

УДК 551.510.535  
УДК 551.596.1

## О ВЛИЯНИИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ЭЛЕКТРОНОВ В СЛОЕ *F* ИОНОСФЕРЫ

Э. Г. Доильницына, И. Н. Дробязко, В. А. Павлов

Рассматривается возмущение концентрации электронов ионосферной плазмы в результате воздействия акустико-гравитационной волны, вызванной землетрясением. Получено решение задачи о распространении акустико-гравитационного импульса в неоднородной атмосфере с переменной вязкостью в предположении малости числа Кнудсена по сравнению с единицей. Приводятся результаты численных расчетов возмущения концентрации электронов в *F*-слое ионосферы над эпицентром землетрясения для различных аппроксимаций движения земной поверхности. Результаты расчетов показывают также анизотропию «отклика» ионосферы, связанную с влиянием магнитного поля Земли.

Воздействие землетрясений на ионосферную плазму в последнее время привлекает большое внимание [1-6]. Важным аспектом этой проблемы является учет влияния вязкости на распространение акустико-гравитационных волн в неоднородной атмосфере и ионосфере. В работах ряда авторов [7, 11, 12] влияние вязкости исследовалось лишь в задачах распространения волн, периодически изменяющихся вдоль горизонтального направления. При рассмотрении акустических и электромагнитных полей над эпицентром землетрясения существенно проявляется неоднородный и нестационарный характер волновых процессов. В настоящей работе основное внимание уделено одновременному учету этих факторов.

1. Выясним связь между возмущением концентрации электронов  $N'_e$  ионосферной плазмы и скоростью движения частиц среды  $V$ . Задачи такого рода довольно подробно исследовались раньше (см., например, [7]) в связи с изучением механизма образования ионосферных неоднородностей и с изучением их движения. Мы здесь отметим лишь характерные черты, связанные со спецификой рассматриваемого возмущения: нестационарность и наличие осевой симметрии при движении нейтральных частиц. При этом уравнение неразрывности для электронов в слое *F* ионосферы запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial N'_e}{\partial t} &= -\operatorname{div} (N_0(z) V_e) \approx \operatorname{div} \left[ N_0(z) (V e_{H_0}) \frac{H_0}{H_0} \right] = \\ &= \frac{1}{r} \cos \alpha \frac{\partial}{\partial z} \left[ N_0(z) \left( \frac{V H_0}{H_0} \right) \right] - \frac{N_0(z) \sin \alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \frac{V H_0}{H_0} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $N_0$  — невозмущенное значение концентрации электронов,  $V_e$  — скорость электронов,  $H_0$  — магнитное поле Земли,  $z, r$  — цилиндрические координаты (в рассматриваемой ниже модели землетрясения  $V = V(z, r)$ ),  $\alpha$  — угол между вектором силы тяжести и вектором  $H_0$ , он связан с магнитным наклоном  $J$  соотношением  $\alpha = \pi/2 - J$ .

В уравнении (1) учтено то обстоятельство, что магнитное поле  $H_0$  препятствует движению электронов в плоскости, перпендикулярной вектору  $H_0$ . Кроме этого в (1) использовано приближение полного увлечения электронов нейтральными частицами в направлении вектора  $H_0$ . Так как в условиях ионосферы  $N_0(z)$  — функция, медленно изменяющаяся по сравнению с  $V$ ,

$$\left| \frac{dN_0}{dz} \right| \ll \left| \frac{N_0}{V} \frac{\partial V}{\partial z} \right|,$$

то  $N_0(z)$  в (1) вынесем за знак  $\partial/\partial z$ . Используя преобразование Фурье, можно представить возмущение концентрации  $N'_e(\mathbf{r}, t)$  в виде

$$N'_e(\mathbf{r}, t) = \frac{iN_0(z) \cos \alpha}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \frac{V_{\parallel}(\omega, z, r)}{\omega} - \frac{iN_0(z) \sin \alpha}{2\pi r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{V_{\parallel}(\omega, z, r)}{\omega} \right\}, \quad (2)$$

где

$$V_{\parallel} = \left( \frac{\mathbf{V} \mathbf{H}_0}{H_0} \right) = -V_z \cos \alpha + V_r \cos \varphi \sin \alpha,$$

$\varphi$  — угол между плоскостями, проходящими через векторы  $\mathbf{z}$ ,  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{z}$ ,  $\mathbf{V}$ .

Целью дальнейшего рассмотрения является: 1) нахождение аналитической зависимости для компонент  $V_z(\omega, z, r)$  и  $V_r(\omega, z, r)$  в задаче о воздействии землетрясения на нейтральную компоненту ионосферной плазмы; 2) проведение численного интегрирования по  $\omega$  в (2) и исследование свойств  $N'_e$  как функции координат и времени.

2. Исследуем воздействие землетрясения на нейтральную компоненту ионосферной плазмы. Плотность атмосферы и нейтральной компоненты ионосферы в невозмущенном состоянии считаем неоднородной по высоте  $z$ :  $\rho_0(z) = \rho_0(0) e^{-z/z_1}$ , где  $z_1$  — высота «однородной» атмосферы. Поля описываем системой уравнений линейной газовой динамики

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \text{div}(\rho_0(z) \mathbf{V}) = 0,$$

$$\rho_0(z) \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\nabla p' - \rho' g \mathbf{e}_z + \frac{\eta(z)}{3} \nabla \text{div} \mathbf{V} + \eta(z) \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla \rho_0(z)) = -a^2 \rho_0(z) \text{div} \mathbf{V}.$$

Невозмущенные значения полей в системе (3) отмечены индексом нуль, штрих означает возмущенное значение функции в том случае, если ее невозмущенное значение отлично от нуля. Функции без индексов описывают поля, когда невозмущенное значение их равно нулю. В системе (3) введены обозначения:  $\rho'$ ,  $\rho_0(z)$  — плотность,  $p'$ ,  $p_0(z) = \rho_0(z) a^2/\gamma = z_1 g \rho_0(z)$  — давление,  $a$  — скорость звука,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\gamma$  — отношение теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме,  $\eta(z) \approx 3a^2 \rho_0(z)/2\gamma \nu_{nn}(z)$  — коэффициент вязкости,  $\nu_{nn}(z)$  — частота соударений нейтральных частиц.

Землетрясение опишем следующим образом: зададим вид нестационарного движения земной поверхности как функцию горизонтальных

координат и времени. Как известно, это движение весьма сложно и зависит от конкретных условий развития землетрясения. Мы здесь ограничимся рассмотрением осесимметричных движений:

$$Z(r, t) = h(t)f(r/L).$$

Вертикальная компонента скорости такого движения земной поверхности представляется в виде

$$V_z \Big|_{z=z(r,t)} = \frac{dh}{dt} f\left(\frac{r}{L}\right) = V_0(t) f\left(\frac{r}{L}\right),$$

где  $L$ ,  $\max h(t)$  — горизонтальный и вертикальный масштабы землетрясений в окрестности эпицентра,  $f(x)$  — безразмерная функция, причем  $\max f(x) = 1$ , функции  $h(t)$ ,  $V_0(t) = dh/dt$  описывают нестационарный характер движения поверхности  $Z(r, t)$ .

Вид функций  $V_0(t)$ ,  $f(x)$ ,  $\eta(z)$  пока не конкретизируем, ограничения на них будут отмечены ниже. Так как в реальных условиях  $|h(t)| \ll L$ , то одно граничное условие для системы (3) зададим на невозмущенной поверхности  $z = 0$ :

$$V_z|_{z=0} = V_0(t)f(r/L). \quad (4)$$

Другие граничные условия на поверхности  $z = 0$  нам не понадобятся, так как ниже ограничимся исследованием лишь акустико-гравитационной волны (она является основной в нашей задаче). Второе граничное условие зададим при  $z \rightarrow +\infty$ : потребуем, чтобы функция  $V_z(t, z, r)$  строилась на основе суперпозиции волн  $V_z(\omega, z, k)$ , которые являются затухающими при  $\eta \neq 0$  и при  $z \rightarrow +\infty$ . Здесь  $V_z(\omega, z, k)$  — фурье-образ функции  $V_z(t, z)$  по  $t$  и ее образ Фурье—Бесселя по  $r$ . Формулировка такого граничного условия при  $z = +\infty$  обеспечивает утеkanie энергии в область  $z = +\infty$ .

Преобразование Фурье—Бесселя сделаем на основе соотношений

$$V_r(\omega, z, r) = \int_0^\infty dk k J_1(kr) V_r(\omega, z, k), \quad (5)$$

$$\begin{bmatrix} V_z(\omega, z, r) \\ \rho'(\omega, z, r) \\ \rho''(\omega, z, r) \end{bmatrix} = \int_0^\infty dk k J_0(kr) \begin{bmatrix} V_z(\omega, z, k) \\ \rho'(\omega, z, k) \\ \rho''(\omega, z, k) \end{bmatrix}.$$

Исключив из рассмотрения  $\rho'$  и  $\rho''$ , получим систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка с переменными коэффициентами:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\omega^2}{a^2} - k^2 + i\delta(z) \left( \frac{4}{3} k^2 - \frac{d^2}{dz^2} \right) \right] V_r = \\ & = \left[ k \left( \frac{d}{dz} - \frac{1}{\gamma z_1} \right) - \frac{ik}{3} \delta(z) \frac{d}{dz} \right] V_z; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{z_1} \frac{d}{dz} + \frac{\omega^2}{a^2} - i\delta(z) \left( \frac{4}{3} \frac{d^2}{dz^2} - k^2 \right) \right] V_z = \\ & = \left[ -\frac{kd}{dz} + k \frac{\gamma - 1}{\gamma z_1} + \frac{ik}{3} \delta(z) \frac{d}{dz} \right] V_r, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\delta(z) = \omega\eta(z)/a^2\rho_0(z) = \omega/\omega_0(z) \approx 3\omega/2\gamma v_{nn}(z)$  — безразмерное число Кнудсена; оно оценивается как отношение частоты  $\omega$  к частоте столкновений  $v_{nn}$ . По порядку величины параметр  $\delta$  равен отношению длины свободного пробега нейтральных частиц к длине звуковой волны  $a/\omega$ . В газовой динамике имеет место неравенство

$$|\delta| \ll 1. \quad (8)$$

Ниже  $\delta$  будем полагать малым параметром задачи. С помощью нелинейной замены вместо  $V_z, V$ , введем в рассмотрение две новые неизвестные функции  $F, \Psi$ :

$$V_z = A \exp\left(\frac{z}{2z_1} + i \int_0^z F dz'\right),$$

$$V_r = A \left[ \frac{k(iF - 1/\gamma z_1 + 1/2z_1)}{\omega^2/a^2 - k^2} + \Psi \right] \exp\left(\frac{z}{2z_1} + i \int_0^z F dz'\right), \quad (9)$$

где  $A = \text{const}$ .

Граничное условие при  $z = +\infty$  соответствует фиксации мнимой части  $F$  в (9) в виде

$$\text{Im}F \geq 0. \quad (10)$$

Функции  $F$  и  $\Psi$  удовлетворяют системе нелинейных уравнений. Эту систему решим приближенно, считая выполненным условие (8). При ограничении членами первого порядка малости по  $\delta$ , получим следующие выражения для  $F$  и  $\Psi$ :

$$\Psi \approx i\delta(z) \left\{ -\frac{k(iF_0 + 1/2z_1)}{3(\omega^2/a^2 - k^2)} + \frac{k[(1/2z_1 + iF_0)^2 - 4k^2/3](iF_0 - 1/\gamma z_1 + 1/2z_1)}{(\omega^2/a^2 - k^2)^2} \right\}; \quad (11)$$

$$F^2 \approx F_0^2 - i\delta(z) \frac{1 - k^2 a^2 / \omega^2}{1 - \alpha_0} \left\{ \frac{4}{3} \left( iF_0 + \frac{1}{2z_1} \right)^2 - k^2 + \frac{k^2(iF_0 + 1/2z_1)(iF_0 - 1/\gamma z_1 + 1/2z_1)}{3(\omega^2/a^2 - k^2)} - k \left( iF_0 - \frac{1}{\gamma z_1} + \frac{1}{2z_1} \right) \times \right. \quad (12)$$

$$\left. \times \frac{\Psi}{i\delta(z)} - \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dz} k \frac{\Psi}{\delta} \right\}.$$

Здесь

$$\alpha_0 = \frac{d\delta}{dz} \frac{i}{2\delta F_0}, \quad F_0 = F \Big|_{\delta=0} = \left[ \frac{\omega^2}{a^2} - \frac{1}{4z_1^2} - k^2 + \frac{g(\gamma - 1)k^2}{\gamma z_1 \omega^2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Из (11), (12) следует, что  $\Psi \sim \delta$ ; при  $\delta \rightarrow 0$   $F \rightarrow \pm F_0$  и (9) переходит в известное решение для случая пренебрежения потерями.

После тождественных преобразований выражение для  $F^2$  приводится к виду

$$F^2 \approx \left\{ \frac{\omega^2}{a^2} \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{i\delta}{1 - \alpha_0} \right) - \frac{1}{4z_1^2} \left( 1 + \frac{8}{3} \frac{i\delta}{1 - \alpha_0} \right) + \frac{g(\gamma - 1)k^2}{\gamma z_1 \omega^2} \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{i\delta}{1 - \alpha_0} \right) - k^2 \right\} + \frac{i\delta}{1 - \alpha_0} \left\{ -\frac{i4F_0}{3z_1} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{g(\gamma - 1)k^2}{\gamma z_1 \omega^2} \left( \frac{-a^2}{2z_1^2 \omega^2} + \frac{iF_0}{z_1 \omega^2} - \frac{g(\gamma - 1)k^2 a^2}{\gamma z_1 \omega^4} \right) \Bigg\} + \\
& + \frac{d\delta}{dz} \frac{ka^2}{\delta \omega^2} \frac{\omega^2/a^2 - k^2}{1 - \alpha_0} \Psi.
\end{aligned} \tag{14}$$

Здесь функция  $\Psi$  выражается через  $F_0$  с помощью (11).

Из граничных условий имеем выражение для параметра  $A$ , входящего в формулу (9):

$$A = V_0(\omega)f(k), \quad f(k) = \int_0^\infty dr r J_0(kr)f(r/L).$$

Отметим некоторые предельные случаи, когда формулы для  $F$  и  $\Psi$  значительно упрощаются:

а) пренебрежение неоднородностью среды ( $z_1 = \infty$ ,  $\delta = \text{const}$ ) —

$$F \approx \left( \frac{\omega^2}{a^2} - k^2 + \frac{i4\delta\omega^2}{3a^2} \right)^{1/2} \approx \left( \frac{\omega^2}{a^2(1 - i4\delta/3)} - k^2 \right)^{1/2};$$

б) пренебрежение гравитационной волной ( $\gamma = 1$ ) —

$$F \approx \left[ \frac{\omega^2}{a^2} - \frac{1}{4z_1^2} - k^2 + \frac{i4\delta(z)}{3(1 - \alpha_0)} \left( \frac{\omega^2}{a^2} - \frac{1}{2z_1^2} - \frac{i}{z_1} F_0 \Big|_{\gamma=1} \right) \right]^{1/2};$$

в) вертикальное распространение акустических волн в предположении экспоненциального изменения вязкости (рассмотрен в работе [12]).

Положим в (14)  $k = 0$ ,  $\delta = \delta_0 \exp(z/z_1)$ . После соответствующих преобразований получим

$$F^2 = F_0^2 + \frac{4}{3} \delta F_0 \left( \frac{1}{2z_1} + iF_0 \right) \approx \left[ F_0 + \frac{2}{3} \delta \left( \frac{1}{2z_1} + iF_0 \right) \right]^2,$$

т. е.

$$F = F_0 + \frac{1}{3z_1} \delta + \frac{2}{3} i \delta F_0.$$

Последнее выражение совпадает с асимптотическим представлением вертикально распространяющихся акустических волн в экспоненциально меняющейся атмосфере с переменной вязкостью, полученным в [12] (с точностью до обозначений). При вычислении интегралов Фурье — Бесселя в (5) ограничимся рассмотрением случая, когда максимум ( $|V_0(\omega)|$ ) лежит в области частот, описывающих «акустическую» ветвь колебаний:

$$|\omega| \gg a/2z_1 > \sqrt{g(\gamma - 1)/\gamma z_1}. \tag{15}$$

Соотношение (15) позволяет несколько упростить представление (14):

$$F \approx F_1 + i\delta F_2 \quad \text{при} \quad (d\delta/dz)(a/\delta\omega) \ll 1; \tag{16}$$

$$F_1(k, z) = \left[ \frac{\omega^2}{a^2(1 - i\delta 4/3)} - \frac{1}{4z_1^2} + \frac{g(\gamma - 1)k^2}{\gamma z_1 \omega^2} - k^2 \right]^{1/2}; \tag{17}$$

$$F_2(k, z) = \frac{1}{2F_1} + \left[ \frac{2}{3z_1^2} + \frac{i4F_0}{3z_1} - \frac{g(\gamma - 1)k^2 a^2}{\gamma z_1 \omega^4} \left( \frac{1}{3} + \dots \right) \right]$$

$$\left. + \frac{a^2}{2z_1^2 \omega_2} + \frac{iF_0 a^2}{z_1 \omega^2} - \frac{g(\gamma - 1)k^2 a^2}{\gamma z_1 \omega^4} \right] \quad (18)$$

Далее ограничимся рассмотрением «малых» высот  $z$ :

$$|z \delta F_2| \ll 1 \quad \text{или} \quad |z \delta / z_1| \ll 1,$$

$$\int_0^z F dz' \approx F(z) z.$$

Учитывая (5), (18), (11), (16), получим представление вида

$$V_z(\omega, z, r) \approx V_0(\omega) e^{z/2z_1} \Phi_z(\omega, z, r); \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \Phi_z &= \int_0^\infty dk k f(k) J_0(kr) e^{iF_1 z} \approx f(k_s) \int_0^\infty dk k J_0(kr) \times \\ &\times e^{iF_1 z} = \frac{-if(k_s) \sin \chi \omega^2 \sqrt{\omega^2/[1 - (4i\delta/3)] - \omega_1^2}}{aR(\omega^2 - \omega_3^2)} \times \\ &\times \left(1 + \frac{ia}{R\varepsilon(\omega)}\right) e^{i(R/a)\varepsilon(\omega)}, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\varepsilon(\omega) = \sqrt{\frac{\omega^2}{1 - 4i\delta/3} - \omega_1^2} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_3^2}{\omega^2 - \omega_2^2}}, \quad (21)$$

$$\omega_1 = \frac{a}{2z_1}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{g(\gamma - 1)}{\gamma z_1}}, \quad \omega_3 = \frac{z}{R} \omega_2, \quad R = \sqrt{z^2 + r^2}.$$

В соответствии с (15) имеем неравенство  $|\omega| \geq \omega_1 > \omega_2$ . При вычислении интеграла в (20) функцию  $f(k)$  вынесли за знак интегрирования, исходя из допущения о медленном изменении ее по сравнению с функцией  $J_0(kr) \exp(iF_1 z)$ . Параметр  $k_s$  соответствует точке, дающей основной вклад при интегрировании в (20). Такая точка имеется в «дальней» зоне  $|k_s r| \gg 1$ , где справедливо асимптотическое представление Дебая для  $J_0(kr)$  и  $k_s$  имеет смысл седловой точки:

$$r + z(\partial F_1 / \partial k) |_{k_s} = 0,$$

$$k_s = \frac{\omega \sqrt{\omega^2/[1 - (4i\delta/3)] - \omega_1^2} \cos \chi}{a \sqrt{(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_3^2)}}, \quad \chi = \arccos(r/R).$$

Экспоненциальный множитель в правой части (20) имеет вид

$$\exp\left(i \frac{R}{a} \varepsilon(\omega)\right) = \exp\left[\frac{ik_s R}{\cos \chi} \left(1 - \frac{\omega_3^2}{\omega^2}\right)\right]$$

и условие медленного изменения функции  $f(k_s)$  можно записать в виде

$$\left| \frac{1}{f(k_s)} \frac{df(k_s)}{dk_s} \right| \ll \left| \frac{R}{\cos \chi} \left(1 - \frac{\omega_3^2}{\omega^2}\right) \right|.$$

Дальнейшее исследование зависит от конкретного вида функции  $f(k)$ .

3. В качестве примера для землётрясения можно взять  $\hat{f}(r/\dot{L})$  в виде

$$\hat{f}(r/L) = \exp(-r^2/L^2). \quad (22)$$

Тогда  $f(k) = \pi L^2 \exp(-k^2 L^2/4)$  и условие медленного изменения функции  $f(k_s)$  приводит к ограничению на масштаб  $L$  сверху:

$$\frac{R^2}{L^2} \gg \left| \frac{r}{a} \varepsilon(\omega) \cos \chi \right| = \left| k_s R \left( 1 - \frac{\omega_3^2}{\omega^2} \cos \chi \right) \right|,$$

где  $|k_s R| \gg 1$ . Получим теперь выражение для  $V_r(\omega, z, r)$ . Пренебрегая функцией  $\Psi$  в формуле (9), находим

$$V_r(\omega, r, z) \approx V_0(z) e^{z/2z_1} \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{\gamma z_1} + \frac{1}{2z_1} \right) \Phi_r(\omega, z, r), \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_r &= \int_0^\infty dk \frac{k^2 f(k)}{\omega^2/a^2 - k^2} J_1(kr) e^{iF_1 z} \approx \\ &\approx -\frac{k_s^2 f(k_s) \operatorname{tg} \chi}{(\omega^2/a^2 - k_s^2) R} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_2^2}{\omega^2 - \omega_3^2}} \exp\left(i \frac{R}{a} \varepsilon(\omega)\right). \end{aligned}$$

Условия применимости представления (23) совпадают с условиями применимости формулы (19), но к ним добавляется неравенство

$$|\sqrt{\varphi(k_s) - \varphi(k_p)}| \gg 1, \quad (24)$$

где  $\varphi(k) = kr + F_1 z$ ,  $k_p = \omega/a$ . Неравенство (24) является условием пренебрежения влиянием полюса  $k_p = \omega/a$  (см. [8], стр. 442—500) и приводится к виду

$$\left| \frac{1}{\sqrt{a}} \left[ R \varepsilon(\omega) - \omega r + iz \sqrt{\omega_1^2 - \omega_2^2 - (4/3) i \delta \omega^2} \right]^{1/2} \right| \gg 1.$$

В дальней зоне, где  $|Ra^{-1} \varepsilon(\omega)| \gg 1$ , представления для фурье-образов  $V_z$  и  $V_r$  имеют вид

$$V_z(\omega, z, r) \approx V_0 \frac{R_0(\omega)}{R} \exp\left(\frac{z}{2z_1} + i \frac{R}{a} \varepsilon(\omega)\right); \quad (25)$$

$$V_r(\omega, z, r) \approx V_0(\omega) \frac{R_1(\omega)}{R} \exp\left(\frac{z}{2z_1} + i \frac{R}{a} \varepsilon(\omega)\right), \quad (26)$$

где

$$R_0(\omega) = \frac{-if(k_s) \sin \chi \omega^2}{a(\omega^2 - \omega_3^2)} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 - i4\delta/3} - \omega_1^2}; \quad (27)$$

$$R_1(\omega) = \frac{-ik_s^2 f(k_s) \operatorname{tg} \chi}{\omega^2/a^2 - k_s^2} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_2^2}{\omega^2 - \omega_3^2}} \times$$

$$\times \left( \frac{\varepsilon(\omega)}{a} \sin \chi + \frac{i}{\gamma z_1} - \frac{i}{2z_1} \right). \quad (28)$$

Возможно обобщение формул (25), (26) на случай учета медленного (в масштабе длины волны) изменения параметров  $a$  и  $z_1$  с высотой. Для этого следует сделать замену

$$\exp\left(\frac{z}{2z_1} + i\frac{R}{a}\varepsilon(\omega)\right) \rightarrow \left(\int_0^z \frac{dz'}{2z_1(z')} + i\int_0^R \frac{\varepsilon(\omega, R') dR'}{a(R')}\right),$$

$$R_0(\omega) \rightarrow R_0(\omega, R), \quad R_1(\omega) \rightarrow R_1(\omega, R).$$

При этом  $R_0(\omega, R)$ ,  $R_1(\omega, R)$ ,  $\varepsilon(\omega, R)$  соответствуют представлениям (27), (28), (21), если в них сделать замену

$$a \rightarrow a(z), \quad z_1 \rightarrow z_1(z).$$

Таким образом, в дальней зоне, где  $|Ra^{-1}\varepsilon(\omega)| \gg 1$ , согласно (2), (25) и (26) возмущенные концентрации электронов  $N'_e$  имеет вид

$$\begin{aligned} N'_e(t, z, r, \varphi) &\approx \frac{iN_0(z) \cos \alpha}{2\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \frac{V_0(\omega)}{\omega} \times \\ &\times \left(\frac{1}{2z_1(z')} + i\frac{\varepsilon(\omega, R)}{a(z')} \sin \chi\right) \left[-R_0(\omega, R) \cos \alpha + R_1(\omega, R) \times \right. \\ &\times \cos \varphi \sin \alpha \left. \right] \exp\left(\int_0^z \frac{dz'}{2z_1(z')} + i\int_0^R \frac{\varepsilon(\omega, R')}{a(R')} dR'\right) - \\ &-\frac{iN_0(z) \sin \alpha}{2\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega e^{-i\omega t} V_0(\omega)}{\omega} \left(i\frac{\varepsilon(\omega, R)}{a(z')} \cos \chi\right) \times \\ &\times [-R_0(\omega, R) \cos \alpha + R_1(\omega, R) \cos \varphi \cos \alpha] \exp\left(\int_0^z \frac{dz'}{2z_1(z')} + \right. \\ &\left. + i\int_0^R \frac{\varepsilon(\omega, R')}{a(R')} dR'\right). \end{aligned} \quad (29)$$

4. По формуле (29) были проведены численные расчеты с целью получения количественных оценок возмущения электронной концентрации в слое  $F$  ионосферы, вызванного нестационарными колебаниями земной поверхности при землетрясении. Параметры атмосферы и ионосферы, необходимые для расчетов, задавались следующим образом: на высотах, меньших  $z_2 = 100$  км, скорость звука  $a$  и высота однородной атмосферы  $z_1$  считались постоянными —  $a = 300$  м/с,  $z_1 = 6700$  м; частота соударений нейтральных частиц  $\nu_{nn}$  предполагалась экспоненциально изменяющейся —  $\nu_{nn} = \nu_{nn}(z_2) \exp[-(z - z_2)/z_1]$ . Выше 100 км параметры  $a$ ,  $z_1$  и  $\nu_{nn}$  задавались таблицами согласно [9].

Расчеты проводились для нескольких пространственных масштабов землетрясения  $L$  в формуле (22) и для трех видов аппроксимации скорости движения земной поверхности  $V_0(t)$ :

$$V_0(t) = S_1 \beta_1^2 t e^{-\beta_1 t}; \quad (30)$$

$$V_0(t) = 2S_2 \beta_2 t (1 - \beta_2 t^2) e^{-\beta_2 t^2}; \quad (31)$$

$$V_0(t) = (1/4) S_3 \beta_3^2 t (2 - \beta_3 t) e_{2-\beta_3 t}. \quad (32)$$

Формулы (30) — (32) описывают различные по характеру землетрясения. Аппроксимация (30) пригодна для землетрясений, приводящих к подъему или опусканию поверхности земли. Максимальное смещение в точке  $r = 0$  при этом равно  $S_1$ :



$$\int_0^{\infty} V_0(t) dt = \xi_1.$$

Аппроксимации (31), (32) пригодны для описания землетрясений, сопровождающихся колебаниями земной поверхности, причем величины  $S_2$  и  $S_3$  равны максимальной величине смещения грунта в точке  $r = 0$  в течение землетрясения. Различие аппроксимаций (31) и (32) в том, что квадратичная зависимость от времени в экспоненте в (31) дает возможность описывать более быстрый процесс затухания колебаний поверхности земли.

Расчеты проводились для различных значений параметров  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ .

На рис. 1 и 2 представлено изменение со временем возмущения концентрации электронов на высоте  $z = 188$  км на расстоянии  $r = 68$  км при  $\varphi = 0$  и  $\alpha = 10^\circ$  для землетрясений с пространственным масштабом  $L = 10$  км.

По оси ординат отложена относительная величина изменения концентрации электронов в процентах, нормированная на 1 см смещения поверхности земли. Время отсчитывается с момента начала землетрясения.

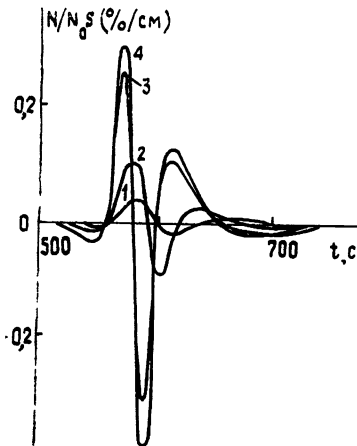


Рис. 1.

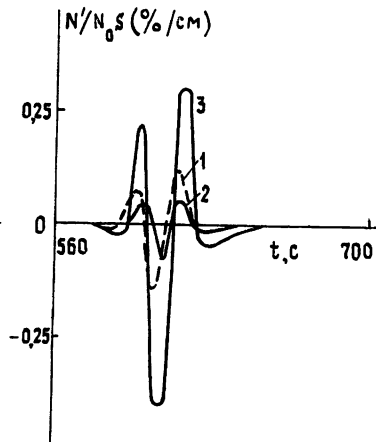


Рис. 2.

На рис. 1 кривые 1—4 относятся к аппроксимации (30) с  $\beta_1 = 0,1, 0,2, 1$  и  $2$   $c^{-1}$  соответственно. На рис. 2 — кривые 1 и 2 представляют результаты с  $\beta_2 = 1$   $c^{-2}$  и  $\beta_2 = 0,16$   $c^{-2}$ , кривая 3 — с  $\beta_3 = 1$   $c^{-1}$ .

На рис. 3 приведена серия графиков для различных пространственных масштабов землетрясения  $L$ . Кривые 1, 2, 3, и 4 на рис. 3 соответственно относятся к расчетам с  $L = 5, 10, 20$  и  $30$  км и к аппроксимации (30) с  $\beta_1 = 0,2$   $c^{-1}$ . Координаты «точки наблюдения» на рис. 3 те же, что и для рис. 1 и 2.

Как видно из сравнения приведенных результатов, «отклик» ионосферы на колебания земной поверхности при землетрясении имеет квазипериодический характер с периодом 40—80 с, причем амплитуда отклика существенно зависит как от временного характера исходного возмущения земной поверхности  $V_0(t)$ , так и от пространственного масштаба  $L$ . Этот результат естественно можно объяснить тем, что распространение возмущения нейтральной компоненты газа в атмосфере подобно прохождению сигнала через фильтр с полосой пропускания, в которой нижняя граничная частота определяется акустической частотой обрезания  $\omega_a$ , а верхняя обусловлена вязкостью атмосферы.

Изменение отклика ионосферы с расстоянием на высоте  $z = 180$  км иллюстрирует рис. 4, на котором кривые 1, 2 и 3 относятся соответственно к расстояниям  $r = 31,2, 65,5, 104$  км ( $\beta_1 = 2$  с<sup>-1</sup>,  $L = 10$  км,  $\alpha = 10^\circ$ ). С увеличением расстояния  $r$  амплитуда возмущения уменьшается, квазипериод — увеличивается.

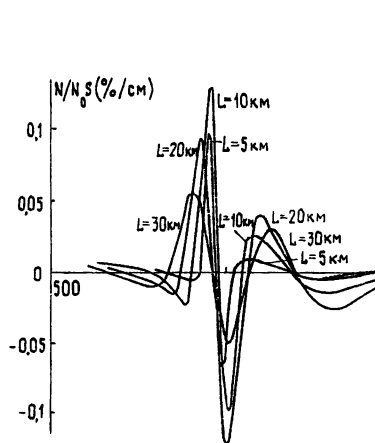


Рис. 3.

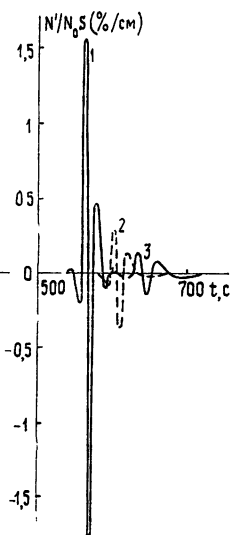


Рис. 4.

Здесь следует подчеркнуть, что нами рассматривалась область ионосферы непосредственно над очаговой зоной землетрясения. С удалением от очаговой зоны должны включаться иные механизмы возбуждения возмущения концентрации электронов, см., например [5].

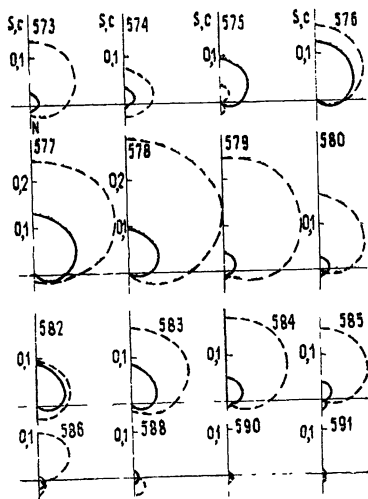


Рис. 5.

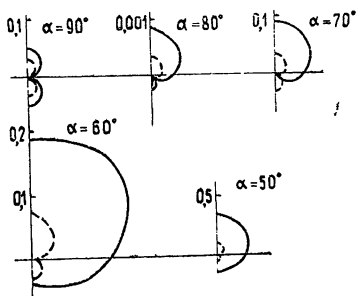


Рис. 6.

Анизотропию отклика ионосферы на движение земной поверхности при землетрясении, связанную с влиянием магнитного поля  $H_0$ , можно проследить по результатам расчетов, представленных на рис. 5 и 6. На рис. 5 приведена азимутальная зависимость абсолютной величины

амплитуды возмущения концентрации электронов для ряда фиксированных моментов времени. Графики построены в полярных координатах, при этом полярный угол отсчитывается от направления на запад. Сплошные кривые соответствуют расчетам с аппроксимацией (31), пунктирные — с аппроксимацией (32),  $\beta_2 = 1 c^{-2}$ ,  $\beta_3 = 1 c^{-1}$ ; в обоих случаях  $L = 10$  км,  $z = 197$  км,  $r = 35$  км,  $\alpha = 70^\circ$  (магнитное склонение  $J = \pi/2 - \alpha = 20^\circ$ ).

На рис. 6 приведена такая же азимутальная зависимость модуля амплитуды возмущения концентрации электронов в фиксированный момент времени ( $t = 575$  с) для различных величин углов  $\alpha$ .

Из результатов, приведенных на рис. 5 и 6, видно, что при импульсном воздействии колебаний земной поверхности на ионосферу точка с максимальной амплитудой возмущения концентрации электронов может находиться как к северу, так и к югу от эпицентра землетрясения — в зависимости от времени, прошедшего после начала землетрясения. В этом состоит, в основном, отличие отклика ионосферы на импульсное воздействие от отклика на прохождение внутренней гравитационной волны с фиксированной частотой и длиной волны [10].

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Таранцев А. В., Бирфельд Я. Г.—Сб. кратких описаний открытий, ЦНИИПИ, открытие № 128, 1973.
- 2 Григорьев Г. И., Докучаев В. П.—Изв вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 945.
- 3 Намазов С. А., Новиков В. Д., Хмельницкий И. А.—Изв вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 4, с. 473.
- 4 Голицын Г. С., Кляцкин В. И.—Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1965, 3, № 10, с. 1044.
- 5 Павлов В. А. Изв вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 1, с. 19
- 6 Нагорский П. М.—Геомagnetизм и аэрономия, 1979, 19, № 1, с. 68
- 7 Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы.—М.: Наука, 1974.
- 8 Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн.—М.: Мир, 1978.—Т. 1.
- 9 Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме.—М.: Наука, 1964
- 10 Hooge W. H. — J. Geophys. Res., 1970, 75, № 28, p. 5535.
- 11 Голицын Г. С.—Изв. АН СССР, Сер. Геофизика, 1961, № 6, с. 942
- 12 Голицын Г. С., Романова Н. Н.—Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1968, 4, № 2, с. 210.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию  
4 апреля 1980 г.  
после доработки  
17 декабря 1980 г.

#### AN EFFECT OF THE EARTHQUAKE ON CONCENTRATION OF ELECTRONS IN F LAYER OF THE IONOSPHERE

*Eh G. Doil'nitsyna, I N Droblyazko, V A. Pavlov*

A disturbance of electron concentration of the ionosphere plasma is considered as a result of action of an acousto-gravitational wave due to earthquake. A solution of the problem has been derived on propagation of an acousto-gravitational pulse in an inhomogeneous atmosphere with a variable viscosity under the assumption that the Knudsen number is small in comparison with the unity. Numerical results are given for disturbance of the electron concentration in ionosphere F layer above the seismic centre for different approximations of the Earth surface motion. Calculation results show the anisotropy of the ionosphere «response» associated with the effect of the Earth magnetic field.