

МЕХАНИЗМ ВЫСЫПАНИЯ ПРОТОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОНЧ ВОЛНЫ, ИНЖЕКТИРОВАННОЙ В МАГНИТОСФЕРУ

Д.Р. Шкляр

Предложен механизм взаимодействия энергичных протонов с ОНЧ волной в неоднородной магнитосферной плазме, позволяющий объяснить наблюдавшиеся особенности стимулированного высыпания ¹.

Эффекты резонансного взаимодействия ОНЧ сигналов, излучаемых наземными передатчиками, с энергичными электронами магнитосферной плазмы интенсивно исследовались в последнее десятилетие как экспериментально, так и теоретически (² и литература). В то же время аналогичное взаимодействие для протонов не приводит к заметному влиянию ни на волну, ни на функцию распределения частиц, поскольку, во-первых, резонансные условия (в общепринятых обозначениях)

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n \Omega_i, \quad (n = 0, \pm 1, \dots) \quad (1)$$

для характерных магнитосферных параметров требуют слишком больших значений v_{\parallel} ; во-вторых, по сравнению с электронами, взаимодействие на отдельном резонансе мало по параметру m_e/m_i . В силу этих причин обнаружение на спутнике "Ореол-3" стимулированного высыпания протонов ¹ явилось, до некоторой степени, неожиданным экспериментальным результатом. Предварительная интерпретация авторами этого результата заключалась в том, что высыпание связывалось со взаимодействием протонов с ОНЧ волной на черенковском ($n=0$ в (1)) резонансе. Однако в силу указанных причин такая интерпретация представляется неубедительной, и возникает необходимость поиска другого, более эффективного, механизма высыпания протонов в поле ОНЧ волны. Для этого в настоящей работе развивается теория взаимодействия протонов с ОНЧ волной на высоких циклотронных резонансах в неоднородной магнитосферной плазме. Неоднородность среды приводит к тому, что протоны, двигаясь вдоль силовой линии геомагнитного поля \mathbf{B} , проходят большое число резонансов, что сопровождается их диффузией по питч-углам и высыпанием из магнитосферы.

Как показано ниже (см. условие (7)), энергия протонов, взаимодействующих с волной, существенно понижается после перехода волны в электростатический режим, когда ее показатель преломления возрастает. Выбирая потенциал волны, распространяющейся в меридианальной плоскости, в виде $\Phi = \Phi_0 \sin(\int k_{\parallel} ds + k_{\perp} r_{\perp} - \omega t)$, запишем гамильтониан частицы во внешнем магнитном поле \mathbf{B} и поле волны $-\nabla\Phi$:

$$H = \frac{v_{\parallel}^2}{2} + I\Omega(s) + (q\Phi_0/m)\sin\psi; \quad \psi = \int k_{\parallel} ds' + k_{\perp} \sqrt{2I/\Omega} \sin\varphi - \omega t. \quad (2)$$

Здесь канонически сопряженными переменными являются (v_{\parallel}, s) — продольная скорость v_{\parallel} и координата s вдоль геомагнитной линии, (I, φ) — поперечный адиабатический инвариант $I = v_{\perp}^2/2\Omega$ и гирофаза частицы φ ; $\Omega = qB/mc$ — гирочастота протона. Вводя обозначения

$$\epsilon = q\Phi_0/m; \quad \mu = k_{\perp} \sqrt{2I/\Omega}; \quad \xi_n = \int k_{\parallel} ds' + n\varphi - \omega t, \quad (3)$$

перепишем гамильтониан (2) в виде

$$H = \frac{v_{\parallel}^2}{2} + I\Omega(s) + \epsilon \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\mu) \sin \xi_n, \quad (4)$$

где $J_n(\mu)$ — функция Бесселя n -го порядка. В приближении изолированных резонансов в (4) можно оставить только n -й член. Поскольку при этом переменные φ и t входят в гамильтониан в виде комбинации $n\varphi - \omega t$, величина

$$C_n = nH - \dot{I}\omega \quad (5)$$

является интегралом движения, а уравнения движения имеют вид

$$\dot{s} = v_{\parallel}; \quad \dot{v}_{\parallel} = -I d\Omega/ds - \epsilon k_{\parallel} J_n(\mu) \cos \xi_n; \quad (6)$$

$$\dot{\varphi} = \Omega(s) + [\epsilon k_{\perp} J_n'(\mu)/\mu\Omega] \sin \xi_n; \quad \dot{I}_n = -\epsilon n J_n(\mu) \cos \xi_n.$$

Из (6) следует, что для эффективности взаимодействия частицы с волной необходимо выполнение условия $\mu \equiv k_{\perp} v_{\perp} / \Omega > n$ (в противном случае величина $J_n(\mu)$ экспоненциально мала). Комбинируя это с резонансными условиями (1) получаем

$$k_{\parallel} v_{\parallel} + k_{\perp} v_{\perp} > \omega. \quad (7)$$

Таким образом, в отличие от электронов, критерий эффективности взаимодействия протонов с волной имеет вид не условий (1) (которые всегда можно удовлетворить соответствующим выбором номера n), а неравенства (7), при выполнении которого переменная ψ в (2) имеет на циклотронной окружности точки стационарной фазы.

Для вычисления изменения величины I при прохождении циклотронного резонанса запишем выражение для $\ddot{\xi}_n$, которое следует из (6)

$$\ddot{\xi}_n = -\epsilon k_{\parallel}^2 J_n(\mu) \cos \xi_n - a, \quad (8)$$

где

$$a = k_{\parallel} \left(I \frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{2} \frac{dv_{Rn}^2}{ds} \right); \quad v_{Rn} = \frac{\omega - n\Omega}{k_{\parallel}}$$

Величина a является параметром неоднородности для n -го резонанса, а отношение $\beta = \epsilon k_{\parallel}^2 J_n / a$ характеризует относительную роль нелинейности и неоднородности в резонансном взаимодействии волн и частиц. При $|\beta| \ll 1$ (что имеет место в условиях эксперимента ¹) величина a определяет как время резонансного взаимодействия, равное $|a|^{-1/2}$, так и время прохождения частицей между двумя соседними резонансами

$$\tau = \Omega / |a|. \quad (9)$$

Ясно, что резонансы являются изолированными при условии $|a|^{1/2} \ll \Omega$. В окрестности резонанса фаза ξ_n равна, согласно (8):

$$\xi_n = \xi_{nR} - at^2/2, \quad (10)$$

где учтено, что в точке резонанса $\dot{\xi}_n = 0$. Подставляя (10) в (6) и интегрируя уравнение для I , получим:

$$\Delta I = - (2\pi/|a|)^{1/2} \epsilon n J_n(\mu) \cos [\xi_{nR} - \text{sign } a (\pi/4)]. \quad (11)$$

Соответствующее изменение кинетической энергии частицы $W = v^2/2$ связано с ΔI соотношением: $\Delta W = (\omega/n) \Delta I$, которое следует из (5). Поскольку вне резонанса частица свободно движется в фазовом пространстве, значения фаз ξ_{nR} в соседних резонансах оказываются некоррелированными. Это ведет к диффузии частиц в фазовом пространстве, которая развивается с характерным временем (9) и описывается коэффициентами диффузии (см. (9), (11) и замечание после формулы)

$$D_{II} \equiv \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{2\tau} = \frac{\pi \epsilon^2 \tilde{n}^2}{4\mu\Omega}; \quad D_{IW} = D_{WI} = \frac{\omega}{\tilde{n}} D_{II}; \quad D_{WW} = \frac{\omega^2}{\tilde{n}^2} D_{II}, \quad (12)$$

где

$$\tilde{n} = [\omega - k_{\parallel}(s)v_{\parallel}] / \Omega(s); \quad v_{\parallel} = \sqrt{2[W - I\Omega(s)]}.$$

Зная коэффициенты диффузии, стандартным образом вычисляем изменение числа частиц в конусе потерь, определяющее плотность потока частиц, высыпającychся из магнитосферы.

Результат имеет вид

$$j = 2\pi\Omega_0 \int ds' \int_{W_{min}}^{\infty} dW \left\{ \left(1 - \frac{\omega}{\tilde{n}\Omega_0} \right) \frac{D_{II}}{v_{\parallel}} \left[\frac{\partial F(I, W)}{\partial I} + \frac{\omega}{\tilde{n}} \frac{\partial F(I, W)}{\partial W} \right] \right\}_{I=W/\Omega_0}$$

Здесь $F(I, W; s', t)$ — функция распределения частиц, $\tilde{\Omega}_0$ — циклотронная частота на уровне ионосферы, интегрирование по s' ведется по части силовой линии, где волна является потенциальной, и $2W_{min} = (\omega/k_{max})^2$.

Из-за неопределенности в функции распределения протонов вблизи границы конуса потерь результаты теории следует сравнивать, прежде всего, с кинематическими особенностями наблюдавшегося высыпания протонов ¹. При $\omega \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$, $k_{max} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ условие (7) дает нижнюю границу энергии, которая одновременно соответствует максимуму дифференциального потока высыпającychся протонов, $E \sim 100 \text{ кэВ}$. Переход волны в электростатический режим происходит в противоположном по отношению к инъекции полуша-

рии ³, при этом волна перемещается на более низкие L -оболочки. Поскольку протоны движутся вдоль силовых линий, то максимум высыпания должен наблюдаться на $L < L_{\text{инж}}$, а задержка между временем высыпания и временем излучения волны должна быть порядка полусуммы баунс-периодов волны и частицы. Все эти особенности согласуются с результатами эксперимента ¹. Что касается абсолютной величины потока, то она оказывается пропорциональной числу пройденных резонансов $n_{\text{эфф}} \sim 10^2$, так что эффективность предложенного механизма в $n_{\text{эфф}}$ раз выше той, которая следует из модели ¹ взаимодействия на черенковском резонансе.

Литература

1. Ковражкин Р.А., Могилевский М.М., Молчанов О.А., Гальперин Ю.И., Джорджио Н.В., Боске Ж.М., Рем А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 193.
2. Bell T.F. J. Geophys Res., 1984, A 89, 905.
3. Алехин Ю.К., Шкляр Д.Р. Геомагнетизм и Аэрономия, 1980, 20, 501.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 января 1985 г.