

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
НЕЙТРОНОВ ОТ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА В СВИНЦЕ И РАЗРЕШАЮЩАЯ
СПОСОБНОСТЬ СПЕКТРОМЕТРА ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Ж.-А. М. Джилкибаев, М. В. Казарновский

УДК 539.125.52

Рассчитано пространственно-энергетически-временное распределение нейтронов от импульсного источника в большой свинцовой призме. Показано, что по мере удаления от источника в каждый момент времени средняя энергия нейтронов растет, а ширина спектра падает. Удалив детектор с образцом от источника, можно существенно повысить верхнюю энергетическую границу спектрометра и его разрешающую способность.

В процессе замедления в тяжелой среде (например, в свинце) нейтроны от импульсного источника группируются в сравнительно узкой области энергий вблизи некоторой средней $\bar{E}(t)$, убывающей с ростом времени t после нейтронного импульса /1/. На этом явлении основан метод нейтронной спектроскопии и разработан и создан спектрометр по времени замедления в свинце (СВЗ) /2/. Разрешающая способность СВЗ, очевидно, определяется относительной шириной Γ энергетического распределения нейтронов на половине высоты. В созданном СВЗ она составляет $\sim 35\%$ в широком интервале энергий E вплоть до $E+5$ кэВ ("асимптотическая" область энергий нейтронов), но при больших E быстро ухудшается с ростом E /2/.

В этой связи в настоящей работе выполнены расчеты спектров нейтронов от точечного моноэнергетического (с энергией $E = 14$ МэВ) импульсного источника нейтронов, расположенного на

оси Z свинцовой призмы^{*)} квадратного сечения (со стороной $2a$), для различных расстояний R от источника вдоль оси Z и различных моментов t . Показано, что при фиксированном t с ростом R возрастает $\bar{E}(t)$ и убывает Γ , что открывает возможность повысить верхнюю энергетическую границу и разрешающую способность СВЗ.

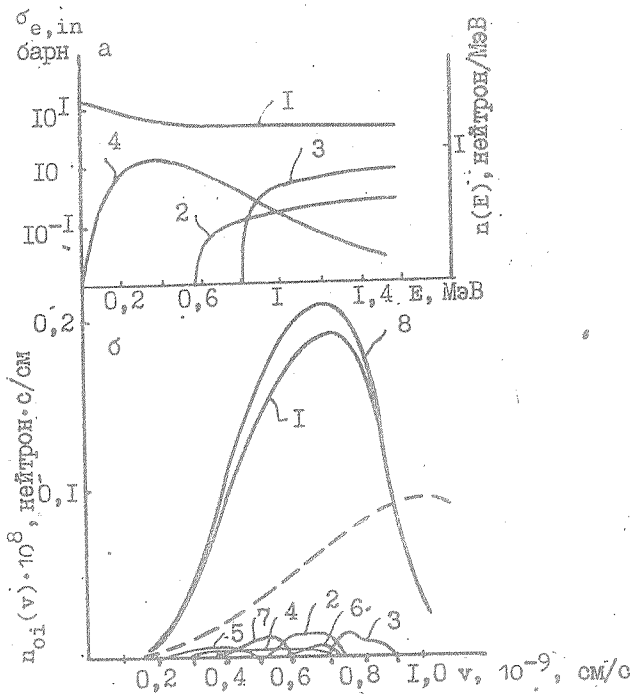
Процесс замедления нейтронов из области $E \geq 1,56$ МэВ считался мгновенным и описывался рядом неупругих столкновений по статической модели ядерных реакций. Замедление нейтронов из области

$$0,57 \text{ МэВ} \leq E \leq 1,56 \text{ МэВ} \quad (I)$$

описывалось в возрастном приближении с учетом неупругого рассеяния нейтронов на ядрах свинца с возбуждением двух наименьших уровней $E_{n_1} = 0,57$ МэВ (уровень ^{207}Pb) и $E_{n_2} = 0,803$ МэВ (уровень ^{206}Pb); при этом учитывалось распределение скоростей после рассеяния. Вклад остальных уровней в сечение неупругого рассеяния в этой области энергий пренебрежимо мал. На рис. 1а приведена использованная в данной работе энергетическая зависимость сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах свинца в области $E \leq 1,56$ МэВ, а также начальный энергетический спектр нейтронов в области $E \leq 1,56$ МэВ, сформированный нейтронами, неупруго замедлившимися из области $E \geq 1,56$ МэВ.

В результате плотность нейтронов $n_0(\bar{r}, v, t_0)$ в точке $\bar{r}(x, y, z)$ как функция расстояния \bar{r} от источника и скорости v в момент времени $t_0 = 0,44$ мкс, соответствующий времени упругого замедления нейтронов от 1,56 МэВ до 0,57 МэВ, представлена в виде

^{*)} Предполагалось, что в свинце присутствует небольшая примесь легких элементов, ответственная за уширение спектра нейтронов до величины $\Gamma = 35\%$ в асимптотической области энергий в СВЗ. Более подробно см. /3/.



Р и с. 1. а) Энергетическая зависимость сечений взаимодействия нейтронов с ядрами свинца: 1 - упругое рассеяние, 2 - неупругое рассеяние с возбуждением низшего уровня ^{207}Pb ($E_n = 0,57 \text{ МэВ}$), 3 - неупругое рассеяние с возбуждением низшего уровня ^{206}Pb ($E_n = 0,803 \text{ МэВ}$); 4 - начальный энергетический спектр нейтронов в области $E \leq 1,56 \text{ МэВ}$, сформированный нейтронами, замедлившимися из области $E \geq 1,56 \text{ МэВ}$.

б) Зависимость n_{01} от скорости нейтронов при $t = t_0$. Цифры у кривых - значения i , кривая с $i = 8$ соответствует суммарному распределению $n_0(v, t_0)$. Пунктирная кривая соответствует начальному спектру нейтронов в области $E \leq 0,57 \text{ МэВ}$, сформированному нейтронами, замедлившимися в процессе неупругого рассеяния из области $E \geq 1,56 \text{ МэВ}$

$$n_{oi}(\vec{r}, v, t_0) = \sum_{i=1}^7 n_{oi}(v, t_0) \frac{\exp[-z^2/4\tau_i]}{a^2(4\pi\tau_i)^{1/2}} \times$$

$$\times \sum_{m, n=0}^{\infty} \cos \frac{\pi x}{2a} (2m+1) \cos \frac{\pi y}{2a} (2n+1) \exp \left\{ -\frac{\pi^2 \tau_i}{4a^2} [(2m+1)^2 + (2n+1)^2] \right\}, \quad (2)$$

где плотности $n_{oi}(v, t_0)$ отличаются путями замедления нейтронов из области (I) (см. табл. I), τ_i - средний возраст нейтронов i -ой группы ^{*)}. На рис. 1б приведен вид распределений $n_{oi}(v, t_0)$. При $t > t_0$ плотность нейтронов

$$n(\vec{r}, v, t) = \iint d\vec{r}_0 dv_0 n_{oi}(\vec{r}_0, v_0, t_0) N(\vec{r}, \vec{r}_0, v, v_0, t-t_0), \quad (3)$$

где $N(\vec{r}, \vec{r}_0, v, v_0, t)$ - плотность нейтронов от импульсного точечного (в точке \vec{r}_0) моноэнергетического (со скоростью v_0) источника единичной мощности в точке \vec{r} в момент t после импульса, замедлившихся до скорости v в результате только упругого рассеяния, т.е. N является решением уравнения:

$$\frac{\partial N(\vec{r}, \vec{\Omega}, u, t)}{\partial t} + v\vec{\Omega} \nabla N(\vec{r}, \vec{\Omega}, u, t) + \frac{v}{l(u)} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, u, t) =$$

$$= \sum_{\alpha} \int_{u-u_{\alpha}}^u du' \int d\vec{\Omega}' v' f_{\alpha}(\vec{\Omega}\vec{\Omega}', u-u') N(\vec{r}, \vec{\Omega}', u', t) + Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, u, t).$$

Здесь $\vec{\Omega}$ - единичный вектор вдоль направления скорости нейтронов, u - летаргия, $\Sigma_{s\alpha}(u)$ - макроскопическое сечение упругого рассеяния на ядрах сорта α (с массовым числом M_{α}), ξ - средняя логарифмическая потеря энергии в одном акте упругого рассеяния,

$$Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, u, t) = \frac{1}{4\pi} \delta(\vec{r}) \delta(u) \delta(t); \quad (5)$$

^{*)} К каждому τ_i добавлена величина $\tau_0 = 33 \text{ см}^2$ для приближенного учета пространственного разброса нейтронов, замедлившихся из интервала энергий $1,56 \text{ МэВ} \leq E < 14 \text{ МэВ}$.

$$f_{\alpha}(\bar{\Omega}\bar{\Omega}', u) = \frac{\exp(-u)}{8\pi(1-\epsilon_{\alpha})} \sum_{s\alpha} \delta\left(\bar{\Omega}\bar{\Omega}' - \frac{M_{\alpha}+1}{2} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) + \frac{M_{\alpha}-1}{2} \exp\left(\frac{u}{2}\right)\right); \quad (6)$$

$$\frac{1}{I(u)} = \sum_{\alpha} \frac{1}{I_{\alpha}(u)} \equiv \sum_{\alpha} \sum_{s\alpha}(u); \quad u_{\alpha} = \ln \frac{1}{\epsilon_{\alpha}} \equiv \ln \left(\frac{M_{\alpha}+1}{M_{\alpha}-1}\right)^2. \quad (7)$$

Таблица I.

Плотности нейтронов при $E \leq 0,57$ МэВ, образовавшиеся в результате различных путей замедления. В случае неупругого рассеяния указана энергия возбуждаемого уровня.

$E, \text{ МэВ}$	n_{01}	n_{02}	n_{03}	n_{04}	n_{05}	n_{06}	n_{07}
$1,56 \geq E \geq 1,14$	упр.	0,803	0,803 0,57	-	-	упр.	упр.
$1,14 \geq E \geq 0,57$	упр.	-	упр.	0,57	0,803	0,57	0,803
$E \leq 0,57$	упр.	упр.	упр.	упр.	упр.	упр.	упр.
$\tau_i (\text{см}^2)$	600	700	700	500	230	920	710

При этом функция $N(\bar{r}, \bar{0}, u, t)$ должна, очевидно, удовлетворять стандартным граничным условиям на границе замедлителя с вакуумом. Как показано в /3/, решение этого уравнения можно представить в виде:

$$N(\bar{r}, \bar{r}_0, v, v_0, t) = \frac{2A_1(v) \exp\left[-F_0/\xi - z^2/(4\pi F_1/\xi)\right]}{v^2 \xi t a^2 (4\pi F_1/\xi)^{1/2}} \times \quad (8)$$

$$\times \sum_{m, n=0}^{\infty} \cos \frac{\pi x}{2a} (2m+1) \cos \frac{\pi y}{2a} (2n+1) \exp\left[-\frac{\pi^2 F}{4a^2 \xi} [(2m+1)^2 + (2n+1)^2]\right],$$

$$F_0(v, t) = \frac{K}{2} \left| \frac{\tilde{v}}{v} - 1 \right|^2 + \frac{L}{2} \left| \frac{\tilde{v}}{v} - 1 \right|^3, \quad (9)$$

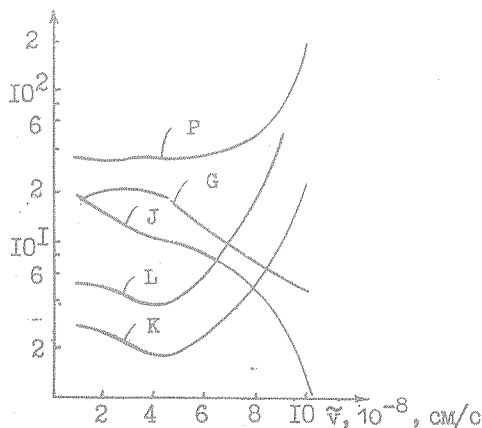
$$F_1(v, t) = J(\tilde{v}) + G \left| \frac{\tilde{v}}{v} - 1 \right| + \frac{P}{2} \left| \frac{\tilde{v}}{v} - 1 \right|^2, \quad (10)$$

$$A = \frac{\lambda t \tilde{v}}{2l(\tilde{v})} \sqrt{\frac{K}{2\pi\xi}}, \quad (11)$$

где \tilde{v} как функция t определяется соотношением

$$t = t_0 + 2 \int_{\tilde{v}}^{v_0} \frac{l(v)}{\lambda v^2} dv. \quad (12)$$

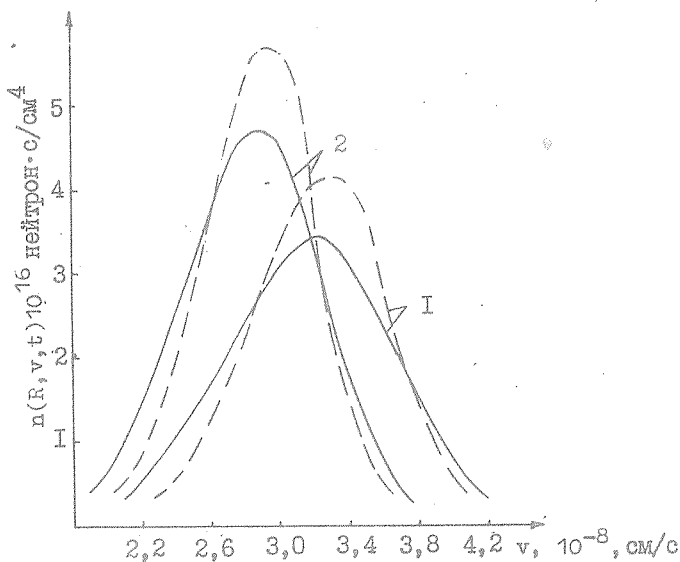
Графики функций $K(t)$, $L(t)$, $J(t)$, $G(t)$, $P(t)$ приведены на рис. 2 (см. также /3/).



Р и с. 2. Зависимость безразмерных функций K , L , J , G , P от средней скорости \tilde{v} .

В результате численного интегрирования (3) были получены энергетические спектры для разных моментов времени t и расстояний R от источника. Типичные графики спектров приведены

на рис. 3. В табл. 2 представлены основные результаты расчета: положения и ширины спектров E_{\max} и Γ , а также максимальные значения нейтронного распределения N_{\max} при пяти значениях R для трех моментов времени. Там же для сравнения приведены результаты расчета для призмы со стороной $2a = 100$ см на расстоянии $R = 150$ см от источника. Рассчитанное временное распределение нейтронов на расстоянии $R = 50$ см от источника при фиксированной энергии нейтронов $E = 27$ кэВ совпадает в пределах ошибок эксперимента с распределением, полученным в работе /4/.



Р и с. 3. Зависимость спектров нейтронов от скорости на расстоянии $R = 150$ см от источника: 1 - при $t = 1,59 \cdot 10^{-6}$ с, 2 - при $t = 1,79 \cdot 10^{-6}$ с. Пунктирные линии соответствуют спектру нейтронов, рассчитанному в возрастном приближении

Таблица 2

Параметры плотности потока нейтронов в свинцовой призме со стороны 2а (энергия E_{\max} интенсивность N_{\max} в максимуме и ширина Γ распределения) при разных временах t и на разных расстояниях R от источника.

2а, см		200			100		
t , с	R , см	E_{\max} , кэВ	$N_{\max} \cdot 10^8$, нейтр·с/см	Γ , %	E_{\max} , кэВ	$N_{\max} \cdot 10^8$, нейтр·с/см	Γ , %
$1,24 \cdot 10^{-6}$	50	56,1	$1,8 \cdot 10^{-6}$	56,1	--	--	--
	100	70,1	$2,8 \cdot 10^{-7}$	52,7	--	--	--
	150	88,3	$1,6 \cdot 10^{-8}$	44,3	83,7	$1,0 \cdot 10^{-8}$	46,5
	200	108	$4,4 \cdot 10^{-10}$	35,2	--	--	--
	250	124	$5,9 \cdot 10^{-12}$	28,6	--	--	--
$1,59 \cdot 10^{-6}$	50	41,0	$2,4 \cdot 10^{-6}$	48,2	--	--	--
	100	48,3	$4,5 \cdot 10^{-7}$	43,4	--	--	--
	150	55,2	$3,4 \cdot 10^{-8}$	36,0	51,9	$1,9 \cdot 10^{-8}$	37,8
	200	62,6	$1,2 \cdot 10^{-9}$	29,5	--	--	--
	250	69,3	$2,1 \cdot 10^{-11}$	27,5	--	--	--
$1,79 \cdot 10^{-6}$	50	34,5	$2,8 \cdot 10^{-6}$	43,2	--	--	--
	100	38,7	$5,8 \cdot 10^{-7}$	40,1	--	--	--
	150	44,0	$4,7 \cdot 10^{-8}$	32,3	41,3	$2,4 \cdot 10^{-8}$	35,2
	200	48,4	$1,9 \cdot 10^{-9}$	27,5	--	--	--
	250	53,9	$3,7 \cdot 10^{-11}$	24,4	--	--	--

Полученные результаты показывают, что при удалении детектора от источника на расстояние $R \approx 100$ см за счет потери интенсивности на $Z+4$ порядка (в призме с $2a = 200$ см) можно поднять верхнюю энергетическую границу СВЗ до ~ 100 кэВ при сохранении достаточно высокой разрешающей способности ($\Gamma \sim 30+35\%$).

Авторы выражают признательность А. А. Бергману за интерес к работе.

Поступила в редакцию
26 марта 1980 г.

После переработки
4 апреля 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. В. Казарновский. Диссертация, 1955 г., Труды ФИАН, II, 175 (1959).
2. Ф. Л. Шапиро. Труды ФИАН, 24, I (1964).
3. Ж.-А. М. Джилкибаев, М. В. Казарновский, Препринт ИЯИ П-191, 1980 г.
4. А. А. Бергман, А. Маликконов, Краткие сообщения по физике ФИАН № 4, 71 (1972).