Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 4, стр.208 – 211 20 февраля 1972 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ МОДУЛЯЦИЯ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПАКЕТА ВИСТЛЕРОВ В МАГНИТОСФЕРЕ

Я. Н. Истомин, В. И. Карпман

В последние годы проводилось много исследований по распространению монохроматических вистлеров вдоль геомагнитного поля в верхней ионосфере и магнитосфере. К весьма интересным экспериментам такого рода относятся работы, где волны излучались передатчиком на Земле и регистрировались приемником, находящимся в магнитосопряженной точке (см., например, [1] и большое число аналогичных работ).

При интерпретации экспериментальных результатов следует учитывать, что состояние плазмы в экваториальной области магнитосферы очень часто характеризуется анизотропной функцией распределения ($T_\perp > T_\parallel$), и поэтому проходящие через нее вистлеры могут усилиться настолько, что становятся существенными нелинейные эффекты. К числу последних относятся обсуждавшиеся в [2] генерация сателлитов и уширение спектра на величину $\Delta f \sim (\tau)^{-1}$, где

$$\tau = (k\,\omega_c\, v_{T_\perp} h/H)^{-1/2} \tag{1}$$

есть характерный период колебаний продольной скорости частиц, резонансным образом взаимодействующих с волной (h/H – отношение амплитуды переменного поля в волне к постоянному полю; ω_c – циклотронная частота электронов; k – волновое число). В [2], однако, рассматривались монохроматические волны постоянной амплитуды, в то время как передатчик излучает обычно квазимонохроматические волновые пакеты с резкими границами. В настоящей статье обсуждаются некоторые нелинейные эффекты, обусловленные ограниченностью пакета.

Рассмотрим прямоугольный волновой пакет, входящий в активную область магнитосферы, где линейный инкремент $\gamma_L > 0$. Если функция распределения перед пакетом стационарна, то выражение для нелинейного инкремента имеет вид:

$$\gamma(z) = \frac{8\omega_p^2\omega}{k^2c^2}\left(1 - \frac{\omega}{\omega_c}\right)\int_0^\infty dw\,w^3 f_0'(w) \iint_s \frac{\sin[2\alpha\, m(F,\kappa)]}{\kappa^3} \times$$

$$\times\ \mathrm{dn}\left[F - \frac{z}{\kappa\tau V},\ \kappa\right] dF\, d\kappa, \tag{2}$$

где z – координата, отсчитываемая вглубь пакета от его переднего фронта в системе отсчета, где последний покоится, V – средняя скорость резонансных частиц относительно пакета:

$$V = v_g - \frac{\omega - \omega_c}{k} = v_g\left(1 + \frac{\omega_c}{2\omega}\right); \quad v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k};$$

$$f_0'(W) = \left(\frac{\partial f_0}{\partial v_z} + \frac{\omega_c}{kw}\frac{\partial f_0}{\partial w}\right)_{v_z = \frac{\omega - \omega_c}{k}}$$

$f_0(v_z, w)$ – функция распределения перед пакетом, v_z, w – продольные и поперечные компоненты скорости, $\mathrm{am}(F, \kappa)$ и $\mathrm{dn}(F, \kappa)$ – эллиптические функции с модулем κ, а область интегрирования S изображена на рис. 1. Основной вклад в интеграл (2) вносят значения $\kappa \lesssim z/rV$).

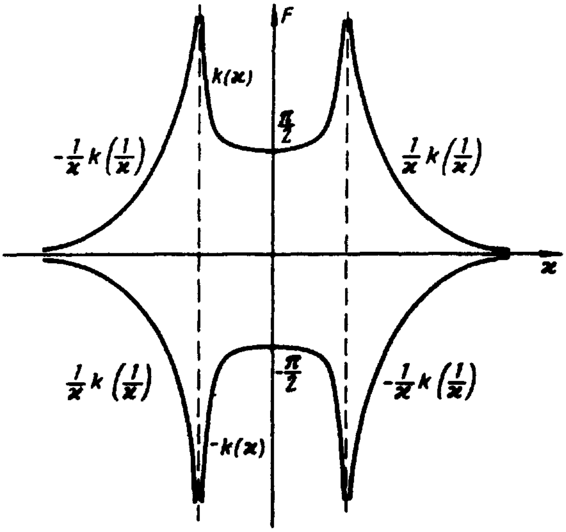

Рис. 1. Область интегрирования S

При малых z, т. е. вблизи переднего фронта пакета выражение (2) легко интегрируется и мы получаем при $z << rV$

$$\gamma(z) = \gamma_L = \frac{\pi^2\omega_p^2\omega}{k^2c^2}\left(1 - \frac{\omega}{\omega_c}\right)\int_0^\infty f_0'(w)\, w^3 dw ,$$

где γ_L – инкремент в линейной теории. При $z \gtrsim rV$ инкремент, осциллируя (с периодом $\sim rV$) стремится к нулю (рис. 2). Амплитуда пакета в начальной стадии зависит от времени как

$$h(z, t) = h_0 \exp[\gamma(z)t] , \qquad (3)$$

откуда видно, что с течением времени должны появляться амплитудные модуляции с характерной длиной Vr. При больших t ($\gamma_L t \gtrsim 1$) пакет сильно промодулируется и выражение (3) уже несправедливо. Ясно, однако, что поскольку исчезновение инкремента при $z >> rV$ для прямоугольного пакета есть следствие эргодичности [3], то по мере развития модуляции в передней части пакета, последняя должна распространяться со временем и вглубь пакета. Ясно также, что если первоначальная амплитуда пакета нарастает по z достаточно плавно, то модуляция может происходить настолько медленно, что она не успеет проявиться за время движения пакета в магнитосфере. Исследование всех процессов при временах $\gamma_L t > 1$ требует, однако, численного моделирования.

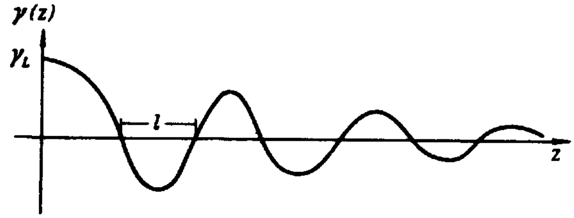

Рис. 2. Зависимость инкремента γ от расстояния z для прямоугольного пакета, $l \sim \tau V$

Для сильно промодулированного пакета период модуляции определяется временем τ, отвечающим некоторому эффективному значению амплитуды огибающей пакета, вообще говоря, в несколько раз меньшему максимальной амплитуды. Действительно, отклонение от средней резонансной скорости для частиц, взаимодействующих с волной, по порядку величины есть $(k\tau)^{-1}$, так что частицы, для которых τ рассчитано по максимальной амплитуде, сравнительно редко находятся в резонансе с волной.

Кроме амплитудной модуляции, естественно, должна иметь место и частотная модуляция, характеризуемая величиной $\Delta f \sim (\tau)^{-1}$, где τ отвечает локальной амплитуде. Эта модуляция, как уже отмечалось выше, обусловлена уширением спектра из-за колебаний резонансных частиц с периодом τ. Таким образом период амплитудно-частотной модуляции T, наблюдающийся при приеме сигнала на Земле, должен быть по порядку величины равным:

$$T \sim \frac{V}{v_g (\Delta f)_{eff}}, \qquad (4)$$

где $(\Delta f)_{eff}$ – некоторое эффективное уширение спектра в промодулированном пакете, меньше в несколько раз $(\Delta f)_{max}$.

Приведенные соображения позволяют, по-видимому, понять природу модуляционных эффектов, о которых сообщалось недавно в [4]. Измеренный в этой работе период амплитудно-частотной модуляции полного пакета, прошедшего вдоль силовой линии геомагнитного поля, равен $T = 0{,}1 \div 0{,}2$ *сек*, а $(\Delta f)_{max} \sim 100$ *гц*.

Если учесть, что в данном эксперименте $\omega_c / 2\omega \sim 2$ (в экваториальной области, где в основном происходят рассматриваемые явления), то мы получаем вполне удовлетворительное согласие наших оценок с экспериментом.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Академии наук СССР

Поступила в редакцию 7 января 1972 г.

Литература

[1] R.A.Helliwell, J.Katsufrakis, M.Trimpi, N.Brice. J.Geoph. Res., **69**, 2391, 1964.

[2] Н.И.Будько, В.И.Карпман, О.А.Похотелов. Письма в ЖЭТФ, **14**, 169, 1971.

[3] T.M.O'Neil. Phys. Fluids, **8**, 2255, 1965.

[4] Я.И.Лихтер, О.А.Молчанов, В.М.Чмырев. Письма в ЖЭТФ, **14**, 475, 1971.