

О НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ОНЧ ВОЛН (ГЕЛИКОНОВ) В МАГНИТОСФЕРЕ

Н. И. Будько, В. И. Карпман, О. А. Пономелов

В настоящей работе обсуждаются некоторые нелинейные эффекты, возникающие при распространении монохроматических электронных циркулярно поляризованных волн в диапазоне ОНЧ ("свисты", геликоны) вдоль силовых линий геомагнитного поля. Для определенности мы будем иметь в виду область внутреннего электронного пояса ($L \approx 2,5$), где плазма состоит из двух компонент: холодной $N = 10^3 \text{ см}^{-3}$ с температурой $\sim 1 - 10 \text{ эв}$ и горячей $n = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Последняя имеет анизотропное распределение электронов по скоростям ($T_{\perp} / T_{\parallel} \approx 2$ и $T_{\perp} = 100 \text{ кэв}$) [1]. Мы будем предполагать, что амплитуда монохроматического сигнала, посылаемого с Земли в магнитосферу, и приходящего в магнитосопряженную точку, заметно превышает амплитуды шумов, возникающих из-за неустойчивости функции распределения горячей плазмы. Попадая в зону усиления (которая локализована в экваториальной области), исходная волна будет сначала усиливаться с инкрементом, определяемым линейной теорией [2]

$$\gamma_L = \sqrt{\pi} \frac{n}{N} \frac{\omega_c^2 \left(1 - \frac{\omega_o}{\omega_c}\right)^2 v_{T_{\perp}}^2}{k_o v_{T_{\parallel}}^3} \exp \left\{ - \left(\frac{\omega_o - \omega_c}{k_o v_{T_{\parallel}}} \right)^2 \right\} \left[1 - \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} - \frac{\omega_o}{\omega_c} \right], \quad (1)$$

где ω_c – циклотронная частота электронов, ω_o – частота исходной волны.

Через время порядка периода осцилляций частиц, захваченных волной

$$r = (k_o \omega_c v_{T_{\perp}} h / H)^{-1/2} \quad (2)$$

где h/H – отношение амплитуды переменного магнитного поля в волне к постоянному геомагнитному полю, наступает нелинейная стадия. При этом усиление волны прекращается, а ее амплитуда после нескольких осцилляций с периодом (2) достигает стационарного значения h_o , которое не слишком отличается от первоначального значения h , если $\gamma_L r \ll 1$. (В экспериментах, обсуждаемых в настоящей работе (например, [3, 4]), это неравенство имело место).

Одновременно в резонансной области пространства скоростей функция распределения существенно искажается, в результате чего возбуждаются сателлиты. Инкременты последних, как можно пока-

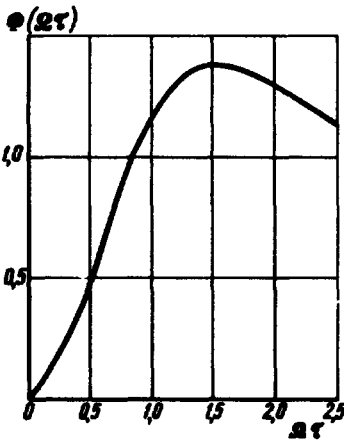
зять, определяются выражением

$$\gamma = \gamma_L \Phi(\Omega \tau), \quad (3)$$

где

$$\Omega = \left(1 - \frac{v_\phi}{v_g}\right)(\omega - \omega_0), \quad (4)$$

ω — частота спутника, v_ϕ и v_g — фазовая и групповая скорости волны соответственно. Функция $\Phi(\Omega \tau)$ (являющаяся четной) изображена на рисунке. Вывод формулы (4) и аналитическое выражение для функции $\Phi(\Omega \tau)$ будут опубликованы в более подробном сообщении¹⁾ (для плазменных волн без магнитного поля соответствующая теория развита в [5]).



Если отвлечься от случая очень слабой дисперсии, когда $v_\phi \rightarrow v_g$ (этот предельный случай имеет место, когда $\omega_0 \rightarrow \omega_c/2$), то $\Omega \sim (\omega - \omega_0)$. Тогда из рисунка видно, что инкремент возбуждения спутников (красного и фиолетового) имеет максимум при $|\Omega \tau| \approx 1,5$, т. е. $|\omega - \omega_0| \sim 1/\tau$. Учитывая, что ширина линии основной волны, обусловленная колебаниями захваченных частиц, такого же порядка, а также возможную недостаточность разрешающей способности, можно утверждать, по крайней мере, что при экспериментальном наблюдении исходной волны должно наблюдаться уширение спектра на величину порядка $1/\tau$. Согласно (2) это уширение пропорционально квадратному корню из амплитуды. Этот результат может быть проверен экспериментально²⁾.

¹⁾ При получении формул (2), (3) предполагалось, что

$$\frac{h}{H} \frac{\omega_c^3}{k_0^3 v_{T_L}^3} \ll 1.$$

Это условие выполнялось в экспериментах [3, 4].

²⁾ При параметрах, соответствующих условиям работы [3], $\tau \approx 0,02$ сек. При этом следует ожидать уширение спектра порядка 10^2 мк.

На следующей стадии должно происходить взаимодействие между исходной волной и сателлитами, приводящее к обмену энергией между ними. Характерное время T перекачки энергии можно оценить следующим образом: $T \gtrsim 1/\gamma$, где γ – инкремент роста сателлитов (3).

Поскольку (см. рисунок) $\max \Phi \sim 1$, то $\gamma \approx \gamma_L$ и, следовательно, $T \gtrsim 1/\gamma_L$. Перекачка энергии от основной волны к сателлитам и обратно должна приводить к амплитудной и частотной модуляции волны с характерным временем порядка T . Так как $\gamma_L \tau \ll 1$, то $T \gg \tau$.

Для приведенных выше параметров плазмы в области распространения из (1) находим $\gamma_L \approx 10 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, модуляционные эффекты доступны наблюдению в том случае, когда длительность посылаемого сигнала, по крайней мере, в несколько раз превышает $0,1 \text{ сек}$. Отметим, что изложенные выше соображения согласуются с экспериментальными результатами, приведенными в сообщении [4]¹⁾.

В заключение авторы пользуются возможностью поблагодарить Я.И.Лихтера, О.А.Молчанова и В.М.Чмырева за обсуждение результатов их эксперимента.

Институт земного магнетизма, ионосферы и
распространения радиоволн
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 сентября 1971 г.

Литература

- [1] Б.А.Тверской. Динамика радиационных поясов Земли, М., Изд. Наука, 1968.
- [2] Р.З.Сагдеев, В.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 39, 181, 1961.
- [3] R. A. Helliwell, J. Katsufraakis, M. Trimpi, N. Brice. J. Geoph. Res., 69, 2391, 1964.
- [4] Я.И.Лихтер, О.А.Молчанов, В.М.Чмырев. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 475
- [5] Н.И.Будько, В.И.Карпман, Д.Р.Шкляр. ЖЭТФ, 61, 1463, 1971.

¹⁾ Мы не касались здесь проблем происхождения дискретного триггерного излучения, наблюдавшегося в ряде работ и, в частности, в [3, 4], которая хотя и связана с рассматриваемыми здесь вопросами, но целиком не сводится к ним.