

Разработка модельного источника ионов свинца для задач плазменной сепарации отработанного ядерного топлива

© Н.Н. Антонов, Н.А. Ворона, А.В. Гавриков, А.А. Самохин, В.П. Смирнов

Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия
e-mail: antonovnickola@gmail.com

(Поступило в Редакцию 22 апреля 2015 г.)

Для решения задач, связанных с разработкой метода плазменной сепарации отработанного ядерного топлива (ОЯТ), необходимы плазменные источники модельных веществ. В качестве вещества, моделирующего кинетику и динамику тяжелой компоненты ОЯТ, был выбран свинец. В настоящей работе представлены результаты исследования разряда в парах свинца с концентрацией $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Ионизация осуществлялась электронным пучком (энергия электронов до 500 eV) в сантиметровой промежутке между плоскими электродами. Разряд был промоделирован в рамках гидродинамического и одночастичного приближений. Были получены вольт-амперные характеристики и эффективности однократной ионизации в зависимости от концентрации паров и тока термоэлектронов. Экспериментально получены токи ионов в сотни μA при эффективности ионизации на уровне десятых долей процента, что согласуется с результатами моделирования.

Введение

Энергетическая стратегия России кроме прочих составляющих предполагает развитие ядерной энергетики. В связи с этим заявляют о себе такие проблемы как: неполное вовлечение ресурсов в топливный цикл, дефицит природного урана, связанная с хранением и транспортировкой радиоактивных отходов экологическая нагрузка на окружающую среду. Для их решения необходимы эффективные технологии переработки отработанного ядерного топлива (ОЯТ) и радиоактивных отходов (РАО). В настоящее время в основном используются водно-экстракционные методы переработки, характерным недостатком которых является появление большого количества дополнительных радиоактивных отходов в жидкой форме. Стоит отметить, что существующие производственные мощности могут обеспечить переработку не более 10% отработанного топлива, выгружаемого из реакторов. В связи с этим задача разработки альтернативных технологий переработки ОЯТ и РАО является задачей крайней необходимости. На сегодняшний день среди разрабатываемых химических методов можно выделить газофторидный и пироэлектрохимический [1]. Также в последнее время активно исследуется возможность применения для технологий переработки ОЯТ и РАО не менее многообещающих плазменных методов разделения веществ [2–6]. В отличие от электромагнитных способов сепарации плазменные подходы обеспечивают движение ионов в условиях скомпенсированного объемного заряда [2], что снимает ограничение на величину ионного тока и позволяет достигать производительностей промышленного уровня. В качестве ориентированного количества ОЯТ, нуждающегося в переработке, разумно принять характерную массу топлива, ежегодно потребляемого одним реактором, что

составляет около 20 т в год [6] (для реактора тепловой мощностью 3 GW). Важной научно-технической задачей, возникающей при разработке плазменной технологии переработки ОЯТ и РАО, является создание производительного источника, обеспечивающего перевод конденсированного вещества в плазменное состояние. Одним из возможных путей решения данной задачи является применение диффузной вакуумной дуги [7]. Однако для отработки на экспериментальной установке самого метода плазменной сепарации [2] требуются плазменные источники модельных веществ с малой производительностью, обеспечивающие ионные токи порядка нескольких сотен микроампер. Результаты разработки именно такого источника представлены в настоящей работе. В качестве рабочего вещества использовался свинец, так как обладая большой атомной массой (207.2 а.е.м.), он позволяет промоделировать динамику тяжелой компоненты ОЯТ. Ионизация осуществлялась низкоэнергетичным электронным пучком.

1. Расчетно-теоретическая модель разряда в парах свинца

В разд. 1 представлены результаты моделирования разряда в парах свинца с концентрацией $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ в промежутке между двумя плоскими электродами. Катод представляет собой раскаленный эмиттер электронов. Расстояние между электродами принимается равным $d = 1 \text{ cm}$ и разность потенциалов не превышает значения 500 V (т.е. потенциал катода $U_K = \varphi(x = 0) = 0 \text{ V}$, а потенциал анода $U_A = \varphi(x = d) = 500 \text{ V}$). Пары свинца инжектируются в пространство между электродами с температурой $T_a = 0.1 \text{ eV}$.

В качестве первого шага рассмотрим случай, в котором влиянием образующихся ионов на протекающие

процессы можно пренебречь. Зависимость потенциала $\varphi(x)$ от координаты x в межэлектродном пространстве может быть записана следующим образом [8]:

$$\varphi(x) = \left(\frac{9\pi\sqrt{m}}{\sqrt{2e}} J_e \right)^{2/3} x^{4/3}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, m — масса электрона.

Фиксируя разность потенциалов на электродах U и расстояние d между ними, находим

$$\frac{U^{3/4}}{d} = \sqrt{\frac{9\pi\sqrt{m}}{\sqrt{2e}} J_e},$$

что позволяет получить из (1) выражение для напряженности электрического поля $E(U, \varphi)$ в виде:

$$E(U, \varphi) = 4/3 \frac{U^{3/4} \varphi^{1/4}}{d}. \quad (2)$$

Выражение для плотности ионного тока запишем в виде

$$J_i = n_a V_i J_e, \quad (3)$$

где $V_i(U) = \int_0^U (\sigma_i(\varphi)/E(U, \varphi)) d\varphi$, n_a — концентрация атомов свинца в области ионизации и $\sigma_i(\varphi) = \sigma_+(\varphi) + 2\sigma_{+2}(\varphi) + \dots + i\sigma_{+i}(\varphi)$ — полное сечение ионизации свинца с учетом заряда ионов [9].

Эффективность ионизации η — отношение потока ионов, приходящих на катод, к потоку нейтральных атомов, поступающих в межэлектродное пространство, представим в виде

$$\eta = \frac{J_e V_i}{e v_a} = 0.78 \cdot 10^{13} \sqrt{\frac{A}{T_a}} J_e V_i, \quad (4)$$

где $V_i(U) = \int_0^U (\sigma_i'(\varphi)/E(U, \varphi)) d\varphi$, $\sigma_i'(\varphi) = \sigma_+(\varphi) + \sigma_{+2}(\varphi) + \dots + \sigma_{+i}(\varphi)$ — сумма сечений ионизации, v_a — скорость атомов свинца (см/с), T_a — температура паров (еВ), A — атомная масса (amu).

Из выражения (4) видно, что эффективность ионизации не зависит от плотности газа n_a в пространстве между электродами. Для атомов свинца с температурой пара $T_a \sim 0.1$ еВ и при токе $J_e = 5$ мА и $V_i = 5 \cdot 10^{-16}$ см³ $\eta \sim 0.9 \cdot 10^{-3}$.

Если пренебречь начальной энергией направленного движения атомов пара ε_a , то спектральная плотность потока ионов $f_z(\varphi, \varepsilon)$ с зарядом Z в точке с потенциалом $\varphi(x)$, выраженная в А/(см²еВ), определяется интенсивностью ионизации в точке x_0 с потенциалом $\varphi_0 = \varphi(x_0) = \varphi(x) + \varepsilon/Z$:

$$f_z(\varepsilon, \varepsilon) = J_e(U) \frac{n_a \sigma_{+Z}(\varphi + \varepsilon/Z)}{E(U, \varphi + \varepsilon/Z)}, \quad (5)$$

где ε — кинетическая энергия иона в точке x с потенциалом $\varphi(x)$, а σ_{+Z} — сечение ионизации Z -кратных ионов.

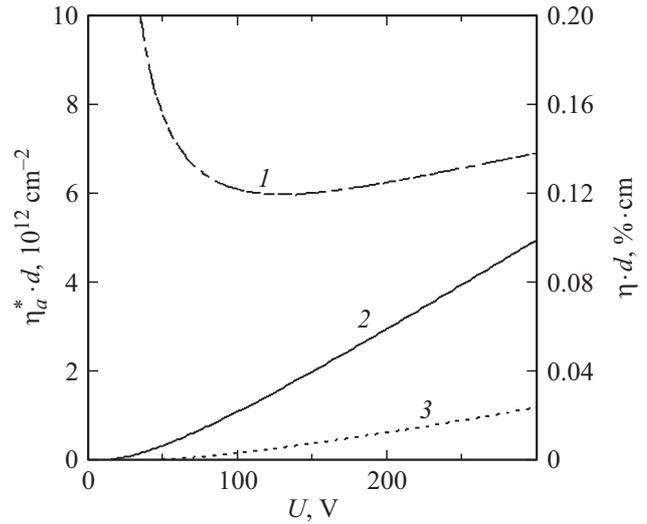


Рис. 1. Пороговая плотность $n_a^* d$ (1), эффективность однократной (2) и двукратной (3) ионизации η (%) d .

Производя интегрирование (5) по энергии, получаем выражение для концентрации Z -кратных ионов в точке с потенциалом $\varphi = \varphi(x)$

$$\begin{aligned} n_z(\varphi) &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M}{2k_B}} \int_0^{Z(U-\varphi)} \frac{f_z(\varphi, \varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} d\varepsilon \\ &= 4.5 \cdot 10^{12} n_a \sqrt{\frac{A}{Z}} J_e(U) \int_{\varphi}^U \frac{\sigma_{+Z}(\varphi_0)}{\sqrt{\varphi_0 - \varphi} E(U, \varphi')} d\varphi_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Влиянием ионов на потенциал можно пренебрегать пока плотность газа много меньше некоторой пороговой плотности n_a^* . Ее величину определяем из равенства полного числа электронов и числа ионов с учетом кратности ионизации в межэлектродном зазоре

$$\begin{aligned} n_a^* &= \frac{1.64 \cdot 10^{-7}}{d\sqrt{A}} \frac{U}{J_e(U)} \left(\sum_Z \sqrt{Z} \int_0^U \frac{d\varphi}{E(U, \varphi)} \right. \\ &\quad \left. \times \left(\int_{\varphi}^U \frac{1}{\sqrt{(\varphi_0 - \varphi)} E(U, \varphi_0)} d\varphi_0 \right) \right) - 1. \end{aligned}$$

С учетом зависимости сечения ионизации свинца [9] получаем зависимость величины $n_a^* d$, как функции потенциала U (рис. 1). При зазоре между электродами $d = 1$ см величина n_a^* имеет минимум $6 \cdot 10^{12}$ см⁻³. На рис. 1 также представлены зависимости эффективности однократной и двукратной ионизации η (%), умноженные на d , от разности потенциалов U в межэлектродном зазоре.

Из рис. 1 видно, что влиянием ионов кратности 2 и более высоких кратностей на протекающие процессы можно пренебречь.

По мере увеличения плотности газа в межэлектродном пространстве резонансная перезарядка оказывает все большее влияние на спектральный состав и плотность ионов. Если предположить, что $j_i(x=0) = J_i \ll J_e$ и $J_e = \text{const}$ во всем межэлектродном пространстве, то выражение для плотности ионного тока примет вид

$$-\frac{dj_i}{dx} = n_a \sigma_{+1}(\varphi) J_e, \quad (7)$$

а спектральная плотность $f_i(\varphi, \varepsilon)$ ($\text{A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{eV})$) и концентрация однократно ионизованных ионов n_i с учетом резонансной перезарядки могут быть записаны в виде

$$f_i(\varphi, \varepsilon) = -\frac{1}{E(x')} \frac{d}{dx'} [j_i(x') \exp(n_a \sigma_{\text{exch}}(x - x'))],$$

$$\varphi(x') = \varphi(x) + (\varepsilon - \varepsilon_a), \quad (8)$$

$$n_i(x) = 4.5 \cdot 10^{12} \sqrt{A} \left\{ -\int_x^d \frac{d}{dx'} [j_i(x') \exp(n_a \sigma_{\text{exch}}(x - x'))] \times \frac{dx'}{\sqrt{[\varphi(x') - \varphi(x)] + \varepsilon_a}} \right\}, \quad (9)$$

где σ_{+1} — сечение ионизации ионов кратности 1. В дальнейших расчетах не учитывалась зависимость сечения резонансной перезарядки однозарядных ионов от энергии, и было принято, что $\sigma_{\text{exch}} = 80 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ [10]. С учетом спектра ионов уравнение для потенциала принимает вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \beta J_e \left(\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{\sqrt{\varphi}} - \int_x^d \exp(n_a \sigma_{\text{exch}}(x - x')) \times \frac{\sigma_+(\varphi(x')) + n_a \sigma_{\text{exch}} V_i(x')}{\sqrt{[\varphi(x') - \varphi(x)] + \varepsilon_a}} n_a dx' \right),$$

$$\beta = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{m_i}{2k_B}} = 0.81 \cdot 10^7 \sqrt{A} \left(\frac{V \cdot eV^{1/2}}{A} \right),$$

где k_B — постоянная Больцмана (erg/eV), m_i — масса иона свинца.

Перейдем к рассмотрению результатов, полученных в ходе моделирования. На рис. 2, *a, b* представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) для плотности ионного тока J_i при концентрациях n_a , равных $1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ и $2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ соответственно.

ВАХ ионного тока, соответствующая конкретному значению тока электронов J_e , оказывается падающей и ограниченной крайней точкой (минимальным напряжением, при котором возможно существование данного тока электронов с учетом компенсации объемного заряда ионами).

Из рис. 2, *a* видно, что численные значения крайних точек ВАХ, полученные при помощи решения системы уравнений (7), (9), (10), при $n_a = 1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ хорошо

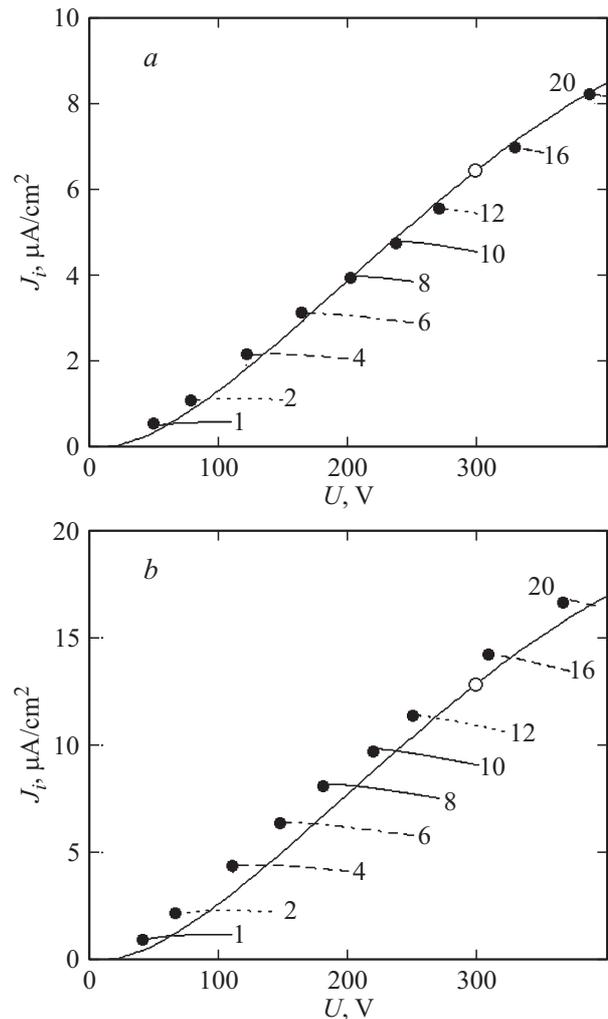


Рис. 2. ВАХ тока ионов J_i в зависимости от тока термоэлектронов J_e — 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20 mA/cm^2 ; *a* — $n_a = 1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$; *b* — $n_a = 2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$. Сплошная линия (○) — соотношение (3), полученное без учета влияния ионов на потенциал $\varphi = \varphi(x)$ в межэлектродном пространстве.

совпадают со значениями, полученными при помощи выражения (3), в котором не учитывается влияние ионов на потенциал $\varphi(x)$. При увеличении концентрации влияние ионов возрастает и различие между численными значениями крайних точек ВАХ и кривой (○) становится все более существенным (рис. 2, *b*).

Анализ ВАХ при дальнейшем увеличении плотности паров свинца и приближении к $n_a = 6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ показал, что в зависимости от величины электронного тока и потенциала реализуется и ионная ($n_e < n_i$, $E(x=d) = E_A = 0$) и электронная ($n_e > n_i$, $E(x=0) = E_K = 0$) ветви разряда (рис. 3). E_A и E_K — напряженность электрического поля на коллекторе и на эмиттере электронов соответственно.

Из рис. 3 видно, что режим ионной ветви реализуется при меньших токах электронов ($J_e < 45 \text{mA}/\text{cm}^2$) и напряжениях ($U < 250 \text{V}$), чем режим электронной ветви.

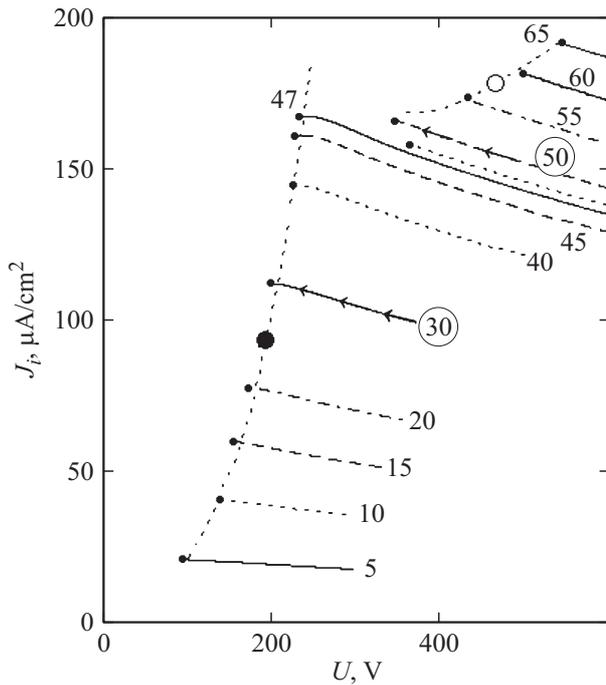


Рис. 3. ВАХ J_i для плотности газа $n_a = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Ионная ветка (●) для $J_e = 5, 10, 15, 20, 30, 40, 45 \text{ mA/cm}^2$. Электронная ветка (○) для $J_e = 47, 48, 50, 55, 60, 65 \text{ mA/cm}^2$.

Зависимости напряженности электрического поля от координаты x в межэлектродном пространстве представлены на рис. 4. На рис. 4, *a* показан случай приближения к ионной ветви (см. рис. 3) вдоль ВАХ, соответствующей току электронов $J_e = 30 \text{ mA/cm}^2$, а на рис. 4, *b* случай приближения к электронной ветви вдоль ВАХ, соответствующей току электронов $J_e = 50 \text{ mA/cm}^2$. Отметим, что ВАХ, соответствующая электронной ветви (○) (рис. 3), составлена из крайних точек ВАХ, рассчитанных с помощью (7), (9), (10).

Из рис. 4, *a* видно, что зависимость напряженности электрического поля в большей части межэлектродного пространства в этом случае близка к линейной, что позволяет выполнить расчеты ионной ветви (кривая (●) рис. 3) при помощи упрощенной теории.

Для этого перейдем к гидродинамическому описанию протекающих процессов. В рамках гидродинамического приближения уравнение для плотности тока J_i остается прежним (7), а средняя энергия ионов и потенциал в межэлектродном пространстве будут иметь вид:

$$-\frac{d\varepsilon_i}{dx} = \frac{d\varphi}{dx} - \left(n_a \sigma_{\text{exch}} + n_a \sigma_{+Z}(\varphi) \frac{J_e}{J_i} \right) (\varepsilon_i - \varepsilon_a),$$

$$\varepsilon_i(d) = \varepsilon_a > 0,$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \beta \left(\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{J_e}{\sqrt{\varphi}} - \frac{J_i}{\sqrt{\varepsilon_i}} \right),$$

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(d) = U. \quad (11)$$

При этом напряженность электрического поля является линейной функцией координаты $E = E_{x=0}(1 - x/d)$ (рис. 4, *a*) и средняя энергия ионов пропорциональна пройденной разности потенциала $\varepsilon_i = k_\varepsilon(U - \varphi)$. Рассмотрение коэффициента k_ε будет приведено далее. В рамках упрощенной теории пренебрежем тепловой энергией потока нейтральных

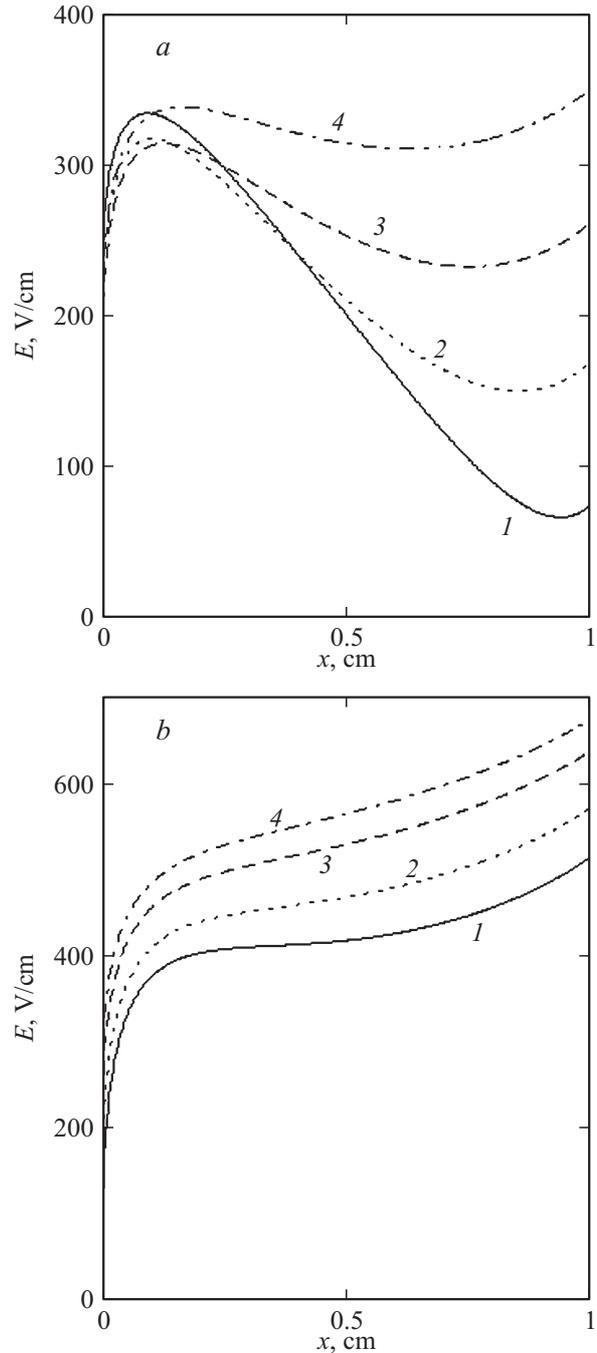


Рис. 4. Пространственное распределение напряженности электрического поля между электродами. Для случая: *a* — ионной ветви $J_e = 30 \text{ mA/cm}^2$, $U_e = 200$ (1), 222 (2), 265 (3), 322 V (4) и *b* — электронной ветви $J_e = 50 \text{ mA/cm}^2$, $U_e = 420$ (1), 468 (2), 527 (3), 563 V (4).

атомов ε_a . Тогда потенциал $\varepsilon = U(x/d)(2 - x/d)$, а плотность тока ионов $j_i = J_i(1 - x/d)$. Из зависимости $E = -2U/d[1 - \varphi/U]^{1/2}$ и (11) следует:

$$J_e n_a d^3 = \frac{4\sqrt{k_\varepsilon}}{\beta} \frac{U^{3/2}}{(1 - \delta_e)\Psi_i},$$

$$\Psi_i = \int_0^1 \frac{\sigma_i(U\xi)d\xi}{\sqrt{1-\xi}}, \quad (12)$$

$$J_i d^2 = \frac{2\sqrt{k_\varepsilon}}{\beta} \frac{U^{3/2}}{1 - \delta_e},$$

$$\delta_e = \frac{\pi}{n_a d} \sqrt{\frac{m_e k_\varepsilon}{m_i}} \Psi_i^{-1} \ll 1, \quad (13)$$

где $\xi = \varphi/U$.

Величина коэффициента k_ε может быть оценена следующим образом. Согласно уравнению для энергии ε_i (11), имеем

$$-\frac{d\varepsilon_i}{dx} = \frac{2U}{d^2}(d-x) - \left(n_a \sigma_{\text{exch}} + \frac{1}{d-x} \right) \varepsilon.$$

Пренебрегая перезарядкой, получим

$$\varepsilon_i = \frac{2U}{3d^2}(d-x)^2 = \frac{2}{3}(U - \varphi), \quad k_\varepsilon = 2/3.$$

Эффективность ионизации на ионной ветке (12, 13) можно выразить через ток J_e и сечение ионизации или через плотность газа n_a и потенциал U :

$$\eta = \frac{J_e d \Psi_i}{2ev_a} = 0.39 \cdot 10^{13} \sqrt{\frac{A}{T_a}} J_e d \int_0^1 \frac{\sigma'_i(U\xi)d\xi}{\sqrt{1-\xi}}$$

$$\equiv 1.93 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{k_\varepsilon}{T_a}} \frac{U^{3/2}}{(1 - \delta_e)n_a d^2}. \quad (14)$$

ВАХ тока J_i , составленная из крайних точек ВАХ, рассчитанных в рамках уравнений (7)–(10) (рис. 3), ложится на линию (●), рассчитанную по уравнению (13) при значении коэффициента $k_\varepsilon = 0.5-0.6$. Зависимость тока J_e и эффективности η генерации однократных ионов от минимального напряжения U_{\min} , при котором возможно существование тока J_e , для ряда значений плотности n_a представлены на рис. 5, *a* и *b* соответственно. На рис. 5, *b* приведено сравнение эффективности ионизации полученной в рамках одночастичного приближения (7)–(10) и упрощенной теории (14).

Подводя промежуточный итог, можно констатировать, что эффективность ионизации при переходе от концентрации n_a от $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ возрастает в 2 раза и достигает значения 0.8% (рис. 5, *b*).

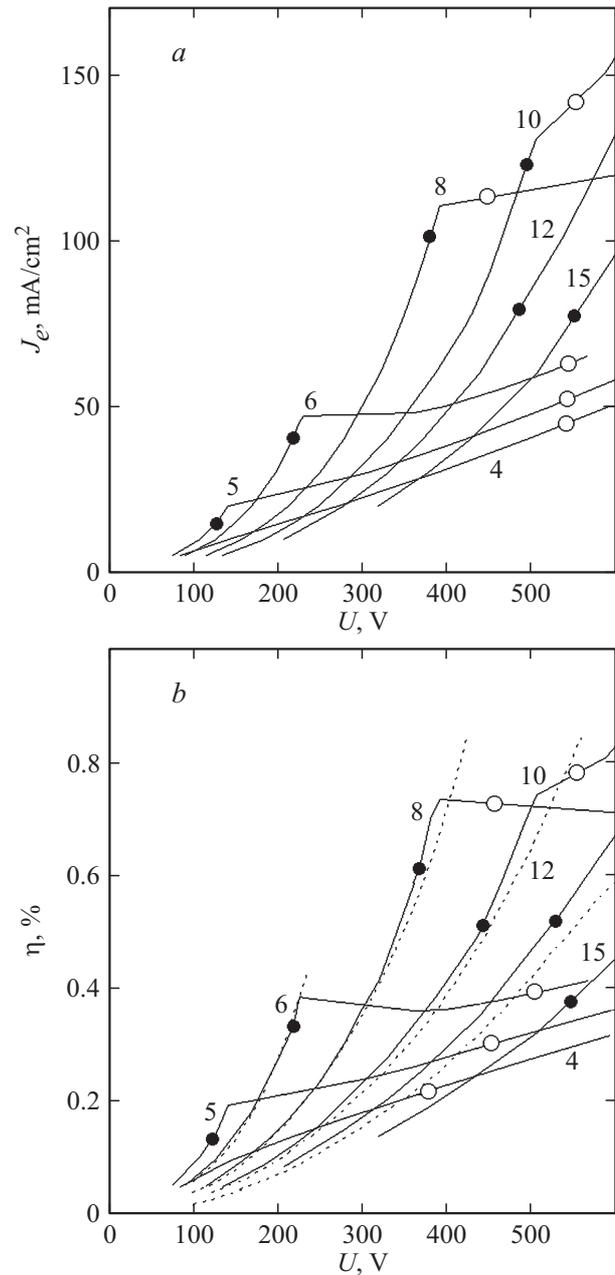


Рис. 5. *a* — плотность тока J_e ; *b* — эффективность однократной ионизации η , отвечающие минимальному напряжению U_{\min} ВАХ ионного тока J_i $n_a = 4$ (4), 5 (5), 6 (6), 8 (8), 10 (10), 12 (12), 15 (15), $\times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. (—) — система уравнений (7–10), (---) — соотношение (14). Аналогично рис. 3 кривые (●) и кривые (○) представляют участки ионной и электронной ветви соответственно.

2. Эксперимент

С учетом результатов моделирования для обработки метода плазменной сепарации был создан источник плазмы и проведено экспериментальное исследование эффективности ионизации паров свинца электронным ударом.

Таблица 1. Сравнение расчетных и экспериментальных данных

| Концентрация, cm^{-3} | $J_e, \text{mA/cm}^2$ | $J_i, \mu\text{A/cm}^2$ (теория) | $J_i, \mu\text{A/cm}^2$ (эксперимент) |
|--------------------------------|-----------------------|----------------------------------|---------------------------------------|
| $1 \cdot 10^{12}$ | ~ 16 | ~ 7 | ~ 10 |
| $2 \cdot 10^{12}$ | ~ 18 | ~ 16 | ~ 17 |
| $6 \cdot 10^{12}$ | ~ 50 | ~ 160 | ~ 130 |

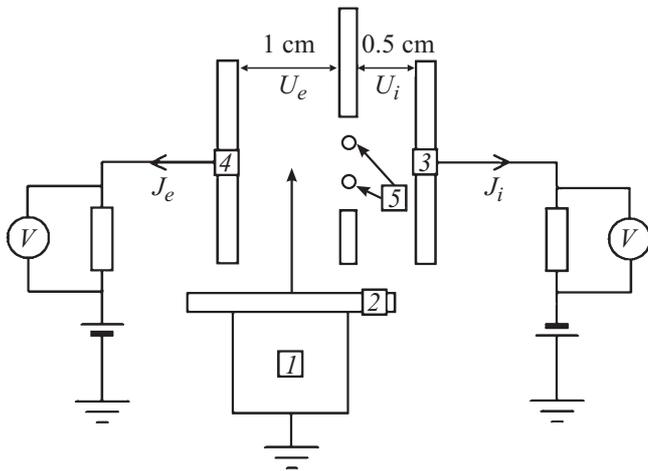


Рис. 6. Схема эксперимента: 1 — испаритель, 2 — диэлектрическая пластина, 3 — коллектор ионов, 4 — коллектор электронов, 5 — термокатод.

Экспериментальный модуль состоит из двух основных частей: испарительной ячейки и блока ионизации. Испарение модельного вещества осуществляется тигельным нагревом. Поток вещества, инжектируемый в область ионизации, формируется с помощью отверстия диаметром 1 mm. Нагрев осуществляется вольфрамовой нитью диаметром 0.3 mm. Максимальная мощность нагревателя 100 W, а максимальное значение температуры внутри испарительной ячейки 1450 K. Ионизационный блок представляет собой систему из трех электродов (эмиттер электронов, коллектор электронов и коллектор ионов). Стоит отметить, что в расчетной модели рассматривалась система, состоящая из двух плоских электродов, а в эксперименте к ним был добавлен дополнительный коллектор, что необходимо для осуществления диагностики количества ионов, образующихся в области разряда. Схема эксперимента представлена на рис. 6. В ходе опытов разность потенциалов между коллектором ионов и эмиттером электронов U_i не превышала значения 150 V, а между коллектором электронов и эмиттером электронов U_e значения в 500 V. Горячий катод представлял собой систему из двух параллельно соединенных вольфрамовых нитей диаметром $200 \mu\text{m}$ и плоской пластины из нержавеющей стали.

Расстояние от отверстия испарителя до области ионизации 1.5 cm. Расстояние от термоэмиссионных нитей до диагностического коллектора ионов 0.5 cm. Буферным газом во всех экспериментах был воздух, оста-

точное давление которого не превышало значения в $1 \cdot 10^{-4}$ Torr. Стоит отметить, что созданная система близка к источникам ионов, разработанных и предложенных Фриманом в 1963 г. [11].

В подготовительной стадии эксперимента фиксировалось значение потенциала электрода U_i и производилось измерение ВАХ диода при остаточном давлении воздуха $1 \cdot 10^{-4}$ Torr (рис. 7). Из сравнения полученной ВАХ вакуумного диода с законом Чайлда-Ленгмюра для случая плоских электродов определялась рабочая площадь анода s , которая составила 1.6 cm^2 .

В основной стадии эксперимента при фиксированных значениях потенциалов U_i и U_e осуществлялся нагрев свинца в испарительной ячейке. В ходе опытов производилась регистрация токов, приходящих на коллекторы

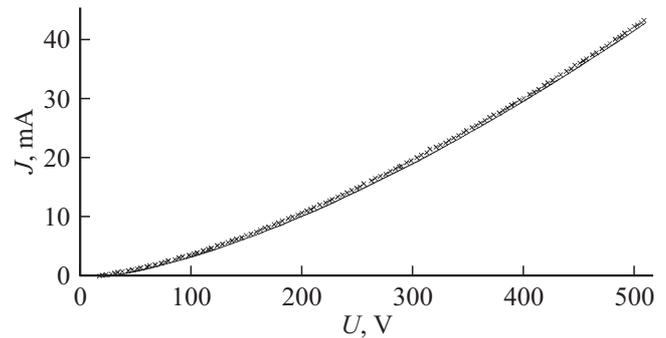


Рис. 7. ВАХ диода при разности потенциалов $U_i = -50$ V. Сплошная линия — закон Чайлда-Ленгмюра для площади плоских электродов $s = 1.6 \text{ cm}^2$.

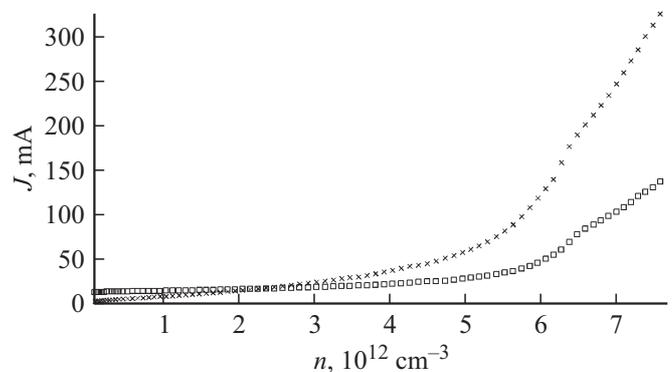


Рис. 8. Экспериментальная зависимость тока ионов (x) и электронов (□) от концентрации паров свинца в области ионизации при $U_e = 350$ V и $U_i = -50$ V. Значение тока ионов увеличено в 1000 раз для удобства представления результатов.

электронов и ионов, а также температуры внутри тигля. На основании данных о температуре внутри испарителя и геометрии эксперимента рассчитывались поток и концентрация вещества, поступающего в межэлектродное пространство.

На рис. 8 представлены типичные результаты экспериментов ($U_e = 350 \text{ V}$ и $U_i = -50 \text{ V}$. Температура внутри испарительной ячейки возрастала от 300 К до 1450 К).

В таблице приведено сравнение экспериментальных результатов (рис. 8) и расчетных данных (рис. 2, 3).

Видно, что экспериментальный и теоретический результаты находятся в хорошем согласовании. Экспериментальное значение эффективности ионизации при концентрации $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, разности потенциалов $U_e = 350 \text{ V}$ и токе электронов $J_e \sim 50 \text{ mA/cm}^2$ составило 0.3%.

Заключение

Для задач, связанных с обработкой метода плазменной сепарации веществ, прежде всего ОЯТ и РАО, выполнено исследование эффективности ионизации паров свинца (концентрация $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) электронным пучком. Построены расчетные модели на базе кинетического и гидродинамического подходов. С их помощью рассчитаны ВАХ ионного тока при различных значениях потоков электронов и атомов, различных энергиях электронов (0–500 eV), найдены распределения плотности ионов в межэлектродном пространстве, найдена максимальная эффективность ионизации в описанных условиях (0.8%). На базе полученных данных были подготовлены эксперименты, которые позволили получить плотности тока ионов свинца до $300 \mu\text{A/cm}^2$ при разности потенциалов между коллектором электронов и эмиттером электронов $U_e = 350 \text{ V}$. При этом оценки эффективности ионизации дают значение около 0.3%. Экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии с предложенными моделями. Достигнутая производительность источника позволяет применить его для экспериментальной обработки метода плазменной сепарации [2].

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

Список литературы

- [1] Лавринович Ю.Г., Бычков А.В. Обращение с отходами неводных методов переработки отработавшего ядерного топлива. Обзор НИИАР. Дмитровград, 2012.
- [2] Смирнов В.П., Самохин А.А., Ворона Н.А., Гавриков А.В. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 6. С. 523–533.
- [3] Litvak A., Agnew S., Anderegg F. // Proc. of the 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. St.-Petersburg, Russia, 2003. ECA Vol. 27A. O-1.6A.
- [4] Юферов В.Б., Егоров А.М., Ильичева В.О., Шарый С.В., Живанков К.И. // Вопросы атомной науки и техники. 2013. № 2 (84). С. 148–151.
- [5] Коробкин Ю.В., Лебедев Н.В., Паперный В.Л. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 6. С. 1–8.
- [6] Zhiltsov V.A., Kulygin V.M., Semashko N.N., Skovoroda A.A., Smirnov V.P., Timofeev A.V., Kudryavtsev E.G., Rachkov V.I., Orlov V.V. // Atom. Energy. 2006. Vol. 101. N. 4. P. 755–759.
- [7] Амиров П.Х., Ворона Н.А., Гавриков А.В. и др. // Тр. МФТИ. 2014. Т. 6. № 1. С. 136–145.
- [8] Смирнов Б.М. Физика слабоионизованной плазмы. М.: Наука, 1972. С. 393.
- [9] Pavlov S.L., Slotskii G.L. // JETP. 1970. Vol. 31. N 1. P. 61–64.
- [10] Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [11] Freeman J.H. // Nucl. Instrum. Meth. 1963. Vol. 22. P. 306–316.