

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО НАБЛЮДЕНИЯ АНДЕРСОНОВСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ

© Б.Р.Мещеров

Российский научный центр «Курчатовский институт»,
123182 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 7 сентября 1995 г.)

Обсуждаются возможность наблюдения андерсоновской локализации нейтронов и условия проведения такого эксперимента. Приводятся оценки параметров неоднородных слоев, которые следовало бы использовать в подобных измерениях.

Эффект сильной (андерсоновской) локализации относится, без сомнения, к числу наиболее ярких и интересных явлений, связанных с распространением и рассеянием волн в неоднородных средах. С момента его предсказания ([¹]) и вплоть до начала 80-х годов исследования концентрировались главным образом на вопросах электронного транспорта и проводимости в неупорядоченных системах, которые, собственно, и рассматривались в основополагающей работе Андерсона [¹]. Таким образом, в течение длительного времени предметом изучения являлись объекты, для которых характерно отсутствие внешних источников и волн, уходящих на бесконечность, т.е. закрытые в смысле граничных условий (терминология заимствована из монографии Лифшица, Гредескула и Пастура [²]). Что же касается открытых систем (Андерсон несколько иначе классифицирует эти два случая, называя их квантовой и классической диффузией [^{3,4}]), отличающихся более ясной постановкой и интерпретацией эксперимента, то их интенсивное исследование началось лишь с появлением в середине 80-х годов работ Джона [^{5,6}] и Андерсона [³], касающихся возможности локализации акустических и световых волн.

Осознание того факта, что андерсоновская локализация является эффектом общего типа и не зависит от конкретной природы волн и неоднородных сред, в которых они распространяются, стимулировало целую серию экспериментов с электромагнитным излучением видимого [^{7,8}] и микроволнового [^{9,10}] диапазонов. При этом сама постановка задачи в открытых системах существенно упрощается и сводится, фактически, к измерению зависимости пропускания (либо коэффициента отражения) неоднородного слоя от его толщины. Суть явления локализации заключается в конструктивной интерференции рассеянных

волн, приводящей к тому, что в области сильного рассеяния, когда $kl \sim 1$ (k — волновой вектор, l — длина свободного пробега относительно упругого рассеяния), коэффициент диффузии определяется не величиной l , а характерным масштабом $\sim (l - l_c)$, где $kl_c = 1$ (см., например, [3]). Соответственно вблизи $kl = 1$ коэффициент диффузии стремится к нулю, и вместо плоских волн должны наблюдаться локализованные состояния с длиной локализации $L_{\text{loc}} \sim l^2/(l - l_c)$. Конкретным следствием этого эффекта, в частности, является изменение характера зависимости пропускания неоднородного слоя T от его толщины L . Функциональный вид $T(L)$ для различных соотношений между величинами $l, l_c, L_{\text{loc}}, L$ и L_i (комбинация из l и длины поглощения l_i) приведен в статье Андерсона [3]. Некоторые из этих зависимостей наблюдались экспериментально в работах Генака с сотрудниками [7,9,10].

Что касается нейтронов, то их взаимодействие с конденсированными средами в области низких энергий вызывает достаточно пристальное внимание на протяжении по крайней мере трех последних десятилетий. Это обусловлено прежде всего практическим интересом, связанным с потребностями создания нейтронной оптики, а также (в отдельных экспериментах) желанием проверить применимость тех или иных оптических принципов по отношению к нейтронам (см., например, [11,12]). Заметное количество работ посвящено исследованиям в холодной и ультрахолодной областях энергий, где дебройлевская длина волны частиц существенно превосходит межатомные расстояния и имеет порядок 1000 \AA . Тем не менее возможность наблюдения андерсоновской локализации нейтронов, по-видимому, не только не изучалась, но и не обсуждалась ранее. Далее приводятся оценки, которые позволяют судить о диапазоне параметров систем, в которых можно было бы ожидать выполнения условия $kl \sim 1$.

Как известно, в большинстве случаев коэффициент преломления для нейтрона в среде меньше единицы и с хорошей степенью точности описывается формулой $n = (1 - k_0^2/k^2)^{1/2}$ [11,12], где k_0 соответствует границе полного внешнего отражения $n(k_0) = 0$. Наличие неоднородностей приводит к рассеянию, которое при прочих равных условиях тем интенсивнее, чем больше относительное изменение концентрации ядер. Поэтому, если ограничиваться однокомпонентными средами и стремиться уменьшить величину l , возникает естественное желание использовать системы, обладающие максимально возможной вариацией плотности, типа конденсированное состояние—вакуум. Таковыми являются пористые стекла либо агломерации глобул, имеющих, как правило, форму, близкую к сферической (см., например, [13]). Объемная доля вещества в подобных системах составляет обычно 0.5–0.7.

Другим фактором, который следует использовать для достижения условия $kl \sim 1$, является спектральная зависимость $n(k)$. Функциональный вид ее таков, что наибольшее отличие в коэффициенте преломления $\Delta n = 1$ между неоднородностями разного типа (вещество—вакуум) достигается в окрестности k_0 . Таким образом, для того чтобы получить максимально возможную величину вариации $\Delta n \sim 1$ и, следовательно, минимальное значение l , необходимо проводить измерения в ультрахолодной области. Это соответствует диапазону скоростей нейтронов $v \leq 10 \text{ м/с}$ или длинам волн $\lambda \geq 400 \text{ \AA}$.

Для оценок было принято, что неоднородная среда состоит из случайно расположенных рассеивателей, имеющих сферическую форму и одинаковый диаметр D . Тогда длина свободного пробега нейтрона относительно упругого рассеяния $l = (n_s \sigma_s)^{-1}$, где σ_s — сечение рассеяния на каждой из неоднородностей, n_s — их концентрация. Величина n_s выбиралась так, чтобы выполнялось условие плотной упаковки рассеивателей (вообще говоря, противоречащее предположению об их случайном расположении), что соответствует объемной доле вещества $f \approx 0.74$. При вычислении величины σ_s использовались формулы теории Ми для сечения рассеяния на уединенной преломляющей сфере (см., например, [14])

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) (|a_m|^2 + |b_m|^2),$$

где

$$a_m = [\psi_m(\alpha)\psi'_m(\beta) - n\psi_m(\beta)\psi'_m(\alpha)] / [\zeta_m(\alpha)\psi'_m(\beta) - n\psi_m(\beta)\zeta'_m(\alpha)],$$

$$b_m = [n\psi_m(\alpha)\psi'_m(\beta) - \psi_m(\beta)\psi'_m(\alpha)] / [n\zeta_m(\alpha)\psi'_m(\beta) - \psi_m(\beta)\zeta'_m(\alpha)],$$

$\alpha = \pi D/\lambda$, $\beta = n\pi D/\lambda$, $\psi_m(x) = xj_m(x)$, $\zeta_m(x) = xj_m(x) + ixy_m(x)$, а $j_m(x)$ и $y_m(x)$ — сферические функции Бесселя порядка m .

Результаты расчетов спектральных зависимостей величины $(kl)^{-1}$ при различных значениях D приведены на рис. 1, 2. Для наглядности выбраны два масштаба по шкале энергий нейтронов. На рис. 1 показан интервал $1 < E/E_0 < 2$ (E_0 — граничная энергия полного отражения), приблизительно соответствующий ультрахолодной области. Так, если бы веществом рассеивателей являлся кварц (SiO_2), то

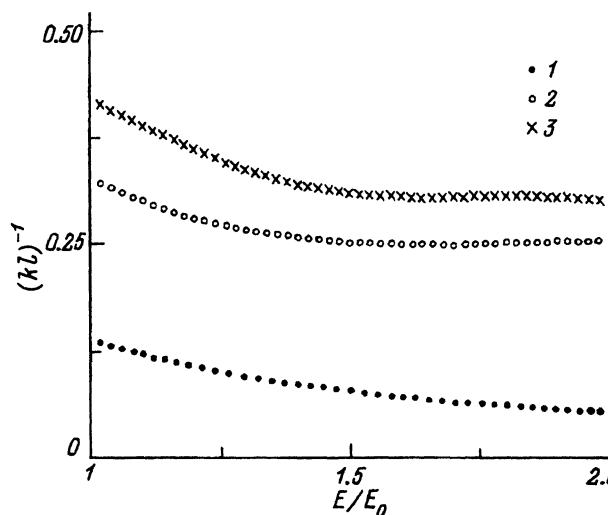


Рис. 1. Спектральная зависимость величины $(kl)^{-1}$.

D/λ_0 : 1 — 0.3. Здесь и далее E_0 и $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ — граничные энергия и длина волны для полного отражения.

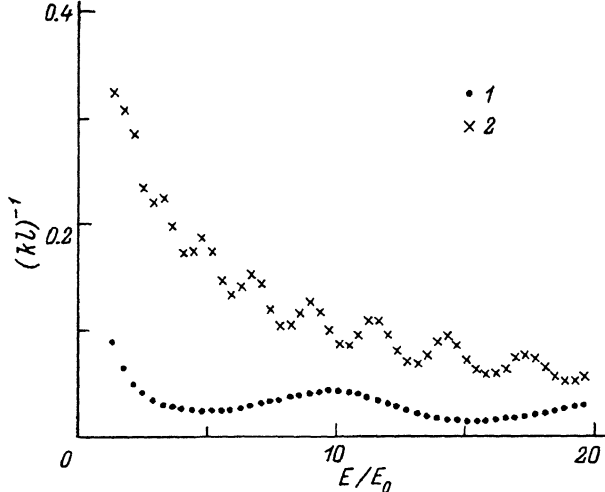


Рис. 2. Спектральная зависимость величины $(kl)^{-1}$.
 D/λ_0 : 1 — 0.3, 2 — 0.9.

верхнему значению $E/E_0 = 2$ соответствовала бы скорость нейтронов $v \approx 6 \text{ m/s}$, являющаяся границей полного отражения для нержавеющей стали, из которой, как правило, изготавливаются нейтроноды, рассчитанные на ультрахолодный диапазон энергий. Масштаб рис. 2 на порядок грубее, чем рис. 1, что позволяет судить об общем характере зависимости $(kl)^{-1}$ от E . Как и ожидалось, наиболее благоприятной областью с точки зрения наблюдения эффектов локализации является окрестность граничного значения энергии E_0 для полного внешнего отражения от рассеивателей.

На рис. 3 приведена зависимость $(kl)^{-1}$ от размера неоднородностей D при $E \approx E_0$. Максимальное значение $(kl)^{-1} \approx 0.4$ достигается при $D \approx 0.85\lambda_0$, где $\lambda_0 = 2\pi/k_0$. Соответствующая ему величина $kl \approx 2.5$ наименьшая для данной модели. Как видно, минимальное значение kl заметно превосходит единицу, что внушает определенный пессимизм. Надо, однако, учесть по крайней мере два дополнительных соображе-

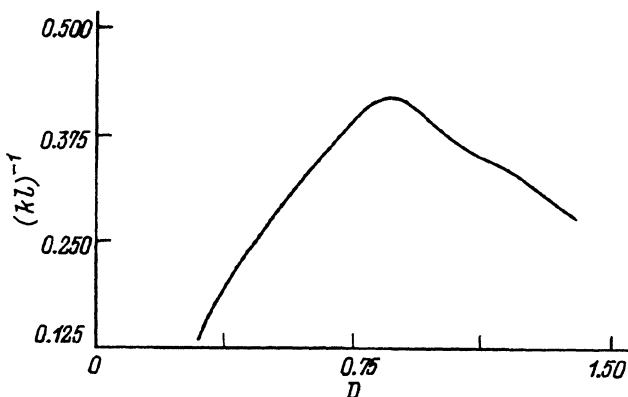


Рис. 3. Зависимость величины $(kl)^{-1}$ от размера неоднородностей D/λ_0 ; $E \approx E_0$.

ния. Во-первых, в работе [10], в которой зависимость $T(L)$ демонстрирует явное наличие эффекта локализации, измерено значение $kl \approx 1.9$, т.е. того же порядка, что и полученная оценка. Таким образом, для наблюдения обсуждаемого явления, по-видимому, достаточно выполнения условия $kl \sim 1$ менее жесткого, чем $kl \approx 1$. Во-вторых, приведенный расчет надо рассматривать именно как оценку, поскольку теория Ми применима только в ситуации, когда длина волны существенно меньше расстояния между рассеивателями, т.е. при независимом (без когерентного сложения) взаимодействии полей с каждой из неоднородностей, что в данном случае не соблюдается. Не исключено, что при правильном описании рассеяния, включающем интерференцию вторичных волн, окажется, что вблизи границы полного внешнего отражения существенную, а может быть даже определяющую, роль играют промежутки между глобулами.

Суммируя сказанное, следует, по-видимому, считать наблюдение андерсоновской локализации нейтронов вполне возможным. Для этого должны использоваться образцы с рамерами неоднородностей $D \sim 500-1000 \text{ \AA}$. Учитывая, что при наличии локализации $T(L) \propto (l/L)^2$ [3], а ожидаемое значение $l \sim 200-300 \text{ \AA}$, диапазон толщин неоднородного слоя разумно выбрать в пределах нескольких тысяч ангстрем. Дополнительным стимулом для проведения подобных измерений могут послужить соображения о возможном влиянии обсуждавшихся эффектов на характер полного внешнего отражения (в силу замены преломленной волны локализованным состоянием), а также об их роли в аномалии времени хранения нейтронов.

Появление данной работы стало возможным отчасти благодаря поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по договору № 95-02-05031-а, гранту № N9A000 Международного научного фонда, а также гранту № N9A300 МНФ и Российского правительства.

Список литературы

- [1] Anderson P.W. Phys. Rev. **109**, 1492(1958).
- [2] Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М. (1982). 358 с.
- [3] Anderson P.W. Phil. Mag. **52**, 505 (1985).
- [4] Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
- [5] John S., Sompolinsky H., Stephen M.J. Phys. Rev. **B 27**, 5592 (1983).
- [6] John S. Phys. Rev. Lett. **53**, 2169 (1984).
- [7] Genack A.Z. Phys. Rev. Lett. **58**, 2043 (1987).
- [8] Drake J.M., Genack A.Z. Phys. Rev. Lett. **63**, 259 (1989).
- [9] Garcia N., Genack A.Z. Phys. Rev. Lett. **63**, 1678 (1989).
- [10] Garcia N., Genack A.Z. Phys. Rev. Lett. **66**, 1850 (1991).
- [11] Sears V.F. Phys. Rep. **82**, 1 (1982).
- [12] Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М. (1986). 271 с.
- [13] Хейфец Л.И., Неймарк А.В. Многофазные процессы в пористых средах. М. (1982). 319 с.
- [14] Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М. (1981). Т. 1. 280 с.