



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-20

P3-97-20

А.Д.Будник, Г.А.Ососков, Ю.Н.Покотиловский, А.Д.Рогов

РАСЧЕТ ФОНА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ  
В ПЛАНИРУЕМОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
ПО ИЗМЕРЕНИЮ СЕЧЕНИЯ  $n-n$ -РАССЕЯНИЯ  
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ БИГР

1997

Эксперимент по прямому измерению длины нейтрон-нейтронного рассеяния неоднократно обсуждался в литературе [1], однако никогда не был поставлен. Импульсный реактор ВИГР [2] имеет рекордные параметры импульсных потоков нейтронов, существенные для проведения такого эксперимента : полный флюенс на поверхности корпуса реактора до  $10^{15} \frac{n}{cm^2}$ , ширина импульса 2мс. Реактор расположен в центре реакторного зала  $10 \times 11m^2$ , с возможностью размещения вблизи поверхности реактора вакуумной полости, системы коллиматоров и нейтроновода через стену зала реактора.

Особенность эксперимента требует предварительного детального расчета фона медленных и быстрых нейтронов в сложной геометрии замедлителей, отражателей, коллиматоров и защиты.

## 1. Введение

Данная работа является продолжением публикации [3] на ту же тему. Здесь более подробно описана схема эксперимента, проводятся новые расчеты.

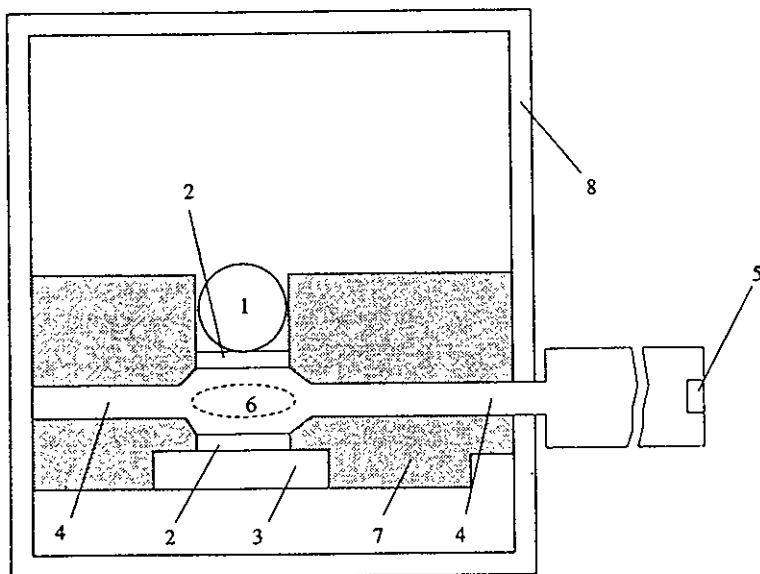


Рис. 1. Схема эксперимента (вид сверху): 1-импульсный реактор ВИГР, 2-полиэтиленовый замедлитель, 3-графитовый отражатель, 4-коллиматоры, 5-плоский координатный детектор тепловых нейтронов, 6-зона столкновения нейтронов, 7-защита, 8-стена реакторного зала

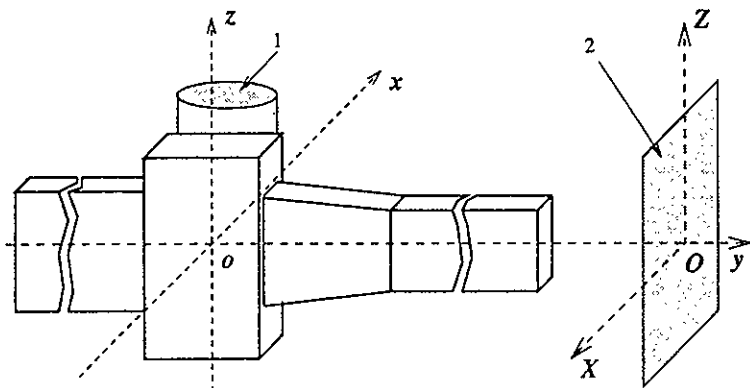


Рис. 2. Используемая система координат. 1-импульсный реактор БИГР, 2-плоскость координатного детектора тепловых нейтронов

На рис. 1 представлена схема планируемого эксперимента. Источником быстрых нейтронов является импульсный реактор БИГР. Во время импульса реактора {1} в пространстве между полиэтиленовыми замедлителями {2} создается высокий поток тепловых нейтронов. Эффект нейтрон-нейтронных столкновений в зоне {6} фиксируется детектором {5}. Так же детектор фиксирует фон быстрых и тепловых нейтронов. В данной работе проводится расчет фона тепловых нейтронов в детекторе за время импульса реактора. Характерные размеры геометрии эксперимента даны в табл. 1.

Таблица 1. Характерные реальные размеры геометрии эксперимента в соответствии с обозначениями рис. 3 (в сантиметрах)

a	b	c	d	A	B	l	L	m	M	h	S <sub>z</sub>	S <sub>y</sub>
5	20	13	52	10	40	750	1870	135	450	20	80	90

## 2. Расчет локального фона на поверхности детектора

Допущения расчета :

1. рассматриваются только тепловые нейтроны ( $E < 200\text{мэВ}$ );

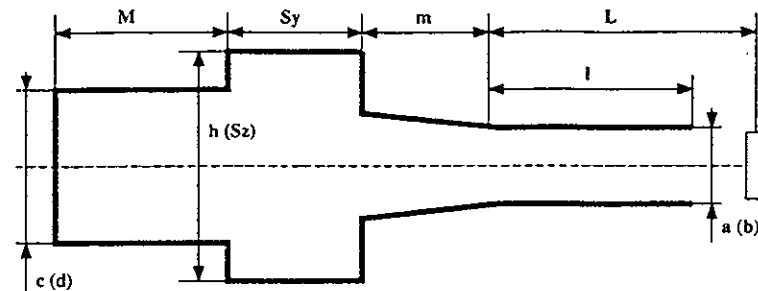


Рис. 3. Обозначения характерных размеров геометрии эксперимента для горизонтального сечения и в скобках для вертикального сечения (элементы d, S<sub>z</sub>, b)

2. проникновением нейтронов сквозь защиту можно пренебречь;
3. рассеяние нейтронов на поверхности защиты, покрытой изнутри сильно поглощающим материалом, упругое и изотропное, так что интенсивность рассеянных нейтронов описывается формулой (см. рис. 4)

$$\frac{\sigma_s(E)}{\sigma_t(E)} \times \frac{\sin \phi}{\sin \phi + \sin \psi}, \quad (1)$$

где  $\sigma_s$  - сечение рассеяния,  $\sigma_t$  - полное сечение.

4. счетчик нейтронов точный.

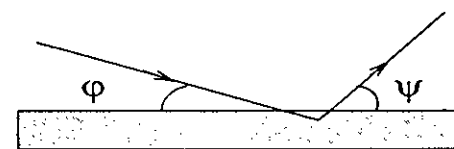


Рис. 4. Перерассеяние нейтронов на внутренней поверхности защиты,  $\phi$  - угол скольжения падающего нейтрона,  $\psi$  - угол скольжения рассеянного нейтрона

Вводим систему координат (см рис. 2). Данные, являющиеся исходными в данной работе :

1. первоначальным источником тепловых нейтронов при расчете фона является внутренняя поверхность листов полиэтиленового замедли-

теля {2} на рис. 1. Пространственно-временное-энергетическое распределение этого источника описывается векторами вида  $(x, y, z, E, t, m_x, m_y, m_z)$ , где  $(x, y, z)$ - точка пересечения внутренней поверхности замедлителя,  $E$  - энергия,  $m_x, m_y, m_z$  - направляющие косинусы,  $t$  - момент времени пересечения. Используемое пространственно-временное-энергетическое распределение источника является результатом расчета по программе MCNP [4] исходя из реального расположения топлива и элементов конструкции реактора и замедлителя. Векторы  $(x, y, z, E, t, m_x, m_y, m_z)$  направлены внутрь, т.е. в пространство между полиэтиленовыми замедлителями {2}. Момент времени  $t$  считается от рождения в реакторе, т.е. все нейтроны рождаются в реакторе в нулевой момент времени (мгновенный импульс). Характерное пространственное распределение источника представлено на рис. 5.

2. коэффициенты  $\frac{\sigma_s(E)}{\sigma_t(E)}$ , характеризующие ослабление потока тепловых нейтронов при рассеянии на кадмиевом покрытии внутренней поверхности защиты (см. рис. 6).

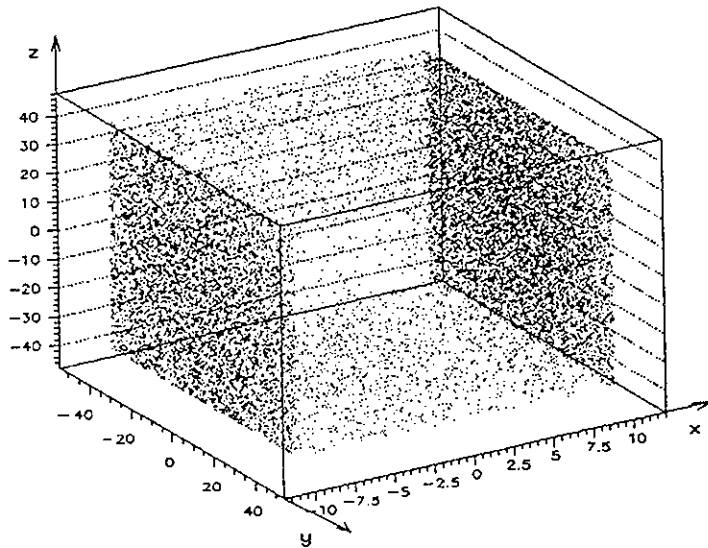


Рис. 5. Характерное пространственное распределение нейтронного источника

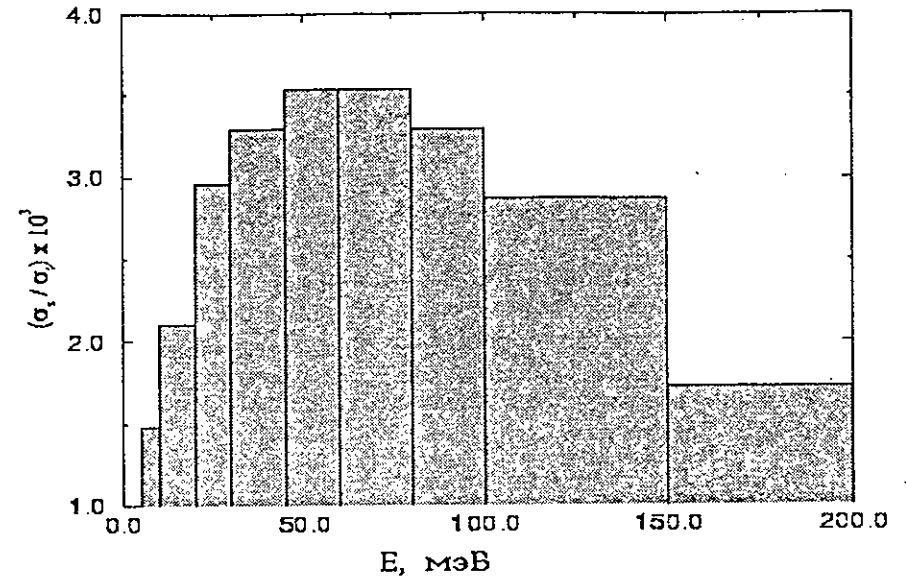


Рис. 6. Используемые для кадмиевого покрытия внутренней поверхности защиты коэффициенты  $\frac{\sigma_s(E)}{\sigma_t(E)}$  в указанных энергетических интервалах, где  $\sigma_s$  - сечение рассеяния,  $\sigma_t$  - полное сечение

Выбрана полная конфигурация из девяти возможных типов путей прохождения нейтрона к детектору (рис. 7): шесть включающих двойное рассеяние нейтронов на внутренней поверхности защиты (треки 1-6) и три с одним рассеянием (7-9). Треки с одним рассеянием заранее считаются не допустимыми, и далее приведено исследование допустимых отклонений геометрических параметров эксперимента, при которых треки типа 7-9 не активизируются. Треки с тремя и более рассеяниями не рассматриваются из-за малого вклада по сравнению с треками 1-9 ( $\frac{\sigma_s}{\sigma_t} \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ ). Пусть  $(X, Y_0, Z)$  есть координата точки детектора. Тогда полный вклад в фон траекторий типа 7-9 в точке  $(X, Y_0, Z)$  (см. рис. 8)

$$B_1(X, Y_0, Z) = \eta \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_s(E_i)}{\sigma_t(E_i)} \cdot \frac{\sin \phi_i}{\sin \phi_i + \sin \psi_i} \cdot \frac{1}{4\pi |d_i|^2}, \quad (2)$$

где  $\eta = \frac{N_{\text{БИГР}}}{N_{\text{MCNP}}}$ ,  $n$  - число векторов в файле  $(x_i, y_i, z_i, E_i, t_i)$ ,  $\frac{\sigma_s(E_i)}{\sigma_t(E_i)}$  взята из рис. 6,  $Y_0 = \frac{S_y}{2} + m + L$  (см. рис 3).  $N_{\text{БИГР}}$  - характерный полный флюенс реактора ( $\approx 10^{19} \frac{\text{н}}{\text{мм}^2}$ ),  $N_{\text{MCNP}}$  - кол-во нейтронов, порожденных в реакторе во время расчета в MCNP.  $B_1(X, Z)$  - детерминированная сумма,

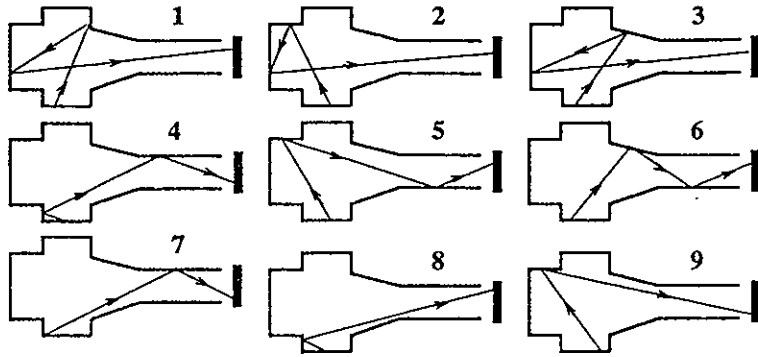


Рис. 7. Полная конфигурация типов треков, используемых при расчете фона тепловых нейтронов

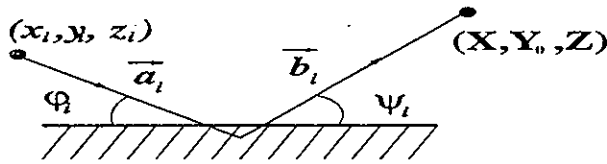


Рис. 8. Однократное рассеяние нейтрона на внутреннем покрытии защиты.  $a_i$  и  $b_i$  – векторы нейтронов, направленных из источника с координатой  $(x, y, z)$  (поверхность замедлителя) до точки рассеяния (поверхность защиты) и от точки рассеяния до точки детектора с координатой  $(X, Y_0, Z)$ , соответственно

потому что  $\vec{a}_i$  и  $\vec{b}_i$  зафиксированы файлом входных данных и геометрией установки.

В случае траекторий типа 1-6, полный вклад в фон (см. рис. 9)

$$B_2(X, Y_0, Z) = \eta \sum_{i=1}^n \left( \frac{\sigma_s(E_i)}{\sigma_t(E_i)} \right)^2 \cdot \frac{\sin \phi_i}{m} \cdot \sum_{j=1}^m \frac{\omega_j}{\sin \phi_i + \sin \psi_j} \cdot \frac{\sin \kappa_j}{\sin \kappa_j + \sin \mu_j} \cdot \frac{1}{4\pi |\vec{c}_j|^2}, \quad (3)$$

где  $\eta, n, \frac{\sigma_s(E_i)}{\sigma_t(E_i)}$  как для  $B_1$ ;  $m$  – коэффициент размножения треков, является счетным параметром (сколько различных треков порождает нейтрон при первом рассеянии);  $\omega_j$  – вероятность трека  $\vec{b}_j$  вычисляется ниже.

Направление вектора  $\vec{b}_j$  должно быть разыграно равномерно в телесном угле  $4\pi$ , что соответствует помещению изотропного излучателя в точку первого рассеяния на поверхности защиты. Розыгрыш равномерно в те-

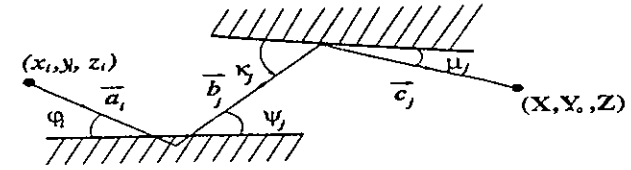


Рис. 9. Двукратное рассеяние на внутренней поверхности защиты.  $a_i, b_j, c_j$  – векторы траекторий, направленных из источника с координатой  $(x, y, z)$  (поверхность замедлителя) до точки первого рассеяния (поверхность защиты), от точки первого рассеяния до точки второго рассеяния (поверхность защиты) и от точки второго рассеяния до точки детектора с координатой  $(X, Y_0, Z)$ , соответственно

лесном угле  $4\pi$  с последующим отбросом тех реализаций  $\vec{b}_j$ , которые не удовлетворяют ни одному из типов треков 1-6, является не эффективным. Исходя из того, что геометрия эксперимента состоит из прямоугольных элементов, розыгрыш  $\vec{b}_j$  сводится к следующему. Выбирается прямоугольник, через который должен проходить вектор  $\vec{b}_j$ , так чтобы результирующий трек соответствовал одному из типов треков 1-6. Вектор  $\vec{b}_j$  равномерно разыгрывается внутри телесного угла  $\Delta\Omega$ , где  $\Delta\Omega$  есть телесный угол, который охватывает прямоугольник, если смотреть из точки первого рассеяния на поверхности защиты. Такому треку приписывается вес  $\omega = \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ . Розыгрыш вектора  $\vec{b}_j$  и вычисление при этом  $\Delta\Omega$  поясняются на рис. 10.  $\Delta\phi$  – угол в плоскости прямоугольника из точки пересечения с этой плоскостью перпендикуляра, опущенного из точки первого рассеяния на поверхность защиты,  $\phi$  – угол, равномерно разыгрываемый внутри  $\Delta\phi$ ,  $\cos \Theta$  – равномерно разыгрывается внутри  $\Delta \cos \Theta = \cos \Theta_1 - \cos \Theta_2$ .

Статистическая ошибка вычисляемых сумм заведомо меньше возможной систематической ошибки, внесенной в расчёт описанными выше приближениями. Что касается возможной систематической ошибки при таком расчёте фона тепловых нейтронов, то наиболее значительным её источником является предположение о чисто упругом рассеянии нейтронов на поверхности элементов кадмиевой защиты.

Поскольку исходный спектр нейтронов, испускаемых с поверхности полиэтиленового замедлителя, как показывает расчёт, имеет температуру выше  $400K$ , то реальное неупругое рассеяние на ядрах кадмия (защита имеет температуру  $T = 300K$ ) должно в среднем понижать энергию рассеянных нейтронов, что приводит к уменьшению коэффициента  $\frac{\sigma_s}{\sigma_{t, \text{sigma}_t}}$  (рис. 6). Так что данный расчёт несколько завышает возможный фон тепловых нейтронов.

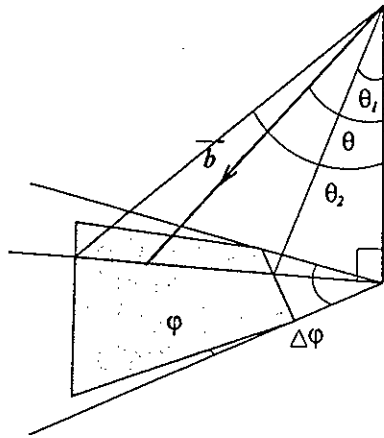


Рис. 10. Пояснения к розыгрышу вектора  $b$ ; и вычислению  $\varphi$ ; для алгоритма расчета фона тепловых нейтронов в точке детектора для типов треков 1-6

### 3. Оценка полного фона

Формулы (2) и (3) дают фон в одной отдельно взятой точке детектора  $(X, Y_0, Z)$  как число отсчетов на квадратный сантиметр площади детектора за импульс реактора, интерес же для данной работы представляет оценка полного фона детектора (по всей поверхности). Получение данной оценки с детальным расчетом по точкам, разбросанным по всей поверхности детектора, не представляется возможным из-за больших счетных затрат (расчет полного фона за импульс в одной точке детектора для нейтронного источника с  $N_{MCNP} \approx 10^5$  на используемых компьютерах более 1 минуты). Исходя из симметрии задачи (симметричности геометрии эксперимента), предлагается упрощенная оценка полного фона детектора. Полный фон оценивается как среднее при расчете по точкам  $(X, Y_0, Z)$ , разбросанным на поверхности детектора, следующим образом :

$$B = \frac{\Delta X \cdot \Delta Z}{N_x + N_z} \left[ \sum_{i=1}^{N_x} \{B_1(X_i, 0) + B_2(X_i, 0)\} + \sum_{j=1}^{N_z} \{B_1(0, Z_j) + B_2(0, Z_j)\} \right], \quad (4)$$

где  $X_i = \frac{\Delta X}{2(N_x-1)}(i-1)$ ,  $Z_j = \frac{\Delta Z}{2(N_z-1)}(j-1)$ ,  $\Delta X \cdot \Delta Z$  - характерная эффективная площадь детектора,  $N_x$  и  $N_z$  - количество точек на детекторе, для которых проводится расчет; при разбросе точек  $(X, Y_0, Z)$  по координатным

полуосям и

$$B' = \frac{\Delta X \cdot \Delta Z}{N} \sum_{i=1}^N \{B_1(X_i, Z_i) + B_2(X_i, Z_i)\}, \quad (5)$$

где  $X_i = \frac{\Delta X}{2(N-1)}(i-1)$ ,  $Z_i = \frac{\Delta Z}{2(N-1)}(i-1)$ ,  $N$  - количество точек при разбросе точек  $(X, Y_0, Z)$  по полудиагонали. Проведенные расчеты показывают, что  $B' = 0.62B$ . Реальная оценка должна лежать где-то между  $B$  и  $B'$ . В последующих расчетах используется оценка (4) как верхняя оценка фона тепловых нейтронов на детекторе за импульс.

В данной работе все расчеты проводились со следующими параметрами  $\frac{\sigma_s(E)}{\sigma_t(E)}$  в соответствии с рис. 6 для камдиевого покрытия внутренней поверхности защиты; полный флюенс реактора БИГР за импульс  $N_{БИГР} = 10^{19} \frac{н}{имп}$ ,  $N_{MCNP} = 1.3 \cdot 10^5$ ,  $n = 2.8 \cdot 10^4$ ,  $m = 10^2$ ;  $N_x = N_z = 80$ ,  $\Delta X = 40$  см,  $\Delta Z = 160$  см.

Далее представлены результаты расчета по (4) для размеров в соответствии с табл. 1 (при неактивных типах треков 7-9). Рис. 12 и 13 - суммарные распределения интенсивности по всем трекам, соответственно, по времени и по  $X$ -координате. Рис. 14 - вклад каждого из треков в полный фон. Суммарный фон тепловых нейтронов на детекторе за импульс составил  $37 \pm 3 \frac{н}{имп}$  (указана статистическая ошибка при вычислении в соответствии с (4)). Ожидаемый эффект от нейтрон-нейтронного рассеяния при указанном полном флюенсе реактора составляет  $\approx 10^3 \frac{н}{имп}$  на всей поверхности детектора. Так что ожидаемый фон тепловых нейтронов при максимальном импульсе реактора составляет несколько процентов от величины измеряемого эффекта, что вполне удовлетворительно для планируемого эксперимента.

### 4. Исследование допустимых отклонений геометрических параметров эксперимента

Большой интерес представляет поведение полного фона при отклонении параметров геометрии от описанных в табл. 1 и рис.3. Ниже даны условия, при которых треки 7-9 не активизируются.

Трек 7 :

$$a \left[ \frac{2m}{l} + 1 \right] < A \leq \frac{mh - aS_y}{m + S_y}, \quad b \left[ \frac{2m}{l} + 1 \right] < B \leq \frac{mS_x - bS_y}{m + S_y}. \quad (6)$$

Исходные формулы для вывода условий по трекам 8 и 9 (см. рис. 11) :

$$\begin{aligned} y'_x &= \frac{l}{2} \cdot \left[ \frac{c}{h} - 1 \right] - (S_y + m); & y'_y &= \frac{l}{2} \cdot \left[ \frac{d}{b} - 1 \right] - (S_y + m), \\ y_x &= \frac{2 \cdot c \cdot S_y}{h - c}, & y_z &= \frac{2 \cdot d \cdot S_y}{S_x - d}; \end{aligned} \quad (7)$$

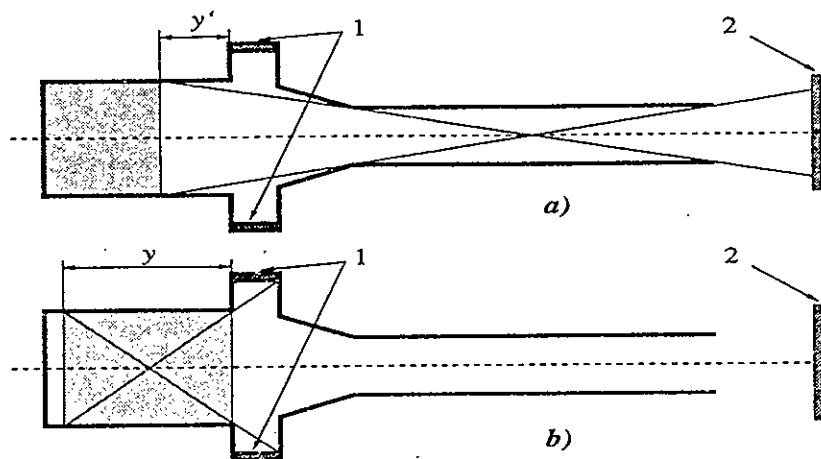


Рис. 11. К выводу формулы 7. 1 - нейтронный источник, 2 - детектор нейтронов (см. рис. 1);  $y'$  определяет участок поверхности коллиматора, видимый детектором (заштрихованная область на рис. а);  $y$  определяет участок поверхности коллиматора, засвечиваемый нейтронным источником (заштрихованная область на рис. б)

$$\text{трек 8 : } y'_{z,y} > 0. \quad (8)$$

$$\text{трек 9 : } y'_{z,y} > y. \quad (9)$$

Далее даны полученные из формул [6,7,8,9] ограничения на каждый из следующих параметров при условии, что все остальные параметры фиксированы согласно табл. 1.

Параметры ( $a, b$ ):

$$\begin{aligned} \text{трек 7 : } a &\leq \frac{m}{S_y} \cdot (h - A) & a &\leq 15.00 \\ &b \leq \frac{m}{S_y} \cdot (S_z - B) & a &\leq 60.00 \\ \text{трек 8 : } a &< \frac{c \cdot l}{(2 \cdot S_y + m) + l} & a &< 8.12 \\ &b < \frac{d \cdot l}{(2 \cdot S_y + m) + l} & b &< 32.28 \\ \text{трек 9 : } a &< \frac{c \cdot l}{(2 \cdot S_y + m) + l + \frac{4 \cdot c \cdot S_y}{h - c}} & a &< 5.21 \\ &b < \frac{d \cdot l}{(2 \cdot S_y + m) + l + \frac{4 \cdot d \cdot S_y}{S_z - d}} & b &< 20.84 \end{aligned} \quad (10)$$

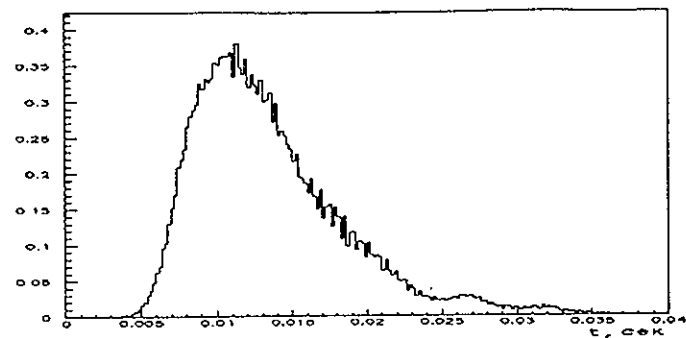


Рис. 12. Временное распределение суммарного расчетного фона для треков 1-6 для всей поверхности детектора

Параметры ( $c, d$ ):

$$\begin{aligned} \text{трек 7 : } & - & - \\ \text{трек 8 : } & c < a \left[ \frac{2(S_y + m)}{l} + 1 \right] & c > 8.00 \\ & d < b \left[ \frac{2(S_y + m)}{l} + 1 \right] & d > 32.00 \\ \text{трек 9 : } & \xi = \left[ \frac{2a}{l} (S_y - m) - (h + a) \right] & \eta = ah \left[ 1 + \frac{2(S_y + m)}{l} \right] \\ & -\frac{\xi}{2} - \frac{\sqrt{\xi^2 - 4\eta}}{2} < c < -\frac{\xi}{2} + \frac{\sqrt{\xi^2 - 4\eta}}{2} & 10.85 < c < 14.76 \\ & \xi = \left[ \frac{2b}{l} (S_y - m) - (S_z + b) \right] & \eta = bS_z \left[ 1 + \frac{2(S_y + m)}{l} \right] \\ & -\frac{\xi}{2} - \frac{\sqrt{\xi^2 - 4\eta}}{2} < c < -\frac{\xi}{2} + \frac{\sqrt{\xi^2 - 4\eta}}{2} & 43.40 < d < 59.04 \end{aligned} \quad (11)$$

Параметры ( $A, B$ ):

$$\begin{aligned} \text{трек 7 : } & a \left[ \frac{2m}{l} + 1 \right] < A \leq \frac{mh - aS_y}{m + S_y} & 6.80 < A \leq 10.00 \\ & b \left[ \frac{2m}{l} + 1 \right] < B \leq \frac{mS_z - bS_y}{m + S_y} & 27.20 < B \leq 40.00 \\ \text{трек 8 : } & - & - \\ \text{трек 9 : } & - & - \end{aligned} \quad (12)$$

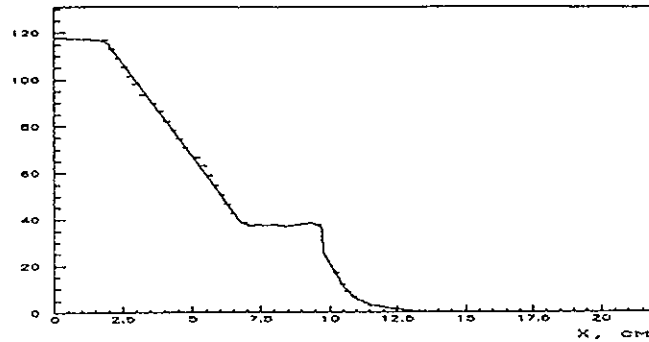


Рис. 13. Пространственное распределение расчетного фона, суммарное по времени пролета, для треков 1-6 как функция горизонтальной координаты X

Параметр  $(h, S_z)$  :

$$\begin{aligned}
 \text{трек 7 : } & h \geq \frac{A(S_y+m)+S_y a}{S_z} & h \geq 20.0 \\
 & S_z \geq \frac{B(S_y+m)+S_y b}{m} & S_z \geq 20.0 \\
 \text{трек 8 : } & - & - \\
 & - & - \\
 \text{трек 9 : } & h \geq \frac{lc[c-a]+2ac[S_y-m]}{2a(S_y+m)+l[a-c]} & h \geq 19.24 \\
 & S_z \geq \frac{ld[d-b]+2bd[S_y-m]}{2b(S_y+m)+l[b-d]} & S_z \geq 19.24 .
 \end{aligned} \tag{13}$$

Параметр  $(m)$  :

$$\begin{aligned}
 \text{трек 7 : } & m \geq \frac{S_y(A+a)}{h-A} & m \geq 135.00 \\
 & \text{или} & \\
 & m \geq \frac{S_y(B+b)}{S_z-B} & m \geq 135.00 \\
 \text{трек 8 : } & m < \frac{l}{2} \left[ \frac{c}{a} - 1 \right] - S_y & m < 510.00 \\
 & \text{или} & \\
 & m < \frac{l}{2} \left[ \frac{d}{b} - 1 \right] - S_y & m < 510.00 \\
 \text{трек 9 : } & m \leq \frac{l(c-a)}{2a} - \frac{2cS_y}{h-c} - S_y & m \leq 175.70 \\
 & \text{или} & \\
 & m \leq \frac{l(d-b)}{2b} - \frac{2dS_y}{S_z-d} - S_y & m \leq 175.70 .
 \end{aligned} \tag{14}$$

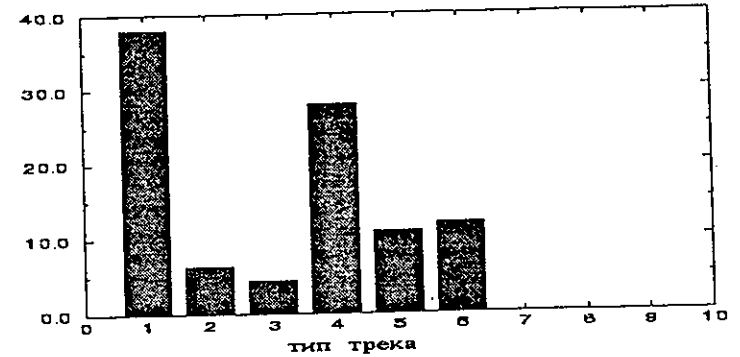


Рис. 14. Парциальный вклад (в процентах) каждого из типов треков в полный фон тепловых нейтронов на детекторе за импульс

Параметр  $(l)$  :

$$\begin{aligned}
 \text{трек 7 : } & - & - \\
 \text{трек 8 : } & l > \frac{2(S_y+m)}{\frac{c}{a}-1} & l > 281.25 \\
 \text{трек 9 : } & l \geq \frac{4acS_y+2a(S_y+m)[h-c]}{(c-a)[h-c]} & l \geq 699.10 \\
 & \text{или} & \\
 & l \geq \frac{4bdS_y+2b(S_y+m)[S_z-d]}{(d-b)[S_z-d]} & l \geq 699.10 .
 \end{aligned} \tag{15}$$

Параметр  $(M)$  :

$$\begin{aligned}
 M > y_z & M > 334.28 \\
 M > y_y & M > 334.28 .
 \end{aligned} \tag{16}$$

Проведены расчеты с отклонениями  $a \pm 2\text{см}$ ,  $A \pm 2\text{см}$ ,  $c \pm 2\text{см}$ ,  $h \pm 2\text{см}$ . Результаты представлены в табл. 2.

Как видно из таблицы, для треков 1-6 изменения фона при указанных вариациях геометрических параметров незначительны.

## 5. Заключение

Оценка показывает, что при номинальном импульсе реактора БИГР  $N_{\text{БИГР}} = 10^{19}$ , число тепловых нейтронов после n-n-рассеяния, попавших на детектор, порядка  $10^3$ . Из табл. 2 следует, что фон тепловых нейтронов при выбранной конфигурации коллиматоров и защиты не превышает нескольких процентов от ожидаемого эффекта.



Таблица 2. Суммарный фон тепловых нейтронов на детекторе за импульс при указанных возмущениях размеров геометрии только для треков типа 1-6. Каждый столбец соответствует типу трека, каждая строка - отклонению геометрического параметра от значений, представленных в табл.1

	1	2	3	4	5	6	$\Sigma$
0	14	2	2	10	4	4	37
$a \pm 2$	24	4	2	20	8	12	69
	7	1	1	4	1	1	15
$A \pm 2$	12	3	2	15	4	5	41
	17	2	1	6	3	3	32
$c \pm 2$	18	10	2	7	4	4	45
	11	2	2	15	3	4	36
$h \pm 2$	14	2	2	10	4	4	37
	14	2	2	10	4	4	37

Авторы выражают благодарность М.В.Казарновскому за существенное замечание.

Работа была поддержана грантом N 94-02-05247 Российского фонда фундаментальных исследований и грантами НКВ300 и НКВ000 Международного научного фонда.

## Литература

- [1] I.Šlaus, Y.Akaishi, H.Tanaka, Phys.Rep., 173 (1989) 257.
- [2] М.И. Кувшинов, В.Ф.Колесов, А.М.Войнов, И.Г.Смирнов, Проблемы атомной науки и техники, Серия "Импульсные реакторы и простые критические сборки", Выпуск 1, 3(1988).
- [3] A.D. Budnik, G.A.Ososkov, Yu.N.Pokotilovski, A.D.Rogov, "Monte Carlo Calculation of the Slow Neutron Background in the Neutron-Neutron Scattering Experiment at the Pulse Reactor B1GR", E3-95-351, JINR Dubna Russia.
- [4] J.F.Briesmeister, Editor, "MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A", Los Alamos National Laboratory report LA-7396, Rev.2(1986).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 января 1997 года.