

случае

$$n = \frac{N_0 v}{V} (1 - e^{-\lambda \frac{V}{v}})^2 e^{-\lambda \frac{V_{\text{ТР}}}{v}},$$

где $N_0 = \frac{n_{\text{F}} Q \sigma_{\text{a}} i e}{\lambda V} \frac{1 - e^{-\Sigma(R-r)}}{\Sigma} \frac{1 - e^{-\mu(R-r)}}{\mu}$ — регистрируемый эффект, соответствующий насыщению. Величина N_0 , зависящая только от размеров камер и поглощающих свойств пульпы, достигает максимума при оптимальном объеме V_0 .

Если принять коэффициент поглощения быстрых нейтронов Po—Be-источника в пульпе $\Sigma \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$, а коэффициент поглощения γ -квантов с энергией 6 Мэв $\mu = 0,04 \text{ см}^{-1}$, то при $r = 3 \text{ см}$ оптимальный объем камер будет равен примерно 1 л .

Оптимальная скорость движения пульпы, при которой скорость счета максимальна и которая определяется из условия $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ (где $t = \frac{V}{v}$), связана с величинами V и $V_{\text{ТР}}$ соотношением $v \approx \lambda (0,8V + 1,2V_{\text{ТР}})$, справедливый при $V_{\text{ТР}} \ll 2V$.

Для повышения чувствительности анализа объем соединительного трубопровода должен быть минимально возможным, так как увеличение $V_{\text{ТР}}$ при соблюдении оптимальных условий (V_0 и v_0) снижает скорость счета от $0,4\lambda N_0$ ($V_{\text{ТР}} \rightarrow 0$) до $0,18\lambda N_0$ ($V_{\text{ТР}} = 0,5V_0$). В реальных условиях расстояние между камерами для снижения фона должно быть не менее 150 см . Если диаметр трубопровода будет не более 1 см , то $V_{\text{ТР}} \approx$

$\approx 0,1 \text{ л}$ и при оптимальной скорости движения пульпы $v_0 = 5,3 \text{ л/мин}$ скорость счета составит примерно $0,3\lambda N_0$.

Следует отметить, что при оптимальных условиях флюктуации скорости движения пульпы очень незначительно сказываются на величине показаний, например отклонение скорости от оптимальной в пределах $\pm 20\%$ вызывает уменьшение показаний не более чем на 2% .

Расчеты и результаты предварительных опытов свидетельствуют о том, что в оптимальных условиях при использовании Po—Be- или Pu—Be-источника мощностью 10^7 нейтр/сек и регистрации γ -излучения N^{16} сцинтилляционным счетчиком с кристаллом NaJ (Tl) размером $40 \times 40 \text{ мм}$ скорость счета будет примерно 1 имп/сек на 1% CaF_2 в пульпе, а относительная погрешность анализа пульпы, содержащей $1-2\%$ CaF_2 , не превысит $\pm 20\%$.

Таким образом, можно считать, что нейтронный активационный метод анализа обладает достаточной чувствительностью и может быть использован для разработки методики непрерывного контроля содержания флюорита в флотационной пульпе.

Поступило в Редакцию 24/VII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Прокопчик, Т. И. Субботина. «Атомная энергия», 21, 415 (1966).
2. O. A n d e r s. Nucleonics, 20, 78 (1962).

Время термализации быстрых нейтронов в горных породах силикатного состава различной влажности

Б. М. КОЛЕСОВ, Г. И. ГАНИЧЕВ, А. К. ОВЧИННИКОВ,
И. М. ХАЙКОВИЧ, Т. В. ТИМОФЕЕВА

УДК 550.835

В последние годы в ядерной геофизике при исследованиях в скважинах начал применяться импульсный нейтрон-нейтронный картаж [1], основанный на измерении нестационарных полей тепловых нейтронов, возникающих в горных породах вследствие процессов замедления и термализации быстрых нейтронов импульсного генератора. В связи с этим представляет интерес исследовать временные характеристики этапа термализации нейтронов, которые для указанных сред до сих пор не определялись. Теоретическое рассмотрение этой задачи вызывает значительные трудности ввиду сложности законов рассеяния нейтронов с энергиями менее 1 эв [2], особенно в таких замедлителях, как горные породы.

В данной работе приводятся результаты измерений времени термализации быстрых нейтронов, выполненных на модели бесконечного однородного пласта силикатного состава различной влажности. Модель пласта имела вид железного пустотелого куба с ребром 3 м , наполненного песком со значительным содержанием кварца. В центральной части модели находилась алюминиевая труба с толщиной стенки 5 мм и внутренним диаметром 100 мм , имитирующая скважину без бурового раствора. Конструкция модели позволила провести измерения в песке, имеющем влажность 4 и $19 \text{ вес.}\%$. Объемный вес относительно сухого и влажного песка был равен соответственно $1,65$ и 2 г/см^3 . Элементный

состав сред (в весовых процентах) по данным химических анализов приведен в таблице.

Способ измерения времени термализации основан на использовании принципа энергетического форма-

Элементный состав силикатных сред

Элемент	Концентрация, вес. %		Элемент	Концентрация, вес. %	
	Коэффициент влажности 4 вес. %	Коэффициент влажности 19 вес. %		Коэффициент влажности 4 вес. %	Коэффициент влажности 19 вес. %
H	0,44	2,11	K	2,71	2,24
O	49,40	57,77	Ca	0,75	0,62
Na	1,65	1,36	Ti	0,17	0,14
Mg	0,15	0,12	Mn	0,02	0,02
Al	4,92	4,05	Fe	1,29	1,06
Si	36,70	30,20	Ba	0,02	0,02
P	0,03	0,02			
			Всего	98,25	99,73

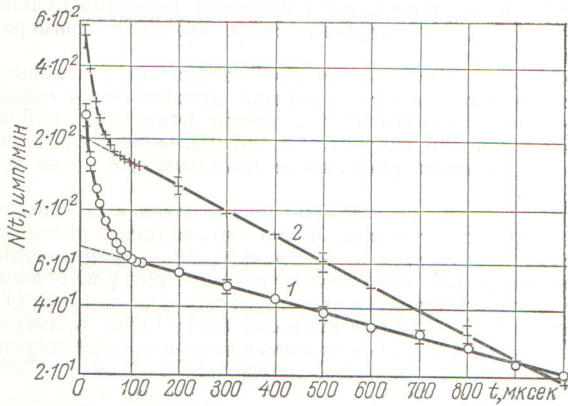


Рис. 1. Временное распределение импульсов, вызванных термализующимися и тепловыми нейтронами, в песке с влажностью 4 вес.% (1) и 19 вес.% (2).

Начальная энергия нейтронов 14 Мэв.

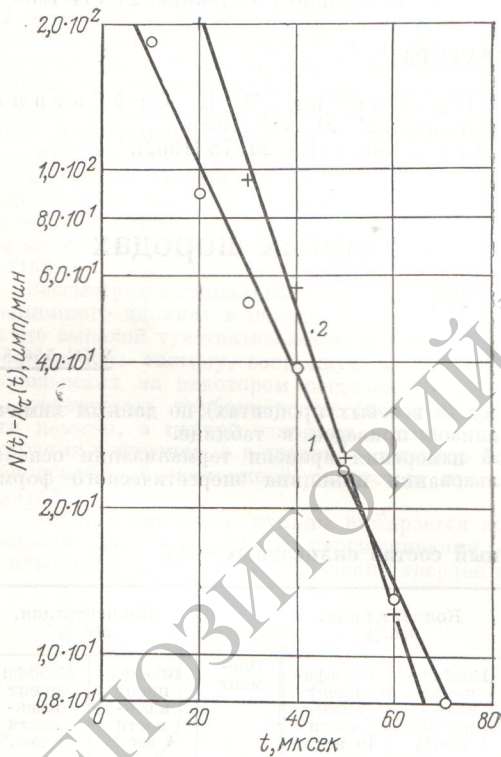


Рис. 2. Временное распределение импульсов, вызванных термализующимися нейтронами, в песке с влажностью 4 вес.% (1) и 19 вес.% (2).

Начальная энергия нейтронов 14 Мэв.

выражением

$$\Phi(E, t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(E) e^{-\lambda_n t}, \quad (1)$$

где $\varphi_n(E)$ — n -гармоника нейтронного потока; λ_n — постоянная времени n -гармоники, причем $\lambda_0 < \lambda_1 < \lambda_2 \dots < \lambda_n$; a_n — коэффициенты, определяемые условиями нормировки функций $\varphi_n(t)$.

Очевидно, что по истечении достаточно большого времени после окончания действия импульса быстрых нейтронов в сумме (1) можно ограничиться двумя членами.

Известно, что горные породы в большинстве случаев представляют собой замедлители с относительно слабым поглощением нейтронов (среднее время жизни тепловых нейтронов, как правило, в 1,5–2 раза больше, чем в воде). Из данных работы [4] следует, что асимптотический спектр нейтронов в воде близок к тепловому. Поэтому в рассматриваемых средах $\varphi_0(E)$ есть максвелловская функция, а постоянная времени λ_0 равна $1/\tau$, где τ — среднее время жизни тепловых нейтронов в среде. Для следующей гармоники справедливо равенство

$$\lambda_1 = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{th}},$$

в котором τ_{th} — среднее время термализации.

В соответствии с вышесказанным при больших t временное распределение импульсов на выходе детектора, обусловленное нейтронным потоком, определяемым выражением (1), будет равно

$$N(t) = A e^{-\frac{t}{\tau}} + B e^{-\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{th}}\right)t} = N_{\tau}(t) + N_{th}(t), \quad (2)$$

где A и B — постоянные величины.

Из выражения (2) видно, что при $t \gg \tau_{th}$ в рассматриваемых средах могут присутствовать лишь тепловые нейтроны, поток которых убывает во времени по экспоненциальному закону с показателем степени $1/\tau$. Следовательно, эта область может быть использована для определения τ , поскольку график $\lg [N(t)]$ будет прямой линией. Начиная с некоторого момента времени $t = t_{th}$ при приближении к $t = 0$ $\lg [N(t)]$ начнет отклоняться от прямолинейного участка графика из-за влияния первой гармоники нейтронного потока. Этот момент становления равновесного спектра назовем временем термализации быстрых нейтронов. Экстраполируя прямолинейный участок графика $\lg [N(t)]$ в сторону времени $t < t_{th}$, можно определить параметр A . При известных величинах A и τ среднее время термализации τ_{th} находим из выражения

$$N_{th}(t) = N(t) - N_{\tau}(t) = B e^{-\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{th}}\right)t}. \quad (3)$$

Для измерения временного распределения импульсов $N(t)$ использовался экспериментальный образец аппаратуры, включающий импульсный нейтронный генератор, блок детектирования нейтронов и временной анализатор импульсов, выполненный по обычным схемам. В качестве источника нейтронов применялась нейтронная ускорительная трубка типа НТ-10, обеспечивающая выход (в импульсе длительностью 1–2 мксек) около 10^6 нейтронов (с начальной энергией 14 Мэв). Частота следования нейтронных импульсов составляла 50 гц. Диаметр выносного блока нейтронного генератора равен 45 мм. Нейтроны регистриро-

лизма [3], в рамках которого нейтронный поток $\Phi(E, t)$ в бесконечных однородных средах после инжекции импульса быстрых нейтронов может быть описан

вались сцинтилляционным счетчиком, состоящим из фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-60 и плоского детектора диаметром 15 мм, приготовленного на основе светосостава $ZnS + B^{10}$. Способ приготовления светосостава описан в работе [5]. Толщина слоя светосостава 380 мг/см², а изотопная концентрация B^{10} в боре 95%. В детекторе происходил практически 100%-ный захват тепловых нейтронов. Эффективное время высвечивания детектора равно ~0,8 мксек. Для повышения быстродействия сцинтилляционный счетчик нейтронов работал в режиме импульса тока. Отметим, что при использовании детектора с характеристикой $1/v$ (для рассмотренного типа детектора толщина слоя равна ~10 мг/см²) эффект выделения первой гармоники $\varphi_1(E)$ значительно ухудшался. Влияние захватного γ -излучения устранялось соответствующим выбором уровня дискриминации импульсов в блоке детектирования. Правильность выбора уровня дискриминации импульсов контролировалась путем измерения $N(t)$ с аналогичным детектором, в светосоставе которого отсутствовал бор. Диаметр блока детектирования составлял 25 мм. При измерении временного распределения импульсов $N(t)$ выносной блок нейтронного генератора размещался в скважине таким образом, чтобы мишень нейтронной трубки находилась в центре модели. Детектор нейтронов располагался в скважине на расстоянии 250 мм выше мишени нейтронной трубки. Ширина окна временного анализатора импульсов составляла 10 мксек. Распределение $N(t)$ изучалось в интервале времени 10—10³ мксек после окончания действия нейтронного импульса.

Результаты измерений $N(t)$ в двух средах силикатного состава приведены на рис. 1. Из рисунка следует, что время термализации нейтронов в отно-

сительно сухом и влажном песке равно соответственно ~100 и ~80 мксек. Среднее время жизни тепловых нейтронов, определенное по углу наклона прямолинейного участка графиков, составляет в тех же средах 650 и 410 мксек. Расчетные значения параметра τ , полученные на основе данных таблицы для максвелловского спектра нейтронов, равны 730 и 350 мксек. Расхождения между экспериментальными и расчетными величинами можно объяснить погрешностью измерений (10%) и ошибками химических анализов (10%). По данным рис. 1 были определены значения $(N(t) - N_{\infty}(t))$, графики которых приведены на рис. 2. Значения среднего времени термализации, вычисленные из этих данных, оказались равными в относительно сухом и влажном песке соответственно 20 и 17 мксек.

Таким образом, в горных породах силикатного состава с влажностью 4—19 вес.% этап термализации быстрых нейтронов заканчивается через 100—80 мксек после окончания действия нейтронного импульса. Спустя 100—80 мксек в таких средах спектр нейтронов должен быть близким к максвелловскому с наиболее вероятным значением скорости нейтронов ~2200 м/сек.

Поступило в Редакцию 5/V 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Алексеев и др. В сб. «Ядерная геофизика», вып. 1. М., «Недра», 1968, стр. 3.
2. П. Скофилд. В сб. «Термализация нейтронов», М., Атомиздат, 1964, стр. 32.
3. К. Бекуртц. Там же, стр. 106.
4. Е. Меллер, Н. Сьёстранд. Там же, стр. 177.
5. Т. В. Тимофеева. «Атомная энергия», III, 156 (1957).

Об электризации тел γ -излучением

В. М. ЛЕНЧЕНКО

УДК 539.2:539.16.04

Известно, что α - и β -активные тела могут заряжаться до потенциалов, сравнимых с энергией излучаемых частиц. Такая высоковольтная электризация тел может происходить также и под действием нейтральных ядерных излучений в результате эмиссии заряженных частиц отдачи (например, за счет комптон- и фотоэлектронов при γ -облучении). Высокие разности потенциалов, которые возможны при γ -облучении гетерогенных систем, таких, как полупроводниковые приборы и устройства с впаянными электродами и изолирующими или защитными покрытиями, могут оказаться причиной их радиационной нестойкости. Особенно нестойкими по отношению к радиации являются микроэлектронные полупроводниковые элементы и устройства [1]. Обычно это объясняется радиационным образованием дефектов (вакансий и внедрений) в материале полупроводника и ускорением диффузионно контролируемых процессов, которые приводят к образованию вторичных дефектов. Это подтверждается экспериментами с гомогенными протяженными образцами.

В гетерогенных системах с развитыми границами раздела сред γ -радиационные эффекты не всегда удается объяснить дефектообразованием. Показательными в этом отношении являются исследования изменения флотуруемости руд под действием γ -облучения малыми

дозами (~10³—10⁴ рад) [2]. В отдельных случаях флотуруемость менялась в несколько раз. Однако воспроизводимость результатов оказалось непонятой. Ясно, что такие дозы γ -излучения не должны приводить к заметным физико-химическим изменениям любых материалов. Однако, как будет показано ниже, такие дозы достаточны для заметной электризации тел. Время релаксации зарядов, определяемое уравнением $\tau = \epsilon\rho/4\pi$, для слабоэлектропроводных тел (значение ρ велико) может измеряться часами и даже сутками, причем в течение этого времени такие частицы будут сохранять свою активность во флотурующем процессе. На γ -электризацию частиц (крупинки) руды и на время релаксации зарядов оказывают влияние фазовый состав руды, электрофизические и термозные свойства каждой из фаз, измельченность руды и т. д. В этом и надо искать объяснение удач и неудач экспериментов по влиянию γ -облучения руд на их флотуруемость.

Рассмотрим γ -электризацию тел (радиаторов и поглотителей заряженных частиц), имеющих простые геометрические формы и находящихся в окружающей однородной внешней среде. Если в единице объема среды I образуется $N_1(\epsilon) d\epsilon$ заряженных частиц с энергией в интервале $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$ и если $P_r(\epsilon, z)$ — вероятность того, что частица вылетит за пределы среды I , то число частиц, вылетающих из объема V , определяется выра-