку, к которой организм приспосабливается без существенных отрицательных последствий.

Вместе с тем, судя по первой группе расчетов, организм откликается даже на сравнительно слабые изменения в окружающей среде в целом. Из этого следует, что организм активно использует ритмы внешней среды для "настройки" своей внутренней структуры. В наибольшей мере на активный характер отклика указывает большой эффект в изменении длины лунок у здоровых людей. Однако при наличии некоторых нарушений в организме такая активизация может привести к неблагоприятным последствиям. Показательным в этом отношении является рост числа обострений БА. БА часто встречается в молодом возрасте, когда изменения уровня метаболизма более выражены [15], а одной из основных форм является метаболическая, связанная с функциональной блокадой р-адренергических рецепторов.

При значительных нарушениях в организме (в нашем случае ОИМ в пожилом возрасте) любые изменения внешней среды могут оказаться неблагоприятными.

Сходство поведения биологических и атмосферных показателей в окрестности солнечно-обусловленных событий позволяет предположить, что атмосферные возмущения, и в частности ФАД, могут быть одним из посредников между активными процессами на поверхности Солнца и организмом человека. Основанием для этого являются, с одной стороны, связи между уровнем ФАД и факторами СА, а с другой — способность ФАД вызывать физиологические эффекты [9, 10]. Результаты экспериментов [9, 10] позволяют также объяснить отсутствие эффекта для изолированных погодных явлений. Показано, что гармонические флуктуации ФАД благоприятны для организма, хаотические – неблагоприятны. Поскольку синхронные изменения в окружающем пространстве связаны преимущественно с волновыми процессами, изменения ФАД будут благоприятны для повышения уровня метаболизма, тогда как хаотическим ФАД, связанным с прохождением погодных фронтов, организм будет противостоять, так что вы-

раженный отрицательный эффект может быть получен только при значительном нарушении адаптационных возможностей организма. В начале МБ хаотические процессы более вероятны, чем в конце, что позволяет объяснить также особенности изменения заболеваемости в отдельных нозологических группах в начале и в конце МБ.

Таким образом, гипотеза об участии атмосферных возмущений в передаче влияния активного Солнца на живые объекты получает сильные подтверждения. Это, тем не менее, не исключает возможной роли других факторов, прежде всего геомагнитных пульсаций, интенсивность которых реагирует на солнечно-обусловленные события подобно интенсивности ФАД. Однако в настоящее время роль геомагнитных пульсаций обсуждать преждевременно, так как биологические эффекты столь слабых колебаний магнитного поля (1-100 нТл) нуждаются в более обстоятельном изучении.

4. Заключение

Процессы на Солнце могут вызвать существенную синхронизацию в изменении магнитосферных, тропосферных и биосферных показателей. В частности, уровень возмущенности атмосферы и биологические показатели демонстрируют сходное поведение с двумя максимумами как в окрестности МБ, так и в течение 27-суточного оборота Солнца вокруг своей оси. Для отдельных нозологических групп увеличение числа заболеваний может происходить преимущественно либо в начале МБ (ОИМ в пожилом возрасте), либо в конце бури (БА, заболевания разного генеза в молодом возрасте).

В то же время изолированные изменения погоды, не связанные с согласованными изменениями в околоземном пространстве, не приводят к заметным изменениям уровня заболеваемости и физиологических показателей, кроме отдельных групп населения, у которых можно допустить значительное нарушение адаптационных реакций. Видимо, организм активно реагирует на периодические изменения в окружающей среде и использует их для гармонизации внутренней структуры, но при этом противостоит хаотическим деструктивным воздействиям. В первом случае возможные неблагоприятные воздействия являются результатом активизации неидеального организма, во втором – процессами дизадаптации.

Сверхнизкочастотные ФАД могут быть одним из основных факторов, передающих влияние СА и других внешних факторов на организм человека, при этом роль гармонических и хаотических флуктуаций может существенно различаться.

Авторы (2) благодарят НТЦУ за поддержку, грант № 1772.

1. Моисеева Н. И., Любичкий Р. Е. Воздействие гелиогеофизических факторов на организм человека. – Л.: Наука, 1986. 136 с.
2. Владимирский Б. М., Темурьянц Н. А. Влияние солнечной активности на биосферу-ноосферу (Гелиобиология от А.Л.Чижевского до наших дней). – М.: Изд-во МНЭПУ, 2001. 374 с.
3. Hoeppe P. New Approaches to Find Causal Agents of Weather Related Health effects. *Int. Crimean Seminar "Cosmos and Biosphere"*, Abstracts, Oct. 1-6, 2001. Partenit, Ukraine, 2001. P. 6-7.
4. Bucha V. Influence of Solar Activity on Atmospheric Circulation Types // *Ann. Geophys*, vol. 6, 1988, pp. 513–524.
5. Логинов В.Ф., Шерстюков Б. Г., Высотский А. М. Проявление 27-дневного солнечного цикла в нижней атмосфере // *Труды ВНИИГМИ-МЦД*, вып. 37, 1987, с. 97-112.
6. Гурфинкель Ю. И., Любимов В. В., Ораевский В. Н. и др. Влияние геомагнитных возмущений на капиллярный кровоток у больных ишемической болезнью сердца // *Биофизика*, т. 40, 1995, с. 793-799.
7. Захаров И. Г, Тырнов О. Ф. К вопросу о количественной проверке нетрадиционных методов диагностики // *Вестник Харьковского нац-го ун-та им. В.Н. Каразина. Медицина*, т. 523, вып. 2, 2001, с. 84-90.
8. Захаров И. Г., Тырнов О. Ф. О связи изменений солнечной активности и типов атмосферной циркуляции в Восточной Европе. *Материалы конгресса "Биометеорология человека"* С.- Петербург, 18–22 сентября 2000 г. СПб., Гидрометеоиздат, 2000, с. 151-152.
9. Delyukov A., Didyk L. The Effects of Extra-Low-Frequency Atmospheric Pressure Oscillations on Human Mental Activity // *Int. J. Biometeorol.*, vol. 43, 1999, pp. 31-37.
10. Дидык Л. А., Делюков А. А., Горго Ю. П., Семенова И.А. Влияние инфранизких колебаний атмосферного давления на показатели произвольного внимания // *Физиология человека*, т. 26, 2000, с. 328-333.
11. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. – М., Мир, 1978, 532 с.
12. Романова Н. Н., Якушкин И. Г. Внутренние гравитационные волны в нижней атмосфере и источники их генерации (Обзор) // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*, т. 31, 1995, с. 163-186.
13. Broner N. The Effects of Low Frequency Noise on People - a Review // *J. Sound and Vibr.*, vol. 58, 1978, pp. 483-500.
14. Делюков А. А., Захаров И. Г., Рагульская М. В. Сравнительный анализ отклика атмосферных и физиологических показателей на солнечные и солнечно-обусловленные события // *Крымский международный семинар «Космос и биосфера: Физические поля в биологии, медицине и экологии»*: Тез. докл. 1-6 октября 2001 г. Партенит, Крым, Украина. 2001, с. 92-94.
15. Freye H.-A. Humanokologie. Jena, VEB Gustav Fischer Verlag, 1986, 433 s.

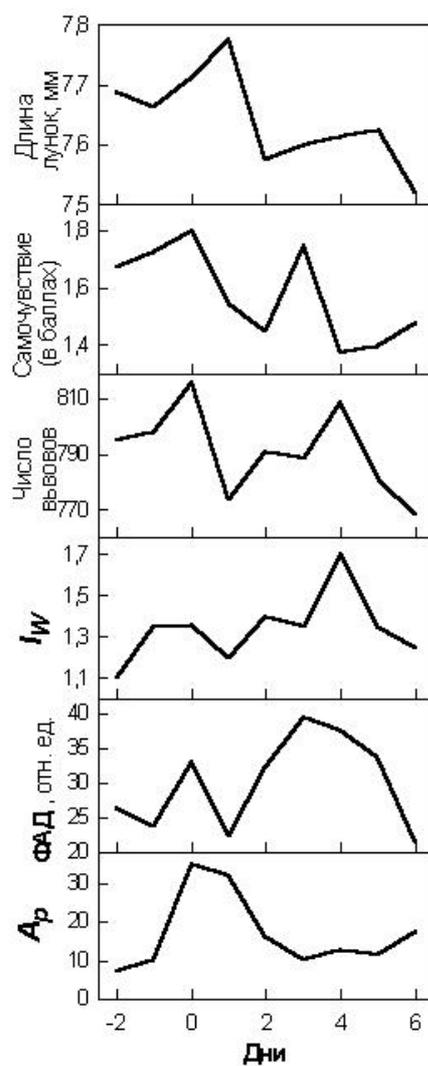


Рис. 1. Изменение метеорологических и биологических показателей в окрестности МБ (1998 г.)

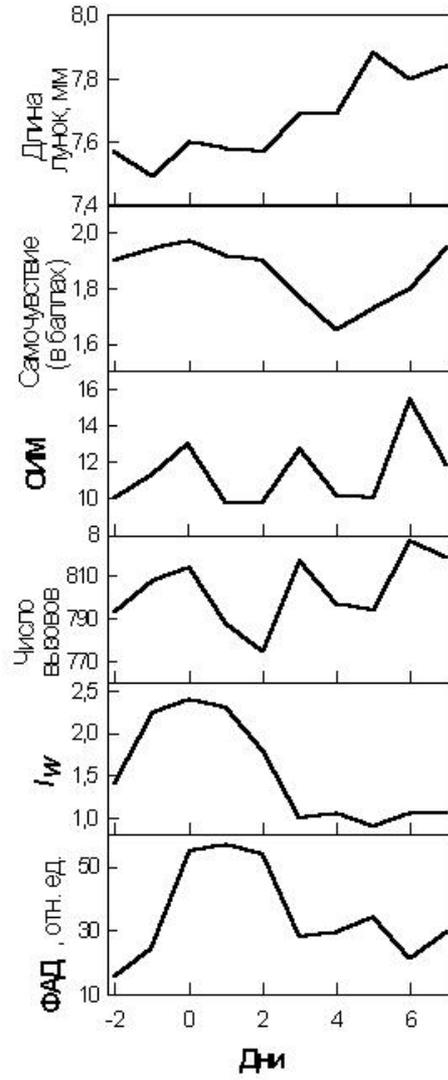


Рис. 2. Изменение метеорологических и биологических показателей в случае резкой смены погоды при отсутствии геомагнитных возмущений (1997 г.)

АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В АТМОСФЕРЕ КАК ВОЗМОЖНЫЙ КАНАЛ КОСМИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ НА БИОСФЕРУ

Знак З. О.¹, Негода А. А.², Сорока С. А.³

¹Национальный университет «Львовская политехника»

²Национальное космическое агентство Украины, г. Киев

³Львовский центр ИКИ НАН и НКА Украины

Введение

Связь между космическими и биосферными явлениями была отмечена уже довольно давно. Например, отмечено влияние солнечной активности на различные по сложности организации уровни биосферы и ее компоненты: от весьма простых (воды) до поведения живых существ на уровне рефлекторной и умственной деятельности. Причинно-следственная связь в системах этих явлений до сих пор трактуется преимущественно действием электромагнитных излучений различных частотных диапазонов, которые находятся в области прозрачности атмосферы. Действительно, большая часть энергии космического воздействия сосредоточена в потоках корпускул и электромагнитных излучений. Однако их взаимодействие с атмосферой и ионосферой может трансформироваться в другие виды энергии. Следовательно, воздействие на биологические объекты будет комплексным, состоящим из нескольких видов энергии.

Известно, что в результате взаимодействия электромагнитного излучения космического происхождения с атмосферой могут генерироваться интенсивные акустические колебания в различных диапазонах частот — от слышимых звуков до акустико-гравитационных волн. Акустические волны влияют на динамику изменений общего содержания озона, который, в свою очередь, влияет на интенсивность поглощения электромагнитных излучений.

Таким образом, космическое энергетическое воздействие на биосферу Земли следует рассматривать как сложное акусто-электромагнитное воздействие. Следует ожидать, что совместное акустическое и электромагнитное воздействие на биообъекты значительно сильнее, чем действие каждого вида энергии в отдельности, то есть имеет место синергизм разных видов энергии. Поэтому такой комплекс излучений, как внешний энергетический фактор, с большей вероятностью нарушит неустойчивое равновесие в любых метастабильных системах, которые в той или иной мере присущи каждому биосферному уровню.

Известно, что акустические излучения способны интенсифицировать физические, химические и биохимические процессы. Воздействие акустических излучений в очень широком частотном диапазоне (включая ультразвуковые и инфразвуковые колебания) исследовалось преимущественно на физических и химических объектах. Во многих случаях имеет место весьма существенная интенсификация различных по природе процессов, что зачастую используют для интенсификации технологических операций.

Гораздо в меньшем объеме изучалась реакция биохимических и биологических систем и объектов на акустические воздействия, что, вероятнее всего, обусловлено их сложностью и возможностью непрямого отклика на возмущение. Полученные результаты носили преимущественно феноменологический характер. Так, например, отмечены факты интенсификации обменных процессов в тканях организмов, а наиболее показательным является общеизвестное влияние инфразвуков на психику человека. На возможность влияния инфразвуковых колебаний в атмосфере на биосферные процессы, а в связи с этим на необходимость изучения таких взаимосвязей, неоднократно указывалось в работах Б. М. Владимирского [1, 2].

Конкретные предложения о возможных механизмах, ответственных за эффекты в биосфере при воздействии энергии космического происхождения, позволили бы сделать сбор экспериментальных данных о процессах в биосфере и их связи с космическими явлениями более целенаправленными. Взаимное положение ближайших к Земле космических объектов, их энерговыделение могут породить в атмосфере, гидросфере и литосфере акустические колебания, влияющие на биосферные и, возможно, социальные процессы.

Качественная оценка возможных механизмов влияния акустической энергии космического происхождения на биосферу является предметом данной работы. Необходимо установить связь инфразвуковых колебаний с солнечной активностью и другими крупномасштабными космическими процессами. Это одна сторона проблемы. Другая — связана с выявлением механизмов влияния инфразвука на биообъекты. Поэтому одним из первых этапов нахождения таких механизмов было исследование процессов, протекающих в поле акустических колебаний инфразвукового диапазона в простейших системах, в частности капиллярных, которые можно причислить к элементам определенных уровней биосферы.

Акустический канал космического влияния на биосферу

Под космическим энергетическим воздействием через акустический канал будем подразумевать непосредственное преобразование энергии космического происхождения в акустические колебания атмосферы, гидросферы и литосферы. «Акустические колебания» здесь понимаются в обобщенном смысле, без деления на различные виды возможных механических колебаний (акустико-гравитационных, акустических и т.д.). Указание на «непосредственное» преобразование космического воздействия в акустические колебания исключает из рассмотрения разнообразные колебания, вызванные запасенной энергией в различных земных процессах. К числу таких можно отнести акустические колебания, вызванные землетрясениями, ураганами, вулканической активностью и другими естественными процессами.

Можно выделить несколько механизмов непосредственного преобразования энергии космического происхождения в акустические колебания в геосферах. На рис. 1 представлены возможные космические факторы возбуждения акустических возмуще-

ний на Земле. Основными источниками энергии, порождающими акустические колебания на Земле являются Солнце и Луна. Они создают в основном периодические во времени акустические возмущения.

Такие возмущения порождают утренний и вечерний терминатор, солнечно-лунные приливные силы. Последние вызывают приливные колебания атмосферы и подземные звуки в результате деформации земной коры [3 – 5]. Совместное влияние солнечно-лунных приливных сил проявляется в 14-дневном изменении сейсмоакустической эмиссии. В работе [4] отмечается, что лунная и солнечная составляющие прилива вызывают различный акустический отклик в земной коре. Солнечные гармоники изменяют интенсивность на высоких частотах, а лунные - на низких.

Спорадические акустические возмущения создают: солнечные затмения, локальные затенения движущимися тучами, болидные явления, полярные сияния. В первых двух случаях механизм генерации акустических возмущений связан с образованием неустойчивостей при движении границы свет-тьень, который рассмотрен во многих работах [6-9]. Еще одним источником спорадических акустических колебаний могут быть локальные зоны с различным коэффициентом поглощения солнечного излучения. В этом случае генерация акустических колебаний возможно происходит за счет оптико-акустического эффекта [10, 11]. Сущность этого эффекта состоит в том, что за счет вариации поглощения солнечного излучения в различных зонах атмосферы образуются температурные градиенты, порождающие низкочастотные акустические колебания. Вариации поглощения солнечного излучения определяются наличием в воздухе аэрозолей, водяных паров и других химических примесей, которые зависят от солнечной активности.

Представляет интерес и генерирование звуков в атмосфере при движении метеоров. В процессе горения метеорного тела, движущегося со скоростью 30-70 км/с, происходит интенсивное выделение энергии, часть которой преобразуется в акустические колебания [12]. Большинство метеоров сгорают на больших высотах. Возмущение давления на поверхности Земли при пролете метеора с начальной массой 1 кг составляет около 25 дин/см^2 [12]. Максимальная амплитуда давления наблюдается в плоскости, перпендикулярной к оси следа метеора. Частота появления метеоров с начальной массой $10^{-4} \text{ г} < m < 10 \text{ кг}$ находится в пределах $10^8 > \nu > 5$ в сутки. Крупные метеориты появляются редко, однако акустические возмущения, вызванные их движением, значительны.

Звуки метеоритных потоков являются экзотикой в «ансамбле звуковых инструментов Земли». Более часто наблюдаются акустические возмущения при магнитных бурях [13]. Эти возмущения находятся в области инфразвуковых частот. Механизм преобразования ионосферных электромагнитных возмущений в инфразвуковые колебания в атмосфере в настоящее время не известен, и требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования этой проблемы.

Главными источниками акустических колебаний в атмосфере можно считать утренний и вечерний солнечный терминатор и взаимодействие солнечного излучения с

изменяющейся прозрачностью атмосферы. Кратко рассмотрим механизмы генерации акустических возмущений в этих случаях. Движение терминатора образует зоны быстрого изменения параметров атмосферы: температуры, давления, концентрации ионов и электронов, химического состава. Неоднородности атмосферы, вызванные движением терминатора порождают возмущения во всей толще атмосферы. Наибольшие возмущения возникают в зонах максимального поглощения солнечной энергии, которое зависит от спектра, высоты над уровнем Земли и неоднородностей атмосферы [7]. Солнечный терминатор представляет собой движущуюся границу с различными значениями потока энергии. В работах В. М. Сомсикова [7–9] доказано, что при движении такой границы в газовой среде возникают колебания в широком диапазоне частот.

Есть связь инфразвуковых волн с солнечной активностью. На рис. 2 показано изменение энергии инфразвука и солнечной активности на протяжении 1999 года. Значения энергии и солнечной активности пронормированы к максимальным годовым значениям. Как видно, интенсивность инфразвуковых колебаний находится в противофазе к солнечной активности. Максимальные значения амплитуд инфразвука наблюдаются в моменты снижения солнечной активности. Можно предположить, что уровень инфразвуковых колебаний зависит от галактических космических лучей (ГКЛ). Возможный сценарий зависимости инфразвука от ГКЛ и солнечных космических лучей (СКЛ) показан на рис. 3. Изменения СА приводит к модуляции ГКЛ за счет форбуш-эффекта. Увеличение солнечной активности уменьшает интенсивность ГКЛ. Модулированный поток ГКЛ при взаимодействии с атмосферой изменяет ее прозрачность [14] за счет образования аэрозолей и вариации малых составляющих атмосферы (NO_2 , H_2O , O_3 и других).

Вариации прозрачности могут быть обусловлены и изменением электрических полей в атмосфере [15]. В этом случае изменения прозрачности происходит в результате электрозамораживания воды и образования кристаллов льда, которые стимулируют процесс льдообразования в облаках.

Образование аэрозолей в атмосфере может происходить не только при воздействии ГКЛ. Экспериментально обнаружено возрастание аэрозольной концентрации в атмосфере при значительном увеличении корпускулярной активности Солнца [16].

Изменения оптической прозрачности приводят к пространственным вариациям поглощения солнечной энергии в атмосфере. Учитывая, что зоны с повышенной поглощающей способностью подвижны, то можно ожидать прямое преобразование солнечной энергии в акустические колебания за счет упомянутого уже оптико-акустического эффекта [10,11].

Образовавшиеся акустические колебания могут влиять на флуктуации интенсивности космических лучей. Подобный эффект обнаружен экспериментально [6]. Отсюда следует, что акустические колебания могут локально интенсифицировать процессы взаимодействия солнечного излучения с атмосферными аэрозолями. На рис. 3 это отображено введением обратной связи. Акустические колебания могут усилить модуляцию прозрачности и эффект оптико-акустического преобразования в атмосфере.

Вследствие взаимодействия акустических колебаний с ионосферной плазмой, объемными зарядами в атмосфере, акустические возмущения должны порождать вариации электромагнитных излучений в широком диапазоне частот. Такие вариации наблюдаются при восходе и заходе Солнца, солнечном затмении и других крупномасштабных возмущениях в атмосфере. Такие же эффекты наблюдаются при искусственном акустическом возмущении атмосферы.

Таким образом, акустические возмущения в атмосфере, вызванные космическим воздействием, сопровождаются одновременно и электромагнитными возмущениями. В акустических возмущениях должны наблюдаться циклы солнечной активности, приливных сил солнечно-лунного гравитационного воздействия. Акустические возмущения могут проявляться как в атмосфере, так и в литосфере, и быть одним из факторов космического влияния на биосферу.

Возможные механизмы воздействия акустических возмущений на биосферу

Общеизвестно психоэмоциональное воздействие музыки и звуков на человека. Воздействуют звуки и на животных, микроорганизмы, микрофлору, на кинетику физических и физико-химических процессов в геосферах. Однако мы редко задумываемся над тем, что все живое на Земле находится под воздействием акустических возмущений космического происхождения. Оценка их роли для биосферы Земли, влияние на отдельные организмы представляет интерес для медико-биологических исследований.

Известно, что даже непродолжительная изоляция от звуков в специальной заглушенной камере является тяжелым испытанием для психики человека. И наоборот, длительное пребывание в акустических полях высокой интенсивности вызывает значительные нарушения психики, функциональных расстройств [17]. Смертельно опасным считается пребывание человека в акустических полях с уровнем интенсивности свыше 140 дБ. Особенно чувствителен человеческий организм к частотам 7–8 Гц. Следует отметить, что верхняя частота звуков, проникающих в заглушенные камеры, составляет 4 Гц. Звуки с частотой ниже 4 Гц проникают практически в любые помещения.

Обладая свойством проникновения во все области существования живых организмов и распространяясь на огромные территории, акустические колебания могут быть синхронизирующим фактором для биосферных процессов. Биосфера является единой взаимосвязанной системой, то акустическое воздействие необходимо рассматривать как воздействие, нарушающее равновесие процессов как в отдельных биообъектах, связи между биообъектами, так и параметров среды обитания.

Общая схема акустического воздействия на биосферные процессы показана на рис. 4. Реализация акустического воздействия может проходить путем изменения параметров среды обитания или путем изменения кинетики процессов внутри биообъекта.

Прохождение акустических волн через среду с наличием электрических зарядов может порождать электромагнитные излучения в широком диапазоне частот. Низкочастотные электромагнитные колебания образуются при распространении акустиче-

ских волн в атмосфере и ионосфере. Акустические волны могут порождать электромагнитные колебания как в среде обитания, так и внутри самих биообъектов.

Наиболее распространенным элементом в биосфере являются капиллярные системы. Они широко распространены в живой материи и неживой природе. Это проводящие ткани растений, кровеносные сосуды человека и животных. Почвенные процессы также протекают в развитых капиллярных системах. Были проведены экспериментальные исследования влияния инфразвука на капиллярные процессы.

Экспериментальные исследования влияния инфразвука на капиллярные процессы

Исследования влияния акустических колебаний на капиллярные системы, а впоследствии и на физико-химические параметры водных растворов, проводились на установке, изображенной на рис. 5. Она состоит из герметичного бокса 1, в котором размещались капиллярные системы 2, вискозиметр 3, датчик для измерения электропроводности 4, термометр 5, поршневого пульсационного генератора инфразвука 6, емкость с раствором 7, кондуктометра 8, дифференциального манометра 9, трехходового крана 10.

Для обеспечения постоянной температуры во время проведения исследований бокс помещали в воздушно-сухой термостат типа ТС-80М2, снабженный прозрачной уплотненной дверкой, необходимой для визуальных наблюдений.

Влияние акустических колебаний на капиллярные явления исследовали с использованием капилляров различных диаметров (от 0.04 до 1.1 мм) и длин (от 80 до 250 мм), с различным наклоном относительно горизонта. Глубина погружения в раствор одного из концов вертикально расположенных капилляров составляла от 3 до 30 мм, диаметр емкостей, в которые погружались капилляры — от 6 до 110 мм.

Применяли следующие капиллярные системы:

- единичный частично открытый вертикальный капилляр (нижняя часть погружена, верхняя — открыта), рис. 6, а;
- U-образная закрытая система из двух последовательно соединенных капилляров, обращенная концами книзу (оба конца погружены в раствор); рис. 6, б;

Электролитическую проводимость водных растворов определяли кондуктометром N-5721 с кондуктометрическим датчиком N-5981, которые дают возможность измерять проводимость в границах $3 \cdot 10^{-4} \dots 10$ С/м (в десяти поддиапазонах) с погрешностями $\pm 1\%$ для $3 \cdot 10^{-4}$ С/м и $\pm 2\%$ для 10 С/м.

Кинематическую вязкость растворов определяли вискозиметром ВПЖ-1 с ручным хронометражем времени.

Необходимо отметить, что данные, полученные при исследовании капиллярных эффектов и явлений в поле действия акустических колебаний различных частот и интенсивностей, зачастую являются эпизодическими, характеризуются недостаточной воспроизводимостью. Это можно объяснить тем, что жидкость в капилляре находится в

поле действия сразу нескольких факторов одновременно: гравитации, электромагнитных и низкочастотных акустических природных излучений; кроме того, в узких капиллярах весьма существенную роль играют силы поверхностного натяжения и смачивания, тепловое движение. Действие всех внешних сил, особенно акустики, исключить невозможно.

Влияние качественного и количественного состава водного раствора на капиллярные явления

Установлено, что весьма существенное влияние на капиллярные эффекты имеет качественный и количественный состав водного раствора. Так, в подавляющем большинстве случаев при использовании в качестве исследуемой системы дистиллированной воды эффекты были слабее. Значительно чаще и с большей воспроизводимостью наблюдались капиллярные эффекты при использовании водных растворов солей. Так, например, водные растворы натрия хлорида перемещались в капиллярах на большую высоту, чем дистиллированная вода (рис. 7). На этом и последующих рисунках период генерирования акустических возмущений отмечен горизонтальным отрезком.

Увеличение концентрации раствора способствует протеканию капиллярных процессов. Например, при одинаковых условиях проведения опытов (без учета внешнего влияния электромагнитных и акустических излучений) в ряду концентраций растворов (М) калия хлорида 0.01, 0.1 и 1 вероятность наблюдения капиллярных эффектов составляет приблизительно 10, 25 и 40 %.

Капиллярные процессы в U-образных капиллярных системах

Системы такого типа имитируют системы капилляров типа ксилема-флоема в растениях. В цикле проведения исследований установлено, что в капиллярных системах именно такого типа влияние акустических колебаний является наиболее ощутимым. В этих системах наблюдалось более или менее интенсивное перемещение жидкости даже в тех случаях, когда в единичных капиллярах таких же размеров влияние акустики не наблюдалось вовсе. В этой системе отмечено влияние температурного фактора на направление перемещения жидкости в одинаковых капиллярах: при температурах выше 15...17 °С движение жидкости является восходящим (рис. 8), а при температурах ниже 14...15 °С — нисходящим (рис. 9).

Влияние инфразвука на вязкость и электропроводность растворов

Установлено, что акустические колебания могут приводить к изменениям электропроводности и вязкости растворов, причем увеличение значений одного параметра приводит к соответствующему уменьшению другого.

Наиболее достоверные и воспроизводимые результаты были получены на физрастворах при частоте генерации инфразвука менее 1 Гц при пульсации давления в области 65...110 Па. Типические зависимости изменения параметров физраствора приведены на рис. 10, из которого четко видно, что сразу после начала генерации излучений наблюдается уменьшений вязкости раствора и одновременное увеличение его электропроводности. Изменение этих параметров при акустическом воздействии хотя и не монотонно, однако сохраняет начальную тенденцию. После прекращения акустического воздействия наблюда-

ется кратковременное увеличение вязкости при дальнейшем увеличении кондуктивности. Через некоторое время изменение параметров раствора практически прекращается.

Анализируя полученные результаты, можно утверждать, что одной из причин проявления капиллярных эффектов под воздействием низкочастотных акустических колебаний является изменение свойств жидкостей (хотя не исключено, что в поле действия акустики изменяются также свойства нежестких капилляров).

Известно, что капиллярные процессы играют весьма важную роль в работе человеческого организма, в частности головного мозга: подвод питательных веществ и кислорода и отвод продуктов жизнедеятельности клеток из тканей органов происходит с участием чрезвычайно развитой системы капилляров. Поэтому интенсификация либо торможение процессов массообмена под воздействием внешних сил, в том числе акустики, может существенно нарушить естественное равновесие окислительно-восстановительных клеточных реакций, что повлияет на энергетические (тепловые, электрические и т.д.) процессы, а в конечном итоге и на информационные потоки (их формирование, передачу, восприятие). Очевидно, чем сложнее организация и структура ткани, органа, организма, тем большим будет влияние внешних сил (акустики) на их функционирование и прежде всего функционирования столь «тонкого» органа как мозг. Учитывая обратную связь между головным мозгом и всеми органами (компонентами), логично предположить, что информационные потоки в организме, находящемся в поле воздействия акустических возмущений, будут «искажаться», передавать неточные параметры функционирования, выдавать неадекватные ситуации «исполнительные команды». То есть возможен «информационный сбой» в организме, что в известных случаях может влиять на психическое состояние человека, его рефлекторную и умственную деятельность. Продолжая цепь рассуждений и экстраполируя их на социальную сферу (и биосферу в общем), можно ожидать неадекватного поведения членов сообщества при действии акустики в низкочастотной области. Экспериментальные исследования, проведенные в работе [17], подтверждают влияние инфразвука на работу мозга.

Обсуждение

Длительное игнорирование научным обществом акустического канала космического воздействия на биосферу объясняется, вероятней всего, наличием маскирующих электромагнитных возмущений. Практически все крупномасштабные акустические события сопровождаются и электромагнитными возмущениями.

Как было показано выше, изменения уровня инфразвуковых колебаний в атмосфере находятся в противофазе к изменениям солнечной активности. Аналогично ведут себя и интенсивность потока нейтронов, и скорость многих химических и биохимических процессов [18, 19].

В период захода и восхода Солнца наблюдались закономерные изменения скорости реакции аскорбиновой кислоты с дихлорфенолиндофенолом [19]. Аналогичные изменения этой реакции наблюдались и при солнечных затмениях. Скорость химических реакций слабо зависела от наличия металлических экранов. Восход и заход Солнца,

солнечные затмения сопровождаются возрастанием инфразвуковых колебаний в атмосфере, которые не ослабляются металлическими экранами.

Исходя из этих фактов, можно предположить, что возможно акустические колебания являются существенно определяющим фактором поведения живого вещества на Земле. Обычно эта роль отводилась только электромагнитным полям.

Выводы

1. Установлена связь между уровнем инфразвуковых колебаний в атмосфере и солнечной активностью. Уровень инфразвуковых колебаний, как и скорость некоторых биохимических и химических процессов, находится в противофазе к солнечной активности.

2. Акустические колебания инфразвукового диапазона, вероятно, изменяют структуру водных растворов и влияют на капиллярные процессы, о чем свидетельствуют проведенные эксперименты.

1. Влияние солнечной активности на атмосферу и биосферу Земли. – М.: Наука, 1971, с. 259.
2. Владимирский Б. М. Работы А. Л. Чижевского по солнечно-земным связям: гелиобиология в канун XXI века – итоги, проблемы, перспективы // Биофизика, 1998, т.43, в.4 с. 566-570.
3. Беляков А. С., Верещагин Г. М., Кузнецов В. В.. Лунно-солнечные приливы и акустическая эмиссия во внутренних точках геофизической среды // ДАН СССР. 1990, т.313, № 1, с.52.
4. Беляков А. С., Лавров В. С., Николаев А. В., Худзинский Л. Л. Подземный фоновый звук и его связь с приливными деформациями // Изв.АН. Физика Земли, 1999, № 12, с.39.
5. Беляков А. С., Лавров В. С., Николаев А. В., Худзинский Л. Л. О вариациях подземного фонового звука // ДАН России. 1996, т.348, № 3, с.383.
6. Антонова В. П., Гусейнов Ш. Ш., Дробжев В. И. и др. Комплексное экспериментальное исследование волн в атмосфере, генерируемых солнечным терминатором // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана., 1988.- т.24. № 2.- с.134-142.
7. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. – Алма-Ата: Наука, 1983, с.192.
8. Сомсиков В. М. Волны в атмосфере, обусловленные солнечным терминатором // Геомагнетизм и аэрномия. 1991. Т.31. № 1. с.1-12.
9. Сомсиков В. М., Троицкий Б. В. Генерация возмущений в атмосфере при прохождении через нее солнечного терминатора // Геомагнетизм и аэрномия. 1975. Т.15. № 5. с. 856-860.
10. Голубицкий Б. М., Танташев М. В. О применении оптико-акустического эффекта для исследования поглощения аэрозолей // Изв. АН.СССР. Физика атмосферы и океана,1976, т.12.- № 4.- с. 934-935.
11. Елисеев А. А. Оптико-акустический метод прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере // Изв. АН.СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т.13.- № 10.- с. 1018-1024.
12. Голицын Н. Д., Гуревич А. В. Излучение акустико-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере // Изв. АН.СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т.13.- № 9.-с.926-935.
13. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978, с. 532.
14. Пудовкин М. И., Распопов О. М. Механизм воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и метеопараметры // Геомагнетизм и аэрномия, 1992, т.32, № 5, с.1.
15. Tinsley B. A., Deen G. W.Apparent tropospheric response to Mev-Gev particle flux variations a connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds // J. Geophys.Res.1991, v.96, ND 12, p.22283-22296.
16. Касаткина Е. А., Шумилов О. И., Ващенко Е. В. Корпускулярная активность Солнца как источник аэрозолей в атмосфере // Космические исследования, 1999,т.37, № 2, с.163-167.
17. Delyukov A. A., Didyk L. The effects of extra-low-frequency atmospheric pressure oscillations on human mental activity // International Journal of Biometeorology. Vol.43, № 1 (1999), p.31-37.
18. Дж. Пиккарди. Солнечная активность и химические тесты // Влияние солнечной активности на атмосферу и биосферу Земли. – М.: Наука, 1971, с.259.
19. Удальцова Н. В., Коломбет В. А., Шноль С. Э. Возможная космофизическая обусловленность макроскопических флуктуаций в процессах разной природы. – Пущино: ОНТИ НЦБИ, 1987, с.96.

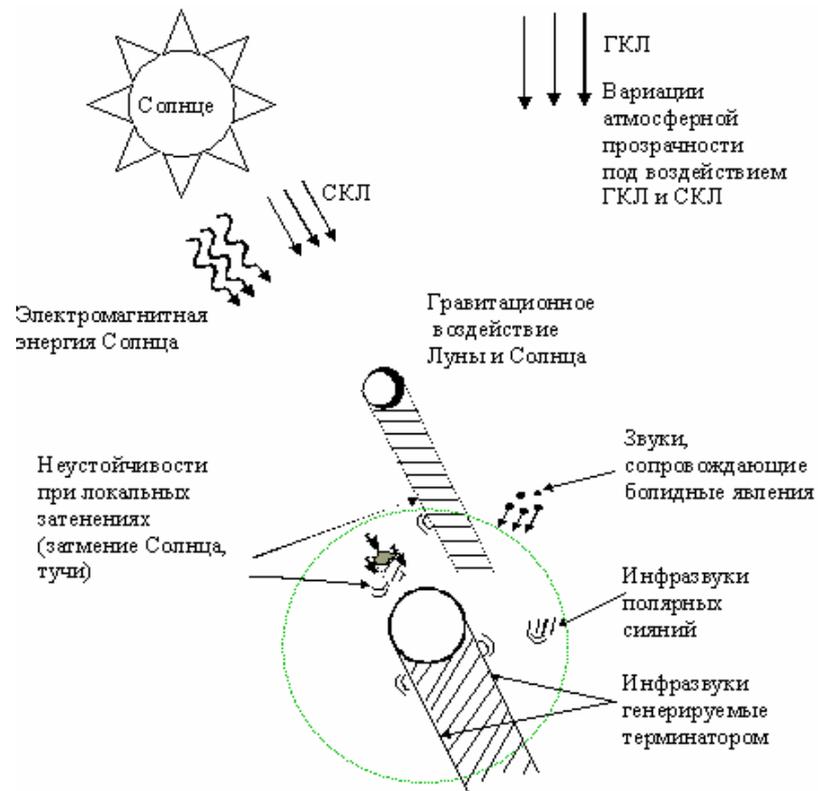


Рис. 1. Космические факторы возбуждения акустических колебаний на Земле

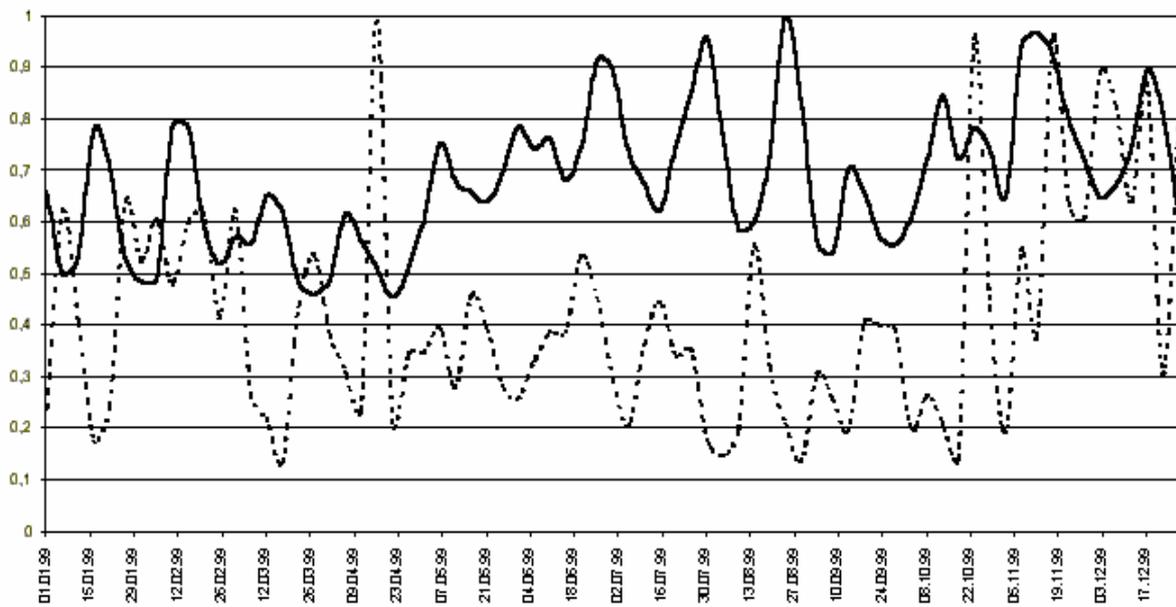


Рис. 2. Изменение энергии инфразвука (пунктир) и солнечной активности на протяжении 1999 г.

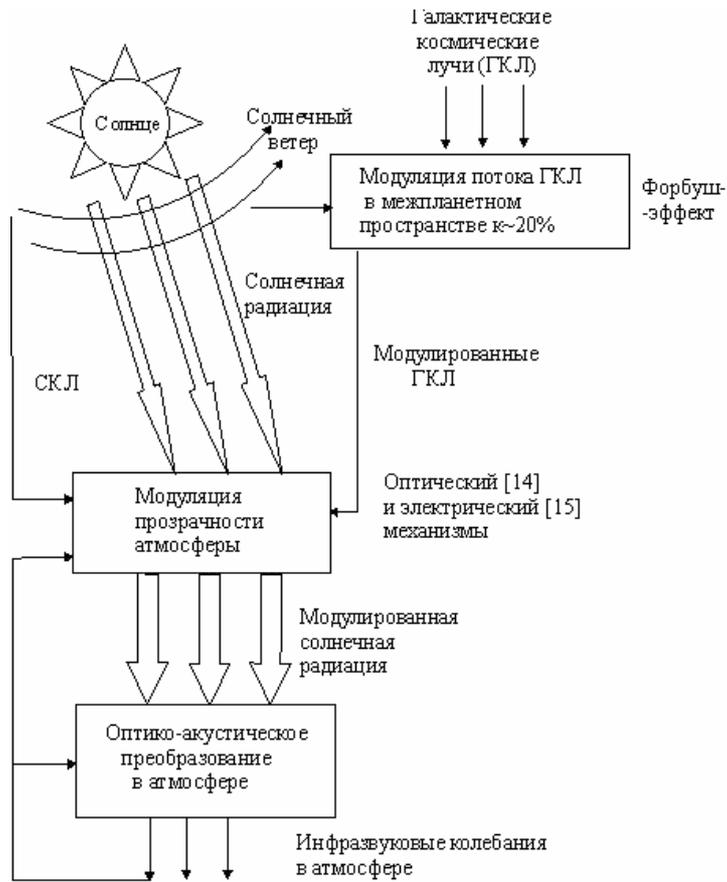


Рис. 3. Возможная схема связи уровня инфразвука в атмосфере с солнечной активностью



Рис. 4. Общая схема воздействия инфразвука на биосферу

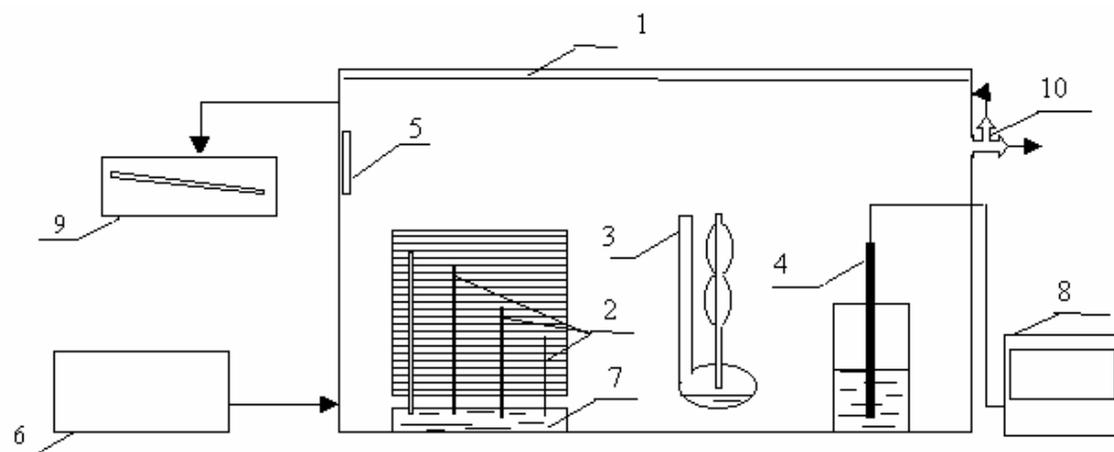


Рис. 5. Схема лабораторной установки для исследования влияния инфразвука на капиллярные процессы и свойства водных растворов

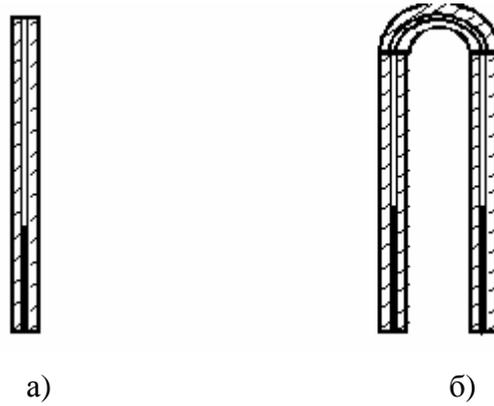


Рис.6. Капилляры, которые использовались при исследованиях

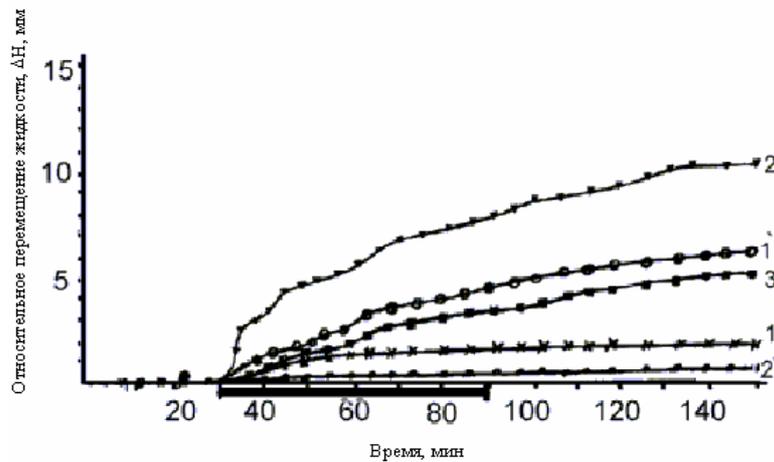


Рис. 7. Влияние инфразвука на относительное перемещение жидкости в открытом капилляре:

Частота 0.08 Гц, $\Delta P = 110$ Па, $T = 19,5$ °С, $P_{\text{атм}} = 996 \cdot 10^5$ Па.

Среда: 1', 2' — дистиллированная вода; 1, 2, 3 — физраствор.

Длина капилляра ($D = 0.2$ мм), мм: 1, 1' — 220; 2, 2' — 110; 3 — 100

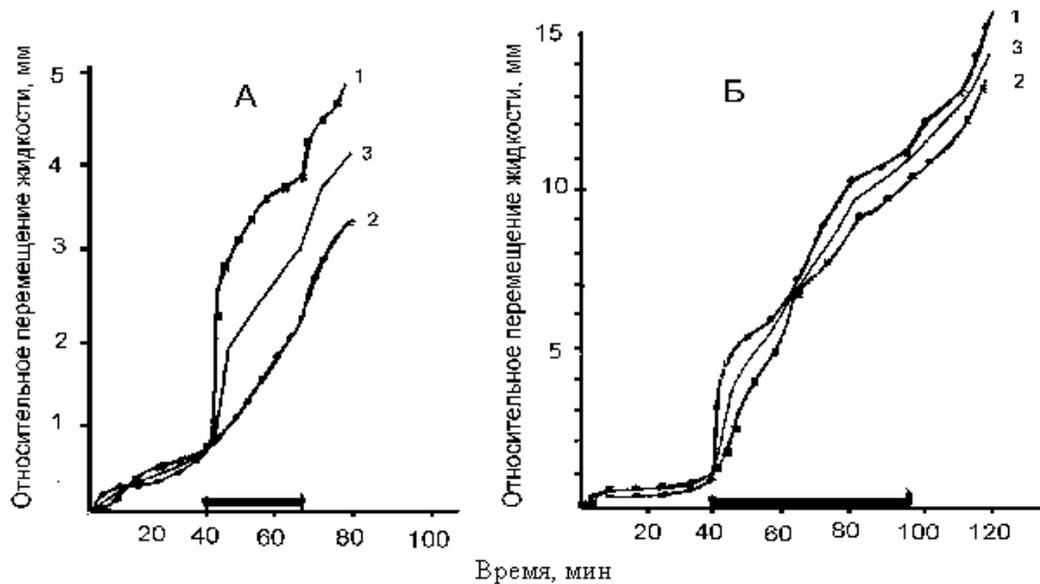


Рис. 8. Влияние инфразвука на относительное перемещение физраствора в U-образной системе капилляров при температуре (°C):

А — 19.5; Б — 19. 1 — левый капилляр, 2 — правый капилляр; 3 — результирующая

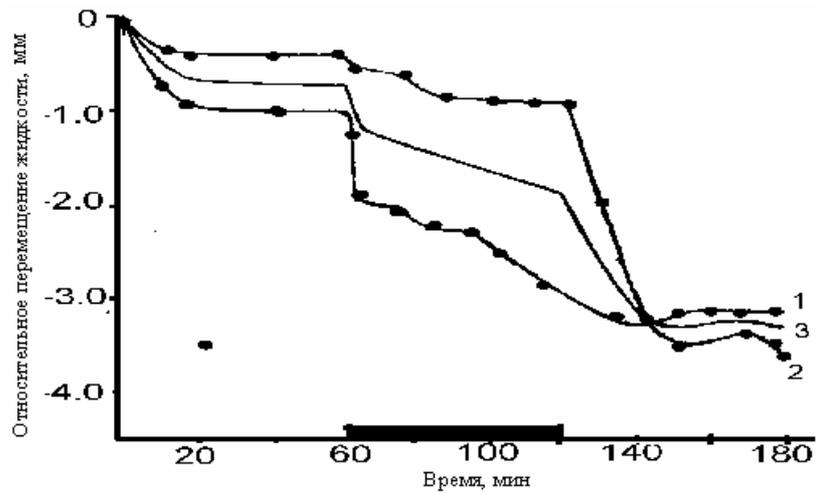


Рис. 9. Влияние инфразвука на перемещение физраствора в U-образной системе капилляров при температуре 13 °С. 1 — левый капилляр, 2 — правый капилляр; 3 — результирующая

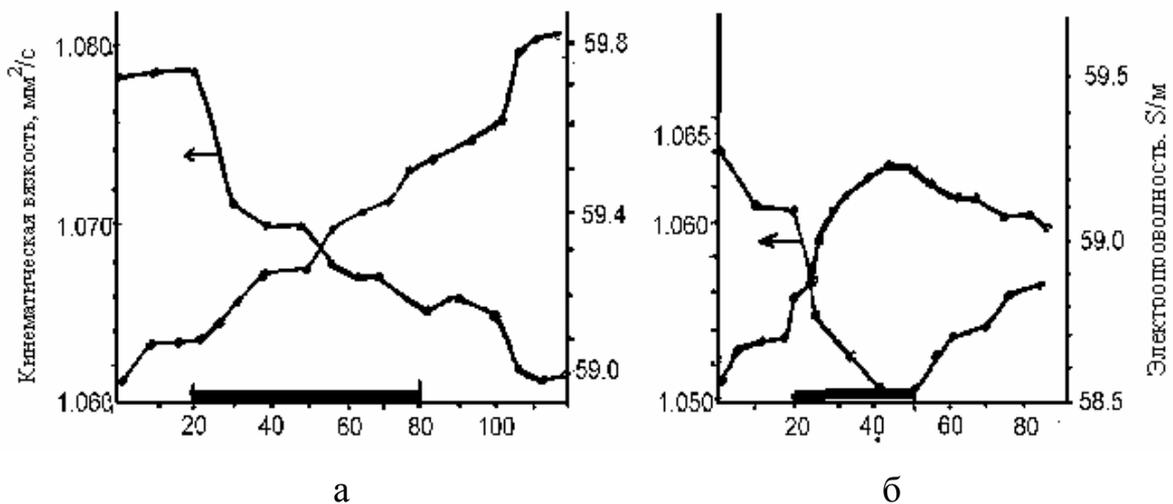


Рис. 10. Изменение вязкости и электропроводности растворов:
 а) Частота 0.08 Гц, $\Delta P = 75$ Па, $T = 19$ °С, $P_{\text{атм}} = 0.995 \cdot 10^5$ Па;
 б) Частота 0.08 Гц, $\Delta P = 65 \dots 75$ Па, $T = 19.5$ °С, $P_{\text{атм}} = 0.992 \cdot 10^5$ Па

ВЛИЯНИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ОРГАНИЗМА

Чуканова Г. А.¹, Шурда Г. Г.¹, Дорошенко Г. И.², Верещак А. П.¹

¹ОАО "АО НИИ радиотехнических измерений"

²Харьковская медицинская академия последипломного образования

С целью определения характера возможного влияния сверхвысокочастотных электромагнитных излучений малой интенсивности (СВЧ ЭМИ МИ) на экипажи космических аппаратов и операторов радиоэлектронных средств аэрокосмических комплексов исследовано влияние СВЧ ЭМИ МИ с различными параметрами и режимами воздействия на сердечно-сосудистую, дыхательную, вестибулярную и глазодвигательную функциональные системы и некоторые звенья гомеостаза организма животных.

Исследования проводили на лабораторных животных (крысы, морские свинки, кролики) путем оценки их функционального состояния до и после воздействия СВЧ ЭМИ МИ в следующих режимах: 1 — непрерывная генерация ЭМИ с частотой 4 ГГц; 2 — генерация ЭМИ с частотой 4 ГГц и 1.714 ГГц (при одновременной работе двух генераторов); 3 — генерация ЭМИ с частотой 2.857 ГГц, модулированных частотой 1 кГц; 4 — генерация ЭМИ с частотой 2.857 при изменении модулирующих частот от 2 до 150 Гц. Время воздействия ЭМИ в каждом режиме — 60 мин, плотность потока мощности — около 30 мкВт/см².

Биохимические показатели состояния гомеостаза у крыс до воздействия СВЧ ЭМИ МИ были относительно стабильны. Концентрация крови водородных ионов у интактных животных была в пределах рН от 7.37 до 7.43.

В контроле у животных отмечаются стабильные показатели, характеризующие концентрацию в крови водородных ионов, в пределах рН от 7.37 до 7.43, соответствующие показателям венозной крови. Парциальное давление кислорода варьирует в пределах от 26.33±1.28 до 32.75±0.76 мм рт.ст., углекислого газа от 86.3±4.42 до 93.2±2.42 мм рт.ст.

Показатели кислотно-основного равновесия у контрольных животных при разном атмосферном давлении в разные дни исследований сохраняются достаточно стабильно. Воздействие изучаемого фактора в режимах 3 и 4 приводит к снижению парциального давления кислорода до 16.83±2.5 мм рт.ст. и 11.2±0.75 мм рт.ст. и к увеличению парциального давления углекислого газа до 148±4.69 мм рт.ст. и 100.8±3.2 мм рт.ст. соответственно.

Увеличение содержания парциального давления СО₂ может свидетельствовать об усилении метаболических процессов, сопровождающихся для поддержания физико-химического гомеостаза истощением буферных систем крови.

Активность лактатдегидрогеназы (ЛДГ) в сыворотке крови после воздействия ЭМИ в режимах 1 и 3 несколько увеличивается, но статистически достоверным это увеличение является только при действии в режиме 2. Небольшая величина наблюдаемых отклонений связана с тем, что используемые воздействия являются довольно мягкими по сравнению с теми условиями, при которых наблюдается сильное увеличение активности ЛДГ в сыворотке крови (такие деструктивные процессы в организме, как инфаркт миокарда, гепатит, рак, цирроз печени).

После воздействия СВЧ ЭМИ МИ в режиме 4 не изменяются ни активность ЛДГ, ни концентрация глюкозы в сыворотке крови.

Концентрация глюкозы достоверно увеличивается после воздействия СВЧ ЭМИ МИ в режиме 3. Такое увеличение говорит об усилении катаболических процессов в организме, в частности о включении в результате воздействия физического фактора нейrogормональных систем, усиливающих распад гликогена в мышцах и печени, сопровождающийся высвобождением глюкозы из печени в кровь.

Содержание железа в сыворотке крови не изменилось после воздействия физического фактора в режиме 1 и на 40 % увеличилось после применения режима 2. Такое увеличение может быть следствием либо усиления высвобождения железа из депо (ферритин печени), либо нарушения связывания гема с глобином в том случае, если изменения затронули клетки крови.

Параллельно с увеличением содержания железа повышается также общая железосвязывающая способность крови: в 2 раза на режиме 1 и в 3.6 раза на режиме 2. Так как связывание железа в крови осуществляется белком-трансферрином, такое увеличение может быть вызвано либо возрастанием количества молекул этого белка, либо таким изменением структуры белка, которое увеличивает это сродство к железу. Не исключено также, что возрастание общей связывающей способности сыворотки крови вызвано увеличением количества или сродства к железу других белковых молекул плазмы, которые в нормальных условиях мало связывают железо.

Анализ соотношения количества железа в сыворотке крови и ее общей связывающей способности (которая отражает потенциальные возможности связывания железа белками сыворотки крови) показало, что если у животных, не подвергшихся воздействию СВЧ ЭМИ МИ, белки сыворотки крови насыщены железом на 65 %, то после воздействия этого фактора в режиме 1 — на 29 %, а в режиме 2 — на 27 %, что отражается и на свободной связывающей способности сыворотки крови. Последний показатель увеличивается как после воздействия физического фактора в режиме 1, так и, в еще большей степени, в режиме 2, это указывает на значительный рост мест связывания железа, не занятых железом.

Приведенный анализ изменений изученных биохимических показателей сыворотки крови позволяет сделать вывод, что режим 2 оказался эффективнее режима 1.

Содержание ионов кальция исследовалось в сыворотке крови у 10 интактных животных и 10 крыс после воздействия СВЧ ЭМИ МИ в режиме 3. После воздействия СВЧ

ЭМИ МИ в режиме 3 отмечается достоверное снижение содержания ионов Ca^{2+} у крыс: интактные крысы — 3.954 ± 0.184 ммоль/л, после воздействия — 2.497 ± 0.197 ммоль/л.

Таким образом, в определенных режимах воздействия СВЧ ЭМИ МИ могут приводить к повышению активности ЛДГ, концентрации глюкозы и содержания железа в сыворотке крови, общей и свободной железосвязывающей способности сыворотки крови, а также к снижению содержания ионов кальция. Наличие и степень выраженности изучавшихся биохимических показателей сыворотки крови зависит от режима воздействующего СВЧ ЭМИ МИ.

Интегральным показателем этих изменений является снижение двигательной активности животных.

Под влиянием СВЧ ЭМИ МИ и действующего комбинированно с ним сенсорного стресса наблюдались изменения лейкоцитарного компонента гомеостаза у морских свинок.

После 50-минутного воздействия сенсорного стресса отмечается достоверное снижение количества лейкоцитов (лейкопения). Развитие лейкопении отражает снижение защитно-приспособительных реакций организма.

Последующее воздействие СВЧ ЭМИ МИ (режим 2) вызвало разнонаправленную лейкоцитарную реакцию. У 50 % животных количество лейкоцитов нормализовалось, что может свидетельствовать о мобилизации резервных возможностей. У второй половины животных лейкопения продолжала усугубляться под влиянием последующего воздействия ЭМИ.

Вероятно, разнонаправленный эффект СВЧ ЭМИ МИ зависел от различного исходного состояния организма, его адаптационных резервов.

Действие СВЧ ЭМИ МИ перед сенсорным стрессом предупреждало развитие лейкопении, сохраняя адаптационные резервы организма.

Исследования состояния дыхательной и сердечно-сосудистой системы при воздействии СВЧ ЭМИ МИ были проведены на 50 морских свинок. Регистрация электрокардиограммы (ЭКГ) в процессе проведения эксперимента осуществлялась с 1 стандартного отведения, при котором хорошо выражены зубцы Р — до 1.1 мВ с достаточной сохранностью других зубцов.

Электропневмография (ЭПГ) проводилась с помощью угольного тензодатчика через капсулу Марэ. Манжетка с датчиком плотно, но без сдавливания, крепилась вокруг грудной клетки на протяжении всего эксперимента.

В качестве электронного усилителя и регистрирующего устройства использовался восьмиканальный электроэнцефалограф "Орион", к которому подавались сигналы от электрокардиографических и пневмографических электродов.

Перед проведением эксперимента морская свинка помещалась в деревянный ящик, который устанавливался в безэховой камере, после чего регистрировались показатели ЭКГ и ЭПГ. Такая процедура проводилась 3–4 дня до начала каких-либо воздействий с целью адаптации животных к установке. Для оценки динамики адаптации у

трех животных исследования проводились до двух недель. Адаптация животных к установке в течение трех дней оказалась достаточной.

Датчики на протяжении эксперимента постоянно находились на теле животного. Сенсорный стресс создавался при вращении морской свинки на установке УПГ-56. Животное вращалось по часовой стрелке, проводились 3 вращения с 5-минутным перерывом между ними.

Запись результатов электрофизиологических показателей начинались спустя 15 мин. после установления платформы с животным и полного его успокоения. Результаты ЭКГ и ЭПГ после воздействий оценивались в сравнении с исходными показателями для каждого животного индивидуально.

При анализе ЭКГ и ЭПГ до воздействия СВЧ ЭМИ МИ и сенсорного стресса у морских свинок отмечается вариабельность частоты сердечных сокращений и дыхания. Различие исходных показателей свидетельствует о разной реактивности животных на эксперимент, несмотря на предыдущие тренировки.

Установлено, что при воздействии СВЧ ЭМИ МИ в режимах 1 и 2 деятельность сердца была более стабильна, чем реакция дыхательной системы. Частота дыхания изменялась, замедляясь при действии ЭМИ в режиме 1 и учащаясь после воздействия в режиме 2.

Изменение частоты дыхания после воздействия СВЧ ЭМИ МИ может быть отражением реакции дыхательного центра, регулирующего дыхание, и компенсаторной реакции на биохимические изменения в организме, направленной на поддержание гомеостаза.

В экспериментах, когда облучение биотропным физическим фактором в режиме 2 предшествовало вестибулосенсорному стрессу, ЭМИ оказывало стресспротекторное действие.

В тех случаях, когда вестибулосенсорный стресс действовал до ЭМИ, отклонения в функции сердечно-сосудистой системы и дыхательной системы были выраженными. Выявленные изменения могут быть обусловлены истощением адаптогенных реакций.

Значительное место в исследованиях вестибулярной функции занимает изучение нистагма с целью выявления объективных признаков взаимодействия эфферентных систем, необходимых для целей анализа пространственной ориентировки и статокINETической устойчивости человека-оператора.

В настоящей работе оценка функции вестибулярного аппарата представлена следующими параметрами: оптокинетический нистагм и реверсивный постнистагм (ОКН и РПН).

Нистагм регистрировался методикой электронистагмографии, основанной на свойствах глаза как диполя, электрическая ось которого совпадает с оптической осью. Опыты ставили на кроликах (36 особей) в затемненном помещении при электрическом освещении. ОК-стимуляцию прерывали путем выключения света в помещении (момент выключения регистрировали на специальном канале ЭЭГ). Длительность оптокине-

ческой стимуляции осуществляли до исчезновения ОКН. Воздействие СВЧ ЭМИ МИ на голову кроликов проводилось в течение 1 ч. После этого включали ОК-стимуляцию и в течение 30 минут ее действия снимались показатели нистагма с временными интервалами 1, 5, 15 и 30 мин. После остановки ОК-стимула и зрительной депривации животного с помощью колпака снимались показатели РПН также на протяжении 30 мин в те же интервалы времени.

У интактных животных ОКН развивается через 2–15 с после включения оптокинетического раздражителя и характеризуется частотой от 0.49 ± 0.068 уд/с до 1.28 ± 0.034 уд/с в различные периоды регистрации.

РПН характеризовался снижением частоты с 1.09 ± 0.22 на первой минуте наблюдения до 0.832 ± 0.025 к 60-й минуте. Амплитуда уменьшилась с 235 ± 37.53 мВ с момента начала наблюдения до 103.33 ± 18.32 мВ.

Снижение энергии РПН с момента регистрации до его исчезновения косвенно может свидетельствовать о постепенном снижении активности центральных нистагмогенных зон, ответственных за формирование РПН.

После установления глазодвигательных и вестибулярных показателей на интактных кроликах сутки проводились экспериментальные исследования по изучению влияния СВЧ ЭМИ МИ в режимах 1, 2, 3 на глазодвигательную реакцию по тестам ОКН и РПН.

Под влиянием СВЧ ЭМИ МИ во всех трех режимах четко прослеживается тенденция к урежению ритма ОКН (рис. 1), а частота РПН уменьшается (рис. 2).

Многочисленными экспериментальными и клиническими исследованиями показано, что оптокинетической стимуляцией кроме оптокинетического нистагма в церебральных нистагмогенных центрах формируется следовое возбуждение, которое возникает после прекращения оптокинетической стимуляции в условиях зрительной депривации. Это хорошо выраженный нистагм, длящийся десятки минут и зависящий от длительности предшествующей ОК-стимуляции. Этот вид нистагма сопровождается у человека иллюзией самовращения. Он является результатом автоматической деятельности нистагмогенных церебральных образований. Поскольку РПН является результатом длительного оптокинетического воздействия, он может служить объективным показателем постстимульной активности не только низших, но и высших центров зрительной системы.

Под влиянием СВЧ ЭМИ МИ в режиме 1, 2 и 3 угнетается частота и амплитуда как ОКН, так и РПН. Исходя из вышеизложенного, можно предположить, СВЧ ЭМИ МИ в исследованных режимах угнетают циклическую активность ЦНС, в том числе центральные нистагмогенные центры и высшие центры зрительной системы. Выявленные изменения могут привести к нарушению пространственной ориентации у оператора под влиянием СВЧ-излучения.

Анализ проведенных исследований поведенческих реакций по тесту «открытого поля» после воздействия СВЧ ЭМИ МИ в различных режимах показал, что период воздействия, продолжительностью 5–10 мин не выявляет изменений со стороны централь-

ной нервной системы у интактных крыс. Эффект биотропного физического фактора в виде угнетения общего уровня двигательной активности и снижения исследовательской активности у крыс обнаружен после 60 мин облучения.

Под влиянием СВЧ ЭМИ МИ у крыс происходит изменение типичного для данного животного спектра эмоционально-поведенческой реактивности. Значительно увеличивается латентный период первого перемещения с 1.65 с до 15.9 с. Уменьшается время нахождения в центре площадки после начала тестирования (с 24.8 с до 12.0 с), время выходов в центр поля (с 3.47 с до 0.85 с), горизонтальная активность (с 67.7 до 52.0); длительность груминга (с 21.6 с до 12.2 с); показатель вертикальной активности (с 8 с до 5.2 с), незначительно показатель вегетативного баланса (с 1.8 до 1.29).

Предварительные результаты свидетельствуют об изменении также характера агонистического поведения крыс под влиянием СВЧ ЭМИ. В связи с этим целесообразно продолжить исследования в этом направлении.

Результаты настоящего исследования свидетельствуют о необходимости исследования «информационного» влияния на экипажи космических аппаратов, обслуживающий персонал наземных космических систем (НКС) и население спектров электромагнитных сигналов (ЭМ-сигналов), которые характеризуют существующие и перспективные НКС, определения тех, которые могут оказывать негативное влияние. Необходимо изучить возможность использования медикаментозных и физиотерапевтических методов компенсации негативного влияния ЭМИ.

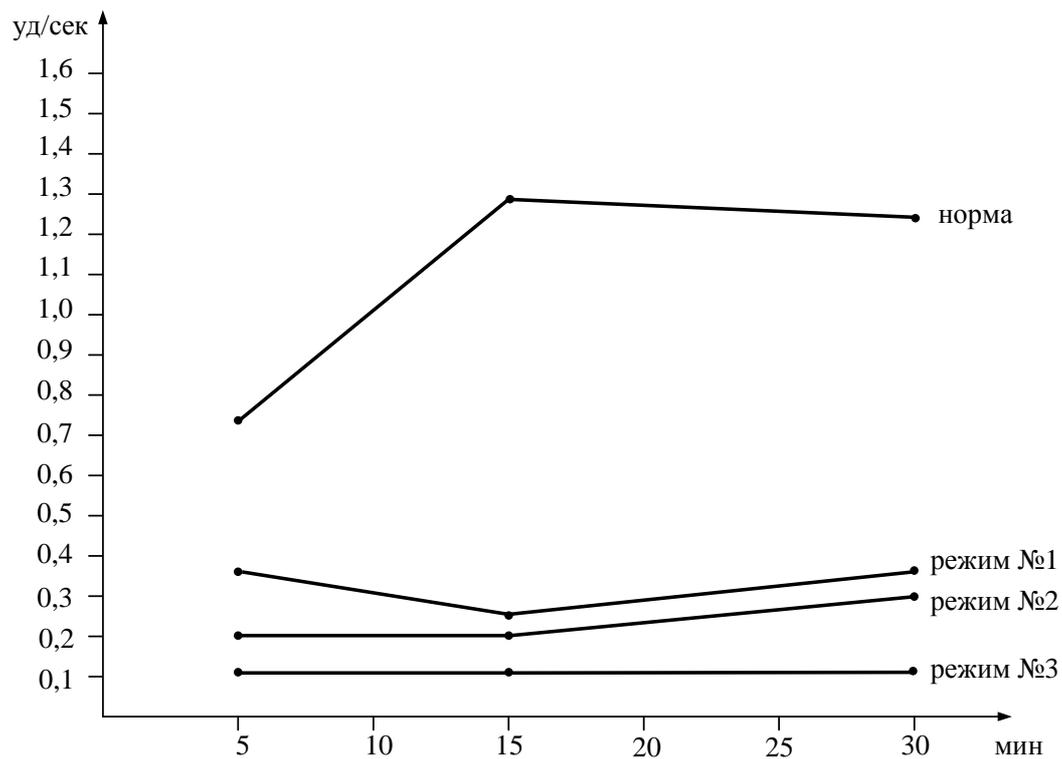


Рис. 1. Динамика оптокинетического нистагма

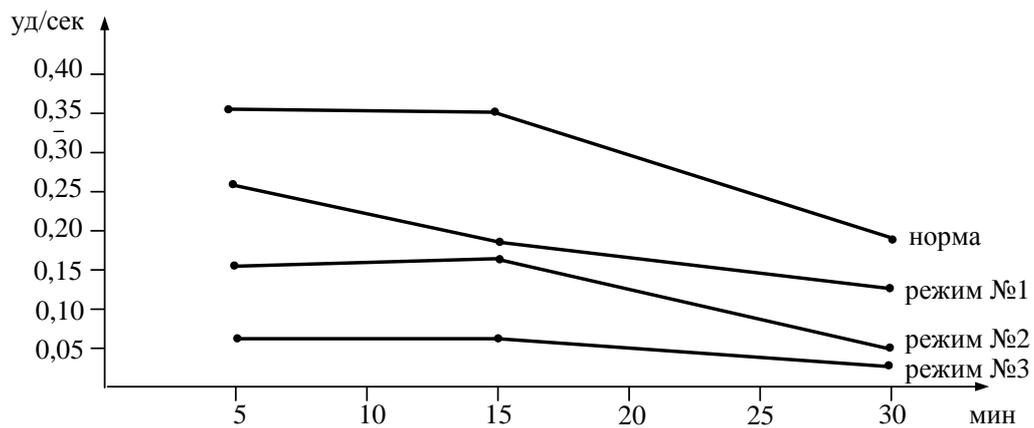


Рис. 2. Динамика реверсивного постнистагма

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СЕМЕННОЙ РЕПРОДУКЦИИ ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Попова А. Ф.

Институт ботаники им. Н.Г.Холодного АН Украины, Киев

Одной из фундаментальных проблем космической биологии, непосредственно связанных с созданием технологий автотрофного звена в системах жизнеобеспечения космонавтов в длительных космических полетах является выяснение возможностей высших растений, включая сельскохозяйственные культуры, осуществлять полный онтогенез, от семени до семени, в первом и последующих поколениях в условиях микрогравитации. Это обусловлено тем, что высшие растения рассматриваются как важные компоненты автотрофного звена таких систем благодаря их способности регенерировать кислород в атмосфере кабины космических летательных аппаратов, а также возможности использовать их в качестве продуцентов витаминных и питательных веществ, необходимых человеку. О приоритетности и важности проблемы по изучению воздействия микрогравитации на репродуктивное развитие растений свидетельствует тот факт, что одной из подкомиссий Научной комиссии КОСПАР по космической биологии и медицине выделен раздел «Природные и искусственные экосистемы» [2].

Исследования возможностей высших растений осуществлять полный цикл онтогенеза, от семени до семени, направлены на изучение закономерностей дифференцировки зародышей и особенностей накопления в них запасных веществ в условиях микрогравитации, а также для выявления причин нарушений, возникающих в процессе их репродуктивного развития в этих условиях, что может приводить к образованию неполноценных семян. Считают [12], что некоторые стадии репродуктивного развития растений могут быть подвержены воздействию измененной гравитации, в первую очередь, микро- и макроспорогенез, а также опыление-оплодотворение. Кроме того, исследования полового воспроизводства как наиболее важного этапа онтогенеза высших растений являются важным звеном для оценки гравичувствительности растений и отбора видов, наиболее адаптированных к воздействию микрогравитации.

Хотя исследования многих аспектов генеративного размножения высших растений в микрогравитации были начаты довольно давно [10, 3-7, 11, 13-22], проблема получения полноценного первого и второго поколений остается открытой до сих пор.

К настоящему времени в условиях космического полета на борту космических кораблей и орбитальной станции "Мир" получены семена только у трех видов однолетних высших растений — *Arabidopsis thaliana* L. Heynh., *Brassica rapa* L. и *Triticum aestivum* L. [7, 4, 5, 21, 22)]. Однако сформировавшиеся в условиях микрогравитации семена характеризовались меньшими размерами и пониженной жизнеспособностью по сравнению с наземными контролями. Кроме того, в опытных семенах выявлялись также отличия в накоплении запасных питательных веществ (в полетном варианте по-

следние представлены преимущественно полисахаридами, тогда как в контрольном варианте — белками и липидами) [21]. В процессе формирования зародышей в условиях космического полета отмечали также снижение утилизации развивающимися зародышами запасных питательных веществ, в первую очередь полисахаридов из клеток интегументов [18].

Различные аспекты репродуктивного развития высших растений в условиях космического полета изучали с использованием только 5 видов растений, в частности: *Tradescantia*, *Arabidopsis*, *Muscari*, *Brassica* и *Triticum*, причем были отмечены различные отклонения на разных фазах формирования генеративных органов и семени в целом.

Уже в первом эксперименте, когда высшее растение — *Arabidopsis thaliana*, доставляли на орбиту в фазе цветочных бутонов, было выявлено наличие некоторых отклонений в развитии растений по сравнению с контролем [10], однако следует отметить, что часть цветков зацвели на Земле еще перед стартом, другая часть — на орбите. Количество жизнеспособных семян, сформировавшихся в стручках в космическом полете, было значительно меньшим по сравнению с наземным контролем. Состояние самих зародышей, к сожалению, в этом эксперименте не исследовали.

Некоторое ускорение в развитии пыльцевых зерен отмечали в эксперименте с воздушно-сухими луковичками растений *Muscari racemosum* после 3-месячного пребывания их в условиях космического полета в покоящемся состоянии [13]. При последующем их развитии на Земле в условиях лаборатории, вплоть до их цветения, наряду с типичными для данного вида пыльцевыми зернами, выявляли сформированные пыльцевые зерна, находящиеся на 3-клеточной стадии, то есть они имели вегетативное ядро и два спермия. В некоторых пыльцевых гнездах отмечали митотическое деление генеративной клетки. В норме для видов *Liliaceae* свойственный 2-клеточный тип пыльцевых зерен, то есть последние содержат вегетативную и генеративную клетки, а формирование спермиев в результате деления генеративной клетки осуществляется уже в пыльцевой трубке в процессе прорастания пыльцевых зерен [13].

Образование стерильных семян отмечали у растений *Arabidopsis thaliana*, доставленных на борт космического корабля в фазе двух семядольных листьев, причем морфологически цветы и стручки (на более поздних стадиях развития) были сходны с наземным контролем [15]. Кроме того, были выявлены также нарушения в процессе дифференциации андроцея, что приводило к стерильности микроспор.

Многочисленные проявления стерильности андроцея и гинецея на разных стадиях их развития, в частности дегенерация микроспор на стадии тетрад или после их расхождения, уменьшение количества цитоплазмы и запасных веществ в пыльцевых зернах, усиление вакуолизации клеток интегументов, сморщивание и гибель семян было продемонстрировано в ряде непродолжительных (6-, 10- и 11-дневных) экспериментов с растениями *Arabidopsis* [17, 20]. Вследствие недоразвития тычиночных нитей во многих цветках в условиях космического полета пыльца из пыльников не достигала рыльца, что препятствовало нормальному процессу опыления-оплодотворения [17].

Впервые семена растений *Arabidopsis* были получены в условиях космического полета в длительном эксперименте (на протяжении 69 суток), начиная с момента посева семян на агаризованную питательную среду [7]. Однако только половина растений имели сформированные стручки с семенами, тогда как остальные стручки были партенокарпическими. Стручки, сформировавшиеся в космическом полете, были более мелкими по сравнению с контрольными стручками, которые имели хорошо развитые семена. Биометрические показатели растений (высота и масса растений, размеры отдельных органов) в условиях космического полета были снижены в 2–13 раз по сравнению с наземными контролями. Количество непрорастающих семян и эмбриональных летелей (сеянцы погибали на стадии семядолей) также было значительно большим в опытном варианте, чем в контрольном, что, несомненно, свидетельствует о нарушениях в процессе формирования семян в условиях космического полета [7].

Прохождение полного цикла онтогенеза растений суперкарликовой пшеницы (*Triticum aestivum* L., сорт Апогей) было достигнуто при ее выращивании на борту ОС «Мир» [3]. Так, в экспериментах «Оранжерея-1» и «Оранжерея-2» была показана сходная длительность полного цикла онтогенеза и отдельных его стадий в условиях космического полета по сравнению с наземными контролями. Однако у растений, выращенных на борту ОС «Мир», наблюдали существенные изменения в морфологии колосьев и нарушения в строении репродуктивных органов. Наряду с усилением кущения растений в условиях космического полета, отмечали уменьшение длины соцветий и остей кроющих цветочных чешуй, а также массы колосьев у опытных растений почти в два раза по сравнению с контрольными. В то же время было выявлено увеличение числа элементарных колосков, закладывающихся в колосе в условиях космического полета (14–16 против 7–8 в контроле). Среднее число цветков в колосках, развивающихся в условиях микрогравитации, возросло до 5 против 3 в наземном контроле [3, 5]. Во всех сформировавшихся в условиях космического полета 280 колосьях отсутствовали зерновки. Считается [24, 1, 5], что это результат 100 %-й мужской стерильности. Из-за стерильности пыльцы и отсутствия опыления в семяпочках были выявлены неоплодотворенные зародышевые мешки на разных стадиях их дегенерации. По мнению авторов, отмеченные изменения могут быть вызваны фитотоксическим воздействием этилена, концентрация которого достигала до 0.3–1.8 мг/м³.

В последующем эксперименте с пшеницей в условиях микрогравитации в оранжерее «Свет» использовали сорта УШЮ-Апогей и линии 20-1-Короткостебельная, отличающиеся определенной устойчивостью репродуктивной сферы к воздействию повышенных концентраций этилена в воздухе, как показали модельные эксперименты (5). На протяжении полного цикла онтогенеза указанных растений в условиях микрогравитации получено 508 зерновок с 12 растений, что на 38 % ниже показателей лабораторного контроля и на 69 % выше, чем в варианте при выращивании растений в атмосфере с повышенным содержанием этилена (до 1 мг/м³). Следует отметить, что масса «космических» семян была меньшей, чем в наземных контролях [5]. Образовавшиеся в усло-

виях космического полета зерновки, высейнные снова на борту орбитальной станции «Мир», дали возможность получить второе поколение. Однако сформировавшиеся зерновки характеризовались более низкой жизнеспособностью и имели меньший размер по сравнению с наземным контролем (6).

Эмбриологический анализ развития женского гаметофита и дифференциации органов зародышей зерновок пшеницы (сорт Короткостебельная) показал, что влияние микрогравитации проявлялось довольно часто в значительном удлинении макроспоры, частичной деградациии элементов зародышевого мешка и нуцеллуса [9]. В космическом варианте отмечали изменения в дифференциации органов зародыша, в частности, более слабое развитие проводящей системы щитка и его вытягивание. Клетки суспензора характеризовались большими размерами и усиленной их вакуолизацией по сравнению с контролем, а также наличием клеток с извилистыми профилями [9].

Впервые около 40 семян сформировались у растений *Brassica rapa* при культивировании их на борту ОС "Мир" в 1997 г. [11]. В последующем длительном космическом эксперименте на борту орбитальной станции «Мир» в оранжерее "Свет" были получены семена первого и второго поколений растений *Brassica rapa* (21). Выявлено статистически достоверное уменьшение массы семян, сформировавшихся в условиях космического полета по сравнению с послеполетным контролем, которое происходило в основном за счет уменьшения числа клеток семядолей зародыша. Установлены различия в аккумуляции запасных веществ в зародышах: в полетном варианте они представлены преимущественно крахмалом в отличие от липидов и белков в контрольных семенах [21].

Растения второго поколения, полученные из семян, сформировавшихся в условиях микрогравитации, переходили к генеративной фазе онтогенеза, однако отставание их развития проявлялось в уменьшении и опадении цветочных бутонов, тогда как растения, выросшие из «космических» семян, в земных условиях нормально плодоносили [21].

Украинско-американский совместный эксперимент, выполненный с участием украинского космонавта Леонида Каденюка, является уникальным в том плане, что на протяжении исследуемого периода в течение 16 дней осуществлялось искусственное опыление растений *Brassica rapa* (фото 1) согласно циклограммы эксперимента, что позволило получить зародыши с четкой идентификацией их возраста. Исследования зародышей на последовательных стадиях их развития показали сходство морфологической дифференцировки зародышей, сформировавшихся в космическом полете и в наземном контроле [18]. В то же время, сравнительный анализ формирования зародыша и семени в целом на одинаковых стадиях развития показал, что утилизация полисахаридов развивающимся зародышем из клеток внешнего интегумента несколько отставала в полетном варианте по сравнению с наземным контролем [18, 23]), что может свидетельствовать об угнетении трофических функций зародышей у полетных растений.

Таким образом, к настоящему времени в условиях космического полета получены семена только у трех видов высших растений, как было отмечено выше, однако последние, характеризовались уменьшением размера и пониженной всхожестью по срав-

нению с наземным контролем. Это, по сути, не решило проблему семенной репродукции растений в условиях микрогравитации, и не до конца выясненными остаются причины нарушений в репродуктивном развитии при воздействии микрогравитации, хотя к настоящему времени накоплен довольно обширный материал о жизнедеятельности растительных организмов в условиях космического полета. Полученные данные свидетельствуют о влиянии микрогравитации на ростовые показатели и репродуктивное развитие растений.

Выявлению стадий репродуктивного развития, наиболее подверженных влиянию микрогравитации, способствуют также модельные эксперименты с применением медленных горизонтальных клиноставов, препятствующих гравирецепции растений. Как показали результаты клиноставных экспериментов, в условиях частичного моделирования эффектов микрогравитации также отмечены нарушения в семенной продукции растений. В экспериментах с *Arabidopsis thaliana* (L.) Heynh. и *Chenopodium rubrum* L. было установлено, что только 50 % растений в условиях клиноставирования плодоносили [8].

Наличие отклонений в репродуктивном развитии растений в условиях микрогравитации дает основание выдвинуть несколько гипотез для объяснения причин выявленных нарушений. Они могут быть вызваны дефицитом питания, отсутствием опыления-оплодотворения, составом воздушной среды в объеме культиваторов [14], а также изменением гормонального баланса, в частности концентрации этилена [3]. Кроме того, не выясненными до настоящего времени остаются вопросы: 1) зародыши каких высших растений — однодольных или двудольных являются более чувствительными к влиянию микрогравитации; 2) зависит ли репродуктивная способность растений в условиях микрогравитации от их фотопериода.

Изучение формирования системы семенного размножения покрытосеменных растений в условиях микрогравитации остается актуальной проблемой и дальнейшие исследования целесообразно направить на: 1) выяснение особенностей микро- и микроспорогенеза, развитие мужского и женского гаметофитов, опыления-оплодотворения, развития зародыша и эндосперма в этих условиях с целью оценки степени фертильности пыльцевых зерен, зародышевых мешков и семян; 2) изучение процесса аккумуляции запасных питательных веществ в семенах разного типа – с эндоспермом или с семядолями с целью выявления критических стадий в темпах и характере накопления указанных веществ, которые могут быть подвержены влиянию микрогравитации; 4) исследование гормонального статуса растений в процессе их репродуктивного развития в условиях измененной гравитации; 5) изучение семенной продукции однодольных и двудольных видов, а также растений с различной продолжительностью фотопериода; 6) определение дифференциальной активности генов ряда структурных, регуляторных запасных белков и полисахаридов на последовательных этапах развития зародыша и эндосперма с использованием современных методов клеточной биологии, биохимии и молекулярной биологии.

1. Веселова Т. Д., Ильина Г. М., Т. Т. Джалилова и др. Цитоэмбриологические исследования суперкарликовой пшеницы, выросшей на борту орбитального комплекса Мир//Авиакосмичес. и эколог. медицина – 1999. – 33. – 2. – С. 30–37.
2. Кордюм С. Л. Космічна біологія: сучасний стан в світі та в Україні//Косм. наука і технологія. – 1997. – 3. – 3/4. – С. 5–15.
3. Левинских М. А., Сычев В. Н., Дерендяева Т. А. и др.//Влияние космических факторов на рост и развитие суперкарликовой пшеницы в оранжерее "Свет"// Авиакосмич. и эколог. медицина, – 1999. – 33. – № 2. – С. 37–41.
4. Левинских М. А., Сычев В. Н., Дерендяева Т. А. и др. Полный цикл онтогенеза пшеницы в условиях космического полета//Мат. Рос. конф., Москва, 26–29 сентября 2000. – М.: Слово. – 2000б. – С. 253–254.
5. Левинских М. А., Сычев В. Н., Дерендяева Т. А. и др., Выращивание пшеницы «от семени до семени» в условиях космического полета//Авиакосмич. и экологич. медицина. –2000а. –34.– №4. – С. 37–43.
6. Левинских М. А., Сычев В. Н., Подольских И. Г. и др. Исследования онтогенеза, репродукции и метаболизма высших растений в серии экспериментов в оранжерее "Свет" на борту ОК "Мир"//Матер. XII конф. "Космич. биол. и авиакосмич. мед." – 2002. – С. 208–209.
7. Меркис А. И., Лауринавичюс Р. С. Полный цикл индивидуального развития растений *Arabidopsis thaliana* (L.) Heynh. на борту орбитальной станции Салют-7//АН СССР – 1983. – 271. –С. 509–512.
8. Меркис Ф. И., Лауринавичюс З. С., Рупайнене О. Ю., Савичене Э. К.//Рост и развитие растений в условиях, имитирующих невесомость//ДАН СССР – 1975. – 226. – 4.– С. 978 981.
9. Мухитдинова З. Р., Жамбакин К. Ж., Мухамбетжанов С. К. и др. Анатомо-морфологические особенности генеративных органов пшеницы в условиях космического полета//Тез. докл. II Междунар. конф. по анатомии и морфологии растений, Санкт-Петербург, 2002, с. 166–167.
10. Парфенов Г. П., Абрамова В. М. Цветение и созревание семян *Arabidopsis* в невесомости. Эксперименты на биоспутнике "Космос-1129"//ДАН СССР. – 1981 – 256. – С. 254.
11. Сычев В. Н., Шепелев Е.Я., Мелешко Г. Й. и др. Биологические системы жизнеобеспечения: исследования на борту орбитального комплекса "Мир"//Пилотируемые полеты в космос. Четвертая междунар. научно-практ. конф., 21-22 марта 2000г., Звездный городок, Моск. обл., Рос. Федер. – 2000. – С. 128–130.
12. Halstead T. W., Dutcher F. R. Plants in space//Annu. Rev. Plant Physiol. – 1987.–38. – P. 317–345.
13. Kordyum E. L, Popova A. F., Mashinsky A. L. Influence of genital organ formation in *Muscari racemosum* and *Anethum graveolens*//Life Sci. and Space Res. – 1979. – 17. – P. 301–304.
14. Kordyum E. L. Plant reproduction systems in microgravity: experimental data and hypotheses//Adv. Space Res. – 1998. – 21. – N 8/9 – P. 1111–1119.
15. Kordyum E. L., Sytnik K. M., Chernyaeva I. I. Peculiarities of genital organ formation in *Arabidopsis thaliana* (L.) Heynh. under spaceflight conditions // Adv. Space Res. – 1983.–3.– С. 247–251.
16. Kuang A, Musgrave M. E. Matthews S. W. Seed production under spaceflight conditions//Plant Physiol. – 1995a. – 108. – P. 57–64.
17. Kuang A, Musgrave M. E., Matthews S. W. et al. Pollen and ovule development in *Arabidopsis thaliana* under spaceflight conditions//Amer. J. Bot. – 1995b. – 82. – P. 585–595.
18. Kuang A, Popova A, Xiao Y, Musgrave M. E. Pollination and embryo development in *Brassica rapa* L. in microgravity // Internat. J. Plant Sci. – 2000. – 161. – P. 203–211.
19. Kuang A., Musgrave M. E., Matthews S. W. Cytochemical localization of reserves during seed development *Arabidopsis thaliana* under spaceflight conditions//Ann. Bot. – 1996b. – 78. – P. 343–351.
20. Kuang A., Musgrave M. E., Matthews S. W. Modification of reproductive development in *Arabidopsis thaliana* under spaceflight conditions//Planta. – 1996a. –198. – P. 588–594.
21. Musgrave M. E, Kuang A., Xiao Y., et al. Gravity-independence of seed-to-seed cycling//Planta. – 2000. – 210. – P. 400–406.
22. Musgrave M. E., Kuang A., Mattherws S. W. Plant reproduction during spaceflight//Planta. – 1997. – 203. – P. 177-184.
23. Popova A. F., Kuang A., McClure G, Musgrave M. E. Reserve nutrient substance accumulation in *Brassica rapa* seeds in microgravity conditions (STS-87)//Abstr. 23th Internat. Gravit. Physiol. Meet.– 2002. –P. 149.
24. Strickland D. T., Campbell W. F., Salisbury F. B., Bingham G. E. Morphological assessment of reproductive structures of wheat grown on Mir//Gravita Space Biol. Bull. –1997. – 11. – P. 14–21.

ВЗАЄМОДІЯ РОСЛИННОЇ КЛІТИНИ З ПАТОГЕНАМИ В УМОВАХ ЗМІНЕНОЇ ГРАВІТАЦІЇ

Недуга О. М.

Інститут ботаніки ім. М.Г. Холодного НАН України, Київ

Наведені літературні дані щодо реакцій мікроорганізмів на вплив мікрогравітації та результати космічного експерименту з вивчення взаємодії системи рослина–патоген в умовах реального космічного польоту. Встановлено, що мікрогравітація прискорює ураження проростків сої фітопатогенним грибом *Phytophthora sojae*. Найбільш чутливою до інфікування патогеном виявилась коренева система, де відбувалась повна деструкція клітин меристеми, зони розтягу та зони корневих волосків.

1. Вступ

Рослини як регенеранти кисню та джерело поживних речовин для астронавтів, є й будуть постійним компонентом біологічних систем життєзабезпечення на космічних кораблях та орбітальних станціях. В умовах постійної земної гравітації рослина відповідає на дію патогена захисною реакцією у вигляді серії структурно-функціональних та імунно-функціональних змін на тканинному, клітинному, субклітинному та молекулярному рівнях [1]. Проте дуже мало відомо, якою буде захисна реакція рослини на патогенний мікроорганізм в умовах реального космічного польоту, бо з питань дії мікрогравітації на фітопатогени є лише декілька робіт. Так, було проведено дослідження якісного складу мікрофлори в системі альгобактеріального ценозу (тобто у системі водорості-бактерії-риби) та ультраструктури водоростей на біосупутнику “Космос-1887” [2]. Встановлено посилення ураження бактеріями клітин хлорели та збільшення на кілька порядків кількості бактерій, серед яких переважали два штама із роду *Pseudomonas sp.* Вивчення росту *Actinomicetes brevis* на біосупутнику “Космос-936” показали прискорення формування спорангіїв під впливом мікрогравітації [3]. Необхідно відмітити дані щодо прискореного розмноження мікроорганізмів в кабіні орбітальної станції “Мир” [4, 5], серед яких були *Yersinia enterocolitica*, *Stenotrophomonas maltophilia*, та радіорезистентні види *Sphingomonas paucimobilis* та *Escherichia coli*. Враховуючи, що при дії мікрогравітації відбуваються структурно-функціональні зміни у клітинних оболонках рослин [6], які є першим бар’єром для патогена, ми зробили наступне припущення: в умовах мікрогравітації відбуватиметься прискорене інфікування рослини патогеном. Тому метою нашого дослідження було вивчення взаємодії проростків *Glycine max* L. та патогенного гриба *Phytophthora sojae* в умовах 6-добового космічного польоту.

2. Матеріали і методи

Експеримент “Патогенез сої” (SOYPAT) був частиною спільного українсько-американського експерименту, який відбувався на борті космічного корабля „Колумбія” (87-а експедиція). Проростання насіння та ріст проростків відбувалися у спеціальних пластикових мішечках, які поміщали в контейнери для біологічних досліджень

(прилад НАСА). Експеримент мав 4 варіанти проростків сої: 1 — політний варіант, неінфіковані проростки; 2 — політний варіант, інфіковані патогеном проростки; 3 — контрольний наземний варіант, неінфіковані проростки; 4 — контрольний наземний, інфіковані патогеном проростки. За добу до польоту у верхню частину мішечка поміщали сухе насіння, а у нижню — міцелій фітопатогенного гриба *Phytophthora sojae* (R-25), потім мішечок зволожували. Через 6 діб польоту проростки були зафіксовані на орбіті сумішшю 5 % параформальдегіду та 1 % глютаральдегіду на піпесі, рН 7.4, і повернені на Землю, де в лабораторних умовах були дофіксовані 2 % OsO₄, зневоджені за загально прийнятою методикою та залиті у суміш епоксидних смол епон/аралдит. Зрізи виготовляли на ультрамікроскопі LKB та вивчали на електронному мікроскопі JEM-1200EX. Для світлооптичного дослідження використовували напівтонкі зрізи і вивчали у світловому мікроскопі NF. Для кількісних досліджень використовували по 20 проростків з кожного варіанту.

3. Результати та обговорення

3.1 Контрольний наземний варіант, неінфіковані проростки

Насіння сої нормально проростало (100 %), проростки мали головний та бокові корені, сім'ядолі. Довжина головного кореня становила 9.8 ± 0.8 см. Світлооптичний та електронно-мікроскопічний аналіз показав, що клітини центральної частини кореневого чохла (колумели) та ростових зон кореня мали типову структуру. Товщина клітинних оболонок коливалась від 0.2–0.3 мкм, та в них спостерігали пекто-целюлозні фібрили.

3.2 Контрольний наземний варіант, інфіковані проростки

У контрольному варіанті, інфікованому патогеном, також відмічено 100 % проростання насіння. Проростки, інфіковані *Phytophthora sojae*, виявили симптоми захворювання — світло-коричневі ділянки тільки в зоні кореневих волосків головного кореня; гіпокотиль та сім'ядолі не мали видимих симптомів захворювання. Корені були коротшими, їхня довжина становила 5.7 ± 0.9 см. Підрахунок клітин, які були вражені патогеном показав, що зона кореневих волосків головного кореня виявилась найбільш чутливою до патогена *P. sojae* (табл. 1).

Було встановлено певні зміни у структурі клітин ризодерми та субепідермальних клітин кори в зоні кореневих волосків головного кореня, які виявлялися у розпушенні клітинних оболонок та появи округлих чи овальних електронно-щільних утворень, зв'язаних з мембранами клітинних органел та цитоплазматичною мембраною. Такі утворення мали розмір 0.05–0.1 мкм; їхня локалізація та розмір нагадують типові кальцієві сайти, які утворюються в рослинних та тваринних клітинах при стресі та порушеннях кальцієвого транспорту через плазматичну мембрану [7, 8]. До того ж, клітини кори та ксилеми у зоні кореневих волосків були частково зруйновані.

3.3 Політний варіант, неінфіковані проростки

В умовах мікрогравітації середня довжина коренів проростків (9.3 ± 1.4 см) достовірно не відрізнялась від такої у проростків наземного контролю. Не виявлено змін у структурі клітин меристеми та зони корневих волосків в порівнянні із наземним контролем. На відміну від рослин наземного контролю в клітинах статенхіми колу мели — статоцитах при відсутності гравітаційного вектора амілопласти розміщувалися майже рівномірно по всій клітині, а не у дистальній частині, як у контролі.

Таблиця 1. Доля клітин шести добових проростків сої вражених патогеном *P. sojae*

Частина кореня	Частка клітин (%), уражених патогеном, у проростків сої, які росли шість днів у різних умовах*	
	Наземний контроль	Мікрогравітація
Колумела	0	34
Меристема	0	33
Зона розтягу		
епідерміс	0	21
кора	0	22
Зона корневих волосків		
епідерміс	4	4
екзодерміс	0**	0**
кора	13	100
флоема	9	100
ксилема	5	50

* – Процент гіф патогена, які виявлені як у клітинах, так і міжклітинниках інфікованих тканин. Для підрахунку брали по 50-100 клітин кожної зони кореня з чотирьох проростків кожного варіанта.

** – Клітини екзодермісу коренів сої були зруйновані, але клітин патогена не виявлено.

3.4 – Політний варіант, інфіковані проростки

В умовах мікрогравітації головний корінь всіх проростків мав ознаки інфікування — темно-бурі плями розміром 2—5 мм в діаметрі. Середня довжина коренів (8.3 ± 0.8 см) достовірно відрізнялась від такої у проростків наземного інфікованого контролю. Процент інфікованих клітин достовірно збільшувався в умовах мікрогравітації (табл. 1). Найчутливішою до інфікування патогеном виявилася, як і в контролі, зона корневих волосків. Клітини меристеми, кори та ксилеми були повністю зруйновані; цитоплазматичні органели і ядро відсутні, клітинна оболонка сильно потоншувалася або ж повністю руйнувалася; спостерігалися лише залишки везикулярних мембранних та гранулярних структур. В зруйнованих клітинах та у міжклітинниках були присутні гіфи або гаусторії гриба.

Припускається, що причиною посилення проникнення патогена в рослинні клітини в умовах мікрогравітації може бути зміна структури та міцності клітинних оболонок проростків сої. Раніше встановлено, що мікрогравітація викликає у багатьох рослин потоншення та розпушення клітинних оболонок, а також зміну їхнього складу [6, 9], в першу чергу зниження вмісту целюлози та лігніну. Це може полегшувати патогену долати перший бар'єр щодо ураження клітин. З іншого боку, в умовах мікрогравітації відбувається прискорене ділення клітин патогена, бо відомо, що мікроорганізми, у тому числі і мікроскопічні гриби, швидко розмножуються в умовах мікрогравітації [4, 5]. Питання про клітинні та молекулярні механізми прискореного вторгнення патогена *P. sojae* у клітини коренів сої поки лишається відкритим і вимагає подальшого вирішення.

Автор висловлює щирю подяку проф. Кордюм Є. Л. (Київ, Інститут ботаніки НАНУ), проф. Ліч Дж. та асистенту Марієтті Ріба-Вайт (Канзаський університет, США) за підтримку.

1. Naammond-Kosack K., Jones J. D. G. Response to plant pathology//*Biochemistry and Molecular Biology*/ Eds B. Buchanan, W. Gruissem and R. Jones, Amer. Soc. of Plant Physiologists, Rockville, Maryland, 2001, pp. 1102–1156.
2. Максимов И., Смирнова М., Сидорова О. Влияние полета на содержание микрофлоры в экосистеме водоросль-бактерия-рыбы на биоспутнике “Космос-1887”//*Результаты исследований на биоспутниках*. — М.: Наука, 1992, с. 394–402.
3. Лукин А., Парфенов Г. Генетические эксперименты с *Bacillus subtilis*//*Биологические исследования на биоспутниках «Космос»*, — М.: Наука, 1979, с.214–219.
4. Kazuki H. Microflora investigation experiment//*Biological Sciences in Space*, v. 15, Supplement, 2001, p.190.
5. Kazuki H., Tsutomu S., Takeo O., et al., Inhibition in a microgravity environment of the recovery of *Escherichia coli* cells damaged by heavy ion beams during the NASDA ISS Phase I program of NASA Shuttle/Mir Mission N6//*Biological Sciences in Space*, v. 15, Supplement, 2001, p.183–188.
6. Nedukha E. Effects of microgravity on the structure and function of plant cell walls//*International Rev of Cytology*, 1996, v. 170, p. 39–77.
7. Leshem G. Ca²⁺ and intermolecular bridging of membranal phospholipids and proteins//*The Metabolism, Structure and Function of Plant Lipids*. New York: Plenum Press, 1987, p. 225–227.
8. Roux S., Slocum R. D. Role of calcium in mediating cellular functions important for growth and development in higher plants. *Calcium and Cell Function*. — NY, London: Acad. Press, 1982, v. 3, p. 409–453.
9. Cowles J., LeMay R., Jahns G., et al. Lignification in young plant seedlings grown on earth and aboard the space shuttle//*Plant cell wall Polymers: Biogenesis & Biodegradation*/Ed by Lewis N. and Paice M. — American Chemical Society, Washington, Dc, U.S.A. pp. 203–213.

ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕЛИОПРОГНОЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛЕЧЕБНО-ПРОФИЛАКТИЧЕСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ

Сорокин А. Ф.¹, Сорокин А. А.¹, Цюх А. М.², Власенко В. П.²

¹ Научно-производственное предприятие СТ "ТИАМАС", Евпатория

² Центр приема научной информации, НКА Украины, Евпатория-19, АР Крым

Рассмотрены возможности гелиопрогноза эффективности лечебно-профилактической деятельности. Приведены принципы построения новых прогностических моделей, использующие информацию о радиовсплесках Солнца, солнечном ветре, числе солнечных протонных событий и т. д. Рассмотрено применение новых математических методов обработки и анализа базы данных медстатистики с результатами измерения солнечной активности.

1. Введение

Необходимость изучения солнечно-земных связей как системы прямых или опосредованных цепочек явлений в гелиосфере, отражающихся в геосфере и на состоянии здоровья людей, в настоящее время не вызывает сомнения.

Впервые доказанные количественно А. Л. Чижевским в 1915 году корреляции периодически возникающих вспышек солнцедетельности с развитием эпидемий были достаточно быстро обнаружены во многих аспектах человеческой жизни. За основной критерий, определяющий солнечную активность, был выбран ряд чисел Вольфа – сумма количества пятен на поверхности Солнца и удесятеренного числа групп пятен.

2. Основная часть

Характерные примеры некоторых корреляционных зависимостей, полученных на первом этапе исследований, показывающие особенности их проявления, вынесены на рис. 1.

На первой горизонтали даны значения чисел Вольфа, усредненные за 27-дневный цикл, соответствующий одному обороту Солнца вокруг оси (среднее по экваториальной плоскости). На линии 2 приведена кривая смертности в России с 1876 по 1924 гг. (отклонение смертности от параболы) в относительных единицах [1]. На следующих линиях приведена динамика заболеваемости клещевым энцефалитом: 3 — в Приморском крае; 4 — в Свердловской области; 5 — в Хабаровском крае [2]. На линии 6 показана зависимость заболеваемости дифтерией от солнечной активности.

Последняя кривая взаимозависимости интересна тем, что на ее примере при дальнейшем детальном изучении характера корреляционных отношений показано, что изменение интенсивности метохроматизма дифтероидных коринебактерий на несколько часов и даже суток предваряют инструментальные данные, полученные геофизиками [3].

Из приведенных примеров видно, что эффект проявлений солнечной активности имеет явно региональный характер (кривые заболеваемости клещевым энцефалитом),

характеризуется достаточно заметными и вариативными временными задержками относительно пиков солнечной активности, коррелирующий параметр не всегда очевиден, коэффициенты корреляции невелики. Это связано, в первую очередь, с многопараметричностью задачи и невозможностью описания всей совокупности явлений на Солнце и в геосфере одним параметром.

Несмотря на то, что использование гелиопрогнозов для профилактики осложненных заболеваний, в основном сердечно-сосудистой системы, предотвратила катастрофический исход для многих людей [4], невысокая предсказательность чисел Вольфа заставила искать новые подходы к созданию прогностической модели влияния солнечной активности на среду обитания и организм человека. Например, сопоставление количества лейкопений с флуктуациями радиоизлучения Солнца показало, что можно существенно повысить точность прогноза, используя данные о радиовсплесках, сопровождающие хромосферные вспышки [5]. Расширение базы данных медстатистики и о солнцедельности с процессами энергомассопереноса на трассе Солнце – Земля позволяет возобновить попытки создания новых и уточнения известных профилактических методик лечебной деятельности. Это связано с интенсификацией исследований межпланетного пространства и солнечного ветра специализированными "солнечными" спутниками (SOHO, Polar, Интербол и др.), наземными радио-, оптическими и ядерно-физическими установками [6]. Во многих странах функционируют центры специального контроля, регистрирующие около 200 параметров окружающей среды. Кроме того, в последнее время развит мощный математический аппарат статистических и корреляционных исследований, ставший ординарным инструментом в связи с повсеместным внедрением персональных компьютеров.

Возможность обработки огромных массивов физических параметров и данных медстатистики позволяет рассматривать все возможные каналы воздействия Солнца на экосферу и живые организмы. Развитие информационных технологий и в первую очередь сети Интернет делает такие исследования доступными для любых научных учреждений.

На рис. 2 показаны наиболее существенные каналы энергомассопереноса и способы их изучения.

При любой флуктуации на поверхности Солнца информация о ней поступает на Землю через электромагнитные излучения — оптическое, радио, гамма и рентгеновское (время прохождения 8 минут). Появление новых структур на Солнце, кроме того, обычно сопровождается выбросами массы — протоны, электроны, тяжелые атомы и ионы, образующие солнечный ветер. Очевидно, что как всплески излучения, так и солнечный ветер вносят вклад в явления, происходящие в геосфере только в том случае, когда вектор их скорости направлен на Землю или проецируется на орбиту Земли. В этом смысле числа Вольфа, как и другие интегральные параметры, являясь характеристиками всей поверхности Солнца, несут явно избыточную информацию, затрудняющую выявление корреляций. Поэтому сейчас развиваются исследования солнечных

структур и межпланетных плазменных образований, ориентированных на Землю. Наблюдается радиоизлучение Солнца и плазмоедов (1, рис. 2) с высоким пространственным разрешением [7]. Для этого используются большие радио- (2, рис. 2) и оптические телескопы. Параметры межпланетной плазмы определяются по ослаблению излучения естественных галактических радиоисточников (S) и радиолокационным способом (3). Воздействие излучений на магнитосферу Земли и геосферу изучается по шумам ионосферы и по потокам частиц попадающих на Землю и регистрируемых ядерно-физическими методами.

Эта база данных анализируется и сравнивается с аналогичной базой данных мед-статистики с помощью аппарата математического анализа. Фрактальными методами определяются периоды масштабной шкалы времени, при которой проявляются свойства подобия по количеству и качеству анализируемых данных. Кластерным анализом проводится их группировка. Вейвлет-преобразования позволяют получить картину эволюции спектра мощности (скалограммы) во времени. Вейвлет-анализ различных реализаций авторегрессионной модели второго порядка подобранной базы данных позволяет выявить число случайных колебаний в сравнении с реальным рядом. Проведение таких исследований создаст основу для построения моделей прогноза эффективности лечебной деятельности и профилактических мероприятий.

Так, применение методов математической статистики к данным Института нейрохирургии АМН Украины выявило несомненную связь послеоперационной смертности с солнечными вспышками – рис. 3. Кривая (а) на этом рисунке описывает изменение числа Вольфа, а кривая (б) – послеоперационную смертность в период с 1989 по 1997 гг. [8]. Явно заметна слабая корреляция этих событий даже без статистической обработки.

Для более четкого выявления корреляций нами использовались данные только о двух параметрах солнечной активности: числе солнечных протонных событий (СПС) и интенсивности радиозумов Солнца за этот же период [9]. При СПС число быстрых протонов у поверхности Земли возрастает до сотен и тысяч процентов по отношению к потоку галактических космических лучей (самое мощное СПС, когда поток возрос более чем 4500 %, наблюдалось 23 февраля 1956 г.). Длительность таких событий от нескольких часов до нескольких суток. На рис. 1 (линия 1) наиболее мощные СПС отмечены вертикальными линиями.

Кроме этого "быстрого" компонента на магнитосферу Земли налетает плазма солнечного ветра. Накопленные в ловушках внутреннего радиационного пояса Земли электроны высыпаются из них, создавая характерные шумы в радиодиапазоне [10].

Эти два явления свидетельствуют о том, что перестройка структуры поверхности Солнца, характеризуемая числами Вольфа, создала канал энергомассопереноса, направленный на Землю. Этот факт учитывался введением поправочных коэффициентов (статистических весов) к числам Вольфа, пропорциональных интенсивности и количеству событий за период усреднения (27 суток). Данные о потоках солнечных протонов

и радиошумах собраны по сети Internet. Зависимость исправленных таким образом чисел Вольфа отражена кривой (г). Видно, что кривая послеоперационной смертности (б) почти полностью повторяет кривую солнечной активности. В то же время, частота встречаемости бронхоальвеолярного рака [11] кривая (в), также коррелирующая с кривой солнечной активности, имеет явно выраженную временную задержку ($t \approx 3$ года), что требует дополнительных исследований и осмысления с привлечением более широкого круга других параметров.

К сожалению, пока недостаточно данных медицинской статистики по этим вопросам (мощность множеств порядка 10^4), однако приведенные факты уже необходимо учитывать при назначении дат проведения операций и диагностических мероприятий.

Следует отметить, что на рассмотренный период времени приходится пик экономического, социального и психологического кризиса в Украине. Тем не менее, даже с учетом этих факторов наблюдаются явные проявления солнечно-земных связей, что еще раз подчеркивает важность учета гелиозависимостей в медицинской практике.

К настоящему времени такие исследования проводятся спорадически, усилиями энтузиастов. Тем не менее, достигнутые результаты достаточно впечатляющие. Так, показано, что если на четырехнедельный возраст эмбриона человека попадает период солнечной активности, характеризующийся числами Вольфа свыше 120, вероятность патологий связанных с поражением мозга существенно возрастает (исследован и проанализирован 60-летний банк данных психиатрических клиник Германии [12]).

Несомненно, что эти и другие данные должны стать достоянием общественности и широко внедряться в медицинскую практику в рамках Государственной программы "Здоровье человека". Выявление медико-биологических параметров, коррелирующих с солнечной активностью на макроуровне, позволит существенно сузить область исследования подобных корреляций на клеточном уровне.

В настоящее время проводятся исследования влияния на организм человека уже перечисленных и других геопроявлений, таких как: инфразвуковые колебания, возникающие при локальном перегреве атмосферы под действием солнечных вспышек, магнитных бурь, колебаний содержания аэроионов в атмосфере и т. д. Используется огромный банк данных Украинского института детской педиатрии и курортологии МЗ Украины по процессам адаптации, реадaptации, метео- и бальнеореакций в зависимости от географических, региональных и сезонных факторов.

Авторы надеются на деятельное участие широкого круга специалистов-медиков в решении задач создания прогностических моделей лечения и профилактики заболеваний.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Государственного Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 02.07/002.92).

1. Чижевский А. Л. . *Земное эхо солнечных бурь*. – М.: Мысль, 1973.
2. Ягодинский В. Н., Александров Ю. В. *Эпидемия и солнечная активность*. – Рига: Зинатне, 1967, с.71.
3. Горсиков М. М., Давыдов М. Г. *Эффект Чижевского – Вельховера // Солнце, электричество, жизнь*. – М. МОИП, 1972, с.52.
4. Субботин Н. Я., Шунько Е. П. *Основы гелиобиологии* – Новосибирск, 1977, с.17.
5. Цимахович Н. П. *Прогностическое значение радиослужбы Солнца // Солнце, электричество, жизнь*. –М. МОИП, 1972, с.25.
6. Сорокин А. Ф., Томилин Ю. Г., Цюх А.М. *Проект "Корона" // Матер. конф. «Солнечная активность и внутреннее строение Солнца»*. Научный, 2001. с.4.
7. Сорокин А. Ф., Власенко В. П. *Способ прецизионного измерения координат и вектора скорости отражающего объекта // Патент Украины № 42195А от 15.10.2001. Бюл.№ 9. Приоритет от 19.10.2000*.
8. Зозуля Ю. П. *Нейрохірургія на межі століть // Журн. АМН України, т.4, 3, 1998, с.452*.
9. Маслов В. И., Нестерук В. Н., Сорокин А. Ф., и др. *Исследование проявлений солнечной активности в процессах энерго-массо-переноса // Сб. тр. 7-й Междунар. конф. «Системный анализ и управление космическими комплексами»*. Евпатория, 2002, с.43.
10. Карташев В. М., Лазарев А. В., Сорока Д. В., Шматко Е. С. *Всплески синхротронного радиоизлучения электронов, выпадающих из внутреннего радиационного пояса Земли // Радиофизика и радиоастрономия. 1997, т.2, № 2, с. 165-174*.
11. Опанасенко Н. С. *Особенности клиники, трудности диагностики и лечения бронхоальвеолярного рака // Журн. АМН України, 1998, т.4, в.4, с.719*.
12. Григорьев П. Е. *Космофизические факторы эмбриогенеза человека // Матер. конф. «Солнечная активность и внутреннее строение Солнца»*. Научный, 2001, с.6.

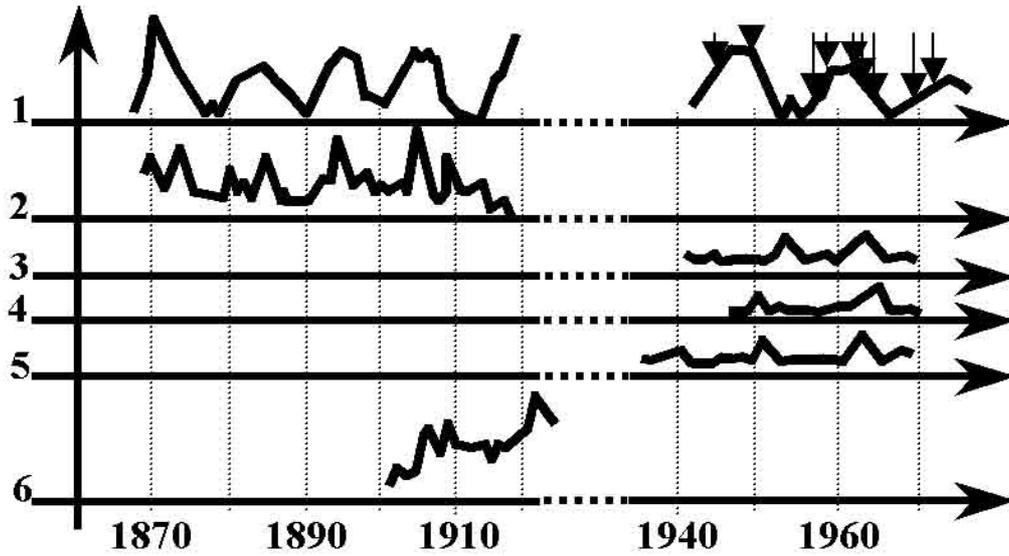


Рис. 1. Характерные примеры некоторых корреляционных зависимостей между вспышками солнечной деятельности и развитием эпидемий

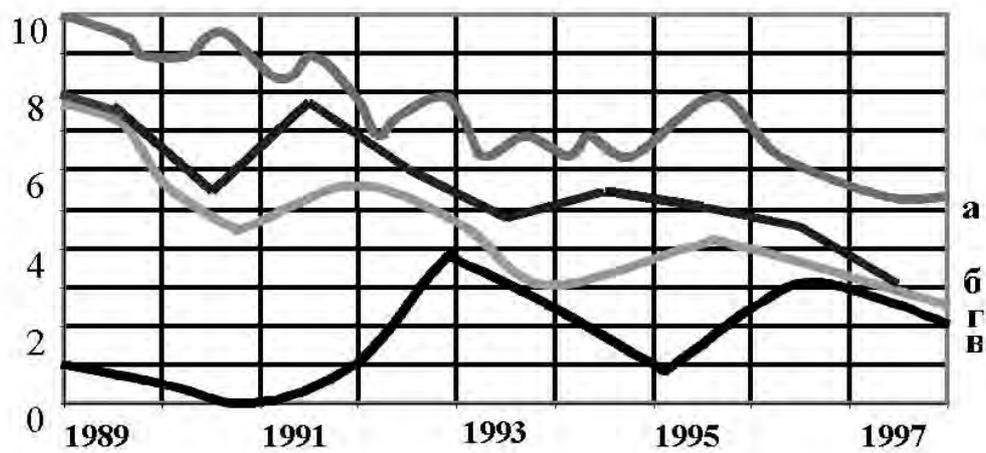


Рис. 3. Связь послеоперационной смертности с солнечными вспышками

НОВАЯ МЕДИЦИНСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРАЙНЕ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ЭКСПРЕСС-КОНТРОЛЯ И КОРРЕКЦИИ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ КОСМОНАВТОВ

Яцененко А. Г., Заболотный П. И., Гринюк В. А.

Институт технической механики НАН и НКАУ, Днепрпетровск

Учитывая значительное количество и интенсивность различных неблагоприятных стресс-факторов в период предстартовой подготовки и во время космического полета, приводящих к снижению резистентности организма космонавтов, возникает необходимость дальнейшей разработки новых эффективных средств и методов повышения стойкости организма к отрицательному влиянию окружающей среды. При этом актуальной задачей является объективная оценка с учетом конкретной специфики психофизиологического состояния обследуемого и его соответствия профессиональной деятельности вообще, а также разработка эффективной методики воздействия, обеспечивающего необходимую экспресс-коррекцию временных отклонений функционального состояния от индивидуальной нормы.

Развитие методов системного подхода в медицинской диагностике и методов немедикаментозного воздействия, с одной стороны, и развитие методов радиоэлектроники, теории управления и информационных компьютерных технологий — с другой, делает возможным решение задачи диагностики, оценки и экспресс-коррекции функционального состояния организма человека в режиме, приближенном к реальному времени. Современные мобильные сетевые компьютерные информационные технологии уже позволяют осуществлять обмен данными и их количественную обработку для любого количества пользователей и в любом объеме независимо от их местонахождения.

Проблема контроля, оценки и коррекции функционального состояния организма космонавта в период предстартовой подготовки и во время космического полета может рассматриваться как один из специфических вариантов более широкой задачи обеспечения деятельности специалистов операторского профиля, функционирующих в качестве одного из основных управляющих "узлов" в сложных технических системах и устройствах. Существенное влияние на характеристики такой деятельности оказывают физиологические, психические и эмоциональные факторы, физическая и умственная усталость оператора. Экспериментальные исследования показали, что на измерительных шкалах оценки приспособительных реакций организма наблюдается область оптимума, в пределах которого эти реакции становятся наиболее адекватными и эффективными.

Для оптимизации профилактических мероприятий функционального состояния операторов сейчас используют диагностические системы, которые контролируют изменения разных электрофизических параметров человеческого организма (электропро-

водность, потенциал, температура). Однако эти стандартные методики имеют серьезные недостатки в связи с тем, что они дают информацию только о состоянии гуморальной среды органа или системы и совсем не позволяют делать заключения о наиболее вероятных процессах внутри клеток и на их мембранах, либо фиксируют процессы, которые уже проявились на уровне органов. Кроме того, в этих устройствах используются зондирующие сигналы, по своему уровню значительно превышающие уровень собственных сигналов [1-4], что приводит к формированию ответных реакций организма на сам процесс диагностики и снижает объективность получаемой информации.

Исходя из этого, становится ясно, что нужны новые методики измерения электрофизических параметров с возможностью объективизации процессов как в клеточных и межклеточных структурах, так и межсистемных взаимодействий всего организма.

С учетом вышеприведенных недостатков в ИТМ НАНУ и НКА Украины сформирован и частично реализован аппаратно (аппараты серии «Рамед-эксперт») новый подход к диагностике в рамках новой медицинской технологии, который заключается в получении методом пунктурной электрометрии принципиально новых биофизических параметров, характеризующих явления на уровне клеточных и межклеточных структур организма человека. В качестве зондирующего сигнала используется переменный ток со следующим минимально возможным значением параметров: напряжение не более 100 мВ и ток не более 1 мкА.

В качестве основных параметров для объективизации биофизических процессов в организме космонавта выбраны активная и реактивная составляющие комплексной проводимости, измеряемые в определенных точках (как правило, это биологически активные точки и зоны). В результате многолетних наблюдений и сопоставления данных измерения с другими различными методами диагностики, а также в рамках предложенной нами биофизической модели было выявлено, что активная составляющая комплексной проводимости хорошо коррелирует с состоянием внеклеточных жидких сред, а реактивная — с состоянием внутриклеточных и мембранных структур.

Эти параметры позволяют более объективно оценить различные аспекты функционального состояния операторов, сделать оперативный прогноз и выработать стратегию и тактику экспресс коррекции временных отклонений функционального состояния космонавта от индивидуальной нормы.

Одновременное измерение новых параметров позволяет не только получить качественно новые данные о нелинейности биофизических процессов в организме человека на локальном уровне, но и дать оценку общих нарушений гомеостаза в организме обследуемого.

Нелинейность отклика различных систем организма человека на различные по интенсивности возмущающие воздействия влечет за собой возможность формирования выраженных ответных реакций на слабые и сверхслабые раздражители. Ответные реакции могут приводить к синхронизации либо десинхронизации обменных процессов на самых разных уровнях системной организации организма и зависят как от силы и

особенностей возмущения, так и от исходного состояния организма. Это проявляется, в том числе, и в различном характере изменения активной и реактивной составляющей комплексной проводимости в ответ на воздействие электромагнитных полей КВЧ-диапазона.

Новый подход в диагностике функционального состояния космонавтов может позволить еще в период предстартовой подготовки не только выявлять характер индивидуальных изменений на клеточном и внеклеточном уровне, в ответ на различные внешние раздражители (в том числе и эталонные), но и использовать эти данные в качестве управляющих параметров для корректирующего воздействия во время космического полета.

Особенность нового подхода к экспресс-коррекции временных отклонений функционального состояния от индивидуальной нормы заключается в возможности восстановления разбалансированного (искаженного) энергоинформационного гомеостаза в организме человека через восстановление нарушенной структуры информационных сигналов с помощью электромагнитных волн крайне высокочастотного (КВЧ) диапазона путем соответствующей системы аппликации малогабаритных излучателей на биологически активные точки (БАТ). Для чего используются с малогабаритными излучателями, которые одновременно воздействуют на 6 и более точек на поверхности тела оператора.

Пунктурное КВЧ-воздействие позволяет провести необходимую коррекцию функционального состояния в направлении середины диапазона устойчивости, создавая при этом необходимые условия для формирования антистрессорных реакций и тем самым снижая риск экстремальной ситуации, в которой работает оператор.

Таким образом, реализация нового принципа контроля и внешнего управления позволяет в определенных условиях обеспечивать функциональный гомеостаз и работать с малой ошибкой регулирования в системе с обратной связью и не дает (в нормальных условиях) функциональным отклонениям перейти в органические нарушения.

1. Самосюк И. З., Лысенюк В. П. Акупунктура. Киев – Москва // Украинская энциклопедия, АСТ – ПРЕСС, 1994. – 541с.
2. Самохин А. В., Готовский Ю. В. Практическая электропунктура по методу Р. Фолля. – М.:ИМЕДИС, 1997. – 672с.
3. Ремизов А. Н. Медицинская и биологическая физика. – М.: Высшая школа, 1996. – 608 с.
4. Самохин А. В., Готовский Ю. В. Электропунктурная диагностика и терапия по методу Р. Фолля. – М.: ИМЕДИС, 1995. – 448 с.

УСИЛЕНИЕ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ОСТЕОКЛАСТОВ У КРЫС В УСЛОВИЯХ ДЕФИЦИТА ОПОРНОЙ НАГРУЗКИ

Полковенко О. В.

Институт зоологии им. И.И.Шмальгаузена НАН Украины, Киев

Исследованы особенности резорбции в губчатом веществе бедренных костей крыс в условиях моделированной гипокинезии (модель "вывешивание", продолжительностью 3-4 недели), а также в космических опытах, проведенных на борту американской станции SLS-2 (продолжительность полета - 2 недели). Выявлено, что в условиях сниженной опорной нагрузки резорбция кости происходит за счет усиления активности остеокластов. Установлено появление "гигантских остеокластов" с повышенной функциональной активностью. В условиях невесомости количество "гигантских остеокластов" больше чем при моделированной гипокинезии. Для контрольных животных наличие подобных клеток нехарактерно.

1. Введение

Как известно, организм животных и человека чрезвычайно чувствителен к изменению факторов окружающей среды, и в частности гравитации. Основной мишенью действия гравитации является опорно-двигательная система и, прежде всего, костная ткань. Так, при исследовании трех космонавтов до и после полета на станции "Мир" было обнаружено значительное увеличение костной резорбции, которое косвенно подтверждается выделением коллагена с мочой, и возможно, связано со снижением скорости формирования кости [1]. В экспериментах на крысах и нечеловекообразных обезьянах установлено снижение интенсивности остеопластических процессов в костях, особенно в губчатой кости, снижение ее удельного объема [2]. Отмечено усиление резорбции в метафизах бедренной кости крыс, которые находились на биоспутнике «Бион-9» и станции SLS-2, а также в подвздошной кости обезьян («Бион-11») [3, 4].

Совместные российско-американские исследования показали, что у космонавтов снижается масса костей нижних отделов позвоночника и бедер примерно на 1 % за каждый месяц полета.

Снижение костной массы в условиях космического полета наиболее выражено в нижних отделах костного скелета. Однако вопрос о том, происходит ли в условиях дефицита механической нагрузки, а именно - длительной гипокинезии и микрогравитации усиление резорбции кости, и каковы ее механизмы, остается дискуссионным. Одни исследователи утверждают, что потеря костной массы наблюдается за счет уменьшения интенсивности процессов формирования кости, при этом активность остеокластов остается неизменной [5–8]. По данным Новикова [9] при функциональной разгрузке бедренной кости крыс в возрасте 2.5 мес., а также после космического полета (продолжительностью 19.5 сут) отмечалось усиление остеокластической резорбции без снижения интенсивности процессов формирования кости. Другие авторы считают, что потеря костной массы происходит за счет увеличения интенсивности процессов остео-

кластической резорбции [2] вместе со снижением интенсивности процессов формирования кости [10].

В экспериментах по моделированной гипокинезии на взрослых собаках с использованием иммобилизации продолжительностью 6 мес. было показано, что в этом случае также происходит потеря костной массы и масса костей не возвращается к норме и через 12 мес после снятия иммобилизации [11].

Кроме того, сравнивая гистоморфометрические данные по влиянию 7-дневного космического полета («Биокосмос-1667») с 7-дневным экспериментом по подвешиванию крыс, Вико с соавторами выяснили, что потеря костной массы и в первичной, и во вторичной губчатой ткани была большей в космосе, чем при моделированной разгрузке. Костная резорбция оставалась неизменной в космосе, но у подвешенных крыс значительно увеличилась. Эти данные свидетельствуют о том, что механизмы потери костной массы не совсем идентичны в космосе та в наземных экспериментах по подвешиванию и требуют дальнейших исследований для их познания [12].

Цель нашего исследования - изучение особенностей резорбции в губчатом веществе бедренных костей у крыс с моделированием гипокинезии (модель "вывешивание", продолжительностью 4 недели), а также в космических опытах, проведенных на борту американской станции SLS-2 (продолжительность полета - 2 недели). Исследования проводились в рамках международного научного сотрудничества специалистов Института зоологии НАНУ (отдел цитологии и гистогенеза) и ГНЦ - Института медико-биологических проблем РАН (Москва, Россия).

2. Материал и методы

Материалом служили бедренные кости крыс. Биообразцы фиксировали в 2 % глютаральдегиде с добавлением 1.5 % параформальдегида на фосфатном буфере, рН 7.2 в течение 24 часов.

Затем образцы промывали в 70 % этаноле, кусочки кости дофиксировались в 1 % растворе OsO₄, обезвоживались в этаноле и заключались в аралдит. Ультратонкие срезы окрашивали по Рейнольдсу и исследовали в электронном микроскопе TESLA-BC-500 (Чехия).

3. Результаты исследования и обсуждение

В губчатой кости крыс, пребывавших на борту американской станции SLS-2, а также участвовавших в эксперименте с моделированием гипокинезии (модель "вывешивание"), наблюдались участки резорбции костного матрикса, которая происходит с участием остеокластов. В минерализованном костном матриксе также видны участки деминерализации. Остеокласты образуют группы клеток. В популяции типичных остеокластов появляются "гигантские остеокласты" (рис. 1). Они имеют 5–6 ядер на ультратонких срезах (рис. 2). Ядрышки четко видны, часто выявляются возле ядерной мембраны. В цитоплазме есть многочисленные вакуоли, хорошо видимые на электронограммах, которые переваривают фагоцитированный выростами "щеточной каемки" ми-

нерализованный костный матрикс (рис. 3, 4). Структура ядрышек свидетельствует о высокой интенсивности синтеза рРНК, что характерно для остеокластов с высокой степенью функциональной активности.

Сильно развитая клеточная периферия "гигантских" остеокластов свидетельствует об их повышенной активности в зонах резорбции. "Светлая зона" содержит мелкофибрилярный компонент, и за счет микрофиламентов прочно удерживает остеокласт на поверхности кости, а хорошо развитая "щеточная каемка" своими выростами внедряется в костный матрикс (рис. 3).

Известно, что расщепление минерализованного костного матрикса в зоне "щеточной каемки" остеокласта происходит за счет экзоцитоза гидролаз и оксикислот. С помощью выростов "щеточной каемки" в зонах резорбции кости имеет место захват остеокластами остеогенных клеток. Остеобласты оказываются окруженными цитоплазмой остеокласта, но при этом остеогенная клетка не разрушается. В дальнейшем остеокласты внедряются в остеоцитрные лакуны периферической частью цитоплазмы и растворяют минеральное вещество, которое окружает остеоцит. Такие явления наблюдаются как в норме, так и в условиях микрогравитации [13].

Следует отметить, что "гигантские" остеокласты в образцах кости, взятых у крыс, пребывавших в космосе, встречаются чаще, чем у крыс из опыта с моделированием гипокинезии. Для контрольных животных наличие подобных "гигантских" остеокластов нехарактерно. То есть следует полагать, что в условиях космического полета наиболее выражены повышенная функциональная активность остеокластов и усиленная остеокластическая резорбция кости.

По краям минерализованного костного матрикса в некоторых зонах резорбции обнаружено наличие "бахромы" из утративших кристаллы коллагеновых фибрилл.

Поверхностные участки минерализованной кости могут распадаться на растворяющиеся впоследствии кристаллические конгломераты. Таким образом, обнажается органический компонент кости, который потом разрушается. Выявление между кристаллическими конгломератами клеточного детрита свидетельствует о происходящей здесь деструкции остеогенных клеток.

4. Выводы

В результате исследования были изучены особенности резорбции в губчатом веществе бедренных костей крыс в условиях моделированной гипокинезии (модель "вывешивание", продолжительностью 3–4 недели), а также в космических опытах, проведенных на борту американской станции SLS-2 (продолжительность полета — 2 недели). Выявлено, что резорбция костной ткани при снижении опорной нагрузки может осуществляться за счет усиления функциональной активности остеокластов (выявлены "гигантские" остеокласты). В условиях невесомости количество "гигантские остеокласты" встречаются чаще, чем при моделированной гипокинезии. Для контрольных животных наличие подобных клеток нехарактерно.

1. Smith C. L. Receptor countermeasures to microgravity induced bone loss. *Bioastronautics Investigators' Workshop, Abstract Volume 2001*; USA, Houston: p. 84.
2. [Дурнова Г. Н., Ильина-Какуева Е. И., Морей-Холтон Э. и др. Гистоморфометрический анализ костей крыс после полета на SLS-1 // *Космич. Биология и Авиакосмич. Медицина.*, **28**, 1994, №1. с. 18-20.
3. Родионова Н. В., Оганов В. С., Бакулин А. В. Морфофункциональные изменения в клетках костной ткани при невесомости. Биоспутники «Космос»; *Тезисы Междун. Конф. М.*, 1991. с. 105-106.
4. Rodionova N. V., Shevel I. M., Oganov V. S., et al. Bone ultrastructural changes in BION-11 rhesus monkeys // *J. of Gravit. Physiol.*, vol. **7**, 2000, , №1. pp. 157-161.
5. Vico L., Chappard D., Alexandre C., et al. Effects of weightlessness on bone mass and osteoclast number in pregnant rats after a five-day spaceflight (COSMOS 1514) // *Am. J. Physiol* 1987; vol. **8(2)**, pp. 95-103
6. Vico L., Chappard D., Palle S. Trabecular bone remodeling after seven days of weightlessness exposure,) // *Am. J. Physiol.*, vol. **6**, 1988. pp. 243-247.
7. Collet P., Uebelhart D., Vico L., et al. Effects of 1- and 6-month spaceflight on bone mass and biochemistry in two humans // *Bone* vol. **20(6)**, 1997, pp.547-551.
8. Jee W. S., Wronski T. J., Morey E. R., Kimmel D. B. Effects of spaceflight on trabecular bone in rats // *Am J Physiol* , vol. **244(3)**, 1983, pp. 310-314.
9. Новиков В. Е. Возрастные особенности реакции костной ткани крыс в условиях функциональной разгрузки опорно-двигательного аппарата. Автореф. дисс. М., 1989.
10. Parfitt A. M. Bone effects of space flight: analysis by quantum concept of bone remodelling // *Acta Astronaut*, vol. **8(9-10)**, 1981, pp.1083-90.
11. Schaffler M. B., Jepsen K. J., and Bloom T. Adult cortical bone recovers from long term disuse osteoporosis by changing its architecture. *Bioastronautics Investigators' Workshop, Abstract Volume 2001*; USA, Houston: p. 92..
12. Vico L., Chappard D., Palle S., et al. Trabecular bone remodeling after seven days of weightlessness exposure (BIOCOSMOS 1667) // *Am J Physiol* 1988 vol **2 (2)** p. 243-247.
13. Rodionova N. V. Functional Morphology of the cells in osteogenesis, (Monography in Russian) Kiev, Naukova Dumka, 1989. 192 p.

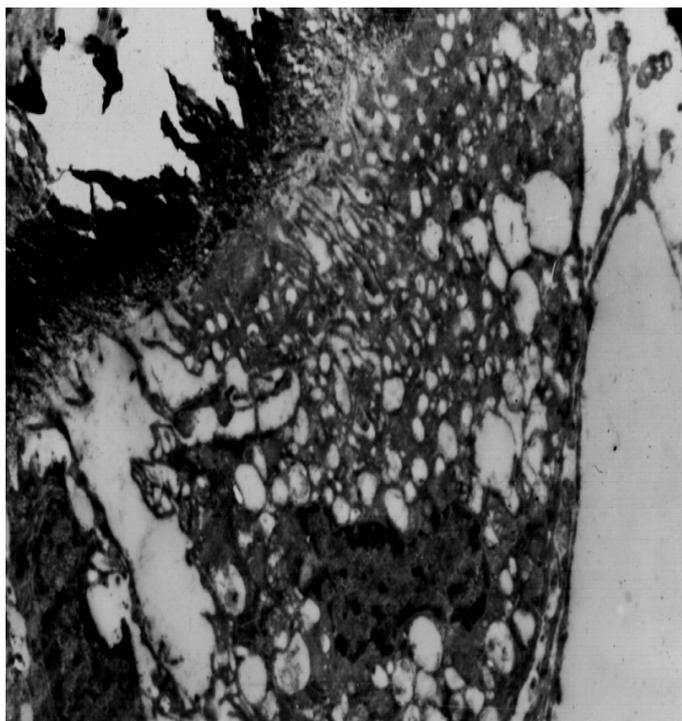


Рис. 1. Фрагмент "гигантского" остеокласта. Полет. Электронограмма x1800

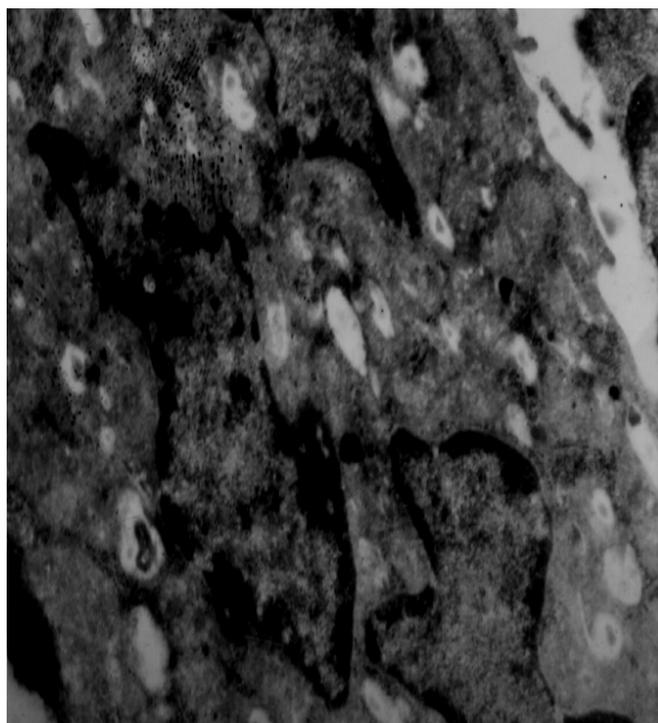


Рис. 2. Фрагмент остеокласта с несколькими ядрами. Полет. Электронограмма x4800

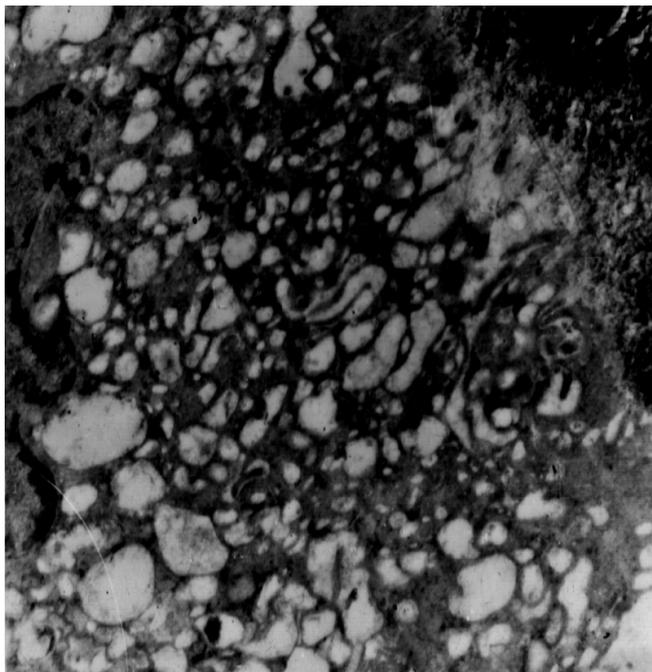


Рис. 3. Фрагмент "щеточной каемки" остеокласта. Полет. Электронограмма x4000

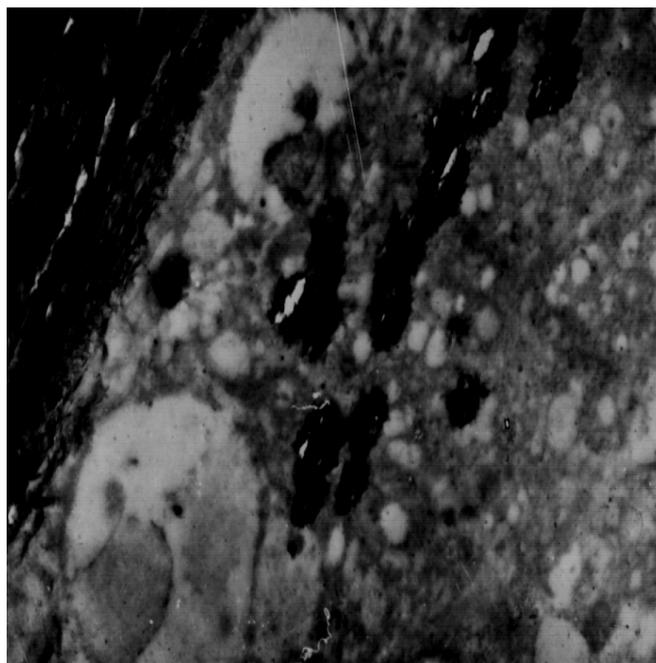


Рис. 4. асщепление костного матрикса в цитофагосомах. Полет. Электронограмма x4800

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ВЫВЕДЕНИЯ В КОСМОС И СПУСКА НА ЗЕМЛЮ АППАРАТА С МАЛЫМИ ПЕРЕГРУЗКАМИ

Нерус М. А.

ГосХНИКЦ «Вектор» НАН Украины, Киев, Украина

Хозяйственное освоение космического пространства на современном этапе развития человечества является необходимостью.

Многие отрасли электроники, лазерной техники, медицины не могут обойтись без новых сверхчистых материалов, которые можно получить только в условиях космоса. А таких материалов надо достаточно много. Только полупроводниковых материалов для электроники уже сегодня надо не менее 40 тысяч тонн. Со временем спрос на совершенные материалы полученные в условиях микрогравитации и космического вакуума будет расти.

Небольшие орбитальные станции типа «Мир» или «МАКС» не могут решить хозяйственных проблем. При массе орбитальной станции «Мир» - 157 тонн, а станции «МАКС» порядка 300 тонн можно вести речь только о лабораторных экспериментах или о технологическом поиске.

Для удовлетворения назревших потребностей человека в сверхчистых материалах в космосе должны работать большие производственно-технологические комплексы массой в несколько тысяч тонн. Такие комплексы необходимо изготавливать на земле и готовыми выводить в космос. Современная ракетная техника не способна выводить в космос одновременно такие большие аппараты [1].

Принцип многоступенчатости, предложенный вначале прошлого века К. Э. Циолковским, радикальным образом расширил возможности реактивной техники. Однако, стоящие перед человечеством сегодня задачи по широкомасштабному хозяйственному освоению космического пространства не могут быть решены при использовании имеющийся ракетно-космической техники. Очевидным является то, что Принцип многоступенчатости ракет исчерпал свои возможности развития.

Согласно уравнению

$$V_p = \bar{U}_0 \ln \mu_k, \quad (1)$$

где \bar{U}_0 - скорость истечения, средняя за время работы двигателя; μ_k - массовое число реактивного аппарата – отношение масс аппарата в момент старта M_0 и в момент окончания работы двигателя M_k , иного и не следовало ожидать, т.к. в конечной массе аппарата M_k , только весьма малую часть составляет масса полезного груза, а осталь-

ное – масса паразитного груза (топливные баки, топливная аппаратура, двигатели и др.) [2].

Попытки решить проблему путем строительства больших ракет, т.е. экстенсивным способом, наоборот усугубляют её.

При постройке экономичных ракет-носителей следует применять новый более эффективный «Принцип неограниченной дискретности ракет». Новый принцип постройки ракет обеспечивает большее присутствие части полезного груза в конечной массе ракеты M_K , а самое главное создает неограниченные возможности интенсивного развития ракет, т.е. улучшения их эксплуатационных характеристик без увеличения массы.

Принцип неограниченной дискретности заключается в том, что ракета состоит из неограниченного множества дискретных реактивных силовых элементов (РеСЭЛ) собранных в единый силовой агрегат по схеме, обеспечивающей наибольший тяговый коэффициент полезного действия движителя.

При таком принципе построения ракет более легко решаются энергетические и материаловедческие проблемы.

В малых объемах можно применять смесевые высокотемпературные высокоэнергетические топлива, а в конструкциях РеСЭЛов могут применяться легкие, сверхпрочные или сгораемые материалы. При применении высокоэнергетических топлив в рабочем теле будут присутствовать парциально компоненты с разными скоростями истечения (например, Li_2O , Al_2O_3 , B_2O_3 , CO_2 , N_2 , H_2 и др.). В таком случае расчет конечной скорости ракеты следует осуществлять по парциальному уравнению Циолковского с учетом разных скоростей истечения компонентов рабочего тела

$$V_p = \bar{U}_1 \ln \mu_1 + \bar{U}_2 \ln \mu_2 + \dots + \bar{U}_i \ln \mu_i, \quad (2)$$

где $\bar{U}_1, \bar{U}_2, \dots, \bar{U}_i$ - скорость истечения отдельных компонентов рабочего тела, среднее за время работы двигателя; $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_i$ - массовое число ракетного аппарата – отношение масс аппарата в момент старта $M_{01}, M_{02}, \dots, M_{0i}$ только с одним из компонентов рабочего тела к массе аппарата в момент окончания работы двигателя M_K .

1. Дискретные ракетные системы

1.1. Дискретная гирляндная ракетная система Неруса показана на Рис.1. ДиГРСН состоит из гирлянд-цепочек реактивных силовых элементов собранных в пакет. Рис.1,а; Рис.1,б.

РеСЭЛы собраны между собой в гирлянду-цепочку по одной оси таким образом, что при полном выгорании топлива в мини-двигателе предшествующего силового элемента 1, срабатывает пороховой вышибной заряд 3, корпус 1 отработавшего мини-двигателя выстреливается со скоростью U_e , после чего начинает работать реактивный

силовой элемент 2. И так происходит по всей длине цепочки. В пакете реактивные силовые элементы одного слоя работают одновременно.

Выстреливание корпусов отработавших мини-двигателей можно считать как истечение одного из компонентов рабочего тела со скоростью $Uв$.

При этом суммарный (полный) импульс ракетного аппарата будет равен сумме количества движения от истечения основного рабочего тела $I_{от}$ и количества движения от выстреливания корпусов отработавших РеСЭЛов $I_{вк}$.

$$I_{\Sigma} = I_{от} + I_{вк} = m_{от}\bar{U}_0 + m_{к}\bar{U}_г, \quad (3)$$

где $m_{от}$ – масса основного топлива; $m_{к}$ – масса выстреливаемых корпусов.

1.2. Дискретная пирамидная ракетная система Неруса показана на Рис.2. ДиПРСН наиболее выгодна с энергетической точки зрения для экономичной доставки груза в космос. Дискретная пирамидная ракетная система состоит из реактивных силовых элементов $(1,2...i)$ собранных в пирамидный силовой агрегат так, что корпуса предшествующих отработавших мини-двигателей являются расширительным соплом для газов, вытекающих из последующего работающего мини-двигателя. Корпуса отработавших мини-двигателей сгорают как дополнительное топливо в процессе работы последующего мини-двигателя.

Расчет скорости ракетного аппарата производят по формуле (1) с учетом скорости выстреливания $Uв$ отработавших корпусов мини-двигателей для ДиПРСН или скорости истечения рабочего тела U_c от сгорания корпусов отработавших мини-двигателей ДиПРСН

$$V_p = \bar{U}_0 \ln \mu_{k1} + (\bar{U}_г, \bar{U}_c) \ln \mu_{k2}, \quad (4)$$

где \bar{U}_0 – скорость истечения основного рабочего тела, среднее за время работы силового агрегата; μ_{k1} – массовое число ракетного аппарата - отношение массы аппарата в момент старта M_0 (без учета массы выстреливаемых или сгораемых корпусов мини-двигателей) к массе аппарата в момент окончания работы силового агрегата M_K ; $\bar{U}_г, \bar{U}_c$ – скорости выстреливания корпусов отработавших мини-двигателей и истечения газов от их сгорания, среднее за время работы силового агрегата; μ_{k2} – массовое число ракетного аппарата - отношение массы аппарата в момент старта M_0 (без учета массы основного топлива) к массе аппарата в момент окончания работы силового агрегата M_K .

Улучшение рабочих характеристик ракет-носителей расширяет их возможности по выведению в космос больших технологических объектов. Размеры таких объектов должны быть достаточно большими, чтобы на них можно было создавать искусственную гравитацию и надежную защиту от различных воздействий космоса, что обеспечит безопасное обживание космического пространства и его хозяйственное использование.

2. Орбитальная станция – космический порт

Перспективным для освоения космического пространства является изготовление и полное оснащение на земле больших орбитальных станций – космопортов. Проект Орбитального Космопорта показан на Рис.3.

Расчеты показывают, что для выведения в космос Космического порта массой 3500 тонн на круговую орбиту высотой до 500 км необходимы дискретные пирамидные ракетные системы общей массой 21500 тонн. При современном состоянии науки и техники такая задача человечеству уже сегодня по плечу. Нет сомнения в том, что предлагаемый Космопорт придет на смену орбитальной станции «МАКС» через 12...15 лет. Новые дискретные ракетные системы и Космический транспорт «Котран» позволят по-новому решать проблему доставки на орбиту и спуска на землю с малыми перегрузками 1...3 ед. обслуживающего персонала, ученых, туристов.

При наличии в космосе Космопорта, многие грузы на него можно будет отправлять с помощью артиллерийских вакуумных систем «Арогее-N» [3].

Создание технологического ряда космической техники нового поколения, включающего весь комплекс необходимой техники выведения аппаратов на орбиту и возвращения их на землю, станций обитания и работы в космосе обеспечит экономически выгодное и безопасное хозяйственное освоение космического пространства.

1. Кондратюк Ю.В. Завоевание межпланетных пространств. – М.: Оборонгиз, 1947
2. Алемасов В.А. Теория ракетных двигателей. – М.: Оборонгиз, 1962
3. Нерус М.А. Из пушки – на Луну, или гиперскоростное метание снаряда. – «Арсенал XXI века», №2, 1999. – с.44-45

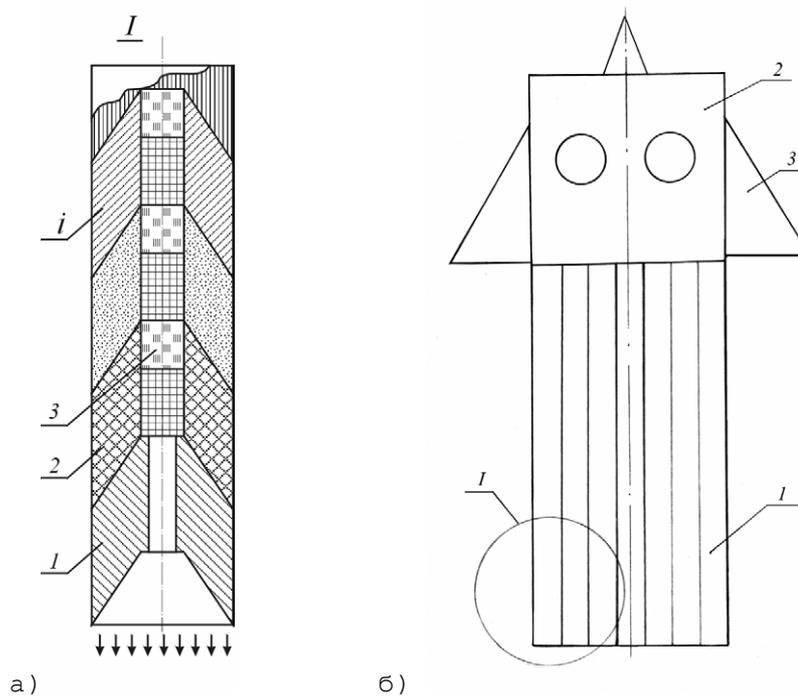


Рис.1. Дискретная гирляндная ракетная система Неруса ДиГРСН.

а) гирлянда-цепочка реактивных силовых элементов РесЭЛов,

б) гирляндная пакетная ракета-носитель.

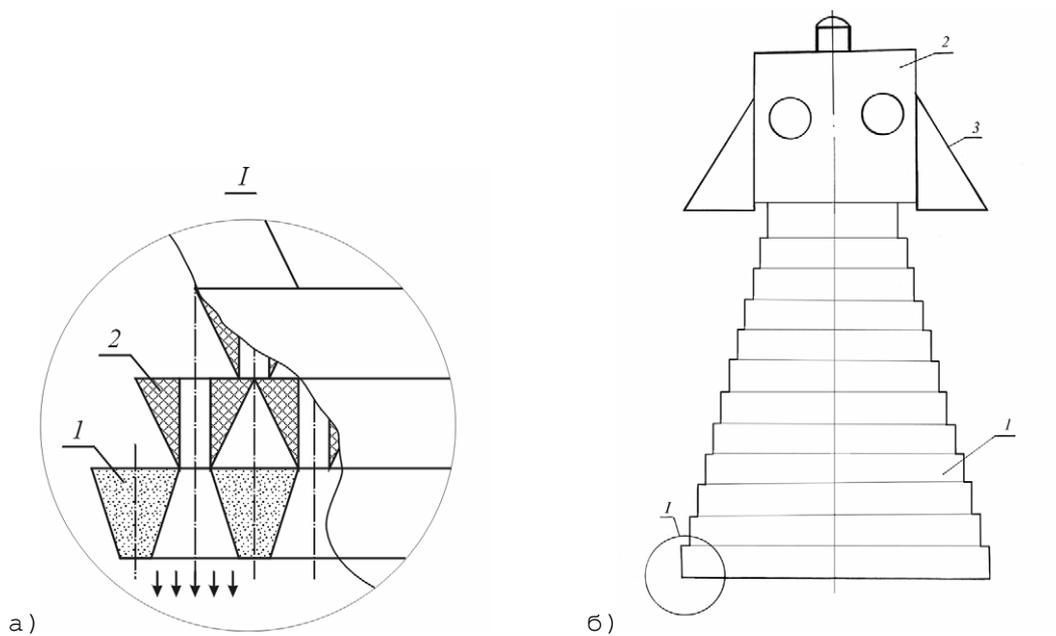


Рис.2. Дискретная пирамидная ракетная система Неруса ДиПРСН.

а) дискретный пирамидный силовой агрегат,

б) пирамидная пакетная ракета-носитель.

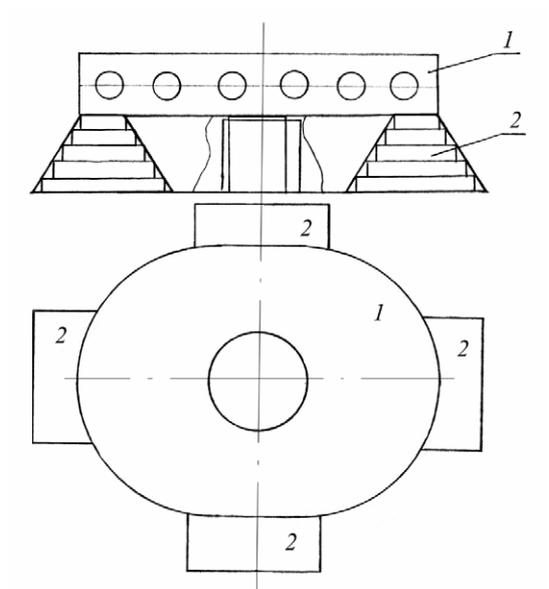


Рис.3. Орбитальная станция Космопорт.

- 1) орбитальная станция,
- 2) дискретный пирамидный силовой агрегат.