

УДК 551.596

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Г. И. Григорьев, О. Н. Савина

Рассмотрено переходное излучение акустико-гравитационных волн, возникающее при пересечении вертикально движущимся точечным источником массы границы раздела двух сред. Получено и проанализировано распределение возмущений давления и плотности потока энергии по спектру излучаемых частот. Из анализа поверхностей равных фаз пространственных низкочастотных возмущений сделан вывод о существовании акустики.

Переходное излучение, возникающее при движении заряженной частицы из одной среды в другую, впервые было рассмотрено в электродинамике Гинзбургом и Франком [1]. В акустике переходное излучение звуковых волн анализировалось в [2]. В данной работе определяется характер гидродинамических возмущений для случая, когда вертикально движущийся источник массы под прямым углом пересекает границу раздела двух сред, в каждой из которых из-за влияния поля тяжести равновесные давление  $p_0$  и плотность  $\rho_0$  меняются по барометрическому закону.

**Основные уравнения.** Пользуясь известной системой линейных уравнений идеального газа в поле силы тяжести (с ускорением  $\mathbf{g} = \{0, 0, -g\}$ ) при наличии движущегося источника массы с производительностью  $Q$ , можно получить волновое уравнение для возмущений давления  $p$  или более удобной для анализа величины  $\psi = \rho \exp(z/2H)$  [3]:

$$\frac{1}{c_n^2} \frac{\partial^4 \psi_n}{\partial t^4} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \Delta - \frac{1}{4H_n^2} \right) \psi_n - \omega_{gn}^2 \Delta_{\perp} \psi_n = \exp\left(\frac{z}{2H_n}\right) \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{gn}^2 \right) \frac{\partial Q_n}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь индексы  $n=1, 2$  характеризуют параметры среды над ( $z > 0$ ) и под ( $z < 0$ ) границей раздела (плоскость  $x, y$  при  $z = 0$ ). При записи (1) использованы обозначения:  $c$  — скорость звука,  $H$  — высота однородной атмосферы,  $\omega_g = \sqrt{\gamma - 1}g/c$  — частота Вяйсяля—Бранта,  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей,  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ .

Принимая, что точечный источник массы  $Q$  движется в положительном направлении оси  $z$  со скоростью  $v_n$ ,

$$Q_n = Q_0 \exp(-z/2H_n) \delta(z - v_n t) \delta(r) / 2\pi r, \quad (2)$$

введем цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$  и воспользуемся преобразованием Фурье—Бесселя:

$$\bar{\psi}(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi)^{-1} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} r \psi(r, t) e^{i\omega t} J_0(kr) dr dt, \quad (3)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Применив это преобразование к уравнению (1) с источником (2), получим

$$\frac{d^2\bar{\psi}_n}{dz^2} + \kappa_n^2 \bar{\psi}_n = \frac{iQ_0(\omega^2 - \omega_{gn}^2)}{4\pi^2\omega v_n} \exp\left(\frac{i\omega z}{v_n}\right); \quad (4)$$

$$\kappa_n^2 = \frac{\omega^2 - \omega_{An}^2}{c_n^2} + k^2 \frac{\omega_{gn}^2 - \omega^2}{\omega^2}, \quad (5)$$

где  $\omega_{An} = c_n/2H_n$ . На границе  $z=0$  непрерывными являются вертикальное смещение  $\xi_z$  и, следовательно, вертикальная компонента скорости  $w = d\xi_z/dt$ , а также полное давление  $p - \rho_0 g \xi_z$ , т. е. при  $z=0$

$$\omega_1 = \omega_2, \quad p_1 + \rho_{01} \frac{g\omega_1}{i\omega} = p_2 + \rho_{02} \frac{g\omega_2}{i\omega}. \quad (6)$$

Здесь  $\rho_{01}$  и  $\rho_{02}$  — равновесные значения плотности среды на разных сторонах границы  $z=0$ . Поляризационные соотношения\* акустико-гравитационных волн позволяют переписать граничные условия (6) через искомую функцию  $\psi$ :

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{\partial \bar{\psi}_1}{\partial z} + k_{H1} \bar{\psi}_1 \right) f_1 &= \left( \frac{\partial \bar{\psi}_2}{\partial z} + k_{H2} \bar{\psi}_2 \right) f_2 \\ \bar{\psi}_1 + (\rho_{01} - \rho_{02}) \left( \frac{\partial \bar{\psi}_1}{\partial z} + k_{H1} \bar{\psi}_1 \right) f_1 g &= \bar{\psi}_2 \end{aligned} \right\}, \quad z=0. \quad (7)$$

В (7) введены обозначения:  $k_{Hn} = (2 - \gamma)(2\gamma H_n)^{-1}$ ,  $f_n = [\rho_{0n}(\omega_{gn}^2 - \omega^2)]^{-1}$ ,  $n = 1, 2$ .

Решение уравнения (4) с граничными условиями (7) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_1 &= F_1 \exp(i\omega z/v_1) + A_1 \exp(\pm i\kappa_1 z), \\ \bar{\psi}_2 &= F_2 \exp(i\omega z/v_2) + A_2 \exp(\mp i\kappa_2 z). \end{aligned} \quad (8)$$

В этих соотношениях  $F_n = [iQ_0(\omega^2 - \omega_{gn}^2)] [4\pi^2\omega v_n(\kappa_n^2 - \omega^2/c_n^2 M_n^2)]^{-1}$ ,  $M_n = v_n/c_n$  — числа Маха, амплитуды  $A_1$  и  $A_2$  соответственно равны

$$\begin{aligned} A_1 &= [F_1(f_1 k_1 - f_2 K_2) - i f_2 F_2(\omega/v_2 \pm \kappa_2) - g \Delta \rho f_1 k_1 F_1 f_2 K_2] \times \\ &\quad \times (f_2 K_2 - f_1 K_1 + g \Delta \rho f_1 K_1 f_2 K_2)^{-1}, \\ A_2 &= [F_2(f_1 K_1 - f_2 k_2) + i f_1 F_1(\omega/v_1 \mp \kappa_1) - g \Delta \rho f_1 K_1 f_2 k_2 F_2] \times \\ &\quad \times (f_2 K_2 - f_1 K_1 + g \Delta \rho f_1 K_1 f_2 K_2)^{-1}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\Delta \rho = \rho_{01} - \rho_{02}$ ,  $k_n = k_{Hn} + i\omega/v_n$ ,  $K_1 = k_{H1} \pm i\kappa_1$ ,  $K_2 = k_{H2} \mp i\kappa_2$ . Проанализируем полученное решение в различных предельных случаях.

**Переходное излучение акустико-гравитационных волн.** Переходное излучение  $\sim A_n \exp(i\kappa_n z)$  должно распространяться от границы раздела сред. В связи с этим в формулах (8), (9) и последующих указаны двойные знаки у волновых чисел  $\kappa_n$ . Верхний знак относится к быстрым акустико-гравитационным волнам (АГВ) в частотном диапазоне  $\omega \gg \omega_{An}$ , нижний — к внутренним гравитационным при  $\omega \leq \omega_{gn}$ . В решении (8)

\* Из них мы, в частности, использовали  $w = i\omega \rho_0^{-1}(\omega_g^2 - \omega^2)^{-1}(\partial p/\partial z + g\rho c^{-2})$ .

представлено также черенковское излучение АГВ  $\sim F_n \exp(i\omega z/v_n)$ . Такое излучение анализировалось в ряде работ (см., например, [3, 4]) и здесь рассматриваться не будет.

Для возмущений давления  $p_1$  и горизонтальной компоненты скорости  $v_{r1} = (i\omega\rho_0)^{-1}\partial p_1/\partial r$ , связанных с переходным излучением, в волновой зоне, где  $kr \gg 1$  и можно воспользоваться асимптотическим представлением функций Бесселя, имеем

$$p_1 \simeq \exp(-z/2H_1) (2\pi ir)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int A_1 k^{1/2} \exp(-i\omega t \pm i\alpha_1 z + ikr) dk d\omega; \quad (10)$$

$$v_{r1} \simeq \exp(z/2H_1) \rho_{01}^{-1} (2\pi ir)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int A_1 k^{3/2} \exp(-i\omega t \pm i\alpha_1 z + ikr) d\omega dk. \quad (11)$$

В плоскости комплексных  $k$  подынтегральные функции в (10), (11) имеют особенности:

$$\begin{aligned} \text{точки ветвления } k_{\text{вн}} &= \pm (|\omega|/c_n) [(\omega_{A_n}^2 - \omega^2)/(\omega_{g_n}^2 - \omega^2)]^{1/2}, \quad k = 0, \\ \text{полюсы } k_{p_n} &= \pm (|\omega|/c_n) [(\omega_{A_n}^2 - \omega^2(1 - M_n^{-2})) / (\omega_{g_n}^2 - \omega^2)]^{1/2}, \end{aligned}$$

а также полюсы, являющиеся решением уравнения  $L = f_2 K_2 - f_1 K_1 + g \Delta \rho f_1 K_1 f_2 K_2 = 0$ . Кроме отмеченных особенностей при интегрировании (10), (11) надо учесть наличие седловых точек:

$$k_{sn} = \frac{\omega^2}{c_n} \left[ \frac{\omega_{A_n}^2 - \omega^2}{(\omega_{g_n}^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_{c_n}^2)} \right]^{1/2} \sin \vartheta, \quad (12)$$

где  $\omega_{c_n} = \omega_{g_n} \cos \vartheta$  и угол  $\vartheta$  определен соотношениями  $r = R \sin \vartheta$ ,  $z = R \cos \vartheta$ . Соответствующее выражение для вертикальной компоненты волнового вектора  $\alpha_{sn}$  находим из (5), (12):

$$\alpha_{sn} = \frac{1}{c_n} \left[ \frac{(\omega_{A_n}^2 - \omega^2)(\omega_{g_n}^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_{c_n}^2)} \right]^{1/2} \cos \vartheta. \quad (13)$$

Вклад седловых точек в интегральных представлениях (10), (11) является определяющим при вычислении переходного излучения [2]. На плоскости комплексных  $k = k_R + ik_I$  контур интегрирования вблизи  $k = k_{sn}$  задается соотношениями [5]

$$k_I = \frac{\omega(k_R - k_\alpha)(k_R - k_s) \operatorname{tg} \vartheta}{(\omega_g^2 - \omega^2)^{1/2} (k_\gamma - k_R)^{1/2} (k_R - k_s)^{1/2}}, \quad \omega_c < \omega < \omega_g; \quad (14)$$

$$k_I = \frac{\omega(k_R - k_\alpha)(k_R - k_s) \operatorname{tg} \vartheta}{(\omega_g^2 - \omega^2)^{1/2} [(k_R - k_s)^2 + k_\beta^2]^{1/2}}, \quad \omega > \omega_A. \quad (15)$$

При записи (14), (15) опущен индекс  $n$  у всех величин и введены обозначения

$$k_\alpha = \frac{1}{c} \left[ \frac{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{(\omega_g^2 - \omega^2)} \right]^{1/2} \sin \vartheta, \quad k_\beta = \frac{\omega}{c} \left( \frac{\omega_A^2 - \omega^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \right)^{1/2} \cos \vartheta,$$

$$k_\gamma = k_\beta + k_s, \quad k_\delta = k_s - k_\beta.$$

Интегрируя (10) по  $k$  методом перевала и не учитывая других особенностей подынтегрального выражения, находим

$$p_1 = \frac{\exp(-z/2H_1) \cos \vartheta}{R c_1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega^2 A_1(k_s, \omega, x_s)}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} |\omega_{A1}^2 - \omega^2|^{1/2} \times \exp \left\{ -i\omega t + i \frac{R}{c} \left[ \frac{(\omega_{A1}^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_{c1}^2)}{\omega_{g1}^2 - \omega^2} \right]^{1/2} \right\} d\omega. \quad (16)$$

Поток энергии  $W_\omega$  переходного излучения на частоте  $\omega$  в телесный угол  $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$  за полное время пролета подсчитаем по формуле

$$dW_\omega/d\Omega = R^2 \int_{-\infty}^{\infty} q_R dt, \quad (17)$$

где  $q_R = (1/2)(p v_R^* + p^* v_R)$  — плотность потока энергии в радиальном направлении, знак \* означает комплексную сопряженность. Радиальная компонента скорости  $v_R$  может быть выражена через давление  $p = \psi \exp(-R \cos \vartheta/2H)$  из исходной системы уравнений гидродинамики для возмущений  $p, \rho, v_R, v_\vartheta$ , записанных в сферической системе координат. Проведем необходимые выкладки, получим

$$\rho_0 \left( \omega_g^2 + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \frac{\partial v_R}{\partial t} = - \exp \left( - \frac{R \cos \vartheta}{2H} \right) \left[ \left( \omega_g^2 \sin^2 \vartheta + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\omega_g^2}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} k_H \cos \vartheta \right]. \quad (18)$$

Используя представления (16), (18), приведем выражение  $q_R(\omega, \vartheta)$  для случая, когда точечный источник массы (2)  $Q \sim \delta(z + vt)$  движется в полупространстве  $z \geq 0$  к абсолютно жесткой границе:

$$q_1 = q_0 \omega^3 [(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega_g^2 - \omega^2)]^{3/2} (k_H^2 + \omega^2/v^2) \cos^2 \vartheta \times c^{-2} v^{-2} (\omega^2 - \omega_g^2 \cos^2 \vartheta)^{-5/2} (x_s^2 - \omega^2/v^2)^{-1} (x_s^2 + k_H^2)^{-1}, \quad (19)$$

где  $q_0 = Q_0^2 (16\pi^4 \rho_{01} c R^2)^{-1}$ , величина  $x_s$  определена формулой (13). Заметим, что из полного решения поставленной задачи (8) мы выделяем часть, соответствующую переходному излучению АГВ с плотностью потока энергии в радиальном направлении  $q_1$ . Несложный анализ формулы (19), однако, показывает, что при выполнении условия черенковского синхронизма  $x_s^2 - \omega^2/v^2 = 0$  \* плотность потока энергии  $q_1$  неограниченно возрастает. В связи с этим воспользуемся равенством

$$(k_H^2 + \omega^2/v^2) (x_s^2 + k_H^2)^{-1} (x_s^2 - \omega^2/v^2)^{-2} = \frac{1}{k_H^2 + \omega^2/v^2} \left[ \frac{1}{k_H^2 + x_s^2} + \frac{k_H^2 - x_s^2 + 2\omega^2/v^2}{(x_s^2 - \omega^2/v^2)^2} \right] \quad (20)$$

и отбросим в (19) ту часть (второе слагаемое в квадратных скобках (20)), которая соответствует черенковскому механизму генерации возмущений. В результате для плотности потока энергии переходного излучения  $q_{1п}$  получим

\* Более строгая оценка вклада седловой точки при приближении ее к полюсу  $k_p$  или точке ветвления  $k_b$  в интегральном представлении (10) дается формулами (16), (28) § 4, гл. IV из [10].

$$q_{1п} = \frac{q_0 \omega^3 [(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega_g^2 - \omega^2)]^{3/2} \cos^2 \vartheta}{c^2 v^2 (\omega^2 - \omega_g^2 \cos^2 \vartheta)^{5/2} (k_H^2 + x_s^2) (k_H^2 + \omega^2/v^2)}. \quad (21)$$

Подсчитанная по формуле (21) плотность потока энергии  $q_{1п}/q_0$  представлена на рис. 1 в зависимости от частоты  $\omega/\omega_g$  для  $v=0,5$  с и углов  $\vartheta_1=45^\circ$  (сплошная кривая) и  $\vartheta_2=70^\circ$  (пунктир).

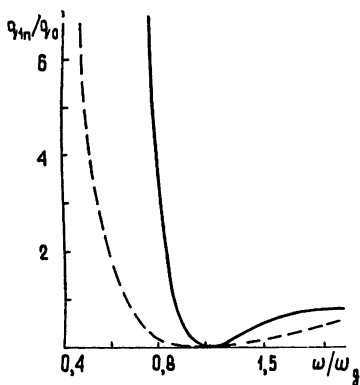


Рис. 1.

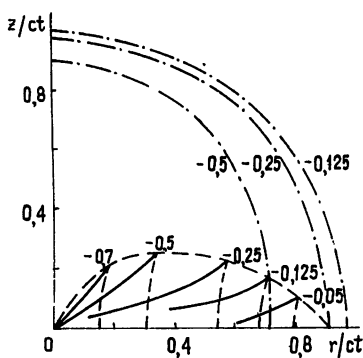


Рис. 2.

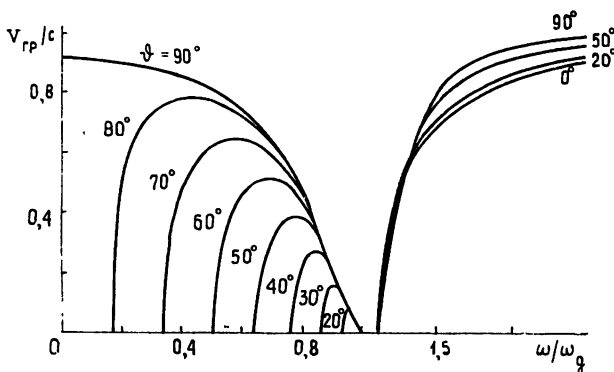


Рис. 3.

### Кинематические соотношения АГВ для переходного излучения.

В предыдущем разделе получено спектральное представление возмущений для переходного излучения АГВ, возникающего при пересечении источником массы границы раздела двух сред. Пространственно-временную форму соответствующего сигнала можно получить после интегрирования (16) по частоте  $\omega$ , например, методом стационарной фазы. Однако осуществить эту программу нелегко вследствие сложной зависимости  $\Phi = \Phi(\omega)$ . Тем не менее, используя кинематические соотношения, сделаем некоторые выводы о структуре сигнала. Анализ, проведенный в [6, 7], показал, что импульсный источник в безграничной изотермической атмосфере порождает три сигнала. Первыми в точку наблюдения приходят со скоростью звука возмущения на высоких частотах  $\omega \gg \omega_A$ . Затем появляется возмущение на частоте  $\omega_m < \omega_g$ , которое в дальнейшем расщепляется на два с частотами  $\omega_g \cos \vartheta < \omega_1 < \omega_m$  и  $\omega_m < \omega_2 < \omega_g$ . Асимптотически при  $t \rightarrow \infty$  характерные частоты этих трех сигналов приближаются соответственно к значениям  $\omega_A$ ,  $\omega_g$  и  $\omega_c = \omega_g \cos \vartheta$ . Пояснить эту ситуацию можно, анализируя зависимость групповой ско-

рости  $V_{гр}$  от частоты  $\omega$  и угла  $\vartheta$ . Определяя  $V_{гр} = [(\partial\omega/\partial k)^2 + (\partial\omega/\partial k)^2]^{1/2}$  из дисперсионного уравнения (5) и подставляя в полученное выражение найденные выше  $k = k_s(\omega, \vartheta)$  и  $\kappa = \kappa_s(\omega, \vartheta)$ , получим

$$\frac{V_{гр}}{c} = \frac{[(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_g^2 \cos^2 \vartheta)]^{1/2} (\omega_g^2 - \omega^2)^{3/2}}{\omega [(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + \omega_g^2 (\omega_A^2 - \omega_g^2) \sin^2 \vartheta]}. \quad (22)$$

На рис. 2 дана зависимость  $V_{гр}/c$  от частоты  $\omega/\omega_g$  для разных углов  $\vartheta$ . Из этого рисунка видно, что для каждого угла  $\vartheta$  есть частота  $\omega_m < \omega_g$ , для которой  $V_{гр}(\vartheta, \omega_m)$  максимальна, а время группового запаздывания сигнала минимально.

Исходными для нахождения поверхностей равных фаз возмущений являются соотношения

$$\Phi(\omega, \vartheta) = \frac{R}{c} \left[ \frac{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_g^2 \cos^2 \vartheta)}{\omega_g^2 - \omega^2} \right]^{1/2} - \omega t = B = \text{const}, \quad (23)$$

$$\Phi'_\omega = \frac{R\omega}{ct} \frac{(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + \omega_g^2 (\omega_A^2 - \omega_g^2) \sin^2 \vartheta}{[(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_g^2 \cos^2 \vartheta)]^{1/2} (\omega_g^2 - \omega^2)^{3/2}} - 1 = 0.$$

Вводя безразмерную частоту  $\Omega = \omega/\omega_g$ , а также  $B_1 = B/\omega_g t$  и разрешая систему (23) относительно  $\tilde{R} = r/ct$ ,  $\tilde{Z} = z/ct$ , получаем в параметрическом виде уравнение искомых поверхностей:

$$\tilde{R}^2 = (\Omega^2 - 1)^2 \left[ \frac{(B_1 + \Omega)^2}{(\Omega^2 - 1,225)^2} - \frac{B_1 + \Omega}{\Omega(\Omega^2 - 1,225)} \right], \quad (24)$$

$$\tilde{Z}^2 = \frac{B_1 + \Omega}{\Omega} - \left[ 1 + \frac{0,225}{(\Omega^2 - 1)^2} \right] \tilde{R}^2.$$

Сечения поверхностей одинаковых фаз возмущений какой-либо из вертикальных плоскостей, содержащих траекторию источника массы, представлены на рис. 3 для разных значений параметра  $B_1$ , отмеченных цифрами у кривых. Штрихпунктирные линии на рис. 3 относятся к инфразвуковым возмущениям на частотах  $\omega > \omega_A$ , сплошные соответствуют частотам  $\omega_g \cos \vartheta < \omega_1 < \omega_m$ , пунктирные — частотам  $\omega_m < \omega_2 < \omega_g$ . Из приведенной картины следует важный вывод о том, что для переходного излучения в диапазоне частот  $\omega < \omega_g$  образуется каустическая поверхность. На рис. 3 ее след изображен пунктиром вдоль носовых частей нижних кривых. Каустика отделяет область тени от области, куда приходят две группы волн.

Вывод о существовании каустической поверхности для импульсных источников можно сделать также, анализируя зависимость групповой скорости АГВ от частоты. Положение каустики определяется тогда как геометрическое место точек, где  $\Phi''_{\omega\omega} = 0$  или  $\partial V_{гр}/\partial \omega = 0$  [8, 9]. Пользуясь этим определением, на основании данных, представленных на рис. 2, можно найти каустику, которая, естественно, совпадает с изображенной на рис. 3.

В заключение укажем, что источник массы или энергии, находясь вблизи границы раздела двух сред, возбуждает также поверхностные волны. Соответствующая задача будет рассмотрена в другой работе авторов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Франк И. М.—ЖЭТФ, 1945, 16, вып. 1, с. 15.
2. Докучаев В. П.—ЖЭТФ, 1962, 43, вып. 2(8), с. 595.
3. Григорьев Г. И., Докучаев В. П.—Изв. АН СССР, ФАО, 1970, 6, № 7, с. 678.
4. Григорьев Г. И., Савина О. Н.—Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 7, с. 750.
5. Pierce A. D.—J. Acoust. Soc. Am., 1963, 35, № 11, p. 1798.
6. Liu C. H., Yeh K. C.—Tellus, 1971, 23, № 2, p. 150.
7. Francis S. H.—J. Atm. Terr. Phys., 1975, 37, № 6/7, p. 1011.
8. Tolstoy I. Wave propagation.—McGraw-Hill., 1973, p. 292.
9. Cole J. D., Greifinger C.—J. Geophys. Res., 1969, 74, № 14, p. 3693.
10. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн.—М.: Мир, 1978, т. 1, с. 492, 501.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
1 июня 1982 г.

## TRANSIENT RADIATION OF ACOUSTIC GRAVITY WAVES

*G. I. Grigor'ev, O. N. Savina*

We investigate transient radiation of acoustic gravity waves due to the mass production source moving through the interface between two media. The distribution of pressure perturbations and energy flux density over the spectrum of emission frequencies is obtained and analysed. A conclusion on the caustic existence is made from the analysis of equal phase surfaces of spacial low-frequency disturbances.

---

## ИНФОРМАЦИЯ

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 6, 1982 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Чашей И. В., Шишов В. И. О механизме диссипации турбулентной энергии в солнечном ветре.

Обсуждаются возможные механизмы диссипации волн в солнечном ветре. Показано, что эффективным стоком спектрального потока энергии турбулентности является циклотронное затухание высокочастотных волн на электронах плазмы. Соответствующая величина внутреннего масштаба турбулентности порядка нескольких километров вблизи орбиты Земли; диссипация турбулентной энергии приводит к увеличению поперечной температуры электронов. Теоретические результаты находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными.

Бахметьева Н. В., Игнатьев Ю. А., Петрухина В. И., Савельев С. М. О моделировании крупномасштабной области возмущения, возникающей при вертикальном нагреве ионосферы полем мощных радиоволн.

На основе сложившихся представлений о механизме формирования крупномасштабной области изменения электронной концентрации, возникающей в ионосфере под действием мощного радиоизлучения, предлагается модель этой области, достаточно простая для использования ее в траекторных расчетах. Предложенная модель использована для анализа влияния искусственной области возмущения на распространение радиоволн декаметрового диапазона.

---