

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г-604

РЗ-88-48

В.В.Голиков, В.К.Игнатович, Ю.В.Никитенко

**ДИФФУЗИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
В РАЗВЕТВЛЕННОМ НЕЙТРОНОВОДЕ**

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с ультрахолодными нейтронами (УХН), как правило, включают в себя транспортировку нейтронов по длинному нейтроноводу от источника к экспериментальной установке. В некоторых случаях для интерпретации экспериментальных данных требуется знать характер распространения УХН по нейтроноводу.

Довольно естественно предположить, что распространение УХН описывается законом элементарной диффузии^{1/}. Правомерность диффузионного приближения рассмотрена в монографии^{2/}. Систематические экспериментальные исследования пропускания УХН цилиндрическими нейтроноводами из меди и стали^{3/} показали, что оно хорошо описывается законами диффузии и в тех случаях, когда нейтроноводы содержат угловые повороты.

В работах^{4-7/} эксперименты с УХН проводились на разветвленных нейтроноводах, и по ходу экспериментов выяснилось, что они дают прекрасную возможность для исследования и самой транспортировки УХН по нейтроноводам. Действительно, эксперименты проводились по схеме, указанной на рис.1: УХН по длинному нейтроноводу 1 с несколькими угловыми поворотами 2 поступают в разветвление 3, на одном из концов которого располагается образец, а на другом — детектор. Скорость счета детектора зависит от поглощения образца. Чтобы определить поглощение исследуемого образца, необходимо предварительно снять калибровочную кривую с образцами, имеющими известное поглощение. В качестве таких образцов использовались полиэтиленовые диски различного диаметра. На рис.2 точками представлены экспериментальные данные, показывающие зависимость $\gamma = J(O) / J(M)$ (J — скорость счета детектора) от величины M , равной отношению площади полиэтиленового диска к поперечному сечению участка нейтроновода, содержащего образец (выходное отверстие этого участка закрыто стенкой, отражающей нейтроны). Верхние точки относятся

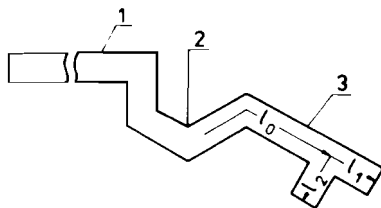


Рис.1. Схема экспериментов с разветвленным нейтроноводом. 1 — канал УХН, 2 — угловые повороты, 3 — тройник.

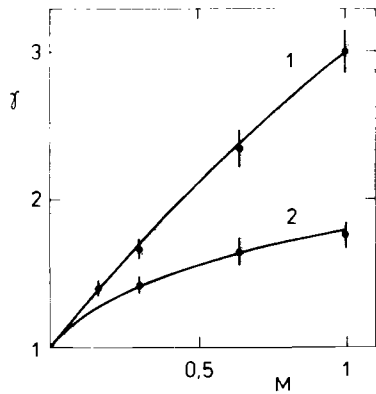


Рис.2. Экспериментальные данные (точки) с калибровочным образцом и теоретическая подгонка (сплошная кривая) с помощью указанных в тексте параметров. 1 — образец устанавливался в конце отвода 1, а детектор — в конце отвода 2; 2 — детектор и образец менялись местами. Перед тройником устанавливалась диафрагма.

к случаю, когда образец располагался на конце участка l_1 , детектор — участка l_2 , а нижние — к случаю, когда образец и детектор менялись местами.

Для исследования образцов достаточно описать экспериментальные точки функцией вида

$$\gamma = (1 + aM)/(1 + bM), \quad (1)$$

и методом подгонки определить параметры a и b . Ясно, что две группы точек описываются двумя различными парами параметров (кривая 1 и 2). Каждому значению γ однозначно в пределах статистической погрешности и погрешности параметров соответствует одно значение M , т.е. определенное поглощение образца. При исследовании неизвестного образца для проверки правильности измеренного поглощения можно переставить детектор и образец местами, если M окажется одинаковым в обоих случаях, значит результат надежен.

Таким образом, для измерения поглощения различных образцов знание процессов распространения УХН по нейтроноводам необязательно. Но можно поставить вопрос и иначе. Позволяют ли эксперименты такого типа понять: как происходит распространение УХН по нейтроноводам? И на этот вопрос мы должны ответить утвердительно.

В данной работе мы воспользуемся элементарной теорией диффузии и, используя хорошо известные формулы для прямолинейного нейтроновода, получим пропускание разветвленного. После этого попробуем подобрать входящие в теорию параметры так, чтобы одновременно описать обе кривые на рис.2. Полученные параметры покажут, насколько хорошо выполняется наше диффузионное приближение. Сразу же скажем, что результат не очень благоприятен для элементарной диффузионной теории, но указывает на направление, в котором эту теорию следует совершенствовать. Заметим также, что проводимое здесь исследование может оказаться полезным, например в вакуумной технике для изучения молекулярного течения газа.

2. ТЕОРИЯ

Рассмотрим нейтроновод с разветвлением в точке 0 (рис.3а). Он состоит из трех участков длиной l_0 , l_1 и l_2 . Будем считать, что плотность УХН, падающих на входное отверстие начального участка (сечение А), равна единице. На выходе участка 1 (сечение В) находится образец с вероятностью поглощения M_x . На выходе участка 2 (сечение С) помещен детектор с вероятностью поглощения УХН M_d . Задача состоит в том, чтобы определить скорость счета УХН детектором J в зависимости от M_x .

Согласно элементарной теории диффузии плотность $n_i(z)$ ($i = 1, 2, 3$) в каждом участке нейтроновода, где z — координата вдоль его оси, определяется уравнением диффузии

$$d^2 n_i(z)/dz^2 = n_i(z)/L_i^2, \quad (2)$$

где $L_i = (D_i \tau_i)^{1/2}$ — длина диффузии, а D_i, τ_i — коэффициент диффузии и время жизни в i -м участке соответственно.

Решение уравнения (2) имеет вид

$$n(z) = a \exp(-z/L) + b \exp(z/L), \quad (3)$$

где a и b — постоянные, которые определяются граничными условиями.

Граничные условия на каждом конце естественно задать исходя из требования непрерывности плотности n и потока j на каждом из отверстий. Плотность потока нейтронов, падающих на отверстие нейтроновода снаружи, будем записывать в виде $j_0 = nv/2$, полагая, что нейтроны имеют изотропное распределение в переднюю полусферу.

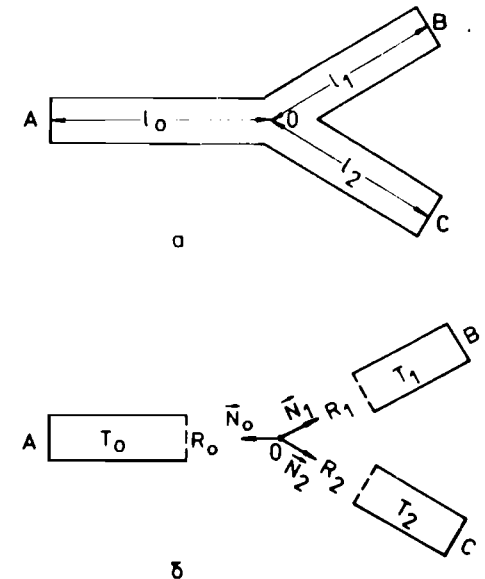


Рис.3. Схема используемого в расчетах разветвленного нейтроновода: а — без вакуумного разрыва в точке ветвления, б — с воображаемым вакуумным разрывом.

Если оба отверстия нейтронновода открыты и плотность нейтронов, падающих на входное отверстие, равна 1, а нейтронов, падающих на выходное отверстие, не равна 1, то плотности нейтронов n_t , вылетающих из выходного отверстия, и n_r , отраженных от входного отверстия, равны коэффициентам пропускания T и отражения R , рассчитанным в работе⁸:

$$n_t = T = \epsilon(1 - r^2)/(1 - r^2e^2), \quad n_r = R = \kappa(1 - e^2)/(1 - r^2e^2), \quad (4)$$

где введены обозначения $e = \exp(-\ell/L)$, ℓ — длина нейтронновода, r — коэффициент отражения входного отверстия бесконечно длинного нейтронновода:

$$r = (1 - q)/(1 + q), \quad q = 2D/Lv, \quad (5)$$

L — длина диффузии, а v — скорость нейтронов (полагаем, что все нейтроны имеют одинаковую скорость).

Если выходное отверстие перегородено диафрагмой с коэффициентом пропускания M и отражением $\rho = 1 - M$, то коэффициенты пропускания и отражения нейтронновода нужно изменить следующим образом:

$$T_M = MT/(1 - \rho R), \quad R_M = R + T^2\rho/(1 - \rho R), \quad (6)$$

где R и T даются формулами (4).

Перейдем теперь к рассмотрению интересующего нас разветвления. Коэффициенты пропускания и отражения отдельных участков будем считать определенными в соответствии с формулами (4) или (6). Для определения пропускания всей системы необходимо найти условия сопряжения в точке разветвления 0.

Очевидно, что в точке разветвления 0 вследствие непрерывности плотности и потока должны выполняться условия

$$n_0 = n_1 = n_2, \quad j_0 = j_1 + j_2, \quad (7)$$

где j_0 — поток нейтронов, поступающих в разветвление из участка 0, а $j_{1,2}$ — потоки, уходящие из разветвления в участки 1 и 2 соответственно.

Введем в точке 0 воображаемый вакуумный промежуток, как показано на рис.36, и обозначим через N_i плотность нейтронов, падающих на расположенное в промежутке отверстие i -го отрезка. Из первого условия (7) следует

$$T_0 + (1 + R_0)N_0 = (1 + R_1)N_1 = (1 + R_2)N_2, \quad (8)$$

где R_i — коэффициент отражения i -го участка.

С помощью плотности N легко записать выражение для потока. Например,

$$j_0 = [T_0 - (1 - R_1)N_0]v/2, \quad (9)$$

поэтому из второго условия (7) следует

$$T_0 - (1 - R_0)N_0 = (1 - R_1)N_1 + (1 - R_2)N_2. \quad (10)$$

Решение системы (8,10) приводится к виду

$$N_0 = (1 - \eta_1 - \eta_2)c/(1 + R_0), \quad N_1 = c(1 + \eta_0)/(1 + R_1), \\ N_2 = c(1 + \eta_0)/(1 + R_2), \quad c = T_0/(\eta_0 + \eta_1 + \eta_2), \quad (11)$$

$$\eta_i = (1 - R_i)/(1 + R_i).$$

Скорость счета детектора определяется величиной $J_d = T_2 N_2 v/2$. Если же отнести ее к первичному потоку $v/2$, падающему на входное отверстие, то

$$j_d = T_2 N_2 = 2T_0 T_2 / (1 + R_0)(1 + R_2)(\eta_0 + \eta_1 + \eta_2). \quad (12)$$

Если на конце звена 1 установлена диафрагма с пропусканием M , то воспользовавшись выражением (6) для коэффициента отражения звена 1, приведем выражение (12) к виду

$$j_d(M) = j_d(0)(1 + bM)/(1 + aM), \quad (13)$$

где

$$a = [R_1(1 - R_1)(1 + \eta_0 + \eta_2) + T^2(1 - \eta_0 - \eta_2)] / [(1 - R_1)^2 - \\ - T_1^2 + (\eta_0 + \eta_2)(1 - R_1^2 + T_1^2)], \quad (14)$$

$$b = [R_1(1 - R_1) - T_1^2] / (1 - R_1^2 + T_1^2).$$

Выражение (13) хорошо согласуется с феноменологическим выражением (1).

До сих пор мы предполагали, что имеем дело с монохроматическим спектром, теперь от этого ограничения можно отказаться. При заданном спектре $W(v)$ падающих нейтронов скорость счета детектора равна

$$J = \int W(v)j_d(v)v dv/2. \quad (15)$$

Эта формула в дальнейшем и будет служить основой для сравнения теории с экспериментом.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на канале УХН реактора ИБР-2. Диаметр канала 20 см. К выходу канала (рис.1), который содержал один 90-градусный и три 60-градусных поворота, подсоединялся тройник. Угловые повороты и тройник изготовлены из медных электрополированных труб с внутренним диаметром 0,2 м. Участку l_0 на рис.3а отвечает сам канал и отвод тройника с общей длиной 13,3 м. Участкам l_1 и l_2 соответствуют отводы тройника, длины которых одинаковы и равны 0,34 м. Участки 1 и 2 взаимно перпендикулярны.

Детектором служил пропорциональный счетчик с ^3He . Входное окно детектора изготовлено из алюминиевой фольги и имеет площадь 130 см^2 . В качестве образца использовался полиэтиленовый диск площадью S_p . Поглощение такого образца равно $M_x = S_p/S$, где S — площадь поперечного сечения нейтроновода: $S = 314 \text{ см}^2$.

Экспериментально измеряемой величиной является

$$\gamma = J(0)/J(M_x), \quad (16)$$

где J — скорость счета детектора, определяемая в соответствии с выражением (15). При $M_x = 0$ поглотитель на месте образца отсутствует, и соответствующий отвод тройника просто наглухо закрыт у выходного отверстия отражающей УХН стенкой.

Мониторинг измерений производился с помощью реакторного монитора. Периодические измерения без поглотителя позволяли контролировать медленный дрейф аппаратуры.

4. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Измерения, в которых образец и детектор меняются местами, показывают, что счет детектора при этом изменяется в 1,4 раза. Это первое свидетельство против элементарной теории диффузии, поскольку, согласно выражению (12), счет детектора не должен зависеть от расположения детектора и образца, если отводы l_1 и l_2 одинаковы. Недостаток элементарной диффузионной теории состоит в том, что она никак не учитывает угловых распределений, учет которых в данной ситуации, по-видимому, весьма существен. Посмотрим, однако, можно ли все же воспользоваться элементарной теорией, полагая, что угловое распределение делает два ответвления неэквивалентными, т.е. приводит к различию коэффициентов диффузии этих ответвлений.

Коэффициент диффузии определяется величиной $D = \lambda v/3$, где λ — средняя транспортная длина пробега. При изотропном угловом распределении и чисто диффузном отражении от стенок $\lambda = 2R$ — диаметру нейтроновода. При иных условиях можно принять, что $\lambda = 2Rk$, и различные участки нейтроновода характеризовать различными k .

Подгонка экспериментальных данных проводилась с помощью формулы (15), когда в качестве $W(v)$ принимался отрезок максвелловского спектра:

$$W(v) = 3v^2/(v_2^3 - v_1^3), \quad (17)$$

где v_2 — граничная скорость материала стенок нейтроновода (в данном случае медь, $v_2 = 5,67 \text{ м/с}$), а v_1 — нижняя граница спектра, определяемая конструктивными материалами (в данном случае граничной энергией магниевого конвертора, $v_1 = 3,37 \text{ м/с}$).

Время жизни τ определялось выражением

$$\tau = 2R/\mu v, \quad \mu = 2\eta[\arcsin y - y(1-y^2)^{1/2}]/y^2, \quad (18)$$

где $y = v/v_2$, а η — коэффициент потерь.

Коэффициент потерь выбирался одинаковым для всех участков нейтроновода и равным $2 \cdot 10^{-3}$ — величине, близкой к экспериментально измеренной для вещества нейтроновода при заданной технологии его обработки. Подгонка параметров k_i сразу для обеих кривых приводит к значениям: $k_0 = 12$; $k_1 = 3,5$; $k_2 = 0,55$. При этом $\chi^2 = 0,91$.

На рис.4 приведены экспериментальные данные (точки) и подогнанные к ним сплошные кривые. Для кривой 1 (она очень близка к прямой), с целью иллюстрации чувствительности пропускания к параметрам, приведены также две штриховые кривые для случая, когда величина k_1 выбрана на 15% меньше (кривая 4) и больше (кривая 3) оптимальной. Видно, что с помощью трех параметров удается хорошо описать всю совокупность экспериментальных данных.

Отметим также, что экспериментальные результаты хорошо описываются и в приближении монохроматического спектра, если в качестве

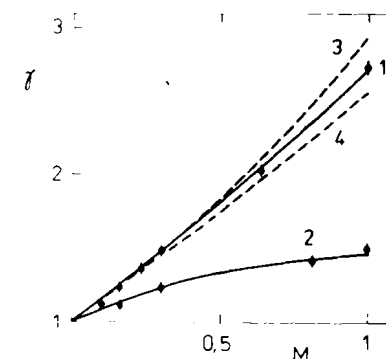


Рис.4. Зависимость γ от вероятности поглощения образцом. Сплошные кривые 1, 2 — результат подгонки, указанной в тексте. Пунктирные кривые 3, 4 — результат расчета с k_1 , отличающимся от оптимального на 15% в большую и меньшую сторону соответственно.

ве скорости взять скорость $\langle v \rangle$, усредненную по всему спектру. Среднюю скорость можно также рассматривать как параметр подгонки.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные столь различные k для трех участков нейтроновода свидетельствует об угловой анизотропии, различной в разных участках. В принципе, k могут быть отличны от единицы, например, вследствие угловой анизотропии распределения или того, что отражение от стенки отличается от чисто диффузного. Пусть угловое распределение изотропно, но при ударе о стенку нейтрон рассеивается диффузно только с вероятностью g , а с вероятностью $1-g$ отражается зеркально, тогда величина k равна $\sqrt{2} (2 - g)/g > 1$. Заметим, что k в этом случае может быть только больше единицы, но не меньше, и появление параметра $k < 1$ показывает, что в участке нейтроновода 2 возникает угловое распределение, сплюснутое относительно его оси.

Качественно это можно понять, поскольку при диффузии угловое распределение УХН по мере распространения их по нейтроноводу вытягивается относительно его оси. Угловое распределение по отношению к оси участка 1, так же как и в основном нейтроноводе, более вытянуто вперед. Ответвление же 2 расположено под углом 90° относительно оси основного пути, и потому угловое распределение в участке 2 оказывается обогащенным направлениями, перпендикулярными относительно оси этого участка. Об этом, например, свидетельствует также тот факт, что если при обработке экспериментальных данных изменить угловое распределение УХН, падающих на выходное отверстие участка 1, например взять его не изотропным, а пропорциональным $\cos\theta$, где θ — угол относительно оси, и одновременно принять угловое распределение у выходного отверстия участка 2 пропорциональным $\sin\theta$, то величина χ^2 уменьшится до 0,3. Это еще раз подтверждает, что угловое распределение и в самом деле сильно вытянуто вдоль оси участка 1 и в той же мере сплюснуто по отношению к оси участка 2.

Можно экспериментально изменить угловое распределение. Если удлинить отвод 2, то угловое распределение в нем, как показано в работе [10], должно более вытянуться вдоль его оси. И действительно, при удлинении отвода l_2 от 0,34 до 0,94 см величина k_2 вырастает почти до 1.

Изменить угловое распределение можно и иным способом — установив на входе тройника диафрагму с пропусканием M . При малом пропускании угловое распределение станет более изотропным, и величины k_i должны измениться: $k_{0,1}$ — уменьшиться, а k_2 — возрасти. Экспериментальные точки, полученные в этом эксперименте, при диафрагме с площадью 20 см^2 представлены на рис.2. Кривая, которая подгонялась к этим точкам, рассчитывалась по тем же формулам, что и раньше,

и в приближении изотропного распределения. В результате были получены следующие параметры: $k_0 = 2,7$; $k_1 = 1,5$; $k_2 = 0,5$ при $\chi^2 = 0,2$.

Отсюда видно, что наше ожидание частично подтвердилось. То, что оно не подтвердилось полностью, свидетельствует об ограниченности элементарной диффузионной теории. Однако все же и с ней удается путем подгонки небольшого числа параметров достаточно хорошо описать требуемые для экспериментов [4-6] калибровочные кривые. Обратим внимание на то, что использовались только три параметра, а не четыре, которые требовались бы при чисто феноменологической подгонке.

Ясно также, в каком направлении следует развивать диффузионную теорию: необходимо вводить угловое распределение и пользоваться представлениями о многогрупповой диффузии. Тогда можно надеяться описать эксперименты с помощью параметров, единых для всех участков нейтроновода, и при этом не только понять, какое устанавливается угловое распределение в каждом участке, но и как происходит отражение при соударении УХН со стенкой. Это тема будущих исследований.

Авторы искренне благодарны В.В.Бурову и С.Н.Ершову за доброжелательное отношение и бескорыстную помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Луциков В.И. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4127, Дубна, 1968.
2. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986, с.70.
3. Косвинцев Ю.Ю. и др. Препринт НИИАР-14(660), М.: ЦНИИатоминформ, 1985.
4. Голиков В.В. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-85-286, Дубна, 1985.
5. Голиков В.В. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-86-767, Дубна, 1986.
6. Голиков В.В. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-87-20, Дубна, 1987.
7. Голиков В.В. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-85-285, Дубна, 1985.
8. Игнатович В.К., Никитенко Ю.В. Препринт ОИЯИ РЗ-87-326, Дубна, 1987.
9. Игнатович В.К., Никитенко Ю.В. Препринт ОИЯИ РЗ-87-832, Дубна, 1987.
10. Косвинцев Ю.Ю. и др. — В сб.: Нейтронная физика. Тр.Всесоюз.конф. М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.193.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 января 1988 года.