

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ
В ПЛАЗМЕ

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ АНТЕННЫ
НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ ИЦР-СЕПАРАТОРА ИЗОТОПОВ

© 1999 г. С. Г. Кузьмин

Институт ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера

Поступила в редакцию 29.01.99 г.

Анализируется зависимость производительности ИЦР-сепаратора изотопов от соотношения длины антенны и длины зоны нагрева. Найдена аксиальная зависимость поля витковой антенны, возбуждающей ВЧ-колебания с азимутальным числом $m = 0$. Вычислены доли изотопов, выделяемые на выходе установки при помощи элемента с криволинейным магнитным полем.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для достижения высокой производительности сепаратора изотопов, действующего на основе селективного ИЦР-нагрева плазменной струи в однородном магнитном поле [1], необходимо, чтобы в зоне нагрева ион монотонно набирал энергию, а участки нагрева не перемежались с участками охлаждения. В настоящей работе показано, что поле вынужденных ВЧ-колебаний распространяется вдоль плазменного столба за пределы антенны, причем там левополяризованная компонента ВЧ-поля, ответственная за нагрев ионов, изменяет знак. Этот эффект “переполюсовки” существенно снижает эффективность и селективность нагрева, но его влияние может быть уменьшено за счет ограничения длины зоны нагрева.

В данной работе, как и в [2–4], исследуется нагрев плазмы сложного изотопного состава в поле витковой антенны, возбуждающей вынужденные колебания с азимутальным числом $m = 0$. Витковая антенна обладает хорошей селективностью нагрева, но не обеспечивает равномерный прогрев плазменной струи по ее сечению. Выбор антенны для ИЦР-сепаратора изотопов является сложной задачей и имеет принципиальные отличия от критериев выбора антенны для термоядерных установок [5]. В недавних экспериментах по разделению изотопов [6, 7] использовалась витковая антенна. Такая антенна обладает рядом привлекательных свойств. В частности, она равномерно прогревает плазму по сечению. Выбор в данной работе витковой антенны в качестве объекта исследования объясняется ее относительной простотой, что дает возможность получить многие результаты аналитически [2, 3, 8].

Далее будем придерживаться следующего плана изложения. В разд. 2 найдено поле антенны. В разд. 3 получена функция распределения на выходе из зоны нагрева. В разд. 4 обсуждается влия-

ние продольной структуры ВЧ-поля на эффективность работы ИЦР-сепаратора изотопов.

2. ПОЛЕ АНТЕННЫ

Для генерации колебаний с азимутальным числом $m = 0$ используют витковую антенну. На практике это может быть обыкновенный длинный соленоид. Поле такой антенны вычислялось в [2, 3, 8]. Его особенностью является то, что наличие плазмы слабо влияет на профиль азимутальной составляющей E_ϕ (вплоть до плотности $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [2]). Восстанавливая E_ϕ по ее фурье-спектру, приведенному в [2], получаем

$$E_\phi = \frac{2\pi i \omega N I_0}{c^2 l} \times \begin{cases} 2\pi b \sum_{n=1}^{\infty} P_n \exp\left(-\frac{q_n l}{2R}\right) \text{ch}\left(\frac{q_n}{R} z\right) + \left[1 - \frac{b^2}{R^2}\right] r, & |z| \leq l/2, \\ -2\pi b \sum_{n=1}^{\infty} P_n \exp\left(-\frac{q_n}{R} |z|\right) \text{sh}\left(\frac{q_n l}{2R}\right), & |z| > l/2, \end{cases} \quad (1)$$

где q_n – корни уравнения $J_1(q) = 0$ (кроме $q_0 = 0$),

$$P_n = \frac{J_1(q_n b/R) N_1(q_n) J_1(q_n r/R)}{q_n J_0(q_n)},$$

J_1 и N_1 – функции Бесселя, l – длина антенны, R – радиус вакуумной камеры, b – радиус антенны, r – расстояние от оси системы, I_0 – ток в витках антенны, N – число витков (рис. 1 в [3]). Слагаемые, содержащие P_n , описывают краевые эффекты и существенны вблизи $z = \pm l/2$. За счет этих слагаемых вблизи краев антенны поле E_ϕ спадает плавно, а не скачком (рис. 1, 2).

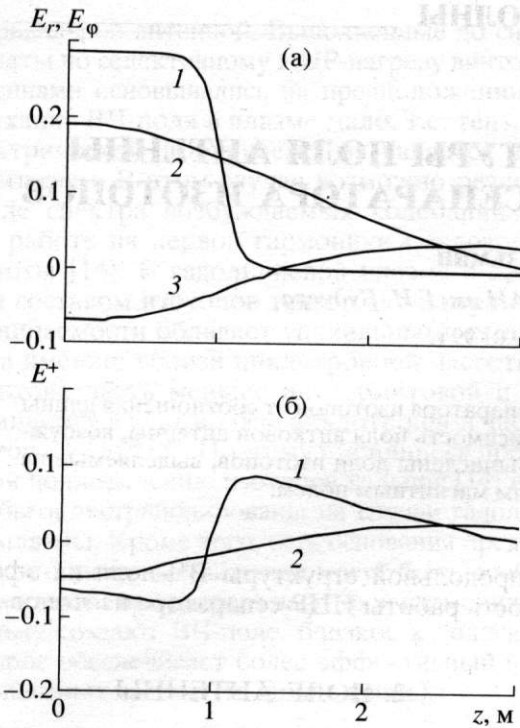


Рис. 1. Поле, создаваемое антенной в гадолиниевой плазме на частоте изотопа Gd^{157} в зависимости от z : а – радиальная и азимутальная составляющие поля антенны в различные моменты времени (кривая 1 – E_ϕ , 2 – $\text{Re} E_r$ (радиальное поле в момент времени, когда $E_\phi = 0$), 3 – $-\text{Im} E_r$ (радиальное поле в момент, когда E_ϕ максимально)); б – левополяризованная компонента электрического поля $E^+ = (E_r + iE_\phi)/\sqrt{2}$ (кривая 1 – $\text{Re} E^+$) (поле E^+ , когда $E_\phi = 0$), 2 – $-\text{Im} E^+$ (E^+ в момент, когда E_ϕ максимально)). Расчет проводился при следующих параметрах: $B = 30$ кГс, $n = 10^{11}$ см $^{-3}$, $T_\parallel = 5$ эВ, $l = 2$ м, $R = 25$ см, $b = 17.5$ см, $r = 5$ см; координата z отсчитывается от середины антенны; поле нормировано на значение $E_\phi = 2\pi\omega I_0 N b [1 - b^2/R^2]/(c^2 l)$ на поверхности антенны.

Внутри плазмы возникает также радиальное электрическое поле. Это связано с тем, что каждую половину периода ионная компонента плазмы расширяется или сжимается в силу синфазного вращения ионов по ларморовским орбитам. Профиль радиального электрического поля определяется видом тензора диэлектрической проницаемости плазмы:

$$E_r = \frac{2\omega b I_0 N}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc} \frac{k_\parallel l}{2} \frac{g}{k_\parallel^2 c^2 - \epsilon} \times \left[\frac{I_1(\kappa b) K_1(\kappa R)}{I_1(\kappa R)} - K_1(\kappa b) \right] I_1(\kappa r) e^{i k_\parallel z} dk_\parallel. \quad (2)$$

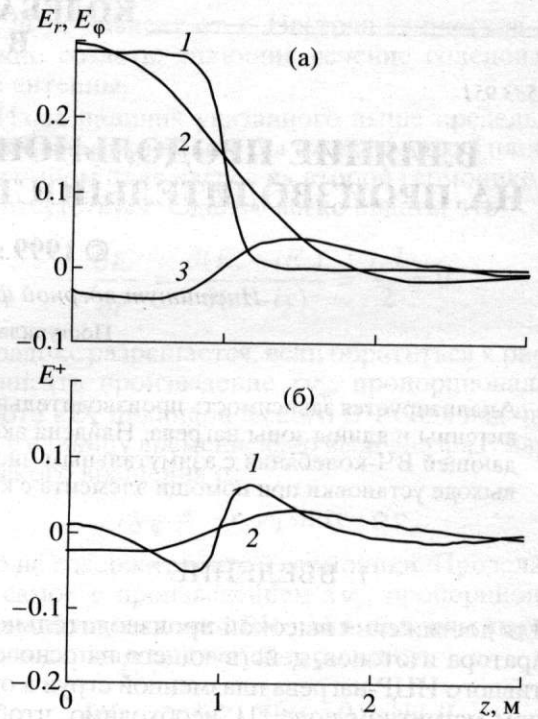


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при $n = 10^{12}$ см $^{-3}$.

Здесь $\kappa^2 = k_\parallel^2 - \omega^2/c^2$, $\text{sinc} x$ означает $\sin(x)/x$, ϵ и g – компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы, для которых будем использовать формулы, приведенные в [2], акцентируя внимание на случае плазмы, полученной при распылении и ионизации природного гадолиния. При нагреве на первой гармонике тензор диэлектрической проницаемости зависит от k_\parallel , поскольку необходимо учитывать тепловые добавки вблизи циклотронного резонанса ионов. По этой причине интеграл в (2) можно взять только численно. Профиль ВЧ-поля, создаваемого антенной, приведен на рис. 1, 2. Видно, что E_r распространяется вдоль силовых линий магнитного поля за пределы антенны. В силу неоднородности поля антенны ларморовский радиус на крайних силовых линиях больше, чем на внутренних. В результате каждую четверть циклотронного периода ионная компонента плазмы расширяется или сжимается по радиусу. Колебания плотности ионов нейтрализуются перетеканием электронов вдоль силовых линий. Плазма подобна волноводу, работающему на существенно докритической частоте. При этом глубина проникновения поля в волновод оценивается из соотношения $k_\parallel^2 c^2/\omega^2 = \epsilon$. Вблизи циклотронной частоты изотопа Gd^{157} мнимая часть ϵ гораздо больше вещественной и оценивается как $\text{Im} \epsilon \sim (\omega_{pi}/\Omega)^2 (n_a/n_i) (\omega/k_\parallel v_{IT})$, где n_a – плотность выделяемого изотопа, n_i – полная

плотность ионов, ω_{pi} – плазменная частота ионов, Ω – их циклотронная частота, $v_{||T}$ – продольная тепловая скорость ионов (более подробно см. [2]).¹ Отсюда можно оценить длину, на которую распространяется поле E_r :

$$l_h \sim ((c/\omega_{pi}) \sqrt{(v_{||T}/\omega)(n_i/n_a)})^{2/3}.$$

Поле E_ϕ спадает на меньшем расстоянии, порядка радиуса антенны.

Неравенство глубины проникновения E_r и E_ϕ приводит к эффекту “переполюсовки” греющего поля: компонента поля $E^+ = (E_r + iE_\phi)/\sqrt{2}$, вращающаяся в ионную сторону, меняет знак вблизи края антенны (рис. 1б). В результате переполюсовки выделяемый изотоп за пределами антенны теряет энергию, набранную под антенной. Это снижает эффективность нагрева. Кривые 1 и 2 на рис. 1б соответствуют моментам времени, разнесенным на четверть периода ВЧ-колебаний. Их различие означает, что профиль E^+ (а не только его амплитуда) зависит от времени. Иными словами, сдвиг фазы между током в антенне и E^+ также меняется вдоль z . Особенно резкое изменение фазы E^+ происходит вблизи края антенны (рис. 3).

Сравнение рис. 1б и 2б показывает, что величина E^+ существенно уменьшается при увеличении плотности плазмы. Плотность, при которой E^+ начинает экранироваться, можно оценить из соотношения $|\epsilon| \sim k_{||}^2 c^2/\omega^2$ (в котором для $k_{||}$ используется значение $k_* = 2\pi/l$) [2]. Для гадолиниевой плазмы критической является плотность порядка 10^{12} см^{-3} .

В следующем разделе показано, как можно минимизировать негативные последствия эффекта “переполюсовки”.

3. НАГРЕВ

Энергия, набранная ионом при полете через зону нагрева, вычислена в [2]:

$$W_s = \left| \sqrt{W_{s0}} e^{-i\alpha_0} + \frac{e\Omega}{2\omega\sqrt{m_s}v_{||}} \int_{-L/2}^{+L/2} E^+(z) e^{i(\Omega_s - \omega)z/v_{||}} dz \right|^2. \quad (3)$$

Здесь W_{s0} и α_0 – начальные энергия и ларморовская фаза иона сорта s , L – длина зоны нагрева. Так как поле E^+ распространяется за пределы ан-

¹ Это соотношение имеет место, когда содержание целевого изотопа в смеси достаточно велико. В случае, когда выделяемый изотоп составляет малую добавку, диэлектрическую проницаемость можно оценить как $\epsilon \sim \omega_{pi}^2 / (\Omega\Delta\Omega)$, где $\Delta\Omega$ – разность между циклотронной частотой выделяемого изотопа и циклотронной частотой ближайшего изотопа, содержание которого относительно велико.

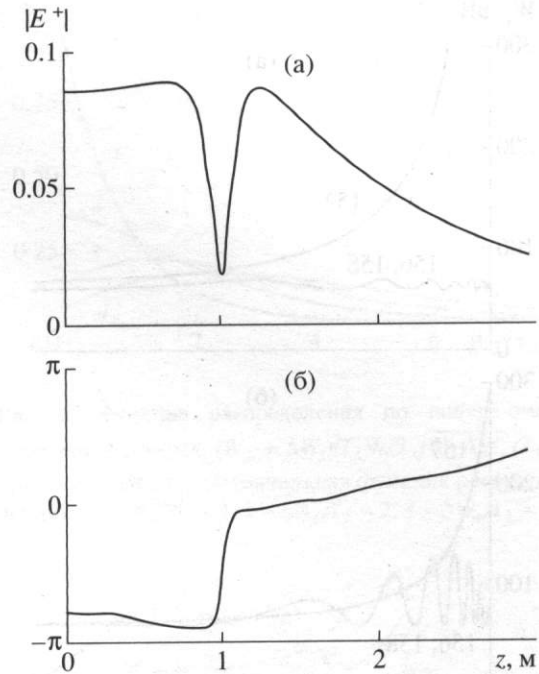


Рис. 3. Зависимость амплитуды поля E^+ (а) и фазы (б) от z при $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$; остальные параметры такие же, как на рис. 1.

тенны на расстояние порядка l_h , размер зоны нагрева может превосходить размер антенны l . Для резонансных частиц участки внутри антенны и за ее пределами дают вклады разных знаков в интеграл (3). По этой причине из-за упомянутого эффекта “переполюсовки” набранная ионом энергия существенно зависит от длины зоны нагрева. На рис. 4 показана конечная энергия ионов гадолиния при различной длине зоны нагрева. Уже при длине зоны нагрева всего на четверть большей, чем длина антенны, конечная энергия ионов, а также селективность нагрева резко падают (рис. 4б). Отсюда видно, что длину зоны нагрева нужно делать равной длине антенны. Это можно сделать путем вывода ионов из резонанса за пределами антенны. Для этого необходимо изменить величину ведущего магнитного поля вне антенны на 10% (рис. 5а). Можно также сделать длину антенны равной длине вакуумной камеры, так чтобы один край антенны совпадал с выходным отверстием источника плазмы, а другой замыкался проводящим торцом (рис. 5б). В этом случае поле E_r будет почти всегда меньше, чем E_ϕ , и эффекта “переполюсовки” не будет. Первый вариант (с изменением магнитного поля) подходит для случая, когда продукт выделяется при помощи элемента с криволинейным магнитным полем (КРЭЛ) [9], второй – для случая, когда продукт выделяется при помощи системы коллекторных пластин, представляющей собой решетку с ячейкой диамет-

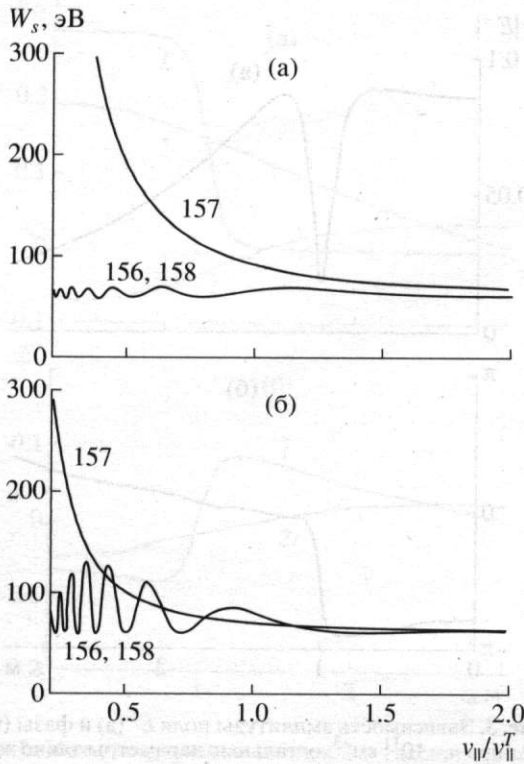


Рис. 4. Энергия ионов гадолиния в зависимости от продольной скорости при $I_0 = 60$ А, $N = 150$, $W_{s0} = 60$ эВ: а – $L = l = 2$ м; б – $L = 2.5$ м. Цифры означают номер изотопа; остальные параметры такие же, как на рис. 1.

ром порядка двух ларморовских радиусов нерезонансного иона [10].

У винтовых антенн левополяризованная компонента электрического поля меняет знак даже при отсутствии плазмы. Это связано с тем, что максимум спектра винтовой антенны приходится на некоторое, не равное нулю, волновое число. В результате при увеличении длины антенны селективность нагрева расти не будет, так как в условии селективности для такой антенны должна входить не характерная ширина спектра Δk , а среднее волновое число, которое зависит только от шага спирали.

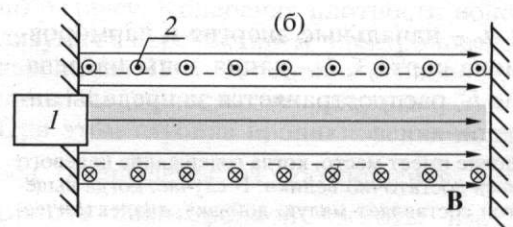
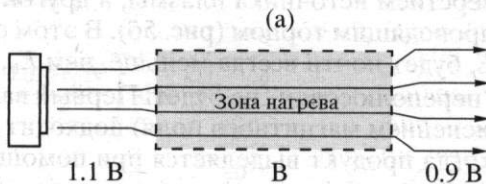


Рис. 5. Схемы, позволяющие сделать длину зоны нагрева, равной длине антенны: а – ионы выходят из резонанса за пределами зоны нагрева, где ведущее магнитное поле меняет свою величину; б – антенна замкнута проводящими торцами, что также позволяет избежать эффекта “переполусовки”; 1 – источник плазмы, 2 – витки антенны.

Вычислим функцию распределения ионов сорта s на выходе из зоны нагрева. Так как W_s и α являются каноническими переменными, функция распределения постоянна вдоль фазовой траектории, т.е.

$$f(W_s, \alpha, t) = f_0(W_{s0}, \alpha_0),$$

где $f_0(W_{s0}, \alpha_0)$ – начальная функция распределения, а начальные значения поперечной энергии W_{s0} и ларморовской фазы α_0 должны быть выражены через W_s и α в момент времени $t = z/v_{||}$. Будем предполагать, что начальная функция распределения по поперечным скоростям является максвелловской. В этом случае функцию распределения можно вычислить аналитически:

$$f_s(v_{||}, W_{\perp}) = \frac{1}{T_{||}} \exp\left[-\frac{m_s v_{||}^2}{T_{||}}\right] \frac{1}{T_{\perp}} \times \exp\left[-\frac{W_{\perp} + \Delta W_s}{T_{\perp}}\right] I_0\left(2\sqrt{\frac{W_{\perp} \Delta W_s}{T_{\perp}}}\right). \quad (4)$$

Здесь ΔW_s равна энергии W_s , вычисляемой по формуле (3) при $W_{s0} = 0$, $T_{||}$ и T_{\perp} – продольная и начальная поперечная температуры соответственно, I_0 – функция Бесселя мнимого аргумента. Функция распределения по поперечным энергиям показана на рис. 6. Из этого рисунка видно, что нагреваются в основном частицы, лежащие в области малых энергий. По этой причине для увеличения селективности нагрева на первой гармонике начальную поперечную температуру плазмы нужно делать как можно меньшей. Заметим, что при нагреве на второй гармонике энергия, набираемая частицей, пропорциональна ее начальной энергии, и у функции распределения отрастают длинные “хвосты” [3].

4. ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ СИСТЕМЫ

Для того чтобы выделять нагретые ионы на выходе из зоны нагрева, можно применять различные схемы. В экспериментах [6, 7] это делалось при помощи упомянутой системы коллекторных пластин [10]. Здесь рассмотрим вариант

выделения нагретой компоненты при помощи элемента с КРЭЛ [9] (рис. 7).

Известно, что в магнитном поле с кривизной γ заряженные частицы дрейфуют со скоростью

$$v_d = \frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2/2}{\Omega} \left[\frac{\mathbf{B}}{B}, \boldsymbol{\gamma} \right]. \quad (5)$$

Так как на выходе из зоны нагрева $v_{\parallel} \ll v_{\perp}$, то можно приближенно записать:

$$v_d \approx \frac{W_{\perp}}{m\Omega R_c}, \quad (6)$$

где R_c – радиус кривизны магнитного поля. Отсюда видно, что смещение иона в криволинейном элементе тем больше, чем больше его поперечная энергия. Если выделение нагретых ионов производится на участке длиной l_c , то для того чтобы ион попал на сборник, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\frac{W_{\perp}}{m\Omega R_c} \frac{l_c}{v_{\parallel}} > \Delta y, \quad (7)$$

где Δy – начальное расстояние иона от сборника (рис. 7).

Чтобы получить долю каждого изотопа, попадающего на сборник в единицу времени, нужно проинтегрировать $f_s \cdot v_{\parallel}$ по области, где выполняется неравенство (7)

$$Q_s = \frac{2}{T_{\perp} v_{\parallel}^2} \int_0^{\infty} \int_{\Delta y m \Omega v_{\parallel} R_c / l_c}^{\infty} v_{\parallel} f_s(v_{\parallel}, W_{\perp}) dW_{\perp} dv_{\parallel}. \quad (8)$$

Используя соотношение (8), можно получить также относительную долю каждого изотопа в смеси, снимаемой со сборника:

$$D_s = \frac{Q_s C_s}{\sum_i Q_i C_i}. \quad (9)$$

Здесь C_s – доля каждого изотопа в исходной (природной) смеси. Как уже говорилось выше, длина зоны нагрева оказывает существенное влияние на эффективность работы сепаратора изотопов. На рис. 8 представлены диаграммы Q_s и D_s при различной длине зоны нагрева. Из этого рисунка видно, что эффективность работы сепаратора изотопов падает, когда длина зоны нагрева превосходит длину антенны. При длине зоны нагрева большей, чем длина антенны, снимаемая со сборника смесь перестает обогащаться изотопом Gd^{157}

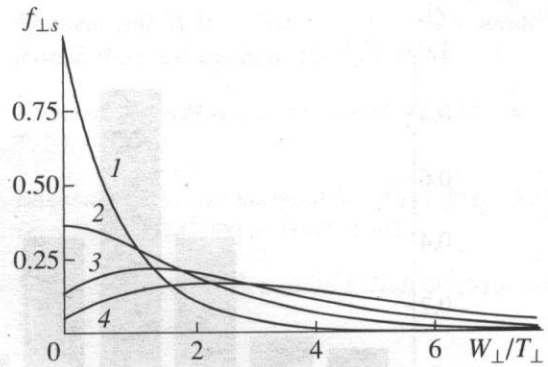


Рис. 6. Функция распределения по поперечным энергиям $f_{\perp,s} = \exp(-(W_{\perp} + \Delta W_s)/T_{\perp}) I_0(2\sqrt{W_{\perp}\Delta W_s}/T_{\perp})$: кривая 1 – $\Delta W_s/T_{\perp} = 0$ (начальная функция распределения); 2 – $\Delta W_s/T_{\perp} = 1$; 3 – $\Delta W_s/T_{\perp} = 2$; 4 – $\Delta W_s/T_{\perp} = 3$.

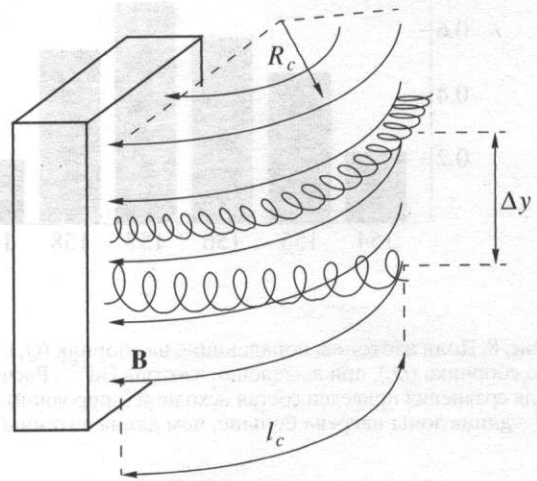


Рис. 7. Элемент с криволинейным полем для выделения нагретых ионов.

(рис. 8б). Это связано с обсуждавшимся эффектом “переполусовки” греющего поля.

Отметим, что способ выделения нагретых ионов при помощи КРЭЛ имеет существенный недостаток, связанный с эффектами пространственного заряда. Уход ионов приведет к возникновению в плазме электрического поля, которое будет препятствовать дальнейшему дрейфу нагретых ионов. Тем не менее эффектов пространственного заряда, возможно, удастся избежать, если сделать процесс выделения нагретых ионов стационарным. В этом случае на пути ионов от плазменной струи до сборника образуется постоянный нейтрализующий фон электронов. В случае, если эффектов пространственного заряда не удастся избежать таким способом, возможно, придется установить дополнительные источники электронов для снятия возникающих электрических полей.

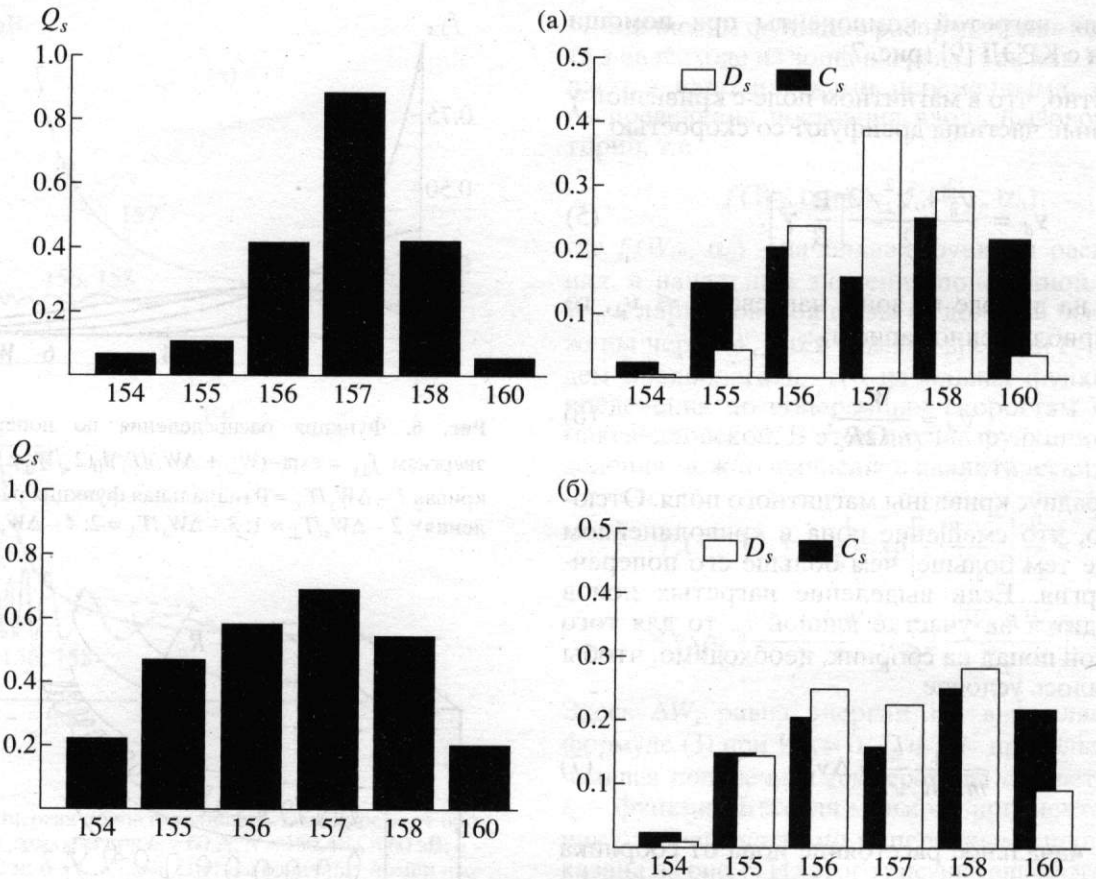


Рис. 8. Доли изотопов, попадающие на сборник (Q_s), и относительное содержание каждого изотопа в смеси, снимаемой со сборника (D_s), при выделении изотопа Gd^{157} . Расчет проведен для силовой линии с $r = 5$ см, $l_c/R_c = \pi/2$, $\Delta y = r_p = 10$ см; для сравнения приведен состав исходной (природной) смеси (C_s): а – длина зоны нагрева равна длине антенны ($L = l = 2$ м); б – длина зоны нагрева больше, чем длина антенны ($L = 2.5$ м). Параметры плазмы такие же, как и на рис. 1, 4.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено влияние продольной структуры поля антенны на эффективность работы ИЦР-сепаратора изотопов. Проведенное рассмотрение показывает, что если длина антенны меньше, чем длина зоны нагрева, то происходит явление “переполосовки” греющего поля, т.е. левополяризованная компонента ВЧ-поля меняет знак за пределами антенны. В результате, если ионы под антенной набирают энергию, то за пределами антенны они ее эффективно теряют. Это резко снижает эффективность работы сепаратора изотопов. Эффекта “переполосовки” греющего поля можно избежать двумя способами: можно изменить ведущее магнитное поле за пределами антенны на величину порядка 10%, в этом случае ионы выйдут из резонанса там, где греющее поле имеет другой знак; другой путь повышения эффективности нагрева – это сделать длину антенны равной длине вакуумной камеры, т.е.

сделать так, чтобы один край антенны совпадал с выходным отверстием источника плазмы, а другой замыкался проводящим торцом.

Благодарности. Работа выполнена в рамках проекта № 274 по направлению “Фундаментальные исследования в области физики и высоких технологий” Федеральной целевой программы “Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы”.

Автор признателен И.А. Котельникову за интерес, проявленный к работе, и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Муромкин Ю.А. // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы / Под ред. А.И. Карчевского. Т. 12. М.: ВИНТИ, 1991. С. 83.

2. Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 517.
3. Котельников И.А., Кузьмин С.Г. // Физика плазмы. 1999. Т. 25.
4. Волосов В.И., Котельников И.А., Чуркин И.Н. Заявка на патент РФ № 98102500 от 27.01.98.
5. Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 232.
6. La Fontaine Compant A., Pashkovsky V.G. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 4641.
7. Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 411.
8. Котельников И.А., Яковченко С.Г. // Там же. 1991. Т. 17. С. 301.
9. Белавин М.И., Звонков А.В., Тимофеев А.В. Патент РФ № 1742900 от 05.07.1993 г.
10. Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 1146.