

Эффект ускоряющейся среды в нейтронной оптике

А. И. Франк¹⁾, П. Гелтенборт²⁾, Г. В. Кулин, Д. В. Кустов[□], В. Г. Носов*, А. Н. Стрелетов*

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

⁺Institut Laue Langevin, 38042 Grenoble Cedex 9, France

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

[□]Институт ядерных исследований, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 21 августа 2006 г.

Сообщается о результатах эксперимента по наблюдению нового нейтронно-оптического эффекта. Экспериментально показано, что при прохождении нейтрона через преломляющий образец, движущийся с ускорением, его энергия меняется. Величина эффекта находится в качественном согласии с теоретическими предсказаниями. Эксперимент поставлен с ультрахолодными нейтронами, а величина передаваемой энергии составляла $\pm 2 \cdot 10^{-10}$ эВ.

PACS: 03.75.Be

Введение. Среди большого разнообразия работ по нейтронной оптике несколько особое положение занимают исследования взаимодействия нейтронов с движущимся веществом [1–8]. Основным результатом этих работ состоит в том, что равномерное поступательное движение образца приводит к изменению фазы прошедшей волны, что является единственным наблюдаемым в принципе явлением. Заметим, что изучение только случая равномерного движения способствовало появлению обманчивого впечатления, будто бы нейтрону вообще достаточно выйти из вещества наружу, чтобы обрести прежнее, первичное значение его энергии. Случай же произвольного движения образца долгое время оставался неисследованным.

Исключение составляет работа Микерова [9]. Анализируя возможность наполнения ловушки для ультрахолодных нейтронов (УХН) без ее разгерметизации, автор предложил использовать мембрану, движущуюся по гармоническому закону по и против движения УХН. При этом было найдено, что энергия УХН после прохождения колеблющейся пленки должна меняться. Будучи неопубликованным, этот результат долгое время оставался неизвестным.

Спустя много лет появилась работа Ковальского [10], целью которой было предложение проверки принципа эквивалентности в нейтронном эксперименте нового типа. Он рассмотрел вопрос о прохождении нейтронов через материальный слой, движущийся с постоянным ускорением.

Апеллируя главным образом ко времени распространения нейтронов от источника до детектора, автор пришел к выводу, что на выходе из пластинки энергия нейтрона отличается от начальной на величину

$$\Delta E \cong mwd \frac{1-n}{n}. \quad (1)$$

Здесь m – масса нейтрона, w – ускорение пластинки, направленное по скорости нейтрона, d – толщина пластинки, n – показатель преломления вещества пластинки. Позднее этот же результат был получен иным методом в работе [11]. Вопрос о фазе волны, прошедшей через ускоряющийся образец, рассматривался в работах [12, 13].

В настоящей работе мы сообщаем результаты первого эксперимента по наблюдению изменения энергии УХН при прохождении через вещество, движущееся с ускорением. Более полное описание опыта содержится в [14].

Элементарная теория. Следуя работе [11], будем подходить к задаче о прохождении нейтронов через ускоряющийся слой как к нейтронно-оптической, оставляя в стороне ее связь с принципом эквивалентности. При взаимодействии с произвольно движущимся веществом нейтрон находится в переменных внешних условиях, и задача, вообще говоря, является нестационарной. Соответствующие квантовые эффекты могут быть весьма значимыми [15, 16]. Однако во многих случаях, включая рассматриваемый, корректным является и классический подход, крите-

¹⁾e-mail: frank@nf.jinr.ru

²⁾P. Geltenbort.

рием справедливости которого является выполнение условия

$$E(t) \gg \hbar/\tau, \quad (2)$$

где τ – оценка величины некоторого характерного времени, за которое существенно меняется переменное слагаемое $E(t)$ энергии нейтрона. Примем, что общепринятый закон дисперсии нейтронных волн в веществе [17]

$$k_i^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \quad b = \text{const}, \quad (3)$$

остается справедливым и в случае, когда вещество движется с ускорением. Здесь ρ – пространственная плотность рассеивающих ядер в веществе, b – средняя по объему их когерентная длина рассеяния, k_i и k_0 – волновые числа нейтрона в среде и в вакууме соответственно. Как следует из (3), квадрат скорости нейтрона изменяется на границе вещества на некоторую постоянную и характерную для данного вещества величину

$$v_b^2 = \frac{4\pi\hbar^2}{m^2}\rho b. \quad (4)$$

Рассмотрим плоскопараллельный слой вещества, ограниченный поверхностями 1 и 2 и движущийся с ускорением w . Пусть на него падают нейтроны со скоростью v_0 . Для упрощения задачи положим, что при вхождении в слой в момент $t = t_1$ нейтрон оказывается в мгновенно покоящейся еще материи. После пересечения границы вещества скорость нейтрона в соответствии с (3), (4) определяется соотношением $v_i^2 = v_0^2 - v_b^2$. По достижении нейтроном поверхности 2 в момент $t = t_2$ скорость слоя равна уже V_2 . В системе координат, движущейся со скоростью V_2 , имеем:

$$v'_i = v_i - V_2, \quad v'^2_f = v_i^2 + v_b^2, \quad (5)$$

где v'_f – скорость нейтрона после выхода из вещества. Возвращаясь в лабораторную систему, получаем для скорости нейтрона

$$v_f = V_2 + \sqrt{v_0^2 + V_2^2 - 2V_2\sqrt{v_0^2 - v_b^2}}. \quad (6)$$

Решая теперь квадратное уравнение для времени контакта нейтрона с поверхностью 2, находим V_2 , и в результате получаем окончательно

$$v_f = \sqrt{v_0^2 - v_b^2} - \sqrt{v_0^2 - v_b^2 - 2wd} + \sqrt{v_0^2 - 2wd}, \quad (7)$$

где d – толщина слоя.

Замечая, что $v_0^2 - v_b^2 = v_i^2$, и определив обычным образом величину показателя преломления $n = k_i/k_0$,

полагаем, что ускорение не слишком велико. Для изменения скорости тогда имеем

$$v_f - v_0 = \frac{wd}{v_0} \left(\frac{1}{n} - 1 \right), \quad wd \ll v_0^2, v_i^2. \quad (8)$$

Считая его малым и вычисляя изменение энергии в соответствии с

$$\varepsilon_f - \varepsilon_0 \cong mv_0(v_f - v_0), \quad (9)$$

приходим, наконец, к формуле (1).

Условиям реалистического эксперимента в наибольшей степени отвечает случай, когда образец колеблется по гармоническому закону

$$\xi(t) = A \sin \Omega t, \quad (10)$$

где ξ – линейное смещение слоя. Условие квазиклассичности (2) в этом случае имеет вид $E(t) \gg \hbar\Omega$. Если время пролета через образец много меньше периода колебаний, а скорость образца много меньше скорости нейтрона, то изменение энергии нейтрона выражается следующим образом [11]:

$$\Delta E \cong -m A \Omega^2 d \frac{1-n}{n} \sin \Omega t, \quad \Omega \ll \frac{v_i}{d}. \quad (11)$$

Экспериментальная установка и идея опыта. Эксперимент был выполнен на источнике холодных и ультрахолодных нейтронов Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) [18]. Общий вид экспериментальной установки представлен на рис.1. Она представляла собой модифицированный спектрометр [19, 20]. УХН поступали в основную часть прибора, проходя через цилиндрический коридор с внешним и внутренним диаметрами 105 и 130 мм, соответственно. На выходе из коридора был расположен монохроматор 1, в качестве которого использовался нейтронный интерференционный фильтр – нейтронный аналог интерферометра Фабри–Перо [19]. Он пропускал УХН с узким спектром вертикальных скоростей, имевшим максимум при 4.52 м/с и полуширину 0.085 м/с. В непосредственной близости к монохроматору и ниже его располагался образец 2 – кремниевая пластина толщиной 0.6 мм, которую можно было приводить в гармоническое движение с помощью специального привода 3. Частота колебаний пластины составляла 40 Гц. Переменное ускорение образца непрерывно контролировалось пьезоэлектрическим датчиком и достигало величины 75 м/с².

Пройдя монохроматор и образец, нейтроны попадали в вертикальный зеркальный нейтронный канал, внутри которого имелся второй фильтр – анализатор 4, положение которого можно было менять по высоте.

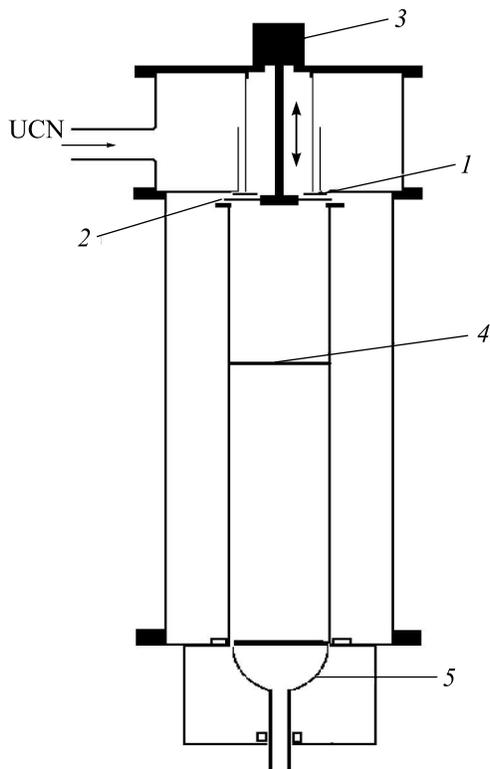


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Ниже анализатора располагался сцинтилляционный детектор УХН 5. На всем пути нейтроны ускорялись в гравитационном поле, меняя свою энергию на величину 1.026 нэВ на 1 см высоты. Поэтому, чтобы система из двух разнесенных по высоте фильтров пропускала нейтроны, энергетическое положение их линий пропускания должно было быть различным. Максимумы линий пропускания монохроматора и анализатора соответствовали энергиям 107 и 127 нэВ .

Зависимость скорости счета от расстояния между фильтрами качественно иллюстрируется рис.2. Отметим, что при смещении анализатора по высоте на величину Δh энергия нейтрона в месте его контакта с анализатором меняется на $mg\Delta h$. Таким образом, перемещение анализатора эквивалентно сканированию по энергии. Соответственно, изменение энергии нейтрона на пути между фильтрами, возникшее по какой-либо иной причине помимо гравитации, эквивалентно смещению по кривой пропускания, что также приводит к изменению скорости счета. В нашем случае знакопеременное изменение энергии нейтронов было обусловлено прохождением через образец, движущийся с переменным ускорением. Этот эффект приводил к периодической вариации скорости счета, как показано пунктиром на

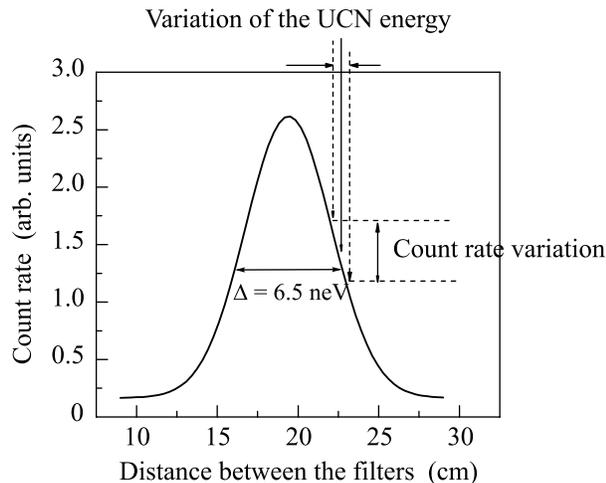


Рис.2. Зависимость скорости счета от расстояния между фильтрами (кривая сканирования) и принцип детектирования периодического изменения энергии

рис.2. Максимальное изменение энергии УХН, определяемое формулой (1), составляло при этом примерно 0.2 нэВ .

К сожалению, эффект ускоряющегося вещества не являлся единственным источником модуляции скорости счета. Дело в том, что при движении пластины меняется не только ее ускорение $w(t) = -A\Omega^2 \sin(\Omega t)$, но и скорость $V(t) = A\Omega \cos(\Omega t)$. Периодическое изменение относительной скорости нейтрона и пластины приводило к изменению прозрачности образца и тем самым модулировало интенсивность с относительной амплитудой около 8% . Таким образом, скорость счета детектора определялась произведением

$$I = I_0 [1 + a \sin(\Omega t)] \cdot [1 - b \cos(\Omega t)] \approx \\ \approx I_0 [1 + a \sin(\Omega t) - b \cos(\Omega t)], \quad a, b \ll 1, \quad (12)$$

где мы пренебрегли пока конечным временем пролета нейтрона от образца до детектора. При этом относительное изменение интенсивности имеет вид

$$P(t) = \frac{I(t)}{I_0} = 1 - B \cos(\Omega t + \alpha), \quad (13) \\ B = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{a}{B}\right).$$

Амплитуда a , определяемая ускорением образца, пропорциональна производной кривой сканирования и зависит от положения анализатора. В максимуме этой кривой $a = 0$, и осцилляция интенсивности определяется только скоростным эффектом в пропускании с амплитудой b .

Формулы (13) фактически определяют стратегию эксперимента. Измерив фазу модуляции интенсивности

ности при различных положениях анализатора, можно, зная кривую сканирования, определить величину периодического изменения энергии нейтрона при прохождении через ускоряющийся образец.

В эксперименте измерялись фаза и амплитуда модуляции скорости счета при различных положениях фильтра-анализатора. Зависимость скорости счета от времени фиксировалась на временном интервале, равном периоду колебаний. Начало шкалы отсчета задавалось генератором, управлявшим движением образца. Полученные данные нормировались на величину усредненной скорости счета и фитировались функцией $f(t) = 1 + B \sin(\Omega t - \varphi)$. На рис.3 приведены

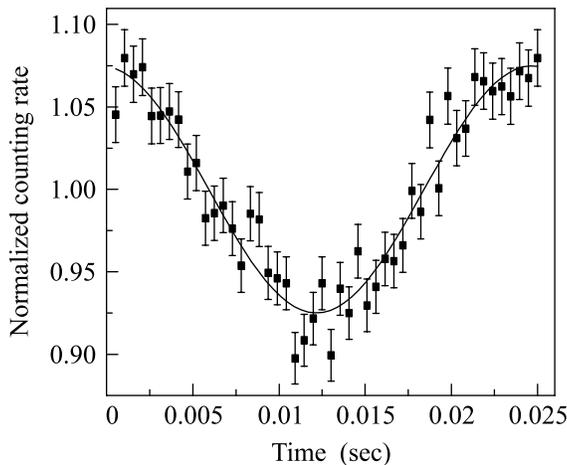


Рис.3. Осцилляция скорости счета при прохождении нейтронов через колеблющуюся пластинку. Сплошная линия – аппроксимирующая синусоида

результаты одного из таких измерений вместе с аппроксимирующей их синусоидой.

Взаимное расположение фильтров и время пролета нейтронов. В формулах (12) и (13) не учитывалось конечное время пролета нейтронов, а фазовый угол Ωt соответствовал фазе движения образца. Для учета конечности времени пролета следует заменить в них фазу Ωt на величину $\Omega(t + \tau_f)$, где τ_f – усредненное по спектру время пролета от образца до детектора. Отметим, что в нашем эксперименте время пролета $\tau_f \approx 0.14$ с в несколько раз превосходило период колебания пластинки $T \approx 0.025$ с.

Существенно, что среднее время пролета τ_f и, стало быть, регистрируемая детектором фаза зависят от эффективного спектра нейтронов. Последний зависит от положения анализатора и определяется функцией пропускания пары фильтров, разнесенных по высоте на величину h :

$$F(E) = f(E) \cdot g(E - mgh), \quad (14)$$

где $f(E)$ и $g(E)$ – функции пропускания монохроматора и анализатора, соответственно. Таким образом, фаза осцилляции скорости счета φ , отсчитанная от известной фазы движения образца Ωt , представляет собой сумму двух членов, оба из которых зависят от расстояния между фильтрами h :

$$\varphi(h) = \Omega \cdot \tau_f(h) + \alpha(h). \quad (15)$$

При этом целью измерений в соответствии с (13) являлось определение $\alpha(h)$. Первое же слагаемое должно быть определено независимым образом.

Для решения этой задачи необходимо было поставить “нулевой” опыт, в котором все элементы установки работали бы так же, как и в основном эксперименте, а эффект ускоряющегося образца исключался. Наилучшим образом это можно было бы сделать, поменяв местами монохроматор и образец. К сожалению, осуществить эксперимент в точности таким образом оказалось затруднительным, и “нулевой” эксперимент был поставлен с иным фильтром, который, как мы полагаем, был идентичен фильтру-монохроматору основного опыта (детали см. в [14]). Этот фильтр был укреплен на 3 см ниже колеблющегося образца. Измерения фазы осцилляции скорости счета проводились в точках, соответствующих максимуму кривой сканирования и максимальным значениям ее производной. Поскольку в этом опыте монохроматор располагался ниже, чем в основном эксперименте, то и энергия нейтронов была меньше, чем в рабочих условиях, что несколько увеличивало время пролета. Соответствующая поправка к фазе была внесена расчетом, а полученная таким образом зависимость фазы от положения анализатора представлена прямой 1 на рис.4.

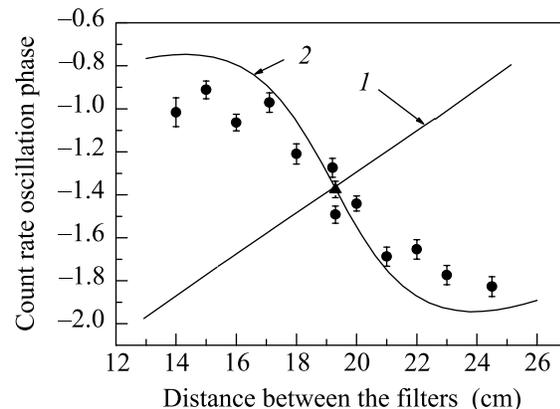


Рис.4. Результаты измерения фазы осцилляции скорости счета в зависимости от расстояния между фильтрами

Основные результаты. Результаты измерения фазы модуляции скорости счета в зависимости от расстояния между фильтрами представлены на рис.4. На этом же рисунке приведен результат упоминаемого выше “нулевого опыта” – прямая 1. Она отражает зависимость фазы от положения монохроматора в отсутствие эффекта ускорения. Приведен также результат измерения фазы без монохроматора (треугольный символ). Сплошная линия 2 – результат модельного расчета, в котором скоростная зависимость фазы 1 использована в качестве калибровки. Очевидно, что экспериментальные результаты качественно соответствуют теории и категорически противоречат гипотезе об отсутствии эффекта.

Заключение. Выше приведено описание первого эксперимента по наблюдению нового нейтронно-оптического эффекта, состоящего в изменении энергии нейтрона при его прохождении через преломляющий образец, движущийся с ускорением. Экспериментальные данные свидетельствуют о существовании эффекта, в качественном согласии с предсказанием теории. Вместе с тем, методические возможности эксперимента далеко не исчерпаны и позволяют существенно улучшить в будущем точность измерений, что представляется нам достаточно важным. Напомним, что изложенная в [11] теория основана на предположении о справедливости закона дисперсии нейтронных волн (3) в среде, движущейся с ускорением. Вместе с тем, это предположение не является достаточно очевидным.

Отметим еще одно немаловажное обстоятельство. Оно состоит в универсальности эффекта. Дело в том, что понятие показателя преломления может быть введено для волн самой разнообразной природы. Единственным требованием здесь является наличие в среде рассеивающих центров. Таким образом, частицы любой природы должны менять свою энергию после прохождения через ограниченный в пространстве объем среды, движущейся с ускорением. Проявление эффекта линейного ускорения вещества в оптике рассматривалось ранее в работе [21].

Авторы благодарны Кристиану Плонка (Christian Plonka) за помощь в эксперименте. Один из авторов

(А.И.Ф.) считает своим приятным долгом поблагодарить Е.И. Каца, дискуссия с которым в значительной степени стимулировала появление настоящей работы.

1. M. A. Horn and A. Zeilinger, *Neutron Interferometry*, Eds. U. Bonse and H. Rauch, Clarendon Press, Oxford, 1979, p. 350.
2. A. G. Klein, G. I. Opat, A. Cimmino et al., *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1551 (1981).
3. M. Arif, H. Kaiser, S. A. Werner et al., *Phys. Rev. A* **31**, 1203 (1985).
4. U. Bonse and A. Rump, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2411 (1986).
5. M. Arif, H. Kaiser, R. Clothier et al., *Phys. Rev. A* **39**, 931 (1989).
6. M. A. Horne, A. Zeilinger, A. G. Klein, and G. I. Opat, *Phys. Rev. A* **28**, 1 (1983).
7. V. F. Sears, *Phys. Rev. A* **32**, 2524 (1985).
8. U. Bonse and A. Rump, *Phys. Rev. A* **37**, 1059 (1988).
9. В.И. Микеров, *Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук*, Физический институт им. Лебедева, Москва, 1977, стр. 105–108.
10. F. V. Kowalski, *Phys. Lett. A* **182**, 335 (1993).
11. В.Г. Носов, А.И. Франк, *Ядерная физика* **61**, 686 (1998).
12. K. C. Littrell, S. A. Werner, and B. E. Allman, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, Suppl A, 98 (1996).
13. F. V. Kowalski, *Phys. Rev. A* **51**, 120 (1995).
14. А.И. Франк, П. Гелтенборт, Д.В. Кустов и др., *Сообщения ОИЯИ*, P3-2006-113.
15. A. Pimpale, S. Holloway, and R. J. Smith, *Jour. Phys. A* **24**, 3533 (1991).
16. J. Felber, R. Gahler, C. Rauch, and R. Golub, *Phys. Rev. A* **53**, 319 (1996).
17. L. L. Foldy, *Phys. Rev.* **69**, 107 (1945).
18. A. Steyerl, H. Nagel, F. Schriber et al., *Phys. Lett. A* **116**, 347 (1986).
19. И.В. Бондаренко, В.И. Боднарчук, С.Н. Балашов и др., *Ядерная физика* **62**, 775 (1999).
20. I. V. Bondarenko, A. I. Frank, S. N. Balashov et al., *NIM A* **440**, 591 (2000).
21. K. Tanaka, *Phys. Rev. A* **25**, 385 (1982).