

Министерство образования Российской Федерации
Научно-исследовательский радиофизический институт

Препринт N 470

**ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ
ВОЛН В ДИНАМО-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
МОЩНОГО КВ-ИЗЛУЧЕНИЯ**

С. Г. Бессонова
Г. И. Григорьев
А. А. Марьин

Нижний Новгород, 2001

Бессонова С. Г., Григорьев Г. И., Марьин А. А. Возбуждение акустико-гравитационных волн в динамо-области ионосферы энергетическим источником под действием мощного КВ-излучения // Препринт N 470. — Нижний Новгород: НИРФИ, 2001. 10 с.

УДК 534.22.2+523.4—853

Разработана физическая модель пространственно-временного эффективного силового источника и источника энергии для акустико-гравитационных волн. Модель основана на вариациях ионосферных токов под действием мощного модулированного КВ-радиоизлучения. Решена задача о генерации акустико-гравитационных волн такими источниками.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при работе мощных радиопередатчиков в КВ-диапазоне в ионосфере образуются неоднородности электронной концентрации с различными масштабами [1]. Кроме плазменных неоднородностей регистрировались также и крупномасштабные возмущения нейтральной составляющей с параметрами характерными для внутренних гравитационных волн [2, 3]. В связи с этим возникают задачи о разработке подходящих механизмов возбуждения акустико-гравитационных волн и об оценке их эффективности. Отметим, что такие задачи ставились и решались.

В работе [4] оценивалась эффективность генерации внутренних гравитационных волн и связанных с ними перемещающихся возмущений в результате нагрева ионосферы мощными радиопередатчиками, работающими в импульсном режиме. В [5] рассматривался механизм возбуждения внутренних волн при специальном режиме работы нагревных стендов, когда осуществлялась временная модуляция ионосферных токов в динамо-области ионосферы. В этой работе была разработана двумерная физическая модель эффективного силового источника для внутренних гравитационных волн, расположенного в узком по высоте слое.

В данной работе в качестве эффективного источника низкочастотных волн рассматривается эллипсоид вращения и сфера, что существенно обобщает проведенные ранее расчеты. Кроме того, наряду с силовым источником рассмотрен источник энергии.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. АНАЛИЗ ИСХОДНЫХ УРАВНЕНИЙ

Пусть в равновесной изотермической атмосфере в некоторой локализованной области расположен заданный источник импульса

$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t)$ или энергии $q(\mathbf{r}, t)$. Исходные уравнения для слабых возмущений, генерируемых этими источниками, запишем в виде

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla p - \rho \mathbf{g} = \mathbf{f}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - c_s^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\gamma - 1) \rho_0 g w = q. \quad (3)$$

В этих уравнениях ρ , p и \mathbf{u} — плотность, давление и скорость среды соответственно, \mathbf{g} — ускорение поля тяжести, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей, $c_s^2 = \gamma p_0/\rho_0$ — квадрат скорости звука. В декартовой системе координат компоненты скорости \mathbf{u} по осям (x, y, z) равны (u, v, w), а ускорение \mathbf{g} направлено против оси z $\mathbf{g}(0, 0, -g)$. Из системы (1)–(3) получается уравнение для потенциала

$$\psi = p \exp(k_1 z):$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^4 \psi}{\partial t^4} - (\Delta - k_1^2) \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \omega_g^2 \Delta_{\perp} \psi = \\ & = \exp(k_1 z) \left[\omega_g^2 \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{g} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) f_z - \left(\omega_g^2 + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \operatorname{div} \mathbf{f} + \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{c_s^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{\partial q}{\partial t} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

в котором $k_1 = 1/2H$, $H = c_s^2/\gamma$ — высота однородной атмосферы, $\omega_g = \sqrt{\gamma - 1} g/c_s$ — частота Бранта–Вяйсяля. Поскольку уравнение (4) является линейным, а источники \mathbf{f} и q входят в его правую часть аддитивно, задачу о возбуждении акустико-гравитационных волн (АГВ) можно разделить на две. Сначала рассмотрим задачу о генерации и распространении АГВ источником энергии, полагая $q \neq 0$, $\mathbf{f} = \mathbf{0}$.

2. РЕШЕНИЕ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

Предположим, что пространственное распределение источника $q(\mathbf{r}, t)$ задано, а во времени оно изменяется по гармоническому закону $q(\mathbf{r}, t) = q_1(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$. В силу линейности уравнения (4) можно полагать, что вынужденное решение этого уравнения имеет такую же временную зависимость, как и его правая часть. $\psi \sim \exp(-i\omega t)$.

Вводя преобразование Фурье по координатам

$$\bar{\psi}(\mathbf{k}) = \int \psi(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (5)$$

из уравнения (4) имеем

$$\bar{\psi}(\mathbf{k}) = \frac{i\omega(\omega_g^2 + ik_z g)\bar{q}}{D(\omega, \mathbf{k})}, \quad (6)$$

где $\bar{q} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int q(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}$, $D(\omega, \mathbf{k}) = \omega^4 - c_s^2 \omega^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + \omega_g^2 c_s^2 k_x^2 = 0$ — дисперсионное уравнение, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$. Используя сферические координаты (r, θ, φ) $x = r \sin \theta \cos \varphi$, $y = r \sin \theta \sin \varphi$, $z = r \cos \theta$ и переходя к обратному преобразованию уравнения (6), получим

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{2\pi^2 i \omega \bar{q}(\mathbf{k}_s) (\omega^2 + ik_{zs} g)}{rc_s^2 [(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)]^{1/2}} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{r}{c} \left[\frac{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega^2 - \omega_c^2)}{\omega_g^2 - \omega^2} \right]^{1/2} - i\omega t \right\}, \quad (7)$$

где введены обозначения

$$\omega_A^2 = c^2 k_1^2, \quad \omega_c^2 = \omega_g^2 \cos^2 \theta, \quad \mathbf{k}_s = (k_{xs}, k_{ys}, k_{zs}),$$

$$ck_{x_s, y_s} = \omega^2 \left[\frac{\omega^2 - \omega_A^2}{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^{1/2} \sin \theta \begin{cases} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{cases},$$

$$ck_{zs} = \left[\frac{(\omega^2 - \omega_A^2)(\omega^2 - \omega_g^2)}{\omega^2 - \omega_c^2} \right]^{1/2} \cos \theta.$$

На основании решения (7) можно оценить амплитуды возмущений всех величин, если известна модель источника $q(\mathbf{r})$ и ее Фурье-образ $q(\mathbf{k}_s)$.

3. МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ

Известно, что в динамо-области атмосферы (в интервале высот $h \simeq 100 \div 120$ км над поверхностью Земли) из-за электропроводности среды и наличия электрического и магнитного полей течет ионосферный ток. Под воздействием излучения расположенного на поверхности Земли мощного передатчика с вертикальной диаграммой направленности из-за периодического нагревания электронов в области с характерным размером a происходит изменение проводимостей σ_p , σ_H и $\sigma_{||}$. В результате изменения проводимостей возмущается электрическое поле и вследствие этих двух причин возникают временные пульсации ионосферного тока (для простоты мы будем считать их гармоническими). Меняющийся электрический ток, взаимодействуя с магнитным полем Земли \mathbf{H}_0 , порождает в среде источник импульса (плотность силы Ампера $\mathbf{f} = 1/c [\mathbf{jH}_0]$, c — скорость света), а также источник энергии с плотностью $q = \mathbf{jE}_0 + \mathbf{jE}_0$. Таким образом, источники \mathbf{f} и q будут определены, если задана пространственная форма возмущенной области и известны изменения ионосферного тока \mathbf{j} и электрического поля \mathbf{E}_0 . Для упрощения расчетов было принято, что магнитное поле $\mathbf{H}_0(0, 0, H_0)$ направлено по вертикали, а пространственная форма возмущенной области — сфера радиуса a . Ионосферная проводимость вне области возмущения задается тензором

$$\hat{\sigma}^e = \begin{pmatrix} \sigma_p & \sigma_H & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{||} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

а внутри сферы

$$\delta^i = \begin{pmatrix} \alpha_p \sigma_p & \alpha_H \sigma_H & 0 \\ -\alpha_H \sigma_H & \alpha_p \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{\parallel} \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где $\sigma_p, \sigma_H, \sigma_{\parallel}$ — педерсеновская, холловская и продольная проводимости, коэффициенты $\alpha_n = 1 + \Delta\alpha_n$, $\Delta\alpha_n \ll 1$ ($n = p, H, \parallel$).

Результат решения электродинамической задачи на основе квазистатических уравнений для токов с граничными условиями на поверхности сферы (непрерывность электрического потенциала и нормальной компоненты тока) можно записать в следующем виде:

$$q^{(i)} = q_0 [\Delta\alpha_p d - 2\Delta\alpha_p(\alpha_p + 2) - 2\beta^2], \quad r \leq a, \quad (10)$$

$$q_0 = \sigma_p E_0^2 / d, \quad d = (\alpha_p + 2)^2 + \beta^2, \quad \beta = -\Delta\alpha_H \sigma_H / \sigma_p,$$

$$q^{(e)} = \frac{6q_0 a^3}{r^3} [\alpha(\sin^2 \theta \cos^2 \varphi - 1) + \beta \sin^2 \theta \cos \varphi \sin \varphi], \quad r > a \quad (11)$$

$$\alpha = \Delta\alpha_p(\alpha_p + 2) + \beta^2.$$

Обращая источник (10), (11),

$$\bar{q}(\mathbf{k}) = q_1(k) + q_2(k)$$

$$q_1(k) = -\frac{q_0}{2\pi^2 k^3} [\Delta\alpha_p d - 2\Delta\alpha_p(\alpha_p + 2) - 2\beta^2] [\sin(ka) + ka \cos ka], \quad (12)$$

$$q_2(k) = -\frac{q_0 a^3 \alpha}{2\pi} \left[\frac{2 \sin ka}{ka} - 2C_i(ka) + \frac{\cos(ka)}{(ka)^2} - \frac{\sin(ka)}{(ka)^3} \right], \quad (13)$$

где $C_i(x) = -\int_x^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt$,

$$k = k_s = \frac{1}{c_s} \left\{ \frac{(\omega^2 - \omega_A^2)[\omega^4 \sin^2 \theta + (\omega^2 - \omega_g^2) \cos^2 \theta]}{(\omega^2 - \omega_g^2)(\omega^2 - \omega_0^2)} \right\}. \quad (14)$$

Сопоставление величин $q_1(k)$ и $q_2(k)$ из (12), (13) показывает, что если параметр ka не очень велик: $ka \lesssim 1$, то $q_1(k) \gg q_2(k)$, т. е. определяющую роль в излучении АГВ играет внутренняя часть источника при $r \leq a$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Изменение проводимости в ионосфере под действием мощного излучения радиопередатчика из-за нагрева электронов оценивалось в работе [5]. При частоте передатчика $\omega_0 \simeq 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ и эффективной мощности $\omega_0 G_A = 80 \text{ МВт}$, которая реализуется на стенде «Сура» (Н.Новгород), находим $\Delta\sigma_p \simeq \sigma_p \Delta\alpha_p \simeq 710^{12} \text{ CGS}$. Выберем для оценок частоту модуляции проводимости $\omega = 0,3\omega_0$. Для этой частоты из графиков, приведенных в работе [6], находим $k = k_s \simeq 6,6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ для $\theta \simeq 80^\circ$. Используя эти значения, $\Delta\sigma_p$ и k , из соотношений (7), (12) при $E_0 \simeq 5 \text{ мВ/м}$ и $r = 10a = 50 \text{ км}$ имеем $\Delta p \simeq 10^{-2} \text{ дн/см}^2$. Учитывая, что на высоте $h \simeq 110 \text{ км}$ невозмущенное давление $p_0 \simeq 0,1 \text{ дн/см}^2$, получаем для относительной амплитуды величину $\Delta p/p_0 \sim 0,1$. Это значение существенно превышает величину относительного изменения давления, найденную в [5] для силового источника при тех же самых условиях.

Таким образом, проведенные расчеты и выполненные по ним оценки показывают возможность генерации внутренних гравитационных волн при специальном режиме работы мощных нагревных стендов и что источник энергии является более эффективным чем силовой источник.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ № 00–05–64695 и ФЦП «Интеграция».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. // Итоги науки и техники. Сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. Т. 9. М.: ВИНТИ, 1989.

2. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Сазонов Ю. А. и др. Возбуждение внутренних гравитационных волн в верхней атмосфере с помощью стенда «Сура». Тезисы докл. XIX Всерос. конф. по распространению радиоволн. Казань, 1999.
3. Minami S., Nishino M., Suzuki Y. et al. Ionospheric stimulation by high power radio waves. 32 Scientific Assembly of Cospar, Nagoya, Japan, 1998. P. 271.
4. Григорьев Г. И. О перемещающихся ионосферных возмущениях, возникающих при работе мощных передатчиков. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 12. С. 1802-1805.
5. Григорьев Г. И., Трахтенгерц В. Ю. Излучение внутренних гравитационных волн при работе мощных нагревных стендов в режиме временной модуляции ионосферных токов. // Геомагнетизм и аэрономия. 1999. Т. 39, № 6. С. 90-94.
6. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор). // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 1. С. 3-25.