

УДК 523.62.726

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СПУТНИКАХ ST-5

© 2012 г. В. А. Пилипенко¹, Т. Л. Полозова², М. Энгбретсон³

¹Институт космических исследований РАН, г. Москва

²Институт физики Земли РАН, г. Москва

³Центр атмосферной и космической физики, Миннеаполис

pilipenko_va@mail.ru

Поступила в редакцию 24.11.2010

Представлены результаты наблюдения ионно-циклотронных волн на спутниках ST-5 в верхней ионосфере (высоты от нескольких сотен до тысяч км). В этом проекте три идентичных микро-спутника находились на практически одинаковых орбитах с разносом от первых тысяч км до сотен км между ними в течение 3 месяцев в 2006 г. Все зарегистрированные на 2–3 аппаратах ИЦ волновые пакеты наблюдались при пересечении одной и той широты, что свидетельствует об их узкой локализации по широте, с характерным масштабом от первых десятков до 100 км. Ни в одном событии ИЦ волны не были зарегистрированы с сопоставимыми амплитудами всеми 3 аппаратами. В то же время, для случаев пролета ST-5 вблизи наземного индукционного магнитометра, всплеску ИЦ волн в верхней ионосфере соответствовало длительное излучение в том же частотном диапазоне на Земле. Это обстоятельство может свидетельствовать о том, что ИЦ неустойчивость развивается не непрерывно, а в пульсирующем режиме с характерным временем до ~10 мин. Характерной особенностью поляризационной структуры зарегистрированных поперечно-поляризованных волн является изменение направления вращения при пересечении спутником волновой структуры. Обнаруженные эффекты обсуждаются с точки зрения существующих моделей генерации и волноводного распространения ИЦ волн.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно существующим представлениям Pc1 пульсации представляют собой пакеты ионно-циклотронных (ИЦ) волн в частотном диапазоне 0.2–5 Пц, которые возбуждаются в результате циклотронной неустойчивости энергичных протонов кольцевого тока с анизотропным распределением по скоростям и распространяются вдоль геомагнитных силовых линий [1]. В качестве аналитической модели распределения примеси быстрых протонов по скоростям обычно используется двух-температурное масквелловское распределение. При положительной анизотропии ($T_{\perp} > T_{\parallel}$) неустойчивыми будут волны с круговой левой поляризацией (LH) в области нормального доплер-эффекта (волны и частицы движутся навстречу друг другу). Инкремент неустойчивости не экспоненциально мал, когда тепловая скорость энергичных протонов u_i много выше альвеновской скорости V_A , т.е. при достаточно плотной фоновой плазме. При этом должна преимущественно возбуждаться волна с частотой $\omega \sim \Omega(V_A/u_i)$, где Ω – протонная гирочастота. Обычно считается, что ИЦ неустойчивость протонов кольцевого тока конвективная, т.е. область неустойчивости в вершине силовой линии работает

как усилитель бегущих альвеновских волн. Сами альвеновские волновые пакеты при этом осциллируют между сопряженными ионосферами и испытывают усиление при каждом прохождении через экваториальную область магнитосферы (модель bouncing wave packet) [2], хотя в последнее время эта модель вызывает все большие сомнения [3]. В многокомпонентной плазме с примесью тяжелых ионов (He+, O+) в той области, где частота пакета равна перекрестной частоте, может происходить инверсия поляризации, и частичное отражение и поглощение волны [4, 5].

Теория генерации ИЦ волн была построена в предположении их квази-продольного распространения, при котором волновой вектор пакета остается параллельным внешнему магнитному полю \mathbf{B}_0 , т.к. именно такие волны могут эффективно взаимодействовать с резонансными протонами. Однако в реальной неоднородной магнитосферной плазме это предположение не может выполняться, т.к. поперечная неоднородность среды неизбежно приводит к появлению и быстрому росту поперечной составляющей волнового вектора k_{\perp} , т.е. измельчению поперечной пространственной структуры пакета. Это нарастание k_{\perp} выводит волновой пакет из резонанса с энер-

гичными протонами, т.к. ИЦ неустойчивость эффективно усиливает только квази-продольно распространяющиеся волны, для которых $k_{\perp} < k_{*}$. Критический поперечный масштаб определяется величиной $k_{*} = (\omega/\Omega)k_z$, где k_z – продольное волновое число [6]. Обычно в работах по ИЦ неустойчивости плазменных ловушек влияние изменения волнового вектора на усиление волнового пакета не учитывается, хотя по мере распространения пакет должен становиться квази-поперечным и его усиление – невозможным. Только при особых условиях, в области с резким градиентом плазмы (плазмопауза), неоднородности плазмы и магнитного поля могут частично компенсировать друг друга, и режим многократного усиления при прохождении волны через приэкваториальную область магнитосферы становится возможным [7]. В реальной магнитосфере радиальная структура плазмы достаточно изрезана, в результате чего могут образовываться локальные волноводы для ИЦ волн благодаря совместному действию дисперсии волны и немоности распределения альвеновской скорости V_A поперек \mathbf{B}_0 . Таким образом, вопрос о том – какова же реальная пространственная структура ИЦ волн в магнитосфере, остается открытым.

Одна из принципиальных проблем при изучении пространственной структуры волновых явлений в околоземной плазме связана с невозможностью разделить пространственные и временные вариации при односпутниковых наблюдениях. Наблюдения на геостационарных спутниках дали много информации о морфологии и временной эволюции Pc1 волн в приэкваториальной области магнитосферы [8, 9], но по ним было невозможно определить поперечную пространственную структуру волн. Наземные наблюдения из-за возможности дальнего (до нескольких тысяч км) распространения сигналов Pc1 диапазона в ионосферном МГД волноводе [10, 11] тоже не могут быть использованы для определения поперечной структуры падающих на ионосферу ИЦ волн. Основываясь на косвенных данных, можно было лишь высказать предположения о пространственной структуре ИЦ волн. Так Erlandson et al. [12] предположительно связывали небольшую длительность (~5 мин) зарегистрированных на спутнике *Viking* в средней магнитосфере волновых Pc1 всплесков с малым масштабом волновой структуры, пересекаемой спутником, которая в проекции на ионосферу составляла 40–150 км. Вызванные рассеянием на ИЦ волнах высыпания энергичных (>30 кэВ) протонов [13] и субавроральные полярные сияния [14] имеют ограниченные размеры по широте $\Delta\Phi \sim 0.5^{\circ} - 1.0^{\circ}$ и $\Delta\Phi \sim 3^{\circ}$, соответственно.

Принципиально новые возможности для решения пространственно-временной неопреде-

ленности дал проект *ST-5*, в ходе которого 3 микро-спутника были выведены на близкие траектории, образовав конфигурацию “жемчужин на нитке”, пересекая одну и ту же область пространства с задержкой в ~1–10 мин [15]. Анализ зарегистрированных на нескольких спутниках *ST-5* волновых Pc1 пакетов позволил провести разделение пространственной и временной структуры ИЦ волн в верхней ионосфере Земли и показал их узкую локализацию по широте, с характерным масштабом от первых десятков до 100 км [16].

В данной работе мы дополним анализ поперечной структуры Pc1 волн, зарегистрированных на *ST-5*, рассмотрением поляризационных особенностей волновых структур в верхней ионосфере и сопоставим полученные результаты с существующими представлениями о механизмах возбуждения и волноводного распространения ИЦ волн в земной магнитосфере.

ДАнные НАБЛЮДЕНИЙ И МЕТОДЫ ИХ АНАЛИЗА

В ходе проекта Science Technology 5 3 микро-спутника были выведены на почти тождественные орбиты на высотах от 320 км в северном полушарии до 4500 км в южном, и находились на орбите в течение 90 дней, от 26.III.2006 до 30.VI.2006. Первый из микро-спутников (*ST155*) был разнесен от двух последующих (*ST094* и *ST224*) более чем на 5000 км в начале миссии, но после 16.V.2006 (день 136) этот разнос начал уменьшаться. Поэтому спутники пересекали одну и ту же область пространства с небольшой временной задержкой (от ~1 мин до ~10 мин). Частота опроса магнитометра 16 Гц, которая иногда уменьшалась до 8 Гц из-за переполнения бортовой памяти, была достаточна для регистрации волн герцового диапазона. Амплитуда периодической наводки, вызванной вращением спутников, менялась вдоль орбиты (выше на более низких высотах), поэтому надежно можно было выделить волновые возмущения с амплитудой превышающей ~10 нТ. В течение этого спутникового эксперимента геомагнитные условия были относительно спокойными, сильных магнитных бурь не было. Поскольку Pc 1–2 волны наблюдаются преимущественно на фазе восстановления магнитных бурь, то частота появления Pc1 пульсаций в период работы *ST-5* была относительно невелика.

В этой работе мы использовали список событий, выделенных из данных *ST-5* в работе [16]. Для анализа отбирались возмущения диапазона Pc1, наблюдавшиеся на спокойном геомагнитном фоне. Зачастую короткие всплески в герцовом диапазоне наблюдались на высоких широтах в областях с большими градиентами геомагнитного поля. По-видимому, они обусловлены нали-

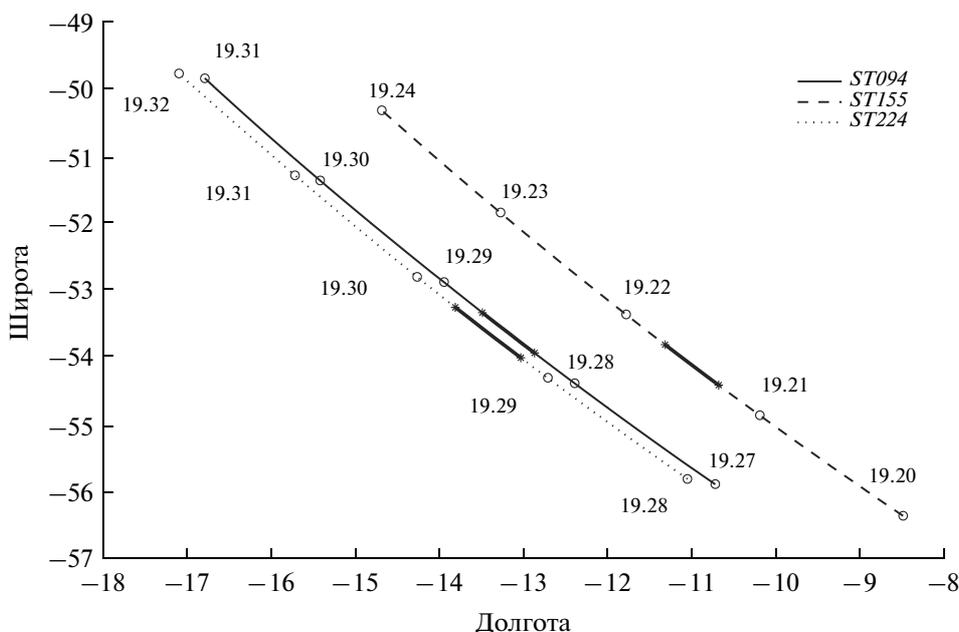


Рис. 1. Проекция орбит *ST-5* спутников *ST094*, *ST155*, *ST224* в плоскости географические широта-долгота в южном полушарии 05.04.2006 (день 095).

Темным цветом отмечены участки орбиты, где регистрировались Pc1 излучения.

чием мелко-масштабных квази-периодических структур в области магнитосферных продольных токов, пересекаемых спутниками, и нами не рассматривались.

Исходные данные спутниковых магнитометров были трансформированы из GSE системы координат в систему координат FAS (field-aligned system), ориентированную по квази-постоянному магнитному полю \mathbf{B}_0 . Для поляризационного анализа структуры волн использовались несколько взаимно дополняющих методов:

- построение годографа в плоскости V_x - V_y , ортогональной \mathbf{B}_0 . Хотя этот метод довольно грубый, он отличается простотой и наглядностью;

- метод аналитического сигнала (АС) [17], при котором для исходного временного ряда $x_i(t)$ с удаленным трендом с помощью преобразования Гильберта находится “сдвинутый на $\pi/2$ ” временной ряд $x_i(t)$. Далее, для АС $x = x_r + x_i$ каждой из поперечных компонент B_x и B_y находятся их мгновенные амплитуды $A(t) = \sqrt{x_r^2 + x_i^2}$ и фазы $\phi(t) = \arctan(x_i/x_r)$, а затем по известным формулам – поляризационные параметры: эллиптичность (отношение осей эллипса поляризации) $\varepsilon(t)$ и угол наклона поляризационного эллипса $\psi(t)$. Положительные значения ε соответствуют LH вращению (против часовой стрелки глядя вдоль \mathbf{B}_0), отрицательные – RH (по часовой стрелке). Угол ψ отсчитывается от оси X в положительном направлении. Этот метод позволяет детально проследить

временные вариации поляризационных параметров исследуемого временного ряда;

- метод спектральной поляризационной матрицы [18], модифицированный для вейвлет-преобразования. По стандартным соотношениям для поляризационной матрицы можно выделить поляризованную часть сигнала в спектральной области, и для нее – определить эллиптичность $\varepsilon(f)$ и ориентацию эллипса $\psi(f)$ на каждой частоте. Этот метод позволяет контролировать вариации поляризационных параметров одновременно на всех частотах.

ПРИМЕР ИЦ ВОЛН В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Здесь мы детально рассмотрим типичный пример зарегистрированных на *ST-5* ИЦ волн 05.IV.2006 (день 95). Во время этого события спутники проходили на высоте $h \sim 4400$ км в южном полушарии по близким орбитам, двигаясь к низким широтам (рис. 1). В $\sim 19.28.30$ UT на геомагнитной широте $\sim 48^\circ$ *ST094* зарегистрировал волновой пакет с частотой ~ 1.2 Гц и амплитудой ~ 15 нТ по GSE V_y компоненте длительностью $\Delta t \sim 20$ с (рис. 2) в вечернем секторе (LT ~ 18). Тот же волновой пакет, но меньшей амплитуды (~ 3 нТ), был зарегистрирован при прохождении *ST224* через ту же область. При прохождении через те же широты *ST155* на 7 мин раньше наблюдались лишь слабые колебания в 18.21.35 UT с амплитудой на уровне фоновых флуктуаций ($\sim 1-2$ нТ). Таким образом,

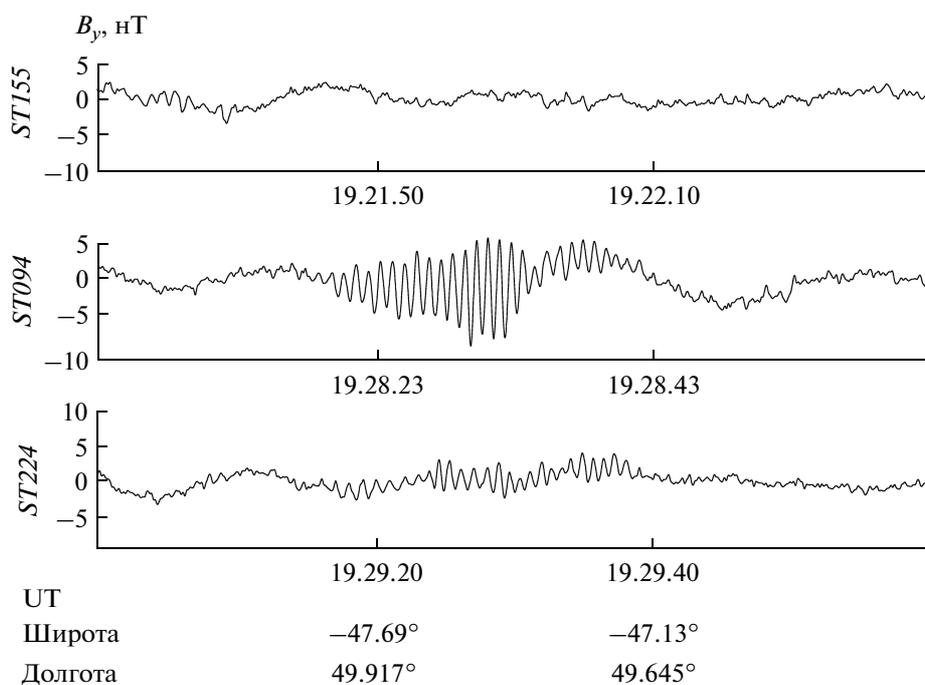


Рис. 2. Магнитограммы поперечной B_y компоненты магнитного поля.

в данном событии ИЦ излучение было привязано к одной и той же геомагнитной оболочке $L = 3.7$, а спутники последовательно проходили через нее. Волновой пакет, зарегистрированный на $ST-5$, имеет характерный размер по широте в географических координатах $\Delta\Phi \sim 0.6^\circ$, или $\Delta x \sim \Delta\Phi(R_E + h)(\pi/180) \sim 110$ км.

В FAS системе координат видно, что зарегистрированный волновой пакет, как на $ST094$, так и на $ST224$, имеет компоненту сжатия (compressional) магнитного поля B_z лишь на уровне шума (рис. 3). Таким образом, волновой пакет оказался поперечно-поляризованной волной, как и ожидалось на основании существующих теоретических представлений.

Поляризация в плоскости B_x-B_y , рассчитанная по методу АС показывает, что ε меняет знак в области максимальной амплитуды поперечной компоненты поля B_y (Рис. 4). При этом ориентация эллипса остается примерно постоянной: $\psi \sim -(30^\circ-80^\circ)$. Правильность расчетов проверялась анализом поведения годографа фильтрованного сигнала: вначале вектор магнитного поля волны вращался в одну сторону, затем его колебания становились линейными, а затем начинал вращаться в другую сторону. Эффект обращения поляризации подтверждается и вейвлет методом: во всей частотной области волнового пакета от ~ 1 до ~ 3 Гц происходит изменение поляризации, а ориентация выдерживается постоянной (не показано).

Во всех остальных событиях, где всплеск Pс1 волн был зарегистрирован не менее чем на двух аппаратах, также как в событии 5.IV.2006, продольная компонента B_z была на уровне фона, а волновой пакет имел характерный поперечный размер $\Delta\Phi \sim 0.5-0.7^\circ$ по широте, или $\sim 50-90$ км. Как АС-анализ, так и поляризационный динамический анализ, указывали на тенденцию к изменению эллиптичности ИЦ волновой структуры по мере ее пересечения спутником.

СИНХРОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА СПУТНИКЕ И НА ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для тех редких событий, когда всплеск ИЦ волн был зарегистрирован на одном из спутников $ST-5$, геомагнитная проекция которой находилась в окрестности наземного индукционного магнитометра, были сопоставлены данные наземных и спутниковых наблюдений. Наземные данные предварительно фильтровались высокочастотным фильтром с частотой отсечки 0.1 Гц. Ниже приведен пример одного из таких событий 17.IV.2006 (день 107).

При пересечении на высоте $h \sim 1080$ км в южном полушарии одной и той же магнитной оболочки на $\Phi \sim 65^\circ$ (рис. 5), $ST094$ в $\sim 17.59.40$ и $ST224$ в $\sim 18.00.40$ зарегистрировали короткий волновой всплеск с $f \sim 0.5$ Гц и $\Delta t \sim 10$ с (рис. 6). Зарегистрированный волновой пакет имеет характерный поперечный к \mathbf{B}_0 размер $\Delta\Phi \sim 0.5^\circ$ по

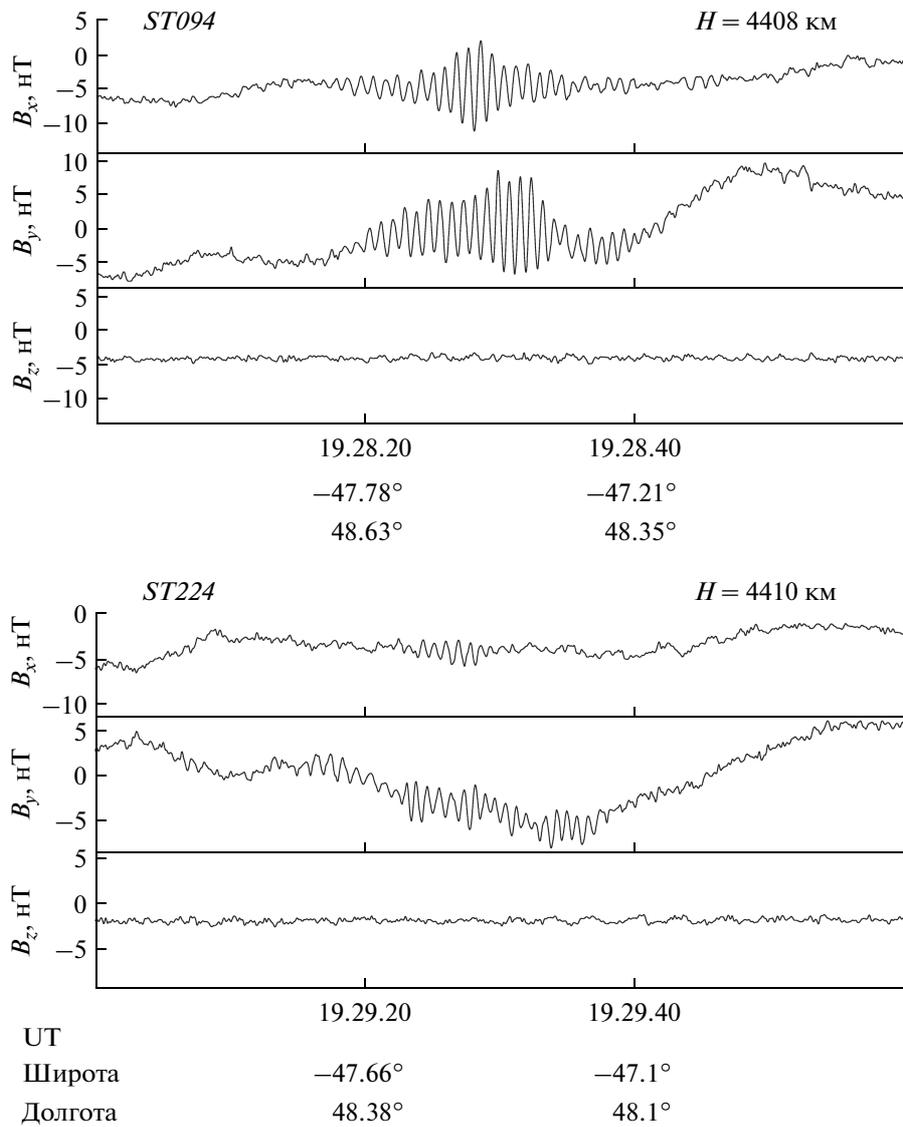


Рис. 3. Магнитограммы B_x , B_y , B_z компонент геомагнитного поля.

широте, или $\Delta \sim 65$ км. Поляризационный анализ (для примера даны результаты для $ST224$) показывает обращение направления вращения при пересечении спутником волновой структуры (рис. 7).

Геомагнитная проекция в южное полушарие магнитной оболочки $L = 6.1$, пересекаемой $ST-5$, проходила на удалении $\sim 10^3$ км вблизи антарктической станции Halley-Bay (HLB) (рис. 6). Сопоставление вейвлет-спектров GSE B_y компонент магнитного поля на $ST094$ и $ST225$ с H-компонентой магнитометра на HLB показано на рис. 8. На наземной станции наблюдается длительное излучение в полосе частот $0.5-1.0$ Гц. Спектр этого излучения резко обрезан на ~ 0.5 Гц, что обусловлено наличием частоты отсечки для волн, распространяющихся в ионосферном волноводе.

Вейвлет-спектр показывает, что излучение не непрерывное, а представляет собой иррегулярную последовательность волновых пакетов. Поляризационный вейвлет спектр показывает, что эллиптичность наземного сигнала флуктуирует от пакета к пакету, но преимущественно остается положительной (не показано). Ориентация эллипса поляризации держится более стабильной, $\psi \sim 90^\circ$, и вытянута вдоль направления север-юг. Спутник пересекает силовую трубку, заполненную колебаниями, за короткое время ~ 10 сек. Длительность волнового пакета в магнитосфере < 10 мин, т.к. на $ST155$ при пролете через ту же магнитную оболочку $\Phi \sim 65^\circ$ в $\sim 17.48.50$ (т.е. за ~ 10 мин до $ST094$ и $ST224$) ИЦ излучение не наблюдалось.

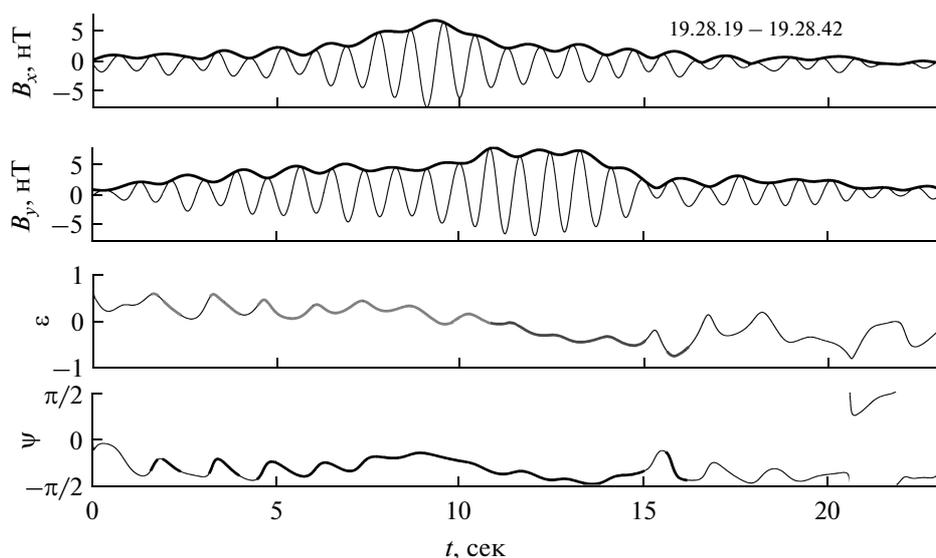


Рис. 4. Поляризационные параметры *ST094*.

Поляризационные параметры, соответствующие амплитудам, меньшим уровня отсечки 0.75 от максимальной амплитуды, показаны тонкими линиями.

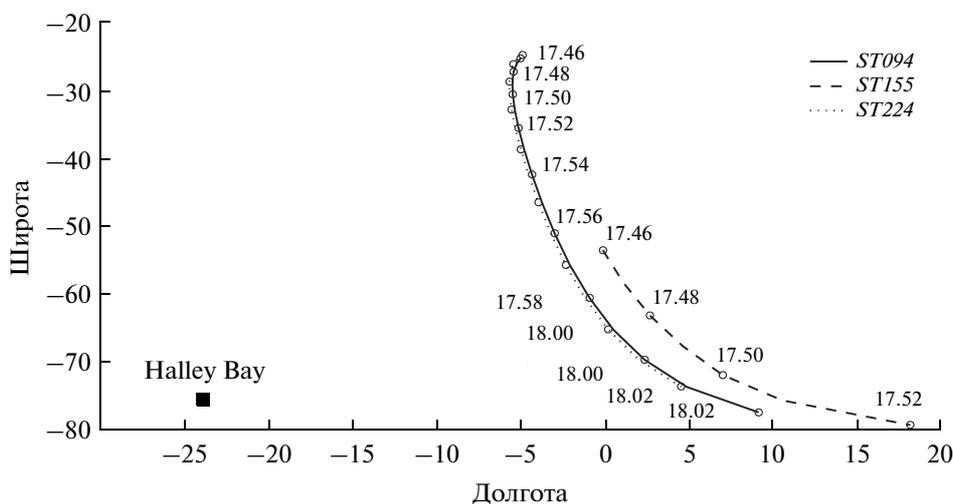


Рис. 5. Геомагнитные проекции орбит *ST-5* спутников в южном полушарии и положение антарктической станции Halley Bay.

ОБСУЖДЕНИЕ

ИЦ волны играют существенную роль в опустошении электронов радиационного пояса [19] и высыпании протонов кольцевого тока [14, 20]. При моделировании влияния ИЦ неустойчивости на динамику потоков частиц в магнитосфере обычно полагается, что генерируемые волны занимают всю область пространства, где потоки частиц кольцевого тока оказываются неустойчивыми относительно раскачки ИЦ неустойчивости. В действительности, как показали наблюдения на *ST-5*, ИЦ волны сильно локализованы и занимают

лишь малую часть околоземного пространства.

Появление пакета ИЦ волн на одном низкоорбитальном спутнике можно трактовать двояким образом:

волновой пакет с неопределенно большой поперечной структурой (большей, чем смещение спутника за время регистрации пакета $L_x \sim V\Delta t \sim 80$ км) существует в течение конечного времени;

волновой пакет распространяется вдоль геомагнитных силовых линий и заперт в узкой области вблизи определенной оболочки, так что он

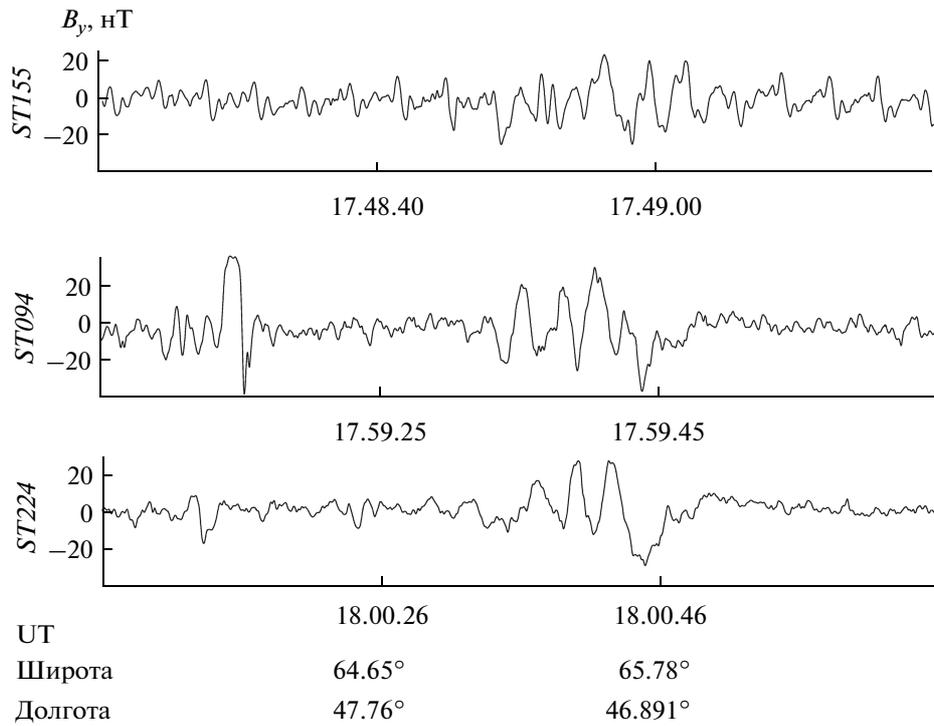


Рис. 6. Магнитограммы волнового пакета поперечных B_y компонент. Данные спутников синхронизированы по геомагнитной широте.

регистрируется только тогда, когда аппарат пересекает эту область.

Согласно первому сценарию форма сигнала на спутнике соответствует временной эволюции. Регистрация волнового пакета на двух спутниках в разное время, но в той же области, соответствует второму сценарию, при котором форма сигнала определяется пространственными вариациями, что представляется более правдоподобным. Во всех случаях, когда волны были зарегистрированы 2–3 спутниками, момент регистрации был приурочен к одной и той же области пространства [16]. Таким образом, ИЦ излучения в околоземном пространстве представляют собой не свободно распространяющиеся волны, а волновую моду, сосредоточенную в поперечном направлении в узкой области, и распространяющуюся вдоль силовых линий геомагнитного поля к земной поверхности.

Ни в одном из нескольких десятков проанализированных событий ИЦ излучение с сопоставимыми амплитудами не было зарегистрировано всеми тремя спутниками [16]. При этом в тех случаях, когда в момент регистрации волнового пакета в магнитосфере орбита спутника проходила в окрестности наземной станции, на наземном магнитометре наблюдалась длительная (с характерными временами десятки мин – часы) серия излучения на той же частоте. Чтобы согласовать эти наблюдательные факты, можно предполо-

жить, что ИЦ неустойчивость развивается в приэкваториальной магнитосфере с интенсивным кольцевым током в виде серии иррегулярных всплесков неустойчивости. При этом ИЦ волны возбуждаются не в режиме непрерывного излучения, а в виде относительно коротких (<10 мин) сильно-локализованных всплесков излучения, хаотически распределенными во времени и пространстве в конечной области. Поэтому при пролете низковысотного спутника могут наблюдаться лишь краткие всплески ИЦ волн, в то же время на наземных станциях регистрируется длительное излучение в том же частотном диапазоне, собираемое с большой площади. Эта гипотеза требует как теоретического обоснования, так и экспериментальной проверки.

Нам представляется, что ИЦ неустойчивость протонов кольцевого тока работает не как конвективный усилитель многократно осциллирующих волновых пакетов, а как генератор волновых всплесков. Действительно, при повышении относительного давления плазмы групповая скорость ИЦ волн падает, что может привести к переходу неустойчивости из конвективной в абсолютную. По теоретическим оценкам, переход неустойчивости ИЦ волн в абсолютную происходит при $\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2 \geq 3.5$ [21]. Это условие вполне может выполняться для протонов кольцевого тока с $\beta \sim 1$ и $T_{\perp}/T_{\parallel} \sim 2$ вблизи вершины силовой линии даже на

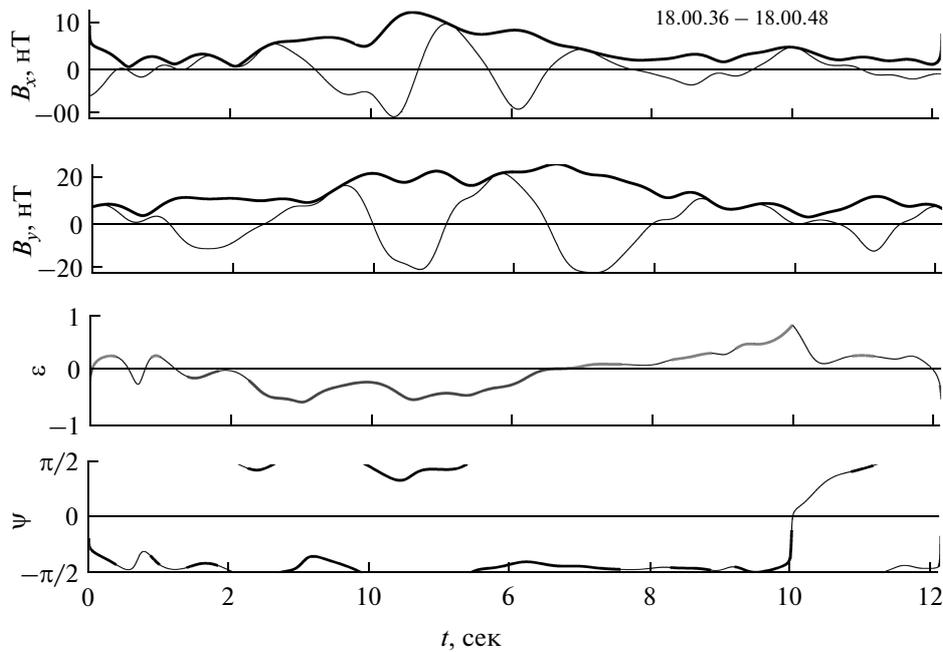


Рис. 7. Поляризационные параметры рассчитанные по методу АС. Отсечка по амплитуде 0.20 от максимальной.

фазе восстановления магнитной бури. Генератором волн может быть ИЦ неустойчивость в режиме лампы обратной волны [22]. Возникновение положительной обратной связи в этом режиме возникает за счет взаимодействия ИЦ волны с модулированным пучком частиц, при этом, в зависимости от плотности пучка, эта абсолютная неустойчивость может существовать в режиме как непрерывной генерации, так и периодической модуляции. В результате ИЦ неустойчивость развивается не непрерывно, а в пульсирующем режиме абсолютной неустойчивости.

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЦ ВОЛН ДИАПАЗОНА РС1

Традиционно считается, что излучение РС1 диапазона преимущественно генерируется в районе плазпаузы, где условия для ИЦ неустойчивости наиболее благоприятны и резкие градиенты плотности плазмы могли бы компенсировать эффекты рефракции волнового фронта. Однако реальная структура радиального распределения плазмы достаточно изрезана, что позволяет предположить наличие более локальных волноводов для ИЦ волн, не связанных непосредственно с плазпаузой. Волновод для ИЦ волн может образовываться благодаря совместному действию поперечной дисперсии волны (зависимости от k_1) и поперечной немонотонности распределения альвеновской скорости $V_A(x)$, где x — координата поперек \mathbf{B}_0 . Дисперсия альвеновской волны мо-

жет быть вызвана: конечностью гирочастотного отношения $u = \omega/\Omega$ (или ионной инерцией $M_i \neq 0$); тепловыми эффектами $T_i \neq 0$ (или конечным ларморовским радиусом ионов ρ_i); электронной инерцией ($m_e \neq 0$), характеризуемой инерционной электронной длиной λ_e .

В верхней ионосфере, на высотах ~ 3000 км от поверхности Земли, для параметров $B_0 \sim 5 \cdot 10^3$ нТ и $N \sim 1.2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $\Omega = 0.1 B_0 [\text{нТ}] \sim 5 \cdot 10^2$ с $^{-1}$. Для типичной частоты ИЦ волн $\omega \sim 5$ с $^{-1}$, параметр $u = 10^{-2}$. Альвеновская скорость составляет $V_A [\text{км/с}] = 22 B [\text{нТ}] / \sqrt{N [\text{см}^{-3}]} \sim 10^4$ км/с, альвеновское волновое число $k_A = \omega/V_A \sim 5 \cdot 10^{-4}$ км $^{-1}$.

Структура волны в волноводе, образующемся за счет конечной инерции ионов рассматривалась в рамках 1D задачи в [23] при предположении о большом азимутальном масштабе волны $k_y \rightarrow 0$. В неоднородной плазме конечная величина отношения u приводит к зацеплению уравнений для альвеновской и магнитозвуковой мод. Если немонотонный радиальный профиль плазмы моделируется функцией $N(x) = N_0 [1 - (x/a)^2]$ при $x \ll a$, где a — характерный масштаб неоднородности плазмы, то исходная система сводится к уравнению типа Шредингера для компоненты поля B_x . Решение этого уравнения показывает возможность двух предельных волноводных режимов:

а). В квази-однородном случае (“глубокая яма”) $u(k,a) \gg 1$, в волноводе реализуется режим

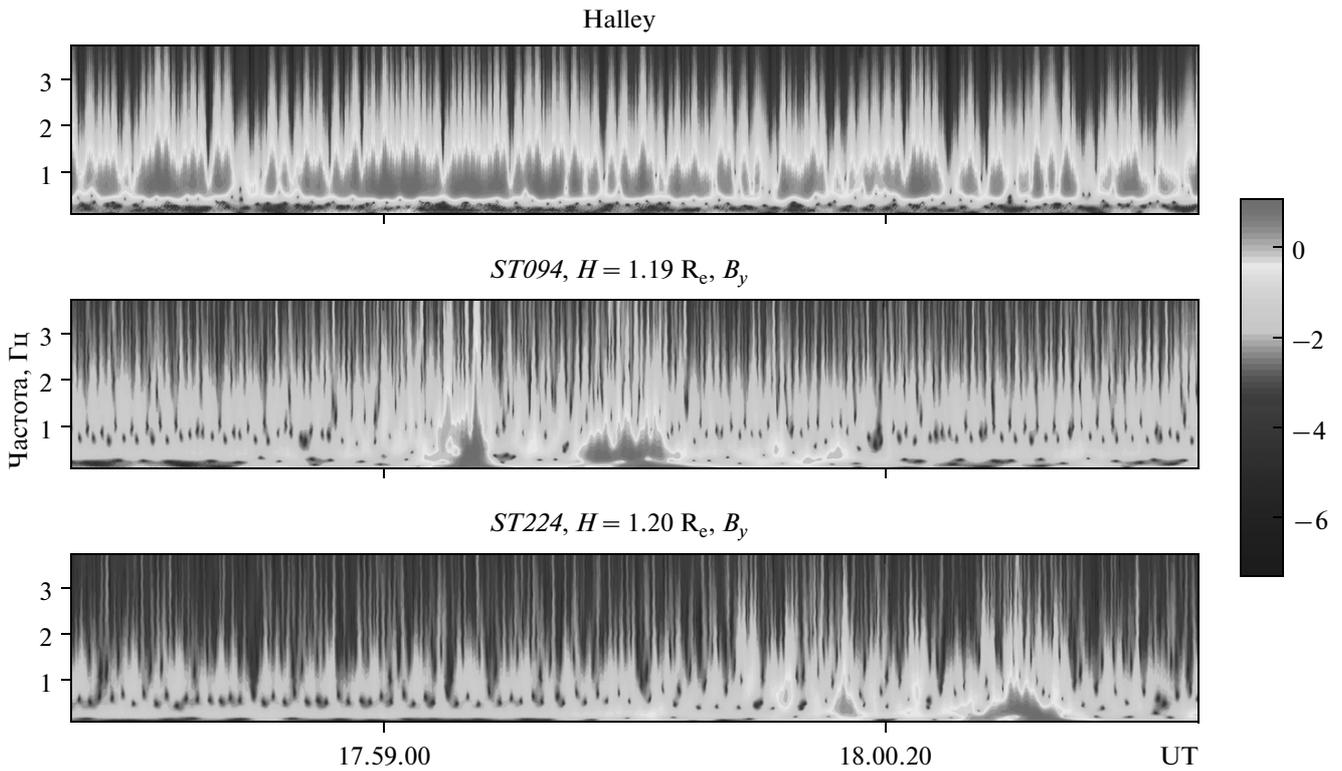


Рис. 8. Сопоставление вейвлет-спектров (гаусс, порядок = 3) излучения на наземной станции HLB и на спутниках.

квази-продольного распространения захваченной волны с характерным поперечным масштабом $\Delta/a \sim \sqrt{u}$ и продольным волновым числом $k_z \sim k_A$. Волна приобретает круговую поляризацию $B_y/B_x \sim -i$. Сильная эллиптичность зарегистрированных на *ST-5* сигналов показывает, что в условиях верхней ионосферы этот случай (требуемый $a \gg 30 R_E$) не реализуется.

б). В обратном предельном случае (“мелкая яма”) $u(k_z a) \ll 1$ волноводная мода имеет вид поверхностной волны с длинными хвостами, выходящими за пределы ямы, и характерным поперечным масштабом $\Delta/a \sim 1/\sqrt{k_z a}$. Согласно этой оценке волновой пакет с поперечным размером $\Delta \sim 10^2$ км соответствует масштабу неоднородности $a \sim k_z \Delta^2 \sim 5$ км. Однако полученная оценка не согласуется с исходными предположениями ($x \sim \Delta \ll a$). Таким образом, модель поверхностной волны также не может объяснить величину поперечного масштаба зарегистрированных ИЦ волн в верхней ионосфере.

Волноводный режим распространения альвеновских волн, образующийся из-за мелкомасштабных кинетических эффектов (конечные ρ_i или λ_e), можно характеризовать дисперсионной поправкой $\Lambda = k_A^2 \rho_d^2$ [7]. Дисперсионный радиус

ρ_d в зависимости от величины тепловой скорости электронов u_e определяется “горячей” или “холодной” дисперсией

$$\rho_d^2 = \begin{cases} \rho_s^2 + 3/4 \rho_i^2 & u_e \gg V_A, \\ -\lambda_e^2 & u_e \ll V_A. \end{cases}$$

В волноводе с параболическим профилем $k_A^2(x)$ структура возмущения определяется соотношением между параметрами $\varepsilon = uk_A a$ и $\Lambda^{1/8}$, характеризующими относительный вклад эффектов ионной инерции и мелкомасштабных кинетических эффектов, соответственно. Когда мелкомасштабные эффекты преобладают, $\Lambda^{1/8} \gg \varepsilon$, характерный поперечный масштаб волноводной моды

$$\Delta/a \sim \sqrt{\Lambda/k_A a} \text{ или } \Delta \sim \rho_d \sqrt{k_A a}.$$

Если вкладом горячих частиц в дисперсию ИЦ волн можно пренебречь по сравнению с эффектом электронной инерции, то в верхней ионосфере $\rho_d \sim \lambda_e \sim 0.5$ км и $\Lambda^{1/8} \sim 0.1$. При масштабе неоднородности $a \sim 1 R_E$ масштаб волны захваченной в “холодный” волновод будет $\Delta \sim 2.8$ км. Для 40-кэВ протонов $\rho_i \sim 6$ км. При таком же масштабе неоднородности масштаб волны захваченной в “горячий” волновод будет $\Delta \sim 11$ км.

Всплески Pc1 волн, зарегистрированные на *ST-5*, имели поперечный размер в географических коор-

динатах $\sim 0.5^\circ - 0.6^\circ$ по широте, или ≤ 100 км. Таким образом, мелкомасштабные волноводы при типичных параметрах могут лишь удерживать альвеновские структуры с размером примерно на порядок меньше, чем наблюдаемые. По-видимому ИЦ волновод формируется в приэкваториальной области за счет инерции ионов или мелкомасштабных дисперсионных эффектов, а потом сформированная пространственная волновая структура распространяется к ионосфере.

Характерной особенностью поляризационной структуры зарегистрированных ИЦ волн является эллиптическая поляризация и изменение направления вращения (эллиптичности ε) в поперечной плоскости. Из имеющихся теоретических моделей магнитосферного волновода для ИЦ альвеновских волн этот эффект не следует. В принципе, изменение эллиптичности альвеновских волн может возникать в области альвеновского резонанса, что связано с асимметричным откликом поперечных компонент на внешнее возбуждение [24]. Однако применить эти представления для объяснения обращения поляризации Pc1 волновых пакетов, как предлагалось в [25], не представляется возможным, т.к. частоты Pc1 лежат существенно выше возможных собственных частот альвеновских колебаний силовых линий.

Одно из возможных направлений уточнения теоретических моделей для объяснения этого эффекта связано с учетом конечного размера возмущения вдоль магнитной оболочки, $k_y \neq 0$. Учет конечных k_y приведет к дополнительному зацеплению между поперечными компонентами и существенному усложнению задачи. Весьма грубо появление B_y компоненты, связанной с имеющимся волноводным решением для B_x компоненты, можно оценить из соотношения $\nabla \mathbf{B}_\perp = \partial_x B_x + ik_y B_y \sim 0$. Если радиальная структура $B_x(x)$ описывается одной из найденных в [7, 23] собственных функций волновода, то из этого соотношения следует, что фазовый сдвиг между B_x и B_y компонентами должен быть противоположного знака на разных склонах ($\partial_x B_x > 0$ и $\partial_x B_x < 0$) стоячей волны в волноводе $B_x(x)$, т.к. $B_y \sim ik_y^{-1} \partial_x B_x$. Однако эти качественные рассуждения должны быть обоснованы строгим решением для азимутально-несимметричной ($k_y \neq 0$) волноводной моды, что возможно только численными методами.

Результаты данных наблюдений также ставят вопрос о необходимости рассмотрения вопроса о трансформации волноводной ИЦ моды в ионосфере и ее захвате в ионосферный волновод. Существующие модели [например, 11] рассматривали только падение на ионосферу циркулярно-поляризованной LH волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения на трех микро-спутниках ST-5, находившихся практически на одной и той же орбите, но с небольшой задержкой по времени, показали, что в верхней ионосфере ИЦ волновые пакеты узко локализованы по широте с характерным масштабом от первых десятков до 100 км [16]. Принципиальным результатом наблюдений является то, что даже максимальный наблюдаемый масштаб $\Delta \sim 10^2$ км, соответствует не режиму квази-продольного распространения, как предполагается во всех теориях ИЦ неустойчивости, а режиму квази-поперечного распространения, $k_\perp > k_*$. Таким образом представлением о генерации ИЦ волн энергичными протонами в магнитосфере Земли должны быть дополнены механизмом формирования их сильно локализованной радиальной структуры. Проведенный в данной работе анализ дополнительно показал, что характерной особенностью структуры зарегистрированных поперечно-поляризованных волн является эллиптическая поляризация и изменение направления вращения в области максимальных амплитуд. Этот эффект может свидетельствовать о захвате волн в магнитосферный волновод, хотя имеющиеся теоретические модели не объясняют количественно этот эффект. Этот волновод, по-видимому, формируется на участке силовой линии, примыкающем к ее вершине. Сопоставление спутниковых и наземных наблюдений подводит к выводу, что ИЦ неустойчивость протонов кольцевого тока работает не как конвективный усилитель многократно осциллирующих волновых пакетов, а как система локальных генераторов кратковременных (<10 мин) волновых всплесков.

Выражаем признательность G. Le за предоставленные данные ST-5, Леонович А.С. и Дмитриенко И.Д. за полезные обсуждения, Чугуновой О.М. за помощь в обработке данных, рецензенту за конструктивную критику. Работа частично поддержана грантом РФФИ № 10-05-93107.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гульельми А.В. Циклотронная неустойчивость протонов внешнего радиационного пояса // Геомагнетизм и аэрономия. 1968. Т. 8. С. 412–419.
2. Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. Morphology and physics of short-period magnetic pulsations, a review // Space Sci. Rev. 1998. V. 83. P. 435–512.
3. Mursula K. Satellite observations of Pc1 pearl waves: The changing paradigm // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 1623–1634.
4. Rauch J.L., Roux A. Ray tracing of ULF waves in a multi-component magnetospheric plasma: consequences for the generation mechanism of ion cyclotron waves // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 8191–8198.

5. *Klimushkin D. Yu., Mager P.N., Marilovtseva O.S.* Parallel structure of Pc1 ULF oscillations in multi-ion magnetospheric plasma at finite ion gyrofrequency // *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* 2010. V. 72. P. 1327–1332.
6. *Леонович А.С. Мазур В.А. Сенаторов В.А.* Альвеновский волновод // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 85. Вып. 1. С. 141–145.
7. *Dmitrienko I.S., Mazur V.A.* The spatial structure of quasi-circular Alfvén modes of waveguide at the plasmapause – Interpretation of Pc1 pulsations // *Planet. Space Sci.* 1992. V. 40. P. 139–148.
8. *Bossen M., McPherron R.L., Russell C.T.* A statistical study of Pc 1 magnetic pulsations at synchronous orbit // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. P. 6083–6091.
9. *Anderson B.J., Erlandson R.E., Zanetti L.J.* A statistical study of Pc 1–2 magnetic pulsations in the equatorial magnetosphere, 1, Equatorial occurrence distributions // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 3075–3088.
10. *Greifinger C., Greifinger P.S.* Theory of hydromagnetic propagation in the ionosphere wave guide // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. P. 7473–7490.
11. *Fujita S., Tamao T.* Duct propagation of hydromagnetic waves in the upper ionosphere, 1, Electromagnetic field distributions in high latitudes associated with localized incidence of a shear Alfvén wave // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 14665–14673.
12. *Erlandson R.E., Zanetti L.J., Potemra T.A. et al.* Viking magnetic and electric field observations of Pc1 waves at high latitudes // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 5941–5955.
13. *Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H.U.* Subauroral proton spots visualize the Pc1 source // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. A10223.
14. *Yahnina T.A., Yahnin A.G., Kangas J., Manninen J.* Proton precipitation related to Pc1 pulsations // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 3575–3578.
15. *Slavin J.A., Le G., Strangeway R.J. et al.* Space Technology 5 multi-point measurements of near-Earth magnetic fields: Initial results // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L02107.
16. *Engebretson M.J., Posch J.L., Westerman A.M., Otto N.J., Slavin J.A., Le G., Strangeway R.J., Lessard M.R.* Temporal and spatial characteristics of Pc1 waves observed by ST5 // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. A07206.
17. *Вайнштейн О.А., Вакман Д.Е.* Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука, 1983.
18. *Fowler R.A., Kotick B.J., Elliot R.D.* Polarization analysis of natural and artificially induced geomagnetic micropulsations // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. P. 2871–2883.
19. *Fraser B.J., Loto'aniu T.M., Singer H.J.* The influence of wave-particle interactions on relativistic electron dynamics during storms // “Magnetospheric ULF Waves: Synthesis and New Directions”. *Geophys. Monogr. Ser.* 2006. V. 169 ed. by K. Takahashi et al. AGU. Washington, D.C. P. 195–212.
20. *Sakaguchi K., Shiokawa K., Miyoshi Y. et al.* Simultaneous appearance of isolated auroral arcs and Pc 1 geomagnetic pulsations at subauroral latitudes // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. A05201.
21. *Wandzura S., Coroniti F.V.* Nonconvective ion cyclotron instability // *Planet. Space Sci.* 1975. V. 23. P. 123–131.
22. *Trakhtengerts V.Y., Demekhov A.C.* Generation of Pc1 pulsations in the regime of backward wave oscillator // *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* 2007. V. 69. P. 1651–1656.
23. *Леонович А.С. Мазур В.А. Сенаторов В.А.* МГД-волноводы в неоднородной плазме // *Физика плазмы.* 1985. Т. 11. С. 1106–1115.
24. *Baransky L.N., Green A.W., Fedorov E.N. et al.* Gradient and polarization methods of ground-based monitoring of magnetospheric plasma // *J. Geomag. Geoelectr.* 1995. V. 47. P. 1293–1309.
25. *Iyemori T., Hayashi K.* Pc 1 micropulsations observed by Magsat in the ionospheric F region // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 93–100.