

doi: <https://doi.org/10.15407/knit2016.05.003>

УДК 550.388: 621.396.98: 629.783

О. Ф. Тырнов, Ю. П. Федоренко, В. Л. Дорохов

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Разработана полумпирическая модель перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), описывающая пространственно-временную динамику их параметров. Крупномасштабные и среднемасштабные ПИВ являются в ней различными стадиями развития единого волнового процесса. Модель базируется на предположении о том, что ПИВ порождаются в ходе распространения акустико-гравитационных волн и что все фрагменты пространственного цуга атмосферного давления перемещаются от локального источника в виде атмосферных волн, имеющих постоянные относительные амплитуды и постоянные горизонтальные скорости, и что величина скорости любого фрагмента цуга определяется задержкой его появления относительно начала возмущения. Проверка модели выполнена по возмущениям порожденным: наземными и высотными ядерными взрывами, извержениями вулканов, землетрясением, выпаданиями энергичных протонов в магнитосферный касп северного полушария Земли. Тестирование модели по данным, взятым из литературных источников, показало, что погрешность прогноза пространственных и временных периодов возмущений не превышает 12 %.

Ключевые слова: полумпирическая модель, перемещающиеся ионосферные возмущения, акустико-гравитационные волны, цуг возмущения атмосферного давления, ядерный взрыв, извержение вулкана, землетрясение, выпадание энергичных протонов, магнитосферный касп.

1. ВВЕДЕНИЕ

Перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) являются реакцией ионосферы на распространение в ней акустико-гравитационных волн (АГВ). В результате такого отклика происходит пространственная модуляция электронной концентрации N : высотная модуляция и квазипериодическая модуляция вдоль поверхности Земли. Это приводит к существенному изменению параметров радиоволн практически всех диапазонов на трассах, пересекающих упомянутый квазигармонический шлейф N . Поэтому для прикладных целей целесообразно разработать адаптируемую прогностическую модель N с учётом ПИВ (корректируемую по текущему мониторингу параметров ионосферы), пригод-

ную для эффективной компенсации, например, ионосферных ошибок навигационных измерений или для прогноза условий радиосвязи в заданном интервале времени. Такую модель можно назвать моделью N реального времени. Шагом к ее созданию являются результаты исследований [31], где впервые описана полумпирическая глобальная корректируемая динамическая модель зарождения и распространения АГВ-ПИВ (далее в тексте — модель Ukraine-2013), и фактически был предложен первый прототип модели N реального времени. Эта модель позволяет рассчитывать как регулярные параметры N , так и текущие характеристики ПИВ-возмущений. Ранее исследователями столь масштабная задача даже не ставилась ввиду отсутствия единой (КМ и СМ) модели ПИВ.

Модель Ukraine-2013 основывается на экспериментальных и теоретических результатах,

полученных многими исследователями на протяжении нескольких десятилетий. Некоторые из этих результатов оказались столь необычными, что до настоящего времени не использовались в моделировании. Вместе с тем именно эти данные являются основным стержнем обсуждаемой модели. По мнению авторов, предложенная модель вместе со справочной моделью IRI (International Reference Ionosphere) может быть использована для построения международной модели реального времени IRI-RT (Real Time International Reference Ionosphere). Для достижения этой цели можно рекомендовать реанимировать низкоорбитальную навигационную спутниковую систему «Транзит».

Настоящая работа посвящена всесторонней экспериментальной проверке адекватности модели Ukraine-2013 при различных гелиогеофизических условиях. В ходе исследований на основе упомянутой модели нам удалось впервые по результатам радиопросвечивания ионосферы с борта ИСЗ, выполняемого лишь в одном наземном пункте, выявить и интерпретировать пространственно-временную динамику АГВ-ПИВ. Это оказалось возможным в результате использования развитого авторами настоящей статьи метода транзионосферного зондирования с низкоорбитальных ИСЗ. В ходе радиопросвечивания ионосферы оказалось возможным исследовать не только пространственные периоды АГВ-ПИВ, но также толщину слоя с неоднородностями и высоту продольной оси слоя, в котором располагаются исследуемые возмущения, определять скорость и направление движения АГВ-ПИВ, наклон фронта возмущений в вертикальной плоскости. Ранее столь широкий спектр параметров по интегральным данным радиопросвечивания ионосферы с борта ИСЗ не определялся. Поскольку динамика АГВ-ПИВ изучалась на основе модели Ukraine-2013, то для ясности и целостности изложения материала сначала приводится переработанное и дополненное описание этой модели.

Естественные АГВ играют роль эффективно-го транспортного средства регулярного переноса энергии и импульса в атмосфере Земли: с высоких широт в средние и низкие широты при вы-

сыпаниях энергичных частиц солнечного ветра в магнитосферные каспы [42, 56]; с приэкваториальных широт в более высокие широты в случае тропических штормов [61]. Вследствие этого настоящая работа, посвящённая исследованию АГВ и ПИВ как единого волнового процесса в атмосфере Земли, также направлена и на более глубокое понимание механизмов глобального перераспределения энергии в атмосфере.

В статье наряду с аббревиатурами АГВ и ПИВ используется сочетание аббревиатур АГВ-ПИВ, выбор определяется контекстом. Как уже отмечалось выше, АГВ и ПИВ — это единый волновой процесс, то есть это связанные, протекающие одновременно явления, имеющие общие характеристики: пространственный масштаб, скорость распространения, направление (азимут) распространения, период, наклон фазового фронта, появляемость и др. Эти параметры удобно рассматривать в рамках совместной модели. Поэтому (следуя многочисленным литературным источникам) там, где идет речь об упомянутых характеристиках или о взаимосвязи АГВ и ПИВ (когда рассматривается явление в целом), для лаконичности изложения, а также для того, чтобы подчеркнуть тот факт, что распространение АГВ в ионосфере и появление ПИВ это единый процесс, используется сочетание аббревиатур АГВ-ПИВ.

История открытия. Эксперименты по обнаружению горизонтальных движений в области F2 ионосферы впервые проведены в 1942 и 1943 гг. [24]. В 1946—1948 гг. впервые зарегистрированы ярко выраженные, «классические» горизонтально перемещающиеся ПИВ [49], высказано предположение о том, что такие ионосферные неоднородности вызываются волной атмосферного давления. Первые регистрации возмущений ионосферы, быстро движущихся в вертикальном направлении (скорость до 2000 м/с) и порождающих горизонтально перемещающиеся ПИВ, опубликованы в работе [64]. Эти возмущения, наблюдавшиеся в период магнитной бури 25—26 марта 1946 г., были вызваны высыпанием частиц солнечного ветра в магнитосферный касп. Первая оригинальная попытка теоретической интерпретации горизонтально перемещающихся

ся ПИВ предпринята в работе [48]. Теория АГВ для объяснения ПИВ впервые была привлечена в исследовании [36].

Виды перемещающихся ионосферных возмущений. Условно АГВ и ПИВ делят на КМ и СМ. Классификация основывается на значениях их горизонтального пространственного периода L : к крупномасштабным относят возмущения с размерами $L \geq 1000$ км, для которых характерны скорости перемещения $V = 0.4 \dots 1$ км/с и временные периоды $T = 0.5 \dots 4$ ч [37, 56]. За 65-летний период экспериментальных исследований установлено, что появляемость КМ-ПИВ существенно меньше, чем СМ-ПИВ, перемещаются они, за редким исключением, от полярных областей к экватору, чаще наблюдаются после авроральных возмущений во время магнитных бурь [37]. Среднемасштабными АГВ и ПИВ обычно именуют неоднородности с размерами $L = 100 \dots 600$ км, $V < 0.25$ км/с, $T = 0.25 \dots 1$ ч. Показано теоретически [33] и доказано экспериментально [13, 15], что минимальные наблюдаемые значения L в СМ-ПИВ превышают 150...200 км при расстояниях до источника около 500 км.

Есть мнение, что КМ- и СМ-АГВ-ПИВ имеют различную природу зарождения. Например, в подавляющем большинстве исследований отмечается, что крупномасштабные неоднородности часто наблюдаются после начала магнитных бурь, а неоднородности средних масштабов регистрируются в ходе ядерных экспериментов, взрывов вулканов, высыпания энергичных частиц в магнитосферные каспы и др. Однако из многолетних экспериментальных исследований, выполненных авторами с использованием трансionoсферного радиопросвечивания ионосферы с борта низкоорбитальных ИСЗ, следует, что природа АГВ-ПИВ обоих масштабов едина, а КМ- и СМ-виды являются различными пространственно-временными стадиями (этапами) динамики одного и того же исходного возмущения, возбуждаемого локальным источником (энергетическим толчком). Согласно нашей модели источник возбуждения АГВ-ПИВ представляет собой некоторый объём в атмосфере Земли, в котором на протяжении около часа происходят колебания давления воздуха с полупериодом по-

рядка четырех минут. Амплитуда таких колебаний затухает с повышением номера экстремума. Например, амплитуда экстремумов с номерами более 16 относительно максимального (третьего) экстремума составляет менее 20 %. Задержки появления экстремумов с номерами более 16 относительно начала возмущения (начала колебаний в очаге возмущения) — более часа. Если начальный экстремум порождает волну, распространяющуюся со скоростью более 11 км/с, то 15-й экстремум возбуждает волну со скоростью всего лишь около 70 м/с. Наиболее сильно убывают скорости распространения начальных экстремумов, что приводит к резкому уменьшению пространственных длин волн лидирующих периодов цуга АГВ-ПИВ. Вначале от очага возмущения распространяются крупномасштабные неоднородности, пространственные размеры которых для каждого следующего экстремума уменьшаются (по установленному нами закону), вплоть до среднемасштабных. Горизонтальные размеры среднемасштабных АГВ-ПИВ также уменьшаются с появлением каждого нового экстремума, однако это уменьшение происходит не так резко, как в случае с крупномасштабными неоднородностями. Из-за различия скоростей смежных экстремумов с удалением среднемасштабных АГВ-ПИВ от источника их зарождения происходит «вытягивание» неоднородностей, они становятся крупномасштабными. На расстояниях более восьми тысяч километров от очага возмущения все АГВ-ПИВ являются крупномасштабными. Такой сценарий динамики пространственных масштабов одинаков для источников возмущений всех типов (взрывы вулканов, ядерные эксперименты, высыпания частиц, падение крупных метеоритов и др.). Итак, один и тот же источник порождает как КМ-, так и СМ-возмущения, происходит это с разными задержками относительно начала возбуждения колебаний. Таким образом, нами предложена модель, описывающая генерацию АГВ-ПИВ всех масштабов, — единая модель АГВ-ПИВ. Экспериментаторы из-за ограниченных возможностей применяемых ими методов наблюдения обнаруживают лишь определённую часть спектра динамики пространственного размера ПИВ. Вместе с тем, несмотря на то что

обсуждаемая модель является всемасштабной, для удобства изложения результатов исследований и далее будем придерживаться КМ- и СМ-терминологии.

Параметры АГВ-ПИВ. Большие значения горизонтальных масштабов КМ-АГВ-ПИВ обуславливают их распространение только в волноводе Земля — ионосфера. Здесь имеется некоторая аналогия с распространением сверхдлинных радиоволн. Среди исследователей таких неоднородностей нет единого суждения лишь относительно толщины этого волновода (подробнее см. раздел 5). Вместе с тем СМ-АГВ-ПИВ могут перемещаться вдоль поверхности Земли как волноводным способом [4], так и в виде свободно распространяющихся волн (путем отражения изначально сферических или цилиндрических волн от поверхности Земли) [32]. В настоящее время нет общепринятого мнения об эффективной толщине ионосферного слоя, в котором наблюдаются СМ-ПИВ. Например, согласно [40, 57] его толщина варьирует в диапазоне 100...120 км, мы же в своих экспериментальных исследованиях показали, что в подавляющем числе случаев толщина составляет всего лишь около 50 км, и только иногда наблюдаются значения порядка 100 км [7, 13—15, 17].

Спустя семь десятилетий после первых экспериментов, в которых обнаружили рассматриваемые возмущения [49], теория АГВ-ПИВ далека до полного завершения, важные ее положения еще не получили экспериментального подтверждения и до конца не осмыслены. В частности, экспериментально не обнаружено увеличение L в цуге (или пакете) АГВ-ПИВ с его удалением от источника возмущения. Однако такой эффект следует из теоретических моделей [27, 32]. При увеличении расстояния от источника возмущений по теоретическим положениям в цуге ПИВ относительная амплитуда A_d возмущения N также увеличивается. В экспериментальных исследованиях [59] такое увеличение A_d обнаружено, однако полагалось необъяснимым. Для разрешения этих спорных вопросов в настоящей работе уделяется большое внимание экспериментальному исследованию пространственно-временной динамики L и A_d .

Нами выявлено, что из-за ограниченной точности измерений в ряде экспериментальных исследований [30, 44, 51, 52, 58—60] получены ошибочные выводы относительно суточной и сезонной появляемости ПИВ (подробнее см. раздел 5). Мы установили, что нет ни минимумов, ни максимумов появляемости ПИВ в течение суток и сезонов года, однако выявлено значимое увеличение среднегодовой появляемости в 23-летнем периоде наших наблюдений. При этом увеличение появляемости не связано с изменением числа солнечных пятен.

Постоянство скорости распространения экстремумов цуга АГВ-ПИВ следует не только из общепринятых теорий, но давно подтверждено в ходе исследования ионосферных эффектов, наблюдаемых после ядерных испытаний и мощных взрывов-извержений вулканов [23, 26, 39, 41, 46, 53—55]. Однако согласиться с тем, что на расстояниях вплоть до 14000 км скорости экстремумов цуга практически не изменяются, весьма трудно. Вероятно, именно поэтому в настоящее время этому явлению еще нет должной интерпретации. Вместе с тем нами этот эффект положен в основу при построении единой полумпирической модели АГВ-ПИВ (единой для СМ- и КМ-АГВ-ПИВ). Как отмечалось выше, ограниченные возможности применяемых методов диагностики параметров ПИВ не всегда учитывались экспериментаторами при анализе результатов измерений. Это иногда приводило к неверным выводам и ложным зависимостям, обсуждаемым в настоящей работе.

Теоретические модели ПИВ. Спустя 20 лет после обнаружения ПИВ в 1946 г. и первой публикации [49], где приведены эти наблюдения, была разработана теоретическая модель АГВ-ПИВ [4, 27, 29, 32, 45, 55, 66]. Эта модель (вернее сказать, разновидности одной и той же модели) — результат решения уравнений геофизической гидродинамики, выполненного часто независимо друг от друга рядом авторов.

Это решение получено с использованием нескольких важных приближений. В частности, применялась линеаризация исходных уравнений гидродинамики, пренебрегалось процессами диссипации, атмосфера полагалась изо-

термической, а источник возмущения считался точечным. Учет ветров осуществлялся только в модели волноводного способа распространения возмущений [4] при преобразовании всенаправленных волн в волноводную моду АГВ. Однако упомянутые выше допущения при возбуждении и распространении АГВ практически всегда нарушаются. Например, при ядерных испытаниях, мощных взрывах-извержениях вулканов, землетрясениях габариты источников АГВ составляют от единиц до десятков километров. При выпущении же энергичных протонов в магнитосферный касп на магнитной широте 60° длина главного ионосферного провала в широтном распределении электронной концентрации составляет 8000...10000 км: касп в ночном секторе вытянут вдоль L -оболочки примерно на 10...12 часовых поясов [3]. Поэтому неудивительно, что фронт ПИВ, порожденных высокоширотным источником вдоль параллели (в зональном направлении) вытянут не менее чем на 2000 км [12, 44, 52, 58—60]. Довольно смелым является и априорное предположение о том, что в перечисленных очагах локального энерговыделения на расстояниях в сотни и тысячи километров от них относительные изменения плотности атмосферы (ионосферы и других параметров в волнах) много меньше единицы. О неправомерности такого приближения свидетельствуют многочисленные эксперименты, в которых, например, значение A_d в ПИВ разных масштабов может составлять от десяти до нескольких десятков процентов, а нередко достигает 70...80 % на расстояниях в несколько тысяч километров от источников их возбуждения [2, 10, 11, 15—17, 22, 23, 26, 41, 46]. Упомянутые приближения были вполне оправданными лишь на первых этапах изучения этого явления.

Однако в ходе почти семидесятилетнего периода исследований оказалось, что такая упрощенная модель АГВ-ПИВ (основанная на столь невыполняемых допущениях) довольно точно описывает большинство результатов экспериментальных наблюдений. Этот факт является весьма удивительным. Вместе с тем целый ряд прогнозов упрощенной модели экспериментально еще не выявлен (например простран-

ственно-временная динамика параметров цуга АГВ-ПИВ), некоторые же ключевые результаты, вытекающие из модели и надежно обнаруженные экспериментально, как уже отмечалось, просто игнорируются исследователями, видимо ввиду необычности таких результатов.

В частности, никем подробно не анализируются упомянутые выше факты пространственно-временного постоянства скоростей распространения экстремумов цуга АГВ-ПИВ и пропорциональности амплитуд экстремумов скоростям распространения. Эти свойства АГВ-ПИВ, по нашему мнению, очень близки к свойствам уединенных волн, рожденных сугубо нелинейными процессами [28, 47]. Действительно, если уединенная волна имеет единственный максимум, движущийся с постоянной скоростью, то АГВ-ПИВ присуща серия экстремумов, перемещающихся с существенно разными скоростями, однако неизменными для каждого экстремума. АГВ-ПИВ, как и уединенная волна, распространяются на большие расстояния без существенного изменения формы и уменьшения амплитуды. Известен случай, когда аналогично солитонам одно ПИВ-возмущение прошло через другое, причем оба остались неизменными [35]. Поэтому мы полагаем, что теория зарождения и распространения АГВ-ПИВ может включать в себя идеи, примененные для анализа уединенных волн.

В целом следует заключить, что в настоящее время полной теории АГВ-ПИВ нет. Имеются лишь две очень правдоподобные гипотезы, использование которых для объяснения конкретных наблюдений ПИВ не всегда безупречно.

Гипотезы механизмов распространения АГВ-ПИВ. Рассмотрим гипотезу [32]. Иницирующее возмущение находится на высоте $z_0 = 40...120$ км над поверхностью Земли (см. рис. 1). Лучи СМ-АГВ падают на поверхность под разными углами, отражаются от нее и достигают ионосферных высот. Этот механизм называется механизмом всенаправленного (свободного) распространения АГВ, ниже он также будет именоваться скачковым механизмом. С увеличением расстояния точки отражения (скачка) от местоположения исходного возмущения увеличивается угол ξ ,

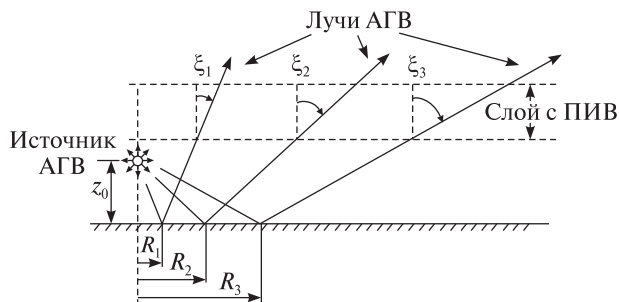


Рис. 1. Иллюстрация увеличения угла наклона лучей АГВ с увеличением удаления точки их отражения от места расположения источника: ξ_1, ξ_2, ξ_3 — наклон фронта АГВ, R — расстояние от источника (по горизонтали) до точки отражения луча АГВ

образованный лучом АГВ и вертикалью к поверхности Земли (при падении и отражении). В обсуждаемом механизме удаление скачка от источника является основной, однако не единственной причиной увеличения угла наклона фронта АГВ в вертикальной плоскости (подробнее этот вопрос обсуждается в разделе 2).

Наибольшие возмущения N практически всегда наблюдаются в окрестностях высоты z_m максимума N_m электронной концентрации F2-области ионосферы. Сферический высотный слой обнаружения ПИВ обусловлен временем жизни возмущений: в области F2 оно может составлять шесть и более часов [11, 32], а ниже 150... 200 км — всего лишь около 20 мин [32]. Согласно рассматриваемой гипотезе при увеличении расстояния R от источника возмущений до измерительного пункта (ИП) вдоль поверхности Земли период L увеличивается по линейному закону.

По второй гипотезе (см. [4]) инициирующее возмущение расположено вблизи высоты z_m , а волна распространяется вдоль поверхности Земли в сферическом волноводе. Такой способ распространения АГВ именуется волноводным. Горизонтальные границы волновода обусловлены высотным распределением температуры атмосферы. Возбуждение волноводной АГВ происходит, когда горизонтальная составляющая фазовой скорости АГВ скачкового типа совпадает со скоростью нейтрального ветра. По всему пути распространения наклон фронта волны в вертикальной плоскости совпадает с местной

вертикалью. Период L не изменяется в ходе перемещения АГВ-ПИВ вдоль продольной оси волновода.

Природа регулярно наблюдаемых ПИВ высокоширотного естественного происхождения окончательно не выяснена. В разные годы проводились масштабные эксперименты по одновременному наблюдению ПИВ в высоких, средних и низких широтах в обоих полушариях всеми известными средствами диагностики [37]. За годы исследований предлагались различные механизмы возбуждения глобально наблюдаемых ПИВ. Нам представляется, что в обзоре 1982 г. [38] продемонстрировано лучшее понимание этого явления, чем в обзоре за следующий двадцатилетний период 1982—1995 гг. [37]. Вместе с тем следует признать, что морфологические исследования последних 15—20 лет, выполненные с применением известных ранее и с помощью новых радиофизических методов, существенно способствовали установлению источников этих возмущений. В работе [56], например, указывается лишь на один наиболее вероятный источник — высыпание энергичных частиц в касп. При этом следует отметить, что джоулев нагрев, наблюдаемый в результате высыпания частиц, упоминался многократно исследователями и ранее. Первый эксперимент по исследованию возмущений ионосферы в ходе высыпания частиц солнечного ветра приводится в работе [64]. В работе [42] сообщается о расположенном в области каспа источнике КМ-ПИВ (зарегистрированных различными методами в ходе суббури 17 февраля 1998 г.). Мы также пришли к заключению о том, что глобально наблюдаемые ПИВ в большинстве случаев порождены высыпанием энергичных протонов в магнитосферные каспы. Вместе с тем в недавних экспериментальных исследованиях [62] утверждается, что источник наблюдаемых ПИВ остается невыясненным.

Исходные данные, использованные для построения модели. Более двух десятилетий мы проводили в районе г. Харькова трансionoсферное радиопросвечивание с борта навигационных низкоорбитальных спутников. По ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты принятого сигнала была замечена высокая

повторяемость наблюдаемых ПИВ-эффектов. Как показали оценки, ключевые параметры этих эффектов обуславливаются расстоянием от нашей обсерватории до очага возмущения и временем, прошедшим от начала возмущения. В большинстве случаев расстояние до источника ПИВ изменялось незначительно. Полезными при этом оказались и сведения из литературных источников по ионосферному проявлению ядерных испытаний и взрывов вулканов.

Ниже подробно излагаются возможности развитого нами метода радиопросвечивания ионосферы с низкоорбитальных ИСЗ типа «Парус» и «Цикада», поскольку он использован для построения и диагностики модели Ukraine-2013.

В аналитическом обзоре мы сознательно не рассматривали методы, в которых используются сигналы среднеорбитальных навигационных ИСЗ типа GPS (Global Position System), так как они малопригодны для оперативного сканирования ионосферных возмущений, высокоскоростных динамических процессов, какими являются АГВ-ПИВ (со скоростями лидирующей части цуга 1...11 км/с). В то же время GPS-данные возможно применить для проверки адекватности модели Ukraine-2013.

Предлагаемая модель объединяет хорошо известные параметры и зависимости (выявленные за весь долгий путь исследований), связывает разрозненные результаты теоретических и экспериментальных работ. С ее использованием оказывается возможным прогнозировать пространственно-временную динамику параметров АГВ-ПИВ в глобальном масштабе.

В данной работе экспериментально выявлена пространственно-временная динамика ключевых параметров ПИВ, в частности ПИВ естественного высокоширотного происхождения, показано, что разработанная полуэмпирическая модель АГВ-ПИВ позволяет осуществлять динамический пространственно-временной прогноз возмущений электронной концентрации ионосферы, определять местоположение источников возмущений, а также может быть использована для оперативного мониторинга источников возмущений различной природы (землетрясения, ядерные взрывы, извержения вулканов и др.).

В работе описывается модель, разъясняется и обосновывается выбор ее параметров, дается детальная проверка модели по экспериментальным данным, взятым из литературных источников, а также по экспериментальным исследованиям авторов с использованием метода транс-ионосферного зондирования; указываются пути дальнейшего совершенствования модели.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ АГВ-ПИВ

Полуэмпирическая модель построена на следующих основных положениях:

- после инициирующего воздействия в очаге возмущения происходят колебания плотности атмосферы;
- временной интервал между смежными экстремумами колебаний является постоянной величиной;
- каждый экстремум давления на ионосферных высотах распространяется от источника в виде волны с постоянной горизонтальной скоростью, не изменяющейся вплоть до 14000 км; скорость всех экстремумов у поверхности Земли одинакова и близка к скорости звука;
- скорость каждого экстремума определяется его номером в цуге перемещающегося в ионосфере возмущения;
- временной интервал между смежными фрагментами цуга колебаний давления воздуха, имеющих одинаковую фазу, равен удвоенному интервалу между возникновением смежных экстремумов. Все фрагменты временного цуга распространяются от источника с разными скоростями, определяемыми их задержкой относительно начала возмущения.

Параметры источника. Рассматриваются два вида источников возбуждения АГВ: шарообразный (ядерный взрыв, взрыв вулкана) и дугообразный (высыпание частиц в касп). Диаметр шарообразного источника глобально наблюдаемых АГВ — около 5 км. При высыпании энергичных протонов в магнитосферный касп образуется вытянутый вдоль магнитной широты в диапазоне широт 60...75° протяженный источник исходного возмущения; он расположен на высоте 100...200 км, его поперечный размер — около

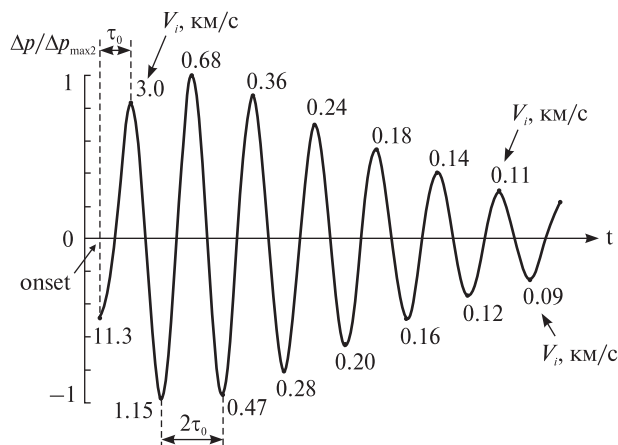


Рис. 2. Фрагмент временного цуга АГВ для его лидирующих семи периодов: onset — момент начала возмущения с относительным значением амплитуды $A_0 = \Delta p / \Delta p_{\max 2} = 0.48$, $\Delta p = p - p_0$, p и p_0 — текущее и невозмущённое фоновое значение давления атмосферы, $\Delta p_{\max 2}$ — значение Δp во втором максимуме цуга. Период колебаний равен $2\tau_0 = 7.9$ мин

Таблица 1. Зависимость V_i и A_i от номера экстремума i

Экстремум	i	A_i	V_i , км с ⁻¹
Min	0	0.48	11.3155
Max	1	0.83	3.0000
Min	2	0.97	1.1539
Max	3	1.00	0.6820
Min	4	0.95	0.4688
Max	5	0.88	0.3571
Min	6	0.8	0.2809
Max	7	0.7	0.2381
Min	8	0.65	0.2000
Max	9	0.55	0.1754
Min	10	0.49	0.1585
Max	11	0.41	0.1415
Min	12	0.35	0.1245
Max	13	0.29	0.1076
Min	14	0.25	0.0906
Max	15	0.22	0.0736

5 км. Фронт волны в горизонтальной плоскости для шарообразных источников представляет собой окружность, а при высыпании частиц в касп исходным фронтом можно приближенно считать линию дуги магнитной параллели, совпадающую с продольной осью каспа.

В результате локального высвобождения энергии и импульса в объемном источнике происходят колебания атмосферного давления. Генерация колебаний начинается с сильного понижения давления относительно фоновых значений. Смежные минимумы и максимумы давления следуют через постоянный интервал времени $\tau_0 = 3.95$ мин, который является полупериодом такого колебательного процесса. Каждый экстремум с номером i порождает атмосферную волну давления, распространяющуюся вдоль поверхности Земли со скоростью V_i .

При разработке модели мы не учитывали влияние ветров, региональные неоднородности температуры и давления (эти факторы будут учтены в ходе совершенствования модели).

На рис. 2 показан фрагмент временного цуга АГВ для его первых семи периодов, последовательно зарождающихся над очагом исходного возмущения. Цуг представляет собой колебания давления атмосферы, начинающиеся в момент onset с минимума с относительным значением $A_0 = \Delta p / \Delta p_{\max 2} = 0.48$. Здесь $\Delta p = p - p_0$, p и p_0 — текущее и невозмущённое фоновое значение давления атмосферы, $\Delta p_{\max 2}$ — значение Δp во втором максимуме цуга. Относительная амплитуда произвольного экстремума в цуге далее обозначена как A_i . В табл. 1 указаны значения первых шестнадцати экстремумов атмосферного давления A_i цуга АГВ и скорости V_i распространения этих фрагментов цуга в горизонтальном направлении (i — порядковый номер экстремума, чётные значения i соответствуют минимумам цуга, а нечетные — его максимумам). На рисунке приводятся также скорости V_i , что позволяет более наглядно представить динамику цуга при его удалении от источника. Постулируется, что A_i и V_i не изменяются в ходе распространения АГВ.

Параметры АГВ-ПИВ полуэмпирической модели. Как показали экспериментальные исследования и теоретический анализ, все параметры АГВ не зависят от геомагнитного поля, однако амплитуда ПИВ (на выбранном участке фронта АГВ) определяются углом между волновым вектором и вектором геомагнитного поля в рассматриваемой области. АГВ оставляет в ионосфере наиболее заметный ПИВ-след лишь в случае,

когда ее волновой вектор составляет небольшой угол с вектором геомагнитного поля.

В частности, в исследованиях [23, 46], выполненных в окрестности магнитного экватора в диапазоне географических широт приблизительно от 25°N до 25°S, оказалось, что в ПИВ величина и знак отклонения N_m от фоновых значений определяется ориентацией волнового вектора АГВ-ПИВ относительно вектора напряженности геомагнитного поля.

Если источник возмущения (ядерный взрыв) находится в северном географическом полушарии, и рассматривается возмущение, перемещающееся с севера на юг, то знак отклонения ΔN от фоновых значений N_m (минимум или максимум в ПИВ) определяется знаком эмпирической зависимости [23]:

$$J_{\Delta N} = \sin(2\theta) \cos(\varphi_{\text{ПИВ}}) + 0.1 \sin^2(\theta), \quad (1)$$

где θ — угол магнитного наклонения, являющийся положительным в северном географическом полушарии и отрицательным — в южном полушарии, $\varphi_{\text{ПИВ}}$ — угол между горизонтальной проекцией волнового вектора АГВ и направлением на северный магнитный полюс в выбранной точке наблюдения (изменяется в диапазоне от 0 до 2π). Положительные значения $J_{\Delta N}$ пропорциональны отношению $\Delta N/N_m$. При отрицательных значениях $J_{\Delta N}$ величина $(\Delta N/N_m + 1)$ пропорциональна $\exp(J_{\Delta N})$. Как и ранее, ΔN — абсолютное значение отклонения N от фоновых значений. По нашим оценкам зависимость для $J_{\Delta N}$ получена для экстремумов с третьего по пятый (см. табл. 1). В исследовании [23] предполагалось, что АГВ является поперечной волной, и поэтому колебания воздуха происходят вдоль местной вертикали, а волновой вектор направлен горизонтально. По предлагаемой нами модели указанные экстремумы порождают КМ-ПИВ, поэтому использованное в [23] приближение справедливо (подробнее это утверждение разъясняется ниже). В упомянутых экспериментах вблизи магнитного экватора силовая линия почти ортогональна к колебаниям воздуха в волне. Видимо, лишь из-за больших энергий ядерных взрывов и относительно небольших расстояний до них (до 4500 км) составляющая тока

вдоль силовой линии оказалась достаточной для возникновения зарегистрированных ПИВ.

Акустико-гравитационные волны, порожденные мощными источниками, могут наблюдаться по всему земному шару, а их эффективный ПИВ-отклик в ионосфере зависит от взаимного расположения волнового вектора АГВ и вектора напряженности геомагнитного поля. При этом ПИВ-реакция ионосферы на прохождение АГВ не является мгновенной, а зависит от состояния солнечной активности (см. раздел 5). Морфология связи АГВ-ПИВ окончательно еще не установлена.

Для выбранного расстояния R от источника возмущения временной интервал $t_{i,i+1} = t_{i+1} - t_i$ между соседними экстремумами цуга (далее временной полупериод τ_i) рассчитывается по линейной зависимости

$$\tau_i = t_{i,i+1} = \tau_0 + R(1/V_{i+1} - 1/V_i). \quad (2)$$

Графики $\tau_i(R)$ для первых четырнадцати τ_i (отсчет начинается от первого экстремума) приведены на рис. 3, а. Сумма двух смежных полупериодов τ_i и τ_{i+1} представляет собой временной квазипериод T_i . Больше всего друг от друга отличаются зависимости $\tau_i(R)$ для 11...14-го полупериодов. Они порождены низкоскоростными экстремумами A_i в конечной части цуга АГВ-ПИВ. Первые десять полупериодов τ_i разнятся не столь сильно, изменение их значений в зависимости от номера i не всегда монотонно (рис. 3, б).

На рис. 4 показаны расчетные временные зависимости $T(t)$ для различных расстояний $R_{\text{ИП}}$ между источником возмущения и ИП (в диапазоне 500...4000 км). Здесь значения T определялись как разность времен прихода на ИП смежных максимумов и смежных минимумов цуга, а время t отсчитывалось от начала возмущения (от нулевого экстремума) до середин упомянутых периодов. При этом учитывалось, что смежные максимумы (или минимумы) порождаются с задержкой $2\tau_0$. Как оказалось, низкоскоростные экстремумы цуга (с 11-го по 15-й) обуславливают конечный линейно возрастающий участок графика $T(t)$. При различных $R_{\text{ИП}}$ из указанного диапазона значения $T = 0.2...1.7$ ч могут быть обусловлены как высокоскоростными КМ-АГВ-

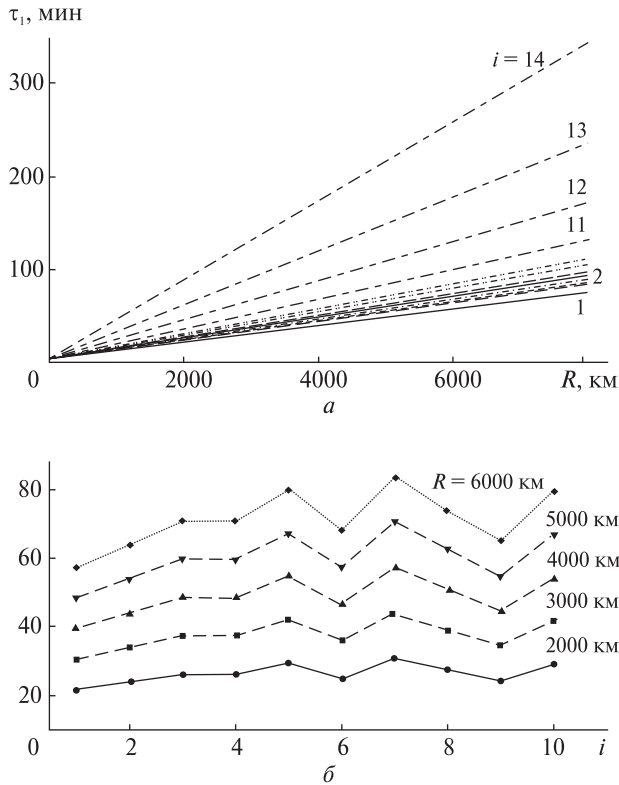


Рис. 3. Модельные зависимости временных полупериодов τ_i : a — от дальности R до источника для $i = 1...14$, b — от номера i в цуге АГВ для $i = 1...10$

Таблица 2. Минимальные значения l_i и L_i

Номер l_i в цуге АГВ	Время появления, мин	l_i , км	Номер L_i в цуге	L_i , км
1	3.95	711		
2	7.9	273.5	1	984.5
3	11.85	161.6		
4	15.8	111.1	2	272.7
5	19.75	84.6		
6	23.7	66.6	3	151.2
7	27.65	56.4		
8	31.6	47.4	4	103.8
9	35.55	41.6		
10	39.5	37.6	5	79.1
11	43.45	33.5		
12	47.4	29.5	6	63.1
13	51.35	25.5		
14	55.3	21.5	7	47

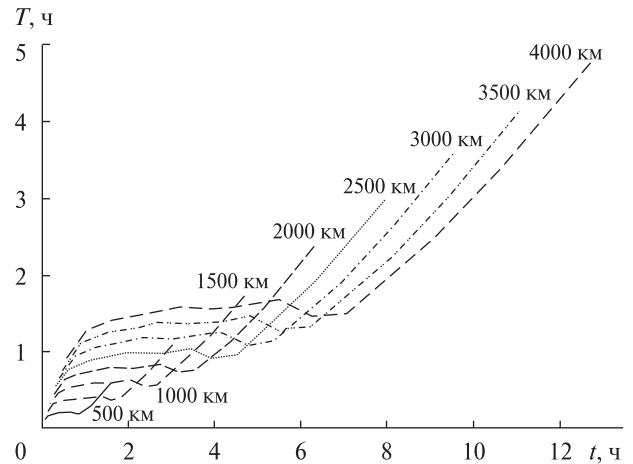


Рис. 4. Расчетные зависимости квазипериода T от времени, прошедшего после возбуждения ПИВ. Числа у кривых — расстояния от источника до измерительного пункта

ПИВ, так и низкоскоростными СМ-АГВ-ПИВ. Вместе с тем значения $T = 0.2...1.4$ ч, относящиеся к начальным участкам графиков, обусловлены исключительно высокоскоростными КМ-АГВ-ПИВ со скоростями экстремумов от 11 до 0.5 км/с. Однако согласно установившейся практике полагается, что для КМ-АГВ-ПИВ $T = 0.5...4$ ч, а для СМ-АГВ-ПИВ $T = 0.25...1$ ч (см. раздел 1). Зачастую (по аналогии с систематизацией по L) малые временные периоды ошибочно относят к СМ-АГВ-ПИВ. Такое заблуждение, скорее всего, связано тем, что на ИП (в подавляющем числе случаев) выполнялись только измерения T , а принадлежность измеренного значения T к КМ- или СМ-АГВ-ПИВ можно определить только в эксперименте, в котором над регионом в конкретный период времени измеряются временные и пространственные характеристики ПИВ всех масштабов. Такой эксперимент выполнен нами, его результаты приведены в разделе 5 и полностью подтверждают адекватность предложенной модели АГВ-ПИВ.

Возбуждение цуга АГВ начинается с минимума (нулевой экстремум) с амплитудой $A_0 = 0.48A_3$ и скоростью, превышающей 11 км/с (см. рис. 2 и табл. 2). Поскольку этот экстремум имеет малую амплитуду и большую скорость распространения, его трудно экспериментально зарегистриро-

вать. Это начальное возмущение (далее — onset) соответствует сильному понижению давления воздуха, после чего в ряде случаев, в частности в годы максимума солнечной активности, последующие экстремумы, имеющие большие амплитуды (до двух раз) маскируют след возмущения, произведенных onset-ом. Поэтому в нашей модели начало цуга отсчитывается от возбуждения первого экстремума (максимум) с амплитудой $A_1 = 0.83A_3$ и скоростью $V_1 = 3$ км/с. Однако возмущение начинает проявляться за 3.95 мин до этого события. После зарождения второго экстремума (минимума) от источника возмущений удаляется первый пространственный полупериод АГВ. С появлением третьего экстремума (второго максимума) цуг АГВ представляет собой полный квазипериод горизонтальной волны. Зарождение четвертого и пятого экстремумов создает цуг из двух полных пространственных квазипериодов. Возникновение каждой последующей пары экстремумов увеличивает на единицу число квазипериодов цуга (волнового пакета).

Горизонтальное расстояние между смежными (i и $i+1$) экстремумами цуга АГВ или пространственный горизонтальный полупериод цуга обозначим l_i . Тогда сумма смежных полупериодов l_i и l_{i+1} является пространственным квазипериодом L_i . Согласно допущению о пространственно-временном постоянстве каждого выбранного значения V_i и уменьшению их значений с увеличением i , полупериод l_i увеличивается с течением времени:

$$l_i = V_i \tau_0 + (V_i - V_{i+1}) t', \quad (3)$$

где $t' = t - it_0$. Здесь время t (так же, как и ранее) отсчитывается от момента зарождения первого экстремума (максимума). В момент $t' = 0$ зарождается выбранный полупериод l_i . На рис. 5 показаны зависимости $l_i(t)$ для первых четырнадцати квазипериодов, рассчитанных по формуле (3) и данным из табл. 1.

Минимальная длина l_i и L_i наблюдается в момент их зарождения. Стартовые (начальные) значения первых 14 полупериодов и семи квазипериодов приведены в табл. 2. Например, пятый квазипериод цуга с $L = 79.1$ км зарождается приблизительно на 40-й мин после возникновения

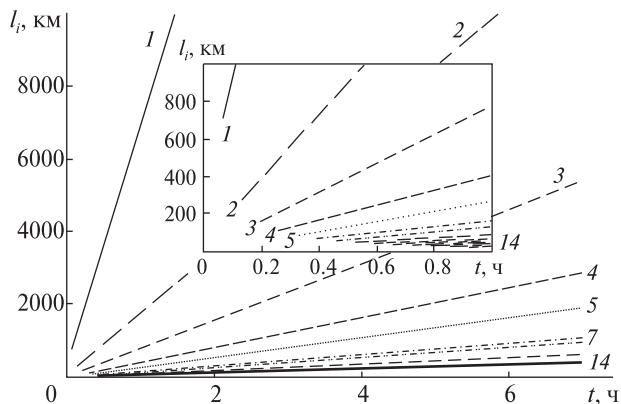


Рис. 5. Модельные зависимости l_i от времени t , прошедшего после начала возмущения

Таблица 3. Значения l_i и L_i для $R_1 = 1500$ км

Номер l_i в цуге	l_i , км	Номер L_i в цуге	L_i , км
1	1196.5		
2	285.7	1	1482.3

Таблица 4. Значения l_i и L_i для $R_1 = 3000$ км

Номер l_i в цуге	l_i , км	Номер L_i в цуге	L_i , км
1	2119.6		
2	521.7	1	2641.3
3	223.3		
4	116.9	2	340.2

первого экстремума, а седьмой с $L = 47$ км — на 55-й мин. Далее при анализе модельных зависимостей пространственным цугом будем считать цуг, состоящий из первых четырнадцати полупериодов. С течением времени при удалении цуга АГВ от источника возмущений его пространственные полупериоды l_i и квазипериоды L_i линейно увеличиваются от минимальных значений, наблюдаемых при их зарождении. Обозначим R_1 расстояние между источником возмущения и первым экстремумом в цуге АГВ. Значения l_i и L_i при удалениях первого экстремума от источника на расстояние $R_1 = 1500$ и 3000 км иллюстрируются табл. 3 и 4. Упомянутые значения R_1 наблюдаются соответственно спустя $t_1 = 8.3$ и 16.7 мин после возбуждения первого экстремума

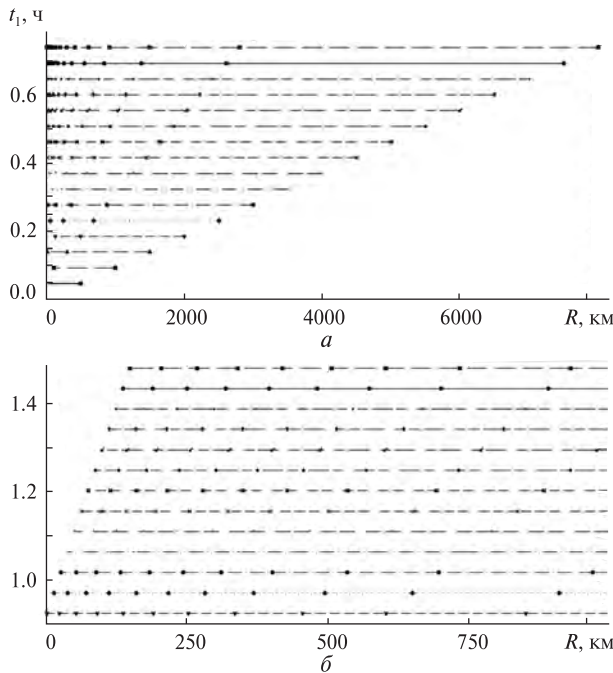


Рис. 6. Пространственно-временная динамика цуга АГВ, состоящего из 14 полупериодов: *а* — сканы цугов для дискретных значений t_1 , *б* — низкоскоростная часть сканов цугов для дискретных значений t_1

(ниже — начала возмущения). Выбранные значения R_1 являются характерными удалениями источника от ИП в экспериментальных наблюдениях (см. разделы 4 и 5). Как видно, при $R_1 = 1500$ и 3000 км первый период цуга относится к КМ, а последующие — к СМ-ПИВ. Наименьшее значение L_i при таких удалениях первого экстремума от источника составляет более 300 км.

Пространственные сканы полупериодов. Расстояние R_i между возмущающим источником и ближайшей к нему границей квазипериода l_i в цуге АГВ для заданного значения R_1 описывается выражением

$$R_i = R_1 - \sum_{i=1}^i l_i, \quad (4)$$

$$l_i = V_i \tau_0 + (V_i - V_{i+1}) t'_i,$$

$$t'_i = t_1 - i\tau_0, \quad t_1 = R_1/V_1.$$

На рис. 6 показана пространственно-временная динамика полупериодов l_i для различных времен t_1 , где положение границ полупериодов

l_i и первого экстремума R_1 отмечены маркерами на горизонтальных отрезках (рис. 6, *а*). Полупериоды l_i рассчитаны по формуле (3). Для каждого выбранного значения t_1 реализуется свой скан $l_i(R)$. Набор реализаций сканов для серии значений t_1 представлен на упомянутом рисунке.

Такую структуру можно обнаружить экспериментально в результате пространственного сканирования (просвечивания) ионосферы, выполненного вдоль продольной оси АГВ. На рис. 6, *а* наглядно видно сильное различие значений l_i первых четырех полупериодов цуга, которые обусловлены первыми пятью высокоскоростными экстремумами A_i (напоминаем, что в расчетах не учитывается onset, распространяющийся со скоростью V_0). На рис. 6, *б* иллюстрируются полупериоды l_i , порожденные низкоскоростными экстремумами цуга. Спустя $t_1 = 0.93$ ч формируются все 14 полупериодов цуга и полупериод, порожденный последним (14-й полупериод), начинает удаляться от источника возбуждения. Все предшествующие полупериоды цуга в этот момент отстоят на разных расстояниях от источника и уже увеличили свою длину относительно стартовых (начальных) значений. Заметим, что смежные значения l_i в низкоскоростной части такого цуга разнятся значительно меньше, чем в высокоскоростной его части.

На рис. 7 показана зависимость $L(R)$ для расстояний $R_1 = 1500 \dots 8000$ км. Здесь R — расстояние от источника до середины каждого квазипериода. На вставке панели *б* наблюдается приблизительно линейный закон изменения $L(R)$ для СМ-ПИВ.

С целью изучения пространственно-временной динамики пространственных квазипериодов АГВ прибегнем к модельному эксперименту. Введем гипотетического наблюдателя, имеющего возможность измерять размеры пространственных квазипериодов АГВ, которые он видит над собой в выбранные моменты времени. Наблюдатель последовательно располагается на ИП, удаленных от источника на заданных расстояниях $R_{\text{ИП}}$. При этом, как только ближайшая к источнику граница квазипериода пересекает вертикаль наблюдателя, наш исследователь начинает производить измерения уже следующего

квазипериода цуга, который расположен ближе к источнику, чем предшествующий квазипериод. Для того чтобы наблюдатель мог «производить» свои измерения, мы рассчитали сканы $L_f(R)$ — семейство цугов квазипериодов для набора значений t_1 , аналогичные сканам $I_f(R)$, приведенным на рис. 6.

На рис. 8 показаны графики $L(t)$ с пространственной дискретностью $\Delta R_{\text{ИП}} = 500$ км для диапазона $R_{\text{ИП}} = 500 \dots 3500$ км. Согласно оценкам в наших измерениях в таком диапазоне находится расстояние от каспа до ИП (см. раздел 5). На первый взгляд, столь необычное пилообразное изменение L с течением времени t свидетельствует лишь о неадекватности модели. На самом же деле такое поведение зависимости $L(t)$ должно наблюдаться при почти непрерывных измерениях пространственного периода АГВ над ИП (при разных удалениях от него источника возмущений).

Для пояснений эффектов, которые обнаруживает наблюдатель на различных расстояниях $R_{\text{ИП}}$, вначале проанализируем динамику $L(t)$ для $R_{\text{ИП}} = 500$ км (рис. 8, а). Первое значение $L = 1482$ км на графике соответствует задержке 0.138 ч (8.3 мин) от возбуждения первого экстремума (далее — начала возмущения). При этой задержке первый экстремум переместится от источника на расстояние 1500 км, а первый квазипериод будет включать в себя первый и второй полупериоды. Согласно измерениям нашего гипотетического наблюдателя по мере продвижения первого квазипериода над ИП его длина, как и длина следующего за ним квазипериода, линейно увеличивается. Эта фаза перемещения АГВ над ИП соответствует первому линейно возрастающему фрагменту зависимости $L(t)$ (вплоть до 3027 км при $t = 0.324$ ч). Как только над ИП покажется начальная часть второго квазипериода (ближайшая к источнику левая граница первого квазипериода окажется за вертикалью наблюдателя), измеряемый период будет состоять из второго и третьего полупериодов, каждый из которых значительно короче первого полупериода, первым проследовавшим над ИП. В результате этот период (состоящий из второго и третьего полупериодов) значительно короче первого наблюдаемого периода. В нашем при-

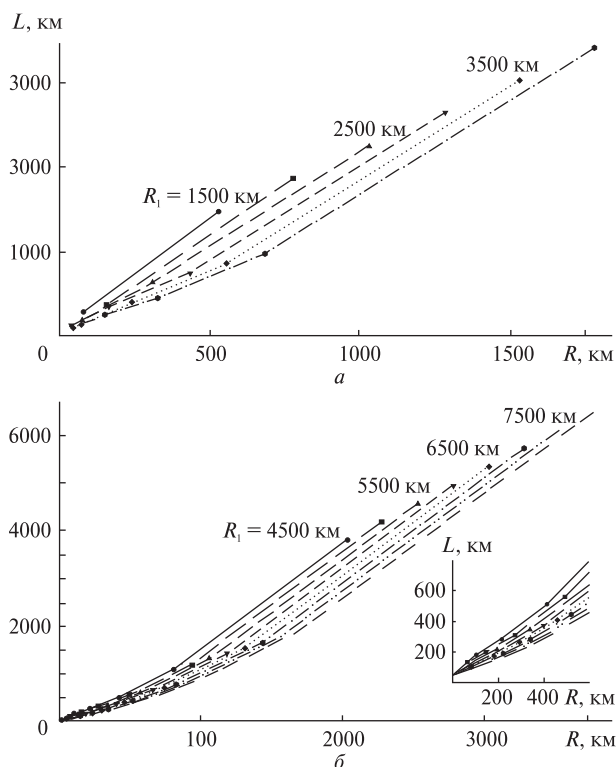


Рис. 7. Зависимость L от расстояния R до источника возмущений при различных удалениях R_1 : а — $R_1 = 1500 \dots 3500$ км, б — $R_1 = 4500 \dots 7500$ км

мере его длина составляет около 973 км. Далее с течением времени этот новый период также линейно увеличивается вплоть до значения 1200 км и скачком заменяется значительно меньшим квазипериодом, состоящим из третьего и четвертого полупериодов и равным около 611 км. С течением времени в ходе перемещения АГВ над ИП наблюдаемый квазипериод и его временной градиент в каждом последующем зубе пилы на зависимости $L(t)$ становятся все меньше и меньше, поскольку уменьшается различие между смежными значениями V_i в цуге. Этот процесс продолжается вплоть до достижения минимального квазипериода $L_{\min} = 200$ км. Далее наблюдается практически монотонное увеличение $L(t)$, поскольку различия между смежными значениями V_i для экстремумов с номерами $i > 8$ оказываются практически постоянными. Экспериментальные наблюдения эффекта пилы иллюстрируются в разделе 5.

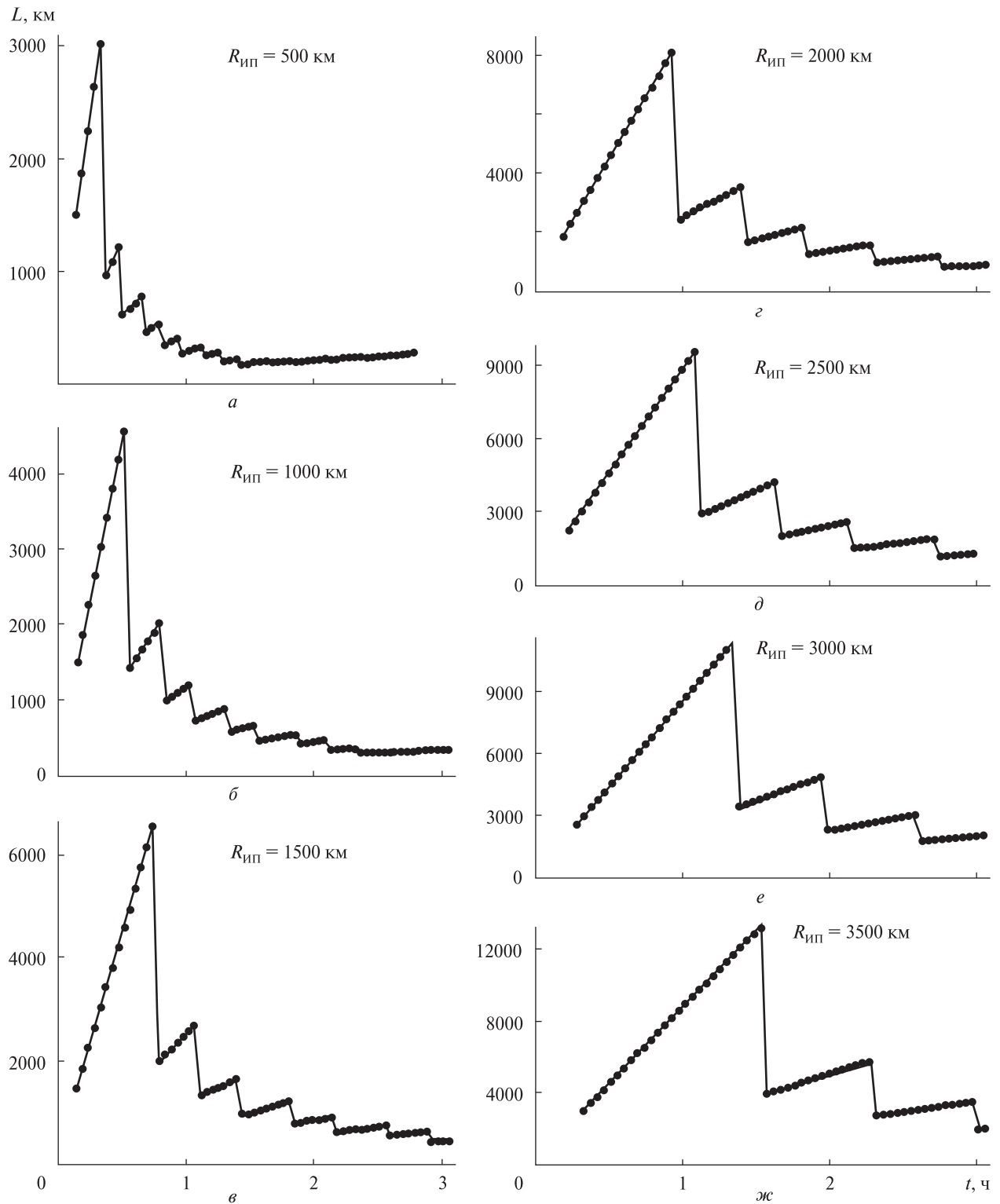


Рис. 8. Зависимость квазипериода L от времени t , прошедшего после начала возмущения, для различных удалений измерительного пункта $R_{\text{ИП}}$ от источника АГВ

Время, при котором имеет место $L_{\min}$, обозначим как $t_{\min}$. Зависимости $L_{\min}(R_{\text{ИП}})$ и $t_{\min}(R_{\text{ИП}})$ показаны на рис. 9. При $R_{\text{ИП}} = 500 \dots 3500$ км значение $L_{\min}$ и $t_{\min}$ линейно увеличиваются соответственно в интервалах 200...747 км и 1.3...7.7 ч. С использованием таких графиков по экспериментальным зависимостям $L(t)$ можно оценить значение $R_{\text{ИП}}$.

Высота расположения и толщина слоя. Как уже отмечалось, вначале возбуждаются высокоскоростные КМ-АГВ, вслед за ними генерируются низкоскоростные СМ-АГВ. При больших расстояниях от источника СМ-АГВ «вытягиваются» в КМ-возмущения, однако они продолжают распространяться с малыми скоростями, присущими хвостовой части цуга. При единственном ПИВ-источнике СМ-возмущения не могут догнать КМ-возмущения, генерируемые в начальной фазе колебаний источника. Наложение (суперпозиция) КМ- и СМ-возмущений может происходить в случаях, когда, например, имеется два источника (или более), расположенных в одной и той же или в приблизительно совпадающих областях пространства, и включение (запуск) таких источников осуществляется в разные моменты времени (с задержкой более часа). Анализ экспериментальных данных транс-ионосферного зондирования показал, что КМ-ПИВ наблюдаются в волноводе Земля — ионосфера с эффективной толщиной $2H = 160$ км и с максимумом амплитуды на высоте z_m . СМ-АГВ являются свободно распространяющимися по всем направлениям от источника волнами. После отражения от поверхности Земли эти волны на ионосферных высотах порождают СМ-ПИВ. Согласно нашим экспериментальным исследованиям такие возмущения проявляются в слое с эффективной толщиной $2H = 50$ км и продольной осью, расположенной на высоте z_m (как и в случае КМ-ПИВ). Угол падения и отражения этих волн тем больше, чем дальше отстоит точка отражения (скачка) от источника возмущений.

Угол наклона фронта АГВ в вертикальной плоскости. Фронт АГВ-ПИВ в вертикальной плоскости имеет наклон в сторону своего распространения при любом механизме распространения возмущений: волноводном либо скачковом.

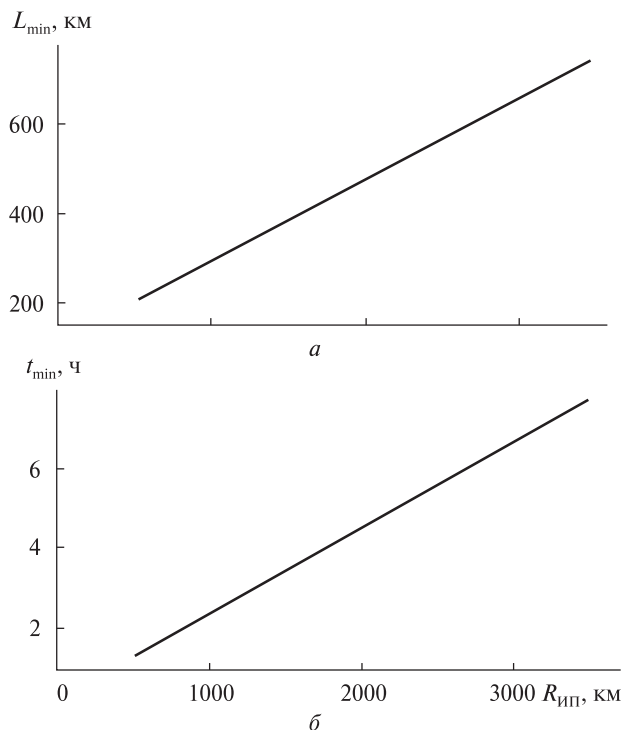


Рис. 9. Зависимости от расстояния до измерительного пункта $R_{\text{ИП}}$: *a* — минимальных значений $L_{\min}$ пространственного периода ПИВ, *б* — временной задержки $t_{\min}$ от начала исходного возмущения, при которой наблюдаются $L_{\min}$

Только в последнем случае, как будет разъяснено ниже, этот наклон значительно больше. Выше отмечалось, как геометрия эксперимента при скачковом распространении приводит к увеличению наклона АГВ-луча при удалении его точки отражения от источника возмущения (см. рис. 1). Переход от АГВ-волны к АГВ-лучам использован лишь для ясности интерпретации.

На рис. 10, *a* показан «мгновенный снимок», характеризующий распространение фрагмента цуга СМ-АГВ в выбранный момент времени. Здесь минимумы и максимумы возмущения давления воздуха в волне после ее отражения от поверхности можно интерпретировать АГВ-лучами. Эти лучи (лучи- $\min$ и лучи- $\max$), достигнув ионосферных высот, произведут там модуляцию электронной концентрации вдоль поверхности Земли. Предполагается, что после отражения от

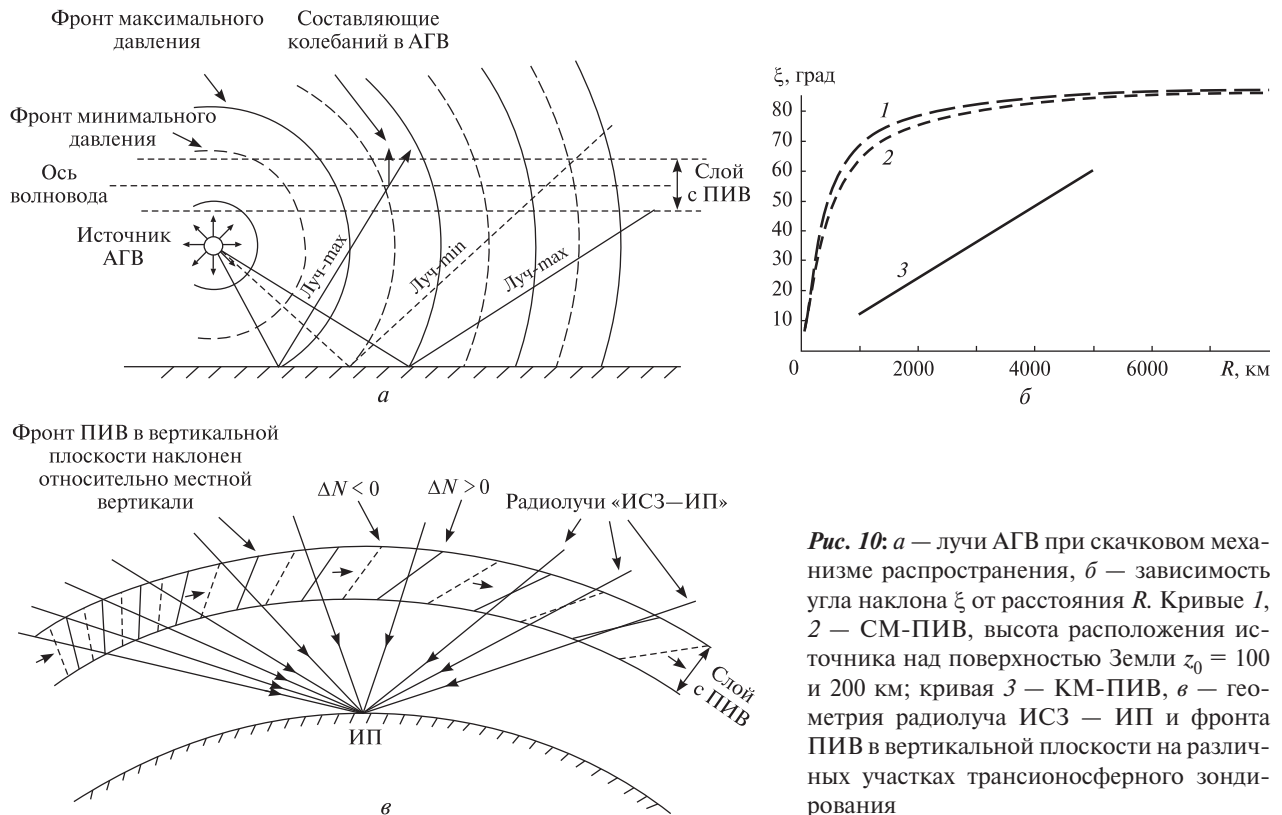


Рис. 10: а — лучи АГВ при скачковом механизме распространения, б — зависимость угла наклона ξ от расстояния R . Кривые 1, 2 — СМ-ПИВ, высота расположения источника над поверхностью Земли $z_0 = 100$ и 200 км; кривая 3 — КМ-ПИВ, в — геометрия радиолуча ИСЗ — ИП и фронта ПИВ в вертикальной плоскости на различных участках трансионосферного зондирования

поверхности сигналы распространяются мгновенно, без каких-либо задержек, связанных с ограниченными скоростями их распространения. Это позволяет упростить рисунок и более наглядно проиллюстрировать суть процесса модуляции ионосферы. В реальном случае вдоль наклонного АГВ-луча с течением времени происходят независимые колебания воздуха как по вертикали, так и вдоль луча, возмущение является продольно-вертикальной волной (вертикальный компонент колебаний имеет две составляющие). При этом вдоль направления распространения волны колебания происходят почти так же, как и в звуковой волне. Независимые вертикальные колебания обусловлены действием силы гравитации в стратифицированной атмосфере: возвращающими силами являются силы выталкивания (при всплытии) и тяжести (при погружении).

В волноводном механизме распространения КМ- и СМ-АГВ являются поперечными волнами: распространение происходит вдоль поверх-

ности Земли, а колебания воздуха — вдоль местной вертикали (как в гравитационных волнах). В скачковом механизме распространения СМ-АГВ являются продольно-поперечными волнами: колебания вдоль направления распространения (вдоль луча) происходят как в звуковой волне, а колебания вдоль местной вертикали — как в гравитационной волне.

Наклон фронта в волноводном механизме передачи возмущения определяется разностью фазовых скоростей АГВ (как СМ-, так и КМ-АГВ) на высотных границах слоя/волновода: на верхней границе слоя/волновода скорость больше, чем на его нижней границе. Упомянутые скорости АГВ зависят от скорости звука на высотных границах сферического слоя/волновода. Как отмечалось, эти границы отстоят друг от друга примерно на 160 км для КМ- и на 50 км для СМ-АГВ-ПИВ. Известно, что у земной поверхности и на высоте около 100 км скорость звука составляет 0.34 км/с, а на высотах 300...

400 км — она лежит в диапазоне 0.9...1 км/с [5, 66]. Поэтому различие скоростей звука на границах волновода для КМ-АГВ может составлять около 0.2 км/с. В результате наклон фронта волноводных АГВ (как и скачковых) увеличивается при их удалении от источника. Это происходит потому, что в ходе распространения таких волн увеличивается разность фазовых путей, проходимых ими на верхней и нижней границе слоя/волновода. Подобный механизм увеличения ξ по указанной причине работает и при скачковом способе распространения АГВ. Однако его вклад в итоговый наклон фронта невелик, поскольку высотная разность верхней и нижней границ АГВ-луча значительно меньше, чем высотных границ волновода для КМ- и слоя для СМ-АГВ-ПИВ. Здесь следует отметить, что в предлагаемой полуэмпирической модели полагается, что АГВ-ПИВ обоих видов распространяются вдоль поверхности Земли со скоростями их экстремумов, указанными в табл. 1. При этом наклон волнового вектора распространения СМ-возмущений не учитывается.

Модуль угла наклона ξ (в радианах) фронта СМ- и КМ-АГВ-ПИВ в вертикальной плоскости определяется соответственно зависимостями

$$\xi = \arctg(R/(z_m + z_0(R_E + z_m)/(R_E + z_0))), \quad (5)$$

$$\xi = 2.1 \cdot 10^{-4} R_s, \quad (6)$$

где R_E — радиус Земли, z_0 — высота расположения источника над поверхностью Земли, расстояния R и R_s до источника возмущения отсчитываются соответственно на высоте z_m и по поверхности Земли. Величина R_s измеряется в километрах. На рис. 10, б приведены зависимости $\xi(R)$ для обоих механизмов распространения АГВ. Увеличение угла наклона ξ для лучей СМ-АГВ с увеличением расстояния точки их отражения от места расположения источника иллюстрируется на рис. 1 и рис. 10, а.

При расчетах $\xi(R)$ в скачковом механизме не учитывалась рефракция, принималась во внимание сферичность поверхности Земли, полагалось, что продольная ось слоя, в котором обнаруживаются СМ-ПИВ, находится на высоте $z_m = 300$ км, а источник возмущения расположен на высотах $z_0 = 100$ и 200 км (соответственно

кривые 1 и 2 на рис. 10, б). Величина R отсчитывалась от источника возмущения вдоль поверхности Земли на высоте $z_m = 300$ км. Зависимость (5) вытекает из геометрии скачкового механизма распространения СМ-АГВ-ПИВ.

Для получения $\xi(R)$ в волноводном способе распространения АГВ-ПИВ (кривая 3) использована линейная экстраполяция (от 1650 до 5000 км) результатов расчета возмущения горизонтальной скорости воздуха в АГВ, приведенных в работе [8]. В этой работе с применением численного алгоритма решения уравнений геофизической гидродинамики учитывались влияние турбулентной вязкости и ионное торможение, которые авторы считали наиболее существенными источниками диссипации энергии АГВ.

При $R = 2500$ км отношение углов ξ в скачковом и волноводном механизмах равно 2.5 для $z_0 = 100$ км. На расстояниях от источника $R = 5000$ км это отношение уменьшается до 1.4. В этих оценках пренебрегался упомянутый выше дополнительный поворот фронта СМ-АГВ. В скачковом механизме для $R = 2500...5000$ км значение ξ при $z_0 = 100$ км изменяется лишь на 6.7°, что составляет 8.2 % от среднего значения ξ в упомянутом диапазоне R . В случае, когда $R = 0...2000$ км, угол наклона ξ резко увеличивается по почти линейному закону от 5 до 75° (см. кривые 1 и 2 на рис. 10, б). При анализе данных трансionoсферного зондирования (см. раздел 5) экспериментальные значения ξ на северной и южной границах радиопросвечивания использованы для оценки расстояний этих границ от местоположения каспа.

На рис. 10, в показан механизм подавления влияния ПИВ на той части регистрации ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты, где радиолуч ИСЗ — ИП пересекает две (или более) противофазные неоднородности N (левая часть пролета ИСЗ, ближайшая к источнику возмущений). Вместе с тем неоднородности N наиболее сильно проявляются на экспериментальной зависимости в том случае, когда наклон радиолуча ИСЗ — ИП совпадает, либо близок к наклону фронта ПИВ в вертикальной плоскости (правая часть пролета ИСЗ). Такая ситуация возникает в случае, когда АГВ-ПИВ удаляются

от ИП. Этот эффект использован нами в качестве индикатора направления перемещения ПИВ по данным трансионосферного зондирования: возмущения движутся с севера на юг либо в обратном направлении. Впервые на него обратили внимание в работе [30]. Подробнее о влиянии ξ на результаты радиопросвечивания ионосферы изложено в работе [15].

Пространственное распределение электронной концентрации. В заданный момент времени пространственная модуляция N над ИП (над регионом с горизонтальным радиусом до 1500 км) описывается выражениями

$$N = N_n [1 + A_d F(z) F_1(\varphi, \lambda)], \quad (7)$$

$$F(z) = \exp\left[-\frac{(z - z_m)^2}{H^2}\right],$$

$$F_1(\varphi, \lambda) = \sin[m_\varphi(\varphi - \Delta\varphi) + m_\lambda(\lambda - \Delta\lambda) + \Phi],$$

$$\Delta\varphi = \pm \frac{z - z_m}{R_E + z_m} \operatorname{tg} \xi, \quad \Delta\lambda = \pm \frac{z - z_m}{R_E + z_m} \operatorname{tg} \xi,$$

$$m_\varphi = \frac{2\pi}{L} (R_E + z_m) \cos \alpha, \quad m_\lambda = \frac{2\pi}{L} (R_E + z_m) \sin \alpha,$$

$$\xi = \xi_0 - (\varphi - \varphi_0) k_\xi,$$

где φ, λ — географические широта и долгота выбранной точки поверхности соответственно, φ_0 — широта ИП, α — азимут волнового вектора АГВ-ПИВ (отсчитывается от направления на север), ξ_0 — угол наклона при $\varphi = \varphi_0$, φ_0 — географическая широта ИП, $A_d = A_0 - (\varphi - \varphi_0) k_{Ad}$, N_n — невозмущенное пространственное распределение электронной концентрации в заданный момент времени, рассчитанное по глобальной адаптированной ионосферной модели; A_0 — относительная амплитуда ПИВ при $\varphi = \varphi_0$, Φ — начальный сдвиг фазы выбранного гармонического возмущения, k_{Ad} и k_ξ — коэффициенты пропорциональности, z — высота над поверхностью Земли. Знак в формулах для $\Delta\varphi$ и $\Delta\lambda$ выбирается в зависимости от относительного положения источника АГВ-ПИВ и ИП. Если источник находится севернее или западнее ИП, то выбирается знак минус. В противном случае выбирается знак плюс. Функции $F(z)$ и $F_1(\varphi, \lambda)$ определяют изменения амплитуды и фазы ПИВ в зависимости от z, φ и λ . Глобальная модель ионосферы

должна корректироваться с использованием когерентных сигналов низкоорбитальных навигационных спутников [11].

3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Модель основывается на следующих постулатах:

- периодичность появления экстремумов;
 - пространственно-временное постоянство V_i и A_i ;
 - неизменность τ_0 в процессе всего времени возбуждения 16 экстремумов цуга АГВ.
- Ключевыми параметрами модели являются:
- значения скоростей экстремумов V_i ;
 - значения относительных амплитуд экстремумов цуга A_i ;
 - полупериод τ_0 флуктуаций атмосферного давления в возбуждающем источнике.

Из-за очень больших скоростей V_i первых экстремумов (см. табл. 1) наиболее точные их экспериментальные значения удастся получить только в случае непрерывной диагностики параметров ионосферы, в частности N_0 или N_m . Такое условие реализовано в исследованиях [53, 54]. В первой из этих работ осуществлялся мониторинг N_0 по измерениям угла поворота линейно поляризованных ОВЧ несущих сигналов телеметрии (эффект Фарадея), излученных с борта геостационарного спутника. В ходе эксперимента удалось зарегистрировать возмущения, инициированные взрывом-извержением вулкана Сент-Хеленс 16 мая 1980 г. По оценкам вулканологов эквивалентная энергия Q , высвободившаяся в ходе взрыва, составляла около 10 Мт ТНТ. Эти данные использованы для адаптации модели возмущения изотермической атмосферы точечным источником [45, 66]. В результате были вычислены параметры глобальной упрощенной эквивалентной изотермической атмосферы, в частности скорость звука $C = 486$ м/с, отношение удельных теплоемкостей атмосферного газа при постоянном давлении и постоянном объеме $\gamma_c = 1.38$. Полагалось, что приведенная высота атмосферы составляет $H = 18.4$ км, продольная ось слоя расположена на высоте 350 км; в высотном интервале 0...350 км среднее значение ускорения свободного падения составляет $g = 9.33$ м/с².

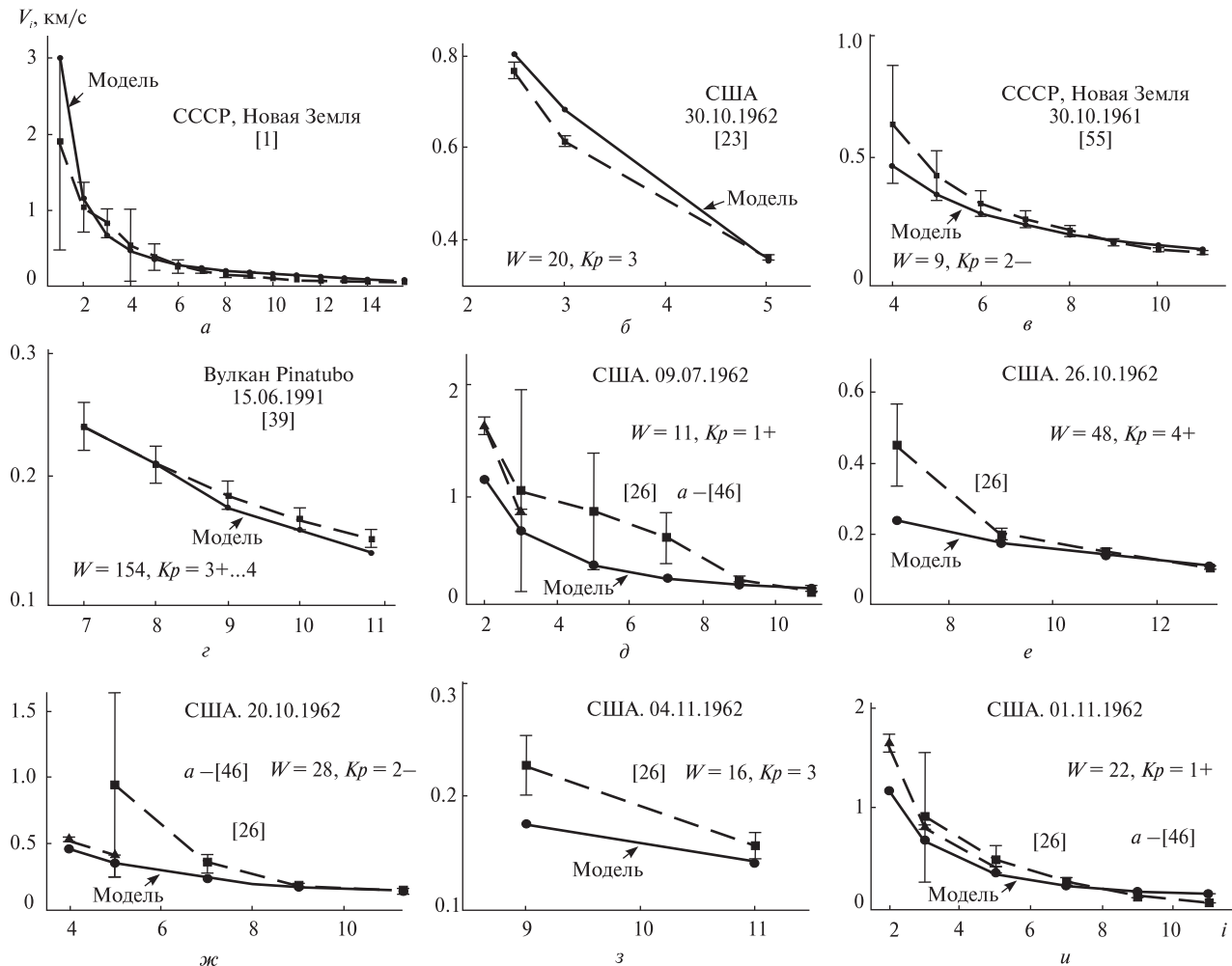


Рис. 11. Зависимости скоростей экстремумов в цуге ПИВ от их номера: a, b, v — для наземных ядерных взрывов при минимуме солнечной активности, z — для взрыва вулкана при максимуме солнечной активности (V_i — скорость экстремума; i — номер экстремума в цуге (нечетные числа соответствуют максимумам, четные — минимумам); b — для высотных ядерных взрывов, полученные при минимуме солнечной активности

Упомянутая выше адаптированная эквивалентная модель изотермической атмосферы, как она названа в работе [53], успешно проверена в работе [54] на экспериментальных данных, полученных после взрыва вулкана Сент-Хеленс. В ней для диагностики возмущений использовался эффект Фарадея сигнала пульсара PSR 0329+54, который регистрировался высокочувствительным радиointерферометром с очень большой базой.

По данным [54] мы рассчитали значения V_i для $i = 1...11$. Значения V_i для экстремумов с 12-го по 15-й соответствуют линейной экстраполяции

значений V_i для 9...11-го экстремумов. V_0 является экстраполяцией регрессии девятого порядка значений V_i для $i = 1...11$. Далее значения V_i для 0...15-го экстремумов будем называть моделью V_i (сплошная линия на рис. 11). Полученные таким образом значения V_i приведены в табл. 1. Пространственно-временное постоянство значений V_i экспериментально установлено в работах [23, 26, 39, 41, 46, 53—55] для расстояний до источника возмущений вплоть до 14000 км. Значения A_i заимствованы из работы [27], они рассчитаны для задержки 3.333 ч от начала возбуждения

АГВ. Эта задержка близка к средним значениям задержек для использованных нами экспериментальных данных.

Неизменность τ_0 в ходе генерации шестнадцати экстремумов АГВ нами постулируется. Следуя работе [23], для вычисления τ_0 мы использовали зависимость $\tau_0 = 2\pi C/(\gamma_c g)$ [55]. Значения параметров для этой зависимости мы взяли из упрощенной эквивалентной модели атмосферы [53]. В результате оказалось, что $\tau_0 = 3.95$ мин.

Выражения, описывающие наклон фронта в вертикальной плоскости для скачкового (5) и волноводного (6) способов распространения АГВ-ПИВ, заимствованы из работы [15]. Соотношение (5) выведено для скачкового способа распространения СМ-АГВ-ПИВ в сферически-симметричной среде. Связь (6), справедливая для волноводного способа распространения АГВ-ПИВ, получена на основе расчетных данных [8].

Значения $2H$ для СМ- и КМ-ПИВ, высоты продольной оси волновода для КМ-ПИВ и слоя, в котором обнаруживаются СМ-ПИВ, были установлены трансионосферным радиопросвечиванием (с использованием сигналов низкоорбитальных навигационных ИСЗ России серии «Цикада» и «Цикада-М») и методом некогерентного рассеяния [13–17].

4. ПРОВЕРКА АДЕКВАТНОСТИ МОДЕЛИ ПО ДАННЫМ ИЗ ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Скорости экстремумов. Экспериментально измеренное значение скорости onset приведено в работе [10]: $V_0 \approx 10$ км/с (в модели $V_0 \approx 11.3$ км/с). Такое значение V_0 наблюдалось по данным некогерентного рассеяния на расстоянии порядка 3500 км от источника наземного взрыва, произведенного в СССР 28 ноября 1981 г. в 02:31 UT (эксперимент «Масса») с эквивалентной энергией $Q \approx 0.24$ Мт ТНТ. Как отмечалось выше, значение V_0 экспериментально трудно определяемо, поэтому ниже рассматриваются лишь последствия распространения этого экстремума, и отсчет скоростей V_i начинается с V_1 .

На рис. 11, а значения V_i для $i = 1...15$ (см. табл. 1) сопоставлены со значениями, вычис-

ленными нами на основе экспериментальных данных из [1]. В этой работе даются усредненные результаты, полученные после 27 ядерных взрывов в атмосфере с $Q = 5...10$ и $20...30$ Мт ТНТ. На рисунке использованы только данные для последнего диапазона Q . Все взрывы произведены на Новой Земле в период массового испытания ядерного оружия в СССР. Высота взрывов в работе не приводится. Однако мы полагаем, что она не превышает 5 км. Усреднение осуществлялось методом наложения эпох. С использованием ионозондов для $R_{\text{ИП}} = 1000$ и 4000 км регистрировалась критическая частота слоя F2 ($f_0 F2$) с дискретностью 15 мин, начиная от момента взрыва. Времена прихода первых трех экстремумов для ионозондов с $R_{\text{ИП}} = 1000$ км, согласно нашей модели V_i , составляли соответственно 5.6, 14.4 и 24.4 мин. На этой станции 15-мин временная дискретность не позволила обнаружить возмущения ионосферы указанными экстремумами и определить скорости их распространения. Вместе с тем скорости V_i для упомянутых экстремумов удалось определить на более удаленной станции с $R_{\text{ИП}} = 4000$ км. Для 10...15-го экстремумов значения V_i определены по данным станции с $R_{\text{ИП}} = 1000$ км. Значения скоростей для экстремумов от четвертого по девятый получены усреднением соответствующих значений V_i для $R_{\text{ИП}} = 1000$ и 4000 км.

Данные для первых пяти высокоскоростных экстремумов имеют наибольшую погрешность измерений. Доверительные интервалы всех средних значений V_i были получены на основе 15-мин интервалов измерений $f_0 F2$. Доверительные интервалы для 1...3-го экстремумов рассчитаны для $R_{\text{ИП}} = 4000$ км, а для всех остальных — для $R_{\text{ИП}} = 1000$ км. Время измерений ионозонда обычно составляет около 1 мин, данные сняты с графика, являющегося результатом усреднения данных для неизвестного числа взрывов. Как отмечалось, всего произведено 27 взрывов, однако какая часть из них относится к использованному нами диапазону 20...30 МТ, в работе не указывается. По отмеченным причинам рассчитанные доверительные интервалы, видимо, составляют лишь часть истинного промежутка неопределенности. Погрешность экспериментальных дан-

ных относительно модельных значений составляет 25.8 %, что в целом подтверждает справедливость модели V_i .

На рис. 11, *б* первые одиннадцать экстремумов модели V_i сопоставлены с данными, полученными после ядерного испытания СССР на Новой Земле, произведенного 30 октября 1961 г. в 08:33 UT на высоте $z_{expl} = 3.7$ км с $Q = 58$ Мт ТНТ [55]. Использовались измерения f_0F2 (четыре раза в час), ионозонды находились на расстояниях 1250...4400 км от места взрыва. Несмотря на колоссальную энергию взрыва, 15-мин дискретность измерений позволила зарегистрировать лишь экстремумы с четвертого по одиннадцатый. Скорости экстремумов с номерами 6, 8 и 10 (минимумы цуга), определены интерполяцией с использованием регрессии 9-го порядка. О причине пропуска первых трех экстремумов свидетельствуют следующие вычисления.

На первых, наиболее близких к источнику ионозондах (Кируна, $R_{ИП} = 1250$ км и Ликселе, $R_{ИП} = 1650$ км), задержки для первого экстремума составляли соответственно всего лишь 6.9 и 9.2 мин, а начальное измерение на станциях вертикального зондирования осуществлялось лишь на 12 мин после взрыва. Из-за временной дискретности в четверть часа пропущены и последующие два экстремума (длительность их жизни над ИП, видимо, составляет менее 1 мин). Поэтому начальное зарегистрированное возмущение на самом деле является четвертым экстремумом (минимумом). С учетом такой поправки погрешность экспериментальной кривой в среднем составляет 13.9 %. Без использованной поправки отличие экспериментальных и расчетных значений V_i невозможно объяснить привлечением какой-либо модели атмосферы Земли. Доверительные интервалы рассчитывались для расстояния от места взрыва до станции Уппсала ($R_{ИП} = 2123$ км), являющимся приблизительно средним расстоянием до источника всех задействованных станций.

На рис. 11, *б* иллюстрируются данные $V_i(i)$, полученные при помощи сети наземных ионозондов после мегатонного ядерного испытания США, произведенного на низких высотах в окрестности острова Джонстона 30 октября 1962 г.

в 16:02 UT [23]. Станции наблюдения (ионозонды) располагались на островах Тихого океана на расстояниях 1000...6500 км от места взрыва.

В этом эксперименте было зарегистрировано возмущение, начало которого соответствовало переходу через нуль цуга АГВ перед вторым модельным максимумом (третьим экстремумом). Согласно нашему анализу пропуск первых двух экстремумов в этом эксперименте, скорее всего, обусловлен не временной дискретностью измерений (она равнялась 5 мин), а геометрией волнового вектора первой полуволны АГВ относительно геомагнитных линий в пунктах наблюдения. Как отмечалось выше, первый полупериод относится к КМ-АГВ, их волновой вектор параллелен поверхности Земли, колебания воздуха происходят в основном вдоль местной вертикали. В акватории испытания угол магнитного наклона на станциях наблюдения составлял лишь 30...40°, поэтому вертикальные колебания воздуха в волне происходили почти поперёк магнитных силовых линий. Последующие экстремумы цуга (начиная с четвертого) распространялись скачковым способом, волна являлась вертикально-продольной. В этом случае колебания воздуха происходят как вдоль местной вертикали, так и вдоль распространения (под углом к поверхности Земли). В результате суперпозиции этих колебаний имеется составляющая, вызывающая колебания плазмы в волне вдоль силовой линии. После упомянутых корректировок средняя погрешность экспериментальных значений V_i составляет 5.3 %.

По изложенным соображениям первый максимум, зарегистрированный 15 июня 1991 г. вблизи Японии после взрыва вулкана Пинатубо [39] для $R_{ИП} = 3000$ км, соответствует седьмому экстремуму. В связи с тем, что скорости этого и последующих экстремумов уже невелики (см. табл. 1), 15-мин дискретность измерений кажущейся высоты отражения f_0F2 позволила получить данные, которые отличаются от модели V_i на 4.4 % (см. рис. 11, *з*).

Сопоставление модели V_i с данными, полученными после пяти высотных ($z_{expl} \approx$ десятки — 400 км) ядерных взрывов США над островом Джонстона в 1962 г., приведено на рис. 11, *д*—*и*.

В эксперименте задействовано более шестидесяти ионосферных станций, расположенных на расстояниях 1000...14000 км от места взрыва.

На рис. 11, *д, ж, и* для одних и тех же ядерных взрывов совмещены данные [26, 46], полученные соответственно с часовой и минутной дискретностью при расстояниях 1000...5000 км и 4000...14000 км от места взрыва. Разной временной дискретностью объясняется большое различие доверительных интервалов для этих данных. В измерениях [26, 46] доверительные диапазоны оценивались соответственно для расстояний 2000 км и 8000 км. Выбранные значения приблизительно соответствуют средним удалениям станций, использованных в каждой из упомянутых работ.

Результаты, показанные на рис. 11, *д*, относятся к взрыву, произведенному 9 июля 1962 г. в 09:00 UT с $Q = 1.4$ Мт ТНТ на высоте $z_{expl} = 399$ км. Погрешности данных с минутной и часовой дискретностью соответственно составляют 34 и 79 %, максимальное расстояние до места взрыва — около 14000 км. Результаты для испытаний, выполненных 20 октября 1962 г. в 08:30 UT при $Q = 0.02$ Мт ТНТ на высоте $z_{expl} = 147$ км, иллюстрирует рис. 11, *ж*. Здесь упомянутые выше погрешности составляли 14 и 56 %. Зависимость скорости распространения экстремума от его номера в цуге ПИВ для ядерного испытания 1 ноября 1962 г., произведенного в 12:10 UT при $Q = 0.41$ Мт ТНТ и $z_{expl} = 97.5$ км, приводятся на рис. 11, *и*. Здесь погрешности данных составляли 25 и 34 %. В двух последних экспериментах максимальное расстояние станций до места взрыва составляло 12500 км.

На рис. 11, *е, з* даны результаты, вычисленные только по работе [26] для ядерных взрывов 26 октября 1962 г. в 10:00 UT и 4 ноября 1962 г. в 07:30 UT. Они произведены на высоте в несколько десятков километров, энергии взрывов соответственно составляют $Q \approx 0.2...1$ и менее 0.02 Мт ТНТ. Погрешности экспериментальных результатов для этих взрывов составляют 28 и 20 %, доверительные интервалы рассчитывались для расстояния станции от источника в 8000 км, максимальное удаление станций 12500 км.

Погрешности экспериментальных значений V_i (относительно модельных) для наземных и высотных ядерных взрывов приблизительно одинаковы. Такой вывод мы сделали, исключив из анализа погрешности, полученные по данным работы [26], поскольку их большая величина в основном обусловлена часовыми интервалами измерений. В целом можно заключить, что результаты экспериментов подтверждают адекватность проверяемой модели V_i .

Пространственная динамика горизонтальных квазиполупериодов. В работе [23] приводится пространственное положение цуга (относительно местоположения источника), состоящего из четырех горизонтальных полупериодов, измеренных по нулевым значениям возмущений. Возмущения порождены мегатонным ядерным взрывом, произведенным США вблизи поверхности Земли 30 октября 1962 г. Мы использовали эти данные для проверки адекватности модельного описания пространственных квазипериодов. На рис. 12 показано пространственное положение экспериментального (*а*) и модельного (*б*) цугов горизонтальных полупериодов. Как отмечалось выше, в этом испытании первые два экстремума были пропущены, анализ измерений начинается с нулевого возмущения (второго в модельном цуге), расположенном перед третьим экстремумом (вторым максимумом). В результате упомянутых пропусков экспериментальный цуг обнаруживается начиная со второго полупериода. Значения скоростей V_{0i} нулевых возмущений цуга приведены в табл. 5. Расчет I_i осуществлялся по формуле (3), где вместо скоростей экстремумов V_i использовались скорости V_{0i} .

Второй и третий модельные полупериоды практически совпадают по значениям и местоположениям с соответствующими экспериментальными полупериодами. Отсчет полупериодов осуществляется справа налево по модельным полупериодам, отмеченным цифрами 1...7 в верхней части рис. 12. Экспериментально наблюдаемые в работе [23] нулевые возмущения цуга соединены квазивертикальными штриховыми линиями с модельными значениями. На экспериментальных временных зависимостях $\Delta N/N(t)$ четко выражены только первые три экстремума.

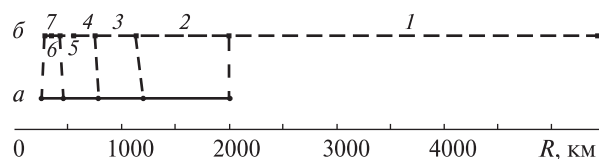


Рис. 12. Сканы полупериодов цугов АГВ: а — экспериментальные значения [23], б — модельные значения

Таблица 5. Зависимость скорости V_{0i} от номера i_0

i_0	V_{0i} , км с ⁻¹	i_0	V_{0i} , км с ⁻¹
0	7.500	8	0.1858
1	1.7500	9	0.1660
2	0.8540	10	0.1513
3	0.5618	11	0.1328
4	0.4041	12	0.1148
5	0.3137	13	0.1017
6	0.2593	14	0.0820
7	0.2176		

Они соответствуют третьему, четвертому и пятому модельным экстремумам, имеют амплитуду $A_d = 50...100$ %. Последующие экстремумы примерно в 15 раз меньше и близки к естественным фоновым флуктуациям. Поэтому достоверными являются только второй и третий экспериментальные пространственные полупериоды. Полагаем, что последние два экспериментальных квазипериода, показанные на рис. 12, на самом деле являются комбинациями соответственно четвертого и пятого, шестого и седьмого полупериодов. Последний экспериментальный полупериод может быть также суммой шестого, седьмого и восьмого полупериодов, поскольку восьмой модельный полупериод очень мал и на рисунке сравним с размером маркера. В пользу этого предположения свидетельствуют размеры и пространственные положение указанных ПИВ-фрагментов относительно источника.

Эти предположения подтверждаются данными рис. 13, где приводятся экспериментальная (кривая 1) и модельная (кривая 2) зависимости длины полупериода от расстояния до источника возмущения. Экспериментальные и модельные значения для второго и третьего полупериодов практически совпадают, а четвертый и пятый

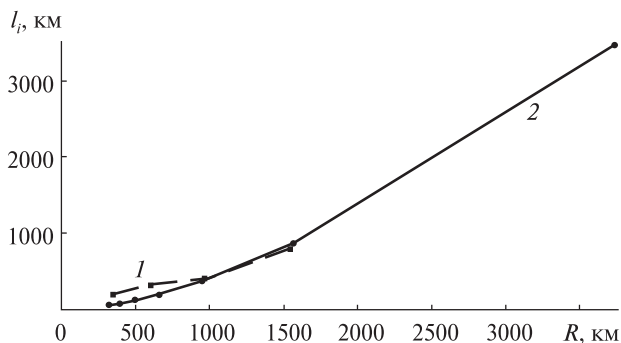


Рис. 13. Длина l_i полупериода в зависимости от расстояния его середины до источника: 1 — экспериментальные значения [23], 2 — значения, рассчитанные по модели

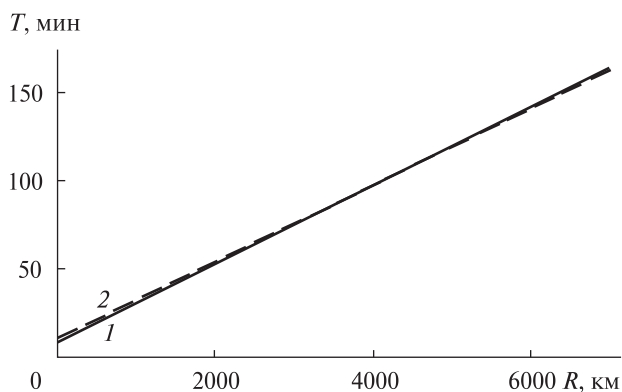


Рис. 14. Зависимость временного периода T от расстояния R до источника: 1 — значения, рассчитанные по модели, 2 — экспериментальные значения [23]

экспериментальные полупериоды из-за роста экспериментальных погрешностей по местоположениям и значениям лишь близки к соответствующим модельным периодам. Если ограничиться только надежной частью экспериментальных данных (соответствующих модельным второму и третьему полупериодам), то погрешность модели составляет около 6.5 %.

Зависимость временного периода ПИВ от расстояния до источника. В работе [23] выявлена также экспериментальная зависимость первого зарегистрированного временного периода от расстояния до очага ядерного испытания, осуществленного США 30 октября 1962 г. (см. кривую 2 на рис. 14). Как отмечалось, в этом эксперименте были пропущены первый и второй

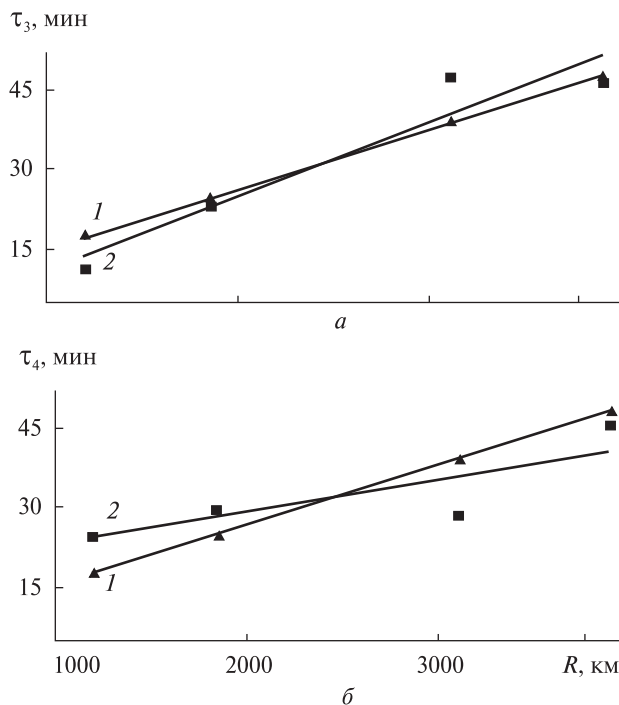


Рис. 15. Зависимости временных третьего (а) и четвертого (б) полупериодов от расстояния R до источника ПИВ: 1 — значения, рассчитанные по модели, 2 — экспериментальные значения

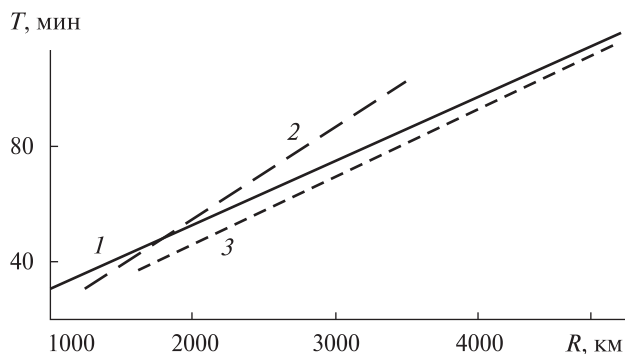


Рис. 16. Зависимость временного периода T от дальности R до источника возмущений: 1 — модель, 2 — экспериментальные значения [55], 3 — экспериментальные значения [53]

экстремумы, в результате чего первый зарегистрированный период является суммой третьего и четвертого временных полупериодов. Все полупериоды измерялись по переходам изменений

$\Delta N_m(t)$ через нуль. Первый экспериментальный полупериод отсчитывался от перехода через нуль $\Delta N_m(t)$, который находится между вторым и третьим модельными экстремумами. Поэтому экспериментальной пространственной зависимости мы сопоставили модельную зависимость (кривая 1) суммы третьего и четвертого временных полупериодов от расстояния ИП до источника возбуждения АГВ. Средняя погрешность модельной зависимости не превышает 3.6 %.

Для этого же ядерного испытания на рис. 15 сопоставлены модельные (кривые 1) и экспериментальные (кривые 2) пространственные зависимости для третьего (панель а) и четвертого (панель б) временных полупериодов. Экспериментальные зависимости представляют собой регрессии первого порядка экспериментальных значений, указанных на графике квадратными маркерами. Средние погрешности регрессий экспериментальных значений для третьего и четвертого полупериодов относительно модельных зависимостей составляют соответственно 7 и 12 %.

Экспериментальные зависимости временного периода ПИВ от расстояния до источника возмущения получены после ядерного испытания на Новой Земле 30 октября 1961 г. ($Q = 58$ МТ ТНТ) [55] и извержения вулкана Сент-Хеленс 18 мая 1980 г. ($Q \approx 10$ Мт ТНТ) [53]. В этих работах для каждого ИП приведено среднее значение экспериментальных временных периодов в цуге ПИВ. При этом на каждом из пространственно-разнесенных ИП зарегистрировано около 10 полупериодов в цуге. Поэтому для получения расчетного значения среднего временного периода (для выбранного расстояния до источника) мы удвоили среднее значение модельных временных полупериодов с первого по десятый. На рис. 16 сопоставляются упомянутые выше расчётные и экспериментальные данные. Здесь кривая 1 — расчётная пространственная зависимость временного периода, кривые 2 и 3 — линейные регрессии экспериментальных пространственных зависимостей временных периодов, зарегистрированных соответственно после ядерного взрыва и взрыва-извержения вулкана Сент-Хеленс. Средняя погрешность экспериментальных за-

висимостей (кривые 2 и 3) относительно модели (кривая 1) составляет 10 %.

Эффект понижения электронной концентрации перед экспериментально наблюдаемым цугом ПИВ. В работе [46] на основе анализа последствий трех высотных ядерных испытаний обнаружен эффект, природа которого долго оставалась невыясненной. Сущность эффекта заключалась в ярко выраженном уменьшении электронной концентрации ионосферы по всему пути распространения цуга ПИВ внутри региона с радиусом 2500...3000 км. При этом понижение значений N наблюдалось перед распространением цуга, оно зарегистрировано станциями вертикального и наклонного зондирования, работающими с минутной дискретностью. Минутный режим работы станций существенно повышал надежность данных, ведь до этих экспериментов для диагностики последствий ядерных испытаний в ионосфере использовали измерения с часовой и пятнадцатиминутной (редко пятиминутной) дискретностью. Величина N_0 , полученная при помощи спутниковых радиомаяков спустя 12 и 15 ч после взрыва, оказалась уменьшенной примерно на 30 % относительно значений, измеренных в предшествующий день. Испытания проводились в ночное время 9 июля 1962 г. ($Q = 1.4$ Мт ТНТ, $z_g = 399$ км), 20 октября 1962 г. ($Q = 0.02$ Мт ТНТ, $z_g = 147$ км) и 1 ноября 1962 г. ($Q = 0.41$ Мт ТНТ, $z_g = 97.5$ км). В период испытаний наблюдался минимум солнечной активности (СА), $W = 11...28$.

Объясним причину этого «непонятного» эффекта. Согласно тестируемой модели АГВ-ПИВ начальный нулевой экстремум цуга (минимум) распространяется со скоростью более 11.3 км/с, его амплитуда составляет 0.48 от максимального экстремума (второго максимума). Поэтому уже через 5 мин после взрыва в области с радиусом 3390 км, по всему пути распространения onset, давление атмосферы будет существенно ниже первоначального фонового значения. Время жизни возмущений в F-области ионосферы может составлять более 10 ч [11], поэтому над регионом с масштабом около 7000 км в северном полушарии (согласно модели) появится долгоживущая область уменьшенного значения

концентрации (ОУК), в литературных источниках ее называют также «дырой» [63]. В разделе 5 установлено, что для условий минимума СА время жизни КМ-ПИВ составляет 5...11 ч. Как отмечалось выше, второй экстремум с амплитудой 0.83 от максимального (первый максимум), распространяющийся со скоростью 3 км/с, в этих опытах не был зарегистрирован ввиду ортогональности направления колебаний воздуха в волне силовым линиям магнитного поля (более правильно сказать: «близкому к ортогональному»). При извержении вулкана Сент-Хеленс [53] наклон силовых линий над ИП был более благоприятным для порождения ПИВ. Поэтому первый экстремум, а также onset и последующие экстремумы были зарегистрированы. Однако долгоживущая ОУК не была обнаружена, поскольку измерения выполнялись при максимуме СА ($W = 215$). При таких условиях наблюдается минимальное время жизни возмущений (см. раздел 5). На наш взгляд, большое время жизни возмущений при минимуме СА в ходе высотных ядерных испытаний в 1962 г. [46] является основной причиной того, что второй экстремум в этих экспериментах не был обнаружен. Ориентация силовой линии относительно волнового вектора АГВ является второстепенной причиной.

Вернемся вновь к результатам высотных ядерных испытаний. Распространение лидирующей части цуга АГВ приводит к модуляции ионосферы вдоль поверхности Земли в виде КМ-ПИВ. Первым в цуге является onset, приводящий к уменьшению плотности атмосферы и N_m почти в два раза относительно невозмущенных условий. Если время жизни области с пониженными значениями N_m , возникшей после прохождения onset, составит несколько часов, то распространение в ней хвостовой низкоскоростной части цуга АГВ приводит к возникновению СМ-ПИВ. Поэтому в диапазоне от 1000 до 5000 км измеряемый эффект является суперпозицией долгоживущей фазы возмущения и колебаний с временным периодом от 30 до 120 мин (см. рис. 14). Мы полагаем, что рассматриваемый экспериментальный эффект порождения долгоживущей ОУК свидетельствует о прохождении onset в условиях низкой СА. Образование ОУК происхо-

дит также после высыпания энергичных протонов солнечного ветра в магнитосферные каспы (см. раздел 5), при внезапном начале магнитной бури [18—21]. Здесь важно отметить, что onset (понижение давления воздуха) в северном полушарии приводил к порождению минимальных значений N в ПИВ (ОУК). Такая зависимость описывается предлагаемой полуэмпирической моделью АГВ-ПИВ.

Остановимся более подробно на ионосферных эффектах, наблюдаемых в период сильных магнитоионосферных бурь с внезапным началом (SC). Частицы солнечного ветра в магнитосфере Земли образуют планетарный кольцевой ток (см. [34]), при этом существенная часть энергичных частиц солнечного ветра высыпается в магнитосферные каспы. Порождение кольцевого тока приводит к внезапному началу магнитной бури, которую отождествляют с источником последующих ионосферных возмущений. Мы же полагаем, что основным таким источником является энергия, высвобождающаяся за небольшой промежуток времени при высыпании частиц в каспы. При этом энергия высыпания приводит к образованию ОУК и последующим колебаниям атмосферного давления, возбуждающим АГВ, распространяющимся по всем направлениям вдоль поверхности Земли со скоростями, которые зависят от номера экстремума в цуге возмущения. Аналогичные эффекты наблюдаются при ядерных испытаниях, землетрясениях, взрывах вулканов, а также других локальных выделениях энергии и импульса. По нашим оценкам (основанным на сравнении амплитуд ПИВ, наблюдаемых после ядерных испытаний и магнитоионосферных бурь) энергия, высвобождаемая в каспах в ходе магнитоионосферных бурь, в десятки раз больше, чем при ядерных испытаниях. В годы минимума СА сильное начальное понижение давления воздуха в очаге возмущения может привести к тому, что последующие колебания (после образования ОУК) в большинстве случаев частично подавляются либо вовсе не наблюдаются из-за низкого долгоживущего фонового давления атмосферы. Такие эффекты с меньшей амплитудой проявляются и при максимуме СА, поскольку ОУК при этих ус-

ловиях также образуется, только время ее жизни в несколько раз меньше. В подтверждение этих предположений рассмотрим следующие экспериментальные результаты.

Изолинии равных задержек начала ионосферных возмущений, полученные после магнитной бури с внезапным началом, являются почти полуокружностями, параллельными географическим широтам [19]. Возмущения диагностировались в пространственно разнесенных наземных пунктах по кривым временного хода критической частоты f_0F2 и действующей высоты $z'F2$ и заключались в том, что в выбранном пункте на кривой f_0F2 наблюдалась впадина, а на кривой $z'F2$ — возвышение (пик). Задержки начала таких возмущений относительно начала SC использовались для построения изолиний. Эксперимент выполнен 15 июня 1959 г. в период высокой солнечной активности на освещенной стороне северного полушария. Установлено, что источник находился примерно на 70°N магнитной широты. Пространственный (вдоль меридиана) период составляет 1330 км, величина задержки увеличивается с уменьшением широты (при удалении от источника): в Москве (55.75°N , 37.62°E) и Свердловске (ныне — Екатеринбург, 56.83°N , 60.58°E) она составляет около 1 ч, а в Алма-Ате (43.26°N , 76.93°E) и Ямагате (38.24°N , 140.36°E) — 1.5 ч.

После резкого высвобождения энергии в каспе атмосфера, расположенная выше области, где частицы отдают свою энергию, выталкивается вверх (при этом давление воздуха в очаге возмущения понижается). Аналогичный процесс, в частности, наблюдался и при взрывах ядерных бомб. При этом N_mF2 часто резко уменьшается, а z_mF2 — увеличивается, вместе с тем N_0 остается неизменным [20, 21]. «Впадина» в N_mF2 и возвышение в z_mF2 имеют глобальный характер, они начинаются приблизительно спустя 1 ч после начала SC. Скорость перемещения возмущения вдоль меридиана в среднем для дневных часов составляет 0.74 км/с для высокой СА и 0.35 км/с для низкой СА [20, 21]. Продолжительность жизни «впадины» в электронной концентрации для среднеширотных станций — около 60 мин в годы высокой СА и 40 мин — в годы низкой

СА. Ночью же длительность этого эффекта составляет 2.5...3 ч. Распространяется ОУК в обоих полушариях от полюсов к экватору со средней скоростью 1 км/с [21]. Амплитуда изменений $N_m F2$ и $z_m F2$ в годы высокой активности гораздо больше, чем в годы низкой активности [18, 21].

Указанные выше скорости распространения ОУК не противоречат обсуждаемой модели: взаимодействие АГВ с ионосферой происходит не мгновенно. Кроме того, начало возмущения не совпадает с началом SC, а его ход зависит от состояния солнечной активности (до конца не исследованный даже для магнитных бурь). В подтверждение выполним следующие оценки. Предположим, что после высыпания частиц (начало высыпания приблизительно совпадает с началом SC), момент развития колебательно-го процесса задерживается на 10—20 мин (мы не учитываем длительность самого высыпания и скорость процессов в атмосфере). Тогда скорость перемещения ОУК, например в 1 км/с, наблюдаемая на расстояниях от источника в 2000 км, составит уже 1.4...2.5 км/с. В обсуждаемых исследованиях использовались 15-минутные и часовые периоды регистраций ионограмм, что также могло приводить к существенному занижению экспериментальных значений скорости перемещения возмущений.

Аналогичный сценарий проявления крупномасштабной ОУК наблюдался после ядерного взрыва на Новой Земле 30 октября 1961 г. ($Q = 58$ Мт ТНТ, $z_g = 3.7$ км, 74°N , 56°E), произведенного в околополуденное время при $W = 9$. В работе [1] приводятся временные зависимости $f_0 F2$, полученные в период 27.09.1961—05.10.1961 гг. на следующих ионосферных станциях: среднеширотная станция Алма-Ата (СССР, $R_{\text{ИП}} = 3500$ км, 43.26°N , 76.93°E), станции южного полушария — Мундаринг (Австралия, $R_{\text{ИП}} = 12000$ км, 31.98°S , 116.2°E) и высокоширотная станция Мирный (Антарктида, $R_{\text{ИП}} = 16000$ км, 66.56°S , 93.00°E). Измерения начинались за 100 ч (4.2 сут) до взрыва и продолжались в течение 200 ч (8.3 сут) после взрыва. Критическая частота $f_0 F2$ над Алма-Атой оставалась пониженной в течение 44 ч (1.8 сут), далее проявлялось незначительное ее повышение.

Над станциями южного полушария вначале наблюдалось повышение, а затем понижение $f_0 F2$. Каждый полупериод продолжался около 50 ч над станцией Мундаринг и около 59 ч над станцией Мирный. Наибольшая амплитуда (около 50 %) этой длиннопериодической волны оказалась над станцией Мундаринг. Приведенные в статье данные не позволяют вычислить скорость этой волны, однако видно, что над Алма-Атой понижение начинается спустя 17 ч, а над станциями Мундаринг и Мирный повышение концентрации возникает спустя 21 и 35 ч после взрыва соответственно. Мы полагаем, что описанные столь продолжительные по времени эффекты появились в результате того, что испытание произведено при минимуме СА. По приведенным данным в обоих полушариях происходит увеличение временных полупериодов и длительности задержки их начала с удалением от места взрыва. Эти эффекты свидетельствуют в пользу адекватности модели на удалениях от источника вплоть до 16000 км.

Согласно приведенным выше экспериментальным данным первый полупериод возмущения в северном полушарии распространялся (от места взрыва на Новой Земле) с севера на юг в виде ОУК, а в южном полушарии, южнее 35°S (станция Мундаринг), — в виде области повышенной концентрации (ОПК). Этот удивительный экспериментальный факт согласуется с эмпирической зависимостью (1), полученной из анализа ионосферных последствий ядерных взрывов в диапазоне широт $\pm 25^\circ \text{S}$. В этой формуле по знаку магнитного склонения θ определяется знак отклонения ΔN от фоновых значений N_m . Поскольку знаки θ в северном и южном полушариях противоположны, то полупериод с минимумом N_m в северном полушарии при распространении этого же возмущения в южном полушарии будет полупериодом с максимумом N_m .

Таким образом, эмпирическая зависимость (1), полученная по экспериментальным данным для диапазона широт $\pm 25^\circ \text{S}$, оказалась справедливой и в большем диапазоне широт, в частности от 43°N (Алма-Ата) до 67°S (станция Мирный, Антарктида).

Глобальное наблюдение АГВ и ПИВ. Возмущения, порожденные ядерными испытаниями на Новой Земле 23 октября 1961 г. ($Q = 25$ Мт ТНТ) и 30 октября 1961 г. ($Q = 58$ Мт ТНТ, $z_g = 3.7$ км), являются наиболее исследованными в глобальном масштабе, поскольку волны атмосферного давления обнаруживаемых амплитуд наблюдались почти по всему земному шару. Для второго события возмущения давления отмечались на всех наземных станциях. Изолинии времени запаздывания возмущения в обоих полушариях были близкими к концентрическим окружностям с центром в месте взрыва [65]. По качественным микробарограммам, полученным в Вашингтоне для $R_{\text{ИП}} = 7000$ км [65], мы рассчитали скорости волн давления у поверхности Земли. Для указанных событий они оказались равными соответственно 0.33 и 0.31 км/с. Средняя скорость (по всему земному шару) для второго события согласно [50, 65] составила 0.31 км/с.

Вместе с тем ионосферные возмущения обнаруживались не на всех станциях вертикального зондирования. Так, оба события вызвали возмущения в ионосфере на станциях Европы, Азии, Индии и Юго-Восточной Азии. Малые отклонения от фона наблюдались в Японии, очень незначительные вариации или полное их отсутствие установлены в Северной Америке [50], несмотря на то, что удаление станций Северной Америки было сравнимым с удалением европейских станций. Упомянутые мертвые зоны для ионосферных возмущений подтверждают справедливость предлагаемой модели, в которой ионосферное проявление атмосферной волны определяется углом между волновым вектором АГВ и плоскостью геомагнитного меридиана (фактически проекцией скорости перемещения ионизированной составляющей в волне на вектор геомагнитного поля). При этом следует учитывать возможные искривления фронта распространения АГВ, обусловленные региональными скоростями ветра, неоднородностями давления и температуры воздуха, наблюдаемыми, например, в исследовании [65]. Как оказалось, в прямой волне искривления фронта могут достигать около 40° .

5. ПРОВЕРКА ДОСТОВЕРНОСТИ МОДЕЛИ ПО ДАННЫМ, ПОЛУЧЕННЫМ В ХОДЕ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ КОГЕРЕНТНЫМИ СИГНАЛАМИ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ ИСЗ

Методика проведения исследований. Пространственное распределение электронной концентрации исследовалось с использованием сигналов, излучаемых навигационными спутниками «Цикада» и «Цикада-М» (Россия) с высотой орбиты около 1000 км и наклоном ее плоскости на 83° . Бортовой передатчик непрерывно излучает когерентные радиосигналы с частотами около 150 и 400 МГц. Наземный ИП располагается на радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина с географическими координатами $\varphi = 49.63^\circ \text{N}$, $\lambda = 36.32^\circ \text{E}$, принимает излученные сигналы и измеряет ионосферную составляющую доплеровского смещения частоты δf_i в течение 12...16 мин каждые 1.5...2 ч с аппаратурной погрешностью $\delta f = 0.005$ Гц. Регистрации $\delta f_i(t)$ являются индикаторами состояния ионосферы, позволяют исследовать регулярные и возмущенные параметры пространственного распределения электронной концентрации над регионом в диапазоне широт $33...66^\circ \text{N}$, что соответствует протяженности по поверхности Земли до 3600 км. В ходе отдельного пролета ИСЗ ионосферные параметры исследуются в широтном диапазоне в 24° (что составляет 2700 км). Подробности этой методики описаны в работах [11, 15, 16].

Появляемость ПИВ. В работе анализируются зависимости $\delta f_i(t)$, зарегистрированные в 1987—2010 гг. при характерных гелиогеофизических условиях. Амплитуда вариаций, проявляющихся на $\delta f_i(t)$ в результате влияния ПИВ, в десятки и сотни раз больше значения δf . Столь высокая аппаратурная точность регистраций и большой массив данных, накопленный за два цикла солнечной активности, позволили скорректировать выводы ряда экспериментов с использованием практически таких же низкоорбитальных навигационных ИСЗ серии NNSS («Транзит», США), однако с недостаточной точностью измерений. Так, согласно нашим наблюдениям общепри-

нятое в настоящее время заключение о наличии широтной, сезонной и суточной зависимостей в появляемости СМ-ПИВ нельзя считать справедливым.

Например, в работах [30, 51] утверждается, что в ночное время СМ-ПИВ наблюдаются значительно реже, а летом имеется минимум их появляемости. Поскольку по анализу наших данных эти эффекты не наблюдаются, мы пересмотрели результаты измерений, приведенные в упомянутых работах, и установили, что выводы авторов обусловлены только недостаточной аппаратурной точностью измерений: порог значений N_m не позволял проводить исследования регулярных и возмущенных параметров ионизации. Следует отметить, что такое предположение в обеих работах высказывалось. Однако считалось [30], что этот эффект влиял лишь на амплитуду обнаруженных зависимостей и не сказывался на их достоверности. В приведенных исследованиях измерения проводились в разных полушариях, поэтому когда в работе [30] зимой наблюдался максимум, то в [51] в это же время было лето, и обнаруживался минимум. Согласно нашей гипотезе большинство ПИВ естественно происхождения порождаются высыпанием энергичных частиц в магнитосферные каспы, а это событие никак не связано с сезонами года. Более того, даже единичный акт возбуждения АГВ порождает ПИВ, наблюдаемые практически круглые сутки (с уменьшающимися со временем пространственным периодом и амплитудой). Поэтому максимумы или минимумы в суточной и сезонной зависимостях появляемости ПИВ будут наблюдаться только при недостаточной точности измерений.

В работах [44, 52, 58–60, 62], выполненных спустя почти три десятилетия после исследований [30, 51], также выявляется суточная и сезонная зависимость появляемости. Однако полученные зависимости противоречат друг другу и предшествующим результатам. Например, в работе [60] наблюдался минимум появляемости летом 2006 г., а в работе [62] регистрировался максимум в летние периоды 2007–2008 гг. Вместе с тем в работе [62] сделаны выводы, которые совпадают с нашими заключениями: отсутствует

сезонная зависимость амплитуды ПИВ; СМ-ПИВ не обнаруживаются в околополуденные часы. Ошибочные выводы относительно суточной и сезонной зависимостей появляемости, как и в работах [30, 51], обусловлены погрешностью измерений параметров ПИВ и наличием фоновых флуктуаций, препятствующих выявлению малых значений A_d . Такие предположения о возможной недостоверности полученных экспериментальных зависимостей появляемости высказываются также в работе [62]. Ранее с использованием низкоорбитального спутникового радиопросвечивания исследователи могли выявлять лишь СМ-ПИВ. Такие неоднородности появляются только после КМ-ПИВ, обычно наблюдаемых в ночное и утреннее время (см. ниже). Поэтому СМ-ПИВ и не регистрируются в эти периоды (они ещё не порождены). Однако это не означает отсутствие ПИВ, ведь есть КМ-ПИВ, диагностика которых была вне аппаратурных возможностей упомянутых исследователей.

Наша приемо-регистрирующая аппаратура позволяет проводить диагностику ионосферы круглосуточно, выявлять ПИВ *всех* масштабов. Установлено, что появляемость возмущений не зависит от времени суток. В табл. 6 приводятся данные о сезонной появляемости ПИВ в годы средней (1997–1999 гг.) и низкой (2009–2010 гг.) солнечной активности. Следуя работе [30], к зиме, лету и равноденствию мы относили измерения, выполненные соответственно в периоды с 27 октября по 4 февраля, с 30 апреля по 2 августа, с 5 февраля по 29 апреля и с 3 августа по 26 октября.

На рис. 17 для 1987–2010 гг. показаны: зависимость среднегодовой появляемости ПИВ (кружки) и ее линейная регрессия (кривая 1); зависимость среднегодового значения чисел солнечных пятен (кривая 2) и зависимость среднегодовой появляемости без линейного тренда (кривая 3).

На основе приведенного анализа можно заключить, что в 23-летний период исследований появляемость ПИВ не зависит от сезона и числа солнечных пятен. Появляемость ПИВ увеличилась от 50 % в 1987 г. до 98 % в 2010 г., в среднем она составляла 87 %. Вывод об увеличении

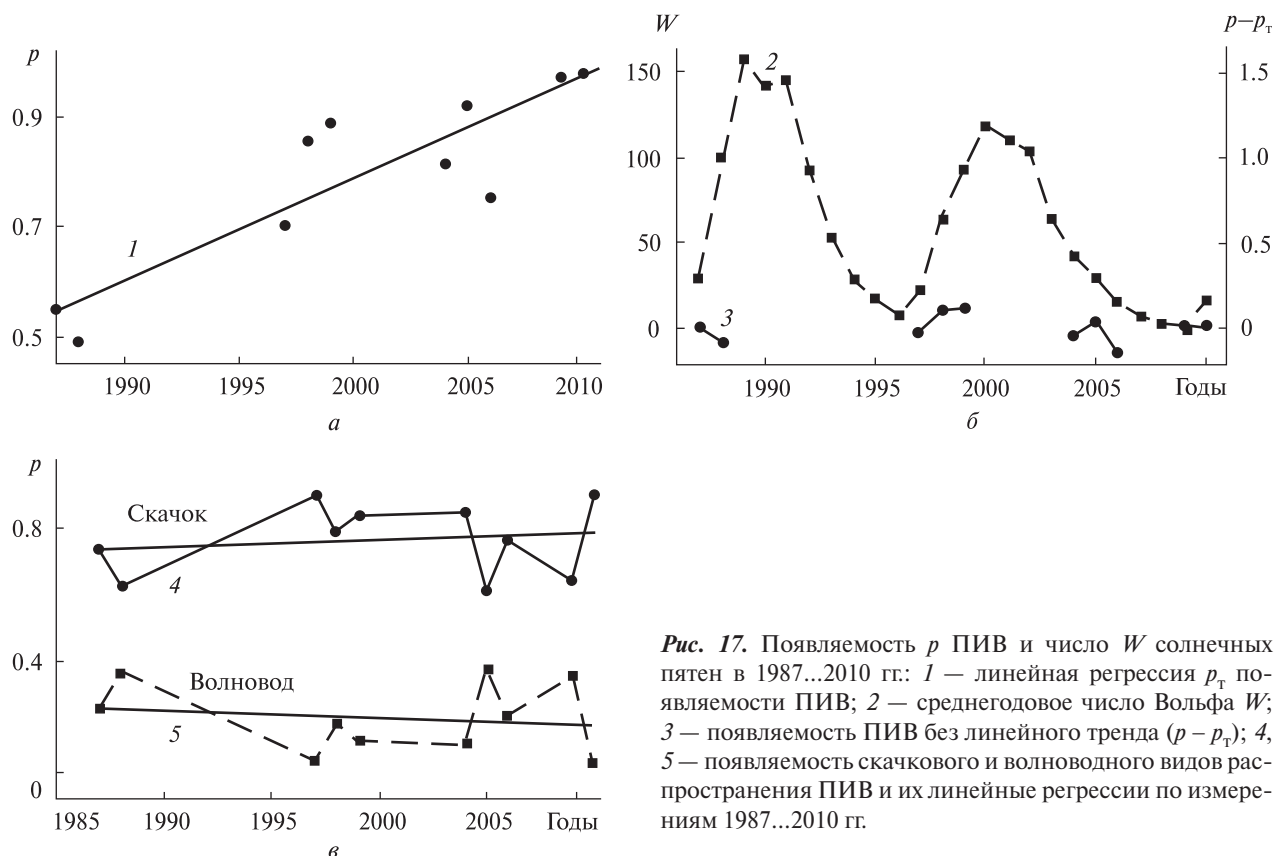


Таблица 6. Появляемость ПИВ

Уровень солнечной активности	Общее число ре- гистратий	Зима		Лето		Равноденствие	
		Число регистраций	Появляе- мость	Число регистраций	Появляе- мость	Число регистраций	Появляе- мость
1997—1999 гг. средняя активность	647	158	0.89	185	0.86	304	0.79
2009—2010 гг. низкая активность	604	79	0.98	235	0.97	290	0.98

Таблица 7. Сезонная появляемость ПИВ с волноводным и скачковым механизмами распространения

Уровень солнечной активности	Число регист- раций за период	Зима				Лето				Равноденствие			
		Вол- новод	Ска- чок	Скачок/ Волно- вод	Число регист- раций	Вол- новод	Ска- чок	Скачок/ Волно- вод	Число регист- раций	Вол- новод	Ска- чок	Скачок/ Волно- вод	Число регист- раций
1997—1999 гг. средняя активность	351	0.05	0.95	17.5	74	0.18	0.74	2.8	115	0.18	0.81	4.6	162
2009—2010 гг. низкая активность	185	0.21	0.79	3.7	42	0.9	0.1	0.1	20	0.26	0.74	2.8	123

появляемости в два раза за указанный двадцатилетний период объясняет разброс значений этой величины, приведенных в исследованиях разных лет в течение 60-летнего периода. Вместе с тем мы по данным экспериментов подтверждаем заключение подавляющего числа исследователей о том, что появляемость СМ-ПИВ не зависит от магнитной активности [11, 30, 37, 51, 59]. В годы минимума солнечной активности около 70 % КМ-ПИВ наблюдаются в околополуденное и 30 % — в утреннее время.

Кроме того, с привлечением результатов численных экспериментов нам удалось надежно выяснить причину ложной широтной зависимости появляемости, и в частности, объяснить часто наблюдаемые случаи, когда СМ-ПИВ одновременно обнаруживаются как на северных, так и на южных ветвях регистраций $\delta f_i(t)$. Оказывается, что ПИВ, как правило, существуют во всей области радиопросвечивания, а обнаруживаются на одной из ветвей $\delta f_i(t)$ или на обеих ее ветвях в зависимости от угла наклона фронта возмущения в вертикальной плоскости [15]. Этот аппаратурно-методический эффект, связанный с геометрией радиопросвечивания, более подробно описывается ниже.

Сейчас лишь отметим, что нами он использовался для сортировки ПИВ по механизму их распространения: волноводный или скачковый. Согласно нашей модели волноводный механизм присущ КМ-ПИВ, однако СМ-ПИВ могут распространяться обоими способами. Если пространственный горизонтальный период СМ-ПИВ не изменяется с широтой (или изменяется незначительно), то мы полагали, что реализуется волноводный механизм распространения. Если же СМ-ПИВ наблюдались только на северной или южной части регистрации $\delta f_i(\varphi)$, либо их амплитуда преобладала на одной из упомянутых частей, тогда полагалось, что имеет место скачковый механизм распространения ПИВ. При помощи этих критериев исследовалось распределение ПИВ по механизму их распространения. Результаты такого анализа приведены в табл. 7, в ней волноводный механизм распространения ПИВ для краткости назван волноводом, а скачковый — скачком.

Распределение по видам механизма распространения осуществлялось по преобладающему влиянию того или иного вида ПИВ на регистрацию $\delta f_i(t)$. Поэтому, если на регистрации $\delta f_i(t)$ четко прослеживаются СМ-ПИВ и имеется КМ-ПИВ, которая лишь незначительно деформирует регистрацию относительно невозмущенных условий, то регистрация соответствует скачковому механизму. В таком анализе использовались только те регистрации $\delta f_i(t)$, в которых упомянутое распределение ПИВ по их виду можно надежно идентифицировать. В анализе не рассматривались (не учитывались) регистрации, где измерения проведены лишь на части пролета ИСЗ, поэтому из-за недостаточных продолжительностей регистраций затруднительно установить их принадлежность к тому или другому механизму распространения ПИВ. В результате такой отбраковки данных в периоды 1997—1999 гг. и 2009—2010 гг. для анализа было отобрано соответственно только 50 и 30 % имеющихся регистраций.

Как видно, значение отношения скачок/волновод находится в диапазоне 3...18. Это свидетельствует о том, что ПИВ со скачковым механизмом распространения (только СМ-ПИВ) имеют в 3...18 раз большую появляемость, чем с волноводным механизмом (в основном КМ-ПИВ). В этом выводе не учитываются летние данные за период 2009—2010 гг., когда отношение скачок/волновод равнялось 0.1 (в других случаях это отношение составляло 3...18). Причина такого результата требует дополнительного изучения, эффект имеет явно аномальный характер относительно механизма распространения ПИВ естественной природы. Возможно, этот аномальный результат обусловлен малой статистикой за выбранный период. Однако в целом проведенные исследования подтверждают известный вывод о том, что КМ-ПИВ наблюдаются существенно реже, чем СМ-ПИВ. Такой результат наблюдений обусловлен тем обстоятельством, что скорость распространения КМ-ПИВ в несколько десятков раз превышает скорость распространения СМ-ПИВ, что затрудняет обнаружение крупномасштабных ПИВ и благоприятствует выявлению среднемасштаб-

ных неоднородностей. Ниже будет показано, что время жизни КМ-ПИВ составляет несколько часов, и на фоне их ионосферного отпечатка могут перемещаться СМ-ПИВ разных масштабов. Полученные выводы согласуются с нашей моделью, из которой следует, что исходное возмущение возбуждает высокоскоростные КМ-ПИВ, за которыми в существенно более длительный период следуют СМ-ПИВ, имеющие значительно меньшие скорости перемещения.

На рис. 17, в приведены зависимости появляемости скачка (кривая 4) и волновода (кривая 5) и их линейные регрессии в период 1997–2010 гг. Зависимость от числа солнечных пятен не обнаружена. Регрессионные прямые практически горизонтальны, что свидетельствует об отсутствии временной зависимости. По данным за указанный период исследований оказалось, что появляемость скачка и волновода составляет соответственно 76 % и 24 % из числа всех наблюдаемых ПИВ. Отношение этих появляемостей равно 3.2. Фактически такая статистика отражает время наблюдения СМ- и КМ-ПИВ: СМ-ПИВ наблюдаются в три раза чаще, чем КМ-ПИВ.

Минимальные значения горизонтального масштаба ПИВ. Как установлено выше, при $R_{\text{ИП}} = 500 \dots 3500$ км модельные значения L_{min} изменяются в диапазоне 200...747 км. В наших экспериментах радиопросвечивание обычно начинается на расстояниях $R \sim 500$ км от каспа. Это значение R вычислено с использованием моделей каспа [6, 43]. Поэтому минимальное модельное значения L для нашего ИП не должно превышать 200 км. По измерениям 1997–2010 гг. в тех редких случаях, когда $R < 500$ км, значение L_{min} уменьшается до 100...150 км.

Выясним теперь L_{min} при $R \sim 500$ км другим способом. Напоминаем, что согласно нашей модели при своем зарождении пространственные горизонтальные квазипериоды АГВ-ПИВ имеют минимальные значения, уменьшающиеся с увеличением номера квазипериода в цуге ПИВ (см. табл. 2). Рассмотрим те квазипериоды, которые при указанном R порождают СМ-АГВ-ПИВ. Стартовое значение, например, седьмого квазипериода составляет $L_{\text{start}} = 47$ км, при своем удалении от места возбуждения длина этого ква-

зипериода (как и любого другого) увеличивается по линейному закону. Например, на расстоянии от источника $R = 480$ км его значение составляет $L = 245$ км, а на расстоянии $R = 1022$ км оно увеличивается до $L = 412$ км. При этом первый экстремум удалится от источника соответственно на $R_1 = 1200$ и 20000 км. Для четвертого квазипериода, который значительно чаще регистрируется в наших экспериментах, $L_{\text{start}} = 104$ км, при $R = 512$ км и $R_1 = 7000$ км по модельным расчетам $L = 438$ км. Для $R = 1006$ км и $R_1 = 11000$ км модельные значения этого квазипериода составляют $L = 689$ км. Рассмотрим рис. 7, б, где приведены зависимости $L(R)$ для цугов, у которых первый экстремум удалится от источника на расстояние $R_1 = 4500 \dots 8000$ км. Эти данные соответствуют времени 25...44 мин, прошедшему после начала возмущения. Из графиков видно, что на расстоянии $R = 500$ км значения L для указанного диапазона R_1 находятся в диапазоне 400...800 км. Таким образом, при широтном радиосканировании ионосферы, когда над ИП господствуют СМ-ПИВ, на регистрациях $\delta f_i(t)$ не должны обнаруживаться ПИВ со значениями $L < 100 \dots 150$ км. Такие значения L могут обнаруживаться только в тех редких случаях, когда расположения ИП и наземной проекции каспа очень близки друг к другу.

Перейдем теперь к данным наблюдений, полученным нами при характерных гелиогеофизических условиях. В результате их анализа оказалось, что минимальные наблюдаемые значения L превышают 150...200 км. Аналогичные выводы были получены в работах [13, 15, 33]. Экспериментальное подтверждение наличия нижней границы значений $L \sim 200$ км свидетельствует в пользу адекватности тестируемой модели.

Высыпание энергичных частиц солнечного ветра в магнитосферный касп. Мы полагаем, что источником подавляющего большинства обнаруженных нами возмущений за весь период экспериментальных исследований являются события, связанные с высыпанием энергичных частиц солнечного ветра в магнитосферный касп северного полушария. Поэтому в сканируемом интервале широт ПИВ перемещаются в южном направлении.

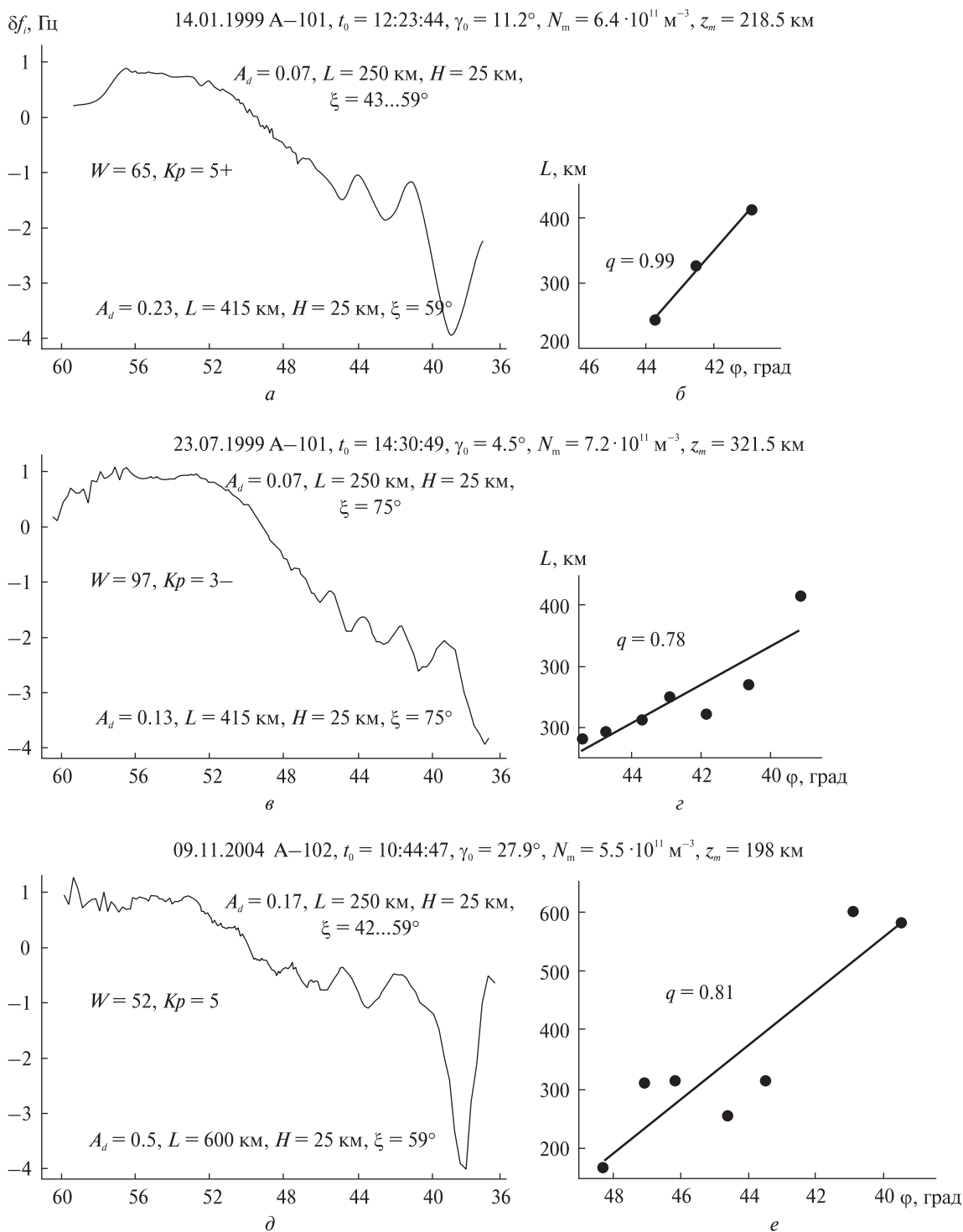


Рис. 18. Широтные зависимости $\delta f_i(\phi)$ и $L(\phi)$, полученные для СМ-ПИВ в околополюденное время при $\xi = 42...75^\circ$, при средней солнечной активности и средней магнитной активности. Параметры самой южной неоднородности приводятся в нижней части панелей а, в, д; параметры остальных неоднородностей — в верхней. Отрезками прямых на панелях б, г, е изображены линейные регрессии экспериментальных зависимостей $L(\phi)$

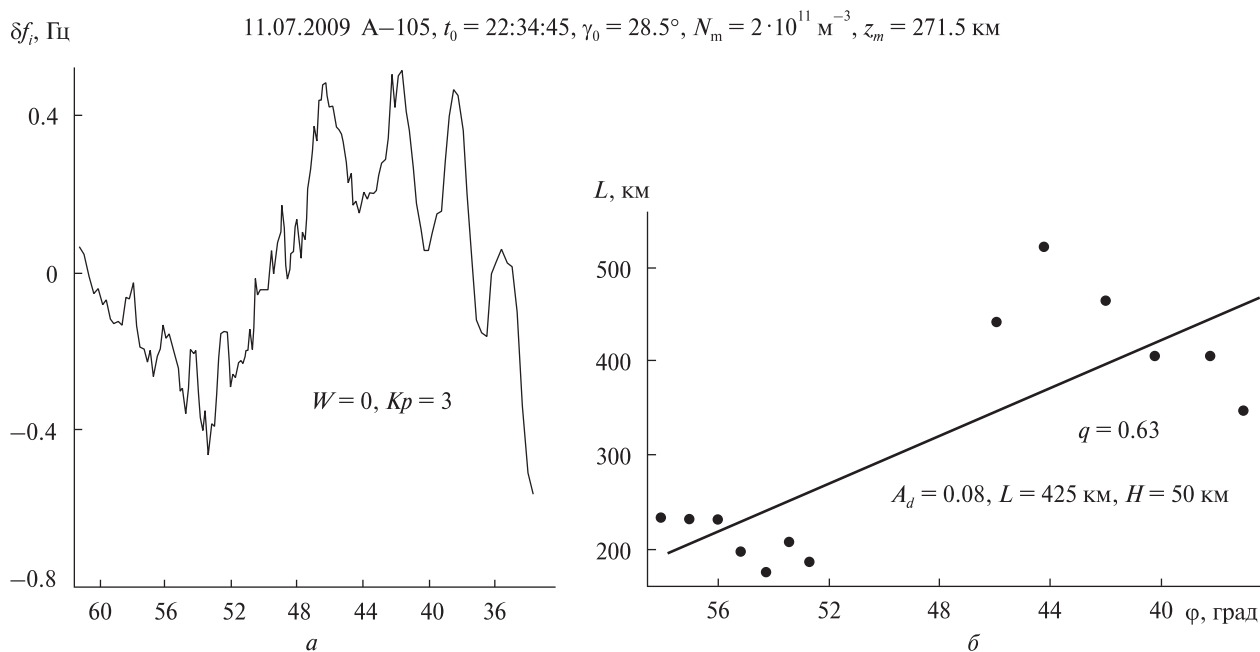


Рис. 19. Широтные зависимости $\delta f_i(\varphi)$ и $L(\varphi)$, полученные для ПИВ в околополуденное время для $\xi = -50 \dots -62^\circ$. Данные получены при минимальной солнечной активности и средней магнитной активности

В пользу этого высокоширотного источника свидетельствуют следующие экспериментальные результаты. Горизонтальный размер L , амплитуда A_d и модуль угла ξ наклона фронта ПИВ в вертикальной плоскости увеличиваются с уменьшением географической широты φ . Поскольку экспериментальные значения ξ являются отрицательными, фронт возмущений в вертикальной плоскости наклонен в сторону уменьшения φ , т. е. в сторону распространения АГВ. Приведем отдельные иллюстрации, подтверждающие наше заключение.

На рис. 18 показаны широтные зависимости, полученные зимой, летом и осенью при средней солнечной активности и средней магнитной активности ($W = 52 \dots 97$, $Kp = 3 \dots 5+$) в околополуденное время. Экспериментальные значения L (для высоты z_m) здесь и ниже определялись по измерениям широтного расстояния между смежными минимумами и смежными максимумами на регистрациях $\delta f_i(\varphi)$. Поэтому число экспериментальных значений L почти в два раза превышает число квазипериодов ПИВ, проявляющихся на регистрациях $\delta f_i(\varphi)$. На графиках

указывается дата проведения эксперимента, время t_0 траверза ИСЗ, зенитный угол γ_0 ИСЗ на траверзе, а также величины L , A_d , ξ , невозмущенные значения N_m и z_m над ИП в период проведения измерений. Здесь и ниже используется московское декретное время (МДВ).

Упомянутые параметры возмущений получены в предположении, что волновой вектор АГВ-ПИВ направлен вдоль географического меридиана. На зависимостях $\delta f_i(\varphi)$ четко видны проявления СМ-ПИВ. Здесь следует отметить, что при малых значениях $\gamma_0 = 0 \dots 20^\circ$ из-за геометрии радиопросвечивания при неизменной амплитуде ПИВ A_d во всей области радиопросвечивания амплитуда проявления ПИВ на регистрациях $\delta f_i(\varphi)$ в окрестностях траверза радиолуча существенно уменьшается [7, 15]. Поэтому в этих областях трансионосферного зондирования использованная методика менее пригодна для выявления ПИВ. Кроме того, при больших значениях ξ ($> 40^\circ$) проявления ПИВ наблюдаются только на том участке зависимости $\delta f_i(\varphi)$ (до или после траверза), которая дальше отстоит от источника [7, 15]. Этот эффект указывает направ-

ление перемещения АГВ-ПИВ (на юг или север) и приблизительное местоположение источника (источник находится южнее или севернее ИП).

В указанных экспериментах полуширина слоя, в котором обнаруживаются ПИВ, составляет $H = 25$ км. Нами установлено, что для большинства неоднородностей $A_d = 0.07...0.17$, $L = 250$ км, $\xi = 42...75^\circ$. Самые южные неоднородности цуга имели $A_d = 0.13...0.5$, $L = 415...600$ км, $\xi = 59...75^\circ$. Для вычисления упомянутых параметров ПИВ использовано выражение (7), описывающее модель возмущенного пространственного распределения N . Параметры невозмущенной модели пространственного распределения N_n (в частности N_m и z_m) здесь и ниже определялись по методике [11]. На всех регистрациях $\delta f_i(\varphi)$, приведенных на рис. 18, ПИВ большей амплитуды и пространственного периода наблюдаются южнее широты траверза (49.63°N), что однозначно свидетельствует о том, что источник возмущений в этих циклах радиопросвечивания располагался севернее ИП.

Коэффициенты корреляции линейной регрессии $L(\varphi)$ составляли $q = 0.78...0.99$. На рис. 7, б для удалений первого экстремума в диапазоне $R_1 = 4500...8000$ км приводятся модельные зависимости квазипериода L от расстояния R (расстояния от источника возмущения до середины квазипериода в цуге ПИВ). На этом рисунке видна почти линейная зависимость для $R \leq 1500$ км (см. вставку рис. 7, б). Тот факт, что экспериментальная и расчётная зависимости $L(\varphi)$ являются линейными, свидетельствует в пользу предлагаемой модели.

На рис. 19 представлены данные, полученные летом в околополуденное время при минимальной солнечной активности и малой магнитной активности ($W = 0$, $K_p = 3$). Наблюдался случай, когда СМ-ПИВ были обнаружены в слое с полутолщиной $H = 50$ км. В наших наблюдениях такие значения H для СМ-неоднородностей встречаются значительно реже, чем $H = 25$ км. Методом перебора (в предположении меридионального направления волнового вектора ПИВ) установлено, что доминантное ПИВ имело пространственный период $L = 425$ км и относительную амплитуду $A_d = 0.08$. Как и в предшест-

вующих экспериментах, значение ξ было отрицательным, зависимость $L(\varphi)$ аппроксимировалась линейной регрессией ($q = 0.63$), значения L увеличивались с уменьшением широты, на регистрации $\delta f_i(\varphi)$ наиболее интенсивные ПИВ наблюдались южнее расположения ИП. Все это свидетельствует о высокоширотном расположении источника возбуждения зарегистрированных ПИВ.

В табл. 8 приведены оценки расстояния R источника от ИП для рассмотренных выше экспериментов. Они выполнены по средним для пролёта значениям ξ с использованием зависимости (5) в предположении, что основная энергия частиц высвобождается на высоте 200 км (см. также рис. 10, б). Как видно, в приведенных экспериментах ИП располагался от источника на расстояниях 650...1900 км.

Для проверки адекватности результатов этих вычислений оценим расстояние до источника возмущений ещё и другим путём. Согласно модели в цуге АГВ-ПИВ значения квазипериодов увеличиваются с их удалением от местоположения источника. Для выбранных значений R_1 наблюдается характерная реализация пространственного распределения значений пространственных квазипериодов в цуге (рис. 7). Поэтому экспериментально наблюдаемую пространственную реализацию квазипериодов можно аппроксимировать модельной реализацией $L(R)$ для выбранного значения R_1 . По $L(R)$ определяется расстояние каждого квазипериода от местоположения источника и время, прошедшее от момента начала возмущения. Для иллюстрации таких расчетов выберем три значения квазипериодов L , показанных на рис. 18, б, поскольку из

Таблица 8. Удаления источников возбуждения СМ-ПИВ от ИП для регистраций $\delta f_i(t)$, приведенных на рис. 18 и 19

Дата проведения измерений	ξ , град	R , км
14.01.1999	-43...-59	650
23.07.1999	-75	1900
09.11.2004	-42...-59	600
11.07.2009	-50...-62	750

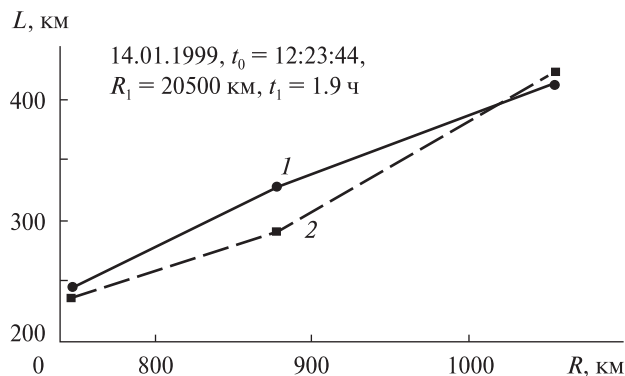


Рис. 20. Экспериментальная и модельная зависимости $L(R)$: 1 — экспериментальная зависимость, полученная 14 января 1999 г. в околополуденное время, 2 — зависимость, вычисленная по модели (такая модельная зависимость реализуется спустя 1.9 ч после порождения первого максимума цуга АГВ)

всех приведенных данных они имеют наибольший коэффициент корреляции линейной пространственной регрессии. Результаты аппроксимации упомянутых данных показаны на рис. 20. Шаг дискретизации значений R_1 при поиске аппроксимации $L(R)$ составлял 500 км. Согласно таким расчетам после начала возмущения прошло 1.9 ч. Погрешность модельной зависимости относительно экспериментальных данных оказалась равной 5.8 %. Из рис. 18, а, б следует, что ближе всего к широте ИП (49.63°N) расположено наименьшее значение квазипериода L (оно расположено на широте $\varphi = 44.4^\circ\text{N}$). Как видно из рис. 20, середина этого квазипериода удалена от источника на 750 км. Поскольку рассматриваемый квазипериод находится южнее ИП на 5.2° (577 км), поэтому от высокоширотного источника до измерительного пункта — около 200 км. Мы использовали приближённые вычисления, поэтому их результат не противоречит расстоянию в 650 км, оцененному по среднему для пролета ИСЗ значению ξ (см. табл. 8).

Землетрясение на Южной Суматре. На рис. 21 представлены экспериментальные зависимости $\delta f_i(\varphi)$ и $L(\varphi)$, полученные 30 сентября и 1 октября 2009 г. в околополночное время в период низкой солнечной активности и низкой магнитной активности ($W = 7$, $Kp = 1+...2-$). Время наблюдения, магнитная активность и солнеч-

ная активность близки к тем, что и в эксперименте, результаты которого показаны на рис. 19. Однако, в отличие от этих экспериментальных данных и данных, проиллюстрированных на рис. 18, линейные регрессии $L(\varphi)$ не увеличиваются, а уменьшаются с уменьшением φ , ПИВ проявляются наиболее сильно не на южных, а на северных частях регистраций $\delta f_i(\varphi)$. Согласно нашей модели это свидетельствует о том, что источник зарегистрированных ПИВ находится южнее южной границы радиовидимости (35°N) и что возмущения перемещаются с юга на север, а не с севера на юг, как в предшествующих экспериментах.

Распространение ПИВ с юга на север мы обнаруживали в циклах измерений, в ходе которых наблюдались очень сильные геомагнитные возмущения (магнитные бури). В этих случаях местоположение магнитосферного каспа (где происходит высыпание энергичных протонов, возбуждающих АГВ) находилось южнее ИП (и над ИП). Такие выводы следуют из расчетов местоположения каспа по эмпирическим моделям [6, 43], описывающих его положения в зависимости от времени наблюдения и геомагнитной активности. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 21, соответствуют низкой магнитной активности, поэтому упомянутая гипотеза относительно источника АГВ была отвергнута.

Вместе с тем мы приняли во внимание то обстоятельство, что указанные регистрации выполнены после землетрясения на Южной Суматре (Индонезия). Землетрясение произошло 30 сентября 2009 г. в 13:16:08.6 МДВ (10:16:08.6 UT) (магнитуда $7...7.5$; глубина 90 км; координаты эпицентра 0.84°S , 99.8°E), азимут эпицентра на ИП $\zeta = 111.3^\circ$, расстояние эпицентра от ИП составляло $R_{\text{quake}} = 8200$ км (азимут отсчитывается от направления на север). Для проверки причастности этого землетрясения к возмущениям, обнаруженным на упомянутых регистрациях $\delta f_i(\varphi)$, применим следующую процедуру.

- Оценим скорость переднего фронта цуга АГВ, ответственного за проявления КМ-ПИВ на $\delta f_i(\varphi)$.
- С использованием этой оценки выявим номера последовательных трёх модельных экстре-

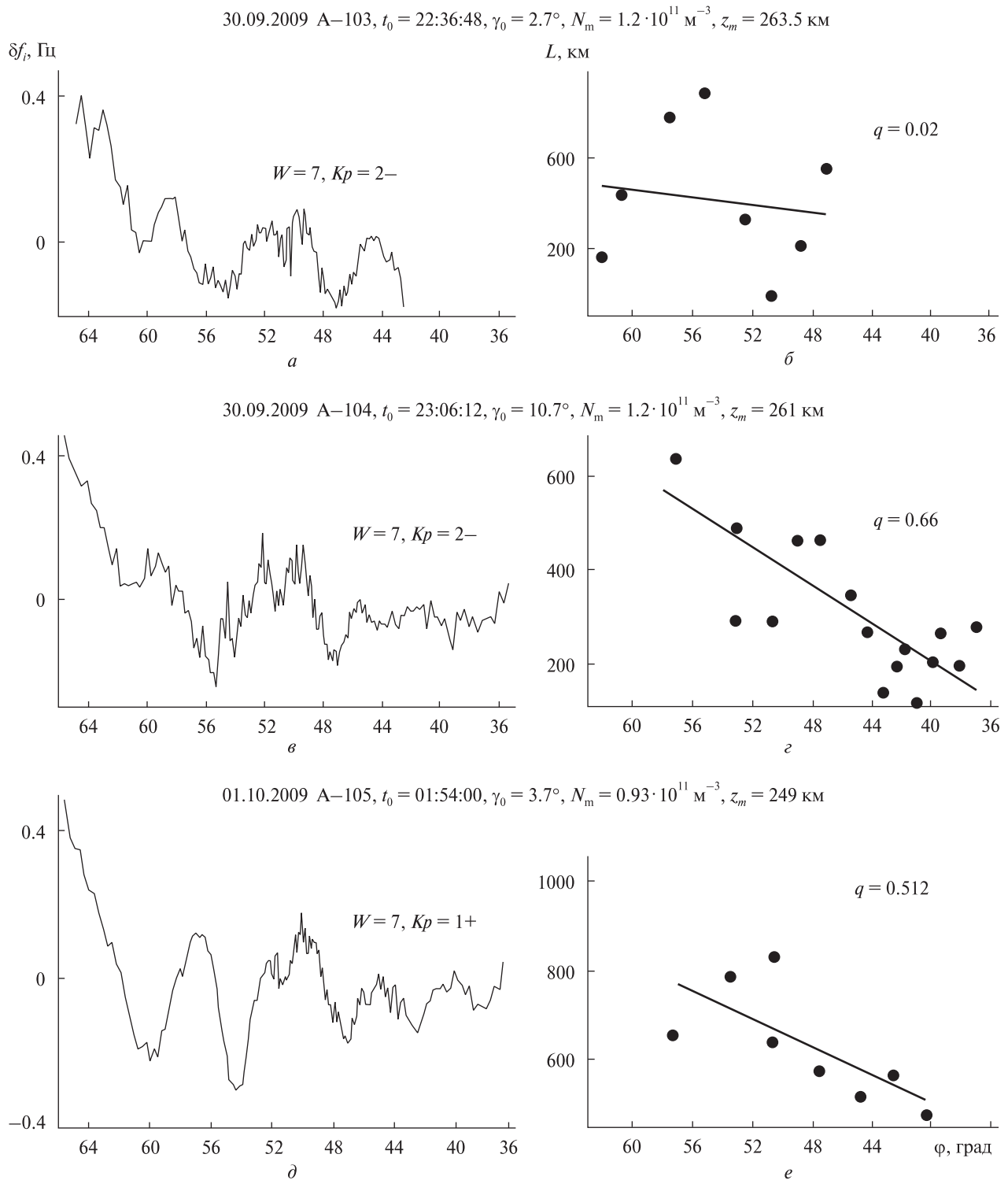


Рис. 21. Широтные зависимости $\delta f_i(\varphi)$ и $L(\varphi)$, полученные после землетрясения на Южной Суматре 30 сентября 2009 г. Данные получены при минимальной солнечной активности и средней магнитной активности в околополуденное время

мумов цуга АГВ, формирующих наблюдаемую КМ-ПИВ.

- По скорости первого из этих экстремумов оценим расстояние до эпицентра землетрясения.

- Для полученного расстояния вычислим квазипериод ПИВ.

- Выясним, обнаруживается ли указанный квазипериод на регистрациях $\delta f_i(\varphi)$.

При перемещении спутника с юга на север северную границу регистрации с $t_0 = 22:36:48$ (см. рис. 21, а) радиолуч ИСЗ пересёк в 22:45 (спустя 9.481 ч после толчка). Это соответствует скорости фронта 0.24 км/с. Такое значение скорости фронта позволяет предположить, что наблюдаемые возмущения порождены перемещениями седьмого, восьмого и девятого экстремумов цуга давления атмосферы (со значениями скоростей $V_7 = 0.2381$ км/с, $V_8 = 0.2$ км/с, $V_9 = 0.1754$ км/с (см. табл. 1)), вызванного землетрясением. Расчет пространственных полупериодов по формуле (3) дал значения $l_7 = 1293.6$ км, $l_8 = 840.4$ км. Сумма этих полупериодов формирует квазипериод с $L = 2134$ км. Если модель зарождения АГВ-ПИВ верна, и исходным источником возмущений является упомянутое землетрясение, то КМ-ПИВ с таким квазипериодом должна проявиться на регистрациях $\delta f_i(\varphi)$ с $t_0 = 22:36:48$.

Рассчитаем модельное значение $R_{quake\ mod}$ удаления седьмого экстремума на момент $t_f = 22:45$ — времени окончания регистрации $\delta f_i(t)$ с $t_0 = 22:36:48$:

$$R_{quake\ mod} = V_7 \cdot (t_f - t_{quake} - t_7), \quad t_7 = 7\tau_0,$$

где t_{quake} — время толчка землетрясения, t_7 — модельное время зарождения седьмого экстремума, отсчитываемое от порождения первого экстремума. Напоминаем, что по модели экстремумы цуга образуются не одновременно, а последовательно порождаются с задержкой τ_0 . Согласно расчетам оказалось, что $R_{quake\ mod} = 7732$ км. Это значение, с учетом использованных приближений, достаточно близко к $R_{quake} = 8200$ км.

На рис. 22 показаны трассы z_m для трёх указанных выше пролетов ИСЗ. Все они вытянуты в диапазоне широт 39...66°N. Расположение ИП обозначено черным кружком. Под трассой

z_m подразумеваем совокупность проекций на поверхность Земли точек пересечения радиолуча со сферой радиусом $R_E + z_m(\varphi, \lambda)$, величина $z_m(\varphi, \lambda)$ рассчитывается по адаптированной глобальной пространственно-временной модели N_n в регионе радиопросвечивания. Местоположение такой точки пересечения изменяется в ходе перемещения радиолуча ИСЗ — ИП от начала до конца каждой регистрации $\delta f_i(t)$. Здесь t — текущее время регистрации. Ионизация атмосферы наибольший вклад в $\delta f_i(t)$ оказывает на высоте максимума высотного распределения электронной концентрации. Поэтому трасса z_m для каждого пролета ИСЗ позволяет определить тот участок поверхности Земли, ионосфера над которым наиболее существенно влияет на формирование значений $\delta f_i(t)$. Трассы z_m позволяют также приблизительно привязать неоднородности, обнаруженные на регистрации $\delta f_i(t)$, к конкретной области на поверхности, над которой они расположены.

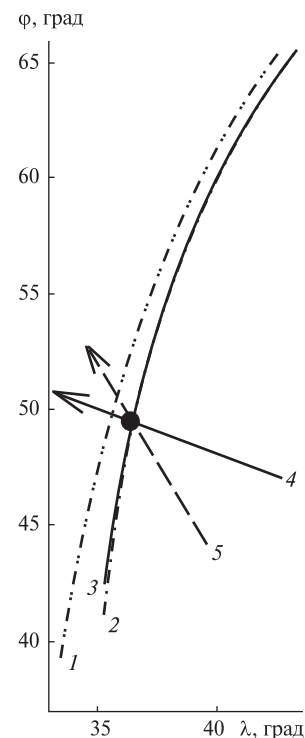
Как видно из рис. 22, для всех пролетов ИСЗ трассы z_m практически совпадают друг с другом, а следовательно, в разные интервалы времени радиопросвечиванию подвергалась одна и та же область пространства. Вместе с тем азимут эпицентра землетрясения на ИП (и других участках трасс z_m) составляет с трассами z_m угол, близкий к 90°. Если же волновой вектор АГВ-ПИВ окажется направленным вдоль этого азимута, то радиопросвечивание будет осуществляться в области почти постоянной фазы возмущений, и ПИВ не будут производить квазигармоническую модуляцию $\delta f_i(t)$. Однако экспериментальные зависимости $\delta f_i(t)$ имеют четко выраженную квазигармоническую модуляцию. Поэтому мы полагаем, что ПИВ, порожденная землетрясением, в ходе своего перемещения к области радиопросвечивания изменила азимут своего движения. Это могло произойти, например, еще на расстояниях 1000...2000 км от эпицентра при отражении свободно распространяющейся СМ-АГВ от поверхности Земли (при реализации скачкового механизма распространения) из-за наклона поверхности в месте отражения (от возвышенности или горы). В точке скачка АГВ еще относилась к СМ-возмущению, а затем в ходе своего даль-

нейшего распространения трансформировалась (согласно нашей модели) в КМ-возмущение.

Возможными источниками изменения азимута являются также региональные вариации давления, температуры атмосферы, величины и направления ветров. Согласно произведенным оценкам мы полагаем, что наиболее вероятной причиной изменения азимута является последний источник. Аналогичные изменения фронта атмосферной волны зарегистрированы экспериментально. Так, после ядерного испытания на Новой Земле 30 октября 1961 г. на расстояниях около 8000 км от очага взрыва прямая атмосферная волна во многих регионах изменяла направление своего распространения от радиального более чем на 40° [64]. В результате фронт на этих участках существенно отличался от концентрических окружностей с центром в очаге взрыва. Вместе с тем фронт обратной волны в тех же регионах (спустя примерно 1 сут) был значительно ближе к концентрическим окружностям. Это можно объяснить тем, что в обратной волне ветер частично компенсировал те изменения фронта волны, которые он внес при прохождении прямой волны (при условии, что вектор скорости существенно не изменился). Повторяем, если бы АГВ распространялась строго вдоль азимута на эпицентр, то при упомянутых трассах z_m возмущения от землетрясения на регистрациях $\delta f_i(t)$ не проявились бы в виде квазигармонической модуляции. Однако характерные КМ-возмущения наблюдались и были в большой степени похожими друг на друга во всех трех временных интервалах радиопросвечивания (в период около 3.5 ч) одной и той же пространственной области, вытянутой вдоль меридиана более чем на 2890 км ($39...65^\circ\text{N}$).

Поэтому при выявлении параметров ПИВ в использованной модели мы методом перебора изменяли азимут прихода возмущения от 180 до 111.3° с шагом $5...10^\circ$. При этом оказалось, что для азимута 180° наиболее интенсивные ПИВ имели наибольший период $L = 2800$ км с амплитудой $A_d = 0.7$. С уменьшением азимута вплоть до 150° значение периода монотонно уменьшалось до $L = 2134$ км при $A_d = 0.6$. Это столь точное значение L было умышленно использовано для проверки правильности выбора номеров экстре-

Рис. 22. Трассы z_m для регистраций $\delta f_i(t)$, полученных после землетрясения на Южной Суматре 30 сентября 2009 г.: 1 — $t_0 = 22:36:48$; 2 — $t_0 = 23:06:12$; 3 — 1 октября 2009 г., $t_0 = 01:54:00$; 4 — азимут Южной Суматры; 5 — направление перемещения ПИВ



мумов (см. выше), формирующих возмущения обсуждаемой регистрации $\delta f_i(\varphi)$. Безусловно, абсолютная погрешность решения обратной задачи при таких больших значениях L составляет десятки километров. Дальнейшее уменьшение азимута приводило к вырождению проявлений ПИВ на расчетных зависимостях и их практически полному исчезновению. Вырождение заключалось в изменении формы модельных возмущений, существенно отличающейся от наблюдаемой в эксперименте. Судя по расположению и форме трассы z_m , уменьшение значения L с поворотом волнового вектора модельного возмущения N от 180 до 150° свидетельствует в пользу адекватности найденного направления прихода возмущений. При азимуте волнового вектора АГВ-ПИВ в 150° угол $\varphi_{\text{ПИВ}}$ между ним и направлением магнитного меридиана над ИП составляет 17.84° (угол магнитного склонения над ИП равен $\theta = -16.16^\circ$). Согласно нашей модели (см. раздел 2) при таком $\varphi_{\text{ПИВ}}$ амплитуда ПИВ близка к максимальной, поскольку $\cos \varphi_{\text{ПИВ}} = 0.95$ (см. (1)).

На рис. 23 представлены регистрации $\delta f_i(t)$, полученные после землетрясения и их аппрок-

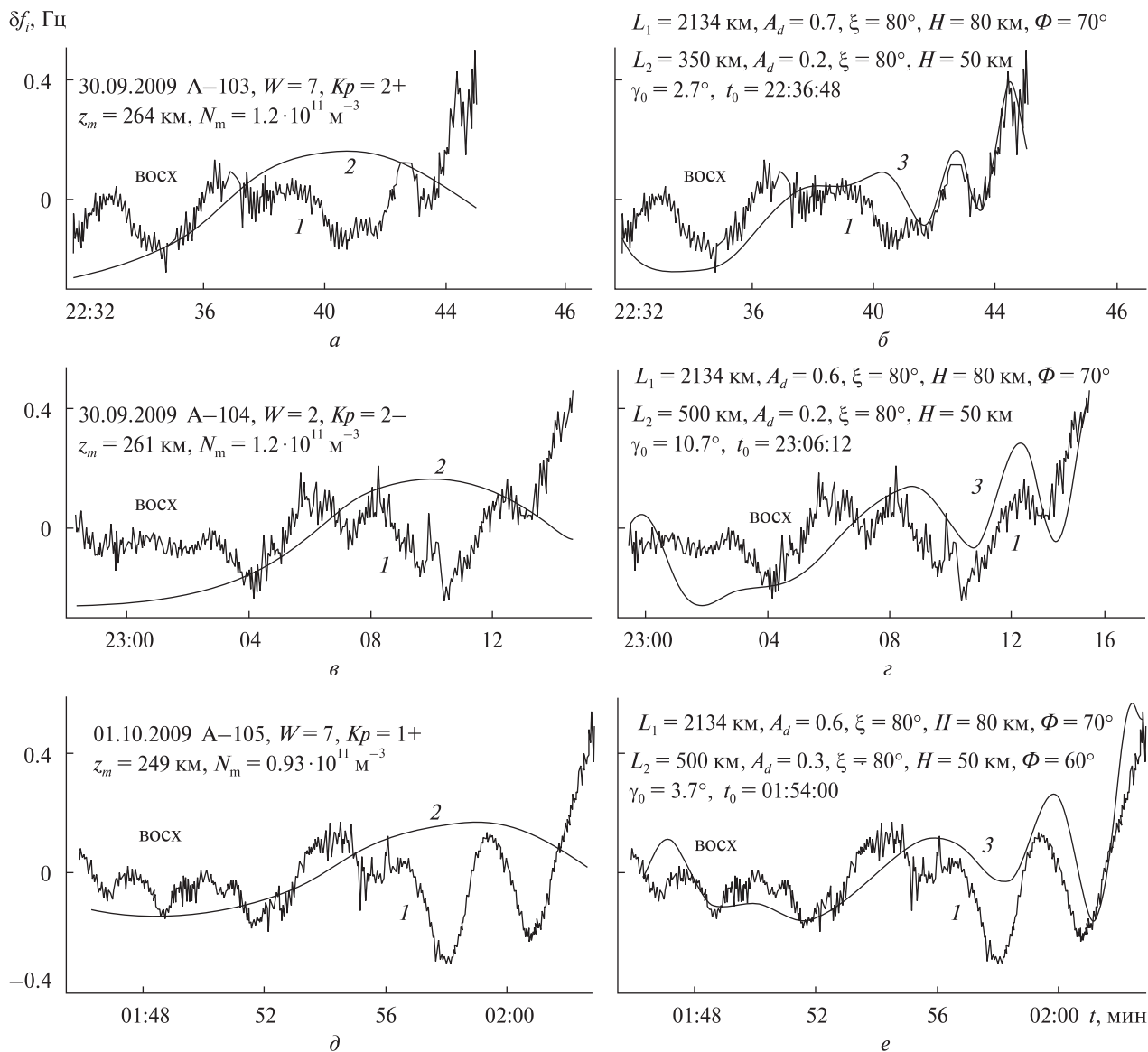


Рис. 23. Регистрации $\delta f_i(t)$, полученные после землетрясения на Южной Суматре 30 сентября 2009 г., и их модельные аппроксимации. 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

симации модельными зависимостями в невозмущённых и возмущённых условиях. Значения N_m и z_m , указанные на рисунке, рассчитаны по скорректированной модели N_n для координат ИП. Приведённые на рисунке параметры ПИВ установлены в ходе решения обратной задачи путем подбора их значений из допустимого диапазона, выявленного при решении прямой задачи.

При этом здесь и ниже мы не всегда добивались точных совпадений расчетных и экспериментальных зависимостей. Основной нашей задачей являлось определение амплитуд и пространственных масштабов наиболее интенсивных неоднородностей. Обозначения t_0 , γ_0 , W , Kr — те же, что и на рис. 18. На этом и последующих рисунках указывается направление перемеще-

ния ИСЗ: «восх» (восходящий) — спутник летит с юга на север; «нисх» (нисходящий) — спутник движется с севера на юг.

Как видно, во всех трех интервалах радиопросвечивания наибольшую амплитуду $A_d = 0.6$ имела КМ-ПИВ с $L = 2134$ км. Все ее параметры — L , A_d , H , ξ и Φ — не изменялись в течение 3.3 ч и более. В годы, близкие к минимуму солнечной активности, время жизни следа в ионосфере от прохождения КМ-АГВ может составлять более 5 ч (см. ниже). Поэтому регистрации $\delta f_i(t)$ на рис. 23, *в*—*е* свидетельствуют о том, что в этом эксперименте составляющие скорости ветров вдоль волнового вектора АГВ в ионосфере над регионом радиопросвечивания были незначительными, они не деформировали и не сместили замороженный отпечаток выбранного фрагмента цуга АГВ. Последующие фрагменты цуга существенно не сказывались на $\delta f_i(t)$ в связи с малыми значениями их экстремумов (см. табл. 1).

Значение ξ для ПИВ всех масштабов составило 80° . Положительный знак ξ и столь большое его значение свидетельствуют о том, что источник находится на расстоянии не менее нескольких тысяч километров южнее ИП. Выше мы идентифицировали источник, породивший КМ-ПИВ. Рассмотрим теперь СМ-ПИВ с $L = 350$ км и $A_d = 0.2$ (рис. 23, *б*). Амплитуда этой неоднородности оставалась постоянной в течение около 30 мин, в то же время период L увеличился до 500 км (рис. 23, *г*). Затем ее масштаб не изменялся в течение 2.8 ч, однако амплитуда увеличилась до $A_d = 0.3$. Несомненно, что эта СМ-ПИВ также порождена южным источником, однако к рассмотренному землетрясению она, на наш взгляд, отношения не имеет. Такое предположение обусловлено тем, что менее скоростные экстремумы, формирующие СМ-ПИВ, должны наблюдаться позже, а не одновременно с КМ-ПИВ. Поэтому для рассмотрения возможного механизма появления наблюдаемых СМ-ПИВ, мы учли, что 30 сентября 2009 г. до анализируемого землетрясения произошла целая серия из шести землетрясений с магнитудой 6...7.5 балла, ближайшие из них по времени имели место в 08:25:46 МДВ (05:25:46 UT) и 11:24:57 (08:24:57). Первое событие произошло в районе остро-

вов Тонга (15.56° S, 173.49° W, $R_{quake} = 15368$ км, $\zeta = 134^\circ$), а второе — вблизи острова Самоа (16.72° S, 172.87° W, $R_{quake} = 15513$ км, $\zeta = 134^\circ$). Источники землетрясений находились на глубине 10 км, их магнитуда составляла соответственно 7.5 и 6.5 балла. Азимут эпицентров землетрясений приблизительно равен найденному азимуту АГВ от землетрясения на Южной Суматре, время толчков предшествовало этому землетрясению на 2 и 5 ч. Суперпозиция экстремумов, порожденных этими землетрясениями, могла привести к появлению СМ-ПИВ над регионом радиопросвечивания. Согласно нашим оценкам, экстремумы каждого отдельного из упомянутых землетрясений при задержках в 11.5 и 14.5 ч над ИП порождают только КМ-ПИВ. Например, для 11-го и 13-го экстремумов (максимумов), обычно завершающих наблюдаемые цуги ПИВ, пространственный период возмущений более 1500 км. Удаление эпицентров землетрясений от ИП на 15000 км не противоречит этой гипотезе, поскольку на аналогичных расстояниях наблюдались возмущения от высотных ядерных взрывов с энергией около 0.02...1.4 КТ ТНТ (см. раздел 4).

Временная динамика L и A_d . На рис. 24 приводится пример проявления на регистрации $\delta f_i(t)$ СМ-неоднородностей с очень малыми амплитудами при $\xi = 0^\circ$ и $2H \approx 50$ км. В этом эксперименте наблюдались значения $A_d = 0.015$ и 0.05 соответственно для $L = 200$ и 400 км. Хорошая аппроксимация регистрации $\delta f_i(t)$ модельной зависимостью для возмущенных условий (рис. 24, *б*) свидетельствует об адекватности примененной модели и полученных параметров ПИВ. Столь малые значения A_d в экспериментах обнаруживаются чрезвычайно редко, полное отсутствие ПИВ-модуляций на $\delta f_i(t)$ нами не наблюдалось на протяжении 23 лет исследований. Поэтому приведенную регистрацию можно считать соответствующей практически невозмущенным условиям. Она получена 31 июля 2002 г. в околополуденное время при высокой солнечной активности и низкой магнитной активности.

Регистрации $\delta f_i(t)$ с проявлением на них СМ-ПИВ с большими амплитудами ($A_d = 0.1...0.95$) показаны на рис. 25. Все обнаруженные возмущения перемещались с севера на юг, от каспа

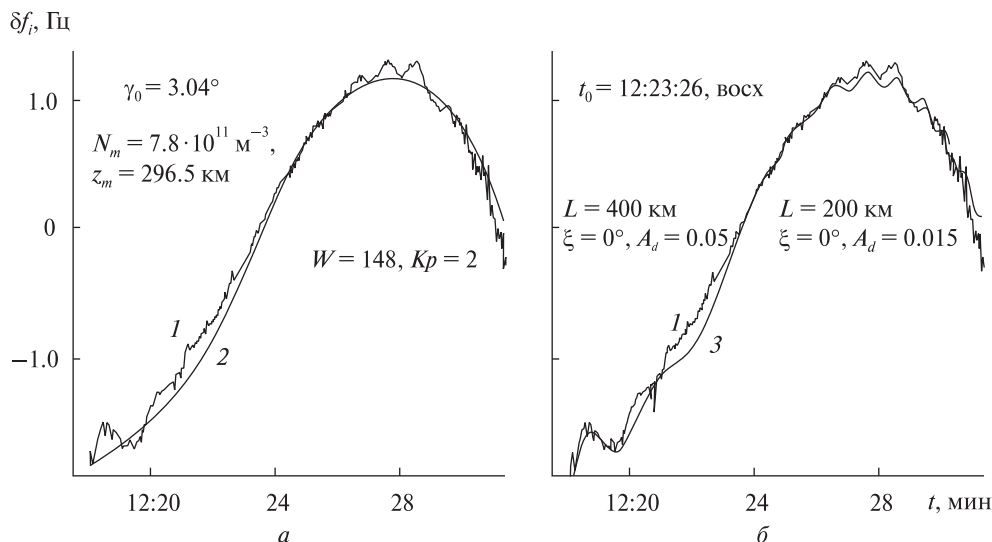


Рис. 24. Регистрация СМ-ПИВ при $\xi = 0^\circ$ с $A_d = 0.05$ для $L = 400$ км и $A_d = 0.015$ для $L = 200$ км. Данные получены 31 июля 2002 г. при максимальной солнечной активности и низкой магнитной активности в околополуденное время: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущенных и возмущенных условий соответственно

к экватору. Направление перемещения однозначно определялось по знаку ξ . В проверяемой модели ПИВ значения скоростей V_i начальных экстремумов цуга сильно разнятся друг от друга. В результате даже смежные начальные пространственные полупериоды существенно отличаются по величине. Этот эффект нами всегда обнаруживается в первые часы после начала возмущения, четко наблюдается он и на рис. 25. Пожалуй, впервые на него обратили внимание в работе [23] в ходе исследования ПИВ, вызванного ядерным взрывом. Согласно нашей модели ПИВ, проявляющиеся на рис. 25, а—г, были порождены соответственно около 19:00 и 21:00. По нашим оценкам, местоположения источников и их энергия в обоих событиях практически совпадали. Такие заключения основываются на очень похожих эффектах их проявления на $\delta f_i(t)$ и одинаковой задержке от момента возбуждения (около двух часов).

Время зарождения ПИВ установлено по регистрациям $\delta f_i(t)$, являющимся характерным индикатором события, связанного с высыпанием высокоэнергичных протонов в магнитосферный касп. «Портрет» такого явления на регистрациях $\delta f_i(t)$, как правило, выглядит в виде интенсив-

ных мерцаний частоты на части или в ходе всего пролета ИСЗ. Аналогичные мерцания могут наблюдаться на $\delta f_i(t)$ при наличии интенсивного F-spread на ионограммах вертикального зондирования. При этом над ИП регистрируется КМ-ПИВ с большим значением A_d , существенно изменяющим вид зависимости $\delta f_i(t)$ относительно невозмущенных условий. Для уменьшения числа рисунков ограничимся лишь одним примером такого индикатора высыпаний, представленным на рис. 26, а, б. Эта экспериментальная зависимость $\delta f_i(t)$ получена при низкой солнечной и магнитной активностях в период равноденствия в околополуночное время. КМ-неоднородность с $L = 1300$ км и $A_d = 0.3$ перемещалась с севера на юг. Возмущения типа F-spread проявляются в ионосфере одними из первых (отмечаются как onset), часто наблюдаются после атмосферных ядерных взрывов и высыпаний частиц солнечного ветра в полярных областях (магнитосферных бурь), скорость их распространения может превышать 1700 м/с [25].

Обратимся вновь к рис. 25, а—г. На них обнаруживается существенное увеличение L и A_d при удалении возмущения от места возбуждения. Этот эффект наиболее заметно проявляется в

δf_i , Гц

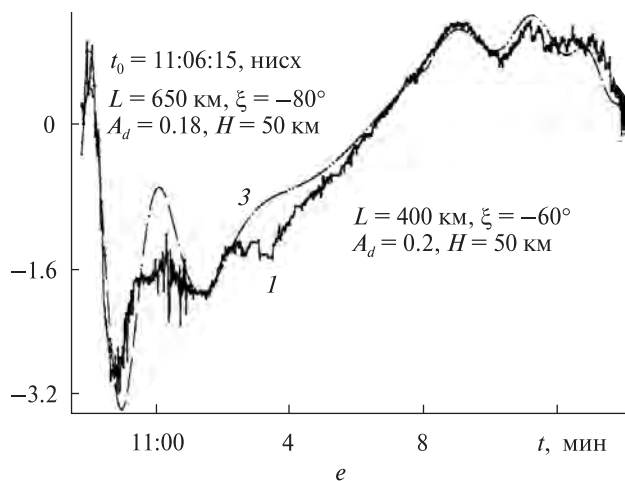
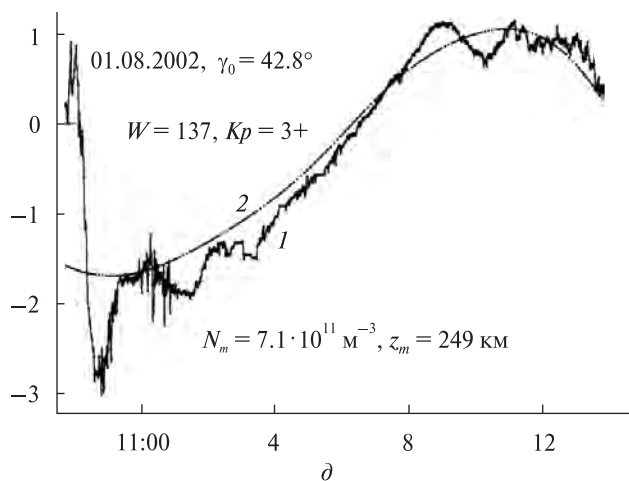
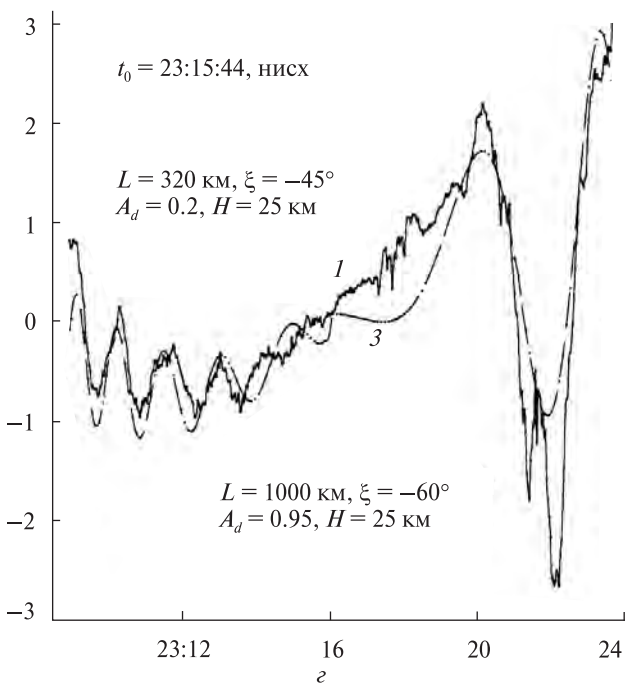
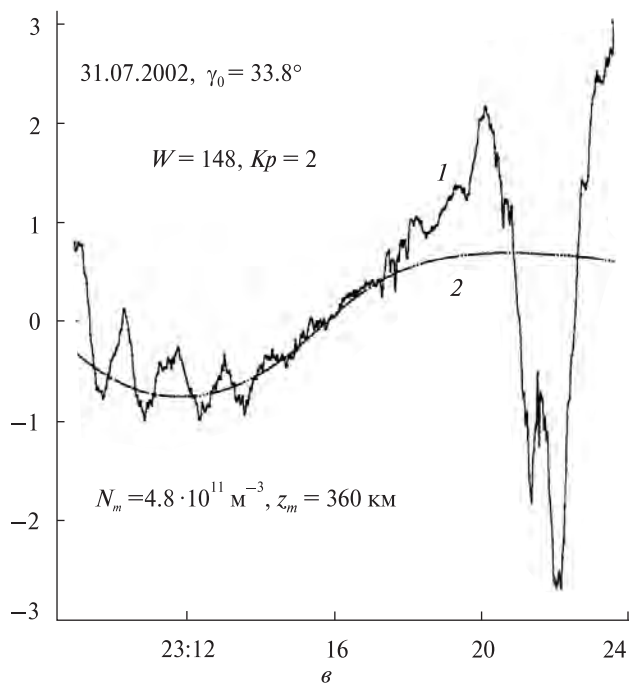
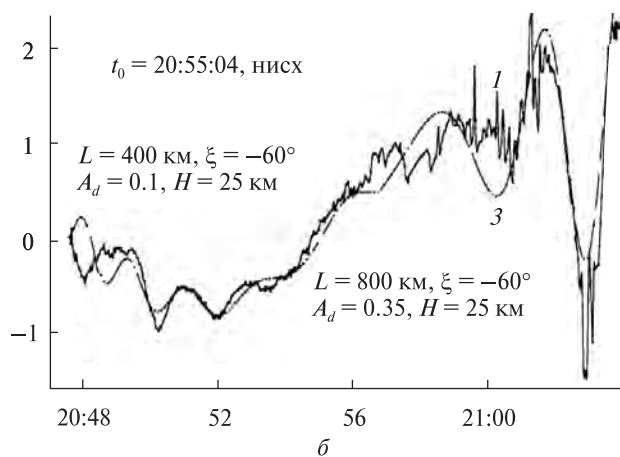
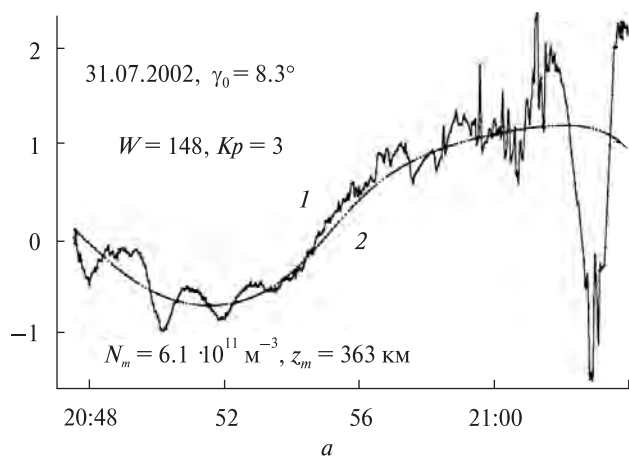


Рис. 25. Регистрация СМ-ПИВ с $A_d = 0.18 \dots 0.95$ и $\xi = -60 \dots -80^\circ$. Данные получены 31 июля и 1 августа 2002 г. при максимуме солнечной активности и низкой магнитной активности в околополуденное время: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущенных и возмущенных условий соответственно

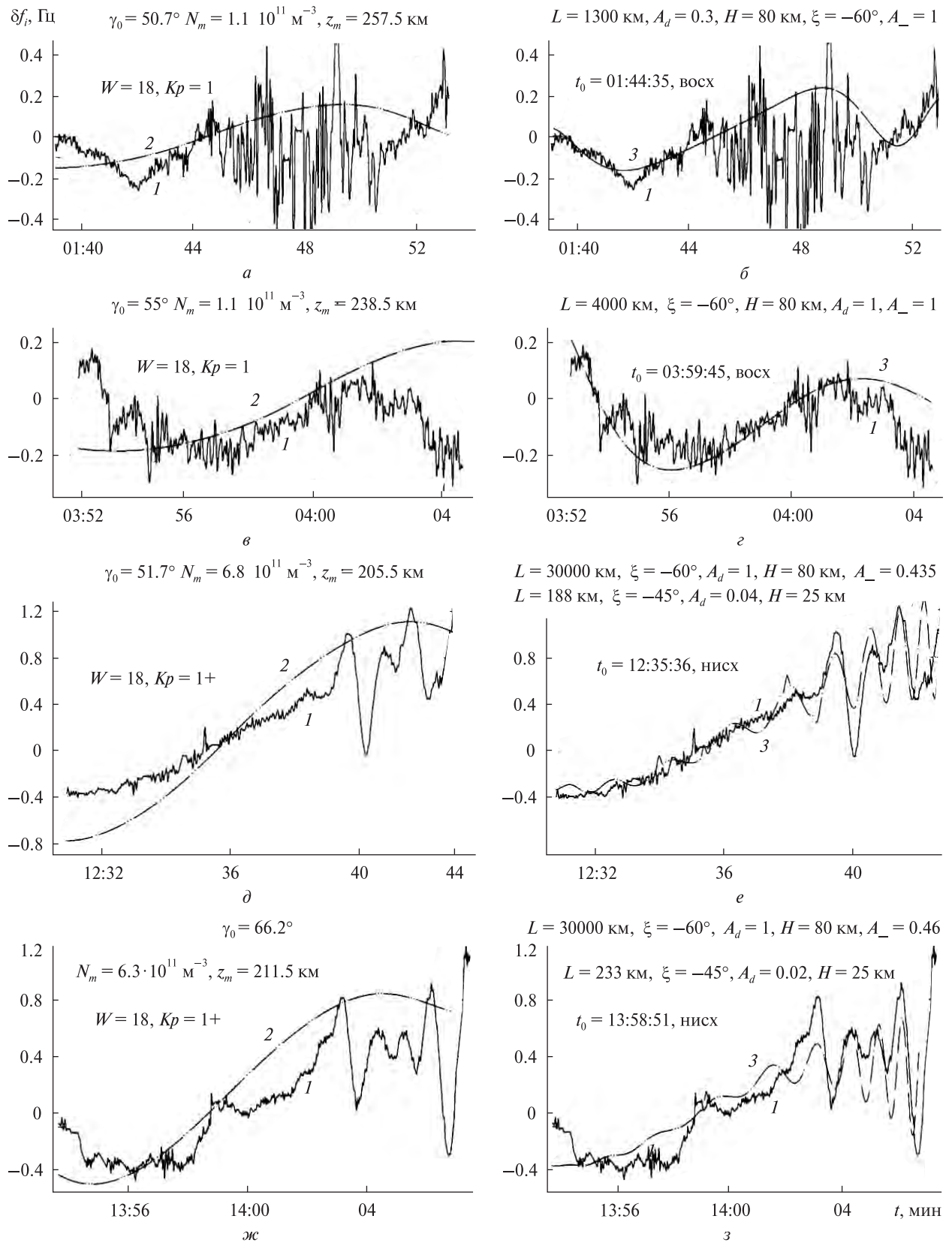


Рис. 26. Примеры наблюдения высыпаний энергичных протонов в околополночное время (а, б), преобладания КМ-ПИВ с $L = 4000 \text{ км}$ и $A_d = 1$ в ночное время (в, г), одновременного существования КМ- и СМ-ПИВ в околополуденное время (д, е, ж, з). Данные получены в период равноденствия 5 марта 2010 г. при минимальной солнечной активности и минимальной магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

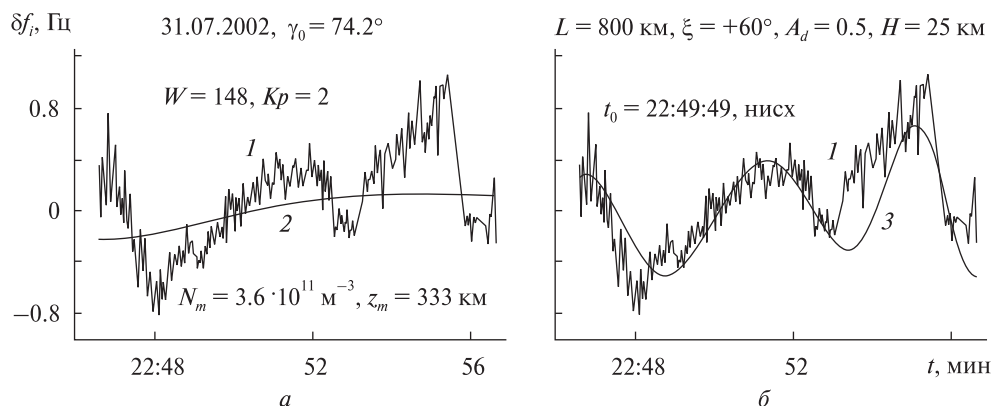


Рис. 27. Пример преобладания СМ-ПИВ с $L = 800$ км и $A_d = 0.5$ летом 2002 г. в околополночное время при максимальной солнечной активности и низкой магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущенных и возмущенных условий соответственно

первые часы после генерации АГВ. Следует отметить, что в работе [59] также был экспериментально обнаружен эффект увеличения амплитуды ПИВ при удалении возмущения от источника, но авторы не смогли объяснить его. Однако такой рост амплитуды и периода прогнозируется предлагаемой моделью, регулярно наблюдается в наших экспериментальных исследованиях. В частности, на рис. 25, а—г видно, что периоды увеличиваются от 400 до 800 км и от 320 до 1000 км (увеличиваются в 2...3 раза) на втором часе после начала возмущения. Вместе с тем на экспериментальной зависимости, зарегистрированной спустя 14 ч после включения возбуждающего источника, и представленной на рис. 25, д, е, имеется несколько меньшее увеличение — от 400 до 650 км (в 1.6 раза). Такой характер изменений L подтверждает, что эти возмущения порождены последующими, менее скоростными квазипериодами цуга АГВ, различие смежных значений V_i в которых, согласно модели, значительно меньше. Возрастание L и A_d при перемещении ПИВ в сторону экватора (над регионом с характерным масштабом около 3000 км) дополнительно свидетельствует о том, что источник этих неоднородностей находится в северных широтах. В работе [13] по большому массиву данных было установлено, что с понижением широты значения L в среднем увеличиваются.

На рис. 24 с уменьшением широты также наблюдается возрастание L от 200 до 400 км, что

говорит о высокоширотном источнике и этих ПИВ. Значение $\xi = 0$ свидетельствует о том, что АГВ-ПИВ в этом эксперименте распространялись, скорее всего, не скачковым, как на рис. 25, а волноводным способом, при этом ИП находился недалеко от источника ПИВ (каспа), поэтому разность набегов фаз на нижней и верхней границах слоя с неоднородностями оказалась небольшой. Напомним, что в скачковом механизме распространения $\xi > 30...40^\circ$.

Проявление СМ-ПИВ с большими амплитудами на северной или южной частях регистраций $\delta f_i(t)$ не означает, что ПИВ образуются только над указанными регионами. Амплитуда ПИВ-модуляции регистраций $\delta f_i(t)$ обусловлена во многом геометрией радиопросвечивания. Мы полагаем, что после прохождения АГВ вся ионосферная область радиопросвечивания подвергнута квазигармонической модуляции. Амплитуда проявления рассматриваемых неоднородностей на зависимостях $\delta f_i(t)$ существенно зависит от угла наклона фронта ПИВ в вертикальной плоскости и зенитного угла ИСЗ. Адекватное определение L и A_d оказывается возможным только в результате решения обратной задачи с применением модели (7) и учета геометрии радиолуча в ходе всего конкретного пролета ИСЗ.

Как показывают наши многочисленные наблюдения, в выбранном интервале времени редко наблюдаются ПИВ только одного масштаба, обычно неоднородности разных масштабов наблюдаются

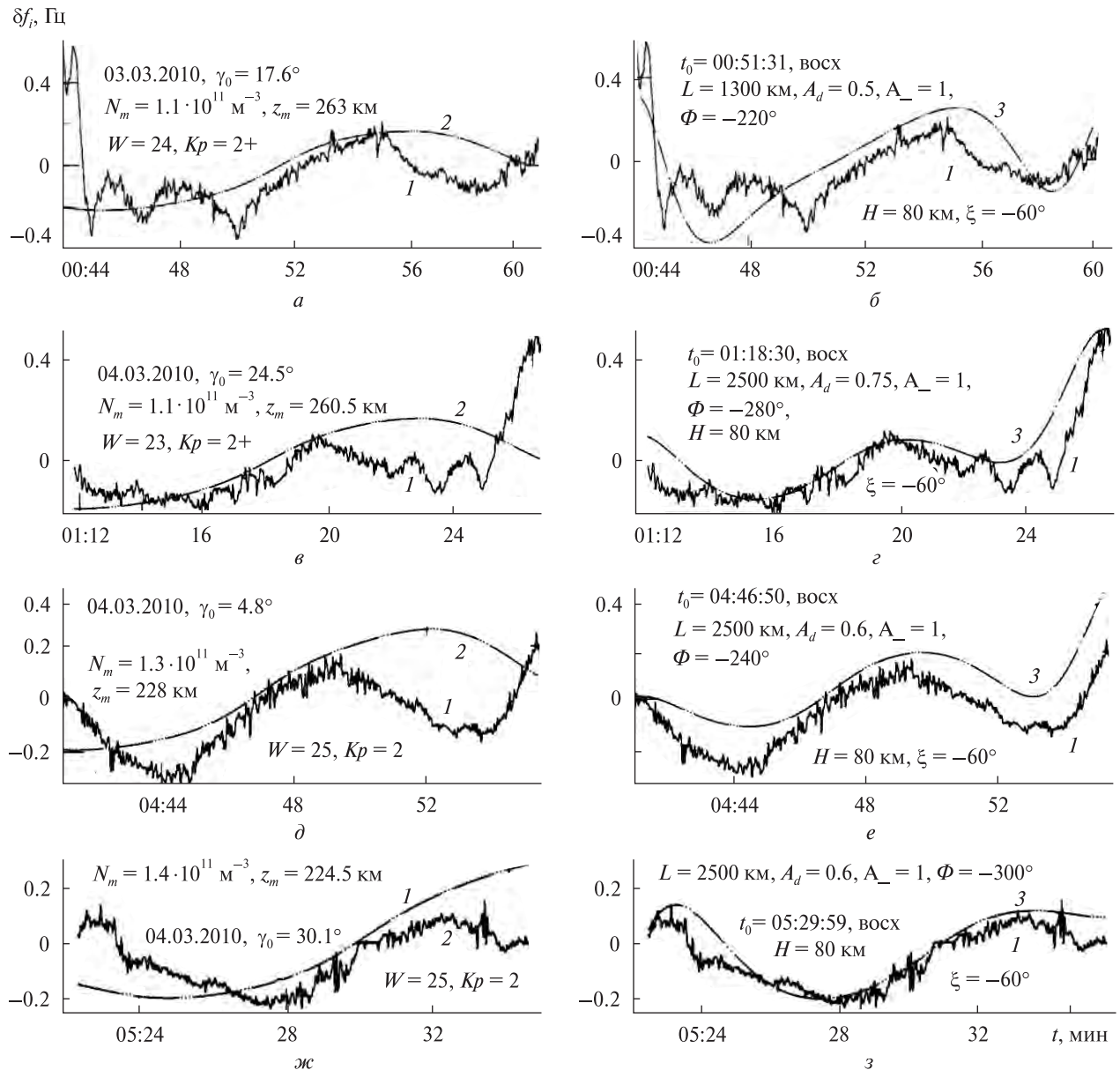


Рис. 28. Примеры преобладания КМ-ПИВ с $L = 1800 \text{ км}$, $A_d = 0.5$ в околополуденное время (а, б) и с $L = 2500 \text{ км}$, $A_d = 0.6...0.75$ в околополуденное и утреннее время (в—з). Данные получены в период равноденствия 3 и 4 марта 2010 г. при максимальной солнечной активности и низкой магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

над ИП одновременно. Однако мономасштабные ионосферные отпечатки АГВ над регионом около 1000 км все же регистрируются. Пример выявления СМ-ПИВ только одного доминирующего масштаба с $L = 800 \text{ км}$ и $A_d = 0.5$ приводится на рис. 27. Данные получены в околополуденное

время при высокой солнечной активности и низкой магнитной активности. Наблюдаются также и мономасштабные КМ-ПИВ. В серии измерений, показанных на рис. 26, преобладают неоднородности с масштабом $L = 1300 \text{ км}$, $A_d = 0.3$ (рис. 26, а—б); $L = 4000 \text{ км}$, $A_d = 1$ (рис. 26, в—г). Неодно-

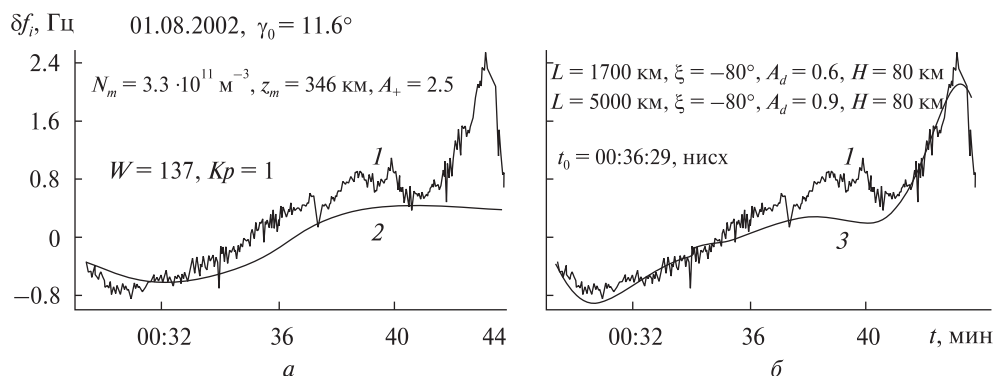


Рис. 29. Примеры преобладания КМ-ПИВ с $L = 1700$ км, $A_d = 0.6$ и $L = 5000$ км, $A_d = 0.9$ летом 2002 г. в околополуденное время. Данные получены при высокой солнечной активности и низкой магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

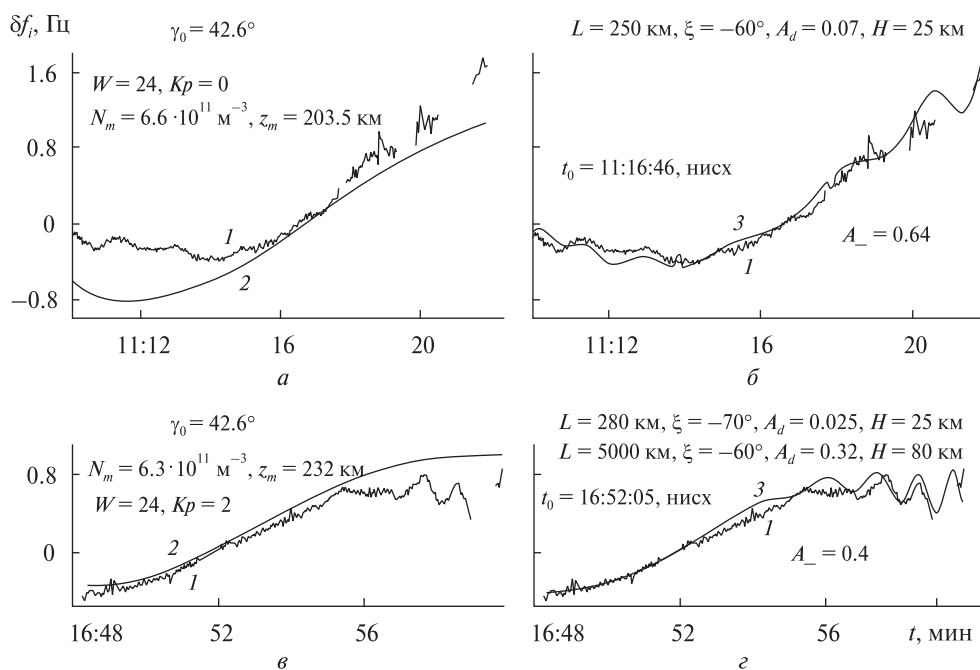


Рис. 30. Примеры одновременного существования КМ-ПИВ с $L = 5000$ км, $A_d = 0.32...0.7$ и СМ-ПИВ с $L = 250...280$ км, $A_d = 0.025...0.07$. Данные получены в дневное время в период равноденствия при минимальной солнечной активности и низкой магнитной активности 2 марта 2010 г.: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

родности зарегистрированы в ночное время при очень низкой магнитной активности и низкой солнечной активности. На рис. 28 видно доминирование в выбранный период наблюдений также только одного масштаба: $L = 1800$ км, $A_d = 0.5$ (рис. 28, а, б); $L = 2500$ км, $A_d = 0.5...0.75$ (рис. 28, д—з). Исследования проведены при низкой сол-

нечной активности и низкой магнитной активности. По данным, представленным на рис. 29, выявлено одновременное существование двух КМ-ПИВ с $L = 1700$ км, $A_d = 0.6$ и $L = 5000$ км, $A_d = 0.9$. Измерения выполнены в околополуденное время при высокой солнечной активности и низкой магнитной активности.

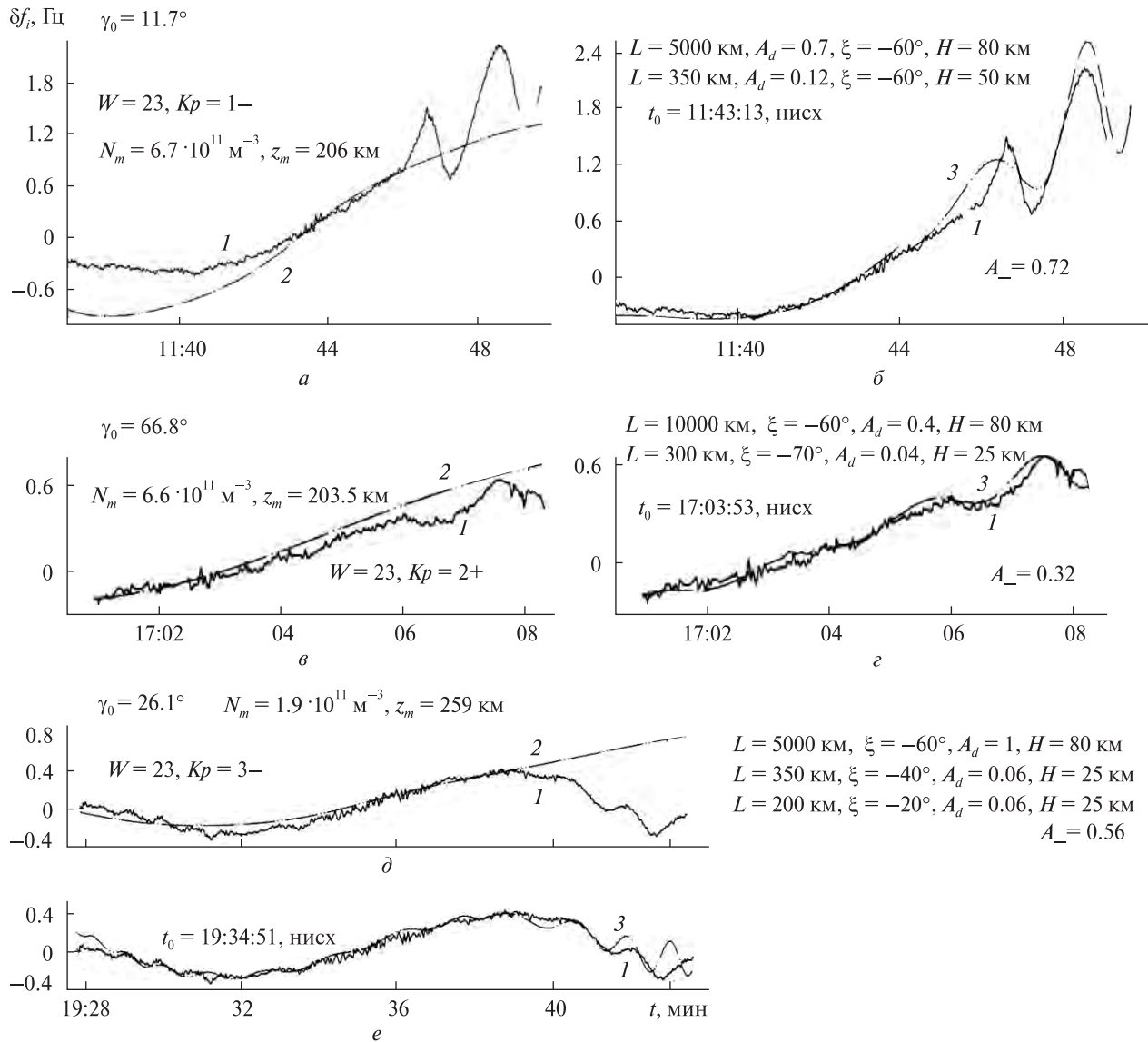


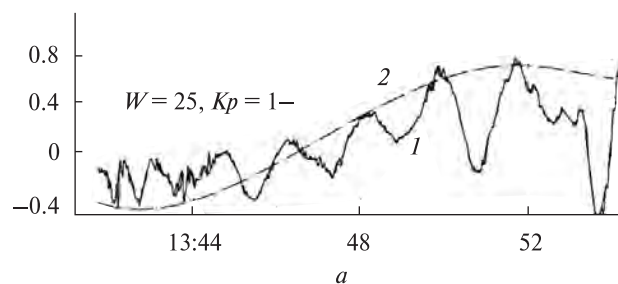
Рис. 31. Примеры одновременного существования КМ-ПИВ с $L = 5000 \text{ км}$, $A_d = 0.7...1$; с $L = 10000 \text{ км}$, $A_d = 0.4$ и СМ-ПИВ с $L = 200...350 \text{ км}$, $A_d = 0.04...0.09$. Данные получены в околополуденное и вечернее время в период равнотенствия при минимальной солнечной активности и низкой магнитной активности 3 марта 2010 г.: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

Очень часто обнаруживаются одновременно КМ- и СМ-ПИВ. Примеры таких событий приведены на рис. 26, д—з и на рис. 30—32. Данные, приведенные на этих рисунках, получены при низкой солнечной активности и низкой магнитной активности в период с 1 по 5 марта 2010 г. В представленных примерах для КМ-ПИВ $L =$

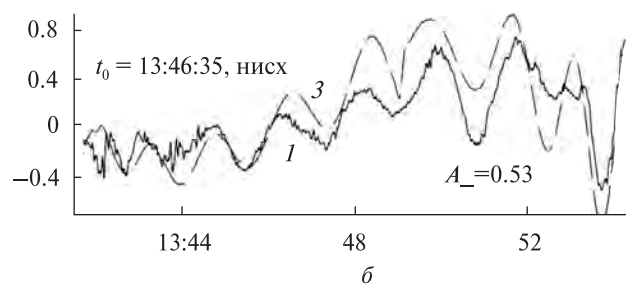
$= 5000...35000 \text{ км}$, $A_d = 0.32...1$, параметры СМ-ПИВ изменялись в диапазонах $L = 150...350 \text{ км}$, $A_d = 0.02...0.1$.

На рис. 31, в, г приводятся проявления КМ-ПИВ и СМ-ПИВ соответственно с $L = 10000 \text{ км}$, $A_d = 0.4$ и $L = 300 \text{ км}$, $A_d = 0.04$. На рис. 30 и 31 показано проявление КМ-ПИВ с $L = 5000 \text{ км}$,

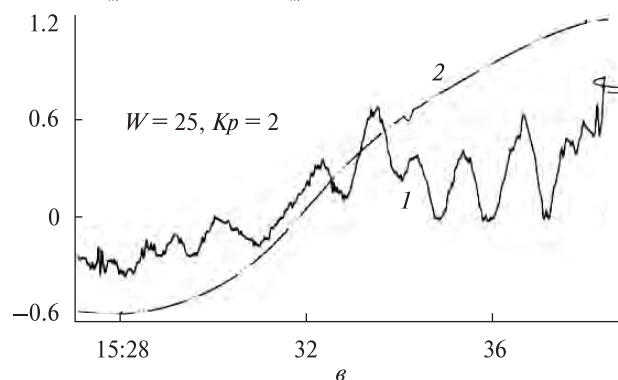
$\gamma_0 = 72^\circ$,
 $\delta f_i, \text{Гц}$ $N_m = 6.4 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $z_m = 210.5 \text{ км}$



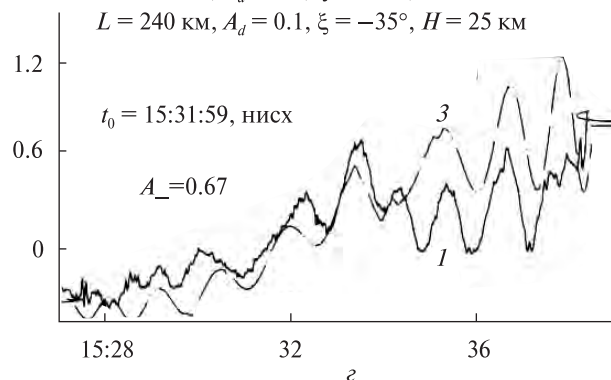
$L = 210 \text{ км}$, $A_d = 0.08$, $\xi = -15^\circ$, $H = 25 \text{ км}$
 $L = 320 \text{ км}$, $A_d = 0.08$, $\xi = -15^\circ$, $H = 25 \text{ км}$
 $L = 5000 \text{ км}$, $A_d = 0.53$, $\xi = -60^\circ$, $H = 25 \text{ км}$



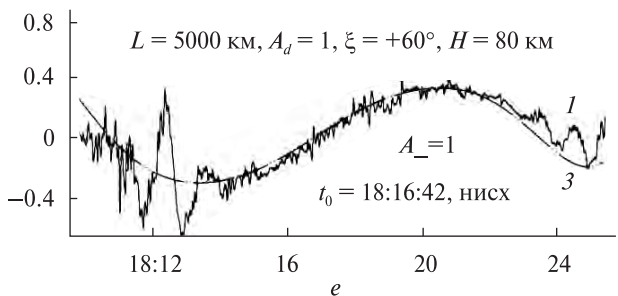
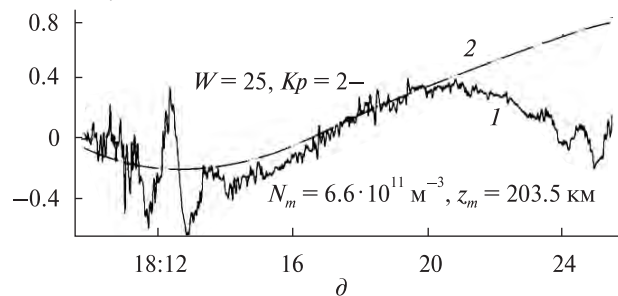
$\gamma_0 = 1.8^\circ$,
 $N_m = 4.9 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $z_m = 221 \text{ км}$



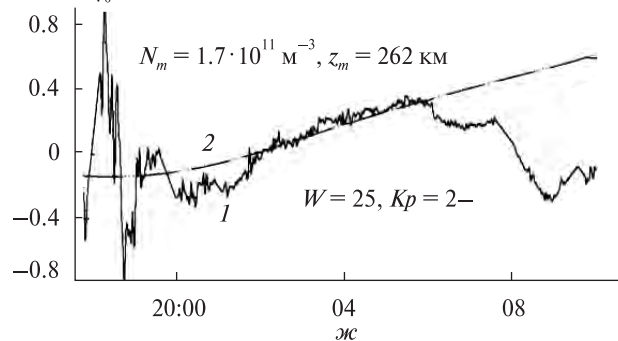
$L = 35000 \text{ км}$, $A_d = 0.67$, $\xi = -60^\circ$, $H = 80 \text{ км}$
 $L = 150 \text{ км}$, $A_d = 0.1$, $\xi = -35^\circ$, $H = 25 \text{ км}$
 $L = 240 \text{ км}$, $A_d = 0.1$, $\xi = -35^\circ$, $H = 25 \text{ км}$



$\gamma_0 = 45.5^\circ$



$\gamma_0 = 52.7^\circ$



$L = 5000 \text{ км}$, $A_d = 1$, $\xi = +60^\circ$, $H = 80 \text{ км}$

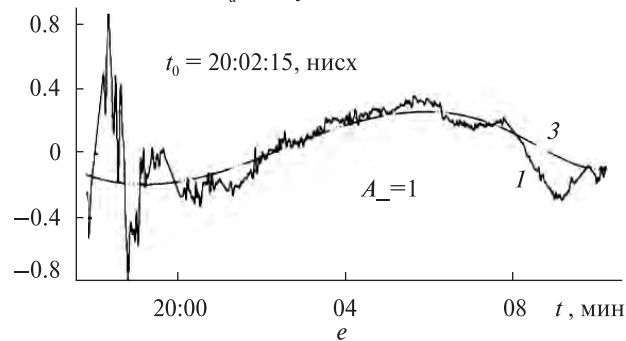


Рис. 32. Примеры одновременного существования КМ-ПИВ с $L = 5000 \text{ км}$, $A_d = 0.53 \dots 1$ (а, б, д—з); с $L = 35000 \text{ км}$, $A_d = 0.67$ (в, г) и СМ-ПИВ с $L = 150 \dots 320 \text{ км}$, $A_d = 0.08 \dots 0.1$. Данные получены в дневное и вечернее время в период равноденствия при минимальной солнечной активности и низкой магнитной активности 4 марта 2010 г.: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

$A_d = 0.32...1$ и СМ-ПИВ с $L = 200...350$ км, $A_d = 0.025...0.12$. На рис. 26, ∂ —з и рис. 32, ∂ , ε видно наличие КМ-ПИВ с самыми большими зарегистрированными нами пространственными периодами $L = 30000...35000$ км ($A_d = 0.67...1$). Одновременно с такими КМ-ПИВ наблюдаются и СМ-ПИВ с $L = 150...240$ км ($A_d = 0.02...0.1$).

В вышеприведенной серии измерений ключевые параметры ПИВ изменялись в диапазоне $L = 150...35000$ км, $A_d = 0.02...1$. При этом столь масштабная динамика параметров получена лишь с использованием единого метода — радиопросвечивания ионосферы с борта низкоорбитальных ИСЗ. Ранее значения L в столь широком диапазоне не обнаруживали даже с применением совокупности исследовательских методов, одновременно задействованных в высоких, средних и низких широтах. Более того, о существовании ПИВ с $L = 30000...35000$ км исследователи даже не подозревали, поскольку не было инструментария выявления столь крупных неоднородностей N . Для подтверждения адекватности наших данных для различных гелиогеофизических условий приведены регистрации $\delta f_i(t)$ и их аппроксимации, полученные в ходе решения обратной задачи (при разных масштабах ПИВ). При этом данные на рисунках соответствуют хронологическому порядку, что легко выказывает хорошую повторяемость вида смежных по времени регистраций и демонстрируют достаточно плавную временную динамику параметров ПИВ. Так, на рис. 32, ∂ —з регистрации $\delta f_i(t)$ соответствуют радиопросвечиванию фактически одной и той же пространственной области с почти двухчасовым временным интервалом. При этом регистрации очень похожи, наблюдаются хорошее совпадение экспериментальной и модельной (для КМ-ПИВ) зависимостей $\delta f_i(t)$, параметры КМ-ПИВ полностью совпадают: $L = 5000$ км, $A_d = 1$, $\xi = 60^\circ$. Аналогичная преемственность вида смежных регистраций и параметров ПИВ наблюдается на рис. 26, ∂ , ε , и ε , ε как для КМ, так и для СМ-ПИВ. Эти экспериментальные зависимости $\delta f_i(t)$, выполненные с полуторачасовым интервалом, также весьма похожи, для КМ-ПИВ значения параметров совпадают ($L = 30000$ км, $A_d = 1$), а для СМ-ПИВ очень близки $L = 188$ и

233 км, $A_d = 0.04$ и 0.02 ; угол ξ для СМ- и КМ-неоднородностей, обнаруженных на обеих регистрациях, одинаков (соответственно $\xi = -45^\circ$ и -60°). Полученные значения параметров неоднородностей и их динамика хорошо согласуются с предложенной моделью АГВ-ПИВ.

По совокупности регистраций $\delta f_i(t)$ установлено, что наблюдается общая ярко выраженная закономерность: чем больше значение L , тем значительнее относительная амплитуда A_d . Для СМ- и КМ-возмущений различие в A_d составляет до 10 раз. Эта закономерность прогнозируется обсуждаемой моделью и реализуется в подавляющем большинстве наших наблюдений. Такая же связь была установлена в работе [13] при статистической обработке параметров СМ-ПИВ.

В качестве дополнительного подтверждения этих заключений на рис. 33 и 34 приведены четыре суточные зависимости параметров L и A_d (а также значений N_m и z_m над ИП) для условий низкой СА ($W = 18...25$). Упомянутые зависимости получены в период со 2 по 5 марта 2010 г. по регистрациям $\delta f_i(t)$ методом, предложенным в работе [11] и развитым в работах [13, 16, 17]. Метод позволяет выявить ПИВ с размерами $200...35000$ км и относительными амплитудами от 0.02 до 1 над регионом с радиусом около 1500 км. При этом в одной и той же пространственной области радиопросвечивания могут одновременно существовать ПИВ существенно разных размеров. Графики $L(t)$, $A_d(t)$ для СМ-ПИВ и КМ-ПИВ на рис. 33 и 34 показаны на отдельных панелях. В тех случаях, когда на южных и северных концах регистрации наблюдались СМ-ПИВ с отличающимися значениями L , на графиках указывалось их среднее значение.

Проявление ПИВ на отдельных экспериментальных зависимостях $\delta f_i(t)$ для условий низкой солнечной активности иллюстрируется на рис. 26, 28, 30—32. Согласно приведенным данным для КМ-ПИВ с $L = 1500...35000$ км амплитуда A_d находилась в диапазоне $0.4...1$, а для СМ-ПИВ с $L \approx 150...800$ км — в диапазоне $A_d \approx 0.02...0.5$. Мы полагаем, что КМ-ПИВ, ключевые параметры которых представлены на рис. 33, зарождались, как правило, приблизительно в околополуденное время. Согласно дан-

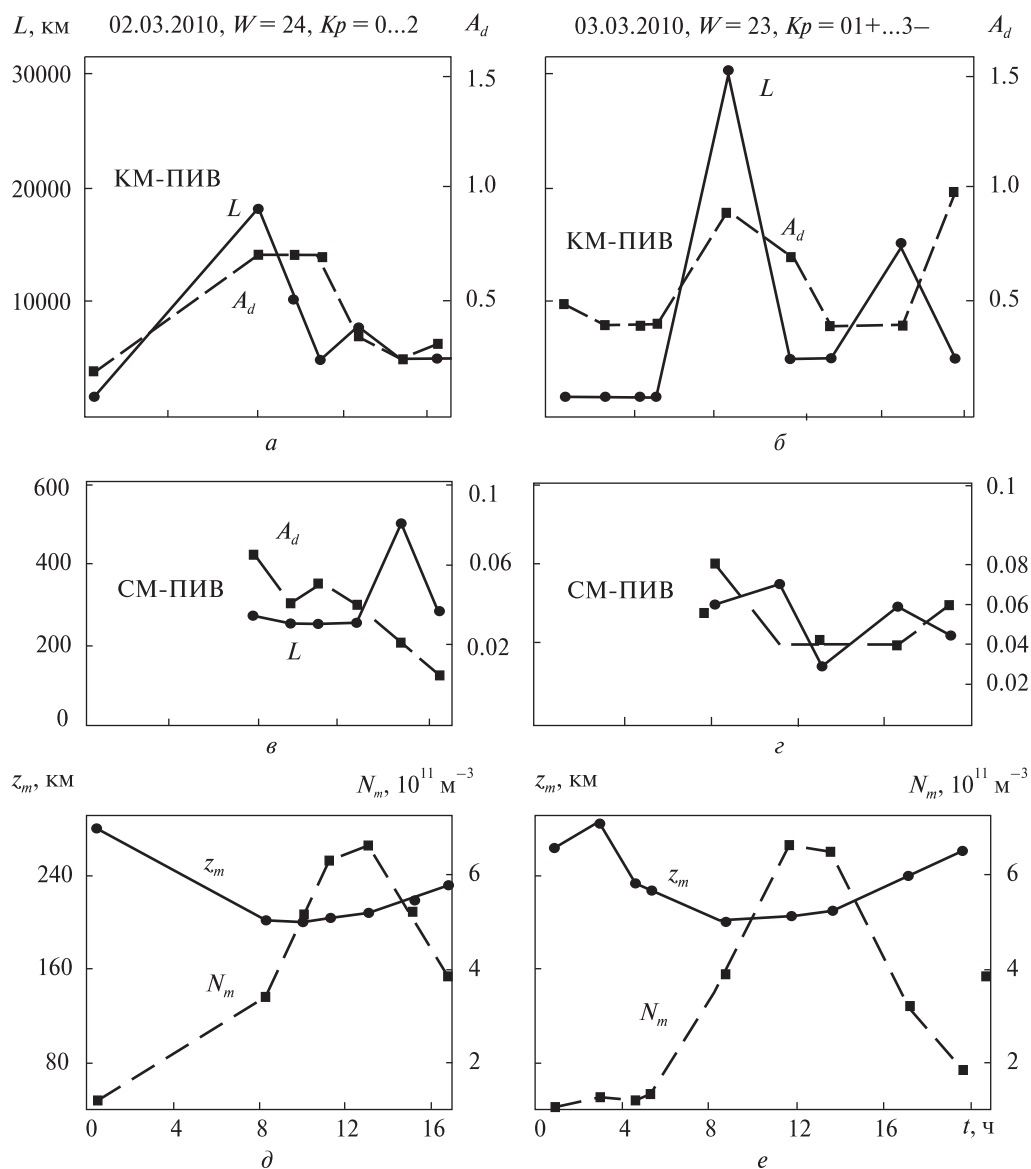


Рис. 33. Суточные зависимости L , A_d , z_m и N_m для 2—3 марта 2010 г.

ным экспериментом спустя 8 ч после КМ-возмущений следуют СМ-ПИВ; пространственный период и амплитуда КМ- и СМ-ПИВ с течением времени изменяются немонотонно. СМ-ПИВ появляются на фоне уже существующих КМ-неоднородностей. ПИВ всех масштабов в упомянутых экспериментах перемещались с севера на юг, угол наклона ξ от ночного до околополуденного времени обычно составлял -60° ,

далее вплоть до 20:00 угол изменялся в пределах $-15...-45^\circ$. Пилообразное изменение $L(t)$ вызвано сильным отличием смежных пространственных периодов лидирующей (начальной) части цуга ПИВ. Такое поведение графиков $L(t)$ описывается предложенной полуэмпирической моделью.

По нашим наблюдениям ПИВ зарождаются, как правило, ежедневно в области магнитосфер-

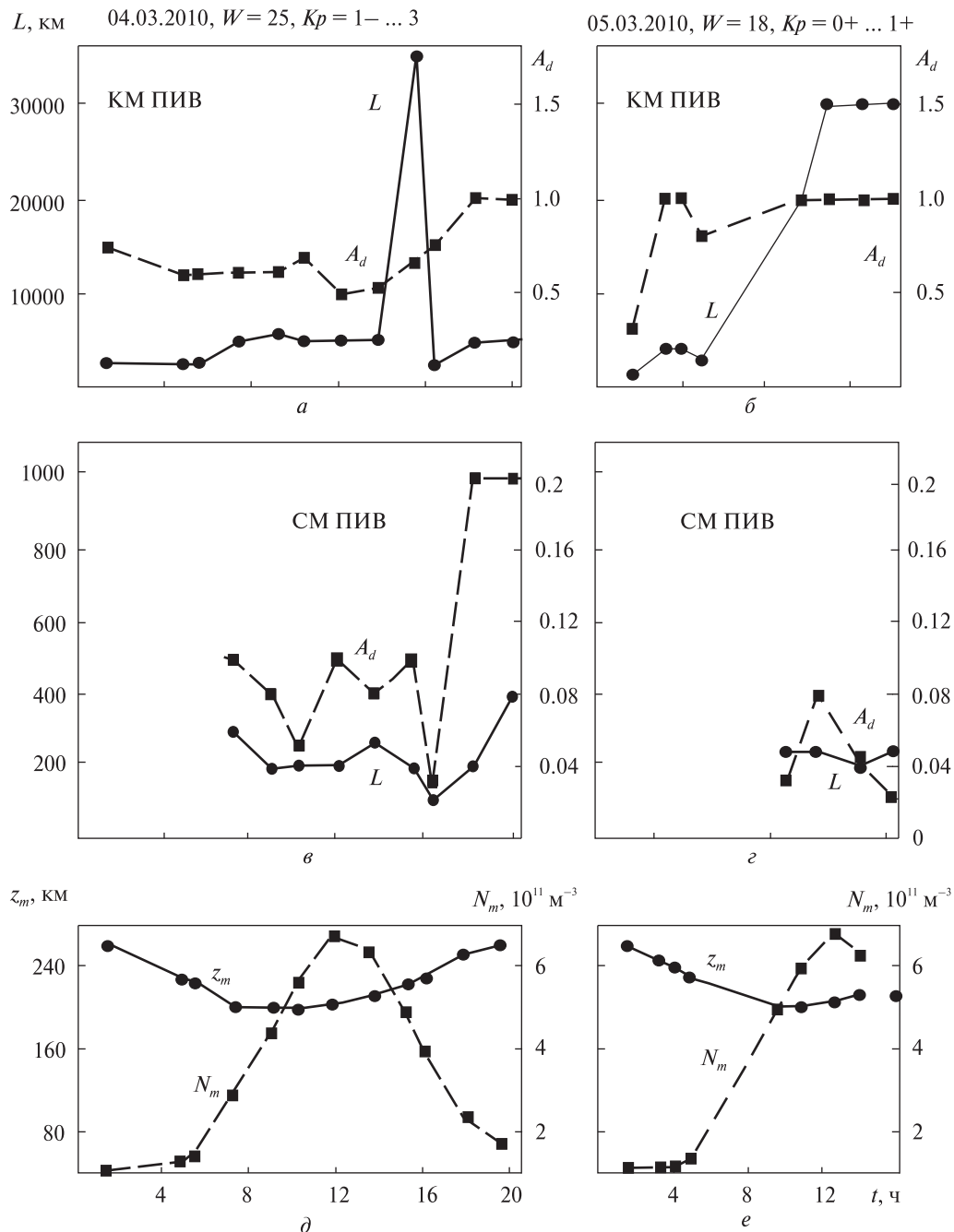


Рис. 34. Суточные зависимости L , A_d , z_m и N_m для 4–5 марта 2010 г.

ного каспа в околополуночное время. Однако нередко случаи, когда это событие происходит лишь один раз в течение 2-3 сут, иногда возбуждение (высыпание энергичных протонов) происходит 2-3 раза в сутки (см. рис. 25). В пос-

леднем случае L и A_d над ИП не успевают уменьшиться до значений, обычно наблюдаемых в конце суток при однократном источнике исходного возмущения (см., напр. рис. 33, а для 2 марта 2010 г.). Это происходит вследствие того, что

существовавшая реализация пространственного следа АГВ в ионосфере (ПИВ) в результате повторного энергетического толчка в текущие сутки заменяется новым следом с большими амплитудой и квазипериодом, чем предшествующие значения упомянутых параметров. Если же между моментами возбуждения проходит более суток, то значения L уменьшаются до минимально наблюдаемых в 150...200 км, а A_d уменьшаются до нескольких процентов.

Из анализа графиков рис. 33, 34 можно заключить, что значения L и A_d в течение 5 ч могут изменяться очень незначительно. Этот эффект описывается нашей моделью, согласно которой только первые пять значений V_i и A_i цуга АГВ резко уменьшаются, последующие их значения уменьшаются со временем достаточно плавно. Из-за уменьшающихся скоростей V_i экстремумов цуга соответствующие величины L также уменьшаются, вначале резко, а затем незначительно. В результате сильного уменьшения относительных амплитуд A_i третий, четвертый и последующие периоды цуга АГВ не могут погасить предшествующий долгоживущий ионосферный след АГВ и заместить его следом с меньшими значениями L и A_i . Поэтому гигантский по пространственному размеру и амплитуде ПИВ-след остается в ионосфере в течение всего времени его жизни, которое не уменьшается с появлением последующих фаз ПИВ, и только позже, например после диффузного уменьшения его амплитуды, последующие квазипериоды цуга способны дать начало в ионосфере новой реализации ПИВ с существенно меньшими значениями величин L и A_d .

При определенных условиях по существующему долгоживущему КМ-ПИВ перемещается последующая часть цуга АГВ с существенно меньшими значениями величин L и A_i . В результате происходит модуляция первоначального КМ-следа пространственной СМ-квазигармоникой с небольшим коэффициентом модуляции: последующее СМ-возмущение накладывается на неподвижный КМ-фон и таким образом создаёт свой среднемасштабный квазипериодический отпечаток. Реализации таких событий показаны, например, на рис. 26, д—з, 30—32. Здесь одновременно в одной и той же области

пространства существуют СМ- и КМ-ПИВ. Если возбуждающий источник включился в околополуденное время, то такая суперпозиция наблюдается в середине дня около 12...15 ч, если он заработал позже на несколько часов, то наложение разных масштабов ПИВ происходит ближе к вечеру или даже к полуночи. СМ-возмущения цуга достигают ИП спустя 10...12 ч после прихода КМ-возмущений. Поэтому СМ- и КМ-ПИВ не могут наблюдаться одновременно ранее указанной временной задержки, поскольку до этого времени СМ-ПИВ ещё не зародились или же находятся только в пути к ИП. Для ИП, расположенных далее от каспа, чем Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета, задержка должна увеличиваться. Если же пункт наблюдения будет находиться ближе к каспу, чем упомянутая обсерватория, то это приведёт к уменьшению задержки.

Важно отметить, что суперпозиция больших и средних масштабов ПИВ более вероятна при минимуме СА, чем при ее максимуме. Это происходит в связи с тем, что при максимуме СА время жизни неоднородностей в несколько раз меньше (см. далее). Поэтому с приходом на ИП СМ-АГВ КМ-ПИВ, как правило, уже нет.

На рис. 35 для года высокой СА в период с 31 июля 2002 г. ($W = 148$) по 01 августа 2002 г. ($W = 137$) показана временная динамика тех же величин, что и на рис. 33, 34. Единственная КМ-неоднородность в измерениях 31 июля 2002 г. была зарегистрирована лишь в 19:30. Ее параметры оказались равными $L = 5000$ км, $A_d = 0.9$. Для 1 августа 2002 г. графики зависимостей параметров возмущений приведены отдельно для КМ- и СМ-ПИВ.

Изменение L со временем наблюдается как при минимуме, так и при максимуме СА. Однако проявляется этот эффект по-разному. При минимуме СА максимальные значения L в течение суток наблюдений достигали 30000...35000 км, а при максимуме СА — всего лишь 3200...4000 км. Почти десятикратное уменьшение максимальных значений L_{max} при максимуме СА объясняется, на наш взгляд, существенным уменьшением времени жизни возмущений в этот период, в результате чего при дискретности измерений

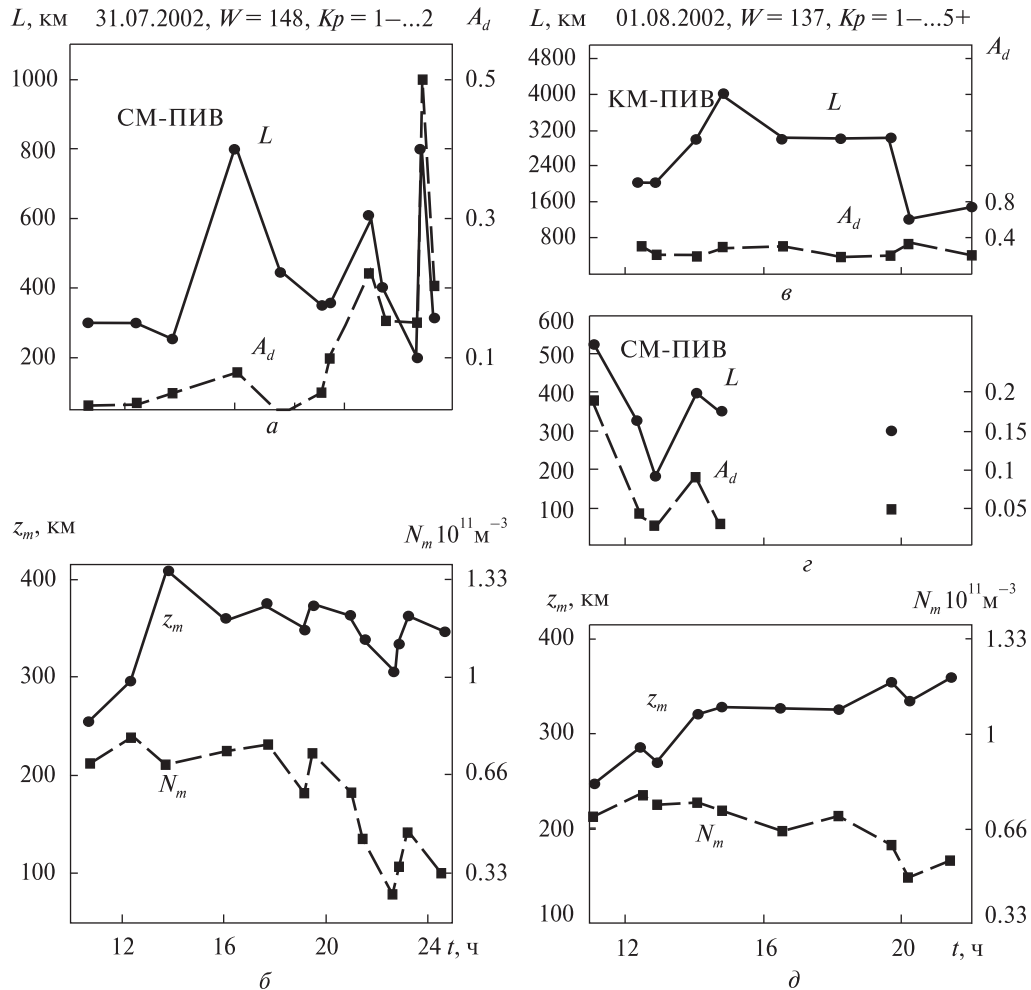


Рис. 35. Динамика параметров L , A_d , z_m и N_m для 31 июля и 1 августа 2002 г.

1.5...2 ч не удалось зарегистрировать наиболее высокоскоростные и крупномасштабные КМ-ПИВ. Отметим, что частично столь большое различие в $L_{\max}$ при минимуме и максимуме СА объясняется тем, что на рис. 35 (максимум СА) измерения начались лишь около 11 ч, поэтому экстремально большие КМ-ПИВ могли уже исчезнуть.

Динамика областей пониженной и повышенной электронной концентрации. На рис. 30, 31, а, б, д, е, 32, д, е модельные значения $\delta f_i(t)$ для невозмущенной среды на северных или (и) южных частях пролета ИСЗ существенно превышают экспериментальные величины. Такие различия обусловлены наличием ПИВ с $L = 5000$ км и $A_d =$

$= 0.3...1$. Однако эти различия можно интерпретировать и как наличие ОУК относительно невозмущенных условий. Ведь над этим регионом в результате перемещения квазигармонического возмущения величина N_m уменьшается относительно фоновых значений. На рис. 26, в—е, 28, 32, в, г упомянутые области наблюдаются в результате движения КМ-ПИВ соответственно с $L = 4000, 30000, 1800, 2500$ и 35000 км и $A_d = = 0.4...1$. Все приведенные выше данные получены при низкой солнечной активности и низкой магнитной активности.

На рис. 29 в результате одновременного наличия крупномасштабных неоднородностей с $L = = 1700$ и 5000 км (соответственно при $A_d = 0.6$ и

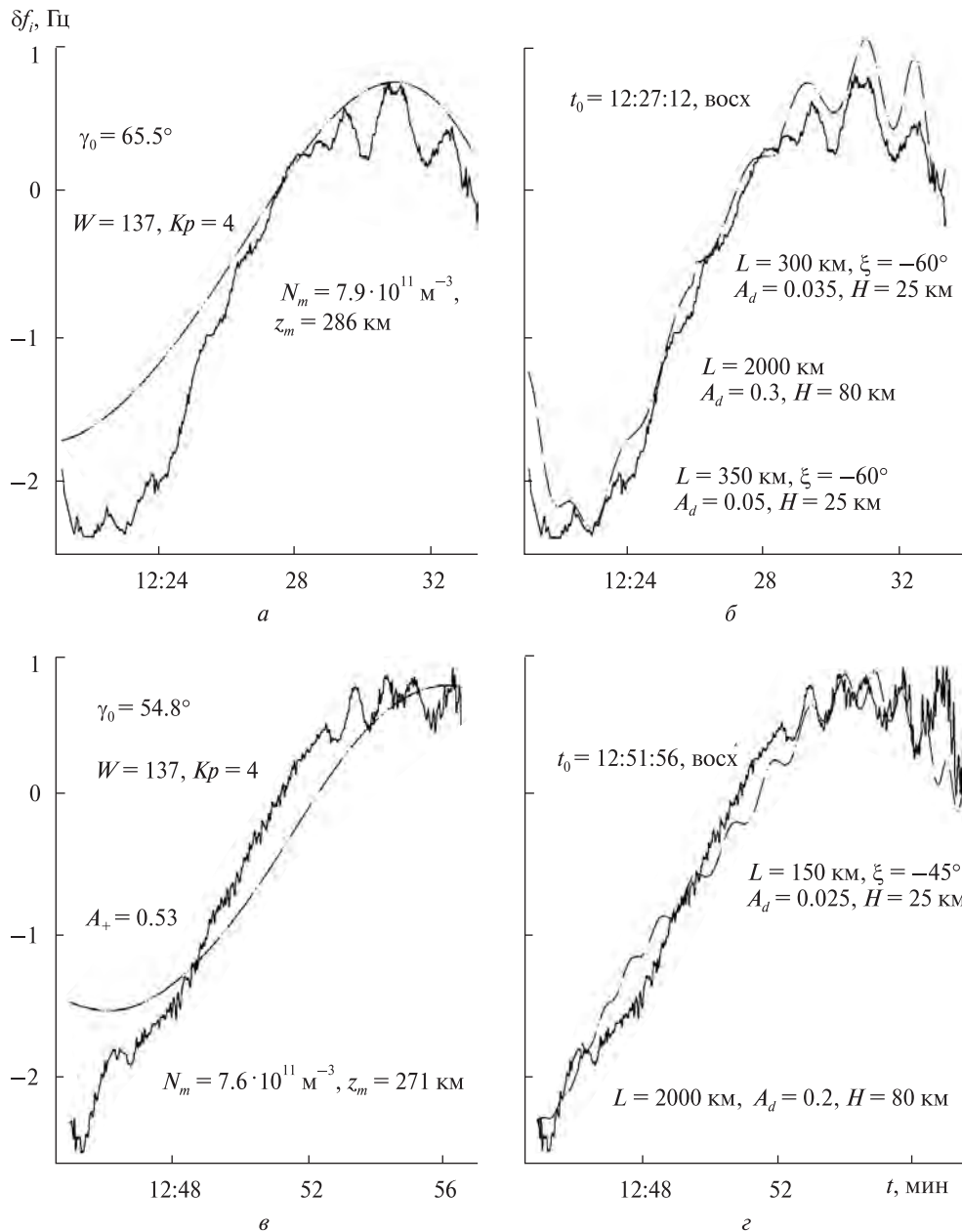


Рис. 36. Примеры одновременного существования КМ-ПИВ с $L = 2000$ км, $A_d = 0.2 \dots 0.3$ и СМ-ПИВ с $L = 150 \dots 350$ км, $A_d = 0.025 \dots 0.05$ летом 1 августа 2002 г. Данные получены в околополуденное время при максимальной солнечной активности и средней магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

0.9) на южной части регистрации $\delta f_i(t)$ значение модельной кривой для невозмущённых условий существенно меньше экспериментальных величин. Такие события можно интерпретировать как радиопросвечивание над ОПК. На рис. 36

также для южных частей регистраций $\delta f_i(t)$ показаны проявления областей ОПК в результате прохождения ПИВ с $L = 2000, 3000$ и 4000 км ($A_d = 0.2 \dots 0.7$). Данные, приведенные на рис. 29, 36 и 37, соответствуют высокой солнечной ак-

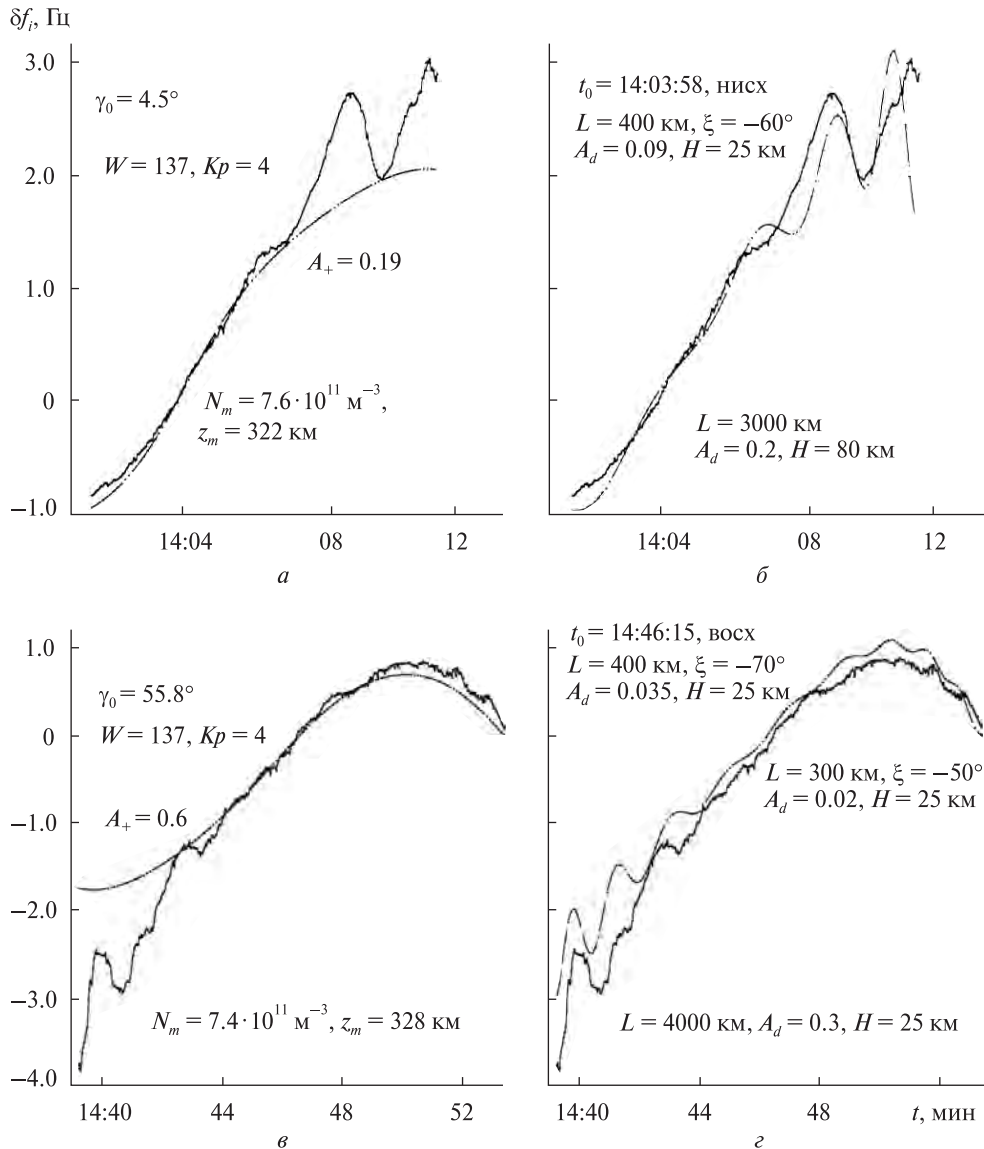


Рис. 37. Примеры одновременного существования КМ-ПИВ с $L = 3000...4000$ км, $A_d = 0.2...0.3$ и СМ-ПИВ с $L = 300...400$ км, $A_d = 0.02...0.09$ летом 1 августа 2002 г. в дневное время. Данные получены в околополуденное время при максимальной солнечной активности и средней магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

тивности (соответственно низкой магнитной активности и средней магнитной активности). Участки пониженной и повышенной ионизации над поверхностью Земли образуются в результате прохождения соответственно отрицательной или положительной фаз КМ-АГВ. Под отрицательной фазой подразумевается стадия прохождения АГВ, вследствие которой давление атмо-

сферы по пути распространения волны уменьшается относительно фоновых, невозмущённых условий. При положительной фазе прохождения АГВ давление воздуха увеличивается. В наших экспериментах (для северного полушария и распространения АГВ с севера на юг) понижение (повышение) давления воздуха соответствует уменьшению (увеличению) N_m . Относительные

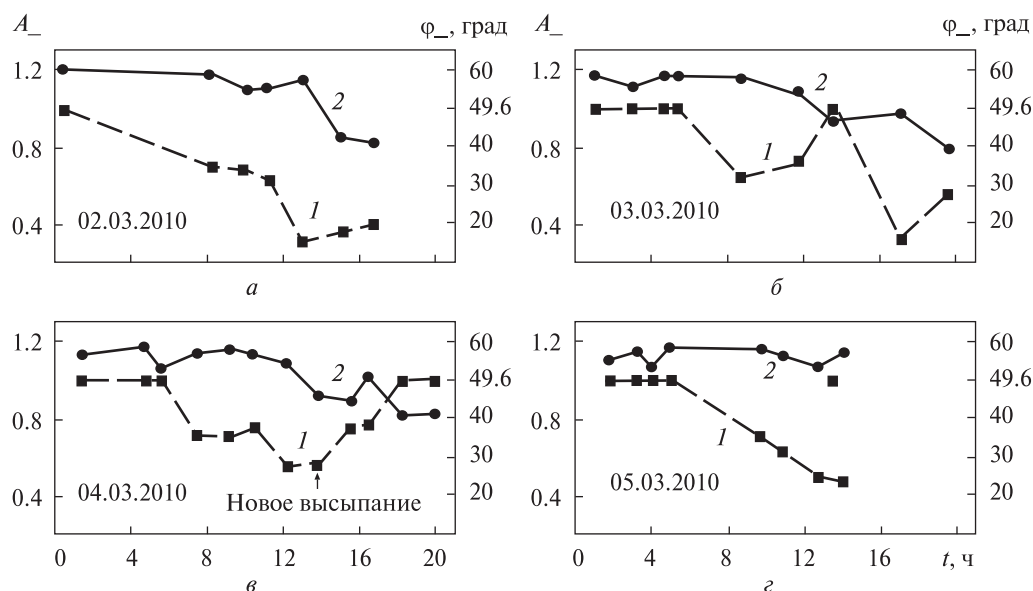


Рис. 38. Суточные зависимости A_- (кривые 1) и φ_- (кривые 2), полученные при минимуме солнечной активности в период равноденствия 2—5 марта 2010 г. Стрелкой на графике для 4 марта 2010 г. обозначено приблизительное время повторного высыпания энергичных протонов

амплитуды повышения и понижения N_m указаны на рисунках соответственно символами A_+ и A_- . Здесь $A_+ = \Delta N_+/N_n$, $A_- = \Delta N_-/N_n$, где ΔN_+ , ΔN_- — абсолютное изменение N_m соответственно в ОПК и ОУК, N_n — невозмущенные модельные значения N_m , полученные над ИП после адаптации глобальной модели N . Оценивание A_+ и A_- проводилось только для изменений $\delta f_i(t)$, обусловленных распространением КМ-АГВ. Эффекты СМ-ПИВ, если они наблюдались на регистрациях $\delta f_i(t)$, компенсировались методом скользящего усреднения. Полагалось, что в возмущенной и невозмущенной среде величина N_m пропорциональна амплитуде вариаций $\delta f_i(t)$.

На рис. 38 иллюстрируется суточная динамика A_- (кривые 1) и географической широты φ_- в центре ОУК (кривые 2), выявленные по регистрациям $\delta f_i(t)$, полученным в период 2—5 марта 2010 г. при низкой СА.

При низкой СА в начале возмущения всегда появляются КМ-ПИВ с отрицательной фазой, происходит существенное уменьшение N относительно фоновых невозмущенных значений. Относительная амплитуда A_- понижения N_m в этой области равна или близка к единице. Согласно предложенной модели осцилляции в

очаге возмущения начинаются с понижения атмосферного давления до двух раз (см. табл. 1). Эта область уменьшенного давления воздуха распространяется вдоль поверхности Земли во все стороны в виде волны с фазовой скоростью более 11 км/с. В описанном эксперименте перемещение области уменьшенного атмосферного давления прослеживалась по мониторингу величин N_m . Широта φ_- минимальных значений N_m центра такой области перемещалась от 60 до 40° N, а относительная амплитуда дыры A_- в этом диапазоне широт в течение 16...20 ч уменьшалась (не всегда монотонно) от 1 до 0.3. Таким образом, при низкой СА ($W = 18...25$) в течение суток (фактически от одного высыпания частиц до другого) диагностировалось существенное уменьшение фоновых значений N_m . Как отмечалось в разделе 4, при низкой СА ($W = 11...28$) также обнаружено существенное уменьшение N_m в ходе ядерных экспериментов.

Эффект от нового высыпания частиц в касп на фоне проявления текущего высыпания, влияние которого на пространственное распределение N ещё не закончилось, иллюстрирует рис. 38. Здесь на панели для 4 марта 2010 г. приблизительно время нового высыпания (13:46) отмечено вер-

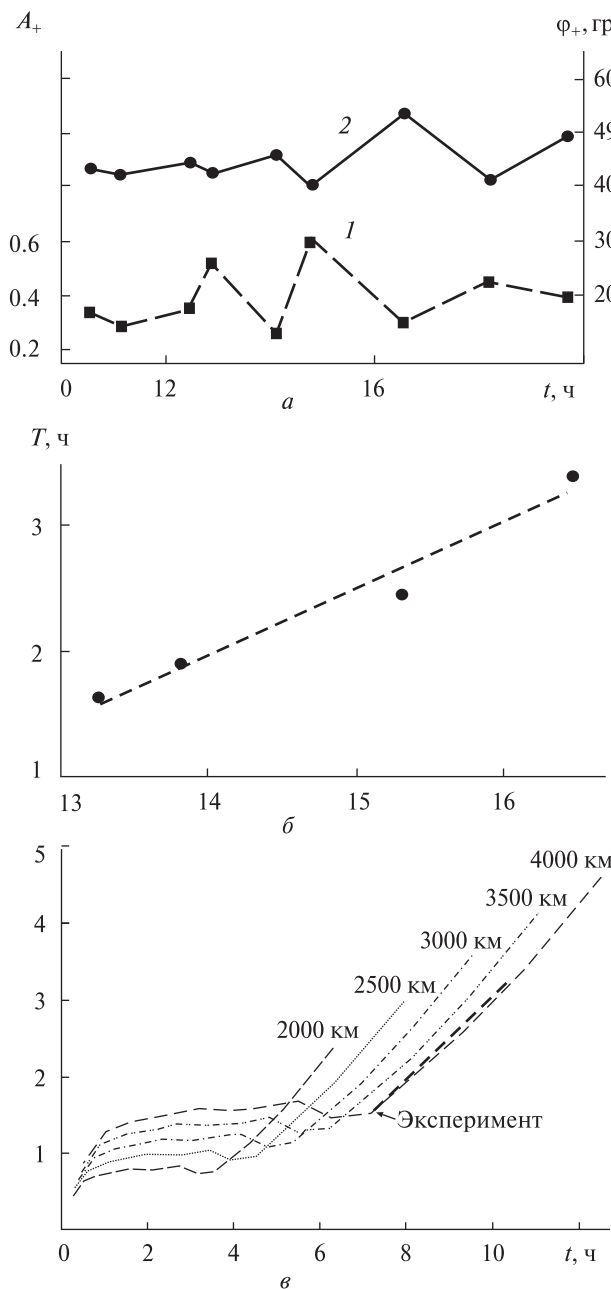


Рис. 39. Суточные вариации: *а* — величин A_+ (кривая 1) и ϕ_+ (кривая 2), полученных при максимальной солнечной активности 1 августа 2002 г., *б* — величины $T(t)$, полученной 1 августа 2002 г. (кружки — экспериментальные зависимости, прямая — линейная регрессия с коэффициентом корреляции $r = 0.92$, *в* — расчётных и экспериментальных зависимостей $T(t)$. Время начала экспериментальной зависимости уменьшено на 6 ч для ее совмещения с модельной зависимостью, рассчитанной для $R_{IP} = 4000$ км

тикальной стрелкой. В результате значение A_- повысилось от 0.5 до 1 в течение около 4 ч. Для указанного момента времени на зависимости $L(t)$ иллюстрируется появление зуба пилы с максимумом $L = 35000$ км (см. рис. 34). Такие большие значения L характерны для начальных периодов цуга АГВ, что дополнительно подтверждает наше предположение о новом высыпании. В целом для приведенной серии экспериментов суточные изменения A_- и ϕ_- очень похожи, они характеризуют временную динамику ОУК, порожденную околополуночным высыпанием энергичных протонов в касп.

При мониторинге ионосферы в период высокой СА оказалось, что ОУК практически не наблюдались. Однако в ходе всего периода измерений обнаруживалась ОПК. На рис. 39, *а* показаны временные зависимости A_+ (кривая 1) и ϕ_+ (кривая 2) в интервале от 11:00 до 20:00 ч для 1 августа 2002 г. Относительная амплитуда A_+ изменялась в течение более 10 ч по квазигармоническому закону в диапазоне $A_+ = 0.25...0.6$. Широта середины этой области флуктуировала около значения 45° N с амплитудой $3...5^\circ$ в противофазе с колебаниями A_+ . При этом период T таких колебаний (см. рис. 39, *б*) увеличивался почти по линейному закону от 100 до 200 мин в интервале 13:15...16:30. На графике время относится к наблюдению середины обнаруженных периодов. Коэффициент корреляции q линейной регрессии оказался равным 0.92. Линейное увеличение каждого временного периода цуга АГВ прогнозируются обсуждаемой моделью, поэтому полученные результаты свидетельствуют в пользу ее адекватности.

Выявленную зависимость $T(t)$ применим для оценки расстояния ИП до источника возмущений. Для этого используем модельные расчеты $T(t)$, полученные для $R_{IP} = 500...4000$ км (см. рис. 4). Как установлено в разделе 2, конечная линейно возрастающая часть зависимости $T(t)$ обусловлена распространением низкоскоростных экстремумов с 11 по 15. На расстояниях $R_{IP} = 500...1000$ км эти экстремумы порождают СМ-ПИВ, а при $R_{IP} = 2000...4000$ км пространственный масштаб возмущения увеличивается до размеров КМ-ПИВ. С увеличением расстояния

до источника заметно уменьшается наклон конечного линейного участка зависимости $T(t)$. Поэтому для выбранного значения $R_{\text{ИП}}$ имеется свой наклон и диапазон изменения линейных участков $T(t)$. Эти свойства модельных зависимостей использованы для оценки значения $R_{\text{ИП}}$ по экспериментальной зависимости $T(t)$, представленной на рис. 39, б. Для определения значения $R_{\text{ИП}}$ текущее время измерений экспериментальной зависимости мы изменяли (уменьшали) до ее совпадения с одной из расчетных кривых. На рис. 39, в показано, что расчетная и экспериментальная кривая практически совпадают для $R_{\text{ИП}} = 4000$ км, если положить, что начало (13:20 МДВ) экспериментальной зависимости $T(t)$ соответствует седьмому часу после возникновения возмущения. Из этого следует, что возмущение имело место в 6:20 МДВ. Таким образом, можно заключить, что $R_{\text{ИП}}$ расположен на расстоянии 4000 км от источника АГВ, наблюдения начались на седьмом часу после возникновения возмущения в 6:20 МДВ.

Особенности обнаружения КМ-ПИВ. Обнаружение неоднородностей с $L = 320 \dots 1000$ км и $A_d = 0.1 \dots 0.95$ иллюстрируется на рис. 25. Неоднородности указанных масштабов на регистрациях $\delta f_i(t)$ проявляются в виде квазигармонической модуляции, состоящей из 3...10 квазипериодов (над регионом с масштабом около 3000 км). В этом случае характерные изменения модельных зависимостей $\delta f_i(t)$, обусловленные ПИВ с такими значениями L (панели б, г, е) и регулярными значениями N (панели а, в, д), существенно отличаются друг от друга. Поэтому ПИВ с $L \leq 1000$ км приводят к ожидаемой, легко выявляемой квазигармонической модуляции регистраций $\delta f_i(t)$. По периоду и амплитуде этой модуляции вычисляются L и A_d исследуемых ПИВ.

Вместе с тем ПИВ со значительно большими масштабами L существенно иначе проявляются на $\delta f_i(t)$. В этом случае период пространственной горизонтальной модуляции N сравним, больше, либо существенно больше масштаба региона, над которым ионосфера подвергается радиопросвечиванию с борта ИСЗ. Поэтому на регистрациях $\delta f_i(t)$ такие прогнозируемые и интуитивно понятные вариации (как, например, на рис. 24 и

25) обнаружить нельзя. Однако наши модельные расчеты (решение прямых задач) свидетельствуют о том, что при горизонтальной (вдоль поверхности Земли) КМ-модуляции N на зависимостях $\delta f_i(t)$ появляются другие эффекты, однозначно показывающие наличие КМ-ПИВ в ионосфере над регионом радиопросвечивания. Подбирая значения L , ξ , A_d и Φ (аналогично СМ-ПИВ) в ходе решения обратной задачи удается по этим эффектам выявить достоверные значения упомянутых ключевых параметров и КМ-ПИВ. Как уже отмечалось, нами экспериментально обнаружены ПИВ с периодами от 150 до 35000 км. Надёжному выявлению неоднородностей с $L > 1000$ км существенно способствует то обстоятельство, что значения A_d в КМ-ПИВ, как правило, достаточно большие (более 0.5) [16, 22]. Поэтому КМ-эффекты на $\delta f_i(t)$, вызванные пространственной модуляцией N , обычно хорошо выражены. Так, изменение начального сдвига фазы Φ возмущения (см. (7)) эквивалентно перемещению КМ-модуляции вдоль поверхности Земли, что приводит к появлению ОПК (см. рис. 29, 36, а), либо ОУК (см. рис. 30, 31). В приведенных примерах L для КМ-ПИВ составляли 1700, 5000, 2000 и 10000 км при $A_d = 0.3 \dots 1$.

КМ-ПИВ с масштабами до 2000 км и для определенных значений Φ при $L \leq 2500$ км приводят к появлению вблизи южной либо северной границы (или одновременно на двух границах) регистрации характерного резкого изменения значений $\delta f_i(t)$, «стенки» (см. рис. 23, 28, 38). Эти «стенки» ни одна глобальная регулярная модель N_n , даже с сильно неадекватными параметрами, описать не может. «Стенки» указывают на наличие КМ-ПИВ, параметры которых удастся определить перебором допустимых значений ключевых параметров L , A_d , ξ и Φ . ОПК, ОУК, «стенки» на регистрациях $\delta f_i(t)$ нами всегда наблюдаются при начальных стадиях распространения КМ-АГВ (в ходе перемещения лидирующих периодов цуга). При этом всегда $A_d \approx 1$. Удастся зарегистрировать упомянутые эффекты благодаря тому, что время жизни КМ-возмущений при минимальной СА — не менее нескольких часов. Поэтому временная дискретность пролетов ИСЗ в 1.5...2 ч позволяет в ходе пространственного

сканирования ионосферы над регионом около 3000 км обнаружить на регистрациях $\delta f_i(t)$ упомянутые проявления АГВ-ПИВ. Конечно, это можно осуществить далеко не во всех экспериментах. Как уже отмечалось, при низкой СА первыми всегда обнаруживаются ОУК. Наши оценочные расчеты свидетельствуют о том, что вблизи момента зарождения ПИВ положение ОУК приблизительно совпадает с экваториальной границей магнитосферного каспа. В период высокой СА все перечисленные эффекты также могут наблюдаться. Однако вероятность их обнаружения существенно уменьшается в связи с небольшим временем жизни таких неоднородностей относительно временной дискретности пролётов спутников.

Пространственная зависимость угла наклона ξ .

Как уже отмечалось, согласно нашим наблюдениям абсолютное значение ξ увеличивается при увеличении расстояния между источником возбуждения и текущим местоположением пространственного квазипериода ПИВ. Физика этого явления подробно рассмотрена в разделе 2. Этот эффект наглядно виден на рис. 25, *в*—*е* и в табл. 9. Таким образом, при распространении лидирующих периодов цуга параметры L , A_d и абсолютное значение ξ заметно увеличиваются при удалении АГВ-ПИВ от источника их возбуждения. Фронт СМ-ПИВ в вертикальной плоскости в 90 % наших наблюдений наклонен в сторону распространения возмущения. Эта тенденция справедлива также и для КМ-ПИВ. Однако для $L > 900...1000$ км значение ξ можно определить с погрешностью не менее 30° . Во многих случаях удается определить лишь знак ξ и подтвердить, что величина ξ находится в ожи-

даемом диапазоне [16]. Для $L > 2000...3000$ км абсолютное значение этого угла в некоторых случаях можно определить с погрешностью $\delta\xi = 50...70^\circ$. Такие ограничения обусловлены геометрией радиопросвечивания при больших значениях L .

Выводы относительно увеличения L и абсолютного значения ξ при удалении цуга от источника (с уменьшением географической широты) следуют также и из анализа данных для СМ-ПИВ, приведенных на рис. 31, *д*, *е* (модуль ξ увеличивается в 2 раза, а L — в 1.75 раза), рис. 37, *в*, *г* (модуль ξ увеличивается в 1.4 раза, а L — в 1.3 раза). На рис. 32, *а*—*г* показаны случаи, когда значения L (для СМ-ПИВ) на южной части регистрации $\delta f_i(t)$ больше, чем на северной в 1.5...1.6 раз, а ξ остались неизменными, соответственно -15° и -35° . Постоянство значений ξ на северной и южной ветвях $\delta f_i(t)$ объясняется методической погрешностью $\delta\xi \approx 5^\circ$ значений ξ .

Определение скорости перемещения ПИВ. На рис. 40 приведены регистрации $\delta f_i(t)$, выполненные с интервалом $\Delta t = 40$ мин. На каждой из них обнаруживаются проявления ПИВ с масштабами 1550 и около 800 км. Далее рассмотрим только неоднородность с $L = 1550$ км, которая в каждом интервале радиопросвечивания имела доминантную амплитуду $A_d = 0.4$. Отмечаем, что в периоды наблюдений, выполненные со сдвигом в 40 мин практически над одним и тем же регионом, обнаружены КМ-ПИВ с одинаковыми значениями L и A_d . Однако начальный сдвиг фаз Φ проявлений этой ПИВ на регистрациях $\delta f_i(t)$ разнится на 21° . Это можно объяснить перемещением вдоль поверхности Земли пространственной модуляции N , порожденной прохождением КМ-АГВ указанного масштаба. Приблизительно за четыре часа до первой регистрации (рис. 40, *а*) рассматриваемая КМ-неоднородность имела большие значения своих параметров: $L = 1800$ км и $A_d = 0.5$ (рис. 28, *а*, *б*). Во всех упомянутых экспериментах КМ-возмущения перемещались с севера на юг (направление перемещения определялось по знаку ξ). Регистрация одинаковых значений L через интервал времени Δt позволяет по разности начальных фаз $\Delta\Phi$ вы-

Таблица 9. Связь ξ и L для ПИВ, показанных на графиках рис. 25

Номер рисунка	Часть зависимости $\delta f_i(t)$	L , км	ξ , град
Рис. 25, <i>в</i> , <i>г</i>	северная	320	—45
	южная	1000	—60
Рис. 25, <i>д</i> , <i>е</i>	северная	400	—60
	южная	650	—80

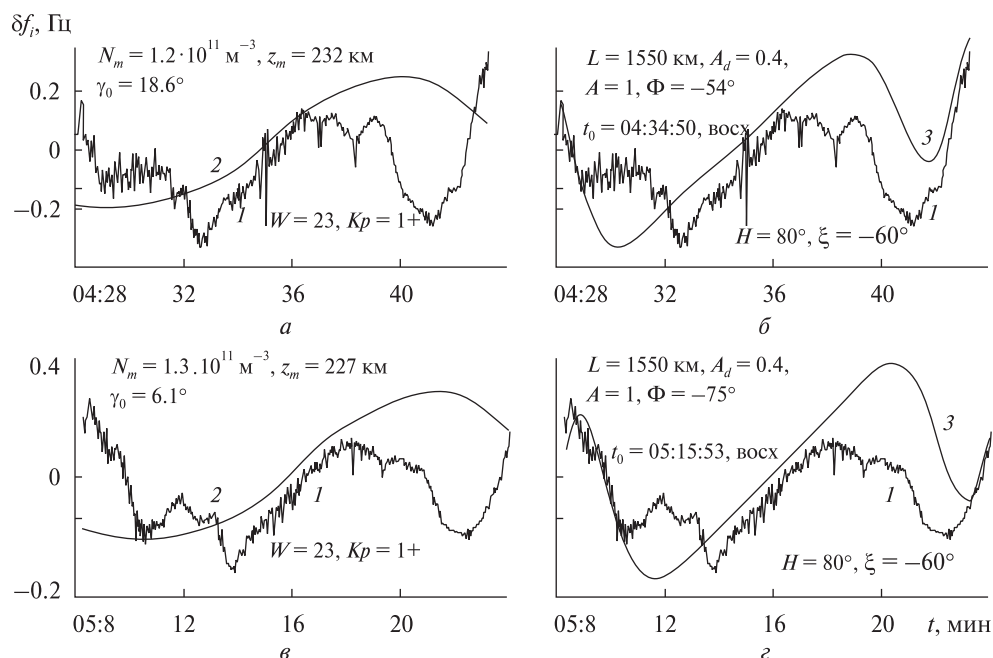


Рис. 40. Пример наблюдения КМ-ПИВ с $L = 1550$ км, $A_d = 0.4$ с интервалом 40 мин в период равноденствия 3 марта 2010 г. в утреннее время. Данные получены при минимальной солнечной активности и минимальной магнитной активности: 1 — экспериментальные значения; 2, 3 — значения, рассчитанные по моделям для невозмущённых и возмущённых условий соответственно

числить скорость перемещения ПИВ:

$$V = \Delta\Phi / (360 \Delta t), \quad (8)$$

где $\Delta\Phi$ измеряется в градусах.

Для указанного случая оказалось, что $V = -0.037$ км/с (вектор скорости направлен с севера на юг). По нашим оценкам (см. ниже) регистрации $\delta f_i(t)$, на которых проявлялись упомянутые ПИВ-модуляции N , были получены спустя $dt \approx 5$ ч после иницирующего воздействия и позже непосредственного прохождения АГВ. Мы полагаем, что вычисленная скорость является лишь скоростью утреннего дрейфа, а не скоростью АГВ. Такое предположение основывается на том, что для указанного значения dt (согласно нашей модели) скорость АГВ с упомянутым значением L должна составлять около 0.24 км/с. Расчеты выполнялись в предположении, что обнаруженное значение L обусловлено прохождением шестого, седьмого и восьмого экстремумов со скоростями V_6 , V_7 и V_8 (см. табл. 1). В этом случае $L \approx dt (V_6 - V_8) = 1456$ км;

$V_{\text{ПИВ}} \approx (V_6 + V_8)/2 \approx V_7 \approx 0.24$ км/с. Полученное значение L близко к 1550 км, рассчитанному по регистрации $\delta f_i(t)$, показанной на рис. 40. Задержка dt , вычисленная с использованием экспериментального значения $L = 1550$ км, равна $dt = L/(V_6 - V_8) \approx 5.3$ ч. Этот результат подтверждает правильность принятых предположений. Мы полагаем, что АГВ и ПИВ движутся практически синфазно. После прохождения АГВ-ПИВ в ионосфере остаётся фиксированный след, который дрейфует вместе с ветром. Время, спустя которое ПИВ становится «замороженным», т. е. начинает перемещаться со скоростью ветра, видимо, составляет несколько минут. Расстояние до каспа можно вычислить по формуле $R = V_7(dt - \tau_0)$. Поскольку $dt = 5.3$ ч и $\tau_0 = 3.95$ мин, то расстояние до источника возмущения $R \approx 4180$ км.

На следующий день при близких условиях наблюдения обнаружены аналогичные эффекты. Так, на рис. 28, в—з видны проявления ПИВ с постоянным значением $L = 2500$ км и сравнимыми амплитудами ($A_d = 0.6 \dots 0.75$). На рис. 28,

ϵ — e экспериментальные данные получены с интервалом 4.5 ч, а на рис. 28, δ — z — с интервалом 43 мин. Отрицательный знак ξ свидетельствует о том, что возмущения перемещались с севера на юг. Однако, согласно вычислениям по формуле (8), для первого интервала времени оказалось $V = -0.002$ км/с (перемещение с севера на юг), а для второго — $V = 0.16$ км/с (перемещение с юга на север). Видимо, и в этом случае АГВ проследовала ранее актов радиопросвечивания, оставив свой след, способный перемещаться лишь исключительно благодаря дрейфу ионизации среды, в которой сохранился отпечаток волны нейтральной атмосферы. Поэтому вычисленные значения V являются скоростями ночного и утреннего дрейфов, а не скоростью АГВ. Ведь скорость АГВ (проявившуюся на рис. 28, ϵ , z) должна составлять около 0.8 км/с (расчет осуществлялся по $L = 2500$ км и $dt = 1$ ч): $L \approx dt (V_2 - V_4) = 2466$ км; $V_{\text{ПВ}} \approx (V_2 + V_4)/2 = 0.81$ км/с. Расстояние до каспа для $dt = 1$ ч и $V_3 = 1.15$ км/с по формуле $R = V_3(dt - 3 \tau_0) = 4140$ км. Как видно, значение R для смежных суточных исследований ПВ практически совпадают.

Для достоверного определения скорости АГВ измерение диагностического параметра должно проводиться практически непрерывно, а не с интервалом в 1.5...2 ч, как это осуществляется в методе радиопросвечивания. Поэтому с использованием данного метода диагностики время просвечивания не всегда может быть близким к времени распространения АГВ, как, например, в экспериментах, представленных на рис. 25. Кроме того, для определения надёжных значений $V_{\text{ПВ}}$ следует учитывать скорость ветра над регионом радиопросвечивания (на высоте $z_m F2$), что далеко не всегда оказывается возможным. В первую очередь это касается СМ-ПВ, скорость которых существенно меньше КМ-ПВ и часто сравнима со скоростью ветра по пути распространения АГВ.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Плотность нейтральной атмосферы Земли на высотах наблюдения АГВ подвергается незначительным суточным и сезонным изменениям. Именно поэтому оказалось возможным без уче-

та суточных и сезонных факторов разработать упрощенную полумпирическую модель АГВ-ПВ, пригодную для достаточно точных оперативных прогнозов амплитудно-фазовых возмущений электронной концентрации ионосферы в глобальном масштабе. Вначале мы обнаружили отмеченный выше факт по визуальному качественному анализу регистраций $\delta f_i(t)$, полученных при характерных гелиогеофизических условиях на протяжении двух десятилетий. Повторяемость пространственно-временной динамики эффектов возмущения на этих зависимостях была хорошо заметной. Выявить проявление искомой модели ионосферных возмущений нам удалось также благодаря точности экспериментальных данных, которые фактически не были искажены аппаратурной погрешностью.

Основой разработанной модели являются предположения, заимствованные нами из работ [53, 54]. Мы также предположили, что нейтральную регулярную атмосферу в глобальном масштабе можно заменить упрощенной эффективной моделью. Адаптировать эту модель к конкретным условиям авторов упомянутых исследований удалось в результате высокой точности измерений, выполненных после десятилетия взрыва вулкана Сент-Хеленс.

Связи АГВ-ПВ исследованы еще недостаточно полно. Согласно нашим наблюдениям они проявляется по-разному при минимуме и максимуме солнечной активности. Так же, как и при исследовании магнитоионосферных бурь, можно заключить: морфологических данных очень много, однако окончательной ясности в понимании явления еще нет [34].

Пути совершенствования модели. Для повышения точности прогноза возмущений планируется провести следующие исследования.

- Отказаться от линеаризации уравнений геофизической гидродинамики и решения самосогласованной задачи. Численным методом получить решения по возбуждению и распространению АГВ-лучей для набора заранее выбранных траекторий в диссипативной неизотермической атмосфере. Расчеты осуществить для дискретных значений в широком диапазоне энергий возмущающего источника.

- Выявить аппроксимирующие зависимости возмущений параметров среды вдоль упомянутых путей распространения АГВ-лучей для разных времён суток, всех сезонов года и различных уровней солнечной активности.

- Изучить зависимость временных интервалов между смежными экстремумами от номера экстремума для характерных размеров очага возмущения.

7. ВЫВОДЫ

1. Крупно- и среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения представляют собой различные стадии начального возмущения, порожденного единым источником. Пространственно-временная динамика параметров возмущений может прогнозироваться предложенной полуэмпирической моделью. Проверка модели выполнена по возмущениям, порожденным: наземными и высотными ядерными взрывами, извержениями вулканов, землетрясением; выпадениями энергичных протонов в магнитосферный касп северного полушария Земли. Проверка адекватности модели по экспериментальным данным, взятым из литературных источников, показала, что погрешность прогноза пространственных и временных периодов не превышает 12 %.

2. В подавляющем числе экспериментов пространственный период, амплитуда и угол наклона фронта в вертикальной плоскости в цуге перемещающихся ионосферных возмущений увеличиваются с понижением широты в диапазоне географических широт 33...66°N. Это свидетельствует о том, что ионосферные возмущения естественной природы чаще всего возбуждаются в высоких широтах.

3. Выявлена прямо пропорциональная зависимость амплитуды и пространственного горизонтального масштаба ионосферных возмущений при минимуме и максимуме солнечной активности.

4. Появляемость перемещающихся ионосферных возмущений не изменяется в течение суток и не зависит от сезонов года, однако наблюдается увеличение появляемости от 50 % в 1987 г. до 98 % в 2010 г. Подтверждается отсутствие зависимости появляемости возмущений от числа солнечных пятен и магнитной активности.

5. В период 1987 — 2010 гг. появляемость скачкового механизма распространения возмущений составляет 76 %, а волноводного — 24 %.

6. Минимальный горизонтальный период перемещающихся ионосферных возмущений не превышает 200 км.

Авторы благодарны рецензенту и редколлегии журнала за замечания и пожелания, которые способствовали повышению ясности и полноте изложения.

1. Адушкин В. В., Горелый К. И. Реакция F-области ионосферы на воздушные ядерные взрывы. Динамические процессы в геосферах: геофизика сильных возмущений // Сб. науч. тр. — М., 1994. — С. 239—248.
2. Афраймович Э. Л., Воейков С. В., Ратовский К. Г., Татаринов П. В. GPS-детектирование уединённых внутренних гравитационных волн, генерируемых во время мощных магнитных бурь // Сборник докладов 21 Всероссийской научн. конф. "Распространение радиоволн". 25—27 мая 2005 г. Йошкар-Ола. — 2005. — 1. — С. 124—128.
3. Гальперин Ю. И., Сивцева Л. Д., Филиппов В. М., Халипов В. Л. Субавроральная верхняя ионосфера. — Новосибирск: Наука, 1990. — 191 с.
4. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
5. Данилов А. Д., Казимировский Э. Я., Вергасова Г. В., Хачикян Г. Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. — Л.: Гидрометеиздат, 1987. — 272 с.
6. Дёминов М. Г., Карпачёв А. Т., Афонин В. В., Шмиллауэр Я. Изменение положения главного ионосферного провала в зависимости от долготы и геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. — 1992. — 32, № 5. — С. 185—188.
7. Дорохов В. Л., Сомов В. Г., Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П. Диагностика среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений при помощи радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитальных навигационных спутников Земли // Вісник Харків. Нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка. — 2004. — № 646, вип. 2. — С. 224—229.
8. Куницын В. Е., Сураев С. Н., Ахмедов Р. Р. Моделирование распространения акустико-гравитационных волн в атмосфере для различных поверхностных источников // Вестник Москов. Ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. — 2007. — № 2. — С. 59—63.
9. Таран В. И., Подъячий Ю. И., Головин В. И., Ващенко В. И., Аркадьев И. В. Перемещающиеся ионосферные возмущения, обнаруженные методом некогерентного рассеяния // Ионосферные исслед. — 1979. — № 27. — С. 102—110.

10. Таран В. И., Подъячий Ю. И., Смирнов А. Н., Герштейн Л. Я. Возмущения ионосферы после наземного взрыва по наблюдениям методом некогерентного рассеяния // Изв. Акад. наук СССР. Физика Земли. — 1985. — № 11. — С. 75—79.
11. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Исследование волновых возмущений электронной концентрации с помощью радиопросвечивания ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников Земли // Успехи современной радиоэлектроники. — 2005. — № 1. — С. 36—80.
12. Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П., Шагмуратов И. И. Результаты исследования ионосферы, полученные при помощи пространственно разнесенного приема радиосигналов низкоорбитных навигационных ИСЗ // Геомагнетизм и аэронавигация. — 1997. — 37, № 3. — С. 121—126.
13. Федоренко Ю. П., Тырнов О. Ф., Федоренко В. Н. Параметры эмпирической модели перемещающихся ионосферных возмущений // Электромагнитные волны и электронные системы. — 2008. — 13, № 1. — С. 21—46.
14. Федоренко Ю. П., Тырнов О. Ф., Федоренко В. Н. Оценки параметров ионосферных возмущений, полученные на основе радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитных ИСЗ // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2010. — 50, № 4. — С. 514—529.
15. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Дорохов В. Л. Наклон фронта в вертикальной плоскости среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений и эффективная толщина слоя их наблюдения // Вісник Харків. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка. — 2010. — № 927, вип. 17. — С. 109—120.
16. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Дорохов В. Л. Определение параметров крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений при помощи радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитных навигационных ИСЗ // Вісник Харків. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка. — 2012. — № 1010, вип. 20. — С. 97—112.
17. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Лысенко В. Н. Экспериментальные параметры модели среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2011. — 51, № 1. — С. 90—106.
18. Шашуныкина В. М. Ионосферный эффект внезапного начала магнитной бури 15 июля 1959 г. // Геомагнетизм и аэронавигация. — 1966. — 6, № 1. — С. 146—149.
19. Шашуныкина В. М. Вариации ионосферных параметров во время эффекта SC в зависимости от солнечной и магнитной активности по данным ст. Линдай // Геомагнетизм и аэронавигация. — 1968. — 8, № 2. — С. 352—354.
20. Шашуныкина В. М. Исследование планетарного ионосферного эффекта внезапного начала магнитной бури // Ионосферные исслед. — 1968. — № 16. — С. 91—96.
21. Шашуныкина В. М. Результаты исследования ионосферного эффекта внезапного начала магнитной бури // Ионосферные исслед. — 1972. — № 20. — С. 154—165.
22. Яковец А. Ф., Водяников В. В., Гордиенко Г. И., Ашкалиев Я. Ф., Литвинов Ю. Г., Акасов С. Б. Отклик ночной среднелинейной ионосферы на прохождение атмосферной гравитационной волны // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2008. — 48, № 4. — С. 534—541.
23. Albee P. R., Kanellakos D. P. A spatial model of the F-region ionospheric traveling disturbance following a low-altitude nuclear explosion // J. Geophys. Res. — 1968. — 73 (3). — P. 1039—1053.
24. Beynon W. J. G. Evidence of horizontal motion in region F2 ionization // Nature. — 1948. — 162, N 4127. — P. 887.
25. Bowman G. G. Some effects of nuclear explosions on the ionosphere // Austral. J. Phys. — 1962. — 15, N 3. — P. 405—419.
26. Breitling W. J., Kupferman R. A. Traveling ionospheric disturbances associated with nuclear detonations // J. Geophys. Res. — 1967. — 72, N 1. — P. 307—315.
27. Bristow W. A., Greenwald R. A., Samson J. C. Identification of high-latitude acoustic gravity wave sources using the Goose Bay HF radar // J. Geophys. Res. — 1994. — 99A, N 1. — P. 319—331.
28. Bullough R. K., Caudrey P. J. Solitons. — Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 1980. — 389 p.
29. Cole J. D., Greifinger C. Acoustic-gravity waves from an energy source at the ground in the isothermal atmosphere // J. Geophys. Res. — 1969. — 74, N 14. — P. 3693—3703.
30. Evans J. V., Holt J. M., Wand R. H. A differential Doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill // Radio Sci. — 1983. — 18, N 3. — P. 435—451.
31. Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., Fedorenko V. N., Dorohov V. L. Model of traveling ionospheric disturbances // J. Space Weather Space Clim. — 2013. — 3, A30. — P. 1—28. — DOI: 10.1051/swsc/2013052.
32. Francis S. H. A Theory of medium-scale traveling ionospheric disturbances // J. Geophys. Res. — 1974. — 79, N 34. — P. 5245—5260.
33. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review // J. Atmos. and Terr. Phys. — 1975. — 37, N 6-7. — P. 1011—1054.
34. Hargreaves J. K. The solar-terrestrial environment. — Cambridge: Cambridge University Press, 1992. — 420 p.
35. Heisler L. H. Anomalies in ionosonde records due to traveling ionospheric disturbances // Austral. J. Phys. — 1958. — 11. — P. 79—90.
36. Hines C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. — 1960. — 38. — P. 1441—1481.

37. Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophys.* — 1996. — **14**. — P. 917–940.
38. Hunsucker R. D. Atmospheric Gravity Waves Generated in the High-Latitude Ionosphere: A Review // *Revs Geophys. and Space Phys.* — 1982. — 20, N 2. — P. 293–315.
39. Igarashi K., Kainuma S., Nishimuta I., Okamoto S., Kuroiwa H., Tanaka T., Ogawa T. Ionospheric and atmospheric disturbances around Japan caused by the eruption of Mount Пинатубо on 15 June 1991 // *J. Atmos. and Terr. Phys.* — 1994. — **56**, N 9. — P. 1227–1234.
40. Iyer K. N. Effect of traveling ionospheric disturbances on HF Phase — Path Measurements // *Indian J. Radio and Space Phys.* — 1983. — **12**. — P. 47–49.
41. Kanellakos D. P. Response of the ionosphere to the passage of acoustic-gravity waves generated by low-altitude nuclear explosions // *J. Geophys. Res.* — 1967. — **72**, N 17. — P. 4559–4576.
42. Karpachev A. T., Beloff N., Carozzi T. D., Denisenko P. F., Karhunem T. J. T., Lester M. Detection of large scale TIDs associated with the dayside cusp Using SuperDARN Data // *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.* — 2010. — **72**, N 9–10. — P. 653–661.
43. Köhnlein W., Raitt W. J. Position of the mid-latitude trough in the topside ionosphere as deduced from ESPO 4 observations // *Planet. and Space Sci.* — 1977. — **25**. — P. 600–602.
44. Kotake N., Otsuka Y., Ogawa T., Tsugawa T., Saito A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the GPS networks in Southern California // *Earth and Planets Space.* — 2007. — **59**. — P. 95–102.
45. Liu C. H., Yeh K. C. Exciting of acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere // *Tellus.* — 1971. — **23**. — P. 150–163.
46. Lomax J. B., Donald L., Nielson D. L. Observation of acoustic gravity wave effects showing geomagnetic field dependence // *J. Atmos. and Terr. Phys.* — 1968. — **30**, № 5. — P. 1033–1050.
47. Lonngren K., Scott A. *Soliton in Actions.* — New York — San Francisco — London: Academic Press, 1978. — 300 p.
48. Martyn D. F. Cellular atmospheric waves in the ionosphere and troposphere // *Proc. Roy. Soc.* — 1950. — A201. — P. 216–234.
49. Munro G. H. Short-period changes in the F region of the ionosphere // *Nature.* — 1948. — **162**. — P. 886–887.
50. Obayashi T. Widespread ionospheric disturbances due to nuclear explosions during October 1961 // *Nature.* — 1962. — **196**, N 4849. — P. 24–27.
51. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., Maeno H. Satellite observation of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Syowa station // *Proc. NIPR Symp. Upper Atmosphere.* — 1988. — **1**. — P. 192–198.
52. Otsuka Y., Suzuki K., Nakagawa S., Nishioka I. M., Shiokawa I. K., Tsugawa T. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe // *Ann. Geophys.* — 2013. — **31**. — P. 163–172. — www.ann-geophys.net/31/163/2013/doi:10.5194/angeo-31-163-2013.
53. Roberts D. H., Klobuchar J. A., Fougere P. F., Hendrickson D. H. A large-amplitude traveling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount Сент-Хеленс // *J. Geophys. Res.* — 1982. — **87A**, N 8. — P. 6291–6301.
54. Roberts D. H., Rogers A. E. E., Allen B. R., Bennett C. L., Bukker B. F., Greenfield P. E., Lawrence C. R., Clark T. A. Radio interferometric detection of a traveling ionospheric disturbance excited by Explosion of Mount Сент-Хеленс // *J. Geophys. Res.* — 1982. — **87A**, N 8. — P. 6302–6306.
55. Row R. V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake // *J. Geophys. Res.* — 1967. — **72**, N 5. — P. 1599–1610.
56. RTO Technical report TR-IST-051. Characterising the ionosphere. Final Report of Task Group IST-051. — Published January 2009. 1. 1. 1. 2 (Hawlitshka Stefan). 1. 3. 8 (Prikryl Paul).
57. Senior A., Kosch M. J., Yeoman T. K., Rietveld M. T., McCreary I. W. Effects of high latitude atmospheric gravity wave disturbances on artificial HF radar backscatter // *Ann. Geophys.* — 2006. — **24**. — P. 2347–2361.
58. Song Q., Ding F., Wan W. X., Liu L. B., Ning B. Q. Monitoring nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances using the GPS network over North America // *J. Geophys.* — 2011. — **54**, N 2. — P. 162–168.
59. Tsugawa T., Kotake N., Otsuka Y. A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS receiver network in Japan: a short review // *GPS Solutions.* — 2007. — **11** (2). — P. 139–144. — doi:10.1007/s10291-006-0045-5. Key: citeulike:1207528.
60. Tsugawa T., Otsuka Y., Coster A. J., Saito A. New characteristics of medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense wide-coverage TEC maps over North America // *Geophys. Res. Lett.* — 2007. — **34**. — L22101. — doi: 10.1029/2007GL031663.
61. Vadas S. L., Crowley G. Sources of the traveling ionospheric disturbances observed by the ionospheric TID-BIT sounder near Wallops Island on 30 October 2007 // *J. Geophys. Res.* — 2010. — **115**, N A07324. — P. 1–24.
62. Vlasov A., Kauristie K., van de Kamp I. M., Luntama J.-P., Pogoreltsev A. A study of traveling ionospheric disturbances and atmospheric gravity waves using EISCAT Svalbard radar IPY-data // *Ann. Geophys.* — 2011. — **29**. — P. 2101–2116. — www.ann-geophys.net/29/2101/2011.
63. Wand R. H., Mendillo M. Incoherent scatter observations of an artificially modified ionosphere // *J. Geophys. Res.* — 1984. — **89A**, N 1. — P. 203–215.

64. Welles H. W., Watts J. M., George D. E. Detection of rapidly moving ionospheric clouds // *Phys. Rev.* — 1946. — **69**. — P. 540–541.
 65. Wexler H., Hass W. A. Global atmospheric pressure effects of the October 30, 1961, explosion // *J. Geophys. Res.* — 1962. — **67**, N 10. — P. 3875–3887.
 66. Yeh K. C., Liu C. H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere // *Revs Geophys. and Space Phys.* — 1974. — **12**, N 2. — P. 193–216.
- Стаття надійшла до редакції 13.07.15
- ## REFERENCES
1. Adushkin V. V., and Gorelyi K. I. The response of the ionospheric F-region to atmospheric nuclear explosions. *Dynamic Processes in Geospheres, Geophysics of Strong Disturbances. Collected Scientific Transactions, Moscow*, 239–248 (1994) [in Russian].
 2. Afraimovich E. L., Voyenkov S. V., Ratovsky K. G., and Tatarinov P. V. GPS-detection of the single internal gravitational waves generated during powerful magnetic storms. *Proc. 21th All-Russia Sci. Conference on Radiowave Propagation, Ioshkar Ola*, **1**, 124–128 (2005) [in Russian].
 3. Halperin Yu. I., Sivtseva L. D., Filippov V. M., and Khalipov V. L. The sub-auroral upper ionosphere, 191 p. (Nauka, Novosybyrsk, 1990) [in Russian].
 4. Gossard E. E., and Hooke W. H. Waves in the Atmosphere, 532 p. (Mir, Moscow, 1978) [in Russian], *Transl. from Eng.*, 456 p. (Elsevier, Amsterdam, Netherlands, 1975).
 5. Danilov A. D., Kazimirovskii E. J., Vergasova G. V., and Khachikyan G. J. Meteorological effects in the ionosphere, 272 p. (Gidrometeoizdat, Leningrad, 1987) [in Russian].
 6. Deminov M. G., Karpachev A. T., Afonin V. V., and Shmilauer J. Change of a position of the main ionospheric trough depending on a longitude and geomagnetic activity. *Geomagn. Aeron.*, **32** (5), 185–188 (1992) [in Russian].
 7. Dorohov V. L., Somov V. G., Fedorenko V. N., and Fedorenko Yu. P. Diagnostics of Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances Using Radio Sounding of the Ionosphere by Signals from Low-Orbiting Navigation Satellites. *Visn. Kharkiv Karazin Nat. Univ., Ser.: Radiofiz. Elektron.*, **2** (646), 224–229 (2004) [in Russian].
 8. Kunitsyn W. E., Suraev S. N., and Akhmedov R. R. Modeling propagation of acoustic gravity waves in the atmosphere for different surface sources. *Vestn. Mosk. Univ., Sert. 3. Fiz. Astron.*, **2**, 59–63 (2007) [in Russian].
 9. Taran V. I., Pod'yachii Yu. I., Golovin V. I., Vashchenko V. I., and Arkad'ev I. D. Traveling Ionospheric Disturbances Detected Using the Incoherent Scatter Method. *Ionos. Issled.*, **27**, 102–110 (1979) [in Russian].
 10. Taran V. I., Pod'yachii Yu. I., Smirnov A. N., and Gerstein L. J. Disturbances of the ionosphere after a ground level burst on supervision by a method of incoherent scatter. *Izvest. akadem. nauk SSSR, Phisica Zemly*, **11**, 75–79 (1985) [in Russian].
 11. Tyrnov O. F., Fedorenko Yu. P., and Chernogor L. F. Studying wave-like disturbances of electron density using radio sounding of the ionosphere by coherent signals of navigation satellites. *Usp. Sovrem. Radioelektron.*, **1**, 36–80 (2005) [in Russian].
 12. Fedorenko V. N., Fedorenko Yu. P., and Shagimuratov I. I. Results of the ionosphere study by means of diversity reception of radiosignals of low-orbiting navigation satellites. *Geomagn. Aeron.*, **37** (3), 346–349 (1997).
 13. Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., and Fedorenko V. N. Parameters of empirical model of traveling ionospheric disturbances. *Elektromagnitnye volny i elektronnye sistemy*, **13** (1), 21–46 (2008) [in Russian].
 14. Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., and Fedorenko V. N. Parameters of traveling ionospheric disturbances estimated from satellite beacon observations in low Earth orbit. *Geomagn. Aeron.*, **50** (4), 489–503 (2010).
 15. Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., and Dorohov V. L. Front inclination in a vertical plane of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances and an effective thickness of a layer of their detection. *Visn. Kharkiv Karazin Nat. Univ., Ser.: Radiofiz. Elektron.*, **17** (927), 109–120 (2010) [in Russian].
 16. Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., and Dorohov V. L. Diagnostics of parameters of large-scale Traveling Ionospheric Disturbances with the help radioscopes ionosphere by signals low-orbital navigating satellites. *Visn. Kharkiv Karazin Nat. Univ., Ser.: Radiofiz. Elektron.*, **20** (1010), 97–112 (2012) [in Russian].
 17. Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., and Lysenko V. N. Parameters of the medium-scale traveling ionospheric disturbances model deduced from measurements. *Geomagn. Aeron.*, **51** (1), 88–104 (2011).
 18. Shashunkina V. M. Ionospheric effect of the sudden beginning of a magnetic storm on July, 15th, 1959. *Geomagn. Aeron.*, **6** (1), 146–149 (1966) [in Russian].
 19. Shashunkina V. M. Variations of ionospheric parameters during effect SC depending on solar and magnetic activity according to the Lindau-data. *Geomagn. Aeron.*, **8** (2), 352–354 (1968) [in Russian].
 20. Shashunkina V. M. Study of planetary ionospheric effect of the sudden beginning of a magnetic storm. *Ionosf. Issled., Moscow, Nauka*, **16**, 91–96 (1968) [in Russian].
 21. Shashunkina V. M. Results of study of ionospheric effect of the sudden beginning of a magnetic storm, *Ionosf. Issled., Moscow, Nauka*, **20**, 154–165 (1972) [in Russian].
 22. Yakovets A. F., Vodyannikov V. V., Gordienko G. I., et al. The response of a night middle-latitude ionosphere to passage of an atmospheric gravitational wave. *Geomagn. Aeron.*, **48** (4), 534–541 (2008) [in Russian].
 23. Albee P. R., and Kanellakos D. P. A spatial model of the F-region ionospheric traveling disturbance following a low-altitude nuclear explosion. *J. Geophys. Res.*, **73** (3), 1039–1053 (1968).

24. Beynon W. J. G. Evidence of Horizontal Motion in Region F₂ Ionization. *Nature*, **162** (4127), 887 (1948).
25. Bowman G. G. Some effects of nuclear explosions on the ionosphere. *Aust. J. Phys.*, **15** (3), 405–419 (1962).
26. Breitling W. J., and Kupferman R. A. Traveling Ionospheric Disturbances Associated with Nuclear Detonations. *J. Geophys. Res.*, **72** (1), 307–315 (1967).
27. Bristow W. A., Greenwald R. A., and Samson J. C. Identification of high-latitude acoustic gravity wave sources using the Goose Bay HF radar. *J. Geophys. Res.*, **99** (A1), 319–331 (1994).
28. Bullough R. K., and Caudrey P. J. Solitons, 389 p. (Heidelberg, Berlin, Springer-Verlag, New York, 1980).
29. Cole J. D., and Greifinger C. Acoustic-gravity waves from an energy source at the ground in the isothermal atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **74** (14), 3693–3703 (1969).
30. Evans J. V., Holt J. M., and Wand R. H. A Differential Doppler Study of Traveling Ionospheric Disturbances from Millstone Hill. *Radio Sci.*, **18** (3), 435–451 (1983).
31. Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., Fedorenko V. N., Dorohov V. L. Model of Traveling Ionospheric Disturbances. *J. Space Weather Space Clim.*, **3** (A30), 1–28 (2013).
32. Francis S. H. A Theory of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances. *J. Geophys. Res.*, **79** (34), 5245–5260 (1974).
33. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, **37** (6–7), 1011–1054 (1975).
34. Hargreaves J. K. The solar-terrestrial environment, 420 p. (Cambridge University Press, 1992).
35. Heisler L. H. Anomalies in ionosonde records due to traveling ionospheric disturbances. *Aust. J. Phys.*, **11**, 79–90 (1958).
36. Hines C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.*, **38**, 1441–1481 (1960).
37. Hocke K., and Schlegel K. A Review of Atmospheric Gravity Waves and Traveling Ionospheric Disturbances: 1982–1995. *Ann. Geophys.*, **14**, 917–940 (1996).
38. Hunsucker R. D. Atmospheric Gravity Waves Generated in the High-Latitude Ionosphere: A Review. *Revs Geophys. and Space Phys.*, **20** (2), 293–315 (1982).
39. Igarashi K., Kainuma S., Nishimuta I., Okamoto S., Kuroiwa H., Tanaka T., and Ogawa T. Ionospheric and atmospheric disturbances around Japan caused by the eruption of Mount Pinatubo on 15 June 1991. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, **56** (9), 1227–1234 (1994).
40. Iyer K. N. Effect of Traveling Ionospheric Disturbances on HF Phase–Path Measurements. *Indian J. Radio Space Phys.*, **12**, 47–49 (1983).
41. Kanellakos D. P. Response of the ionosphere to the passage of acoustic-gravity waves generated by low-altitude nuclear explosions. *J. Geophys. Res.*, **72** (17), 4559–4576 (1967).
42. Karpachev A. T., Beloff N., Carozzi T. D., Denisenko P. F., Karhunem T. J. T., Lester M. Detection of Large Scale TIDs associated with the Dayside Cusp Using SuperDARN Data. *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.*, **72** (9–10), 653–661 (2010).
43. Köhnlein W., Raitt W. J. Position of the mid-latitude trough in the topside ionosphere as deduced from ESPO 4 observations. *Planet. Space Sci.*, **25**, 600–602 (1977).
44. Kotake N., Otsuka Y., Ogawa T., Tsugawa T., Saito A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the GPS networks in Southern California. *Earth Planets Space*, **59**, 95–102 (2007).
45. Liu C. H., and Yeh K. C. Exciting of Acoustic-Gravity Waves in an Isothermal Atmosphere. *Tellus*, **23**, 150–163 (1971).
46. Lomax J. B., Donald L., and Nielson D. L. Observation of Acoustic Gravity Wave Effects Showing Geomagnetic Field Dependence. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, **30** (5), 1033–1050 (1968).
47. Lonngren K., and Scott A. C. Soliton in Actions, xiii, 300 p. (Academic Press, New York–San Francisco–London, 1978).
48. Martyn D. F. Cellular atmospheric waves in the ionosphere and troposphere. *Proc. Roy. Soc.*, A201, 216–234 (1950).
49. Munro G. H. Short-Period Changes in the F Region of the Ionosphere. *Nature*, **162**, 886–887 (1948).
50. Obayashi T. Widespread ionospheric disturbances due to nuclear explosions during October 1961. *Nature*, **196** (4849), 24–27 (1962).
51. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., and Maeno H. Satellite Observation of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances over Syowa Station. *Proc. NIPR Symposium Upper Atmosphere*, **1**, 192–198 (1988).
52. Otsuka Y., Suzuki K., Nakagawa S., Nishioka I. M., Shiokawa I. K., Tsugawa T. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe. *Ann. Geophys.*, **31**, 163–172 (2013). www.ann-geophys.net/31/163/2013/doi:10.5194/angeo-31-163-2013.
53. Roberts D. H., Klobuchar J. A., Fougere P. F., and Hendrickson D. H. A large-amplitude traveling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount St. Helens. *J. Geophys. Res.*, **87** (A8), 6291–6301 (1982).
54. Roberts D. H., Rogers A. E. E., Allen B. R., Bennett C. L., Bukker B. F., Greenfield P. E., Lawrence C. R., and Clark T. A. Radio interferometric detection of a traveling ionospheric disturbance excited by Explosion of Mount St. Helens. *J. Geophys. Res.*, **87** (A8), 6302–6306 (1982).
55. Row R. V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake. *J. Geophys. Res.*, **72** (5), 1599–1610 (1967).
56. RTO Technical report TR-IST-051. Characterising the Ionosphere. Final Report of Task Group IST-051. – Pub-

- lished January 2009. 1.1.1.2 (*Hawlitshka Stefan*). 1.3.8 (*Prikryl Paul*).
57. Senior A., Kosch M. J., Yeoman T. K., Rietveld M. T., and McCrea I. W. Effects of High Latitude Atmospheric Gravity Wave Disturbances on Artificial HF Radar Backscatter. *Ann. Geophys.*, **24**, 2347–2361 (2006).
 58. Song Q., Ding F., Wan W. X., Liu L. B., Ning B. Q. Monitoring nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances using the GPS network over North America. *J. Geophys.*, **54** (2), 162–168 (2011).
 59. Tsugawa T., Kotake N., Otsuka Y., Saito A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS receiver network in Japan: a short review. *GPS Solutions*, **11** (2), 139–144 (2007). doi:10.1007/s10291-006-0045-5. Key: citeulike:1207528
 60. Tsugawa T., Otsuka Y., Coster A. J., Saito A. New Characteristics of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances Detected with Dense Wide-Coverage TEC Maps over North America. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L22101 (2007). doi: 10.1029/2007GL031663.
 61. Vadas S. L., Crowley G. Sources of the traveling ionospheric disturbances observed by the ionospheric TIDDBIT sounder near Wallops Island on 30 October 2007. *J. Geophys. Res.*, **115** (A07324), 1–24 (2010).
 62. Vlasov A., Kauristie K., van de Kamp M., Luntama J.-P., and Pogoreltsev A. A study of Traveling Ionospheric Disturbances and Atmospheric Gravity Waves using EISCAT Svalbard Radar IPY-data. *Ann. Geophys.*, **29**, 2101–2116 (2011). www.ann-geophys.net /29/2101/2011.
 63. Wand R. H., Mendillo M. Incoherent scatter observations of an artificially modified ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **89** (A1), 203–215 (1984).
 64. Welles H. W., Watts J. M., and George D. E. Detection of Rapidly Moving Ionospheric Clouds. *Phys. Rev.*, **69**, 540–541 (1946).
 65. Wexler H., Hass W. A. Global Atmospheric pressure effects of the October 30, 1961, explosion. *J. Geophys. Res.*, **67** (10), 3875–3887 (1962).
 66. Yeh K. C., Liu C. H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. *Revs Geophys. and Space Phys.*, **12** (2), 193–216 (1974).

О. Ф. Тырнов, Ю. П. Федоренко, В. Л. Дорохов

Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна, Харків

ПРОСТОРОВО-ЧАСОВА ДИНАМІКА ІОНОСФЕРНИХ ЗБУРЕНЬ, ЩО ПЕРЕМІЩУЮТЬСЯ

Розроблено напівемпіричну модель іоносферних збурень, що переміщуються (ІЗП). Модель описує просторово-часову динаміку параметрів ІЗП. Великомасштабні та середньомасштабні ІЗП є в ній різними стадіями роз-

витку єдиного хвильового процесу. Модель базується на припущенні про те, що ІЗП породжуються у ході поширення акустико-гравітаційних хвиль і що всі фрагменти просторового цугу атмосферного тиску переміщуються від локального джерела у вигляді атмосферних хвиль, що мають постійні відносні амплітуди і постійні горизонтальні швидкості, і що швидкість будь-якого фрагмента цугу визначається затримкою його появи відносно початку збурення. Перевірку моделі виконано за збуреннями, що породжені: наземними та висотними ядерними вибухами; виверженнями вулканів; землетрусом; висипанням енергійних протонів у магнітосферний касп північної півкулі Землі. Тестування моделі за даними, узяними з літературних джерел, показало, що похибка прогнозу просторових і часових періодів збурень не перевищує 12 %.

Ключові слова: напівемпірична модель, іоносферні збурення, що переміщуються; акустико-гравітаційні хвилі, цуг збурення атмосферного тиску, ядерний вибух, виверження вулкана, землетрус, висипання енергійних протонів, магнітосферний касп.

О. Ф. Тырнов, Ю. П. Федоренко, В. Л. Дорохов

V. N. Karazin Kharkiv National University

SPATIO-TEMPORAL DYNAMICS OF TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES

We describe a semi-empirical model to determine parameters of traveling ionospheric disturbances (TIDs), which has been developed by authors. The model deals with spatial and temporal dynamics of TIDs. Large- and medium-scale (LS and MS) TIDs are presented in the model as different stages of a single wave process. The model is based on the assumption that the TIDs are induced by propagation of acoustic gravity waves (AGW), and that all parts of the temporal and spatial train of atmospheric pressure waves propagate from a local source with constant horizontal velocity and relative amplitude. The value of the velocity is determined by the delay of the any TID train part with respect to the perturbation onset. Model validation was conducted using perturbations generated by the following sources: ground and high-altitude nuclear explosions, volcanic eruptions-explosions, earthquake, and precipitation of energetic protons into the magnetosphere cusp of the northern hemisphere. The verification of the model with the data from the published sources has resulted that the prediction error of the spatial and time periods of the TIDs does not exceed 12 %.

Key words: semi-empirical model, traveling ionospheric disturbances, acoustic-gravity waves, train disturbances of atmospheric pressure, nuclear explosion, volcano eruption, earthquake, energetic proton precipitation, magnetospheric cusp.