

НАГРЕВ И УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

И.Ф. Попапенко

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук
Москва, Россия*

E-mail: irina@keldysh.ru, firena@yandex.ru

Рассматривается физическая модель, основанная на квазилинейном описании взаимодействия волна-частица со стандартным диффузионным коэффициентом, столкновения учитываются с помощью интеграла столкновений типа Ландау-Фоккера-Планка. Показано, что повышение энергии высыпающихся электронов объясняется затуханием Ландау для изменяющейся во времени фазовой скорости волны. Проведенное рассмотрение позволяет также объяснить ускорение и нагрев вистлерами электронов, которые удваивают свою энергию на стадии суббури. Результаты могут быть полезны для понимания: физических процессов авроральной активности, процессов в солнечной короне и солнечном ветре, экспериментов по токам увлечения в токамаках и стеллараторах.

PACS: 94.30.-d

1. АНОМАЛЬНОЕ ВЫСЫПАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АВРОРАЛЬНОЙ ЗОНЕ ЗЕМЛИ

Эффект аномального высыпания электронов в авроральной зоне Земли обсуждался во многих работах [1-3]. Значительное число наблюдаемых данных по высыпанию электронов на средних высотах ($L \leq 5$, где L – параметр магнитной оболочки – обезразмеренный третий адиабатический инвариант) коррелируют с очень и крайне-низкочастотными (ELF-VLF and ULF) волнами [4]. Принято считать, что высыпание вероятно вызвано взаимодействием волна-частица. Теоретические модели, включающие свистовые моды или альфвеновские волны, использовались многими авторами [5,6]. Эти волны могут генерироваться в магнитосфере Земли высокоэнергетичными электронными пучками (солнечного ветра) [7] или благодаря мазер-эффекту [8]. Недавние исследования показали, что высыпания электронов, относящиеся к пульсирующей авроре, могут быть индуцированы взаимодействием волна-частица около магнитосферной экваториальной плоскости [9].

Обычно, земная магнитосфера может рассматриваться как гигантская зеркальная ловушка (открытая магнитная ловушка), в которой плазма заперта. Электромагнитные волны, такие как альфвеновские, заключены в магнитные трубки магнитосферы между полюсами Земли. Земные полюса могут рассматриваться как пробки магнитной ловушки. Периодическое движение частиц вдоль магнитных линий в радиационных поясах ассоциируется с адиабатическими инвариантами [10]. Угол α между вектором скорости частицы и вектором магнитной индукции B называется питч-углом: $\operatorname{tg} \alpha = v_{\perp} / v_{\parallel}$. Область экваториального питч-угла, куда ионы и электроны могут попасть при рассеянии, определяет конус потерь $0 \leq \alpha_c \leq \arcsin(R)^{1/2}$. Здесь $R = B_m / B_{eq}$ – пробочное отношение, B_{eq} – величина магнитного поля на экваторе, B_m обозначает магнитное поле в районе полярной ионосферы. Адиабатический инвариант v_{\perp}^2 / B может нарушаться в результате плаз-

менных столкновений и взаимодействия с плазменными волнами. Частицы с достаточно малыми перпендикулярными скоростями $v_{\perp} \ll v_{\parallel}$ в магнитосферной экваториальной плоскости теряются из радиационных поясов из-за взаимодействия волна-частица или из-за столкновений. Из-за высыпания электронов квазинейтральность плазмы может нарушаться, в результате чего может появиться квазистационарное электрическое поле. Такое поле может изменить характер области потерь, которая в последнем случае будет иметь вид гиперboloида (см. ниже). В этом случае взаимодействие волна-частица модифицируется, о чём пойдёт речь ниже. В космической плазме в большинстве случаев процесс взаимодействия волна-частица происходит за времена существенно меньшие, чем характерные столкновительные времена. Тем не менее, плотность плазмы в зоне авроры достаточно велика на высотах около тысячи километров из-за ионизационного процесса и благодаря подкачке электрическим и магнитным полем горячих частиц из ионосферы. Электрон-электронное столкновительное время ($\tau_{ee} \sim \tau_{ei}$) равно приблизительно 10^5 с. В этом случае диффузионное время частиц ($\tau_{col} \sim \tau_{ee} \cdot \delta v^2 / v_{th}^2$), где v_{th} – тепловая скорость), которые переносятся в конус потерь из радиационных поясов, очень велико: 10^5 с для $\delta v \approx v_{th}$. Для тонкого пограничного слоя с шириной $\delta v \approx 0.1 \cdot v_{th}$ между запертыми (незахваченными) и свободными частицами $v_{\perp} / v_{\parallel} \sim R^{-1/2}$, время диффузии также достаточно велико $\sim 10^3$ с. Эти частицы проникают в ионосферу в авроральной зоне и, следовательно, сталкиваются с окружающей плазмой. Мы рассматриваем физическую модель, основанную на квазилинейном описании взаимодействия волна-частица со стандартным диффузионным коэффициентом $D = \pi e^2 / m^2 \sum_k |E_{\parallel k}|^2 \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})$ [11]. В нашей модели плазма предполагается слабостолкновительной [7,12]. Необходимо описать корректно тонкий слой

между захваченными и высыпавшимися частицами около конуса потерь в пространстве скоростей, где электронная плотность падает до нуля. Для этого случая столкновения могут играть фундаментальную роль. Чтобы корректно решить граничную, в пространстве скоростей, задачу, включено влияние слабых столкновений с помощью кинетического оператора Ландау-Фоккера-Планка. Такой оператор широко используется при исследовании магнитосферной плазменной динамики [13,14]. Для численных вычислений использован двумерный код с квазилинейным оператором. Мы используем так называемое приближение "прямоугольной магнитной ямы" для описания конфигурации магнитного поля околоземной плазмы. Это означает, что однородное по всей длине ловушки поле резко возрастает на концах, около пробок ловушки (см., например, [15]). Следовательно, замагниченная плазма предположительно является однородной. Из-за пространственной однородности в рассматриваемой модели не учитываются изменения фазовой скорости волны вследствие изменения плотности частиц. Плазма предполагается азимутально-симметричной около направления магнитного поля. При этом подходе функция распределения f не зависит от пространственных переменных. Она имеет локальную зависимость от двух координат в пространстве скоростей, а именно: от модуля скорости частиц $v = |\mathbf{v}|$ и косинуса пичч-угла $\mu = \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} / |\mathbf{v}| \cdot |\mathbf{B}|$. Конус потерь определяется следующим образом: $1 - R^{-1} \leq \mu^2 \leq 1$; $\mu_c = \cos \alpha_c$. Влияние ионов предполагается несущественным в течение характерного интервала времени процесса, определяемого электронным временем потерь $\Delta \tau_c$. Это упрощение позволяет нам исследовать лишь динамику электронов. Механизм поглощения мощности волны за счёт затухания Ландау рассматривается в рамках стандартной квазилинейной теории взаимодействий волна-частица. Используемые уравнения получены из дрейфового кинетического уравнения со столкновительным интегралом и при квазилинейном приближении для узкого ($\Delta v_{ph} \ll v_{ph}$) волнового пакета [16-18]. Здесь Δv_{ph} – ширина пакета и v_{ph} – фазовая скорость волны. Поглощение волн моделируется квазилинейным оператором $D_{qt} f = \partial_{v_{\parallel}} (D_{qt} \partial_{v_{\parallel}} f)$. Осцилляции поля волны усреднены по времени. Как обычно, вся информация о волновых амплитудах содержится в коэффициенте квазилинейной диффузии D_{qt} . Рассеиваемая волновая энергия коррелирует напрямую с величиной этого коэффициента и с шириной волнового пакета Δv_{ph} . Мы используем простое приближение для коэффициента квазилинейной диффузии:

$$D_{qt} = \begin{cases} const, & |v_{\parallel} - v_{ph}| \leq \Delta v_{ph} \\ 0, & |v_{\parallel} - v_{ph}| > \Delta v_{ph} \end{cases}$$

Проблема решается в предположении, что амплитуды волн и их поглощение поддерживаются в квазистационарном режиме в течение характерного времени процесса $\Delta \tau_c$. Следовательно, поля не пересчитываются по изменяющейся функции распределения. Поскольку электроны имеют большую подвижность по сравнению с ионами, они могут рассеиваться в конус потерь быстрее. Поэтому около пробок (полюсов) появляется запирающий (амбиполярный) потенциал ϕ , который понижает скорость электронной утечки [19]. Также возможно, что подобное падение потенциала вдоль линий поля появляется из-за иного физического механизма, который в любом случае модифицирует конус потерь [20,21]. Используя адиабатические инварианты и закон сохранения энергии, мы получим условия для частиц с отношением $v_{\perp} / v_{\parallel}$ достаточно малым для того, чтобы выскочить из ловушки, несмотря на наличие конуса потерь [5,22]. Для середины ловушки этим условием является $v_{\parallel}^2 \geq v_{\perp}^2 (R - 1) + 2e\phi / m_e$. Обычный конус трансформируется в двуполостной гиперболоид, ограниченный поверхностями $\mu_c^2(v) = 1 - R^{-1}(1 - v_{cr}^2 / v^2)$, где $v \geq v_{cr}$. Здесь, критическая скорость $v_{cr}^2 = 2e\phi / m_e$ есть полюс гиперболоида. Электроны, чья скорость в середине магнитной ловушки удовлетворяет следующим двум условиям $|\mu| \geq \mu_c$ и $v \geq v_{cr}$, могут быть рассеяны в гиперболоид потерь и появиться в авральной зоне. Электроны с малыми скоростями остаются запертыми в ловушке. Амбиполярный потенциал может зависеть от баланса между ионно-электронной утечкой и температурой электронов, но этой зависимостью можно пренебречь для рассматриваемых интервалов времени. Время электрон-электронных соударений удовлетворяет условию $\tau_{ee} \gg 2L / v_{th}$, где L – длина ловушки. Уравнение, описывающее поведение такой плазмы, – кинетическое уравнение со столкновительным интегралом ЛФП [23,24]. В авральной области, электрон-ионная столкновительная частота меньше, чем частота волны ($\tau_{ei}^{-1} < \omega$). Например, для высот приблизительно $2 \cdot 10^3$ км электрон-ионная столкновительная частота равна тысячной от частоты волны. Мы предполагаем, что электроны с искаженным под взаимодействием с волной распределением достигают области около авроры, где плотность частиц уже выше, чем в экваториальной плоскости и где столкновения существеннее (сильнее). Как было отмечено, учет столкновений позволяет корректно описать функцию распределения Δf в пограничном слое между запертыми и свободными частицами. Электронное рассеяние в конус потерь, а, следовательно, энергия и поток частиц, за счёт волн и столкновений определяется толщиной этого очень тонкого слоя. В численных расчетах используются безразмерные переменные

$$\tilde{v} = v / v_{th}; \quad \tilde{t} = t / t_N;$$

$$t_N = \frac{v_{th}^3 m_e^2}{4\pi e^4 N_e \ln \Lambda_c}; \quad \tilde{f} = f \frac{2\pi v_{th}^3}{N_e}.$$

Как обычно N_e, e, m_e – плотность, заряд и масса электрона; $v_{th} = \sqrt{T_e / m_e}$ – тепловая скорость электрона, $\ln \Lambda_c$ – кулоновский логарифм. В новых переменных кинетическое уравнение выглядит следующим образом:

$$\partial_t f = D_{||} f + \frac{1}{v^2} \partial_v \left[\frac{1}{v} \partial_v W(f, v) \right] + \frac{C(f, v)}{v^2} \partial_\mu \left[(1 - \mu^2) \partial_\mu f \right]. \quad (1)$$

Квазилинейный оператор имеет вид

$$D_{||} f = \frac{1}{v^2} \left[\partial_v (a_{vv} \partial_v f) + \partial_v (a_{v\mu} \partial_\mu f) \right] + \frac{1}{v^2} \left[\partial_\mu (a_{\mu v} \partial_v f) + \partial_\mu (a_{\mu\mu} \partial_\mu f) \right],$$

где $a_{vv} = v^2 \mu^2 D_{qt}(v, \mu)$, $a_{v\mu} = (1 - \mu^2)^2 D_{qt}(v, \mu)$,

$$a_{\mu v} = a_{\mu\mu} = v \mu (1 - \mu^2) D_{qt}(v, \mu).$$

Столкновительная часть в уравнении (1):

$$W(f, v) = \int_0^v x^2 dx F(x, t) \cdot [p(x, \mu) - p(v, \mu)] - \int_0^v x^2 dx P(x) [f(x, \mu) - f(v, \mu)],$$

$$C(v) = \frac{1}{2v} \left[N(v) - \frac{R(v)}{v^2} + v P(v) \right],$$

$$p(v, \mu) = \int_v^\infty f(x, \mu) x dx, \quad F(v) = \int_{-1}^1 f(v, \mu) d\mu,$$

$$N(v) = \int_0^v F(x) x^2 dx, \quad P(v) = \int_{-1}^1 p(v, \mu) d\mu,$$

$$R(v) = \int_0^v P(x) x^2 dx.$$

Интеграл $N(v)$ соответствует нормированной плотности частиц. Энергия и параллельный ток системы определяются следующим образом:

$$E = \int_0^\infty dv v^4 \int_{-1}^1 d\mu f(v, \mu, t), \quad j = \int_0^\infty dv v^4 \int_{-1}^1 d\mu \mu \cdot f(v, \mu, t).$$

Динамика процесса исследуется в режиме распада плазмы (внешние источники не включены в уравнение). Рассматриваем процесс в течение времени $(0, t_d)$, за которое электронная плотность уменьшается вдвое по сравнению с начальной величиной. Гиперболоид потерь считается пустым, а начальная функция выбирается максвелловской во всем скоростном пространстве за исключением области потерь. Одна серия вычислений была проведена, когда начальная функция распределения электронов уже имела форму области потерь, и был включён источник холодных электронов в вычислительный алгоритм.

При численном моделировании использовались полностью консервативные разностные схемы [25,26].

Параметры задачи: критическая скорость v_{cr} (полнос гиперболоида), величина пробочного отношения R , фазовая скорость v_{ph} и коэффициент диффузии D_{qt} (передаваемая волной мощность). В начальный момент плотность частиц $N_0 = N(\infty)_{t=0} = 1$ равна единице. Вычисления проводятся до времени t_d , когда плотность $N(t_d) = 0.5 N_0$. Этот период очень долгий и не связан с реальной физической ситуацией. Нам только для анализа удобно достигнуть квазистационарной стадии процесса.

Пробочное отношение зеркальной ловушки R является очень важным параметром, который сильно влияет на время распада плазмы, когда критическая скорость расположена в области $v_{cr} < v_{th}$. В противоположность этому, для $v_{cr} > v_{th}$ динамика столкновительного распада плазмы слабо зависит от пробочного отношения. Эта ситуация отражает тот факт, что частота кулоновских столкновений понижается согласно закону v^{-3} . Функция распределения электронов имеет квазимаксвелловскую форму в области, близкой к тепловой скорости. Около гиперболоида потерь функция расщепляется, становится анизотропной. За период времени, сравнимый со временем «волновой» диффузии, вклад электронов, потерянных в результате столкновений, экспоненциально мал.

При взаимодействии с быстрыми волнами функция распределения разделяется на две части: частицы, попадающие в область фазового резонанса и находящиеся вне его. Поглощение энергии приводит к нагреву плазмы и уширению профиля функции распределения, при этом формируется плато по параллельным скоростям. Частицы, попадающие в конус потерь, сразу выскакивают из ловушки. То есть волны стимулируют высыпание электронов, искажая функцию распределения по питч-углам (анизотропия) и уширяя ее (нагрев). Функции распределения $f(v, \mu)$, нормализованные на свое значение $f(0, \mu)$, показаны на Рис.1.

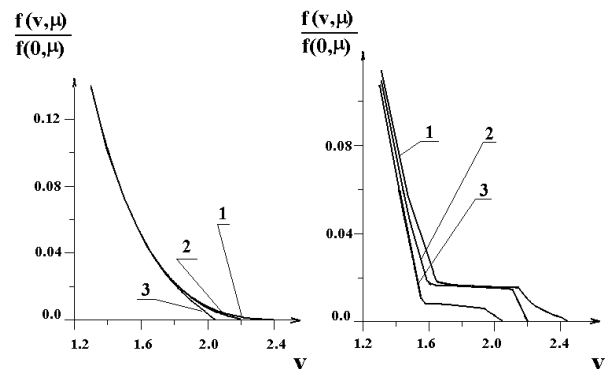


Рис.1. Нормированные функции распределения электронов для $v_{cr} = 2.05, v_{ph} = 1.8, R = 4.0$ в разные моменты времени t_d при $\mu_1 = 0.92$ (1), $\mu_2 = 0.96$ (2), $\mu_3 = 1.0$ (3). Слева $D_{qt} = 0$, а справа $D_{qt} = 3.0$

Сильная анизотропия функции распределения существует для всех скоростей. Хвост распределения

сильно отличается от максвелловского, что вызвано квазилинейным ускорением электронов. Распад плазмы и высыпание ускоренных электронов из ловушки существенно усиливается под влиянием квазилинейной диффузии. Поток высыпающихся частиц определяется взаиморасположением фазовой скорости волны и критической скорости. С другой стороны, если фазовая скорость находится далеко от полюса гиперболоида, то высыпание электронов не произойдет без столкновительной диффузии. Квазилинейная диффузия действует эффективно на выброс частиц в область потерь, если фазовая скорость близка к критической скорости (полюсу).

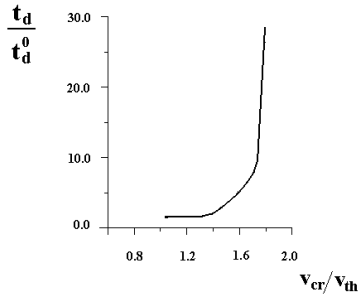


Рис.2. Время полураспада плотности плазмы t_d / t_d^0 как функция критической скорости v_{cr}

С методической точки зрения полезно сравнить характерный период со столкновительным временем и временем квазилинейной релаксации. Для сравнительного анализа мы ввели время полураспада начальной плотности плазмы t_d , нормированное на ту же величину t_d^0 , в случае отсутствия быстрых волн t_d / t_d^0 . На Рис.2 представлены результаты моделирования для коэффициента квазилинейной диффузии $D_{ql} = 1$ и пробочного отношения $R = 4$ [3]. В этой серии вычислений критическая скорость близка к фазовой скорости и несколько превышает ее: $v_{cr} = 1.1v_{ph}$. Зависимость функции t_d / t_d^0 , представленная на Рис.2, медленно меняется в надтепловой области и растет экспоненциально до значения $v_{cr} = 2.0$. В области $v_{ph} \approx v_{cr} \geq 2.0v_{th}$ высыпание электронов определяется полностью взаимодействием частица-волна. Волны делают функцию распределения анизотропной и индуцируют ток. Чтобы выделить реальную величину тока электронов, возникающего около области потерь, были проведены вычисления, когда одна полость гиперболоида потерь закрыта. Затем мы сравнили ток, появляющийся в результате столкновительных потерь, с индуцированным квазилинейным током. На Рис.3 (левый рисунок) для наглядности ток j нарисован как функция обратной плотности электронов, нормированной на ее начальное значение N_0 / N_t .

Энергия плазмы E в ловушке зависит, главным образом, от общего числа частиц. Под действием волн горячие частицы покидают ловушку, в которой плазма слабо нагревается со временем (Рис.4).

Вычисления с начальной функцией распределения, уже имеющей коническую зависимость, были

проведены с включением источника холодных электронов. Источник частиц – холодный максвелловский фон с $T_e \sim 1$ эВ – включен, чтобы поддерживать неизменный уровень плотности электронов при действии лишь столкновений.

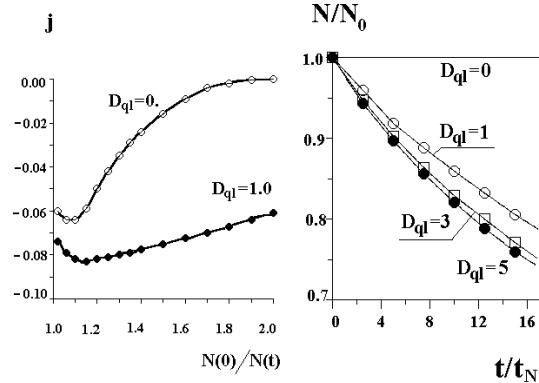


Рис.3. Ток j как функция обратной электронной плотности N_0 / N_t при $v_{cr} = 2.0$

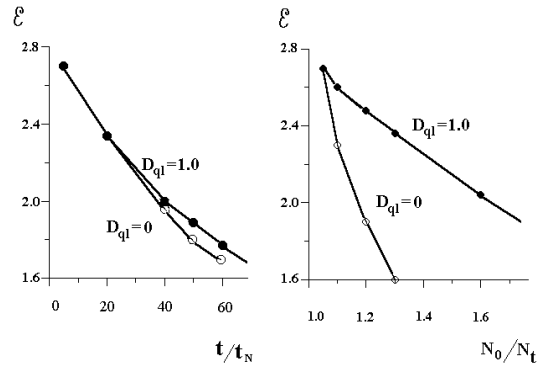


Рис.4. Зависимость энергии от времени и нормированной обратной электронной плотности

Проведена серия расчетов с различными значениями коэффициента квазилинейной диффузии D_{ql} при фиксированных параметрах $v_{ph}, v_{cr}, \Delta v_{ph}$. Пока коэффициент D_{ql} изменяется от нуля до величины 0.5, поглощение мощности волны пропорционально интенсивности электронных потерь. Когда квазилинейный коэффициент $D_{ql} \geq 5.0$ (столкновительная диффузия в 5 раз слабее квазилинейной диффузии) энергия волны слабо поглощается в резонансной области. Результаты вычислений для различных соотношений между кулоновской и квазилинейной диффузией $D_{ql} = 0, 1, 3, 5$, представленные на Рис.3 (правый рисунок), демонстрируют пренебрежимо слабое влияние столкновений на высыпание электронов при выбранных условиях. Изменение интенсивности волны ($D_{ql} = 1 - 5$) незначительно изменяет качественное поведение макроскопических характеристик $N(t), j(t), E(t)$. Для сверхтепловых скоростей столкновительная часть кинетического уравнения работает как оператор переноса (усиливается член $\partial_v f$) и переносит профиль распределения по скоростям в приграничную область. В этой области скоростей первая производная играет главную роль, не смотря на действие диффу-

зионного оператора. Столкновения размывают квазилинейное искажение функции распределения электронов по граничному слою захваченных-незахваченных частиц в пространстве скоростей в непосредственной окрестности области потерь. Влияние столкновений слабо в основной части пространства скоростей, и аномальное высыпание определяется полностью взаимодействием плазмы с волной. Тем не менее, в приграничной области захваченных-незахваченных частиц, которая находится около гиперболоида потерь, столкновения влияют на уход электронов из-за малой ширины этой пограничной области $\Delta v \sim v_{th} \Delta \mu_c$. Разработана математическая модель явления высыпания электронов, индуцированного электромагнитными волнами. Амбиполярный потенциал, который возникает в результате поддержания квазинейтральности плазмы, изменяет область высыпания энергетических электронов в авроральной зоне Земли. Благодаря учету влияния слабых столкновений, область между захваченными и незахваченными частицами описывается физически и математически корректно. Столкновения заставляют электроны пересекать границу захваченных-незахваченных частиц, которая определяется адиабатическим инвариантом v_{\perp}^2 / B . В данном рассмотрении наблюдаемые данные, взятые из спутниковых измерений, могут быть интерпретированы с помощью результатов численного моделирования. Из наблюдений взяты следующие параметры [27]: магнитное поле 0.065 Г, плотность электронов 20 см^{-3} , поступающая энергия $2 \cdot 10^{-8} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$. Тогда ток должен быть приблизительно равен $70 \text{ мкА} \cdot \text{м}^{-2}$. Эта величина получена из численных вычислений $v_{cr} = 5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, то есть, амбиполярный потенциал равен 8 кэВ. Это вполне подходящие данные для высот около $(2 \dots 5) \cdot 10^3 \text{ км}$ и альфвеновской скорости около $5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$. Если $E \approx 5 \text{ мВ/м}$, $T_e = (2 \dots 5) \text{ кэВ}$, $\Delta L = 150 \text{ км}$, где ΔL – глубина области с задерживающим потенциалом, то $e\phi \approx 8 \text{ кэВ}$. В случае пульсирующей авроры, основная часть потока энергии высыпаящихся электронов в максимумах пульсации переносится электронами с энергиями между 5 и 25 кэВ [28]. Период баунс колебаний электронов (с энергией несколько десятков килоэлектронвольт) вдоль линии магнитного поля около $L=5$ сравним с типичным периодом пульсации. Распределения по энергиям электронов приблизительно максвелловские с характерной энергией в районе 4...12 кэВ [29]. Эти данные соответствуют результатам, полученным в данном разделе.

2. НАГРЕВ И УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНОЙ С ПЕРЕМЕННОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТЬЮ И ХОРАМИ ВО ВРЕМЯ СУББУРИ

В этом разделе рассматривается турбулентность, составленная из гидродинамических волн, которые предполагаются распространяющимися, в основном, вдоль магнитного поля. Динамика таких процессов обычно рассматривается и оценивается при условии, что фазовая скорость волн постоянна. МГД волны, которые рас-

пространяются в неоднородном магнитном поле, меняют свою фазовую скорость. В данной части работы продемонстрировано, что локальная эффективность генерируемого тока так же, как и поглощаемая энергия, может существенно возрасти, если альфвеновские волны или вистлеры распространяются в среде с неоднородным магнитным полем. Основываясь на этом, можно инкорпорировать идею о поверхностных волнах, набегающих на океанский берег, большое нарастание амплитуды которых определяется, главным образом, понижением глубины океана.

В космической плазме взаимодействие волна-частица происходит за времена более короткие, чем время столкновений. Тем не менее, плотность плазмы, например, в солнечных (петлях, факелах) или в авроральной зоне довольно высокая на высотах около тысячи километров из-за процесса ионизации и из-за подкачки ионосферных частиц электрическим и магнитным полями. Несмотря на редкость столкновений, они могут играть заметную роль. Мы рассматриваем плазму как в бесстолкновительном, так и в столкновительном приближениях. Используется локальная аппроксимация, когда пространство скоростей связано с данной линией магнитного поля.

Рассматривается пространственно-однородное уравнение (1),(2). Исследовано влияние квазилинейной диффузии в случае, когда фазовая скорость меняется со временем. Показано, что из-за изменения фазовой скорости, которое бегущая (например, альфвеновская) волна видит при прохождении неоднородного магнитного поля, неиндуктивный ток, возбуждаемый этой волной, может в несколько раз превышать ток, для случая, когда область фазового резонанса постоянна. Взаимодействие волна-частица ведет к анизотропии функции распределения и возникновению тока, в то время как кулоновские столкновения изотропизуют распределение частиц. Индуцированный волной поток зависит, вообще говоря, как от природы взаимодействия волна-частица, так и от градиента электронной функции распределения. Типичный масштаб неоднородности (длина шкалы) градиентов плотности и магнитного поля обычно много больше, чем длина волны. Для простоты мы используем локальное приближение, в котором пространство скоростей связано с конкретной (данной) линией магнитного поля. Далее, считаем, что функция f обладает азимутальной симметрией (относительно некоторого выделенного направления, например, магнитного поля). Влиянием ионов пренебрегаем в течение рассматриваемых характерных времен (предполагая, что зарядовая нейтральность обеспечена). Таким образом, рассматривается пространственно однородное уравнение. Как и ранее процесс поглощения энергии волны происходит за счет затухания Ландау, где D_{ql} такой же, как и в

(1). Предполагаем, что фазовая скорость v_{ph} возрастает со временем. Мы не обсуждаем различные возможности, почему это может случиться. Это воз-

можно из-за повышения частоты (в лабораторных экспериментах или в хорах) или изменения параллельной магнитному полю компоненты волнового вектора из-за градиента плотности частиц вдоль линий магнитного поля. Отметим, что частота волны значительно больше, чем электрон-ионная частота столкновений и изменения со временем малы. Следовательно, рассматривается квазистационарная задача. Используемая модель остаётся практически той же, что в предыдущем разделе настоящей статьи, лишь резонансная область меняет свое положение в пространстве скоростей со временем. Начальная функция распределения частиц - максвелловская. Изучаются функция распределения, возникающий ток в системе и энергия. Параметрами задачи является фазовая скорость v_c , значение коэффициента квазилинейной диффузии D_{ql} , которое связано со средней мощностью, поглощаемой частицами у волны. Качественно область определения функции представлена на Рис.5. Начальная тепловая скорость v_{th0} выбрана равной единице. Для начала рассмотрим процесс изменения функции распределения во времени и пространстве скоростей под действием волны без учета столкновений (в уравнении (1) действует только оператор квазилинейной диффузии). Предположим, что фазовая скорость постоянна. После некоторого периода времени $t_d \approx 1$ частицы в области резонанса образуют плато относительно параллельных скоростей, формируя параллельный ток. При этом происходит насыщение нарастающего тока и энергии до величины j_d и E_d при данных D_{ql} , v_{ph} , Δv_{ph} . Пусть фазовая скорость сдвигается в горячую область. Положим $v_c = 0.5$ и $v_{ph} = 0.5$. Следует здесь отметить, что все последующие результаты качественно похожи для самых различных параметров.

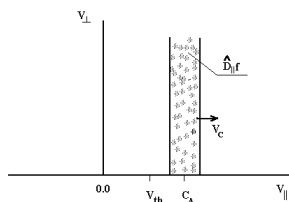


Рис.5. Область квазилинейной диффузии качественно показана в цилиндрических координатах

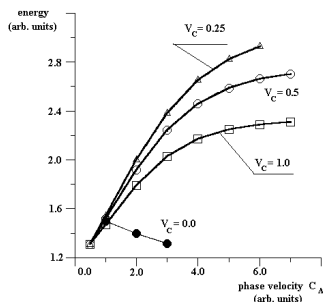


Рис.6. Зависимость энергии от v_{ph} для различных v_c

Сравнивая энергию E_d (Рис.6) и ток j_d (Рис.7) для $v_{ph} = 1, 2, 3$ со стационарным случаем, упомянутым

выше ($v_c = 0$ (см. Рис.6,7)), обнаружим значительное повышение как тока, так и энергии системы. Поглощаемая мощность растёт из-за модификации функции распределения со временем, поскольку электроны всё время поглощают энергию волны в новых резонансных областях. Электроны ускоряются, так как более холодные частицы смещаются, "сгребаются" волной в область надтепловых скоростей. Плотность частиц в этой области возрастает со временем. Этот эффект существенно усиливается, когда область квазилинейного резонанса движется медленно. Численный расчёт с более медленными скоростями $v_c = 0.25, 0.05, 0.01$ показывает рост энергии и тока (Рис.6,7).

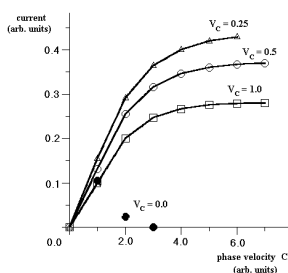


Рис.7 Зависимость тока от v_{ph} для различных v_c

Этот эффект вполне понятен: быстрые волны имеют достаточно времени для нагрева плазмы в области локального фазового резонанса, иными словами, достаточно времени, чтобы сформировать плато функции распределения. При включении столкновений следует помнить, что взаимодействие двух эффектов зависит от разных факторов. В холодной области столкновительная диффузия размывает плато. В общем случае, столкновения приводят к сглаживанию границ плато и к некоторому повышению поглощаемой энергии волны. С другой стороны, анизотропия функции распределения уменьшается и индуцированный волной ток (ускорение электронов) уменьшается. Тем не менее, можно наблюдать эффект ускорения электронов за счёт взаимодействия частица-волна с изменяющейся фазовой скоростью даже в тепловой области. Для скоростей больших, чем $1.5 v_{th}$ "сгребание" электронов волной усиливается. Это является следствием зависимости кулоновского сечения рассеяния и изменения характера интеграла столкновений Ландау-Фоккера-Планка в сверхтепловой области. В этой области оператор ФП начинает действовать, как оператор переноса, перенося искажения функции электронов, её анизотропию в хвост распределения. Поэтому эффект усиливается в хвостовой области как было бы в бесстолкновительном случае. Как следствие термализации в столкновительном случае функция распределения частиц имеет более широкий профиль и существенно ускоренный хвост. Надежно установлено, что электроны ответственны за более яркие и высоко структурированные формы авроральных сияний. В пространстве скоростей наблюдаются плато по плотностям размерами от нескольких сотен электронвольт до 30 кэВ. Объяснения ориентированных вдоль поля высыпаний ускоренных частиц посред-

ством затухания Ландау с постоянной фазовой скоростью в целом не могут объяснить столь сильного увеличения параллельной волне компоненты в наблюдаемом распределении частиц по энергиям. В солнечной области для расстояний равных $2...3 R_S$ скорость солнечного ветра увеличивается в 20 раз. Наше довольно простое рассмотрение может быть полезно при интерпретации усиленного волнового спектра в магнитосфере Земли, также как и в солнечном ветре.

Эта модель может также быть использована для объяснения явления высыпания ускоренных электронов во время суббурь в земной магнитосфере. Известно, что высыпание электронов во время суббури связано с взаимодействием волна-частица в магнитосферной экваториальной плоскости [1,3]. Эти волны могут генерироваться в магнитосфере Земли благодаря мазер-эффекту [31]. Значительное число наблюдаемых данных по высыпаниям электронов связано с хорами [31]. Магнитосфера рассматривается как альфеновский мазер и характерное время электронных потерь из открытой ловушки связано с пробочным отношением следующим образом $T_C = \sqrt{R} \approx 10$. Мы рассматриваем эволюцию функции распределения с помощью уравнения

$$\frac{df(v_{\parallel}, v_{\perp}, t)}{dt} = \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} D \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} - \delta f,$$

$$-\infty \leq v_{\parallel} \leq \infty, v_{\perp} \geq 0.$$

где последний член $\delta \cdot f$ описывает уход частиц. При этом $\delta = T_C^{-1}$ если $v_{\parallel} / v_{\perp} \geq \sqrt{R}$ (попадание в конус потерь) и $\delta = 0$ в других случаях.

Динамика процесса высыпания ускоренных электронов оценивается при условии, что фазовая скорость свистов не постоянна во времени. Излучение хоров во время суббури (см., например, [31,32]) состоит из последовательностей дискретных положительно наклонённых элементов $d\omega / dt > 0$, которые следуют последовательно с частотой $1...10$ кГц. Микровысыпание электронов с энергией более чем 20 кэВ тесно связано с хорами. Из наблюдаемых данных динамики хоров во время суббури мы взяли типичные параметры процесса. Скорость в нашем рассмотрении нормализована на фазовую скорость, а характерное время равно 1 с. В качестве начального распределения опять выбирается максвелловское. Фазовая резонансная область движется вдоль параллельной составляющей скорости, следуя данным, полученным из наблюдений. Характерное время одной пульсации разделено на два неравных периода. В течение периода $\Delta t = 0.9$ резонансная область остаётся стабильной с фазовой скоростью $v_{ph} = 1.5$ и шириной пакета $\Delta v_{ph} = 0.5$. Затем за период $\Delta t = 0.1$, соответствующий резкому повышению частоты хоров, резонансная область достигает значе-

ния $v_{ph} = 2.5$ без изменения ширины волнового пакета. Такой процесс повторяется последовательно в течение $0.5...1$ часа. В течение относительно короткой начальной стадии у максвелловского распределения формируется конус потерь, затем устанавливается квазистационарное состояние с оттоком частиц и энергии.

На Рис.8 и 9 показана средняя энергия электронов, высыпаящихся в конус потерь, и электронов, остающихся запёртыми в ловушке для двух значений квазилинейных коэффициентов.

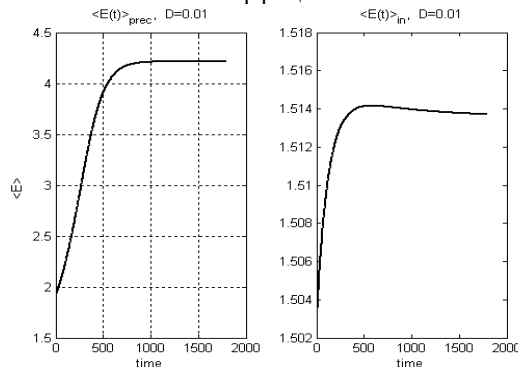


Рис.8. Временная зависимость осредненной энергии высыпаящихся в конус потерь электронов(слева) и остающихся в ловушке (справа) для коэффициента

диффузии $D_{ql}=0.01$

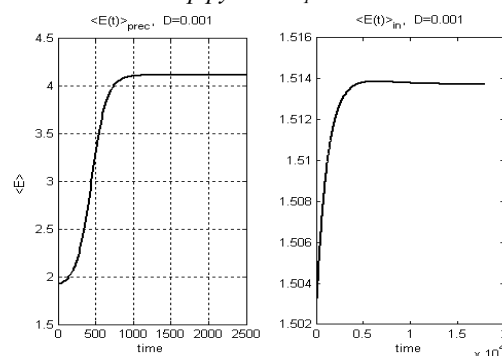


Рис.9. Временная зависимость осредненной энергии высыпаящихся в конус потерь электронов (слева) и остающихся в ловушке (справа) для коэффициента

диффузии $D_{ql}=0.001$

Установившаяся величина энергии высыпаящихся электронов не различается существенно. Разница может быть замечена лишь на начальной стадии. Естественно, время релаксации системы к стационарному состоянию короче для большего значения диффузионного коэффициента $D_{ql}=0.01$. Поглощённая энергия и скорость электронов увеличиваются для фазовой скорости волны, нарастающей со временем. Это тот же эффект, что описан подробно в предыдущем разделе.

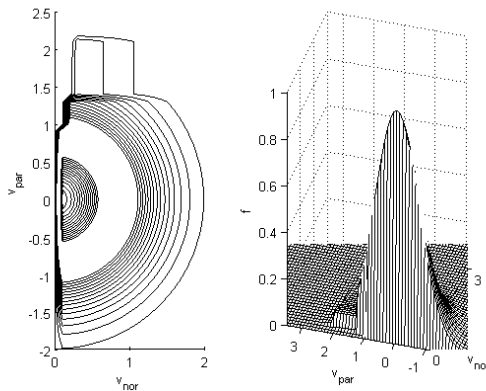


Рис.10. Стационарная функция распределения электронов для коэффициента диффузии $D_{ql}=0.01$

Рис.10 демонстрирует функцию распределения в стационарном состоянии для $D_{ql}=0.01$.

Следует отметить, что для образования плато при относительно небольших диффузионных коэффициентах $D_{ql}=0.001\dots 0.01$ внутри изменяющейся области фазового резонанса должно пройти несколько сот секунд.

Ориентированные по полю высыпания частиц благодаря затуханию Ландау волны с изменяющейся во времени фазовой скоростью позволяют обеспечить повышение энергии электронов в период суббури. Это позволяет объяснить ускорение и нагрев электронов, которые удваивают свою энергию на стадии суббури.

Результаты могут быть полезны для понимания физических процессов авроральной активности, процессов в солнечной короне и солнечном ветре, для экспериментов по токам увлечения в токамаках и стеллараторах. В частности, для развития теории альфвеновского нагрева и токов увлечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Lundin, G. Gustafsson, A.I. Eriksson, G. Marklund // *J. Geophys. Res.* 1990, v.95, p.5905.
2. S. Perraut, H.de Feraudy, A. Roux et al. // *J. Geophys. Res.* 1990, v.5, p.5997.
3. E. Ungstrup, A. Bahnsen, H.K. Wong et al. // *J. Geophys. Res.* 1990, v.95, p.5973.
4. G.T. Davidson // *Space Sci. Rev.* 1990, v.53, p.45.
5. E. Villalon, W.J. Burke, P.L. Rothwell, M.B. Silovitch // *J. Geophys. Res.* 1989, v.94, p.15243.
6. D.J. Knudsen, M.C. Kelley, J.F. Vickrey // *J. Geophys. Res.* 1990, v.95, p.5905.
7. Ya.L. Alpert. *The Near - Earth and Interplanetary Plasma*, v.1. Cambridge University Press, 1976.
8. V.Yu. Trakhtengerts // *Eur. Space Agency Spec. Publ.* 1983, v.ESA-195, p.67.
9. T.Yamamoto // *J. Geophys. Res.* 1988, v.93, p.897.
10. L.R. Lyons. *Plasma processes in the Earth's radiation belts, in Solar System Plasma Physics* /ed. by C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti, E.N. Parker. North-Holland, 1979, v.3, p.137.
11. A.A. Vedenov // *Rev. Plasma Phys.* 1967, v.3, p.203 (N.-Y., Consultants Bureau).
12. C.-H. Hui, C.E. Seyler // *J. Geophys. Res.* 1992, v.97, p.3953.
13. O. Lie-Svendsen, M.H. Rees // *J. Geophys. Res.* 1996, v.101, p.2415.
14. R.O. Dendy, B.M. Harvey, M.O'Brien, Bingham // *J. Geophys. Res.* 1995, v.100, p.21973.
15. J. Killeen // *Nucl. Fusion.* 1976, v.16, p.841.
16. L.I. Rudakov, R.Z. Sagdeev // *Plasma Phys. and Problem of Thermonuclear Reactions*, AS USSR. 1958, v.3, p.268.
17. J.A. Cordey, J. Eldington, D.F.H. Start // *Pl. Phys.* 1982, v.24, p.73.
18. A. Hasegawa, T. Sato. *Space Plasma Physics*, 1989.
19. F.S. Mozer, C.A. Cattell, M.K. Hudson et al. // *Space Science Reviews.* 1980, v.27, p.155.
20. C.-G. Falthammer // *J. Geophys. Res.* 1965, v.70, p.2503.
21. D.S. Evans // *J. Geophys. Res.* 1974, v.79, p.2853.
22. P. Louarn, A. Roux, H.de Feraudy, D.Le Quean // *J. Geophys. Res.* 1990, v.95, p.5983.
23. M.N. Rosenbluth, M. McDonald, D. Judd // *Phys. Review.* 1957, v.107, p.1.
24. B.A. Trubnikov // *Rev. Plasma Phys.* 1965, v.1, p.120 (New York, Consultants Bureau).
25. I.F. Potapenko, V.A. Chuyanov // *U.S.S.R. Comput. Maths. Math. Phys.* 1980, v.20, p.249.
26. I.F. Potapenko // *Proc. of 17th International Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Aachen, Germany.* 1990, v.2, p.431.
27. I.F. Potapenko, C.A. Azevedo // *Computer Phys. Communications.* 1999, v.121-122, p.274.
28. P.A. Lindqvist, G.T. Marklund // *J. Geophys. Res.* 1990, v.95, p.5867.
29. I. Sandahl, L. Eliasson, R. Lundin // *Geoph. Res. Lett.* 1990, v.7, p.300.
30. M.J. Smith, D.A. Bryant, T. Edwards // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1980, v.42, p.167.
31. П.А. Беспалов, В.Ю. Трахтенгерц. *Альфвеновские лазеры*. Горький: ИПФАН СССР, 1986.
32. T.G. Rosenberg, J.C. Siren, D.L. Matthews et al. // *J. Geophys. Res.* 1981, v.86, p.5819.

ELECTRON HEATING AND ACCELERATION DUE TO VARYING WAVE PHASE VELOCITY IN EARTH MAGNETOSHERE

I.F. Potapenko

The influence of the hydro magnetic waves on the electron distribution function is studied by numerical simulations. A quasi-linear 2D in velocity space operator models the electron damping of plasma eigenmodes with standard diffusion coefficient. In the paper some properties of chorus radiation while magnetosphere substorm are discussed. The dynamic of process is estimated under condition of varying in time of phase velocity and hence of phase resonance on the base of chorus radiation while substorms. This allows us to explain acceleration and heating of energetic electrons that double up energy during the stage of substorm.

НАГРІВ ТА ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ПРИ ЗМІНІ ФАЗОВОЇ ШВИДКОСТІ ХВИЛЬ У МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ

І.Ф. Потапенко

Розглянута фізична модель, що основана на квазілінійному описові взаємодії хвиля-частинка зі стандартним дифузійним коефіцієнтом, зіткнення враховуються за допомогою інтеграла зіткнень типу Ландау-Фоккера-Планка. Показано, що підвищення енергії електронів, які висипаються у конус втрат, пояснюється затуханням Ландау для хвилі з фазовою швидкістю, котра змінюється з часом. Проведений розгляд дозволяє також пояснити прискорення та нагрів віслерами електронів, котрі подвоюють свою енергію на стадії суббури.