

# Квантовая временная линза для ультрахолодных нейтронов

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

Объединенный Институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московской обл., Россия

<sup>†</sup>Institute Laue Langevin, BP 156 - 38042, Grenoble Cedex 9, France

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

Поступила в редакцию 5 мая 2003 г.

После переработки 17 июля 2003 г.

Экспериментально продемонстрирована осуществимость временной линзы для ультрахолодных нейтронов – временного аналога зонной пластинки. Изменение энергии нейтронов достигалось путем чисто квантового эффекта – фазовой модуляции нейтронной волны с переменной частотой модуляции. В качестве модулятора использовалась фазовая дифракционная решетка с переменным пространственным периодом, движущаяся поперек пучка.

PACS: 03.75.Be

*Квантовые эксперименты в нейтронной оптике и временная фокусировка нейтронов.* В последние годы был осуществлен ряд экспериментов<sup>3)</sup> по нестационарному воздействию на медленные нейтроны [1–6] и холодные атомы [7–9]. Как известно, отличительной особенностью нестационарного взаимодействия является изменение энергии состояния. В отсутствие полей изменение энергии медленной частицы означает изменение её классической скорости. В работе [10] обсуждалась возможность использования этого обстоятельства для создания нейтронной временной линзы и фокусировки нейтронов во времени. Ниже мы приводим результаты первого эксперимента, демонстрирующего осуществимость этой идеи.

Рис.1 поясняет принцип временной фокусировки [10]. Пусть в момент времени  $t = 0$  из точки  $x = 0$  в положительном направлении оси  $X$  вылетают нейтроны, скорости которых  $v$  распределены в некотором интервале величин. Соответственно, время их прихода в точку наблюдения  $x = L$  также распределено в некотором интервале значений. Фокусировка во времени означает выполнение условия одновременности прихода нейтронов в точку наблюдения. Для обеспечения этого условия необходимо определенным образом воздействовать на скорость нейтрона с помощью некоторого устройства – временной линзы, располо-

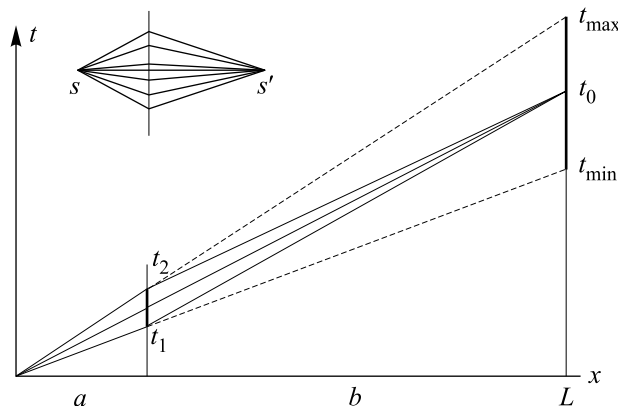


Рис.1. Идея временной фокусировки

женной в точке  $x = a$ , так, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{a}{v_a} + \frac{b}{v_b} = t_0, \quad a + b = L. \quad (1)$$

Здесь  $v_a$  и  $v_b$  – скорость нейтрона до и после линзы, соответственно, а  $t_0$  – полное время пролета. Условие фокусировки (1) выполнится, если временная линза обеспечит передачу нейтрону энергии:

$$\Delta E(t) = \frac{m}{2} = \left| \left( \frac{b}{t_0 - t} \right)^2 - \left( \frac{a}{t} \right)^2 \right|, \quad t = \frac{a}{v_a}. \quad (2)$$

Разумеется, длительность импульса любого реального источника не бесконечно мала, а имеет некоторую конечную величину  $\tau$ . Длительность импульса в точке регистрации  $\Theta$  (временного изображения) также конечна. По аналогии с геометрической оптикой можно ввести понятие временного увеличения

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

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

<sup>3)</sup>Краткий обзор теоретических работ, относящихся к данному предмету, можно найти, например, в [6].

$M$ . При относительно небольшой передаче энергии  $|\Delta E| \ll E$  имеет место формула тонкой линзы [10]:

$$M = \Theta/\tau = -b/a. \quad (3)$$

Сходные результаты были получены в работе [11] применительно к временной фокусировке атомных пучков. Что касается возможности фокусировки нейтронов во времени, то она представляется весьма важной в связи с давно обсуждаемой проблемой накопления ультрахолодных нейтронов (УХН), генерируемых импульсным источником [12, 13] (подробнее см. [10]).

**Квантовый модулятор как временная линза.** Роль временной линзы может играть квантовый модулятор. Под последним понимается устройство, периодически, с периодом  $T$ , воздействующее на амплитуду или фазу начальной плоской волны. На малых расстояниях от него волновая функция имеет вид

$$\Psi(x, t) \cong f(t)e^{i(k_0x - \omega_0t)}, \quad k_0^{-1} < x \ll vT, \quad (4)$$

а состояние во всем правом полупространстве представляет собой нестационарную суперпозицию волн, каждая из которых имеет энергию  $\eta\omega_n$  и соответствующее волновое число  $k_n$  [14],

$$\Psi(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i(k_n x - \omega_n t)}, \quad x > 0, \quad (5)$$

где

$$\omega_n = \omega_0 + n\Omega, \quad k_n \cong k_0(1 + n(\gamma/2)), \quad \gamma = \Omega/\omega_0 \ll 1. \quad (6)$$

$\Omega = 2\pi/T$ , а амплитуды  $c_n$  есть коэффициенты разложения функции модуляции  $f(t)$  в ряд Фурье по частотам  $n\Omega$ . В некотором смысле действие модулятора аналогично действию обычной дифракционной решетки. Различие состоит в том, что обычная дифракция описывается фурье-преобразованием переменных  $x \leftrightarrow k$ , в то время как в случае модулятора речь идет о взаимном преобразовании величин  $t \leftrightarrow \omega$ .

Для достижения эффекта фокусировки слишком быстрые нейтроны, достигшие линзы за время, меньшее, чем  $t_c = t_0 a/L$ , необходимо замедлить, а остальные ускорить (см. рис.1). Поскольку все волны в суперпозиции (5) имеют различающиеся энергии и волновые числа  $k_n$ , то очевидно, что в каждый момент времени только одна из них может удовлетворять условию фокусировки (2). Таким образом, в формировании временного изображения в каждый момент времени участвует волна только одного (ненулевого)

порядка, а остальные создают фон. Такая же ситуация имеет место в рентгеновской оптике [15], где в качестве линзы широко используется зонная пластинка.

Наибольшей интенсивностью обычно обладают волны наименьшего порядка. Если использовать волны первого порядка, то временной закон изменения частоты определяется выражением  $\Omega(t) = \Delta E(t)/\eta$ , где  $\Delta E(t)$  дается формулой (2). При этом в течение первой половины времени полезными являются волны  $-1$  порядка, а остальное время  $+1$ -го. Предпочтительно использовать фазовую модуляцию, когда  $f(t) = \exp[i\varphi(t)]$ . При этом модулятор воздействует только на фазу прошедшей волны, не уменьшая полную интенсивность. Практически удобна модуляция фазы на  $\pi$  через каждые полпериода. В этом случае коэффициенты Фурье в суперпозиции (5) равны

$$c_n = 2/i\pi n, \quad n = 2s - 1, \quad (7)$$

поэтому в результирующем спектре отсутствуют волны всех четных порядков, включая нулевой. Интенсивность волн первого порядка равна при этом  $|c_1|^2 \approx 0.4$ .

Поскольку нас интересует только изменение энергии частицы, то фазы модуляции в различных точках сечения пучка могут и отличаться. Поэтому в [10] обсуждалась, в частности, возможность использования в качестве модулятора фазовой дифракционной решетки, движущейся поперек пучка. Возникающие при этом физические явления теоретически исследовались ранее [14, 16]. Было показано, что при достаточно большой скорости решетки  $V$  и не слишком малой величине пространственного периода решетки  $a$  ( $\alpha k \gg 1$ ) действие решетки вполне аналогично действию модулятора с частотой модуляции  $V/a$ . Эффект квантования энергии при дифракции ультрахолодных нейтронов на движущейся фазовой решетке недавно наблюдался экспериментально [6].

**Описание эксперимента и результаты.** Мы ставили своей задачей продемонстрировать осуществимость временной линзы, действие которой основано на квантовой модуляции нейтронной волны. Обсуждавшийся выше рис.1 соответствует формированию временного изображения точечного источника. Для демонстрации работоспособности линзы можно фокусировать и параллельные лучи, идущие от бесконечно удаленного источника. В координатно-временном представлении такой схеме опыта соответствуют монохроматические нейтроны, исходящие из стационарного источника (см. рис.2). При этом равномерное во времени (но, разумеется, статистическое) распределение исходных нейтронов преобразуется и

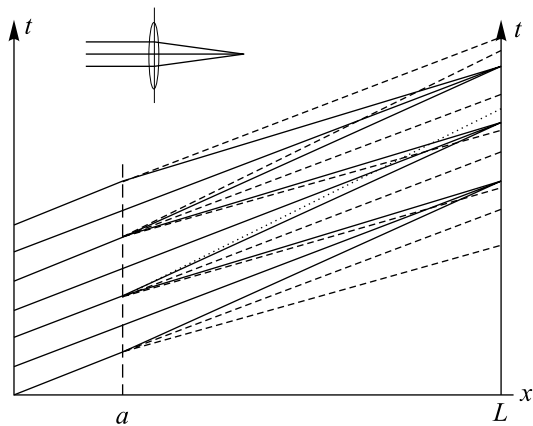


Рис.2. Координатно-временная схема эксперимента с временной линзой

в точке детектирования  $L$  возникает временная группировка нейтронов. При этом линза может работать в циклическом режиме, фокусируя нейтроны, поступившие в прибор в течение некоторого периода времени  $T_{\text{cycl}}$ . На рисунке представлено три таких цикла. Именно такая схема и была реализована в эксперименте.

Активное воздействие на энергию нейтронов обеспечивалось дифракцией на вращающейся фазовой решетке. Решетка была приготовлена литографическим методом на кремниевом диске диаметром 152 мм и толщиной 0.6 мм. В своей периферической области она имела радиальные штрихи-канавки. Из-за преломления в кремнии фазы нейтронных волн, прошедших через соседние элементы решетки (канавка и выступ), различались. Это различие,  $\Delta\varphi$ , определяется формулой

$$\Delta\varphi = k(1 - n)d. \quad (8)$$

Здесь  $k$  есть волновое число,  $n$  – показатель преломления, а  $d$  – глубина канавки. Последняя составляла 0.14 мкм, что соответствовало разности фаз  $\Delta\varphi = \pi$ . При вращении решетки фаза прошедшей волны модулировалась в каждой точке сечения пучка с частотой  $\Omega = 2\pi V/\alpha$ . В результате вместо монохроматических нейтронов возникал дискретный спектр (5), (6) с амплитудами парциальных волн, определяемыми формулой (7).

Эксперимент был выполнен на источнике холодных и ультрахолодных нейтронов Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) [17]. Общий вид экспериментальной установки показан на рис.3. Она представляла собой модифицированный спектрометр [18, 19]. УХН поступали в основную часть прибора, проходя через цилиндрический коридор с внешним и внутренним диаметрами 110 и 130 мм, соответствен-

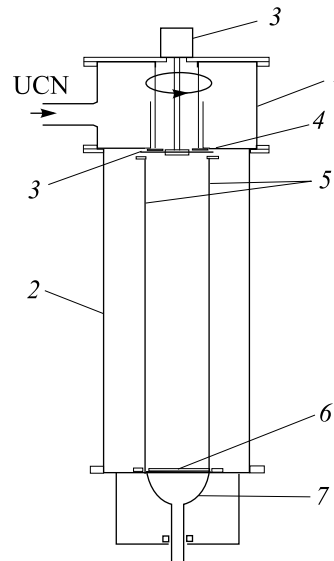


Рис.3. Схема экспериментальной установки: 1 – камера предварительной очистки спектра, 2 – вакуумный кожух, 3 – вращающаяся решетка, 4 – фильтр-монокроматор, 5 – нейтронный канал, 6 – сцинтиллятор, 7 – фотоумножитель

но. На выходе коридора был расположен монохроматор. В качестве такового использовался нейтронный интерференционный фильтр – нейтронный аналог интерферометра Фабри-Перо [20, 18]. Он пропускал УХН с узким спектром вертикальных скоростей, имевшем максимум при 4.52 м/с и полуширину 0.085 м/с.

Большая часть выходного сечения коридора была перекрыта диафрагмой, имевшей окно с угловым размером  $30^\circ$ . Пройдя это окно, монохроматические нейтроны попадали на решетку, которая с помощью мотора могла вращаться вокруг вертикальной оси. Частота вращения решетки составляла 5820 об/мин, а ее линейная скорость в месте прохождения нейтронов была около 36 м/с.

Расстояние между штрихами решетки было рассчитано таким образом, чтобы пространственная частота  $\nu$  (величина, обратная расстоянию между штрихами) линейно зависела от азимутального угла на поверхности решетки (см. рис.4), меняясь от величины  $\sim 2000 \text{ рад}^{-1}$  до  $\sim 130 \text{ рад}^{-1}$ . В области решетки, где расчетная угловая частота была меньше, чем  $130 \text{ рад}^{-1}$ , структура отсутствовала.

Поскольку решетка вращалась, то в каждый момент времени нейтроны проходили через небольшой участок решетки, характеризующийся своим периодом и, соответственно, своей частотой модуляции. При постоянной скорости вращения частота модуля-

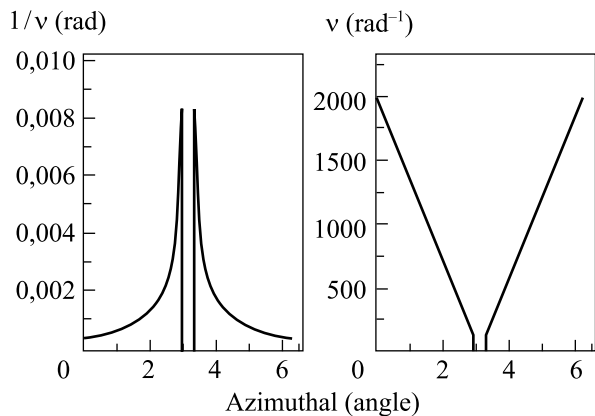


Рис.4. Зависимость углового расстояния между штрихами решетки (слева) и обратной ей величины – пространственной частоты (справа), от азимутального угла на поверхности решетки

ции оказывалась, таким образом, переменной, обеспечивая условие фокусировки в течение времени оборота решетки, составлявшего цикл измерений. При этом во время первой половины цикла фокусировались нейтроны, потерявшие в линзе энергию, с  $\Delta E(t) = -\eta\Omega(t)$ , а во второй половине цикла фокусировались ускоренные нейтроны с  $\Delta E(t) = +\eta\Omega(t)$ . Нейтроны, отвечающие высшим порядкам, являлись фоновыми. Максимальная частота модуляции достигала величины  $\Omega_{\max} = 1.5 \cdot 10^7$  рад/с, что соответствовало передаче энергии  $\Delta E_{\max} = 10$  нэВ.

Зеркальный нейтронотвод, расположенный ниже решетки, транспортировал УХН к сцинтилляционному детектору. Расстояние от монохроматора до детектора (пролетная база) составляло 70 см а время пролета монохроматических нейтронов было примерно  $140 \text{ мс}^4$ .

Измерения велись в режиме времени пролета. Мотор, вращающий решетку, был снабжен датчиком, вырабатывающим стандартный импульс в определенной фазе его вращения. Измерялось время между этим стандартным импульсом и моментом детектирования.

На рис.5 представлено экспериментальное распределение моментов прихода нейтронов в детектор. График построен во временной шкале, равной времени оборота решетки. Ясно видно, что распределение моментов регистрации отнюдь не равномерно, а имеет выраженный пик, свидетельствующий о наличии

<sup>4</sup> Это время, так же как и энергетический спектр нейтронов после монохроматора, было измерено в отдельном опыте. Его описание мы здесь не приводим.

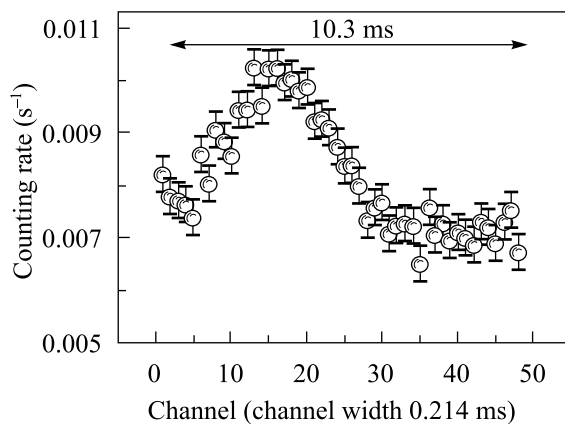


Рис.5. Пик временной фокусировки – распределение моментов детектирования нейтронов на временной шкале, равной длительности одного оборота решетки

эффекта фокусировки. Напомним, что моменты поступления нейтронов в прибор совершенно случайны.

Измерения были проведены для нескольких значений частоты вращения решетки. При уменьшении частоты положение пика смещалось. Одновременно пик уширялся, уменьшаясь по высоте, а при частоте вращения менее 2000 об/мин он исчезал вовсе. Эффективность фокусировки составила примерно 17% при предельно возможной величине в 40%, отвечающей расчетной интенсивности волн первого порядка. Пониженная эффективность фокусировки обусловлена, вероятно, недостаточным качеством решетки, о чем свидетельствуют и результаты тестовых экспериментов.

В дальнейшем мы надеемся увеличить эффективность описанной выше линзы, основанной на фазовой  $\pi$ -модуляции. По-видимому, возможно также создание линзы с эффективностью, приближающейся к 100%. Этому условию отвечает функция модуляции  $f(t) = \exp[i\varphi(t)]$ , где  $\varphi = 2\pi(t/T)$ ,  $T$  – период, а  $0 < t < T$ .

*Краткое обсуждение результатов.* Мы привели описание нового эксперимента в области квантовой нейтронной оптики. Эксперименты такого рода носят обычно демонстрационный характер. Мы уже высказывали мнение [6], что важность демонстрационных экспериментов отнять не исчерпывается их несомненно высоким педагогическим значением. Не менее существенно, что такие работы могут стимулировать развитие новых методов и устройств, основанных на квантовых принципах. Представляется, что настоящая работа демонстрирует справедливость этого утверждения.

В работах [14, 16] теоретически исследовалось действие квантового модулятора и предсказывался эффект квантования энергии при дифракции на движущейся решетке. Позже была высказана идея временной линзы для нейтронов [10], причем возможность использования с этой целью нестационарных квантовых эффектов относилась к разряду экстравагантных. Недавно эффект квантования энергии при дифракции на движущейся решетке был продемонстрирован в эксперименте [6]. В заключении этой статьи мы писали: “Мы полагаем, что этот впервые наблюдаемый эффект может быть использован для управляемого изменения энергии нейтронов в иных экспериментах. Идея фокусировки нейтронов во времени выглядит теперь более реалистической”. В настоящей работе осуществимость квантовой нейтронной линзы продемонстрирована в эксперименте. Таким образом, сделан шаг от предсказания и демонстрации эффекта к его практическому применению.

По-видимому, продолжая совершенствовать методы временной фокусировки, можно уже думать об использовании временной линзы для создания интенсивного источника УХН [11, 12, 10].

Авторы благодарны В. Г. Носову и Е. Кацу за весьма плодотворные обсуждения и В. Ю. Кирееву за помощь в изготовлении дифракционных решеток. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17172 и INTAS # 00-00043.

1. G. Badurek, H. Rauch, and D. Tuppinger, *Phys. Rev.* **A34**, 2600 (1986).
2. J. Summhammer, K. A. Hamacher, H. Kaiser et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3206 (1995); J. Summhammer, *Phys. Rev.* **A54**, 3155 (1996).

3. J. Felber, R. Gähler, C. Rausch, and R. Golub, *Phys. Rev.* **A53**, 319 (1996).
4. Th. Hils, J. Felber, R. Gähler et al., *Phys. Rev.* **A58**, 4784 (1998).
5. E. Iolin, B. Farago, F. Mezei et al., *Physica* **B241-243**, 1213 (1998).
6. A. I. Frank, S. N. Balashov, I. V. Bondarenko et al., *Phys. Lett.* **A311**, 6 (2003).
7. A. Stean, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995).
8. P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996).
9. S. Bernet, M. K. Oberthaler, R. Abfalterer et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5160 (1996).
10. A. Frank and R. Gähler, *IV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei ISINN-4*, JINR E3-96-336, Dubna, 1996, p. 308; А. И. Франк, Р. Гэйлер, *ЯФ* **63**, 605 (2000).
11. M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, and A. M. Steane, *Phys. Rev.* **A53**, 3369 (1996).
12. Ф. Л. Шапиро, *Нейтронные исследования*, М.: Наука, 1976, с. 229.
13. H. Rauch, *Nucl. Instr. Meth.* **A491**, 478 (2002).
14. А. И. Франк, В. Г. Носов, *ЯФ* **57**, 1029 (1994).
15. G. Schmahl and D. Rudolph, (Eds), *X-ray microscopy*, Springer Series in Optical Science v. **43**. Springer-Verlag, 1984.
16. A. I. Frank and V. G. Nosov, *Phys. Lett.* **A188**, 120 (1994).
17. A. Steyerl, H. Nagel, F. Schriber et al., *Phys. Lett.* **A116**, 347 (1986).
18. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов и др., *ЯФ* **62**, 775 (1999).
19. I. V. Bondarenko, A. I. Frank, S. N. Balashov et al., *NIM* **A440**, 591 (2000).
20. A. Steyerl, W. Drexel, S. S. Malik, and E. Gutschmiedle, *Physica* **B151**, 36 (1988).