ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА
Том 96,1 1959 г.

ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ КАРОТАЖ

В. М. ЗАПОРОЖЕЦ, С. А. КАНТОР

(Представлено II межвузовской конференцией по электронным ускорителям)

Электронный ускоритель может быть использован в качестве импульсного генератора нейтронов, что позволит осуществить ряд новых способов нейтронного каротажа [7].

Рассмотрим из числа этих способов два наиболее перспективных.

Нейтронный гамма-каротаж методом регистрации гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах атомов горных пород

Рассеяние быстрых нейтронов на ядрах атомов может происходить в результате их упругих и неупругих столкновений с ядрами. При неупругих столкновениях часть кинетической энергии нейтрона передается ядру в качестве энергии возбуждения. После испускания нейтрона составным ядром образуется конечное ядро, находящееся в возбужденном состоянии, из которого возможен переход с испусканием одного или нескольких гамма-квантов. Процесс перехода может рассматриваться практически мгновенным.

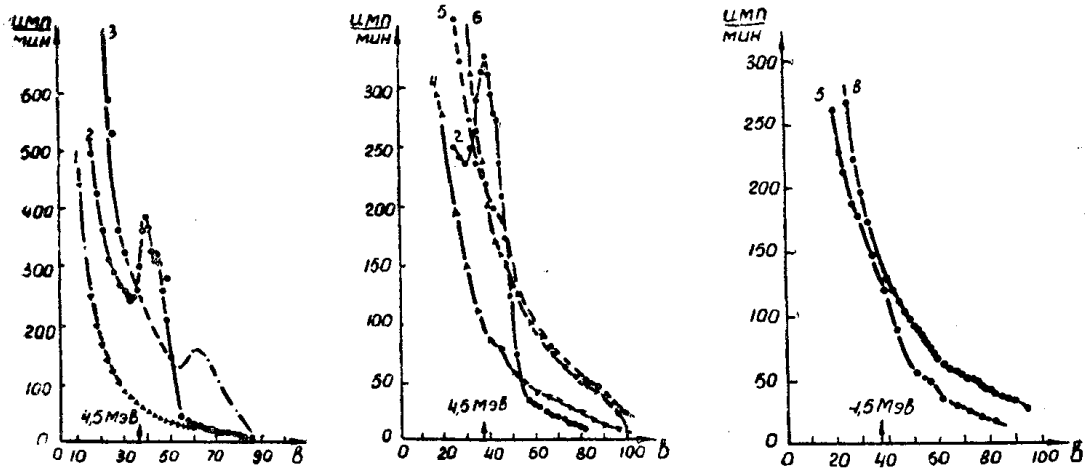
Имеются данные [1], что энергетический спектр, возникающий при неупругом рассеянии гамма-излучения, различен для различных элементов и поэтому может быть использован для их идентификации.

На фиг. 1 показаны дифференциальные спектры гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов энергии 14 *Мэв* на ядрах атомов основных породообразующих элементов. Обращает на себя внимание присутствие в спектре гамма-излучения углерода четко выраженной линии ~ 5 *Мэв* и отсутствие четко выраженных линий в спектрах других породообразующих элементов, кроме кислорода, дающего более жесткое излучение порядка 6,5 *Мэв*.

Углерод входит в состав нефти, поэтому выявление присутствия углерода равноценно выявлению присутствия нефти, когда нефтеносные пласты лишены известковистого цемента и примесей органического происхождения.

Представляет большой интерес разработка методики исследования горных пород, пересеченных буровой скважиной, основанной на облучении их потоком быстрых нейтронов и регистрации гамма-излучения, возникающего при неупругих соударениях нейтронов с ядрами атомов.

Чтобы сделать это возможным, нужна методика измерений, обеспечивающая регистрацию гамма-излучения от неупругих соударений



Фиг. 1. Дифференциальные спектры гамма-излучения от неупругих соударений нейтронов с энергией 14 *Мэв* с ядрами атомов основных породообразующих элементов. 1 — фон, 2 — углерод (графит), 3 — кислород, 4 — железо, 5 — магний, 6 — алюминий, 7 — кальций, 8 — кремний

отдельно от гамма-излучения, возникающего при захвате замедлившихся нейтронов ядрами атомов горных пород. Эта методика осуществима при использовании импульсного генератора нейтронов. В этом случае процесс измерений представляется следующим.

Через некоторое время t_1 после начала генерирования импульса нейтронов открывается на время t_2 вход гамма-спектрометра и регистрируется спектр гамма-излучения неупругих соударений до тех пор, пока интенсивность мешающего гамма-излучения от захвата тепловых нейтронов не станет значительной. Затем генерирование нейтронов прекращается, выжидается некоторое время t_3, пока не поглотятся все нейтроны, вновь генерируется импульс нейтронов и т. д. Рассмотрим временные характеристики этого процесса.

Для обеспечения наилучших условий измерений желательно, чтобы генерирование импульса нейтронов прекращалось одновременно с запиранием входа гамма-спектрометра или сразу после него и чтобы промежутки времени между импульсами не были излишне длительными. По тем же соображениям желательно, чтобы промежуток времени t_1 между началом генерирования импульса найтронов и отпиранием входа гамма-спектрометра не превышал времени, необходимого для того, чтобы испущенные первыми быстрые нейтроны испытали неупругие соударения.

Это время очень мало. Рассмотрим, например, практически наиболее интересный случай, когда начальная энергия генерируемых нейтронов равна 14 *Мэв*. Скорость v этих нейтронов приблизительно равна $5{,}4 \cdot 10^9$ *см/сек*, а средняя длина свободного пробега λ в горных породах не превышает 10 *см*.

В этом случае

$$t_1 = \lambda/v < 2.\ 10^{-8} сек.$$

Существенно меньшие энергии нейтронов мы не рассматриваем так как вероятность их неупругого рассеяния на ядрах атомов породообразующих элементов, сопровождающегося испусканием γ-квантов, мала.

Поскольку гамма-излучение от неупругих соударений возникает и исчезает почти одновременно с включением и выключением генератора нейтронов, мы приходим к выводу, что гамма-спектрометр

следует включать практически одновременно с началом генерирования импульса ($t_1 \simeq 0$).

При оценке оптимальной величины t_2 будем исходить из времени, которое необходимо для того, чтобы первые быстрые нейтроны замедлились до теплового состояния и были захвачены ядрами атомов горных пород с испусканием гамма-квантов. Время замедления в воде быстрого нейтрона до тепловой энергии равно 10^{-5} *сек* [3]. В горных породах содержание водорода всегда меньше, чем в воде, и время замедления будет превосходить эту величину. Таким образом, в течение по крайней мере 10 *мксек* после начала генерирования нейтронов не следует ожидать появления сколько-нибудь значительной интенсивности гамма-излучения от захвата, и поэтому длительность t_2 импульса генератора может быть равна или несколько превышать эту величину. В дальнейшем предстоит определить более точно оптимальное значение интервала времени t_2 расчетным и экспериментальным путем с учетом вероятности неупругого рассеяния нейтронов не при первых, а при последующих их соударениях с ядрами атомов горных пород.

Время, в течение которого происходит захват замедлившихся нейтронов с излучением гамма-квантов, характеризуется средним временем жизни теплового нейтрона в горной породе, которое для большинства горных пород лежит в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен микросекунд. Время t_3 между импульсами нейтронного излучения желательно выбрать настолько большим, чтобы при генерировании последующего импульса отсутствовало гамма-излучение, вызванное предыдущим импульсом. Это условие будет выполнено, если t_3 не будет меньше 500÷1000 *мксек*, т. е. если частота следования импульсов не будет превышать 1000÷2000 ***имп/сек.***

При указанном режиме работы импульсного генератора нейтронов можно надеяться зарегистрировать гамма-излучение от неупругих соударений отдельно от гамма-излучения, возникающего при захвате тепловых нейтронов. При отклонении от этих условий эффективность выявления гамма-излучения от неупругих соударений будет уменьшаться. Оценить ее можно исходя из следующих соображений.

Как известно [4], сечение неупругого рассеяния быстрых нейтронов составляет около половины полного сечения. Если первое столкновение быстрого нейтрона будет упругим, он потеряет лишь незначительную долю (порядка 0,1%) своей энергии и с большим вероятием может испытать неупругое соударение при следующем столкновении. Поэтому можно считать, что почти каждый быстрый нейтрон будет участвовать в неупругом рассеянии. С другой стороны, потеря энергии быстрым нейтроном при неупругом рассеянии настолько значительна, что вероятность возникновения гамма-излучения при последующих неупругих соударениях с ядрами атомов породообразующих элементов для него практически исключается. Отсюда следует, что каждый излученный нейтрон испытает одно неупругое соударение, вызывающее интенсивное гамма-излучение.

Так как каждый нейтрон в конце концов будет захвачен с испусканием гамма-излучения, то соотношение интенсивностей излучения от неупругих соударений и от захвата будет зависеть от отношений количества и энергии гамма-квантов, излученных при этих процессах.

По предварительной оценке для породообразующих элементов среднее число гамма-квантов, излучаемых при захвате теплового нейтрона, близко к 2, а при неупругом рассеянии быстрого нейтрона —к 1. Поэтому количество гамма-квантов, излучаемых при захвате, может вдвое превышать их количество, обусловленное неупругим рассеяни-

ем. Отсюда видно, что применение импульсной методики может существенно повысить разрешающую способность метода.

При увеличении длительности импульса нейтронного излучения выигрыш в чувствительности будет уменьшаться, а при его укорочении—увеличиваться, но точность измерений при заданной их длительности будет уменьшаться. В зависимости от задачи исследования оптимальное соотношение эффективности и точности придется устанавливать опытным путем. Так, например, если время, в течение которого происходит излучение захвата, считая от начала генерирования импульса нейтронов, равно T, а длительность генерирования импульса и регистрации гамма-излучения t_2, то ослабление влияния излучения от захвата, грубо говоря, равно t_2/T. Так как $T \geqslant 100$ *мксек*, то, взяв $t_2 = 20$ *мксек*, что вполне осуществимо, мы ослабим влияние гамма-излучения от захвата в 5 раз.

Рассмотрение показанных на фиг. 1 спектров приводит к выводу, что для наиболее распространенных горных пород спектры будут характеризоваться присутствием четко выраженных энергетических линий. Наоборот, для гамма-излучения от захвата тепловых нейтронов будет характерен спектр, более близкий к непрерывному. Поэтому, применив щелевой дискриминатор, можно достичь существенного увеличения эффективности регистрации гамма-излучения от неупругих соударений при использовании импульсной техники. Может оказаться даже возможной непрерывная регистрация изменений интенсивности гамма-излучения от неупругих соударений при перемещении глубинного прибора в скважине.

Следует заметить, что, помимо импульсного режима работы, генератор нейтронов имеет перед обычными источниками важное преимущество генерирования нейтронов высокой энергии. При этом вероятность неупругого рассеяния нейтронов с излучением гамма-квантом значительно возрастает; эффективность рассматриваемого метода нейтронного гамма-каротажа должна существенно увеличиваться.

Нейтрон — нейтронный каротаж методом исследования нестационарного поля тепловых нейтронов

Метод основан на следующих соображениях.

Пространственно-временное распределение нейтронов в однородной среде, окружающей импульсный источник тепловых нейтронов, описывается нестационарным диффузионным уравнением

$$D\Delta n - n/\tau + Q\,\delta(\vec{r})\,\delta(t) = \partial n/\partial t, \qquad (1)$$

где n — плотность нейтронов;

D — коэффициент диффузии;

τ — среднее время жизни тепловых нейтронов;

Q — число нейтронов, излучаемых источником за время импульса;

$\delta(x)$ — дельта-функция Дирака от x.

Решение этого уравнения, убывающее при $r = (\vec{r}) \to \infty$ и $t \to \infty$ имеет вид:

$$n(r,t) = \frac{Q}{(4\pi Dt)^{3/2}}\, e^{-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4Dt}}. \qquad (2)$$

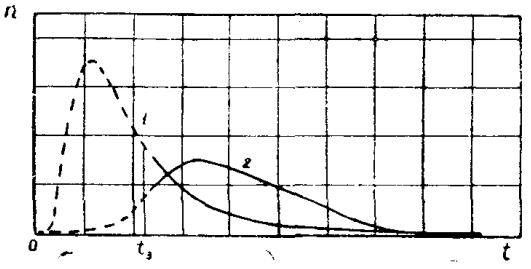
Из соотношения (2) следует, что зависимость от времени плотности нейтронов в точке, расположенной на расстоянии r от источника,

будет иметь вид, представленный на фиг. 2. Плотность нейтронов в точке, удаленной от источника на расстояние r, достигает максимума в момент времени t_m

$$t_m = \frac{3}{4}\tau\left(\sqrt{1+\frac{4}{9}\frac{r^2}{L^2}}-1\right), \qquad (3)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ — длина диффузии тепловых нейтронов.

Убывание плотности нейтронов со временем при $t \gg t_m$ пропорционально величине $exp\,(1-t/\tau)/t^{3/2}$. Отсюда следует, что, получив непосредственным измерением зависимость $n(r,t)/r=r_1$, можно по положению максимума на кривой и по ее спаду определить параметры r и L, характеризующие способность горных пород замедлять нейтроны и связанные с ее элементным составом.



Фиг. 2. Зависимость от времени t плотности n тепловых нейтронов на расстояниях r_1 (кривая 1) и r_2 (кривая 2) от источника тепловых нейтронов ($r_1<r_2$) t_1 и t_2 — времена прихода максимума плотности тепловых нейтронов

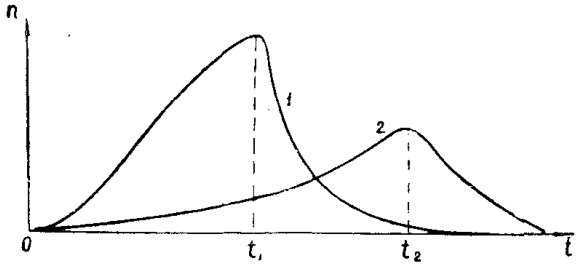
Если источник излучает быстрые нейтроны одной энергии, а среда не содержит водород, распределение нейтронов можно рассмотреть следующим упрощенным образом. В этом случае применимо возрастное приближение и можно считать, что быстрые нейтроны диффундируют в среде непрерывно меняя свою энергию и одновременно замедляются до тепловой энергии через время t_3

$$t_3 \cong \frac{2\lambda}{\xi v}, \qquad (4)$$

где λ — средняя длина свободного пробега нейтрона;

ξ — средняя логарифмическая потеря нейтроном энергии при одном столкновении с атомным ядром.

Лишь начиная с этого момента индикатор начинает регистрировать нейтроны, поэтому будет наблюдаться зависимость, представленная на фиг. 3. Как видно, этот случай может трактоваться как аналогичный показанному на фиг. 2 с тем отличием, что индикатор как бы включится через интервал времени t_3 после генерирования импульса.



Фиг. 3. Зависимость от времени t плотности n тепловых нейтронов на расстояниях r_1 (кривая 1) и r_2 (кривая 2) от источника быстрых нейтронов ($r_1<r_2$). t_3 — время, за которое нейтроны замедляются

Получив такую зависимость, мы, по-видимому, сможем при надлежащем быстродействии аппаратуры определить уже три параметра τ, L, t_3.

Амплитуда кривых на фиг. 1 в случае однородной среды является однозначной функцией только τ, L и Q и поэтому не дает никаких дополнительных данных о свойствах среды к получаемым путем анализа формам кривых. Однако в случае реальной неоднородной среды (например, пласт, пересеченный скважиной) амплитуда

этих кривых будет зависеть также от геометрии среды и может быть использована при интерпретации.

Полученные формулы позволяют оценить времена протекания процессов при исследовании нестационарного поля тепловых нейтронов. В качестве примера рассмотрим распределение нейтронов в рыхлом песке, насыщенном пресной водой (пористость 40%). В этом случае $L \simeq 5$ *см*, $\tau \cong 4 \cdot 10^{-4}$ *сек* [6]. Из формулы (3) следует, что при индикаторе, расположенном на расстоянии 25 *см* или 50 *см*, t_m будет соответственно равно $\sim 2.10^{-3}$ *сек* и $\sim 4.10^{-3}$ *сек*. Спад кривой будет происходить за время порядка 4τ после t_m. Таким образом, длительность регистрируемого индикатором импульса тепловых нейтронов будет $\sim (t_m + 4\tau)$ и в рассматриваемом примере равна $3{,}6 \cdot 10^{-3}$ *сек* для $r = 25$ *мм* и $5{,}6.10^{-3}$ *сек* для $r = 50$ *см*.

Полученный результат существенен для проектирования импульсной аппаратуры нейтронного каротажа. В частности, из приведенного расчета следует, что интервалы между импульсами нейтронов должны быть порядка 10^{-2} *сек*, для того чтобы успели захватиться в окрестности индикатора практически все нейтроны от предыдущего импульса.

Длительность нейтронного импульса должна быть много меньше τ, иначе спад кривой будет искажен и определить по нему величину τ будет затруднительно. Ориентировочно длительность импульса должна быть не более нескольких десятков микросекунд.

Как видно, применение генератора нейтронов позволяет путем реализации методики изучения нестационарного поля тепловых нейтронов существенно углубить изучение характера горных пород, поскольку при этой методике принципиально возможно раздельно получить нейтронные параметры горных пород, тесно связанные с особенностями их элементного состава и, в частности, с наличием в них сильно поглощающих нейтроны элементов (например, хлора).

ЛИТЕРАТУРА

1. Caldwell R. L. Nuclear physics in petroleum exploration risearch. World Petroleum, **27**, №4, 59—63, 1956.
2. Baner P. E. Nentron capture gamma—ray spectra of earth formations. Petroleum Transactions, **210**, 97—101, 1957.
3. Глесстон С. и Эдлунд М. Основы теории ядерных, реакторов, ГИИЛ, 1954.
4. Власов Н. А. Нейтроны, Гостехтеориздат, М., 1955.
5. Perry J. F, Bame S. L. Phys. Rev., **99**, № 5, 1955.
6. Кантор С. А. Основы теории нейтронного каротажа. Прикладная геофизика, № 13, Гостоптехиздат, М., 1955.
7. Запорожец В. М., Сулин В. В. Применение ускорителей заряженных частиц для решения задач промысловой геофизики (настоящий сборник).