

01;04;10

Влияние распределения ионов по продольным скоростям на эффективность и разделительные характеристики ионно-циклотронного метода разделения изотопов

© Е.П. Потанин

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: potanin@imp.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 15 апреля 2004 г. В окончательной редакции 28 сентября 2004 г.)

Применительно к ионно-циклотронному методу разделения изотопов в линейном приближении выполнены расчеты резонансного ВЧ нагрева ионов в электрическом поле, бегущем в продольном и одновременно вращающемся в поперечном к постоянному магнитному полю направлении. В качестве начальных функций распределения ионов по продольным скоростям рассмотрены две модельных функции: функция, пропорциональная первой степени скорости в области малых скоростей, и сдвинутое полумаксвелловское распределение. Функция распределения по поперечным скоростям рассчитывалась в предположении, что начальное распределение по поперечным скоростям является максвелловским. Потоки ионов на отборные пластины коллектора оценивались путем интегрирования с учетом допустимых значений продольных и поперечных скоростей и поперечных координат ведущего центра ионов перед отборником. В первой части работы расчеты выполнены применительно к бинарной модельной смеси с массовыми числами 6 и 7. Исследовано влияние формы распределения по продольным скоростям на эффективность нагрева и концентрацию целевого изотопа на коллекторе. Изучено влияние продольной температуры на ширину резонансной кривой эффективности нагрева. Во второй части работы исследована селективность нагрева изотопных ионов в гадолиниевой плазме. Исследовано влияние продольного магнитного поля на селективность нагрева соседних изотопов с атомной массой 156, 157 и 158.

Введение

Изотопы элементов, не имеющие газообразных соединений при нормальных условиях, обычно получают электромагнитным методом [1], производительность которого невелика. Высокопроизводительными могли бы быть плазменные методы, основанные на системах с бегущим магнитным полем или плазменные центрифуги [2,3]. Однако сравнительно невысокие коэффициенты разделения, достигаемые в тех устройствах, и довольно большие энергозатраты [4] приводят к нецелесообразности их использования для наработки изотопов. Другой плазменный метод, основанный на селективном ионно-циклотронном резонансном (ИЦР) нагреве ионов целевого компонента [5–11], позволяет достигать сравнительно высоких коэффициентов разделения, что позволяет надеяться на его промышленное применение.

Расчеты эффективности нагрева ионов и разделительные характеристики коллектора в случае разделения бинарных изотопных смесей

В основе метода лежит изотопически селективный ионно-циклотронный нагрев ионов выделяемого компонента с последующим его извлечением из потока плазмы в условиях пренебрежимо малого влияния столкновений частиц. Принципиальная схема разделения в наиболее приемлемом для промышленного внедрения варианте

может быть представлена в виде рис. 1. Стационарный плазменный поток (P) из источника плазмы (конструкции источников различного типа подробно описаны в [8]) направляется в область однородного магнитного поля, создаваемого соленоидом 1, где расположена ВЧ антенна 2 нагревающего поля. За зоной нагрева помещена система сбора продукта, представляющая собой эквидистантно расположенные, параллельные плазменному потоку, защищенные экранами (4) отборные пластины (3), предназначенные для отбора нагретых, имеющих больший ларморовский радиус ионов целевого изотопа 7, и поперечную к потоку отвальную пластину 5 для осаждения „холодной“ составляющей 6. С целью увеличения степени разделения на отборные пластины может подаваться положительный отталкивающий потенциал U , который существенно уменьшает поток нецелевого изотопа. По сравнению с промышленным

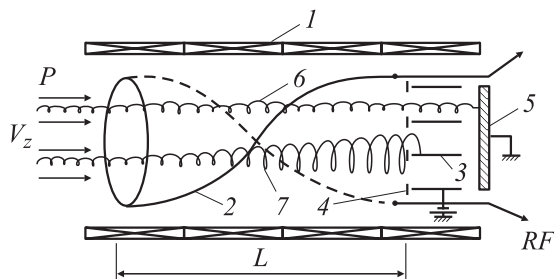


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

электромагнитным сепаратором, использующим ионный пучок, ИЦР установка (ионно-циклотронного резонанса) способна производить существенно большее количество ценного продукта в силу отсутствия в плазме принципиальных ограничений на величину перерабатываемого потока вещества, связанных с положительным объемным зарядом ионного пучка.

В результате прохождения плазмы через зону ИЦР нагрева распределение ионов по поперечным скоростям претерпевает изменение. Информация о функции распределения после прохождения плазменным пучком зоны нагрева важна, так как позволяет оценить не только разделительные характеристики коллекторной системы, но и определить селективные свойства ВЧ системы. В ряде ИЦР устройств (например, в [10]) используют индукционные антенны, представляющие собой скрученные многофазные цилиндрические спирали — так называемые спиральные, или винтовые, антенны. В случае четырехфазной антенны со сдвигом тока в каждой последующей фазе на угол $\pi/2$ представим переменное электрическое поле внутри объема цилиндрической зоны нагрева в виде вектора, вращающегося с угловой скоростью ω и бегущего в положительном направлении оси z

$$E_x = E \cos(\omega t - Kz - \varphi), \quad (1)$$

$$E_y = -E \sin(\omega t - Kz - \varphi), \quad (2)$$

где $K = 2\pi/\lambda$ — „волновое число“, λ — пространственный период изменения электрического поля, E — амплитуда колебаний поля, φ — начальная фаза.

В таком приближении, которое можно назвать линейным, мы пренебрегаем переменными составляющими магнитного поля волны. Поперечный нагрев ионов приводит к возбуждению переменного электростатического поля в плазме, которое уменьшает греющую компоненту, создаваемую антенной. Как показано в [12], максимальная плотность целевых нагреваемых ионов $n_{i \max}$ может быть оценена из соотношения

$$n_{i \max} \approx \frac{m_i c^2 K^3 V_T}{4\pi e^2 \omega},$$

где m_i — масса иона, c — скорость света в вакууме, V_T — тепловая скорость ионов.

Полагая $m_i = 10^{-23}$ г, $K = 10^{-1}$ 1/см, $\omega = 4 \cdot 10^6$ 1/с (соответствует циклотронной частоте иона при магнитной индукции $B = 0.25$ Т), $V_T = 1.6 \cdot 10^6$ см/с, получим $n_{i \max} \cong 10^{12}$ 1/см³. Если плотность ионов меньше критической, то можно пренебречь обратным влиянием движения частиц плазмы на поле антенны (случай относительно небольших плотностей плазмы) и соотношения (1), (2) корректно описывают греющее электрическое поле в плазме на радиусах $r \leq R/2$, где R — радиус антенны [12]. При плотности плазмы $n = 10^{12}$ 1/см³, средней энергии ионов порядка $\theta = 10$ эВ и относительной атомной массе иона $A = 6$, среднее время между

кулоновскими столкновениями ионов, оцениваемое согласно соотношению [8]

$$\tau_{ii} \approx 2 \cdot 10^6 \frac{\theta^{3/2} \sqrt{A}}{n},$$

равно $\tau_{ii} \cong 1.7 \cdot 10^{-4}$ с. Эта величина существенно превышает время пролета ионами зоны нагрева в установке „Сирена“ [10], которое составляло $\tau_f \cong 4 \cdot 10^{-5}$ с. За время пролета средняя энергия ионов достигает порядка 40 эВ. ВЧ мощность, которая идет на нагрев целевых ионов с плотностью $n_t = 8 \cdot 10^{10}$ 1/см³ (концентрацию целевых ионов принимаем 8% для случая бинарной изотопной смеси), при средней скорости продольного потока ионов $V_z = 2 \cdot 10^4$ м/с и площади поперечного сечения плазменного столба 0.03 м², составляет порядка 10² Вт.

Если рассматривать ИЦР нагрев продольного потока ионов с начальным максвелловским распределением по поперечным скоростям и одинаковыми продольными скоростями V_z (будем называть его ионным пучком) во вращающемся в азимутальном направлении и бегущем вдоль оси z электрическом поле (1), (2), то функция распределения ионов по поперечным скоростям V_{\perp} после ИЦР нагрева описывается выражением [13]

$$f_{\perp}(V_{\perp}) = \left(\frac{m}{2\pi k T_{\perp 0}} \right) \times \exp \left(-\frac{m}{2k T_{\perp 0}} (V_{\perp}^2 + V_0^2) \right) I_0 \left(\frac{m V_0 V}{k T_{\perp 0}} \right), \quad (3)$$

где m — масса иона, k — постоянная Больцмана, $T_{\perp 0}$ — начальная поперечная температура ионной компоненты, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Величина V_0 в режиме нагрева, когда поперечная энергия ионов значительно превышает исходную тепловую, равна

$$V_0 \cong \frac{2E\omega_0}{B(\omega - KV_z - \omega_0)} \sin \left((\omega - KV_z - \omega_0) \frac{L}{2V_z} \right). \quad (4)$$

Здесь B — магнитная индукция основного поля, ω — частота нагревающего поля, ω_0 — циклотронная частота иона, L — длина зоны нагрева. Функция (3) нормирована на единицу. Она оказывается зависящей как от продольной скорости ионного пучка, так и от частоты нагревающего поля. В случае наличия распределения по продольным скоростям $f_z(V_z)$ полную функцию распределения можно представить в виде произведения

$$f = n f_{\perp}(V_{\perp}) f_z(V_z), \quad (5)$$

где n — числовая плотность ионов; отметим, что функция (5) существенно отличается от максвелловской.

Для определения потоков ионов на пластину коллектора воспользуемся методикой расчета, развитой в

основном в работах [13–15] применительно к разделению бинарных изотопных смесей. Суть этого метода заключается в определении потоков изотопных компонентов посредством интегрирования „плотности потока“ по допустимому диапазону поперечных и продольных скоростей ионов (V_{\perp} , V_z) и допустимым значениям координат их ведущих центров y_0 перед отборной пластиной с учетом известной функции распределения по скоростям $f(V_{\perp}, V_z)$. Определение потоков ионных компонентов на пластины выполним в отличие от [13] путем интегрирования соответствующих функций, не прибегая к численному интегрированию по координатам ведущих центров ионов, а предварительно определяя диапазон их допустимых значений [14]. Согласно [14], полная плотность поперечного потока ионов какого-либо сорта на коллекторную пластину равна

$$j = \int f \omega_0 V_{\perp} dV_{\perp} dV_z dy_0. \quad (6)$$

В случае бинарной изотопной смеси концентрация целевого компонента

$$C = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$$

(n_i — числовые плотности компонентов) может быть определена из соотношения

$$\frac{C}{1-C} = \frac{C_0}{1-C_0} \frac{j_1 n_{20}}{j_2 n_{10}} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}, \quad (7)$$

где C_0 — исходная концентрация этого компонента, n_{10} и n_{20} — начальные числовые плотности компонентов первого и второго сортов соответственно.

В работах [14,15] были выполнены приближенные модельные расчеты разделительных характеристик коллектора в предположении, что функции распределения ионов по поперечным скоростям после прохождения ионного потока через зону нагрева являются максвелловскими, а ионы обеих компонент имеют известные поперечные температуры $T_{\perp 1}$ и $T_{\perp 2}$. В настоящей работе на основании (3)–(7) и в предположении о реализации нескольких наиболее вероятных распределений ионов по продольным скоростям в источнике (исходные функции распределения) рассчитываются доля частиц, нагретых выше заданной энергии, и концентрация целевого изотопа на переднем крае отборной пластины в зависимости от частоты нагревающего поля. Такая постановка задачи позволяет выявить зависимость эффективности разделения от формы функции распределения по продольным скоростям $f_z(V_z)$ при различных соотношениях между длиной зоны нагрева L и длиной волны тока λ в нагревающей обмотке. С этой целью целесообразно ввести параметр p , равный отношению длины волны λ к длине зоны нагрева L . Плазма, вытекающая из плазменного источника, ограничена с одной стороны и не является равновесной. Поэтому распределение ионов по продольным скоростям должно сильно отличаться от

обычного симметричного максвелловского распределения. Наиболее приближенным к реальному являются несимметричные функции или сдвинутые полумакселловские распределения.

Исследуем сначала эффективность нагрева в случае модельной „немаксвелловской“ функции распределения, предполагающей линейную зависимость от продольной скорости ионов при малых скоростях,

$$f_z(V_z) = \frac{mV_z}{kT_z} \exp\left(-\frac{mV_z^2}{2kT_z}\right), \quad (8)$$

где T_z — эффективная продольная температура.

Если ввести безразмерные величины

$$y = \frac{V_{\perp}}{(2kT_{\perp 0}/m)^{1/2}}, \quad x = \frac{V_z}{(2kT_z/m)^{1/2}},$$

$$n_L = \left(\frac{2kT_z}{m}\right)^{1/2} \frac{2}{L\omega_0}, \quad n_E = \frac{2E}{B \left(\frac{2kT_{\perp 0}}{m}\right)^{1/2}},$$

$$y_{\Omega} = \frac{n_E \sin\left((\Omega - \pi n_L x/p - 1)\frac{1}{nx}\right)}{(\Omega - \pi n_L x/p - 1)}, \quad p = \frac{\lambda}{L},$$

из (5), (6) и (8) можно получить также выражение для относительной доли частиц „изотопного компонента“ η , нагретых до поперечных энергий выше некоторой заданной W_{\min} ($y_1 = \sqrt{\frac{W_{\min}}{kT_{\perp 0}}}$),

$$\eta = 4 \int_0^{\infty} dx \int_{y_1}^{\infty} xy \exp(-y^2 + y_{\Omega}^2 + x^2) I_0(2y y_{\Omega}) dy. \quad (9)$$

Рассмотрим сначала модельную изотопную смесь с атомными массами 6 и 7. На рис. 2 представлены результаты расчетов величины η (назовем ее эффективностью

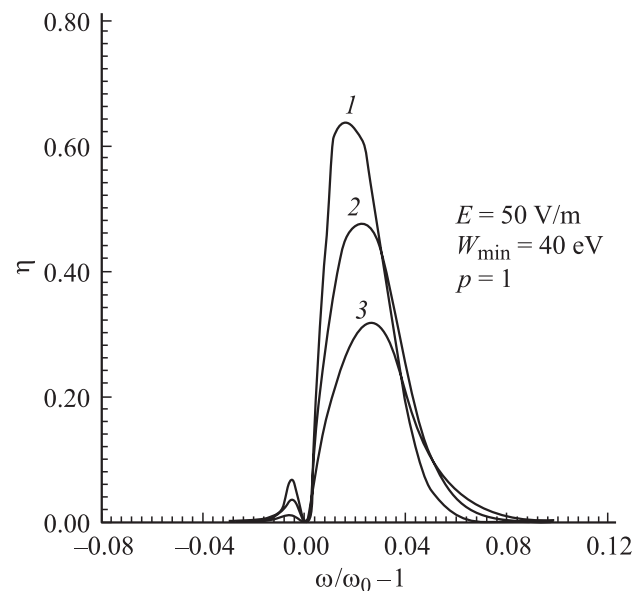


Рис. 2. Зависимость эффективности нагрева ионов η от частоты для различных продольных температур $T_z = 5$ (1), 10 (2), 20 eV (3) и параметра $p = 1.0$ (распределение (8)).

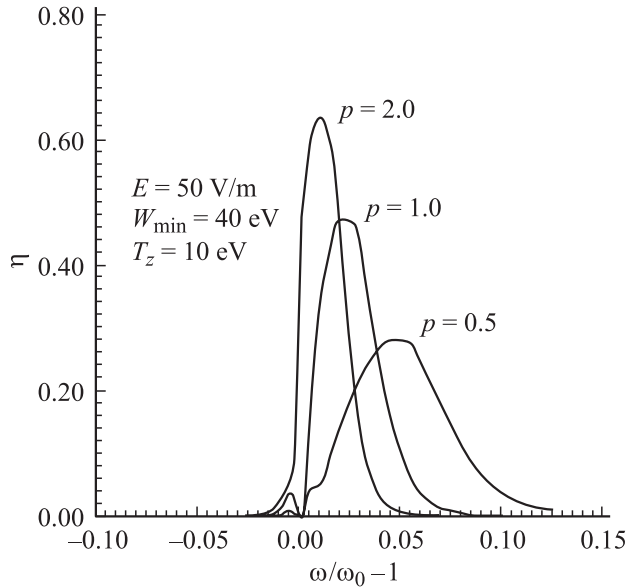


Рис. 3. Зависимость эффективности нагрева η от частоты при $T_z = 10$ eV и различных значениях параметра p (распределение (8)).

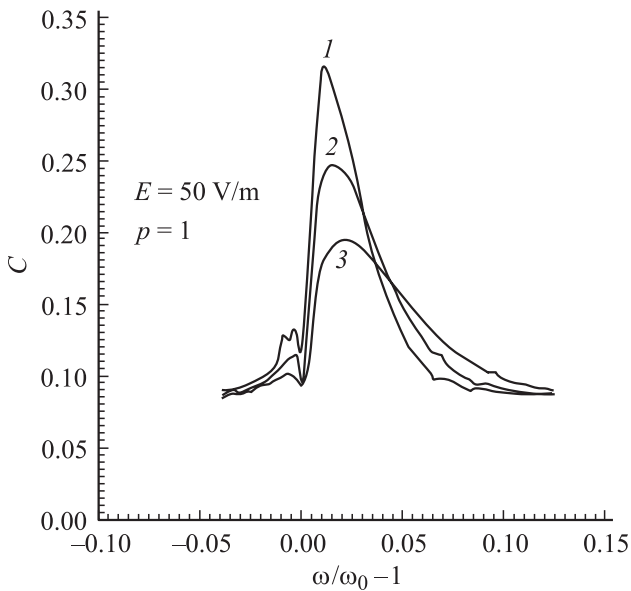


Рис. 4. Зависимость концентрации изотопа с массовым числом 6 на передней кромке отборной пластины от частоты для продольных температур $T_z = 5$ (1), 10 (2), 20 eV (3); $C_0 = 0.08$ (распределение (8)).

нагрева) изотопа с относительной атомной массой 6 в случае $W_{\min} = 40$ eV, амплитуды создаваемого антенной нагревающего электрического поля $E = 50$ V/m, продольных температур $T_z = 5, 10$ и 20 eV, длины зоны нагрева $L = 0.8$ m, магнитной индукции основного поля $B = 0.25$ T и значения параметра $p = 1.0$. Заметим, что наблюдается зависимость величины η от продольной температуры ионов. На рис. 3 приведены аналогич-

ные зависимости для $T_z = 10$ eV и различных значений параметра p при постоянстве длины зоны нагрева L . Следует отметить заметное падение максимальной эффективности нагрева с уменьшением длины волны λ в рассматриваемом диапазоне изменения параметра p . В расчетах предполагалось, что электрическое поле неизменно. При этом надо учитывать, что электрическое поле с увеличением длины волны будет изменяться, если поддерживать ток в антенне постоянным. Увеличение ширины резонансных кривых с уменьшением длины волны связано с доплеровским уширением.

Для определения концентрации целевого компонента с числовой плотностью n на переднем крае отборной пластины в соответствии с соотношением (7) необходимо определить плотность соответствующего потока ионов

$$j = \frac{4n}{\pi} \left(\frac{2kT_{\perp 0}}{m} \right)^{1/2} \times \int_0^{\infty} dx \int_0^{\infty} xy^2 \exp(-(y^2 + y_{\Omega}^2 + x^2)) I_0(2y_{\Omega}) dy. \quad (10)$$

На рис. 4 представлены результаты расчета концентраций изотопа с атомной массой 6 на переднем крае отборной пластины в зависимости от безразмерной частоты электрического поля для различных продольных температур ионов в случае одноволновой антенны ($p = 1$) и исходной концентрации $C_0 = 0.08$. Ширина резонансных кривых незначительно возрастает с увеличением продольной температуры T_z . Интересно сравнить полученные результаты со случаем „сдвинутого“ полумаксвелловского распределения по продольным скоростям

$$f_z(V_z) = 2 \left(\frac{m}{2\pi k T_z} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m(V_z - V_{0z})^2}{2k T_z}\right), \quad V_z \geq V_{0z}$$

и $f_z(V_z) = 0$ при $V_z < V_{0z}$, (11)

где V_{0z} — параметр сдвига.

В этом случае выражение для величины η принимает вид

$$\eta = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \times \int_{x_0}^{\infty} dx \int_{y_1}^{\infty} y \exp(-(y^2 + y_{\Omega}^2 + (x - x_0)^2)) I_0(2y_{\Omega}) dy, \quad (12)$$

где

$$x_0 = \frac{V_{0z}}{(2kT_z/m)^{1/2}}.$$

На рис. 5 сплошные кривые соответствуют результатам расчета величины η с учетом (12) для случаев параметров сдвига $V_{0z} = 10^4$ и $2 \cdot 10^4$ m/s, пунктир —

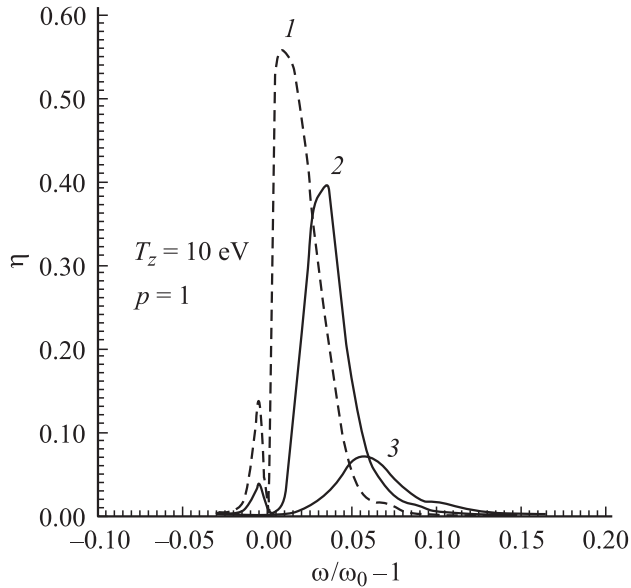


Рис. 5. Зависимость эффективности нагрева η от частоты для различных значений параметра сдвига $V_{0z} = 0$ (1), 10^4 (2), $2 \cdot 10^4$ м/с (3) в распределении (11). Пунктир — отсутствие сдвига. $W_{\min} = 40$ эВ, $E = 50$ В/м.

случаю отсутствия сдвига. Как видно, увеличение параметра сдвига всего в два раза (от 10^4 до $2 \cdot 10^4$ м/с) приводит к существенному уменьшению эффективности ВЧ нагрева ионов изотопа с массовым числом 6. Это хорошо подтверждают результаты расчета разделительных характеристик коллектора нагретых частиц. В случае сдвинутого полумахвелловского распределения по продольным скоростям соотношение для плотности потока принимает вид

$$j = \frac{4n}{\pi^{3/2}} \left(\frac{2kT_{\perp 0}}{m} \right)^{1/2} \int_{x_0}^{\infty} dx \times \int_0^{\infty} y^2 \exp \left(- (y^2 + y_{\Omega}^2 + (x - x_0)^2) \right) I_0(2y y_{\Omega}) dy, \quad (13)$$

На рис. 6 представлены величины концентрации целевого изотопа на передней кромке отборной пластины в отсутствие сдвига ($V_{0z} = 0$) и при сдвиге скорости $V_{0z} = 2 \cdot 10^4$ м/с. Как видно, при больших скоростях плазменного потока происходит не только сдвиг резонанса в сторону больших частот, связанный в эффектом Доплера, но и уменьшение разделительного эффекта. Последний результат имеет ясный физический смысл, поскольку с увеличением параметра сдвига при постоянной величине T_z уменьшается время нагрева ионов. Если рассчитывать эффективность нагрева для двух различных распределений по продольным скоростям (8) и (11), полагая одинаковыми величины средней продольной скорости потока ионов, то величина эффективности нагрева для этих случаев отличается незначительно (рис. 7).

Следует отметить, что полуширины резонансных кривых (ширина, определенная на полувывсоте пика) для эффективности нагрева η и концентрации целевого изотопа C при одинаковых условиях нагрева близки по величине.

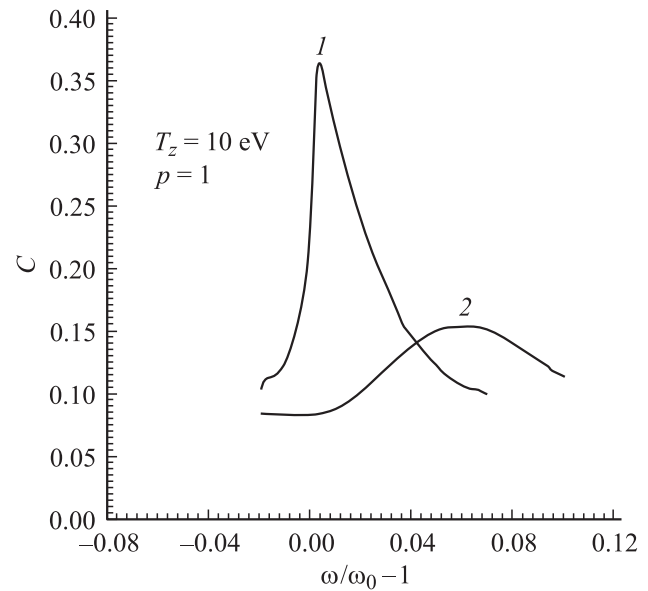


Рис. 6. Зависимость концентрации изотопа с массовым числом 6 от частоты при $E = 50$ В/м и параметрах сдвига $V_{0z} = 0$ (1), $2 \cdot 10^4$ м/с (2).

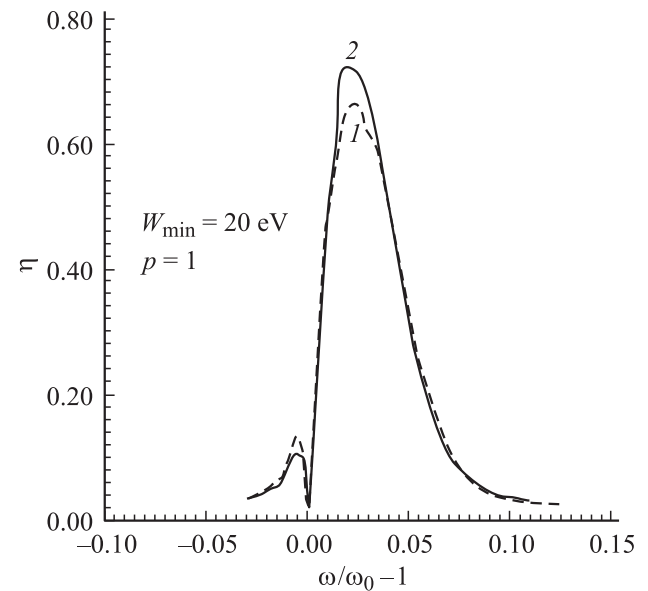


Рис. 7. Зависимость эффективности нагрева η от частоты для различных функций распределения ионов по продольным скоростям (8) (1) и (11) (2) при одинаковой средней продольной скорости ионов $U = 6 \cdot 10^3$ м/с, $E = 50$ В/м, $T_z = 10$ эВ.

Разрешение по массам в случае тяжелых элементов

Выполненные выше расчеты касались случая бинарной изотопной смеси с большими относительными различиями масс разделяемых изотопов. В этом случае для эффективного разрешения по массам были необходимы относительно небольшие магнитные поля. Оценим селективность нагрева ионов многокомпонентной смеси изотопов гадолиния (первая экспериментальная попытка разделения изотопов гадолиния с помощью ИЦР метода была предпринята во Франции [16], в США

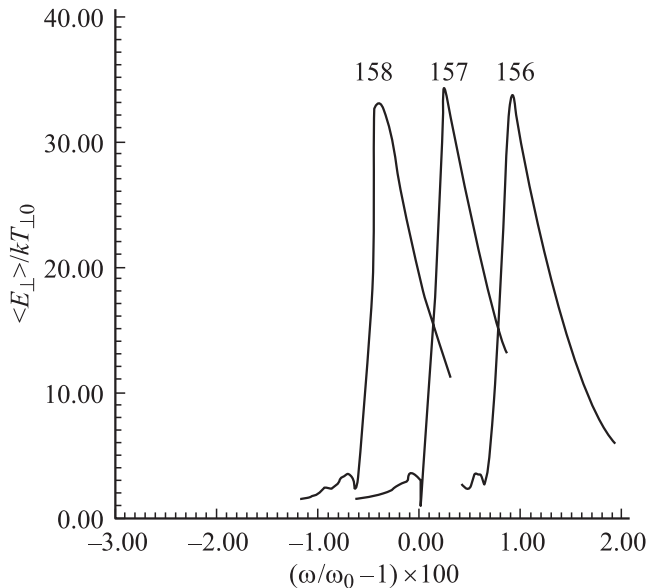


Рис. 8. Средняя поперечная энергия ионов изотопов Gd в зависимости от частоты нагревающего поля при $B = 1$ Т, $E = 15$ В/м, $L = 4$ м, $\lambda = 4$ м, $T_{\perp 0} = 5$ эВ, $T_z = 10$ эВ.

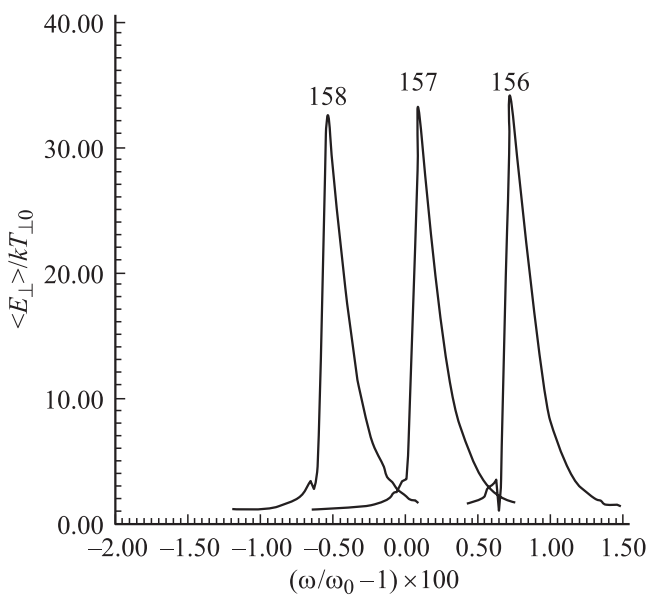


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но при 3 Т.

предварительные результаты по выделению граммовых количеств изотопа ^{157}Gd были недавно получены в [17]). На рис. 8 показаны результаты расчета средней энергии ионов, близких по массе к целевому (^{157}Gd), в зависимости от частоты для значений параметра $p = 1$ в случае амплитуды поперечного электрического поля в плазме $E = 15$ В/м, магнитной индукции основного поля $B = 1$ Т, длины зоны нагрева $L = 4$ м и эффективной продольной температуры ионов $T_z = 10$ эВ. Этот график отчетливо иллюстрирует то обстоятельство, что при данном, сравнительно небольшом, продольном поле $B = 1$ Т разрешение пиков резонансного поглощения энергии невелико (если применить известный из оптики критерий Рэлея, то мы в данном случае находимся на пороге разрешения, когда максимум одного пика совпадает с минимумом соседнего). При этом наблюдается также доплеровский сдвиг резонанса в сторону больших частот (ω_0 — циклотронная частота иона изотопа ^{157}Gd , ее величина при индукции магнитного поля $B = 3$ Т составляет около $1.8 \cdot 10^6$ 1/с), что связано с выбранным направлением распространения „волны“ и средней скорости плазменного потока [10].

На рис. 9 представлены результаты расчета аналогичных зависимостей для магнитной индукции $B = 3$ Т. Как видно, увеличение магнитной индукции основного поля приводит к увеличению селективности нагрева ионов. Это связано с увеличением расстояния между циклотронными частотами изотопов при сохранении полуширины линии. Последнее обстоятельство может иметь решающее значение в случае наличия дополнительных механизмов уширения линии, которые нельзя учесть в рамках данной модели (например, неустойчивости плазмы или столкновения ионов).

Заключение

а) В случае продольного распределения с линейной зависимостью от скорости в диапазоне малых скоростей показано, что эффективность нагрева целевых ионов существенно зависит от продольной температуры; для постоянного нагревающего электрического поля при уменьшении длины волны наблюдается увеличение ширины резонансной кривой нагрева в диапазоне величин параметра p от 2 до 0.5; обнаружена относительно слабая зависимость ширины резонансных кривых для эффективности нагрева и концентрации целевого изотопа от продольной температуры.

б) В случае сдвинутой полумаксвелловской функции распределения по продольным скоростям показано, что увеличение параметра сдвига в два раза приводит к существенному изменению эффективности нагрева.

в) В случае гадолиниевой многокомпонентной плазмы продемонстрировано, что увеличение продольного магнитного поля приводит к соответствующему увеличению селективности нагрева.

Автор благодарит В.Г. Пашковского за помощь в проведении расчетов.

Список литературы

- [1] Бондаренко В.Г., Кузьмин Р.Н. // Изотопы. Свойства, получение, применение / Под ред. В.Ю. Баранова. 2000. С. 219–236.
- [2] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Там же. С. 254–267.
- [3] Карчевский А.И., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П. // Там же. С. 268–285.
- [4] Потанин Е.П. Автореф. докт. дис. М., 1997.
- [5] Авсарьян Г.А., Намиот В.А., Рухадзе А.А. // Письма в ЖТФ. 1975. Вып. 1. С. 820.
- [6] Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1547.
- [7] Mussetto M., Romesser T.E., Dixon D., Strawitch C., Tang J. // IEEE Int. Conf. on Plasma Science. San Diego, 1983. P. 70.
- [8] Муромкин Ю.А. // Итоги науки и техники. Физика плазмы / Под ред. А.И. Карчевского. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 12. С. 83.
- [9] La Fontaine A.C., Louvet P. // Compte rendu des Journees sur les Isotopes Stables. Saclay (France), 1993. P. 332.
- [10] Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А., Мячиков А.И., Пашковский В.Г., Устинов А.Л., Чепкасов А.В. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 411. Препринт ИАЭ. М., 1990. № 5239/7.
- [11] Карчевский А.И., Муромкин Ю.А. Изотопы / Под ред. В.Ю. Баранова. С. 237–253.
- [12] Бергер Д.М., Ньюкомб В.А., Даусон Д.М. и др. // Вторая Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции. М.: Изд-во Главного управления по использованию атомной энергии при Совете министров СССР, 1959. С. 181–192.
- [13] Устинов А.Л. // Препринт ИАЭ. М., 1991. № 5354/6.
- [14] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 416.
- [15] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 1146.
- [16] Pailloux A., Compant La Fontaine A., Louvet P. // SPLG-98. Sixth Workshop Proc. NAGOYA. P. 332.
- [17] Grossbeck M.L., Renier J.-P.A., Bigelow T. // Final Report of NERI Project. N 99-0074. 2003.