

Ким К. И., Ким К. К., Иванов С. Н.

K. I. Kim, K. K. Kim, S. N. Ivanov

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОБРАЗОВАНИЙ ИЗ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

ON THE INSTABILITY OF FORMATIONS FROM WEAKLY IONIZED PLASMA IN MAGNETOHYDRODYNAMIC DEVICES

Ким Константин Иванович – доктор технических наук, профессор кафедры «Теоретические основы электротехники» Ленинградского института инженеров железнодорожного транспорта (Россия, Санкт-Петербург); Россия, 190031, Московский пр., д. 9; тел. 8(903)096-57-70. E-mail: kimkk@inbox.ru.

Konstantin I. Kim – Dr. Sc., Professor, Theoretical Electrical Engineering Department, Sankt-Petersburg State Transport University (Russia, Sankt-Petersburg); house 9, Moskovsky Av., Sankt-Petersburg, Russia. E-mail: kimkk@inbox.ru.

Ким Константин Константинович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Электротехника и теплоэнергетика» Петербургского государственного университета путей сообщения Императора Александра I (Россия, Санкт-Петербург); Россия, 190031, Московский пр., д. 9. E-mail: kimkk@inbox.ru.

Konstantin K. Kim – Dr. Sc., Professor, Head of Electrical and Thermal Power Engineering Department, Sankt-Petersburg State Transport University (Russia, Sankt-Petersburg); house 9, Moskovsky Av., Sankt-Petersburg, Russia. E-mail: kimkk@inbox.ru.

Иванов Сергей Николаевич – доктор технических наук, профессор кафедры «Электромеханика» Комсомольского-на-Амуре государственного университета (Россия, Комсомольск-на-Амуре); 681013, Хабаровский край, г. Комсомольск-на-Амуре, пр. Ленина, 27. E-mail: ivanov.sn@email.knastu.ru.

Sergey N. Ivanov – Doctor of Engineering, Professor, Electromechanics Department, Komsomolsk-na-Amure State University (Russia, Komsomolsk-on-Amur); 681013, Khabarovsk territory, Komsomolsk-on-Amur, 27 Lenin str. E-mail: ivanov.sn@email.knastu.ru.

Аннотация. Для ускорения плазменных потоков в магнитогиродинамических (МГД) устройствах можно использовать кинетическую энергию нейтрального газа. Для этого в рабочем канале устройства создаётся периодическая структура из чередующихся ускоряемых плазменных слоёв и ускоряющих слоёв нейтрального газа, инжектируемых с большой скоростью в канал и выполняющих роль своеобразных «поршней» для плазменных слоёв. Однако движение плазменных слоёв в условиях воздействия на них комбинации различно ориентированных электрических и магнитных полей характеризуется неустойчивостью плазменных образований, что неблагоприятно влияет на рабочие характеристики МГД-устройства. В этих устройствах внешнее электрическое поле и градиент концентрации заряженных частиц ортогональны друг другу. Разница в скоростях дрейфа электронов и ионов является причиной возникновения неоднородности концентрации заряженных частиц, которая приводит к неустойчивости неоднородной слабоионизованной плазмы. В представленной работе исследуется неустойчивость образований из слабоионизованной плазмы (слоёв) в ортогональных электрических и магнитных полях, когда неоднородность концентрации заряженных частиц наблюдается в направлении, перпендикулярном к внешнему электрическому полю.

Summary. To accelerate plasma flows in magnetohydrodynamic (MHD) devices, it is possible to use the kinetic energy of a neutral gas. To do this, a periodic structure is created in the working channel of the device from alternating accelerated plasma layers and accelerating layers of neutral gas injected at high speed into the channel and acting as a kind of «pistons» for plasma layers. However, the movement of plasma layers under the influence of a combination of differently oriented electric and magnetic fields on them is characterized by instability of plasma formations, which adversely affects the performance characteristics of the MHD device. In these devices, the external electric field and the concentration gradient of charged particles are orthogonal to each other. The difference in the drift velocities of electrons and ions is the cause of the inhomogeneity of the concentration of charged particles, which leads to instability of the inhomogeneous weakly ionized plasma. In this paper, the instability of formations from weakly ionized plasma (layers) in orthogonal electric and magnetic fields is investigated when the inhomogeneity of the concentration of charged particles is observed in the direction perpendicular to the external electric field.

Ключевые слова: неустойчивость, слабоионизованная плазма, дрейф, электрическое поле, магнитное поле.

Key words: instability, weakly ionized plasma, drift, electric field, magnetic field.

УДК 537.5

Введение. Среди известных методов ускорения плазменных потоков в МГД-устройствах использование для этой цели кинетической энергии нейтрального газа занимает особое место. В этом случае в рабочем канале устройства создается периодическая структура из чередующихся ускоряемых плазменных слоёв и ускоряющих слоёв нейтрального газа, инжектируемых с большой скоростью в канал и выполняющих роль своеобразных «поршней» для плазменных слоёв [1–4]. Однако ускорение таким образом плазменных слоёв в условиях воздействия на последние комбинации различно ориентированных электрических и магнитных полей характеризуется неустойчивостью плазменных образований, что неблагоприятно сказывается на рабочих характеристиках МГД-устройства. В этих устройствах внешнее электрическое поле и градиент концентрации заряженных частиц ортогональны друг другу.

В представленной работе исследуется неустойчивость образований из слабоионизованной плазмы (слоёв) в ортогональных электрических и магнитных полях при неоднородности концентрации заряженных частиц в направлении, перпендикулярном к внешнему электрическому полю.

Постановка задачи. Допустим, что неоднородность плазмы существует вдоль оси x , а внешние электрическое и магнитное поля однородны и ориентированы: первое по оси y , а второе по оси z . Считаем, что толщина плазменного слоя равна $2a$ (по оси x), а размеры слоя вдоль осей x и y достаточно велики, поэтому граничные условия по этим направлениям можно не учитывать.

Ограничимся исследованиями колебаний с частотой, значительно меньше ленгмюровской. Также будем считать толщину плазменного слоя значительно больше длины Дебая. Поэтому плазму можно считать квазинейтральной. Пренебрегая рекомбинацией, можно записать уравнение сохранения зарядов следующим образом:

$$\partial v / \partial \tau + \nabla n v_e = Zn; \quad \partial v / \partial \tau + \nabla n v_i = Zn, \quad (1)$$

где n – концентрация; v_e и v_i – вектора скоростей электронов и ионов; Z – частота ионизации.

Для определения скоростей v_e и v_i необходимо использовать уравнения движения частиц. При максвелловском распределении частиц по скоростям и постоянных электронной T_e и ионной T_i температурах (термодиффузия не учитывается) процесс переноса носит диффузный характер, т. к. направленная скорость частиц много меньше тепловой. Если не учитывать индуцированное магнитное поле из-за низкой концентрации заряженных частиц, электрическое поле потенциально. Частота столкновений ионов с нейтральными атомами ν_{in} намного больше циклотронной частоты ионов ω_i , частота возмущения ω и частота столкновений заряженных частиц ν_{ei} (ν_{ie}) малы, по сравнению с частотой столкновения с нейтральными атомами ν_{en} , ν_{in} . Учитывая отмеченное, выражения (1) можем записать в виде

$$ne\nabla\psi - ne[\mathbf{v}_e\mathbf{B}] - T_e\nabla n - nm\nu_{en}\mathbf{v}_e = 0, \quad ne\nabla\psi + T_i\nabla n - nM\nu_{in}\mathbf{v}_i = 0, \quad (2)$$

где m и M – массы электрона и иона соответственно.

Из (2) получаем выражения для направленных скоростей частиц (использована тензорная запись суммы одночленов с повторяющимися индексами):

$$v_{exi} = \beta_{xij} \left(b_e \frac{\partial \psi}{\partial x_j} - \frac{D_e}{n} \frac{\partial n}{\partial x_j} \right); \quad (x_i = x, y, z; x_j = x, y, z);$$
$$v_i = -\beta_i \nabla \psi - \frac{D_i}{n} \nabla n; \quad \left(b_e = \frac{|e|\tau_e}{m_e}; b_i = \frac{|e|\tau_i}{M}; D_e = \frac{T_e\tau_e}{m_e}; D_i = \frac{T_i\tau_i}{M} \right),$$

где τ_e, τ_i – средние времена между столкновениями электронов и ионов с другими частицами соответственно; b_e и b_i – подвижности электронов и ионов соответственно; D_e и D_i – коэффициенты диффузий электронов и ионов соответственно.

$$\begin{aligned} \beta_{xx} = \beta &= \left[1 + (\omega_e \tau_e)^2\right]^{-1}; & \beta_{xy} &= -(\omega_e \tau_e)\beta; & \beta_{xz} &= 0; \\ \beta_{yx} &= (\omega_e \tau_e)\beta; & \beta_{yy} &= \beta; & \beta_{yz} &= 0; \\ \beta_{zx} &= 0; & \beta_{zy} &= 0; & \beta_{zz} &= 1, \end{aligned}$$

здесь ω_e – циклотронная частота электронов.

Из-за больших размеров плазменного слоя (по осям y и z) возмущения концентрации и электрического поля можно представить в виде $f(x)\exp i(k_y y + k_z z - \omega t)$. Тогда при линеаризации уравнений (1) полагаем

$$\begin{aligned} n &= n_0(x) + n_1(x)\exp i(k_y y + k_z z - \omega t); \\ \psi &= \psi_0(x, y) + \psi_1(x)\exp i(k_y y + k_z z - \omega t); \\ \psi_0(x, y) &= \psi_0(x) + \psi_0(y); \quad \partial \psi_0 / \partial y = -E_0 = \text{const}, \end{aligned} \quad (3)$$

где E_0 – внешнее электрическое поле.

С учётом (3) из (1) получим уравнение непрерывности для исходного состояния слабоионизованной плазмы:

$$\beta \left[b_e \frac{d}{dx} \left(n_0 \frac{d\psi_0}{dx} \right) - D_e \frac{d^2 n_0}{dx^2} \right] + (\omega_e \tau_e) \beta b_e E_0 \frac{dn_0}{dx} = Zn_0, \quad -b_i \frac{d}{dx} \left(n_0 \frac{d\psi_0}{dx} \right) - D_i \frac{d^2 n_0}{dx^2} = Zn_0 \quad (4)$$

и уравнение сохранения зарядов в возмущениях (n_1 и ψ_1):

$$\begin{aligned} -(Z + i\omega)n_1 + \beta \frac{d}{dx} \left[b_e \left(n_0 \frac{d\psi_1}{dx} + \frac{d\psi_0}{dx} n_1 \right) - D_e \frac{dn_1}{dx} \right] + (\omega_e \tau_e) \beta b_e \left[E_0 \frac{dn_1}{dx} + ik_y \left(\frac{d\psi_0}{dx} n_1 - \frac{dn_0}{dx} \psi_1 \right) \right] - \\ - \beta \left[k_y^2 (b_e n_0 \psi_1 - D_e n_1) + ik_y b_e E_0 n_1 \right] - k_z^2 (b_e n_0 \psi_1 - D_e n_1) = 0; \\ -(Z + i\omega)n_1 - b_i \frac{d}{dx} \left(n_0 \frac{d\psi_1}{dx} + \frac{d\psi_0}{dx} n_1 \right) + k^2 (b_i n_0 \psi_1 + D_i n_1) + ik_y b_i E_0 n_1 - D_i \frac{d^2 n_1}{dx^2} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $k^2 = k_y^2 + k_z^2$.

В зависимости от граничных условий возможны различные исходные состояния (4). Если допустить, что на границах плазменного слоя происходит полная нейтрализация заряженных частиц ($n_0 = 0$ при $x = \pm a$). Следствием этого предположения является сингулярность индуцированного электрического поля на границах плазменного слоя ($x = \pm a$).

Имеем

$$n_0 = N_0 e^{\rho x} \cos vx; \quad v = 0, 5\pi / a; \quad (6)$$

$$\frac{d\psi_0}{dx} = - \left(D_i + \frac{Z}{\rho^2 + v^2} \right) \frac{\rho}{b_i} + \left(D_i - \frac{Z}{\rho^2 + v^2} \right) \frac{v}{b_i} \text{tg } vx; \quad (7)$$

$$\rho = \frac{\omega_e \tau_e}{2} \frac{b_i}{D_a} E_0; \quad Z = \frac{\beta b_e}{\beta b_e + b_i} D_a (\rho^2 + v^2); \quad D_a = \frac{1}{b_e} (b_i D_e + b_e D_i),$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии.

В отношении параметра $\cos vx$, входящего в уравнения (5), ставится задача о собственных значениях. При существовании собственного числа с $\alpha < 0$ исходное состояние, определяемое соотношениями (6) и (7), можно считать неустойчивым, в противном случае – устойчивым. Чтобы решить данную задачу, необходимо определить возмущения n_1 и ψ_1 , но уравнения (5) точно решить невозможно, т. к. входящие в них коэффициенты являются переменными величинами. Для решения подходит метод Галеркина. Ограничимся нахождением приближения для первого собственного числа, для этого возьмём первую из последовательности координатных функций, удовлетворяющих условиям полноты.

Применим граничные условия $n_1 = \psi_1 = 0$ при $x = \pm a$ к возмущениям n_1 и ψ_1 и возьмём в качестве координатной функции $\cos vx$, т. е. положим

$$n_1 = N_1 \cos vx; \quad \psi_1 = \Psi_1 \cos vx, \quad (8)$$

где N_1 и Ψ_1 – комплексные постоянные.

Внося (6), (7) и (8) в уравнения (5) и умножая результат скалярно на координатную функцию в области $(-a < x < a)$, получим

$$\left\{ \beta k_\omega^2 D_e - D_a (\rho^2 + v^2) - \alpha - i \left[\omega_r + \frac{\beta}{\omega_e \tau_e} \frac{b_e}{b_i} k_y \rho (2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)) \right] \right\} N_1 - \left(F_2 + i \frac{2}{3} \omega_e \tau_e k_y \rho \right) \beta b_e \frac{n_0^*}{2} \Psi_1 = 0. \quad (9)$$

$$\left[D_i k^2 - D_a \rho^2 - \alpha - i (\omega_r - k_y b_i E_0) \right] N_1 + b_i \frac{n_0}{2} F_1 \Psi_1 = 0, \quad (10)$$

где

$$F_1 = \frac{\rho^2}{6} + \frac{v^2}{2} + k^2; \quad F_2 = \frac{\rho^2}{6} + \frac{v^2}{2} + k_\omega^2; \quad k_\omega^2 = k^2 + (\omega_e \tau_e k_z)^2; \quad n_0^* = \frac{2}{a} \int_{-a}^a n_0 \cos^2 vx dx.$$

Затем в (9) пренебрегаем членом $D_a (\rho^2 + v^2)$, т. к. он меньше величины $\beta k_\omega^2 D_e$ в отношении $\beta b_i / b_e$. Тогда, используя условие нетривиальности решений для N_1 и Ψ_1 , из (9), (10) получим

$$\alpha = D_i k^2 - D_a \rho^2 + F_1 \frac{F_2 k_\omega^2 D_e b_i / b_e - 2/3 (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]}{F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2}; \quad (11)$$

$$\omega_r = k_y b_i E_0 - k_y \rho F_1 \frac{2/3 \omega_e \tau_e k_\omega^2 D_e b_i / b_e + F_2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] / \omega_e \tau_e}{F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2}. \quad (12)$$

Если $\alpha < 0$, то исходное состояние неустойчиво, а критерий неустойчивости принимает вид $\{D_i k^2 [F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2] + F_1 F_2 k_\omega^2 D_e b_i / b_e\} < \rho^2 \{D_a [F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2] + 2/3 k_y^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]\}$.

Анализ результатов. Обозначим через v_0^2 величину v^2 , при которой числитель дроби в формуле (11) равен нулю:

$$v_0^2 = \frac{2b_e}{k_\omega^2 b_i D_e} \left\{ \frac{2}{3} (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] - k_\omega^2 \frac{b_i}{b_e} D_e \left(\frac{\rho^2}{6} + k_\omega^2 \right) \right\}.$$

Тогда данный числитель можно записать следующим образом:

$$M = 1/2k_0^2 b_i D_e (\gamma - 1) v_0^2 / b_e; \quad (v^2 = \gamma v_0^2).$$

Отсюда следует:

1. Если волновые числа таковы, что $\gamma \geq 1$ (т. к. v_0^2 не может быть меньше нуля), то инкремент будет не больше $D_a \rho^2$, т. е.

$$|\alpha| \leq (0,5 \omega_e \tau_e b_i F_0)^2 D_a^{-1}. \quad (13)$$

2. При других волновых числах

$$|\alpha| \leq (D_a \rho^2 + Q)^2,$$

где Q – верхний предел дроби $\frac{2/3(k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] F_1}{F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2}$.

Множитель $2/3(k_y^2 F_1)$ не больше знаменателя этой дроби. Поэтому

$$Q = \rho^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]$$

и, следовательно,

$$|\alpha| < D_a^{-1} (\omega_e \tau_e b_i E_0)^2 [1 + (\omega_e \tau_e)^2]. \quad (14)$$

Сравнивая соотношения (13) и (14), можно говорить, что при любых значениях волновых чисел инкремент меньше величины

$$D_a^{-1} (\omega_e \tau_e v_{i0})^2 [1 + (\omega_e \tau_e)^2]; \quad (v_{i0} = b_i E_0),$$

где v_{i0} – направленная (токовая) скорость ионов в исходном состоянии плазмы.

В формуле (12) дробь меньше величины ω_0 :

$$\omega_0 = k_y \rho \left\{ \frac{b_i}{b_e} \omega_e \tau_e D_e + \frac{1}{\omega_e \tau_e} [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] \right\} = k_y b_i E_0 [1 + (\omega_e \tau_e)^2].$$

Следовательно, при любых волновых числах выполняется неравенство

$$|\omega_r| < k_y v_{i0} [1 + (\omega_e \tau_e)^2].$$

Величина ω_r может быть как положительной, так и отрицательной. Это указывает на возможность существования прямых и обратных волн.

С увеличением v^2 отрицательная часть дроби в (11) уменьшается более заметно, чем положительная. Следовательно, уменьшение толщины плазменного слоя приводит к снижению его неустойчивости.

Рассмотрим баланс заряженных частиц в плазменном слое. Баланс частиц в слое определяется диффузными потоками, действующими вдоль оси x , и ионизацией, т. к. в исходном состоянии диффузные потоки заряженных частиц по осям y и z не зависят от соответствующих координат. Это является объяснением, почему эти потоки не проявляются в балансе частиц.

В направлении оси x потоки частиц инициируются индуцированным электрическим полем и градиентом их концентрации, а в случае электронов – и внешним электрическим полем. Скорости дрейфа частиц в этом направлении равны, и режим диффузии будет амбиполярным, который поддерживается электрическими полями. Потоки электронов Γ_{0x}^e и ионов Γ_{0x}^i определяются соотношением

$$\Gamma_{0x}^e = \Gamma_{0x}^i = \frac{\beta b_e}{\beta b_e + b_i} D_a N_0 e^{0x} (\rho \cos vx + v \sin vx),$$

где $\rho \cos vl + v \sin vl = 0$, левее точки $x = 1$ эти потоки направлены против оси x , правее этой точки – по оси x . Общее число частиц, уносимых каждым из потоков Γ_{0x}^e и Γ_{0x}^i в единицу времени из объёма $2a \times 1 \times 1$, равно

$$2 \frac{\beta b_e}{\beta b_e + b_i} v N_0 \text{ch} \rho a.$$

Из-за ионизации такое же количество частиц каждого сорта появляется в единицу времени в указанном объёме. Следовательно, баланс частиц в слое обеспечен, поэтому исходное состояние можно считать как равновесное.

Чтобы рассмотреть баланс частиц в возмущённом состоянии, привлечём уравнение непрерывности ионов в возмущениях:

$$i(\omega_r + \alpha)n_1 = -b_i \left[\frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + n_0 \Delta \psi_1 + \frac{\partial}{\partial x} \left(n_1 \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \right) - E_0 \frac{\partial n_1}{\partial y} \right] - D_i \Delta n_1 - Z n_1, \quad (15)$$

где n_1 и ψ_1 задаются соотношениями (8). В последних между величинами N_1 и Ψ_1 существует следующая связь (10):

$$\Psi_1 = \aleph N_1 e^{j\delta}; \quad \text{tg} \delta = \frac{\omega_r - k_y b_i E_0}{\alpha + D_a \rho^2 - D_i k^2}; \quad \aleph = \text{const.}$$

Придерживаясь идеи метода Галеркина, используем условие ортогональности (15) по отношению к базисной функции $\cos vx$.

Введём обозначение:

$$\{f\}^* = \int_{-a}^a f \cos vx dx.$$

Тогда получим

$$\{n_1\}^* = N_1 a; \quad \{\Delta n_1\}^* = -(v^2 + k^2) N_1 a; \quad \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(n_1 \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \right) \right\}^* = -\frac{v^2}{b_i} D_e N_1 a; \quad \theta = -\frac{b_i}{2} F_1 \{n_0\}^* \aleph N_1 a \cos \delta;$$

$$\theta = \text{Re} \left(\left\{ \frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right\}^* + \{n_0 \Delta \psi_1\}^* \right).$$

Теперь определим физический смысл отдельных членов в формуле (11). Два первых члена характеризуют эффект ионизации и изменения диффузных потоков, вызванных градиентом возмущённой концентрации частиц и действием на эту концентрацию индуцированного в исходном состоянии электрического поля:

$$-Z \{n_1\}^* - D_i \{\Delta n_1\}^* - b_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(n_1 \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \right) \right\}^* = D_i k^2 - D_a \rho^2,$$

т. к. $Z \approx D_a (\rho^2 + v^2)$. При этом указанное изменение потоков, в противоположность ионизации, стабилизирует исходное состояние плазменного слоя. Роль члена θ зависит от знака $\cos \delta$. При $\cos \delta > 0$, что означает $(\alpha + D_a \rho^2 - D_i k^2) > 0$, этот член будет стабилизирующим, при $(\alpha + D_a \rho^2 - D_i k^2) < 0$ – дестабилизирующим. Сравнивая вещественную часть уравнения (15) с (11), можно констатировать, что условие $\cos \delta \gtrsim 0$ эквивалентно следующему:

$$F_2 k_\omega^2 D_e b_i / b_{e<}^>(k_y \rho)^2 \left[2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i) \right],$$

а величина θ , обусловленная действием возмущённого электрического поля E'_x на равновесную концентрацию ионов, адекватна третьему члену в (11).

Роль возмущённого электрического поля иллюстрируется рис. 1. Здесь график 1 – распределение равновесной концентрации, а графики 2 ($\cos\delta > 0$) и 3 ($\cos\delta < 0$) – возможные распределения x -компонент возмущённого электрического поля E'_x . График 3 предоставляет возможность определить дестабилизирующую роль возмущённого поля, которая заключается в продвижении ионов к середине плазменного слоя под действием этого поля.

Нарушение баланса между частицами, покидающими слой, и частицами, возникающими из-за ионизации, приводит к возникновению неустойчивости плазменного слоя, т. к. в последнем образуется избыточное, по сравнению с равновесным состоянием, число частиц. Последнее можно найти, умножив правую часть уравнения (15) на $\cos\delta$ и проинтегрировав её по объёму $2a \times \tau_y \times \tau_z$ (τ_y, τ_z – соответственно длина полуволны в направлениях y и z). Вследствие адекватности дроби в (11) и величины θ условие неустойчивости можно записать таким образом:

$$F_2 k_\omega^2 \frac{b_i}{b_e} D_e < \frac{2}{3} (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]; \quad D_i k^2 < D_a \rho^2 + \frac{b_i}{2} F_1 n^* \aleph |\cos\delta|. \quad (16)$$

Некоторые выводы. Мнимая часть уравнения (15) даёт результат, совпадающий с (12), но через коэффициент \aleph .

Рассмотрение уравнения непрерывности для электронной компоненты приведёт к аналогичным результатам, т. е. к соотношениям (11), (12) и (16), поскольку

$$\nabla \Gamma_1^e = \nabla \Gamma_1^i,$$

где Γ_1^e и Γ_1^i – соответственно линеаризованные диффузные потоки электронов и ионов. Но роль отдельных членов в этом уравнении иная, нежели в уравнении непрерывности для ионов. Это обусловлено антипараллельным движением электронов в электрическом поле и движением их под действием лоренцевых сил. Теперь сформулируем условие, при котором возмущённое поле E'_x получает распределение, аналогичное графику 3 на рис. 1.

Ориентация полей в плазменном слое приведена на рис. 2. Индуцированное в равновесном состоянии электрическое поле E изменяется вдоль координаты x (7), правее плоскости yz , проходящей через точку m (правая область), это поле направлено по оси x , левее этой плоскости (левая область) – навстречу.

Электроны движутся в положительном направлении оси x со скоростью $\omega_e \tau_e b_{e\perp} E_0$ под действием полей B и E_0 .

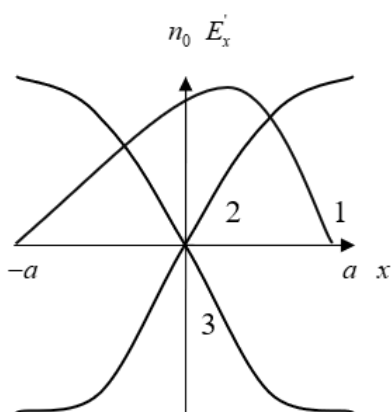


Рис. 1. Распределение равновесной концентрации и электрического поля

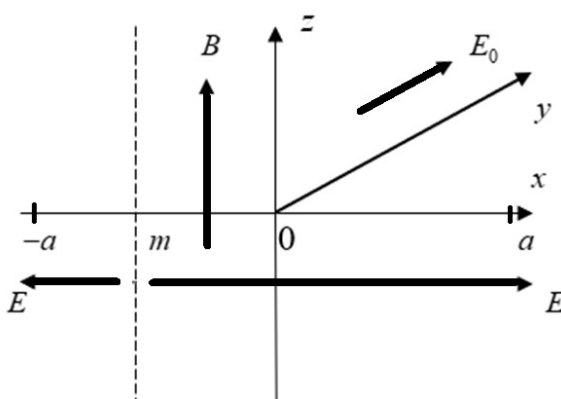


Рис. 2. Ориентация полей в плазменном слое

Из-за того что скорость ионов меньше (если пренебречь их циклотронной частотой, она равна нулю), заряды разделяются, что приводит к возникновению электрического поля E_{01} и в плазменном слое. Это поле направлено в положительном направлении оси x .

Под действием магнитного и электрического полей электроны дрейфуют в направлении оси y и вызывают появление электрического поля E_1 в левой области направленно по оси y , в правой области – навстречу. Поля E_1 и B вызывают дрейф электронов уже по оси x , что является причиной индуцирования электрического поля E_2 , ориентированного параллельно оси x в левой области и антипараллельно – в правой. В результате x -компонента индуцированного поля определяется как $i(E_{01} + E_2)$ в левой области и $i(E_{01} - E_2)$ – в правой. Отсюда следует, что распределение возмущённого поля E'_x по типу кривой 3 (см. рис. 1) возможно, если в правой области выполняется условие $E_2 > E_{01}$, что равносильно требованию $E_1 > E_0$ или $\omega_e \tau_e E > E_0$.

Заключение. В слабоионизованной плазме из-за столкновения с нейтральными атомами дрейф заряженных частиц происходит с разной скоростью. Это различие в дрейфовых скоростях может явиться причиной возникновения неустойчивости плазмы. В результате воздействия электрического поля, обусловленного большей скоростью электронов по сравнению со скоростью ионов, и магнитного поля возникает дрейф частиц в отрицательном направлении оси x (против направления действия внешнего электрического поля). Поэтому если градиент концентрации в исходном состоянии был направлен против оси x , то такое состояние не может быть устойчивым.

В устройствах с неоднородным плазменным потоком, в котором плазменные (проводящие) слои чередуются с непроводящими, наблюдается неоднородность концентрации в направлении, перпендикулярном к внешнему электрическому полю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ким, К. И. МГД-генераторы на поршневых потоках / К. И. Ким, К. К. Ким. – М.: Маршрут, 2005. – 300 с.
2. Ким, К. К. Модификация свойств материалов воздействием низкотемпературной плазмы / К. К. Ким, Г. Л. Спичкин, С. Н. Иванов // Учёные записки Комсомольского-на-Амуре государственного технического университета. Науки о природе и технике. – 2017. – № I-1 (29). – С. 75-81.
3. Ким, К. К. Аспекты МГД-теории работы системы скользящего токосъёма с контактными кольцами / К. К. Ким, С. Л. Колесов // Электричество. – 2002. – № 10. – С. 44-50.
4. Ким, К. К. Групповое свойство уравнений индукции для сплошной среды с нелинейной электропроводностью МГД-генератора / К. К. Ким // Вестник инженеров железнодорожного транспорта: межвуз. сборник научных трудов. – 2003. – № 1. – С. 433-443.
5. Ким, К. К. Характеристики асинхронной машины в режимах регулирования скорости / К. К. Ким, К. И. Ким, В. В. Вешкин // Учёные записки Комсомольского-на-Амуре государственного технического университета. Науки о природе и технике. – 2020. – № I-1 (41). – С. 25-36.
6. Ким, К. К. Влияние скорости ротора асинхронной машины на характер протекания переходных электромагнитных процессов / К. К. Ким, К. И. Ким // Учёные записки Комсомольского-на-Амуре государственного технического университета. Науки о природе и технике. – 2019. – № IV-1 (40). – С. 28-36.
7. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – Долгопрудный: Интеллект, 2009. – 736 с.
8. Велихов, Е. Л. Физические явления в газоразрядной плазме / Е. Л. Велихов, А. С. Ковалев, А. Т. Рахимов. – М.: Наука, 1987. – 160 с.
9. Никандров, Д. С. Низкочастотный барьерный разряд в таунсендском режиме / Д. С. Никандров, Л. Д. Цендин // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 75, вып. 10. – С. 29-38.