

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 67, ВЫПУСК 5
10 МАРТА, 1998

Письма в ЖЭТФ, том 67, вып.5, стр.291 - 295

© 1998г. 10 марта

**НАБЛЮДЕНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНО СИЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ
НЕЙТРОНОВ**

Б.Р.Мещеров, А.И.Фомин, С.М.Чернявский, П.Гелтенборт*¹⁾, Р.И.Захарченя⁺

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

** Institut Laue-Langevin*
38042 Grenoble, France

⁺ *Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН*
194223 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 27 января 1998 г.

Измерена спектральная зависимость пропускания коллимированного нейтронного пучка неупорядоченными кварцевыми микроструктурами. Наблюдавшиеся длины свободного пробега оказались очень малыми, вплоть до 200 нм. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что вблизи границы полного внешнего отражения нейтронов удалось реализовать рассеяние с характерной величиной параметра $kl \leq 10$.

PACS: 25.40.Dn, 71.55.Jv

Несмотря на то, что явление сильной (андерсоновской) локализации [1] носит совершенно общий характер, то есть может наблюдаться при распространении в случайно-неоднородных средах как волн, так и частиц любой природы, большая часть исследований, проводившихся в этой области, была первоначально сконцентрирована на проблеме электронного транспорта. Тем не менее, существует постоянно увеличивающийся интерес к изучению других систем, обусловленный, прежде всего, возможностью более прямого наблюдения и интерпретации возникающих эффектов. Так, на протяжении последнего десятилетия интенсивно изучалась диффузия электромагнитного излучения в неупорядоченных структурах [2–6]. Результатом явилось наблюдавшееся в ряде недавних экспериментов с микроволнами и видимым светом [4–6] приближение к локализации, однако само локализованное состояние так и не было реализовано. Следовательно, поиск и изучение новых систем

¹⁾ P.Geltenbort

остаются весьма актуальными. В частности, в работе [7] было предложено исследовать возможность локализации ультрахолодных нейтронов (УХН). Данный эксперимент, предварительные результаты которого содержатся в отчете [8], является, с нашей точки зрения, достаточно убедительной демонстрацией осуществимости условий сильного нейтронного рассеяния, а также позволяет наметить дальнейшие шаги для приближения к порогу подвижности УХН, если таковой существует.

При описании рассеивающей способности среды наиболее часто используются длина свободного пробега l и параметр kl (k – волновой вектор нейтрона). Поскольку после прохождения слоя толщины L , состоящего из случайно расположенных непоглощающих рассеивателей, когерентная часть интенсивности ослабляется (см., например, [3,9]) как $\exp(-L/l)$, наиболее прямым методом определения длины свободного пробега является измерение пропускания коллимированного пучка. В соответствие с оценками, приведенными в [7], интенсивное рассеяние нейтронов должно возникать в окрестности порога полного отражения для вещества, из которого состоят рассеиватели. В этой области энергий зависимость материальных констант от волнового вектора становится очень сильной [10], поэтому монохроматизация потока УХН представляется необходимым условием проведения измерений. Наконец, средний размер рассеивателей d должен быть подобран с учетом масштаба длин волн λ в интересующем энергетическом диапазоне [3,7]. Мы исследовали спектральную зависимость пропускания нейтронов для образцов с $kd/2 \sim 1$ и с $d \sim \lambda_c$ (граница полного отражения). В качестве источника УХН использовалось выходное устройство PF2 реактора Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция).

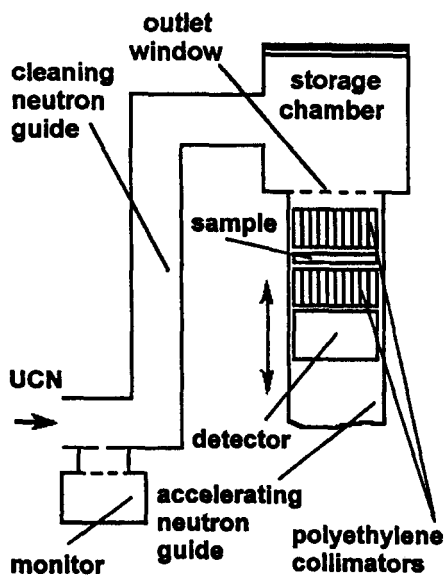


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки изображена на рис.1. Поток УХН проходит очищающий нейтронвод, изготовленный из нержавеющей стали, совершая два 90-градусных поворота и поднимаясь на 120 см вверх. Прошедшие нейтроны накапливаются в стальной нержавеющей камере с алюминиевым выходным окном, смонтированным в ее дне, и алюминиевой фольгой, установленной в верхней час-

ти. Таким образом, из первоначального, довольно широкого распределения УХН по энергиям, вырезается относительно узкая полоса. Конкретно, энергетический спектр сразу после выходного окна изменяется в пределах от 55 до 70 нэВ. Для измерения спектральных зависимостей используется ускоряющий нейтронотвод с перемещающимся внутри него стандартным ^3He пропорциональным счетчиком. Образец помещается между двумя полиэтиленовыми коллиматорами, закрепленными на детекторе перед его входным окном. Другой пропорциональный счетчик служит для мониторинга потока УХН внутри очищающего нейтронотвода. С помощью данного гравитационного спектрометра энергия нейтронов E сканировалась в диапазоне от 70 до 300 нэВ.

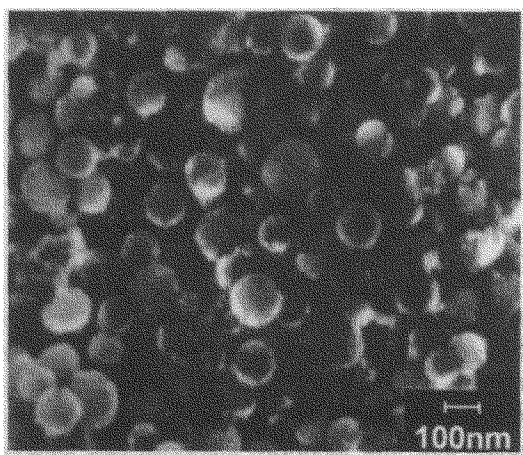


Рис.2. Изображение поверхности одного из образцов, полученное с помощью электронного микроскопа

Все образцы были изготовлены с использованием золь-гель метода [11,12]. А именно, в процессе гидролиза алкоксида кремния в присутствии основного катализатора формировались кварцевые частицы [13,14] со средним размером $d \simeq 30$ нм. Основным катализатором являлся аммиак. С целью очистки продуктов реакции в течение 10 ч проводилась их термообработка при температуре 450°C , позволявшая удалить органические соединения. Для того чтобы избежать нежелательного слипания частиц SiO_2 , кварцевый порошок разбавлялся дистиллированной водой и подвергался ультразвуковому воздействию. Небольшие количества полученной смеси помещались далее на быстро вращающуюся подложку. Путем чередования процесса нанесения суспензии с последующими сушкой и спеканием формировался неоднородный слой нужной толщины. Подложки представляют собой отполированные с обеих сторон стандартные монокристаллические кремниевые пластины диаметром 100 мм и толщиной 0,5 мм. Средний размер рассеивателей, из которых состояли приготовленные слои, определялся условиями последнего отжига. Было установлено, что термообработка при 700°C не оказывает влияния на частицы SiO_2 , в то время как повышение температуры до 900°C вызывает изменение их формы и размеров, приводя к образованию почти совершенных микросфер с диаметром $d \simeq 100$ нм. Таким образом, были изготовлены образцы двух типов, отличающиеся друг от друга размерами рассеивателей, соответственно, $d \simeq 30$ нм и $d \simeq 100$ нм. Изображение поверхности одной из исследовавшихся микроструктур, полученное с помощью

растрового электронного микроскопа, приведено на рис.2. Объемная доля частиц f составляла 0,4–0,5 для образцов первого типа и 0,5–0,6 – для второго.

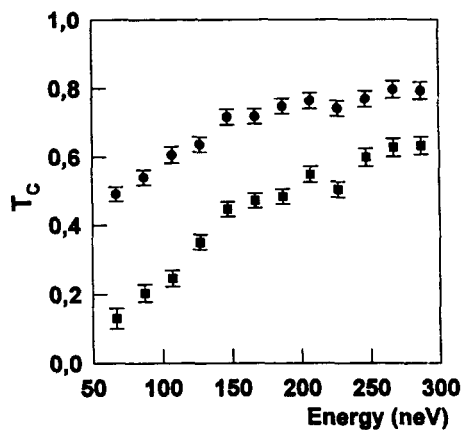


Рис.3. Пропускание коллимированного пучка как функция энергии нейтронов: (■) $d = 100$ нм, $L = 300$ нм; (●) $d = 100$ нм, $L = 150$ нм

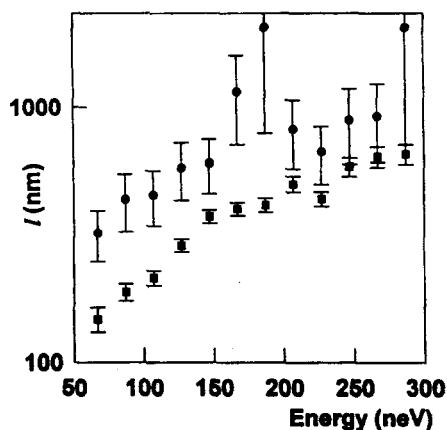


Рис.4. Спектральная зависимость длины свободного пробега: (■) $d = 100$ нм; (●) $d = 30$ нм

Для того чтобы исключить влияние подложки, проводились измерения пропускания УХН кристаллом кремния без слоя SiO_2 . Фоновая скорость счета практически не зависела от времени благодаря стабильной работе реактора. С целью дополнительного экспериментального подтверждения самого факта возникновения рассеяния, поток прошедших нейтронов измерялся как при наличии коллиматора между образцом и детектором, так и без него, а полученные значения сравнивались друг с другом. Типичные спектральные зависимости пропускания для коллимированного пучка $T_c(E)$ приведены на рис.3. По завершении эксперимента структура неупорядоченных слоев подверглась тщательному изучению (включая измерения толщины) при помощи микропрофилометра Alpha-step компании Tencor Instruments и электронного микроскопа JEM-100, изготовленного в JEOL. Таким образом были получены значения длины свободного пробега $l = -L/\ln(T_c)$ и параметра $kl = (2mE)^{1/2}l/\hbar$, где m – масса нейтрона. Оказалось, что $L \leq l$ для всех имевшихся образцов во всем диапазоне энергий. Это означает, что диффузионный поток не успевает сформироваться и, следовательно, толщинная зависимость $T(L)$ не играет столь серьезной роли, как при больших значениях L , при которых изменение характера $T(L)$ свидетельствует о приближении к локализованному состоянию [3–6].

Спектральная зависимость величины l для образцов обоих типов изображена на рис.4. В соответствии с нашими ожиданиями, длина свободного пробега быстро падает с уменьшением энергии нейтронов. Минимальное значение l , которое удалось получить, составляет 150–200 нм для $d \approx 100$ нм. Сравнивая с другими экспериментами, следует отметить, что рассеяние УХН, наблюдавшееся в данной работе, является экстремально сильным. Его макроскопическое сечение (l^{-1}), например, на два-три порядка больше по сравнению с данными, приводимыми в [15,16]. Влияние эффектов локализации на характер диффузионного переноса становится существенным при выполнении условия $kl \sim 1$, то есть значение параметра kl является, в

некотором смысле, мерой близости к порогу подвижности. Поскольку наиболее интенсивное рассеяние наблюдается ниже границы полного отражения для SiO_2 (приблизительно 90 нэВ), можно предположить, что в этой области энергий возникает случайное блуждание УХН внутри сложной структуры, образуемой промежутками между кварцевыми частицами. Используя значение волнового вектора для нейтрона в вакууме, можно получить, что $\min(kl) \simeq 10$. Однако тот факт, что размер рассеивателей $d \leq \lambda$, может оказывать заметное влияние на характер нейтронного транспорта. Если воспользоваться значением k для эффективной среды (плотность которой равна средней плотности неоднородного слоя), то при $f = 0.5$ имеем $\min(kl) \simeq 6$, то есть того же порядка. В любом случае величина параметра kl слишком далека от того, чтобы удовлетворять стандартному критерию локализации $kl = 1$. Тем не менее, более толстые слои SiO_2 , имеющие ту же структуру, могут, по-видимому, успешно использоваться для исследования слабой локализации нейтронов.

Полученные результаты демонстрируют сильную зависимость длины свободного пробега как от энергии нейтронов, так и от размера рассеивателей. С точки зрения проведения дальнейших экспериментов, наиболее интересная область лежит, как теперь представляется, между границами полного отражения вещества рассеивателей и эффективной среды. Мы полагаем, что использование материалов с более высоким потенциальным барьером, а также оптимизация размеров неоднородностей, позволят существенно приблизиться к порогу подвижности и, может быть, даже реализовать локализованное состояние УХН.

Авторы признательны С.Т.Беляеву, Л.Н.Бондаренко, И.К.Мешковскому и В.И.Морозову за полезные обсуждения и интерес к проводимым исследованиям. Появление данной работы стало возможным отчасти благодаря поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по договору 95-02-05031-а (Б.Р.М. и С.М.Ч.), гранту N9A000 Международного научного фонда (Б.Р.М.), а также гранту N9A300 МНФ и Российского правительства (Б.Р.М.).

-
1. P.W.Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
 2. S.John, Phys. Rev. Lett. **53**, 2169 (1984).
 3. P.W.Anderson, Philos. Mag. B **52**, 505 (1985).
 4. A.Z.Genack, Phys. Rev. Lett. **58**, 2043 (1987).
 5. J.M.Drake and A.Z.Genack, Phys. Rev. Lett. **63**, 259 (1989).
 6. N.Garcia and A.Z.Genack, Phys. Rev. Lett. **66**, 1850 (1991).
 7. В.Р.Мещеров, ФТТ **38**, 1081 (1996).
 8. P.Geltenbort, S.Chernyavsky, A.Fomin et al., ILL Experimental Report 3-14-35, Grenoble, 1996.
 9. A.Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic, New York, 1978.
 10. V.F.Sears, Phys. Rep. **82**, 1 (1982).
 11. R.K.Iler, *The Chemistry of Silica*, Wiley, New York, 1955.
 12. L.L.Hench and J.K.West, Chem. Rev. **90**, 33 (1990).
 13. W.Stober, A.Fink, and E.Bohn, J. Colloid Interface Sci. **26**, 62 (1968).
 14. C.M.Bagnall, L.G.Howarth, and P.F.James, J. Non-Cryst. Solids **121**, 56 (1990).
 15. M.Lengsfeld and A.Steyerl, Z. Phys. B **27**, 117 (1977).
 16. А.В.Антонов, А.И.Исаков, С.П.Кузнецов и др., ФТТ **26**, 1585 (1984).