

МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЫ В D-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ

© 2019 г. А. И. Лаптухов^{а, *}, В. А. Лаптухов^а

^а Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия

*e-mail: a. laptyukhov@mail.ru

Поступила в редакцию 12.09.2018 г.

После доработки 01.10.2018 г.

Принята к публикации 25.10.2018 г.

При учете вертикального тока, текущего в атмосфере Земли, и отказе от часто используемого, но в данном случае неверного, приближения квазинейтральности плазмы показано существование на высотах D-слоя ионосферы тонких плоских областей с характерным размером ~ 1 м, в которых плотность частиц всех сортов плазмы почти скачкообразно растет с ростом высоты. Особенно сильные изменения плотности плазмы имеют место в приэкваториальной ионосфере, где геомагнитное поле горизонтально. Величина скачка плотности плазмы сильно зависит от напряженности электрического поля E на нижней границе слоя. Так, при $E = 0.1$ В/м на высоте 85–90 км в приэкваториальной ионосфере плотность плазмы на скачке увеличивается в 3.6 раза, а при $E = 0.2$ В/м – в 15.5 раза. Предложен механизм появления ионосферных предвестников землетрясений, связанный с присутствием скачка.

DOI: 10.1134/S0367292135030056

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] показано, что в результате усиления электрического тока в глобальной атмосферно-ионосферной цепи на высотах D-слоя формируется крупномасштабное возмущение электронной концентрации. При этом распределение плотности плазмы может значительно отличаться от ее невозмущенного распределения. Возникновение возмущения обусловлено сменой типа носителей заряда при протекании тока между атмосферой и ионосферой, а именно, в верхней части D-слоя ток формируют электроны, а в нижней его части ток формируют отрицательные ионы. Для правильного описания физических процессов в атмосферной плазме на высотах D-слоя необходимо принимать во внимание, что плазма состоит, как минимум, из трех компонент: электронов, положительно и отрицательно заряженных ионов.

В работе [2] показана возможность образования в плазме D-слоя мелкомасштабных периодических в пространстве стационарных структур в распределении плотности заряженных частиц и потенциального электрического поля с характерным периодом $L \sim 30$ м, величина которого значительно меньше размера неоднородности атмосферы $H \sim 8000$ м. Важно, что подобные периодические структуры могут существенно влиять на

распространение электромагнитных волн с длиной волны $\lambda \leq L$ [3]. Структура этих мелкомасштабных неоднородностей практически не зависит от таких параметров, как скорость ионообразования q и коэффициенты электрон-ионной α_e и ион-ионной α_i рекомбинации, но существенно зависит от частоты ν_a прилипания электронов к молекулам O_2 и частоты ν_d отлипания электронов от отрицательных ионов O_2^- . Существование периодических структур связано как с тем, что температура электронов T_e в электрическом поле может быть существенно выше температуры T нейтрального газа атмосферы, так и с тем, что частота прилипания электронов к молекулам при росте электронной температуры в области $T_e < 1000$ К возрастает, а в области $T_e > 1000$ К убывает.

В [2] геомагнитное поле для простоты анализа исходных нелинейных дифференциальных уравнений не учитывалось. Ниже мы будем искать новые решения стационарных нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих мелкомасштабные плоские структуры электрического поля и трехкомпонентной плазмы D-слоя ионосферы Земли в присутствии однородного геомагнитного поля.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Рассмотрим стационарную трехкомпонентную модель D -слоя атмосферной плазмы, состоящей из электронов с концентрацией N_e , положительно и отрицательно заряженных ионов одного вида с концентрациями N_+ и N_- . Концентрации заряженных частиц определяются из системы уравнений непрерывности (см., например, [2, 4])

$$\nabla \cdot (N_e \mathbf{V}_e) = q - \alpha_r N_e N_+ - \nu_a N_e + \nu_d N_-, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (N_+ \mathbf{V}_+) = q - \alpha_r N_e N_+ - \alpha_i N_+ N_-, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (N_- \mathbf{V}_-) = -\alpha_i N_- N_+ + \nu_a N_e - \nu_d N_-. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{V}_e , \mathbf{V}_+ , \mathbf{V}_- – средние скорости электронов, положительно и отрицательно заряженных ионов соответственно; q – скорость ионообразования; α_r , α_i – коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации; ν_a – частота прилипания электронов к молекулам O_2 при тройных соударениях; ν_d – частота отлипания электронов от отрицательных ионов O_2^- . Векторы \mathbf{V}_s , где индекс $s = e, +, -$, рассчитываются из гидродинамических уравнений движения холодной плазмы в электрическом поле \mathbf{E} и однородном геомагнитном поле \mathbf{B}_0

$$\nu_s \mathbf{V}_s = \mathbf{A}_s + \mathbf{V}_s \times \mathbf{B}_s, \quad \mathbf{A}_s = \frac{q_s \mathbf{E}}{M_s}, \quad \mathbf{B}_s = \frac{q_s \mathbf{B}_0}{M_s c}, \quad (4)$$

где ν_s – частота столкновений частиц сорта s с нейтральным газом атмосферы. При этом столкновения заряженных частиц между собой в слабоионизированной атмосферной плазме можно не учитывать из-за пренебрежимо малой их концентрации по сравнению с концентрацией нейтральных частиц. Частоты столкновений ионов с нейтральным газом считаем постоянными, а в частоте столкновений электронов следует учесть зависимость ν_e от величины электрического поля [2, 5]

$$\nu_e \cong \nu_{en} = C_e N_n T_e^{1/2}, \quad C_e = 5.4 \times 10^{-10}, \quad (5)$$

$$T_e = T + \frac{M}{3k_B} \left(\frac{eE}{m\nu_e} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь концентрация нейтральных молекул N_n берется в единицах см^{-3} , температура электронов T_e и температура нейтрального газа T – в градусах Кельвина (k_B – постоянная Больцмана), частота – в с^{-1} . Для простоты будем считать массы ионов M_{\pm} равными массе нейтральных частиц, $M_{\pm} = M$, они гораздо больше массы электронов m (в атмосферной плазме $M/m \sim 5 \times 10^4$). Температуру электронов T_e можно легко выразить из формул (5), (6) [5]. Подставляя частоту столкновений электронов из (5) в (6) и решая квадратное урав-

нение, получим простую зависимость температуры электронов слабоионизированной плазмы T_e от электрического поля \mathbf{E} в виде

$$T_e = \frac{T}{2} \left(1 + \sqrt{1 + aE^2} \right), \quad a \equiv \frac{4M}{3k_B} \left(\frac{e}{mC_e N_n T} \right)^2. \quad (7)$$

Ниже будем рассчитывать ν_e по формулам (5) и (7). Температуры ионов T_+ и T_- считаем равными температуре нейтрального газа T . Поскольку в D -слое атмосферы плотность нейтрального газа ($N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) на много порядков величины больше плотности ионов ($N_{\pm} \ll 10^4 \text{ см}^{-3}$), то такое предположение хорошо выполняется.

Решение уравнения (4) есть

$$\mathbf{V}_s = \frac{\nu_s \mathbf{A}_s + \mathbf{A}_s \times \mathbf{B}_s + \mathbf{B}_s (\mathbf{A}_s \cdot \mathbf{B}_s) / \nu_s}{\nu_s^2 + B_s^2}. \quad (8)$$

Электрическое поле \mathbf{E} определяется из уравнений

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi e N, \quad N = N_+ - N_e - N_-, \quad (9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0.$$

Система уравнений (1)–(3), (5), (7)–(9) в общем случае достаточно сложна, и в настоящей работе мы для получения и анализа ее мелкомасштабных решений ограничимся плоским случаем, когда параметры поля и плазмы изменяются только вдоль одной координаты Z . При этом для мелкомасштабных структур с характерным размером неоднородности $L \ll H \sim 8000$ м можно считать параметры атмосферной плазмы постоянными. Кроме того, нас будет интересовать только случай сильного электрического поля, в котором величина скорости дрейфа частиц \mathbf{V}_s (8) настолько велика, что основными членами в уравнениях (1)–(3) можно считать члены в левых частях этих уравнений, а всеми не зависящими явным образом от электрического поля членами в правых частях можно пренебречь. Формально это соответствует предельному переходу $\text{mod}(\mathbf{E}) \rightarrow \infty$. В указанных приближениях исходная система уравнений сильно упрощается, и ее можно записать в виде

$$N_e V_{eZ} = C_e, \quad N_+ V_{+Z} = C_+, \quad N_- V_{-Z} = C_-,$$

$$\frac{dE_Z}{dZ} = 4\pi e N, \quad N = \frac{C_+}{V_{+Z}} - \frac{C_e}{V_{eZ}} - \frac{C_-}{V_{-Z}}, \quad (10)$$

$$E_X = \text{const}, \quad E_Y = \text{const}.$$

Здесь C_e , C_+ , C_- – постоянные, величины которых определяются из граничных условий на нижней границе слоя, где $E_Z = E_{Z0}$, $N = 0$, $N_+ = N_{+0}$, $N_- = N_{-0}$, $N_e = N_{e0} = N_{+0} - N_{-0}$ считаем известными величинами.

3. АНАЛИЗ РЕШЕНИЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (8), (10)

В общем случае все три компоненты электрического поля отличны от нуля, причем $E_x = \text{const}$, $E_y = \text{const}$, $E_z = F(Z)$. Из (8) следует, что скорость частиц зависит от одной переменной $E = E_z$ и нескольких постоянных параметров. Тогда решение дифференциального уравнения, фигурирующего в (10), проще всего получить на основе вычисления итераций

$$\begin{aligned} Z_{k+1} &= Z_k + h, \\ E_{k+1} &= E_k + 4\pi e N(E_k)h, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (11)$$

где E_0 и Z_0 – задаваемые в соответствии с граничными условиями величины, а величина h – произвольная, но достаточно малая величина.

Вначале полезно получить простые точные решения (10) для некоторых модельных функций $N(E)$. Вполне возможно, что функция $N(E)$, определенная из (10), при некоторых значениях параметров и величин поля $E = E_1$ и $E = E_2$ будет обращаться в нуль. Если – в простейшем случае – аппроксимировать функцию N как

$$N = (4\pi e)^{-1} Q(E - E_1)(E_2 - E), \quad (12)$$

то точное решение уравнения (10) будет

$$E = E_z = \frac{E_2 G + E_1}{G + 1}, \quad G = \exp(QZ(E_2 - E_1)). \quad (13)$$

Согласно (13), для $Q = \text{const} > 0$ и $E_1 < E_2 < 0$ величина $E_z \rightarrow E_1$ при $Z \rightarrow -\infty$ и $E_z \rightarrow E_2$ при $Z \rightarrow \infty$. Таким образом, вблизи $Z = 0$ мы имеем тонкий переходной слой с изменением поля от $E_z = E_1$ при $Z = -\infty$ к $E_z = E_2$ при $Z = +\infty$. Характерная толщина этого слоя $D = 1/(Q(E_2 - E_1))$.

Хотя аппроксимация функции N в виде (12) и отражает основные особенности реальной функции N , определяемой формулами (10) и (8), а именно, наличие двух нулей, $N(E = E_n) = 0$, $n = 1, 2$, причем в этих точках производные dN/dE конечны и отличны от нуля, но она представляет собой слишком упрощенную модель. Значительно лучше описывает реальность следующая модель:

$$\begin{aligned} N &= A(E^2 - E_2^2)(E_1^2 - E^2)E^{-S}, \quad E \equiv E_z, \\ A &= \frac{N_m E_m^S}{(E_m^2 - E_2^2)(E_1^2 - E_m^2)}, \quad S = \text{const} > 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где E_m – величина поля E , при которой функция N (14) достигает максимального при $N_m > 0$ (или минимального при $N_m < 0$) значения, которое следует выбрать равным экстремальному значению N_m функции N (10). Для определенности здесь предполагается, что ось Z направлена вверх, а по-

ле $E_z < 0$ направлено вниз (как и в реальной атмосфере Земли) и выполнены неравенства $E_1 \leq E \leq E_2 < 0$. В модели (14), в отличие от (12), максимум функции $N(E)$ смещен в область меньших величин поля относительно средней точки $E = (E_2 + E_1)/2$, что соответствует реальной функции N (10). И величина смещения увеличивается с ростом показателя степени $S \geq 3$.

При $S = 3$ точное решение дифференциального уравнения (10) с N в виде (14) можно записать так:

$$\exp(8\pi e AZ) = \frac{(E^2 - E_2^2)^a}{(E_1^2 - E^2)^{(1+a)}}, \quad a = \frac{E_2^2}{E_1^2 - E_2^2}. \quad (15)$$

Поскольку $E < 0$, $A < 0$, $a > 0$, из (15) легко видеть, что в пределе $Z \rightarrow -\infty$ получается $E \rightarrow E_1$. В пределе же $Z \rightarrow +\infty$ имеем $E \rightarrow E_2$. Значит, решение (15) вблизи точки $Z = 0$ тоже описывает тонкий переходной слой с характерной толщиной $D = (8\pi e A)^{-1}$, в котором происходит резкое изменение поля и плотности частиц всех сортов плазмы. Анализ таких слоев в рассматриваемых приближениях сводится к построению и анализу вида функции $N(E)$, определенной формулами (10) и (8), и последующему решению дифференциального уравнения (10), например, способом (11).

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕШЕНИЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (8), (10)

В систему уравнений (10) входит только Z -компонента скорости. Выпишем ее выражение в системе координат, в которой геомагнитное поле $\mathbf{B} = (B_x, 0, B_z)$:

$$V_z = \frac{v^2 + B_z^2 q E_z}{v^2 + B^2 M v} + \frac{q B_x E_x B_z - E_y v}{M v \sqrt{v^2 + B^2}}. \quad (16)$$

Нижний индекс s , обозначающий сорт частиц, у всех величин для упрощения записи формул опущен.

Прежде всего, рассмотрим случай $E_x = 0$, $E_y = 0$, $B_z = 0$, то есть рассмотрим область ионосферы вблизи геомагнитного экватора, где поле $\mathbf{B} = (B_x, 0, 0)$ горизонтальное. Решение уравнения (10) методом (11) для случаев, когда на нижней границе слоя компонента поля $E_z = -0.1$ В/м и $E_z = -0.2$ В/м, а плотности частиц $N_{+1} = 1000$, $N_{+1} = 900$, $N_e = 100$ см⁻³ приведено на рис. 1–4.

Величина поля при переходе через слой уменьшилась в $0.1/0.02745 = 3.64$ раза, и во столько же раз увеличилась концентрация положительных и отрицательных ионов и электронов. Определим

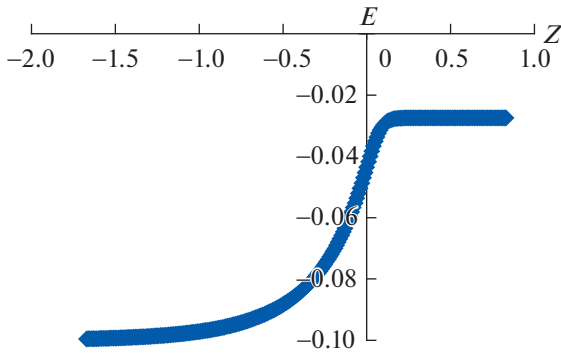


Рис. 1. Зависимость вертикального поля E_Z от высоты Z . Параметры на нижней границе слоя: $E_X = 0$, $E_Y = 0$, $E_{Z1} = -0.1$ В/м, $B_X = 30000$ нТл, $B_Y = 0$, $B_Z = 0$, $N_{+1} = 1000$ см $^{-3}$, $N_{-1} = 900$ см $^{-3}$, $N_n = 1.57 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, $T = 250^\circ\text{К}$. Параметры на верхней границе слоя: $E_{Z2} = -0.02745$ В/м, $N_{+2} = 3643$ см $^{-3}$, $N_{-2} = 3279$ см $^{-3}$, $N_{e2} = N_{+2} - N_{-2} = 364$ см $^{-3}$. Точка $Z = 0$ выбрана там, где величина $N = N_+ - N_- - N_e$ максимальна и равна $N_{\max} = 9.8$ см $^{-3}$, $E_Z(Z = 0) = -0.04344$ В/м.

характерный масштаб изменения поля формулой $L_Z = E_Z(dZ/dE_Z)$, тогда в точке максимальной величины dE_Z/dZ имеем $L_Z = 0.24$ м.

На рис. 3 величина поля при переходе через слой уменьшилась в $0.2/0.01288 = 15.5$ раза, и во столько же раз увеличилась концентрация положительных и отрицательных ионов и электронов. Для рассматриваемого случая $E_X = 0$, $E_Y = 0$ справедливы простые соотношения: $N_+E_Z = \text{const}$, $N_-E_Z = \text{const}$, $N_eE_Z \neq \text{const}$. При росте величины поля на нижней границе слоя растут величина N_{\max} , концентрация ионов и электронов на верхней границе слоя, а минимальная величина поля $\text{mod}(E_{Z2})$ уменьшается. Если на нижней границе слоя плотности частиц всех трех сортов увеличить в одно и то же число K раз, то новое решение будет отличаться от прежнего только тем, что толщина слоя уменьшится в K раз, что легко видеть из уравнений (10). Кроме того, при неизменной $N_{+1} = 1000$ см $^{-3}$ и при изменении плотности электронов от $N_{e1} = 100$ см $^{-3}$ до $N_{e1} = 500$ см $^{-3}$ толщина слоя уменьшится ровно в $500/100 = 5$ раз, а величина N_{+2} останется неизменной. Поэтому приведенные на рис. 1–4 результаты можно использовать и для других плотностей положительных ионов и электронов, предполагая, конечно, что на границах слоя справедливо равенство $N_- = N_+ - N_e$.

При уменьшении абсолютной величины поля E_{Z1} на нижней границе слоя ее величина на верхней границе слоя E_{Z2} увеличивается и может совпасть с E_{Z1} . Тогда слой исчезает: $N_{+1} = N_{+2}$. Так,

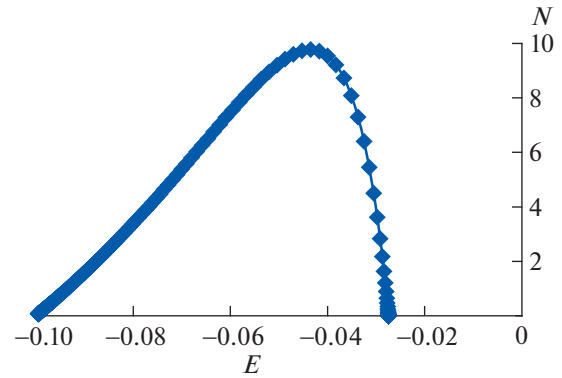


Рис. 2. Соответствующая рис. 1 зависимость параметра N от поля E_Z .

например, для условий на рис. 1, когда $E_{Z1} = -0.1$ В/м, имеем $E_{Z2} = -0.02745$ В/м и $N_{+2}/N_{+1} = 3.643$, но уже для $E_{Z1} = -0.055$ В/м находим $E_{Z2} = -0.05066$ В/м и $N_{+2}/N_{+1} = 1.086$, а для $E_{Z1} = -0.053$ В/м имеем $E_{Z2} = -0.05258$ В/м и $N_{+2}/N_{+1} = 1.009$. При полях слабее $E_{Z1} = -0.0525$ В/м слой отсутствует. Таким образом, образование тонких слоев атмосферной плазмы носит пороговый характер и возможно в высоких слоях атмосферы только при не слишком малых электрических полях.

Теперь рассмотрим случай, когда геомагнитное поле $\mathbf{B} = (B_X, 0, B_Z)$ не горизонтальное. На-

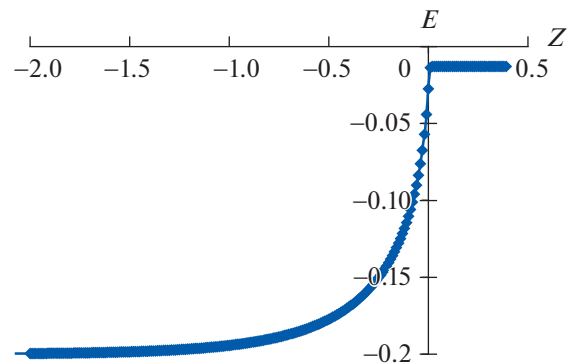


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но при других параметрах. Параметры на нижней границе слоя: $E_X = 0$, $E_Y = 0$, $E_{Z1} = -0.2$ В/м, $B_X = 30000$ нТл, $B_Y = 0$, $B_Z = 0$, $N_{+1} = 1000$ см $^{-3}$, $N_{-1} = 900$ см $^{-3}$, $N_n = 1.57 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, $T = 250^\circ\text{К}$. Параметры на верхней границе слоя: $E_{Z2} = -0.01288$ В/м, $N_{+2} = 15527$ см $^{-3}$, $N_{-2} = 13964$ см $^{-3}$, $N_{e2} = N_{+2} - N_{-2} = 1553$ см $^{-3}$. Точка $Z = 0$ выбрана там, где величина $N = N_+ - N_- - N_e$ максимальна и равна $N_{\max} = 102.2$ см $^{-3}$, $E_Z(Z = 0) = -0.02344$ В/м.

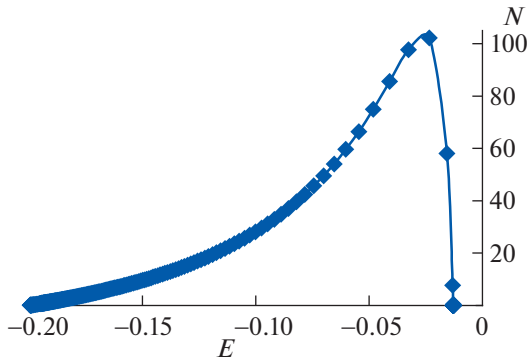


Рис. 4. Соответствующая рис. 3 зависимость параметра N от поля E_Z .

пример, $B_X = 30000$ нТл, $B_Z = 40000$ нТл. Тогда при $E_X = 0, E_Y = 0$ удовлетворительных решений уравнения (10) не существует, но при $E_X = 0, E_Y = 0.02$ В/м решения есть. Так, для $N_{+1} = 1000$ см⁻³, $N_{e1} = 100$ см⁻³, $N_n = 1.57 \times 10^{14}$ см⁻³, $T = 250^\circ\text{K}$ имеем $N_{+2} = 10826$ см⁻³, $N_{e2} = 744$ см⁻³, и график $E_Z(Z)$ в общих чертах похож на рис. 1. При уменьшении поля до $E_Y = 0.01$ В/м находим $N_{+2} = 29770$ см⁻³, $N_{e2} = 1594$ см⁻³, и график $E_Z(Z)$ похож на рис. 3, с характерным резким “изломом” в верхней части кривой. Для $E_X = 0.02$ В/м, $E_Y = 0, E_{Z1} = -0.2$ В/м, $N_{+1} = 1000$ см⁻³, $N_{e1} = 100$ см⁻³ имеем $N_{+2} = 9506$ см⁻³, $N_{e2} = 950.6$ см⁻³. При увеличении поперечного поля до $E_X = 0.04$ В/м и неизменных остальных параметрах получается $N_{+2} = 4429$ см⁻³, $N_{e2} = N_{+2}/10 = 443$ см⁻³. Видим, что с ростом поперечных компонент электрического поля E_X и E_Y величина N_{+2}/N_{+1} скачка плотности плазмы на границе тонкого слоя уменьшается. Поэтому можно сказать, что в природе легче образуются косые скачки электрического поля \mathbf{E} вдоль оси Z с $E_X \neq 0, E_Y \neq 0$, чем создаются большие скачки плотности плазмы N_{+2}/N_{+1} . Как и в рассмотренном выше случае горизонтального геомагнитного поля $B_Z = 0$ при уменьшении абсолютной величины поля E_{Z1} отношение величин $E_{Z2}/E_{Z1} \rightarrow 1$, что приводит к исчезновению тонкого слоя неоднородной плазмы. Так, например, для $E_X = 0.02$ В/м, $E_Y = 0, E_{Z1} = -0.05$ В/м слой хотя и существует, но уже слабо выражен: $N_{+2}/N_{+1} = 1.01$.

4. О МЕХАНИЗМЕ ИОНОСФЕРНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Между поверхностью Земли и ионосферой, как известно, существует высокая разность потенциалов электрического поля ~ 300 кВ, и поэтому в атмосфере течет электрический ток. Перед

землетрясением проводимость нижних слоев атмосферы в сейсмической области по разным причинам (например, в результате увеличения выброса из недр Земли радиоактивного радона) увеличивается. Происходит рост атмосферного тока над зоной сейсмической активности, что сопровождается увеличением электрического поля в D -слое атмосферы. Согласно описанным расчетам это может привести к образованию там плоских тонких слоев плазмы с почти скачкообразным значительным ростом концентрацией электронов и ионов внутри и выше такого переходного слоя. В результате условия распространения радиоволн УКВ диапазона изменяются, что и наблюдается в сейсмическом регионе [6] и рассматривается как один из возможных ионосферных предвестников землетрясений.

5. ВЫВОДЫ

1. Показано, с учетом геомагнитного поля, что протекание электрического тока на высотах D -слоя ионосферы при не слишком малом вертикальном электрическом поле может сопровождаться образованием плоского тонкого слоя с почти скачкообразным и значительным ростом плотности плазмы. Толщина такого переходного слоя ~ 1 м и даже менее. При этом часто используемое приближенное условие квазинейтральности плазмы внутри этого слоя нарушается.

2. Необходимым, но не достаточным, условием существования таких слоев плазмы с резким, почти скачкообразным, ростом плотности плазмы в D -слое ионосферы является зависимость температуры и частоты столкновений электронов от электрического поля в виде (5)–(7). Кроме того, электрическое поле в этой области должно быть не слишком малым и превышать некоторую пороговую величину.

3. В области геомагнитного экватора, где магнитное поле горизонтально ($B_Z = 0$), возможно образование плоских слоев как строго перпендикулярно электрическому полю ($E_X = 0, E_Y = 0$), так и под некоторым отличным от 90° углом. На средних и высоких широтах, где $B_Z \neq 0$, плоские слои с почти скачкообразным изменением плотности плазмы располагаются по отношению к электрическому полю под углом α , близким (но не равным) к 90° . При этом $E_X \neq 0$ и/или $E_Y \neq 0$.

4. Имеет место сильная зависимость величины скачка плотности плазмы от напряженности электрического поля на нижней границе плоского переходного слоя.

5. Полученные результаты позволяют просто понять наблюдаемые в реальности нарушения радиосвязи в сейсмически активных регионах как следствие сильной перестройки распределения

плотности плазмы на высотах D -слоя ионосферы из-за усиления проводимости приземной атмосферы и связанного с ним увеличения электрического поля в D -слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лаптухов А.И., Сорокин В.М., Яценко А.К.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49. С. 805.
2. *Лаптухов А.И., Сорокин В.М.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 771.
3. *Лаптухов А.И., Чернов Г.П.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 613.
4. *Martynenko S.I., Fuks I.M. Shubova R.S.* // J. Atmos. Electricity. 1996.V. 16. № 3. P. 259.
5. *Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
6. *Pilipenko V., Shalimov S., Uyeda S., Tanaka H.* // Proc. Jpn Academy. 2001. V. 77. Ser. B. P. 125.