

УДК 537.5

## ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЛАЗМЕННОЙ МАСС-СЕПАРАЦИИ ЗА СЧЕТ ОПТИМИЗАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

© 2024 г. А. П. Ойлер<sup>a, b, \*</sup>, Р. А. Усманов<sup>a</sup>, Н.Н. Антонов<sup>a</sup>,  
А. В. Гавриков<sup>a</sup>, В. П. Смирнов<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ), Москва, Россия

<sup>b</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Долгопрудный, Россия

\*e-mail: andrey\_oiler@iht.ru

Поступила в редакцию 23.11.2023 г.

После доработки 08.03.2024 г.

Принята к публикации 04.04.2024 г.

Рассматривается влияние пространственного распределения электрического потенциала на разделяющие свойства плазменного масс-сепаратора, работающего в конфигурации скрещенных радиального электрического и продольного магнитного полей. В рамках одночастичного приближения были получены аналитические выражения, связывающие распределение электрического потенциала и угловой масс-спектр. Описан математический алгоритм, при помощи которого можно восстановить распределение электрического потенциала по заданной форме масс-спектра. Показано, что локальная неоднородность формы электрического потенциала позволяет добиться осаждения массовых групп в диаметрально противоположных областях сепаратора. Приведены данные, подтверждающие возможность создания в эксперименте как положительной, так и отрицательной локальной неоднородности потенциала. Результаты работы могут быть использованы для повышения эффективности процесса плазменной масс-сепарации ионов различных элементов.

*Ключевые слова:* распределение электрического потенциала в плазме, масс-сепарация ионов тяжелых металлов, скрещенные электрическое и магнитное поля

DOI: 10.31857/S0367292124050059, EDN: PWKILF

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Среди задач, остро стоящих сегодня перед атомной энергетикой, присутствует задача замыкания ядерного топливного цикла с целью более полного вовлечения ресурсов и снижения экологической нагрузки на окружающую среду [1]. Для ее решения необходимо осуществить отделение актинидов, содержащихся в топливных сборках, извлеченных из реактора, от продуктов деления и конструкционных материалов. На сегодняшний момент рассматриваются различные способы [2–9] реализовать эту процедуру на промышленном уровне. Одним из конкурентоспособных подходов [9–13], потенциально пригодных для решения такой задачи, является метод плазменного разделения ионов элементов, базирующийся на концепции, предложенной Смирновым В.П. [10, 11] и активно развиваемый в настоящее время.

Процесс плазменной сепарации ионов элементов предполагает несколько стадий: испарение смеси, которая подлежит разделению, ионизация полу-

чившегося пара и инжекция плазменной струи в буферный плазменный объем, где создана необходимая конфигурация электрического и магнитного полей, а также сбор разделившихся ионных компонентов. Следует отметить, что наличие именно плазмы необходимо для обеспечения производительности метода, т.к. в этом случае снимаются ограничения, накладываемые присутствием объемного заряда [14–16]. В свою очередь, создание требуемого электрического поля, приводящего к разделению траекторий, оказывается возможным за счет наложения магнитного поля [17, 18]

Представленная работа продолжает цикл исследований, направленных на практическую реализацию метода плазменной сепарации в концепции Смирнова В.П. и повышение его эффективности. Ранее был получен ряд важных результатов по этому направлению [19]. В том числе расчетно-теоретически найдены условия, в которых возможно осуществление плазменного разделения ионов элементов с массами 150 и 240 а.е.м., продемонстрирована воз-

можность создания и управления электрическим потенциалом в объеме плазмы с замагниченными электронами, экспериментально на смеси  $\text{Ag}+\text{Pb}$  продемонстрирована работоспособность метода плазменного разделения [10, 20]. При этом была выбрана конфигурация скрещенных электрического и магнитного полей и цилиндрическая геометрия экспериментальной установки. Принципиальная схема эксперимента приведена на (рис. 1): радиальное (перпендикулярное оси симметрии плазменного столба) электрическое поле задается двумя системами электродов, погруженных в плазму и расположенных на обоих торцах вакуумной камеры (исходя из соображений симметрии на рис. 1 изображен только правый торец). Квазиоднородное аксиальное (вдоль оси  $z$ ) магнитное поле создается 4 катушками Гельмгольца (на рисунке не изображены).

Буферная плазма генерируется в условиях отражательного разряда с дополнительной инъекцией электронов термоэмиссионным катодом из гексаборида лантана ( $\text{LaB}_6$ ), расположенным в центре первого электрода (рис. 1). Инжекция разделяемой смеси происходит параллельно магнитному полю из источника плазмы, расположенного на периферии плазменного столба буферного разряда (рис. 1). В работах [15, 21] было показано, что в представленных условиях возможно добиться формирования пространственного профиля электрического потенциала, необходимого для осуществления метода плазменной сепарации веществ. В работах [10, 18] экспериментально было показано, что инжектируемая смесь ионов серебра и свинца после прохождения области полей  $E \times B$  осаждается

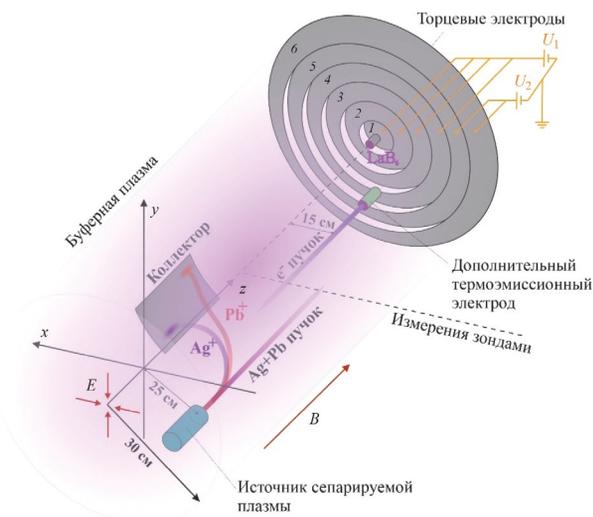
на коллектор в виде двух отдельных компонентов в пятна диаметром около 7–12 см и расстоянием между их центрами порядка 9–11 см. Отметим, что размер пятен осаждения определялся по критерию полуширина на полувысоте.

Цель представляемой работы — продвинуться в поисках подходов, которые позволят существенно увеличить пространственное расхождение компонентов разделяемой смеси при сохранении габаритов плазменного столба. Следует отметить, что шаг в этом направлении уже был сделан, и в работе [22] было показано, что для обсуждаемой геометрии можно подобрать такое радиальное распределение электрического поля, в котором ионы двух различных масс могут быть осаждены на собирающую подложку в диаметрально противоположных местах круга, представляющего собой основание цилиндрического плазменного столба. Кроме того, была обнаружена особая чувствительность координаты осаждения к вариациям потенциала в точке траектории частицы, ближайшей к оси симметрии системы.

В настоящей статье представлены результаты расчетно-теоретического анализа влияния локальной немонотонности в зависимости электрического поля от радиальной координаты на движение однократных ионов с различными массами. Предложен расчетно-теоретический инструмент, позволяющий рассчитать пространственное распределение электрического потенциала, приводящее к желаемому азимутальному распределению координат осаждения ионов. Эти исследования проведены для двумерного случая. Также в работе представлен краткий анализ возможности практической реализации обсуждаемых распределений электрического потенциала.

## 2. ОПИСАНИЕ ОСНОВНЫХ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ВЕЛИЧИН

Расчеты выполнялись в одночастичном приближении. Аргументы в пользу такого подхода могут быть приведены следующие: как отмечено в работах, относящихся к рассматриваемому способу плазменного разделения [5, 6, 9, 17], процесс должен происходить в условиях, когда столкновения частиц между собой не влияют существенно на траектории сепарируемых частиц. Типичные для реализации плазменной сепарации значения концентрации нейтрального газа составляют менее  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а буферной плазмы менее  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае длина свободного пробега однократных ионов разделяемых веществ составляет около 0,5 м, что сравнимо с длиной пути иона от точки инъекции до приемника веще-



**Рис. 1.** Принципиальная схема эксперимента по плазменной сепарации модельной смеси ионов серебра ( $\text{Ag}$ ) и свинца ( $\text{Pb}$ ) [10].

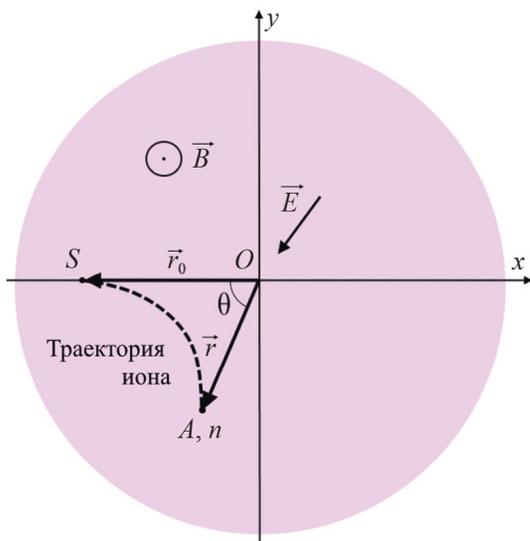
ства [11]. Таким образом, движение действительно происходит в бесстолкновительном режиме.

В рассматриваемой задаче (рисунок 1) однородное магнитное поле направлено параллельно оси симметрии  $Z$  цилиндрической вакуумной камеры. Электрическое поле направлено перпендикулярно  $Z$  от периферии к оси (рисунок 2). Считается, что вдоль  $Z$  поля не изменяются, поэтому движение заряженных частиц вдоль нее будет равномерным и в данной работе не рассматривается. Таким образом, рассматривается двумерная задача в плоскости  $XY$ , перпендикулярной  $Z$ .

Рассматривается движение заряженного иона с массой  $m = Am_p$  ( $A$  – атомное число,  $m_p$  – масса протона) и зарядом  $q = ne$  ( $n$  – кратность иона,  $e$  – величина элементарного заряда). Ион начинает движение с точки, имеющей радиус-вектор  $\vec{r}_0$  без начальной скорости. Уравнение движения, определяющее радиус-вектор текущего положения иона  $\vec{r}$ , выглядит следующим образом [22]:

$$\begin{cases} m\dot{\vec{r}} = q(\vec{E} + \dot{\vec{r}} \cdot \vec{B}); \\ \vec{r}(0) = \vec{r}_0; \dot{\vec{r}}(0) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Электрический потенциал будет отсчитываться от точки инъекции  $\phi(r_0) = 0$ . Введем следующие безразмерные переменные: потенциал  $\Phi = \phi / \phi_0 = \phi(eB^2r_0^2 / m_p)^{-1}$ , радиальную координату



**Рис. 2.** Основные обозначения математической задачи.  $A, n$  – атомное число и кратность заряда иона соответственно. Положение иона характеризуется азимутальным углом  $\theta$  и полярным расстоянием  $r$  [19].

нату  $\rho = r / r_0$ , время  $\tau = \Omega_c t$ , где  $\Omega_c = eB / Am_p$  – это циклотронная частота. Тогда уравнение (1) в полярных координатах записывается следующим образом:

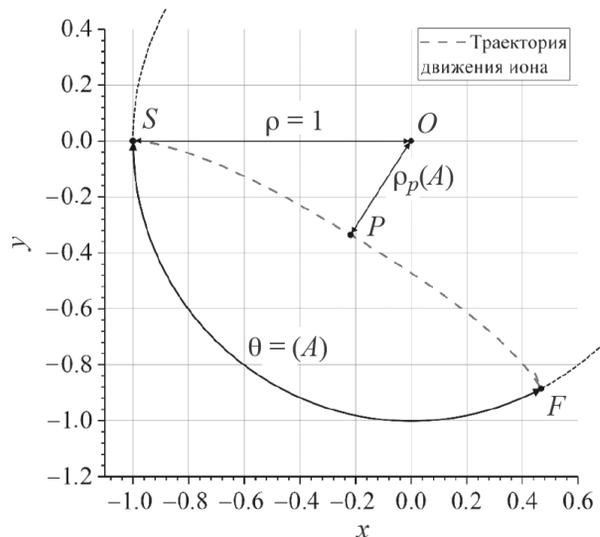
$$\begin{cases} \ddot{\rho} - \rho\dot{\theta}^2 = -\frac{A}{n} \frac{d\Phi}{d\rho} + \rho\dot{\theta}; \\ \rho\ddot{\theta} + 2\dot{\rho}\dot{\theta} = -\dot{\rho}. \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \theta(0) = 0; \dot{\theta}(0) = 0; \\ \rho(0) = 1; \dot{\rho}(0) = 0; \\ \Phi(1) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

В работе [22], исходя из данной системы уравнений, для  $n = 1$  была получена связь между потенциалом  $\Phi$  и азимутальным углом осаждения иона на собирающую подложку:

$$\theta(A) = \int_{\rho_p(A)}^1 \frac{2(1-\rho^2)d\rho}{\sqrt{-8A\Phi(\rho)\rho^4 - \rho^2(1-\rho^2)^2}}. \quad (4)$$

Эта связь представляет собой интегральное преобразование. Нижний предел интегрирования  $\rho_p$  есть радиальная координата самой ближней к оси симметрии  $Z$  точки траектории (перигентра). Далее зависимость (4) азимутального угла осаждения иона от массы иона будем называть угловым масс-спектром. На рисунке 3 представлена траектория движения иона с обозначенными характерными точками.



**Рис. 3.** Характерные точки на траектории движения иона.  $S$  – точка инъекции (старта) и  $F$  – точка осаждения (финиша) лежат на окружности с центром в начале координат (т.  $O$ ).  $P$  – перигентр траектории, Угол  $\theta$  – это угол  $\angle SOF$ .

В формуле (4) также можно сделать переобозначение:

$$\Phi(\rho) = -\frac{1}{8} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right)^2 \rho^2 P(\rho), \quad (5)$$

тогда она примет следующий вид:

$$\theta(A) = \int_{\rho_p(A)}^1 \frac{2d\rho}{\rho \sqrt{AP(\rho) - 1}}. \quad (6)$$

Стоит отметить, что в формуле (5) присутствует конструкция, являющаяся безразмерным потенциалом Бриллюэна [23] для иона массой 1 а.е.м. (протона). Потенциал Бриллюэна для иона с атомным номером A имеет следующий вид:

$$B_A(\rho) = -\frac{1}{8} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right)^2 \frac{\rho^2}{A}. \quad (7)$$

Перечислим два основных свойства потенциала Бриллюэна, которые необходимо упомянуть в рамках данной работы. Во-первых, частицы в потенциале Бриллюэна двигаются по окружностям постоянного радиуса. Во-вторых, как можно заметить из формул (6) и (7), радиальная координата, на которой потенциал  $\Phi(\rho)$  и потенциал Бриллюэна  $B_A(\rho)$  совпадают, есть радиальная координата перицентра траектории:

$$B_A(\rho_p(A)) = \ddot{O}(\rho_p(A)) \Leftrightarrow P(\rho_p(A)) = \frac{1}{A}. \quad (8)$$

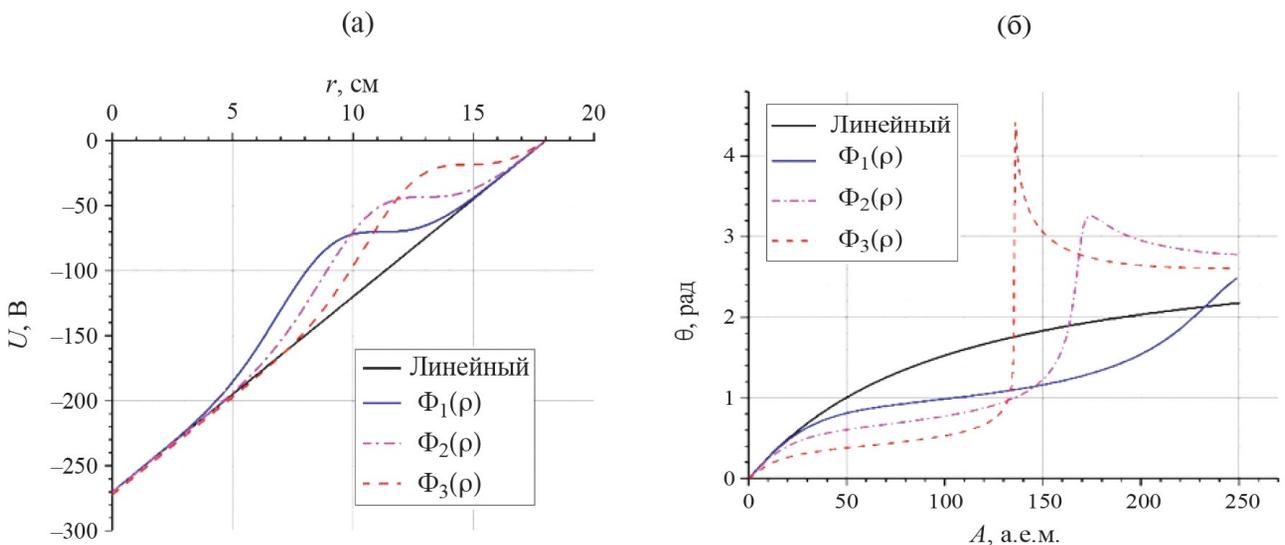
Последнее свойство и является главной причиной, почему полезно сделать переобозначение (5). Можно заметить, что если  $\forall \rho \in [0,1] P'(\rho) \neq 0$ , то функции  $P\left(\frac{1}{A}\right)$  и  $\rho_p(A)$  взаимно обратны. Что происходит, когда  $\exists \rho \in (0,1): P'(\rho) = 0$ , будет обсуждаться в разделе 4.

### 3. АНАЛИЗ УГЛОВОГО МАСС-СПЕКТРА

В работе [22] было рассмотрено семейство электрических потенциалов, которые представляют собой сумму линейного профиля потенциала и гауссова профиля:

$$\Phi(\rho) = \varepsilon \left( \rho - 1 + \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{1}{2} - \frac{(\rho - \rho_0)^2}{\sigma^2}\right) - \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{1}{2} - \frac{(1 - \rho_0)^2}{\sigma^2}\right) \right). \quad (9)$$

Здесь  $\varepsilon$  – безразмерное электрическое поле,  $\sigma$  – безразмерная характерная ширина гауссова профиля,  $\rho_0$  – безразмерная радиальная координата вершины гауссова профиля. Радиальные распределения некоторых таких потенциалов из этого семейства приведены на рис. 4а. Соответствующие угловые масс-спектры, которые получаются при помощи формулы (4), приведены на рис. 4б



**Рис. 4.** а) Семейство радиальных распределений потенциалов типа (9) при  $\varepsilon=0.00445$  и  $\sigma=0.12$ .  $\Phi_1(\rho)$  соответствует параметр  $\rho_0=0.5$ ,  $\Phi_2(\rho)$  соответствует  $\rho_0=0.6$ ,  $\Phi_3(\rho) - \rho_0=0.7$ ; б) соответствующее семейство угловых масс-спектров ионов.

Видно, что добавление локального возмущения потенциала видоизменяет угловой масс-спектр так, что появляются две четко разграниченных области масс, каждая из которых оседает примерно в одно место на собирающей подложке, а также возникает область масс с высокой угловой дисперсией. Причем можно заметить, что передвижение локального возмущения по радиусу вызывает передвижение области высокой угловой дисперсии. К тому же в ней  $\theta$  может иметь большие значения, вплоть до бесконечности.

Стремление графика углового масс-спектра к бесконечности при определенной массе  $A$  означает, что интеграл (4), он же интеграл (6), расходится при этом значении  $A$ . Это происходит, когда в точке перигенцентра потенциал и его производная (электрическое поле) совпадают с потенциалом и производной (электрическим полем) потенциала Бриллюэна. Иначе говоря, частица попадает в соответствующий ее массе потенциал Бриллюэна и начинает бесконечно вращаться по окружности, не оседая на собирающую подложку.

В целях масс-сепарации ионов недопустимо использование потенциала, в котором соответствующий угловой масс-спектр имеет область высокой угловой дисперсии, приходящуюся на отделяемые массы. Таким образом, потенциал типа (9) необходимо подбирать под конкретные сепарируемые массы.

На рис. 5 представлен результат численного моделирования (в одночастичном приближении) траекторий движения ионов с массами в диапазоне от 10 до 250 а.е.м. в потенциале  $\Phi_2(\rho)$  (рис. 4а). Обозначения особых точек траекторий такое же, как на рис. 3. Частицы начинают движение в точке старта  $S$  с безразмерными координатами  $(-1,0)$  без начальной скорости и заканчивают движение, когда их безразмерное расстояние до оси симметрии (точки  $O$ ) снова становится равным 1.

Из приведенных данных видно, что область высокой угловой дисперсии находится в диапазоне масс  $A \approx 150-170$  а.е.м.

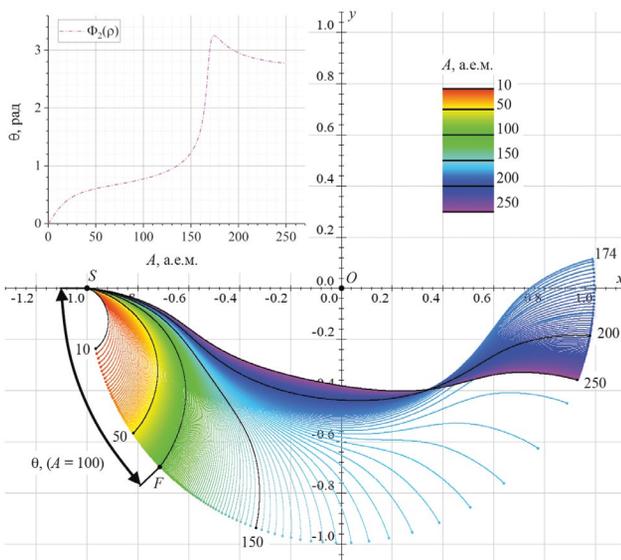
#### 4. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Как видно из примеров выше, свойства углового масс спектра существенно зависят от геометрии пространственного распределения электрического потенциала, в силу чего становится крайне актуальной задача поиска такого распределения, при котором угловой масс-спектр имеет заданную форму. Например, когда две интересующие группы частиц определенных масс расходятся на максимально возможное угловое расстояние на окружности – на  $180^\circ$ .

Поиск такого потенциала методом подбора при помощи формулы (4) не является достаточно продуктивным. Более удобным был бы математический инструмент, позволяющий по желаемому угловому масс-спектру восстанавливать необходимое для его реализации распределение электрического потенциала. Иначе говоря, необходимо найти обратное к (4) интегральное преобразование. Для этого воспользуемся взаимной обратимостью функций  $P\left(\frac{1}{A}\right)$  и  $\rho_p(A)$  из свойства (8):

$$\begin{aligned} \theta(A) &= \int_{\rho_p(A)}^1 \frac{2d\rho}{\rho\sqrt{A\rho_p^{-1}(\rho)-1}} = \\ &= \int_{1/A}^{P(1)} \frac{2d\rho_p(1/w^2)}{\rho_p(1/w^2)\sqrt{Aw^2-1}}. \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь сделана замена  $w^2 = \rho_p^{-1}(\rho) \Leftrightarrow \rho = \rho_p(1/w^2)$ . Прежде чем преобразовывать выражение (10) дальше, необходимо определить значение  $P(1)$ . Согласно определению (5), значение  $P(1)$  определяется асимптотикой электрического потенциала  $\Phi(\rho)$  при  $\rho = 1$ . Если  $\rho = 1$  – ноль первого порядка, то есть электрическое поле в точке инжекции ненулевое, то  $P(1) = \infty$ . Если же  $\rho = 1$  – ноль второго и



**Рис. 5.** Семейство траекторий ионов различных масс в потенциале  $\Phi_2(\rho)$  в расчетной плоскости. Представленные траектории соответствуют частицам разных масс с шагом в 1 а.е.м.

выше порядка, то  $P(1)$  принимает конечное значение. Однако это означает, что электрическое поле в точке инъекции нулевое, а потому ионы, которые согласно постановке задачи не имеют начальной скорости, не будут начинать движение вообще и тем самым участвовать в процессе сепарации.

Итого, единственным физически осмысленным вариантом при нулевой начальной скорости ионов оказывается  $P(1) = \infty$ . Поэтому формула (10) после серии преобразований принимает следующий вид:

$$\theta(A) = \frac{2}{\sqrt{A}} \int_{1/\sqrt{A}}^{\infty} \frac{(\ln \rho_p(1/w^2))' dw}{\sqrt{w^2 - 1/A}}. \quad (11)$$

Из формулы (11) видно, что она представляет собой *обратное преобразование Абеля* [24] от функции

$$\ln \rho_p \left( \frac{1}{w^2} \right) \theta(A) = -\frac{2\pi}{\sqrt{A}} F_{\text{Abel}}^{-1} \left[ \ln \rho_p \left( \frac{1}{w^2} \right) \right] \left( \frac{1}{\sqrt{A}} \right). \quad (12)$$

Таким образом, преобразование (12) можно обратить и получить формулу для зависимости радиальной координаты периферии от массы

$$\begin{aligned} \ln P^{-1}(n) &= \ln \rho_p \left( \frac{1}{n} \right) = \\ &= -\frac{1}{2\pi} F_{\text{Abel}} \left[ \frac{1}{u} \theta \left( \frac{1}{u^2} \right) \right] \left( \frac{1}{\sqrt{n}} \right), \quad n = \frac{1}{A}. \end{aligned} \quad (13)$$

Далее функцию  $P^{-1}(n)$  необходимо обратить и подставить в формулу (5):

$$\Phi(\rho) = -\frac{\rho^2}{8} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right)^2 P(\rho). \quad (14)$$

Таким образом, последовательное использование формул (13) и (14) позволяет по угловому масс-спектру получить радиальное распределение потенциала.

Теперь рассмотрим случай, когда  $\exists \rho \in (0,1) : P'(\rho) = 0$ . В таком случае решений уравнения (8) несколько. Но только ближайший к  $\rho = 1$  корень уравнения (8) является радиальной координатой периферии. Поэтому напрямую функция  $P(\rho)$  не может быть обращена. Поэтому нескольким функциям  $P(\rho)$  может соответствовать одна и та же функция  $\rho_p(A)$ . В работе [22] было показано, что зависимость  $\rho_p(A)$  монотонна, а потому она обратима. Причем полученная в результате обращения функция  $\tilde{P}(\rho)$  соответствует некоторому электрическому потенциалу.

Получается, что при помощи формулы (4) из потенциала  $\Phi(\rho)$  можно получить некоторый масс-спектр  $\theta(A)$ , из которого при помощи формул (13) и (14) может быть найден потенциал  $\tilde{\Phi}(\rho)$ , отличный от  $\Phi(\rho)$ . Таким образом, при условии  $\exists \rho \in (0,1) : P'(\rho) = 0$  как минимум двум потенциалам соответствует один и тот же масс-спектр. Еще раз отметим, что алгоритм использования формул (13) и (14) позволяет получить только один из них.

На рис. 6 представлен пример желаемого спектра. На рис. 7 приведено соответствующее спектру распределение потенциала, полученное с использованием вышеописанного математического алгоритма.

Допустим, что необходимо достичь углового масс-спектра, приведенного на рис. 6. Его особенность заключается в том, что легкая группа веществ ( $A = 120 - 160$  а.е.м.) и тяжелая группа ( $A > 220$  а.е.м.) разделяются на угол  $\Delta\theta = \pi = 180^\circ$ . Необходимо пояснить, что с точки зрения практического воплощения, важным является вопрос разведения областей осаждения требуемых двух групп масс на максимальную угловую координату, но при этом нет требования на то, какие именно будут эти координаты, т.е. важно, чтобы между координатами осаждения легких  $\theta_{\text{light}}$  и тяжелых  $\theta_{\text{heavy}}$  частиц выполнялось соотношение  $\theta_{\text{heavy}} = \theta_{\text{light}} + \pi$ , но само значение  $\theta_{\text{light}}$  может быть любым. Это вносит дополнительную вариативность в желаемую форму углового масс-спектра. Такая неопределенность, в свою очередь, дает в подборе потенциала дополнительную свободу, которая может быть использована для оптимизации других аспектов, важных для практической реализации метода плазменного разделения элементов.

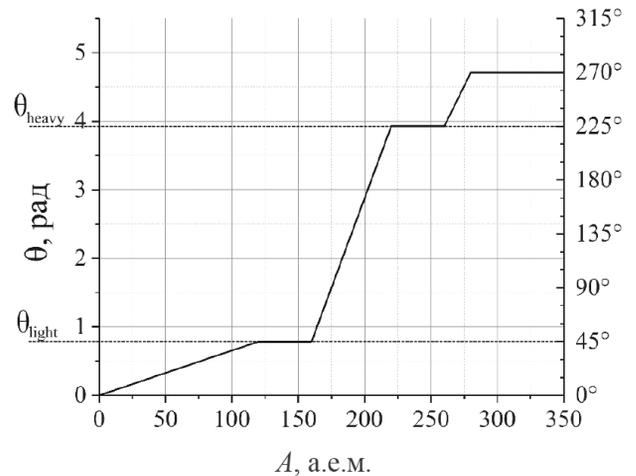


Рис. 6. Пример желаемого масс-спектра.

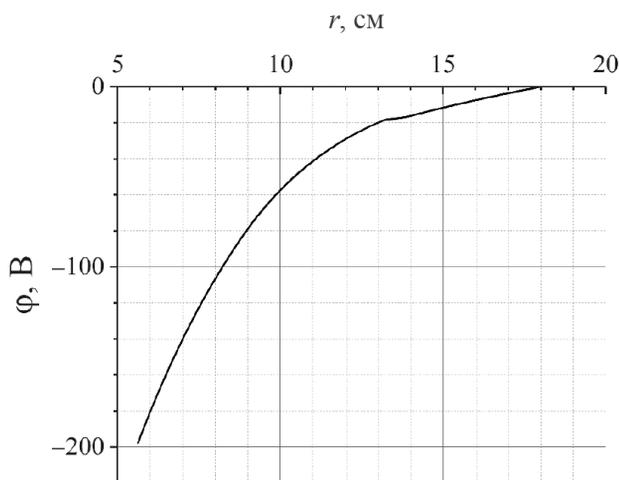


Рис. 7. Радиальное распределение потенциала, в котором достигается масс-спектр, приведенный на рис. 6.

### 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗУЕМОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Отметим, что практическое создание заданного пространственного распределения электрического потенциала в плазменном объеме является нетривиальной задачей, несмотря на то что работы в этом направлении активно ведутся [14, 15, 25]. Поэтому еще одним аспектом, который должен быть рассмотрен в настоящем исследовании, является вопрос о принципиальной возможности реализации в ходе эксперимента обсуждаемых потенциалов.

С этой целью был проведен эксперимент, по исследованию возможности локального изменения потенциала плазмы при помощи дополнительного термоэмиссионного электрода.

Вакуумная камера имеет длину 2.3 м и внутренний диаметр 86 см. Величина магнитного поля составляла 1400 Гс. На торцах камеры расположены кольцевые электроды – катоды (рис. 1). Каждый из них занимает кольцевую область шириной 5 см по радиусу. Четыре внутренних электрода с каждого торца короткозамкнуты и к ним прикладывается напряжение  $-550$  В (внешний радиус 20 см). Пятый и шестой электроды находятся под плавающим потенциалом. Отражательный разряд зажигается между торцевыми катодами и цилиндрической поверхностью вакуумной камеры, которая является анодом. Ток разряда составляет величину порядка 10 А. Радиус плазменного столба составляет около 30 см. В разряде реализуется радиальное электрическое поле, направленное к оси камеры. На одном из торцов установлен подогреваемый термоэмиссионный элемент из  $LaB_6$  (диаметр

эмиттера 2 см). В рабочем режиме в камере создается предельный вакуум около  $6 \cdot 10^{-5}$  Торр, потом напускается аргон, давление которого составляет  $3 \cdot 10^{-4}$  Торр.

Измерения потенциала проводились при помощи термоэмиссионного зонда [26, 27], который вводился в камеру радиально (направление перемещения зонда обозначено на рис. 1 пунктирной линией). Скорость перемещения зонда составляла около 4 см/с. Сигнал считывался с зонда с частотой от 1 до 10 кГц и усреднялся по 50 значениям. Типичные флуктуации потенциала плазмы от среднего значения составляли порядка 20%. Также проводились измерения с использованием двойного зонда, которые позволили установить, что в условиях эксперимента температура электронов находилась в интервале 5–10 эВ, а концентрация плазмы была около  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Погрешность определения координат зондов составляет около 3 мм. Для создания локального воздействия на потенциал плазмы был использован еще один термоэмиссионный катод, расположенный на расстоянии 15 см от оси разряда. Его диаметр – 2 см. Подаваемое на катод напряжение  $U_{em}$  варьировалось в диапазоне от 0 до  $-400$  В.

Экспериментально полученные радиальные распределения потенциала приведены на рис. 8. Из рис. 8 видно, что таким способом можно в некоторой области пространства локально понижать потенциал в плазме.

Возможность локального увеличения потенциала плазмы была продемонстрирована экспериментально в работе [10]. Это достигалось при

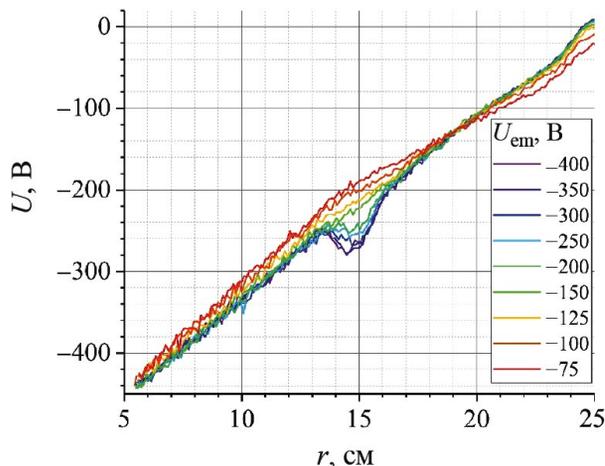


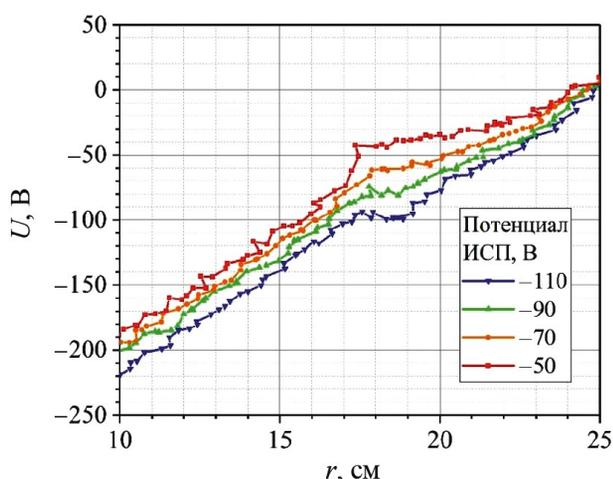
Рис. 8. Семейство зависимостей электрического потенциала плазмы от координаты  $r$  при различных значениях потенциала дополнительного электрода  $U_{em}$ .

введении в объем плазменной струи из инжектора, помещаемого под различные напряжения относительно заземленного корпуса камеры. На рис. 9 представлены распределения потенциала, которые получались при различных значениях этого напряжения. Из рис. 9 ясно, что таким способом возможно добиться как локального повышения, так и локального понижения потенциала плазмы относительно невозмущенного состояния.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве выводов еще раз перечислим основные полученные результаты. При помощи расчетно-теоретического инструмента было проанализировано влияние локальной немонотонности в зависимости электрического поля от радиальной координаты на угловой масс-спектр ионов, разделяемых в процессе плазменной масс-сепарации. Было установлено существование на угловом масс-спектре областей масс ионов, где угловая дисперсия практически отсутствует и где она имеет значительную величину, причем сами значения угловой координаты могут достигать значительных величин. В качестве рекомендации для повышения эффективности практической реализации метода плазменной сепарации был предложен один из возможных вариантов пространственного распределения электрического потенциала в плазменном объеме, позволяющий разделять группы элементов с массами ионов менее 150 а.е.м. и более 220 а.е.м.

В работе был получен математический инструмент, который позволяет, исходя из желаемого углового масс-спектра, получить пространственное распределение электрического потенциала,



**Рис. 9.** Семейство радиальных зависимостей потенциала плазмы при различных значениях потенциала источника сепарируемой плазмы (ИСП).

в котором этот спектр может быть реализован в условиях плазменной масс-сепарации. Были отмечено, что такая задача может иметь несколько решений.

Также в работе было показано, что экспериментальные данные демонстрируют принципиальную возможность создания конфигурации обсуждаемых потенциалов. Положительное локальное возмущение потенциала плазмы относительно невозмущенного состояния возможно сделать при помощи плазменного инжектора. Отрицательное локальное возмущение в свою очередь можно сделать при помощи эмиттера электронов. Причем характерный пространственный размер возмущений (вдоль радиальной координаты) по порядку величины совпадает с характерным размером устройства, которое его создает.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине XXI века. Основные положения. Одобрена Правительством РФ 25.05.2000 г. М.: Минатом России, 2000.
2. Jang J., Kim T., Kim G.-Y., D., Lee S. // J. Nucl. Mater. 2019. V. 520. P. 245. Doi.org/10.1016/j.jnucmat.2019.04.024
3. Volkovich V.A., Maltsev D.S., Soldatova M.N., Ryzhov A.A., Ivanov A.B. // Metals (Basel). 2021. V. 11. № 4. P. 550. Doi.org/10.3390/met11040550
4. Williamson M.A., Willit J.L. // Nucl. Eng. Technol. 2011. V. 43. P. 329. Doi.org/10.5516/NET.2011.43.4.329
5. Dolgolenko D.A., and Muromkin Yu.A. // Phys.-Usp.+ 2009. V. 179. P. 369, Doi.org/10.3367/UFNe.0179.200904c.0369
6. Zweben S.J., Gueroult R., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. № 9. Doi.org/10.1063/1.5042845
7. Martynenko Yu.V. // Phys.-Usp.+ 2009. V. 179. P. 1354. doi.org/10.3367/UFNe.0179.200912n.1354
8. Zhang Y., Su R., Chen X., Ren C., Lv Y., Mo D., Liu M., Yan S. // J. Radioanal Nucl. Ch. 2019. V. 322. P. 1657–1662. Doi.org/10.1007/s10967-019-06745-w
9. Ohkawa T., Miller R.L. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 5116. Doi.org/10.1063/1.1523930
10. Liziakin G., Antonov N., Smirnov V.S., Timirkhanov R., Oiler A., Usmanov R., Melnikov A., Vorona N., Kislenco S., Gavrikov A., Smirnov V.P. // J. Phys. D Appl. Phys. 2021. V. 54. Doi.org/10.1088/1361-6463/ac128e

11. Smirnov V.P., Samokhin A.A., Vorona N.A., Gavrikov A. V. // Plasma Phys. Reports. 2013. V. 39. P. 456. Doi.org/10.1134/S1063780X13050103
12. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Strokin N.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. № 3. Doi.org/10.1063/1.4846898
13. Gueroult R., Rax J.-M., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. № 2. Doi.org/10.1063/1.4864325
14. Trotabas B., Gueroult R. // Plasma Sources Sci. T. 2022. V. 31. № 2. Doi.org/10.1088/1361-6595/ac4847
15. Liziakin G., Oiler A., Gavrikov A., Antonov N., Smirnov V. // J. Plasma Phys. 2021. V. 87. № 4. Doi.org/10.1017/S0022377821000829
16. Jin S., Poulos M.J., Van Compernelle B., Morales G. J. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. № 2. Doi.org/10.1063/1.5063597
17. Volosov V.I., Pekker M.S. // Nuclear Fusion. 1981. V. 21. №. 10. P. 1275. Doi:10.1088/0029-5515/21/10/006
18. Morozov A.I. Introduction to plasma dynamics. CRC Press, 2012.
19. Liziakin G.D., Antonov N.N., Vorona N.A., Gavrikov A.V., Kislenko S. A., Kuzmichev S.D., Melnikov A.D., Oiler A.P., Smirnov V.P., Timirkhanov R.A., Usmanov R.A. // Plasma Phys. Reports. 2022. V. 48. P. 1251–60. Doi.org/S1063780X22601912
20. Liziakin G., Antonov N., Usmanov R., Melnikov A., Timirkhanov R., Vorona N., Smirnov V. S., Oiler A., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V. P. // Plasma Phys. Control. Fus. 2021. V. 63. №. 3. Doi.org/10.1088/1361-6587/abd25e
21. Samokhin A.A., Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Usmanov R.A., Smirnov V.P. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 774. № 1. Doi.org/10.1088/1742-6596/774/1/012198
22. Oiler A.P., Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Smirnov V. P. // Molecules. 2022. V. 27. P. 6824. Doi.org/10.3390/molecules27206824
23. Brillouin L. // Phys. Rev. 1945. V. 67. P. 260. Doi.org/10.1103/PhysRev.67.260
24. Bracewell R. // The Fourier transform and its application, 3rd ed. 2000. Singapore: McGraw-Hill Book Co-Singapore, ISBN 0-07-303938-1
25. Gueroult R., Rax J.-M., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. № 12. Doi.org/10.1063/1.5126083
26. Sheehan J.P., Hershkowitz N. // Plasma Sources Sci. T. 2011. V. 20. № 6. Doi.org/10.1088/0963-0252/20/6/063001
27. Murzaev Y., Liziakin G., Gavrikov A., Timirkhanov R., Smirnov V. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. № 4. Doi.org/10.1088/2058-6272/aaf250

## INCREASING THE EFFICIENCY OF PLASMA MASS SEPARATION BY OPTIMIZING THE ELECTRIC POTENTIAL

A. P. Oiler<sup>a, b, \*</sup>, R. A. Usmanov<sup>a</sup>, N. N. Antonov<sup>a</sup>,  
A. V. Gavrikov<sup>a</sup>, V. P. Smirnov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

<sup>b</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),

Dolgoprudny, Moscow oblast, 141700 Russia

\*e-mail: andrey\_oiler@jiht.ru

**Abstract**—The effect of the spatial distribution of electric potential on the separating properties of the plasma mass separator that operates in a configuration with crossed radial electric and longitudinal magnetic fields is studied. The single-particle approximation is used to obtain analytical expressions that connect the electric potential distribution and the angular mass spectrum. A mathematical algorithm is described that allows one to recover the distribution of electric potential from the given shape of the mass spectrum. It is shown that the local inhomogeneity of the electric potential profile allows one to achieve the deposition of mass groups in the diametrically opposite regions of the separator. Data is presented that confirms the possibility of creating experimentally both the positive and the negative local inhomogeneity of the potential. The results of this work can be used to increase the efficiency of the process of plasma mass separation of ions of different elements.

**Keywords:** electric potential distribution in plasma, mass separation of ions of heavy metals, crossed electric and magnetic fields