ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIV, № 3 РАДИОФИЗИКА 1981

УДК 621.371.25

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ С АНИЗОТРОПНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Э. Г. Доильницына

Получены точные решения линеаризованных уравнений газодинамики в поле силы тяжести с учетом вертикального магнитного поля и постоянной анизотропной проводимости среды Проведен анализ асимптотического поведения решений. Показано, что в среде с убывающей плотностью и постоянной проводимостью в окрестности некоторого уровня происходит трансформация волн (в смысле изменения их дисперсионных свойств). Выше уровня взаимодействия поле имеет характер затухающих МГД-волн, ниже этого уровня наряду с волнами акустико-гравитационными существуют волны электромагнитного типа, затухающие на расстоянии, равном толщине скин-слоя.

В настоящее время достаточно много и теоретических и экспериментальных подтверждений получила гипотеза об образовании перемещающихся волнообразных возмущений концентрации электронов в ионосфере при прохождении крупномасштабных волн, переносимых нейтральной компонентой газа. Однако многие вопросы, связанные с распространением самих крупномасштабных волн (обычно называемых акустико-гравитационными (АГВ)) на ионосферных высотах, еще недостаточно изучены. Одним из таких малоисследованных в количественном отношении вопросов является роль проводимости при распространении крупномасштабных возмущений.

По оценкам ряда авторов [1–3] влияние проводимости и магнитного поля Земли на распространение АГВ начинает сказываться примерно с высоты 120—140 *км* и должно приводить к их затуханию.

В настоящей работе анализируется роль конечной проводимости среды и магнитного поля на основе асимптотического поведения точных решений системы уравнений, описывающих распространение крупномасштабных возмущений.

1. Поля в слабоионизованной неоднородной по высоте атмосфере описываются линеаризованными уравнениями магнитной гидродинамики без учета вязкости и теплопроводности в предположении адиабатичности процесса [4]:

$$\rho_0(z)\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial t} = -\nabla p - \rho g \boldsymbol{e}_z + \mu[\boldsymbol{j}\boldsymbol{H}_0],$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_0 \boldsymbol{V}) = 0, \quad \operatorname{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j}, \tag{1}$$

$$\rho_0\left(\frac{\partial p}{\partial t} - p_0\frac{V_z}{z_1}\right) = \gamma p_0\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - \rho_0\frac{V_z}{z_1}\right), \qquad \operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -\mu\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}.$$

Обозначения в (1) общепринятые (см., например, [4]), индексом «0» помечены невозмущенные величины параметров.

Конечная анизотропная проводимость среды учитывается в выражении для плотности тока [4]:

$$j = \sigma_{\parallel} E_{\parallel} + \sigma_{\perp} (E + \mu [V H_0])_{\perp} + \frac{\sigma_H}{H_0} [H_0 (E + \mu [V H_0])]. \quad (2)$$

Реальная проводимость в ионосфере, конечно, изменяется с высотой, однако мы ограничимся предположением о постоянстве тензора проводимости. Кроме того, считаем, что постоянное магнитное поле Земли направлено вертикально вниз, а невозмущенная плотность среды изменяется с высотой z экспоненциально:

$$\rho_0(z) = \rho_0(0) \exp(-z/z_1).$$

Система уравнений (1) и (2) легко сводится к уравнениям, содержащим только векторы V и E:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - g e_z (1 - \gamma) \operatorname{div} V - a^2 \operatorname{grad} \operatorname{div} V +$$

$$+ \frac{a^2}{\gamma} \frac{\operatorname{grad} V_z}{z_1} = - \frac{V_a^2}{\mu H_0} [e_z \operatorname{rot} \operatorname{rot} E], \quad (3а)$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} E = - \mu \frac{\partial}{\partial t} \Big\{ \sigma_{\parallel} E_{\parallel} + \sigma_{\perp} (E + \mu [V H_0])_{\perp} +$$

$$+ \frac{\sigma_H}{H_0} [H_0 (E + \mu [V H_0])] \Big\},$$

где $V_a^2 = \mu H_0^2 / \rho_0(z)$.

Ниже рассматривается распространение монохроматических во времени и периодических по поперечным координатам волн:

$$V = V(z, k_x, k_y) \exp(-i \omega t + i k_x x + i k_y y),$$

$$E = E(z, k_x, k_y) \exp(-i \omega t + i k_x x + i k_y y).$$

Введем, как и в [13], новые функции по схеме

$$M_1 = \frac{1}{k} (i k_x V_x + i k_y V_y), \quad A_1 = \frac{1}{k} (i k_x V_y - i k_y V_x),$$

$$M_2 = \frac{1}{\mu H_0} \left(\frac{i k_x E_y - i k_y E_x}{k} \right), \quad A_2 = \frac{1}{\mu H_0} \left(\frac{i k_x E_x + i k_y E_y}{k} \right), \quad (3б)$$

а также новую независимую переменную

$$x = \frac{\omega}{i \omega_0(z)},$$

$$\omega_0(z) = \mu \sigma_{\perp} \left[1 + 2 \left(\frac{\sigma_H^2}{\sigma_{\perp}^2} \right) \right] e^{z/z_1} V_{a0}^2. \quad (4)$$

Смысл введения величины $\omega_0(z)$ станет ясен ниже. Величина k в (3б) представляет собой горизонтальное волновое число с составляющими k_x и k_y: $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. Для функций M_1, M_2, V_z, A_1, A_2 и $E_z / \mu H_0$ из (3а) после несложных пребразований получается следующая система связанных уравнений:

$$- \omega^2 M_1 + a^2 k \left(k M_1 - \frac{\delta V_z}{z_1} \right) - \frac{a^2 k}{\gamma z_1} V_z =$$

$$= \left(k^2 M_2 - \delta^2 \frac{M_2}{z_1^2}\right) V_a^2 ; \tag{5}$$

$$\begin{gathered} -\omega^2 V_z + \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{a^2}{z_1}\left(kM_1 - \frac{\delta V_z}{z_1}\right) + \frac{a^2 k\delta M_1}{z_1} - \\ - \frac{a^2}{z_1^2}\delta^2 V_z - \frac{a^2}{\gamma z_1^2}\delta V_z = 0; \end{gathered} \tag{6}$$

$$k^2 M_2 - \frac{\delta^2 M_2}{z_1^2} = i\omega\mu\,[\sigma_\perp (M_1 + M_2) - \sigma_H (A_2 - A_1)] ; \tag{7}$$

$$-\omega^2 A_1 = V_a^2\, i\omega\mu\,[\sigma_\perp (A_2 - A_1) + \sigma_H (M_1 + M_2)]; \tag{8}$$

$$\delta^2 A_2 - kz_1\delta\left(\frac{E_z}{\mu H_0}\right) = - i\omega\mu z_1^2\,[\sigma_\perp (A_2 - A_1) + \sigma_H (M_1 + M_2)]; \tag{9}$$

$$z_1^2 k^2 \frac{E_z}{\mu H_0} - kz_1\delta A_2 = i\omega\mu z_1^2 \sigma_\parallel \frac{E_z}{\mu H_0}, \tag{10}$$

где оператор $\delta = x\partial/\partial x$.

Из (5)—(10) видно, что лишь в отсутствие холловской проводимости ($\sigma_H = 0$) система уравнений распадается на две независимые системы — для функций M_1, M_2, V_z и для функций A_1, A_2 и $E_z/\mu H_0$. При этом непосредственным вычислением можно убедиться, что функции M_1, M_2, V_z описывают поле, обладающее основными характерными свойствами магнитозвуковых полей, — в них равны нулю возмущения компонент скорости и магнитного поля, перпендикулярных к направлению распространения волны и к $\boldsymbol{H}_0$. Поле функций A_1, A_2, $E_z/\mu H_0$ обладает характерным свойством альфвеновских волн — для них равны нулю возмущения плотности и тех компонент скорости и магнитного поля, которые лежат в плоскости, проходящей через невозмущенное магнитное поле $\boldsymbol{H}_0$ и направление распространения волны.

2. Из системы (5)—(10) после громоздких выкладок можно получить для функций M_1 и M_2 следующую систему уравнений:

$$\beta_0 (\delta^2 - \alpha^2)(\delta^2 - \delta + h^2) M_2 = x(\delta^2 + \delta + m) M_1; \tag{11}$$

$$[\beta_0 (\delta^2 - \varkappa^2)(\delta^2 - \alpha^2) + (\delta^2 - c^2)]\, M_2 = (-\delta^2 + c^2) M_1, \tag{12а}$$

где $\alpha = kz_1$, $h = z_1\omega/a$, $m^2 = \omega^2/4\omega_a^2 + k^2 z_1^2(\omega_g^2/\omega^2 - 1)$, $\omega_a = a/2z_1$ — критическая акустическая частота, $\omega_g = \sqrt{[(\gamma-1)/\gamma](g/z_1)}$ — частота Брента — Вяйисяля,

$$\begin{gathered} \varkappa^2 = \frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel}, \quad c^2 = \varkappa^2 \frac{1 + \sigma_H^2/\sigma_\perp^2}{1 + 2\sigma_H^2/\sigma_\perp^2}, \\ \frac{1}{\beta_0} = i\omega\mu\sigma_\perp z_1^2 \left(1 + 2\sigma_H^2/\sigma_\perp^2\right) = 2i\frac{z_1^2}{d_{c0}^2}, \end{gathered} \tag{12б}$$

$d_{c0} = \sqrt{2/\left[\mu\omega\sigma_\perp\left(1 + 2\sigma_H^2/\sigma_\perp^2\right)\right]}$ — эффективная толщина скин-слоя. Остальные неизвестные функции A_1, A_2, V_z и $E_z/\mu H_0$ определяются через M_1 и M_2 путем дифференцирования следующим образом:

$$\frac{x\sigma_H\sigma_\parallel}{\beta_0\sigma_\perp^2}(\alpha\beta_\parallel - 1) A_1 = -\beta_\perp(\delta^2 M_2 - \alpha^2 M_2) - (M_1 + M_2)(1 + \sigma_H^2/\sigma_\perp^2); \tag{13}$$

$$A_2 \frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel} = \frac{x}{\beta_0} (\alpha \beta_\parallel - 1) A_1 - \frac{\sigma_H}{\sigma_\parallel} (M_1 + M_2); \tag{14}$$

$$\frac{E_z}{\mu H_0} = \frac{\delta A_2}{\left(\alpha - i\omega\mu\sigma_\parallel z_1^2\right)}; \tag{15}$$

$$V_z \alpha x \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma^2 h^2} - 1\right) = \beta_0 \left(\delta - \frac{1}{\gamma}\right) (\delta^2 - \alpha^2) M_2 + x \left(\delta + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\right) M_1, \tag{16}$$

где $1/\beta_\parallel = i\omega\mu\sigma_\parallel z_1^2$, $1/\beta_\perp = i\omega\mu\sigma_\perp z_1^2$.

Из (5) легко получить для функции M_2 уравнение Мейера [5]

$$\left[\prod_{j=1}^{6} (\delta - b_j) + x \prod_{j=1}^{6} (\delta - a_j + 1) \right] M_2 = 0, \tag{17}$$

где

$$b_{1,2} = \pm k z_1, \quad b_{3,4} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{z_1^2 \omega^2}{a^2}},$$

$$b_{5,6} = 1 \pm \sqrt{\frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel} \frac{1 + \sigma_H^2/\sigma_\perp^2}{1 + 2\sigma_H^2/\sigma_\perp^2}}, \tag{18a}$$

$$a_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{1/4 - m^2}, \quad a_{3\div 6} = 1 \pm$$

$$\pm \left\{ \left[\left(x^2 + \alpha^2 - \frac{1}{\beta_0} \right) \pm \sqrt{(x^2 + \alpha^2 - 1/\beta_0)^2 - 4(x^2 \alpha^2 - c^2/\beta_0)} \right] \Big/ 2 \right\}^{1/2}.$$

Уравнение для M_1 аналогично (17), изменяются лишь постоянные $b_{5,6}$ и $a_{3\div 6}$:

$$b_{5,6} = \pm \sqrt{\frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel} \frac{1 + \sigma_H^2/\sigma_\perp^2}{1 + 2\sigma_H^2/\sigma_\perp^2}}, \tag{18б}$$

$$a_{3\div 6} = \pm \left\{ \left[(x^2 + \alpha^2 - 1/\beta_0) \pm \sqrt{(x^2 + \alpha^2 - 1/\beta_0)^2 - 4(x^2\alpha^2 - c^2/\beta_0)} \right] \Big/ 2 \right\}^{1/2}.$$

3. Уравнение (17) имеет решения в виде довольно громоздких функций Мейера. Согласно [5] внутри круга $|x| = 1$ линейно-независимыми являются следующие функции Мейера:

$$G_{6,6}^{1,6} \left(x \,\middle|\, \begin{matrix} a_1, \ldots, a_6 \\ b_n, b_1, \ldots, b_{n-1}, b_{n+1}, b_6 \end{matrix} \right), \quad n = 1 \div 6. \tag{19}$$

Вне круга $|x| = 1$ линейно-независимыми являются шесть других функций Мейера, удовлетворяющих (17):

$$G_{6,6}^{6,1} \left(x \,\middle|\, \begin{matrix} a_n, a_1, \ldots, a_{n-1}, a_{n+1}, a_6 \\ b_1, b_2, \ldots, b_6 \end{matrix} \right), \quad n = 1 \div 6. \tag{20}$$

Как следует из обозначения (4), $|x| = \omega/\omega_0(z)$. Заметим, что частота $\omega_0(z)$ при $\sigma_H = 0$ соответствует частоте столкновений нейтральных частиц с ионами ν_{ni} [10] и весьма существенно зависит от условий в ионосфере — профиль $\omega_0(z)$, как и ν_{ni}, заметно меняется при изменении геомагнитной активности, времени суток, времени года и широты.

Перефразируя условия линейной независимости решений (19) и (20), можно сказать, что выше уровня $\omega = \omega_0(z)$ уравнение (17) имеет шесть линейно-независимых решений в виде (19), а ниже уровня $\omega = \omega_0$ — в виде (20).

Известные в теории функций Мейера [5] соотношения обхода позволяют получить количественную связь полей, если задана амплитуда поля справа или слева от линии $\omega = \omega_0(z)$.

4. Ниже ограничимся анализом поведения решений вне области $|x| \sim 1$. Для этого достаточно воспользоваться асимптотическими представлениями функций Мейера внутри и вне круга $|x| = 1$ соответственно.

Согласно [5] линейно-независимые решения уравнения (17) при $|x| \gg 1$ ведут себя, как $x^{a_j - 1}$, т. е. зависимость от высоты z в области частот $\omega \gg \omega_0(z)$ имеет следующий вид:

$$M_{1,2} \sim \exp\left[-\frac{z}{z_1}(a_j - 1)\right]. \tag{21}$$

Поскольку мы рассматриваем монохроматический процесс, выражение (21) означает, что в указанной области поля могут асимптотически описываться набором плоских волн с дисперсионным соотношением

$$k_z z_1 = i(1 - a_j), \quad j = 1 \div 6. \tag{22}$$

В сущности дисперсионное соотношение (22) является предельным представлением дисперсионных свойств уравнения (17), которые должны зависеть от координаты z, поскольку от нее зависят свойства рассматриваемой среды.

Анализ (22) показывает, что часть из полученных дисперсионных соотношений описывает не что иное, как акустико-гравитационные волны. Действительно, из (22) при $j = 1, 2$ получаем

$$k_z z_1 = i\left[-\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\omega^2}{4\omega_a^2} - k^2 z_1^2\left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1\right)}\right]^{1/2}.$$

Полагая $k_z = k_{z0} - i/2z_1$, находим, что k_{z0} для этих волн точно такое же, как для АГВ [6]:

$$k_{z0} = \pm\frac{i}{z_1}\sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\omega^2}{4\omega_a^2} - k^2 z_1^2\left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1\right)}. \tag{23}$$

Остальные волны, описываемые (22), можно интерпретировать как волны электромагнитной природы, индуцируемые в анизотропной проводящей среде заданным волновым движением. Качественно это можно показать следующим образом. Условие $|x| \gg 1$ может быть выполнено, в частности, при очень малой величине альфвеновской скорости. При этом система уравнений (3а) распадается на две независимые системы — для скорости $\boldsymbol{V}$ и для поля $\boldsymbol{E}$ с заданным значением скорости волнового движения среды $\boldsymbol{V}$. Естественно поэтому, что для поля скоростей в этом приближении получается решение в виде АГВ, а электромагнитные поля в рассматриваемом приближении индуцируются волновым движением проводящей среды в магнитном поле.

5. Рассмотрим подробнее свойства волн (22) при $j = 3 \div 6$, называя их далее полями электромагнитного типа в смысле, указанном в п. 4.

Поскольку согласно (8) и (9) постоянные $a_{3\div6}$ комплексны, эти волны являются затухающими. Приближенно дисперсионное соотношение (22) при $j = 3 \div 6$ может быть представлено в следующем виде:

$$k_z z_1 = \pm i \left\{ \frac{\left(\varkappa^2 + \alpha^2 - \frac{1}{\beta_0}\right) \pm \left(\varkappa^2 - \alpha^2 + \frac{1}{\beta_0}\right)}{2} \right\}^{1/2}. \tag{24}$$

Выражение (24) следует из (22) и (18а), если учесть, что в постоянных $a_{3\div6}$ величина c^2 порядка $\varkappa^2$. Для приближенных оценок это можно сделать, так как в соответствии с определением (12б) величина c^2 изменяется от $c^2 = \varkappa^2$ до $c^2 = \varkappa^2/2$ при изменении σ_H от нуля до бесконечности. Из (24) при этом следуют два соотношения:

$$k_z z_1 = \pm i \sqrt{\frac{\sigma_\perp}{\sigma_\parallel}}; \tag{25}$$

$$k_z z_1 = \pm i \sqrt{\alpha^2 - \frac{1}{\beta_0}}. \tag{26}$$

Подставляя в (26) выражения для α^2 и β_0 и возводя обе части равенства в квадрат, получим

$$k_z^2 + k_x^2 + k_y^2 = 2i\,(1/d_{c0}^2) = K^2. \tag{27}$$

Представим волновой вектор $\boldsymbol{K}$ в виде

$$\boldsymbol{K} = \boldsymbol{K}_0 + i\boldsymbol{\Gamma}.$$

Обозначив угол между $\boldsymbol{K}_0$ и $\boldsymbol{\Gamma}$ через φ, из (27) получим

$$K_0 = \Gamma = 1/d_{c0}\sqrt{\cos\varphi}. \tag{28}$$

Таким образом, это поле затухает на длине волны $1/K_0$, хотя затухание в вертикальном и горизонтальном направлениях может быть существенно различным. Заметим здесь, что в реальной атмосфере на высотах 150—200 *км* величина d_{c0} на частотах $\omega \sim 10^{-1} \div 10^{-4}$ c^{-1} может изменяться в большом интервале — от единиц километров до десятков тысяч километров.

Распространением волн электромагнитного типа (21) при $j = 3, 4$ с дисперсионным соотношением (28) на высотах ионосферы можно объяснить наблюдающуюся иногда в экспериментах положительную дисперсию фазовой скорости волн в нижней F-области [7, 12], а также то, что фазовая скорость волн возрастает от дня к ночи при сохранении дисперсионной зависимости фазовой скорости $V_ф \sim \sqrt{\omega}$. Из дисперсионного соотношения (28) можно найти, что для волн электромагнитного типа (при условии, что $\cos\varphi$ не зависит от K_0 и ω)

$$V_{гр} = 2V_ф = 2\sqrt{\frac{2(\cos\varphi)\,\omega}{\mu\,\sigma_\perp\left(1 + 2\sigma_H^2/\sigma_\perp^2\right)}}. \tag{29}$$

Поскольку проводимость ионосферы от дня к ночи падает, фазовая и групповая скорость указанных волн возрастает от дня к ночи, сохраняя при этом дисперсионную зависимость $V_ф \sim \sqrt{\omega}$.

6. Рассмотрим асимптотическое поведение решений уравнения (7) при $|x| \ll 1$, т. е. выше области $\omega = \omega_0(z)$. Согласно [5] в этом случае имеем

$$M_{1,2} \sim x^{b_j} \sim \exp(-z/z_1\, b_j). \tag{30}$$

Подставляя в (30) выражения для b_j из (18а) и (18б), видим, что в этой области есть три типа решений, два из которых имеют неволновую структуру на всех высотах и для всех частот, для которых выполняется неравенство $\omega \ll \omega_0$, поскольку $b_{1,2} = \pm kz_1$, а $b_{5,6} = \pm c$. Третий же тип решения — при $b_{3,4} = (1/2) \pm \sqrt{(1/4) - z_1^2 \omega^2/a^2}$ — на частотах, больших критической акустической частоты ω_a, представляет собой волны, затухающие по амплитуде при распространении вдоль оси z. Таким образом, в случае отсутствия источников возмущения на бесконечности поле убывает с высотой. В этом проявляется влияние магнитного поля, пресказанное еще в [2]. Можно показать, что дисперсионные соотношения в области $|x| \ll 1$ соответствуют волнам МГД-типа.

7. Подводя итоги проведенному исследованию асимптотического поведения полученных решений, можно сказать, что область высот, где $\omega \sim \omega_0(z)$, является областью линейного взаимодействия акустико-гравитационных волн и волн электромагнитного типа вследствие влияния магнитного поля Земли и проводимости среды, в результате чего по другую сторону области взаимодействия характер распространения волн изменяется: дальше возмущения распространяются в виде волн с иными дисперсионными свойствами.

Именно в области взаимодействия волн влияние пондеромоторной силы сравнимо по своей величине с силами гравитации и плавучести. Поэтому в этой области поле существенно отличается как от магнитозвукового, так и от акустико-гравитационного и определяется полными функциями Мейера.

Ниже области взаимодействия, где выполняется неравенство

$$\frac{\omega}{\omega_0(z)} = \frac{\omega^2 d_{c0}^2}{2V_a^2(z)} = \frac{a^2}{V_a^2} \frac{d_{c0}^2}{2\lambda_{3в}^2} \gg 1, \tag{31}$$

влияние пондеромоторной силы невелико — поле может быть описано как сумма акустико-гравитационных волн и волн электромагнитного типа (соответствующих асимптотическим представлениям Мейера). Определяющим является влияние сил тяжести и плавучести. Т. е. в первом приближении влияние пондеромоторной силы сказывается лишь в том смысле, что при движении проводящей среды в постоянном магнитном поле возникают возмущения, переносимые нейтральной компонентой газа, но с дисперсионными свойствами, как у электромагнитного поля в проводящей среде. Возмущения электромагнитного поля невелики. Это соответствует обычно принимаемому приближению, что в звуковой волне, распространяющейся в проводящей среде, в ток проводимости основной вклад вносит динамо-поле $\boldsymbol{E}_d = \mu [\boldsymbol{V}\boldsymbol{H}_0]$. Учет конечной проводимости среды (проведенный, например, в [11] и ряде других работ) может в этом случае привести только к затуханию акустико-гравитационных волн, так как порядок уравнений, описывающих поля, не меняется, а члены, обусловленные $\boldsymbol{E}_d \neq 0$, носят поправочный характер. Учет полного поля $\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + \mu [\boldsymbol{V}\boldsymbol{H}_0]$ приводит к взаимосвязи полей акустического и электромагнитного типов. Эта связь в рассмотренной задаче (среда неоднородна вдоль магнитного поля, проводимость постоянна) наиболее сильна в области, где выполняется соотношение $\omega^2 d_{c0}^2/2V_a^2 \sim 1$. Выше области взаимодействия при выполнении неравенства

$$\frac{\omega^2 d_{c0}^2}{2V_a^2} \approx \frac{a^2 d_{c0}^2}{V_a^2 2\lambda_{3в}^2} \ll 1 \tag{32}$$

определяющим становится влияние пондеромоторной силы: распространяющимися остаются лишь волны типа БМЗ — волны с затухающей вдоль оси z амплитудой.

Отметим, что область взаимодействия волн в среде с экспоненциально убывающей плотностью и бесконечной проводимостью определяется несколько иначе [8, 9]:

$$\frac{z_1^2\,\omega^2}{V_a^2} = \frac{z_1^2\,a^2}{\lambda_{зв}^2 V_a^2} \sim 1. \tag{33}$$

В среде с конечной проводимостью в условие, определяющее относительную роль пондеромоторной силы, естественно, входит и величина проводимости (см. (31) и (32)).

Заметим, что предельный переход $\sigma \to \infty$ можно сделать лишь в исходных уравнениях, при этом в уравнениях для M_1 и M_2 независимой переменной вместо x будет $\eta = z_1^2\omega^2/V_a^2$. Условие (33) $\eta \sim 1$ и определяет область взаимодействия волн в неоднородной среде с бесконечно большой проводимостью.

В заключение еще раз подчеркнем, что вывод о трансформации волн (в смысле изменения их дисперсионных свойств) на высоте, где $\omega_0(z) \approx \omega$, относится к среде с экспоненциально убывающей плотностью и постоянной проводимостью. В такой среде при фиксированной частоте волны ω в силу (4) всегда найдется высота, на которой $\omega_0 = \omega$, и в области, где $\omega \ll \omega_0$, поле асимптотически описывается набором волн (30), а в области, где $\omega \gg \omega_0$, — набором волн (21). В реальной же земной ионосфере проводимость существенно изменяется с высотой, поэтому полученные решения модельной задачи могут быть полезны при описании ионосферы несколькими однородными слоями с различными величинами постоянной анизотропной проводимости. Кроме того, при интерпретации экспериментальных данных по дисперсии ионосферных волн следует иметь в виду, что в интервале частот $\omega \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ $с^{-1}$ на высотах 100—300 *км* наряду с АГВ, обладающими слабой отрицательной дисперсией, могут распространяться волны электромагнитного типа с положительной дисперсией фазовой скорости*. Затухание этих волн происходит на расстоянии порядка толщины скин-слоя d_{c0} (для ионосферы в диапазоне частот $10^{-3} \div 10^{-2}$ $с^{-1}$ d_{c0} — сотни и тысячи километров).

Как показывает обработка экспериментальных данных [12], ионосферные волны обладают преимущественно отрицательной дисперсией, но довольно систематически встречаются эксперименты, из которых следует положительная дисперсия фазовой скорости этих волн. На основании результатов рассмотренной модельной задачи можно высказать гипотезу, что, хотя условия ионосферы преимущественно благоприятствуют распространению низкочастотных возмущений в виде акустико-гравитационных волн, однако изменение условий распространения или возбуждения может привести и к передаче возмущений на этих частотах волнами электромагнитного типа.

В заключение автор благодарит В. Н. Красильникова и В. А. Павлова за многочисленные дискуссии и Б. Н. Гершмана за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hines C. O.— J. Atm. Terr. Phys., 1968, **30**, № 5, p. 851.
2 Тверской Б. А. — ДАН СССР, 1962, **144**, № 2, с 338.

* Формально существование рассмотренных решений наряду с АГВ вытекает из того факта, что учет пондеромоторной силы в уравнениях газодинамики приводит к повышению порядка системы связанных уравнений, описывающих возмущения полей (добавляются еще уравнения Максвелла)

3. Голицын Г. С. — Изв АН СССР Сер Геофиз, 1961, 6, с 942
4 Гершман Б Н Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974. — С. 256
5. Meijer C. S. — Nederl. Akad. Wetensch., 1946, 49, p 229, 344
6 Hines C. O.— Can. J. Phys., 1960, 38, p. 1441.
7. Herron T. J.— J. Atm. Terr. Phys., 1973, 35, p. 101.
8. Ferraro V. C., Plumpton. — Astrophys J., 1958, 127, №2, p. 459.
9. Бренгауз В. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 10, с. 1455.
10. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.. Мир, 1978. — С. 279.
11. Панчев С., Панчева Т. В. — Изв. АН СССР. Сер Физ. атм. и океана, 1976, 12, № 6, с. 665.
12. Захаров В Н., Калихман А. Д. — Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, № 1, с. 166.
13. Доильницына Э. Г. Сб. Проблемы дифракции и распространения волн, 1979, 17, с. 84.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию 15 ноября 1979 г.

PROPAGATION OF LARGE-SCALE DISTURBANCES IN THE ATMOSPHERE WITN ANISOTROPIC CONDUCTIVITY

E. G. Doil'nitsyna

Strict solutions have been derived for linearized equations of gas dynamics in a gravitational field taking into account a vertical magnetic field and a constant of anisotropic medium conductivity. An analysis of the asymptotic behaviour of solutions is made. It is shown that in a medium with decreasing density and the constant conductivity in the vicinity of a certain level the wave transformation occurs (in the sense of variation of their dispersive properties). Above interaction level the field has the character of damping MHD waves, below this level, together with acoustic-gravitational waves there are waves of electromagnetic type damping at a distance equal to the depth of the skin-layer.

ХРОНИКА

Всесоюзная школа по космической физике, посвященная памяти проф. С. И. Сыроватского

Первая Всесоюзная школа по космической физике, работавшая с 26 января по 4 февраля 1981 года в Доме науки АН Латв. ССР (г. Юрмала), собрала около 30 «учителей» (приглашенные лекторы) и более 100 «школьников». Организаторы школы — Отделение общей физики и астрономии АН СССР и Академия наук Латв. ССР — сумели создать на школе доброжелательную, свободную, деловую обстановку.

На школе была представлена, главным образом, физика солнечной системы: 1) гидродинамика Солнца и межпланетной среды; 2) магнитная гидродинамика и генерация магнитных полей на Солнце; 3) солнечные вспышки и протуберанцы; 4) токовые слои; 5) радиоизлучение Солнца; 6) рентгеновское и оптическое солнечное излучение; 7) космические (солнечные) лучи, 8) магнитосферы Земли и планет; 9) термоядерный синтез и физика плазмы. Кроме того, были прочитаны лекция о черных дырах, термодинамике, информации (Д. А. Киржниц) и лекция о тепловом циклотронном излучении в астрофизике, в частности, о циклотронном рентгеновском излучении в квантующем магнитном поле пульсаров (В. В Железняков). Выбор указанного круга проблем определялся тем, что именно они наиболее тесно связаны с именем проф Сергея Ивановича Сыроватского, памяти которого была посвящена школа.

Первой участники школы прослушали лекцию С. И. Сыроватского о физике токовых слоев и о солнечных вспышках (в магнитофонной записи с одновременным показом слайдов), которая ранее, в январе 1977 г, докладывалась на сессии АН СССР В ней С. И. Сыроватский дал четкое введение в физику токовых слоев и обосновал возможность рассматривать вспышечную активность Солнца как результат накопления и последующего высвобождения взрывным образом магнитной энергии токовых слоев. Ясное физическое понимание процессов и высокий научный уровень, заданные первой лекцией, в целом были выдержаны школой до самого последнего дня ее работы.

(окончание см на стр. 313)