**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН**

# СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ**

Основан в 1963 г.

**ВЫПУСК 25**

**(138)**

ИЗДАТЕЛЬСТВО СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

2014

Солнечно-земная физика: сб. науч. тр. / Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН
Вып. 1 (1963) – Новосибирск: Издательство СО РАН,
2015 – ISSN 0135-3748.
Вып. 25 (138) – 2014. – 57 с. – 150 экз.

УДК 350.338.2, 523.98, 533.9, 537.874.7, 537.591, 550.385, 551.513, 621.371.3, 621.376.3

В настоящий сборник вошли статьи с результатами теоретических и экспериментальных исследований по солнечно-земной физике. В области физики Солнца, магнитосферы и ионосферы Земли представлены работы по исследованию развития магнитной активности Солнца в текущем цикле. Изложены современные представления о природе неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и ее проявлениях в плазме солнечной короны, межпланетной среды и на границе магнитосферы Земли. Выполнен анализ возможности определения момента первичного контакта неоднородности солнечного ветра с магнитопаузой. Представлены расчеты отношений основных газовых составляющих $[O]/[N_2]$ и $[O_2]/[O]$ на высотах ниже максимума ионосферного слоя F1 в спокойных и возмущенных геомагнитных условиях разных сезонов минимума 23/24 цикла солнечной активности. В настоящем сборнике представлены также работы по распространению радиоволн и некоторым вопросам, касающимся нижней атмосферы на высотах тропосферы и стратосферы.

Сборник представляет интерес для специалистов в области солнечно-земной физики и в смежных областях знаний, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

The issue includes papers based on results of theoretical and experimental research on solar-terrestrial physics. In the field of solar physics, physics of the Earth's magnetosphere and ionosphere, some papers are presented on the research into development of the Sun's magnetic activity in the current cycle. Modern conceptions of Kelvin–Helmholtz instability and its manifestation in solar corona plasma, interplanetary medium and at the boundary of the Earth's magnetosphere are given. The possibility for determining the moment of the primary contact of solar wind inhomogeneity with the magnetopause is analyzed. The computation of $[O]/[N_2]$ and $[O_2]/[O]$ ratios of main gas components at heights below the maximum of F1 ionosphere layer under quiet and disturbed geomagnetic conditions of different periods of 23/24 solar cycle minimum is presented. The issue also includes studies on radio wave propagation and some problems concerning the lower atmosphere at the troposphere and stratosphere heights.

The issue is of interest to specialists in solar-terrestrial physics and adjacent scientific areas, as well as to postgraduates and undergraduates.

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ**

Академик РАН Г.А. Жеребцов (гл. редактор), доктор физико-математических наук А.С. Потапов (зам. гл. редактора), доктор физико-математических наук А.В. Михалев (отв. редактор), доктор физико-математических наук А.С. Леонович, доктор физико-математических наук А.В. Мордвинов, кандидат физико-математических наук М.А. Черниговская

Утверждено к печати Федеральным государственным бюджетным учреждением науки
Институтом солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН

© Институт солнечно-земной физики СО РАН, 2014

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 3–9*

УДК 523.98

# КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ И ИНВЕРСИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОЛЮСАХ СОЛНЦА В ТЕКУЩЕМ ЦИКЛЕ

**[1]А.В. Мордвинов, [1]А.А. Головко, [1, 2]С.А. Язев**

# ACTIVITY COMPLEXES AND REVERSAL OF THE MAGNETIC FIELD ON THE SUN'S POLES IN THE CURRENT SOLAR CYCLE

**[1]A.V. Mordvinov, [1]A.A. Golovko, [1, 2]S.A. Yazev**

Выполнен анализ развития магнитной активности Солнца в текущем цикле. Эволюция комплексов активности изучена в соотношении со вспышечной активностью Солнца. На примере конкретных событий прослежено образование униполярных магнитных областей после распада долгоживущих комплексов активности. Широтно-временной анализ магнитных полей показал перенос униполярных магнитных областей к полюсам Солнца. Установлено, что северо-южная асимметрия магнитной активности в текущем цикле является причиной асинхронности инверсии магнитного поля на северном и южном полюсах Солнца.

We analyzed evolution of the magnetic activity on the Sun in the current cycle. Evolution of activity complexes was studied in correlation with solar flare activity. We used some events to examine the formation of unipolar magnetic regions after the decay of long-term activity complexes. According to the latitude-time analysis, the unipolar magnetic regions are transported to the Sun's poles. The north-south asymmetry of magnetic activity in the current cycle was found to be responsible for the asynchronous reversal of the magnetic field on the Sun's north and south poles.

## Введение

После эпохи высокой солнечной активности, которая наблюдалась в XX в., в настоящее время наметился ее спад. Для объяснения этой тенденции был предложен ряд гипотез, основанных на теоретических моделях и интерпретации наблюдений [Livingston, Penn, 2009; Karak, Choudhuri, 2012]. Было установлено, что 24-й текущий 11-летний цикл приходится на фазу спада векового и 200-летнего циклов, что также дает основания для ожидания невысокого уровня активности Солнца в обозримом будущем [см, например, Обридко, Шельтинг, 2009; Mordvinov, Kramynin, 2010]. Текущий цикл характеризуется рядом нетипичных особенностей, поэтому анализ развития активности в 24-м цикле актуален при изучении свойств цикличности Солнца в режиме относительно низкого уровня активности. Изучение таких особенностей важно и для понимания общих закономерностей в поведении солнечной активности, ее долговременных изменений.

Магнитное поле Солнца имеет многомасштабную и иерархическую организацию. Согласно современным представлениям, полоидальная и тороидальная компоненты глобального магнитного поля Солнца испытывают взаимные превращения в течение 11-летнего и 22-летнего магнитного циклов и взаимодействуют с магнитными полями локальных активных областей (АО). Важную роль в этих процессах играет перенос магнитного потока меридиональными течениями в поверхностных слоях Солнца [Choudhuri et al., 1995]. Всплывающие из недр Солнца сегменты тороидального магнитного поля приводят к образованию АО. Кроме того, известно, что развитие магнитной активности Солнца имеет импульсный характер и происходит неравномерно по широте и долготе. Особенности всплывающих магнитных потоков, их интенсивность и распределение по широте и долготе определяют индивидуальность каждого 11-летнего цикла, включая северо-южную асимметрию.

Среди АО особое место занимают те, которые развиваются в составе комплексов активности (КА) – крупномасштабных магнитных образований, включающих в себя несколько (иногда несколько десятков) индивидуальных АО, последовательно и/или одновременно развивающихся в составе системы общего магнитного поля КА. Период активного существования КА на стадии существования пятен в отдельных случаях достигает года и более. Показано, что большинство сильных вспышек наблюдается преимущественно в КА. Это связано в первую очередь с тем, что в пределах КА систематически происходит всплывание новых магнитных потоков, при этом новые поля взаимодействуют с ранее существовавшими. После распада КА структура их магнитных полей упрощается, поля рассеиваются в окружающей фотосфере, образуя обширные магнитные области разной полярности. Униполярные магнитные области (УМО) хвостовых полярностей, вследствие закона Джоя оказываясь на более высоких широтах по сравнению с областями головных полярностей, эффективнее переносятся в полярные широты благодаря меридиональным течениям и диффузии. Согласно эмпирической концепции Бэбкока–Лейтона, именно УМО, достигая полярных гелиоширот, приводят в конечном итоге к инверсии магнитных полей на полюсах. Такая точка зрения не противоречит наблюдениям и описана в рамках теории динамо в вариантах, учитывающих меридиональные течения. Изучение данных наблюдений эволюции магнитного поля Солнца подтвердило основные положения концепции Бэбкока–Лейтона и позволило понять особенности инверсии магнитного поля на полюсах в предыдущих циклах активности [Mordvinov, Yazev, 2014]. Новые данные об обращении полярных магнитных полей Солнца в 24-м цикле важны для понимания природы солнечного магнетизма и его циклических изменений.

В настоящей работе выполнен комплексный анализ развития солнечной активности в текущем цикле. Изучена вспышечная активность Солнца в связи с его пятнообразовательной деятельностью. На конкретных примерах рассмотрено образование УМО после распада КА. Дальнейшая эволюция УМО, их перенос в полярные зоны Солнца исследованы в текущем цикле.

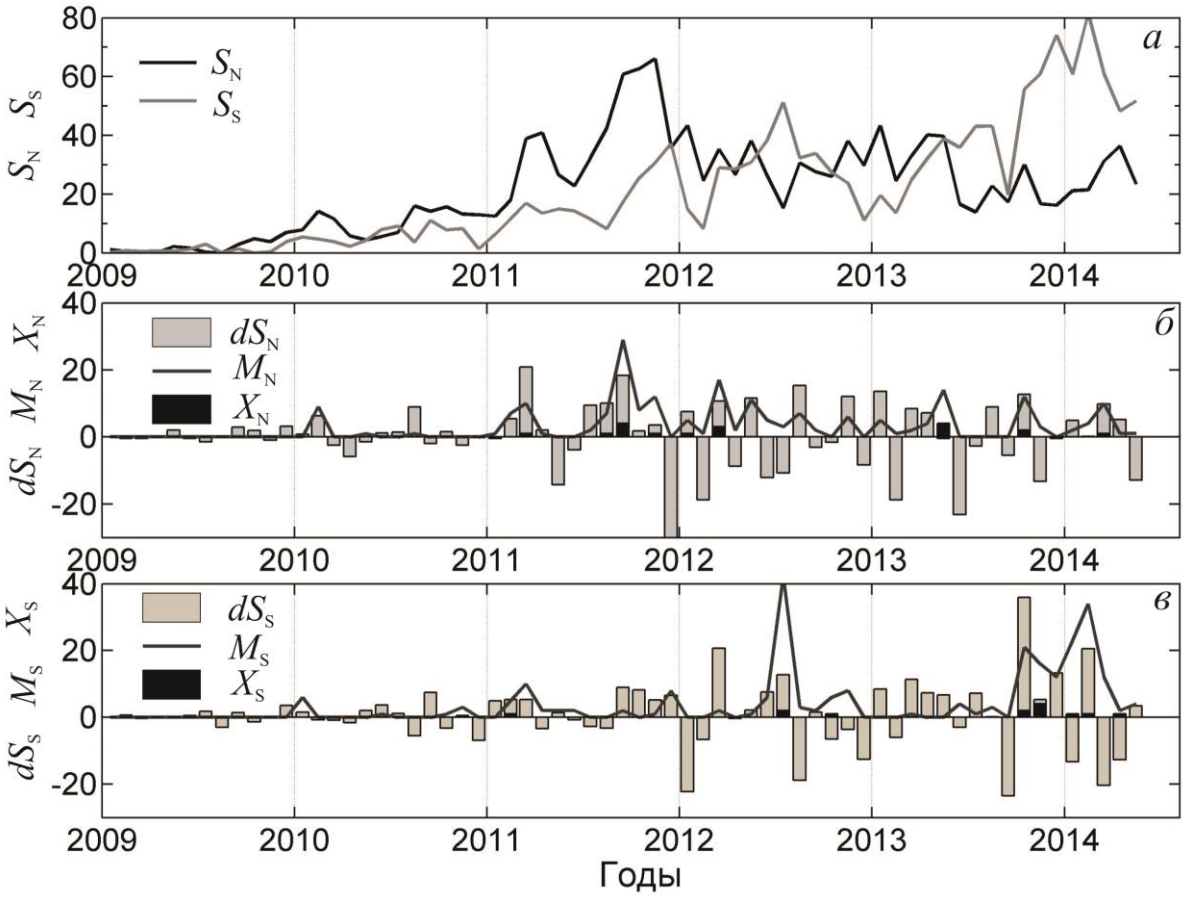



*Рис. 1.* Изменения среднемесячных чисел солнечных пятен в северном и южном полушариях Солнца (*а*); среднемесячные числа вспышек классов M, X в сравнении с приращением чисел пятен для северного (*б*) и южного (*в*) полушарий.

**1. Северо-южная асимметрия солнечной активности Солнца в текущем цикле**

Текущий 24-й цикл начался в декабре 2008 г. Последующее развитие активности характеризовалось ее сравнительно медленным ростом. Общий уровень активности Солнца в текущем цикле оказался значительно ниже, чем в предшествующих, и близок уровню циклов 12, 14 и 16, которые традиционно считаются низкими. Еще одна особенность текущего цикла состоит в том, что он начался после глубокого и затяжного минимума.

Важное свойство развития солнечной активности в цикле состоит в том, что она имеет импульсный характер [Язев, 2012]. На фоне медленного роста в начале цикла появлялись отдельные всплески (импульсы) активности нарастающей амплитуды, которые практически полностью определяли пятнообразовательную деятельность северного полушария Солнца, в то время как в южном полушарии пятен было значительно меньше. Следует отметить, что указанные импульсы были связаны прежде всего с динамикой КА [Язев, 2012], хотя в их пределах наблюдалось, как правило, только около половины всех АО, наблюдавшихся на Солнце. На фазе роста 24-го цикла импульсы активности, связанные с КА, происходили синхронно, хотя существенно отличались по амплитуде. Так, первый КА в северном полушарии появился через 13 оборотов после минимума 23/24-го циклов (первый импульс), в южном – только через 21 оборот во время второго импульса, происходившего в северном полушарии. Начиная с эпохи после первичного максимума цикла характер развития КА в северном и южном полушариях стал существенно различаться.

На рис. 1, *а* показаны изменения относительных чисел солнечных пятен в северном ($S_N$) и южном ($S_S$) полушариях Солнца. В 2009–2011 гг. магнитная активность Солнца преобладала в северном полушарии. Здесь раньше появились КА, их мощность и время жизни существенно превышали аналогичные характеристики КА южного полушария. В ноябре 2011 г. магнитная активность северного полушария достигла своего наивысшего уровня, обеспечив эпоху первичного максимума цикла (максимум сглаженной кривой был достигнут в феврале 2012 г.). В середине 2012 г. магнитная активность южного полушария впервые превысила уровень активности северного полушария. С этого момента активность в северном и южном полушариях развивалась в противофазе: рост активности в одном из полушарий сопровождался ее синхронным уменьшением в другом (рис. 1, *а*). На рубеже 2013–2014 гг. мощный импульс пятнообразования в южном полушарии обеспечил наступление вторичного максимума цикла, в эпоху которого активность Солнца достигла своего абсолютного максимума в текущем цикле.

Аналогичный характер северо-южной асимметрии демонстрирует вспышечная активность

Солнца. На рис. 1, *б*, *в* показаны изменения количества суммированных за месяц солнечных вспышек классов M, X для северного и южного полушарий Солнца ($M_N$, $M_S$ и $X_N$, $X_S$), соответственно. Наибольшие значения индекса вспышечной активности приходятся на периоды высокой пятенной активности, когда на Солнце наблюдаются мощные КА, что выглядит вполне естественным. При всплывании нового магнитного потока внутри долгоживущих КА создаются условия для повышенной вспышечной активности и возникновения мощных протонных вспышек [Банин, Язев, 1989; Mordvinov et al., 2004, Ишков, 2005; Исаева, Язев, 2013].

Поскольку долгоживущие КА существуют в течение нескольких месяцев, изменения магнитного потока удобно характеризовать разностями среднемесячных значений соответствующего индекса. На рис. 1, *б*, *в* столбчатые диаграммы, заштрихованные серым цветом, представляют разности чисел пятен $dS$ для северного $S_N$ и южного $S_S$ полушарий Солнца. Простое сопоставление индексов активности показывает, что, как правило, большее число вспышек приходится на периоды быстрого роста пятенной активности, когда появляются крупные группы солнечных пятен и формируются КА со сложной конфигурацией магнитного поля.

Чтобы оценить количественно это соотношение, были построены зависимости количества вспышек класса M от приращений среднемесячных значений чисел Вольфа отдельно в северном и южном полушариях Солнца. Наличие погрешностей в определении индексов активности приводит к большим флуктуациям в оценках их разностей, поэтому исходные кривые были сглажены фильтром с весами (0.25, 0.5, 0.25). Сглаженные распределения приведены на рис. 2. Видно, что они характеризуются четко выраженной асимметрией относительно нуля. Так, наибольшее число вспышек в северном полушарии произошло при $dS$=10, а в южном полушарии – при $dS$=15. Смысл полученного соотношения состоит в том, что при всплывании новых магнитных потоков вероятность возникновения вспышек выше, чем при убывании магнитного потока.

Выход нового магнитного потока, образование и распад АО во многом определяют развитие солнечной активности в текущем цикле, характер его северо-

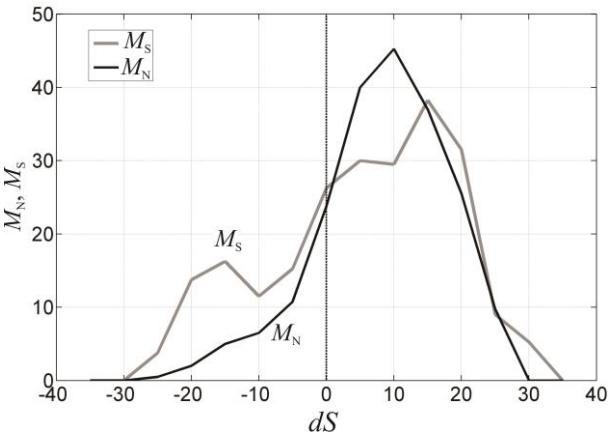



*Рис. 2.* Число вспышек класса M для северного и южного полушарий Солнца в зависимости от приращений среднемесячных чисел пятен в соответствующих полушариях.

южной асимметрии. Важное свойство развития солнечной активности в цикле состоит в том, что она имеет импульсный характер (рис. 1, *а*). При этом всплывание магнитных полей происходит неравномерно по поверхности Солнца. Активные области, возникающие вблизи максимумов долготного распределения, формируют долгоживущие КА и активные долготы.

На рис. 3, *а*, *б* приведены долготно-временные распределения магнитных потоков Солнца в текущем цикле. На диаграммах показаны распределения средних абсолютных значений магнитных потоков, суммированных по синоптическим картам SOLIS в интервалах широт 0–30° и –30–0°, для северного и южного полушарий соответственно. Всплывающие магнитные потоки, неравномерно распределенные по гелиографической долготе, характеризуются значительной северо-южной асимметрией и асинхронным ходом в разных полушариях. Всплеск активности в северном полушарии, который наблюдался в конце 2011 г., в оборотах 2114–2116 сопровождался выходом магнитного потока в интервале долгот 50–70° (см. рис. 3, *а*). Эти потоки связаны с развитием КА 24N10, согласно каталогу [Язев, 2012]. В ядре этого КА наблюдались основные АО NOAA № 11295 и 11298 (2114 оборот), № 11314 (2115 оборот), № 11341 и 11342 (2116 оборот), помимо других небольших АО в окрестностях этого КА.

В южном полушарии максимальные значения магнитных потоков наблюдались в 2012 г. (обороты 2124–2126), концентрируясь в интервале долгот 80–100°. Здесь в это время возникали следующие АО в составе КА 24S10: крупные АО № 11504 и № 11505 (2124 оборот), крупная АО № 11520 (2125 оборот), АО № 11545 и несколько небольших АО рядом с ней (2126 оборот).

Выход значительных магнитных потоков наблюдался и в 2013–2014 гг. В этот период АО были распределены в широком диапазоне долгот, не показывая такой высокой степени концентрации, которая наблюдалась в отмеченных выше двух КА.

Анализ локализации КА на диаграмме кэррингтоновская долгота – время приводит к выводу о существовании перестроек КА, когда они заканчивают свое существование на одних долготах и рождаются на других [Головко, Куклин, 1993]. Можно выделить четыре крупных перестройки в долготном распределении КА, которые произошли в кэррингтоновских оборотах 2106–2107 (январь–март 2011 г.), 2120–2121 (февраль–март 2012 г.), 2139–2142 (июль–октябрь 2013 г.) и 2148 (март–апрель 2014 г.). Если сопоставить эти периоды со сглаженной кривой чисел Вольфа, то первая перестройка приходится на резкое возрастание уровня активности в начале ядра цикла, вторая перестройка – на резкое падение кривой чисел Вольфа после первого максимума и новое возрастание, третья перестройка – на резкое возрастание уровня активности перед вторичным максимумом, четвертая перестройка – на начало падения уровня активности после вторичного максимума цикла. Максимумы вспышечной активности соответствовали периодам максимальной степени развития КА [Yazev, 2009].

## 2. Эволюция комплексов активности и образование униполярных магнитных областей

В начале цикла на протяжении длительного времени солнечные пятна не наблюдались, а фоновые

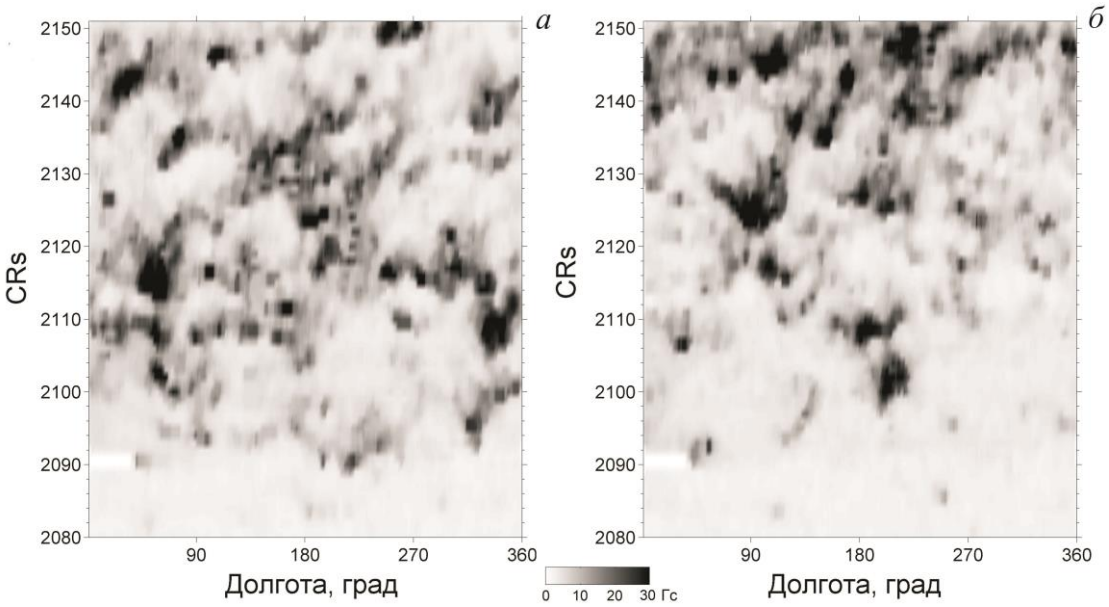



*Рис. 3*. Долготно-временные распределения магнитных потоков для северного (*а*) и южного (*б*) полушарий Солнца в текущем цикле.

магнитные поля были очень слабыми и фрагментарными. На рис. 4, *а* показана синоптическая карта для кэррингтоновского оборота 2079, который соответствовал началу текущего цикла (январь–февраль 2009 г.). В таких условиях оказалось возможным обнаружение сравнительно слабых магнитных полей УМО, которые сформировались после распада первых КА, и прослеживанию их дальнейшей эволюции [Мордвинов, Язев, 2013].

Причинно-следственные соотношения между КА, их остаточными магнитными полями и высокоширотными УМО хорошо заметны в начале текущего цикла на фоне слабых фоновых полей. По мере роста активности образовались КА, после распада которых остаточные магнитные поля рассеялись в фотосфере и образовали УМО. На рис. 4, *б* показана синоптическая карта магнитных полей для кэррингтоновского оборота 2102. Распределение слабых магнитных полей изображено в полутоновой шкале, при этом на северном полюсе Солнца доминировала отрицательная полярность (серый цвет), а на южном – положительная (белый цвет).

В октябре 2010 г. (оборот 2102) в северном полушарии уже сформировались крупные КА. Черным цветом отмечены области относительно сильных локальных магнитных полей (>200 Гс по модулю), наблюдавшихся в девяти предшествующих кэррингтоновских оборотах. Поскольку сильные магнитные поля связаны с АО, при суперпозиции этих полей за девять предшествующих оборотов обнаруживаются концентрации, которые показывают положение долгоживущих КА. Несколько таких долгоживущих КА видны на синоптической карте (рис. 4, *б*), что характеризует предысторию пятенной активности для данного оборота.

После распада АО, существовавших в предшествующих оборотах, их магнитные поля рассеивались в фотосфере и переносились меридиональными течениями в высокие широты, образуя УМО. В северном полушарии от КА, с центрами на гелиографических долготах $L$=80°, 220°, 330°, в сторону высоких широт протянулись УМО положительной полярности. Так, например, на месте КА, центр которого находился на долготе $L$=220°, после его распада образовалась хорошо выраженная УМО положительной (хвостовой) полярности, отмеченная штриховой стрелкой.

В том же кэррингтоновском обороте в южном полушарии на долготе $L$=210° наблюдались КА и связанная с ним УМО ведущей (положительной) полярности. Этот случай выглядит, как некоторая аномалия, хотя подобные ситуации наблюдаются нередко. Возможно, они связаны с нарушением закона Джоя в предшествующих АО, когда их головные пятна расположены дальше от экватора, чем хвостовые. Наблюдения показывают, что при типичных наклонах осей магнитных биполей АО УМО хвостовых полярностей образуются чаще и достигают более высоких широт. УМО отрицательной полярности, доминирующие в южном полушарии, характеризуются меньшей протяженностью. Эти остаточные поля образовались после распада КА с центрами на гелиодолготах $L$=45°,130°, 205°. Таким образом, в начале цикла КА однозначно ассоциируются с возникающими после их распада УМО хвостовых полярностей.

В период максимума активности существует много КА и соотношение между УМО и предшествующими КА уже не столь очевидно. На синоптической карте магнитных полей в обороте 2149 (рис. 4, *в*) показаны также предшествующие КА. Причинно-следственные связи между КА и УМО наблюдаются, хотя картина в целом выглядит гораздо сложнее. После переполюсовки магнитного поля на северном полюсе (май 2013 г.) в полярной зоне северного полушария наблюдаются слабые поля противоположных полярностей с небольшим преобладанием положительной полярности. В южном полушарии КА

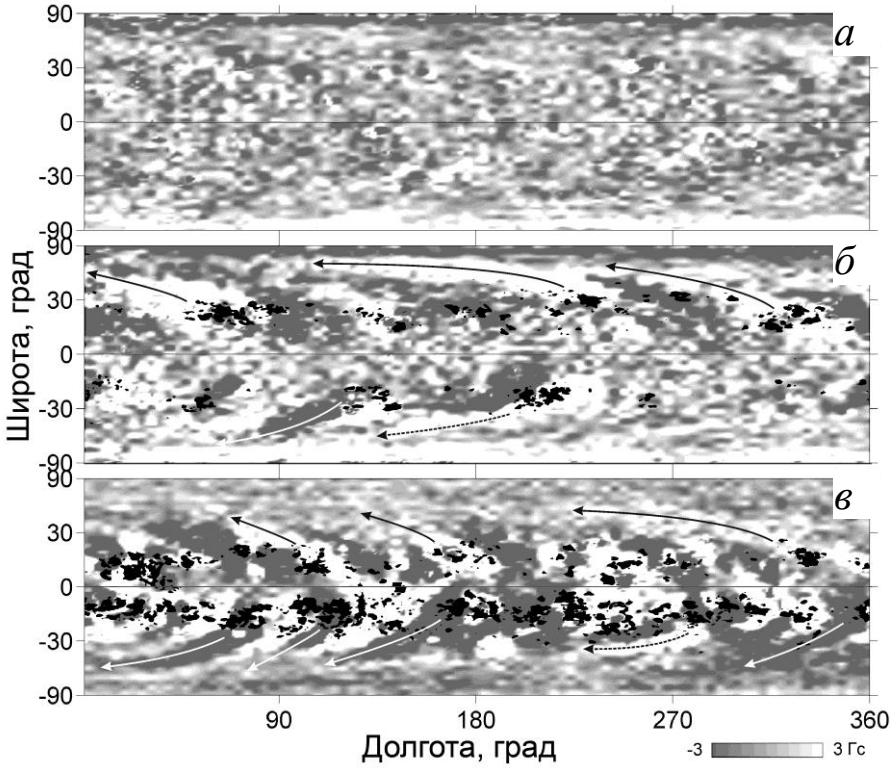



*Рис. 4.* Синоптические карты магнитного поля Солнца в кэррингтоновских оборотах 2079 (*а*), 2102 (*б*) и 2149 (*в*). Показаны области положительной (белый цвет) и отрицательной (серый цвет) полярностей. Черным цветом обозначены локальные магнитные поля АО (>200 Гс по модулю), суммированные за девять предшествующих оборотов.

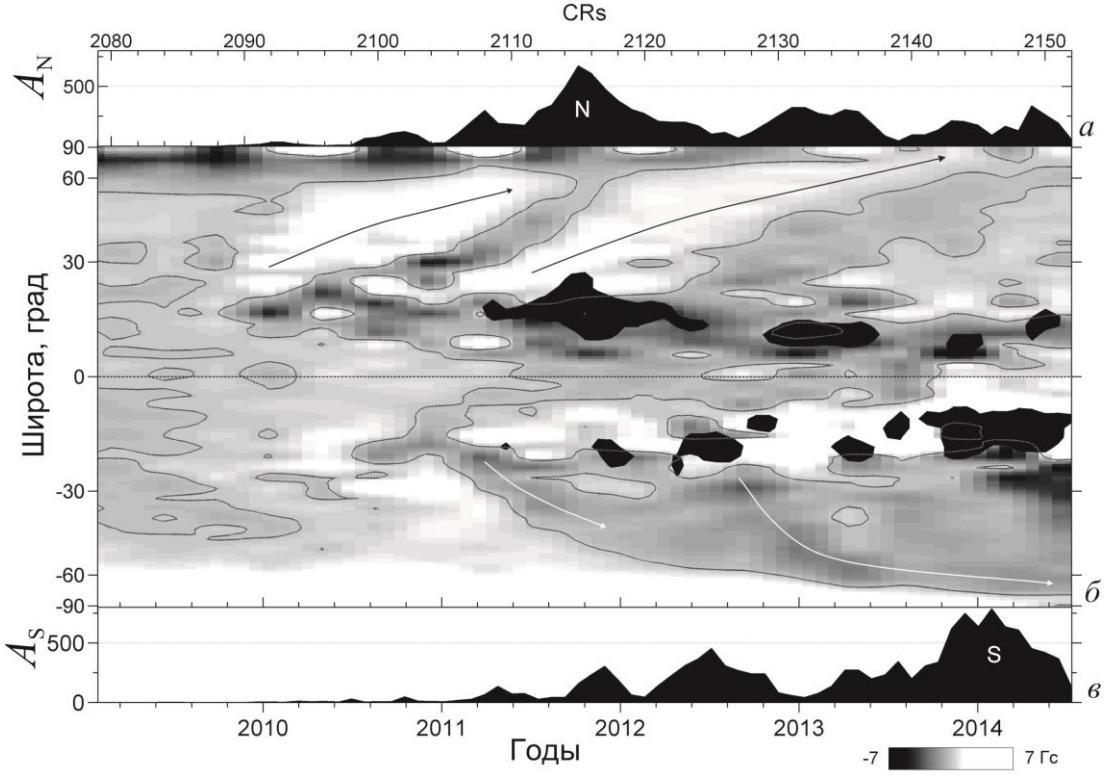



*Рис. 5.* Изменения площадей солнечных пятен в северном ($A_N$) и южном ($A_S$) полушариях Солнца (*а*, *в*); широтно-временная диаграмма магнитных полей (*б*), на которую нанесено распределение площадей солнечных пятен (черный цвет).

появились позже и после их распада образовались обширные УМО преимущественно отрицательной полярности (рис. 4, *в*). Эти УМО вплотную приблизились к южному полюсу Солнца. Протяженные УМО, связанные с дрейфующими остаточными полями, отмечены стрелками.

После образования УМО их дальнейшая эволюция определяется дифференциальным вращением Солнца и меридиональными течениями, которые переносят остаточные магнитные поля в высокие широты. Детальный анализ высокоширотных УМО хвостовой полярности показал, что они действительно достигали полярной зоны в северном полушарии в 2010 и 2011 гг., приводя к кратковременным сменам знака магнитного поля на северном полюсе [Мордвинов, Язев, 2013]. На рис. 5, *а*, *в* показаны изменения суммарных площадей солнечных пятен в северном ($A_N$) и южном ($A_S$) полушариях Солнца, выраженные в миллионных долях полусферы (м.д.п). Выше отмечено, что на фазе роста цикла наблюдались импульсы активности в северном и южном полушариях, при этом в северном полушарии долгоживущие КА появились раньше, чем в южном. В южном полушарии мощные КА появились в 2012 г. (см. рис. 4, *в*, 5, *в*), образуя концентрированные магнитные кластеры. После распада этих КА сформировались УМО преимущественно отрицательной полярности, которые достигли высоких широт (см. рис. 4, *б*) и фактически предопределили инверсию магнитного поля на южном полюсе.

### 3. Инверсия полярных магнитных полей Солнца в текущем цикле

Более полную картину всплывающих магнитных потоков, их последующую эволюцию дают широтно-временные диаграммы, построенные по усредненным синоптическим картам магнитных полей [Мордвинов, Язев, 2013; Mordvinov, Yazev, 2014]. С использованием аналогичного подхода к анализу текущего цикла синоптические карты магнитных полей усреднялись по долготе. Таким образом, были получены широтные распределения усредненных магнитных полей, по которым оборот к обороту построена широтно-временная диаграмма. На рис. 5, *б* представлена такая диаграмма, отражающая динамику магнитных полей за период 2009–2014 гг. (обороты 2079–2150). Области, в которых доминирует положительная либо отрицательная полярности, показаны белым и серым цветами соответственно. Линии раздела полярностей обозначены черными контурами. Полученное таким образом широтно-временное распределение магнитных полей было очищено от погрешностей и шумов с помощью вейвлет-преобразования без децимации.

Обратимся к рис. 5. В начале цикла сильные магнитные поля и солнечные пятна появились на широтах около ±30°, затем зоны пятнообразования постепенно сместились к экватору (закон Шперера). На широтах ниже ±30° области, занятые ведущими полярностями (отрицательная полярность в северном полушарии и положительная в южном), смещаются к экватору вместе с зонами длительного пятнообразования (показаны черным цветом). В широтно-временном распределении слабых магнитных полей наблюдаются наклонные структуры, которые начинаются вблизи зон интенсивного пятнообразования и уходят в сторону высоких широт. Эти структуры связаны с остаточными магнитными полями, которые возникают после распада КА и переносятся меридиональной циркуляцией в высокие широты.

В начале 2010 г. в северном полушарии наблюдался слабый импульс активности. После распада КА, связанных с этим импульсом, образовались УМО положительной полярности. Слабые поля от первого импульса достигли высоких широт, при этом уменьшилась область, занятая отрицательной полярностью (линия раздела полярностей сместилась к полюсу). Мощный всплеск активности в 2011 г. привел к образованию УМО, которая примерно через полтора года достигла полярной зоны Солнца и привела к смене знака магнитных полей вблизи северного полюса.

Нередко наряду с УМО хвостовых полярностей наблюдаются и УМО ведущих полярностей. Так, вслед за повышением активности, которое наблюдалось во второй половине 2010 г., в северном полушарии на широтах около 30° сформировалась УМО отрицательной полярности, которая достигла северной полярной зоны примерно через год. Аналогичным образом после всплеска активности в 2012 г. сформировалась УМО отрицательной (ведущей) полярности, которая к лету 2014 г. достигла широты около 74°.

В начале цикла в южном полушарии наблюдалась УМО ведущей полярности, охватывающая интервал долгот 100–230° (см. рис. 4, *а*). В соответствии с этим в 2010–2011 гг. на широтно-временной диаграмме (см. рис. 5, *б*) виден дрейф УМО положительной полярности в высокие широты. С приближением этой УМО к полярной зоне положительной полярности общая широтная протяженность полярной зоны увеличилась. С 2009 г. до середины 2014 г. вблизи южного полюса доминировала положительная полярность, при этом ее широтная протяженность постепенно уменьшалась начиная с середины 2011 г.

Развитие пятенной активности в южном полушарии отставало от того, что наблюдалось в северном. Импульсы активности в 2011–2013 гг. и последующий распад КА привели к формированию четырех УМО отрицательной полярности (см. рис. 5). Эти УМО медленно дрейфовали в сторону высоких широт и вплотную приблизились к южному полюсу. Такое расположение высокоширотных УМО фактически предопределяет переполюсовку на южном полюсе в ближайшее время (статья написана в июле 2014 г.).

В полярной зоне северного полушария картина сложнее. В 2009–2012 гг. широтная протяженность области отрицательной полярности уменьшалась, при этом в 2010–2013 гг. наблюдались чередования полярностей на северном полюсе (рис. 5). Такие регулярные чередования отчасти являются артефактом: они происходили из-за периодических ограничений видимости полярных областей, которые связаны с наклоном оси вращения Солнца относительно плоскости земной орбиты. Амплитуда годовой вариации, связанной с изменениями условий видимости северной полярной области из-за движения Земли по своей орбите, оказалась больше по сравнению с южной полярной областью из-за того, что вблизи северного полюса существовали магнитные поля противоположной полярности (см. рис. 4, *а*, *б*). Эти высокоширотные УМО положительной полярности достигали высоких широт и вносили свой вклад в кратковременные изменения знака магнитного поля на северном полюсе.

С начала 2013 г. на северном полюсе стала доминировать положительная полярность, хотя эпизодически появлялись слабые магнитные поля отрицательной полярности. Оценки усредненных по долготе полей показывают, что смена знака доминирующей полярности произошла в мае 2013 г. В этом смысле можно утверждать, что на северном полюсе Солнца произошла переполюсовка магнитного поля. При этом следует отметить, что в начале 2014 г. вблизи северного полюса снова наблюдались отрицательные магнитные поля.

Таким образом, асинхронное развитие пятнообразовательной активности в северном и южном полушариях Солнца, неоднородности в распределении КА привели к существенной асимметрии в образовании УМО. Дальнейшая их эволюция и перенос в сторону высоких широт меридиональными потоками определили асинхронный характер хода инверсии полярных магнитных полей в 24-м цикле. К моменту написания данной статьи (июль 2014 г.) на обоих полюсах Солнца уже больше года доминирует положительная полярность.

**Выводы**

Развитие солнечной активности в текущем 24-м цикле характеризуется значительной северо-южной асимметрией и неоднородным распределением КА по долготе. Первичный максимум активности пришелся на 2011 г., когда пятнообразовательная активность преобладала в северном полушарии. В южном полушарии солнечная активность развивалась с запозданием и достигла уровня, сопоставимого с активностью северного полушария, в 2012 г. Вторичный максимум пятенной активности Солнца имел место в конце 2013 – начале 2014 г., когда магнитная активность южного полушария достигла наивысшего уровня. Периоды всплывания нового магнитного потока сопровождались повышенной вспышечной активностью. Распределение всплывающих магнитных потоков по широте и долготе и их интенсивность определяют особенности текущего цикла и характеризуют свойства вспышечного ансамбля в целом.

Изучена смена знака магнитных полей на полюсах Солнца и ее особенности в текущем цикле. Эволюция КА изучена в связи с формированием УМО после распада КА. На примере конкретных событий прослежен перенос УМО в полярные зоны Солнца, а также их вклад в инверсию полярных магнитных полей. Показано, что неравномерное распределение КА по полушариям в текущем цикле и их существенная северо-южная асимметрия привели к асинхронности инверсии магнитного поля на северном и южном полюсах Солнца.

Инверсия магнитного поля на северном полюсе произошла в мае 2013 г., после чего в полярной зоне северного полушария наблюдались слабые поля противоположных полярностей с небольшим преобладанием положительной полярности. В южном полушарии КА появились позже и после их распада образовались обширные униполярные области отрицательной полярности, которые к концу 2014 г. достигли южного полюса Солнца и предопределили инверсию магнитного поля. Сделан вывод, что именно КА вносят основной вклад в формирование униполярных областей, дрейфующих к полюсам и приводящих в конечном итоге к переполюсовкам полярных магнитных полей Солнца. Асинхронное развитие КА привело к асинхронности процесса переполюсовки в текущем цикле по полушариям.

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта № 2 СО РАН – Академия наук Монголии «Комплексы активности в период максимума солнечного цикла».

*СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Банин В.Г., Язев С.А. Площадки длительной активности на нисходящей ветви солнечного цикла № 21 // Кинематика и физика небесных тел. 1989. Т. 5, № 4. С. 62–68.

Головко А.А., Куклин Г.В. Глобальная организация проявлений солнечной активности и переломные точки солнечного цикла. Солнечный цикл. Физико-технический институт РАН. СПб., 1993. С. 56–72.

Исаева Е.С., Язев С.А. Рентгеновские вспышки и комплексы активности на Солнце // Солнечно-земная физика. 2013. Вып. 22. С. 3–11.

Ишков В.Н. Солнечные экстремальные события: история, осуществление, прогноз // Солнечно-земная физика. 2005. Вып. 8. С. 19–23.

Мордвинов А.В., Язев С.А. Распад комплексов активности и формирование корональных дыр на Солнце // Астрон. журн. 2013. Т. 90, № 6. С. 491–500.

Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Некоторые аномалии эволюции глобальных и крупномасштабных магнитных полей на Солнце как предвестники нескольких предстоящих невысоких циклов // Письма в АЖ. 2009. Т. 35, № 4. С. 279–285.

Язев С.А. Каталог комплексов активности на Солнце на фазе роста 24-го цикла Швабе–Вольфа // Изв. ИГУ. Сер. Науки о Земле. 2012. Т. 5, № 2. С. 295–303.

Choudhuri A.R., Schussler M., Dikpati M. The solar dynamo with meridional circulation // Astron. Astrophys. 1995. V. 303. P. L29.

Karak B.B., Choudhuri A.R. Quenching of meridional circulation in flux transport dynamo models // Solar Phys. 2012. V. 278. P. 137–148. DOI: 10.1007/s11207-012-9928-5.

Livingston W., Penn M. Are sunspots different during this solar minimum? // EOS. 2009. V. 90, N. 30. P. 257–264.

Mordvinov A.V., Kramynin A.P. Long-term changes in sunspot activity, occurrence of grand minima and their future tendencies // Solar Phys. 2010. V. 264. P. 269–278.

Mordvinov A.V., Salakhutdinova I.I., Plyusnina L.A., et al. The topology of background magnetic fields and solar flare activity // Solar Phys. 2004. V. 211. P. 241–253.

Mordvinov A.V., Yazev S.A. Reversals of the Sun's polar magnetic fields in relation to activity complexes and coronal holes // Solar Phys. 2014. V. 289. P. 1971–1981.

Yazev S.A. Longitudinal factor in the spatial distribution of high-power solar flares // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49, N 7. P. 871–878.

[1]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*
[2]*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 10–20*

УДК 550.383, 523.98

# ПРОЯВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КЕЛЬВИНА–ГЕЛЬМГОЛЬЦА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА, СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ И МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

**В.В. Мишин, В.М. Томозов**

Светлой памяти Н.П. Коржова посвящается

# MANIFESTATIONS OF KELVIN–HELMHOLTZ INSTABILITY IN THE SOLAR ATMOSPHERE, SOLAR WIND AND GEOMAGNETOSPHERE

**V.V. Mishin, V.M. Tomozov**

Dedicated to the blessed memory of N.P. Korzhov

Изложены современные представления о природе неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (КГ) и ее проявлениях в плазме солнечной короны, межпланетной среды и на границе магнитосферы Земли. Коротко изложены основные результаты теории неустойчивости КГ, полученные в линейном приближении. При анализе данных наблюдений, подтверждающих возникновение неустойчивости КГ в различных магнитных образованиях солнечной корональной плазмы, используются классические результаты, полученные в приближении несжимаемости. То же приближение используется для описания неустойчивости на дневной границе магнитосферы. Особое внимание уделено влиянию сжимаемости при анализе неустойчивости сверхзвуковых сдвиговых течений в солнечном ветре (СВ) и на границе геомагнитного хвоста. Известно, что на сверхзвуковых сдвиговых течениях продольные относительно направления скорости возмущения устойчивы в приближении тангенциального разрыва [Ландау, 1944]. Поэтому в большинстве работ, учитывающих только продольные возмущения, принято считать сверхзвуковые сдвиговые течения устойчивыми. В настоящей работе учтены косые – наклонные относительно вектора скорости – возмущения и показана их определяющая роль в неустойчивости сверхзвуковых сдвиговых течений. Их фазовая скорость существенно меньше скорости течения, а величина инкремента и ширина области частот значительно больше, чем у продольных возмущений. Подчеркнуто, что магнитное поле и неоднородность плотности плазмы, которые уменьшают инкремент неустойчивости дозвуковых сдвиговых течений, в случае сверхзвукового перепада скорости уменьшают стабилизирующее влияние сжимаемости среды и могут значительно усилить неустойчивость. Эффективная раскачка косых возмущений сверхзвуковой неустойчивостью КГ объясняет присутствие магнитозвуковых волн и формирование размытых сдвиговых течений в СВ и пограничных слоев дальнего геомагнитного хвоста, а также перенос энергии и импульса из СВ в магнитосферу.

We present the modern views on the nature of the Kelvin–Helmholtz (KH) instability and its manifestations in plasma of the solar corona, interplanetary medium and at the boundary of the geomagnetosphere. We briefly describe the main theoretical results of KH instability obtained in the linear approximation. When analyzing the observational data that confirm the occurrence of the KH instability in various magnetic formations of the solar coronal plasma, we use the classical results obtained in the incompressibility approximation. The same approach is used to describe the instability on the daytime magnetosphere boundary. Special attention is paid to the effect of compressibility when analyzing the instability of supersonic shear flows in the solar wind (SW) and on the geomagnetic tail boundary. At supersonic shear flows, disturbances with the wave vector parallel to flow velocity vector are known to be stable in the tangential discontinuity approximation [Landau, 1944]. Therefore, supersonic shear flows are considered to be stable in most studies that take only parallel disturbances into account. Our study takes into consideration the oblique disturbances inclined relative to the velocity vector and shows their crucial role in the instability of supersonic shear flows. The phase velocity of oblique disturbances is shown to be substantially less than the flow velocity, and values of the increment and frequency range are considerably greater than those of longitudinal disturbances. We emphasize that the magnetic field and plasma density inhomogeneity, which reduce the KH instability of subsonic shear flows, also reduce the stabilizing effect of compressibility of the medium and can significantly reduce the increment in the case of supersonic velocity difference. Effective excitation of oblique disturbances by the supersonic KH instability explains the existence of magnetosonic waves and the formation of diffuse shear flows in SW and on the boundary of the distant magnetotail, as well as the SW–magnetosphere energy and impulse transfer.

## Введение

Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (КГ) возникает на тангенциальном разрыве (ТР) – границе раздела, где происходит резкое изменение скорости течения жидкости, плотности, температуры и магнитного поля. Она была описана Гельмгольцем (1868 г.) и Кельвином (1871 г.) почти полтора столетия назад. Неустойчивость КГ часто встречается в природных условиях и наблюдается в газах, жидкостях и плазме. Классический пример – ветровая неустойчивость на поверхности воды. Случайные поверхностные возмущения усиливаются вследствие эффекта Бернулли. Так, над случайным выпуклым возмущением поверхности образуется сгущение линий тока, т. е. увеличение скорости, которое вследствие закона сохранения Бернулли приводит к гидродинамическому разрежению – уменьшению гидростатического давления, что вызывает рост амплитуды первоначального поверхностного возмущения. Скорость ветра должна быть достаточной для преодоления силы поверхностного натяжения жидкости. В природе чаще реализуются дозвуковые перепады скорости, развитие неустойчивости на которых приводит к образованию цепочек вихреобразных структур, наблюдаемых в формах облаков в земной атмосфере и в зонах облачных структур в атмосферах Юпитера и Сатурна – планет-гигантов с сильным дифференциальным вращением. Поэтому такие вихревые структуры обычно интерпретируют как признаки КГ-неустойчивости. Вихревые образования, связанные с развитием неустойчивости КГ, наблюдаются и в земных полярных сияниях, и в магнитосфере Земли. Были получены убедительные свидетельства того, что эта неустойчивость может

играть важную роль в переносе энергии солнечного ветра в земную магнитосферу. Недавно появились данные наблюдений на спутниках Hinode/SOT и SDO/AIA, указывающие на развитие неустойчивости КГ в плазме протуберанцев и в других образованиях солнечной короны [Ryutova et al., 2010]. В сдвиговых течениях в солнечном ветре (СВ) и на границе магнитосферы плазма бесстолкновительна, поэтому там отсутствуют силы поверхностного натяжения. Однако имеющееся там внешнее магнитное поле может оказывать стабилизирующее влияние на развитие неустойчивости. Кроме того, на сверхзвуковых тангенциальных разрывах в СВ и на границе хвоста магнитосферы проявляется сильное стабилизирующее влияние сжимаемости среды.

В настоящей работе представлено описание недавних наблюдательных результатов по обнаружению проявлений неустойчивости КГ в солнечной короне, а также изложены достаточно устоявшиеся представления о возникновении и роли неустойчивости КГ в СВ и магнитосфере Земли, в том числе и результаты, полученные авторами. Особое внимание уделено учету влияния сжимаемости среды.

**Основные результаты линейной теории неустойчивости КГ**

В условиях бесстолкновительной космической плазмы ТР имеют конечную ширину. Поэтому рассмотрим неустойчивость следующей системы. Пусть внутри слоя шириной $D=2d$ вблизи плоскости $z=0$ ($-d<z<d$) происходит основное изменение параметров плазмы и магнитного поля. Вне этого слоя они слабонеоднородны, а векторы скорости $\mathbf{V}_0$ и магнитного поля $\mathbf{B}_0$ могут менять свое направление, оставаясь при этом в плоскости, коллинеарной плоскости $z=0$ ($V_{0z}=B_{0z}=0$). Кроме того, учтем действие поля потенциальных сил вдоль оси Z (например, гравитационного поля) с напряженностью $\mathbf{g}\uparrow\uparrow\mathbf{Oz}$. Условием равновесия такого переходного слоя является отсутствие результирующей силы по оси Oz, т. е. непрерывность величины $\{\rho_0 g+d\Pi_0/dz\}$, где $\Pi_0=P_0+B_0^2/2\mu_0$ – полное давление (гидростатическое плюс магнитное), $\rho_0$ – плотность.

Профили равновесных параметров среды удобно задать в виде гладких (без скачков производных) функций типа гиперболического тангенса [Mishin, Morozov, 1983]:

$$V_0(z)=u[1+\tanh(z/d)];$$
$$\rho(z)=\rho_{00}[1+R(1+\tanh(z/d)]/(1+R); \qquad (1)$$
$$B(z)=B_{00}[1-b(1+\tanh(z/d)]/(1-b).$$

Для исследования устойчивости такого сдвигового течения зададим возмущения малой амплитуды всех параметров среды в виде

$$f_1(x,y,z,t)\propto f(z)\exp\{i(k_x x+k_y y-\omega t)\}. \qquad (2)$$

Здесь $\omega=Re(\omega)+i\gamma$ – комплексная частота, $\mathbf{k}=\{k_x, k_y, 0\}$ – волновой вектор. Процедура линеаризации уравнений идеальной бездиссипативной МГД приводит к системе двух линейных дифференциальных уравнений для вертикального смещения $\zeta$ и возмущения полного давления $\Pi_1=P_1+\mathbf{B}_1\mathbf{B}_0/4\pi$:

$$\Pi_1=\rho\frac{\Omega^2}{\chi^2}\frac{d\varsigma}{dz}-\rho g\frac{\Omega^2\varpi^2}{\chi^2[\varpi^2c_{ms}^2-c^2(\mathbf{ka})^2]}\zeta,$$
$$\rho\Omega^2\varsigma=\frac{d\Pi_1}{dz}+g\left\{\zeta\frac{d\rho}{dz}+\rho\frac{\Omega^2}{\varpi^2}\frac{d\zeta}{dz}(1-\frac{k^2}{\chi^2})+\right. \qquad (3)$$
$$\left.+\rho g\frac{k^2\Omega^2}{\chi^2[\varpi^2c_{ms}^2-c^2(\mathbf{ka})^2]}\zeta\right\}.$$

Здесь $\chi^2=k^2-\varpi^4/[\varpi^2(c_s^2+a^2)-(\mathbf{ka})^2c_s^2]$, (4)
$\Omega^2=\varpi^2-(\mathbf{ka})^2$, $\varpi=\omega-\mathbf{kV_0}(z)$, $c_{ms}^2=c_s^2+a^2=$
$=c_s^2(1+2\Gamma P_B/P)=c_s^2(1+2\Gamma/\beta)$, $\beta=P/P_B$ – отношение теплового давления к магнитному, $c_s=\sqrt{\Gamma P_0/\rho_0}$ – скорость звука, $a=B_0/\sqrt{\mu_0\rho_0}$ – альвеновская скорость, $\Gamma$ – показатель политропы.

В системе (3) одновременно учтены три фактора: внешнее магнитное поле, сжимаемость среды и наличие поля потенциальных сил $g$ (обычно рассматривают одновременно два из них [Michalke, 1973; Blumen, 1975; Mishin, 1981, 1993]). Для решения задачи об устойчивости необходимо найти зависимость частоты от волнового числа $\omega=\omega(k)$. Такую задачу, однако, в общем случае трудно решить аналитически. Это удается сделать в приближении ТР для несжимаемой среды.

**Приближение тангенциального разрыва**

В прямоугольной системе координат задается переходный слой в плоскости $z=0$ нулевой толщины между двумя однородными полупространствами I ($z<0$) и II ($z>0$). На ТР все параметры меняют свои значения скачком, причем векторы скорости $\mathbf{V}_0$ и магнитного поля $\mathbf{B}_0$ изменяют величину и направление, оставаясь в плоскости ($x$, $y$). Рассмотрим возмущения равновесных параметров в форме (2). При выполнении условия $\mathrm{Im}(\omega)=\gamma>0$ колебания неустойчивы, их амплитуда растет со временем по экспоненциальному закону $f_1(t)\sim\exp\{\gamma t\}$ с инкрементом $\gamma$. Для получения дисперсионной зависимости $\omega=\omega(k)$ необходимо найти решение системы (3) с граничными условиями. Для их вывода проинтегрируем уравнения (3) поперек сдвигового слоя конечной толщины $D=2d\neq0$ (в котором все равновесные параметры считаются неоднородными ($f_0=f_0(z)$) с последующим предельным переходом: $\lim_{d\to0}\int_{-d}^{d}(3)dz$. В результате получаются два граничных условия – непрерывность вертикального смещения и непрерывность полного давления, измененного эффективной гравитацией:

$$\varsigma_{\mathrm{I}}(z=0)=\varsigma_{\mathrm{II}}(z=0),$$
$$(\Pi_{\mathrm{I}}+\rho_{0\mathrm{I}}g\varsigma_{\mathrm{I}})(z=0)=(\Pi_{\mathrm{II}}+\rho_{0\mathrm{II}}g\varsigma_{\mathrm{II}})(z=0). \qquad (5)$$

Индексы I, II характеризуют параметры по обе стороны от границы раздела. Система (1) имеет спадающее решение в однородных областях:

$$f_1(z)=C_{\mathrm{I}}\exp\{\chi z\},\ z<0;\ f_1(z)=C_{\mathrm{II}}\exp\{-\chi z\},\ z>0. \qquad (6)$$

Подстановка (6) в условия (5) дает дисперсионное уравнение для МГД-колебаний, развивающихся на ТР. Это уравнение для конечных значений магнитозвукового числа Маха $M_{ms}=\Delta V/(2c_{ms})\neq1$ (здесь

$\Delta V=V_{II}-V_I$ – скачок скорости, $c_{ms}=\sqrt{c_s^2+a^2}$ – магнитозвуковая скорость) аналитически не решается в общем случае.

*Приближение несжимаемой среды*. В случае «горячей среды», когда выполняется условие $M_{ms}<<1$, изменение плотности отсутствует ($d\rho/dt=0$, $\mathrm{div}\mathbf{V}=0$) и показатель экспоненциального затухания (2) максимален: $\chi=\mathrm{Re}(\chi)=\pm k$, откуда следует $f_1\propto\exp\{\pm kz\}$. В этом случае генерируются поверхностные возмущения, амплитуда которых экспоненциально быстро спадает при удалении от границы. После подстановки решений (6) в условия (5) получается дисперсионное уравнение дозвукового «несжимаемого» ТР [Mishin, 1981]:

$$\omega=\{\mathbf{k}[(\rho\mathbf{V}_0)_I+(\rho\mathbf{V}_0)_{II}]\pm i\{\rho_I\rho_{II}(\mathbf{k}\Delta\mathbf{V})^2-$$
$$-(\rho_I+\rho_{II})[(\mathbf{k}\mathbf{B}_{0I})^2+(\mathbf{k}\mathbf{B}_{0II})^2]/4\pi+G\}^{1/2}\}/(\rho_{0I}+\rho_{0II}). \quad (7)$$

Здесь $\Delta V=V_{0II}-V_{0I}=2u$ – полный перепад скорости на переходном слое, а $G=kg(\rho_{0II}-\rho_{0I})$ – добавка в инкремент за счет неустойчивости Рэлея–Тейлора – неустойчивости тяжелой жидкости, помещенной над легкой, подогретой в поле тяжести с напряженностью $\mathbf{g}(\mathbf{g}\uparrow\downarrow\nabla\rho)$. В однородном случае $\rho_0(z)=\mathrm{const}$, $B_0(z)=\mathrm{const}$ имеем

$$\gamma=\mathrm{Im}(\omega)=[(\mathbf{k}\Delta\mathbf{V})^2-4(\mathbf{k}\mathbf{a})^2]^{1/2},$$

т. е. продольное поле $\mathbf{k}\|\mathbf{V}_0\|\mathbf{B}_0$ не стабилизирует неустойчивость $\gamma>0$, если $\Delta V>2a$.

Качественно влияние продольного магнитного поля видно из уравнения движения:

$$\partial\mathbf{V}/\partial t+(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V}-(B\nabla)\mathbf{B}/(4\pi\rho)=-\rho^{-1}\nabla(P+B^2/8\pi).$$

Напряжения Максвелла $(\mathbf{B}\nabla)\mathbf{B}/(4\pi\rho)$ направлены противоположно напряжениям Рейнольдса $(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V}$ (причине неустойчивости) и оказывают стабилизирующее влияние на возмущения, направленные вдоль магнитного поля. Такое действие вызвано натяжением магнитных силовых линий, которые при растяжении стремятся распрямиться, вызывая возвращающую силу, противодействующую подъемной силе крыла – причине неустойчивости. Последняя возникает как следствие эффекта Бернулли – гидродинамического разрежения при обтекании выпуклого крыла. Возмущения, направленные перпендикулярно полю $\mathbf{B}_0$, сдвигают линии поля поперек свободно, не вызывая их искривления и натяжения, а потому не создают возвращающей силы (о влиянии поля $\mathbf{B}_0$ см. также [Сыроватский, 1957]).

Для околозвукового скачка скорости $\Delta V/c_s\leq1$ необходимо учитывать стабилизирующее влияние сжимаемости среды, которое уменьшает инкремент околозвуковых поверхностных возмущений вследствие нарушения эффекта Бернулли. Ландау [1944] в обычной гидродинамике ($\mathbf{B}_0=0$) показал обращение инкремента в нуль для продольных возмущений:

$$\mathbf{k}\,\|\,\mathbf{V_0},\ \gamma=0\ \text{ при } M>M_L=\Delta\mathrm{V}/2\mathrm{c_s}=\sqrt{2}. \quad (8).$$

Однако Сыроватский [1954] показал, что даже при выполнении (6) наклонные по отношению к вектору скорости течения возмущения ($\cos\varphi=(\mathbf{k}\mathbf{V}_0)/kV_0<M_L^{-1}$) являются неустойчивыми ($\gamma\neq0$). В магнитной гидродинамике при наличии компоненты магнитного поля вдоль скорости течения $\mathbf{V}_0\|\mathbf{B}_0$ задача резко усложняется. Критерий неустойчивости ТР при $M_{ms}\neq0$ в случае однородной плотности был получен в [Parker, 1964] при анализе неустойчивости ТР в СВ: $\gamma\neq0$ при $c_s-\delta<\Delta V<c_s+\delta$, т. е. для очень узкого диапазона скоростей. Это условие, однако, практически не удовлетворяется в СВ.

Слабости приближения ТР:

1) коротковолновая граница неустойчивости и длина волны наиболее неустойчивых возмущений неизвестны;

2) стабилизирующее влияние сжимаемости среды и скачка плотности переоценивается.

*Неустойчивость сдвигового слоя конечной толщины:* $D=2d\neq0$. Для анализа спектра генерируемых возмущений сдвигового течения с профилями типа (1) при произвольной сжимаемости среды был разработан алгоритм [Морозов, Мишин, 1981; Mishin, Morozov, 1983; Mishin, 2003], который затем был модифицирован для анализа сверхзвуковой ветки неустойчивости [Leonovich, Mishin, 2005]. Алгоритм дает возможность вычислить комплексные частоты возмущений как собственные значения уравнений (1), (3). При этом из всех собственных функций (смещения $\zeta$ и давления $\Pi_1$) выбираются только те, которые удовлетворяют условию спадания амплитуды (6): $f_1(z)\propto\exp\{-\chi|z|\}$ (см. детали в [Leonovich, Mishin, 2005]). Приведем основные результаты численного анализа неустойчивости КГ для гладких профилей (1). На рис. 1 показана зависимость безразмерного инкремента $\tilde{\gamma}=\gamma d/u$ от безразмерного волнового числа $\alpha=kd$ в наиболее неустойчивом случае «гидродинамического» течения поперек магнитного поля $B_0$, когда оно не оказывает стабилизирующего действия, $\mathbf{k}\,\|\,\mathbf{V}_0\perp\mathbf{B_0}$. На рис. 1, *а*, *б* показан случай без влияния сжимаемости, когда эффективное число Маха $M_{ms}=u/\sqrt{c_s^2+a^2}<<1$ и $\mathrm{div}\mathbf{V}=0$. Неоднородность плотности вызывает смещение кривой $\tilde{\gamma}(kd)$ вправо по оси $kd$ – в сторону более коротких длин волн, – не уменьшая величины максимального инкремента $\tilde{\gamma}_{max}=0.2$, в отличие от приближения ТР, в котором величина инкремента резко уменьшается при усилении перепада плотности на ТР (рис. 1, *а*, $g=0$). На рис. 1, *б*, дополняющем аналитическое исследование [Chandrasekhar, 1961], показана зависимость инкремента от волнового числа при наличии эффективной тяжести ($g\neq0$) для разных значений параметра $J=gd/u^2$, характеризующего отношение вкладов эффектов Рэлея–Тейлора и КГ в инкремент полной неустойчивости. Видно, что в приближении несжимаемости вариация параметра $J$ приводит к изменению величины максимального инкремента без изменения его положения на оси $kd$ (усиление при $\mathbf{g}\uparrow\downarrow\nabla\rho$). Рисунок 1, *в* показывает влияние сжимаемости среды: ее увеличение (рост числа $M_{ms}$) приводит к ослаблению инкремента и сужению диапазона неустойчивости [Blumen et al., 1975; Mishin, Morozov, 1983; Mishin, 2003]. Аналогичное стабилизирующее влияние – уменьшение инкремента и сужение диапазона неустойчивости – оказывает усиление продольного магнитного поля $\mathbf{B}_0\,\|\,\mathbf{V}_0$ [Chandra, 1973] и конечной вязкости среды [Gomez, DeLuca, 2014]. Наиболее

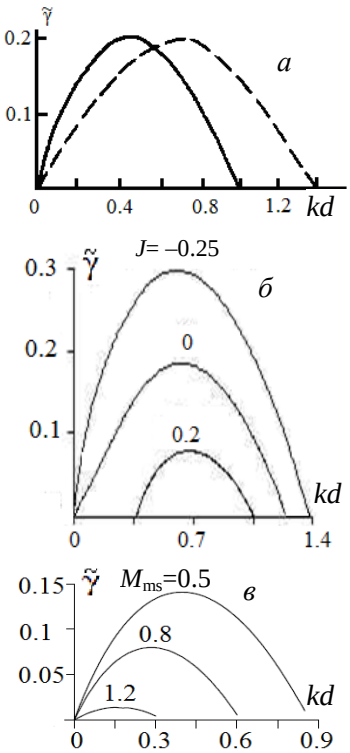



*Рис. 1.* Зависимость безразмерного инкремента $\tilde{\gamma} = \gamma d / u$ от $kd$ для продольных возмущений в случае поперечного магнитного поля $\mathbf{k} \parallel \mathbf{V}_0 \perp \mathbf{B}_0$ : *а* – в приближении несжимаемости при однородной плотности (сплошная кривая) и при сильном перепаде плотности на переходном слое (штриховая кривая); *б* – влияние фактора неустойчивости Рэлея–Тейлора, характеризуемого числом Ричардсона $J = gd / u^2$, значения которого показаны над кривыми ($\tilde{\omega} = \mathrm{Re}\,\omega d / u$); *в* – влияние сжимаемости на зависимость $\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}(kd)$, над кривыми показаны числа $M_{\mathrm{ms}}$ (из работ [Морозов, Мишин, 1981; Mishin, 1993, 2003].

сложный для анализа случай совместного влияния сильной сжимаемости и продольного поля будет разобран при анализе неустойчивости на границе хвоста магнитосферы.

Далее мы посмотрим результаты наблюдений динамических явлений в магнитных корональных структурах Солнца, которые интерпретируют как проявление крупномасштабных неустойчивостей и прежде всего неустойчивости КГ.

**Крупномасштабные неустойчивости плазмы, наблюдаемые в солнечной короне**

Одной из первых работ по экспериментальному обнаружению крупномасштабных неустойчивостей в короне Солнца является статья [Ryutova et al., 2010], посвященная изучению эволюции спокойных протуберанцев. Такие протуберанцы хотя и относятся к долгоживущим и устойчивым образованиям (время жизни – несколько оборотов Солнца), тем не менее демонстрируют разнообразные формы движений вещества. В плазме протуберанцев зарегистрированы нисходящие и колебательные движения вещества, иногда под ними образуются крупномасштабные полости высокотемпературной плазмы, которые способны привести к разрушению части протуберанца и даже породить корональный выброс массы (КВМ). Анализ нескольких наборов данных об эволюции ряда спокойных протуберанцев, полученных солнечным телескопом с высоким пространственным разрешением на спутнике Hinode, позволил зарегистрировать динамические процессы, протекающие на разных стадиях эволюции протуберанцев и имеющие достаточно общий характер во всех рассмотренных случаях. Было отмечено, что эти процессы, имеющие универсальный характер, могут быть связаны с фундаментальными плазменными неустойчивостями. В частности, были найдены признаки существования пинчевых неустойчивостей в крупномасштабных «пузырях» горячей плазмы под основным телом протуберанца. Регулярные серии выбросов, наблюдаемые в протуберанцах на лимбе, были интерпретированы как признаки неустойчивости Рэлея–Тейлора. Наконец, обнаружение нарастающих волнообразных образований на нижней границе «протуберанец – корона», сопровождаемых выбросами вещества, позволило связать их с проявлениями КГ-неустойчивости.

Новые возможности для изучения динамических процессов в плазме солнечной короны с очень высоким пространственным и временным разрешением появились с началом работы (с конца 2010 г.) космической обсерватории SDO с комплексом приборов AIA на борту. Комплекс AIA позволяет получать изображения Солнца каждые 10–20 с в десяти каналах в видимой, ультрафиолетовой и крайней ультрафиолетовой (КУФ) областях спектра, которые покрывают обширный диапазон температур корональной плазмы. При наблюдениях КВМ 03.11.2010 г. после вспышки класса GOES C4.9 на юго-восточном лимбе Солнца в высокотемпературном КУФ-канале AIA 131 Å (~11 МК) удалось зарегистрировать цуг из трех-четырех волнообразных структур на северном фланге КВМ, который был ассоциирован с неустойчивостью КГ [Foullon et al., 2011]. Формирование вихрей в результате нарастания волн на флангах выбросов вызывает изменение силы торможения и нерадиальность траектории движения выброса в среде.

Другим примером наблюдений области формирования, распространения и затухания вихреобразных образований на изображениях короны, полученных со спутника SDO/AIA, является регистрация серии вихрей, образованных на поверхности раздела между эруптирующей областью потемнения и окружающей короной (начало явления в 02:30 UT, 08.04.2010 г.) [Ofman, Thompson, 2011]. Вихреобразные образования на граничной поверхности были отчетливо заметны в шести из семи различных КУФ-каналов комплекса AIA. Ofman, Thompson [2011], исходя из структуры, скорости распространения и затухания этих образований, отождествили их с развитием неустойчивости КГ в короне в КУФ-диапазоне спектра. Был сделан вывод, что неустойчивость КГ была вызвана сдвигом скорости между КВМ 08.04.2010 г. и областью замкнутого магнитного поля. Структурные образования неустойчивости КГ были сравнительно небольших размеров (~7 Мм). Согласно [Ofman, Thompson, 2011] эти вихреобразные образования вдоль перепада скорости соответствуют линейной стадии роста неустойчивости КГ, которая за

несколько десятков минут достигает нелинейного насыщения, образуя вихревую структуру.

Свидетельства о проявлении неустойчивости КГ во время динамических процессов в солнечной короне были получены также в [Möstl et al., 2013]. В этой работе сообщается о наблюдениях 24.02.2011 г. на спутнике SDO/AIA КВМ с расположенным внутри волокном. Анализ данных наблюдений выявил возникновение в северной части границы волокна квазипериодических вихреобразных структур с длиной волны ~14.4 Мм, распространяющихся со скоростью ~310 км/с. В этом случае, так же как и в предыдущем, вихревые структуры неустойчивости КГ наблюдались лишь на северном фланге волокна. Сравнение результатов 2.5-мерного численного моделирования неустойчивости КГ с наблюдениями показало их хорошее взаимное соответствие. Отсутствие вихревых структур на южном фланге волокна было объяснено стабилизирующим эффектом параллельного границе магнитного поля при асимметричном развитии неустойчивости.

Интересные результаты о проявлениях неустойчивости КГ в корональном стримере 03.06.2011 г. были получены в [Feng et al., 2013] по наблюдениям на коронографе LASCO C2 спутника SOHO на радиальных расстояниях от $3R_\odot$ до $11R_\odot$ в течение пяти часов. Период наблюдаемого волнообразного колебания составил 70–80 мин, а длина волны возрастала от $2R_\odot$ до $3R_\odot$ в течение полутора часов. При этом фазовая скорость уменьшилась от ~400 до ~350 км/с, а амплитуда волны нарастала со временем. По мнению авторов, это явление можно связать с МГД-неустойчивостью КГ. Параметры плазмы, окружающей стример, были оценены из фазовой скорости и критерия порога неустойчивости. Следует заметить, что колебания стримеров наблюдались на коронографе LASCO и прежде (явления 5–7.07.2004 г.), но были объяснены внешним воздействием от близкого прохождения КВМ [Chen et al., 2010]. В том случае колебания стримеров затухали со временем, что существенно отличается от события 03.06.2011 г. [Feng et al., 2013], когда внешнего воздействия на стример не наблюдалось. Сделан вывод, что рост со временем амплитуды колебаний в 03.06.2011 г. является непосредственным признаком возбуждения изгибной моды неустойчивости КГ в струе с двумя границами.

Следует добавить, что в статье [Gomez, De Luca, 2014] выполнено численное моделирование развития неустойчивости КГ в солнечной короне с учетом наблюдательных данных о существовании в корональной плазме мелкомасштабной турбулентности, наличие которой следует из нетеплового уширения корональных спектральных линий [Doschek et al., 2014]. Моделирование показало, что влияние турбулентной вязкости, обусловленной мелкомасштабной турбулентностью плазмы, приводит к уменьшению инкремента неустойчивости КГ и сужению ее диапазона.

Обнаружение проявлений неустойчивости КГ по наблюдениям в солнечной короне (хотя таких случаев пока немного) говорит о том, что эта неустойчивость является достаточно распространенной в корональной плазме и может играть важную роль в переносе энергии в короне. Неустойчивость КГ, развивающаяся на одном из флангов КВМ, приводит к возникновению тормозящей силы, которая способна повлиять на траекторию движения КВМ. Эта неустойчивость приводит к диссипации энергии сдвиговых течений за счет аномальной вязкости и может быть причиной возникновения турбулентности в плазме короны. Кроме того, в плазме с магнитным полем образование вихрей при неустойчивости КГ способно привести к дополнительному процессу пересоединения и диссипации энергии магнитных полей.

**Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в межпланетной среде**

Известно, что структура течений плазмы СВ обладает существенно неоднородным полем скоростей (см., например, [Hundhausen et al., 1972; Burlaga, 1979]. Высокоскоростной СВ ($V$>800 км/с) исходит преимущественно из корональных дыр, областей с пониженной яркостью в короне, магнитное поле в пределах которых носит открытый характер и замыкается в гелиосфере. Медленный СВ ($V$<500 км/с) образуется в каспах пояса шлемовидных стримеров, продолжением которого в межпланетной среде является гелиосферный токовый слой. Истечение потоков плазмы СВ с различными скоростями из вращающегося источника (Солнца) ведет к сложной картине их взаимного влияния и образованию пограничных областей коротационного взаимодействия с повышенной плотностью плазмы. По результатам статистического анализа данных космического аппарата Mariner-2 по флуктуациям скорости и магнитного поля в СВ в работе [Coleman, 1968] была высказана гипотеза, что плазма СВ находится в турбулентном состоянии вплоть до расстояний 1 а. е., и были рассчитаны спектры мощности флуктуаций скорости и магнитного поля. Причина возбуждения турбулентности связывалась со сдвиговыми течениями в СВ [Coleman, 1968; Roberts et al., 1992]. Основная трудность интерпретации заключалась в том, что наиболее вероятная для объяснения этих наблюдений неустойчивость КГ при учете только возмущений вдоль скорости практически не возбуждается [Parker, 1964]. Кроме того, не было дано объяснение следующему факту: в СВ, наряду с альвеновскими волнами, которые могут распространяться от Солнца до орбиты Земли, наблюдаются и магнитозвуковые волны, которые так далеко от Солнца распространяться не могут [Goldstein et al., 1995]. Выход из этого затруднения нашли Коржов с соавторами [Korzhov et al., 1984], использовав полуэмпирическую модель СВ [Коваленко, Коржов, 1976] для задания распределения параметров плазмы $\beta=P_0/P_B$ и $M_{\text{a}}^2 = u^2/a^2$ вплоть до гелиоцентрических расстояний 1 а. е. Авторы показали, что на сдвиговых течениях в этом диапазоне расстояний развивается неустойчивость КГ. При этом основную роль в возбуждении неустойчивости КГ играют косые волны, распространяющиеся под углом ~45° к вектору скорости течения (расчеты были выполнены для профилей скорости течений с одной и двумя границами конечной ширины). Диапазон периодов возбуждае-

мых неустойчивостью колебаний соответствует наблюдаемому ($10^2$–$10^5$ с). Нужно отметить, что в околосолнечной области на расстояниях $r$<0.1 а. е. $\beta$, $M_a^2$<<1, т. е. магнитное поле является сильным ($\Delta V<a$) и неустойчивость КГ согласно (7) не развивается.

Помимо основного вывода о возбуждении неустойчивости КГ на косых возмущениях в СВ в работах этих авторов [Korzhov et al., 1984; Коржов и др., 1985] был получен еще один важный результат: найдено объяснение наблюдаемой эволюции переднего фронта высокоскоростного течения СВ в пределах расстояния до орбиты Земли. Учет двух конкурирующих эффектов – кинематического укручения и диффузионного расплывания за счет турбулентной вязкости, создаваемой неустойчивостью КГ, – позволил объяснить эволюцию передних фронтов высокоскоростных течений в диапазоне от 0.3 до 1 а. е. в полном согласии с наблюдательными данными Розенбауера и др. [1977]. В рамках рассмотренной в работах [Korzhov et al., 1984; Коржов и др., 1985] линейной задачи удалось показать, что основной масштаб вихрей неустойчивости КГ в СВ составляет ~$10^{12}$ см, а величина турбулентной вязкости, полученная несколькими способами, $\nu\approx-2\cdot10^{19}$ см$^2$/с. Этого оказалось вполне достаточно, чтобы объяснить отсутствие схлопывания фронтов высокоскоростных течений и их конечную толщину. Однако в линейном приближении невозможно рассмотреть возбуждение больших волновых чисел, которые возникают на нелинейной стадии развития МГД-неустойчивости КГ. В работе [Miura et al., 1987] для этого выполнено численное моделирование полной нелинейной системы, однако использованный метод конечных разностей не позволил изучить спектральную перекачку возмущений. В статье [Roberts et al., 1992] спектры турбулентности двумерной несжимаемой МГД рассчитаны на основе спектрального метода, что позволило полностью разрешить волновые числа флуктуаций вплоть до масштаба сетки, но без учета численной вязкости. Показано, что в крупномасштабном сдвиговом течении в условиях СВ способен развиваться нелинейный каскадный процесс, приводящий к флуктуациям малых масштабов, даже если линейная мода КГ устойчива, и что в инерциальной области спектра в результате этого процесса устанавливается степенной спектр флуктуаций. Все эти работы, в отличие от [Korzhov et al., 1984; Коржов и др., 1985], были сделаны в приближении несжимаемой среды, непригодном для анализа сверхзвуковых ТР в СВ. Понимая это, Roberts et al. [1992] отметили, что для более реалистичного описания СВ необходимо рассматривать трехмерные задачи с учетом сжимаемости плазмы, чего, однако, до сих пор так и не сделано.

Используя благоприятное расположение спутников STEREO-A, STEREO-B, ACE, Wind, Cluster относительно гелиосферного токового слоя, Foullon et al. [2011] проанализировали данные наблюдений выбросов плазмоидов из плазменного слоя гелиосферы 10–14.01.2008 г. Два типа зарегистрированных плазмоидов – в виде волокон потока и магнитных островов – имели небольшие размеры (в десять раз меньше размеров обычных магнитных облаков) и напряженность магнитного поля $B$=2–8 нТл. В изучаемой области Солнца вблизи экватора располагались две низкоширотных корональных дыры с каждой стороны коронального стримера, лежащего над активной областью AR 10980, в которой 07.01.2008 г. произошла продолжительная рентгеновская вспышка класса C1.4 GOES с выбросами плазмы. Выбросы (плазмоиды) наблюдались в короне Солнца в диапазоне высот (2–13)$R_\odot$ над солнечной поверхностью. Подобная конфигурация магнитных структур позволила подробно изучить взаимодействие между быстрым СВ из корональных дыр и медленным СВ из области каспа стримера, связанной с транзиентными явлениями (магнитными островами), генерируемыми магнитным пересоединением или в каспах стримеров, или между границами корональных дыр и каспами стримеров [Foullon et al., 2011]. Эти пограничные слои между течениями СВ с разными скоростями, вращающиеся вместе с гелиосферным токовым слоем, имеют транзиентную природу и формируют области коротационного взаимодействия в СВ, которые способны вызвать возмущения земной магнитосферы. В работе [Foullon et al., 2011] отмечено, что взаимодействие между выбросами и пограничным слоем течений СВ обеспечивает источник момента для ускорения медленных выбросов и приводит к дополнительному перемешиванию плазмы. Важно отметить, что в пограничных слоях между течениями СВ с различными скоростями может развиваться неустойчивость КГ, а формирование и выброс плазмоидов в плазменном слое гелиосферы обусловлены тиринг-неустойчивостью [Einaudi et al., 1999]. Таким образом, в области гелиосферного токового слоя, т. е. в плазме с магнитным полем, оба вида неустойчивости оказываются тесно связанными между собой.

Плазменные системы в астрофизических средах, содержащие сдвиговые течения с сильными градиентами магнитного поля, являются достаточно типичными для солнечных и астрофизических условий. Например, взаимодействие СВ с границей земной магнитосферы может описываться эволюцией одной из таких динамических МГД-систем. В работе [Bettarini et al., 2006] в 2.5-мерном приближении численно проанализированы МГД-неустойчивости, возникающие в первоначально стабильной конфигурации, содержащей плазменный выброс или спутный след в среде с сильными градиентами магнитного поля. Рассматривались две разных конфигурации – бессиловая и начальная равновесная с балансом давлений, которые характеризовались углом $\theta$ между начальным направлением выброса и магнитным полем. Численно прослежена глобальная эволюция неустойчивости с фиксированным значением $\theta$, но с разными динамическими особенностями. В обеих конфигурациях происходила типичная для неустойчивости КГ волнообразная эволюция при $\theta$=0, а при $\theta\neq0$ линейная тиринг-мода приводила к «варикозной» неустойчивости, которая и определяла начало процесса пересоединения. Процесс магнитного пересоединения обеспечивает включение механизма последовательного слияния магнитных островов, что ведет к

конечной стадии нелинейной эволюции системы на больших масштабах и к ее разрушению.

Первые наблюдения проявлений неустойчивости КГ в атмосфере Солнца проведены относительно недавно, тогда как о ее проявлениях в магнитосфере Земли известно гораздо больше благодаря спутниковым данным. Обратимся теперь к описанию неустойчивости КГ на границе геомагнитосферы.

**Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в земной магнитосфере**

Неустойчивость КГ на границе магнитосферы считается одним из основных механизмов возбуждения колебаний магнитопаузы и связанных с ними геомагнитных пульсаций. Эта неустойчивость может играть важную роль в механизме вязкого взаимодействия СВ–магнитосфера, обеспечивая передачу импульса [Axford, 1964] в магнитосферу и вызывая формирование размытых пограничных слоев. Теория неустойчивости КГ разработана главным образом для описания дозвуковых возмущений, которые преобладают на дневной магнитопаузе и на границе ближнего геомагнитного хвоста ($x>-30R_E$) магнитосферы Земли. В этой области влияние сжимаемости незначительно, однако существенна стабилизация магнитным полем магнитослоя, которое усиливается при росте азимутального межпланетного магнитного поля (ММП). Продольное магнитное поле $B_0||V_0$ уменьшает инкремент и сужает диапазон частот генерируемых возмущений [Chandra, 1973]. Неустойчивость может развиваться только при обтекании магнитосферы перпендикулярно геомагнитному полю, что наблюдается в низкоширотном пограничном слое. Однако даже здесь возмущения могут быть стабилизированы магнитным полем магнитослоя, распределение которого зависит от направления ММП. Нерадиальная компонента ММП, которая является касательной к головной ударной волне, усиливается на ней в четыре раза. При средней ориентации ММП развитие неустойчивости более вероятно на утренней стороне магнитопаузы, чем на вечерней [Lee, Olson, 1980; Mishin, 1981]. В общем случае при наличии нерадиальной компоненты ММП магнитное поле в магнитослое в целом усиливается, а потому дневная граница становится более устойчивой. В соответствии с этим дневные геомагнитные пульсации Pc2–Pc4 ($T$=10–100 с), лежащие в диапазоне неустойчивости КГ, ослабляются при росте азимутальной компоненты ММП. В низкоширотном пограничном слое существует большой перепад плотности. Для неподвижной границы этот перепад приводит к смещению положения максимума инкремента и коротковолновой границы диапазона неустойчивости в сторону коротких волн (см. рис. 1, *б*) без уменьшения максимума инкремента неустойчивости, как это следовало из приближения ТР [Mishin, Morozov, 1983].

Импульсы давления СВ вызывают ускоренные движения магнитопаузы, приводя к усилению неустойчивости КГ за счет эффекта Рэлея–Тейлора [Мишин, 1980; Mishin, 1993; Гульельми и др., 2010]. Неустойчивость Рэлея–Тейлора возникает на магнитопаузе, когда ускорение, приложенное к ней, направлено наружу. Это может происходить под действием отрицательных импульсов давления СВ на фазе ускоренного расширения магнитосферы, а также под действием положительных импульсов на фазе замедления сжатия магнитосферы. Экспериментальные и модельные значения возможного ускорения составляют $g$=0.1–10 км/с$^2$, чего вполне достаточно для развития неустойчивости даже при сильном азимутальном ММП. При прохождении заднего фронта межпланетного магнитного облака 11.01.1997 г. наблюдались положительные (01:20 UT) и отрицательные (02:20 UT) изменения давления, вызвавшие ускоренные перемещения магнитопаузы внутрь и наружу. По данным наземных магнитометров было замечено [Мишин и др., 2001], что в полном соответствии с моделью [Mishin, 1993] геомагнитные пульсации в диапазоне неустойчивости более интенсивно генерируются при отрицательном импульсе давления СВ, чем при положительном.

**Неустойчивость сдвига скорости на границе геомагнитного хвоста**

Скорость течения плазмы в магнитослое растет при удалении от околополуденной области и становится сверхзвуковой после меридиана «утро–вечер», и потому там приближение несжимаемости становится неприменимым. Влияние сильной сжимаемости на неустойчивость КГ было впервые изучено в обычной гидродинамике ($\mathbf{B}_0$=0) в [Blumen, 1970] для дозвуковых возмущений и в [Blumen et al., 1975] для сверхзвуковых возмущений. Было показано, что неустойчивость развивается при любом числе $M=u/c_s$, но с существенно меньшим инкрементом, чем у дозвуковых возмущений. При $M>1$ величина инкремента очень быстро уменьшается с увеличением числа $M$, при этом также быстро сужается диапазон неустойчивости, а реальная часть показателя экспоненциального спада амплитуды (6) уменьшается и он становится почти мнимым: $|\mathrm{Re}\chi|<<|\mathrm{Im}\chi|$. Таким образом, сверхзвуковые сдвиговые течения генерируют возмущения с медленным затуханием в пространстве и слабым ростом во времени. Такую неустойчивость назвали излучательной [Drazin, Davey, 1977].

На границе среднего и дальнего хвоста магнитосферы, кроме сильной сжимаемости, имеется еще другой стабилизирующий фактор – продольное внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_0||\mathbf{V}_0$. В работах [Mishin, Morozov, 1983; Mishin, 2003], а затем и в [Leonovich, Mishin, 2005] исследована неустойчивость КГ при наличии не только сильной сжимаемости, но и неоднородности плотности и внешнего магнитного поля – факторов, имеющихся на границе хвоста магнитосферы. Поскольку все три фактора стабилизируют дозвуковые возмущения, принято считать, что неустойчивость в режиме сверхзвукового обтекания хвоста неэффективна. Этот некорректный вывод сделал Miura [1992] после нелинейного анализа неустойчивости, фактически повторив ошибку Ландау [1944], а именно рассмотрев только продольные возмущения $\mathbf{k}||\mathbf{V_0}$ без учета косых возмущений $0<\cos\varphi\le 1$ $(\varphi=\arccos[(\mathbf{kV}_0)/k\cdot V_0])$, важную роль которых в неустойчивости КГ отметил Сыроватский [1954] в приближении ТР. Покажем далее, что не-

устойчивость КГ на границе хвоста эффективно развивается именно на косых возмущениях.

Рассмотрим влияние магнитного поля на неустойчивость сверхзвукового сдвигового слоя. Согласно выражению (4), показатель экспоненциального уменьшения амплитуды сверхзвуковых ($\omega/kc_{ms}>1$) возмущений мал $\mathrm{Re}(\chi) << \mathrm{Im}(\chi) \approx k$, так как второй член больше первого и реальная часть показателя становится малой. Поскольку скорость $V_0$ входит в (4) в комбинации скалярного произведения $k\cdot V_0$, то влияние сжимаемости среды определяется «косым» магнитозвуковым числом Маха:

$$\tilde{M}_{ms} = (u / c_{ms})\cos\varphi =$$

$$= M\cos\varphi / \sqrt{1+2P_B/(\Gamma P_0)} \approx M\cos\varphi/(1+P_B/P)^{1/2}.$$

Если магнитное давление $P_B>P$, то эффективное число Маха становится существенно меньше. Физически это означает, что магнитное давление увеличивает полное давление и упругость среды и тем самым уменьшает влияние ее сжимаемости. Так, магнитное давление может оказывать влияние как стабилизирующее, усиливая максвелловские натяжения (продольную компоненту поля), так и противоположное, увеличивая полное давление. Последний эффект очевиден только для сверхзвуковой разности скоростей. При дозвуковой разности скоростей его влияние не сказывается: динамическое давление много меньше теплового и добавление магнитного давления не изменяет их соотношения (число $M_{ms}$ остается малым: $M_{ms}<<1$). Таким образом, магнитное поле оказывает двойное влияние: стабилизирующее (максвелловские натяжения) и дестабилизирующее (давление). Вторым фактором, определяющим величину числа $\tilde{M} = M_{ms}\cos\varphi$, является угол $\varphi$ между направлениями векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{V}_0$.

Обратимся к описанию неустойчивости в дальнем хвосте магнитосферы. По данным, полученным на спутнике ISEE-3 [Bame et al., 1983], на расстояниях $-220R_E<x<-50R_E$ в магнитослое (вне границы магнитосферы, область II) значения параметров среды таковы: $n_{II}$=8.5 см$^{-3}$, $T_{II}=2\cdot10^5$ K, $V_{II}$=500 км/с, $B_{II}$=6 нТл. При этом внутри границы (пограничный слой, область I) их значения составляют: $n_I$=1 см$^{-3}$, $T_I=(3–10)\cdot10^5$ K, $B_I$=9 нТл. Течение плазмы в плазменной мантии – высокоширотном пограничном слое – происходит вдоль линий геомагнитного поля, в то время как в магнитослое магнитное поле имеет перпендикулярную компоненту. По этим данным первоначально в [Mishin, Morozov, 1983], а затем, после модернизации алгоритма, в [Mishin, 2003] была рассчитана зависимость $\tilde{\gamma}=\tilde{\gamma}(kd)$ в наиболее неблагоприятном для развития неустойчивости КГ продольном магнитном поле $\mathbf{B}_0\|\mathbf{V}_0$ для следующих, зарегистрированных на ISEE-3 параметров: $R$=3.75, $\rho(z=0)=\rho_{00}$=4.75, $\delta$=1/6, $\beta(z=0)$=0.65, $\beta_{II}=1.65(\beta=P/P_B)$ (см. обозначения в формулах (1)). Вычисления были выполнены для трех возможных значений разности скоростей на границе: 1) $\Delta V$=250 км/с, 2) $\Delta V$=330 км/с и 3) $\Delta V=V_{II}$=500 км/с. Перепад скоростей может происходить в два этапа: сначала резко на внешнем крае пограничного слоя и затем плавно вне его.

Даже для самого малого перепада скоростей $\Delta V$=250 км/с было показано, что существует неустойчивость с достаточно значимым инкрементом $\tilde{\gamma} \approx 0.015-0.02$.

По результатам, полученным в приближении ТР, в работе [Sibeck et al., 1987] показано, что для развития неустойчивости требуется существенно больший перепад скоростей – $\Delta V$=400 км/с. Сильное продольное магнитное поле, несмотря на стабилизирующее влияние максвелловских напряжений, существенно увеличивает упругость среды и уменьшает эффект сжимаемости: для $\beta(z=0)$=0.65 $M_{ms}(z=0)$=1.33. Фактически, однако, эффективная величина $\tilde{M} = M_{ms}\cos\varphi \le 1$, поскольку только продольные возмущения являются сверхзвуковыми, но уже при $\cos\varphi$<0.9 фазовая скорость становится дозвуковой и возмущения становятся поверхностными, быстро спадающими от границы.

Представляется вероятным, что, благодаря большой величине продольного магнитного поля ($M_{a00}=M_a(z=0)$=1.65), с ростом угла $\varphi$ происходит сужение области неустойчивости $\alpha_b=(kd)_{гр}$ и уменьшение $\tilde{\gamma}_{max}$. Расчеты показали, что при отсутствии продольного поля, когда $\mathbf{V_0} \perp \mathbf{B_0}$ и $\cos\varphi=(\mathbf{kB}_0)/kB_0$=0, инкремент увеличивается в четыре раза: $\tilde{\gamma}_{max} = 0.08$, а диапазон неустойчивости существенно расширяется. Такое усиление неустойчивости должно происходить в низкоширотном пограничном слое хвоста, где $\mathbf{V_0} \perp \mathbf{B_0}$. Когда различие скоростей на границе возрастает, влияние сжимаемости усиливается, а влияние максвелловских напряжений уменьшается. На рис. 2 показан случай $M(z=0)$=3, $M_a(z=0)$=2.2, соответствующий значению $\Delta V$=335 км/с. При таких параметрах эффект от продольного поля заметно слабее, а характер влияния угла $\varphi$ такой же, как и в отсутствие максвелловских напряжений. При этом инкремент продольных ($\cos\varphi$~1) возмущений почти подавлен, а диапазон значений угла $\varphi$ генерации сверхзвуковых возмущений достаточно широк – переход к поверхностным возмущениям происходит, когда $\cos\varphi \le 0.7$.

При максимально возможном перепаде скоростей на границе $\Delta V=V_{II}$=500 км/с увеличивается влияние сжимаемости, что проявляется в генерации сверхзвуковых возмущений в более широком диапазоне угла $\varphi$ ($\cos\varphi$<0.5), хотя с немного меньшими значениями $\tilde{\gamma}_{max} \le 0.035$ вследствие возрастания магнитозвукового числа Маха: $M_{ms}$=2.6. В этом случае влияние максвелловского натяжения становится слабым благодаря большому альвеновскому числу Маха ($M_{a00}$=3.3). Из-за роста сжимаемости квазипродольные возмущения подавлены уже при $\cos\varphi\ge0.8$. Необходимо отметить, что во всех возможных случаях развития неустойчивости неоднородность плотности играет дестабилизирующую роль (из-за уменьшения фазовой скорости). Это видно из расширения диапазона неустойчивости (см. рис. 1): коротковолновая граница $(kd)_{гр}$>1 лежит на оси $kd$ даже дальше границы дозвуковых возмущений при однородной плотности: $(kd)_{гр}$=1.

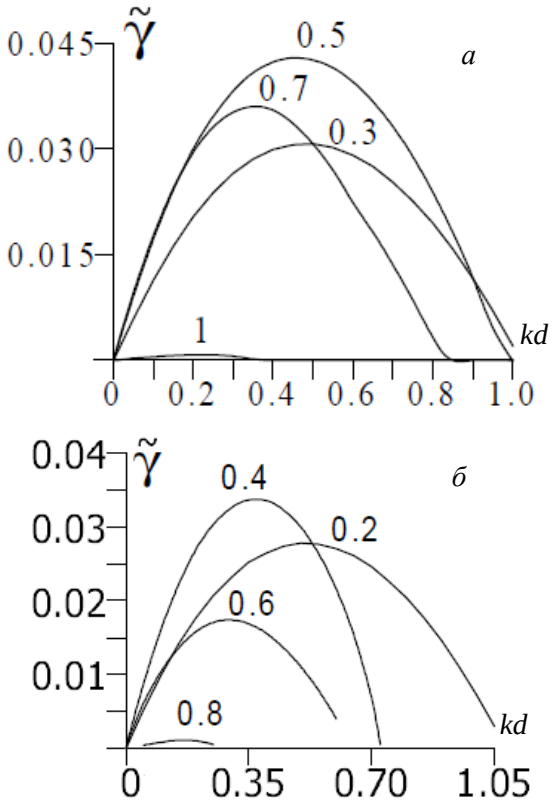



*Рис. 2.* Неустойчивость в пограничном слое дальнего хвоста магнитосферы в случае продольного поля $\mathbf{V}_0 \| \mathbf{B}_0$ при перепаде скорости $\Delta V$=335 км/с (*а*) и $\Delta V$=500 км/с (*б*). Значения cosφ показаны над кривыми.

Напомним, что в часто используемом приближении ТР из дисперсионного уравнения (7) следует, что любой перепад плотности всегда уменьшает инкремент.

Таким образом, мы показали, что граница дальнего хвоста при наблюдаемых параметрах плазмы и магнитного поля неустойчива на всех широтах; более того, стабилизирующее влияние продольного поля почти отсутствует, когда перепад скоростей $\Delta V$>335 км/с.

**О частоте и длине волны генерируемых колебаний**

В последнем случае $\Delta V$=500 км/с для наклонных возмущений с максимумом инкремента при cosφ=0.4 получаются следующие значения: $(kd)_{\max}$=0.4, $V_{\text{ph}}=0.28V_{\text{II}}$. Приближение ТР приводит к намного большей фазовой скорости продольных возмущений: $V_{\text{ph}}=0.9V_{\text{II}}$. Вследствие этого продольные длинноволновые возмущения практически подавляются сильной сжимаемостью. Период наиболее неустойчивых возмущений для типичных параметров высокоширотного пограничного слоя в дальнем хвосте ($d$=1.5$R_{\text{E}}$) составляет около 10 мин. Он хорошо согласуется с наблюдениями на спутнике ISEE-3 колебаний границы с $T$~10–40 мин [Sibeck et al., 1987]. Таким образом, неустойчивость КГ на границе хвоста может быть источником длиннопериодных высокоширотных геомагнитных пульсаций Pc6, регистрируемых в ночное время. Близкое значение периода неустойчивости ($T$~$10^3$ с) получено в цилиндрической модели обтекания геомагнитного хоста [Leonovich, 2011].

Выводы об эффективном развитии неустойчивости на границе дальнего хвоста дали возможность объяснить в рамках квазилинейной теории существование там широких пограничных слоев за счет турбулизации течения [Mishin, 2005]. Наиболее неустойчивые косые возмущения распространяются со скоростью, в несколько раз меньшей скорости обтекания, и потому успевают развиться до значимой амплитуды. Амплитуда этих возмущений медленно спадает внутрь магнитосферы. Вследствие сильной дисперсии возбуждаемых колебаний происходит сильная хаотизация их фаз, в результате чего происходит образование эффективной турбулентной вязкости и диффузионное формирование широких пограничных слоев. Другим важным следствием генерации слабоспадающих от границы возмущений является перенос потока волновой энергии в магнитосферу. Получена оценка потока энергии в зависимости от квадрата амплитуды и инкремента наиболее неустойчивых колебаний. Его величина $q=10^{10}W$ оказалась достаточной для объяснения механизма квазивязкого взаимодействия СВ с магнитосферой [Матюхин, Мишин, 1985].

**Заключение и выводы**

Изложены современные представления о природе и эволюции неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в короне Солнца, межпланетной среде и в магнитосфере Земли. Описаны наблюдательные данные, подтверждающие существование КГ-неустойчивости в различных магнитных структурах солнечной корональной плазмы. Кратко изложены основные теоретические результаты по неустойчивости КГ, полученные в линейном приближении. Показано, что обычно рассматриваемые возмущения вдоль скорости течения оказываются важны только для дозвуковых сдвиговых течений. Продемонстрирована преобладающая роль косых (относительно вектора скорости течения) возмущений в генерации неустойчивости КГ в сверхзвуковых сдвиговых течениях в СВ и на границе хвоста магнитосферы. Их фазовая скорость существенно меньше скорости течения ($V_{\text{ф}}$~$V_0$/4), а инкремент и ширина диапазона частот значительно больше, чем для продольных возмущений. Кроме того, безразмерный инкремент наиболее неустойчивых косых возмущений оказывается того же порядка величины, как и в случае дозвукового перепада скоростей. Подчеркнем, что магнитное поле и неоднородности плотности ослабляют стабилизирующее влияние сжимаемости среды на неустойчивость, что приводит к увеличению диапазона неустойчивости и инкремента для широкого диапазона угла φ. Отмечено, что генерация наклонных возмущений сверхзвуковой сдвиговой неустойчивостью КГ в плазме СВ объясняет наблюдения магнитозвуковых волн и широких сдвиговых слоев в течениях СВ. Показано, что, несмотря на гиперзвуковой характер обтекания дальнего геомагнитного хвоста, околозвуковые косые возмущения играют существенную роль в возбуждении МГД-волн и в эволюции пограничного слоя хвоста, передаче импульса и энергии СВ в магнитосферу. На дневной

границе магнитосферы МГД-неустойчивость генерирует поверхностные колебания в области частот геомагнитных пульсаций Pc3–Pc4. Импульсы давления СВ вызывают ускоренные смещения магнитопаузы с импульсной генерацией широкополосных пульсаций неустойчивостью Рэлея–Тейлора. На границе геомагнитного хвоста неустойчивость КГ генерирует слабоспадающие в магнитосфере колебания в области длиннопериодных пульсаций Pc6. С их раскачкой связаны турбулентный характер течения вблизи пограничного слоя и его расплывание. Несмотря на продемонстрированную выше преобладающую роль косых возмущений при возбуждении неустойчивости КГ в сверхзвуковых сдвиговых течениях, в большинстве современных работ при численном моделировании их влияние не учитывается. Потому мы считаем необходимым еще раз подчеркнуть важность учета косых возмущений при анализе неустойчивости КГ в астрофизических приложениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 14-05-91165 и 15-05-05561.

## *СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Гульельми А.В., Потапов А.С., Клайн Б.И. Комбинированная неустойчивость Рэлея–Тейлора–Кельвина–Гельмгольца на магнитопаузе // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 15. С. 24–27.

Данжи Дж. В. Структура экзосферы и приключения в пространстве скоростей // Геофизика. Околоземное космическое пространство. М.: Мир, 1964. С. 383–429.

Коваленко В.А., Коржов Н.П. Полуэмпирическая модель солнечного ветра // Астрон. журн. 1976. Т. 53. С. 148–153.

Коржов Н.П., Мишин В.В., Томозов В.М. О вязком взаимодействии потоков солнечного ветра // Там же. 1985. Т. 62. С. 371–376.

Ландау Л.Д. Устойчивость тангенциальных разрывов в сжимаемой среде // Доклады АН СССР. 1944. Т. 44. С. 339–342.

Матюхин Ю.Г., Мишин В.В. Роль неустойчивости Кельвина–Гельмгольца во взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1985. Вып. 85. С. 136–171.

Мишин В.В. О возможных эффектах МГД-неустойчивости границы магнитосферы Земли // Там же. 1980. Вып. 50. С. 150–152.

Мишин В.В., Пархомов В.А., Табанаков И.В., Хаяши К. О «включении» желобковой неустойчивости на магнитопаузе во время прохождения межпланетного магнитного облака 10–11 января 1997 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41, № 2. С. 165–168.

Морозов А.Г., Мишин В.В. Влияние структуры магнитосферного пограничного слоя на неустойчивость Кельвина–Гельмгольца // Там же. 1981. Т. 21. С. 1044–1049.

Сыроватский С.И. Неустойчивость тангенциальных разрывов в сжимаемой среде // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 121–123.

Сыроватский С.И. Магнитная гидродинамика // Успехи физ. наук. 1957. Т. LXII, вып. 3. С. 247–303.

Axford W.I. Viscous interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere // Planet. Space Sci. 1964. V. 12. P. 45–51.

Bame S.J., Anderson R.C., Asbridge J.R., et al. Plasma regimes in deep geomagnetic tail: ISEE 3 // Geophys. Res. Lett. 1983. V. 10. P. 912–915.

Bettarini L., Landi S., Rappazzo F.A., et al. Tearing and Kelvin–Helmholtz instabilities in the heliospheric plasma // Astron. and Astrophys. 2006. V. 452. P. 321–330.

Blumen W. Shear layer of an inviscid compressible fluid // J. Fluid Mech. 1970. V. 46. P. 763–775.

Blumen W., Drazin P.G., Billings D.F. Shear layer instability of an inviscid compressible fluid. Part 2 // Ibid. 1975. V. 71. P. 305–316.

Burlaga L.F. Magnetic field, plasmas, and coronal holes: The inner solar system// Space Sci. Rev. 1979. V. 23. P. 201–216.

Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford: Clarendon Press, 1961. 652 p.

Chandra K. Hydromagnetic stability of plane heterogeneous shear flow // J. Phys. Soc. Japan. 1973. V. 34. P. 539–546.

Chen Y., Song H.Q., Li B., et al. Streamer waves driven by coronal mass ejections // Astrophys. J. 2010. V. 714. P. 644–651.

Coleman P.J. Turbulence, viscosity and dissipation in solar-wind plasma // Astrophys. J. 1968. V. 153. P. 371–388.

Doschek G.A., McKenzie D.E., Warren H.P. Plasma dynamic above solar flare soft X-ray loop tops // Ibid. 2014. V. 788. P. 26–39.

Drazin P.G., Davey A. Shear layer instability of an inviscid compressible fluid, Part 3 // J. Fluid Mech. 1977. V. 82. P. 255–260.

Einaudi G., Boncinelli P., Dahlburg R.B., et al. Formation of the solar wind in a coronal streamer // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 521–534.

Feng L., Inhester B., Gan W.Q. Kelvin–Helmholtz instability of a coronal streamer // Astrophys. J. 2013. V. 774. 141. 9 pp.

Foullon C., Lavraud B., Luhmann J.G., Farrugia C.J., et al. Plasmoid releases in the heliospheric current sheet and associated coronal hole boundary layer evolution // Astrophys. J. 2011. V. 737, N 1. 16. 16 p.

Goldstein M.I., Roberts D.A., Matthaeus W.H. Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind // Annual Rev. Astron. Astrophys. 1995. V. 33. P. 283–325.

Gomez D., DeLuca E.E. Kelvin–Helmholtz instability driven by coronal mass ejections in the turbulent corona // Astrophys. J. 2014. ArXiv:1408.2598v1.

Helmholtz H.L.F. On the discontinuous movements of fluids// Monthly Reports of the Royal Prussian Academy of Philosophy in Berlin. 1868. V. 23. P. 215–218.

Hundhausen A. Coronal Expansion and Solar Wind. Springer, 1972. 238 p.

Karpen J.T., Antiochos S.K., Dahlburg R.B., et al. The Kelvin–Helmholtz instability in photospheric flows // Astrophys. J. 1993. V. 403. P. 769–779.

Korzhov N.P., Mishin V.V., Tomozov V.M. On the role of plasma parameters and the Kelvin–Helmholtz instability in a viscous interaction of solar wind streams // Planet. Space Sci. 1984. V. 32, N 9. P. 1169–1178.

Leonovich A.S., Mishin V.V. Stability of magnetohydrodynamic shear flows with and without bounding walls // J. Plasma Phys. 2005. V. 71, N 5. P. 645–664.

Leonovich A.S. MHD-instability of the magnetotail: Global modes // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 402–411.

Lee L.C., Olson J.V. Kelvin–Helmholtz instability in the variation of geomagnetic pulsation activity // Geophys. Res. Lett. 1980. V. 7. P. 777–780.

Michalke A. On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile // J. Fluid. Mech. 1964. V. 19. P. 543–556.

Mishin V.V. On the MHD instability of the Earth's magnetopause and its geophysical effects // Planet. Space Sci. 1981. V. 29. P. 359–363.

Mishin V.V. Accelerated motions of the magnetopause as a trigger of the Kelvin–Helmholtz instability // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, N A12. P. 21365–21371.

Mishin V.V. On the predominance of oblique disturbances in the supersonic shear layer instability of the geomagnetic tail boundary // Nonlinear Processes in Geophysics. 2003. V. 10, N 4–5. P. 351–361.

Mishin V.V. Velocity boundary layers in the distant geotail and the Kelvin–Helmholtz instability // Planet. Space Sci. 2005. V. 53. P. 157–160.

Mishin V.V., Morozov A.G. On the effect of oblique disturbances on Kelvin–Helmholtz instability in viscous interaction of solar wind streams // Planet. Space Sci. 1983. V. 31. P. 821–828.

Miura A. Simulation of Kelvin–Helmholtz instability at the magnetopause boundary // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 3195–3206.

Miura A. Kelvin–Helmholtz instability at the magnetospheric boundary: Dependence on the magnetosheath sonic Mach number // Ibid. 1992. V. 97. P. 10 655–10 675.

Möstl U.V., Temmer M., Veronig A.M. The Kelvin–Helmholtz instability at coronal mass ejection boundaries in the solar corona: Observations and 2.5D MHD simulations // Astrophys. J. Lett. 2013. V. 766. P. L12–L18.

Ofman L., Thompson B.J. SDO/AIA observation of Kelvin–Helmholtz instability in the solar corona // Astrophys. J. 2011. V. 734. P. L11–L16.

Parker E.N. Dynamical properties of stellar coronae and stellar winds // Ibid. 1964. V. 139. P. 690–709.

Roberts D.A., Goldstein M.L., Matthaeus W.H. Velocity shear generation of solar wind turbulence // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, N A11. P. 17115–17130.

Ryutova M., Berger T., Frank Z., et al. Observation of plasma instabilities in quiescent prominences // Solar Phys. 2010. V. 267. P. 75–94.

Sibeck D.G., Slavin J.A., Smith E.J. ISEE-3 magnetopause crossing: evidence for the Kelvin–Helmholtz instability // Magnetotail Physics / Ed. by A.T.Y. Lui. Baltimore; London: J. Hopkins Univ. Press., 1987. P. 73–76.

Thompson W. Hydrokinetic solution and observations // Philosophical Magazine. 1871. V. 42. P. 362–377.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 21–28*

УДК 533.9, 537.591, 550.385

# ИМПУЛЬСНЫЕ ВСПЛЕСКИ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ 0.2–7 Гц КАК ПЕРВЫЙ СИГНАЛ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕЖПЛАНЕТНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН С МАГНИТОСФЕРОЙ

**[1]В.А. Пархомов, [2]Б.В. Довбня, [3]Н.А. Бородкова, [4]В.В. Сафаргалеев, [5]А.Ю. Пашинин**

# PULSE BURSTS OF GEOMAGNETIC PULSATIONS IN THE FREQUENCY RANGE OF 0.2–7 Hz AS A THE FIRST SIGNAL OF INTERACTION BETWEEN INTERPLANETARY SHOCK WAVES AND THE MAGNETOSPHERE

**[1]V.A. Parkhomov, [2]B.V. Dovbnya, [3]N.A. Borodkova, [4]V.V. Safargaleyev, [5]A.Yu. Pashinin**

В статье анализируется возможность определения момента ($T_0$) первичного контакта неоднородности солнечного ветра с магнитопаузой путем сравнения данных регистрации с высоким временным разрешением вариаций геомагнитного поля во время внезапного начала (SC) наземными и спутниковыми магнитометрами. Сначала анализируются особенности контакта межпланетной ударной волны с магнитосферой 23.04.2012 г. Затем приводятся статистические данные по одиннадцати событиям SC за период 1988–2012 гг.

Обнаружен предвестник внезапного начала в виде глобально регистрируемого широкополосного электромагнитного импульса в частотном диапазоне 0.2÷7 Гц, имеющего резонансную структуру спектра. Предполагается, что такая структура может быть следствием фильтрации в ионосферных альфвеновских резонаторах МГД-волн, генерируемых при контакте межпланетной ударной волны с магнитопаузой.

*Ключевые слова*: Внезапное начало (SC), предвестник, широкополосный электромагнитный импульс, ионосферный альфвеновский резонатор.

In this article, we analyze the possibility of determining the moment ($T_0$) of initial contact of the solar wind inhomogeneity with the magnetopause through a comparison of data on geomagnetic field variations registered by terrestrial and satellite magnetometers with high time resolution during sudden commencement (SC). Features of the contact between the interplanetary shock wave (ISW) and the magnetosphere on 23 April 2014 are analyzed. Statistical data on 11 SC events over the period of 1988–2012 are presented.

The broadband electromagnetic pulse registered globally in the frequency range of 0.2–7 Hz was discovered to be a SC precursor. We assume that such a structure may result from the filtering effect of the ionospheric Alfvén resonator on MHD waves generated due to the ISW contact with the magnetopause.

*Key words*: sudden commencement; precursor; broadband electromagnetic pulse; ionospheric Alfven resonator.

## Введение

Одним из направлений исследования влияния межпланетной среды на космическую погоду является анализ реакции магнитосферы на контакт с неоднородностью солнечного ветра (плазменным разрывом), на фронте которой происходит скачкообразное изменение параметров солнечного ветра (СВ): концентрации, скорости, температуры, величины и направления межпланетного магнитного поля (ММП). В частности, сгенерированное в результате контакта МГД-возмущение может использоваться в качестве инструмента для диагностики состояния внутримагнитосферной плазмы (так называемая магнитосейсмология, см., например, [Chi et al., 2006]).

Скачкообразное изменение параметров облегчает задачу ассоциации магнитосферных возмущений с возмущениями в СВ, поскольку позволяет достаточно надежно определить момент удара фронта неоднородности по дневной магнитопаузе (далее $T_0$). Традиционно для этих целей используются спутниковые данные, позволяющие оценить время распространения фронта неоднородности от спутника до предполагаемого положения подсолнечной точки на фронте земной ударной волны (bow shock).

К сожалению, этот метод дает неопределенность в несколько минут из-за того, что непосредственно перед контактом с магнитопаузой неоднородность проходит через слабоизученную область – магнитослой, где скорость ее движения, равно как и конфигурация, претерпевает серьезные изменения. Дополнением и даже альтернативой спутниковым оценкам $T_0$ могут быть наземные измерения.

Существует ряд возможностей определения $T_0$ по данным наземного мониторинга как волновых процессов в широком частотном диапазоне (вариации геомагнитного поля, геомагнитные пульсации, ОНЧ-излучение), так и эффектов, создаваемых высыпающимися частицами (авроральное поглощение космического радиоизлучения, полярные сияния, ионосферные неоднородности). В настоящем исследовании мы ограничиваемся геомагнитным откликом магнитосферы на контакт с неоднородностью СВ.

По геомагнитным данным (стандартным магнитограммам) $T_0$ определяют по внезапным началам магнитных бурь (substorm sudden commencement, SSC (SSC*)) или внезапным импульсам (sudden impulse, SI (SI*)). Звездочка означает наличие резкого уменьшения горизонтальной составляющей геомагнитного поля перед ее резким возрастанием. Предварительный обратный импульс обозначается PRI (preliminary recovery impulse), а резкое возрастание или главный импульс – MI (main impulse). В обзоре [Curto et al., 2007] обобщены данные о внезапных началах за всю историю наблюдения и предложено обозначать внезапное начало общим символом SC. Далее мы будем использовать это обозначение. В цитируемом обзоре выделены три ключевых момента в задаче таймирования и определения одновременности начала события SC на сети магнитных обсерваторий по вариациям горизонтальной ($H$) компоненты геомагнитного поля.

1. Точность определения начала связана с проблемой точности временных меток, временного разрешения регистрирующих приборов (частоты квантования или скорости развертки) и резкости (скорости) возрастания геомагнитного поля. При плавном изменении регистрируемых величин даже большая частота квантования и высокоточная служба времени не позволяют точно определить начало в связи с неопределенностью точки отсчета.

2. Измеряемое время начала не является действительным временем начала события, а является временем, когда амплитуда геомагнитного поля достигает определенного уровня. Поэтому для точного определения необходимо точно измерять интервал становления поля до измеряемого значения. Он тем короче, чем резче SC.

3. Регистрируемое во время SC магнитное поле является комбинацией полей, вызываемых различными токовыми системами, возникающими при резком возмущении магнитосферы, что отражается на магнитограммах в виде вариаций положительного или отрицательного знака. Это может приводить к маскировке действительного начала PRI или MI, осложняемого, кроме того, широтными и долготными (зависящими от местного времени) вариациями. Таким образом, точность определения $T_0$ по стандартным магнитограммам составляет ±1 мин, что не позволяет анализировать процессы, протекающие с большой скоростью. Заметим также, что в настоящее время магнитные обсерватории мировой сети INTERMAGNET оснащены феррозондовыми магнитометрами.

Safargaleev et al. [2010] экспериментально показали, что PRI связан с усилением потока высыпающихся частиц, инициированным ударом фронта межпланетной ударной волны (МУВ) по магнитопаузе.

Временное разрешение использованных в [Safargaleev et al., 2010] данных составляло 10 с. Поскольку скорость частиц значительно больше скорости магнитозвуковой волны, обусловливающей, по мнению ряда авторов, MI SC, метод определения $T_0$ по усилению риометрического поглощения (или по PRI) выглядит более привлекательным, чем описанный выше метод определения $T_0$ по отклонениям $H$-компоненты от невозмущенного уровня.

Однако, согласно [Нишида, 1980], планетарное распределение PRI демонстрирует широтно-долготную зависимость, т. е. вероятность его регистрации зависит от положения обсерватории. Метод, основанный на отклике риометрического поглощения, может быть реализован только в околополуденном секторе [Safargaleev et al., 2010].

Еще большей точности при определении $T_0$ можно достичь, используя данные индукционных магнитометров по вариациям геомагнитного поля в герцевом диапазоне частот, поскольку их временное разрешение выше, чем разрешение феррозондовых магнитометров, регистрирующих как MI, так и PRI.

Момент контакта $T_0$ в [Safargaleev et al., 2010; Сафаргалеев, 2011] предлагалось определять по началу широкополосного всплеска геомагнитных пульсаций, также, вероятно, связанного с усилением высыпаний. Другой подход использован в [Пархомов, 1985; Пархомов, 1990], где показано, что на осциллограммах $T_0$ SC можно отождествить с началом характерного пакета осцилляций с периодом около 10 с и длительностью равной длительности PRI. Такой пакет назван «осцилляторной структурой предварительного импульса». При использовании этих методов точность определения $T_0$ не хуже нескольких секунд.

Каждый из описанных выше способов может использоваться для определения момента $T_0$. Однако совершенствование измерительной техники побуждает нас рассмотреть эффекты взаимодействия по данным с бóльшим временным разрешением и из возможных методов определения $T_0$ выбрать наиболее точный.

В представляемой статье анализируются явления взаимодействия МУВ с магнитосферой по спутниковым и наземным наблюдениям с высоким временным разрешением и возможность определения $T_0$ по сравнению данных регистрации вариаций геомагнитного поля во время SC феррозондовыми и индукционными магнитометрами. Анализируются особенности контакта МУВ с магнитосферой 23.04.2012 г. и приводятся статистические данные по одиннадцати событиям SC* за 1988–2012 гг.

**Данные наблюдений и методы анализа**

Для анализа события SC 23.04.2012 г., вызванного приходом неоднородности СВ, идентифицированной в [Зеленый и др., 2014] как МУВ, использованы данные наблюдений параметров СВ и ММП на одиннадцати спутниках (см. табл. 1). С высоким временным разрешением параметры СВ и ММП регистрировались на спутниках TEMIS B, C (THB, THC, частота квантования 0.33 и 4 Гц), на спутниках Cluster (C1–C4, частота квантования 0.24 и 0.045 Гц) [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public] и на спутнике «Спектр-Р» (S-R, частота квантования 32 Гц) [Зеленый и др., 2014].

Орбитальные координаты спутников и время прохождения МУВ в точке их нахождения 23.04.2012 г. приведены в табл. 1, положение спутников в исследуемый момент показано на рис. 1.

Для статистического анализа использованы данные наблюдений СВ и ММП на спутниках Wind, ACE, Geotail (GTL) и IMP-8 с частотой квантования 0.017÷0.012 Гц.

Геомагнитные пульсации регистрировались высокочувствительными индукционными магнитометрами с частотой квантования 20, 40 и 64 Гц сети российских обсерваторий и сети CARISMA [http://129.128.234.110:8080/ssdp/jsp/logon.jsp]. Использованы также данные магнитных обсерваторий мировой сети INTERMAGNET [http://intermagnet.com]. Список станций приводится в табл. 2.

Исходные цифровые данные обрабатывались с применением спектрально-временного фурье-анализа. Для статистического анализа использованы данные регистрации геомагнитных пульсаций на индукционном магнитометре обс. «Борок», записанные на аналоговом магнитофоне. Спектрально-временной анализ магнитофонных записей проводился с помощью программы SpektraPro.

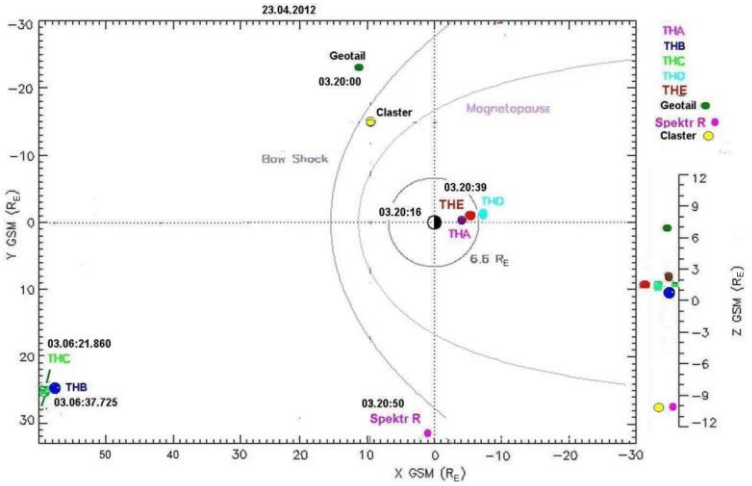



*Рис. 1.* Положение спутников во время прихода МУВ 23.04.2012 г.

Таблица 1

| Спутник | Дата | $X_{GSE}$ | $Y_{GSE}$ | $Z_{GSE}$ |
|---|---|---|---|---|
| WIND | 02.15.09 UT | 260.15 | 31.90 | 21.54 |
| SOHO | 02.20.00 UT | 200.40 | 54.18 | 13.25 |
| ACE | 02.26.28 UT | 223.94 | –17.50 | –12.41 |
| THC | 03.06.21 UT | 59.87 | 24.56 | 1.47 |
| THB | 03.06.21 UT | 59.04 | 24.43 | 0.84 |
| GTL | 03.20.06 UT | 12.14 | –23.83 | 7.754 |
| C2 | 03.20.28 UT | 9.89 | –14.80 | –10.83 |
| C1 | 03.20.29 UT | 9.85 | –14.65 | –9.97 |
| C4 | 03.20.35 UT | 9.45 | –14.73 | –10.41 |
| C3 | 03.20.35 UT | 9.46 | –14.74 | –10.41 |
| S-R | 03.20.50 UT | 0.33 | 30.65 | –10.89 |

Таблица 2

| Название обсерватории | Обозначение | Широта геогр. | Долгота геогр. | Вид магнитометра |
|---|---|---|---|---|
| Баренцбург | BAB | 70.20° | 15.82° | Индукц. |
| Ловозеро | LOZ | 67. 97° | 35.08° | Индукц., фер. |
| Борок | BOX | 58.03° | 38.33° | Индукц. |
| Узур | UZR | 52.17° | 104.45° | Индукц., фер. |
| Монды | MND | 51.6° | 100.9° | Индукц. |
| Dawson | DAW | 64.05° | 220.89° | Индукц., фер. |
| Fort Smith | FSMI | 60.02° | 248.05° | Индукц., фер. |
| Fort Churchill | FCU | 58.76° | 265.92° | Индукц., фер. |
| Pinava | PINA | 50.20° | 263.96° | Индукц., фер. |
| Barrow | BRW | 71.32° | 203.38° | Фер. |
| Rabbit Lake | RABB | 58.20° | 256.30° | Индукц., фер. |
| College | CMO | 64.87° | 212.14° | Фер. |
| Abisko | ABK | 68.36° | 18.82° | Фер. |

**Анализ взаимодействия МУВ с магнитосферой 23.04.2012 г.**

В этот день МУВ наблюдалась на всех одиннадцати спутниках. Вблизи орбиты Земли ударная волна регистрировалась на THC в 03:06:21.860, THB в 03:06:37.725, на Geotail в 03:20:06 UT, затем последовательно на спутниках Cluster: на C2 в 03:20:28, на C1 в 03:20:29, на C3 в 03:20:35, на C4 в 03:20:35 UT – и на спутнике «Спектр-Р» в 03:20:50 UT (табл. 1 и рис. 1).

Скачок параметров СВ на фронте МУВ, по данным WIND, составил: $\Delta P$=6.15 нПа, $\Delta N$=19 см$^{-3}$, $\Delta V$=66 км/с, $\Delta B$=5 нТл.

Важно отметить, что вертикальная компонента ММП направлена к северу, а ее среднее значение за час до прихода МУВ составило $B_z$=0.33 нТл. На фронте МУВ наблюдался положительный скачок $B_z$-компоненты: $\Delta B_z$=+1 нТл.

Контакт МУВ с магнитосферой вызвал глобальный импульс SC. Обсерваториями авроральной зоны регистрировался SC с предварительным обратным импульсом (SSC*). Наибольшая амплитуда SSC* наблюдалась в послеполуденном секторе (обсерватория сети INTERMAGNET Barrow (MLT =15.21)) в 03:21 UT: амплитуда предварительного обратного импульса $A_{PRI}$=171 нТл, амплитуда главного импульса $A_{MI}$=282 нТл. Определенный по данным этой обсерватории по методике [Chi et al., 2006] $T_0$=03:21:00±00:30 UT. Если же начало SC определить по разности значений *H*-компоненты в 03:20:00 и в 03:21:00 UT, то $T_0$=03:21:30 UT.

Определим начало SC по одновременным данным феррозондовых и индукционных магнитометров. На рис. 2, *а* приведены фрагменты записей *X*- и *Y*-компонент, полученные на индукционных (панели 1, 3) и феррозондовых (панели 2, 4) магнитометрах двух обсерваторий сети CARISMA. Видно, что режим записи SC на магнитометрах различен. Индукционные магнитометры обеих обсерваторий зафиксировали начало цуга нарастающих по амплитуде (*A*~5 нТл в обс. Fort Churchill) колебаний продолжительностью ~15 с (обозначено прямоугольником) в 03:20:15 UT, тогда как феррозондовые магнитометры отклонение компонент магнитного поля от невозмущенного уровня начинают регистрировать в 03:20:30 (панели 2, 4 на рис. 2, *а*). Это время совпадает со временем определения SC по стандартной магнитограмме обс. Barrow. Очевидно различие в определении $T_0$ в зависимости от типа прибора: более чувствительные индукционные приборы позволяют определить эффекты, не видимые на феррозондовых магнитометрах. Цуг колебаний одновременно регистрируется индукционными магнитометрами с сохранением формы и периода (на рис. 2, *в* обведен прямоугольником) в долготном диапазоне ~ 250° и в диапазоне широт ~20°.

Сравним $T_0$ со временем регистрации МУВ на ближайшем к магнитопаузе спутнике Cluster 2. Этот момент будем считать моментом контакта МУВ с магнитопаузой.

Запись вертикальной компоненты ММП на спутнике Cluster 2 дана на верхней панели рис. 2, *в*. Ясно видно, что наземный эффект начала изменения маг-

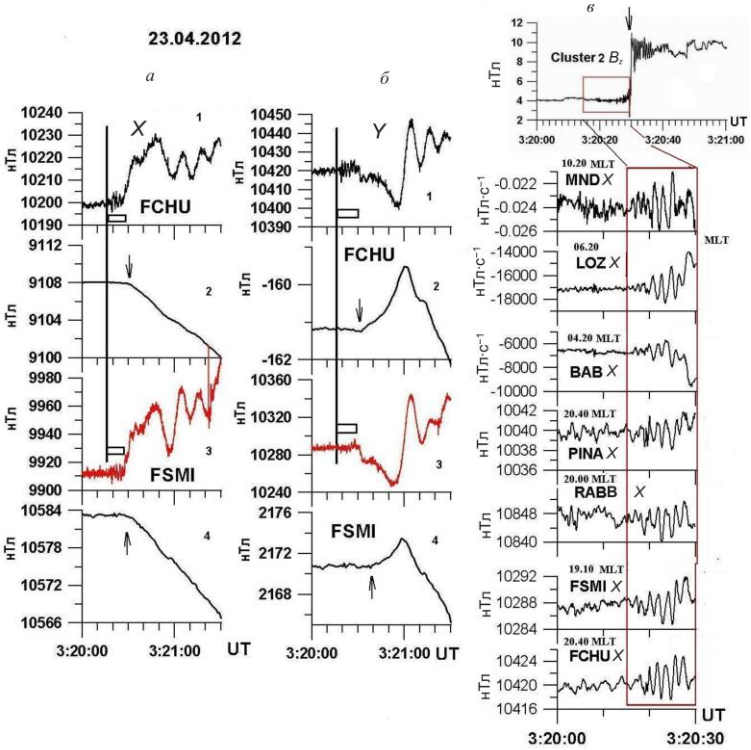



*Рис. 2.* Магнитосферный отклик на контакт с МУВ по данным сети индукционных и феррозондовых магнитометров. Вариации компонент *X* (*а*) и *Y* (*б*) на магнитограммах обс. Fort Churchill и Fort Smith: 1, 3 – индукционный магнитометр, 2, 4 – феррозондовый. Вертикальными стрелками обозначено начало SC, прямоугольником – предвестник. Панель *в*: вверху – вариации $B_z$-компоненты ММП, по данным спутника Cluster 2, находящегося вблизи магнитопаузы; внизу – предвестник SC (выделен прямоугольником) на магнитограммах наземных обсерваторий.

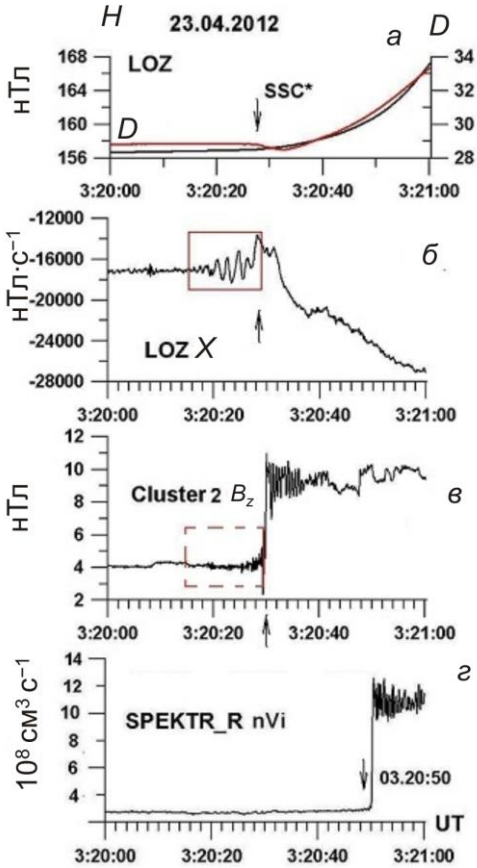



*Рис. 3.* Наземный отклик на контакт МУВ с магнитосферой: вариации *H*- и *D*-компоненты на магнитограммах феррозондового магнитометра (*а*) и *X*-компоненты на магнитограмме индукционного магнитометра (*б*) обс. «Ловозеро»; вариации $B_z$-компоненты по данным спутника Cluster 2, находившегося вблизи магнитопаузы (*в*); вариации потока СВ, полученные на спутнике «Спектр-Р» (*г*).

нитного поля по измерениям феррозондовых магнитометров (стрелки на рис. 2, *а*, *б*) совпадает по времени со скачком ММП, связанным с МУВ (рис. 2, *в*).

Поэтому за время $T_0$ начала SC можно принять 03:20:30 UT. Но, подчеркнем, до этого момента регистрируется цуг колебаний (начало в 03:20:15), хорошо отождествимый на записях индукционных магнитометров на дневной и ночной сторонах магнитосферы (на рис. 2 *а*, *б* обозначен прямоугольником).

Таким образом, рассмотренная совокупность данных позволяет сделать два предварительных вывода.

1. Определение момента начала магнитосферного отклика зависит от типа магнитометра.

2. Если за $T_0$ принимать начало изменений геомагнитного поля по данным феррозондового магнитометра, то цуг колебаний, регистрируемый индукционным магнитометром, можно рассматривать как предвестник SC.

Подтверждением предварительных выводов может служить рис. 3, где приведены данные феррозондового (*а*) и индукционного (*б*) магнитометров обс. «Ловозеро» (MLT=06.20) и вариации $B_z$ ММП (*в*) и потока СВ (*г*) по наблюдениям на спутниках Cluster 2 и «Спектр-Р» соответственно. Можно точно определить $T_0$ (вертикальная стрелка на рис. 3, *а*, *б*), который совпадает со скачком от 4 до 10 нТл $B_z$-компоненты ММП на фронте МУВ, регистрируемым Cluster 2 в 03:20:28 UT (стрелка на рис. 3, *в*). На записи индукционного магнитометра виден цуг колебаний, частота в котором меняется в пределах 0.26÷2 Гц (выделен прямоугольником). Цуг регистрируется перед началом PRI. Предварительный импульс внезапного начала отчетливо виден в *D*-компоненте как ее уменьшение перед резким возрастанием (см. рис. 3, *а*). Цуг колебаний на Земле опережает скачок магнитного поля (фронт МУВ), регистрируемый на C2. Примечательно, что на C2 регистрируется осцилляторная структура во всех компонентах ММП (на рис. 3, *в* колебания $B_z$-компоненты ММП обведены штриховым прямоугольником). Амплитуда колебаний нарастает к фронту МУВ. Период колебаний занимает диапазон 1.1÷6.5 Гц, в то время как на Земле занимаемый диапазон частот 0.26÷2 Гц. На спутнике «Спектр-Р» осцилляторной структуры в вариациях плотности СВ не зарегистрировано (рис. 3, *г*).

Обращает на себя внимание запаздывание на 20 с момента прохождения МУВ в точке нахождения «Спектра-Р» по отношению к времени регистрации скачка ММП на Cluster 2. Это запаздывание связано с разносом спутников на ~10$R_E$ по координате *x* и наклоном фронта МУВ.

Рассмотрим спектральные свойства предвестника. На спектрограммах, полученных путем анализа магнитофонных записей данных индукционных магнитометров с помощью программы SpektraPro (рис. 4), цуг колебаний (предвестник) выглядит как широкополосный всплеск (обозначен белыми стрелками) в диапазоне периодов 0.5 ÷3.8 с (~2÷0.26 Гц). Всплеск идентичен на всех станциях в диапазоне долгот ~250° и диапазоне широт ~20°. На всех обсерваториях спектры имеют общую особенность – дискретную структуру. Дискретность проявляется в усилении и ослаблении спектральной мощности сигнала на определенных частотах. В данном случае максимумы в распределении энергии в спектре фиксируются на частотах 1.75, 0.81, 0.53, 0.29 Гц. Такую структуру распределения энергии в спектре далее будем называть, подобно [Поляков, Рапопорт, 1981], резонансной. Главный максимум в спектре наблюдается на частоте 0.53±0.06 Гц. На этой частоте спектральный максимум наблюдается на всех станциях от низких широт до полярной шапки.

Резонансную структуру спектра можно проследить также на спектрограммах (рис. 5), полученных с помощью программы спектрально-временного анализа. Максимумы частоты в спектрах приходятся также на 1.75, 0.81, 0.53, 0.29 Гц. Другой важной особенностью спектра является синхронное падение частоты колебаний на всех станциях к концу события (белая ломаная линия на рис. 5). Отмеченные свойства спектра могут указывать на общий источник, определяющий режим колебаний на пространственно-разнесенных станциях.

На основании приведенных данных можно заключить, что в рассмотренном событии при контакте МУВ с резким передним фронтом с магнитосферой генерируется цуг затухающих колебаний длительностью 15 с. Амплитуда колебаний в цуге нарастает, а частота падает к моменту начала генерации собственно SC. Амплитуда колебаний на ночной стороне достигает ~ 5 нТл. Для обсерваторий дневной стороны в нашем распоряжении нет данных об амплитудно-частотной характеристике индукционных магнитометров, поэтому амплитуда колебаний на рис. 2 приведена в относительных единицах. Спектр колебаний в цуге имеет резонансную структуру на всех станциях, данные которых были использованы. Распределение энергии в спектре содержит четыре спектральных максимума на частотах 1.75, 0.81, 0.53, 0.29 Гц. Одновременность наблюдения на сети станций цуга колебаний с подобной спектральной структурой свидетельствует о том, что наблюдается не случайное явление, и оно предшествует началу $T_0$ SC на поверхности Земли. Назовем этот широкополосный импульс (цуг колебаний) предвестником SC.

Таким образом, к трем проблемам определения $T_0$, сформулированным в обзоре [Curto et al., 2007], добавляется четвертая – наличие предвестника SC. Предвестник представляет собой глобально регистрируемый цуг колебаний длительностью до 30 с с нарастающей к окончанию цуга амплитудой. На спектрограммах предвестник выглядит как широкополосный импульс падающей частоты (всплеск) в диапазоне 0.2÷2 Гц с резонансной структурой спектра.

**Результаты статистических исследований**

Неслучайность обнаруженного явления можно подтвердить статистикой наблюдений широкополосных всплесков в обс. «Борок», зарегистрированных во время SC с гигантскими амплитудами в авроральной зоне (1988–2012 гг.).

На рис. 6 представлены фрагменты магнитограмм обсерваторий авроральной зоны в околополуденные часы (*а*) и спектрограммы всплесков, полученные в обс. «Борок» (*б*). Видно, что во всех случаях

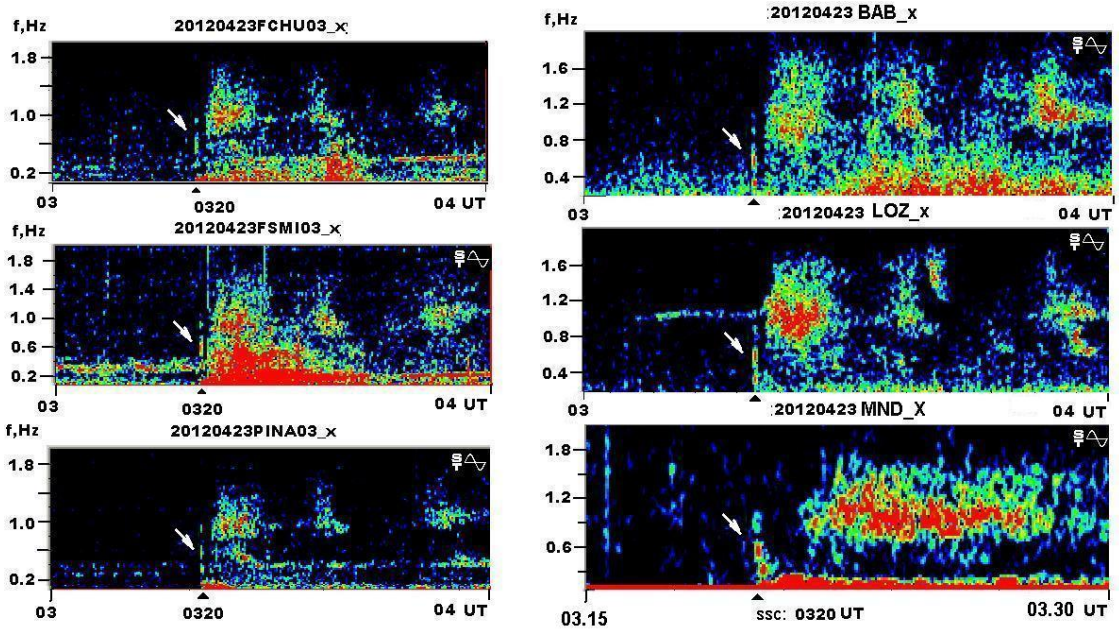



*Рис. 4.* Фрагменты сонограмм геомагнитных пульсаций на сети обсерваторий. Стрелкой обозначен широкополосный импульс с резонансной структурой спектра. В аналоговом виде импульс показан на рис. 2, *в* (обведено прямоугольником).

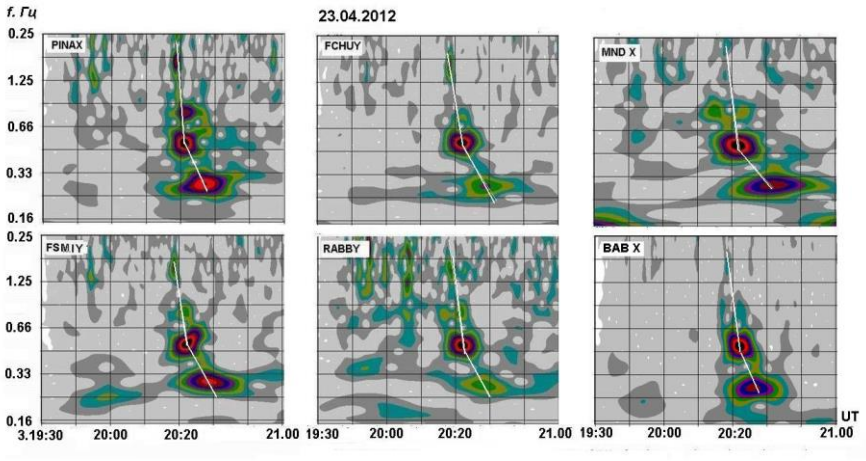



*Рис. 5.* Динамические спектры широкополосного импульса, обозначенного стрелками на рис. 4.

Таблица 3

| Дата | UT | $\Delta H_{PRI}$, нТл | $\Delta H_{MI}$, нТл | $\Delta B_{IMF}$, нТл | $\Delta B_{zIMF}$, нТл | $V(\Delta V)$, км/с | $\Delta N$, см$^{-3}$ | $\Delta f$, Гц |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 7.12.1988 | 18:24 | – | 441 | – | – | – | – | 6.2 |
| 20.01.1989 | 12:32 | 15 | 35 | – | – | – | – | 3.5 |
| 13.03.1989 | 01:27 | 12 | 64 | – | – | – | – | 6.1 |
| 16.03.1989 | 05:32 | 48 | 78 | 17 | +16 | 600(220) | 8 | 6.5 |
| 29.12.1989 | 06:54 | 40 | 129 | 15 | +10 | 550(120) | 12 | 2.6 |
| 04.06.1991 | 15:36 | 10 | 65 | 12 | +10 | 625(150) | 12 | 1.1 |
| Сред.знач. | | 25 | 135 | 13 | +12 | 591(165) | 10 | 4.3 |
| 08.06.1989 | 19:53 | – | 137 | 16 | +2 | – | – | 0.8 |
| 20.03.1990 | 22:43 | 29 | 368 | 14 | +18 | 480(100) | 27 | 0.24 |
| 23.04.1991 | 10:41 | 171 | 282 | – | – | – | – | 0.7 |
| 06.04.2000 | 16:30 | 100 | 400 | 18 | 2(–12)+2 | 362(195) | 12 | 0.4 |
| 24.01.2012 | 15:03 | 20 | 100 | 19 | +16 | 420(160) | 9 | 0.3 |
| Сред. знач. | | 80 | 257 | 18 | +9.5 | 421(152) | 16 | 0.49 |

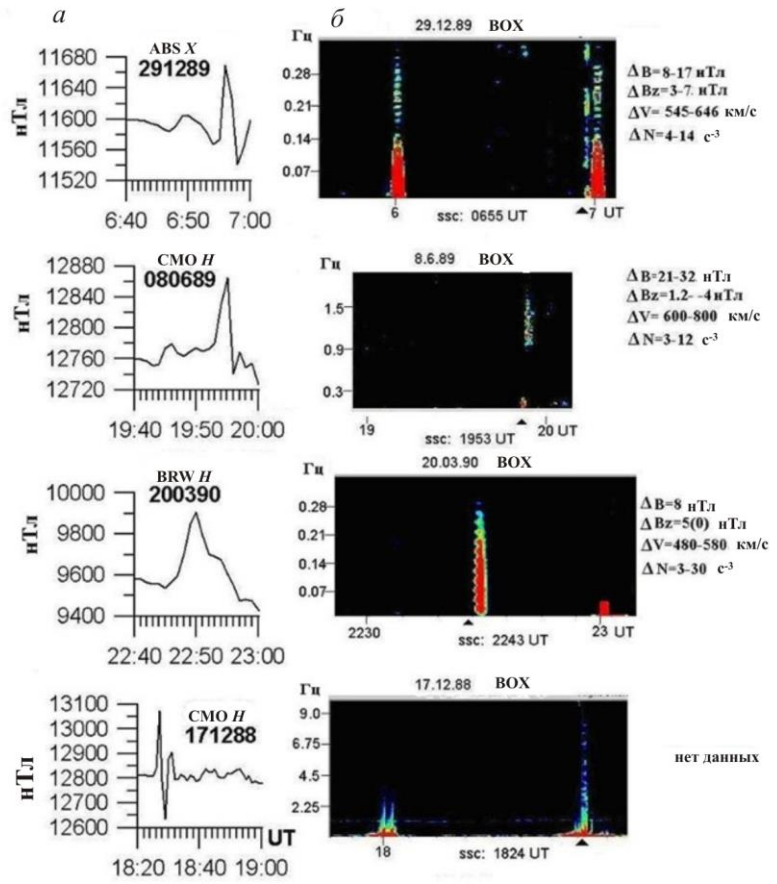



*Рис. 6.* Примеры широкополосных всплесков – предвестников SC: *а* – фрагменты магнитограмм авроральных обсерваторий, находящихся в момент регистрации на дневной стороне магнитосферы; *б* – сонограммы обс. «Борок».

широкополосные импульсы с резонансной структурой сопровождали внезапное начало с большими амплитудами предварительного импульса (среднее значение $\Delta H_{\mathrm{PRI}}$=40.5 нТл) и главного импульса SSC (среднее значение $\Delta H_{\mathrm{MI}}$=220 нТл, см. табл. 3). Важно отметить, что все зарегистрированные случаи широкополосных всплесков с дискретной структурой спектра наблюдались при больших скачках концентрации и скорости СВ, при положительной ориентации вертикальной компоненты ММП и при положительном скачке вертикальной компоненты на фронте МУВ (табл. 3).

В последней колонке табл. 3 приведен диапазон частот, занимаемый импульсом (предвестником). Как следует из табл. 3, все наблюдаемые события можно отнести к двум диапазонам частот: шесть событий с частотами всплеска в интервале 1.1÷7 Гц и пять событий с частотами всплеска в интервале 0.24÷0.8 Гц. Согласно [Беляев и др., 1989; Довбня и др., 2013а, б, 2014], эти частотные диапазоны соответствуют диапазонам частот ионосферного и надиносферного альфвеновских резонаторов.

**Основные результаты**

1. Обнаружено, что перед SC, вызываемыми МУВ с большим и резким скачком давления на фронте и преимущественно при положительной $B_z$-компоненте ММП, на Земле наблюдается предвестник. Предвестник представляет собой глобально регистрируемый цуг колебаний падающей частоты длительностью до 30 с с нарастающей к окончанию цуга амплитудой (до 5 нТл). На спектрограммах предвестник выглядит как широкополосный импульс (всплеск) в частотном диапазоне 0.2÷7 Гц с падающей к концу события частотой. Спектр импульса имеет резонансную (дискретную) структуру. Дискретность спектра представляет собой усиление энергии колебаний на одних частотах и ослабление на других.

2. Статистический анализ двенадцати событий показывает два частотных диапазона импульсов: 1.1÷7.2 Гц и 0.2÷1.1 Гц.

3. Природа опережающих цугов требует дальнейших исследований.

Заметим, что о геомагнитных пульсациях с резонансной структурой спектра в частотном диапазоне 0.2÷0.02 Гц, возбуждаемых при включении желобковой неустойчивости на магнитопаузе во время резкого сжатия и расширения магнитосферы при прохождении мимо Земли магнитного облака, сообщалось в [Мишин и др., 2001]. Упоминание о похожей реакции геомагнитного поля (кратковременный широкополосный всплеск на сонограммах) на скачок давления в СВ есть в [Safargaleev et al., 2010]. Однако ни морфологические свойства всплеска, ни его природа в этой работе не обсуждались.

**Обсуждение результатов**

Межпланетные ударные волны с большим и резким скачком давления на фронте вызывают гигант-

ские SC, сопровождаемые широкополосными всплесками геомагнитных пульсаций в полосе частот 0.2–7 Гц. Всплески имеют резонансную структуру спектра. Отметим, что подобное распределение энергии в спектре свойственно для ионосферного альфвеновского резонатора (ИАР), предсказанного теоретически и подтвержденного экспериментально в работах [Поляков, Рапопорт, 1981; Беляев и др., 1989]. Согласно [Поляков, Рапопорт, 1981], первая резонансная частота альфвеновского резонатора меняется в пределах 0.5÷3 Гц в зависимости от состояния ионосферы. Как показано там же, распределение энергии в спектре электромагнитного шума имеет возрастания на гармониках главной частоты резонатора.

В дополнение к ИАР в работах [Довбня и др., 2013а, б] обнаружен связанный с ИАР надионосферный альфвеновский резонатор (НИАР). Он проявляется на дискретных кратных частотах выше 0.15÷0.3 Гц и заполняет частотный диапазон частот ниже основного резонанса ИАР.

Сравним результаты наших наблюдений со свойствами ИАР и НИАР. Прежде всего, в рассмотренном нами событии 23.04.2012 г. частотный диапазон наблюдаемого цуга колебаний попадает в диапазон частот резонаторов (рис. 5). Число гармоник в спектре различается в зависимости от широты и компоненты геомагнитного поля. Так, гармоника на частоте 0.31 Гц отсутствует в *Y*-компоненте на ст. «Монды» и «Узур» и в *X*-компоненте в обс. «Ловозеро».

Сошлемся также на работу [Довбня и др., 2014], где анализируется воздействие МГД-резонаторов на геомагнитные пульсации. В этой статье приводятся примеры динамических спектров различных типов геомагнитных пульсаций и электромагнитных импульсов, наблюдаемых на Земле во время SC и землетрясений. По общему характеру динамических спектров, которые имеют дискретный характер в полосе частот от 0.1 до 6 Гц, предполагается, что появление дискретности в спектре пульсаций объясняется фильтрацией МГД-волн при их прохождении через ИАР и НИАР.

Можно сделать следующие выводы:

1. Широкополосные импульсы, генерируемые при взаимодействии МУВ с магнитосферой, являются предвестниками внезапного начала и могут вносить ошибку в определение $T_0$ SC.

2. Ионосферные альфвеновские резонаторы оказывают фильтрующее действие не только на МГД-волны, генерируемые в ионосфере и магнитосфере, но и волны, генерируемые при контакте МУВ с магнитопаузой.

Данные спутников ACE, IMP, Wind, Geotail, Cluster и THEMIS взяты из базы данных NASA CDAWeb, авторы благодарны соответствующим PI за возможность использования этих данных. Авторы признательны также коллективу ИКИ РАН за возможность использования данных спутника «Спектр-Р». Авторы благодарны J. Mann, D.K. Milling за данные сетей CARISMA и CANOPUS, а также обладателям информации за возможность использования данных мировой сети Kyoto World Data Center for Geomagnetism и сети INTERMAGNET. Данные индукционных магнитометров Баренцбурга и Ловозера предоставлены Полярным геофизическим институтом КНЦ РАН. Авторы благодарят Застенкера Г.Н. за конструктивные замечания и интерес к работе, а также Клайна Б.И. (Геофизическая обсерватория «Борок» ИФЗ РАН) за помощь в обработке данных по вариациям геомагнитного поля, записанных на магнитных носителях.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты РФФИ 13-05-00066, 13-05-00529, 13-02-00819 и 10-02-01063) и гранта NSC103-2923-M-006-002-MY3/14-05-92002ННС Тайвань – РФФИ.

## *ЛИТЕРАТУРА*

Chi P.J., Dong-Hun Lee, Russell C.T. Tamao travel time of sudden impulses and its relationships to ionospheric convections vortices // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. P. A08205.

Curto J.J., Araki T., Alberca L.F. Evolution of concept of sudden storm commencement and their operative identification // Earth Planets Space. 2007. Iss. 11. V. 59. P. i–xii.

Safargaleev V.V., Kozlovsky A., Honary F., Voronin A., Turunen T. Geomagnetic disturbances on ground associated with particle precipitation during SC // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 247–265.

Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 176 с.

Сафаргалеев В.В. Возмущения магнитосферно-ионосферной системы в арктических широтах и задачи мониторинга космической погоды: автореф. дис. … д-ра физ.-мат. наук. Апатиты: КНЦ РАН, 2011. 30 с.

Пархомов В.А. О тонкой структуре предварительного импульса внезапного начала // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 26, № 3. С. 420–424.

Пархомов В.А. Осцилляторная структура предварительного импульса внезапного начала геомагнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30, № 2. С. 210–215.

Зеленый Л.М., Застенкер Г.Н., Петрукович А.А. и др. Эксперимент «Плазма-Ф»: три года работы на орбите // Вестник НПО им. Лавочкина. 2014. № 3. С. 12–36.

Поляков С.В., Рапопорт В.О. Ионосферный альвеновский резонатор // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 610–614.

Беляев П.П., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Экспериментальное исследование электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 2, № 6. С. 663–671.

Довбня Б.В., Гульельми А.В., Потапов А.С., Клайн Б.И. О существовании надионосферного резонатора Альвена // Солнечно-земная физика. 2013а. Вып. 22. С. 12–15.

Довбня Б.В., Гульельми А.В., Потапов А.С., Рахматулин Р.А. Дополнительный резонатор для ультранизкочастотных волн // Геофизические исследования. 2013б. Т. 14. С. 49–58.

Довбня Б.В., Гульельми А.В., Потапов А.С., Рахматулин Р.А. О воздействии МГД-резонаторов на геомагнитные пульсации // Геофизический журнал. 2014. № 6. С. 32–40.

http://129.128.234.110:8080/ssdp/jsp/logon.jsp

http://intermagnet.com

http://cdaweb.gsfc.nasa.gov /cdaweb/istp_public

[1]*Байкальский государственный университет экономики и права, Иркутск, Россия*

[2]*Геофизическая обсерватория «Борок» Института физики Земли РАН, п. Борок, Россия*

[3]*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

[4]*Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Апатиты, Россия*

[5]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 29–32*

УДК 350.338.2, 550.385

# СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОТНОШЕНИЙ ОСНОВНЫХ ГАЗОВЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ТЕРМОСФЕРЫ В ПОСЛЕДНЕМ МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (2007–2009 гг.)

**Г.П. Кушнаренко, Г.М. Кузнецова, О.Е. Яковлева**

# SEASONAL VARIATIONS IN RATIOS OF MAIN GAS COMPONENTS OF THE THERMOSPHERE IN THE SOLAR ACTIVITY LAST MINIMUM (2007–2009)

**G.P. Kushnarenko, G.M. Kuznetsova, O.E. Yakovleva**

По данным Иркутского дигизонда (52° N, 104° E) по методике авторов рассчитаны отношения основных газовых составляющих [O]/[$N_2$] и [$O_2$]/[O] на высотах ниже максимума ионосферного слоя F1 в спокойных и возмущенных геомагнитных условиях для разных сезонов последнего минимума солнечной активности. Получено, что во все сезоны трех лет, кроме осени, среднее отношение [O]/[$N_2$] максимально в 2007 г. и в спокойные, и в возмущенные дни. В осенний период это отношение значительно возрастает (на 30 %) от 2007 к 2009 г. Проведено сравнение наших оценок [O]/[$N_2$] с данными по GUVI [http://guvi.jhuapl.edu/], получено разумное соответствие для отдельных сезонов.

By means of the authors' technique on the base of Irkutsk digisonde (52° N, 104° E) data the ratios of the major gas components [O]/[$N_2$] and [$O_2$]/[O] were calculated at the altitudes below ionospheric F1-layer maximum in the quiet and disturbed geomagnetic conditions for different seasons during the solar activity last minimum. During all seasons covering three years except for the autumn, the average ratio [O]/[$N_2$] was found to be maximum in 2007 both in quiet and disturbed days . In autumn period, this ratio is significantly increased (up to 30 %) when moving from 2007 to 2009. When comparing our estimates of [O]/[$N_2$] with data on GUVI [http://guvi.jhuapl.edu/], the reasonable agreement for individual seasons was obtained.

## Введение

В работе оценивается состояние нейтрального газа термосферы по данным ионосферных измерений для периода последнего минимума солнечной активности 2007–2009 гг. Фаза понижения солнечной активности в 23-м цикле была длительной и постепенной: период покоя с середины 2007 г. до середины 2009 г. был самым долгим из последних минимумов. Спутниковые измерения показывают, что солнечное экстремальное ультрафиолетовое (EUV) излучение было также аномально низким в сравнении с предыдущими минимумами.

Измерения интегрального EUV-потока в диапазоне 26–34 нм во время двух последних минимумов солнечной активности, 1996 г. и 2007–2009 гг. показали уменьшение энергии на 15 % в последнем минимуме по сравнению с предыдущим [Solomon et al., 2010]. Для оценки зависимости изменения энергии от длины волны во всем диапазоне ионизирующего излучения был проведен анализ с привлечением моделей спокойного Солнца и измерений отдельных эмиссий, который показал, что в целом снижение EUV-энергии составило 13 %. На основе модели [Richards et al., 1994] с учетом соответствующих измерений EUV получен спектр для условий минимальной активности Солнца [Solomon et al., 2010], который использовался в наших расчетах.

EUV-излучение контролирует температуру и плотность термосферы, поэтому в минимуме последнего цикла термосфера была необычно холодной, а ионосфера – по ионосферным наблюдениям – ниже и прохладнее в сравнении с аналогичными условиями в прошлом. Анализ результатов спутниковых измерений [Emmert et al., 2010] показал, что верхняя термосфера была менее плотной и более холодной, чем в нескольких предыдущих солнечных минимумах. В 2007–2009 гг. термосферные плотности на высоте 400 км были самыми низкими в базе данных за 43 года и аномально низкими (на 10–30 % меньше) в сравнении с ожидаемыми.

Задача определения нейтральных газовых составляющих термосферы для различных гелио- и геофизических условий с помощью ионосферных измерений не потеряла актуальности и в настоящее время. Использование в нашей методике данных регулярных измерений методом вертикального зондирования ионосферы позволяет отслеживать состояние термосферы в определенные моменты. В работе были получены отношения [O]/[$N_2$] и [$O_2$]/[O] на высотах нижней ионосферы в спокойных и возмущенных геомагнитных условиях в разные сезоны в годы последнего минимума солнечной активности.

## Метод и используемые данные

Электронная концентрация на высотах средней ионосферы 120–200 км в дневное время почти целиком контролируется состоянием нейтрального газа термосферы при определенной величине энергии ионизирующего излучения. На указанных высотах в освещенный период суток в средних широтах выполняется условие фотохимического равновесия, что позволяет сравнительно просто описать связь электронной концентрации $N$ с газовым составом, температурой термосферы и с потоком солнечного излучения с помощью полуэмпирической модели (ПЭМ). ПЭМ, основанная на уравнении регрессии [Щепкин и др., 2009], может послужить для анализа текущего состояния газового состава термосферы:

$$N / N_{\text{av}} = X_1 + X_2 \times \left[n_1 / (5n_2 + n_3)\right]^{1.5} + \\ + X_3 (n_1 / n_3)^{0.5} \times (\cos\chi)^{0.5} + \\ + X_4 \exp\left[-(T_{\text{ex}} - 600)/600\right] + X_5 (E / E_0), \quad (1)$$

где $N$ – электронная концентрация для определенных условий (высота, время), $N_{\text{av}}$ – ее среднее значение по всему объему использованных данных от-

дельно для каждой высоты, $X_j$ – искомые коэффициенты уравнения модели, $n_1$, $n_2$, $n_3$ – концентрации частиц атомарного кислорода, молекул кислорода и азота соответственно на высоте 120 км, $T_{ex}$ – температура экзосферы, $\chi$ – зенитный угол Солнца. Уравнение (1) можно записать в следующем виде:

$$N / N_{av} = X_1 + X_2 R\sqrt{R}W + +X_3\sqrt{R}(\cos\chi)^{0.5} + \\ +X_4 \exp\left[-(T_{ex} - 600)/600\right] + \\ +X_5(E/E_0), \quad (2)$$

где $R$=[O]/[$N_2$], $W$=[1/(1+5$R_2$)]$^{1.5}$, $R_2$=[$O_2$]/[$N_2$], $R_2/R$=[$O_2$]/[O]: величины [O], [$O_2$] и [$N_2$] – компоненты нейтральной атмосферы. Последний член $X_5(E/E_0)$ в (2) показывает зависимость от относительной величины энергии потока ионизирующего излучения в диапазоне 5–105 нм, $E_0$ – значение энергии $E$ при максимуме солнечной активности. В расчетах использовалась модель термосферы [Hedin, 1987] для определения концентраций нейтральных газовых компонент и температуры $T_{ex}$. Для определения энергии потока ионизирующего излучения мы использовали спектр [Solomon et al., 2010], полученный на основе модели [Richards et al., 1994] с учетом соответствующих измерений солнечного EUV-излучения в период последнего солнечного минимума. В расчетах использовались значения электронной концентрации, полученные по измерениям Иркутского дигизонда для этого периода на высотах 120–200 км. Таким образом, в нашем распоряжении были необходимые данные, по которым из выражения (2) можно оценить величины $R$, $R_2$, $R_2/R$ во время солнечного минимума 2007–2009 гг. Следует отметить, что, поскольку в формуле (2) величины $R$=[O]/[$N_2$] и $R_2/R$=[$O_2$]/[O] относятся к высоте 120 км, мы их можем оценить, используя значение $N$ для других высот, именно для опорного уровня термосферы. Процедура расчетов описывается в работе [Кушнаренко и др., 2011].

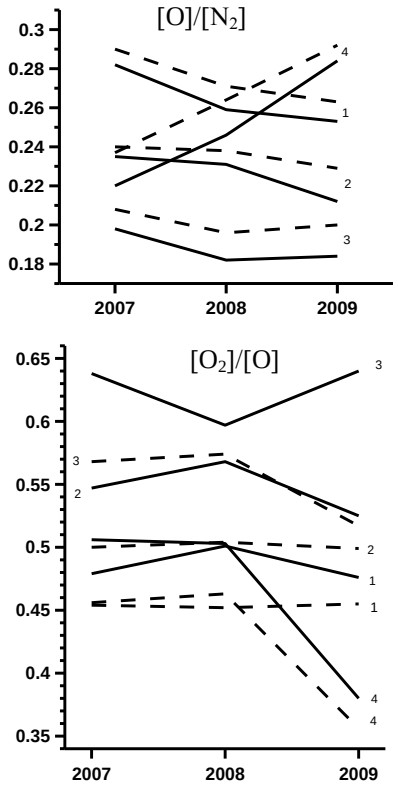
**Обсуждение результатов**

Предложенный метод позволяет оценивать отношения газовых составляющих [O]/[$N_2$] и [$O_2$]/[O] для дневных часов (07–18 LT). Оценки относятся к опорному уровню верхней термосферы 120 км. При этом используются данные по электронной концентрации на высотах 120–200 км.

Для исследования были выбраны геомагнитно-спокойные и геомагнитно-возмущенные дни. Расчеты были выполнены для периода длительного минимума 2007–2009 гг., когда среднегодовые значения индекса $F$10.7 составляли 74, 69 и 71 (в единицах $10^{-22}$ Вт·м$^{-2}$·Гц$^{-1}$) соответственно. Дни с геомагнитными возмущениями выбирались за все сезоны этих лет (табл. 1). Значения индексов $F$10.7, $A_p$ и $D_{st}$ были получены из базы данных WDC-C2 в Киото [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/]. Для каждого дня находилось сначала среднее отношение за околополуденные часы (10–14 LT), а затем – среднее отношение для каждого сезона каждого года. Такая же процедура расчетов была проведена и для геомагнитно-спокойных дней. Результаты показаны в табл. 2.

**Отношение [O]/[$N_2$]**

Во все сезоны трех лет минимума солнечной активности, кроме осени, среднее отношение [O]/[$N_2$] максимально в 2007 г. и в спокойные и в возмущенные дни. Изменение при переходе от спокойных условий к возмущенным незначительное – уменьшение на 5 % во все сезоны. Причина, возможно, в том, что рассматривались в основном дни со слабыми геомагнитными возмущениями. Значения [O]/[$N_2$] максимальны зимой и минимальны летом: в спокойные дни уменьшение от одного сезона к другому составляет 27 %, в возмущенные дни – порядка 30 % во все годы. Отношение [O]/[$N_2$] увеличивается от лета к осени с возрастанием по годам: от 11 % в 2007 г. до 35 % в 2008 г. и до 50 % в 2009 г. Это относится и к спокойным и к возмущенным условиям. Более наглядно результаты представлены на рисунке. Видно, что отношение [O]/[$N_2$] в осенний период значительно увеличивается (на 30 % в возмущенных и на 23 % в спокойных условиях) при движении от 2007 г. к 2009 г., в то время как в остальные сезоны это отношение меняется слабо, уменьшаясь зимой и весной на 5–10 %. Возможной причиной является сезонная перестройка циркуляции термосферного ветра в равноденственный осенний период, что влечет за собой изменение нейтрального состава атмосферы на рассматриваемых высотах [Lastovicka, 2002; Goncharenko, 2006], и, поскольку на средних широтах существует весенне-осенняя асимметрия в геомагнитных возмущениях [Кушнаренко и др., 2013], процессы в осенние сезоны выражены сильнее.




Сезонные изменения средних отношений [O]/[$N_2$] и [$O_2$]/[O] в минимуме солнечной активности (2007–2009 гг.) в геомагнитно-спокойные периоды (штриховые линии) и в геомагнитно-возмущенные периоды (сплошные линии): 1 – зима; 2 – весна; 3 – лето; 4 – осень.

Таблица 1

Анализируемые геомагнитные возмущения (2007–2009 гг.)

| | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2007 г. | 02.01. | 03.01. | 04.01. | 16.01. | 17.01. | 19.01. | 30.01. | 15.02. | 28.02. | 01.03. |
| $A_p$ | 32 | 22 | 27 | 39 | 27 | 32 | 32 | 32 | 32 | 32 |
| 2007 г. | 06.03. | 07.03. | 13.03. | 16.03. | 24.03. | 25.03. | 01.04. | 02.04. | 23.04. | 28.04. |
| $A_p$ | 39 | 22 | 48 | 27 | 39 | 32 | 48 | 48 | 48 | 39 |
| 2007 г. | 29.04. | 30.04. | 18.05. | 14.06. | 04.07. | 11.07. | 20.07. | 02.09. | 23.09. | 24.09. |
| $A_p$ | 39 | 32 | 27 | 32 | 32 | 48 | 27 | 39 | 32 | 22 |
| 2007 г. | 28.09. | 29.09. | 30.09. | 20.10. | 27.10. | 30.10. | 20.11. | 21.11. | | |
| $A_p$ | 39 | 48 | 22 | 27 | 22 | 27 | 32 | 27 | | |
| 2008 г. | 05.01. | 06.01. | 07.01. | 14.01. | 25.01. | 02.02. | 11.02. | 13.02. | 19.02. | 28.02. |
| $A_p$ | 22 | 22 | 27 | 32 | 22 | 39 | 27 | 22 | 22 | 22 |
| 2008 г. | 29.02. | 01.03. | 09.03. | 10.03. | 11.03. | 12.03. | 18.03. | 26.03. | 27.03. | 28.03. |
| $A_p$ | 32 | 56 | 67 | 27 | 22 | 22 | 22 | 32 | 48 | 32 |
| 2008 г. | 18.08. | 04.09. | 15.09. | 04.10. | 11.10. | 12.10. | 29.10. | 08.11. | 09.11. | 16.11. |
| $A_p$ | 18 | 80 | 27 | 27 | 27 | 22 | 32 | 27 | 27 | 22 |
| 2009 г. | 19.01. | 04.02. | 15.02. | 27.02. | 13.03. | 25.03. | 08.05. | 24.06. | 23.10. | 30.10. |
| $A_p$ | 27 | 22 | 22 | 27 | 39 | 22 | 27 | 27 | 22 | 18 |

Таблица 2

Средние отношения $[O]/[N_2]$ и $[O_2]/[O]$ в периоды геомагнитных возмущений в сравнении со средними величинами в спокойные дни в годы минимума солнечной активности

| Год | *F*10.7 | $[O]/[N_2]$ | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | Зима | | Весна | | Лето | | Осень | |
| | | Возм. | Спок. | Возм. | Спок. | Возм. | Спок. | Возм. | Спок. |
| 2007 | 74 | 0.282 | 0.290 | 0.235 | 0.240 | 0.198 | 0.208 | 0.220 | 0.237 |
| 2008 | 69 | 0.259 | 0.271 | 0.231 | 0.238 | 0.182 | 0.196 | 0.246 | 0.264 |
| 2009 | 71 | 0.253 | 0.263 | 0.212 | 0.229 | 0.184 | 0.200 | 0.284 | 0.292 |
| | | $[O_2]/[O]$ | | | | | | | |
| 2007 | 74 | 0.479 | 0.454 | 0.547 | 0.500 | 0.638 | 0.568 | 0.506 | 0.456 |
| 2008 | 69 | 0.501 | 0.452 | 0.568 | 0.504 | 0.597 | 0.574 | 0.503 | 0.463 |
| 2009 | 71 | 0.476 | 0.455 | 0.525 | 0.499 | 0.640 | 0.517 | 0.380 | 0.356 |

**Отношение $[O_2]/[O]$**

Наибольшие значения $[O_2]/[O]$ наблюдаются в летние сезоны всех трех лет и в спокойных и в возмущенных условиях, минимальные – осенью. Осенью значения $[O_2]/[O]$ уменьшаются относительно летних значений в спокойный период на 23 %, в возмущенный на 26 %. Во все сезоны во время геомагнитных возмущений значения $[O_2]/[O]$ увеличиваются на 7–13 % по сравнению со спокойными днями. Отношение $[O_2]/[O]$ в осенний период (см. рисунок) почти не меняется в 2008 г. в сравнении с 2007 г., но в 2009 г. уменьшается на 22 % в спокойных и на 25 % в возмущенных условиях. В другие сезоны рассматриваемых лет величины $[O_2]/[O]$ меняются мало, лишь летом в спокойных условиях они ниже значений в 2007 г. на 10 %.

Рассчитанные отношения $[O]/[N_2]$ мы сравнили со значениями, полученными по картам, построенным на основе измерений УФ-спектрометра пространственного сканирования GUVI. Эти карты обеспечивают дневное глобальное покрытие земной мезосферы и нижней термосферы (высоты 60–180 км) [http://guvi.jhuapl.edu]. Сравнение было проведено для всех выбранных геомагнитно-спокойных и геомагнитно-возмущенных дней для всех сезонов за период 2007–2009 гг. Существует вполне разумное соответствие для летних сезонов этого периода: значения $[O]/[N_2]$ по GUVI составляют 0.2–0.3. Весной и осенью соответствие имеет место для отдельных событий, поскольку рассматриваемый период включает много дней, в которые отсутствовали измерения, значения по GUVI в эти сезоны в диапазоне от 0.2 до 0.6. Зимой значения по GUVI выше наших оценок. Значительное превышение отношений $[O]/[N_2]$ в сравнении с модельными отмечается и в работе [Stephan et al., 2008]. По-видимому, используемая в нашем методе модель MSIS-86 не всегда корректно описывает газовый состав в регионе Иркутска в возмущенных условиях зимнего периода.

**Заключение**

1. Во все сезоны трех лет минимума солнечной активности, кроме осени, среднее отношение $[O]/[N_2]$ максимально в 2007 г. и в спокойные, и в возмущенные дни. В возмущенные дни наблюдается незначительное уменьшение $[O_2]/[N_2]$ относительно спокойных дней – на 5 % во все сезоны. Причина, возможно, в том, что рассматривались в основном дни со слабыми геомагнитными возмущениями.

2. Отношение $[O]/[N_2]$ в осенний период значительно возрастает (на 30 % в возмущенных и на 23 % в спокойных условиях) от 2007 к 2009 г., в то время как в остальные сезоны это отношение меняется слабо, уменьшаясь зимой и весной на 5–10 %. При-

чиной может быть сезонная перестройка циркуляции термосферного ветра в равноденственный осенний период, что влечет за собой изменения нейтрального состава атмосферы на рассматриваемых высотах.

3. Отношения $[O]/[N_2]$ максимальны зимой и минимальны летом. Уменьшение от одного сезона к другому составляет в спокойные дни 27 %, в возмущенные дни – 30 % во все годы минимума солнечной активности.

4. При сравнении наших оценок отношений $[O]/[N_2]$ со значениями по GUVI получено вполне разумное соответствие в летние сезоны: значения по GUVI составляют 0.2–0.3. Весной и осенью соответствие имеет место для отдельных событий, поскольку в эти сезоны для многих дней отсутствовали измерения по GUVI. Зимой значения по GUVI выше наших оценок. Различие результатов, возможно, вызвано некорректным описанием используемой в предложенном методе моделью MSIS-86 газового состава термосферы над Иркутском в зимних возмущенных условиях.

5. Наибольшие значения отношения $[O_2]/[O]$ наблюдаются летом во все сезоны трех лет и в спокойных и в возмущенных условиях, минимальные – осенью: уменьшение от лета к осени достигает 23 % в спокойный период и 26 % в возмущенный. Во время геомагнитных возмущений во все сезоны отношение $[O_2]/[O]$ увеличивается на 7–13 % в сравнении со спокойными днями.

6. В осенний период отношение $[O_2]/[O]$ уменьшается от 2007 к 2009 г. на 22 % в спокойных и на 25 % в возмущенных условиях, тогда как в другие сезоны меняется мало: только летом в спокойных условиях значение $[O_2]/[O]$ ниже, чем в 2007 г., на 10 %.

7. Очень важно, что решение задачи оценки основных газовых составляющих термосферы осуществляется на базе регулярных ионосферных измерений методом вертикального зондирования.

## *СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Кушнаренко Г.П., Кузнецова Г.М., Колпакова О.Е. Оценки отношений основных газовых составляющих во время сильных и умеренных геомагнитных возмущений в период спада и минимума солнечной активности // Солнечно-земная физика. 2011. Вып. 19. С. 134–139.

Кушнаренко Г.П., Кузнецова Г.М., Полех Н.М., Ратовский К.Г. Эффекты геомагнитных бурь на высотах ионосферного слоя F1 в период спада и минимума солнечной активности // Там же. 2013. Вып. 22. С. 3–34.

Щепкин Л.А., Кузнецова Г.М., Кушнаренко Г.П. Оценки относительного содержания атомов и молекул кислорода на высоте 120 км по данным ионосферных измерений // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49, № 4. С. 129–133.

Emmert J.T., Lean J.L., Picone J.M. Record low thermospheric density during the 2008 solar minimum // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L12102. doi:10.1029/2010GL043671.

Goncharenko L., Salah J., Crowley G., et al. Large variations in the thermosphere and ionosphere during minor geomagnetic disturbances in April 2002 and their association with IMF $B_y$ // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. A03303. doi:10.1029/2004JA010683.

Hedin A.E. MSIS-86 thermospheric model // Ibid. 1987. V. 92, N A5. P. 4649–4662.

Lastovicka J. Monitoring and forecasting of ionospheric space weather-effects of geomagnetic storms // J. Atm. and Solar-Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 697–705.

Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G. EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, N A5, P. 8981–8992.

Solomon S.C., Woods T.N., Didkovsky L.V., Emmert J.T., Qian L. Anomalously low solar extreme ultraviolet irradiance and thermospheric density during solar minimum // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L16103. doi:10.1029/ 2010GL044468.

Stephan A.W., Meier R.R., Paxton L.J. Comparison of Global Ultraviolet Imager limb and disk observations of column $O/N_2$ during a geomagnetic storm // J. Geophys. Res. 2008. V. 100, N A7. P. 12,217–12,226.

URL: http://guvi.jhuapl.edu/.

URL: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 33–39*

УДК 621.371.3, 621.376.3

# МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 1–10 МГц НА ОСНОВЕ МЕТОДА НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

**С.Н. Пономарчук, Н.В. Ильин, М.С. Пензин**

# THE MODEL OF RADIO WAVE PROPAGATION IN 1–10 MHz FREQUENCY RANGE ON THE BASE OF NORMAL WAVE METHOD

**S.N. Ponomarchuk, N.V. Ilyin, M.S. Penzin**

В работе в рамках волноводного подхода предлагается метод описания распространения радиоволн в волноводе Земля–ионосфера для низкочастотной части декаметрового диапазона, когда несущая частота сигнала может быть меньше минимальной критической частоты ионосферного слоя вдоль трассы распространения. На основе метода нормальных волн была модифицирована схема решения радиальной задачи и построения спектра радиального оператора. Разработан численный алгоритм расчета электромагнитного поля излучения для частот, для которых существует регулярный волновод Земля–ионосфера и число нормальных волн достаточно велико.

Within the framework of waveguide approach, we propose a method of describing radio wave propagation in the Earth–ionosphere waveguide for the low-frequency part of decameter range. We consider the case when the carrier frequency can be less than the minimal critical frequency of the ionosphere layer for the propagation path. On the basis of the normal wave method, the scheme of solution for radial case and of computation of the radial operator spectrum was modified. We developed a numerical algorithm for computing the electromagnetic radiation field for frequencies for which the regular Earth–ionosphere waveguide occurs and the number of normal waves is sufficiently large.

## Введение

При анализе декаметровых радиотрасс метод нормальных волн [Куркин и др., 1981] оказывается достаточно эффективным, что было неоднократно продемонстрировано с использованием разработанного программного комплекса [Алтынцева и др., 1987]. В рамках метода нормальных волн электромагнитное поле излучения внутри волновода Земля–ионосфера представляется в виде ряда, вообще говоря бесконечного, по собственным функциям радиального оператора. При этом для численных расчетов ряд ограничивается так называемой группой слабозатухающих волн. Несущая частота сигнала при таком способе расчета спектра должна быть больше минимальной критической частоты на трассе распространения, тогда в каждой точке волновода существует номер нормальной волны, с которого поле перестает отражаться от ионосферы. В случае если частота меньше критических частот по трассе, группа слабо просачивающихся волн становится бесконечной. При этом реальные части спектрального параметра образуют последовательность, сходящуюся к нулю, что физически соответствует наличию углов распространения, сколь угодно близких к вертикали. Мнимые части спектрального параметра растут с номерами, но обусловлено это не прохождением волн через ионосферный барьер, а поглощением в ионосфере. В этом случае ранее применявшийся алгоритм неприменим. В работе приведена модификация метода нормальных волн для решения радиальной задачи и построения спектра радиального оператора. Разработан численный алгоритм расчета поля для рабочих частот низкочастотной части декаметрового и средневолнового диапазона, для которых существует регулярный волновод Земля–ионосфера и число нормальных волн достаточно велико.

## Постановка задачи

Рассматривается азимутально-симметричный неоднородный сферический волновод Земля–ионосфера. Для выбранной модели волновода фурье-компоненты электромагнитного поля в точке приема ($r$, $\theta$) имеют вид [Куркин, Хахинов, 1984; Попов, Потехин, 1984]:

$$\left.\begin{matrix} E_r \\ E_\theta \\ B_\varphi \end{matrix}\right\} = -i\frac{A}{ar\sqrt{\sin\theta}}\times$$

$$\times\sum_n \frac{1}{\sqrt{\tilde{\gamma}_n^e(\theta)}} D_n^e(\varphi)\times \tag{1}$$

$$\times\begin{pmatrix} -\dfrac{a}{r\sqrt{\varepsilon(r,\theta)}}\tilde{\gamma}_n^e(\theta)R_n^e(r,\theta) \\ \dfrac{1}{ik\varepsilon(r,\theta)}\dfrac{\partial(\sqrt{\varepsilon(r,\theta)}R_n^e(r,\theta))}{\partial r} \\ \sqrt{\varepsilon(r,\theta)}R_n^e(r,\theta) \end{pmatrix} e^{ih\int_0^\theta \tilde{\gamma}_n^e(\theta')d\theta'},$$

$$\left.\begin{matrix} B_r \\ B_\theta \\ E_\varphi \end{matrix}\right\} = -i\frac{A}{ar\sqrt{\sin\theta}}\sum_n \frac{1}{\sqrt{\tilde{\gamma}_n^m(\theta)}} D_n^m(\varphi)\times$$

$$\times\begin{pmatrix} \dfrac{a}{r}\tilde{\gamma}_n^m(\theta)R_n^m(r,\theta) \\ \dfrac{i}{k}\dfrac{\partial R_n^m(r,\theta)}{\partial r} \\ R_n^m(r,\theta) \end{pmatrix} e^{ih\int_0^\theta \tilde{\gamma}_n^m(\theta')d\theta'}. \tag{2}$$

Здесь $A=\dfrac{\sqrt{2\pi ka^3}}{c}e^{i\frac{\pi}{4}}$, $h=ka$, $a$ – радиус Земли. $R_n^{e,m}(r,\theta)$ и $\tilde{\gamma}_n^{e,m}=\gamma_n^{e,m}+i\nu_n^{e,m}$ – собственные функции и собственные значения соответствующих радиальных краевых задач для магнитного ТМ (со значком «*e*») и электрического ТЕ (со значком «*m*») полей [Куркин и др., 1981]. Эффективность возбуждения нормальных волн характеризуется величинами

$D_n^e(\varphi)$ и $D_n^m(\varphi)$ соответственно. Логично назвать их коэффициентами возбуждения нормальных волн. Коэффициенты возбуждения нормальных волн $D_n^{e,m}(\varphi)$ являются интегралами по объему $V_1(r_1, \theta_1, \varphi_1)$, занятому источником поля, и представляют собой аналоги диаграмм направленности излучающих антенн [Куркин, Хахинов, 1984]:

$$D_n^e(\varphi) = \int\limits_{V_1} \left\{ \frac{r_1}{ika\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}_1)}} \frac{\partial(\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}_1)}R_n^e(r_1))}{\partial r_1} \times \right.$$

$$\left. \times \left[ j_\theta \cos(\varphi-\varphi_1) + j_\varphi \sin(\varphi-\varphi_1) \right] + j_r \tilde{\gamma}_n^e R_n^e(r_1) \right\} \times$$

$$\times \frac{\exp(-ih\tilde{\gamma}_n^e \theta_1 \cos(\varphi-\varphi_1))}{r_1^2\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}_1)}} a dv_1, \qquad (3)$$

$$D_n^m(\varphi) = \int\limits_{V_1} \left[ j_\varphi \cos(\varphi-\varphi_1) - j_\theta \sin(\varphi-\varphi_1) \right] \times$$

$$\times \frac{R_n^m(r_1)}{r_1} \exp\left(-ih\tilde{\gamma}_n^m \theta_1 \cos(\varphi-\varphi_1)\right) dv_1. \qquad (4)$$

Таким образом, поле внутри волновода Земля–ионосфера в рамках волноводного подхода представляется в виде ряда по собственным функциям радиальной краевой задачи с импедансными условиями на поверхности Земли и условиями излучения на бесконечности [Куркин и др., 1981]. Радиальное уравнение имеет вид

$$\frac{d^2R}{dy^2} + hQ(y, \xi+i\chi)R = 0, \qquad (5)$$

где

$$Q = 1 - \alpha q_1(y) + i\beta q_2(y) - \frac{\xi + ix}{y^2},$$

$$\xi + i\chi = \tilde{\gamma}^2 = (\gamma+i\nu)^2,\ y=r/a,\ \alpha = \omega_0^2/\omega^2,$$

$\beta = \alpha\nu_{\text{eff}}/\omega^2$, $q_1(y) = q(y)$, $q_2(y) = q(y)\tilde{q}(y)$, $q(y)$ – профиль электронной концентрации $N(y)$, нормированный на единицу в точке максимума, $\tilde{q}(y)$ – профиль эффективной частоты соударений с нейтралами $\nu_{\text{eff}}$, нормированный на единицу в точке начала ионосферы. Здесь и далее у собственных функций и собственных значений подразумевается наличие индекса $n$. Граничное условие для радиальной функции на поверхности Земли

$$\left[ \frac{dR}{dy} + ihS\sqrt{\varepsilon_t - \xi - i\chi}R \right]_{y=1} = 0, \qquad (6)$$

где $S$=1 для магнитного диполя, $S=1/\varepsilon_t$ для электрического диполя, $\varepsilon_t$ – комплексная диэлектрическая проницаемость земной поверхности. Условие излучения на бесконечности

$$\lim_{y\to\infty}\left( \frac{dR}{dy} - ihR \right) = 0. \qquad (7)$$

Вещественную независимую переменную $y$ в коэффициенте уравнения (5) можно заменить комплексной переменной $z$. Нули $z_1 = y_1 + i\psi_1$ и $z_2 = y_2 + i\psi_2$ функции $Q(z, \xi+i\chi)$ определяют точки отражения (поворота). В зависимости от значения спектрального параметра нижней точкой отражения является поверхность Земли или точка $z_1 = \sqrt{\xi+i\chi} = \gamma + i\nu$. В окрестности верхней точки отражения $z_2$ меняет знак $\operatorname{Re} Q(z, \xi+i\chi)$, поэтому из условия $\operatorname{Re} Q(z, \xi+i\chi) = 0$ можно приближенно записать выражение для вещественной части $\xi = \gamma^2 - \nu^2$:

$$\gamma^2 - \nu^2 = y^2[1 - \alpha^2 q_1(y)]. \qquad (8)$$

В реализованном ранее комплексном алгоритме моделирования декаметрового радиоканала на основе метода нормальных волн [Куркин и др., 1981; Алтынцева и др., 1987] предполагалось, что рабочая частота больше минимальной критической частоты F2-слоя на радиотрассе. Данное предположение соответствует условию существования идеального волновода Земля–ионосфера. Коэффициент в радиальном уравнении (5) для такого волновода больше нуля, $Q(y, \gamma) > 0$, вне точек поворота $Q(y, \gamma) = 0$. При учете мнимой части спектрального параметра $\nu$ ограничение снизу на рабочую частоту по критической частоте слоя F2 снимается, так как решение уравнения (8) для таких частот существует.

Собственные значения $\tilde{\gamma}^2 = \xi + i\chi$ радиальной задачи (5)–(7) в комплексной плоскости ($\xi$, $\chi$) расположены в верхней полуплоскости, так как $\xi=\gamma^2-\nu^2$, $\chi=2\gamma\nu$. В комплексной же плоскости ($\gamma$, $\nu$) значения спектрального параметра $\gamma + i\nu = \sqrt{\xi+i\chi}$ расположены в верхнем правом квадранте. В области рабочих частот, меньших критической частоты слоя F2, вещественная часть спектрального параметра $\gamma$ стремится к нулю, а мнимая часть $\nu$ резко возрастает. При этом для определенной части спектра собственных значений для рабочих частот низкочастотной части декаметрового и средневолнового диапазонов существует регулярный волновод Земля–ионосфера и число нормальных волн достаточно велико. Таким образом, в предлагаемой модели распространения радиоволн ограничение на рабочую частоту по критической частоте слоя F2 снимается и вклад мнимой части собственного значения в характеристики нормальных волн учитывается по квадрату спектрального параметра радиальной задачи.

**Решение радиального уравнения**

Решение уравнения (5) вне окрестностей точек поворота $z_1$, $z_2$ записывается в виде ВКБ-приближения [Хединг, 1965]:

$$R = \frac{C^\pm}{\sqrt[4]{Q}} \exp\left( \pm ih \int\limits_{z_1}^{z} \sqrt{Q} dz \right), \qquad (9)$$

где $C^\pm$ – произвольные константы. В области точек поворота $z_1$, $z_2$ решение уравнения (5) строится с использованием эталонного уравнения Эйри [Хединг, 1965; Куркин и др., 1981].

Построим решение радиальной краевой задачи вблизи поверхности Земли в окрестности точки

$z_1 = \tilde{\gamma} = \gamma + i\nu$. Так как в этой области $y \cong 1$, то $|\tilde{\gamma}| \cong 1$. Функцию $Q(z, \xi + i\chi)$ при $|\tilde{\gamma}| \cong 1$ в окрестности $z_1 = \tilde{\gamma}$ приближенно можно представить в виде линейной функции:

$$Q(z, \xi + i\chi) = \frac{2}{\gamma}(z - \tilde{\gamma}). \tag{10}$$

Тогда решение радиальной задачи вблизи поверхности Земли находится по схеме, приведенной в [Куркин и др., 1981]. В уравнении (5) сделаем замену

$$y = y(x),\ R(y) = \sqrt{-\frac{dy}{dx}}Z(x) \tag{11}$$

и приведем его к эталонному уравнению Эйри:

$$Z'' - xZ = 0, \tag{12}$$

где $x = -h^2 Q\left(\frac{dy}{dx}\right)^2$.

Граничное условие (6) примет вид

$$\left[Z' + ihS\left(\frac{dy}{dx}\right)\sqrt{\varepsilon_t - \xi - i\chi}Z\right]_{x=x_1} = 0, \tag{13}$$

где $x_1$ – значение $x(y)$ при $y$=1.

Решение уравнения (12) с граничным условием (13) записывается в виде линейной комбинации функций Эйри $u(x)$ и $\upsilon(x)$:

$$R(x) = C_1\sqrt{-h\frac{dy}{dx}} \times \\ \times\left[\upsilon(x)\sin(\mu - \Phi) + u(x)\cos(\mu - \Phi)\right]. \tag{14}$$

Здесь $\mu = \frac{2}{3}(-x_1)^{3/2} + \frac{\pi}{4}$ при $\gamma<1$, $\mu = \frac{\pi}{4}$ при $\gamma>1$,

$$\Phi = \operatorname{arctg}\left(\frac{A\cos\mu + B\sin\mu}{B\cos\mu - A\sin\mu}\right), \tag{15}$$

где

$$A = \left[u'(x) + ihS\left(\frac{dy}{dx}\right)\sqrt{\varepsilon_t - \xi - i\chi}u(x)\right]_{x=x_1}, \tag{16}$$

$$B = \left[\upsilon'(x) + ihS\left(\frac{dy}{dx}\right)\sqrt{\varepsilon_t - \xi - i\chi}\upsilon(x)\right]_{x=x_1},$$

$C_1$ – константа.

Выражение $x(y)$ можно записать в виде

$$x = -\left[\frac{3}{2}h\int_{\tilde{\gamma}}^{y}\sqrt{Q}dy\right]^{2/3} \approx \left(h\sqrt{\frac{2}{\tilde{\gamma}}}\right)^{2/3}(\tilde{\gamma} - y). \tag{17}$$

С использованием асимптотик функций Эйри $u(x)$ и $\upsilon(x)$ при $-\operatorname{Re}x >> 1$ решение (14) может быть преобразовано к виду, совпадающему с ВКБ-решением уравнения (5):

$$R = \frac{C_1}{Q^{1/4}}\cos\left(h\int_{z_1}^{y}\sqrt{Q}dy + \Phi\right). \tag{18}$$

В формуле (18) $z_1$=1 при $\gamma<1$ и $z_1 = \tilde{\gamma}$ при $\gamma>1$. Нормальные волны, отвечающие значениям $\gamma<1$, описывают распространение электромагнитного поля в наземном волноводе, а волны, отвечающие значениям $\gamma>1$, – в надземном волноводе [Куркин и др., 1981].

Удобно ввести параметр $\Delta = 2(2/h)^{2/3}$, который соответствует $|\operatorname{Re}x(\gamma \pm \Delta)| \approx 4$. Тогда при $\gamma<1-\Delta$ имеется одна точка отражения в ионосфере и ВКБ-решение (18) можно продолжить до поверхности Земли:

$$R = \frac{C_1}{Q^{1/4}}\cos\left(h\int_{1}^{y}\sqrt{Q}dy + \Phi\right). \tag{19}$$

Подставив (19) в граничное условие (6), найдем значение фазы $\Phi$, пренебрегая малыми слагаемыми:

$$\Phi \approx \frac{i}{2}\ln\left(\frac{\sqrt{1-\xi-i\chi} + S\sqrt{\varepsilon_t - \xi - i\chi}}{\sqrt{1-\xi-i\chi} - S\sqrt{\varepsilon_t - \xi - i\chi}}\right). \tag{20}$$

Когда $1-\Delta<\gamma<1+\Delta$, решение (5) определяется выражением (14) и внутри волновода переходит в ВКБ-решение (18) с точкой поворота $z_1$=1 ($\gamma<1$) и $z_1 = \tilde{\gamma}$ ($\gamma>1$). При $\gamma>1+\Delta$ можно воспользоваться асимптотикой функций Эйри в выражениях (15) и (16). Тогда

$$\Phi = -\frac{\pi}{4}, \\ R(x) = C_1\sqrt{-h\frac{dy}{dx}}\upsilon(x) \tag{21}$$

и решение уравнения (5) в волноводе имеет вид

$$R = \frac{C_1}{Q^{1/4}}\cos\left(h\int_{\tilde{\gamma}}^{y}\sqrt{Q}dy - \frac{\pi}{4}\right). \tag{22}$$

Для точки поворота в ионосфере решение (5) ищем, используя эталонное уравнение Эйри и выбирая только убывающее решение «в глубь ионосферы» [Куркин и др., 1981]. Оно имеет следующий вид:

$$R(\varsigma) = C_2\sqrt{-h\frac{dy}{d\varsigma}}\upsilon(\varsigma). \tag{23}$$

Асимптотика решения в волноводе $-\operatorname{Re}\varsigma \gg 1$ имеет вид

$$R = \frac{C_2}{Q^{1/4}}\sin\left(h\int_{y}^{z_2}\sqrt{Q}dy + \frac{\pi}{4}\right). \tag{24}$$

Из условия совпадения решений (18) и (24) внутри волновода получаем уравнение на спектр собственных значений радиальной задачи и связь между константами $C_1$ и $C_2$:

$$h\int_{z_1}^{z_2}\sqrt{Q(y + i\psi, \xi + i\chi, \beta)}dz + \Phi(\xi + i\chi) = \frac{\pi}{4} + \pi n, \tag{25}$$

$$(-1)^n C_1 = C_2. \tag{26}$$

**Решение уравнения на спектр**

В окрестности точек отражения можно считать, что $Q(z) \approx Q'_z(z_{1,2})(z - z_{1,2})$. Тогда, если учесть, что для

нижней точки отражения $Q'_z(z_1) = 2/z_1$, интеграл в окрестности нижней точки поворота можно записать как

$$\int_{y_1+i\psi_1}^{y_1} \sqrt{Q}dz \approx \frac{2}{3}\sqrt{Q'_z(z_1)} \times \times (z-z_1)^{\frac{3}{2}}\Big|_{z_1}^{y_1} = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{z_1}}(-i\psi_1)^{\frac{3}{2}}. \quad (27)$$

Для верхней точки отражения получим выражение

$$\int_{y_2}^{z_2} \sqrt{Q}dz \approx -\frac{2}{3}\sqrt{-Q'_z(z_2)} \times \times (z_2-z)^{\frac{3}{2}}\Big|_{y_2}^{z_2} = \frac{2}{3}\sqrt{-Q'_z(z_2)}(i\psi_2)^{\frac{3}{2}}. \quad (28)$$

Так как $\psi \approx \nu$, то при малом значении $\nu$ можно пренебречь вкладом мнимых частей точек отражения. Разложим $\sqrt{Q}$ и $\Phi$ по малым величинам $\beta q_2(y)$ и $\chi$, пренебрегая малыми величинами второго порядка:

$$\sqrt{Q(y,\xi+ix,\beta)} \approx \sqrt{Q(y,\xi)} - -\frac{i\chi}{2y^2\sqrt{Q(y)}} + \frac{i\beta q_2(y)}{2\sqrt{Q(y)}}, \quad (29)$$
$$\Phi(\xi+i\chi) \approx \Phi(\xi) + i\Phi'_\xi\chi.$$

Отсюда получим уравнения на реальную и мнимую части спектра:

$$h\int_{y_1}^{y_2}\sqrt{Q(y,\xi)}dy + \mathrm{Re}\,\Phi(y) - \mathrm{Im}\,\Phi'_\xi(\xi)\chi = \frac{\pi}{4} + \pi n,$$
$$h\int_{y_1}^{y_2}\left(\frac{i\beta q_2(y)}{2\sqrt{Q(y,\xi)}} - \frac{i\chi}{2y^2\sqrt{Q(y,\xi)}}\right)dy + + \mathrm{Im}\,\Phi(\xi) + \mathrm{Re}\,\Phi'_\xi(\xi)\chi = 0. \quad (30)$$

В первом уравнении мнимой частью производной фазы можно пренебречь по сравнению с интегралом. В итоге получим

$$h\int_{y_1}^{y_2}\sqrt{Q(y,\xi)}dy + \mathrm{Re}\,\Phi(\xi) = \frac{\pi}{4} + \pi n, \quad (31)$$

$$\chi = \frac{h\int_{y_1}^{y_2}\frac{\beta q_2(y)}{2\sqrt{Q(y,\xi)}}dy + \mathrm{Im}\,\Phi(\xi)}{h\int_{y_1}^{y_2}\frac{1}{2y^2\sqrt{Q(y,\xi)}}dy - \mathrm{Re}\,\Phi'_\xi(\xi)}. \quad (32)$$

Значение константы $C_1$ находится из условия биортогональности радиальных функций и равно [Куркин и др., 1981]

$$C_1 = \left(\int_{y_1}^{y_2}\frac{1}{2y^2\sqrt{Q(y,\xi)}}dy\right)^{-1/2}. \quad (33)$$

**Модель распространения радиоволн**

Для квазимонохроматических сигналов с несущей частотой $\omega$ выражение для компоненты электрического поля $E_\varphi(\vec{r},t)$ в азимутально-симметричном волноводе можно записать в виде

$$E_\varphi(\vec{r},t) = \mathrm{Re}\sum_{n=n_1}^{n_m}\left[B_n(\vec{r})g_0(t-\tau_n)e^{i\Psi n(\vec{r})}\right]e^{-i\omega t}, \quad (34)$$

где $g_0(t)$ – огибающая излученного импульса, $\tau_n(\vec{r}) = \int_0^\theta \frac{d\theta'}{\upsilon_n(\theta')}$ – задержка нормальной волны на заданную дальность $\theta$, $\upsilon_n$ – групповая скорость распространения волны по $\theta$, $B_n(\vec{r}) = -i\frac{A}{a^2 y\sqrt{\sin\theta}}(\gamma_n^m)^{-1/2} \times$ $\times D_n^m(\varphi)R_n^m(\vec{r})$ – амплитудный множитель нормальной волны, $\Psi_n(\vec{r}) = h\int_o^\theta(\gamma_n^m + i\nu_n^m)d\theta'$ – фаза волны. Пределы суммирования в (34) выбираются из условия эффективного возбуждения ($n_1$) и слабого просачивания сквозь ионосферу ($n_m$) нормальных волн [Куркин и др., 1981].

Поле отдельной нормальной волны распределено по всему сечению волновода и зависит от его глобальных характеристик, суммарное же поле локализовано вблизи траектории луча, где выполнено условие фазировки отдельных групп волн (условие стационарности [Потехин, Орлов, 1981]):

$$\Delta\Psi_n(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi}(\Psi_n - \Psi_{n+1}) = l, \quad (35)$$

где $l$ – целое число. Угол выхода траектории $\Delta$ из точки излучения связан с центральным номером $n_i$ группы сфазированных нормальных волн соотношением $\cos\Delta = \gamma_{n_i}/y_b\sqrt{\varepsilon}$. Тогда $l$ – число отражений траектории сигнала от ионосферы.

Приведенные выше выражения служат основой расчета распределения поля декаметрового сигнала в волноводе методом нормальных волн. На первом этапе рассчитываются характеристики нормальных волн $B_n$, $\Psi_n$, $\tau_n$, $\Delta\Psi_n$ в опорных точках спектра (31). Количество эффективно возбуждаемых и слабозатухающих нормальных волн составляет порядка $10^3$–$10^4$. Граничные значения группы номеров определяются предельными значениями $\xi = \mathrm{Re}\,\tilde{\gamma}^2$. Экстремумы функции в правой части равенства (8) дают $\xi_{\min}$ и $\xi_{\max}$ для частот выше критической частоты. Для частот ниже критической в области, где $\nu \gg \gamma$, $\xi \approx -\nu^2$. Численные оценки решения уравнения (8) дают значение $\xi_{\min} \sim -10^{-3}$. В реализованном алгоритме расчета характеристик нормальных волн максимальное значение $\xi$ ограничивается высотой начала ионосферы.

На втором этапе решение уравнения (35) относительно номера $n$ позволяет определить модовую структуру сигнала (количество сигналов и их идентификацию) и рассчитать временные и угловые характеристики сигналов. Амплитудные характеристики сигналов вычисляются с использованием формулы (34) по схеме, изложенной в работе [Куркин и др., 1986]. Огибающая сигнала $E_\varphi(\vec{r},t) = B(\vec{r},t)e^{i\Psi(\vec{r},t)}$ вычисляется

на основе прямого численного суммирования выражений вида

$$B(\vec{r},t)=\left[\left(\sum_{n=n_1}^{n=n_m}B_n(\vec{r})g_0(t-\tau_n(\vec{r}))\cos\Psi_n(\vec{r})\right)^2+\right.$$
$$\left.+\left(\sum_{n=n_1}^{n=n_m}B_n(\vec{r})g_0(t-\tau_n(\vec{r}))\sin\Psi_n(\vec{r})\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (36)$$

Расчет огибающей $B(\vec{r},t)$ в точке приема позволяет исследовать форму принимаемого сигнала как для разделенных во времени импульсов, так и для перекрывающихся.

**Численное моделирование**

Комплексный алгоритм расчета характеристик сигналов в рамках предложенной модели распространения базируется на вычислении характеристик нормальных волн $B_n$, $\Psi_n$, $\tau_n$, $\Delta\Psi_n$ в опорных точках спектра. По заданным из модели ионосферы профилям электронной концентрации $N(y)$ и эффективной частоты соударений $\nu_{\text{eff}}(y)$ рассчитываются значения интегралов

$$\int_{y_1}^{y_2}\sqrt{Q(y,\xi)}dy,\quad \int_{y_1}^{y_2}\frac{dy}{y^2\sqrt{Q(y,\xi)}},$$
$$\int_{y_1}^{y_2}\frac{dy}{\sqrt{Q(y,\xi)}}dy,\quad \int_{y_1}^{y_2}\frac{\nu_{eff}N(y)}{\sqrt{Q(y,\xi)}}dy.$$

Спектр эффективно возбуждаемых излучателем и слабозатухающих нормальных волн $\tilde{\gamma}_n^2=\xi_n+i\chi_n$ находится из решения трансцендентного уравнения (31) и уравнения (32). Вещественная $\gamma_n$ и мнимая $\nu_n$ части спектрального параметра $\tilde{\gamma}_n$ определяются из системы уравнений

$$\xi_n=\gamma_n^2-\nu_n^2,$$
$$\chi_n=2\gamma_n\nu_n. \qquad (37)$$

На рис. 1 приведены результаты расчета вещественной части $\gamma_n$ спектрального параметра радиальной задачи в зависимости от номера $n$ для рабочих частот 4 и 10 МГц. Здесь и далее тестовые расчеты характеристик нормальных волн проведены для однослойного квазипараболического профиля электронной концентрации с высотой максимума F-слоя 300 км и критической частотой слоя $f_0$=6 МГц [Куркин и др., 1981]. При уменьшении рабочей частоты значение $\gamma_n$ уменьшается и приближается к нулю. Ниже на рис. 2 приведены графики зависимости мнимой части спектрального параметра $\nu_n$ от значения $\gamma_n$ для тех же рабочих частот 4 и 10 МГц. Расчеты $\nu_n$ проводились для электрических параметров «средневлажной» земли с использованием экспоненциального закона изменения эффективной частоты соударений [Куркин и др., 1981]. Линия 1 на рис. 2, *б* соответствует волнам ТМ-типа, линия 2 – ТЕ-типа. Мнимые части $\nu_n$ для частоты $f$=4 МГц резко увеличиваются в ~$10^2$ при уменьшении $\gamma_n$ вблизи нуля, что обусловлено поглощением нормальных волн в ионосфере. На рис. 3 приведены результаты

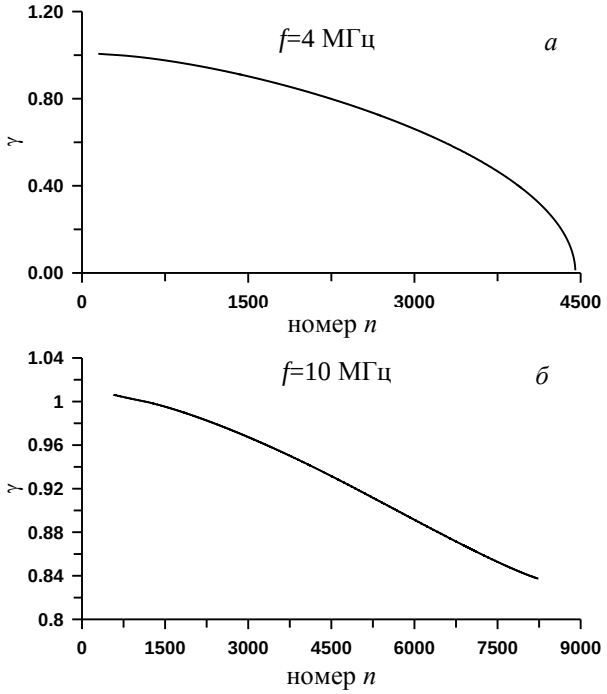



*Рис. 1.* Зависимости вещественной части спектрального параметра $\gamma_n$ от номера $n$.

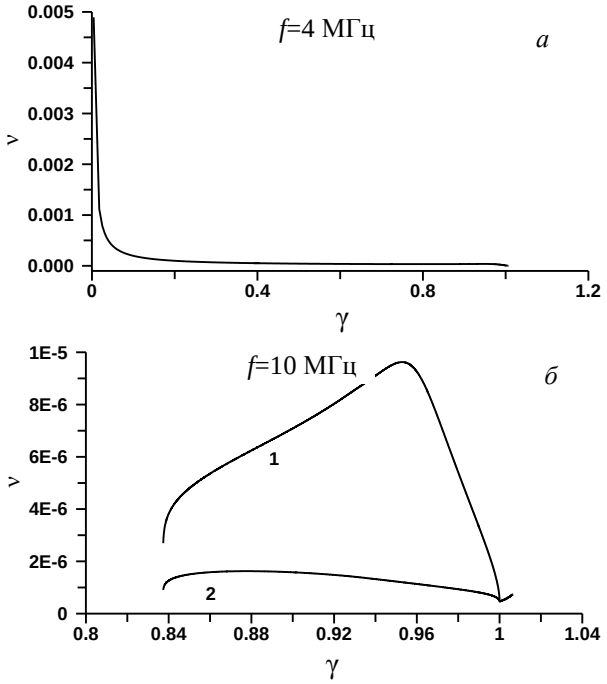



*Рис. 2.* Зависимость мнимой части спектрального параметра $\nu_n$ от $\gamma_n$.

расчетов временной развертки сигнала $B(\vec{r},t)$ на основе численного суммирования ряда нормальных волн для рабочих частот 4 и 10 МГц на удалении 1300 км от излучателя. На временных развертках сигнала присутствуют отдельные сигналы, разнесенные по времени, которые формируются группами нормальных волн. Значения центральных номеров этих групп можно определить, решая уравнение (35) относительно $n$, т. е. определяя центральные волны в пакетах сфазированных нормальных волн с номерами $n_i$. На рис. 4 приведены графики зависимости разности фаз нормальных волн $\Delta\Psi_n$ от номера $n$. Штриховыми линиями отмечены центральные номера

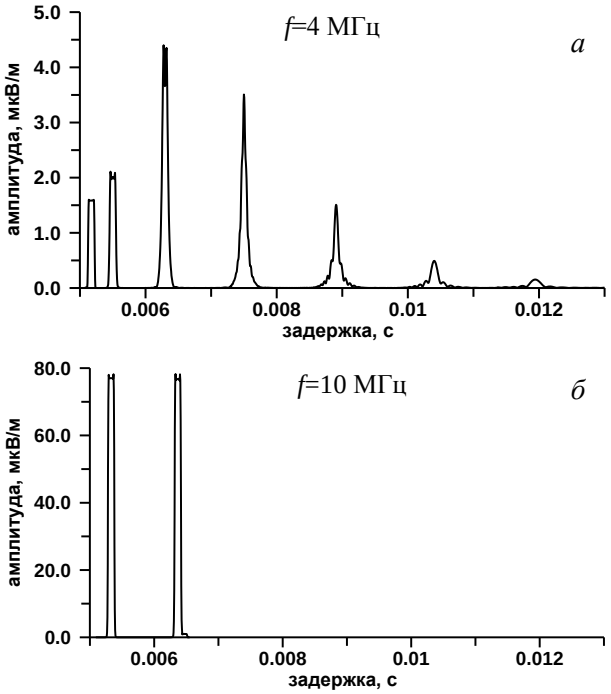



*Рис. 3.* Временная развертка сигнала, $D$=1300 км.

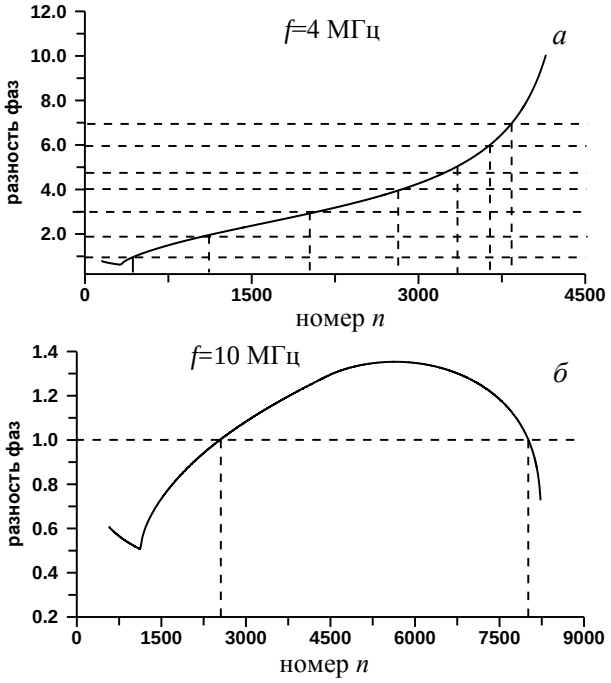



*Рис. 4.* Зависимость разности фаз $\Delta\Psi_n$ от номера $n$.

групп сфазированных нормальных волн, соответствующие решениям уравнения (35) для различных $l$. Для рабочей частоты $f$=4 МГц в наземном волноводе ($\gamma$<1) для каждого $l$ существует только одно решение уравнения (35) и сигнал в точку приема приходит по траектории с $l$ отражениями от ионосферы. Для частоты $f$=10 МГц на временной развертке сигнала присутствуют два сигнала, соответствующие нижнему и верхнему лучам односкачкового мода распространения [Куркин и др., 1986]. Таким образом, в отличие от случая $f>f_0$, для частот, меньших критической частоты слоя F2 ($f_0$=6 МГц), сигнал в точку приема может приходить только по одной траектории соответствующего мода распространения. Данная закономерность связана с функциональной зависимостью спектрального параметра от номера волны $n$ (см. рис. 1), которая определяется формой профиля электронной концентрации. Для $f>f_0$ на графике функции $\gamma(n)$ имеется точка перегиба, в которой $\frac{\partial^2\gamma}{\partial n^2}=0$. В геометрическом приближении данное условие соответствует условию фокусировки сигнала – верхний и нижний лучи «сливаются» [Куркин и др., 1986]. При $f<f_0$ точки поворота решения радиального уравнения (5) в ионосфере могут находиться ниже точки перегиба в высотном профиле электронной концентрации, поэтому функция $\gamma(n)$ точки перегиба не имеет. Вычисленные задержки центральных волн практически совпадают с задержками переднего фронта отдельных сигналов на временной развертке.

**Заключение**

В работе в рамках волноводного подхода предложена модель распространения радиоволн в волноводе Земля–ионосфера для низкочастотной части декаметрового диапазона, когда несущая частота сигнала может быть меньше минимальной критической частоты ионосферного слоя вдоль трассы распространения. На основе метода нормальных волн была модифицирована схема решения радиальной задачи и построения спектра радиального оператора. Для частот, меньших критической частоты слоя F2, реальные части спектрального параметра образуют последовательность, сходящуюся к нулю, что физически соответствует наличию углов распространения, сколь угодно близких к вертикали. Мнимые части спектрального параметра растут с номерами, но обусловлено это не прохождением волн через ионосферный барьер, а поглощением в ионосфере. Разработан численный алгоритм расчета электромагнитного поля излучения для частот, для которых существует регулярный волновод Земля–ионосфера и число нормальных волн достаточно велико.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-05-00979-а.

*СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Алтынцева В.И., Ильин Н.В., Куркин В.И. и др. Моделирование декаметрового радиоканала на основе метода нормальных волн // Техника средств связи. Серия СС. М.: Экос, 1987. Вып. 5. С. 28–34.

Куркин В.И., Орлов И.И., Попов В.Н. Метод нормальных волн в проблеме коротковолновой радиосвязи. М.: Наука, 1981. 124 с.

Куркин В.И., Хахинов В.В. О возбуждении сферического волновода Земля–ионосфера произвольным распределением тока // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1984. Вып. 69. С. 16–22.

Куркин В.И., Орлов А.И., Орлов И.И. Схема расчета характеристик импульсного декаметрового радиосигнала на основе численного суммирования нормальных волн // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1986. Вып. 75. С. 159–164.

Куркин В.И., Орлов И.И., Пономарчук С.Н., Потехин А.П. Моделирование высотных распределений поля КВ-сигналов в сферически-симметричном волноводе Земля–ионосфера // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1986. Вып. 77. С. 37–43.

Попов В.Н., Потехин А.П. О распространении декаметровых радиоволн в азимутально-симметричном волноводе Земля–ионосфера // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1984. Вып. 69. С. 9–15.

Потехин А.П., Орлов И.И. Приближенная формула суммирования ряда нормальных волн // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1981. Вып. 57. С. 135–137.

Хединг Д. Введение в метод фазовых интегралов (метод ВКБ). М.: Мир, 1965. 240 с.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 40–43*

УДК 537.874.7

# ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ ПОДЗЕМНЫХ ВОЛНОВОДОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ДИАПАЗОНОВ СДВ–СВ

**В.Н. Захаренко, Ю.К. Краковецкий, Л.Н. Попов, В.П. Парначев**

# THE INFLUENCE OF NATURAL UNDERGROUND WAVEGUIDES ON THE RADIOWAVE PROPAGATION OF MW–LW BANDS

**V.N. Zakharenko, Yu.K. Krakovetsky, L.N. Popov, V.P. Parnachev**

Экспериментально установленное аномальное поведение напряженности радиополя средне- и длинноволнового диапазонов (дневные изменения напряженности электромагнитной волны, обусловленные температурой) объясняется наличием подземной волны, образованной в результате утечки энергии с антенного излучателя.

The experimentally established anomalous behavior of the radio field strength in MW–LW bands (daily variation in the electromagnetic wave intensity produced by the temperature) can be explained by the presence of underground wave generated by the energy leakage out of the antenna emitter.

## Введение

При мониторинге уровня напряженности электромагнитного поля средне- и длинноволнового (СВ–ДВ) диапазонов радиоволн установлены вариации напряженности радиополя в дневное время [Захаренко, 2013], которые подразделяются на сезонные и суточные [Кашпровский, Кузубов, 1971; Захаренко, 1992; Егоров, Макаров, 2006; Мельчинов, Давыдов, 2010], но так как причина их образования одна – температура, целесообразнее их называть дневными температурными вариациями. Изменение уровня напряженности радиополя происходит при любом изменении температуры окружающего воздуха, даже в зимний период при положительных температурах воздуха напряженность радиополя имеет «летние» значения.

Отличительная особенность этого явления состоит в том, что до настоящего времени неясна природа появления дополнительной энергии. Имеющиеся объяснения – наличие лесной растительности [Кашпровский, Кузубов, 1971; Захаренко, 1992; Егоров, Макаров, 2006; Мельчинов, Давыдов, 2010; Захаренко, 2013] или низкоомного слоя в мерзлотных регионах [Захаренко и др., 1990; Егоров, Макаров, 2006] – касаются механизма увеличения сигнала, но не его природы.

Еще в 1907 г. И. Ценнек, объясняя трансатлантическую передачу радиосигнала Г. Маркони, установил, что уравнения Максвелла допускают существование радиоволн, распространяющихся вдоль поверхности раздела двух сред с фазовой скоростью, зависящей от свойств среды, и экспоненциально убывающих по нормали к поверхности распространения.

В 1970 г. В.А. Фок теоретически доказал отсутствие поверхностной волны Ценнека для однородной по глубине трассы распространения радиосигнала [Макаров, 2009]. В 1991 г. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т., анализируя слоистые (неоднородные по глубине) трассы, пришли к выводу, что основным условием появления поверхностной волны Ценнека является наличие импедансной поверхности, когда аргумент импеданса имеет сильноиндуктивные значения [Макаров и др., 1991]. В этом случае волна может быть либо объемной, когда амплитуда поля убывает по закону $1/r$, либо цилиндрической, характеризующейся существенно меньшим затуханием – $1/\sqrt{r}$.

## Экспериментальные работы

Для установления природы образования дневных температурных флуктуаций напряженности радиополя нами проведен ряд экспериментов.

В задачу первого эксперимента входило измерение температуры и напряженности радиополя для удаленных радиостанций, работающих на частотах 170 (171) кГц (Новосибирский радиопередающий центр (РПЦ), п. Ояш), 218 кГц (Красноярский РПЦ, Красноярск), 270 (272) кГц (Новосибирский РПЦ, Новосибирск), 281 кГц (Алтайский РПЦ, Горно-Алтайск), 576 и 675 кГц (Новосибирский РПЦ, п. Ояш), 1026 кГц (Новосибирский РПЦ, Новосибирск). Измерения проводились в разное время суток, но ниже обсуждаются результаты измерений только для истинного полдня, т. е. при отсутствии ионосферной составляющей. Мониторинг напряженности радиополя осуществлялся в течение двух календарных лет. Измерения напряженности радиополя проводились поверенным комплектом аппаратуры FSM-6 на магнитную антенну. Значения температуры снимались с обычного спиртового термометра с контролем по данным гидрометеорологической станции Томска, откуда ежедневно получали информацию о температуре, влажности, атмосферном давлении воздуха; температуре на поверхности почвы; температуре на глубинах 0.2 м, 0.4 м, 0.8 м, 1.2 м, 1.6 м, 2.4 м, 3.2 м; высоте снежного покрова; глубине промерзания почвы. Ниже речь идет о температуре атмосферного воздуха. Это связано с тем, что основной вклад в изменение электропроводности подстилающей поверхности вносит лесослой; поверхностный слой земли вносит существенно меньший вклад из-за незначительной своей мощности (по сравнению с лесослоем), хотя в других районах (к примеру, в степной зоне) и для других частот (короткие волны) вклад поверхностного слоя земли будет основным.

Как показали наблюдения, любое изменение температуры воздуха приводит к изменению напря-

женности радиополя (рис. 1). С увеличением частоты радиоволны диапазон изменения отношений напряженностей радиополя увеличивается до определенного предела, после которого уменьшается, имея максимум на частоте 576 кГц (рис. 2). Надо полагать, что сама температура воздуха не влияет напрямую на напряженность радиополя, но именно она является тем фактором, который, изменяя электропроводность верхнего слоя, превращает подстилающую поверхность из квазиоднородной в двухслойную структуру, что в свою очередь приводит к изменению как модуля, так и фазы приведенного поверхностного импеданса, причем последняя приобретает сильноиндуктивные значения.

Задачей второго эксперимента являлось измерение электрического сопротивления подстилающей

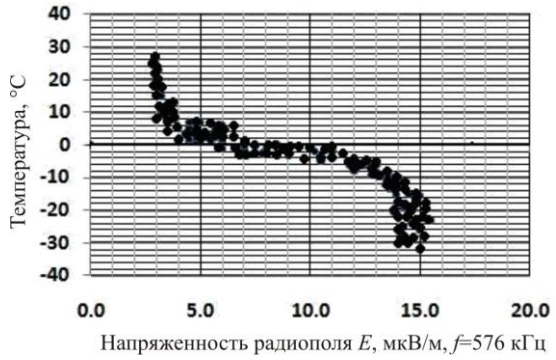



*Рис. 1.* Изменение напряженности радиополя в зависимости от температуры для частоты 576 кГц. Расстояние до излучателя 135 км. Мощность передатчика 250 кВт.

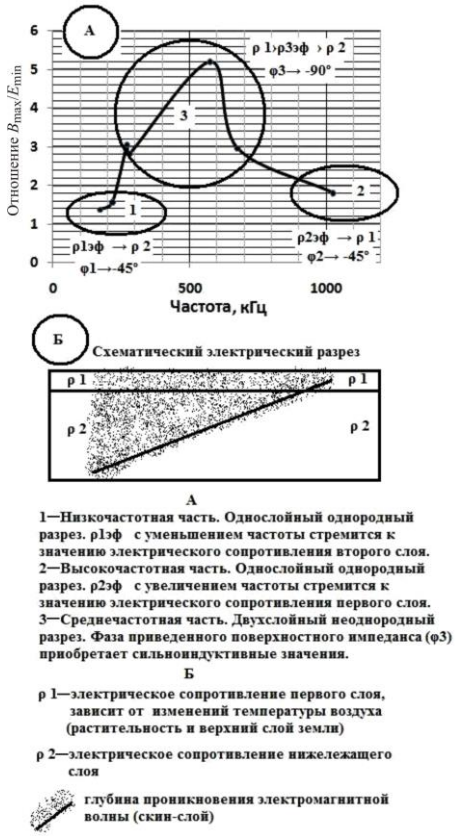



*Рис. 2.* Изменение отношения уровней напряженности радиополя с изменением частоты сигнала (А) и схематический электрический разрез (Б).

поверхности (верхний горизонт земной поверхности, снежный и лесной покровы) и температуры. Для мониторинга электрического сопротивления подстилающей поверхности разработана стационарная установка, позволяющая одному человеку в течение пяти минут выполнить весь необходимый объем измерений: 1) снять показания установки вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) для построения кривой ВЭЗ с дальнейшим определением мощности и удельного электрического сопротивления слоев, находящихся на различных глубинах земли; 2) снять показания приборов установки симметричного электропрофилирования (СЭП) для определения кажущего электрического сопротивления древесины. Как показали наблюдения, любое изменение температуры окружающего воздуха приводит к изменению электрического сопротивления подстилающей поверхности – как верхнего слоя земной поверхности, так и лесного покрова (рис. 3).

В ходе анализа результатов мониторинга уровня напряженности радиополя и электропроводности подстилающей поверхности установлена зависимость между двумя этими параметрами (рис. 4).

Таким образом, любое изменение температуры окружающего воздуха приводит к изменению электро-

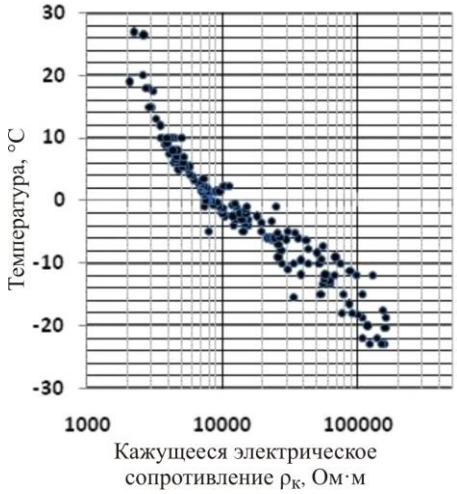



*Рис. 3.* Изменение кажущегося электрического сопротивления древесины лиственного дерева в зависимости от температуры воздуха.

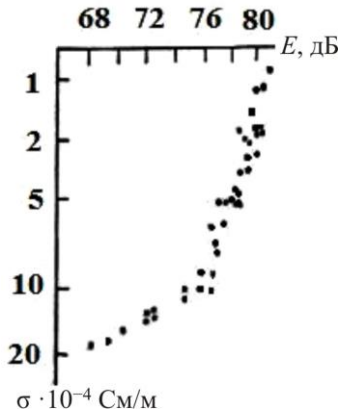



*Рис. 4.* Изменение напряженности радиополя (*E*, дБ) в зависимости от электропроводности подстилающей среды (σ, См/м).

проводности подстилающей поверхности земли, которая в свою очередь изменяет уровень напряженности радиополя.

Для установления механизма такого взаимодействия выполнен третий эксперимент, который заключался в том, что в течение длительного времени проводились одновременные измерения уровня напряженности радиополя как в ближней зоне радиостанций, работающих на частоте 171 и 576 кГц, так и в дальней зоне на расстоянии 135 км от излучателя (рис. 5, 6).

Во время данного эксперимента сотрудники Новосибирского РПЦ внимательно следили за тем, чтобы мощность излучаемого радиосигнала была постоянной. Как видно из рисунков, изменение уровня поля в ближней зоне находится в пределах точности измеряемого сигнала и не имеет зависимости от температуры воздуха. В то же время напряженность радиополя на расстоянии 135 км существенно изменяется: в интервале температур от +3 до –7 °С напряженность радиополя возрастает более чем в два раза.

**Краткий анализ полученных результатов**

Таким образом, связь между изменением температуры воздуха, в свою очередь вызывающим изменение электропроводности подстилающей поверхности земли, и изменением напряженности радиополя в диапазоне частот от 100 до 1000 кГц доказана экспериментально.

Следует отметить, что любое изменение температуры воздуха в диапазоне от +10 до –15 °С приводит

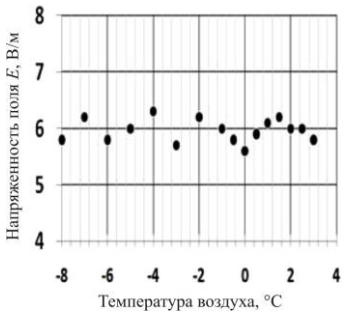



*Рис. 5.* Изменение напряженности поля в ближней зоне (*f*=576 кГц, *R*=1 км) в зависимости от температуры воздуха.

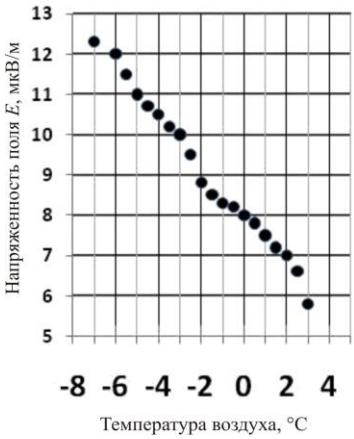



*Рис. 6.* Изменение напряженности поля в дальней зоне (*f*=576 кГц, *R*=135 км) в зависимости от температуры воздуха.

к существенному изменению напряженности радиополя в диапазоне частот 250–1000 кГц, что определяется скин-эффектом радиоволны (рис. 2). Поэтому при потеплении в зимний период наблюдаются «летние» значения напряженности радиополя. Неучет этого явления может привести к получению неверных результатов при проведении работ методом радиокомпарирования трасс в зимнее время.

Как видно из рис. 2, возможно пятикратное увеличение уровня сигнала, что при постоянной излучаемой мощности радиопередатчика объясняется только интерференцией радиоволн. На расстоянии 135 км от излучателя в дневное время суток принимается земная волна (согласно ГОСТ 24375-80, введенному в действие в 1982 г. и действующему в настоящее время, под земной волной понимается «радиоволна, распространяющаяся вблизи земной поверхности и включающая прямую волну; волну, отраженную от земли, и поверхностную радиоволну»). Учитывая, что на расстояние 135 км прямая волна не доходит (из-за сферичности Земли дальность прямой видимости от излучателя до пункта приема радиоволны составляет не более 70 км); волна, отраженная от земли, также не может приниматься в данном пункте наблюдения (отражаясь от земной поверхности, данная волна уходит в ионосферу, где в дневное время поглощается слоем D, и в точку наблюдения приходит только в ночное время); можно сделать вывод, что в дневное время на расстоянии 135 км от излучателя фиксируется только поверхностная волна.

Сложнее определиться со второй волной. Для начала нужно выяснить, что происходит с напряженностью радиополя при изменении температуры (электропроводности верхнего слоя подстилающей поверхности земли): усиление сигнала при понижении электропроводности или, наоборот, поглощение его при повышении электропроводности? Возьмем за точку отсчета уровень сигнала при положительных температурах (т. е. при хорошей проводимости подстилающей поверхности земли). Согласно расчетам, проведенным В.А. Егоровым, в летнее время (положительная температура) лесослой с параметрами $\varepsilon_1$=1.2, $\sigma_1$=2.5·10$^{-5}$, находящийся на земной поверхности с параметрами $\varepsilon_2$=20, $\sigma_2$=2.5·10$^{-3}$, для частотного диапазона 600–1000 кГц имеет arg$\delta$, близкий к 5.5 радиан (–45°) [Егоров, Макаров, 2006], что отвечает слабоиндуктивной поверхности или однородной структуре. Здесь $\varepsilon_1$, $\sigma_1$ – диэлектрическая проницаемость и эффективная электрическая проводимость лесослоя; $\varepsilon_2$, $\sigma_2$ – диэлектрическая проницаемость и удельная электрическая проводимость земной поверхности; arg$\delta$ – аргумент приведенного поверхностного импеданса подстилающей поверхности. Другими словами, при положительных температурах лесослой и поверхность земли для частот 600–1000 кГц имеют примерно одинаковые электрические характеристики. Таким образом, при положительной температуре воздуха принимается только поверхностная (дифракционная) волна, вторая волна отсутствует и, соответственно, интерференции волн не происходит. Поэтому при положительных температурах воздуха мы имеем минимальные значения уровня напряженности радиополя.

При понижении температуры до отрицательных значений подстилающая поверхность земли из однородной превращается в двухслойную со смещением аргумента (фазы) приведенного поверхностного импеданса в сильноиндуктивную сторону, в результате чего принимаемый радиосигнал начинает усиливаться из-за проявления второй волны, для частоты 576 кГц имеющей уровень напряженности поля в четыре раза больший, чем у поверхностной волны, принимаемой при положительных температурах. В результате интерференции двух волн сигнал усиливается в пять раз.

Осталось ответить на вопрос: что собой представляет вторая волна? Как отмечалось выше, это не может быть прямая волна (приемник находится в зоне радиотени), не может быть и пространственная волна (измерения проводились на относительно близком расстоянии от излучателя в дневное время, когда пространственная волна поглощается в самом нижнем слое ионосферы – слое D).

Но если дополнительная энергия не поступает ни сверху (атмосфера), ни с тыла, остается только один вариант – она поступает снизу. Энергия может поступать от предложенной Г.И. Макаровым волны «волноводного» типа, распространяющейся в подземном волноводе [Макаров и др., 1991]. При наличии соответствующих условий появляется цилиндрическая волна, распространяющаяся по подземному волноводу. При понижении температуры и, соответственно, увеличении электрического сопротивления лесослоя подземная волна «притягивается» к земной поверхности, и чем ниже температура, тем ближе. Так как напряженность подземной волны убывает экспоненциально по нормали к поверхности распространения, это приводит к повышению фиксируемой напряженности радиополя.

Если принять, что утечки с антенны составляют 10 %, то напряженность поля подземной волны в ближней зоне будет в девять раз меньше напряженности поля объемной волны, распространяющейся в воздушной среде. На расстоянии 100 км от излучателя напряженности радиополя у обоих типов волн будут примерно одинаковыми, так как они имеют разное затухание: земная волна – $1/r$, подземная волна – $1/\sqrt{r}$. С этого расстояния подземная волна вносит больший вклад в общую измеряемую величину сигнала.

Таким образом, дневные вариации электромагнитного поля обусловлены наличием дополнительной энергии, поступающей от подземной волны, распространяющейся самостоятельно по подземному волноводу, созданному электропроводностью лесослоя.

**Заключение**

В результате интерференции подземной и поверхностной радиоволн появляется дополнительная энергия, приводящая к дневным температурным вариациям напряженности радиополя.

## *СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Егоров В.А., Макаров Г.И. Влияние растительного покрова на распространение электромагнитных волн с учетом сезонных и суточных изменений температуры // Вестник Петербургского университета. Серия 4: Физика–Химия. 2006. Вып. 1. С. 10–20.

Захаренко В.Н. Влияние вариаций электропроводности подстилающей поверхности на амплитуду напряженности земной волны диапазонов СВ и ДВ // Электросвязь. 1992. № 1. 34–35.

Захаренко В.Н. Природа энергетических аномалий, образующихся при распространении радиоволн СДВ–СВ-диапазонов // XI Международная конференция «Новые идеи в науках о Земле». М.: МГРИ-МГГУ, 2013. Т. 1. С. 475–478.

Захаренко В.Н., Попов Л.Н., Кабанов М.В. и др. Об аномалиях электропроводности подстилающей поверхности Земли в зоне высоких широт // Доклады АН СССР. 1990. Т. 314, № 5. С. 1092–1095.

Кашпровский В.Е., Кузубов Ф.А. Распространение средних радиоволн земным лучом. М.: Связь, 1971. 200 с.

Мельчинов В.П., Давыдов Д.Е. Сезонные вариации модуля функции ослабления над мерзлотными трассами // Известия вузов. Физика. 2010. № 9. С. 6–10.

Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991, 196 с.

Макаров Г.И. Работы В.А. Фока в области распространения радиоволн и их дальнейшее развитие // Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 4: Физика–Химия. 2009. Вып. 4. С. 154–161.

*Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 44–50*

УДК 551.513

# СВЯЗЬ ЛЕТНЕЙ ТРОПОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ С ЦИРКУЛЯЦИЕЙ СТРАТОСФЕРЫ В КОНЦЕ ЗИМЫ

**[1]Е.В. Девятова, [2]А.И. Угрюмов, [1]В.И. Мордвинов**

Исследуются изменения корреляционных связей между весенними вариациями циркуляции в стратосфере и летней тропосферной циркуляцией в Северном полушарии с 1950 по 2007 г. Хорошее соответствие распределений коэффициентов корреляции, построенных по наблюдательным данным и данным NCEP/NCAR Reanalysis за 1958–1966 гг., позволило использовать последние для исследования динамики корреляционных полей за длительный период. Были выделены две модели распределения коэффициентов корреляции: модель А с полюсами положительной корреляции над Европой и Восточной Сибирью и полюсами отрицательной корреляции над Арктикой и Западной Сибирью; модель Б с полюсом положительной корреляции над Арктикой и полюсами отрицательной корреляции над Европой и Восточной Сибирью. Модель А преобладала в 1950–1970 и 1980–1995 гг., модель Б – в 1970–1980 и с 1995 г. до настоящего времени.

# RELATIONSHIP BETWEEN SUMMER TROPOSPHERIC AND STRATOSPHERIC CIRCULATIONS IN LATE WINTER

**[1]E.V. Devyatova, [2]A.I. Ugryumov, [1]V.I. Mordvinov**

Changes in correlations between spring circulation variations in the stratosphere and summer tropospheric circulation in the northern hemisphere from 1950 to 2007. Good correspondence of distributions of correlation coefficients computed from 1958–1966 observations and NCEP/NCAR Reanalysis data allows us to use the latter ones for investigating the dynamics of correlation fields over long period. Two models of correlation coefficient distributions can be separated. The model A had positive correlation poles above Europe and Eastern Siberia and negative correlation poles above Arctic and Western Siberia. The model B had the positive correlation pole above the Arctic and negative correlation poles above Europe and Eastern Siberia. The model A had been dominating in 1950–1970 and 1980–1995, and the model B – in 1970–1980 and from 1995 up to date.

## Введение

Одной из возможностей повышения качества долгосрочных прогнозов погоды является учет процессов в стратосфере, протекающих на масштабах времени, больших характерного времени синоптической изменчивости в тропосфере. В работах [Thompson et al., 2002; Baldwin et al., 2003] обращается внимание на связь колебаний полярного вихря в стратосфере и вариаций индекса NAM (Northern annular mode) в нижней тропосфере с задержкой до 60 сут. Найденная связь является важным свидетельством принципиальной возможности прогноза погоды «из стратосферы», хотя практически знание индекса NAM еще недостаточно для прогноза синоптической обстановки [Мордвинов и др., 2010]. Индекс NAM является интегральной характеристикой циркуляции в умеренных и высоких широтах Северного полушария и малопригоден для восстановления метеорологических параметров в конкретном районе. Однако наличие корреляции между интегральными параметрами позволяет предположить существование более тесной связи и в отдельных регионах.

В монографии [Угрюмов, 1971] выполнено исследование связей между весенней циркуляцией в стратосфере Северного полушария и летней тропосферной циркуляцией, построены и проанализированы распределения коэффициентов корреляции индекса меридиональности на уровне 10 мб с июньским барическим полем в тропосфере за 1958–1966 гг. Расчет коэффициентов корреляции в узлах сетки позволил не только оценить уровень связи между аномалиями циркуляции в стратосфере и тропосфере в целом, но и выделить регионы с более тесной связью. Это дало возможность построить пригодную для практических целей методику долгосрочного прогноза погоды. Однако выполненный нами анализ [Мордвинов и др., 2004; Mordvinov et al., 2004] показал, что период, рассмотренный автором монографии, не вполне типичен. По неизвестным причинам в это время в летние месяцы над территорией Евразии был существенно понижен фон атмосферного давления. В последующие годы крупномасштабные изменения барического поля напоминали процесс релаксации атмосферы после мощного возмущения. Долговременные изменения общей циркуляции атмосферы в это время могли сопровождаться изменениями характера связи между процессами в стратосфере и тропосфере, поэтому важно было сравнить найденные автором монографии корреляции со связями в более поздний период. Мы провели подобное исследование, воспользовавшись предложенной в монографии методикой, но с некоторыми отличиями в способе расчета индекса меридиональности.

## Данные и метод

В работе использованы среднесуточные данные по высотам геопотенциальных поверхностей и температурам из архива NCEP/NCAR Reanalysis с 1950 по 2007 г. в узлах регулярной сетки 2.5×2.5° [Kalnay et al., 1996]. В монографии [Угрюмов, 1971] для расчета индекса меридиональности оценивалось (с поправкой на широту) за каждые сутки количество пересечений изогипс с широтными кругами 70, 50 и 30° N на уровне 10 мб по формуле

$$I_{m\varphi} = \frac{mb}{360^\circ \cos\varphi},$$

где $m$ – число пересечений широтного круга с изогипсами на карте абсолютной топографии; $b$ – разность геопотенциальных высот соседних изогипс. Затем находилось среднее по трем широтам значе-

ние $I_m$. Далее полученные значения усреднялись за тридцатисуточный интервал за месяц до даты перестройки стратосферной циркуляции. В нашей работе вдоль широтных кругов 70, 50 и 30° N рассчитывалось не количество пересечений изогипс, а дисперсия высоты геопотенциальной поверхности 10 гПа. Среднее по полушарию значение дисперсии $I'_m$ представляет собой аналог индекса меридиональности, рассчитанного в монографии. Полученные значения усреднялись за интервал февраль – первая половина марта. Этот интервал был выбран из условия максимума коэффициента корреляции между вариациями индекса $I'_m$ и колебаниями летнего барического поля в тропосфере. Такой способ расчета аналога индекса меридиональности проще, чем метод, предложенный в [Угрюмов, 1971], хотя он дает несколько более грубую оценку степени возмущенности циркуляции в стратосфере и не привязан к датам перестройки весенней циркуляции в стратосфере.

После того как аналог индекса меридиональности был рассчитан, мы вычислили межгодовые разности $I'_m$ и межгодовые разности среднеиюньских значений высот геопотенциальных поверхностей 500 и 1000 гПа (H1000) в узлах сетки аналогично тому, как это было сделано в монографии, для того чтобы исключить колебания в диапазоне от одного до нескольких десятилетий. Завершающим этапом было построение распределений коэффициентов корреляции между $I'_m$ и июньскими барическими полями в средней и нижней тропосфере Северного полушария.

**Результаты**

*Сравнение распределений коэффициентов корреляции, рассчитанных по двум различным наборам данных*

На рис. 1 слева приведено распределение коэффициентов корреляции межгодовых изменений индекса меридиональности $I_m$ с межгодовыми изменениями средних значений высоты геопотенциальной поверхности 500 гПа в июне, рассчитанных с 1958 по 1966 г. в монографии [Угрюмов, 1971]. Справа показано распределение коэффициентов корреляции межгодовых изменений индекса $I'_m$ с межгодовыми изменениями средних значений высоты поверхности 500 гПа в июне по данным NCEP/NCAR Reanalysis, рассчитанных за тот же период.

Сравнение распределений на рис. 1 показывает неплохое общее пространственное соответствие областей положительных и отрицательных корреляций. При более детальном рассмотрении оказывается, что некоторые из полюсов корреляций в распределении, построенном по данным NCEP/NCAR Reanalysis, смещены относительно полюсов в распределении из монографии [Угрюмов, 1971]. Например, область максимальных положительных коэффициентов корреляции (см. рис. 1, левая панель) в северо-восточной части Евразии на правой панели отсутствует, а области максимальных положительных корреляций смещены к юго-западу и юго-востоку. Полюс максимальных положительных корреляций, расположенный на левой панели над Центральной Европой, на правой панели смещен к западу. Кроме того, на юго-востоке Европы при расчетах по данным NCEP/NCAR Reanalysis появился локальный полюс отрицательных корреляций, отсутствующий в распределениях из [Угрюмов, 1971].

Тем же способом были сопоставлены распределения коэффициентов корреляции между индексом меридиональности и циркуляцией в нижней тропосфере. На рис. 2 (верхняя панель) показано (из монографии [Угрюмов, 1971]) распределение коэффициентов корреляции между межгодовыми значениями индекса $I_m$ и межгодовыми значениями среднего июньского приземного давления. Нижняя панель демонстрирует распределение коэффициентов корреляции межгодовых значений индекса $I'_m$ с межгодовыми изменениями осредненных за июнь значений H1000 по данным NCEP/NCAR Reanalysis. На рис. 2, как и на предыдущем, видно хорошее пространственное соответствие областей положительных и отрицательных корреляций.

Безусловно, визуальное сопоставление пространственных распределений коэффициентов корреляции, построенных за относительно короткий интервал времени, не вполне корректно. Однако количественных методов, которые адекватно решали бы поставленную задачу и не зависели от субъективных факторов, фактически не существует. Чаще всего для количественных оценок используют метод расчета пространственных коэффициентов корреляции, применяемый при тестировании прогностических моделей. Однако этот метод сильно зависит от характера пространственных распределений. Если аномалии невелики по масштабу, их относительно небольшие смещения на картах могут приводить к большим количественным ошибкам. Кроме того, неясно, как относиться к тем или иным расчетным значениям пространственных коэффициентов корреляции и какое значение коэффициента достаточно для подтверждения соответствия двух распределений. Поэтому мы решили не усложнять постановку задачи и ограничились в этой части работы субъективной оценкой соответствия, которая, на наш взгляд, неплохо характеризует сопоставляемые поля. Количественная оценка соответствия будет использована ниже при сопоставлении распределений коэффициентов корреляции за различные интервалы времени.

Поскольку контуры областей положительных и отрицательных корреляций, построенные по разным данным, в общем совпадают, мы сочли методику расчета $I'_m$ и данные NCEP/NCAR Reanalysis пригодными для исследования связей между весенней стратосферной циркуляцией и циркуляцией летней тропосферы. Использование данных NCEP/NCAR Reanalysis, накопленных за длительный период, позволяет проследить динамику корреляционных полей за несколько десятилетий.

*Долговременные изменения структуры корреляционных полей*

Для того чтобы проследить долговременные изменения связи между процессами в стратосфере и тропосфере, нами были построены распределения коэффи-

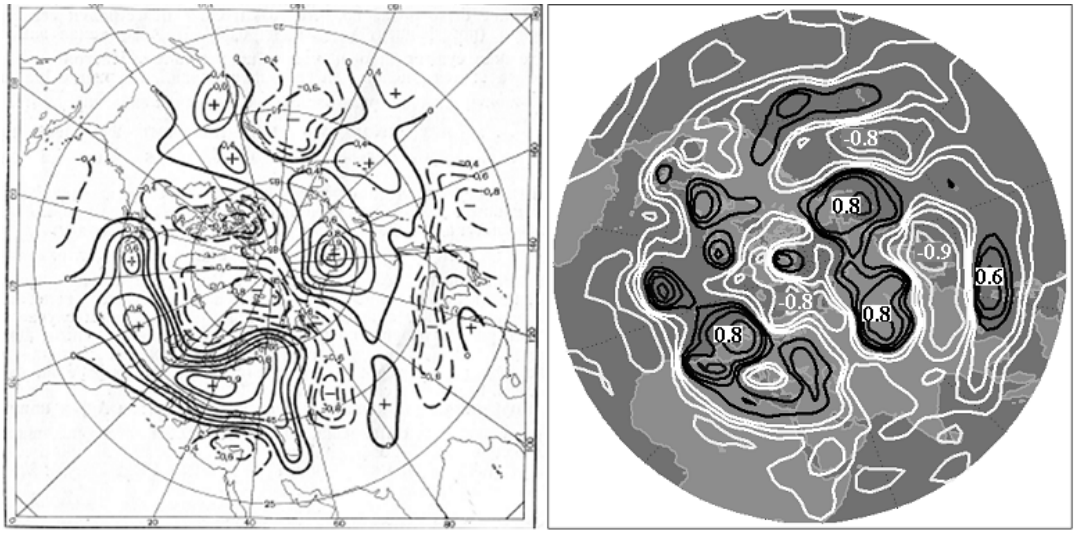



*Рис. 1*. Распределения коэффициентов корреляции межгодовых вариаций индекса $I_m$ и межгодовых изменений высоты 500 гПа в июне [Угрюмов, 1971] (слева); индекса $I'_m$ и межгодовых изменений высоты 500 гПа в июне по данным NCEP/NCAR Reanalysis (справа). Период – 1958–1966 гг.

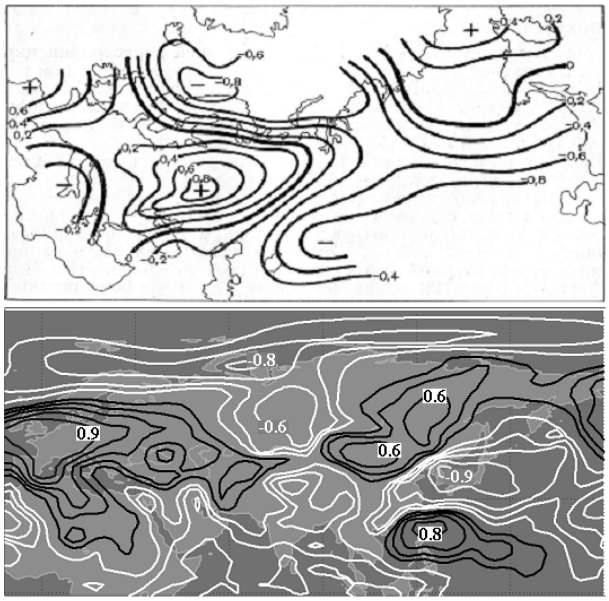



*Рис. 2*. Распределения коэффициентов корреляции межгодовых вариаций индекса $I_m$ и среднего за июнь приземного давления [Угрюмов, 1971] (вверху); индекса $I'_m$ и межгодовых изменений средних значений высоты 1000 гПа в июне по данным NCEP/NCAR Reanalysis (внизу). Период – 1958–1966 гг.

циентов корреляции межгодовых значений $I'_m$ с межгодовыми вариациями осредненных за июнь значений высот геопотенциальных поверхностей 500 и 1000 гПа за 1950–1962, 1955–1967, 1960–1972, 1965–1977, 1970–1982, 1975–1987, 1980–1992, 1985–1997, 1990–2002, 1995–2007 гг. Мы выбирали 12-летние интервалы с перекрытием, поскольку, на наш взгляд, такой подход позволяет оценить сглаженные временные изменения корреляционных полей. Случайные колебания и выбросы при этом исключаются. Анализ распределений коэффициентов корреляции на обоих уровнях показал, что пространственная структура корреляционных полей и в средней, и в нижней тропосфере не остается постоянной, а изменяется от десятилетия к десятилетию. Если рассматривать только Евразию с прилегающими частями Атлантики и Тихого океана, можно выделить две модели распределения знака коэффициентов корреляции, чередующиеся на масштабах от одного до двух десятилетий: модель А – полюса положительной корреляции расположены над Европой и Восточной Сибирью, полюса отрицательной корреляции – над Арктикой и Западной Сибирью; модель Б – полюс положительной корреляции находится над Арктикой, полюса отрицательной корреляции – над Европой и Восточной Сибирью. На исследуемом интервале 1950–2007 гг. происходило чередование корреляционных картин, соответствующих моделям А и Б. Можно выделить четыре периода, характерных для уровней 500 и 1000 гПа. Для первого периода 1950–1970 гг. (модель А) характерны распределения 1950–1962, 1955–1967 и 1960–1972 гг., ко второму периоду 1970–1980 гг. (модель Б) мы отнесли распределения 1965–1977 и 1970–1982 гг., к третьему периоду 1980–1995 гг. (модель А) – распределения 1975–1987, 1980–1992 и 1985–1997 гг. и к четвертому (модель Б) – распределения 1990–2002 и 1995–2007 гг. На рис. 3, 4 представлены распределения коэффициентов корреляции, наиболее типичные для каждого из четырех выделенных периодов, на уровне 500 гПа (рис. 3) и 1000 гПа (рис. 4).

Предложенную периодизацию подтверждают оценки показателей сходства полей по знаку. Показатели сходства были рассчитаны следующим образом: для двух сравниваемых полей было подсчитано число точек сетки, в которых знаки коэффициентов корреляции совпадают, и число точек сетки, в которых знаки не совпадают. Разность между числом совпавших и не совпавших по знаку точек, отнесенная к общему числу точек сетки, представляет собой искомую характеристику, которая, как и обычный коэффициент корреляции, меняется от –1 до +1. В таблице представлены значения показателей сходства,

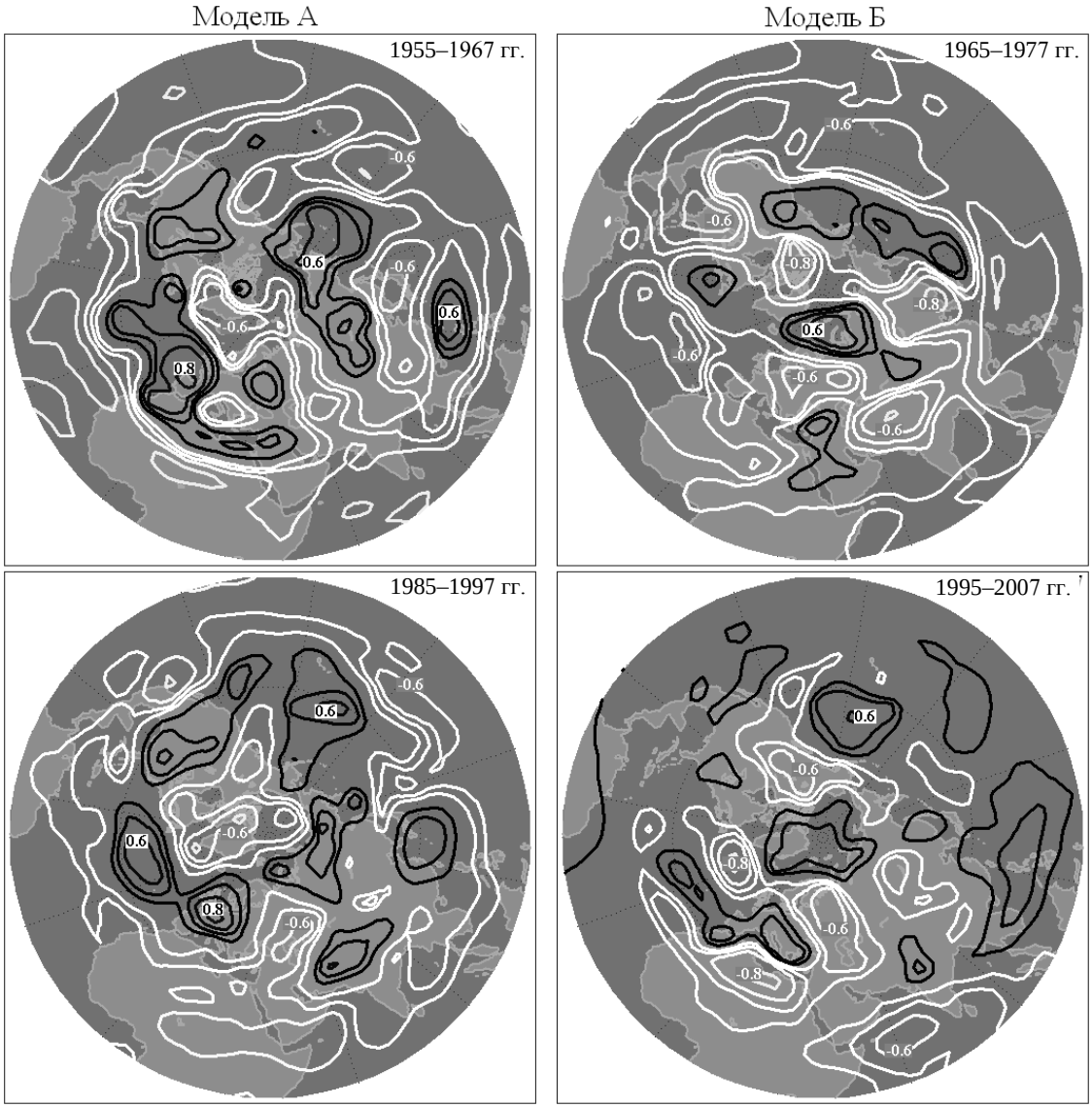



*Рис. 3*. Распределения коэффициентов корреляции межгодовых вариаций $I'_m$ с межгодовыми вариациями средних значений высоты 500 гПа в июне по данным NCEP/NCAR Reanalysis. Слева – распределения, соответствующие модели А (1955–1967 и 1985–1997 гг.), справа – модели Б (1965–1977 и 1995–2007 гг.).

рассчитанных для Северного полушария для каждой последовательной пары корреляционных карт на уровнях 500 и 1000 гПа.

Полученные значения показателей сходства подтверждают выводы, сделанные на основе визуального анализа, – показатели, рассчитанные для корреляционных полей внутри каждого из четырех выделенных периодов, выше показателей для полей из соседних периодов. Например, на уровне 500 гПа показатель сходства между распределениями коэффициентов корреляции за 1960–1972 гг. (первый период, модель А) и 1965–1977 гг. (второй период, модель Б) составляет 0.37, тогда как значения показателей сходства между распределениями, относящимися к первому периоду и к одной модели (модель А) составляют 0.53 и 0.45, а значение показателя сходства между распределениями второго периода (модель Б) равно 0.75. В остальных случаях на уровне 500 гПа поведение показателей сходства аналогично – показатель выше для распределений, соответствующих одной модели корреляционных полей, и ниже при сравнении распределений, принадлежащих разным моделям. Это же справедливо и для уровня 1000 гПа. Исключением являются лишь распределения 1000 гПа для интервалов 1990–2002 и 1995–2007 гг., соответствующие четвертому периоду (модель Б).

Показатели сходства полей по знаку, рассчитанные для Северного полушария для каждой последовательной пары корреляционных карт на уровнях 500 и 1000 гПа

| Периоды | H500 | H1000 |
|---|---|---|
| 1950–1962, 1955–1967 | 0.53 | 0.56 |
| 1955–1967, 1960–1972 | 0.45 | 0.35 |
| 1960–1972, 1965–1977 | 0.37 | 0.32 |
| 1965–1977, 1970–1982 | 0.75 | 0.57 |
| 1970–1982, 1975–1987 | 0.47 | 0.28 |
| 1975–1987, 1980–1992 | 0.82 | 0.79 |
| 1980–1992, 1985–1997 | 0.61 | 0.56 |
| 1985–1997, 1990–2002 | 0.06 | 0.07 |
| 1990–2002, 1995–2007 | 0.27 | 0.03 |

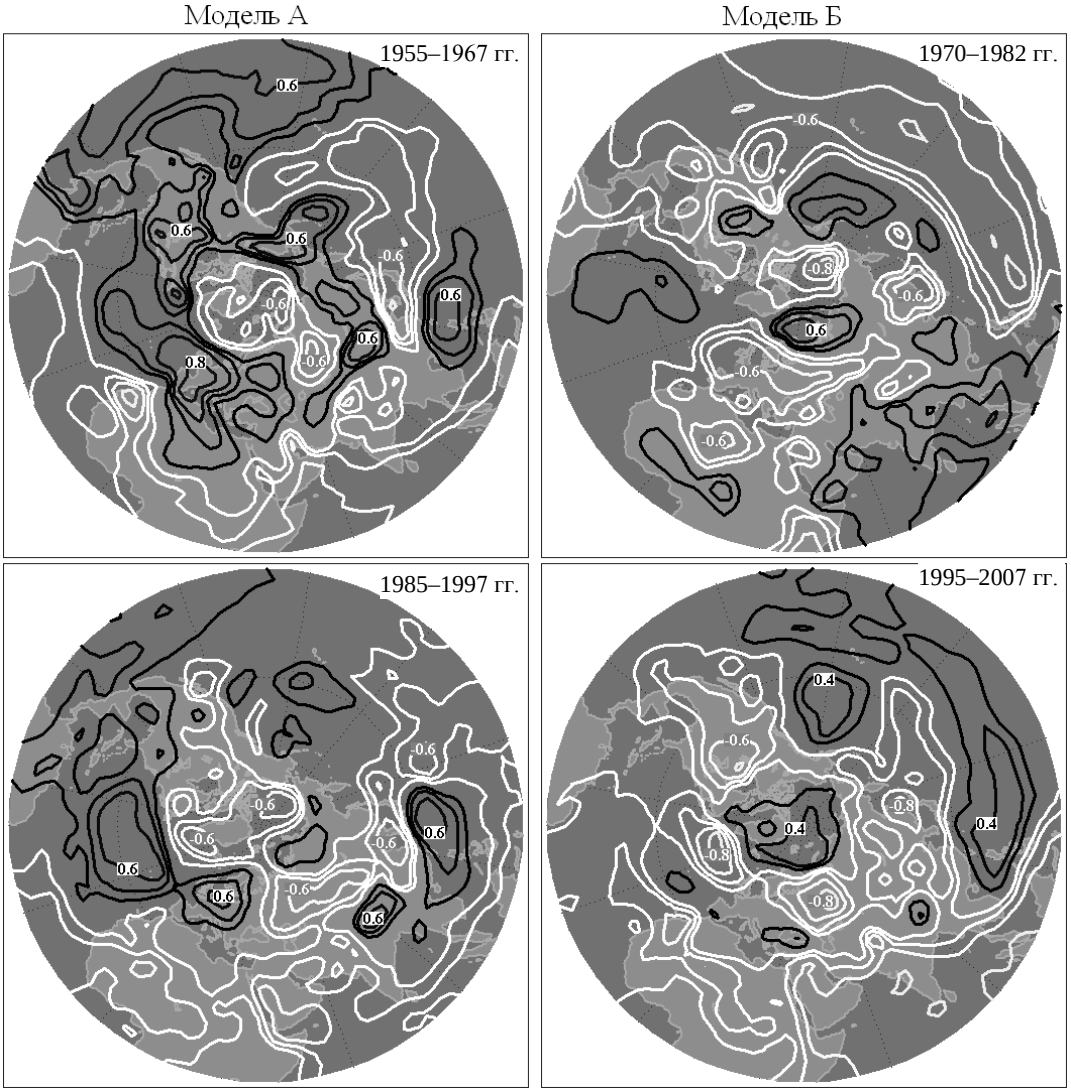



*Рис. 4.* Распределения коэффициентов корреляции межгодовых вариаций $I'_m$ с межгодовыми вариациями средних значений высоты 1000 гПа в июне по данным NCEP/NCAR Reanalysis. Слева – распределения, соответствующие модели А (1955–1967, 1985–1997 гг.), справа – модели Б (1970–1982, 1995–2007 гг.).

Показатель сходства между этими распределениями (0.03) ниже показателя, рассчитанного для распределений коэффициентов корреляции за 1985–1997 (модель А) и 1990–2002 гг. (модель Б) и равного 0.07. На наш взгляд, такая ситуация связана с тем, что корреляционные поля, отнесенные к четвертому периоду и модели Б, имеют в целом достаточно хорошее сходство в высоких и умеренных широтах, но сильно различаются в более низких широтах. При исключении из расчетов низких широт показатель сходства повысился с 0.03 до 0.1.

Оказалось, что выявленные в долговременной динамике корреляционных полей периодичности неплохо согласуются с долговременными глобальными и региональными изменениями различных гидрологических и метеорологических характеристик.

На рис. 5 показаны изменения среднегодовой глобальной приземной температуры воздуха за 1953–2004 гг. по данным NCEP/NCAR Reanalysis. Видно, что первому из выделенных нами периодов (модель А) соответствует похолодание. Остальные три периода соответствуют росту глобальной температуры, однако с некоторыми различиями в темпе роста температуры и характере ее межгодовых флуктуаций. Второй период (модель Б) отличался относительно небольшими амплитудами межгодовых флуктуаций глобальной температуры. Наоборот, в третий период (модель А) межгодовые вариации температуры были велики. Последний период, начавшийся в середине 90-х гг., показал резко возросшие темпы потепления. Долговременные периодичности в поведении разных гидрологических и метеорологических характеристик упоминаются также в других работах. Например, в статье [Марченко и др., 2012] выделены также четыре периода с различным характером циркуляции атмосферы, хорошо согласующиеся с периодами, найденными нами. В работе [Lisheng Hao et al., 2010] по исследованию долговременных изменений летних осадков в северном Китае выделяются схожие периоды с различным характером выпадения летних осадков (с наиболее значительными изменениями в середине 60-х – начале 70-х гг. прошлого столетия), связанные с изменением локализации и интенсивности Восточно-Азиатского муссона.

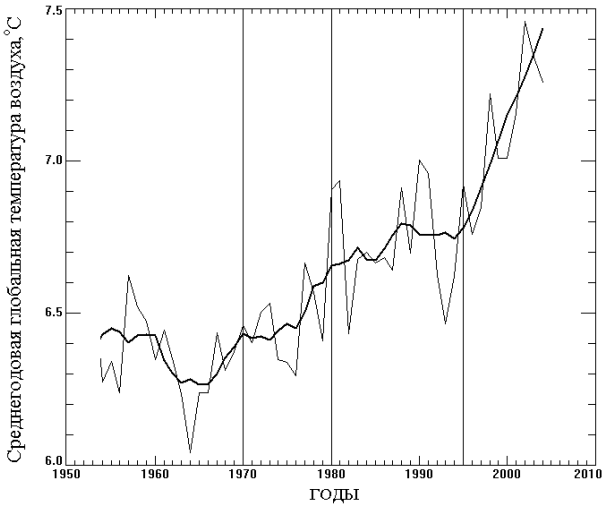



*Рис. 5*. Изменения среднегодовой глобальной температуры воздуха за 1953–2004 гг. по данным NCEP/NCAR Reanalysis. Тонкая линия – межгодовые изменения, толстая – значения, осредненные за семилетний период.

*Обсуждение возможных механизмов обнаруженных стратосферно-тропосферных связей*

Выполненное нами исследование связей между весенним режимом циркуляции в стратосфере и летней тропосферной циркуляцией неизбежно приводит к вопросу о возможных механизмах возникновения этих связей. В литературе при обсуждении метеорологических эффектов в средней и верхней атмосфере, а также взаимодействия слоев атмосферы традиционно гораздо чаще рассматривается вариант влияния снизу, т. е. распространение возмущения из нижележащих слоев атмосферы в вышележащие. Наиболее часто такое влияние имеет место на синоптических масштабах времени и осуществляется через распространение энергии вверх из тропосферы в стратосферу с помощью планетарных волн (стационарных и бегущих), что приводит к развитию внезапных стратосферных потеплений (ВСП). Влияние снизу вверх и классический механизм возникновения ВСП хорошо описаны и исследованы по наблюдательным данным и с помощью математического моделирования [Matsuno, 1971; Holton, 1976; Labitzke, 1982; Pierce et al., 1993]. Исследованию механизмов распространения возмущений сверху вниз и влияния стратосферных процессов на тропосферу посвящено гораздо меньшее количество работ. Возможно, это связано с более слабой выраженностью такого влияния и трудностью его выделения из высокочастотных синоптических флуктуаций тропосферы. Тем не менее, в последнее десятилетие все больший интерес вызывает обсуждение «погоды из стратосферы». Так в работах [Baldwin et al., 1999; Kodera et al., 2000; Zhou et al., 2002] были обнаружены и исследованы медленно распространяющиеся вниз из средней стратосферы в нижнюю тропосферу аномалии зонально осредненной зональной компоненты скорости ветра, температуры и высот геопотенциальных поверхностей. Время распространения составило приблизительно три недели. В работах [Thompson et al., 2002; Baldwin et al., 2003] представлены результаты по связи между колебаниями полярного вихря в стратосфере и вариациями индекса NAM в нижней тропосфере с задержкой до 60 сут. На это следует обратить внимание, так как время распространения аномалий сверху вниз в этих работах приблизительно совпадает с интервалом времени между динамическим состоянием стратосферы в конце зимы и циркуляцией летней тропосферы, представленными в нашем исследовании. Как и в случае распространения влияния снизу вверх, в качестве основного механизма воздействия сверху вниз авторами перечисленных выше работ предлагается рассматривать теорию волнового распространения. Например, в работе [Zhou et al., 2002] было обнаружено, что в случае, благоприятствующем направленному вниз распространению, наблюдается очень большой начальный волновой форсинг в стратосфере. В этом случае происходит обращение западного ветра в полярной области, в результате чего динамически порожденные аномалии опускаются по мере снижения критического уровня (уровня нулевого зонального ветра). Изменение зонального ветра меняет индекс рефракции, который становится благоприятным для опускания аномалий вплоть до тропосферных уровней.

Без подробного исследования невозможно априори сказать, применим ли предложенный волновой механизм к обнаруженным нами корреляционным связям. Весенний период – время перестройки циркуляции атмосферы с зимнего режима на летний, характеризующийся сложностью процессов и сильной возмущенностью всей толщи нижней и средней атмосферы. Сложно заранее сказать, будет ли в таких условиях успешно реализовано медленное (порядка двух месяцев) опускание стратосферных аномалий, и насколько заметно они смогут оказать влияние на тропосферные погодные системы в этот период.

В данной работе мы не ставили основной целью поиск и проверку механизмов стратосферно-тропосферного взаимодействия. Акцент делался на исследование долговременной динамики корреляционных связей между вариациями весеннего режима циркуляции в стратосфере и летней тропосферной циркуляцией. Несомненно, в дальнейших исследованиях необходимо переходить к рассмотрению и проверке возможных механизмов, обеспечивающих обнаруженные нами связи, в первую очередь, – механизма волнового распространения.

**Заключение**

В работе исследованы долговременные изменения корреляционных связей между вариациями весеннего режима циркуляции в стратосфере и летней тропосферной циркуляцией в Северном полушарии. Сравнение распределений коэффициентов корреляции, построенных по наблюдательным данным [Угрюмов, 1971] за 1958–1966 гг. и данным NCEP/NCAR Reanalysis [Kalnay et al., 1996] за тот же период, показало неплохое общее пространственное соответствие областей положительных и отрицательных корреляций. Результаты сравнения позволили использовать данные NCEP/NCAR Reanalysis для исследования динамики корреляционных полей за более длительный интервал 1950–2007 гг. Визуальный анализ построенных за после-

довательные десятилетия карт распределений коэффициентов корреляции позволил выявить четыре периода с различным характером корреляционных связей: 1950–1970, 1970–1980, 1980–1995 и с 1995 г. до настоящего времени. Выделены две модели распределения коэффициентов корреляции: модель А – полюса положительной корреляции над Европой и Восточной Сибирью, полюса отрицательной корреляции над Арктикой и Западной Сибирью (периоды I и III); модель Б – полюс положительной корреляции над Арктикой, полюса отрицательной корреляции над Европой и Восточной Сибирью (периоды II и IV).

Количественные оценки показателей сходства корреляционных распределений подтвердили реальность выделенных периодов.

Упоминания о сходных долговременных периодичностях в поведении различных гидрологических и метеорологических характеристик встречаются и в ряде других исследовательских работ.

## *СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Марченко О.Ю., Бережных Т.В., Мордвинов В.И. Экстремальная водность реки Селенги и особенности летней циркуляции атмосферы // Метеорология и гидрология. 2012. № 10. С. 81–93.

Мордвинов В.И., Латышева И.В., Иванова А.С., Щеголева Т.Г. Циркуляционные особенности интенсивных дождей на дальневосточном побережье Евразии // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17, № 4. С. 325–330.

Мордвинов В.И., Хамчич В.Н. Сопоставление колебаний Арктической осцилляции со сменой типов циркуляции Дзердзеевского // Известия Российской академии наук. Серия географическая. 2010. № 5. С. 52–60.

Угрюмов А.И. Квазидвухлетняя цикличность весенне-летней циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, Труды Гидрометцентра СССР, 1971. Вып. 77. 82 с.

Baldwin M.P., Dunkerton T.J. Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 30 937–30 946.

Baldwin M.P., Thompson D.W.J., Shuckburg E.F., et al. Weather from the stratosphere? // Science. 2003. V. 301. P. 317–318.

Holton J.R. A semi-spectral numerical model for wave-mean flow interactions in the stratosphere: Applications to sudden stratospheric warmings // J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. P. 1639–1649.

Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., et al. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1996. V. 77, N 3. P. 437–471.

Kuroda Y., Pawson S. Stratospheric sudden warmings and slowly propagating zonal-mean zonal wind anomalies // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 12 351–12 359.

Labitzke K. On the interannual variability of the middle stratosphere during Northern winters // J. Meteor. Soc. Japan. 1982. V. 60. P. 124–139.

Lisheng Hao, Jinzhong Min, Yihui Ding, Ji Wang. Relationship between reduction of summer precipitation in North China and atmospheric circulation anomalies // J. Water Resource and Protection. 2010. V. 2. P. 569–576.

Matsuno T. A dynamical model of the stratospheric sudden warming // J. Atmos. Sci. 1971. V. 28. P. 1479–1494.

Mordvinov V.I., Latysheva I.V., Ivanova A.S. Long-time variations of the atmospheric thermobaric field as deduced from NCEP/NCAR Reanalysis data // Proc. SPIE. 2004. V. 5397. P. 285–291.

Pierce R.B., Fairlie T.D.A. Observational evidence of preferred flow regimes in the Northern hemisphere winter stratosphere // J. Atmos. Sci. 1993. V. 50. P. 1936–1949.

Thompson D.W.J., Lee S., Baldwin M.P. Atmospheric processes governing the Northern hemisphere annular mode / North Atlantic Oscillation // The North Atlantic Oscillation: Climate Significance and Environmental Impact. Washington, 2002. P. 1–31 (Geophys. Monogr. Ser. V. 134, N 29).

Zhou S., Miller A.J., Wang J., Angell J.K. Downward-propagating temperature anomalies in the preconditioned polar stratosphere // J. Climate. 2002. V. 15. P. 781–791.

[1]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*
[2]*Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург, Россия*

*Солнечно-земная физика. Вып. 25 (2014) С. 51–54*

УДК 551.513

# СРАВНЕНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ И АРХИВА ERA-INTERIM В ЗИМНЕЙ СТРАТОСФЕРЕ НАД СИБИРЬЮ

**Е.В. Девятова, О.С. Кочеткова, А.В. Татарников, В.И. Мордвинов, Е.С. Щеглова**

# COMPARISON OF TEMPERATURE FIELDS IN THE WINTER STRATOSPHERE OVER SIBERIA FROM SATELLITE SOUNDING AND ERA-INTERIM DATA

**E.V. Devyatova, O.S. Kochetkova, A.V. Tatarnikov, V.I. Mordvinov, E.S. Shcheglova**

В работе сравниваются поля температуры в зимний период в стратосфере на уровне 10 гПа над Сибирью, полученные по данным спутникового зондирования и данным архива реанализа ERA-Interim. Сравнение показало хорошее согласие между двумя исследуемыми наборами данных.

In this paper, we compare the temperature fields in the winter stratosphere at 10 hPa over Siberia, obtained from satellite sounding data and ERA-Interim reanalysis data archive. According to the comparison, there is good agreement between the two datasets under study.

## Введение

В последнее десятилетие приобрели большую популярность и широко используются в исследованиях общей циркуляции атмосферы данные архивов реанализа – NCEP/NCAR Reanalysis, NCEP/DOE AMIP II [Kalnay et al., 1996; Kanamitsu et al., 2002], ECMWF ERA-40 [Uppala et al., 2005], ECMWF ERA-Interim [Dee et al., 2011], JRA [http://reanalysis.org/atmosphere/overview-current-reanalyses], полученные с помощью комплексных систем усвоения многолетних инструментальных наблюдений. Поскольку данные реанализа отличаются от натурных измерений и различаются между собой из-за особенностей систем усвоения, главного достоинства архивов – глобального покрытия всего земного шара равномерной горизонтальной сеткой с достаточно большой вертикальной протяженностью – может оказаться недостаточно для решения ряда специфических исследовательских задач. К ним относятся, например, исследование метеоэффектов в ионосфере и связей циркуляционных процессов на высотах ионосферы с процессами на нижних уровнях атмосферы. Поскольку архивы реанализов не распространяются до таких высот, возникает задача поиска данных, а также вопрос о степени согласованности этих данных с архивами реанализов, используемыми для исследования циркуляционных процессов в нижней и средней атмосфере.

Со второй половины 70-х гг. XX в. исследование верхней атмосферы стало возможным благодаря спутниковому зондированию. Дистанционное зондирование позволяет определять поля вертикальных профилей температуры, влажности и других параметров в земной атмосфере [Герман, 1985; Кондратьев, 1978]. В данной работе для исследования пространственно-временных изменений температуры и сравнения этих изменений с данными климатических архивов мы использовали данные TOVS со спутников серии NOAA. Радиометр TIROS Operational Vertical Sounder (TOVS) представляет собой комплекс из трех независимых систем, данные которых могут быть использованы для восстановления вертикальных профилей температуры, влажности воздуха, поля ветра, концентрации озона и других параметров. Подробную информацию о спутниковых данных TOVS можно найти на сайте [http://ckm.iszf. irk.ru/main/index.php].

Существует много работ, посвященных выявлению различий данных архивов реанализа, получаемых с использованием численных моделей, и экспериментальных данных, а также численным оценкам несоответствия между этими данными [Mooney, 2010; Royer, 2010; Dee, 2009]. Мы заинтересовались выяснением степени соответствия спутниковых данных и данных архивов реанализа в связи с проводимыми исследованиями общей циркуляции атмосферы, в частности, с исследованиями внезапных стратосферных потеплений [Кочеткова, 2014] и крутильных колебаний [Мордвинов, 2009]. До сих пор мы пользовались исключительно данными архивов реанализа, однако эти данные ограничены по высоте, поэтому к дальнейшим исследованиям мы решили привлечь данные спутникового зондирования. На предварительном этапе мы провели сравнение данных по температуре из архива ERA-Interim в 00:00 по Гринвичу на уровне 10 гПа с данными TOVS, максимально приближенными по времени к 00:00 по Гринвичу, в долготно-широтном секторе 40–160° E, 30–80° N, в котором предполагалось проводить в дальнейшем комплексный анализ стратосферных потеплений. Оба набора данных представлены в узлах сетки 2.5×2.5°. Сравнение проведено для двух зимних периодов (ноябрь–март) 2008/2009 и 2009/2010 гг. В первую очередь, при сопоставлении данных нас интересовала степень согласия крупномасштабных аномалий в распределении температуры и их временной динамики в низкочастотном диапазоне длинных планетарных волн и вихрей Россби, которые рассматриваются в качестве основных факторов возникновения стратосферных потеплений.

## Результаты

Первым этапом сравнения был визуальный анализ пространственных распределений температуры в отдельные дни. На рис. 1 для примера приведены распределения температуры 1 и 9 ноября 2009 г. по данным спутникового зондирования и архива ERA-Interim в долготно-широтном секторе 40–160° E, 30–80° N.

Визуальное сравнение распределений, в том числе представленных на рис. 1, показало хорошее соответствие полей температуры над исследуемой терри-

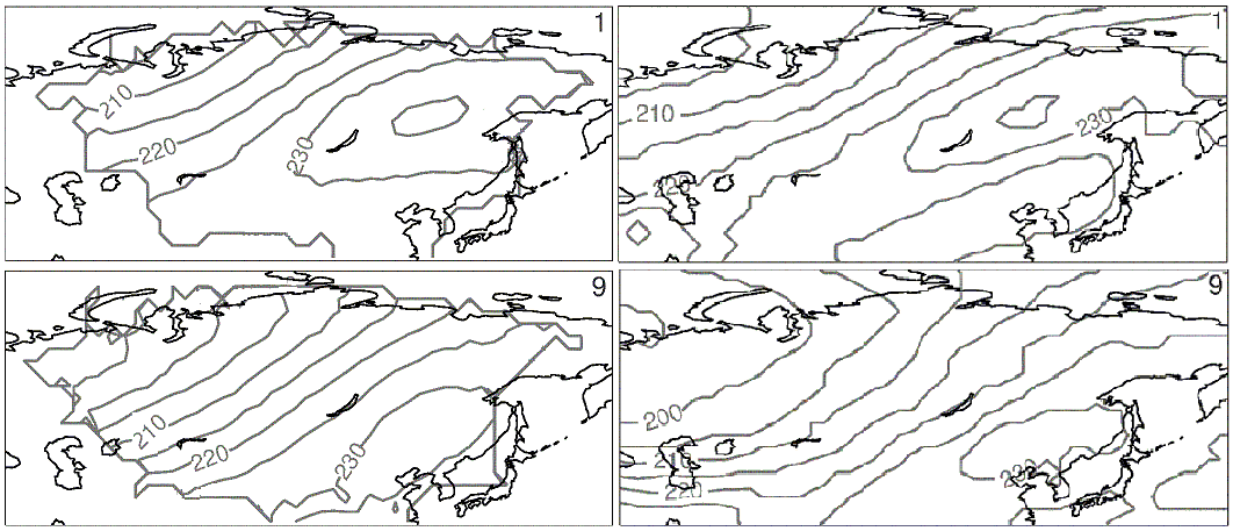



*Рис. 1*. Пространственные распределения температуры на уровне 10 гПа 1 ноября (верхняя панель) и 9 ноября (нижняя панель) 2009 г. в долготно-широтном секторе 40–160° E, 30–80° N. Слева – данные спутникового зондирования, справа – архива ERA-Interim.

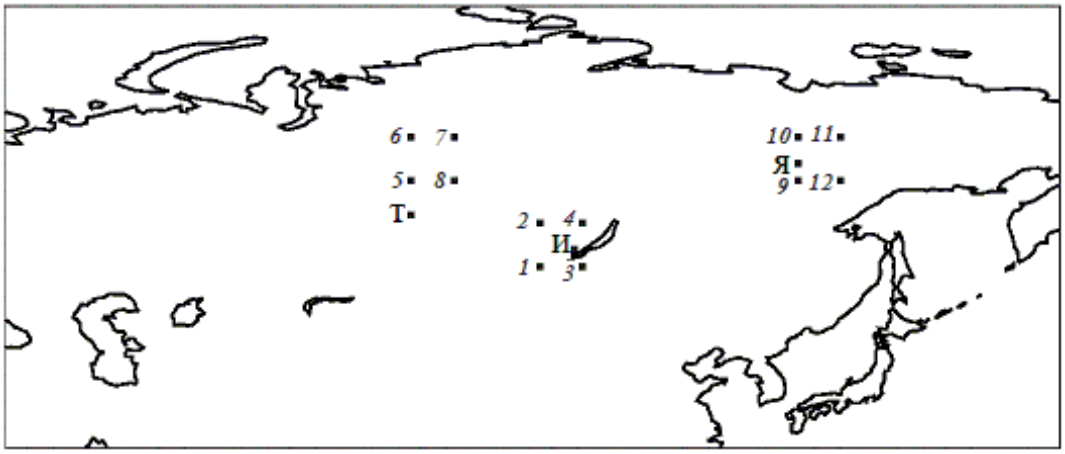



*Рис. 2*. Узлы сетки, в которых рассчитывались коэффициенты корреляции между временными вариациями температуры из двух наборов данных. Буквами обозначены местоположения городов: Т – Томск, И – Иркутск, Я – Якутск. Узлы сетки пронумерованы, географические координаты точек, соответствующие указанным номерам, приведены ниже в таблице.

торией, построенных по двум наборам данных. Высокие значения имели и коэффициенты пространственной корреляции распределений температуры. Но, кроме сопоставления пространственных распределений, важно провести также сравнение и выяснить степень согласованности вариаций температуры во времени в этих двух наборах данных. Для этого были рассчитаны коэффициенты корреляции между вариациями температуры по данным спутникового зондирования и ERA-Interim отдельно для каждого месяца с ноября по март для двух зим 2008/2009 и 2009/2010 гг. Коэффициенты корреляции рассчитывались в 12 узлах сетки, показанных на рис. 2 (4 узла в Западной Сибири, 4 – в Прибайкалье и 4 – в Якутии).

Расчеты коэффициентов корреляции показали хорошее соответствие данных спутникового зондирования и архива ERA-Interim. Минимальные значения коэффициентов корреляции отмечаются в Якутии, но даже в этом случае они принимают значения не менее 0.70. Это можно было бы объяснить уменьшением степени соответствия данных в высоких широтах в связи с особенностью орбиты спутника, однако коэффициенты корреляции, рассчитанные на тех же широтах над Западной Сибирью, показывают более высокие значения.

Для того чтобы более наглядно проиллюстрировать временную динамику температуры и визуально оценить степень согласованности данных, были выбраны три узла сетки, по одному для каждого из исследуемых регионов, и построены графики изменений температуры в этих узлах в марте 2010 г. (рис. 3). Март был выбран потому, что для него характерен наибольший разброс значений коэффициентов корреляции от 0.96 в Прибайкалье до 0.70 в Якутии. Вариации температуры приведены в относительных единицах и смещены по вертикальной оси для удобства сопоставления. Отметим, что приведение данных в относительных единицах не позволяет нам сравнивать абсолютные значения температур, но для исследований, к которым мы планируем привлечь спутниковые данные, важным и существен-

Значения коэффициентов корреляции для зимы 2009/2010 гг.

| № | координаты | ноябрь | декабрь | январь | февраль | март |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Прибайкалье | | | | | |
| 1 | 100° E, 50° N | 0.93 | 0.94 | 0.81 | 0.83 | 0.96 |
| 2 | 100° E, 55° N | 0.92 | 0.93 | 0.87 | 0.87 | 0.96 |
| 3 | 105° E, 50° N | 0.90 | 0.95 | 0.80 | 0.86 | 0.94 |
| 4 | 105° E, 55° N | 0.92 | 0.92 | 0.89 | 0.89 | 0.96 |
| | Западная Сибирь | | | | | |
| 5 | 85° E, 60° N | 0.94 | 0.89 | 0.94 | 0.92 | 0.95 |
| 6 | 85° E, 65° N | 0.94 | 0.92 | 0.93 | 0.93 | 0.93 |
| 7 | 90° E, 60° N | 0.94 | 0.88 | 0.94 | 0.93 | 0.94 |
| 8 | 90° E, 65° N | 0.94 | 0.90 | 0.95 | 0.92 | 0.93 |
| | Якутия | | | | | |
| 9 | 130° E, 60° N | 0.81 | 0.98 | 0.93 | 0.86 | 0.86 |
| 10 | 130° E, 65° N | 0.91 | 0.94 | 0.96 | 0.91 | 0.71 |
| 11 | 135° E, 60° N | 0.73 | 0.98 | 0.92 | 0.84 | 0.78 |
| 12 | 135° E, 65° N | 0.90 | 0.96 | 0.95 | 0.92 | 0.70 |

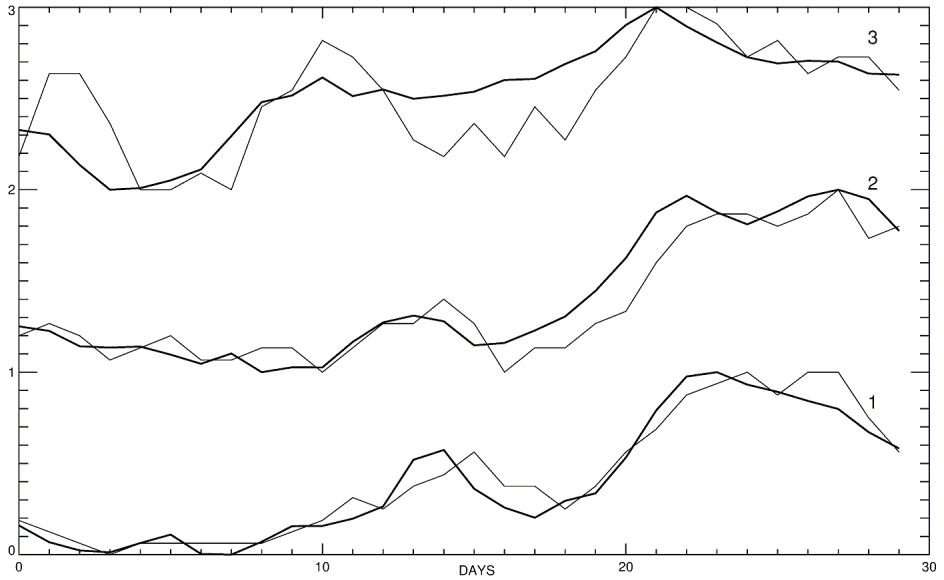



*Рис. 3*. Графики температуры на уровне 10 гПа в марте 2010 г. в точках с координатами 100° E, 50° N (1), 90° E, 60° N (2), 135° E, 65° N (3). Толстые линии – графики, построенные по данным спутникового зондирования; тонкие – архива ERA-Interim. По оси абсцисс отложены номера дней.

ным является выяснение степени согласованности поведения данных во времени, а не степени их совпадения по абсолютной величине.

Анализ графиков показывает достаточно хорошее соответствие между двумя исследуемыми наборами данных. Однако есть и отличия. В узлах сетки 1 и 2 (коэффициенты корреляции между двумя наборами данных 0.96 и 0.94 соответственно) различие вариаций проявляется в основном в форме сдвига в отдельные моменты времени между графиками на интервал порядка 1–2 сут. В точке 3 (коэффициент корреляции 0.70) различие в вариациях температуры обусловлено более сглаженным графиком, построенным по спутниковым данным, вследствие чего согласие на коротких интервалах времени хуже, чем на более длительных.

**Заключение**

Проведенное в работе сравнение пространственного распределения и динамики температуры на уровне 10 гПа в зимний период над Сибирью по данным спутникового зондирования и архива ERA-Interim показало хорошее соответствие между ними. Это позволяет использовать одновременно оба набора данных для исследования крупномасштабных процессов в верхней, средней и нижней атмосфере, а также для изучения взаимосвязей между этими процессами.

Работа выполнена в рамках гранта № НШ-2942.2014.5 Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

*СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

Герман М.А. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 260 с.

Кондратьев К.Я., Тимофеев Ю.М. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 279 с.

Кочеткова О.С., Мордвинов В.И., Руднева М.А. Анализ факторов, влияющих на возникновение стратосферных

потеплений // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27, № 8. С. 719–727.

Мордвинов В.И., Иванова А.С., Девятова Е.В. Возбуждение Арктической осцилляции крутильными колебаниями // Там же. 2009. Т. 22, № 2. С. 1–8.

Dee D. P., Uppala S. Variational bias correction of satellite radiance data in the ERA-Interim reanalysis // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2009. V. 135. Iss. 644. P. 1830–1841.

Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system // Ibid. April. 2011 A. N 137. P. 553–597.

Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., et al. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1996. V. 77, N 3. P. 437–471.

Kanamitsu M., Ebisuzaki W., Woollen J., et al. NCEP DOE AMIP-II Reanalysis (R-2) // Ibid. 2002. N 11. P. 1631–1643.

Mooney P.A., Mulligan F.J., Fealy R. Comparison of ERA-40, ERA-Interim and NCEP/NCAR reanalysis data with observed surface air temperatures over Ireland // Intern. J. Climatology. 2010. V. 31. Iss. 4. P. 545–557.

Royer A., Poirier S. Surface temperature spatial and temporal variations in North America from homogenized satellite SMMR-SSM/I microwave measurements and reanalysis for 1979–2008 // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Iss. D8. P. D08110–D08126.

Uppala S.M., Kallberg P.W., Simmons A.J. The ERA-40 reanalysis // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2005. V. 131, N 612. P. 2961–3012.

http://reanalysis.org/atmosphere/overview-current-reanalyses.

http://ckm.iszf.irk.ru/main/index.php.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

## СОДЕРЖАНИЕ

Мордвинов А.В., Головко А.А., Язев С.А. Комплексы активности и инверсия магнитного поля на полюсах Солнца в текущем цикле ……... 3–9

Мишин В.В., Томозов В.М. Проявления неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в атмосфере Солнца, солнечном ветре и магнитосфере Земли …… 10–20

Пархомов В.А., Довбня Б.В., Бородкова Н.А., Сафаргалеев В.В., Пашинин А.Ю. Импульсные всплески геомагнитных пульсаций в частотном диапазоне 0.2–7 Гц как первый сигнал о взаимодействии межпланетных ударных волн с магнитосферой …….. 21–28

Кушнаренко Г.П., Кузнецова Г.М., Яковлева О.Е. Сезонные изменения отношений основных газовых составляющих термосферы в последнем минимуме солнечной активности (2007–2009 гг.) ..... 29–32

Пономарчук С.Н., Ильин Н.В., Пензин М.С. Модель распространения радиоволн в диапазоне частот 1–10 МГц на основе метода нормальных волн ……... 33–39

Захаренко В.Н., Краковецкий Ю.К., Попов Л.Н., Парначев В.П. Влияние естественных подземных волноводов на распространение радиоволн диапазонов СДВ–СВ …….. 40–43

Девятова Е.В., Угрюмов А.И., Мордвинов В.И. Связь летней тропосферной циркуляции с циркуляцией стратосферы в конце зимы ……. 44–50

Девятова Е.В., Кочеткова О.С., Татарников А.В., Мордвинов В.И., Щеглова Е.С. Сравнение полей температуры по данным спутникового зондирования и архива ERA-INTERIM в зимней стратосфере над Сибирью …….. 51–54

**CONTENTS**

Mordvinov A.V., Golovko A.A., Yazev S.A. Activity complexes and reversal of the magnetic field on the Sun's poles in the current solar cycle …….. 3–9

Mishin V.V., Tomozov V.M. Manifestations of Kelvin–Helmholtz instability in the solar atmosphere, solar wind and geomagnetosphere ……... 10–20

Parkhomov V.A., Dovbnya B.V., Borodkova N.A., Safargaleyev V.V., Pashinin A.Yu. Pulse bursts of geomagnetic pulsations in the frequency range of 0.2–7 Hz as a first signal of interaction between interplanetary shock waves and the magnetosphere ……. 21–28

Kushnarenko G.P., Kuznetsova G.M., Yakovleva O.E. Seasonal variations in ratios of main gas components of the thermosphere in the solar activity last minimum (2007–2009) …….. 29–32

Ponomarchuk S.N., Ilyin N.V., Penzin M.S. The model of radio wave propagation in 1–10 MHz frequency range on the base of normal wave method ……... 33–39

Zakharenko V.N., Krakovetsky Yu.K., Popov L.N., Parnachev V.P. The influence of natural underground waveguides on the radiowave propagation of MW–LW bands ……... 40–43

Devyatova E.V., Ugryumov A.I., Mordvinov V.I. Relationship between summer tropospheric and stratospheric circulations in late winter …… 44–50

Devyatova E.V., Kochetkova O.S., Tatarnikov A.V., Mordvinov V.I., Shcheglova E.S. Comparison of temperature fields in the winter stratosphere over Siberia from satellite sounding and ERA-INTERIM data … 51–54

План выпуска самостоятельных изданий СО РАН на 2014 г.

***Научное издание***

**СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА**

**ВЫПУСК 25**

**(138)**

Редакторы ***Н.О. Волкова, М.В. Никонова, Н.А. Лившиц***
Технические редакторы ***И.Г. Амбаева, Н.В. Купрякова***
Переводчики ***Е.Н. Коржова***
Сдано в набор 09.04.2014. Подписано к печати 15.04.2015
Формат 60×90 1/8. Гарнитура *Times New Roman*
Усл. печ. л. 7.1 Уч.-изд. л. 8.5. Тираж 150. Заказ № 162

---

***Издательство СО РАН, Новосибирск 90, Морской пр., 2***
***Отпечатано в издательском отделе ИСЗФ СО РАН,***
***664033, Иркутск, а/я 291,***
***и в БМБШ ГОУ ВПО « ИГУ»,***
***664001, Иркутск, ул. Карла Маркса, 1***