

(Здесь, как и раньше, предполагается гармоническая зависимость переменных величин от времени и $\tau^2 = a^2 \omega_p^2 \ln(8r_0/a)/2V_0^2 \ll 1$.)

Зададим определенный закон изменения $\rho_0(\theta)$. Пусть в переходной зоне шириной β^{-1} $\rho_0(\theta) = \rho_0 e^{\pm i\theta}$. Тогда в окрестности терминатора тень — свет (+ β) $J(\theta)$, а соответственно и $\rho(\theta)$, содержит нарастающее решение

$$J_{\text{нар}}(\theta) \simeq \exp \left[i \left(\omega t - \frac{\omega r_0}{V_0} \theta \right) \right] [C_1 e^{\beta \theta} + C_2]$$

(при этом переход считается достаточно резким ($\beta \gg \tau^2$)). Вблизи перехода свет — тень, наоборот, имеется затухающее решение $\sim e^{-\beta \theta}$.

Таким образом, в кольцах Сатурна можно ожидать развития как временной неустойчивости волн плотности за счет периодического изменения параметров частиц, так и сравнительно мелкомасштабной пространственной неустойчивости с характерным размером порядка переходной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomsen M. F., Goertz C. K., Northrop T. G. et al. — Geophys. Res. Letters, 1982, 9, № 4, p. 423.
2. Блиох П. В., Ярошенко В. В. Тезисы докладов Всесоюзного семинара «Плазменная электроника». — Харьков, 1983, с. 134.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. — Электродинамика сплошных сред.—М.: Наука, 1982, с. 22.
4. Smith V. A., Veebe R., Boyce J et al. — Science, 1981, 212, № 4491, p. 163.
5. Блиох П. В., Файнберг Я. Б. — ЖТФ, 1956, 26, № 3, с. 530.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
28 февраля 1984 г.

УДК 551.510.535

ДВИЖЕНИЕ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВДОЛЬ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. В. Павлов

Для определения из уравнения непрерывности концентраций N_i ионов необходимо предварительно найти их средние скорости U_i . В приближении метода Грэда U_i находятся из системы нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений [1, 2]. В методе Чепмена—Энскога вместо нескольких дифференциальных уравнений для U_i нужно решить систему алгебраических уравнений для скоростей диффузии V_j и одно дифференциальное уравнение для гидродинамической скорости $V(U_i = V_i + V_j)$ [3–5]. К сожалению, этот подход невозможно использовать выше экзобазы z^* , где не выполняются условия гидродинамического описания нейтральных компонентов и уравнения для определения V ; V_i теряют смысл. Используя идею метода Чепмена—Энскога, в настоящей работе будут выведены уравнения, позволяющие упростить определение U_i в ионосфере.

Возьмем уравнения для определения U_j в приближении 13 моментов метода Грэда [1, 2]. Введём $W_j = U_j - W$, $W = \sum_j \rho_j U_j'' / \rho_0$, $\rho_0 = \sum \rho_j$, где индекс j здесь и далее относится к ионам и электронам, $\rho_j = M_j N_j$, M_j — масса, $F_j'' = (F_j, B) / B$ для любого F_j , B — магнитное поле $B = |B|$. В этом случае уравнения для определения U_j'' переходят в уравнения для определения W_j . Рассмотрим столкновительный член $R_j = \rho_j \sum_q \nu_{jq} (U_q'' - U_j'') \Phi_{jq}$, где ν_{jq} — частота столкновений, вид Φ_{jq} для взаимодействия твердых сфер и экранированного кулоновского потенциала дан в [2, 6]. Для $|U_q'' - U_j''| \ll Y_{jq} = [2k(T_q/M_q + T_j/M_j)]^{1/2}$ (линейное приближение) $\Phi_{jq} = 1$, где T_j, T_q — температуры, k — постоянная Больцмана [2, 6]. Очевидно, что $R_j = \rho_j [\sum_n \nu_{jn} (U_n'' - W) \Phi_{jn} - W_j \nu_j^* + \sum_{i \neq j} \nu_{ji} W_i \Phi_{ji}]$, $\nu_j^* = \sum_m \nu_{jm} \Phi_{jm}$, где индекс n относится к нейтральным частицам, m — ко всем сортам частиц.

В уравнении для U_j'' сравним члены, входящие в R_j с членом $\rho_j \left(\frac{d_j}{dt} U_j \right)''$, где

$$\frac{d_j}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (U_j, \nabla), \quad t - \text{время} \quad \text{Пусть } s - \text{расстояние вдоль } B, \quad \Delta t = \left| W_j / \frac{\partial}{\partial t} W_j \right|,$$

$$H_j = \left| W_j / \frac{\partial}{\partial s} W_j \right|, \quad A_j = (8kT_j n |M_j|)^{1/2}, \quad v_j = \sum_m v_{jm}, \quad \lambda_j = A_j / v_j. \quad \text{Неравенства}$$

$$\left| \frac{\partial W_j}{\partial t} \right| \ll v_j^* |W_j|, \quad \left| W_j \frac{\partial}{\partial s} W_j \right| \ll v_j^* |W_j| \quad (1)$$

выполняются, если

$$\Delta t v_j^* \gg 1, \quad \lambda_j / H_j \ll A_j v_j^* / |W_j| / v_j. \quad (2)$$

Как показали расчеты, $\Phi_{jm} \sim 1$ при $|W_j - W_m| < Y_{jm}$. Поэтому в рамках гидродинамического описания, когда $\lambda_j / H_j \ll 1$ и $\Delta t v_j \gg 1$ [3], неравенства (1) справедливы, если $|W_j - W_m| < Y_{jm}$, $|W_j| < A_j$.

Введем дипольную систему координат (α, β, λ) , связанную со сферическими координатами центрального диполя: $\alpha = r \sin^2 \theta$, $\beta = r^{-2} \cos \theta$, λ — геомагнитная долгота, θ — дополнение геомагнитной широты, r — радиус-вектор, проведенный в рассматриваемую точку из центра диполя. Будем считать, что скорость движения заряженных частиц в перпендикулярном к B направлении $U_j^+ = U^- = E \times B / (cB^2)$, где c — скорость света, E — напряженность электрического поля. Это дает $U_\lambda = E_\alpha / (cB)$, $U_\alpha = -E_\lambda / (cB)$. В члене $((U_j \nabla) U_j)''$ пренебрежем изменениями U_α , U_λ во всех направлениях и изменениями $U_{j\beta}$ в направлениях α, λ . Будем считать, что условия

(2) выполняются. Находим $\left(\frac{d_j}{dt} U_j \right)_\beta$ и уравнение для определения W :

$$\rho_j \left[\frac{\partial}{\partial t} W + W \left(\frac{\partial}{\partial s} W - \Psi \right) - F \right] + \frac{\partial}{\partial s} P_j - N_j e_j E'' = \rho_j R_j'' + Q_j'',$$

$$F = \delta \cos \theta \{ 3 [2 U_\alpha^2 \delta^2 (1 + \cos^2 \theta) + U_\lambda^2] / r + 2 |g| - \Omega^2 r \sin^2 \theta + 6 U_\lambda \Omega \sin \theta \}, \quad (3)$$

$$\delta = (1 + 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}, \quad \Psi = 3 U_\alpha \delta^2 (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta / r, \quad \Omega = |\Omega|, \quad P_j = N_j k T_j,$$

Ω — угловая скорость вращения Земли, g — ускорение силы тяжести, e_j — заряд компонента, Q_j'' описывает влияние на U_j'' потоков тепла и, в частности, явление термодиффузии [1, 2, 5, 7]. Суммируя уравнения (3), получим уравнение для определения W :

$$\rho_0 \left[\frac{\partial W}{\partial t} + W \left(\frac{\partial W}{\partial s} - \Psi \right) - F \right] + \frac{\partial}{\partial s} P_0 = R, \quad (4)$$

где $R = \sum_j \rho_j \sum_n v_{jn} (U_n'' - W_j - W) \Phi_{jn} + \sum_j Q_j''$, $P_0 = \sum_j P_j$. Члены Q_j'' и $\sum_j Q_j''$ описывают эффекты второго порядка. Если пренебречь вкладом резонансных взаимодействий ионов с нейтральными частицами, то $\sum_j Q_j'' = 0$. Значение E'' можно найти из условия

$\text{div } J = 0$ [4]. Обычно на средних и низких широтах в области F и выше принимается приближение $J'' = 0$, что позволяет найти $N_e e_e E'' = \frac{\partial}{\partial s} P_e + \alpha_e k N_e \frac{\partial}{\partial s} T_e$ [5, 7], где индекс e относится к электронам. Ниже z^* , где диффузия ионов не влияет на диффузию нейтральных компонентов, $\sum_n \rho_n V_n = 0$. Отсюда следует, что ниже экзобазы

$$W = V'', \quad W_j = V_j''.$$

В верхней части гетеросферы составляющие V слабо изменяются с высотой, т. е. $V'' \approx \text{const}$ около экзобазы. Выше z^* , где столкновения практически отсутствуют, V'' не изменяется. Выберем высоту $z_0 < z^*$ так, что $V'' = \text{const}$ при $z \geq z_0$. Далее рассчитывается (или берется по экспериментальным данным) $V''(\theta, \lambda, r_0)$, где точки (θ, λ, r_0) — проекции на сферу радиуса r_0 точек рассматриваемой силовой линии B , $r_0 = R_3 + z_0$, R_3 — радиус Земли. Тем самым определяется зависимость $V''(s)$. При $z \geq z_0$ скорости W и W_j определяются из (3), (4) и условия $\sum_j \rho_j W_j = 0$.

Отклонение функции распределения нейтральных компонентов от максвелловского распределения выше z^* учитывается в v_{jn} : $N_n(z)$ распределены не по барометрическому закону, а под температурой нейтральных компонентов следует понимать кинетическую температуру.

Рассмотрим атмосферу, состоящую из электронов, двух сортов — 1 и 2 — ионов и нескольких сортов нейтральных компонентов. В линейном приближении получим при $e_1 = e_2 = |e_e|$

$$W_1 = -D_1 \left[\frac{1}{P_1} \frac{\partial}{\partial s} P_1 + q_1 + \frac{T_e}{T_1 P_e} \frac{\partial}{\partial s} P_e + \frac{M_1 G}{k T_1} \right], \quad (5)$$

где

$$G = \frac{\partial W}{\partial t} + W \left(\frac{\partial W}{\partial s} - \Psi \right) - F - \sum_n \nu_{1n} (V'' - W),$$

$$D_1 = k T_1 / [\nu_{12} (1 - \Delta_{12}) \rho_0 / \rho_2 + \sum_n \nu_{1n}] / M_1,$$

$$q_1 = N_2 \left(\alpha_{12} \frac{\partial}{\partial s} T_1 - \alpha_{12}^* \frac{\partial}{\partial s} T_2 \right) / (N_1 + N_2) T_1.$$

Эффекты второго порядка в (5) учтены в приближении полностью ионизованного газа. Значения величин Δ_{12} , α_{12} , α_{12}^* вычислены в работе [7]. Выражение для W_2 можно получить из (5) заменой индекса 1 на 2 и 2 на 1. Значение W определяется из уравнения (4), в котором $U''_n = V''$, и на основании условия $J'' = 0$ можно положить $W_2 \approx -\rho_1 W_1 / \rho_2$.

При $N_1 \rightarrow 0$ и $\partial N_1 / \partial s \rightarrow 0$ скорость $W_2 \rightarrow 0$, W определяется из уравнения

$$\frac{\partial W}{\partial t} + W \left(\frac{\partial W}{\partial s} - \Psi \right) - F + \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial}{\partial s} (P_2 + P_e) = \sum_n \nu_{2n} (V'' - W). \quad (6)$$

Коэффициент диффузии $D_1 = k T_1 / (\nu_{12} + \sum_n \nu_{1n}) / M_1$.

В атмосфере, состоящей из одного сорта 2 ионов, электронов и нейтральных компонентов, $W_2 = W_e = 0$, $U''_e = U''_2 = W$, и мы приходим к уравнениям метода Грэда. Уравнение (6) совместно с уравнением непрерывности решалось численно в работе [8] при ряде упрощающих предположений. Показано, что влияние инерции на N_e является существенным при отличии граничных условий на концах силовой трубки.

Распространен подход [9, 10], при котором пренебрегают членом $\rho_j \frac{d_j}{dt} U_j$. В этом случае переход от области F к верхней части силовой линии B связан с сильными изменениями коэффициентов диффузии, которые получаются в выражениях для U''_j . Более того, в полностью ионизованном газе система уравнений для U''_j [9, 10] становится вырожденной, и из нее невозможно определить U''_j . Таким образом, пренебрежение членом $\left(\frac{d_j}{dt} U_j \right)''$ приводит к трудностям физического плана и к трудностям численного счета. Эти трудности не возникают при использовании выражений (1) — (6). Действительно, как видно из выражения (5), в протоносфере $D_1 \sim \rho_0^{-1}$, $D_2 \sim \rho_0^{-1}$. Таким образом, здесь коэффициенты диффузии изменяются значительно слабее, а система уравнений (3), (4) позволяет найти W , W_j и в полностью ионизованном газе.

Следует отметить, что W и W_j вводились в работе [11]. При выводе уравнений для определения W , W_j авторы [11] использовали неравенство $|W| \gg |W_j|$, чтобы доказать соотношение $\left(\frac{d_j}{dt} U_j \right)'' \approx \frac{d_j}{dt} W$. В общем случае это неравенство неверно. Так, например, скорость дрейфа плазмы за счет ветра ($W = V''$ в области F) далеко не всегда намного больше скорости диффузии W_j . В целом результаты работы [11] — частный случай результатов настоящей работы (полученный некорректным способом), когда одновременно $U''_j = \Omega = \alpha_{ij} = \alpha_{ij}^* = \Delta_{ij} = 0$, $|W_j - W_m| \ll Y_{jm}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schunk R. W. — Plan. Space Sci., 1975, 23, № 3, p. 437.
2. Salat A. — Plasma physics, 1975, 17, № 7, p. 589.
3. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. — М.: Мир, 1974.
4. Павлов А. В. — ЖТФ, 1981, 51, № 1, с. 141.
5. Павлов А. В. — ЖТФ, 1982, 52, № 12, с. 2377.
6. Мингалёва Г. И., Мингалёв В. С. В кн.: Физика полярной ионосферы. — Л.: Наука, 1982, с. 12.

7. Maurice J. -P. St., Schunk R. W. — Plan. Space Sci., 1977, 25, № 10, p. 907.
8. Кринберг И. А., Матафонов Г. К. — Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, 1972, вып. 21, с. 214.
9. Young E. R., Torr D. G., Richards P., Nagy A. F. — Plan. Space Sci., 1980, 28, № 8, p. 881.
10. Moffett R. J., Murphy J. A. — Plan. Space Sci., 1973, 43, № 1, p. 43.
11. Кринберг И. А., Коен М. А., Гершенгорн Г. И. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1972, с. 139.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
3 мая 1983 г.,
в окончательном варианте
11 июня 1984 г.

УДК 621 371 25

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО КВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НА ТРАССЕ КИЕВ — ИОШКАР-ОЛА

*Н. М. Богута, В. А. Иванов, Е. В. Катков, О. И. Максименко, Э. Е. Митякова,
В. П. Урядов, В. А. Фролов, Р. Э. Эрм*

В марте—апреле 1982 г. и в апреле—июне 1983 г. были проведены эксперименты по исследованию влияния мощного искусственного возмущения ионосферы на сигналы декаметровых волн, распространяющихся на трассе Киев — Йошкар-Ола. Передатчик волны накачки в этих экспериментах был значительно смещен относительно центра трассы к пункту приема (см. рис. 1). Источником пробных волн служил передатчик «ВЯЗ», расположенный в Киевской области (I). Пробные волны излучались периодически на четырех фиксированных частотах — 10,8; 16,6; 18,2; 19,85 МГц в импульсном режиме и в режиме несущей. Периодический нагрев F-области ионосферы осуществлялся с помощью нагревного стенда «Сура», расположенного в Васильсурске Горьковской области (II). Передатчики стенда работали на ряде частот в диапазоне 5,8—9,3 МГц, эффективная мощность излучения составляла 50 МВт. Прием пробных сигналов осуществлялся в Йошкар-Оле (III) на антенну типа «наклонный луч», ориентированную на область возмущения (ОВ). Регистрация амплитуд сигналов пробных волн производилась на самописец Н338/8 и на перфоратор ПЛ-150М с целью дальнейшей обработки полученной информации на ЭВМ.

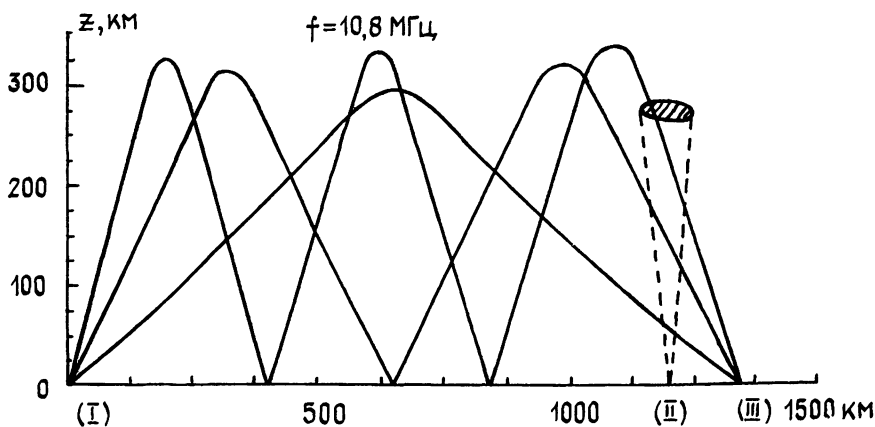


Рис. 1.

Наблюдения проводились в дневные и вечерние часы (проведено свыше 250 сеансов, обработано 170). В период проведения эксперимента в приемном пункте наблюдались эффекты, связанные с модификацией ионосферы мощным радиоизлучением. В частности, во время работы нагревного стенда было обнаружено изменение частоты флуктуаций амплитуды принимаемых КВ сигналов. Времена развития и релаксации указанного процесса составляли величины порядка 50 с и 30—40 с соответственно.