

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 550.510.535

**РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ ОБ ОТКЛИКЕ  
F2-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ НА ТЕРМОСФЕРНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ**

*И. В. Карпов, С. Б. Лебле*

Реакция F2-слоя ионосферы на термосферные возмущения, как известно, объясняется влиянием погода нейтрального газа на процессы диффузии ионов [1]. В работе [2] предлагается исследовать механизм такой реакции методом Фурье в квазистационарном приближении, что является аналогом теории возмущений Дирака в квантовой механике переходов. Вводятся базисные стационарные состояния ионосферной плазмы, эволюция суперпозиции которых и описывает динамику. Для ступенчатой аппроксимации горизонтального профиля возмущения решение построено в [3]. Мы предлагаем явное решение задачи для произвольной зависимости волновой функции от горизонтальной координаты и времени, предполагая, что вертикальный профиль задан

Пусть ось  $z$  направлена вертикально вверх, ось  $x$  — на юг, начало координат выбрано в точке наблюдения. Ионосфера предполагается изотермической. Обычное уравнение диффузии плазмы в F2-области имеет вид [1]

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[ D \left( \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n}{H_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} (nU) + \beta n = q. \quad (1)$$

Здесь  $n$  — концентрация электронов,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии, умноженный на  $\sin^2 I$ ,  $U$  — проекция скорости движения нейтралов на ось  $x$ , умноженная на  $1/2 \sin^2 I$ ,  $I$  — магнитное наклонение,  $\beta$  — коэффициент линейной рекомбинации,  $q$  — источник ионизации. Рассмотрим случай ночной атмосферы, предполагая, что молекулярный вес ионов и нейтралов одинаков. В этом случае

$$q = 0, \quad H_i = 2H, \quad D = D_0 e^{z/H}, \quad \beta = \beta_0 e^{-z/H},$$

где  $H$  — шкала высот нейтральной атмосферы,  $D_0$ ,  $\beta_0$  — постоянные коэффициенты. Предлагаемый метод непосредственно обобщается на случай  $q \neq 0$

Зависимость горизонтальной скорости от  $z$  выбирается в виде (см. [4])

$$U = U_0 \exp(z/2H).$$

В работах [2, 3] полагалось, что  $U$  от  $z$  не зависит вообще. В качестве граничных условий выбираем следующие:  $n(0, t) = 0$ , при  $z = z_1$

$$nU - D(\partial n / \partial z + n/2H) = A, \quad (2)$$

где  $z_1$  — верхняя граница ионосферы

Начальным условием является решение стационарного уравнения (1) при условиях (2), т. е. считается, что в отсутствие движения нейтрального газа ( $U = 0$ ) стационарное распределение ионосферной плазмы поддерживается потоком  $A$  из протоносферы

Пусть  $U_0$  представляет собой возмущение с характерным горизонтальным размером  $l$  и скоростью распространения  $s$ . Квазипериод возмущения будем считать настолько большим, что можно учитывать только члены, содержащие первые производные по времени от  $U_0$ . Введем новые переменные

$$\xi = -2H \exp\left(-\frac{z}{2H}\right) + \frac{H^2}{D_0 \beta_0} \frac{\partial U_0}{\partial t}, \quad z' = -2H \exp\left(-\frac{z}{2H}\right), \quad (3)$$

$$n = z' \exp \left[ \frac{z' U_0}{2D_0} - \int_0^t \left( \frac{U_0^2}{4D_0} + \frac{H^2}{4\beta_0 D_0^2} \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^2 \right) dt' \right] n'.$$

Для функции  $n'$  получаем уравнение

$$\frac{\partial n'}{\partial t'} - D_0 \frac{\partial^2 n'}{\partial \xi^2} + \frac{\beta_0}{4H^2} \xi^2 n' = 0. \quad (4)$$

Граничные условия для (4) получаются из (2):

$$n' \left( -2H + \frac{H^2}{D_0 \beta_0} \frac{\partial U_0}{\partial t}, t \right) = 0, \\ \left[ \frac{\partial n'}{\partial \xi} - \frac{U_0}{2D_0} n' \right]_{\xi=\xi_1} = \frac{A}{2HD_0} \exp \left[ -\frac{z_1 U_0}{2D_0} + \int_0^t \left( \frac{U_0^2}{4D_0} + \frac{H^2}{4\beta_0 D_0^2} \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^2 \right) \right], \quad (5) \\ z_1' = -2H \exp \left( -\frac{z_1}{2H} \right), \quad \xi_1 = z_1' - \frac{H^2}{D_0 \beta_0} \frac{\partial U_0}{\partial t}.$$

Уравнение (4) с коэффициентами, зависящими только от координаты  $\xi$  и условия (5), является краевой задачей с нестационарностью на границах. При решении воспользуемся методом разделения пространственных и временных переменных. Так как нестационарность уже учтена при преобразованиях  $z$  и  $n$  по формулам (3), то первый член разложения ( $\lambda = 0$ ) искомой функции переменной  $y$  по функциям Уиттекера  $U(\lambda, y)$  дает хорошее приближение к решению поставленной задачи. Здесь  $\lambda$  — параметр функции Уиттекера, а  $y$  — аргумент. Нестационарность граничного условия проявляется в зависимости коэффициента перед функцией Уиттекера  $U(0, \xi/\sigma)$  от времени. Этот коэффициент выражается через функцию  $U(0, \xi_1/\sigma)$ , и его можно получить, применяя метод Дюамеля или итерируя по граничному условию и суммируя ряд. При этом  $\sigma = (D_0 H^2 / \beta_0)^{1/4}$ . Возвращаясь к  $n$  с помощью обратных преобразований, получим

$$n = \frac{z' \exp [(z' - z_1')(2D_0)^{-1} U_0] U(0, \xi/\sigma)}{U_\xi(0, \xi_1/\sigma) - U_0 \sigma (2D_0)^{-1} U(0, \xi_1/\sigma)} \frac{A \sigma}{2HD_0}. \quad (6)$$

Применимость полученного решения ограничена лишь условиями применимости диффузионного приближения, т. е. оно справедливо и для амплитуды термосферного возмущения порядка скорости звука.

В качестве иллюстрации рассмотрим следующий пример. Пусть в термосфере распространяется удлинённая внутренняя гравитационная волна

$$U_0 = \theta_0 [\text{ch}^2((x - ct)l^{-1})]^{-1},$$

где  $\theta_0$  — амплитуда,  $c$  — скорость распространения,  $l/c$  — квазипериод волны. Расчёты высот максимума  $F_2$ -слоя выполнялись на основе формулы (6). В качестве модели спокойной ионосферы выбиралось решение уравнения (1) при  $U = 0$ . На рис. 1 показаны изменения высоты максимума  $F_2$ -слоя  $h_m(a)$ , изменение концентрации в максимуме слоя (б) и горизонтальный профиль ВГВ (в). Графики построены для  $c = 800$  м/с,  $l = 3000$  км,  $H = 60$  км,  $D_0 = 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup>/с,  $\beta = 4 \cdot 10^{-3}$  1/с,  $A = 1,5 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>/с,  $\theta_0$  выбирается так, чтобы на высоте 300 км  $\theta_0 = 300$  м/с.

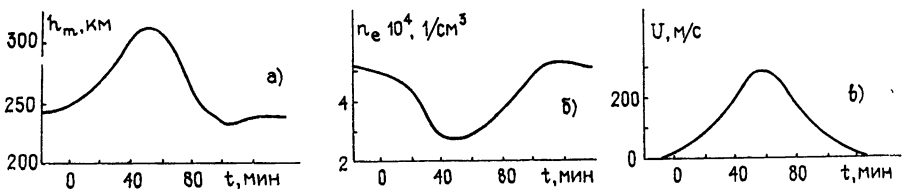


Рис. 1.

При рассмотрении нелинейных крупномасштабных внутренних термосферных волн первая, самая «быстрая» мода имеет вертикальный профиль  $U_0 \exp(z/2H) \times \sin kz$  [4]. Для большой вертикальной длины волны ( $\lambda = 2\pi/k$ ), соответствующей первой моде,  $\sin kz$  в  $F_2$ -области меняется слабо и опущен. В ситуации, рассмотренной в [4], горизонтальный профиль возмущения при достаточно большой начальной амплитуде уже в средних широтах приближается к солитону. Из графика видно, что форма и амплитуда ионосферного возмущения достаточно хорошо отражают кар-

типу, возникающую при наблюдениях В отличие от [7], где использовалась ступенчатая аппроксимация ВГВ, формула (6) опирается на представление о ВГВ как о непрерывно меняющемся во времени возмущении, что более соответствует реальности. В расчетах такое различие должно сказываться наиболее существенным образом в области фронтов ионосферного отклика В заключение отметим, что формула (6) позволяет рассчитывать отклик на волну произвольного горизонтального профиля

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И — Изв вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 1, с. 5.
2. Поляков В. М., Рыбин В. В — Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, № 5, с. 882.
3. Деминова Г. Ф и др — Геомагнетизм и аэрономия, 1982, 22, № 2, с. 211
4. Корнесс Н. А., Лебле С. Б., Шпилевой А. Я — Волны и дифракция, 1981, 2, с. 86

Калининградский государственный университет

Поступила в редакцию  
7 декабря 1982 г,  
в окончательном варианте  
4 мая 1983 г.

УДК 621 372 09

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ДВИЖУЩИМСЯ ПЛАЗМЕННЫМ СГУСТКОМ В ВОЛНОВОДЕ

*А. Г. Нерух, Н. А. Хижняк*

Эффективность взаимодействия электромагнитной волны с движущейся границей среды принято характеризовать отношением  $v/v_{\phi}$ , где  $v$  — скорость границы,  $v_{\phi}$  — фазовая скорость волны. Однако при наличии дисперсии существенную роль играет и соотношение групповых скоростей падающей и отраженной волн. Это особенно ясно проявляется при рассмотрении энергетических характеристик процесса взаимодействия.

Отражение волн от движущейся плазмы в неограниченном пространстве, а также влияние дисперсии на фазовые характеристики рассеянных волн при взаимодействии с движущейся границей среды исследованы подробно, например, в работах [1–7]. В данной работе приведен анализ энергетических характеристик волн, рассеянных движущимся плазменным сгустком в волноводе. При этом оказывается, что дисперсия системы, обусловленная присутствием волновода, может приводить к высокой эффективности умножения частоты даже при нерелятивистских скоростях. Умножение частоты считается при этом эффективным, если при коэффициенте умножения частоты, большем единицы, отражательная способность порядка или больше единицы.

Исходными для данного исследования являются соотношения, полученные в работе [7]. Сгусток движется со скоростью  $v = \beta c$ , толщина его в лабораторной системе отсчета равна  $a$ , плазменная частота —  $\omega_p$ . Волновод характеризуется фактором  $\Lambda = \sqrt{1 - \omega_{кр}^2/\omega^2}$ , где  $\omega_{кр}$  — критическая частота волновода,  $\omega$  — частота падающего поля. Введем обычным образом отражательную  $\tilde{R}$  и пропускную  $\tilde{T}$  способности сгустка

$$\tilde{R} = \frac{S_R}{S_0} = \frac{v_g R}{v_{g0}} R R^+, \quad \tilde{T} = \frac{S_T}{S_0} = T T^*, \quad (1)$$

где  $S = (1/8\pi) v_g E E^1$  — поток вектора Умова — Пойнтинга вдоль волновода для волны типа  $H$ ,  $v_g$  — групповая скорость соответствующей волны,  $R$  и  $T$  — коэффициенты отражения и пропускания сгустка [7].

Имеет физический смысл рассматривать только скорость сгустка в интервале  $-1 < \beta \leq \beta_0 = \Lambda$ , так как при  $\beta > \beta_0$  групповая скорость падающей волны меньше скорости сгустка и взаимодействия нет. В этом интервале при убегании границы ( $\beta > 0$ ) коэффициент умножения частоты

$$P = (1 - 2\beta\Lambda + \beta^2) (1 - \beta^2)^{-1} \quad (2)$$