

**О НЕУСТОЙЧИВОСТИ СЛОЯ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ
В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

К. И. Кум

(Киев)

В слабоионизованной плазме дрейф заряженных частиц из-за столкновений с нейтральными атомами происходит с разной скоростью

$$v_{Ea} = \mp \frac{b_a E}{1 + (\omega_a \tau_a)^2}, \quad v_{\perp a} = \frac{b_a E (\omega_a \tau_a)}{1 + (\omega_a \tau_a)^2} \left(b_a = \frac{|e| \tau_a}{m_a}, \quad \omega_a = \frac{|e| \tau_a}{m_a} \right)$$

Здесь b_a — подвижность частицы сорта a , ω_a — ларморовская частота, верхний знак относится к электронам, нижний — к ионам.

Различие в дрейфовых скоростях заряженных частиц может явиться причиной возникновения неустойчивости неоднородной слабоионизованной плазмы.

Рассмотрим следующий пример. Допустим, что в исходном состоянии плазмы градиент концентрации имеется вдоль оси x , по этой же оси направлено внешнее электрическое поле, магнитное поле совпадает с осью z . В такой системе под действием силы Лоренца заряженные частицы будут двигаться в направлении, противоположном оси y . Поскольку электроны имеют большую скорость, чем ионы, в указанном направлении индуцируется электрическое поле. Последнее вместе с магнитным вызывает дрейф частиц в отрицательном направлении оси x . Поэтому, если градиент концентрации в исходном состоянии был направлен против оси x , то такое состояние не может быть устойчивым.

Неустойчивость указанного рода была рассмотрена Саймоном [1]. Основываясь на исследованиях Кадомцева и Недоспасова [2], Розенблюта и Лонгмайера [3], Саймон дал теорию неустойчивости слабоионизованной плазмы в скрещенных полях с неоднородным распределением плотности в направлении внешнего электрического поля. Несколько позднее теория Саймона получила развитие в [4].

В устройствах с неоднородным плазменным потоком, в котором плазменные (проводящие) слои чередуются с непроводящими, внешнее электрическое поле и градиент концентрации нормальны друг к другу. Ниже будем иметь в виду этот случай и рассмотрим неустойчивость слабоионизованной плазмы в скрещенных полях, когда неоднородность концентрации имеется в направлении, перпендикулярном к внешнему электрическому полю.

1. Положим, что плазма неоднородна вдоль оси x , внешнее электрическое поле однородно и направлено по оси y , внешнее магнитное поле, также однородное, имеет z -компоненту. Толщина плазменного слоя равна $2a$, размеры слоя вдоль осей y и z достаточно велики, так что граничные условия в указанных направлениях можно не учитывать.

Рассмотрим колебания с частотой, значительно меньшей ленгмюровской. Кроме того, полагаем, что толщина плазменного слоя значительно больше длины Дебая. Поэтому плазму можно считать квазинейтральной и уравнение сохранения зарядов записать в виде

$$\partial n / \partial t + \nabla n \mathbf{v}_e = Zn, \quad \partial n / \partial t + \nabla n \mathbf{v}_i = Zn \quad (1.1)$$

Здесь пренебрежено рекомбинацией, поскольку предполагается, что в слабоионизованной плазме она незначительна (заметим, что рекомбинация оказывает стабилизирующее влияние на исходное состояние плазмы), n — концентрация, \mathbf{v}_e и \mathbf{v}_i — направленные скорости электронов и ионов, Z — частота ионизации.

Для определения скоростей v_e и v_i необходимо привлечь уравнения движения частиц. Положим: распределение частиц по скоростям максвелловское, электронная T_e и ионная T_i температуры постоянны (термодиффузия не учитывается), процесс переноса носит диффузионный характер (направленная скорость частиц много меньше тепловой), электрическое поле имеет потенциальный характер (индуцированное магнитное поле не учитывается ввиду низкой концентрации заряженных частиц), частота столкновений ионов с нейтральными атомами ν_{in} намного больше циклотронной частоты ионов ω_i , частота возмущений ω и частота столкновений заряженных частиц ν_{ei} , ν_{ie} малы, по сравнению с частотой столкновений с нейтральными атомами ν_{en} , ν_{in} . Таким образом, можем записать (1.2)

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

Отсюда направленные скорости частиц равны

$$v_{exi} = \beta_{xixj} \left(b_e \frac{\partial\psi}{\partial x_j} - \frac{D_e}{n} \frac{\partial n}{\partial x_j} \right) \quad (x_i = x, y, z; x_j = x, y, z) \quad (1.3)$$

$$v_i = -b_i \nabla\psi - \frac{D_i}{n} \nabla n \quad \left(b_e = \frac{|e|\tau_e}{m_e}, b_i = \frac{|e|\tau_i}{M}, D_e = \frac{T_e\tau_e}{m_e}, D_i = \frac{T_i\tau_i}{M} \right)$$

$$\begin{aligned} \beta_{xx} &= \beta = [1 + (\omega_e\tau_e)^2]^{-1}, & \beta_{xy} &= -(\omega_e\tau_e)\beta, & \beta_{xz} &= 0 \\ \beta_{yx} &= (\omega_e\tau_e)\beta, & \beta_{yy} &= \beta, & \beta_{yz} &= 0 \\ \beta_{zx} &= 0, & \beta_{zy} &= 0, & \beta_{zz} &= 1 \end{aligned} \quad (1.4)$$

В (1.3) использована тензорная запись суммы одночленов с повторяющимися индексами, b_e и b_i — подвижности электронов и ионов, D_e и D_i — коэффициенты диффузии тех же частиц.

В направлениях осей y и z размеры плазменного слоя предполагаются достаточно большими, поэтому возмущение концентрации и электрического поля можно взять в форме $f(x) \exp i(k_y y + k_z z - \omega t)$. Поэтому при линеаризации уравнений (1.1) полагаем

$$\begin{aligned} n &= n_0(x) + n_1(x) \exp i(k_y y + k_z z - \omega t) \\ \psi &= \psi_0(x, y) + \psi_1(x) \exp i(k_y y + k_z z - \omega t) \\ \psi_0 &= (x, y) = \psi_0(x) + \psi_0(y), \quad \partial\psi_0 / \partial y = -E_0 = \text{const} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Здесь E_0 — внешнее электрическое поле. Учитывая (1.5), из (1.1) получим уравнения непрерывности для исходного состояния плазмы

$$\begin{aligned} \beta \left[b_e \frac{d}{dx} \left(n_0 \frac{d\psi_0}{dx} \right) - D_e \frac{d^2 n_0}{dx^2} \right] + (\omega_e\tau_e) \beta b_e E_0 \frac{dn_0}{dx} &= Zn_0, \\ -b_i \frac{d}{dx} \left(n_0 \frac{d\psi_0}{dx} \right) - D_i \frac{d^2 n_0}{dx^2} &= Zn_0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

и уравнения сохранения зарядов в возмущениях

$$\begin{aligned} -(Z + i\omega) n_1 + \beta \frac{d}{dx} \left[b_e \left(n_0 \frac{d\psi_1}{dx} + \frac{d\psi_0}{dx} n_1 \right) - D_e \frac{dn_1}{dx} \right] + \\ + (\omega_e\tau_e) \beta b_e \left[E_0 \frac{dn_1}{dx} + ik_y \left(\frac{d\psi_0}{dx} n_1 - \frac{dn_0}{dx} \psi_1 \right) \right] - \\ - \beta [k_y^2 (b_e n_0 \psi_1 - D_e n_1) + ik_y b_e E_0 n_1] - k_z^2 (b_e n_0 \psi_1 - D_e n_1) &= 0 \quad (1.7) \\ -(Z + i\omega) n_1 - b_i \frac{d}{dx} \left(n_0 \frac{d\psi_1}{dx} + \frac{d\psi_0}{dx} n_1 \right) + k^2 (b_i n_0 \psi_1 + D_i n_1) + \\ + ik_y b_i E_0 n_1 - D_i \frac{d^2 n_1}{dx^2} &= 0, \quad k^2 = k_y^2 + k_z^2 \end{aligned}$$

Исходное состояние плазменного слоя определяется уравнениями (1.6). В зависимости от граничных условий возможны различные исходные состояния. Положим, что на границах плазменного слоя происходит полная нейтрализация заряженных частиц, т. е. $n_0 = 0$ при $x = \pm a$. Следствием этого предположения является сингулярность индуцированного электрического поля в точках $x = \pm a$, однако это обстоятельство скорее всего имеет формальный смысл.

Имеем

$$n_0 = N_0 e^{\rho x} \cos vx, \quad v = 1/2 \pi / a \quad (1.8)$$

$$\frac{d\psi_0}{dx} = - \left(D_i + \frac{Z}{\rho^2 + v^2} \right) \frac{\rho}{b_i} + \left(D_i - \frac{Z}{\rho^2 + v^2} \right) \frac{v}{b_i} \operatorname{tg} vx \quad (1.9)$$

$$\rho = \frac{\omega_e \tau_e}{2} \frac{b_i}{D_a} E_0, \quad Z = \frac{\beta b_e}{\beta b_e + b_i} D_a (\rho^2 + v^2), \quad D_a = \frac{1}{b_e} (b_i D_e + b_e D_i) \quad (1.10)$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.

2. В отношении параметра $i\omega = i\omega_r + \alpha$, входящего в уравнения (1.7), ставится задача о собственных значениях. Если существует собственное число с $\alpha < 0$, то исходное состояние, определяемое соотношениями (1.8) и (1.9), неустойчиво, в противном случае — устойчиво.

Для решения этой задачи необходимо найти возмущения n_1 и ψ_1 , однако точное решение уравнений (1.7) невозможно из-за переменности входящих в них коэффициентов. Поэтому используем метод Галеркина. Из последовательности координатных функций, удовлетворяющих условиям полноты, возьмем первую, ограничиваясь, таким образом, отысканием приближения для первого собственного числа. Заметим, что ранее подобное упрощение метода было использовано Кадомцевым и Недоспасовым [2] при исследовании неустойчивости положительного столба в однородном продольном магнитном поле по отношению к винтовым возмущениям. Результаты их расчетов аномальной диффузии оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными Хоу и Ленерта [5].

Подчинив возмущения n_1 и ψ_1 граничным условиям $n_1 = \psi_1 = 0$ при $x = \pm a$, возьмем в качестве координатной функции $\cos vx$, т. е. положим

$$n_1 = N_1 \cos vx, \quad \psi_1 = \Psi_1 \cos vx \quad (2.1)$$

Здесь N_1 и Ψ_1 — комплексные постоянные.

Внося (1.8), (1.9) и (2.1) в уравнения (1.7) и умножая последние скалярно на координатную функцию в области ($-a < x < a$), получим

$$\left\{ \beta k_\omega^2 D_e - D_a (\rho^2 + v^2) - \alpha - i \left[\omega_r + \frac{\beta}{\omega_e \tau_e} \frac{b_e}{b_i} k_y \rho (2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)) \right] \right\} N_1 - \left(F_2 + i \frac{2}{3} \omega_e \tau_e k_y \rho \right) \beta b_e \frac{n_0^*}{2} \Psi_1 = 0 \quad (2.2)$$

$$[D_i k^2 - D_a \rho^2 - \alpha - i (\omega_r - k_y b_i E_0)] N_1 + b_i \frac{n_0^*}{2} F_1 \Psi_1 = 0, \quad (2.3)$$

$$F_1 = \frac{\rho^2}{6} + \frac{v^2}{2} + k^2, \quad F_2 = \frac{\rho^2}{6} + \frac{v^2}{2} + k_\omega^2$$

$$k_\omega^2 = k^2 + (\omega_e \tau_e k_2)^2, \quad n_0^* = \frac{2}{a} \int_{-a}^a n_0 \cos^2 vx \, dx$$

Далее, в (2.2) пренебрегаем членом $D_a (\rho^2 + v^2)$, так как 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 (2.2), (2.3) получим

$$\alpha = D_i k^2 - D_a \rho^2 + F_1 \frac{F_2 k_\omega^2 D_e b_i / b_e - 2/3 (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]}{F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2} \quad (2.4)$$

$$\omega_r = k_y b_i E_0 - k_y \rho F_1 \frac{2/3 \omega_e \tau_e k_\omega^2 D_e b_i / b_e + F_2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] / \omega_e \tau_e}{F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2} \quad (2.5)$$

Исходное состояние неустойчиво, если $\alpha < 0$. Поэтому критерий неустойчивости получается вида

$$\{D_i k^2 [F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2] + F_1 F_3 k_\omega^2 D_e b_i / b_e\} < \rho^2 \{D_a [F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2] + 2/3 k_y^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]\} \quad (2.6)$$

Произведем некоторые оценки. Обозначим через ν_0^2 величину ν^2 , при которой числитель дроби в (2.4) обращается в нуль

$$\nu_0^2 = \frac{2b_e}{k_\omega^2 b_i D_e} \left\{ \frac{2}{3} (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] - k_\omega^2 \frac{b_i}{b_e} D_e \left(\frac{\rho^2}{6} + k_\omega^2 \right) \right\}$$

Тогда числитель указанной дроби можем записать так:

$$M = 1/2 k_\omega^2 b_i D_e (\gamma - 1) \nu_0^2 / b_e \quad (\nu^2 = \gamma \nu_0^2)$$

Отсюда следует:

1. Если волновые числа таковы, что $\gamma \geq 1$ (ν_0^2 не может быть меньше нуля), то инкремент будет не больше $D_a \rho^2$, т. е.

$$|\alpha| \leq (1/2 \omega_e \tau_e b_i E_0)^2 D_a^{-1} \quad (2.7)$$

2. При других волновых числах

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

За Q можем взять верхний предел дроби

$$\frac{2/3 (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] F_1}{F_2^2 + (2/3 \omega_e \tau_e k_y \rho)^2}$$

Величина $2/3 k_y^2 F_1$ не больше знаменателя этой дроби. Поэтому

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

и, следовательно,

$$|\alpha| < D_a^{-1} (\omega_e \tau_e b_i E_0)^2 [1 + (\omega_e \tau_e)^2] \quad (2.8)$$

Сопоставляя соотношения (2.7) и (2.8), заключаем, что при любых волновых числах 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 соотношении (2.5) дробь меньше величины ω_0

$$\omega_0 = k_y \rho \left\{ \frac{b_i}{b_e} \omega_e \tau_e D_e + \frac{4}{\omega_e \tau_e} [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)] \right\} = k_y b_i E_0 [1 + (\omega_e \tau_e)^2]$$

Следовательно, при любых волновых числах

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

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

С увеличением ν^2 положительная часть дроби в (2.4) уменьшается менее заметно, чем отрицательная. Поэтому более тонкие плазменные слои должны быть менее неустойчивыми, чем толстые.

3. Рассмотрим баланс заряженных частиц в плазменном слое. В исходном состоянии диффузионные потоки заряженных частиц, направленные вдоль осей y и z , не зависят от соответствующих координат. Поэтому указанные потоки не могут проявиться в балансе частиц. Баланс частиц в слое определяется диффузионными потоками, действующими вдоль оси x , и ионизацией.

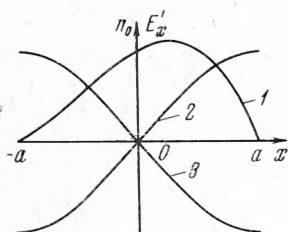
В направлении оси x потоки частиц вызваны индуцированным электрическим полем и градиентом концентрации, а в случае электронов — и внешним электрическим полем. Скорости дрейфа частиц в этом направлении равны, и режим диффузии будет амбиполярным, который поддерживается электрическими полями. Соответствующие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

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

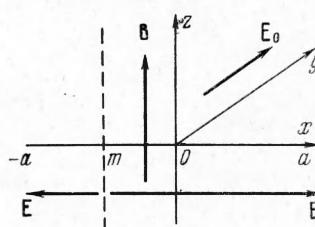
Здесь $\rho \cos \nu l + \nu \sin \nu l = 0$, левее точки $x = l$ эти потоки направлены против оси x , правее этой точки — по оси x . Общее число частиц, уносимых каждым из потоков $\Gamma_{0x}^e, \Gamma_{0x}^e$ в единицу времени из объема $2a \times 1 \times 1$, равно

$$2 \frac{\beta b_e}{\beta b_e + b_i} \nu N_0 \operatorname{ch} \rho a$$

Такое же количество частиц каждого сорта возникает в единицу времени в указанном объеме за счет ионизации. Таким образом, баланс частиц в слое обеспечивается, что позволяет рассматривать исходное состояние как равновесное.



Фиг. 1



Фиг. 2

Чтобы рассмотреть баланс частиц в возмущенном состоянии, привлечем уравнение непрерывности ионов в возмущениях

$$i\omega_r + \alpha) n_1 = -b_i \left[\frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{\partial \Psi_0}{\partial x} + n_0 \Delta \Psi_1 + \frac{\partial}{\partial x} \left(n_1 \frac{\partial \Psi_0}{\partial x} \right) - E_0 \frac{\partial n_1}{\partial y} \right] - D_i \Delta n_1 - Z n_1 \quad (3.1)$$

Здесь n_1 и Ψ_1 задаются соотношениями (2.1). В последних между величинами N_1 и Ψ_1 существует следующая связь (см. (2.3)):

$$\Psi_1 = \kappa N_1 e^{i\delta}, \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\omega_r - k_y b_i E_0}{\alpha + D_a \rho^2 - D_i k^2}, \quad \kappa = \operatorname{const}$$

Придерживаясь по-прежнему идеи метода Галеркина, используем условие ортогональности (3.1) по отношению к базисной функции $\cos \nu x$. Введем обозначение

$$\{f\}^* = \int_{-a}^a f \cos \nu x dx$$

Тогда получим

$$\{n_1\}^* = N_1 a, \quad \{\Delta n_1\}^* = -(\nu^2 + k^2) N_1 a \quad (3.2)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(n_1 \frac{\partial \Psi_0}{\partial x} \right) \right\}^* = -\frac{\nu^2}{b_i} D_c N_1 a, \quad \Theta = -\frac{b_i}{2} F_1 \{n_0\}^* \kappa N_1 a \cos \delta$$

$$\Theta = \operatorname{Re} \left(\left\{ \frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} \right\}^* + \{n_0 \Delta \Psi_1\}^* \right) \quad (3.3)$$

Теперь нетрудно установить происхождение отдельных членов в соотношении (2.4). Первые два члена в (2.4) отражают эффект ионизации и изменения диффузионных потоков, обусловленных градиентом возмущенной концентрации и действием на эту концентрацию индуцированного в исходном состоянии электрического поля,

$$-Z \{n_1\}^* - D_i \{\Delta n_1\}^* - b_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(n_1 \frac{\partial \Psi_0}{\partial x} \right) \right\}^* = D_i k^2 - D_a \rho^2$$

так как $Z \approx D_a (\rho^2 + \nu^2)$. При этом указанное изменение потоков, в противоположность ионизации, оказывает стабилизирующее действие на 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. Сопоставляя вещественную часть уравнения (3.1) с (2.4), приходим к заключению, что условие $\cos \delta \approx 0$ равносильно следующему:

$$F_2 k_\omega^2 D_e b_i / b_e \approx \frac{2}{3} (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]$$

а величина Θ , обусловленная действием возмущенного электрического поля на равновесную концентрацию ионов, адекватна третьему члену (дроби) в (2.4).

Наглядное представление о роли возмущенного электрического поля дает фиг. 1. На этой фигуре кривая 1 представляет распределение равновесной концентрации, кривые 2, 3 — возможные распределения x -компоненты возмущенного электрического поля E_x . Кривой 2 соответствует $\cos \delta > 0$, кривой 3 — $\cos \delta < 0$. Дестабилизирующая роль возмущенного поля (кривая 3) заключается в том, что под его действием ионы продвигаются к середине слоя.

Неустойчивость означает нарушение баланса между частицами, покидающими слой, и частицами, возникающими из-за ионизации. В результате в слое образуется избыточное, по сравнению с равновесным состоянием, число частиц. Последнее можно определить, умножив правую часть уравнения (3.1) на $\cos \nu x$ и проинтегрировав ее по объему $2a \times \tau_y \times \tau_z$ (τ_y, τ_z — длина полуволны в направлениях y и z). Теперь условие неустойчивости вследствие адекватности дроби в (2.4) и величины Θ можно записать так:

$$F_2 k_\omega^2 \frac{b_i}{b_e} D_e < \frac{2}{3} (k_y \rho)^2 [2D_a + (\omega_e \tau_e)^2 (D_a + D_i)]$$

$$D_i k^2 < D_a \rho^2 + \frac{b_i}{2} F_{1n}^* \kappa |\cos \delta| \quad (3.4)$$

В заключение отметим, что мнимая часть уравнения (3.4) дает результат, совпадающий с (2.5), но через коэффициент κ .

Рассмотрение уравнения непрерывности для электронной компоненты приведет к аналогичным результатам, т. е. к соотношениям (2.4), (2.5) и (3.4), поскольку

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

где Γ_1^e и Γ_1^i — соответственно линеаризованные диффузионные потоки электронов и ионов. Однако роль отдельных членов в этом уравнении иная, чем в уравнении непрерывности для ионов. Это связано с антипараллельным движением электронов в электрическом поле и движением их под действием лоренцевых сил. Здесь рассмотрим лишь один вопрос: выясним условие, при котором поле E_x получает распределение, аналогичное кривой 3 на фиг. 1.

На фиг. 2 показано направление полей в плазменном слое. Индуцированное в равновесном состоянии электрическое поле E изменяется вдоль координаты x (см. (1.9)), правее плоскости yz , проходящей через точку m (правая область), это поле направлено по оси x , левее этой плоскости (левая область) — против.

Под действием внешних полей B и E_0 электроны дрейфуют в положительном направлении оси x со скоростью $\omega_e \tau_e b_{e\perp} E_0$. Поскольку скорость дрейфа ионов иная (в данном случае она равна нулю, так как было пренебрежено циклотронной частотой ионов), происходит разделение зарядов, и в слое индуцируется электрическое поле E_{01} , совпадающее с положительным направлением оси x . Дрейф электронов под действием полей B и E происходит в направлении оси y . Индуцированное в результате этого электрическое поле E_1 в левой области направлено по оси y , в правой области — против. Поле E_1 , вместе с магнитным, вызывает дрейф электронов уже по оси x , и в слое индуцируется электрическое поле E_2 с направлением, параллельным оси x в левой области, и антипараллельными — в правой. Таким образом, x -компонента индуцированного поля будет равна $i(E_{01} + E_2)$ — в левой области и $i(E_{01} - E_2)$ — в правой. Отсюда следует, что распределение возмущенного поля E_x по типу кривой 3 (фиг. 1) возможно, если в правой области $E_2 > E_{01}$, что в пределах данной области равносильно требованию $E_1 > E_0$ или $\omega_e \tau_e E > E_0$.

Поступила 6 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. S i m o n A. Instability of a Partially Ionized Plasma in Crossed Electric and Magnetic Fields. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
2. K a d o m t s e v B. B., N e d o s p a s o v A. V. Instability of the Positive Column in a Magnetic Field and the «Anomalous» Diffusion Effect. J. Nucl. Energy, 1960, pt. C, vol. 1.
3. R o s e n b l u t h M. N., L o n g m i r e C. L. Stability of Plasmas Confined by Magnetic Fields. Ann. Phys., 1957, vol. 4, No. 2.
4. M o r s e D. L. Low-Frequency Instability of Partially Ionised Plasma. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 7.
5. H o h F. C., L e h n e r t B. Experiments of Diffusion in a Plasma Column in Longitudinal Magnetic Fields. Pros. Fourth Int. Con. on Ionization Phenomena in Gases, 1960, vol. 2.