



---

**В. В. Сурков**

**041-89**

**ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ**

**МОСКВА 1989**

Государственный комитет СССР  
по народному образованию

Московский ордена Трудового Красного знамени  
инженерно-физический институт

В.В. Сурков

ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

Препринт 041-89

Утверждено  
редсоветом института

Москва 1989

УДК 550.385.37: 550.388.2

Сурков В.В. Возбуждение низкочастотных электромагнитных возмущений ионосферы акустическими волнами. - М: Препринт МИФИ, 041-89, 1989, - 24 с.

Исследуются особенности низкочастотных электромагнитных процессов в ионосфере, обусловленные анизотропией электропроводности и наличием области E ионосферы с большой проводимостью Холла. Выводится дисперсионное уравнение, из которого вытекает наличие спектра затухающих возмущений геомагнитного поля, распространяющихся вдоль E-слоя. Анализируется распределение полей и токов для основной моды. Решается задача о возбуждении ионосферы сосредоточенным акустическим воздействием. Исследование решения показывает возникновение режима колебательной диффузии токов, распространяющихся с групповой скоростью около 25 км/с и с характерными частотами 0,1 - 1 Гц.

© Московский инженерно-физический институт, 1989

## В В Е Д Е Н И Е

Возбуждение ионосферы акустическими волнами, возникающими при землетрясении или взрыве, приводит к образованию возмущений электромагнитного поля Земли, которые распространяются вдоль земной поверхности. В [1] сообщалось, что низкочастотные ( $0,1 + 1$  Гц) возмущения регистрируются на расстояниях в тысячи километров от эпицентра. Скорость их распространения (около 20 км/с) остается приблизительно постоянной. Геомагнитные возмущения, обусловленные сейсмической волной в земле, имеют меньшие скорости (3-5 км/с) и локализованы вблизи фронта сейсмической волны [2]. Альвеновские волны в ионосфере в низкочастотном пределе [3] имеют скорости свыше 100 км/с, что не позволяет связать их с указанным эффектом. Характерные низкие частоты сигналов типичны для геомагнитных пульсаций (собственные колебания магнитосферы [4]). В отличие от последних возмущения, наблюдавшиеся в [1] имеют четко выраженный локальный характер. Известно, что при землетрясениях [5] и взрывах [6,7] в эпицентре возникают низкочастотные электромагнитные поля, способные вызывать токи в земле и ионосфере. Однако для объяснения экспериментов [1] приходится искать другую причину, поскольку сигнал в эпицентре последовал с пятиминутной задержкой, необходимой, по-видимому, для распространения воздушной волны от поверхности земли до нижней границы ионосферы.

Интерпретация явления, предложенная в [1,8,9], основана на рассмотрении процессов, происходящих в E-слое ионосферы. Внутри этого слоя проводимость Холла, как правило, выше проводимости Педерсена (поперечной) [3]. В этих условиях квазистационарные уравнения Максвелла допускают при низких частотах квазиволновые решения, названные гиротропной волной [1,8,9]. Сделанное в этих работах допущение о квазинейтральности возмущенной среды (то есть  $\text{div } \vec{E} = 0$ ) упрощает уравнения, но приводит к противоречию с уравнением непрерывности тока  $\text{div } \vec{j} = 0$ , поскольку для гиротропной среды связь  $\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}$  ( $\hat{\sigma}$  - тензор проводимости) имеет тензорный характер.

В настоящей работе на основе простой модели ионосферы исследовано точное решение уравнений. Это позволило выяснить физический смысл решения и установить наличие целого спектра собственных затухающих колебаний, распространяющихся вдоль E-слоя ионосферы. В отличие от МГД-волн [3] данные возмущения представляют собой специфический процесс диффузии токов в геомагнитном поле в среде с анизотропной проводимостью. Акустическая волна может играть роль локального источника таких возмущений.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Проводимости Холла  $\sigma_H$  и Педерсена  $\sigma_\perp$  достигают максимального значения на высотах 100–130 км (E-слой ионосферы). Вне этой области величины  $\sigma_H$  и  $\sigma_\perp$  резко убывают на несколько порядков. Продольная проводимость  $\sigma_\parallel$  начинает заметно убывать на высотах свыше 400 км. Поэтому примем, что внутри E-слоя ( $0 < z < \ell$ , ось  $z$  направлена вверх) проводимости  $\sigma_H$  и  $\sigma_\perp$  постоянны, а снаружи они равны нулю. Проводимость  $\sigma_\parallel$  постоянна и отлична от нуля при  $z > 0$ . Земля, находящаяся на уровне  $z = -\ell_0$ , имеет бесконечную проводимость. Геомагнитное поле считаем горизонтальным:  $\vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_x$ , поскольку именно с этой составляющей поля связаны наиболее интересные особенности распространения возмущений [1, 8, 9]. Для упрощения задачи полагаем также, что все величины не зависят от координаты  $y$  (распространение вдоль поля  $\vec{H}_0$ ). Тогда для области ионосферы квазистационарные уравнения Максвелла запишутся следующим образом:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\sigma_\parallel E_x - j_x^c, \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma_\perp E_y + \sigma_H E_z + j_y^c,$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \sigma_\perp E_z - \sigma_H E_y + j_z^c, \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $\vec{j}^c$  — сторонние токи, а коэффициенты электропроводности имеют вид

$$\sigma_{ii} = e^2 N \left( \frac{1}{m_e \nu_e} + \frac{1}{M_i \nu_{in}} \right), \quad \sigma_{\perp} = e^2 N \left( \frac{\nu_e}{m_e (\omega_H^2 + \nu_e^2)} + \frac{\nu_{in}}{M_i (\Omega_H^2 + \nu_{in}^2)} \right),$$

$$\sigma_H = e^2 N \left( \frac{\omega_H}{m_e (\omega_H^2 + \nu_e^2)} - \frac{\Omega_H}{M_i (\Omega_H^2 + \nu_{in}^2)} \right), \quad \omega_H = \frac{e H_0}{m_e c}, \quad \Omega_H = \frac{e H_0}{M_i c}, \quad \nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$$

Здесь  $\nu_{en} \sim 10^4 + 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{ei} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$  - частоты столкновений электронов с нейтралами ( $O_2$  и  $N_2$ ) и ионами,  $\nu_{in} \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$  частота столкновений ионов с нейтралами,  $\omega_H \sim 7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Omega_H \sim 2 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$  - гирочастоты электронов и ионов;  $N$ ,  $m_e$ ,  $M_i$  - концентрация и массы частиц (высота 100 + 150 км) [3]. Указанные величины существенно зависят от времени суток, состояния атмосферы, солнечной активности и т.п.

Если источник возмущения - слабая акустическая волна, приводящая к магнитным возмущениям  $H \ll H_0$ , то сторонние токи имеют вид

$$j_x^c = 0, \quad j_y^c = \mu_0 H_0 (\sigma_{\perp} u_z - \sigma_H u_y), \quad j_z^c = -\mu_0 H_0 (\sigma_{\perp} u_y + \sigma_H u_z). \quad (3)$$

Гидродинамическая скорость среды  $\vec{u}$  - заданная функция. Разрешая уравнения (1), (2) относительно составляющей возмущений  $H_z$  получаем с учетом (3) следующее уравнение ( $0 < z < l$ )

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - D_2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - D_3 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left[ \frac{\partial H_z}{\partial t} - D_2 \left( \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) \right] + D_1^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) = \Phi, \quad \Phi = H_0 \left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} - D_2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - D_3 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \frac{\partial u_z}{\partial x} + D_1 \frac{\partial^3 u_y}{\partial x^3} \right], \quad (4)$$

$$D_1 = \frac{\sigma_H}{\mu_0 (\sigma_H^2 + \sigma_{\perp}^2)}, \quad D_2 = \frac{\sigma_{\perp}}{\mu_0 (\sigma_H^2 + \sigma_{\perp}^2)}, \quad D_3 = \frac{1}{\mu_0 \sigma_{ii}}$$

В диапазоне  $-l_0 < z < 0$  имеем уравнение  $\Delta \vec{H} = 0$ , справедливое также при  $z > l$ , поскольку в этой области не возбуждаются токи. Для слабого магнитного поля ( $H_0 \rightarrow 0$ )  $D_1 = 0$ ,  $D_2 = D_3$ . При этом (4) переходит в уравнение  $\partial \vec{H} / \partial t = \Delta \vec{H}$ , справедливое для однородных сред.

Применим к (4) преобразование Лапласа по времени и преобразование Фурье по  $x$ . Обозначая

$$h(z, p, k) = \int_0^{\infty} e^{-pt} dt \int_{-\infty}^{\infty} H_z(x, z, t) e^{-ikx} dx,$$

получаем уравнения для образа  $h$

$$D_2 D_3 \frac{d^4 h}{dz^4} - g_1 \frac{d^2 h}{dz^2} + g_2 h = f, \quad (0 < z < l); \quad \frac{d^2 h}{dz^2} = k^2 h, \quad (-l_0 < z < 0, z > l) \quad (5)$$

$$g_1 = D_1^2 k^2 + (D_2 + D_3)(p + D_2 k^2), \quad g_2 = D_1^2 k^4 + (p + D_2 k^2)^2,$$

где  $f$  - образ функции  $\Phi$ . Решения уравнений (5) должны непрерывным образом сшиваться при  $z = 0$  и  $z = l$ . Нормальная составляющая плотности тока на границах слоя обращается в нуль. Кроме того  $h(-l_0) = 0$  вследствие идеальной проводимости земли и  $h \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \infty$ .

#### ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ E-СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ

Решение уравнений (5) имеет вид:

$$\begin{aligned} h &= c_1 \operatorname{sh} \kappa(z + l_0), \quad (-l_0 < z < 0); \\ h &= c_2 e^{-\alpha_1 z} + c_3 e^{\alpha_1 z} + c_4 e^{-\alpha_2 z} + c_5 e^{\alpha_2 z} + h_n, \quad (0 < z < l); \\ h &= c_6 e^{-|\kappa|z}, \quad (z > l); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\alpha_{1,2} = \left( \frac{g_1 \mp \sqrt{g_1^2 - 4g_2 D_2 D_3}}{2 D_2 D_3} \right)^{1/2},$$

где  $h_n$  - частное решение неоднородного уравнения. Выражая при помощи (6) и уравнений (1), (2) остальные компоненты электромагнитного поля, и используя указанные выше граничные условия, получаем систему уравнений для определения неизвестных коэффициентов  $c_1 - c_6$ . Условие разрешимости этой системы приводит к дисперсионному уравнению вида ( $\kappa > 0$ )

$$\begin{aligned} M &= \operatorname{sh} \alpha_1 l \operatorname{sh} \alpha_2 l \left[ \kappa^2 (a - b)^2 \operatorname{ch} \kappa l_0 + (b^2 \alpha_1^2 + a^2 \alpha_2^2) \operatorname{sh} \kappa l_0 \right] + \\ &+ \kappa (b - a) \exp \kappa l_0 (\alpha_1 b \operatorname{sh} \alpha_2 l \operatorname{ch} \alpha_1 l - \alpha_2 a \operatorname{sh} \alpha_1 l \operatorname{ch} \alpha_2 l) + \end{aligned}$$

$$+2ab\alpha_1\alpha_2 \operatorname{sh} \kappa l_0 (1 - \operatorname{ch} \alpha_1 l \operatorname{ch} \alpha_2 l) = 0, \quad (7)$$

$$a = D_2(\alpha_1^2 - \kappa^2) - \rho, \quad b = D_2(\alpha_2^2 - \kappa^2) - \rho.$$

В Е-слое ионосферы обычно  $\sigma_{11} \gg \sigma_{12}, \sigma_{13}$ , то есть  $D_3 \ll D_1, D_2$ . При этом выражения для величин  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , входящих в (7), упрощаются

$$\alpha_1 = \left( \frac{(\rho + D_2 \kappa^2)^2 + D_1^2 \kappa^4}{D_2(\rho + D_2 \kappa^2) + D_1^2 \kappa^2} \right)^{1/2}, \quad \alpha_2 = \left( \frac{D_2(\rho + D_2 \kappa^2) + D_1^2 \kappa^2}{D_3 D_2} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Учитывая, что  $|\alpha_2| l \gg 1$  и обозначая  $q = -i\alpha_1 l$ , преобразуем уравнение (7) к виду:

$$\operatorname{tg} q = q(s + |s| \operatorname{th} s_0) / (q^2 \operatorname{th} s_0 - |s| |s|); \quad s = \kappa l, \quad s_0 = \kappa l_0. \quad (9)$$

Данное соотношение задает неявным образом набор чётных функций  $q_n(\kappa)$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ . На рис. 1 изображены графики левой  $f_1(q)$  и правой  $f_2(q)$  частей уравнения (9) при некоторых значениях параметров. Точки пересечения  $f_1$  и  $f_2$  определяют множество решений (9). В области  $S, S_0 \ll 1$  можно получить решение разложением по малому параметру. В нулевом приближении из (9) получаем

$$q_{0(n)} \operatorname{tg} q_{0(n)} = l/l_0. \quad (10)$$

Так, если  $l/l_0 \ll 1$ , то первый корень  $q_{0(1)} \approx \sqrt{l/l_0}$ . В следующем приближении, используя (9), (10), находим

$$q_n = q_{0(n)} + \alpha_n s, \quad q_{0(n)} = \pi(n-1) + \frac{l}{\pi(n-1)l_0}, \quad (n \geq 2); \quad \alpha_n = \frac{1}{q_{0(n)}} \left( 1 + \frac{l/l_0}{q_{0(n)}^2 + l^2/l_0^2} \right)^{-1}. \quad (11)$$

При  $\kappa \rightarrow \infty$   $q_n = \pi n(1 + 2/s)$  для всех  $n$ . Результаты численных расчётов зависимостей  $q_n(s)$  при  $l/l_0 = 0,3$  приведены на рис. 2 (первые три корня уравнения (9)).

Если влиянием земли можно пренебречь ( $\kappa l_0 \rightarrow \infty$ ), то уравнение (9) преобразуется к виду:  $(q^2 - s^2) \operatorname{tg} q = 2qs$ . Его решение качественно отличается от (9) при  $S \ll 1$ , где  $q_1 = \sqrt{2S}$ . Это решение показано на рис. 2 пунктиром. Для остальных ветвей различие решений не существенно.

Введем частоту  $\omega = i\rho$ . Тогда из соотношения (8), используя функции  $q_n(s)$ , где  $s = kl$ , получаем дисперсионные уравнения ( $n = 1, 2, 3, \dots$ )

$$\omega_n^{(\pm)}(s) = i\rho_n = -\frac{iD_1}{\rho^2} \left[ m \left( s^2 + \frac{q_n^2}{2} \right) \pm F_n \right], \quad F_n = \sqrt{\frac{q_n^4 m^2}{4} - s^2 (s^2 + q_n^2)}, \quad m = \frac{\sigma_1}{\sigma_n} \quad (12)$$

Подставляя (11) в  $F_n$ , находим, что выражение под радикалом отрицательно, если

$$s > s_* = m q_{o(n)} (\alpha_n m + \sqrt{1 + m^2 \alpha_n^2}) / 2. \quad (13)$$

При этом  $\omega_n$  имеет ненулевую действительную часть. В этом диапазоне уравнение (12) отвечает собственным затухающим электромагнитным колебаниям. Заметим, что для E-слоя  $m < 1$ , поэтому указанное условие выполнимо при малых  $s$ . Так, если выполняется соотношение  $1 \gg s \gg s_*$ , то для основной моды  $q_1 = \sqrt{2s}$  ( $kl_0 \rightarrow \infty$ ) уравнение (12) принимает вид:

$$\omega_1 = -i k D_2 / l + D_1 \sqrt{2k^3 / l},$$

совпадающий с дисперсионным уравнением [1], полученным для низких частот. Для основной моды  $q_{o(1)} = \sqrt{l/l_0}$  (с учетом влияния земли) в диапазоне  $q_{o(1)} \gg s \gg s_*$  получаем

$$\omega_1 = -i D_2 / (2ll_0) + D_1 k / l_0, \quad (14)$$

что совпадает с дисперсионным уравнением работы [9]. Таким образом, из (12) при некоторых параметрах получаются известные результаты [1, 9].

Используя (12), вычислим коэффициенты затухания  $\delta_n$ , фазовые  $V_n$  и групповые скорости  $U_n$  собственных волн в области E

$$\delta_n = \frac{ms(2s^2 + q_n^2)}{2lA_n}, \quad V_n = \frac{D_1 A_n}{ls}, \quad U_n = \frac{D_1}{2lA_n} \left[ 2s(2s^2 + q_n^2) + (2s^2 - q_n^2 m^2) q_n \frac{dq_n}{ds} \right], \quad (15)$$

где  $A_n = iF_n$  - действительная при условии (13) величина. На рис. 3, 4 приведены результаты расчетов по формулам (15) при значениях параметров:  $l = 30$  км,  $l_0 = 100$  км,  $\sigma_n = 1 \cdot 10^{-3}$  См/м,  $\sigma_1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$  См/м. Цифрами 1 + 3 на рис. 3.4 обозначены значения  $\delta, U$ , соответствующие первым трем ветвям возбуждения ионосферы. Кривые 1' - 3' отвечают фазовой скорости  $V$ . Участок постоянства  $U, V$ , наличие которого вытекает из соотношения (14) отсутствует, так как диапазон, где справедливо (14), слишком мал.

Наименьший коэффициент затухания имеет основная мода. Причем минимальное значение  $\delta_1 \approx 3,6 \cdot 10^3 \text{ км}^{-1}$  достигается на частоте  $\omega \sim 0,1 \text{ Гц}$  ( $k\ell \approx 0,15$ ), в окрестности которой групповая скорость около  $22 \text{ км/с}$ . Эти величины близки к параметрам возмущения, наблюдаемого экспериментально на больших расстояниях [1]. Влияние нормальных колебаний более высокого порядка существенно вблизи эпицентра возмущений, поскольку коэффициенты затухания растут с увеличением номера  $n$ . Минимальные затухание и скорость квазиволновых процессов можно оценивать так:  $\delta_n \sim m_n q_{0(n)} / \ell$ ,  $u_n \sim D_1 q_{0(n)} / \ell$ .

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ И ТОКОВ ДЛЯ ОСНОВНОЙ МОДЫ

Проанализируем структуру решения уравнения (5) без учета неоднородности. Определяя при помощи граничных условий неизвестные коэффициенты в (6) при условии  $|x_2| \ell \gg 1$ , получаем для области  $0 < z < \ell$

$$h = \frac{sC(s \sin q + q \cos q + q \operatorname{th} s_0)(a \ell / b - 1)}{\cos q [\operatorname{tg} q (s^2 - q^2 \operatorname{th} s_0) + qs(1 + \operatorname{th} s_0)]} + \frac{G}{b} \left( e^{-x_2 z} + e^{x_2(z-\ell)} \right), \quad (16)$$

$$f_1 = \cos \frac{qz}{\ell} + n_1 \sin \frac{qz}{\ell}, \quad f_2 = e^{-x_2 z} + n_2 e^{x_2(z-\ell)},$$

$$n_2 = \frac{q(1 + \cos q \operatorname{th} s_0) + s \sin q}{q(\operatorname{th} s_0 + \cos q) + s \sin q} = \cos q + n_1 \sin q.$$

Здесь  $C$  и  $G$  комплексные константы, которые можно определить задав скорости  $u_x, u_y$  (либо другой источник возбуждения). При обратном преобразовании Лапласа выражения (16) интеграл будет определяться особенностями подынтегральной функции в виде полюсов и ветвлений радикалов  $x_1, x_2$ . Анализ точного выражения, приведенный ниже, показывает, что вклад разрезов комплексной плоскости, проведенных от точек ветвления, равен нулю. Положение полюсов функции (16) в комплексной плоскости определяется уравнением (12). Поэтому вычеты в соответствующих точках характеризуют собственные моды колебаний. Используя (16), запишем вычет в  $n$ -м полюсе в виде:

$$H_{z(n)} = h_0 (f_1 - a f_2 / b) \exp \left[ -V_n(k) \delta_n(k) t + i k (x - V_n(k) t) \right],$$

$$h_0 = \frac{i s C (s \sin q_n + q_n \cos q_n + q_n \operatorname{th} k l_0)}{\cos q_n [(s^2 - q_n^2 \operatorname{th} k l_0) \cos^2 q_n - 2 q_n \operatorname{th} k l_0 \operatorname{tg} q_n + s(1 + \operatorname{th} k l_0)]} \frac{d\omega_n}{dq_n}, \quad (17)$$

где  $q_n(k)$  и  $\omega_n(k)$  находятся из уравнений (9), (12). С помощью (17) и уравнений (1) вычисляем остальные компоненты электромагнитного поля и плотность тока. Опуская в окончательных выражениях малый параметр  $a/b$ , и полагая для простоты  $h_0$  действительным, запишем реальные части соответствующих выражений

$$H_x = \frac{h_0 q}{s} \left( \sin \frac{qz}{l} - n_1 \cos \frac{qz}{l} \right) \sin \beta, \quad H_y = \frac{h_0 \sqrt{s^2 + q^2}}{s} (f_2 - f_1) \cos(\beta - \beta_0),$$

$$H_z = H_0 f_1 \cos \beta, \quad E_x \approx 0, \quad E_y = \frac{j_0}{\sigma_H^2 + \sigma_1^2} \left[ \sigma_1 \frac{\sqrt{q^2 + s^2}}{s} \sin \beta - \sigma_H \sin(\beta - \beta_0) \right] f_1,$$

$$E_z = \frac{j_0}{\sigma_H^2 + \sigma_1^2} \left[ f_1 \left\{ \sigma_H \frac{\sqrt{q^2 + s^2}}{s} \sin \beta + \sigma_1 \sin(\beta - \beta_0) \right\} - f_2 \sigma_k \sin(\beta - \beta_0) \right], \quad (18)$$

$$j_x = \frac{j_0 q}{s} \left[ n_1 \cos \frac{qz}{l} - \sin \frac{qz}{l} + \frac{\alpha_2 l}{q} \left( e^{-\alpha_2 z} - n_2 e^{\alpha_2(z-l)} \right) \right] \cos(\beta - \beta_0),$$

$$j_y = j_0 \left[ \frac{\sqrt{s^2 + q^2}}{s} f_1 \sin \beta - \frac{\sigma_H}{\sigma_1} f_2 \sin(\beta - \beta_0) \right], \quad j_z = j_0 (f_1 - f_2) \sin(\beta - \beta_0),$$

где использованы обозначения

$$\beta = k(x - V_n t), \quad \alpha_2 = \frac{D_1 k}{\sqrt{D_2 D_3}}, \quad j_0 = \frac{h_0}{l} \sqrt{s^2 + q^2}, \quad \cos \beta_0 = \frac{m q^2}{2s \sqrt{s^2 + q^2}}, \quad \sigma_k = \frac{\sigma_H^2}{\sigma_1^2} + \sigma_1.$$

В формулах (18) опущен общий множитель  $\exp(-V_n(k) \delta_n(k) t)$  и индекс  $n$  у буквы  $q$ .

Как видно из (18), затухающие колебания поля распространяются вдоль  $E$ -слоя с фазовой скоростью  $V$ , причем между отдельными компонентами поля есть сдвиг фаз. Наибольшую амплитуду  $\sim j_0 D_1 / \sqrt{D_2 D_3}$  имеет составляющая плотности тока  $j_x$ , сосредоточенного, в основном, вблизи поверхности в слое толщиной  $\sim \alpha_2^{-1} \ll l$ . Распределение плотности тока по высоте (основная мода) иллюстрирует рис. 5, где изображены зависимости  $j_x / [20 j_0 \cos(\beta - \beta_0)]$  и

$j_z / [j_0 \sin(\beta - \beta_0)]$  (кривые 1 и 2, соответственно). Расчет проведен при  $\sigma_{||} = 1$  См/м и указанных выше параметрах для области наименьшего затухания волны ( $S = 0,15$ ). На рис. 6 а, б приведены качественные распределения линий тока  $j_x, j_z$  и линий напряженности  $H_x, H_z$  в плоскости  $xz$  в некоторый момент времени. "Кольцевые" токи на рис. 6, а порождают магнитное поле, направленное вдоль оси  $y$ . Ось токов располагается чуть выше середины слоя из-за влияния земли. Линейные токи  $j_y$ , влияющие на компоненты поля  $H_x, H_z$ , содержат "объемную" и "поверхностную" составляющие, колебания которых сдвинуты по фазе. На границах слоя образуются противоположные по знаку заряды с поверхностными плотностями

$$\sigma(0) = -\frac{\sigma(\ell)}{n_2} = \frac{j_0 D_1}{c^2} \left[ \frac{\sqrt{q^2 + s^2}}{s} \sin \beta - \frac{\sigma_H}{\sigma_1} \sin(\beta - \beta_0) \right]. \quad (19)$$

Объемный заряд располагается, в основном, вблизи поверхностей. Его величина на единицу площади  $\sim j_0 D_1 \sigma_H \sin(\beta - \beta_0) / (\sigma_1 c^2)$ . Периодическая смена знака зарядов на границах обусловлена колебаниями холловских токов, текущих поперек  $E$ -слоя.

### СОСРЕДОТОЧЕННЫЙ ИСТОЧНИК ВОЗМУЩЕНИЙ

Для исследования электромагнитных возмущений  $E$ -слоя ионосферы в координатно-временном представлении рассмотрим случай сосредоточенного акустического воздействия на ионосферу, задавая скорость среды в виде:  $u_y = 0, u_z = V_* L \delta(x) Q(t)$ , где  $L$  - характерный поперечный размер области возмущений,  $V_*$  - амплитуда скорости,  $Q(t)$  - известная функция источника. Вертикально распространяющаяся акустическая воздушная волна возникает при землетрясениях, наземных и подземных взрывах и т.п. [5]. В этом случае измерения электромагнитного поля проводятся обычно в приземной атмосфере. Решение (6) для этой области ( $-\ell_0 \leq z \leq 0$ )

имеет вид:

$$h = \frac{\text{sh } \kappa(z+l_0)}{\text{sh } \kappa l_0} \left[ \left(1 - \frac{b}{a}\right) \frac{M_1}{M} + B + \frac{B_1}{a} \right] Q_0; \quad Q_0 = \int_0^{\infty} e^{-\rho t'} Q(t') dt',$$

$$B = \frac{i \kappa H_0 V_* L (\rho + D_2 \kappa^2)}{(\rho + D_2 \kappa^2)^2 + D_1^2 \kappa^4}, \quad B_1 = B (\rho + D_2 \kappa^2) - i \kappa H_0 V_* L, \quad (20)$$

$$M_1 = a \kappa B \left[ b \text{sh } \alpha_2 l \{ \alpha_1 \text{sh } \kappa l_0 + \text{ch } \kappa l_0 (\kappa \text{sh } \alpha_1 l + \alpha_1 \text{ch } \alpha_1 l) \} - \right. \\ \left. - a \text{sh } \alpha_1 l \{ \alpha_2 \text{sh } \kappa l_0 + \text{ch } \kappa l_0 (\kappa \text{sh } \alpha_2 l + \alpha_2 \text{ch } \alpha_2 l) \} \right] + \\ + B_1 \left[ a \{ (\alpha_2 \text{ch } \alpha_2 l + \kappa \text{sh } \alpha_2 l) (\alpha_2 \text{sh } \kappa l_0 - \alpha_1 \text{sh } \kappa l_0 \text{ch } \alpha_1 l - \right. \\ \left. - \kappa \text{sh } \alpha_1 l \text{ch } \kappa l_0) - \alpha_2 \text{sh } \kappa l_0 (\kappa \text{sh } \alpha_1 l + \alpha_1 \text{ch } \alpha_1 l - \alpha_1) \} + \right. \\ \left. + b \text{sh } \alpha_2 l \{ \text{sh } \alpha_1 l (\alpha_1^2 \text{sh } \kappa l_0 + \kappa^2 \text{ch } \kappa l_0) + \alpha_1 \kappa \text{ch } \alpha_1 l \exp(\kappa z_0) \} \right].$$

Формулы для  $a$ ,  $b$ ,  $M$  приведены в (7). Точки ветвления радикалов  $\alpha_1, \alpha_2$ :

$$\rho = -\kappa^2 (D_2 \pm i D_1), \quad \rho = -D_2 \kappa^2 - D_1 \kappa^2 \left[ D_2 + D_3 - 2\sqrt{D_2 D_3 (1 + \{D_2 - D_3\}^2 / D_1^2)} \right] / (D_2 - D_3)^2$$

находятся слева от линии  $\text{Re } \rho = 0$ . Разрезы комплексной плоскости  $\rho$  проведем влево от точек ветвления, полагая  $\text{Re } \alpha_{1,2} > 0$  в области  $\text{Re } \rho > 0$ . Применим затем к (20) обратное преобразование Лапласа. Полагая, что интеграл от функции  $Q(t')$  абсолютно сходится, поменяем порядок интегрирования по  $t'$  и  $\rho$ . Смещая при  $t < t'$  контур интегрирования вправо, где подынтегральная функция не имеет особенностей, получаем, что интеграл равен нулю. При  $t > t'$  смещая контур интегрирования вправо, замечаем, что функции  $M, M_1$  являются четными относительно  $\alpha_1, \alpha_2$ , и, следовательно, интегралы по берегам разрезов обращаются в нуль. Таким образом, при  $t > t'$  исходный интеграл сводится к вычетам в полюсах. Для упрощения формул рассмотрим исследованный выше случай  $b_{||} \gg b_{\perp}, b_{\perp}$ . Тогда используя обозначения  $t_1 = t - t', s = \kappa l, \alpha_1 l = i q$ , получаем

$$H_z = \frac{1}{4i\pi^2} \int_0^t Q(t') dt' \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikx} dk \int_{\gamma} \frac{Bq \operatorname{sh} k(z+l_0)(|s| \cos q - q \sin q - |s|) \exp(pt_1) dp}{q \operatorname{sh} k l_0 (|s| \cos q - q \sin q) + s \operatorname{ch} k l_0 (q \cos q + |s| \sin q)} \quad (21)$$

Все полюса подынтегральной функции (21), определяемые соотношением (12), расположены в левой части комплексной плоскости  $p$ . Просуммировав соответствующие вычеты, находим

$$H_z = \frac{H_0 V_0 L}{2\pi \ell^2} \int_0^t Q(t') dt' \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s \operatorname{sh} \frac{s(z+l_0)}{\ell}}{\operatorname{ch} \frac{s l_0}{\ell}} \left\{ A_n^{(+)} e^{-\tau F_n} + A_n^{(-)} e^{\tau F_n} \right\} \exp \left[ i s \rho - \tau m \left( s^2 + \frac{q_n^2}{2} \right) \right] ds, \quad (22)$$

$$A_n^{(\mp)} = \frac{i q_n^2 \left( \frac{m q_n^2}{2} + F_n \right) \left( m \pm \frac{q_n^2 m^2 - 2s^2}{F_n} \right) (|s| + q_n \sin q_n - |s| \cos q_n)}{\left[ \left( \frac{m q_n^2}{2} + F_n \right)^2 + s^4 \right] \left\{ \cos q_n \left[ s + (|s| - q_n^2) \operatorname{th} \frac{s l_0}{\ell} \right] - q_n \sin q_n \left[ s + (|s| + 2) \operatorname{th} \frac{s l_0}{\ell} \right] \right\}},$$

где введены безразмерные величины  $\tau = D_1(t-t')/\ell^2$  и  $\rho = x/\ell$ .

Для исследования данного выражения выбираем лист римановой поверхности, на котором  $\operatorname{Re} F_n \geq 0$ . Разрезы от точек ветвления, являющихся корнями уравнений  $s = \pm q_n(s) [\pm \sqrt{1+m^2-1}]^{1/2}/\sqrt{2}$ , проводим так как показано на рис. 7. Знаки  $\operatorname{Im} F_n$  отмечены на рис. 7 в кружках. Особенности точного решения (22) проанализируем на примере функции Грина задачи, полагая  $Q(t) = T \delta(t)$ , где  $T$  - характерная длительность акустической волны,  $\delta(t)$  - функция Дирака.

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В РЕЖИМЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ДИФУЗИИ

Исследуем интеграл (22) методом перевала. Анализ экспоненциальных множителей показывает, что седловые точки являются корнями уравнения

$$i\chi = m \left( 2s + q \frac{dq}{ds} \right) + \frac{1}{2F} \left[ (m^2 q^2 - 2s^2) q \frac{dq}{ds} - 2s(2s^2 + q^2) \right], \quad \chi = \frac{\rho}{\ell} \quad (23)$$

(индекс  $n$  для простоты опущен). При  $|s| \gg 1$  можно пренебречь  $q dq/ds$  по сравнению с  $s$ . В этом случае (23) преобразуется

к виду:

$$4S^6(1+m^2) - 4S^5mi\delta + S^4[4q^2(1+m^2) - \delta^2] - S^34mi\delta q^2 - S^2q^2(\delta^2 - q^2 + q^2m^4) + Sq^4m^3i\delta + \delta^2q^4m^2/4 = 0. \quad (24)$$

Учитывая, что в E-слое ионосферы  $m = \sigma_1/\sigma_H < 1$ , ищем решение в виде:  $S = a_0 + a_1m + a_2m^2 + \dots$ . Подставляя этот ряд в (24) и определяя неизвестные коэффициенты  $a_0, a_1$ , получим с точностью до членов порядка  $m$

$$S_1^{(\pm)} = \pm \frac{\beta\delta}{\sqrt{\delta^2 - q^2}}, \quad S_2^{(\pm)} = \pm \beta_2 + imd_2, \quad S_3^{(\pm)} = \pm i\beta_3 - imd_2; \quad \beta = \frac{mq}{2}, \quad (25)$$

$$\beta_{2,3} = \left( \frac{\delta\sqrt{\delta^2 + 8q^2} \pm (\delta^2 - 4q^2)^{1/2}}{8} \right), \quad d_2 = \frac{2(\beta_2^2 + q^2)}{\sqrt{\delta^2 + 8q^2}}, \quad d_3 = \frac{2(q^2 - \beta_3^2)}{\sqrt{\delta^2 + 8q^2}}.$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением возмущения, обусловленного вкладом основной моды (первый член ряда в (22)). Вначале исследуем точку перевала  $S_1$ , являющуюся седловой для слагаемого с множителем  $\exp(-\tau F)$ . (Заметим, что для второго слагаемого в (22) седлом является точка  $(-S_1)$ ). Учитывая, что  $|S_1| < 1$ , уточним значение  $S_1$  с помощью разложения  $q(S)$  (II). Тогда вместо (25) находим

$$S_1 = \beta \left[ w + \frac{(\delta_0 + iw)}{R} \sqrt{1 + w^2} e^{-i\Psi/2} \right]; \quad \delta_0 = \frac{\rho}{q_0\tau}, \quad w = \alpha m, \quad (26)$$

$$R = \sqrt[4]{(1 + w^2 - \delta_0^2)^2 + 4w^2\delta_0^2}, \quad \Psi = \arccos \frac{\delta_0^2 - w^2 - 1}{R^2}.$$

Контур интегрирования деформируем так, чтобы он проходил точку  $S_1$  под углом к действительной оси  $\theta = (\pi - 3\Psi)/4$ , соответствующим направлению наискорейшего спуска (рис.7). Обозначая через  $H_1$  вклад данной точки, получаем.

$$\frac{H_1 e^2}{H_0 V_* L T} = \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \frac{q_0 \tau (1 + w^2)^{1/4}}{e^2 R^{3/2}} \operatorname{Re} \frac{s_1 \operatorname{sh} s_1(z + l_0)/l}{\operatorname{ch} s_1 l_0/l} A_1^{(-)} \exp \left\{ \beta [iq_0 \tau R \times \right. \quad (27)$$

$$\left. \times \sqrt{1 + w^2} \exp(i\Psi/2) - q_0 \tau (1 + w^2) + iw\rho] + i(\pi - 3\Psi)/4 \right\}.$$

На рис. 8 а, б, в кривыми I представлены результаты расчетов  $H_1(\tau)$  по формуле (27) для безразмерных расстояний  $\rho = 10, 30, 100$ , соответственно, и параметрах  $m = 0,25, Z = 0, \ell/\ell_0 = 0,3$  (при этом  $q_0 = 0,52$ ). Часть графика в области  $\tau/\rho \ll 1$ , отмеченная пунктиром, по-видимому, не отражает реальной зависимости, потому что в этом пределе точка  $S_1$  неограниченно сближается с точкой ветвления  $C_1$ , в окрестности которой метод перевала не применим. Кроме того, при малых временах существен вклад высоких мод, имеющих большие групповые скорости.

Общий характер решения (27) - затухающие колебания, период которых растет с увеличением  $\rho$ . Максимум кривой перемещается приблизительно с постоянной скоростью (причем  $\rho/\tau \approx q_0$ ), вплоть до распада при  $\rho \approx 60$ .

Аналогично вычисляется вклад окрестности точки  $S_3$ . В нулевом приближении получаем ( $S_3 = i\beta_3$ )

$$\frac{H_3 \rho^2}{H_0 V_* L T} = \frac{\sin \frac{\beta_3(z+\ell_0)}{\ell}}{\cos \frac{\beta_3 \ell_0}{\ell}} \left( \frac{2\beta_3(q_0^2 - \beta_3^2)^{3/2}}{\pi \tau (3q_0^2 - 2\beta_3^2)} \right)^{1/2} \operatorname{Re} A^{(-)}(i\beta_3) \exp \left\{ -\rho \beta_3 \left[ 1 - \frac{2m(q_0^2 - \beta_3^2)}{\beta_3 \sqrt{\gamma^2 + 8q_0^2}} \right] - \tau \left[ \beta_3 \sqrt{q_0^2 - \beta_3^2} + \frac{m(2\beta_3^2 - q_0^2)}{2} \left( 4 \sqrt{\frac{q_0^2 - \beta_3^2}{\gamma^2 + 8q_0^2}} - 1 \right) \right] \right\}. \quad (28)$$

Если  $\tau/\rho \ll 1$  эта формула также не справедлива, так как  $S_3$  сближается с точкой ветвления  $C_2$ . Как видно из (28), возмущение  $H_3$  затухает во времени и пространстве. Численные расчеты при указанных выше параметрах показывают, что  $H_3 \ll H_1$ . Поэтому  $H_3$  в дальнейшем не учитывается.

Точки  $S_2^{(\pm)}$  являются седловыми по отношению к слагаемому в (22) с множителем  $\exp(\tau f)$ . Второе слагаемое в (22) имеет седловые точки на другом листе римановой поверхности, где  $\operatorname{Re} f < 0$ . Контур интегрирования проводим через точки  $S_2^{(\pm)}$ , так чтобы он проходил внутри области сходимости интеграла (22), представляющей собой бисектор с углом  $|\varphi| \leq 0,5 \arctg 2m$  (рис. 7, пунктир). При вычислении предэкспоненциального множителя в точке перевала полагаем  $S_2 = \beta_2$ , а в показателе экспоненты учтем линейную по  $m$  поправку для  $S_2$ . Кроме того, учтем более высокие поправки (не

совсем корректно) для того, чтобы (29) переходило при  $\tau \rightarrow 0$  в асимптотическую формулу (31), справедливую при любых  $m$ . В результате получаем ( $z = 0$ )

$$\frac{H_2 e^2}{H_0 V_* L T} = \operatorname{Re} \frac{\beta_2 \operatorname{th} \beta_2 \frac{\ell_0}{l} \left[ \beta_2 (\cos q - 1) - q \sin q \right] \sqrt{d_1 / (\pi \tau \sqrt{1+m^2})}}{\cos q \left[ \beta_2 + \beta_2^2 + (\beta_2 - q^2) \operatorname{th} \beta_2 \frac{\ell_0}{l} \right] - q \sin q \left[ \beta_2 + (\beta_2 + 2) \operatorname{th} \beta_2 \frac{\ell_0}{l} \right]} \times$$

$$\times \frac{\left[ F_0 m + i \beta_2 \left( 2 - \frac{m q^2}{F_1 m - F_0 i} \right) \right]}{\beta_2^2 + m F_0 i} \exp \left\{ -m \left[ \frac{\tau q^2}{2} + \frac{\tau (\beta_2^2 - F_1) + d_2 \rho}{1+m^2} \right] + i \left[ \frac{\beta_2 \rho - \tau F_0'}{1+m^2} \right. \right. \quad (29)$$

$$\left. \left. - \frac{\pi}{4} + \frac{\operatorname{arctg} d_1 m}{2} \right] \right\}, \quad d_1 = \frac{2(\beta_2^2 + q^2)^{3/2}}{\beta_2 (2\beta_2^2 + 3q^2)}, \quad F_0 = \beta_2 \sqrt{\beta_2^2 + q^2}, \quad F_1 = \frac{d_2 (2\beta_2^2 + q^2)}{\sqrt{\beta_2^2 + q^2}}.$$

В формуле (29)  $q = q(s_2(\delta))$ , где  $\delta = \rho/\tau$ . Эту неявную зависимость можно найти, подставляя  $S = \beta_2$  из (25) в уравнение (9). Результаты вычислений  $H_2$  при тех же параметрах представлены на рис. 8 а, б, в кривыми 2. Как видно из графиков, фронт возмущения имеет осцилляторный характер, причем с ростом  $\tau$  период колебаний растет. Эта закономерность характерна для всех типов возбуждения E-слоя ионосферы, и она может быть выведена аналитически. Для этого в исходном выражении (22) преобразуем интеграл к промежутку  $0, \infty$  и произведем замену  $S = y/\sqrt{\tau}$ . Устремляя затем  $\tau$  к нулю в предэкспоненциальных множителях, получаем

$$H_2 = \frac{2 H_0 V_* L T}{\pi l^2 \sqrt{\tau}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(1 - \cos q_n)}{\cos q_n} \exp \left( -\frac{\tau m q_n^2}{2} \right) \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \left[ \frac{m-2i}{1-mi} \exp i \left( y^2 + \frac{q_n^2 \tau}{2} \right) - \right. \quad (30)$$

$$\left. - \frac{m+2i}{1+mi} \exp \left[ -i \left( y^2 + \frac{q_n^2 \tau}{2} \right) \right] \right] \operatorname{sh} y \left( \frac{\ell_0 - |z|}{l \sqrt{\tau}} \right) \exp \left[ \frac{i \rho y}{\sqrt{\tau}} - \frac{y \ell_0}{l \sqrt{\tau}} - m y^2 \right] dy, \quad (0 \leq |z| \leq \ell_0).$$

В эту формулу следует подставить асимптотическое значение  $q_n = \pi n$  при  $S \rightarrow \infty$ . В области  $\operatorname{Re} y > 0$  подынтегральная функция в (30) имеет единственную точку перевала  $y_0 = (i\rho - |z|/l) / [2(m+i)\sqrt{\tau}]$ , не зависящую от номера  $n$ . Используя это обстоятельство и смещая контур интегрирования в (30), так, чтобы он проходил точку  $y_0$  под углом к действительной оси  $\theta = (\pi - 2 \operatorname{arctg} m)/4$ , получаем

методом перевала следующее приближенное выражение ( $m\rho l \gg |z|$ )

$$H_z = \frac{H_0 V_* l T}{\rho^2 \sqrt{\pi \tau} (1+m^2)^{5/4}} \exp\left[-\frac{m\rho^2}{4\tau(1+m^2)}\left(1 + \frac{2|z|}{\rho l m}\right)\right] \sum_{n=1}^{\infty} [(-1)^n - 1] \times \quad (31)$$

$$\times \left[ (2-m^2) \sin \delta_n - 3m \cos \delta_n \right] \exp\left(-\frac{\tau m \pi^2 n^2}{2}\right) - H'_z (|z| \rightarrow 2l_0 - |z|),$$

$$\delta_n = \frac{\rho^2}{4\tau(1+m^2)} \left(1 - \frac{2m|z|}{\rho l}\right) - \frac{\tau \pi^2 n^2}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} m - \frac{\pi}{4},$$

где  $H'_z$  отличается от первого слагаемого в (31) заменой  $|z|$  на  $2l_0 - |z|$ . При  $z = 0$  и  $\tau \rightarrow 0$  формула (29) переходит в первый член ряда соотношения (31). Экспоненциальный множитель в (31) указывает на диффузионный характер процессов. Область влияния магнитных возмущений имеет размеры  $\rho \sim 2\sqrt{\tau(1+m^2)/m}$  или в размерных величинах  $x \sim 2\sqrt{t/(\mu_0 \sigma_1)}$ . Функция (31) в этой области описывает затухающие колебания. Фаза колебаний (при  $\rho \gg 1$ ) имеет вид  $\delta \approx \mu_0 \sigma_1 x^2 / 4t$ , поэтому период осцилляций со временем увеличивается. Если  $\tau/\rho > \varphi_0^{-1}$ , то  $\beta_2$  и  $F_0$  в (29) становятся чисто мнимыми. При этом осцилляции прекращаются и начинает превалировать экспоненциальное затухание возмущения со временем. Как показывают расчеты, экстремальные точки графика перемещаются с различными, но приблизительно постоянными скоростями. На рис. 9 показаны зависимости  $\rho(\tau)$  для четырех таких точек (они отмечены на рис. 8 а). Максимум возмущения имеет скорость  $v_1 \approx 0,57 D_1 / l = 25$  км/с. Его ширина (как и характерный размер всего пакета) увеличивается со временем вследствие дисперсии и составляет 1 - 100 с. На рис. 10 показано убывание с расстоянием  $\rho$  безразмерных амплитуд  $H_m$ , соответствующих точкам 1-4. Пунктиром показана зависимость амплитуды, рассчитанной из (27). Видно, что на больших расстояниях затухание имеет экспоненциальный характер. При акустическом возбуждении ионосферы типичные параметры воздушной волны, достигающей области E ионосферы,  $L = 200$  км,  $V_* T = 10$  км. Тогда, оценивая амплитуду возмущения с помощью рис. 10, получаем для  $x \sim 300$  км  $H_m/H_0 \sim 4 \cdot 10^{-2}$  и для  $x \sim 3000$  км  $H_m/H_0 \sim 6 \cdot 10^{-6}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что особенности распространения низкочастотных электромагнитных возмущений обусловлены анизотропией электропроводности области E ионосферы и большой величиной проводимости Холла. Выявлено существование различных ветвей возбуждения ионосферы. Все они имеют немонотонные зависимости от частоты коэффициентов затухания и групповых скоростей. Наименьшее затухание имеет основная колебательная мода. Она представляет собой распространяющуюся вдоль геомагнитного поля  $\vec{H}_0$  систему "кольцевых" и перпендикулярных  $\vec{H}_0$  линейных токов. Такой режим распространения возможен, если длина волны не превосходит некоторую критическую величину, зависящую от соотношения проводимостей Педерсена и Холла.

Вблизи от источника возмущения (расстояния в сотни километров) существенно влияние всех ветвей возбуждения E-слоя ионосферы. На расстояниях свыше тысячи километров от источника основную роль играет основная волновая мода. Особенностью процесса распространения возмущений является возникновение режима колебательной диффузии токов и геомагнитных возмущений. Область возбуждения растет по диффузионному закону, а максимум возмущения перемещается приблизительно с постоянной скоростью (около 25 км/с), соответствующей групповой скорости основной колебательной моды вблизи минимума коэффициента затухания (частоты  $0,1 \pm 1$  Гц). Амплитуда возмущений экспоненциально убывает с расстоянием.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сорокин В.М., Федорович Г.В. Распространение короткопериодных волн в ионосфере. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1982. Т. 25. № 5. С. 495-507.
2. Горбачев Л.П., Сурков В.В. Возмущение внешнего магнитного поля поверхностной волной Релея. // Магнитная гидродинамика. 1987. № 2. С. 3-12.
3. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Д.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984, 392 с.

4. Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973, 208 с.
5. Гохберг М.Б., Гершензон Н.И., Гуфельд И.Л., Кустов А.В., Липеровский В.А., Хусамеддинов С.С. О возможных эффектах воздействия электрических полей сейсмического происхождения на ионосферу. //Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т.24. № 2. С. 217-222.
6. Сурков В.В. Электромагнитное поле, вызванное ударной волной, распространяющейся в конденсированной среде. // ПМТФ. 1986. № 1. С. 29-36.
7. Аблязов М.К., Сурков В.В., Чернов А.С. Искажение внешнего магнитного поля расширяющимся плазменным шаром, находящимся в слабопроводящем полупространстве. //ПМТФ. 1988. № 6. С. 22-29.
8. Голиков Ю.В., Д' Коста А., Пилипенко В.А. Геомагнитные пульсации, возбуждаемые при сильных землетрясениях. //Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т.25. № 5. С.824-829.
9. Сорокин В.М., Яценко А.К. Распределение пульсаций  $P_i 2$  в нижней ионосфере. //Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т.28. № 4. С. 655-660.

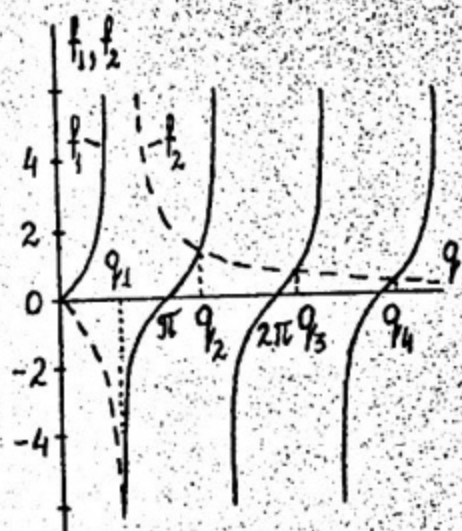


Рис. 1

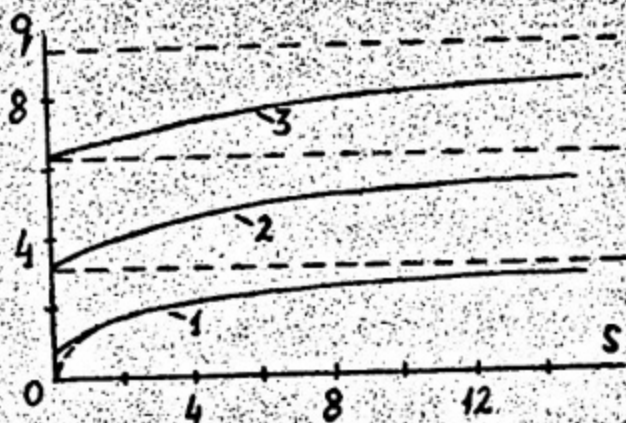


Рис. 2

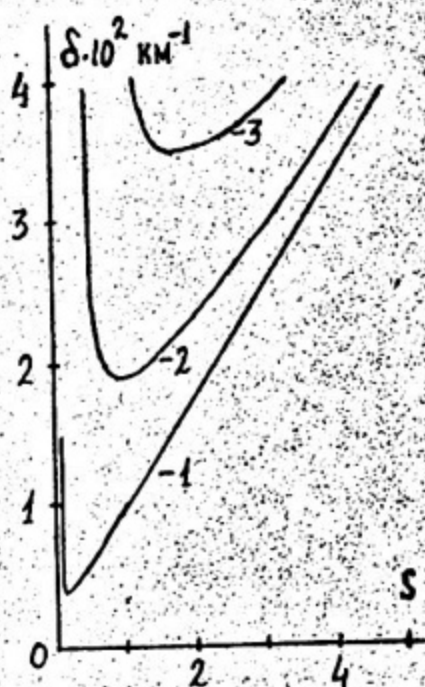


Рис. 3

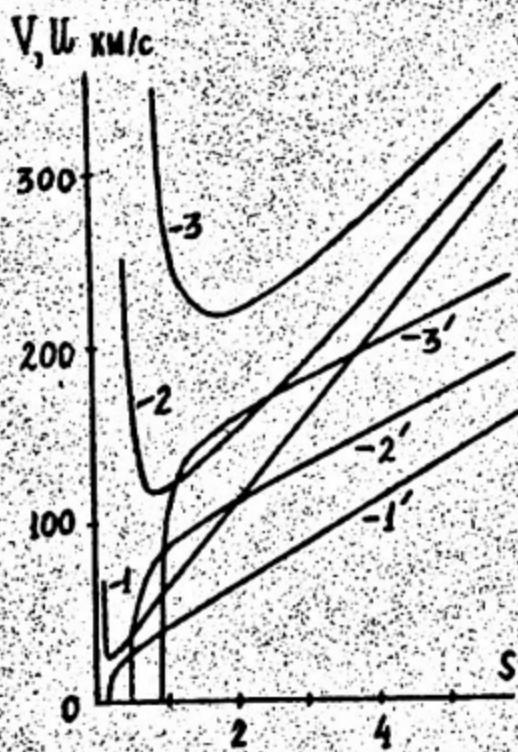


Рис. 4

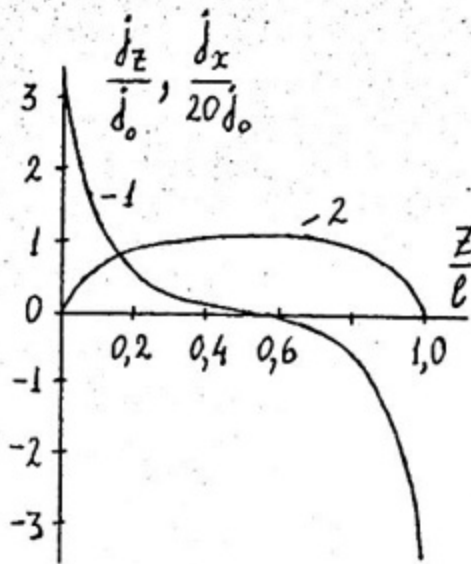


Рис. 5

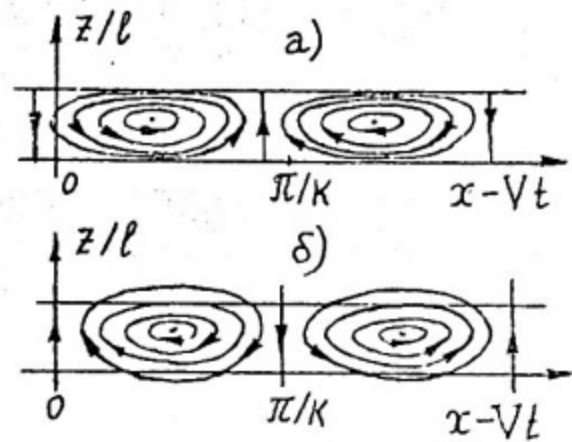


Рис. 6

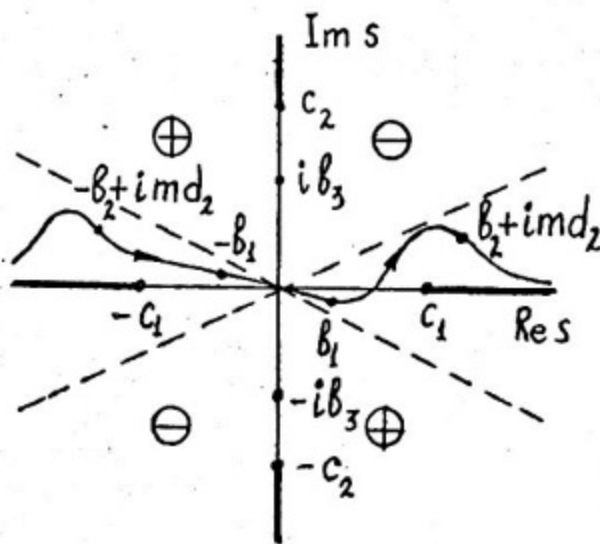


Рис. 7

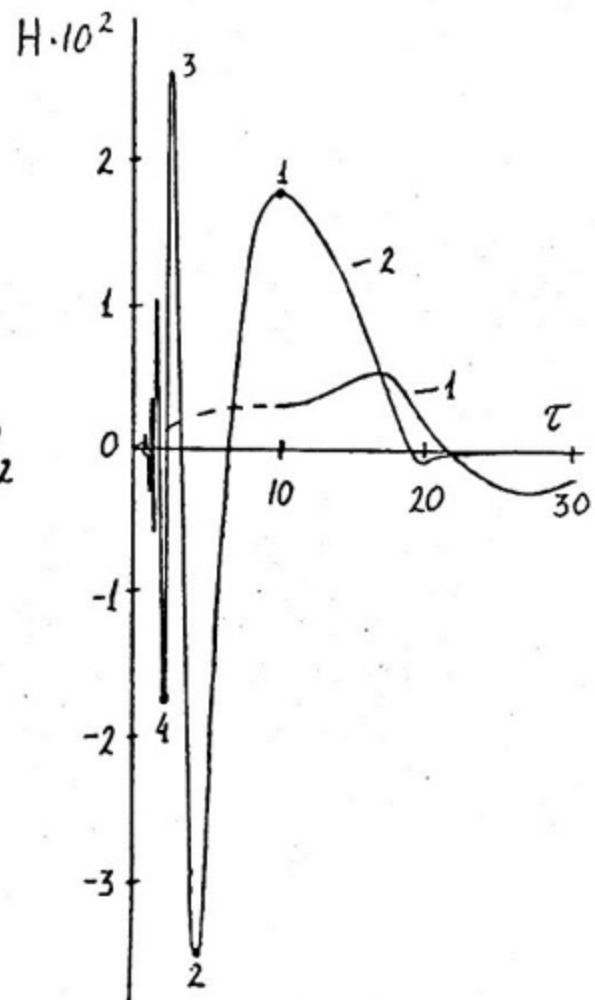


Рис. 8а

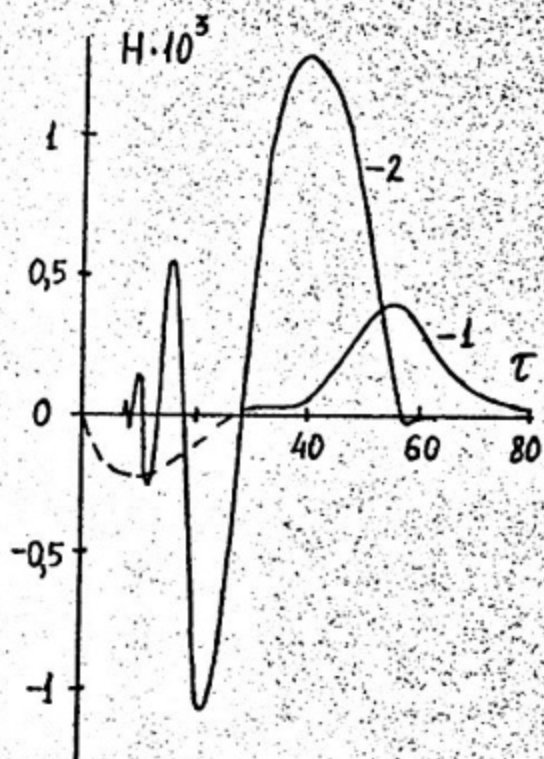


Рис. 86

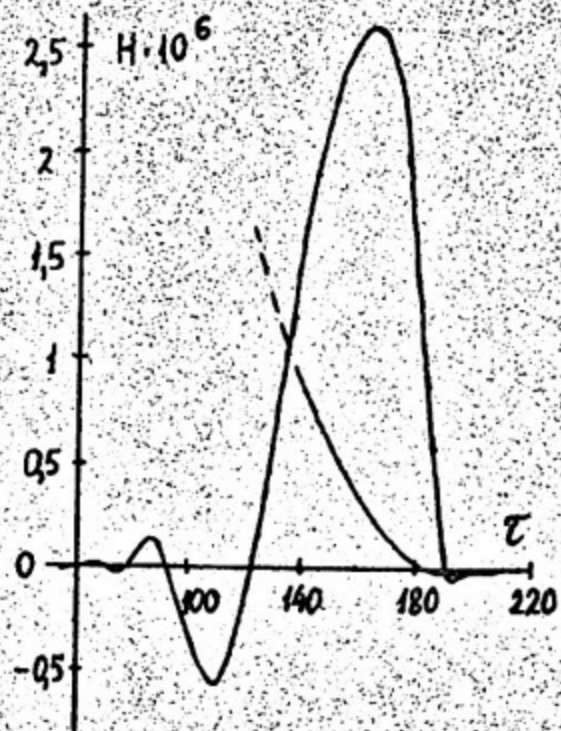


Рис. 8B

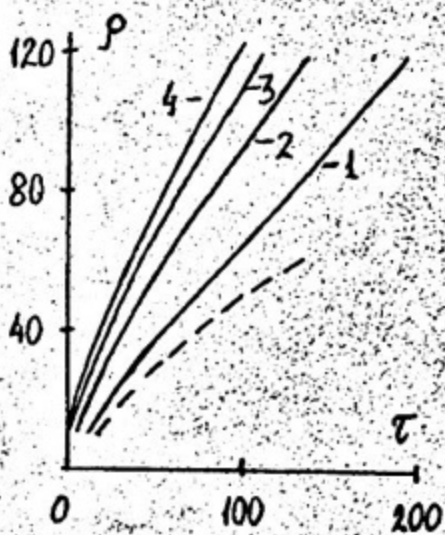


Рис. 9

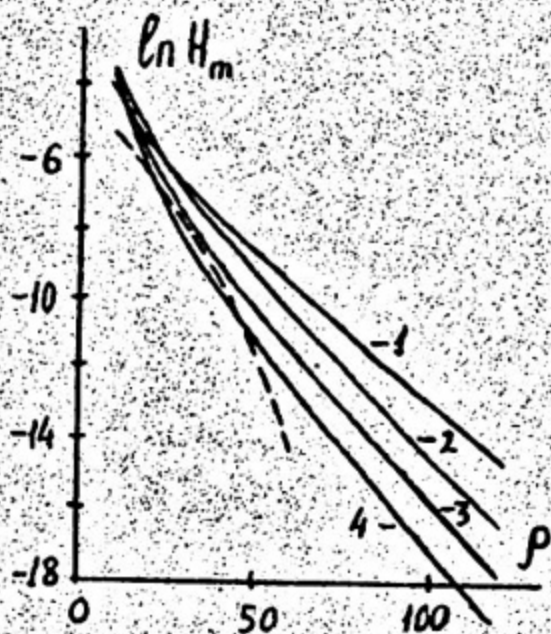


Рис. 10

## Содержание

Введение.....	3
Постановка задачи.....	4
Дисперсионное уравнение геомагнитных возмущений E-слоя ионосферы.....	6
Распределение полей и токов для основной моды.....	9
Сосредоточенный источник возмущений.....	11
Распространение электромагнитных возмущений в режиме колебательной диффузии.....	13
Заключение.....	18
Литература.....	18

Вадим Вадимович Сурков

Возбуждение низкочастотных электромагнитных возмущений  
ионосферы акустическими волнами

Рукопись поступила в издательский отдел 27.06.89

Редактор

Ответственный за выпуск В.В. Сурков

---

Л.-21239	Подписано в печать 21.07.89	Формат 60x84 I/16
П.л. I,5	Уч.-изд.л. 1,5	Тираж 120 экз.
Изд. № 04I-89	Заказ 2203	Цена 10 коп.

---

Московский инженерно-физический институт.  
Типография МИФИ, II5409, Каширское шоссе, 3I