

- [1] *Gettsho R.A., Mitchell A., Scheller G.R.* // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. P. 6407.
- [2] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1041.
- [3] *Москалев Б.И.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1962. № 12. С. 65.
- [4] *Моченев С.Б.* // Радиофизика. 1964. Т. 7. № 5. С. 1005.
- [5] *Little P.F., von Engel A.* // Proc. Roy. Soc. 1954. Vol. A224. P. 209.
- [6] *Клярфельд Б.Н., Москалев Б.И.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 6. С. 1066.
- [7] *Moskalev B.I.* // Proc. 9-th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Bucharest. 1969. P. 166.
- [8] *Москалев Б.И.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2056.
- [9] *Абрамович Л.Ю., Клярфельд Б.Н., Настич Ю.Н.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 714.
- [10] *Moskalev B.I.* // 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Beograd, 1965. P. 38.
- [11] *Москалев Б.И.* // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1969. № 9. С. 92.
- [12] *Langmuir I., Mott-Smith H.M.* // The collected Works of Irving Langmuir. Vol. 4. P. 99 (Phys. Rev. Vol. 28. N 4. 1926).
- [13] *Дарроу К.К.* // Электрические явления в газах. Харьков; Киев, ОНТИ, 1937. С. 87.
- [14] *Клярфельд Б.Н., Соболев В.Д.* // ЖТФ. 1947. Т. 17. Вып. 3. С. 319.
- [15] *Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А.* // ЖТФ. 1958. Т. 28. С. 296.
- [16] *Клярфельд Б.Н.* // ЖЭТФ. 1952. Т. 22. С. 66.
- [17] Термомиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я.Мойжеса, Г.Е.Пикуса. М.: Наука, 1973. 301 с.
- [18] *Райзер Ю.П.* // Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [19] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 3. С. 362.
- [20] *Москалев Б.И.* Разряд с полым катодом. М.: Энергия. 1969. 184 с.
- [21] *Москалев Б.И.* Канд. дис. М., 1968. 127 с.

01;04;10
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 11, 1995

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ ПЛОТНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ

С.Ю.Удовиченко

Научно-исследовательский институт
электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,
189631, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 24 октября 1994 г.
В окончательной редакции 8 декабря 1994 г.)

Введение

Квазистационарные сильноточные электронные пучки находят все большее применение в плазменной СВЧ электронике, плазмохимии, газовых лазерах с электронной накачкой. Перспективно использование мощных электронных пучков и для передачи энергии на большие расстояния. В связи с этим возникает необходимость изучения равновесия электронно-пучковой плазмы, созданной при ионизации газа быстрыми электронами.

В работе [1] исследовано стационарное состояние столкновительной плазмы, образованной слаботочным электронным пучком в газе. При этом не было необходимости учитывать собственное магнитное поле ЭП. В [2] исследована зависимость радиального распределения плотности и потенциала разреженной плазмы с учетом собственного магнитного поля ЭП. Предполагалось движение ионной компоненты бесстолкновительным, а движение электронной компоненты плазмы в режиме замагниченной диффузии. В настоящей работе рассматривается стационарное состояние столкновительной плазмы, образованной сильноточным ЭП. Такая плотная электронно-пучковая плазма характерна, например, для мощных газовых лазеров с электронной накачкой.

Пространственное распределение электронно-пучковой плазмы

Уравнение амбиполярной диффузии, описывающее пространственную структуру слабоионизованной электронно-пучковой плазмы, находится с помощью стационарных уравнений движения компонент плазмы

$$\begin{aligned} -\frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dr} + e \frac{d\varphi}{dr} + \frac{e}{c} u_{ez} B_\theta^s - m_e u_{er} \left(\nu_{e0} + \nu_n \frac{n_b}{n_e} \right) &= 0, \\ \frac{e}{c} u_{er} B_\theta^s + m_e u_{ez} \left(\nu_{e0} + \nu_n \frac{n_b}{n_e} \right) &= 0, \\ -e \frac{d\varphi}{dr} - m_i u_{ir} \left(\frac{\nu_{i0}}{2} + \nu_n \frac{n_b}{n_i} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\nu_{\alpha 0}$ — частота упругих столкновений компонент плазмы с нейтральными частицами газа; $\alpha = e, i$; $\nu_n = \sigma_i n_g v_b$ — частота образования частиц плазмы при ионизации газа, σ_i — сечение ионизации нейтрального атома электроном пучка, n_g — плотность газа, v_b и n_b — скорость и плотность электронов пучка; $n_i \approx n_e \gg n_b$ в плотной квазинейтральной плазме; $u_{er} \approx u_{ir}$; n_α и $u_{\alpha r}$ — плотность и радиальная гидродинамическая скорость компонент плазмы; T_e — температура электронов неизотермической плазмы ($T_e \gg T_i$); собственное магнитное поле пучка с однородной плотностью $B_\theta^s(r \leq r_b) = -2Ir/cr_b^2$ и $B_\theta^s(r > r_b) = -2I/cr$; I и r_b — ток и радиус пучка.

Система уравнений (1) записана в условиях, когда влиянием магнитного поля пучка на движение ионов плазмы можно пренебречь $\omega_{Bi} = eB_\theta^s/m_i c \ll \nu_{i0}$.

Уравнение диффузии плазмы в объеме пучка имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r F_l \frac{dn_i}{dr} \right) = -\nu_n n_b, \quad (2)$$

где $l = 1$ и 2 ; $F_1 = D_{A1}^y = D_A^y [1 + (2m_e \nu_{e0}/m_i \nu_{i0})(1 + \omega_{Be}^2/\nu_{e0}^2)]^{-1}$; $F_2 = D_A^y (n_i/n_b) [1 + (m_e/m_i)(1 + \omega_{Be}^2 n_i^2/n_b^2 \nu_n^2)]^{-1}$; $D_A^y = 2T_e/m_i \nu_{i0}$ и $D_A^y = T_e/m_i \nu_n$ — соответственно коэффициенты амбиполярной диффузии при упругих столкновениях в плазме и при неупругих столкновениях частиц пучка с атомами газа в отсутствие магнитного поля.

При низкой плотности газа в системе уравнений (1) член, связанный с рождением новых ионов, доминирует над членом, определяющим упругое трение ионов об нейтральные атомы ($\nu_{\alpha 0} \ll \nu_n n_b / n_\alpha$). В этих условиях в уравнении (2) необходимо положить $l = 2$. В противоположном случае $l = 1$. За пределами пучка в обоих случаях коэффициент диффузии равен $D_{A\perp}^y$, а правая часть уравнения (2) равна нулю.

Радиальное распределение плотности плазмы при высокой плотности газа, когда $\nu_{\alpha 0} \gg \nu_n n_b / n_\alpha$, имеет следующий вид:

$$n_i(r < r_b) = (1 + Ar^2/r_b^2) \left[\frac{n_i(R)}{1 + Ar_b^2/R^2} + \frac{\nu_n n_b r_b^2}{4D_{A\perp}^y} \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2} + 2 \ln \frac{R}{r_b} \right) \right],$$

$$n_i(r \geq r_b) = (1 + Ar_b^2/r^2) \left(\frac{n_i(R)}{1 + Ar_b^2/R^2} + \frac{\nu_n n_b r_b^2}{2D_{A\perp}^y} \ln \frac{R}{r} \right), \quad (3)$$

где $A = 8(m_e/m_i)(I^2/I_A^2)c^2/r_b^2\nu_{e0}\nu_{i0}$; $I_A = m_e c^3/e$; $n_i(R)$ — граничная плотность квазинейтральной плазмы.

В условиях обратного неравенства $\nu_{\alpha 0} \ll \nu_n n_b / n_\alpha$ радиальное распределение плотности плазмы за пределами пучка остается тем же самым, что и в (3). В объеме пучка

$$n_i^2(r < r_b) = \exp [B(1 - r^4/r_b^4)] \left\{ n_i^2(r_b) + C \exp(-B) \left[\operatorname{erf} i(B^{1/2}) - \operatorname{erf} i(B^{1/2} r^2/r_b^2) \right] \right\}, \quad (4)$$

где $B = (m_e/m_i)(I^2/I_A^2)(c^2/v_s^2)$; $C = \pi^{1/2} n_b^2 r_b^2 \nu_n^2 / 4B^{1/2} v_s^2$; $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ — скорость ионного звука; $n_i(r_b)$ дается вторым выражением в (3).

Радиальное амбиполярное движение незамагниченной плазмы ($\omega_{Ve} \ll \nu_{e0} + \nu_n n_b / n_e$, где $\omega_{Ve} = eB_\theta^2/m_e c$) определяется наименее подвижной компонентой — ионами, а электрическое поле соответствует бoльцмановскому распределению электронов $E_r = -(T_e/en_e)dn_e/dr$. В замагниченной плазме амбиполярная диффузия определяется электронами, а поле соответствует бoльцмановскому распределению ионов $E_r = (T_i/en_i)dn_i/dr$. Температура T_e находится из уравнения баланса энергии электронов [1], а температура ионов T_i соответствует температуре атомов газа.

Эффективные граничные условия

Граничные условия для плотности плазмы $n_i(R)$, наложенные на стенке камеры, необходимо перенести в область квазинейтральной плазмы, не рассматривая структуру заряженного пристеночного слоя. В достаточно плотном газе длина свободного пробега при упругих столкновениях компонент плазмы с нейтральными атомами λ_{i0} и λ_{e0} могут оказаться меньше толщины заряженного слоя. Толщина слоя d порядка дебаевского радиуса электрона $\lambda_{de} = (T_e/4\pi e^2 n^*)^{1/2}$, где n^* — плотность электронов на границе плазма-слой. Порядок смещения плазменных электронов при столкновениях с нейтральными атомами

равен ларморовский радиус радиуса ρ_e . С уменьшением плотности плазмы и с ростом магнитного поля (низкая плотность газа и большой ток пучка) ларморовский радиус электронов плазмы может так же, как и $\lambda_{\alpha 0}$, оказаться меньше толщины слоя. Через такой слой компоненты плазмы протекают в диффузионном режиме.

Граничная плотность ускоряющихся по направлению к стенке ионов в квазинейтральной неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазме равна [3]

$$n_i(R-d) = n^* = (\Gamma_i^2 / 4\pi b_i^2 T_e)^{1/3}, \quad (5)$$

где Γ_i и b_i — гидродинамический поток и коэффициент подвижности ионов.

При определении выражения (5) учитывалось, что в незамагниченной плазме коэффициент подвижности электронов поперек магнитного поля $b_{e\perp}$ значительно выше ионного коэффициента подвижности b_i . Гидродинамический ионный поток на границе плазмы находится из уравнения непрерывности для ионов и равен $\Gamma_i = n_i u_{ir} = \nu_n n_b r_b^2 / 2R$.

В сильном магнитном поле $b_{e\perp} = e\nu_{e0} / m_e \omega_{Be}^2 \ll b_i = 2e / \nu_{i0} m_i$ и для граничной плотности квазинейтральной плазмы, в которой электроны ускоряются по направлению к стенке, по аналогии с (5) находим

$$n_e(R-d) = n^* = (\Gamma_e^2 T_e / D_{e\perp}^2 4\pi e^2)^{1/3}, \quad (6)$$

где электронный поток Γ_e равен ионному потоку Γ_i при отсутствии тока на стенку $D_{e\perp} = T_e \nu_{e0} / m_e \omega_{Be}^2$ — коэффициент поперечной электронной диффузии.

Когда выполняется одно из неравенств $\lambda_{\alpha 0}, \rho_e > d$, заряженный пристеночный слой оказывается бесстолкновительным. В условиях $b_i \ll b_{e\perp}$, когда плазма заряжается положительно относительно стенок, средняя направленная скорость ионов на границе плазма-слой определяется критерием Бома $u_{ir}(R-d) = 0.76(2T_e/m_i)^{1/2} \approx v_s$. При известном потоке ускоряемых к стенке ионов задание скорости натекания ионов в слой определяет граничную плотность плазмы

$$n^* = \nu_n n_b r_b^2 / 2R v_s. \quad (7)$$

В сильном магнитном поле диффузионная компонента электронного тока при $T_e \gg T_i$ преобладает над полевой в объеме столкновительной плазмы, так как глубина потенциальной ямы мала $\Delta\varphi = T_i \ln[n_e(0)/n_e(R)]$. Поэтому средняя дрейфовая скорость натекания электронов в бесстолкновительный слой равна [4] $u_{de} = 0.578 v_{Te}$, где $v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов. Для граничной плотности плазмы в этом случае имеем

$$n^* = \nu_n n_b r_b^2 / 2R u_{de}. \quad (8)$$

Определены значения плотности столкновительной электронно-пучковой плазмы при соответствующих эффективных граничных условиях для различных величин тока и плотности газа.

Механизм переноса плазмы поперек магнитного поля при учете только неупругих процессов в газе такой же, как и в случае упругих столкновений заряженных частиц с атомами газа. Смещение заряженных компонент плазмы на ларморовские радиусы происходит за счет отдачи избыточной энергии медленным ионам и электронам при ионизирующих столкновениях электронов пучка и нейтральных атомов.

С учетом собственного магнитного поля ЭП плотность плазмы вдали от оси и стенки камеры возрастает в A раз (в сильноточном пучке $A \gg 1$).

Плотность замагниченной плазмы на границе со столкновительным заряженным слоем у стенки в $(m_e^2 \omega_{Be}^4 / m_i^2 v_{i0}^2 v_{e0}^2)^{1/3}$ раз выше, чем соответствующая плотность незамагниченной плазмы.

При учете сильного собственного магнитного поля пучка в условиях бесстолкновительного пристеночного слоя граничная плотность квазинейтральной плазмы уменьшается в vT_e/v_s раз.

Электронная температура, входящая в выражение для амбиполярного электрического поля незамагниченной плазмы, определяется из уравнения нелокального баланса энергии электронов, которое имеет тот же вид, что и без учета собственного магнитного поля ЭП [1]. При незамагниченных электронах плазмы и ионах пучка пространственный инкремент электронных ленгмюровских колебаний, в поле которых происходит нагрев плазмы, не отличается от инкремента пучковой неустойчивости в отсутствие магнитного поля. Остается определить гидродинамический поток ранее захваченных в потенциальную яму плазмы и вырывающихся из нее электронов. Если пристеночный заряженный слой является столкновительным ($\lambda_{e0}, \rho_e < d$), то для определения потока электронов, движущихся поперек магнитного поля к стенке, применимо диффузионное приближение [1]. В условиях пролетного пристеночного слоя для потока электронов на стенку, запертых поперек слабого магнитного поля, строгое решение получено в [3]. В этом случае движение электронов приобретает характер диффузии не только по скоростям, но и по ларморовским орбитам.

Обратим внимание на то обстоятельство, что рассмотренное состояние компенсации объемного заряда характерно для стационарного электронного пучка. В длинном и узком пучке продольной составляющей по сравнению с радиальной составляющей амбиполярного электрического поля плазмы обычно пренебрегают $E_z \sim T_e/eL \ll E_r \sim T_e/er_b$, где L — длина пучка.

В квазистационарном пучке помимо зарядовой нейтрализации происходит нейтрализация тока пучка индуцированным обратным током в плазме, связанным с возбуждением на фронте пучка продольного электрического поля. В результате токовой нейтрализации полный ток пучка может значительно уменьшиться и локализоваться в области толщиной $\lambda_p = c/\omega_{pe}$ вблизи границы пучка, если $\lambda_p \ll r_b$. Токовая нейтрализация приводит к уменьшению магнитного поля пучка, так что суммарное поле $B_\theta \sim B_\theta^s \lambda_p / r_b \ll B_\theta^s$ [5]. Индуцированный продольный ток в плазме будет отсутствовать при $\lambda_p > r_b$ и при наличии диссипативных эффектов.

- [1] Аланакян Ю.Р., Штернов Н.П. // Физика плазмы. 1994. Т. 17. Вып. 3. С. 347.
 [2] Жаринов А.В., Мовсисянц Ю.Б., Тосунян Г.А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 6. С. 694.
 [3] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988.
 [4] Термоэлектрическое преобразование энергии и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973.
 [5] Hammer D.A., Rostoker N. // Phys. Fluids. 1970. Vol. 13. P. 1831.

01;04
 © 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 11, 1995

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ АЗИМУТАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ

В.А.Кутвицкий, Л.С.Соловьев

Институт земного магнетизма, ионосферы
 и распространения радиоволн РАН,
 142092, Троицк, Московская область, Россия
 (Поступило в Редакцию 23 ноября 1994 г.)

Исследование малых азимутальных колебаний цилиндрического тока в рамках двухжидкостной электромагнитной газодинамики (ЭМГД) приводит к обнаружению двух новых эффектов: неустойчивости и ускорения заряженных частиц, отсутствующих в классической магнитной гидродинамике (МГД). Рассмотренный механизм динамического ускорения частиц представляется ответственным за происхождение частиц высоких энергий в лабораторной и космической плазме.

Равновесные цилиндрические токи

Задача о равновесии круглого плазменного цилиндра с продольным током в релятивистской РЭМГД ^[1,2] сводится к решению четырех уравнений

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_r = 4\pi e \left(\frac{n_+}{\Gamma_+} - \frac{n_-}{\Gamma_-} \right), \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r B_\varphi = \frac{4\pi e}{c} \left(\frac{n_+ v_+}{\Gamma_+} - \frac{n_- v_-}{\Gamma_-} \right),$$

$$\frac{dp}{dr} = \pm \frac{en}{\Gamma} \left(E_r - \frac{v}{c} B_\varphi \right), \quad (1)$$

где r, φ, z — цилиндрические координаты; \mathbf{E} — электрическое поле; \mathbf{B} — магнитное поле; v_\pm — скорости; p_\pm и n_\pm — инвариантные давления и концентрации; $e_\pm = \pm e$ — заряды; $\Gamma_\pm = (1 - v_\pm^2/c^2)^{1/2}$ — релятивистский корень.