

ния работы генератора. В режиме on line обеспечивается заполнение паспорта пуска, запуск измерительных циклов, вычисление значения A_j или F_j (в зависимости от цели эксперимента) для одного нуклида, а также вывод на телевизионный монитор номера измерительного цикла, количества импульсов, зарегистрированных в этом цикле счетчиком, значений A_j (или F_j) и приращения ΔA_j (ΔF_j).

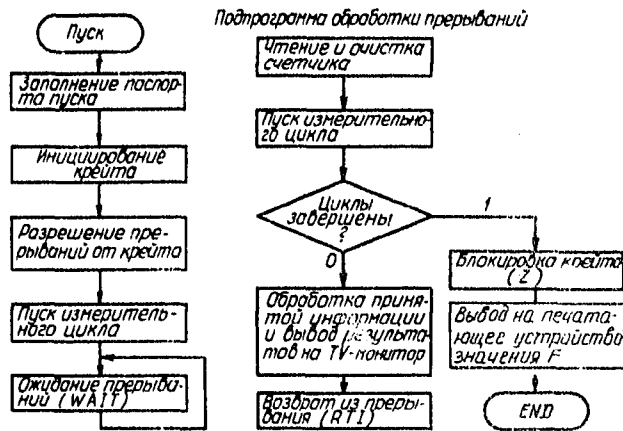


Рис. 3. Структурная схема программного обеспечения измерительной системы

Используя эту информацию, оператор имеет возможность выбирать оптимальный режим работы нейтронного генератора и в случае необходимости прекращать облучение при достижении определенных значений A_j (F_j) или ΔA_j (ΔF_j), служащих критерием оценки эффективности облучения. В процессе сбора экспериментальных данных осуществляется накопление массива $\{N_i\}$. После завершения облучения на печатающее

устройство выводится значение относительного флюенса F .

Дополнительная обработка полученных результатов связана с расчетом погрешностей $A(F)$. Если одновременно облучается несколько типов детекторов, то после изменения значения постоянной распада (вводится с клавиатуры микро-ЭВМ) производится расчет $A(F)$ и погрешностей их определения для образцов каждого типа.

Программа составлена на машинном языке макро-ассемблера микро-ЭВМ ДЗ-28 и занимает объем памяти около 1,5 кбайт.

Таким образом, предложенная автоматизированная система позволяет в процессе работы генератора оперативно получать требуемую информацию об изменении активности облучаемых образцов или росте флюенса нейтронов, которая может быть использована оператором для оптимизации режима работы генератора. Применение автоматизированной системы дает возможность повысить качество проведения исследований и увеличить ресурс тритий-титановых мишеней, а также сократить время и затраты на обработку результатов измерений. Используемая методика обеспечивает учет колебаний выхода нейтронов генератора с погрешностью около 1%, что удовлетворяет существующим требованиям.

Список литературы

1. Кацауров Л.Н., Кузнецов А.Н. К вопросу о падении выхода нейтронов с тритиевых мишеней. — Атомная энергия, 1966, вып. 5, т. 21, с. 390 — 393.
2. Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. Материалы I Всесоюзной школы. Т. 1. М.: ВНИИФТРИ, 1976.

УДК 539.12.03:621.384.8

О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ "ЗАКОНА СТЕПЕНИ 3/2" ПРИ РАСЧЕТАХ ЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ

Е.П. Голубков, Л.А. Латышев, А.Г. Милешкин, В.А. Обухов

На основе аналитического решения самосогласованной задачи о протекании ионного тока через ускоряющий промежуток эмиттер — вытягивающий электрод плоской конфигурации с учетом начальных скоростей заряженных частиц показано, что "закон степени 3/2" с достаточной точностью описывает картину протекания тока заряженных частиц через ускоряющий промежуток только в том случае, если приведенный потенциал на вытягивающем электроде $(-w_{1\text{мин}}) > 1000$. Для случаев, когда $250 < (-w_{1\text{мин}}) < 1000$, предложена новая закономерность, позволяющая анализировать работу межэлектродного промежутка с не меньшей точностью.

Ускоряющие промежутки эмиттер — вытягивающий электрод электродных систем источников ионов обычно рассчитывают с использованием "закона степени 3/2", который определяет токовую пропускную способность плоского промежутка и описывает его вольт-амперную характеристику. Однако "закон степени 3/2" выведен в предположении нулевых начальных скоростей эмиттируемых частиц. Поскольку в действи-

тельности заряженные частицы испускаются эмиттирующими электродами с начальными скоростями, отличными от нулевых, этот закон является приближенным и его точность зависит от соотношения между той энергией, которую частица с зарядом e приобретает в "тянущем" поле $V_{1\text{мин}}$ промежутка, и ее начальной тепловой энергией, т.е. от наименьшего значения приведенного потенциала w_1 .

Для того чтобы определить, насколько точно "закон степени 3/2" описывает работу рассматриваемого ускоряющего промежутка в конкретных условиях его функционирования, надо иметь возможность сравнить вольт-амперную характеристику промежутка, представленную "законом степени 3/2", с точной вольт-амперной характеристикой, полученной для условия ненулевых начальных скоростей эмиттируемых частиц. Такая вольт-амперная характеристика для плоского ускоряющего промежутка протяженностью l с одним эмиттирующим электродом может быть получена расчетным путем*:

$$K = \int_{w_{1 \text{ мин}}}^0 dw/l \sqrt{\Phi(-w)}, \quad (1)$$

где

$$K = 4\pi^{3/4} \epsilon N^{1/2} m^{1/4} l / 2^{3/4} k^{3/4} T^{3/4};$$

N — удельный поток ионов с эмиттера; m — масса иона; $w_{1 \text{ мин}} = e(V_1)_{\text{мин}}/kT$ — наименьшее значение приведенного потенциала на вытягивающем электроде, обеспечивающее полное пропускание тока ионов с эмиттера через промежуток;

$$\Phi(-w) = e^{-w} [1 - \theta(\sqrt{-w})] - [1 - (2/\sqrt{\pi})\sqrt{-w}],$$

причем $0 \leq (-w) \leq \infty$, $\theta(\sqrt{-w}) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^{\sqrt{-w}} e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятности.

Для того чтобы в обозначениях соотношения (1) записать "закон степени 3/2", необходимо прежде всего преобразовать подынтегральную функцию $\Phi(-w)$ в соответствии с требованием $(-w) \rightarrow \infty$, а затем в правой части выражения (1) произвести интегрирование в указанных пределах:

$$K = \int_{w_{1 \text{ мин}}}^0 [dw/l \sqrt{\Phi(-w)}] = \int_{w_{1 \text{ мин}}}^0 dw/l [(2/\sqrt{\pi})\sqrt{-w}]^{1/2} = (4\pi^{1/4}/3\sqrt{2})(-w_{1 \text{ мин}})^{3/4}.$$

Для удобства записи правую часть выражения (1) обозначим через $\psi(-w_{1 \text{ мин}})$. "Закон степени 3/2" с требуемой степенью точности Δ_1 , выраженной в %, будет отображать действительную картину работы промежутка, если

$$\Delta = \left\{ \left[\psi(-w_{1 \text{ мин}}) - (4\pi^{1/4}/3\sqrt{2})(-w_{1 \text{ мин}})^{3/4} \right] / \psi(-w_{1 \text{ мин}}) \right\} \times 100 \leq \Delta_1. \quad (2)$$

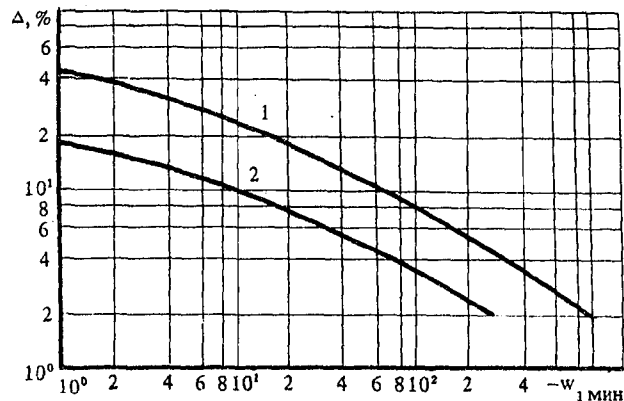
Построив зависимость $\Delta(-w_{1 \text{ мин}})$ и приняв $\Delta_1 = 2\%$ (что соответствует погрешности определения плотности тока не более 4%), можем найти, как это видно

* Бурман В.Р. Прохождение термоионического тока между плоскими электродами в пустоте. — Журн. рус. физ.-хим. об-ва, 1919, т. 51, вып. 1 — 8, с. 289 — 311.

из рисунка, то значение $(-w_{1 \text{ мин}})$, начиная с которого "закон степени 3/2" удовлетворительно описывает функционирование ускоряющего промежутка:

$$(-w_{1 \text{ мин}}) \geq \sim 1000. \quad (3)$$

Однако рабочие значения $(-w_{1 \text{ мин}})$ ускоряющих промежутков могут и не отвечать требованию (3). При-



Зависимость погрешности Δ при использовании "закона степени 3/2" (кривая 1) и предложенной закономерности (кривая 2) от приведенного потенциала $(-w_{1 \text{ мин}})$ на вытягивающем электроде

менительно к случаям, когда $(-w_{1 \text{ мин}}) < 1000$, желательно наряду с точным решением уравнения (1) иметь более простые для практических расчетов соотношения. Такая зависимость получена для некоторых "средних" значений $(-w_{\text{ср}})$ посредством введения в подынтегральную часть выражения (1) вместо функции $\Phi(-w)$ аппроксимирующей функции

$$\Phi(-w)_{\text{аппр}} = (2/\sqrt{\pi}) [(-w) + (\pi/4)]^{1/2} - 1.$$

При этом после интегрирования выражение (1) преобразуется к виду

$$K = \int_{w_{1 \text{ мин}}}^0 [dw/l \sqrt{\Phi(-w)}] = \int_{w_{1 \text{ мин}}}^0 dw/l \left\{ (2/\sqrt{\pi}) \times [(-w) + (\pi/4)]^{1/2} - 1 \right\} = (2\sqrt{2} \pi^{1/4}/3) \left\{ [(-w_{1 \text{ мин}}) + (\pi/4)]^{1/2} + \sqrt{\pi} \right\} \left\{ [(-w_{1 \text{ мин}}) + (\pi/4)]^{1/2} - (\sqrt{\pi}/2) \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

В целях установления границ применимости соотношения (4) по аналогии с (2) запишем

$$\Delta = \left\{ \left[\psi(-w_{1 \text{ мин}}) - (2\sqrt{2} \pi^{1/4}/3) \left\{ [(-w_{1 \text{ мин}}) + (\pi/4)]^{1/2} + \sqrt{\pi} \right\} \left\{ [(-w_{1 \text{ мин}}) + (\pi/4)]^{1/2} - (\sqrt{\pi}/2) \right\}^{1/2} \right] / \psi(-w_{1 \text{ мин}}) \right\} \times 100 \leq \Delta_1.$$

Если, как и раньше, принять $\Delta_1 = 2\%$, можно определить (см. рисунок, кривую 2) то значение $(-w_{1\text{мин}})$, начиная с которого соотношение (4) является справедливым:

$$(-w_{1\text{мин}}) \geq \sim 250,$$

или с учетом выражения (3) границы, в которых рационально использовать соотношение (4), выглядят следующим образом:

УДК 539.12.03:621.384.8

АНАЛИЗ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ ЛИТИЯ С ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ НА РЕНИИ В РЕЖИМЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ В ОБЪЕМЕ

Е.П. Голубков, Л.А. Латышев, А.Г. Милёшкин, В.А. Обухов

Проведен теоретический анализ процесса ионизации лития в источнике ионов с поверхностной ионизацией на рении в режиме, характеризующемся тем, что процессы поверхностной ионизации на стенках и электронной эмиссии со стенок каналов ионизатора сочетаются с явлением термоионизации в объеме. Показано, что режим термической ионизации в объеме, в определенных пределах расхода лития через источник, может оказаться конкурентоспособным (по уровню значений степени ионизации и плотности тока) по отношению к режиму отсутствия ионообразования в объеме.

Режим термической ионизации в объеме, предложенный в работе [1], сочетает процессы поверхностной ионизации на стенках и электронной эмиссии со стенок каналов ионизатора с явлением термоионизации в его объеме. Его можно рассматривать как один из возможных плазменных режимов работы источника ионов лития с поверхностной ионизацией на рении при высокой степени взаимной компенсации пространственных зарядов ионов и электронов в объеме каналов ионизатора.

Режим термической ионизации в объеме характеризуется "трапециевидной" формой распределения поля заряженных частиц — ионов и электронов — по ширине канала (рис. 1). При этом в центральной части канала a_0 , отделенной от стенок переходным слоем a_c , устанавливается объемное термодинамическое равновесие и образуется плазма, концентрации ионов и электронов в которой примерно равны:

$$n_i \approx n_e.$$

Переходный слой a_c у стенок канала представляет собой двойной электрический слой с разностью потенциалов V_m . Его глубина имеет тот же порядок, что и радиус Дебая r_D :

$$a_c \approx K r_D, \quad (1)$$

где $10 > K \geq 1$ (в расчетах первого приближения $K = 1$).
Физическая сущность возникновения скачка потен-

$$\sim 250 \leq (-w_{1\text{мин}}) < 1000. \quad (5)$$

В случае меньших значений приведенного потенциала $(-w_{1\text{мин}})$ при анализе работы ускоряющих промежутков следует использовать только точное решение уравнения (1). В заключение необходимо отметить, что начальные скорости частиц могут быть и больше тепловых в силу предускорения частиц; полученные ограничения (3), (5) при этом остаются в силе.

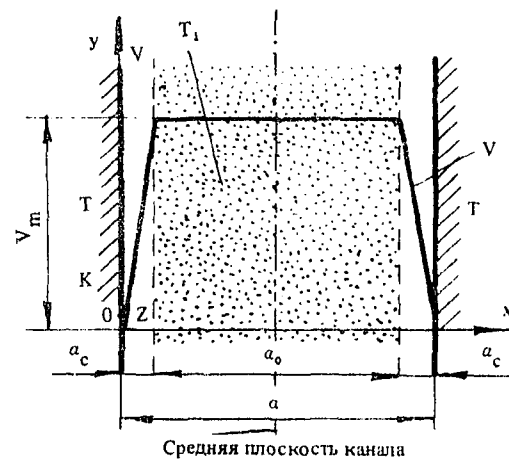


Рис. 1. Распределение поля заряженных частиц в канале щелеобразной формы

циала V_m состоит в том, что в стационарном режиме встречные потоки частиц, поступающие из центральной части объема канала на стенку и обратно отдельно для ионов и электронов, должны быть равны. Однако следует иметь в виду, что потоки ионов и электронов со стенки в объем, полностью характеризующиеся условиями на стенке, описываются уравнениями Саха — Ленгмюра и Ричардсона — Дешмана соответственно и не зависят от степени ионизации газа в объеме канала. Что же касается процессов ионизации в объеме канала, то они подчиняются формуле Саха для степени термической ионизации газов и в свою очередь не зависят от усло-