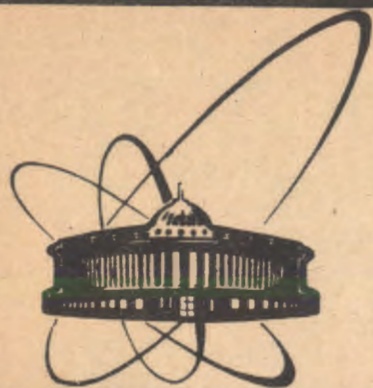


90-224



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

H 623

P3-90-224

Ю. В. Никитенко

ДИФФУЗИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ПЛОТНОЙ УПАКОВКЕ  
РАССЕИВАЮЩИХ ЧАСТИЦ

1990

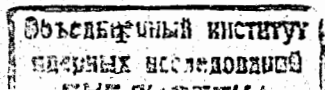
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Под коэффициентом потерь УХН  $\mu$  при их отражении от поверхности твердого тела будем понимать усредненную по углам падения вероятность гибели УХН. В <sup>/1/</sup> для определения коэффициента потерь было предложено использовать диффузию УХН в порошке. При диффузии нейтрон испытывает ряд последовательных отражений, что приводит к увеличению чувствительности измерения коэффициента потерь.

В работе <sup>/2/</sup> проведено сравнение различных диффузионных методов измерения  $\mu$ . В частности, показано, что метод пропускания УХН через слой порошка оптимальной толщины является более светосильным по сравнению с методом отражения. В этой работе рассматриваются также динамические методы измерения, полезные для непосредственного измерения временных характеристик процесса диффузии. Метод диффузии УХН был применен для измерения  $\mu$  в порошках меди, окиси меди, графита и бериллия <sup>/1, 3, 4/</sup>. В работе <sup>/4/</sup> делается вывод о том, что экспериментальные значения  $\mu$  для бериллия и графита согласуются с расчетными, основанными на известных сечениях захвата и неупругого рассеяния УХН в этих веществах. Этот вывод является принципиально важным, так как ранее на слабопоглощающих веществах, какими являются бериллий и графит, такого согласия не наблюдалось (см. по этому поводу работу <sup>/5/</sup>). В настоящей работе, в рамках диффузионного приближения, исследуется влияние плотности упаковки на процесс диффузии УХН в слое. Показано, что увеличение плотности упаковки до действительно реализуемых значений плотности упаковки зерен в порошках твердых веществ приводит к уменьшению поглощения УХН. По результатам проведенного в работе исследования делается заключение, что вывод работы <sup>/4/</sup> о согласии экспериментально измеренных значений коэффициентов потерь УХН в бериллии и графите с расчетными следует, по-видимому, из-за ошибочно использованных теоретических соотношений теории диффузии, полученных при предположении не реализуемых в действительности условий.

## 2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ДИФфуЗИИ УХН В СЛОЕ ЧАСТИЦ

Рассмотрим процесс переноса УХН в слое частиц вдоль направления оси  $z$  (в плоскости  $xy$ , перпендикулярной оси  $z$ , протяженность слоя предполагается неограниченной). Соответствующее уравнение для интенсивности  $I(z, \vec{r})$  имеет вид



$$\cos \theta \frac{dI(z, \vec{r})}{dz} = -\chi I(z, \vec{r}) + \frac{\sigma}{4\pi} \int f(\vec{r}, \vec{r}') I(z, \vec{r}') d\Omega, \quad (1)$$

где  $\chi$  — коэффициент экстинкции, определяемый сечениями гибели (захват и неупругое рассеяние) и рассеяния УХН;  $\sigma$  — коэффициент рассеяния;  $f(\vec{r}, \vec{r}')$  — индикатриса рассеяния из направления  $\vec{r}'$  в направлении  $\vec{r}$ .

Для УХН, существующих в виде квазиизотропного потока, удобно пользоваться величинами интегрального потока  $\Phi(z) = \int I(z, \vec{r}) \cos \theta d\Omega$  и интегральной плотности  $N(z) = \int n(z, \vec{r}) d\Omega$ , где  $n(z, \vec{r})$  — плотность УХН, летящих в направлении  $\vec{r}$ .

Для  $N(z)$  выполняется уравнение диффузии:

$$d^2 N(z) / dz^2 = N / L^2, \quad (2)$$

где  $L$  — длина диффузии.

Найдем решение уравнений (1) и (2) при следующих условиях:

- 1) падающий на слой частиц поток УХН является изотропным;
- 2) индикатриса рассеяния относительно направлений вперед-назад является симметричной;
- 3) длина волны УХН  $\lambda$  значительно меньше расстояния  $p$  между частицами ( $\lambda \ll p$ );
- 4) расстояние между частицами  $p$  значительно больше диаметра частицы  $d$  ( $p \gg d$ );
- 5) поток УХН в слое частиц в переднюю полусферу больше потока в заднюю полусферу на величину, определяемую коэффициентом потерь  $\mu$  (условие неравенства потоков вперед и назад).

Тогда для коэффициента отражения от слоя бесконечной толщины получим <sup>6, 7/</sup>:

$$R_\infty = \frac{1 - \beta_0 \sqrt{\mu}/2}{1 + \beta_0 \sqrt{\mu}/2} \approx 1 - \beta_0 \sqrt{\mu}, \quad (3)$$

где  $\beta_0 = 4/\sqrt{3} \approx 2,31$ .

При индикатрисе произвольного вида вместо (3) имеем

$$R_\infty = 1 - \beta_0 \sqrt{k\mu}, \quad (4)$$

где  $k = \lambda_{tr} / \lambda_s$ ;  $\lambda_{tr}$  — транспортная длина;  $\lambda_s$  — длина рассеяния.

Известно <sup>8/</sup>, что для УХН, диффундирующих в прямом нейтронноводе  $k = k_n = (2-g)/g$ , где  $g$  — вероятность диффузного отражения УХН от стенки нейтронновода.

При диффузии более энергичных нейтронов, например тепловых <sup>9/</sup>,  $k$  определяется средним косинусом угла рассеяния из соотношения  $k = 1/(1 - \cos \theta)$ .

Для УХН, рассеиваемых на частице в условиях полного отражения, удобно ввести локальное значение  $k_l = k_n$  и  $k_a$  частицы. Локальное значение  $k_l$  характеризует закон отражения (например, степень его диффузности), но не учитывает геометрии частицы. Параметр  $k_a$  является более полной характеристикой частицы в отношении процесса рассеяния УХН на ней и определяется как законом отражения, так и конкретной геометрией. Очевидно, что  $k_a = 1/(1 - \cos \theta)$ , где  $\cos \theta$  — усредненный по сечению частицы, перпендикулярному направлению падающих УХН, косинус угла рассеяния. В дальнейшем на примере сферической частицы будет продемонстрирована связь  $k_l$  с  $k_a$ .

В работах <sup>1, 3, 4/</sup> для извлечения  $\mu$  из экспериментально измеренного коэффициента отражения УХН  $R_\infty$  от слоя порошка использовалось выражение (3), которое, как было отмечено, имеет место при выполнении вышеуказанных пяти условий. На самом деле, при диффузии УХН в порошке не все условия выполняются. Рассмотрим каждое из этих условий отдельно.

Первое условие, по-видимому, выполняется достаточно хорошо при толстом слое порошка, когда коэффициент отражения УХН от слоя близок к единице. В этом случае поток УХН, существующий в нейтронноводе, дополнительно изотропируется самим порошком, являющимся при полном отражении УХН от поверхности зерна слабым поглотителем.

Второе условие ( $\cos \theta = 0$ ,  $k_a = 1$ ) в случае зерен, например, сферической формы, выполняется в специальном случае зеркального отражения ( $k_l = \infty$ ) УХН. Схема зеркального отражения УХН от сферического зерна приведена на рис. 1. Из рис. 1а видно, что назад рассеиваются

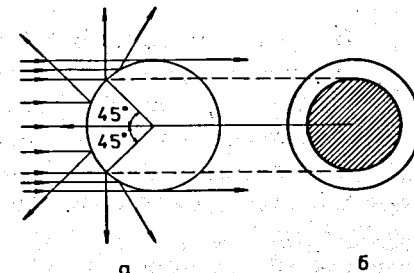


Рис. 1. Схема зеркального отражения: а) геометрия зеркального отражения; б) сечение падающего потока УХН, штриховкой показана часть потока УХН, рассеиваемых назад.

УХН, отраженные от точек поверхности, для которых  $\theta > 135^\circ$ . Как видно из рис. 16, на котором показано сечение потока УХН, число рассеянных назад УХН (показано штриховкой) составляет половину от падающего потока. Без принятия специальных мер по полировке поверхности зерна разумно считать, что  $k_g = 1$ , то есть отражение является диффузным. При диффузном отражении от сферического зерна  $\cos \theta = -2/3$  или  $k_a = 0,6$ .

В случае частиц произвольной формы  $k_a$  может принимать самые различные значения. Так, например, для плоской тонкой частицы  $k_a$  будет зависеть от ориентации плоскости частицы. Если направление диффузии УХН лежит в плоскости частицы, то  $k_a$  может быть сколь угодно большим. В противном случае, когда направление диффузии перпендикулярно плоскости частицы, выполняется условие  $k_a = 1/2$ .

Условие 3 выполняется, когда диаметр зерна  $d$  намного больше длины волны  $\lambda$ . Поскольку  $\lambda \approx 1000 \text{ \AA}$ , то должно выполняться  $d \geq 10 \text{ мкм}$ . В то же время очевидно, что при  $r \sim \lambda$  должно быть существенным когерентное рассеяние УХН на совокупности зерен. В этом случае уравнения (1) и (2) неприменимы, а нужно исходить из стохастического уравнения <sup>/9/</sup> и исследовать задачу дифракции волн на статистическом ансамбле частиц <sup>/10/</sup>. Таким образом, исследование процесса переноса УХН в зависимости от отношения  $d/\lambda$  позволит определить область применимости уравнений (1) и (2).

Условие 4 в случае диффузии УХН в порошке заведомо не выполняется. На самом деле реализуется условие плотной упаковки частиц, когда  $r \sim d$ . Таким образом, очевидно, что необходимо учитывать реальную индикатрису рассеяния УХН на зернах порошка, а также получить соотношения, описывающие диффузию в зависимости от плотности упаковки частиц.

### 3. ОПИСАНИЕ ПОДХОДА. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В сороковых годах В.А.Амбарцумян <sup>/12/</sup>, применительно к случаю выполнения уравнения (1), сформулировал принцип инвариантности, сводящийся к утверждению, что пропускание  $T(l_1 + l_2)$  и отражательная способность  $R(l_1 + l_2)$  пары последовательных слоев идентичного вещества толщиной  $l_1$  и  $l_2$  совпадают с соответствующими свойствами единого совокупного слоя. При этом, при известных пропускании слоев  $T(l_1)$  и  $T(l_2)$  и отражательной способности  $R(l_1)$  и  $R(l_2)$  для  $T$  и  $R$  совокупного слоя толщиной  $l_1 + l_2$  выполняются соотношения:

$$R(l_1 + l_2) = R(l_1) + R(l_2) T^2(l_1) / (1 - R(l_1) \cdot R(l_2)). \quad (5)$$

$$T(l_1 + l_2) = T(l_1) T(l_2) / (1 - R(l_1) R(l_2)).$$

Аналогичные соотношения (5) были доказаны В.К.Игнатовичем <sup>/13/</sup> для случая выполнения уравнения (2). Необходимо отметить, что (5) имеет место при условии, что угловая структура поля (в данном случае потока УХН) сохраняется неизменной во всей толще слоя и на его границах. На самом деле неизменность угловой структуры достигается на достаточной глубине слоя, а характер этой структуры зависит от  $\mu$  и вида индикатрисы рассеяния  $f$ . Будем предполагать, что значения  $\mu$  невелики, а потому поток УХН в слое частиц близок к изотропному. Поскольку же и падающий поток УХН является близким к изотропному, то изменения угловой структуры потока на границе и в приграничной области слоя будут невелики. Таким образом, будем считать, что условия для выполнения (5) существуют.

Рассмотрим конкретные модели рассеивающих частиц.

#### Тонкие плоские частицы

Рассмотрим вначале случай симметричной индикатрисы рассеяния ( $\cos \theta = 0, k_a = 1$ ). Пусть плоские частицы образуют совокупность рядов частиц (рис. 2а). Один ряд образуется частицами, лежащими в плоскости  $S_j$ , то в выделенном сечении площадью  $S$   $n$  частиц имеют совокупную площадь  $\sum_n S_j$ . Введем плотность упаковки  $\rho = \sum_n S_j / S$  частиц в плоскости. Тогда коэффициенты отражения  $R$  и поглощения  $M$  УХН частицами одного ряда запишутся так:

$$R = (1 - \mu) \rho, \quad M = 2\mu\rho. \quad (6)$$

Рассчитаем коэффициент отражения  $R_\infty$  от бесконечного числа рядов частиц. Расчет показывает, что коэффициент отражения в случае малых значений  $\mu \leq 10^{-3}$  может быть представлен в виде

$$R_\infty(\rho) = 1 - \beta(\rho) \sqrt{\mu}. \quad (7)$$

Из сравнения (4) и (7) следует, что  $\beta_0 \sqrt{k} = \beta(0)$ . В конкретном случае симметричной индикатрисы, казалось, должно выполняться  $\beta_0 = \beta(0)$ . На рис. 3 (кривая 1) приведена зависимость  $\beta(\rho)$ . Видно, что  $\beta(0) = 2$ , в то время как  $\beta_0 = 4/\sqrt{3}$ . Различие в значениях  $\beta_0$  и  $\beta(0)$  здесь связано с тем, что соотношения (6) реализуют симметричную индикатрису и являются необходимыми, но не достаточными условиями. Действитель-

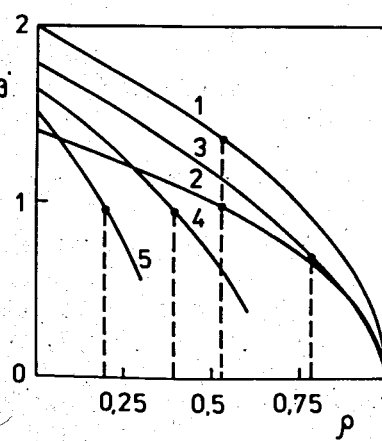
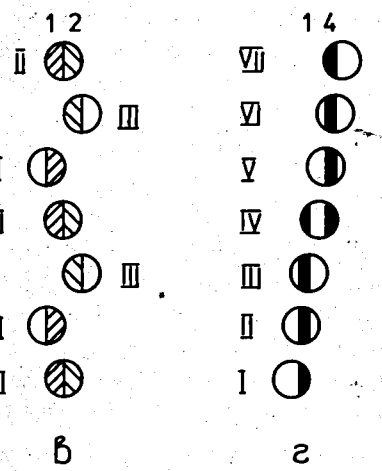
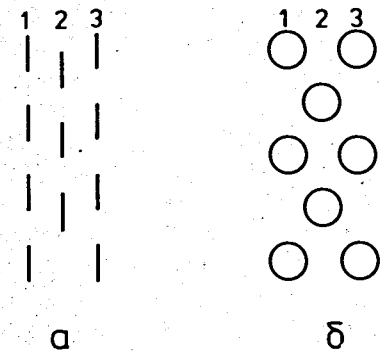


Рис. 2. Модели рассеивающих частиц: а — тонкие плоские частицы; б — первая модель сферических частиц; в — вторая модель сферических частиц; г — третья модель сферических частиц. Римскими цифрами отмечен номер ряда, арабскими — номер элементарного слоя. Штриховкой отмечены части частиц, составляющие элементарные слои.

но, в соотношениях (6) не "заложено" условие неравенства потоков вперед и назад, когда должно выполняться  $\beta(0) = 4/\sqrt{3}$ . В этом случае, как отмечено в [8], и должно быть  $\beta(0) = 2$ . Теперь рассмотрим случай индикатрисы рассеяния назад ( $\cos \theta = -1$ ,  $k_a = 1/2$ ). Для  $R$  и  $M$  в этом случае выполняются соотношения

$$R = (1 - \mu) \rho, \quad M = \mu \rho. \quad (8)$$

Поскольку  $k_a = 1/2$ , то с учетом невыполнения условия неравенства потоков вперед и назад должно быть  $\beta(0) = 2/\sqrt{2}$ . На рис. 3 (кривая 2) приведен расчет  $\beta(\rho)$  для этой модели. Видно, что, как и ожидалось,  $\beta(0) = \sqrt{2}$ . Далее при  $\rho \rightarrow 1$   $\beta \rightarrow \sqrt{\mu}$ , что приводит к верному пределу  $R_\infty (\rho=1) = 1 - \mu$ .

Рис. 3. Зависимость параметра  $\beta$  от плотности частиц одного ряда  $\rho$  в плоскости, проходящей через центры частиц: 1 — первая модель плоских частиц; 2 — вторая модель плоских частиц; 3 — первая модель сферических частиц; 4 — вторая модель сферических частиц; 5 — третья модель сферических частиц.

### Сферические частицы

Рассмотрим три модели (рис. 2б-г) различно упакованных сферических частиц. Модели отличаются значением расстояния между рядами, которое для моделей 1-3, соответственно, равно диаметру (рис. 2б), радиусу (рис. 2в) и половине радиуса (рис. 2г) частиц. Расстояние между рядами одновременно является длиной элементарного слоя (на рис. 2 показано штриховкой или закрашено), последовательная совокупность которых составляет слой частиц. Если для первой модели элементарный слой одновременно является рядом, то для второй он состоит из половинок частиц двух рядов (показано штриховкой на рис. 2в), а для третьей — из четвертых частей четырех рядов частиц (закрашено на рис. 2г). Наша задача теперь состоит в том, чтобы рассчитать  $R_z$  и  $T_z$  для элементарного слоя, после чего для расчета можно воспользоваться соотношениями (5).

Для определения  $R_z$  и  $T_z$  используем также диффузионное приближение, его конкретную реализацию рассмотрим на примере первой модели. На рис. 4 сплошной линией показана эквивалентная схема одного ряда частиц, представляющая собой нейтронпровод, до половины своей длины сужающийся (в соответствии с увеличением совокупной площади сечения частиц  $\sum S_j$ ), а затем расширяющийся. Площадь сечения нейтронвода (перпендикулярного направлению диффузии, то есть оси  $z$ ) равна площади сечения межзеренного пространства  $(1 - \rho)S$ , длина рассеяния в сечении, равная в соответствии с законами газовой кинетики  $4v/\epsilon$ , где  $v$  и  $\epsilon$  — объем и площадь поверхности межзеренного пространства, составляет  $\lambda_s = d(1 - \rho)/\rho$ . Чтобы рассчитать диффузию в нейтронводе с изменяющимся сечением, представим его в виде ступенчатого нейтронвода с бесконечно малой длиной ступеньки (изображен на рис. 4 зигзагообразной линией). Ступенчатый нейтронвод, в

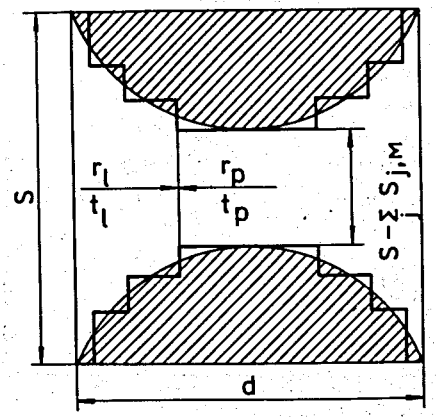


Рис. 4. Эквивалентная схема (сплошные линии) и ее расчетная аппроксимация (зигзагообразные линии) первой модели сферических частиц.  $r_l, t_l$  — коэффициенты отражения и пропускания диафрагмы слева,  $r_p, t_p$  — справа.  $S$  — рассматриваемая площадь в сечении, перпендикулярном направлению диффузии,  $S_{j,M}$  — площадь сечения частиц, проходящего через их центры.

свою очередь, образуется чередованием прямых нейтроноводов и диафрагм. Для коэффициентов отражения  $R_H$  и пропускания  $T_H$  прямого нейтроновода длиной  $\ell$  известны <sup>/14/</sup> соотношения:

$$R_H = \frac{r(1 - e^2)}{(1 - r^2 e^2)}, \quad (9)$$

$$T_H = \frac{e(1 - r^2)}{(1 - r^2 e^2)},$$

где  $r = \frac{1 - q}{1 + q}$ ,  $q = \sqrt{k_{\ell} \mu / 3}$ ,  $e = \exp(-\ell / L)$ ,  $L = \lambda_s \sqrt{k_{\ell} / 3\mu}$ . Для коэффици-

циентов отражения  $R_d$  и пропускания  $T_d$  диафрагмы имеем

$$R_d = (1 - \mu)(1 - T_d), \quad (10)$$

где  $T_d = S_2 / S_1$  при  $S_2 / S_1 < 1$  и  $T_d = 1$  при  $S_2 / S_1 > 1$ ,  $S_2$  — площадь сечения следующего за диафрагмой прямого нейтроновода;  $S_1$  — площадь сечения предшествующего диафрагме нейтроновода.

Зная коэффициенты отражения и пропускания прямых нейтроноводов и диафрагм, коэффициенты отражения и пропускания элементарного слоя можно рассчитывать по формулам <sup>/15/</sup>, аналогичным (4). Чтобы продемонстрировать возможность аппроксимации нейтроновода с изменяющимся сечением ступенчатым нейтроноводом в пределе бесконечно малой длины ступеньки, были проведены расчеты коэффициента поглощения  $M$  УХН в конусообразном нейтроноводом. На рис. 5 приведена зависимость коэффициента поглощения  $M$  от угла  $\alpha$  при вершине конуса. Как и необходимо при  $\alpha = 0$ , реализуется случай прямого бесконечного нейтроновода и  $M = \beta_0 \sqrt{\mu}$ , при  $\alpha = 90^\circ$  конус вырождается в грань вакуума — вещество и  $M = \mu$ .

Расчеты зависимости  $\beta(\rho)$  для сферических частиц приведены на рис. 3. Как уже отмечалось, средний косинус отражения УХН от сферы при диффузионном отражении равен  $-2/3$ . Это должно приводить для первой модели (кривая 3 на рис. 3) к значению  $\beta(0) = \beta_0 / \sqrt{5/3} = 1,789$ . Расчет при  $\mu = 10^{-4}$  дает близкое значение  $\beta(0) = 1,778$ .

Точками на кривых рис. 3 показаны значения  $\beta$  при объемной плот-

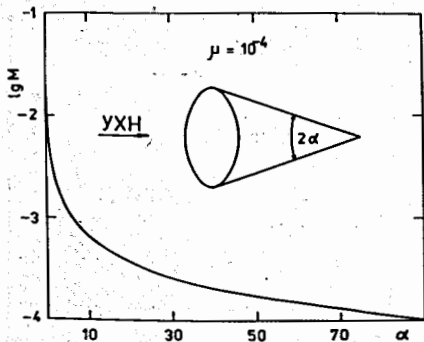


Рис. 5. Зависимость вероятности поглощения УХН  $M$  в конусообразном нейтроноводом с  $\mu = 10^{-4}$  от угла  $\alpha$  при вершине.

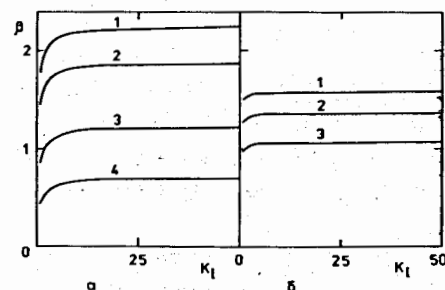


Рис. 6. Зависимость параметра  $\beta$  от локального параметра частицы  $k_{\ell}$ : а — модель сферических частиц: 1 —  $\rho = 0,01$ , 2 —  $\rho = 0,3$ , 3 —  $\rho = 0,7$ , 4 —  $\rho = 0,9$ ; б — модель 3 сферических частиц: 1 —  $\rho = 0,01$ ; 2 —  $\rho = 0,1$ ; 3 —  $\rho = 0,2$ .

ности упаковки  $\rho_v = 0,524$ . Для модели 1 сферических частиц такая плотность является максимальной, а соответствующая ей упаковка называется простой кубической. В реальных порошках обычно реализуется объемная плотность порядка 0,5. Как видно из приведенных кривых, при таких значениях  $\rho_v$  для моделей 2 и 3 сферических частиц и модели 2 плоских частиц  $\beta$  составляет  $\sim 1$ .

Интересно посмотреть зависимость  $\beta$  от значения параметра  $k_{\ell}$ . Очевидно, что при  $k_{\ell} = \infty$  реализуется случай зеркального отражения УХН от сферического зерна. В связи с этим для первой модели сферических зерен должно реализоваться  $\beta(\rho \rightarrow 0, k_{\ell} = \infty) = \beta_0$ . Расчет показывает (рис. 6), что  $\beta$  действительно растет с ростом  $k_{\ell}$  и достигает, например при  $\mu = 10^{-4}$ , значения 2,25, близкого к  $\beta_0 = 2,31$  (кривая 1 рис. 6а).

В заключение приведем (рис. 7) результаты расчета  $R$  и  $T$  по формулам (9) при  $k_{\ell} = 1$  (использовались в <sup>/1, 3, 4/</sup>) и по модели 3 сферических частиц в зависимости от толщины слоя. Видно, что при новом подходе расчета коэффициент отражения получается больше, а коэффициент пропускания меньше.

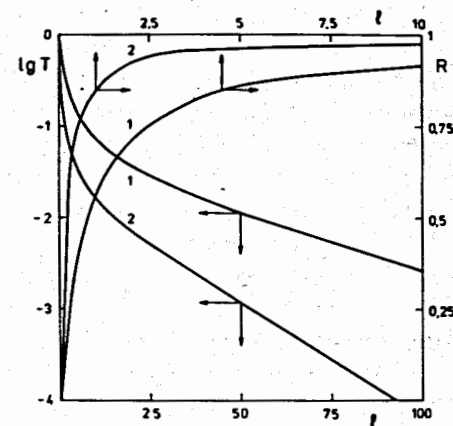


Рис. 7. Зависимость коэффициентов пропускания  $T$  и отражения  $R$  при  $\mu = 10^{-4}$  от толщины слоя частиц  $\ell$  (в единицах  $d$ ): 1 — расчет по формулам (9) при  $k_{\ell} = 1$ ; 2 — расчет по модели 3 сферических частиц.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы указывают на то, что плотность упаковки частиц оказывает значительное влияние на процесс диффузии УХН. В частности, при реализуемой на практике плотности упаковки в порошках  $\rho_v \approx 0,5$  поглощение УХН в слое бесконечной толщины падает приблизительно в два раза.

Таким образом, становится очевидным, что вывод работы /4/ о достижении расчетных значений коэффициента потерь на бериллии и графите является сомнительным. Представляется необходимым более тщательное изучение переноса УХН через диспергированные среды и, в частности, через порошок. При этом необходимо исследовать характер переноса в зависимости от параметра  $d/\lambda$ , а также полидисперсности среды. Заметим, что УХН позволяют исследовать процесс переноса в неупорядоченной среде. Интересным в этой связи является случай нестационарного переноса, когда имеются случайно распределенные ловушки /16/ УХН. Сильное влияние параметров среды на пропускание УХН через среду указывает на целесообразность использования в исследованиях метода пропускания /2/.

Привлечение других математических описаний процесса переноса УХН в диспергированных средах также представляется важным.

В заключение автор выражает благодарность А.В.Стрелкову, Ю.М.Останевичу и В.К.Игнатовичу за обсуждение некоторых вопросов, рассмотренных в данной работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, РЗ-87-20, Дубна, 1987.
2. Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, РЗ-89-663, Дубна, 1989.
3. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, РЗ-89-42, Дубна, 1989.
4. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, РЗ-89-664, Дубна, 1989.
5. Игнатович В.К. — Физика ультралоудных нейтронов. М.: Наука, 1986.
6. Розенберг Г.В. — УФН, 1959, 69, с.57.
7. Игнатович В.К., Терехов Г.И. — ОИЯИ, Р4-10548, Дубна, 1977.
8. Берчану И., Игнатович В.К. — ОИЯИ, Р4-7331, Дубна, 1973.
9. Дэвисон Б. — Теория переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1960.
10. Кляцкин В.И. — Стохастические уравнения и волны в случайно неоднородных средах. М.: Наука, 1980.
11. Барабаненков Ю.Н. — УФН, 1975, 117, с.49.
12. Амбарцумян В.А. — Астрономич. ж., 1942, 19, с.1.

13. Ignatovich V.K. — JINR Preprint E4-87-326, Dubna, 1987.

14. Игнатович В.К., Никитенко Ю.Н. — ОИЯИ, РЗ-87-832, Дубна, 1987.

15. Игнатович В.К., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, РЗ-87-326, Дубна, 1987.

16. Михайлов А.М., Упоров И.В. — УФН, 1984, 144, с.79.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 марта 1990 года.