

## Нейтронный транспорт в слоях ультрадисперсной меди при наличии сильного рассеяния

© Б.Р. Мещеров, П. Гелтенборг\*

Российский научный центр "Курчатовский институт",  
123182 Москва, Россия

\* Institut Laue–Langevin,  
38042 Grenoble Cedex 9, France

E-mail: meshcherov@dap.kiae.ru

(Поступила в Редакцию 24 января 2000 г.)

Изучен характер нейтронного транспорта в ультрадисперсной меди вблизи границы полного отражения. Впервые получена зависимость пропускания ультрахолодных нейтронов от толщины неоднородного слоя при соблюдении условия сильного рассеяния  $kl \leq 10$  ( $k$  — волновой вектор,  $l$  — длина свободного пробега).

Прохождение волн и частиц любой природы через случайно-неоднородные среды в условиях интенсивного рассеяния вызывает особый интерес в связи с возможностью возникновения эффектов локализации. Наиболее впечатляющие результаты были получены для электромагнитного излучения [1], для которого наблюдался критический режим  $T(L) \propto L^{-2}$  ( $L$  — толщина неоднородного слоя,  $T$  — его пропускание) при значении  $kl \approx 1.6$ , где  $k$  — волновой вектор,  $l$  — длина свободного пробега, т.е. вблизи порога подвижности  $kl \sim 1$ . Однако до сих пор, несмотря на значительное количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению распространения упругих и электромагнитных волн, а также электронов в неупорядоченных структурах, явление сильной (андерсоновской) локализации [2,3] так и не было обнаружено. Что касается электронов, точнее, электронного транспорта в конденсированных системах, вывод, сформулированный в результате многолетних усилий, заключается в том, что наблюдение андерсоновского перехода в чистом виде здесь невозможно в принципе, поскольку он всегда сопровождается переходом Мотта [4].

Не так давно в качестве объекта для подобных исследований было предложено использовать ультрахолодные нейтроны (УХН) [5]. Проведенный эксперимент [6] подтвердил осуществимость условий сильного рассеяния УХН вблизи границы полного отражения. При этом наилучшие (в смысле обсуждаемых эффектов) значения  $l \sim 150\text{--}200$  nm и  $kl \sim 10$  оказались на 2–3 порядка меньше наблюдавшихся в более ранних нейтронных измерениях, но почти на порядок больше, чем необходимо для достижения порога подвижности. Характер приведенной в [6] зависимости  $l(E)$  (длина свободного пробега  $l$  быстро падает с уменьшением энергии нейтрона  $E$ ) позволяет предположить, что дальнейшие попытки минимизации параметра  $kl$ , по-видимому, могут быть связаны с увеличением граничной энергии  $E_c$  материала рассеивателей, образующих разупорядоченную структуру. Это увеличение позволило бы как можно подробнее исследовать область  $E < E_c$  вплоть до границы полного отражения эффективной среды (плотность

которой равна средней плотности неоднородного слоя). В отличие от [6], где изучалось прохождение УХН через кварцевые микроstructures ( $E_c \approx 90$  neV), в данной работе было измерено пропускание нейтронов слоями ультрадисперсной меди ( $E_c \approx 170$  neV).

С точки зрения обнаружения локализованного состояния, наиболее информативным, по-видимому, является измерение зависимости  $T(L)$  по мере уменьшения параметра  $kl$  [3], а именно переход от  $T(L) \sim l/L$  ( $kl \gg 1$ , классическая диффузия) к  $T(L) \sim (l/L)^2$  (критический режим,  $kl \geq 1$ ) и далее к  $T(L) \propto \exp[-L(l_c - l)/l^2]$  при  $kl < 1$ , т.е. ниже порога подвижности  $kl_c \approx 1$ . Поскольку вблизи границы полного отражения параметры, характеризующие взаимодействие нейтронов с веществом, могут заметно варьироваться с изменением энергии; для получения полной картины желательно исследовать  $T(L, E)$  во всем диапазоне, соответствующем области интенсивного рассеяния УХН. Поэтому в данном эксперименте измерялась не только толщинная, но и спектральная зависимости пропускания. Сканирование по энергии в диапазоне от 70 до 300 neV с разрешением около 15 neV осуществлялось посредством гравитационного спектрометра, схему и подробное описание которого можно найти в работе [6]. Источником УХН служило выходное устройство PF2 реактора Института Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция).

Изготовление образцов проводилось в два этапа, включавших в себя получение ультрадисперсного порошка, состоящего из микрочастиц меди заданного размера, и нанесение его на подложки, представляющие собой полированные с обеих сторон стандартные монокристаллические кремниевые пластины диаметром 100 и толщиной 0.5 mm. На первой стадии использовалась высокочастотная установка ВЧГ4–10/0.44, модернизированная с целью проведения процесса испарения–конденсации: образующаяся в индукторе капля расплава обдувается потоком аргона, а формирующиеся в газовой струе частицы отделяются с помощью фильтра. Полученный порошок просеивался через сито для уменьшения доли крупных образований. Данная методика позволяет регулировать в широких пределах средний размер ча-

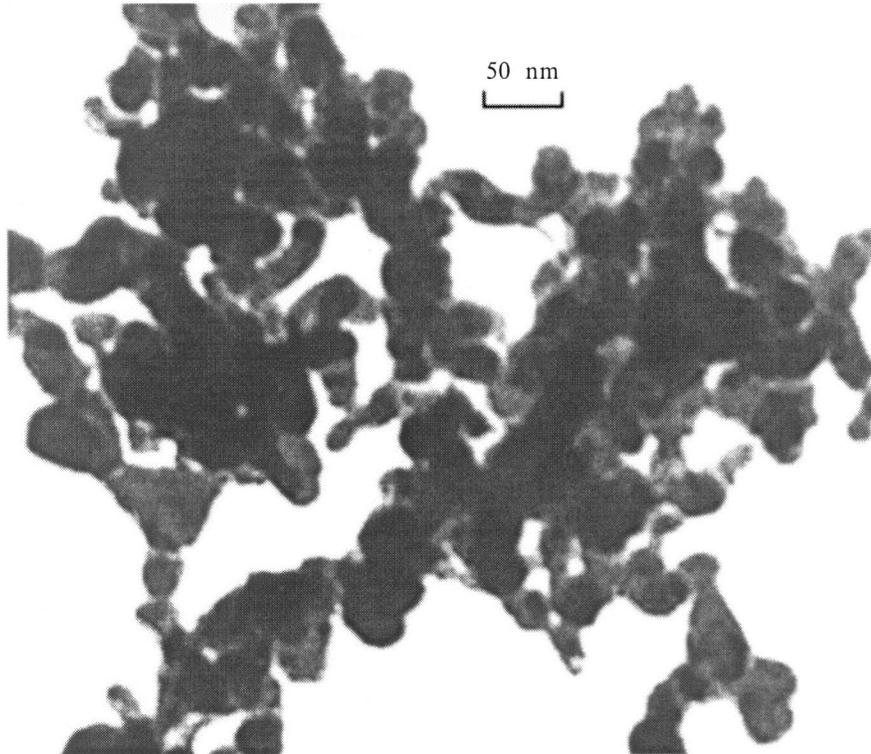


Рис. 1. Изображение микрочастиц меди, полученное с помощью электронного микроскопа.

стиц  $d$ , который определяется скоростью обдувающего расплава потока инертного газа. В нашем эксперименте были исследованы структуры с характерным масштабом  $d \approx 30$  nm. Типичное изображение микрочастиц, использовавшихся при изготовлении образцов, приведено на рис. 1.

Перед нанесением на подложки порошок подвергался диспергированию в 35-процентном растворе спирта в ацетоне посредством ультразвукового воздействия. Полученная смесь распылялась с помощью аэрографа А-2, совершавшего возвратно-поступательное движение относительно неподвижной пластины. В процессе формирования слоя подложки подогревались до  $45\text{--}50^\circ\text{C}$ , что соответствовало оптимальной скорости испарения жидкости, при которой отсутствовало образование капель, т.е. исключалось влияние поверхностного натяжения. Контроль толщины проводился по весу нанесенного порошка. Значения  $L$  изменялись от образца к образцу с постоянным шагом в диапазоне  $0.7\text{--}2\ \mu\text{m}$ . Несмотря на все принятые меры, степень агломерации оставалась достаточно высокой, поэтому объемная доля частиц  $f$  составляла всего лишь 0.3.

На рис. 2 показаны спектральные зависимости  $T(E)$  для нескольких образцов. Пропускание монотонно падает с уменьшением энергии УХН, что, казалось бы, свидетельствует об уменьшении длины свободного пробега определяющего параметра при диффузионном переносе. Однако судя по всему, характер нейтронного транспорта

в нашем эксперименте несколько отличается от классической диффузии. В этом смысле показателен основной результат измерений, а именно толщинные зависимости пропускания, которые приведены на рис. 3. Если аппроксимировать их степенной функцией  $T \propto L^{-n}$ , оказывается, что  $n < 1$ , т.е. зависимость, даже слабее, чем  $1/L$ .

Такое поведение пропускания, по-видимому, связано с высокой степенью агломерации, присущей порошкам

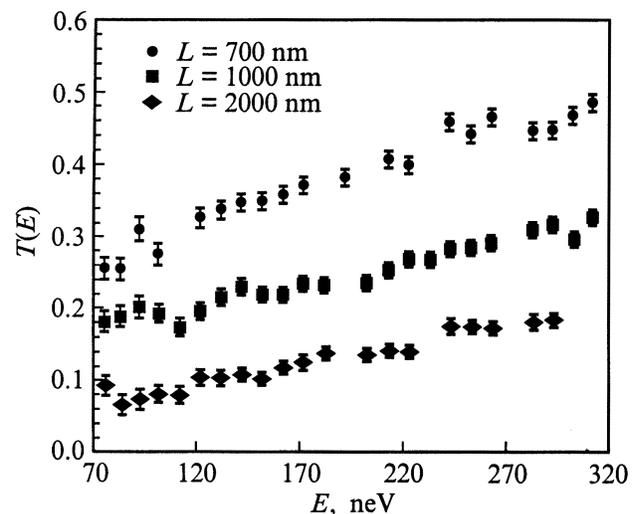


Рис. 2. Спектральная зависимость пропускания УХН.

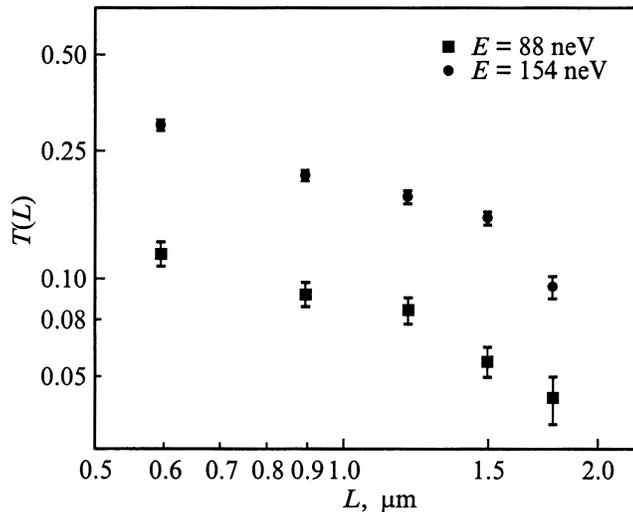


Рис. 3. Пропускание нейтронов как функция толщины слоя.

ультрадисперсной меди. В подобной среде заметная часть нейтронов должна испытывать блуждание в промежутках между агломератами. Это означает, что помимо диффузии, связанной с рассеянием на отдельных частицах, возможно просачивание вдоль системы межагрегатных пор с хорошо отражающими стенками. К сожалению, характер транспорта в такого рода структурах зависит в сильной степени от их конкретного устройства. Если двумерные задачи переноса в двухфазных средах, образуемых случайно распределенными областями с двумя различными значениями коэффициента диффузии, еще имеют отдельные точные решения для весьма специфических частных случаев, то в трех измерениях таковые полностью отсутствуют [7]. Иными словами, наличие межагрегатных промежутков с размерами, превышающими длину волны нейтрона, приводит к потере универсальности поведения системы вблизи границы полного отражения УХН. По-видимому, с аналогичной ситуацией столкнулись авторы работы [1], которым удалось реализовать режим переноса микроволнового излучения, близкий к порогу подвижности. Изучая толщинную зависимость пропускания смеси алюминиевых и тефлоновых шариков, они вынуждены были в каждой точке проводить усреднение по необычайно большому числу измерений  $N = 6 \cdot 10^4$ , отличавшихся друг от друга конфигурацией рассеивающего слоя. Поскольку даже после усреднения отклонение значений от фитирующей кривой достигало 10% (см. [1]), можно предположить, что из-за наличия перколяции результаты отдельных измерений отличались в 25 раз. Иными словами, при однократном сканировании по толщине полученные экспериментальные данные вряд ли могли описываться какой-либо функциональной зависимостью.

Если отвлечься от просачивания, то оказывается, что рассеяние в исследованных в данной работе образцах было очень сильным. Измерение пропускания коллими-

рованного пучка  $T_c$  (с коллимацией не только входного, но и прошедшего потока УХН) наиболее тонких слоев позволило сделать верхнюю оценку для длины свободного пробега нейтронов относительно упругого рассеяния на частицах меди. На нижней границе спектрального интервала (70 neV) было получено значение  $l \leq 200 \text{ nm}$ . Как и следовало ожидать, при одних и тех же условиях ультрадисперсная медь рассеивает УХН по крайней мере не хуже, чем частицы  $\text{SiO}_2$  [6].

В заключение хотелось бы отметить, что нами впервые получены толщинные зависимости пропускания нейтронов в условиях сильного рассеяния  $kl \leq 10$ . Для дальнейшего продвижения в сторону меньших значений параметра  $kl$  следует использовать структуры, близкие к плотной упаковке, с объемной долей вещества  $f \approx 0.5$ , т.е. по возможности исключить присутствие агломератов.

## Список литературы

- [1] N. Garcia, A.Z. Genack. Phys. Rev. Lett. **66**, 1850 (1991).
- [2] P.W. Anderson. Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
- [3] P.W. Anderson. Phil. Mag. **B52**, 505 (1985).
- [4] D. Belitz, T.R. Kirkpatrick. Rev. Mod. Phys. **66**, 261 (1994).
- [5] Б.Р. Мещеров. ФТТ **38**, 1081 (1996).
- [6] Б.Р. Мещеров, А.И. Фомин, С.М. Чернявский, П. Гелтенборг, Р.И. Захарченя. Письма в ЖЭТФ **67**, 291 (1998).
- [7] M.B. Isichenko. Rev. Mod. Phys. **64**, 961 (1992).