

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН
С ДВИЖУЩИМСЯ ВЕЩЕСТВОМ

*А. И. Франк**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1193
ЗАКОН ДИСПЕРСИИ НЕЙТРОННЫХ ВОЛН И ЕГО ИЗУЧЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С УХН	1194
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ, ДВИЖУЩЕЙСЯ С УСКОРЕНИЕМ	1203
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1221
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1223

*E-mail: frank@nf.jinr.ru

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ДВИЖУЩИМСЯ ВЕЩЕСТВОМ

*А. И. Франк**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен проблеме взаимодействия нейтронных волн с движущимся веществом. Справедливость закона $1/v$ для ультрахолодных нейтронов и возможность описания взаимодействия нейтронов с веществом с помощью эффективного потенциала проверялась в экспериментах, получивших название «нулевой опыт Физо». В них плоский образец, через который проходит нейтронная волна, движется параллельно своим границам. Наличие наблюдаемых эффектов, обусловленных таким движением, свидетельствует о несправедливости представлений о постоянном эффективном потенциале. Вторая часть статьи посвящена предсказанию и первому наблюдению эффекта ускоренного вещества, состоящего в изменении энергии нейтронов при прохождении через преломляющий образец, движущийся с ускорением, направленным по или против направления распространения нейтронов. Рассмотрен вопрос об особенностях этого явления в случае двоякопреломляющего вещества. В заключение обсуждается вопрос о распространении нейтронных волн в среде, движущейся с очень большим ускорением.

This review is devoted to the problem of interaction of neutron waves with moving matter. The validity of the $1/v$ law for ultracold neutrons and the possibility of representing neutron interaction with matter by means of the effective potential were tested in the experiments named «Null Fizeau experiment». In such experiments a neutron wave passes through a flat sample moving parallel to its border. Observation of any physical effects caused by such movement is the evidence of the fact that the concept of the constant effective potential is not correct. In the second part of the review we describe the prediction and the first observation of the Accelerated Matter Effect, which consists in the change of neutron energy after passing through the refractive sample moving with acceleration directed along or against the direction of neutron propagation. The characteristic features of this phenomenon in the case of doubly refractive matter are considered. In conclusion, the problem of propagation of neutron waves in matter moving with giant acceleration is discussed.

PACS: 03.75.Be; 61.05.fm

*E-mail: frank@nf.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Первыми прямыми свидетельствами наличия у нейтрона волновых свойств, предсказанного в [1], явились эксперименты, в которых впервые наблюдалась дифракция тепловых нейтронов в кристаллах [2, 3]. Вместе с тем нейтронная оптика как самостоятельная область науки возникла, вероятно, в середине прошлого века, когда Ферми ввел понятие показателя преломления для нейтронных волн [4] и предсказал возможность полного внешнего отражения нейтронов от поверхности вещества. Вскоре это явление было продемонстрировано экспериментально [5].

Позже работы Фолди [6] и Лэкса [7, 8] привели к пониманию того обстоятельства, что понятие показателя преломления может быть введено для любых волн и сред, если последние содержат центры, способные эти волны рассеивать. В этом случае показатель преломления n , определяемый как отношение волновых чисел в среде и вакууме, есть

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi\rho}{k_0^2} Cf (0 \rightarrow 0), \quad n = k/k_0, \quad (1)$$

где k_0 — волновое число падающей волны; k — волновое число в среде; ρ — объемная плотность рассеивающих центров и $f(0 \rightarrow 0)$ — амплитуда рассеяния вперед. Введенный Лэксом коэффициент C учитывает отличие поля, действующего в среде на рассеиватель, от внешнего поля.

Дифракция нейтронов превратилась со временем в мощный метод исследования вещества, оставаясь в то же время и предметом исследования. Что касается явления преломления, то оно не нашло достаточно широкого применения в практической нейтронной оптике, что связано, вероятно, с близостью к единице показателя преломления тепловых и холодных нейтронов, которые в основном используются в практике нейтронного эксперимента. Однако родственное ему явление полного внешнего отражения не только широко используется, но и привело к появлению нового направления нейтронной физики — физики ультрахолодных нейтронов (УХН). Рождение последнего связано с именами Я. Б. Зельдовича [9] и Ф. Л. Шапиро [10, 11].

Большая длина волны, малая энергия, значительное отличие показателя преломления от единицы — все это позволило говорить об оптике ультрахолодных нейтронов как о специфическом разделе нейтронной оптики. Значительную роль в формировании оптики УХН сыграли работы И. М. Франка (см. [12]). Исследования по оптике УХН являются одним из традиционных направлений в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, носящей имя И. М. Франка. Настоящая статья содержит обзор некоторых результатов, полученных в этой области в 1996–2015 гг. В большинстве описываемых в ней работ использовались весьма близкие экспериментальные методы. Во всех случаях речь идет об исследовании взаимодействия нейтронных волн с движущимся веществом.

Первый раздел статьи посвящен исследованию закона дисперсии нейтронных волн в веществе. Справедливость такой модели проверялась в экспериментах, получивших название «нулевой опыт Физо». В них образец, через который проходит нейтронная волна, движется параллельно своим границам. Наличие наблюдаемых эффектов, обусловленных таким движением, свидетельствует о несправедливости представлений о постоянном эффективном потенциале. Второй раздел представляет собой обзор работ, посвященных предсказанию и наблюдению эффекта, названного авторами эффектом ускоряющегося вещества. Он состоит в изменении энергии нейтронов при их прохождении через преломляющий образец, движущийся с ускорением, направленным по или против направления распространения нейтронов. Рассмотрен вопрос об особенностях этого явления в случае двоякопреломляющего вещества. В последнем параграфе обсуждается вопрос о распространении нейтронных волн в среде, движущейся с очень большим ускорением.

1. ЗАКОН ДИСПЕРСИИ НЕЙТРОННЫХ ВОЛН И ЕГО ИЗУЧЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С УХН

1.1. Теоретические представления о законе дисперсии нейтронных волн. Формула Лэкса (1) единым образом описывает закон дисперсии и для света, и для нейтронов. Разница состоит лишь в различной величине коэффициента C , представляющего собой отношение внешнего поля и так называемого когерентного поля в среде. Для света в плотной среде

$$C = \frac{1}{1 - \left(\frac{4\pi}{3}\right) \rho \alpha}, \quad (2)$$

где α — поляризуемость атома, и (1) переходит в известную формулу Лорентца–Лоренца. Обычно принимается, что для нейтронов, так же как и для света в разреженной среде, коэффициент C равен единице. Связь волновых чисел в среде и вакууме и, соответственно, показатель преломления определяются тогда соотношениями

$$k^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \quad (3)$$

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi\rho}{k_0^2} b, \quad (4)$$

где b — длина рассеяния. В большинстве случаев комплексную, вообще говоря, величину b можно считать константой. То обстоятельство, что квадрат волнового числа меняется на границе вещества на постоянную величину, позволяет приписать среде эффективный потенциал

$$U_{\text{eff}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho b. \quad (5)$$

Поэтому закон дисперсии (3), (4) нередко называют потенциальным. С определенными оговорками можно утверждать, что вывод (5) основан на использовании точечного квазипотенциала Ферми

$$u = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (6)$$

описывающего в борновском приближении волну, рассеянную точечным объектом.

По-видимому, И. М. Франк впервые высказал гипотезу о возможном отличии истинного закона дисперсии для нейтронов от вида (3), (4). Обсуждая причину так называемой аномалии в хранении УХН, состоящей в расхождении между теоретическим и наблюдаемым временем хранения УХН в ловушках, он предположил, что коэффициент Лэкса для нейтронов может быть не в точности равен единице [13]. А если у него имеется небольшая мнимая часть C'' , то, будучи умноженной на относительно большую величину b' , она заметно изменит мнимую часть величины n^2 , которая сопоставлялась с диэлектрической постоянной для света ε :

$$\varepsilon = n^2 = 1 - \frac{4\pi\rho}{k_0^2} (C' - iC'') (b' - ib''). \quad (7)$$

Таким образом, комплексность коэффициента C вполне может быть причиной аномалии в хранении УХН.

Это предположение не встретило в то время особого понимания. Однако по прошествии примерно 10 лет Сирс [14], занимаясь теорией дисперсии нейтронных волн, показал, что формула Фолди действительно не вполне верна, поправки на когерентное поле должны существовать, по крайней мере для тепловых и холодных нейтронов, а соответствующий коэффициент C в самом деле комплексен. Природа этих поправок связана с тем обстоятельством, что ядра-рассеиватели расположены в среде не вполне произвольным образом, поскольку во всех веществах, даже в жидкостях и аморфных телах, имеется, по крайней мере, ближний порядок. Некоторая корреляция имеет место даже в модели, когда рассеиватели представляют собой твердые сферы. В этом случае речь идет просто о том, что расстояние между их центрами не может быть меньше диаметра. Кстати, именно в этой модели и легче всего провести расчет, если за радиус сферы принять радиус атома a . Аналогичные результаты получены и в работе [15].

Экстраполяция результатов Сирса в область УХН [12] приводит к результату

$$C' \approx 1 + k_0^2 a^2, \quad C'' \approx k_0^3 a^3, \quad (8)$$

где характерный параметр $k_0 a \approx 10^{-2}$. Следовательно, если такая экстраполяция справедлива, то величина C'' может быть порядка $10^{-5} - 10^{-6}$.

Другая гипотеза о причинах возможного отклонения от потенциального закона дисперсии была высказана в [16, 17]. Она состояла в том, что область применимости теории, основанной на использовании точечного псевдопотенциала Ферми (6), ограничена условием $k_0 \gg 4\pi\rho a$, где $a \approx \rho^{-1/3}$ — межатомное расстояние. Хотя для ультрахолодных нейтронов это условие хорошо выполняется, нельзя исключить, что и в этом случае общепринятая теория не вполне точна. Противоположная точка зрения содержится в работах [18, 19], авторы которых не находят оснований для сомнения в справедливости формул (3)–(5) для ультрахолодных нейтронов.

Таким образом, для тепловых и холодных нейтронов теория определенно предсказывает существование небольших отклонений от потенциального закона дисперсии, а вопрос о его справедливости для УХН был и остается дискуссионным.

1.2. Особенность потенциального закона дисперсии и возможность его экспериментальной проверки. Потенциальный закон дисперсии (3)–(5) обладает особенностью, которая послужила основой экспериментального подхода к его проверке. В работе [13] было показано, что если справедлив закон дисперсии (3), то он справедлив и для нормальной к поверхности компоненты волнового числа

$$k_{\perp}^2 = k_{0\perp}^2 - \chi_0^2, \quad \chi_0^2 = 4\pi\rho b. \quad (9)$$

Отсюда следует, что в случае потенциального закона дисперсии нормальная компонента волнового числа в среде k_{\perp} зависит только от нормальной компоненты волнового числа в вакууме $k_{0\perp}$. Для любого иного вида закона дисперсии это не справедливо [16]. Действительно, пусть волна преломляется на границе среды, причем имеет место закон дисперсии:

$$k^2 = k_0^2 - \chi_0^2 + \varepsilon(k_0^2), \quad (10)$$

где $\varepsilon(k_0^2)$ — непотенциальная поправка любой природы.

Если вещество однородно вдоль своей поверхности, то компонента волнового числа $k_{0\parallel}$, параллельная плоскости раздела, не может меняться при преломлении. Вычитая из обеих частей равенства (10) величину $k_{0\parallel}^2$, получаем:

$$k_{\perp}^2 = k_{0\perp}^2 - \chi_0^2 + \varepsilon(k_0^2). \quad (11)$$

Следовательно, наличие непотенциального члена в уравнении дисперсии (10) во всех случаях приводит к появлению зависимости волнового числа в среде k_{\perp} от величины волнового числа в вакууме k_0 . Это справедливо и в том случае, когда $k_{0\perp}$ неизменна.

Таким образом, если при неизменной величине $k_{0\perp}$ в эксперименте обнаруживается зависимость нормальной компоненты волнового числа в среде от компоненты, параллельной границе вещества $k_{0\parallel}$, то это должно свидетельствовать об отклонении от закона дисперсии (3).

Иная формулировка этого же утверждения содержится в работе [20]. Авторы обсуждали возможность интерферометрических экспериментов с движущимися образцами — нейтронных опытов Физо. Исходя из справедливости преобразования Галилея для волновой функции нейтронов, они показали, что при потенциальном законе дисперсии фаза нейтронной волны, прошедшей через движущийся образец, зависит только от движения поверхности образца, но не от движения рассеивающих центров, его составляющих.

Для проверки этого предсказания был осуществлен эксперимент [21], названный авторами нулевым опытом Физо, в котором вращающийся кварцевый диск был помещен в одно из плеч нейтронного интерферометра. Ось вращения была параллельна волновому вектору k_0 , поэтому имело место нормальное падение волны на образец. Очевидно, что в этом случае волновое число k_0 нейтронов, рассеивающихся на ядрах образца, зависит от скорости вращения диска, в то время как границы диска неподвижны.

При приведении диска во вращение фаза волны, прошедшей через диск, оставалась неизменной с точностью порядка 10^{-4} , что демонстрировало независимость k_{\perp} от k_0 . Однако относительное изменение k_0 было при этом весьма малым, поскольку линейная скорость образца была в сто раз меньше скорости нейтронов. Поэтому, как указывалось в [22], точность эксперимента была недостаточна для обнаружения предсказанных в [14] поправок к закону дисперсии, о которых авторы работы [21], видимо, в то время не знали.

Тем не менее имеется подтверждение принципиальной правильности такого экспериментального подхода. Дело в том, что отличие от потенциального закона дисперсии должно иметь место и в том тривиальном случае, когда длина рассеяния b на одиночном ядре сама зависит от k_0 . Такая ситуация имеет место, когда энергия нейтронов близка к положению нейтронного резонанса. В работах [23, 24] сообщалось об эксперименте, вполне аналогичном описанному выше. Отличие состояло в том, что в качестве преломляющего вещества был использован самарий, изотоп которого ^{149}Sm имеет резонанс в области 97,3 мэВ. Эксперимент с нейтронами, энергия которых была близка к резонансной, дал положительный результат. Эффект зависимости фазы от скорости вращения диска уверенно наблюдался, а его величина была близкой к расчетной.

Отметим, что в обычной оптике эксперимент в похожей постановке также демонстрирует наблюдаемый эффект, возникающий из-за существенно иного, чем для нейтронов, закона дисперсии [25].

1.3. Гравитационный спектрометр УХН и эксперименты по пропусканию нейтронов через вращающийся образец. Из-за отсутствия для УХН нейтронных интерферометров с разделенными пучками требовался поиск иной постановки эксперимента по проверке степени потенциальности закона дисперсии для УХН. Вместе с тем идея использовать образец в виде

диска представлялась плодотворной, поскольку в этом случае можно менять скорость вещества, сохраняя неподвижными его границы.

Экспериментальный подход, применимый к случаю ультрахолодных нейтронов, был предложен в работе [16]. В ней предлагалось использовать нейтронный интерференционный фильтр [26], аналог оптического интерферометра Фабри–Перо, который представляет собой структуру из трех пленок, характеризующихся различающимися значениями плотности длины рассеяния ρb и, соответственно, эффективного потенциала (5).

Потенциальная структура такого интерферометра представляет собой два барьера и яму между ними (рис. 1). При не слишком малой ширине ямы d в ней возможно образование уровней квазисвязанных состояний, положение которых с некоторым приближением определяется соотношением

$$k_{2\perp}d \simeq p\pi, \quad p = 1, 2, 3 \dots, \quad (12)$$

где $k_{2\perp}$ — нормальная компонента волнового числа в веществе средней пленки, образующей потенциальную яму. Такая структура имеет ярко выраженный резонансный характер пропускания нейтронов, что хорошо подтверждалось осуществленными к тому времени экспериментами [27–31].

Предлагалось приготовить такой интерферометр на поверхности прозрачного для нейтронов диска и так же, как в работах [21, 23, 24], направить

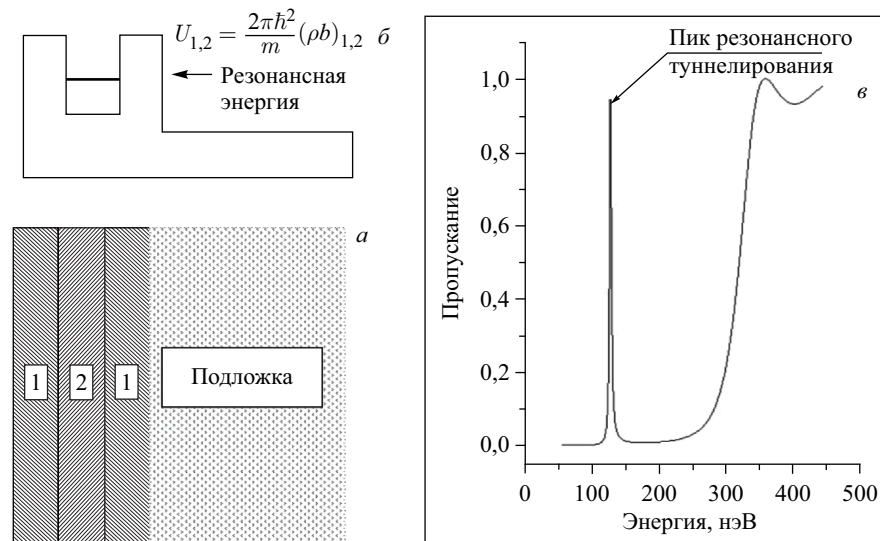


Рис. 1. Нейтронный интерференционный фильтр: а) три пленки из двух типов вещества на подложке; б) потенциальная структура; в) пропускание фильтра как функция энергии

нейтроны перпендикулярно к его поверхности. В отсутствие поправок к потенциальному закону дисперсии компонента волнового числа в среде $k_{2\perp}$ нечувствительна к тому, покоится диск или вращается в своей плоскости. В противном случае она должна зависеть от скорости вращения, что в соответствии с (12) приведет к смещению положения резонанса и, соответственно, спектра нейтронов, пропущенных интерферометром.

Для измерения энергии нейтронов, прошедших через движущийся фильтр-интерферометр, можно использовать второй интерференционный фильтр. Сканирование по энергии предлагалось осуществить, заставляя нейтроны двигаться по вертикали в гравитационном поле Земли, меняя при этом положение второго фильтра-анализатора. Изменение энергии составляет при этом ≈ 1 нэВ/см. В эксперименте измеряются кривые сканирования с покоящимся и вращающимся фильтром-монохроматором. Сдвиг кривой сканирования означает изменение спектра УХН, пропущенных монохроматором.

Таким образом, был предложен не только эксперимент по проверке закона дисперсии УХН, но и новый прибор — гравитационный спектрометр УХН с интерферометрами Фабри–Перо. Работа [16] оказалась в некотором роде программной, поскольку послужила исходной точкой для последующего развития гравитационной спектроскопии УХН с интерферометрами Фабри–Перо.

Ряд возможных экспериментов, которые можно было бы поставить с этой методикой, обсуждался в докладе [32]. Вскоре спектрометр был создан (рис. 2), и результаты его первых испытаний были доложены на конференции в Дубне в 1997 г. [33]. Через короткое время были получены первые результаты эксперимента с вращающимся фильтром [34], целью которого была проверка закона дисперсии. Линейная скорость фильтра составляла

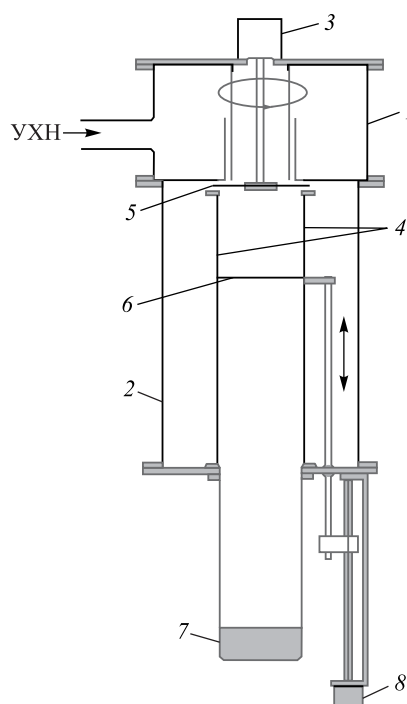


Рис. 2. Гравитационный спектрометр УХН с интерференционными фильтрами: 1 — входная камера; 2 — вакуумная камера; 3 — мотор, вращающий фильтр-монохроматор; 4 — вертикальный нейтронный канал; 5 — вращающийся фильтр-монохроматор; 6 — фильтр-анализатор; 7 — детектор; 8 — шаговый двигатель перемещения анализатора

примерно 35 м/с, что следует сравнить со скоростью нейтронов 4,5 м/с. Результаты эксперимента свидетельствовали, что при приведении фильтра во вращение положение спектра пропущенных им нейтронов смещалось. Изменение энергии нейтронов было порядка 10^{-10} эВ, в то время как статистическая погрешность была примерно в пять раз меньше. Такое изменение энергии можно было объяснить изменением нормального волнового числа нейтронов в фильтре: $\Delta k_{\perp}/k_{\perp} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$.

В последующие годы эксперименты по проверке закона дисперсии продолжались. Основные усилия были направлены как на исключение систематических погрешностей, так и на совершенствование интерференционных фильтров, причем была создана широкая гамма трех- и пятислойных резонансных структур из различающихся материалов [35,36]. Эффект сдвига положения линии был многократно подтвержден (рис. 3) и не объяснялся найденными к тому времени систематическими погрешностями. Позже, однако, было обнаружено, что этот результат не являлся универсальным. В 1999 г. измерения были повторены с вновь изготовленными фильтрами, и для смещения линии при вращении фильтра было получено значение $\Delta E = -0,001 \pm 0,007$ [36]. Этот результат противоречил предшествующим результатам и свидетельствовал о постоянстве эффективного потенциала вещества барьера (Ni) на уровне $\Delta U/U < 2 \cdot 10^{-4}$. Возможно, именно эта величина и определяет современную оценку справедливости закона дисперсии для никеля. Однако

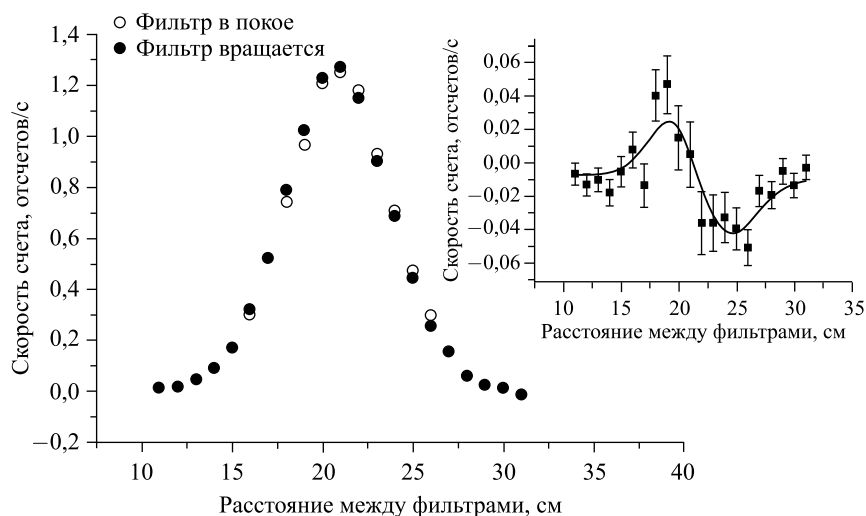


Рис. 3. Нормированные кривые сканирования, полученные с покоящимся и вращающимся фильтром-монокроматором. Погрешности не указаны, поскольку они меньше, чем размер точки. На врезке показан ход дифференциального эффекта — разность кривых сканирования

для определенного вывода необходимо ясное понимание природы обнаруженного эффекта сдвига линии.

Дальнейший анализ показал, что причина сдвига линии, не связанная с отклонением от потенциального закона дисперсии, и в самом деле может существовать [37]. Дело в том, что в условиях резонансного туннелирования имеет место колоссальное усиление сечения всех процессов рассеяния и захвата нейтронов, в том числе сечения рассеяния нейтронов на неоднородностях вещества. Было показано, что интерференция невозмущенной волны, прошедшей через структуру туннельным образом, и волны, рассеянной на неоднородности на нулевой угол, приводит к асимметричному искажению формы линии пропускания. При этом величина соответствующего интерференционного сечения оказывается обратно пропорциональной полному волновому числу:

$$\sigma_{ts} = -\frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} \{T^* f(k_t, k_t)\}, \quad (13)$$

где T — амплитуда невозмущенной волны, а $f(k_t, k_t)$ — амплитуда рассеяния на нулевой угол. Таким образом, для УХН форма спектра пропускания оказывается искаженной (рис. 4) и спектр пропускания резонансной структуры должен отличаться от формы, предсказываемой решением одномерной квантовой задачи. При вращении диска с интерференционным фильтром волновое число k в системе координат, с ним связанной, возрастает, интерференционное сечение (13) уменьшается и спектр пропускания частично восстанавливается. Наличие этого дополнительного эффекта не позволило судить о степени справедливости потенциального закона дисперсии, и вопрос, таким образом, остался открытым.

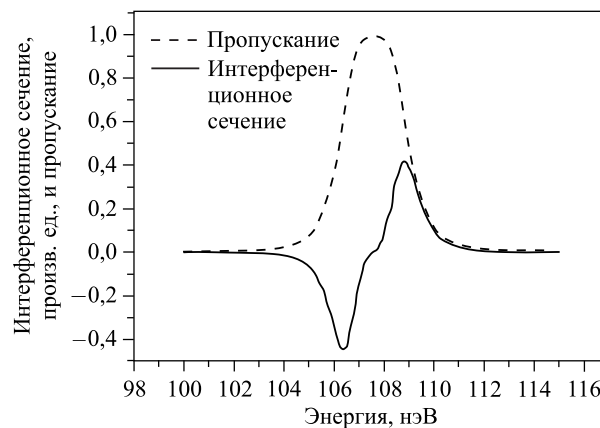


Рис. 4. Поведение интерференционного сечения при рассеянии вперед и спектр пропускания пятислойного фильтра (штриховая кривая)

Отметим, что обращение к резонансным структурам было обусловлено высокой чувствительностью последних к малому изменению волнового числа в среде. Однако именно сильное усиление всех процессов в резонансе и явилось препятствием для успешного осуществления опыта. Вместе с тем сама идея нулевого опыта Физо отнюдь не была скомпрометирована. Позже было осознано, что вместо измерения спектра нейтронов, пропущенных интерференционным фильтром, можно обратиться к поиску зависимости пропускания обычного сплошного образца от скорости, направленной вдоль его поверхности. Дело в том, что как сечение захвата, так и сечение неупругого рассеяния УХН в веществе подчиняются закону $1/v$ [13, 38], причем под скоростью v следует понимать скорость волны в среде, $v = nv_0$, отличающуюся от вакуумной скорости v_0 [13]. Поэтому если волновое число нейтронов в среде k и, соответственно, скорость в среде $v = \hbar k/m$ зависят от скорости образца, параллельной его границам, то и пропускание образца также должно зависеть от этой скорости. Таким образом, регистрация такого эффекта свидетельствовала бы об отклонении от закона $1/v$.

Подчеркнем, что потенциальность закона дисперсии и справедливость закона $1/v$ есть понятия не просто тесно связанные, а фактически тождественные. Дело в том, что из постоянства эффективного потенциала (5) следует постоянство обеих частей, вообще говоря, комплексной величины $b = b' - ib''$. В то же время в силу оптической теоремы

$$b'' = \frac{\sigma_t(k)k}{4\pi}, \quad (14)$$

где σ_t — полное сечение на ядре, из которого, в случае УХН, следует исключить сечение когерентного рассеяния [13, 38]. Отсюда видно, что требование постоянства комплексной величины b , а стало быть, постоянства ее мнимой части b'' , приводит к требованию $\sigma_t(k)k = \text{const}$, т.е. к закону $1/v$ [13]. Для веществ с большим сечением поглощения $\sigma_t \cong \sigma_a$, где σ_a — сечение радиационного захвата.

В работе [39] такой подход был использован для экспериментальной демонстрации справедливости закона $1/v$ для естественного гадолиния. Эта работа фактически дополняла более раннюю работу дубненской группы [40], в которой гравитационный спектрометр [41] использовался для измерения абсолютной величины сечения захвата УХН в естественном гадолинии. Полученные результаты хорошо согласовывались с расчетом, полученным экстраполяцией величины сечения захвата гадолиния для холодных нейтронов в предположении справедливости закона $1/v$, что противоречило результатам более ранней работы [42].

Что касается описываемого здесь нулевого опыта Физо с гадолинием [39], то образцом в нем служил кремниевый диск, на который была нанесена пленка естественного гадолиния, покрытая тонким защитным слоем титана.

Как и ранее, образец можно было приводить во вращение. Было показано, что при изменении скорости нейтронов от ~ 6 до 35 м/с мнимая часть амплитуды рассеяния нейтрона на ядрах естественного гадолиния остается постоянной с точностью порядка $5 \cdot 10^{-3}$. С этой же точностью была подтверждена справедливость закона $1/v$ для сечения захвата нейтронов.

Недавно аналогичный эксперимент был поставлен со слабо поглощающим кремниевым образцом [43]. При приведении образца во вращение полная скорость нейтронов менялась в тех же интервалах, что и в опыте с гадолиниевым образцом. При этом для относительного изменения скорости счета было получено $\Delta n/n = (0,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$. Пропускание образца было постоянным с той же точностью. Из простых расчетов легко найти соотношение между пропусканием образца T и параметрами комплексного потенциала $U = V - iW$. При малых изменениях только действительной или мнимой части потенциала отношение $\Delta T/T$ оказывается близким к $\Delta V/V$ или $\Delta W/W$, хотя одновременное изменение $\Delta V = -\Delta W$ может, вообще говоря, привести к компенсации эффекта. Для анализа результата можно, следуя работам [12, 14], представить потенциал в форме $U = (2\pi\hbar^2/m)\rho(1 + J)b$, имея в виду, что поправка J может быть комплексной. Предполагая, что возможное изменение пропускания связано с изменением только действительной части J' , получаем из данных о постоянстве пропускания оценку $\delta J' \leq 3 \cdot 10^{-3}$ на уровне достоверности 90%. Делая аналогичную оценку для мнимой части потенциала, следует принять во внимание, что если $J'' \neq 0$, то, как следует из (7), мнимая часть потенциала W пропорциональна величине $b''(1 + J') + b'J'' \approx b'' + b'J''$. Приняв во внимание, что для кремния отношение $\eta = b''/b' \approx 10^{-5}$, приходим к оценке $\delta J'' \leq 3 \cdot 10^{-8}$, справедливой в предположении об отсутствии компенсации величины $\delta J''$ при изменении действительной величины $\delta J' \approx |\delta J''| \cdot 10^5$.

По-видимому, результаты этого эксперимента и определяют нынешний уровень знаний о законе дисперсии ультрахолодных нейтронов.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ, ДВИЖУЩЕЙСЯ С УСКОРЕНИЕМ

2.1. Нейтронная оптика движущихся сред. В предыдущем разделе обсуждалась проблема взаимодействия нейтронной волны с движущимся образцом в геометрии, получившей название нулевого опыта Физо. Разумеется, оптика движущихся сред не ограничивается этим частным случаем, важным для проверки справедливости потенциального закона дисперсии нейтронных волн. Первая теоретическая работа [44], посвященная взаимодействию нейтронной волны с движущимся веществом, появилась в семидесятых годах прошлого столетия. Она способствовала появлению ряда новых экспериментальных [21, 23, 24, 45, 46] и теоретических [47, 22, 48] работ. Термин «нейтронный опыт Физо» был, видимо, впервые введен в работе [44] по ана-

логии с обычной оптикой. Хотя такая аналогия и вполне оправданна, явления, возникающие при прохождении электромагнитных и нейтронных волн через движущееся вещество, существенно различаются [49].

Френелевское увлечение света и сдвиг фазы электромагнитной волны в опыте Физо обусловлены релятивистским характером преобразования скоростей. Напротив, нейтронная оптика оперирует с нерелятивистскими частицами, и для перехода в иную систему координат нужно выполнить галилеевское преобразование волновой функции. Кроме того, длина рассеяния в большинстве случаев может быть положена константой, и взаимодействие нейтрона с веществом может быть описано с помощью эффективного потенциала (5). Движение эффективного потенциала никак не воздействует на нейтрон, находящийся в области его действия, и все изменения волновой функции возникают только за счет движения границ образца.

В большинстве упомянутых выше работ авторы интересовались преимущественно сдвигом фазы волны, прошедшей через движущийся образец. Меньшее внимание уделялось вопросу о частоте волны. Однако если слой вещества движется как целое вместе со своими границами, то частота волны в веществе, измеренная в лабораторной системе координат, отличается от вакуумного значения. Этот эффект Доплера при преломлении имеет место как в обычной [50], так и в нейтронной оптике [51].

В случае равномерного движения материального слоя доплеровские сдвиги частот, возникающие при прохождении волны через две границы образца, равны по величине, но противоположны по знаку. Полный эффект равен нулю, и частота волны, прошедшей через движущийся образец, остается неизменной. В случае же произвольного движения компенсация становится неполной, и частота волны, прошедшей через образец, отличается от частоты падающей волны. Впервые это показано в работе Танаки [52], где решение задачи о прохождении электромагнитной волны через линейно ускоряющийся диэлектрический образец было найдено на основе ковариантного обобщения уравнений Максвелла. Насколько нам известно, соответствующий оптический эксперимент так и не был поставлен, хотя возможности его осуществления обсуждались в работе [53].

По-видимому, вопрос о прохождении нейтронов через слой вещества, движущийся с линейным ускорением, впервые был рассмотрен Ковальским [54]. Его теоретический подход основывался на представлениях о групповой и фазовой скоростях нейтрона, а также на вычислении времени распространения волны между соответствующими точками в лабораторной и в движущейся системах координат. В качестве промежуточного результата автор пришел к выводу об изменении энергии нейтрона при его прохождении через образец, движущийся с не слишком большим ускорением.

Позднее этот же вопрос был рассмотрен Носовым и Франком [55]. Анализ, в котором проводилось последовательное вычисление скорости нейтрона

при входе в образец и выходе его через другую поверхность, фактически основывался на классическом подходе. Для величины эффекта авторы получили формулу, совпадающую с результатом Ковальского (см. ниже формулу (25)).

Первое короткое сообщение об экспериментальном наблюдении изменения энергии нейтрона при прохождении через ускоряющийся образец появилось в 2006 г. [56], а результаты более детального исследования такого эффекта ускоряющегося вещества (ЭУВ) были опубликованы в работе [57]. Позже ускорение и замедление нейтронов при прохождении через осциллирующую пластинку преломляющего вещества наблюдались в прямом эксперименте [58].

Одновременно развивались и теоретические представления об этом явлении. В работе [57] было показано, что формулу Танаки для света и формулу (25) Ковальского–Носова–Франка для нейтронов можно получить единым образом исходя из принципа эквивалентности. Более того, было отмечено, что ЭУВ должен иметь место для любых частиц, если в среде имеются рассеивающие центры.

Особенности эффекта ускоряющегося вещества для случая двоякопреломляющего вещества рассмотрены в [59, 60]. Было показано, что в нейтронной оптике, где явление двоякопреломления обусловлено наличием спиновой зависимости показателя преломления, ЭУВ приводит к появлению нестационарного состояния с прецессирующим спином. В этих работах вывод формулы для сдвига частоты нейтронной волны был сделан исходя из представлений об эффекте Доплера для массивной частицы.

В работе [60] обсуждался вопрос о прохождении двухкомпонентного нейтрона через слой ускоряющегося вещества. Было показано, что в этом случае ЭУВ оказывает существенное воздействие на эволюцию нейтронного состояния при его последующем распространении в свободном пространстве.

Краткому обзору этих работ посвящены следующие параграфы настоящей статьи. В них мы ограничимся рассмотрением проблем, существенных только для нейтронной оптики.

2.2. Эффект Доплера при преломлении нейтронной волны на границе движущейся среды и эффект ускоряющегося вещества. Покажем, следуя работе [60], как к выводу о существовании эффекта ускоряющегося вещества для нерелятивистской частицы можно прийти исходя из преобразования Галилея для волновой функции. Рассмотрим вопрос о преломлении нейтрона на границе полубесконечного слоя вещества, движущегося с постоянной скоростью V вдоль оси X , направленной нормально к поверхности вещества. Для простоты положим, что скорость нейтрона также направлена вдоль той же оси. Представляя обычным образом начальное состояние нейтрона в виде плоской волны $\psi(x, t) = \exp[i(k_0x - \omega_0t)]$, найдем волновую функцию нейтрона в движущейся системе координат, в которой вещество покоится. В со-

ответствии с [61] она имеет вид

$$\psi'(x', t) = \psi(x' + Vt, t) \exp[-i(k_V x' + \omega_V t)], \quad (15)$$

где

$$k_V = \frac{mV}{\hbar}, \quad \omega_V = \frac{mV^2}{2\hbar}. \quad (16)$$

В этой системе волновое число и частота падающей волны есть

$$k' = k_0 - k_V, \quad \omega' = \omega_0 + \omega_V - kV \quad (17)$$

соответственно. При преломлении на неподвижной в этой системе границе вещества меняется только волновое число, и волновая функция внутри вещества имеет вид

$$\psi'_i(x', t) = \exp[i(k'n'x' - \omega't)], \quad (18)$$

где $n' = n(k')$ — показатель преломления, зависящий от волнового числа

$$n(k) = \sqrt{1 - k_b^2/k^2}, \quad (19)$$

а $k_b = 2(\pi\rho b)^{1/2}$ — граничное значение волнового числа.

Подставим уравнения (17) в (18) и вернемся в лабораторную систему координат, выполнив преобразование $\psi_i(x, t) = \psi'_i(x - Vt, t) \exp[i(k_V x - \omega_V t)]$. В лабораторной системе координат для волнового числа в движущей среде получаем

$$k_i = n'k_0 \left(1 + \frac{1 - n'V}{n'v_0} \right), \quad (20)$$

где v_0 — скорость нейтрона в вакууме. Легко видеть, что эта формула в точности совпадает с хорошо известным выражением для френелевского увлечения света движущейся средой (см., например, [62]).

Следует, однако, подчеркнуть, что, несмотря на идентичность формул для нейтронной и электромагнитных волн, между описываемыми ими физическими явлениями имеются существенные различия. В случае нейтронов изменение волнового числа происходит вследствие движения границы вещества. Это означает, что эксперимент с нейтронами, аналогичный опыту Физо, в котором жидкость движется в неподвижном сосуде, привел бы к нулевому результату. Напротив, френелевское увлечение света обусловлено именно движением среды, а не ее границ.

Для частоты нейтронной волны в среде, измеренной в лабораторной системе, получаем

$$\omega_i = \omega_0 + (n' - 1)(k_0 - k_V)V. \quad (21)$$

Полагая, что скорость среды мала по сравнению с v_0 , получим в первом порядке по V/v_0

$$\omega_i = \omega_0 + (n' - 1)k_0V, \quad V \ll v_0. \quad (22)$$

Формула (22) описывает эффект Доплера при преломлении нейтронной волны на движущейся границе среды. Она совпадает с аналогичным выражением для преломления света на границе движущейся среды, полученным в [50] в первом порядке по V/c . Отметим, что, в отличие от изменения волнового числа, сдвиг частоты возникает вследствие движения границ среды для обоих типов волн. В классическом опыте Физо, в котором свет попадает в движущуюся среду через неподвижное окно, этот эффект отсутствует.

Рассмотрим теперь прохождение волны сквозь движущийся образец и найдем сдвиг фаз, обусловленный присутствием вещества. Для неподвижного образца он равен $\chi = (k_i - k_0)d$, где d — толщина образца. Подставляя сюда выражение (20) в виде $k_i = n'k_0 - (n' - 1)k_V$, получим

$$\chi = (n' - 1)(k_0 - k_V)d. \quad (23)$$

Подстановка в (23) определения $n' = \sqrt{(k_0 - k_V)^2 - k_b^2} \cdot (k_0 - k_V)^{-1}$ приводит к соотношению

$$\chi = \left[\sqrt{(k_0 - k_V)^2 - k_b^2} - (k_0 - k_V) \right] d, \quad (24)$$

совпадающему с уравнением (5) работы [47].

Как отмечалось выше, при равномерном движении материального слоя доплеровские сдвиги частоты, возникающие при прохождении волны через две границы образца, равны по величине, но противоположны по знаку. Полный эффект изменения частоты равен при этом нулю. В случае же ускоренного движения сдвиги частот на входной и выходной поверхностях различны и не компенсируют друг друга, поскольку за время распространения волны сквозь образец скорость границы изменяется на величину $\Delta V = a\tau$, где a — ускорение, а τ — время прохождения образца. Принимая для последнего $\tau = d/(nv_0)$ и пренебрегая пока дисперсией среды, получим для разницы между частотами падающей и прошедшей волн $\Delta\omega = ad(1 - n)k_0/nv_0$. Изменение энергии определяется тогда как

$$\Delta E = mad \left(\frac{1 - n}{n} \right), \quad a\tau \ll v_0, \quad (25)$$

в полном согласии с результатами работ [54, 55], в которых этот результат был получен иными способами. Формула (25) получена в первом порядке по V/v_0 и $\Delta V/v_0$.

Следует отметить, что рассмотренный выше вывод уравнения (25) для ЭУВ справедлив только в рамках сделанных выше предположений, поскольку в нем полностью игнорируется факт ускоренного движения среды как таковой. В нейтронной оптике это не ведет к ошибке, по крайней мере при умеренных ускорениях, поскольку (и до тех пор, пока) здесь справедливо описание среды с помощью эффективного потенциала (5), а движение области действия потенциала никоим образом не сказывается на состоянии частицы, находящейся внутри нее. В то же время недавно были высказаны соображения о том, что при очень больших ускорениях среды модель эффективного потенциала оказывается неприменимой [63].

Отметим, что при выводе уравнения (25) использовался только тот факт, что волновое число в ускоряющейся среде отлично от его вакуумного значения. Таким образом, эффект должен возникать при ускоренном движении как преломляющего вещества, так и ограниченной области пространства, в которой присутствует силовое поле. Полученные выше соотношения применимы и в этом случае, если определить показатель преломления области действия потенциала U как $n = (1 - U/E)^{1/2}$, где $E > U$ — энергия частицы в свободном пространстве.

2.3. Наблюдение эффекта ускоряющегося вещества в экспериментах с УХН. *2.3.1. Спектрометрический эксперимент.* Изменение энергии нейтрона при прохождении через ускоряющийся образец впервые наблюдалось в экспериментах с ультрахолодными нейтронами [56, 57]. В этих экспериментах нейтроны пропускались через плоский образец, который приводился в гармоническое движение. Как следует из (25), переменное ускорение образца $W(t) = -A\Omega^2 \sin \Omega t$ должно менять энергию прошедших через него нейтронов на зависящую от времени величину

$$\Delta E(t) \cong -mA\Omega^2 d \frac{1-n}{n} \sin \Omega t, \quad \Omega \ll \frac{v_i}{d}, \quad (26)$$

где A и Ω есть соответственно амплитуда и циклическая частота осцилляции образца, а v_i — скорость нейтрона внутри вещества.

Схема экспериментальной установки, представлявшей собой модифицированный гравитационный спектрометр [36, 41], приведена на рис. 5. Главными элементами спектрометра являлись два интерференционных фильтра, пропускавших нейтроны в узком диапазоне энергий. Положение первого фильтра, монохроматора, было фиксировано, а второй фильтр служил анализатором и мог перемещаться по высоте в вертикальном нейтронноводе. На пути от монохроматора к анализатору нейтроны меняли свою энергию, падая в гравитационном поле Земли. Изменение энергии составляло 1,02 нэВ/см. Функции пропускания монохроматора и анализатора имели максимумы при 107 и 127 нэВ соответственно при ширине на половине высоты $\delta E \approx 4$ нэВ.

Очевидно, что пропускание комбинации двух фильтров зависело от расстояния между ними, достигая максимальной величины, когда величина гравитационного изменения энергии компенсировалась различием в положении линий пропускания. Зависимость скорости счета от положения анализатора, так называемая кривая сканирования, качественно иллюстрируется рис. 6.

В описываемом эксперименте образец — кремниевый диск толщиной 0,6 или 1,8 мм — располагался между монохроматором и анализатором. Он приводился в гармоническое движение с помощью электромагнитного вибратора, расположенного вне вакуумного объема прибора. Частота осцилляции образца составляла в разных сериях измерений 40 или 60 Гц. Переменное ускорение образца достигало величины 90 м/с^2 . Максимальное значение изменения энергии УХН, определяемое уравнением (26), достигало величины порядка 0,2 нэВ в первом эксперименте [56] и 0,6 нэВ во втором [57].

Периодическое знакопеременное изменение энергии нейтронов (26), возникающее при прохождении через ускоряющийся образец, добавлялось к энергии нейтронов и приводило к такому же результату, как

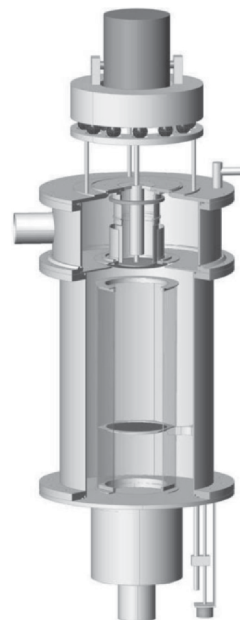


Рис. 5. Схема экспериментальной установки в эксперименте с ускоряющимся образцом

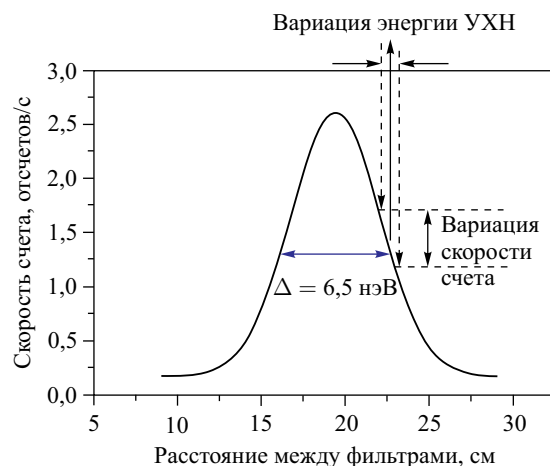


Рис. 6. Зависимость скорости счета от расстояния между фильтрами и принцип детектирования периодического изменения энергии

малое периодическое изменение положения анализатора по высоте. В результате пропускание системы и, соответственно, скорость счета детектора, находившегося ниже анализатора, периодически менялись, как показано штриховой линией на рис. 6. Фаза осцилляции скорости счета зависит от настройки прибора, меняя знак при переходе через максимум кривой сканирования, где эффект отсутствует.

К сожалению, эффект ускоряющегося вещества не был единственной причиной осцилляции скорости счета. Очевидно, что при движении образца переменным является не только ускорение, но и скорость $V(t) = A\Omega \cos \Omega t$. В силу $1/v$ -зависимости радиационного сечения пропускание образца зависит от скорости нейтронов в системе координат, с ним связанной. Поэтому периодическое изменение скорости образца тоже вело к модуляции скорости счета, добавляясь к искомому эффекту. Относительное изменение интенсивности определялось при этом выражением

$$P(t) = \frac{I(t)}{I_0} = 1 - B \cos(\Omega t + \alpha), \quad (27)$$

$$B = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{a}{B}\right).$$

Здесь амплитуда a , определяемая ускорением образца, пропорциональна производной кривой сканирования и зависит от положения анализатора. В максимуме этой кривой $a = 0$ и осцилляция скорости счета определяется только скоростным эффектом в пропускании с амплитудой b . В формуле (27) не учтено конечное время пролета от образца до детектора. Последнее также зависит от взаимного расположения фильтров, влияющего на спектр пропущенных ими нейтронов.

В эксперименте измерялись фаза и амплитуда осцилляции скорости счета для разных позиций фильтра-анализатора. Временная зависимость скорости счета определялась на интервале, равном периоду осцилляции. Начало отсчета задавалось генератором, управлявшим движением образца. Данные нормировались на среднюю скорость счета и фитировались функцией $f(t) = 1 + B \sin(\Omega t - \phi)$. Результаты одного из измерений фазы осцилляции скорости счета представлены на рис. 7. Максимальная передача энергии нейтрону в этом измерении составляла 0,2 нэВ.

Расчеты по методу Монте-Карло фазы осцилляции были повторены многократно с использованием соотношения $\Delta E \cong -KmA\Omega^2 d [(1-n)/n] \sin \Omega t$, отличающегося от формулы (26) наличием поправочного коэффициента K . Его величина была найдена из сравнения с экспериментальными данными. Для коэффициента соответствия K было получено: $K = 0,94 \pm 0,06$.

Таким образом, результаты измерения фазы осцилляции скорости счета оказались в весьма разумном согласии с теорией эффекта ускоряющегося вещества.

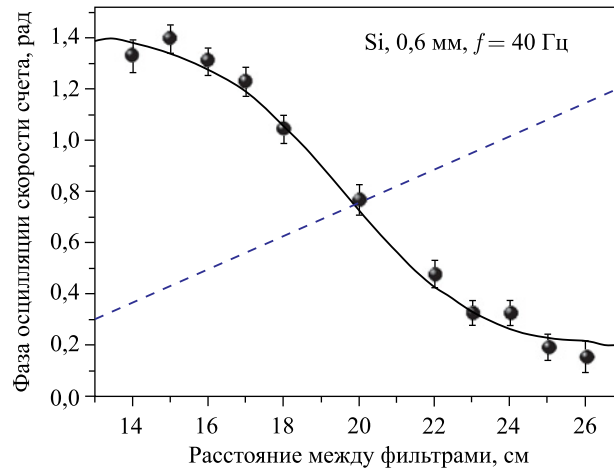


Рис. 7. Результаты измерения фазы осцилляции скорости счета в зависимости от положения анализатора. Сплошная кривая — расчет по методу Монте-Карло. Штриховая линия — теоретическое предсказание фазы в отсутствие эффекта ускоряющегося вещества, когда имеется лишь скоростной эффект

2.3.2. *Эффект ускоряющегося вещества и временная фокусировка нейтронов.* Эффект ускоряющегося вещества наблюдался позднее в эксперименте, чувствительном к изменению скорости нейтронов, прошедших через образец, колеблющийся в пространстве [58]. Основная идея эксперимента была той же, что и в более раннем опыте по временной фокусировке нейтронов [64]. Она иллюстрируется рис. 8. Монохроматические нейтроны проходят сквозь модулятор, выполняющий функцию временной линзы. Он периодически изменяет скорость нейтронов таким образом, чтобы все они одновременно достигали детектора, расположенного в точке L . Линза действует в периодическом режиме и фокусирует нейтроны, проходящие через

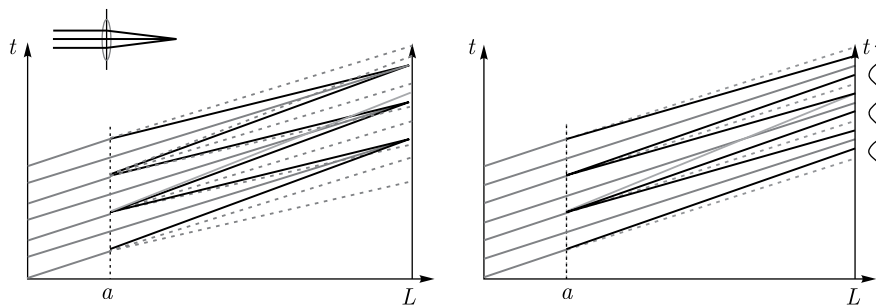


Рис. 8. Принцип временной фокусировки (слева) и слабая временная фокусировка (справа)

нее в течение одного периода. В работе [64] линзой служила аperiodическая дифракционная решетка, движущаяся поперек нейтронного пучка. В описываемом эксперименте в качестве линзы использовалась кремниевая пластинка, совершающая колебательное движение вдоль направления распространения ультрахолодных нейтронов. Двигаясь с периодически изменявшимся ускорением, она периодически ускоряла и замедляла нейтроны вследствие ЭУВ. В этом случае импульс, передаваемый нейтрону, был недостаточен для полноценной фокусировки, и фокальная плоскость лежала значительно дальше (на рисунке — далеко справа) точки детектирования L . Однако в этой точке возникало заметное сгущение моментов прилета нейтронов. Это вело к временной модуляции скорости счета детектора. Можно показать, что в этом случае временная зависимость скорости счета детектора определяется производной функции модуляции скорости $\Delta v(t)$. Изменение скорости нейтронов при прохождении осциллирующей пластинки, определяемое формулой (26), дается выражением

$$\Delta v_n = -A\Omega^2 \frac{d}{v_0} \left(\frac{1-n}{n} \right) \sin \Omega t, \quad (28)$$

и, следовательно, слабая временная фокусировка приводит к следующей зависимости скорости счета от времени:

$$N_a(t) = N_0 + C_a A \Omega^3 \left(\frac{1-n}{n} \right) \cos \Omega(t + \tau), \quad (29)$$

где N_0 — средняя скорость счета, τ — среднее время пролета и C_a — некоторый постоянный коэффициент.

Очевидно, что гармоническое движение образца ведет к периодическому изменению скорости нейтронов относительно образца и, соответственно, его пропускания. Поэтому, так же как и в эксперименте [57], в дополнение к сигналу от эффекта ускоряющегося вещества (29), появляется и дополнительный систематический скоростной эффект

$$N_v(t) = N_0 + C_v A \Omega \cos(t + \tau). \quad (30)$$

Оба эти эффекта возникают одновременно, и гармоническая модуляция скорости счета определяется их суммой

$$\Delta N(\Omega) = A\Omega^2 \left(C_a \Omega + \frac{C_v}{\Omega} \right). \quad (31)$$

Выражение (31) написано в такой форме, чтобы подчеркнуть главный принцип эксперимента: измерения проводились таким образом, что величина $A\Omega^2$ оставалась постоянной. Тогда сигнал от ЭУВ пропорционален частоте, в то

время как систематический эффект оказывается обратно пропорциональным частоте осцилляций.

Экспериментальная стратегия состояла в измерении амплитуды модуляции скорости счета УХН, прошедших через образец, при разных значениях частоты Ω , но при фиксированном значении величины $A\Omega^2$. При этом измерения велись в двух геометриях. В первом случае монохроматические нейтроны пропускались через осциллирующий образец и амплитуда модуляции скорости счета определялась формулой (31). Во втором случае нейтроны сначала проходили через образец и только потом через монохроматор. В этом случае ЭУВ был исключен и осцилляция скорости счета определялась систематическим скоростным эффектом. Разность этих эффектов определялась исключительно ЭУВ, и при этих условиях она должна была линейно зависеть от частоты модуляции Ω .

Эксперимент был поставлен с тем же спектрометром, что и в [56, 57]. Единственное различие состояло в отсутствии анализатора. Как и в предшествующих работах, в качестве монохроматора использовался интерференционный фильтр. Его спектр пропускания представлял собой линию с максимумом 107 нэВ и относительной шириной $\Delta E/E \approx 0,04$. Как и ранее, в качестве образца использовалась кремниевая пластина толщиной 1,85 мм, которая приводилась в колебательное движение электромагнитным вибрато-

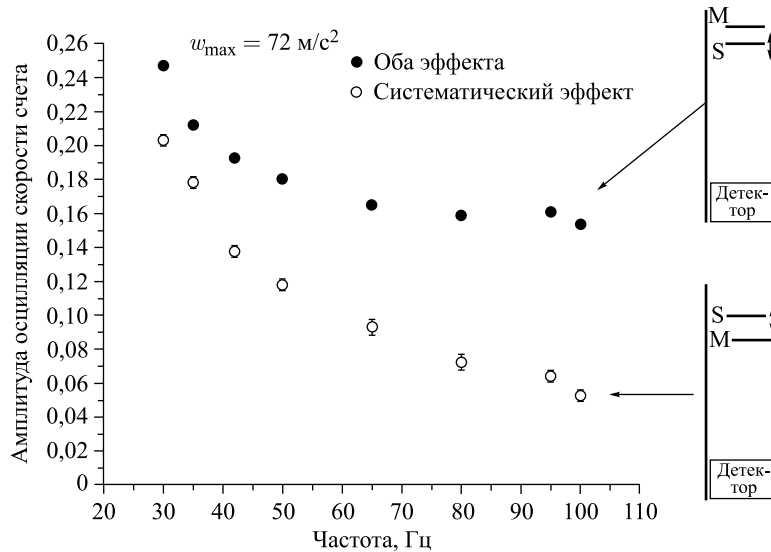


Рис. 9. Амплитуда осцилляции скорости счета как функция частоты при фиксированном значении величины $w_{\max} = A\Omega^2 = 72 \text{ м/с}^2$. Погрешности меньше размера точек. Справа — схема, символически поясняющая геометрию измерений, где М — монохроматор и S — образец

ром. Величина переменного ускорения непрерывно измерялась пьезоэлектрическим датчиком, синусоидальный сигнал которого использовался для стабилизации амплитуды вибратора. Это позволяло стабилизировать величину $w_{\max} = A\Omega^2$ на уровне 2%. Измерения проводились при двух значениях w_{\max} : 57 и 72 м/с² с изменяемой частотой $f = 20\text{--}100$ Гц. Полученные результаты иллюстрируются рис. 9.

Результаты ясно свидетельствуют о присутствии эффекта ускоренного вещества, т.е. об ускорении и замедлении нейтронов, прошедших через осциллирующую пластину. Амплитуда модуляции в геометрии, исключаяющей ЭУВ (нижние светлые точки), существенно меньше, чем амплитуда модуляции, определяемая совместным действием обоих эффектов (верхние темные точки). Кроме того, видно, что разность между двумя кривыми возрастает с увеличением частоты модуляции.

К сожалению, непосредственно сравнивать эти данные с результатами расчетов оказывается затруднительно. Причина в том, что амплитуда модуляции зависит от дисперсии времен пролета, т.е. от ширины спектра нейтронов, формируемого монохроматором. Кроме того, оказалось, что фон слегка менялся, когда монохроматор перемещался из одной позиции в другую. Поэтому был поставлен ряд дополнительных калибровочных экспериментов, в которых модуляция потока УХН достигалась с помощью механического прерывателя. Эти эксперименты позволили нормировать данные рис. 9. Разность нормированных кривых представляла собой прямую линию, соответствующую первому члену формулы (31). Эти результаты приведены на рис. 10, и их уже возможно сравнивать с расчетом. Для отношения $K = \Delta v_{\text{exp}}/\Delta v_{\text{theor}}$ и двух значений

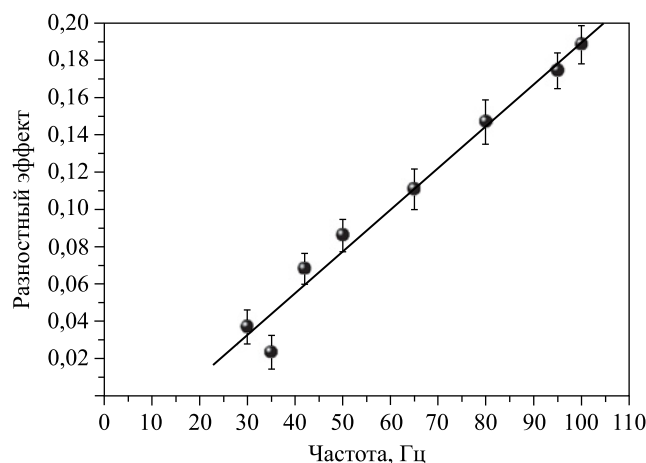


Рис. 10. Разность между нормализованными амплитудами осцилляции скорости счета. $w_{\max} = 72$ м/с²

величины $w_{\max} = A\Omega^2$ получено $K_1 = 0,95 \pm 0,10$ (стат.) $\pm 0,05$ (сист.) и $K_2 = 0,95 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,05$ (сист.). Таким образом, эффект ускоренного вещества был еще раз детектирован в эксперименте, основанном на новой методике, а его величина вполне удовлетворительно согласовывалась с теоретическими предсказаниями.

2.4. Эффект ускоряющегося вещества в случае двоякопреломления нейтронных волн. Двоякопреломляющее вещество характеризуется двумя значениями показателя преломления в соответствии с двумя значениями поляризации падающей волны. В обычной оптике двойное лучепреломление является хорошо известным явлением, характерным для анизотропных сред. В нейтронной оптике двум значениям показателя преломления n_{\pm} соответствуют две проекции спина нейтрона на физическую ось. Для образца, двигающегося с постоянной скоростью, справедливы уравнения (23), (24), а для сдвигов фаз χ_{\pm} , обусловленных присутствием образца, получаем

$$\chi_{\pm} = (n'_{\pm} - 1)(k_0 - k_V)d. \quad (32)$$

Разность фаз $\Phi(V) = \chi_+(V) - \chi_-(V)$ определяет угол вращения спина за время распространения нейтрона внутри образца. Волновое число нейтрона меняется только на границах вещества. Поэтому если говорить об эффектах, возникающих до преломления на выходной поверхности, то движение образца сказывается только на величине эффективного пути, который нейтрон проходит внутри образца. В случае ускоренного движения эффективная толщина образца равна, очевидно, $d_{\text{eff}} = d + a\tau^2/2$.

Обратимся теперь к вопросу о частотах двух волн, прошедших вещество. Очевидно, в случае двойного лучепреломления мы должны видоизменить формулу (25) следующим образом:

$$\Delta E_{\pm} = mad \left(\frac{1 - n_{\pm}}{n_{\pm}} \right), \quad \Delta \omega_{\pm} = \frac{\Delta E_{\pm}}{\hbar}. \quad (33)$$

После прохождения через ускоряющийся двоякопреломляющий образец две спиновые компоненты волновой функции нейтрона отличаются частотой, и волновая функция представляет собой нестационарную суперпозицию. В случае произвольной поляризации начальной волновой функции

$$\Psi_0(x, t) = \begin{pmatrix} A_+^0 \\ A_-^0 \end{pmatrix} \exp [i(kx - \omega t)] \quad (34)$$

конечное состояние имеет вид

$$\Psi(x, t) = \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix} \exp [i(kx - \omega t)], \quad (35)$$

$$A_{\pm} = A_{\pm}^0 \exp [-i(\Delta k_{\pm}x + \Delta \omega_{\pm}t + \chi_{\pm})].$$

Волновая функция $\Psi(x, t)$ описывает нестационарное состояние с прецессирующим спином. Угол прецессии находится как зависящая от времени разность между фазовыми углами двух спиновых компонент:

$$\phi(x, t) = (k_+ - k_-)x + \Omega t + \Phi(t), \quad (36)$$

где $k_{\pm} = k_0 + \Delta k_{\pm}$, $\Omega = \omega_+ - \omega_-$ и $k_+^2 - k_-^2 = 2m\Omega/\hbar$. Вводя среднюю скорость для двух компонент [65, 66], получаем выражение для угла прецессии:

$$\phi(x, t) = \Omega \left(t - \frac{x}{\hat{v}} \right) + \Phi(t), \quad \hat{v} = \frac{\hbar}{m} \frac{k_+ + k_-}{2}. \quad (37)$$

Временная зависимость разности фаз Φ возникает, поскольку в рассматриваемом случае ускоренного движения скорость V и волновое число k_V не постоянны и, следовательно, фазы χ_{\pm} , определяемые формулами (23) и (24), изменяются со временем. В приближении малого изменения энергии, $\Delta E_{\pm}/E \ll 1$, эффективная скорость \hat{v} совпадает с классической скоростью.

Как следует из формулы (37), направление спина нейтрона неизменно в системе, движущейся относительно лабораторной системы со скоростью \hat{v} . Однако в фиксированной точке наблюдения $x = L$ направление спина периодически, с частотой Ω , меняется со временем. Ситуация вполне подобна той, что впервые наблюдалась в эксперименте [67], в котором энергия двух спиновых компонент изменялась с помощью двух резонансных спин-флипперов, оперирующих со слегка различающимися частотами. Она также вполне типична для установок нейтронного резонансного спин-эхо и родственных им устройств [68–70]. Подобная же ситуация должна иметь место при динамическом отражении и преломлении нейтронов на границе магнетика с переменной индукцией [66, 71].

С практической точки зрения весьма важно, что обсуждаемое здесь периодическое изменение направления поляризации может быть измерено даже в том случае, когда частота осцилляции Ω и соответствующая ей передача энергии $\hbar\Omega$ весьма малы.

Из формулы (33) в предположении $\Delta n = n_+ - n_- \ll n = (n_+ + n_-)/2$ следует, что

$$|\Omega| = |\Delta\omega_+ - \Delta\omega_-| \ll \frac{mad}{\hbar} \frac{\Delta n}{n}. \quad (38)$$

В нейтронной оптике возможны несколько физических причин возникновения двойного лучепреломления. Прежде всего остановимся на простейшем случае взаимодействия магнитного момента нейтрона μ с магнитным полем. Области пространства, в которой присутствует ненулевое магнитное поле, можно приписать два значения показателя преломления:

$$n_{\pm} = \sqrt{1 \mp \frac{\mu B}{E}}. \quad (39)$$

В соответствии с вышесказанным, прохождение нейтрона через такую область, движущуюся ускоренно, приводит к формированию нестационарного состояния. Как легко видеть из уравнений (33) и (38), в обычном приближении слабого поля $\mu B \ll E$ частота биений Ω есть

$$\Omega \approx \frac{\mu B}{\hbar} \frac{mad}{E} = \omega_L \frac{mad}{2E}, \quad (40)$$

где $\omega_L = 2\mu B/\hbar$ — ларморовская частота.

Можно думать, что этот простейший случай наиболее привлекателен для первой экспериментальной демонстрации вращения спина нейтрона, возникающего в результате взаимодействия с ускоряющейся двоякопреломляющей средой.

Помимо движущейся области с магнитным полем полезно рассмотреть и случай движущегося магнитного образца. Если вещество образца характеризуется эффективным потенциалом U и магнитной индукцией B , то два значения показателя преломления для нейтронов имеют вид

$$n_{\pm} = \sqrt{1 - \frac{U \mp \mu B}{E}}. \quad (41)$$

Если $U \pm \mu B \ll E$, то формула (40) остается справедливой и в этом случае.

Немагнитный образец, помещенный в магнитное поле, также может действовать как двоякопреломляющее вещество для нейтронной волны [72]. В некотором смысле здесь можно говорить об обычном веществе, помещенном в двоякопреломляющую среду с показателем преломления (39). Волновые числа двух спиновых компонент имеют тогда вид

$$k_{\pm} = k_0 \sqrt{1 \mp \frac{\mu B}{E}}, \quad E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2, \quad (42)$$

где k_0 — волновое число в отсутствие поля. В этом случае эффективный показатель преломления образца есть

$$n_{\pm} = \sqrt{1 - \frac{U}{E \mp \mu B}}. \quad (43)$$

Ускоренное движение образца в постоянном магнитном поле также ведет к формированию состояний с различающимися частотами для двух спиновых компонент волновой функции и к частоте прецессии, порождаемой ЭУВ, равной

$$\Omega \approx \omega_L \frac{U}{2E} maL, \quad \frac{\mu B}{E} \ll 1. \quad (44)$$

Вообще говоря, двойное лучепреломление может возникать и в отсутствие магнитного поля. В качестве примера обратимся к явлению ядерного псевдомагнетизма, которое имеет место, когда поляризованные нейтроны проходят через вещество, содержащее поляризованные ядра [73, 74]. Из-за спиновой зависимости ядерных сил когерентные длины нейтрон-ядерного рассеяния b_{\pm} различны для двух значений полного спина нейтрона и ядра $J = I \pm 1/2$, где I — спин ядра. Используя определение $b = (b_+ + b_-)/2$, $\Delta b = b_+ - b_-$, приходим к следующему выражению для показателей преломления:

$$n_{\pm} = \sqrt{n^2 \mp p_{\text{нuc}} \frac{2\pi\rho}{k_0^2} \Delta b}, \quad (45)$$

где $p_{\text{нuc}}$ — поляризация образца, а $n^2 = 1 - 4\pi\rho b/k_0^2$. Полагая, что эффект ядерного псевдомагнетизма может быть зарегистрирован при малых значениях поляризации, положим $p_{\text{нuc}} \ll 1$. Тогда при любых реалистичных значениях k_0 формула (45) может быть записана в виде

$$n_{\pm} = n \mp p_{\text{нuc}} \frac{\pi\rho}{nk_0^2} \Delta b. \quad (46)$$

Подставляя выражение (46) в (38), получаем соотношение для частоты прецессии, возникающей из-за ЭУВ:

$$\Omega = p_{\text{нuc}} \frac{mad}{\hbar} \frac{2\pi\rho}{n^2 k_0^2} \Delta b. \quad (47)$$

Обратно пропорциональная зависимость частоты прецессии от квадрата волнового числа дает основания надеяться на возможность измерения спин-зависимых длин рассеяния Δb с очень медленными нейтронами даже в случае весьма малой ядерной поляризации.

Наконец, двоякопреломление может быть связано с несохранением четности в нейтрон-ядерных взаимодействиях. Поэтому амплитуда рассеяния вперед и, соответственно, показатель преломления оказываются зависящими от ориентации спина [75–79]:

$$n_{\pm} = \sqrt{1 - \frac{4\pi\rho}{k_0^2} (b \pm f_{pv})} = \sqrt{n^2 \mp \frac{4\pi\rho}{k_0^2} f_{pv}}. \quad (48)$$

Здесь f_{pv} — несохраняющая четность часть амплитуды, обусловленная слабым взаимодействием и преимущественно p -волновым вкладом в сечение рассеяния медленных нейтронов. Легко видеть, что формула (48) полностью аналогична (45), что, с учетом условия $f_{pv} \ll b$, немедленно приводит к результату

$$\Omega = \frac{mad}{\hbar} \frac{4\pi\rho}{n^2 k_0^2} f_{pv}. \quad (49)$$

Поскольку несохраняющая четность амплитуда f_{pv} пропорциональна k_0 , то при малых энергиях нейтронов фактор $4\pi\rho f_{pv}/k_0$ стремится к константе [75], определяющей удельный угол поворота спина $d\phi/dx$ на единице длины пробега нейтрона в среде. Таким образом, в обычном приближении $|n^2 - 1| \ll 1$ формула (49) может быть представлена в следующем виде:

$$\Omega = \frac{mad}{\hbar} \frac{d\varphi/dx}{k_0}. \quad (50)$$

Для легких ядер $d\phi/dx \approx 10^{-9}-10^{-8}$ см⁻¹, а для некоторых ядер может достигать величины порядка 10^{-5} см⁻¹.

В работе [60] обсуждалась схема возможного эксперимента, в котором можно продемонстрировать возникновение нестационарного состояния при прохождении УХН через область с магнитным полем, двигающимся с ускорением. Опыт предлагалось ставить с установкой, представляющей собой небольшой спин-эхо-спектрометр [80] с двумя областями с магнитным полем, одна из которых движется с ускорением. При этом вектор поляризации нейтронов в точке наблюдения будет вращаться в течение времени движения обмотки, формирующей поле в одном из плеч. При расчете результатов опыта было принято: опыт ставится с ультрахолодными нейтронами, скорость которых составляет 4,5 м/с, магнитное поле в обеих областях равно 100 мкТл, а длина пути внутри катушки 1 см. Показатель преломления нейтрона для двух спиновых компонент равен в этих условиях $n_{\pm} = (1 \mp 2,8) \cdot 10^{-5}$. Частота прецессии в точке наблюдения составляет при этом $\Omega \approx 4,2$ с⁻¹, что соответствует переданной нейтрону энергии $\Delta E = \pm \hbar\Omega/2 \approx \pm 1,5 \cdot 10^{-15}$ эВ.

Результаты вычислений, по-видимому, свидетельствуют, что при описанных выше свойствах «двоукореломляющего образца» и параметрах его движения эффект нестационарного вращения спина, обусловленного ЭУВ, может быть надежно зафиксирован.

2.5. О справедливости закона дисперсии нейтронных волн в ускоряющемся веществе. В работах [56–58], изложение которых приведено выше, экспериментально показано, что энергия нейтронов, прошедших через слой вещества, движущегося с ускорением, отличается от первоначальной. Теория этого явления основывалась на предположении о справедливости закона дисперсии (3) в ускоряющейся среде. Напомним, что ускорение образца достигало при этом значения 75 м/с², а значение передачи энергии нейтронам составляло доли нэВ и весьма удовлетворительно согласовывалось с расчетом. Согласие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями свидетельствует о том, что предположение о справедливости потенциального закона дисперсии в указанных экспериментальных условиях оправданно.

Однако общий вывод о справедливости закона дисперсии в ускоряющейся среде был бы, вероятно, ошибочным. Дело в том, что в теории дисперсии,

являющейся по существу теорией многократного рассеяния волн, весьма существенную роль играет предположение о сферичности интерферирующих рассеянных волн. Вместе с тем в неинерциальной системе координат, связанной с ускоряющимся веществом, представление о сферических волнах неправомерно, что может повлиять на условие их интерференции. На это обстоятельство указывалось в работе [57], а более подробному обсуждению этой проблемы посвящена недавняя работа [63].

Попробуем сделать качественные оценки величины ускорения, при которой следует ожидать существенного отклонения от закона дисперсии (3). Будем рассматривать рассеянные волны на относительно малых расстояниях от ядер-рассеивателей, где их асферичность еще не велика. Поступая таким же образом, как в работе [81], посвященной проблемам нейтронной оптики в гравитационном поле Земли, введем «ускорительный» показатель преломления, обусловленный неинерциальностью системы:

$$n_w(x) = \sqrt{1 - \frac{mWx}{E}} \approx 1 - \frac{mWx}{2E}, \quad mWx \ll E, \quad (51)$$

где W — ускорение вещества и E — энергия нейтрона. Ось X выбрана в направлении, противоположном направлению ускорения. Фаза волны, распространяющейся вдоль оси X , есть, очевидно,

$$\phi = k \left(1 - \frac{mWx}{2E} \right) x. \quad (52)$$

Таким образом, на расстоянии x от рассеивателя наличие ускорения приводит к изменению фазы на величину

$$\Delta\phi = k \left(\frac{mWx^2}{4E} \right) \quad (53)$$

по сравнению с фазой в инерциальной системе.

Очевидно, что сильных эффектов следует ожидать, когда «ускорительный» сдвиг фазы (52) оказывается порядка сдвига фазы $\delta \cong kb$, являющегося, как отмечалось выше, физической причиной явления преломления. Положив в (52) $x = a$, где a — межатомное расстояние, можем теперь сформулировать условие применимости обычной теории дисперсии в ускоренной среде в виде

$$\frac{mWa^2}{4E} \ll b, \quad W \ll \frac{4Eb}{ma^2} = W_c. \quad (54)$$

Из (54) видно, что величина критического ускорения пропорциональна энергии нейтронов, а при ускорении, равном критическому, $W \approx W_c$, параметр асферичности $\beta = mWx/2E$, как и предполагалось, весьма мал: $\varepsilon = 2b/a \approx 10^{-5}$.

Оценим величину критического ускорения $W_c = 4Eb/ma^2$ для случая ультрахолодных нейтронов. Положив $E = 100$ нэВ, $b \approx 5 \cdot 10^{-13}$ см, $a = 5 \cdot 10^{-8}$ см, получаем $W_c \approx 8 \cdot 10^7$ см/с². Такое ускорение вполне достижимо в лабораторных экспериментах. Более того, эксперимент по наблюдению взаимодействия нейтронов с объектом, движущимся с подобным ускорением, осуществлен достаточно давно [82], хотя и с иными целями и не с УХН. Максимальное значение ускорения достигало при этом 10^8 см/с². Эксперимент явился прекрасной демонстрацией квантового нестационарного эффекта, состоящего в расщеплении спектра нейтронов при отражении от осциллирующего барьера. Очевидно, его можно также интерпретировать как свидетельство справедливости модели эффективного потенциала (5) при указанных ускорениях. Это, однако, не противоречит приведенным выше оценкам (54), поскольку в этом эксперименте использовались холодные нейтроны с энергией, на три порядка большей, чем у УХН. Поскольку величина W_c пропорциональна энергии нейтронов, то и ускорение образца в этом опыте было по крайней мере в сто раз меньше критического.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор посвящен изложению некоторых работ по физической нейтронной оптике. Его появление приурочено к празднованию 60-летия ОИЯИ, что отчасти оправдывает то обстоятельство, что в нем изложены преимущественно работы Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Все они так или иначе относятся к нейтронной оптике движущихся сред.

Первая часть обзора посвящена экспериментальной проверке справедливости для ультрахолодных нейтронов потенциального закона дисперсии нейтронных волн в веществе. Первоначальный интерес к этой проблеме возник в связи с так называемой проблемой аномалии в хранении УХН, состоящей в том, что время хранения нейтронов в ловушках со стенками из слабо поглощающих веществ никогда не достигало своего теоретического значения. При этом расчеты основывались на представлении об эффективном комплексном потенциале, отвечающем за взаимодействие УХН с веществом. Независимые эксперименты, проверяющие справедливость этой модели на необходимом уровне точности, практически отсутствовали.

Эксперимент, описанию которого посвящен п. 1.3 настоящего обзора, должен был восполнить этот пробел. Основанный как на специфических свойствах потенциального закона дисперсии, состоящих в нечувствительности физических процессов к движению вещества вдоль своих границ, так и на особенностях формирования квазисвязанного состояния в потенциальной структуре интерференционного фильтра, эксперимент должен был обладать достаточно высокой чувствительностью. Эти ожидания в целом оправдались. Созданный прибор был чувствителен к изменению эффективного потенциала

$\Delta U/U \approx 10^{-4}$ и позволял в несколько раз изменять абсолютное значение волнового числа нейтронов, падающих на резонансную структуру, без изменения нормальной к образцу компоненты волнового числа. Однако к определенному заключению о постоянстве потенциала в этих условиях прийти не удалось. Было понято, что имеется по крайней мере еще одно физическое явление, способное наряду с изменением величины потенциала привести к эффективному смещению линии пропускания интерференционного фильтра при его движении. Оно состоит в интерференции волны, рассеянной на неоднородностях, и волны, обусловленной резонансным туннелированием нейтронов в интерференционном фильтре. В условиях же резонанса сечения всех процессов, в том числе сечение рассеяния волны на оптических неоднородностях, сильно возрастают. Было понято, что такая интерференция приводит к асимметричному искажению спектра резонансного туннелирования, причем это искажение должно зависеть от скорости движения структуры параллельно своим границам, меняющего полное волновое число. К сожалению, теория описанного явления носит полукачественный характер, и экспериментально оно практически не изучено. Поэтому на основании эксперимента по туннелированию УХН через движущийся интерференционный фильтр затруднительно сделать сколько-нибудь однозначные выводы о справедливости представлений об эффективном потенциале.

Однако сама идея такого рода «нулевого опыта Физо» оказалась плодотворной. И соответствующие эксперименты, поставленные позже как с преломляющей кремниевой пластинкой, так и с образцом, обладающим гигантским сечением поглощения, позволили проверить в этих двух крайних случаях справедливость концепции эффективного комплексного потенциала для УХН или, что то же самое, справедливость закона $1/v$ для всех диссипативных процессов. Чувствительность этих опытов к величине потенциала составляла примерно $\Delta U/U \approx 10^{-3}$. Уступая в чувствительности опытам по резонансному туннелированию, эти эксперименты оказываются значительно чище методически.

Большой раздел обзора посвящен проблеме прохождения нейтронной волны сквозь образец, движущийся с ускорением. Так же, как и в обычной оптике, при преломлении в движущуюся среду частота нейтронной волны меняется. Этот специфический эффект Доплера в нейтронной оптике не наблюдался. Однако удалось зарегистрировать разностный эффект Доплера, возникающий, когда волна проходит через две границы образца, движущегося с ускорением. В этом случае доплеровские сдвиги частоты, возникающие при прохождении двух границ образца, хотя и отличаются знаком, но не равны по величине и не компенсируют друг друга. Таким образом, частота волны, прошедшей ускоряющийся образец, отлична от частоты падающей волны. В случае волны-частицы (matter-wave) это означает, что меняется кинетическая энергия и скорость частицы.

В обзоре приведено описание экспериментов с УХН, в которых впервые наблюдалось это явление, называемое авторами эффектом ускоряющегося вещества. Речь идет, таким образом, о специфическом механизме ускорения и замедления нейтронов при их прохождении через движущийся прозрачный образец. Отметим, что тут мы встречаемся с редким, если не единственным, случаем, когда в нейтронной оптике наблюдалось явление, не наблюдавшееся в обычной оптике.

В п. 2.4 рассмотрены некоторые оптические явления, которые могут иметь место при прохождении нейтронной волны через двоякопреломляющий образец, движущийся с ускорением. В нейтронной оптике двоякопреломление во всех случаях связано с направлением спина. Поскольку при прохождении двоякопреломляющего образца, движущегося с ускорением, две спиновые компоненты приобретают различающийся сдвиг по частоте, эффект ускоренного вещества приобретает совершенно новые черты. Предсказания теории для этого случая еще предстоит проверить в эксперименте. Также не вполне еще ясно, насколько оправданы надежды на высокую чувствительность будущих опытов к малому различию показателей преломления.

В заключительном параграфе обзора обсуждается важный вопрос о возможной модификации теории дисперсии нейтронных волн в неинерциальной системе координат. Приводятся появившиеся недавно аргументы об ограничении применимости потенциального закона дисперсии в ускоряющемся веществе. Критическое значение ускорения, ограничивающее область применимости современной теории, оказывается пропорциональным энергии нейтронов. Эта гипотеза не противоречит имеющимся экспериментальным фактам и ждет экспериментального подтверждения.

Таким образом, практически ни один из затронутых в обзоре вопросов не считается абсолютно выясненным. Напротив, практически во всех случаях намечаются направления дальнейших исследований. Нейтронная оптика движущихся сред оказывается, таким образом, живо развивающейся областью науки.

Работы, содержание которых положено в основу настоящего обзора, выполнены в сотрудничестве со многими коллегами, с которыми автор имел удовольствие работать на протяжении многих лет. Всем им я приношу глубокую благодарность.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ 15-02-02367-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Elsasser W. M.* Sur la diffraction des neutrons lents par les substances cristallines // *Comptes Rendus, Acad. Sci. (Paris)*. 1936. Т. 202. P. 1029–1030.
2. *Halban H., Preiswerk P.* Preuve expérimentale de la diffraction des neutrons // *Comptes Rendus, Acad. Sci. (Paris)*. 1936. Т. 203. P. 73–75.

3. *Mitchell D. P., Powers P. N.* Bragg Reflections of Slow Neutrons // *Phys. Rev.* 1936. V. 50. P. 486–487.
4. *Андерсон Г.* Комментарий к статьям 110–111 // *Ферми Энрико*. Научные труды. Т. II. М.: Наука, 1972. С. 226.
5. *Ферми Э., Зинн У.* Коллимирование нейтронного пучка от тепловой колонны СР-3 и показатель преломления для тепловых нейтронов // *Ферми Энрико*. Научные труды. Т. II. М.: Наука, 1972. С. 226–228.
6. *Foldy L. J.* The Multiple Scattering of Waves. I. General Theory of Isotopic Scattering by Randomly Distributed Scatterers // *Phys. Rev.* 1945. V. 67. P. 107–119.
7. *Lax M.* Multiple Scattering of Waves // *Rev. Mod. Phys.* 1951. V. 23. P. 287–310.
8. *Lax M.* Multiple Scattering of Waves. II. The Effective Fields in Dense Systems // *Phys. Rev.* 1952. V. 85. P. 621–629.
9. *Зельдович Я. Б.* Хранение холодных нейтронов // *ЖЭТФ*. 1959. Т. 36. С. 1952–1953.
10. *Луциков В. И. и др.* Наблюдение ультрахолодных нейтронов // *Письма в ЖЭТФ*. 1969. Т. 9. С. 40–45.
11. *Шаниро Ф. Л.* Ультрахолодные нейтроны // *Нейтронные исследования*. М.: Наука, 1976. С. 229–247.
12. *Франк А. И.* И. М. Франк и оптика ультрахолодных нейтронов // *УФН*. 2009. Т. 179. С. 424–434.
13. *Франк И. М.* Нейтронная оптика и ультрахолодные нейтроны: Лекция на II Международной школе по нейтронной физике (Алушта, 1974 г.) // *УФН*. 1991. Т. 161. С. 109–127.
14. *Sears V. F.* Fundamental Aspects of Neutron Optics // *Phys. Rep.* 1982. V. 82. P. 1–29.
15. *Warner M., Gubernatis J. E.* Neutron Refractive Index: A Fermi–Gyugence Theory // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 32. P. 6347–6358.
16. *Франк А. И., Носов В. Г.* Закон дисперсии длинноволновых нейтронов и возможность его прецизионной проверки // *ЯФ*. 1995. Т. 58. С. 453–460.
17. *Nosov V. G., Frank A. I.* Superslow Neutrons and the Dispersion Law for Neutrons in Matter // *Phys. Rev. A*. 1997. V. 55. P. 1129–1139.
18. *Ignatovich V. K., Utsuro M.* Optical Potential and Dispersion Law for Long-Wavelength Neutrons // *Phys. Rev. B*. 1997. V. 55. P. 14774.
19. *Барабанов А. Л., Беллев С. Т.* К вопросу о потенциале взаимодействия ультрахолодных нейтронов с веществом // *ЯФ*. 1999. Т. 62. С. 824–831.
20. *Klein A. G., Werner S. A.* Neutron Optics // *Rep. Prog. Phys.* 1983. V. 46. P. 259–335.
21. *Arif M. et al.* Null Fizeau Effect for Thermal Neutrons in Moving Matter // *Phys. Rev. A*. 1985. V. 31. P. 1203–1205.
22. *Sears V. F.* Fizeau Effect for Neutrons // *Phys. Rev. A*. 1985. V. 32. P. 2584.
23. *Arif M. et al.* Fizeau Effect for Neutrons Passing through Matter at Nuclear Resonance // *Physica B*. 1988. V. 151. P. 63–67.
24. *Arif M. et al.* Observation of a Motion-Induced Phase Shift of Neutron de Broglie Waves Passing through Matter Near a Nuclear Resonance // *Phys. Rev. A*. 1989. V. 39. P. 931.

25. *Bilger H.R., Zavodny A.T.* Fresnel Drag in a Ring Laser: Measurement of the Dispersive Term // *Phys. Rev. A.* 1972. V. 5. P. 591–599.
26. *Серегин А.А.* Связанные состояния нейтрона в веществе // *ЖЭТФ.* 1977. Т. 73. С. 1634–1638.
27. *Steinhauser K.A. et al.* Observation of Quasibound States of the Neutron in Matter // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 1306–1309.
28. *Покотилловский Ю.Н., Новопольцев М.И.* Сообщение ОИЯИ РЗ-81-821. Дубна, 1981.
29. *Novopoltsev M.I., Pokotilovskii Yu.N., Shelkova I.G.* Time-of-Flight Spectrometry of Ultracold Neutrons with a Thin Film Ferromagnetic Chopper // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1988. V. 264. P. 518–520.
30. *Steyerl A. et al.* Experimental Study of Macroscopic Coupled Resonators for Neutron Waves // *Z. Phys. B.* 1981. V. 41. P. 283–286.
31. *Steyerl A. et al.* Neutron Resonators and Interferometers for Very Low Energy Neutrons // *Physica B.* 1988. V. 151. P. 36.
32. *Bondarenko I.V. et al.* Proposed Fundamental Investigations Using Interference Filters and Gravity Spectrometry // *J. Phys. Soc. Japan.* 1996. V. 65. Suppl. A. P. 29–32.
33. *Bondarenko I.V. et al.* High Resolution Spectrometer for the Experimental Test of the Long-Wave Neutron Dispersion Law // *V Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-5).* Dubna, 1997. P. 418–421.
34. *Бондаренко И.В. и др.* Экспериментальная проверка закона дисперсии ультрахолодных нейтронов // *Письма в ЖЭТФ.* 1998. Т. 67, вып. 10. С. 746–751.
35. *Бондаренко И.В. и др.* Нейтронные интерференционные фильтры в фундаментальных экспериментах с ультрахолодными нейтронами // *ЯФ.* 1999. Т. 62. С. 775–791.
36. *Frank A.I. et al.* Neutron Multilayers Structures for Fundamental Experiments in UCN Optics // *Proc. SPIE.* 1999. V. 3767. P. 360–371.
37. *Frank A.I. et al.* Resonant Tunneling of UCN through the Moving Interference Filter and Experimental Test of the UCN Dispersion Law. *JINR Commun.* E3-2004-216. Dubna, 2004.
38. *Игнатович В.К.* Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
39. *Франк А.И. и др.* Экспериментальная проверка справедливости закона $1/v$ для сечения поглощения УХН в естественном гадолинии // *Письма в ЖЭТФ.* 2006. Т. 84. С. 131–135.
40. *Франк А.И. и др.* Нейтронная оптика сильно поглощающих сред и взаимодействие длинноволновых нейтронов с пленками гадолиния // *ЯФ.* 2003. Т. 66. С. 1879–1893.
41. *Bondarenko I.V. et al.* UCN Gravity Spectrometry Using Neutron Interference Filter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2000. V. 440. P. 591–596.
42. *Rauch H. et al.* Giant Absorption Cross Section of Ultracold Neutrons in Gadolinium // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 4955–4958.
43. *Kulin G.V. et al.* New Experimental Test of Dispersion Law for Very Slow Neutrons // *Phys. Lett. A.* 2014. V. 378. P. 2553–2556.
44. *Horn M.A., Zeilinger A.* Fizeau Effect for Thermal Neutrons // *Neutron Interferometry* / Ed. by U. Bonse and H. Rauch. Oxford: Clarendon, 1979. P. 350–354.

45. Klein A. G. et al. Neutron Propagation in Moving Matter: the Fizeau Experiment with Massive Particle // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1551–1554.
46. Bonse U., Rump A. Interferometric Measurement of Neutron Fizeau Effect // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2411–2444.
47. Horn M. A. et al. Neutron Phase Shift in Moving Matter // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. P. 1–6.
48. Bonse U., Rump A. Thermal-Neutron Propagation in Moving Media // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. P. 1059–1064.
49. Peres A. Neutron Propagation in Moving Matter // Am. J. Phys. 1983. V. 51. P. 947–950.
50. Yeh J. Reflection and Transmission of Electromagnetic Waves by a Moving Dielectric Medium // Appl. Phys. J. 1965. V. 36. P. 3513–3517.
51. Littrell K., Werner S., Allman B. Neutron Interferometry in Non-Inertial Frames // J. Phys. Soc. Japan. 1996. V. 65. Suppl. A. P. 98–101.
52. Tanaka K. Reflection and Transmission of Electromagnetic Waves by a Linearly Accelerated Dielectric Slab // Phys. Rev. A. 1982. V. 25. P. 385–390.
53. Neutze R., Stedman G. E. Detecting the Effects of Linear Acceleration on the Optical Response of Matter // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. P. 82–90.
54. Kowalski F. V. Interaction of Neutrons with Accelerating Matter: Test of the Equivalence Principle // Phys. Lett. A. 1993. V. 182. P. 335–340.
55. Носов В. Г., Франк А. И. Взаимодействие нейтронов с движущимся веществом // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 686–696.
56. Франк А. И. и др. Эффект ускоряющейся среды в нейтронной оптике // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 485–489.
57. Франк А. И. и др. Эффект ускоряющегося вещества в нейтронной оптике // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1686–1704.
58. Франк А. И. и др. Новый эксперимент по наблюдению эффекта ускоряющегося вещества в нейтронной оптике // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. С. 403–407.
59. Frank A. I. et al. Accelerating Medium Effect As a General Wave Phenomenon // J. of Phys.: Conf. Ser. 2012. V. 340. P. 012042.
60. Франк А. И., Наумов В. А. Взаимодействие волн с двоякопреломляющим веществом, двигающимся с ускорением // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1507–1518.
61. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Изд. 6-е, испр. М.: Физматлит, 2004. §17.
62. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. 2-е. М.: Наука, 1982. Задача к §85. С. 405.
63. Франк А. И. О законе дисперсии в ускоряющемся веществе // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 696–697.
64. Франк А. И. и др. Квантовая временная линза для ультрахолодных нейтронов // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 224–228.
65. Камчатнов А. М., Носов В. Г., Франк А. И. Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник и поляризационное отношение для ОХН // Нейтронная физика: Материалы 1-й Междунар. конф. по нейтронной физике, Киев, 1987. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. Т. 1. С. 116–117.

66. Козлов А. В., Франк А. И. Динамическое отражение и преломление нейтронов на границах вещества с переменной магнитной индукцией // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 1149–1164.
67. Badurek G., Rauch H., Summhammer J. Polarized Neutrons Interferometry: A Survey // Physica B. 1988. V. 151. P. 82–92.
68. Golub R., Gähler R. A Neutron Resonance Spin Echo Spectrometer for Quasielastic and Inelastic Scattering // Phys. Lett. A. 1987. V. 123. P. 43–48.
69. Gähler R., Golub R., Keller T. Neutron Resonance Spin Echo — a New Tool for High Resolution Spectroscopy // Physica B. 1992. V. 180–181. P. 899–902.
70. Besenböck W. et al. First Scattering Experiment on MIEZE: A Fourier Transform Time-of-Flight Spectrometer using Resonance Coils // J. Neutron Res. 1998. V. 7. P. 65–74.
71. Frank A. I., Kozlov A. V. Dynamic Reflection and Refraction of Neutrons // Physica B. Condens. Matt. 2009. V. 404. P. 2550–2552.
72. Baryshevskii V. G., Cherepitsa S. V., Frank A. I. Neutron Spin Interferometry // Phys. Lett. A. 1991. V. 153. P. 299–302.
73. Барышевский В. Г., Подгорецкий М. И. Ядерная прецессия нейтронов // ЖЭТФ. 1965. Т. 47. С. 1050–1054.
74. Abragam A. et al. Pseudo Magnetic Moments of H^1 and V^{51} Measured by a New Method // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 776–779.
75. Michel F. C. Parity Nonconservation in Nuclei // Phys. Rev. 1964. V. 133. P. B329–B349.
76. Stodolsky L. Neutron Optics and Weak Currents // Phys. Lett. B. 1974. V. 50. P. 352–356.
77. Forte M. et al. Measurement of Parity-Nonconserving Neutron-Spin Rotation: The Tin Isotopes // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 2088–2092.
78. Stodolsky L. Parity Violation in Threshold Neutron Scattering // Nucl. Phys. B. 1982. V. 197. P. 213–227.
79. Сушков О. П., Фламбаум В. В. Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами // УФН. 1982. Т. 136. С. 3–24.
80. Neutron Spin Echo / Ed by F. Mezei. Heidelberg: Springer-Verlag, 1980.
81. Франк И. М., Франк А. И. О применимости принципа Ферма к оптике ультракоротких нейтронов // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 559–560.
82. Felber J. et al. Matter Waves at a Vibrating Surface: Transition from Quantum-Mechanical to Classical Behavior // Phys. Rev. 1996. V. 53. P. 319–328.