

УДК 539.121.72

Эмиссия вторичных электронов из различных мишеней под действием электронов больших энергий

ЧЕРНОВ Г. Я., АККЕРМАН А. Ф., БОТВИН В. А.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов методом Монте-Карло дифференциальных и интегральных характеристик вторичных электронов (в. э.), испускаемых из различных монокристаллических мишеней, которые облучаются электронами с энергией 2—12 МэВ. В расчетах использована каскадная программа [1], которая реализована на ЭВМ БЭСМ-6. Основой расчетной схемы для электронов является модель «укрупненных» соударений [2]. На каждом шаге «укрупненной» траектории из распределения Мёллера разыгрывали энергию δ -электрона и находили направление его движения. Для получения несмещенной оценки необходимо ввести «вес» δ -электрона

$$W = 1 - \exp(-\sigma nt), \quad (1)$$

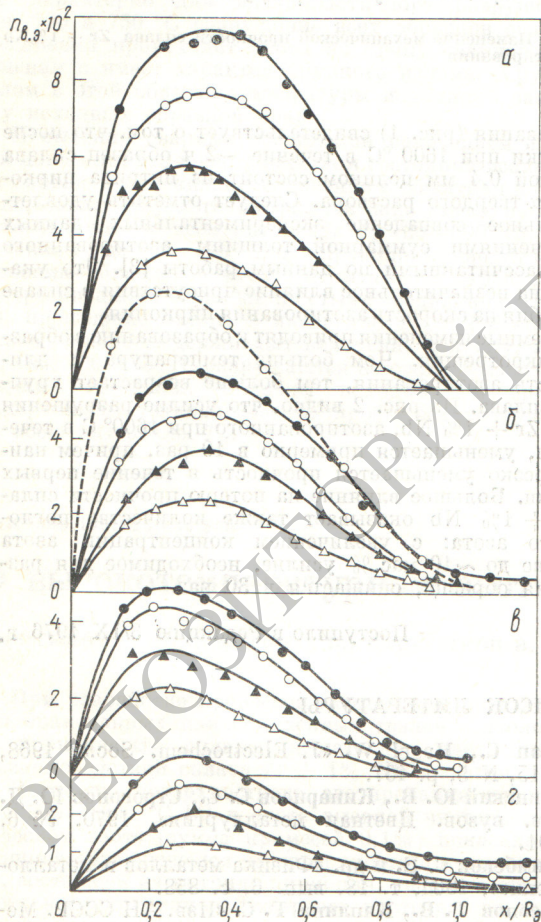


Рис. 1. Зависимость выхода в. э. от толщины мишени из бериллия (а), алюминия (б), железа (в) и вольфрама (г): ●, ○, ▲ и △ — $E = 12, 8, 4$ и 2 МэВ соответственно; — — — — $n_\delta(x/R_0)$ по формуле (3)

где n — число электронов в 1 см^3 вещества; σ — полное сечение Мёллера. Следовательно,

$$\sigma(E) = \int_{E_{\text{мин}}}^{E/2} \frac{d\sigma_M}{d\varepsilon} d\varepsilon. \quad (2)$$

В нашем расчете $E_{\text{мин}} = 50 \text{ кэВ}$. Это связано с тем, что сечения упругого рассеяния с энергией $E \leq 50 \text{ кэВ}$ требуют существенных уточнений, связанных с экранировкой. Однако погрешность, вносимая этим ограничением, невелика, так как при использовании относительно толстой мишени вклад от вторичных электронов с энергией $\leq 50 \text{ кэВ}$ будет малым. Энергия δ -электрона, направление его движения и «вес» запоминались. Ускорение расчетов обеспечивалось применением энергетических и других критериев обрыва траекторий. Каскадная программа позволяла оценить вклад третьего поколения электронов, обусловленных тормозным излучением. Для этого по аналогии с δ -электронами отдельно прослеживались кванты тормозного излучения. Время прослеживания $5 \cdot 10^4$ траекторий в. э. составляло 20—30 мин. Расчеты по методу Монте-Карло можно проводить и на основе модели «катастрофических» соударений [3]. Но, как было показано в работе [4], более эффективна модель, основанная на синтезе модели «катастрофических» и «укрупненных» соударений. Отсутствие данных о затратах машинного времени не позволяет более детально сравнить различные программы.

На рис. 1 показана зависимость выхода ($n_{\text{в.э.}}$) на один падающий электрон от толщины мишени, выраженной в единицах экстраполированного пробега R_0 , который вычислялся по формуле [5] для электронов с $E > 6 \text{ МэВ}$ и по формулам [6] для $E < 6 \text{ МэВ}$. Для бериллия использованы значения R_0 , полученные из наших кривых пропускания T_N . Статистическая точность расчета $\sim 5\%$. Для энергий $E < 8 \text{ МэВ}$ роль в. э. в области $x/R_0 \approx 1$ пренебрежимо мала. Однако с ростом энергии и атомного номера наблюдается исчезающий вклад в. э. для $x/R_0 > 1$, обусловленный электронами, генерированными тормозным излучением. Согласно [5], n_δ находится из формулы

$$n_\delta = \frac{N_0 Z}{A} \int_{\theta_{\text{мин}}}^{\pi/2} \int_0^d T_N(E, Z, x) \frac{d\sigma}{d\Omega} [\bar{E}(x)] \times \times T_N \left[E(\theta), Z, \frac{d-x}{\cos \theta} \right] dx d\Omega, \quad (3)$$

где $d\sigma_M[\bar{E}(x)]/d\Omega$ — сечение Мёллера для средней энергии электронов на глубине x (г/см^2) в мишени с атомным номером Z ; $T_N(E, Z, x)$ — коэффициент пропускания на глубине x ; $T_N[E(\theta), Z, \frac{d-x}{\cos \theta}]$ — коэффициент пропускания для δ -электронов, испущенных под углом θ (по отношению к направлению падающего электрона) и имеющих энергию $E(\theta)$; N_0 — число Авогадро; d — толщина мишени;

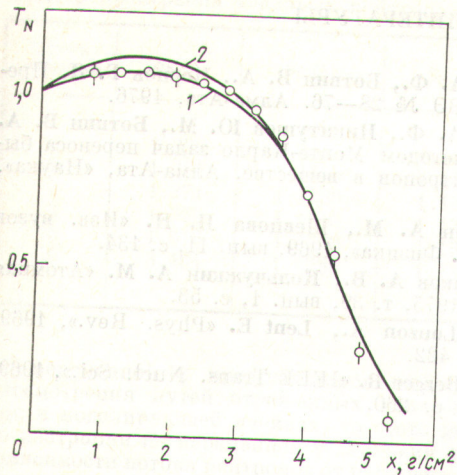


Рис. 2. Кривые пропускания $T_N(x)$ для углерода при $E = 10,2$ МэВ: 1 — эксперимент; 2 — расчет [3]; \circ — расчет методом Монте-Карло

$$\theta_{\min} = \arccos \left[\frac{E + 1,022}{E + 2,044} \right]^{1/2} \quad (E, \text{МэВ}). \quad (4)$$

Из рис. 1 видно, что формула (3) дает завышенные значения выхода во всем диапазоне x/R_0 . При расчете по ней получаются завышенные выходы, особенно для веществ с малым Z , что следует из рис. 2, где сравнивается кривая пропускания электронов с $E_0 = 10,2$ МэВ в углероде с экспериментальными результатами [5]. Таким образом, формула (3) может быть использована только для самых приближенных оценок.

Полученные в расчете методом Монте-Карло зависимости $n(x/R_0)$ для Al, Fe, W можно представить с помощью эмпирической формулы

$$n_\delta = A \exp[-a(x/R_0)] \sin[b(x/R_0)], \quad (5)$$

где $A = 0,109 Z^{-0,35} E^{0,48}$; $a = 2,16$; $b = 3,306$. Для $x/R_0 = 0,95$ формула (5) дает $n_\delta = 0$, т. е. в ней не учитываются вторичные электроны, образованные тормозным излучением на большой глубине. Точность аппроксимации n_δ с помощью формулы (5) составляет 20—30% и повышается с ростом Z . Эту формулу можно использовать для оценок коэффициента пропускания T_N .

Независимость выхода в. э. от атомного номера для одинаковой толщины мишени ($x \leq 2$ г/см²) и электронов с энергией 30 МэВ, установленная в работе

Зависимость выхода в. э. от атомного номера для различных толщин мишеней

| 12 МэВ | | | 8 МэВ | | | 4 МэВ | | |
|---------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Al | Fe | W | Al | Fe | W | Al | Fe | W |
| $x = 1$ г/см ² | | | | | | | | |
| 0,045 | 0,046 | 0,033 | 0,044 | 0,042 | 0,026 | 0,028 | 0,016 | 0,005 |
| $x = 2$ г/см ² | | | | | | | | |
| 0,057 | 0,045 | 0,028 | 0,040 | 0,028 | 0,011 | — | — | — |

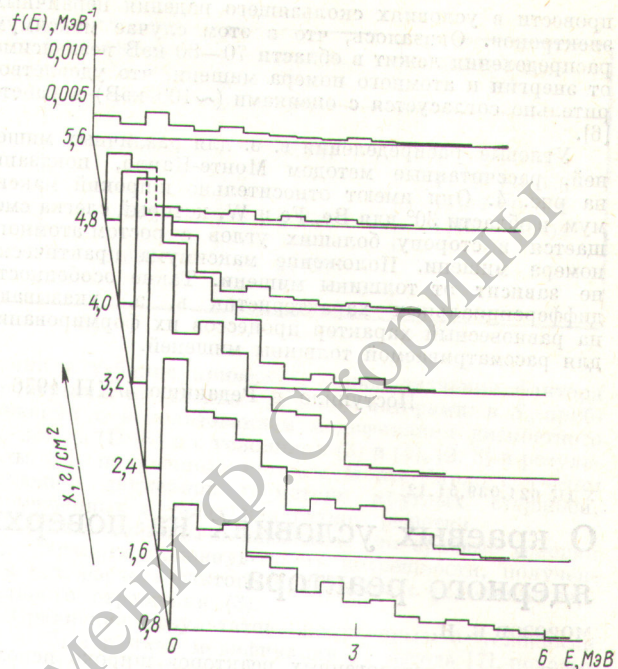


Рис. 3. Энергетические спектры в. э. на разной глубине в железе при $E = 12$ МэВ

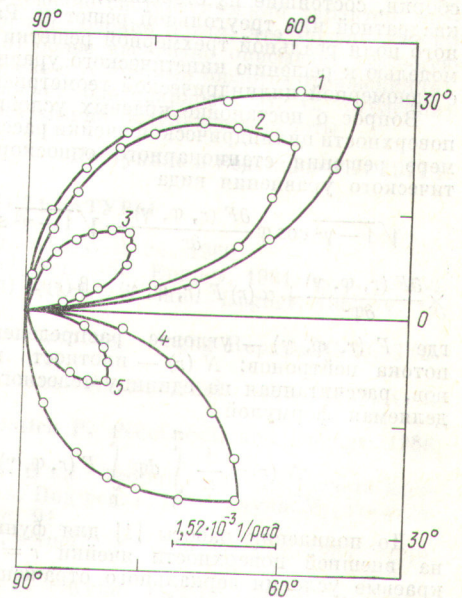


Рис. 4. Угловые распределения в. э. для Be (1), Fe (2, 3) и W (4, 5) при $E = 12$ МэВ и $x = 6,4$; 2,4; 4; 1,2 и 3,6 г/см² соответственно (указан масштаб по радиус-вектору)

[6], не подтверждается нашими расчетами (см. таблицу) для более низких энергий.

На рис. 3 показаны энергетические спектры в. э., рассчитанные методом Монте-Карло. Более детальный анализ энергетического распределения в. э. удастся

провести в условиях скользящего падения первичных электронов. Оказалось, что в этом случае максимум распределения лежит в области 70—80 кэВ независимо от энергии и атомного номера мишени, что удовлетворительно согласуется с оценками (~100 кэВ) в работе [6].

Угловые распределения в. э. для различных мишеней, рассчитанные методом Монте-Карло, показаны на рис. 4. Они имеют относительно широкий максимум в области 30° для Ве, Fe и W, который слегка смещается в сторону больших углов с ростом атомного номера мишени. Положение максимума практически не зависит от толщины мишени. Такие особенности дифференциальных характеристик в. э. указывают на равновесный характер процессов их формирования для рассматриваемой толщины мишеней.

Поступило в Редакцию 4/XII 1976 г.

УДК 621.039.51.12

О краевых условиях на поверхности цилиндрической ячейки ядерного реактора

МОРОЗОВ В. Н.

В теории гетерогенных реакторов широко используется понятие одномерной многозонной цилиндрической ячейки, моделирующей реальные физические сборки, состоящие из стержней, размещенных в узлах квадратной или треугольной решетки. Расчет нейтронного поля реальной трехмерной решетки сводится этой моделью к решению кинетического уравнения в ячейке с одномерной цилиндрической геометрией.

Вопрос о постановке краевых условий на внешней поверхности цилиндрической ячейки рассмотрим на примере решения стационарного односкоростного кинетического уравнения вида

$$\sqrt{1-\gamma^2} \cos \varphi \frac{\partial F(r, \varphi, \gamma)}{\partial r} - \sqrt{1-\gamma^2} \sin \varphi \frac{1}{r} \times \times \frac{\partial F(r, \varphi, \gamma)}{\partial \varphi} + \alpha(r) F(r, \varphi, \gamma) = \beta(r) N(r) + q(r), \quad (1)$$

где $F(r, \varphi, \gamma)$ — угловое распределение плотности потока нейтронов; $N(r)$ — плотность потока нейтронов, рассчитанная на единицу телесного угла и определяемая формулой

$$N(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^1 F(r, \varphi, \gamma) d\gamma. \quad (2)$$

До появления работы [1] для функции $F(r, \varphi, \gamma)$ на внешней поверхности ячейки $r = R_{гр}$ ставились краевые условия зеркального отражения вида

$$F(R_{гр}, \varphi, \gamma) = F(R_{гр}, \pi - \varphi, \gamma) \quad (3)$$

для $\pi/2 \leq \varphi \leq \pi$, $0 \leq \gamma \leq 1$. В работе [1] было показано, что постановка условий (3) на поверхности цилиндрической ячейки теплового реактора приводит к завышению плотности потока нейтронов в замедлителе. Этот эффект был подтвержден расчетно-экспериментальным путем [2], где определялся фактор проигрыша тепловых нейтронов (отношение средних плотностей потоков нейтронов в замедлителе и топливе) для квад-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аккерман А. Ф., Ботвин В. А., Чернов Г. Я. Препринт ИФВЭ № 28—76. Алма-Ата, 1976.
2. Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, «Наука», 1972.
3. Кольчужкин А. М., Шевцова И. Н. «Изв. вузов СССР. Сер. Физика», 1969, вып. 11, с. 134.
4. Пляшеников А. В., Кольчужкин А. М. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 1, с. 53.
5. Ebert P., Louzon A., Lent E. «Phys. Rev.», 1969, v. 183, p. 422.
6. Naber J., Berger R. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1969, v. 16 (6), p. 260.

ратных уран-водных решеток с малым шагом. Фактор проигрыша в P_3 - и S_8 -приближениях с условиями зеркального отражения имел аномально высокие значения.

Краевые условия для уравнения P_3 -приближения, соответствующие зеркальному отражению, были модифицированы [3] требованием равенства нулю градиента функции N_r в точке $r = R_{гр}$ (такие условия «нулевого градиента» были предложены в работе [4]). Эта модификация привела к устранению аномально высоких значений фактора проигрыша для ячеек, исследованных ранее [2].

В работе [5] вместо постановки краевых условий на поверхности $r = R_{гр}$ было предложено окружать цилиндрическую ячейку кольцевым слоем из чисто рассеивающего вещества с оптической толщиной не менее двух свободных пробегов. Фактически такой прием являлся приближенной имитацией использованных позднее многими авторами краевых условий «белого» отражения, при которых излучение, выходящее из ячейки, возвращается в нее, отразившись от поверхности $r = R_{гр}$, распределенным изотропно:

$$F(R_{гр}, \varphi, \gamma) = C \quad (4)$$

для $\pi/2 \leq \varphi \leq \pi$, $0 \leq \gamma \leq 1$.

В работе [6] были приведены результаты расчетов фактора проигрыша для ячеек [2], полученные разными авторами при различных краевых условиях и методах решения уравнения (1). Анализ результатов показал, что модель цилиндрической ячейки дает наиболее разумные оценки депрессии плотности потока нейтронов при краевых условиях «нулевого градиента» и при условиях «белого» отражения (4).

Качественное сравнение условий формирования потока нейтронов на гранях реальной ячейки и на поверхности цилиндрической ячейки-модели позволяет сделать предположение о том, что условия «белого» отражения (4) содержат в себе такой элемент, который требует уточнения. Действительно, если для отраженного от поверхности $r = R_{гр}$ потока нейтронов изотропия