
doi: <https://doi.org/10.15407/knit2017.03.011>

УДК 550.388: 621.396.98: 629.783

Ю. П. Федоренко

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, Украина

ВОЗБУЖДЕНИЕ НАЗЕМНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ Pc5 АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ

В наземных измерительных пунктах, удалённых от локального энерговыделения в атмосфере на расстояния 1500...10000 км, наблюдаются от двух до четырёх серий флуктуаций напряженности геомагнитного поля. В работе показано, что эти флуктуации возбуждаются крупномасштабными акустико-гравитационными волнами, пришедшими к измерительным пунктам от мест энерговыделения — стартов мощных ракет и падения крупного метеорита.

***Ключевые слова:** серии флуктуаций напряженности геомагнитного поля, крупномасштабные акустико-гравитационные волны, места локального энерговыделения, старты мощных ракет, падение крупного метеорита.*

ВВЕДЕНИЕ

Серии (пакеты) пульсаций напряженности геомагнитного поля (НГП) обнаруживаются в наземных измерительных пунктах (ИП), расположенных на удалении 1500...10 000 км от мест стартов ракет и падения крупного метеорита [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33]. Последовательно во времени в ИП наблюдаются от двух до четырёх серий. Каждая серия пульсаций представляет собой 2...5 периодов квазигармонических колебаний геомагнитного поля. Для обнаруженных пульсаций характерна квазигармоническая форма и устойчивый режим колебаний в диапазоне периодов 7...12 мин. Ранее такие серии магнитных пульсаций от упомянутых источников никем не регистрировались, поэтому мы считаем, что нашими коллегами был выявлен новый физический эффект. Согласно общепринятой классификации [15, 42] геомагнитные пульсации с отмеченными периодами и режимом колебаний

относятся к классу Pc5. Границы периодов этого класса ($T = 2.5...10$ мин) являются приближёнными.

Происхождение наземных геомагнитных пульсаций обычно связывают с магнитогидродинамическими волнами, возбуждаемыми в магнитосфере Земли и в солнечном ветре [11, 16]. Полагается, что Pc5-пульсации порождены высокоширотными событиями: восстановительной фазой суббури, потоками высыпающихся энергичных частиц радиационных поясов, возбуждением резонансных колебаний силовых линий геомагнитного поля [15]. Амплитуда таких пульсаций увеличивается с приближением ИП к высокоширотным источникам возмущений [11]. В последнее время появление геомагнитных пульсаций Pc4 ($T = 45...150$ с) ассоциируют еще и с распространением среднемасштабных акустико-гравитационных волн (АГВ) с горизонтальной длиной волны $L = 100...500$ км [29]. В работе [13] сообщается о возбуждении магнитных пульсаций Pi2 посредством взаимодействия АГВ с токовыми структурами ионосферы.

© Ю. П. ФЕДОРЕНКО, 2017

Серии геомагнитных Pc5-пульсаций, наблюдаемые после стартов ракет и падения крупного метеорита [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33], не связаны с высокоширотными событиями. Такие флуктуации НГП регистрировались вблизи Харькова после энерговыделений, произошедших в высоких, средних и низких широтах. Исследователи, впервые описавшие это явление, полагают, что источник возбуждения всех серий пульсаций находится на ионосферных высотах. Скорости распространения вдоль поверхности земли передних фронтов всех серий обнаруженных геомагнитных колебаний вычислялись ими с использованием расстояния от предполагаемого очага возмущения на ионосферных высотах до ИП и задержкам передних фронтов каждой серии пульсаций. Местоположение очага возмущения при пусках ракет определялось по наземной проекции точки пересечения наклонной траектории ракеты с высотой максимума токовой струи (100...150 км), а задержка отсчитывалась от момента достижения ракетой упомянутой точки в ионосфере. Оказалось, что скорости распространения возмущений, вызывающих в ИП серии пульсаций НГП, сильно отличаются друг от друга. Поэтому авторы предположили, что каждая серия пульсаций транспортируется к ИП (или возбуждается над ИП), как правило, разным типом волн: магнитогидродинамическими, ударными акустико-гравитационными, внутренними гравитационными и инфразвуковыми. Вместе с тем хорошо известно, что лишь магнитогидродинамические волны возбуждаются только в плазме, т. е. на ионосферных высотах. Все другие указанные виды волн порождаются ещё в нейтральной атмосфере. Для стартов ракет возбуждение начинается с момента включения двигателя ракеты на поверхности Земли, продолжается в течение всего времени подъема ракеты до ионосферных высот, а затем и в самой ионосфере. Мы учли это, и поэтому в нашем анализе расстояние до ИП и задержки появления серий отличаются от тех, что приведены в публикациях наших коллег.

Мы считаем недостаточно обоснованными предположения, высказанные в работах [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33] о причине появления наблюдае-

мых последовательностей серий пульсаций, а также расчёты скоростей распространения возмущений. Также следует отметить, что авторы указали лишь на возможную причастность упомянутых ими волн для транспортировки возмущений от источника (очага) к ИП, природа и механизм возникновения регистрируемых серий магнитных флуктуаций ими не рассматривались.

По этой причине в настоящей работе мы не использовали ни скорости распространения возмущений, ни гипотезы механизмов их порождения, приведенные в упомянутых публикациях. Скорости распространения серий возмущений рассчитаны по полученным нами зависимостям, приведены доказательства в пользу того, что обнаруживаемые в ИП последовательные во времени серии пульсаций возбуждаются только акустико-гравитационными волнами, порождаемыми в очаге возмущения, предложен механизм возникновения этого нового физического эффекта. Источник возмущения (энерговыделение) может находиться как в неионизированной атмосфере (в частности, на поверхности Земли), так и на ионосферных высотах. Мы считаем, что пульсации геомагнитного поля генерируются лишь на ионосферных высотах (по всему пути распространения АГВ и, в частности, над ИП). Причиной возникновения наблюдаемых в ИП флуктуаций НГП является только фрагмент АГВ, распространяющийся в данный момент над ИП. Последнее утверждение в качестве предположения высказывалось и в работе [22] при объяснении природы появления низкоскоростных пульсаций (второй и третьей серий флуктуаций). Надёжно установлено [37], что АГВ без существенного затухания способны распространяться на континентальные расстояния, следовательно, и возбуждаемые ими НГП могут наблюдаться на столь больших удалениях от источника возмущения атмосферы.

В статье предложена единая модель возбуждения всей последовательности серий колебаний НГП, регистрируемых в ИП после упомянутых удалённых энерговыделений. Для её проверки использованы экспериментальные данные, взятые из работ [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33]. Показано, что пульсации Pc5 над ИП возбуждаются

крупномасштабными АГВ, порождёнными удалёнными источниками энерговыделения, описывается механизм генерации пульсаций, высказываются предложения по прикладному использованию нового физического эффекта.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения горизонтальных (H и D) составляющих вектора геомагнитных флуктуаций выполнялись при помощи высокочувствительного магнитометра-флюксметра, расположенного в ИП Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина (с. Граково, Чугуевский район, Харьковская обл.) [6]. Его географические координаты: 49.39°N, 36.56°E.

На рис. 1, *a*, *в* показаны два характерных примера геомагнитных пульсаций для H - и D -составляющих НГП в интервале 6 ч (1.5 ч до старта и 4.5 ч после старта с космодрома Сичан (Китай) ракет типа «Лонг Марч-3А». Примеры заимствованы из работы [26]. На регистрациях каждой из составляющих имеется по три серии пульсаций. Они отмечены жирными линиями вдоль временной оси и пронумерованы цифрами 1, 2, 3. Как известно, H -составляющая НГП совпадает с плоскостью магнитного меридиана, а D -составляющая ортогональна к H -составляющей.

На рис. 1, *a* представлена временная зависимость вариаций H -составляющей, зарегистрированной 14 ноября 2003 г., а на рис. 1, *б* — кривая, полученная путем фильтрации в диапазоне периодов 300...1000 с исходной регистрограммы (рис. 1, *a*), измеренной в диапазоне периодов 1...1000 с. Согласно заключениям, сделанным в работе [26], в первой серии пульсаций данного примера имело место изменение характера колебательного процесса, во второй наблюдалось незначительное изменение амплитуды и появление высокочастотной составляющей. Отчетливо фиксируемое увеличение амплитуды до 7 нТл произошло на третьей серии, оно сопровождалось увеличением периодов вариаций H -составляющей НГП до 14...15 мин.

На рис. 1, *в* показаны аналогичные результаты для флуктуаций D -компонента, наблюдавшихся 24 октября 2007 г. В работе [26] отмечалось, что в

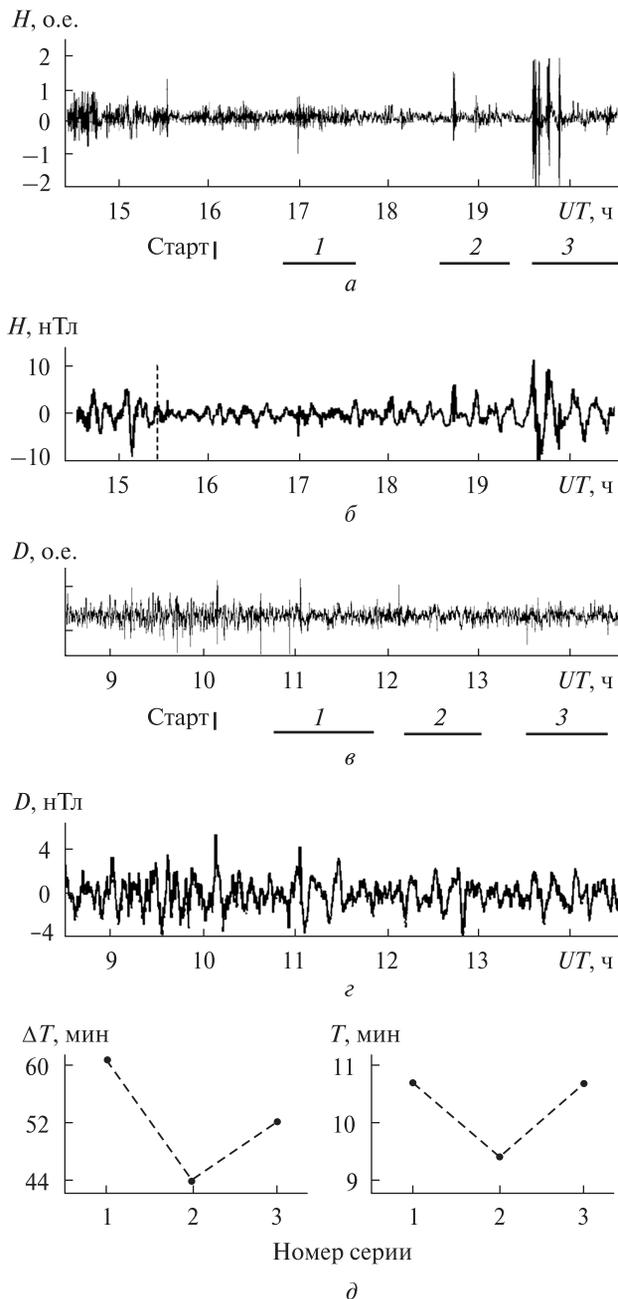


Рис. 1. Фрагменты записей вариаций H - и D -компонентов, зарегистрированных после стартов ракет типа «Лонг Марч-3А» с космодрома Китая Сичан: *a* — 14 ноября 2003 г. в 16:01 UT, *в* — 24 октября 2007 г. в 10:05 UT. Кривые *б* и *г* получены путем фильтрации в диапазоне периодов 300...1000 с исходных регистрограмм, измеренных в диапазоне периодов 1...1000 с (горизонтальными полосками 1, 2 и 3 отмечены интервалы наблюдений первых трех серий БВ-колебаний, вертикальной чертой — момент старта, штриховой линией — момент захода Солнца на высоте 200 км над ИП); *д* — длительности ΔT серий и средние значения периодов T флуктуаций для D -компонента

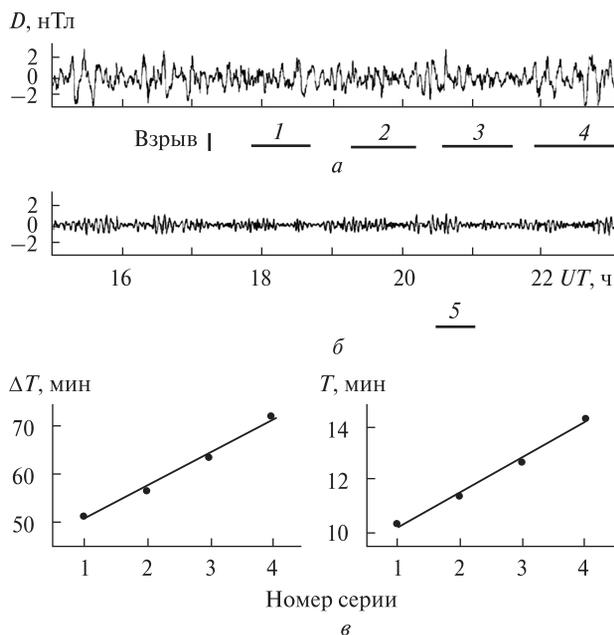


Рис. 2. Фрагмент записи вариаций H -компонента, зарегистрированного после падения Витимского болида, взорвавшегося 24.09.2002 г. в 16:48:56 UT: регистрограммы a и b получены путем фильтрации записи магнитометра-флюксометра в диапазонах периодов 1...1000 с и 100...300 с соответственно, $в$ — зависимости длительностей ΔT серий и периодов T колебаний от номера серии, рассчитанные по данным рис. 2, a . Сплошная прямая — линейная регрессия с коэффициентом корреляции 0.99

ходе наблюдения первой серии, так же, как и на рис. 1, a , изменился характер колебаний по сравнению с предшествующим фрагментом регистрации. Период колебаний составлял 10...11 мин. Во второй серии колебаний период равнялся 7...12 мин, а в третьей увеличился до 7...14 мин. На рис. 1, d для старта 24 октября 2007 г., иллюстрируются длительности каждой серии и средние значения периодов их флуктуаций.

Регистрации, приведенные на рис. 1, a , $в$, характерны тем, что в них отдельные серии колебаний выявляются не очень отчетливо. Нечётко выраженные серии наблюдаются в подавляющем числе других экспериментов, а в некоторых случаях нечётко проявляются все серии. Причина этого обусловлена малой величиной эффекта и мешающими фоновыми возмущениями. На рис. 2, a приводятся наиболее чёткие регистра-

ции исследуемого нового физического эффекта. Они получены после взрыва Витимского болида 24 сентября 2002 г. в 16:48:56 UT на высоте 30 км над пунктом с координатами 58.21°N, 113.46°E [22]. Энергия взрыва превышала энергию пусков самых мощных ракет-носителей типа «Спейс Шаттл» на три порядка. Поэтому было зарегистрировано не три серии колебаний, как во всех других экспериментах, а четыре, и все они проявились очень ясно. При этом их амплитуды были сравнимы с амплитудой серий колебаний во всех ракетных экспериментах. Данные в этом эксперименте из-за своего высокого качества наиболее пригодны для достоверного анализа.

В работе [22] утверждается, что обнаружено не четыре (как мы считаем), а пять серий пульсаций. Однако пятая серия (см. рис. 2, a) зарегистрирована в существенно суженном диапазоне фильтрации 100...300 с. Амплитуда и средний период пятой серии колебаний более чем в два раза меньше соответствующих параметров флуктуаций предшествующих четырёх серий. Мы полагаем, что природа пятой серии не связана с исследуемым возмущением, и поэтому упомянутая серия исключена из нашего дальнейшего анализа.

Продолжительность пульсаций и их средний период в четырёх сериях (см. рис. 2, a , $б$) возрастают по линейному закону. В каждой серии наблюдалось пять периодов. Продолжительность колебаний изменялась от 51 мин для первой серии до 72 мин для четвёртой серии; средний период возрастал от 10 мин для первой серии до 14 мин для четвёртой серии. Графики зависимости длительности серии и среднего периода колебаний от номера серии показаны на рис. 2, $б$. Здесь сплошными линиями иллюстрируются линейные регрессии указанных параметров. Коэффициент корреляции для обеих регрессий составляет 0.99. Важно отметить, что в ходе каждой серии амплитуда пульсаций практически не изменялась, а в четвёртой серии на последней трети её длительности даже увеличивалась. Мы также обращаем внимание на резкий, внезапный характер завершения пульсаций каждой серии. По результатам исследования всего объёма данных (полученных для ракет-носителей с различной грузоподъёмностью и запущенных с космо-

дромов, расположенных на расстояниях 1500... 10000 км от ИП) оказалось, что продолжительность первых трёх серий линейно увеличиваются при увеличении расстояния между космодромом и ИП. Наибольший рост продолжительности в указанном диапазоне расстояний наблюдался для первой серии: от 20 до 60 мин. Объяснение отмеченных эффектов на основе предложенного механизма возникновения пульсаций приводится в экспериментальной части статьи.

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Сначала опишем механизм возбуждения пульсации очень кратко. Объём воздуха, расположенный над ИП, в ходе распространения через него акустико-гравитационной волны подвергается механическому воздействию (сжатию и разрежению, смещению). При определенных условиях одним из результатов этого воздействия является возбуждение вертикальных резонансных колебаний объёмов воздуха атмосферы Земли с частотой Брента-Вяйсяля T_{BV} (далее — БВ-колебания). Такие колебания воздуха над ИП на высотах ионосферы представляют собой колебания квазинейтральной гиротропной ионосферной плазмы. Колебания плазмы приводит к появлению переменного электрического тока с тем же периодом T_{BV} , порождающего переменное магнитное поле. Сложение этого поля с геомагнитным полем и порождает пульсации НГП, регистрируемые в ИП.

Упомянутое механическое воздействие на плазму и возникновение пульсаций происходит и вдоль всего пути распространения АГВ в ионосфере, однако в ИП в основном регистрируются лишь те флуктуации магнитного поля, которые порождены процессами в ионосфере, расположенной непосредственно над ИП. Это происходит потому, что пульсации местного (локального) происхождения доминируют над флуктуациями НГП, возбуждаемыми на расстояниях в сотни и тысячи километров от ИП.

Как отмечалось, предполагается, что наблюдаемые в ИП пульсации НГП возбуждаются локально над ИП акустико-гравитационными волнами, пришедшими от места энерговыделения.

Наше рассмотрение механизма возбуждения пульсаций основывается на рассмотрении токов и магнитных полей в квазинейтральной гиротропной ионосферной плазме в приближении гидродинамики [3], а также на модели атмосферных возмущений, приведенной в [18, 20, 35]. Без понимания сущности модели АГВ затруднительно уяснить механизм генерации магнитных пульсаций. Поэтому изложим вначале основные положения этой модели, а затем детально опишем механизм генерации пульсаций НГП.

Из истории исследования акустико-гравитационных волн. Исследования АГВ начались наземными радиофизическими методами с наблюдений движения ионизированных компонентов атмосферы. Эксперименты по обнаружению горизонтальных движений в области F2 ионосферы впервые проведены в 1942 и 1943 гг. [31]. В экспериментальных исследованиях [45] впервые обнаружены ярко выраженные, «классические» горизонтально перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ), высказано предположение о том, что такие ионосферные неоднородности вызываются волной атмосферного давления. Первые регистрации быстро перемещающихся по вертикали возмущений ионосферы, возбуждающих горизонтально перемещающиеся ПИВ, приведены в исследовании [49]. Эти вертикально движущиеся возмущения наблюдались в период магнитной бури 25—26 марта 1946 г., они были вызваны высыпанием частиц солнечного ветра в магнитосферный касп.

Первая оригинальная попытка теоретической интерпретации горизонтальных ПИВ предпринята в исследовании [44], где для объяснения упомянутого явления были впервые привлечены процессы, происходящие в нейтральной атмосфере. В работе [39] впервые получено упрощённое решение уравнений геофизической гидродинамики для объяснения ПИВ. С этой пионерской работы фактически начинаются исследования по разработке теории АГВ.

Уравнения геофизической гидродинамики, описывающие распространение волн в атмосфере, исследовались на протяжении семи десятилетий неоднократно. Итоги и нерешённые вопросы исследований по акустико-гравитацион-

ным волнам в атмосфере Земли за 40-летний период детально изложены в обзорах [8, 9, 37, 40, 41]. Дисперсионные уравнения для АГВ выведены и проанализированы в работах [8, 9, 36, 37, 39–41, 50]. Отличия в решениях обусловлены лишь использованными приближениями и моделями среды. В основе этих исследований лежит работа [39], в которой впервые получено упомянутое дисперсионное уравнение, справедливое лишь для линеаризованных уравнений геофизической гидродинамики. Мало кто из исследователей рассматривал уравнения геофизической гидродинамики для условий, когда возмущения атмосферного давления составляют не доли и единицы процентов, а десятки процентов относительно фона (невозмущённых условий). Для последнего случая эти уравнения решались лишь численно, наиболее надёжными мы считаем расчёты [12]. Вместе с тем не все полученные результаты, даже для линеаризованных уравнений, до конца осознаны исследователями.

Единая полуэмпирическая модель АГВ (для крупно- и среднемасштабных волн) разработана в 2013 г. в работе [35]. Более подробно она излагается и обсуждается под названием *Ukrain-2013* в работах [18, 20]. Эта модель радикально отличается от всех предшествующих моделей, построена на основе теорий возмущения атмосферы локальным источником выделения энергии и импульса [36, 43, 48, 50].

Чем же плоха гипотеза распространения АГВ, предложенная в 1960 г. в работе [39] гениальным учёным Хайнсом (Hines C. O.)? Почему оказалось необходимым прибегнуть к другим теориям? Эти исключительно важные вопросы заслуживают более подробного рассмотрения. Напоминаем, что Хайнс для недиссипативной среды записал систему уравнений геофизической гидродинамики и впервые решил её в линейном приближении, получив дисперсионное уравнение (и поляризационные соотношения к нему). Из этого уравнения следует, что на больших расстояниях от источника возбуждения (зарождения) АГВ-возмущение представляет собой волновой процесс (в простейшем случае — плоскую двумерную волну), который характеризуется временным и пространственным периодами,

определяемыми свойствами среды распространения. Важно подчеркнуть, что Хайнс для получения аналитического решения уравнений геофизической гидродинамики использовал допущение о том, что относительные возмущения параметров среды (давления, плотности, температуры, скорости движения частиц в волне) распространения в АГВ много меньше единицы. Без этого упрощающего ограничения получить дисперсионное уравнение (аналитическое решение) невозможно. Дисперсионное уравнение выводится только для системы линейных уравнений. В 1960-м г. исследования АГВ-ПИВ только начинались, надёжных экспериментальных значений относительных амплитуд возмущений было ещё недостаточно. Поэтому у Хайнса соблазн линеаризации уравнений гидродинамики был очень велик. Поскольку в этом случае можно получить решение в аналитическом виде. Конечно, этот подход был оправданным, так всегда разумно поступать в начале исследования нового явления. Однако за семидесятилетний период исследований (особенно за последние десять лет) было установлено, что для глобально наблюдаемых АГВ-ПИВ это приближение не выполняется. Однако гипотеза, основанная на невыполняемых условиях многие (однако далеко не все) свойства АГВ описывала правильно. В настоящем никто подробно ещё не исследовал этот удивительный эффект. При этом отмечаем, что гипотеза Хайнса не может объяснить целый ряд эффектов, надёжно обнаруженных при экспериментальном изучении АГВ. В частности, АГВ-волна является не гармонической, как утверждает гипотеза Хайнса, а квазигармонической; наблюдается на первый взгляд парадоксальный эффект, заключающийся в том, что скорости экстремумов цуга АГВ не изменяются в ходе их распространения в атмосфере. При этом упомянутые скорости убывают с повышением номера экстремума, начальные скорости цуга АГВ могут превышать скорость звука в несколько раз, а не быть дозвуковыми, как явствует из гипотезы Хайнса. Эти и другие особенности модели *Ukrain-2013* подробно изложены в [18, 20, 35]. Краткое описание модели приводится в следующем разделе.

Для ясности последующего изложения остановимся на используемой в настоящее время терминологии. АГВ и ПИВ — 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 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, что распространение АГВ в ионосфере и появление ПИВ — это единый волновой процесс, нами используется сочетание аббревиатур АГВ-ПИВ. Модель *Ukrain-2013*, положенная в основу нашего механизма порождения РС5-пульсаций, является моделью АГВ-ПИВ.

В ходе 70-летнего периода исследований атмосферных волн аббревиатура АГВ применялась в статьях, монографиях и докладах как для термина «акустико-гравитационные волны», так и для термина «атмосферные гравитационные волны». Английская аббревиатура AGW использовалась для «acoustic-gravity waves» и для «atmospheric gravity waves» в трудах на английском языке. Это не вызывало недоразумений у специалистов, так как сокращения всегда расшифровывались в тексте. Мы полагаем, что термин «акустико-гравитационная волна» более точно отражает сущность рассматриваемого явления, в особенности если рассматривается волновое явление в атмосфере в целом — с момента энерговыделения до момента регистрации эффектов на расстояниях в тысячи километров спустя от нескольких десятков минут до 5...10 ч.

В заключение совершим небольшой экскурс в далёкое прошлое. Из-за большого авторитета гениального древнегреческого учёного Аристотеля его ошибочные заключения в физике и астрономии просуществовали почти два тысячелетия. Столь большой период заблуждений объясняется почти религиозной верой в справедливость всего его учения. Аналогичная ситуация сложилась и с учением Хайнца, которое и до сих пор (в течение около 70 лет) многие учёные считают

абсолютно верным. Религия и наука рассматривают непересекающиеся сущности. Многие учёные 18—20 веков были глубоко религиозными. Однако это не препятствовало им отвоёвывать (открывать) у естествознания законы, изначально начертанные Всевышним. Мы полагаем, что обсуждаемая статья будет способствовать освобождению от заблуждений прошлых исследований, благоприятствовать всестороннему развитию исследований нового геофизического эффекта (генерации серий геомагнитных пульсаций) и теории АГВ.

Краткое описание модели АГВ-ПИВ. Есть мнение, что крупномасштабные (КМ) с пространственной длиной волны $L > 1000$ км и среднемасштабные (СМ) с L от 150...200 до 800 км АГВ-ПИВ имеют различную природу зарождения. 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 автором 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 модели [18, 35], источник возбуждения АГВ-ПИВ представляет собой некоторый объём в атмосфере Земли, в котором на протяжении около часа происходят колебания давления воздуха с полупериодом около 4 мин.

В результате от источника по всем направлениям распространяется пространственный цуг возмущений параметров атмосферы. Амплитуда колебаний давления воздуха в объеме уменьшается со временем, то есть с увеличением 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 высокоскоростных экстремумов, что приводит к резкому уменьшению пространственных длин волн лидирующих периодов цуга АГВ. Вначале от очага возмущения распространяются крупномасштабные неоднородности, пространственные размеры которых для каждого следующего экстремума уменьшаются (по закону, который описан в модели) 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 распространения смежных экстремумов среднемасштабных АГВ-ПИВ происходит «вытягивание» пространственного цуга с удалением от источника его зарождения, и неоднородности 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.). Один и тот же источник порождает как КМ, так и СМ-возмущения, происходит это с разными задержками относительно начала возбуждения колебаний («включения» источника возмущений). Таким образом, обсуждаемая модель описывает генерацию АГВ-ПИВ всех масштабов, она является общей (единой) моделью АГВ-ПИВ (для КМ- и СМ- неоднородностей).

Детальное описание механизма генерации пульсаций. Рассмотрим теперь нашу гипотезу более подробно, изложим механизм возникновения магнитных пульсаций. Как отмечалось, для этой

цели использована модель АГВ-ПИВ [18, 35]. Проанализируем структуру и параметры АГВ, ответственные за порождение обнаруженных в ИП флуктуаций напряжённости геомагнитного поля.

Элементы цуга АГВ, запускающие БВ-колебания. Согласно многочисленным данным экспериментов [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33], в ИП, расположенных на расстояниях $R = 1500 \dots 10000$ км от источника возмущений, после каждого энерговыделения с энергией $Q = 4 \cdot 10^{-5} \dots 2 \cdot 10^{-4}$ Мт ТНТ наблюдается в основном по три серии флуктуаций НГП. Причина проявления только трёх серий объясняется структурой цуга АГВ: лишь три лидирующих квазипериода волны возмущения с наибольшими амплитудами приносят к ИП механическую энергию, достаточную для возбуждения надёжно обнаруживаемых флуктуаций НГП. Каждый из этих квазипериодов цуга атмосферной волны возбуждает свою серию магнитных пульсаций. Последующие квазипериоды цуга, конечно, также приводят к флуктуациям напряжённости геомагнитного поля, однако их амплитуда обычно оказывается ниже чувствительности использованного в экспериментах магнитометра. Такой вывод подтверждается экспериментально: при энергии источника $Q = 0.2$ Мт ТНТ (что больше энергии упомянутых выше источников в $10^3 \dots 10^4$ раз) проявляется ещё одна серия колебаний, порождённая последующим (четвёртым) периодом АГВ с существенно меньшей амплитудой (подробнее см. ниже исследование Витимского болада).

На графике, приведенном на рис. 3, 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* минимумом 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 фоновые значения давления атмосферы, $\Delta p_{\max 2}$ — значение Δp во втором (наибольшем) максимуме цуга. Относительная амплитуда произвольного экстремума в цуге далее обозначена как A_r . Полупериод этих колебаний постоянен, он равен $\tau_0 = 3.95$ мин. Каждую точку линии графика рис. 3 далее будем называть минималь-

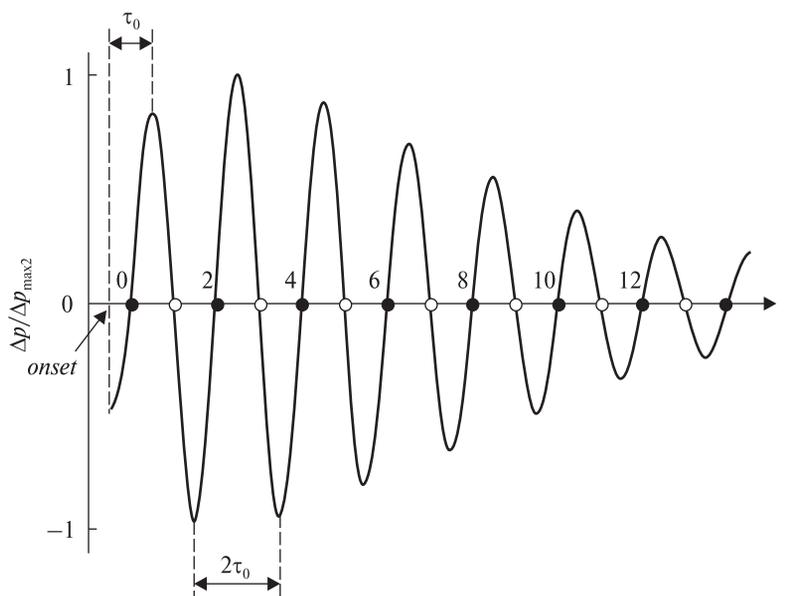


Рис. 3. Фрагмент временного цуга АГВ для его лидирующих семи периодов; *onset* — момент начала возмущения с относительным значением амплитуды $A_0 = \Delta p / \Delta p_{\max 2} = 0.48$, $\Delta p = p - p_0$, p и p_0 — текущее и невозмущённое фоновые значения давления атмосферы, $\Delta p_{\max 2}$ — значение Δp во втором максимуме цуга. Период колебаний равен $2\tau_0$, $\tau_0 = 3.95$ мин

ным фрагментом цуга. Промежуток времени между смежными максимумами (минимумами) и всеми другими соседними минимальными фрагментами цуга с одинаковой фазой равен $2\tau_0$.

В табл. 1 для первых шестнадцати экстремумов цуга АГВ приведены значения относительного атмосферного давления A_i и скорости V_i распространения в горизонтальном направлении волны, вызванной этим экстремумом (i — порядковый номер экстремума, нечётные значения i соответствуют максимумам цуга, а четные — его минимумам, при этом отсчёт начинается с нуля) [18, 35].

Генерацию НГП могут запускать фрагменты цуга, начинающиеся с невозмущенных значений давления воздуха (ниже в тексте для краткости эти участки именуется *нулями* цуга АГВ). В табл. 2 для каждого нуля временного цуга i_0 (порядкового номера нуля) приводится значение фазовой горизонтальной скорости распространения волны, возбуждаемой этим нулем.

В статье задержка каждой серии пульсаций НГП определяется разностью времени начала этой серии над ИП и времени генерации в очаге возбуждения соответствующего возрастающего нуля цуга (порождающего в ИП выбранную серию колебаний). За начало серии принята середина первой флуктуации серии. Задержка по-

рождения нулей цуга по отношению к моменту *onset* определяется по формуле

$$\Delta t_i = 0.5\tau_0 + i_0\tau_0. \quad (1)$$

Ноль цуга с индексом нуль порождается с задержкой $0.5\tau_0$ после *onset*, с индексом один — с задержкой $1.5\tau_0$, с индексом два — $2.5\tau_0$, с индексом три — $3.5\tau_0$ и т. д. Важно подчеркнуть,

Таблица 1. Зависимость V_i и A_i от номера экстремума i

Экстремум	i	A_i	V_i , км/с
Min	0	0.48	11.3155
Max	1	0.83	3.0000
Min	2	0.97	1.1539
Max	3	1	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

Таблица 2. Зависимость скорости V_{0i} от номера i_{0i}

i_{0i}	V_{0i} , км/с	i_{0i}	V_{0i} , км/с
0	7.5000	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		

что нули и экстремумы цуга (как и все другие элементы цуга) возбуждаются с известными задержками относительно *onset*.

Первые три периода цуга АГВ имеют не только наибольшие значения относительных амплитуд атмосферного давления (по модулю), но и наибольшие скорости распространения волн, возбуждаемых этими экстремумами. Значения скоростей распространения волн, возбуждаемых смежными экстремумами, отличаются наиболее сильно в начале цуга АГВ (в лидирующей его части, см. табл. 1).

Поэтому уже при $R \sim 1500$ км пространственное положение четырёх начальных экстремумов будет формировать горизонтальный квазипериод $L > 1000$ км. С увеличением значений R горизонтальный квазипериод АГВ увеличивается. Такие периоды относятся к КМ АГВ.

Ноль цуга на участке возрастающего давления далее будем для краткости называть возрастающим нулем, а ноль на участке ниспадающего давления — убывающим нулем. Черными и белыми кружками-маркерами, расположенными на оси времени t рис. 3, отмечены соответственно возрастающие и убывающие нули. Временной интервал между смежными максимумами или минимумами (и всеми другими одинаковыми значениями фазы) цуга равен $2\tau_0$. Таким образом, временной период квазигармонического пространственного цуга, когда он только зарождается (начинает свое движение от источника возмущения), равен $2\tau_0$. Абсолютные значения экстремумов давления воздуха цуга, начиная с

третьего (со второго максимума), монотонно убывают (см. табл. 1 и рис. 3).

Возбуждение колебаний воздуха с периодом T_{BV} . Давление и вертикальная скорость воздуха в волне над ИП определяется фазой цуга АГВ. Если над ИП давление в волне достигает максимального либо минимального значения (экстремумы A_i), то скорость частиц воздуха в эти моменты времени равна нулю. Наибольшая скорость вертикального ветра в волне (и мощность, импульс потока) наблюдается в нулевых точках пространственно-временного цуга акустико-гравитационной волны. На рис. 3 эти точки расположены приблизительно посередине участков минимум — максимум и максимум — минимум. В смежных нулевых точках временного цуга значения скорости ветра (воздуха) будут максимальными и противоположно направленными.

Возрастающий ноль с индексом «0» является первым в цуге АГВ (см. рис. 1). Поэтому он первым возбуждает серию колебаний атмосферного давления с периодом T_{BV} (ранее, при рассмотрении пульсаций НГП, она именовалась как первая серия). Этот участок цуга АГВ играет роль механического толчка, запускающего резонансные колебания. При этом ветер дует сверху вниз, к поверхности Земли (в область повышенных фоновых значений атмосферы). По экспериментальным данным мы установили, что колебания, порождённые возрастающим нулём, могут исчезать до появления убывающего нуля, могут продолжаться вплоть до его появления или даже после прихода к ИП упомянутого нуля. При этом продолжительность колебаний в сериях изменяется от нескольких десятков минут до часа и более (длительность колебаний пропорциональна расстоянию между ИП и источником возмущения). В течение длительности каждой серии флуктуации давления среды, вызванные возрастающим нулем, генерируют ионосферные токи, а те, в свою очередь, порождают флуктуации компонентов магнитного поля.

Возбуждённый убывающим нулём поток воздуха, дующий снизу вверх (от поверхности Земли, в сторону понижения фоновых значений давления атмосферы) резонансные колебания не вызывает. Этот экспериментальный факт, видимо,

объясняется тем, что энергия потока расходуется на перемещение частиц среды вверх, что осуществляется без большого сопротивления со стороны окружающего воздуха, ведь его фоновое давление понижается с ростом высоты (выбранного объёма воздуха в волне). В момент перемещения убывающего нуля над ИП механический толчок не происходит, поэтому T_{BV} -колебания не возникают.

В экспериментах период флуктуаций НГП в каждой серии измерялся в работах [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33] как интервал времени между смежными максимумами пульсаций. При этом момент возбуждения выбранной серии колебаний определяется по ее переднему фронту (по первому максимуму серии осцилляций). Время появления над ИП каждой серии таких БВ-колебаний мы связываем с приходом соответствующего возрастающего нуля цуга АГВ. Согласно модельным расчётам [46] в высотном диапазоне 250...400 км над поверхностью Земли период колебаний T_{BV} является возрастающей зависимостью (близкой к линейной). Минимальные значения $T_{BV} \approx 8$ мин имеют место на нижней границе указанного высотного диапазона при ночных условиях и минимуме солнечной активности. На верхней границе диапазона наблюдаются максимальные значения $T_{BV} \approx 19$ мин в дневных условиях при максимуме солнечной активности. Для произвольного момента времени высотный профиль T_{BV} в указанном высотном диапазоне является возрастающей зависимостью. В течение суток в области высоты максимума ионизации значения T_{BV} изменяются пропорционально изменениям z_m . Упомянутые выше периоды флуктуаций обнаружены в сериях геомагнитных колебаний [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33], что подтверждает нашу гипотезу о природе исследуемого явления (эффекта). Экспериментально наблюдаемая привязка времени начала всех трёх серий магнитных флуктуаций к моменту прохождения возрастающих нулей также свидетельствует в пользу адекватности предлагаемого механизма.

Токи и магнитные поля в ионосферной плазме, порождаемые распространением акустико-гравитационных волн. Как уже отмечалось, возникно-

вание рассматриваемых пульсаций НГП является следствием появления переменного электрического тока в объеме плазмы над ИП. Рассмотрим ток в квазинейтральной гиротропной ионосферной плазме, расположенной над ИП, в приближении гидродинамики: плазма состоит из нейтрального, ионного и электронного газов, проникающих один в другой и взаимодействующих посредством соударений. Ток определяется как суммарный заряд, переносимый в единицу времени ионным и электронным потоками. В нашем упрощённом рассмотрении явления все ионы полагаются однозарядными положительными с равной массой. При таких допущениях плотность тока \mathbf{j} описывается уравнением [3]

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{e}{m_e c} [\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}] + v_e \mathbf{j} = \frac{Ne^2}{m_e} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_p \cdot \mathbf{B}] \right) + \frac{e}{m_e c} \nabla p, \quad (2)$$

где $\mathbf{j} = Ne(\mathbf{V}_{ion} - \mathbf{V}_e)$ — вектор плотности тока, N — электронная концентрация, \mathbf{V}_{ion} , \mathbf{V}_e — векторы скорости ионов и электронов (направленного движения ионного и электронного газов). $v_e = v_{ei} + v_{en}$, v_{ei} , v_{en} — частоты столкновений электронов с ионами и нейтралами, e , m_e — заряд и масса электрона, c — скорость света в вакууме, \mathbf{B} — вектор магнитной индукции постоянного магнитного поля, \mathbf{E} — вектор напряжённости электрического поля, $\mathbf{V}_p = \frac{\rho_e \mathbf{V}_e + \rho_i \mathbf{V}_{ion}}{\rho_e + \rho_i}$,

ρ_e , ρ_i — массовые плотности электронов и ионов, ∇p_e — градиент давления электронного газа. При получении этого уравнения пренебрегали вязкостью электронного и ионного газов, силой Кориолиса, вращением Земли, силой тяжести, а также токами, обусловленными дрейфами, происходящими от неоднородности поля (градиентным и центробежным).

Здесь мы также не рассматриваем флуктуации НГП, порождённые взаимодействием АГВ с уже существующими токовыми структурами ионосферы. Прежде всего это вызвано тем, что упомянутые ионосферные токи имеют суточную и широтную зависимости, наличие которых в исследуемых пульсациях пока не обнаружены.

Рассмотрим составляющие вектора плотности тока \mathbf{j} — составляющую, направленную вдоль вектора геомагнитного поля (продольный ток \mathbf{j}_{par}), и составляющую, направленную ортогонально к геомагнитному полю (поперечный ток \mathbf{j}_{tran}).

Плотность продольного тока. Вдоль всего пути горизонтального движения пространственно-временного цуга АГВ происходит пространственная модуляция давления и БВ-колебательные перемещения объёмов воздуха со скоростью \mathbf{V} . Упомянутые неэлектрические силы создают в квазинейтральной плазме флуктуирующий ток. Из (1) для составляющей \mathbf{j}_{par} плотности этого тока, направленной вдоль силовой линии магнитного поля, получаем более простое уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{j}_{par}}{\partial t} + v_e \mathbf{j}_{par} = \frac{N e^2}{m_e} \mathbf{E} + \frac{e}{m_e c} \nabla p_{e\ par}. \quad (3)$$

Флуктуации \mathbf{j}_{par} обусловлены резонансными колебаниями воздуха и градиентом $\nabla p_{e\ par}$. Колебания тока в силовой трубке порождают флуктуации магнитного поля \mathbf{B}_{par} . На рис. 4, а иллюстрируется расположение векторов \mathbf{B} , \mathbf{V} , \mathbf{V}_{par} , \mathbf{j}_{par} , ∇p_e , $\nabla p_{e\ par}$ и \mathbf{B}_{par} для среднеширотного ИП (расположен в начале координат).

Плотность поперечного тока. Как очевидно, плотность тока \mathbf{j} имеет наибольшее значение на высоте z_m максимума ионизации N_m . Согласно [18, 35] продольная ось сферического волновода, в котором распространяется КМ ПИВ, расположена на высоте z_m (в течение суток эта высота изменяется в диапазоне 250...400 км), амплитуда возмущения уменьшается по экспоненциальному закону в диапазоне $z_m \pm 80$ км. Поэтому мы предполагаем, что и амплитуда тока также уменьшается по экспоненциальному закону в указанном диапазоне высот. Этот диапазон определяется ионосферным слоем, в котором ионизация существенно не отличается от максимальных значений, наблюдаемых на высоте z_m . Объём плазмы над ИП с таким высотным масштабом далее именуется эффективным объёмом. На границах этого объёма вдоль линий равного давления плазмы, ортогонально векторам ∇p_e и \mathbf{B} возникнет ток с плотностью \mathbf{j}_{tran} , порождающий переменный по амплитуде магнитный момент эффективного объёма. Магнитный момент, обусловленный \mathbf{j}_{tran} ,

антипараллелен вектору \mathbf{B} . Поэтому возбуждённые флуктуации магнитного поля \mathbf{B}_{tran} , являются диамагнитными: направление вектора \mathbf{B}_{tran} всегда противоположно вектору \mathbf{B} , изменяется только амплитуда флуктуаций. Вследствие этого период колебаний \mathbf{B}_{tran} в два раза меньше временного квазипериода АГВ, ведь вне зависимости от знака \mathbf{j}_{tran} дополнительное магнитное поле \mathbf{B}_{tran} всегда противоположно вектору \mathbf{B} , имеющему неизменное направление над ИП. Положения векторов \mathbf{B} , \mathbf{j}_{tran} , \mathbf{B}_{tran} и ∇p_e для среднеширотного ИП показаны на рис. 4, б.

Сила Лоренца вынуждает электроны и ионы плазмы двигаться по окружностям (в противоположных направлениях) в плоскости, ортогональной силовым линиям \mathbf{B} (см. рис. 4, б). В результате направленного перемещения вдоль силовой линии (обусловленного \mathbf{V}_{par}) и кругового движения в плоскости, ортогональной к ней, заряженные частицы в итоге движутся по спирали. Именно круговые движения заряженных частиц вокруг силовой линии при наличии ∇p_e и порождают поперечный ток \mathbf{j}_{tran} , ортогональный как силовой линии поля \mathbf{B} (и продольному току \mathbf{j}_{par}), так и ∇p_e . Согласно (2) плотность тока \mathbf{j}_{tran} описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{j}_{tran}}{\partial t} + \frac{e}{m_e c} [\mathbf{j}_{tran} \cdot \mathbf{B}] + v_e \mathbf{j}_{tran} = \\ = \frac{N e^2}{m_e} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_{par} \cdot \mathbf{B}] \right) + \frac{e}{m_e c} \nabla p_e, \end{aligned} \quad (4)$$

где вектор плотности тока $\mathbf{j}_{tran} = Ne (\mathbf{v}_{ion\ tran} - \mathbf{v}_{e\ tran})$, $\mathbf{v}_{ion\ tran}$, $\mathbf{v}_{e\ tran}$ — составляющие векторов скоростей ионов и электронов, ортогональные \mathbf{B} .

В приведенном рассмотрении полагалось, что все ионы имеют одинаковую массу. Однако в дальнейших исследованиях в области максимума слоя F2 целесообразно рассмотреть наличие ионов двух разных масс: ионов кислорода O_1 и азота N_2 , имеющих наибольшие концентрации в упомянутом диапазоне высот.

Влияние фоновых возмущений на достоверность выявления исследуемых пульсаций. Под фоновыми возмущениями подразумеваются все колебания геомагнитного поля, порожденные не исследуемым источником (сторонними причинами).

Высокоширотные источники возмущений наиболее сильно проявляются на высокоширотных ИП, однако их мешающее влияние может оказаться определяющим и при измерениях, выполненных на ИП, расположенных на средних широтах. Например, мощные высыпания энергичных протонов в магнитосферные каспы Земли часто порождают на ионосферных высотах глобально наблюдаемые КМ АГВ с относительной амплитудой возмущений атмосферного давления (относительно фоновых значений), близкой к единице [35, 18]. В этом случае затруднительно выполнить корректный анализ изучаемых геомагнитных пульсаций, вызванных менее мощными источниками, даже если эти источники расположены значительно ближе к ИП.

Акустико-гравитационные волны, порожденные наземными и атмосферными взрывами, солнечным терминатором, штормами в океане, также будут вызывать рассматриваемый эффект. В результате над ИП может происходить суперпозиция АГВ, порождённых различными источниками. Это затрудняет идентификацию флуктуаций НГП, вызванных исследуемыми источниками. РС5-колебания от исследуемого возмущения могут усиливаться, ослабляться или полностью исчезать из-за влияния фоновых флуктуаций НГП. Возможно также изменение характера колебаний (вида зависимости НГП от времени), если фазы фоновых и исследуемых колебаний сдвинуты приблизительно на $\pi/2$, а их амплитуды имеют близкие значения.

Филигранная работа по обнаружению серий возмущений НГП выполнена в исследованиях [4, 6, 25–27, 22–24, 28, 33]. Для частичной компенсации мешающего влияния фоновых возмущений авторы выполнили также и статистический анализ результатов своих наблюдений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, СВИДЕТЕЛЬСТВУЮЩИЕ ОБ АДЕКВАТНОСТИ ПРЕДЛОЖЕННОГО МЕХАНИЗМА

Значения периодов колебаний на регистрациях рис. 1 приблизительно одинаковы, разнятся лишь фазы флуктуаций. На всех других регистрациях, приведенных в работах [4, 6, 25–27, 22–

24, 28, 33], значения периодов пульсаций H - и D -составляющих также существенно не отличаются друг от друга. Фазы флуктуаций H - и D -составляющих отличаются друг от друга из-за суперпозиции составляющих магнитных полей \mathbf{V}_{par} и \mathbf{V}_{tran} (см. рис. 4). Заметим, что период флуктуаций \mathbf{V}_{tran} меньше временного периода АГВ [18, 35], однако он существенно больше T_{BV} . Например, при $R = 4000$ км период флуктуаций \mathbf{V}_{tran} примерно в 2.5 раза превышает T_{BV} .

По нашей гипотезе наблюдаемые периоды в каждой серии флуктуаций обусловлены атмосферным резонансом с периодом T_{BV} в области высоты z_m . Значение периода T_{BV} в основном определяется высотой над поверхностью Земли выбранного объёма воздуха [10, 37, 50].

Суточный ход z_m приводит к вариациям значений T_{BV} (на высотах z_m) и соответствующим изменениям периодов в сериях флуктуаций. Это происходит вследствие того, что моменты появления серий, например первой и третьей, для $R > 5000$ км могут различаться на несколько часов, что над ИП приводит к заметному изменению z_m из-за его суточного хода. Средние периоды флуктуаций каждой серии как функции от номера серии могут увеличиваться, уменьшаться, либо уменьшаться и увеличиваться (для полуденного времени).

Так, в эксперименте по изучению Витимского болида наблюдалось четыре серии. Первая серия началась приблизительно в 17:00 UT, а четвёртая — спустя пять часов (см. рис. 2, а). На ИП указанный промежуток наблюдения соответствует переходу ионосферы от вечерних к ночным условиям, в ходе которого значение z_m , и следовательно T_{BV} , в области высот z_m увеличивается. В этих, наиболее качественных измерениях, удалось зарегистрировать по пять периодов флуктуаций в каждой из четырёх серий (видимо, максимальное число периодов в серии, обусловленное добротностью атмосферы). В результате одинакового числа периодов в каждой серии и линейного возрастания периода T флуктуаций с повышением номера серии наблюдается практически линейная возрастающая зависимость длительности ΔT серии в зависимости от её номера n (см. рис. 2, в).

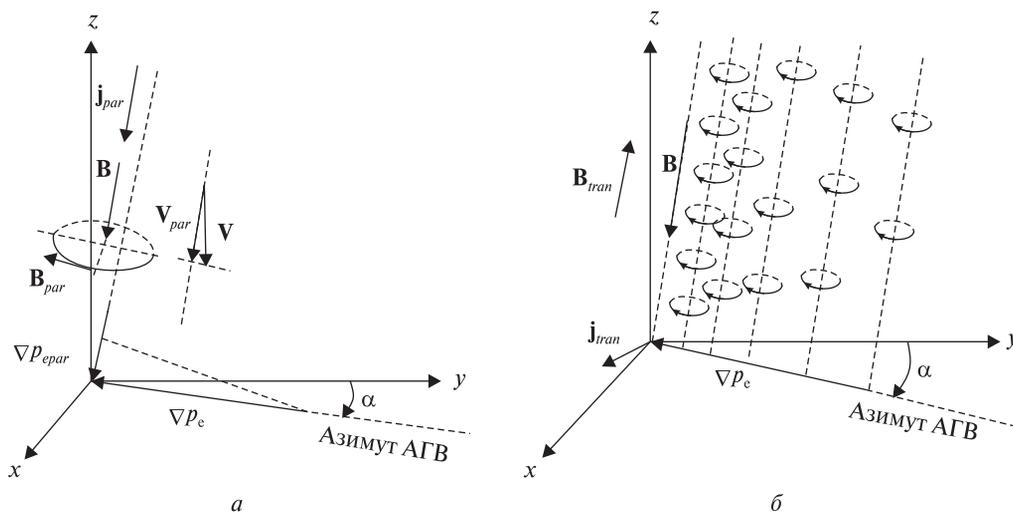


Рис. 4. Взаимное расположение векторов, определяющих векторы плотности продольного тока \mathbf{j}_{par} (уравнение (3), фрагмент а) и плотности поперечного тока \mathbf{j}_{tran} (уравнение (4), фрагмент б) в ионосферной плазме над среднеширотным ИП (находится в начале координат)

На рис. 1, д показаны те же зависимости, что и на рис. рис. 2, в, но для старта ракеты с космодрома Сичан 24 октября 2007 г. (см. рис. 1, б). Здесь для второй серии обнаруживается минимальное значение как длительности среднего периода флуктуаций, так и длительности самой серии. Такие нелинейные зависимости объясняются тем, что начало второй серии (12:15 UT) на ИП (местное время 14:15) соответствует минимуму z_m и T_{BV} , что является регулярным эффектом околополуденных измерений. В этом эксперименте наблюдалось более четырёх периодов в каждой серии.

Таким образом, поведение кривых среднего периода флуктуаций и длительности серии (пакета) в зависимости от номера серии объясняются с привлечением предлагаемого механизма возникновения пульсаций НГП.

Сопоставление модельных и экспериментальных значений скоростей распространения возрастающих нулей. Для проверки адекватности предложенного механизма возникновения геомагнитных флуктуаций сопоставим также модельные (табл. 2) и экспериментальные значения скоростей возрастающих нулей. Экспериментальные значения скоростей рассчитаны с использованием расстояния от очагов возмущения (расположенных на поверхности Земли) до ИП и времен-

ных задержек передних фронтов серий геомагнитных флуктуаций (времени обнаружения первого максимума в выбранной серии геомагнитных пульсаций) относительно моментов порождения фрагментов цуга АГВ (возрастающих нулей), ответственных за возбуждение соответствующих серий НГП.

Временные задержки (относительно момента старта ракеты, взрыва болида) взяты из работ [4, 6, 25–27, 22–24, 28, 33], где анализируются возмущения, наблюдаемые после стартов наиболее тяжелых типов ракет с различных космодромов мира и падения крупного метеорита. Для метеорита при расчёте расстояния до источника возмущения (при расчёте скорости каждой серии НГП) использовались координаты наземной проекции очага возмущения (взрыв на высоте 30 км основной массы метеорита). Значения экспериментальных задержек для первых трех (четырёх для болида) серий геомагнитных флуктуаций определялись в указанных работах от момента старта ракет (взрыва болида). Для стартов ракет задержки корректировались на время достижения ракетами высоты 100...150 км. При вычислении экспериментальных задержек в упомянутых работах полагалось, что начало генерации всех трех (четырёх) серий геомагнитных возмущений соответствует одному и тому же мо-

менту времени — старту ракеты (взрыву болида). В случае возмущений, вызванных стартами ракет, определялись средние значения задержек появления каждой серии пульсаций для всех пусков одних и тех же типов ракет и космодромов. Они выявлены в результате анализа временных гистограмм-распределений задержек, полученных для всех пусков ракет каждого типа и выбранного космодрома. На этих гистограммах по оси ординат откладывалась появляемость задержки, а по оси абсцисс — ее местоположение на оси временных задержек. Появляемость задержки — это отношение числа случаев, когда наблюдалась выбранная серия колебаний, к общему числу экспериментов. Появляемость рассчитывалась для дискретного шага задержки (постоянного для каждой гистограммы), значение которого пропорционально расстоянию до космодрома. Для ракет КНР строилась интегральная гистограмма. Она рассчитывалась для всех космодромов страны, старты с которых использованы в анализе. Время задержки каждой серии определялось по наблюдаемым максимумам на гистограмме. Полагалось, что значения гистограммы вне максимумов обусловлены фоновыми флуктуациями и не имеют отношения к исследуемому возмущению. Такая методика обработки данных позволила частично уменьшить мешающее влияние фоновых возмущений. Однако погрешность определения задержки при этом увеличивается, она определяется длительностью временного шага гистограммы, изменяющейся от 3 до 30 мин, соответственно для самых близких (~1500 км) и наиболее удалённых (~9500 км) очагов возмущений.

В отличие от предположений, принятых в названных публикациях, мы полагали, что в случае возмущений пусками ракет максимумы гистограммы задержек обусловлены прохождением над ИП трёх первых возрастающих нулей цуга АГВ. Передние фронты четырёх серий колебаний, зарегистрированных после падения болида, мы связывали с четырьмя первыми возрастающими нулями, перемещающимися над ИП. Так как порождение каждого возрастающего нуля происходило с известным запаздыванием относительно onset, то приведенные в работах дли-

тельности исходных экспериментальных задержек мы уменьшали с использованием выражения (1): мы учли тот факт, что в источнике исходного возмущения возрастающие нули порождаются в разное время (рис. 3). Ещё раз отмечаем, что времена появления возрастающих нулей отсчитываются от момента onset (нулевой экстремум в табл. 1). Здесь необходимо отметить, что момент onset, видимо, имеет место спустя 3...10 мин после начала возмущения (старта ракеты, взрыва болида). Такое заключение мы делаем на основе анализа ядерных экспериментов и работы [44]. Поскольку мы не учитывали эту задержку, то полученные нами значения скоростей возрастающих нулей могут быть несколько заниженными. Влияние указанной задержки на занижение скоростей обратно пропорционально расстоянию от источника возмущения до ИП.

В табл. 3 для каждого источника возмущений приводятся его географические координаты φ и λ , расстояние R до ИП, энергия возмущения Q , число событий, вызванных этим источником, а также средние относительные погрешности η измерений V_{0i} для трёх (для болида — четырёх) серий колебаний. В этой таблице источники перечислены по убыванию их расстояния до ИП.

На рис. 5 экспериментальные значения скоростей первых трех (четырёх для болида) возрастающих нулей цуга АГВ, выявленные по мониторингу флуктуаций напряженности НГП, сопоставлены с модельными [35, 18] значениями (метка Модель). Доверительные интервалы, приведенные на графиках, рассчитаны по данным [4, 6, 25—27, 22—24, 28, 33]. На наш взгляд, указанные доверительные интервалы характеризуют лишь часть неопределённостей экспериментальных значений, в большинстве случаев их следует увеличить в несколько раз. Подробнее вопрос о погрешностях обсуждается ниже. В табл. 3 для каждой панели рис. 5 приводится дополнительная информация.

С французского космодрома Куру (Французская Гвинея) в период с 5 июня 2002 г. по 14 ноября 2007 г. осуществлено 15 стартов ракеты «Ариан-5» с начальной массой 777 т. Сопоставление модельных и экспериментальных значе-

ний V_{0i} показано на панели 1 рис. 5. На панели 2 этого же рисунка представлены аналогичные данные для космодрома США Мыс Канаверал, где в период с 08.04.2002 по 31.10.2007 гг. осуществлено 11 стартов «Спейс Шаттл» с массой 2030 т. Расстояния R до этих космодромов приблизительно одинаковы и составляют соответственно около 9500 и 9400 км. Энергия возмущения «Спейс Шаттл» превышает энергию «Ариан-5» в 2.6 раза. Поэтому можно было ожидать, что средняя погрешность η данных для космодрома Мыс Канаверал будет существенно меньше, чем для космодрома Куру. Однако оказалось, что погрешность данных для космодрома США ($\eta = 49.9$) на 11.5 % больше, чем для космодрома Франции ($\eta = 38.4$). Обсудим возможную причину такого результата.

Энергия возмущения и расстояние до источника. Согласно модели [18, 35] амплитуда АГВ связана с энергией источников Q нелинейной возрастающей зависимостью. Наиболее ярко такая нелинейная экспериментальная зависимость проявляется в ядерных испытаниях, когда энергия Q взрыва изменяется в десятки и тысячи раз, а амплитуда возмущений на одних и тех же расстояниях от места взрыва увеличивается лишь в несколько раз. С увеличением R амплитуда АГВ, безусловно, уменьшается. Согласно [7] энергия АГВ убывает как R^{-1} , а амплитуда возмущения давления и плотности частиц в волне — как $R^{-1/2}$. Из-за упомянутых эффектов для $R \sim 9500$ км (рас-

стояния ИП до космодромов Куру и Мыс Канаверал) относительная амплитуда КМ АГВ A_D (относительно фоновых значений) над ИП достаточно мала. Различие энергии возмущения не привело к существенному отличию амплитуд АГВ. Именно поэтому наблюдаются столь большие (34.8 и 49.8 %) погрешности, значения которых, скорее всего, лежат в пределах доверительных интервалов средних значений вычисленных η .

На панели 3 рис. 5 показаны модельные и экспериментальные значения V_{0j} , полученные для космодромов Китая (33 пуска ракет). Пуски ракет осуществлялись с 25 марта 2002 г. по 24 октября 2007 г. Для этих экспериментов погрешность оказалась равной 42.7 %, что достаточно близко к прежним значениям (для $R \sim 9500$ км), однако расстояние R меньше почти в два раза — 4900...5900 км. Вместе с тем энергия возмущения составляла лишь 0.2...0.7 от энергии возмущения ракетами «Ариан-5», запущенных с космодрома Куру. Поэтому в результате уменьшения энергии возмущения и сокращения расстояния до источника амплитуда АГВ над ИП оказалась приблизительно такой же, как и при пусках с космодрома Франции. На наш взгляд, увеличение погрешности также обусловлено тем, что в этом эксперименте использовались средние расстояния до трёх космодромов (расстояния разнятся на 1000 км) и ракеты разной грузоподъёмности (энергии возмущения различались примерно в три раза).

Таблица 3. Параметры возмущающих источников и погрешности измерений V_{0i}

Номер	Космодром, болид	φ , град	λ , град	R , км	Число стартов, событий	Q , Мт ТНТ	η , %
1	Куру (Франция)	5.20N	52.73W	9541	15	$0.9 \cdot 10^{-4}$	34.8
2	Мыс Канаверал (США)	28.45N	80.53W	9366	11	$0.24 \cdot 10^{-3}$	49.9
3	Цеюань (Китай)	41.10N	100.3E	4889	10	$(0.2...0.6) \cdot 10^{-4}$	42.7
	Тайюань (Китай)	38.80N	111.50E	5861	12		
	Сичан (Китай)	28.10N	102.3E	5931	11		
4	Витимский болид (Россия)	58.27N	113.45W	4850	1	0.2	14.4
5	Байконур (Россия)	45.63N	63.26E	2010	65	$(0.4...0.8) \cdot 10^{-4}$	12.5 (день) 17.7 (ночь)
6	Плесецк (Россия)	62.70N	40.35E	1468	21	$0.4 \cdot 10^{-4}$	25.3

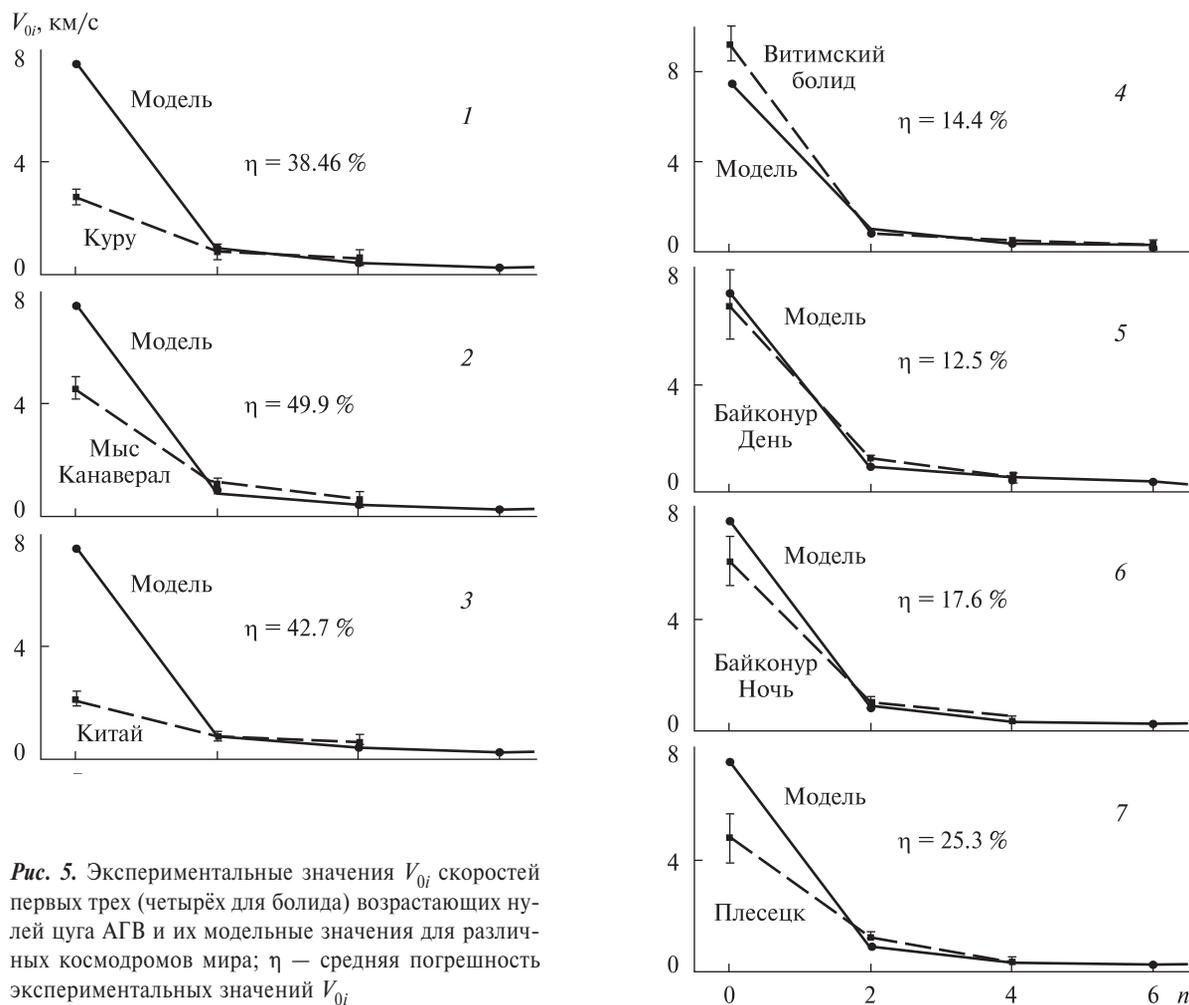


Рис. 5. Экспериментальные значения V_{0i} скоростей первых трех (четырёх для болида) возрастающих нулей цуга АГВ и их модельные значения для различных космодромов мира; η — средняя погрешность экспериментальных значений V_{0i}

Результаты сравнения модельных и экспериментальных значений скоростей V_{0i} для Витимского болида показаны на панели 4 рис. 5. В этом эксперименте погрешность уменьшилась до 14.4%. Уменьшение погрешности в 2.4...3.5 раз обусловлено тем, что высвободившаяся эквивалентная энергия взрыва (0.2 Мт ТНТ) в 830 раз превышала энергию возмущения запусками «Спейс Шаттл» и в 5000 раз превосходила энергию возмущения запусками китайских ракет. При этом следует принять во внимание, что расстояние до места взрыва Витимского болида в два раза меньше, чем расстояние до Мыса Канаверал, и сравнимо с расстоянием до космодромов Китая. Эти результаты подтверждают нелинейную связь Q и A_D , ведь погрешность уменьшилась лишь в не-

сколько раз, а энергия возмущения фактически увеличилась в 830...5000 раз.

Большая мощность взрыва болида позволила зарегистрировать не три, как во всех других экспериментах, а четыре серии колебаний. Такой эффект обсуждался выше. Сейчас лишь ещё раз подчеркнём, что увеличение числа наблюдаемых серий флуктуаций НГП с увеличением Q свидетельствует в пользу справедливости привлечения акустико-гравитационных волн для объяснения природы исследуемых пульсаций.

На панелях 1—4 рис. 5 четко прослеживается уменьшение погрешности определения скорости возрастающих нулей с увеличением их номера. Модельные значения этой скорости для первых трёх возрастающих нулей равны 7.5, 0.85 и 0.4 км/с.

Уменьшение последних двух значений скорости в 9...19 раз при постоянной дискретности временных интервалов в ракетных экспериментах, приводит к существенно меньшим погрешностям экспериментальных значений. При повышении числа усреднений и уменьшении R погрешности определения скоростей $V_{01,02,03}$ и средняя погрешность η должны уменьшиться. Это предположение подтверждается данными для 65 стартов с космодрома Байконур ($R \approx 2000$ км) и 21 старта с космодрома Плесецк ($R \approx 1500$ км), для которых погрешность составляет 13...25 % (см. панели 5—7 рис. 5 и табл. 3). Энергии возмущений для обоих космодромов достаточно близкие. Рассмотренная динамика уменьшения погрешности с увеличением номера серии колебаний говорит в пользу рассматриваемой гипотезы.

Дневные и ночные условия. Графики для космодрома Байконур показаны отдельно для дневных и ночных стартов (панели 5 и 6 на рис. 5). Днем и ночью значения η соответственно равны 12.5 и 17.7 %. Рост погрешности ночных измерений является вполне ожидаемым результатом, поскольку ночью концентрация N_m , и следовательно, ток в квазинейтральной гиротропной ионосферной плазме, на порядок меньше, чем днем. По этой же причине днём первая серия наблюдалась практически всегда, а ночью — приблизительно в 50 % случаев [26]. Погрешность определения скорости первой серии обусловлена как шагом дискретизации гистограммы, так и тем, что флуктуации первой серии имели шумоподобный характер, близкий к фоновым колебаниям [23, 24, 28, 33]. Согласно нашим предположениям трудности регистрации первой серии вызваны тем обстоятельством, что амплитуда нулевого экстремума АГВ (*onset*) является наименьшей среди последующих десяти экстремумов АГВ (см. табл. 1 и рис. 3), в результате продольный и поперечный токи, возбуждаемые начальным возрастающим нулем, значительно меньше токов, инициируемых двумя последующими возрастающими нулями.

На панели 7 рис. 5 показаны результаты для космодрома Плесецк. Для этого, самого близкого к ИП космодрома, значение $\eta = 25.3$ %, днём первая серия БВ-колебаний появлялась в 86 %

случаев, ночью — отсутствовала [26]. Вместе с тем даже ночные значения η для Байконура были меньше (17.7 %). Этот на первый взгляд неожиданный эффект мы объясняем тем, что в Плесецке часто запускались ракеты с энергией возмущения, в два раза меньшей, чем на космодроме Байконур, поэтому при различии R всего лишь в 500 км уменьшение Q в два раза привело к уменьшению амплитуды крупномасштабных АГВ и увеличению η .

Динамика погрешности. В целом высокая погрешность данных на панелях 1—4 вызвана погрешностью измерений задержки появления переднего фронта первой серии колебаний НГП, обусловленной высокой скоростью первого возрастающего нуля цуга АГВ и малой амплитудой *onset*. Снижение погрешности от 50 до 13 % при уменьшении R от 9500 до 2000 км при обработке только дневных экспериментов дополнительно свидетельствует о достоверности модельных значений V_{0i} и правильности привлечения АГВ в качестве основного источника наблюдаемых пульсаций. При этом заметим, что эксперименты выполнены в 2002—2007 гг. в разные сезоны года при высокой, средней и низкой солнечной активности, при разных уровнях магнитной активности. Все это оправдывает предположение [18, 35] о том, что в моделях V_p , V_{0i} суточными зависимостями и перечисленными факторами в первом приближении можно пренебречь. Приведенные экспериментальные факты подтверждают адекватность предложенного нами механизма генерации геомагнитных флуктуаций.

Пространственная зависимость задержек появления серий Рс5-пульсаций. Скорости возрастающих нулей. С целью выявления пространственной зависимости задержек появления серий пульсаций воспользуемся экспериментальными значениями задержек для космодромов с различными значениями R [5]. Скорректируем их с учетом времени появления каждого возрастающего нуля. Графики пространственных зависимостей задержек появления над ИП трех серий колебаний НГП иллюстрирует рис. 6, а. Здесь экспериментальные значения задержек для каждой из трех серий отмечены маркерами разного вида, а прямыми линиями показаны линейные регрес-

сии экспериментальных значений. Значения скоростей первых трех возрастающих нулей показаны над графиками регрессий, по которым они рассчитаны. Сравнение модельных и экспериментальных значений V_{0i} приводится на рис. 6, б. Погрешность этих данных составляет 58.7 %. Результаты анализа данных свидетельствуют о том, что скорости возрастающих нулей (а следовательно, и других фрагментов цуга с одинаковыми фазами) не изменяются при распространении АГВ на расстояния вплоть до 9500 км. Аналогичные результаты получены для АГВ, порожденных ядерными взрывами и извержениями вулканов [18, 35]. Поэтому неизменность скоростей V_{0i} от расстояния до источника возмущений ещё раз подтверждает, что природа пульсаций НГП связана с распространением АГВ. Ведь постоянство скоростей фрагментов цуга при произвольных его расстояниях до источника присуще только АГВ.

Время прихода серий колебаний к измерительным пунктам и погрешности его определения при исследовании Витимского болида. Этот эксперимент является наиболее качественным, поскольку выполнен при наибольшей энергии возмущения. Используем его для вычисления минимальной погрешности определения времени прихода серий колебаний к ИП. Как отмечалось выше, первая, вторая, третья и четвёртая серии колебаний начинаются над ИП после прихода первых четырёх возрастающих нулей. Они соответствуют нулям с номерами 0, 2, 4 и 6. Зарождаются указанные фрагменты цуга АГВ с задержками относительно onset, значения которых определяются выражением (1). Эти задержки и скорости распространения нулей цуга (см. табл. 2) позволяют вычислить время появления каждой серии колебаний над ИП. В табл. 4 приведены абсолютные и относительные погрешности определения экспериментальных значений времени прихода, а также модельные значения задержек и скорости распространения возрастающих нулей цуга. Как видно, время появления четвёртой серии колебаний имеет расчётную задержку 5.6 ч и абсолютную погрешность её определения 38 мин. При этом относительная погрешность задержки составляет 11 %. Первая серия при расчётной задержке появления 12.6 мин имеет аб-

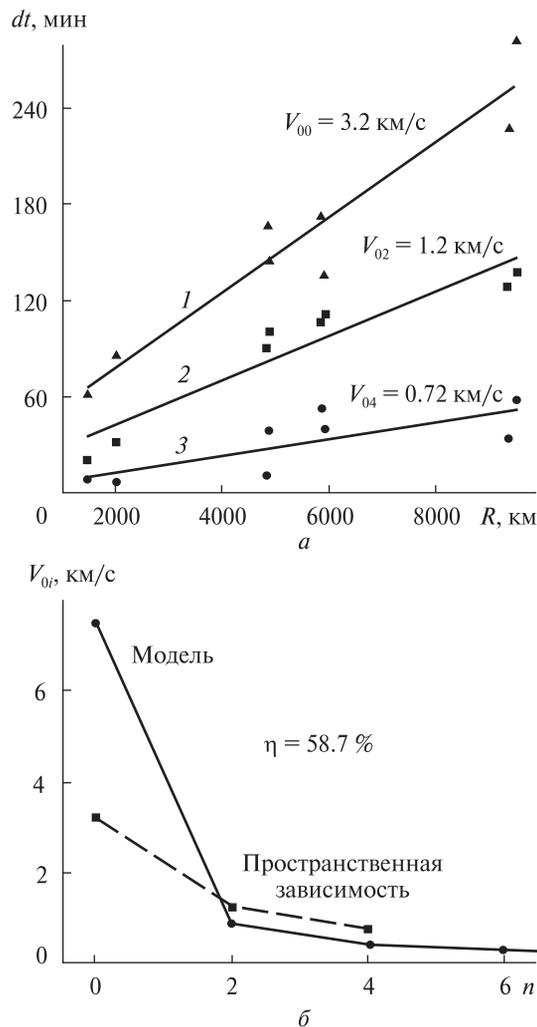


Рис. 6. а — зависимость задержек dt появления над ИП трех серий БВ-колебаний (возрастающих нулей) от расстояния R до космодромов. Прямые линии — линейные регрессии. Экспериментальные значения скоростей первых трех возрастающих нулей (V_{00} , V_{02} , V_{04}) показаны над графиками; б — модельные и экспериментальные значения V_{0i}

солютную и относительную погрешности соответственно 1.5 мин и 12 %.

Увеличение абсолютной погрешности с увеличением номера серии (см. табл. 4) мы объясняем не только увеличением длительности задержки (с 12.6 мин для первой серии до 5.6 ч — для четвёртой), но и влиянием ветра на всем протяжении трассы распространения АГВ (~ 5000 км). Например, при наиболее вероятной скорости

ветра в 0.05 км/с (на высоте z_m) [1] наибольшее влияние ветер будет оказывать на время прихода двух последних серий, скорости которых соизмеримы со скоростью ветра (см. вторую графу в табл. 4). Скорость V_{00} существенно превышает вероятную скорость ветра, находящуюся в диапазоне 0.04...0.08 км/с (на высоте z_m) [1]. Если указанную скорость ветра учесть при расчете модельных значений, то для третьей и четвертой серий колебаний погрешность определения времени прихода уменьшается приблизительно в три раза (см. табл. 4). Такой результат подтверждает важность учёта ветра при вычислении времени прихода серий колебаний.

Рост временного периода в цуге акустико-гравитационных волн. Экспериментальные данные, полученные для космодромов Байконур и Плесецк, использованы для расчета зависимости длительности временного периода АГВ (T) от времени распространения фрагментов цуга (t) при фиксированных удалениях ИП от источника возмущений. Время наблюдения середин первых двух временных периодов АГВ определялось как среднее значение времени прихода смежных возрастающих нулей. Длительность этих периодов является разностью времен прихода смежных возрастающих нулей цуга АГВ. Скорости распространения волн, возбуждаемых минимальными фрагментами цуга (на рис. 3 это точки графика), не изменяются с изменением расстояния от источника до ИП и уменьшаются с удалением фрагмента от переднего фронта АГВ [18, 35]. Поэтому зависимость $T(t)$ должна быть возрастающей.

На рис. 7 сравниваются экспериментальные и модельные зависимости $T(t)$ для $R = 1500$ км (Плесецк) и $R = 2000$ км (Байконур). Здесь модельные возрастающие зависимости соответственно для $t > 2.5$ и $t > 3.5$ ч обусловлены прохождением над ИП низкоскоростных среднemasштабных АГВ, порождённых экстремумами цуга с номерами более шести [18, 35]. Модельные кривые с $t > 1.5$ ч относятся к высокоскоростным КМ АГВ, порождающим рассматриваемые пульсации. Как видно, экспериментальные и модельные кривые качественно согласуются друг с другом, расхождение кривых с течением времени мы объясняем погрешностью экспериментальных данных.

Еще раз напомним, что в ходе зарождения цуга АГВ все его периоды равны между собой ($T = 2\tau_0$). Обнаруженное увеличение T при движении цуга подтверждает, что скорости распространения фрагментов цуга имеют отличающиеся значения, и что скорости не изменяются с изменением расстояния до источника исходного возмущения.

О чём свидетельствует линейное увеличение продолжительности и периода колебаний первых трёх серий возмущений с увеличением расстояния до космодрома. В работе [5] по всему объёму данных установлено, что с увеличением R средние значения продолжительности ΔT и периода T каждой из трёх серий возмущений возрастают по почти линейному закону. Однако такой рост линейной регрессии наблюдается лишь в интервале ее доверительных значений, поэтому может

Таблица 4. Времена прихода серий колебаний и погрешности их определения для Витимского болида

Параметр	Номер серии			
	1	2	3	4
Скорость движения возрастающих нулей, км/с	7.5	0.854	0.4041	0.2593
Расчётная задержка, ч	0.21	1.74	3.63	5.62
Разность расчётной и экспериментальной задержек, мин	-1.47	1.64	34.19	38.27
Относительная погрешность без учёта ветра, %	-11.54	1.57	15.7	11.34
Разность расчётной и экспериментальной задержек с учётом ветра, мин	-1.54	-3.59	-12.17	-12.12
Относительная погрешность с учётом ветра, %	-12.1	-3.62	6.22	-4.22

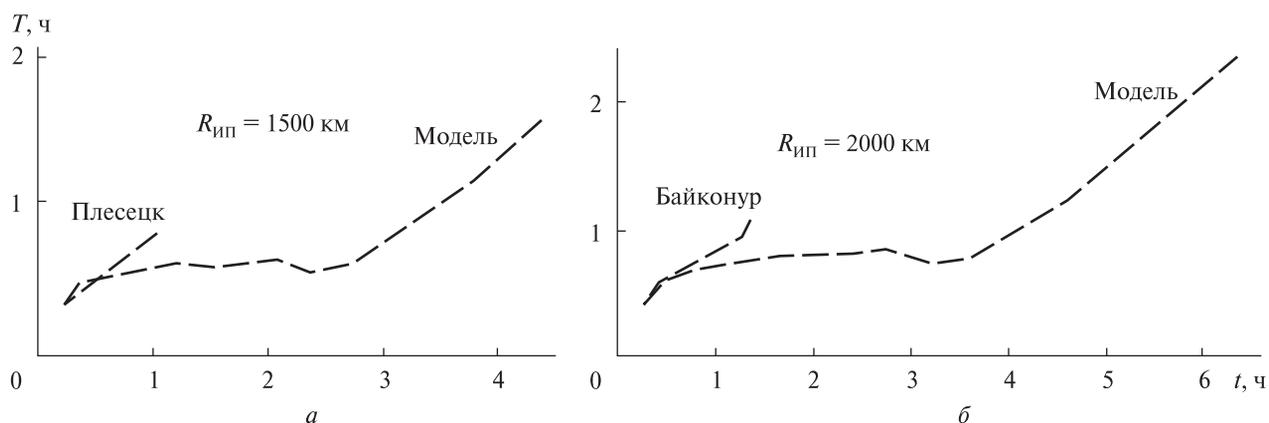


Рис. 7. Экспериментальные и модельные зависимости временного периода T от времени t распространения АГВ для $R = 1500$ км (Плесецк) и $R = 2000$ км (Байконур)

быть недостоверным. Напоминаем, с учетом погрешности измерений разброс их значений соответствует диапазону периодов T_{BV} на высотах F2-области ионосферы. Предположим, что упомянутый линейный рост зависимостей $\Delta T(R)$ и $T(R)$ всё же достоверен. Выясним возможную причину такого роста. Как отмечалось выше, число колебаний в каждой серии не более пяти, а период колебаний определяется периодом T_{BV} , наблюдаемым в области z_m . Таким образом, для каждого выбранного R значение ΔT не превосходит $\sim T_{BV}$. Поэтому ΔT и T фактически определяются значениями T_{BV} на высотах z_m , возрастающими при переходе ото дня к ночи. Можно предположить, что в большинстве случаев измерения на ИП для близких космодромов (Плесецк, Байконур) проводились ближе к дневному времени, а на более дальних (Китайские космодромы, Мыс Канаверал, Куру) — ближе к ночному времени и в ночное время. Время наблюдения для всего массива данных не приводится, поэтому проверить высказанное предположение не представляется возможным.

Обнаруженные пульсации напряженности геомагнитного поля обусловлены крупномасштабными акустико-гравитационными волнами. Оценим горизонтальный масштаб АГВ для $R = 4850$ км (расстояние от места падения Витимского болида до ИП). Выбранное расстояние — приблизительно середина диапазона удалений до использованных источников исходного возмущения. Гори-

зонтальный пространственный масштаб волны над ИП оценивался по разностям между временами наблюдения первой и второй, второй и третьей, третьей и четвертой серий магнитных флуктуаций и скоростям распространения возмущения соответствующих фрагментов цуга АГВ (полученных с учётом задержек момента генерации фрагмента относительно onset в очаге возмущения). Для ИП с упомянутым расстоянием до источника согласно модельным расчётам оказалось, что для первой и второй серий горизонтальный период $L > 12000$ км, для второй и третьей серий $L > 3000$ км.

Такие значения L относятся к КМ АГВ. Для $R = 9500$ км (расстояние до космодрома Куру и Мыс Канаверал) приведенные значения пространственного периода становятся ещё больше (увеличиваются в $9500/4850 = 1.96$ раз). Для $R = 1500$ км упомянутые выше значения L уменьшаются в $1500/4850 = 0.31$ раз, однако значения L для первой и второй, второй и третьей серий составляют 3800 и 1000 км соответственно. Эти значения L также относятся к КМ АГВ. Поэтому мы заключаем, что все наблюдаемые в экспериментальных исследованиях пульсации НГП порождены только КМ АГВ. Согласно теоретическим исследованиям [3, 8, 10] КМ АГВ фактически являются чисто поперечными волнами, распространяющимися вдоль поверхности Земли, и в которых колебания вдоль местной вертикали порождены силами тяжести и всплывтия.

ОБСУЖДЕНИЕ

Самые ранние наблюдения вариаций НГП, порождённые стартами ракет с космодрома Байконур, опубликованы в работе [17]. Они получены в 1999 — 2001 гг. предположительно для запусков ракет типа «Союз» и «Протон». В этих исследованиях наблюдались короткопериодические (с периодом около 3...13 мин) и длиннопериодические (140 мин) флуктуации НГП. Они обнаруживались соответственно спустя 2...4 мин и 10...15 мин после стартов ракет. Расстояния между ИП и космодромом равнялось 1040 км, между ИП и ближайшим активным участком траектории ракет — около 800 км. Скорости передних фронтов короткопериодических и длиннопериодических флуктуаций по нашим оценкам составляли соответственно 4.3...8.7 км/с и 1.2...1.7 км/с. В этих экспериментах последовательности серий колебаний с частотой БВ не были обнаружены. Поэтому мы полагаем, что наблюдаемые эффекты могли быть обусловлены иными механизмами порождения возмущений. Размах возмущений для периодов 3...13 мин составлял до 20 нТл, что существенно больше размаха вариаций, обусловленных флуктуациями с частотой БВ, для которых амплитуда обычно составляет несколько нанотесла (редко 10...15 нТл). Мы считаем, что в экспериментах [17] возможные флуктуации с частотой БВ могли быть незамеченными на фоне вариаций со значительно большими амплитудами.

С целью дополнительной проверки адекватности предложенного механизма рассмотрим суперпозицию составляющих полей \mathbf{V}_{par} и \mathbf{V}_{tran} . При наличии только колебаний поперечного тока будут наблюдаться лишь флуктуации H -компонента с периодом, в 2.5 раза превышающим период T_{BV} . В эксперименте же всегда наблюдаются флуктуации обоих компонентов, что исключает наличие только поперечного тока. Вместе с тем, если есть лишь вариации продольного тока, то должны обнаруживаться *синфазные* осцилляции обоих горизонтальных компонентов геомагнитного поля. Однако, как показал наш анализ, экспериментальные флуктуации горизонтальных компонентов геомагнитного поля,

как правило, не являются синфазными. Мы объясняем это следующей причиной. H -компонент представляет собой суперпозицию расположенных в плоскости магнитного меридиана составляющих полей \mathbf{V}_{par} и \mathbf{V}_{tran} . Поля \mathbf{V}_{par} и \mathbf{V}_{tran} имеют разные периоды колебаний, что нарушает синфазность результирующих флуктуаций с флуктуациями \mathbf{V}_{par} . D -компонент определяется практически только вектором \mathbf{V}_{par} . Таким образом, только одновременное существование \mathbf{j}_{par} и \mathbf{j}_{tran} , позволяет объяснить наличие флуктуаций H - и D -компонентов и отсутствие их синфазности.

Как повысить надёжность экспериментальных результатов. Погрешность определения экспериментальной зависимости $V_{0i}(i)$ можно существенно уменьшить (что особенно важно для $i = 0$), если при анализе регистраций временных вариаций геомагнитного поля ограничиться лишь надёжно регистрируемыми сериями пульсаций. Если по перечисленным выше причинам сложно выявить ту или иную серию флуктуаций, то этот фрагмент регистрации следует игнорировать.

Применение пульсаций напряжённости геомагнитного поля для наземной диагностики параметров акустико-гравитационных волн. Ранее диагностика АГВ наземными средствами выполнялась только по характеристикам ПИВ, порождаемых в ходе распространения АГВ на ионосферных высотах. Параметры ПИВ определялись по измерениям ионозондов, с использованием трансionoсферного зондирования низко- и среднеорбитальных ИСЗ и др. Однако ПИВ наиболее эффективно проявляются только в тех регионах, где направление распространения АГВ составляет угол с плоскостью геомагнитного меридиана не более $\varphi_{ИП} = 20...30^\circ$ [18, 35]. Это препятствует изучению свойств АГВ по всем азимутам их распространения. Вместе с тем пульсации НГП генерируются при *любом* направлении прихода АГВ на ИП: их проявление слабо зависит от угла между плоскостью магнитного меридиана и азимутом распространения АГВ. Даже при колебаниях воздуха в АГВ ортогонально магнитному полю будут наблюдаться пульсации D -компонента.

Поэтому флуктуации НГП возможно использовать для диагностики параметров АГВ по всем

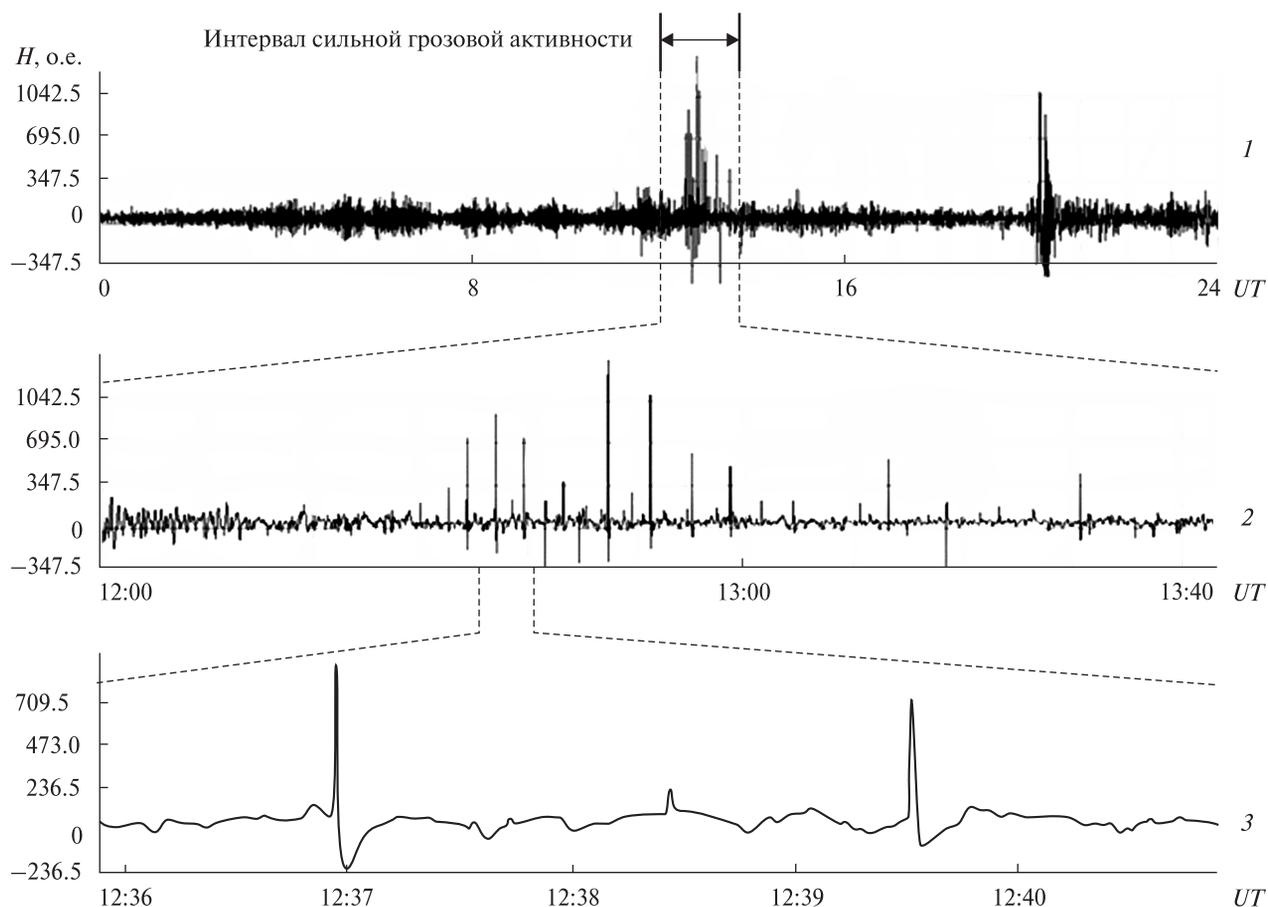


Рис. 8. Пример суточной наземной регистрации H -компонента геомагнитного поля с интервалом сильной грозовой активности (панель 1) и фрагменты этого интервала с большим временным разрешением (панели 2 и 3)

направлениям (азимутам) их распространения от источника (повсеместно). Есть принципиальная возможность определения местоположения источника АГВ по регистрациям флуктуаций НГП при измерении горизонтальных составляющих в трёх разнесённых ИП или по изменению направления вектора геомагнитного поля в одном ИП. Эта возможность может оказаться востребованной, например, в глобальной системе контроля ядерных взрывов.

Мощные токи в нейтральной атмосфере не порождают пульсации напряжённости геомагнитного поля. Мы установили, что токи молниевых разрядов в нейтральной приповерхностной атмосфере не приводят к флуктуациям геомагнитного поля с периодом T_{BV} . При этом амплитуда таких токов более чем на несколько порядков

превышает амплитуды рассмотренных выше продольного и поперечного токов в ионосфере. На рис. 8 показан пример суточной наземной регистрации H -компонента геомагнитного поля с интервалом сильной грозовой активности (панель 1) и фрагменты этого интервала с большей временной разрешающей способностью (панели 2 и 3). Как видно, формы возмущений от различных разрядов молний подобны (см. панель 3), однако ни один из разрядов не порождает упомянутые выше серии колебаний геомагнитного поля с периодом T_{BV} (см. панели 2 и 3). Это заключение ещё раз подтверждает нашу гипотезу о том, что наблюдаемые серии колебаний генерируются возмущениями, вызванными распространением АГВ на ионосферных высотах, а не в нейтральной атмосфере.

В результате проведенного исследования можно заключить, что после удаленных локальных энерговыделений параметры наблюдаемых на ИП флуктуаций НГП удовлетворительно объясняются предложенной в настоящей работе моделью проявления нового физического явления. Вместе с тем эта модель нуждается в дальнейшем совершенствовании, поскольку отдельные экспериментальные эффекты ею не объясняются.

ВЫВОДЫ

Акустико-гравитационная волна возбуждает над измерительным пунктом на ионосферных высотах серии флуктуаций напряжённости геомагнитного поля. Разработана модель генерации магнитных флуктуаций, приводятся экспериментальные данные, подтверждающие адекватность этой модели. Использование модели позволяет по наземным измерениям напряжённости геомагнитного поля осуществлять диагностику параметров акустико-гравитационных волн для всех направлений их распространения от источника генерации.

Автор благодарен К. П. Гармашу за разработанную им программу просмотра регистраций магнитных пульсаций, консультации по работе магнитометра-флюксметра и проведенные многолетние измерения геомагнитных флуктуаций. Выражаю признательность С. Г. Леусу за разработку аппаратуры и проведение многолетних измерений, проф. Л. Ф. Черногору, М. А. Шамоте за изучение нового физического явления, В. Л. Дорохову за настойчивую критику и активное участие в формировании гипотезы, и проработке отдельных элементов механизма возникновения пульсаций геомагнитного поля, как следствия распространения АГВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972. — 563 с.
2. Афраймович Э. Л., Едсмский И. К., Вейков С. В. и др. Перемещающиеся волновые пакеты, генерируемые солнечным терминатором в верхней атмосфере // Оптика атмосферы и океана. — 2009. — 22, № 8. — С. 753—759
3. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1988. — 528 с.
4. Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам ракет и полетам космических аппаратов // Космічна наука і технологія. — 2007. — 13, № 6. — С. 87—98.
5. Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с различных космодромов мира // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 1. — С. 31—43.
6. Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Статистические характеристики флуктуаций электромагнитного поля Земли // Радиофизика и радиоастрономия. — 2003. — 8, № 2. — С. 163—180.
7. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974. — 256 с.
8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
9. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. ВУЗов. Радиофизика. — 1999. — 1. — С. 3—25.
10. Данилов А. Д., Казимировский Э. Я., Вергасова Г. В., Хачикян Г. Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. — Л.: Гидрометеиздат, 1987. — 271 с.
11. Клейменова Н. Г. Геомагнитные пульсации // Модель Космоса. — М.: МГУ, 2007. — Т. 1. — С. 611—626.
12. Куницын В. Е., Сураев С. Н., Ахмедов Р. Р. Моделирование распространения акустико-гравитационных волн в атмосфере для различных поверхностных источников // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. — 2007. — № 2. — С. 59—63.
13. Лизунов Г. В., Леонтьев А. Ю., Скороход Т. В. Изучение динамики ионосферы в проекте «Ионосфера-Микро» // Космический проект «Ионосфера-Микро». — Киев: Академперіодика, 2013. — С. 26—45.
14. Лизунов Г. В., Скороход Т. В. Планетарное распределение среднemasштабных атмосферных гравитационных волн по данным спутниковых измерений // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 1. — С. 40—45.
15. Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Т. Возмущение электромагнитного поля Земли. — Л.: Ленинградский ун-т, 1976. — 271 с.
16. Самсонов С. Н., Плотников И. Я., Сайбек Д. Г., Ватерман Ю. Связь параметров солнечного ветра с высокоширотными магнитными пульсациями // Космічна наука і технологія. — 2006. — 12, № 1. — С. 80—84.
17. Соколова О. И., Краснов В. М., Николаевский Н. Ф. Изменения геомагнитного поля под влиянием запусков ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и астрономия. — 2003. — 43, № 4. — С. 561—565.
18. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Дорохов В. Л. Пространственно-временная динамика перемещающихся ионосферных возмущений // Космічна наука і технологія. — 2016. — 22, № 5. — С. 3—70.

19. Федоренко А. К. Определение периода акустико-гравитационных волн на основе прямых спутниковых измерений // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 24—32.
20. Федоренко Ю. П. Ответ на комментарий Г. В. Лизунова по статье «Пространственно-временная динамика перемещающихся ионосферных возмущений» // Космічна наука і технологія. — 2017. — **23**, № 2. — С. 52—67.
21. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Дорохов В. Л. Определение параметров крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений при помощи радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитальных навигационных ИСЗ // Вісник Харків. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка. — 2012. — № 1010, вип. 20. — С. 97—112.
22. Черногор Л. Ф. Колебания электромагнитного поля, вызванные пролетом Витимского болида 24 сентября 2002 г. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2012. — **51**, № 1. — С. 119—132.
23. Черногор Л. Ф. Радиофизические и геомагнитные эффекты стартов ракет. — Харьков: Харьков. нац. ун-т, 2009. — 382 с.
24. Черногор Л. Ф. Флуктуации геомагнитного поля вблизи г. Харькова, сопровождавшие старты ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия. — 2009. — **49**, № 3. — С. 403—415.
25. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Волновые возмущения геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Плесецк // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 3. — С. 29—38.
26. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации поля, сопутствующие стартам с космодромов КНР // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 4. — С. 92—99.
27. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов Мыс Канаверал и Куру // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 6. — С. 89—98.
28. Шамота М. А. Магнитометрический мониторинг высокоэнергетических процессов в геокосмосе: Дис. канд. физ.-мат. наук. — Харьков, 2011. — 153 с.
29. Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н. и др. Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // Радиофизика и радиоастрономия. — 2004. — **9**, № 2. — С. 130—151.
30. Abdu M. A., Bhattacharyya A., Pancheva D., (Editors) Aeronomy of the Earth's atmosphere and ionosphere. — London, New York: Springer, 2011. — 480 p.
31. Beynon W. J. G. Evidence of horizontal motion in region F2 ionization // Nature. — 1948. — **162**, N 4127. — P. 887.
32. Cai H. T., Yin F., Ma S. Y., McCrea I. W. Observations of AGW/TID propagation across the polar cap: a case study // Ann. geophys. — 2011. — **29**. — P. 1355—1363.
33. Chernogor L. F., Blaunstein H. Radiophysical and geomagnetic effects of rocket burn and launch in the near-earth environment. — London, New York: CRC Press Taylor & Francis Group. Roca Roton, 2014. — 542 p.
34. Fedorenko A. K., Bepalova A. V., Cheremnykh O. K., Kryuchkov E. I. A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere // Ann. geophys. — 2015. — **33**. — P. 101—108. — www.ann-geophys.net/33/101/2015/doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
35. 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.
36. Francis S. H. A theory of medium-scale traveling ionospheric disturbances // J. Geophys. Res. — 1974. — **79**, N 34. — P. 5245—5260.
37. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review // J. Atmos. and Terr. Phys. — 1975. — **37**, N 6—7. — P. 1011—1054.
38. Godin O. A., Zobotin N. A., Bullett T. W. Acoustic-gravity waves in the atmosphere generated by infragravity waves in the ocean // Earth, Planets and Space. — 2015. — **67**:47. — doi:10.1186/s40623-015-0212-4.
39. Hines C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. — 1960. — **38**. — P. 1441—1481.
40. Hocke K., Schlegel K. A. Review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982—1995 // Ann. geophys. — 1996. — **14**. — P. 917—940.
41. 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.
42. Jacobs J. A., Kato Y., Matsushita S., Troitskaya V. A. Classification of geomagnetic micropulsations // J. Geophys. Res. — 1964. — **69**. — P. 180—181.
43. Liu C. H., Yeh K. C. Exciting of acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere // Tellus. — 1971. — **23**. — P. 150—163.
44. Martyn D. F. Cellular atmospheric waves in the ionosphere and troposphere // Proc. Roy. Soc. — 1950. — A201. — P. 216—234.
45. Munro G. H. Short-period changes in the F region of the ionosphere // Nature. — 1948. — **162**, N 4127. — P. 886—887.
46. Nielson D. L. The effects of nuclear-burst-produced acoustic gravity waves on HF communication systems // Effects of atmospheric acoustic gravity waves on electromagnetic wave propagation (NATO AGARD Conf. Proc.). — 1972. — **115**. — P. 509—512.
47. Rolland L. M., Lognonné P., Astafyeva E., et al. The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake // Earth, Planets and Space. — 2011. — **63**. — P. 1—11.
48. 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.

49. Welles H. W., Watts J. M., George D. E. Detection of rapidly moving ionospheric clouds // *Phys. Rev.* — 1946. — **69**. — P. 540—541.
50. 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 15.12.16

REFERENCES

1. *Abdu M. A., Bhattacharyya A., Pancheva D.* (Editors). *Aeronomy of the Earth's atmosphere and ionosphere*, 480 p. (Springer, New York, London, 2011).
2. *Afraimovich E. L., Edmsky I. K., Voeikov S. V., et al.* Travelling Wave Packets Generated by Solar Terminator in Upper Atmosphere. *Optika atmosfery i okeana*, **22** (N 8), 753—759 (2009) [in Russian].
3. *Alpert Y. L.* Propagation of EM waves and the Ionosphere, 563 p. (Nauka, Moscow, 1972) [in Russian].
4. *Beynon W. J. G.* Evidence of Horizontal Motion in Region F2 Ionization. *Nature*, 162 (N 4127), 887 (1948).
5. *Bryunelli B. Ye., Namgaladze A. A.* Physics of Ionosphere, 528 p. (Nauka, Moscow, 1988) [in Russian].
6. *Cai H. T., Yin F., Ma S. Y., McCrea I. W.* Observations of AGW/TID Propagation Across the Polar Cap: a Case Study. *Ann. Geophys.*, **29**, 1355—1363 (2011).
7. *Chernogor L. F., Blaunstein H.* Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment, 542 p. (New York: CRC Press Taylor & Francis Group. Boca Roton, London, 2014).
8. *Chernogor L. F.* Fluctuations of the Electromagnetic Field Caused by the Span of the Vitim Bolide on September 24, 2002. *Geomagnetizm i aeronomiya*, **51** (N 1), 119—132 (2012) [in Russian].
9. *Chernogor L. F.* Fluctuations of the Geomagnetic Field Near the City of Kharkov Accompanying Missile Launches From the Baikonur Cosmodrome. *Geomagnetizm i aeronomiya*, **49** (N 3), 403—415 (2009) [in Russian].
10. *Chernogor L. F.* Radiophysical and Geomagnetic Effects of Missile Launches, 382 p. (Khar'kovskiy natsional'nyy universitet, Khar'kov, 2009) [in Russian].
11. *Chernogor L. F., Shamota M. A.* Geomagnetic Pulsations Accompanying Missile Launches From Cape Canaveral and Kourou Cosmodromes. *Kosm. nauka tekhnol.*, **14** (N 6), 89—98 (2008) [in Russian].
12. *Chernogor L. F., Shamota M. A.* Geomagnetic Pulsations of the Field Accompanying the Launches From the Cosmodromes of the PRC. *Kosm. nauka tekhnol.*, **14** (N 4), 92—99 (2008) [in Russian].
13. *Chernogor L. F., Shamota M. A.* Wave Perturbations of the Geomagnetic Field Accompanying the Launches of Rockets From the Plesetsk Cosmodrome. *Kosm. nauka tekhnol.*, **14** (N 3), 29—38 (2008) [in Russian].
14. *Danilov A. D., Kazimirovskii E. J., Vergasova G. V., Khachikian G. J.* Meteorological Effects in the Ionosphere, 272 p. (Gidrometeoizdat, Leningrad, 1987) [in Russian].
15. *Fedorenko A. K., Bespalova A. V., Cheremnykh O. K., Kryuchkov E. I. A* Dominant Acoustic-Gravity Mode in the Polar Thermosphere. *Ann. geophys.*, **33**, 101—108 (2015). — www.ann-geophys.net/33/101/2015/doi:10.5194/angeo-33-101-2015.
16. *Fedorenko A. K.* Determination of Acoustic-Gravity Wave Periods on Basis of Direct Satellite Measurements. *Kosm. nauka tekhnol.*, **16** (N 6), 24—32 (2010) [in Russian].
17. *Fedorenko Yu. P.* Response of the Authors to the Commentary by G. V. Lizunov on Our Paper “Spatio-Temporal Dynamics of Traveling Ionospheric Disturbances”. *Kosm. nauka tekhnol.*, **23** (N 2), 52—67 (2017) [in Russian].
18. *Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., Dorohov V. L.* Diagnostics of Parameters of Large-Scale Traveling Ionospheric Disturbances With the Help Radioscopy Ionosphere by Signals Low-Orbital Navigating Satellites. *Visn. Kharkiv Karazin Nat. Univ., Ser.: Radiofiz. Elektron.*, **20** (1010), 97—112 (2012) [in Russian].
19. *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).
20. *Francis S. H. A* Theory of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances. *J. Geophys. Res.*, **79** (N 34), 5245—5260 (1974).
21. *Francis S. H.* Global Propagation of Atmospheric Gravity Waves: A review. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, **37** (N 6-7), 1011—1054 (1975).
22. *Garmash K. P., Leus S. G., Chernogor L. F., Shamota M. A.* Geomagnetic Pulsations Accompanying Missile Launches From Various Space Launch Facilities in the World. *Kosm. nauka tekhnol.*, **15** (N 1), 31—43 (2009.) [in Russian].
23. *Garmash K. P., Leus S. G., Chernogor L. F., Shamota M. A.* Statistical Characteristics of of the Earth's Electromagnetic Field Fluctuations. *Radiofizika i radioastronomiya*, **8** (N 2), 163—180 (2003) [in Russian].
24. *Garmash K. P., Leus S. G., Chernogor L. F., Shamota M. A.* Variations of the Geomagnetic Field Accompanying the Launches of Rockets and Flights of Space Vehicles. *Kosm. nauka tekhnol.*, **13** (N 6), 87—98 (2007) [in Russian].
25. *Gershman B. N.* Dynamics of Ionospheric Plasma, 256 p. (Nauka, Moscow, 1974) [in Russian].
26. *Godin O. A., Zobotin N. A., Bullett T. W.* Acoustic-Gravity Waves in the Atmosphere Generated by Infragravity Waves in the Ocean. *Earth, Planets and Space*, 67:47, doi:10.1186/s40623-015-0212-4 (2015).
27. *Gossard E. E., Hooke W. H.* Waves in the Atmosphere, 532 p. (Mir, Moscow, 1978) [in Russian], Transl. from Eng., 456 p. (Elsevier, Amsterdam, Netherlands, 1975).
28. *Grigor'yev G. I.* Acoustic-Gravity Waves in the Earth's Atmosphere (review). *Izv. VUZov Radiofizika*, **1**, 3—25 (1999) [in Russian].
29. *Hines C. O.* Internal Atmospheric Gravity Waves at Ionospheric Heights. *Can. J. Phys.*, **38**, 1441—1481 (1960).

30. Hocke K., Schlegel K. A Review of Atmospheric Gravity Waves and Traveling Ionospheric Disturbances: 1982—1995. *Ann. geophys.*, 14, 917—940 (1996).
31. Hunsucker R. D. Atmospheric Gravity Waves Generated in the High-Latitude Ionosphere: A Review. *Revs Geophys. and Space Phys.*, 20 (N 2), 293—315 (1982).
32. Jacobs J. A., Kato Y., Matsushita S., Troitskaya V. A. Classification of Geomagnetic Micropulsations. *J. Geophys. Res.*, 69, 180—181 (1964).
33. Kleimenova N. G. Geomagnetic pulsations, 611—626 (Model of Space, Vol. 1, MGU, Moscow, 2007) [in Russian].
34. Kunitsyn W. E., Suraev S. N., 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].
35. Liu C. H., Yeh K. C. Exciting of Acoustic-Gravity Waves in an Isothermal Atmosphere. *Tellus.*, 23, 150—163 (1971).
36. Lizunov G. V., Leontiev A. Yu., Skorokhod T. V. Study of Ionosphere Dynamics in the Project "Ionosphere-Micro", 26—45 (2013). V knizhe Kosmicheskiiy proyekt «Ionosfera-Mikro», 218 p. (Akademperiodika, Kiyev, 2013) [in Russian].
37. Lizunov G. V., Skorokhod T. V. Planetary Distribution of Medium-Scale Atmospheric Gravity Waves Obtained From Satellite Measurements. *Kosm. nauka tekhnol.*, 16 (N 1), 40—45 (2010) [in Russian].
38. Martyn D. F. Cellular Atmospheric Waves in the Ionosphere and Troposphere. *Proc. Roy. Soc.*, A201, 216—234 (1950).
39. Munro G. H. Short-Period Changes in the F Region of the Ionosphere. *Nature*, 162 (N 4127), 886—887 (1948).
40. Nielson D. L. The Effects of Nuclear-Burst-Produced Acoustic Gravity Waves on HF Communication Systems. *Effects of atmospheric acoustic gravity waves on electromagnetic wave propagation, NATO AGARD Conference Proceedings*, 115, 509—512 (1972).
41. Pudovkin M. I., Raspopov O. M., Kleimenova N. T. Perturbation of the Earth's Electromagnetic Field, 271 p. (Leningradskiy universitet, Leningrad, 1976) [in Russian].
42. Rolland L. M., Lognonn P., Astafyeva E., et al. The Resonant Response of the Ionosphere Imaged After the 2011 of the Pacific Coast of Tohoku Earthquake. *Earth, Planets and Space*, 63, 853—857 (2011).
43. Row R. V. Acoustic-Gravity Waves in the Upper Atmosphere Due to a Nuclear Detonation and an Earthquake. *J. Geophys. Res.*, 72 (N 5), 1599—1610 (1967).
44. Samsonov S. N., Plotnikov I. Ya., Saibek D. G., Waterman Yu. The Relationship Between Solar Wind Parameters and High-Latitude Magnetic Pulsations. *Kosm. nauka tekhnol.*, 12 (N 1), 80—84 (2006) [in Russian].
45. Shamota M. A. Magnetometric Monitoring of High-Energy Processes in the Geocosmos, 153 p. (Dissertatsiya na soiskaniye uchenoy stepeni kandidata fiziko-matematicheskikh nauk, Kharkiv, 2011) [in Russian].
46. Sokolova O. I., Krasnov V. M., Nikolaevsky N. F. Changes in the Geomagnetic Field Under the Influence of Missile Launches from the Baikonur Cosmodrome. *Geomagnetizm i aeronomiya*, 43 (N 4), 561—565 (2003) [in Russian].
47. Tyrnov O. F., Fedorenko Y. P., Dorohov V. L. Spatio-Temporal Dynamics of Traveling Ionospheric Disturbances. *Kosm. nauka tekhnol.*, 22 (N 5), 3—70 (2017) [in Russian].
48. Welles H. W., Watts J. M., George D. E. Detection of Rapidly Moving Ionospheric Clouds. *Phys. Rev.*, 69, 540—541 (1946).
49. Yampolsky Yu. M., Zalizovsky A. V., Litvinenko L. N., et al. Variations of the Magnetic Field in the Antarctic and Conjugate Region (New England) Stimulated by Cyclonic Activity. *Radiofizika i radioastronomiya*, 9 (N 2), 130—151 (2004) [in Russian].
50. Yeh K. C., Liu C. H. Acoustic-Gravity Waves in the Upper Atmosphere. *Revs Geophys. and Space Phys.*, 12 (N 2), 193—216 (1974).

Ю. П. Федоренко

Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна

**ЗБУДЖЕННЯ НАЗЕМНИХ
ГЕОМАГНІТНИХ ПУЛЬСАЦІЙ PC5
АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНИМИ ХВИЛЯМИ**

У наземних вимірювальних пунктах, віддалених від локального енерговиділення в атмосфері на відстані 1500...10000 км, спостерігаються від двох до чотирьох серій флуктуацій напруженості геомагнітного поля. У роботі показано, що ці флуктуації збуджуються великомасштабними акустико-гравітаційними хвилями, що прийшли до вимірювальних пунктів від місць енерговиділення — стартів потужних ракет і падіння великого метеорита.

Ключові слова: серії флуктуацій напруженості геомагнітного поля; великомасштабні акустико-гравітаційні хвилі, місця локального енерговиділення, старту потужних ракет, падіння великого метеорита.

Yu. P. Fedorenko

V. N. Karazin National University of Kharkiv, Ukraine

**EXCITATION OF GROUND-BASED GEOMAGNETIC
PULSATIONS PC5 BY ACOUSTIC-GRAVITY WAVES**

We analyze two to four series of geomagnetic field intensity fluctuations, which were observed at the ground-based measuring stations located at distances of 1500...10000 km from the source of local energy release in the atmosphere. We evaluate and explain that these fluctuations are excited by large-scale acoustic-gravity waves generated by powerful rocket launches and a large meteorite fall.

Keywords: geomagnetic field fluctuation, large-scale acoustic-gravitational wave, local energy release, powerful rocket launch, large meteorite fall.