

чувствительных объемах с линейными размерами порядка 1 мкм. - В кн.: Вопросы микродозиметрии. Вып. 2. Под ред. В.И. Иванова, М., Атомиздат, 1974, с. 20-23.

2. Сферический тканееквивалентный пропорциональный счетчик в поле нейтронного излучения. - Там же, с.14-17. Авт.: П.Н. Белоногий, В.И. Иванов, В.А. Соловьев, А.Д.Харламов.

3. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970, с. 267-270.

РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

И. М. Дмитриевский, С. В. Сержников

Основная задача микродозиметрии - нахождение функции $f(z, A)$ распределения локальной плотности поглощенной энергии Z в микрообъеме с массой m при фиксированном значении дозы A .

Как правило, расчету этой функции предшествует нахождение функции $f_A(A)$ спектра событий абсорбции. Под событием абсорбции понимается прохождение частицы через интересующий нас микрообъем, сопровождающееся передачей энергии веществу.

Известные методики расчета функции $f(z, A)$ [1-3] основаны на методе Монте-Карло [1] или на аналитическом подходе с использованием метода последовательных сверток [2] либо характеристических функций [3,4]. Общим недостатком известных методик являются значительные затраты машинного времени для проведения расчетов.

В данной работе рассматривается аналитический метод расчета функций $f(z, A)$, минуя нахождение спектра событий абсорбции, что позволяет сократить необходимый объем расчетов на ЭВМ за счет появляющейся возможности аналитического решения промежуточных задач. Кроме того, предлагаемый метод не накладывает ограничений на вид спектра одного столкновения n , в частности, позволяет использовать спектр модифицированных столкновений.

Рассмотрим предлагаемую методику подробнее. Процесс формирования локальной поглощенной энергии при статистической независимости событий абсорбции является псевдо-

пуассоновским случайным процессом. Применяя к этому процессу теорему теории вероятности о распределении суммы случайного количества случайных величин [5], для искомой функции распределения получим следующее выражение:

$$f(z, \Delta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ \frac{\Delta \pi}{\Delta} \left(\int_0^{\infty} f_{\Delta}(\Delta) e^{-i\Delta^2} d\Delta - 1 \right) + i z l m \right\} d\lambda, \quad (1)$$

где

$$\bar{\Delta} = \int_0^{\infty} f_{\Delta}(\Delta) \Delta d\Delta.$$

Спектр событий абсорбции можно представить в следующем виде:

$$f_{\Delta}(\Delta) = \int_E^{\infty} \varphi(E) \int_0^{2R} n(S) \mathcal{L}^*(\Delta, S, E) dS dE, \quad (2)$$

где $\varphi(E)$ - спектр частиц около микрообъема;

$n(S)$ - распределение пробегов частиц внутри микрообъема; R - радиус микрообъема; $\mathcal{L}^*(\Delta, S, E)$ - распределение потерь энергии на пути S частицей с энергией E для $\Delta > 0$.

Если путь S настолько мал, что потери энергии Δ много меньше первоначальной энергии частицы, то процесс формирования величины Δ также будет псевдопуассоновским случайным процессом. Применив к нему уже упомянутую теорему [5] и выполнив перенормировку в связи с исключением точки $\Delta = 0$, получим для $\mathcal{L}^*(\Delta, S, E)$ следующее выражение:

$$\mathcal{L}^*(\Delta, S, E) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{1 - e^{-\Sigma(E)S}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-\Sigma(E)S(\tilde{\mathcal{L}}_{\Delta}(t) - 1)} - e^{-\Sigma(E)S} \right\} e^{it\Delta} dt, \quad (3)$$

где $\tilde{\mathcal{L}}_{\Delta}(t) = \int_0^{\infty} \mathcal{L}_{\Delta}(e) e^{-iet} de$; $\Sigma(E)$ - макроскопическое сечение взаимодействия с веществом частицы с энергией E ; $\mathcal{L}_{\Delta}(e)$ - спектр отдельных столкновений; e - энергия, переданная частицей веществу в отдельном акте взаимодействия.

Расчет по известным методикам основывается на выражениях (1) - (3) и, как видим, достаточно трудоемок из-за невозможности выполнить интегрирование в этих выражениях аналитически и необходимости прибегнуть к численному интегрированию на ЭВМ. Объем численного интегрирования, однако, может быть существенно сокращен, если

отказаться от традиционного поэтапного нахождения вначале спектра событий абсорбции и затем распределения локальной плотности поглощенной энергии.

Опустив этап нахождения спектра событий абсорбции и меняя порядок интегрирования в выражении (1), получим возможность выполнить порядок интегрирования в выражении (1) и часть расчетов аналитически:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} f_{\Delta}(\Delta) e^{-i\Delta\lambda} d\Delta &= \int_0^{\infty} \int_E^{\infty} \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \lambda^*(\Delta, s, E) ds dE e^{-i\Delta\lambda} d\Delta = \\ &= \int_E^{\infty} \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \int_0^{\infty} \lambda^*(\Delta, s, E) e^{-i\Delta\lambda} d\Delta ds dE; \\ \int_0^{\infty} \lambda^*(\Delta, s, E) e^{-i\Delta\lambda} d\Delta &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{1-e^{-\lambda s}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-\lambda s(\tilde{\lambda}_{\Delta}(t)-1)} - e^{-\lambda s} \right\} e^{-i\Delta\lambda} d\Delta = \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{1-e^{-\lambda s}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{\lambda s(\tilde{\lambda}_{\Delta}(t)-1)} - e^{-\lambda s} \right\} \int_0^{\infty} e^{i(t-\lambda)\Delta} d\Delta dt = \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{i}{1-e^{-\lambda s}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\lambda s(\tilde{\lambda}_{\Delta}(t)-1)} - e^{-\lambda s}}{t-\lambda+i0} dt. \end{aligned}$$

Здесь $+i0$ показывает правило обхода полюса в точке $t=\lambda$ на комплексной плоскости.

Выбирая контур интегрирования, приведенный на рис. 1 и интегрируя по Z , получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\lambda s(\tilde{\lambda}_{\Delta}(t)-1)} - e^{-\lambda s}}{t-\lambda+i0} dt = 2\pi i \left\{ e^{\lambda s(\tilde{\lambda}_{\Delta}(e)-1)} - e^{-\lambda s} \right\}.$$

Таким образом,

$$\int_0^{\infty} f_{\Delta}(\Delta) e^{-i\Delta\lambda} d\Delta = \int_E^{\infty} \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \frac{e^{\lambda s(\tilde{\lambda}_{\Delta}(e)-1)} - e^{-\lambda s}}{1-e^{-\lambda s}} ds dE. \quad (4)$$

Преобразовав выражения (1) и (4) к действительному виду, окончательно запишем

$$f(Z, \Delta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{\bar{n}(P(\nu)-1)} \cos(\lambda Z \nu - \bar{n} Q(\nu)) d\nu,$$

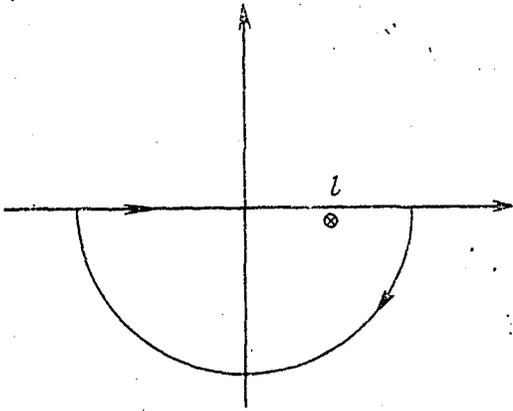


Рис. 1. Контур интегрирования выражения (4)

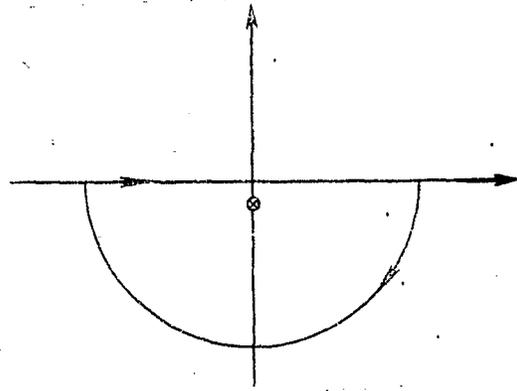


Рис. 2. Контур интегрирования выражения (6)

$$\bar{n} = \frac{\Omega m}{\Delta}, \quad P(z) = \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \frac{e^{\Sigma s(u(z)-1)} \cos(\Sigma s v(z)) - e^{-\Sigma s}}{1 - e^{-\Sigma s}} ds dE;$$

$$Q(z) = \int_E \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \frac{e^{\Sigma s(u(z)-1)} \sin(\Sigma s v(z))}{1 - e^{-\Sigma s}} ds dE;$$

$$u(z) = \int_0^{\infty} \tilde{z}_{\Delta}(e) \cos(ez) de, \quad v(z) = \int_0^{\infty} \tilde{z}_{\Delta}(e) \sin(ez) de.$$

Выражение для $\bar{\Delta}$ упростим следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} &= \int_0^{\infty} f_{\Delta}(\Delta) \Delta d\Delta = \int_0^{\infty} \int_E \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \tilde{z}^*(\Delta, s, E) ds dE d\Delta = \\ &= \int_E \varphi(E) \int_0^{2R} n(s) \int_0^{\infty} \tilde{z}^* \Delta d\Delta ds dE; \quad \int_0^{\infty} \tilde{z}^*(\Delta, s, E) \Delta d\Delta = \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{1 - e^{-\Sigma s}} \int_0^{\infty} \left\{ e^{\Sigma s(\tilde{z}_{\Delta}(t)-1)} - e^{-\Sigma s} \right\} dt \int_0^{\infty} e^{i\Delta t} \Delta d\Delta = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\Sigma s(\tilde{z}_{\Delta}(t)-1)} - e^{-\Sigma s}}{(1 - e^{-\Sigma s})(t + i0)^2} dt. \end{aligned}$$

Выбирая контур интегрирования по t , приведенный на рис. 2, получим

$$\bar{\Delta} = \int_E \varphi(E) \Sigma(E) \bar{l}(E) \int_0^{2R} \frac{e^{-\Sigma s}}{1 - e^{-\Sigma s}} n(s) ds dE, \quad (6)$$

где

$$\bar{l}(E) = \int_0^{\infty} l_{\Delta}(e, E) e de.$$

Расчет распределения локальной плотности поглощенной энергии на ЭЦВМ М-220 по программе, алгоритм которой основан на выражениях (5) и (6), занимает около 40 мин при погрешности вычислений 10%, что примерно на 2 порядка меньше, чем время, затрачиваемое при использовании существующих методик.

Укажем, что по этой же программе можно рассчитать и спектр событий абсорбции. При малых дозах, когда в большинстве случаев через исследуемый микрообъем не проходит ни одной частицы, вероятностью прохождения через него двух или более частиц можно пренебречь. Функция $f(Z, D)$ записывается в этом случае в следующем виде:

$$f(Z, D) = (1 - \bar{n}) \delta(Z) + \bar{n} f_D(Z),$$

где

$\delta(Z)$ — дельта-функция.

Следовательно, используя ту же программу, что и при расчете $f(Z, D)$, и задавая достаточно малые значения дозы D , чтобы $\frac{Dn}{A}$ было много меньше единицы, можно рассчитывать и спектр событий абсорбции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хуг О., Келлерер А. Стохастическая радиобиология. Пер. с нем. Под ред. В.И. Корогодина. М., Атомиздат, 1969.
2. Келлерер А. Вычисление спектра потерь энергии. — В сб.: Труды симпозиума по микродозиметрии. Пер. с нем. М., Атомиздат, 1971, с. 30–38.
3. Питкевич В.А., Виденский В.Г. Применение характеристических функций для решения основной задачи микродозиметрии. — "Медицинская радиология", 1973, № 12, с. 44–48.
4. Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т.1. М., "Наука", 1969, с. 482–490.

5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., "Наука", 1974, с. 564.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОРОГ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРЕМНИЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

*В. А. Денисенко, Е. А. Крамер-Агеев,
Ю. А. Мионов, В. С. Трошин*

В настоящее время установлено, что изменение времени жизни неосновных носителей в объеме полупроводника при облучении быстрыми нейтронами пропорционально числу смещений [1,2]. Отклонение от пропорциональности находится в пределах погрешности эксперимента и расчета.

Коэффициент усиления B в схеме с общим эмиттером линейно связан со временем жизни неосновных носителей в базе транзисторов [3]. Уменьшение коэффициента B при облучении является главной причиной выхода транзисторов из строя. Однако наряду с рекомбинацией неосновных носителей в объеме базы в реальном приборе происходит рекомбинация в области перехода эмиттер-база и на поверхности. Изменение скорости поверхностной рекомбинации при облучении связано, по-видимому, с ионизацией приповерхностного слоя [3] и не пропорционально числу смещений. Вклад поверхностной компоненты рекомбинации должен зависеть от конструкции транзистора и технологии его изготовления.

Нами исследовались кремниевые биполярные, планарные, планарно-эпитаксиальные и меза-транзисторы при облучении нейтронами различного энергетического состава. Измерения спектров нейтронов были проведены с помощью набора активационных детекторов. Средние энергии спектров нейтронов указаны в таблице.

Для устранения возможного влияния разницы в темпера-

Средние энергии спектров нейтронов

Номер спектра	1	2	3	4	5
Средняя энергия, МэВ	1,35	1,5	1,7	2,35	2,85