ОПРЕДЕЛЕНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

В. Ф. Баранов, В. Г. Олейников

При решении некоторых задач радиационной физики необходимо знать потоковый спектр электронов в среде. Исследование низкоэнергетической части спектра электронов, выходящих из слоя вещества при его облучении, является трудной задачей, и, как правило, измерения спектра заканчиваются при энергиях 100 - 200 кэВ, если начальные энергии больше или порядка 1 МэВ. Экспериментальные данные о спектре электронов внутри слоя вещества отсутствуют, поскольку очень трудно создать спектрометры, которые не возмущали бы спектр электронов в веществе и имели достаточно малые размеры.

Алгоритмы, позволяющие рассчитать методом Монте-Карло характеристики рассеянного электронного излучения при энергиях меньше 100 кэВ, находятся в стадии развития, так как в этом диапазоне энергий нарушаются условия применимости обычно используемых при таких расчетах теорий многократного рассеяния.

Информация о спектрах в низкоэнергетической области необходима для корректного расчета поглощенной дозы и определения воздействия электронных пучков на неоднородные структуры.

В данной работе установлены условия, при которых потоковый спектр в низкоэнергетической области определяется спектром в высокоэнергетической области при облучении пучком электронов как однородных, так и неоднородных сред.

Предположим, что широкий пучок электронов с начальной кинетической энергией E_0 порядка нескольких мегаватт падает нормально на плоский поглотитель. Пусть ось z перпендикулярна к облучаемой плоскости поглотителя, начало отсчета совмещено с облучаемой плоскостью; θ - полярный угол.

Спектр электронов $f(z,E)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\right] = N\int_{E}^{2E'} f(z,E')\sigma(E',E'-E)\,dE' + N\int_{2E}^{\infty} f(z,E'')\sigma(E'',E)\,dE'' - Nf(z,E)\sigma_{пн}(E), \tag{1}$$

где E^{2E} – кинетическая энергия электронов; $\overline{\cos\theta}(z,E)= \frac{\int d\Omega \cos\theta g(z,E,\theta)}{\int d\Omega g(z,E,\theta)}$ – средний косинус угла θ; $g(z,E,\theta)$ – функция распределения; $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ – элемент телесного угла; N – плотность атомов вещества; $\sigma(E',E'-E)$ – дифференциальное по энергии сечение рассеяния электронов с энергией E', когда налетающий электрон теряет энергию $E'-E$; $\sigma_{пн}(E)$ – полное неупругое сечение рассеяния электрона с энергией E.

О поведении градиентного члена $\frac{\partial}{\partial z}[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)]$ внутри вещества нет экспериментальных данных. Расчеты методом Монте-Карло [1], результаты которых хорошо совпадают с экспериментом, показывают, что вдали от границ вещества с вакуумом или одного вещества с другим

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\right] \lesssim \frac{2\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)}{R_э(E_0)},$$

где

$$E < \frac{E_0}{4}; \qquad (2)$$

$$0{,}1R_э(E_0) < z < 0{,}8R_э(E_0);$$

а $R_э(E_0)$ – экстраполированный пробег электронов с начальной энергией E_0.

На основании этих же расчетов установлено, что приход вторичных электронов

$$N\int_{2E}^{\infty} f(z,E'')\sigma(E'',E)dE'' \gtrsim Nf(z,E)\frac{2\pi Z e^4}{mc^2 E^2}(E_{макс}-2E), \qquad (3)$$

где $2E<E_{макс}$; Z – атомный номер вещества; e – заряд электрона; m – масса покоя электрона; c – скорость распространения света в вакууме; $E_{макс}$ – максимальная энергия электронов.

С помощью соотношений (2) и (3), учитывая, что средний пробег электронов с энергией E_0 равен $R(E_0) \approx E_0\left(\frac{2\pi Z e^4 N}{mc^2} \times 7\right)^{-1}$, получим

$$\frac{\frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\right]}{N\int_{2E} f(z,E'')\sigma(E'',E)dE''} < \frac{30E^2\overline{\cos\theta}(z,E)R(E_0)}{E_0 E_{макс} R_э(E_0)}, \qquad (4)$$

где $E \ll E_{макс}$; $0{,}1R_э(E_0) < \bar{z} < 0{,}8R_э(E_0)$.

Неравенство (4) показывает, что уже при $E=\frac{1}{20}E_0$ градиентный член составляет единицы процентов от прихода вторичных электронов. Поскольку $f(z,E)$ при $E>\frac{1}{10}E_0$, как правило, известно с погрешностью не меньше нескольких процентов, то градиентным членом в уравнении (1) вполне можно пренебречь при энергиях $E < \frac{1}{20} E_0$. Тогда спектр электронов можно найти способом, приведенным в работе [2], если в высокоэнергетической области спектр известен.

Рассмотрим перенос электронов вблизи границы раздела $z=a$ при $a=(0{,}2-0{,}7)R_э(E_0)$ вещества 1 и 2 с атомной плотностью и атомными номерами соответственно N_1, Z_1 и N_2, Z_2. Пользуясь непрерывностью функции $f(z,E)$ на границе раздела и независимостью $\frac{1}{Z}\delta(E',E)$ от атомного номера при некоторых E и δ, удовлетворяющих условию $E \geq \delta \gg I$, где I – потенциал ионизации атома, и выделяя в уравнении (1) столкновения с малой передачей энергии, когда

$$\int\limits_{E}^{E+\delta} f(z,E')\sigma(E',E'-E)dE' - f(z,E)\int\limits_{\delta}^{E} \sigma(E,E-E'')dE'' = \sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k!}\frac{\partial^k}{\partial E^k}\Big[f(z,E)\int\limits_{0}^{E-\delta}\varepsilon^k\sigma(E,\varepsilon)d\varepsilon\Big], \tag{5}$$

получим

$$\frac{1}{N_1 Z_1}\frac{\partial}{\partial z}\Big[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\Big]_{a-0} - \frac{1}{N_2 Z_2}\frac{\partial}{\partial z}\Big[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\Big]_{a+0} = \sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{k!}\frac{\partial^k}{\partial E^k}\Big\{f(a,E)\Big[\int\limits_0^{\delta}\frac{\varepsilon^k}{Z_1}\sigma_1(E,\varepsilon)d\varepsilon - \int\limits_0^{\delta}\frac{\varepsilon^k}{Z_2}\sigma_2(E,\varepsilon)d\varepsilon\Big]\Big\}, \tag{6}$$

где $\sigma_i(E,\varepsilon)$, $i=1,2$ – сечение рассеяния электронов в веществе с номером i.

Спектральная плотность тока $\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)$ достигает экстремального значения на границе размера двух сред, поскольку вдали от границ угловое распределение низкоэнергетических электронов почти изотропно. Возмущение спектральной плотности тока, вызываемое наличием границы раздела, затухает до пренебрежимо малых значений на расстояниях от границы, пропорциональных экстраполированному пробегу электронов в соответствующем веществе. Поскольку $R_э \approx \frac{1}{NZ}$, то

$$\frac{1}{N_1 Z_1}\frac{\partial}{\partial z}\Big[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\Big]_{a-0} = -\frac{1}{N_2 Z_2}\frac{\partial}{\partial z}\Big[\overline{\cos\theta}(z,E)f(z,E)\Big]_{a+0}. \tag{7}$$

Ограничиваясь первым членом ряда (6) или ряда (5) ввиду их сходимости, используя равенство (7) и значение первого момента сечения [2]

$$\int_0^{\delta} \sigma(E,\varepsilon)\varepsilon\,d\varepsilon = \frac{2\pi Z e^4}{m v^2} \ln \frac{2\delta E(E+2mc^2)\exp(-\beta^2)}{I^2 mc^2}, \qquad (8)$$

находим

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[\cos\Theta(z,E) f(z,E)\right]_{a-0} = \frac{\partial}{\partial E}\left[f(a,E)\frac{2\pi Z_1 e^4 N_1}{m v^2}\ln\frac{I_2}{I_1}\right], \qquad (9)$$

где I_i, $i=1,2$ – потенциал ионизации вещества с номером i;
v – скорость электрона с энергией E; $\beta=\frac{v}{c}$;
$I_1, I_2 \ll E \ll E_{макс}$.

Оценки, проведенные с использованием соотношения (9), показывают, что при $E \approx 100$ кэВ градиентный член на границе раздела двух веществ составляет 7–20% от прихода вторичных электронов при отношении $\frac{Z_1}{Z_2}$ соответственно 2 – 10.

Учитывая равенство (5) и подставляя в уравнение (1) значение градиентного члена на границе раздела (9), нетрудно убедиться, что его учет равносилен замене потенциала ионизации I в соотношении (8) значением $\sqrt{I_1 I_2}$. Следовательно, спектр низкоэнергетических электронов вблизи границы раздела веществ можно найти по известному спектру в высокоэнергетической области так же, как и в случае однородной среды.

Уравнение (1) и соотношение (9) показывают, что градиентный член становится несущественным при нахождении спектра электронов по уравнению (1) на расстояниях от границы порядка $R_э(E)$ и что

$$|f(z,E) - f(a,E)| \lesssim (0{,}1 - 0{,}2) f(a,E) \quad при \quad |z-a| < R_э(E);$$

$$\frac{Z_1}{Z_2} = (2-10); \quad I_1, I_2 \ll E \ll E_{макс}.$$

В заключение отметим, что все вышеизложенное можно легко обобщить на случай произвольной геометрии, если расстояния между поверхностями, разделяющими различные среды, и радиусы кривизны этих поверхностей больше $0{,}1 R_э(E_0)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов В.Ф., Плетнев В.В., Смирнов В.В. Энергетические и угловые характеристики электронного и тормозного излучения, выходящего из плоских поглотителей, облучаемых пучком моноэнергетических электронов. – В кн.: Программа и

тезисы докладов XX1У совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., "Наука", 1974, с. 462.

2. Spencer L.V., Fano U. Energy Spectrum Resulting from Slowing Down. - "Phys. Rev.", 1954, v. 93, N 6, p. 1172-1181.

ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Ф. Баранов, В. Г. Олейников

Воздействие интенсивных потоков электронов на объекты сложного состава во многом определяется распределением в них поглощенной энергии, которое резко меняется вблизи границ раздела различных сред.

В работе [1] на основе полуколичественных рассуждений предложена формула для определения мощности поглощенной дозы в заполняющем полость воздухе:

$$P=\int_{\Delta}^{E_{макс}} dE f(E) S_B(E,\Delta), \tag{1}$$

где Δ – пороговое значение энергии (при столкновениях электронов с потерей энергии меньше Δ считается, что энергия, потерянная электронами, поглощается локально; если же потеря энергии больше Δ, считается, что никакого рассеяния энергии в полости не происходит); E – кинетическая энергия электронов; $f(E)$ – спектр электронов в материале, окружающем полость; $E_{макс}$ – максимальная энергия электронов; $S_B(E,\Delta)$ – тормозная способность воздуха, ограниченная потерями энергии, меньшими Δ.

Значение Δ в формуле (1) принимается равным кинетической энергии электронов, пробег которых равен размеру полости и является в некоторой степени подгоночным параметром.

При учете вклада в поглощенную энергию электронов с энергией $E < 2\Delta$ в этой работе допущен искусственный прием. Стремясь отразить тот факт, что электроны с энергией $\Delta < E < 2\Delta$ могут поглотиться в полости, если потеряют при столкновении значительную часть энергии, авторы при вычислении тормозной способности включили потери