

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТРЕКОВ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В. А. Дитлов*

НИЦ «Курчатовский институт», Москва

Быстрые заряженные частицы, проходя через материал, выбивают из оболочек атомов δ -электроны, которые, двигаясь в среде, многократно рассеиваются. В 1979 г. на 10-й Международной конференции по твердотельным детекторам в Лионе В. А. Дитловым был зачитан доклад, в котором были выведены формулы ν -ударной модели вероятности появления локального отклика с учетом функции распределения электронов теории многократного рассеяния. Представлен метод вычисления этих величин из решения кинетического уравнения теории многократного рассеяния электронов. Найдены эквиденситы оптической плотности и полуширины треков тяжелых и сверхтяжелых ядер в фотоэмульсии типа R2.

In 1979, at the 10th International Conference on Solid State Detectors in Lyon, V. A. Ditlov read a report, in which formulas were derived for the ν -hit model of the probability of a local response using directly the distribution function of δ electrons of the theory of multiple scattering. This paper describes a numerical method for finding these quantities from the solution of the kinetic equation of the theory of multiple electron scattering. Equidensities of the optical density and half-width of latent tracks of heavy and superheavy elements in type-R2 nuclear photoemulsion were found.

PACS: 29.40.Rg; 75.25.-j; 27.90.+b

ВВЕДЕНИЕ

К 1960-м гг. теоретиками была создана капельная модель атомного ядра, из которой следовала *невозможность существования ядер с $Z > 100$* . К концу 1960-х гг. была разработана оболочечная модель ядра, которая, напротив, предсказывала *существование сверхтяжелых элементов (СТЭ) с $Z \sim 110–126$* . Поэтому в 1960–1980 гг. широко проводились активные поиски тяжелых и сверхтяжелых ядер в природе [1]. Академик Г. Н. Флеров объявил вознаграждение в виде шкуры белого медведя тому, кто первым зарегистрирует природный СТЭ.

В 1971 г. английский ученый П. Фаулер на международной конференции по физике тяжелых ионов, проходившей в Дубне, объявил о реги-

* E-mail: valery.ditlov@itep.ru

страции трека ядра с зарядом $Z = 110$ в фотографической эмульсии, экспонированной на воздушном шаре в стопке различных регистрирующих материалов [2]. Однако в последующих докладах той же конференции правильность такой идентификации была подвергнута сомнению, что было связано «...в основном, с отсутствием абсолютно достоверных данных, позволяющих четко приписать данный след в эмульсии или в органической пленке ядру того или иного элемента» [3]. Вместо шкуры медведя ему была подарена гармошка. Действительно, позднее уже сам Фаулер интерпретировал этот трек как регистрацию ядра с зарядом порядка $Z \sim 90$ [4], а первоначальное завышение на два десятка атомного номера ядра объяснил несовершенством теоретических методов расчета параметров треков.

В 1972 г. академик Г. Н. Флеров и профессор К. С. Богомолов поставили задачу по усовершенствованию теории описания параметров треков тяжелых ядер в твердотельных детекторах.

В тот период широко применялась единая теория треков Р. Катца, согласно которой любой материал можно рассматривать состоящим из множества чувствительных микрообъемов, находящихся в состоянии «нет» до воздействия радиации, которое может перевести их в состояние локального отклика «да» [5]. При таком подходе любые твердые материалы и даже некоторые нетвердые можно считать представителями класса ядерных твердотельных трековых детекторов, и ко всем ним применялась единая теория.

При движении однозарядных частиц через материалы выбиваются одиночные δ -электроны, и латентный трек состоит из цепочки чувствительных микрообъемов в состоянии «да» вдоль его траектории и вдоль редких отдельных следов δ -электронов. Профессор К. С. Богомолов для описания треков таких однозарядных частиц в галогенсеребряной фотоэмульсии еще в 1956 г. разработал флуктуационную теорию, в рамках которой плотность следа описывается вероятностью многоударного отклика [6], зависящей от количества фотографически эффективных взаимодействий частицы с атомами микрокристалла AgBr в точке s :

$$\xi(s) = w_r \frac{\Delta E(s)}{\Delta E_r}, \quad (1)$$

где w_r — частота эффективных событий в микрокристалле в релятивистском минимуме ионизации; $\Delta E(s)$ — энергия, выделенная частицей в фотоэмульсионном микрокристалле AgBr с учетом только δ -электронов с энергией обрезания $\omega_{\text{cut}} = 5$ кэВ [6]; ΔE_r — удельные потери энергии частицы в этом же микрокристалле в релятивистском минимуме ионизации;

$$P_\nu^+(s) = 1 - \sum_{k=0}^{\nu-1} \frac{\xi(s)^k}{k!} e^{-\xi(s)}. \quad (2)$$

Р. Катц также использовал многоударную модель отклика, но предположил, что частота эффективных взаимодействий δ -электронов ξ в чувствительном микрообъеме на некотором расстоянии от оси трека ρ равна отношению выделенной потоком δ -электронов дозы энергии $D(s, \rho, Z)$ в единичном объеме к некоторой характеристической дозе D_{37} , при поглощении которой 63% чувствительных микрообъемов переходят из состояния «нет» в состояние «да»:

$$P_{\nu}^{+}(s, \rho, Z) = 1 - \sum_{k=0}^{\nu-1} \frac{\xi(s, \rho, Z)^k}{k!} e^{-\xi(s, \rho, Z)}, \quad \xi(s, \rho, Z) = \frac{D(s, \rho, Z)}{D_{37}}. \quad (3)$$

Таким образом, согласно Р. Катцу, поглощенная доза *однозначно определяет* вероятность появления локального отклика. Однако в опубликованных источниках описаны случаи, когда адекватная связь доза-эффект не подтверждается экспериментально [7–10].

В работе [11*, 12] была использована частота эффективных событий ξ в следе однозарядной частицы, но она была применена также для описания локального отклика вдоль каждого следа δ -электронов. После прохождения через фотоэмульсию потока δ -электронов плотностью N вероятность появления локального ν -ударного отклика в точке \mathbf{r} описывается следующим выражением:

$$P_{\nu}^{+}(\mathbf{r}) = 1 - \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{q!} \sum_{l=1}^{\nu-1} l! \sum_{i=1}^l \bigcap_{j=1}^q \left(\frac{N \langle \xi^{k_{i,j}} e^{-\xi} \rangle}{(k_{i,j})!} \right) e^{-N\langle 1 \rangle} - e^{-N\langle 1 - e^{-\xi} \rangle}, \quad (4)$$

где

$$\langle 1 \rangle = \int d\Omega \int_{(\Omega \mathbf{n}) < 0} (\Omega \mathbf{n}) dQ \int f(\Omega, \boldsymbol{\eta}, s) ds, \quad \sum_{j,i} k_{j,i} = l, \quad (5)$$

$$\langle \xi^k e^{-\xi} \rangle = \int d\Omega \int_{(\Omega \mathbf{n}) < 0} (\Omega \mathbf{n}) dQ \int \xi^k(\Omega, \boldsymbol{\eta}, s) e^{\xi(\Omega, \boldsymbol{\eta}, s)} f(\Omega, \boldsymbol{\eta}, s) ds. \quad (6)$$

Здесь $f(\Omega, \boldsymbol{\eta}, s)$ — плотность потока δ -электронов, Ω — направление входа δ -электрона в чувствительный микрообъем, \mathbf{n} — нормаль к поверхности чувствительного микрообъема, $\boldsymbol{\eta}$ — точка входа δ -электрона в чувствительный микрообъем, s — остаточный пробег δ -электрона.

В частном случае $\xi \ll 1$ формула (4) совпадает с формулой (3) Р. Катца и связь доза-эффект становится адекватной [11, 12].

Для любого твердотельного детектора частоту эффективных взаимодействий можно записать в виде

$$\xi(s) = \frac{(dE(s)/ds)_{\omega_{\text{cut}}}}{(dE/ds)_0}. \quad (7)$$

* В 1979 г. представлена в виде доклада на 10-й Международной конференции по твердотельным детекторам в Лионе.

В числителе стоят потери δ -электрона, ограниченные по энергии ω_{cut} вторичных δ -электронов. $(dE/ds)_0$ — характеристические потери энергии, определяющие чувствительность детектора. Для фотоэмпульсий выражение (1) можно переписать в виде (7) с $\omega_{\text{cut}} = 5$ кэВ.

Рассматриваемая ядерная эмульсия типа P2 характеризуется одноударным откликом микрокристалла:

$$P_1^+(\mathbf{r}) = 1 - e^{-N\langle 1 - e^{-\xi} \rangle}. \quad (8)$$

1. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Получение и использование математических выражений для вероятности появления локального отклика $P_\nu^+(\mathbf{r})$ относится к *теории детектирования*, в то время как расчет пространственных распределений моментов $\langle \xi^k e^{-\xi} \rangle$ является *задачей теории многократного рассеяния электронов* (ТМРЭ).

1.1. Специфика рассматриваемых задач теории детектирования.

В настоящей работе используется метод Спенсера [13, 14], в котором сначала из кинетического уравнения электронов находят пространственно-угловые моменты искомых распределений, а затем по ним восстанавливаются непосредственно пространственные распределения. Теория детектирования накладывает свою специфику на ТМРЭ:

а) Восстанавливаемые пространственные распределения (4)–(6) относятся к более широкому классу функций, совпадая с традиционными только в некоторых частных случаях.

б) Для описания параметров трека необходимо восстанавливать аксиально-симметричные радиальные распределения локальных откликов по сечению трека вокруг источника электронов нового типа, излучающего по образующим конуса с углом при вершине, зависящим от энергии δ -электронов ω и максимальной энергии спектра ω_{max} [15]:

$$\cos^2 \theta = \frac{\omega}{\omega_{\text{max}}} \frac{(\omega_{\text{max}} + 2m_0c^2)}{(\omega + 2m_0c^2)}. \quad (9)$$

Максимальная энергия спектра выбиваемых частицей массы M и движущейся с относительной скоростью β описывается формулой [16]

$$\omega_{\text{max}} = \frac{2\beta^2 m_0 c^2}{1 - \beta^2} \frac{1}{1 + \frac{2m_0}{M\sqrt{1 - \beta^2}} + \left(\frac{m_0}{M}\right)^2}. \quad (10)$$

Спектр δ -электронов описывается выражением из работы [17]:

$$\frac{dn_\delta}{d\omega} = \frac{2\pi n(Z_1^*)^2 r_0^2 m_0 c^2}{\omega^2 \beta^2} \left[1 - \beta^2 \frac{\omega}{\omega_{\max}} + \frac{\pi \beta Z}{137} \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{\max}} \right) \right]. \quad (11)$$

в) При расчете разных сечений одного и того же трека область диапазона энергий δ -электронов, прилегающая к малым значениям ω , будет повторяться, а различие будет сводиться только к разным углам вылета (9). Для того, чтобы не решать задачи ТМРЭ заново много раз для каждого угла, нужно строить метод поиска пространственно-угловых моментов отыскиваемых распределений таким образом, чтобы значения углов вылета электронов использовались на последнем этапе расчета.

г) При учете специфики из п. в) всем углам вылета δ -электронов должен соответствовать один и тот же набор некоторых величин, позволяющий быстро вычислять пространственно-угловые моменты для любого значения угла вылета δ -электронов заданной начальной энергии. Для записи, хранения и считывания этого набора необходимо создать специальный банк данных.

1.2. Адаптация метода Спенсера к задачам теории детектирования. Уравнение переноса потока электронов для аксиально-симметричного источника имеет вид

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{\partial}{\partial t} + \cos \phi \sin \theta \frac{\partial \sin \phi \sin \theta}{\partial r} + \cos \theta \frac{\partial}{\partial x} \right] f(x, r, \mathbf{\Omega}, t) = \\ & = N \int [f(x, r, \mathbf{\Omega}, t) - f(x, r, \mathbf{\Omega}', t)] \sigma(|\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}'|) \mathbf{\Omega}' + I(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_0, r, x, t), \end{aligned} \quad (12)$$

$$x = \frac{z}{R_0}, \quad r = \frac{\rho}{R_0}, \quad t = \frac{s}{R_0}, \quad R_0 = s(\omega_0). \quad (13)$$

Здесь ϕ — азимутальный угол полета электрона, $I(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_0, \mathbf{r}, x, t)$ — функция аксиально-симметричного источника:

$$I(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_0, r, x, t) = \delta(x) \frac{1}{2\pi r} \delta(r) \delta(\cos \theta_0 - \cos \theta) \delta(1 - t). \quad (14)$$

Для поиска пространственных распределений угловых скобок в (4)–(6) согласно методу Спенсера [13, 14] для одноударной модели необходимо их зависимость от пройденного пути t представить в виде суммы:

$$\langle \dots \rangle = \sum_{i=1}^3 C_i \left[\frac{t(1+\alpha)}{t+\alpha} \right]^{q_i}. \quad (15)$$

Для функции (8) нашего случая коэффициенты C_i находились из минимума функции:

$$F(C_1, C_2, \dots, q_1, q_2, \dots) = \int_0^{E_0} \left(1 - e^{-\xi(E)} - \sum_{i=1} C_i \left(\frac{t(E)(1+\alpha)}{t(E)+\alpha} \right)^{q_i} \right)^2 dE. \quad (16)$$

Приравниваем нулю первые производные по C_i , и простым перебором значений коэффициентов q_i находим минимум этой функции. Коэффициент α дан в работах [13, 14]. В результате аппроксимации достигалась точность до нескольких долей процента.

Рассмотрим следующую функцию:

$$F^q(x, r, \theta) = \int_{t=0}^1 \left(\frac{t(1+\alpha)}{t+\alpha} \right)^q f(x, r, \theta, t) dt. \quad (17)$$

Введем, как и Спенсер, оператор вида

$$\hat{G} = \int_0^1 x^n dx \int_0^1 r^{p+1} dr \int_0^{2\pi} \exp(im\phi) d\phi \int_0^\pi P_l^m(\cos\theta) d\cos\theta. \quad (18)$$

Результатом действия этого оператора на функцию $F^q(x, r, \theta)$ являются пространственно-угловые моменты

$$\hat{G} \left(\left(\frac{t(1+\alpha)}{t+\alpha} \right)^q f(x, r, t, \theta, \varphi) \right) = F_{l,m}^{n,p,q}(t). \quad (19)$$

Умножим уравнение (12) на $\left(\frac{t(1+\alpha)}{t+\alpha} \right)^q$ и подействуем на него оператором \hat{G} , тогда получим

$$\begin{aligned} F_{l,m}^{n,p,q} &= \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1+i}{dl+q+1+i} \frac{1}{\alpha(1+\alpha)^{i+1}} \times \\ &\times \left\{ \frac{n}{2l+1} \left[(l+m) F_{l-1,m}^{n-1,p,q+i+1} + (l-m+1) F_{l+1,m}^{n-1,p,q+i+1} \right] + \right. \\ &+ \frac{p+m}{4l+2} \left[(l+m-1)(l+m) F_{l-1,m-1}^{n,p-1,q+i+1} - \right. \\ &\left. - (l-m-1)(l-m+2) F_{l+1,m-1}^{n,p-1,q+i+1} \right] + \\ &\left. + \frac{p-m}{4l+2} \left[F_{l+1,m+1}^{n,p-1,q+i+1} - F_{l-1,m+1}^{n,p-1,q+i+1} \right] + I_{l,m}^{n,p,q+i+1} \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

Пространственно-угловые моменты функции источника выражаются через полином Лежандра от угла вылета электронов $P_l^0(\cos \theta_0)$:

$$I_{l,m}^{n,p,q} = \delta_{n0} \delta_{m0} \delta_{p0} \frac{\alpha}{1+\alpha} P_l^0(\cos \theta_0) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{(1+\alpha)^i} \frac{i+1}{q+d_l+i+1}. \quad (21)$$

Отметим, что полиномы Лежандра входят через функцию источника в кинетическое уравнение линейным образом. Следовательно, для учета особенностей нашей задачи, указанных в пп. *в*) и *г*), логично выражать пространственно-угловые моменты через линейные разложения по полиномам Лежандра и искать коэффициенты разложения.

Как следует из рекуррентного соотношения (20), смешанные моменты с равными нулю координатными индексами n и p совпадают с моментами функции источника:

$$F_{l,0}^{0,0,q} = I_{l,0}^{0,0,q}. \quad (22)$$

При подстановке рекуррентного уравнения (20) самого в себя количество сумм увеличивается, у каких-то сумм пространственные индексы членов уменьшаются до нуля, а у каких-то, напротив, растут. Для растущих сумм легко находятся критерии их обрыва, так что в конечном итоге после нескольких итераций останется одна сумма с нулевыми пространственными индексами:

$$F_{l,m}^{n,p,q}(\theta_0) = \sum_{l'} B_{l,m,l'}^{n,p,q} P_{l'}^0(\cos \theta_0), \quad (23)$$

где

$$B_{l,m}^{n,p,q} = \sum_i \sum_j G_{i,j,l,m}^{n,p,q} \sum_{i'=0}^{\infty} \frac{(1+i') \delta_{n0} \sum_{m'=0}^{\infty} \frac{1}{(1+l)^{m'}} \frac{m'+1}{q+d_l+1}}{(1+\alpha)^{i'} (d_l+q+1+i')}. \quad (24)$$

Для многократного использования коэффициентов разложения $B_{l,m}^{n,p,q}$ δ -электронов одинаковой энергии, но разных направлений начального вылета θ_0 , был разработан четырехуровневый банк данных разных материалов.

1.3. Радиальные распределения локальных откликов детектора в плоскости, перпендикулярной оси симметрии источника. К концу пробега δ -электроны испытывают большое количество столкновений, в результате чего полностью теряется информация о первоначальном направлении вылета. Следовательно, можно предположить, что асимптотика в любом направлении от источника с учетом симметрии по координате ρ описывается аппроксимацией Спенсера:

$$P(\rho) = \frac{1}{\rho} \sum_i \frac{A_i^0}{\beta_i^0} \left(1 - \frac{|\rho|}{\beta_i^0}\right)^{\gamma_i} \exp\left(-\frac{a|\rho|}{\beta_i^0 - |\rho|}\right). \quad (25)$$

Коэффициент a распределения отыскивается по асимптотике Спенсера [13, 14]:

$$\ln \frac{\langle \rho^{n-2} \xi^k e^{-\xi} \rangle}{\langle \rho^n \xi^k e^{-\xi} \rangle} = \sqrt{4a} \left\{ \sqrt{10,25 + \frac{a}{12}} - \sqrt{8,25 + \frac{a}{12}} \right\}. \quad (26)$$

Скачок производной по пробегу t вблизи $\rho \sim 0$ максимален для $\theta_0 = 90^\circ$ и равен нулю при $\theta_0 = 0^\circ$, поэтому

$$P(\rho)|_{\rho \rightarrow 0} = 2 \sin \theta_0 \left. \frac{d^2 (\xi^k(t) e^{-\xi(t)})}{dt^2} \right|_{t=1}. \quad (27)$$

Система уравнений для поиска A_i^e принимает следующий вид:

$$\begin{cases} \sum A_i^e (\beta_i^e)^{2n} = \frac{\langle \rho^{2n} P(\rho) \rangle}{2\omega_{2n}^2(a)}, \\ \sum A_i^e / (\beta_i^e)^2 = -\frac{\sin \theta_0}{2(a + \gamma)} \left. \frac{d^2 (\zeta(t)^k e^{-\xi(t)})}{dt^2} \right|_{t=1}. \end{cases} \quad (28)$$

Задаем значения γ_i и вычисляем

$$\omega_n^\gamma(a) = \int_0^1 \eta^n (1 - \eta)^\gamma \exp\left(-\frac{a\eta}{1-\eta}\right) d\eta. \quad (29)$$

Если появляется хотя бы одно комплексное значение параметра β_i^e , то меняется значение параметра γ_i и система (28) решается заново.

2. ПАРАМЕТРЫ ПРОЯВЛЕННЫХ ТРЕКОВ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Для учета всего спектра δ -электронов при вычислении моментов (4)–(6) нужно вычислять интегралы:

$$\langle \xi^k e^{-\xi} \rangle_\delta = \int_u^{\omega_{\max}} d\omega \frac{R_\delta(\omega)}{\rho} \frac{dn_\delta}{d\omega} \sum_i \frac{A_i(\omega)}{\beta_i(\omega)} \left(1 - \frac{\rho/R_\delta(\omega)}{\beta_i(\omega)}\right)^{\gamma_i(\omega)} \times \\ \times \exp\left(-\frac{\alpha(\omega)\rho/R_\delta(\omega)}{\beta_i(\omega) - \rho/R_\delta(\omega)}\right). \quad (30)$$

Здесь $R_\delta(\omega)$ — полный пробег δ -электронов энергии ω . Интегрирование (30) нужно проводить численно.

Для того, чтобы перейти от радиального распределения локального отклика (3) к оптической плотности, нужно воспользоваться формулой

Неттинга [18]:

$$D(x) = n_0 \log \epsilon \pi a_0^2 k \int_{-\sqrt{R_{\max}^2 - x^2}}^{+\sqrt{R_{\max}^2 - x^2}} P_{\nu}^+ \left(\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \right) dy. \quad (31)$$

Здесь n_0 — число микрокристаллов (в $\mu\text{м}^3$) непроявленной фотоэмульсии, a_0 — радиус микрокристалла, а k — отношение размеров проявленного фотоэмульсионного зерна к размеру непроявленного микрокристалла [7].

Результаты применения описанного метода расчета различных параметров треков тяжелых и сверхтяжелых ядер в ядерной фотоэмульсии типа P2 представлены на рис. 1–7.

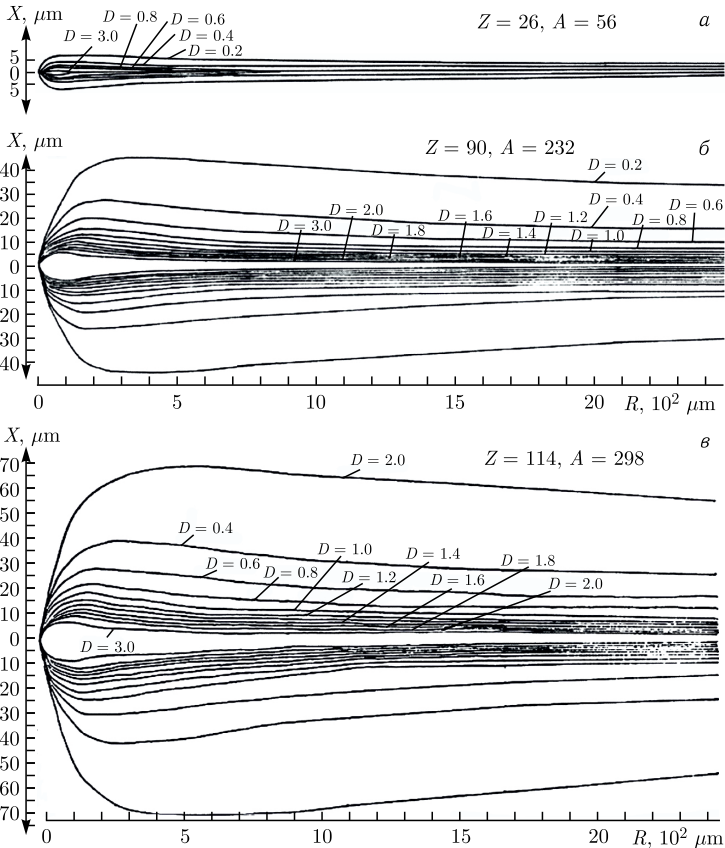


Рис. 1. Расчетные эквиденситы треков трех ядер фотоэмульсии типа P2: а) железо ($^{56}_{26}\text{Fe}$); б) торий ($^{232}_{90}\text{Th}$); в) флеровий ($^{298}_{114}\text{Fl}$)

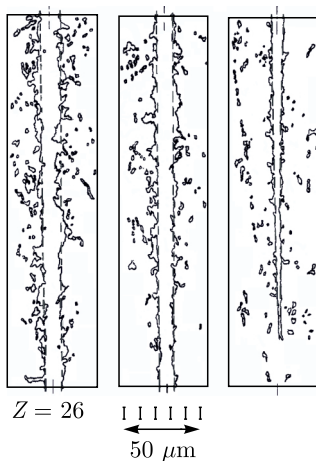


Рис. 2. Контур трека ядра железа в ядерной эмульсии типа Ильфорд [19]. Полная длина трека 630 мкм. Штриховой линией наложена эквиденсита с $D = 0,2$

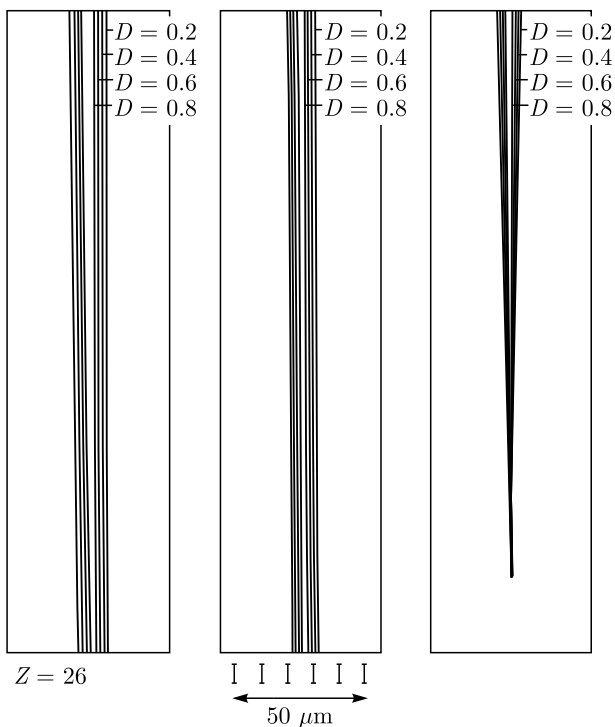


Рис. 3. Эквиденситы трека ядра железа в ядерной эмульсии типа Ильфорд. Полная длина трека 630 мкм

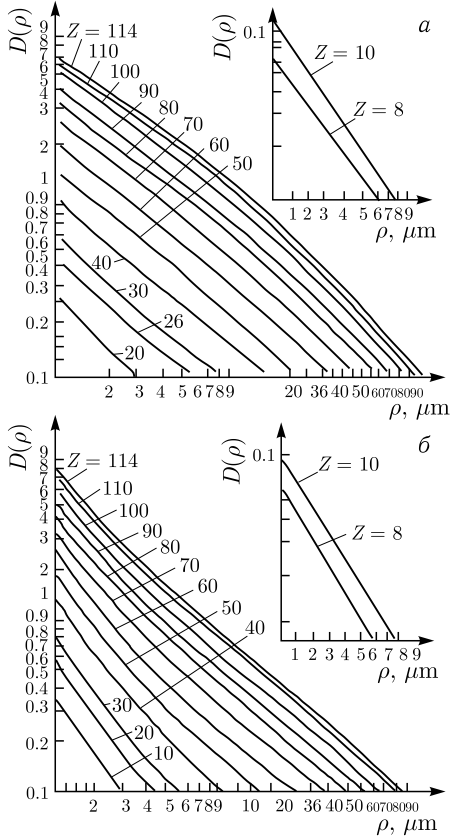


Рис. 4. Радиальные распределения оптической плотности различных ядер в фотоэмульсии типа P2 для двух значений относительной скорости ионов β : а) $\beta = 0,72$; б) $\beta = 0,85$

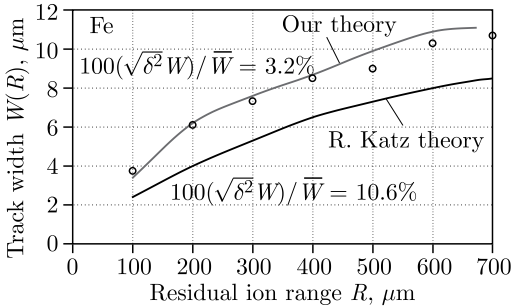


Рис. 5. Сравнение нашего расчета и расчета по теории Р. Катца [5] зависимости от остаточного пробега ядра железа в фотоэмульсии типа Иلفорд ширины трека, задаваемой эквиденситой $D = 0,3$ экспериментальной работы [8]

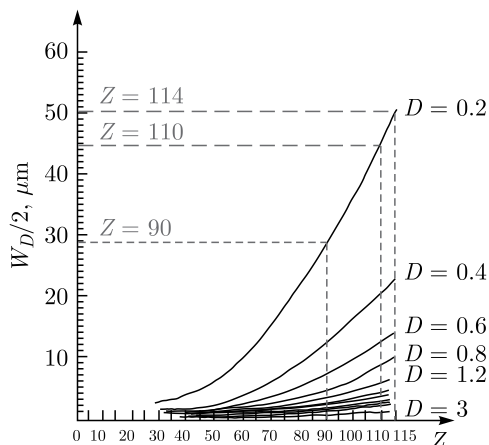


Рис. 6. Зависимость полуширины трека $W_D/2$, задаваемой разными значениями оптической плотности D , от атомного номера, регистрируемого в эмульсии типа Р2 ядра с $\beta = 0,85$. Штриховыми линиями выделены ядро тория и ядра СТЭ с $Z = 110$ и 114

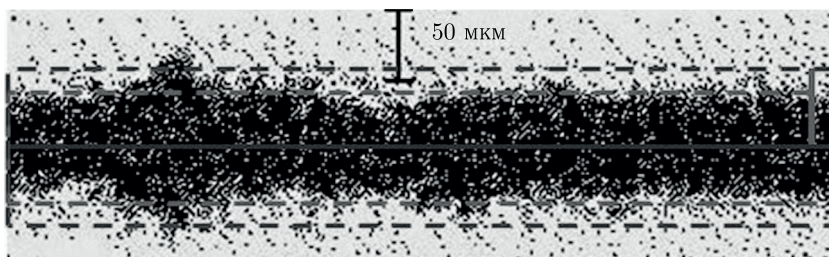


Рис. 7. Фрагмент трека урана в ядерной фотоэмульсии типа Иلفорд из работы [4]. Штриховыми внутренними линиями обозначены края трека урана $Z = 92$, совпадающие с контуром профиля трека на фотографии, внешние штриховые линии показывают границу расчетного трека СТЭ с $Z = 114$ на расстоянии 50 мкм от оси трека

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод был применен к одноударной модели локального отклика в ядерной фотоэмульсии, но он также применим и к другим твердотельным трековым детекторам с откликом любой кратности.

Связь наблюдаемых параметров после визуализации треков с распределением локальных откликов по объему латентного трека быстрого ядра в фотоэмульсии описывается гораздо проще, чем в других материалах. Для установления такой же точной связи при визуализации процессом травления дополнительно нужно точно описать движение и форму

фронта травления, решая химико-диффузионные задачи либо применяя численные методы [20] или [21].

Объявление в 1971 г. о первой регистрации природного СТЭ с $Z = 110$ было ошибочным. Зарегистрированное тогда ядро в ядерной фотоэмульсии оказалось ядром тория с $Z = 90$, что также подтверждается и нашими расчетами, представленными графически на рис. 6. Сейчас есть уже несколько искусственно созданных СТЭ до $Z = 118$ (оганесон ${}_{118}^{294}\text{Og}$). Можно надеяться на обнаружение также природных СТЭ.

Благодарности. Описанный метод был представлен на семинарах в нескольких институтах. Автор приносит благодарность за участие в семинаре профессора А. Г. Долголенко (НИЦ «Курчатовский институт»), семинаре профессора Г. И. Мерзона (ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва), семинаре профессора Н. П. Кочерова и профессора В. А. Николаева (Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург), а также за полезное обсуждение разработанного теоретического подхода.

Финансирование. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Научно-исследовательского центра «Курчатовский институт». Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Flerov G. N., Ter-Akopian G. M.* The Physical and Chemical Aspects of the Search for Superheavy Elements // *Pure Appl. Chem.* 1981. V. 53, No. 5. P. 909–923.
2. *Fowler P. H.* Highest Charges in the Cosmic Radiation // *Proc. of Intern. Conf. of Heavy Ion Physics.* Dubna, 1971. P. 23–29.
3. *Flerov G. N.* Experimental Approach to the Problem of Superheavy Elements // *Ibid.* P. 43–47.
4. *Fowler P. H.* Ultra Heavy Cosmic Ray Nuclei — Analysis and Results // *Solid State Nucl. Track Detectors.* Pergamon Press, Ltd., 1978. V. 2. P. 983–1006; <https://www.amazon.com/Solid-State-Nuclear-Track-Detectors/dp/0080216595>.
5. *Katz R.* Unified Track Theory // 7th Intern. Colloq. on Corpuscular Photography and Visual Solid Detectors. Barcelona, 1970. P. 1–29; <https://www.semanticscholar.org/paper/7th-international-conference-on-corpuscular-and-1.-Cuer-Schmitt/5c8ad5f96i0a4047da00524ded07e601c6b5d837>.
6. *Bogomolov K. S.* La Theorie Fluctuatoire de l'Action Photographique des Particules Nucleares Faiblement Ionisantes // *Ergebnisse der Intern. Conf. f. Wiss. Photographie.* Hellwich Koln, 1958. S. 352–360.
7. *Jacobson L., Rosander R.* The Energy Dose Concept Applied to Heavy Ion Tracks in Nuclear Emulsion. Cosmic Ray Physics Report LUIP-CR-73-13. Lund, 1973. 23 p.; https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/05/127/5127887.pdf?r=1.
8. *Jakes J., Gais P., Voigt J.* // *Radiat. Meas.* 1997. V. 28, Nos. 1–6. P. 853–856.

9. *Price P.B.* Study of the Charge Spectrum of Extremely Heavy Cosmic Rays Using Combined Plastic Detectors and Nuclear Emulsions // *Phys. Rev. D.* 1971. V. 3. P. 813–823.
10. *Иванов В.И.* Курс дозиметрии. М.: Атомиздат, 1978. 392 с.
11. *Ditlov V.A.* Theory of Spatial Calculation of Primary Action of δ -Electrons in Track Detectors with Account of Multiple Scattering // *Solid St. Nucl. Track Detectors.* Pergamon Press, Ltd., 1980. P. 131–141;
Ditlov V.A. Solid State Nuclear Track Detectors // *Proc. of the 10th Intern. Conf., Lyon, July 2–6, 1979;* https://www.amazon.com/solid-state-nuclear-track-detectors/dp/0080250297#detailBullets_feature_div.
12. *Ditlov V.A.* The Evolution of Track Theory throughout the History of the International Solid State Detector Conferences // *Radiat. Meas.* 2001. V. 34. P. 19–26.
13. *Spencer L.V.* Energy Dissipation by Fast Electrons // *Natl. Bur. Std. Monograph.* No. 1. Washington, 1959. P. 1–70.
14. *Spencer L.V.* Theory of Electron Penetration // *Phys. Rev.* 1955. V. 98, No. 6. P. 1597.
15. *Jensen M., Larsson L., Matiesen O.* Experimental and Theoretical Absorptance Profiles of Tracks of Fast Heavy Ions in Nuclear Emulsion // *Phys. Scr.* 1976. V. 13. P. 65–74.
16. *Rossi B.* High-Energy Particles. New York: Prentice Hall, 1952. 569 p.
17. *Brandt H.L., Peter B.* Investigation of the Primary Cosmic Radiation with Nuclear Photographic Emulsions // *Phys. Rev.* 1948. V. 74, No. 12. P. 1828–1837.
18. *Barkas W.H., Berges J.* Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy Charged Particles // *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter.* Nat. Acad. Sci., Washington, 1964. P. 103–108.
19. *Powell C.F., Fowler P.H., Perkins D.H.* // *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method.* London; New York; Paris; Los Angeles: Pergamon Press, 1959. 450 p.
20. *Nikezic D., Yu K.N.* Formation and Growth of Tracks in Nuclear Track Materials // *Mater. Sci. Eng. R: Rep.* 2004. V. 46. P. 51–123; doi: 10.1016/j.mser.2004.07.003.
21. *Ditlov V.A., Gatchegov A.U., Enge W. et al.* The Radial Etching Velocity for Tracks in Polymer Film // *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 1997. V. 28, Nos. 1–6. P. 137–144; doi: 10.1016/s1350-4487(97)00055-3.