

абсолютных и относительных величин нейтронных потоков введения поправок на «самоэкранирование» поля внутри детектора и «провисание» поля вне его.

2. Позволяют проводить измерения активности детектора непосредственно после его облучения, устраняя необходимость растворения активационного детектора и отбора аликвоты. Так как наведенная в таких детекторах активность обычно не превышает 1—10 мккюри, то применение их делает процедуру измерения нейтронных потоков радиационно безопасной и значительно упрощает и ускоряет ее.

3. Однажды приготовленный раствор можно использовать для изготовления большого числа детекторов с примерно одинаковым или различным содержанием кобальта. Так как такие «невесомые» детекторы можно готовить и из относительно дорогостоящих материалов

(золото, индий, диспрозий), они обладают еще одним преимуществом — дешевизной.

Предлагаемые детекторы могут использоваться для измерения эффективных тепловых потоков в реакционноактивных средах, в частности в различных водных растворах.

Поступила в Редакцию 27/IV 1967 г.
В окончательной редакции 27/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Westcott, W. Walker, T. Alexander. Proc. of the Second Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Unit. Nat., V. 16, Geneva, 1958, p. 70.
2. A. Spennol, R. Waninbrouckx, G. Gross. Neutron Dosimetry. Vol. 1. Vienna, 1963, p. 547.
3. N. Taylor, L. Linacre. AERE-R-4111, Harwell, 1964.

Замедляющая способность неупругих рассеивателей нейтронов

Д. А. КОЖЕВНИКОВ, С. С. ЧЕКАНОВА

УДК 621.039.51

Неупругое рассеяние играет определяющую роль в процессе замедления нейтронов с энергиями выше 1—2 Мэв практически во всех замедлителях и, в частности, в системах, содержащих большое количество ядерного горючего и конструкционных материалов.

Оценка влияния неупругого рассеяния на величину длины замедления нейтронов впервые была сделана в работе [1], в которой дано приближенное численное решение уравнений для пространственных моментов функции распределения нейтронов.

Существенный прогресс в изучении пространственно-энергетического распределения нейтронов, замедленных в результате неупругого рассеяния, достигнут в последние годы на основе создания многогрупповых программ с групповыми константами, оцениваемыми по статистической модели (см., например, [2]).

Очевидна целесообразность непосредственного вычисления замедляющей способности неупругих рассеивателей $s_M^{in}(E)$, равной

$$s_M^{in}(E) = \sigma_M^{in}(E) \bar{\xi}_M^{in}(E), \quad (1)$$

где σ_M^{in} и $\bar{\xi}_M^{in}$ — сечение неупругого рассеяния и среднее изменение логарифма при неупругом рассеянии нейтронов с фиксированной энергией E на данном ядре (M). Знание этой величины дает возможность количественного учета замедления в результате неупругого рассеяния

на основе разработанных аналитических и численных методик и облегчает интерпретацию имеющихся экспериментальных данных.

Величина среднего изменения логарифма нейтронов с энергией E , $\bar{\xi}(E)$ в замедлителе произвольного состава определяется следующим образом:

$$\bar{\xi}(E) = \sum_{(M)} h_M^{el}(E) \bar{\xi}_M^{el}(E) + \sum_{(M)} h_M^{in}(E) \bar{\xi}_M^{in}(E), \quad (2)$$

где h_M^{el} и h_M^{in} — парциальные вероятности упругого и неупругого рассеяния на данном ядре (суммирование распространено на все массовые числа), или

$$\bar{\xi}(E) = \lambda(E) \sum_{(M)} [S_M^{el}(E) + S_M^{in}(E)], \quad (2')$$

где $\lambda(E)$ — полный свободный пробег; S_M^{el} и $S_M^{in}(E)$ — макроскопические замедляющие способности ядер при упругом и неупругом рассеянии соответственно.

По определению

$$\begin{aligned} \bar{\xi}_M^{in}(E) &= \langle \ln E/E' \rangle_M = \\ &= \int_{\Omega} d\omega' \int_0^E \ln(E/E') W_M^{in}(E \rightarrow E', \omega \rightarrow \omega') dE'. \end{aligned} \quad (3)$$

В статистической модели ядра индикатриса неупругого рассеяния нейтронов определяется

следующим образом [3]:

$$W_M^{in}(E \rightarrow E', \omega \rightarrow \omega') = \frac{C_M(E)}{4\pi} E' e^{-E'/T(E)}, \quad (4)$$

где

$$C_M(E) = T_M(E)^{-2} [1 - (1 + E/T(E)) e^{-E/T(E)}]^{-1} \quad (4')$$

(угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов считается изотропным; E и E' — энергия нейтронов до и после рассеяния; $T(E)$ — температура конечного ядра).

При подстановке выражения (4) в формулу (3) получаем

$$\begin{aligned} \xi^{in}(E) &= C(E) \int_0^E E' \ln(E/E') e^{-E'/T(E)} dE' = \\ &= \frac{\gamma - 1 + \ln x + e^{-x} + E_1(x)}{1 - (1+x)e^{-x}}, \quad x = E/T(E), \end{aligned} \quad (5)$$

где $E_1(x)$ — интегрально-показательная функция первого порядка; $\gamma = 0,5772$ (постоянная Эйлера)*.

Таким образом, величина $\xi^{in}(E)$ определяется отношением энергии падающего нейтрона к температуре ядра-мишени в конечном состоянии.

К настоящему времени накоплены некоторые экспериментальные данные по изучению энергетических спектров вторичных нейтронов при различных энергиях возбуждения [4—8]. Это позволяет вычислить для ряда элементов $\xi^{in}(E)$ и $S^{in}(E)$ непосредственно по измеренным значениям ядерных температур.

Однако в измеренных различными авторами значениях ядерных температур существуют расхождения, обусловленные определением последних по различным участкам спектра и неточной оценкой вклада вторичных нейтронов из реакции $(n, 2n)$. Кроме того, для некоторых элементов, имеющих большую распространенность в земной коре, вообще нет экспериментальных данных. Поэтому возникает необходимость теоретически рассчитать этот важный параметр. Такой расчет может быть выполнен в модели ферми-газа.

Последовательное проведение модели ферми-газа дает для ядерной температуры следующее выражение:

$$T = \left(\sqrt{\frac{a}{\varepsilon}} - \frac{n}{\varepsilon} \right)^{-1}, \quad (6)$$

где a — параметр плотности ядерных уровней, не зависящий от энергии возбуждения ядра-мишени и определяемый только свойствами самого ядра; ε — энергия возбуждения ядра-

мишени; $n = 5/4$ для полной плотности уровней.

Наиболее удачное представление для параметра плотности ядерных уровней a , учитывающее оболочечные эффекты, получено Т. Ньютоном [10]:

$$a = 2\alpha (\bar{j}_N + \bar{j}_Z + 1) A^{2/3}, \quad (7)$$

где $\bar{j}_N$ и $\bar{j}_Z$ — эффективные нейтронные и протонные угловые моменты. При значении параметра α , равном 0,0374 (подобранном Лэнгом [11]), теоретические величины a в выражении (7) согласуются с соответствующими значениями, вычисленными по определенным из опыта ядерным температурам.

Энергия возбуждения остаточного ядра ε есть разность энергий налетающего и неупруго рассеянного нейтронов. Средняя энергия рассеянных нейтронов E' равна $2T$, т. е. энергия возбуждения ядра-мишени

$$\varepsilon = E - 2T. \quad (8)$$

В модели ферми-газа, из которой следует соотношение (6), нуклоны рассматриваются как газ слабовазаимодействующих частиц, заполняющих энергетическое пространство с верхней границей E_F (поверхность Ферми). Из-за парных корреляций нуклонов в реальном ядре поверхность Ферми лежит ниже, чем в модели ферми-газа. Часть энергии падающего нейтрона затрачивается на разрыв нуклонных пар, и эффективная энергия возбуждения остаточного ядра равна:

$$\begin{aligned} U &= E - 2T - \Delta_P, \\ \Delta_P &= \Delta_Z + \Delta_N. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь Δ_Z и Δ_N — понижение протонной и нейтронной поверхностей Ферми при четном числе соответствующих частиц. Без учета и с учетом парных корреляций параметр полной плотности уровней (a и a_P) определяется следующим образом:

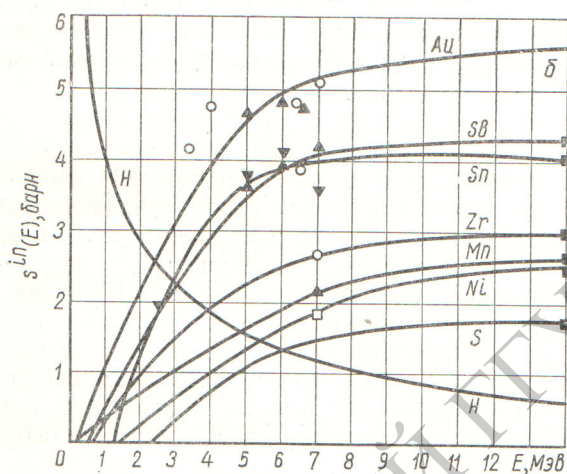
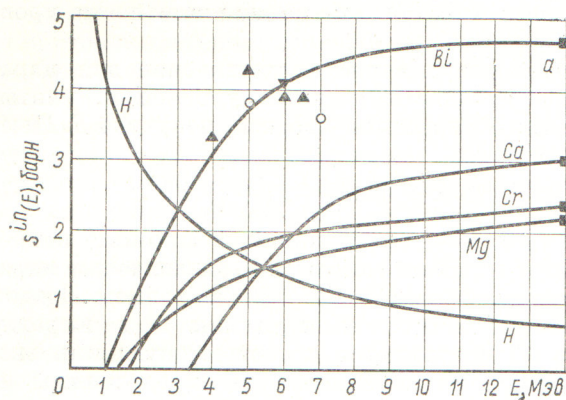
$$a = \varepsilon/T^2 + 2,5/T, \quad \varepsilon = E - 2T; \quad (10)$$

$$a_P = U/T^2 + 2,5/T, \quad U = E - 2T - \Delta_P. \quad (10')$$

По формуле (5) выполнен расчет вклада неупругого рассеяния в замедляющую способность более чем тридцати элементов, ядерные температуры которых известны из эксперимента.

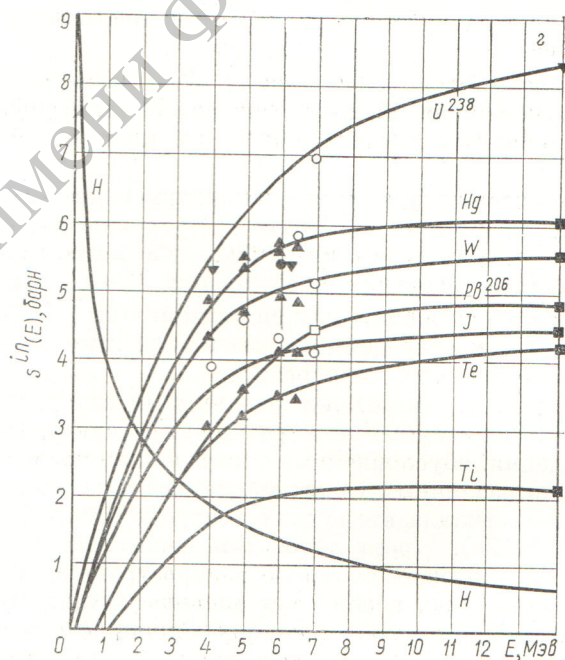
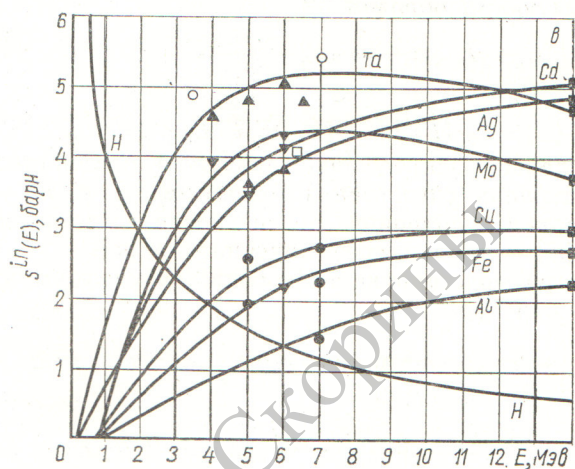
Для расчета замедляющих способностей Na, K, Mg, Cr, Ti, Si, Ca, S параметр a был определен по формуле Ньютона (7), а по нему вычислены ядерные температуры. Параллельно замедляющие способности этих же элементов

* Впервые формула (5) была приведена в работе [9].



Микроскопическая замедляющая способность элементов при неупругом рассеянии в зависимости от энергии нейтронов E . Результаты расчетов, основанных на экспериментально определяемых значениях ядерных температур, по данным, полученным или систематизированным в следующих работах: ▲ — Бучино [6]; ▼ — Гордеев и др. [7]; ● — Томсон [5]; ○ — Сет и др. [8]; ■ — Сальников и др. [4]; □ — Малышев [13, 14].

были вычислены по приведенным в работах [4, 7] экспериментально определенным значениям параметра a . Хорошее согласие для $\bar{\xi}^{in}(E)$ в этих двух независимых методиках расчета отмечено для Cr и Ti. В величинах $\bar{\xi}^{in}$ для Ca, Si и S наблюдалось значительное расхождение (в 1,5—2 раза). Это объясняется двумя факторами: во-первых, в работе [4] параметры a этих ядер найдены по заниженным значениям ядерных температур (по эффективным температурам), что соответственно зависило $\bar{\xi}^{in}$; во-вторых, указанные ядра являются четно-четными и в них существенны парные корреляции. Последний фактор был учтен с помощью пере-



счета через параметр Ньютона a ядерных температур по уравнению, вытекающему из выражения (10'):

$$a_P T^2 - 2T - (E - \Delta_P) = 0, \quad (11)$$

Значения Δ_P взяты из работы [12].

Результаты вычислений энергетической зависимости замедляющей способности элементов при неупругом рассеянии приведены на рисунках (а, б, в, г). Часть кривых проведена по точкам, вычисленным по измеренным значениям ядерных температур, заимствованным из работ [4—8]. Сечения неупругого рассеяния, исполь-

зованные в расчете, заимствованы из работ [15, 16]. Для сравнения на этих же графиках представлена замедляющая способность упругого рассеяния на водороде.

Для элементов с $A < 30s^{in}(E)$ не превышает замедляющей способности $s_H(E)$ водорода или сравнима с ней; для элементов с $30 < A < 130$ величина $s^{in}(E)$ превышает замедляющую способность водорода в 3—4 раза при $E > 5$ Мэв; для элементов с $A > 130$ $s^{in}(E)$ превышает $s_H(E)$ в широком энергетическом интервале ($E > 3$ Мэв) в 6—8 раз.

Поступила в Редакцию 11/III 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Volkin. Phys. Rev., 91, 425 (1953).
2. Т. А. Гермюгенова и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Вып. 2. М., Атомиздат, 1966, стр. 22.

3. Дж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
4. В. Б. Ануфриенко и др. «Ядерная физика», 2, 26 (1965).
5. D. Thomson. Phys. Rev., 129, No. 4 (1963).
6. S. Buccino et al. Nucl. Phys., 60, 17 (1964).
7. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
8. K. Seth et al. Phys. Rev. Letters, 11, 310 (1964).
9. Дж. Черник. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958.
10. T. Newton. Canad. J. Phys., 34, 804 (1956).
11. D. Lang. Nucl. Phys., 26, 434 (1961).
12. П. Э. Немировский, Ю. В. Адамчук. Nucl. Phys., 31, 533 (1962).
13. А. В. Малышев, ЖЭТФ, 46, 1187 (1963).
14. A. Malyshev. Proc. Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerpen, Holl. Publishing, 1966, p. 236.
15. Физика быстрых реакторов. М., Атомиздат, 1965.
16. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. 2. М., Атомиздат, 1965.

Новый метод интерпретации результатов γ -каротажа скважин

РОЛЬФ РЭСЛЕР

(Институт прикладной геофизики, ГДР)

УДК 550.83.539.166.3

Целью всех геофизических методов исследования буровых скважин является получение детальных данных о вещественном составе и физических свойствах горных пород, прилегающих к скважине. Применение этих методов дает значительную экономию времени и средств по сравнению с методом исследования зерна.

Измерение естественного γ -излучения в скважинах проводится главным образом для выявления калийных и урановых месторождений и для определения запасов металла в этих месторождениях.

Описанный ниже метод интерпретации результатов γ -каротажа особенно легко применим в условиях калийных месторождений, так как при этом не нужно учитывать радиоактивное равновесие.

Хотя на первый взгляд использование этого метода для поисков урана представляется более сложным, так как при этом нужно учитывать нарушение радиоактивного равновесия, опыт последних лет показал, что и в случае урана он дает высокий экономический эффект.

В применяющихся методах интерпретации результатов γ -каротажа скважин границы слоев мощности и содержание в них металла определяются путем сравнения свойств измеренных

и рассчитанных аномалий. Это осуществляется с помощью номограмм и таблиц [1, 2]. Вследствие этого на результаты интерпретации отрицательно влияют субъективные факторы, особенно в случае, если необходимо так проинтерпретировать результаты измерений, чтобы точно определить особенности распределения содержаний радиоактивных элементов.

Интенсивность излучения dJ в точке, находящейся на расстоянии R от элементарного излучающего объема, который содержит количество dC радиоактивного вещества (измеряемого в кюри), можно описать выражением

$$dJ = K \frac{dC}{R^2} e^{-\mu R}, \quad (1)$$

где K — коэффициент пропорциональности; μ — линейный коэффициент поглощения, причем процессы рассеяния в веществе могут быть с достаточной для наших целей точностью учтены, если за массовый коэффициент поглощения принять $\mu/\rho = 0,033 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ — с излучением рассеяния или $\mu/\rho = 0,050 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ — без излучения рассеяния.

Предполагая, что распределение радиоактивных элементов в прилегающих к скважине породах изменяется только вдоль оси скважины (а скважина сухая, необсаженная), для ско-