

УДК 533.9.072

К вопросу о реализации плазмооптической масс-сепарации

В.М. Бардаков, С.Д. Иванов, А.В. Казанцев, Н.А. Строкин

В работе изложены результаты теоретических исследований степени влияния продольного магнитного поля в сепарирующем пространстве и конечной толщины азимутатора на траектории ионов в процессе плазмооптической масс-сепарации. Представлены экспериментальные данные по способу формирования потока ионов для масс-сепаратора и свидетельства влияния плазмы в плазменном ускорителе и сепарирующем пространстве на функцию распределения ионов по энергии.

PACS: 52.30.-q

Ключевые слова: плазмооптическая масс-сепарация, плазменный ускоритель, траектории ионов.

Введение

В последние годы активизировался поиск новых и совершенствование известных методов плазменной масс-сепарации. В большей степени это связано с необходимостью разделения многокомпонентных смесей на группы элементов [1–4]. В работах авторов данной статьи [3, 5–8] было найдено принципиальное решение для реализации плазмооптического метода масс-сепарации [9, 10], и способ получил развитие для разделения трех- и многокомпонентных смесей, в т. ч. и отработавшего ядерного топлива. Нерешенными с точки зрения теории остаются вопросы одновременного учета основных влияющих на разделение факторов, а именно, замагничивающего электроны поля B_z в сепарирующем объеме и конечности щели азимутатора по радиусу. Такой расчет позволит верно задать электрическое радиальное поле в сепарирующем пространстве и выполнить приемники разделенных ионов.

В эксперименте при разделении трехкомпонентных смесей на макете масс-сепаратора ПОМС-Е-3 (рис. 1) существует проблема перекрытия «пиков интенсивности» разделяемых ионов. Поэтому при выполнении данной работы при расчетах ставилась задача одновременного учета основных факторов, искажающих траектории ионов, а при проведении эксперимента – исключение возможности образования плазмы в сепарирующем пространстве и, как следствие, релаксации функции распределения ионов по энергии [7], т.е. одной из причин, приводящих к перемешиванию ионов разных масс.

Бардаков Владимир Михайлович, профессор. Иркутский государственный университет путей сообщения. Россия, 664074, Иркутск, ул. Чернышевского, 15.
Иванов Сергей Дмитриевич, доцент.
Казанцев Александр Владимирович, аспирант.
Строкин Николай Александрович, профессор. Национальный исследовательский Иркутский государственный технический университет, Россия, 664074, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 83, Тел.: 8-914-930-31-70. E-mail: strokin85@inbox.ru

Статья поступила в редакцию 20 декабря 2013 г.

© Бардаков В.М., Иванов С.Д., Казанцев А.В., Строкин Н.А., 2014

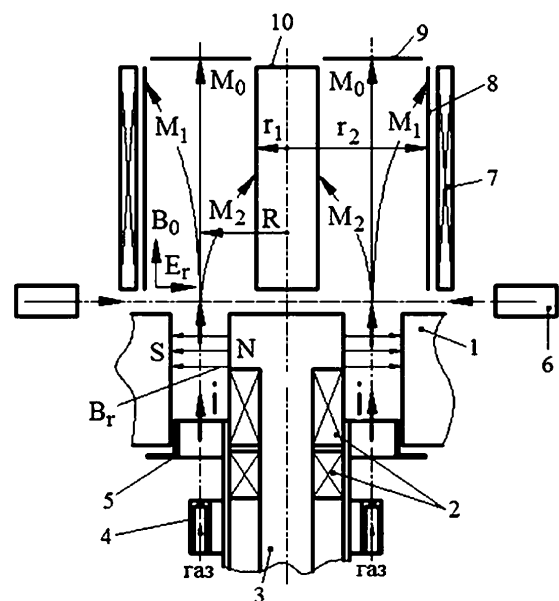


Рис. 1. Схема плазмооптической масс-сепарации.

Влияние продольного магнитного поля и конечной толщины азимутатора на положение цилиндрических приемников в ПОМС-Е-3

Если ионы проходят через кольцевую щель азимутатора шириной Δ вдоль оси Z и высотой δ по радиусу и внутри щели есть радиальное магнитное поле $B_r(r) = B_R R/r$; $B_\phi = B_z = 0$, а вне щели $B_r(r) = 0$, то все ионы, вылетающие из азимутатора при $Z = \Delta$ и $r = r_a$, (при соблюдении условия $R - \delta/2 \leq r_a \leq R + \delta/2$) приобретают одинаковый азимутальный момент импульса

$$D = eB_R R \Delta / c = M r_a^2 \dot{\phi}_a,$$

где $\dot{\phi}_a$ – угловая скорость иона массой M на выходе из азимутатора в точке $r = r_a$, e – заряд электрона, c – скорость света. Дальнейшее движение в сепарирующем пространстве иона массой M и единичным зарядом e в праввинтовой системе цилиндрических координат (r, ϕ, z) вдоль радиального и азимутального направлений ($V_z = const$) описывается следующими уравнениями:

$$M \ddot{r} = M r \dot{\phi}^2 - eR \frac{E_0}{r} + \frac{eB_z r \dot{\phi}}{c}, \quad (1)$$

$$M \frac{d}{dt} r^2 \dot{\phi} = - \frac{e r B_z \dot{r}}{M c}. \quad (2)$$

Преобразуем данные уравнения, включив в них начальные условия. Уравнение (2) тогда будет иметь вид:

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \dot{\phi} + \frac{e B_z r^2}{M c} \right) = 0. \quad (3)$$

Обозначив за $\omega_{B0} = e B_z / M_0 c$ циклотронную частоту в поле B_z иона с центральной массой M_0 , из уравнения (3) получим:

$$\dot{\phi} = \frac{D}{M r^2} + \frac{1}{2} \frac{M_0}{M} \left(\frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right) \omega_{B0}. \quad (4)$$

Подстановка $\dot{\phi}$ в уравнение (1) дает уравнение радиального движения иона:

$$\ddot{r} = r \left[\frac{D}{M r^2} + \frac{1}{2} \omega_{B0} \frac{M_0}{M} \left(\frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right) \right]^2 - \frac{e R E_0}{M r} + \omega_{B0} r \frac{M_0}{M} \left[\frac{D}{M r^2} + \frac{1}{2} \omega_{B0} \frac{M_0}{M} \left(\frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right) \right]. \quad (5)$$

$$U(r) = \frac{D^2}{M_0^2 R^2} \left\{ \frac{M_0}{M} \ln \frac{r}{r_a} + \frac{1}{2} \left(\frac{M_0}{M} \right)^2 \left(\frac{R^2}{r^2} - \frac{R^2}{r_a^2} \right) + \varepsilon \left[\frac{M_0}{M} \ln \frac{r}{r_a} + \frac{1}{2} \left(\frac{M_0}{M} \right)^2 \left(\frac{r_a^2}{r^2} - 1 \right) \right] + \frac{\varepsilon^2}{8} \left(\frac{M_0}{M} \right)^2 \left[\left(\frac{r_a^4}{R^2 r^2} - \frac{r_a^2}{R^2} \right) + \left(\frac{r^2}{R^2} - \frac{r_a^2}{R^2} \right) \right] \right\}. \quad (7)$$

В приближении нулевой толщины щели азимутатора, когда все $r_a \equiv R$, радиусы приемников равны r_{10} и r_{20} и отсутствовало продольное магнитное поле ($\varepsilon = 0$), потенциальные ямы для ионов одной массы были одинаковыми. При учете продольного магнитного поля и конечной толщины щели азимутатора потенциальная энергия радиального движения иона зависит от ε и r_a , а положение точек отражения $r_1(r_a, \varepsilon)$ и $r_2(r_a, \varepsilon)$ являются функциями r_a и ε . Для ПОМС-Е-3 с M_2 (азот) $< M_0$ (аргон) $< M_1$ (криптон) радиусы цилиндрических приемников разделенных ионов будем определять следующим образом:

– для $M_1 > M_0$ радиус приемника $r_1(\varepsilon, \gamma) = \max(r_a) [r_1(r_a, \varepsilon)]$,

– для $M_2 < M_0$ радиус приемника $r_2(\varepsilon, \gamma) = \min(r_a) [r_2(r_a, \varepsilon)]$.

Здесь мы учли, что $r_a = R(1 + \gamma x)$, где $-1 \leq x \leq 1$, а $\gamma = \delta / (2R) \ll 1$. За меру отличия радиусов цилиндрических приемников для масс M_1 и M_2 от $r_{10} \approx 4,6$ см и $r_{20} = 33,9$ см (для ПОМС-Е-3 с $R = 9$ см) возьмем относительные смещения $\Delta r_1(\varepsilon, \gamma) = [r_1(\varepsilon, \gamma) / r_{10} - 1]$ и $\Delta r_2(\varepsilon, \gamma) = [r_2(\varepsilon, \gamma) / r_{20} - 1]$.

Для ПОМС-Е-3 также важно, чтобы при колебаниях траектории иона центральной массы в радиальном направлении не было пересечений цилиндрических приемников, т.е. должно быть $r_1 < r_0 < r_2$. Здесь мы обозначили за r_0 значения радиусов точек отражения центральной массы при колебаниях в потенциальной яме $U(r, M_0, r_a)$. В отсутствии радиальной скорости на выходе из азимутатора

Учитываем, что ион центральной массы M_0 , вылетающий из азимутатора с нулевой радиальной скоростью и с $r_a = R$, должен сохранить движение вдоль оси Z по поверхности радиуса R . Для него правая часть уравнения (5) равна нулю, и при фиксированных M_0 и D находим величину напряженности электрического поля E_0 на центральной траектории:

$$E_0 = \frac{D^2}{e M_0 R^3} (1 + \varepsilon), \quad (6)$$

где $\varepsilon = \frac{B_z R}{B_R \Delta} \ll 1$ – малый параметр.

Если ввести потенциальную энергию радиального движения, то уравнение (5) можно записать так:

$$\ddot{r} = - \frac{\partial U}{\partial r}.$$

Радиальное движение иона представляем как движение в потенциальной яме $U(r)$, вид которой определяем с учетом условия $U(r=r_a) = 0$ следующим образом:

точки отражения для центральной массы находятся из условия $U(r_0, M_0, r_a, \varepsilon) = 0$.

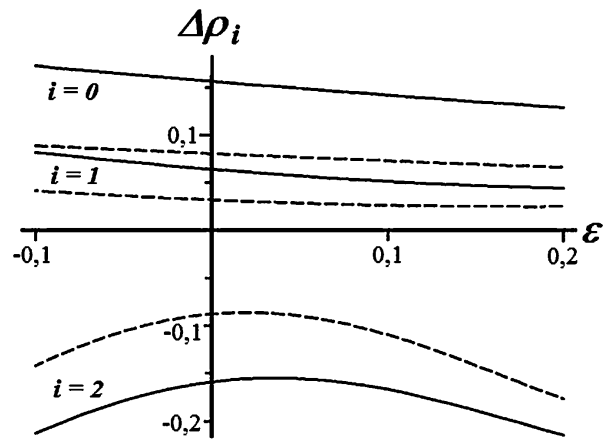


Рис. 2. Изменение положения и ширины приемников при учете конечной толщины азимутатора и величины магнитного поля в сепарирующем объеме.

На рис. 2 представлены зависимости от ε ширины кольца ионов центральной массы на торцевом приемнике

$$\Delta \rho_0(\varepsilon, \gamma) = \max(r_a) \left| \frac{r_0(r_a, \varepsilon)}{R} - 1 \right|$$

и смещения положений приемников тяжелой и легкой масс по радиусу $\Delta r_1(\varepsilon, \gamma)$ и $\Delta r_2(\varepsilon, \gamma)$ при двух значениях γ ($\delta = 1,5$ см – сплошные линии; $\delta = 0,75$ см – штриховые линии).

Из рисунка видно, что наибольшее отличие в положении цилиндрического приемника возникает для самого легкого иона азота ($i = 2$). Видно также, что возмущение траекторий ионов меньше, когда направление продольного магнитного поля совпадает с направлением плазменного потока.

Формирование потока ионов

В докладе [7] авторами статьи сообщалось о трудностях, возникших при разделении трехкомпонентного потока ионов газообразной плазмы (азот, аргон, криптон), генерируемого плазменным ускорителем с замкнутым дрейфом электронов. Они связывались с возможным рассеянием ионов в результате резонансной перезарядки и, в основном, с генерацией плазменным потоком вторичной (фоновой) плазмы, при взаимодействии с которой могло происходить рассеяние ионов на электростатических колебаниях, раскачиваемых в процессе ион-ионного взаимодействия. Проявлением эффекта взаимодействия с колебаниями была зарегистрированная в эксперименте релаксация ионной функции распределения в сторону низких энергий при распространении потока через плазменный ускоритель, азимутатор и сепарирующий объем ПОМС-Е-3. Генерация плазмы в сепарирующем объеме происходила при столкновениях «горячих» электронов (температура $T_e \leq 40$ эВ), рожденных в ПУ, с атомами остаточного газа и потоком нейтралов из ускорителя.

Система формирования потока ионов в ПОМС-Е-3 (рис. 1) включает собственно плазменный ускоритель, пространство между катодом ускорителя и азимутатором и азимутатор. Катод ПУ имеет нулевой потенциал, пространство между катодом ускорителя и азимутатором – эквипотенциальное. Радиальная компонента магнитного поля в системе сделана нарастающей всюду от анода к азимутатору (~ 150 Гс \rightarrow 3,5 кГс). Измерялись радиальная компонента магнитного поля (датчик Холла), температура электронов и плавающий потенциал (зонды), а также распределения ионов по энергии (энергоанализатор с задерживающим потенциалом). При этом продольная компонента поля B_z рассчитывалась.

В данной работе ставилась задача не допустить выхода электронов, имеющих температуру, превышающую потенциалы ионизации атомов остаточного и рабочего газов, из системы формирования.

Энергетические спектры ионов на выходе из системы формирования определяются распределением потенциала в плазменном ускорителе. В промежутке анод–катод ПУ есть B_z -компонента магнитного поля, спадающая к катоду. Когда B_z на катоде сравнима с радиальной B_r -компонентой, зоны ионизации и ускорения смещаются к катоду, так как в остальной области между катодом и анодом формируется эквипотенциальный «плазменный столб». Ускорение идет в катодном слое до энергий порядка разрядного напряжения. Зависимость энергии максимума функции распределения от величины отношения продольной компоненты магнитного поля к радиальной приведена на рис. 3. Ток разряда в этом случае отслеживает за изменением разрядного напряжения и скоростью подачи в ПУ рабочего газа.

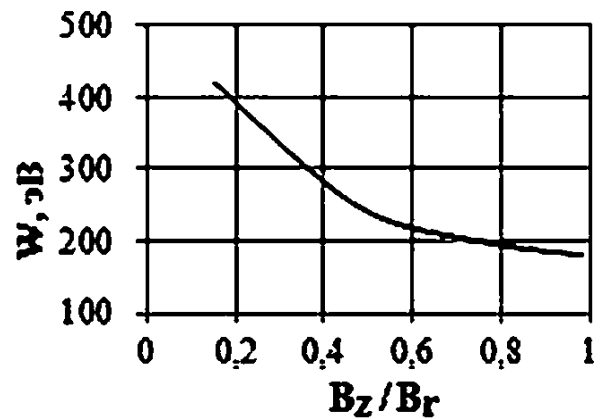


Рис. 3. Зависимость энергии максимума функции распределения от величины продольной компоненты магнитного поля.

Рост радиальной компоненты магнитного поля (и спад величины B_z/B_r) приводит к формированию непрерывного распределения электрического поля между катодом и анодом и смещает спектры в область низких энергий. Область ионизации «локализуется» в окрестности катода, т.е. области максимальной в промежутке анод–катод величины B_r и, соответственно, минимальной дрейфовой азимутальной скорости, что позволяет электронам быстро набирать энергию, превышающую потенциалы ионизации рабочих газов, в поле E_z . В случае еще больших магнитных полей зоны ионизации и ускорения ожидаемо уширяются, как и распределения ионов по энергии.

В пространстве катод–азимутатор направление магнитного поля устроено строго поперечным (радиальным) относительно направления движения ионов, ларморовский радиус которых много больше характерных размеров системы формирования; электроны – замагничены. Нарастающее вдоль оси Z радиальное магнитное поле приводит к градиентному азимутальному дрейфу электронов и уходу их на стенки под действием центробежной силы. Об этом свидетельствует изменение плавающего потенциала от величины 30–40 В на входе в промежуток ПУ–азимутатор (частично обеднение электронами происходит уже в ПУ) до величины, обеспечивающей энергию, соответствующую максимуму ионной функции распределения; электронный ток на лемгмюровский зонд на входе в азимутатор отсутствует. Из азимутатора выходит только поток ионов.

На рис. 4 приведены спектры ионов по энергии в области ПУ (2–3 мм от катода) – выход азимутатора. Видно, что ионы набирают энергию в ПУ: спектр 2 измерен на расстоянии около 5 мм от выхода из ПУ (общая длина цилиндрического промежутка ПУ–азимутатор составляет 30 мм, внутренний радиус $R_{\text{вн}} = 78$ мм, внешний $R_{\text{вн}} = 102$ мм). Затем в азимутаторе, по мере обеднения потока плазмы электронами, появляется продольное электрическое поле разделения зарядов, встречное направлению движения ионов, которое подтормаживает ионы (см. спектры 2 \rightarrow 3). В азимутаторе изменение скорости V_z ионов не происходит (спектры 3 и 4). Узкие, в данном варианте, выходные щели из ПУ и в азимутаторе приводят к уменьшению интенсивности потока ионов. Релаксации функции распределения, как в [7], не наблюдается. В сепарирующем пространстве по

показаниям зондов при напряжениях до +300 В электронного тока нет, свечения плазмы нет.

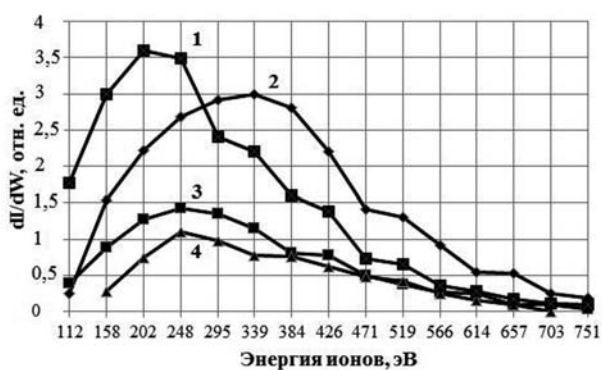


Рис. 4. Распределения ионов по энергии: 1 – в ПУ; 2 – во второй камере; 3 – на входе в азимутатор; 4 – на выходе из азимутатора.

В дальнейших экспериментах предусматривается компенсация пространственного заряда потока ионов непосредственно на выходе из азимутатора «холодными» электронами, имеющими энергии меньше энергии ионизации остаточного газа.

Заключение

В работе определена степень влияния на положение цилиндрических приемников разделенных ионов величины продольного магнитного поля в сепарирующем пространстве и конечной толщины азимутатора, что позволило откорректировать

геометрию эксперимента. Кроме того, устранено влияние на функцию распределения ионов по энергии плазмы в плазменном ускорителе и сепарирующем пространстве, которое определялось как влияние «коллективных» столкновений, выводящих систему из разряда плазмооптических.

Литература

1. Ohkawa T., Miller R. // *Physics of Plasmas*. 2002. V. 9. No. 12. P. 51165120.
2. Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н. и др. // *Атомная энергия*. 2006. Т. 101. № 4. С. 302.
3. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. // *Письма в ЖТФ*. 2010. Т. 36. № 4. С. 75.
4. Смирнов В.П., Самохин А.А., Ворона Н.А., Гавриков А.В. // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. № 6. С. 523.
5. Бардаков В.М. *Во Ньы Зан, Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. / Известия вузов. Ядерная энергетика*. 2011. № 2. С. 3.
6. Бардаков В.М., *Во Ньы Зан, Строкин Н.А. / Известия вузов. Ядерная энергетика*. 2012. № 2. С. 132.
7. Бардаков В.М., Строкин Н.А. // *Тезисы докладов XL Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 11-15 февраля 2013 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН»*. 2013. С. 221.
8. Бардаков В.М., Строкин Н.А. // *Перспективные материалы*. 2013. № 4. С. 57.
9. Морозов А.И., Семашко Н.Н. // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28. № 24. С. 63.
10. Морозов А.И., Савельев В.В. // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. № 5. С. 458.

On the issue of realization of the plasma-optical mass separation

V. M. Bardakov¹, S. D. Ivanov², A. V. Kazantsev², and N. A. Strokin²

¹Irkutsk State University of Communication Lines
15 Chernyshevskogo str., Irkutsk, 664074, Russia

²Irkutsk State Technical University,
83 Lermontova str., Irkutsk, 664074, Russia
E-mail: strokin85@inbox.ru

Received December 20, 2013

The paper presents the results of theoretical studies of the degree of influence longitudinal magnetic field in the separating space and finite thickness whirleronion trajectories in the plasma-mass separation, the experimental data on the method of forming the ion flux for the mass separator and the evidence regarding the impacton the function of the ion energy distribution of the plasmain a plasma accelerator and separating space.

PACS: 52.30.-q

Keywords: plasma-optical mass separation, plasma accelerator, trajectories.

References

1. T. Ohkawa and R. Miller, *Physics of Plasmas* **9**, No. 12, 51165120 (2002).
2. V. A. Zhiltsov, V. M. Kulygin, N. N. Semashko, et al., *Atomic Energy* **101**, 302 (2006).
3. V. M. Bardakov, G. N. Kichigin, and N. A. Strokin, *Tech. Phys. Lett.* **36**, No.4, 75 (2010).
4. V. P. Smirnov, A. A. Samokhin, et al., *Plasma Phys. Rep.* **39**, 523 (2013).
5. V. M. Bardakov, Z. N. Vo, G. N. Kichigin, and N. A. Strokin, *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Yad. Energ.*, No. 2, 3 (2011).
6. V. M. Bardakov, Z. N. Vo, and N. A. Strokin, *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Yad. Energ.*, No. 2, 132 (2012).
7. V. M. Bardakov and N. A. Strokin, in *Proc. XL Intern.(Zvenigorod) Conf. Plasma Phys.* (Zvenigorod, February 11-15, 2013), p. 221.
8. V. M. Bardakov and N. A. Strokin, *Perspekt. Materialy*, No. 4, 57 (2013).
9. A. I. Morozov and N. N. Semashko, *Tech. Phys. Lett.* **28**, No. 24, 63 (2002).
10. A. I. Morozov and V. V. Savel'ev, *Plasma Phys. Rep.* **31**, 458 (2005).