

М. Б. ГОХБЕРГ, О. А. ПОХОТЕЛОВ, Е. Б. КОЧАРЯНЦ

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ УСТОЙЧИВЫХ КОЛЕБАНИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

(Представлено академиком М. А. Садовским 29 XII 1970)

Решение обратной задачи магнитосферного резонатора (¹) показало, что основную роль в формировании сигнала на земной поверхности играет источник квазисинусоидальной формы, локализованный в экваториальной области магнитосферы. В работе (²) обнаружено, что пульсации $Pc-2-3$ на Земле наблюдаются только при нормальном направлении магнитного поля солнечного ветра к границе магнитосферы и пропадают при тангенциальном. Исчезновение пульсаций связывалось со стабилизацией неустойчивости тангенциального разрыва на границе магнитосферы (³). Это, по-видимому, справедливо для пульсаций в области последних замкнутых линий. Поскольку для колебаний типа $Pc-2-3$ максимум амплитуды расположен южнее (⁴), то необходимо учитывать стабилизацию границы при захвате частиц и их дальнейший дрейф к внутренним областям магнитосферы. Максимум амплитуды пульсаций приходится на область $(3-6) R_E$ (R_E — радиус Земли), которая характеризуется резким градиентом плотности холодной плазмы n_c («колена») и слабой неоднородностью горячей компоненты плазмы с плотностью $n_r \ll n_c$ (⁵).

Если допустить, что магнитное поле в этой области не слишком сильно отличается от прямого, то в такой плазме возможна раскачка альфвеновской волны за счет развития дрейфовой неустойчивости. Вопрос о роли дрейфовых неустойчивостей в генерации низкочастотных пульсаций разбирался в работах (^{6, 7}), но применительно к устойчивым колебаниям этот вопрос практически не изучен.

Выберем декартову систему координат с осью z вдоль невозмущенного магнитного поля, ось x направлена по линии Земля — Солнце, а ось y — перпендикулярно первым двум. При расчетах не учитываются эффекты кривизны магнитного поля, которое считается однородным. Горячая компонента плазмы неоднородна в направлениях x и перпендикулярном невозмущенному магнитному полю. Но зависимость между волновым вектором $\mathbf{k} = (0, k_y, k_z)$ и частотой ω в такой плазме определяется дисперсионным соотношением, получающимся из уравнения

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости плазмы, \mathbf{E} — электрическое поле и c — скорость света.

Функция распределения горячих частиц по координатам и скоростям получается из решения невозмущенного кинетического уравнения

$$v_x \frac{\partial f_{0a}}{\partial X} + \Omega_{ca} [\mathbf{v} \times \mathbf{h}] \frac{\partial f_{0a}}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (2)$$

где f_{0a} — невозмущенная функция распределения горячих частиц сорта a ; $\Omega_{ca} = e_a H_0 / m_a c$; \mathbf{h} — единичный вектор вдоль направления невозмущенного магнитного поля H_0 . Решая уравнение (2) и считая, что в однородной плазме распределение горячих частиц плазмы по скоростям является макс-

Велловским, получим

$$f_{0a} = \frac{n_a (x + v_y / \Omega_{Ca}) e^{-v_y^2 / v_{T_a}^2}}{\pi^{1/2} v_{T_a}^3}, \quad (3)$$

где $v_{T_a} = \sqrt{2T_a / m_a}$ — тепловая скорость частиц сорта a , n_a — плотность частиц сорта a .

После стандартной процедуры интегрирования кинетического уравнения по траекториям невозмущенного движения частиц в магнитном поле с использованием (1) и (2) можно получить дисперсионное уравнение

$$\frac{k_y^2 \alpha^2}{\Omega_{pe}^2} = \left\{ 2e\xi^2 \left[Q_i (1 - \xi Y(\xi)) \left(1 - \frac{\omega_{\partial pi}}{\omega} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + Q_e \frac{T_i}{T_e} (1 - \alpha \xi) \left(1 + \frac{\omega_{\partial pe}}{\omega} \right) \right] - 1 \right\} \left\{ 1 - \frac{k_z^2 V_A^2}{\omega^2} \right\}, \quad (4)$$

где Ω_{pe}^2 — плазменная частота электронов; $\xi = \omega / (k_z v_{T_i})$; $v_{T_i} = \sqrt{2T_i / m_i}$ — тепловая скорость горячих ионов; $\alpha = \sqrt{m_e / m_i}$; $Q_{e,i} = \exp(-1/2 k_y^2 \rho_{e,i}^2) I_0(k_y^2 \rho_{e,i}^2 / 2)$; $\rho_{e,i} = v_{T_i} / |\omega_{H_{e,i}}|$ — ларморовский радиус электронов и ионов соответственно; $\omega_{\partial pe, i} = \frac{k_y v_{T_{e,i}}^2}{2|\omega_{H_{e,i}}|} \frac{d \ln n_r}{dx}$ — дрейфовая частота электронов и ионов

$$Y(\xi) = 2e^{-\xi^2} \int_0^{\xi} e^{t^2} dt + \frac{i}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi^2}. \quad (5)$$

В интересующей нас области магнитосферы даже при наличии «колена»

$$V_A = H_0 / \sqrt{4\pi n_0 m_i} < v_{T_i} \ll v_{T_e}.$$

В этом случае ионы раскачивают альфвеновскую волну с частотой

$$\omega_R^2 = k_z^2 V_A^2 + k_z V_A \frac{n_r}{n_0} \omega_{\partial pi} G^i, \quad (6)$$

где $G^i = 2(1 - Q_i) / k_y^2 \rho_{i,2}^2$, и инкрементом

$$\frac{\gamma}{\omega_R} \simeq -\sqrt{\pi} \frac{n_r}{n_0} \left(\frac{V_A}{v_{T_i}} \right)^3 \frac{k_y^2 r^2 \alpha^2}{1 + k_y^2 r^2} \left(1 - \frac{\omega_{\partial pi}}{\omega_R} \right) Q_i, \quad r^2 = \frac{V_A^2}{\omega^2 H_e}. \quad (7)$$

Инкремент неустойчивости растет с ростом k_y и достигает максимального значения при $k_y \sim 1/r$:

$$\gamma_* \simeq \frac{n_r}{4n_0} \left(\frac{V_A}{v_{T_i}} \right)^3 \alpha^2 v_{T_i} \frac{\partial \ln n_r}{\partial x}. \quad (8)$$

Для реальных параметров плазмы в рассматриваемой области магнитосферы

$$V_A \simeq 10^8 \text{ см/сек}; \quad v_{T_i} \simeq 4,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}; \quad n_r/n_0 \simeq 10^{-1} - 10^{-3};$$

$$\alpha r = \left| \frac{\partial \ln n_r}{\partial x} \right| \simeq 10^{+7} \text{ см.}$$

Максимальный инкремент $\gamma_* \simeq 10^{-3} - 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$. Отметим, что характерное время пробега волны вдоль силовой линии порядка 10^2 сек . Приведенные оценки показывают, что за такое время раскачка альфвеновских волн дрейфовой неустойчивостью весьма сомнительна. В этих условиях раскачка колебаний вряд ли имеет место даже при многократных отражениях. По-видимому, в данной области ($L = 3-6$) более эффективным

является механизм трансформации магнитозвуковой волны, идущей от границы магнитосферы в альфвеновскую⁽⁸⁾ на градиенте плотности холодной плазмы. При этом скорость волны поперек силовых линий будет определяться градиентом плотности горячей компоненты (6):

$$v_y = \frac{\omega}{k_y} \approx \frac{1}{4} \frac{\rho_i}{a_r} v_{Ti} \frac{n_r}{n_0}. \quad (9)$$

При $a_r \approx 10a_0 \approx 10^7$ см, где $a_0 = \left| \frac{\partial \ln n_0}{\partial x} \right|^{-1}$ и

$$\frac{n_r}{n_0} \approx 10^{-1} \quad v_y \approx 200 \text{ км/сек.} \quad (10)$$

На земной поверхности это будет соответствовать первым десяткам км/сек в широтном направлении. Из-за более слабого градиента по оси y ($a_x \approx \approx 100a_0$) скорости $v_x \approx 20$ км/сек, что на Земле соответствует скоростям порядка первых единиц км/сек в меридиональном направлении. Фазовые запаздывания колебаний на земной поверхности с такими порядками скоростей были отмечены в⁽⁹⁾, хотя связать их с реальной скоростью затруднительно вследствие большой зависимости вертикальной компоненты вариаций от геологических неоднородностей. Для определения скорости дрейфовых волн предлагается анализ горизонтальных компонент вариаций магнитного поля на основе современных средств математической обработки на ЭВМ^(10, 11). Это амплитудно-частотно-временной метод, основанный на фильтрации сигнала узкополосными математическими фильтрами

$$u(t) = \quad (11)$$

$$= \int S(\omega) e^{-\alpha((\omega - \omega_k)/\omega_k)^2} e^{i\omega t} d\omega,$$

Рис. 1. Амплитудно-частотно-временная форма пакета $Pc-3$ на двух станциях D и K (см. рис. 2) 1 VIII 1966 г. 1 — максимум центральной части пакета; 2 — хребет тела пакета, соединяющий точки максимумов фильтрованных частот; 3 — границы тела пакета при убывании амплитуды в e раз

где $S(\omega)$ — спектр рассматриваемого сигнала; ω_k — центральная частота фильтра; α — крутизна фильтра.

Применение данного метода к колебаниям типа $Pc-3$ показало, что они представляют собой пакеты волн длительностью в несколько минут и шириной полосы частот в несколько сотых долей герца (рис. 1). По сети станций⁽¹²⁾ получены первые результаты по прослеживанию тела отдельного пакета $Pc-3$ (рис. 2).

Большие времена запаздывания (порядка минуты) позволяют оценить скорости в широтном направлении порядка 50 км/сек и в меридиональном порядка 10 км/сек. Таким образом, имеется возможность объяснения распространения устойчивых дневных колебаний дрейфовыми волнами во внутренних областях магнитосферы. Магнитное поле солнечного ветра, по-видимому, играет роль регулятора возникновения низкочастотных магнитозвуковых волн. Изучение характера распространения пакетов волн $Pc-2-3$ на земной поверхности открывает возможность диагностики размеров неоднородности и плотности горячей компоненты магнитосферной плазмы в рамках рассматриваемой модели.

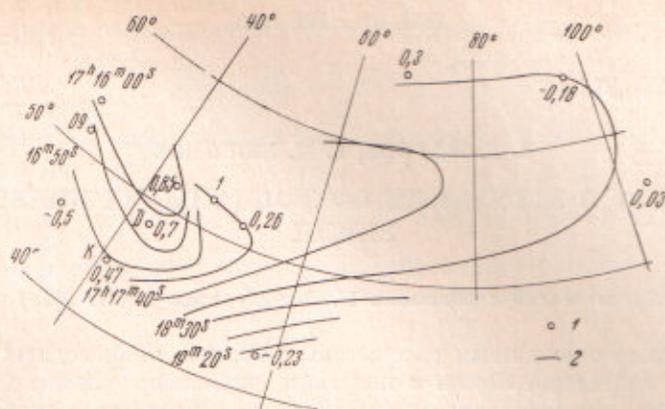


Рис. 2. Схема пространственного запаздывания максимума амплитуды центральной частоты пакета $Pc-3$ (компонента H). 1 — пункты регистрации сигнала; 2 — изолинии одинакового времени прихода сигнала; десятичными дробями обозначена амплитуда центральной частоты пакета в единицах A_{max}

В заключение авторы выражают благодарность Б. А. Тверскому, М. Н. Бердичевскому, Л. Л. Ваньяну за обсуждение результатов работы.

Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта
Академии наук СССР
Москва

Поступило
28 XII 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. Б. Гохберг, В. А. Богаевский и др., ДАН, 197, № 6 (1971). ² О. В. Большакова, В. А. Троицкая, ДАН, 180, № 2, 343 (1968). ³ В. А. Троицкая, А. В. Гудельми, Геоматнетизм и аэрономия, 9, 2, 363 (1969). ⁴ О. М. Распопов, Космические исследования, 6, 4, 617 (1968). ⁵ Винклер, Тр. симпозиума по изучению межпланетной среды с помощью космических лучей, Л., 1969, стр. 130. ⁶ D. W. Swift, J. Geophys. Res., 72, 19, 4885 (1967). ⁷ F. V. Coronity, C. F. Kennel, J. Geophys. Res., 75, 10, 1863 (1970). ⁸ С. С. Моисеев, ПМТФ, № 3, 3, 1966. ⁹ T. J. Hergon, J. Geophys. Res., 71, 3 (1966). ¹⁰ Bull. Seism. Soc. Am., 59, 1 (1968). ¹¹ Н. П. Груднева, А. А. Левшин и др., Теоретическая геофизика, «Наука», 1971. ¹² Л. С. Альперович, М. Н. Бердичевский и др., Геоматнетизм и аэрономия, 9, 2 (1969).