УДК 621.039.51

Относительные измерения спектральных характеристик полей нейтронов методом активационных отношений

ВАСИЛЬЕВ Р. Д., ГРИГОРЬЕВ Е. И., ЯРЫНА В. П.

Получение экспериментальной информации о спектре нейтронов в реакторе — сложная и трудоемкая задача. Особенно это проявляется при измерении спектра во всем реакторном поле, а не в отдельной его точке. Иногда в реакторных полях выделяют точку, для которой можно выполнить прецизионные измерения спектра несколькими методами. В других случаях для какой-либо точки нейтронного поля создают условия, при которых спектр нейтронов с высокой достоверностью соответствует рассчитанному теоретически. Такие точки могут быть использованы в качестве опорных.

В настоящей работе изложен способ относительных измерений нейтронно-активационным методом характеристик нейтронного поля, являющихся исходными для определения спектра с использованием прецизионных данных опорной точки. При восстановлении дифференциального спектра φ (E) по результатам нейтронно-активационных измерений используют активационные интегралы R_i (i — тип детектора), связанные со спектром интегральными уравнениями

$$R_i = k \int\limits_0^\infty \sigma_i (E) \varphi (E)\, dE, \qquad (1)$$

где $\sigma_i(E)$ — сечение реакции активации; k — масштабный коэффициент, учитывающий различие значений плотности потока нейтронов в месте облучения детекторов, например, при различных уровнях мощности. Активационные интегралы определяют по измеренной активности детекторов:

$$R = (n/\varepsilon)(1/N)\,[\mathrm{e}^{-\lambda t_b}/(1-\mathrm{e}^{-\lambda t_0})], \qquad (2)$$

где ε — эффективность счетной установки, связывающая скорость счета импульсов n с активностью детекторов; N — число ядер изотопа-мишени в детекторе; λ — постоянная распада продукта реакции; t_0 — продолжительность облучения; t_b — промежуток времени между облучением и измерением активности детектора.

Введем понятие активационного отношения C_i, определив его как отношение скоростей счета для двух однотипных (i-типа) детекторов. Скорости счета измеряются с помощью прибора компаратора (счетной установки для сравнения активности детекторов) при соблюдении условий идентичности самих детекторов, условий измерения на компараторе, времени облучения и выдержки. Очевидно, что активационные отношения равны отношениям соответствующих активационных интегралов.

Спектр нейтронов реактора в широком диапазоне энергий не зависит от мощности. Поэтому облучение можно проводить в оптимальном для каждого типа детекторов режиме. В этом случае интегральные уравнения (1) будут иметь различные масштабные коэффициенты k и для решения уравнений требуется взаимная нормировка. Из возможных способов нормировки наиболее часто применяют способ, основанный на совместном облучении i-го детектора и детектора-монитора. В качестве монитора выбирают активационный детектор, обладающий широким динамическим диапазоном измерения плотности потока нейтронов и наиболее удобный в измерении активности. Активационные интегралы нормируют на единицу показания монитора, преобразуя систему интегральных уравнений (1) к виду

$$R_i^* = \frac{R_i}{R_{\text{м}}} = \int\limits_0^\infty \sigma_i (E)\, \varphi' (E)\, dE, \qquad (3)$$

где спектр $\varphi'(E)$ отличается от $\varphi(E)$ лишь постоянным множителем $[1/\int\limits_0^\infty \sigma_{\text{м}}(E)\,\varphi(E)\,dE]$. Такой способ нормировки учитывает не только эффект облучения детекторов на различном уровне мощности реактора, но и влияние градиента плотности потока нейтронов, обусловленное погрешностью установки детекторов в определенную точку. Система нормированных интегральных уравнений (3) не содержит отличающихся масштабных коэффициентов и может решаться совместно относительно $\varphi'(E)$.

С учетом изложенного способа нормировки процедура относительных измерений спектральных характеристик нейтронного поля состоит в одновременном облучении в опорной (0) и исследуемой (j) точках поля детекторов i-типа и детекторов-мониторов с последующим определением активационных отношений:

$$\left.\begin{aligned} C_i &= (n_{ij}/n_{i0}) = (R_{ij}/R_{i0}); \\ C_{\text{м}} &= (n_{\text{м}j}/n_{\text{м}0}) = (R_{\text{м}j}/R_{\text{м}0}), \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

где n — скорость счета.

Ниже рассмотрены примеры использования активационных отношений C_i и $C_{\text{м}}$ для решения конкретных измерительных задач.

Пример 1. В точке 0 прецизионно измерены нормированные активационные интегралы R_{i0}^* для некоторого набора детекторов. Преобразуя уравнения (4), получим

$$R_{ij}^* = R_{i0}^* \, (C_i/C_{\text{м}}). \qquad (5)$$

Это система интегральных уравнений для определения дифференциального спектра в точке j.

Пример 2. В опорной точке 0 прецизионно измерен или априорно известен дифференциальный спектр нейтронов $\varphi_0(E)$. Используя $\varphi_0(E)$ и сечения реакций активации $\sigma_i(E)$, с помощью уравнений (1) рассчитывают активационные интегралы R_{i0} и $R_{\text{м}0}$ и нормированные активационные интегралы R_{i0}^*. Затем задачу решают аналогично первому примеру, только вместо измеренных R_{i0}^* берут расчетные значения. В этом примере следует отметить следующие положительные моменты: в расчетах могут быть использованы истинные сечения реакций активации без учета, например, эффектов самоэкранирования и других, присущих реальным образцам; существенно снижаются требования к погрешности сечения $\sigma_i(E)$: важно лишь, чтобы сечения были одинаковыми при вычислении R_{i0} и восстановлении спектра в точке j.

Пример 3. В точке 0 прецизионно измерен или априорно известен интегральный спектр $\Phi_0(E) = k \int\limits_E^\infty \varphi_0(E)\, dE$. Такая задача обычно возникает при измерениях в полях быстрых нейтронов. В этом случае для измерений используют пороговые реакции активации. Нормируем интегральный спектр к единице интегральной плотности потока нейтронов, измеряемой детектором-монитором, и обозначим нормированный спектр через $g_0(E)$:

$$g_0(E) = \frac{1}{\Phi_м}\,\Phi_0(E). \qquad (6)$$

В соответствии с методом эффективных пороговых сечений интегральная плотность потока нейтронов, измеряемая i-м детектором, равна

$$\Phi_i \equiv \Phi(E_{эф\;i}) = \frac{R_i}{\sigma_{эф\;i}} \qquad (7)$$

или в нормированном виде

$$g_i = R_i^* \frac{\sigma_{эф\;м}}{\sigma_{эф\;i}}. \qquad (8)$$

Используя активационные отношения C_i и $C_м$, получим

$$g_{ij} = g_{i0}\frac{C_i}{C_м}. \qquad (9)$$

Найденные значения нормированной интегральной плотности потока нейтронов являются исходными данными для восстановления интегрального спектра в точке j.

Метод активационных отношений позволяет значительно упростить процедуру измерений спектров нейтронных полей при сохранении высокой достоверности результатов, присущей опорным точкам. Авторы применяют его при аттестации образцовых источников (полей) нейтронов на ядерно-физических установках — реакторах, нейтронных генераторах и т. п.

Поступило в Редакцию 14/VIII 1975 г.

УДК 519.283:550.3

Возможность решения задач ГГК методом Монте-Карло для больших расстояний от источника

ХАМАТДИНОВ Р. Т.

Метод Монте-Карло широко применяется для решения задач гамма-гамма-каротажа (ГГК) буровых скважин [1,2]. Однако к настоящему времени результаты получены только для относительно малого (до 30—40 см) расстояния от источника до индикатора (длины зонда). На бóльшем расстоянии вероятность попадания γ-кванта в объем, соответствующий индикатору, резко уменьшается и возрастает расход машинного времени. При решении задач ГГК методом Монте-Карло по аналоговой схеме расход машинного времени на расчеты можно представить формулой

$$t_A = t_{l_0} \exp\left[k(l - l_0)\right](\delta/\delta_0), \qquad (1)$$

где t_{l_0} — время расчетов для достижения их заданной погрешности при длине зонда l_0; k — коэффициент снижения плотности потока γ-квантов по длине зонда, $см^{-1}$; l — длина зонда, см; δ— погрешность расчета при длине зонда l, %.

Из практики известно, что решение задачи ГГК для зонда длиной 10 см, при плотности пород 2,3—2,5 $г/см^3$, заданной погрешности расчета 10% требует примерно 1 ч машинного времени на ЭВМ типа М-220. Расчет задач для зондов длиной 40 см по (1) при тех же условиях занимает уже более 100 ч. Уменьшение погрешности расчетов в три раза увеличивает время на расчеты еще на порядок. Таким образом, решение задач ГГК методом Монте-Карло по аналоговой методике для зондов длиной более 35—50 см оказывается нереальным. Вместе с тем на практике установки с зондами длиной более 40—50 см представляют существенный интерес, особенно в связи с разработкой мощных управляемых источников γ-квантов [3].

Алгоритмы, описанные в работе [2], не предназначены для расчета больших зондов. Имеющиеся в литературе рекомендации [4,5]: метод локального счета, экспоненциальное преобразование, расщепление траекторий,— нуждаются в опробовании и приспособлении к условиям скважинной геофизики. В настоящей работе

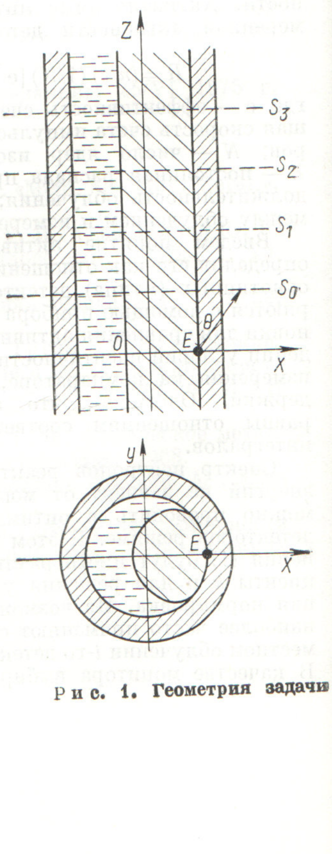

Рис. 1. Геометрия задачи