

ПЛАЗМООПТИЧЕСКАЯ МАСС-СЕПАРАЦИЯ. РАЗВИТИЕ ИДЕИ

© 2019 г. Н. А. Строкин^{a,*}, В. М. Бардаков^{b,**}

^a Иркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия

^b Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия

* e-mail: strokin85@inbox.ru

** e-mail: VMBardakov38@mail.ru

Поступила в редакцию 04.06.2018 г.

После доработки 27.07.2018 г.

Принята в печать 02.08.2018 г.

Изложены принципы, история возникновения и развитие идеи А.И. Морозова плазмооптической масс-сепарации (ПОМС-Е). Отмечены проблемы, возникшие на начальном этапе ее практической реализации. Описаны изменения в схеме ПОМС-Е А.И. Морозова приемников разделенных ионов и системы формирования компенсированных ионных пучков. Сообщается о “попутных” плазменных эффектах, приводящих к генерации ионов с энергиями, превышающими эквивалентные рядному напряжению. Излагаются результаты основного этапа разделения трехкомпонентной смеси ионов в магнитном поле ПОМС-Е. Предлагается способ увеличения количества ионов, проходящих через магнитный барьер ПОМС-Е. Делается вывод о перспективности идеи плазмооптического масс-сепаратора.

DOI: 10.1134/S0367292119010141

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные технологии в настоящее время работают во многих отраслях промышленности, в медицине и научной сфере. Используют их, в определенной мере, и в такой, казалось бы неожиданной, области как ядерный топливный цикл: химико-технологические процессы получения конденсированных материалов с малой долей примесей в экстрактивной металлургии, плазменное восстановление урана из оксидного сырья, плазменные процессы разделения изотопов урана и др. [1]. Разрабатываются методы магнитоплазменной переработки радиоактивных отходов (РАО) и отработавшего ядерного топлива (ОЯТ); подробный обзор по этой теме сделан в недавней работе [2].

В наиболее полной статье Алексея Ивановича Морозова по магнито-плазменной масс-сепарации в качестве прикладного объекта также рассматривалось разделение ОЯТ [3]. Формирование А.И. Морозовым нового подхода в области магнито-плазменной масс-сепарации — плазмооптической масс-сепарации — началось значительно раньше. В 1965 г. он обратил внимание на возможность получения “плотных пучков ионов” в системах, где есть как электрическое, так и магнитное поля [4]. В качестве необходимого условия для этого было названо обеспечение компенсации объемного заряда потока ионов, которое

возможно при создании внутри пучка взаимно ортогональных $\mathbf{E} \perp \mathbf{V}$ полей и замкнутом дрейфе электронов со скоростью $\mathbf{v}_e \perp \mathbf{V}$. С точностью до термализованного потенциала $(kT_e/e) \ln(n/n_0)$ силовые линии такого магнитного поля будут эквипотенциальными (k — постоянная Больцмана, T_e — температура электронов, n , n_0 — плотности электронов в некоторых точках пучка на силовой линии).

В работе [5] впервые было введено понятие “азимутатор”, где создается магнитное поле $B_r = B_{r0}R/r$, поперечное к направлению движения потока ионов. Пройдя азимутатор, ионы с массой M пересекают магнитный поток ψ_A , приобретают угловую скорость $v_{\varphi A} = -(e/Mc)\psi_A$ и попадают в “фокусирующий промежуток”, в котором осуществляется “фокусировка” ионов на приемники в поперечных радиальном электрическом $E_r \sim 1/r$ и наложенном однородном продольном магнитном поле $B_z = B_0 = \text{const}$. Здесь на равновесной траектории радиусом R центробежная сила уравновешивается силой Лоренца и действием электрического поля $Mv_{\varphi}^2/R = eE_0 + (e/c)v_{\varphi}B_0$, $v_r = 0$. Исследование было продолжено в работе [6], где авторы обратили внимание, что в азимутаторе ионами разных масс набирается неодинаковая угловая скорость $v_{\varphi A}$. Тогда на равновесной траектории будет находиться ион с массой M , а ион с

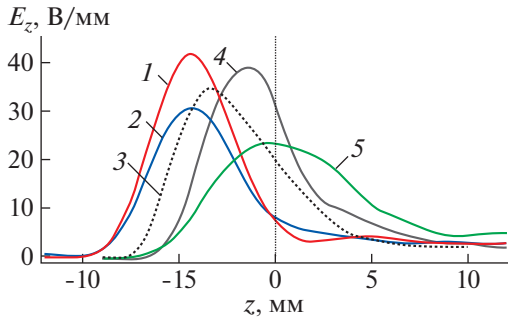


Рис. 1. Аксиальное распределение электрического поля в СПД: 1 – Kr, “номинальная” магнитная индукция $B = B_{\text{ном}}$, разрядное напряжение $U_p = 350$ В; 2 – Kr, $2B_{\text{ном}}$, 350 В; 3 – Xe, $2B_{\text{ном}}$, 300 В; 4 – Xe, $B_{\text{ном}}$, 300 В; 5 – Kr, $B_{\text{ном}}$, 300 В [9].

$M = M + \delta M$ будет отклоняться в плоскости $r-z$; таким образом достигается эффект сепарации по массам.

Развитие плазмооптики сопровождалось значительными достижениями в теории и практике применения стационарных холловских плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) с протяженной зоной ускорения (СПД) и ускорителей с анодным слоем (УАС). В работе [6] подчеркивалось, что использование сильноточных плазменных ускорителей открывает перспективу использования электромагнитных методов разделения на качественно новом уровне – разделение веществ и изотопов в плазменной фазе, точнее, разделения по массам компенсированных ионных пучков (КИП) с силой тока в десятки и сотни ампер. СПД и УАС [7, 8] стали одними из первых электрофизических объектов, имеющих прямое отношение к плазмооп-

тической масс-сепарации, в стационарной плазме которых было создано электрическое поле. Пример распределений электрического поля вдоль ускорительного канала СПД, рассчитанного по распределениям ионов криптона и ксенона по скоростям, которые были получены методом лазер-индуцированной флуоресценции, приведен на рис. 1 [9].

Электрическое поле в плазме – необходимое условие работы практически всех разрабатываемых в настоящее время плазменных масс-сепараторов. Фильтр масс “Архимед” [10] – наиболее полный к настоящему времени проект, который выполнялся как установка по плазменному разделению РАО на радиоактивную (99.9% активности) и нерадиоактивную части. Радиус плазмы 0.4 м, длина 3.9 м, $B_{\text{max}} = 0.16$ Тл, $n_{\text{max}} = 2 \times 10^{19}$ м⁻³; напряжение на системе “погруженных в плазму” торцевых электродов $V = 300$ В. Сепарация происходит в процессе вращения плазмы в скрещенных продольном магнитном и радиальном электрическом полях (скорость ионов вблизи стенки $v_{\theta} \approx 6 \times 10^3$ м/с). Радиальное распределение потенциала по плазменному столбу приведено на рис. 2а.

Генерация электрического поля в цилиндрическом вакуумном объеме диаметром 85.6 см и длиной 220 см исследовалась и авторами работы [11] с целью нахождения экспериментальных условий, при которых требуемое распределение потенциала в плазме будет соответствовать необходимому для реализации процесса разделения ОЯТ при плазменной масс-сепарации. Радиальное электрическое поле E_r создавалась в плазме с помощью пары сплошных круговых торцевых электродов, на которые подавался отрицатель-

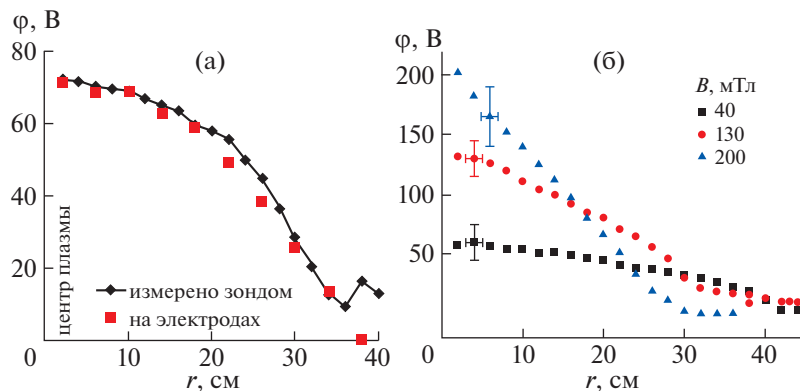


Рис. 2. Параболический электрический потенциал стационарного радиального электрического поля [10] (а); распределение стационарного потенциала плазмы по радиусу в центре рабочего объема для различных значений индукции B_z магнитного поля (б) в отражательном разряде при давлении гелия $P = 2 \times 10^{-3}$ Торр; потенциал на торцевых электродах $U_p = 1$ кВ [11].

ный потенциал U_p и которые рассматривались как предельный случай набора торцевых кольцевых электродов. Продольное магнитное поле B_z в камере генерировалось двумя катушками Гельмгольца. Потенциал плазмы определялся с помощью одиночного подвижного зонда Ленгмюра “с точностью до плавающего потенциала” на расстоянии 800 мм от одного из торцов установки. Потенциал плазмы (рис. 2б) монотонно возрастал с увеличением индукции продольного магнитного поля.

В 2002 г. А.И. Морозовым была сделано “уточнение рабочей схемы” плазмооптической сепарирующей системы – “масс-сепаратора плазмооптического” (МСПО), в котором квазинейтральный моноэнергетичный поток смеси ионов разделяется на потоки частиц с разными массами [12]. Фокусирующий промежуток из работы [6] стал пространством, ограниченным двумя коаксиальными цилиндрами, на которые подаются разные потенциалы. Для обеспечения условий существования радиального электрического поля в фокусирующем пространстве создается однородное продольное магнитное поле, замагничивающее электроны, но практически не влияющее на динамику ионов. Радиальное электрическое поле, как в энергоанализаторе Юза–Рожанского, способно собирать ионы в “кольцевой фокус”. Смещение фокуса по радиусу для ионов с разными массами $\delta r = R_0(-\delta M)/M_0$, что обеспечивает панорамную сепарацию ионов с массами от $50 \leq M \leq 200$ а.е.м. Для обеспечения производительности масс-сепаратора 10–15 тонн/год для $M \sim 100$ а.е.м. в [12] было предложено в качестве источника ионного потока использовать стационарный плазменный двигатель с протяженной зоной ускорения.

В [3] подробно описаны две схемы МСПО – плазмооптический масс-сепаратор с магнитной фокусировкой ПОМС-Н, и плазмооптический масс-сепаратор с электростатической фокусировкой – ПОМС-Е. Первая схема аналогична устройству, применяемому при электромагнитном разделении изотопов – электромагнитному масс-сепаратору [13]. Для панорамного (разделяющего смесь на все присутствующие в пучке компоненты) сепаратора многокомпонентного моноэнергетического (энергия W_0) пучка ионов-ПОМС-Е (рис. 3) для ионов разных масс были вычислены значения фокусных расстояний и построены их траектории движения в фокусирующем пространстве при углах расходимости $\alpha = \pm 2.5^\circ$. Для разделения масс M и $M = M_0 + \delta M$ получено условие на разброс энергий в пучке: $\delta W_0/W_0 < \delta M/M$.

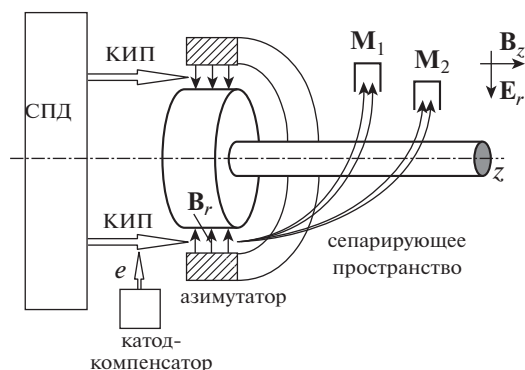


Рис. 3. Масс-сепаратор ПОМС-Е: режим панорамной масс-сепарации (моноэнергетичный поток, e – электроны для поджига $E \times B$ -разряда в СПД и компенсации объемного заряда ионов в факеле); показаны приемники для ионов двух масс M_1 и M_2 .

Таким образом, теоретически А.И. Морозов построил “идеализированную” технологию панорамной сепарации квазинейтрального моноэнергетичного потока смеси ионов по “кольцевым фокусам”. Идеализация, в основном, состояла в том, что из рассмотрения была исключена принципиальная немонотонность потока ионов, генерируемых в СПД, и существенная трехмерность их траекторий, в том числе, в промежутке СПД–азимутатор.

2. УСЛОВИЯ РАЗДЕЛЕНИЯ НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПОТОКОВ ИОНОВ – РАЗРАБОТКА ПОМС-Е-3

Учет немонотонности и начального распределения ионов по радиальным скоростям в плазменном потоке приводит к уширению фокусных колец ПОМС-Е, исключая возможность панорамной масс-сепарации [14]. Критерий отсутствия наложения фокусных колец для ионов двух масс M_0 и M , имеющих одинаковую энергию W_0 , имеет вид $\alpha < (9/11\pi)^{1/3} (\delta M/M_0)^{1/3}$, где $M_0 = D^2/(eE_0R^3)$, M_0 – масса (центральная) такого иона, который, вылетев из точки азимутатора с $r = R$ и нулевой радиальной начальной скоростью, будет всегда находиться на радиусе $r = R$, $D = (eB_r R \Delta)/c$ – момент импульса иона, имеющего на выходе из азимутатора скорость $V_{\phi A0}$ [14]. При, например, $\delta M/M_0 = 1/3$ критерий выполняется вплоть до углов 25° . Однако в случае немонотонного потока за счет разности продольных скоростей приход ионов с энергиями W_0 и $W = W_0 - \Delta W$ в заданную точку сепарирующего пространства происходит с задержкой во времени

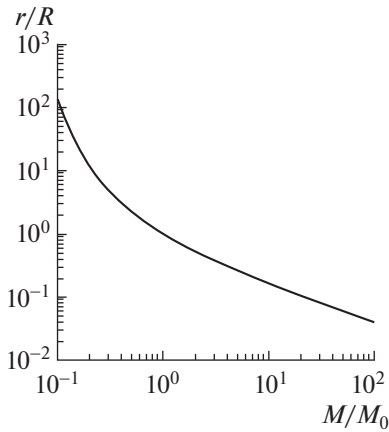


Рис. 4. Зависимость радиусов приемных цилиндров от массы иона.

$$\Delta t = \frac{T_0}{2} \left[\left(1 - \frac{2\Delta W}{W_0} \right)^{-1/2} - 1 \right].$$

Это приводит к изменению критерия отсутствия наложения к виду

$$\alpha < \frac{1}{4} \frac{\delta M}{M_0} \frac{1 + \cos \pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_0}}} - 1 \right)}{\sin \pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_0}}} - 1 \right)},$$

которое при $\Delta W/W_0 \rightarrow 3/8$ дает в правой части уравнения 0. Поэтому при условии $\Delta W/W_0 \geq 3/8$, которое для плазменных ускорителей всегда реализуется, панорамная масс-сепарация становится невозможной. В такой ситуации сбор частиц с массами M_0 , $M_1 = M_0 + \delta M$ и $M_2 = M_0 - \delta M$ можно осуществлять на приемники ионов, находящиеся на радиусах, соответственно, $R_1 = R - R(\delta M/M_0)$, R и $R_2 = R + R(\delta M/M_0)$. При этом протяженность приемников определяется наибольшей скоростью ионов в спектре $L_{z, \max} = \sqrt{V_0^2 - V_{\phi 40}^2} \frac{\pi \sqrt{2} R}{V_{\phi 40}}$ [14]. Таким образом, в схеме, которая была названа ПОМС-Е-3 – масс-сепаратором Бардакова, возможно идеальное разделение ионов трех различных масс, имеющих любое распределение по энергиям, что открыло, в принципе, возможность практической реализации технологии плазмооптической масс-сепарации.

В случае, если в исходной смеси элементов присутствуют больше, чем три компонента, на цилиндрах радиусами R_1 и R_2 будут оседать целевые ионы, соответственно, с минимальной и максимальной массами – “продукт”, а на торцевом приемнике все остальные – “отвал”. В этом варианте схема ПОМС-Е-3 может применяться в мно-

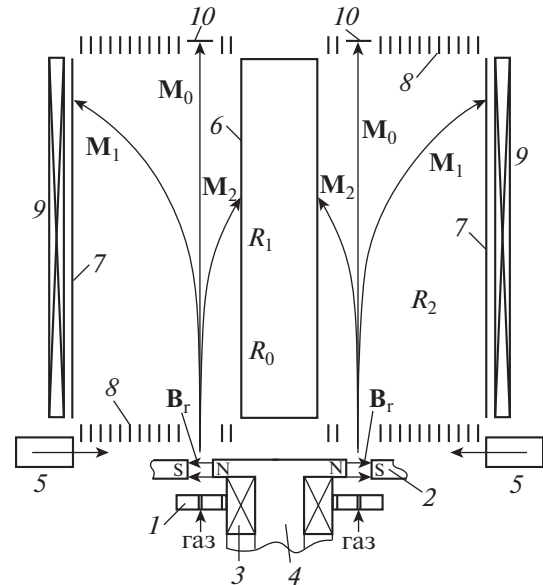


Рис. 5. Схема плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3: 1 – анод УАС с газораспределителем; 2 – катод-азимутатор; 3 – катушка электромагнита УАС; 4 – магнитопровод УАС; 5 – источник электронов компенсации; 6 – внутренний цилиндрический электрод; 7 – внешний цилиндрический электрод; 8 – система торцевых кольцевых электродов; 9 – катушка магнитного поля сепарирующего объема; 10 – приемник ионов.

гоступенчатом режиме, когда каждое последующее разделение осуществляется для элементов, еще оставшихся в “отвале”. Кроме того, ПОМС-Е-3 может использоваться как масс-сепаратор первой ступени переработки-обогащения основного количества исходного вещества для классического ионно-пучкового масс-сепаратора [13]. Радиусы цилиндров-приемников можно выбирать, используя рис. 4 [15].

Однако нерешенным оставался вопрос о стыковке комплекса СПД–катод-компенсатор и сепарирующего пространства. В радиальном магнитном поле в канале СПД ион набирает угловую скорость $V_{\phi} = (eB_{r, \text{СПД}} \Delta_{\text{СПД}})/(cM)$, которая на длине между СПД и азимутатором выводит частицы из апертуры кольцевого канала азимутатора – значительная часть ионов “гибнет” на стенках ПОМС-Е. В работе [15] было предложено заменить СПД на УАС и совместить катод плазменного ускорителя и азимутатор. Ускоритель с анодным слоем и система электродов (два цилиндрических электрода-приемника ионов и система кольцевых электродов на торцах сепарирующего пространства) для создания радиального электрического поля в сепарирующем пространстве были введены в работу [16], что сделало возможным окончательно сформировать основную схему ПОМС-Е-3, которая приведена на рис. 5.

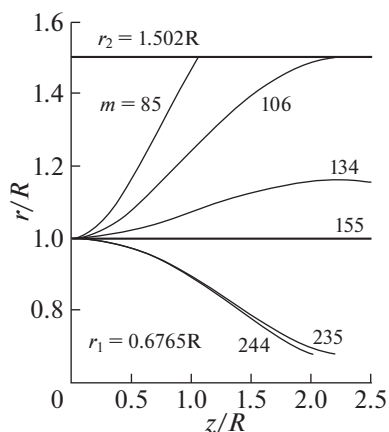


Рис. 6. Траектории ионов крайних масс групп продуктов деления и трансурановой в ПОМС-Е-3; масса “настройки” $M_0 = 155$ а.е.м.; приемники расположены на радиусах $R, 1.502 R$ и $0.6765 R$.

Сепаратор ПОМС-Е-3 хорошо подходит для разделения ОЯТ. В отличие от других плазменных методов масс-сепарации, которые делят ОЯТ на две группы элементов (радиоактивная/нерадиоактивная части), здесь можно в одном цикле работы выделять две группы продуктов деления (диапазоны масс 85–106 и 134–155 а.е.м.) и трансурановые элементы (235–244 а.е.м.) [16–18]; пример расчета траекторий элементов ОЯТ приведен на рис. 6.

Масс-сепаратор работоспособен при различных законах изменения радиального электрического поля в сепарирующем объеме, например, при $E_1(r) = -E_0 = \text{const}$; $E_2(r) = -E_0 R/r$; $E_3(r) = -E_0 R/r^2$. При этом изменяется точка фокусировки (прихода иона на приемник) $\tau = v_{z0} t/R$ и дисперсия $\delta R/R$ соответственно, $\tau_1 = \pi$, $(\delta R/R)_1 = 2\delta M/M_0$; $\tau_2 = \pi/\sqrt{2}$, $(\delta R/R)_2 = \delta M/M_0$; $\tau_3 = \pi/\sqrt{3}$, $(\delta R/R)_3 = \delta M/(1.5M_0)$ [19].

Если есть возможность ограничить энергетический разброс ионов, то количество разделяемых в одном цикле элементов может быть увеличено. Назовем масс-сепаратор “коротким” панорамным ПОМС-Е-П, если его продольный размер ограничен длиной, которую ион, двигаясь с постоянной скоростью вдоль оси z , проходит за время достижения своего приемника, имеющего плавающий потенциал. Тогда при $\Delta W/W_{\text{max}} \leq 1/5$ (достаточно слабое условие) число неперекрывающихся на приемниках масс ионов равно 18. Для увеличения производительности ПОМС-Е-П можно использовать два УАС, которые при этом нужно располагать на противоположных торцах сепарирующего пространства [20].

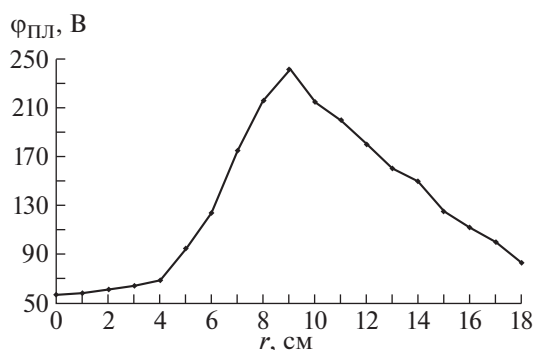


Рис. 7. Потенциал в плазме ПОМС-Е-3: $U_p = 900$ В; аргон; $B_{rA1} = 0.0312$ Тл; $B_{rA3} = 0.286$ Тл; измерено на $R = 9$ см и расстоянии от выхода азимутатора $z = 3.5$ см; нет источника электронов компенсации.

Приемлемой долей примесей в выделенной трансурановой части ОЯТ считается величина, не превышающая 10% от их полной массы [21]. Генерация двух- и трехзарядных ионов в ПОМС-Е возможна как в плазменном ускорителе (основной канал), так и в сепарирующем объеме. Однако проблемы загрязнения многозарядными ионами, типичной для других плазменных методов масс-сепарации, в ПОМС-Е-3 (ПОМС-Е-П) при выделении трансурановых элементов не существует. Траектории однозарядных трансурановых элементов здесь не пересекаются с какими-либо другими траекториями; “загрязнение” многозарядными частицами возможно лишь для продуктов деления. Двухзарядные ионы массой 240 а.е.м. могут перемешиваться с однозарядными ионами с $M = 120$ а.е.м., трехзарядные – с траекториями однозарядных ионов с $M = 80$ а.е.м.

Поток ионов, выходящий из азимутатора, существенно не скомпенсирован по заряду. В газовой среде сепарирующего пространства (в основном, натекание из УАС) ионы, электроны и ультрафиолетовое излучение плазмы разряда в УАС генерируют “фоновую” плазму, потенциал которой может превышать +200 В – рис. 7 (распределение потенциала плазмы измерялось эмиссионным зондом на ионной ветви вольт-амперной характеристики) [22].

В “настоящей” версии ПОМС-Е-3 цилиндрические электроды-приемники в сепарирующем пространстве и катушка, создающая “технологическое” продольное магнитное поле ($B_{z\text{сп}} = 0.008\text{--}0.012$ Тл), необходимое для обеспечения радиального электрического поля, имеют длину 63 см; радиусы цилиндров – 4.6 и 33.9 см. Торцевые электроды – это наборы из 13 колец, разнесенных по радиусу на 2 см, со своими делителями напряжения. Распределение потенциала плазмы по радиусу в “среде” определяется законом изменения потенциала на электродной системе. В от-

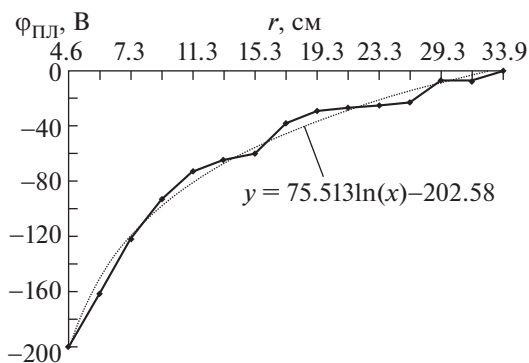


Рис. 8. Распределение потенциала плазмы по радиусу ПОМС-Е-3: $U_p = 600$ В; аргон; $B_{rA1} = 0.0312$ Тл; $B_{rA3} = 0.286$ Тл; $B_{zСП} = 0.08$ Тл; расстояние от выхода азимутатора $z = 35$ см.

сутствии источника электронов компенсации, логарифмическом делителе напряжения на электродах, при напряжении на центральном цилиндрическом электроде–приемнике в пространстве сепарации $U = -200$ В, на внешнем цилиндрическом $-U = 0$ распределение принимает вид, приведенный на рис. 8, и достаточно хорошо аппроксимируется логарифмической функцией.

Таким образом, можно сказать, что все требования на макроскопические параметры технологии плазмооптической масс-сепарации в ПОМС-Е-3 выполнены [23]. Осталось, однако, еще добиться расчетных значений разрешения по массам.

3. ПЛАЗМЕННЫЕ “ЭФФЕКТЫ СОПРОВОЖДЕНИЯ” ТЕХНОЛОГИИ ПОМС

3.1. Влияние колебаний

Плазменные эффекты, возникающие в процессе генерации потока ионов, его прохождении через магнитный барьер азимутатора и сепарирующий объем, приводят к ухудшению эффективности плазмооптической масс-сепарации. Процесс плазмооптического разделения требует соблюдения режима бесстолкновительности как относительно парных, так и коллективных столкновений. Классические столкновения с рассеянием и резонансной перезарядкой, имеющие максимальные сечения, ограничивают давление рабочего газа на уровне 10^{-4} Торр.

Что касается электростатических колебаний, то известно, что в плазменном ускорителе их спектр очень широк. Начало этапа подробных исследований колебаний в СПД, с определением причин их генерации, было также положено работами А.И. Морозова с сотрудниками [24–26]. В [24] было введено обобщенное понятие “шумовой” проводимости, которая не определяется локальными усредненными характеристиками по-

тока, а возникает как результат появления силы из-за взаимодействия электронов с ионами. Об обнаружении двух, имеющих наибольшие амплитуды, типов неустойчивостей – ионизационной и пролетной, сообщалось в работах [25, 26]. Результаты наблюдений количественно использовались для объяснения аномально большой проводимости плазмы поперек магнитного поля. Однако, что важно для плазменной масс-сепарации, здесь обращалось внимание (без измерения распределений ионов по энергии) и на возможное размытие энергетического спектра ионов как по продольной W_z , так и по азимутальной W_θ составляющим их энергии в процессе генерации пролетных колебаний в виде несимметричных косых волн, причина раскачки которых не связывалась с процессом ионизации.

К настоящему времени накоплен большой объем информации по колебаниям в УЗДП в диапазоне частот от ионной циклотронной (~ 1 кГц) до ионной плазменной (~ 80 МГц) (см., например, [27, 28]). Амплитуда и частота наблюдаемых осцилляций определяются условиями в разряде: расходом и природой рабочего газа, разрядным напряжением, геометрией разряда, характеристиками катода, профилем и величиной магнитного поля, степени загрязнения разрядной камеры и электрической цепью питания. В последнее время внимание исследователей привлечено к изучению токовой неустойчивости в двухжидкостной плазме, которая возникает из-за положительной обратной связи между электронным и ионным токами, связанными условием квазинейтральности, когда компоненты плазмы (электроны и ионы) находятся в разных режимах относительно столкновений [29]. Интересным с точки зрения воздействия на ионы является модуляционная неустойчивость в нижнегибридном диапазоне длин волн [30]. Так как в УЗДП есть градиенты магнитного и электрического полей, плотности и температуры, то для УЗДП естественным является класс градиентно-дрейфовых неустойчивостей [31]. Количественных расчетов или оценок влияния неустойчивостей на ионы в перечисленных работах не проводилось. Как и в [25, 26], в них лишь говорилось о возможном увеличении расходимости пучка ионов и уширении спектра ионов по энергии. Можно ожидать, однако, и резонансного взаимодействия группы ионов с продольными колебаниями в диапазоне ионно-звуковых и нижнегибридных частот, результатом которого станет наблюдавшееся появление на функции распределения “хвоста” с энергиями ионов, превышающими эквивалентные разрядному напряжению (например, [32, 33]). На рис. 9 приведен пример, как мы полагаем, таких спектров, полученных для однокамерного УАС (анод-2 заземлен) ПОМС-Е-3 (измерено энергоанализатором с задерживающим потенциалом на выхо-

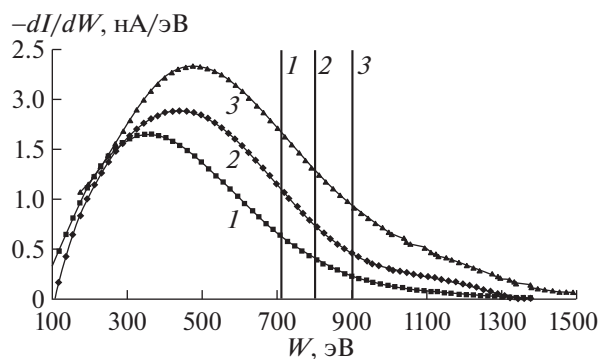


Рис. 9. Спектры ионов по энергии: 1 – $U_p = 717$ В, 2 – 805 В, 3 – 902 В; вертикальные линии – соответствующие разрядные напряжения.

де из азимутатора; рабочий газ – аргон при давлении $P \approx 1.3 \times 10^{-4}$ Торр; разрядные токи $I_p \approx 0.1$ А; магнитные поля на аноде $B_{rA1} \geq 0.036$ Тл, в центре азимутатора $B_{rA3} \geq 0.35$ Тл выставлялись по максимальному разрядному току при заданном разрядном напряжении U_p ; металлические защитные экраны двух катушек электромагнитов – плавающие, соединенные между собой).

3.2. Аномальное ускорение

Более эффективно, “аномально”, ионы могут ускоряться в макроскопических квазистационарных электрических полях, превышающих определяемые разрядным напряжением, если они по какой-либо причине возникают.

В таком случае набор энергии осуществляется основной массой частиц. На ПОМС-Е-3 данный эффект наблюдался для плазмы различных газов [34, 35]. На рис. 10 приведен пример эволюции энергетических распределений однократно заряженных ионов гелия (потенциал двукратной ионизации гелия $\phi_{II} = 54.42$ эВ) на выходе из первой камеры УАС при $U_p = 1100$ В, $B_{rA1} = 0.038$ Тл, $B_{rA3} = 0.36$ Тл. Распределение 3, содержащее в хвосте ионы с $W > eU_p$, сменяется при увеличении рабочего давления спектрами 4 и 5, основная масса ионов в которых имеет энергии, превышающие eU_p . С ростом тока разряда I_p энергии ионов в максимуме функции распределения W_m возрастают: так при изменении I_p от 90 до 250 мА W_m ионов аргона увеличились с 925 до 1980 эВ ($U_p = 1100$ В).

Известно, что при ионизации азота рождаются как молекулярные N_2^+ , так и атомарные N^+ ионы. При этом доля N_2^+ достигает максимального значения (78%) при росте давления газа до величины $P = 1.5 \times 10^{-4}$ Торр [36]. Молекулярный азот, как

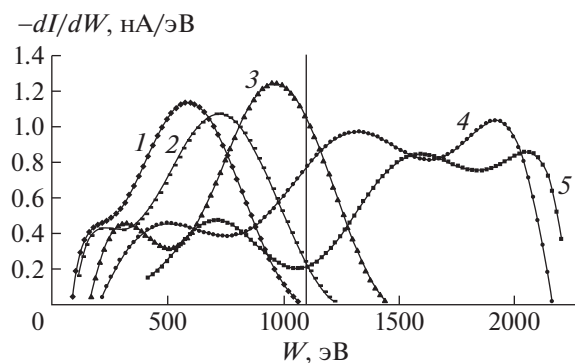


Рис. 10. Энергетические спектры ионов гелия: 1 – $P = 7 \times 10^{-5}$, 2 – 8×10^{-5} , 3 – 9×10^{-5} , 4 – 10×10^{-5} , 5 – 12×10^{-5} Торр; вертикальная линия – разрядное напряжение.

оказалось, ускорить до энергий $W > eU_p$ не получается, см. рис. 11; на выходе первой камеры УАС; $U_{A2} = 0$ – анод-2 заземлен. Такие энергии здесь содержатся только в хвосте функции распределения, что связано с меньшей, по сравнению с аргоном и гелием, скоростью нарастания сечения ионизации для молекулярного азота при изменении температуры электронов T_e и меньшими значениями T_e в плазме азота. При таких условиях зона ионизации в УАС будет широкой и сдвинутой к катоду, поэтому энергии ионов не превышают eU_p .

При заданном разрядном напряжении режим сверхускорения реализуется в некотором диапазоне магнитных полей. Зависимость W_m от величины индукции магнитного поля в системе УАС – азимутатор приведена на рис. 12 ($z = 60$ мм от выхода азимутатора – ближний факел; радиус регистрации 100 мм). Аномально ускоренные ионы

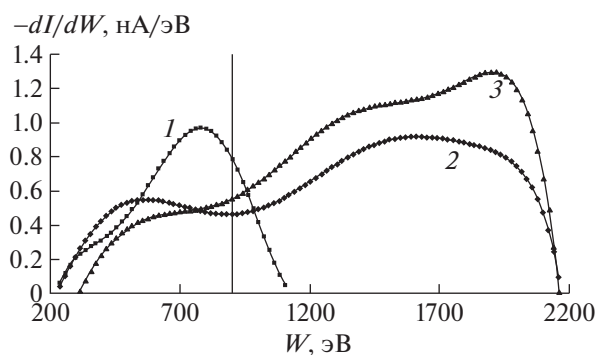


Рис. 11. Энергетические спектры ионов: 1 – молекулярного азота, 2 – гелия, 3 – аргона; $P = 12 \times 10^{-5}$ Торр; $B_{rA1} = 0.038$ Тл, $B_{rA3} = 0.36$ Тл; вертикальная линия – разрядное напряжение (900 В).

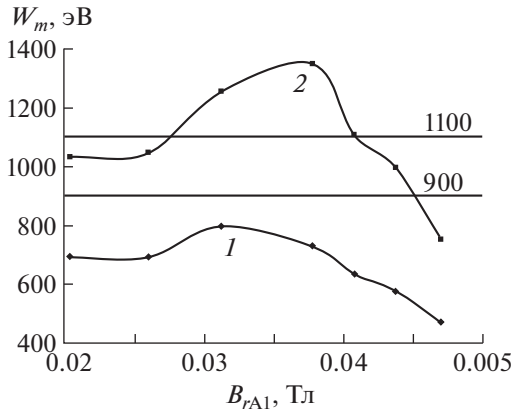


Рис. 12. Изменение наиболее вероятной энергии ионов в спектре при росте индукции магнитного поля на аноде: 1 – при разрядном напряжении $U_p = 900$ В; 2 – 1100 В; аргон; $P = 12 \times 10^{-5}$ Торр. Двухкамерный УАС; $U_{A2} = U_{f1}$ (плавающий).

наблюдаются в случае $U_p = 1100$ В; при $U_p = 900$ В они не регистрировались.

При теоретическом рассмотрении задачи о “сверхускорении” в зоне $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ разряда УАС мы допускали существование магнетронной поверхности, на которой происходит поворот электронов, движущихся от катода. Тогда в стационарном режиме плотность электронов на этой поверхности будет существенно возрастать, в узком слое – анодном слое (АС) около этой поверхности будет локализован процесс ионизации нейтрального газа, поступающего с анода, и будут возможны стационарные режимы горения разряда со скачком потенциала в анодном слое $U_{AC} > U_p$ [35]. При этом ток ионов будет превышать критическое значение, соответствующее режиму, когда плоскость АС совпадает с поверхностью анода

$$j_{cr} = \frac{\epsilon_{cr} B_{A1}^2}{2\mu_0} \sqrt{\frac{e}{2mU_p}},$$

где ϵ_{cr} находится из соотношения

$$\int_0^1 \frac{d\eta}{\sqrt{1 - \epsilon_{cr} \sqrt{1 - \eta^2}}} = B_{A1} d \sqrt{\frac{e}{2mU_p}},$$

$$\eta = \frac{A}{A_0}, \quad A_0 = \sqrt{\frac{2mU_{AC}}{c}},$$

A – векторный потенциал; d – расстояние от анода до катода; m – масса электрона. Количественно задача была решена в процессе численного счета. На рис. 13 показана связь превышения скачка потенциала в АС при изменении магнитного поля на аноде для различных плотностей тока ионов [35].

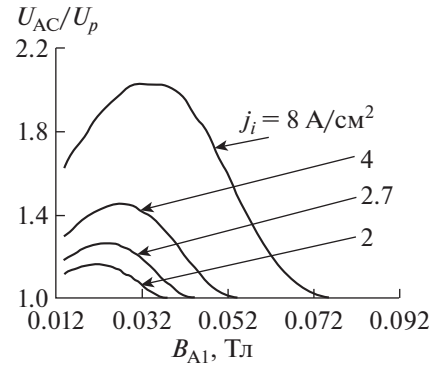


Рис. 13. Связь превышения скачка потенциала в АС от магнитного поля и плотности ионного тока.

При величине магнитного поля, меньшей 0.014 Тл, видно, что аномального ускорения ионов нет. Выше этой величины зависимости $U_{AC}/U_p = G(B_{A1}, j_i)$ имеют максимумы. С ростом величины магнитной индукции наблюдается подавление эффекта сверхускорения ионов, что можно объяснить тем, что j_{cr} при этом возрастает и при фиксированной плотности ионного тока отношение j_i/j_{cr} уменьшается, что ведет к уменьшению потенциала анодного слоя. Из рис. 13 видно также, что эффект зависит от величины ионного тока: чем больше ток, тем больший потенциал имеет анодный слой и тем сильнее выражен максимум функции U_{AC}/U_p . Сравнение экспериментальных и расчетных результатов позволяет утверждать, что в $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ разряде УАС реализуется режим работы, когда значительная часть ионов ускоряются квазистационарным электрическим полем до энергий $W_m \geq 1.5eU_p$. Такой эффект в предыдущих работах по плазменным ускорителям не наблюдался.

3.3. Качество разделения

Полной автокомпенсации объемного заряда потока ионов за счет ионизации остаточного газа в сепарирующем пространстве не происходит, поэтому траектории ионов после азимутатора в сепарирующем пространстве при $B_z = 0$, $E_r = 0$ не совпадают с расчетными [37]. Распределение плотности, электронной температуры и потенциала плазмы неоднородны по радиусу и “отслеживают” перемещение потока плазмы по радиусу сепарирующего объема. Ионы с широким энергетическим спектром одной массы M в азимутаторе получают равные азимутальные скорости $v_{\phi A} = eB_{A3}\Delta/cM$ и под действием центробежной силы соответственно начальным энергиям распределяются в сепарирующем пространстве по радиусам. Вблизи оси окна азимутатора ($R = 90$ мм) остаются ионы с

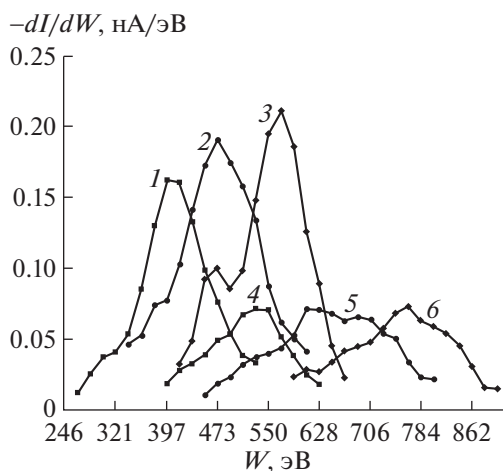


Рис. 14. Распределение ионов аргона по радиусу: $z = 500$ мм; $U_p = 900$ В; $B_{A3} = 0.286$ Тл; спектры 1–3 – с компенсацией, 4–6 – без компенсации пространственного заряда ионного потока; 1, 4 – $r = 229$ мм; 2, 5 – $r = 247$ мм; 3, 6 – $r = 266$ мм.

максимальными энергиями, с ростом радиуса (на фиксированном расстоянии z от азимутатора) энергия ионов падает. В экспериментах изучался радиальный разлет ионов при различных величинах магнитной индукции в азимутаторе и степени компенсации пространственного заряда. В качестве основной характеристики процесса разделения была взята функция распределения ионов по энергии. Измерения проводились в сепарирующем пространстве на $z = 310$ и 500 мм от азимутатора на радиусах $r \approx 96–310$ мм с шагом по радиусу, равным 20 мм с помощью подвижного энергоанализатора с задерживающим потенциалом. Разрядное напряжение плазменного ускорителя поддерживалось равным 900 В. Радиальная компонента индукции магнитного поля в азимутаторе принимала два значения: 0.286 и 0.385 Тл, при этом на аноде УАС магнитная индукция была равна 0.0312 и 0.0408 Тл соответственно. На рис. 14 сделано сравнение энергетических спектров ионов аргона с компенсацией пространственного заряда потока ионов от дополнительного источника электронов и без него. Прослеживается явное влияние пространственного заряда: в дополнение к центробежной силе, задаваемой в азимутаторе, на ионы нескомпенсированного потока действует электрическое поле пространственного заряда, сдвигая их в сторону больших радиусов.

Траектории ионов разных энергий при распространении в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-3 уже на длине $z = 310$ мм “набирают” радиальные отклонения от расчетных значений величиной до 40 мм. Расчеты с хорошей точностью (точки и кривая 3 на рис. 15) показывают, что это возможно при постоянном воздействии

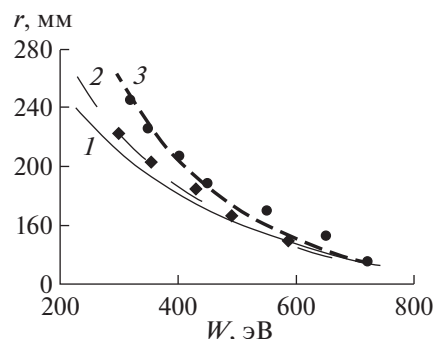


Рис. 15. Положение ионов аргона в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-3: сплошная линия 1 – расчет для скомпенсированного потока; штриховая 2 – расчет для частично компенсированного потока; штриховая 3 – расчет для нескомпенсированного потока; ромбики – эксперимент с компенсацией; точки – эксперимент без компенсации.

на ионы электрического поля $E_r \leq 1$ В/м, возникающего из-за разделения зарядов, нарастающего с $E_r = 0$ на $r = 9$ см до $E_r \approx 1$ В/м на $r = 30$ см. Однако результаты экспериментов с компенсацией (ромбики на рис. 15) не полностью совпадают с расчетом для случая полной компенсации (кривая 1 на рис. 15), но достаточно хорошо повторяют расчеты для случая неполной компенсации. Расхождение со случаем полной компенсации здесь может быть из-за недостаточной величины тока электронов компенсации. С другой стороны, его можно объяснить наличием радиального электрического поля E_{r1} , имеющего другую природу (не из-за разделения зарядов). Оценка дает $E_{r1} \leq 0.4$ В/м ($E_{r1} \approx 0$ на $r = 9$ см; $E_r \approx 0.4$ В/м на $r = 30$ см). Такое поле может быть обусловлено градиентом электронного давления, которым мы при расчете пренебрегли.

4. ПРОХОЖДЕНИЕ ПОТОКА ИОНОВ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЙ БАРЬЕР АЗИМУТОРА

Магнитное поле азимутатора (магнитный барьер – МБ) $B_{A3} \leq 0.4$ Тл, поперечное направлению движения скомпенсированного потока ионов из УАС, является препятствием для него. В МБ ПОМС-Е-3 $\rho_i > \Delta$, а $\rho_e \ll \Delta$ (ρ_i, ρ_e – ларморовские радиусы ионов и электронов, Δ – длина МБ). Электроны на входе в МБ “останавливаются”. В процессе расчета методом частиц в ячейках это визуализировано в работе [38], авторы которой (вторая группа после коллектива ИРНТУ в мире) пока теоретически, также занимаются проблемой плазмооптической масс-сепарации. Эксперименты на ПОМС-Е-3 показывают, что на входе в МБ плотность ионов на длине азимутато-

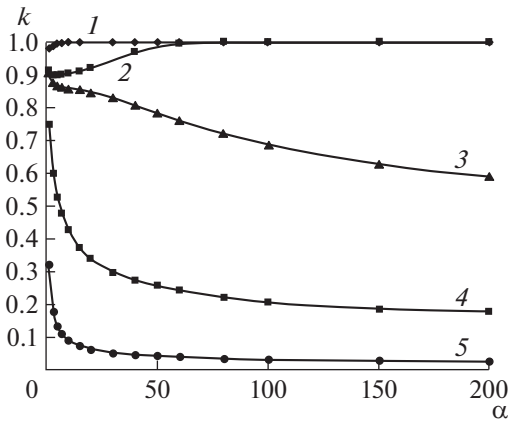


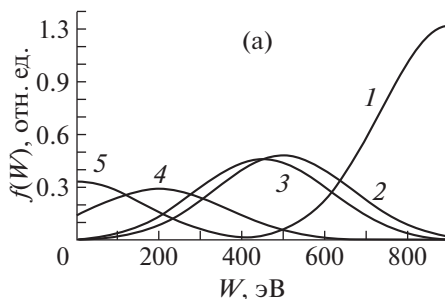
Рис. 16. Коэффициент прозрачности магнитного барьера для потока ионов с максвелловской функцией распределения: 1 – $A = 1$; 2 – 3.24; 3 – 3.61; 4 – 10; 5 – 50.

ра уменьшается в 20–40 раз. Ослабление потока ионов в азимутаторе происходит, в основном, из-за генерации электрического поля, определяемого собственным объемным зарядом потока ионов, $d^2\varphi/dz^2 = -4\pi en_i(z)$. Если ввести безразмерные переменные $\psi = 2e\varphi/(Mu_0^2)$, $\xi = z/\Delta$, тогда уравнение Пуассона записывается в виде

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = -\frac{A}{\sqrt{1-\psi}},$$

где $A = 8\pi e^2 n_0 \Delta^2 / (Mu_0^2)$. В рамках задачи прохождения потока ионов через азимутатор “без стенок” численно методом квадратур Гаусса найден коэффициент прозрачности МБ

$$k = \frac{e^{-\alpha(\sqrt{\gamma}-1)} + \sqrt{\pi\alpha} \text{Erf}[\sqrt{\alpha}(\sqrt{\gamma}-1)]}{e^{-\alpha} [1 + \sqrt{\pi\alpha} e^{\alpha} (1 + \text{Erf}(\sqrt{\alpha}))]}$$



для немоноэнергетичной “сдвинутой” максвелловской функции распределения вида $f_0(\alpha, t) = c(\alpha) \exp[-\alpha(t-1)^2]$; $c(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}1 + \text{Erf}(\sqrt{\alpha})} \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\pi}1 + \text{Erf}(\sqrt{\alpha})}$, кото-

рый приведен на рис. 16 ($\alpha = W_0/\Delta W$ – характеристика теплового разброса; $\gamma = e\varphi_0/W_0$; $W_0 = Mu_{av}^2/2$; $\xi = z/\Delta$; $W_0 = Mu_{av}^2/2$; u_{av} – наиболее вероятная скорость).

Стационарное решение для полного прохождения потока существует при $A \leq A_1 = 32/9$ (на рис. 16 кривые 1, 2). При этом максимум самосогласованного потенциала находится примерно в середине азимутатора. Частичное прохождение ионов происходит во всем диапазоне изменения индукции магнитного поля в азимутаторе, плотности и теплового разброса в падающем пучке ионов. Характер прохождения изменяется при переходе через критическое число $A_{cr} \approx 3.56$: от прохождения всего потока ионов при $A < A_{cr}$ – к частичному прохождению при $A \geq A_{cr}$. Число прошедших ионов при этом стремится к некоторой конечной величине $n_\infty = W_0/(9\pi e^2 \Delta^2)$.

Оказывается, что при изменении n_0 плотность ионов на выходе МБ n_Δ может иметь максимум при каком-то n_0 , причем $n_\Delta > n_\infty$ (рис. 17), когда наблюдается почти полное прохождение ионов; количеством прошедших ионов “управляет” вид функции распределения (рис. 17).

При введении в задачу стенок азимутатора (поперечный размер $\delta/\Delta \ll 1$ уравнение Пуассона приобретает вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \chi^2} + \frac{\delta^2}{\Delta^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = -\delta^2 \frac{\rho}{\epsilon_0},$$

где $\xi = z/\Delta$ и $\chi = x/\delta$, а распределение электрического поля в МБ будет одномерным: $E_x(z, \delta/2) = 2\pi e \delta n(z)$. Тогда изменение плотности

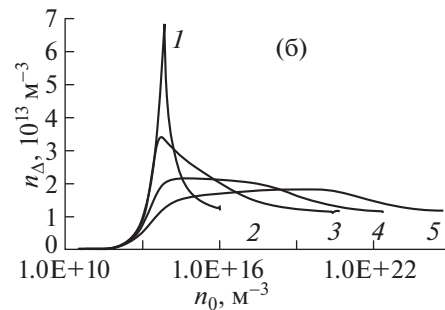


Рис. 17. Изменение плотности на выходе из МБ n_Δ при вариации функции распределения на входе: 1 – $W_m = 900$ эВ; 2 – 500 эВ; 3 – 450 эВ; 4 – 200 эВ; 5 – 0 эВ.

ионов вдоль z определяется их уходом на стенки МБ вдоль оси x

$$\frac{dn}{dz} = -2 \frac{n(z) u_x}{\delta u_0}$$

Это уравнение дает связь плотности n_0 ионов на входе в МБ и выходе из него $n(z = \Delta) = n_{1\infty}$: $n_{1\infty} = W_0 / (\pi e^2 \Delta^2)$. Например, для $W_0 = 500$ эВ, $\Delta = 10^{-2}$ м плотность в проходящем МБ азимутатора ионном потоке оценивается как $n_{1\infty} \approx 1.1 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Необходимый бесстолкновительный режим работы ПОМС-Е-3 обеспечивается при $n \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что на 4 порядка превышает $n_{1\infty}$, поэтому нужно искать пути обеспечения в азимутаторе условия квазинейтральности, работы в режиме КИП, когда отсутствуют ограничения на ток ионов, связанные с собственным объемным зарядом.

Известными приемами компенсации положительного заряда ионов являются генерация электронов или плазменная компенсация. Источник электронов должен находиться непосредственно внутри азимутатора по всей его длине. Сделать стенки азимутатора эмитирующими электроны относительно сложно, поэтому нами был выбран путь компенсации в плазменном разряде. В новой системе формирования КИП две камеры УАС формируются последовательно расположенными анодом-1, азимутатором-катодом и анодом-2. Первая камера плазменного ускорителя включает анод-1, выполненный из немагнитного материала, и азимутатор-катод, выполненный из ферромагнитного материала. Вторая камера плазменного ускорителя содержит азимутатор-катод и анод-2, выполненный из немагнитного материала. Азимутатор здесь выполняет и роль катода для обеих камер УАС. Анод второй камеры заземляется. На расположенный между анодом-1 и анодом-2 азимутатор-катод подается отрицательный относительно анода-1 и анода-2 электрический потенциал $U_{\text{А3-К}}$ такой величины, при котором обеспечивается горение $E_z \times B_r$ разряда в обеих камерах плазменного ускорителя, причем $|U_{\text{А3-К}}| \leq |U_{\text{А1}}|$. Для ионов – это отражательный разряд. Оптимальные режимы при фиксированном $B_r \leq 0.3$ Тл для положительного (традиционный двухкамерный УАС) и отрицательного $U_{\text{А3-К}}$ явно различаются: плотность прошедших ионов при отрицательном напряжении на азимутаторе-катоде превышает плотность прошедших ионов при положительном напряжении на азимутаторе-катоде примерно в 3 раза.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Потребность в универсальных, высокопроизводительных, экологически чистых физических

методах разделения многокомпонентных веществ инициировала возникновение магнито-плазменных технологий. Идею одной из них – технологии плазмооптической масс-сепарации высказал Алексей Иванович Морозов. Очевидное преимущество ПОМС-Е по сравнению с другими магнито-плазменными масс-сепараторами (МПС) – малые энергозатраты. Это связано, в основном, с малыми мощностями, необходимыми для создания магнитных полей килогауссного диапазона. В ПОМС-Е такие поля нужны лишь в области азимутатора, размер которого на порядки меньше областей сепарации других МПС. Привлекательным в ПОМС-Е А.И. Морозова является и использование надежных генераторов КИП – плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов; в области сепарации электрическое поле создается в соответствии с принципами плазмооптики.

В настоящее время группой исследователей Иркутского национального исследовательского технического университета, в рамках возможностей ИРНТУ, предпринимаются усилия по практической реализации технологии ПОМС-Е. Понятно, что при этом открываются стороны, которые не были видны на этапе высказывания идеи. Принципиальным, продиктованным реальными широкими спектрами ионов по энергии в УЗДП, стал переход от точечных приемников разделенных ионов к протяженным и совмещение в пространстве катода УЗДП и азимутатора. В такой конструкции воздействие турбулентных плазменных колебаний на уширение пучка ионов по энергии и в пространстве будет не важно.

Высокая производительность ПОМС-Е-технологии недостижима без решения проблемы прохождения потока ионов через магнитный барьер азимутатора с малыми потерями. Необходимо выйти из режима работы, когда производительность ПОМС-Е определяется “производительностью азимутатора”. Задача обеспечения прохождения МБ в виде компенсированного ионного пучка, надеемся, имеет решение, что частично уже продемонстрировано в новом варианте ПОМС-Е-3 с системой формирования КИП анод-1 – азимутатор-катод – анод-2. Семилетний опыт работы над созданием макета ПОМС-Е-3 позволяет назвать идею плазмооптической масс-сепарации перспективной для практической реализации.

Работа частично финансировалась в рамках гранта № 3.6034.2017/6.7 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Туманов Ю.Н.* Плазменные и высокочастотные процессы получения и обработки материалов в ядерном топливном цикле. М.: Физматлит, 2003.

2. Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А. // УФН. 2017. Т. 187. С. 1071.
3. Морозов А.И., Савельев В.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 458.
4. Морозов А.И. // ДАН СССР. 1965. Т. 163. С. 1363.
5. Морозов А.И., Лебедев С.В. Вопросы теории плазмы. Вып. 8 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974. С. 336.
6. Морозов А.И., Веселовзоров А.Н., Лебедев С.В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 134.
7. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В., Шаров Ю.А., Щепкин Г.Я. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 54.
8. Ерофеев В.С., Лесков Л.В. Физика и применение плазменных ускорителей / Под. ред. А.И. Морозова. Минск: Наука и техника, 1974. С. 18.
9. Hargus W.A., Jr, Tango L.J., Nakles M.R. // Proc. 33rd Intern. Electric Propulsion Conf., Electric Rocket Propulsion Society. Washington, 2013. IEPC 2013-F.
10. Gilleland J.R. The Archimedes Filter. MIT, 2005. https://www.academia.edu/7222828/Plasma_Torch_Development_Activities_at_Archimedes.
11. Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Murzaev Y.A., Usmanov R.A., Smirnov V.P. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 123502.
12. Морозов А.И., Семашко Н.Н. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 63.
13. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М.: Наука, 1972. С. 118.
14. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 36. С. 75.
15. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А., Царгородцев Е.О. // ВАНТ. Сер.: Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2010. Вып. 4. С. 304.
16. Астраханцев Н.В., Бардаков В.М., Во Ньы Зан, Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В., Строкин Н.А. // ВАНТ. Сер.: Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2010. Вып. 4. С. 310.
17. Бардаков В.М., Во Ньы Зан, Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2011. Вып. 2. С. 3.
18. Астраханцев Н.В., Бардаков В.М., Во Ньы Зан, Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В., Строкин Н.А. // Перспективные материалы. 2011. Вып. 10. С. 80.
19. Бардаков В.М., Строкин Н.А. // Перспективные материалы. 2013. Вып. 14. С. 157.
20. Бардаков В.М., Во Ньы Зан, Строкин Н.А. // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2012. Вып. 2. С. 3.
21. Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 989.
22. Sheehan J.P., Hershkowitz N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 063001.
23. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Strokin N.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 033505.
24. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В., Шаров Ю.А., Щепкин Г.Я. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 54.
25. Есипчук Ю.В., Морозов А.И., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 1466.
26. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Капулкин А.М., Невровский В.А., Смирнов В.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 972.
27. Choueiri E.Y. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1411.
28. Boeuf J.-P. // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. P. 011101.
29. Koshkarov O., Smolyakov A.I., Romadanov I.V., Chapurin O., Umansky M.V., Raitsev Y., Kaganovich I.D. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 011604.
30. Lakhin V.P., Ilgisonis V.I., Smolyakov A.I., and Sorokina E.A. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 102304.
31. Smolyakov A.I., Chapurin O., Frias W., Koshkarov O., Romadanov I., Tang T., Umansky M., Raitsev Y., Kaganovich I.D., Lakhin V.P. // Plasma Phys. Controlled-Fusion. 2017. V. 59. P. 014041.
32. Баркалов Е.Е., Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирицкий Э.Б., Смирнов В.А. // Приборы техника эксперимента. 2008. Вып. 2. С. 113.
33. Lim Y., Kim H., Choe W., Lee S.H., Seon J., Lee H.J. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 103502.
34. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A., Stupin A.N. // Phys. Lett. A. 2016. V. 380. P. 3497.
35. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A., Stupin A.N., Jiangand B., Wang Z. // Plasma Sci. Technol. 2018. V. 20. P. 035501.
36. Tang B.Y., Fetherston R.F., Shamim M., Breun R.A., Chen A., Conrad J.R. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 4176.
37. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A., Stupin A.N. // Plasma Sci. Technol. 2015. V. 17. P. 862.
38. Zhao H., Wang Ch., Yan Y., Liu H., Yiang B. // Plasma Sci. Technol. 2015. V. 17. P. 71.