

Универсальные закономерности неадиабатического ускорения ионов в токовых слоях

Л. М. Зеленый, М. С. Долгоносов¹⁾, Е. Е. Григоренко, Ж.-А. Сово[†]

Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

[†]Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Toulouse, France

Поступила в редакцию 28 декабря 2006 г.

Исследование ускорения ионов под действием электрического поля в токовых слоях в бесстолкновительной плазме. На основе исследования динамики ионов, являющейся неадиабатической, получено универсальное свойство механизма ускорения ионов, инвариантное относительно модели магнитного поля и начальной функции распределения частиц. Приведены оценки ширины резонансной области. Проведено сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными данными и данными численного моделирования.

PACS: 52.65.Cc, 94.05.–а, 94.20.Wc, 94.30.Ny

Введение. Пучки ускоренных ионов, летящих вдоль границы плазменного слоя магнитосферы Земли со скоростями $\sim 1000\text{--}2000 \text{ км/с}$ вдоль границы открытых и закрытых силовых линий магнитного поля, часто встречаются при спутниковых наблюдениях околоземной плазмы ([1–3]). Новые технические возможности, предоставленные европейским спутником Cluster, позволили изучить внутреннюю структуру пучков ионов, как позже выяснилось, состоящих из мелкомасштабных субструктур, названных бимлетами. Раннее численное моделирование динамики ионов в магнитном поле, задаваемом эмпирической моделью магнитосферы, показало, что бимлеты формируются ионами, ускоренными электрическим полем в “резонансных” областях [4]. На основе теории, предложенной в [5], было показано, что физическая природа этих резонансов связана со свойствами детерминистического хаоса, возникающего в системе. Неадиабатическая динамика ионов характеризуется интегралом действия $I_z = \frac{1}{2\pi} \oint \dot{z} dz$, играющим роль приближенного инварианта движения. Хаос вызывается скачками ΔI_z этого инварианта при пересечении частицей сепаратрисы, что может приводить к захвату частиц в центре токового слоя и перемешиванию в фазовом пространстве. Однако для определенного ряда параметров (основным регулирующим параметром является величина компоненты магнитного поля B_n , перпендикулярной плоскости токового слоя) возможно существование областей “регулярности”. Внутри этих областей скачки адиабатического инварианта I_z при входе и выходе части-

цы из токового слоя в первом приближении компенсируются. Вылетающие из этих областей ионы как раз и формируют бимлеты. Известно, что энергия ионных пучков, высывающихся в авроральной области магнитосферы, растет с широтой наблюдения [6]. Естественно предположить, что бимлеты, которые в авроральной области являются суб-структурами высывающихся в ионосферу потоков магнитосферных ионов, также подчиняются некоему закону, связывающему широту наблюдения бимлета с его энергией и, как следствие, с номером резонанса N .

В представленном далее исследовании свойств механизма ускорения ионов внутри токового слоя мы продолжим начатое в работе [4] теоретическое рассмотрение свойств бимлетов и детально опишем процесс формирования пучка.

Теория формирования бимлетов. Все явления будут рассматриваться в системе координат, в которой ось x проходит через Землю к Солнцу, ось y направлена вдоль линии утро-вечер, а ось z дополняет до правой тройки векторов (рис.1). В выбранной таким образом системе координат рассмотрим 2-мерную (пренебрегаем зависимостью магнитного поля от y) модель магнитосферного хвоста вблизи области обращения магнитных силовых линий, в нашей системе координат в окрестности $z = 0$. В этой области с точностью до членов порядка $o(z^2)$ магнитное поле можно представить в виде

$$\mathbf{B} = B_0(x) \left(\frac{z}{L} \right) \mathbf{e}_x + B_n(x) \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

где $B_0(x)$ – продольная, а $B_n(x)$ – нормальная компоненты магнитного поля. Нормальную ком-

¹⁾e-mail: cactus@iki.rssi.ru

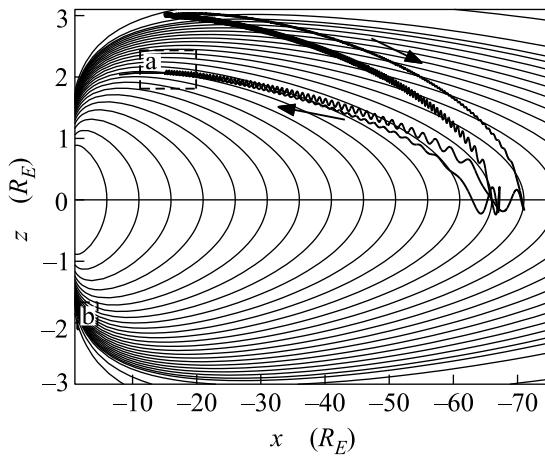


Рис.1. Характерные траектории ионов в магнитном поле, задаваемом уравнениями (13), (14). Области измерения биметров обозначены прямоугольниками: “*a*” – в хвосте магнитосферы Земли на расстояниях $\sim 19 R_E$, “*b*” – в авроральной области на расстояниях $\sim 4–5 R_E$ (R_E – радиус Земли)

поненту $B_n(x)$ магнитного поля (МП) можно считать медленно меняющейся функцией ($L \frac{d \ln(B_n)}{dx} \ll \ll 1$), что подтверждается экспериментальными данными [7]. Предположим существование постоянного электрического поля E_y во всей рассматриваемой нами области. Механизм ускорения частиц в такой конфигурации описан в [8]. В этой работе было показано, что в процессе вращения частицы в некотором заданном МП в окрестности обращения продольной компоненты МП и постоянном электрическом поле энергия частицы увеличивается (см.рис.2). В приближении изначально холодной плазмы конечную скорость и энергию частицы можно выразить в виде (СГС)

$$\Delta V = 2V_c = 2cE_y/B_n, \quad (2)$$

$$W = m\Delta V^2/2 = 2mV_c^2 = 2mc^2E_y^2/B_n^2, \quad (3)$$

где V_c – скорость конвекции плазмы в электрическом поле. Из этих соображений можно сразу сделать вывод: таким механизмом неадиабатические ионы ускоряются до гораздо более высоких энергий, чем электроны. Поэтому далее мы будем рассматривать только ионы.

В окрестности $z = 0$ сохранение первого инварианта (магнитного момента) больше не выполняется и теория ведущего центра не может адекватно описать движение частиц в этой области. В [5] введен параметр κ , определяющий границы применимости теории ведущего центра. В общем виде $\kappa = (R_{\min}/\rho_{\max})^{1/2}$, где R_{\min} – минимальный радиус кривизны силовых линий магнитного поля, а ρ_{\max} – максимальный радиус вращения частицы в заданном

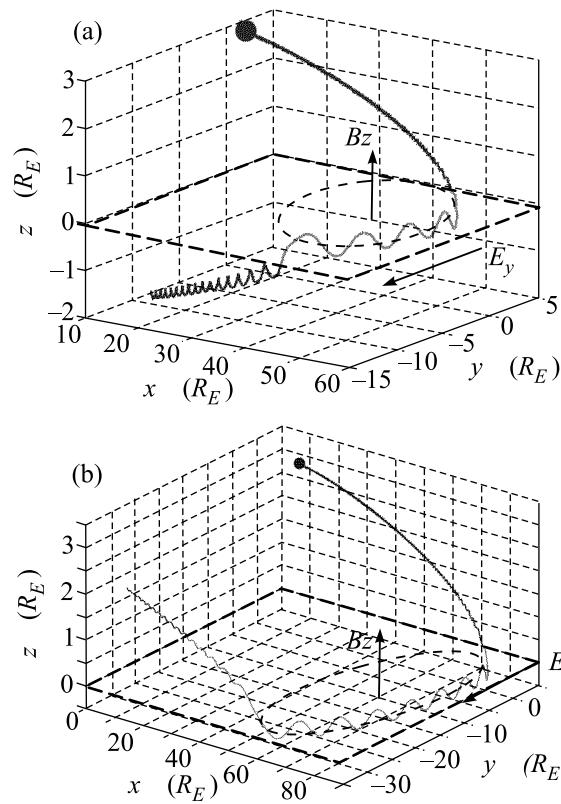


Рис.2. Характерные траектории частиц при пересечении токового слоя для разных резонансных номеров: (a) N – четное, (b) – нечетное

МП. Очевидно, что в нашей модели МП параметр κ необходимо вычислять в точке $z = 0$, где

$$R_{\min} = B_n(x) \frac{L}{B_0}, \quad \rho_{\max} = \frac{2mc^2E_y}{eB_n^2(x)}. \quad (4)$$

Следовательно, параметр κ определяется выражением

$$\kappa(x) = \sqrt{\frac{eLB_n^3}{2mc^2B_0E_y}} = \alpha B_n^{3/2}(x), \quad (5)$$

где $\alpha = \sqrt{eL/2mc^2E_yB_0}$. При $\kappa > 1$ динамика частиц может быть описана теорией ведущего центра. В случае, когда $0 < \kappa < 1$, описание динамики частиц строится на сохранении квази-адиабатического инварианта I_z , предложенного в работе [9]. Как было показано в этой работе, движение иона в поле, задаваемом уравнением (1) представляет собой наложение двух осцилляций, имеющих разный временной масштаб: линейных и медленных осцилляций по x и нелинейных и быстрых по z (рис.2). Временное различие этих двух колебаний позволяет ввести в качестве одного из инвариантов движения новый адиабатический инвариант I_z , связанный с быстрыми осцилля-

циями по z , фактически представляющего собой интеграл действия $I_z = \frac{1}{2\pi} \oint dz$. Условия адиабатичности движения и сохранения инварианта I_z вдоль траектории частицы, а также сами свойства этого движения подробно изучены в [5]. Мы же перейдем к рассмотрению случая, когда вследствие нарушения адиабатичности частица может испытывать скачкообразное изменение адиабатического инварианта I_z .

Скачок адиабатического инварианта I_z при пересечении сепаратрисы, области обращения магнитного поля (окрестность $z = 0$), рассмотрен в работе [5]. В этой работе получена формула, определяющая скачок адиабатического инварианта ΔI_z как функцию некоторой случайной величины θ , являющейся по существу фазой быстрого вращения при пересечении сепаратрисы:

$$\Delta I_z = -\frac{3}{2}\kappa(x) \ln |2 \sin(\theta)|. \quad (6)$$

В нашем случае частица пересекает область сепаратрисы дважды – на входе и на выходе из токового слоя (рис.2). Соответственно, адиабатический инвариант I_z частицы испытывает скачки дважды:

$$\begin{aligned} \Delta I_z^{\text{in}} &= -\frac{3}{2}\kappa(x) \ln |2 \sin \theta|, \\ \Delta I_z^{\text{out}} &= \frac{3}{2}\kappa(x) \ln |2 \sin(\theta + \Delta\theta)|, \\ \Delta I_z^{\text{sum}} &= -\frac{3}{2}\kappa(x) \ln |\cos \Delta\theta + \operatorname{ctg} \theta \sin \Delta\theta|, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Delta\theta$ является набегом фазы в промежутке между двумя последовательными скачками инварианта I_z . В общем случае, если $\Delta\theta \neq \pi N, N = 1, 2, 3 \dots$, суммарный скачок инварианта I_z является случайной величиной и, как следствие, в системе возникает детерминистический хаос. Однако если выполняется условие $\Delta\theta = \pi N$, уравнение (7) больше не зависит от случайной величины θ и, более того, скачок инварианта I_z^{in} на входе в токовый слой компенсируется скачком инварианта I_z^{out} на выходе из токового слоя, так что $I_z^{\text{sum}} = 0$. В этом случае вся энергия, набранная частицей за время ее вращения внутри токового слоя, заключена в поступательном движении вдоль магнитных силовых линий: $V_{||} \gg V_{\perp}$. Таким образом, частицы, удовлетворяющие условию $\Delta\theta = \pi N$, формируют пучки ускоренных частиц – бимлеты. Стоит отметить следующий факт. Если $\operatorname{mod}(\Delta\theta, 2\pi) = 0$ – частица вылетает в противоположную полуплоскость относительно своего начального положения, в случае $\operatorname{mod}(\Delta\theta, 2\pi) = \pi$ частица из токового слоя вылетает в ту же полуплоскость, из которой она прилетела. В работе [5] приведена следу-

ющая оценка набега фазы $\Delta\theta$ между двумя последовательными пересечениями сепаратрисы:

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{2\pi I_z}{\kappa(x)} \int_{k_0}^1 \frac{k dk}{f_A^2 \sqrt{1 - (I_z/f_A)^{4/3}}} = \frac{\pi\psi(I_z)}{\kappa(x)}, \\ f_A &= (1 - k^2)K(k) + (2k^2 - 1)E(k), \end{aligned} \quad (8)$$

где $K(k)$ и $E(k)$ – полные эллиптические интегралы. В окрестности $I_z = 0$ выражение (8) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{1}{\kappa(x)} \left(\frac{\pi^{1/2} \Gamma(3/4)}{\Gamma(1/4)} - \frac{16}{9\pi} I_z \right) = \\ &= \frac{1}{\kappa(x)} \left(\pi C - \frac{16}{9\pi} I_z \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где $C \approx 0.761$. Для $I_z \ll 1$ зависимость $\Delta\theta$ от I_z можно пренебречь, и уравнение (8) принимает вид

$$\Delta\theta = \pi C / \kappa(x). \quad (10)$$

Следовательно, резонансное условие выполняется при условии

$$\kappa(x) = C/N. \quad (11)$$

Из уравнений (3), (5) и (11) можно найти универсальный закон, связанный с внутренней природой механизма ускорения частиц. Этот закон связывает энергию W_N частиц N -го резонанса от самого номера N резонанса:

$$W_N = 2mE_y \left(\frac{C}{\alpha} \right)^{-4/3} N^{4/3} = 2N^{4/3} \left(\frac{em^{1/2}E_y^{1/2}}{B_0 C} \right)^{2/3}. \quad (12)$$

Важно, что закономерность распределения энергий бимлетов не зависит от конкретной модели МП и величины электрического поля (от этих параметров зависит только местоположение резонансов x_N). В этом смысле оказывается, что неадиабатическое ускорение частиц имеет свои общие универсальные законы, инвариантные относительно замены модели МП.

Стоит отметить, что наша работа основана на линейной теории и не учитывает взаимодействие между резонансами. Однако, как было показано в [10], нелинейные эффекты существенно меняют структуру бимлетов. Более того, взаимодействие частиц соседних резонансов, соответствующих большим значениям N , приводит к их слиянию из-за коллективизации частиц, принадлежащих соседним резонансам. Резонансы сливаются, если характерный размер орбит в плоскости токового слоя (то есть ларморовский радиус частицы в поле B_n) становится больше

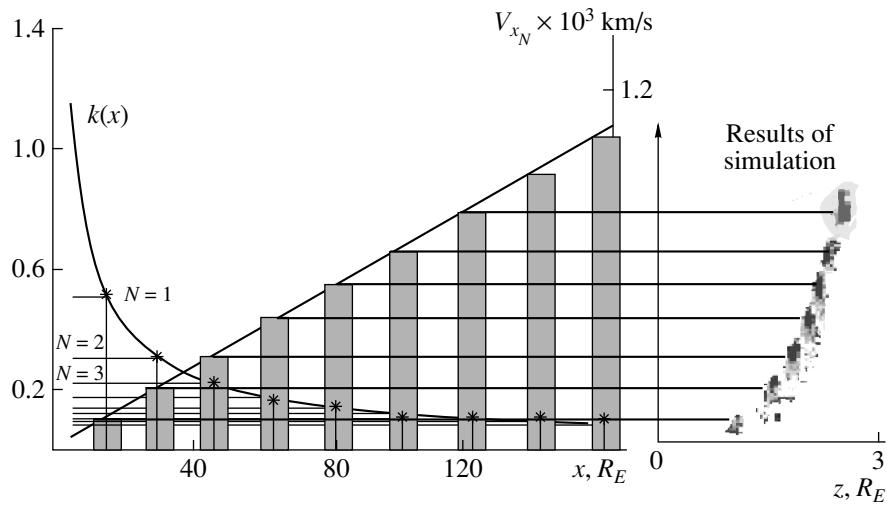


Рис.3. Параметр $\kappa(x)$ и положение резонансных областей x_N . На правой части графика приведено сравнение теоретической зависимости скорости V_{x_N} и данных численного моделирования

расстояния между резонансами: $x_{N+1} - x_N < \rho_L$, и вместо формирования пространственно изолированных структур получается один пучок с достаточно большим разбросом ионов по скоростям. Таким образом, число резонансных областей на самом деле ограничено.

Численные и экспериментальные оценки. В данном разделе мы приведем результаты экспериментальной проверки представленной выше теории образования бимлетов. Первая возможность проверки заключена в численном моделировании динамики ансамбля ионов в заданной модели МП. В качестве основы была взята численная схема эксперимента, предложенная в работе [10]. Магнитное поле было задано 2-мерной аналитической моделью магнитосфера [11]:

$$B_x = A_z F(x) \tanh[zF(x)], \text{ где } F(x) = \frac{1}{L} \left[\frac{x}{x_L} \right]^{-q}, \quad (13)$$

$$B_z = A_z \frac{dF(x)}{dx} \left[\frac{1}{F(x)} - z \tanh[zF(x)] \right]. \quad (14)$$

Переменные q, x_L, L, A_z являются свободными параметрами данной модели. Однако для того, чтобы полученное магнитное поле находилось в согласии с экспериментальными данными [7], в качестве рабочих значений свободных параметров были выбраны следующие значения: $q = 0.35$, $A_z = 55$, $L = 3 R_E$, $x_L = 45 R_E$, где $R_E = 6380$ км – радиус Земли (профиль силовых линий МП показан на рис.1). Во всей области моделирования существовало постоянное электрическое поле $E_y = 0.1$ мВ/м. Частицы выпускались из источника одновременно, их общее число равнялось $2 \cdot 10^4$.

В окрестности $z = 0$ данное МП можно представить в виде (1), где $B_0 = A_z L F^2(x)$, $B_n = q A_z / x$. Параметр κ вычисляется по формуле

$$\kappa = x^{q+1} \sqrt{\frac{eL^2}{2mcqE_y x_L^{2q}}} = \alpha B_n^{3/2}(x). \quad (15)$$

Последовательно повторяя ход вычислений, описанных в предыдущем разделе, получаем такую же зависимость энергии бимлета от номера N резонанса (см. уравнение (12)). На рис.3 представлен профиль параметра $\kappa(x)$, а также указано положение резонансных областей. На правой панели этого же рисунка показаны результаты численного эксперимента $V_N(z, R_E)$ – зависимость энергий частиц от широты распространения. Горизонтальные линии указывают теоретически предсказанное положение $V_{x_N}(z, R_E)$ бимлетов.

Для проверки нашей теории мы проанализировали данные моделирования и построили зависимость $\log(W, \text{eV})$ от $\log(N)$, где N – номер бимлета. Полученная зависимость представлена на рис.4а. В качестве дополнительной проверки уравнения (12) был выполнен еще один численный эксперимент с другим значением электрического поля: $E_y = 0.45$ мВ/м. Согласно (12) энергии бимлетов, соответствующих одному и тому же номеру резонанса N , должны отличаться на $1/3 \log(4.5) \sim 0.5$ раз. Данное предположение также полностью подтвердилось. Для сравнения на этом же рисунке приведены данные, взятые из работы [12], в которых исследовались различные свойства бимлетов в численном моделировании в МП модели Tsyganenko-89 для различных величин поперечного электрического поля, а также для разных уровней геомагнитной активности. Угол накло-

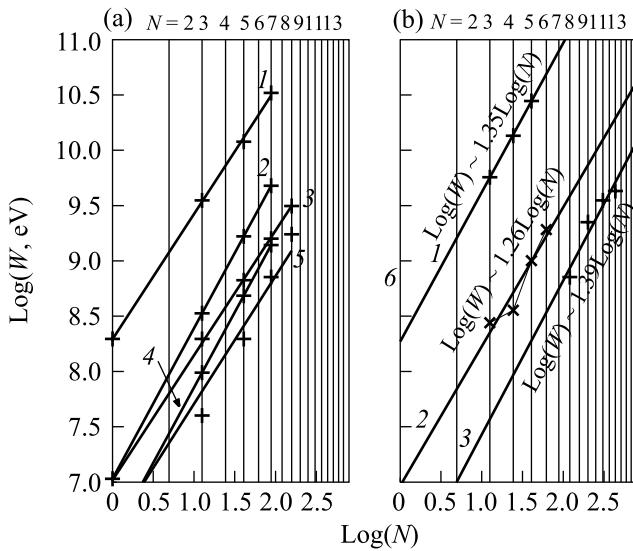


Рис.4. Результаты проверки универсального закона ускорения. (а) Результаты численного моделирования: 1 – модель МП Цыганенко (спокойные геомагнитные условия), $E_y = 0.3 \text{ мВ/м}$, [12]; 2 – модель МП из уравнений (13), (14), $E_y = 0.45 \text{ мВ/м}$; 3 – модель МП Цыганенко (взрывная фаза суббури) [12]; 4 – модель МП из уравнений (13), (14), $E_y = 0.1 \text{ мВ/м}$; 5 – модель МП Цыганенко (фаза восстановления после суббури) [12]. (б) Данные спутниковых наблюдений бимлетов в авроральной области магнитосферы Земли: 1 – событие 17.02.2002, спутник Cluster-3; 2 – данные наблюдения бимлетов, взятые из [14]; 3 – событие 26.04.2001, спутник Cluster-3

на всех всех прямых лежит в интервале от 1.2 до 1.4 (согласно теории, должно быть ~ 1.3). Видно, что данные предыдущих работ с достаточно хорошей точностью согласуются с универсальным свойством закона ускорения (или скейлингом).

Интересно оценить N , при котором резонансные области начинают сливаться. В предыдущем разделе мы сделали предположение, что перекрытие резонансов происходит при условии $\Delta x_{N+1,N} \sim \rho_L$. Не умоляя общности результатов, можно положить $q \sim 1/3$ и $N \gg 1$. Тогда

$$\Delta x_{N+1,N} = x_{N+1} - x_N \sim \frac{3}{2} q A_z \left(\frac{C}{\alpha} \right)^{3/2} N^{1/2}, \quad (16)$$

$$\rho_L \sim \frac{2mc^2 E_y}{e} \frac{\alpha}{C} N^3, \quad (17)$$

$$N_{\max} \sim \left(\frac{3}{2} q A_z \frac{e\alpha^2}{2mc^2 E_y C^2} \right)^{2/5} = 23. \quad (18)$$

Такое большое число резонансных областей объясняется медленным убыванием $B_n(x)$ (отсутствует X -линия). В МП, рассмотренном в [12], нормальная

компоненты является быстро спадающей функцией (X -линия находится на расстоянии $\sim 100 R_E$), поэтому число резонансных областей ~ 7 .

Найденный скейлинг может сопровождаться пересечением двух бимлетов, ускоренных в разных резонансах, находящихся в токовом слое на разных расстояниях от Земли. Такие удачные события позволяют “поймать” в одном измерении 2 бимлета, ускоренных на разных расстояниях от Земли, и сравнить их энергии. Впервые это явление наблюдалось в пограничной области плазменного слоя в хвосте магнитосферы (на расстоянии $x \sim 19 R_E$ от Земли) спутниками Cluster [13]. Функции распределения ионов по скоростям в таких событиях имели два статистически достоверных максимума, соответствующих двум бимлетам, движущимся с разными скоростями. Максимумы таких распределений были разделены в пространстве скоростей довольно широким интервалом (равным ширине двух-трех энергетических каналов прибора). Из-за присутствия в хвосте конвекции направленной к экватору, ионы в процессе движения от источника к Земле смещаются вдоль z к экватору, причем величина смещения зависит от их времени пролета. Таким образом, бимлеты, движущиеся с существенно разными скоростями и одновременно наблюдающиеся вблизи Земли на одном z , не могли быть ускорены в одном резонансе. Как было показано в предыдущем разделе, такие бимлеты соответствуют резонансам с только четными или только нечетными номерами. Взяв за основу аналитическую модель (13), (14), можно оценить расстояние, на котором встречаются бимлеты с номерами, например, $N - 1$ и $N + 1$. Исходя из (11) и (15), расстояние между x_{N-1} и x_{N+1}

$$\Delta x = \left(\frac{C}{\alpha} \right)^{1/(q+1)} ((N+1)^{1/(q+1)} - (N-1)^{1/(q+1)}). \quad (19)$$

В первом приближении для частиц, вылетающих из $N+1$ и $N-1$ резонансов можно пренебречь временем полета внутри области обращения МП. Тогда время полета частиц до встречи пучков $N+1$ и $N-1$

$$t_{N-1} = \frac{x_{N-1}}{V_{N-1}}, \quad t_{N+1} = \frac{x_{N-1} + \Delta x}{V_{N+1}}. \quad (20)$$

За время полета частица дрейфует со скоростью $V_D = cE_y/B_0$. Соответственно, за время полета частиц до момента их встречи каждая из них пройдет расстояние

$$\Delta z_{N-1} = \frac{cE_y}{B_0} \frac{x_{N-1}}{V_{N-1}}, \quad \Delta z_{N+1} = \frac{cE_y}{B_0} \frac{x_{N-1} + \Delta x}{V_{N+1}}. \quad (21)$$

Если бы электрического поля не было бы, то расстояние Δz между частицами, формирующими бимлет,

оставалось бы одинаковым. Его легко оценить из условия сохранения магнитного потока:

$$\Delta z = \frac{1}{B_0} \int_{\Delta x_N} B_n dx = \frac{q}{B_0(q+1)} \ln \left[\frac{C}{\alpha} \left(\frac{N+1}{N-1} \right) \right] \quad (22)$$

при естественном условии $N \geq 2$. Суммируя все выше сказанное, получим общее выражение, показывающее, на каком расстоянии от Земли могут встретиться два пучка:

$$X_{N-1, N+1} = \frac{q\gamma\sigma(N^2 - 1)^{2/3} \ln \frac{N+1}{N-1}}{((N+1)^\gamma - (N-1)^\gamma)} + b(N-1)^{2/3}, \quad (23)$$

$$b = \left(\frac{\alpha}{C} \right)^\gamma = \left(\frac{eL^2}{mqx_L^{2q}CE_y} \right)^\gamma,$$

$$\sigma = 2 \left(\frac{eLE_y^2}{mB_0C^2} \right)^{1/3}, \quad \gamma = -\frac{1}{1+q}.$$

Для параметров нашей модели встреча пучков, вылетающих из резонансных областей с номерами 4 и 6 должна произойти на расстоянии $\sim 14 R_E$. В качестве иллюстрации данного явления мы наложили характерные траектории частиц из этих резонансов, полученные путем численного интегрирования динамики частиц, на профиль магнитного поля (рис.1).

При анализе 32 пролетов спутниками Cluster геомагнитного хвоста было обнаружено 93 случая пересечения бимлетов (область измерений показана на рис.1, район “а”). Согласно теории формирования бимлетов, существует связь между величиной, параллельной скорости бимлета $V_{||N}$ и номером резонанса N : $V_{||N} = \hat{C}N^{2/3}$ (где \hat{C} – нормировочная постоянная). Для того, чтобы проверить этот закон для случаев одновременного наблюдения в хвосте бимлетов, ускоренных в двух разных резонансах, мы переписали его как

$$\frac{V_{||1}}{V_{||2}} = \left(\frac{N}{N+2} \right)^{2/3}, \quad (24)$$

где $V_{||1}$ – величина параллельной скорости низкоскоростного бимлета, ускоренного в резонансе с неизвестным нам номером N , а $V_{||2}$ – скорость более высокоскоростного бимлета, ускоренного в резонансе ($N+2$), полученные из каждой двухпиковой функции распределения. Таким образом, левая часть уравнения представляет собой отношения скоростей пересекающихся бимлетов, полученные из экспериментальных данных, а правая часть вычислялась отдельно для каждого целого N , меняющегося от 1 до 10. На рис.5 представлен результат статистического ана-

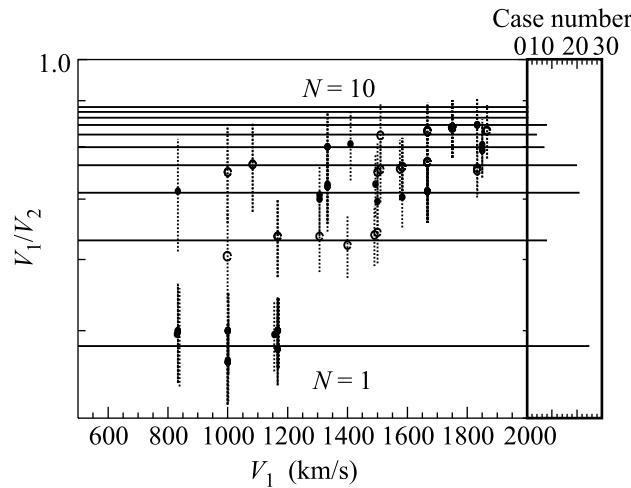


Рис.5. Экспериментальная проверка зависимости энергии бимлета от номера ускорившего его резонанса, предсказанного (12), на основе наблюдений двух пересекающихся бимлетов в хвосте магнитосферы. Измеренные отношения параллельных скоростей каждой пары бимлетов $V_{||1}/V_{||2}$ показаны черными и белыми кружочками. Вертикальными черточками показаны ошибки измерений. Теоретически рассчитанные для $N = 1, \dots, 10$ величины отношений показаны в виде линий уровней. В правой части рисунка черными жирными линиями для каждого уровня показано число наблюдений (указано на верхней горизонтальной шкале) пересекающихся бимлетов, величина отношения $V_{||1}/V_{||2}$ близка к значению данного уровня

лиза. Величины отношений $V_{||1}/V_{||2}$, определенные для каждой из 93 наблюдавшихся двухпиковых распределений показаны черными и белыми кружочками (для улучшения визуализации) в зависимости от величины скорости соответствующего низкоскоростного бимлета $V_{||1}$. Вертикальными черточками, пересекающими каждый кружочек, показаны ошибки определения $V_{||1}/V_{||2}$, обусловленные шириной энергетических каналов прибора. Вычисленные отдельно величины отношения $V_{||1}/V_{||2}$ представлены в виде линий уровней. Для каждого уровня в правой части рисунка мы показали (толстыми черными линиями) число экспериментально наблюдавшихся пар бимлетов, величины отношений скоростей которых близки к значению данного уровня. Как видно из рисунка экспериментально определенные отношения скоростей каждой пары бимлетов располагаются вблизи линий уровней, независимо от величины скорости низкоскоростного бимлета $V_{||1}$. Число событий указано на верхней горизонтальной шкале. Для малых значений N (до ~ 3) ширина между соседними уровнями превышает ошибку измерений, и мы с уверенностью можем сказать, что для бимлетов, ускорен-

ных в этих резонансах, закон, предсказанный теорией, хорошо выполняется (~ 40 событий). Для более "высоких" резонансов линии уровня сгущаются, ширина между соседними уровнями становится сравнимой или даже меньше ошибки измерения скоростей бимлета, и для таких резонансов мы не можем сделать какой-либо вывод о выполнении универсального закона ускорения.

Бимлеты, наблюдаемые в магнитосферном хвосте, достигают Земли и высываются в высокоширотной части авроральной области – проекции пограничной области плазменного слоя. Спутник пересекает эту область значительно быстрее, чем в хвосте, что позволяет в течение короткого времени наблюдать всю структуру пограничной области и проверять скейлинг не только для двух бимлетов, а для всей последовательности бимлетов, ускоряемых в данное время в токовом слое (конечно, в пределах разрешающей способности приборов). На рис.6 мы предста-

[14] (также данные спутника Cluster). Угол наклона всех прямых лежит в интервале от 1.26 до 1.39, что говорит о том, что экспериментальные данные хорошо описываются линейной зависимостью, предсказанной резонансной теорией (см.(12)).

Заключение. Получен универсальный закон неадиабатического ускорения частиц в слабом магнитном поле, связывающий локальные параметры области ускорения частиц с их дальнейшей судьбой. Закон является универсальным и не зависит от конкретной модели магнитного поля, что может иметь важное практическое значение для исследования процессов ускорения в космической плазме. Несмотря на ряд ограничений (геометрия модели, ее линейность, пре-небрежение волновыми явлениями), оказалось, что результаты теории достаточно хорошо согласуются с многочисленными данными измерений плазмы в хвосте магнитосферы Земли.

Авторы признательны А.И. Нейштадту и В.А. Сергееву за обсуждение этой статьи. Авторы хотели бы выразить свою благодарность коллективу ученых, участвовавших в разработке прибора CIS, установленного на спутнике Cluster, а также Э. Пену. Работа поддержана грантами INTAS # 03-51-3738, Российского фонда фундаментальных исследований # 07-02-00319-a, НШ-# 5359.2006.2.

1. E. E. Grigorenko, A. O. Fedorov, and L. M. Zelenyi, *Ann. Geophysicae* **20**, 329 (2002).
2. G. Parks, L. J. Chen, M. McCarthy et al., *Geophys. Res. Lett.* **25**, 3285 (1998).
3. J.-A. Sauvaud and R. A. Kovrashkin, *J. Geophys. Res.* **109**, A12213, doi:10.1029/2003JA010333 (2004).
4. M. Ashour-Abdalla, J. P. Berchem, J. Buchner, and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **98**, 5651 (1993).
5. J. Buchner and L. M. Zelenyi, *J. Geophys. Res.* **94**, 11821 (1989).
6. L. M. Zelenyi, R. A. Kovrashkin, and J. M. Bosqued, *J. Geophys. Res.* **95** (A8), 12119 (1990).
7. J. A. Slavin, *J. Geophys. Res.* **90**, 10875 (1985).
8. T. W. Speiser, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4219 (1965).
9. B. U. O. Sonnerup, *J. Geophys. Res.* **76**, 8211 (1971).
10. L. M. Zelenyi, M. S. Dolgonosov, V. Peroomian et al., *Geophys. Res. Lett.* **33**, L18103, doi:10.1029/2006GL026176 (2006).
11. W. Zwingmann, *J. Geophys. Res.* **88**, 9101 (1983).
12. J. M. Bosqued, M. Ashour-Abdalla, M. El-Alaouiet et al., *J. Geophys. Res.* **98**, 19181 (1993).
13. L. M. Zelenyi, E. E. Grigorenko, J.-A. Sauvaud, and R. Maggiolo, *Geophys. Res. Lett.* **33**, L06105, doi:10.1029/2005GL024901 (2006).
14. A. Keiling, H. Reme, I. Dandouras et al., *Geophys. Res. Lett.* **31**, L12804, doi:10.1029/2004GL020192 (2004).

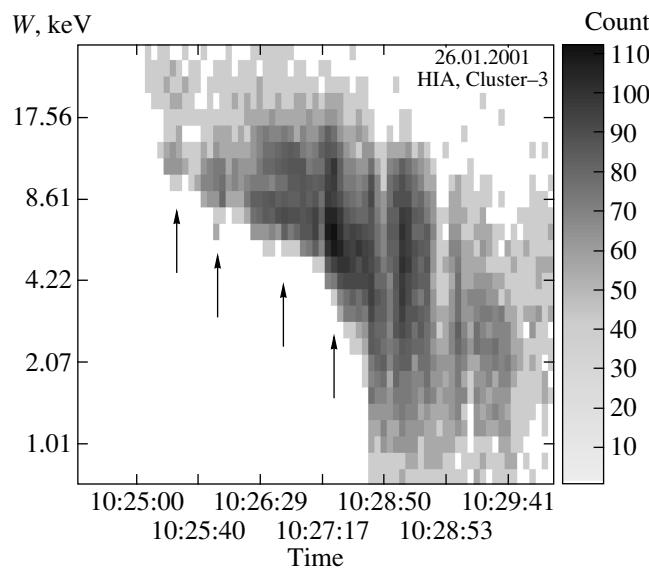


Рис.6. Пример наблюдения серии из четырех бимлетов в пограничной области плазменного слоя в авроральной области на спутнике Cluster-3 (прибор HIA), 26.04.2001. Область наблюдения показана на рис.1 (область "б")

вили характерную спектрограмму, полученную при пересечении спутником Cluster пограничной области плазменного слоя в авроральной области, примерное положение спутника во время измерений показано на рис.1, район "б". На ионной спектрограмме, наблюдаемой 26.04.2001 в южном полушарии, видны 4 высывающихся бимлета (показаны стрелками). На рис.4б указаны зависимости логарифма величины средних энергий бимлетов от логарифма номера соответствующего резонанса для этого события, а также для события от 17.02.2002 и данных, взятых из