

О ВОЗМОЖНОСТИ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ КОМПОНЕНТОВ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2019 г. В. П. Смирнов^a, А. А. Самохин^a, А. В. Гавриков^a, С. Д. Кузьмичев^{a, b},
Р. А. Усманов^{a, b, *}, Н. А. Ворона^a

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

*e-mail: ravus46@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.10.2018 г.

После доработки 22.11.2018 г.

Принята к публикации 22.11.2018 г.

Предложена концепция использования камеры переменного сечения с неоднородным магнитным полем для разделения компонентов отработавшего ядерного топлива методом плазменной сепарации. На основе численного моделирования в цилиндрически симметричном случае в одночастичном приближении показано, что в неоднородном магнитном поле, не превышающем 1.6 кГс, при напряжениях до 100 В при изменении радиуса камеры от 20 см до 60 см на длине до 1 м возможно пространственное разделение веществ на три массовые группы: актиноиды массой ~ 240 а.е.м., используемые для последующей рефабрикации топлива, продукты деления $m = 160\text{--}70$ а.е.м. и легкие элементы $m < 60$ а.е.м., к которым относятся, прежде всего, конструкционные материалы и сопутствующие газы (азот, кислород). Разделение последних двух групп является важным для практического применения, т.к. потенциально снижает затраты на дальнейшее обращение с выделенными радиоактивными отходами.

Ключевые слова: плазменная сепарация, движение частиц в электромагнитном поле, моделирование траекторий частиц, отработавшее ядерное топливо

DOI: 10.1134/S0367292119050123

1. ВВЕДЕНИЕ

Активное обсуждение в литературе плазменной сепарации [1, 2] связано с необходимостью решения практически важных задач переработки отходов сложного состава, прежде всего, в области атомной энергетики. Известные методы химических, гидрометаллургических и пирохимических технологий также получают в последнее время развитие [3, 4], однако с трудом могут удовлетворить условию минимального образования сопутствующих отходов. Методы выделения изотопов [5] в плазме обсуждаются много десятилетий, но, как правило, речь идет о процессах с малой производительностью, не представляющих интереса для массовой переработки отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) и радиоактивных отходов (РАО).

Плазменная сепарация ставит задачу в качестве конечных продуктов первоначальной смеси получать компактные группы веществ, отличающихся по выбранным критериям, например, тяжелые элементы ОЯТ (актиноиды с характерной

массой 240 а.е.м.), отделенные от продуктов деления и конструкционных материалов оболочек тепловыделяющих элементов ($m < 160$ а.е.м.), или освобождать группы элементов с длинным временем активности от технологических примесей процесса переработки. Ключевой является именно “грубость” подхода разделения, обеспечивающая невозможность выделения оружейного плутония. Практическая направленность плазменной сепарации подразумевает высокую производительность переработки ~ 100 г/ч, которая здесь может быть достигнута за счет компенсации объемного заряда сепарируемых ионных потоков в плазме.

К настоящему времени предложено несколько принципиальных схем плазменной сепарации применительно к переработке ОЯТ: асимметричная центробежная ловушка [6]; плазмооптическая фокусировка ионов различных масс, вылетающих из плазменного ускорителя [7]; плазмооптическая схема на базе вакуумного дугового источника [8]; резонансные методы, основанные

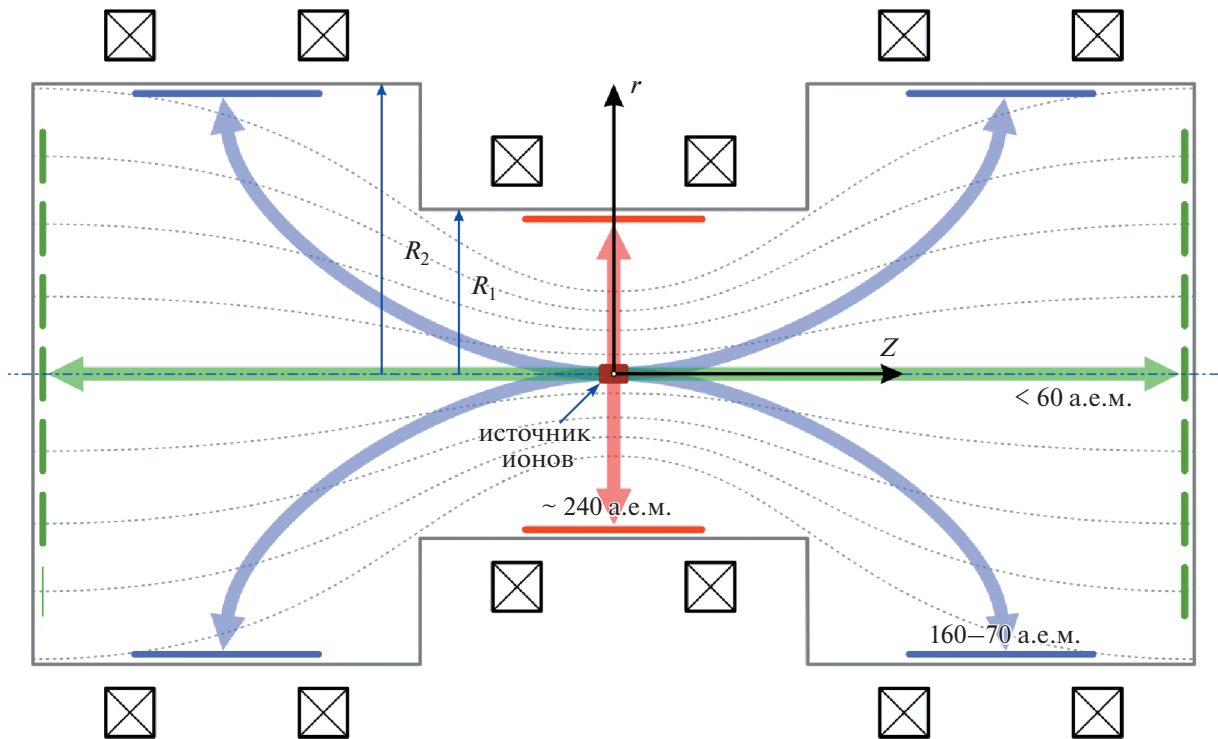


Рис. 1. Принципиальная схема сепарации ОЯТ в неоднородном магнитном поле.

на ионном циклотронном резонансе [9] и электронно-пучковом разряде [10]; схема сепарации Смирнова [11] в скрещенных электрическом и магнитном полях и масс-фильтр Окавы [12, 13].

В методе массового фильтра Окавы [12, 13], основанного на применении комбинации скрещенных электрического и однородного магнитного полей, продемонстрированного в [13], вещество разделяется на две массовые группы. Тяжелые частицы (актиноиды) не удерживаются магнитным полем и попадают на боковую стенку цилиндрической камеры. Легкие ионы (продукты деления и конструкционные материалы) оседают на торцах, где расположены электроды, задающие радиальное распределение электрического потенциала. Совмещение двух функций торцов: распределения потенциала и прием вещества легких ионов создает много трудностей, в частности, возникает необходимость отделения конструкционных материалов оболочки тепловыделяющих элементов от продуктов деления. Чтобы избежать этого, предлагается процесс сепарации вести в камере с переменным сечением. В центральной части камеры немагнитные тяжелые ионы актиноидов попадают на боковую стенку, легкие ионы продуктов деления дрейфуют в камеру с большим радиусом. Если магнитный поток через сечение камеры сохраняется, то можно ожидать, что ионы продуктов деления также потеряют за-

магниченность и высадятся на стенки камеры с большим радиусом, а ионы конструкционных материалов останутся замагниченными и попадут на торец.

2. СХЕМА РАЗДЕЛЕНИЯ

В настоящей работе предлагается и анализируется схема разделения ОЯТ в геометрии центрифуги, подобной [12], с неоднородным расходящимся магнитным полем. Она позволяет осуществлять сепарацию на три массовые группы: актиноиды массой $m \sim 240$ а.е.м., продукты деления $m = 160\text{--}70$ а.е.м. и легкие элементы $m < 60$ а.е.м., к которым относятся конструкционные материалы, азот и кислород.

Расчеты по описанию движения ионных пучков сепарируемых веществ в заданных неоднородных аксиально симметричных электрическом и магнитном полях ведутся для цилиндрической камеры переменного сечения (в цилиндрической системе координат r, φ, z), рис. 1.

Геометрия системы выбрана таким образом, что наиболее сильное поле создается в самой узкой части камеры, а соотношение между радиусом камеры $R(z)$ и аксиальной составляющей напряженности магнитного поля $H_z(z)$ подобрано так, чтобы величина магнитного потока $R^2 H_z$ бы-

ла постоянной. Такую конфигурацию осесимметричного магнитного поля возможно создать при помощи соосных магнитных катушек.

Для случая однородного магнитного поля напряженностью H_z [Гс] и линейно распределенного вдоль радиуса электрического поля пороговая масса, при превышении которой однозарядный положительный ион, стартующий без начальной скорости с оси камеры, выносится на цилиндрическую поверхность камеры радиусом R (на коллектор), выражается (в а.е.м.) через отношение магнитного потока к разности потенциалов U_0 [В] между осью и цилиндрическими стенками камеры, а также напряженность магнитного поля [12]:

$$m_{thr} = \frac{300e(RH_z)^2}{8m_a c^2 U_0} = \frac{300e}{8m_a c^2} \frac{R^2 H_z}{U_0} H_z. \quad (1)$$

Здесь e — элементарный электрический заряд [ед. СГС], m_a — атомная единица массы [г], c — скорость света [см/с]. В предлагаемой геометрии (рис. 1) магнитный поток $R^2 H_z$ постоянен вдоль оси Z , поэтому, согласно (1), при фиксированном U_0 отношение напряженности магнитного поля в узкой и широкой части камеры равно отношению масс 160 и 70 а.е.м. сепарируемых ионов на минимальном R_1 и максимальном R_2 радиусах камеры соответственно, а отношение этих радиусов $(160/70)^{1/2} = 1.51$. Эти числа служат ориентиром при выборе параметров камеры, величин магнитного и электрического полей. Для практической реализации необходимо, чтобы отношение радиусов было больше, чем 1.51, т.к. в этом случае существует целый диапазон напряжений U_0 , в котором возможно разделение на три указанные выше массовые группы. При $R_1 = 20$ см и $R_2 = 60$ см для максимального значения напряженности $H_{z,max} = 1.6$ кГс (т.е. поля в части камеры радиусом R_1) сепарация ионов возможна в интервале потенциалов $20 \text{ В} < U_0 < 80 \text{ В}$ (см. рис. 2).

Отметим, что для выполнения формулы (1) и сохранения линейной зависимости между m_{thr} и H_z в неоднородном магнитном поле необходима линейная связь между радиальным распределением электрического потенциала и магнитным потоком.

Физический механизм, обуславливающий возможность создания электрического потенциала в плазме с замагниченными электронами, может быть обозначен следующим образом: подвижность электронов вдоль магнитного поля превосходит их подвижность поперек поля, поэтому, если концы магнитной силовой линии опираются на два электрода, погруженных в плазму и находящихся под одним и тем же потенциалом, то этот потенциал воспроизводится

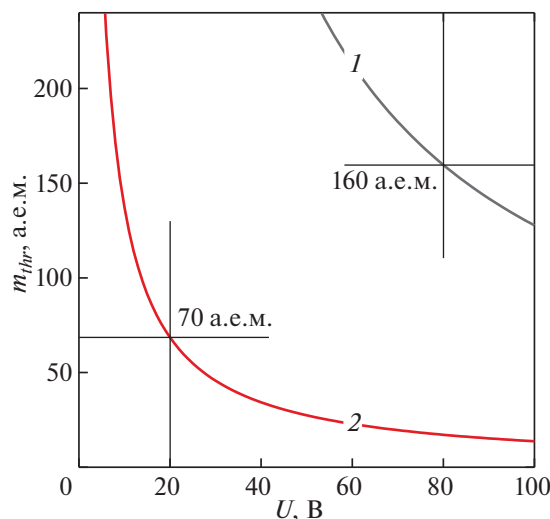


Рис. 2. Пороговая масса сепарации. 1 — пороговая масса в сечении $R_1 = 20$ см (ионы с массами, лежащими выше кривой, при $H_{z,max} = 1.6$ кГс будут осаждаться на цилиндрическую поверхность, а с массами ниже кривой — не будут ее достигать), 2 — пороговая масса в сечении $R_2 = 60$ см (ионы с массами, лежащими выше кривой, при магнитном поле $H_{z,max} \frac{R_1}{R_2} = 0.53$ кГс будут осаждаться на цилиндрическую поверхность, а с массами ниже кривой — на торцы камеры).

внутри плазменного объема вдоль силовой линии.

В выполненных расчетах в системе с цилиндрической симметрией пространственные компоненты напряженности магнитного поля H_z и H_r могут быть выражены через азимутальную компоненту вектор-потенциала $A_\phi(r, z)$ согласно его определению:

$$H_z = r^{-1} \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial r}, \quad H_r = -r^{-1} \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial z}, \quad (2)$$

где направления осей (r, ϕ, z) составляют правую систему координат. Геометрия камеры и конфигурация магнитного поля таковы, что $H_z > 0$, $H_r \geq 0$. Азимутальная компонента вектор-потенциала $A_\phi(r, z)$ задавалась аналитическими соотношениями, подобранными таким образом, чтобы корректно отражать характер изменения магнитного поля при переходе от узкой части камеры к широкой (см. рис. 1).

Эквипотенциали электрического поля принимались совпадающими с силовыми линиями магнитного поля, а значения потенциалов задавались на торцах в плоскостях $z = z_1$ и $z = z_2$: $U|_{z=z_1}(r) = \Phi(r A_\phi|_{z=z_1}(r))$, $U|_{z=z_2}(r) = \Phi(r A_\phi|_{z=z_2}(r))$,

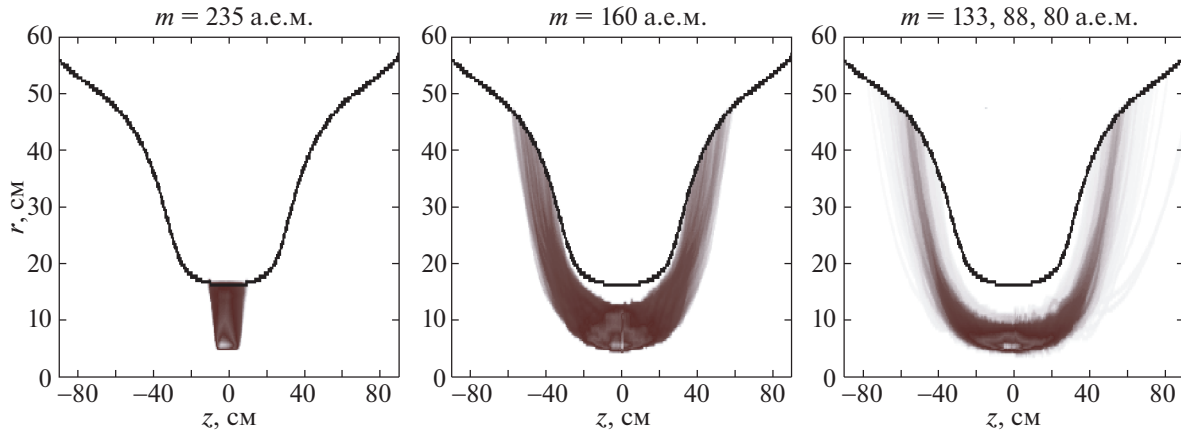


Рис. 3. Траектории движения сепарируемых частиц $H_{z,\max} = 1.6$ кГс, $U_0 = 90$ В. Начальные координаты $z_{l=0} = (-5 \dots +5)$ см, $r_{l=0} = 5$ см, энергия $\varepsilon_{l=0} = 1$ эВ. Черная линия – граница камеры.

где $\Phi(rA_\phi) = U_0 [1 - rA_\phi / (rA_\phi)_{R_0}]$, а $U = U_0 > 0$ – значение потенциала на оси симметрии камеры, $(rA_\phi)_{R_0}$ – поток магнитного поля в центральном сечении камеры.

Инжекция сепарируемых ионов в объем производилась с боковой поверхности цилиндрического источника, расположенного в центре камеры (оси источника и ось камеры совпадают). Положение его торцов ($z_{0,\min}$, $z_{0,\max}$) и радиус r_0 выбиралось в зависимости от варианта расчета. Начальная энергия ионов бралась из диапазона $\varepsilon_0 = 0.3\text{--}1$ эВ, что близко к тепловым значениям (в качестве источника сепарируемого вещества может рассматриваться испарение мишени). Пространственное распределение инжектируемых ионов по компонентам скорости задавалось соотношениями

$$\begin{aligned} V_z|_{l=0} &= V_0 \cos\theta, & V_r|_{l=0} &= V_0 \sin\theta \cos\varphi, \\ V_\phi|_{l=0} &= V_0 \sin\theta \sin\varphi, \\ \varepsilon_0 &= \frac{mV_0^2}{2}, & 0 < \theta < \pi/2, & \quad -\pi/2 < \varphi < \pi/2. \end{aligned}$$

Здесь m – масса иона.

Учитывая связь потенциала U и магнитного потока rA_ϕ , уравнения для компонент скорости иона можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dV_z}{dt} &= \frac{e}{mc} \left(\frac{cU_0}{(rA_\phi)_{r_0}} + \frac{V_\phi}{r} \right) \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial z}, \\ \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial z} &= -rH_r < 0, \\ \frac{dV_r}{dt} &= \frac{e}{mc} \left(\frac{cU_0}{(rA_\phi)_{r_0}} + \frac{V_\phi}{r} \right) \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial r} + \frac{V_\phi^2}{r}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial r} &= rH_z > 0, & V_\phi &= \frac{K_\phi}{r} - eA_\phi/mc, \\ K_\phi &= r_0 (V_\phi|_{r=r_0} + eA_\phi|_{r=r_0}/mc). \end{aligned}$$

Первое уравнение можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{dV_z}{dt} &= -\frac{\partial\Pi}{\partial z}, \\ \Pi &= \frac{1}{2} \tilde{A}_\phi^2 - \left(\frac{cU_0}{(rA_\phi)_{r_0}} r + \frac{K_\phi}{r} \right) \tilde{A}_\phi, \\ \tilde{A}_\phi &= eA_\phi/mc. \end{aligned} \quad (4)$$

В рассматриваемом в расчетах случае ($H_{z,\max} = 1.6$ кГс, $U_0 = 80$ В, $r_0 = 5$ см) для иона $m = 160$ а.е.м.

$$\begin{aligned} \frac{cU_0}{(rA_\phi)_{r_0}} &= 10^8 \frac{U_0 |B|}{H_{z,\max} r_0^2} = 1.25 \times 10^4 \text{ с}^{-1} = v_0, \\ \varepsilon_0 &= \frac{1}{2} m (10^{-6} v_0 r_0)^2 = 0.078 \text{ эВ} \end{aligned}$$

$$eA_\phi|_{r=r_0}/mc = 2.4 \times 10^5 \frac{\text{сМ}}{\text{с}}, \quad \rightarrow \varepsilon = 4.65 \text{ эВ}.$$

Таким образом, вкладом напряжения U_0 и начальной скорости $V_\phi|_{l=0}$ можно пренебречь по сравнению с начальным значением $eA_\phi|_{r=r_0}/mc$.

В таком приближении частица оказывается на дне потенциальной ямы, движение ограничено условием $A_{\phi 1} \geq A_\phi \geq A_{\phi 2}$, где $A_{\phi 1} = A_\phi|_{r=r_0} + \frac{mc}{e} |V_z|_{l=0}|$, $A_{\phi 2} = A_\phi|_{r=r_0} - \frac{mc}{e} |V_z|_{l=0}|$. Заметим, что эта яма обусловлена силой Лоренца, а не электрическим полем.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 3 представлена картина пространственного распределения потоков продуктов сепарации при $H_{z,\max} = 1.6$ кГс и $U_0 = 80$ В в симметричной камере длиной 180 см с торцевыми электродами в плоскостях $z_1 = -90$ см, $z_2 = +90$ см. Начальная энергия ионов $\epsilon_0 = 1$ эВ, начальный радиус $r_0 = 5$ см.

Видно, что “тяжелые” ионы (240 а.е.м.) осаждаются в центральной части камеры (радиусом R_1), ионы с массами 160–70 а.е.м. (“средние”) осаждаются в переходной области от узкой к широкой частям камеры, а также на широкой части камеры (радиусом R_2), “легкие” (<60 а.е.м.) ионы не садятся на цилиндрическую поверхность и уходят на торцы камеры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в неоднородном магнитном поле в камере переменного сечения можно сепарировать компоненты ОЯТ на три массовые группы: ~240 а.е.м., 160–70 а.е.м. и менее 60 а.е.м., — распределив ионы разной массы по поверхности камеры. Данный результат может быть достигнут при размерах камеры порядка 1 м при магнитных полях, не превышающих 1.6 кГс, и напряжениях менее 100 В.

Представленные расчеты являются только предварительными оценками движения ионов в плазме без учета столкновений. Чтобы ответить на вопрос о возможности практического использования предложенной концепции камеры с переменным сечением, необходимо учесть столкновительные и ионизационные процессы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00231).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zweben S.J., Gueroult R., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25 (9). 90901.
2. Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А. // УФН. 2017. Т. 187 (10). С. 1071.
3. Shadrin A.Y., Dvoeglazov K.N., Maslennikov A.G., Kashcheev V.A., Tretyakova S.G., Shmidt O.V., Vidanov V.L., Ustinov O.A., Volk V.I., Veselov S.N., Ishunin V.S. // Radiochemistry. 2016. Т. 58 (3). С. 271.
4. Hansoo Lee, Geun-IL Park, Jae-Won Lee, Kweon-Ho Kang, Jin-Mok Hur, Jeong-Guk Kim, Seungwoo Paek, In-Tae Kim, IL-Je Cho // Science and Technology of Nuclear Installations. 2013. V. 2013. 343492.
5. Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А. // УФН. 2009. Т. 179 (4). С. 369.
6. Fetterman A.J., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18 (9). 94503.
7. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokina N.A. // Plasma Sci. Technol. 2015. V. 17 (10). P. 862.
8. Paperny V.L., Krasov V.I., Lebedev N.V., Astrakhan-tsev N.V., Chernikch A.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 24 (1). 15009.
9. Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н., Скворода А.А., Смирнов В.П., Тимофеев А.В., Кудрявцев Е.Г., Рачков В.И., Орлов В.В. // Атомная энергия. 2006. Т. 101 (4). С. 302.
10. Скибенко Е.И., Ковтун Ю.В., Егоров А.М., Юфиров В.Б. // ВАНТ. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (97). 2011. № 2. С. 141.
11. Ворона Н.А., Гавриков А.В., Самохин А.А., Смирнов В.П., Хомяков Ю.С. // Ядерная физика и инжиниринг. 2014. № 11–12 (5). С. 944.
12. Ohkawa T., Miller R. L. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. 5116.
13. Ahlfeld C.E., Wagoner J.D., Sevier D.L., Freeman R.L. // 21st IEEE/NPS Symposium on Fusion Engineering SOFE 05, 2005. P. 1.