

УДК 539.125.52:518.61

Численное исследование распределения нейтронов импульсного источника энергией 14 МэВ в двухслойной бесконечной цилиндрической среде

МОРОЗОВ А. А., РЕЗВАНОВ Р. А., ХИСАМУТДИНОВ А. И.

Постановка задачи. В настоящей статье, продолжающей работу [1], исследуется распределение нейтронов импульсного изотропного точечного источника энергией 14 МэВ. Выше энергии 1,4 МэВ, рассмотренной в работе [1], появляются различные неупругие процессы и становятся необходимыми и оправданным использование библиотеки детальных «поточечных» ядерных данных, например библиотеки ENDL [2]. При $E_0 = 1,4$ МэВ стандартная групповая система констант АББН [3] и ENDL дают еще близкие результаты (см. [1]). В настоящей работе распределение нейтронов рассчитывается численно методом Монте-Карло на основе библиотеки ENDL. Используемый метод и программа те же, что и в публикации [1]. Выбор $E_0 = 14$ МэВ продиктован наличием генераторов именно с такой начальной энергией.

Пусть бесконечная однородная среда (пласт) пересечена скважиной — бесконечным цилиндром радиусом R . Скважина заполнена водой (H_2O), а пласт состоит из $(1 - m)$ долей объема песчаника (SiO_2), плотностью $2,65$ г/см³ и m долей воды (H_2O) ($0 \leq m \leq 1$). Внутри скважины находится точечный моноэнергетический изотропный импульсный источник нейтронов. Для расчета распределений нейтронов требуется вычислять интегралы по сферическим объемам V радиусом 2 см внутри скважины:

$$J = 1/V \Delta T \int \int \int_{(V)} dr \int_T^{T+\Delta T} dt \int_E^{E+\Delta E} dE' \times \int \Phi(r, E', \Omega, t) d\Omega. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{r} — пространственная координата; E' — энергия; Ω — вектор направлений; t — время; $\Phi(\mathbf{r}, E', \Omega, t)$ — дифференциальный поток нейтронов; T и $T + \Delta T$, E и $E + \Delta E$ — границы временного и энергетического интервалов соответственно. Посредством функционалов J определим закономерности пространственно-временных и энергетических распределений нейтронов и закономерности зависимостей последних от m .

Модель взаимодействия нейтронов с веществом. В тепловой области ($E < 0,215$ эВ) принята модель односкоростной диффузии нейтронов энергией $0,0252$ эВ с рассеянием, изотропным в лабораторной системе. Полные макроскопические сечения Σ и макроскопические сечения рассеяния Σ_s выбирали таким образом, чтобы они соответствовали

известным опубликованным коэффициентам диффузии D и времени жизни τ . Были приняты для H_2O $\Sigma = 2,0952$ см⁻¹, $\Sigma_s = 2,0725$ см⁻¹, для SiO_2 $\Sigma = 0,2486$ см⁻¹, $\Sigma_s = 0,2444$ см⁻¹. Для нейтронов энергией $E > 0,215$ эВ принята модель их взаимодействия с веществом, созданная на основе библиотеки ENDL.

Результаты расчетов. Для выяснения влияния выбора нейтронных данных на распределение нейтронов проведены расчеты, результаты которых сопоставлены с данными работы [2] (табл. 1, 2). В табл. 1 приведено сравнение расчетов временного распределения плотности потока тепловых нейтронов ($E < 0,215$ эВ) на зонде (расстояние от источника до центра шара $z = 10$ см на оси скважины при $m = 0,2$). В работе [2] погрешности результатов не приведены.

Первая графа в табл. 1 описывает значения верхней границы временного интервала $T + \Delta T$; цифры в строке относятся к соответствующему интервалу $(T, T + \Delta T)$; значение T находится в пре-

Таблица 1

Сравнение результатов расчета плотности потока тепловых нейтронов по программе ИННК-МК с данными работы [2], (см²·с)⁻¹

$T + \Delta T$	Данные по ИННК-МК	Данные работы [2]
100	$2,4 \cdot 10^0$ (13,1 %)	$6,4 \cdot 10^0$
200	$1,5 \cdot 10^0$ (13,9 %)	$3,6 \cdot 10^0$
300	$8,1 \cdot 10^{-1}$ (13,0 %)	$2,1 \cdot 10^0$
400	$4,8 \cdot 10^{-1}$ (13,8 %)	$1,2 \cdot 10^0$
500	$2,7 \cdot 10^{-1}$ (19,1 %)	$6,1 \cdot 10^{-1}$
600	$1,6 \cdot 10^{-1}$ (14,2 %)	$3,3 \cdot 10^{-1}$
700	$9,8 \cdot 10^{-2}$ (17,1 %)	$2,2 \cdot 10^{-1}$

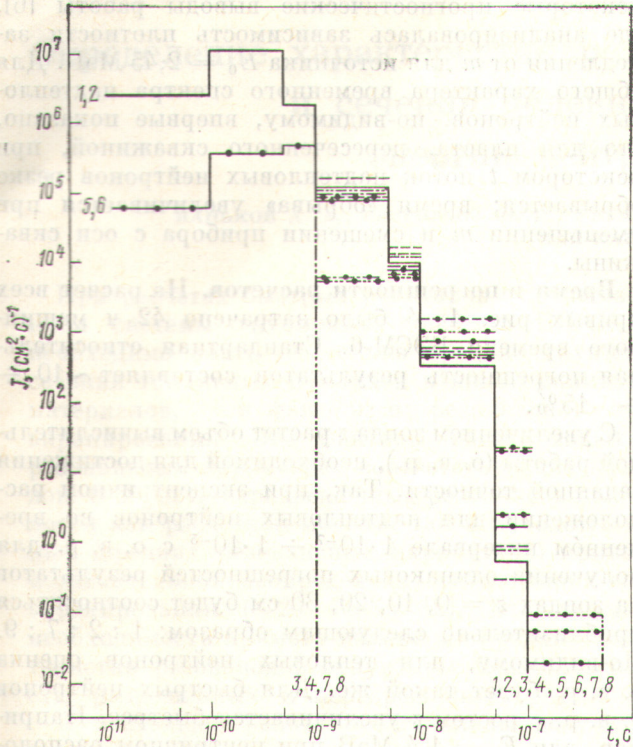
Примечание. В скобках указана погрешность.

Таблица 2

Сравнение плотности надтепловых нейтронов с данными работы [2], (см²·с)⁻¹

z , см	Настоящая работа	Данные работы [2]
0	$2,448 \cdot 10^{-4}$ (13,1 %)	$4,92 \cdot 10^{-4}$
10	$9,101 \cdot 10^{-5}$ (24,9 %)	$2,09 \cdot 10^{-4}$

Примечание. В скобках указана погрешность.



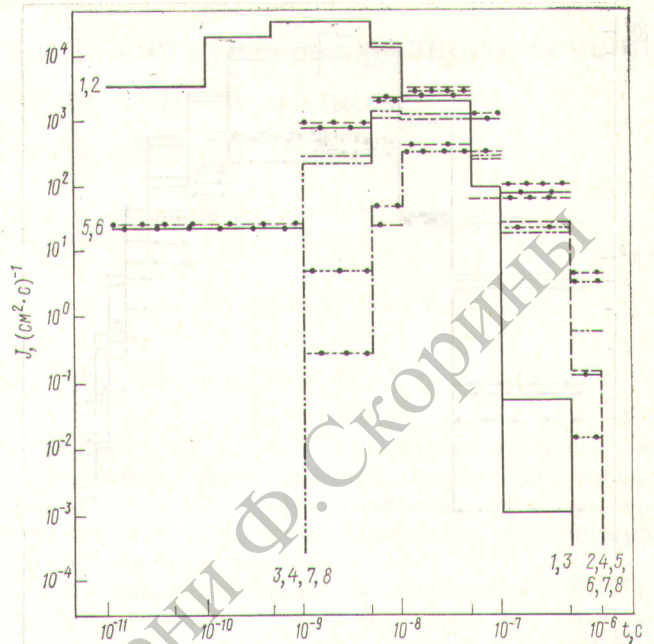
Р и с. 1. Временные зависимости потока нейтронов в интервале 1,4—14 МэВ (1—4) и 0,2—1,4 МэВ (5—8): — кривая 1, $z = 0$, случай y ; — — — кривая 2, $z = 0$, случай z ; — · — · кривая 3, $z = 10$ см, случай y ; · · · · · кривая 4, $z = 10$ см, случай z ; ● — соответствующие кривые 5—8

дыдущей строке первой графы; для первого временного интервала $T = 0$. В табл. 2 сопоставлены результаты расчета плотности надтепловых (0,215 ÷ 100 эВ) нейтронов на оси скважины с данными работы [2], пересчитанными на основе спектра Ферми в энергетическом интервале 0,125—100 эВ, для стационарного случая.

Из табл. 1—2 следует, что общий ход зависимости качественно одинаков; абсолютные же значения сильно различаются. Ниже приведены (рис. 1—4) результаты для 5 различных энергетических интервалов и двух положений оси «источник — центр шара (V)»: центрального, когда эта ось совпадает с осью скважины (y); эксцентричного, когда эта ось отстоит от оси скважины на 7,85 см (z). Расчеты проводили для $R = 9,85$ см; границы временных интервалов подбирали так, чтобы получить достаточно четкое представление о временных спектрах. В частности, результаты, приведенные на рис. 1—4, позволяют выделить положения максимумов для этих спектров.

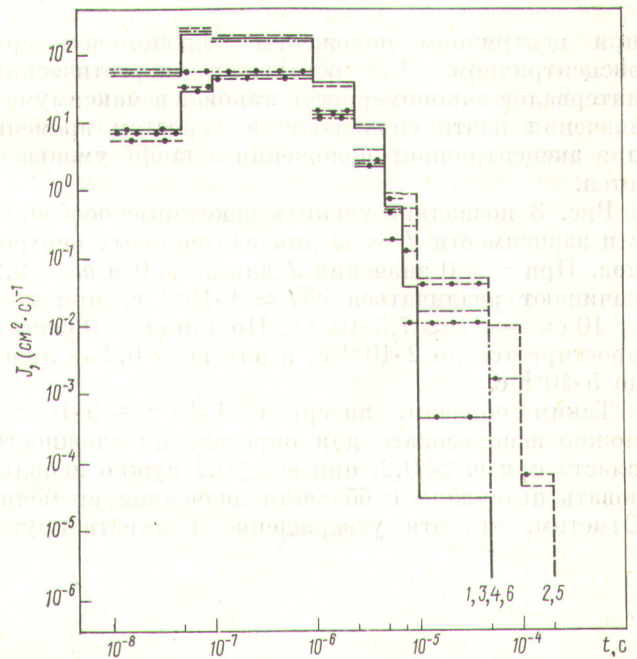
Сравнение значений J для тепловых и надтепловых нейтронов при начальной энергии 1,4 МэВ [1] и 14 МэВ показывает, что

$$J_{1,4 \text{ МэВ}}/J_{14 \text{ МэВ}} \approx (5 \div 10).$$

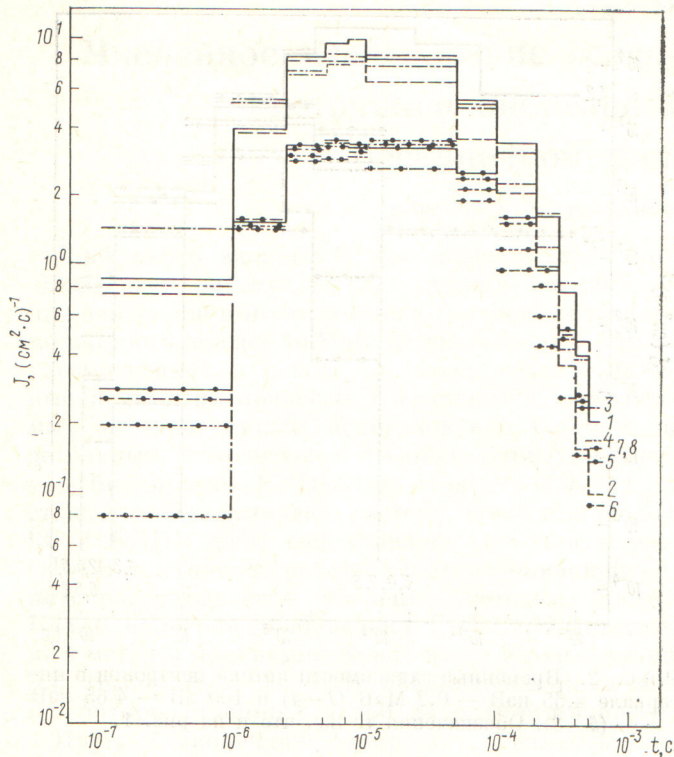


Р и с. 2. Временные зависимости потока нейтронов в интервале 4,65 кэВ — 0,2 МэВ (1—4) и 100 эВ — 4,65 кэВ (5—8). Обозначения те же, что и на рис. 1.

Сопоставим результаты для центрального и эксцентричного положений оси источник — центр шара (V). Для тепловых нейтронов значения J



Р и с. 3. Временные зависимости потока нейтронов в интервале 0,215—100 эВ: — кривая 1, $z = 0$, $m = 0$, случай y ; — — — кривая 2, $z = 0$, $m = 0$, случай z ; — · — · кривая 3, $z = 0$, $m = 0,2$, случай z ; ● — соответствующие кривые 4—6 для $z = 10$ см,



Р и с. 4. Временные зависимости потока нейтронов в интервале 0—0,215 эВ. Обозначения для кривых 1, 2 те же, что на рис. 3; —·—·— кривая 3, $z = 0$, $m = 0,2$, случай ψ ; —·—·— кривая 4, $z = 0$, $m = 0,2$, случай ψ ; —·—·— соответствующие кривые для $z = 10$ см

при центричном положении больше, чем при эксцентричном. Для остальных энергетических интервалов закономерность такова: в максимумах значения почти совпадают, а с ростом времени при эксцентричном положении плавно уменьшаются.

Рис. 3 позволяет уяснить некоторые особенности зависимости J от m для надтепловых нейтронов. При $z = 0$ значения J для $m = 0$ и $m = 0,2$ начинают различаться с $t \approx 1 \cdot 10^{-5}$ с, при $z = 10$ см — с $t \approx 7,5 \cdot 10^{-6}$ с. Но для $m = 0$ спектр простирается до $2 \cdot 10^{-4}$ с, а для $m = 0,2$ — лишь до $5 \cdot 10^{-5}$ с.

Таким образом, интервал $1 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-5}$ с можно использовать для определения влажности пласта при $m \geq 0,2$; при $m < 0,2$ нужно использовать интервалы с большим значением времени. Отметим, что эти утверждения конкретизируют

некоторые прогностические выводы работы [6], где анализировалась зависимость плотности замедления от m для источника $E_0 = 2,45$ МэВ. Для общего характера временного спектра надтепловых нейтронов, по-видимому, впервые показано, что для пласта, пересеченного скважиной, при некотором t поток надтепловых нейтронов резко обрывается; время «обрыва» увеличивается при уменьшении m и смещении прибора с оси скважины.

Время и погрешности расчетов. На расчет всех кривых рис. 1—4 было затрачено 42 ч машинного времени БЭСМ-6. Стандартная относительная погрешность результатов составляет $\sim 10 \div 15\%$.

С увеличением зонда z растет объем вычислительной работы (о. в. р.), необходимой для достижения заданной точности. Так, при эксцентричном расположении для надтепловых нейтронов во временном интервале $1 \cdot 10^{-7} \div 1 \cdot 10^{-5}$ с о. в. р. для получения одинаковых погрешностей результатов на зондах $z = 0, 10, 20, 30$ см будет соотноситься приблизительно следующим образом: 1 : 2 : 7 : 9. По-видимому, для тепловых нейтронов оценка о. в. р. будет такой же. Для быстрых нейтронов о. в. р. с ростом z увеличивается быстрее. Например, для $E_0 = 1,4$ МэВ при центричном расположении в энергетическом интервале 100 эВ—4,65 кэВ о. в. р. для плотности нейтронов вблизи временного максимума для зондов $z = 0, 10, 20$ см соотносится примерно как 1 : 16 : 400.

Численные значения потоков нейтронов и статистические погрешности их вычисления полностью приведены в соответствующем отчете Вычислительного центра СО АН СССР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А. А., Хисамутдинов А. И. Препринт № 78 ВЦ СО АН СССР. Новосибирск, 1977.
2. Библиотека нейтронных констант ENDL (Ливермор). Обнинск, изд. Центра по ядерным данным, 1975.
3. Абаган Л. П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. Резванов Р. А., Гоммерштадт В. Я., Лебедев В. Е. В кн.: Ядерная геофизика. Труды ВНИИ ядерной геофизики и геохимии. Вып. 7. М., «Недра», 1969, с. 75.
5. Шимелевич Ю. С. и др. Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин. М., «Недра», 1976.
6. Резванов Р. А. «Физика Земли», 1970, № 3, с. 105.

Поступила в Редакцию 14.02.79