ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ

Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 325

К ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ ЗЕМЛЯ - АТМОСФЕРА

Ю.В.Петухов

Нижний Новгород 1991

Петухов Ю. В.

К ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ ЗЕМЛЯ - АТМОСФЕРА // Препринт № 325. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. - 15 с.

УДК 531.596.1

С использованием простейшей изотермической модели Атмосферы, граничащей с однородным жидким или упругим полупространствами, моделирующими Землю, исследованы дисперсионные свойства существующих в таких системах поверхностных волн. Показано, что в модели с жидким полупространством существует на частотах ниже определенной критической частоты сверхзвуковая поверхностная волна с увеличивающейся при понижении частоты скоростью распространения, переходящая в предельном случае абсолютно жесткой границы раздела в стандартную поверхностную волну Лэмба, распространяющуюся со скоростью звука. Выяснено, что в модельной системе с упругим полупространством существует, причем во всей области частот, лишь дозвуковая поверхностная волна Стоунли-Шолтэ с уменьшающейся при понижении частоты скоростью распространения; начиная же с определенной критической частоты, прежде вытекающая волна Рэлея также становится поверхностной.

В /I, 2/ в предположении изотермических волновых процессов в Атмосфере, при которых показатель адиабаты воздуха можно формально считать равным единице $\gamma = 1$, внутренние гравитационные волны отсутствуют /3-5/, было получено дисперсионное уравнение, описываю - щее характерные свойства волн в модельной системе однородная упругая Земля - изотермическая атмосфера, стратифицированная по равновесной плотности и равновесному давлению. Анализ этого уравнения показал, что в такой модельной системе с плоской границей раздела наряду с поверхностной волной Стоунли-Шолтэ, существующей во всём диапазоне частот $0 \leq \omega < \infty$, начиная с определенной критической частоты $\omega < \omega_0 \approx g/2c$, прежде вытекающая волна Рэлея становится также поверхностной волной; здесь ω - циклическая частота, g - ускорение силы тяжести, c - изотермическая скорость звука. В /I,2/ выяснено также, что в рассматриваемой модельной системе отсутствует поверхностная волна, распространяющаяся со скоростью звука c, аналогом которой является поверхностная волна Лэмба в изотермической атмосфере с абсолютно жесткой нижней границей раздела, исчезающая при $g = 0$, т.е. в отсутствие силы тяжести /3-5/. Поскольку поверхностная волна Стоунли-Шолтэ существует при любых $g \geq 0$, за единственным лишь очевидным исключением абсолютно жесткой нижней границы (см./I, 2, 6-8/), то эта поверхностная волна не может являться аналогом волны Лэмба в Атмосфере, хотя скорость ее распространения весьма близка к скорости звука /I, 2/; тем самым остается открытым вопрос о возможности существования аналога волны Лэмба в Атмосфере при реалистических граничных условиях на поверхности Земли.

Именно поэтому, целями настоящей работы являются, во-первых, получение более общего ($\gamma > 1$), чем в /I, 2/, дисперсионного уравнения для описания характерных свойств поверхностных волн Рэлея и Стоунли-Шолтэ с учетом влияния на их распространение внутренних гравитационных волн; во-вторых, выяснение возможности существова -

ния аналога поверхностной волны Лэмба /3-5/.

Для решения поставленных задач рассмотрим, как и в / I, 2/, изотермическую модель Атмосферы с экспоненциально спадающей с ростом высоты z плотностью $\rho(z) = \rho_0 exp(-gz/c^2)$, предполагая, что начало декартовой системы координат x, y, z лежит на поверхности Земли $z = 0$, а ось z направлена вверх; здесь $\rho_0 = \rho(z = 0)$ плотность воздуха у земной поверхности. Тогда уравнение для возмущения давления p' в атмосферном воздухе запишется согласно /9/ в следующем виде:

$$\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N^2\right)^2\left(\frac{\partial^2}{c_s^2\partial t^2}-\Delta_\perp\right)+2N\frac{dN}{dz}\frac{\partial^3}{\partial t^2\partial z}-\right. \qquad (I)$$

$$\left.-\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N^2\right)\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-2\Gamma\frac{\partial}{\partial z}\right)\right]exp\left(\int_0^z\frac{g}{c_s^2}dz\right)p'=0,$$

где $N^2=-\left(\frac{g^2}{c_s^2}+\frac{g}{\rho}\frac{d\rho}{dz}\right)$, $\Gamma=\frac{g}{c_s^2}+\frac{1}{2\rho}\frac{d\rho}{dz}$, $\Delta_\perp=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

В уравнении (I) N - частота Брента-Вяйсяля, которая в рассматриваемом случае изотермической атмосферы равна $N^2=(\gamma-I)g^2/c_s^2$, Γ - коэффициент Эккарта, здесь $\Gamma=(2-\gamma)g/2c_s^2$; c_s - адиабатическая скорость звука $c_s^2=\gamma c^2$; очевидно также, что $dN/dz=0$, а $exp\left(\int_0^z g\,dz/c_s^2\right)=exp(gz/c_s^2)$. Необходимую для дальнейшего взаимосвязь возмущения давления в среде p' с вертикальной скоростью смещения частиц в волне v_z запишем в следующем виде (см. /9/):

$$\frac{\partial^2}{\partial t\,\partial z}exp\left(\int_0^z\frac{g}{c_s^2}dz\right)p'+\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N^2\right)\rho(z)exp\left(\int_0^z\frac{g}{c_s^2}dz\right)v_z=0. \qquad (2)$$

Также, как и в /I, 2/, Земля моделируется однородным упругим полупространством с плоской границей раздела, поэтому уравнения, описывающие волновые процессы в ней удобно записать для потенциалов смещений продольных φ и сдвиговых $\vec{\psi}$ волн:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c_\ell^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0, \quad \Delta\vec{\psi} - \frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2} = 0, \tag{3}$$

а необходимые в дальнейшем выражения для вектора смещений $\vec{u}$ и компонент тензора напряжения $\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}$ – через потенциалы φ и $\vec{\psi}$ в следующем виде:

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\varphi + [\vec{\nabla}\times\vec{\psi}],$$

$$\sigma_{xx} = \lambda\Delta\varphi + 2\mu\frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \sigma_{yy} = \lambda\Delta\varphi + 2\mu\frac{\partial u_y}{\partial y},$$

$$\sigma_{zz} = \lambda\Delta\varphi + 2\mu\frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \sigma_{xy} = \mu\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right), \tag{4}$$

$$\sigma_{yz} = \mu\left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y}\right), \quad \sigma_{zx} = \mu\left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z}\right).$$

Здесь $c_\ell = \sqrt{(\lambda+2\mu)/\rho_g}$ и $c_t = \sqrt{\mu/\rho_g}$ – скорости продольных и сдвиговых волн в упругой среде с плотностью $\rho_g = const$ и параметрами Ламэ λ, μ.

Поскольку для получения дисперсионного уравнения достаточно рассмотреть распространение через границу раздела сред плоской волны, то предположим, что из упругого полупространства на поверхность $z = 0$ падает лишь продольная плоская волна, проекция волнового вектора которой на ось x равна K. Тогда, как известно (см./6/), для волны с вертикальной поляризацией всегда можно выбрать векторный потенциал $\vec{\psi}$ таким образом, чтобы была отлична от нуля лишь единственная его компонента $\psi_y = -\psi$, вследствие чего для падающей, преломленной и отраженных волн можно записать следующие соотношения:

$$\varphi = e^{i(kx + \varkappa_1 z - \omega t)} + A e^{i(kx - \varkappa_1 z - \omega t)}, \tag{5}$$

$$\psi = Be^{i(kx-\varkappa_2 z-\omega t)},$$
$$\rho' = Ce^{i(kx+\varkappa z-\omega t)},$$

в которых t – время,

$$\varkappa_1 = \sqrt{k_\ell^2 - k^2}, \qquad \varkappa_2 = \sqrt{k_t^2 - k^2},$$

$$k_\ell = \frac{\omega}{c_\ell}, \quad k_t = \frac{\omega}{c_t}, \quad k_s = \frac{\omega}{c_s}, \tag{6}$$

$$\varkappa = i\left[\frac{g}{2c^2} + \sqrt{\frac{g^2}{4c^4} + (k^2 - k_s^2)\left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) - \frac{N^2}{c_s^2}}\,\right].$$

Необходимая для определения коэффициентов отражения A, трансфор – мации B и прохождения C система из трех алгебраических уравнений найдется с использованием стандартных граничных условий (см./I,6/):

$$v_z\Big|_{z=+0} = \frac{\partial u_z}{\partial t}\Big|_{z=-0}, \quad (-p' + \rho g u_z)\Big|_{z=+0} = \sigma_{zz}\Big|_{z=-0}, \quad \sigma_{zx}\Big|_{z=0} = 0. \tag{7}$$

Приравняв к нулю главный детерминант этой системы, получим ис – комое дисперсионное уравнение, которому удовлетворяют волновые числа k собственных решений рассматриваемой задачи

$$\left(\gamma_s - \frac{g}{c_s^2}\right)\left[(2k^2c_t^2 - \omega^2)^2 - 4k^2\gamma_\ell\gamma_t c_t^4\right] + \\ + R\gamma_\ell\omega^2\left[\omega^2 - N^2 + g\left(\gamma_s - \frac{g}{c_s^2}\right)\right] = 0. \tag{8}$$

В уравнении (8) введены следующие обозначения: $R = \rho_0/\rho_g$, $\gamma_s = \frac{\varkappa}{i}$, $\gamma_\ell = \sqrt{k^2 - k_\ell^2}$, $\gamma_t = \sqrt{k^2 - k_t^2}$.

Рассмотрим сначала вопрос о существовании поверхностной волны, распространяющейся вдоль границы раздела атмосферы с океаном, т.е. когда Земля моделуется однородным жидким полупространством $c_t = 0$. В этом случае из (8) получаем более простое дисперсионное уравнение, которое через безразмерные величины $k/k_s = \sqrt{I - \xi}$, $G = g/\omega c_s$, $a = c_s/c_t$, $W_1^2 = N^2/\omega^2 = (\gamma - I)G^2$ и $W_2 = (2 - \gamma)G/2$ запишется в следующем виде:

$$\left(\sqrt{W_2^2 - \xi(1 - W_1^2)} - W_2\right) + R\sqrt{1 - a^2 - \xi} \times \tag{9}$$

$$\times \left[1 - W_1^2 + G\left(\sqrt{W_2^2 - \xi(1 - W_1^2)} - W_2\right)\right] = 0.$$

Если бы граница раздела была абсолютно жесткой $R = 0$, то уравнение (9) имело бы тривиальное решение $\xi = 0$ ($k = k_s$), отвечающее существованию стандартной поверхностной волны Лэмба в атмосфере (см. /3-5/). Поскольку же в реальных условиях $R \approx 10^{-3} \ll I$, то, как нетрудно убедиться, значение $\xi = 0$ не является корнем уравнения (9), так как при $\xi = 0$ лишь первое слагаемое обращается в нуль, второе же – остается конечным и равным $R\sqrt{I - a^2}\,(I - W_1^2)$. По-видимому, можно ожидать, что при $R \ll I$ в случае существования корня уравнения (9) величина его будет также существенно меньше единицы $|\xi| \sim R^n$, $n \geq I$; кроме того, из простейшего анализа следует, что решение уравнения (9) существует лишь при $\xi > 0$, когда знаки первого и второго слагаемых в (9) противоположны.

Учитывая сказанное относительно возможных значений ξ, из (9) в первом приближении находим

$$\xi = \xi_L \approx R\sqrt{1 - a^2}\left[2W_2 - R\sqrt{1 - a^2}\,(1 - W_1^2)\right]. \tag{10}$$

Как видно из (10), необходимое условие $\xi > 0$ может нарушаться лишь в области высоких частот, т.е. при $G \ll I$. Значение критической частоты ω_L, ниже которой $\omega < \omega_L$ только и существует, теперь уже модифицированная сверхзвуковая поверхностная волна Лэмба с увеличивающейся с понижением частоты скоростью распространения

$c_L \approx c_S(1+\xi_L/2)$ определяется из уравнения

$$W_2 - R\sqrt{1-a^2}\,(1-W_1^2) = 0, \tag{11}$$

следующего из решения (10) при $\gamma_S(\omega_L) = g/2c^2$. Из (11) находим

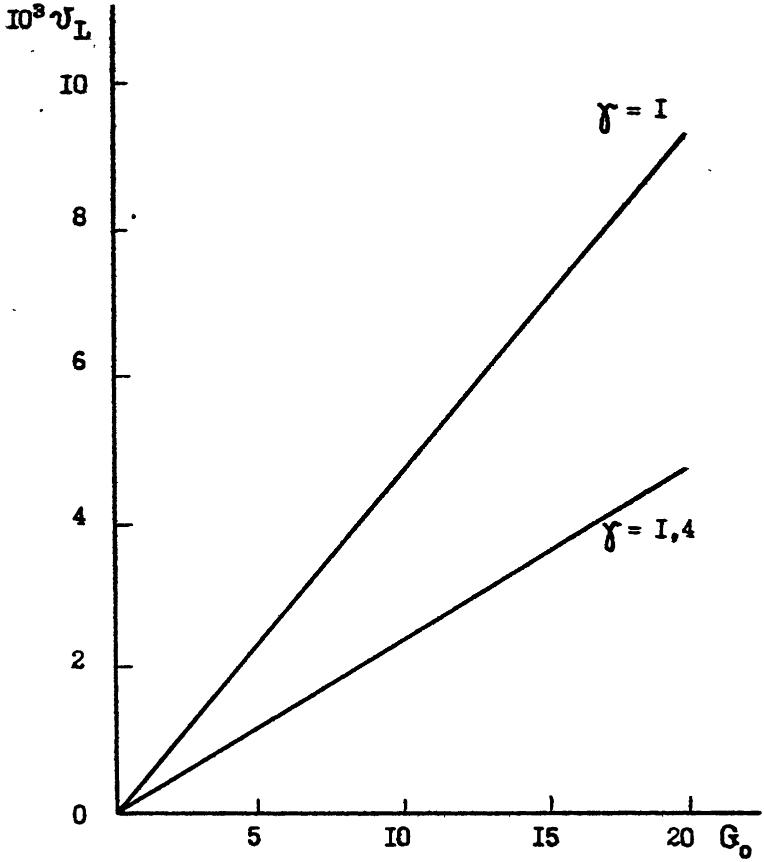
$$\omega_L = \frac{g}{c_S} \times \frac{4R(\gamma-1)\sqrt{1-a^2}}{\sqrt{(2-\gamma)^2+16R^2(1-a^2)(\gamma-1)}-(2-\gamma)} \tag{12}$$

Используя условие малости $R \ll 1$, из (12) при справедливом для атмосферного воздуха условий $1 < \gamma < 2$ находим более наглядное приближенное выражение для критической частоты поверхностной модифицированной волны Лэмба

$$\omega_L \approx \frac{2-\gamma}{2R\sqrt{\gamma(1-a^2)}}\,\frac{g}{c}, \tag{13}$$

зависящее от акустических характеристик граничащих сред. Как следует из (10) и (13), влияние внутренних гравитационных волн ($\gamma > 1$) на распространение поверхностной модифицированной волны Лэмба сводится к уменьшению дисперсии ее скорости c_L и понижению критической частоты ω_L по сравнению со случаем $\gamma = 1$, поскольку с ростом γ величина $(2-\gamma)/\sqrt{\gamma}$ в выражениях (10) и (13) уменьшается (см.рис.1).

Таким образом,установлено, что вдоль границы атмосферы с океаном возможно распространение поверхностной модифицированной сверхзвуковой волны Лэмба, но на частотах лишь ниже определенной (см. (12)) критической частоты $\omega < \omega_L$, которая при реальных значениях параметров сред составляет величину $f_L = \omega/2\pi \approx 1{,}5$ Гц.Здесь следует отметить, что данное обстоятельство не было учтено в /10, 11/ при изучении вклада волны Лэмба в полное поле, возбуждаемое в атмосфере при подвижках океанического дна. Отсутствие в /10, 11 / критической частоты ω_L для поверхностной волны Лэмба и равенство скорости ее распространения скорости звука c_S (стандартная волна Лэмба) обусловлено несамосогласованной постановкой задачи в /10,



Р и с. I Зависимость от безразмерной величины $G_0 = \frac{g}{\omega c}$ дисперсионной добавки $\vartheta_L = \frac{C_L}{C_S} - 1$ к скорости распространения поверхностной модифицированной волны Лэмба, полученная при численном решении уравнения (9) с $R = 10^{-3}$, $a = 3,4/15$

II/, при которой исключалось влияние водной среды на дисперсионные свойства волны Лэмба.

Обратимся теперь к рассмотрению вопроса о существовании поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы атмосферы с грунтом $c_t \neq 0$. В этом случае уравнение (9) можно записать с использованием безразмерной переменной $\eta = k/k_s$ в следующем виде:

$$(\nu_s - W_2)\left[(2\eta^2 - b^2)^2 - 4\eta^2 \nu_\ell \nu_t\right] + \\ + R b^4 \nu_\ell \left[1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)\right] = 0, \tag{I4}$$

где

$$\nu_s = \sqrt{W_2^2 + (\eta^2 - 1)(1 - W_1^2)}, \quad \nu_\ell = \sqrt{\eta^2 - a^2}, \quad \nu_t = \sqrt{\eta^2 - b^2}, \quad b = \frac{c_s}{c_t}.$$

При $G = 0$ уравнение (I4) сводится к известному уравнению Стоунли - Шолтэ (см./6-8/), описывающему распространение двух типов волн - Стоунли-Шолтэ и Рэлея со скоростями $C_{St} < C_s$ и $C_R < C_t$ соответственно; причем одна из них является поверхностной, а другая вытекающей. В реальных условиях $b \approx 0{,}I \ll I$ и поэтому поверхностной волной является волна Стоунли-Шолтэ; волна Рэлея в этом случае является вытекающей, поскольку, распространяясь со скоростью $C_R > C_s$, она переизлучает энергию в атмосферу, вследствие принципа излучения Вавилова-Черенкова. Учет конечных значений G не изменяет порядка уравнения (см.(I4)), поэтому, как показано в /I, 2/ на частном примере $\gamma = I$, не должно возникать и дополнительное решение уравнения (I4), которое описывало бы новую поверхностную волну типа Лэмба. Появляется лишь дисперсия у волн Стоунли-Шолтэ и Рэлея, приводящая к тому, что, например, при $\gamma = I$ (см./I, 2/) ниже определенной частоты $\omega < \omega_0 \approx g/2c$ переизлучение энергии волны Рэлея прекращается и она становится поверхностной волной наряду с волной Стоунли-Шолтэ. Посмотрим теперь, какие отличия, по сравнению со случаем $\gamma = I$ (см./I, 2/), появляются в дисперсионных свойствах этих волн с учетом влияния на их распространение внутренних гравитационных волн $\gamma > I$, $W_1^2 \neq 0$. Обратимся сначала к исследованию влияния внутренних гравитационных волн на дисперсию поверхностной волны Стоунли-Шолтэ. Решение уравнения (I4), соответствующее этой волне, будем искать в следующем виде: $\eta = \eta_{st} = (1 + \xi_{st})^{1/2}$, где $\xi_{st} \ll 1$, тогда в первом приближении из (I4) находим

$$\xi_{st} \approx \frac{R b^4 \nu_\ell}{H_1}\left(-2W_2 + R b^4 \nu_\ell / H_1\right), \tag{I5}$$

$$H_1 = H(\eta = 1), \quad H(\eta) = (2\eta^2 - b^2)^2 - 4\eta^2 \nu_\ell \nu_t .$$

Из (I4) нетрудно убедиться, что для существования $\eta = \eta_{st}$ необходимо выполнение условия $\xi_{st} > 0$, т.к. только в этом случае знак первого слагаемого в (I4) будет противоположен знаку второго слагаемого. Из (I5) же следует, что условие $\xi_{st} > 0$ выполняется во всей области частот ($W_2 \geqslant 0$), поскольку $H_1 < 0$. С использованием малости величины $b^2 \ll 1$ выражение (I5) можно существенно упростить и представить в следующем виде:

$$\xi_{st} \approx \frac{R b^2}{1-(C_t/C_\ell)^2}\left\{2W_2 + \frac{R b^2}{4\left[1-(C_t/C_\ell)^2\right]}\right\}. \tag{I6}$$

Из (I5), (I6) следует, что, во-первых, поверхностная волна Стоунли-Шолтэ распространяется с дозвуковой скоростью $C_{st} \approx C_s(1-\xi_{st}/2)$, уменьшающейся с понижением частоты (см.рис.2), во-вторых, влияние внутренних гравитационных волн приводит к уменьшению дисперсии в скорости распространения C_{st} этой волны по сравнению с ситуацией при $\gamma = 1$ (см.рис.2), поскольку с ростом γ, в разумном для атмосферного воздуха диапазоне $1 < \gamma < 2$, величина $W_2 = \frac{2-\gamma}{2\sqrt{\gamma}}\,\frac{g}{c\omega}$ в выражении для ξ_{st} (I5) уменьшается.

Перейдем, наконец, к исследованию влияния внутренних гравитационных волн на дисперсионные свойства волны Рэлея. Решение уравнения (I4), соответствующее этой волне, будем искать в виде $\eta = \eta_0 + \xi_R$, где $\xi_R \ll 1$ - малая величина, являющаяся добавкой к решению η_0 уравнения (I4) при $R = 0$: $H(\eta_0) = 0$. Тогда, в первом приближении из (I4) находим выражение

$$\xi_R \approx \frac{R b^4 \nu_\ell \left[1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)\right]}{2\eta_0 \left\{ 2(\nu_s - W_2)\left[\eta_0^2\left(\frac{\nu_t}{\nu_\ell} + \frac{\nu_\ell}{\nu_t}\right) + 2\nu_\ell \nu_t - 2(2\eta_0^2 - b^2)\right] - \right.} - \tag{17}$$

$$- \frac{}{\left. - \frac{R}{2}\left[G\frac{\nu_\ell}{\nu_s} + \frac{1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)}{\nu_\ell}\right] \right\}},$$

в котором подразумевается, что $\nu_s = \nu_s(\eta_0)$, $\nu_\ell = \nu_\ell(\eta_0)$ и $\nu_t = \nu_t(\eta_0)$. Учитывая, что в реальных условиях $R << I$, $b^2 << I$, $(\eta_0^2 - b^2) << I$ и $(a/b)^2 \lesssim I/3$, из (I7) находим удобную для дальнейшего анализа зависимость

$$\xi_R \approx \frac{R \nu_t b^4}{4\eta_0^3} \times \frac{1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)}{\nu_s - W_2}. \tag{18}$$

Как отмечалось выше, при $G = 0$ волна Рэлея представляет собой вытекающую волну, поскольку малая добавка ξ_R является комплексной величиной (см.(I8)). Переизлучение энергии этой волной прекращается при выполнении условия $\nu_s^2 \geqq 0$, определяющего при $\nu_s(\omega_R) = 0$ выражение для критической частоты

$$\omega_R = \omega_0 \sqrt{\gamma - 4\eta_0^2(\gamma - 1)/\gamma}, \qquad \omega_0 = g/2c\sqrt{1 - \eta_0^2}, \tag{19}$$

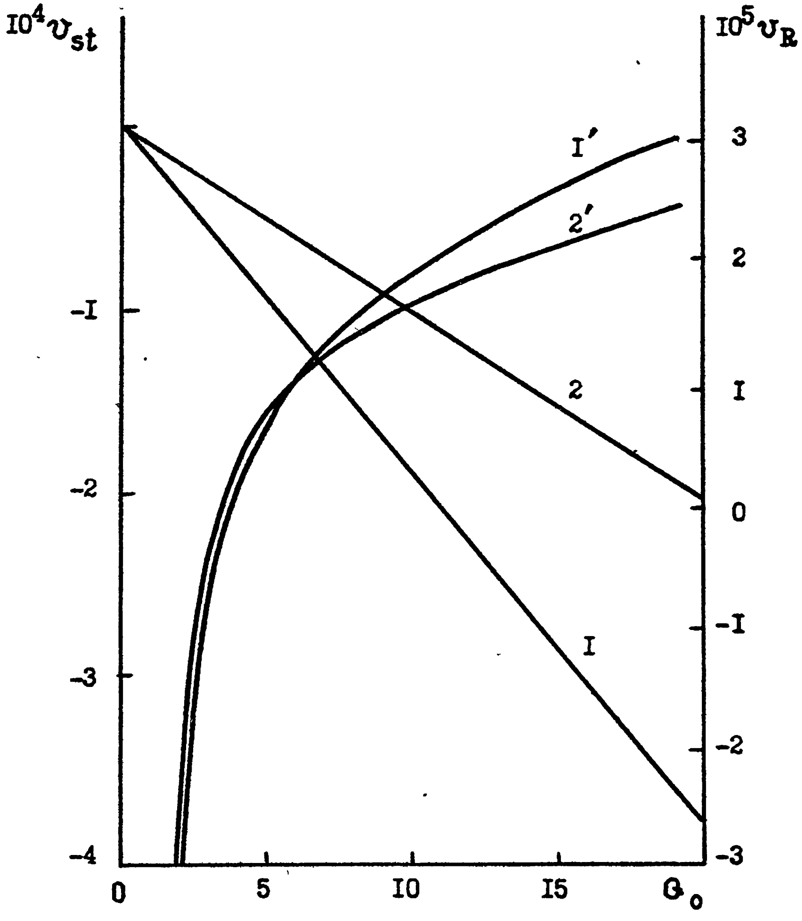
ниже которой ($\omega < \omega_R$) волна Рэлея становится поверхностной волной со скоростью распространения

$$c_R \approx \frac{c_s}{\eta_0}\left(1 - \frac{\xi_R}{\eta_0}\right), \tag{20}$$

где

$$\xi_R \approx -\frac{R b^4 \nu_t}{4\eta_0^3(1-\eta_0^2)} G\left\{\eta_0^2 + \frac{\gamma - 1}{(2-\gamma)^2}\left[3\gamma - 1 - \gamma^2 - \eta_0^2(4-\gamma)\right] - \right. \tag{21}$$

$$\left. - \frac{3 - \gamma - \eta_0^2(4-\gamma)}{(2-\gamma)^2 G^2}\right\}, \qquad \left|\frac{(\eta_0^2 - 1)(1 - W_1^2)}{W_2^2}\right| << 1, \quad 1 \leq \gamma < 2;$$



Р и с. 2 Зависимости от безразмерной величины $G_o = \frac{g}{\omega c}$ дисперсионных добавок к скоростям распространения поверхностных волн Стоунли – Шолтэ $\upsilon_{st} = \frac{C_{st}}{C_s} - I$ (линии I,2) и Рэлея $\upsilon_R = \frac{C_R}{C_s} - b^{-I} + 0{,}806$ (кривые I′, 2′), полученные при численном решении уравнения (I4) с $R = 5 \cdot I0^{-4}$, $b = 0{,}I$, $a = b/\sqrt{3}$:

I, I′ – γ = I,0
2, 2′ – γ = I,4

$$\xi_R \approx -\frac{R b^4 \nu_t}{4\eta_0^3} G\left(\frac{\gamma-\alpha}{\alpha+\gamma-2}\right), \quad \alpha = 2\sqrt{(\gamma-1)(1-\eta_0^2)+\left(\frac{2-\gamma}{2}\right)^2}, \tag{22}$$

$$\left|\frac{(1-\eta_0^2)(1-W_1^2)}{W_2^2}\right| \gg 1, \quad \gamma > 1, \quad W_1^2 \gg 1.$$

Как следует из (I9) и (20)-(22), влияние внутренних гравитационных волн на распространение поверхностной волны Рэлея приводит, во-первых, к увеличению критической частоты по сравнению со случаем $\gamma = I$ /I, 2/ (см.рис.2), т.к. $\omega_R/\omega_0 \approx \sqrt{\gamma}$, во-вторых, в зависимости от диапазона частот к увеличению или уменьшению дисперсии ее скорости распространения по сравнению со случаем $\gamma = I$ (см. рис.2), поскольку, как показывают приближенные зависимости (2I) и (22), при $\gamma > I$ $(\gamma - \alpha)/(\alpha + \gamma - 2) < \eta_0^2 + (\gamma - I)\left[3\gamma - I - \gamma^2 - \eta_0^2(4-\gamma)\right]/(2-\gamma)^2$.

В заключение кратко сформулируем принципиальные результаты выполненных исследований. Во-первых, показано, что вдоль границы атмосферы с океаном возможно распространение поверхностной, но модифицированной волны Лэмба, причем лишь на частотах - ниже определенной критической частоты ω_L (I2). Во-вторых, выяснено, что аналог поверхностной модифицированной волны Лэмба в атмосфере, граничащей с упругим грунтом, отсутствует; в такой системе существует поверхностная волна Стоунли-Шолтэ и волна Рэлея, которая лишь на частотах ниже определенной критической частоты ω_R (I9) становится поверхностной волной.

ЛИТЕРАТУРА

I. Петухов Ю.В. Влияние гравитации на распространение поверхностных волн вдоль границы раздела Земля - Атмосфера//Препринт № 269. - Горький: НИРФИ, 1989. - 7 с.

2. Петухов Ю.В. Эффект одновременного существования непереизлучающих поверхностных волн Рэлея и Стоунли//Акуст.журн. - 199I.- - Т.37, № 2. - С.

3. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. - М.: Мир, 1987. - 532 с.

4. Lamb H. On the theory of waves propagated vertically in the atmosphere // Proc.Lond.Math.Soc.-1910.-V.7,N1.-P.122-141.

5. Bretherton F.P. Lamb waves in a nearly isothermal atmosphere // Q.J.R.Meteorol.Soc. - 1969. - V.65, N 3. - P.754 - 757.

6. Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic waves in layered media. - New York: McGraw-Hill, 1957. - 580 p.

7. Scholte J.G. The range of existence of Rayleigh and Stoneley waves // Monthly Notices Roy.Astron.Soc.: Geophys.Suppl. - 1947. - V.5, N 3. - P.120 - 126.

8. Biot M.A. The interaction of Rayleigh and Stoneley waves in the ocean bottom // Bull.Seism.Soc.Amer. - 1952. - V.42, N 1. - P.81 - 92.

9. Осташев В.Е. Уравнение для акустических и гравитационных волн в стратифицированной движущейся среде//Акуст.журн. - 1987. - Т.32, № 1. - С.150-152.

10. Лидоренко Н.С., Ильин Б.И., Петькин Н.В., Козлов В.А., Ромашко Д.Н. Возбуждение акустических колебаний в атмосфере при поршневых подвижках дна океана//Изв.АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1988. - Т.24, № 1. - С.47-52.

11. Ильин Б.И., Ромашко Д.Н. Генерация атмосферного инфразвука при вертикальном сдвиге океанического дна//Изв.АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1990. - Т.26, № 8. - С.886-888.

Дата поступления статьи
12 апреля 1991 г.

Петухов Юрий Васильевич

К ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН,
РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ ЗЕМЛЯ - АТМОСФЕРА

Подписано в печать 14.05.91 г. Формат 60 х 84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,95 усл.п.л.
Заказ 5168. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте НИРФИ