

# Экспериментальная проверка справедливости закона $1/v$ для сечения поглощения ультрахолодных нейтронов в естественном гадолинии

А. И. Франк<sup>1)</sup>, П. Гелтенборт<sup>+2)</sup>, Г. В. Кулин, А. Н. Стрепетов\*

Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований  
141980 Дубна, Московская обл., Россия

<sup>+</sup>Institute Laue Langevin, 156 – 38042 Grenoble Cedex 9, France

\*Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 июня 2006 г.

Сообщается о результатах нового эксперимента по пропусканию ультрахолодных нейтронов через пленку естественного гадолиния. Результаты опыта свидетельствуют о неизменности пропускания образца при движении последнего параллельно своей поверхности. Диапазон изменения скорости нейтрона в системе координат образца составлял  $6 \div 35$  м/с. Из неизменности пропускания образца следует вывод о постоянстве мнимой части длины рассеяния или, что то же самое, о справедливости закона  $1/v$  для сечения захвата свободного ядра с точностью порядка 0.5%.

PACS: 03.75.Be

**Введение.** Известно, что нейтронно-оптические свойства среды в полной мере определяются комплексной длиной когерентного рассеяния нейтронов на ядрах составляющих ее атомов. Для большинства ядер действительная часть длины рассеяния превосходит мнимую на несколько порядков величины. Содержащая такие ядра среда прозрачна для нейтронов, а существенное затухание волны происходит лишь на достаточно больших расстояниях. Имеется, однако, ряд веществ, ядра которых обладают очень большим сечением захвата тепловых нейтронов, что, как правило, обусловлено наличием резонансов в сечении радиационного захвата в тепловой области энергий. В этом случае мнимая часть длины рассеяния может быть сравнимой с действительной или даже превосходить ее, а среда характеризуется сильным поглощением. При этом длина затухания может быть порядка или даже меньше длины волны.

Резонансный характер поведения сечения захвата приводит к достаточно сложной энергетической зависимости нейтронно-оптических свойств поглощающей среды. Однако если энергия нейтронов много меньше энергии резонансов, то сечение захвата на отдельном ядре подчиняется закону  $1/v$ , а комплексная длина рассеяния от энергии не зависит [1,2]. Такая ситуация имеет место для ультрахолодных нейтронов (УХН).

Нейтронной оптике поглощающих сред посвящен целый ряд теоретических работ [3-7], краткий обзор которых приведен в [2]. В то же время, экспериментально эта область исследована относительно слабо. Работы [8, 9] были посвящены наблюдению отражения УХН от поверхности поглощающей среды, а в [10] сообщалось об эксперименте по измерению сечения захвата ультрахолодных нейтронов ядрами гадолиния. Результаты интерпретировались авторами как указание на отличие от закона  $1/v$  для сечения поглощения УХН (см. также [11]).

Пропускание УХН через тонкие пленки естественного гадолиния исследовалось в работе [2]. Физические условия этого эксперимента являлись в некотором смысле уникальными. Сечение захвата нейтронов ядрами среды достигало впечатляющей величины 23 Мбн, а длина поглощения была втрое меньше, чем длина волны. Результаты этой работы свидетельствовали о постоянстве мнимой части амплитуды рассеяния на ядрах гадолиния с точностью порядка 6% при изменении скорости нейтрона от 4 до 120 м/с. Соответственно, с такой же точностью была подтверждена справедливость закона  $1/v$ . В настоящей работе мы сообщаем о новом эксперименте, посвященном той же проблеме.

**Отличительная особенность “потенциального” закона дисперсии и закон  $1/v$ .** Известно, что закон дисперсии нейтронных волн в веществе имеет вид [12]

$$k^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \quad b = b' - ib'', \quad (1)$$

<sup>1)</sup>e-mail: frank@nf.jinr.ru

<sup>2)</sup>P. Geltenbort.

где  $k_0$  и  $k$  – волновые числа в вакууме и в веществе, соответственно, а  $b$  – комплексная длина когерентного рассеяния. При этом волновая функция нейтрона в веществе имеет вид затухающей плоской волны, а затухание определяется мнимой частью волнового числа в среде. Очевидно, что если комплексная длина рассеяния  $b$  не зависит от энергии, то квадрат волнового числа меняется на границе среды на постоянную величину  $\xi_0^2 = 4\pi\rho b$ . В этом случае закон дисперсии часто называют потенциальным, поскольку независимость величины  $b$  от энергии позволяет приписать веществу эффективный комплексный потенциал

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\rho b. \quad (2)$$

Вопрос о виде закона дисперсии тесным образом связан с видом зависимости полного сечения от скорости нейтрона. Действительно, в силу оптической теоремы

$$b'' = \frac{\sigma_t(k)k}{4\pi}, \quad (3)$$

где  $\sigma_t$  – полное сечение на ядре. В случае ядер с большим сечением захвата можно положить  $\sigma_t \cong \sigma_a$ , где  $\sigma_a$  – сечение радиационного захвата. Отсюда видно, что требование постоянства комплексной величины  $b$ , а стало быть, постоянства ее мнимой части  $b''$  приводит к требованию  $\sigma(k)k = \text{const}$ , то есть к закону  $1/v$  [5].

Рассмотрим преломление нейтронной волны на границе такого вещества при произвольном угле падения. Общим свойством волн любой природы является неизменность при преломлении компоненты волнового числа  $k_{0\parallel}$ , параллельной поверхности раздела. Вычитая из обеих частей дисперсионного уравнения  $k^2 = k_0^2 - \xi_0^2$  величину  $k_{\parallel}^2 = k_{0\parallel}^2$ , получим [5]

$$k_{\perp}^2 = k_{0\perp}^2 - \xi_0^2. \quad (4)$$

Таким образом, отличительным свойством “потенциального” закона дисперсии является зависимость нормальной компоненты волнового числа в среде только от нормальной компоненты волнового числа в вакууме. Это означает, что все физически измеряемые величины не зависят от так называемой латеральной компоненты скорости нейтрона, направленной вдоль поверхности раздела сред.

Для любого иного вида закона дисперсии это не справедливо. Действительно, пусть волна преломляется на границе среды, характеризуемой законом дисперсии

$$k^2 = k_0^2 - \xi_0^2 + \varepsilon(k_0^2), \quad (5)$$

где  $\varepsilon(k_0^2)$  – непотенциальная поправка любой природы. Она может быть связана с нарушением закона  $1/v$  для сечения поглощения. Тогда

$$k_{\perp}^2(k) = k_{0\perp}^2 - \xi_0^2 + \varepsilon(k_0^2). \quad (6)$$

Следовательно, наличие непотенциального члена в законе дисперсии (6) всегда приводит к появлению зависимости нормальной компоненты волнового числа в среде  $k_{\perp}$  от величины волнового числа в вакууме  $k_0$ . Это справедливо и в том случае, когда компонента  $k_{0\perp}$  неизменна [13].

**Идея эксперимента и экспериментальная установка.** Идея осуществленного нами опыта состоит в том, чтобы, не измеряя абсолютного значения сечения поглощения, проверить независимость пропускания поглощающей пленки от компоненты скорости нейтрона, параллельной поверхности образца. Неизменность пропускания свидетельствовала бы о неизменности нормальной компоненты волнового числа. Такой подход уже был ранее использован в работе по проверке закона дисперсии нейтронов в обычном веществе [14].

Эксперимент был поставлен на источнике УХН Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) [15] с тем же спектрометром УХН [16], что и работы [2, 14, 17–19]. Основным спектрометрическим элементом прибора является нейтронный интерференционный фильтр, НИФ [20–23], – аналог интерферометра Фабри-Перо для света. Идею эксперимента поясняет рис.1. Тонкая пленка гадолиния толщиной

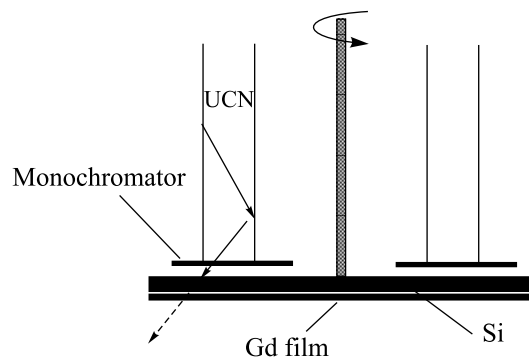


Рис.1. Идея эксперимента

около  $250 \text{ \AA}$  была нанесена на поверхность кремниевого диска. Для предохранения от окисления она была покрыта тонкой пленкой кремния (подробнее см. описание образца №3 в [2]). Диск с пленками можно было приводить во вращение с помощью мотора. УХН попадали на образец, проходя через кольцевую щель и НИФ – монохроматор. Последний пропускал

нейтроны, с узким спектром вертикальных скоростей ( $\Delta v/v \approx 0.02$ ) с максимумом 4.52 м/с, что соответствует энергии  $E_z = mv_z^2/2 = 107$  нэВ. В эксперименте измерялось число прошедших через образец нейтронов при различающихся значениях частоты вращения диска. Пропускание образца составляло примерно 0.16.

Такая постановка эксперимента не требует дополнительной спектрометрии УХН на пути между образцом и регистрирующим УХН детектором. Однако с методической точки зрения оказалось удобным более полно использовать спектрометрические возможности установки [16], устройство которой приведено на рис.2. После прохождения через образец нейтроны

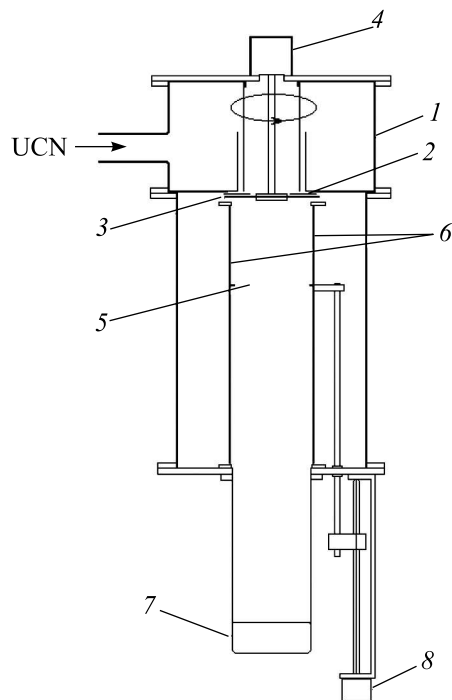


Рис.2. Экспериментальная установка – гравитационный спектрометр с интерференционными фильтрами. 1 – камера предварительной очистки спектра, 2 – фильтр-монохроматор, 3 – образец, 4 – мотор вращения образца, 5 – фильтр-анализатор, 6 – зеркальный нейтронотвод, 7 – детектор, 8 – шаговый двигатель перемещения анализатора

поступали в вертикальный зеркальный нейтронотвод, внутри которого в специальной каретке был помещен второй интерференционный фильтр-анализатор. При движении вдоль нейтронотвода вниз УХН ускорялись в гравитационном поле Земли, меняя свою энергию на величину 1.025 нэВ на 1 см высоты. Для того чтобы компенсировать гравитационное изменение энергии УХН, максимум пропускания этого фильтра-

анализатора соответствовал энергии 127 нэВ. Нейтроны, прошедшие через анализатор, регистрировались детектором. Меняя положение анализатора по высоте, можно было осуществлять сканирование спектра нейтронов сравнительно узкой ( $\Delta v/v \approx 0.02$ ) линией анализатора. Зависимость скорости счета от расстояния  $h$  между фильтрами (кривая сканирования) приведена на рис.3. Она представляет собой коло-

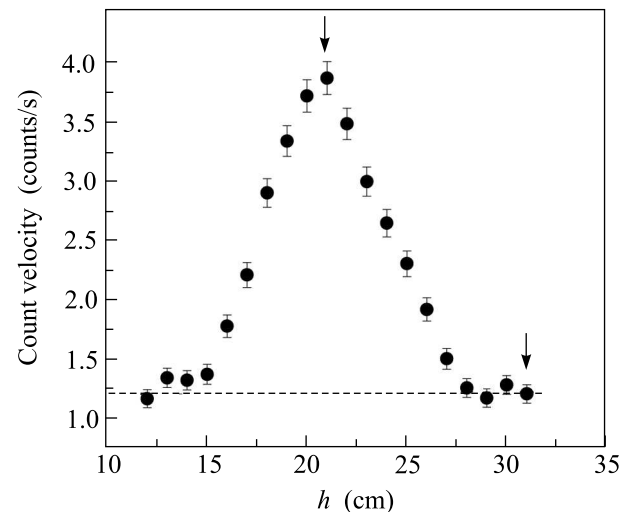


Рис.3. Кривая сканирования. Стрелками указаны точки, в которых проводились измерения

колообразную кривую, являющуюся сверткой линий пропускания монохроматора и анализатора, расположенную на некотором фоновом пьедестале. Кривая снята в присутствии образца.

При положении анализатора, отвечающем максимуму счета (точка 21 см), доля фона в счете составляла величину 0.31. Что касается природы фона, то в этом эксперименте фоновыми являются отсчеты детектора, происхождение которых не связано с туннельным прохождением в резонанс каждого из двух фильтров. Главными источниками фона являлись очень холодные нейтроны, прошедшие через образец и анализатор, а также УХН, попавшие в камеру спектрометра через небольшие щели между камерой предварительной очистки спектра и объемом спектрометра. Плотность потока УХН в этой камере превосходит плотность потока, падающего на детектор, на несколько порядков величины. Собственный фон детектора, не связанный с присутствием УХН в спектрометре, составлял всего несколько процентов от полного.

**Процедура измерений и результаты.** В эксперименте измерялась скорость счета детектора при двух частотах вращения образца: 3 и 90 оборотов/с.

При частоте 3 Гц линейная скорость образца в месте прохождения нейтронов была порядка 1 м/с, что в несколько раз меньше скорости УХН. При частоте вращения 90 Гц линейная скорость образца составляла примерно 35 м/с. Отметим здесь, что спектрометр чувствителен только к величине вертикальной скорости УХН, в то время как горизонтальная скорость оставалась не определенной. Она, однако, не могла превышать величины граничной скорости вертикального стеклянного нейтропровода ( $\sim 4.3$  м/с), транспортировавшего нейтроны от образца к детектору. Таким образом, при малой скорости вращения полная скорость нейтрона в системе координат образца не превышала 6.2 м/с, в то время как при частоте 90 Гц она достигала величины примерно 35 м/с.

Измерения проводились при двух положениях анализатора, соответствующих расстояниям между фильтрами в 21 и 31 см. В первом случае детектор регистрирует нейтроны, преобладающая часть которых туннельным образом прошла через два фильтра в резонансе линии пропускания. Такие нейтроны с неизбежностью проходили через образец, размещенный между фильтрами. Напротив, при расстоянии между фильтрами в 31 см детектор регистрирует только фоновые нейтроны.

Измерение было организовано следующим образом. В каждом из двух положений анализатора измерялась скорость счета детектора при изменяемой скорости вращения образца согласно схеме 3-90-90-3 оборота/с. Скорость вращения изменялась через 1000 с. Как правило, после четырех таких циклов измерения “эффекта” при расстоянии между фильтрами 21 см каретка с анализатором перемещалась в положение измерения “фона” с расстоянием между фильтрами  $h = 31$  см, где проводилось одно измерение. Такая организация измерительного цикла позволяла получить приблизительно равную статистическую точность в обоих положениях каретки. Было проведено две серии измерений при несколько различающихся значениях собственного фона детектора. На рис. 4 приведены результаты измерений, полученные в одной из серий, а сводка результатов приведена в таблице. В ней  $\Delta n$  – изменение скорости счета детектора (отс/с) при увеличении частоты вращения образца с 3 до 90 оборотов/с,  $h$  – расстояние между фильтрами, а  $T$  – относительное пропускание образца.

Во всех случаях скорость счета достоверно уменьшалась при увеличении частоты вращения образца. Соответствующее изменение скорости счета  $\Delta n$  приведено в первых двух столбцах таблицы. Наличие эффекта при расстоянии между фильтрами  $h = 31$  см

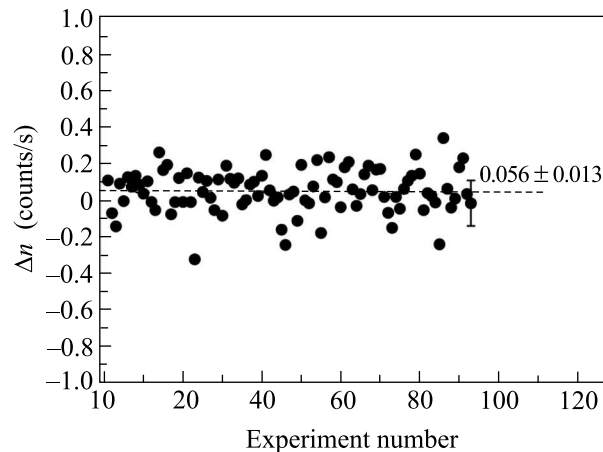


Рис. 4. Результаты одной серии измерений в точке 21 см. Приведено изменение скорости счета при увеличении частоты вращения образца с 3 до 90 оборотов в секунду. Статистические ошибки всех измерений одинаковы

свидетельствует о том, что он не связан с нейтронами, проходящими через фильтры и образец, а обусловлен, вероятно, небольшой утечкой УХН из камеры предварительной очистки. При быстром вращении образца часть нейтронов утечки может рассеиваться вращающимися элементами конструкции. Этот “турбинный эффект” неизбежно должен уменьшать число нейтронов утечки. Величина ложного эффекта измеряется в положении  $h = 31$ , в то время как при  $h = 21$  к нему может добавляться еще искомый физический, обусловленный возможным изменением пропускания образца. Очевидно, что он характеризуется разностью эффектов  $\Delta n(21) - \Delta n(31)$ , экспериментальное значение которой приведено в третьем столбце таблицы. Оценка возможного изменения относительного пропускания образца была получена из этой величины после нормирования на абсолютную скорость счета и поправки на отношение эффект/фон. В пределах точности  $5 \cdot 10^{-3}$  изменения пропускания образца не обнаружено.

Связь между величинами пропускания  $T$  и мнимой частью амплитуды рассеяния  $b''$  устанавливалась расчетом по методике, приведенной в [2]. Расчет показал, что при малых изменениях  $b''$  относительное изменение пропускания  $\Delta T/T$  с высокой точностью равно величине  $\Delta b''/b''$ .

Таким образом, результатом работы является заключение о постоянстве мнимой части амплитуды рассеяния нейтрона на ядрах естественного гадолиния с точностью  $5 \cdot 10^{-3}$  при изменении скорости нейтронов от примерно 6 до 35 м/с. С этой же точностью справедлив закон  $1/v$  для сечения захвата нейтронов. Настоящая работа дополняет результаты пре-

## Сводка результатов измерения скорости счета

	$\Delta n(h = 21 \text{ см})$	$\Delta n(h = 31 \text{ см})$	$\Delta n(21) - \Delta n(31)$	$\Delta T/T$
Серия 1	$(4.65 \pm 1.46) \cdot 10^{-2}$	$(4.89 \pm 1.58) \cdot 10^{-2}$	$(-0.24 \pm 2.15) \cdot 10^{-2}$	$(-0.8 \pm 7.5) \cdot 10^{-3}$
Серия 2	$(5.64 \pm 1.29) \cdot 10^{-2}$	$(5.21 \pm 1.26) \cdot 10^{-2}$	$(0.04 \pm 1.8) \cdot 10^{-2}$	$(1.4 \pm 6.6) \cdot 10^{-3}$
Суммарный результат				$(0.4 \pm 5) \cdot 10^{-3}$

дыдущей работы [2], где постоянство мнимой части амплитуды рассеяния было установлено с точностью 0.06 в значительно более широком диапазоне скоростей нейтронов.

Авторы благодарны Д.В. Кустову и В.Г. Носову за весьма полезные обсуждения.

1. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий*, М.: Наука, 1965, с. 296.
2. А. И. Франк, В. И. Боднарчук, П. Гелтенборг и др., *ЯФ* **66**, 1879 (2003).
3. M. L. Goldberger, Seitz, *Phys. Rev.* **71**, 294 (1947).
4. И. И. Гуревич, П. Э. Немировский, *ЖЭТФ* **14**, 838 (1962).
5. I. M. Frank, *Proc. of the II Intern. School on Neutron Physics*, JINR D3 – 7991, 1974; *УФН* **161**, 109 (1991).
6. А. И. Гуревич, В. В. Ломоносов, *ЯФ* **60**, 587 (1997).
7. В. В. Ломоносов, А. И. Гуревич, *ЖЭТФ* **122**, 928 (2002).
8. В. В. Голиков, Е. Н. Кулагин, Ю. В. Никитенко, Краткие сообщения ОИЯИ, №9-85, Дубна, 1985, с. 26.
9. В. И. Морозов, М. И. Новопольцев, Ю. Н. Панин и др., *Письма в ЖЭТФ* **46**, 301 (1987).
10. H. Rauch, M. Zawisky, Ch. Stellmach, and P. Geltenbort, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4955 (1999).
11. J. Felber, R. Gähler, and R. Golub, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5667 (2000); H. Rauch, M. Zawisky, Ch. Stellmach, and P. Geltenbort, *ibid.*, p. 5668.
12. M. Lax, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 287 (1951); *Phys. Rev.* **85**, 621 (1952).
13. А. И. Франк, В. Г. Носов, *ЯФ* **58**, 453 (1995).
14. И. В. Бондаренко, С. Н. Балашов, П. Гелтенборг и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 741 (1998).
15. A. Steyerl, H. Nagel, F. Schriber et al., *Phys. Lett. A* **116**, 347 (1986).
16. I. V. Bondarenko, A. I. Frank, S. N. Balashov et al., *NIM A* **440**, 591 (2000).
17. A. I. Frank, S. N. Balashov, I. V. Bondarenko et al., *Physics Letters A* **311**, 6 (2003).
18. А. И. Франк, П. Гелтенборг, Г. В. Кулин, А. Н. Стрепетов, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 224 (2003).
19. А. И. Франк, П. Гелтенборг, Г. В. Кулин и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 541 (2005).
20. А. А. Серегин, *ЖЭТФ* **73**, 1634 (1977).
21. K.-A. Steinhauser, A. Steyerl, H. Schechenkofer, and S. S. Malik, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1306 (1980).
22. Ю. Н. Покотилловский, А. Д. Стойка, И. Г. Шелкова, *ПТЭ* №1, 62 (1980).
23. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов и др., *ЯФ* **62**, 775 (1999).