

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 550 388.2

**О ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВАХ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ  
ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ**

*Г. И. Григорьев, Н. Г. Денисов*

Общепризнанным является тот факт, что ионосферные перемещающиеся возмущения (ПВ) вызываются низкочастотными волновыми процессами в нейтральной компоненте атмосферы Земли. Так, акустико-гравитационные волны (АГВ) создают в квазиплоской ионосфере Земли волнообразные изменения концентрации заряженных частиц, регистрируемые радиометодами как ПВ с определенными фазовой и групповой скоростями.

Имеется большое число работ по измерению различного типа скоростей ПВ [1], однако в литературе нет однозначной и четкой интерпретации этих результатов. Это связано с тем, что некоторые из наблюдаемых ПВ генерируются локализованными и кратковременными источниками, возмущения от которых на далеких расстояниях формируют в среде квазимонохроматические колебания с дисперсионными свойствами, отличающимися от известных свойств плоских АГВ. Вместе с тем, дисперсионные свойства ПВ могут быть определены из решения задачи о возмущениях в нейтральной атмосфере на примере простейших источников АГВ. В настоящей работе проведен расчет фазовой и групповой скоростей ПВ, вызываемых далекими как точечными, так и распределенными источниками массы.

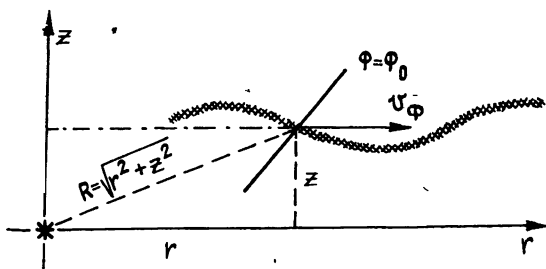


Рис. 1.

Вначале рассмотрим некоторые характеристики возмущений, производимых в изотермической несжимаемой атмосфере точечным мгновенно действующим источником массы типа

$$Q = (Q_0/2\pi r) \delta(r) \delta(z) \delta(t), \tag{1}$$

где  $Q_0$  — полный расход массы. Выражение (1) записано в цилиндрической системе координат, ось  $z$  которой направлена вертикально вверх (см. рис. 1). Низкочастотные возмущения ( $\omega \ll \omega_g$ ) от источника (1) могут быть представлены в виде [2]

$$p = - \frac{Q_0 \omega_g \exp(-z/2H)}{4\pi R} \frac{\omega_c t}{\sqrt{t^2 - t_0^2}} J_1(\omega_c \sqrt{t^2 - t_0^2}) h(t - t_0), \tag{2}$$

$$\omega = - (1/\rho_0 \omega_g^2) (\partial^2 p / \partial t \partial z),$$

где  $p$  — давление,  $\omega$  — вертикальная компонента скорости газа, плотность которого  $\rho_0 = \rho_s \exp(-z/H)$ ,  $H$  — высота однородной атмосферы,  $\omega_c = \omega_g z/R = \omega_g z(z^2 + r^2)^{-1/2}$ ,  $\omega_g = \sqrt{g/H}$ ,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $J_1$  — функция Бесселя,  $h(t)$  — функция Хевисайда:  $h(t) = 1$  при  $t > 0$  и  $h(t) = 0$  при  $t < 0$ ,  $t_0$  — время прихода возмущения в пункт наблюдения,  $t_0 = R/c_0 = R/2 \sqrt{gH}$ .

Объемные волны в нейтральной атмосфере вызывают в плоском слое электронного газа горизонтально распространяющиеся возмущения, структура которых определяется формулой (2) при  $z = \text{const}$  (электронная компонента считается пассивной примесью, см. ниже). В условиях, когда аргумент функции Бесселя велик, решение (2) на плоскости  $z = \text{const}$  представляет собой квазимонохроматическую волну, фаза которой равна

$$\Phi(r, t) = \omega_g(z/R) \sqrt{t^2 - t_0^2} \approx \omega_g(zt/r) \text{ при } t \gg t_0, r \gg z. \quad (3)$$

Определим частоту этих волн

$$\omega = \partial\Phi/\partial t = \omega_g z/r \quad (4)$$

и волновое число

$$k = -\partial\Phi/\partial r = \omega_g z/r^2. \quad (5)$$

Можно ввести фазовую скорость горизонтально распространяющихся возмущений, которая оказывается равной

$$v_\Phi = \omega/k = r/t. \quad (6)$$

Аналогично определенная горизонтальная фазовая скорость следа для плоских АГВ [3] отличается от  $v_\Phi$  из (6) для возмущений от точечного импульсного источника. Таким образом, мы получили элементарное волновое возмущение, которое характеризуется частотой, волновым числом и фазовой скоростью (6). В реальных условиях источники АГВ локализованы в некотором конечном объеме и могут быть представлены суммой точечных кратковременно действующих источников, а вызываемое ими возмущение — суммой волн типа (2). При этом во многих случаях суммарное возмущение носит характер группы волн, скорость которой может отличаться от фазовой скорости (6). В качестве примера рассмотрим источник, распределенный равномерно по диску радиуса  $r_0$ :

$$Q = \frac{Q_0}{\pi r_0^2} \delta(z) h(r_0 - r) \delta(t), \quad h(r_0 - r) = \begin{cases} 1, & r < r_0 \\ 0, & r > r_0 \end{cases}. \quad (7)$$

Используя решение (2) как функцию Грина, можно получить интегральное представление низкочастотных возмущений, которое при  $r \gg r_0$  и  $t \gg t_0$  может быть записано в виде

$$p \approx \frac{2\omega_g Q_0 \exp(-z/2H)}{\pi \sqrt{2\pi} \omega_c t} \frac{J_1(r_0 \omega_g z t/r^2)}{r_0 t} \cos\left(\omega_c t + \frac{\pi}{4}\right). \quad (8)$$

Полученное решение представляет собой квазимонохроматическую волну, огибающая которой при достаточно малых  $r_0$  будет медленной функцией координат и времени. Ее аргументом является функция

$$\psi = r_0 \omega_g z t/r^2 \quad (r \gg z, t \gg t_0), \quad (9)$$

и скорость распространения огибающей (групповая скорость), определяемая из условия  $\psi(r, t) = \text{const}$ , будет равна

$$v_{gp} = r/2t = v_\Phi/2. \quad (10)$$

Таким образом, на достаточно больших расстояниях от источника и при  $t \gg t_0$  горизонтально перемещающиеся возмущения в тонком слое  $\Delta z \ll z$  имеют форму квазимонохроматических волн, частота и волновое число которых, как следует из (4) и (5), связаны соотношением

$$k = \omega^2 t / \omega_g z. \quad (11)$$

Это соотношение можно рассматривать как дисперсионное уравнение, определяющее (с учетом (4) и (5)) при постоянном  $t$  групповую скорость горизонтально движущихся ПВ:  $d\omega/dk = r/2t$ .

Заметим, что соотношение (11) и связь фазовой и групповой скоростей ПВ аналогичны тем, которые известны для гравитационных волн на поверхности жидкости [4]

Оценим теперь основные параметры ПВ (в плоском ионосферном слое), связанных с АГВ от локализованного импульсного источника массы. Считая, что движение ионизированной компоненты как пассивной примеси контролируется магнитным полем Земли  $H_0$ , запишем уравнение непрерывности для электронов с учетом процесса диффузии вдоль магнитного поля  $H_0 \uparrow z$  [2]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial N}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} (N_0 \omega), \quad (12)$$

где  $N$  — отклонение электронной концентрации в ионосферном слое от равновесного профиля  $N_0(z)$ ,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Если процессом диффузии пренебречь ( $\partial N/\partial t \gg (\partial/\partial z)(D\partial N/\partial z)$ ), то изменение электронной концентрации под влиянием АГВ будет равно:

$$N \simeq \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{N_0(z)}{\rho_0 \omega_g^2} \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (13)$$

При выполнении обратного неравенства  $\partial N/\partial t \ll (\partial/\partial z)(D\partial N/\partial z)$  из (12) имеем  $\partial N/\partial z = N_0(z) \dot{\omega}/D$  или

$$\frac{\partial N}{\partial z} = - \frac{N_0(z)}{D \rho_0 \omega_g^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z}. \quad (14)$$

Учитывая, что  $D \rho_0$  не зависит от высоты, и интегрируя (14) по тонкому слою, в котором  $N_0 = \text{const}$ , имеем

$$N = - \frac{N_0(z)}{D \rho_0 \omega_g^2} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (15)$$

Как видно из (13) и (15), горизонтально перемещающиеся ионосферные возмущения имеют такую же структуру, как и волновые возмущения давления в нейтральной атмосфере на некотором уровне  $z = \text{const}$ , и, следовательно, будут обладать дисперсионными свойствами, которые были установлены для АГВ. Так, при описании свойств ПВ можно использовать дисперсионное уравнение (11) и полученные выше значения частоты (4), фазовой и групповой скоростей (10)

$$\omega = \omega_g z/r, \quad v_\phi = r/t = 2v_{гр}.$$

Имеющиеся экспериментальные данные по регистрации ПВ [2] подтверждают линейную зависимость их периода колебаний от расстояния Достоверных данных, позволяющих проверить связь фазовой и групповой скоростей ПВ, в литературе не имеется. Вместе с тем в работе [6] дается сравнение этих скоростей и делается вывод о том, что  $v_\phi = (1/2)v_{гр}$ . Однако этот вывод нуждается в проверке, поскольку измерения этих величин проводились в различное время и для различных событий

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vasseur G., Reddy S A., Testud J — Space Res, 1972, 12, p. 1109
2. Григорьев Г. И — Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, № 2, с. 260
3. Hines C O — J. Atm Terr. Phys., 1974, 36, p. 1179
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред — М. Физматгиз, 1954, с. 56
5. Francis C H — J. Atm Terr. Phys., 1975, 37, p. 1011
6. Heisler L H., Whitehead J. D. — Austr. J. Phys., 1961, 14, p. 481.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
23 июня 1983 г

УДК 621.371.631.1 · 523.532

### ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ИОНОСФЕРЕ НА НЕВЗАИМНОСТЬ МЕТЕОРНОГО РАДИОКАНАЛА

В. В. Сидоров, Р. Г. Хузяшев, А. Н. Плехов

В [1] описывается эксперимент по определению фазовой невзаимности в метеорном радиоканале. Одной из возможных моделей невзаимного метеорного канала является ситуация, когда магнитное поле Земли влияет на распространение радиоволн в ионосфере, а рассеяние на метеорном следе остается изотропным. При распространении радиоволн в ионосфере для частот, используемых в метеорной радиосвязи (30–60 МГц), независимо от угла между волновым вектором волны и вектором магнитного поля Земли основным является квазипродольный эффект или эффект Фарадея, заключающийся в повороте плоскости поляризации волны [2]. Сам по себе эффект Фарадея является невзаимным лишь по амплитуде, что широко используется