

01;04

Нагрев ионов гадолиниевой плазмы методом ионного циклотронного резонанса

© Е.П. Потанин

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

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2006 г.)

Выполнен расчет резонансного ВЧ-нагрева ионов гадолиниевой плазмы в конфигурации электрического поля, бегущего в продольном и одновременно вращающегося в поперечном к постоянному магнитному полю направлениях. В качестве начальных функций распределения ионов по продольным скоростям рассмотрены две модельных функции: пропорциональная первой степени скорости в области малых скоростей и сдвинутая полумаксвелловская. Функция распределения по поперечным скоростям рассчитывалась в предположении, что начальная „поперечная“ функция распределения является максвелловской с температурой 5 eV. Потоки ионов на отборные пластины коллектора рассчитывались в результате интегрирования полной функции распределения с учетом допустимых значений продольных и поперечных скоростей и поперечных координат ведущего центра ионов перед отборником. Расчеты выполнены применительно к целевому изотопу ^{157}Gd и его двум ближайшим соседям. Изучено влияние продольной температуры на ширину резонансной кривой эффективности нагрева и продольной температуры магнитного поля на селективность нагрева ионов. Изучена роль продольного волнового числа нагревающего бегущего электрического поля на избирательность устройства ионного циклотронного резонанса. Оценена эффективность нагрева в виде зависимости относительной доли частиц, нагретых выше некоторой энергии, от частоты.

PACS: 52.50.Qt

Введение

Как известно, изотопы элементов, не имеющих газообразных соединений при нормальных условиях, обычно получают электромагнитным методом [1]. Этот метод хорошо разработан и используется для наработки небольших количеств целевого продукта. Между тем в ряде случаев необходимо значительное количество изотопного продукта. В частности, есть предположение использовать в качестве выгорающих добавок в твелах ядерных реакторов не естественные изотопные смеси некоторых элементов, в частности редкоземельных, таких как Sm, Gd, Eu, Dy и др., а их изотопобогащенные смеси. В качестве такой добавки может быть использован изотоп ^{157}Gd , имеющий очень большое сечение поглощения тепловых нейтронов. Потребность в этом изотопе для нужд атомной энергетики составит десятки килограммов в год. К сожалению, промышленный центробежный метод добычи не может быть использован в данном случае, поскольку отсутствуют удобные летучие соединения гадолиния. Не позволяет получить такие изотопы в отмеченных масштабах и промышленный электромагнитный метод. В настоящее время довольно широко обсуждается плазменный метод, основанный на селективном ионно-циклотронном резонансом (ИЦР) нагреве ионов целевого компонента [2–9], который может иметь преимущество перед электромагнитным в плане производительности, поскольку разделение при этом происходит в квазинейтральной плазме. Недостатком

ИЦР-метода является достаточно низкая селективность для элементов с малыми относительными различиями масс изотопов, связанная в основном с доплеровским и времяпролетным уширениями линий циклотронного поглощения. Применительно к гадолиниевой плазме этот недостаток может иметь важное значение из-за малости относительных различий масс соседних изотопов.

Расчет селективности нагрева ионов

Принципиальная схема ИЦР-разделения описана во многих работах (см., например, [10]). Стационарный плазменный поток направляется в область однородного магнитного поля, где расположена антенна ВЧ-поля, изотопически селективно нагревающего ионы. За зоной нагрева помещена система сбора продукта, представляющая собой расположенные на одинаковом расстоянии друг от друга параллельные плазменному потоку отборные пластины для улавливания нагретых, имеющих больший ларморовский радиус, ионов целевого изотопа и поперечную к потоку пластину для осаждения „холодной“ составляющей.

Для определения степени разрешения линий изотопического нагрева (селективности) необходимо иметь информацию о функции распределения ионов по скоростям после прохождения плазменным потоком зоны ИЦР-ускорения [11,12]. В работе [13] в предположении, что нагревающее переменное электрическое поле в плазме совпадает с вакуумным полем длиной

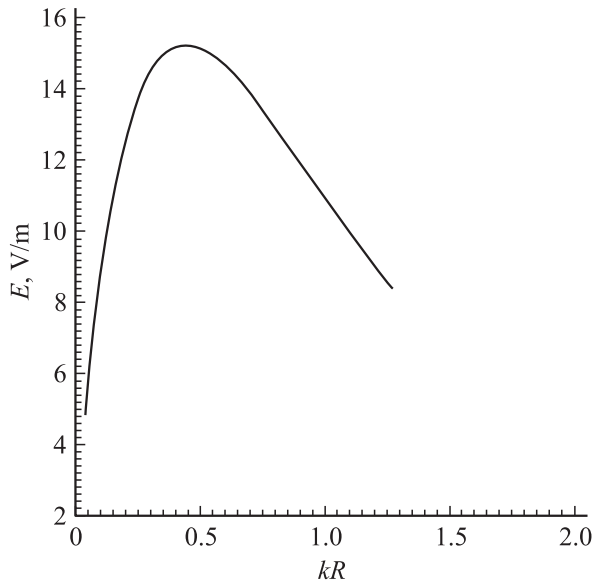


Рис. 1. Электрическое поле длинной антенны.

антенны ($L \gg R$, L — длина антенны, R — радиус ее обмотки) были рассчитаны функции распределения ионов по поперечным скоростям $f_{\perp}(V_{\perp})$ применительно к литиевой плазме. Учитывалось, что начальные функции распределения по поперечным скоростям являются максвелловскими. Рассматривались две различные функции распределения ионов по продольным скоростям V_z в потоке плазмы:

$$f_z(V_z) = \frac{mV_z}{kT_z} \exp\left(-\frac{mV_z^2}{2kT_z}\right), \quad (1)$$

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

$$V_z \geq V_{0z} \quad \text{и} \quad f_z(V_z) = 0 \quad \text{при} \quad V_z < 0, \quad (2)$$

где T_z — „продольная температура“, V_z — продольная скорость ионов, V_{0z} — параметр сдвига. Полученная в [13] информация о полной функции распределения ионов на выходе из зоны нагрева позволяла одновременно учесть доплеровское и времяпролетное уширение линии поглощения энергии.

Выполним оценки селективности процесса нагрева ионов применительно к параметрам гадолиниевой плазмы. В качестве ВЧ-антенны предполагается использовать индукционную систему, представляющую собой четырехфазные цилиндрические спирали со сдвигом тока в каждой последующей фазе на угол $\pi/2$. Для такой антенны обычно вводится продольный пространственный период намотки λ („длина волны“), связанный с продольным „волновым числом“ $K = \frac{2\pi}{\lambda}$. Электрическое поле такой антенны слабо зависит от радиальной координаты в области $r \leq R/2$ (R — радиус обмотки антенны) и имеет немонотонную зависимость от

продольного волнового числа K . На рис. 1 представлена зависимость амплитуды поперечного нагревающего поля длинной антенны с амплитудным значением тока в одной фазе $I = 50$ А от безразмерного волнового числа KR для частоты $f = 290$ kHz, соответствующей ионной циклотронной частоте для изотопа ^{157}Gd при индукции внешнего магнитного поля $B = 3$ Т. Для гадолиниевой плазмы примем следующие значения параметров: начальная поперечная температура ионов $T_{\perp 0} = 5$ eV, продольные температуры ионов $T_z = 10, 15$ и 20 eV.

В первой части данной работы на основании полученных в [11,13] в линейном приближении результатов для функции распределения рассчитываются средние поперечные энергии ионов $\langle E_{\perp} \rangle$ после прохождения плазменного потока через зону нагрева.

Функция распределения по вектору поперечной скорости имеет вид

$$f_{\perp}(V_{\perp}) = \left(\frac{m}{2\pi kT_{\perp 0}}\right) \times \exp\left(-\frac{m}{2kT_{\perp 0}}(V_{\perp}^2 + V_0^2)\right) I_0\left(\frac{mV_0V_{\perp}}{kT_{\perp 0}}\right), \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, V_{\perp} — поперечная скорость ионов, $T_{\perp 0}$ — начальная поперечная температура ионной компоненты, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Величина V_0 выражается формулой

$$V_0 \cong \frac{2E\omega_0}{B_z(\omega - KV_z - \omega_0)} \sin\left(\left(\omega - KV_z - \omega_0\right)\frac{L}{2V_z}\right),$$

где ω_0 — циклотронная частота иона. Тогда для средней поперечной энергии ионов найдем в предположении, что длина антенны совпадает с длиной зоны нагрева

$$\langle E_{\perp} \rangle = 4kT_{\perp 0}$$

$$\times \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I_0(2v_{\perp}v_0)v_z \exp\left(-\left(v_z^2 + v_{\perp}^2 + v_0^2\right)\right) v_{\perp}^3 dv_{\perp} dv_z, \quad (4)$$

$v_{\perp} = \frac{V_{\perp}}{(2kT_{\perp 0}/m)^{1/2}}$, $v_z = \frac{V_z}{(2kT_z/m)^{1/2}}$, где v_{\perp} и v_z — безразмерные поперечная и продольная скорости ионов,

$$v_0 = \frac{E_0 \sin\left((\Omega - v_z/Np - 1)\frac{2\pi N}{v_z}\right)}{\Omega - v_z/Np - 1}, \quad p = \frac{\Lambda}{L},$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad E_0 = \frac{2E}{B_z\left(\frac{2kT_{\perp 0}}{m}\right)^{1/2}}, \quad N = \frac{L\omega_0}{2\pi\left(\frac{2kT_z}{m}\right)^{1/2}},$$

ω — частота генератора ВЧ-антенны, E — амплитуда поперечного электрического поля. Исследовались случаи различных соотношений между длиной зоны нагрева L и „длиной волны“ λ нагревающей обмотки, для чего был введен безразмерный параметр $p = \lambda/L$.

В случае постоянства длины зоны нагрева L изменение параметра p соответствует изменению длины волны λ , а следовательно, и волнового числа K ; и наоборот, в случае постоянства λ вариация параметра p соответствует изменению длины зоны нагрева. Возможны две постановки задачи о нагреве ионов. Можно, как это было сделано в [10], задавать амплитудное значение электрического поля E в области ускорения ионов. В настоящей работе примем электрический ток в одной фазе антенны I . Эти величины связаны между собой соотношением

$$E \cong \frac{\mu_0 I}{\pi} \frac{\omega_0 K R}{\sqrt{1 + (KR)^2}} K_0(KR),$$

где K_0 — функция Макдональда нулевого порядка.

На рис. 2 представлены результаты расчета средней энергии близких по массе к целевому ^{157}Gd ионов в зависимости от частоты. Этот график отчетливо иллюстрирует то обстоятельство, что при сравнительно небольшом продольном поле $B = 1 \text{ Т}$ разрешение пиков резонансного поглощения энергии невелико. При этом наблюдается также доплеровский сдвиг резонанса в сторону больших частот (отметим, что на данном рисунке ω_0 — циклотронная частота иона изотопа ^{157}Gd), что связано с выбранным направлением распространения „волны“ и средней скорости плазменного потока [10].

На рис. 3 представлены результаты расчета аналогичных зависимостей для магнитной индукции $B = 3 \text{ Т}$. Как видно, возрастание магнитной индукции основного поля приводит к увеличению селективности нагрева ионов. Последнее обстоятельство может иметь решающее значение при наличии дополнительных механизмов

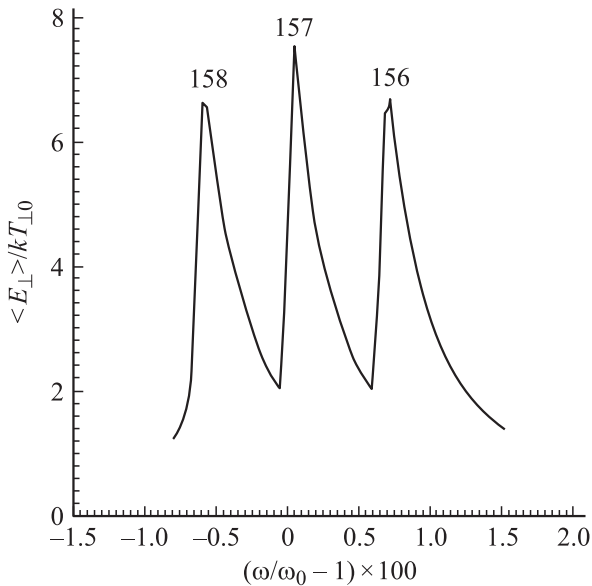


Рис. 2. Средняя поперечная энергия ионов изотопов Gd в зависимости от частоты нагревающего поля при $B = 1 \text{ Т}$ ($L = 4 \text{ м}$, $T_{\perp 0} = 5 \text{ эВ}$, $T_{\parallel} = 10 \text{ эВ}$, $\lambda = 8 \text{ м}$).

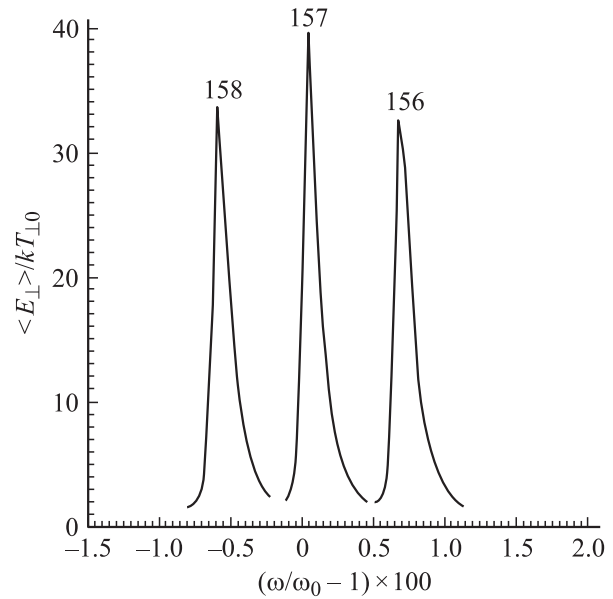


Рис. 3. То же, что на рис. 2 при $B = 3 \text{ Т}$.

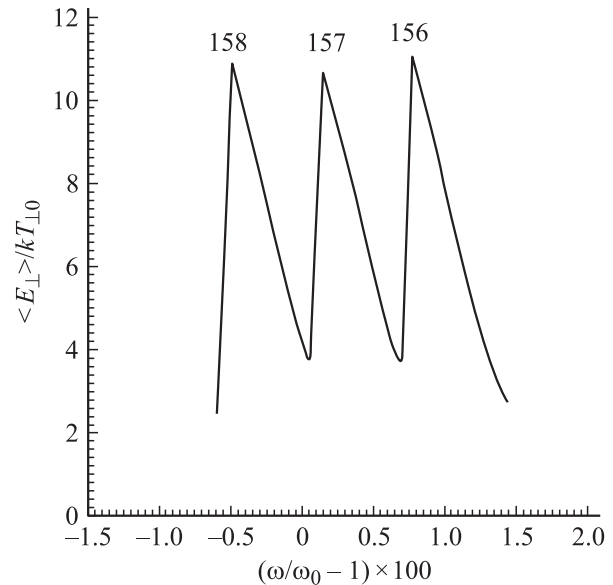


Рис. 4. То же, что на рис. 2 при $B = 3 \text{ Т}$, $\lambda = 2 \text{ м}$.

уширения линии, которые нельзя учесть в рамках данной модели (например, неустойчивость плазмы). Данные расчеты качественно подтверждают экспериментально полученную в работе [14] зависимость коэффициента обогащения смеси изотопов гадолиния от магнитного поля. Исследуем зависимость селективности от волнового числа, которое связано с параметром p . Положим параметр $p = 0.5$ ($\lambda = 2 \text{ м}$), что соответствует увеличению волнового числа в 4 раза по сравнению со случаем, иллюстрируемым на рис. 3.

На рис. 4 приведены соответствующие резонансные кривые для трех изотопов, которые показывают уменьше-

ние селективности с увеличением волнового числа K , что прямо связано с доплеровским уширением линии.

Анализ эффективности нагрева

Используя выражения для функции распределения по поперечным скоростям (3), можно получить выражение для относительной доли частиц η , нагретых до значений энергии выше некоторой заданной W_{\min} ($y_1 = \sqrt{\frac{W_{\min}}{kT_{\perp 0}}}$) в случае обеих функций распределений по продольным скоростям

$$\eta = 4 \int_0^{\infty} dv_z \times \int_{y_1}^{\infty} v_z v_{\perp} \exp(-v_{\perp}^2 + v_0^2 + v_z^2) I_0(2v_{\perp} v_0) dv_{\perp} \quad (5)$$

для распределения (1) и

$$\eta = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{v_{z0}}^{\infty} dv_z \times \int_{y_1}^{\infty} v_{\perp} \exp(-(v_{\perp}^2 + v_0^2 + (v_z - v_{z0})^2)) I_0(2v_{\perp} v_0) dv_{\perp} \quad (6)$$

для распределения (2), где $v_{z0} = \frac{V_{0z}}{(2kT_z/m)^{1/2}}$.

На рис. 5 показаны зависимости относительной доли частиц, нагретых выше энергии $W_{\min} = 100$ eV, от безразмерной частоты нагревающего поля для длины зоны нагрева $L = 4$ м, длины волны $\lambda = 4$ м ($p = 1$),

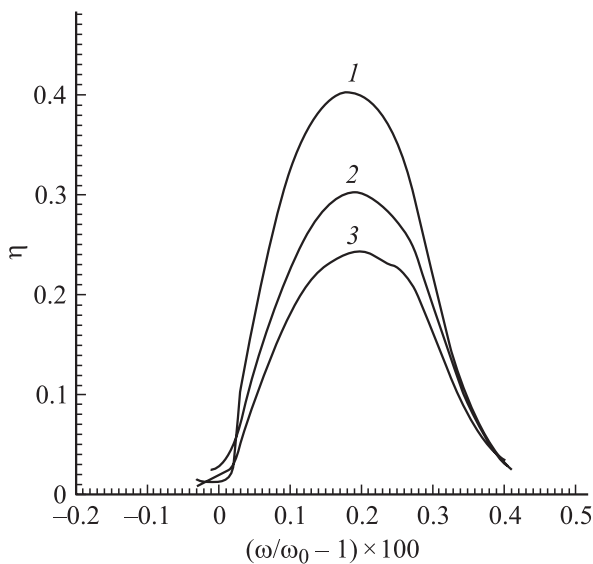


Рис. 5. Относительная доля ионов ^{157}Gd для 1 — $T_z = 10$, 2 — 15, 3 — 20 eV.

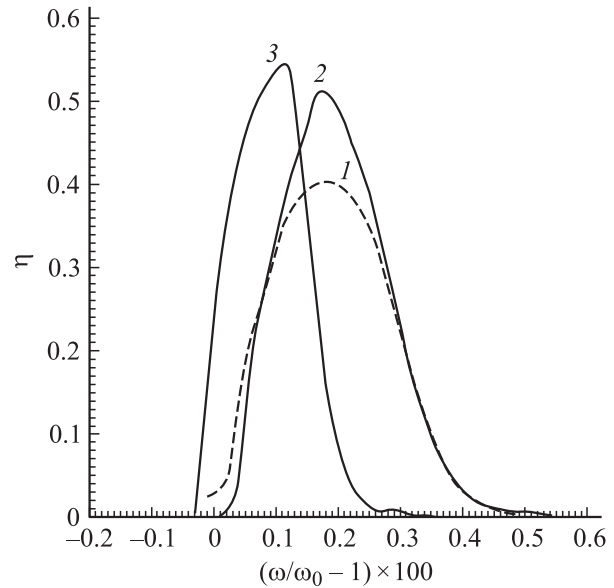


Рис. 6. Относительная доля ионов ^{157}Gd для различных функций распределения ионов по продольным скоростям ($L = 4$ м). 1, 2 — $\lambda = 4$; 3 — 8 м.

магнитной индукции $B = 3$ Т, амплитудного значения тока в одной фазе $I = 50$ А. Как видно, уменьшение продольной температуры, сопровождающееся падением продольного потока ионов, приводит к соответствующему увеличению эффективности разделения.

На рис. 6 представлены зависимости относительной доли частиц, нагретых до энергий выше $W_{\min} = 100$ eV, от безразмерной частоты для магнитной индукции $B = 3$ Т, амплитудного значения тока $I = 50$ А, продольной температуры $T_z = 10$ eV и средней скорости продольного потока плазмы $\bar{V} = 3.1 \cdot 10^3$ м/с и различных функций распределения ионов по продольным скоростям (1) и (2). Отметим, что в обоих случаях продольный ионный поток принимался одинаковым, соответствующим значению безразмерного параметра $v_{z0} = 0.322$ для функции распределения (2). Кривая 1 — зависимость для модельной функции (1), 2, 3 — для сдвинутого полумаксвелловского распределения (2) в случае одноволновой ($p = 1$) и полуволновой ($p = 2$) антенн. Подтверждается сделанный ранее в [11] вывод о некотором преимуществе полуволновой антенны над одноволновой. Наблюдается также небольшое увеличение эффективности разделения в случае сдвинутого полумаксвелловского продольного распределения (2) по сравнению со случаем неравновесного распределения (1).

Заключение

1. Для различных функций распределения ионов по продольным скоростям исследовались селективность и эффективность ИЦР-нагрева ионов гадолиниевой плаз-

мы при различных значениях параметров установки и свойств плазмы. Показано, что селективность нагрева снижается не только при уменьшении магнитного поля, но и при увеличении волнового числа бегущей электромагнитной волны. Последнее непосредственно связано с эффектом Доплера.

2. Изучены зависимости эффективности нагрева ионов плазмы от продольной эффективной температуры иона и характера распределения по продольным скоростям. Наблюдается снижение эффективности с увеличением продольной „температуры“. Возрастание продольного волнового числа приводит к сдвигу кривой эффективности в область меньших частот и некоторому увеличению максимального числа ионов, нагретых выше заданной температуры. Вид функции распределения при одинаковом среднем потоке ионов незначительно влияет на эффективность нагрева.

Автор признателен В.Г. Пашковскому, предоставившему программу расчета функций Бесселя.

Список литературы

- [1] *Kuzmin R.N., Bondarenko V.G., Tchesnocov V.M.* Synthesis and Applications of Isotopically Labelled Compounds. Dresden, 2001. Vol. 7. P. 10.
- [2] *Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1547.
- [3] *Карчевский А.И., Муромкин Ю.А.* // Изотопы / Под ред. В.Ю. Баранова. Ч. 1. 2005. С. 307–326.
- [4] *Louvet P.* // Proc. of the Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases. Versailles, 1989.
- [5] *Муромкин Ю.А.* // Итоги науки и техники. Физика плазмы / Под ред. А.И. Карчевского. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 12. С. 83.
- [6] *Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А.* // Препринт, ИАЭ-5239/7. М.: ИАЭ, 1990.
- [7] *Белавин М.И., Звонков А.В., Тимофеев А.В.* Патент РФ. № 1742900, 5.07.1993.
- [8] *Устинов А.Л.* // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 170.
- [9] *Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г.* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 517.
- [10] *Потанин Е.П.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 6. С. 25.
- [11] *Устинов А.Л.* // Препринт № 5354/6. М.: ИАЭ, 1991.
- [12] *Кузьмин С.Г.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 1105.
- [13] *Карчевский А.И., Потанин Е.П.* // Докл. на 6-й Всерос. науч. конф. „Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул“. Звенигород, 2001.
- [14] *Palloux A., Compant La Fontain A., Louvet P.* // SPLG-98. VI Workshop Proc. Nagoya. 1998. P. 332.