

ISSN 0023-4206

Том 62, Номер 6

Ноябрь–Декабрь



КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 6, 2024

Почему плотность ионов плазменного слоя зависит от плотности солнечного ветра? <i>Г. А. Котова, В. В. Безруких</i>	565
Характеристики оптической системы научной аппаратуры «Солнце – Терагерц» <i>Е. Д. Тульников, В. И. Логачев, В. С. Махмутов, М. В. Филиппов, А. А. Квашинин, М. В. Разумейко, С. В. Соков, С. В. Мизин</i>	577
Высыпания магнитосферных электронов, зарегистрированные в атмосфере на средней и полярных широтах в 2022–2023 годах <i>В. С. Махмутов, Г. А. Базилевская, А. Н. Квашинин, М. Б. Крайнев, Н. С. Свиржевский, А. К. Свиржевская, Ю. И. Стожков</i>	585
Анализ динамики цугов колебаний магнитного поля и потока ионов солнечного ветра перед рампом межпланетной ударной волны <i>Н. Л. Бородкова, О. В. Сапунова, Ю. И. Ермолаев, Г. Н. Застенкер</i>	592
Спектры вариаций и анизотропия космических лучей в периоды Форбуш-эффектов в марте 2023 года <i>И. И. Ковалев, М. В. Кравцова, С. В. Олемской, В. Е. Сдобнов</i>	606
Роль ускоренных электронных потоков в генерации интенсивных токовых структур и неидеальных электрических полей во внешней области плазменного слоя <i>М. В. Леоненко, Е. Е. Григоренко, Л. М. Зелёный</i>	613
Токовые слои электронных масштабов, наблюдаемые миссией <i>MMS</i> в русле высокоскоростных потоков в плазменном слое геомагнитного хвоста <i>Е. Е. Григоренко, М. В. Леоненко, А. Ю. Малыхин, Л. М. Зелёный, Х. С. Фу</i>	624
Тонкая структура короны по радионаблюдениям с высоким частотным разрешением <i>М. К. Лебедев, В. М. Богод, Н. Е. Овчинникова</i>	640
Научные задачи и перспективы комплекса плазменных приборов в проекте <i>Венера-Д</i> <i>Д. А. Моисеенко, О. Л. Вайсберг, А. И. Петух, Р. Н. Журавлев</i>	655
Нейтронное излучение лунной поверхности на полюсах <i>И. Г. Митрофанов, А. Б. Санин, М. Л. Литвак, Д. В. Головин, М. В. Дьячкова, А. А. Аникин, Н. В. Лукьянов</i>	663

УДК 523.62-726

ПОЧЕМУ ПЛОТНОСТЬ ИОНОВ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ ЗАВИСИТ ОТ ПЛОТНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА?

© 2024 г. Г. А. Котова*, В. В. Безруких

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: kotova@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024

После доработки 21.05.2024

Принята к публикации 27.05.2024

По измерениям тяжелых ($M/q > 3$) ионов на спутнике *Фобос-2* было обнаружено, что плотность этих ионов в центральном плазменном слое ареомагнитного хвоста пропорциональна плотности протонов солнечного ветра, обтекающего планету. При сравнении данных спутника *ISEE-2*, измерявшего ионы в околоземном плазменном слое вблизи нейтрального слоя, с данными по солнечному ветру, полученными на спутнике *ISEE-3*, было установлено, что плотность протонов околоземного плазменного слоя также пропорциональна плотности протонов солнечного ветра. Анализ баланса магнитного и плазменного давлений в солнечном ветре и внутри хвостов магнитосфер Марса и Земли показал, что выявленные ранее корреляции являются следствием необходимого равенства давлений на границе магнитосферы и внутри магнитных хвостов планет.

DOI: 10.31857/S0023420624060014, EDN: IGTRAQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Космический аппарат (КА) *Фобос-2* был запущен к Марсу в 1988 г. и в конце января 1989 г. начал работу на орбитах около планеты. На спутнике был установлен ионный спектрометр ТАУС для измерения характеристик плазмы солнечного ветра и околопланетной плазмы, а также магнитометр МАГМА для измерения магнитного поля. С 20 февраля 1989 г. спутник перешел на круговую орбиту с радиусом около 9500 км ($2.8 R_M$, где $R_M \approx 3400$ км — радиус Марса) и оставался на такой орбите до конца своей работы 27 марта 1989 г. Небольшой период работы космического аппарата около Марса пришелся на максимум цикла солнечной активности, когда динамическое давление солнечного ветра изменялось от 10^{-9} до 10^{-7} дин/см². Это дало возможность исследовать параметры плазмы и магнитного поля около Марса в широком диапазоне параметров солнечного ветра.

С помощью КА *Фобос-2* в хвосте магнитосферы Марса был обнаружен и исследован плазменный слой [1–3]. Этот слой, так же, как и в хвосте магнитосферы Земли [4], расположен вокруг

токового слоя, где компонента магнитного поля, направленная вдоль хвоста, меняет знак. Но есть и ряд отличий плазменного слоя около Марса от околоземного. Прежде всего, основными ионами марсианского слоя являются ионы планетного происхождения, в то время как около Земли плазменный слой образован в основном ионами водорода солнечного ветра. Только во время достаточно высокой магнитной активности ионосферные ионы кислорода составляют заметную часть плазмы вблизи токового слоя в хвосте магнитосферы Земли [напр., 5]. Распределение ионов по скоростям в марсианском плазменном слое анизотропно. Отношение температуры ионов в направлении вдоль магнитного хвоста к температуре ионов в поперечном направлении может достигать $1/7$ [1, 6]. И, наконец, положение плазменного слоя в ареомагнитном хвосте очень изменчиво. Он может наблюдаться и вблизи границы магнитосферы, и в центре хвоста. Ориентация слоя в плоскости, перпендикулярной направлению на Солнце, также сильно меняется [3].

При анализе механизмов ускорения ионов в марсианском плазменном слое были

рассмотрены корреляции различных параметров слоя между собой и с параметрами невозмущенного солнечного ветра [7]. При этом было получено, что максимальная плотность ионов, наблюдающаяся в области перемены знака продольной составляющей магнитного поля ареомагнитного хвоста, пропорциональна плотности протонов невозмущенного солнечного ветра, измеренной до, при влете аппарата в магнитосферу, или после пересечения околопланетной ударной волны при вылете из магнитосферы. Происхождение такой корреляции объяснено не было.

Примерно в то же время Дж. Боровский с соавторами [8, 9] рассмотрели взаимосвязь параметров плазмы и магнитного поля в хвосте магнитосферы Земли по данным спутника *International Sun-Earth Explorer 2 (ISEE)* и параметров невозмущенного солнечного ветра, измерявшимся на спутнике *ISEE 3*. Был обнаружен ряд корреляций, в том числе получено, что плотность ионов вблизи нейтрального слоя магнитосферного хвоста пропорциональна плотности ионов солнечного ветра. Авторы связывали полученные результаты с процессами проникновения плазмы солнечного ветра в плазменный слой земной магнитосферы.

В настоящей работе проанализирован баланс плазменного и магнитного давления внутри магнитосферных хвостов Земли и Марса и вблизи границ магнитосфер этих планет и показано, что именно баланс давлений приводит к наблюдаемым корреляциям между плотностью ионов плазменного слоя и плотностью солнечного ветра.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Энерго-масс-спектрометр ТАУС позволял отдельно измерять характеристики протонов, альфа-частиц и тяжелых ионов ($M/q > 3$, M — массовое число, q — заряд). Энергетический диапазон прибора ~ 30 – 6000 эВ был разделен на 32 канала. Угловое распределение частиц складывалось из измерений в 64 (8×8) угловых каналах в поле зрения прибора $\sim 40^\circ \times 40^\circ$ с центральной осью, отклоненной на 5° от направления на Солнце для компенсации абберации прихода солнечного ветра. На круговых орбитах измерялись одномерные энергетические спектры ионов в диапазоне энергий 150 эВ– 6 кэВ в пределах телесного угла $\pm 20^\circ$ от направления оси. Спектр измерялся за 8 с, но передавался раз в две минуты. Магнитные измерения проводились

с помощью магнитометра МАГМА каждые 45 с. К сожалению, в рассматриваемый период большую часть времени КА вращался с периодом ~ 10 мин. вокруг оси, приблизительно ориентированной на Солнце. Из-за вращения аппарата для надежного анализа можно использовать только модуль магнитного поля B и его компоненты B_X вдоль и B_{YZ} поперек линии Солнце — Марс.

Наиболее интересным результатом, касающимся распределения плазмы около Марса, полученным по данным космического аппарата *Фобос-2*, было открытие плазменного слоя в ареомагнитном хвосте [1].

На рис. 1 в левой части [3] показана последовательность усредненных за 4 мин скоростей счета частиц в зависимости от энергии, измеренных прибором ТАУС в режиме регистрации тяжелых ионов. В центре и справа на рис. 1 приведены одновременные результаты измерений, соответственно, абсолютной величины B и B_X компоненты магнитного поля. Приблизительно с $16:00$ до $21:00$ UT *Фобос-2* последовательно переходил из солнечного ветра в магнитослой, (пересечение ударной волны наблюдалось в $16:30$ UT), затем в магнитосферу (пересечение магнитопаузы в $17:23$ UT). Примерно в центре ареомагнитного хвоста с $18:10$ до $18:30$ UT вблизи места смены знака B_X компоненты, то есть вблизи нейтрального слоя, наблюдались наиболее интенсивные потоки тяжелых ионов $F \approx (2-4) \times 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, соответствующие регистрации плазменного слоя в хвосте магнитосферы Марса. После последующих пересечений магнитопаузы ($\sim 19:32$ UT) и ударной волны ($\sim 20:08$ UT) *Фобос-2* опять вышел в область солнечного ветра. Следует отметить, что спектры ионов солнечного ветра и магнитослоя, представленные на рис. 1, являются спектрами протонов и альфа-частиц, проникающих в канал тяжелых ионов, которые легко выделить при сравнении с одновременно измеренными протонными спектрами. В режиме регистрации протонов и альфа-частиц в области измерения потоков тяжелых ионов потоки протонов не наблюдались.

При обработке данных прибора ТАУС принималось, что в канале тяжелых ионов внутри магнитосферы Марса регистрировались ионы атомарного кислорода O^+ . Об этом свидетельствовали масс-спектрометрические измерения прибора АСПЕРА на том же космическом аппарате, а также имевшаяся информация о составе атмосферы планеты [10, 11]. Форма измеренных спектров тяжелых ионов также свидетельствовала в пользу однокомпонентного состава

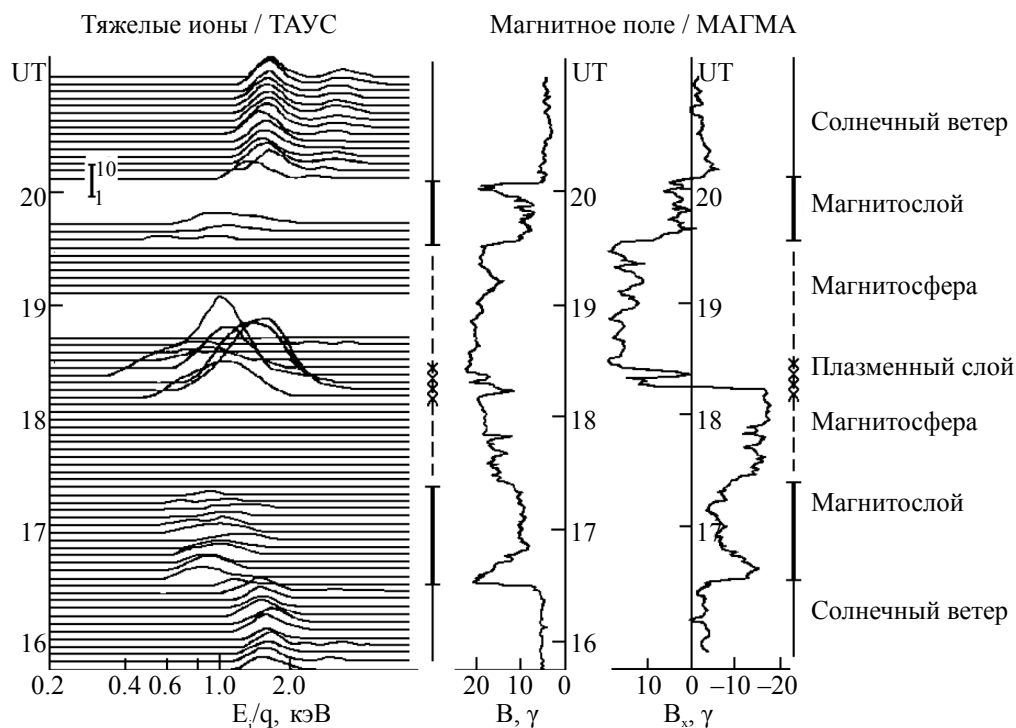


Рис. 1. Энергетические спектры ионов, измеренные прибором ТАУС в режиме регистрации тяжелых ионов 16 марта 1989 г., модуль B и B_x -компонента магнитного поля, по данным прибора МАГМА. Справа сплошной линией отмечены участки траектории в солнечном ветре, жирной линией — в магнитослое, пунктирной — в магнитосфере Марса. Крестиками отмечены места наблюдений потоков тяжелых ионов внутри магнитосферы [3].

плазмы в плазменном слое магнитосферы планеты. Позднее, в магнитосфере Марса космическими аппаратами *Mars Express* и *MAVEN* было зарегистрировано значительное количество ионов молекулярного кислорода O_2^+ , однако было подтверждено, что в областях пересечения КА *Фобос-2* магнитосферы Марса на расстояниях $\sim 2.8 R_M$ и более (на первых эллиптических орбитах) от центра планеты преобладают ионы атомарного кислорода [12].

Для анализа зависимости параметров плазменного слоя в магнитном хвосте Марса от параметров солнечного ветра были отобраны части круговых орбит КА *Фобос-2* при входе спутника в магнитосферу или выходе из нее, где есть данные по магнитному полю в долях хвоста, плазме плазменного слоя и плазме солнечного ветра. Использовались величины плотности, температуры и скорости солнечного ветра, усредненные за интервалы времени однородных данных 20–30 мин, выбранные за 30 мин до или после пересечения околопланетной ударной волны, соответственно, при входе спутника в магнитосферу Марса или выходе из нее. Задержка в 30 мин. между регистрацией ударной волны и интервалом усреднения параметров солнечного

ветра позволяет исключить область торможения солнечного ветра, наблюдавшуюся перед Марсианской ударной волной (рис. 1) [13]. Кроме того, вращение КА обычно приводило к волнообразным изменениям измеренной плотности солнечного ветра, поскольку иногда отклонение оси вращения аппарата от направления на Солнце достигало 20° ; в таких случаях для усреднения выбирались максимальные значения плотности. Также следует иметь в виду, что разница по времени между пересечениями спутником ударной волны и границы магнитосферы составляла около 1 ч. Данные по межпланетному магнитному полю усреднялись за те же интервалы, что и параметры плазмы солнечного ветра.

В долях ареомагнитного хвоста для усреднения выбирались 15-минутные интервалы времени, близкие к границе магнитосферы, когда магнитное поле (B_r) было достаточно стабильным, и не регистрировались ни протоны, ни тяжелые ионы. Иногда в хвосте магнитосферы Марса продольная компонента магнитного поля B_x меняла знак очень близко к границе магнитосферы. Это значит, что нейтральный слой пересекался вблизи границы магнитосферы, и определить средние значения компоненты магнитного

поля в долях хвоста было невозможно. Для статистического анализа параметров плазменного слоя выбирались максимальные значения плотности n_H и скорости ионов V_H в нейтральном слое. Таким образом, было отобрано 39 пролетов спутника при входе в магнитосферу и 26 — при выходе из нее [14].

Измерения плазмы и магнитного поля около Земли рассматривались на основе данных космических аппаратов миссии *International Sun-Earth Explorer: ISEE 2* и *ISEE 3* [9], а также *IMP-8* [15]. Нейтральный слой внутри плазменного слоя в околоземном магнитном хвосте определялся по изменению знака измеренной на *ISEE 2* B_X -компоненты магнитного поля солнечно-эклиптической системы координат. Одновременно, в пределах нескольких секунд, наблюдалось минимальное значение модуля магнитного поля. Каждое пересечение нейтрального слоя сопоставлялось с 5-минутными средними значениями параметров солнечного ветра, измеренными КА *ISEE 3*, с учетом задержки на время прохождения солнечного ветра от места измерения в точке либрации $L1$ до Земли. Это время задержки оценивалось как X / V_{sw} , где X — расстояние от Земли до *ISEE 3*; V_{sw} — измеренная скорость солнечного ветра.

Было отобрано 225 случаев пересечения околоземного нейтрального слоя на расстоянии 17.5–22.5 R_E ($R_E \approx 6370$ км — радиус Земли) от центра Земли в марте — апреле 1979 г., для которых были измерения невозмущенного солнечного ветра [9].

3. КОРРЕЛЯЦИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ В ХВОСТАХ МАГНИТОСФЕР МАРСА И ЗЕМЛИ С ПЛОТНОСТЬЮ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

На рис. 2 рассмотрена зависимость плотности тяжелых ионов — ионов атомарного кислорода — от плотности солнечного ветра, обтекающего Марс по данным эксперимента ТАУС на КА *Фобос-2*. Представленные данные получены на круговых орбитах *Фобоса-2* на расстоянии около 9500 км = 2.8 R_M от центра планеты. Параметры солнечного ветра должны были измеряться дважды: перед пересечением около марсианской ударной волны до входа космического аппарата в магнитосферу и после пересечения ударной

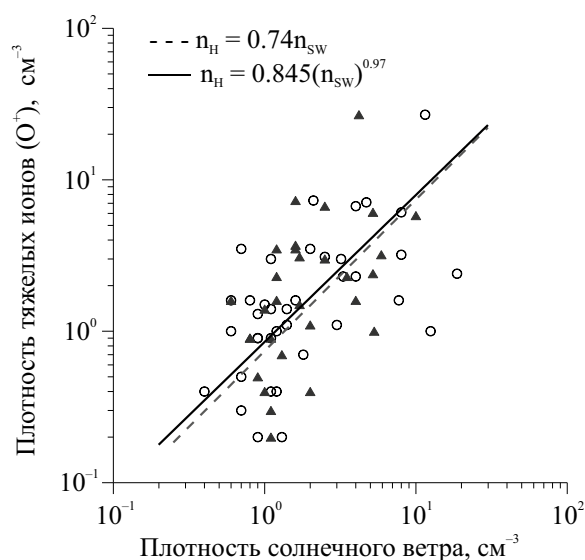


Рис. 2. Зависимость плотности тяжелых ионов (O^+) вблизи нейтрального слоя ареомагнитного хвоста от плотности невозмущенного солнечного ветра. о — измерения на влете в ареомагнитный хвост, Δ — на вылете из него.

волны после выхода *Фобоса-2* из магнитосферы Марса. Однако измерения не всегда осуществлялись непрерывно, поэтому количество точек на рисунке, соответствующих входу и выходу аппарата в / из магнитосферы планеты разное. Аналогичная зависимость плотности ионов плазменного слоя от плотности ионов солнечного ветра была опубликована ранее в работе [7, Fig. 5], но с меньшим количеством точек, поскольку каждому пересечению токового слоя приписывались наиболее близкие по времени параметры солнечного ветра. Большой разброс точек на рис. 2 в первую очередь связан с разницей по времени между измерениями тяжелых ионов в плазменном слое и измерениями солнечного ветра, составляющей 1.5–2.5 ч. Связь плотности ионов в марсианском плазменном слое (n_H) и плотности солнечного ветра (n_{sw}) описывается линейной зависимостью (пунктирная прямая):

$$n_H = 0.74 n_{sw} \quad (1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.59$. Значение сплошной линии на рис. 2 будет описано ниже в разделе 7.

На рис. 3 также представлена зависимость плотности ионов в центральном плазменном слое (n_{PS}) от плотности протонов солнечного ветра (n_{sw}), но для околоземного пространства [9]. Так же, как и вблизи Марса, плотность ионов в центральном плазменном слое Земли связана

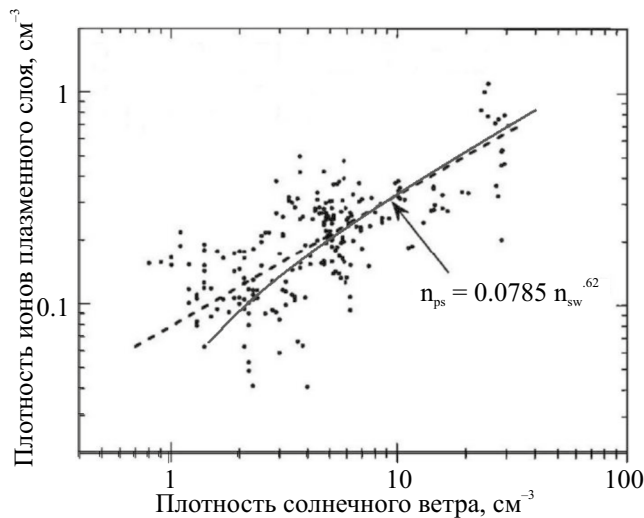


Рис. 3. Зависимость плотности протонов плазменного слоя вблизи нейтрального слоя геомагнитного хвоста от плотности невозмущенного солнечного ветра по данным спутников *ISEE 2* и *ISEE 3*, соответственно [9].

с плотностью ионов солнечного ветра. Зависимость описана степенной функцией (пунктирная прямая):

$$n_{ps} = 0.0785 n_{sw}^{0.62} \quad (2)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.74$. Сплошная кривая будет описана в разделе 8.

Измерения проводились на расстоянии $d_E = 17.5\text{--}22.5 R_E$ от центра Земли в хвосте магнитосферы. Это расстояние можно сравнить с расстоянием от центра Земли до подсолнечной точки магнитопаузы r_0 , которое характеризует размер магнитосферы Земли, как препятствие потоку солнечного ветра. Так как для Земли $r_0 \approx 10 R_E$ [16], $d_E \approx 1.75\text{--}2.25 r_0$. Измерения на *Фобосе-2* на круговых орбитах около Марса проводились на сравнимых расстояниях в терминах размера препятствия солнечному ветру. В подсолнечной части граница магнитосферы Марса находится на расстоянии $r_0 \approx 4300$ км ($1.25 R_M$) от центра планеты [напр., 17, 18]. Это означает, что в хвосте магнитосферы Марса измерения проводились на расстоянии $d_M \approx 2.2 r_0$, и, следовательно, рассматриваемые измерения вблизи Марса и измерения вблизи Земли велись на сравнимых относительных расстояниях от планеты.

4. БАЛАНС ДАВЛЕНИЙ НА ГРАНИЦЕ ХВОСТА МАГНИТОСФЕР МАРСА И ЗЕМЛИ

Вблизи границы магнитосферы давление снаружи, равное сумме динамического давления

солнечного ветра, направленного перпендикулярно к поверхности границы, а также теплового и магнитного давлений солнечного ветра, должно быть равно давлению магнитного поля внутри долей хвоста магнитосферы [19]:

$$B_t^2 / 8\pi = K \rho V^2 \sin^2(\alpha) + p, \quad (3)$$

где B_t — величина магнитного поля в долях хвоста; p — сумма теплового и магнитного давлений солнечного ветра; ρ — плотность ионов; V — потоковая скорость невозмущенного солнечного ветра; α — угол расширения (flaring) границы магнитосферы, то есть угол между направлением потока солнечного ветра и касательной к границе; K — константа (обычно используется $K = 0.88$ для течения с постоянной адиабаты $\gamma = 5/3$). Для учета вклада альфа-частиц в плотность солнечного ветра примем, что $K = 1$, тогда можно считать, что $n_{sw} = n_p$ и $\rho = m_p n_{sw}$, где n_p и m_p — плотность и масса протонов солнечного ветра, соответственно. Строго говоря, p — это разница между суммой теплового и магнитного давлений солнечного ветра и тепловым давлением внутри магнитосферного хвоста планеты. Считаем это тепловое давление в долях хвоста равным 0, так как интервалы усреднения магнитного поля в хвосте соответствовали периодам времени, когда плазма не регистрировалась.

В работе Розенбауэра с соавторами [14] по измерениям на *Фобосе-2* была продемонстрирована действительно хорошая корреляция давления магнитного поля в долях хвоста магнитосферы Марса с динамическим давлением солнечного ветра. Полученная зависимость была описана уравнением (3) с параметрами $\sin^2(\alpha) = 0.049 \pm 0.004$, то есть, $\alpha \approx 13^\circ$, и $p = (1.7 \pm 0.3) \times 10^{-10}$ дин/см². Т. Жанг с соавторами [20] использовали уравнение (3), в котором по измеренным характеристикам солнечного ветра, а именно, плотности, температуре протонов и величине магнитного поля, определялась величина угла α для каждого пролета через ареомагнитный хвост. В результате усреднения рассчитанных углов авторы получили срединный (median) угол расширения границы магнитосферы равный 12.6° и средний угол (mean) равный 13.8° . Эти значения хорошо соответствуют оценке, указанной выше.

На рис. 4 для каждого пролета космического аппарата через хвост магнитосферы Марса среднее измеренное магнитное давление в долях хвоста сравнивается с полным давлением солнечного ветра. Полное давление солнечного ветра на магнитосферу включает в себя динамическое

давление потока, тепловое давление и магнитное давление:

$$p_{SW} = \rho V^2 \sin^2(\alpha) + B_{SW}^2 / 8\pi + n_p k_B T_p + n_e k_B T_e, \quad (4)$$

где B_{SW} — величина магнитного поля солнечного ветра; T_p — температура протонов; T_e , n_e — соответственно, температура и плотность электронов солнечного ветра; k_B — постоянная Больцмана.

При расчетах полного давления принимается, что угол $\alpha = 13^\circ$ для всех пролетов. Температура электронов считается в два раза больше температуры ионов и тепловое давление $p_{th} = 3n_{SW}k_B T_p$, [21]. Видно, что полное давление солнечного ветра на границу магнитосферы приблизительно равно давлению магнитного поля в долях хвоста магнитосферы планеты. Некоторое расхождение давлений в области высоких и низких давлений солнечного ветра, видимо, связано с тем, что для расчетов использовался средний угол α , в то время как реальный угол уменьшается с ростом динамического давления солнечного ветра (рис. 4 в работе [20]).

В магнитном хвосте Земли баланс давлений также неоднократно проверялся [22; 23], и в спокойных условиях постоянство давления поперек хвоста сохраняется, хотя во время развития магнитосферных бурь и суббурь наблюдаются заметные отклонения от стационарного состояния [24].

Для Земли угол расширения магнитопаузы в области магнитного хвоста был определен в

работах [25, 26, 15] по данным космических аппаратов *ISEE* 1 и 2 в магнитосфере и *IMP* 8 — в солнечном ветре. Зависимость (1) для Земли описывается выражением [14]:

$$B_i^2 / 8\pi = (0.134 \pm 0.006) \times \rho V^2 + 5 \times 10^{-10} \text{ (дин/см}^2\text{)}. \quad (5)$$

Таким образом, на расстояниях за Землей $\sim 20 R_E \approx 2r_0$, сравнимых с рассматриваемым расстоянием за Марсом, угол расширения околоземной магнитопаузы составляет $\sim 22^\circ$ [26]. На расстояниях $\sim 30 R_E \approx 3r_0$ за Землей этот угол близок к оценкам угла расширения границы ареомагнитного хвоста на расстояниях $\sim 2r_0$ [15]. Это подтверждает, что ареомагнитный хвост уже, чем геомагнитный.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ОТ ПЛОТНОСТИ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

На рис. 5 показана зависимость полного давления солнечного ветра от его плотности вблизи хвоста магнитосферы Марса на расстоянии $\sim 2.8 R_M$ от центра планеты по измерениям КА *Фобос-2* на круговых орбитах. Корреляционная зависимость описывается выражением:

$$p_{SW} = 3.45 \times 10^{-10} (n_{SW})^{1.15} \quad (6)$$

с высоким коэффициентом корреляции $R = 0.9$.

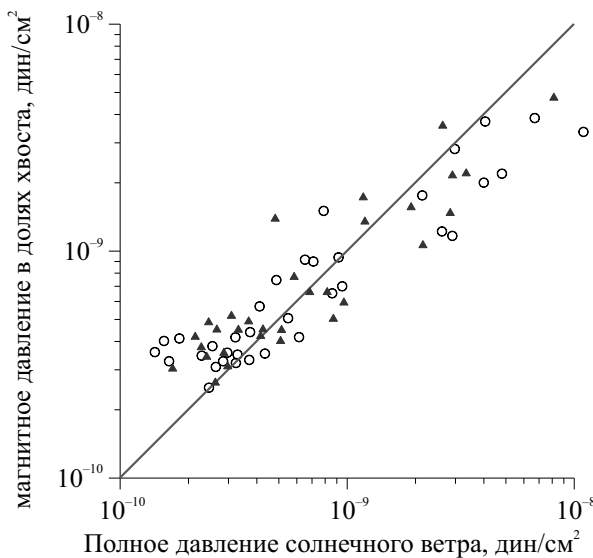


Рис. 4. Сравнение полного давления солнечного ветра с давлением магнитного поля в долях хвоста магнитосферы Марса. Обозначения те же, что и на рис. 2. Сплошная прямая соответствует равенству давлений.

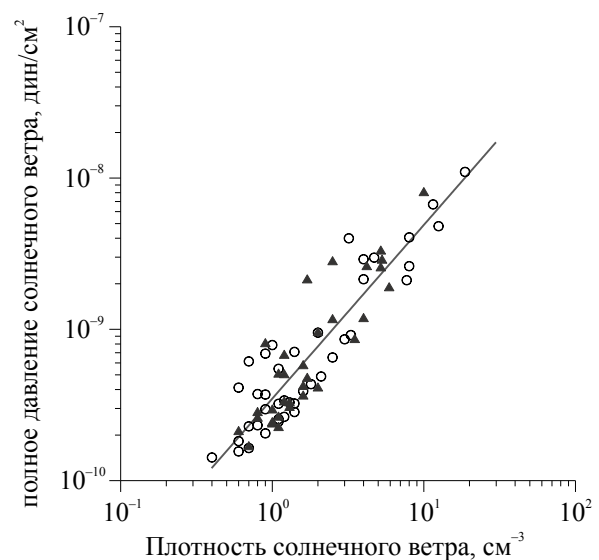


Рис. 5. Зависимость полного давления солнечного ветра от плотности протонов солнечного ветра вблизи Марса. Обозначения те же, что и на рис. 2. Сплошная прямая — зависимость $p_{SW} = 3.45 \times 10^{-10} (n_{SW})^{1.15}$.

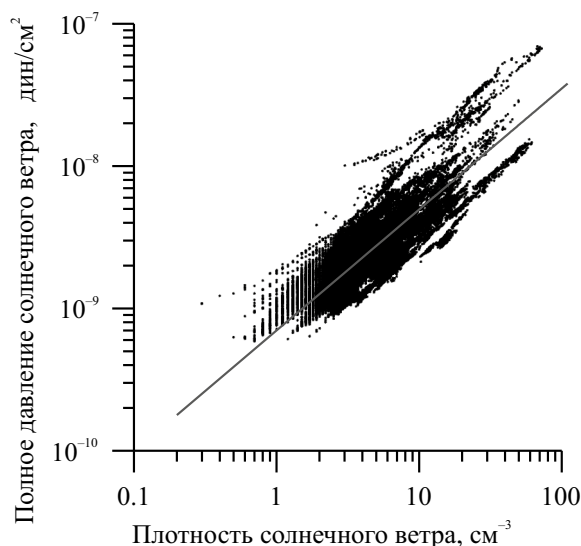


Рис. 6. Зависимость полного давления солнечного ветра от плотности протонов солнечного ветра по данным спутника *ISEE 3*. Сплошная прямая — зависимость $p_{SW} = 7.0 \times 10^{-10} (n_{SW})^{0.82}$.

На рис. 6 представлена зависимость полного давления солнечного ветра, включающего $\rho V^2 \sin^2(\alpha)$ с $\alpha = 22^\circ$, по данным спутника *ISEE 3* (SPDF — Coordinated Data Analysis Web (CDAWeb) (nasa.gov)), полученным в марте — апреле 1979 г., в период, рассматриваемый на рис. 3. Поправка на время распространения солнечного ветра до Земли здесь не делалась, поскольку она не изменит, полученной корреляции. По этим данным:

$$p_{SW} = 7.0 \times 10^{-10} (n_{SW})^{0.82}, \quad (7)$$

коэффициент корреляции $R = 0.82$.

Ранее было показано, что динамическое давление солнечного ветра (или его поток импульса) инвариантно относительно скорости солнечного ветра [27], некоторая зависимость наблюдается только перед началом больших магнитных бурь [28]. Кроме того, еще в начале космической эры было установлено, что сумма теплового и магнитного давления солнечного ветра не зависит от скорости потока [29], и давление магнитного поля солнечного ветра коррелирует и с динамическим давлением, и с тепловым давлением плазмы [30]. Рисунки 5 и 6 наглядно демонстрируют, что в рассматриваемые периоды времени давление солнечного ветра определяется его плотностью. Действительно, плотность солнечного ветра на межпланетных ударных волнах, при пересечении токовых слоев, пересечении различных волновых структур меняется в два раза и более, в то время как скорость потока

солнечного ветра изменяется на 10–20 % [31]. Несмотря на то, что она входит в выражение для динамического давления в квадрате, на изменение величины этого давления она, обычно, оказывает меньшее влияние, чем плотность. Величины теплового и магнитного давления превышают динамическое давление солнечного ветра на границу магнитосферы только в дальнем хвосте.

Используя данные *Фобоса-2* по тепловому и магнитному давлениям солнечного ветра можно показать, что и они также пропорциональны динамическому давлению и плотности солнечного ветра (напр., рис. 4 в работе [14]). Аналогичные корреляционные зависимости наблюдаются и по данным *ISEE 3*.

6. СРАВНЕНИЕ МАГНИТНОГО ДАВЛЕНИЯ В ДОЛЯХ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ МАРСА С ДАВЛЕНИЕМ В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ

На рис. 7 магнитное давление в долях хвоста магнитосферы Марса сопоставляется с давлением в нейтральном слое плазменного слоя. Давление в нейтральном слое состоит из давления поперечной компоненты магнитного поля B_{yz} , направленной перпендикулярно линии Солнце — Марс и теплового давления ионов (кислорода) плазменного слоя. Рисунок 7 показывает,

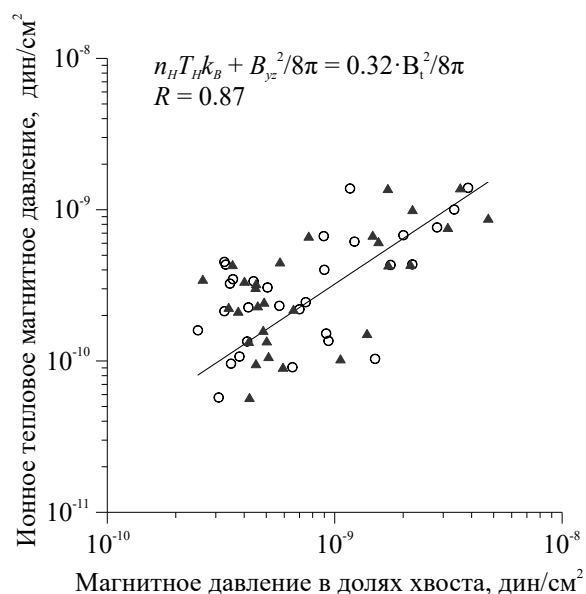


Рис. 7. Сравнение давления в центральном плазменном слое и в долях хвоста магнитосферы Марса. Обозначения те же, что и на рис. 2.

что эти типы давления связаны между собой линейной зависимостью:

$$n_H T_H k_B + B_{YZ}^2 / 8\pi = 0.32 * B_t^2 / 8\pi \quad (8)$$

с высоким коэффициентом корреляции $R = 0.87$. Однако видно, что давление вблизи токового слоя в три раза меньше давления в долях хвоста магнитосферы Марса.

Причин несовпадения значений давления может быть несколько.

Во-первых, как уже упоминалось, в Марсианском плазменном слое, распределение ионов по скоростям сильно анизотропно. Об этом свидетельствуют данные *Фобоса-2* на первых эллиптических орбитах, когда прибор ТАУС измерял двумерные спектры тяжелых ионов приблизительно один раз в минуту [1]. На рис. 8 показан пример измеренного двумерного спектра ионов, предположительно кислорода, на расстоянии ~ 15000 км ($4.4 R_M$) от центра Марса в плоскости близкой к плоскости XZ солнечно эклиптической системы координат [7]. Из рис. 8 видно, что разброс скоростей в направлении оси X в 2–2.5 раза меньше, чем в перпендикулярном направлении. Это означает, что продольная температура меньше поперечной для показанной функции распределения приблизительно в 6 раз. Данные КА *MAVEN* подтверждают наличие

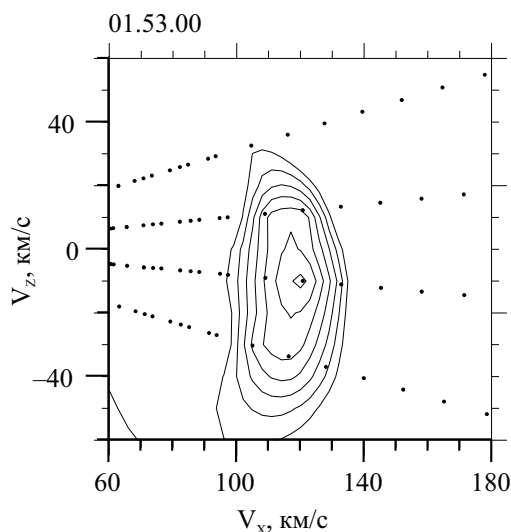


Рис. 8. Двумерные спектры ионов кислорода, измеренные на второй эллиптической орбите *Фобоса-2* около Марса 05.11.1989. Точками отмечены центры интервалов измерения в пространстве скоростей, в которых рассчитывалась функция распределения ионов f . Внешняя изолиния соответствует $f = 10^{-21} \text{ c}^3/\text{cm}^{-6}$, величина f возрастает в $10^{0.2}$ раз к следующей внутренней изолинии.

сильной анизотропии в распределениях ионов по скоростям в ареомагнитном хвосте (см., например, рис. 3 в работе [32]).

На круговых орбитах прибор был ориентирован вдоль оси X и измерял поток ионов от Марса и продольную температуру ионов. Таким образом, тепловое давление в центральном плазменном слое Марса на рис. 7, по-видимому, занижено.

Во-вторых, в хвосте магнитосферы Марса при наблюдении значительных потоков ионов в эксперименте ТАУС регистрировались и потоки электронов с высокими энергиями > 100 эВ прибором ХАРП [33; 34; 35]. Такие электроны регистрировались и на КА *Mars Global Surveyor (MGS)* электронным рефлектметром (ER) [36]. Потоки электронов с такой энергией дают значительный вклад в тепловое давление плазмы.

В-третьих, наличие других ионов помимо атомарного кислорода в плазменном слое магнитосферы Марса также может влиять на баланс значений давления в хвосте ареомагнитного хвоста. Однако на рассматриваемых расстояниях от планеты их присутствие маловероятно. Энергетические спектры ионов, измеренные прибором ТАУС, выглядят однокомпонентными (рис. 1, рис. 8).

7. КОРРЕЛЯЦИЯ ПЛОТНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ С ДАВЛЕНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДОЛЯХ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ МАРСА И С ПЛОТНОСТЬЮ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

На рис. 9 показана зависимость плотности ионов в центральном плазменном слое от магнитного давления в долях хвоста, которое должно быть равно общему давлению, тепловому плюс магнитному, в плазменном слое. Видимая зависимость (прямая линия) описана степенной функцией

$$n_H = 0.75 \times 10^8 \times (B_t^2 / 8\pi)^{0.84} \quad (9)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.66$.

Таким образом, внешнее давление на границу магнитосферы пропорционально плотности солнечного ветра (6), и давление в хвосте магнитосферы Марса пропорционально плотности тяжелых ионов в плазменном слое (9). Учитывая равенство внутреннего и внешнего давления на границу магнитосферы, комбинация этих двух зависимостей приводит к соотношению:

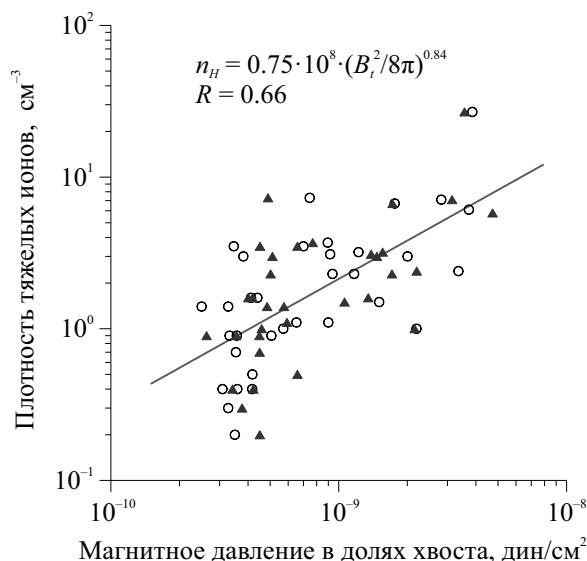


Рис. 9. Зависимость плотности ионов в центральном плазменном слое от магнитного давления в долях хвоста. Обозначения те же, что и на рис. 2.

$$n_H = 0.845 \times (n_{SW})^{0.97}. \quad (10)$$

Зависимость плотностей (10) показана сплошной линией на рис. 2. Видно, что эта зависимость очень близка к (1), которая была получена методом наименьших квадратов, минимизацией отклонений расчетных значений плотностей тяжелых ионов от измеренных. Это свидетельствует о том, что зависимость плотности ионов плазменного слоя от плотности протонов солнечного ветра является следствием баланса давлений поперек магнитного хвоста Марса.

8. СВЯЗЬ ДАВЛЕНИЯ В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ДИНАМИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Для анализа корреляции плотности ионов в хвосте магнитосферы Земли вблизи нейтрального слоя с плотностью ионов невозмущенного солнечного ветра рассмотрим дополнительно рис. 10, на котором представлена зависимость теплового давления плазмы нейтрального слоя от динамического давления солнечного ветра [9]. В центральном плазменном слое Земли тепловое давление определяется давлением протонов, так как температура электронов очень мала ($T_e \ll T_p$), основной ионной компонентой при спокойных и умеренно-возмущенных геомагнитных условиях выступает водород, распределение протонов по скоростям близко к изотропному [22, 37].

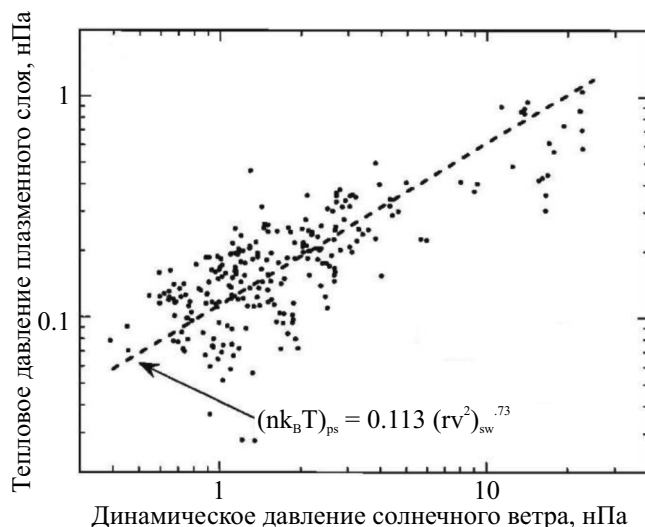


Рис. 10. Зависимость теплового давления протонов в плазменном слое магнитосферы Земли от динамического давления солнечного ветра [9]

Рисунок 10 демонстрирует, что давление плазмы в центральном плазменном слое пропорционально динамическому давлению солнечного ветра:

$$n_{PS} T_p k_B = 0.113 (\rho V^2)^{0.73}, \quad (11)$$

коэффициент корреляции $R = 0.84$. В этом выражении используются нанопаскалы для величин давления. Заменяя их на дин/см² получим:

$$n_{PS} T_p k_B = 0.000782 \times (\rho V^2)^{0.73}. \quad (12)$$

На рис. 4 в работе Дж. Боровского и др. (Fig. 4 в публикации [9]) показана также зависимость полного давления в центральном плазменном слое Земли, теплового плюс магнитного, от динамического давления невозмущенного солнечного ветра. Авторы отмечают, что корреляционная зависимость и коэффициент корреляции для этих величин очень мало отличаются от зависимости (11). Это означает, что магнитное давление в нейтральном слое геомагнитного хвоста на рассматриваемых расстояниях от планеты существенно меньше теплового давления.

Из зависимостей (7), (5) и (12) можно получить соотношение, описывающее связь теплового давления в центральном плазменном слое магнитосферы Земли с плотностью солнечного ветра:

$$n_{PS} T_p k_B = 0.000782 \times \left[0.522 \times 10^{-8} (n_{SW})^{0.85} - 0.373 \times 10^{-8} \right]^{0.73}. \quad (13)$$

Диапазон изменения температуры протонов в геомагнитном хвосте для используемого массива данных спутника *ISEE 2* составляет $2.5 \text{ кэВ} < T_p < 9 \text{ кэВ}$ [9]. На рис. 3 сплошной линией показана зависимость (13) при средней температуре протонов $T_p = 5 \text{ кэВ} \approx 6 \times 10^7 \text{ К}$. Видно, что эта зависимость хорошо описывает массив данных и согласуется с полученной ранее прямой корреляционной зависимостью, показанной пунктирной линией. Таким образом, продемонстрировано, что корреляция плотности ионов плазменного слоя около Земли от плотности протонов солнечного ветра также является следствием баланса давлений поперек магнитного хвоста.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее для объяснения зависимости плотности ионов в нейтральном слое геомагнитного хвоста от плотности ионов набегающего потока солнечного ветра рассматривались процессы заполнения центрального плазменного слоя земной магнитосферы плазмой солнечного ветра через пограничный слой магнитного хвоста (мантию, низкоширотный пограничный слой) и затем через пограничный слой плазменного слоя [9]. Причины выявленной ранее зависимости плотности ионов вблизи токового слоя в хвосте магнитосферы Марса от плотности ионов невозмущенного планетой солнечного ветра по данным космического аппарата *Фобос-2* до сих пор не рассматривались [7]. Объяснение, предложенное Дж. Боровским и его соавторами, не подходит для параметров плазменного хвоста Марса, поскольку Марсианский плазменный слой образован в основном ионами планетного происхождения.

Корреляция плотности ионов в нейтральном слое с плотностью ионов солнечного ветра наблюдается и для хвоста магнитосферы Земли, обладающей достаточно сильным собственным магнитным полем, и для хвоста магнитосферы Марса, который не имеет собственного глобального магнитного поля, поэтому причины такой зависимости плотностей следует искать в каких-то общих физических взаимосвязях, но не в природе препятствий потоку солнечного ветра. Таким общим законом природы является баланс значений давления плазмы и магнитного поля, необходимый для существования вытянутых магнитосферных хвостов планет.

Было показано, что плотность солнечного ветра определяет внешнее давление на границу

магнитосферы, по крайней мере, в периоды, когда анализировались зависимости плотности в плазменных слоях Земли и Марса. Также показано, что плотность ионов вблизи токовых слоев этих планет пропорциональна давлению в долях хвостов и, следовательно, давлению солнечного ветра. Рассчитанные на основании баланса давлений зависимости плотности в центральных плазменных слоях Земли и Марса от плотности набегающего потока солнечного ветра согласуются с зависимостями, определенными ранее при прямом сравнении плотностей ионов в плазменных слоях и в солнечном ветре. Таким образом, причиной выявленных ранее зависимостей плотности ионов в плазменных слоях Земли и Марса от плотности солнечного ветра выступает необходимое постоянство давления поперек магнитных хвостов планет.

Для дополнительного подтверждения рассмотренных взаимосвязей плотностей частиц и давлений в окрестности планет следует проанализировать аналогичные взаимозависимости параметров плазмы и магнитного поля вблизи других планет, например, Венеры и Меркурия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.А. Петруковичу за идею выполненной работы и полезные обсуждения. Авторы благодарны коллегам из Австрии и Германии за плодотворное сотрудничество по проекту “Фобос” и возможность использования полученных магнитных и плазменных данных. Авторы признательны создателям базы данных “<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html>” SPDF - Coordinated Data Analysis Web (CDAWeb) (nasa.gov), включающей данные спутников проекта *ISEE*.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rosenbauer H., Shutte N., Apathy I. et al. Ions of Martian origin and plasma sheet in the Martian magnetosphere: initial results of the TAUS experiment // *Nature*. 1989. V. 341. Iss. 6243. P. 612–614. <https://doi.org/10.1038/341612A0>.
2. Розенбауэр Х., Шютте Н., Апати И. и др. Первые результаты измерений ионов марсианского происхождения и обнаружение плазменного слоя в магнитосфере Марса по данным эксперимен-

- та ТАУС на КА «Фобос-2» // Письма АЖ. 1990. Т. 16. № 4. С. 368–377. (Rosenbauer H., Shutte N., Apathy I. et al. First measurements of ions of Martian origin and observation of a plasma layer in the magnetosphere of Mars: the TAUS experiment on the spacecraft *Phobos 2* // Soviet Astron. Lett. 1990. V. 16. Iss. 2. P. 156–160.)
3. Verigin M.I., Rosenbauer H., Shutte N.M. et al. Ions of planetary origin in the Martian magnetosphere (*Phobos-2*/TAUS experiment) // Planet. Space Sci. 1991. V. 39. Iss. 1/2. P. 131–137. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(91\)90135-W](https://doi.org/10.1016/0032-0633(91)90135-W)
 4. Petrukovich A., Artemyev A., Vasko I. et al. Current Sheets in the Earth Magnetotail: Plasma and Magnetic Field Structure with *Cluster* Project Observations // Space Sci. Rev. 2015. V. 188. P. 311–337. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0126-7>.
 5. Maggiolo R., Kistler L.M. Spatial variation in the plasma sheet composition: Dependence on geomagnetic and solar activity // J. Geophys. Res. 2014. V. 119 P. 2836–2857. <https://doi.org/10.1002/2013JA019517>.
 6. Котова Г.А., Веригин М.И., Шютте Н.М. и др. Ускорение тяжелых ионов в хвосте магнитосферы Марса по данным экспериментов ТАУС и МАГМА на космическом аппарате Фобос-2 // Косм. исслед. 1999. Т. 37. № 1. С. 31–37. (Kotova G.A., Verigin M.I., Shutte N.M. et al. Acceleration of heavy ions in the Martian magnetosphere tail by the data of the TAUS and MAGMA experiments on the *Phobos-2* spacecraft // Cosm. Res. 1999. V. 37. Iss. 1. P. 27–33.)
 7. Kotova G.A., Verigin M.I., Shutte N.M. et al. Planetary heavy ions in the magnetotail of Mars: Results of the TAUS and MAGMA experiments aboard *PHOBOS* // Adv. Space Res. 1997. V. 20. Iss. 2. P. 173–176. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00529-2](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00529-2)
 8. Borovsky J.E., Thomsen M.F., McComas D.J. The superdense plasma sheet: Plasmaspheric origin, solar wind origin, or ionospheric origin // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. Iss. A10. P. 22089–22097. <https://doi.org/10.1029/96JA02469>.
 9. Borovsky J.E., Thomsen M.F., Elphic R.C. The driving of the plasma sheet by the solar wind // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. Iss. A8. P. 17617–17639. <https://doi.org/10.1029/97JA02986>.
 10. Nagy A.F., Cravens T.E. Hot oxygen atoms in the upper atmospheres of Venus and Mars // Geophys. Res. Lett. 1988. V. 15. P. 433–435. <https://doi.org/10.1029/GL015i005p00433>.
 11. Ip W.-H. On a hot oxygen corona of Mars // Icarus. 1988. V. 76. P. 135–145. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(88\)90146-7](https://doi.org/10.1016/0019-1035(88)90146-7).
 12. Rojas-Castillo D., Nilsson H., Stenberg Wieser G. Mass composition of the escaping flux at Mars: *MEX* observations // J. Geophys. Res. 2018. V. 123. P. 8806–8822. <https://doi.org/10.1029/2018JA025423>.
 13. Kotova G.A., Verigin M.I., Remizov A.P. et al. Study of the solar wind deceleration upstream of the Martian terminator bow shock // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. Iss. A2. P. 2165–2173. <https://doi.org/10.1029/96JA01533>.
 14. Rosenbauer H., Verigin M., Kotova G. et al. The relationship between the magnetic field in the Martian magnetotail and solar wind parameters // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. Iss. A9. P. 17199–17204. <https://doi.org/10.1029/94JA00946>.
 15. Ohtani S., Kokubun S. IMP 8 magnetic observations of the high-latitude tail boundary: locations and force balance // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. Iss. A12. P. 20759–20769. <https://doi.org/10.1029/JA095iA12p20759>.
 16. Shue J.-H., Song P., Russe C.T. et al. Magnetopause location under extreme solar wind conditions // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. Iss. A8. P. 17691–17700. <https://doi.org/10.1029/98JA01103>.
 17. Веригин М., Анати И., Котова Г. и др. Зависимость размеров и формы магнитопаузы Марса от динамического давления солнечного ветра по данным спутника Фобос-2 // Косм. исслед. 1996. Т. 34. № 6. С. 595–603. (Verigin M., Apathy I., Kotova G. et al. Dependence of Martian magnetopause shape and its dimensions on solar wind dynamic pressure according to *Phobos-2* data // Cosm. Res. 1996. V. 34. Iss. 6. P. 551–558.)
 18. Trotignon J.G., Mazelle C., Bertucci C. et al. Martian shock and magnetic pile-up boundary positions and shapes determined from the *Phobos 2* and *Mars Global Surveyor* data sets // Planet Space Sci. 2006. V. 54. P. 357–369. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.01.003>.
 19. Spreiter J.R., Alksne A.Y. Effect of neutral sheet currents on the shape and magnetic field of the magnetosphere // Planet. Space Sci. 1969. V. 17. P. 233. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(69\)90040-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(69)90040-3).
 20. Zhang T.-L., Schwingenschuh K., Russell C.T. et al. The flaring of the Martian magnetotail observed by the *Phobos 2* spacecraft // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. Iss. 12. P. 1121–1124. <https://doi.org/10.1029/94GL01073>.
 21. Bame S.J., Phillips J.L., McComas D.J. et al. The *ULYSSES* solar wind plasma investigation: Experiment description and initial in-ecliptic results // Solar Wind Seven. Eds. E. Marsch and R. Schwenn. Proc. the 3rd COSPAR Colloquium Held in Goslar. Germany. Pergamon. 1992. P. 139–142. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-042049-3.50030-2>.
 22. Baumjohann W., Paschmann G., Luhr H. Pressure balance between lobe and plasma sheet // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. Iss. 1. P. 45–48. <https://doi.org/10.1029/GL017i001p00045>

23. Знаткова С.С., Антонова Е.Е., Кирпичев И.П. и др. Давление плазмы под магнитопаузой на вечернем фланге в экваториальной плоскости при больших отрицательных X_{GSM} // Геомаг. Аэрон. 2018. Т. 58. № 6. С. 731–739. <https://doi.org/10.1134/S0016794018060160>. (Znatkova S.S., Antonova E.E., Kirpichev I.P., Pulnits M.S. Plasma pressure under magnetopause on the dusk flank in the equatorial plane for large negative X_{GSM} // Geom. Aeron. 2018. V. 59. P. 701–709. <https://doi.org/10.1134/s0016793218060154>.)
24. Petrukovich A.A., Mukai T., Kokubun S. et al. Substorm-associated pressure variations in the magnetotail plasma sheet and lobe // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. Iss. A3. P. 4501–4513. <https://doi.org/10.1029/98JA02418>.
25. Petrinen S.M., Russell C.T. An empirical model of the size and shape of the near-earth magnetotail // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. Iss. 23. P. 2695–2698. <https://doi.org/10.1029/93GL02847>.
26. Nakai H., Kamide Y., Russell C.T. Influences of solar wind parameters and geomagnetic activity on the tail lobe magnetic field: a statistical study // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 5511–5523. <https://doi.org/10.1029/90JA02361>.
27. Steinitz R., Eyni M. Global properties of the solar wind. I. The invariance of the momentum flux density // Astrophys. J. 1980. V. 241. P. 417–424. <https://doi.org/10.1086/158355>.
28. Adebisin O.B., Ikubanni O.S., Kayode S.J. Solar wind dynamic pressure dependency on the plasma flow speed and IMF Bz during different geomagnetic activities // World J Young Researchers. 2012. V. 2(3) P. 43–54.
29. Burlaga L.F., Ogilvie K.W. Magnetic and thermal pressures in the solar wind // Sol. Phys. 1970. V. 15. P. 61–71. <https://doi.org/10.1007/BF00149472>.
30. Yang Z., Shen F., Zhang J. et al. Correlation between the magnetic field and plasma parameters at 1 AU // Solar Phys. 2018. V. 293. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1238-5>.
31. Pérez-Alanis C.A., Janvier M., Nieves-Chinchilla T. et al. Statistical Analysis of Interplanetary Shocks from Mercury to Jupiter // Sol. Phys. 2023. V. 298. <https://doi.org/10.1007/s11207-023-02152-3>
32. DiBraccio G.A., Espley J.R., Gruesbeck J.R. et al. Magnetotail dynamics at Mars: Initial MAVEN observations // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. Iss. 21. P. 8828–8837. <https://doi.org/10.1002/2015GL065248>.
33. Shutte N.M., Kiraly P., Cravens T.E. et al. Observation of electron and ion fluxes in the vicinity of Mars with the HARP spectrometer // Nature. 1989. V. 341. Iss. 6243. P. 614–616. <https://doi.org/10.1038/341614a0>
34. Шюмте Н., Курай П., Кравенс Т. и др. Наблюдения потоков электронов и ионов в окрестности Марса при помощи спектрометра ХАРП на КА "Фобос-2" // Письма в АЖ. 1990. Т. 16. №. 4. (Shutte N., Kiraly P., Cravens T.E. et al. Observations of electron and ion flux in the vicinity of Mars using the HARP spectrometer on Phobos 2 // Soviet Astron. Lett. 1990. V. 16. Iss. 2. P. 154–156.)
35. Kiraly P., Loch R., Szego K. et al. The HARP plasma experiment on-board the Phobos-2 spacecraft: Preliminary results // Planet. Space Sci. 1991. V. 39. Iss. 1/2. P. 139–146. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(91\)90136-X](https://doi.org/10.1016/0032-0633(91)90136-X).
36. Halekas J.S., Brain D.A., Lin R.P. et al. Distribution and variability of accelerated electrons at Mars // J. Adv. Space Res. 2008. V. 41. Iss. 9. P. 1347–1352. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.01.034>.
37. Baumjohann W. The near-Earth plasma sheet: An AMPTE IRM perspective // Space Sci. Rev. 1993. V. 64. P. 141–163. <https://doi.org/10.1007/BF00819660>.

УДК 53.084

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ «СОЛНЦЕ – ТЕРАГЕРЦ»

© 2024 г. Е. Д. Тульников^{1,2,*}, В. И. Логачев¹, В. С. Махмутов^{1,2}, М. В. Филиппов¹,
А. А. Квашнин¹, М. В. Разумейко¹, С. В. Соков¹, С. В. Мизин¹

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Московская обл., Долгопрудный, Россия

*e-mail: tulnikov.ed@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.03.2024

После доработки 27.04.2024

Принята к публикации 01.05.2024

В работе представлено краткое описание основных научных задач космического эксперимента «Солнце – Терагерц». В рамках указанного проекта в Физическом институте им. П.Н. Лебедева Российской академии наук проводится изготовление научной аппаратуры (НА) для установки на Российском сегменте МКС. Оптическая система каждого из восьми приемников излучения НА состоит из системы зеркал, оптического прерывателя, отрезающего и полосового фильтров. Для каждого элемента данной системы получены спектральные характеристики. При калибровке прибора используется тепловой источник — имитатор черного тела (ИЧТ). Для оценки сигнала спокойного Солнца методами численного интегрирования рассчитана интенсивность излучения, проходящего через систему фильтров с использованием стандартного солнечного спектра ASTM E-490.

DOI: 10.31857/S0023420624060023, EDN: IGQQCJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнце является источником электромагнитного излучения в широком диапазоне частот и энергий. В настоящее время проводятся наземные и внеатмосферные наблюдения излучения практически по всему солнечному спектру [1–4] за исключением излучения терагерцевого диапазона, которое почти полностью поглощается земной атмосферой. Космический эксперимент «Солнце – Терагерц», на борту Российского сегмента МКС, направлен на измерение излучения Солнца в терагерцевом диапазоне на частотах 10^{12} – 10^{13} Гц [5]. Главная цель эксперимента — получение новых данных о терагерцевом излучении Солнца, солнечных активных областей и солнечных вспышек [6–14] одновременно на 8 частотах в диапазоне 0.4–12.0 ТГц. Эти данные необходимы для выяснения природы солнечной активности, определения физического

механизма ускорения заряженных частиц на Солнце и других астрофизических объектах.

Разрабатываемая научная аппаратура (НА) представляет собой прибор из восьми детекторов (блок детекторов), чувствительных к излучению различной частоты: 0.4; 0.7; 1.0; 3.0; 5.0; 7.0; 10.0 и 12.0 ТГц.

В состав каждого детектора входят:

- оптический телескоп [15], концентрирующий излучение на оптоакустическом преобразователе (ОАП);

- система последовательных фильтров, пропускающая излучение в заданном частотном диапазоне для каждого детектирующего модуля, состоящая из отрезающего фильтра (LPF) [16] и полосового фильтра (BPF) [17]; таким образом обеспечивается селективность.

- оптический прерыватель, модулирующий излучение на входном окне приемника с частотой 10 Гц [18];
- оптоакустический преобразователь «Ячейка Голея» (ОАП), который, в совокупности с усилителем, является приёмником излучения [19].

Блок электроники НА «Солнце – Терагерц» представляет собой совокупность электронных плат: платы усилителей, драйверы оптических прерывателей, платы питания, платы электроники и автоматической системы обеспечения теплового режима (АСОТР).

В настоящей работе для каждого приёмника (детектора) получены спектральные характеристики. При калибровке прибора использован тепловой источник — имитатор черного тела (ИЧТ) [20]. Рассчитана интенсивность излучения от ИЧТ, которая регистрировалась приёмниками после прохождения излучения через систему фильтров телескопа. Для оценки сигнала от спокойного Солнца рассчитана интенсивность излучения, проходящего через систему фильтров, с использованием стандартного солнечного спектра ASTM E-490 [21].

Бортовая реализация космического эксперимента «Солнце – Терагерц» запланирована на 2024–2025 гг.

2. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПРИБОРА

Оптическая система каждого из восьми приёмников излучения НА состоит из системы зеркал (TEL), оптического прерывателя, отсекающего (LPF) и полосового (BPF) фильтров и входного окна приёмника терагерцевого излучения (HDPE). Примеры пропускных характеристик приведены на рис. 1. Так как пропускные характеристики изначально были измерены изготовителем на различных сетках частот, для удобства проведения расчётов данные измерений были дополнены линейной интерполяцией внутри диапазона исходных измерений. Вне этого диапазона пропускные характеристики

приняты равными нулю, так как за пределами диапазона измерений пропускная характеристика совокупной оптической системы находится на уровне аппаратных шумов оптических стендов (на базе Bruker Vertex 70 и MenloSystems TERA K8), на которых проводились измерения их спектральных характеристик. Особенностью оптической системы каналов на 3, 5, 7 и 12 ТГц является то, что они имеют в области низких частот пропускание сравнимое с пропусканием в окрестности целевой частоты (рис. 2). Погрешность, с которой будут вычисляться интегралы по интерполированным функциям, определялась по формуле (1), то есть вычислялось среднее взвешенное отношение полуразности значений в двух соседних точках к среднему значению в этих точках. Для системы зеркал эта величина составила 0.002 %, для фильтра LPF — 0.122%, для HDPE — 0.191%, для фильтра BPF0.4 — 8.422%, для фильтра BPF0.7 — 9.112%, для фильтра BPF1 — 0.157%, для фильтра BPF3 — 0.052%, для фильтра BPF5 — 0.006%, для фильтра BPF7 — 0.006%, для фильтра BPF10 — 0.008%, для фильтра BPF12 — 0.009%. Погрешность для произведения фильтров определялась по формуле (2), то есть погрешности отдельных фильтров складывались как относительные погрешности (табл. 1). Также был определен диапазон частот по полувысоте основного пика пропускания системы фильтров (см. табл. 1, где v_1 , v_2 — левая и правая границы полосы пропускания по полувысоте).

$$\epsilon = \sum_{i=1}^n \frac{|p[i+1]-p[i]|}{p[i+1]+p[i]} \cdot \frac{v[i+1]-v[i]}{v[i+1]+v[i]} \tag{1}$$

где ϵ — относительная погрешность интерполяции; n — размер массива с данными; $p[i]$ — пропускание i -ой точки массива; $v[i]$ — частота i -ой точки массива;

$$\epsilon_{sys} = \sqrt{\epsilon_{TEL}^2 + \epsilon_{LPF}^2 + \epsilon_{BPF}^2 + \epsilon_{HDPE}^2} \tag{2}$$

где ϵ_{sys} , ϵ_{TEL} , ϵ_{LPF} , ϵ_{BPF} , ϵ_{HDPE} — относительная погрешность интерполяции пропускной характеристики элементов оптической системы:

Таблица 1. Относительные ошибки интерполяции пропускных характеристик оптических систем и границы по полувысоте пиков

	Канал, ТГц							
	0.4	0.7	1.0	3.0	5.0	7.0	10.0	12.0
$\epsilon_{sys}, \%$	8.425	9.115	0.275	0.232	0.226	0.226	0.227	0.227
v_1 , ТГц	0.354	0.646	0.906	2.624	4.306	5.430	8.742	9.386
v_2 , ТГц	0.455	0.723	1.071	3.076	5.241	7.354	10.430	12.537

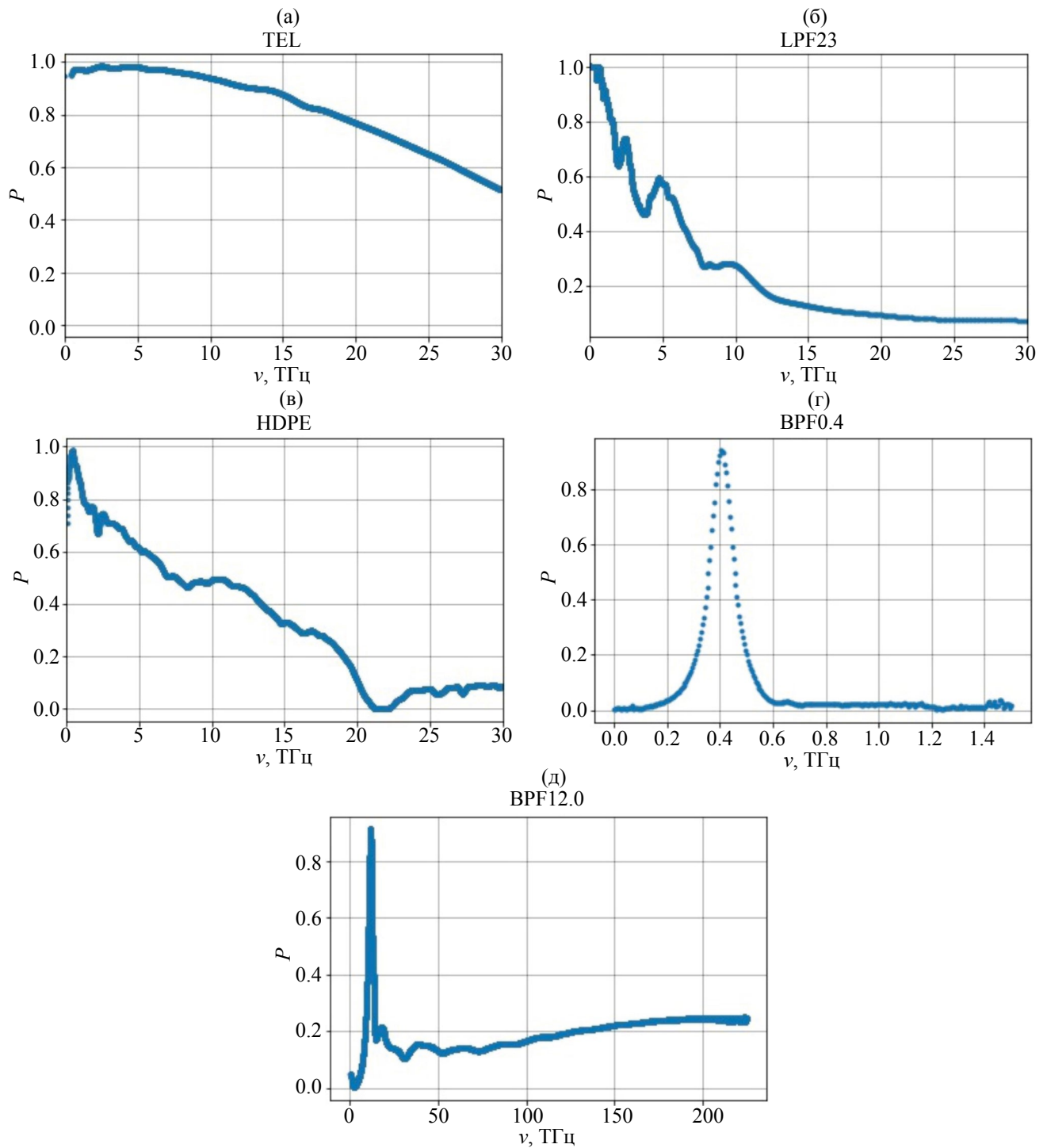


Рис. 1. Пропускные характеристики системы зеркал (а), отрезающего фильтра (б), входного окна терагерцевого приёмника (в), полосового фильтра канала 0.4 ТГц (г) и полосового фильтра канала 12 ТГц (д).

зеркал телескопа (TEL), отрезающего фильтра (LPF), полосового фильтра (BPF) и входного окна (HDPE);

Характеристики оптических трактов лётного образца НА приведены в табл. 2. В первом

столбце — номера каналов, во втором — конфигурация оптического тракта, в третьем — измеренные частоты максимума пропускания (центральная частота), в четвёртом — коэффициент пропускания на уровне 0.7 от максимума

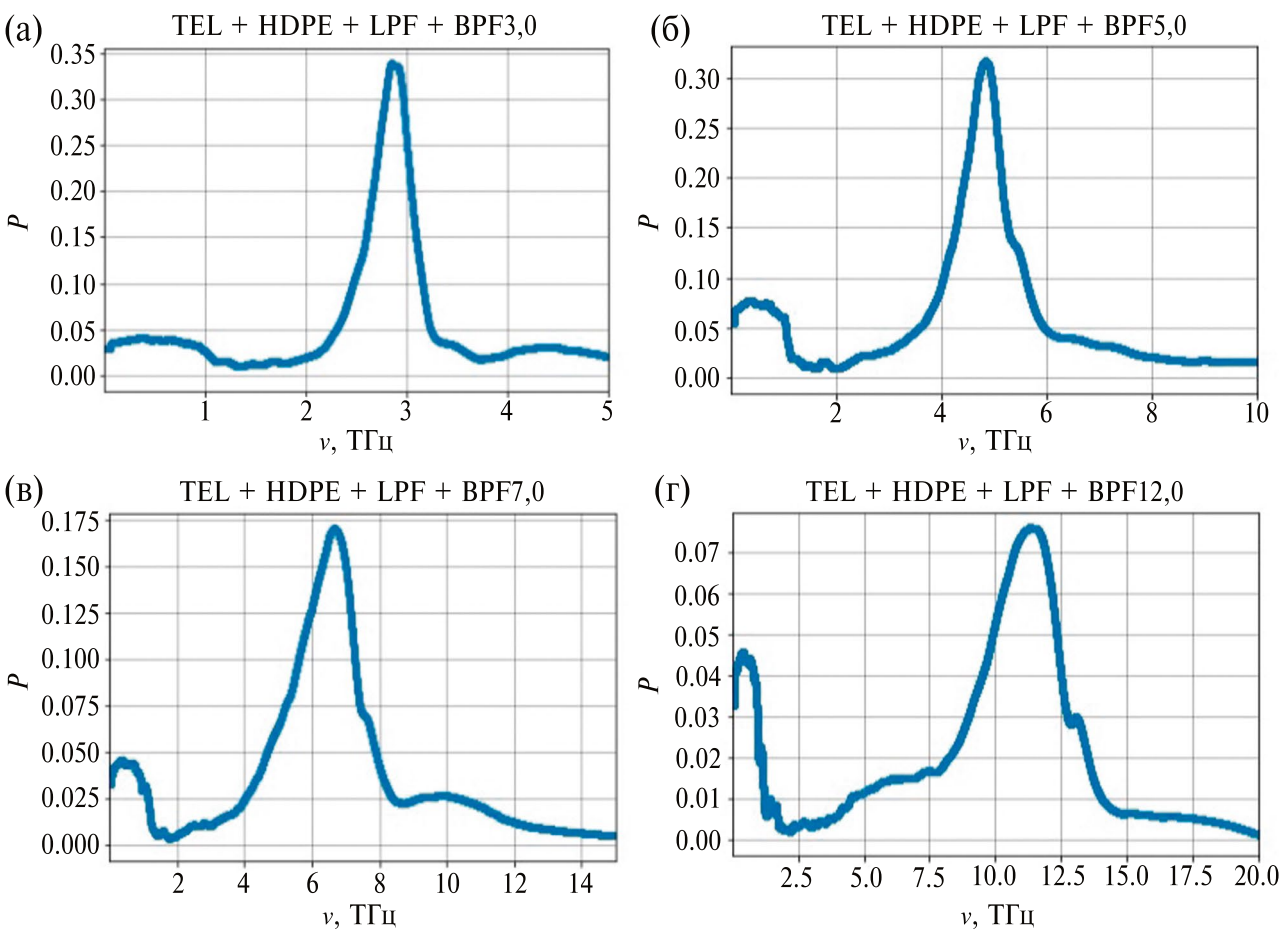


Рис. 2. Пропускные характеристики оптической системы канала 3 ТГц (а), канала 5 ТГц (б), канала 7 ТГц (в) и канала 12 ТГц (г).

пропускания и в пятом столбце — полоса пропускания фильтра.

Итоговые коэффициенты пропускания оптических трактов, в целом, значительно ниже, чем исходные коэффициенты передачи полосовых фильтров ВРФ. Для каналов на 0.4–1.0 ТГц коэффициенты пропускания уменьшились примерно

в 1.5 раза. Для каналов на 3.0–12.0 ТГц — примерно в 2–8 раз, что в основном связано с характеристикой отрезающего фильтра LPF.

Оптический тракт детектора на 12.0 ТГц демонстрирует наибольшее отклонение максимума коэффициента передачи в сторону снижения частоты и, одновременно с этим, расширение

Таблица 2. Характеристики оптических трактов

Номер канала	Оптический тракт	ν_{max} , ТГц	$t_{0.7}$, ед.	$\Delta\nu_{0.7}$, ТГц
1	TEL+HDPE+LPF+BPF 0.4	0.40	0.59	0.06
2	TEL+HDPE+LPF+BPF 0.7	0.68	0.49	0.04
3	TEL+HDPE+LPF+BPF 1.0	0.98	0.45	0.10
4	TEL+HDPE+LPF+BPF 3.0	2.85	0.23	0.29
5	TEL+HDPE+LPF+BPF 5.0	4.84	0.22	0.57
6	TEL+HDPE+LPF+BPF 7.0	6.63	0.12	1.28
7	TEL+HDPE+LPF+BPF 10.0	9.76	0.07	1.11
8	TEL+HDPE+LPF+BPF 12.0	11.31	0.05	2.25

полосы пропускания, что связано с сильной неоднородностью прозрачности входного окна HDPE и отрезающего фильтра LPF в окрестности 12 ТГц.

3. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИМИТАТОРА ЧЕРНОГО ТЕЛА

При калибровке прибора используется источник — имитатор черного тела (ИЧТ). Методами численного интегрирования рассчитана интенсивность излучения ИЧТ, проходящего через систему фильтров. Для этого полученные ранее пропускные характеристики оптических систем отдельных каналов умножались на спектр ИЧТ при заданной температуре. Спектр ИЧТ является спектром абсолютно чёрного тела (АЧТ) с относительной погрешностью 10%. Полученные величины численно интегрировались в диапазоне от 0 до 200 ТГц (табл. 3, верхние строки) и по полувысоте основного пика пропускания системы фильтров (табл. 3, нижние строки). Относительные погрешности данных результатов (учитывается погрешность интерполяции и погрешность спектра ИЧТ) совпадают и приведены в последней строке табл. 3.

Для оценки доли полезного сигнала вычислено отношение интенсивности излучения, проходящего через оптическую систему в диапазоне частот по полувысоте основного пика пропускания системы фильтров, к интенсивности излучения, проходящего в диапазоне от 0 до

200 ТГц: для канала на 0.4 ТГц это отношение оказалось равно 0.33; для канала на 0.7 ТГц оно принадлежит диапазону 0.39–0.41; для канала на 1.0 ТГц — (0.023–0.038), для канала на 3.0 ТГц — (0.13–0.17); для канала на 5.0 ТГц — (0.19–0.24); для канала на 7.0 ТГц — (0.29–0.35); для канала на 10.0 ТГц — (0.35–0.39); для канала на 12.0 ТГц — (0.46–0.50).

Значительное отличие отношения, полученного для канала на 1.0 ТГц, является следствием выбранных параметров расчётов. Пропускные характеристики полосовых фильтров для каналов 0.4 и 0.7 ТГц были представлены в диапазоне до 1.5 ТГц, а для каналов 1 и 3 ТГц — в диапазоне до 20 ТГц. Вне измеренного диапазона пропускание фильтров принималось равным нулю, что привело к значительному увеличению расчётного значения интенсивности излучения, проходящего в диапазоне от 0 до 200 ТГц, и, как следствие, к уменьшению отношения для канала на 1.0 ТГц. Заметное различие полученных отношений для каналов на 1.0 и 3.0 ТГц связано с тем, что оптическая система канала на 1.0 ТГц имеет практически в три раза меньшую полосу пропускания по полувысоте, чем оптическая система канала на 3.0 ТГц.

Полученные отношения интенсивности излучения, проходящего через оптическую систему в диапазоне частот по полувысоте основного пика пропускания системы фильтров, к интенсивности излучения, проходящего в диапазоне от 0 до 200 ТГц, показывают, что использование ИЧТ

Таблица 3. Результаты численного интегрирования проходящего излучения ИЧТ

Т, °С	Канал, ТГц							
	0.4	0.7	1.0	3.0	5.0	7.0	10.0	12.0
100	0.011	0.015	0.65	1.6	5.0	6.3	5.6	6.8
	0.0036	0.0062	0.025	0.26	1.2	2.2	2.2	3.4
200	0.014	0.020	1.0	2.3	7.4	9.3	8.5	10.6
	0.0045	0.0079	0.032	0.35	1.7	3.1	3.2	5.2
300	0.017	0.024	1.4	3.1	10.0	12.6	11.7	14.7
	0.0055	0.010	0.039	0.43	2.1	4.0	4.3	7.0
400	0.020	0.029	1.8	3.8	12.7	16.0	15.0	19.0
	0.0065	0.011	0.046	0.51	2.5	4.9	5.4	9.0
500	0.023	0.033	2.2	4.6	15.6	19.6	18.4	23.5
	0.0075	0.013	0.053	0.60	3.0	5.8	6.5	10.9
600	0.026	0.037	2.6	5.4	18.5	23.2	22.0	28.1
	0.0085	0.015	0.060	0.68	3.4	6.7	7.6	12.9
ε, %	13.1	13.5	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0

Примечание. Верхняя строка — от 0 до 200 ТГц; нижняя строка — по полувысоте в Вт/м², относительные ошибки результатов. Данные приведены для температуры ИЧТ от 100 до 600°С (столбец слева).

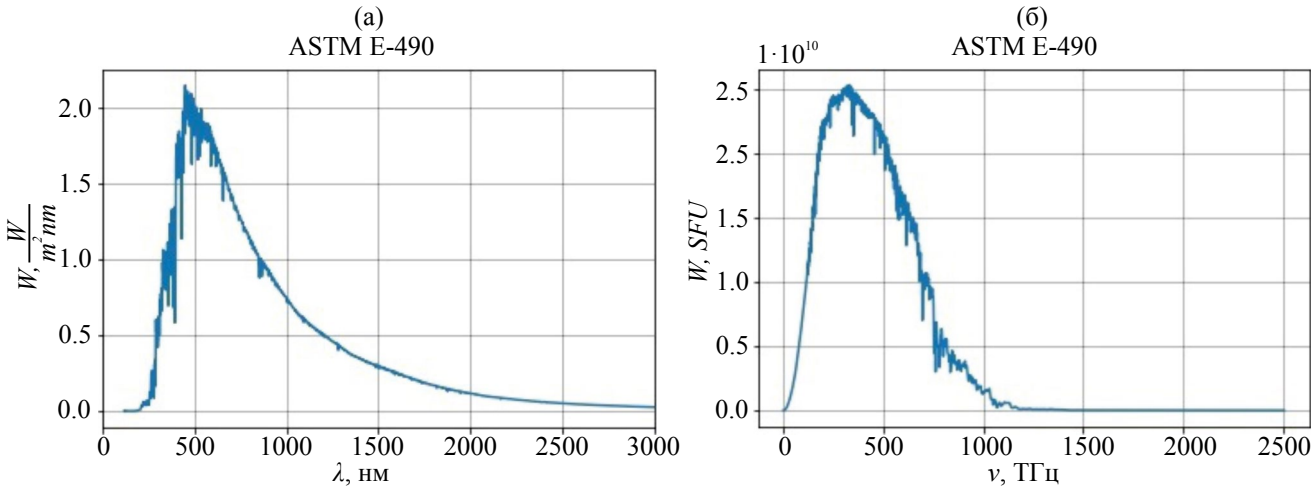


Рис. 3. Спектр излучения Солнца ASTM E-490 в зависимости от длины волны (а) и в зависимости от частоты (б).

для калибровок оправдано, так как значительная доля интенсивности, проходящего излучения, приходится на интересующие частоты. Так же рассчитанные значения проходящей интенсивности позволят произвести анализ экспериментальных данных, полученных при калибровке приемников научной аппаратуры.

4. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СПОКОЙНОГО СОЛНЦА

Для оценки сигнала от спокойного Солнца методами численного интегрирования рассчитывалась интенсивность излучения, проходящего через систему фильтров с использованием стандартного солнечного спектра ASTM E-490 [21]. Исходный спектр ASTM E-490 представляет зависимость спектральной плотности излучения Солнца от длины волны, поэтому он был пересчитан в зависимость спектральной плотности от частоты (рис. 3). Так как данный спектр дискретен, он интерполировался внутри диапазона, где был измерен. Рассчитанная по формуле (1) погрешность составила 9.4 %. В области низких частот спектр экстраполировался линией,

проходящей через ноль при частоте 0 Гц, а в области высоких частот спектр экстраполировался гиперболой, проходящей через самую высокочастотную точку спектра. Для определения интенсивности проходящего излучения рассчитанный солнечный спектр умножался на характеристики оптических систем отдельных каналов и численно интегрировался в диапазоне от 0 до 200 ТГц и по полувысоте основного пика пропускания системы фильтров (табл. 4). Так же были вычислены отношения интенсивности излучения, проходящего через оптическую систему в диапазоне частот по полувысоте основного пика пропускания системы фильтров, к интенсивности излучения, проходящего в диапазоне от 0 до 200 ТГц (см. табл. 4).

Полученные результаты позволяют предположить, что спектр излучения солнечных вспышек может быть измерен, так как превышение над фоновым уровнем будет в основном происходить из-за увеличения интенсивности в пределах полосы пропускания оптической системы приёмников, что и будет детектироваться.

Таблица 4. Результаты численного интегрирования спектра спокойного Солнца.

	Канал, ТГц							
	0.4	0.7	1.0	3.0	5.0	7.0	10.0	12.0
Интенсивность 0–200 ТГц, мВт/м ²	0.0035	0.0045	0.39	0.76	4.3	5.0	4.2	5.6
Интенсивность по полувысоте, мВт/м ²	0.0015	0.0021	0.0075	0.090	0.48	0.97	1.2	2.1
Относительная ошибка ε, %	12.7	13.1	9.4	9.4	9.4	9.4	9.4	9.4
Отношение интенсивности по полувысоте к интенсивности 0–200 ТГц	0.38	0.42	0.019	0.12	0.11	0.19	0.28	0.38

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчёт пропускных характеристик оптических систем каналов прибора. Рассчитаны интенсивности излучения, проходящего через оптические системы каналов от имитатора черного тела, которые будут использоваться при калибровке научной аппаратуры «Солнце – Терагерц». Также был произведён расчёт интенсивности излучения, проходящего через оптические системы каналов от спокойного Солнца, необходимый для анализа экспериментальных данных.

В работе представлены результаты численных расчетов характеристик 8 приемников (детекторов) научной аппаратуры, которые указывают на возможность регистрации терагерцевого излучения солнечных вспышек. Следует также отметить, что для определения величин чувствительности детектирующих приемников будет проведен сравнительный анализ результатов проведенных расчетов и экспериментальных данных, полученных при калибровке приемников летного образца научной аппаратуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kinnison J., Vaughan R., Hill P. et al. Parker Solar Probe: A Mission to Touch the Sun // IEEE Aerospace Conference. 2020. P. 1–14. <https://doi.org/10.1109/AERO47225.2020.9172703>
2. Howard R.A., Vourlidas A., Korendyke C.M. et al. The solar and heliospheric imager (SoloHI) instrument for the solar orbiter mission // Proc. SPIE Solar Physics and Space Weather Instrumentation. 2013. V. 8862 Art.ID 88620H. <https://doi.org/10.1117/12.2027657>
3. Domingo V., Fleck B., Poland A.I. SOHO: The Solar and Heliospheric Observatory // Space Science Reviews. 1995. V. 72. P. 81–84. <https://doi.org/10.1007/BF00768758>
4. Davila J.M., Rust D.M., Pizzo V.J. et al. Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) // Proc. SPIE. Missions to the Sun. V. 2804. 1996. <https://doi.org/10.1117/12.259724>
5. Калинин Е.В., Филиппов М.В., Махмутов В.С. и др. Исследование температурного эффекта резонансных оптических прерывателей в космической научной аппаратуре // Косм. исслед. 2021. № 1. С. 3–8. <https://doi.org/10.31857/S0023420621010040>
6. Kaufmann P., Raullin J.-P., de Castro C.G.G. et al. A New Solar Burst Spectral Component Emitting Only in the Terahertz Range // Astrophysical J. 2004. V. 603. P. L121–L124. <https://doi.org/10.1086/383186>
7. Kaufmann P., Correia E., Costa J.E.R. et al. Solar burst with millimetre-wave emission at high frequency only // Nature. 1985. V. 313. P. 380–382. <https://doi.org/10.1038/313380a0>
8. Kaufmann P. Submillimeter/IR solar bursts from high energy electrons // Proc. AIP conference 1996. V. 374. P. 379–392. <https://doi.org/10.1063/1.50945>
9. Kaufmann P., Costa J.E.R., Castro C.G.G. et al. The new submillimeter-wave solar telescope // Proc. SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference. 2001. P. 439–442. <https://doi.org/10.1109/SBMOMO.2001.1008800>
10. Kaufmann P., Castro C.G.G., Makhmutov V.S. et al. Launch of solar coronal mass ejections and submillimeter pulse bursts // J. Geophysical Research. 2003. V. 108(A7). Art.ID 1280. <https://doi.org/10.1029/2002JA009729>
11. Krucker S., Castro C.G.G., Hudson H.S. et al. Solar flares at submillimeter wavelengths // Astron Astrophys Review. 2013. V. 21. Iss. 58. <https://doi.org/10.1007/s00159-013-0058-3>
12. Luthi T., Magun A., Miller M. First observation of a solar X-class flare in the submillimeter range with KOSMA // Astronomy and Astrophysics. 2004. V. 415. P. 1123–1132. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034624>
13. Makhmutov V.S., Raulin J.P., Castro C.G.G. et al. Wavelet Decomposition of Submillimeter Solar Radio Bursts // Solar Physics. 2003. V. 218. P. 211–220. <https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000013047.26419.33>
14. Махмутов В.С., Курт В.Г., Юшков Б.Ю. и др. Спектральные особенности высокоэнергичного рентгеновского, гамма-излучения и субмиллиметрового радиоизлучения в импульсной фазе солнечной вспышки // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2011. Т. 75. № 6. С. 796–799.
15. Квашин А.А., Логачев В.И., Филиппов М.В. и др. Оптическая система прибора для измерения солнечного терагерцевого излучения // Космическая техника и технологии. 2021. № 4(35). С. 22–30. <https://doi.org/10.33950/spacetch-2308-7625-2021-4-22-30>
16. Характеристики отрезающих фильтров LPF23.1 [сайт]. Режим доступа: https://www.tydexoptics.com/pdf/ru/THz_Low_Pass_Filter.pdf (дата обращения 22.02.2024)
17. Характеристики отрезающих фильтров BPF [сайт]. Режим доступа: http://www.tydexoptics.com/ru/products/tgc-ustrojstva/thz_band_pass_filter/ (дата обращения 22.02.2024)
18. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С. и др. Исследование температурного эффекта резонансных оптических прерывателей в космической на-

- учной аппаратуре // Космическая техника и технологии. 2023. №1(40). С. 30–40. EDN: WZAMJN.
19. Характеристики ОАП «Ячейка Голя» [сайт]. Режим доступа: http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_devices/golay_cell/ (дата обращения 22.02.24 г.)
20. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Логачев В.И. и др. Расчет чувствительности детекторов для космического эксперимента «Солнце –Терагерц» // Журнал технической физики. 2023. Т. 93. № 9. С. 1377–1382. <https://doi.org/10.21883/JTF.2023.09.56226.167-23>.
21. 2000 ASTM Standard Extraterrestrial Spectrum Reference E-490-00. (n.d.). Grid Modernization NREL. <https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-astm-e490.html>

УДК 53.05

ВЫСЫПАНИЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ В АТМОСФЕРЕ НА СРЕДНЕЙ И ПОЛЯРНЫХ ШИРОТАХ В 2022–2023 ГОДАХ

© 2024 г. В. С. Махмутов^{1,2,*}, Г. А. Базилевская^{1,3}, А. Н. Квашнин¹, М. Б. Крайнев¹,
Н. С. Свиржевский¹, А. К. Свиржевская¹, Ю. И. Стожков¹

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская обл., Долгопрудный, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: makhmutov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 02.03.2024 г.

После доработки 24.04.2024 г.

Принята к публикации 27.05.2024 г.

Исследование высыпаний высокоэнергичных электронов (ВВЭ) из магнитосферы в земную атмосферу является важным для изучения физических механизмов ускорения электронов во время межпланетных возмущений в околоземном пространстве, процессов формирования захваченных потоков электронов в магнитосфере и их последующего высыпания в атмосферу. Кроме этого, высыпающиеся электроны влияют на функционирование космических аппаратов и нередко приводят к значительному разрушению мезосферного озона. Долгопрудненская научная станция (ДНС) ФИАН с 1957 г. проводит непрерывные измерения потоков космических лучей на высотах 0–30 км в атмосфере полярных широт (Мурманская обл.; Антарктида) и на средней широте (Московская область). За это время зарегистрировано почти 600 случаев ВВЭ, в основном, из внешнего радиационного пояса Земли вблизи его полярной границы (по данным измерений в Мурманской области). Вместе с тем зарегистрировано несколько случаев высыпаний электронов на средней широте (Московская обл.) и на ст. Мирный в Антарктиде, в том числе в 2022–2023 гг. В работе обсуждаются межпланетные и геомагнитные условия во время этих событий. Анализ данных измерений в стратосфере позволил установить спектры поглощения вторичных тормозных фотонов и на их основе, с использованием разработанного авторами метода, определить первичные энергетические спектры высыпающихся магнитосферных электронов.

DOI: 10.31857/S0023420624060034, EDN: IGJMVH

1. ВВЕДЕНИЕ

В магнитосфере Земли есть два радиационных пояса — внешний на $\sim 3\text{--}6 R_E$ и внутренний на $\sim 2\text{--}3 R_E$. Внешний пояс состоит из электронов с энергиями от надтепловых (< 10 кэВ) до десятков мегаэлектронвольт и очень динамичен (например, [1]). Он реагирует на возмущения солнечного ветра и может заполняться электронами или освобождаться от них за время порядка одного или нескольких дней [2]. В периоды отрицательной B_z -компоненты межпланетного магнитного поля магнитосфера получает

дополнительную энергию от солнечного ветра, что приводит к генерации различных волн и ускорению электронов за счет взаимодействия волн с частицами и за счет бетатронного ускорения в изменяющемся магнитном поле. Электроны, движущиеся с сохранением адиабатических инвариантов, оказываются запертыми в геомагнитном поле. Возмущения не только ускоряют частицы, но и нарушают адиабатичность движения частиц. Это приводит к высыпанию электронов в атмосферу или уходу электронов из магнитосферы в космическое пространство (shadowing).

Процессы во внутренней области магнитосферы, состоящей из холодной и плотной плазмы (плазмосферы), приводят к генерации волн, называемых плазмосферным шипением, которые особенно интенсивны вблизи границы плазмосферы (плазмопаузы). Здесь рассеяние электронов доминирует над радиальной диффузией внутрь, что приводит к созданию «непроницаемого барьера» для электронов [3, 4]. Внутренний край внешнего радиационного пояса в основном соответствует месту расположения плазмопаузы. Зазор между поясами обусловлен рассеянием электронов на волнах [5] и постоянными, но слабыми высыпаниями электронов в атмосферу. Высказывались предположения об искусственном происхождении зазора, вызванного высыпаниями, инициируемыми излучением очень низких частот от искусственных передатчиков, относящихся к области эффективного взаимодействия с электронами [6]. Однако авторы исследования [3] настаивали на главной роли естественных процессов. В настоящее время общепризнано, что образованию зазора способствуют как природные, так и человеческие факторы [7].

Экспериментальные измерения высыпаний электронов в области зазора не столь многочисленны, как наблюдения в полярных областях, но в последнее время они привлекают все большее внимание (например, [8–13]). В работе [13] предложено учитывать наблюдения в районе зазора при моделировании влияния высыпаний на процессы в атмосфере.

Долгопрудненская научная станция (ДНС) ФИАН с 1957 г. проводит непрерывные измерения потоков космических лучей на высотах 0–30 км в атмосфере полярных широт (Мурманская обл. и Антарктида) и на средней широте (Долгопрудный, Московская обл.) [14]. Многолетний однородный ряд данных о потоках космических лучей (КЛ) в атмосфере используется для исследования модуляционных процессов КЛ в гелиосфере, ускорения и распространения солнечных КЛ, а также для изучения высыпаний высокоэнергичных электронов (ВВЭ) из магнитосферы. Запуск радиозондов постоянно осуществляется на ст. Апатиты (Мурманская обл.; 67°34'03" с.ш. 33°23'36" в.д.), которая находится вблизи полярной границы внешнего радиационного пояса Земли (параметр Мак-Иллвайна $L \sim 5.6$), на ст. Долгопрудный (Москва; 55°45'7.9", 37°36'56.2"), которая расположена между внешним и внутренним радиационными поясами (область зазора; $L \sim 2.4$),

и на ст. Мирный (Антарктида; 66°33'20" ю.ш. 93°00'11" в.д.) расположенной в области южной полярной шапки с открытыми силовыми линиями геомагнитного поля ($L > 10$). Анализ случаев высыпаний электронов из магнитосферы в земную атмосферу необходим для изучения физических механизмов ускорения электронов во время межпланетных возмущений в околоземном пространстве, процессов формирования захваченных потоков электронов в магнитосфере и их последующего высыпания в атмосферу. Кроме этого, потоки высыпающихся электронов влияют на функционирование космических аппаратов и нередко приводят к значительному разрушению мезосферного озона и пр. [15, 16].

2. НАБЛЮДЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Измерения космических лучей в атмосфере [14] проводятся с помощью радиозонда, поднимаемого в атмосферу на метеорологических баллонах до высоты 25–30 км. Стандартный радиозонд для измерения космических лучей состоит из двух счетчиков Гейгера, расположенных в виде телескопа, разделенных алюминиевым поглотителем (фильтром) толщиной 7 мм (2 г·см^{-2}). Одиночный счетчик регистрирует электроны ($E > 200 \text{ кэВ}$), протоны ($E > 5 \text{ МэВ}$) и рентгеновские лучи (фотоны с $E > 20 \text{ кэВ}$; эффективность $\sim 1\%$), а телескоп (выполненный в виде схемы совпадений импульсов) регистрирует электроны ($E > 5 \text{ МэВ}$) и протоны ($E > 30 \text{ МэВ}$). Эффективность счетчиков для заряженных частиц близка к 100%. Информация о потоках частиц, зарегистрированных прибором, и об остаточном давлении воздуха передается на наземный приемник. В последние годы в состав радиозонда входит лишь одиночный счетчик. Известно, что высыпающиеся электроны, в зависимости от их энергии, поглощаются на высотах 80–100 км ($10^{-4} \text{—} 5 \cdot 10^{-3} \text{ г·см}^{-2}$) в верхних слоях атмосферы. Однако они генерируют рентгеновские фотоны, которые могут проникать довольно глубоко в атмосферу и регистрироваться одиночным счетчиком, чувствительным к рентгеновским лучам. Примерно в 75% зарегистрированных ВВЭ рентгеновские лучи распространяются в атмосфере до $\sim 25 \text{ км}$, из них треть зарегистрирована на высотах более 30 км. Таким образом, мы в основном имеем дело с высыпаниями электронов с энергией выше нескольких сотен килоэлектрон-вольт (более подробно [17, 18]).

3. ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ 2022–2023 ГОДОВ

Высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ) в эксперименте ФИАН наблюдаются в основном в Мурманской области. С 1961 г. зарегистрировано почти 600 случаев ВВЭ, характеристики которых представлены в работах [17, 18]. В последние годы из-за экономических трудностей сократилось число запусков радиозондов. Вследствие этого в 2022–2023 гг. было зарегистрировано всего 3 случая ВВЭ: 05.XII.2022, 26.XII.2022 и 30.XII.2022.

Наблюдениям ВВЭ в Московской области до сих пор уделялось мало внимания (из-за редкости событий), хотя Москва находится в районе зазора между внешним и внутренним радиационными поясами, где высыпания электронов небольших энергий ($E > 30$ кэВ) происходят достаточно часто даже в условиях умеренной геомагнитной активности ([10, 13] и ссылки там). В 2009 г. в Московской области был зарегистрирован случай исключительно сильного ВВЭ, который оказал значительное влияние на физические процессы в атмосфере [15, 16]. Хотя в последние годы частота запусков радиозондов сократилась, по предварительным оценкам, ВВЭ в Московской области наблюдаются чаще, чем раньше. В исследуемый период зарегистрированы ВВЭ 20.VI.2022, 06.II.2023 и 06.XII.2023.

Станция Мирный находится в области открытых силовых линий межпланетного магнитного поля (ММП) и не должна регистрировать

ВВЭ. Тем не менее, в период 1966–2014 гг. было зарегистрировано десять случаев, отвечающих критериям выделения ВВЭ в эксперименте ФИАН. Последний случай наблюдался в Мирном 16.V.2022. Такие события должны быть связаны с сильной деформацией полярной границы радиационного пояса.

В настоящей работе в качестве примеров рассматриваются случаи ВВЭ, наблюдавшиеся на ст. Мирный 16.V.2022 и на ст. Долгопрудный (Москва) 20.VI.2022.

На рис. 1 представлены 1-минутные скорости счета одиночного счетчика, измеренные в мае 2022 г. на ст. Мирный и в июне 2022 г. на ст. Долгопрудный (Москва). Измерения 11 и 13 мая на ст. Мирный и 29 июня в Московской области соответствуют регистрации потоков галактических космических лучей в спокойных условиях (т.н. фоновые переходные кривые КЛ в атмосфере). Повышенный темп счета счетчика 16 мая (Мирный) и 20 июня (Москва) соответствует регистрации рентгеновских фотонов, образованных высыпающими электронами в атмосфере. Далее, для определения потока фотонов в атмосфере, «фоновые» кривые космических лучей (например, средний счет счетчика за 11 и 13 мая) были вычтены из данных измерений во время ВВЭ (например, данные, полученные 16.V.2022 в Мирном). Результаты такого вычитания представляют спектр поглощения фотонов в атмосфере во время ВВЭ, например распределение $\Delta N \approx f(X)$ на рис. 2 (левая панель).

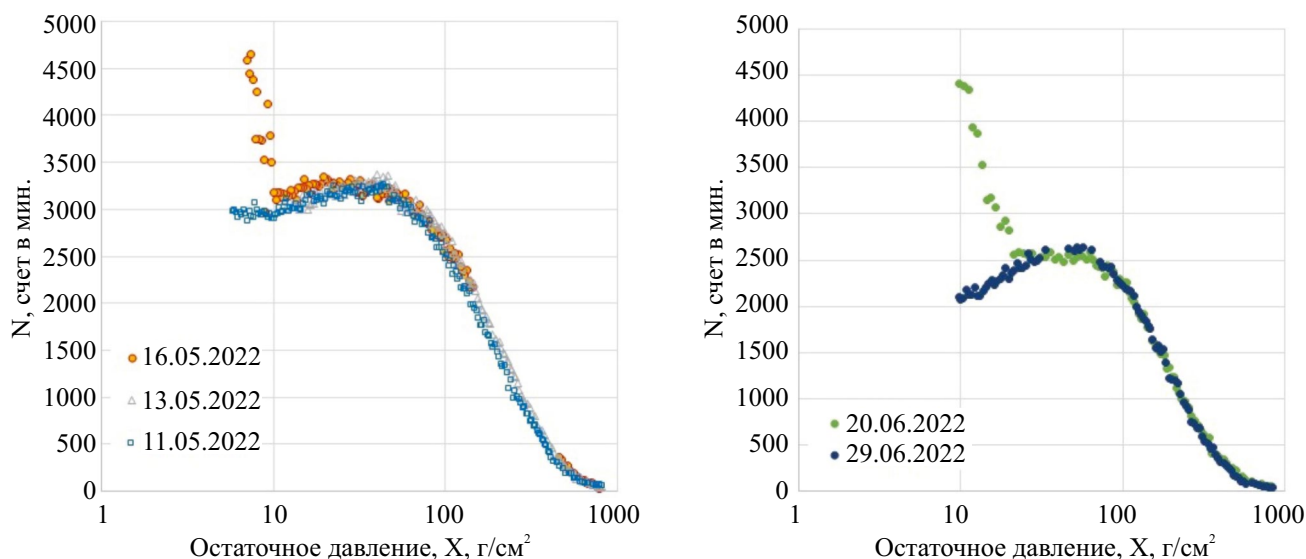


Рис. 1. Данные измерений одиночного счетчика 11, 13 и 16.V.2022 на ст. Мирный (слева) и 20, 29.VI.2022 на ст. Долгопрудный (Москва; справа) на разных уровнях остаточной атмосферы (давления). Случаи высыпаний электронов зарегистрированы 16 мая на ст. Мирный (слева) и 20 июня на ст. Долгопрудный (справа).

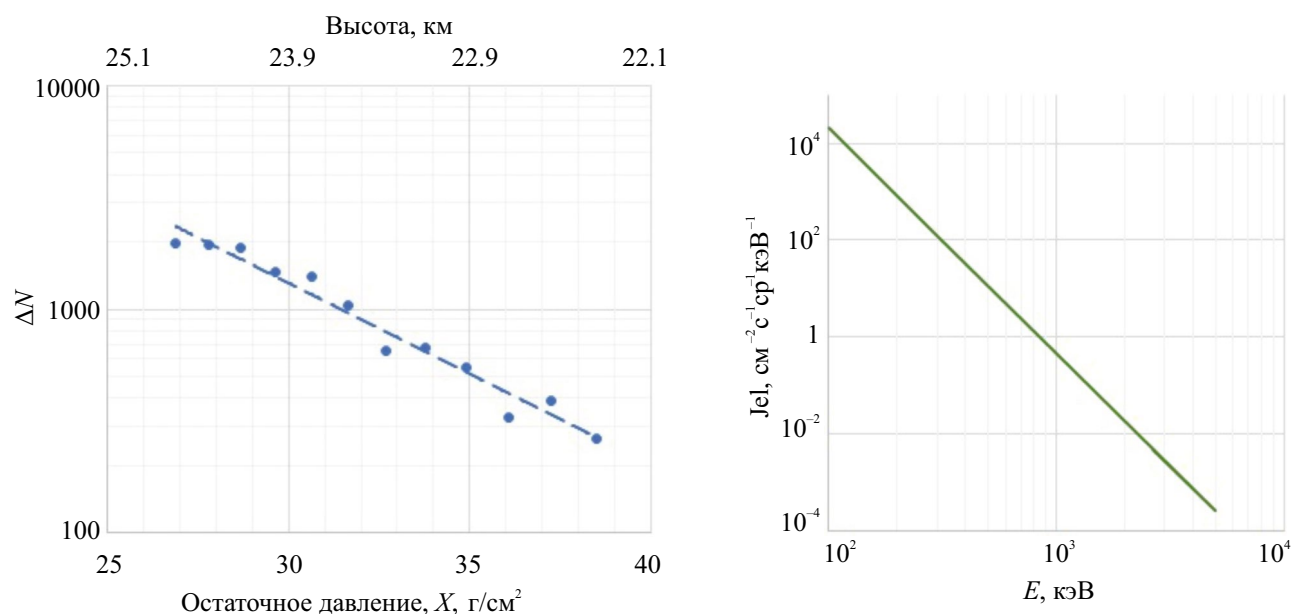


Рис. 2. Слева: спектр поглощения фотонов >20 кэВ (ΔN в зависимости от глубины остаточной атмосферы (X); ΔN — значение превышения скорости одиночного счетчика над фоном по минутным данным) во время ВВЭ 20.VI.2022 в Москве. Справа: восстановленный энергетический спектр выпадающих электронов на границе атмосферы для этого события.

Пунктирная линия показывает аппроксимацию данных экспоненциальной зависимостью $\Delta N = N \exp(-X/X_0)$. Эти параметры установленных спектров поглощения фотонов использовались далее для оценки энергетического спектра выпадающих электронов на границе атмосферы. Для этого были проведены расчеты процесса прохождения электронов и вторичных фотонов в атмосфере с использованием нового метода описанного в публикации [19 и ссылки там]. Использовался код RUSCOSMICS Монте-Карло, разработанный на основе GEANT4 (<https://ruscsmics.ru/FIANRSCSM>). Этот код учитывает тормозное излучение, ионизационные потери энергии, многократное рассеяние, рождение пар, Комптон рассеяние и фотоэффект, что позволяет рассчитать результирующий поток частиц (электронов/позитронов и фотонов), их угловое распределение и распределение по энергии на разных высотах (или уровнях остаточной атмосферы). На рис. 2 (справа) показан энергетический спектр электронов на границе атмосферы, определенный для ВВЭ 20.VI.2022 в Долгопрудном (Москва).

4. МЕЖПЛАНЕТНЫЕ И ГЕОМАГНИТНЫЕ УСЛОВИЯ

Ранее, изучение случаев ВВЭ, зарегистрированных в Мурманской области, позволило

установить достаточно четкую связь между появлением ВВЭ и условиями в межпланетной среде, которая соответствует современным представлениям о природе ВВЭ. Эти события как правило инициируются приходом высокоскоростного потока солнечного ветра. На фоне отрицательной, и часто турбулентной, B_z -компоненты ММП возмущения солнечного ветра проникают в магнитосферу Земли и запускают ряд процессов, в частности, увеличение волновой активности. В результате процессов взаимодействия волна — частица происходит как ускорение частиц (рост интенсивности электронов внешнего радиационного пояса), так и нарушение их адиабатического движения, приводящие к потерям электронов, одним из каналов которых является ВВЭ [18]. События ВВЭ происходят на фоне умеренной геомагнитной возмущенности ($|Dst| \approx 30\text{—}40$ нТл), более часто в главной фазе геомагнитного возмущения, но продолжают в течение фазы восстановления геомагнитного поля, где они формируют группы. Во многих случаях ВВЭ, зарегистрированные в атмосфере, соответствуют периодам длительного повышения авроральной активности — High-Intensity, Long-Duration, Continuous Auroral Activity (HILDCAA) [20].

Рассмотрим условия в межпланетном пространстве и в магнитосфере во время ВВЭ, зарегистрированных на ст. Мирный 16.V.2022 (8:46–9:00 UT) и на ст. Долгопрудный (Москва)

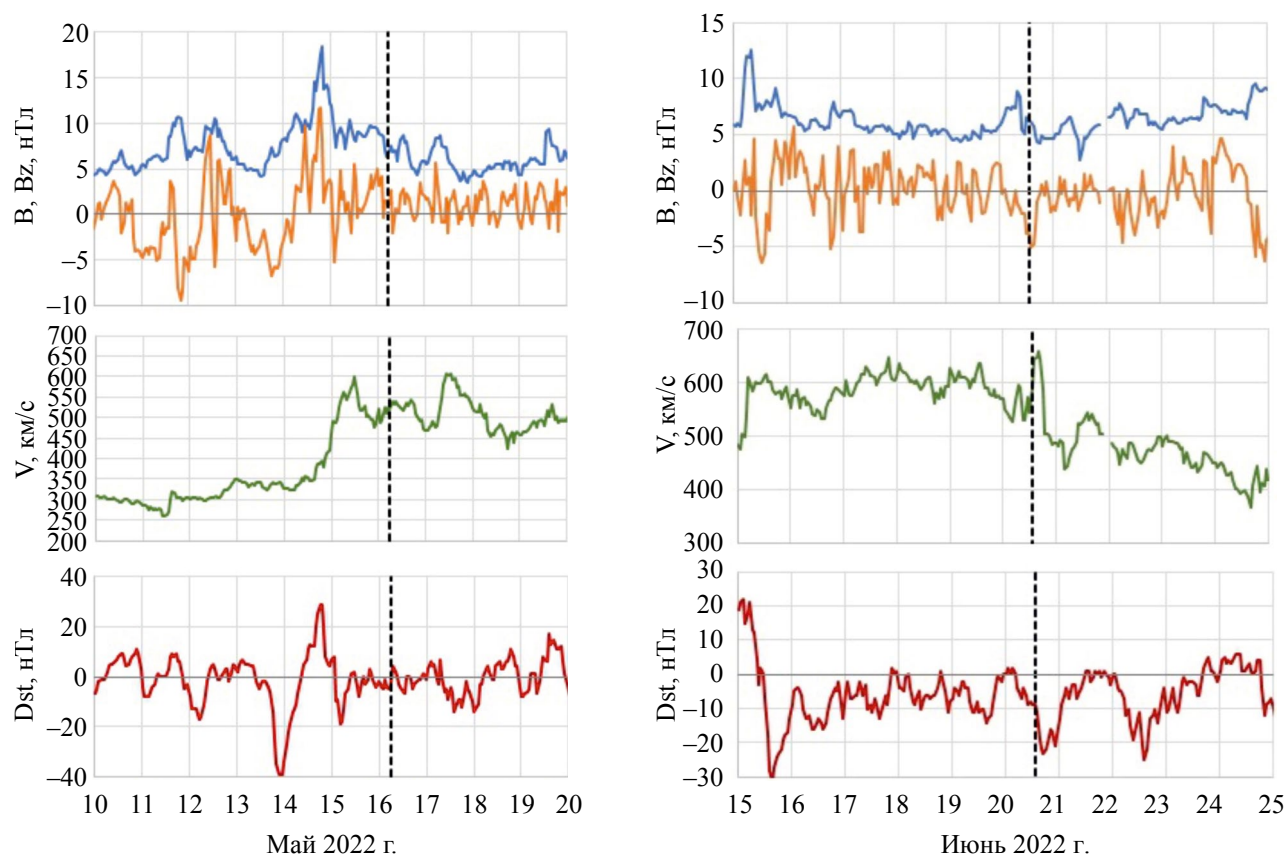


Рис. 3. Временные изменения характеристик межпланетной плазмы и геомагнитного Dst -индекса 10–20.V.2022 и 15–25.VI.2022. Вертикальные штриховые линии указывают на время наблюдения ВВЭ в Мирном 16.V.2022 (слева) и на ст. Долгопрудный 20.VI.2022 (справа).

20.VI.2022 (12:56–13:05 UT). На рис. 3 представлены временные изменения характеристик межпланетной плазмы и геомагнитного Dst -индекса в рассматриваемых событиях (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

Высыпание высокоэнергичных электронов в Мирном 16.V.2022 (8:46–9:00 UT) произошло на фоне длительного возрастания скорости солнечного ветра (V) в диапазоне от ~300 до 610 км/с, связанного с приходом к Земле высокоскоростного потока солнечного ветра 14–15 мая. Накануне наблюдалось уменьшение B_z -компоненты межпланетного магнитного поля до -6 нТл и уменьшение геомагнитного Dst -индекса до -20 нТл. Также зарегистрировано увеличение величины аврорального AE -индекса до 600–700 нТл (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ae_realtime/202206/index_20220620.html). Следует отметить, что в этих условиях происходит изменение магнитной конфигурации во время фазы расширения суббури, что приводит к расширению и распространению зоны полярных высыпаний на более высокие широты [21, 22].

По данным измерений на спутнике *CORONAS-F* в подобных условиях 13.XII.2003 наблюдались высыпания электронов с энергией 0.3–1.5 МэВ в северной полярной области при $L > 8$ [22]. Таким образом, редкое высыпание электронов в Мирном 16.V.2022 вероятно связано с возможным расширением внешней границы полярных высыпаний в область южной полярной шапки, характеризуемой параметром $L > 10$.

Высыпание высокоэнергичных электронов 20 июня (12:56–13:05 UT) было зарегистрировано на ст. Долгопрудный (Москва), расположенной в области зазора между внутренним и внешним радиационным поясами ($L = 2.4$). Событие наблюдалось во время длительной фазы восстановления геомагнитного возмущения, начавшегося 15.VI.2022, когда скорость солнечного ветра достигла ~600 км/с, B_z -компонента межпланетного магнитного поля уменьшилась до -6 нТл, и началась слабая геомагнитная буря. В период 15–20.VI.2022 средний уровень скорости солнечного ветра составил ~550 км/с, зарегистрированы незначительные

вариации B_z -компоненты межпланетного магнитного поля в пределах от -5 до $+5$ нТл. Кратковременное увеличение скорости солнечного ветра и уменьшение геомагнитного D_{st} -индекса было зарегистрировано 20 июня. В это же время наблюдалось увеличение AE -индекса до ~ 600 нТл (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ae_realtime/202206/index_20220620.html). Согласно исследованию [20], перечисленные характеристики межпланетных и геомагнитных условий соответствуют периоду HILDCAA — длительному повышению авроральной активности. Известно, что высыпания электронов с энергией свыше 30 кэВ наблюдаются в области зазора даже в условиях умеренной геомагнитной активности [10]. Хотя в более ранних работах утверждалось, что энергия электронов в области зазора не превышает 1 МэВ [23], появились доказательства ВВЭ больших энергий [9, 24]. В работе [24] показано, что после магнитных бурь наблюдается увеличение потока электронов до 3 МэВ в области $2.8 < L < 3$ и потока электронов с $E = 1.1\text{--}1.3$ МэВ вплоть до $L = 1.8$.

5. ВЫВОДЫ

Долгопрудненская научная станция ФИАН на протяжении десятков лет проводит непрерывные измерения потоков космических лучей на высотах 0–30 км в атмосфере полярных широт (Мурманская обл.; Антарктида) и на средней широте (Московская обл.). За время наблюдений зарегистрировано почти 600 случаев ВВЭ, в основном, из внешнего радиационного пояса Земли вблизи его полярной границы по данным измерений в Мурманской обл. (параметр Мак-Иллвайна $L \sim 5.6$). Вместе с тем в 2022–2023 гг. зарегистрировано несколько случаев высыпаний электронов на средней широте на ст. Долгопрудный, расположенной в области зазора между внутренним и внешним радиационным поясами ($L \sim 2.4$) и на ст. Мирный в Антарктиде ($L > 10$), расположенной в области южной полярной шапки с открытыми силовыми линиями геомагнитного поля.

В работе представлен анализ высыпаний электронов по наблюдениям на ст. Мирный (Антарктида) 16.V.2022 (08:46–09:00 UT) и на ст. Долгопрудный 20.VI.2022 (12:56–13:05 UT).

Условия в межпланетной среде и геомагнитная обстановка в эти периоды были благоприятными для процессов, инициирующих высыпания электронов. Однако детальное изучение

условий, сопутствующих зарегистрированным высыпаниям на средних широтах и в Антарктиде, требует дальнейшей работы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность научным группам, предоставляющим свои данные через интернет: *GSFC/SPDF (OMNIWeb)* и *WDC for Geomagnetism Kyoto*.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках государственного задания ФИАН. ГАБ частично подержана грантом РНФ № 22-62-00048.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ripoll J.-F., Claudepierre S.G., Ukhorskiy A.Y. et al.* Particle Dynamics in the Earth's Radiation Belts: Review of Current Research and Open Questions // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2020. V. 125. Art. ID. e2019JA026735. DOI: 10.1029/2019JA026735.
2. *Xiong Y., Xie L., Pu Z. et al.* Responses of relativistic electron fluxes in the outer radiation belt to geomagnetic storms // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2015. V. 120. P. 9513–9523. DOI: 10.1002/2015JA021440.
3. *Baker D.N., Jaynes A.N., Hoxie V.C., et al.* An impenetrable barrier to ultrarelativistic electrons in the Van Allen radiation belts // *Nature*. 2014. V. 515(7528). P. 531–534. DOI: 10.1038/nature13956.
4. *Fennell J.F., Claudepierre S.G., O'Brien T.P. et al.* VanAllen Probes show the inner radiation zone contains no MeV electrons: ECT/MagEIS data // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 1283–1289. DOI: 10.1002/2014GL062874.
5. *Lyons L.R., Thorne R.M.* Equilibrium structure of radiation belt electrons // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78(13). P. 2142–2149. DOI: 10.1029/JA078i013p02142.
6. *Gombosi T.I., Baker D.N., Balogh A. et al.* Anthropogenic space weather // *Space Sci. Rev.* 2017. V. 212 (3–4). P. 985–1039. DOI: 10.1007/s11214-017-0357-5.
7. *Foster J.C., Erickson P.J., Baker D.N. et al.* Observations of the impenetrable barrier, the plasmopause, and the VLF bubble during the 17 March

- 2015 storm // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2016. V. 121. P. 5537–5548.
DOI:10.1002/2016JA022509.
8. *Rodger C.J., Clilverd M.A., Thomson N.R. et al.* Radiation belt electron precipitation into the atmosphere: Recovery from a geomagnetic storm // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. Art.ID A11307. DOI:10.1029/2007JA012383.
9. *Claudepierre S.G., O'Brien T.P., Looper M.D. et al.* A revised look at relativistic electrons in the Earth's inner radiation zone and slot region // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2019. V. 124. P. 934–951. DOI: 10.1029/2018JA026349.
10. *Kavanagh A.J., Cobbett N., Kirsch P.* Radiation Belt slot region filling events: Sustained energetic precipitation into the mesosphere // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2018. V. 123. P. 7999–8020. DOI: 10.1029/2018JA025890.
11. *Aplin K.L., Marlton G.J., Race V.* Stratospheric X-rays detected at midlatitudes with a miniaturized balloon-borne microscintillator- PiN diode system // *Space Weather*. 2021. V. 19. Art.ID. e2021SW002809. DOI:10.1029/2021SW002809.
12. *Babu E.M., Nesse-Tyssoy H.N., Smith-Johnsen C. et al.* Determining latitudinal extent of energetic electron precipitation using MEPED on-board NOAA/POES // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2022. V. 127. Art. ID e2022JA030489. DOI:10.1029/2022JA030489.
13. *Nesse H., Babu E.M., Salice J.A. et al.* Energetic electron precipitation during slot region filling events. // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2023. V. 128. Art.ID e2023JA031606. DOI: 10.1029/2023JA031606.
14. *Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al.* Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // *Adv. Space Res.* 2009. V. 44. Iss. 10. P. 1124–1137. DOI: 10.1016/j.asr.2008.10.038.
15. *Махмутов В.С., Базилевская Г.А., Миронова И.А. и др.* Атмосферные эффекты во время высыпаний энергичных электронов // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2021. Т. 85. № 11. С. 1650–1653. DOI:10.31857/S0367676521110223. (*Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Mironova I.A. et al.* Atmospheric Effects during the Precipitation of Energetic Electrons// *BRAS* 2021. N. 11. P. 1310. DOI: 10.3103/S1062873821110228)
16. *Mironova I.A., Sinnhuber V., Bazilevskaya G.A. et al.* Exceptional middle latitude electron precipitation detected by balloon observations: implications for atmospheric composition // *Atmos. Chem. Phys.* 2022. V. 22. P. 6703–6716. DOI:10.5194/acp-22-6703-2022.
17. *Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I. et al.* Catalogue of electron precipitation events as observed in the long duration cosmic ray balloon experiment // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2016. V. 149. P. 258–276. DOI: 10.1016/j.jastp.2015.12.006.
18. *Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., Krainev M.B. et al.* Temporal characteristics of energetic magnetospheric electron precipitation as observed during long-term balloon observations // *J. Geophys. Res. Space* 2020. V. 125. Iss. 11. Art.ID. e28033. DOI: 10.1029/2020JA028033.
19. *Makhmutov V.S., Maurice E.A., Bazilevskaya G.A. et al.* Estimation of energy spectrum of precipitating magnetospheric electrons based on bremsstrahlung X-ray fluxes recorded in the atmosphere. // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2023. V. 128. Art. ID. e2023JA031370. DOI: 10.1029/2023JA031370.
20. *Tsurutani B.T., Gonzalez W.D.* The cause of high-intensity long-duration continuous AE activity (HILDCAAs): Interplanetary Alfvén wave trains // *Planetary and Space Science*. 1987. V. 35(4). P. 405–412. DOI: 10.1016/0032-0633(87)90097-3.
21. *Kozyreva O., Myagkova I., Antonova E. et al.* Energetic electron precipitation measured by coronas-f satellite and polar magnetic disturbances: case study of December 13, 2003 // *Proc. XXXII Annual Seminar. Apatity*. 2009. P. 67–70.
22. *Bland E., Bozóki T., Partamies N.* Spatial extent of the energetic electron precipitation region during substorms // *Front. Astron. Space Sci.* 2022. V. 9. Art. ID. 978371. DOI:10.3389/fspas.2022.978371.
23. *Claudepierre S.G., O'Brien T.P., Fennell J.F. et al.* The hidden dynamics of relativistic electrons (0.7–1.5 MeV) in the inner zone and slot region // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2017. V. 122. P. 3127–3144. DOI: 10.1002/2016JA023719.
24. *O'Brien D., Li X., Khoo L. et al.* Observations of Relativistic Electron Enhancement and Butterfly Pitch Angle Distributions at Low L(<3) // *Geophys. Res. Lett.* 2024. V. 51. Art.ID. e2023GL106668. DOI: 10.1029/2023GL106668.

УДК 523.62-726

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ЦУГОВ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОТОКА ИОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПЕРЕД РАМПОМ МЕЖПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2024 г. Н. Л. Бородкова*, О. В. Сапунова, Ю. И. Ермолаев, Г. Н. Застенкер

*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия***e-mail: borodkova_nl@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 02.03.2024 г.

После доработки 16.04.2024 г.

Принята к публикации 22.04.2024 г.

По данным плазменного спектрометра Быстрый монитор солнечного ветра (БМСВ), измеряющего энергетические спектры ионов солнечного ветра, дополненных измерениями магнитного поля, исследовались цуги колебаний магнитного поля и потока ионов солнечного ветра, возникающих перед рампом межпланетной ударной волны. Показано, что колебания магнитного поля перед рампом межпланетной ударной волны сопровождаются колебаниями потока ионов солнечного ветра. Проведен подробный анализ отдельных событий и представлены результаты статистического исследования. Показано, что все цуги колебаний магнитного поля имели правостороннюю круговую или эллиптическую поляризацию, что согласуется с характеристиками магнитозвуковых колебаний, соответствующих низкочастотной части вистлеровских колебаний. Получено, что средние значения углов распространения вистлеровских волн относительно среднего направления магнитного поля $\theta_{\text{кв}}$ и нормали к фронту $\theta_{\text{кн}}$ составляли 31° и 40° , соответственно. Этот результат позволяет предполагать, что волновые пакеты перед рампом межпланетной ударной волны имели свойства распространяющихся вистлеровских волн. Получено, что, в среднем, с ростом угла распространения вистлеровских волн относительно нормали к фронту ударной волны $\theta_{\text{кн}}$ уменьшается угол между волновым вектором и направлением магнитного поля, $\theta_{\text{кв}}$.

DOI: 10.31857/S0023420624060045, EDN: IGIGDM

1. ВВЕДЕНИЕ

Бесстолкновительные ударные волны, несмотря на их широкое распространение во Вселенной, до сих пор недостаточно изучены для того, чтобы четко понимать, какие процессы обеспечивают ускорение и сильный нагрев плазмы на фронте ударной волны в отсутствии столкновения частиц [см., например, 1–4]. Взаимодействие между волнами и частицами рассматривается как один из основных механизмов диссипации энергии на фронте бесстолкновительной ударной волны. Низкочастотные волны излучаются при взаимодействии частиц, отраженных от рампа, с частицами набегающего потока. Особый интерес представляет тип волн, называемых вистлерами, так как они попадают в частотный диапазон, который позволяет взаимодействовать

как с ионами, так и с электронами, что делает их важными для передачи энергии между двумя видами частиц плазмы.

Вистлеровские волны, возбуждаемые перед фронтом межпланетной или планетарной ударной волны, — это весьма распространенное явление [см., например, 5–9]. Впервые такие волны были зарегистрированы вблизи околоземной ударной волны по измерениям магнитного поля на спутнике *OGO 5* [10]. Позднее, они были обнаружены около планетарных ударных волн Меркурия, Венеры и Сатурна [11], а также перед межпланетными ударными волнами [12]. В зависимости от частоты, вистлеровские волны подразделяют на несколько категорий: высокочастотные с частотой $\sim 10^2$ Гц [13], ультранизкочастотные ($\sim 10^{-2}$ Гц) [14] и низкочастотные волны

с частотой, лежащей в диапазоне 10^0 – 10^1 Гц, т.е. около нижнегибридной частоты [15]. Были обнаружены два типа вистлеровских волн: распространяющиеся и стоячие по фазе в системе ударной волны [16]. Распространяющиеся двигаются под углом к вектору магнитного поля и нормали к ударному фронту в направлении от рампы в невозмущенный солнечный ветер [11]. Стоячие по фазе вистлеровские волны генерируются, когда скорость распространения волны равна проекции скорости солнечного ветра на нормаль к ударному фронту [17]. Они распространяются вдоль направления нормали к фронту ударной волны и могут довольно быстро затухать. Недавно стоячие вистлеровские волны были обнаружены перед ударной волной Меркурия [18]. Вистлеровские волны имеют правостороннюю поляризацию относительно магнитного поля в системе координат спутника, если наблюдатель движется из невозмущенного солнечного ветра в возмущенный. В противном случае вистлеровские волны имеют левостороннюю поляризацию. Они могут быть как одиночными, так и организованными в цуги колебаний. Максимальная амплитуда колебаний наблюдается у ближайших к рампу волн, а при удалении от рампы вистлеровские волны затухают.

Считается, что вистлеровские волны генерируются в подножии рампы ударной волны. Механизм генерации этих волн не до конца ясен. Особый интерес представляет модифицированная двухпотокковая неустойчивость, возникающая между отраженным пучком ионов и налетающими электронами. Результаты экспериментальных исследований [19, 12, 20] и моделирования [21–23] дают основание предполагать, что эта неустойчивость ответственна за генерацию низкочастотных вистлеров. Ионная неустойчивость вейбелевского типа, возникающая в двухкомпонентной плазме со сравнимыми по величине энергосодержанием и степенью анизотропии электронов и ионов, недавно была предложена как возможный механизм генерации вистлеровских волн [24].

Следует отметить, что вистлеровские волны изучались по измерениям магнитного поля. Однако в потоке ионов солнечного ветра перед рампом ударной волны также наблюдались колебания, как одиночные, так и цуги с частотой, близкой к нижнегибридной частоте [25–27]. В работе [26] исследовались волновые пакеты в диапазоне частот 0.5–5.0 Гц, связанные с межпланетными ударными волнами на спутниках *Спектр-Р* и *WIND*. Было показано, что длины

волн, идентифицированные по измерениям потока ионов на КА *Спектр-Р*, хорошо согласуются с найденными значениями длин волн по измерениям магнитного поля на КА *WIND*. Это подтверждает предположение, что дисперсия косых магнитозвуковых волн является определяющим фактором в формировании волновых цугов колебаний потока ионов перед рампом ударной волны [27, 28].

Для исследования свойств наблюдаемых вистлеров необходимо знать их частоту, волновой вектор $\mathbf{k}$, поляризацию, а также параметры, характеризующие фронт ударной волны. Это позволяет определить углы между волновым вектором $\mathbf{k}$, направлением магнитного поля $\mathbf{B}$ и нормалью к ударному фронту $\mathbf{n}$, $\theta_{\mathbf{kB}}$ и $\theta_{\mathbf{kn}}$. Большинство вистлеров, наблюдаемых перед межпланетными квазиперпендикулярными ударными волнами, удовлетворяют $\theta_{\mathbf{kB}} \lesssim 30^\circ$ – 45° и $\theta_{\mathbf{kn}} \gtrsim 20^\circ$ – 45° [см., например, 29, 30, 8, 9, 31].

Цель настоящей работы — исследование динамики низкочастотных (<10 Гц) колебаний потока ионов солнечного ветра и магнитного поля, возникающих перед рампом межпланетной ударной волны с числом Маха $M_A < M_{\text{ср1}}$, то есть меньше первого критического значения числа Маха, при котором скорость плазмы за ударным фронтом (в системе координат, связанной с фронтом) сравнивается со значением локальной скорости звука. В работе используются данные измерений с высоким временным разрешением, полученные на разнесенных в пространстве космических аппаратах (КА). По этим данным определяются параметры, характеризующие структуру фронта ударной волны (нормаль и скорость фронта волны, параметр β , угол $\theta_{\mathbf{Bn}}$, альвеновское и магнитозвуковое числа Маха), частота, волновой вектор и направление поляризации вистлеровских волн. По определенным параметрам вычисляются длины волн и углы распространения вистлеров относительно направления магнитного поля и нормали к ударному фронту и делаются выводы о стационарности данных колебаний.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

В работе использовались данные, полученные с помощью прибора БМСВ, установленного на КА *Спектр-Р*. Прибор БМСВ представляет собой спектрометр плазмы для измерения энергетического спектра ионов в диапазоне 0.2–2.8 кэВ/заряд, а также вектора полного потока ионов, переносной скорости (в диапазоне

от 200 до 750 км/с), ионной изотропной температуры (от 1 до 100 эВ) и концентрации (от 1 до 100 см⁻³).

Прибор БМСВ был разработан для достижения наиболее высокого временного разрешения в определении параметров плазмы солнечного ветра. Величина и направление полного потока ионов солнечного ветра измерялись с разрешением 0.031 с. Гидродинамические параметры плазмы солнечного ветра (скорость, температура и концентрация) определялись с временным разрешением 1 с, а для отдельных интервалов времени — с разрешением 0.031 с. Детальное описание прибора БМСВ приведено в работах [25, 32, 33].

Для анализа поведения межпланетного магнитного поля вблизи фронта ударных волн использовались данные, полученные с помощью магнитометров MFI на КА *WIND* [34] и MAG на КА *DSCOVR* (<https://www.ngdc.noaa.gov/dscovr/portal/>), расположенных в солнечном ветре около первой точки либрации.

Для определения нормали к фронту волны **n** и скорости ударной волны V_{SH} применялся геометрический метод. Для реализации геометрического метода необходимо наличие в солнечном ветре одновременно как минимум четырех КА. Как правило, в солнечном ветре одновременно с КА *Снектр-Р* находились спутники *SOHO*, *WIND*, *ACE*, *DSCOVR*, *THEMIS-B* и *THEMIS-C*. Кроме того, периодически в солнечный ветер выходили спутники *Cluster* и *Geotail*. С учетом координат положения спутников в моменты прохождения через них фронта межпланетной ударной волны и времени регистрации ударного фронта приборами этих спутников, а также с предположением, что фронт ударной волны плоский, были определены скорость и направление движения фронта ударной волны для всех событий, зарегистрированных на КА *Снектр-Р*.

Для определения волнового вектора **k** использовалась следующая процедура. Сначала визуально определялся временной интервал колебаний и из значений компонент магнитного поля вычиталось среднее значение, определяемое методом скользящего среднего. Потом применялся спектральный анализ для определения частотного диапазона, который следовало использовать для фильтрации данных. Отфильтрованные данные обрабатывались с помощью метода минимальных вариаций. В основе этого метода лежит предположение, что плоская поляризованная электромагнитная волна имеет флуктуации электрического и магнитного поля в плоскости,

перпендикулярной к направлению ее распространения. Метод минимальных вариаций позволяет определить три собственных числа λ_1 , λ_2 и λ_3 , которым соответствуют три вектора: **n**, вдоль которого имеются минимальные флуктуации; **l**, в направлении которого флуктуации имеют максимальную амплитуду, и вектор **m**, ортогональный первым двум векторам. Как правило, для определения того, дал ли анализ хорошо определенную плоскую волну с круговой поляризацией, требуется, чтобы для собственных чисел векторов выполнялись соотношения: $\lambda_2/\lambda_3 \geq 10.0$ и $\lambda_1/\lambda_2 \approx 1.0$ (или < 2), если в анализе использовалось менее 50 векторов поля. Для случая, когда $\lambda_2/\lambda_3 \geq 10.0$, но $1.0 < \lambda_1/\lambda_2 < \lambda_2/\lambda_3$, волна эллиптически поляризована.

3. ПРИМЕР НАБЛЮДЕНИЯ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВИСТЛЕРОВСКОЙ ВОЛНЫ ПЕРЕД ФРОНТОМ МЕЖПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Пример поведения параметров плазмы и магнитного поля на фронте межпланетной ударной волны, зарегистрированной 19.IV.2014, приведен на рис. 1. Здесь, сверху вниз, показаны временные профили скорости, температуры, плотности протонов, направление и два угла прихода потока ионов солнечного ветра, зарегистрированные на КА *Снектр-Р* (панели *a–d*) и профили магнитного поля, зарегистрированные на КА *WIND* (панели *e–ж*). Временное разрешение измерений параметров плазмы — скорости, плотности и температуры протонов солнечного ветра в данном случае невелико и составляет ~1 с, в то время как измерения потока ионов солнечного ветра имеют временное разрешение ~0.03 с. Временное разрешение измерений магнитного поля на КА *WIND* составляет ~0.09 с.

Координаты КА *Снектр-Р* в системе координат GSE в это время были $X = -1.5R_E$, $Y = 44 R_E$, $Z = -18R_E$, а КА *WIND* находился в точке с координатами $X = 260R_E$, $Y = -25R_E$, $Z = 20R_E$. Для сопоставления измерений магнитного поля и потока ионов солнечного ветра, относящихся к одному событию, но выполненных на разных спутниках, значения магнитного поля были сдвинуты на 2860.5 с по временной шкале таким образом, чтобы время начала регистрации рампы ударной волны по магнитным измерениям и по потоку ионов совпало.

Данный ударный фронт является докритическим, квазиперпендикулярным, так как

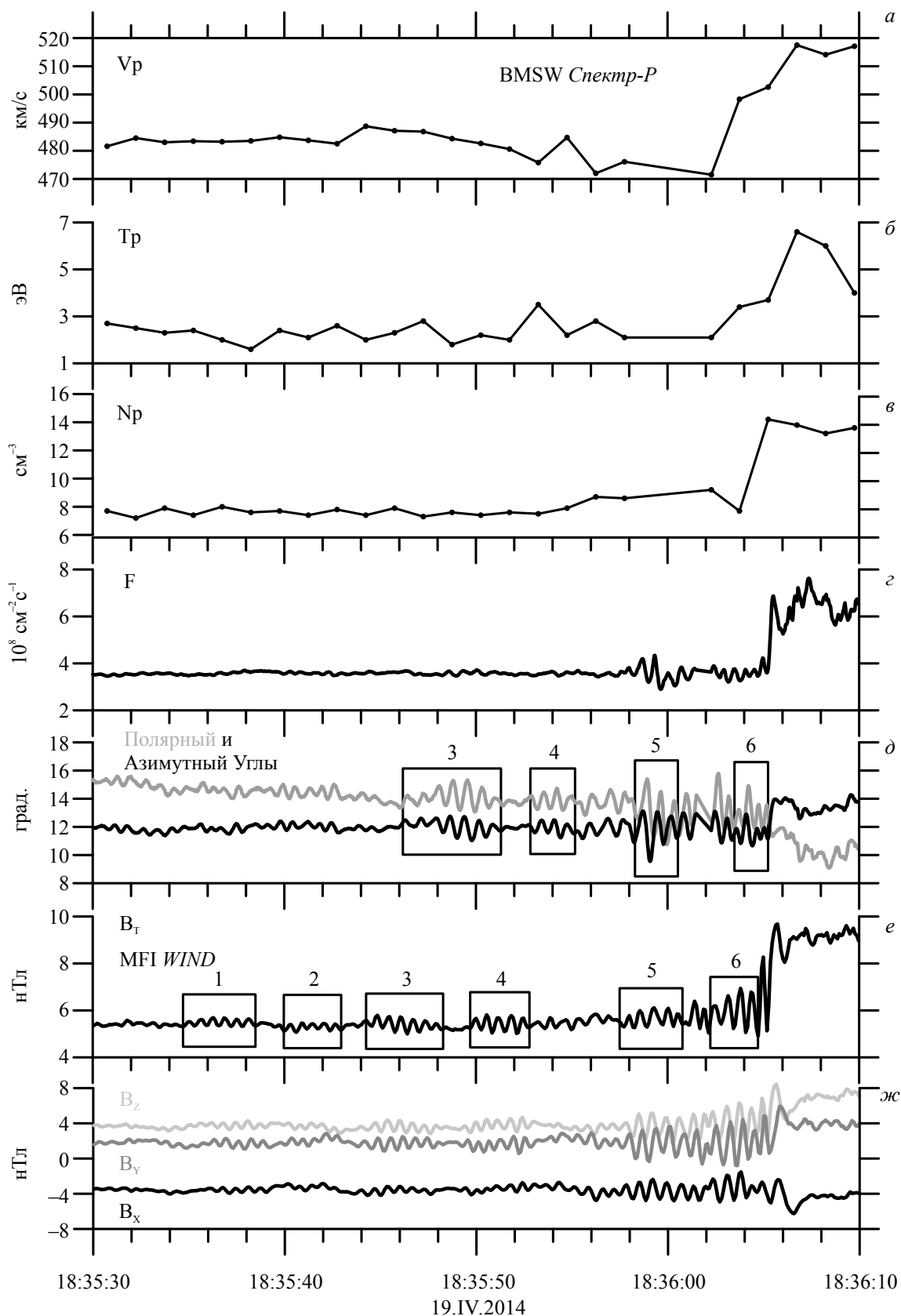


Рис. 1. Временные профили скорости, температуры, плотности протонов, величины потока ионов и двух углов прихода, зарегистрированные на КА *Спектр-Р* (панели *a–d*) и магнитного поля, зарегистрированные на КА *WIND* (панели *e–ж*) 19.IV.2014. Квадратами отмечены моменты регистрации цугов колебаний.

характеризовался следующими параметрами: Альвеновское число Маха $M_A \approx 1.4$, магнитозвуковое число Маха $M_{MS} \approx 1.2$, угол $\theta_{Bn} \approx 63^\circ$, параметр $\beta_i \approx 0.67$. Скорость распространения фронта волны V_{SH} составила ~ 517 км/с.

На профилях параметров плазмы солнечного ветра и модуля магнитного поля отчетливо выделяется рамп в 18:36:05 UT, на котором происходит резкое скачкообразное возрастание всех параметров плазмы и модуля магнитного поля (см. рис. 1 панели *a–г, е*) и последовательность из 6 цугов колебаний магнитного поля и, по меньшей мере, 4 цугов колебаний потока ионов, с одинаковыми длинами волн непосредственно перед рампом. Цуги обозначены прямоугольниками и цифрами на рис. 1*д, е*. Хотя на профиле потока ионов достаточно четко прослеживаются два цуга колебаний, остальные цуги ясно просматриваются в колебаниях полярного и азимутального углов потока ионов относительно оси X (рис. 1*д*). Максимальная амплитуда опережающих колебаний магнитного поля составляет $\sim 20\%$ от величины среднего значения магнитного поля в цуге колебаний. Максимальная относительная амплитуда колебаний потока ионов также составляет порядка 19%, что довольно редкое событие, так как обычно амплитуда колебаний потока ионов невелика. Амплитуда колебаний в цугах при удалении от фронта падает, практически, до нуля: наибольшая амплитуда наблюдается у цуга колебаний вблизи фронта, и наименьшая — у самого удаленного цуга. Это свидетельствует в пользу того, что эти цуги взаимосвязаны и образовались непосредственно на рампе.

Периоды колебаний потока ионов и магнитного поля, несмотря на определенные отличия, в среднем, оказались весьма близкими ~ 0.65 с. Длительность цугов колебаний потока ионов и магнитного поля и моменты их появления близки с точностью до 1–2 с. Такие отличия вполне могут быть объяснены тем, что параметры плазмы и магнитного поля измеряются, как уже отмечалось выше, на различных участках фронта одной и той же межпланетной ударной волны и в различные моменты времени.

Используя метод минимальных вариаций компонент, для каждого цуга колебаний магнитного поля были определены волновой вектор $\mathbf{k}$ и направление поляризации волны. На рис. 2 показаны годографы компонент магнитного поля $B_l(B_n)$, $B_m(B_n)$, $B_l(B_m)$ в $\mathbf{lmn}$ системе координат (панели *a–в*) для пяти волновых цугов, номера которых указаны на рис. 2 и соответствуют

обозначениям цугов на рис. 1. На нижней панели 2*г* приведены спектры мощности флуктуаций компонент магнитного поля для всего периода наблюдения цугов. Прямоугольником выделен диапазон частот, использованный для последующего фильтрации данных. Над годографами приведены отношения значений собственных чисел λ_1/λ_2 , λ_2/λ_3 и волновой вектор для каждого цуга колебаний. Стрелкой на каждом годографе указано направление поляризации волны.

Для всех цугов колебаний отношения собственных чисел составляют $\lambda_1/\lambda_2 \sim 1$ и $\lambda_2/\lambda_3 > 31$, что позволяет утверждать, что все цуги колебаний имеют круговую поляризацию. Частота колебаний во всех цугах была одинаковая и составила, в среднем, 1.6 Гц. В среднем, направление волнового вектора внутри каждого волнового пакета совпадает друг с другом. Углы распространения волновых пакетов относительно направления магнитного поля и нормали к ударному фронту составили, в среднем, $23\text{--}24^\circ$ и 45° , соответственно. Вращение компонент магнитного поля указывает на то, что поляризация волновых пакетов была правосторонней. Таким образом, по данным измерений магнитного поля на *KA WIND*, перед рампом межпланетной ударной волны были зарегистрированы волновые пакеты, являющиеся магнитозвуковыми волнами, соответствующими низкочастотной части вистлеровских колебаний.

Из-за вмороженности магнитного поля в плазму можно ожидать проявление колебаний в потоке ионов солнечного ветра перед фронтом ударной волны. Методика обработки данных, примененная к магнитным измерениям, может быть применена к измерениям потока ионов, что и было сделано. Измерения потока ионов с высоким временным разрешением были обработаны по методике, примененной к магнитным измерениям. На рис. 3, панели *a–в*, показаны годографы изменения компонент вектора потока ионов в системе координат $\mathbf{lmn}$: $F_l(F_n)$, $F_m(F_n)$, $F_l(F_m)$ для четырех цугов колебаний (их номера 3, 4, 5, 6), наблюдаемых на рис. 1. На нижней панели 3*г* нарисованы спектры мощности колебаний компонент вектора потока ионов; прямоугольником обозначен диапазон частот, по которому фильтровались данные. Вверху приведены отношения значений собственных чисел λ_1/λ_2 , λ_2/λ_3 и вектор распространения каждого цуга колебаний. Стрелкой на каждом годографе указано направление поляризации волны.

Поляризация волновых пакетов колебаний потока ионов также получилась правосторонней

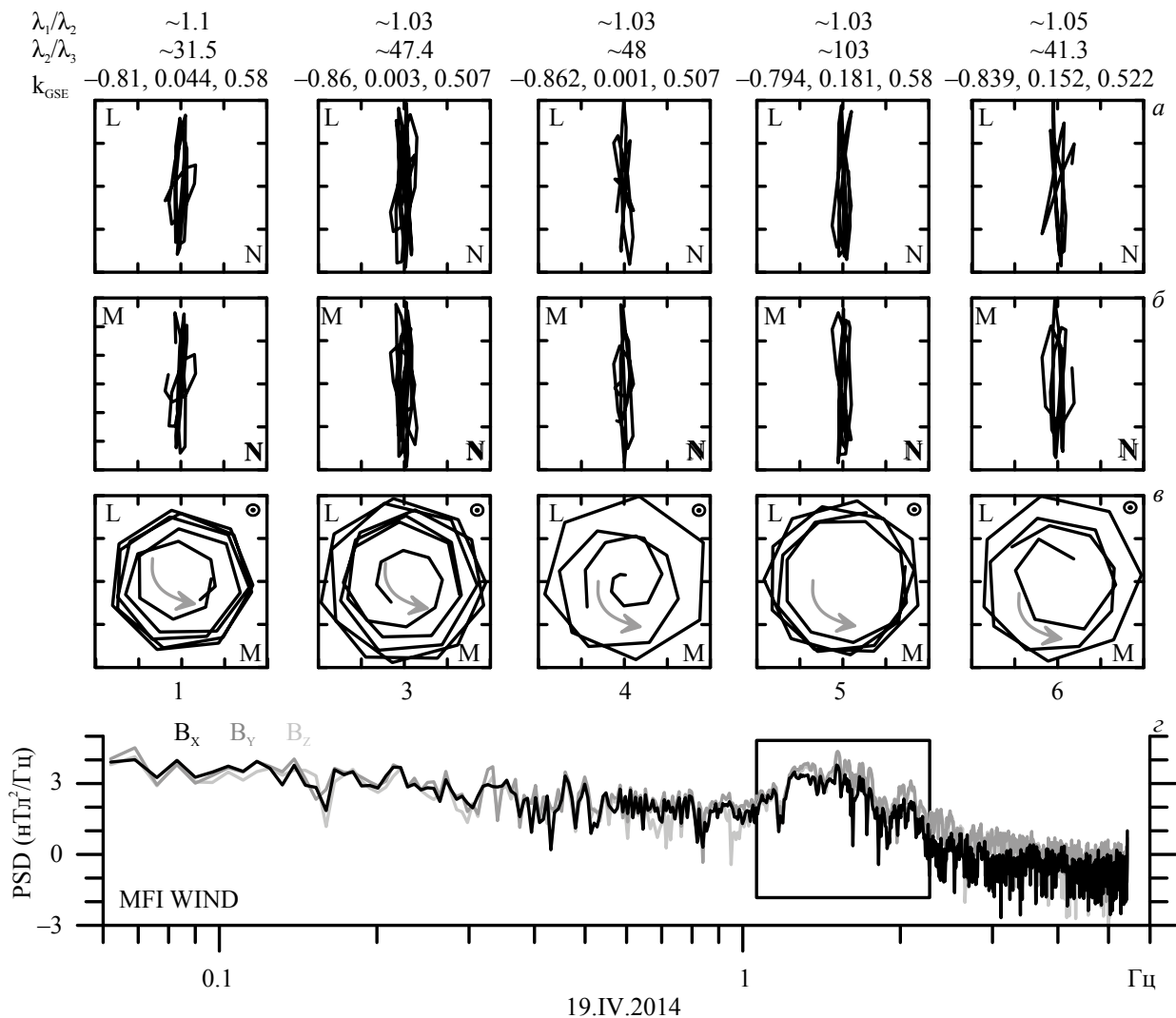


Рис. 2. Годографы флуктуаций компонент магнитного поля в *lmn*-системе координат (панели *a–e*) для 5 волновых цугов. Над годографами приведены отношения значений собственных чисел λ_1/λ_2 , λ_2/λ_3 и волновой вектор для каждого цуга колебаний, внизу — номер цуга. Стрелкой на каждом годографе указано направление поляризации волны. Панель *z* — спектры мощности флуктуаций компонент магнитного поля для всего периода наблюдения цугов. Прямоугольником выделен диапазон частот, использованный для фильтрации данных.

и совпала с поляризацией волновых пакетов колебаний магнитного поля. Отличительной особенностью годографов компонент потока ионов, по сравнению с годографами магнитного поля на рис. 2, является их эллиптичность и сильная вытянутость вдоль одной из осей эллипса. Это также отражено в отношении собственных чисел λ_1/λ_2 , которое меняется от 3.8 до 23. Направление распространения колебаний потока ионов отличается от направления волнового вектора. Углы распространения колебаний потока ионов относительно нормали к ударному фронту изменялись от 20° до $3–5^\circ$, при приближении к рампу ударной волны. Таким образом, магнитозвуковые волны, соответствующие низкочастотной

части вистлеровских колебаний, могут проявляться в виде колебаний как магнитного поля, так и потока ионов солнечного ветра.

4. ПРИМЕР НАБЛЮДЕНИЯ СТОЯЧЕЙ ВИСТЛЕРОВСКОЙ ВОЛНЫ

Вариации параметров плазмы и магнитного поля, зарегистрированные на КА *СПЕКТР-P* (панели *a–e*) и *DISCOVER* (панели *z–ж*) на фронте межпланетной ударной волны 16.VIII.2016, представлены на рис. 4. В это время КА *DISCOVER* находился в точке с координатами $X = 248R_E$, $Y = 3.7R_E$, $Z = -26.5R_E$, а КА *СПЕКТР-P* имел координаты $X = 17.4R_E$, $Y = -20R_E$, $Z = 14R_E$. На

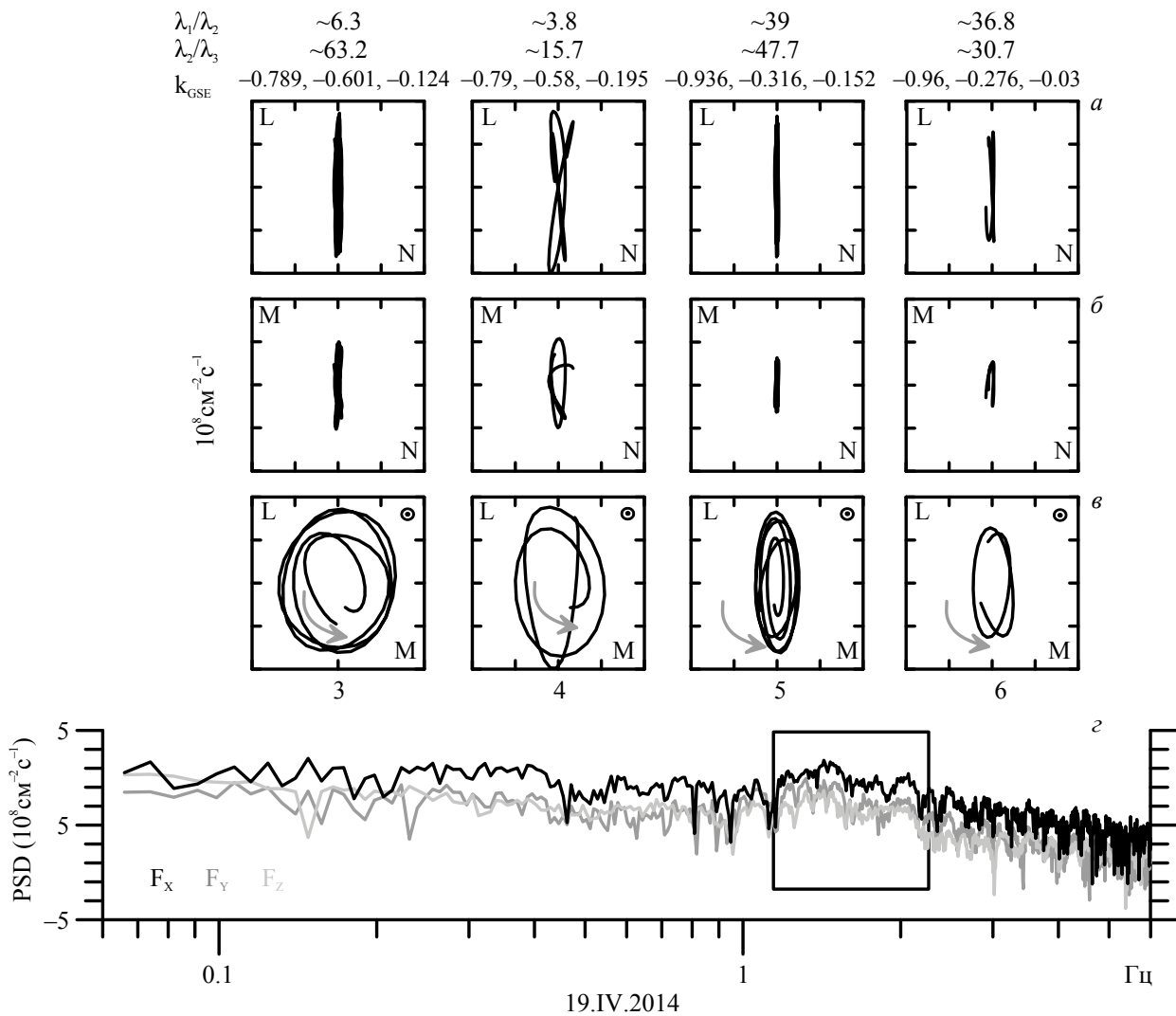


Рис. 3. Годографы флуктуаций компонент потока ионов в **lmn** системе координат (панели **a–d**) для четырех волновых цугов и спектры мощности флуктуаций компонент потока ионов (панель **e**). Обозначения как на рис. 2.

рис. 4 значения магнитного поля сдвинуты на 4493 с по временной шкале таким образом, чтобы время начала регистрации рампа ударной волны по магнитным измерениям КА *DSCOVR* в 10:43:33 UT совпало со временем начала регистрации рампа в 11:58:26 UT на КА *СПЕКТР-Р*.

Резкое и одновременное изменение всех параметров (рис. 4) было связано с прохождением рампа межпланетной ударной волны. Перед рампом наблюдались колебания скорости, температуры и концентрации протонов и магнитного поля с одинаковыми периодами колебаний. Причем по параметрам плазмы можно выделить 2 колебания, а по магнитному полю — 5 колебаний, затухающих с удалением от рампа. Подобное различие может быть объяснено тем фактом, что сравниваемые измерения проводились

на разных участках фронта межпланетной ударной волны.

Данный ударный фронт характеризовался следующими параметрами: Альвеновское число Маха $M_A \approx 2.1$, угол $\theta_{Bn} \approx 72^\circ$, параметр $\beta_i \approx 1.7$. Нормаль к фронту волны **n**, определенная с помощью геометрического метода, составила **n** = (−0.84, −0.15, 0.52).

С использованием описанной выше методики обработки данных по измерениям магнитного поля было определено направление распространения волны и ее поляризация. На рис. 5 показаны измеренные компоненты магнитного поля (панель **a**) и отфильтрованные вариации этих компонент (панель **b**). Спектры мощности флуктуаций компонент магнитного поля для периода наблюдения колебаний,

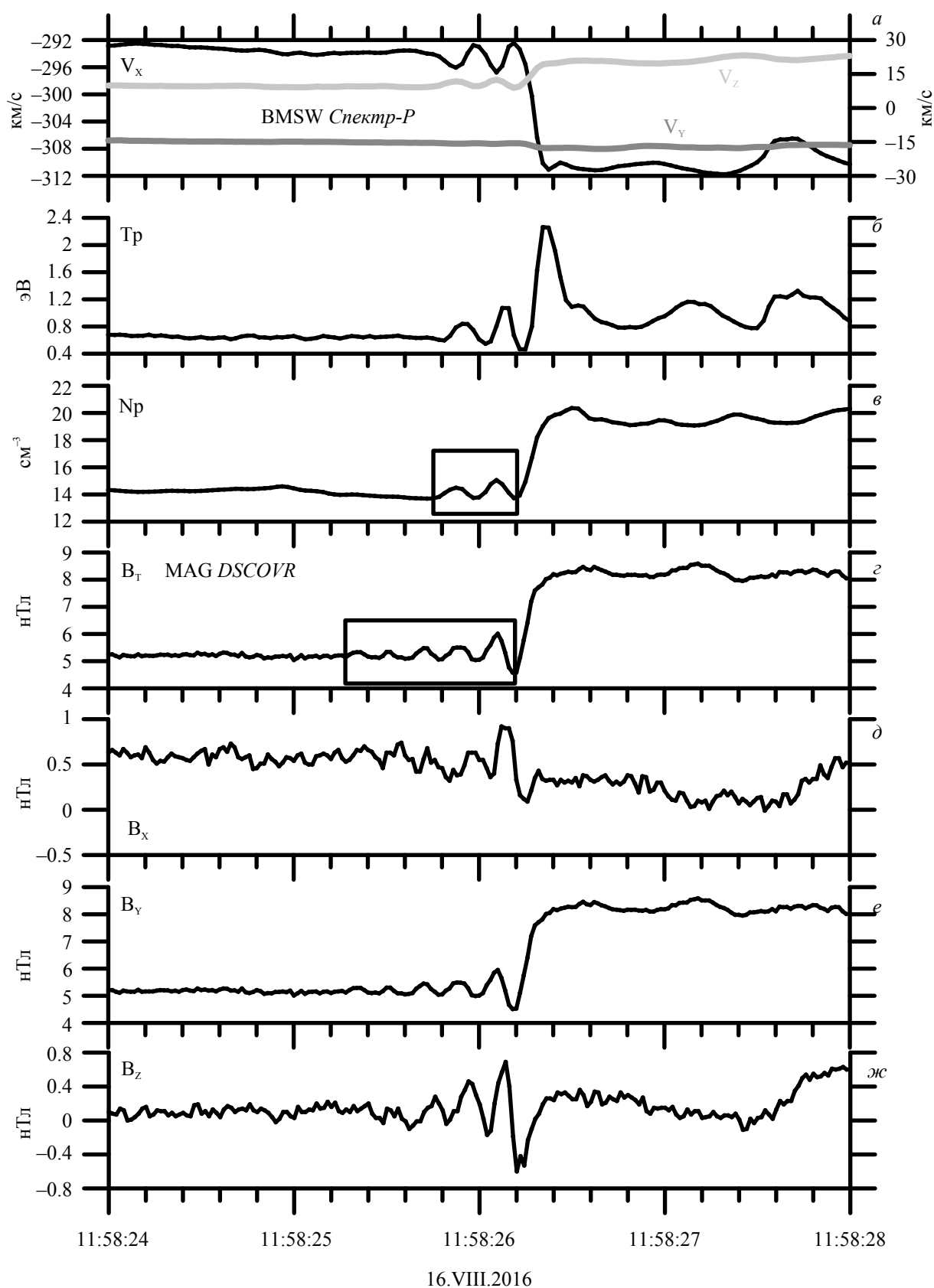


Рис. 4. Временные профили скорости, температуры, плотности протонов солнечного ветра, зарегистрированные на КА *СПЕКТР-Р* (панели а–в) и профили магнитного поля, зарегистрированные на КА *DSCOVR* (панели г–ж). Квадратами отмечены моменты регистрации цугов колебаний.

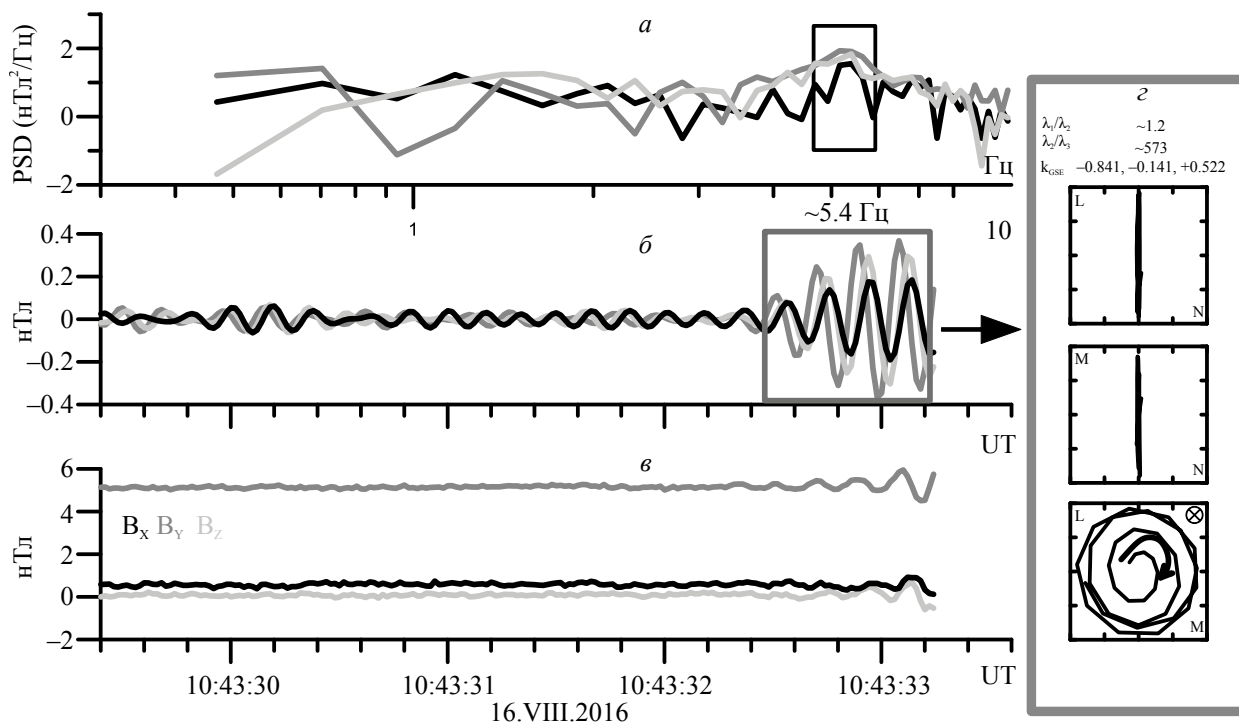


Рис. 5. Панель *a* — спектры мощности флуктуаций компонент магнитного поля; *b* — отфильтрованные вариации компонент магнитного поля; *v* — измеренные компоненты магнитного поля; *z* — годографы вариаций компонент магнитного поля. Обозначения как на рис. 2.

на которых прямоугольником выделен диапазон частот, использованный для фильтрации данных, показаны на панели *a*. Годографы изменения компонент магнитного поля, волновой вектор и отношения собственных чисел представлены на панели *z*. Полученные отношения собственных чисел позволяют с высокой долей достоверности утверждать, что цуг колебаний имеет круговую поляризацию. При движении внутри цуга годограф компонент магнитного поля испытывает круговое правостороннее вращение относительно среднего направления магнитного поля в цуге. Углы распространения цуга колебаний относительно направления магнитного поля и нормали к ударному фронту составили 70° и 4° , соответственно. Волновой вектор оказался параллельным вектору нормали к фронту ударной волны, то есть цуг колебаний распространялся вдоль направления нормали к ударной волне, а не вдоль магнитного поля. Согласно публикации [17], это признак стоячей магнитозвуковой волны, соответствующей низкочастотной части вистлеровских колебаний.

Следует отметить, что коррелированные колебания скорости, температуры и плотности солнечного ветра перед рампом этой межпланетной

ударной волны представляют собой проявления стоячей магнитозвуковой волны. Однако построить годографы компонент потока ионов, подобно тому, как это было сделано для компонент магнитного поля на рис. 5, не получилось. На рис. 6 показаны измеренные компоненты потока ионов (панель *v*), их фильтрованные вариации (панель *b*) и спектры мощности флуктуаций компонент потока ионов (панель *a*). Прямоугольником отмечен цуг колебаний потока ионов. Видно, что поток ионов солнечного ветра имеет радиальное течение. Максимальные флуктуации потока ионов наблюдаются в радиальной компоненте, при этом флуктуации всех компонент потока ионов имеют весьма малую амплитуду. Кроме того, отсутствие сдвига по фазе между колебаниями компонент потока ионов в данном случае не позволяет найти плоскость, в которой колебания имеют круговую или эллиптическую поляризацию.

5. СТАТИСТИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Для анализа динамики цугов колебаний магнитного поля, возникающих перед рампом ударной волны, необходимо знать углы между волновым вектором $\mathbf{k}$, направлением магнитного поля $\mathbf{B}$ и нормалью к ударному фронту $\mathbf{n}$, $\theta_{\text{кв}}$ и $\theta_{\text{кн}}$.

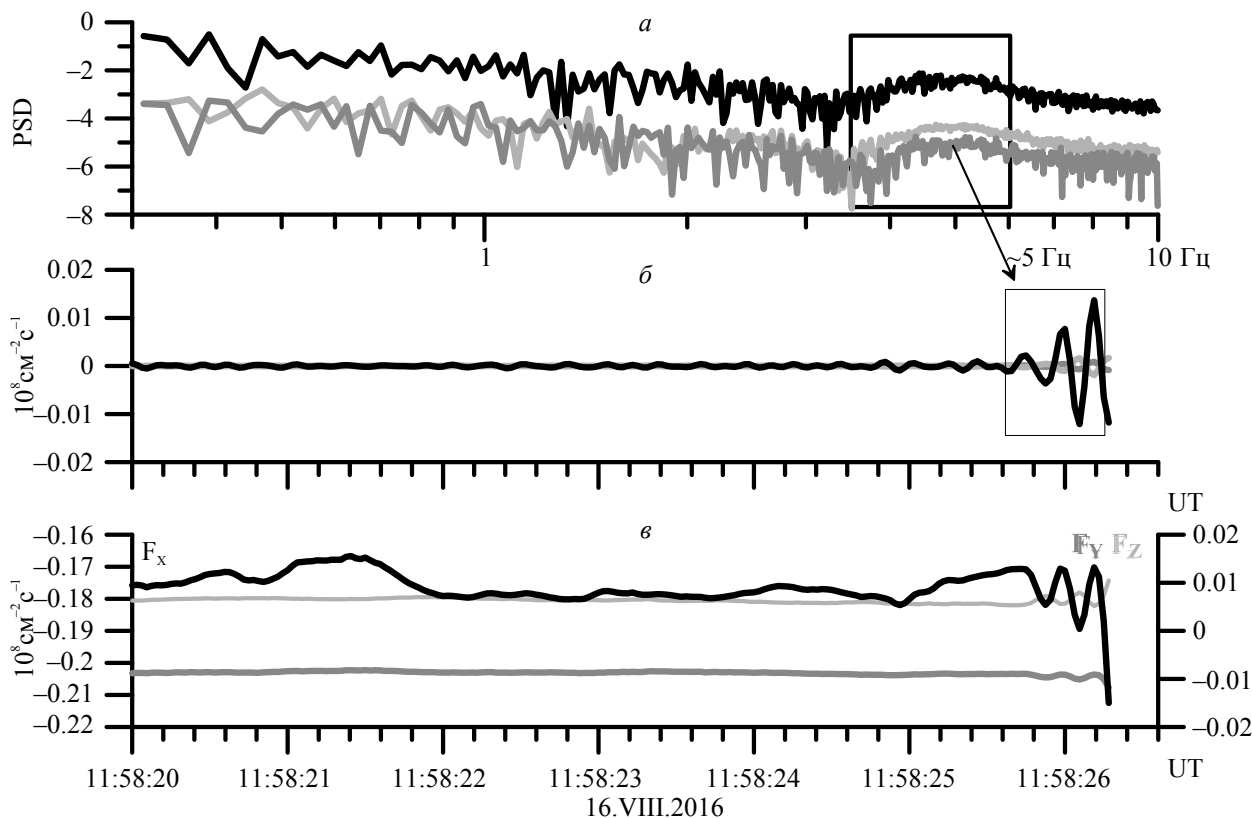


Рис. 6. Панель *a* — спектры мощности флуктуаций компонент потока ионов; *b* — отфильтрованные вариации компонент потока ионов; *в* — измеренные компоненты потока ионов.

Первый угол важен для понимания взаимодействия между волнами и частицами, а второй — для взаимодействия с ударной волной [см., например, 1, 3, 35, 36]. Для статистического исследования было выделено 48 цугов колебаний магнитного поля, которым соответствовали колебания потока ионов перед рампом 10 межпланетных ударных волн. С помощью метода минимальных вариаций, использованного для обработки флуктуаций компонент магнитного поля в каждом цуге колебаний, были вычислены направление волнового вектора и его поляризация. При этом для всех цугов колебаний выполнялись отношения собственных чисел $\lambda_1/\lambda_2 < 2$ и $\lambda_2/\lambda_3 > 10$. Для всех цугов колебаний магнитного поля были определены частоты колебаний и посчитаны углы θ_{KB} и θ_{KN} . Получено, что все цуги колебаний имели правостороннюю круговую или слегка эллиптическую поляризацию, что подтверждает результаты предыдущих исследований [7, 12, 18, 19].

На рис. 7 приведены гистограммы распределения углов θ_{KB} (панель *a*), θ_{KN} (панель *б*) и частоты колебаний в цугах (панель *в*), а также зависимость между углами θ_{KB} и θ_{KN} (панель *г*).

Рассчитанные значения углов распространения волновых пакетов относительно направления магнитного поля θ_{KB} изменялись в диапазоне от 10° до 50° за исключением одного события, для которого этот угол оказался порядка 70° . Рассчитанные значения углов распространения волн относительно нормали к ударному фронту θ_{KN} варьировались от 0° до 70° . Средние значения углов θ_{KB} и θ_{KN} составляли 31° и 40° , соответственно. Эти результаты позволяют предположить, что волновые пакеты перед рампом межпланетной ударной волны распространялись, в среднем, под углом и к магнитному полю, и к нормали к фронту ударной волны, то есть большая часть их имела свойства распространяющихся вистлеровских волн.

Гистограмма распределения частоты колебаний в волновых пакетах представлена на рис. 7*в*. Частота колебаний в волновых пакетах менялась от 1 до 5.5 Гц при среднем значении 2.5 Гц и лежала около нижнегибридной частоты. Большая часть волновых пакетов имела почти постоянную частоту колебаний, не уменьшающуюся с расстоянием до рампа.

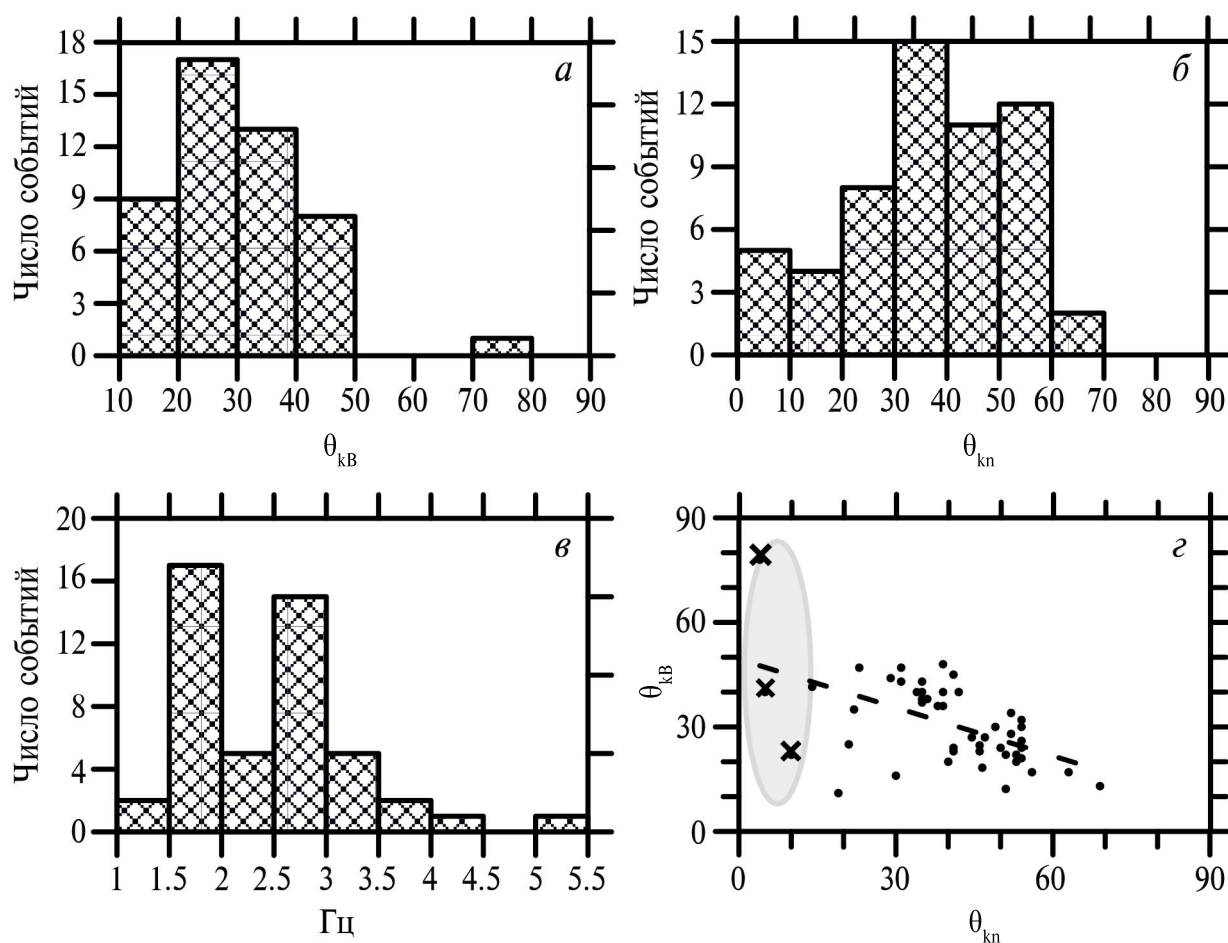


Рис. 7. Гистограммы распределения: *а* — углов θ_{kB} ; *б* — углов θ_{kn} ; *в* — частоты колебаний в цугах; *г* — зависимость между углами θ_{kB} и θ_{kn} .

Зависимость между углами распространения вистлеровских волн относительно направления магнитного поля и нормали к фронту ударной волны, $\theta_{kB}(\theta_{kn})$, показана на рис. 7г. Штриховой линией на рисунке дана аппроксимация экспериментальных значений. Видно, что экспериментальные значения могут быть удовлетворительно аппроксимированы линейной зависимостью. Видно, что, в среднем, с ростом угла распространения вистлеровских волн относительно нормали к фронту ударной волны θ_{kn} уменьшается другой угол θ_{kB} несмотря на разброс точек. Три события, отмеченные крестиками, являются стоячими вистлеровскими волнами, у которых волновой вектор направлен параллельно вектору нормали к фронту ударной волны.

Колебаниям магнитного поля перед рампом межпланетной ударной волны соответствуют колебания потока ионов солнечного ветра. Длины волн колебаний потока ионов и магнитного поля, в среднем, оказались весьма близкими друг к другу [37]. Все это позволило применить

методику обработки магнитных измерений к измерениям потока ионов. Однако амплитуда колебаний потока ионов перед рампом ударной волны обычно невелика по сравнению с амплитудой колебаний магнитного поля и имеет максимальные значения в радиальной компоненте. Максимальная амплитуда колебаний потока ионов для событий, отобранных для данного исследования, наблюдалась в событии 19.IV.2014, при этом абсолютные значения потока ионов были небольшими. И хотя поляризация волновых пакетов колебаний потока ионов совпала в данном случае с направлением поляризации цугов колебаний магнитного поля, годографы компонент потока ионов оказались эллиптически вытянутыми по сравнению с годографами компонент магнитного поля. Для остальных событий годографы компонент потока ионов имели сильно вытянутую форму эллипса, что не позволило достоверно определить направление их распространения.

Таблица 1. Параметры, характеризующие фронт анализируемых межпланетных ударных волн

Дата	Время, UT	$\theta_{\text{Вн}}$ град.	V_{sh} км/с	M_A	β_i
23.IV.2012	03:20:50	68	414	2.6	0.94
18.V.2013	01:05:38	75	501	1.3	0.44
22.VIII.2013	19:15:03	30	471	2.5	0.77
29.X.2013	10:43:19	58	351	1.4	0.43
19.IV.2014	18:36:05	63	517	1.3	0.67
20.IX.2015	06:05:06	78	550	2.1	0.86
16.VIII.2016	11:58:26	72	310	2.1	1.7
12.X.2016	22:13:04	31	431	3.1	0.7
09.XI.2016	06:53:57	72	347	1.92	0.47
09.VII.2017	00:04:01	75	351	2.8	0.36

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным прибора БМСВ, установленного на спутнике *СПЕКТР-Р*, дополненных измерениями магнитного поля на КА *WIND* и *DSCOVER*, был проведен анализ динамики цугов колебаний магнитного поля и потока ионов солнечного ветра, возникающих перед рампом межпланетной ударной волны. Для этого были выделены 10 межпланетных ударных волн, перед фронтом которых наблюдались 48 цугов колебаний магнитного поля, которым соответствовали одновременные колебания потока ионов солнечного ветра. В табл. 1 представлены вычисленные параметры фронтов этих межпланетных ударных волн.

Все ударные волны, кроме двух, были квазиперпендикулярными, с числами Маха M_A , варьирующимися от ~1.3 до 3.1, и параметром β_i , лежащим в диапазоне значений от ~0.36 до 1.7. Для всех цугов колебаний магнитного поля были вычислены направление волнового вектора и его поляризация, определены частоты колебаний и величины углов $\theta_{\text{кв}}$ и $\theta_{\text{кп}}$.

Показано, что все цуги колебаний имели правостороннюю круговую или эллиптическую поляризацию, что согласуется с характеристиками магнитозвуковых колебаний, соответствующих низкочастотной части вистлеровских колебаний [5, 7, 19]. Среднее значение частоты колебаний в цугах находилось около 2.5 Гц. Средние значения углов $\theta_{\text{кв}}$ и $\theta_{\text{кп}}$ составили 31° и 40°, соответственно. Полученный результат указывает на то, что волновые пакеты перед рампом межпланетной ударной волны распространялись преимущественно наклонно как по направлению к нормали к фронту ударной волны, так и

к магнитному полю, что совпадает с выводами, сделанными в работах [7, 9, 11].

Получено, что, в среднем, с ростом угла распространения вистлеровских волн относительно нормали к фронту ударной волны $\theta_{\text{кп}}$ уменьшается угол между волновым вектором и направлением магнитного поля, $\theta_{\text{кв}}$, что удовлетворительно совпадает с выводами работы [18].

Показано также, что колебания магнитного поля перед рампом межпланетной ударной волны сопровождаются колебаниями потока ионов солнечного ветра. Их амплитуда невелика по сравнению с амплитудой колебаний магнитного поля и имеет максимальные значения в радиальной компоненте в ближайшем к рампу цуге колебаний. Таким образом, низкочастотные вистлеровские колебания, наблюдающиеся обычно в магнитном поле, могут проявляться в виде колебаний потока ионов солнечного ветра.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность NASA CDAWEB за возможность использования данных о параметрах плазмы и магнитного поля, измеренных на спутниках *WIND*, *DSCOVER*.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00227, <https://rscf.ru/project/22-12-00227/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sagdeev R.Z.* Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas // *Rev. Plasma Phys.* 1966. V. 4. Art.ID. 23.

2. *Coroniti F.V.* Dissipation discontinuities in hydromagnetic shock waves // *J. Plasma Phys.* 1970. V. 4. Art.ID. 265. DOI: 10.1017/S0022377800004992
3. *Tidman D.A., Krall N.A.* Shock Waves in collisionless plasmas // *J. Plasma Physics.* V. 8. Iss. 1. 1972. <https://doi.org/10.1017/S0022377800006978>
4. *Kennel C.F., Edmiston J.P., Haeda T.* A quarter century of collisionless shock research // *Collisionless Shocks in Heliosphere: A Tutorial Review* // *Geophysical Monograph Series.* Washington, DC: American Geophysical Union. 1985. V. 34. P. 1–36. doi:10.1029/GM034
5. *Mellott M.M., Greenstadt E.W.* The structure of oblique subcritical bow shocks: ISEE-1 and 2 observations // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 2151–2161. <https://doi.org/10.1029/JA089iA04p02151>
6. *Farris M.H., Russell C.T., Thomsen M.F.* Magnetic Structure of the Low Beta, Quasi-Perpendicular Shock // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 15285–15294. <https://doi.org/10.1029/93JA00958>
7. *Wilson III L.B., Koval A., Szabo A. et al.* Revisiting the structure of low-Mach number, low-beta, quasi-perpendicular shocks // *J. Geophys. Res.* 2017. V. 122. Iss. 9. P. 9115–9133. <https://doi.org/10.1002/2017JA024352>
8. *Ramírez Vélez J.C., Blanco-Cano X., Aguilar-Rodriguez E. et al.* Whistler waves associated with weak interplanetary shocks // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. Art.ID. A11103. DOI: 10.1029/2012JA017573
9. *Kajdič P., Blanco-Cano X., Aguilar-Rodriguez E. et al.* Waves upstream and downstream of interplanetary shocks driven by coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. Art.ID. A06103. DOI: 10.1029/2011JA017381
10. *Heppner J. P., Sugiura M., Skillman T.L., et al.*OGO-A magnetic field observations // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. Iss. 11. Art.ID. 5417.
11. *Russell C.T.* Upstream whistler-mode waves at planetary bow shocks: A brief review // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2007. V. 69(14). P. 1739–1746. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.11.004>
12. *Wilson L.B. III, Koval A., Szabo A. et al.* Observations of electromagnetic whistler precursors at supercritical interplanetary shocks // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. Art.ID. L08109. DOI: 10.1029/2012GL051581
13. *Tokar R.L., Gurnett D.A.* The propagation and growth of whistler mode waves generated by electron beams in Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 105–114. DOI: 10.1029/JA090iA01p00105
14. *Fairfield D.H.* Bow shock associated waves observed in the far upstream interplanetary medium // *J. Geophys. Res.* 1969. V. 74. P. 3541–3553.
15. *Fairfield D.H., Feldman W.C.* Standing waves at low Mach number laminar bow shocks // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80. Art.ID. 515. <https://doi.org/10.1029/JA080i004p00515>
16. *Russell C.T., Farris M.H.* Ultra low frequency waves at the Earth's bow shock // *Advances in Space Res.* 1995. V. 15. Iss. 8–9. P. 285–296. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00108-D](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00108-D)
17. *Perez J.K., Northrop T.G.* Stationary waves produced by the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. Iss. 31. P. 6011–6023. <https://doi.org/10.1029/JA075i031p06011>
18. *Wang Y., Zhong J., Slavin J. et al.* MESSENGER observations of standing whistler waves upstream of Mercury's bow shock // *Geophys. Res. Lett.* 2023. V. 50. Art.ID. e2022GL102574. <https://doi.org/10.1029/2022GL102574>
19. *Hoppe M.M., Russell C.T.* Plasma rest frame frequencies and polarizations of the low-frequency upstream waves: ISEE 1 and 2 observations // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. Iss. A3. P. 2021–2027. <https://doi.org/10.1029/JA088iA03p02021>
20. *Dimmock A.P., Balikhin M.A., Walker S.N. et al.* Dispersion of low frequency plasma waves upstream of the quasi-perpendicular terrestrial bow shock // *Ann. Geophys.* 2013. V. 31. P. 387–1395. DOI: 10.5194/angeo-31-1387-2013
21. *Hellinger P., Mangeney A., Matthews A.P.* Whistler waves in 3D hybrid simulations of quasiperpendicular shocks // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 621–624. DOI: 10.1029/96GL00453
22. *Matsukiyo S., Scholer M.* On microinstabilities in the foot of high Mach number perpendicular shocks // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. Art.ID. A06104. DOI: 10.1029/2005JA011409.
23. *Muschiatti L., Lembège B.* Two-stream instabilities from the lower-hybrid frequency to the electron cyclotron frequency: application to the front of quasi-perpendicular shocks // *Ann. Geophys.* 2017. V. 35. P. 1093–1112. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-1093-2017>
24. *Burgess D., Scholer M.* Collisionless Shocks in Space Plasmas: Structure and Accelerated Particles. Cambridge University Press, 2015. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139044097>
25. *Nemecek Z., Šafrankova J., Goncharov O. et al.* Ion scales of quasi-perpendicular low-Mach-number interplanetary shocks // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. Art.ID. 4133. <https://doi.org/10.1002/grl.5081>
26. *Goncharov O., Šafrankova J., Němeček Z. et al.* Upstream and downstream wave packets associated with low-Mach number interplanetary shocks // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 8100–8106. <https://doi.org/10.1002/2014GL062149>

27. Borodkova N.L., Eselevich V.G., Zastenker G.N. *et al.* Fine structure of interplanetary shock front – results from BMSW experiment with high time resolution // *J. Geophys. Res.* 2019. V. 124. DOI: 10.1029/2018JA026255
28. Eselevich V.G., Borodkova N.L., Eselevich M.V. *et al.* Fine Structure of the Interplanetary Shock Wave Front According to Measurements of the Ion Flux of the Solar Wind with High Time Resolution // *Cosmic Res.* 2017. V. 55. Iss. 1. P. 30–45. <https://doi.org/10.1134/S0010952517010038>
29. Aguilar-Rodriguez E., Blanco-Cano X., Russell C.T. *et al.* Dual observations of interplanetary shocks associated with stream interaction regions // *J. Plasma Phys.* 2011. V. 116. Art.ID. A12109. doi:10.1029/2011JA016559
30. Blanco-Cano X., Kajdič P., Aguilar-Rodriguez E. *et al.* Interplanetary shocks and foreshocks observed by STEREO during 2007–2010 // *J. Geophys. Res.* 2016. V. 121. P. 992–1008. DOI: 10.1002/2015JA021645
31. Wilson L.B. III, Cattell C.A., Kellogg P.J. *et al.* Low-frequency whistler waves and shocklets observed at quasi-perpendicular interplanetary shocks // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. Art.ID. A10106. DOI: 10.1029/2009JA014376
32. Šafrankova J., Němeček Z., Přech L. *et al.* Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and first results // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 175. P. 165–182. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4>
33. Zastenker G.N., Šafrankova J., Němeček Z. *et al.* Fast measurements of parameters of the solar wind using the BMSW instrument // *Cosmic Res.* 2013. V. 51. Iss. 2. P. 78–89. <https://doi.org/10.1134/S0010952513020081>
34. Lepping R.P., Acuna M.H., Burlaga L.F. *et al.* The WIND magnetic field investigation // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 71. P. 207–229. <https://doi.org/10.1007/BF00751330>
35. Biskamp D. Collisionless shock waves in plasmas // *Nucl. Fusion.* 1973. V. 13. Art.ID. 719. DOI: 10.1088/0029-5515/13/5/010
36. Decker G., Robson A.E. Instability of the Whistler Structure of Oblique Hydromagnetic Shocks // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 29. Art.ID. 1071. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.29.1071>
37. Санунова О.В., Бородкова Н.Л., Еселевич В.Г. и др. Тонкая структура фронтов межпланетных ударных волн по данным прибора БМСВ эксперимента ПЛАЗМА-Ф // *Косм. исслед.* 2017. Т. 55. № 6. С. 407–413. DOI: 10.7868/S0023420617060036
38. Lalti A., Khotyaintsev Y.V., Graham D.B. *et al.* Whistler waves in the foot of quasi-perpendicular supercritical shocks // *J. Geophys. Res.* 2022. V. 127. Art.ID. e2021JA029969. <https://doi.org/10.1029/2021JA029969>

УДК 521.4

СПЕКТРЫ ВАРИАЦИЙ И АНИЗОТРОПИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОДЫ ФОРБУШ-ЭФФЕКТОВ В МАРТЕ 2023 ГОДА

© 2024 г. И. И. Ковалев*, М. В. Кравцова, С. В. Олемской, В. Е. Сдобнов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

**e-mail: ivankov@iszf.irk.ru*

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 16.05.2024 г.

Принята к публикации 20.05.2024 г.

По данным наземных наблюдений космических лучей (КЛ) на мировой сети нейтронных мониторов, Якутском комплексе мюонных телескопов и мюонном годоскопе УРАГАН (г. Москва) методом спектрографической глобальной съемки рассчитаны спектры вариаций и анизотропия КЛ во время Форбуш-эффектов 15 и 23.III.2023. Показано, что спектр вариаций КЛ в эти периоды не описывается степенной функцией в широком диапазоне жесткостей. Установлено, что 15 марта Земля находилась в петлеобразной структуре межпланетного магнитного поля, а 23 марта — попала в магнитное облако с замкнутыми силовыми линиями.

DOI: 10.31857/S0023420624060059, EDN: IGDRJU

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение в межпланетном пространстве корональных выбросов массы (КВМ) и высокоскоростных потоков солнечного ветра (СВ) влияет на поток космических лучей (КЛ). Взаимодействие разноскоростных потоков СВ с «вмороженным» в них магнитным полем приводит к образованию в межпланетном магнитном поле (ММП) структур типа «магнитная ловушка». В таких ловушках происходит ускорение или замедление частиц КЛ в зависимости от их энергии и питч-угла, что приводит к возникновению значительной анизотропии и модуляции спектра КЛ [1].

Исследованиям анизотропии КЛ и ее изменениям посвящено большое число работ (например, [2–6]). Подобные исследования дают информацию об электромагнитной обстановке в межпланетном пространстве и используются для создания методик прогноза геоэффективных солнечных событий, а вид адекватного спектра вариаций КЛ важен при решении обратных задач в методиках, использующих данные наземных наблюдений мировой сети станций КЛ.

Год 2023 начался с крайне резкого роста активности Солнца. За первую половину января

2023 г. на Солнце произошло более 100 вспышек, три из которых имели класс X. В марте 2023 г. солнечная активность не уменьшилась — в это время существовали 10 активных областей, 5 корональных дыр, и произошли несколько солнечных вспышек класса C (<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI/>). Вспышки сопровождались КВМ, которые стали причинами понижений интенсивности КЛ (т.е. Форбуш-эффектов (ФЭ) [7, 8]), наблюдавшихся на фоне геомагнитных возмущений.

Целью работы является исследование спектров вариаций и анизотропии КЛ в периоды Форбуш-эффектов 15 и 23.III.2023 (далее по тексту ФЭ-1 и ФЭ-2).

Начало ФЭ-1 было зарегистрировано мировой сетью станций КЛ 15.III.2023 около 04:00 UT. Амплитуда понижения интенсивности КЛ на высокоширотной ст. Оулу и среднеширотной ст. Иркутск составила ~4% (<https://www.nmdb.eu/>). ФЭ-1 сопровождался незначительным геомагнитным возмущением — *Dst*-индекс составил ~–30 нТл (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>). Согласно каталогу CCMC DONKI (<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI/>) 15.III.2023 в 03:48 UT на космических аппаратах (КА) *DSCOVR* и *ACE*, находящихся в точке Лагранжа

L1, наблюдалась межпланетная ударная волна (МУВ). Скорее всего, данная МУВ была вызвана KBM, зарегистрированным коронографом COR2 на КА *STEREO-A* 13.III.2023 в 10:53 UT. KBM был порожден вспышкой класса C3.1 (координаты E90) (<https://solarmonitor.org>) и с 10.36 по 10:53 UT сопровождался радиовсплесками II типа (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html). Скорость KBM составила ~ 1700 км/с. Результаты моделирования WSA-ENLIL+Cone (https://iswa.gsfc.nasa.gov/downloads/20230313_152500_2.0_anim.tim-den.gif) показали, что этот KBM прошел относительно Земли по касательной к северо-западу. Стоит отметить, что 15.III.2023 также в 08:25 UT МУВ наблюдалась и на КА *STEREO-A*, движущемся по гелиоцентрической орбите. При этом аппарат зарегистрировал аналогичное повышение скорости СВ и модуля ММП до 15 нТл.

23.III.2023 на Земле произошла геомагнитная буря, во время которой K_p -индекс составил 8, а Dst -индекс понизился до -163 нТл. Геомагнитная буря сопровождалась ФЭ-2, понижение интенсивности нейтронной компоненты составило $\sim -8\%$ на ст. Оулу и $\sim -6\%$ на ст. Иркутск. Предположительно, эти события были вызваны солнечной вспышкой класса C4.4 (координаты N30E22) и связанным с ней KBM типа гало, зарегистрированным коронографом *SOHO LASCO/C2* (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) 20.III.2023 в 14:42 UT. Скорость KBM составила ~ 1650 км/с. По оценке авторов работы [9] Земля в период данного ФЭ проходила через структуру в солнечном ветре (СВ) типа «магнитное облако» (МО). Наличие МО в этот период отмечено и в каталоге околоземных KBM Ричардсона и Кейн (<https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/>

[icmetable2.htm](#)). KBM также сопровождался радиовсплеском II типа.

2. ДАННЫЕ И МЕТОД

Для исследования использовались исправленные на давление данные мировой сети станций нейтронных мониторов (НМ) (33 НМ) (<https://www.nmndb.eu/>), а также данные комплекса мюонных телескопов (МТ) в Якутске (<https://www.usn.ru/ipm>) (счетчиковые телескопы с 5 направлениями приема частиц на глубинах 0, 7, 20 и 40 м водного эквивалента, всего 20 направлений) и мюонного годоскопа (МГ) УРАГАН (г. Москва) [10] (данные усреднены по трем супермодулям и сгруппированы по 5 группам зенитных углов) с временным разрешением 1 ч. Данные наблюдений МТ и МГ использовались без введения поправок на температуру.

Амплитуды модуляции КЛ отсчитывались от фонового уровня 12.III.2023.

Анализ проводился методом спектрографической глобальной съемки (СГС) [11]. Этот метод позволяет по наземным наблюдениям КЛ на мировой сети станций определять ориентацию ММП, спектры вариаций и питч-угловую анизотропию первичных КЛ, изменение планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания, а также, при использовании данных МТ без введения поправок на температурный эффект, изменение среднемассовой температуры атмосфер в пунктах, где эти детекторы расположены.

В табл. 1 приведены ошибки рассчитываемых методом СГС величин в зависимости от статистической точности используемых данных наблюдений интенсивности КЛ [11]. Следует отметить, что приведенные погрешности

Таблица 1. Стандартные ошибки исследуемых величин для разных погрешностей измерения НМ и МТ

^(a) $\delta I_{\text{НМ}}$, %	^(б) $\delta I_{\text{МТ}}$, %	^(в) $\delta \lambda$, град	^(г) $\delta \Psi$, град	^(д) δA_0 , %	^(е) δA_1 , %	^(ж) δA_2 , %	^(з) δR_c , ГВ	^(и) $\delta T_{\text{ПС}}$, °С	^(к) $\delta T_{\text{СМ}}$, °С
± 0.1	± 0.1	± 16.9	± 21.5	± 1.0	± 8.8	± 1.7	± 0.03	± 1.3	± 0.3
	± 0.2	± 16.9	± 21.5	± 1.0	± 8.8	± 1.7	± 0.03	± 2.5	± 1.2
± 0.15	± 0.1	± 17.0	± 21.8	± 1.3	± 8.8	± 1.7	± 0.04	± 1.3	± 0.3
	± 0.2	± 17.0	± 21.8	± 1.3	± 8.8	± 1.7	± 0.04	± 2.5	± 1.0
± 0.2	± 0.1	± 17.5	± 22.1	± 1.6	± 8.9	± 1.8	± 0.05	± 1.3	± 0.3
	± 0.2	± 17.5	± 22.1	± 1.6	± 8.9	± 1.8	± 0.05	± 2.5	± 1.0

Примечание. (а), (б) – статистические ошибки данных наблюдений; (в), (г) – статистические ошибки определения долготных и широтных углов ориентации ММП; (д) – ошибка определения амплитуды изотропной составляющей спектра КЛ; (е), (ж) – ошибки определения амплитуды первой и второй гармоники питч-угловой анизотропии; (з) – ошибка изменения планетарной системы ЖГО; (и), (к) – ошибки определения температуры (ПС – приземный слой; СМ – среднемассовая температура).

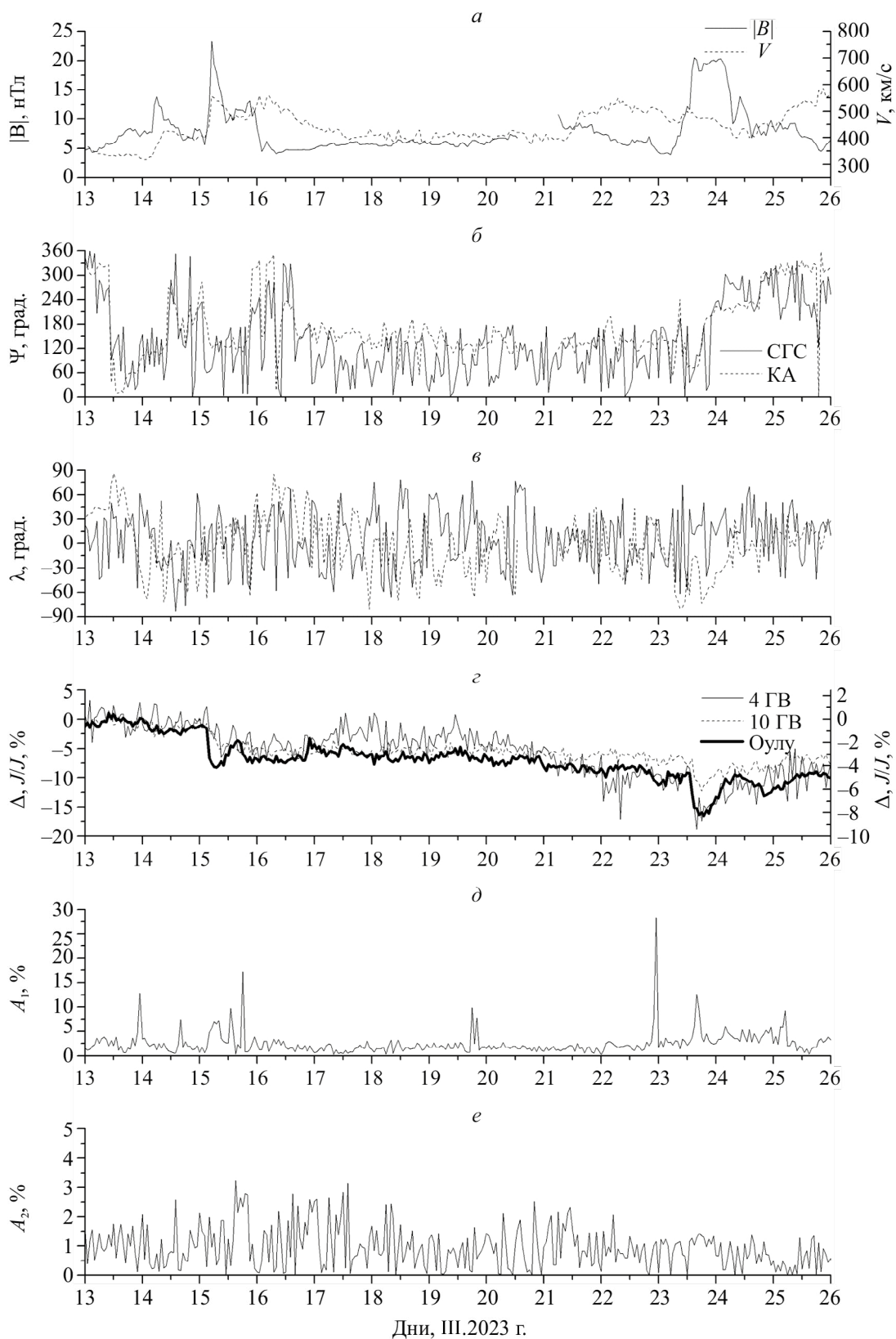


Рис. 1. (а) — Модуль ММП (сплошная линия) и скорость СВ (штриховая линия); (б), (в) — долгота и широта ориентации ММП (сплошная линия — расчет методом СГС, штриховая линия — измерения КА), (г) — вариации первичных КЛ с жесткостями 4 ГВ (сплошная линия) и 10 ГВ (штриховая линия) и вариации интенсивности КЛ, зарегистрированные НМ Оулу (толстая линия); (д), (е) — амплитуда первой и второй гармоник питч-угловой анизотропии КЛ с жесткостью 4 ГВ.

обусловлены статистической точностью используемых исходных данных и не учитывают другие источники неопределенностей, например, ошибки модели и используемых аппроксимаций.

Полученные результаты интерпретированы в рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы [12], развиваемой в ИСЗФ СО РАН.

Результаты расчетов ориентации ММП сравнивались с данными прямых измерений (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 за период 13–26.III.2023 приведены значения модуля ММП, скорости СВ, долгота и широта ориентации ММП, вариации изотропной составляющей интенсивности первичных КЛ с жесткостью 4 и 10 ГВ, вариации интенсивности КЛ, зарегистрированные НМ Оулу, амплитуды первой A_1 и второй A_2 гармоник питч-углового распределения КЛ с жесткостью 4 ГВ.

Рисунок 1 демонстрирует, что значительный эффект модуляции амплитуды ФЭ, изображенный изменениями вариаций интенсивности КЛ НМ Оулу (см. рис. 1г) связан с совокупностью одновременных изменений скорости СВ и величины ММП (см. рис. 1а). Параметры СВ отреагировали на межпланетные возмущения 15 и 23.III.2023. Прохождение КВМ (15 марта) и МО (23 марта) можно оценить по возрастанию модуля ММП, который увеличивался до 23.3 и 20.5 нТл, соответственно, а также по возрастанию скорости СВ до 500–550 км/с. При этом значительной отрицательной

величины B_z -компоненты 15 марта не наблюдалось, а 23 марта B_z -компонента ММП составила -18 нТл (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>).

Наблюдается удовлетворительное согласие между углами ориентации ММП, полученными методом СГС и данными космических аппаратов (см. рис. 1б, 1в).

Понижения интенсивности изотропного потока первичных КЛ на орбите Земли для частиц с жесткостью 4 и 10 ГВ 15 марта было примерно одинаковым и составило около -4% , 23 марта — достигало $\sim -18\%$ для частиц с жесткостью 4 ГВ и $\sim -12\%$ для частиц с жесткостью 10 ГВ (см. рис. 1г).

Как следует рис. 1д в отдельные моменты рассматриваемого периода наблюдается сильная питч-угловая анизотропия КЛ первой гармоники, совпадающая с повышением модуля ММП (см. рис. 1а). Амплитуда A_1 15 марта возросла до $\sim 6\text{--}7\%$, 23 марта — до 12% .

Следует отметить, что повышение амплитуды второй гармоники питч-угловой анизотропии до $\sim 3\%$ наблюдалось только в период ФЭ-1 (см. рис. 1е). Появление A_2 указывает на то, что в данный момент Земля находилась в петлеобразной структуре ММП [5].

На рис. 2 представлены спектры вариаций первичных КЛ на разных этапах исследуемых событий (верхние панели — ФЭ-1), (нижние — ФЭ-2). Тонкой линией изображен спектр вариаций КЛ на начальной фазе, толстой линией — на фазе максимальной модуляции, пунктирной линией — на фазе восстановления. Видно, что спектры вариаций не являются степенными в

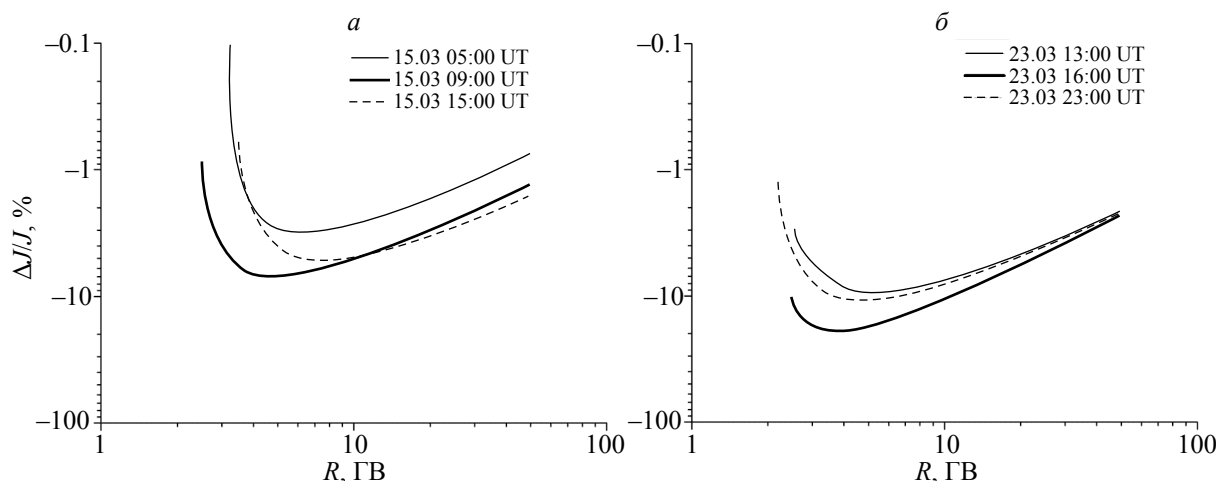


Рис. 2. Спектры вариаций на разных фазах развития исследуемых ФЭ: (а) — ФЭ-1, (б) — ФЭ-2 (сплошная линия — начальная фаза, толстая линия — фаза максимальной модуляции, штриховая линия — фаза восстановления).

Таблица 2. Значения показателя спектра при аппроксимации жесткостных спектров вариации первичных КЛ в области жесткостей более 10 ГВ степенной функцией на разных этапах исследуемых событий

ФЭ	Фаза события	Дата и время, UT	Показатель спектра γ
1	Спад	15.III.2023 05:00	−0.82
	Максимальная модуляция	15.III.2023 09:00	−0.87
	Восстановление	15.III.2023 15:00	−0.80
2	Спад	23.III.2023 13:00	−0.82
	Максимальная модуляция	23.III.2023 16:00	−0.96
	Восстановление	24.III.2023 23:00	−0.85

широком диапазоне жесткостей, как принято считать [13, 14]. Описать спектр вариаций степенной функцией можно только для жесткостей более 10 ГВ. Рассчитанные для этой области спектра показатели степенной функции приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что эти значения находятся в диапазоне от −0.8 до ~ −1.0. Это не

противоречит выводу авторов [13, 14], сделанному на основе наземных и подземных наблюдений мюонных компонент КЛ, о том, что, показатель спектра вариаций КЛ в периоды ФЭ близок к −0.8. Подобные измерения чувствительны к более высокой области энергий, чем измерения нейтронной компоненты.

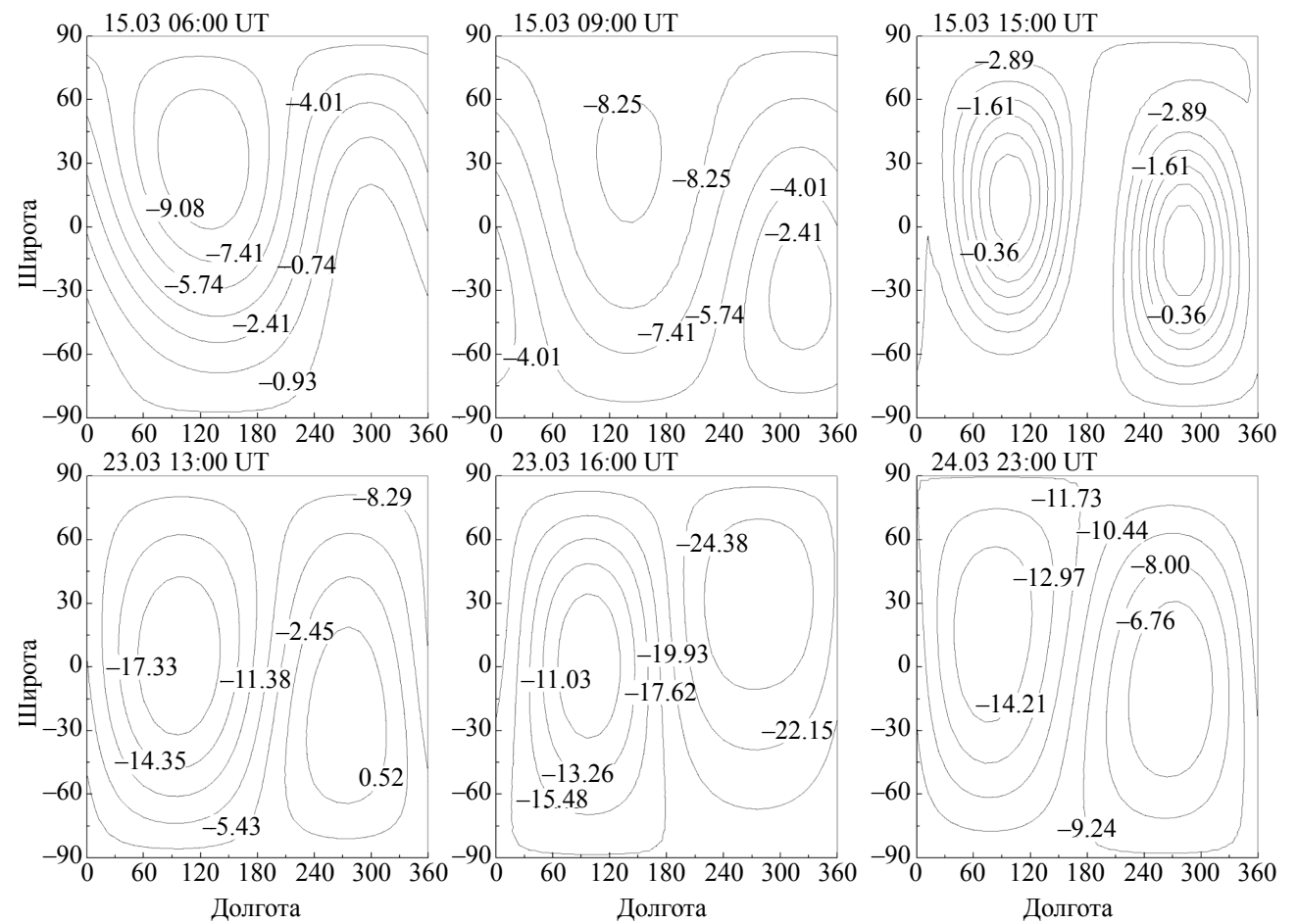


Рис. 3. Пространственное распределение первичных КЛ (в процентах) с жесткостью 4 ГВ в GSE системе координат на разных фазах ФЭ-1 (верхний ряд) и ФЭ-2 (нижний ряд). Слева направо: начальная фаза, фаза максимальной модуляции, фаза восстановления. По оси абсцисс отложены значения долготного угла Ψ , а по оси ординат — широтного угла λ .

Таблица 3. Относительные изменения интенсивности КЛ для частиц с жесткостями 4 ГВ в GSE системе координат на разных фазах развития ФЭ

ФЭ	Фаза события	Анизотропия	Координаты повышенного потока частиц
1	Спад	A_1	$\Psi = 312^\circ, \lambda = -42^\circ$
	Максимум	A_1	$\Psi = 324^\circ, \lambda = -30^\circ$
	Восстановление	A_2	$\Psi = 97^\circ, \lambda = 13^\circ$ и $\Psi = 282^\circ, \lambda = -11^\circ$
2	Спад	A_1	$\Psi = 276^\circ, \lambda = -24^\circ$
	Максимум		$\Psi = 96^\circ, \lambda = 0^\circ$
	Восстановление		$\Psi = 264^\circ, \lambda = -11^\circ$

Минимум спектров на фазе максимальной модуляции смещается в область меньших жесткостей для обоих рассмотренных ФЭ, а сами спектры вариаций КЛ смягчаются по сравнению со спектрами вариаций на других фазах этих событий.

На рис. 3 приведено пространственное распределение первичных КЛ (в процентах) с жесткостью 4 ГВ в солнечно-эклиптической геоцентрической системе (GSE) координат (верхний ряд — ФЭ-1, нижний ряд — ФЭ-2) на разных фазах развития исследуемых ФЭ (фаза спада интенсивности, фаза максимальной модуляции и фаза восстановления интенсивности). По оси абсцисс отложены значения долготного угла Ψ , а по оси ординат — широтного угла λ . В табл. 3 приведено описание рис. 3.

Из рис. 3 и табл. 3 видно, что на фазе спада и максимума для ФЭ-1 наблюдается однонаправленная анизотропия, а на фазе восстановления — двунаправленная анизотропия. Для ФЭ-2 можно отметить ярко выраженную однонаправленную анизотропию на всех фазах события, и возрастания двунаправленной анизотропии не наблюдается. Отсутствие A_2 свидетельствует о том, Земля находилась в МО или по терминологии [15] в структуре типа «сферомака», магнитные линии которого не соединены с Солнцем.

Ранее были исследованы ФЭ 20.XI.2003 [16] и 23.VI.2015 [17], которые качественно похожи на ФЭ 23.III.2023. Между этими ФЭ есть общие черты: наблюдались они после солнечных вспышек малой мощности (ФЭ 20.XI.2003 и 23.VI.2015 связаны со вспышками класса M), которые сопровождалась КВМ в виде МО; развивались на фоне сильных геомагнитных бурь и имели большую амплитуду модуляции КЛ; доминировала первая гармоника питч-угловой анизотропии; обнаружена конфигурация типа «сферомака» и получены близкие по значению показателя спектра γ .

4. ВЫВОДЫ

Определены дифференциальные жесткостные спектры вариаций первичных КЛ на разных фазах ФЭ. Показано, что в широком диапазоне жесткостей эти спектры не являются степенными по жесткости.

Установлено, что спектр вариаций первичных КЛ для обоих рассматриваемых ФЭ описывается степенной функцией только для жесткостей выше 10 ГВ. Показатель спектра для жесткостей выше 10 ГВ меняется в пределах ~ 0.8 – 1.0 для обоих событий, наиболее мягкий спектр наблюдался на фазе максимальной модуляции.

По поведению первой и второй гармоник питч-угловой анизотропии и пространственному распределению КЛ в периоды обоих событий установлено, что Земля в эти периоды входила в магнитные ловушки ММП. При этом для ФЭ-1 наблюдалась петлеобразная конфигурация ММП, а для ФЭ-2 — конфигурация типа «сферомака» с замкнутыми силовыми линиями.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены на оборудовании Центра коллективного пользования «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>) и Уникальной научной установки «Российская национальная наземная сеть станций космических лучей (Сеть СКЛ)» (<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/433536/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дворников В.М., Матюхин Ю.Г. Эффекты модуляции космических лучей в коротяирующих магнитных ловушках солнечного ветра // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. № 12. С. 2573–2576.
2. Крымский Г.Ф., Алтухов А.М., Кузьмин А.И. и др. Новый метод исследования анизотропии косми-

- ческих лучей. Исследование по геомагнетизму и аэронауке. М.: Наука, 1966. 105 с.
3. *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V.* Analysis of cosmic ray pitch-angle anisotropy during the Forbush-effect in June 1972 by the method of spectrographic global survey // *Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf., La Jolla. 1983. V. 3. P. 249–252.*
 4. *Chen J., Bieber J.* Cosmic-ray anisotropies and gradients in three dimensions // *Astrophys. J.* 1993. V. 405. Iss. 1. P. 375–389.
 5. *Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. et al.* Bidirectional particle flows at cosmic ray and lower (~ 1 MeV) energies and their association with interplanetary coronal mass ejections/ejecta // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 12579–12592. DOI: 10.1029/1999JA000331.
 6. *Kravtsova M.V., Olemskoy S.V., Sdobnov V.E.* Ground level enhancements of cosmic rays on October–November 2003 // *J. Atmosph. Sol.-Terr. Phys.* 2021. Art.ID. 105707. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105707>.
 7. *Forbush S.E.* On the effects in the cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm // *Phys. Rev.* 1937. V. 51. P. 1108–1110.
 8. *Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А. и др.* Чем обусловлены и с чем связаны Форбуш-эффекты? // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2001. Т. 65. № 3. С. 373–376.
 9. *Gololobov P.Yu., Starodubtsev S.A., Grigoryev V.G. et al.* Forecast of Intense Geomagnetic Storms in February–March 2023, Based on Measurements of Galactic Cosmic Ray Intensity Fluctuations // *Physics of Atomic Nuclei.* 2024. V. 87. Iss. 1. P. 208–214. DOI: 10.1134/S1063778824010198.
 10. *Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al.* Real-time data of muon hodoscope URAGAN // *Adv. Space Res.* 2015. V. 56. Iss. 12. P. 2693–2705. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.003>.
 11. *Kovalev I.I., Olemskoy S.V., Sdobnov V.E.* A proposal to extend the spectrographic global survey method // *J. Atmosph. Sol.-Terr. Phys.* 2022. V. 235. Art.ID 105887. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105887>.
 12. *Дворников В.М., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.* Диагностика электромагнитных характеристик межпланетной среды по эффектам в космических лучах // *Геомагнетизм и аэронаука.* 2013. Т. 53. № 4. С. 457–468. DOI: 10.7868/S001679401304007X [Dvornikov V.M., Kravtsova M.V., and Sdobnov V.E., Diagnostics of the electromagnetic characteristics of the interplanetary medium based on cosmic ray effects // *Geomagn. Aeron.* 2013. V. 53. Iss. 4. P. 430–440.].
 13. *Кузьмин А.И.* Вариации космических лучей высоких энергий. М.: Наука, 1964. 126 с.
 14. *Крымский Г.Ф.* Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве. М.: Наука, 1969. 152 с.
 15. *Grechnev V.V., Uralov A.M., Chertok I.M. et al.* Filament Eruptions, CMEs, and Shocks in the 18 November 2003 Event and Causes of the 20 November Geomagnetic Superstorm. IV. Enigmatic Source of the Geomagnetic Superstorm // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 4653–4673. <https://doi.org/10.1007/s11207-014-0596-5>.
 16. *Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.* Особенности модуляции космических лучей в октябре–ноябре 2003 г. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 5. С. 681–684. DOI: 10.7868/S0367676515050294. [Kravtsova, M.V. and Sdobnov, V.E., Features of Cosmic Ray Modulation in October and November 2003 // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2015. V. 79. Iss. 5. P. 627–630].
 17. *Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.* Анализ форбуш-эффекта в июне 2015 г. методом спектрографической глобальной съемки // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. № 2. С. 196–198. DOI: 10.7868/S0367676517020259; [Kravtsova, M.V. and Sdobnov, V.E., Analyzing the June 2015 Forbush effect by the spectrographic global survey // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2017. V. 81. Iss. 2. P. 177–179].

УДК 533.95

РОЛЬ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ГЕНЕРАЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ ТОКОВЫХ СТРУКТУР И НЕИДЕАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВО ВНЕШНЕЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

© 2024 г. М. В. Леоненко^{1,2, *}, Е. Е. Григоренко¹, Л. М. Зелёный¹¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия²Московский физико-технический институт, (Московская обл.) Долгопрудный, Россия

*e-mail: makarleonen@gmail.com

Поступила в редакцию 03.03.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 01.05.2024 г.

В работе сообщается об обнаружении продольных ускоренных электронных пучков во внешнем ($|B_x| \sim (10 - 20) \text{ нТ}$) Плазменном слое (ПС) геомагнитного хвоста. В этот момент спутники *MMS* находились с земной стороны от *X*-линии магнитного пересоединения, в Быстром плазменном потоке (БПП), на фазе накопления суббури. Показано, что продольные электронные пучки создаются сверхтепловой популяцией электронов с энергией $\sim (1 - 5) \text{ кэВ}$. Сформировавшись, ускоренные интенсивные электронные пучки являются гиротропными. В процессе эволюции пучков развивается их негиротропия. Это приводит к образованию интенсивных (до $\sim 80 \text{ нА / м}^2$) продольных электронных токовых структур. Наблюдения демонстрируют, что ускорение электронов происходит импульсно, на протяжении времени $< 5 \text{ с}$. Распространение быстрого электронного пучка во внешней плазме приводит к развитию неустойчивостей и генерации интенсивных ($\sim 50 \text{ мВ/м}$) неидеальных (в системе связанной с потоком электронов) электрических полей с частотами менее электронной гирочастоты ω_{ce} . Эти поля являются электростатическими, имеют линейную поляризацию. Появление таких полей приводит к нарушению вмерзновенности электронной плазмы и диссипации энергии. Объемная плотность трансформации энергии достигает $\sim -1000 \text{ пВт/м}^3$. В спектре неидеального электрического поля обнаружено выполаживание в частотном диапазоне между ионной плазменной ω_{pi} и электронной циклотронной ω_{ce} частотами, что свидетельствует о передаче энергии от частиц к волне в данном диапазоне. Изученные явления могут вносить значительный вклад в развитие турбулентности на электронных кинетических масштабах во внешней области ПС.

DOI: 10.31857/S0023420624060066, EDN: IGCUNS

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы накопления и высвобождения энергии являются ключевыми составляющими магнитоплазменной динамики, так как они управляют генерацией и распадом плазменных структур, ускорением и нагревом плазмы. Считается, что в хвосте земной магнитосферы наибольшая энергия накапливается в поперечном Токовом слое (ТС) хвоста в процессе его утоньшения [1]. Эта энергия может затем

высвобождаться, в том числе и взрывным образом посредством магнитного пересоединения [2]. В хвосте Земной магнитосферы магнитное пересоединение может приводить к генерации различных магнитоплазменных структур и процессов: Быстрых плазменных потоков (БПП), диполизаций, магнитных островов, возмущений ТС, продольных токов, ускорения плазмы и т.д. [см., например, 3–7]. БПП в процессе их движения из области пересоединения также способны вызывать локальные возмущения ТС [4–8].

Запуск многоспутниковой миссии *Magnetospheric Multiscale Mission (MMS)* [9] впервые позволил наблюдать процессы, происходящие в плазме на субионных и электронных кинетических масштабах. Впервые напрямую был обнаружен и исследован Сверхтонкий токовый слой (СТС), вложенный в поперечный ТС хвоста [10–12]. Толщина СТС составляет порядка нескольких электронных гирорадиусов r_e , а ток часто может переноситься размагниченной популяцией электронов [12].

Пограничный плазменный слой (ППС) представляет собой область вблизи магнитной сепаратрисы, разделяющей замкнутые и открытые силовые линии магнитного поля. Сепаратриса формируется при развитии магнитного пересоединения и проецируется в область магнитного пересоединения. В ППС миссиями *Geotail*, *Cluster*, *ARTEMIS* и др. обнаружены параллельные внешнему магнитному полю ТС ионных масштабов, в генерацию которых существенный вклад вносили ускоренные продольные электронные пучки, движущиеся в присепаратрисном слое из области пересоединения [например 13–17]. Наблюдения *MMS* впервые позволили обнаружить в ППС короткоживущие продольные токовые слои на электронных кинетических масштабах [18]. В работе [19] было показано, что подобные структуры, генерируемые ускоренными продольными электронными пучками, также могут наблюдаться не только в ППС, но и во внешней области Плазменного слоя (ПС), где силовые линии магнитного поля замкнуты.

Малая толщина СТС приводит к размагничиванию электронов, что, в свою очередь, может приводить к усилению тока в слое и возбуждению неустойчивостей, в частности, быстрой электронной тиринг-моды на размагниченных электронах [20]. Все эти процессы могут сопровождаться генерацией сильных индукционных электрических полей. Кроме того, ускоренные электронные пучки, генерирующие продольные СТС, также являются источником сильных электрических полей. О наблюдении сильных электрических полей совместно с распространением ускоренных частиц сообщалось, например, в исследовании [21]. В работе демонстрируется наблюдение электрического поля напряженностью до 500 мВ/м в области распространения БПП, представляющее из себя одно из самых интенсивных электрических полей когда-либо наблюдаемых в хвосте магнитосферы. В работе [22] сообщается о наблюдении интенсивных

(до 50 мВ/м) электростатических волн одновременно с ускоренным электронным пучком на сепаратрисе, которая проецируется в область магнитного пересоединения.

Электростатические солитонные волны были обнаружены во многих областях магнитосферы: на магнитопаузе [23–24], в БПП хвоста магнитосферы [25], в ППС [26]. В работах [27–28] демонстрируется, что электростатические поля распространяются вдоль сепаратрис совместно с ускоренными электронными пучками. Также было показано, что электростатические поля могут быть результатом развития пучковой неустойчивости [29]. Нестабильность электронного пучка вблизи диффузионной области обсуждалась в работе [30].

В работе [31] было установлено, что в области распространения БПП в ПС плазма является турбулентной, что приводит к генерации электрических полей, ускорению частиц и интенсивной диссипации энергии. В настоящей работе, используя наблюдения *MMS*, будет показано, что параллельные ускоренные электронные пучки, движущиеся из удаленного источника, ответственны за генерацию продольных СТС во внешней области ПС, т.е. на замкнутых силовых линиях. Аналогично электронным пучкам в ППС, во внешнем ПС совместно с электронными пучками наблюдаются флуктуации электрического поля электростатической природы. Наличие таких электрических полей приводит к интенсивной диссипации энергии, наблюдаемой спутниками *MMS* на краю электронного пучка.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

2.1 Ускоренные электронные пучки

В работе исследуется интервал наблюдений миссии *MMS* в burst mode (данные высокого временного разрешения) с 15:51:55 по 15:53:46 UT 6 июля 2017 г. Спутниковый квартет *MMS* находился в ПС геомагнитного хвоста Земли и имел координаты $\sim [-24, 0.5, 4.7] R_E$ в системе координат *GSE*, где R_E — радиус Земли. Данный интервал соответствует фазе накопления суббури [12]. В работе используются магнитные данные экспериментов FGM [32] и SCM [33] с временным разрешением 128 Гц и 8192 Гц, соответственно; наблюдения электрического поля экспериментом EDP [34] с временным разрешением 8192 Гц. Для изучения характеристик электронных пучков используются данные трехмерных функций распределения (ф. р.) ионов и электронов по

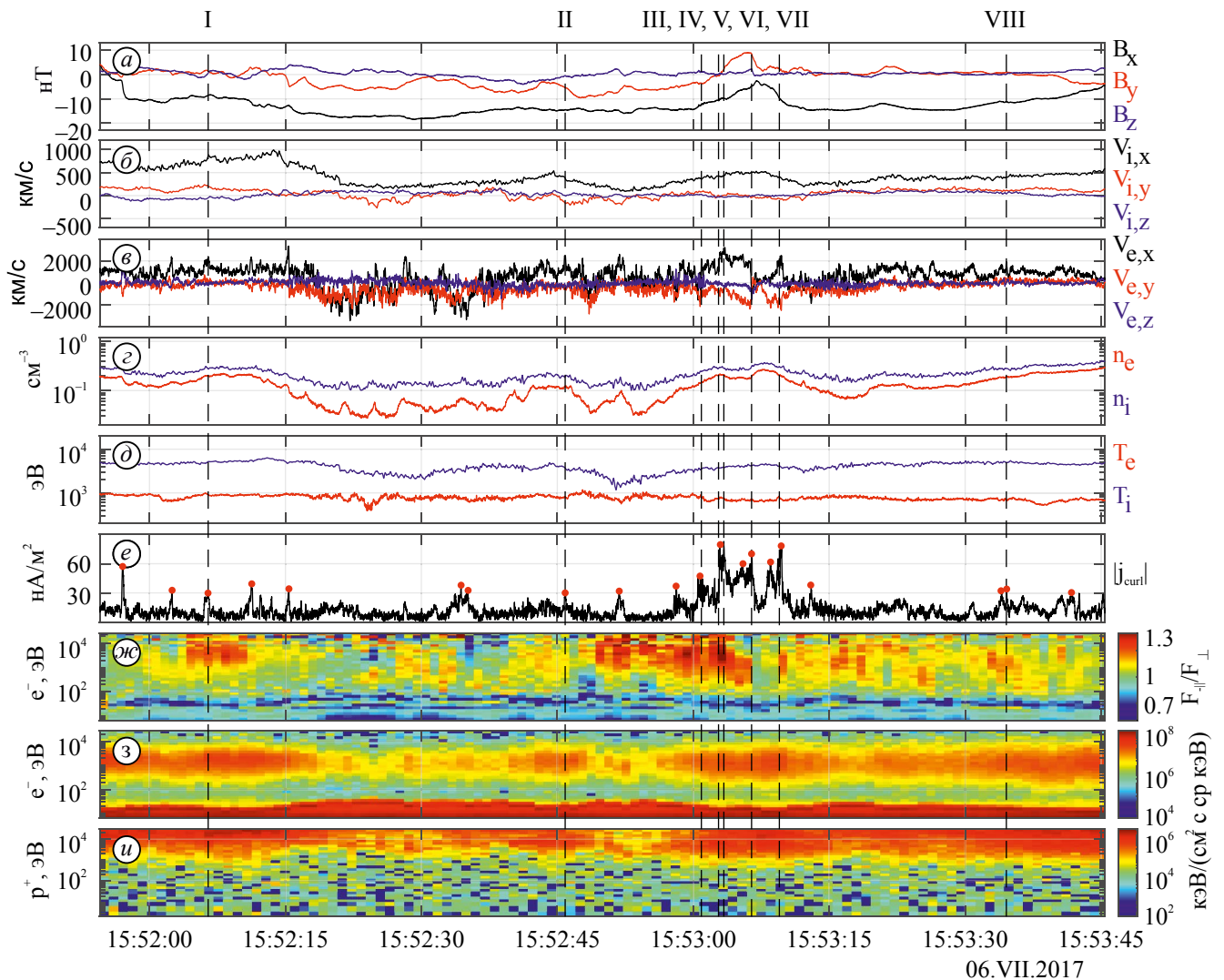


Рис. 1. Обзорный график наблюдений *MMS* 6 июля 2017 г. Сверху вниз: три компоненты (а) магнитного поля $\mathbf{B}$, (б) ионной $\mathbf{V}_i$ и (в) электронной $\mathbf{V}_e$ потоковых скоростей; электронная n_e и ионная n_i (г) концентрация частиц и (д) температура; (е) плотность электрического тока $|j_{curl}|$; энерго-временные спектрограммы (ж) отношения антипараллельного и перпендикулярного магнитному полю потоков электронов $F_{\parallel}/F_{\perp}$, энергии (з) электронов и (и) ионов. Данные приведены в системе координат *GSE*. Вертикальными пунктирными линиями выделены моменты времени, в которые были построены электронные ф. р.

скоростям эксперимента FPI [35] с временным разрешением в 150 мс и 30 мс соответственно.

На рис. 1 показан обзор исследуемого интервала. Спутники находятся во внешней области ПС на $B_x \sim -(10-20)$ нТ большую часть времени (см. рис. 1а). В интервале с 15:53:03 по 15:53:10 UT спутники *MMS* перемещаются в центральную область ПС, приближаясь к нейтральной плоскости, но не пересекая ее. Энерго-временные спектрограммы потоков электронов и ионов на рис. 1з,и свидетельствуют о том, что спутники находятся внутри ПС весь исследуемый интервал.

На протяжении интервала наблюдается БПП, направленный к Земле, X -компонента скорости которого достигает $V_{i,x} \sim 1000$ км/с (см. рис. 1б). Это показывает, что спутники *MMS* находятся с земной стороны от X -линии магнитного пересоединения. Ионный поток почти исчезает около 15:52:30 и 15:52:50 UT, что может быть связано с некорректно измеренными ф. р. ионов (см. рис. 1и) из-за того, что энергия большей части ионной популяции превысила верхний энергетический порог прибора FPI (30 кэВ). За исключением интервалов некорректного измерения ф. р., концентрации электронов и ионов

составляют $\sim (0.2-0.3)\text{см}^{-3}$; температура находится в пределах $\sim (0.7-1.0)\text{кэВ}$ и $(4.0-5.0)\text{кэВ}$, соответственно (см. рис. 1г,д).

Потоковая скорость электронов достигает $\sim 3000\text{км/с}$, и направлена преимущественно вдоль оси X (см. рис. 1в). В связи с нахождением спутников *MMS* на больших величинах X -компоненты магнитного поля, наблюдаемые потоки электронов являются преимущественно антипараллельными внешнему магнитному полю. Значительные (больше ионной потоковой скорости) всплески потоковой скорости электронов приводят к возникновению интенсивных токовых структур. На рис. 1е представлен модуль плотности электрического тока $|j_{\text{curl}}|$, вычисленного по методу Curlometer [36] с использованием магнитных данных. Красными точками на рис. 1е отмечены всплески $|j_{\text{curl}}| > 30\text{нА/м}^2$. В исследуемом интервале наблюдается 20 подобных событий. В некоторых всплесках тока, $|j_{\text{curl}}|$ достигает $\sim 80\text{нА/м}^2$.

На рис. 1ж представлена энерго-временная спектрограмма отношения антипараллельного и перпендикулярного магнитному полю потоков электронов $F_{\parallel}/F_{\perp}$. Наблюдается присутствие параллельной электронной анизотропии на энергиях $> 1\text{кэВ}$. Анизотропия потока достигает $\sim (30-50)\%$ вблизи 15:52:06 и 15:53:00 UT. Это означает, что наблюдаемый электронный поток (см. рис. 1в) является антипараллельным и создается сверхтепловой популяцией электронов.

Для моментов времени (“I–VIII”), выделенных вертикальными пунктирными линиями на рис. 1, были построены двумерные ф. р. f^{2D} , полученные путем интегрирования трехмерных ф. р. предоставляемых экспериментом FPI. Для ф. р. используется система координат $(V_{\parallel}, V_{\perp,1}, V_{\perp,2}) \propto (B, [E \times B], [B \times [E \times B]])$. Ф. р. электронов в плоскостях $(V_{\parallel}, V_{\perp,1})$ и $(V_{\parallel}, V_{\perp,2})$ почти совпадают в исследуемые моменты времени.

На рис. 2 представлены двумерные ф. р. в плоскостях $(V_{\parallel}, V_{\perp,1})$ и $(V_{\perp,1}, V_{\perp,2})$, построенные в моменты времени, отмеченные на рис. 1. В момент времени I (см. рис. 2а) наблюдается ускоренный антипараллельный пучок электронов, движущийся со скоростью $\sim -(15000-30000)\text{км/с}$, что эквивалентно энергии $\sim (1-5)\text{кэВ}$, на $B_x = -8.6\text{нТ}$. Также наблюдается встречный пучок меньшей интенсивности. Ф. р. на рис. 2б демонстрирует

наличие негиротропии электронного пучка, что свидетельствует о размагничивании электронной популяции пучка. Присутствие такого интенсивного пучка, движущегося вдоль силовых линий магнитного поля к Земле (т.е. в том же направлении, что и БПП), свидетельствует о сильном ускорении электронов, которое может происходить в удаленной X -линии.

В момент времени II (см. рис. 2в,г) также наблюдается негиротропный антипараллельный электронный пучок, однако меньшей энергии ($\sim (1-2)\text{кэВ}$), чем в момент времени I. Это может быть связано с времяпролетным эффектом, свидетельствующим о транзитном (ограниченном во времени) ускорении электронов в источнике (см., например, [7]). Времяпролетным эффектом называют разделенное во времени наблюдение частиц разной скорости, что связано с временем, требуемым для прохождения одного и того же расстояния: быстрые частицы прилетают первыми, медленные запаздывают.

При данном расположении спутников *MMS* в геомагнитном хвосте, пучок электронов со скоростью $\sim -(15000-30000)\text{км/с}$ достигнет Земли и, отразившись, вернется обратно за время $\sim (10-20)\text{с}$. В момент времени III наблюдается параллельный негиротропный пучок ($\sim (1-5)\text{кэВ}$) электронов (см. рис. 2д,е) на $B_x = -12.6\text{нТ}$. Нерегулярная (малый угол раствора и наблюдение в разных угловых секторах) структура пучка показывает, что он уже живет значительное время, возможно, испытав многократные отражения в сильном магнитном поле вблизи Земли.

Моменты времени IV, V, VI, VII относятся к наиболее интенсивной в исследуемом интервале токовой структуре ($\sim 15:53:03-15:53:10\text{UT}$). На рис. 2ж,з показана ф. р. встречных пучков электронов. Антипараллельный и параллельный пучки имеют идентичную структуру, однако отличаются по энергии: антипараллельный — порядка $(1-5)\text{кэВ}$, параллельный — порядка $(1-2)\text{кэВ}$. Затем на протяжении $\sim 2\text{с}$, наблюдается значительно ускоренный антипараллельный электронный пучок с энергией порядка $(1-5)\text{кэВ}$. На рис. 2и,к представлена ф. р. в момент наблюдения наиболее интенсивного пучка. Подобное кратковременное наблюдение интенсивного ускоренного пучка указывает на возникновение нового удаленного транзитного источника ускорения электронов. При этом, в отличие от пучка, наблюдаемого в момент времени I, не наблюдается значительной негиротропии пучка.

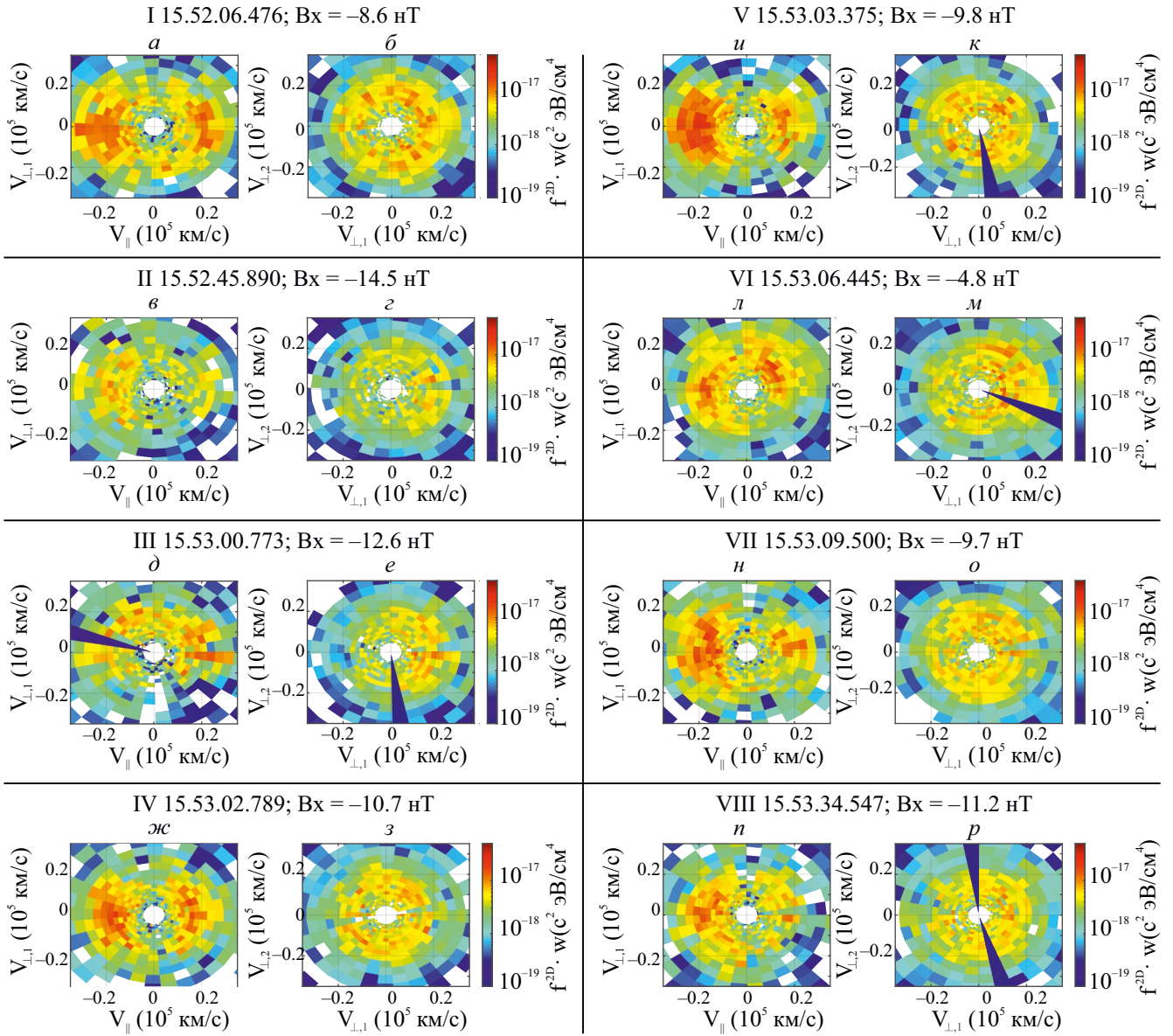


Рис. 2. Двумерные ф. р. f^{2D} электронов в плоскостях $(V_{||}, V_{\perp,1})$ и $(V_{||}, V_{\perp,2})$ в моменты времени (а,б) I, (в,г) II, (д,е) III, (ж,з) IV, (и,к) V, (л,м) VI, (н,о) VII, (п,р) VIII.

Интенсивный ускоренный пучок, показанный на рис. 2и,к наблюдается на $B_x \sim -(9-10)$ нТ. Из-за характера движения плазменного слоя относительно группы спутников *MMS* (см. рис. 1а), область $B_x \sim -(9-10)$ нТ (т.е. спутники находятся примерно в той же области ПС) в следующий раз наблюдается примерно через ~ 5 с, в момент времени VII. Ускоренный электронный пучок в момент времени VII (см. рис. 2н,о) уже более слабый и менее регулярный по сравнению с пучком в момент времени V. Это свидетельствует о том, что процесс активного ускорения частиц закончился или ослаб. Ослабленные антипараллельные пучки

электронов также наблюдаются на протяжении оставшейся части интервала, например, в момент времени VIII (см. рис. 2п,р).

Вблизи момента времени VI спутники *MMS* находятся наиболее близко к нейтральной плоскости с $B_x = -4.8$ нТ. В данный момент наблюдаются встречные пучки электронов с энергиями (1–2) кэВ. В ф. р. также присутствует значительная перпендикулярная компонента. Наблюдаемая ф. р. негиротропна. Появление перпендикулярной компоненты может быть связано с дрейфом замагниченной части электронной популяции (см. рис. 1а).

По результатам проведенного анализа, можно наблюдать наличие транзитно ускоренных (до $\sim 5 \text{ кэВ}$) электронов во внешней области плазменного слоя, распространяющихся к Земле (антипараллельно магнитному полю). В исследуемом интервале спутники *MMS* находятся в южной доле хвоста с земной стороны от X -линии [12]. Таким образом, ускорение наблюдаемых пучков может происходить в области магнитного пересоединения.

Пучки электронов создают интенсивные СТС с амплитудой тока до $\sim 80 \text{ нА/м}^2$, причем, как было показано в работе [12], основной вклад в ток в таких интенсивных токовых структурах вносит размагниченная электронная популяция. Развитие неустойчивостей на электронных пучках [37] может приводить к генерации интенсивных электрических полей, наблюдение которых будет рассмотрено в следующем разделе.

2.2 Неидеальные электрические поля и диссипация энергии

Критерием вмороженности плазмы является $E = -[\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]$, где $\mathbf{v}_e$ — потоковая скорость электронов. В системе координат связанной с потоком электронов может присутствовать электрическое поле $E' = E + [\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]$, которое называют неидеальным. Ненулевое неидеальное электрическое поле приводит к нарушению вмороженности, ускорению частиц и трансформации энергии в плазме.

На протяжении исследуемого интервала наблюдается электрическое поле, усиливающееся во внешней области ПС ($\sim (15:52:15-15:53:00 \text{ UT})$ и $\sim (15:53:15-15:53:30 \text{ UT})$). На рис. 3в показаны модули наблюдаемого электрического поля $|\mathbf{E}|$, и полей конвекции $|\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}|$ и $|\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}|$, где $\mathbf{V}_e$ и $\mathbf{V}_i$ — потоковая скорость электронов и ионов, соответственно. Наблюдается нарушение вмороженности ионов во внешней области ПС. Вмороженность электронов также локально нарушается. Неидеальное электрическое поле, вызывающее нарушение вмороженности: $E' = E + [\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}]$ достигает $\sim 50 \text{ мВ/м}$ по модулю.

Частотно-временная спектрограмма модуля неидеального электрического поля представлена на рис. 3г. Наблюдается усиление флуктуаций электрического поля в области внешнего ПС на частотах до $\sim 100 \text{ Гц}$. Циклотронная частота электронов показана черной кривой на рис. 3г и составляет порядка $(400-500) \text{ Гц}$ во внешнем плазменном слое.

Присутствие неидеального электрического поля может вызывать диссипацию энергии в плазме, характеризующуюся параметром $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$. Максимальное значение объемной мощности трансформации энергии достигает $\sim -1000 \text{ пВт/м}^3$ вблизи момента времени III. Также значительная диссипация энергии порядка $\sim 200 \text{ пВт/м}^3$ наблюдается во всей внешней области ПС. Частотно-временная спектрограмма параметра $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$ (см. рис. 3е) примерно повторяет спектрограмму неидеального электрического поля, что свидетельствует, что величина параметра $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$ контролируется преимущественно значением неидеального электрического поля. Кроме того временное разрешение магнитных данных, а соответственно и плотности электрического тока, составляет всего 128 Гц . Это не позволяет наблюдать гармоники выше 64 Гц в частотном спектре плотности электрического тока.

Подобные высокочастотные осцилляции электрического поля могут быть проявлениями электростатических волн. Для проверки данного предположения на рис. 3ж,з представлены модуль магнитного поля по данным эксперимента SCM (8192 Гц) и его частотно-временная спектрограмма. В отличие от спектрограммы неидеального электрического поля, в магнитном поле не наблюдается высокочастотных колебаний, а также усиления спектра во внешней области плазменного слоя. На рис. 3и представлена частотно-временная спектрограмма отношения энергий электрического и магнитного полей:

$$\frac{W_{E',\omega}}{W_{B,\omega}} = \frac{\epsilon_0 E_{\omega}'^2 / 2}{B_{\omega}^2 / 2\mu_0},$$

где E_{ω}' и B_{ω} получены в результате преобразования Фурье неидеального электрического и магнитного полей. Во внешнем плазменном слое наблюдается увеличение отношения $W_{E',\omega} / W_{B,\omega}$ выше 1, что свидетельствует об электростатической природе наблюдаемого неидеального электрического поля.

На рис. 3к,л показаны частотные спектры спектральной плотности амплитуды флуктуаций E' и $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$ в момент времени III. В этот момент также наблюдается наибольшая диссипация энергии. Спектрограммы величин E' и $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$ в моменты времени V и VI представлены на рис. 3м,н и рис. 3о,п, соответственно. У всех показанных спектров наблюдается степенной ($\propto f^{-\alpha}$) хвост в частотном диапазоне выше электронной циклотронной частоты ω_{ce} . Показатель степени варьируется в диапазоне $(1.3-1.9)$.

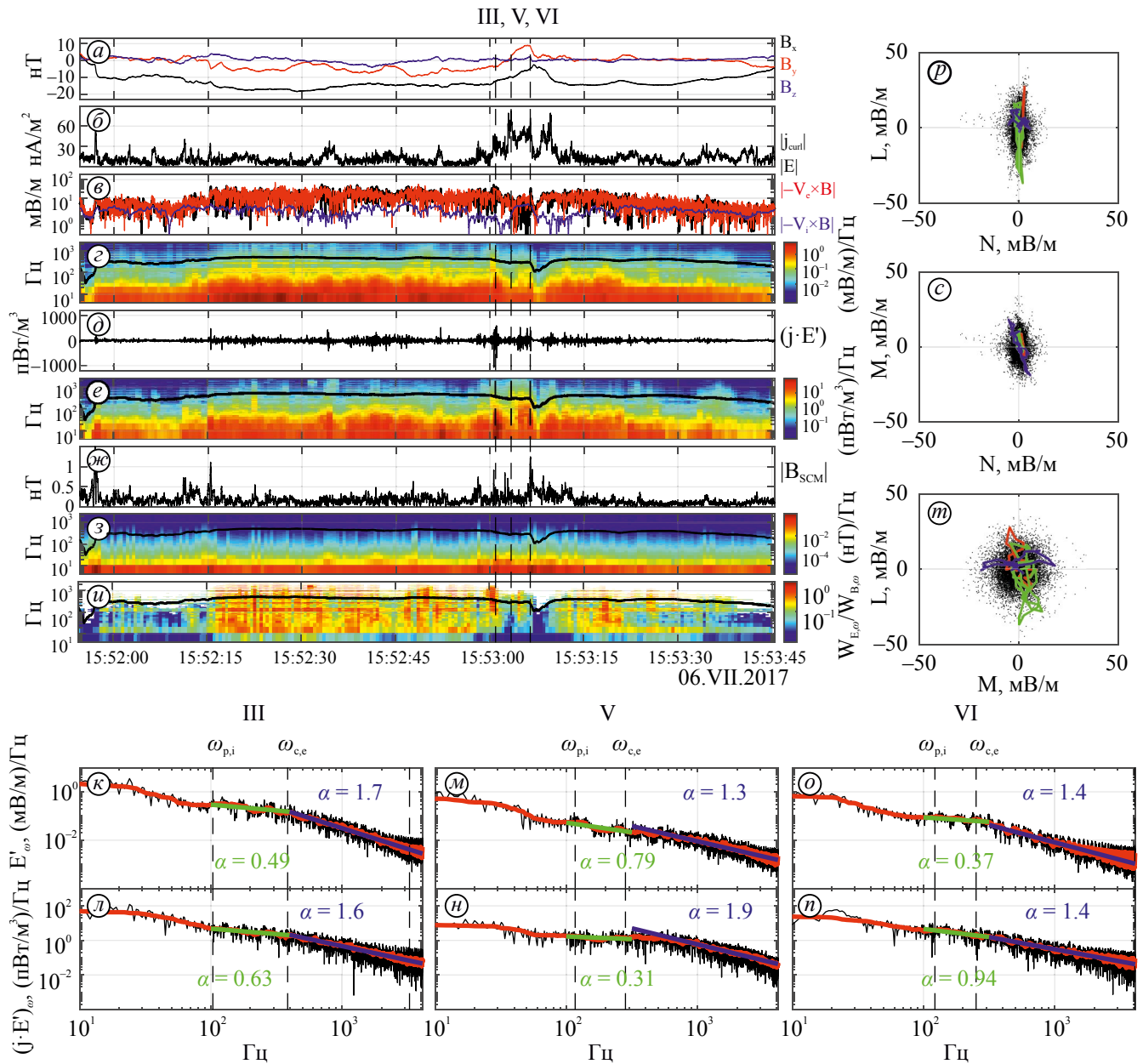


Рис. 3. Обзорный график волновых характеристик. Сверху вниз: три компоненты (а) магнитного поля $\mathbf{B}$; (б) плотность электрического тока $|j_{curl}|$; (в) модули электрического $|\mathbf{E}|$ поля и полей конвекции $|\mathbf{-V}_e \times \mathbf{B}|$ и $|\mathbf{-V}_i \times \mathbf{B}|$; (г) энерго-временная спектрограмма флуктуаций неидеального электрического поля $\mathbf{E}_\omega$; (д) величина параметра $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$; (е) энерго-временная спектрограмма флуктуаций параметра $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')_\omega$; (ж) модуль магнитного поля $|\mathbf{B}_{SCM}|$ прибора SCM (8192 Гц); (з) энерго-временная спектрограмма флуктуаций магнитного поля $\mathbf{B}_{SCM,\omega}$; (и) энерго-временная спектрограмма отношения спектральных энергий электрического и магнитного полей $W_{E,\omega}/W_{B,\omega}$. Временные спектры флуктуаций $\mathbf{E}_\omega$ и $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')_\omega$ в моменты времени (к,л) III, (м,н) V, (о,п) VI. Годографы за весь интервал (показаны черным цветом), а также для несколько случайно выбранных осцилляций $\mathbf{E}'$ в плоскостях (р) NL , (с) NM и (т) ML системы координат LMN .

На всех построенных частотных спектрах величин $\mathbf{E}'$ и $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$ наблюдается значительное выполаживание в диапазоне между плазменной ионной $\omega_{p,i}$ и электронной циклотронной $\omega_{c,e}$

частотами. Такое поведение спектра свидетельствует о значительной накачке энергии в волну в данном диапазоне частот. В горячей плазме ПС в данном диапазоне частот обычно наблюдаются

свистовые волны [см., например, [38–39] и ссылки там]. Однако в этих, и в большинстве других работ по наблюдению свистов в ПС проводились исследования квазипараллельных электромагнитных мод свистовых волн. В данном интервале в настоящей работе наблюдаются так называемые электростатические свисты, распространяющиеся под углом к внешнему магнитному полю. Энергия этих волн сосредоточена в основном в электрической компоненте волны. Действительно, как видно из рис. 3и в данном диапазоне частот энергия электрического поля флуктуаций существенно превышает магнитную энергию. Так как данные флуктуации наблюдаются одновременно с ускоренными электронными пучками, и в их частотном диапазоне наблюдается выполаживание в спектре амплитуды флуктуаций, то можно предположить, что данные волны возбуждаются неустойчивостью, связанной с распространением электронного пучка через фоновую плазму. При этом усиление волн происходит за счет передачи энергии от резонансных электронов пучка волне.

На рис. 3р,с,т представлены годографы неидеального электрического поля в системе координат LMN . LMN система координат была определена при помощи метода MVA [40] примененного к наблюдениям неидеального электрического поля во внешнем ПС (с 15:52:15 по 15:53:30 UT). Полученная система координат примерно совпадает с системой координат GSE . Направление нормали к фронту N почти совпадает с направлением X_{GSE} (во внешнем ПС магнитное поле также преимущественно направлено вдоль X_{GSE}). Отношение собственных чисел составило $\lambda_{\min} / \lambda_{\text{mid}} \sim 6$, $\lambda_{\max} / \lambda_{\text{mid}} \sim 2$. Это свидетельствует о корректности определения направления нормали и о том, что наблюдаемые электрические поля преимущественно имеют L - и M -компоненты.

Для наблюдения поляризации неидеальных электрических полей на рис. 3р,с,т показаны годографы в соответствующих плоскостях системы координат LMN за весь интервал (показаны черным цветом), а также для несколько случайно выбранных осцилляций E' , с целью более точного определения типа поляризации (показаны разными цветами). Видно, что поляризация отдельных колебаний, в основном линейная, но каждая волна имеет свою ось поляризации, которая находится в плоскости близкой, но не совпадающей, с плоскостью перпендикулярной магнитному полю. Таким образом, измеряемое неидеальное

электрическое поле состоит из набора волн, имеющих линейную поляризацию, но с различной ориентацией осей поляризации.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Продольные электрические токи часто наблюдаются вблизи сепаратрис магнитного пересоединения, которые разделяют пересоединенные и открытые силовые линии магнитного поля вблизи внешней границы ППС [14–15]. Данные высокого временного разрешения миссии *MMS* позволили впервые оценить толщину продольных токовых структур в ППС и показали, что она составляет порядка нескольких электронных инерционных длин [18].

В настоящей работе представлены наблюдения интенсивных продольных токовых структур внутри ПС, т.е. на замкнутых силовых линиях и показано, что их генерация связана с ускоренными электронными пучками, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля. Антипараллельные ускоренные электронные пучки наблюдаются как внутри ПС, так и в его внешних областях ($B_x \sim -(10-20)$ нТ). Наблюдаемые пучки имеют энергии $\sim (1-5)$ кэВ и создают значительные электронные токи, достигающие ~ 80 нА/м².

В разделе 2.1 было показано, что ускорение электронных пучков происходило на протяжении ~ 5 с, после чего оно ослабевало или прекращалось. Так как в течение данного интервала времени ионный поток был стационарным, то можно предположить, наличие дополнительных, возможно множественных удаленных спорадически “вспыхивающих” источников ускорения электронов. На рис. 4 представлена иллюстрация такой конфигурации. В каждую область ускорения электронов проецируются разные силовые линии. Таким образом, пересекая внешнюю область ПС, спутники *MMS* детектируют ускоренные электронные пучки разных энергий и на разных этапах их эволюции. Ранее похожая конфигурация обсуждалась для сценария ускорения ионных пучков в дальних областях токового слоя и формирования мультиплетной ионной структуры в ППС [16].

Распространение ускоренного пучка в плазме может приводить к развитию различных типов неустойчивостей. В работе [30] показано, что негиротропный пучок неустойчив. В работе [29] демонстрируется, что распад пучка может генерировать электростатические волны.

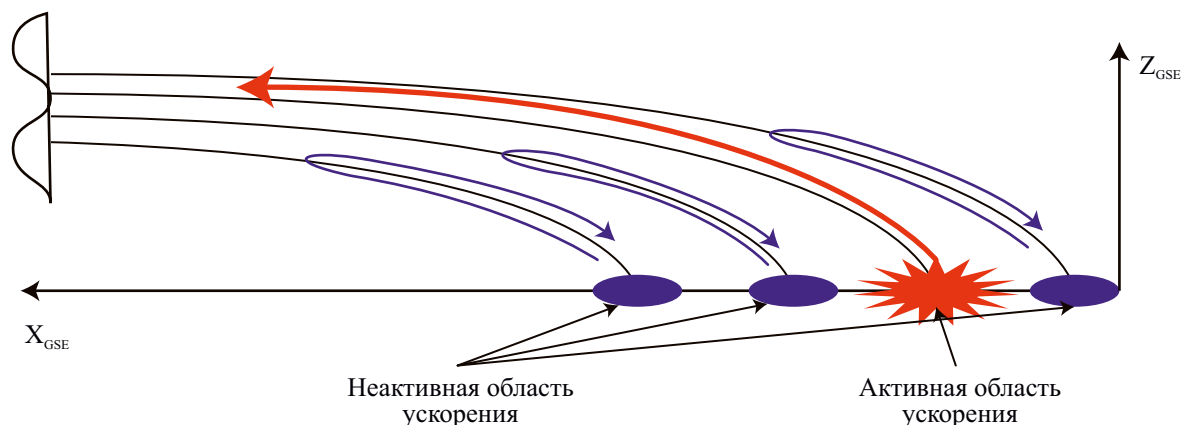


Рис. 4. Иллюстрация конфигурации с множественными источниками ускорения электронов. В каждую область ускорения электронов проецируются разные силовые линии. Разные области ускорения могут импульсно «вспыхивать», ускоряя новые частицы.

Вновь ускоренные интенсивные электронные пучки являются гиротропными. В процессе дальнейшей эволюции пучка происходит его ослабление и появляется негиротропия, что может приводить к развитию неустойчивостей с последующей генерацией электростатических флуктуаций.

Неидеальные электрические поля, которые являются причиной нарушения вмерзновенности электронов, были обнаружены во внешнем ПС. Показано, что такие поля имеют электростатическую природу. В спектре флуктуаций электрического поля обнаружено выполаживание, что свидетельствует о перекачке энергии от частиц к волнам в диапазоне частот между $\omega_{p,i}$ и $\omega_{c,e}$, который соответствует частотному диапазону свистовых волн в ПС. Как было показано в данной работе, наблюдаемые волны имеют линейную поляризацию. Линейную поляризацию имеет и квази-электростатическая мода свистовых волн, вектор поляризации которой совпадает с волновым вектором волны. Такие волны распространяются на частотах, близких к резонансной частоте $\omega_{c,e} \cdot \cos\theta$, где θ — угол между внешним магнитным полем и волновым вектором. Обнаруженные в настоящей работе электростатические волны, в предположении, что это электростатические свистовые волны, распространяются под углами к внешнему магнитному полю близкими к 90° . Это может объяснить, почему наблюдаемые колебания имеют частоты < 100 Гц, при электронной циклотронной частоте в $(400 - 500)$ Гц.

Присутствие неидеальных электрических полей в области электрических токов приводит к значительной диссипации энергии. Было

обнаружено, что параметр $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}')$ может достигать 1000 пВт/м^3 . Обнаруженная величина объемной мощности трансформации энергии по порядку величины совпадает с наблюдаемой в электронной диффузионной области пересоединения [41].

Обнаруженные ускоренные электронные пучки внутри ПС, а также связанные с ними электрические токи, неидеальные электрические поля и диссипация энергии, могут давать вклад в развитие турбулентности на электронных кинетических масштабах во внешней области ПС. Неизвестным остается источник ускорения электронных пучков. Предположительно, это может быть диффузионная область вторичного (возможно множественного) магнитного пересоединения в ТС.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа авторов выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант РНФ № 23-12-00031).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Malova K.V et al. Metastability of current sheets // *Physics-Uspekhi*. 2010. V. 53. Iss. 9. P. 933–941. DOI:10.3367/UFNe.0180.201009g.0973
2. Angelopoulos V., McFadden J.P., Larson D. et al. Tail reconnection triggering substorm onset // *Science*. 2008. V. 321. Iss. 5891. P. 931–935. DOI:10.1126/science.1160495
3. Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F et al. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet //

- J. Geophysical Research: Space Physics. 1992. V. 97. Iss. A4. P. 4027–4039.
DOI:10.1029/91JA02701
4. *Sergeev V., Runov A., Baumjohann W. et al.* Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster // Geophysical Research Letters. 2003. V. 30. Iss. 6. P. 601–604.
DOI:10.1029/2002GL016500
5. *Runov A., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* Current sheet structure near magnetic X-line observed by Cluster // Geophysical Research Letters. 2003. V. 30. Iss. 11. P. 331–334.
DOI:10.1029/2002GL016730
6. *Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I et al.* THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front // Geophysical Research Letters. 2009. V. 36. Iss. 14. P. 1–7.
DOI:10.1029/2009GL038980
7. *Sharma A.S., Nakamura R., Runov A. et al.* Transient and localized processes in the magnetotail: A review // Annales Geophysicae. 2008. V. 26. Iss. 4. P. 955–1006.
DOI:10.5194/angeo-26-955-2008
8. *Grigorenko E.E., Sauvaud J.A., Palin L. et al.* THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // J. Geophysical Research: Space Physics. 2014. V. 119. Iss. 8. P. 6553–6568.
DOI:10.1002/2013JA019729
9. *Burch J., Moore T., Torbert R., Giles B.* Magnetospheric multiscale overview and science objectives // Space Science Reviews. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 5–21.
DOI:10.1007/s11214-015-0164-9
10. *Phan T.D., Eastwood J.P., Cassak P.A. et al.* MMS observations of electron-scale filamentary currents in the reconnection exhaust and near the X line // Geophysical Research Letters. 2016. V. 43. Iss. 12. P. 6060–6069.
DOI:10.1002/2016GL069212
11. *Wang R., Lu Q., Nakamura R. et al.* An electron-scale current sheet without bursty reconnection signatures observed in the near-Earth tail // Geophysical Research Letters. 2018. V. 45. Iss. 10. P. 4542–4549.
DOI:10.1002/2017GL076330
12. *Leonenko M.V., Grigorenko E.E., Zelenyi L.M. et al.* MMS Observations of Super Thin Electron-Scale Current Sheets in the Earth's Magnetotail // J. Geophysical Research: Space Physics. 2021. V. 126. Iss. 11. Art.ID. e2021JA029641.
DOI:10.1029/2021JA029641
13. *Eastman, T.E., Frank L.A., Peterson W.K. et al.* The plasma sheet boundary layer // J. Geophysical Research: Space Physics. 1984. V. 89. Iss. A3. P. 1553–1572.
DOI:10.1029/JA089iA03p01553
14. *Fujimoto M., Nagai T., Yokokawa N. et al.* Tailward electrons at the lobe-plasma sheet interface detected upon dipolarizations // J. Geophysical Research: Space Physics. 2001. V. 106. Iss. A10. P. 21255–21262.
DOI:10.1029/2001JA900011
15. *Nakamura R., Baumjohann W., Nagai T. et al.* Flow shear near the boundary of the plasma sheet observed by Cluster and Geotail // J. Geophysical Research: Space Physics. 2004. V. 109. Iss. A5. Art/ID. A05204.
DOI:10.1029/2003JA010174
16. *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., Dolgonosov M.S. et al.* Non-adiabatic ion acceleration in the Earth magnetotail and its various manifestations in the plasma sheet boundary layer // Space science reviews. 2011. V. 164. Iss. 1. P. 133–181.
DOI:10.1007/s11214-011-9858-9
17. *Grigorenko E.E., Runov A., Angelopoulos V., Zelenyi L.M.* Particle beams in the vicinity of magnetic separatrix according to near-lunar ARTEMIS observations // J. Geophysical Research: Space Physics. 2019. V. 124. Iss. 3. P. 1883–1903.
DOI:10.1029/2018JA026160
18. *Nakamura R., Sergeev V.A., Baumjohann W. et al.* Transient, small-scale field-aligned currents in the plasma sheet boundary layer during storm time substorms // Geophysical Research Letters. 2016. V. 43. Iss. 10. P. 4841–4849.
DOI:10.1002/2016GL068768
19. *Leonenko M. V., Grigorenko E. E., Zelenyi L. M.* Strong Nonideal Electric Fields and Energy Dissipation Observed by MMS within Field-Aligned Current Layers in the Plasma Sheet of the Earth's Magnetotail // Atmosphere. 2023. V. 14. Iss. 4.
DOI:10.3390/atmos14040722
20. *Tsareva O.O., Leonenko M.V., Grigorenko E.E. et al.* Fast tearing mode driven by demagnetized electrons // Geophysical Research Letters. 2024. V. 51. Iss. 8. Art. ID e2023GL106867.
DOI:10.1029/2023GL106867
21. *Ergun R.E., Goodrich K.A., Stawarz J.E. et al.* Large-amplitude electric fields associated with bursty bulk flow braking in the Earth's plasma sheet // J. Geophysical Research: Space Physics. 2015. V. 120. Iss. 3. P. 1832–1844.
DOI:10.1002/2014JA020165
22. *Holmes J.C., Nakamura R., Schmid D. et al.* Wave activity in a dynamically evolving reconnection separatrix // J. Geophysical Research: Space Physics. 2021. V. 126. Iss. 7. Art.ID. e2020JA028520.
DOI:10.1029/2020JA028520
23. *Graham D. B., Khotyaintsev Yu.V., Vaivads A., Andre M.* Electrostatic solitary waves and electrostatic waves at the magnetopause // J. Geophysical Research: Space Physics. 2016. V. 121. Iss. 4. P. 3069–3092.
DOI:10.1002/2015JA021527
24. *Zhou M., Ashour-Adballa M., Berchem J. et al.* Observation of high-frequency electrostatic waves in the vicinity of the reconnection ion diffusion region by the spacecraft of the Magnetospheric Multiscale (MMS)

- mission // *Geophysical Research Letters*. 2016. V. 43. Iss. 10. P. 4808–4815.
DOI:10.1002/2016GL069010
25. *Lakhina G. S., Singh S. V., Rubia R.* A mechanism for electrostatic solitary waves observed in the reconnection jet region of the Earth's magnetotail // *Advances in Space Research*. 2021. V. 68. Iss. 4. P. 1864–1875.
DOI:10.1016/j.asr.2021.04.026
 26. *Matsumoto H., Kojima H., Miyatake T. et al.* Electrostatic solitary waves (ESW) in the magnetotail: BEN wave forms observed by GEOTAIL // *Geophysical Research Letters*. 1994. V. 21. Iss. 25. P. 2915–2918.
DOI:10.1029/94GL01284
 27. *Omura Y., Kojima H., Miki N., Matsumoto H.* Two-dimensional electrostatic solitary waves observed by Geotail in the magnetotail // *Advances in Space Research*. 1999. V. 24. Iss. 1. P. 55–58.
DOI:10.1016/S0273-1177(99)00423-8
 28. *Omura Y., Kojima H., Miki N. et al.* Electrostatic solitary waves carried by diffused electron beams observed by the Geotail spacecraft // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 1999. V. 104. Iss. A7. P. 14627–14637.
DOI:10.1029/1999JA900103
 29. *Omura Y., Matsumoto H., Miyake T., Kojima H.* Electron beam instabilities as generation mechanism of electrostatic solitary waves in the magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 1996. V. 101. Iss. A2. P. 2685–2697.
DOI:10.1029/95JA03145
 30. *Graham D.B., Khotyaintsev Y.V., Vaivads A. et al.* Instability of agyrotropic electron beams near the electron diffusion region // *Physical Review Letters*. 2017. V. 119. Iss. 2. Art.ID. 025101.
DOI:10.1103/PhysRevLett.119.025101
 31. *Ergun R.E., Goodrich K.A., Wilder F.D. et al.* Magnetic reconnection, turbulence, and particle acceleration: Observations in the Earth's magnetotail // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45. Iss. 8. P. 3338–3347.
DOI:10.1002/2018GL076993
 32. *Russell C.T., Anderson B.J., Baumjohann W. et al.* The magnetospheric multiscale magnetometers // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 189–256.
DOI:10.1007/s11214-014-0057-3
 33. *Le Contel O., Leroy P., Roux A. et al.* The search-coil magnetometer for MMS // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 257–282.
DOI:10.1007/s11214-014-0096-9
 34. *Lindqvist P.A., Olsson G., Torbert R.B. et al.* The spin-plane double probe electric field instrument for MMS // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 137–165.
DOI:10.1007/s11214-014-0116-9
 35. *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast plasma investigation for magnetospheric multiscale // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 331–406.
DOI:10.1007/s11214-016-0245-4
 36. *Robert P., Dunlop M.W., Roux A., Chanteur G.* Accuracy of current density determination // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. 1998. P. 395–418.
 37. *Зеленый Л.М., Веселовский И.С.* Плазменная гелиогеофизика // М.: Физмалит, 2008.
 38. *Le Contel O., Roux A., Jacquety C. et al.* Quasi-parallel whistler mode waves observed by THEMIS during near-earth dipolarizations // *Annales Geophysicae*. 2009. V. 27. Iss. 6. P. 2259–2275.
DOI:10.5194/angeo-27-2259-2009
 39. *Grigorenko E.E., Malykhin A.Y., Shklyar D.R. et al.* Investigation of electron distribution functions associated with whistler waves at dipolarization fronts in the Earth's magnetotail: MMS observations // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. Iss. 9. Art.ID. e2020JA028268.
DOI:10.1029/2020JA028268
 40. *Sönnnerup B.U.Ö., Scheible M.* Minimum and Maximum Variance Analysis // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. 1998. P. 185–220.
 41. *Li X., Wang R., Lu Q. et al.* Three-dimensional network of filamentary currents and super-thermal electrons during magnetotail magnetic reconnection // *Nature Communications*. 2022. V. 13. Iss. 1. Art.ID. 3241.
DOI:10.1038/s41467-022-31025-9

УДК 533.95

ТОКОВЫЕ СЛОИ ЭЛЕКТРОННЫХ МАСШТАБОВ, НАБЛЮДАЕМЫЕ МИССИЕЙ *MMS* В РУСЛЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА

© 2024 г. Е. Е. Григоренко^{1,*}, М. В. Леоненко^{1,2}, А. Ю. Малыхин¹,
Л. М. Зелёный¹, Х. С. Фу^{3,4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

³Университет Бейханг, Факультет исследований космоса и окружающей среды, Пекин, КНР

⁴Главная Лаборатория по мониторингу космической среды и обработке информации, Пекин, КНР

*e-mail: elenagrigorenko2003@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 10.06.2024 г.

Наблюдения миссии *MMS* с высоким временным и пространственным разрешением позволили исследовать характеристики интенсивных свертонных токовых слоев (СТС) с плотностью тока $J > 30$ нА/м², формируемых в русле быстрых плазменных потоков (БПП), распространяющихся в плазменном слое (ПС) геомагнитного хвоста из области магнитного пересоединения. Статистический анализ более 1000 наблюдений СТС в ПС показал, что, в большинстве случаев, ток в СТС является продольным, и основной вклад в его генерацию вносят пучки ускоренных электронов, движущиеся вдоль магнитного поля. Характерная толщина СТС равна нескольким гирорадиусам электронов. В таких слоях электрический ток может переносить популяция размагниченных электронов. На краях и внутри СТС часто наблюдаются всплески сильных неидеальных электрических полей $E' > 10$ мВ/м. Генерация таких полей обуславливает плотность мощности энергии, выделяемой в СТС и составляющей несколько сотен пВт/м³, а в некоторых случаях — до нескольких нВт/м³, что сравнимо с мощностью энергии, выделяемой в *X*-линии. Наиболее сильное энерговыделение наблюдается в СТС, сформированных в русле наиболее высокоскоростных БПП и при сильных вариациях магнитного поля в долях хвоста.

DOI: 10.31857/S0023420624060073, EDN: IGCIGF

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовые слои (ТС) наблюдаются в космической плазме повсеместно. На протяжении большей части своего существования, ТС находятся в квазистационарном состоянии и способны, постепенно утоньшаясь, накапливать магнитную энергию, переходя в метастабильное состояние. Эта энергия затем высвобождается, часто взрывным образом посредством магнитного пересоединения. Процессы накопления и выделения энергии определяются самосогласованной динамикой частиц и полей, и до сих пор окончательно не изучены. Многоспутниковые миссии

Cluster и *THEMIS* позволили впервые исследовать структуру и динамику ТС на ионных и субионных кинетических масштабах и дали много новой информации о структурных особенностях ТС на разных фазах их эволюции [1–3 и ссылки в них]. В частности, было установлено существование тонких и бифурцированных ТС, а также многомасштабных вложенных токовых конфигураций, пространственная структура которых не описывалась простейшей изотропной моделью Харриса. Для описания тонких токовых слоев (ТТС) была создана аналитическая кинетическая модель 1D анизотропного ТС, в котором баланс

давления поддерживается за счет анизотропии ионной функции распределения на краях слоя, а ток в слое генерируется размагниченной ионной популяцией, гирорадиусы ионов которой удовлетворяют условию нарушения адиабатичности: $\kappa_i = \sqrt{R/\rho_i}$, где R — радиус кривизны силовых линий магнитного поля и ρ_i — гирорадиус ионов в центре слоя [4, 5]. Данная модель хорошо описывает наблюдаемые многомасштабные токовые конфигурации, в которых ТТС с полутолщиной порядка гирорадиуса тепловых протонов вложен в более толстый ТС, создаваемый тяжелыми ионами [6]. Модель также предсказывает, что в центре многомасштабной токовой конфигурации должен существовать интенсивный сверхтонкий токовый слой (СТС), генерируемый замагниченными электронами за счет дрейфа кривизны в сильно искривленных силовых линиях магнитного поля в центре слоя. Однако из-за недостаточного пространственного и временного разрешения многоспутниковых миссий *Cluster* и *THEMIS* СТС наблюдать не удавалось. В ряде теоретических работ было показано, что такая многомасштабная токовая конфигурация (типа “матрёшки”) обладает большим запасом свободной энергии по сравнению с изотропным слоем Харриса [7 и ссылки в ней]. Таким образом, формирование такой конфигурации, скорее всего, предшествует развитию токовых неустойчивостей в слое и, возможно, магнитному пересоединению.

Запуск миссии *MMS* [8], четыре спутника которой вблизи апогея орбиты в хвосте магнитосферы выстраиваются в тетраэдр с характерным масштабом порядка нескольких гирорадиусов тепловых электронов, впервые позволила наблюдать интенсивные СТС на электронных кинетических масштабах [9, 10]. Впервые было показано, что СТС, вложенные в поперечный ТС хвоста, генерируются размагниченными электронами [10] наподобие ТС в электронной диффузионной области (ЭДО) пересоединения. Данные наблюдения стимулировали создание новой аналитической кинетической модели, описывающей 1D СТС на размагниченных электронах, и исследование его устойчивости [11, 12]. Было показано, что наличие размагниченной электронной популяции в СТС может приводить к возбуждению и быстрому развитию электронной тиринг-моды, приводящей к разрушению СТС и выделению энергии. Действительно, в ряде работ описывается, что спутники *MMS* наблюдали значительное энерговыделение в интенсивных токовых структурах, которое интерпретировалось некоторыми авторами как развитие электронной

фазы “вторичного” пересоединения. СТС часто наблюдаются на границах и внутри более крупномасштабных магнитных структур, таких как, фронты диполизаций [13] и жгуты потока / магнитные острова [10]. Подобные явления наблюдались не только в ТС хвоста, но и в магнитослое, и вблизи головной ударной волны [14–19].

До сих пор сообщалось, что в геомагнитном хвосте СТС наблюдаются внутри поперечного ТС хвоста. В настоящей работе представлены наблюдения СТС спутниками *MMS* во всех областях плазменного слоя (ПС) во время распространения быстрых плазменных потоков (БПП) из удаленной области магнитного пересоединения. Анализ этих данных показывает, что интенсивные СТС могут наблюдаться в ПС на любых расстояниях от нейтральной плоскости, вплоть до внешних областей ПС. Также было установлено, что самое сильное энерговыделение в СТС наблюдается во время прохождения в ПС наиболее высокоскоростных БПП, при этом, в долях хвоста имели место значительные вариации магнитного потока. Эти макро-явления могут служить внешним драйвером для формирования и эволюции СТС на кинетических масштабах. В частности, в PIC-моделировании [19] было продемонстрировано, что при наличии сильного внешнего драйвера (усиления магнитного потока в долях хвоста на ~30 % от невозмущенного значения) в ТС хвоста электронная фаза пересоединения, развивающаяся за счет электронного тиринга в СТС, может переходить в ионную фазу пересоединения с формированием ионной диффузионной области (ИДО).

В работе используются измерения векторов магнитного и электрического поля в быстрой моде с временным разрешением 128 и 8192 Гц, соответственно, с экспериментов FGM и EDP [20, 21]. Также используются измерения электронных и ионных 3D-функций распределения по скоростям в диапазоне энергий ~0.01–30 кэВ экспериментом FPI с временным разрешением 30 и 150 мс, соответственно [22]. Все данные представлены в системе координат GSM, если не сообщается другое.

2. НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА

В данном разделе представлен пример наблюдения СТС спутниками *MMS* в ПС геомагнитного хвоста 9.VII.2017 в 10:45–10:51 UT во время распространения БПП, направленного к Земле.

Направление быстрого потока указывает на то, что спутники *MMS* находились с земной стороны от магнитной X -линии. Для данного интервала времени была доступна быстрая мода измерений, позволяющая наблюдать магнитоплазменные структуры на электронных кинетических масштабах.

На рис. 1 представлены наблюдения спутника *MMS-1*. Данные с других спутников аналогичны этим наблюдениям и не показаны. В течение данного интервала времени спутники *MMS* несколько раз пересекли нейтральную плоскость ТС хвоста, а также значительное время находились в центральном ПС и в северной части внешнего ПС ($B_X > 10$ нТ, см. рис. 1а). В это время также имели место несколько возражений северной компоненты магнитного поля (B_Z), свидетельствующие о наблюдении диполизационных фронтов (ДФ) [23]. Магнитное поле в долях хвоста, вычисленное из баланса давления, испытывало вариации до ~35 % от невозмущенного значения (см. рис. 1б). X -компонента потоковой скорости ионов была достаточно высокой уже в начале интервала (>200 км/с), и к середине — она возросла до ~1000 км/с (см. рис. 1в). К сожалению, быстрая мода не была доступна в момент начала наблюдения БПП.

На рис. 1г. показаны совместно X -компонента потоковой скорости ионов ($V_X^{(ion)}$, черная линия) и электронов ($V_X^{(ele)}$, серая линия). Из рисунка видно, что в русле быстрого потока довольно часто наблюдались всплески потоковой скорости электронов, модуль которой в два и более раз превышал потоковую скорость ионов. Кроме того, в некоторые моменты времени наблюдалось обращение знака X -компоненты потоковой скорости электронов, так что $V_X^{(ele)}$ была направлена противоположно направлению $V_X^{(ion)}$, т.е. направлению движения БПП. Такие наблюдения могут свидетельствовать о наличии дополнительных источников ускорения электронов в ПС, не связанных с активной X -линией, ускорившей БПП.

На рис. 1д показаны временные профили параллельной и перпендикулярной электронной температуры. Температура электронов возрастает от ~800 эВ в начале интервала до ~1100 кэВ в конце интервала. При этом, на протяжении всего интервала наблюдались вариации температурной анизотропии с преобладанием параллельной анизотропии ($T_{\parallel} > T_{\perp}$).

На рис. 1е приведен пространственный профиль модуля плотности тока $|J|$, рассчитанный по методу курлометра [24] по четырём точечным

измерениям магнитного поля спутниками *MMS*. В течение анализируемого интервала наблюдались многочисленные всплески плотности тока $|J| \geq 30$ нА/м² (отмечены на рисунке серыми кружками), указывающие на наличие СТС в ПС. Пороговое значение плотности тока в 30 нА/м² было выбрано как компромисс между получением хорошей статистики по наблюдениям СТС и исключением фоновых флуктуаций плотности тока из-за малых масштабов спутникового тетраэдра *MMS*.

На рис. 1ж показаны временные профили модуля напряженности магнитного поля $|E_{obs}|$, наблюдаемого *MMS-1* (черная линия), модуля $|-V_i \times B|$ (белая линия) и модуля $|-V_e \times B|$ (серая линия), где V_i , V_e — векторы потоковой скорости ионов и электронов соответственно. При выполнении условия вмороженности: $V_i = V_e = V$ и $E_{obs} = -V \times B$. Из рисунка видно, что на протяжении анализируемого интервала довольно часто наблюдаются сильные различия между $|E_{obs}|$ и величинами $|-V_i \times B|$, $|-V_e \times B|$, причем наиболее сильные флуктуации испытывают $|E_{obs}|$ и $|-V_e \times B|$. В результате, в системе покоя электронного потока возникает сильное, так называемое неидеальное электрическое поле $E' = E_{obs} + V_e \times B$, напряженность которого в некоторые моменты времени может достигать десятков мВ/м. Наличие ненулевого неидеального электрического поля вызывает преобразование энергии на электронных кинетических масштабах, плотность мощности которой определяется величиной $J \cdot E'$, временной профиль которой представлен на Рис. 1з. На протяжении анализируемого интервала времени наблюдается несколько значительных по модулю всплесков $J \cdot E'$, связанных с СТС, вплоть до ~1 нВт/м³, что по порядку величины сопоставимо с плотностью мощности энергии, выделяемой в ЭДО магнитного пересоединения [25].

На рис. 2 более подробно показан наиболее интенсивный СТС, наблюдаемый в рассматриваемом интервале (отмечен вертикальной черной линией на рис. 1). Плотность тока в данном СТС достигала почти 100 нА/м² (см. рис. 2а), а длительность наблюдения СТС составляла всего ~0.3 с. Данный СТС наблюдался в северной части центрального плазменного слоя ($B_X \approx 4$ нТ) на диполизационном фронте (в момент наблюдения СТС B_Z достигла ~16 нТ, см. рис. 1а).

На рис. 2а показаны временные профили плотности тока $|J|$, вычисленной из магнитных данных по методу курлометра (черный профиль), и модуль плотности тока, переносимого

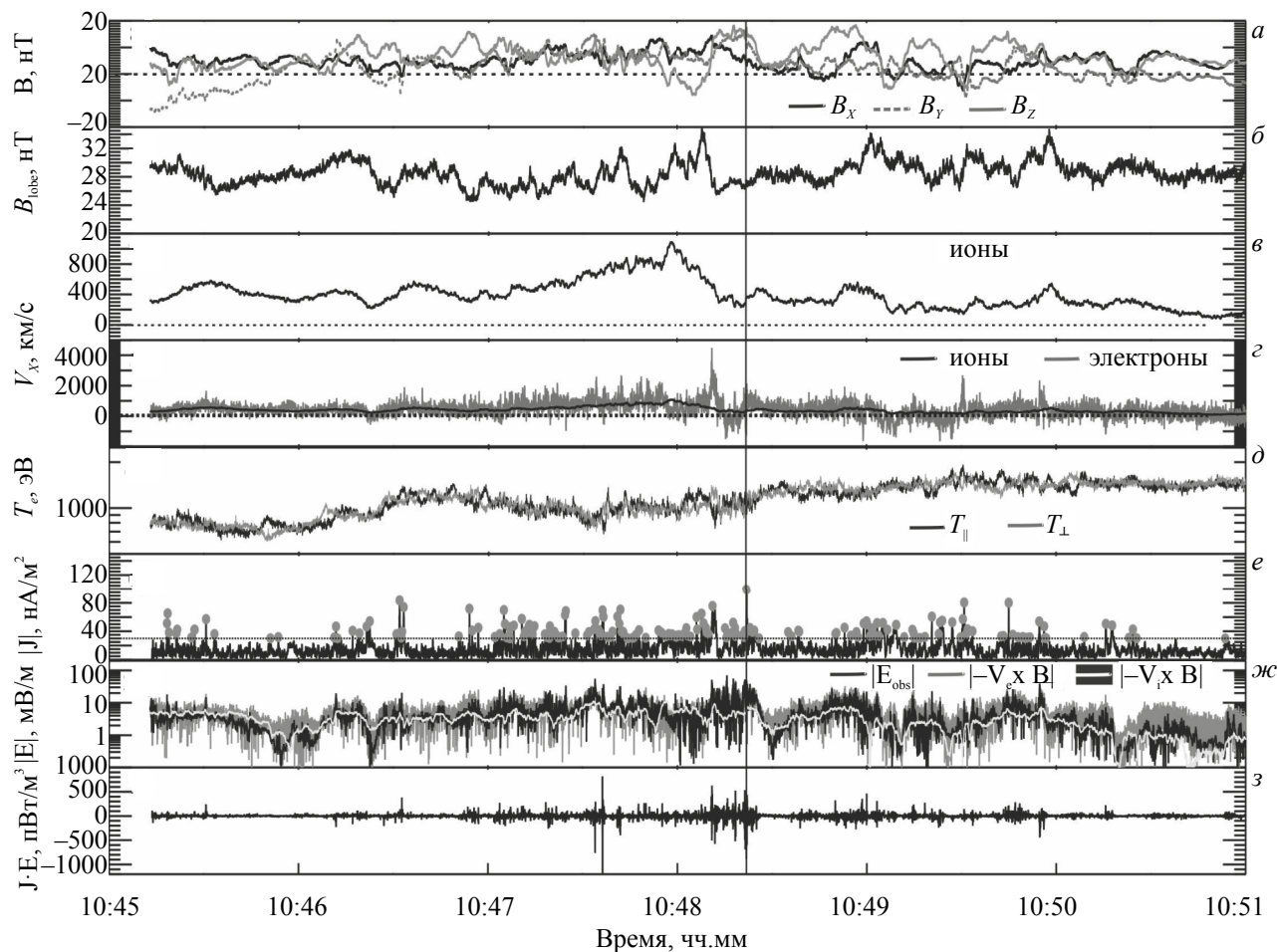


Рис. 1. Обзор интервала БПП, наблюдаемого спутником *MMS-1* 9.VII.2017 в 10:45–10:51 UT. Сверху вниз: временные профили трех компонент магнитного поля (а); модуля поля в долях хвоста (б); X-компоненты потоковой скорости ионов (в); X-компоненты потоковой скорости ионов и электронов (г); электронной температуры (д); плотности тока. Серыми кружками отмечены СТС (е); модулей наблюдаемого электрического поля, $|\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}|$, $|\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}|$ (ж); параметра $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ (з). Вертикальной черной линией выделен СТС, показанный на рис. 2.

электронами $|\mathbf{J}_e|$ (серый профиль). Величина $|\mathbf{J}_e|$ была рассчитана по электронным параметрам, наблюдаемым в барицентре квартета *MMS*, как: $|\mathbf{J}_e| = |e \cdot N_e^{\text{bary}} \cdot \mathbf{V}_e^{\text{bary}}|$, где N_e^{bary} и $\mathbf{V}_e^{\text{bary}}$ — плотность и вектор потоковой скорости электронов в барицентре, вычисленные как средние арифметические соответствующих величин, наблюдаемых четырьмя спутниками *MMS*. Хорошее соответствие, наблюдаемое между двумя профилями $|\mathbf{J}|$ и $|\mathbf{J}_e|$, указывает на то, что в интенсивный СТС основной вклад вносят электроны.

На рис. 2б показаны профили проекции потоковой скорости электронов на направление электрического тока в СТС V_{J_e} , наблюдаемые на четырёх спутниках *MMS* (показаны разными цветами). Для сравнения, на этом же рисунке приведена проекция потоковой скорости ионов на направление тока в СТС, наблюдаемая

MMS-1 (показана серой линией). Из-за худшего временного разрешения ионных данных (150 мс) для ионной потоковой скорости на интервале наблюдения СТС есть только две точки измерений (показаны серыми кружками). Однако даже при недостаточно высоком временном разрешении ионных измерений видно, что на интервале СТС потоковая скорость ионов вдоль $\mathbf{J}$ существенно меньше потоковой скорости электронов, и нет признаков её вариации. Это подтверждает вывод о том, что ионы практически не вносят вклад в электрический ток СТС.

Для дальнейшего анализа СТС была определена локальная система координат *LMN* с помощью метода анализа минимальной вариации магнитного поля (Minimum Variance Analysis, MVA, [26]). Этот метод предполагает, что спутник пересекает квазистационарный плоский

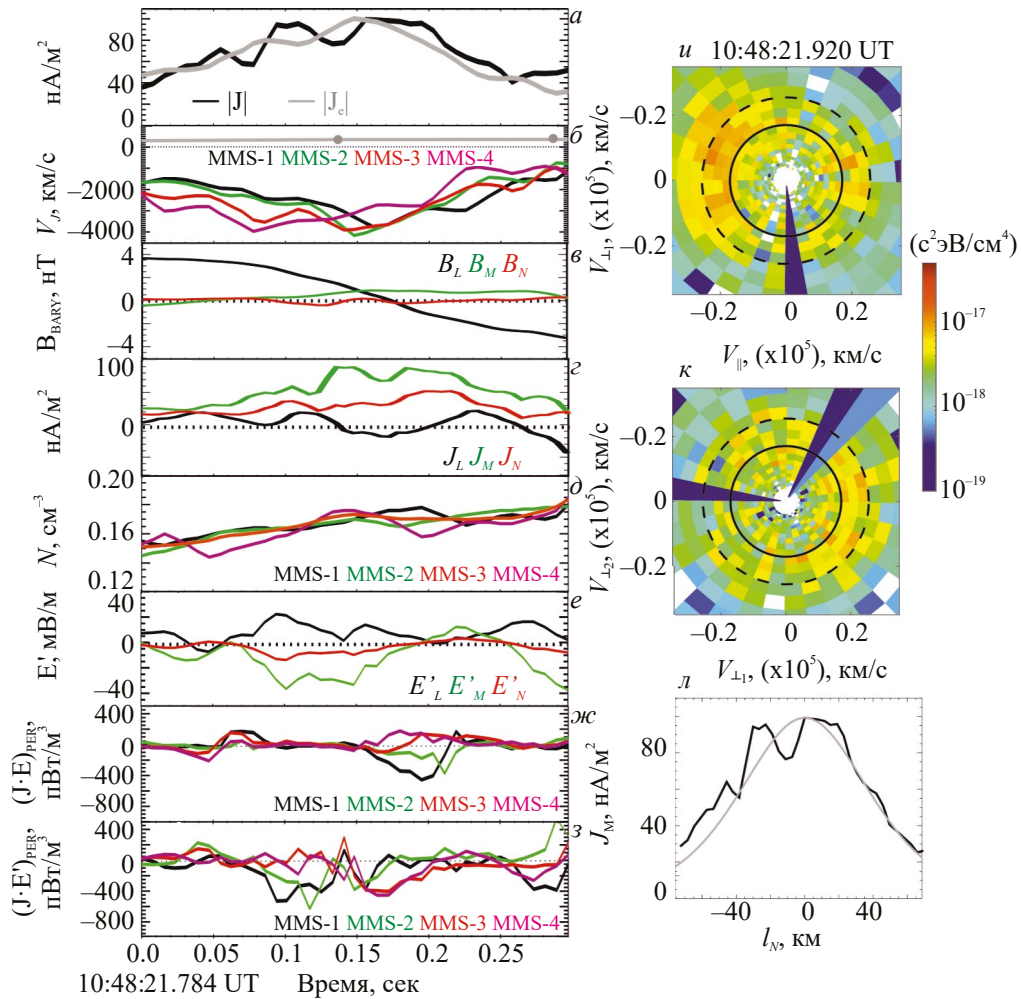


Рис. 2. Обзор интервала СТС, отмеченного на рис. 1 вертикальной черной линией. Сверху вниз: временные профили $|J|$ и $|J_c|$, показанные черным и серым цветами, соответственно (а); V_j электронов, измеренная на разных спутниках *MMS* (показана соответствующими цветами), и V_i ионов, наблюдаемая на *MMS*-1 (показана серым цветом) (б); LMN — компоненты магнитного поля в барицентре *MMS* (в) и плотности тока (г); N_e , измеренная на разных спутниках *MMS* (показана соответствующими цветами) (д); LMN — компоненты поля E' , измеренного в барицентре *MMS* (е); параметр $(\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{E}'_\perp)$ (ж) и $(\mathbf{J}_\parallel \cdot \mathbf{E}'_\parallel)$ (з), измеренные на разных спутниках *MMS* (показаны соответствующими цветами); 2D-срезы функций распределения электронов по скоростям (и, к); пространственный профиль плотности тока $J_M(l_N)$ и его аппроксимация профилем Харриса показаны черным и серым цветами соответственно (л).

ТС, в котором течет 1D ток, плотность которого зависит только от одной пространственной координаты в направлении нормали к слою. В такой системе координат максимальная вариация магнитного поля направлена вдоль L , нормаль к слою — вдоль N , а электрический ток течет вдоль направления M . Метод MVA был применен к наблюдениям магнитного поля в быстрой моде спутником *MMS*-1 во время пересечения СТС в 10:48:21.784–10:48:22.084 UT. В результате получены единичные вектора $\mathbf{l}$, $\mathbf{m}$, $\mathbf{n}$, проекции которых на оси системы координат GSM: $\mathbf{l} = [0.34, 0.82, -0.46]$; $\mathbf{m} = [-0.28, 0.55, 0.79]$;

$\mathbf{n} = [0.9, -0.15, 0.41]$. Отношения собственных значений $\lambda_L/\lambda_M = 8.6$ и $\lambda_M/\lambda_N = 25.6$ достаточно большие, что означает, что вектор нормали к слою определен корректно с точностью до знака.

На рис. 2в показаны профили трех компонент магнитного поля в системе координат LMN по данным *MMS*-1. Результаты MVA-анализа, примененного к данным других спутников, для этого интервала похожи и не показаны. Внутри СТС модуль нормальной к слою компоненты магнитного поля B_n не превышает 1 нТ, что составляет $\sim 0.3B_{L0}$, где B_{L0} — модуль L -компоненты магнитного поля на краях слоя. Широкая

(параллельная току в слое) компонента магнитного поля в центре СТС $B_M \approx 2$ нТ, что составляет $\sim 0.6B_{L0}$.

На рис. 2г показаны LMN -компоненты плотности тока в СТС. Максимальной величины в центре слоя достигает M -компонента J_M (~ 100 нА/м²). При этом две другие компоненты тока как минимум в два раза меньше. Таким образом, ток в центре СТС направлен преимущественно вдоль направления M , и ток можно считать почти одномерным. Так как в центре СТС присутствует ненулевая шировая компонента магнитного поля (B_M) и $B_N \approx 0$, то ток в центре практически направлен вдоль магнитного поля: $J_{\parallel}/|J| \approx 0.95$.

На рис. 2д показаны временные профили плотности электронов, измеренные спутниками *MMS* (показаны соответствующими цветами). Видно, что в течение интервала наблюдения СТС относительная вариация плотности электронов $\Delta N/N$, наблюдаемая каждым из спутников, не превышала $\sim 10\%$, в то время как вариация потоковой скорости электронов вдоль J (V_{eJ}) составила $\sim 100\%$. Таким образом, вклад в плотность тока в СТС дает высокая потоковая скорость электронов в центре слоя за счет присутствия ускоренного электронного пучка, а не возращение плотности электронов.

На рис. 2и и 2к показаны 2D-срезы 3D-функций распределения электронов по скоростям в плоскостях $(V_{\parallel}, V_{\perp 1})$ и $(V_{\perp 1}, V_{\perp 2})$ соответственно, измеренные прибором FPI на спутнике *MMS-1* вблизи центра СТС (в 10:48:21.920 UT). Здесь $V_{\parallel}$ — скорость электронов вдоль магнитного поля; $V_{\perp 1}$ — скорость вдоль направления $E \times B$; $V_{\perp 2}$ — скорость электронов вдоль направления $B \times (E \times B)$, где E — наблюдаемое электрическое поле. Пучок ускоренных электронов, движущийся антипараллельно магнитному полю, хорошо виден на рис. 2и.

Чтобы определить диапазон энергий токонесящей электронной популяции, моменты электронной функции распределения (N и V_{eJ}) вычислялись путем последовательного исключения из интегрирования измерений в низкоэнергичных каналах прибора FPI. При каждом последовательном исключении одного канала вычислялась плотность электронного тока J_e в барицентре *MMS*, и производилось её сравнение со значением плотности тока, полученной методом курлометра (J). Диапазоном энергий токонесящей популяции считался тот диапазон, для которого достигалось наилучшее соответствие между

J_e и J . В результате установлено, что кинетическая энергия токонесящей электронной популяции (ускоренного электронного пучка) находится в диапазоне энергий 1.6–30 кэВ. На рис. 2и и 2к сплошной черной линией показана нижняя граница диапазона энергий токонесящей электронной компоненты. Видно, что энергии электронов пучка находятся выше этой границы, а значит, ускоренный пучок дает основной вклад в ток в СТС.

Четыре спутника *MMS* наблюдали максимум плотности электронного тока $|J_e|$ в разные моменты времени (не показано) за счет движения мимо спутников электронного потока, генерирующего электрический ток в слое. По задержкам в наблюдениях максимума электронного тока (timing analysis) [27] была определена скорость и направление движения токовой структуры: $|V_{\text{prop}}| \approx 486$ км/с, $N_{\text{timing}} = [0.65, 0.44, 0.63]$ и построен пространственный профиль плотности тока $J_M(l_N)$ в СТС (где l_N — пространственная координата вдоль направления N), который показан на рис. 2л черной линией. Аппроксимация наблюдаемого профиля $J_M(l_N)$ 1D моделью Харриса [28] показана серой линией. Полутолщина СТС (L) составила ~ 50 км, что составляет $\sim 0.8d_e$, где $d_e \approx 60$ км — электронная инерционная длина, вычисленная для плотности $n = 0.26$ см⁻³ (использованы данные по ионной плотности в СТС, так как электронная плотность может быть занижена из-за вычета низкоэнергичной компоненты). Гирорадиус тепловых электронов в СТС $\rho_e \approx 6$ км и $L/\rho_e \approx 8$. Параметр адиабатичности для тепловой электронной популяции $\kappa_e = L\Omega_e/V_{Te} \sim 1.5$, где Ω_e — гирочастота электронов в магнитном поле в центре СТС и V_{Te} — тепловая скорость электронов. Таким образом, в данном СТС тепловая популяция электронов замагничена.

На рис. 2и и 2к черным пунктиром показана нижняя граница диапазона энергий электронов с $\kappa_e < 1$, которая составляет ~ 2.3 кэВ. Таким образом, вклад в ток в СТС дают как замагниченная, так и размагниченная электронные популяции. В следующем разделе, на основе статистического анализа большого количества СТС, будет показано, что во многих случаях толщина СТС может быть настолько мала, что $\kappa_e < 1$ даже для тепловой популяции электронов, а значит, существенный вклад в ток в СТС дают размагниченные электроны. В этих случаях динамика электронов в СТС схожа с динамикой электронов в ЭДО магнитного пересоединения.

На рис. 2е представлены временные профили компонент вектора неидеального электрического

поля $\mathbf{E}'$ в локальной системе координат LMN , вычисленные в барицентре MMS , где $\mathbf{E}'$ — электрическое поле, связанное с нарушением вмерзности электронов: $\mathbf{E}' = \mathbf{E}_{\text{obs}} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}$. В СТС наблюдается значительная (до ~ -40 мВ/м) вариация поля E'_M противоположная по знаку M -компоненте электрического тока J_M . Так как ток в СТС практически продольный и направлен преимущественно вдоль направления M , то наличие отрицательной вариации E'_M обуславливает значительную отрицательную величину параметра $(\mathbf{J}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}'_{\parallel})$ в СТС, наблюдаемую сначала парой спутников MMS -1, -2, а затем — спутниками MMS -3, -4 (см. рис. 23). Отрицательная вариация $(\mathbf{J}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}'_{\parallel})$ наблюдается не в центре, а на периферии электронного пучка (см. временные профили V_f на рис. 26), что обуславливает запаздывание в её наблюдении соответствующими параметрами спутников MMS . Отрицательные значения $(\mathbf{J}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}'_{\parallel})$ показывают, что поле $\mathbf{E}'$ приводит к торможению токонесущей электронной компоненты, что должно приводить к ослаблению тока $J_{\parallel}$. В такие моменты электроны передают энергию электромагнитному полю. Такая трансформация энергии может быть обусловлена развитием на границе ускоренного электронного пучка неустойчивости за счет наличия шира в электронной скорости, например, Бунемановской [29] или электронной моды неустойчивости Кельвина — Гельмгольца [30–32]. Последняя приводит к флуктуациям, сопровождающимся сменой знака параметра $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}')$.

В перпендикулярной компоненте $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ также зарегистрированы две вариации, наиболее значительная из которых наблюдается вблизи центра СТС (на 0.2 с наблюдения СТС, рис. 2ж). При этом MMS -1 и чуть позже MMS -2 наблюдали сильную отрицательную вариацию $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ (до ~ -500 пВт/м³). В это же время MMS -3 и -4 наблюдали положительную вариацию $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ до ~ 200 пВт/м³. Положительные значения $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}')$ указывают на то, что электромагнитная энергия передается токонесущей электронной компоненте. Этот процесс должен приводить к ускорению электронов и усилению тока. Положительные значения $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}')$ типичны для ЭДО, где происходит диссипация электромагнитной энергии и ускорение электронов. В ИДО $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}') < 0$ и происходит торможение и замагничивание электронов [33].

В рассматриваемом случае смена знака $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ наблюдается на масштабе тетраэдра MMS . Пары спутников MMS -1, 2 и MMS -3, 4 разнесены преимущественно по Y , что

соответствует примерно L -направлению в локальной системе координат LMN . Согласно результатам тайминг-анализа движение токонесущего пучка как плазменной структуры происходит в плоскости (XZ) , что обусловлено комбинацией движения диполизационного фронта, в котором наблюдается СТС, к Земле вместе с быстрым потоком и флэппинга в направлении $+Z$, в результате которого квартет MMS движется к нейтральной плоскости ($|B_X|$ уменьшается, см. рис. 1а). Электрический ток, создаваемый пучком, продольный и направлен преимущественно вдоль Z ($\sim$ направление M в системе LMN). Таким образом, градиент $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ направлен преимущественно вдоль Y и смена знака $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ происходит на масштабе ≤ 20 км $\approx 0.3 d_e$.

Согласно предыдущим наблюдениям MMS в хвосте магнитосферы, характерный масштаб ЭДО классического пересоединения составляет $\sim (12-17)d_e$ [33]. В традиционной геометрии симметричного магнитного пересоединения в хвосте X -линия с интенсивным током ориентирована приблизительно вдоль Y , а быстрые потоки из области пересоединения направлены вдоль X (L — направление в системе LMN). При этом спутник обычно пересекает обе диффузионные области и наблюдает обращение знака потока благодаря тому, что X -линия движется в хвост.

В рассматриваемом случае интенсивный ток в СТС направлен преимущественно вдоль Z (M — направление в LMN), а противоположно направленные высокоскоростные потоки, которые могли бы быть ускорены в случае наличия вторичного пересоединения в СТС, в такой конфигурации должны двигаться примерно вдоль Y (см. схему на рис. 3). Спутники MMS не могут их наблюдать, т.к. пересекают структуру преимущественно вдоль X -направления с небольшим наклоном вдоль оси Z . В данном случае компактный тетраэдр MMS практически представляет собой одну точку, пересекающую токовую структуру вблизи возможно границы ЭДО и ИДО, на которой $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ меняет знак. Из-за малых размеров спутникового тетраэдра ($< d_e$) и отсутствия движения плазменной структуры вдоль Y , MMS не видит пространственного распределения плазмы и полей в этом направлении на ионных кинетических масштабах, что позволило бы сделать вывод о наличии или отсутствии вторичного пересоединения.

Таким образом, есть как минимум две возможности: 1. MMS пересекает область вторичного пересоединения в зоне границы ЭДО и ИДО,

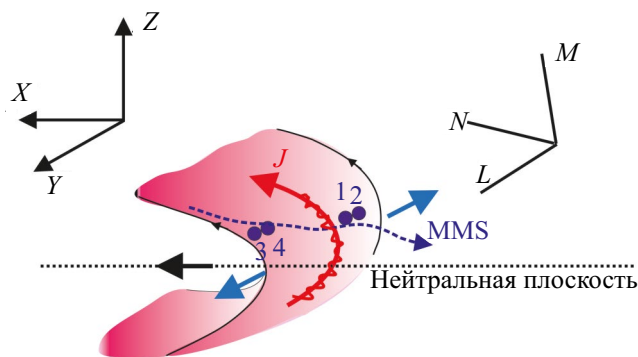


Рис. 3. Схематическое изображение диполизационного фронта с СТЦ, создаваемого продольным пучком ускоренных электронов (показан оттенками розового цвета). Градиентная заливка схематически изображает смену знака $(\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{E}'_\perp)$ (в более светлой зоне $(\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{E}'_\perp) < 0$). Направление тока $\mathbf{J}$ в СТЦ показано красной стрелкой. Спутники MMS показаны темно-синими кружками с соответствующими номерами. Траектория пересечения СТЦ квартетом MMS показана темно-синим пунктиром. Направление движения ускоренных плазменных потоков из области возможного вторичного пересоединения в СТЦ показано голубыми стрелками. Направление быстрого потока, переносающего к Земле диполизационный фронт, показано черной стрелкой.

но геометрия пересечения магнитоплазменной структуры не позволяет наблюдать вторичное магнитное пересоединение в его традиционной форме, когда ЭДО вложена в ИДО, и происходит ускорение противоположно направленных плазменных потоков. 2. Эволюция СТЦ и преобразование энергии происходит за счет развития плазменной неустойчивости без формирования классической области пересоединения и вовлечения в процесс ионной компоненты. Для решения этой проблемы нужны дальнейшие исследования СТЦ на различных стадиях их эволюции.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для статистического исследования характеристик СТЦ и их распределения в ПС выполнен анализ магнитных и плазменных измерений MMS в быстрой моде в ПС геомагнитного хвоста во время наблюдения БПП, направленных либо к Земле (20 интервалов потоков), либо от Земли (25 интервалов БПП). Для поиска СТЦ в этих интервалах выполнен анализ временных профилей модуля плотности тока $|\mathbf{J}|$, вычисленной по методу курлометра, и определены моменты времени, когда локальный максимум $|\mathbf{J}|_{\max} \geq 30 \text{ нА/м}^2$. Границы СТЦ в каждом случае определялись как моменты времени, в которых $|\mathbf{J}| \leq |\mathbf{J}|_{\max}/2$ по обе

стороны от $|\mathbf{J}|_{\max}$. В результате, в ПС было идентифицировано 451 СТЦ в интервалы наблюдения БПП, движущихся к Земле (т.е. с земной стороны от удаленной X-линии), и 1312 СТЦ в интервалы наблюдения БПП, направленных в хвост (т.е. с хвостовой стороны от X-линии).

На рис. 4а и 4а' показаны распределения относительной доли СТЦ с данным значением отношения $|J_\parallel| / |\mathbf{J}|$ от общего количества СТЦ, наблюдаемых в интервалы БПП, направленных к Земле и от Земли соответственно. В обеих группах интервалов преобладают СТЦ, ток в которых направлен преимущественно вдоль направления магнитного поля ($|J_\parallel| / |\mathbf{J}| \geq 0.7$). В работе [34] с помощью моделирования методом частиц в ячейке было показано формирование тонких токовых слоев с продольным током в турбулентной плазме для условий, типичных для магнитослоя. Авторы показали, что в турбулентной плазме происходит спорадическое ускорение продольных электронных пучков, которые создают электронные токовые слои параллельные внешнему магнитному полю. Причем ток в таких слоях создается за счет высокой скорости пучка, а не за счет возрастания плотности электронов в центре слоя (вариация плотности в слое не превышала 10% от фонового значения). В процессе своей эволюции эти слои утоньшаются. К сожалению, авторы наблюдали утоньшение слоев лишь до масштабов порядка ионного гирорадиуса, а дальнейшая их эволюция и предельная толщина, до которой они могли бы утоньшиться, остались неизвестными из-за ограничения численных ресурсов. И хотя данное моделирование было выполнено для холодной плазмы магнитослоя, наши наблюдения в горячей плазме ПС схожи с результатами моделирования. В горячей плазме хвоста динамика электронов и формирование анизотропной функции распределения в окрестности активных токовых слоев в области магнитного пересоединения была рассмотрена в работах [35, 36]. Согласно нашим наблюдениям, ток в СТЦ в горячей плазме ПС во многих случаях создается ускоренными электронными пучками, движущимися параллельно внешнему магнитному полю. Причем максимум потоковой скорости электронного пучка совпадает с максимумом тока в слое, а вариация электронной плотности в слое незначительна ($\sim 10\%$).

Для выяснения вопроса о том, как СТЦ распределены в ПС в зависимости от расстояния до нейтральной плоскости, мы разделили их на три группы согласно величине $|J_\parallel| / |\mathbf{J}|$: 1) квази-продольные СТЦ ($|J_\parallel| / |\mathbf{J}| \geq 0.7$); 2) СТЦ, в которых

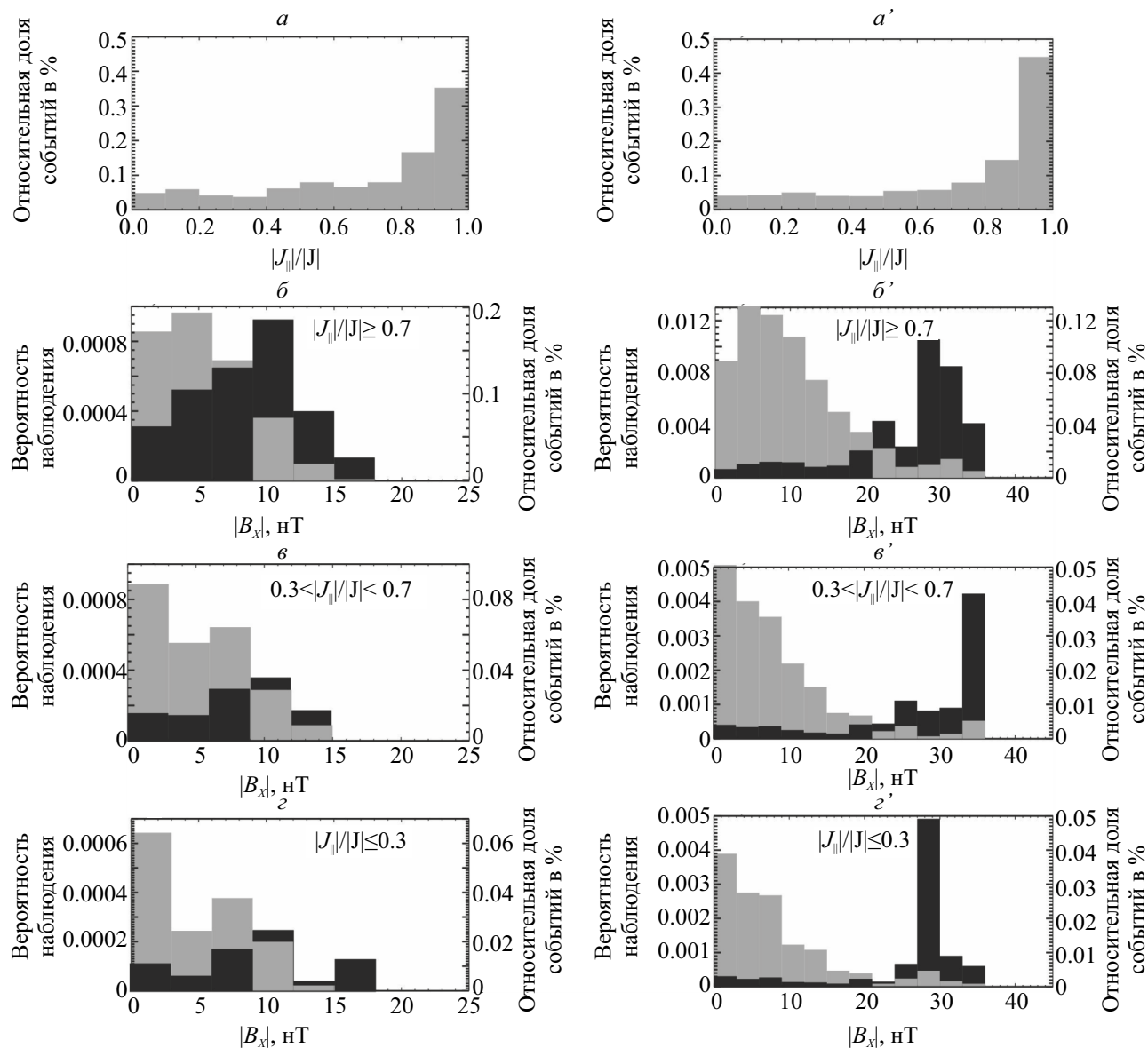


Рис. 4. Статистические распределения (вариант 1) характеристик СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, движущихся к Земле (левая колонка) и от Земли (правая колонка).

ток направлен под углом к магнитному полю ($0.3 < |J_{\parallel}|/|J| < 0.7$); и 3) квази-перпендикулярные СТС ($|J_{\parallel}|/|J| \leq 0.3$). Для каждой группы СТС были построены распределения относительной доли СТС, наблюдаемых в данном $|B_{\chi}|$ -бине от общего количества СТС в данной группе. Эти распределения показаны в виде серых гистограмм на рис. 4б—г (для интервалов БПП, направленных к Земле) и на рис. 4б'—г' (для интервалов БПП, направленных в хвост). Соответствующие значения относительной доли СТС показаны на правой вертикальной оси.

Также были построены гистограммы распределения вероятности наблюдения СТС из

каждой группы в пределах каждого $|B_{\chi}|$ -бина. Вероятность наблюдения СТС была вычислена как отношение суммарного времени наблюдения СТС данной группы внутри данного $|B_{\chi}|$ -бина к полному времени пребывания барицентра квартета *MMS* внутри данного $|B_{\chi}|$ -бина (независимо от того, наблюдались ли в течение этого времени СТС или нет). Вероятность вычислялась только для тех $|B_{\chi}|$ -бинов, в которых число измерений в быстрой моде превышало 500. На рис. 4б—г и 4б'—г' эти распределения показаны в виде черных гистограмм, а соответствующие значения вероятности показаны на левой вертикальной оси.

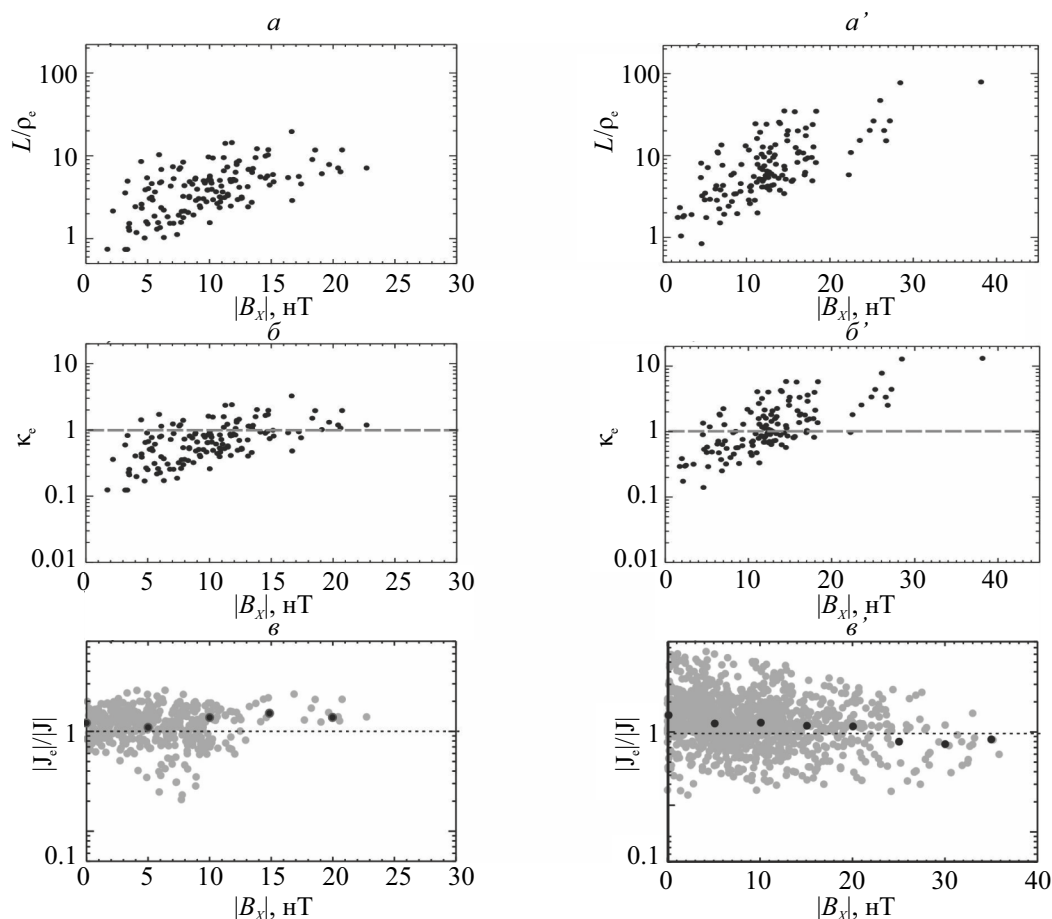


Рис. 5. Статистические распределения (вариант 2) характеристик СТС, наблюдаемых в интервалы БП, движущихся к Земле (левая колонка) и от Земли (правая колонка).

Большинство СТС, наблюдаемых как в интервалы БПП, направленных к Земле, так и в интервалы БПП, направленных от Земли, были зарегистрированы вблизи нейтральной плоскости и в центральном ПС. Однако, если нормировать число наблюдаемых СТС на общее время нахождения *MMS* на данном расстоянии от нейтральной плоскости (в пределах данного B_x -бина), оказывается, что с наибольшей вероятностью СТС наблюдаются во внешних областях ПС и в Пограничном плазменном слое (ППС). Причем эта тенденция имеет место для всех групп СТС. Данное противоречие можно объяснить, предположив, что СТС, наблюдаемые во внешнем ПС и в ППС, являются более устойчивыми структурами по сравнению с СТС, формируемыми в центральном ПС и вблизи нейтральной плоскости. Это может быть связано с тем, что в более сильном магнитном поле, имеющем место во внешнем ПС и в ППС, электроны в СТС замагничены. Замагниченность электронов обеспечивает устойчивость СТС по отношению к развитию

электронной тиринг-моды, для возбуждения которой необходимо наличие некоторой доли размагниченных электронов в слое [12].

Для проверки этого предположения были определены полутолщина СТС L и параметр адиабатичности тепловых электронов κ_e . Для определения L для каждого СТС был использован метод тайминг-анализа аналогично тому, как это было сделано в предыдущем разделе. Для такого анализа необходимо, чтобы все четыре спутника *MMS* наблюдали СТС и потоковая скорость и плотность электронов не испытывали значительных флуктуаций внутри СТС. Кроме того, плотность электронов должна быть достаточной ($N_e > 0.1 \text{ см}^{-3}$) для статистически надежного определения моментов функции распределения по скоростям. В результате, для тайминг-анализа оказались пригодны 207 СТС, наблюдаемых по время БПП, направленных к Земле, и 137 СТС, наблюдаемых во время БПП, движущихся в хвост.

На рис. 5а,б и 5а',б' показаны зависимости полутолщины L/ρ_e и κ_e от $|B_X|$ для СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, движущихся к Земле и от Земли соответственно. При прочих равных условиях, с ростом $|B_X|$ гирорадиус электронов (ρ_e) уменьшается, а гирочастота (Ω_e) возрастает. Таким образом, по мере удаления от нейтральной плоскости L/ρ_e и κ_e должны возрастать. Такая тенденция наблюдается на рис. 5а,б и 5а',б'.

В целом, для СТС из нашей базы L/ρ_e находится в пределах от долей электронного гирорадиуса (особо тонкие СТС, наблюдаемые только вблизи нейтральной плоскости) до $\sim 20\rho_e$ для СТС, наблюдаемых в БПП, направленных к Земле (см. рис. 5а), и до нескольких десятков ρ_e — для СТС, наблюдаемых в БПП, движущихся в хвост (см. рис. 5а'). Большинство СТС из нашей базы данных имеют полутолщину порядка нескольких ρ_e .

Параметр адиабатичности $\kappa_e < 1$ для всех СТС, наблюдаемых вблизи нейтральной плоскости, и для большинства СТС, наблюдаемых в ПС, при $|B_X| < 15$ нТ. Это означает, что в ПС, и особенно в его центральной части, основной вклад в СТС вносит размагниченная электронная популяция. Во внешнем ПС ($|B_X| > 15$ нТ) ситуация обратная: в большинстве СТС $\kappa_e > 1$, т.е. ток в этих слоях переносится замагниченными электронами, и СТС могут быть более устойчивыми. Возможно, это объясняет большую вероятность наблюдения СТС в этой области, по сравнению с областью вблизи нейтральной плоскости и центральным ПС.

На рис. 5в и 5в' показаны величины отношения $|J_e|/|J|$ в СТС в зависимости от расстояния до нейтральной плоскости ($|B_X|$) (серые кружки), наблюдаемые в интервалы БПП, направленных к Земле и от Земли соответственно. Здесь $|J_e|$ — модуль электронного тока, рассчитанного по электронной плотности и потоковой скорости вдоль J в барицентре *MMS* (где J — плотность тока, вычисленная по магнитным данным методом курлометра). Черными кружками показаны медианные значения $|J_e|/|J|$, вычисленные для каждого $|B_X|$ -бина. Видно, что наиболее сильный разброс значений $|J_e|/|J|$ наблюдается для СТС в БПП, направленных в хвост, т.е. с хвостовой стороны от *X*-линии. При этом для обеих групп интервалов медианные значения $|J_e|/|J|$ близки к 1, что свидетельствует о том, что в большинстве случаев основной вклад в ток в СТС вносят электроны.

Для всех СТС из нашей базы данных был вычислен параметр $J \cdot E'$, характеризующий

плотность мощности энергии, преобразуемой в СТС в системе покоя, связанной с электронным потоком ($E' = E_{\text{obs}} + V_e \times B$). На рис. 6а и 6а' показаны максимальные абсолютные значения $|J \cdot E'|$, наблюдаемые в каждом СТС из нашей базы данных в зависимости от $|J|$, а на рис. 6б и 6б' показаны $|J \cdot E'|$ в зависимости от $|E'|$, наблюдаемые в интервалы БПП, направленных к Земле и от Земли соответственно. Красным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $J \cdot E'$ было положительным, то есть в тот момент и в том месте, где квартет *MMS* пересекал СТС, преобладала диссипация электромагнитной энергии. Черным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $J \cdot E'$ было отрицательным, то есть в момент пересечения СТС спутниками *MMS*, преобладала “генерация”: кинетическая энергия токонесущей электронной компоненты трансформировалась в энергию поля. Из рисунков видно, что наблюдения “диссипация” и “генерация” в СТС происходят практически равновероятно. Полагаем, что это связано с тем, что оба процесса имеют место в СТС, и наблюдение того или иного процесса обусловлено геометрией пересечения СТС спутниками *MMS*. В большинстве случаев абсолютная величина $|J \cdot E'|$ составляет несколько сотен пВт/м³, но в некоторых СТС она достигает нескольких нВт/м³, что сопоставимо с плотностью мощности, выделяемой в ЭДО пересоединения. Таких случаев гораздо больше в интервалы БПП, направленных в хвост, т.е. в СТС, наблюдаемых с хвостовой стороны от *X*-линии.

Важно отметить, что значения $|J \cdot E'|$, $|J|$ и $|E'|$, представленные на этих графиках, необязательно измерены в центре СТС (т.е. не в моменты наблюдения максимальной плотности тока в СТС), а в те моменты, когда абсолютная величина $|J \cdot E'|$ достигала максимума на интервале его пересечения спутниками *MMS*. Как видно из графиков, максимальная величина $|J \cdot E'|$ часто наблюдалась на краях СТС (там, где плотность тока была ниже нашего критерия отбора СТС: 30 нА/м²). Тот факт, что максимальная $|J \cdot E'|$ часто наблюдалась не в центре СТС, также объясняет отсутствие выраженной линейной зависимости между $|J \cdot E'|$ и $|J|$. При этом между $|J \cdot E'|$ и $|E'|$ наблюдается хорошо выраженная линейная зависимость как для СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, направленных к Земле, так и для СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, направленных в хвост. Это свидетельствует о том, что основной вклад в параметр $J \cdot E'$ вносит электрическое поле E' , а не плотность тока в СТС.

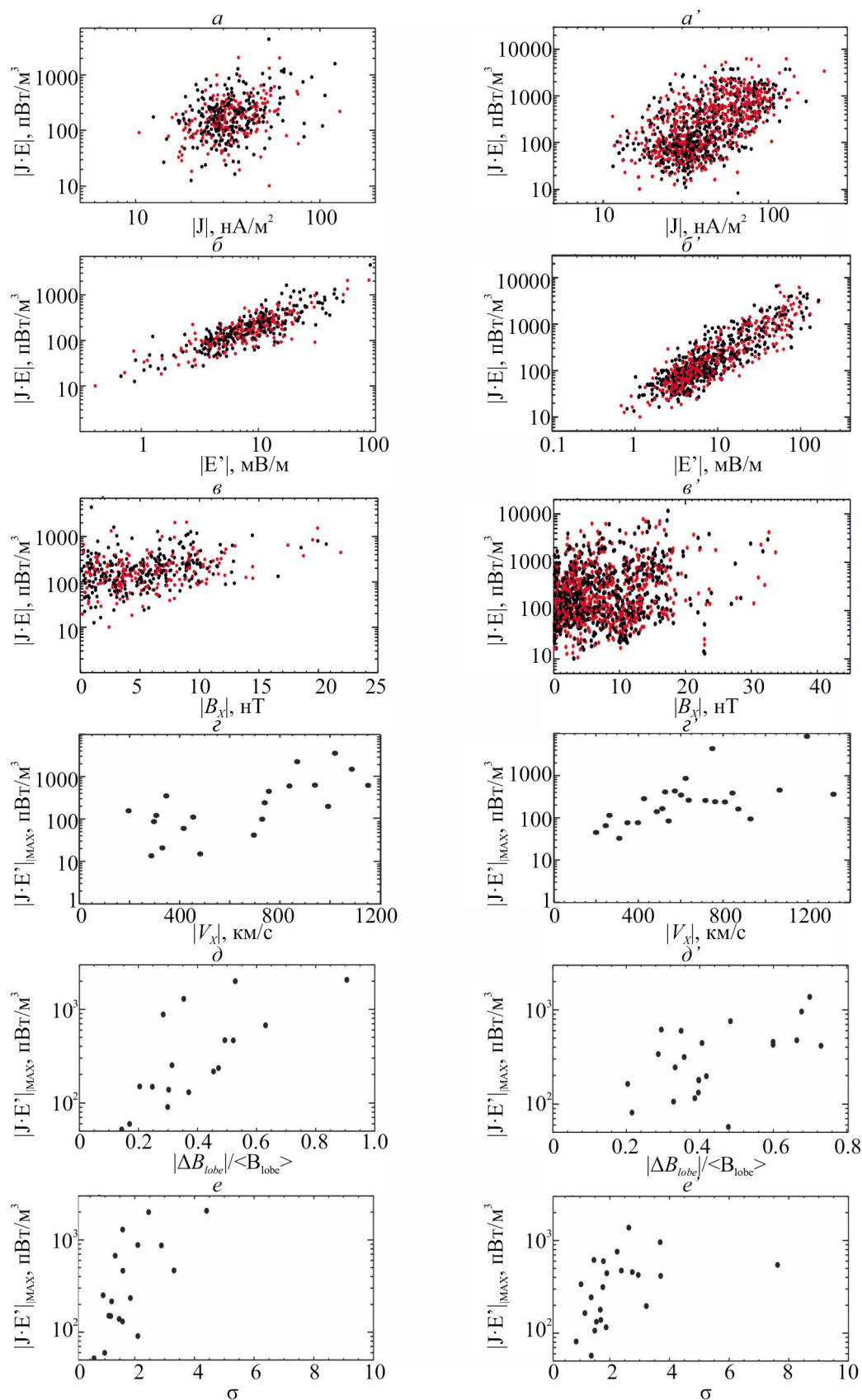


Рис. 6. Статистические распределения (вариант 3) характеристик СТС, наблюдаемых в интервалы БП, движущихся к Земле (левая колонка) и от Земли (правая колонка).

На рис. 6в и 6в' показаны зависимости абсолютной величины параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$ от $|B_X|$ для БПП, движущихся к Земле и в хвост соответственно. Красным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ было положительным, и черным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ было отрицательным. Здесь также не наблюдается каких-либо зависимостей в распределении положительных и отрицательных значений $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ в СТС. Что касается распределения абсолютной величины $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$, то вблизи нейтральной плоскости и в центральном ПС наблюдается большой разброс её значений для обеих групп БПП. С ростом $|B_X|$ этот разброс уменьшается, и при этом прослеживается тенденция к возрастанию величины $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$, то есть к увеличению плотности мощности энергии, преобразуемой в СТС (независимо от того передавалась эта энергия от частиц полям или наоборот). Эта тенденция особенно заметна для интервалов БПП, движущихся к Земле. Это говорит о том, что в СТС, формируемых во внешнем ПС и в ППС, т.е. в присепаратрисном слое, наблюдаются более сильные поля $\mathbf{E}'$.

Процессы преобразования энергии, происходящие в СТС, и формирование самих СТС должны управляться макро-динамическими явлениями в магнитосферном хвосте. Для выяснения этого вопроса была исследована связь между максимальной величиной параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$, наблюдаемой в каждом интервале БПП, и максимальной наблюдаемой скоростью БПП $|V_X|$. На рис. 6г и 6г' представлены эти зависимости для интервалов БПП, направленных к Земле и в хвост соответственно. На обоих графиках видна тенденция наличия больших значений $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$ в более быстрых БПП независимо от того, с земной или с хвостовой стороны от Х-линии находятся спутники MMS.

Еще одним макроскопическим фактором, управляющим динамикой ПС и ТС в хвосте, является величина магнитного потока в долях хвоста. В частности, при возрастании магнитного поля в лобах (B_{lobe}) происходит утоньшение поперечного ТС, накопление в нем свободной энергии, что в последствии может привести к развитию токовых неустойчивостей и магнитному пересоединению [7, 37]. Аналогично этому глобальному сценарию, можно предположить, что процессы микро-диссипации энергии в СТС, формируемых в ПС хвоста, могут быть связаны с вариациями B_{lobe} .

На рис. 6д и 6д' для интервалов БПП, движущихся к Земле и от Земли, показаны зависимости максимальной величины параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$, наблюдаемой в каждом интервале БПП, от максимальной вариации поля $|\Delta B_{\text{lobe}}| / \langle B_{\text{lobe}} \rangle$, наблюдаемой в соответствующем интервале БПП (где $\langle B_{\text{lobe}} \rangle$ — среднее значение поля B_{lobe} в данном интервале). В каждом интервале БПП поле B_{lobe} рассчитывалось в каждый момент наблюдения MMS из условия баланса давлений: $B_{\text{lobe}}^2 / 8\pi = B_{\text{PS}}^2 / 8\pi + (n_e k T_i + n_e k T_e)$, где B_{PS} — величина магнитного поля, измеренная в барицентре MMS; T_i и T_e — температуры ионов и электронов соответственно. При этом, моменты, в которых плотность плазмы была ниже 0.1 см^{-3} (область ППС), исключались из анализа, т.к. в такие моменты плазменное давление вычислялось некорректно из-за недостаточной статистики отсчетов в детекторах FPI.

На рис. 6е и 6е' для интервалов БПП, движущихся к Земле и от Земли, показаны зависимости максимальной величины параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$, наблюдаемой в каждом из этих интервалов, от величины среднеквадратичного отклонения σ , вычисленной для поля $B_{\text{lobe}}(t)$, наблюдаемого в соответствующем интервале БПП. На всех этих рисунках видна тенденция возрастания величины $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$ в ПС с ростом величин $|\Delta B_{\text{lobe}}| / \langle B_{\text{lobe}} \rangle$ и σ , как во время интервалов БПП, движущихся к Земле, так и для интервалов БПП, движущихся от Земли.

В работе [19] на основе моделирования методом частиц в ячейке была исследована эволюция СТС, сформированного в ТС хвоста при наличии внешнего драйвера, которым служило усиление магнитного поля в долях хвоста примерно на 30 % от невозмущенной величины. Авторы показали, что в процессе утоньшения СТС в нем развивалась электронная тиринг-мода и начиналась электронная фаза пересоединения, или “электронное пересоединение”. Затем за счет наличия внешнего драйвера электронная фаза пересоединения сменялась ионной фазой с формированием ИДО. На этой фазе наблюдалось уменьшение поля в долях хвоста. Согласно нашим наблюдениям, в течение интервалов БПП в долях хвоста наблюдались вариации поля B_{lobe} , и в некоторых случаях эти вариации были значительными (более 50 % от невозмущенного значения). Именно в такие интервалы имело место наиболее сильное энерговыделение в СТС, вплоть до нескольких нВт/м³. Такие значения параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$ сообщались для ЭДО пересоединения [24].

Важно также отметить, что в интенсивных СТС с полутолщиной меньше или равной нескольким ρ_e нарушается замороженность электронной популяции и наблюдаются сильные неидеальные электрические поля (иногда ≥ 100 мВ/м). Такие явления, как нарушение замороженности электронов и негиротропия их функций распределения, высокая плотность тока в слое, сильные электрические поля и высокая плотность мощности выделяемой энергии, типичны для ЭДО. Во многих работах сообщалось о наблюдениях этих явлений в магнитослое, на магнитопаузе, вблизи головной ударной волны и в хвосте магнитосферы [9, 14, 16–18]. При этом ионы никак не участвовали в процессе. Ни о каких вариациях в ионных параметрах, кроме нарушения замороженности, не сообщалось. Также не наблюдалось ускоренных ионных потоков (джетов), которые являются следствием “традиционного” пересоединения. Авторы объясняли эти особенности “электронным пересоединением” или “электронной фазой пересоединения”, которая затем при определенных условиях может развиться в ионную фазу и традиционное пересоединение. Однако такой сценарий был реализован лишь в моделировании [19], и, по имеющейся информации, спутниковых наблюдений такого явления нет. Не наблюдалось также какого-то дополнительного ускорения ионов, которое могло быть следствием вторичного пересоединения.

Наиболее вероятным представляется следующий сценарий. В турбулентной плазме, создаваемой БПП, происходит генерации индукционных электрических полей и транзитное ускорение электронных пучков. Это ускорение происходит не только в X -линии, породившей БПП, но и на некотором расстоянии от нее, в O -линиях и других нестационарных локализованных магнитных структурах, порожденных первичным “традиционным” пересоединением [38]. Ускорение электронных пучков наиболее эффективно в ТС и в центральном ПС, где магнитные флуктуации наиболее сильные. Двигаясь затем вдоль силовых линий магнитного поля, которые проектируются в эти локализованные источники ускорения, электронные пучки создают СТС в ПС. СТС в процессе эволюции постепенно утоньшаются. Так как толщина этих структур существенно меньше других их размеров, то такие структуры, по крайней мере, на масштабе тетраэдра *MMS* можно считать слоями. В процессе утоньшения СТС возрастает относительная доля размагниченных электронов, слой становится метастабильным, и, наконец, разрушается за счет

развития электронного тиринга. При этом генерируются сильные электрические поля, которые способны вновь ускорять электроны. В результате, в турбулентной плазме ПС наблюдаются множественные процессы формирования и разрушения СТС на электронных кинетических масштабах. Такие процессы вносят вклад в турбулентный энергетический каскад на электронных кинетических масштабах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнен анализ 451 интенсивных ($|J| > 30$ нА/м²) СТС, наблюдаемых в 20 интервалах БПП, направленных к Земле (т.е. с земной стороны от X -линии), и 1312 СТС, зарегистрированных в 25 интервалах БПП, движущихся в хвост (т.е. с хвостовой стороны от X -линии). В результате статистически установлено:

- В большинстве СТС из отобранной базы данных электрический ток направлен параллельно магнитному полю ($|J_{\parallel}|/|J| > 0.7$). Это может быть связано с присутствием в центре СТС шировой компоненты магнитного поля и/или с тем, что ток в СТС создают пучки ускоренных электронов, движущиеся вдоль магнитного поля.

- СТС могут наблюдаться не только вблизи нейтральной плоскости, но и на любых расстояниях от нее в пределах ПС, причем вероятность их наблюдения наиболее высокая во внешнем ПС и ППС.

- Большинство СТС из отобранной базы данных имеют полутолщину порядка нескольких ρ_e . Параметр адиабатичности $\kappa_e < 1$ для всех СТС, наблюдаемых вблизи нейтральной плоскости, и для большинства СТС, наблюдаемых в ПС при $|B_X| < 15$ нТ. Это означает, что в ПС, и особенно в его центральной части, основной вклад в СТС вносит размагниченная электронная популяция. Во внешнем ПС ($|B_X| > 15$ нТ) ситуация обратная: в большинстве СТС $\kappa_e > 1$, т.е. ток в этих слоях переносится, в основном, замагниченными электронами.

- В большинстве случаев величина $|J \cdot E'|$ составляет несколько сотен пВт/м³, но в некоторых СТС она достигает нескольких нВт/м³, что сопоставимо с плотностью мощности, выделяемой в ЭДО пересоединения. Таких случаев гораздо больше в интервалы БПП, направленных в хвост, т.е. в СТС, наблюдаемых с хвостовой стороны от X -линии. Основной вклад в величину $|J \cdot E'|$ вносит неидеальное электрическое поле E' .

- Наибольшие значения $|J \cdot E|$ наблюдаются в более быстрых БПП и при наиболее сильных вариациях магнитного поля в долях хвоста, независимо от того, с земной или с хвостовой стороны от X-линии находятся спутники *MMS*. Высокая скорость БПП и усиление магнитного поля в долях хвоста могут служить внешними драйверами для формирования и последующего быстрого разрушения интенсивных СТС.

- Динамика электронов в СТС напоминает динамику электронов в ЭДО пересоединения. Генерация СТС и их последующее разрушение, вероятно, из-за развития электронного тиринга, вносит вклад в турбулентный каскад на электронных кинетических масштабах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РНФ № 23-12-00031).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baumjohann W., Roux A., Le Contel et al. Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // *Annales Geophysicae*. 2007. V. 25. P. 1365–1389. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-1365-2007>.
2. Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V. et al. Embedded current sheets in the Earth's magnetotail // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. Iss. A00I25. <https://doi.org/10.1029/2010JA015749>
3. Grigorenko E.E., Sauvaud J.A., Palin L. et al. THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2014. V. 119. Iss. 8. P. 6553–6568. <https://doi.org/10.1002/2013JA019729>
4. Büchner J., Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 1989. V. 94. Iss. A9. P. 11821–11842. <https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11821>
5. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V. et al. Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2004. V. 11. Iss. 1. P. 1–9.
6. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V. et al. “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophysical Research Letters*. 2006. V. 33. Iss. L05105. <https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
7. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е. и др. Тонкие токовые слои: от работ Гинзбурга-Сыроватского до наших дней // *Успехи Физических Наук*. 2016. Т. 186. № 11. С. 1153–1188
8. Burch J., Moore T., Torbert R., Giles B. Magnetospheric multiscale overview and science objectives // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 5–21. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
9. Wang R., Lu Q., Nakamura R. et al. An electron-scale current sheet without bursty reconnection signatures observed in the near-Earth tail // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45. Iss. 10. P. 4542–4549. doi.org/10.1002/2017GL076330
10. Leonenko M.V., Grigorenko E.E., Zelenyi L.M. et al. *MMS* Observations of Super Thin Electron-Scale Current Sheets in the Earth's Magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2021. V. 26. Iss. 11. Art.ID. e2021JA029641. doi.org/10.1029/2021JA029641
11. Tsareva O.O., Leonenko M.V., Grigorenko E.E. et al. Nonlinear Equilibrium Structure of Super Thin Current Sheets: Influence of Quasi-Adiabatic Electron Population // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2023. V. 128. Iss. 6. Art.ID. e2023JA031459. DOI:10.1029/2023JA031459
12. Tsareva O.O., Leonenko M.V., Grigorenko E.E. et al. Fast tearing mode driven by demagnetized electrons // *Geophysical Research Letters*. 2024. (in progress)
13. Малыхин А.Ю., Григоренко Е.Е. Наблюдения спутниками *MMS* мелкомасштабных магнитных и токовых структур во время продолжительных диполизаций в ближнем геомагнитном хвосте // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 5. С. 410–414. DOI: 10.31857/S0367292121050061
14. Zhou M., Berchem J., Walker R.J. et al. Coalescence of macroscopic flux ropes at the subsolar magnetopause: Magnetospheric Multiscale observations // *Physical Review Letters*. 2017. V. 119. Iss. 5. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.119.055101>.
15. Zhou M., Man H.Y., Deng X.H. et al. Observations of secondary magnetic reconnection in the turbulent reconnection outflow // *Geophysical Research Letters*. 2021. V. 48. Art.ID. e2020GL091215. <https://doi.org/10.1029/2020GL091215>
16. Gingell I., Schwartz S.J., Eastwood J.P. et al. Observations of magnetic reconnection in the transition region of quasi-parallel shocks // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. Iss. 3. P. 1177–1184. <https://doi.org/10.1029/2018gl081804>.
17. Chen Z.Z., Fu H.S., Wang Z. et al. Evidence of Magnetic Nulls in the Reconnection at Bow Shock // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. P. 10209–10218. doi.org/10.1029/2019GL084360
18. Man H.Y., Zhou M., Deng X.H. et al. In situ observation of magnetic reconnection between an earthward propagating flux rope and the geomagnetic field // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45. Iss. 17. P. 8729–8737. <https://doi.org/10.1029/2018gl079778>.

19. *Lu S., Wang R., Lu Q. et al.* Magnetotail reconnection onset caused by electron kinetics with a strong external driver // *Nature Communications*. 2020. V. 11. Iss. 5049. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-18787-w>
20. *Russell C.T., Anderson B.J., Baumjohann W. et al.* The magnetospheric multiscale magnetometers // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 189–256. doi.org/10.1007/s11214-014-0057-3
21. *Lindqvist P.A., Olsson G., Torbert R.B. et al.* The spin-plane double probe electric field instrument for MMS // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 137–165. doi.org/10.1007/s11214-014-0116-9
22. *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast plasma investigation for magnetospheric multiscale // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 331–406. doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4
23. *Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I et al.* THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front // *Geophysical Research Letters*. 2009. V. 36. Iss. 14. P. 1–7. doi.org/10.1029/2009GL038980.
24. *Robert P., Dunlop M.W., Roux A., Chanteur G.* Accuracy of current density determination // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. 1998. P. 395–418.
25. *Hwang K.-J., Choi E., Dokgo K. et al.* Electron vorticity indicative of the electron diffusion region of magnetic reconnection // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. P. 6287–6296. <https://doi.org/10.1029/2019GL082710>
26. *Sönnnerup B.U.Ö., Scheible M.* Minimum and Maximum Variance Analysis // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. 1998. P. 185–220.
27. *Harvey C. C.* Analysis methods for multi-spacecraft data. Bern: ISSI Scientific Report SR-001. 1998. P. 307
28. *Harris E.G.* On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Cimento*. 1962. V. 23. P. 115–123.
29. *Drake J.F., Swisdak M., Cattell C. et al.* Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection // *Science*. 2003. V. 299. P. 873.
30. *Pritchett P.L., Mozer F.S.* Asymmetric magnetic reconnection in the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. Iss. A11210. doi:10.1029/2009JA014343
31. *Divin A., Lapenta G., Markidis S. et al.* Numerical simulations of separatrix instabilities in collisionless magnetic reconnection // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19. Art.ID. 042110. doi: 10.1063/1.3698621
32. *Lapenta G., Goldman M., Newman D. et al.* Electromagnetic energy conversion in downstream fronts from three dimensional kinetic reconnection // *Phys. Plasmas*. 2014. V. 21. Art.ID. 055702. doi:10.1063/1.4872028
33. *Torbert R.B., Burch J.L., Phan T.D. et al.* Electron-scale dynamics of the diffusion region during symmetric magnetic reconnection in space // *Science*. 2018. V. 362. P. 1391–1395. DOI: 10.1126/science.aat2998
34. *Jain N., Büchner J., Comişel H. et al.* Free Energy Sources in Current Sheets Formed in Collisionless Plasma Turbulence // *The Astrophysical J.* 2021. V. 919. Iss. 103. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac106c>.
35. *Egedal J., Fox W., Katz N. et al.* Evidence and theory for trapped electrons in guide field magnetotail reconnection // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. Iss. A12207. DOI:10.1029/2008JA013520
36. *Egedal J., Daughton W., Lê A.* Large-scale electron acceleration by parallel electric fields during magnetic reconnection // *Nat. Phys.* 2012. V. 8. P. 321–324. DOI:10.1038/NPHYS2249
37. *Sergeev V.A., Angelopoulos V., Nakamura R.* Recent advances in understanding substorm dynamics // *Geophysical Research Letters*. 2012. V. 39. DOI:10.1029/2012GL050859.
38. *Fu H.S., Vaivads A., Khotyaintsev Y.V. et al.* Intermittent energy dissipation by turbulent reconnection, // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44. P. 37–43. DOI:10.1002/2016GL071787.

УДК 520.272, 523.9

ТОНКАЯ СТРУКТУРА КОРОНЫ ПО РАДИОНАБЛЮДЕНИЯМ С ВЫСОКИМ ЧАСТОТНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

© 2024 г. М. К. Лебедев*, В. М. Богод, Н. Е. Овчинникова

*Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН (СПбФ САО РАН),
Санкт-Петербург, Россия*

**e-mail: m.k.lebedev@gmail.com*

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 21.05.2024 г.

Принята к публикации 27.05.2024 г.

Наличие непрерывных процессов охлаждения и нагрева — важное условие, определяющее существование солнечной короны, для которой характерны температуры в несколько миллионов кельвинов. На эти процессы могут оказывать существенное влияние мелкомасштабные корональные образования, которые в значительной мере определяют тепловой баланс короны и возмущения солнечного ветра. Наблюдения поляризованного излучения с высокой чувствительностью позволяют оценить сложную структуру магнитных полей, которые накапливают энергию, необходимую для возбуждения корональных эруптивных явлений, всплесков и вспышек. Однако на больших высотах корона становится оптически тонкой, и ее наблюдения представляют собой большую проблему, требующую использования инструментов с большой эффективной площадью. Многие исследователи отмечают, что область корональной магнитометрии является молодой и затратной для продвижения ввиду того, что экспериментальные наблюдения в оптических диапазонах ограничены низкой плотностью плазмы в короне, высокой температурой, а также недостаточной чувствительностью инструментария. В противоположность этому, в радиодиапазоне достижима более высокая чувствительность. В частности, диапазон 1–3 ГГц оптимален для регистрации весьма слабых корональных структур зарождающей активности, несмотря на ограничения по пространственному разрешению. Для организации радионаблюдений короны на крупном радиотелескопе рефлекторного типа РАТАН-600 был создан широкодиапазонный спектрометр в диапазоне 1–3 ГГц. Он имеет сплошное перекрытие всего диапазона с предельными частотным и временным разрешениями при высокой чувствительности по потоку излучения. В работе приводятся результаты первых серий наблюдений слабых корональных структур, обсуждается их интерпретация по воздействию на тепловые процессы в короне.

DOI: 10.31857/S0023420624060081, EDN: IFTJRA

1. ВВЕДЕНИЕ

В радиоастрономических исследованиях короны в дециметровом диапазоне волн преобладают наблюдения многочисленных радиовсплесков [1, 2] с использованием инструментов различных типов [3–10].

Для мониторинга всплесковой активности используется метровый диапазон длин волн на радиотелескопах с небольшими апертурами, предназначенных для изучения Солнца, как звезды. При этом абсолютное значение уровней всплесков не используется. В метровом диапазоне работают также такие крупные инструменты

с повышенным разрешением, как LOFAR [6], радиогелиограф в Нансе [7], MUSER (ранее CSRH) [9].

Большое разнообразие активных явлений в солнечной короне стало интенсивно изучаться с началом спутниковых исследований, когда появилась возможность сопоставления данных наземных инструментов в радио- и оптическом диапазонах с данными в вакуумном ультрафиолете и рентгеновском диапазоне, что повлияло на ускоренное развитие представлений о структурах в широком диапазоне высот в атмосфере Солнца. Полученные данные дали основания для новых гипотез о роли переходных процессов

в солнечной плазме, которые присутствуют при зарождении активных областей (АО), при предвспышечной и вспышечной активности, генерации разнообразных микровсплесков [11], корональных джетов, импульсивных выбросов корональных масс и могут быть связаны с нагревом короны и ускорением солнечного ветра [12]. Слабые структуры в дециметровом диапазоне были обнаружены в виде длительных микровсплесков на уровне излучения 0.001 солнечных единиц потока (с. е. п.) [13]. Эти микровсплески наблюдались как в поглощении, так и ярком излучении. Их регистрация стала возможной благодаря высокой чувствительности рефлекторного радиотелескопа РАТАН-600. В совместных наблюдениях на РАТАН-600 и радиогелиографе в Нансе была доказана корреляция микровсплесков дециметрового диапазона с всплесками метрового диапазона [14]. Дальнейшие исследования показали, что механизм дециметровых всплесков обусловлен плазменным излучением на 2-й гармонике ленгмюровской частоты [15]. В связи с появлением мощных помех от систем мобильной связи такие наблюдения на РАТАН-600 были прекращены и возобновились после создания помехоустойчивой приемной системы [16].

Следует отметить, что дециметровый диапазон неудобен для наблюдения слабых структур в короне Солнца на крупных инструментах. С одной стороны, для этих наблюдений нужны большая эффективная площадь и равномерная пространственно-частотная характеристика антенны, с другой стороны, необходимо наличие большого динамического диапазона, который позволил бы выделять слабые сигналы на фоне мощного фонового радиоизлучения Солнца. В настоящее время к этим требованиям наиболее приближен радиотелескоп РАТАН-600, в котором при пространственном разрешении 1.5–5' реализуется покрытие полосы частот 1–3 ГГц с динамическим диапазоном до 90 дБ. Такие важные дополнительные качества новой приемной аппаратуры, как относительное частотное разрешение до 10^{-5} и временное разрешение до 8 мс на полный спектр делают РАТАН-600 высокоэффективным инструментом для исследования тонкой спектральной структуры короны.

2. ПРОБЛЕМА ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

В последние десятилетия появилось много публикаций о наблюдении разнообразных мелко-масштабных структур в солнечной короне — как

с помощью внеатмосферных обсерваторий, так и с помощью крупных наземных инструментов, работающих в видимом и инфракрасном диапазонах, таких как солнечный телескоп DKIST с поляриметром ViSP с апертурой 4.0 м [17], шведский солнечный телескоп диаметром 1 м SST [18] или новый солнечный 1.6-метровый телескоп NST [19]. Обнаружены новые объекты: шлейфы, корональный дождь, различные моды петлевых колебаний и т. д. Данные в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, полученные с помощью космических аппаратов *Yohkoh* [20], *SOHO* [21], *STEREO* [22], *Hinode* [23], *SDO* [24], свидетельствуют о наличии в солнечной короне горячих струй плазмы, которые образуются на всех этапах цикла солнечной активности, как в АО, так и на спокойном Солнце. Такие явления имеют меньший масштаб, чем “обычные” солнечные вспышки и корональные выбросы массы, но обладают схожими с ними свойствами. Определяющая роль в их формировании и динамике принадлежит магнитному полю [25, 26]. Авторы работ [27, 28] указывают на МГД-волны, сопровождающие солнечные вспышки, как на средство диагностики движущего механизма и процессов энерговыделения в эруптивных событиях на Солнце.

Особый интерес вызывают поиски рекомбинационных линий в короне, которые являются уникальным инструментом для изучения физической природы объектов. На Солнце эти исследования в основном ведутся на уровнях фотосферы и хромосферы, тогда как для изучения короны такие возможности сильно ограничены ввиду высокой температуры короны (более 10^6 К), которая препятствует образованию заметных концентраций атомов и молекул.

В дециметровом диапазоне наблюдаются волнока, протуберанцы, спиккулы, радиогрануляционная сетка, яркие струи, джеты, микро- и нановсплески, квазипериодические пульсации (КПП) [29], волны разных типов. Радиоизлучение солнечной короны в дециметровом диапазоне отражает процессы, связанные с пересоединением магнитных полей в короне. Такие процессы, согласно модели Паркера [30], составляют основу существования солнечной короны и происходят повсеместно в структурах различных масштабов, вплоть до нановспышек. Наличие мелкомасштабных структур отражает характер диссипации энергии источника нагрева короны, механизм которого остается невыясненным. Наблюдения в радиодиапазоне с высокой чувствительностью по потоку излучения могут

расширить существующие в настоящее время пределы оценок по нагреву короны (см., например, [31]) ввиду значительной разницы по энергиям излучений рентгеновских и радиочастот.

Диапазон высот солнечной атмосферы, где происходят события типа микро- и нановспышек, соответствует расположению слоев плазменных перемычек в шлемовидной структуре магнитных полей на линиях раздела их полярностей. Наблюдения показывают [13, 29, 32], что дециметровый диапазон является предпочтительным для изучения таких событий. Однако в дециметровом диапазоне быстро деградирует помеховая обстановка, что препятствует использованию крупных инструментов при наблюдениях слабых структур в короне Солнца. Ввиду этого применение современных методов спектральной радиометрии [33–38] становится необходимым фактором для развития солнечной радиоастрономии.

РАТАН-600 имеет свою историю наблюдений слабых структур. Это первые наблюдения 1975 г. по хромосферной сетке — т. н. “радиогрануляции” с амплитудой 10^{-4} солнечных единиц потока (с. е. п.) [39] и обнаружение микровсплесков с амплитудой менее 10^{-3} с. е. п. [13]. Обнаружены слабые поглощения вблизи мощных пятен, изменения знака круговой поляризации, ведутся поиски циклотронных линий и рекомбинационных линий водорода [40, 41].

3. ТЕХНИЧЕСКИЙ АСПЕКТ НОВОЙ РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ

Радиотелескоп рефлекторного типа РАТАН-600 обладает удачным сочетанием параметров — высокой чувствительностью, многократным перекрытием частотного диапазона при высоком частотном разрешении, возможностью точных измерений поляризации, а также возможностью проведения многократных наблюдений во временных интервалах до 10 мин (до 15 наблюдений в разных азимутах ежедневно). Дополнительные возможности открывает применение нового комплекса — панорамного анализатора радиоспектра (ПАРС) диапазона 1–3 ГГц со спектральным разрешением 8192 частотных канала/ГГц ($\Delta f / f \sim 10^{-5}$), временным разрешением $\Delta t = 8$ мс и высокой чувствительностью по потоку излучения на диске Солнца. Минусами инструмента является умеренное пространственное разрешение и отсутствие возможности получения двумерных карт. Высокая чувствительность по потоку, точность измерения

поляризации излучения и сопоставление с двумерными картами, полученными на спутниковых инструментах, позволяют устранить неоднозначность определения пространственного положения исследуемых структур, вызванную невысоким пространственным разрешением.

Большая эффективная площадь радиотелескопа (приблизительно 1000 м^2 в середине дециметрового диапазона) позволяет достигать высоких параметров по динамическому диапазону (до 90 дБ), что выделяет его из ряда существующих в настоящее время инструментов для исследований солнечной короны. Использование сплошной поверхности радиотелескопа позволяет получать равномерные пространственно-частотные характеристики (ПЧХ). Поскольку антенная система радиотелескопа и приемная система работают совместно, то следует рассматривать их работу с двумя принципиальными фильтрами: ПЧХ антенны и амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) радиометрической системы. При этом результат наблюдений представляет собой пространственный спектр объекта, умноженный на ПЧХ радиотелескопа [42].

В настоящее время начаты наблюдения на новой экспериментальной основе [33–38]. Отличительными особенностями этих наблюдений являются высокое частотное разрешение в широком диапазоне частот, большой динамический диапазон, а также использование методов обработки данных, позволяющих реализовать многообъектные режимы наблюдения с выделением слабого сигнала на мощном фоне методом главных компонент [37]. Основные характеристики приемной системы следующие:

- диапазон частот 1–3 ГГц;
- высокое спектральное разрешение (до 0.12 МГц) во всем диапазоне частот;
- пространственное разрешение, позволяющее выделить АО размером $1.2\text{--}3.5'$ на всех частотах;
- сплошное покрытие пространственно-частотной плоскости для реализации высокого динамического диапазона (35–90 дБ).
- возможность изучения динамики процесса в режиме многократного 10-минутного сопровождения выбранного объекта на солнечном диске.

Чувствительность по потоку излучения имеет порядок от 10^{-3} до 10^{-5} с. е. п., что обеспечивает регистрацию как слабых микро- и нановсплесков, так и мощных всплесков, связанных с высокоэнергичными событиями.

Возможности наблюдений в диапазоне 1–3 ГГц ограничены из-за большого количества помех искусственного происхождения (мобильная связь, GPS, микроволновые печи, авиационные радары и т. д.). Очистка данных от помех происходит в три этапа. Для подавления наиболее мощных помех (сигналов от локаторов, мобильной связи и пр.), действующих в известных полосах частот и способных насытить входные усилители [34], в ВЧ приемном тракте установлены аналоговые заградительные фильтры. Использование прямого бездетекторного приема и применение статистических методов цифровой обработки информации [35, 36, 43] позволяют в режиме реального времени выделять и устранять помехи искусственного происхождения. При постобработке данных удаляются помехи, которые не могут быть устранены на первых двух этапах.

Система регистрации хранит в активном архиве данные с временным разрешением 8 мс/спектр и частотным разрешением 1–4 МГц. Система обработки позволяет анализировать данные на наличие различных спектрально-временных структур. Существует также возможность значительного изменения порога чувствительности путем изменения усреднения в широких пределах (по времени 10^3 – 10^4 , по частоте до 10^4), что позволяет развивать методы мультиобъектного приема сигналов, т. е. реализовать прием слабых сигналов на фоне мощного сигнала. Это актуально для солнечной радиоастрономии в связи со сложностью изучения механизмов излучения слабых корональных структур на фоне высокой яркости.

4. ОЦЕНКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАТАН-600 ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Поскольку РАТАН-600 относится к крупным рефлекторным системам, то при измерениях яркостной температуры различных объектов следует учитывать его шумовые характеристики, пространственно-частотные характеристики антенной системы и приемно-усилительной аппаратуры, возможности интегрирования по частоте и по времени и др.

Оценка чувствительности может быть проведена по следующей формуле и подтверждается реальными данными [16]:

$$\Delta F = \frac{2k(T_{\text{sys}} + \mu T_{\text{sun}})}{A_{u,v}(f)SR_m},$$

где ΔF — чувствительность радиотелескопа по потоку излучения, $A_{u,v}(f)$ — пропускание пространственно-частотного фильтра, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж · К⁻¹ — постоянная Больцмана, $T_{\text{sys}} = T_a + T_{\text{rad}}$ — температура системы, равная сумме температур антенны и радиометра, μT_{sun} — температура входного сигнала от Солнца с учетом рассеяния антенны, $R_m = [(n\Delta f) \cdot (N\Delta t)]^{1/2}$ — радиометрический выигрыш, S — площадь поверхности радиотелескопа (500 – 1000 м²), $n\Delta f$ — полная ширина полосы пропускания, равная произведению числа частотных каналов n на ширину полосы канала $\Delta f = 0.122$ МГц, $N\Delta t$ — время накопления сигнала (0.01 – 10 с), N — число интервалов накопления, $\Delta t = 8$ мс/спектр — временное разрешение.

Для количественной оценки чувствительности рассчитаем для примера условия регистрации одиночного радионаовсплеска с яркостной температурой $T_b = 10^6$ К и размерами $1'' \times 1''$. Для волны 20 см выбраны следующие значения параметров: $S = 1000$ м², $n\Delta f = 10$ МГц, $N\Delta t = 10$ с, $T_{\text{sys}} = 150$ К. Оценка шумовой чувствительности радиометра по антенной температуре в отсутствие фонового сигнала от Солнца дает $\delta T = 1.5 \cdot 10^{-2}$ К, а в его присутствии ($T_{\text{sun}} = 6000$ К) — приблизительно 0.6 К. Тогда чувствительность по потоку излучения в системе антенна + радиометр в присутствии фонового сигнала от Солнца составит $\Delta F \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с. е. п.

При оценках чувствительности по яркостной температуре нужно учесть соотношение размера источника и размера диаграммы направленности (ДН). Согласно антенным измерениям на частоте 1500 МГц, ДН РАТАН-600 в системе Южного сектора с Перископом [44] имеет размеры $2'$ по горизонтали и 2° по вертикали ввиду вытянутости апертуры в горизонтальном направлении. В таком случае телесный угол области размером $1'' \times 1''$ составляет $4.6 \cdot 10^{-6}$ от телесного угла участка Солнца, попадающего в ДН. Соответствующая яркостной температуре T_b антенная температура равна 4.6 К. При наблюдениях вспыхивающих структур чувствительность по антенной температуре ухудшается пропорционально увеличению яркости источника и составляет $\Delta T \approx 6$ К. При этом в аппаратуре реализован динамический диапазон 10^9 , что допускает резерв по насыщению в два порядка. Эти расчеты подтверждаются в наблюдениях.

5. ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ МЕТОДОМ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

Большие массивы спектральных данных требуют новых подходов к их обработке. В комплексе ПАРС полное число спектральных каналов в диапазоне 1–3 ГГц составляет 16384 (8192 канала/ГГц). При поляризационных измерениях производится переключение между каналами левой и правой круговых поляризаций с частотой 2 Гц. Продолжительность наблюдения одним сканированием солнечного диска неподвижной ДН радиотелескопа обычно составляет 400 с, что при разрешении 120 полных спектров в секунду дает набор из $400 \times 120 = 48000$ спектров длиной от 256 до 2048 точек каждый, в зависимости от используемого усреднения по частоте. Таким образом, одно наблюдение представляет собой матрицу выборок размером как минимум 48000×256 . Для обработки и анализа многоволновых данных РАТАН-600 используется метод главных компонент, который давно применяется в хемометрике [37, 45, 46] и спектроскопии, в т. ч. для анализа астрофизических данных [47].

Каждый измеренный спектр, содержащий M частотных составляющих, можно представить как точку в исходном M -мерном пространстве данных. Суть метода главных компонент можно описать как приведение облака точек исходных данных к ортогональным главным осям. Вследствие ортогональности новых осей набор данных в новых координатах может быть представлен в виде суммы наборов проекций данных на новые оси — главных компонент. Оси упорядочены так, что дисперсия проекции данных на каждую следующую ось меньше, чем та же величина для предыдущей оси. Таким образом, главные компоненты оказываются упорядочены по доле мощности исходного сигнала, которую несет каждая из них.

Применительно к солнечным радиоданным последовательно выделяются: 1) медленно меняющаяся компонента (спокойное Солнце, тепловое излучение АО, проявляющееся на всех частотах); 2) быстро меняющиеся по времени или частоте компоненты (всплески, синхротронное излучение и т. п.); 3) компоненты гауссовского шума. Компоненты, связанные с остаточными помехами, не устраненными на этапах очистки сигнала в приемной аппаратуре, по мощности могут превышать быстро меняющиеся компоненты, связанные с явлениями на Солнце, однако имеют другой спектральный состав и временную форму. Как правило, такие помехи

представляют собой узкополосные постоянно действующие или импульсные сигналы, или относительно широкополосные сигналы с резко обрывающимся спектром, действующие в течение непродолжительного времени.

Высокое спектральное разрешение приемной системы позволяет идентифицировать процессы в выбранном спектральном диапазоне и определить их многокомпонентную структуру.

6. НАБЛЮДЕНИЯ СЛАБОКОНТРАСТНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСА ПАРС

Регистрация слабых активных образований на ярком диске Солнца является важной наблюдательной задачей для всех диапазонов, связанной с фундаментальной проблемой нагрева солнечной короны. Главная сложность заключается в том, что регистрация таких процессов происходит в присутствии мощного фонового радиоизлучения Солнца, что затрудняет наблюдение слабых источников. В радиодиапазоне картина та же, что и в более высокочастотных диапазонах, но квант излучения имеет меньшую энергию и может нести информацию о более слабых значимых процессах. Поскольку чувствительность в радиодиапазоне достаточно высока, есть основания надеяться на эффективность работы методов выделения слабых сигналов на мощном фоне.

В разработке находится режим сопровождения в азимутальных наблюдениях [48], который необходим для изучения временных свойств корональных структур. Кроме того, использование высоких разрешений по частоте и времени позволяет разрабатывать методы устранения помех [36] и реализовать многообъектные режимы наблюдений, т.е. наблюдения слабых объектов на фоне мощных структур. Весьма перспективными с этой точки зрения выглядят методы факторного анализа [37].

За счет большого динамического диапазона и высокого временного разрешения приемной системы комплекса при сканировании Солнца диаграммой направленности антенны вдоль суточной параллели происходит регистрация изменений спектральной плотности потока радиоизлучения на уровне 0.1 с. е. п. в пределах ширины диаграммы. Эти изменения обусловлены активными структурами короны внутри площади, захватываемой диаграммой на каждой частоте.

Ниже приводятся некоторые результаты, полученные в наблюдениях Солнца на комплексе ПАРС.

6.1. Тепловые неоднородности в короне в спектральных радионаблюдениях

Уже первые наблюдения с новым спектральным комплексом на РАТАН-600 зафиксировали существование тепловых неоднородностей с амплитудой колебаний яркости в пределах долей с. е. п. в излучении и в поглощении [38]. На рис. 1 представлены результаты многочастотной обработки наблюдения 27.III.2022 методом главных компонент. На диске Солнца присутствуют две АО — крупная АО в центре диска ($x = -200''$) и восходящая АО на восточном лимбе ($x = -900''$). Прохождение ДН по диску Солнца привязано к магнитограмме НМИ, приведенной на рис. 1а. Там же показаны сканы в интенсивности на частотах от 1100 до 1700 МГц. На рис. 1б,в,г,д показаны спектрограммы интенсивности полного сигнала и его интенсивности за вычетом первой, второй и третьей главных компонент. Данные указывают на наличие тонкой спектрально-пространственной структуры при регистрации слабых сигналов после вычитания мощного фонового сигнала. Следует заметить, что тепловая неоднородность в короне в данном наблюдении отмечается на весьма слабых уровнях (± 0.8 с. е. п.).

В отсутствие вспышечной активности основной вклад в излучение над активными областями дают два механизма: тепловое тормозное излучение и циклотронное излучение. На рассматриваемых частотах плазма над активными областями является оптически толстой по обоим этим механизмам (см., например, [49, 50]). Поскольку неоднородности в спектре регистрируются в широком диапазоне частот, это указывает на наличие в короне относительно холодных и горячих слоев.

6.2. Депрессия в спектре в короне над активной областью

На рис. 2 представлен пример частотных спектров участков Солнца, попадающих в ДН РАТАН-600, измеренных с частотным разрешением 4 МГц в наблюдении 6.XII.2023. На рис. 2а показан спектр при прохождении ДН АО NOAA 13507, 13508, на рис. 2б — спектр неактивного Солнца. На рис. 2а в диапазоне 1500–1700 МГц присутствует депрессия величиной около 1 с. е. п. Нетрудно заметить, что спектр для спокойной короны имеет более гладкую структуру

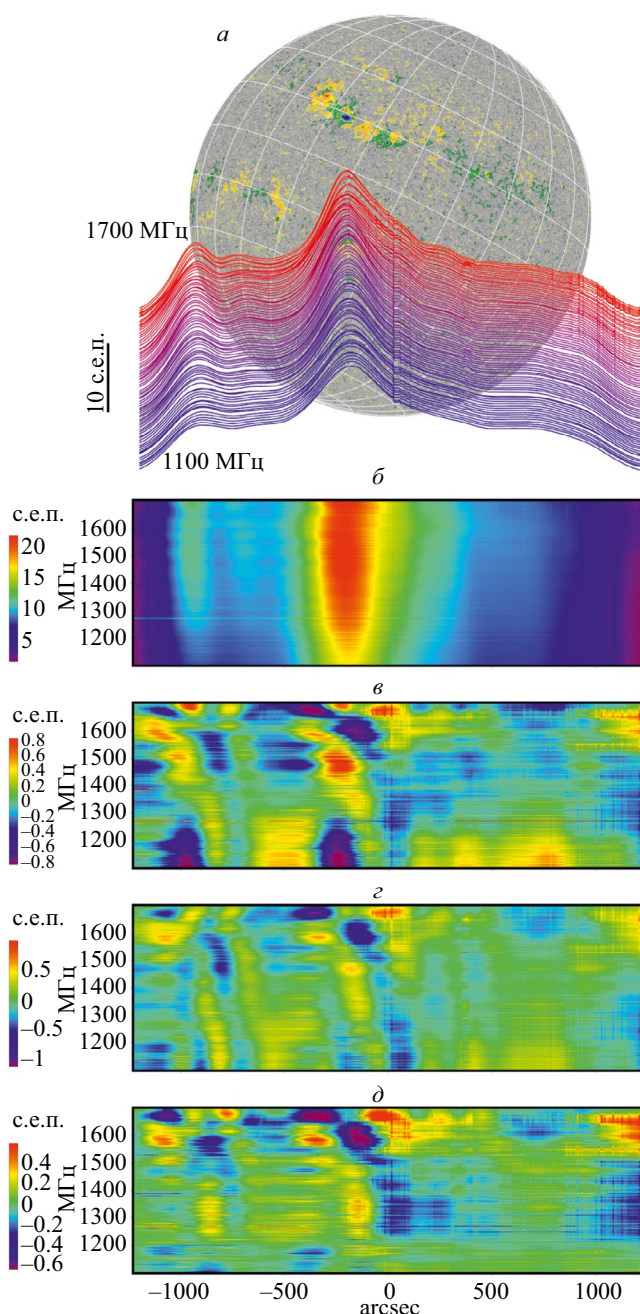


Рис. 1. Наблюдение 27.III.2022; а — магнитограмма НМИ и привязанные к ней сканы РАТАН-600 на частотах от 1100 до 1700 МГц; б — спектрограмма интенсивности; в, г, д — спектрограммы интенсивности за вычетом одной, двух и трех главных компонент.

по сравнению с возмущенной структурой спектра над АО. Спектры типа приведенного на рис. 2б систематически регистрируются в наших наблюдениях. Следует отметить, что существует множество работ, в которых отмечается наличие депрессии в спектре излучения над АО [51–55].

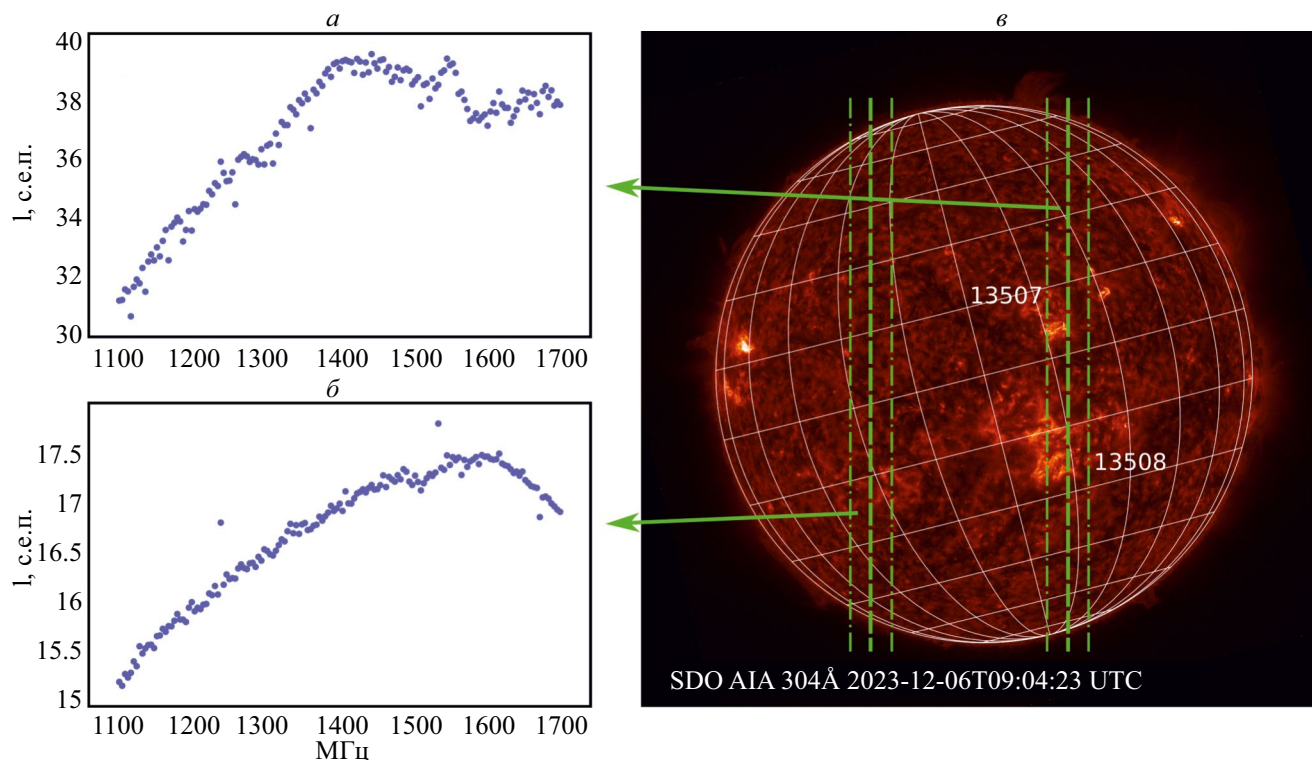


Рис. 2. Депрессия в спектре в короне над АО. 6.XII.2023, время 09:03; *а* — спектр в АО; *б* — спектр в области отсутствия активности; *в* — изображение SDO AIA. Пунктирными линиями показаны положения диаграммы направленности РАТАН-600, соответствующие моментам получения спектров *а* и *б*, а штрих-пунктирными — ширина диаграммы направленности на длине волны 20 см.

В большинстве этих работ данное явление объясняется наличием плотной холодной плазмы в солнечной атмосфере над АО.

На рис. 3 представлены результаты наблюдения 7.II.2024 АО NOAA 13578 вблизи восточного лимба. Приведены результаты измерений в левой (ЛКП) и правой (ПКП) круговых поляризациях. На изображении GONG H α присутствует тонкое волокно с основанием в пятне с сильным магнитным полем, горячее у основания и холодное над нейтральной линией магнитного поля. На спектрограмме ПКП имеется депрессия в области от $-780''$ до $-650''$ в частотном диапазоне 1550–1670 МГц. На фоне депрессии наблюдается узкая линия двойная поглощения на частотах 1590 и 1630 МГц шириной приблизительно 40 МГц.

6.3. Корональный дождь в спектральных радионаблюдениях

На рис. 4 представлены результаты наблюдения 29.I.2024. На западном лимбе наблюдался корональный дождь [56]. Обращает на себя внимание богатая структура спектра за лимбом.

В обеих поляризациях наблюдается узкая линия поглощения на частоте около 1610 МГц, смещающаяся по частоте по мере прохождения корональных петель через ДН радиотелескопа.

На рис. 5 представлены результаты наблюдения 18.VI.2022. Прохождение ДН по диску Солнца привязано к изображению AIA 304 Å (рис. 4а). На изображении виден комплекс активности из трех АО NOAA 13030, 13032 и 13033. В западной части данного комплекса, выделенной белым прямоугольником, наблюдался корональный дождь, что стало понятно из анализа видео, полученного из изображений AIA 304 Å, снятых с каденцией 12 с. На рис. 4в,г,д приведены три кадра из данного видео, соответствующие моментам времени 09:27:05, 09:39:05, 09:51:05, на которых стрелками отмечены некоторые характерные детали. Видны значительные изменения в структуре комплекса активности. Спектрограмма интенсивности за вычетом первой главной компоненты в диапазоне 1100–2900 МГц, показанная на рис. 4б, демонстрирует структуру тепловых неоднородностей в короне.

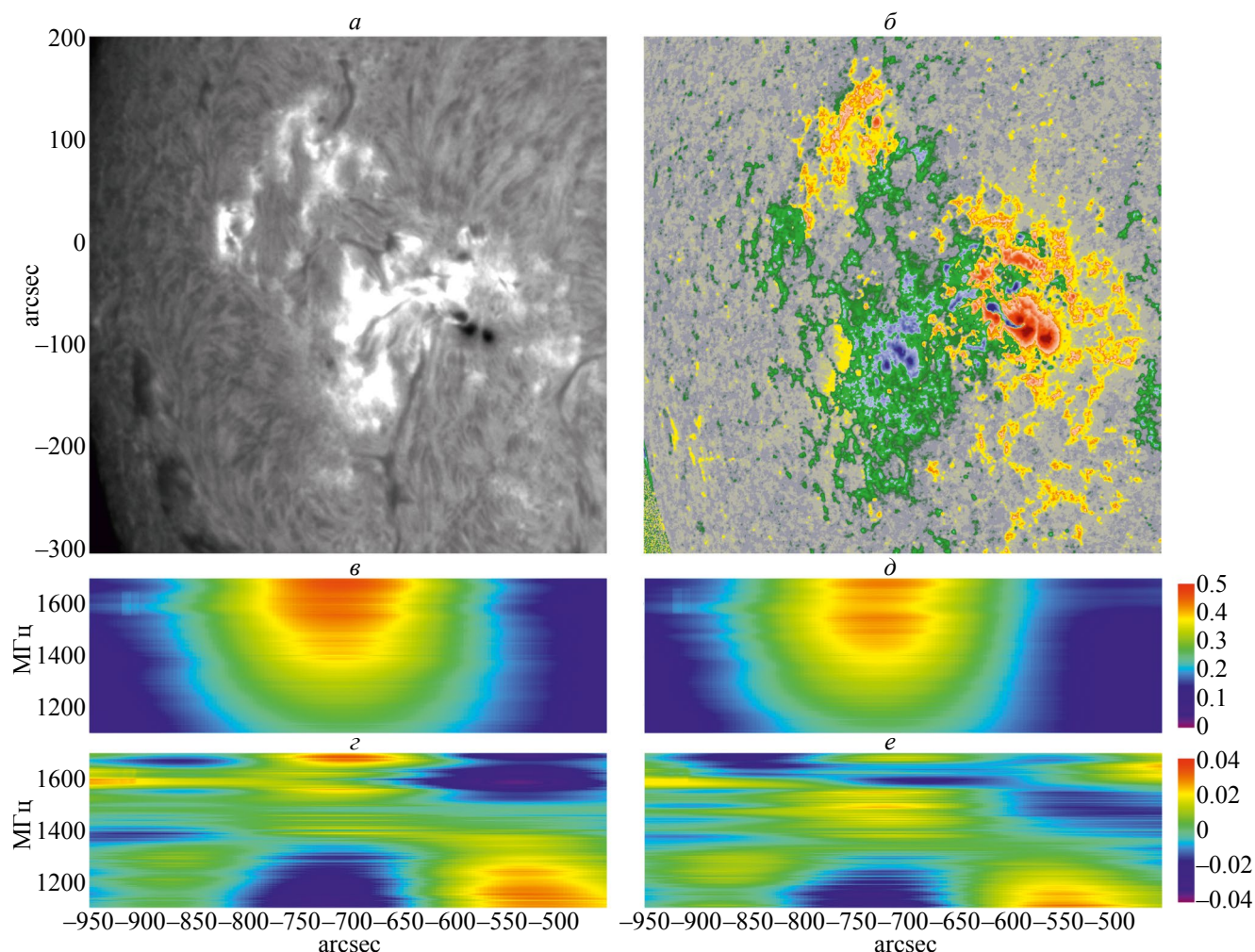


Рис. 3. Наблюдение 7.II.2024. АО NOAA 13576 и 13578 с волокном между ними; *a* — изображение GONG Learmonth ($H\alpha$); *b* — магнитограмма HMI; *v* — спектрограмма ЛКП; *z* — спектрограмма ЛКП за вычетом первой компоненты; *d* — спектрограмма ПКП; *e* — спектрограмма ПКП за вычетом первой компоненты; спектральный диапазон 1100–1700 МГц; горизонтальная ось на всех панелях общая; масштабы *v* и *d*, а также *z* и *e* одинаковые.

6.4. Поглощение в активной области в присутствии волокна

На рис. 6 представлены результаты наблюдения АО NOAA 13030 18.VI.2022. В левой части изображения AIA 304 Å наблюдается часть протяженного холодного волокна, частично перекрывающего АО. На спектрограммах наблюдается система узких линий поглощения в области от 350'' до 600'' на частотах от 1590 до 1690 МГц, смещающихся по частоте по мере прохождения волокна через ДН.

6.5. Протуберанцы на лимбах

На рис. 7 и 8 представлены данные наблюдения протуберанцев на восточном и запад-

ном лимбах над АО NOAA 13584 и NOAA 13564 7.II.2024.

Спектры протуберанцев имеют сложную структуру. Обращает на себя внимание узкополосное излучение далеко за лимбом на тех же частотах (в области 1600 МГц), на которых происходит поглощение в АО на солнечном диске. В спектре излучения АО в правой части рис. 7 наблюдается обширная депрессия. На западном лимбе (рис. 8) на волне 304 Å наблюдается свечение корональных петель над лимбом, а на соответствующих спектрограммах на уровне основания корональных петель наблюдается узкая линия поглощения на частоте 1590 МГц, а на уровне их вершин (1100'' и выше) — излучение на частотах 1600–1700 МГц.

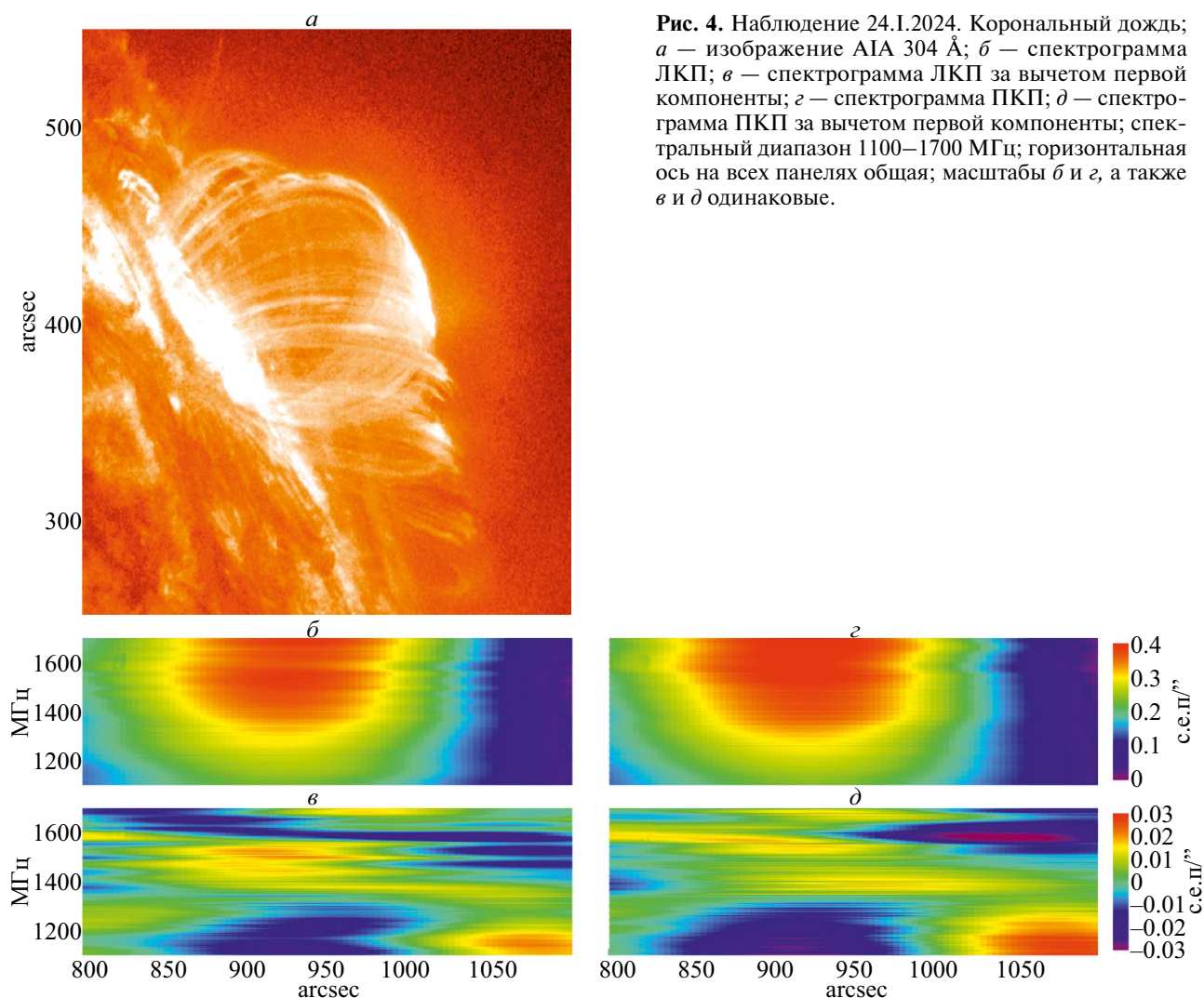


Рис. 4. Наблюдение 24.I.2024. Корональный дождь; *a* — изображение AIA 304 Å; *b* — спектрограмма ЛКП; *в* — спектрограмма ЛКП за вычетом первой компоненты; *г* — спектрограмма ПКП; *д* — спектрограмма ПКП за вычетом первой компоненты; спектральный диапазон 1100–1700 МГц; горизонтальная ось на всех панелях общая; масштабы *b* и *г*, а также *в* и *д* одинаковые.

6.6. Анализ проведенных наблюдений

Результаты проведенных наблюдений показывают, что в детальном спектре дециметрового излучения присутствуют тепловые колебания амплитуды сигнала, чередующиеся между теплыми и холодными частями спектра в областях соответствующих магнитным структурам АО. Новая концепция [16] направлена на поиск тонких структурных изменений в плазменных структурах, возникающих при магнитных пересоединениях, т.е. в радиовсплесках, КПП, микро- и нововсплесках и других событиях.

Можно выделить несколько характерных черт наблюдаемых явлений. В спектрах излучения АО, как правило, наблюдается депрессия, причем в правой и левой круговых поляризациях она проявляется в различной степени. В присутствии холодных плотных конденсаций (волокон, коронального дождя) над АО может наблюдаться узкополосное поглощение в частотной области

1570–1650 МГц. В конденсациях за лимбом в той же области частот наблюдается узкополосное излучение.

Достигнутые параметры чувствительности и частотного разрешения позволяют по-новому взглянуть на структуру короны. Чувствительность, оцененная по измеренным колебаниям яркости наблюдаемых структур, достигает 0.01–0.001 с. е. п. Поскольку эти структуры наблюдаются преимущественно над АО, возможное объяснение их природы состоит в проявлении объектов типа коронального дождя [56].

7. ОБСУЖДЕНИЕ

7.1. Возможная интерпретация депрессии в спектрах излучения АО

Предполагается, что основу короны составляют петли, которые находятся в состоянии термического неравновесия (TNE), характеризующегося циклами нагрева (испарения) и охлаждения

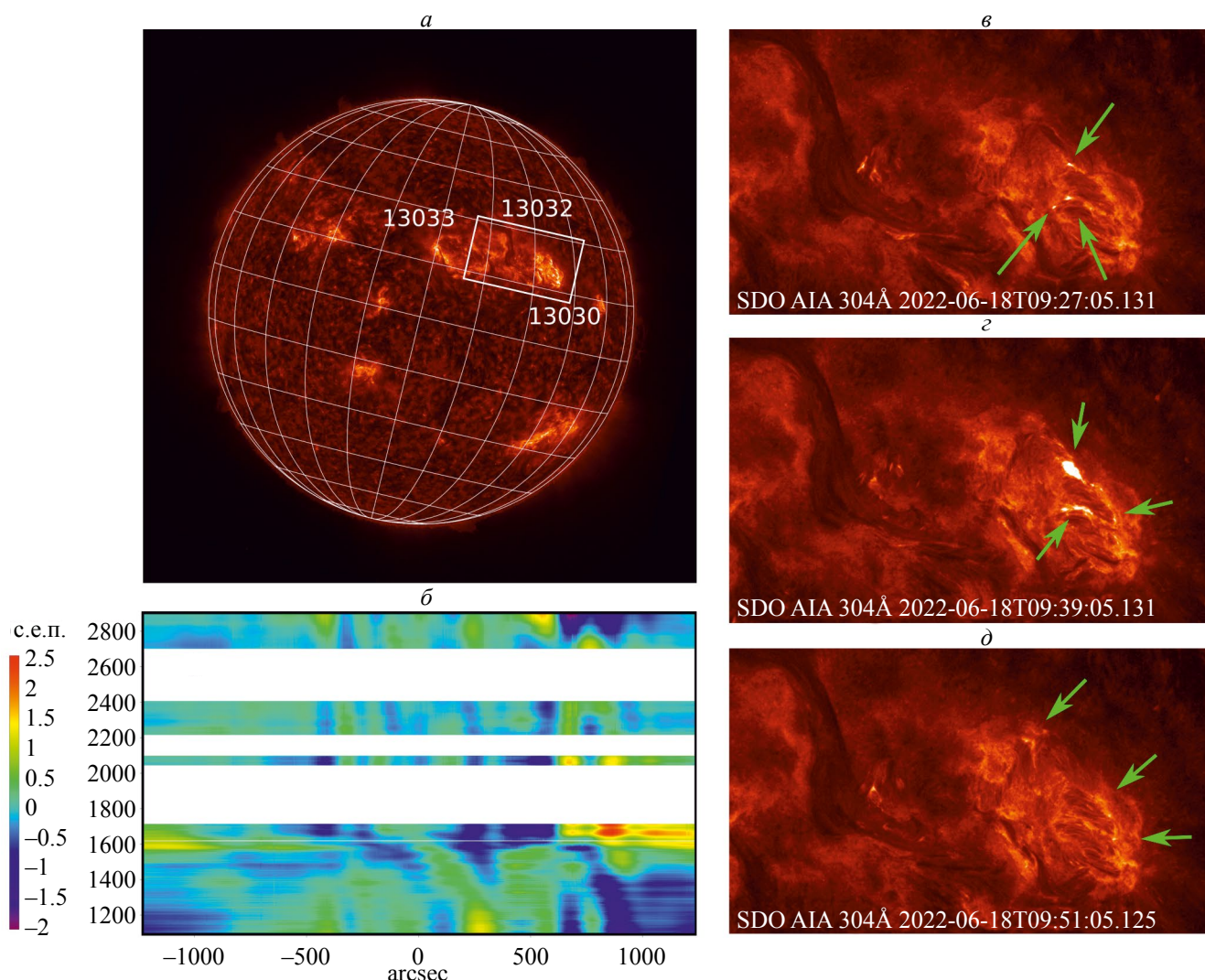


Рис. 5. Наблюдение 18.VI.2022.

(конденсации). В области разогрева возникают ускоренные частицы, которые проходят теплые и холодные слои короны и попадают после конденсации в нижележащие магнитные ловушки, в которых накапливаются и достигают оптически плотного состояния. Это и является проявлением радиопоглощения.

Можно предположить, что вспышки в АО представляют собой длительные процессы, в которых мощные уярчения чередуются с непрерывной генерацией на низком уровне мощности. В результате постоянного умеренного магнитного пересоединения в вершинах петель в относительно стабильной АО образуются ускоренные частицы (в основном электроны), которые разлетаются из нагретой области во все стороны. В этом случае электроны летят по траекториям силовых линий магнитного поля и проходят через

слои плазмы разной температуры. В хвостовой части магнитной структуры АО могут образовываться магнитные ловушки, в которых температура снижена из-за уменьшения теплоотдачи и конденсации горячих электронов. Оптическая плотность среды в этих местах увеличивается со временем, и в конце концов плазма становится оптически толстой.

Другое объяснение может состоять в следующем. Поскольку плазма в короне над АО оптически толстая, любой высоте в атмосфере h соответствует определенная частота f_h , такая, что излучение с частотой $f < f_h$ вследствие поглощения не выходит из слоев, лежащих ниже h . Пусть на некоторой высоте h_0 над АО имеется слой плазмы, плотной по сравнению с окружающей средой, причем плазменная частота f_p , со-

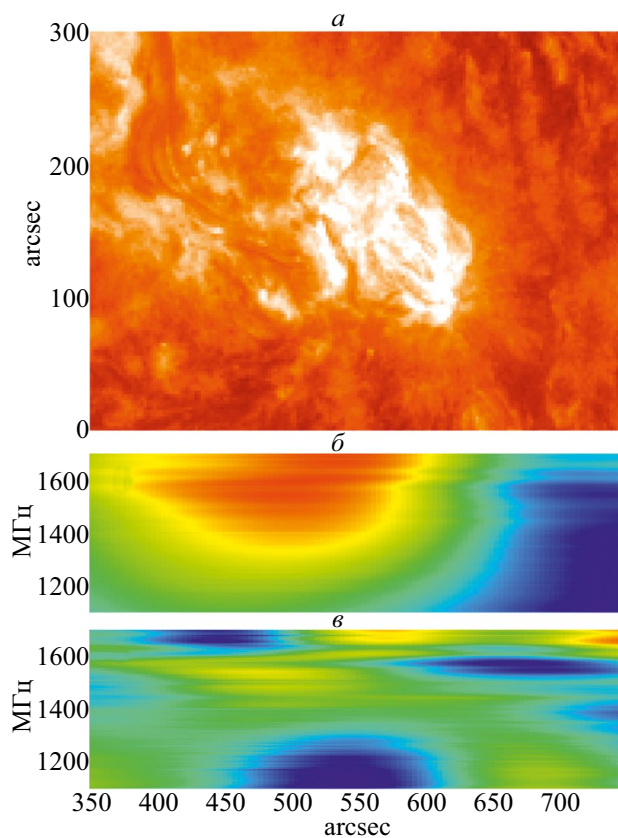


Рис. 6. Наблюдение 18.VI.2022. Поглощение в присутствии волокна над АО; *a* — изображение AIA 304 Å; *b* — спектрограмма ЛКП; *c* — спектрограмма ЛКП за вычетом первой компоненты; *d* — спектрограмма ПКП; *e* — спектрограмма ПКП за вычетом первой компоненты; спектральный диапазон 1100–1700 МГц; горизонтальная ось на всех панелях общая; масштабы *b* и *c*, а также *e* и *d* одинаковые.

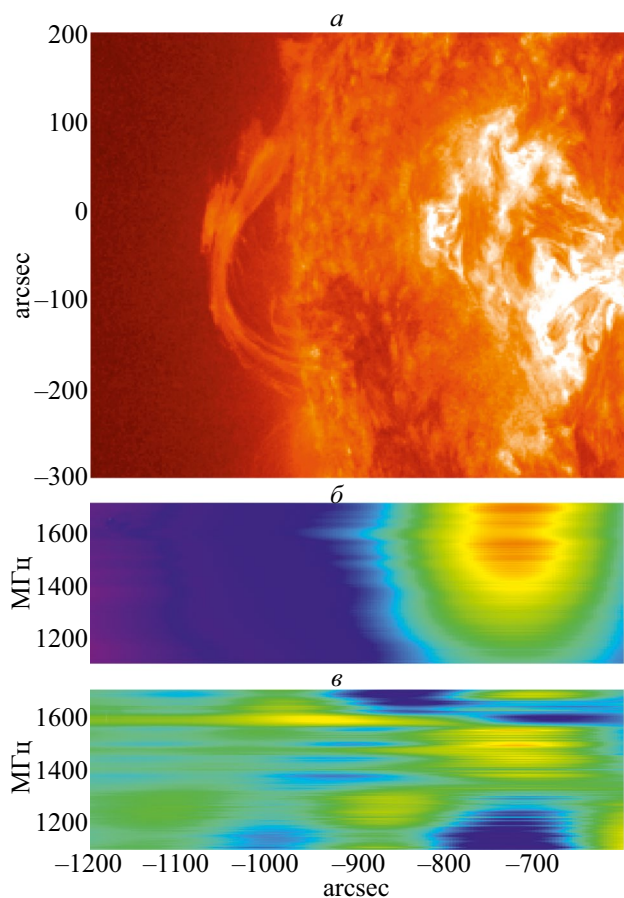


Рис. 7. Наблюдение 7.II.2024. Протуберанец на восточном лимбе над АО NOAA 13584; *a* — изображение AIA 304 Å; *b* — спектрограмма ЛКП; *c* — спектрограмма ЛКП за вычетом первой компоненты; *d* — спектрограмма ПКП; *e* — спектрограмма ПКП за вычетом первой компоненты; спектральный диапазон 1100–1700 МГц; горизонтальная ось на всех панелях общая; масштабы *b* и *c*, а также *e* и *d* одинаковые.

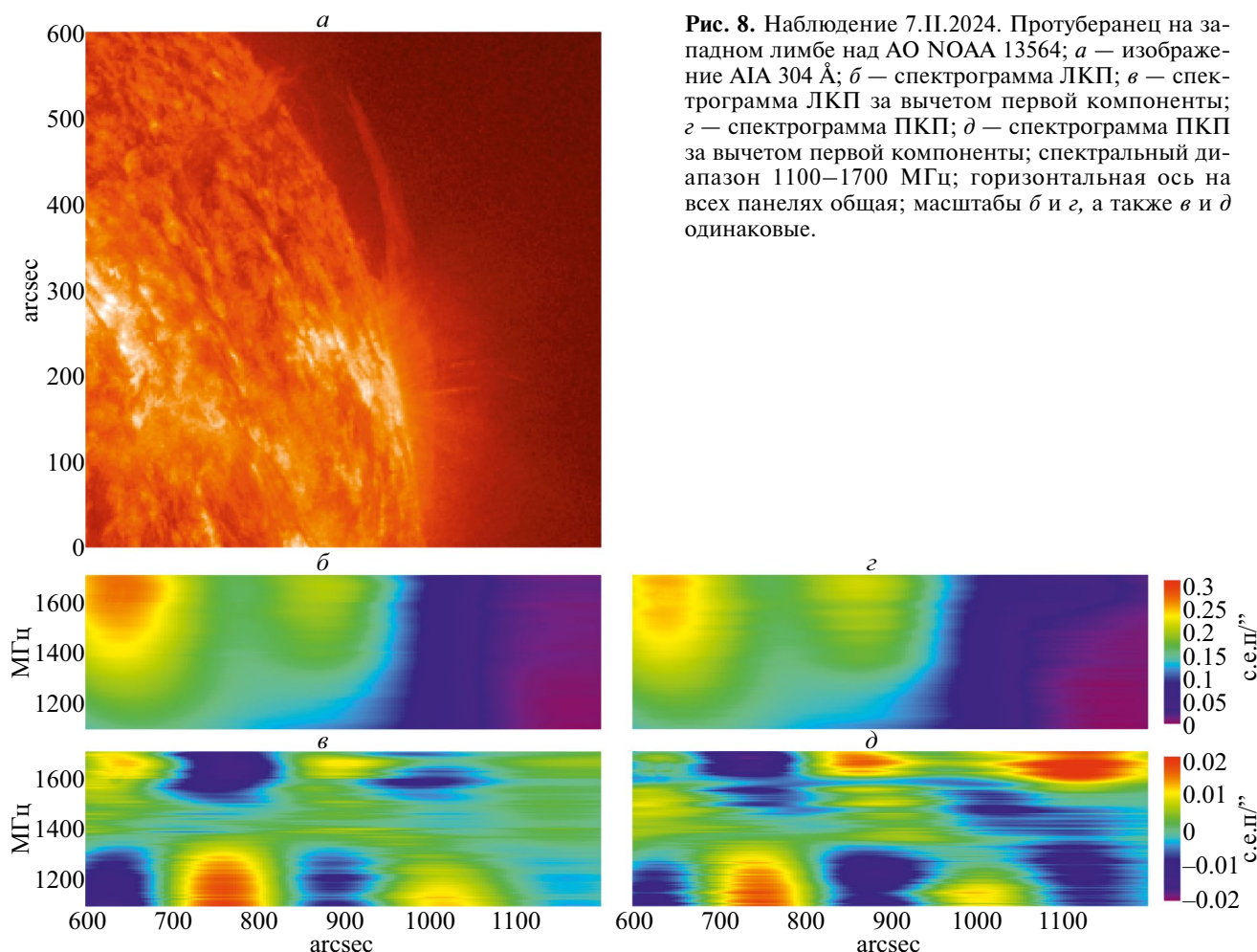


Рис. 8. Наблюдение 7.11.2024. Протуберанец на западном лимбе над АО NOAA 13564; *a* — изображение AIA 304 Å; *b* — спектрограмма ЛКП; *c* — спектрограмма ЛКП за вычетом первой компоненты; *d* — спектрограмма ПКП; *e* — спектрограмма ПКП за вычетом первой компоненты; спектральный диапазон 1100–1700 МГц; горизонтальная ось на всех панелях общая; масштабы *b* и *c*, а также *e* и *d* одинаковые.

ответствующая концентрации электронов в этом слое, *ниже*, чем соответствующая высоте h_0 частота f_{h_0} . В таком случае через плотный слой пройдет только излучение с частотами выше f_p , т. е. из слоев, лежащих ниже высоты h_p , соответствующей плазменной частоте ($h_p < h_0$), а излучение с частотами $f_{h_0} < f < f_p$ будет этим слоем отражено. Излучение с частотами $f < f_{h_0}$ беспрепятственно уйдет в пространство, поскольку соответствующие слои атмосферы лежат *выше* плотного слоя. Таким образом, в спектре образуется депрессия на частотах $f_{h_0} < f < f_p$.

7.2. Образование холодных конденсаций

Мелкомасштабные конденсации с близкими температурами и, возможно, плотностями (порядка 10^3 – 10^4 К; 10^{10} – 10^{12} см $^{-3}$) [56] могут образовываться в корональных петлях и проявляться в наблюдениях как явление коронального дождя.

На многих крупных оптических инструментах и космических обсерваториях корональные дожди на лимбах наблюдаются регулярно, например, в H α над лимбом или в УФ-данных *SDO*. Однако в радиодиапазоне это первый случай, когда удастся отождествить спектральные радиоструктуры с корональным дождем.

Физический механизм, ответственный за конденсацию (резкое охлаждение плазмы, сопровождающееся столь же резким увеличением плотности) — это, скорее всего, тепловая неустойчивость, возникающая при нарушении баланса между нагревом и охлаждением корональной плазмы. Этот сценарий требует численного моделирования с учетом измеряемых параметров поглощения на радиоволнах. Становится ясно, что неоднородные разнотемпературные структуры, наблюдаемые на диске Солнца, присутствуют в возмущенной плазме и являются необходимыми для образования коронального дождя [56].

7.3. Возможность поиска рекомбинационных линий в короне

Еще один вопрос, находящийся в разработке, связан с поиском узкополосных спектральных структур в солнечной короне. Еще в 1980 г. В. К. Херсонский и Д. А. Варшалович [57] провели расчеты интенсивности рекомбинационных линий водорода в условиях хромосферы. Ими было показано, что из-за столкновительных процессов в плазме при хромосферных значениях плотности контраст излучения рекомбинационных линий, соответствующих переходам из несвязанного состояния на достаточно высокие энергетические уровни ($\lambda \gtrsim 2.5$ мкм в случае водорода), мал по отношению к излучению в радио-континууме, что препятствует обнаружению рекомбинационных линий данных условиях. Тот факт, что до сих пор в радиоизлучении рекомбинационные линии надежно не обнаружены [41], говорит в пользу их расчетов.

Тем не менее, предложенная новая методика с высоким частотным разрешением и наличие узких поглощений в протуберанцах (по корональному дождю) говорят о возможности таких поисков.

Дальнейшее применение методов спектральной радиометрии для расширения пределов оценок по нагреву короны требует создания модельных подходов для анализа механизмов с предельно малыми уровнями излучения. Этому будет способствовать и дальнейшее расширение этих методов в более высокочастотный радиодиапазон.

8. ВЫВОДЫ

Работа посвящена первым результатам наблюдений на новом спектральном комплексе высокого разрешения в диапазоне 1–3 ГГц на радиотелескопе РАТАН-600. Высокая чувствительность подтверждена методом измерения слабых сигналов и составляет 0.01–0.001 с. е. п. в широком частотном диапазоне. Было замечено несколько новых эффектов: депрессия в спектрах излучения АО, неравномерное тепловое распределение в детальных температурных спектрах, регистрация на солнечном диске эффекта коронального дождя и др. Предложены предварительные интерпретации, которые нуждаются в дальнейшей разработке.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки

и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mészárosóvá H., Karlický M., Sawant H. S. et al.* Solar decametric type III bursts in semi-closed magnetic field structures // *Astron. Astrophys.* 2008. V. 484. Iss. 2. P. 529–536. DOI:10.1051/0004-6361:20077634.
2. *Isliker H., Benz A.O.* Catalogue of 1-3 GHz solar flare radio emission, GHz solar flare radio emission // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1994. V. 104. P. 145–160.
3. *Gary D. E., Bin Chen, Dennis B. R.* Microwave and hard X-ray observations of the 2017 September 10 solar limb flare // *Astrophys. J.* 2018. V. 863. Iss. 1. DOI:10.3847/1538-4357/aad0ef
4. *Богод В.М.* Радиоастрономический метод исследования солнечной короны // в монографии: Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т. I. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
5. *Алтынецев А. Т., Лесовой С. В., Глоба М. В. и др.* Многоволновый Сибирский радиогелиограф // *Солнечно-земная физика.* 2020. Т. 6. № 2. С. 37–50. DOI:10.12737/szf-62202003
6. *Zhang P., Zucca P., Sridhar S. S. et al.* Interferometric imaging with LOFAR remote baselines of the fine structures of a solar type-IIIb radio burst // *Astron. Astrophys.* 2020. V. 639. Art.ID. A115. DOI:10.1051/0004-6361/202037733
7. The Radioheliograph Group. The Mark IV Nançay radioheliograph. *Sol. Phys.* 1989. V. 120. P. 193–204. DOI:10.1007/BF00148543
8. *Sawant H.S., Fernandes F.C.R., Neri, J.A.C.F. et al.* Southern hemisphere solar radio heliograph Brazilian Decimetric Array (BDA) // *Proc. 10th European Solar Physics Meeting.* Prague, Czech Republic. ESA SP-506. 2002. V. 2.
9. *Yan Y., Zhang J., Chen Z. et al.* Progress on Chinese Spectral Radioheliograph—CSRH construction // *Proc. XXX URSI General Assembly and Scientific Symposium.* Istanbul, Turkey. IEEE. 2011. DOI:10.1109/URSIGASS.2011.6051218.
10. *Gelfreikh G.B.* Coronal magnetic field measurements through bremsstrahlung emission // *Solar and Space Weather Radiophysics* / ed. D.E. Gary & C.U. Keller. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2004. DOI:10.1007/1-4020-2814-8_6.

11. *Goddard C.R., Nisticò G., Nakariakov V.M. et al.* Observation of quasi-periodic solar radio bursts associated with propagating fast-mode waves // *Astron. Astrophys.* V. 594. Iss. A96. DOI: 10.1051/0004-6361/201628478.
12. *Brueckner G.E., Bartoe, J.-D.F.* Observations of high-energy jets in the corona above the quiet sun, the heating of the corona, and the acceleration of the solar wind // *Astrophys. J.* 1983. V. 272. P. 329–348. DOI:10.1086/161297.
13. *Bogod V.M., Yasnov L.V.* Detection of prolonged, extremely faint decimeter bursts on the Sun // *Astronomy Reports* 2001. V. 45. Iss. 8. P. 643–651
14. *Bogod V.M., Mercier C., Yasnov L.V.* About the nature of long-term microflare energy release in the solar active regions // *Journal of Geophysical Research.* 2001. V. 106. Iss. A11. P. 25353–25360. DOI:10.1029/2000JA004013.
15. *Bogod V.M., Yasnov L.V.* The nature of decimeter-wave microburst emission // *Astronomy Reports.* 2005. V. 49. Iss. 2. P. 144–154. DOI:10.1134/1.1862361.
16. *Богод В.М., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е. и др.* О новой концепции спектральной радиометрии на РАТАН-600 // *Изв. Крымской астрофиз. общ.* 2023. Т. 119. № 4. С. 17–26. DOI:10.34898/izcrao-vol119-iss4-pp17-26.
17. *DeWijn A.G., Casini R., Carlile A. et al.* The visible spectro-polarimeter of the Daniel K. Inouye Solar Telescope // *Solar Phys.* 2022. V. 297. Art.ID. 22. DOI:10.1007/s11207-022-01954-1.
18. *Scharmer G.B., Bjelksjo K., Korhonen T.K. et al.* The 1-meter Swedish solar telescope // in: *SPIE Conf. Series.* 2003. V. 4853. Art.ID. 341. DOI:10.1117/12.460377.
19. *Goode P.R., Wenda Cao.* The 1.6 m off-axis New Solar Telescope (NST) in Big Bear // *Ground-based and airborne telescopes VI. Proc. the SPIE.* V. 8444. Art. ID. 844403. DOI:10.1117/12.925494.
20. *Ogawara Y., Acton L.W., Bentley R.D. et al.* The status of YOHKOH in orbit — an introduction to the initial scientific results // *Publ. Astron. Soc. of Japan.* 1992. V. 44. P. L41–L44. DOI:10.1016/0021-9169(94)00137-D.
21. *Domingo V., Fleck B., Poland A.I.* The SOHO mission: An overview // *Sol Phys.* 1995. V. 162. P. 1–37. DOI:10.1007/BF00733425.
22. *Kaiser M.L.* The STEREO mission: an overview // *Advances in Space Research.* 2004. V. 36. Iss. 8. P. 1483–1488. DOI:10.1016/j.asr.2004.12.066.
23. *Lites B.W., Akin D.L., Card G et al.* The Hinode spectro-polarimeter // *Solar Phys.* 2013. V. 283. P. 579–599. DOI:10.1007/s11207-012-0206-3.
24. *Pesnell W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C.* The Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Phys.* 2012. V. 275. P. 3–157. DOI:10.1007/s11207-011-9841-3.
25. *Kaltman T.I., Stupishin A.G., Anfinogentov S.A. et al.* Hot jets in the solar corona: creating a catalogue of events based on multi-instrumental observations // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2021. V. 61. Iss. 7. P. 1083–1091. DOI:10.1134/S0016793221070070.
26. *Raouafi N.E., Patsourakos S., Pariat E. et al.* Solar coronal jets: observations, theory, and modeling // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 201. P. 1–53. DOI:10.1007/s11214-016-0260-5.
27. *Kolotkov D.Y., Zavershinskii D.I., Nakariakov V.M.* The solar corona as an active medium for magnetoacoustic waves // *Plasma Physics and Controlled Fusion.* 2021. V. 63. Iss. 12. Art. ID. 124008. DOI:10.1088/1361-6587/ac36a5.
28. *Anfinogentov S., Kaltman T. Stupishin A. et al.* Diagnostics of plasma jets in the solar corona // *Solar-Terrestrial Physics.* 2021. V. 7. Iss. 2. P. 3–10. DOI:10.12737/szf-72202101.
29. *Nakariakov V.M., Anfinogentov S., Storozhenko A.A. et al.* Quasi-periodic pulsations in a solar microflare // *Astrophys. J.* 2018. V. 859. Iss. 2. Art.ID. 154. DOI:10.3847/1538-4357/aabfb9.
30. *Parker E.N.* Nanoflares and the solar X-Ray corona // *Astrophys. J.* 1988 V. 330. P. 474–479. DOI:10.1086/166485.
31. *Богачёв С.А., Ерхова Н.Ф.* Измерение энергетического распределения нановспышек малой мощности // *Солнечно-земная физика.* 2023. Т. 9. № 1. С. 3–9. DOI:10.12737/szf-91202301.
32. *Yasnov L.V., Bogod V.M., Gofman A.A. et al.* Spectrum and physical conditions in microflare generation regions at decimeter-wave frequencies // *Astrophys. Bull.* V. 72. Iss. 1. P. 58–66. DOI:10.1134/S1990341317030075.
33. *Богод В.М., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е. и др.* Спектрорадиометрия солнечной короны на РАТАН-600 // *Косм. исслед.* 2023. Т. 61. № 1. С. 1–7. DOI:10.31857/S0023420623010016.
34. *Рипак А.М., Богод В.М., Гренков С.А. и др.* Помехоустойчивый радиометр дециметрового диапазона для радиотелескопа РАТАН-600 // *Астрофизический бюллетень.* 2023. Т. 78. № 4. С. 657–669.
35. *Lebedev M., Ripak A., Bogod V.* High-speed spectroradiometry using a statistical method of RFI suppression for radio observations with RATAN-600 // *Ground-based astronomy in Russia: 21 century. Proc. All-Russian Conference. Nizhny Arkhyz, Russia.* 2020. DOI:10.26119/978-5-6045062-0-2_2020_413.

36. *Lebedev M.K., Ovchinnikova N.E., Bogod V.M. et al.* Digital methods of RFI mitigation in radio astronomy // Proc. The Multifaceted Universe: Theory and Observations. 2022. Nizhny Arkhyz, Russia. DOI:10.22323/1.425.0006.
37. *Ovchinnikova N.E., Lebedev M.K., Bogod V.M. et al.* Results of a new approach to the analysis of multi-wavelength observations data obtained with RATAN-600 // Proc. The Multifaceted Universe: Theory and Observations. 2022. Nizhny Arkhyz, Russia. DOI:10.22323/1.425.0007.
38. *Bogod V., Lebedev M., Ovchinnikova N. et al.* Detection of absorption in the decimeter radio emission of solar corona // Proc. The Multifaceted Universe: Theory and Observations. 2022. Nizhny Arkhyz, Russia. DOI:10.22323/1.425.0005.
39. *Богод В.М., Корольков Д.В.* Обнаружение хромосферной сетки в сантиметровом диапазоне волн // Письма в АЖ. 1975. Т. 1 № 10. С. 25–27.
40. *Bogod V.M., Garaimov V.I., Zheleznyakov V.V. et al.* Cyclotron lines in the spectra of solar microwave radiation: RATAN-600 observations and their interpretation // Astron. zh. 2000. V. 77. Iss. 1. P. 1–8. DOI:10.1134/S0016793217070167.
41. *Дравских А.Ф., Дравских Ю.А.* Рекомбинационные радиолнии на Солнце // Астрономический журнал. 2022. Т. 99. № 6. С. 496–505. DOI:10.31857/S0004629922060032.
42. *Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н.* Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1983.
43. *Gary D.E., Hurford G.J., Nita G.M. et al.* The Expanded Owens Valley Solar Array (EOVSA) // Proc. American Astronomical Society Meeting #224. 2014.
44. *Tokhchukova S.Kh., Korzhavin A.N., Bogod V.M. et al.* Computation of the horizontal size of the RATAN-600 beam pattern for the “Southern Sector with a Flat Reflector” mode with allowance for the parameters of primary feeds // Astrophys. Bull. 2014. V. 69. Iss. 3. P. 356–367. DOI:10.1134/S1990341314030110.
45. *Дребушак Т.Н.* Введение в хеометрику. Новосибирск: НГУ, 2013.
46. *Померанцев А.* Метод главных компонент (PCA). Российское хеометрическое общество, 2008.
47. *Heyer M.H., Schloerb F.P.* Application of principal component analysis to large-scale spectral line imaging studies of the interstellar medium // Astrophys. J. 1997. V. 475. Iss. 1. P. 173–187. DOI:10.1086/303514.
48. *Стороженко А.А., Богод В.М., Лебедев М.К. и др.* Система автоматического управления приемным зеркалом РАТАН-600 для режима слежения // сб. тр. XXV Всероссийская ежегодная конференция “Солнечная и солнечно-земная физика — 2021”. Санкт-Петербург, Россия. 2021. DOI: 10.31725/0552-5829-2021-249-252.
49. *White S.M.* Radio Measurements of Coronal Magnetic Fields // Proc. Int. Conf. on Chromospheric and Coronal Magnetic Fields (ESA SP-596). Katlenburg-Lindau, Germany. ESA Publications Division, 2005.
50. *Gary D.E., Hurford G.J.* Solar Radio Burst Spectral Observations, Particle Acceleration, and Wave-Particle Interactions // Geophysical Monograph Series. Washington D.C.: American Geophysical Union, 2013. P. 237–246. DOI:10.1029/GM054p0237.
51. *Alissandrakis C.E., Kundu M.R.* Observations of ring structure in a sunspot associated source at 6 centimeter wavelength // Astrophysical J. 1982. V. 253. Art.ID. L49. DOI:10.1086/183734.
52. *White S.M., Kundu M.R., Gopalswamy N.* Strong magnetic fields and inhomogeneity in the solar corona // Astrophysical J. 1991. V. 366. Art.ID. L43. DOI:10.1086/185905.
53. *Zlotnik E.Ya., Kundu M.R., White S.M.* A model of the atmosphere above a sunspot from radio observations // Radiophys Quantum Electron. 1996. V. 39. Iss. 3. P. 255–267. DOI:10.1007/BF02144449.
54. *Bezrukov D., Ryabov B., Peterova N. et al.* Sharp Changes in the Ordinary Mode Microwave Emission from a Stable Sunspot: Model Analysis // Latvian J. Physics and Technical Sciences. 2011. V. 48. Iss. 2. P. 56–69. DOI:10.2478/v10047-011-0016-7.
55. *Vrublevskis A., Ryabov B.I., White S.M.* Reduced Microwave Brightness Temperature in a Sunspot Atmosphere Due to Open Magnetic Fields // Sol. Phys. 2021. V. 296. Iss. 10. Art.ID. 144. DOI:10.1007/s11207-021-01891-5.
56. *Antolin P.* Thermal instability and non-equilibrium in solar coronal loops: from coronal rain to long-period intensity pulsations // Plasma phys. control. fusion. 2020. V. 62. Art. ID. 014016. DOI:10.1088/1361-6587/ab5406.
57. *Khersonskii V.K., Varshalovich D.A.* The possibility of observing recombination lines in solar radiation // Soviet Astronomy. 1980. V. 24. P. 359–360.

УДК 523

НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ И ПЕРСПЕКТИВЫ КОМПЛЕКСА ПЛАЗМЕННЫХ ПРИБОРОВ В ПРОЕКТЕ *ВЕНЕРА-Д*

© 2024 г. Д. А. Моисеенко*, О. Л. Вайсберг, А. И. Петух, Р. Н. Журавлев

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

**e-mail: modaldi@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 26.02.2024 г.

После доработки 21.03.2024 г.

Принята к публикации 28.03.2024 г.

В статье рассматривается перечень актуальных научных задач, которые позволит решить плазменный комплекс приборов на борту космического аппарата *Венера-Д*, а также описывается структура и принцип функционирования трех плазменных приборов: ионного энерго-масс анализатора, электронного энерго-анализатора и детектора энергичных нейтральных атомов.

DOI: 10.31857/S0023420624060098, EDN: IFIEVS

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на довольно продолжительный период исследования Венеры космическими аппаратами, ее плазменное окружение остается объектом повышенного интереса, тем более, что в настоящий момент на орбите планеты нет спутников, способных проводить качественные измерения космической плазмы. Наличие современного комплекса плазменных приборов на борту перспективного космического аппарата (КА) *Венера-Д* позволит получить новую научную информацию и детально исследовать процессы, происходящие при взаимодействии солнечного ветра с атмосферой Венеры. Измерения плазмы и магнитного поля, выполненные на космических аппаратах *Венера-9* и *Венера-10* в 1970-х гг. прошлого века, позволили получить начальные данные о процессах взаимодействия солнечного ветра и формирования индуцированной магнитосферы. Значимый вклад в изучение взаимодействия солнечного ветра с атмосферой Венеры внесли результаты измерений в рамках космической миссии *Pioneer Venus Orbiter* (1978) [1]. Полученные экспериментальные данные позволили разработать модель индуцированной магнитосферы Венеры [2, 3]. Также проводились исследования процессов взаимодействия

солнечного ветра с Венерой в рамках миссии *Venus Express* (1978) [4, 5]. На сегодняшний день наиболее актуальными научными данными являются результаты работы плазменного комплекса, размещенного на КА *Venus Express*, запущенного в 2005 г. В течение данной миссии были выполнены уникальные измерения в полярных регионах и на терминаторных орбитах, а также получены данные о параметрах плазмы в хвосте Венеры [5]. Однако, несмотря на плодотворную работу данного космического аппарата, изучение плазменного окружения Венеры сохраняет свою актуальность.

2. ОСНОВНЫЕ НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ПЛАЗМЕННЫХ ПРИБОРОВ

Поскольку Венера не имеет собственного магнитного поля, становится возможным прямое взаимодействие солнечного ветра с частицами верхних слоев атмосферы планеты. Таким образом, можно говорить о кометном характере взаимодействия верхних слоев атмосферы Венеры с солнечным ветром. Из-за такого характера взаимодействия поток частиц за Венерой нагружен планетарными ионами, захваченными потоком солнечного ветра и ионизованными в результате воздействия ультрафиолетового излучения

Солнца. Ионизация планетарных атомов приводит к развитию наведенной магнитосферы и головной ударной волны. Потери тяжелых ионов, вызванные воздействием солнечного ветра, вносят значительный вклад в процессы потери атмосферы Венеры.

Открытие каметоподобного характера взаимодействия плазмы с атмосферой Венеры и процессов, приводящих к потерям атмосферных ионов, позволило оценить, как эти потери зависят от солнечной активности и параметров межпланетной среды, а также определить возможность их значительного влияния на изменения химического состава атмосферы с течением времени.

Параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля могут меняться во времени на масштабах от единиц до десятков минут. Эти изменения напрямую влияют на параметры магнитосферы Венеры на различных ее участках и также приводят к изменению характеристик ионосферы. Изменчивость условий в магнитосфере и ионосфере приводит к изменениям параметров захвата и потерь тяжелых атмосферных ионов. Другую немаловажную роль в изменении характера взаимодействия солнечного ветра с атмосферой Венеры выполняют такие крупномасштабные события, как межпланетные ударные волны, корональные выбросы массы и области ко-ротационного взаимодействия между быстрыми и медленными потоками солнечного ветра.

Исследования характера взаимодействия космической плазмы с атмосферой Венеры позволили получить общие данные о явлениях, связанных с индуцированной магнитосферой, о процессах, приводящих к потерям атмосферы. Однако еще целый ряд научных задач может быть решен с помощью современных приборов плазменного комплекса при проведении измерений в солнечном ветре и магнитосфере вблизи Венеры. Для обеспечения полноты получаемой научной информации в состав плазменного комплекса должны входить: энерго-масс-спектрометр ионов, спектрометр электронов, датчик магнитного поля, прибор для мониторинга потока солнечного ветра, детектор нейтральных атомов.

Наличие на борту космического аппарата подобного комплекса приборов позволит решать следующие задачи:

— Определение соотношения скорости потерь между водородом и дейтерием.

— Определение содержания первичного азота в атмосфере Венеры, определение скорости потерь.

— Исследование изменения характера взаимодействия солнечного ветра с Венерой в зависимости от флуктуаций солнечного ветра и межпланетной плазмы, корональных выбросов.

— Исследование изменений характеристик индуцированной магнитосферы при возмущениях в солнечном ветре, корональных выбросах и изменениях в межпланетном магнитном поле.

— Определение суммарного убегающего потока планетарных ионов, определение состава этих ионов.

— Влияние солнечного ветра на характеристики ионосферы Венеры.

— Определение механизмов, оказывающих наибольшее влияние на потери атмосферы, определение характера взаимодействия этих процессов.

— Исследование роли волн в плазме, из влияния на процессы ускорения, нагрева и потери планетарных ионов.

— Определение влияния эффекта взаимодействия ионов и нейтральных атомов на параметры индуцированной магнитосферы

— Исследование механизмов пересоединения в хвосте индуцированной магнитосферы и определение их вклада в процессы потерь ионосферных ионов.

3. ИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Измерение функции распределения ионов по скоростям — одна из основных задач, позволяющих изучать процессы взаимодействия солнечного ветра с атмосферой Венеры и исследовать процессы, протекающие в индуцированной магнитосфере планеты и в ее хвосте. В рамках миссии *Венера-Д*, ионный энерго-масс-спектрометр АРИЕС-Л позволит определить массовый состав потока планетарных ионов, отследить его изменения в различных условиях и различных областях магнитосферы Венеры. Среди задач ионного спектрометра можно выделить следующие:

— Измерение функции распределения по скоростям уходящих ионов с целью исследования механизмов потерь и ускорения частиц.

— Исследование тонких структур на границах магнитосферы с помощью высокочастотных измерений параметров плазмы и магнитного

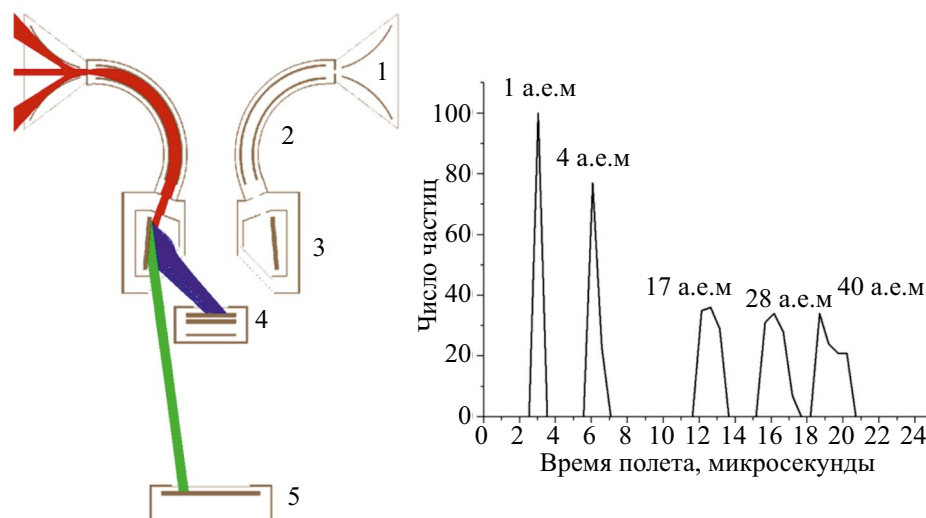


Рис. 1. Структура модуля электростатической оптики ионного спектрометра и результаты моделирования работы его времяпролетной схемы. 1 — сканирующее устройство, 2 — тороидальный электростатический анализатор, 3 — модуль мишени, 4 — электронный стартовый детектор, 5 — стоповый детектор.

поля. Такие исследования позволят получить информацию о происхождении этих границ.

- Исследование процессов массовой нагрузки на атмосферу Венеры, определение скорости потерь и влияния сильных возмущений солнечного ветра.

- Исследование процессов ускорения в токовых слоях.

Для качественного решения поставленных научных задач существенную роль играет не только высокое угловое и энергетическое разрешение, но и время, необходимое для проведения измерений в полном диапазоне энергий. Сокращение времени, затрачиваемого на получение полного спектра, можно достичь использованием электростатической оптики, обеспечивающей одномоментное поле зрения с широким телесным углом, как это реализовано в приборах АРИЕС-Л [6] или PICAM [7]. Лабораторные испытания и измерения, проведенные в условиях космического пространства, показали работоспособность и надежность предложенной схемы электростатической оптики, продемонстрировали достижимость высоких аналитических характеристик. Однако использование электростатического затвора для массового анализа регистрируемых частиц накладывает ряд ограничений на скорость функционирования прибора и снижает его чувствительность при работе в режиме регистрации массового спектра.

В связи с этим была разработана концепция нового широкоугольного ионного

спектрометра, обеспечивающего регистрацию энергетического и массового спектра ионов в диапазоне энергий от 10 до 10 000 эВ, в котором для определения массового состава регистрируемых ионов используется времяпролетная схема, построенная на эффектах взаимодействия заряженных частиц с мишенью-нейтрализатором. Прототипом данной системы служит времяпролетный модуль, реализованный в приборе ASAN [8]. Рассмотрим устройство и принцип функционирования разрабатываемого спектрометра более подробно.

Структура электростатической оптики спектрометра ионов и результат моделирования работы его времяпролетной схемы представлены на рис. 1. Она состоит из двух основных узлов: электростатического анализатора и времяпролетной системы. Оптика имеет цилиндрическую симметрию относительно вертикальной оси рисунка, что обеспечивает поле зрения по азимутальному углу 360° с разрешением не хуже 30° .

Узел электростатического анализатора обеспечивает выбор частиц по соотношению E/Q и представляет собой сочетание сканирующего устройства (1), обеспечивающего поля зрения прибора по полярному углу в диапазоне $\pm 60^\circ$ с разрешением не хуже 20° и тороидального электростатического анализатора (2), настроенного в текущей конфигурации модели на разрешение $\Delta E/E = 10\%$.

За осуществление анализа массового состава частиц M/Q , прошедших через

электростатический анализатор, отвечает времяпролетный модуль, состоящий из мишени-нейтрализатора (3) и двух детекторов — электронного (4), необходимого для формирования стартового импульса времяпролетной системы и ионного (5), на котором формируется стоповый импульс.

Принцип функционирования предложенной времяпролетной схемы следующий: ионы выбранной энергии после электростатического анализатора попадают в модуль мишени (3) и, ускоренные электрическим полем, ударяются о мишень, изготовленную из полированного вольфрама. В результате этого взаимодействия ионы захватывают электроны с поверхности мишени и отражаются в виде нейтральных атомов в сторону стопового детектора (5). Эффективность преобразования ионов в нейтральные атомы зависит от ряда факторов, но определяющими являются материал мишени, качество обработки поверхности и угол падения частиц на мишень [9]. Кроме того, в процессе взаимодействия ионов с поверхностью мишени рождаются вторичные частицы — низко энергичные ионы, выбитые из поверхности мишени и вторичные электроны с малой начальной энергией [10]. Вторичные ионы отражаются ускоряющим потенциалом и запираются в пределах модуля мишени (3), а вторичные электроны ускоряются и фокусируются на детекторе (4). Время регистрации электрона на детекторе (4) служит стартовым импульсом для запуска измерения времени пролета частиц. Стоповым импульсом служит регистрация нейтрального атома детектором (5). Согласно проведенному компьютерному моделированию, предложенная времяпролетная схема позволит получить массовое разрешение $M/dM = 20$.

Принцип работы предложенной времяпролетной схемы имеет очень много общего с времяпролетными модулями, построенными на принципах взаимодействия ионов с тонкой углеродной фольгой [11]; в случае необходимости узел (3) может быть реализован как на мишени-нейтрализаторе, так и на мишени на основе углеродной фольги. Основное преимущество предложенной схемы времяпролетного анализа заключается в том, что в отличие от электростатического затвора, она не снижает чувствительность прибора при работе в режиме регистрации массового спектра.

Разработанная концепция ионного спектрометра позволяет осуществлять регистрацию энергетического и массового состава частиц в

диапазоне энергий от 10 до 10 000 эВ с широким полем зрения ($360^\circ \times 120^\circ$), высоким энергетическим ($\Delta E/E = 10\%$) и массовым разрешением ($M/dM = 20\%$). Предложенная времяпролетная схема прибора позволяет регистрировать массовый состав частиц без снижения чувствительности прибора, как это происходит при применении времяпролетных схем, построенных на электростатическом затворе.

4. ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Спектрометр электронов — важная составная часть плазменного комплекса и позволяет решать задачи, связанные с измерением параметров солнечного ветра вблизи Венеры, исследовать процессы, связанные с взаимодействием солнечного ветра и межпланетной плазмы с индуцированной магнитосферой, проводить измерения в обтекающем потоке и хвосте Венеры. Прибор предназначен для измерений функции распределения солнечного ветра, обтекающего потока, магнитосферы и ионосферы Венеры. Подобные измерения позволяют исследовать процессы взаимодействия частиц с магнитосферой планеты, определять механизмы ускорения частиц, исследовать тонкие структуры на границах магнитосферы.

Структура спектрометра состоит из двух модулей: электроники и электростатической оптики. Модуль электроники представляет собой электронные платы низковольтных и высоковольтных источников питания, модули памяти, процессорные модули, электронные платы интерфейсов обмена данными, аналогово-цифровые и цифро-аналоговые преобразователи и детектор на микроканальных пластинах.

Модуль электростатической оптики включает в себя сканер и тороидальный электростатический анализатор. Структура электронно-оптической схемы прибора и результат проверки его разрешения по азимутальному углу приведены на рис. 2.

Система электродов углового сканера (1) обеспечивает поле зрения прибора 360° по азимутальному углу и 120° по полярному, за исключением незначительных затенений элементами конструкции модуля электронной оптики. Модуль электронной оптики имеет цилиндрическую симметрию. Принцип действия прибора следующий: заряженные частицы, проходя через угловой сканер (1), попадают во входную диафрагму-аттенюатор (2) и направляются на входное окно тороидального

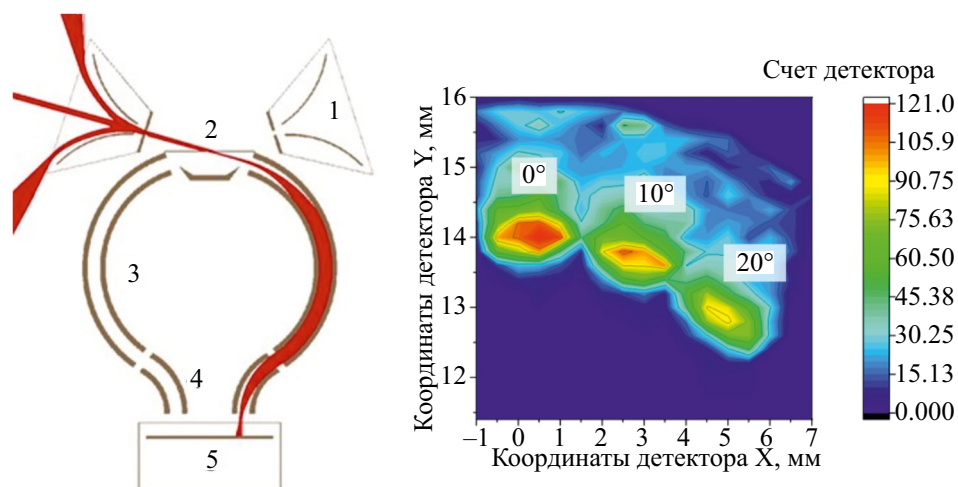


Рис. 2. Схема электростатической оптики спектрометра электронов ЭЛСПЕК и результаты проверки его углового разрешения по азимутальному углу: 1 — сканирующее устройство, 2 — центральная диафрагма, 3 — электростатический анализатор, 4 — корректирующий электрод, 5 — координатно-чувствительный детектор.

электростатического анализатора (3). Диафрагма-аттенюатор позволяет регулировать энергетическое разрешение прибора и при необходимости уменьшать геометрический фактор прибора. Угловой сканер (1) представляет собой систему из двух электродов эллиптической формы. Подача потенциала на обкладки этих электродов позволяет менять направление поля зрения прибора в диапазоне $\pm 60^\circ$ по полярному углу. Тороидальный электростатический анализатор (3) служит для выделения узкого энергетического диапазона энергии заряженных частиц. Его внешняя обкладка заземлена, а на внутреннюю обкладку подается потенциал, отклоняющий заряженные частицы. Частицы, энергия которых соответствует поданному потенциалу для заданной формы анализатора, проходят его и, миновав корректирующий электрод, попадают на координатно-чувствительный детектор. Корректирующий электрод (4) служит для обеспечения нормального угла падения на поверхность координатно-чувствительного детектора на основе микроканальных пластин (5). По координатам прихода частицы на детектор, можно определить азимутальный угол с которого пришла частица на вход прибора.

Схема электростатической оптики прибора позволяет регистрировать пространственную функцию распределения электронов в диапазоне энергий от 10 эВ до 10 кэВ с энергетическим разрешением $\Delta E/E = 10\%$ с полем зрения $360^\circ \times 120^\circ$ и угловым разрешением 20° по полярному углу и 15° по азимутальному.

5. МАСШТАБИРУЕМОСТЬ ПРЕДЛОЖЕННОЙ СХЕМЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Использование современной электронно-компонентной базы позволяет в значительной степени миниатюризировать модули электроники, отвечающие за функционирование высоковольтных источников питания, детекторной части и плат управления, и при этом сохранить высокие показатели надежности разрабатываемых приборов. Совместно с широким использованием компьютерного моделирования при разработке модулей электростатической оптики это дает возможность создать концепцию компактных спектрометров ионов и электронов, отвечающих современным требованиям к плазменным приборам и при этом пригодных для размещения либо на борту малых космических аппаратов, либо в составе служебной аппаратуры на борту спутников.

Подобные спектрометры могут быть использованы как для мониторинга за состоянием магнитосферы и ионосферы в рамках актуальной тематики космической погоды, так и использоваться в качестве дополнительной полезной нагрузки на малых космических аппаратах при осуществлении межпланетных миссий. Так, использование субспутника, оснащенного ионным спектрометром в миссии *Венера-Д* может значительно повысить ценность научных данных, получаемых комплексом плазменных приборов, а оснащение луноходов компактными

спектрометрами плазмы и детекторами энергичных нейтральных атомов позволит исследовать процессы взаимодействия солнечного ветра с реголитом на различных участках лунной поверхности, а также процессы зарядки поверхности Луны под воздействием ультрафиолета и потоков космической плазмы [12].

Предложенная схема электростатической оптики прибора ЭЛСПЕК изначально рассчитывалась для координатно-чувствительного детектора с рабочим диаметром 50 мм. Однако проведенный анализ и последующее моделирование показало, что предлагаемая оптическая схема может быть масштабирована для детекторов с диаметром рабочей зоны ~25 мм без потери качества аналитических характеристик. При использовании подобных детекторов спектрометры получают весьма компактные габаритные размеры: модуль электростатической оптики совместно с детекторным узлом представляют собой цилиндр высотой 100 мм и диаметром 70 мм. В зависимости от того, к каким электродам прикладывается потенциал представленная схема электростатической оптики позволяет обеспечить измерения функции распределения ионов и электронов в широком энергетическом диапазоне (от 10 эВ до 15 кэВ) и с полями зрения, близкими к 2π , что обеспечивает измерения параметров как солнечного ветра, так и ускоренных частиц в плазменном окружении планет и их спутников. Конструкция модуля электростатической оптики позволяет разместить электроды электростатического затвора за входным окном сканирующего устройства, что применительно к регистрации параметров ионов обеспечивает применение времяпролетной системы анализа частиц.

Благодаря своим компактным размерам, спектрометры могут устанавливаться в качестве полезной нагрузки не только на научных спутниках, но и на служебных космических аппаратах и наноспутниках.

6. ДЕТЕКТОР ЭНЕРГИЧНЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

Детектор нейтральных атомов позволит получить информацию о массовом составе и пространственном распределении нейтральных частиц на различных участках орбиты космического аппарата, что позволит исследовать процессы пересоединения, происходящие в магнитосфере и хвосте Венеры, изучить взаимодействие нейтральных атомов и заряженных частиц

с индуцированной магнитосферой Венеры, процессы взаимодействия магнитосферных и ионосферных ионов низких энергий с нейтральными атомами.

Для проведения качественных измерений нейтральных атомов важно регистрировать не только их поток, но и массовый и энергетический состав. Данные параметры позволят определить происхождение зарегистрированных нейтральных атомов, исследовать их параметры на различных участках орбиты космического аппарата. Для проведения данных измерений разрабатывается детектор нейтральных атомов (ДНЧ), позволяющий регистрировать поток нейтральных частиц, осуществлять анализ их энергетического и массового состава. Кроме того, в отдельном режиме функционирования предложенная схема прибора позволяет проводить регистрацию параметров ионов плазменного окружения Венеры.

Принцип функционирования детектора нейтральных частиц основан на эффекте ионизации энергичных нейтральных атомов при столкновении с мишенью [13] и сочетает два типа анализа — электростатический (E/Q) для определения энергетического состава регистрируемых частиц и разделение частиц по соотношению V/Q в постоянном магнитном поле. Прибор имеет несколько прототипов — в частности, модуль мишени-ионизатора с аналогичным принципом функционирования используется в приборе АРИЕС-Л [6] и ЛИНА-Р для проекта *Луна-26*, а детекторный модуль схожей конструкции в сочетании с магнитной системой разрабатывался для ионного спектрометра ПИПЛС-Б в рамках проекта *Интергелиозонд* [14].

Рассмотрим строение и принцип функционирования электростатической оптики ДНЧ, структура которой, а также распределение частиц различных масс на детекторе представлены на рис. 3. Разными цветами показаны траектории движения частиц различных масс: Н (1 а.е.м.), He (4 а.е.м.), О (16 а.е.м.), N₂ (28 а.е.м.), Ar (40 а.е.м.).

После входного окна, ограниченного экранной сеткой, расположены запирающие электроды (1). Данный узел позволяет исключить попадание заряженных частиц космической плазмы в измерительный тракт прибора при регистрации нейтральных атомов. Ионизация нейтральных атомов происходит в результате их взаимодействия с узлом мишени-ионизатора (2). Образованные в результате данного взаимодействия ионы ускоряющим потенциалом

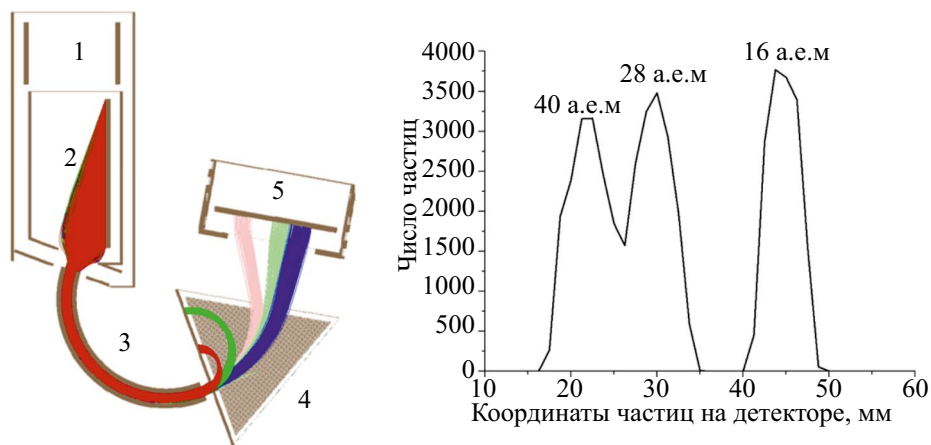


Рис. 3. Структура электростатической оптики детектора нейтральных атомов и распределение ионов различных масс на детекторе. 1 — запирающие электроды, 2 — мишень-ионизатор, 3 — электростатический анализатор, 4 — магнитный анализатор, 5 — координатно-чувствительный детектор.

вытягиваются в сторону электростатического анализатора (3), который проводит анализ их энергий по соотношению E/Q . После электростатического анализатора частицы попадают в магнитный анализатор (4), где происходит их разделение по соотношению V/Q . Частицы с различными скоростями, прошедшие через магнитную систему, попадают на различные области координатно-чувствительного МКП-детектора (5), позволяя по координате определить их скорость, и, соответственно, массу. Одним из преимуществ предложенной схемы прибора является возможность одномоментной регистрации частиц различной массы, что позволяет осуществлять быстрый анализ массового состава частиц.

Схема электростатической оптики прибора построена таким образом, что в определенном режиме работы позволяет осуществлять регистрацию ионов солнечного ветра или космической плазмы. В данном режиме работы запирающие электроды (1) могут использоваться как сканирующее устройство для выбора направления поля зрения, а потенциал на мишени (2) — для фокусировки потока ионов на входное окно электростатического анализатора. Таким образом, детектор может осуществлять не только регистрацию нейтральных атомов, но и в ряде случаев служить вспомогательным прибором для детектирования параметров ионов.

Моделирование параметров работы детектора нейтральных частиц показало, что в текущей конфигурации он способен осуществлять регистрацию параметров потока нейтральных атомов в диапазоне масс от 1 до 40 а.е.м. с разрешением

$M/dM = 5$. Поле зрения прибора представляет собой конус с раствором 10° по азимутальному углу и $\pm 20^\circ$ по полярному углу.

Наиболее близким по научным задачам и техническим характеристикам является семейство научных приборов SARA (Sub-keV Atom Reflecting Analyzer (SARA), LENA, ENA), которые разрабатывались в рамках космической миссии *Chandrayaan-1* [15]. SARA — спектрометр, предназначенный для детектирования низкоэнергичных нейтральных атомов в диапазоне энергий от 10 эВ до 3 кэВ.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование плазменного окружения Венеры по-прежнему представляет значительный научный интерес, тем более, что в настоящее время на орбите планеты нет действующих космических аппаратов, оснащенных приборами для регистрации параметров космической плазмы. Несмотря на многолетнюю успешную работу аппаратуры на борту *Venus Express*, неисследованными остаются обширные области плазменного окружения планеты, кроме того, современная электронно-компонентная база и новые плазменные приборы позволят получить более детальные и точные измерения параметров плазмы и нейтральных частиц.

Представленные в данной статье модели приборов имеют высокий уровень готовности — значительная часть их узлов имеет прототипы, прошедшие полный цикл лабораторных испытаний, а в ряде случаев получивших летную

квалификацию. Проведенное моделирование показало достижимость требуемых аналитических характеристик. Отдельные приборы, например, спектрометр электронов, могут быть масштабированы и использованы для различных космических миссий, в которых требуется измерение параметров плазмы с помощью компактных и быстрых спектрометров.

Для проведения полноценных измерений, полный состав плазменного комплекса должен включать в себя также магнитометр и датчики параметров солнечного ветра. Опыт работы отечественных космических миссий показывает, что данные приборы также могут быть реализованы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Russell C.T., Vaisberg O.* In *Venus* / ed. by Hunton D.M. et al. Univ. of Arizona Press, Tucson, 1983. P. 873–94.
2. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Artemyev A.V. et al.* Thin current sheets in collisionless plasma: equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration // *Plasma Phys. Rep.* 2011. V. 37. P. 118–160. DOI:10.1134/S1063780X1102005X
3. *Vaisberg O.L., Zeleny L.M.* Formation of the plasma mantle in the Venusian magnetosphere // *Icarus*. 1984. V. 58. P. 412–430. DOI:10.1016/0019-1035(84)90087-3.
4. *Barabash S., Fedorov A., Sauvaud J.J. et al.* The loss of ions from Venus through the plasma wake // *Nature*. 2007. V. 450. P. 650–653. DOI:10.1038/nature06434
5. *Futaana Y., Stenberg Wieser G., Barabash S. et al.* Solar Wind Interaction and Impact on the Venus Atmosphere // *Space Sci. Rev.* 2017. V. 212. P. 1453–1509. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0362-8>
6. *Вайсберг О.Л., Журавлев Р.Н., Моисеенко Д.А. и др.* Широкоугольный ионный энерго-масс-анализатор АРИЕС-Л // *Астрономический вестник*. 2021. Т. 55. № 6. С. 575–588. DOI: 10.31857/S0320930X21060116
7. *Orsini S., Livi S.A., Lichtenegger H. et al.* SERENA: Particle Instrument Suite for Determining the Sun-Mercury Interaction from BepiColombo // *Space Sci. Rev.* 2021. V. 217. Iss. 11. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00787-3>
8. *Wieser M., Barabash S., Wang X.-D. et al.* The Advanced Small Analyzer for Neutrals (ASAN) on the Chang'E-4 Rover Yutu-2 // *Space Sci. Rev.* 2020. V. 216. Iss. 73. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00691-w>
9. *Wurz P., Wieser M.* Production of a 10 eV–1000 eV neutral particle beam using surface neutralization // *Meas. Sci. Technol.* 2005. V.16. P.2511–2516. DOI:10.1088/0957-0233/16/12/016
10. *Niehus H., Heiland W., Taglauer E.* Low-energy ion scattering at surfaces // *Surface Science Reports*. 1993. V. 17(4–5). P. 213–303. DOI:10.1016/0167-5729(93)90024-j
11. *Young D.T., Burch J.L., Gomez R.G. et al.* Hot Plasma Composition Analyzer for the Magnetospheric Multiscale Mission // *Space Science Reviews*. 2014. V. 199(1–4). P. 407–470. DOI:10.1007/s11214-014-0119-6
12. *Halekas J.S., Lin R.P., Mitchell D.L.* Large negative lunar surface potentials in sunlight and shadow // *Geophysical Research Letters*. 2005. V. 320(9). DOI:10.1029/2005GL022627
13. *Wurz P., Scheer J., Wieser M.* Particle Scattering off Surfaces: Application in Space Science // *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*. 2006. V. 4. P. 394–400. DOI:10.1380/ejssnt.2006.394
14. *Моисеенко Д.А., Вайсберг О.Л., Митюрин М.В. и др.* Масс-анализатор ионов солнечного ветра ПИПЛС-Б для проекта “ИНТЕРГЕЛИОЗОНД” // *Приборы и техника эксперимента*. 2019. № 5. С. 96–99. DOI: 10.1134/S0032816219050227
15. *Bhardwaj A., Barabash S., Futaana Y. et al.* Low energy neutral atom imaging on the Moon with the SARA instrument aboard Chandrayaan-1 mission // *J. Earth Syst. Sci.* 2005. V. 114. Iss. 6. P. 749–760. DOI:10.1007/BF02715960

УДК 520.6

НЕЙТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПОЛЮСАХ

© 2024 г. И. Г. Митрофанов, А. Б. Санин, М. Л. Литвак, Д. В. Головин*,
М. В. Дьячкова, А. А. Аникин, Н. В. Лукьянов

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

**e-mail: golovin@np.cosmos.ru*

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.

После доработки 12.02.2024 г.

Принята к публикации 16.02.2024 г.

Лунная поверхность в окрестности полюсов обладает особыми свойствами по сравнению с поверхностью на экваторе и на умеренных широтах. В полярном реголите содержится в достаточно большом количестве водяной лед, который существенно влияет на возникающее под действием галактических космических лучей нейтронное излучение. Также, температура полярного реголита может иметь предельно низкие значения около 25 К, вследствие чего тепловая компонента нейтронного потока частично удерживается в гравитационном поле.

На основе численного моделирования нейтронного излучения лунной поверхности показаны его главные особенности для полярных районов по сравнению с экваториальными: значительное уменьшение отношения потоков эпитепловых и тепловых нейтронов вследствие увеличения концентрации водорода в реголите и существенное увеличение плотности тепловых нейтронов вблизи поверхности вследствие гравитационного удержания.

DOI: 10.31857/S0023420624060102, EDN: IFHRGI

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронное излучение Луны возникает в верхнем слое реголита под воздействием потока Галактических космических лучей (ГКЛ) и спорадически возникающих солнечных космических лучей (СКЛ) [1, 2]. Нейтроны возникают в верхнем слое на глубине около 1 м в ядерных реакциях раскола ядер основных породообразующих элементов при столкновении с энергичными заряженными частицами ГКЛ и СКЛ, главным образом протонами и альфа-частицами. Образовавшиеся нейтроны имеют характерную энергию около нескольких десятков мегаэлектронвольт и относительно небольшую длину свободного пробега, поэтому после рождения эти частицы испытывают многократные столкновения с ядрами лунного вещества. В каждом столкновении нейтроны теряют часть своей энергии, пропорциональную отношению масс нейтрона и ядра. Свободные нейтроны являются нестабильными частицами и распадаются за время около 880 с. Это время гораздо продолжительнее времени блуждания образовавшихся

частиц в веществе, которое составляет около нескольких миллисекунд. Поэтому распад нейтронов до их вылета с поверхности практически отсутствует. Процесс блужданий нейтронов в веществе подобен диффузии — он может завершиться поглощением в реакции ядерного захвата, либо спонтанным распадом нейтрона, либо вылетом нейтрона с поверхности в окололунное космическое пространство, либо уходом нейтрона на большую глубину.

Спектральное распределение вылетающих нейтронов по энергии возникает как результат процесса блужданий с замедлением, который носит случайный характер. Нейтроны, которые практически сразу после рождения покидают приповерхностный слой почти полностью сохраняют исходную энергию. Они вносят вклад в высокоэнергетическую часть спектра. Те нейтроны, которые до вылета испытали большое количество столкновений, существенно замедляются. Часть из них имеют надтепловые энергии (такие нейтроны называют эпитепловыми). Другие нейтроны оказываются полностью

термализованными и имеют характерную кинетическую энергию, соответствующую температуре приповерхностного грунта (такие нейтроны принято называть тепловыми). Таким образом, энергетический спектр нейтронного излучения Луны простирается на ~ 13 порядков от десятков ГэВ до тысячных долей эВ.

Лунное нейтронное альbedo было впервые измерено в 1972 г. в миссии *Apollo-17* в эксперименте LPNE [3]. Прибор LNPE содержал две системы детектирования, обе с использованием трековых детекторов частиц на основе ^{235}U и ^{10}B . Прибор состоял из двух блоков, которые были соединены вместе и установлены в буровой скважине. Было измерено, как объемная плотность нейтронов (нейтрон/см³) меняется с глубиной, и показано, что максимальное значение $\sim 10^{-5}$ нейтрон/см³ наблюдается на глубине 1.5 м [3]. Глобальные измерения потока лунных нейтронов были выполнены в 1998–1999 гг. в орбитальном эксперименте LPNS на борту космического аппарата (КА) НАСА *Lunar Prospector* в спектральных диапазонах тепловых, эпитепловых и быстрых нейтронов [4, 5]. Было показано, что нейтронный поток от Луны имеет значительную пространственную переменность. Значительные вариации потока тепловых нейтронов наблюдались на умеренных широтах. Этот эффект был связан с вариациями концентраций в составе лунного реголита породообразующих элементов и элементов с большими сечениями поглощения нейтронов [4]. Были обнаружены значительные уменьшения потока эпитепловых нейтронов в окрестностях северного и южного лунных полюсов. Причиной этого эффекта было предложено считать присутствие в лунном полярном веществе на дне полярных постоянно затененных кратеров относительно высокой массовой доли водорода в составе молекул воды по сравнению с веществом на умеренных широтах [5]. Дело в том, что замедление нейтронов в веществе с высокой концентрацией водорода происходит эффективнее, чем в грунте с малой водородной концентрацией, так как относительная доля теряемой энергии нейтрона при каждом столкновении с ядром атома водорода может быть порядка единицы. Вследствие этого, поток вылетающих эпитепловых нейтронов в полярных районах уменьшается. Соответственно, эффективность термализации нейтронов в веществе с большой концентрацией водорода возрастает. И поэтому, можно ожидать значительного повышения на полюсах потока тепловых нейтронов даже при том, что заметная часть таких частиц поглощается самим водородом.

Таким образом, собственное нейтронное излучение Луны в полярных районах существенно отличается от излучения на умеренных широтах. В этих районах имеет место значимое понижение потоков эпитепловых нейтронов. Максимальное пространственное разрешение LPNS составило порядка 45 км на высоте 30 км [6]. Новые данные появились в 2009 г. после запуска еще одного орбитального КА НАСА *Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO)*, на котором был установлен российский коллимированный нейтронный спектрометр ЛЕНД [7, 8]. ЛЕНД обладает значительно более узким полем зрения, чем LPNS и способен регистрировать нейтронное излучение от объектов на поверхности Луны с пространственным разрешением 10 км с высоты в 50 км [7]. Одновременно с миссией *LRO* проводился эксперимент *LCROSS*. В ходе этого эксперимента разгонный блок Центавр КА *LCROSS* был нацелен с лунной орбиты на участок лунной поверхности, где предполагалось обнаружить большее количество воды [9]. Выбор места падения был сделан с учетом наблюдений прибора ЛЕНД, выполненных в самом начале миссии *LRO* [8]. Таким местом оказалась вечно затененная область внутри кратера Кабео вблизи южного полюса с наибольшим понижением потока эпитепловых нейтронов, которое составило около 20% [8, 10]. Вследствие того, что направление лунной полярной оси практически перпендикулярно к направлению на Солнце, в окрестности полюсов средняя температура приповерхностного слоя вещества гораздо ниже, чем на умеренных широтах. Например, в постоянно затененном северном полярном кратере Эрмит температура вещества составляет около 25 K (<https://lunar.gsfc.nasa.gov/images/lithos/LROlitho7temperaturevariation27May2014.pdf>).

Таким образом, в окрестности полюсов в районах с высоким содержанием воды условия возникновения лунного нейтронного излучения могут значительно отличаться от условий на умеренных широтах. Настоящая работа посвящена изучению свойств нейтронного излучения лунной поверхности вблизи полюсов.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛУНЫ

Для изучения свойств нейтронного излучения полярной поверхности Луны было выполнено численное моделирование на основе метода Монте-Карло. Для этого использовался пакет программ Geant4 (версия geant4.11.01-patch-02

[11]), который позволяет моделировать ядерные процессы взаимодействия между ядрами и частицами. Лунное вещество считалось однородным по составу как вдоль поверхности, так и по глубине. Состав основных породообразующих элементов соответствовал данным для грунта типа ferroan anorthosite (FAN [12]), который представляет собой древнейший тип лунной коры и часто используется в качестве базового состава для моделирования нейтронного альbedo полярных районов Луны [13].

Свойства вещества с указанным составом породообразующих элементов дополнительно описывались двумя переменными параметрами. Первым параметром было значение массовой доли воды, традиционно заданное в форме водного эквивалента водорода или WEN (Water Equivalent Hydrogen). Согласно имеющимся оценкам для значений WEN вблизи полюсов величина этого параметра для моделирования задавалась в пределах от 0 до 10%. Максимальное значение примерно в два раза превышает оценку, полученную на основе обработки данных измерений эксперимента *LCROSS* [9]. Вторым параметром была температура вещества. Расчеты были проведены для трех значений температур 25, 100 и 273 К. Минимальное значение соответствует оценке температуры поверхности на дне постоянно затененного кратера Эрмит в окрестности северного полюса (<https://lunar.gsfc.nasa.gov/images/lithos/LROlitho7temperaturevariation27May2014.pdf>).

Спектральная плотность потока частиц ГКЛ была назначена в соответствии с минимумом солнечного цикла (т.е. максимумом потока ГКЛ), что соответствует фазе солнечного цикла с параметром солнечной модуляции $\Phi = 398$ МВ по модели ГКЛ [14]. Соответственно, приведенные ниже оценки потоков нейтронов следует рассматривать как верхние пределы.

История жизни каждого нейтрона моделировалась от момента его рождения при столкновении частицы ГКЛ с ядром лунного вещества до наступления одного из четырех событий: поглощения нейтрона в ядерных реакциях захвата, выхода нейтрона в окололунное космическое пространство, ухода нейтрона вглубь на глубину невозврата, или спонтанного распада. Для каждой вылетающей с поверхности частицы фиксировалась ее энергия и направление вылета относительно нормали к поверхности. С учетом этих данных рассчитывалось движение частицы в гравитационном поле Луны либо (а) — до ее ухода на расстояние от поверхности около миллиона

километров, либо (б) — до возврата по баллистической траектории обратно к поверхности, либо (в) — до момента распада во время движения в окололунном пространстве.

Ниже будет показано, что в случае (б) вернувшийся нейтрон в приповерхностном слое может испытать эффективное отражение вследствие столкновения с ядрами, приобрести новую энергию в соответствии с распределением Максвелла и вновь покинуть поверхность с вылетом в окололунное пространство. Эта часть истории нейтронов в численном моделировании не учитывалась. Вклад отраженных поверхностью нейтронов оценивался отдельно на основе общих теоретических соображений.

Полное число нейтронов, для которых было проведено моделирование, составило 10^8 отдельно для каждого значения температуры грунта и значения WEN. Для каждого элементарного объема окололунного космического пространства от поверхности до высоты 1 млн. км относительно поверхности были построены энергетические спектры нейтронов для разных направлений вектора их скорости относительно направления в зенит, причем частицы с направлением движения к поверхности также принимались во внимание.

В качестве примера на рис. 1 представлены энергетические спектры полного потока вылетающих с лунной поверхности нейтронов для двух предельных случаев: (а) — отсутствия воды в веществе WEN = 0 % и высокой температуры $T = 273$ К и (б) — высокого содержания воды WEN = 10 % и минимальной температуры $T = 25$ К. Изменение температуры поверхности влияет только на низкоэнергетическую часть спектра с энергией нейтронов ниже 10^{-6} МэВ, в то время как увеличение содержания воды от 0 до 10 % значительно снижает поток нейтронов в широком диапазоне энергий от 10^{-8} до 10^6 МэВ.

Следует отметить, что кроме потока нейтронов, вылетевших с поверхности, существует поток нейтронов, которые возвращаются к поверхности в гравитационном поле Луны, часть из которых испытывает повторную термализацию в верхнем слое грунта и имеет шанс повторно выйти с поверхности в окололунное пространство. На рис. 1 штриховыми линиями показаны спектры нейтронов, вылетевших с поверхности в окололунное пространство. Сплошной линией показаны спектральные распределения, которые учитывают эффекты гравитационного удержания и распада нейтронов. Очевидно, что гравитация удерживает тепловые нейтроны не

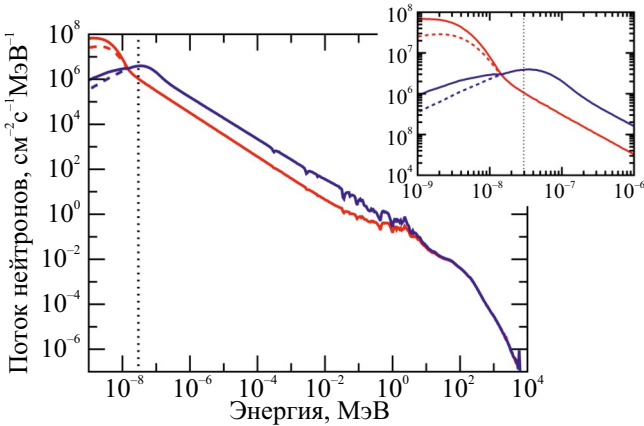


Рис. 1. Энергетические спектры потоков нейтронов на лунной поверхности для случая грунта с температурой 273 К при WEN = 0% (синяя линия) и случая грунта с температурой 25 К и WEN = 10% (красная линия). Штрихами показаны спектры потоков нейтронов, вылетающих с поверхности. Сплошной линией показаны спектры полного потока нейтронов с учетом тепловых нейтронов, многократно вернувшихся на поверхность и рассеянных в приповерхностном слое грунта. На врезке в крупном масштабе показан энергетический диапазон тепловых нейтронов. Вертикальный пунктир показывает энергию, соответствующую величине параболической скорости для лунной поверхности.

зависимо от того, в грунте с какой температурой и каким содержанием воды они термализовались. Поэтому, относительное различие между сплошными и пунктирными линиями одинаково и для красных, и для синих кривых на одной

и той же энергии нейтрона. Наибольшее различие между сплошными и пунктирными кривыми наблюдается до энергий ~0.01 эВ и зависит от величины параболической скорости на лунной поверхности (соответствующая ей энергия показана точечным пунктиром) и длительности жизни свободного нейтрона. Наиболее вероятная энергия, которая соответствует пику распределения Максвелла (kT , где k — постоянная Больцмана), для нейтронов, термализовавшихся в грунте с температурой 25 К равна примерно 0.002 эВ. Соответственно, в случае температуры грунта 273 К эта энергия составляет около 0.024 эВ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1 Общая картина нейтронного излучения Луны на полюсах

Для описания общей картины полярного нейтронного излучения Луны были выбраны четыре энергетических интервала: тепловые нейтроны с энергиями <1 эВ (далее этот диапазон энергий обозначен, как ТН), эпитепловые нейтроны с энергиями 1 эВ–10 кэВ (диапазон ЭТН), быстрые нейтроны с энергиями 10 кэВ–10 МэВ (диапазон БН) и энергичные нейтроны с энергиями >10 МэВ (диапазон ЭН).

В табл. 1 представлены интегральные потоки нейтронов, излучаемые поверхностью под воздействием ГКЛ (в единицах нейтрон/см²/с) в

Таблица 1. Интегральные потоки нейтронов (нейтрон/см²/с), излучаемые лунной поверхностью под воздействием ГКЛ в энергетических интервалах ТН, ЭТН, БН и ЭН

H ₂ O, масс. %	0			0.1			0.5			1.0		
Т, К	25	100	273	25	100	273	25	100	273	25	100	273
ТН	0.55	0.59	0.67	0.55	0.60	0.69	0.55	0.63	0.75	0.54	0.64	0.79
ЭТН		2.09			1.95			1.52			1.23	
БН		3.66			3.57			3.23			2.94	
ЭН		1.38			1.38			1.38			1.37	
Сумма*		7.68–7.80			7.45–7.59			6.68–6.88			6.08–6.34	

H ₂ O, масс. %	3.0			5.0			10.0		
Т, К	25	100	273	25	100	273	25	100	273
ТН	0.47	0.61	0.80	0.42	0.57	0.76	0.33	0.47	0.64
ЭТН		0.74			0.55			0.34	
БН		2.29			1.93			1.44	
ЭН		1.36			1.33			1.29	
Сумма*		4.86–5.19			4.23–4.57		3.40–3.71		

* Суммарный поток нейтронов представлен для температур поверхности от 25 до 273 К.

указанных энергетических интервалах ТН, ЭТН, БН и ЭН для трех значений температуры (только для тепловых нейтронов) и семи значений массовой доли воды в веществе 0, 0.1, 0.5, 1, 3, 5 и 10%.

Согласно данным табл. 1, в нейтронном потоке наблюдаются несколько эффектов, связанных со свойствами вещества лунной поверхности:

1. Поток тепловых нейтронов из грунта без воды $WEN = 0\%$ возрастает с ростом температуры. При повышении температуры от 25 до 273 К этот поток увеличивается примерно в 1.2 раза. Этот рост связан с уменьшением сечений поглощения тепловых нейтронов ядрами порообразующих элементов при увеличении температуры. Сечение захвата тепловых нейтронов зависит от энергии нейтрона как $\sim 1/\sqrt{E}$, поэтому при увеличении температуры в 10 раз (от 25 до 273 К) наиболее вероятная энергия теплового нейтрона ($\sim kT$) тоже возрастает в 10 раз, а сечение захвата падает примерно в 3 раза. Следует отметить, что нейтроны с энергиями выше 1 эВ практически не поглощаются и поэтому их потоки не меняются с изменением температуры вещества (см. табл. 1).

2. Для температуры 25 К поток тепловых нейтронов имеет максимум при значении WEN около 0.1 % и спадает при дальнейшем увеличении WEN . Для температуры 273 К максимум потока наблюдается при WEN около 3.0%. Такая немонотонная зависимость потока в диапазоне ТН от

массовой доли воды связана с двумя параллельно происходящими процессами, противоположно влияющими на его величину. Первым процессом является повышение эффективности термализации нейтронов в веществе при увеличении массовой доли водорода — при увеличении WEN производство тепловых нейтронов в веществе повышается. Второй процесс связан с увеличением коэффициента поглощения нейтронов веществом при увеличении в нем массовой доли WEN вследствие реакции захвата нейтронов протонами с образованием дейтерия. Максимум потока в спектральном диапазоне ТН имеет место, когда эти два процесса уравнивают друг друга. При низкой температуре 25 К максимум потока тепловых нейтронов находится там, где сечение реакции поглощения нейтронов водородом велико, и компенсация наступает при меньшем содержании воды — около 0.1% по массе. При повышении температуры до 273 К максимум потока смещается в область более высоких энергий, где сечение поглощения уменьшается, и, поэтому, поглощение компенсирует процесс термализации нейтронов при гораздо большей массовой доле воды, около 3%.

3. Очевидно, что для нейтронов с энергиями выше 1 эВ все зависимости от температуры вещества пропадают. Эти частицы покидают поверхность до установления теплового равновесия с атомами. Основным фактором, который влияет на потоки в спектральных диапазонах

Таблица 2. Параметры потоков нейтронов в диапазоне ТН

H_2O , масс. %	0			0.1			0.5			1.0		
Т, К	25	100	273	25	100	273	25	100	273	25	100	273
Поток излученных ТН, нейтрон/см ² /с	0.55	0.59	0.67	0.55	0.60	0.69	0.55	0.63	0.75	0.54	0.64	0.79
Поток возвращенных ТН, нейтрон/см ² /с	0.02	0.01	0.01	0.02	0.01	0.01	0.04	0.02	0.01	0.06	0.03	0.01
Доля α , %	3.5	1.9	0.8	4.3	2.3	0.9	7.5	3.8	1.4	10.5	5.2	1.8
Оценка полного потока ТН, нейтрон/см ² /с	0.58	0.61	0.68	0.59	0.62	0.70	0.61	0.67	0.77	0.63	0.69	0.81

H_2O , масс. %	3.0			5.0			10.0		
Т, К	25	100	273	25	100	273	25	100	273
Поток излученных ТН, нейтрон/см ² /с	0.47	0.61	0.80	0.42	0.57	0.76	0.33	0.47	0.64
Поток возвращенных ТН, нейтрон/см ² /с	0.08	0.05	0.02	0.09	0.05	0.02	0.09	0.05	0.02
Доля α , %	17.6	8.2	2.7	21.3	9.5	3.1	25.8	11.1	3.5
Оценка полного потока ТН, нейтрон/см ² /с	0.61	0.69	0.83	0.57	0.65	0.80	0.48	0.55	0.67

ЭТН и БН, является повышение эффективности замедления нейтронов при увеличении массовой доли водорода в веществе. Так, при добавлении в сухое вещество доли водорода, соответствующей малой массовой доли воды $W_{EH} = 0.1\%$, потоки в диапазонах ЭТН и БН ослабляются на 6.6 и 2.5%, соответственно. При увеличении массовой доли воды до 10% эти потоки уменьшаются относительно потоков для сухого грунта в 6.1 и 2.5 раза в диапазонах ЭТН и БН соответственно.

4. Присутствие в веществе водорода практически не влияет на поток энергичных нейтронов. Эти частицы покидают вещество сразу после рождения, и эффективность процесса замедления не влияет на величину их потока. Численное моделирование показало (табл. 2), что при увеличении массовой доли воды в веществе от ее полного отсутствия до $W_{EH} = 10\%$ поток в диапазоне ЭН уменьшается всего на 6.5%. Основное влияние на поток энергичных нейтронов оказывает состав основных порообразующих элементов, так как с увеличением атомного веса ядер возрастает эффективность рождения большего количества нейтронов в веществе под воздействием частиц ГКЛ [15].

На рис. 2 представлены зависимости отношения потоков в диапазонах ЭТН и БН относительно потока в диапазоне ЭН. Экспериментальные измерения этих отношений позволяют оценить массовую долю воды в веществе практически независимо от данных о составе основных порообразующих элементов.

5. Суммарный поток нейтронного излучения лунной поверхности уменьшается с увеличением

массовой воды в веществе с фиксированным составом. Сравнение оценок для сухого грунта и грунта с $W_{EH} = 10\%$ демонстрирует уменьшение суммарных потоков в 2.3 и 2.1 раза при температурах 25 и 273 К соответственно. Разница между этими коэффициентами возникает вследствие увеличения сечения поглощения тепловых нейтронов ядрами водорода при низкой температуре.

3.2 Эффект гравитационного удержания лунных тепловых нейтронов

Тепловые нейтроны, вылетающие из верхнего слоя поверхности лунного вещества, имеют скорости, соответствующие температуре верхнего слоя поверхности (см. рис. 1). Температура лунной поверхности испытывает вариации 150–200° в течение лунных суток (см., например, [16]). Такой большой градиент наблюдается только на самой поверхности и резко спадает с глубиной. На глубине около 0.5–1 м температура стабилизируется и не испытывает вариаций [16]. На дне вечно затененных кратеров температура может опускаться до нескольких десятков кельвинов, а на освещенных участках достигать 0°C (273 К) [17].

Для температуры 273 К наиболее вероятная энергия тепловых нейтронов соответствует величине 0.024 эВ и наиболее вероятная скорость равна 2.1 км/с. Такая скорость меньше второй космической скорости для Луны, равной 2.4 км/с. Это означает, что при низких температурах поверхности значительная доля вылетающих с поверхности тепловых нейтронов не покинет окрестность Луны, а двигаясь по баллистической траектории, вернется на поверхность.

Численное моделирование позволило оценить долю частиц, которые возвращаются на лунную поверхность по баллистической траектории (см. табл. 2). Очевидно, что доля захваченных гравитацией возвращающихся нейтронов возрастает при уменьшении температуры. Так, для грунта с относительно высоким содержанием воды $W_{EH} = 3\%$ доля возвращающихся частиц возрастает от 2.7 до 17.6% при уменьшении температуры от 273 до 25 К соответственно.

Оказалось, что доля захваченных гравитационным полем частиц также зависит от массовой доли воды в грунте. При температуре 25 К для сухого грунта ($W_{EH} = 0\%$) эта доля составляет около 3.5% и увеличивается до 25.8% для грунта с высоким содержанием воды ($W_{EH} = 10\%$). Эффективность гравитационного захвата от массовой доли воды в грунте вызвана зависимостью

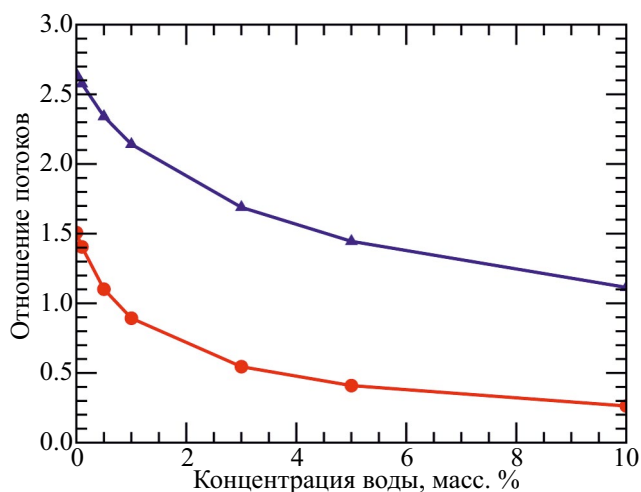


Рис. 2. Зависимости отношения потоков нейтронов в диапазонах ЭТН (красная кривая) и БН (синяя кривая) относительно потока в диапазоне ЭН.

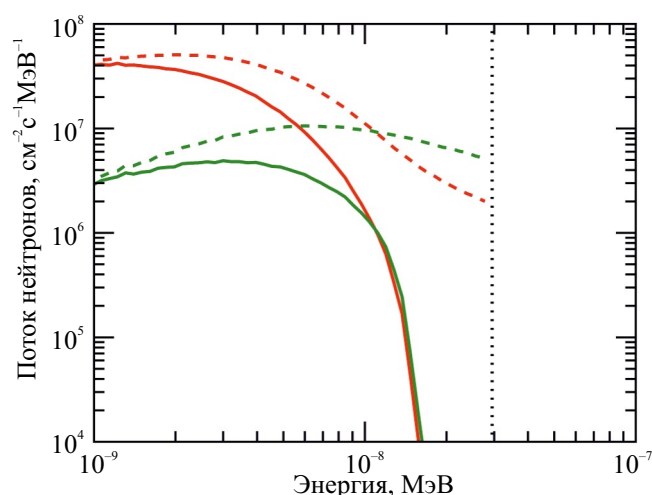


Рис. 3. Спектральные распределения многократно вернувшихся к поверхности частиц для вещества поверхности с массовой долей воды 0 и 10%. Для сравнения на рисунке представлены спектры для идеального случая в предположении стабильности свободных нейтронов (показаны штрихами). Вертикальный пунктир показывает энергию, соответствующую величине параболической скорости для лунной поверхности.

спектрального распределения вернувшихся нейтронов от WEN с учетом их распада. На рис. 3 представлены спектральные распределения вернувшихся к поверхности частиц для вещества поверхности с массовой долей воды 0 и 10%. Для сравнения представлены спектры для физически нереального случая в предположении стабильности свободных нейтронов (показаны штрихами). Точками отмечена энергетическая граница, соответствующая параболической скорости на лунной поверхности. Из рисунка видно, что количество вернувшихся на поверхность нейтронов с энергиями более 0.01 эВ быстро убывает. Это происходит потому, что нейтроны с такими энергиями проводят в полете по баллистической траектории после вылета с поверхности до возвращения обратно время, сопоставимое или превышающее время жизни свободного нейтрона.

В максимальном случае гравитационного захвата среди рассмотренных ($T = 25$ К и $WEN = 10\%$) доля возвратившихся нейтронов составляет 25.8%. Соответственно, полный поток нейтронов вблизи поверхности увеличивается на эту величину. Однако такое увеличение полного потока нейтронов над поверхностью вследствие гравитационного удержания не является окончательным. Вернувшиеся нейтроны, двигаясь сверху вниз, проникают в верхний слой вещества поверхности. Аналогично тому, как происходит

исходный процесс термализации нейтронов после рождения, вернувшиеся нейтроны вновь диффундируют в веществе, сталкиваясь и обмениваясь энергией с ядрами. В процессе столкновений частицы могут вторично вылететь через поверхность для повторного полета в окололунном пространстве. Как и в первый раз, в зависимости от приобретенного импульса они могут покинуть окололунное пространство или остаться захваченными. Вообще говоря, тепловой нейтрон может многократно покидать поверхность и возвращаться к ней: этот процесс завершится, когда он покинет гравитационное поле Луны или покинет приповерхностный слой с уходом на глубину, или испытает радиоактивный распад, или будет захвачен.

Эффект гравитационного удержания тепловых нейтронов в гравитационном поле Луны можно качественно описать относительно простой формулой. Вероятность удержания теплового нейтрона в гравитационном поле после вылета с поверхности можно задать как параметр α , а вероятность вылета с поверхности после повторной термализации параметром β . Суммарную величину интегрального потока нейтронов вдоль всех направлений вблизи поверхности можно описать простым выражением, воспользовавшись соотношением для суммы геометрической прогрессии:

$$F_{sum} = F(1 + \alpha + \alpha\beta + \alpha^2\beta + \alpha^2\beta^2 + \dots) = \sum_{i=1}^n F(1 + \alpha)(\alpha\beta)^{n-1} = \frac{F(1 + \alpha)}{(1 - \alpha\beta)},$$

где F — это исходный поток нейтронов в диапазоне ТН, излученный с лунной поверхности (см. третью строку в табл. 2), а F_{sum} соответствует полной величине потока нейтронов с учетом вернувшихся частиц.

Согласно численному моделированию, для случая $T = 25$ К и $WEN = 10\%$ вероятность гравитационного захвата теплового нейтрона $\alpha = 0.26$. Величина β в рамках выполненного численного моделирования не оценивалась. В качестве верхнего предела этот параметр можно задать равным 0.5 (половина вернувшихся в приповерхностный слой нейтронов после термализации вновь вылетает в свободное пространство, захват и распад нейтронов не учитывается). В этом случае полный коэффициент увеличения потока тепловых нейтронов над поверхностью вследствие эффекта гравитационного удержания составит $1.26 / 0.87 = 1.45$, т.е. поток возрастает на 45%.

В нижней строке табл. 2 приведена оценка полного потока тепловых нейтронов над поверхностью Луны вследствие эффекта гравитационного удержания. Величина коэффициента α для каждого случая оценена на основе численного расчета (строка 5 в табл. 2 для доли возвращенных частиц), а величина β вероятности возврата из приповерхностного слоя в свободное пространство, как отмечено выше, принята равной 0.5.

Учет эффекта гравитационного удержания нейтронов позволяет скорректировать форму энергетического распределения потока лунных нейтронов в интервале низких энергий (см. сплошные линии на рис. 1).

3.3 Поле нейтронного излучения над полярной поверхностью Луны

В численном расчёте нейтронного поля над полярной Луной моделировалось движение каждого нейтрона в окололунном пространстве на разном удалении от Луны, при этом учитывались, как вероятность гравитационного захвата частиц, так и вероятность их радиоактивного распада. Зависимость потока нейтронов от расстояния R относительно центра Луны представлена на рис. 4 для спектральных диапазонов ТН и ЭТН.

Здесь прослеживается, как по мере удаления от Луны убывает поверхностная плотность

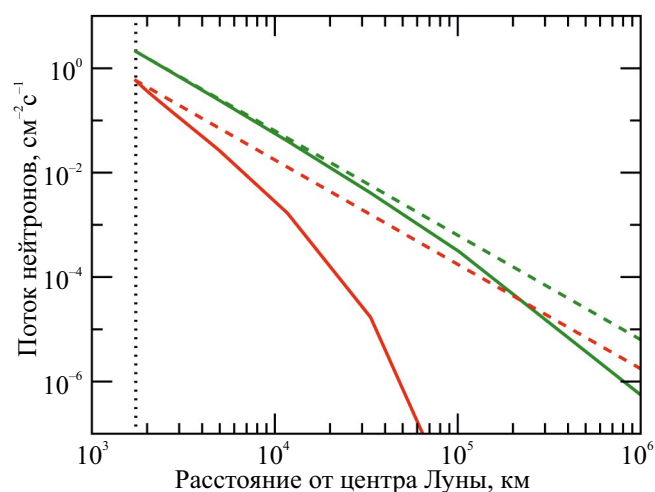


Рис. 4. Зависимости потоков нейтронов от расстояния R от центра Луны для спектральных диапазонов ТН (красная линия) и ЭТН (зеленая линия). Штриховыми линиями показаны зависимости по закону $F_0 R^{-2}$ для потоков нейтронов в данных спектральных диапазонах. Вертикальный пунктир показывает значение радиуса Луны, равного 1737 км.

нейтронов (количество нейтронов на единицу площади). В идеальном случае эта величина уменьшается по закону $F_0 R^{-2}$, где F_0 — это количество нейтронов, излученных с 1 см^2 лунной поверхности, а R — расстояние от центра Луны. На рис. 4 эти зависимости для нейтронов различных энергий показаны пунктирными линиями. В реальности такое поведение искажается за счет гравитационного захвата тепловых нейтронов и конечного времени жизни свободного нейтрона. Так, все нейтроны с энергиями выше 1 эВ безвозвратно покидают гравитационное поле Луны. Поэтому отклонение от закона R^{-2} связано только с распадом частиц. Нейтроны низких энергий в спектральном диапазоне ТН частично захватываются лунной гравитацией. Поэтому поток нейтронов с энергиями ниже 1 эВ ослабляется с расстоянием гораздо быстрее. Очевидно, что с повышением температуры грунта, в котором происходит термализация частиц, эффект гравитационного захвата ослабляется, и уменьшение потока с увеличением расстояния стремится следовать закону R^{-2} . Однако потеря нейтронов вследствие радиоактивного распада по-прежнему имеет место, и уменьшение полного потока с расстоянием и в этом случае происходит быстрее.

Следует учитывать, что потоки нейтронов над лунной поверхностью моделировались для случая постоянной температуры поверхности. В реальности лунная поверхность в окрестности полюсов имеет различную температуру в зависимости от условий ее освещенности. Соответственно, разные участки поверхности должны излучать потоки тепловых нейтронов с различными характерными энергиями и с разной вероятностью гравитационного удержания. В общем случае оценка потока тепловых нейтронов в точке на расстоянии R от центра Луны должна проводиться на основе интегрирования потоков от участков лунной поверхности с учетом как различия их температуры, так и различия содержания воды в их веществе. Потоки нейтронов в спектральных интервалах ЭТН и БН от температуры поверхности не зависят, поэтому для оценок их величин в точке над поверхностью достаточно учитывать только пространственную переменность содержания воды. Потоки энергичных нейтронов в диапазоне ЭН от содержания воды практически не зависят, и их величина определяется только элементарным составом вещества лунной поверхности. На зависимость поверхностной плотности нейтронов в диапазонах БН и ЭН от расстояния не влияет эффект гравитационного удержания и практически не

сказывается эффект конечного времени жизни нейтрона. Поэтому она уменьшается с расстоянием по закону R^{-2} , и соответствующие зависимости для них на рис. 4 не показаны.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования нейтронного излучения лунной поверхности в окрестности полюсов позволили обнаружить четыре эффекта, которые отличают окрестность полюсов от лунной поверхности на экваториальных и умеренных широтах:

1. Наличие водяного льда в полярном регионе значительно уменьшает полный поток нейтронного излучения. Сравнение суммарных потоков для поверхности с температурой 273 К с сухим веществом и с веществом с массовой долей воды 10% показывает, что во втором случае уменьшение потока нейтронов составляет примерно два раза. Это ослабление связано с более эффективным процессом замедления и термализации нейтронов при наличии в веществе водорода, что в свою очередь, приводит к увеличению их поглощения в ядерной реакции захвата ядрами водорода и других пороодообразующих элементов вследствие возрастания сечения этой реакции для медленных нейтронов.

2. Численное моделирование нейтронного излучения Луны показало, что отношения потоков эпитепловых нейтронов ЭТН и быстрых нейтронов БН к потоку энергичных нейтронов ЭН практически не зависят от состава грунта, но существенно меняются при изменении массовой доли воды. Отсюда следует, что экспериментальные измерения этих отношений позволяют оценить массовую долю воды в веществе, даже не имея информации о составе грунта, который в свою очередь определяет полный поток нейтронов.

3. Низкая температура грунта полярных районов приводит к возможности гравитационного захвата части тепловых нейтронов вследствие того, что их скорость недостаточна для покидания гравитационного поля Луны. Так, при температуре грунта, в котором происходит термализация нейтронов, около 25 К (это минимальная наблюдаемая температура лунной поверхности, которая зарегистрирована на полярных широтах), доля захваченных нейтронов составляет 26%. Эти нейтроны вновь проникают в приповерхностный слой вещества и после повторной термализации могут еще раз покинуть поверхность. Возможность многократного возвращения

тепловых нейтронов эффективно увеличивает полный поток нейтронного излучения вблизи поверхности. Так, согласно приведенным выше оценкам, поток нейтронов в спектральном диапазоне ТН вследствие гравитационного захвата может увеличиться на 45%.

4. Распад свободных нейтронов и гравитационный захват тепловых частиц приводит к более быстрому, чем по закону R^{-2} , уменьшению их полного потока над лунной поверхностью при удалении от нее. Для нейтронов с энергиями в интервалах ЭТН, БН и ЭН эффект более быстрого падения вызван только распадом нейтрона. В энергетическом диапазоне ТН падение с расстоянием происходит еще более быстро, так как добавляется влияние гравитационного захвата. В полярных районах этот эффект проявляется из-за более низкой температуры грунта, которая приводит к более заметному влиянию гравитационного захвата.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 23-12-0032.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Drake D.M., Feldman W.C., Jakosky B.M. Martian neutron leakage spectra // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. Iss. B6. P. 6353–6368. <https://doi.org/10.1029/JB093iB06p06353>.
2. Masarik J., Reedy R. Gamma ray production and transport in Mars // J. Geophys. Res.: Planets. 1996. V. 101. Iss. E8. P. 18891–18912. <https://doi.org/10.1029/96JE01563>
3. Woolum D.S., Burnett D.S., Furst M. et al. Measurement of the lunar neutron density profile // The Moon. 1975. V. 12. P. 231–250. <https://doi.org/10.1007/BF00577879>.
4. Feldman W.C., Barraclough B.L., Maurice S. et al. Major compositional units of the Moon: Lunar Prospector thermal and fast neutrons // Science. 1998. V. 281. P. 1489–1493. DOI: 10.1126/science.281.5382.1489.
5. Feldman W.C., Maurice S., Binder A.B. et al. Fluxes of fast and epithermal neutrons from Lunar Prospector: Evidence for water ice at the lunar poles // Science. 1998. V. 281. P. 1496–1500. DOI: 10.1126/science.281.5382.1496.

6. *Maurice S., Lawrence D.J., Feldman W.C. et al.* Reduction of neutron data from Lunar Prospector // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. Art.ID. E07S04. DOI: 10.1029/2003JE002208.
7. *Mitrofanov I.G., Bartels A., Bobrovitsky Y.I. et al.* Lunar exploration neutron detector for the NASA lunar reconnaissance orbiter // *Sp. Sci. Rev.* 2010. V. 150 P. 183–207.
8. *Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V. et al.* Hydrogen mapping of the lunar south pole using the LRO neutron detector experiment LEND // *Science.* 2010. V. 330. P. 483–486.
9. *Colaprete A., Schultz P., Heldmann J. et al.* Detection of water in the LCROSS ejecta plume // *Science.* 2010. V. 330. P. 463–468. DOI: 10.1126/science.1186986
10. *Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Litvak M.L. et al.* Hydrogen distribution in the lunar polar regions // *Icarus.* 2017. V. 283. P. 20–30. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.06.002>
11. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* Recent developments in GEANT4 // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* 2016. V. 835. P. 186–225. DOI:10.1016/j.nima.2016.06.125
12. *Borg L., Connelly J.N., Boyet M. et al.* Chronological evidence that the Moon is either young or did not have a global magma ocean // *Nature.* 2011. V. 477. P. 70–72. <https://doi.org/10.1038/nature10328>
13. *Lawrence D.J., Feldman W.C., Elphic R.C. et al.* Improved modeling of Lunar Prospector neutron spectrometer data: implications for hydrogen deposits at the lunar poles // *J. Geophysical Research Atmospheres.* 2006. V. 111. Iss. E08001. DOI: 10.1029/2005JE002637.
14. *Usoskin I.G., Gil A.; Kovaltsov G.A. et al.* Heliospheric modulation of cosmic rays during the neutron monitor era: Calibration using PAMELA data for 2006–2010 // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2017. V. 122. P. 3875–3887. <https://doi.org/10.1002/2016JA023819>.
15. *Gasnault O., Feldman W.C., Maurice S. et al.* Composition from fast neutrons: Application to the Moon // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28(19). P. 3797–3800. DOI: 10.1029/2001GL013072.
16. *Vasavada A., Paige D.A., Wood S.E. et al.* Near-Surface Temperatures on Mercury and the Moon and the Stability of Polar Ice Deposits // *Icarus.* 1999. V. 141. P. 179–193. Art. ID. *icar.1999.6175*
17. *Paige D., Foote M.C., Greenhagen B.T. et al.* The lunar reconnaissance orbiter diviner lunar radiometer experiment // *Sp. Sci. Rev.* 2010. V. 150. P. 125–160. <https://doi.org/10.1007/s11214-009-9529-2>