

P13-2009-11

А. Е. Верхоглядov, Е. П. Шабалин

**КОНИЧЕСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ  
ПОТОКА ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ**

Верхоглядов А. Е., Шабалин Е. П.

P13-2009-11

Конический отражатель для усиления потока очень холодных нейтронов

В работе произведен расчет увеличения направленного потока очень холодных нейтронов из замедлителя реактора ИБР-2М с помощью конического отражателя из нанодисперсного порошка алмаза. Транспорт очень холодных нейтронов моделировался методом Монте-Карло, дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на отдельных крупинках нанопорошка рассчитывалось в приближении Борна. Показано, что при размерах частиц порошка порядка длины волны нейтрона использование отражателя позволяет увеличить направленный поток нейтронов в два раза.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Verhoglyadov A. E., Shabalin E. P.

P13-2009-11

A Conic Reflector for Increasing of the Flux of Very Cold Neutrons

The work is dedicated to computation of increasing of directed flux of very cold neutrons from moderators of the IBR-2M reactor due to the reflector of nanodispersed diamond powder. Monte Carlo simulation of very cold neutron transport, computation of differential albedo and total albedo was done. Neutron scattering by individual grains of powder with the Born approximation and neutron adsorption by carbon nuclei were accounted for. It was shown that if the ratio of the grain dimension to the wavelength of the neutron is equal to unity, then using of the reflector gives a two-fold gain in the directed flux.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

## ВВЕДЕНИЕ

Для изучения современных материалов методами рассеяния нейтронов на реакторах требуются высокие потоки холодных (с длиной волны от 4 до  $\sim 20 \text{ \AA}$ ) и очень холодных (с большей длиной волны) нейтронов, которые могут быть получены с использованием холодных (криогенных) замедлителей [1, 2]. Невысокая доля таких нейтронов даже в термализованном спектре Максвелла вынуждает искать пути увеличения их интенсивности. Зеркальные с многослойным покрытием нейтронотводы, обычно используемые для транспорта нейтронов от реактора к исследуемым образцам, не могут быть подведены близко к активной зоне из-за разрушающего действия радиации. Чтобы этого избежать, можно поместить у поверхности замедлителя специальной формы отражатель, расположенный под небольшим углом к оси нейтронного пучка так, чтобы увеличить поток нейтронов, направленный в сторону удаленного зеркального нейтронотвода. Этот отражатель должен не только эффективно отражать холодные и очень холодные нейтроны, но и быть выполнен из материала, устойчивого к интенсивному облучению.

Такой отражатель нейтронов служит объектом изучения данной работы. В ней исследованы свойства отражателя из нанопорошка алмаза с характерным размером частиц 3–6 нм. Как показал теоретически В. А. Артемьев [3] и экспериментально подтвердили авторы работы [4], коэффициент отражения очень холодных нейтронов от нанодисперсного материала значительно выше, чем от сплошного вещества, и близок к единице. Более того, отражение достигается при малых толщинах порядка нескольких миллиметров. Это связано с тем, что размер частиц алмаза близок к длине волны очень холодных нейтронов. Вследствие этого происходит когерентное рассеяние нейтронов на частице порошка в целом; сечение рассеяния очень велико, будучи пропорционально квадрату числа ядер в частице, а сечение захвата мало, как и в сплошном материале. Несмотря на преимущественное рассеяние нейтронов вперед, альбеда оказывается высоким. Вследствие этого, а также ввиду высокой устойчивости к радиации нанодисперсный алмаз кажется наиболее подходящим материалом для применения в источнике очень холодных нейтронов (ОХН).

## 1. ПРИНЦИП УВЕЛИЧЕНИЯ ПОТОКА ОХН И ГЕОМЕТРИЯ НАНОДИСПЕРСНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

Пусть источник очень холодных нейтронов (ОХН) представляет собой ограниченную поверхность в виде круга определенного диаметра, плоскость которого ортогональна оси нейтронного спектрометра, использующего ОХН (ось пучка). Над источником располагается отражатель в виде полого усеченного конуса (см. рис. 1), внутренние стенки которого покрыты слоем нанопорошка алмаза с диаметром частиц порядка длины волны ОХН (более 3 нм). Высота конуса ограничена. Толщина стенок с порошком считается достаточной для того, чтобы ОХН не проникали сквозь нее, а однократное рассеяние нейтронов с малой длиной волны (тепловых и «холодных») было бы небольшим, чтобы отражатель не ослаблял потоки на спектрометры, направленные под косыми углами к источнику.

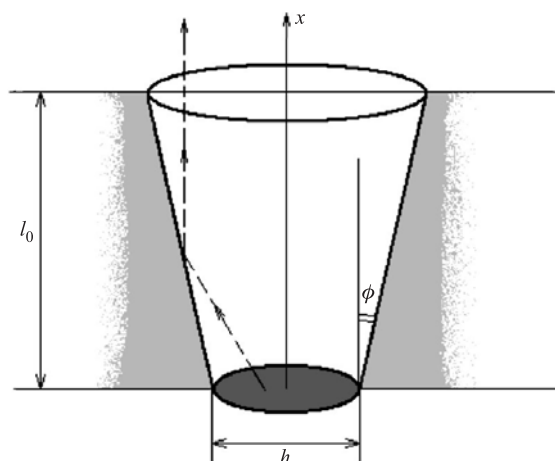


Рис. 1. Эскиз конического отражателя

*Направленным (или прямым) потоком* назовем число нейтронов, пересекающих в единицу времени плоскость, перпендикулярную оси конуса отражателя, в положительном направлении оси конуса (иначе говоря, оси спектрометра) и перпендикулярно поверхности источника внутри бесконечно малого телесного угла, приведенное к единице телесного угла. Иными словами, это — векторная плотность потока нейтронов вдоль оси конуса, умноженная на площадь пересекаемой поверхности; размерность — [нейтр./с/ср]. В отсутствие конуса направленный поток будет постоянным вдоль оси  $x$  (плотность потока убывает в той же степени, как увеличивается пересекаемая поверхность). При наличии же конусного отражателя те нейтроны, которые вылетают из источ-

ника под углами к нормали, отличными от нуля, имеют возможность попасть на стенку конуса, отразиться и вылететь наружу в нужном направлении. Соответственно, направленный поток будет увеличиваться с удалением от источника вплоть до большого основания конуса отражателя (если пренебречь рассеянием на воздухе внутри конуса).

Это рассуждение справедливо для нейтронов любой энергии. Однако особенно сильное отражение следует ожидать для нейтронов, которые падают на конус отражателя под углом, близким к углу малоуглового когерентного рассеяния на частицах порошка. Так как углы вылета нейтронов из источника подчиняются закону косинуса, то должен существовать оптимальный угол раствора конуса, при котором направленный поток отраженных нейтронов максимален (при заданной высоте конуса). Можно предположить, что выигрыш для отражателя параболической формы будет выше.

Главной целью данной работы являлось вычисление фактора усиления направленного потока  $G$  при использовании отражателя и нахождения зависимости его от параметров отражателя и его формы. Помимо этого в работе исследована зависимость полного и дифференциального (углового) альbedo ОХН от угла падения на плоскую поверхность среды из нанодисперсного порошка алмаза.

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА ТРАНСПОРТА ОХН

Прямо направленный поток нейтронов при использовании отражателя (конуса или параболоида) складывается из потока, исходящего непосредственно из источника (обозначим его как  $G_{ист}$ ), и потока нейтронов, отраженных стенками отражателя в прямом направлении (обозначим его как  $G_{отр}$ ). Фактор усиления потока за счет отражателя будет

$$G = \frac{G_{отр} + G_{ист}}{G_{ист}} = \frac{G_{отр}}{G_{ист}} + 1. \quad (1)$$

Расчет транспорта ОХН проводился методом статистических испытаний Монте-Карло.

В материале нанопорошка алмаза ОХН испытывают в основном когерентное упругое рассеяние на крупинках порошка в целом. При рассеянии на крупинке, размер которой сопоставим с длиной волны нейтрона, происходит дифракция падающей волны на крупинке, причем сечение взаимодействия пропорционально квадрату количества атомов в крупинке, а угол дифракции оказывается малым (малоугловое рассеяние). Сечение захвата ядрами углерода  $C^{12}$  мало:  $\sigma_a = 0,01$  б, но при расчете транспорта нейтронов захват также учитывался. Неупругое рассеяние не учитывалось, так как предполагалось, что

материал находится при достаточно низкой температуре, при которой сечение неупругого рассеяния мало и не приводит к потере ОХН из-за увеличения их скорости. В принципе, имеет также место рассеяние на множестве крупинок в целом. Однако, как показал Артемьев [3], так называемый структурный фактор, отвечающий этому процессу, близок к единице при рассматриваемых энергиях нейтронов.

Вычисленное по теории возмущений в борновском приближении дифференциальное сечение рассеяния нейтрона на крупинке в форме шарика радиусом  $a$  определяется выражением (см., например, [5]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega) = a^2 \frac{u^2}{q^4} \left( \cos(qa) - \frac{\sin(qa)}{qa} \right)^2. \quad (2)$$

Здесь  $q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$ ,  $\theta$  — угол отклонения,  $u = 4\pi N_0 b_C$ ,  $b_C = 0,627 \cdot 10^{-12}$  см — длина рассеяния (характеристика ядра углерода),  $N_0 = 1,76 \cdot 10^{23}$  см $^{-3}$  — концентрация ядер углерода в цельном алмазе.

Для упрощения расчета нейтроны предполагались монохроматическими с длиной волны  $\lambda = a$ . Тогда  $qa = 4\pi \sin \theta$ , и микроскопическое сечение  $\sigma$  получается интегрированием по углам от 0 до  $\pi$ :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi 2\pi \sin \theta a^6 \frac{u^2}{(qa)^4} \left( \cos(qa) - \frac{\sin(qa)}{qa} \right)^2 d\theta = a^6 u^2 I. \quad (3)$$

Интеграл, обозначенный через  $I$ , может быть посчитан численно:

$$I = \frac{1}{128\pi^3} \int_0^\pi \frac{d\theta}{\sin^3 \theta} \left( \cos(4\pi \sin \theta) - \frac{\sin(4\pi \sin \theta)}{4\pi \sin \theta} \right)^2 = 0,0100596.$$

Теперь можно вычислить макроскопическое сечение взаимодействия нейтрона с порошком, состоящим из одинаковых крупинок алмаза:

$$\Sigma = N\sigma = \gamma \frac{1}{(4/3)\pi a^3} \sigma = \frac{3\gamma a^6 u^2 I}{4\pi a^3} = 12\pi\gamma I N_0^2 b_C^2 a^3 = 28,9 \text{ см}^{-1},$$

где  $\gamma$  — плотность упаковки (примем ее равной 0,5).

Рассмотрим теперь, как оценивался направленный поток нейтронов. Пусть нейтрон, двигавшийся внутри нанопорошка по направлению  $\vec{k}_0$ , испытывает рассеяние на крупинке, находясь при этом на расстоянии  $x_0$  от поверхности (см рис. 2).

Найдем вероятность того, что в результате рассеяния нейтрон вылетит из материала наружу по направлению  $\vec{k}$ . Вектор  $\vec{k}$  (произвольный) направлен

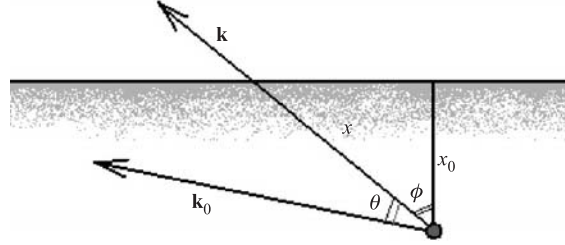


Рис. 2.

под углом  $\phi$  к нормали, а угол между векторами  $\vec{k}_0$  и  $\vec{k}$  равен  $\theta$ . Вероятность такого вылета, очевидно, будет зависеть от угла  $\theta$  (поскольку дифференциальное сечение рассеяния анизотропно) и от толщины слоя порошка  $x$ , которое придется пройти нейтрону до поверхности (так как на этом расстоянии он может вновь испытать рассеяние). Обозначим эту вероятность как  $p(x, \theta)$ . Величину  $x$  всегда можно найти, зная глубину  $x_0$ :  $x = x_0 / \cos \phi$ . Вероятность нейтрону пройти расстояние  $x$  в веществе с макроскопическим сечением  $\Sigma$  дается известной формулой:  $e^{-\Sigma x}$ . Чтобы найти вероятность рассеяния в малый телесный угол в направлении  $(\theta, \theta + \Delta\theta)$ , надо проинтегрировать дифференциальное сечение по малому углу  $\Delta\theta$  и разделить на интеграл по всем углам (норму):

$$\frac{\int_{\Delta\Omega} d\sigma/d\Omega(\Omega) d\Omega}{\int d\sigma/d\Omega(\Omega) d\Omega} = \frac{\int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} f(\theta') \sin(\theta') d\theta'}{\int_0^{\pi} f(\theta') \sin(\theta') d\theta'} =$$

$$= \frac{\int_{\mu}^{\mu+\Delta\mu} f(\mu') d\mu'}{\int_0^{\pi} f(\theta') \sin(\theta') d\theta'} \approx \frac{\Delta\mu \cdot f(\theta)}{128\pi I} = \frac{\Delta\mu \cdot f(\theta)}{39,9246}.$$

Здесь введены обозначения

$$f(\theta) = \frac{1}{\sin^4 \theta} \left( \cos(4\pi \sin \theta) - \frac{\sin(4\pi \sin \theta)}{4\pi \sin \theta} \right)^2 \text{ и } \mu' = \cos \theta'.$$

Таким образом, вероятность направленного вылета нейтрона равна

$$p(x, \theta) = \frac{\Delta\mu \cdot f(\theta)}{39,9246} \cdot \exp(-\Sigma x). \quad (4)$$

Аналогичным способом можно оценить вероятность направленного вылета нейтрона из поверхности источника  $p_{\text{ист}}(\theta)$ , которая имеет зависимость

только от направления. Угловое распределение нейтронов, вылетающих с поверхности замедлителя, описывалось законом косинуса [6]  $g(\theta) = C \cos \theta$ , где  $g(\theta)$  — поток нейтронов под углом  $\theta$  к нормали поверхности,  $C$  — постоянная. Нас в дальнейшем будет интересовать лишь вероятность вылета под прямым углом к поверхности. Имеем для  $\theta = 0$ :

$$p_{\text{ист}}(0) = \frac{\int g(\Omega) d\Omega}{\int_{g(\Omega)} d\Omega} = \frac{\int_0^1 g(\mu') d\mu'}{\int_0^1 g(\mu') d\mu'} = \frac{\Delta\mu}{1/2} = 2\Delta\mu. \quad (5)$$

Величину фактора усиления направленного потока нейтронов можно получить, считая не сами нейтроны, летящие в нужном направлении, а вероятности каждого нейтрона улететь в этом направлении. Отношение суммы вероятностей вылета нейтрона в нужном направлении по всем актам рассеяния, отнесенное к одному нейтрону, к вероятности  $p_{\text{ист}}(0)$  дает значение  $G_{\text{отр}}/G_{\text{ист}}$ :

$$\frac{G_{\text{отр}}}{G_{\text{ист}}} = \frac{\sum_n p(x_n, \theta_n)}{N \cdot p_{\text{ист}}(0)} = \frac{\sum_n f(\theta_n) \exp(-\Sigma x_n)}{2 \cdot 39,9246 \cdot N}, \quad (6)$$

где  $\theta_n$  в данном случае — угол направления скорости нейтрона в сферических координатах,  $N$  — количество историй. Как следует понимать величины  $\theta_n$  и  $x_n$  в данной формуле, ясно из рис. 3, иллюстрирующего траекторию нейтрона, испытывающего  $n$ -е рассеяние в стенке отражателя.

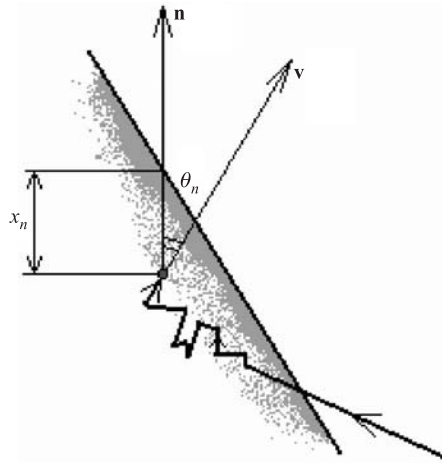


Рис. 3. Нейтрон в стенке отражателя



Вектор  $\vec{v}$  на рисунке — это вектор скорости нейтрона. Мы получили формулу расчета фактора усиления:

$$G = \frac{\sum_n f(\theta_n) \exp(-\Sigma x_n)}{79,8492 \cdot N} + 1. \quad (7)$$

Разработанная программа метода Монте-Карло позволяет рассчитать фактор усиления направленного потока ОХН отражателем конической или параболической формы, а также дифференциальные альбедо ОХН от плоской стенки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

**Отражение от плоской стенки.** На графиках рис. 4, 5 и 6 приведены полученные зависимости полного коэффициента отражения падающего потока нейтронов (альбедо) от угла падения, а также угловые распределения отраженных нейтронов (дифференциальное альбедо) при фиксированных углах падения потока.

Видно, что для ОХН характерна сильная зависимость всех показателей от угла падения  $\alpha$ . Угловое распределение отраженных нейтронов как для азимутального угла  $\phi$ , так и для полярного угла сильно вытянуто вперед при

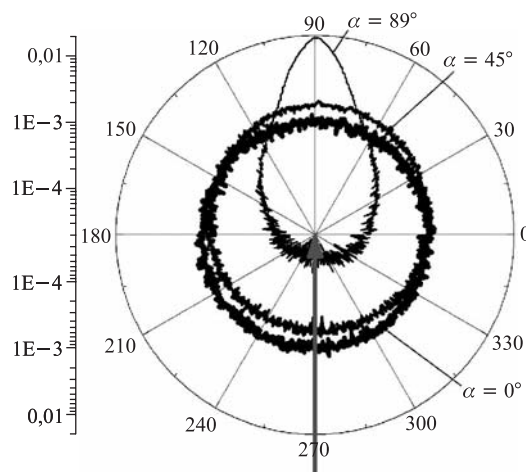


Рис. 4. Распределение отраженных нейтронов по углу  $\phi$  для трех значений угла падения  $\alpha$ . Угол падения  $\alpha$  — угол между направлением потока и нормалью к поверхности. Направление падающего потока показано стрелкой

малых углах падения. В частности, для угла падения  $89^\circ$  отраженный вперед поток на два порядка больше отраженного ортогонально и на порядок больше отраженного вперед при угле падения  $45^\circ$ . Это следствие того, что угол отклонения нейтрона в каждом акте рассеяния весьма мал (см. вид диф-

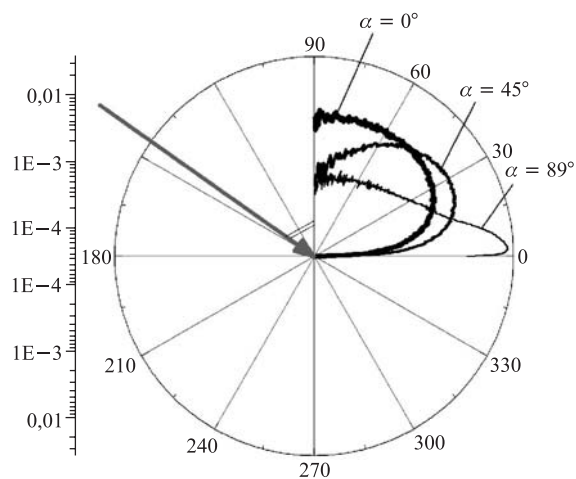


Рис. 5. Распределение отраженных нейтронов по углу  $\theta$  для трех значений угла падения. Направление падающего потока показано стрелкой, угол падения обозначен через  $\alpha$

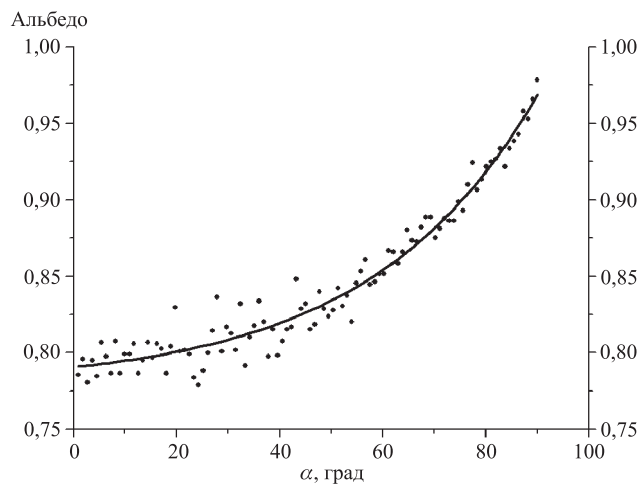


Рис. 6. Полное альbedo в зависимости от угла падения. Аппроксимация экспонентой

ференциального сечения (2)). Этим же объясняется вид зависимости полного альbedo от угла падения — оно приближается к единице при углах падения в районе  $90^\circ$  (т. е. когда поток почти параллелен плоскости).

**Фактор усиления отражателя.** В расчетах фактора усиления направленного потока  $G$  и оптимального угла  $\phi$  полураствора усеченного конуса от-

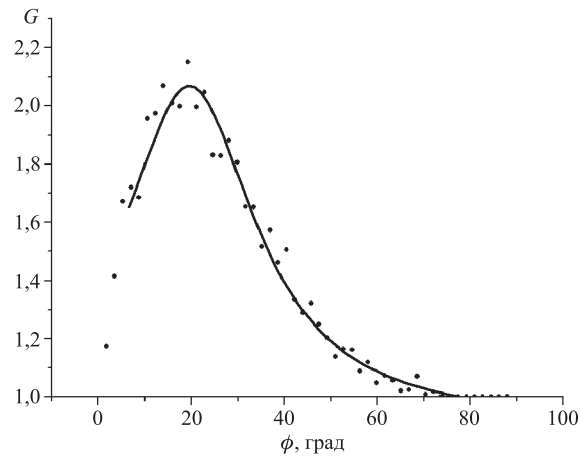


Рис. 7. Фактор усиления  $G(\phi)$  для  $l = 30$  см. Статистика — 200000 историй. Для удобства расчетные точки аппроксимированы гауссианом ( $SD = 0,04$ )

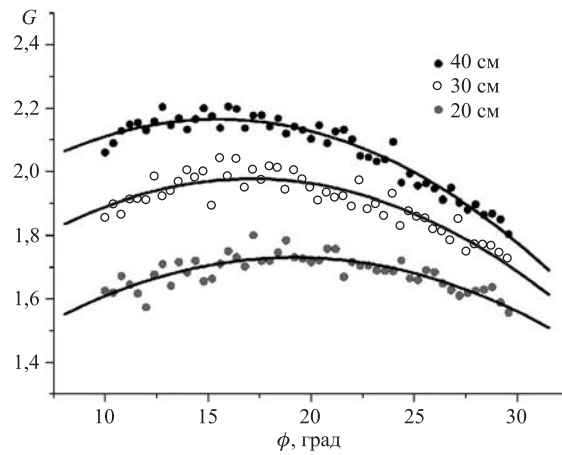


Рис. 8. Фактор усиления для  $l = 20, 30$  и  $40$  см. Статистика — 4000000 историй. Расчетные точки аппроксимированы полиномом ( $SD = 0,03$ )

ражателя (см. рис. 1) диаметр круга источника ОХН считался равным 10 см, длина волны нейтронов  $\lambda = 5$  нм, частицы нанопорошка алмаза предполагались в виде шариков с диаметром, равным также 5 нм. Расчеты делались для трех значений длины образующей конуса:  $l = 20, 30$  и  $40$  см. График зависимости  $G(\phi)$  конического отражателя при  $l = 30$  см показан на рис. 7.

Кривые  $G(\phi)$  для  $l = 20$  см и  $l = 40$  см выглядят аналогично, у всех трех зависимостей имеется максимум в интервале  $\phi \in (10^\circ, 30^\circ)$ . Для нахождения точек максимума проведен расчет для этого интервала с увеличенной статистикой. Все три зависимости приведены на одном графике (см. рис. 8).

Максимумы функции  $G(\phi)$  находятся в следующих точках:

при  $l = 20$  см  $G_{\max} = 1,73$  в точке  $\phi_{\max} = 19,2^\circ$ ;

при  $l = 30$  см  $G_{\max} = 1,98$  в точке  $\phi_{\max} = 16,8^\circ$ ;

при  $l = 40$  см  $G_{\max} = 2,16$  в точке  $\phi_{\max} = 15,5^\circ$ .

Исследованная параболическая форма отражателя по фактору усиления направленного потока практически не отличается от конической.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет транспорта очень холодных нейтронов методом Монте-Карло показал, что добавление к холодному замедлителю конического отражателя (рис. 1) из нанодисперсного порошка алмаза увеличивает поток ОХН в направлении оси конуса примерно в два раза, что является следствием высокого альбедо для нанопорошка.

Максимальное усиление прямого потока наблюдается при углах раствора конуса отражателя  $30\text{--}40^\circ$ , что подтверждает первоначальное предположение. Очевидно, что вследствие анизотропности дифференциального альбедо ОХН величина оптимального угла должна зависеть от распределения нейтронов, вылетающих из замедлителя.

Вследствие масштабной инвариантности транспорта ОХН в полости отражателя оценки фактора усиления направленного потока, сделанные в данной работе для конкретной геометрии, можно использовать для любых размеров отражателя и замедлителя.

Данная работа дает первое приближение к оценке выигрыша от использования конусного отражателя. Очевидно, что учет конечной величины угла отражения зеркального нейтронвода должен изменить оценку выигрыша в сторону увеличения. В работе не содержится количественной оценки, какие части поверхности отражателя дают наибольший вклад в направленный поток. Также важно знать зависимость фактора усиления потока от отношения длины волны нейтрона к размеру зерен порошка. Не менее важен вопрос об оптимальной толщине стенок отражателя.

Все эти вопросы авторы намерены рассмотреть в дальнейшем.

Авторы признательны В. А. Артемьеву за полезные обсуждения и консультации при выполнении данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов С. А., Шабалин Е. П. Сравнение эффективности материалов холодных замедлителей нейтронов для реактора ИБР-2. Сообщение ОИЯИ Р17-2005-222. Дубна, 2005.
2. Шабалин Е. П. Холодные замедлители нейтронов // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 6. С. 1425–1444.
3. Артемьев В. А. Оценка отражения нейтронов от нанодисперсных материалов // Атомная энергия. 2006. Т. 101, вып. 6.
4. Nesvizhevsky V. V., Lychagin E. V., Muzychka A. Yu., Strelkov A., Pignol G., Protasov K. V. The Reflection of Very Cold Neutrons from Diamond Powder Nanoparticles // NIM in Physics Research A. 2008. V. 595. P. 631–636.
5. Игнатович В. К., Шабалин Е. П. Алгебраический метод расчета альbedo нейтронов // Ядерная физика. 2007. Т. 70, вып. 2. С. 288–296.
6. Власов Н. А. Нейтроны. М.: Гостехиздат, 1955.

Получено 29 января 2009 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 21.04.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,11. Тираж 305 экз. Заказ № 56571.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)