

ПЛАЗМООПТИЧЕСКАЯ МАСС-СЕПАРАЦИЯ ИЗОТОПОВ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

В.М. Бардаков, Г.Н. Кичигин, Н.А. Строкин**, Е.О. Царегородцев**
Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия*

E-mail: VMBardakov38@mail.ru;

**Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

E-mail: king@iszf.irk.ru;

***Иркутский государственный технический университет, Иркутск, Россия*

E-mail: strokin85@inbox.ru

Для осесимметричных плазмооптических сепараторов с электростатической фокусировкой ионов (ПОМС-Е) определены размеры фокусных пятен и получены условия на отсутствие перекрытия фокусных пятен для ионов разных масс. Показано, что большой разброс ионов по энергиям в плазменном потоке может служить препятствием для панорамной сепарации ионов в единой фокусной плоскости, перпендикулярной оси исходного плазменного потока. Для такого потока предложен способ идеальной масс-сепарации для ионов изотопов трех масс $M_2 < M_0 < M_1$, когда ионы массами M_1 и M_2 оседают на внутреннем и внешнем цилиндрических сборниках, а ионы массой M_0 собираются на торцевом кольцевом приемнике.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известный электромагнитный вакуумный метод разделения изотопов основан на зависимости параметров движения иона во внешних электрических и магнитных полях от отношения массы к заряду [1]. Основной недостаток электромагнитных сепараторов – малая производительность и высокая стоимость продукта [2]. Поиски универсальных высокопроизводительных методов получения изотопов привели к появлению нового направления в этой области – извлечению целевых изотопов в процессе масс-сепарации из веществ, находящихся в состоянии плазмы, когда отсутствуют ограничения ионного тока собственным объемным зарядом. Это направление можно реализовать двумя путями: 1) извлекать нужные частицы (изотопы) из плазмы рабочего газа; 2) работать с квазинейтральными стационарными плазменными потоками ионов различных масс; в качестве источников плазмы здесь предлагается использовать плазменные ускорители. Существующие исследовательские установки и машины производственного назначения построены по первому принципу (извлечение из плазмы рабочего газа) и названы магнито-плазменными сепараторами (МПС) [3]. Отличие различных МПС друг от друга состоит в способах создания плазмы, реализации процесса нагрева целевых ионов (использование внешних переменных полей или полей, спонтанно возбуждаемых в плазме), их сбора на приемники. Можно отметить как наиболее значимое достижение – получение около 2 г/ч изотопа никеля ^{62}Ni при ионно-циклотронном (ИЦР) резонансном нагреве целевого иона изотопа на установке РРМ со сверхпроводящим соленоидом весом 44 т при расходе 0,5...1 кВт СВЧ-мощности на 1 А эквивалентного тока ионов [4]. ИЦР требует серьезных усилий для создания полностью ионизованной стационарной плазмы с концентрацией порядка 10^{12} см^{-3} , осуществления эффективной ионизации рабочего вещества в больших плазменных объемах и отличается сложностью извлечения селективных ионов из плазмы. Оп-

тимизация существующих и поиски новых методов выделения изотопов необходимы и они продолжаются [5].

Об идеи возможности развития электромагнитных сепараторов по второму пути говорилось в работах [6,7]. В дальнейшем эта мысль получила развитие в [2,7,8], где были приведены первые расчеты плазмооптических электромагнитных масс-сепараторов ПОМС-Е и ПОМС-Н.

Сепарация ионов в схеме ПОМС-Е, которая предложена в [2,8,9] как новый метод плазменной масс-сепарации, включает получение квазинейтрального аксиально-симметричного потока плазмы с помощью плазменного ускорителя; транспортировку потока через азимутатор, в котором в поперечном радиальном магнитном поле ионы получают импульс в азимутальном направлении; прохождение потока через сепарирующий объем, где создается стационарное радиальное электрическое поле и который находится в области слабого продольного постоянного магнитного поля, замагничивающего электроны; собирание ионов на кольцевые приемники ионов, расположенные в расчетных по длине и радиусу сепарирующего объема положениях. Описанный в работах [2,8,9] режим идеальной фокусировки для ПОМС-Е позволяет ионам одинаковой массы, но вылетающим из азимутатора с разными радиальными скоростями, фокусироваться на определенном расстоянии по оси системы. Радиус колец, на которых происходит фокусировка, зависит от массы ионов. Такой режим возможен только при моноэнергетичности всех ионов плазменного потока и при условии гармоничности колебаний ионов с разными начальными радиальными скоростями (угловым разбросом) в радиальном направлении.

Для выяснения реальных возможностей сепарации ионов в схеме ПОМС-Е в настоящей работе решены следующие задачи: 1) произведен учет уширения фокусных колец как за счет ангармоничности (нелинейности) колебаний ионов с разными начальными радиальными скоростями, так и немо-

ноэнергетичности ионов в плазменном потоке; 2) получены условия на отсутствие перекрытия фокусных колец для изотопов разных масс; 3) найден способ масс-сепарации, пригодный для немонотонного плазменного потока.

2. УШИРЕНИЕ ФОКУСНЫХ КОЛЕЦ ЗА СЧЕТ АНГАРМОНИЧНОСТИ КОЛЕБАНИЙ ИОНОВ В РАДИАЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Проведем последовательный анализ закономерностей динамики ионов разных масс в ПОМС-Е. Рассмотрение движения сепарируемых ионов будем проводить в цилиндрической системе координат r, φ, Z в одночастичном приближении, когда поток ионов полностью скомпенсирован электронами.

В схеме ПОМС-Е кольцевой поток плазмы с ионами изотопов разных масс вначале пролетает вдоль оси Z через кольцевой зазор азимутатора со средним радиусом R , в котором по всей ширине Δ щели азимутатора (вдоль оси Z) существует радиальное магнитное поле $B_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}$ (A_φ - азимутальная компонента векторного потенциала; $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$). Движение иона массой M в области магнитного поля азимутатора определяется его функцией Лагранжа:

$L = \frac{1}{2}M[(\dot{r})^2 + r^2(\dot{\varphi})^2 + (\dot{z})^2] + \frac{e}{c}\vec{A} \cdot \vec{V}$, где e - заряд электрона; c - скорость света; \vec{V} - скорость иона. При осевой симметрии $\partial L/\partial \varphi = 0$, и поэтому сохраняется момент

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \text{const} = Mr^2\dot{\varphi} + \frac{e}{c}A_\varphi r. \quad (1)$$

Будем считать, что до азимутатора момент у ионов нулевой, и $A_{\varphi 0} = 0$. Тогда после азимутатора из (1) следует, что азимутальная скорость иона $V_{\varphi A} = R d\varphi/dt = -(e/c)(A_{\varphi A}/M)$, где R - средний радиус кольцевой щели азимутатора; индекс « φA » указывает на значение параметра после прохождения азимутатора; $A_{\varphi A} = -\int_0^\Delta B_r dz$. Если поле $B_r = \text{const} = B_R$ по всей ширине щели, то $A_{\varphi A} = -B_R \Delta$, и азимутальная скорость, приобретаемая ионом после прохождения азимутатора, определяется массой иона:

$$V_{\varphi A} = \frac{eB_R \Delta}{cM}. \quad (2)$$

После выхода из азимутатора в область сепарирующего объема, где есть радиальное электрическое поле, а слабое магнитное поле, направленное по оси Z , на ионы практически не влияет, движение иона по радиусу будет происходить при сохранении момента $D = MV_\varphi r = MV_{\varphi A} R = \frac{eB_R R \Delta}{c}$ под действием центробежной силы и силы со стороны радиального электрического поля $E_r(r) = -E_0(R/r)$ (E_0 - электрическое поле на среднем радиусе азимутатора $r = R$). Отметим, что момент D определяется только параметрами азимутатора. По оси Z движение ионов будет происходить по инерции с постоянной скоростью V_{ZA} , равной скорости ионов на выходе азимутатора.

Движение иона по радиусу после выхода из азимутатора можно описать уравнением $M\ddot{r} = \frac{MV_\varphi^2}{r} - eE_0 \frac{R}{r}$. Введем понятие центральной массы $M_0 = \frac{D^2}{eE_0 R^2}$, как массы такого иона, который, вылетев из азимутатора с нулевой радиальной скоростью, будет всегда находиться на радиусе $r = R$. Тогда уравнение движения иона с произвольной массой M по радиусу будет таким:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{D^2}{MM_0 R^2 r} \left(\frac{M_0 R^2}{M} - 1 \right). \quad (3)$$

Уравнение (3) можно записать и через потенциальную энергию $U(r)$: $\ddot{r} = -\partial U/\partial r$. Тогда из (3) следует, что $\frac{\dot{r}^2}{2} + U(r) = E = \text{const}$, где E - полная энергия иона единичной массы (кинетическая плюс потенциальная). Потенциальную энергию вычислим, интегрируя уравнение (3). Постоянную интегрирования выбираем из того факта, что в момент вылета из азимутатора полная энергия E равна начальной кинетической энергии радиального движения $E = \frac{V_{\varphi A}^2(R)}{2}$, а $U(r=R) = 0$. Тогда

$$U(r) = \frac{D^2}{M_0^2 R^2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{M_0}{M} \right)^2 \left(\frac{R^2}{r^2} - 1 \right) + \frac{M_0}{M} \ln \frac{r}{R} \right] = V_{\varphi A 0}^2 G(r), \quad (4)$$

где $V_{\varphi A 0} = \frac{eB_R \Delta}{cM_0}$, а $G(r) = \frac{1}{2} \left(\frac{M_0}{M} \right)^2 \left(\frac{R^2}{r^2} - 1 \right) + \frac{M_0}{M} \ln \frac{r}{R}$.

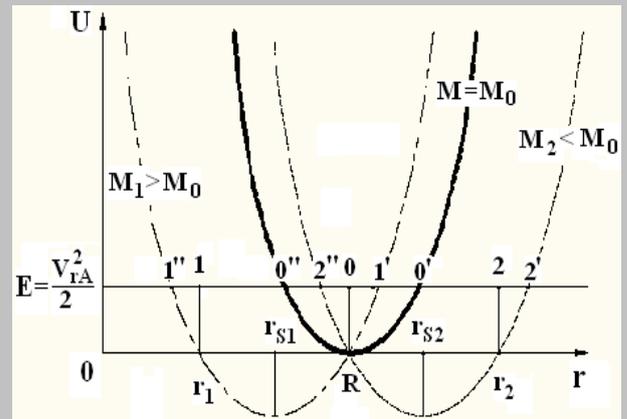


Рис.1. Потенциальные ямы для ионов трех масс

Типичные кривые потенциальной энергии для ионов трех масс $M_2 < M_0 < M_1$ изображены на Рис.1. Как следует из (4), минимум потенциальной энергии достигается при $r_s = R \sqrt{\frac{M_0}{M}}$. Вторая производная $d^2 G/dr^2$ (при $r = r_s$) $= 2/R^2$ не зависит от M . Поэтому при малом отличии M от M_0 и при малой полной энергии E (вблизи дна потенциальной ямы) для ионов масс M и M_0 ямы можно считать по форме одинаковыми и параболическими. Для параболических ям период колебаний T частиц разных масс в ямах одинаков. Через время $T/2$, независимо от того с какой начальной радиальной скоростью произошел вылет иона из азимутатора, все ионы с массой M_0 соберутся в точке 0 (см. Рис. 1), ионы с массой M_1 - в точке 1, ионы с массой M_2 - в точке 2. Если при этом ионы разных масс имеют одинаковую скорость

V_{ZA} , то через половину периода они соберутся и на одном расстоянии $z_{\phi} = V_{ZA}T/2$ в фокусной плоскости.

Однако форма потенциальных ям $U(r)$, как видно из (4), не совсем параболическая. Введем переменную $x = r/R$. Для малых полных энергий E учтем отклонение от параболичности ям разложением функции $G(x)$ вблизи дна ям до члена четвертого порядка: $G(x) = -\frac{1}{4}\left(\frac{\delta M}{M_0}\right) + (x - x_S)^2 - \frac{5}{3}\left(\frac{M}{M_0}\right)^{1/2} (x - x_S)^3 + 94MM_0x - xS^4$; ($xS = 1 + 12\delta MM_0$ – координата дна потенциальной ямы для иона массой $M = M_0 - \delta M$). Уравнение колебаний при этом будет таким:

$$\ddot{x} + \omega_0^2(x - x_S) - \frac{5}{2}\omega_0^2\left(\frac{M}{M_0}\right)^{0.5}(x - x_S)^2 + \frac{9}{2}\omega_0^2\frac{M}{M_0}(x - x_S)^3 = 0, \quad (5)$$

где $\omega_0^2 = \frac{2V_{\phi A0}^2}{R^2}$, а $V_{\phi A0}$ – азимутальная скорость иона центральной массы. Решение для ангармонических колебаний, описываемых уравнением

$$\ddot{x} + \omega_0^2x + \alpha x^2 + \beta x^3 = 0, \quad (6)$$

как известно [10], ищется в первом приближении по амплитуде колебаний в виде $x = a \cos(\omega t + \varphi)$, где a – амплитуда колебаний, φ – начальная фаза, $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$,

$$\Delta\omega = \left(\frac{3}{8}\frac{\beta}{\omega_0} - \frac{5}{12}\frac{\alpha^2}{\omega_0^2}\right)a^2. \quad (7)$$

Сопоставляя уравнения (5) и (6) и используя (7), получаем:

$$x = x_S + a \cos(\omega t + \varphi), \quad (8)$$

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{M}{M_0} \frac{11}{12} a^2\right). \quad (9)$$

Из-за ангармоничности период колебаний в ямах зависит от энергии $T = T_0 + \Delta T(E)$, где T_0 – период колебаний для частиц с $E = \frac{V_{rA}^2}{2} = 0$; $\Delta T(E)$ – добавка, обусловленная начальной радиальной скоростью V_{rA} . Это означает, что ионы с разными E не собираются в точках 0, 1 или 2 одновременно для масс соответственно M_0, M_1, M_2 . Будут формироваться интервалы $\Delta x_{\phi 0}, \Delta x_{\phi 1}, \Delta x_{\phi 2}$ (фокусные пятна, вытянутые по радиусу), которые зависят от V_{rAmax} или E_{max} .

Оценим размер фокусных пятен по радиусу для моноэнергетического плазменного потока и определим условие отсутствия перекрытия фокусных колец для ионов соседних масс. Для моноэнергетического плазменного потока с энергией ионов W_0 границы фокусных колец определяются ионами с максимальными амплитудами колебаний, т.е. с максимальными радиальными скоростями $|V_{rmax}| = \theta M_0/M)^{1/2} V_0$, где $V_0 = (2W_0/M_0)^{1/2}$, а θ – угол расходимости плазменного потока. Возьмем для примера две массы: M_0 – центральную и $M < M_0$ с $\delta M = M_0 - M$. Для оценок амплитуды колебаний ионов в потенциальных ямах будем считать, что они параболические, но учтем, что частота колебаний зависит от амплитуды колебаний (9). Для центральной массы амплитуда колебаний $a_0 = \frac{\theta}{\sqrt{2}} \frac{V_0}{V_{\phi A0}}$. В дальнейшем будем считать, что $V_{\phi A0}^2 = \frac{V_0^2}{2}$. Такой выбор азимутальной скорости для ионов основывается на

следующем. Скорость вылета иона из азимутатора вдоль Z : $V_{ZA} = V_0 \left(\frac{M}{M_0}\right)^{0.5} \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{V_{\phi A0}^2} \frac{M_0}{M}}$. Эта скорость

будет слабо меняться для ионов разных масс, находящихся вблизи M_0 , если $\partial V_{ZA}/\partial M(M = M_0) = 0$. Равенство производной нулю достигается как раз при условии $V_{\phi A0}^2 = V_{ZA0}^2 = \frac{V_0^2}{2}$, это позволяет считать, что для ионов разных масс, каждые из которых фокусируются на своих кольцах, фокусировка реализуется на примерно одинаковом расстоянии по оси Z , т.е. в одной фокусной плоскости. С учетом такого выбора азимутальной скорости имеем: $a_0 = \theta$;

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{11}{12}\theta^2\right);$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = T_0 \left(1 + \frac{11}{12}\theta^2\right),$$

где $T_0 = 2\pi/\omega_0$.

Верхняя граница фокусного кольца для ионов центральной массы определяется величиной x_0 , которая вычисляется по формуле (8) при $t = T_0/2$ с амплитудой $a = a_0 = \theta$ и с такой начальной фазой, при которой в момент $t = 0$ радиальная скорость иона положительна, а $x(t=0)=1$. Получаем, что $x_0 = 1 + \Delta x_0/2$, причем $\Delta x_0/2 = \theta \sin \left[\omega_0 \frac{T_0}{2} \left(1 - \frac{11}{12}\theta^2\right) \right] = a_0 \sin \left(\pi \frac{11}{12}\theta^2 \right) \approx \pi \frac{11}{12}\theta^3$.

Для иона массой $M = M_0 - \delta M$ максимальная амплитуда радиальных колебаний определяется величиной

$$a_1 = \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\delta M}{M_0}\right)^2 + \frac{M_0}{M} \theta^2}. \quad (10)$$

Будем считать выполненным условие $\frac{1}{4} \frac{M}{M_0} \frac{1}{\theta^2} \left(\frac{\delta M}{M_0}\right)^2 \ll 1$, которое означает, что максимальная полная энергия, $E_{max} = \frac{V_{rmax}^2}{2}$, много больше величины приращения потенциальной энергии от дна потенциальной ямы до уровня $U = 0$ (при противоположном условии можно показать, что перекрытия фокусных колец нет вообще). Тогда можно считать, что $a_1 = \left(\frac{M_0}{M}\right)^{1/2} \cdot \theta$, а частота и период колебаний для иона $M = M_0 - \delta M$ будут зависеть от угловой расходимости θ так же, как для ионов центральной массы M_0 .

Нижняя граница фокусного кольца для иона $M = M_0 - \delta M$ определяется величиной x_1 , которая также вычисляется в момент $t = T_0/2$ по формуле (8) с амплитудой $a = a_1$ и с такой начальной фазой, при которой в момент $t = 0$ радиальная скорость иона отрицательна, а $x(t=0)=1$. Критерий отсутствия пересечений фокусных колец для рассматриваемых двух масс имеет вид $x_0 < x_1$ (Рис. 2) и дает условие на угловую расходимость плазменного потока: $\theta < \left(\frac{9}{11\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{\delta M}{M_0}\right)^{1/3}$, которое является достаточно слабым. Например, при $\delta M/M = 1/3$ угол расходимости плазменного потока $\theta < 25^\circ$. Отсюда видно, что для моноэнергетических плазменных потоков, имеющих заметную расходимость, отсутствие перекрытия фокусных колец вполне достижимо.

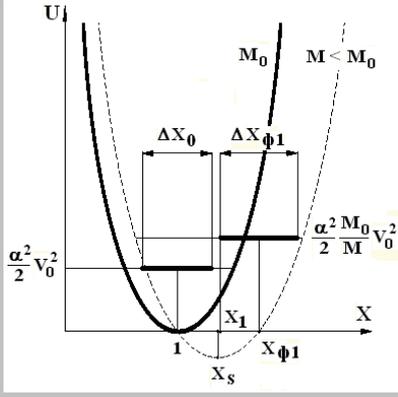


Рис.2. Размеры пятен для ионов двух масс: ΔX_0 – для ионов с массой M_0 ; $\Delta X_{\phi 1}$ – для ионов с массой M

3. УШИРЕНИЕ ФОКУСНЫХ КОЛЕЦ В СЛУЧАЕ НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

Предположим, что в реальном плазменном потоке присутствуют ионы с энергиями $W < W_0$, где W_0 - максимально возможная энергия ионов. Так как теперь нашей целью является определение уширения фокусных колец за счет энергетического разброса ионов, то колебания ионов в потенциальных ямах будем считать гармоническими с периодом колебаний T_0 . Ион центральной массы M_0 с энергией W_0 после азимутатора вылетает со скоростью $V_{ZA0} = \sqrt{\frac{2W_0}{M_0} - V_{\phi A0}^2}$. За фокусную плоскость примем плоскость, расположенную на расстоянии $Z_\phi = T_0 V_{ZA0}/2$, в которой происходит фокусировка ионов с энергиями W_0 . Ион с энергией, несколько меньшей $W = W_0 - \Delta W$, имеет скорость вдоль оси Z, равную $V_{ZA}^* = \sqrt{\frac{2W_0 - 2\Delta W}{M_0} - V_{\phi A0}^2}$. Время достижения этим ионом фокусной плоскости $Z = Z_\phi$ определяется следующим образом: $Z_\phi = \frac{T_0}{2} V_{ZA0} = T V_{ZA0}^*$;
 $T = \frac{T_0 V_{ZA0}}{2 V_{ZA0}^*} = \frac{T_0}{2} \frac{\sqrt{\frac{2W_0}{M_0} - V_{\phi A0}^2}}{\sqrt{\frac{2W_0 - 2\Delta W}{M_0} - V_{\phi A0}^2}}$.
 С учетом того, что $V_{\phi A0}^2 = \frac{V_0^2}{2} = \frac{W_0}{M}$, получим
 $T = \frac{T_0}{2} \frac{\sqrt{\frac{W_0}{M_0}}}{\sqrt{\frac{W}{M_0} - \frac{2\Delta W}{M_0}}} = \frac{T_0}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{M_0}}}$. Увеличение времени, затрачиваемого ионом с энергией $W_0 - \Delta W$ на путь до фокусной плоскости, равно $\Delta t = \frac{T_0}{2} \left(1 / \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{M_0}} - 1 \right)$.

Пусть ΔW является энергетическим разбросом ионов в плазменном потоке, а величина $(W_0 - \Delta W) = W_{min}$ - минимальной энергией иона. Ионы с минимальной энергией и максимальной радиальной скоростью, задаваемой углом θ , определяют уширение фокусного кольца в фокусной плоскости. Координаты для нижней границы фокусного кольца x_H и верхней границы x_B определяются по формуле (8), в которой для иона центральной массы M_0 $a = a_0 = \theta$, $\omega = \omega_0$, $t = \frac{T_0}{2} + \Delta t$, а начальная фаза φ выбирается с

учетом того, что в момент $t = 0$ ион, определяющий нижнюю границу x_H , вылетает с положительной радиальной скоростью, а ион, определяющий верхнюю границу x_B , вылетает с отрицательной радиальной скоростью. Вычисления дают: $x_H = 1 - \Delta x_0/2$, а $x_B = 1 + \Delta x_0/2$, где

$$\frac{\Delta x_0}{2} = a_0 \sin(\omega_0 \Delta t) = a_0 \sin \left[\pi \left(1 / \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{M_0}} - 1 \right) \right].$$

Теперь рассмотрим ион массой $M = M_0 - \delta M$ с минимальной энергией W_{min} и с максимальной радиальной скоростью. Для такого иона в соответствии с (8) $x(t) = x_s + a_1 \cos(\omega_0 t + \varphi)$, где a_1 определяется формулой (10). При $t = 0$ ион находится в точке $x = 1$, откуда следует, что $\cos \varphi = -\frac{1}{2} \frac{\delta M}{M_0} / a_1$. Из двух возможных углов φ , удовлетворяющих этому соотношению, один соответствует иону, вылетающему из азимутатора с отрицательной радиальной скоростью, другой – с положительной. Нижнюю границу кольца определит положение x_l в момент времени $t = \frac{T_0}{2} + \Delta t$ такого иона, который в начальный момент вылетает с положительной радиальной скоростью. Критерий отсутствия перекрытия фокусных колец из-за энергетического разброса получится из соотношения $x_l = x_s + a_1 \cos[\omega_0(T_0/2 + \Delta t) + \varphi] > 1 + \Delta x_0/2$. Выбирая соответствующую начальную фазу, получим условие на угловой разброс:

$$\theta < \frac{1}{4} \frac{\delta M}{M_0} \left[1 + \cos \pi \left(1 / \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{M_0}} - 1 \right) \right] / \left[\sin \pi \left(1 / \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{M_0}} - 1 \right) \right]. \quad (11)$$

Когда задержка $\Delta t \rightarrow T_0/2$, что достигается при $\frac{\Delta W}{W_0} \rightarrow 3/8$, ионы нецентральной массы M , приходя к фокусной плоскости, имеют радиальную координату $x = 1$. Это означает, что по этой координате они обязательно будут перемешиваться с ионами центральной массы, и сепарация в фокусной плоскости становится невозможной. При этом правая часть неравенства (11) формально стремится к нулю, что означает при $\Delta W/W_0 \rightarrow 3/8$ стремление углового разброса плазменного потока также к нулю для выполнения условия непересечения фокусных колец. Ясно, что при $\Delta W/W_0 > 3/8$ сепарация ионов в плоскости $Z = Z_\phi$ невозможна принципиально. При $\Delta W/W_0 \ll 3/8$ из условия (11) получим критерий на угловой разброс: $\theta < \frac{1}{2\pi} \frac{W_0}{\Delta W} \frac{\delta M}{M_0}$. Пусть для примера $\Delta W/W_0 = 1/4$, тогда $\theta < \frac{4}{2\pi} \frac{\delta M}{M_0} = \frac{2}{\pi} \frac{\delta M}{M_0}$; при $\delta M/M_0 = 1/3$ угол $\theta < 2/9$ радиан ($\theta < 12^\circ$), что вполне реализуемо. Однако отметим, что для существующих плазменных ускорителей условие $\Delta W/W_0 > 3/8$, как правило, выполняется, поэтому панорамная масс-сепарация в одной фокусной плоскости для схемы ПОМС-Е невозможна.

В следующем разделе покажем, что в рамках схемы ПОМС-Е есть способ сбора разделяющихся изотопов, который не критичен к энергетическому разбросу ионов плазменного потока.

4. ПЛАЗМООПТИЧЕСКИЙ МАСС-СЕПАРАТОР С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ТРЕХ МАСС (ПОМС-Е-3)

Из Рис.1 видно, что сбор частиц с массой M_1 можно устраивать на поверхности радиуса r_1 (точка 1), потому что ионы с M_1 и с полной энергией радиального движения $E \geq 0$ через время, равное примерно $T_0/2$, обязательно пройдут через точку 1. Прием частиц массы M_2 по тем же причинам можно организовать на поверхности радиуса r_2 (точка 2). Причем на цилиндрах радиусов r_1 и r_2 окажутся ионы вне зависимости от их скорости V_{ZA} , а значит и вне зависимости от полной кинетической энергии W . Радиусы r_1 и r_2 определяются соотношениями: $G(M_2, r_2) = 0$; $G(M_1, r_1) = 0$. Примем для иона с центральной массой $M_0 = (M_1 + M_2)/2$. Обозначим $\delta M = (M_1 - M_2)/2$, при этом $M_1 = M_0 + \delta M$, а $M_2 = M_0 - \delta M$. Пусть $\delta M/M_0 \ll 1$, тогда $r_2 = R + R \frac{\delta M}{M}$, $r_1 = R - R \frac{\delta M}{M}$. Потребуем, чтобы ионы M_0 не пересекали при своем движении цилиндрические поверхности радиусами r_1 и r_2 . Для этого нужно, чтобы точки отражения $0'$ и $0''$ имели радиусы $r_{0'} < r_2$ и $r_{0''} > r_1$. Это выполняется, если ионы с массой M_0 будут иметь радиальные скорости $V_r \leq V_{r\text{кр}} = \sqrt{2}V_{\phi A0} \frac{\delta M}{M}$.

Ионы в потоке из существующих в настоящее время плазменных ускорителей имеют энергии от нескольких энергий ионизации (снизу) до энергии, соответствующей ускоряющему напряжению между катодом и анодом плазменного ускорителя (сверху). Будем считать, что существует максимальная энергия W_{max} , которая определяется ускоряющим потенциалом. Тогда максимальная скорость равна $V_{max} = (2W_{max}/M_0)^{0.5}$ и $V_{r\text{кр}} = \theta V_{max}$. Чтобы ионы центральной массы не пересекали цилиндры r_1 и r_2 , требуется выполнение условия $V_{r\text{кр}} \leq V_{r\text{кр}}$. Таким образом, получаем условие на угловой разброс:

$$\theta \leq \frac{\sqrt{2}V_{\phi A0} \delta M}{V_{max} M_0}. \quad (12)$$

Рассмотрим, до каких пор, изменяя параметры азимутатора B_R и Δ , можно увеличивать отношение $\frac{V_{\phi A0}}{V_{max}}$. До азимутатора $V^2 = V_Z^2 + V_r^2 = V_Z^2 + \alpha^2 V^2$, после азимутатора $V^2 = V_{\phi A0}^2 + V_{ZA}^2 + \alpha^2 V^2$; $V_{ZA}^2 = V_Z^2 - V_{\phi A0}^2 \approx V^2 - V_{\phi A0}^2$. Ионы со скоростями $V < V_{\phi A0}$ не проходят через азимутатор. Поэтому, если распределение ионов по энергиям до азимутатора имеет максимум при каком-то W_X (соответственно V_X можно считать потоковой скоростью), то необходимо, чтобы $V_X \geq V_{\phi A0}$. Максимально возможное значение $V_{\phi A0}$ в условии (12) возьмем равным V_X . Далее примем $V_X \approx \xi V_{max}$, где $\xi < 1$ (но немного меньше). Тогда условие (12) запишется так

$$\theta \leq \sqrt{2} \xi \frac{\delta M}{M_0}. \quad (13)$$

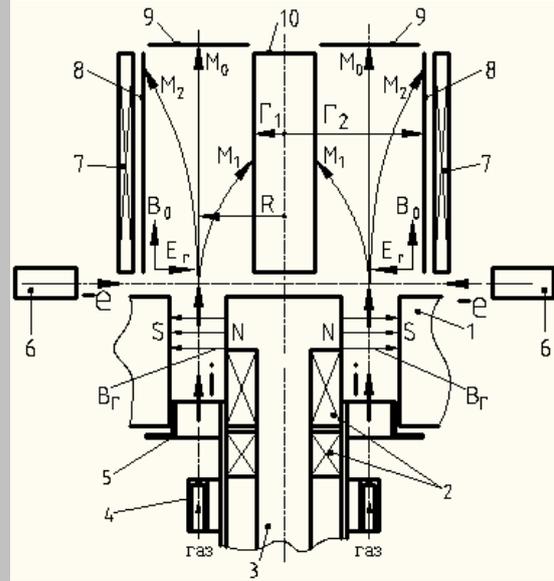


Рис. 3. Плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-3: 1 – азимутатор, совмещенный с катодом плазменного ускорителя; 2 – магнитные катушки для создания оптимального распределения магнитного поля по объему плазменного ускорителя (позиции 1-6) и обеспечения замкнутого дрейфа электронов в его объеме; 3 – магнитный сердечник, являющийся и полюсом азимутатора 1; 4 – газораспределитель с буферным объемом; 5 – анод; 6 – катод (электронная пушка сопровождения); 7 – система создания продольного магнитного поля, замагничивающего электроны в сепарирующем объеме; 8, 10 – система создания радиального электрического поля в сепарирующем объеме, состоящая из двух цилиндрических электродов; 8-10 – приемники разделенных изотопов (элементов) пучка

Выражение (13) – условие на допустимый угловой разброс скоростей ионов в плазменном потоке, при котором ионы центральной массы не будут попадать на цилиндрические сборники ионов с массами M_1 и M_2 .

Для определения длины сепарирующего объема заметим, что полупериод колебаний ионов по радиусу $T_0/2 = \frac{\pi R}{\sqrt{2}V_{\phi A0}}$. Вдоль продольной оси (Z) ионы будут иметь максимальную скорость, определяемую выражением $V_{Z\text{Amax}} = \sqrt{V_{max}^2 - V_{\phi A0}^2}$. Тогда максимальная длина сепарирующего объема (длина пробега таких ионов вдоль Z до их встречи с поверхностями цилиндров радиусами r_1 , r_2) определится как

$$L_{Z\text{max}} = \sqrt{V_{max}^2 - V_{\phi A0}^2} \cdot \frac{T_0}{2} = \frac{\sqrt{1-\xi^2}}{\xi} \frac{\pi}{\sqrt{2}} R.$$

Еще раз отметим, что параметр ξ – это отношение характерной скорости ионов к максимальной. Характерная скорость должна быть меньше максимальной скорости, определяемой ускоряющим потенциалом. Если $\xi \approx 1/2 \dots 1/3$, то длина сепарирующего объема L определяется радиусом инжекции ионов R и составляет $L_{Z\text{max}} \approx (4 \dots 6)R$.

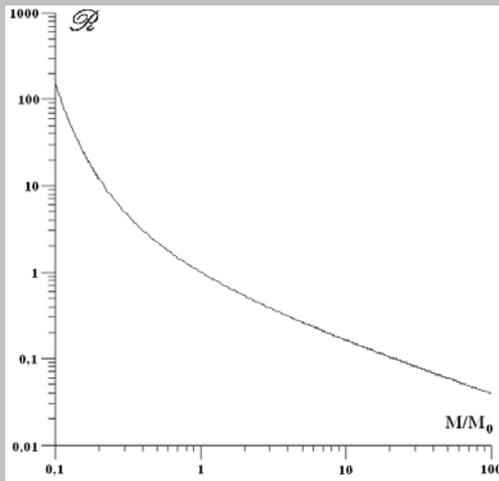


Рис.4. Зависимость радиуса цилиндра \mathcal{R} от массы изотопов

Таким образом, в данной схеме, которую можно назвать ПОМС-Е-3, получаем идеальную масс-сепарацию для ионов изотопов трех масс: M_0 , M_1 и M_2 . Ионы массами M_1 и M_2 оседают на цилиндрах радиусами r_1 и r_2 и длиной L_{Zmax} , а ионы массой M_0 собираются на торцевом кольцевом приемнике, расположенном на расстоянии L_{Zmax} между цилиндрами радиусами r_1 и r_2 . Возможная схема ПОМС-Е-3 приведена на Рис.3. На Рис.4 показана зависимость безразмерного радиуса цилиндра $\mathcal{R} = r/R$ для сбора ионов изотопов, имеющих массу либо больше, либо меньше центральной массы M_0 (R – это величина среднего радиуса азимутатора).

В случае, если в исходной смеси изотопов присутствуют больше, чем 3 компонента, на цилиндрах радиусами r_1 и r_2 будут оседать целевые ионы изотопов соответственно с минимальной и максимальной массами – «продукт», а на торцевом приемнике – все остальные – «отвал». В этом варианте схема ПОМС-Е-3 может успешно применяться в многоступенчатом режиме, когда каждое последующее разделение осуществляется для изотопов, еще оставшихся в «отвале». Кроме того, ПОМС-Е-3 может использоваться как масс-сепаратор первой ступени переработки-обогащения основного количества исходного вещества для классического электромагнитного вакуумного ионно-пучкового масс-сепаратора.

PLASMA-OPTICAL MASS SEPARATION OF ISOTOPES FROM A PLASMA FLOW

V.M. Bardakov, G.N. Kichigin, N.A. Strokin, E.O Tsaregorodtsev

Sizes of focusing spots were determined, and conditions of absence of overlapping focusing spots for ions with different masses were obtained for axially symmetric plasma-optical separators with electrostatic focusing of ions. A broad spread of ion energy in a plasma flow is shown to impede panoramic separation of ions in the uniform focal plane perpendicular to the axis of the initial plasma flow. For this flow, we propose a method for ideal mass separation of isotopes with three masses $M_2 < M_0 < M_1$: ions with masses M_1 and M_2 are accumulated on the internal and external cylindrical collectors, and ions with mass M_0 are accumulated on the end ring collector.

ПЛАЗМООПТИЧНА МАС-СЕПАРАЦІЯ ІЗОТОПІВ З ПЛАЗМОВОГО ПОТОКА

В.М. Бардаков, Г.М. Кічигін, М.О. Строкін, Є.О. Царегородцев

Для осесимметричних плазмооптичних сепараторів з електростатичним фокусуванням іонів (ПОМС-С) визначено розміри фокусних плям і отримано умови на відсутність перекриття фокусних плям для іонів різних мас. Показано, що великий розкид іонів по енергіям у плазмовому потоці може послужити перешкодою для панорамної сепарації іонів в єдиній фокусній площині, яка перпендикулярна осі вихідного плазмового потоку. Для такого потоку запропонований спосіб ідеальної мас-сепарації для ізотопів трьох мас: $M_2 < M_0 < M_1$, коли іони масами M_1 і M_2 осідають на внутрішньому і зовнішньому циліндричних збірках, а іони масою M_0 збираються на торцевому кільцевому приймачі.

Работа выполнена в рамках проекта №4222 аналитической ведомственной целевой программы РФ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Изотопы: свойства, получение, применение* / Под ред. В.Ю. Баранова. М.: «Физматлит», 2005, т.1, 600 с.
2. А.И. Морозов, В.В. Савельев. Осесимметричные плазмооптические масс-сепараторы // *Физика плазмы*. 2005, т. 31, №5, с. 458-465.
3. Ю.В. Ковтун, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов. Действующие и разрабатываемые магнито-плазменные сепараторы для разделения вещества на элементы и их изотопы // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2008, №2, с. 149-154.
4. Д.А. Долголенко, Ю.А. Муромкин. Разделение изотопов в плазме на основе ионного циклотронного резонанса // *Успехи физических наук*. 2009, т. 179, №4, с. 377-382.
5. Е.И. Скибенко, Ю.В. Ковтун, А.М. Егоров, В.Б. Юферов. Конструктивные и технологические особенности концептуального проекта ионно-атомного сепарирующего устройства на основе пучково-плазменного разряда // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2009, №4-2, с.286-292.
6. А.И. Морозов, С.В. Лебедев // *Плазмооптика. Вопросы теории плазмы* / Под ред. М.А.Леонтовича. М.: «Атомиздат», 1974, т. 8, с. 264.
7. С.Д. Гришин, Л.В. Лесков, Н.П. Козлов. *Плазменные ускорители*. М.: «Машиностроение», 1983, с.204.
8. А.И. Морозов, Н.Н. Семашко. О сепарации по массам квазинейтральных пучков // *Письма в ЖТФ*. 2002, т. 28, в. 24, с. 63-66.
9. А.И. Морозов. *Введение в плазмодинамику*. М.: «Физматлит», 2008, 616 с.
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Механика*. М.: «Наука», 1973, 208 с.

Статья поступила в редакцию 30.06.2010 г.