

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

От редакции. Публикуемые ниже статьи посвящены памяти академика Ильи Михайловича Франка (23(10). 10.1908 — 22.06.1990).

У большинства физиков имя И.М. Франка, вероятно, прочно ассоциируется с оптическими явлениями, имеющими место при прохождении заряженных частиц через среду. Действительно, излучение Вавилова—Черенкова, переходное излучение, аномальный эффект Допплера, излучение движущихся мультиполей — все эти явления многие годы были постоянным объектом его научных интересов.

Подключившись к работе С.И. Вавилова и П.А. Черенкова в начале 30-х годов, он получил вместе с И.Е. Таммом результат, принесший ему мировую известность и Нобелевскую премию 1958 г. Он работал в этой области всю жизнь и в конце ее подвел основные итоги в монографии (*Франк И.М. Излучение Вавилова—Черенкова. Вопросы теории.* М.: Наука, 1988). Эти и другие научные заслуги Ильи Михайловича достаточно полно освещены в статье, приуроченной к его восьмидесятилетию (УФН, т. 156, с. 373). Обращаясь к послевоенным годам научной деятельности И.М. Франка, авторы этой статьи отмечают в основном результаты, полученные лабораторией атомного ядра ФИАН и нейтронной лабораторией Объединенного института ядерных исследований в Дубне, которые создал и которыми многие годы руководил Илья Михайлович. Одним из таких замечательных результатов является открытие в конце 60-х годов ультрахолодных нейтронов, приведшее к появлению новой области нейтронной физики.

Будучи оптиком по образованию и первоначальным научным интересам и отдав несколько десятилетий своей жизни ядерной и нейтронной физике, Илья Михайлович увидел, по-видимому, в этом событии уникальную возможность соединения двух любимых им областей физики. В начале 70-х годов он выполнил несколько работ по оптике ультрахолодных нейтронов, которые, сохраняя и сейчас свое значение, остались, к сожалению, известными лишь достаточно узкому кругу специалистов.

Желая восполнить этот пробел и отдавая дань памяти Ильи Михайловича Франка, мы публикуем мемориальную лекцию А.И. Франка на VI Международной школе по нейтронной физике в Алуште 1990 г. и лекцию Ильи Михайловича на II Алуштинской школе 1974 г. (публикация подготовлена А.И. Франком).

539.125.523.5

СОВРЕМЕННАЯ ОПТИКА ДЛИННОВОЛНОВЫХ НЕЙТРОНОВ

А.И. Франк

(Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва)

*(Лекция памяти И.М. Франка на VI Международной нейтронной школе.
Алушта, Крым, октябрь 1990 г.)*

Как известно, в конце 60-х годов Ф.Л. Шапиро с сотрудниками впервые начал работать с ультрахолодными нейтронами (УХН). В этих работах было продемонстрировано, что такие нейтроны действительно могут распространяться по изогнутым нейтронводам и даже длительно храниться в замкнутых сосудах. Одновременно в Мюнхене с весьма медленными нейтронами начал экспериментировать А. Штайерл. Фактически состоялось открытие УХН.

Итоги первого периода исследований были подведены Ф.Л. Шапиро в его докладе, подготовленном для конференции в Будапеште летом 1972 г. [1].

На той же конференции в Будапеште с дополнением к докладу Ф.Л. Шапиро выступил Илья Михайлович [2]. Он обращал внимание на то обстоятельство, что наряду с подходом, основанным на введении в уравнение Шрёдингера оптического потенциала

$$V_{\text{opt}} = \frac{\hbar^2 N b}{2m \pi}, \quad (1)$$

которым пользовался Ф.Л. Шапиро, можно сразу вводить показатель преломления n . Квадрат показателя преломления сопоставлялся при этом с диэлектрической постоянной для света ϵ , а мнимая часть ϵ'' определялась сечением всех процессов, приводящих к исчезновению УХН, а именно — радиационного захвата и неупругого рассеяния. Показатель преломления здесь комплексный: $n = n' + in''$

$$n^2 = \epsilon' + i\epsilon'' = 1 - \lambda^2 \frac{N}{\pi} (b' - ib''); \quad (2)$$

здесь b' и b'' — действительная и мнимая части амплитуды рассеяния.

Легко получить, и это сделано в последующих работах И.М. Франка, выражения для действительной и мнимой частей показателя преломления (см. формулы (4.1) — (4.5) статьи [6]).

Для ультрахолодных нейтронов, когда скорость меньше граничной, $n''^2 > n'^2$ и действительная часть ϵ отрицательна. Если поглощение мало, а именно этот случай обычно имеет место, то действительная часть ϵ , оставаясь отрицательной, по абсолютной величине много больше мнимой. Такая ситуация имеет место в оптике при отражении света от металла с высокой проводимостью.

Таким образом, отражение УХН от поверхности вещества сопоставлялось с "металлическим" отражением света. Просто по аналогии с металлооптикой вводились коэффициенты Френеля, представляющие собой амплитуды отраженной и прошедшей волн (формулы (5.3), (5.4) статьи [6]).

По существу, работа [2] была первой работой по оптике УХН. В последующем И.М. развил эти идеи в нескольких работах [3 — 5] и прочел памятную многим лекцию на II Алуштинской школе в 1974 г. [6]. Кажется довольно естественным, что И.М., так любивший оптику и много в ней сделавший, обратился к оптической аналогии. Оптический образ мыслей был ему очень близок.

Иногда приходится слышать, что подход с показателем преломления "старомоден" и корректнее пользоваться уравнением Шрёдингера с оптическим потенциалом. Сам И.М. подчеркивал, что оба способа в равной степени обоснованы, и это, несомненно, так. Однако при попытке достаточно строгого решения задачи о распространении нейтрона в среде получают (всегда приближенное) решение для некоторого самосогласованного нейтронного поля (см., например, [7, 8]). Малым параметром теории является величина kb . При этом первым приближением является приближение плоской волны с определенным волновым числом k_1 , откуда естественным образом определяется показатель преломления $n^2 = k_1^2 / k^2$, где k — волновое число в вакууме. Оптический же потенциал просто подбирают таким образом, чтобы получить такое же решение. Собственно, именно таким образом и Ферми ввел понятие квазипотенциала, правильно описывающего волну, рассеянную единичным

ядром. Величину же оптического потенциала обычно получают, усредняя по рассеивателям квазипотенциал Ферми (см., например, [9]).

Возвращаясь к работам И.М., напомним, что в начале 70-х годов одной из доминирующих проблем в физике УХН была проблема хранения. В замкнутых сосудах УХН хранились существенно меньше, чем предсказывала теория, и вопрос "куда исчезают УХН?" был одним из наиболее актуальных. Естественно, что этот вопрос волновал и И.М., и он обсуждал его в цитированных выше работах [4 — 6]. Ряд высказанных при этом соображений важен, как мне кажется, и сегодня, хотя, возможно, и без прямой связи с проблемой хранения УХН. Остановлюсь на одном из них.

Для рассеяния скалярных волн Фолди в 1945 г. получил простое выражение [10]

$$k_1^2 = k^2 + 4\pi N f_0, \quad (3)$$

где f_0 — амплитуда рассеяния вперед. Для медленных нейтронов подстановка $f_0 = -b$ в формулу (3) приводит после простых преобразований к (2). В работах [4, 6] И.М. обращает внимание на то, что выражение (3) справедливо и для света в разреженных средах, где показатель преломления близок к 1:

$$n^2 = 1 + 4\pi N \alpha, \quad |n^2 - 1| \ll 1, \quad (4)$$

где α — поляризуемость.

С другой стороны, если n^2 не слишком близко к 1, вместо (4) надо пользоваться формулой Лорентц—Лоренца.

В достаточно общем виде этот вопрос исследован Лэксом [11, 12]. Вместо формулы Фолди (3) он приводит выражение, справедливое и для света, и для нейтронов, в котором учитывается различие эффективного поля, действующего на рассеиватель, и когерентного поля:

$$k'^2 = k^2 + 4\pi N C f_0. \quad (5)$$

Поправочный коэффициент Лэкса C может быть, вообще говоря, комплексным. Тогда вместо (2) имеем

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{N}{\pi} (C' - iC'')(b'_0 - ib''_0), \quad (6)$$

где $b_0 = b'_0 - ib''_0$ — амплитуда рассеяния на изолированном ядре. Таким образом, в качестве длины рассеяния в среде следует использовать величины: $b' = C'b'_0$ и $b'' = C''b'_0 + C'b''_0$ (в выражении для b' мы пренебрегаем величиной $C''b''_0$).

Имеющиеся расхождения во времени хранения УХН были бы легко объяснимы, если бы b'' отличалась от принимаемой в расчете величины b''_0 примерно на $3 \cdot 10^{-4}$. Поэтому И.М. высказывал гипотезу, что это расхождение может быть связано с эффектами когерентного поля, если коэффициент Лэкса действительно отличен от единицы, а его величина различна для тепловых нейтронов и УХН. Поскольку $b''b' \approx 10^{-4}$, то это противоречие снялось бы, если C'' так же порядка 10^{-4} .

За время, прошедшее после опубликования работ И.М., вопрос был исследован более полно [7, 8]. Теперь достаточно твердо установлено, что небольшие поправки действительно существуют и они в самом деле зависят от

длины волны нейтрона. Их природа связана с тем обстоятельством, что вблизи каждого ядра соседние ядра-рассеиватели расположены 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 сфер. Кстати, именно в этой модели и легче всего провести точный расчет. Приведем в этой связи результаты Сирса [7]

$$C = 1 + J = 1 + J' + iJ'',$$

$$J' = J_0 \left(\frac{\sin ka}{ka} \right)^2, \quad J'' = \frac{J_0}{2(ka)^2} (2ka - \sin 2ka), \quad (7)$$

$$J_0 = 2\pi Nba^2,$$

где a — радиус атома. Легко видеть, что если $ka \rightarrow 0$, то

$$C' = 1 + 2\pi Nb'a^2, \quad (8)$$

$$C'' = \frac{4}{3}\pi Nb'ka^3.$$

Аналогичные результаты получены в работе [8]. Из (8) видно, что в случае УХН, когда n^2 близко к нулю и $4\pi Nb' \approx k^2$,

$$C' \approx 1 + k^2 a^2, \quad C'' \approx k^3 a^3, \quad (9)$$

где характерный параметр $ka \approx 10^{-2}$. Следовательно, для УХН величина C'' действительно может быть порядка $10^{-5} - 10^{-6}$.

Существенно, что поправка на локальное поле C'' зависит от волнового числа k . Это значит, что, используя величину b'' , полученную из данных по рассеянию и поглощению ОХН для оценки поглощения УХН, можно допустить ошибку. Следует так же ожидать и небольшого нарушения закона $1/v$ для очень медленных нейтронов.

Таким образом, в главном оптическая аналогия оказалась верной. Эффекты когерентного поля в нейтронной оптике приводят к отклонению от простой формулы Фолди, хотя это отклонение и невелико.

Легко видеть, что подстановка величины $C'b$ вместо b в (1) приводит к выводу о том, что величина оптического потенциала зависит от длины волны [13]. По-видимому, именно эта зависимость и предоставляет единственную в настоящее время возможность заметить на опыте реальность проявлений эффектов, связанных с различием когерентного и эффективного полей. Такой опыт, как представляется, имел бы фундаментальное значение.

Что касается возможных особенностей этих эффектов при отражении УХН, то настоящее состояние проблемы хранения УХН существенно отлично от того, что было в 70-е годы, и теперь нет оснований ожидать здесь значительных эффектов. Кроме того, из выражений (8), (9) как будто вытекает вывод о малости поправок при $ka \rightarrow 0$. Однако и здесь следует проявить некоторую осторожность. Как отмечал И.М. в работе [6], случай отражения УХН требует особого теоретического анализа. Дело в том, что при полном

отражении волна быстро затухает в веществе, причем постоянная затухания — порядка длины волны. Как это сказывается на поправках, не вполне ясно и сейчас, а работы [7, 8] не дают ответа на этот вопрос. Теперь мне хотелось бы обратиться к одной из наиболее цитируемых работ И.М., посвященных нейтронной оптике [3]. В ней рассматривался широкий круг проблем, в том числе и некоторые из обсуждавшихся выше. Кроме того, там впервые ставился вопрос о возможности нейтронного микроскопа. Для того чтобы стало яснее характерное для того времени представление о проблеме, я позволю себе процитировать соответствующий фрагмент статьи полностью.

"В дальнейшем, когда это станет возможным, предстоит выполнить и простейшие оптические опыты. Например, можно представить себе такой эксперимент. Через небольшое отверстие ультрахолодные нейтроны падают на вогнутое зеркало и, отражаясь, собираются в фокусе (рис. 1). При этом за счет силы тяжести при движении вниз они будут приобретать дополнительную скорость по вертикали. В результате их движение у зеркала будет таким, как если бы они выходили из точки O , находящейся несколько выше отверстия A , а соберутся они в фокусе C — ниже геометрического фокуса B . В оптических приборах для ультрахолодных нейтронов такую своеобразную хроматическую aberrацию, зависящую от скорости, надо учитывать. Мне думается, что получение оптического изображения с помощью отражения и преломления очень медленных нейтронов — опыт настолько существенный, что его обязательно надо выполнить. Ведь можно мечтать о том, что в отдаленной перспективе оптика очень медленных нейтронов позволит создать нейтронный микроскоп".

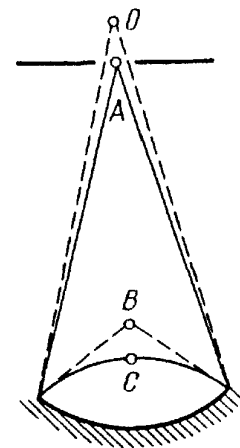


Рис. 1

Хорошо помню, какое впечатление производило тогда это предложение. На первый взгляд, оно было просто, почти тривиально. С другой стороны, состояние источников УХН было тогда таково, что всерьез мечтать о микроскопе было очень трудно и предложение казалось безнадежным. В-третьих, проблема гравитационного хроматизма представляла определенный вызов и хотелось найти какие-либо хотя бы теоретические подходы к ее решению. Без этого думать о микроскопе вообще не приходилось. Вероятно, именно поэтому простой опыт с вогнутым зеркалом, предложенный И.М., так и не был осуществлен, а первые эксперименты А. Штайерла, а потом и нашей группы были направлены на демонстрацию возможности ахроматизации.

Мне пришлось несколько раз разговаривать с И.М. на эту тему задолго до того, как появилась перспектива какой-то экспериментальной деятельности. Предложенная им схема опыта допускала обсуждение на вполне классическом, т.е. корпускулярном языке. С другой стороны, для понимания вопроса необходимо было понимать проблему формирования нейтронного изображения в ее волновом аспекте. При классическом подходе было ясно, что нейтрон, следуя к фокусу по разным траекториям, должен затратить на свое движение различное время. При этом было не вполне понятно, к каким следствиям это приводит при волновом рассмотрении проблемы. Итогом этих бесед явилось представление о том, что можно учесть силу тяжести, пользуясь чисто оптическим языком, а именно ввести понятие "гравитационный показатель преломления" [14]

$$n(r) = n(z) = \left(1 - \frac{2gz}{v_0^2}\right)^{1/2}, \quad v_0 = v \quad (z = 0). \quad (10)$$

Таким образом, пространство, где действует сила тяжести, можно было считать оптически неоднородной средой, где без ограничения справедлив один из основополагающих принципов оптики — принцип Ферма.

Из справедливости принципа Ферма следовала сама возможность формирования изображения нейтронными волнами в потенциальном поле^(1*). Представление об оптически неоднородной среде позволяло воспользоваться рядом готовых выводов, хорошо известных в оптике [16]. Однако корректного ответа на вопрос о роли неизохронности классических траекторий не было. Одновременно становилось еще более ясно, что вопрос этот важный. При конкретных оптических расчетах в выражения для основных характеристик оптического устройства, таких, например, как увеличение, классическое время пролета входило непосредственным образом [15, 17]. Дальнейшие исследования прояснили ситуацию, и роль классического времени распространения частицы стала более понятной. Ниже я изложу современное понимание этого вопроса [18, 19].

Во всех случаях принцип Ферма может быть записан в таком виде:

$$\delta \int_A^B k dl = 0, \quad \text{или} \quad \delta \int_A^B n dl = 0. \quad (11)$$

При этом в обычной оптике он может быть записан и так:

$$I = \int_A^B n dl = \int_A^B \frac{c}{v} dl = c \int_A^B dt, \quad \delta I = 0, \quad (12)$$

и выражает минимальность или стационарность времени распространения волны между оптически сопряженными точками A и B . В случае же массивной частицы, какой является нейтрон, $k dl = (m/\hbar)v^2 dt$ и принцип Ферма принимает форму [20]

$$\delta \int_A^B v^2 dt = 0, \quad \text{или} \quad \delta \int_A^B n^2 dt = 0. \quad (13)$$

В этом случае принцип Ферма выражает только минимальность и стационарность фаз, но не времени (ср. (12) и (13)). Это действительно означает, что время, которое бы затратила "классическая" частица, следуя к поверхности равных фаз, различно. Отметим, что запись принципа Ферма в виде (11) следует из квазиклассического решения стационарного уравнения Шрёдингера. Однако, исходя из стационарного волнового уравнения, мы как будто сделали вопрос о времени распространения незаконным. Действительно, волновая картина поля определяется только амплитудами и фазами волн, пришедших в точку наблюдения. Однако анализ показал, что с вопросом об изохронности классических траекторий непосредственным образом связан вопрос о стационарности этой волновой картины.

Более тщательный анализ проблемы стационарности интерференционной картины проводился в связи с проблемами нейтронной интерферометрии. Чу

и Стодольский показали [21], что вблизи так называемой идеальной конфигурации, когда классические траектории приводят частицы в одну точку наблюдения одновременно, первая производная от разности фаз по параметрам опыта равна нулю.

В работе [22] справедливость этого вывода была подтверждена прямым расчетом для интерферометра, предназначенного для работы с УХН и находящегося в поле тяжести Земли. При этом параметром задачи являлась скорость нейтрона. Было показано, что действительно в условиях изохронности первая производная от разности фаз по скорости исчезает. Однако это условие выполняется, когда сама разность фаз значительна, т.е. в условиях наблюдения интерференции высокого порядка. Поэтому наблюдение интерференционной картины все равно требует значительной монохроматизации из-за эффектов второго порядка по скорости. С другой стороны, при отсутствии изохронности наблюдение интерференционной картины даже в нулевом порядке требует весьма высокой степени монохроматизации. В более общем виде этот вывод следует из результатов работы [23], где доказано, что при нарушении условий идеальной конфигурации с неизбежностью следует эффект в первом порядке вариации параметров.

Для решения проблемы ахроматизации интерференционной картины предлагалось использовать геометрию, обеспечивающую одновременно как изофазность, т.е. нулевой порядок интерференции, так и изохронность [22]. Такую геометрию можно реализовать в двухпетлевой схеме интерферометра.

Очевидно, что анализ действия нейтронного интерферометра в поле тяжести Земли имеет прямое отношение к проблеме формирования изображения в оптическом приборе, где интерферируют не две волны (луча), как в интерферометре, а целое их семейство. Таким образом, вопрос о времени распространения нейтрона в оптическом приборе оказался самым непосредственным образом связан с проблемой гравитационных хроматических aberrаций, о которых писал Илья Михайлович в 1972 г.

За время, прошедшее после опубликования И.М. статьи [3] в журнале "Природа", в области практической оптики УХН сделано многое. Наличие достаточно полных обзоров [18, 19, 24] заставляет меня только кратко перечислить основные этапы, которые были пройдены на пути к нейтронному микроскопу.

Сегодня мы достаточно хорошо понимаем основные особенности гравитационных aberrаций. Различают хроматические aberrации, приводящие к смещению плоскости изображения (хроматизм положения) и меняющие величину оптического увеличения (хроматизм увеличения). Кроме того, даже для идеально монохроматических волн имеют место гравитационные геометрические aberrации, связанные с различием кривизны лучей, имеющих различный угол с вертикалью. В реальной ситуации все эти типы aberrаций могут присутствовать одновременно.

Честь получения первого изображения простого источника с помощью УХН, т.е. почти так, как предлагал И.М., принадлежит А. Штайерлу с сотрудниками [25]. Важное отличие, однако, состояло в том, что им впервые удалось найти способ компенсации хроматических aberrаций положения. При этом вместо простого зеркала применялся более сложный оптический элемент — зонное зеркало, в котором вогнутое зеркало совмещалось с зонной интерференционной системой (1980 г.).

В 1984 г. нашей группой был опробован оптический прибор с четырьмя зеркалами, обеспечивающими также монохроматизацию по положению [26].

Оптическое разрешение в обоих этих опытах, строго говоря, определено не было, но они ознаменовали собой начало экспериментальных работ в области технической оптики УХН.

В 1984 г. появилось сообщение о начале работы с двухзеркальным микроскопом большого увеличения, созданным группой А. Штайерла [20], первые результаты испытания которого были опубликованы в 1985 г. [27]. Этот прибор имел двойную ахроматизацию (по увеличению и по положению), а применение параболического зеркала вместо сферического существенно снижало обычные аберрации. При увеличении $78\times$ было получено разрешение примерно в 100 мкм. Во всех этих работах анализ изображения осуществлялся путем механического сканирования плоскости изображения или плоскости объекта.

В 1986 г. наша группа сообщила о работе с прибором небольшого увеличения ($1,4\times$), также обладающим двойной ахроматизацией. Здесь впервые был использован детектор изображения и получено изображение ряда простых объектов, в том числе крестообразной диафрагмы и специально изготовленного методом фотолитографии на кремнии двумерного объекта с изображением нейтрона, отражающегося от зеркала, — эмблемы Алуштинской нейтронной школы. Несмотря на небольшое увеличение, разрешающая способность прибора составляла 70 — 100 мкм [28].

Одновременно А. Штайерл с сотрудниками впервые попытались использовать для целей микроскопии нейтроны, более быстрые, чем УХН [29]. Естественно, что применять зеркала, основанные на полном отражении, в этом случае невозможно. Поэтому зеркальная оптика нормального падения имела многослойное отражающее интерференционное покрытие. Хотя было получено довольно скромное разрешение (230 мкм), эксперимент знаменует собой переход к очень перспективному с практической точки зрения диапазону энергий^(2*).

В 1988 г. группа А. Штайерла сообщила, что достигла в своем микроскопе разрешения порядка 10 мкм при увеличении $79\times$. Кроме того, опробован режим еще большего увеличения, вплоть до $280\times$ [32]. Отмечу, что статья с этими результатами была помещена авторами в сборнике, который сотрудники и друзья Ильи Михайловича посвятили его 80-летию. В этом же сборнике был помещен и обзор по нейтронной микроскопии [24].

Теперь я немного подробнее остановлюсь на последней работе в этой области, выполненной нашей группой. До сих пор во всех опытах по практической оптике очень медленных нейтронов использовались схемы с вертикальной оптической осью, и эта тенденция, несомненно, восходит к идеям И.М., которые мы обсуждали выше. Однако недавно выяснилось, что в схемах с горизонтальным ходом лучей несколько облегчается решение проблемы гравитационного хроматизма. При таком расположении прибора имеет место только один вид хроматических искажений — смещение изображения как целого при изменении скорости нейтрона [33]. Один из способов компенсации такого хроматизма предложен в работе [34].

Устройством, стабилизирующим положение изображения, является здесь оборачивающая система, состоящая из двух зеркал, расположенных под прямым углом. В отсутствие оборачивающей системы влияние силы тяжести приводило бы к тому, что для каждой пары лучей с одинаковым по величине и различным по знаку начальным углом с осью верхнему лучу соответствовало бы меньшее волновое число. Равенство фаз в плоскости изображения обеспечивается в этом случае большей протяженностью верхнего луча, что связано

с изгибом лучей в поле тяжести. При этом оба луча изофазны, но не изохронны, чему и соответствует хроматизм картины.

Оборачивающая система меняет местами верхний и нижний лучи, и при этом достигается уравнивание фаз в точке, соответствующей обычному оптическому изображению. Оптимальное положение этой системы соответствует

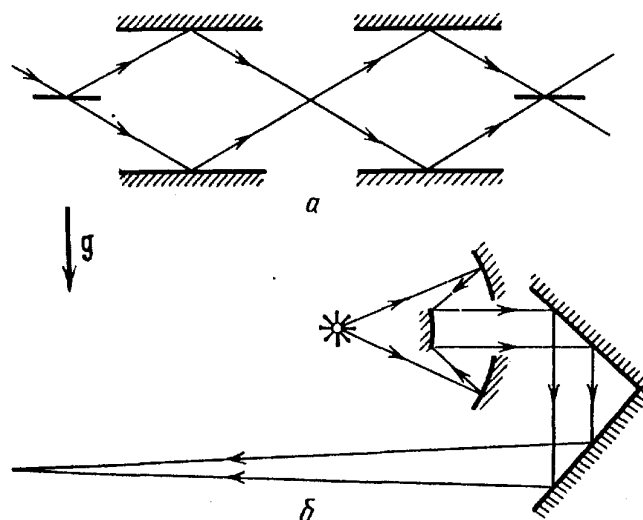


Рис. 2. Оптическая схема горизонтального микроскопа с оборотной системой (*б*) в сравнении с двухпетлевым интерферометром (*а*)

изохронности траекторий. Как видно, ситуация вполне подобна двухпетлевой схеме нейтронного интерферометра. Это обстоятельство проиллюстрировано рис. 2.

Микроскоп, основанный на этой идее, был создан [35] и недавно испытан. Объективом в нем служит зеркальный объектив Шварцшильда от обычного оптического микроскопа. Оптическое увеличение прибора $M = 47\times$. Микроскоп оснащен новым координатно-чувствительным детектором УХН с электронным сбором информации [36], что позволяет вести непрерывную экспозицию в течение нескольких суток.

С его помощью были зарегистрированы изображения двух щелей шириной 40 и 13,5 мкм [37]. Из анализа формы изображения получена оценка разрешающей способности прибора (и измерительной системы), которая составила 17 мкм. Зарегистрировано также изображение периодического тест-объекта, имеющего прозрачные и отражающие полосы равной ширины в 33 мкм. Изображение обладает удовлетворительным контрастом.

Таково нынешнее состояние дел в этой области. Можно думать, что в ближайшее время мы будем свидетелями начала экспериментальных работ по освоению нейтронно-микроскопического метода исследования вещества.

Разумеется, современная оптика длинноволновых нейтронов отнюдь не исчерпывается вопросами, которые обсуждались выше. Очевидна связь нейтронной оптики с квантовой механикой медленной частицы (см., например, [38]). Оптические методы предоставляют также новые возможности для исследования фундаментальных взаимодействий нейтрона, что, в частности, наглядно продемонстрировано в экспериментах по исследованию электрической нейтральности нейтрона [39, 40].

Остановимся подробнее на этих вопросах. Несомненно фундаментальное значение вопроса о степени линейности уравнения Шрёдингера для свободной частицы. Во всех моделях нелинейной квантовой механики степень нелиней-

ности характеризуется некоторой фундаментальной величиной b , имеющей размерность энергии. В популярной модели логарифмической нелинейности [41] в уравнении Шредингера присутствует величина

$$F = -b \ln|\psi|^2. \quad (14)$$

При этом расплывание волнового пакета в пространстве ограничено величиной

$$L = \hbar/(2mb)^{1/2}. \quad (15)$$

По-видимому, последнее соотношение достаточно универсально и не сильно зависит от модели, поскольку оно связывает линейную и энергетическую постоянные любой квантовомеханической задачи. Наилучшее экспериментальное ограничение $b \leq 3,3 \cdot 10^{-15}$ эВ получено сейчас в оптическом опыте по наблюдению френелевской дифракции нейтронов с длиной волны **20 Å на краю экрана** [42].

Отметим, что процесс формирования изображения в оптическом приборе есть процесс конструктивной интерференции. Таким образом, он тоже теснейшим образом связан с принципом суперпозиции, т.е. с вопросом о линейности теории [19]^(3*). Это обстоятельство непосредственным образом используют в оптике при определении предельного разрешения оптического прибора. Обычное дифракционное соотношение, например для разрешающей способности микроскопа, таково:

$$\delta \approx \frac{0,6\lambda}{A}, \quad (16)$$

где δ — предельное разрешение, определяемое размером дифракционного пятна, A — числовая апертура $A = \sin \theta$, θ — апертурный угол. Смысл этого ограничения связан с тем обстоятельством, что максимальный размер когерентного волнового фронта на первой линзе (зеркале)

$$L_{\text{coh}} = 2f \operatorname{tg} \theta. \quad (17)$$

В линейной теории, каковой является обычная оптика, L_{coh} просто совпадает с диаметром соответствующего оптического элемента (здесь f — фокусное расстояние). Если оптический прибор несовершенен и обладает аберрациями, то роль диаметра линзы играет соответствующий размер когерентности, называемый зоной Френеля и определяемой отдельно в каждом конкретном случае.

Очевидно, что можно поставить обратную задачу. Коль скоро в опыте установлена величина разрешающей способности прибора, можно определить размер когерентности волны на первом оптическом элементе. Хотя в обычной оптике такая проблема и не возникает, для нейтронно-оптического прибора этот вопрос может быть актуален. Если использовать данные микроскопа Штайерла [32] с разрешением 10 мкм и подставить в выражения (23) и (24) соответствующие величины, то получим, что размер когерентности [19] $L_{\text{coh}} \approx 0,2$ см.

Это означает, что нет никаких принципиальных причин, ограничивающих размер когерентности нейтронной волны на указанном уровне. Если попытаться связать эту величину с энергетической константой, то из выражения (22) получим оценку $b \leq 10^{-17}$ эВ.

По-видимому, вопрос о формировании изображения в нелинейной теории

требует в этой связи более полного анализа. Аналогичные расчеты для анализа дифракционного эксперимента [42] были недавно выполнены в работе [43].

Значительные новые возможности для изучения волновых свойств нейтрона открылись бы с сооружением нейтронного интерферометра для длинноволновых нейтронов. Первое такое предложение обсуждалось еще в 1979 г. [44]. Некоторые вопросы теории, касающиеся интерферометра с УХН в поле тяжести Земли, рассматривались в работе [22]. Сегодня наиболее реальные перспективы следует, вероятно, связывать с интерферометрами на дифракционных решетках [45 — 47, 38]. Такой интерферометр можно было бы использовать для достаточно широкой программы исследований. В частности, с его помощью можно было бы, следуя предложению Сирса [13], поставить опыт типа опыта Физо [48], в котором проявилась бы зависимость оптического потенциала от волнового числа. Возможно продвижение в изучении степени линейности квантовой механики и многое другое.

По-видимому, малая энергия УХН предоставляет ряд уникальных возможностей для исследования достаточно широкого класса квантовых гравитационных эффектов. Среди явлений, предсказанных теоретически, следует назвать эффект квантования энергии УХН в гравитационном поле [49, 50] и наблюдение волновой интерференционной структуры вблизи гравитационной каустики точечного источника УХН [51]. Следует иметь в виду возможность точного измерения с помощью интерферометра на УХН величины гравитационного сдвига фаз, наблюдавшегося для тепловых нейтронов [52, 53]. Возможно, что переход к очень медленным нейтронам позволит установить с большей надежностью справедливость принципа эквивалентности масс для нейтрона.

В связи с последней проблемой уместно обсудить и еще одну возможность, имеющуюся в оптике очень медленных нейтронов. Речь идет об исследовании взаимодействия нейтрона с веществом и слабыми полями путем наблюдения особенностей его прецессии в магнитном поле [54].

Ларморовскую прецессию спина нейтрона можно рассматривать как проявление интерференции двух спиновых компонент нейтронной волновой функции. При этом угол прецессии отождествляется с разностью фаз между компонентами:

$$\vartheta = k(n_+ - n_-)L = k \left[\left(1 + \frac{\mu B}{E} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{\mu B}{E} \right)^{1/2} \right] L, \quad (18)$$

где n_+ и n_- — показатели преломления каждой из спиновых компонент в магнитном поле.

Если в области распространения волны помимо магнитного поля имеется потенциал V какой-либо природы, то характер преломления двух компонент волны будет определяться совместным действием обоих полей и угол прецессии выразится следующим образом:

$$\vartheta = k \left[\left(1 + \frac{\mu B}{E} - V \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{\mu B}{E} - V \right)^{1/2} \right] L. \quad (19)$$

Таким образом, если прецессирующий нейтрон проходит путь d в области, где действует потенциал V , то воздействие этого потенциала приводит к появлению добавочного угла прецессии. При $\mu B/E \ll 1$ и $V/E \ll 1$ этот добавочный угол определяется соотношением:

$$\varphi = k \frac{\mu B}{E} d \frac{V}{2E}. \quad (20)$$

Вспоминая, что показатель преломления нейтрона в потенциале определяется в том же приближении выражением $n \approx 1 - (V/2E)$, запишем (27) в виде

$$\varphi = \omega_L \frac{d}{v} (1 - n), \quad (21)$$

где v — скорость нейтрона, а $\omega_L = 2\mu B/\hbar$ — ларморовская частота прецессии. Выражение (21) было получено в работе [55] для случая преломления длинноволновых нейтронов в обычном веществе. В этом случае добавочную прецессию можно назвать эффектом оптического вращения спина.

Отметим, что угол добавочного поворота спина пропорционален величине $1/v^3$ и для тепловых нейтронов мал, однако в случае длинноволновых нейтронов он может быть вполне значительным уже при малых толщинах d .

Чтобы приготовить состояние с прецессирующим спином, последний должен быть повернут на угол $\pi/2$ еще до того, как нейтрон попадет в область действия потенциала V . Именно поэтому мы говорим не об одной нейтронной волне, а о двух, соответствующих двум спиновым компонентам. Таким образом, процедура поворота на угол $\pi/2$ подобна когерентному делению волны на две пространственные компоненты в обычном интерферометре. После прохождения области потенциала, который в силу дисперсии воздействует на две компоненты по-разному, и обратного $\pi/2$ -поворота, выполняющего роль, близкую к роли совместителя в обычном интерферометре, анализируется поляризация пучка. Связь величины интенсивности с величиной угла поворота описывается тем же косинусным законом, что и в обычном интерферометре. Поэтому в работе [54] эффект добавочной прецессии спина в потенциале любой природы рассматривался как основа экспериментального метода нейтронной спиновой интерферометрии (НСИ). Для выделения интересующего нас эффекта добавочного вращения спина на фоне большого угла ларморовской прецессии может быть применен разностный метод, близкий к технике нейтронного спин-эхо [56].

Величина $d(n - 1)$, входящая в выражение (21), представляет собой разность между геометрической и оптической толщинами преломляющего образца (или протяженности области действия потенциала). Поэтому метод нейтронной спиновой интерферометрии может служить основой для создания метода наблюдения, аналогичного методу фазового контраста в обычной оптике. Можно думать о применении его и в нейтронной микроскопии [19, 24, 57].

Методом НСИ можно, например, осуществить эксперимент по наблюдению гравитационного сдвига фаз и сдвига фаз в неинерциальной системе координат [58].

Величина гравитационного сдвига фаз в тех же приближениях, что и формула (28), определяется выражением

$$\varphi_g = \omega_L \frac{m_g}{m_{in}} \frac{gL^2}{2v^3}, \quad (22)$$

а сдвиг фаз в приборе, движущемся с ускорением a , выражением

$$\varphi_{\text{in}} = \omega_L \frac{aL^2}{2v^3}, \quad (23)$$

где m_g и m_{in} — гравитационная и инертная массы нейтрона. Не исключено, что методом НСИ можно также осуществить опыт Физо.

В физике длинноволновых нейтронов имеется еще одна особенность. Она связана с малостью собственного квантового времени для УХН

$$\tau = \hbar/E \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ с.} \quad (24)$$

Поэтому кажется привлекательным наблюдение квантовых нестационарных процессов. Такая возможность обсуждалась в теории [59 — 62]. Один из эффектов такого рода рассматривается в работе [63].

В заключение мне хочется еще раз подчеркнуть, что многие из идей, высказанных И.М. Франком в его первых работах по оптике ультрахолодных нейтронов, оказались весьма плодотворными и не потеряли актуальности по сей день.

С другой стороны, как это часто бывает, в действительности эта область науки оказалась гораздо богаче, чем это можно было представить в то, теперь уже достаточно далекое время, и Илья Михайлович был этому искренне рад.

ПРИМЕЧАНИЯ

¹⁾ Принципом Ферма воспользовались также А. Штайерл и Г. Шютц [15] при анализе предложенного ими "зонного зеркала" УХН.

²⁾ В этой работе был использован двухзеркальный оптический объектив, который авторы называют объективом Шварцшильда. Такой объектив для обычного микроскопа впервые использовал Бёрч [30], и описание его имеется в книге Борна и Вольфа [31]. В 1974 г. И.М. выступал на семинаре в ИАЭ. В частности, в этом докладе он предлагал использовать такой объектив в нейтронном микроскопе для УХН.

³⁾ См. также лекцию А. Штайерла в материалах VI школы по нейтронной физике (в печати).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шаниро Ф.Л. Ультрахолодные нейтроны. Препринт ОИЯИ РЗ-7135. — Дубна: ОИЯИ, 1973; Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976. — С. 229.
2. Frank I.M. Remark of professor I.M. Frank//Proc. of Intern. Conference on Nuclear Study with Neutrons. Budapest, 1972. — P. 285.
3. Франк И.М.// Природа. 1972. № 9. С. 24.
4. Франк И.М. Волновые свойства нейтронов. — Препринт ОИЯИ РЗ-7809. — Дубна: ОИЯИ, 1974.
5. Франк И.М. Поглощение и отражение ультрахолодных нейтронов. — Препринт ОИЯИ РЗ-7810. — Дубна: ОИЯИ, 1974.
6. Франк И.М. Нейтронная оптика и ультрахолодные нейтроны// II Международная школа по нейтронной физике. Алушта, 1974. — Сб. лекций. — Дубна: ОИЯИ, 1974. — С. 19; публикуется ниже: с. 109 этого номера журнала.
7. Sears V.F.// Phys. Rep. 1982. V. 82. P. 1.
8. Warner M., Gubernatis J.E.//Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 6347.
9. Луцкий В.И. Ультрахолодные нейтроны//Нейтрон: К пятидесятилетию открытия. — М.: Наука, 1983. — С. 132.
10. Foldy L.J.//Phys. Rev. 1945. V. 67. P. 107.
- [11] Lax M.// Rev. Mod. Phys. 1951. V. 23. P. 287.
12. Lax M.//Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 621.
13. Sears V.F.// Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 2624.
14. Франк И.М., Франк А.И.// Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 559.
15. Steyerl A., Shutz G.// Appl. Phys. 1978. V. 17. P. 45.
16. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
17. Франк А.И. Аналогия Гамильтона и оптика ультрахолодных нейтронов. — Препринт ИАЭ-3203. — М.: ИАЭ, 1979.

18. Франк А.И.//УФН. 1987. Т. 151. С. 229.
19. Frank A.I.// Nucl. Instr. and Meth. A. 1989. V. 284. P. 161.
20. Steyerl A.// J. de Phys. 1984. T. 45. Coll. C3. P. 255.
- [21] Chue C., Stodolsky L.// Phys. Rev. D. 1980. V. 22. P. 1337.
22. Франк А.И.//ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 935.
23. Pei Yu Zhu, Zhong Jun Shen, Yuo Shi// Phys. Rev. D. 1985. V. 32. P. 368.
24. Франк А.И. Нейтронная микроскопия на УХН//АЭ. 1989. Т. 66. С. 93; Некоторые проблемы современной ядерной физики. К 80-летию акад. И.М. Франка. — М.: Наука, 1989. — С. 213.
25. Shutz G., Steyrl A., Mampe W.// Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1400.
26. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стренетов А.Н., Франк А.И.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 486.
27. Hertmann P., Steinhäuser K.-L., Cahler R., Steierl A.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1969.
28. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стренетов А.Н., Франк А.И.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 213.
29. Steyerl A., Malik S.S.// Physica. B4C. 198d. V. 137. P. 270.
30. Burch C.R.// Proc. Phys. Soc. 1947. V. 59. Pp. 41, 47.
- [31] Борн М., Вольф Э. Основы оптики/Пер. с англ. — М.: Наука, 1970.
32. Steyerl A., Drexel W., Ebisawa T., Custmiedl E., Steinhäuser K.-L., Gähler R., Mampe W., Ageron P.// Rev. Appl. Phys. 1988. V. 23. P. 171; Некоторые проблемы современной ядерной физики: К 80-летию акад. И.М. Франка. — М.: Наука, 1989. — С. 4.
33. Масалович С.В.//ВАНТ. Сер. "Общая и ядерная физика". 1986. Вып. 3(36). С. 69.
34. Карасева И.А., Масалович С.В., Русинов М.М., Стренетов А.Н., Франк А.И.//Нейтронная физика. — Труды межд. конференции по нейтронной физике. Киев, 1987. — М.: ЦНИИ-атоминформ, 1988. — Т. 1. С. 216.
35. Арзуманов С.С., Карасева И.А., Кудряшов Ю.В., Масалович С.В., Русинов М.М., Стренетов А.Н., Франк А.И. Горизонтальный нейтронный микроскоп. — Препринт ИАЭ-4968/14. — М.: ИАЭ, 1989.
36. Архипова Т.А., Мечетин А.М., Пахомов М.Т. и др. Координатно-чувствительный детектор УХН для нейтронного микроскопа. — Препринт ИАЭ-5009/14. — М.: ИАЭ, 1990.
37. Арзуманов С.С., Масалович С.С., Сабельников А.А., Стренетов А.Н., Франк А.И.// Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 981.
38. Steyerl A., Drexell W., Malik S.S., Gudsmiedl E.//Physica. B. 1988. V. 151. P. 36.
39. Борисов Ю.В., Боровикова Н.В., Васильев А.В. и др.//ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 951.
40. Bauman J., Gähler R., Kalus J., Mampe W.// Phys. Rev. D. 1988. V. 37. P. 3107.
- [41] Bialinicki-Birula L., Mycielsky J.//Ann. of Phys. 1976. V. 100. P. 62; Phys. Scripta. 1979. V. 20. P. 539.
42. Gähler R., Klein A.G., Zeilinger A.//Phys. Rev. A. 1981. V. 23. P. 1611.
43. Kamersberger J., Zeilinger A.//Physica. B. 1988. V. 151. P. 143.
44. Steyerl A., Malik S.S., Steinhäuser K.-A., Berger L.// Zs. Phys. B. 1979. Bd. 36. S. 109.
45. Ioffe A.I.//Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 268. P. 169.
46. Eder K., Gruber M., Zeilinger A.//Ibidem. 1989. V. 284. P. 171.
47. Drabkin G., Ioffe A., Kirsanov S. et al.//Ibidem. P. 176.
48. Bonse U., Rumph A.// Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2441.
49. Lushticov V.I.//Phys. Today. 1977. V. 30, No. 6. P. 42.
50. Луциков В.И., Франк А.И.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 607.
- [51] Berry M.V.// J. Phys. A. 1982. V. 15. P. L385.
52. Colella R., Overhauser A.W., Werner S.A.// Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 1472.
53. Werner S.A., Kaiser H., Arif M., Clothier R.// Nucl. Instr. and Meth. A. 1988. V. 268. P. 22.
54. Baryshevskii V.G., Cherepitsa S.V., Frank A.I.// Phys. Lett. A. 1991. V. 153. P. 299. — Препринт ИАЭ-4887/14. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1989.
55. Франк А.И.//ВАНТ. Сер. "Общая и ядерная физика". 1986. Вып. 3(36). С. 69.
56. Mezei F.// Zs. Phys. 1972. Bd. 255. S. 146.
57. Франк А.И.// V школа по нейтронной физике. Алушта, 1986. — Сб. лекций. — Дубна: ОИЯИ, 1987. — С. 192.
58. Bonse U., Wroblewsky Th.//Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 1214.
59. Moshinsky M.// Ibidem. 1952. V. 88. P. 625.
60. Герасимов А.С., Казарновский М.В.//ЖЭТФ. 1916. Т. 71. С. 1700.
- [61] Gähler R., Golub R.// Zs Phys. B. 1984. Bd. 56. S. 5.
62. Felber J., Gähler R., Golub R.//Physica. B. 1988. V. 151. P. 135.
63. Nosov V.G., Frank A.I.// J. Moscow. Phys. Soc. 1990. V. 1. P. 1.