

Краткие сообщения

04

Циркуляционная плазменная центрифуга с отбором

© В.Д. Борисевич,¹ Е.П. Потанин^{1,2}

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,
115409 Москва, Россия

² Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

E-mail: VDBorisevich@mephi.ru

(Поступило в Редакцию 15 октября 2017 г.)

Исследованы процессы разделения в высокочастотной плазменной циркуляционной центрифуге, функционирующей в отборном режиме. Вращение слабоионизованной плазмы осуществляется за счет вращающегося магнитного поля, а возбуждение противотока (циркуляции) вызвано бегущим магнитным полем. Рассчитаны зависимости коэффициента обогащения и разделительной способности центрифуги от потока отбора. Определены оптимальные характеристики разделительного устройства.

DOI: 10.21883/JTF.2018.05.45909.2508

Введение

Разделение стабильных изотопов — важная отрасль экономики страны, обслуживающая ядерную энергетику, фундаментальную науку, медицину, сельское хозяйство и т.д. Без целого ряда стабильных изотопов трудно представить дальнейшее развитие ядерной энергетики и повышение ее эффективности и безопасности, проведение ядерно-физических исследований по изучению физики микромира, диагностику и лечение многих заболеваний.

Интерес к разделению изотопов стабильных элементов в плазменной фазе связан с невозможностью использования промышленных каскадов из газовых центрифуг для обогащения изотопов элементов, которые не имеют подходящих летучих соединений при обычных температурах [1,2]. Кроме того, в настоящее время актуальна задача переработки отработавшего ядерного топлива атомных электростанций, которая может быть решена при использовании быстровращающейся плазмы [3,4].

В работе [5] предложена новая концепция циркуляционной плазменной центрифуги, в которой вращение слабоионизованной изотопной газовой смеси производится вращающимся магнитным полем, а необходимая для умножения радиального разделительного эффекта циркуляция создается за счет бегущей магнитной волны. Там же применительно к изотопной смеси неона ^{20}Ne – ^{22}Ne были определены гидродинамические характеристики центрифуги и оценен коэффициент обогащения для так называемого безотборного режима работы аппарата. На практике разделительный модуль работает в режиме, когда в устройство поступает исходная изотопная смесь и осуществляется отбор обогащенной фракции.

В настоящей работе на основе результатов аналитического исследования полей азимутальной ($V_\phi(r)$) и

осевой ($V_z(r)$) скоростей плазмы выполнены расчеты коэффициента обогащения и разделительной способности плазменной центрифуги, работающей с отбором целевого изотопа. Следует отметить, что именно аналитические расчеты позволяют не только оценить оптимальные параметры разделительного устройства, но и проследить на основании полученных теоретических зависимостей пути интенсификации процессов разделения.

Схема устройства и отборный режим работы центрифуги

На рис. 1 показана схема предложенной в [5] ВЧ-плазменной центрифуги с циркуляцией, возбуждаемой бегущей магнитной волной. Вращение слабоионизованной плазмы создается за счет вращающегося с угловой скоростью ω_0 поперечного магнитного поля, генерируемого осевыми токнесущими стержнями, два из которых показаны на рис. 1 на виде спереди, а все шесть стержней на виде сверху. Циркуляционный поток возбуждается бегущим магнитным полем, создаваемым линией задержки, представляющей собой систему конденсаторов с емкостью C . Радиальное магнитное поле распространяется вдоль оси разрядной камеры с фазовой скоростью V_{ph} и изменяется в пространстве и времени по закону

$$B_r = B_1 \cos \left[\omega_1 \left(t - \frac{z}{V_{ph}} \right) \right],$$

где ω_1 — круговая частота бегущей магнитной волны, B_1 — амплитудное значение магнитной индукции бегущего поля, z — продольная координата.

В работе [5] приведены подробные описания установки и методики расчета гидродинамических характеристик плазменной центрифуги с отдельным возбуждени-

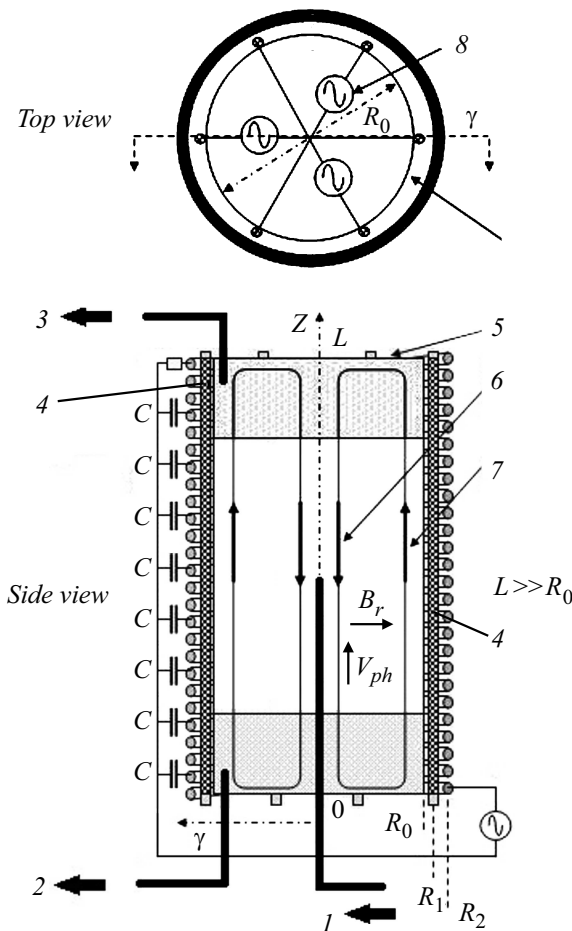


Рис. 1. Конструкция плазменной центрифуги с вращающимся магнитным полем и осевой циркуляцией, вызываемой бегущим полем: 1 — поток питания в центрифугу, 2 — поток отвала, 3 — поток отбора, 4 — токонесущие стержни, 5 — кварцевая камера, 6 — поток легкой фракции, 7 — поток тяжелой фракции, 8 — 3-х фазный ВЧ источник питания.

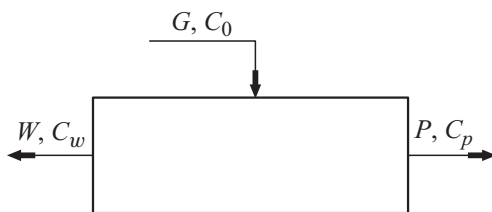


Рис. 2. Схема разделительного элемента.

ем поля центробежных сил и противотока. Рассматривался случай, когда длина устройства L значительно превышала радиус разрядной камеры R_0 . Было показано, что в безотборном режиме работы плазменной центрифуги, при котором достигается максимально высокая степень разделения, возможно получение значительных коэффициентов умножения первичного (радиального) эффекта по длине колонны за счет создаваемого осевого противотока. Принципиальная схема разделительного элемента

показана на рис. 2. В непрерывно функционирующий разделительный модуль (разделительный элемент) поступает исходная разделяемая смесь со скоростью G и концентрацией C_0 . Отбор тяжелой (P, C_p) и легкой (W, C_w) фракций осуществляется вблизи верхнего и нижнего торцов рабочей камеры (рис. 1) соответственно. При этом продольные коэффициенты обогащения уменьшаются по сравнению со случаем рассмотренного в [5] безотборного режима ($G = W = P = 0$).

Как известно, разделительное устройство помимо коэффициента разделения, определяющего степень обогащения смеси, характеризуется так называемой „мощностью разделения“ или „разделительной способностью“. Эта величина связана со скоростью диффузионного процесса и в конечном итоге определяет затраты на разделение.

Коэффициент разделения и разделительная способность центрифуги с отбором

В отсутствие циркуляции ($B_1 = 0, V_z = 0$) радиальный коэффициент обогащения бинарной изотопной смеси определяется выражением [5]

$$\epsilon_0 = \frac{\left(\frac{C}{1-C}\right)_{r=R_0}}{\left(\frac{C}{1-C}\right)_{r=0}} - 1 = \int_0^{R_0} \epsilon_r(r) dr, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_r(r) = \frac{\Delta M V_\phi^2(r)}{\mathcal{R} T r},$$

C — усредненная по сечению колонны концентрация тяжелого компонента, ΔM — разность молекулярных весов разделяемых изотопов, T — температура плазмы, \mathcal{R} — универсальная газовая постоянная, $V_\phi(r)$ — азимутальная скорость разделяемой смеси. Последняя в режиме умеренных индуцированных магнитных полей [5] и в пренебрежении торможением среды в экмановских слоях на торцах рабочей камеры [6,7] определяется выражением

$$V_\phi = \frac{B_0^2 R_0 \text{Re}_m}{16 \mu_0 \langle \eta \rangle \chi} y(1 - y^2), \quad (2)$$

где $B_0 = \frac{I_{z0} \mu_0}{2}$ — амплитудное значение индукции вакуумного вращающегося магнитного поля, I_{z0} — амплитудное значение поверхностной плотности осевого тока, возбуждающего вращающееся магнитное поле, μ_0 — магнитная постоянная, $y = \frac{r}{R_0}$, $\langle \eta \rangle$ — среднее значение коэффициента динамической вязкости, χ — безразмерный параметр, зависящий от магнитного числа Рейнольдса $\text{Re}_m = \mu_0 \sigma \omega_0 R_0^2$, σ — проводимость плазмы.

Согласно [1], уравнение переноса для отборной части колонны может быть записано в форме

$$(K_1 + K_2) \frac{dC}{dz} = K_3 C(1 - C) + P(C - C_p). \quad (3)$$

Уравнение (3) отличается от уравнения переноса, использованного в [5] для безотборного режима, наличием дополнительного члена $P(C - C_p)$, характеризующего поток ценного изотопа в отборе. Здесь K_1, K_2 и K_3 — коэффициенты, определяемые соотношениями

$$K_1 = 2\pi \int_0^{R_0} \frac{\psi^2(r)}{\rho D r} dr,$$

$$K_2 = 2\pi \int_0^{R_0} \rho D r dr \quad \text{и} \quad K_3 = 2\pi \int_0^{R_0} \psi(r) \varepsilon_r(r) dr,$$

где $\psi(r) = \int_0^r \rho V_z(r) r dr$ — функция тока, ρ — плотность смеси, D — коэффициент радиальной диффузии.

Следуя [5], определим распределение плотности плазмы по радиусу рабочей камеры как

$$\rho = \rho_0 \exp(Ay), \tag{4}$$

где

$$A = \frac{\langle M \rangle B_0^4 R_0^2 \text{Re}_m^2}{2 \cdot 512 \mathcal{R} T_0 \mu_0^2 \langle \eta \rangle^2 \chi^2},$$

ρ_0 — плотность на оси, T_0 — температура на оси центрифуги.

Интегрирование уравнения (3) в предположении малых эффектов обогащения и условия $C(1 - C) \approx \text{const}$ приводит к следующему выражению для коэффициента обогащения по длине обогатительной части плазменной центрифуги [1]:

$$\varepsilon_z = \frac{4}{\sqrt{2}} \varepsilon_0 \frac{L_p}{R_0} \frac{m}{1 + m^2} N \frac{1 - \exp(-a)}{a}, \tag{5}$$

где L_p — длина отборной части колонны, $m = \frac{F}{F_0}$ — безразмерный удвоенный циркуляционный поток,

$$F = 2\pi \int_0^{R_0} |\rho V_z| r dr, \quad F_0 = \sqrt{\frac{K_2}{k_1}}, \quad k_1 = \frac{K_1}{F},$$

$$a = G \frac{\theta(1 - \theta)}{K_1 + K_2} L_p, \quad \theta = \frac{P}{G}$$

— коэффициент деления потока,

$$N = 2 \int_0^1 y(1 - y^2) \psi_0 dy / \sqrt{\int_0^1 \frac{\psi_0^2}{y} dy},$$

$$\psi_0 = \frac{\psi}{V_{z0} \rho_0 R_0^2} = \exp(-Ay) [\lambda(y^2 - 1) + 1 - y^4],$$

$$V_{z0} = \frac{\sigma B_1^2 R_0^4 k_z \omega_1 \text{Re}_{m1}}{128 \langle \eta \rangle (f_1^2 + f_2^2)},$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\Delta M B_0^4 R_0^2 \text{Re}_m^2}{4 \cdot 256 \langle \eta \rangle^2 \mu_0^2 \mathcal{R} T_0 \chi^2},$$

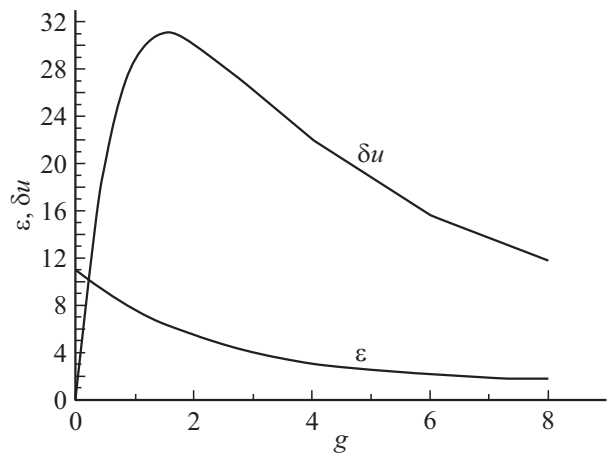


Рис. 3. Зависимости коэффициента обогащения ε и разделительной способности δu от безразмерного потока питания $g = 2p$.

$$k_z = \frac{\omega_1}{V_{ph}}, \quad \text{Re}_{m1} = \mu_0 \sigma \omega_1 R_0^2,$$

λ — безразмерный коэффициент, определенный в [5].

Полученная аналитическая зависимость коэффициента обогащения от величины циркуляции показывает существование оптимального противотока. Она также подтверждает, что эффективность умножения первичного эффекта существенно зависит от профиля циркуляционного потока, описываемого зависимость параметра N от вида функции $\Psi(y)$. Полученное аналитическое решение позволяет определить профиль циркуляции, при котором достигаются максимальные коэффициенты обогащения.

В режиме оптимального по коэффициенту обогащения циркуляционного течения ($m = 1$) при симметричной схеме деления потока питания ($\theta = 1/2$) выражение для коэффициента обогащения (5) принимает вид

$$\varepsilon_z = \varepsilon_0 \frac{4L_1}{\sqrt{2}} N \frac{1 - \exp(-L_1 g / 8\pi)}{L_1 g / 8\pi},$$

где $L_1 = \frac{L_p}{R_0}$, $g = \frac{G}{\langle \rho D \rangle R_0}$. Отметим, что в случае симметричного режима работы центрифуги величина безразмерного потока отбора будет равна $p = \frac{g}{2}$.

Тогда разделительная способность центрифуги при умеренных обогащениях определяется как [8]

$$\delta U = G \frac{\varepsilon_z^2}{2}.$$

Очевидно, что рассчитанная таким образом разделительная способность имеет размерность потока.

На рис. 3 представлены зависимости нормированных коэффициентов обогащения $\varepsilon = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}$ и разделительной способности $\delta u = \frac{\delta U}{\langle \rho D \rangle R_0 \varepsilon_0^2}$ от безразмерного потока питания g для случая деления изотопов неона.

Как и следовало ожидать, коэффициент обогащения плазменной центрифуги, работающей с отбором,

уменьшается с увеличением потока отбора. В отличие от коэффициента обогащения зависимость разделительной способности плазменной центрифуги δU от безразмерного потока питания имеет оптимум, величина которого для заданных в исследовании параметров равна $g_{\text{opt}} \approx 2$. Оценивая оптимальный поток питания как $G_{\text{opt}} \approx 2(\rho D)R_0$, найдем для смеси изотопов неона при характерной температуре нейтрального газа $T \approx 1000$ К ($\langle \eta \rangle \approx 10^{-4}$ kg/m · s) $G_{\text{opt}} \approx 10^{-2}$ g/s. При $B_0 \approx 1.3 \cdot 10^{-2}$ Т, $B_1 = 6 \cdot 10^{-3}$ Т, $\omega_0 = 2 \cdot 10^5$ l/s, $\omega_1 = 2 \cdot 10^6$ l/s, $\sigma = 2 \cdot 10^3$ l/Ω · m, $Re_m = 0.6$, $Re_{m1} = 12.6$, $\chi \approx 2$, $R_0 = 0.05$ m, $\Delta M = 2$ kg/kmol, $L_p = 1$ m, получим $\varepsilon_0 \approx 0.057$ и $\varepsilon_z(g=0) \approx 11$. При этом максимальная разделительная способность центрифуги будет равна $\delta U_{\text{max}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ g/s.

Выводы

1. Проведено теоретическое исследование процесса разделения изотопов неона в плазменной циркуляционной центрифуге, работающей в режиме с отбором. Рассчитаны полный коэффициент обогащения и разделительная способность аппарата, в котором первичный (радиальный) эффект разделения и умножение радиального центробежного эффекта осуществляется вращающимися и бегущим магнитными полями соответственно.

2. Получена зависимость исследуемых характеристик от потока питания в симметричном режиме работы центрифуги. Оценена разделительная способность установки, имеющей максимальное значение δU_{max} при значении потока G_{opt} для заданных рабочих параметров установки и характеристик слабоионизованной плазмы при реальных величинах температур и напряженности вакуумного вращающегося магнитного поля.

Работа выполнена в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (контракт № 02.a03.21.0005 от 27.08.2013).

Авторы также выражают благодарность г-ну Джулиану Вичелло (Julian Whichello, University of Sydney, Applied and Plasma Physics) за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Борисевич В.Д., Борман В.Д., Сулаберидзе Г.А., Тихомиров А.В., Токманцев В.И. Физические основы разделения изотопов в газовой центрифуге. М.: Изд. дом МЭИ, 2011. 320 с.
- [2] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Плазменные центрифуги, в книге Изотопы / Под ред. В.Ю. Баранова, 2005. М.: ИздАТ, Т. 1. С. 326–338.
- [3] 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. Вып. 4. С. 302–306.

- [4] Fetterman A.J., Fisch N.J. // Plasma Sourc. Sci. Technol. 2009. Vol. 18. P. 045003.
- [5] Borisevich V.D., Potanin E.P. // Phys. Scripta. 2017. Vol. 92. P. 075601 (9p).
- [6] Borisevich V.D., Potanin E.P., Whichello J. // J. Fluid Mech. 2017. Vol. 829. P. 328–244.
- [7] Горбачев Л.П., Никитин Н.В., Устинов А.Р. // Магнит, гидродинамика. 1974. № 4. С. 32–43.
- [8] Розен А.М. Теория разделения изотопов в колоннах. М.: Атомиздат, 1960. 438 с.