

## Secondary ion-electron emission from both surfaces of thin metal films

V. P. Zhurenko, S. I. Kononenko, V. I. Muratov  
Kharkov National University, Kharkov, Ukraine

V. I. Karas  
Kharkov Physical and Technical Institute, Kharkov, Ukraine

*We studied experimentally the mechanism of SEE induced by fast light ions from the both surfaces of metal foil targets. We measured the coefficient of SEE from the beam entrance ( $\gamma_F$ ) and exit surfaces ( $\gamma_B$ ) of Al, Cu, Ni targets bombarded by  $\alpha$ -particles with the same energy. It was experimentally shown that the coefficient  $R = \gamma_F/\gamma_B$  was estimated to be  $1.69 \pm 7\%$  for the materials under study. Thus, the flux of the energy transferred from fast ions to the medium electrons moving in the forward direction is 1.7 times as much as in the backward direction.*

УДК 621.039

## Оптимизация параметров ионного источника типа ИСП

В. И. Волосов, В. В. Деменев, А. Г. Стешов, И. Н. Чуркин  
Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*Дано описание универсального ионного источника, который предполагается использовать в качестве инжектора в системе нагрева на ионном циклотронном резонансе (ИЦР). Показаны направления возможной оптимизации данного источника.*

Для установки по разделению изотопов методом ИЦР-нагрева, работающей в режиме с «узким» пучком, планируется использовать универсальный ионный источник ИСП в качестве инжектора в системе ИЦР-нагрева [1, 2].

Ионный источник ИСП должен работать в стационарном режиме и давать ионы любого вещества, из которого может быть изготовлен распыляемый катод источника [1]. Требуемый ионный ток в плазменном потоке диаметром  $\sim 60$  мм, формируемом источником, должен быть  $\sim 1$  А. Величина продольной скорости ионов должна обеспечивать оптимальный ИЦР-нагрев, т. е. в зоне этого нагрева ион должен совершить не менее  $A$  оборотов, где  $A$  — атомный номер резонансного иона. Для изотопа гадолиния  $^{157}\text{Gd}$  для антенны длиной 2 м, с магнитным полем 1 Тл это условие дает величину продольной энергии  $\sim 1,2$  эВ. Начальная поперечная энергия ионов должна быть не менее 30—40 эВ, чтобы избежать потерь энергии за счет ион-ионных взаимодействий (нагретый резонансный ион — нерезонансный ион) в начале зоны нагрева. Ниже рассматривается возможность оптимизации параметров этого источника для работы в качестве инжектора в системе разделения изотопов методом ИЦР-нагрева.

### Описание источника

Источник представляет собой коаксиальную аксиально-симметричную систему со стержневым катодом на оси и цилиндрическим анодом, в которой горит  $S$ -разряд в скрещенных радиальном электрическом и аксиальном магнитном полях (рис. 1) [1]. Аксиальное магнитное поле вводится соленоидальными катушками, а радиальное электрическое — торцевыми электродными узлами специальной конструкции.

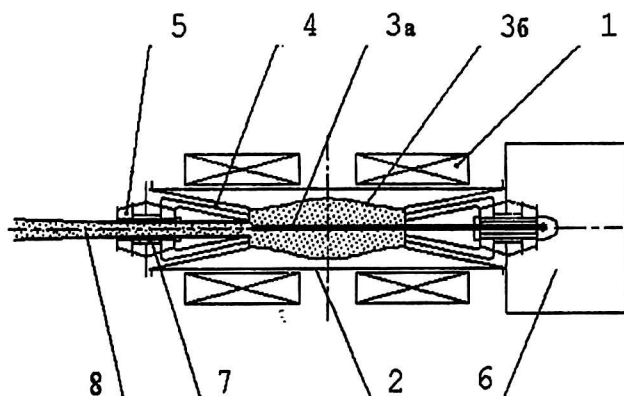


Рис. 1. Конструкция источника:

1 — катушки электромагнита; 2 — вакуумная камера; 3а — внутренний лайнер-катод, 3б — внешний лайнер-анод, 4 — торцевые электроды; 5 — изолятор; 6 — система высоковольтного питания; 7 — выпускной канал; 8 — плазменный поток

$S$ -разряд образуется за счет распыления катода ионами, ранее образовавшимися из материала катода. Первоначально в источнике зажигается газовый разряд, который затем переходит в самоподдерживающийся разряд с ионами металла. За счет принудительного распределения потенциалов на торцевых электродах в прикатодной области существенно снижены радиальные электрические поля, в результате чего получено неравномерное распределение электрического поля по радиусу источника (рис. 2).

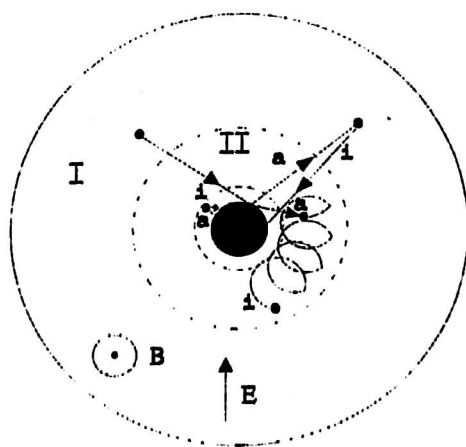


Рис. 2. Основные процессы в источнике:

$E$  — радиальное электрическое поле;  $B$  — аксиальное магнитное поле;  $a$  — распыленный атом;  $i$  — ион металла

Несмотря на то, что прикатодные электроды находятся на потенциале катода, в центральной части источника (см. область II на рис. 2) могут существовать небольшие поля в плазме ( $\sim T_e$ ) из-за "провисания" электрического потенциала. Распыленные атомы (энергия 5—30 эВ) ионизируются в объеме плазмы. Если ион образуется в области I с большими электрическими полями, то он набирает энергию до нескольких килоэлектронвольт, падает на катод и, распыляя его, поддерживает баланс частиц в разряде. Ионы, образующиеся в прикатодной области (II) с малыми электрическими полями, имеют ларморовский радиус, который меньше радиального размера этой области. Из этих замагниченных (или «теплых») ионов в прикатодной области формируется металлическая плазма с плотностью  $\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , часть ее затем вытекает из источника.

### Экспериментальные результаты

Первоначальные исследования источника ИСП проводились в импульсном режиме [1] с катодом из титана диаметром 10 мм и с 50-мм выпускным каналом при магнитном поле 0,8 Тл. При этом разрядный ток в источнике поддерживался емкостным накопителем с характерным временем разрядки до 50 мс и напряжением на разряде до 5 кВ. Первоначально разряд поджигался на газе (водороде), затем переходил в S-разряд.

Основные параметры плазменного потока измерялись при импульсном максимальном разрядном токе 100 А, длительности разряда до 40 мс; S-разряд прекращался при разрядном токе 5 А.

Экспериментально полученные параметры плазменного потока: средняя продольная скорость  $\sim (2-3) \cdot 10^5 \text{ см/с}$  (1—2 эВ), спектр поперечных энергий в диапазоне 20—80 эВ, температура электронов  $\sim 60 \text{ эВ}$ ; полный ионный ток  $\sim 0,6 \text{ А}$ .

Средняя плотность ионов титана  $\sim 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , распределение плотности ионов титана по радиусу неравномерное и спадает от центра ( $1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) к периферии ( $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) [1].

Для выяснения проблем, связанных с переходом в стационарный режим, была проведена модернизация источника. Новая система питания позволяет получать стационарные разрядные токи до 50 А длительностью  $\sim 200 \text{ мс}$  при напряжении на разряде до 5 кВ.

Напуск рабочего газа в объем источника осуществляется импульсным клапаном с регулируемым временем напуска до 1 с.

На модернизированной установке были проведены эксперименты по получению стационарного ионного пучка; в источнике устанавливался молибденовый катод диаметром 20 мм, магнитное поле составляло 0,35 Тл.

Максимальная длительность металлического разряда достигала 0,22 с и ограничивалась временными параметрами систем питания и охлаждения источника. При этом ток разряда оставался устойчивым и стабильным на уровне 45 А при напряжении на плазме 2,5 кВ до конца разряда. Напуск газа ( $\text{H}_2$ ), обеспечивающий зажигание разряда, производился в течение 5—10 мс. При существенно меньшей длительности подачи газа горение разряда было нестабильным, увеличение длительности не влияло на горение разряда. Отключение разряда происходило при отключении основного источника питания, при этом до конца разряда разрядный ток оставался неизменным. В этих экспериментах измерялся полный ток ионов с помощью анализатора, аналогичного описанному в [4, 5]. Полный ионный ток был на уровне 1 А,

плотность тока при усреднении на площадь выпускного канала  $20 \text{ см}^2$  была  $50 \text{ мА/см}^2$ .

Таким образом, эксперименты на модернизированном источнике показали, что при постоянном разрядном токе  $S$ -разряд горит стабильно, и ток ионов из источника постоянен в течение всей длительности разряда.

Можно сделать вывод, что источник работает в стационарном режиме, создавая стабильный пучок ионов с параметрами, близкими к необходимым для установки по разделению изотопов.

### Физические процессы в источнике и возможность оптимизации параметров

Рассмотрим процессы в плазме источника, определяющие основные параметры, которые важны для установки по разделению изотопов, и возможности их оптимизации.

#### 1. Поперечная скорость «теплых» ионов в источнике

Первоначальная энергия иона может быть обусловлена как энергией распяленного атома катода, так и радиальными электрическими полями в прикатоде области.

Поперечная энергия ионов, выходящих из источника, определяется также условиями перехода через магнитную «пробку» и ограничивается радиальным размером выпускного канала. Максимальная энергия ионов соответствует ларморовской окружности, вписанной в промежуток между катодом и выпускным каналом.

Средняя поперечная энергия ионов, по всей видимости, соответствует половине максимального ларморовского радиуса, т. е.  $0,25 W_{\perp \max}$ . Эти предположения подтверждаются экспериментами с импульсным источником [1], где при 50-мм выпускном канале максимальная энергия составила  $\sim 100 \text{ эВ}$ , а средняя энергия — в диапазоне  $20\text{—}50 \text{ эВ}$

$$W_{\perp} = \frac{e^2 H^2 \rho_L^2}{2m_A c^2} = \frac{m_H \omega_H^2 \rho_L^2}{2A}$$

Оценим максимальные поперечные энергии «теплых» ионов для различных материалов, диаметр выпускного канала  $61 \text{ мм}$ , магнитное поле  $1,0 \text{ Тл}$ :

$A$ , а.е.	$W_{\perp}$ , эВ
48.....	230,4*
102.....	108,4
112.....	98,7
130.....	85,1
157.....	70,4
203.....	54,5

\* Для  $Ti A = 48$  а. е. при параметрах импульсного эксперимента эта оценка дает  $\sim 100 \text{ эВ}$ .

#### 2. Продольная скорость ионов в источнике

Среднюю продольную энергию  $W_{\parallel}$  в источнике можно оценить из соотношения:

$$W_{\parallel} = W_{\perp} \cdot \tau_{cx} / \tau_{ii},$$

где  $W_{\perp}$  — средняя поперечная энергия этих ионов;

$\tau_{cx}$  — время жизни иона, определяемое процессом перезарядки;

$\tau_{ii}$  — характерное время ион-ионного рассеяния при энергии ионов  $\sim W_{\perp}$ .

Это соотношение получено в предположении, что  $\tau_{cx} \ll \tau_{ii}$ , и с учетом того, что «теплый» ион рождается с продольной энергией, равной нулю. Небольшая поправка к начальной скорости иона может существовать за счет начальных продольных скоростей распыленных атомов, но в данной оценке она не учитывалась. Поперечная энергия иона определяется напряженностью электрического поля в точке «рождения» иона

$$\tau_{ii} = 2,5 \cdot 10^6 (A/2)^{1/2} T_i^{3/2} / n_i \text{ при } n_i \approx 10^{12} \text{ см}^{-3},$$

$$\tau_{cx} = 1/n_0 < \sigma V_i >_{cx}, \quad V_i = 10^6 \sqrt{2/A} \sqrt{W_{\perp i}}, \text{ соответственно;}$$

$$W_{\parallel} = W_{\perp} \tau_{cx} / \tau_{ii} = \sigma_{cx} 10^6 \sqrt{2/A} \sqrt{W_{\perp i}} (n_i / 2,5 \cdot 10^6 \sqrt{A/2} W_{\perp i}^{3/2}) = \\ = (n_i / n_0) (1/2,5 \cdot 10^{12}) (1/\sigma_{cx} W_{\perp i}).$$

Оценки продольной энергии для ряда материалов при  $W_{\perp} = 0,5 W_{\perp \max}$ , определяемой выше для  $W_{\perp}$ , следующие:

A, а.е.	$W_{\perp}$ , эВ
48 .....	1,0*
102 .....	5,9
112 .....	1,4
130 .....	0,7
157 .....	1,1
203 .....	1,9

\* Для титана продольная энергия оценивалась при  $W_{\perp} \sim 100$  эВ (выпускной канал 50 мм).

### 3. Условия ухода ионов из источника и формирование энергетического спектра

При переходе через магнитную «пробку» происходит перекачка между поперечной и продольной энергиями, при этом следует учитывать влияние центрального дрейфа и амбиполярного потенциала.

Условие удержания ионов прикатодной области в магнитной ловушке имеет вид

$$V_{\parallel}^2 \leq V_{\perp}^2 (R - 1) + V_E^2 (R - 1/R) - 2e\phi / m_i;$$

с другой стороны, это же условие для электронов:  $V_{\parallel}^2 \leq V_{\perp e}^2 (R - 1) + 2e\phi / m_e$ .

Для нахождения величины продольной скорости ионов, уходящих из источника, учтем следующие условия:

- характерное время ухода теплых ионов из источника порядка  $1/\omega_i \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$  с. Это условие определяется тем, что значительная доля ионов (>50 %) уходит не через пробку, а ускоряется и падает на катод за время менее одного ларморовского оборота;

- характерное время ухода электронов из источника ( $\tau_{e\Sigma}$ ) равно времени ухода теплых ионов ( $1/\omega_i$ ) в силу квазинейтральности плазмы. Время возврата электронов к магнитной пробке (или полное время пролета через

магнитную ловушку)  $\tau_e = L/V_{e\parallel}$ , где  $L \approx 100$  см,  $V_{e\parallel} = 3,2 \cdot 10^8$  см/с, ( $W_{e\parallel} = 1/2 T_e \approx 30$  эВ;  $T_e = 60$  эВ);  $\tau_e = 0,3 \cdot 10^{-6}$  с. Здесь  $L$  — путь электрона в источнике от пробки к той же пробке.

Сопоставление этих времен указывает на то, что барьерный потенциал, удерживающий электроны в ловушке, составляет доли электронной температуры; электрон должен совершить не более 3—4 колебаний (и отражений от электростатического барьера в магнитной пробке) за время жизни в ловушке. Для более аккуратной оценки величины электростатического барьера следует учитывать ряд факторов:

- электроны образуются в источнике с нулевой начальной энергией в процессе ионизации нейтральных атомов;
- набор энергии электроном происходит по двум каналам: кулоновские электрон-электронные столкновения и стохастический нагрев в ВЧ-полях, создаваемых быстрыми ионами. Второй процесс является основным, который нагревает электроны, поэтому можно предполагать, что он определяет процесс набора энергии электроном во времени. В этом случае набор энергии в начале нагрева может быть более медленным, чем в конце. Энергию электронов, начиная с которой идет стохастический нагрев, найдем из условия равенства характерного времени электрон-электронных кулоновских столкновений ( $\tau_{ee}$ ) и характерного времени жизни электрона в источнике:

$$\tau_{ee} = \tau_{e\Sigma} \text{ или } 2,3 \cdot 10^{-8} T_e^{3/2} \text{ с} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \text{ откуда } T_e \approx 16 \text{ эВ } (W_{\parallel} \approx 8 \text{ эВ}).$$

Таким образом, электрон может приобрести энергию за счет стохастического нагрева за одно-два прохождения области разряда, намного превышающую высоту барьера, и выйти из источника с этой энергией, иными словами, барьерный потенциал может быть в несколько раз меньше, чем энергия уходящих электронов.

В рассматриваемом случае, при  $V_{\perp} \approx V_E$  и  $R \ll 1$  это условие ухода ионов из ловушки упрощается:

$$V_{\parallel}^2 \approx 2v_{\perp}^2(R-1) - 2e\phi / m_i \text{ или } W_{\parallel} \approx 2W_{\perp}(R-1) - 2e\phi.$$

Подставляя  $R-1 \approx 0,1$ ,  $W_{\perp} = 50-70$  эВ и  $2e\phi \approx 10-12$  эВ, получаем, что с точностью  $\pm(1-2)$  эВ теплые ионы уходят из источника, не испытывая ни ускорения, ни замедления, т. е. продольная энергия ионов за пробкой практически совпадает с их продольной энергией в центре источника.

Как видно из приведенных оценок,  $W_{\parallel}$  в «пробке» много меньше, чем  $W_{\perp}$ , поэтому величину  $W_{\parallel}$  в области ИЦР-нагрева можно изменять (увеличивать) за счет перестройки пробочного отношения между «пробкой» и этой областью. Для реализации этого доускорения ионов магнитное поле в «пробке» делается на несколько процентов больше, чем в области ИЦР-нагрева, что позволяет регулировать величину  $W_{\parallel}$  в широких пределах.

### Выводы

1. Экспериментально продемонстрирована работоспособность источника ИСП в квазистационарном режиме до 0,25 с.
2. Построена теория, объясняющая основные параметры источника ИСП (продольная и поперечная скорости ионов в пучке). Это позволяет прогнозировать параметры и величины для ионов с любым атомным номером.
3. Предложен метод регулирования продольной энергии ионов в зоне нагрева, позволяющий оптимизировать этот параметр.

### Литература

1. *Churkin I. N., Volosov V. I., Steshov A. G.* Universal metal ion source // Review of Scientific Instruments, 1998. V. 69. № 2. P. 822—824.
2. *Волосов В. И., Котельников И. А., Чуркин И. Н., Кузьмин С. Г., Стешов А. Г., Тимофеев А. В.* Установка для разделения изотопов методом ИЦР-нагрева // Атомная энергия. 2000. Т. 88. Вып. 5. С. 370—378. Май.
3. *Муромкин Ю. А.* Разделение изотопов в плазме с помощью ионно-циклотронного нагрева // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. 1991. Т. 12. С. 83—110.
4. *Волосов В. И., Стешов А. Г., Чуркин И. Н.* Анализатор параметров ионной компоненты замагниченного плазменного потока // ПТЭ. 1998. № 4. С. 94—97.
5. *Churkin I. N., Volosov V. I., Steshov A. G.* Ion energy spectra analyzers for magnetized plasma. Review of Scientific Instruments. 1999. V. 70. № 10. P. 3930—3933. October.

## Optimization of parameters of an ionic radiant such as ISP

*V. I. Volosov, V. V. Demenev, A. G. Steshov, I. N. Churkin*

Budker's Institute for Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia

*The universal ionic radiant is circumscribed. It is supposed to be utilized as an injector in the system of heating on a ionic cyclotron resonance. The directions of possible optimization of this radiant are defined.*