

01;04

Оценки плотности электронов в ЭЦР-источнике кальциевой плазмы

© В.С. Лазько, Е.П. Потанин, А.Л. Устинов

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
Институт молекулярной физики,
123182 Москва, Россия
e-mail: potanin@imp.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 12 июля 2011 г.)

Предложена методика для оценки параметров плазмы, создаваемой источником на основе электронного циклотронного резонанса. Анализ выполнен в случае ИЦР-установки, предназначенной для разделения изотопов кальция. Предполагается, что условие резонанса для необыкновенной волны реализуется для электронов, движущихся навстречу волне. Определены оптическая толщина плазмы, поперечная энергия резонансных электронов и ее зависимость от продольной скорости. Из баланса генерируемых в результате ионизации пара в зоне разряда электронов и их потерь в результате продольной амбиполярной диффузии оценена плотность заряженных частиц в потоке плазмы.

Введение

Эффективный способ создания интенсивных потоков металлической плазмы применительно к ИЦР-методу разделения изотопов связан с ионизацией рабочего вещества в ЭЦР-разряде (ЭЦР — электронный циклотронный резонанс). При этом пары металла ионизируются электронами, нагретыми СВЧ-излучением [1]. Расчет характеристик СВЧ-источника плазмы в случае распыления рабочего вещества был выполнен в [2]. В настоящей работе предпринята попытка оценки параметров кальциевого источника плазмы, когда можно использовать термическое испарение рабочего вещества. ЭЦР-источник располагается в зоне уменьшенного магнитного поля на торце ИЦР-установки, конструкция которой описана в [3,4]. На рис. 1 показаны основные узлы источника (испаритель, СВЧ-ввод, волновод, зеркало) и край соленоида основного поля. Оценки некоторых параметров источника были выполнены в [3]. Термически испаренный Са выпускается в область неоднородного магнитного поля, куда с помощью специального волноводного тракта направляется СВЧ-излучение. Образующаяся в

области разряда плазма в дальнейшем поступает в зону однородного магнитного поля (ИЦР-зона).

При достаточно высоком уровне мощности в зоне источника плазмы создаются условия для пробоя паровой среды и последующего резонансного нагрева электронов в зоне, где выполняются условия ЭЦР-резонанса. Электроны с высокой „поперечной“ к магнитному полю энергией осуществляют ионизацию паров разделяемого вещества. Основное магнитное поле установки существенно уменьшает радиальную диффузию электронов. Будем считать, что уход электронов в зону ослабленного магнитного поля подавлен совмещенным с испарителем дисковым электродом, на который подается небольшой отрицательный относительно плазмы потенциал. Беспрепятственный уход электронов в зону ИЦР-разделения затруднен магнитной пробкой. Нагретые электроны оказываются „захваченными“ в ловушке и практически не покидают разрядной зоны. Таким образом, создаются условия для поддержания разряда. В то же время холодная электронная компонента имеет возможность вместе с ионами и нейтральным газом покидать ловушку в направлении ИЦР-зоны.

Целью настоящей работы является оценка параметров плазмы в СВЧ-разряде, и в первую очередь ее плотности, применительно к ИЦР-системе.

Расчет ионизации атомного пара электронным ударом в условиях ЭЦР-разряда в неоднородном магнитном поле

Согласно сложившимся представлениям, наиболее эффективно СВЧ-излучение взаимодействует с электронной компонентой при квазипродольном вводе со стороны сильного магнитного поля. Условие резонанса для необыкновенной волны реализуется в первую очередь для компоненты электронного газа, движущейся навстречу волне [5]. При этом, поскольку механизм

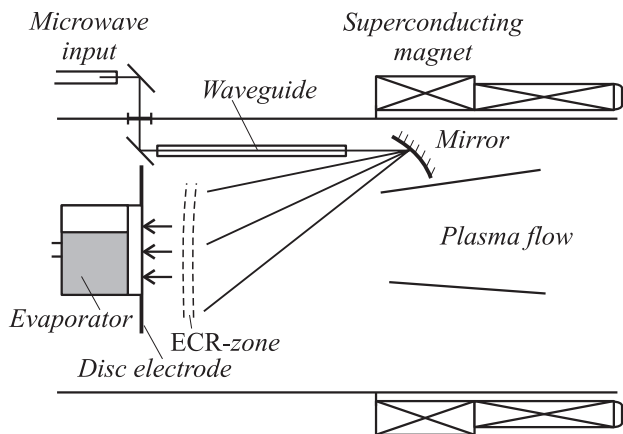


Рис. 1. Схема разделительной установки.

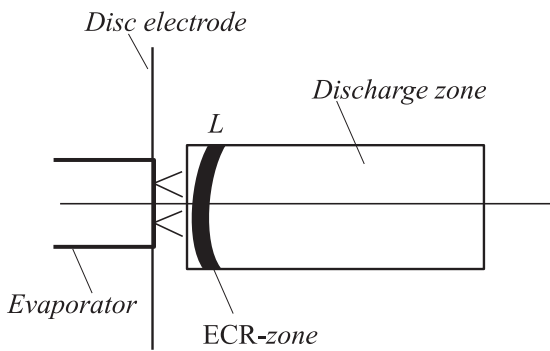


Рис. 2. Зона ЭЦР и зона разряда.

поглощения весьма эффективен, уже при умеренных плотностях плазмы ($n_e \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$) ее оптическая толщина оказывается столь велика, что поглощение волны обеспечивается электронами „хвостовой части“ функции распределения. Формирование энергетичной компоненты в электронном газе может как способствовать поддержанию разряда, так и оказывать негативное влияние на процесс ионизации. С одной стороны, высокая поперечная энергия электронов благоприятствует их удержанию в пробочной ловушке. Однако слишком высокая энергия снижает эффективность однократной ионизации пара.

Все пространство разряда может быть разделено на довольно узкую ЭЦР-зону шириной L (выделена жирно) (рис. 2), в которой происходит увеличение поперечной энергии электронов, и собственно область разряда, в которой происходят основные ионизационные явления.

Выполним оценки применительно к проектируемой установке, описанной в [3,4] с однородным магнитным полем $B_0 = 1.5 \text{ Т}$ (магнитное поле создается сверхпроводящей магнитной системой [6]), сечение плазменного столба $S = 3.14 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$, источник СВЧ-излучения — гиротрон „Былина“, генерирующий линейно поляризованную волну с частотой 37.5 GHz . Такой частоте соответствует резонансное значение магнитного поля $B_{res} = 1.3 \text{ Т}$. Характерная длина неоднородности магнитного поля, оцениваемая по формуле $L^* = B_{res} / |(grad)_{res}|$, составляет на оси при $B_{res} = 1.3 \text{ Т}$ величину $L^* = 0.65 \text{ м}$. Учитывая адиабатическое сжатие плазменного потока при движении плазмы из зоны ЭЦР в область однородного магнитного поля, получим для сечения в резонансной области

$$S_{res} = S \sqrt{\frac{B_0}{B_{res}}}$$

Среднюю плотность потока излучения (интенсивность) определим как

$$I = \frac{N}{S_{res}} \tag{1}$$

Амплитудное значение электрического поля необыкновенной волны можно оценить из соотношения

$$\tilde{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2I}{c \epsilon_0}} \tag{2}$$

где c — скорость света в вакууме, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Рассмотрим нагрев электрона в зоне неоднородного магнитного поля вблизи резонанса. Положим, что в этой области имеет место линейная зависимость поля от продольной координаты x

$$B(x) = B_{res} + \frac{B_{res}}{L^*} (x - x_0) \tag{3}$$

где x_0 — положение, при котором должен наблюдаться циклотронный резонанс для неподвижного электрона, $B' = \frac{B_{res}}{L^*}$ — постоянная, характеризующая продольный градиент магнитной индукции. Уравнение движения электрона может быть представлено в виде [7]

$$\begin{aligned} \frac{dV_-}{dx_1} + iV_- \left(1 + \frac{B'}{B_{res}} \frac{v_x}{\omega_c} x_1 \right) \\ = - \frac{E_-}{B_{res}} \exp \left(i \frac{x_1 v_x}{\omega_c} \left(k - \frac{\omega}{v_x} \right) \right), \end{aligned} \tag{4}$$

где $x_1 = (\omega_c(x - x_0))/v_x$, ω — частота волны, $\omega_c = (eB_{res})/m_e$, k — волновое число, φ — фаза колебания, E_- — амплитуда электрического поля левополяризованной волны на траектории электрона, v_x — продольная составляющая скорости электрона. Решение уравнения (4) без учета начальных скоростей электронов имеет вид (фазовый множитель опущен)

$$V_- = \frac{\omega_c}{v_x B_{res}} \int_{-\infty}^x E_-(x') \exp(i\alpha^2(x' - x^*)^2) dx', \tag{5}$$

где

$$\alpha^2 = \frac{\omega_c B'}{2B_{res} v_x}, \quad x^* = x_0 - \frac{\omega_c - \omega + kv_x}{\omega_c} L^*$$

Пренебрегая зависимостью электрического поля от координаты x в узкой резонансной зоне, получим для модуля приращения скорости известные выражения [7,8]

$$|V_-| = \frac{e\tilde{E}}{m_e} \sqrt{\frac{2\pi L^*}{\omega_c v_x}} \tag{6}$$

Полагая продольную температуру электронов $T_{e\parallel} = 2 \text{ eV}$ [9], получим, что при мощности СВЧ-волны $N = 1 \text{ kW}$, поперечная энергия электронов $\epsilon_{\perp} = (m_e |V_-|^2)/2$ достигает значений порядка 20 eV . При этом поглощение мощности обеспечивается группой резонансных электронов. Эта группа электронов соответствует „хвостовой“ части функции распределения, отвечающей продольным скоростям порядка $(2-3)v_T$,

где $v_T = \sqrt{(2kT_{e\parallel})/m_e}$ — наиболее вероятная скорость в случае максвелловского распределения по продольным скоростям. Оценим затухание мощности $N(x)$ волны за счет поглощения энергии электронами

$$N(x) = N_0 - \int_{v_x(x)}^{\infty} \varepsilon_{\perp}(v'_x) f(v'_x) v'_x dv'_x, \quad (7)$$

где N_0 — мощность падающей волны,

$$f(v_x) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_b T_{e\parallel}} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e v_x^2}{2k_b T_{e\parallel}}\right)$$

— равновесная функция распределения электронов по продольным скоростям, k_b — постоянная Больцмана,

$$v'_x(x') = \frac{(x' - x_0)\omega_c}{|k|L^*}, \quad v_x(x) = \frac{(x - x_0)\omega_c}{|k|L^*},$$

$$dv'_x = \frac{\omega_c}{|k|L^*} dx', \quad \varepsilon_{\perp}(v'_x) = 2\pi \frac{E_{\perp}^2}{B_{res}^2} m_e \frac{\omega_c L^*}{v'_x}.$$

При этом оценим энергию по центру узкой линии поглощения, полагая $\omega = \omega_c$. Используя для мощности волны выражение

$$N = \frac{c\varepsilon_0 E_{\perp}^2}{2}, \quad (8)$$

получим из (7) для зависимости напряженности поля от координаты x дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{E_{\perp}} \frac{dE_{\perp}}{dx} = 2\pi \frac{\omega_p^2}{\sqrt{\pi}\omega v_T} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2 \omega_c^2}{v_T^2 k^2 L^{*2}}\right), \quad (9)$$

где

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

— электронная плазменная частота. Решение уравнения (9) можно представить в виде

$$E_{\perp}(x) = \tilde{E} \exp\left(-\kappa \int_{\xi}^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi\right), \quad (10)$$

где

$$\xi = \frac{(x - x_0)}{v_T} \frac{\omega_c}{|k|L^*}.$$

Величина, определяющая оптическую плотность плазмы, равна

$$\kappa = \frac{\pi\omega_p^2 k L^*}{\omega^2}. \quad (11)$$

Вводя безразмерную продольную скорость электрона $V_{\parallel} = v_x/v_T$, получим для его поперечной энергии

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\varepsilon_1}{V_{\parallel}} \exp\left(-2\kappa \int_{V_{\parallel}}^{\infty} \exp(-\xi^2) s \xi ds\right), \quad (12)$$

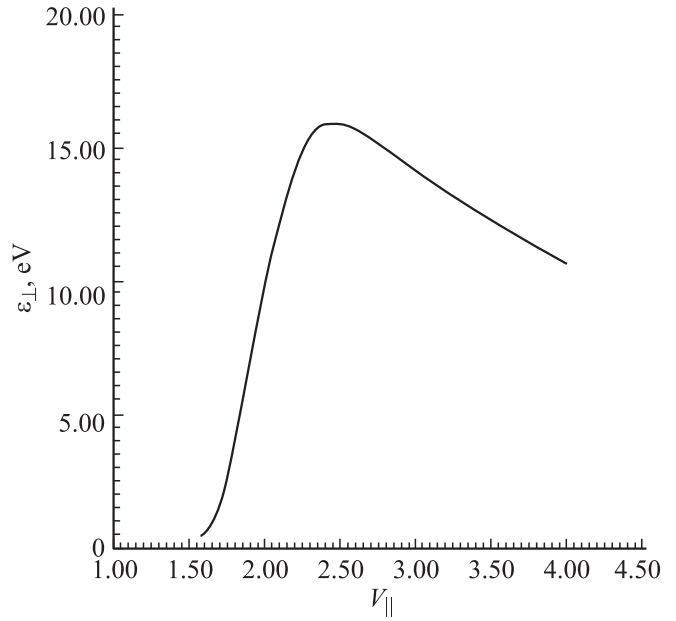


Рис. 3. Зависимость приобретаемой электроном поперечной энергии от безразмерной продольной скорости.

где

$$\varepsilon_1 = \frac{2\pi m_e \omega_c L^* \tilde{E}^2}{B_{res}^2 v_T}.$$

Используя (1), (2) и (11) и полагая плотность электронов $n_e = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, найдем $I = 3 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$, $\tilde{E} = 3.36 \cdot 10^3 \text{ В/м}$, $\kappa \simeq 96$.

На рис. 3 показана зависимость (12) для поперечной энергии электрона в электронвольтах ε_{\perp} (эВ) от его безразмерной продольной скорости V_{\parallel} . Как видно, имеется область значений, в которой электроны испытывают наибольший нагрев.

Будем полагать, что электроны, приобретая поперечную энергию в узкой ЭЦР-зоне, попадают в область ионизации.

Исходя из представлений об адиабатическом инварианте электрона с учетом уменьшения его продольной скорости в области магнитной пробки, получим для времени пролета

$$\tau_f = \int_{x_0}^{x_0 + (L^* v_x^2)/v_{\perp}^2} \frac{dx}{v_x(x)} = \frac{2L^* v_x}{v_{\perp}^2}. \quad (13)$$

Оценим эффективность ионизации нагретыми электронами как

$$z_{\text{ion}} \simeq n_n v_{\perp}(v_x) \sigma_{\text{ion}}(v_{\perp}) \tau_f, \quad (14)$$

где $\sigma_{\text{ion}}(v_{\perp})$ — сечение ионизации. Оценки вероятности ионизации z_{ion} показывают, что при плотности пара порядка 10^{19} м^{-3} вероятность ионизационного столкновения порядка единицы уже при проходе зоны ионизации до магнитной пробки и обратно.

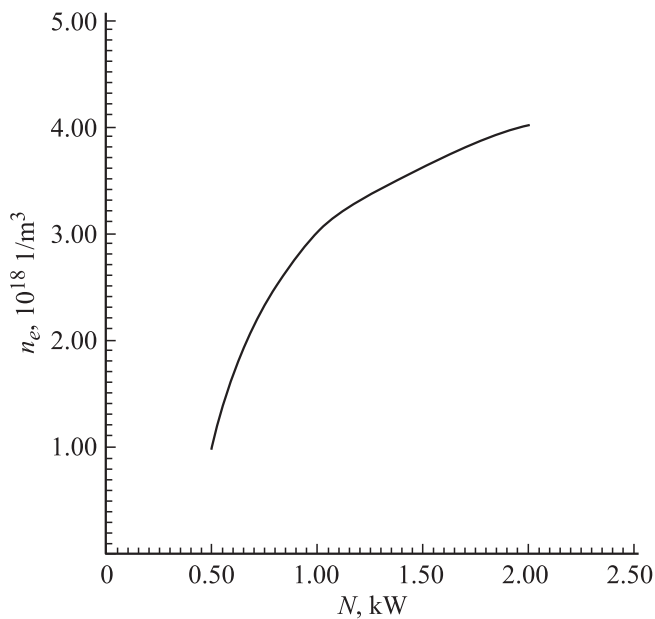


Рис. 4. Зависимость плотности электронов в ЭЦР-источнике плазмы от мощности СВЧ-излучения.

Плотность плазмы определяется из баланса суммарных ионизационных столкновений, совершаемых резонансными электронами, и ухода плазмы как целого вдоль магнитного поля со скоростью продольной амбиполярной диффузии. Выше при оценке зависимости поперечной энергии электронов от продольной скорости мы положили плотность электронов $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Теперь на основании (14) уточним эту величину, предполагая, что истечение плазмы происходит со скоростью ионного звука V_a .

Из баланса частиц получим

$$\int_{v_x^I}^{\infty} v_x f(v_x) z_{\text{ion}} dv_x = n_e V_a, \quad (15)$$

где

$$V_a = \sqrt{\frac{k_b T_{e\parallel}}{m_i}}$$

— скорость амбиполярной диффузии, m_i — масса иона, v_x^I — продольная скорость электронов, определяемая из уравнения

$$\frac{m_e (v_x^I)^2}{2} = I, \quad (16)$$

где I — энергия ионизации.

Для сечения ионизации воспользуемся формулой Томсона [10]

$$\sigma_{\text{ion}} = \frac{\pi N e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \epsilon_{\perp}} \left(\frac{1}{I} - \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \right), \quad (17)$$

где N — число валентных электронов атома. Положим плотность нейтральных атомов $n_n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$,

$m_i = 6.68 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$, $N = 2$. Результаты численного решения уравнения (15) для кальциевого разряда показаны на рис. 4. Как видно из полученных результатов, плотность плазмы увеличивается с мощностью, вкладываемой в разряд. Величина плотности оказывается несколько выше экспериментальных значений, полученных в [9] на установке с меньшим поперечным сечением S_{res} .

Заключение

В настоящей работе на основе экспериментальных данных о величине продольной температуры электронов в СВЧ-разряде малой мощности рассчитывается поперечная энергия электронов и плотность плазмы. Отметим нелинейность зависимости плотности от мощности СВЧ-волны. Оцененные в работе величины плотности холодных электронов на уровне $n_e \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$ следует рассматривать как оценку сверху, поскольку используемая модель является приближенной. Уточнение величины плотности требует совместного решения уравнений баланса для частиц и энергии и одновременного определения как продольной температуры электронов $T_{e\parallel}$ (выше она полагалась 2 eV), так и плотности „горячих“ резонансных электронов в зоне разряда n_e^{res} . Эту задачу можно решить только на основе данных о доли энергии, теряемой в таком разряде на излучение.

Авторы признательны А.В. Елецкому и А.В. Тимофееву за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект 11-02-12098-офи_м).

Список литературы

- [1] Mussetto M., Romesser T.E., Dixon D. et al. // IEEE Int. Conf. on Plasma Science. San Diego, Calif., 1983, IEEE Conf. Records Abstracts, 1983. P. 70.
- [2] La Fontaine A.C., Louvet P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. 8. P. 123–135.
- [3] Горшунов Н.М., Лазько В.С., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П., Устинов А.Л. // Перспективные материалы. 2011 (10). С. 72–79.
- [4] Горшунов Н.М., Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П., Устинов А.Л. // ПТЭ. 2011. № 1. С. 1–7.
- [5] Аликаев В.В., Литвак А.Г., Суворов Е.В., Фрайман А.А. / В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. / Под ред. В.Г. Литвака. Горький, ИПФ АН СССР, 1983. С. 6.
- [6] Анашкин О.П., Динислов А.С., Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Наумов А.В., Щербаков В.И. // Перспективные материалы. 2011. (10). С. 116–121.
- [7] Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. 224 с.
- [8] Суворов Е.В., Токман М.Д. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. В. 8. С. 934–943.
- [9] La Fontaine A.C., Louvet P., Le Gourries P., Pailloux A. // J. Phys. D: 1998. Vol. 31. P. 846–865.
- [10] Смирнов Б.М. Введение в физику плазмы. М.: Наука, 1982. 223 с.