

01;04;10

Электронный теплоперенос в магнитном фильтре объемно-плазменного источника H^-/D^-

© О.Л. Вересов, С.В. Григоренко, С.Ю. Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,
189631 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 22 июня 1999 г.)

Обосновывается стационарная одномерная модель энергетического баланса электронов в области магнитного фильтра объемно-плазменного источника ионов. С помощью уравнения локального баланса энергий электронов и стационарного профиля плотности компонент плазмы найдено аналитическое распределение электронной температуры поперек магнитного поля, хорошо согласующееся с экспериментальной зависимостью. Найденное распределение температуры позволяет на следующем этапе уточнить баланс частиц плазмы с двумя сортами ионов и соответственно оптимальные условия формирования пучка H^-/D^- и извлечения его из источника.

Введение

В работе [1] предложена модель переноса плазмы с двумя сортами ионов поперек магнитного поля в стационарном объемно-плазменном источнике отрицательных ионов, предназначенном для внешней инжекции ионных пучков в ускорителе циклотронного типа. Найденные на основе этой модели распределения электрического поля и плотности компонент плазмы позволили определить оптимальные условия формирования пучка H^-/D^- . Расчетные параметры плазмы качественно согласуются с экспериментальными данными, полученными на мультипольных двухкамерных источниках ионов с магнитным фильтром, привязанным к плазменному электроду [1,2]. Количественное сравнение результатов оказывалось некорректным, поскольку в расчетах закладывалось среднее экспериментальное значение температуры электронов в первой камере (области генерации плазмы) и пренебрегалось его изменением во второй камере (области магнитного фильтра). Однако, как показывают экспериментальные данные, электронная температура является функцией магнитного и электрического полей, а также других параметров плазмы в области магнитного фильтра. На длине магнитного фильтра может происходить существенное охлаждение электронов плазмы, что и стимулирует более эффективную генерацию отрицательных ионов в результате диссоциативного прилипания медленных электронов к возбужденным молекулам газа.

Охлаждение электронов плазмы в поперечном магнитном поле объемно-плазменного источника ионов исследовалось в работах [3,4]. Однако полученная формула для изменения электронной температуры является полупериодической, так как проходящий через магнитный фильтр электронный поток тепла связывался коэффициентом пропорциональности с потоком самих частиц. Значение этого коэффициента изменялось в широком интервале и подбиралось путем совмещения расчетной и экспериментальной кривых, отражающих зависимость температуры электронов от величины магнитного пото-

ка. Найденное в [5] распределение электронной температуры на длине магнитного фильтра также является полупериодическим. Константы этого распределения определялись с помощью соответствующих экспериментальных зависимостей для плотности и температуры электронов, а также потенциала плазмы. В предложенной теоретической модели [5] стационарное распределение плотности электронной компоненты плазмы задавалось одномерным (поперек магнитного поля) экспоненциально спадающим профилем, а температура электронов представлялась двумерной функцией координат. Сравнение длины энергетической релаксации электронов с размерами камеры исследуемого ионного источника показывает, что вдоль магнитного поля электронная теплопроводность выравнивает температуру. Следовательно, электронная температура является одномерной функцией координаты, поперечной магнитному полю.

В настоящей работе на основе уравнения баланса энергий электронов и распределения плотности компонент плазмы [1] найден стационарный профиль электронной температуры поперек магнитного поля в мультипольном двухкамерном источнике ионов, позволяющий на следующем этапе уточнить баланс частиц плазмы с двумя сортами ионов и соответственно оптимальные условия формирования и экстракции пучка H^-/D^- из источника.

Обоснование одномерности уравнения баланса энергий электронов

Анализ электронного теплопереноса в магнитном поле проведем применительно к классической схеме мультикаспового двухкамерного источника ионов, описанного в [1,2]. Вторая камера (область магнитного фильтра) представляет собой цилиндр радиуса R и длиной L_f , в торце которого размещен плазменный электрод с вытягивающим отверстием. Магнитное поле направлено поперек оси цилиндра z и имеет колоколообразное распределение вдоль этой координаты. Пренебрежем неоднородностью магнитного поля B , положив его величину

равной среднему значению поля на длине фильтра L_f , так чтобы сохранялся магнитный поток $\int_0^{L_f} B dz$. Начало координат совместим со входом во вторую камеру. Генерация плазмы производится в первой камере (отрицательные значения оси ординат z).

В общем виде стационарное уравнение баланса энергий электронов во второй камере трехмерно и при условии, что энергия направленного движения много меньше хаотической, $m_e u_e^2/2 \ll T_e$, имеет вид [6]

$$\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{q}_e + (n_e \mathbf{u}_e) \nabla T_e + \frac{2}{3} n_e T_e \operatorname{div} \mathbf{u}_e + \frac{2m_e}{m_0} n_e T_e \nu_{e0} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{q}_e , \mathbf{u}_e , n_e , T_e , m_e — тепловой поток, направленная скорость, плотность, температура и масса электронов соответственно; m_0 — масса нейтральных молекул газа; ν_{e0} — усредненная по относительным скоростям частота упругих столкновений электронов с нейтральными молекулами.

Покажем, что температура электронов является одномерной функцией координат $T_e(z)$. Длина энергетической релаксации электрона в слабоионизованной плазме вдоль и поперек магнитного поля соответственно равна [7]

$$\lambda_{\parallel} = \left(\frac{10}{3} \frac{T_e}{m_e^2} \frac{m_0}{\nu_{e0}} \right)^{1/2}, \quad \lambda_{\perp} = \lambda_{\parallel} \frac{\nu_{e0}}{\omega_{Be}}, \quad (2)$$

$\omega_{Be} = eB/m_e c$ — циклотронная частота электрона.

Оценки показывают, что для данного типа источников $\lambda_{\parallel} \gg R$ и $\lambda_{\perp} < L_f$. Следовательно, электронная теплопроводность выравнивает температуру вдоль магнитного поля, а поперек магнитного поля реализуется локальный баланс энергии, удовлетворяющий уравнению (1).

Направленная скорость электронов, входящая в (1), определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_e &= \mathbf{u}_{e\parallel} + \mathbf{u}_{ed} + \mathbf{u}_{et}, \\ \mathbf{u}_{e\parallel} &= b_{e\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} - D_{e\parallel} \frac{\nabla_{\parallel}(n_e T_e)}{n_e T_e}, \\ \mathbf{u}_{et} &= b_{e\perp} \mathbf{E}_{\perp} - D_{e\perp} \frac{\nabla_{\perp}(n_e T_e)}{n_e T_e}, \\ \mathbf{u}_{ed} &= b_{ed} [\mathbf{E} \times \mathbf{h}] + D_{ed} \frac{[\mathbf{h} \times \nabla(n_e T_e)]}{n_e T_e}, \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{h} — единичный вектор вдоль магнитного поля; $\mathbf{u}_{e\parallel}$, \mathbf{u}_{et} , \mathbf{u}_{ed} — составляющие направленной скорости вдоль и поперек магнитного поля соответственно.

В сильном магнитном поле коэффициенты переноса электронов принимают вид $b_{e\parallel} = e/m_e \nu_{e0}$, $D_{e\parallel} = T_e b_{e\parallel}/e$, $b_{ed} = e/m_e \omega_{Be}$, $D_{ed} = T_e b_{ed}/e$, $b_{e\perp} = e \nu_{e0}/m_e \omega_{Be}^2$, $D_{e\perp} = b_{e\perp} T_e/e$.

Электрическое поле E_{\perp} обусловлено протеканием сквозного тока через магнитный фильтр при подаче положительного потенциала смещения на плазменный

электрод по отношению к стенкам обеих камер источника. Для плазмы с двумя сортами ионов в центральной области второй камеры, когда плотность отрицательных ионов сравнима с плотностью электронов, выполняются условия $\mathbf{E}_{\perp} \gg \mathbf{E}_{\parallel}$ и $\nabla_{\perp} n_e \gg \nabla_{\parallel} n_e$. Отрицательные ионы с температурой $T_i \ll T_e$ "стребуются" полем к оси камеры и образуют область ион-ионной плазмы со слабым полем $E_{\parallel} \sim T_i/e$ [7]. Так как это поле не удерживает электроны, то плотность в радиальном направлении $n_e(r)$ близка к постоянной. Электрон-ионная плазма с сильным амбиполярным полем $E_{\parallel} \sim T_e/e$ занимает область у стенки камеры, причем основное падение потенциала происходит в узком заряженном слое на самой стенке. Поэтому вдали от стенки второй камеры вкладом в уравнение (1) составляющей $\mathbf{u}_{e\parallel}$ можно пренебречь по сравнению с \mathbf{u}_{et} .

Тепловой поток электронов, входящий в (1), имеет следующее выражение:

$$\mathbf{q}_e = \mathbf{q}_{e\parallel} + \mathbf{q}_{et} + \mathbf{q}_{ed},$$

$$\mathbf{q}_{e\parallel} = n_e T_e b_{e\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} - \frac{5}{2} n_e D_{e\parallel} \nabla_{\parallel} T_e,$$

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{et} &= -g_{Te} [n_e T_e b_{e\perp} \mathbf{E}_{\perp} + \nabla_{\perp}(n_e T_e D_{e\perp})] - \frac{5}{2} n_e D_{e\perp} \nabla_{\perp} T_e \\ &= -g_{Te} n_e T_e \mathbf{u}_{et} - \left(\frac{5}{2} + g_{Te} \right) n_e D_{e\perp} \nabla_{\perp} T_e, \end{aligned}$$

$$\mathbf{q}_{ed} = -n_e T_e b_{ed} [\mathbf{h} \times \mathbf{E}] + \frac{5}{2} D_{ed} [\mathbf{h} \times \nabla_{\perp}(n_e T_e)], \quad (4)$$

где коэффициент, определяющий термодиффузию, $g_{Te} = (T_e/\nu_{e0})(\partial \nu_{e0}/\partial T_e)$.

При $T_e \leq 3 \text{ eV}$ сечение упругого процесса столкновения электронов с нейтральными молекулами газа σ_{e0} не зависит от электронной температуры [8]. В этом случае частота столкновений пропорциональна скорости и эффективная частота с учетом максвелловского распределения электронов по скоростям равна [6] $\nu_{e0} = (4/3) \sigma_{e0} n_{H_2} \nu_{Te}$, где $\nu_{Te} = (8T_e/\pi m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, n_{H_2} — плотность молекул газа. Соответственно коэффициент $g_{Te} = 1/2$.

Тепловым потоком электронов вдоль магнитного поля $\mathbf{q}_{e\parallel}$ можно пренебречь по сравнению с потоком поперек поля $\mathbf{q}_{e\perp}$ на том же основании, что и для аналогичных компонент направленной скорости. Составляющие скорости и потока тепла электронов \mathbf{u}_{ed} и \mathbf{q}_{ed} вклад в уравнение (1) не дают, поскольку в однородном магнитном поле $\nabla[\mathbf{h} \times \mathbf{E}]$, $\nabla[\mathbf{h} \times \nabla(n_e T_e)] = 0$. Таким образом, вдали от стенки второй камеры ионного источника уравнение баланса энергий электронов (1) является одномерным, в котором направленная скорость и поток тепла электронов определяются выражениями $\mathbf{u}_{et}(z)$ и $\mathbf{q}_{et}(z)$ соответственно.

Распределение электронной температуры и плотности компонент плазмы на длине магнитного фильтра

Для определения электронной температуры из уравнения (1) необходимо знать стационарные профили плотности электронов и электрического поля в плазме с током. Перенос плазмы поперек сильного магнитного поля определяется не электронной, а тяжелыми ионными компонентами плазмы. На основе предложенной в [1] одномерной модели переноса плазмы с двумя сортами ионов поперек магнитного поля и с учетом принципа квазинейтральности плазмы можно получить следующие уравнения для плотности отрицательных ионов $n_-(x)$ и электронов $n_e(x)$ в источнике Н⁻/D⁻:

$$\frac{dn_-^*}{dx} + \alpha_2 n_-^{*2} - \alpha_1 n_-^* = 0, \quad (5)$$

$$n_e = \frac{\beta}{\gamma} n_-, \quad (6)$$

где $x = z/L_f$; $n_-^* = n_-/n_{-0}$, $n_{-0} = n_-(x=0)$,

$$\alpha_2 = \left(1 + \frac{\beta}{\gamma}\right) \frac{\gamma^2}{\beta} \frac{S_{MN}}{S_{ED}} \frac{L_f}{b_+ E_0} \left[1 + \frac{b_+}{b_-} \left(1 + \frac{\beta}{\gamma}\right)\right],$$

$$\alpha_1 = \gamma \frac{S_{IZ}}{S_{ED}} \frac{n_H}{n_{-0}} \frac{L_f}{b_+ E_0} \left[1 + \frac{b_+}{b_-} \left(1 + \frac{\beta}{\gamma}\right)\right],$$

$\beta = S_{AD} n_H$, $\gamma = S_{DA} n_{H_2(v'')}$, n_H — плотность атомов и $n_{H_2(v'')}$ — плотность возбужденных молекул газа, $S_{AD} = \langle \sigma v \rangle_{AD}$ — скорость реакции ассоциативного отщепления электрона при столкновении отрицательного иона с атомом водорода Н, $S_{DA} = \langle \sigma v \rangle_{DA}$ — скорость реакции диссоциативного прилипания электрона к возбужденной молекуле $H_2(v'')$, $S_{MN} = \langle \sigma v \rangle_{MN}$ — скорость реакции ион-ионной рекомбинации, $S_{ED} = \langle \sigma v \rangle_{ED}$ — скорость реакции отщепления электрона при столкновении электрона с отрицательным ионом, $S_{IZ} = \langle \sigma v \rangle_{IZ}$ — скорость ионизации атома Н электроном, E_0 — электрическое поле плазмы с током на входе в фильтр, подвижности положительных и отрицательных ионов $b_{\pm} = e\nu_{\pm 0}/2m_{\pm}\omega_{B_{\pm}}^2$.

Уравнение (5) получено в приближении $d\gamma/dx \ll S_{ED} dn_-^*/dx$ и $d \ln(S_{ED})/dx \ll d \ln(n_-)/dx$. Плотность возбужденных молекул определяется из баланса их образования и потерь

$$n_{H_2} n_{ef} S_{EV} = n_{H_2(v'')} \nu_{H_2}/bR, \quad (7)$$

n_{ef} — плотность быстрых электронов, поступающих с термокатода в первую камеру; S_{EV} и ν_{H_2} — скорость образования и средняя направленная скорость возбужденных молекул; $b = 5-10$ — число столкновений молекулы со стенкой, при которых она сохраняет свою степень возбуждения.

Оценки показывают, что гибель возбужденных молекул газа на стенках первой и второй камер происходит

более эффективно, чем их устранение в объеме источника в процессах S_{DA} и S_{IZ} .

Полагая в первом приближении α_1 и α_2 не зависящими от электронной температуры и координаты x , получим из (5), (6) стационарный профиль плотности электронов плазмы

$$n_e^*(x) = \exp(\alpha_1 x) \left[1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} (1 - \exp(\alpha_1 x))\right]^{-1}, \quad (8)$$

$$n_e^*(x) = n_e(x)/n_{e0}, \quad n_{e0} = n_e(x=0).$$

Соответственно распределение электрического поля в плазме с током при $\alpha_1 x \ll 1$ дается выражением

$$E_{\perp}(x) = E_0/n_-^*(x) \approx E_0[1 + (\alpha_2 - \alpha_1)x], \quad (9)$$

$E_0 = 2(\varphi_0 - \varphi_e)/(2 + \alpha_2)L_f$, φ_0 и φ_e — потенциалы плазмы в первой камере и плазменного электрода соответственно.

В рамках предложенной модели электронного теплопереноса во второй камере объемно-плазменного источника ионов уравнение (1) сводится к следующему уравнению для температуры электронов:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{A}{y} \left(\frac{dy}{dx}\right)^2 - D + 0.33E_{\perp}^* \frac{dy}{y dx} + 0.29 \frac{dE_{\perp}^*}{dx} \\ + \left(0.11E_{\perp}^* + 1.52 \frac{dy}{dx}\right) \frac{d \ln(n_e^*)}{dx} + 0.29y \frac{d^2 \ln(n_e^*)}{dx^2} \\ + 0.11y \left(\frac{d \ln(n_e^*)}{dx}\right)^2 = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $y = T_e(x)/T_{e0}$, $T_{e0} = T_e(x=0)$, $E_{\perp}^* = E_{\perp} L_f / T_{e0}$, $A = 1.64$, $D = 0.57 \omega_{Be}^2 m_e^2 L_f^2 / m_0 T_{e0}$.

Решение уравнения (10) в пренебрежении электрическим полем E_{\perp}^* и производной dn_e^*/dx определяется выражением

$$y_0(x) = \frac{T_e(x)}{T_{e0}} = \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{2D}{2A+1}\right]^{1/2} \cdot x\right]^{1/2}. \quad (11)$$

Анализ уравнения (10) показывает, что электрическое поле плазмы с током дает вклад в температуру электронов при $x \leq 1$ там, где поле максимально. Учет распределения плотности электронов важен при малых значениях аргумента, $x \geq 0$.

Используя выражение (8) в условиях $\alpha_1 x \ll 1$, получим из (10) следующее уравнение для T_e при $x \geq 0$:

$$y \frac{d^2 y}{dx^2} + A \left(\frac{dy}{dx}\right)^2 - Dy + Cy^2(1 + \alpha_2 x)^{-2} = 0, \quad (12)$$

$$C = 0.38(\alpha_2 - \alpha_1)\alpha_2.$$

Это уравнение сводится к дифференциальному уравнению первого порядка

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 = \frac{2D}{2A+1} y - \frac{Cy^2}{(1 + \alpha_2 x)^2 (A+1)}, \quad (13)$$

в котором второй член в правой части является малой добавкой к первому. Решая (13) методом последовательных приближений, получим

$$y(x \geq 0) = y_0(x) + C_1 \frac{x}{1 + \alpha_2 x}, \quad (14)$$

где $y_0(x)$ дается формулой (11), $C_1 = C[(2D/(2A + 1))^{-1/2} + 3/2\alpha_2]/2(A + 1)$.

При $x \leq 1$ в уравнении (10) можно пренебречь второй производной от функции y по отношению к основному члену D_1 и решать методом последовательных приближений следующее уравнение:

$$A \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 + 0.33 \frac{eE_0 L_f}{T_{e0}} [1 + (\alpha_2 - \alpha_1)x] \frac{dy}{dx} - D_1 y = 0, \quad (15)$$

$$D_1 = D - 0.29(\alpha_2 - \alpha_1)eE_0 L_f / T_{e0}.$$

Распределение температуры в этом случае имеет вид

$$y(x \leq 1) = \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{D_1}{A} \right)^{1/2} \cdot x \right]^{1/2} - \frac{0.08eE_0 L_f}{A(\alpha_2 - \alpha_1)T_{e0}} [1 + (\alpha_2 - \alpha_1)x]^2. \quad (16)$$

Приведем сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей $T_e(x)$ для следующих параметров плазмы ионного источника [2]: $B = 100$ Gs, $L_f \approx 5$ cm, $R = 5$ cm, $n_{H_2} = 10^{14}$ cm $^{-3}$, $n_H = 10^{13}$ cm $^{-3}$, $n_{e0} \approx 9 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$, $T_{e0} \approx 2$ eV, $\varphi_0 \approx 4$ eV, $\varphi_e \approx 1.25$ eV. На рис. 1 кривая 1 отражает экспериментальную зависимость $T_e(x)$, а кривая 2 — распределение (11). Положим в первом приближении параметры α_1 и α_2 не зависящими от температуры электронов и координаты x . Путем совмещения экспериментальной зависимости $n_e(x)$ и распределения

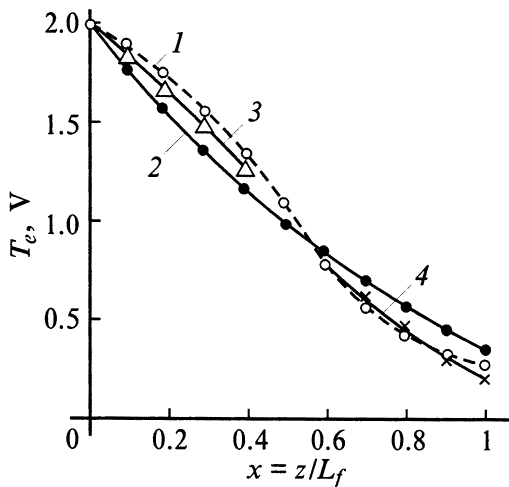


Рис. 1. Распределение электронной температуры вдоль оси источника в магнитном фильтре: 1 — экспериментальная кривая, 2 — кривая согласно формуле (11), 3 — (14), 4 — (16).

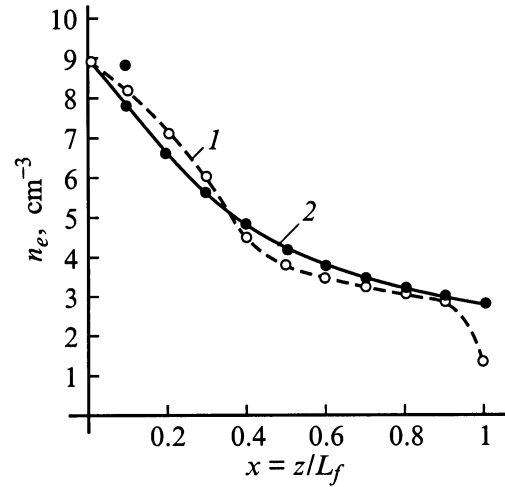


Рис. 2. Профиль плотности электронов в магнитном фильтре: 1 — экспериментальная кривая, 2 — кривая согласно формуле (8).

(8), показанных на рис. 2, получим $\alpha_2 \approx 3.3$ и $\alpha_1 \approx 0.3$. Подстановка этих значений в формулы (14) и (16) дает поправки к распределению температуры электронов (11) соответственно в виде кривых 3 и 4 на рис. 1.

Отметим, что для данных параметров плазмы ионного источника хорошо выполняются используемые в работе условия энергетической релаксации электронов $\lambda_{\parallel} \gg R$, $\lambda_1 < L_f$, а также условие $m_e u_e^2 / 2 \ll T_e$. При оценке направленной скорости электронов необходимо брать наибольшую составляющую u_{ed} , входящую в выражение (3).

Приближение одномерности модели электронного теплопереноса поперек магнитного поля вдали от стенок камеры хорошо выполняется, поскольку параметр $\beta/\gamma \approx 1.5$. В условиях повышенной реакции отщепления электронов от отрицательных ионов, когда $\beta/\gamma \gg 1$ и $n_e \gg n_-$, область электрон-ионной плазмы расширяется от стенки к оси камеры и занимает основную часть объема ионного источника [7]. При этом распределение плотности электронов становится двумерным и нарушается рассматриваемое приближение.

Заключение

Предложенная одномерная модель энергетического баланса электронов в области магнитного фильтра объемно-плазменного источника ионов позволила найти аналитическое распределение электронной температуры вдоль оси источника, хорошо согласующееся с экспериментальной зависимостью. Найденное распределение позволяет уточнить скорости элементарных процессов, зависящих от температуры электронов и определяющих равновесное распределение плотности плазмы (6), (8).

Во втором приближении уравнение для плотности отрицательных ионов (5) необходимо решать с переменными коэффициентами $\alpha_2(x)$ и $\alpha_1(x)$. Его решение

$$n_-^* = F(x) \left(\int_0^x \alpha_2(x) F(x) dx + 1 \right)^{-1},$$

где $F(x) = \exp \int_0^x \alpha_1(x) dx$, позволяет на следующем этапе уточнить профиль плотности отрицательных ионов в области магнитного фильтра, привязанного к плазменному электроду. Управляя этим профилем, можно формировать и вытягивать из источника пучок отрицательных ионов с максимальным током.

Приведенные параметры плазмы являются типичными для ионных источников рассматриваемого типа. В этих условиях учет профиля плотности электронов и электрического поля дает небольшую поправку к распределению температуры электронов в области магнитного фильтра. Фактически переменные $n_e(x)$ и $T_e(x)$, входящие в уравнение баланса энергий электронов, развязываются. Плотность электронов определяется на основе модели переноса тяжелых компонент плазмы поперек магнитного поля, которая учитывает принцип квазинейтральности плазмы. При этом изменение электронной температуры может привести к существенному изменению профиля плотности плазмы.

Если же электрическое поле плазмы велико (при увеличении потенциала в первой камере φ_0 и уменьшении потенциала плазменного электрода φ_e), то взаимосвязь распределения плотности и температуры электронов возрастает. С ростом электрического поля плазмы увеличивается электронный поток тепла в сторону области генерации плазмы (первой камеры) q_{et} (4), определяемый направленной скоростью электронов. Это приводит к более эффективному охлаждению электронной компоненты плазмы в области магнитного фильтра, прилегающей к плазменному электроду.

Список литературы

- [1] Вересов О.Л., Григоренко С.В., Удовиченко С.Ю. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 111–117.
- [2] Jayamanna K., McDonald M., Yuan D.H., Schmor P.W. // Proc. (EPAC-90) European Particle Accelerator Conf. Nice, 1990. P. 647–649. TRI-PP-90-41. June. 1990.
- [3] Ogasawara M., Yamakawa T., Sato F., Okumura Y. // Proc. Intern. Symposium on the Production and Neutralization of Negative Iron and Beams. Brookhaven (USA), 1990. P. 596.
- [4] Holmes A.J.T. // Ibid. 1992. P. 101–106.
- [5] Haas F.A., Lea L.M., Holmes A.J.T. // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. P. 1541–1550.
- [6] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1997.
- [7] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [8] Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы. М.: Атомиздат, 1969.