

БАЛАНС ЧАСТИЦ И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ.

Баланс частиц и процессы переноса в плазме рассмотрим на примере объемно-плазменного источника отрицательных ионов, показанного на рис.1.1.

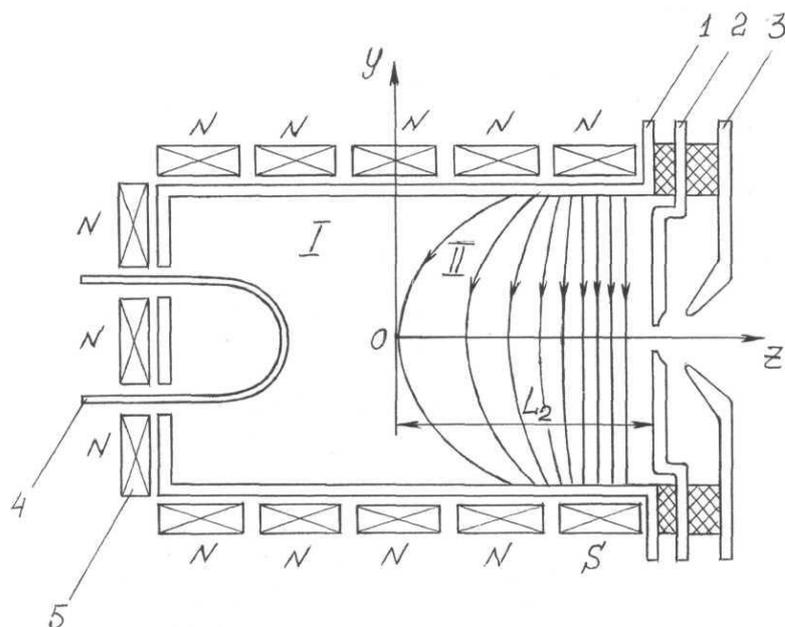
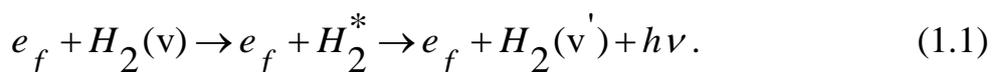


Рис.1.1. Схема мультикасового ионного источника с поперечным магнитным фильтром: I – область генерации плазмы; II – область магнитного фильтра; 1 – анод; 2 – плазменный электрод; 3 – вытягивающий электрод; 4 – термокатод; 5 – магнитный элемент.

Процесс образования отрицательного иона водорода H^- имеет двухшаговую природу. Молекулы H_2 сначала колебательно возбуждаются при столкновении с первичными высокоэнергетичными электронами, а затем захват термализованных электронов приводит к реакции диссоциативного прилипания с образованием H^- . Это обстоятельство привело к оптимальному конструктивному решению в виде двухкамерной конфигурации мультикасового ионного источника с поперечным магнитным фильтром. Несамостоятельный дуговой разряд в первой камере между накаливаемым катодом и цилиндрическим анодом служит источником слабоионизованной плазмы, в которой происходит генерация возбужденных молекул газа с помощью быстрых электронов с энергией больше 30 эВ. Доля быстрых электронов составляет десятки процентов от числа термализованных электронов плазмы с температурой в несколько

электронвольт. Во второй камере, являющейся продолжением первой и свободной от быстрых электронов, создается магнитный фильтр для поддержания теплового распределения электронов плазмы с энергией менее 1 эВ и генерации отрицательных ионов.

Колебательное возбуждение молекулы H_2 электронным ударом протекает в два этапа. Сначала, в результате соударения с быстрым электроном, молекула H_2 становится электронно-возбужденной. Затем, вследствие радиационного затухания, она переходит в основное электронное состояние, оставаясь при этом колебательно-возбужденной.



Сечение этой реакции зависит от начальных уровней колебательного возбуждения. На рис.1.2 представлены зависимости сечения колебательного возбуждения от энергии для молекулы H_2 с начальным уровнем возбуждения $v=0$.

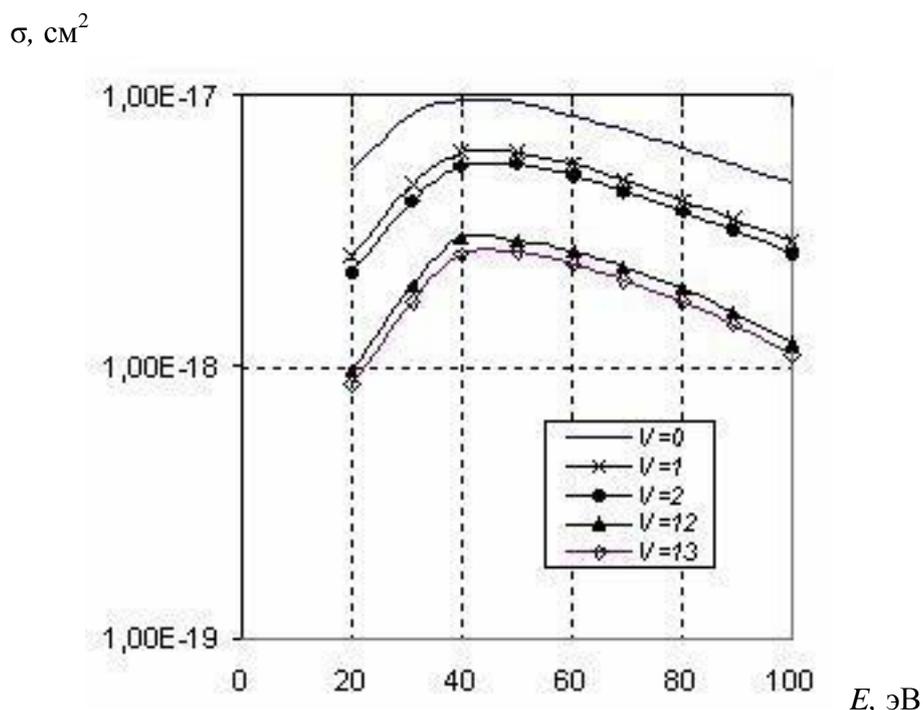
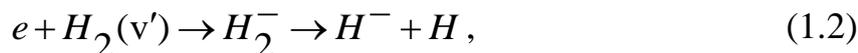


Рис.1.2. Зависимости сечения колебательного возбуждения от энергии электронов для молекулы H_2 с начальным уровнем возбуждения $V = 0$.

Во второй камере отсутствуют быстрые электроны, а температура тепловых электронов плазмы с помощью магнитного фильтра снижена до

значения $T_e \leq 1$ с тем, чтобы способствовать процессу диссоциативного прилипания:



а также, чтобы подавить реакцию столкновительного отщепления:



которая имеет максимальное сечение при энергии первичного электрона 10 эВ.

Сечение и скорость реакции диссоциативного прилипания сильно зависят от внутренней колебательно-вращательной энергии молекулы. При увеличении суммарной внутренней энергии молекулы $H_2(v', j)$ выше 3,994 эВ и энергии медленных электронов меньше 1 эВ сечение реакции достигает $2 \times 10^{-15} \text{ см}^2$. На рис.1.3 показаны зависимости скорости реакции диссоциативного прилипания от энергии электрона при различных значениях пороговой энергии E_{th} , где E_{th} – минимальная энергия электрона, который может быть присоединен к молекуле H_2 с уровнями колебательного и вращательного возбуждения (v', j) .

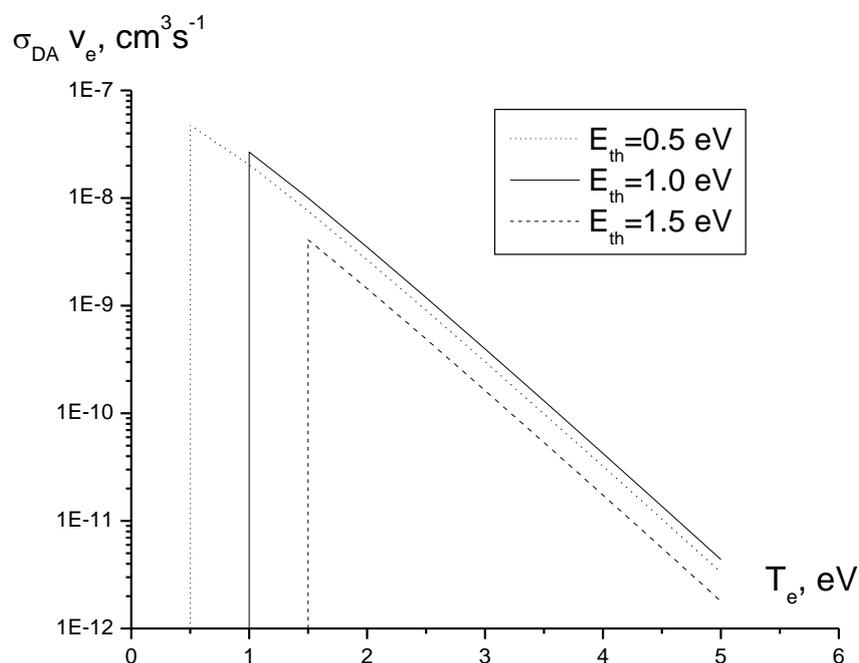


Рис.1.3. Зависимости скорости реакции диссоциативного прилипания от энергии электрона при различных значениях пороговой энергии E_{th}

Из рис.1.3 видно, что скорость реакции имеет максимум для $E_{th} = 0,5$ эВ и быстро снижается с ростом температуры электронов. Средняя скорость, которую имеют образованные ионы H^- , составляет 0.14 эВ.

Перейдем к рассмотрению процессов переноса плазмы с двумя сортами ионов поперек магнитного поля. Положительные ионы поступают в область магнитного фильтра из первой камеры, где они образуются в результате ионизации быстрыми электронами молекул и атомов газа. В рассматриваемом источнике атомарных ионов H^+ значительно больше, чем молекулярных ионов H_2^+ .

Перенос плазмы поперек сильного магнитного поля, используемого в фильтрах источников H^- , определяется не электронной, а тяжелой ионной компонентой плазмы. В замагниченной по электронам плазме ионы движутся поперек магнитного поля быстрее электронов (см. параграфы 3.2,3.4) Пренебрежение диффузией тяжелых частиц приводит к занижению почти в десять раз расчетной плотности отрицательных ионов [1.1, 1.2] по сравнению с ее экспериментальной величиной.

Правомерность использования одномерной модели плазмы вдоль магнитного фильтра обусловлена значительным превышением диаметра плазменного электрода над длиной фильтра, точнее, над длиной области замыкания магнитных силовых линий на аноде (см. рис. 1.1). Амбиполярное движение заряженных частиц плазмы вдоль силовых линий такое же, как и в отсутствие поля, и определяется легкой компонентой – электронами.

Стационарная диффузия поперек сильного магнитного поля в частично ионизованной плазме, содержащей положительные и отрицательные ионы и медленные электроны описывается следующей системой уравнений [1.3]:

$$-\frac{d}{dz} \left(D_+ \frac{dn_+}{dz} - b_+ n_+ E \right) = \langle \sigma v \rangle_{IZ} n_H n_e - \langle \sigma v \rangle_{MN} n_- n_+ - \langle \sigma v \rangle_{RV} n_e n_+, \quad (1.4)$$

$$-\frac{d}{dz} \left(D_- \frac{dn_-}{dz} + b_- n_- E \right) = \langle \sigma v \rangle_{DA} n_{H_2} (v') n_e - \langle \sigma v \rangle_{AD} n_- n_H - \langle \sigma v \rangle_{MN} n_- n_+ - \langle \sigma v \rangle_{ED} n_- n_e, \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned}
-\frac{d}{dz} \left(D_e \frac{dn_e}{dz} + b_e n_e E \right) = & - \langle \sigma v \rangle_{DA} n_{H_2} (v') n_e + \langle \sigma v \rangle_{AD} n_- n_H + \\
& + \langle \sigma v \rangle_{IZ} n_H n_e - \langle \sigma v \rangle_{RV} n_e n_+ + \langle \sigma v \rangle_{ED} n_- n_e,
\end{aligned}
\tag{1.6}$$

где $n_+ \approx n_- + n_e$ в условиях квазинейтральности плазмы;

$D_j = T_j v_{jo} \mu_{jo} / m_j^2 \omega_{Bj}^2$; $b_j = eD_j / T_j$; n_j , T_j , D_j , b_j – плотность, температура, коэффициенты диффузии и подвижности заряженных компонент плазмы соответственно; $j = +, -, e$; $\mu_{jo} = m_j m_o / (m_j + m_o)$; m_j и m_o – масса заряженных частиц и нейтральной молекулы H_2 ; $\omega_{Bj} = eB / m_j c$ – циклотронная частота; $v_{jo} = \sigma_{jo} v_{Tj} n_{H_2}$; v_{Tj} и σ_{jo} – тепловая скорость и сечение упругих столкновений заряженных частиц с нейтральными; n_{H_2} и $n_{H_2} (v')$ – плотность молекул H_2 в основном и возбужденном ($v' = 6$) состояниях соответственно; n_H – плотность атомов H .

В уравнениях (1.4)-(1.6) обозначены скорости следующих основных элементарных процессов: $\langle \sigma v \rangle_{DA}$ – диссоциативного прилипания электрона к возбужденной молекуле; $\langle \sigma v \rangle_{AD}$ – ассоциативного отщепления электрона при столкновении отрицательного иона с атомом водорода; $\langle \sigma v \rangle_{MN}$ и $\langle \sigma v \rangle_{RV}$ – ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации; $\langle \sigma v \rangle_{IZ}$ – ионизации атома H электроном; $\langle \sigma v \rangle_{ED}$ – отщепления электрона при столкновении первичного электрона с отрицательным ионом.

Приведенная система уравнений справедлива для замагниченной плазмы, когда $b_+, b_- \gg b_e$. При этом ионы могут быть незамагниченными. Температура отрицательных ионов на длине камеры практически не изменяется: $T_- \approx 0,2 \div 0,3$ эВ. Температура положительных ионов такая же или несколько меньше. Граничное условие для плотности ионов H^+ в магнитном фильтре задается плотностью плазмы n_{+o} в первой камере, которая определяется из уравнения непрерывности электронного потока на анод. При заданной плотности молекулярного водорода H_2 плотность атомов H и возбужденных молекул в колебательном состоянии $H_2 (v')$ определяется с помощью стационарных параметров плазмы в первой камере [1.1]. Оценки показывают, что гибель возбужденных молекул газа на стенках камер происходит более эффективно, чем их устранение в

объеме источника в процессах $\langle \sigma v \rangle_{DA}$ и $\langle \sigma v \rangle_{IZ}$. Плотность возбужденных молекул определяется из баланса их образования и потерь:

$$n_{H_2} n_{ef} \langle \sigma v \rangle_{EV} = n_{H_2} (v') v_{H_2} / Rb, \quad (1.7)$$

где $\langle \sigma v \rangle_{EV}$ – скорость образования возбужденных молекул и v_{H_2} – их средняя скорость; плотность быстрых электронов $n_{ef} \approx (10^{-1} \div 10^{-2}) n_e$; R – радиус камеры источника; $b = 5 \div 10$ – число столкновений молекулы со стенкой, при которых она сохраняет свою степень возбуждения.

Связь между стационарной плотностью компонент плазмы определяется из уравнения (2.6), в котором можно пренебречь подвижностью и диффузией электронов поперек магнитного поля в условиях замагниченной плазмы:

$$n_- \approx n_+ (1 + \beta / \gamma)^{-1}; \quad n_e = (\beta / \gamma) n_-, \quad (1.8)$$

где $\beta = \langle \sigma v \rangle_{AD} n_H$; $\gamma = \langle \sigma v \rangle_{DA} n_{H_2} (v')$.

Электрическое поле во второй камере обусловлено протеканием сквозного (между катодом и анодом) тока и амбиполярной диффузией двух сортов ионов плазмы. Его распределение следует из уравнений (1.4), (1.5):

$$E(z) = E_0 \frac{b_{+o} n_{+o} + b_{-o} n_{-o}}{b_{++} n_{++} + b_{--} n_{--}} + \frac{1}{e} \frac{dn_-}{dz} \frac{T_{+} b_{++} (1 + \beta / \gamma) - T_{-} b_{--}}{b_{++} n_{++} + b_{--} n_{--}}, \quad (1.9)$$

где E_0 , n_{-o} , n_{+o} – электрическое поле и плотность ионов на границе двух камер. Амбиполярное поле во второй камере пропорционально T_{\pm} , в то время как в первой камере без магнитного поля оно определяется более подвижной электронной компонентой и пропорционально T_e .

Используя дрейфовое приближение и пренебрегая диффузионными членами при $E(z) \approx E_0 n_{+o} / n_+(z) \gg T_{\pm} / eL_f$, где L_f длина второй камеры (фильтра), из уравнений (1.4), (5.5) найдем распределение плотности отрицательных ионов и потенциала вдоль магнитного фильтра ($x = z/L_f$):

$$n_-(x) / n_{-o} = \exp(\alpha_1 x) \left[1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} (1 - \exp(\alpha_1 x)) \right]^{-1}, \quad (1.10)$$

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

$$\alpha_1 = \gamma \left[1 + \frac{b_+}{b_-} \left(1 + \frac{\beta}{\gamma} \right) \right] \frac{\langle \sigma v \rangle_{IZ}}{\langle \sigma v \rangle_{ED}} \frac{n_H}{n_{-o}} \frac{L_f}{b_+ E_o},$$

где α_1 и α_2 в первом приближении не зависят от электронной температуры и координаты x .

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

$$E(x) = E_o n_{-o} / n_-(x) = E_o [1 + (\alpha_2 - \alpha_1)x]. \quad (2.11)$$

Рассмотрим модель распределения электрического поля и плотности отрицательных ионов вдоль магнитного фильтра на основе одномерных стационарных уравнений диффузии компонент плазмы. Это позволит определить оптимальные параметры плазмы в области формирования и экстракции пучка в мультипольном источнике отрицательных ионов с магнитным фильтром, привязанным к плазменному электроду.

На длине магнитного фильтра ионного источника происходит существенное охлаждение электронов плазмы, что и стимулирует эффективную генерацию отрицательных ионов в результате диссоциативного прилипания медленных электронов к возбужденным молекулам газа. Электронная температура является функцией магнитного и электрического полей, а также других параметров плазмы в области магнитного фильтра. Найдем аналитическое распределение электронной температуры вдоль оси ионного источника на основе одномерной модели энергетического баланса электронов. Сравнение длины энергетической релаксации электронов с размерами камеры ионного источника показывает [1.4], что вдоль магнитного поля электронная теплопроводность выравнивает температуру, а поперек магнитного поля реализуется локальный баланс энергии. Следовательно, температура электронов является одномерной функцией координат $T_e(z)$.

Анализ стационарного уравнения баланса энергии электронов, плотность которых определяется из (1.8) и (1.10), показывает, что электрическое поле плазмы с током дает вклад в температуру электронов при $z \leq L_f$ там, где поле максимально. Учет распределения плотности электронов важен на входе в фильтр при

$z \geq 0$. Распределение температуры на этих участках фильтра имеет вид:

$$T_e(x \geq 0)/T_{eo} = \left[1 - \frac{x}{2} \left(\frac{2D}{2A+1} \right)^{1/2} \right]^{1/2} + \frac{[(2A+1)/2D]^{1/2} + 3/2\alpha_2}{2(A+1)} \frac{Cx}{1+\alpha_2 x} \quad (2.12)$$

$$T_e(x \leq 1)/T_{eo} = \left[1 - \frac{x}{2} \left(\frac{D_1}{A} \right)^{1/2} \right]^{1/2} - \frac{0,08eE_o L_f}{A(\alpha_2 - \alpha_1)T_{eo}} [1 + (\alpha_2 - \alpha_1)x]^2, \quad (2.13)$$

где $D = 0,57 \omega^{Be2} m_e^2 L_f^2 / m_o T_{eo}$; $A = 1,64$; $C = 0,38(\alpha_2 - \alpha_1)\alpha_2$; $D_1 = D - 0,29(\alpha_2 - \alpha_1)eE_o L_f / T_{eo}$.

Приведем сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей $T_e(x)$ для следующих параметров плазмы ионного источника [1.5]: $B = 100$ Гс, $L_f = 5$ см, радиус камеры $R = 5$ см, $n_{H2} = 10^{14}$ см⁻³, $n_H \approx 10^{13}$ см⁻³, $n_{eo} \approx 9 \times 10^{12}$ см⁻³, $T_{eo} \approx 2$ эВ, потенциал плазмы на границе с первой камерой $\phi_o \approx 4$ В, потенциал плазменного электрода $\phi_e = 1,25$ В. На рис. 1.4 кривая 1 отражает экспериментальную зависимость $T_e(x)$, а кривая 2 – распределение (1.12) без учета второго члена, связанного с градиентом плотности электронов. 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 расчетной по формулам (1.8), (1.10), показанных на рис.1.5, получим $\alpha_1 \approx 0,3$ и $\alpha_2 \approx 3,3$. Подстановка этих значений в формулы (1.12) и (1.13) дает поправки к распределению температуры электронов соответственно в виде кривых 3 и 4 на рис.1.4.

Приближение одномерной модели электронного теплопереноса поперек магнитного поля вдали от стенок камеры хорошо выполняется, поскольку параметр $\beta/\gamma \approx 1,5$. В условиях повышенной скорости реакции отщепления электрона от отрицательного иона, 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. При этом распределение плотности электронов становится двумерным и нарушается рассмотренное приближение.

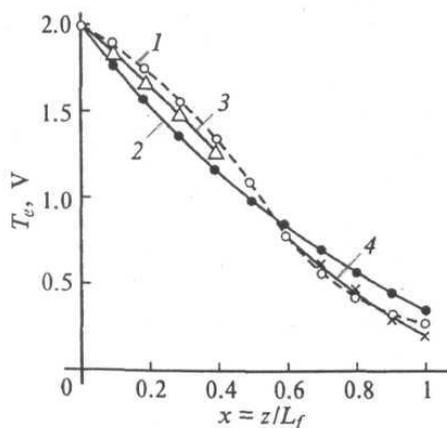


Рис.1.4. Распределение электронной температуры вдоль оси источника : 1 —экспериментальная кривая, 2 и 3— кривые согласно формуле (1.12), 4 – (1.13).

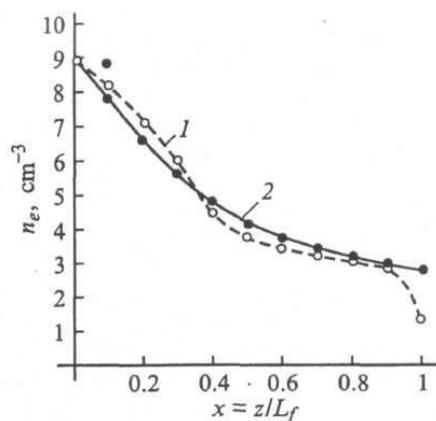


Рис.1.5. Профиль плотности электронов в магнитном фильтре: 1 - экспериментальная кривая, 2 - кривая согласно (1.8), (1.10).

Предложенная одномерная модель энергетического баланса электронов в области магнитного фильтра объемно-плазменного источника ионов позволяет найти аналитическое распределение электронной температуры вдоль оси источника, хорошо согласующееся с экспериментальной зависимостью. Найденное распределение уточняет скорости элементарных процессов, зависящих от температуры электронов и определяющих равновесное распределение плотности компонент плазмы (1.8) и (1.10).

Во втором приближении уравнение для плотности отрицательных ионов необходимо решать с переменными коэффициентами $\alpha_1(x)$ и $\alpha_2(x)$. Его решение 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 в области магнитного фильтра. Фактически переменные $n_e(x)$ и $T_e(x)$, входящие в уравнение баланса энергии электронов, развязываются. Плотность электронов определяется на основе

модели переноса тяжелых компонент плазмы поперек сильного магнитного поля, которая учитывает принцип квазинейтральности плазмы. При этом изменение электронной температуры может привести к существенному изменению профиля плотности компонент 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), определяемый направленной скоростью электронов. Это приводит к более эффективному охлаждению электронной компоненты плазмы в области магнитного фильтра, прилегающему к плазменному электроду.

Распределения электрического поля и плотности отрицательных ионов вдоль магнитного фильтра на основе одномерных стационарных уравнений диффузии компонент плазмы дают возможность определить оптимальные параметры плазмы в области формирования и экстракции пучка в мультипольном источнике отрицательных ионов.

Список литературы

1.1. Holmes A. J. T., Lea L. M., Newman A. F., Nightingale M. P. S. // Rev. Sci. Instr. 1987. Vol. 58. № 4. P. 223-234.

1.2. Berlemont P., Skinner D. A., Bacal M. // Proc. Intern. Symp. on the production and neutralization of negative ions and beams. USA. Brookhaven. 1992. P.76-87.

1.3. Вересов О. Л., Григоренко С. В., Удовиченко С. Ю. Условия формирования пучка H^- / D^- в объемно-плазменном источнике с магнитным фильтром // ЖТФ. 2000. №2. С.95-101.

1.4. Вересов О. Л., Григоренко С. В., Удовиченко С. Ю. Электронный теплоперенос в магнитном фильтре объемно-плазменного источника H^- / D^- . // ЖТФ. 2000. Т. 70. №8. С. 53 – 57.

1.5. Jayamanna K., Mc Donald M., Yuan D. H., Schmor P. W. // Proc. European particle accelerator conf. (EPAC).1990. Nice. P.647 – 649.