

УДК 533.933; 537.533

Оценка энергетического спектра ионно-электронной эмиссии в радиоизотопном источнике тока

В. М. Балебанов, Н. С. Ерохин, Л. А. Михайловская
Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Описана практическая модель процесса возбуждения ионно-электронной эмиссии, индуцированной в радиоизотопном источнике тока потоком быстрых ионов. При этом учитываются аппроксимационные формулы для тормозной способности среды и средних длин свободного пробега сверхтепловых электронов относительно неупругих столкновений в веществе эмиттера батареи, а также источник генерации этих электронов и вероятность достижения ими поверхности пленки. Развита модель может быть использована для экспресс-анализа и моделирования взаимодействия быстрых альфа-частиц и сверхтепловых электронов с твердотельной плазмой пленок эмиттера вторично-эмиссионного радиоизотопного источника тока, исследования характеристик слоя эмиссии, в том числе энергетического спектра ионно-электронной эмиссии, глубины выхода сверхтепловых электронов на поверхность пленки, оптимальных условий для индуцированной быстрыми ионами неравновесной электронной эмиссии из металлических и диэлектрических пленок, а также при разработке рекомендаций для проведения экспериментальных исследований по оптимизации технологии создания эмиттера и выполнения ОКР по созданию опытного образца радиоизотопной батареи.

При теоретическом анализе работы вторично-эмиссионного радиоизотопного источника тока, детально описанного в работе [1], одной из основных задач является оценка энергетического спектра $F(\epsilon)$ выходящих из пленок эмиттера электронов с энергией ϵ . Знание функции распределения $F(\epsilon)$ позволяет, в частности, исследовать вольт-амперную характеристику батареи, зависимость выделяемой во внешней нагрузке мощности от параметров системы и др. Поскольку строгие расчеты энергетического спектра ионно-электронной эмиссии (ИЭЭ) оказываются достаточно сложными и трудоемкими [2], а известная феноменологическая теория Штерн-гласса [3] дает оценку только полного выхода ИЭЭ, то имеется необходимость в разработке практической модели ИЭЭ, которая бы позволяла простыми средствами на основе обобщенных данных (экспериментальные измерения и теоретические вычисления) по тормозной способности сверхтепловых электронов (СЭ) и средней длине их свободного пробега выполнять надежные экспресс-оценки энергетического спектра $F(\epsilon)$ для конкретных материалов пленок эмиттера батареи. Решению данной задачи и посвящена настоящая работа.

Вначале практическая модель ИЭЭ формулируется в общем виде. Затем в качестве примера ее приложения дан расчет $F(\epsilon)$ в случае бомбардировки быстрыми ионами пленок меди и золота. При этом учитываются вероятности достижения СЭ поверхности пленки и прохождения ими поверхностного потенциального барьера. Важно отметить, что объем вычислений существенно

сокращается за счет использования аппроксимационных формул для входящих в практическую модель функций, например, средней длины свободного пробега рожденных ионами сверхтепловых электронов и тормозной способности материала пленок эмиттера для СЭ.

Основные уравнения экспресс-модели ионно-электронной эмиссии

Рассмотрим энергетическое распределение выходящих из пленок эмиттера радиоизотопной батареи сверхтепловых электронов при облучении эмиттера потоком быстрых ионов, например, альфа-частиц. В веществе с зарядом атомов Z_i и их плотностью N_i распределение выбитых ионом (на единицу длины пути альфа-частицы) электронов по энергии E описывается согласно [4] формулой

$$\frac{\partial^2 N_e}{\partial x \partial E} = \{4\pi N_i Z_i e^4 Z_{eff}^2 / m_e v_\alpha^2 \times (E + J)^2\} \equiv g(E),$$

где Z_{eff} — эффективный заряд иона;

v_α — его скорость;

J — ионизационный потенциал атомов мишени.

Для сверхтеплого электрона, рожденного с энергией E на глубине z от поверхности пленки, вероятность достичь поверхности, где его энергия вследствие замедления будет равна ϵ , согласно [2, 4], пропорциональна $\exp(-z/\lambda_{in}(E))$, где $\lambda_{in}(E)$ — длина свободного пробега.

Введем обозначение $\tau(\varepsilon)$ для вероятности прохождения сверхтепловым электроном потенциального поверхностного барьера. Для функции пропускания $\tau(\varepsilon)$ в [2] использовалось выражение $\tau(\varepsilon) = 1 - [1 + (\varepsilon/\varphi)]^{-0,5}$, где φ — высота потенциального барьера. Пусть $\chi_e(E)$ — тормозная способность среды для выбитых ионами из атомов пленки сверхтепловых электронов. Тогда спектр эмитированных из пленки электронов с учетом их замедления на пути от точки рождения к поверхности согласно [2, 4] представляется формулой

$$d\Delta / d\varepsilon = \tau(\varepsilon) \int_{\varepsilon}^{E_m} dE [g(E) / \chi_e(E) \times \exp\{-[R(E) - R(\varepsilon)] / \lambda_{in} E\}], \quad (1)$$

$$R(E) = \int_0^E dE' / \chi_e(E').$$

В формуле (1) E_m — максимально возможная энергия выбитого ионом электрона.

Для дальнейшего анализа формулы (1) удобно выражать энергии E , ε — в электронвольтах, тормозную способность $\chi_e(E)$ — в электронвольтах на ангстрем ($\text{эВ}/\text{А}$), а λ_{in} и R — в ангстремах. Выделим также размерностные множители в функциях $g(E)$, $\chi_e(E)$, λ_{in} и R

$$g(E) = g_0 h(E), \quad R(E) = R_0 c(E),$$

$$\chi_e(E) = \chi_0 / a(E), \quad \lambda_{in}(E) = \lambda_0 b(E),$$

где $h(E) = 1/[1 + (E/J)]^2$.

В соответствии с (1) для функции $c(E)$ имеем выражение

$$c(E) = \int_0^E dE' a(E').$$

В итоге спектр эмитированных из пленки электронов записывается в виде $d\Delta/d\varepsilon = \sigma F(\varepsilon)$ с параметром $\sigma = g_0(1 \text{ эВ})/\chi_0$, а функция $F(\varepsilon)$, определяющая форму спектра ИЭЭ, вычисляется по формуле

$$F(\varepsilon) = \tau(\varepsilon) \int_{\varepsilon}^{E_m} dE h(E) a(E) \exp\{-\Lambda[c(E) - c(\varepsilon)] / b(E)\}, \quad (2)$$

где $\Lambda = R_0 / \lambda_0$.

Формула (2) является исходной для конкретных расчетов спектра ИЭЭ, индуцированной прохождением потока быстрых ионов через эмиттер батареи.

Расчет энергетического спектра ИЭЭ

В качестве примера рассмотрим приложение описанной выше модели для вычисления энергетического спектра эмитированных электронов при возбуждении потоком ионов ИЭЭ из пленок меди и золота. Согласно изложенному выше для

выбитых ионами сверхтепловых электронов понадобятся тормозная способность и средняя длина свободного пробега относительно неупругих столкновений в твердотельной плазме. Для этого воспользуемся данными работы [5] и, следуя развитой в [6, 7] методике, получим аналитические аппроксимации для функций $\chi_e(E)$, $\lambda_{in}(E)$ и $R(E)$ в интересующем нас диапазоне энергий сверхтепловых электронов $E < E_m$ с учетом потерь на возбуждение плазмонов. Подставляя затем найденные аналитические аппроксимации в (3), вычисляем энергетический спектр ИЭЭ.

Рассмотрим вначале ионно-электронную эмиссию из медной пленки. В этом случае, согласно результатам работы [6], нужно полагать $\lambda_0 = 1,8$; $\chi_0 = 0,071$; $\Lambda = 7,825$. Для функций $a(E)$, $b(E)$ записываем следующие аппроксимации:

$$a(E) = (E + 2) \cdot (1 + E/52)^{3,9} / [(E + 0,5) \times (0,4 + E/6,75)^{3,2}],$$

$$b(E) = (1 + E/65)^{0,8} \cdot (1 + 2,5/E)^{8,8}. \quad (3)$$

Отметим, что для определения энергетического спектра истинно вторичных электронов в формуле (3) диапазон энергии E достаточно ограничить интервалом $0,3 \leq E(\text{эВ}) \leq 200$. Подставляя (3) в (2), вычисляем спектр эмитированных электронов $F(\varepsilon)$. Результаты расчетов для области энергий эмитированных электронов $0,3 \leq \varepsilon \leq 50 \text{ эВ}$ представлены на рис. 1 для двух вариантов выбора входящей в формулу (2) функции пропускания $\tau(\varepsilon)$: $\tau_1(\varepsilon) = 1 - (1 + 2\varepsilon)^{-0,5}$ (см. кривую 1, рис. 1) и $\tau_2(\varepsilon) = 1 - (1 + 0,5\varepsilon)^{-0,5}$ (см. кривую 2, рис. 1). Из графиков спектра ИЭЭ следует, что в первом случае максимум энергетического спектра $F(\varepsilon)_{\max} = 2,36$ достигается при $\varepsilon = 0,9 \text{ эВ}$, а во втором случае для максимума спектра имеем $F(\varepsilon)_{\max} = 1,05$ при $\varepsilon = 1,3 \text{ эВ}$. Как видим, графики энергетических спектров, эмитированных из медной пленки электронов $F(\varepsilon)$, соответствуют профилю кривых, построенных на основе экспериментальных данных по ИЭЭ [2, 6].

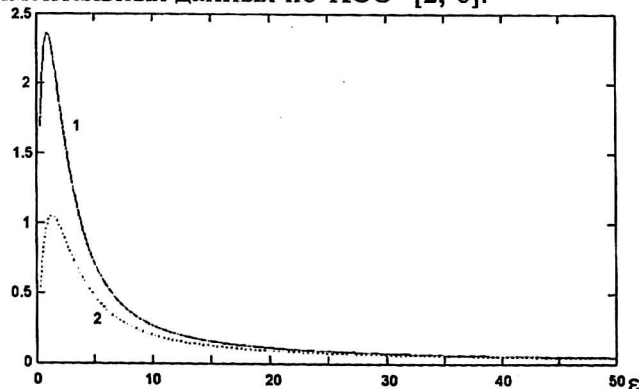


Рис. 1. Спектр ИЭЭ из медной пленки $F(\varepsilon)$ для различных (кривые 1 и 2) функций пропускания: — — — $F_1(\varepsilon)$; $F_2(\varepsilon)$

Рассмотрим теперь энергетический спектр ИЭЭ из пленки золота. В этом случае аппрокси-

мация тормозной способности для сверхтепловых электронов определяется формулой

$$\chi_{Au}(E) = 1,2A1(E)[(0,9 + E)/(21 + E)]^2 \times [22/(1 + 0,01E)]^{0,737}. \quad (4)$$

Корректирующий множитель $A1(E)$ вычисляется по формуле

$$A1(E) = \{1 - 0,75/(1 + 0,2 \cdot [\ln(E/4)]^2)\} \times \{1 + 1,2/(1 + 2 \cdot [\ln(E/37)]^2)\}. \quad (5)$$

График функции (4) представлен на рис. 2. В золоте для средней длины свободного пробега сверхтепловых электронов относительно неупругих столкновений $\lambda_{in}(E)$ получаем выражение

$$\lambda_{in}(E) = 1,138 \cdot 10^3 (1 + E/38)^{2,88} / (0,1 + E)^{2,03}. \quad (6)$$

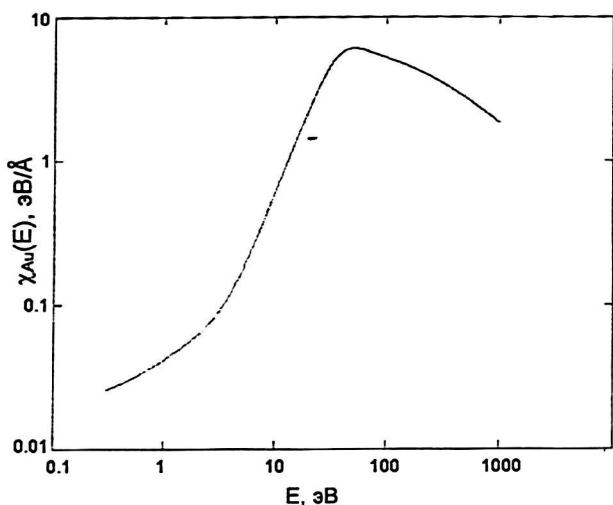


Рис. 2. Тормозная способность СЭ в золоте

График средней длины свободного пробега (6) приведен на рис. 3. С помощью (4), (5) вычисляем пробег $R(E)$. Аналитическая аппроксимация $R(E)$ имеет следующий вид

$$R(E) = [(50 + 0,99E)/(50 + E)]A2(E)A3(E)A4(E), \quad (7)$$

где функции $A2(E)$, $A3(E)$, $A4(E)$ вычисляются по формулам

$$A2(E) = 1 + 0,168/\{1 + 0,9[\ln(E/6,3)]^2\};$$

$$A3(E) = 112 + 0,177(E - 98,4)(1 + 0,001E); \quad (8)$$

$$A4(E) = [5,1/(1 + 65E)] + 0,396 \times [\ln(0,121 + 1,355E)]/(1 + 0,097E^{0,5}).$$

Аппроксимация пробега $R(E)$ выражением (7) с коэффициентами (8) пригодна в области энергии сверхтепловых электронов $E < 200$ эВ, что вполне достаточно для вычисления энергетического спектра медленных эмитированных электронов $\epsilon < 50$ эВ. Зависимость пробега $R(E)$ от энергии электронов показана на рис. 4. Подставляя выражения (4)–(8) в формулу (2), вычисляем энергетический спектр эмитированных из пленки золота электронов $F(\epsilon)$. Результаты расчетов спектра (в относительных единицах) в

области энергий эмитированных электронов $0,3 \leq \epsilon \leq 50$ эВ представлены на рис. 5 для двух вариантов выбора функции пропускания $\tau(\epsilon)$. В случае $\tau_1(\epsilon) = 1 - (1 + 2\epsilon)^{-0,5}$, соответствующем $\phi = 0,5$ эВ (см. кривую 1, рис. 5), максимум $F(\epsilon)$ достигается при энергии СЭ $\epsilon = 1$ эВ и равен $F(\epsilon)_{max} = 1,01$. Для функции пропускания $\tau_2(\epsilon) = 1 - (1 + 0,5\epsilon)^{-0,5}$, т. е. при $\phi = 2$ эВ (см. кривую 2, рис. 5) максимум спектра $F(\epsilon)$ достигается при $\epsilon = 1,65$ эВ и равен $F(\epsilon)_{max} = 0,485$.

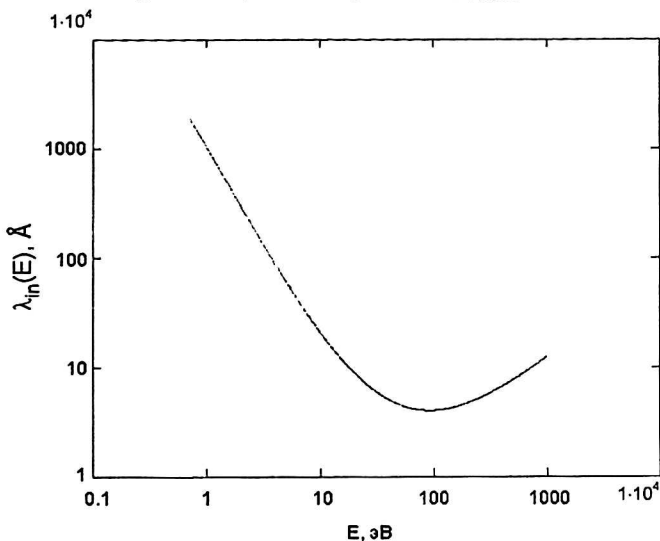


Рис. 3. Средняя длина свободного пробега СЭ в золоте $\lambda_{in}(E)$

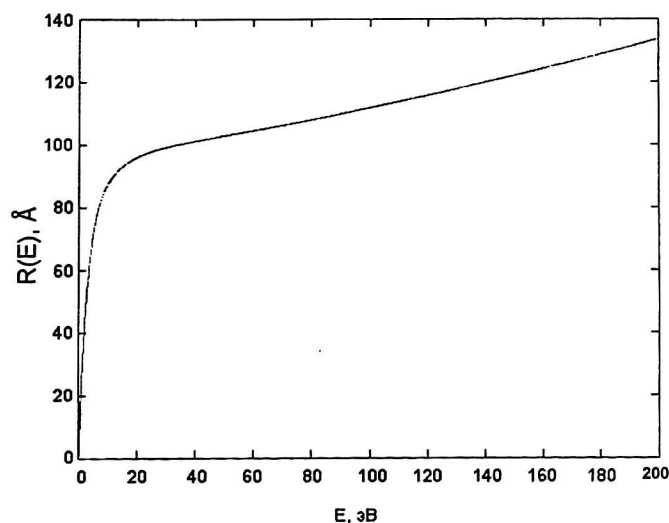


Рис. 4. Пробег СЭ в золоте

Таким образом, для пленки золота положение максимума энергетического спектра сдвигается в сторону больших энергий СЭ по сравнению с медной пленкой.

Из проведенных расчетов следует, что для энергий $0,6 \leq \epsilon \leq 7$ эВ, соответствующих окрестности пика спектра $F(\epsilon)$, до 90 % вклада в ИЭЭ дают рожденные быстрыми ионами электроны с начальными энергиями $E \leq 13,4$ эВ, которые приходят к поверхности пленки с глубин $z = R(E) - R(\epsilon) \leq 57$ Å. Для $\epsilon \approx 20$ эВ энергетический спектр ИЭЭ обеспечивается приходом

электронов с глубин $z \sim 6 \text{ \AA}$, имевших начальные энергии $E \approx (20-37) \text{ эВ}$. Таким образом, слой основной эмиссии СЭ имеет толщину порядка 60 \AA .

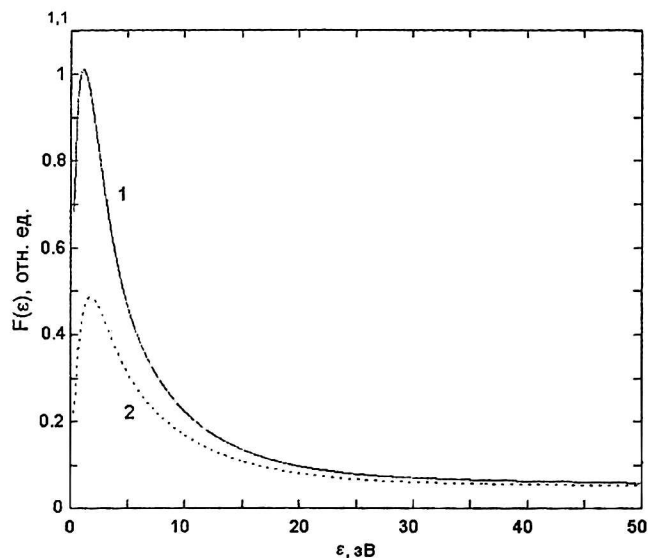


Рис. 5. Спектр ИЭЭ из пленки золота $F(\epsilon)$ для различных (кривые 1 и 2) функций пропускания

Отметим также следующее. Поскольку выход СЭ существенно зависит от состояния (чистоты) поверхности пленки подбором функции пропускания $\tau(\epsilon)$, можно определять реальную величину поверхностного барьера ϕ , являющегося свободным параметром данной модели. Кроме того, уточнение данных по тормозной способности и средней длине свободного пробега сверхтепловых электронов позволит достаточно просто ввести коррекции в характеристики ионно-электронной эмиссии.

Аналогичным образом, используя аппроксимации для тормозной способности и длины свободного пробега сверхтепловых электронов относительно неупругих столкновений, можно вычислить спектры ИЭЭ и для других материалов пленок эмиттера.

Заключение

1. Описана практическая модель вычисления индуцированной быстрыми частицами (ионами или первичными электронами) электронной эмиссии (энергетический спектр ИЭЭ) из металлических и диэлектрических пленок эмиттера радиоизотопного источника тока. Модель основана на обобщенных из теории и эксперимента данных по тормозной способности χ_e и средней длине свободного пробега относительно неупругих столкновений λ_{in} , порождаемых быстрыми

первичными частицами сверхтепловых электронов в материале эмиттера батареи для интересующего нас диапазона энергий СЭ. Учитываются также источник генерации сверхтепловых электронов $g(E)$ и вероятность прохождения ими поверхностного потенциального барьера $\tau(\epsilon)$.

2. Для упрощения анализа энергетического спектра ИЭЭ в работе использованы аппроксимационные формулы, в частности для функций $\chi_e(E)$, $R(E)$ и $\lambda_{in}(E)$.

3. Рассмотрена зависимость положения максимума энергетического спектра $F(\epsilon)$ от вида пропускания $\tau(\epsilon)$, имеющего свободный параметр ϕ . Согласно проведенным расчетам с ростом ϕ максимум спектра смещается в область больших энергий эмитированных электронов ϵ .

4. Развита в работе практическая модель энергетического спектра ИЭЭ может быть использована для экспресс-анализа экспериментальных данных по ИЭЭ, их интерпретации и оценки входящих в модель параметров. Она может быть обобщена на случай одновременного учета энергетического и углового распределения сверхтепловых электронов. Однако это является предметом отдельного рассмотрения.

5. Полученные в работе модельные спектры ИЭЭ могут быть использованы также для вычисления вольт-амперной характеристики радиоизотопной батареи. Кроме того, с их помощью можно анализировать различные характеристики слоя эмиссии СЭ, в частности, вычислять эффективную толщину слоя эмиссии электронов, исследовать влияние электростатического поля на коэффициенты ИЭЭ из пленок и т. д.

Авторы выражают глубокую благодарность В. И. Карасю и С. И. Кононенко за полезные обсуждения вопросов ИЭЭ в эмиттере радиоизотопной батареи.

Литература

1. Балебанов В. М., Карась В. И., Карась И. В. и др. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 9. С. 789–807.
2. Ковалев В. П. Вторичные электроны. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 177 с.
3. Sternglass E. J. // Phys. Rev. 1957. V. 98. № 1. P. 1–12.
4. Kobetich E. J., Kats. R. // Ibid. 1968. V. 170. № 2. P. 391–396.
5. Shimizu R., Ze-Jun D. // Rep. Prog. Phys. 1992. V. 55. № 4. P. 487–531.
6. Балебанов В. М., Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н. и др.: Препринт № Пр-2036. — М.: ИКИ РАН, 2001. — 36 с.
7. Балебанов В. М., Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Пунгин В. Г.: Препринт № Пр-2054. — М.: ИКИ РАН, 2002. — 22 с.

Energy spectrum estimates for the ion-electron emission in the radioisotope battery

V. M. Balebanov, N. S. Erokhin, L. A. Mikhailovskaya
Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

It is described the simple practical model of express-estimates of the ion-electron emission (IEE) induced by the fast ion fluxes in the emitter of radioisotope source of current. It is taken into account the analytical approximations for medium stopping power and electrons inelastic mean free path, the source of suprathreshold electrons (SE) generation and the probabilities of SE arriving at the film surface and their passage through surface potential barrier. The model may be used for computer simulations of processes in solid-state plasma of emitter films in the radioisotope battery.