

ИОНИЗАЦИОННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ БЛИЖНИМ ПОЛЕМ ИСТОЧНИКА МАГНИТНОГО ТИПА В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

А. В. Кудрин, Л. Е. Курина, Е. Ю. Петров*

*Нижегородский государственный университет
603600, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 16 ноября 2000 г.

Исследуется стационарная структура плазменной неоднородности, возникающей в результате высокочастотного нагрева и дополнительной ионизации фоновой замагниченной плазмы ближним полем источника магнитного типа (кольцевого электрического тока). Предполагается, что ось источника параллельна внешнему магнитному полю, частота источника принадлежит нижнегибридному диапазону. Основное внимание сосредоточено на важном для приложений частном случае, когда характерные продольный и поперечный масштабы распределения плотности существенно превышают соответствующие масштабы распределения температуры электронов и поля источника. Применительно к этому случаю записаны упрощенные уравнения для ближнего поля источника, температуры электронов и плотности плазмы. На основании численного решения данных уравнений получены стационарные распределения параметров плазмы в формируемой неоднородности. Показано, что плазменная неоднородность оказывается сильно вытянутой вдоль внешнего магнитного поля. Установлено, что при значениях тока источника, достижимых в условиях активных ионосферных и модельных лабораторных экспериментов, максимальная плотность плазмы в неоднородности может заметно превосходить фоновое значение.

PACS: 52.40.Fd, 52.50.Gj

1. ВВЕДЕНИЕ

Неоднородные плазменные структуры, создаваемые в замагниченной плазме полями электромагнитных источников, представляют значительный интерес в связи с задачами высокочастотного нагрева плазмы, совершенствования методов «активной» плазменной диагностики, искусственного воздействия на параметры ионосферной плазмы. Особенности формирования таких плазменных структур исследовались в ряде работ как экспериментально, так и теоретически (см. [1–12], а также литературу, цитированную в указанных работах). Повышенный интерес вызывают возможности создания сильных возмущений плазмы в результате ионизационных нелинейных эффектов в ближней зоне источников — области, которая обычно характеризуется максимальными значениями напряженности электрического поля.

Из относящихся к этой проблематике работ отметим выполненное в [10] теоретическое исследование стационарной структуры высокочастотного разряда в ближнем поле антенны электрического типа, работающей в разреженном нейтральном газе при наличии внешнего постоянного магнитного поля. Следует, однако, заметить, что в настоящее время практически отсутствуют теоретические модели, описывающие процессы формирования разрядных структур в ближнем поле излучателей, расположенных в уже существующей (фоновой) магнитоактивной плазме. В то же время именно такая постановка задачи характерна для ряда лабораторных [8, 10, 11] и ионосферных [9] экспериментов, в которых было продемонстрировано, что дополнительная ионизация фоновой плазмы в поле антенны (как электрического, так и магнитного типа) может служить эффективным методом создания сильных возмущений плазмы, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля. Наличие таких плазменных неоднородностей, как показано в [13], приводит к существенному увеличе-

*E-mail: kud@rf.unn.runnet.ru

нию мощности излучения источников в некоторых частотных диапазонах, а также к ряду других интересных эффектов [14].

Настоящая работа посвящена исследованию стационарной структуры плазменной неоднородности, формируемой при дополнительной ионизации фоновой замагниченной плазмы ближним полем источника магнитного типа (кольцевого электрического тока). Здесь мы ограничимся рассмотрением случая, когда частота источника ω принадлежит свистовому (нижнегибридному) диапазону

$$(\Omega_H \omega_H)^{1/2} \ll \omega < \omega_H \ll \omega_p, \quad (1)$$

где ω_H и ω_p — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно, Ω_H — гирочастота ионов. Заметим, что специфика нелинейных эффектов в данном диапазоне, представляющем большой интерес для различных приложений [10, 13], обусловлена прежде всего наличием резонансных конусов источников [10, 15].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим заданный гармонический во времени ($\propto \exp(i\omega t)$) кольцевой электрический ток с плотностью

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \varphi_0 \frac{2I_0}{a^2} \rho \exp\left(-\frac{\rho^2}{a^2}\right) \delta(z), \quad (2)$$

где I_0 — амплитуда полного тока, a — характерный масштаб распределения тока по поперечной координате ρ (ρ, φ, z — цилиндрические координаты, δ — дельта-функция Дирака). Предполагается, что ось z направлена вдоль внешнего магнитного поля

$$\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}_0.$$

Максимальное значение плотности стороннего тока, заданного в виде (2), достигается, очевидно, при

$$\rho = a_0 = a/\sqrt{2}.$$

Отметим, что размытие тока по поперечному сечению необходимо для устранения сингулярности поля на резонансных конусах источника.

Холодная замагниченная плазма, в которой расположен источник, описывается тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В диапазоне частот (1) при выполнении дополнительных условий $\nu_e \ll \omega$, $\nu_e \ll \omega_H - \omega$ (ν_e — эффективная частота соударений электронов) компоненты тензора (3) имеют вид [16]

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega^2} \left(1 - i \frac{\nu_e}{\omega} \frac{\omega_H^2 + \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}\right), \\ g &= -\frac{\omega_p^2 \omega_H}{(\omega_H^2 - \omega^2)\omega} \left(1 - i \frac{2\nu_e \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}\right), \\ \eta &= -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + i \frac{\nu_e}{\omega}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Всюду в дальнейшем характерный масштаб источника a считается малым по сравнению с длиной электромагнитной волны

$$\lambda \sim \frac{2\pi}{k_0 |\varepsilon - g|^{1/2}},$$

что позволяет использовать квазиэлектростатическое приближение для описания ближнего поля. В рамках этого приближения уравнения для поля в ближней зоне источника магнитного типа записываются следующим образом [10, 15]:

$$\mathbf{E} = -\nabla\psi - ik_0 \mathbf{A}, \quad \mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad (5)$$

$$\text{div}(\hat{\varepsilon} \nabla \psi) = -ik_0 \text{div}(\hat{\varepsilon} \mathbf{A}), \quad (6)$$

где векторный потенциал \mathbf{A} в свою очередь удовлетворяет уравнению

$$\Delta \mathbf{A} = - (4\pi/c) \mathbf{j}, \quad (7)$$

ψ — скалярный потенциал, $k_0 = \omega/c$ — волновое число в свободном пространстве.

Для описания стационарного распределения плотности плазмы N и температуры электронов T_e в плазменной неоднородности, возникающей при нагреве и дополнительной ионизации фоновой плазмы в поле источника, воспользуемся уравнениями баланса плотности и энергии [17]. Уравнение для стационарного распределения N имеет вид

$$\text{div} \mathbf{\Gamma}_e = \text{div} \mathbf{\Gamma}_i = (\nu_i - \nu_a)N - \alpha N^2 + q_{ext}, \quad (8)$$

где $\mathbf{\Gamma}_e$ и $\mathbf{\Gamma}_i$ — плотности потоков электронов и ионов, ν_i — частота ионизации нейтральных молекул электронным ударом, ν_a — частота прилипания электронов, α — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, q_{ext} — интенсивность внешнего источника, поддерживающего равновесное значение плотности плазмы N_0 :

$$q_{ext} = (\alpha_0 N_0 + \nu_{a0} - \nu_{i0}) N_0$$

(индекс нуль отмечает фоновые значения соответствующих величин).

Запишем уравнение для стационарного распределения температуры T_e . Будем считать, что в плазменной неоднородности выполняются следующие соотношения:

$$\nu_{ei} \ll \nu_{en}, \quad \delta_{en}\nu_{en} \ll \omega, \quad \delta_{ei}\nu_{ei} \ll \nu_{in}. \quad (9)$$

Здесь ν_{in}, ν_{en} и ν_{ei} — частоты соударения ионов и электронов с нейтральными молекулами и ионами соответственно ($\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$), δ_{en} и δ_{ei} — средние относительные доли энергии, теряемой электронами при соударениях с нейтральными молекулами и ионами. Последнее неравенство в (9) позволяет не учитывать нагрев ионов [17]. Полагая также, что характерный масштаб неоднородности амплитуды поля существенно превосходит поперечный масштаб электронной теплопроводности, в уравнении баланса энергии можно не учитывать поток тепла поперек внешнего магнитного поля. В итоге для электронной температуры имеем следующее уравнение [17, 18]:

$$\frac{1}{N} \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{e\parallel} \frac{\partial T_e}{\partial z} + \beta_{e\parallel} \Gamma_{e\parallel} \right) - \frac{\Gamma_{e\parallel}}{N} \frac{\partial T_e}{\partial z} - \delta_{en}\nu_e(T_e - T_{e0}) + \frac{2Q}{3N} = 0, \quad (10)$$

где $\kappa_{e\parallel}$ — коэффициент электронной теплопроводности вдоль внешнего магнитного поля, $\Gamma_{e\parallel}$ — продольная компонента вектора $\mathbf{\Gamma}_e$, $\beta_{e\parallel}$ — компонента тензора термосилы для электронов $\hat{\beta}_e$ ($\beta_{e\parallel} = (\hat{\beta}_e)_{zz}$), T_{e0} — фоновое значение температуры электронов, принимаемое равным температуре нейтралов,

$$Q = \frac{3}{2}\nu_e N \tilde{Q}(|\mathbf{E}|)$$

— средняя по времени мощность джоулевых потерь. Величина $\tilde{Q}(|\mathbf{E}|)$ может быть представлена в виде

$$\tilde{Q}(|\mathbf{E}|) = \frac{e^2}{3m\omega^2} \left[\frac{(\omega_H^2 + \omega^2)\omega^2}{(\omega_H^2 - \omega^2)^2} (|E_\rho|^2 + |E_\varphi|^2) + 4 \frac{\omega_H\omega^3}{(\omega_H^2 - \omega^2)^2} \text{Im}(E_\rho E_\varphi^*) + |E_z|^2 \right], \quad (11)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, m — масса электрона. При получении формулы (11) были использованы выражения (4) для компонент тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Во избежание недоразумений следует отметить, что при переходе к упрощенной форме (10) уравнения баланса энергии мы пренебрегли

некоторыми несущественными членами порядка $(\delta_{en}\nu_e N)^{-1} \text{div} \mathbf{\Gamma}_e$. Данные члены являются малыми при соблюдении неравенств

$$|\nu_i - \nu_a| \ll \delta_{en}\nu_e, \quad \alpha N \ll \delta_{en}\nu_e,$$

которые всегда выполняются в реально интересующих нас условиях формирования плазменной неоднородности в ионосфере или лабораторной плазме, моделирующей ионосферную ситуацию.

В рассматриваемом здесь случае слабоионизованной плазмы выражения для плотностей потоков электронов и ионов могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_e &= N \hat{b}_e \nabla \phi - \hat{D}_e \nabla N - \hat{D}_e^{(T)} \frac{N}{T_e} \nabla T_e, \\ \mathbf{\Gamma}_i &= -N \hat{b}_i \nabla \phi - \hat{D}_i \nabla N, \end{aligned} \quad (12)$$

где ϕ — потенциал электрического поля, возникающего в плазме из-за наличия неоднородности, \hat{D}_e и \hat{b}_e — тензоры диффузии и подвижности для электронов, \hat{D}_i и \hat{b}_i — соответствующие тензоры для ионов, $\hat{D}_e^{(T)}$ — тензор термодиффузии для электронов. В случае азимутально-симметричных плазменных образований можно ограничиться анализом поведения только диагональных компонент данных тензоров. Соответствующие компоненты, а также величины $\kappa_{e\parallel}$, $\beta_{e\parallel}$, входящие в уравнение (10), допускают следующее представление:

$$\begin{aligned} D_{e\parallel} &= K_D \frac{T_e}{m\nu_e}, \quad D_{e\perp} = \frac{T_e \nu_e}{m\omega_H^2}, \\ D_{i\parallel} &= \frac{T_i}{M\nu_{in}}, \quad D_{i\perp} = \frac{T_i}{M\nu_{in}} \left(1 + \frac{\Omega_H^2}{\nu_{in}^2} \right)^{-1}, \\ b_{e\parallel} &= \frac{e}{T_e} D_{e\parallel}, \quad b_{e\perp} = \frac{e}{T_e} D_{e\perp}, \\ b_{i\parallel} &= \frac{e}{T_i} D_{i\parallel}, \quad b_{i\perp} = \frac{e}{T_i} D_{i\perp}, \\ D_{e\parallel}^{(T)} &= k_{e\parallel}^{(T)} D_{e\parallel}, \quad D_{e\perp}^{(T)} = k_{e\perp}^{(T)} D_{e\perp}, \\ \kappa_{e\parallel} &= \kappa_0 \frac{NT_e}{m\nu_e}, \quad \beta_{e\parallel} = \beta_0 T_e. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $k_{e\parallel}^{(T)}, k_{e\perp}^{(T)}$ — термодиффузионные отношения, которые даются формулами

$$k_{e\parallel}^{(T)} = 1 - \frac{T_e}{\nu_e} \frac{d\nu_e}{dT_e}, \quad k_{e\perp}^{(T)} = 1 + \frac{T_e}{\nu_e} \frac{d\nu_e}{dT_e}, \quad (14)$$

K_D, κ_0, β_0 — коэффициенты, зависящие от вида функции $\nu_e(T_e)$, T_i — температура ионов ($T_i = T_{e0}$), M — масса иона; символы « \parallel » и « \perp » отмечают, как обычно, направления вдоль и поперек внешнего магнитного поля соответственно.

Уравнения (5)–(8), (10) совместно с соотношениями (11)–(14) позволяют исследовать стационарную структуру плазменной неоднородности, возникающей в невозмущенной (фоновой) плазме вследствие ионизационных нелинейных эффектов в ближней зоне высокочастотного источника магнитного типа. Результаты решения этих уравнений в значительной степени определяются зависимостями входящих в них величин от температуры и других факторов. Поэтому для получения каких-либо результатов необходимо конкретизировать эти зависимости.

Мы будем рассматривать ионизационные эффекты, имеющие место в воздухе при типичных разрядных температурах порядка $T_e \sim 5\text{--}10$ эВ. В этом случае температурные зависимости величин, входящих в (8), (13), могут быть приближенно описаны следующими модельными выражениями [17, 19]:

$$\begin{aligned} \nu_e &= 2 \cdot 10^{-7} N_n T_e \left(1 + T_e^{1/2}\right)^{-1}, \\ \nu_i &= 2.7 \cdot 10^{-8} N_n (T_e/I)^{1/2} \times \\ &\quad \times (1 + 2T_e/I) \exp(-I/T_e), \\ \nu_a &= \beta_a(T_e) N_n, \\ \alpha &= 2.5 \cdot 10^{-7} (0.026/T_e)^{1.2} + \\ &\quad + 1.1 \cdot 10^{-7} (0.026/T_e)^{0.7}, \end{aligned} \quad (15)$$

в которых величины ν_e, ν_i, ν_a выражены в с^{-1} , T_e — в эВ, α — в $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, концентрация нейтральных молекул N_n — в см^{-3} ; I — эффективный потенциал ионизации нейтральных молекул, далее принимаемый равным $I = 14$ эВ. Коэффициент прилипания β_a будем полагать равным

$$\beta_a = 3 \cdot 10^{-13} [1 + 10(T_e - T_{e0})] \text{ при } T_{e0} \leq T_e \leq 10 \text{ эВ.}$$

Для величины $\delta_{en}(T_e)$ используем аппроксимацию, показанную на рис. 1. В интервале электронных температур $T_e = 1\text{--}10$ эВ данная зависимость удовлетворительно согласуется с имеющимися в литературе экспериментальными данными для воздуха [20]. При принятом виде функции $\nu_e(T_e)$ величины K_D, κ_0, β_0 в (13) можно приближенно считать не зависящими от T_e для рассматриваемых значений электронной температуры:

$$K_D \approx 1, \quad \kappa_0 \approx 1.5, \quad \beta_0 \approx -1/3.$$

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ

Решение системы уравнений (5)–(8), (10) является довольно сложной задачей. В настоящей работе

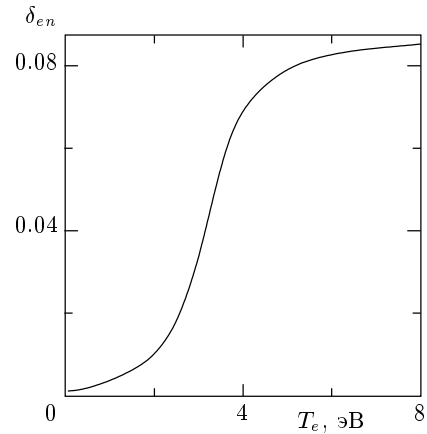


Рис. 1. Модельная зависимость средней доли энергии, теряемой электроном при соударении с нейтральными молекулами в воздухе, от температуры T_e . В рамках используемой модели принято, что $\delta_{en} \rightarrow 0.1$ при $T_e \rightarrow \infty$

мы ограничимся рассмотрением важного для приложений частного случая, когда исследование этих уравнений может быть выполнено в рамках некоторого упрощенного подхода. Предположим, что характерные продольный и поперечный масштабы $l_{N\parallel}$ и $l_{N\perp}$ распределения плотности плазмы существенно превышают соответствующие масштабы распределения температуры электронов ($l_{T\parallel}$ и $l_{T\perp}$) и поля источника ($l_{E\parallel}$ и $l_{E\perp}$). С учетом очевидных соотношений

$$l_{E\parallel} \sim (-\eta/\varepsilon)^{1/2} a$$

(ср. с [10]) и $l_{T\perp} \sim l_{E\perp} \sim a$ сформулированное условие записывается таким образом:

$$l_{N\parallel} \gg \max \left\{ l_{T\parallel}, (-\eta/\varepsilon)^{1/2} a \right\}, \quad l_{N\perp} \gg a. \quad (16)$$

В этом случае в качестве первого приближения можно пренебречь пространственными производными плотности плазмы N в уравнениях (6) и (10).

В результате уравнение (6) для потенциала ψ принимает вид

$$\gamma^2 \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = k_0 \gamma_g^2 \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\varphi), \quad (17)$$

где

$$\gamma^2 = -\varepsilon/\eta, \quad \gamma_g^2 = g/\eta;$$

здесь учтено, что в рассматриваемом случае

$$A_\rho = A_z = 0.$$

Далее, пренебрегая в выражениях (4) для компонент тензора диэлектрической проницаемости малыми членами, отвечающими учету соударений, приходим к следующим формулам для γ, γ_g :

$$\gamma = [(\omega_H/\omega)^2 - 1]^{-1/2}, \quad \gamma_g = \gamma(\omega_H/\omega)^{1/2}. \quad (18)$$

Как видно из (18), в диапазоне частот (1) величины γ, γ_g не зависят от плотности плазмы.

Что касается уравнения (10), то в нем, наряду с производными плотности N , можно также пренебречь слагаемыми $N^{-1}\Gamma_{e\parallel}\partial T_e/\partial z$ и $N^{-1}\partial(\beta_{e\parallel}\Gamma_{e\parallel})/\partial z$. Как нетрудно убедиться, в случае (16) максимальные вклады этих слагаемых по отношению к члену, содержащему коэффициент теплопроводности $\kappa_{e\parallel}$, являются малыми величинами соответственно порядка $k_{e\parallel}^{(T)}/\kappa_0$ и $\beta_0 k_{e\parallel}^{(T)}/\kappa_0$. Окончательно получаем

$$\frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \frac{1}{T_e} \left(1 - \frac{T_e}{\nu_e} \frac{\partial \nu_e}{\partial T_e}\right) \left(\frac{\partial T_e}{\partial z}\right)^2 + \frac{m\nu_e^2}{\kappa_0 T_e} \times \\ \times \left[\tilde{Q}(|\mathbf{E}|) - \delta_{en}(T_e - T_{e0})\right] = 0. \quad (19)$$

Решение уравнения (19) должно удовлетворять следующим условиям:

$$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0; \\ T_e \rightarrow T_{e0} \quad \text{при} \quad z \rightarrow \infty. \quad (20)$$

Таким образом, распределения ближнего поля источника магнитного типа и температуры электронов при выполнении условий (16) описываются в первом приближении уравнениями, не зависящими (с учетом соотношений (18)) от плотности плазмы.

Перейдем к отысканию решения уравнений для ближнего поля. Нетрудно убедиться, что фурье-образы поля и тока

$$\mathbf{E}(\mathbf{n}) = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \\ \mathbf{j}(\mathbf{n}) = \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \exp(ik_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

связаны соотношением

$$\mathbf{E}(\mathbf{n}) = i \frac{4\pi}{\omega(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n})} \left[\frac{\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{n}))}{(\mathbf{n} \cdot \hat{\mathbf{n}})} - \mathbf{j}(\mathbf{n}) \right],$$

откуда после выполнения обратного преобразования Фурье имеем

$$E_\rho = -iE_0 \frac{\gamma_g^2}{1 + \gamma^2} \left(F_1^{(1)} + i\gamma^{-1} F_1^{(2)} \right), \\ E_\varphi = E_0 F_1^{(1)}, \\ E_z = \text{sign}(z) E_0 \frac{\gamma_g^2}{1 + \gamma^2} \left(F_0^{(1)} - F_0^{(2)} \right). \quad (21)$$

Здесь

$$E_0 = I_0 \pi^{1/2} k_0 / c, \\ F_m^{(1,2)} = \int_0^{2\pi} \xi_{1,2} \text{erfc}(\xi_{1,2}) \exp(\xi_{1,2}^2 + im\zeta) d\zeta, \quad (22)$$

$$m = 0, 1,$$

где

$$\xi_1 = \frac{|z| - i\rho \cos \zeta}{a}, \quad \xi_2 = i \frac{\gamma|z| - \rho \cos \zeta}{a},$$

$\text{erfc}(\xi)$ — дополнительный интеграл вероятности:

$$\text{erfc}(\xi) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_\xi^\infty \exp(-\tau^2) d\tau.$$

Выражения (21), (22) позволяют рассчитать распределения компонент поля в ближней зоне источника (2). Далее, подставив соответствующие распределения в формулу (11) для величины \tilde{Q} , находим решение уравнения (19), удовлетворяющее условиям (20). Расчеты распределений компонент поля и температуры электронов были выполнены численно для заданных значений параметров

$$k_0 a = 0.02, \quad \omega/\omega_H = 0.34,$$

$$\omega_{p0}/\omega_H = 3.5, \quad \nu_{e0}/\omega_H = 8.6 \cdot 10^{-5}.$$

Размер источника полагался равным $a = 2$ м. Заметим, что в этом случае указанные выше значения безразмерных параметров, характеризующих фоновую плазму, соответствуют условиям активных экспериментов в земной ионосфере на высоте ~ 150 км (см. [9, 17]): $N_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $B_0 = 0.5$ Гс (укажем также значения $T_{e0} = 0.07$ эВ, $\nu_{e0}/\nu_{in} = 7.6$, $\nu_{in}/\Omega_H = 0.63$).

Результаты расчета компонент поля приведены на рис. 2–4. Показаны зависимости абсолютных значений компонент поля от координат ρ, z , а также линии уровня, отвечающие этим зависимостям. Кроме того, на рис. 5 приведены аналогичные графики для величины \tilde{Q} , характеризующей пространственное распределение мощности джоулевых потерь в

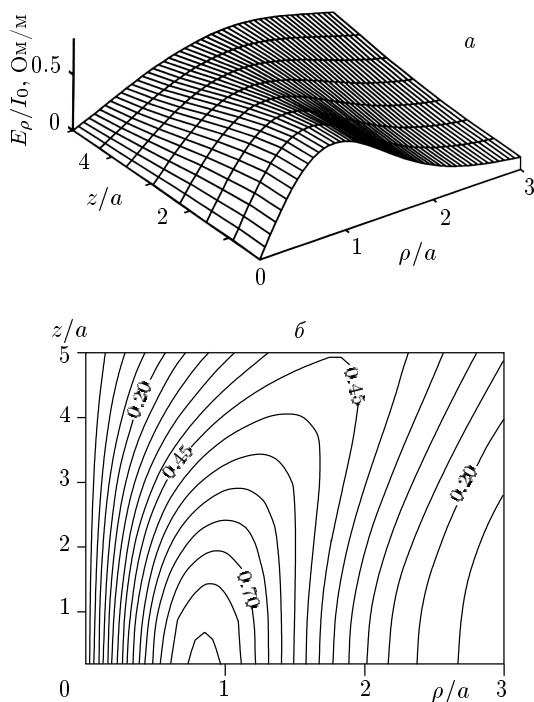


Рис. 2. Пространственное распределение радиальной компоненты ближнего электрического поля источника (2) при $\gamma = 0.36$, $\gamma_g = 0.62$, $k_0 a = 0.02$, $a = 2$ м; а — зависимость $|E_\rho|$ от координат ρ , z ; б — линии уровня $|E_\rho|$

плазме. Как видно из представленных данных, мощность джоулевых потерь имеет локальные максимумы при $\rho = a_0$ (в плоскости $z = 0$) и в точке фокуса $\rho = 0$, $z = \gamma^{-1} a_0$, являющейся вершиной сходящегося резонансного конуса для кольцевого источника с максимальным значением плотности тока при $\rho = a_0$, $z = 0$. Расходящийся резонансный конус, берущий начало на источнике, а также расходящийся резонансный конус с вершиной в точке фокуса оказываются менее выраженными, хотя абсолютное значение поля и величина \tilde{Q} убывают вдоль образующих этих конусов более медленно, чем в других направлениях (см. рис. 2б, 4б, 5б).

Что касается распределения температуры электронов $T_e(\rho, z)$, то оно характеризуется наличием максимума в начале координат $\rho = 0$, $z = 0$, несмотря на немонотонное поведение функции \tilde{Q} в окрестности этой точки. Данная особенность профиля T_e объясняется тем, что на распределении температуры существенно сказывается продольная электронная теплопроводность. Зависимость максимальной температуры электронов $T_e(0, 0)$ от тока источника I_0 представлена на рис. 6. На рис. 7 изображены

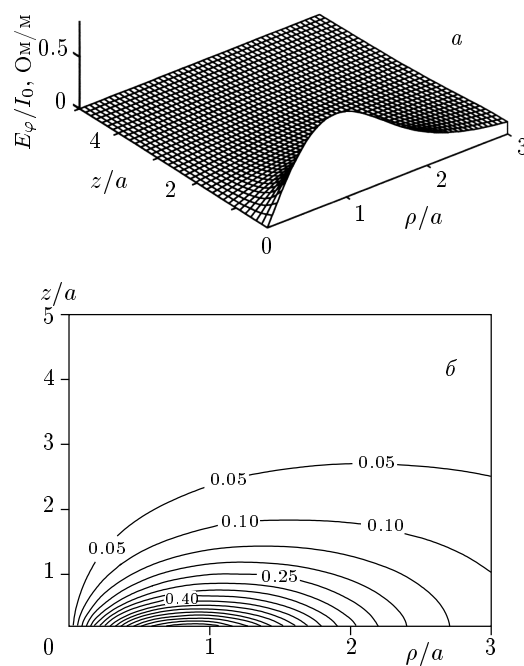


Рис. 3. Пространственное распределение азимутальной компоненты ближнего электрического поля источника (2). Значения параметров те же, что и для рис. 2; а — зависимость $|E_\phi|$ от координат ρ , z ; б — линии уровня $|E_\phi|$

распределения температуры по поперечной и продольной координатам, отвечающие величине тока $I_0 = 76$ А. Нетрудно убедиться, что поперечный масштаб распределения температуры определяется размером источника ($l_{T\perp} \sim a_0$), а продольный масштаб — характерной длиной электронной теплопроводности вдоль внешнего магнитного поля:

$$l_{T\parallel} \sim (T_e / m v_e^2 \delta_{en})^{1/2}.$$

Следует подчеркнуть, что полученные результаты справедливы только при соблюдении условий (16). Как мы увидим далее, с увеличением температуры T_e неравенства (16) перестают выполняться с необходимым запасом. Поэтому при сравнительно высоких температурах (для $T_e > 10$ эВ) рассматриваемая теоретическая модель нуждается в существенных уточнениях.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Анализ результатов решения уравнения для температуры электронов T_e показывает, что характер-

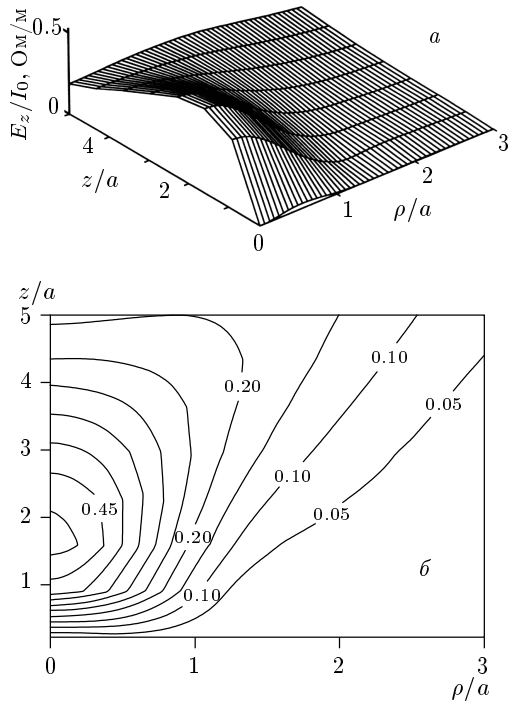


Рис. 4. Пространственное распределение продольной компоненты ближнего электрического поля источника (2). Значения параметров те же, что и для рис. 2; а — зависимость $|E_z|$ от координат ρ, z ; б — линии уровня $|E_z|$

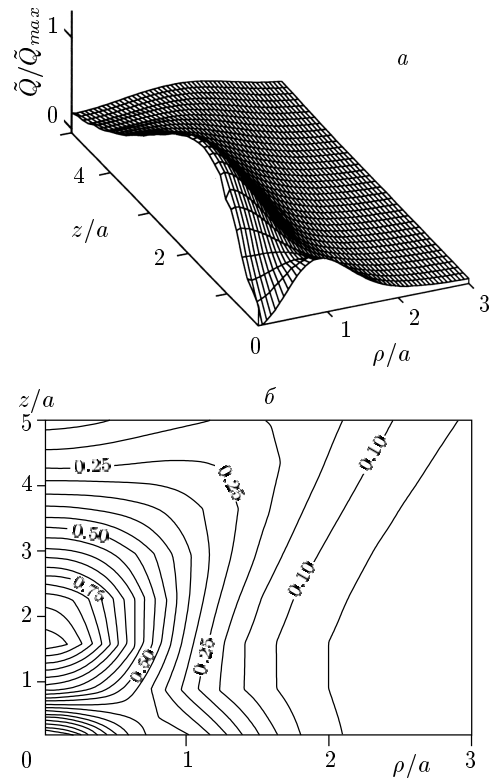


Рис. 5. Пространственное распределение функции \tilde{Q} , отвечающей представленным на рис. 2–4 компонентам ближнего электрического поля. а — зависимость $\tilde{Q}/\tilde{Q}_{max}$ от координат ρ, z ; б — линии уровня $\tilde{Q}/\tilde{Q}_{max}$

ные размеры $l_{T\parallel}, l_{T\perp}$ области с повышенным значением T_e удовлетворяют условию

$$l_{T\parallel}^2/l_{T\perp}^2 \gtrsim D_{e\parallel}/D_{i\perp},$$

которое при подстановке фонового значения $D_{e\parallel,0}$ коэффициента диффузии $D_{e\parallel}$ переходит в неравенство

$$l_{T\parallel}^2/l_{T\perp}^2 \gg D_{e\parallel,0}/D_{i\perp}.$$

Естественно предположить, что для характерных размеров области с повышенной плотностью плазмы имеет место аналогичное неравенство

$$l_{N\parallel}^2/l_{N\perp}^2 \gg D_{e\parallel}/D_{i\perp}. \quad (23)$$

Как мы увидим далее, это предположение подтверждается результатами расчетов распределения плотности.

Нетрудно показать [21], что при выполнении условия (23) и неравенства

$$\omega_H \Omega_H \gg (T_e/T_i) \nu_{en} \nu_{in} (1 + \Omega_H^2/\nu_{in}^2)$$

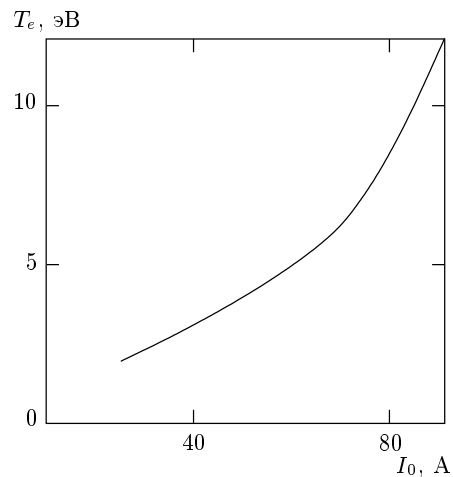


Рис. 6. Зависимость максимальной температуры электронов $T_{e,max} = T_e(0,0)$ от тока источника I_0

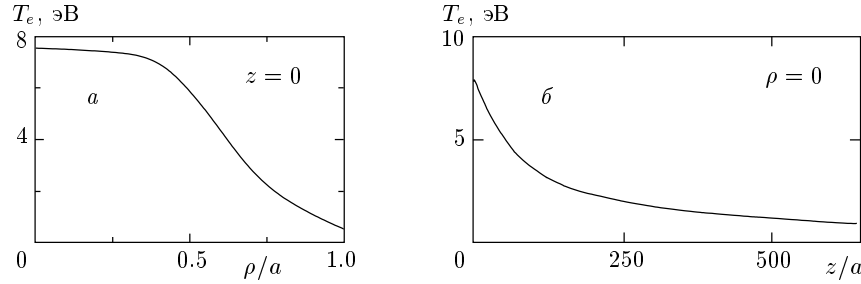


Рис. 7. Распределения температуры электронов $T_e(\rho, z)$ по поперечной и продольной координатам при $I_0 = 76$ А. a — зависимость $T_e(\rho, 0)$; b — зависимость $T_e(0, z)$

уравнение баланса плотности (8) может быть приближенно представлено в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{div}_\perp (D_\perp \nabla_\perp N) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_\parallel \frac{\partial N}{\partial z} \right) + \\ + \operatorname{div} \left(\hat{D}_e^{(T)} \frac{N}{T_e} \nabla T_e \right) + \\ + (\nu_i - \nu_a) N - \alpha N^2 + q_{ext} = 0, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$D_\perp = D_{e\perp} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right), \quad D_\parallel = D_{e\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right). \quad (25)$$

Не останавливаясь на деталях вывода уравнения (24), отметим, что оно получается из исходного уравнения (8), если в выражении для потока Γ_e в (12) положить

$$\nabla \phi = - (T_i / eN) \nabla N,$$

что приближенно справедливо при выполнении условия (23) (подробности см. в [18, 21]). Далее учтем, что в случае (16) термодиффузионный член в уравнении (24) допускает представление

$$\operatorname{div} \left(\hat{D}_e^{(T)} \frac{N}{T_e} \nabla T_e \right) \approx N \operatorname{div} \left(\hat{D}_e^{(T)} \frac{\nabla T_e}{T_e} \right).$$

В нагретой части плазменной неоднородности вклад данного члена существенно превышает вклад собственно диффузионных слагаемых. Имея это в виду, заменим величины (25) их фоновыми значениями

$$D_{\perp 0} = 2D_{e\perp, 0}, \quad D_{\parallel 0} = 2D_{e\parallel, 0}.$$

Очевидно, что такая замена, являющаяся точной за пределами области нагрева, не сказывается существенно на поведении левой части уравнения (24)

для стационарного распределения плотности плазмы. Таким образом, получим

$$D_{\perp 0} \Delta_\perp N + D_{\parallel 0} \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \nu(\mathbf{r}) N - \alpha(\mathbf{r}) N^2 + q_{ext} = 0, \quad (26)$$

где

$$\nu(\mathbf{r}) = \nu_i - \nu_T - \nu_a, \quad \nu_T = -\operatorname{div} \left(\hat{D}_e^{(T)} \frac{\nabla T_e}{T_e} \right).$$

Конкретный вид функций $\nu(\mathbf{r}), \alpha(\mathbf{r})$ определяется зависимостями входящих в них величин от температуры $T_e(\mathbf{r})$.

Поскольку величины $\nu(\mathbf{r}), \alpha(\mathbf{r})$ существенно отличаются от своих фоновых значений ν_0, α_0 только в области нагрева, размеры $l_{T\parallel}, l_{T\perp}$ которой малы по сравнению с размерами $l_{N\parallel}, l_{N\perp}$ плазменной неоднородности, функции

$$\Delta \nu(\mathbf{r}) = \nu(\mathbf{r}) - \nu_0, \quad \Delta \alpha(\mathbf{r}) = \alpha(\mathbf{r}) - \alpha_0$$

характеризуются δ -образным поведением на фоне распределения $N(\mathbf{r})$. Поэтому указанные функции можно заменить некоторыми модельными распределениями $f_\nu(\mathbf{r}), f_\alpha(\mathbf{r})$, достаточно быстро убывающими при удалении от точки $\mathbf{r} = 0$ и удовлетворяющими условиям

$$\begin{aligned} \int f_\nu(\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= \int \Delta \nu(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \\ \int f_\alpha(\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= \int \Delta \alpha(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (27)$$

Выберем распределения $f_\nu(\mathbf{r}), f_\alpha(\mathbf{r})$ в виде

$$\begin{aligned} f_\nu(\mathbf{r}) &= \frac{\tilde{\nu} - \nu_0}{\operatorname{ch}^2 \left[(\rho/\rho_0)^2 + (z/z_0)^2 \right]^{1/2}}, \\ f_\alpha(\mathbf{r}) &= \frac{\tilde{\alpha} - \alpha_0}{\operatorname{ch}^2 \left[(\rho/\rho_0)^2 + (z/z_0)^2 \right]^{1/2}}, \end{aligned} \quad (28)$$

где ρ_0 и z_0 должны удовлетворять неравенствам

$$\rho_0 \ll l_{N\perp}, \quad z_0 \ll l_{N\parallel},$$

а константы $\tilde{\nu}, \tilde{\alpha}$ определены формулами

$$\begin{aligned} \tilde{\nu} &= \nu_0 + \frac{3}{\pi^3 \rho_0^2 z_0} \int \Delta \nu(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \\ \tilde{\alpha} &= \alpha_0 + \frac{3}{\pi^3 \rho_0^2 z_0} \int \Delta \alpha(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (29)$$

вытекающими из (27). В рассматриваемой здесь задаче удобно положить

$$\rho_0 = a_0, \quad z_0 = a_0 (D_{\parallel 0}/D_{\perp 0})^{1/2}$$

и перейти в уравнении (26) к новым координатам x, y, \tilde{z} , где

$$\tilde{z} = z (D_{\perp 0}/D_{\parallel 0})^{1/2}.$$

Окончательно получим

$$\begin{aligned} D_{\perp 0} \tilde{\Delta} N + \frac{\tilde{\nu} - \nu_0}{\text{ch}^2(\tilde{r}/a_0)} N - \frac{\tilde{\alpha} - \alpha_0}{\text{ch}^2(\tilde{r}/a_0)} N^2 + \\ + (\nu_{i0} - \nu_{a0})(N - N_0) - \alpha_0(N^2 - N_0^2) = 0, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\tilde{r} = (x^2 + y^2 + \tilde{z}^2)^{1/2},$$

а $\tilde{\Delta}$ обозначает оператор Лапласа в новых координатах.

Уравнение (30) оказывается весьма удобным для численного исследования. Анализ этого уравнения показывает, что при заданном значении тока источника I_0 (т. е. при известном виде распределения $T_e(\mathbf{r})$) оно имеет локализованное в пространстве, сферически симметричное (в координатах x, y, \tilde{z}) решение $N(\tilde{r})$, удовлетворяющее условиям

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial \tilde{r}} = 0 \quad \text{при} \quad \tilde{r} = 0; \\ N \rightarrow N_0 \quad \text{при} \quad \tilde{r} \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (31)$$

Уравнение (30) решалось численно для тех же значений размеров источника и параметров фоновой плазмы, которые использовались в предыдущем разделе при отыскании распределения $T_e(\mathbf{r})$. Константы $\tilde{\nu}, \tilde{\alpha}$ для каждого заданного значения тока источника I_0 вычислялись по формулам (29) с учетом соответствующего распределения $T_e(\mathbf{r})$. Как следует из выполненных расчетов, решение уравнения (30) имеет максимальное значение при $\mathbf{r} = 0$. Зависимость максимальной плотности плазмы N_{max} от тока источника показана на рис. 8. На рис. 9 представлены пространственные распределения плотности для двух случаев $N_{max}/N_0 = 10$ и 30 , соответствующих значениям тока источника $I_0 \approx 77$ и 78 А.

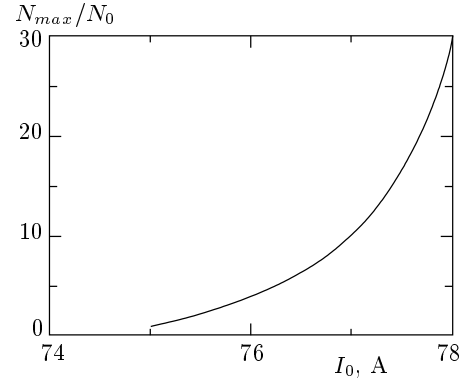


Рис. 8. Зависимость максимальной плотности плазмы N_{max} от тока источника I_0 (N_0 — плотность фоновой плазмы)

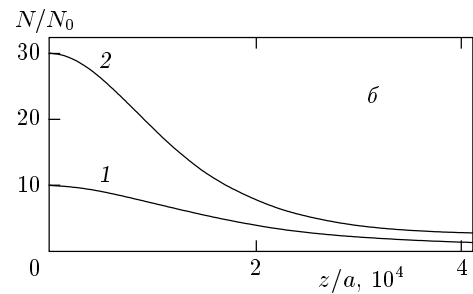
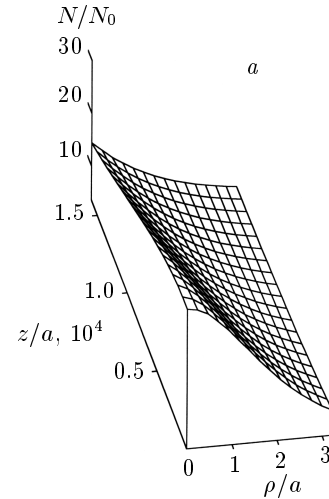


Рис. 9. Пространственные распределения плотности плазмы. а — распределение $N(\rho, z)/N_0$ при $N_{max}/N_0 = 30$; б — распределения плотности вдоль оси z ($\rho = 0$) при $N_{max}/N_0 = 10$ (кривая 1) и $N_{max}/N_0 = 30$ (кривая 2)

Нетрудно убедиться, что полученные распределения плотности плазмы удовлетворяют всем указанным выше ограничениям.

Отметим, что формирование возмущения плотности носит пороговый характер. Значение тока $I_0 = 75$ А (при этом $T_{e,max} = 7.4$ эВ), которому соответствует относительное возмущение плотности в центре $N_{max}/N_0 = 1.001$, можно интерпретировать как порог формирования неоднородности. Как следует из результатов расчетов, при небольшом превышении порогового значения тока увеличение частоты ионизации в значительной степени компенсируется ростом термодиффузионных потерь, и увеличение плотности плазмы в неоднородности обязательно в основном уменьшению коэффициента рекомбинации ($\partial\alpha/\partial T_e < 0$). В нашем случае такое поведение наблюдается для значений I_0 , при которых $N_{max}/N_0 < 10$. Для указанных значений условия применимости используемого здесь приближенного описания (см. неравенства (16)) выполняются с весьма большим запасом¹⁾. При увеличении I_0 имеет место резкое возрастание плотности плазмы в неоднородности, обусловленное более быстрым ростом частоты ионизации по сравнению с термодиффузионными потерями. Хотя в этом случае характерные масштабы распределений плотности плазмы и температуры электронов сближаются, условия (16) при $N_{max}/N_0 < 50$ по-прежнему выполняются, хотя и с меньшим запасом. При дальнейшем увеличении тока источника неравенства (16) перестают соблюдаться и используемая теоретическая модель становится непригодной. Тем не менее, как видно из приведенного выше рассмотрения, данная модель, несмотря на имеющиеся ограничения, позволяет описывать стационарную структуру плазменной неоднородности с достаточно сильным возмущением плотности.

Следует заметить, что при увеличении поперечного размера источника a , сопровождающемся заметным уменьшением вклада поперечной термодиффузии в ионизационный баланс, требуются существенно меньшие значения тока источника I_0 для достижения заданного возмущения плотности плазмы N_{max}/N_0 . Например, для $a = 3$ м и выбранных выше значений параметров фоновой плазмы относительное возмущение плотности $N_{max}/N_0 = 10$ до-

стигается при $I_0 = 46$ А (вместо $I_0 = 77$ А в случае, когда $a = 2$ м).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе предложена теоретическая модель, которая позволяет исследовать стационарную структуру плазменной неоднородности, возникающей при дополнительной ионизации фоновой замагниченной плазмы ближним полем источника магнитного типа, в условиях, когда характерные пространственные масштабы распределения плотности существенно превышают размеры области нагрева. В рамках данной модели удается изучить зависимости всех основных характеристик стационарной плазменной неоднородности от параметров источника и фоновой плазмы. Как видно из проведенного рассмотрения, характеристики плазменной неоднородности в значительной степени определяются зависимостью коэффициентов переноса в магнитоактивной плазме от температуры электронов. Особо подчеркнем, что наличие неоднородности электронной температуры делает необходимым учет термодиффузии при анализе распределения плотности плазмы.

В заключение отметим, что результаты расчетов, выполненных в данной работе, показывают, что источник магнитного типа, помещенный в замагниченную плазму, может поддерживать сильно вытянутую вдоль внешнего магнитного поля неоднородность, плотность плазмы в которой существенно превышает фоновое значение. Это обстоятельство представляет интерес в связи с возможностью соответствующих экспериментов в космической и лабораторной плазме, а также для анализа работы некоторых устройств, предназначенных для получения плотной плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 01-02-16949, 01-02-17390), программ «Ведущие научные школы» (проект № 00-15-96734) и «Университеты России — фундаментальные исследования» (проект № 992852), а также Министерства образования Российской Федерации (проект № Е 00-3.5-227).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Stenzel, Phys. Fluids **19**, 865 (1976).

¹⁾ Мы не останавливаемся на аналитическом расчете величины N_{max} , который может быть выполнен для данных условий. В случае использования модельных представлений (28) соответствующее рассмотрение проводится аналогично тому, как это делается в [22] для высокочастотного разряда в разреженном газе при отсутствии внешнего магнитного поля.

2. H. Sugai, M. Maruyama, M. Sato, and S. Takeda, *Phys. Fluids* **21**, 690 (1978).
3. С. В. Егоров, А. В. Костров, А. В. Тронин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 86 (1988).
4. Т. М. Заборонкова, А. В. Костров, А. В. Кудрин и др., *ЖЭТФ* **102**, 1151 (1992).
5. Л. Е. Курина, *Физика плазмы* **24**, 937 (1998).
6. A. V. Kostrov, A. V. Kudrin, L. E. Kurina et al., *Physica Scripta* **62**, 51 (2000).
7. Г. А. Марков, В. А. Миронов, А. М. Сергеев, И. А. Соколова, *ЖЭТФ* **80**, 2264 (1981).
8. И. А. Вдовиченко, Г. А. Марков, В. А. Миронов, А. М. Сергеев, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 216 (1986).
9. Ю. Н. Агафонов, В. С. Бажанов, В. Я. Исякаев и др., *Письма в ЖЭТФ* **52**, 1127 (1990).
10. Е. А. Мареев, Ю. В. Чугунов, *Антенны в плазме*, Институт прикладной физики АН СССР, Нижний Новгород (1991).
11. Г. Ю. Голубятников, С. В. Егоров, Б. Г. Еремин и др., *ЖЭТФ* **107**, 441 (1995).
12. А. В. Кудрин, Л. Е. Курина, Г. А. Марков, *ЖЭТФ* **112**, 1285 (1997).
13. I. G. Kondrat'ev, A. V. Kudrin, and T. M. Zaboronkova, *Electrodynamics of Density Ducts in Magnetized Plasmas*, Gordon and Breach, Amsterdam (1999).
14. I. G. Kondrat'ev, A. V. Kudrin, and T. M. Zaboronkova, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 2475 (1997).
15. В. И. Карпман, *Физика плазмы* **12**, 836 (1986).
16. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Наука, Москва (1967).
17. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, Наука, Москва (1973).
18. В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин, *Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме*, Энергоатомиздат, Москва (1988).
19. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
20. Г. Месси, Е. Бархоп, *Электронные и ионные столкновения*, ИИЛ, Москва (1958).
21. Б. Н. Гершман, *Динамика ионосферной плазмы*, Наука, Москва (1974).
22. В. Е. Семенов, *Дисс. ... канд. физ.-матем. наук*, Институт прикладной физики АН СССР, Горький (1983).