Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 12, стр. 673 – 677 *20 июня 1976 г.*

К ТЕОРИИ ТРИГГЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко

Построена теория генерирования монохроматического излучения при зондировании магнитосферы свистами достаточно большой амплитуды. Исследованный механизм генерации основывается на бунчировке резонансных частиц по скоростям в поле основной волны. При движении образующихся при этом сгустков в геомагнитном поле возникает излучение с изменяющейся во времени частотой.

В экспериментах по распространению свистов в геомагнитном поле наблюдалась генерация триггера – при достаточно большой мощности передатчика в сопряженной точке наряду с основным сигналом принималось монохрономическое излучение с перестраиваемой во времени частотой [1, 2].

В настоящей статье мы изложим теорию следующего механизма возникновения такого излучения. Основная волна приводит к модуляции функции распределения плазмы в области резонансных скоростей $v^{res} \approx -\omega_{H_0}/k_0$ (k_0 – волновое число основной волны, ω_{H_0} – циклотронная частота, соответствующая магнитному полю в точке резонанса). Образующиеся при такой модуляции сгустки обуславливают появление в плазме отклика на длине волны $\lambda = 2\pi v^{res}/\omega_H(z)$ (z – координата сгустка), который принимается в сопряженной точке как монохроматическое излучение, частота которого изменяется со временем [1].

[1] Отметим, что ранее в [3] была построена феноменологическая теория триггера, в которой постулировалось существование сгустков частиц, возникающих в результате циклотронного взаимодействия частиц с волной. Другой подход, основанный на предположении о том, что существование триггера обуславливается сателлитной неустойчивостью на захваченных частицах, был развит в работе [4].

Рассматриваемый механизм генерации триггера в значительной степени аналогичен линейному эхо [5] и связан с тем, что в неоднородном магнитном поле существуют значения резонансных скоростей, для которых фазовое размешивание является достаточно медленным.

Для существования такого явления необходимо достаточно быстрое изменение геомагнитного поля, при котором выход частиц из резонанса с волной происходит раньше размешивания по фазам, обусловленного колебаниями резонансных частиц:

$$v^{res}\frac{d\omega_H}{dz} >> \Omega_T^2 \text{ , т. е. } \frac{1}{\sqrt{k_0 L}} >> \frac{\Omega_T}{\omega_H} \quad . \tag{1}$$

Здесь $\Omega_T = \sqrt{\Omega_H k_0 v_T}$ – характерная частота фазовых колебаний захваченных частиц, Ω_H – электронная циклотронная частота в магнитном поле основной волны, L – радиус силовой линии. В этом случае для нахождения функции распределения резонансных частиц достаточно воспользоваться линеаризованным кинетическим уравнением. Модуляция функции распределения создается основной волной, представляющей собой пакет с достаточно крутым фронтом нарастания:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 e^{i\left(\int_0^z k_0 dz - \omega_0 t\right)} \sigma\left(t - \int \frac{dz}{d\omega_0/dk}\right) \tag{2}$$

$\sigma(x)$ – единичная функция.

Магнитное поле отклика на частоте ω определяется тогда следующей формулой:

$$\mathcal{H}_\omega = -\mathcal{H}_0 \frac{e^{\pi i/2}}{2n_0 \frac{d\omega_0}{dk} k_0} \omega_H(z_1)\omega_H(z_2) \frac{\omega_H(z_2) - \omega}{\omega - \omega_0} e^{i\int_0^z k_\omega dz - i\omega t} \times$$

$$\times \int d\epsilon\, dv_\perp \frac{v_\perp}{m v_z^3}\left(\frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} - \frac{v_\perp}{v_z}\frac{\partial f_0}{\partial v_z}\right)\Bigg|_{z=z_1} \frac{e^{-i\Psi(z_1,\, z_2,\, \epsilon)}}{\sqrt{\frac{d^2\Psi}{dz_1^2}\ \frac{d^2\Psi}{dz_2^2}}} \ . \tag{3}$$

Фаза

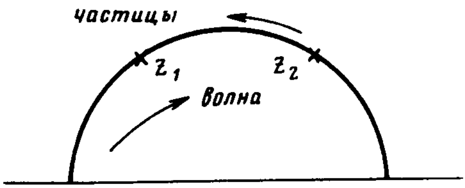
$$\Psi(z_1, z_2, \epsilon) = \int_0^{z_1} k_0 dz + \int_{z_2}^{0} k_\omega dz - \int_{z_1}^{z_2} \frac{\omega_H - \omega_s(z_2)}{v_z(z,\epsilon)} dz + (\omega_s(z_2) - \omega_0)\int_{-\infty}^{z_1} \frac{dz}{d\omega_0/dk}$$

$v_z(z,\epsilon)$ находится из соотношения $v_z = \sqrt{\frac{2}{m}(\epsilon - \mu H)}$, ϵ – энергия, μ – магнитный момент частицы. Координаты точек z_1, z_2 определяются из резонансных условий

$$k_0(z_1) + \frac{\omega_H(z_1) - \omega}{v_z(z_1, \epsilon)} + \frac{\omega - \omega_0}{d\omega_0/dk} = 0, \tag{4}$$

$$k_\omega(z_2) + \frac{\omega_H(z_2) - \omega_s(z_2)}{v_z(z_2, \epsilon)} - \frac{d\omega_s}{dz_2}\left(\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v_z(z, \epsilon)} + \int_{-\infty}^{z_1} \frac{dz}{d\omega_0/dk}\right) = 0$$

z_1 – точка резонанса между основной волной и частицами со скоростью v_z, эти частицы движутся в направлении обратном распространению



волны и в точке z_2 создают отклик на частоте ω (см. рисунок), $\omega_s(z_2)$ – частота "свиста", который при $z = z_2$ оказывается резонансным для частиц со скоростями v_z:

$$\omega_s(z_2) = c^2/v_z^2 \quad \omega_H^3(z_2)\big/\omega_p^2(z_2);$$

второе из резонансных условий (4) означает, что $\omega_s(z_2) \approx \omega$. При заметном удалении точек z_1 и z_2 частота отклика ω может заметно отличаться от частоты ω_0 основной волны. Амплитуда отклика при этом будет значительной только в том случае, когда интеграл по ϵ, входящий в (3), содержит точки экстремума фазы $\Psi(z_1, z_2, \epsilon)$ $|d\Psi/d\epsilon^* = 0|$ и следовательно согласно (3) при $\epsilon = \epsilon^*$ выполняется условие

$$\int_{z_1}^{z_2} (\omega_H - \omega_s) \frac{dz'}{v_z^2(z', \epsilon^*)} + \frac{\partial\omega_s}{\partial v_z}\left(\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v_z(z, \epsilon^*)} + \int_{-\infty}^{z_1} \frac{dz}{d\omega_0/dk}\right) + \tag{5}$$
$$+ (\omega_s - \omega) \frac{dz_1}{dv_z}\left(\frac{1}{v_z(z_1, \epsilon^*)} - \frac{1}{d\omega_0/dk}\right) = 0 \; .$$

Условие экстремума фазы $d\Psi/d\epsilon^* = 0$ является основным в теории линейного эхо и соответствует бунчировке резонансных частиц при скоростях $v_z^* = v_z(\epsilon^*, z)$ в интервале $\Delta v_z \approx v_z^* / \sqrt{k_0 L}$.

Вычисляя интеграл по ϵ методом перевала и переходя от фурье-образа $\mathcal{H}_\omega$ к полю $\mathcal{H}(t, z)$, получим следующий результат

$$\mathcal{H}(t, z) = -\pi \frac{\omega_H(z_2)\omega_H(z_1)}{n_0 m k_0 v_z^{*3}} \; \frac{\omega_H(z_2) - \omega_T}{\omega_T - \omega_0} \; \frac{e^{\pi i/2}}{d\omega_T/dk} \quad \times$$

$$\times \frac{\mathcal{H}_0}{\sqrt{\frac{d^2\Psi}{dz_1^2}\,\frac{d^2\Psi}{dz_2^2}}} \int d v_\perp v_\perp \left(\frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} - \frac{v_\perp}{v_z^*}\,\frac{\partial f_0}{\partial v_z^*} \right)\Bigg|_{z=z_1} \frac{e^{-i\Gamma(\omega=\omega_T)}}{\sqrt{\frac{d^2\Psi}{d\epsilon^{*2}}\,\frac{d^2\Gamma}{d\omega_T^2}}} . \qquad (6)$$

Здесь интегрирование по $v_\perp$ проводится в пределах

$$v_\perp^2 \leqslant v_z^2(\epsilon^*,\ z_1)\,\frac{H(z_1)}{H(z_2) - H(z_1)} ;$$

$$\Gamma = \omega t - \int_0^z k_\omega\, dz + \Psi(z_1,\ z_2,\ \epsilon^*) .$$

Частота триггера $\omega_T(t,\ z)$ как функция момента времени t и координаты точки наблюдения z определяется из условия

$$t \approx \int_{z_2}^{z} \frac{dz}{d\omega/dk} + \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz'}{v_z(z',\ \epsilon^*)} + \int^{z_1} \frac{dz'}{d\omega_0/dk} . \qquad (7)$$

С ростом времени увеличивается интервал между точкой формирования сгустка z_1 и точкой z_2 появления отклика, перемещение в область больших значений геомагнитного поля сопровождается увеличением частоты триггера

$$\omega_T \approx \frac{c^2}{v_z^2(z_2,\ \epsilon^*)}\,\frac{\omega_H^3(z_2)}{\omega_p^2(z_2)} .$$

Начальная амплитуда триггерного сигнала в рассматриваемом механизме $\mathcal{H} \sim \mathcal{H}_0 \frac{n'}{n_0}\,\frac{\omega_H}{\omega_T - \omega_0}$ (n' – плотность резонансных частиц, n_0 – плотность плазмы) существенно превышает уровень тепловых шумов, а с учетом усиления при распространении внутри радиационного от точки z_2 до точки наблюдения z амплитуда этого сигнала может оказаться сравнимой с амплитудой основной волны, либо даже больше ее.

Авторы благодарны Р.З.Сагдееву и А.А.Галееву за ценные советы и обсуждение настоящей работы.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 марта 1976 г.

Литература

[1] R.A.Helliwell, J.Katzufrakis, M.Trimpi, N.Brice. J.Geophys. Res., 69, 2391. 1964.

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

[3] R.A.Helliwell, J.Geophys. Res., 72, 4773, 1967.

[4] R.N.Sudan, E.Ott. J.Geophys. Res., 76, 4463, 1971.

[5] H.L.Berk, C.W.Horton, D.E.Baldwin, M.N.Rosenbluth, R.N.Sudan. Phys. Fluids, 11, 367, 1968.