

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 85 – 88

20 января 1971 г.

**ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ
В РЕЖИМЕ АВТОМОДУЛЯЦИИ НАРАСТАЮЩИХ ВОЛН**

A.B. Гульельми

1. Механизм формирования внешнего радиационного пояса Земли (бетатронное ускорение [1]) создает анизотропное распространение захваченных частиц (преобладают частицы с большими pitch-углами). В результате при благоприятных условиях развивается циклотронная неустойчивость. Протоны радиационного пояса неустойчивы относительно раскачки альфвеновских волн ($\omega < \Omega_p$), а электроны – относительно волн типа свистящих атмосфериков ($\Omega_p \ll \omega < \Omega_e$) (см. [1–4]). Для конкретности будем иметь дело с протонами и альфвеновскими волнами [1, 3–9].

Альфвеновские волны распространяются вдоль силовых линий, отражаясь от ионосфера в магнитосопряженных точках. Вблизи экваториальной плоскости происходит эффективный обмен энергией между волнами и резонансными частицами. Если приток энергии от частиц к волнам превысит потери волн в ионосфере, то возникнет неустойчивость.

Казалось бы, при этом должны возбуждаться гидромагнитные шумы [7]. Между тем на опыте часто наблюдаются квазимонохроматичные сигналы. Предполагается, что такие сигналы распространяются в узких лучевых трубках. Лучевые трубы формируются, например, в местах пересечения плазмопаузы с дрейфовой оболочкой энергичных частиц (рис. 1).

Замечательным свойством квазимохроматичных сигналов является их дискретность (рис. 2). В данной работе предлагается объяснение того, как при непрерывном возбуждении появляются дискретные сигналы.

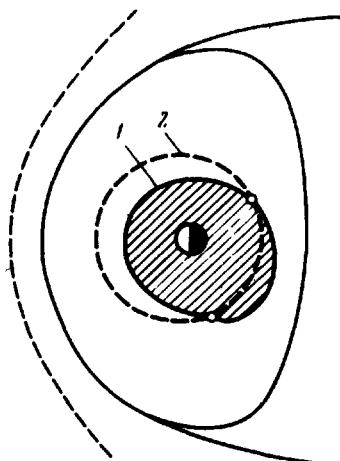


Рис. 1. Экваториальное сечение магнитосферы: 1 – плазмопауза [10],
2 – дрейфовая оболочка

2. Основную роль в появлении периодичной последовательности дискретных сигналов играет простой эффект (судя по литературе, на него до сих пор не обращали внимания) – быстрое перемещение резонансных частиц, поперек лучевой трубы вследствие азимутального дрейфа в неоднородном магнитном поле. Если время нахождения частицы в пределах трубы меньше некоторого критического, то возникает автомодуляция инкремента и волновое поле разбивается на отдельные пакеты.

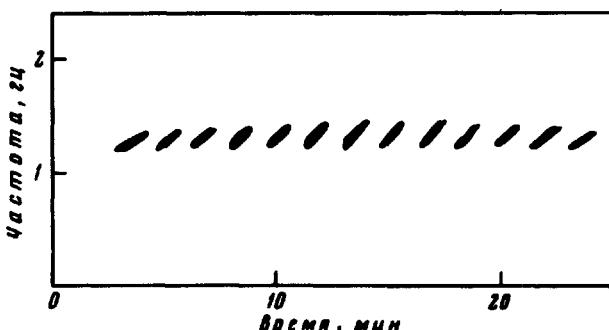


Рис. 2. Динамический спектр геомагнитных пульсаций типа "жемчужины" [3] (схематическое изображение)

Примем ось лучевой трубы за ось z , а ось x расположим параллельно направлению дрейфа протонов (на запад). Сделаем элементарный расчет, воспользовавшись модельным уравнением

$$\frac{\partial W}{\partial t} + V_{\text{гр}} \frac{\partial W}{\partial z} = (\gamma - \delta) W. \quad (1)$$

Здесь W – плотность энергии колебаний, $V_{\text{гр}}$ – групповая скорость, γ – инкремент, δ – декремент. Уравнение переноса (1) написано в предположении,

что среда однородна в направлении z . Наличие частично отражающих границ на обеих концах силовой линии учитывается вне лением эффективного инкремента δ и условием периодичности $W(z + \ell) = W(z)$, где ℓ — длина силовой линии.

Примем, что плотность энергии колебаний однородна по поперечному сечению трубы и равна нулю за пределами трубы. Пусть у восточного края трубы ($x = -\Delta z$) инкремент задан и равен $\gamma_0 = \text{const}$. Временная эволюция инкремента внутри трубы зависит от предистории системы. Представим зависимость $\gamma(t)$ феноменологически в виде $\gamma(t) = \gamma[G(t)]$, где

$$G(t) = \int_{-\infty}^t W(t') \Phi(t' - t) dt'.$$

Разложим γ по степеням G с точностью до первых двух членов:

$$\gamma(t) = \gamma_0 - aC(t). \quad (2)$$

Здесь $a = -d\gamma/dG$ при $C = 0$. Бил ф орма актора $\Phi(t' - t)$ установим исходя из следующего соображения. Обновление частиц в лучевой трубке за счет дрейфа со скоростью $v_{\text{др}}$ происходит за время порядка $\Delta t = \Delta x/v_{\text{др}}$. Поэтому $\Phi(\xi) = 0$ при $\xi < -\Delta t$. В интервале же $-\Delta t \leq \xi \leq 0$ положим для простоты $\Phi(\xi) = 1$. Так как $G \geq 0$, а $\gamma \leq \gamma_0$, то $a > 0$. Величина $(aG)^{-1}$ порядка времени изотропизации частиц под действием волны.

Подставляя теперь (2) в (1), получим

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + V_{\text{гр}} \frac{\partial W}{\partial z} = (\gamma_0 - \delta) W - aV \int_{t - \Delta t}^t W dt. \quad (3)$$

Уравнение имеет однородное стационарное решение $\bar{W} = \gamma^*/a\Delta t$, где $\gamma^* = \gamma_0 - \delta$. Покажем, что этот однородный фон неустойчив относительно разбиения на отдельные пакеты.

Положим $W = \bar{W} + w$, где $w \ll \exp(iqz - ikt)$, $k = k' + ik''$. В силу периодичности по z величина q принимает дискретные значения: $q = 2\pi n/\ell$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Линеаризуя (3) по w , находим $k' = 2m/r$ и $k'' = -\gamma^*(\sin k'\Delta t)/(k'\Delta t)$, где $r = \ell/v_{\text{гр}}$. Отсюда видно, что волны огибающей амплитуды нарастают, если

$$m - \frac{1}{2} < n \frac{\Delta t}{r} < m, \quad m = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Разбиение однородного фона на волновые пакеты происходит наиболее быстро, если величина $n\Delta t/r$ попадает в первый интервал:

$$\frac{r}{2\Delta t} < n < \frac{r}{\Delta t}. \quad (5)$$

Сделаем оценку числа нарастающих гармоник $n \lesssim r/\Delta t$, т. е. числа пакетов на длине лучевой трубки. Групповая скорость близка к альфвеновской v_A , а скорость дрейфа порядка $v_{dr} \sim v^2/\Omega l$, где v и Ω — скорость и гирочастота резонансных протонов. Полуширина лучевой трубки порядка $\Delta x \sim 1/k$. С учетом резонансного соотношения $kv \sim \Omega$ получаем $\Delta t/r \sim v_A/v$. Известно, что для жемчужин $v_A \ll v$, так что $n = 1$, как и наблюдается на опыте в большинстве случаев [3].

3. Хотя в реальных условиях поведение волн и частиц более сложно, чем это представлено выше, основной критерий (б), по-видимому, верен, и ему можно дать ясное физическое истолкование.

Пусть на длине трубы имеется один затравочный пакет. По мере роста амплитуды быстро наступает нелинейный режим, при котором локальный инкремент существенно уменьшается за одно прохождение пакета через область взаимодействия. При $r > \Delta t$ этим предотвращается рост других пакетов, так как анизотропия в трубке восстанавливается спустя время $\sim \Delta t$, т. е. лишь к моменту возвращения первого пакета. При $r > 2\Delta t$ возможно появление двух пакетов, и т. д.

Такова интерпретация дискретных сигналов, возбуждаемых в радиационном поясе. Прямая проверка гипотезы может быть осуществлена путем наблюдения на геостационарном спутнике модуляции амплитуды магнитных пульсаций (~ 1 с) и степени анизотропии протонов ($\sim 10 - 30$ кэВ).

Поступила в редакцию
3 ноября 1970 г.
После переработки
14 декабря 1970 г.

Литература

- [1] Г.А.Тверской. Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968.
- [2] Б.Н.Гершман, В.Ю.Трахтенгерц. УФН, 89, 201, 1968.
- [3] В.А.Троицкая, А.Б.Гульельми. УФН, 97, 453, 1969.
- [4] R.Gendrin. Space Sci. Rev., 11, 54, 1970.
- [5] J.M.Cornwall. J.Geophys. Res., 70, 61, 1965; 71, 2185, 1966.
- [6] C.F.Kennel, H.E.Petschek. J.Geophys. Res. 71, 1, 1966.
- [7] А.В.Гульельми. Геомагнетизм и аэрономия, 6, 1129, 1966; 8, 412, 1968.
- [8] H.B.Liemohn. J.Geophys. Res. 72, 39, 1967.
- [9] Ф.З.Фейгин, Б.Л.Якименко. Геомагнетизм и аэрономия, 9, 700, 1969; 10, 558, 1970.
- [10] D.L.Carpenter. J.Geophys. Res. 71, 693, 1966.