

В.И. Волосов, В.В. Демнев, А.Г. Стешов, И.Н. Чуркин

Институт ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Ионно циклотронный нагрев, использующийся для разделения изотопов, осуществляется электрическими ВЧ полями с частотой, соответствующей частоте целевых ионов в однородном магнитном поле ($\Delta B/B \sim 5 \cdot 10^{-3}$). Рассматриваются принципы работы и конструкции двух типов ВЧ антенн, предназначенных для ИЦР нагрева. Описывается методика оценки эффективности ионно циклотронного нагрева этими антеннами «узкого» плазменного потока в одночастичном приближении.

*В.И. Волосов, В.В. Демнев,
А.Г. Стешов, И.Н. Чуркин*

ОСОБЕННОСТИ ИОННО ЦИКЛОТРОННОГО
РЕЗОНАНСНОГО НАГРЕВА
ЭЛЕКТРОДНО ЕМКОСТНОЙ
И СОЛЕНОИДАЛЬНОЙ АНТЕННАМИ

Features of ICR heating by electrode capacitance and solenoidal antennas

I.N. Churkin, V.V. Demenev, A.G. Steshov, V.I. Volosov

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

Ion cyclotron resonance heating used for isotope separation is provided by electrical field with frequency corresponding to the frequency of purpose ions in uniform magnetic field ($\Delta B/B \sim 5 \cdot 10^{-3}$). The operating principles and the construction of two types of HF antennas used for ICR heating are considered. The methods of estimation of effectiveness of ICR heating of “narrow” plasma flow by these antennas in single particle approximation are described.

ИЯФ 2001 50

НОВОСИБИРСК
2001

@ Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Электродно емкостная антенна

Принцип работы

Принцип работы электродно емкостной антенны показан на рис.2. Особенностью работы этой антенны является совмещение функций нагрева и сбора ионов. Пластины антенны (1) используются для догрева ионов, выходящих за поперечные размеры пучка, кроме того, на них крепятся сборники целевых частиц. Ларморовские радиусы нагретых ионов становятся настолько большими, что их траектории выходят из пучка (2) и оседают на специальных пластинах (3). Сбор ионов целевого изотопа осуществляется по принципу «прямого» сбора, то есть по мере нагрева резонансные ионы попадают на сборники. Однородное электрическое ВЧ поле вводится в плазму с помощью торцевых электродов (4) за счет продольной электронной проводимости. Аналогичный ввод электрического поля в плазму известен по работам [6, 7].

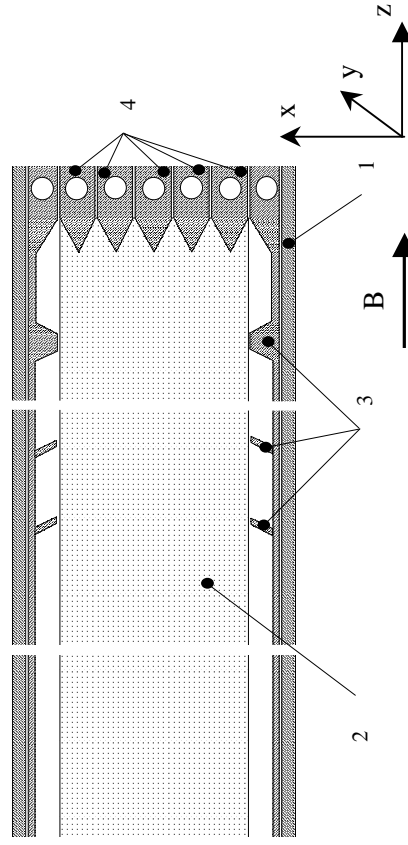


Рис. 2. Электродно емкостная антенна (1 – пластины антенны, 2 – поток плазмы, 3 – сборники резонансных ионов, 4 – торцевые электроды, являющиеся одновременно, элементами коллектора нерезонансных ионов).

Ионно циклотронный нагрев в электродно емкостной антенне

При моделировании процесса ИЦР нагрева в электродно емкостной антенне считалось, что электрическое поле в плазме однородное (отсутствуют какие либо поперечные пространственные градиенты).

Нагрев ионов осуществляется электрическим полем:

Введение

Известен метод разделения изотопов при помощи селективного ионно циклотронного нагрева (ИЦР нагрева) плазмы [1,2,3]. ИЦР метод позволяет создать высокопроизводительную технологию так, как в плазме отсутствуют эффекты, связанные с объемным зарядом ионов.

Особенностью рассматриваемого случая ИЦР разделения изотопов является использование “узкого” плазменного потока, т.е. в поперечный размер вписывается всего 3 – 4 ларморовских диаметра ионов плазмы [4].

Работающая на этом принципе установка (рис.1) включает в себя три основных элемента: систему получения плазмы (1), систему селективного ИЦР нагрева ионов (3) и систему отбора целевого изотопа (4). Поток относительно холодной плазмы вытекает через выпускной канал (2) вдоль силовых линий магнитного поля в направлении системы ИЦР нагрева [4].

Система ВЧ нагрева осуществляет селективный нагрев целевого изотопа. В данной работе рассматривается процесс ИЦР нагрева на первой гармонике циклотронной частоты в одночастичном приближении антеннами двух типов: электродно емкостной и соленоидальной. Рассматриваемые антенны возбуждают электрические поля, не имеющие продольной компоненты. Никаких собственных колебаний плазмы при этом не возбуждается. Это позволяет устранить принципиальные трудности, возникшие при использовании антенн, возбуждающих колебания с периодической структурой в направлении магнитного поля [5]. Для разделения изотопов в «узком» плазменном потоке можно использовать специальную систему сбора изотопов.

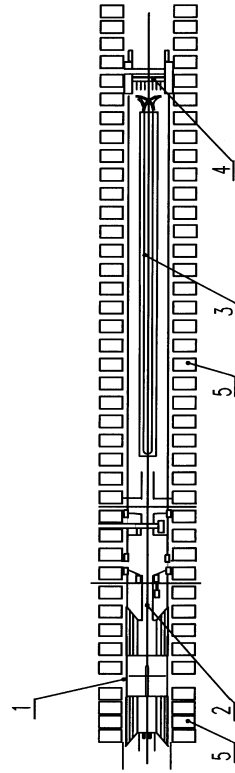


Рис. 1. Схема установки (1 – источник плазменного потока, 2 – выпускной канал, 3 – ВЧ антенна, 4 – сборники, 5 – катушки магнитной системы Установки).

$E(t) = E_0 \cdot \cos(\omega_{hf} \cdot t + \phi_0)$, где ω_{hf} – частота ВЧ поля, ϕ_0 – сдвиг фазы электрического поля относительно вращения иона по ларморовской окружности, E_0 – амплитуда электрического ВЧ поля.

Задача о траектории ионов в такой антенне решалась численным образом в предположении постоянства продольной скорости ионов.

Для поперечных прямоугольных координат уравнения для движения ионов можно написать следующим образом (см. рис. 2):

$$\frac{d^2}{dt^2} x(t) = - \frac{Z \cdot q \cdot B(z)}{m_a \cdot A} \cdot y(t) + \frac{Z \cdot q}{m_a \cdot A} \cdot E_0 \cdot \cos(\omega_{hf} \cdot t + \phi_0)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} y(t) = \frac{Z \cdot q \cdot B(z)}{m_a \cdot A} \cdot x(t),$$

где Z – заряд иона (предполагается $Z=1$), q – элементарный заряд, m_a – масса а.е., A – масса целевых частиц, $B(z)$ – амплитуда магнитного поля (в нашем случае это периодическая величина, из за периодической расстановки катушек, формирующих магнитное поле, с периодом $T_{поле} = T_{катушек} = 13.8$ см).

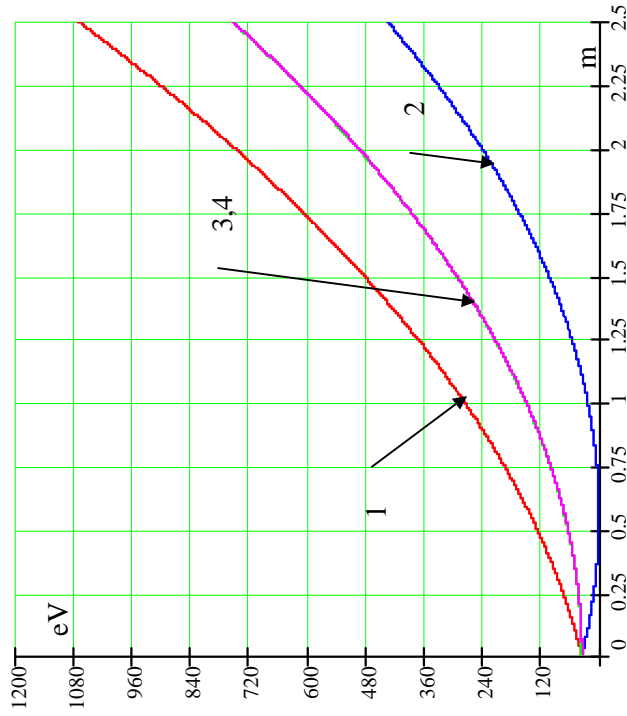


Рис. 3. Изменение поперечной энергии (эВ) резонансного иона вдоль антенны (м) (^{157}Gd , $W_{\perp} = 1,96$ эВ, $W_{\parallel} = 35$ эВ, $E = 60$ В/м; фаза: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

Процессы набора энергии и роста размера ларморовского радиуса резонансного иона (^{157}Gd) при оптимальных параметрах плазменного потока (продольная скорость ионов такова, что на длине зоны нагрева (2.5 м) ион совершает $N = A$ число оборотов) для напряженности электрического поля $E = 60$ В/м, магнитного поля $B = 1$ Т, в зависимости от начальной фазы влета иона проиллюстрированы на рис.3,4.

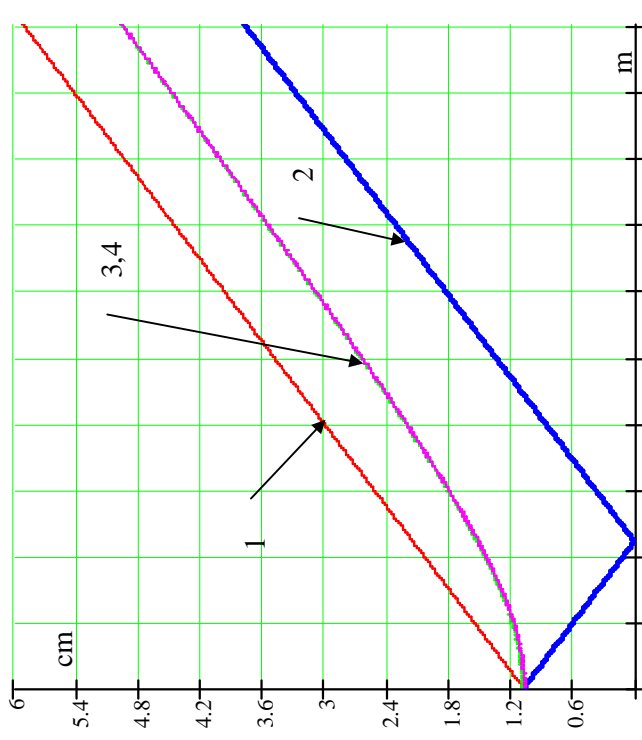


Рис. 4. Ларморовский радиус (см) резонансных ионов вдоль антенны(м) (^{157}Gd , $W_{\perp} = 1,96$ эВ, $W_{\parallel} = 35$ эВ, $E = 60$ В/м; фаза: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

Процесс изменения поперечной энергии и изменение размера ларморовского радиуса нерезонансного иона (^{158}Gd) при тех же параметрах в зависимости от начальной фазы влета иона проиллюстрированы на рис.5,6.

Изменение ларморовского радиуса нерезонансных ионов зависит только от электрического поля и начальной фазы и слабо зависит от начальной энергии.

Проблемы и ограничения селективного ИЦР нагрева и сбора изотопов электродно емкостной антенной

1. При возникновении пространственной неоднородности ВЧ поля в зоне ионно циклотронного нагрева появляются дрейфовые движения, искажающие расчетные траектории ионов. В этом случае при существо ющей системе сепарации и сбора основная часть резонансных ионов не попадет на соответствующие сборники и будет потеряна.

Причинами появления градиентных полей могут быть:

- разбаланс электронных и ионных потоков, падающих на принимающие элементы, либо пространственный градиент электронной температуры в объеме плазмы;
- плазменные процессы (плазменные колебания, сильная поперечная диффузия);
- взаимодействие полей источника плазменного потока и ВЧ антенны. Проникновение электрических потенциалов, имеющихся в источнике плазмы (радиальные электрические поля $E = f(r^k)$, где $k > 0$) в зону ВЧ нагрева за счет электронной проводимости приводит к уменьшению эффективности нагрева резонансных ионов и к изменению условий сепарации целевых элементов.

Возможное продольное (вдоль плазменного потока) распределение потенциалов, в том числе и высокочастотных, приводит к тому, что ионы могут приобрести/потерять продольную энергию, тем самым искажать расчетные параметры нагрева и сбора изотопов.

2. Ограничение на максимальное содержание целевого изотопа в плазменном потоке. Нагрев ионов в электродно емкостной антенне идет за счет омических токов, текущих поперек плазмы. Средние (суммарные по всем приемникам) электронный и ионный токи равны между собой, и общий суммарный ток равен нулю. Таким образом, за счет естественного ограничения продольных токов имеется предел на максимальное значение мощности, которая может быть передана от генератора к целевым изотопам.

Соленоидальная антенна

Для ионно циклотронного нагрева плазменного потока с большим содержанием целевого изотопа либо с малой продольной электронной проводимостью рассматривается соленоидальная антенна [8].

Принцип работы

Общий вид антенны показан на рис.7. Соленоидальная антенна создает вихревое азимутальное электрическое ВЧ поле, которое пропорционально радиусу и на оси обращается в нуль.

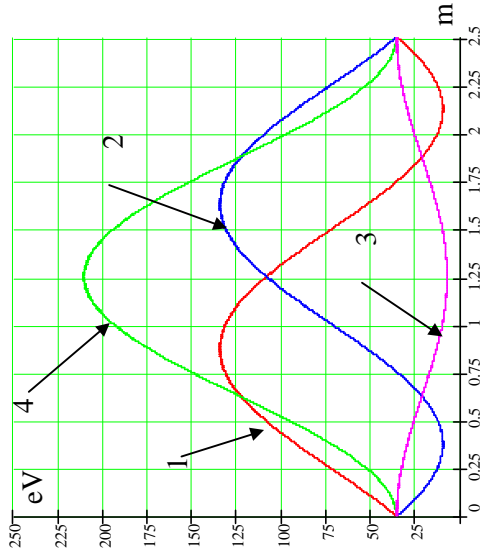


Рис. 5. Изменение поперечной энергии (эВ) нерезонансной частицы вдоль антенны (м) (^{158}Gd , $W_{\perp} = 1,66$ эВ, $W_{\parallel} = 35$ эВ, $E = 60$ В/м; фаза: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

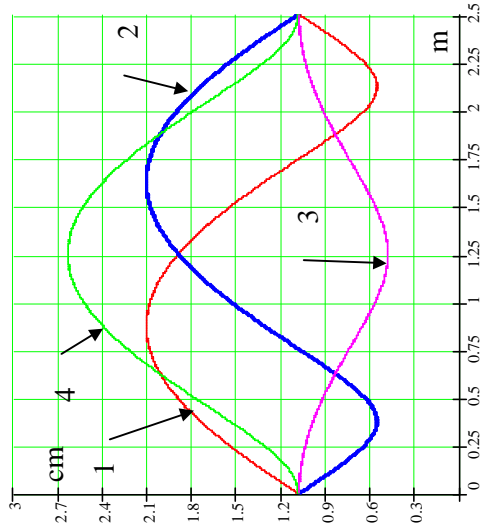


Рис. 6. Ларморовский радиус (см) нерезонансных ионов вдоль антенны (м) (^{158}Gd , $W_{\perp} = 1,66$ эВ, $W_{\parallel} = 35$ эВ, $E = 60$ В/м; фаза: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

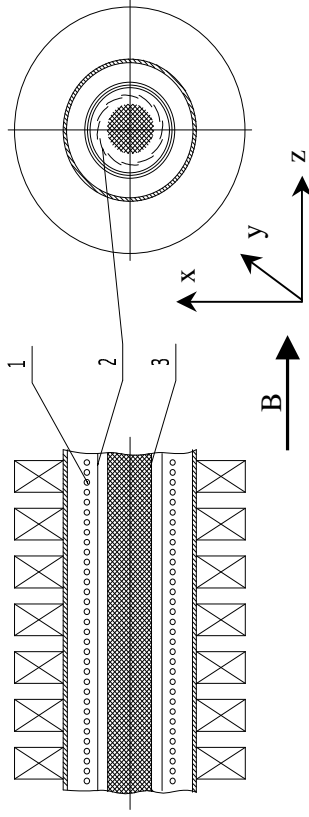


Рис. 7. Соленоидальная антенна (1 – катушка соленоидального типа, 2 – экран, 3 – плазменный поток).

Экран (2) выполнен в виде продольных разрезных металлических полос, что снимает продольную компоненту вихревого электрического поля, создаваемого антенной. Помимо этого, экран выполняет роль теплового экрана между антенной и плазмой.

Ионно циклотронный нагрев в соленоидальной антенне

Для синусоидального изменения магнитного поля ($B_n = B_0 \cdot \sin(2\pi f_{hf} t)$) поперечное вихревое электрическое поле можно записать:

$$E_\phi(r) = -\frac{r}{2} \cdot B_0 \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_{hf} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_{hf} \cdot t).$$

Задача о движении ионов в соленоидальной антенне решается численным образом. Для поперечных прямоугольных координат с началом в центре антенны уравнения для движения ионов:

$$\frac{d^2}{dt^2} x(t) = -\frac{Z \cdot q \cdot B(z)}{m_a \cdot A} \cdot \frac{d}{dt} y(t) + \frac{Z \cdot q}{m_a \cdot A} \cdot (E_0 \cdot y) \cdot \cos(\omega_{hf} \cdot t + \phi_0),$$

$$\frac{d^2}{dt^2} y(t) = \frac{Z \cdot q \cdot B(z)}{m_a \cdot A} \cdot \frac{d}{dt} x(t) + \frac{Z \cdot q}{m_a \cdot A} \cdot (E_0 \cdot x) \cdot \cos(\omega_{hf} \cdot t + \phi_0),$$

где Z – заряд иона, f_{hf} – частота ВЧ поля, E_0 – коэффициент пропорциональности ($E_\phi(r) = E_0 r$)

В качестве иллюстраций на рис.8-13 приведены результаты численных расчетов: зона нагрева 2.5 метров, но при тех же параметрах частицы, что и для электродно емкостной антенны, $W_{пл} = 1.96$ эВ, $W_{\perp} = 35$ эВ, $E_0 = 2500$ В/м² и постоянна вдоль антенны, $B = 1$ Т, $Z = 1$, расстояние влетающей частицы от оси антенны $r = 1$ см ($x = 0, y = 1$ см).

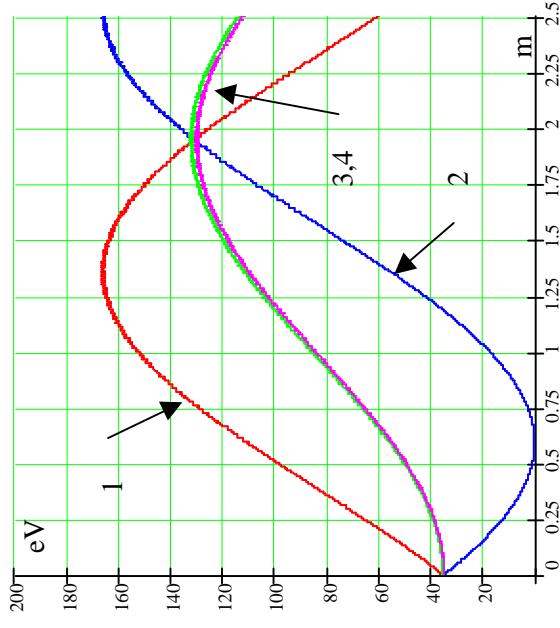


Рис. 8. Изменение поперечной энергии (эВ) резонансного иона вдоль антенны (м) (^{157}Gd ; фаза влетающего в область ВЧ нагревающего иона: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

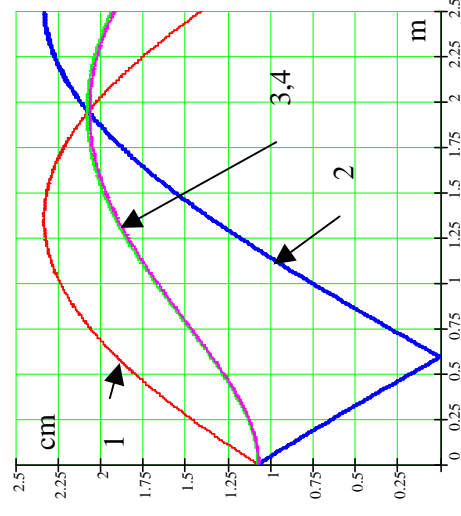


Рис.9 Ларморовский радиус (см) резонансных ионов вдоль антенны (м) (^{157}Gd ; фаза влетающего в область ВЧ нагревающего иона: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

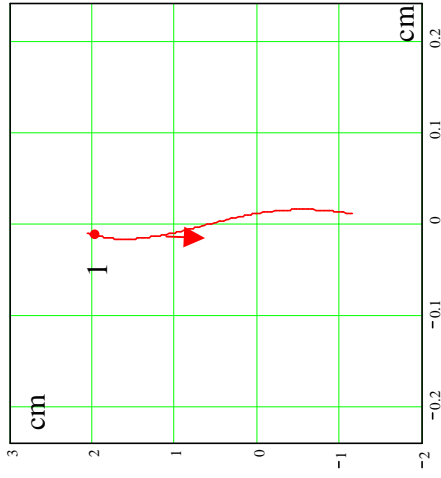


Рис. 10. Смещение центра ларморовских траекторий резонансного иона вдоль антенны (^{157}Gd ; фаза влетающего в область ВЧ нагрева иона -0° , 1 – положение центра ларморовской траектории на входе в антенну, стрелкой показано направление смещения центра ларморовских окружностей).

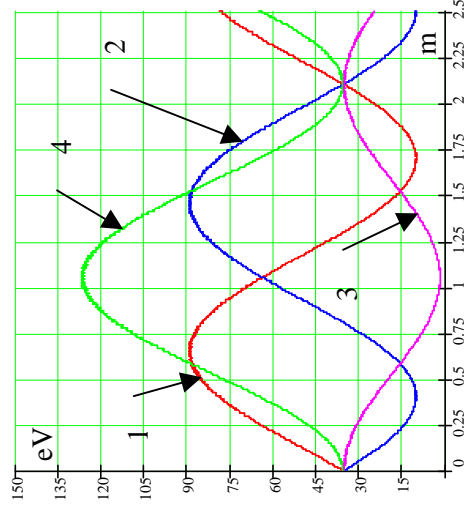


Рис. 11. Изменение поперечной энергии (эВ) нерезонансного иона вдоль антенны (^{158}Gd ; фаза влетающего в область ВЧ нагрева иона: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

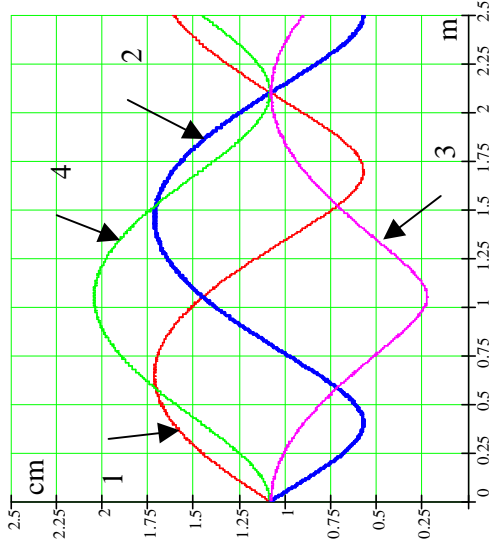


Рис. 12. Ларморовский радиус (см) нерезонансных ионов вдоль антенны (^{158}Gd ; фаза влетающего в область ВЧ нагрева иона: 1 – 0° , 2 – 180° , 3 – 90° , 4 – 270°).

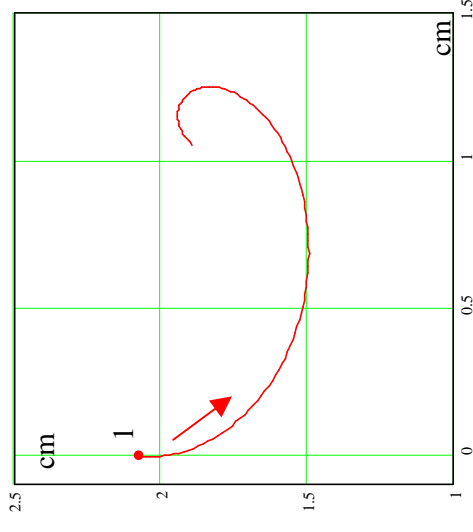


Рис. 13. Смещение центра ларморовских траекторий нерезонансного иона вдоль антенны (^{158}Gd ; фаза влетающего в область ВЧ нагрева иона -0° , 1 – положение центра ларморовской траектории на входе в антенну, стрелкой показано направление смещения траекторий).

Проблемы и ограничения селективного ИЦР нагрева в соленоидальной антенне

1) Неравномерный нагрев. Максимально набираемые энергии ионов сильно зависят от начального положения центра ларморовской окружности иона. Смещение плазменного потока относительно оси антенны для более равномерного нагрева приводит к значительному возрастанию размеров антенны, области магнитного поля, а, следовательно, и установок в целом. Кроме того, в этом случае возникает проблема ввода в плазму ВЧ мощности из за экранировки полей плазмой.

Кроме выше рассмотренных причин неравномерный нагрев ионов вдоль антенны возникает из за краевых эффектов (конечная длина антенны).

2) Периодическое дрейфовое движение ионов около оси антенны. Это приводит к пространственному и энергетическому перемещению ионов различных изотопов, и пространственно развести резонансные и нерезонансные ионы в системе с «прямым» сбором невозможно.

3) Переполюсовка электрического поля на краях соленоидальной антенны при наличии плотной плазмы ($n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) [9]. Это уменьшает эффективность нагрева или вообще исключает селективный нагрев при неоптимальном расположении источника плазменного потока и системы сбора относительно антенны в установке.

4) Сдвиг ионно циклотронной частоты из за возбуждения собственного магнитного поля соленоидальной антенны (до 10 мТ и выше) близок к разнице между частотами соседних ионов, особенно для тяжелых масс и приводит к прекращению нагрева резонансных ионов так, как частота ВЧ поля не совпадает с их собственной частотой – резонансные ионы превращаются в нерезонансные.

Заключение

Для рассматриваемой схеме разделения изотопов в «узком» плазменном потоке, в поперечный размер которого вписывается всего 3-4 ларморовские окружности ионов искомого изотопа более предпочтительным является применение электродно емкостной антенны с «прямым» сбором при условии сохранения в плазме равномерного ВЧ поля. Соленоидальная антенна имеет меньшую эффективность изотопически селективного нагрева из за дрейфового характера движения частиц, и ее использование в режиме «узкого» плазменного потока является малоэффективно. Следующим шагом в изучении характеристик антенн является учет в модельных расчетах влияние плазмы и проведение физических экспериментов.

Из проведенных расчетов получены следующие результаты:

1. Траектории ионов представляют собой сложные кривые, обусловленные дрейфом в градиентном электрическом поле. Имеются периодические движения центров ларморовских траекторий резонансных ионов (форма движения зависит от фазы влетающей частицы) около оси антенны и чем больше амплитуда поля, тем выше частота колебаний.

2. Набираемая энергия вдоль оси антенны сильно зависит от начальной фазы влета иона в зону нагрева и начального положения центра ларморовской окружности иона. Зависимость набора энергии является периодической функцией вдоль антенны.

Резонансные ионы в среднем нагреваются до больших энергий, чем нерезонансные.

С увеличением амплитуды ВЧ поля резонансные ионы выходят из резонанса из за сдвига частоты.

В соленоидальной антенне совмещать ИЦР нагрев и сепарацию, основанную на принципе «прямого» сбора, невозможно из за возникающего дрейфа.

Для рассматриваемой антенны целесообразнее использовать коллимационный сборник (рис.14), расположенный на выходе соленоидальной антенны [2,3]. Благодаря разнице в средней набираемой энергии резонансных и нерезонансных ионов происходит сепарация ионов.

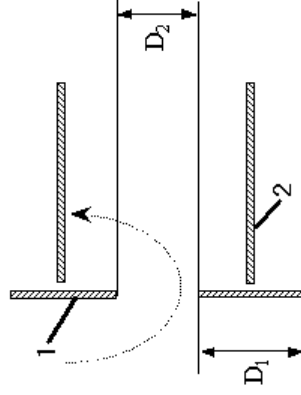


Рис. 14. Коллимационный сборник (1 – входная диафрагма, 2 – сборник резонансных ионов).

Сборник представляет собой входную диафрагму с коллимационными отверстиями, которые, «вырезая» часть плазменного потока, пространственно разделяют ионы по их ларморовским радиусам. Но такая система не может эффективно работать с «узким» плазменным потоком, так как требуемые для хорошей сепарации размеры D_2 и D_1 , соизмеримы с поперечными размерами потока.

Литература

- [1] J.G. Tracy, W.S. Aaron. *Stable enrichment – current and future potential*, Nucl. Inst & Meth. A334 (1993) 45–50.
- [2] Ю.А. Муромкин. *Разделение изотопов в плазме с помощью ионно-циклотронного нагрева*, Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т.12, М.: ВИНТИ, 1991, с.83–110.
- [3] Изотопы: свойства, получение, применение /под.ред.В.Ю.Баранова/, М. ИзДАТ, 2000
- [4] В.И. Волосов, В.В. Деменов, А.Н. Драничников, А.С. Медведко, Н.П. Мухортов, Г.Н. Остройко, С.П. Петров, В.В. Рашенко, Е.П. Семенов, А.Г. Стешов, И.Н. Чуркин, *Проект Установки для разделения изотопов методом ИЦР нагрева*, Препринт ИЯФ 01 48.
- [5] А.В. Тимофеев. *ВЧ антенны для ИЦР разделения изотопов*, Физика плазмы, т.25, №3, 1999, с.232–241.
- [6] V.I. Volosov, G.F. Abdrashitov, A.V. Beloborodov et.al.. *Hot rotating plasma (PSP 2 experiment)*, Nucl. Fus., v.31 (7) 1991, 1275–1281.
- [7] J.M. Dawson, H.C. Kim, D. Arnush, B.D. Fried, R.W. Gould, L.O. Heflinger, C.F. Kennel, T.E. Romesser, R.L. Stenzel, A.Y. Wong, R.F. Wuerker. *Isotope Separation in Plasmas by Use of Ion Cyclotron Resonance*, Physical Review Letters, 1976 vol.37, N.23, p.1547–1550.
- [8] В.И. Волосов, И.Н. Чуркин, А.В. Тимофеев. *Установка для разделения изотопов*, Патент РФ №2108141, Бюл.изобр. №10; рег. 10.04.98.
- [9] S.G. Kuzmin. *Effect of the Longitudinal Structure of the Antenna Field on the Production Rate of an ICR Isotope Separator*, Fizika Plazmy, Vol. 25, No. 12, 1999, p.1020–1025.