Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г.В.Плеханова,
т. XXVI, 1978 г.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАММА-ГАММА-ПОЛЕЙ

В.А.АРЦЫБАШЕВ

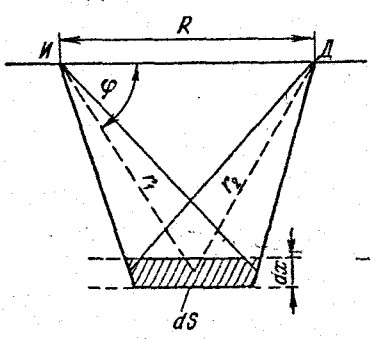
К числу важнейших характеристик поля рассеянного γ-излучения относятся: положение области инверсии, величина насыщенного объема и глубинность. Имеются многочисленные экспериментальные данные и отдельные расчеты [2, 5] по тем или иным параметрам поля. На основе простой математической модели сделана попытка обобщить имеющиеся экспериментальные и теоретические параметры полей в единую систему.

Поле однократно рассеянного γ-излучения

Решим поставленную задачу для точечного источника в приближении однократного взаимодействия. Исходное уравнение (см. рисунок):

$$dN = \frac{S_0}{4\pi r_1^2 r_2^2}\,\bar{\sigma}(\alpha,\theta)\rho e^{-k_0\rho r_1 - k_s\rho r_2}\,dV, \qquad (1)$$

где N – плотность потока однократно рассеянного γ-излучения; S_0 – мощность источника; $\bar{\sigma}(\alpha,\theta)$ – массовое дифференциальное сечение рассеяния квантов энергии α на угол θ; ρ – плотность среды; k_0, k_s – массовые коэффициенты ослабления первичного и рассеянного излучений; r_1, r_2 – расстояния от источника $И$ и детектора $Д$ до элементарного объема dV.



Геометрическая схема модели однократного взаимодействия

Если прохождение первичного и рассеянного излучения ограничено конусными коллиматорами со средним углом наклона φ (см. рисунок), то рождение вторичных квантов происходит в ограниченном объеме ΔV, а решение уравнения (I) имеет вид

$$N = C\Delta V\rho\, e^{-\frac{k_{0s}\rho R}{2\cos\varphi}}, \qquad (2)$$

где R – расстояние между источником и детектором (длина зонда);

$$k_{0s} = k_0 + k_s ; \qquad C = \frac{S_0 \bar{\sigma}(\alpha, \theta)}{4\pi r_1^2 r_2^2} ;$$

Инверсия поля (2) в однородной среде определяется максимумом функции $N(\rho)$, а инверсионный зонд

$$R_\mu = \frac{2\cos\varphi}{\rho k_{0s}} . \qquad (3)$$

Глубинность $h_{0,9}$ исследования в γ–γ-методе определяют слоем среды, из которого поступает в детектор 90% рассеянных квантов. Чтобы найти $h_{0,9}$, преобразуем уравнение (I) к виду

$$dN = C\rho e^{-\frac{k_{0s}\rho x}{\sin\varphi}} dS dx . \qquad (4)$$

Интегрируя уравнение (4) в пределах площади ΔS, ограниченной коллиматорами, и по x от 0 до $h_{0,9}$, находим

$$N_{0,9} = C\Delta S \frac{\sin\varphi}{k_{0s}} \left(1 - e^{-\frac{k_{0s}\rho h_{0,9}}{\sin\varphi}}\right) . \qquad (5)$$

Учитывая, что плотность потока рассеянного излучения от бесконечного по мощности слоя

$$N_\infty = C\Delta S \frac{\sin\varphi}{k_{0s}} , \qquad (6)$$

делением параметра (5) на величину (6) находим

$$1 - e^{-\frac{k_{0s}\rho h_{0,9}}{\sin\varphi}} = 0,9 . \qquad (7)$$

Из уравнения (7) получаем

$$h_{0,9} = \frac{2,3\sin\varphi}{k_{0s}\rho} . \qquad (8)$$

Определим слой насыщения $h_н$ по объему $\Delta S h_н$, из которого поступает в детектор 99% вторичных квантов. Тогда интегрированием уравнения (4) найдем

$$h_н = 2\frac{2,3\sin\varphi}{k_{0s}\rho} = 2h_{0,9} . \qquad (9)$$

Сопоставляя выражения (3), (8) и (9), установим связь между длиной инверсионного зонда, параметром глубинности и насыщенным слоем:

$$R_\mu = \frac{2\cos\varphi}{2{,}3\sin\varphi}\, h_{0,9} = \frac{\cos\varphi}{2{,}3\sin\varphi}\, h_н \,. \qquad (10)$$

При среднем угле наклона коллиматоров $\varphi \approx 41^0$

$$R_\mu \approx h_{0,9} = \frac{1}{2}\, h_н \,. \qquad (11)$$

Таким образом, три важные характеристики γ-поля можно выразить через один универсальный параметр. Для его введения целесообразно рассмотреть особенности полей многократно рассеянного γ-излучения.

Многократное рассеяние

Воспользуемся решением задачи о поле многократно рассеянного γ-излучения в диффузионно-возрастном приближении [4]:

$$N(R) = B e^{-\frac{R^2}{4\tau}} \,, \qquad (12)$$

где τ – возраст рассеянных γ-квантов; B – множитель, не зависящий от пространственной координаты R.

Возраст τ является функцией сечения рассеяния γ-квантов в рассматриваемом диапазоне энергий. Кроме того, он однозначно связан со средним квадратом $\overline{R^2}$ смещения кванта в процессе рассеяния [4]:

$$\tau = \frac{1}{6}\,\overline{R^2} \,. \qquad (13)$$

Введем в рассмотрение, как это принято в теории переноса нейтронов, длину замедления $L_\gamma = \sqrt{\tau}$. Максимум пространственного распределения γ-квантов в сферических слоях, определяющий инверсию поля, найдем из уравнения

$$\frac{\partial(NR^2)}{\partial R} = 0 \,. \qquad (14)$$

Инверсионный зонд

$$R_\mu = 2L_\gamma \,. \qquad (15)$$

Примем длину замедления γ-квантов в качестве универсального параметра γ-поля. По физической аналогии с полем однократно рассеянного γ-излучения оценки для глубинности и слоя насыщения в случае поля многократного рассеяния примем такими же, как в модели однократного взаимодействия в соответствии с формулой (10):

$$h_{0,9} = \frac{2{,}3\sin\varphi}{\cos\varphi} L_\gamma = 2{,}3\,\mathrm{tg}\varphi L_\gamma \,; \qquad (16)$$

$$h_н = \frac{4{,}6 \sin\varphi}{\cos\varphi} L_\gamma = 4{,}6\, tg\varphi L_\gamma \quad . \qquad (17)$$

Принимая средний угол φ входа и выхода квантов из среды равным для изотропных 2π-зондов 40–45°, получим

$$h_{0,9} \approx 2L_\gamma \; ; \qquad (18)$$

$$h_н \approx 4L_\gamma \quad . \qquad (19)$$

Для поля однократного рассеяния формально определим длину замедления как

$$L_{\gamma 1} = \frac{\cos\varphi}{k_{0s}\rho} \quad . \qquad (20)$$

Аналогия с нейтронными полями и суперпозиция полей

Пространственное распределение γ-квантов нейтронов различных групп и γ-нейтронных полей благодаря общности механизмов переноса излучения допускает описание в рамках единой физико-математической модели. Пространственным параметром сложного поля является площадь миграции [3]

$$L^2_{n\gamma} = L^2_s + L^2_d + L^2_\gamma \quad , \qquad (21)$$

где $L_{n\gamma}$ – длина миграции нейтронного γ-поля; L_s – длина замедления быстрых нейтронов до тепловых энергий; L_d – длина диффузии тепловых нейтронов; L_γ – длина замедления (переноса) γ-излучения.

Распространение по принципу аналогии формул (15)–(19) на случай нейтронного поля и нейтронного γ-поля создает единый аппарат описания и оценки пространственных характеристик γ-нейтронных полей.

Некоторые численные оценки

В качестве примера рассмотрим пространственные характеристики полей многократно рассеянного γ-излучения источников ^{137}Cs и ^{60}Co, экспериментальные данные по которым получены ранее [1].

В качестве исходного параметра использована длина инверсионного по плотности зонда R_μ, которая легко определяется экспериментально методами теории подобия и для изотропных 2π-зондов с детектором NaI(Tl) в силикатной среде ($Z_{эфф}$ = 12) равна 14 г/см^2 для ^{137}Cs и 23 г/см^2 для ^{60}Co.

По известному R_μ можно вычислить L_γ и две другие пространственные характеристики γ-полей. Результаты расчетов и прямых экспериментальных определений $h_{0,9}$ и $h_н$ показаны в табл.1.

Таблица 1

Пространственные параметры γ-полей

Источник	ρL_γ, г/см^2	$\rho h_{0,9}$, г/см^2		$\rho h_н$, г/см^2	
		теоретическое	экспериментальное	теоретическое	экспериментальное
^{137}Cs	7,0	14,0	12,5	28	22
^{60}Co	11,5	23,0	24	46	40

Интересно оценить парциальный перенос γ-излучения однократно (E_s) и многократно рассеянными квантами. Для этого представим L_γ в виде

$$L_\gamma^2 = L_{\gamma 1}^2 + L_{\gamma d}^2 \quad , \tag{22}$$

где $L_{\gamma 1}$ – длина замедления однократно рассеянных квантов; $L_{\gamma d}$ – длина замедления (или диффузии) многократно рассеянного излучения.

Для расчета $L_{\gamma 1}$ по формуле (20) примем средний угол $\varphi = 35 \div 45^0$, $\cos\varphi \approx 0{,}8$. Результаты расчетов сведены в табл.2.

Таблица 2

Оценка переноса однократно рассеянных квантов

Источник	ρL_γ, г/см^2	E_s, МэВ	k_{0s}, г$^{-1}$·см^2	$\rho L_{\gamma 1}$, г/см^2	$\rho L_{\gamma d}$, г/см^2
^{137}Cs	7,0	0,50	0,16	5,0	4,9
^{60}Co	11,5	0,60	0,14	5,7	9,7

Как видно, однократное рассеяние играет существенную роль в переносе γ-излучения в диапазоне энергий 0,5–1,5 МэВ.

В заключение сравним рассчитанные с помощью формулы (20) параметры $h_{0,9}$ и $h_н$ поля однократно рассеянных квантов источника ^{60}Co с прямым численным расчетом [1]: по формуле (20) значения $\rho h_{0,9}$ и $\rho h_н$ составили соответственно 11,4 и 22,8 г/см^2, а прямой расчет дает 14,0 и 25,0 г/см^2.

Таким образом, численные оценки указывают на пригодность предлагаемой схемы расчета и обобщения параметров γ-полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцыбашев В.А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.

2. Арцыбашев В.А. Ядерногеофизическая разведка. М., Атомиздат, 1972.

3. Кожевников Д.А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии. М., Недра, 1974.

4. Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.

5. Филиппов Е.М. Ядерная геофизика. Т. 1. Новосибирск, Наука, 1973.