

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Ультрахолодные нейтроны — открытие и исследование

В.К. Игнатович

Дается обзор развития физики ультрахолодных нейтронов (УХН) начиная с первых экспериментальных исследований. Рассказывается о проблемах, которыми автору приходилось заниматься непосредственно под руководством Ф.Л. Шапиро, как выкристаллизовывалось решение этих проблем и как обнаруживалась их связь с задачами из совершенно других областей физики. Обсуждается современное состояние физики УХН и ее перспективы.

PACS numbers: 13.30.Ce, 14.20.Dh

Содержание

1. Введение (303).
2. Начало экспериментальных исследований с УХН (303).
2.1. Нейтроны между кристаллами. 2.2. Первый эксперимент с УХН. 2.3. Драматический момент. 2.4. Эпизод с шероховатостями.
3. Главная проблема УХН (310).
3.1. Схема эксперимента. 3.2. Некоторые из последних экспериментов. 3.3. Попытки объяснения.
4. Использование УХН для фундаментальных исследований (317).
4.1. Время жизни нейтрона. 4.2. Электрический дипольный момент нейтрона. 4.3. Осцилляции нейтрон-антинейтрон. 4.4. Фаза Берри.
5. Прикладные и академические исследования (319).
5.1. Неоднородности внутри вещества. 5.2. Исследование поверхности. 5.3. Суперультрахолодные нейтроны. 5.4. Связанные состояния нейтрона в магнитном поле прямого провода. 5.5. Нейтронный микроскоп. 5.6. Волновая оптика. 5.7. Принцип эквивалентности.
6. Технические вопросы. Радужные перспективы (321).
6.1. Детекторы УХН. 6.2. Поляризация и анализ поляризации. 6.3. Получение УХН.

Список литературы (324).

1. Введение

Настоящий обзор посвящен памяти Федора Львовича Шапиро, которому 6 мая 1995 г. исполнилось бы 80 лет. Его безвременная кончина 30 января 1973 г. была воспринята как тяжелая утрата всеми, кому привелось близко знать этого человека или работать рядом с ним. В

связи с 80-летней годовщиной со дня его рождения все, кто знали, помнят и хотели поделиться воспоминаниями о нем, задумали выпустить юбилейный сборник, посвященный его памяти. Для этого сборника был подготовлен и данный обзор. Труд этот в конечном счете не удался. С одной стороны, он был задуман как научное изложение, характерное для такого рода произведений, а с другой — содержал много личного, связанного непосредственно с Федором Львовичем. И то, и другое было достаточно емким и не укладывалось ни в какие рамки. В результате было решено разделить два жанра. Все личное (но не в бытовом смысле, а в смысле научного общения) было оставлено для упомянутого выше сборника [1], а обзор, как таковой, представляется в данном издании. При всем при том, хотя по настоянию редакции и в соответствии со статусом УФН вся "лирика" из обзора исключена, все же рассказ о становлении физики УХН невозможен без упоминания идей, ошибок и заблуждений Федора Львовича. Но уж такова была роль этой личности, что не только его идеи, но также и ошибки, и заблуждения создавали творческую атмосферу и служили стимулом в исследовательской работе.

При отборе материала для данного обзора предпочтение отдавалось, в основном, работам, выполненным непосредственно под руководством Федора Львовича, и работам, опубликованным после 1990 г., т.е. после выхода в свет монографии [2, 3].

2. Начало экспериментальных исследований с УХН

Теперь самое время перейти к истории начала экспериментальных исследований УХН¹, честь открытия которых принадлежит кроме Ф.Л. Шапиро также В.И. Луцикову, Ю.Н. Покотилловскому и А.В. Стрелкову [5].

В.К. Игнатович. Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория нейтронной физики, 141980 Дубна, Московская обл., Россия
Тел. (09621) 6-33-77. Факс (09621) 65-085
E-mail: ignatovi@nfsunl.jinr.dubna.su

Статья поступила 15 июня 1995 г.,
после доработки 20 декабря 1995 г.

¹ Для тех, кто не часто встречался с ними, напомним, что ультрахолодными называются нейтроны с энергией порядка 10^{-7} эВ. Они могут полностью отражаться от большинства веществ при любых углах падения, и потому их можно хранить в герметически закрытых сосудах. Первая публикация о них принадлежит Я.Б. Зельдовичу [4].

2.1. Нейтроны между кристаллами

Но прежде чем приступить к первому эксперименту, успех которого представлялся сомнительным в связи с малым ожидаемым числом УХН², Федор Львович задумался над тем, нельзя ли удержать тепловой нейтрон между идеальными кристаллами³.

Предполагалось установить два монокристалла друг против друга или четыре монокристалла в углах прямоугольной области так, чтобы нейтрон, многократно испытывая брэгговское отражение, перелетал от одного кристалла к другому, накручивая длинную траекторию внутри ограниченной области пространства. Теоретические исследования в этом направлении, проведенные в 1967 г. и не опубликованные, привели к довольно пессимистическому результату. Суть его состояла в том, что пучок линейно со временем расширяется перпендикулярно плоскости траектории, накручиваемой между кристаллами. Чтобы уменьшить это расширение, необходимо сильно коллимировать пучок. Но тогда число нейтронов в нем катастрофически падает до уровня, который эквивалентен числу УХН.

Нужно сказать, что через 22 года эта идея все же была реализована [7, 8].

Схема эксперимента показана на рис. 1. Для борьбы с расширением пучок нейтронов ограничивался стенками стеклянного нейтроновода. Но для того, чтобы стеклянный нейтроновод полностью отражал нейтроны, их скорость, перпендикулярная стенкам, должна быть меньше граничной скорости⁴ стенок. Эти условия определяют полную долю Φ нейтронного потока, которую можно удерживать таким образом.

Если первичный спектр максвелловский, то доля удерживаемых нейтронов мало отличается от доли УХН в этом спектре. Действительно, спектральная плотность потока нейтронов, вылетающих с поверхности замедлителя в направлении, например, оси z , представляется максвелловским выражением:

$$d\Phi = 2v_z d^3v \frac{\Phi_0}{\pi v_T^4} \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right) \equiv dv_z^2 d^2v_{\perp} \rho \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right), \quad (1)$$

где Φ_0 — полная плотность потока тепловых нейтронов, $\rho = \Phi_0/(\pi v_T^4)$ — дифференциальная плотность потока, постоянная во всем интервале скоростей, $v_T = \sqrt{2mk_B T}$ — тепловая скорость нейтрона при температуре T , v_z — компонента скорости вдоль выбранной оси z , а v_{\perp} — компоненты скорости, перпендикулярные оси z . Дифференциал $dv_z^2 d^2v_{\perp}$ определяет интервал скоростей удерживаемых нейтронов. Для УХН, для которых

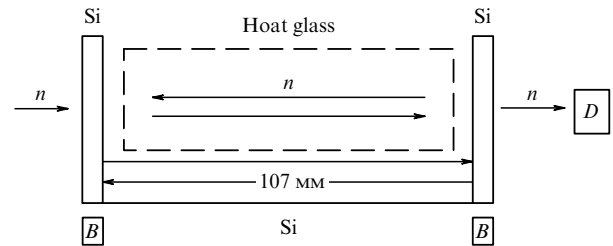


рис. 1. Нейтроны со скоростью $650,8 \text{ м с}^{-1}$ пропускались между двумя Si кристаллическими пластинками, расположенными на расстоянии 107 мм друг от друга, которые вместе с базой между ними вырезались из единого монолита. Чтобы пучок, расширяясь, не выходил за пределы системы (размеры концевых кристаллов были $52 \times 30 \times 3,9 \text{ мм}$), между кристаллами располагался кусок нейтроновода с идеально ровными стеклянными стенками. Впуск нейтронов в систему и выпуск из нее осуществляется с помощью кратковременного (1,2 мс) включения магнитного поля величиной 1,25 Т около одного из кристаллов. Эксперименты проводились [7, 8] на мощном импульсном протонном источнике нейтронов в лаборатории Резерфорда-Эплтона (Англия). Длительность вспышки источника составляла 120 мкс. Нейтроны с указанной выше скоростью образовывали облачко размером 10 см, и их время пролета между кристаллами составляло 1,7 мс. За одно наполнение между кристаллами накапливается около 0,5 нейтрона. Полное число нейтронов, сосчитанное после 12 отражений от кристаллов (6 пролетов туда и обратно, время экспозиции $t_{\text{exp}} = 20,2 \text{ мс}$), составило 438 нейтронов на 1000 наполнений, после 96 отражений ($t_{\text{exp}} = 161,9 \text{ мс}$) — 154 нейтрона, а после 156 отражений ($t_{\text{exp}} = 263,1 \text{ мс}$) — примерно 80 нейтронов. Средний коэффициент отражения от монокристалла оказался равным 0,9978

$v < v_l \ll v_T$, этот интервал равен v_l^4 , и плотность потока удерживаемых нейтронов составляет $\int d\Phi = \rho v_l^4$.

В эксперименте [7, 8] интервал dv_z^2 определяется шириной дарвиновского столика⁵ и составляет $2v_l^2$. Поскольку в перпендикулярном направлении к кристаллам нейтроны удерживаются за счет полного отражения от стенок нейтроновода, то d^2v_{\perp} тоже можно положить равным v_l^2 .

Таким образом, число нейтронов, удерживаемых за счет брэгговского отражения между кристаллами, может превосходить долю УХН на величину, определяемую множителем $2 \exp(-v_B^2/v_l^2) < 2$, и для экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона выигрыш этот отнюдь не компенсирует проигрыш по времени удержания. Это показывает, что оценки, полученные в 1967 г., были правильны. Правда, сам по себе эксперимент очень красив и заслуживает постановки, но требует достаточно высокой интенсивности нейтронов и хороших фоновых условий.

Кстати, о механических генераторах УХН. Предыдущие рассуждения относительно спектрального объема удерживаемых кристаллом нейтронов приложимы также и к механическим генераторам УХН. В механических генераторах пучок нейтронов со скоростью v направляется на зеркало, убегаящее со скоростью u . Отраженные от зеркала нейтроны имеют скорость $v' = v - 2u$. Если $|v'| < v_l$, отраженные нейтроны оказываются ультрахо-

² Полезно процитировать в связи с этим известную книгу И.И. Гуревича и А.В. Тарасова [6], где написано буквально следующее: если бы даже удалось выделить УХН из максвелловского спектра, "интенсивность пучка таких нейтронов окажется столь малой, что вряд ли позволит использовать их в эксперименте".

³ Этот вопрос заинтересовал его в связи с намерением поставить эксперимент по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ). Если у нейтрона есть ЭДМ \mathbf{d} , то у него должно возникать взаимодействие с внешним электрическим полем \mathbf{E} : $U = \mathbf{dE}$, и чем большее время t находится нейтрон в поле, тем меньшую величину $|\mathbf{d}|$ можно обнаружить за один цикл измерений.

⁴ Граничная скорость v_l определяется как $v_l = \sqrt{2mU}$, где U — потенциал стенок, а m — масса нейтрона. Для стекла она составляет [2, 3] $4,26 \text{ м с}^{-1}$.

⁵ Брэгговское отражение является полным в интервале скоростей $v_B \leq v_{\perp} \leq v_B + \Delta$, где v_B — брэгговская скорость, а Δ определяет ширину интервала полного отражения и называется дарвиновским столиком, поскольку была впервые вычислена Дарвиным. Для каждого вещества Δ оказывается примерно равной v_l^2/v_B , где v_l — граничная скорость для УХН.

лодными. Долгое время бытовало мнение, что таким путем можно получить значительно больше УХН, чем в максвелловском спектре. И аргумент состоял в том, что поток нейтронов пропорционален $v\Delta v$, и потому при фиксированном интервале отражения Δv поток тем больше, чем больше v . Поскольку при зеркальном отражении нейтроны не теряются, то все нейтроны из более быстрого потока превращаются в УХН. В результате плотность УХН⁶ оказывается как бы в v/v_l раз больше, чем при прямом извлечении УХН из максвелловского спектра.

На самом деле выигрыша нет потому, что отражение происходит не в фиксированном интервале скоростей Δv , а в фиксированном интервале энергий

$$\Delta E \propto \Delta v^2 = 2v\Delta v = v_l^2,$$

и чем выше скорость v , тем меньше интервал $\Delta v = v_l^2/2v$. Таким образом, механические генераторы не приводят к принципиальному выигрышу в количестве генерируемых УХН по сравнению с обычным замедлителем.

Конечно, это не означает, что механические генераторы бесполезны. Они могут обладать технологическими преимуществами по сравнению с конверторами⁷, если в распоряжении экспериментатора имеется только заданный выведенный пучок, или слишком велики потери при транспортировке УХН от конвертора по длинному нейтроноводу. Кстати, одним из наиболее интенсивных источников УХН в настоящее время является именно механический генератор — установленная в Гренобле турбина Штайрла [9].

Магнитные заслонки. Интересна также система впуска и выпуска нейтронов в экспериментах [7, 8]. Она работает следующим образом. Поскольку нейтроны имеют магнитный момент μ , то они взаимодействуют с магнитным полем B : $U = \pm\mu B$, в результате чего нейтроны с одной проекцией спина, попадая в магнитное поле, ускоряются, а с другой — замедляются и теряют способность полностью отражаться от кристаллов, потому что их скорость выходит за пределы дарвиновского столба $(v_B, v_B + v_l^2/v_B)$.

Этот метод предлагался ранее для импульсного накопления УХН [10], например при бериллиевом конверторе. Если во время вспышки реактора на бериллиевый конвертор наложить импульс магнитного поля, то полная энергия взаимодействия в конверторе для одного из направлений спина сильно уменьшается, и нейтроны выходят из конвертора, как из шлюза, не ускоряясь. После этого магнитное поле убирается, и потенциальный барьер Be восстанавливается, препятствуя утечке УХН обратно через конвертор. Трудность здесь состоит в том, что для УХН поле должно быть полностью сосредоточено только внутри вещества Be (как изменение уровня воды в шлюзе должно быть только между воротами). В эксперименте же [8] это совершенно необязательно.

⁶ Предполагалось, что $\Delta v = v_l$.

⁷ Внутри закрытого объема, куда УХН снаружи проникнуть не могут, устанавливается для генерации УХН дополнительный замедлитель, называемый конвертором. Подробнее о нем речь пойдет далее.

2.2. Первый эксперимент с УХН

По рассказам участников открытия (так уж у нас было престижно использовать слово "открытие" вместо слова "наблюдение") сначала была сделана попытка зарегистрировать УХН непосредственно в реакторном зале. Расчет строился на том, чтобы наблюдать нейтроны с некоторой временной задержкой после вспышки реактора. Но фон в реакторном зале настолько велик, что выделить сигнал, идущий непосредственно от УХН, оказалось совершенно невозможно. Поэтому было решено соорудить длинный изогнутый медный нейтроновод (труба длиной 10,5 м и диаметром 96 мм), по которому УХН отводились от замедлителя в экспериментальный зал, фильтровались от прямого пучка быстрых нейтронов и γ -квантов и регистрировались двумя сцинтилляционными детекторами, попеременно закрываемыми отражающей медной шторкой [5]. Средняя скорость счета УХН⁸ в первом эксперименте, где реактор давал один импульс через каждые 5 с при средней мощности 6 кВт, составляла всего навсего 1 нейтрон за 200 с, но фон был еще ниже: 0,001 нейтр s^{-1} , и этой интенсивности было достаточно, чтобы получить представления о свойствах УХН и выполнить с ними некоторые эксперименты, например, эксперименты по изучению пропускания нейтронов при заполнении нейтроновода гелием. Но об этом — чуть-чуть позже.

2.3. Драматический момент

Первая попытка наблюдения УХН была неудачной по чисто технической причине. В нейтроновом, хотя он и был герметически закрыт с обоих концов, никак не удавалось добиться хорошего вакуума. При плохом же вакууме УХН нагревались от соударения с молекулами газа и не могли достичь детекторов. Причин плохого вакуума могло быть две: одна — очень простая — это течь, через которую в нейтроновод проходит атмосферный воздух. Другая — более серьезная — связана с возможным радиационным разложением самого источника УХН. Дело в том, что снаружи в трубу УХН не могут проникнуть по той же причине, по какой они не могут выйти из нее, поэтому в нейтроновод необходимо поместить дополнительное вещество, в котором более быстрые нейтроны, свободно проникающие сквозь стенки, могут неупруго рассеиваясь терять энергию и превращаться в УХН. Такое вещество является источником УХН и называется конвертором.

В первом эксперименте роль конвертора играл толстый⁹ кусок полиэтилена, который находился в конце нейтроновода, расположенном ближе к реактору, и возникало подозрение, что реакторное излучение выбивает из полиэтилена протоны. В этом случае внутри нейтроновода накапливается водород, и добиться хорошего вакуума принципиально невозможно, не изменив конструкцию конвертора.

События развивались прямо-таки драматически. Огромное желание провести эксперимент наталкивалось на серьезную преграду. К тому же наступили заранее запланированные сроки остановки реактора для его реконструкции. Реактор фактически был уже остано-

⁸ Разность счета открытого и закрытого детектора между вспышками реактора.

⁹ В дальнейшем стало понятно, что для генерации УХН достаточно только тонких слоев вещества.

влен, и Федору Львовичу, заместителю директора, нужно было проявить невероятные усилия, чтобы отодвинуть сроки начала реконструкции. На директорском совещании директор лаборатории И.М. Франк высказал сомнение в целесообразности задержки начала работ ради УХН. Его аргументы были неотразимы: блиц-криг не получился, надо в спокойной обстановке изучить причины поражения и тщательно подготовиться к следующим экспериментам, для которых, возможно, придется полностью изменить конструкцию конвертора, если причиной плохого вакуума является разложение полиэтилена под действием излучения реактора.

Преодолеть эти сомнения можно было только одним способом — убедить самими и доказать всем, что плохой вакуум связан не с разложением конвертора, а с проникновением в нейтроновод атмосферного воздуха. Федор Львович вышел с директорского совещания и попросил А.В. Стрелкова сделать соответствующую проверку в течение получаса. Описать подробно: как Стрелков вскочил на велосипед, взял пустую колбу, достал чувствительные весы, разломал их (потому что колба туда никак не помещалась), смонтировал весы снова с внешней подвесной колбой, выкачал из колбы воздух, взвесил ее, напустил в нее из нейтроновода тот, никак неоткачиваемый, газ, который мешал эксперименту, взвесил бутылку с газом, убедился, что молекулярный вес его точно соответствует воздуху, примчался на велосипеде обратно и подсунил под дверь директорского кабинета (поскольку секретарша никак не хотела его самого туда пускать) записку с одним словом, написанным большими буквами, "воздух" — описать это подробно может только сам непосредственный участник всех событий. Но важно, что в результате сомнение было рассеяно, эксперименты продолжены, течь в нейтроновоме найдена и заделана, и УХН все-таки обнаружены.

Эксперименты были проделаны быстро не из страха конкуренции, а из-за той страсти, которая обычно обурекает экспериментатором: скорее посмотреть, что получится. Поэтому для Федора Львовича оказалось сюрпризом, когда буквально через два месяца после публикации в *Письмах в ЖЭТФ* [5] появилась статья в *Phys. Lett.* [11], в которой сообщалось, что А. Штайерл в Германии также наблюдал очень медленные нейтроны, спектр которых вплотную примыкал к области УХН. Это известие подтвердило своевременность экспериментов и положило начало тесному взаимодействию с А. Штайерлом — в дальнейшем одним из главных исследователей УХН [12].

2.4. Эпизод с шероховатостями

После наблюдения УХН сразу же были проведены и первые эксперименты с ними. В этих экспериментах исследовалось пропускание нейтроноводов. Предполагалось, что отражение от стенок происходит диффузно, поэтому поток J вдоль нейтроновода описывается диффузионной формулой $J = -D \text{grad } n$, где $D = 2rv/3$ — коэффициент диффузии, r — радиус нейтроновода, v — скорость нейтрона, $n = n(z)$ — плотность нейтронов в зависимости от z — координаты вдоль оси нейтроновода. Используя уравнение непрерывности

$$\text{div } J = -\frac{n}{\tau}, \quad (2)$$

где $\tau = 2r/(\mu v)$ — время жизни нейтрона в трубе, μ — вероятность потерь при одном ударе нейтрона о стенки, и подставляя сюда выражение для J , получаем диффузионное уравнение:

$$\frac{d^2 n}{dz^2} = \frac{n}{L_D^2}, \quad (3)$$

решение которого без учета граничных условий имеет вид $n = n_0 \exp(-z/L_D)$. Отсюда следует, что поток $J(L)$ на выходе из нейтроновода длиной L равен

$$J(L) = J(0) \exp\left(-\frac{L}{L_D}\right), \quad (4)$$

где $L_D = \sqrt{D\tau}$, n_0 и $J(0)$ — плотность и поток нейтронов на входном отверстии соответственно.

Формулы абсолютно прозрачны и не вызывают никаких сомнений. Измеряя зависимость $J(L)$, находим L_D , откуда еще нельзя определить время жизни и коэффициент диффузии отдельно.

Для их отдельного определения нейтроновод наполнился газом ^4He , который неупруго рассеивает нейтроны, и измерялась зависимость скорости счета УХН от давления газа.

Время жизни нейтронов в трубе определялось из этой зависимости следующим образом. Поскольку скорость нейтрона $v_{\text{УХН}}$ значительно меньше скорости атомов (v_{He}), то принималось, что нейтрон в трубе неподвижен и обстреливается со всех сторон атомами гелия. Число атомов, взаимодействующих с нейтроном за единицу времени, равно

$$v = N_{\text{He}} v_{\text{He}} \sigma(v_{\text{He}}) = \frac{p_{\text{He}} v_{\text{He}} \sigma(v_{\text{He}})}{k_B T},$$

где индекс He относится к атомам гелия, k_B — постоянная Больцмана, N — число атомов в единице объема при температуре T и давлении p . Соответственно, время жизни нейтрона до соударения с каким-нибудь атомом газа равно

$$\tau_{\text{He}} = \frac{1}{v} = \frac{k_B T}{p_{\text{He}} v_{\text{He}} \sigma(v_{\text{He}})} = \frac{250}{p_{\text{He}}} \text{ с}, \quad (5)$$

если давление p_{He} измерять в мм рт. ст., а температуру считать комнатной. Самый первый эксперимент [5] показал, что при увеличении давления от 0 до 1,25 мм рт. ст. счет детекторов на выходе канала падает в 2 раза, отсюда был сделан вывод, что время жизни нейтрона в канале равно 200 с.

Результаты следующих экспериментов были довольно парадоксальны: нейтроноводы с примерно одинаковыми L_D показывали различные τ , а поскольку $L_D = \sqrt{D\tau}$, то чем больше τ (т.е. чем меньше потери), тем меньше D , а значит, тем больше должны быть шероховатости¹⁰. В связи с этим возник вопрос, не могут ли шероховатости уменьшать коэффициент потерь, т.е. уменьшать вероятность потерь при одном соударении со стенкой?

¹⁰ О связи шероховатостей с коэффициентом диффузии речь пойдет немного дальше.

Теоретические исследования приводили к совершенно противоположному результату: увеличение шероховатостей увеличивает коэффициент потерь, поэтому в конце концов пришлось критически пересмотреть интерпретацию формулы (5) и обработку эксперимента.

Действительно, нас ведь интересует время жизни нейтрона в нейтроноводе до гибели в стенках, а не время, в течение которого он гибнет из-за воздействия атомов гелия. Величина τ_{He} (5) — это только одна из составляющих гибели нейтрона, которую нужно учитывать для оценки полного времени жизни τ и длины диффузии $L_D = \sqrt{D\tau}$. Влияние гелия тем больше, чем дольше нейтрон находится в нейтроноводе. Последнее же определяется не только временем жизни нейтрона без гелия, но и временем его путешествия по нейтроноводу, т.е. длиной L .

Если τ_{He} (5) увеличивается, т.е. поток на конце нейтроновода падает в два раза при меньшем давлении He, то это может означать лишь более длительное пребывание нейтрона в нейтроноводе, например в результате его удлинения, а не уменьшение потерь в стенках.

Для правильной интерпретации эксперимента необходимо в уравнение (2) вместо $1/\tau$ подставить $1/\tau + 1/\tau_{\text{He}}$. Соответственно L_D в уравнении (3) и решении (4) равно

$$L_D(p) = \sqrt{D \frac{\tau \tau_{\text{He}}}{\tau + \tau_{\text{He}}}} = L_D(0) \sqrt{\frac{\tau_{\text{He}}}{\tau + \tau_{\text{He}}}},$$

где $L_D(0) = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина в отсутствие гелия. Из этих формул сразу же следует, что эксперимент измеряет не величину τ_{He} (5), а диффузионную длину, которая меняется при изменении давления гелия в нейтроноводе. Если при некотором давлении p счет на выходе нейтроновода падает в e раз, то это значит, что $L/L_D(p) = L/L_D(0) + 1$, т.е.

$$\frac{L}{L_D(0)} \left(\sqrt{\frac{\tau + \tau_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}}} - 1 \right) = 1. \quad (6)$$

Уравнение (6) легко разрешается, и мы получаем

$$\tau = \tau_{\text{He}} \left[\left(\frac{L_D(0)}{L} + 1 \right)^2 - 1 \right] = \tau_{\text{He}} \left(\frac{L_D^2(0)}{L^2} + 2 \frac{L_D(0)}{L} \right), \quad (7)$$

где τ_{He} — значение времени жизни до соударения с атомами гелия, *вычисленное* по формуле (5) при давлении газа p_{He} .

Таким образом, зная $L_D(0)$ и τ_{He} , мы легко находим τ , и далее D . После этого можно найти и время пребывания нейтрона в нейтроноводе. Для этого нужно воспользоваться тем фактом, что по законам случайного блуждания нейтрон за время T проходит расстояние s , определяемое из соотношения $s^2 = 2DT$. В частности, время, требуемое нейтрону, чтобы пройти от начала нейтроновода до его конца ($s = L$), равно $T = L^2/(2D)$. Воспользовавшись этим соотношением, перепишем выражение (7) в виде:

$$\tau_{\text{He}} = \frac{2T}{1 + 2\sqrt{2T/\tau}}. \quad (8)$$

Эта запись в явном виде показывает связь τ_{He} , τ и T .

Итак, хотя τ можно определить по τ_{He} , тем не менее связь не совсем прямолинейная. Действительно, если подставить в (7) выражение для $L_D(0)$, то получим:

$$\tau = \tau_{\text{He}} \frac{4D\tau_{\text{He}}L^2}{(L^2 - D\tau_{\text{He}})^2}. \quad (9)$$

Однако это еще не вся история. Ведь для определения пропускания нейтроновода мы воспользовались простейшей формулой (4), которая, вообще говоря, недостаточна, так как не учитывает граничные условия на входном и выходном отверстиях. Если предположить, что все нейтроны, вылетевшие из нейтроновода, в него обратно не возвращаются, то пропускание нейтроновода $T(L) = J(L)/J(0)$ и отражение его (последнее определяется как $R(L) = J_L(0)/J(0)$, где $J_L(0)$ — поток нейтронов, вылетевших из входного отверстия нейтроновода) равны¹¹:

$$T(L) = e^{-\frac{1-r^2}{1-r^2e^2}}, \quad R(L) = r \frac{1-e^2}{1-r^2e^2},$$

$$e \equiv \exp\left(-\frac{L}{L_D}\right), \quad (10)$$

где

$$r = \frac{1-q}{1+q} \quad (11)$$

— отражение от входного отверстия полубесконечного нейтроновода, а $q = 2D/(vL_D)$.

Принимая во внимание, что давление гелия входит в L_D , получаем, что связь между τ и τ_{He} оказывается еще более сложной, чем это следует из (9). Впрочем, она вполне доступна для анализа с привлечением простейших компьютерных средств.

Пользуясь приведенными формулами, можно установить, действительно ли течение газа УХН описывается постоянным коэффициентом диффузии D , или же D зависит от длины нейтроновода. А если выяснится, что D меняется при изменении L , то возникнет вопрос о том, какие же процессы регулируют течение разреженного газа нейтронов? Именно об этом пойдет речь ниже.

Однако и это еще не вся история. Гелиевые кривые могут дать информацию и о времени пребывания нейтрона в нейтроноводе при измерении производной пропускания $dT(L)/dp_{\text{He}}$ при $p_{\text{He}} \rightarrow 0$. В связи с этим полезно сделать небольшое отступление уже к современным работам по фундаментальной физике, в которых прослеживается та же тема о потерях, описываемых выражением (5).

2.4.1. Скромное предложение по наблюдению времени туннелирования. Именно так называется в переводе с английского работа [13], содержание которой связано с указанной темой. В работе предлагается рецепт: как определить, сколько времени квантовая частица пребывает в области рассеивающего потенциала. Вообще говоря, таких рецептов существует множество (см.,

¹¹ Мы примем формулы (10) сейчас без вывода (заметим только, что они имеют широкое применение в самых разных областях физики), поскольку их вывод будет приведен ниже — при исследовании причин полного отражения УХН от стенок.

например, обзор [14]), но мы, чтобы не растекаться мыслью по древу, остановимся только на одном — на том, о котором идет речь в [13].

Итак, представим себе, что у нас имеется прямоугольная, чисто действительная потенциальная ступенька высотой U (например, бесконечно толстый слой поглощающего одноатомного ¹² вещества с идеально упорядоченным расположением атомов ¹³ при нулевой температуре ¹⁴), и мы измеряем коэффициент отражения $R = |r|^2$ УХН ¹⁵. Как узнать, сколько времени частица находитесь внутри потенциала?

Предлагается следующий прием: добавляем к потенциалу небольшую мнимую часть

$$-iW \ll U.$$

Например, это может быть равномерный раствор поглощающих атомов с малой концентрацией (ну, в точности, как гелий в нейтроноводе):

$$W = \frac{\hbar}{2} N_a v \sigma_a(v) = \frac{\hbar}{2\tau_a},$$

где N_a — концентрация атомов, $\sigma_a(v)$ — сечение поглощения при скорости нейтрона v , $\tau_a = 1/[N_a v \sigma_a(v)]$ — характерное время поглощения, определенное вторым равенством (5).

Рассмотрим полное отражение УХН от бесконечно широкой потенциальной ступеньки. Заранее можно ожидать, что время пребывания нейтрона внутри ступеньки характеризуется распределением, а не какой-то одной величиной. Обозначим плотность распределения по временам пребывания $f(\tau)$, тогда при полном отражении справедливо:

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = 1.$$

При добавлении поглощающих атомов, которые не влияют на закон отражения, но поглощают нейтроны с характерным временем τ_a , число вылетевших нейтронов равно

$$R = \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_a}\right) f(\tau) d\tau < 1. \quad (12)$$

Из этого выражения легко найти среднее значение $\langle \tau \rangle$:

$$\langle \tau \rangle = \int_0^{\infty} \tau f(\tau) d\tau = \lim_{\tau_a \rightarrow \infty} \tau_a^2 \frac{d}{d\tau_a} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_a}\right) f(\tau) d\tau.$$

Поскольку последний интеграл связан с коэффициентом отражения (12), то

$$\langle \tau \rangle = \lim_{\tau_a \rightarrow \infty} \tau_a^2 \frac{d}{d\tau_a} R = \lim_{W \rightarrow 0} \frac{\hbar}{2} \frac{d}{dW} R. \quad (13)$$

Именно это время и определено в [13], как время пребывания внутри потенциала ¹⁶.

Чтобы почувствовать физический смысл полученного результата, полезно посмотреть аналогичный случай в диффузии. Аналогия с отражением УХН будет почти полной, если рассмотреть полубесконечный нейтроновод с непоглощающими стенками, а потом для определения времени пребывания нейтрона добавить в нейтроновод гелий.

Предел $R(L)$ в (10) при $L \rightarrow \infty$ равен $R = r(L_D)$, где в явном виде указана зависимость от L_D . При отсутствии гелия диффузионная длина $L_D = \infty$, и $r(L_D) \rightarrow 1$.

При небольшом давлении гелия воспользуемся первым равенством в выражении (13)

$$\begin{aligned} \langle \tau \rangle &= \lim_{\tau_{\text{He}} \rightarrow \infty} \tau_{\text{He}}^2 \frac{d}{d\tau_{\text{He}}} r = \\ &= \lim_{\tau_{\text{He}} \rightarrow \infty} \tau_{\text{He}}^2 \frac{dL_D}{d\tau_{\text{He}}} \frac{dq}{dL_D} \frac{d}{dq} r \propto \frac{\tau_{\text{He}}^2}{\tau_{\text{He}}^{3/2}} \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, мы получили совершенно естественный результат, что время пребывания нейтрона в бесконечно длинном нейтроноводе до вылета равно бесконечности.

До сих пор рассматривалось только время пребывания для полубесконечных систем, но все те же самые рассуждения можно провести и для конечных нейтроноводов и для конечных потенциалов, не ограничиваясь только подборными энергиями.

Так, довольно приземленные задачи, относящиеся к УХН, приводят к интересным результатам в области фундаментальной физики. Теперь перейдем к еще одному эпизоду — эпизоду с шероховатостями, который также оказался связанным с "высокой поэзией".

2.4.2. Еще один эпизод с шероховатостями. Между тем вопрос о шероховатостях приобрел новую окраску. Довольно долго Федор Львович был убежден в диффузном распространении нейтрона по нейтроноводе. Но на первой школе по нейтронной физике в 1971 г. дискуссии с ее участниками убедили его, что это не так. Представление о диффузном распространении было навеяно сведениями по динамике разреженного газа. Из вакуумной физики известно, что течение молекул по трубам сопровождается почти полностью диффузным отражением их от стенок. Но физики, которые уже имели дело с нейтроноводами для тепловых нейтронов, хорошо знают, что нейтроны отражаются от поверхности с большой вероятностью зеркально. Необходимо было научиться вычислять коэффициент диффузии D при самых разных индикатрисах отражения от стенок. Для этого можно рассмотреть бесконечно длинный нейтроновод, мысленно пометить в произвольной точке a нейтрон и проследить, как зависит от времени квадрат его удаления $\langle (z-a)^2 \rangle$ от этой точки при случайном блуждании. Эта зависимость при больших временах должна стать линейной: $\langle (z-a)^2 \rangle = At$, и приравняв ее к $2Dt$, легко получаем коэффициент диффузии $D = A/2$.

Если при каждом соударении со стенкой отражение полностью диффузно, то $D = 2rv/3$, а если диффузное отражение происходит только с вероятностью $g < 1$, а с вероятностью $1 - g$ отражение происходит чисто зеркально, причем g не зависит от угла падения, то коэффициент диффузии становится равным $D = (2rv/3) \times (2-g)/g$, т.е. при уменьшении g он возрастает, как этого и следовало ожидать, поскольку, воспользовав-

¹² Чтобы не было упругого некогерентного рассеяния.

¹³ Чтобы не было диффузного упругого рассеяния.

¹⁴ Чтобы исключить неупругое рассеяние.

¹⁵ Очевидно, что в этих условиях $R = |r|^2 = 1$.

¹⁶ Заметим, что, хотя $|r|^2 = 1$, производная dR/dW в (13) не равна нулю, поскольку при уходе с действительной оси ($\text{Im } U = 0$) коэффициент отражения уменьшается.

шись зеркальным отражением, частица за время t может дальше уйти от точки a .

Но такой закон отражения вообще говоря нереалистичен. На практике каждый знает, что чем под более скользким углом смотришь на поверхность, тем более зеркальной она кажется. Это значит, что коэффициент g нужно брать зависящим от угла. Впрочем, какая беда? Если метод расчета известен, пожалуйста, есть математический алгоритм, есть закон отражения, применяй к нему алгоритм и получай коэффициент диффузии! Но, увы, алгоритм в данном случае приводит к бессмысленному результату — к бесконечности. Причина этой бесконечности состоит в том, что отразившись хотя бы однажды в направлении, составляющем малый угол с осью нейтронотода, нейтрон в дальнейшем движется между двумя последующими соударениями со стенками на громадные расстояния, сравнимые с полной длиной нейтронотода и с подавляющей вероятностью отражается чисто зеркально. Такое распространение уже никак не назовешь случайным блужданием, а потому оно и не описывается диффузионными формулами.

Физики, однако, уже накопили опыт борьбы с бесконечностями. Их можно преодолеть, введя обрезание. Соответствующее обрезание можно ввести и здесь. Однако оно приводит к тому, что коэффициент диффузии становится зависящим от длины нейтронотода L , что должно было проявиться, например, на величине τ , извлекаемой из гелиевых кривых при разных длинах в соответствии с формулой (9). В дальнейшем было учтено, что из-за наличия силы тяжести длина свободного пролета нейтрона вдоль оси горизонтального нейтронотода радиусом r не может быть больше $L_g = v\sqrt{4r/g}$, где g — ускорение свободного падения, и именно эта величина была взята в качестве параметра обрезания. На этом можно было остановиться. Правда, было интересно еще посмотреть распространение в вертикальных или наклонных нейтронотодах с учетом гравитации, и это было сделано, но об этом речь пойдет ниже. Главное, задачу можно было считать решенной.

Однако, если взглянуть на задачу диффузии УХН в нейтронотоде с общих позиций, а не с точки зрения только вычисления коэффициента диффузии, то окажется, что такая простая приземленная задача соседствует с высокой поэзией математики — с вопросом обоснования статистики, с классическим санкт-петербургским [15] парадоксом из области азартных игр, с динамикой хаоса, с самоподобными процессами, статистикой Леви, фракталами и т.д. (список этот наверняка можно продолжить).

2.4.3. Послесловие к диффузии и нейтронотодам.

Коротко об экспериментальных исследованиях. Детальных экспериментальных исследований с нейтронотодами пока было немного. Кроме измерения зависимости пропускания нейтронотода от его длины, выполнявшихся время от времени в разных институтах с целью получения качественной информации, было проведено два нестационарных эксперимента и эксперимент по изучению углового распределения нейтронов на выходе из нейтронотода.

Один из нестационарных экспериментов был проведен в Канаде [16]. Здесь, на стационарном реакторе пучок тепловых нейтронов перекрывался шиббером. В результате генерация УХН прекращалась, и счет УХН на конце

нейтронотода (длиной 5,3 м) начинал быстро уменьшаться. Время, в течение которого счет уменьшается в e раз, определяет время вытекания нейтрона из нейтронотода. Его можно оценить обычной термодинамической формулой для газа $\tau_e = 4V/(vS)$, где V — объем, в котором заключен газ, S — площадь поверхности отверстий, через которые он вытекает, v — средняя скорость молекул газа. Для цилиндрического нейтронотода длиной L и двух отверстий на выходе и на входе (нейтроны могут возвращаться обратно в конвертор и там пропадать из-за неупругого рассеяния) получаем $\tau_e = 2L/v$, что при $v \approx 5 \text{ м с}^{-1}$ составляет около 2–3 с. Эксперимент был чисто качественным и показал, что $\tau \approx 4 \text{ с}$. Никаких выводов отсюда, конечно, сделать нельзя. Подобные эксперименты на вытекание, но не из нейтронотода, а из сосудов по хранению УХН, в дальнейшем выполнялись неоднократно и служили источником информации для оценки средней скорости находящихся в сосуде нейтронов.

В Гатчине [17] был проведен другой, более интересный, эксперимент по нестационарной диффузии в нейтронотоде, результат которого эффектен и физически понятен. Эксперимент состоял в том, что недалеко от выходного отверстия нейтронотод перегородивался шторкой. В некоторый момент шторка открывалась и измерялась зависимость скорости счета J на выходном отверстии от времени t . Эффектность результата состоит в том, что в $J(t)$ наблюдается пик. Исследуя амплитуду пика, ширину и симметрию его в зависимости от расстояния шторки до выходного отверстия и других параметров нейтронотода, можно получить интересную информацию относительно характера распространения нейтрона. Но, к сожалению, эти исследования больше не проводились, и результат остался в значительной степени на качественном уровне.

Исследования угловых распределений проводились главным образом в Димитровграде [18] (см. также [19]). Результат этих исследований можно сформулировать так: угловое распределение на выходе нейтронотода не является изотропным. Этот результат был предсказан ранее [20] в расчетах методом Монте-Карло.

И о теоретических расчетах. Теоретические исследования пошли по пути расчетов методом Монте-Карло [21, 22]. Аналитические расчеты, если и проводились, то ограничивались зеркальным отражением, включая незеркальность в виде параметра, характеризующего потери. Подобный подход оправдан для нейтронов более высоких энергий, и был использован, например в работе [23], для расчета транспортировки тепловых нейтронов в волоконных фокусирующих системах.

Нужно сказать, что расчеты методом Монте-Карло иногда помогают пониманию физики процессов. Например, казалось очевидным, что при изотропном отражении от стенок и изотропном распределении нейтронов, влетающих в нейтронотод, угловое распределение на выходе нейтронотода также должно быть изотропным. Однако расчеты [20] свидетельствовали о вытянутом вперед угловом распределении на выходе. Пришлось проанализировать этот результат, и тогда стало понятно, что под малым углом к оси летят те нейтроны, которые отразились от стенок ближе к входному отверстию, где плотность частиц больше, поэтому здесь стенка отражает (или, иными словами, излучает) больше нейтронов.

Поняв это, можно было прогнозировать результаты расчета с различными индикатрисами отражений. Например, если индикатриса такова, что нейтрон, падающий на стенку под скользящим углом, с большой вероятностью отражается зеркально, то угловое распределение на выходе будет вытянуто еще больше. Результаты расчетов подтверждали эти прогнозы.

Вторым сюрпризом оказался результат для полностью зеркального отражения от стенок. Всегда казалось, что при изгибании нейтронвода его пропускание при зеркальном отражении должно уменьшаться. Однако расчеты [21] показали, что это не обязательно. Даже поворот на 180° может не увеличивать сопротивление нейтронвода. Анализ этого результата помог понять, в чем здесь дело. Если представить себе нейтронвод прямоугольного сечения, изогнутый в горизонтальной плоскости так, что нормаль, проведенная к одной из его вертикальных стенок, является одновременно нормалью к другой, то при таком повороте и зеркальном отражении никакой нейтрон не сможет изменить свое движение и вернуться ко входному отверстию. Поэтому пропускание нейтронвода оказывается не зависящим от угла и количества поворотов в нем.

3. Главная проблема УХН

Главная проблема, на которой мы сейчас и остановимся, связана с хранением УХН в замкнутых ловушках и состоит в том, что потери при столкновении нейтронов со стенками ловушки могут значительно превосходить предсказание теории.

Проблема возникла с самого начала экспериментов с УХН, но все время казалось, что она связана скорее с несовершенством экспериментов, обусловленным отсутствием опыта у экспериментаторов, чем с реальным противоречием, преодоление которого требует пересмотра каких-то концепций.

3.1. Схема эксперимента

Схема экспериментов по хранению УХН представлена на рис. 2.

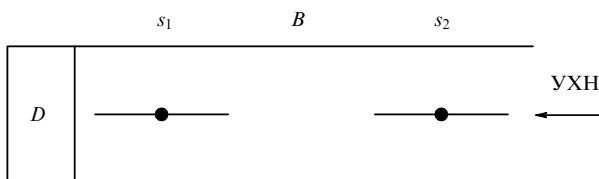


Рис. 2. Схема эксперимента по хранению УХН. При закрытой шторке s_1 открывается шторка s_2 , и нейтроны заполняют сосуд B . Затем шторка s_2 закрывается, и нейтроны выдерживаются в сосуде в течение времени t_{exp} , называемого временем экспозиции. Далее открывается шторка s_1 , и оставшиеся в сосуде нейтроны сосчитываются детектором D .

Результат измерений представляется кривой $N(t) = N(0) \exp(-t/\tau)$, называемой "кривой хранения" (рис. 3), где τ — характерное время жизни в ловушке, называемое "временем хранения" $1/\tau = 1/\tau_\beta + 1/\tau_1$.

Количество нейтронов в ловушке убывает со временем по двум причинам: из-за собственного β -распада (τ_β) и из-за поглощения и неупругого рассеяния на стенках

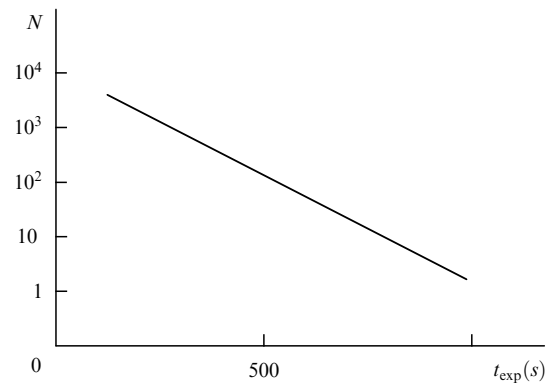


Рис. 3. Кривая хранения: число нейтронов, оставшихся в сосуде после времени выдержки t_{exp} . В идеальном случае эта кривая имеет экспоненциальный вид: $N(t_{\text{exp}}) = N_0 \exp(-t_{\text{exp}}/\tau)$, где τ характеризует время хранения

(τ_1). Здесь нас интересует именно взаимодействие со стенками.

Хранение нейтронов в ловушках возможно потому, что многие материалы для нейтронов представляют собой потенциальную ступеньку высотой

$$U = \frac{\hbar^2}{2m} u_0, \quad \text{где} \quad u_0 = 4\pi N_0 b, \quad (15)$$

m — масса нейтрона (в дальнейшем множитель \hbar^2/m мы будем опускать), N_0 — число ядер в единице объема вещества, b — когерентная длина рассеяния нейтрона на ядрах. Высота ступеньки U различна для разных веществ, но имеет величину порядка 10^{-7} эВ. Нейтроны с энергией $E < U$ отражаются от стенки с таким потенциалом при любых углах падения, и амплитуда отражения равна

$$R = \frac{k_\perp - i\sqrt{u_0 - k_\perp^2}}{k_\perp + i\sqrt{u_0 - k_\perp^2}}, \quad (16)$$

где k_\perp — нормальная к стенке компонента волнового вектора. При вещественном u_0 имеем $|R| = 1$, и отражение является полным.

Однако величина u_0 комплексна: $u_0 = u_0' - iu_0''$, поскольку амплитуда рассеяния содержит мнимую часть: $b = b' - ib''$, где $b'' = \sigma_1/2\lambda$, λ — длина волны нейтрона, $\sigma_1 = \sigma_a + \sigma_{ie}$ представляет собой сечение, которое характеризует потери УХН при одном соударении со стенкой (σ_a — сечение поглощения, а σ_{ie} — сечение неупругого рассеяния).

При комплексном u_0 коэффициент отражения $|R|^2$ меньше единицы¹⁷, и можно ввести коэффициент потерь $\mu = 1 - |R|^2$:

$$\mu = \frac{2k_\perp}{\sqrt{u_0 - k_\perp^2}} \eta, \quad \text{где} \quad \eta = \frac{b''}{b'} = k \frac{\sigma_1}{4\pi b'} = \frac{\sigma_1}{2\lambda b'}. \quad (17)$$

¹⁷ Амплитуда b может содержать мнимую часть и при отсутствии поглощения и неупругого рассеяния. Эта мнимая часть характеризуется по оптической теореме полное сечение рассеяния и включает в себя упругое рассеяние тоже. Но упругое рассеяние, хоть и уменьшает $|R|$, не приводит к потерям. Уменьшение $|R|$ в этом случае означает уменьшение зеркального отражения вследствие возникновения не-зеркального. Оно в наших рассмотрениях исключено.

σ_1 — сечение потерь, равное сумме сечений поглощения σ_a и неупругого рассеяния σ_{ie} .

Время хранения, обусловленное только потерями в стенках τ_1 , определяется выражением

$$\tau_1 = \frac{\tau_f}{\mu},$$

где τ_f — время свободного пролета между двумя соударениями со стенками ($\tau_f = 4V/(vS)$, V — объем сосуда, S — площадь поверхности его стенок, $v = \hbar k/m$ — скорость нейтрона¹⁸).

Заметим, что коэффициент потерь μ и время хранения τ_1 зависят от скорости нейтрона, поэтому, если спектр УХН в сосуде не строго монохроматичен, то кривая хранения $N(t) = N(0) \exp[-t/\tau_1(v)]$, усредненная по спектру, имеет неэкспоненциальный вид. Поэтому экспериментальные данные используются для извлечения приведенного коэффициента η (17), который от скорости нейтрона не зависит¹⁹.

3.2. Некоторые из последних экспериментов

История экспериментов по измерению коэффициента потерь отражена в обзорах: [24–26] и монографиях [2, 27], но для связности изложения ее полезно кратко повторить, после чего мы подробнее продолжим ее, опираясь главным образом на те эксперименты, которые были проведены уже после 1990 г.

Первоначально экспериментаторы только набирались опыта, и первые результаты были довольно обескураживающими. Коэффициент потерь оказывался довольно велик²⁰, составлял величину порядка 3×10^{-4} и, казалось, не зависел ни от материала стенки, ни от температуры. Причем зависимость от температуры экспериментаторы пытались измерять, нагревая только часть сосуда, в котором хранились УХН, полагая, что если эффект температурной зависимости есть, то он и в этих условиях должен хоть как-то проявиться. Но все было безуспешно. Чтобы продолжать поиски, куда же деваются нейтроны, нужно было выяснить: нагреваются они за счет неупругого рассеяния или поглощаются.

Проще всего было выяснить: не нагреваются ли они. Для этой проверки ловушка была окружена счетчиками тепловых нейтронов, и было найдено, что, действительно, основную часть коэффициента потерь составляет сечение неупругого рассеяния. Поскольку сечение неупругого рассеяния материала стенок было явно недостаточно для такого нагревания УХН, напрашивался вывод, что причиной являются водородсодержащие загрязнения стенок. Водород вездесущ, и наличие подобных загрязнений неудивительно.

Но если причиной потерь является водород и неупругое рассеяние на его атомах, то коэффициент потерь должен зависеть от температуры. А ее, напомним, раньше наблюдать не удавалось. Значит, эксперименты были недостаточно чувствительны. Были предприняты попытки: во-первых, получше очистить поверхность стенок (это можно сделать или путем длительного прогрева в хорошем вакууме при безмасляной откачке, или путем ионной бомбардировки, или путем покрытия

поверхности свеженапыленными веществами) и, во-вторых, проконтролировать содержание водорода на поверхности, распределение его по глубине в приповерхностном слое и изменение концентрации водорода во времени после или во время чистки поверхности²¹.

Результаты этих работ показали, что водород на поверхности действительно есть, содержание его с помощью тех или иных методов можно уменьшить, но эксперименты по хранению по-прежнему давали не очень ясный результат. Путем чистки ловушки (главным образом путем длительного отжига при высокой температуре) удавалось снизить коэффициент потерь, но он все еще оставался далек от теоретического значения, и его температурная зависимость оказывалась очень слабой. Правда, еще нельзя было исключить, что все это — результат несовершенства постановки экспериментов.

3.2.1. Эксперимент *stucis*, доказавший обратное. И вот был поставлен решающий эксперимент [28], в котором ловушка представляла собой бериллиевую трубу (малое поглощение) и температура ловушки менялась от 300 до 16,5 К (при низкой температуре можно было считать, что неупругое сечение рассеяния полностью исключается). По результатам эксперимента было заявлено, что проблема аномальных потерь решена.

Идея авторов состояла в следующем: измерим коэффициент потерь $\eta_{\text{exp}}(300)$ при 300 К. Он будет больше теоретического значения $\eta_{\text{theor}}^{\text{Be}}(300)$ на величину

$$\Delta\eta_{a+ie}^{\text{H}}(300) \propto c_{\text{H}}[\sigma_a^{\text{H}} + \sigma_{ie}^{\text{H}}(300)],$$

обусловленную примесью водорода на поверхности, где c_{H} — концентрация водорода, $\sigma_{a,ie}^{\text{H}}$ — сечение поглощения и неупругого рассеяния водорода. Из величины $\Delta\eta_{a+ie}^{\text{H}}(300)$ оценим концентрацию водорода c_{H} на поверхности. Далее понизим температуру и снова измерим коэффициент потерь $\eta(16)$. Водород должен остаться на стенках, неупругое рассеяние на нем должно исчезнуть и избыточный коэффициент должен стать равным $\Delta\eta_{a+ie}^{\text{H}}(16) \propto c_{\text{H}}\sigma_a^{\text{H}}$.

Авторы проверили, получили, что так оно и есть, и заявили, что теперь все ясно.

Однако, чтобы получить $\Delta\eta_{a+ie}^{\text{H}}(16) \propto c_{\text{H}}\sigma_a^{\text{H}}$, нужно было из экспериментально измеренного значения $\eta_{\text{exp}}(16)$ при 16 К вычесть $\eta_{\text{theor}}^{\text{Be}}(16)$, они же вычли $\eta_{\text{theor}}^{\text{Be}}(300) \gg \eta_{\text{theor}}^{\text{Be}}(16)$, что неверно. Если бы они произвели правильное вычитание, то увидели бы, что для объяснения избыточного коэффициента потерь при 16 К им потребовалась бы концентрация водорода в 100 раз большая, чем та, которую они определили из измерений при 300 К.

Таким образом, эксперимент [28] не решил проблему, а только заострил ее еще больше.

Теперь мы подошли к тому пункту, с которого начинается продолжение истории.

3.2.2. Эксперимент группы Морозова. Присутствие водорода на поверхности проверялось в эксперименте [29]. В нем в нейтроновод, на конце которого устанавливался детектор УХН для регистрации полного потока нейтро-

¹⁸ Влиянием поля тяжести мы пока пренебрегаем.

¹⁹ Пусть не смущает явное присутствие k или λ в (17). Эти величины сокращаются вследствие зависимости $\sigma_1 \propto 1/k$.

²⁰ Мы будем всегда говорить о приведенном коэффициенте η .

²¹ Для всех этих целей использовались ионные пучки и их резонансное ядерное взаимодействие с протонами.

нов, вводились пластины из нержавеющей стали (т.е. водород исследовался не на стенках нейтроновода, а на пластинах, поверхность которых могла быть выбрана достаточно большой для увеличения эффективности эксперимента), а снаружи часть нейтроновода покрывалась слоем карбида бора толщиной 1 см и устанавливался детектор γ -лучей, который должен был регистрировать кванты с энергией 2,23 МэВ и 477 кэВ. Первые возникали из реакции $n(p, d)\gamma$, т.е. от захвата нейтрона атомами водорода на поверхности пластин, а вторые возникали от реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha + \gamma)^7\text{Li}$, в которой участвуют нейтроны, нагретые в результате неупругого рассеяния на пластинах, вылетевшие сквозь стенки нейтроновода и поглощенные атомами бора. Стальные пластины очищались различными способами и изучалась зависимость количества водорода на их поверхности от способа обработки: пластины промывались в ацетоне, дважды электрополировались и отжигались в вакууме (не указано в каком) в течение 6 ч при температуре 350 °С.

Результаты эксперимента — качественные и формулируются так: после промывки ацетоном плотность атомов водорода на пластинах составляет $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, а после отжига $< 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что не противоречит ранее проведенным экспериментам. Об интересующей нас аномалии информации из этого эксперимента извлечь нельзя. Подробного отчета, из которого можно было бы судить о количественных величинах, опубликовано не было.

3.2.3. Эксперимент по наблюдению нагретых нейтронов. В эксперименте [29] была сделана попытка проконтролировать сразу два канала потерь УХН: поглощение и неупругое рассеяние. Более просто исследовать только неупругое рассеяние безотносительно к тому, вызвано оно атомами водорода или других элементов. Здесь можно оценить полную интенсивность неупругого рассеяния и спектр нагретых нейтронов после различных способов очистки поверхности. В этом направлении было проведено эксперимент [30, 31], результат которого противоречит результатам аналогичного эксперимента [32], проведенного ранее группой Морозова.

Оба эксперимента были проведены примерно по одинаковой схеме. В [30] в нейтроноводе для УХН помещалась фольга из меди и детекторами тепловых нейтронов, расположенными снаружи нейтроновода, регистрировался поток нейтронов, возникающий в результате неупругого рассеяния УХН при соударении с поверхностью фольги. В [32] вместо фольги использовалась стопка медных пластин.

Результаты [30] показывают, что прогрев фольги при температуре 800 К в течение 6 ч уменьшает вероятность нагревания примерно в 8 раз. Если все нагревание приписывать водороду, то соответственно во столько же раз при прогревании должно уменьшаться содержание водорода в приповерхностном слое.

Существенным расхождением двух экспериментов является изменение средней энергии нагретых нейтронов после обезгаживания поверхности. Если в работе [32] энергия нагретых нейтронов после обезгаживания (данные приводятся для комнатной температуры) возрастает почти до 60 мэВ, что значительно выше средней тепловой энергии атомов стенок, то в работе [30] эта энергия после обезгаживания уменьшается до примерно 10 мэВ.

В обеих работах приводятся аргументы для объяснения наблюдаемого изменения энергии. В [32] полагается, что при отжиге удаляется слабосвязанный водород с малыми частотами колебаний и остается сильно связанный водород, частоты колебания которого выше. В [30] аргументы иные: действительно, при отжиге удаляется слабосвязанный водород, а оставшийся сильно связанный водород колеблется вместе с тяжелыми атомами, к которым он привязан химическими силами. Частота колебаний атомов убывает с ростом массы, и именно эта частота определяет энергию рассеянного нейтрона. Собственные же высокочастотные колебания водорода при комнатной температуре оказываются невозбужденными.

Таким образом, до обезгаживания нейтрон рассеивается на физически адсорбированных легких атомах водорода, а после обезгаживания — на тяжелых молекулах вещества с жестко прикрепленными к ним атомами водорода. Аргументы работы [30] кажутся более убедительными, но для окончательных выводов требуется дополнительное исследование.

3.2.4. Эксперименты в Гренобле. Поскольку по мнению авторов [28] причиной больших потерь УХН в ловушках является водород, то для уменьшения потерь необходимо проводить эксперименты по хранению в ловушках, на поверхности которых водорода быть не может. Поэтому в Гренобле были проведены эксперименты [33] с ловушкой, стенки которой покрывались маслом фомблин, не содержащим водорода. Изучалась зависимость коэффициента потерь на стенках от энергии нейтрона и от температуры. Энергия нейтрона менялась от 5 до 106 нэВ, а температура — в диапазоне от 283 до 308 К.

Измерения показали хорошее согласие с теоретически ожидаемой зависимостью коэффициента потерь $\mu(v)$ от скорости нейтрона и позволили определить величину приведенного коэффициента потерь $2\eta = (4,7 \pm 0,2) \times 10^{-5}$ при 294 К. Наблюдавшееся небольшое отклонение от теоретической зависимости $\mu(v)$ вблизи граничной скорости в сторону увеличения было проинтерпретировано как результат небольшого увеличения энергии нейтрона на величину порядка $\Delta E \approx 2 \times 10^{-11}$ эВ при каждом соударении со стенкой²². Об этом же, по мнению авторов, говорит и некоторая неэкспоненциальность кривых хранения моноэнергетических нейтронов²³.

Кроме того, в другом эксперименте [35] была обнаружена сильная зависимость сечения неупругого рассеяния масла фомблин от температуры. Это проявилось как в экспериментах по хранению УХН, так и в экспериментах по пропусканию нейтронов с длиной волны 60 Å. К сожалению подробного отчета на эту тему опубликовано не было, поэтому все результаты воспринимаются только на качественном уровне.

3.2.5. Порошковые эксперименты с УХН. Несколько особняком стоят эксперименты [36, 37] по измерению

²² О наблюдении аналогичного эффекта сообщается также в работах [34] и [27].

²³ Неэкспоненциальность кривых хранения может также свидетельствовать о наличии высокой доли зеркальности при отражении от стенок. В этом случае быстрее всего вымирают нейтроны, падающие на стенку под углом, близким к нормальному.

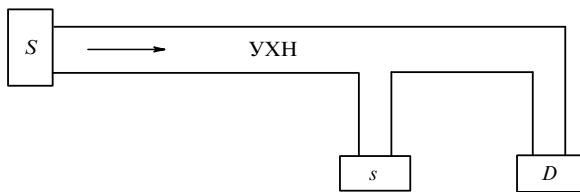


Рис. 4. Схема эксперимента по измерению коэффициента потерь на порошках: S — источник УХН; s — образец (кювета с порошком); D — детектор УХН

коэффициента потерь, постановка которых отличается от экспериментов по хранению (рис. 4). В эксперименте используется разветвленная нейтронная система. В одном из плеч устанавливается кювета с порошком, в другом — детектор УХН. В такой постановке есть одно достоинство, заключающееся в том, что кювету можно хорошо прогревать, можно менять ее высоту относительно главного нейтронного канала, меняя тем самым спектр взаимодействующих с ней нейтронов, и можно менять как толщину порошка, так и материал подложки.

Правда, имеются и трудности. Главная из них — это интерпретация получаемых данных. Интерпретация зависит от модели, которая принимается для описания диффузии нейтрона по такой сложной разветвленной нейтронной системе [2], и от модели, с помощью которой описывается взаимодействие нейтрона с порошком — высокодисперсной системой, у которой взаимодействие с отдельным зерном является отнюдь не малым. С точки зрения науки обе эти стороны представляют собой самостоятельный интерес, так как это еще не очень хорошо разработанная область.

Первые эксперименты, проведенные с порошками Cu , CuO , Fe , показали, что если коэффициент отражения R от бесконечно толстого слоя описывать альбедной формулой:

$$R = \frac{1 - 2\sqrt{\mu/3}}{1 + 2\sqrt{\mu/3}} \approx 1 - 4\sqrt{\frac{\mu}{3}},$$

где μ — усредненный по углам коэффициент потерь при одном соударении с одним зерном порошка, то после отжига порошка его коэффициент потерь η (см. его определение в (17)) оказывается согласующимся с теорией.

Сами эксперименты и их интерпретация были подвергнуты острой критике, и главное возражение состояло в том, что для данной системы необходимо учитывать плотность упаковки порошка.

И действительно, после учета упаковки порошка [38, 39] оказалось [37], что формула для альбедо должна быть преобразована к виду:

$$R = \frac{1 - 2\sqrt{K\mu/3}}{1 + 2\sqrt{K\mu/3}},$$

где K — довольно сложная функция, зависящая от плотности упаковки $C_V = Vn_V$, V — объем одного зерна, n_V — число зерен в единице объема. При этом извлекаемый из экспериментов коэффициент потерь стал таким же, как и в других экспериментах, т.е. разошелся с теорией.

3.2.6. Важнейший эксперимент по аномалии УХН. Наиболее важен результат, полученный недавно в совместных экспериментах ОИЯИ (Дубна) и ЛИЯФ (Гатчина) [40], согласно которому вероятность потерь при одном соударении для наилучших в этом отношении ловушек составляет величину порядка 3×10^{-5} , которая хоть и мала, но все же на два порядка превосходит теоретическое значение.

Потери связаны и с поглощением нейтронов ядрами и неупругим рассеянием с нагреванием нейтронов (нагретые нейтроны имеют энергию выше U и свободно вылетают сквозь стенки ловушки). Однако сечение σ_{ie} зависит от температуры, охлаждением вещества его можно исключить, и это доступно экспериментальной проверке.

Эксперименты [40] свидетельствуют о том, что отношение $\sigma_1^{\text{obs}}/\sigma_1^{\text{th}}$ наблюдаемого и теоретического сечений потерь достигает величины порядка 100. При этом, однако, часть наблюдаемого сечения, которая зависит от температуры: σ_{ie}^{obs} — хорошо согласуется с теоретическим сечением неупругого рассеяния σ_{ie}^{th} и по величине, и по характеру температурной зависимости. Что же касается постепенного разогревания УХН, в экспериментах [40] было показано, что если нейтрон при каждом ударе о стенку и приобретает энергию, то она меньше 10^{-12} эВ.

3.2.7. Итоги экспериментального исследования аномалии УХН. Таковы экспериментальные факты. Перечислим теперь все мыслимые в настоящий момент факторы, которые могут привести к увеличению коэффициента потерь [2, 27]:

1) поглощающие примеси на поверхности. Эта возможность отвергается тем обстоятельством, что покрытие поверхности слабопоглощающими веществами, например кислородом, как это было сделано в эксперименте [40], не приводит к уменьшению аномалии. Попытки объяснить аномалию увеличением влияния примесей в результате какого-то особого распределения их вблизи поверхности [41] также не состоятельны, потому что коэффициент поглощения очень мало чувствителен к вариации такого распределения;

2) утечка нейтронов в щели ловушки. В эксперименте [40] щелей не было;

3) низкоэнергетическое нагревание на звуковых колебаниях стенок ловушки. Этот фактор пока еще до конца не исследован. Но оценки показывают [2, 3], что для существенного вклада акустических колебаний в процесс вывода УХН из ловушки звуковые колебания должны производить значительный шум в ближайшем окружении, что в эксперименте не наблюдалось;

4) примесь водорода или водородсодержащих соединений. Эта возможность отвергается тем обстоятельством, что водород приводит к значительному увеличению неупругого рассеяния. Эксперимент же показывает, что неупругая часть сечения потерь хорошо объясняется тепловыми колебаниями атомов основного вещества без примесей;

5) шероховатости на поверхности. Этот фактор может в целом привести к увеличению площади поверхности стенки, что эквивалентно увеличению сечения потерь. Однако при этом должны пропорционально увеличиваться и поглощающая, и неупругая часть сечения, что не соответствует результатам эксперимента [40];

б) кластерная структура вещества. Этот фактор, однако, приводит к увеличению только неупругой части сечения рассеяния, что противоречит результатам эксперимента [40].

3.3. Попытки объяснения

3.3.1. Покушение на квантовую механику. Таким образом, ни один из перечисленных факторов не дает удовлетворительного объяснения результатов эксперимента. Такое положение дел заставляет искать причину в области фундаментальных представлений, что, с одной стороны, всегда желательно, а с другой — довольно опасно. Надо сказать, что первый шаг в область пересмотра квантовой механики сделал сам Федор Львович. Он высказал предположение, что нейтрон представляет собой волновой пакет, часть компонент которого имеет энергию выше барьера, и благодаря этим компонентам нейтрон с определенной вероятностью может проникать сквозь стенки. Но это предположение было на корню отвергнуто исходя из того, что квантовая механика — линейная теория, значит, при первом же соударении со стенкой высокоэнергетические компоненты уйдут, а низкоэнергетические отразятся. Именно последние и представляют волновую функцию ультрахолодных нейтронов. Против этих возражений можно выдвинуть контр-аргументы, но, поскольку здесь не место для подробных дискуссий, мы изложим только итог развития этой идеи, высказанной еще Федором Львовичем.

Полагается, что нейтрон может быть представлен волновым пакетом:

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = c \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t) \frac{\exp(-s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|}, \quad (18)$$

где c — нормировочный множитель. Эта функция, которая впервые была введена де Бройлем [42], подчиняется неоднородному уравнению Шрёдингера:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Delta}{2} \right) \psi(\mathbf{r}, t) = -2\pi C(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t)), \quad (19)$$

где $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}t$ — координаты частицы, движущейся со скоростью \mathbf{v} , а

$$C(t) = c \exp \frac{i(v^2 + s^2)t}{2}.$$

Это означает, что волновой пакет (18) удовлетворяет однородному уравнению Шрёдингера почти во всех (кроме одной) точках пространства. Де Бройль, когда использовал эту функцию, вообще рассматривал ее как сингулярное решение однородного уравнения.

Вероятность отражения волнового пакета от потенциальной ступеньки определим как отношение потоков отраженных нейтронов к потоку падающих, используя фурье-разложение и принцип суперпозиции:

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk \Psi(k) \exp(ikx - i\omega t),$$

$$|R|^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dk k |\Psi(k) R(k)|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} dk k |\Psi(k)|^2}. \quad (20)$$

Выражение (20) представляет собой рецепт вычисления коэффициента отражения, аналогичный рецепту, используемому для плоских волн. При этом предполагается, что отраженный пакет редуцируется к первоначальному виду. Как это происходит, квантовая механика описать не может так же, как она не может описать, в каком направлении полетит после рассеяния отдельно взятая частица²⁴.

Расчет коэффициента отражения по формуле (20) приводит к тому, что часть нейтронов с вероятностью $W = s/v_1$ теряется вследствие ухода внутрь среды. Сопоставляя полученное значение с коэффициентом потерь УХН [3]

$$\mu = \frac{2\eta v}{v_1} \equiv W,$$

где $\eta \approx 3 \times 10^{-5}$ — приведенный наблюдаемый аномальный коэффициент потерь [40], находим

$$s = 2\eta v \approx 6v \times 10^{-5}.$$

Эту величину можно принять за оценку скрытого параметра s , т.е. за собственную ширину волнового пакета нейтрона.

Возникает вопрос, какова же дальнейшая судьба нейтрона, надбарьерно вошедшего в вещество? Очевидно, что никаких других каналов кроме поглощения, неупругого рассеяния и выхода из вещества через границу раздела у нейтрона нет. Нетрудно оценить сечение потерь нейтрона внутри среды. Для оценки этих потерь примем, что сечение потерь зависит от волнового вектора налетающей плоской волны по обычному закону $1/p'$, где $p' = \sqrt{p^2 - u}$ — волновой вектор внутри среды, т.е. его можно представить в виде $\sigma_1(p) = \sigma_1(k_T)k_T/p'$, где k_T — импульс теплового нейтрона. Усреднение сечения по надбарьерной части спектра пакета дает

$$\langle \sigma_1 \rangle \approx \frac{\sigma_1(k_T)k_T}{v_1}.$$

Таким образом, надбарьерное прохождение сопровождается поглощением и нагреванием нейтронов, причем длина их пробега в веществе l_1 определяется величиной $l_1 = 1/N_0 \langle \sigma_1 \rangle$, где N_0 — число ядер в единице объема.

Посмотрим, к каким экспериментальным следствиям должен приводить такой подход. В эксперименте [40] материалом стенок служил бериллий. В тепловой области его сечение потерь составляет 8 мб [6], поэтому длина пробега за счет поглощения в веществе составляет $l_a = 1/N_0 \sigma_a \approx 1$ см.

При комнатной температуре сечение неупругого рассеяния в 30 раз больше σ_a , поэтому длина пробега за счет неупругого рассеяния $l_{ie} = 1/N_0 \sigma_{ie} \approx l_1$ составляет доли миллиметра. Это означает, что при комнатной температуре все надбарьерное прохождение заканчивается неупругим рассеянием. При понижении температуры неупругое рассеяние играет все меньшую роль, и надбарьерное проникновение заканчивается либо поглощением, либо выходом из ловушки, если стенки ее имеют толщину меньше l_a .

²⁴ Это обстоятельство в определенной мере указывает на неполноту квантовой механики. По этому вопросу см. также [43].

Рассмотрим модификацию эксперимента по хранению, схема которого показана на рис. 5. Здесь ловушка для УХН окружается счетчиками тепловых нейтронов и измеряется как кривая хранения, так и скорость счета детекторов тепловых нейтронов во время хранения в зависимости от температуры стенок ловушки.

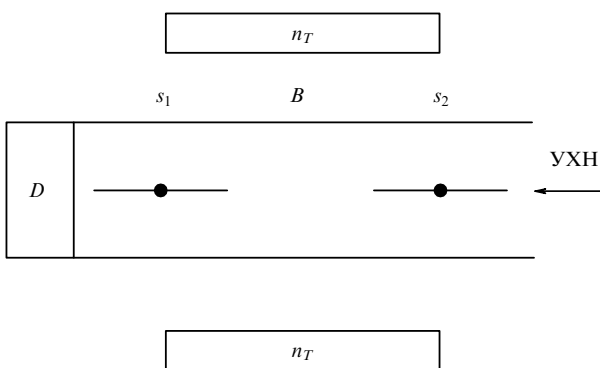


Рис. 5. Схему экспериментов по хранению (см. рис. 2) можно модифицировать, поместив вокруг ловушки для УХН счетчики тепловых нейтронов, которые регистрируют УХН, нагретые до энергии тепловых нейтронов при ударе о стенку

Если менять температуру и следить за изменением времени жизни нейтрона в ловушке и количества нагретых нейтронов, то будет наблюдаться парадоксальное явление: при комнатной температуре весь коэффициент потерь, измеренный по хранению УХН, будет объясняться неупругим рассеянием, как показано на рис. 6. Отсюда, если не привлекать надбарьерного проникновения, напрашивается вывод, что все потери описываются неупругим сечением рассеяния, а поскольку вещество не может обеспечить нужную величину сечения, то значит есть примесь водорода, и можно вычислить концентрацию водорода.

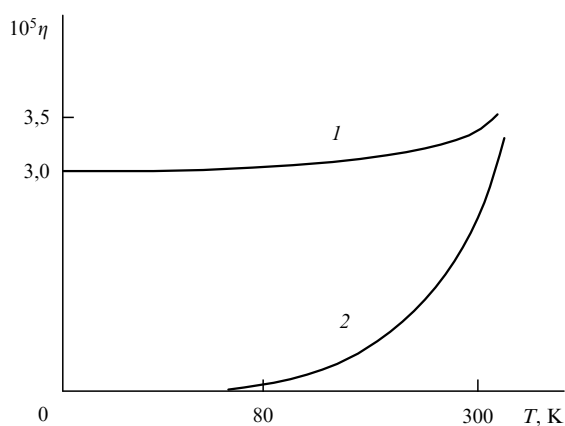


Рис. 6. Зависимость η от температуры, определенная по кривой хранения (кривая 1) и по скорости счета счетчиков тепловых нейтронов, окружающих ловушку (кривая 2)

При понижении температуры число нагретых нейтронов будет резко уменьшаться. Это, казалось бы, должно приводить к увеличению времени хранения, однако время хранения меняться почти не будет. Как можно объяснить такой факт? Рассчитанная концентрация водо-

рода оказывается явно недостаточной, чтобы обеспечить поглощение той доли нейтронов, которая избавлена от неупругого рассеяния. Поэтому водород оказывается ни при чем.

При справедливости принятой выше гипотезы [44] указанный экспериментальный результат имеет простое объяснение. При понижении температуры вероятность надбарьерного проникновения нейтронов в вещество не меняется, но меняется длина их пробега внутри вещества. При этом, если раньше нейтроны нагревались, то теперь они должны поглощаться или выходить сквозь стенки.

Разумеется, изложенный выше подход далек от завершения. Квантовая механика описывает не только процессы рассеяния, но и энергии связанного состояния. Новая схема обязательно должна содержать в себе все достоинства, которые свойственны аппарату квантовой механики, и возможности добиться этого имеются. Недавно проведенные расчеты [45] показывают, что для неоднородного уравнения Шрёдингера тоже можно определить связанное состояние, причем нерелятивистский спектр атома водорода оказывается совпадающим с общепринятым спектром.

3.3.2. Ленивый нейтрон. Один из альтернативных подходов описан в работе [46]. Здесь предполагается, что нейтрон обладает сложной структурой и имеет возбужденные состояния. Отражение нейтрона от стенки сопровождается его внутренним возбуждением и потерей кинетической энергии. В результате нейтрон становится все медленнее (ленивый нейтрон), и необходимы специальные меры, чтобы его зарегистрировать. Например, поскольку ленивые нейтроны собираются у дна ловушки, то для их регистрации необходимо убирать дно. Детектор должен быть опущен достаточно низко, чтобы нейтроны после ускорения в поле тяжести приобрели достаточную скорость для проникновения сквозь окно детектора.

На кривой вытекания²⁵ в этих условиях должен наблюдаться пик в момент времени прихода ускоренных ленивых нейтронов.

В данной схеме потерь как таковых фактически нет, и в этом можно будет убедиться после более тщательного измерения количества нейтронов, оставшихся после заданного времени выдержки.

В схеме с ленивым нейтроном остается непонятным, как снимается возбуждение у возбужденного нейтрона. Если оно снимается опять при столкновении со стенкой, то в этом случае нейтрон должен ускоряться, если же оно снимается при свободном полете, то должны излучаться, например, кванты электромагнитного поля, которые, в принципе, можно зарегистрировать.

Таким образом, как и в предыдущем случае, здесь еще много неясных вопросов, на которые необходимо дать ответ, прежде чем принять подобное объяснение аномалии.

3.3.3. Ревизия коэффициента преломления. Следующая идея состоит в том, что нужно менять коэффициент преломления [47–50]. Если каким-то способом, иным, чем обычно, рассчитать отражение нейтрона от стенки,

²⁵ Кривая, описывающая зависимость скорости счета детектора УХН в зависимости от времени, прошедшего с момента открытия выходной заслонки.

то возможно коэффициент преломления приобретет дополнительную мнимую часть, не связанную ни с поглощением, ни с неупругим рассеянием.

Однако в такой постановке изначально содержится противоречие. Появление мнимой части у коэффициента преломления означает потери, но задача состоит в том, чтобы не описать потери с помощью мнимой части, а понять, с чем эти потери связаны. Простое введение мнимой части в коэффициент преломления решить эту задачу не позволяет.

Множественное рассеяние волн (МРВ). В работах [47–50] утверждается, что отражение от вещества, вообще говоря, имеет непотенциальный характер, и волновой вектор внутри среды, если строго решить задачу о множественном рассеянии волн в среде, будет всегда содержать мнимую и действительную части, независимо от того, имеются ли в веществе потери или какие-либо несовершенства. Такой результат представляется неприемлемым исходя из общезначимых принципов. Например, если тепловой нейтрон внутри идеальной среды описывается волновой функцией, экспоненциально убывающей вглубь от входной поверхности, то он должен полностью отражаться. В противном случае вблизи поверхности должно происходить накопление нейтронов, что приводит к уменьшению энтропии и противоречит законам термодинамики.

На самом деле при правильном применении теории множественного рассеяния волн (МРВ) ничего подобного не происходит. Это следует из работ [51, 52], в которых отражение от упорядоченной моноатомной среды рассчитано строго с применением теории МРВ.

Собственно, в теории МРВ коэффициент преломления или потенциал взаимодействия нейтрона со средой не вводятся. Предполагается только, что есть рассеяние на отдельных атомах и множественное перерассеяние рассеянных волн. Задача формулируется следующим образом.

1. Волна, рассеянная на отдельно взятом неподвижно закрепленном в точке \mathbf{r}_1 непоглощающем ядре, описывается выражением

$$\Psi = \psi_0(\mathbf{r}) - \psi_0(\mathbf{r}_1) \frac{b}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} \exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|), \quad (21)$$

где $\psi_0(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ — волновая функция падающего нейтрона, \mathbf{k} — его волновой вектор и $k = |\mathbf{k}|$.

2. Амплитуда рассеяния b при отсутствии поглощения является комплексным числом вида

$$b = \frac{b_0}{1 + ikb_0}, \quad (22)$$

где b_0 — вещественная длина рассеяния. Амплитуда такого вида удовлетворяет требованию унитарности (оптической теореме):

$$\text{Im } b = \frac{k\sigma}{4\pi}, \quad \text{где } \sigma = 4\pi|b|^2. \quad (23)$$

При наличии поглощения величина b_0 сама становится комплексной: $b_0 = b'_0 - ib''_0$ и $b''_0 = k\sigma_a/(4\pi)$, где σ_a — сечение поглощения. При этом $\text{Im } b = k\sigma_t/(4\pi)$, где $\sigma_t = \sigma_a + 4\pi|b|^2$ — полное сечение взаимодействия с ядром.

3. Если рассеивателей несколько, то волновая функция $\psi(\mathbf{r})$, сформированная в результате многократных перерассеяний, равна

$$\psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) - \sum_n \psi(\mathbf{r}_n) \frac{b_n}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|} \exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|), \quad (24)$$

где $\psi(\mathbf{r}_n)$ — эффективное локальное поле, освещающее ядро, расположенное в точке \mathbf{r}_n . Отметим, что каждое ядро дает сферическую волну с волновым вектором k , поскольку для нейтронного поля нет понятия близкой зоны (не в пример электромагнитным волнам), и запись рассеянного поля в виде сферической волны справедлива на любых расстояниях от ядра, лишь бы эти расстояния превышали размер самого ядра.

4. Локальное поле на ядре с номером n определяется уравнением

$$\psi(\mathbf{r}_n) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_n) - \sum_{j \neq n} \psi(\mathbf{r}_j) \frac{b_j}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_j|} \exp(ik|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_j|). \quad (25)$$

Уравнения (24) и (25) составляют основу для всех последующих рассуждений. Например, для кристаллической плоскости с квадратной одноатомной ячейкой локальные поля $\psi(\mathbf{r}_n)$ из соображений симметрии записываются в простом виде:

$$\psi(\mathbf{r}_i) = C \exp(i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}), \quad (26)$$

где \mathbf{k}_{\parallel} — компоненты волнового вектора падающей волны, параллельные плоскости, C — постоянная, одинаковая для всех ядер, и для нее справедливо уравнение:

$$C = 1 - Cb \sum_{j \neq 0} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_j) \frac{1}{|\mathbf{r}_j|} \exp(ik|\mathbf{r}_j|), \quad (27)$$

откуда $C = 1/(1 + bS)$, где сумма S указана в (27). Ее вычисление требует знания методов решеточных сумм и возможно с любой степенью точности.

Определив локальные поля $\psi(\mathbf{r}_i)$, мы можем найти волновую функцию нейтрона, рассеянного кристаллической плоскостью, в аналитическом виде:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) - C \sum_n \frac{2\pi i b}{a^2 k_{n\perp}} \exp(ik_{n\perp}|x| + i\mathbf{k}_{n\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}), \quad (28)$$

где $\mathbf{r}_{\parallel} = (y, z)$ — координаты на плоскости, $\mathbf{k}_n = (k_{n\perp}, \mathbf{k}_{n\parallel})$ представляют собой волновые векторы дифрагированных волн, образующихся в результате преобразования $\mathbf{k}_{\parallel} \rightarrow \mathbf{k}_{n\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel} + \boldsymbol{\tau}_n$ путем добавления вектора обратной решетки $\boldsymbol{\tau}_n = (2\pi/a)(n_y, n_z)$ с целыми числами n_y и n_z . Нормальные компоненты дифрагированных волн равны $k_{n\perp} = (k^2 - \mathbf{k}_{n\parallel}^2)^{1/2}$ в силу закона сохранения энергии.

Постоянная C как бы преобразует амплитуду рассеяния b одного ядра, т.е. в коллективе ядер каждое ядро рассеивает не с амплитудой b , а с амплитудой $b' = bC$, и ее можно представить в виде

$$b' \equiv bC = \frac{b_1}{1 + ib_1\gamma}, \quad \text{где } b_1 = \frac{b_0}{1 + b_0\delta}, \quad (29)$$

$$\gamma = \sum_n' \frac{(2\pi)^2}{a^2 k_{n\perp}}, \quad \delta = \sum_n'' \frac{(2\pi)^2}{a^2 |k_{n\perp}|}.$$

Штрих означает, что суммирование распространяется на все \mathbf{n} , для которых $k_{\perp\mathbf{n}}^2 > 0$, а два штриха — что суммирование распространяется на все \mathbf{n} , для которых $k_{\perp\mathbf{n}}^2 < 0$. Таким образом, локальное поле перенормирует вещественную часть амплитуды рассеяния: $b_0 \rightarrow b_1$, и изменяет ее мнимую часть: $ikb_0 \rightarrow ib_1\gamma$.

На рис. 7 рассеянное поле представлено графически.

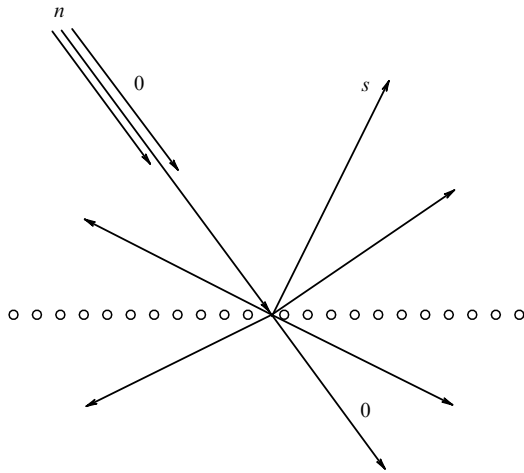


Рис. 7. Дифракция нейтронной волны на кристаллической плоскости. Направления, обозначенные индексом 0, соответствуют первоначальному. Направление, обозначенное s , соответствует зеркальному отражению. Остальные направления соответствуют дифракции

В случае малых k дифракция приводит только к экспоненциально затухающим волнам и уходящих от плоскости волн оказывается только две: одна — зеркально отраженная с волновым вектором $\mathbf{k}_r = (-k_{\perp}, \mathbf{k}_{\parallel})$, а другая — прошедшая (нерассеянная) с волновым вектором $\mathbf{k}_t \equiv \mathbf{k}$. Поэтому выражение (29) представляется в виде

$$b' = \frac{b_1}{1 + 2\pi i b_1 / (a^2 k_{\perp})}, \quad (30)$$

и волновая функция (28), если пренебречь экспоненциально затухающими волнами, равна

$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) - \frac{2\pi i b'}{a^2 k_{\perp}} \exp(ik_{\perp}|x| + i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}). \quad (31)$$

В этом случае кристалл можно рассматривать как одномерный потенциал, у которого отражение и пропускание одного периода определяется, исходя из (31), выражениями:

$$r = -\frac{2\pi i b'}{a^2 k_{\perp}}, \quad t = 1 - \frac{2\pi i b'}{a^2 k_{\perp}}. \quad (32)$$

Для произвольного же периодического потенциала, показанного на рис. 8, можно, воспользовавшись рекуррентными соотношениями, найти уравнение для амплитуды отражения [53]:

$$R = r + tR(1 - rR)^{-1}t \quad \text{или} \quad R^2 - \frac{R(1 + r^2 - t^2)}{r} + 1 = 0, \quad (33)$$

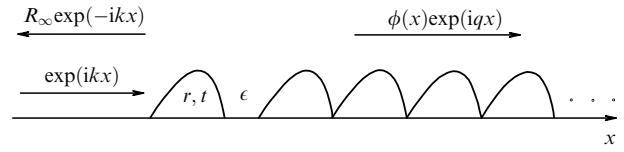


Рис. 8. Принцип расчета отражения от произвольного полубесконечного периодического потенциала. Вводится бесконечно узкая щель шириной ϵ между первым периодом и остальным потенциалом и учитывается многократное переотражение в этой щели

и его решение, которое может быть записано в виде

$$R = \frac{\sqrt{(1+r)^2 - t^2} - \sqrt{(1-r)^2 - t^2}}{\sqrt{(1+r)^2 - t^2} + \sqrt{(1-r)^2 - t^2}}. \quad (34)$$

Подставив сюда амплитуды r и t из (32), получим

$$R = \frac{\sqrt{k_{\perp} + p \tan(k_{\perp} a / 2)} - \sqrt{k_{\perp} - p \cot(k_{\perp} a / 2)}}{\sqrt{k_{\perp} + p \tan(k_{\perp} a / 2)} + \sqrt{k_{\perp} - p \cot(k_{\perp} a / 2)}}. \quad (35)$$

Эта формула описывает как брэгговские отражения, так и полное отражение для малых k_{\perp} . Последнее приводится к виду:

$$R = \frac{k_{\perp} - \sqrt{k_{\perp}^2 - u_0}}{k_{\perp} + \sqrt{k_{\perp}^2 - u_0}}, \quad (36)$$

где $u_0 = 2p/a \approx 4\pi N_0 b$ и поправки к $u_0 = 4\pi N_0 b$ могут быть найдены с любой степенью точности по параметрам $k_{\perp}^2 a^2$ и $u_0 a^2$. Если в (28) учесть экспоненциально затухающие волны, то возникают дополнительные поправки, имеющие фактор малости порядка $\exp(-2\pi) \approx 10^{-2}$.

Таким образом, последовательное применение теории МРВ не приводит к тем изменениям поведения нейтрона внутри среды, о которых говорится в [47–50].

4. Использование УХН для фундаментальных исследований

Все исследования с УХН были начаты главным образом с целью использования их способности долго храниться в ограниченной области пространства для уточнения верхней границы ЭДМ и более точного измерения времени жизни нейтрона. К настоящему времени ситуация здесь складывается следующим образом.

4.1. Время жизни нейтрона

Три группы в мире занимаются измерением времени жизни нейтрона в экспериментах по хранению УХН в твердотельных ловушках.

В экспериментах [35] (рис. 9а) была получена величина

$$\tau_{\beta} = 887,6 \pm 3 \text{ с}. \quad (37)$$

Неопределенность связана в основном с систематической погрешностью, обусловленной необходимостью вводить гравитационную поправку. Для того, чтобы уменьшить систематические погрешности, необходимо обеспечить изотропию нейтронов внутри сосуда независимо от его объема [54, 55]. Гравитационная поправка зависит также от спектра [56] нейтронов в ловушке и может быть

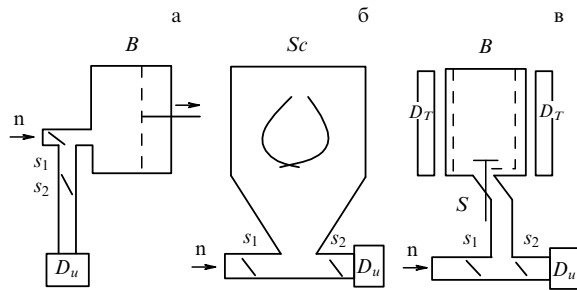


Рис. 9. Схемы трех основных экспериментов для определения времени жизни нейтрона с помощью хранения УХН: нейтроны n при закрытой заслонке s_2 поступают в установку через открытую заслонку s_1 , после чего заслонка s_1 закрывается, и нейтроны хранятся заданное время в сосуде B . (В случае схемы б нейтроны заполняют вакуумный кожух, а хранятся в ковше Sc .) Для точного измерения времени жизни нейтрона необходимо исключить потери в стенках. В трех экспериментах это делается различным образом. В схеме а в сосуде может меняться объем путем перемещения стенки, указанной пунктиром. В схеме б контролируется изменение спектра нейтронов в ковше в течение хранения. В схеме в в сосуд может быть введена показанная пунктиром дополнительная поверхность. Во всех трех экспериментах нейтроны после заданного времени выдержки в сосуде выпускаются через заслонку s_2 на детектор УХН D_u . В схеме в вокруг сосуда для хранения устанавливаются счетчики, регистрирующие количество УХН, нагревающихся во время хранения до тепловых энергий при соударении со стенками (S — дополнительная тарелочная заслонка, запирающая нейтроны в сосуде для хранения)

уменьшена либо путем выбора нужной части спектра удерживаемых нейтронов, либо изменением постановки эксперимента [57], например, хранить нейтроны в сосуде типа гармошки. Тогда можно менять объем сосуда, не меняя площадь внутренней поверхности стенок.

В работе [58] (рис. 9б), в которой наряду с измерением времени хранения измерялся также спектр удерживаемых нейтронов и изменение спектра в процессе хранения, был получен результат:

$$\tau_\beta = 888,4 \pm 2,9 \text{ с.} \quad (38)$$

Этот результат был уточнен в подробной работе [59] и составляет теперь

$$\tau_\beta = 888,4 \pm 3,3 \text{ с,} \quad (39)$$

причем показывается, что систематическая погрешность составляет величину примерно 1 с, и основная неопределенность приходится на статистическую погрешность.

Наконец в работе [60] (рис. 9в) получен результат:

$$\tau_\beta = 882,56 \pm 2,7 \text{ с.} \quad (40)$$

Последний результат, однако, ненадежен. При обработке экспериментальных данных авторы ввели поправку на вытекание через заслонку S на рис. 9б с неправильным знаком. Если изменить знак этой поправки, то результат будет

$$\tau_\beta = 887,6 \pm 2,3 \text{ с,} \quad (41)$$

т.е. он полностью совпадает с (37) (имеет даже меньшую погрешность) и лучше согласуется с официально принятой величиной [61]:

$$\tau_\beta = 889,1 \pm 2,1 \text{ с.} \quad (42)$$

Однако разброс результатов при измерениях с разными температурами (эксперименты проводились при температурах $+20$, -12 и -55 °С) составляет около 20 с, что на два порядка превосходит оцененную авторами систематическую погрешность измерений.

В ближайшее время планируется новый вариант постановки экспериментов по измерению времени жизни в Гатчине группой Сереброва [40, 62] и в Гренобле группой Морозова. Предполагается достичь точности порядка 1 с. А.Д. Стойка [63] предлагает модификацию эксперимента по измерению времени жизни нейтрона, в которой при хранении УХН предусматривается регистрация электронов распада и нагретых нейтронов.

4.1.1. Измерение времени жизни по хранению в магнитной ловушке. Кроме экспериментов по хранению в твердотельных ловушках продолжаются исследования, относящиеся к хранению в магнитной тороидальной ловушке. Новых экспериментальных данных после публикации [64]:

$$\tau_\beta = 876,7 \pm 10 \text{ с}$$

больше не было. Но расчеты [65] проводились. Дойл и Ламоро [66] предложили провести измерение времени жизни нейтрона, генерируя УХН в сверхтекучем гелии, помещенном в магнитную ловушку. Оценивается, что при такой постановке эксперимента удастся уменьшить погрешность до 0,004 %.

4.2. Электрический дипольный момент нейтрона

Особого прогресса в этом направлении за последние пять лет не произошло. В качестве обзоров по этому вопросу можно рекомендовать [67, 68]. Поэтому напомним только результаты последних экспериментов, выполненных в Гренобле и в Гатчине. Последний результат гренобльской группы [69] с учетом предыдущих измерений может быть представлен как:

$$d_n = (-3,3 \pm 4,3) \times 10^{-26} \text{ см,}$$

или на уровне достоверности 90 %

$$d_n \leq 12 \times 10^{-26} \text{ см.}$$

Результат гатчинской группы [70] составляет

$$d_n = (2,6 \pm 4,0 \pm 1,6) \times 10^{-26} \text{ см,}$$

или на том же уровне достоверности:

$$d_n \leq 1,1 \times 10^{-25} \text{ см.}$$

Хороший обзор развития методов поиска ЭДМ нейтрона представлен в [67]. Там же рассматриваются возможности по увеличению чувствительности поиска ЭДМ на три порядка с помощью генерации и хранения УХН в жидком гелии с растворенным поляризованным ^3He . При этом ^3He играет роль и поляризатора, и анализатора поляризации, и магнитометра, и детектора нейтронов. К этому обзору мы и отсылаем интересующегося читателя. Отметим только, что здесь читатель найдет ясное изложение таких вопросов, как "одевание нейтрона" с помощью внешнего переменного поля, при

котором как бы эффективно уменьшается магнитный момент частицы.

4.3. Осцилляции нейтрон-антинейтрон

Проблемы осцилляции возникли в связи с разработкой некоторых теоретико-полевых моделей, в частности великого объединения, в которых предусматривается нарушение закона сохранения барионного числа с $\Delta B = 2$ [71]. В этом случае нейтрон может переходить в антинейтрон. Естественно, что процесс этот очень медленный, и, выбрав какие-то нейтроны, желательно долго следить за ними, чтобы накопить достаточное для регистрации количество антинейтронов.

Если процесс, описывающий такие переходы, характеризовать энергией ϵ , то вероятность перехода за время $t \ll t_c \equiv \hbar/\epsilon$ равна

$$W(n \rightarrow \bar{n}) = \left(\frac{\epsilon t}{\hbar}\right)^2.$$

Если эксперименты проводить на пучке, то время слежения за нейтроном ограничивается временем пролета заданной экспериментальной базы. Если же проводить эксперименты с УХН, то возникает вопрос, накапливаются ли антинейтроны в течение всего времени хранения t_{exp} или только в течение времени свободного пролета t_f между двумя последовательными соударениями со стенками?

Представляется, что, поскольку возникающий антинейтрон совсем иначе взаимодействует со стенкой ловушки, чем нейтрон, и может аннигилировать на ядрах стенки, накопление фактически происходит только между двумя соударениями со стенкой. Иными словами, соударение со стенками препятствует переходу нейтрона в антинейтрон. Здесь возникает известное явление редукции волновой функции в квантовой механике: если часто проверять вылетела α -частица из ядра или нет, ядро никогда не распадется с испусканием α -частицы. В обыденной жизни это эквивалентно эффекту нетерпеливой хозяйки: если часто поднимать крышку кастрюли, чтобы посмотреть закипела ли вода, то вода может не закипеть никогда. В этом отношении взаимодействие нейтрона со стенкой является проверкой: образовался антинейтрон или нет.

Отсюда прямо следует результат, что вероятность обнаружения антинейтрона с помощью УХН в ловушке равна

$$W(n \rightarrow \bar{n}) = Nn \left(\frac{\epsilon t_f}{\hbar}\right)^2,$$

где $n = t_{\text{exp}}/t_f$ — число ударов о стенки в течение времени удержания в ловушке, $N = N_0 t_{\text{exp}}/\tau$ — среднее число нейтронов в ловушке в течение всего времени хранения, N_0 — полное число накапливаемых в ловушке нейтронов. Возможный путь усиления этой величины рассматривается в [72] (см. также [73–75]).

4.4. Фаза Берри

В последнее время идет просто звон относительно фазы Берри. В нейтронной физике, где о взаимодействии спина с магнитным полем все давно уже известно, введение понятия о фазе Берри ничего нового ни для понимания, ни для измерения не дает [76].

5. Прикладные и академические исследования

Прикладные и академические исследования удобно объединить в один раздел, потому что в области УХН очень трудно провести черту между реально прикладными результатами (или, скорее, результатами с намерением использовать их в прикладных проблемах) и чисто академическими. Автор, однако, не хочет быть судьей в последней инстанции и предоставляет читателю самому решать что есть что.

5.1. Неоднородности внутри вещества

Наиболее близкими к прикладным являются работы группы из ФИАНа им. Лебедева, публикующиеся большей частью в Кратких сообщениях по физике ФИАН [77–84]. Работы выполнены на уникальном гравитационном спектрометре и относятся к области исследования неоднородностей в конденсированных средах. По существу, эти исследования аналогичны малоугловому рассеянию, но вместо измерения угловых распределений рассеянных нейтронов, здесь, поскольку длина волны нейтрона велика, измеряется полное рассеяние в зависимости от энергии падающих нейтронов. При этом используется часть спектра нейтронов несколько выше той, которая непосредственно относится к УХН. О характере конкретных исследований лучше всего судить по названию соответствующих публикаций, и за неимением места мы прямо отсылаем читателя к первоисточникам.

5.2. Исследование поверхности

При исследовании поверхности изучается зависимость коэффициента отражения от энергии (всевозможные примеси и неоднородности наиболее сильно сказываются на коэффициенте отражения при энергии чуть выше граничной) и индикатриса отражения при наличии шероховатостей [85, 86].

В качестве примера можно привести работу [87]. Здесь изучается зеркальное отражение нейтронов с длиной волны $\lambda = 80 \text{ \AA}$ от пленки жидкого гелия толщиной 5000 \AA вблизи перехода жидкость–пар. При конечной толщине пленки можно наблюдать интерференционный минимум в коэффициенте отражения. Положение интерференционного минимума зависит как от толщины пленки, так и от ее атомной плотности, и от величины размытия границы. Плотность и размытие зависят от температуры. Изменяя положение минимума при изменении температуры вблизи критической точки, получаем информацию о фазовой диаграмме в области перехода жидкость–пар.

5.3. Суперультрахолодные нейтроны

Суперультрахолодными можно назвать нейтроны, образующие двумерный квантовый газ над плоской поверхностью в гравитационном поле, или одномерный газ в узких каналах [88, 89]. Энергия этих нейтронов квантована в направлении нормали к плоскости, и основной уровень составляет $1,4 \times 10^{-12}$ эВ. Соответственно высота подъема таких нейтронов около 10 мкм, а скорость примерно 1 см с^{-1} . Если движение вдоль плоскости характеризуется значительно большими скоростями, то в результате рассеяния на шероховатостях нейтрон может приобрести большую скорость по направлению нормали и перестать быть двумерным.

Чтобы этого не произошло, скорость нейтрона во всех направлениях не должна существенно превосходить величину порядка 1 см с^{-1} .

В работах [88, 89] вычислено время хранения двумерных и одномерных нейтронов (результат не должен отличаться существенно от величины $v_l/g\eta$, указанной в [2, 3]) и рассмотрена возможность образования связанного состояния за счет магнитного притяжения между нейтронами с противоположными спинами. Утверждается, что двумерные нейтроны не образуют связанного состояния²⁶. Одномерные же нейтроны образуют связанное состояние с энергией порядка 10^{-20} эВ. Размер такой пары [88] составляет около 6–20 км.

Насколько эта работа относится к прикладным, можно судить по тому факту, что она опубликована в журнале *Письма в ЖЭТФ* [89], который принимает только материалы, требующие срочной публикации. Срочность здесь действительно была необходимой, поскольку из-за задержки, связанной с публикацией в *Ядерной физике*, "размер одномерной пары увеличился от 1–10 м [89] до 6–20 км [88]".

Менее счастливо сложилась судьба публикации [90], в которой рассматривается связанное состояние нейтрона в вихревых нитях в сверхпроводниках. Она так и осталась в виде препринта. Возможно потому, что имеет слишком академический характер. Впрочем, ее решение доступно каждому, кто знаком с квантовой механикой и умеет рассчитывать связанные состояния в заданном потенциале.

5.4. Связанные состояния нейтрона в магнитном поле прямого провода

Существует два типа магнитного хранения нейтронов: 1) нейтрон отталкивается от сильного поля и хранится в области слабого поля и 2) нейтрон втягивается в область сильного поля. В англоязычной литературе это называется *low field seekers* и *high field seekers*. При первом типе нейтрон хранится до тех пор, пока его спин параллелен сильному магнитному полю и величина $-\mu\mathbf{B} > 0$. Если же спин переворачивается, потенциальная энергия $-\mu\mathbf{B}$ в области сильного поля становится отрицательной, поле начинает втягивать в себя нейтрон, и он покидает ловушку.

При втором типе нейтрон хранится, если его полная энергия отрицательна. Это имеет место, например, при хранении нейтрона в магнитном поле прямого провода. Квантовомеханическая задача о связанных состояниях рассматривалась [91] еще в 1976 г. и была аналитически решена [92] Пронько и Строгановым в 1977 г., что и было отражено в [2]. Однако за рубежом мало читают русскую литературу, и потому эта задача снова была рассмотрена [93, 94] в 1989 г.²⁷. В этих последних, в отличие от предыдущих, работах рассмотрено хранение в магнитном поле провода конечного диаметра. При этом нейтрон на низколежащих уровнях оказывается на орбите, целиком находящейся внутри материала проводника, со всеми вытекающими отсюда отрицательными последствиями.

²⁶ Автор полагает, что причиной тому отрицательная амплитуда нейтрон-нейтронного рассеяния, хотя на самом деле отрицательная амплитуда означает притяжение между нейтронами.

²⁷ Необходимо отметить, что в работе [94] авторы сочли для себя обязательным сослаться на русских предшественников.

5.5. Нейтронный микроскоп

К прикладным исследованиям можно было бы отнести и нейтронный микроскоп [95–99], но пока он очень далек от той стадии, когда его можно было бы использовать на практике. Расчет его характеристик, связанных с увеличением и абберациями производится по баллистическому, а не волновому принципу. Эксперименты здесь редки и носят в основном демонстрационный характер. Разрешение, как указано в [96], составляет 17 мкм и более чем в три раза хуже расчетного значения 5 мкм. Но, как говорят сами авторы: "По-видимому, было бы преждевременным делать какие-либо выводы из факта несоответствия полученного и расчетного разрешения".

5.6. Волновая оптика

Здесь мы только перечислим последние публикации в этом направлении [100–111]. Не все они относятся строго к области УХН, но вполне применимы к УХН. Названия работ большей частью говорят сами за себя.

Одно из направлений в этой области — это создание и использование суперзеркал. Если на подложку, имеющую отражающий потенциал u_1 , нанести систему слоев с чередующимся знаком потенциала, получится периодический потенциал. Если теперь подобрать толщину слоев таким образом, чтобы периодическая система приводила к брэгговскому отражению при энергии выше u_1 , то, поскольку брэгговское отражение является полным в диапазоне u_2 , который называется столиком Дарвина, суммарный диапазон полного отражения становится равным $u_1 + u_2 > u_1$. Если расстояние между слоями менять по некоторому закону, то получается аналог неидеального кристалла с большой мозаичностью, и диапазон отражения возрастает еще больше. Правда, отражение выше u_1 в этом случае уже не является полным. Все эти системы называются суперзеркалами. Они были исследованы в [112, 113] и применяются во многих областях.

Например, в [111] описывается нейтронный интерферометр Фабри–Перо. Он состоит из двух суперзеркал, разделенных слоем титана толщиной 90 Å. Зеркала в свою очередь состоят из трех бислоев никеля (90 Å) и титана (90 Å). Интерферометр был испытан на нейтронах с длиной волны 2–6 Å и с его помощью было исследовано диффузное рассеяние на шероховатостях внешней поверхности и были найдены интерференционные эффекты, свидетельствующие о корреляции между шероховатостями на различных межслоевых границах.

Суперзеркала применяются и для построения механических генераторов УХН — турбин [114, 115]. В этом случае суперзеркала напыляются на поверхности лопастей, что позволяет расширить диапазон отражаемых нейтронов.

5.7. Принцип эквивалентности

Проверка принципа эквивалентности на нейтронах — это измерение ускорения свободного падения нейтрона с целью обнаружить отличие его от ускорения для макроскопических тел [116, 117]. Один из способов измерения [116] состоит в том, что измеряется амплитуда рассеяния вещества: один раз с помощью интерферометра на тепловых нейтронах, а другой раз путем измерения граничной энергии вещества, т.е. измерения зависимости отражения от стенки от энергии падающего на нее нейтрона, причем энергия варьируется с помощью уско-

рения в поле тяжести (образец перемещается по вертикали относительно первичного горизонтального пучка).

Отношение двух амплитуд, измеренных таким образом, содержит в себе отношение масс — инерциальной и гравитационной. Равенство отношения масс единице может быть проверено в нейтронном эксперименте с точностью порядка 10^{-3} .

В работе [117] предлагается прямое измерение гравитационного ускорения нейтрона в эксперименте по времени пролета с хорошей монохроматизацией с применением интерференционного фильтра и быстрого прерывания пучка с помощью электромагнитной заслонки.

6. Технические вопросы. Радужные перспективы

К техническим вопросам отнесем такие, как детектирование УХН, поляризация их и, главное, получение. Именно к последнему относятся слова о радужных перспективах.

6.1. Детекторы УХН

За последние годы особого прогресса в этом направлении не произошло. Пропорциональный счетчик УХН с ^3He , сконструированный А.В. Стрелковым и подробно описанный им только в кандидатской диссертации²⁸, по-видимому, оказался довольно близок к совершенству. Аналогичный детектор, сконструированный недавно в Японии [119], также не превосходит его.

Однако детектор с ^3He оказывается не очень удобным при низкотемпературных исследованиях, например при изучении генерации и хранения УХН в сверхтекучем гелии. Для экспериментов этого рода разработан [120] твердотельный детектор, который представляет собой слоистую систему из тонких слоев ^6Li и Ti (35 двойных слоев $50 \text{ \AA} \text{ Li}$ и $30 \text{ \AA} \text{ Ti}$ плюс 25 двойных слоев $50 \text{ \AA} \text{ Li}$ и $40 \text{ \AA} \text{ Ti}$), напыленных на поверхностно-барьерный кремниевый детектор. Система напыленных слоев в данном случае служила для увеличения эффективности захвата нейтрона и уменьшения отражения. В амплитудном спектре этого детектора хорошо выделяются пики от тритона и α -частицы, возникающих при захвате нейтрона ядром Li . Измерение эффективности при температуре $4,2 \text{ K}$ на нейтронах с длиной волны 4 \AA дали величину $0,28 \%$ при расчетном значении $0,29 \%$. Экстраполяция в область УХН показывает, что там эффективность детектора должна превышать 60% .

Среди детекторов УХН заслуживает упоминания сцинтилляционный газовый детектор на ксеноне [121], в котором сцинтилляции вызываются продуктами распада урана после захвата нейтрона в фольге, представляющей собой сплав ^{235}U с Ti . Этот детектор нечувствителен к γ - и β -фону и регистрирует УХН с эффективностью 40% .

6.2. Поляризация и анализ поляризации

В экспериментах с поляризованными нейтронами всегда присутствуют три элемента: поляризатор, спин-флиппер и анализатор поляризации. При обработке экспериментальных данных необходимо знать поляризацию пучка,

падающего на образец, расположенный в промежутке между спин-флиппером и анализатором, поэтому желательно знать поляризующую способность поляризатора P . В эксперименте же удается измерить лишь произведение PA , где A — анализирующая способность анализатора. В [122] предлагается метод для экспериментального измерения только P . Чтобы проанализировать этот метод, рассмотрим два подхода к описанию поляризации: 1) формализм двумерного вектора и 2) формализм матрицы плотности.

6.2.1. Формализм двумерного вектора. Нейтронный пучок описывается вектором

$$\psi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix},$$

где параметр a определяет, сколько нейтронов в пучке поляризовано вдоль выбранной оси, а параметр b — сколько их поляризовано в противоположном направлении. Поляризованный пучок с поляризацией P может быть записан в виде

$$\psi = \frac{I}{2}(1 + P\sigma_z)\psi_0,$$

где I — полная интенсивность поляризованного пучка, σ_z — матрица Паули, ψ_0 — вспомогательный двумерный вектор, который соответствует неполяризованному пучку:

$$I = \frac{\psi_0(1 + P\sigma_z)\psi_0}{2}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \psi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix},$$

и умножение производится по обычным правилам матричной алгебры.

Из приведенных соотношений ясно, что пучок полностью поляризован вдоль выбранной оси, если $P = 1$ или $b = 0$, и он поляризован в противоположном направлении, если $P = -1$ или $a = 0$. В общем же случае $|P| < 1$.

Пучок неполяризованных нейтронов с интенсивностью $2I$ поляризуют, пропуская его через поляризатор. Пропускание поляризатора характеризуется матрицей пропускания $T_0 = t(1 + P\sigma_z)$, где t — постоянный множитель, определяющий ослабление пучка, P — поляризующая способность. Если $P = 1$ и никакого отражения и поглощения нет, то $t = 1/2$, поскольку поляризатор пропускает только половину неполяризованного пучка нейтронов. Аналогичным образом описывается пропускание анализатора, который принципиально ничем не отличается от поляризатора.

Поворот поляризации с помощью спин-флиппера описывается оператором

$$Q = 1 - f + f\sigma_x, \quad \text{где} \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

f — параметр, характеризующий эффективность спин-флиппера. Если первоначально пучок имел поляризацию P на выделенную ось z , то после спин-флиппера он описывается вектором

$$\psi = (1 - f + f\sigma_x)(1 + P\sigma_z)\psi_0 = [1 + P(1 - 2f)\sigma_z]\psi_0,$$

и имеет поляризацию $P(1 - 2f)$. При вычислениях мы воспользовались соотношениями $\sigma_x\sigma_z = -\sigma_z\sigma_x$ и

²⁸ Некоторые его характеристики и конструкционные особенности отмечены в [118] и [2, 3].

$\sigma_x \psi_0 = \psi_0$. При $f = 0$ поворота нет, а при $f = 1$ спин-флиппер поворачивает спин нейтрона на 180° , т.е. меняет знак поляризации. Заметим, что в формализме двумерного вектора значению $f = 1/2$ соответствует не поворот на 90° вокруг оси x , а полная деполяризация пучка.

После пропускания поляризатором с поляризующей способностью P_P и ослаблением пучка t_P , спин-флиппером с параметром f и вторым поляризатором (анализатором) с анализирующей эффективностью P_A (она же есть и поляризующая способность анализатора) и ослаблением t_A первоначально неполяризованный пучок с интенсивностью $2I$ преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \psi &= t_A t_P I (1 + P_A \sigma_z) (1 - f + f \sigma_x) (1 + P_P \sigma_z) \psi_0 = \\ &= t_A t_P I (1 + P_A \sigma_z) [1 + P_P \sigma_z (1 - 2f)] \psi_0 = \\ &= t_A t_P I \left\{ 1 + P_A P_P (1 - 2f) + [P_A + P_P (1 - 2f) \sigma_z] \right\} \psi_0. \end{aligned}$$

Соответственно, интенсивность, измеряемая детектором, равна $I_d = t_A t_P I [1 + P_A P_P (1 - 2f)]$. Измеряя I_d при включенном ($f = 1$) и выключенном ($f = 0$) спин-флиппере, находим произведение $P_P P_A$. Очевидно, что P_A и P_P в такой постановке неразделимы.

Но и для определения этого произведения необходимо хорошо знать параметр спин-флиппера f . Последний, однако, можно найти с помощью дополнительного спин-флиппера [123, 124], включенного последовательно с первым. Действительно, если мы имеем два спин-флиппера с параметрами f и f' , то интенсивность, измеряемая детектором после пропускания поляризатора, двух спин-флипперов и анализатора будет равна:

$$I_d = t_A t_P I [1 + P_A P_P (1 - 2f)(1 - 2f')],$$

откуда следует, что, включая и выключая спин-флипперы²⁹ вместе или поодиночке, можно найти отдельно и f , f' , и $P_P P_A$ [123, 124].

Для определения отдельно поляризующей способности поляризатора в [122] предложена схема из трех последовательных поляризаторов со спин-флипперами между ними. Если обозначить поляризующую способность этих поляризаторов P_i , где $i = 1, 2, 3$ (начиная слева направо), а параметры спин-флипперов f_j , где $j = 1, 2$ (в том же направлении), то пропускание пучка всей системой слева направо преобразует первоначально неполяризованный пучок к виду:

$$\begin{aligned} \psi &= C (1 + P_3 \sigma_z) (1 - f_2 + f_2 \sigma_x) (1 + P_2 \sigma_z) \times \\ &\times (1 - f_1 + f_1 \sigma_x) (1 + P_1 \sigma_z) \psi_0. \end{aligned}$$

Соответственно интенсивность, измеряемая детектором, равна

$$\begin{aligned} I_d &= C \psi_0 [1 + P_3 (1 - 2f_2) \sigma_z] \times \\ &\times (1 + P_2 \sigma_z) [1 + P_1 (1 - 2f_1) \sigma_z] \psi_0 = \\ &= 2C [1 + P_3 P_1 (1 - 2f_2)(1 - 2f_1) + \\ &+ P_3 P_2 (1 - 2f_2) + P_2 P_1 (1 - 2f_1)]. \end{aligned}$$

²⁹ Заметим, что для определения $P_P P_A$ можно обойтись вообще без спин-флипперов, если измерить отдельно пропускание t_P , t_A и $t_P t_A (1 + P_P P_A)$.

Отсюда видно, что, манипулируя флипперами, можно отдельно определить величины $P_1 P_2$, $P_1 P_3$, $P_2 P_3$ и затем найти $P_1^2 = P_1 P_2 \times P_1 P_3 / (P_2 P_3)$. Таким же способом можно определить и все другие P_i .

В [122] эта схема несколько усложнена тем, что поляризаторы 2 и 3, составляющие анализатор³⁰, вместе со спин-флиппером 2 между ними устанавливаются на платформе, которая может поворачиваться на 180° , меняя тем самым последовательность поляризаторов 2 и 3 на пути нейтрона. Поворот анализаторов позволяет дополнительно проверить методику, вернее проверить, насколько симметрична система поляризаторов 2–3.

В общей сложности измерение поляризующей способности, которая оказалась на уровне 70 %, потребовало проведение около 20 различных экспериментов (4 — для измерения параметра спин-флиппера f_1 , 8 — для измерения параметра спин-флиппера f_2 при повернутой и неповернутой системе поляризаторов 2–3 и 8 — для измерения пропускания всей системы с повернутыми и неповернутыми поляризаторами 2–3. Думается, что для измерения величины P_P , наверное, можно обойтись 6-ю экспериментами, измерив пропускание отдельно поляризаторов t_i и пар $t_i t_j (1 + P_i P_j)$, после чего для проверки надежности методики достаточно было бы измерить пропускание всей системы $t_1 t_2 t_3 (1 + P_1 P_2 + P_2 P_3 + P_1 P_3)$.

6.2.2. Матрица плотности. На самом деле описание поляризационных задач на основе двумерных векторов, вообще говоря, неверно. Действительно, если поляризация на некоторую выбранную ось равна нулю, т.е. число нейтронов со спином по и против выбранного направления одинаково, то это не значит, что пучок неполяризован. Он может быть поляризован на другую ось [125]. Если пропустить такой пучок через плохой спин-флиппер (при этом неполяризованный пучок должен оставаться неполяризованным), который поворачивает поляризацию не совсем на 180° , то можно заметить появление у пучка поляризации на выбранное направление, т.е. спин-флиппер становится как бы поляризатором.

Поэтому правильнее описывать нейтронный пучок матрицей плотности

$$\rho = \frac{I}{2} (1 + \mathbf{P} \boldsymbol{\sigma}),$$

где поляризация \mathbf{P} представляет собой вектор, длина которого характеризует величину поляризации, а направление — направление поляризации. При этом интенсивность пучка равна $\text{Sp } \rho = I$, а поляризация вдоль некоторого выбранного единичного вектора \mathbf{e} равна $\text{Sp}(\mathbf{e} \boldsymbol{\sigma} \rho) / I = \mathbf{P} \mathbf{e}$.

Пропускание поляризатора и спин-флиппера определяются матрицами общего вида $\hat{M} = \exp(\boldsymbol{\mu} \boldsymbol{\sigma})$, где $\boldsymbol{\mu}$ — вектор с комплексными параметрами (в общем случае это составляет 6 независимых вещественных параметров). Эти матрицы преобразуют матрицу плотности пучка следующим образом:

$$\rho \rightarrow \hat{M}^+ \rho \hat{M},$$

и для определения этих параметров требуется трехмерный анализ поляризации.

³⁰ В работе [122] ими служили отражающие зеркала.

6.2.3. Другие работы по поляризации. В заключение отметим работы [126] и [127]. В первой проводится расчет некоторой модели адиабатического спин-флиппера, а во второй предлагается модулировать интенсивность пучка нейтронов с помощью ферромагнитных пленок. Если пленка немагнитна, она рассеивает нейтроны из-за преломления на магнитных доменах. Если же ее намагнитить до насыщения, то останется один домен, и пленка становится прозрачной. Намагничивая поочередно несколько пленок, установленных на пути нейтрона, можно помимо модуляции осуществлять и монохроматизацию пучка аналогично системе чоппиров.

Наконец, отметим также работу [128] в популярном журнале, где строго рассматривается резонансный поворот поляризации с учетом изменения кинетического движения нейтрона в переменном поле.

6.3. Получение УХН

Перейдем теперь к последнему разделу, к которому как раз и относятся слова о радужной перспективе. Ясно, что судьба всех экспериментов с УХН зависит от мощности их источника. Максимальная плотность, которую удавалось до сих пор достичь, не превышала $100 \text{ нейтр см}^{-3}$ (см. обзоры [129–131]) и, казалось, достигнут предел. Информация о новых источниках [132] не вдохновляла, потому что интенсивность их была значительно ниже рекордной. Одна из идей получения большей интенсивности состояла в том, чтобы генерировать УХН в сосуде, наполненном параводородом. Во время вспышки реактора (300 мкс) нейтронный пучок генерирует УХН в сосуде, а по окончании вспышки сосуд открывается, и молекулы газа, как более быстрые, чем нейтроны, первыми вылетают из сосуда. Затем сосуд закрывается снова и теперь нейтронам ничто не мешает храниться. Расчет [133] показал, что вылетающий из сосуда газ не будет увлекать за собой нейтроны. Однако попыток реализации этого проекта пока не было.

6.3.1. Сверхтекучий гелий. Другой проект, который обсуждается уже давно, заключается в том, чтобы рождался нейтроны в сверхтекучем гелии [134–136]. В Японии уже создан [137] трехметровый сосуд с ^4He для генерации УХН. Гелий интересен тем, что он, во-первых, не поглощает нейтроны, во-вторых, в сверхтекучем состоянии у него почти нет возбуждений, которые могут нагревать нейтроны, в-третьих, он взаимодействует с нейтронами только когерентно. В частности, рождение УХН должно происходить только от нейтронов с длиной волны около 9 \AA , потому что только эти нейтроны могут отдать свою энергию и одновременно импульс на возбуждение фононов. Законы сохранения $p = q$ и $p^2/(2m) = cq$, где c — скорость звука в гелии, выполняются только при $p = 2mc$. Расчеты показывают, что интенсивность рождения УХН должна быть довольно велика. Однако проведенные эксперименты [138] пока не подтвердили этих прогнозов. Правда, в этих экспериментах сосуд с гелием не закрывался во время генерации УХН. Он все время был открыт и регистрировались все образующиеся здесь нейтроны. При этом время жизни нейтрона в сосуде не определялось, поскольку не было хорошо известно время вытекания. Общее время пребывания УХН в сосуде τ определялось

как

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_1(T)},$$

где τ_0 — постоянная составляющая, $\tau_1(T)$ — часть времени хранения, зависящая от температуры (измерения проводились в диапазоне $0,5 < T < 1,5 \text{ К}$). Общее время τ оказалось порядка 14 с, и зависимость от температуры, по мнению авторов, не соответствует теоретическим предсказаниям. В связи с этим возникла дискуссия [139, 140], которая может быть разрешена в последующих экспериментах.

6.3.2. Динамический конвертор. Принцип одного из подготавливаемых в настоящее время экспериментов по получению УХН от импульсного реактора БИГР, что в Арзамасе-16, показан на рис. 10. Он обсуждался в работах [141, 142].

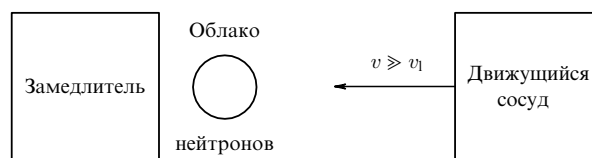


Рис. 10. Быстро движущийся герметично закрытый сосуд налетает на образованное во время вспышки мощного реактора облако УХН. Если скорость сосуда значительно больше 10 м с^{-1} , то облако легко проходит внутрь сосуда через его стенки. Когда оно целиком оказывается внутри, сосуд резко останавливается, и нейтронное облако оказывается запертым. После этого сосуд, наполненный нейтронами, медленно перемещают в экспериментальный зал

Ожидается, что плотность накапливаемых УХН будет достигать $10^5 \text{ нейтр см}^{-3}$. Эти эксперименты оказываются очень сложными в техническом отношении. Они требуют точной синхронизации вспышки и движения сосуда и особой тщательности подготовки обратной транспортировки сосуда в экспериментальный зал для минимизации потерь во время движения.

Ранее эксперименты по получению УХН вблизи реактора [143–146] и последующей транспортировке их прямо в ловушку [147, 148] были осуществлены группой А.В. Антонова в ФИАНе. Однако в той постановке экспериментов конвертор находился внутри сосуда хранения и закрывался после вспышки механической шторкой, сквозь щели которой нейтрон во время транспортировки мог поглощаться в конверторе, поэтому этим способом удавалось довести до экспериментального зала всего несколько нейтронов за один цикл. В новой постановке сосуд изначально будет герметически закрыт, поэтому никаких потерь иных, чем потери в стенках, в нем не должно быть, и потому число накопленных нейтронов будет значительно выше.

6.3.3. Твердый дейтерий. Радужные перспективы связаны с получением УХН на стационарном [149] или импульсном [150] реакторе от твердого дейтерия³¹ при темпера-

³¹ Впервые этот способ генерации холодных нейтронов был предложен М. Уцуро и К. Окумурой [151]. Ими был рассчитан спектр нейтронов, извлекаемых из твердых орто- и парадейтерия.

туре 4 К. Эти надежды основаны на предыдущих экспериментах в Гатчине, когда было обнаружено, что скорость генерации УХН в дейтерии начинает при 10 К превосходить скорость генерации в жидком водороде, и конца этому росту не было видно³².

Если теоретические ожидания оправдаются³³, то при плотности теплового потока $\Phi = 2 \times 10^{14}$ нейтр см⁻² с⁻¹ с помощью такого конвертора можно будет (по оценкам [149]) получить плотность УХН порядка $(2-4) \times 10^5$ нейтр см⁻³. При низкой температуре дейтерий хорош потому, что он прозрачен по отношению к УХН. Но чтобы использовать это преимущество, его объем должен быть достаточно велик. При этом, однако, возникает та трудность, что для поддержания низкой температуры большого объема твердого дейтерия, если его помещать вблизи реактора, требуются большие холодильные мощности. Если же его использовать на некотором удалении от реактора, то тогда уменьшается интенсивность падающих тепловых нейтронов, и при высокой эффективности дейтерия абсолютная интенсивность УХН оказывается невелика.

Недостатком дейтерия является также его сравнительно высокая граничная энергия. Поэтому родившиеся в нем УХН при выходе из конвертора приобретают дополнительную энергию и становятся непригодными для экспериментов по хранению на горизонтальных каналах. При использовании вертикальных или наклонных каналов этот недостаток преодолевается, но при транспортировке по таким каналам потери нейтронов возрастают. Пробная серия экспериментов [152] с твердым дейтерием, проведенная в Гатчине, подтвердила высокую эффективность дейтерия. Было показано, что фактор выигрыша, т.е. отношение выхода из дейтерия при низкой температуре к выходу из газообразного дейтерия при комнатной температуре, составляет около 1000.

Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, были возможны отчасти благодаря Гранту J6P100 от Международного научного фонда и Российского Правительства. Автор благодарен И. Каррону за его внимание и поддержку.

Список литературы

- Игнатович В К *ЭЧАЯ* **26** (6) 34 (1995)
- Ignatovich V K *The Physics of Ultracold Neutrons* (Oxford: Clarendon Press, 1990)
- Игнатович В К *Физика ультрахолодных нейтронов* (М.: Наука, 1986)
- Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959)
- Лушиков В И, Покотилловский Ю Н, Стрелков А В, Шапиро Ф Л *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **9** 23 (1969)]
- Гуревич И И, Тарасов Л В *Физика нейтронов низких энергий* (М.: Наука, 1965) с. 287
- Schuster M et al. *Phys. Lett. A* **144** 297 (1990)
- Schuster M, Carlile C J, Rauch H Z. *Phys. Lett. A* **116** 347 (1986)
- Steyerl A, Nagel H, Schreiber F-X *Phys. Lett. A* **116** 347 (1986)
- Голиков В В, Таран Ю В *ПТЭ* **1** 41 (1975) [*Instrum. Exp. Tech.* **18** 36 (1975)]
- Steyerl A *Phys. Lett. B* **29** 33 (1969)
- Steyerl A, in *VI International School on Neutron Physics Alushta 8-18 October, 1990* JINR Д3 14-91-154, 250 (1991)
- Golub R, Felber S, Gähler R, Gutmiedl E *Phys. Lett. A* **148** 27 (1990)
- Hauge E H, Støvneng J A *Rev. Mod. Phys.* **61** 917 (1989)
- Shlesinger M F, Zaslavsky G M, Klatter J *Nature* **363** (6424) 31 (1993)
- Bobson J M *Can. J. Phys.* **54** 1277 (1976)
- Еропов А И *ЯФ* **19** 300 (1974) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **19** 147 (1974)]
- Kosvintsev Yu Yu et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **143** 33 (1977)
- Jobson J M *Phys. Lett.* **65** 225 (1976)
- Berceanu I, Ignatovich V K *Vacuum* **23** 441 (1973)
- Gareeva G F, Muzychka A Yu, Pokotilovskij Yu N, Preprint JINR E2-95-106 (Dubna: JINR, 1995)
- Muzychka A Yu, Pokotilovskij Yu N, Preprint JINR E3-95-377 (Dubna: JINR, 1995)
- Mildner D F R *Nucl. Instrum. Meth. A* **292** (3) 693 (1990)
- Steyerl A "Very Low Energy Neutrons", in *Springer Tracts in Modern Physics* (Berlin: Springer, 1977); *Neutron Physics* **80** 57 (1977)
- Golub R, Pendlebury J M *Rep. Progr. Phys.* **42** 439 (1979)
- Smith K *Contemp. Phys.* **21** 631 (1980)
- Golub R, Richardson R, Lamoreaux S K *Ultra-Cold Neutrons Bristol* (Philadelphia, New York: Adam Higler, 1991)
- Ageron P et al. *Z. Phys. B* **59** 261 (1985)
- Жуков С В, Кузнецов В Л, Морозов В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** (7/8) 446 (1993)
- Калчев С Д, Стрелков А В, Терехов Г И, Препринт ОИЯИ Р3-90-120 (Дубна: ОИЯИ, 1990)
- Стрелков А В, in *VI International School on Neutron Physics Alushta 8-18 October 1990* JINR Д3, 14-91-154, 325 (1991)
- Косвинцев Ю Ю, Морозов В И, Терехов Г И *АЭ* **55** 288 (1983)
- Richardson D J, Pendlebury J M, Laydjiev P, et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **308** (3) 568 (1991)
- Mampe W, Ageron P, Bates J C, et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 593 (1989)
- Mampe W, Ageron P, Bates J C, et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** 111 (1989)
- Голиков В В, Кулагин Е Н, Никитенко Ю В, Препринт ОИЯИ Р3-89-664 (Дубна: ОИЯИ, 1989)
- Голиков В В, Игнатович В К, Кулагин Е Н *ЯФ* **55** (3) 608 (1992) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **55** (3) 337 (1992)]
- Никитенко Ю В, Препринт ОИЯИ Р3-89-663 (Дубна: ОИЯИ, 1989)
- Никитенко Ю В, Препринт ОИЯИ Р3-90-224 (Дубна: ОИЯИ, 1990)
- Алфименков В П, Несвижевский В В, Серебров А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 92 (1990)
- Chouder M, Pendlebury J M, Smith K F *Nucl. Instrum. Meth. A* **311** (1/2) 287 (1992)
- De Broglie L *Non-Linear Wave Mechanics. A Causal Interpretation* (Amsterdam, London, New York, Princeton: Elsevier Publishing Company, 1960)
- Ford J, Mantica G *Am. J. Phys.* **60** 1086 (1992)
- Ignatovich V K, in *Waves and Particles in Light and Matter* (Eds A van der Merve, A Garuccio) (New York: Plenum Press, 1994) p. 65
- Ignatovich Ph V (to be published)
- Steyerl A, Malik S S *Ann. Phys.* **217** 222 (1992)
- Носов В Г, Франк А И, Препринт ИАЭ-5403/1 (М.: ИАЭ, 1991)
- Носов В Г, Франк А И, Препринт ОИЯИ Р4-92-471 (Дубна: ОИЯИ, 1992)
- Франк А И, Препринт ОИЯИ Р-3-94-5 (Дубна: ОИЯИ, 1994)
- Франк А И, Носов В Г *ЯФ* **58** (3) 453 (1995)
- Игнатович В К *Кристаллография* **37** (5) 1100 (1992)
- Игнатович В К, Препринт ОИЯИ Р4-92-130 (Дубна: ОИЯИ, 1992)
- Ignatovich V K *Physica B* **175** (1-3) 33 (1991)
- Tervisidis F, Tsagas N, Bates J C *Nucl. Instrum. Meth. A* **285** (3) 431 (1989)
- Tervisidis F et al. *Phys. Lett. A* **148** (1/2) 20 (1990)
- Игнатович В К *ЯФ* **53** (5) 1297 (1991)
- Pendlebury J M, Richardson D J *Nucl. Instrum. Meth. A* **337** (2,3) 504 (1994)
- Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** (7) 984 (1990)

³² Эти результаты интересно сравнить с данными эксперимента [115], проведенного группой Угуро.

³³ Некоторые теоретические расчеты (см. табл. 9.15 из [2]) дают менее оптимистические прогнозы.

59. Алфименков В П и др. *ЖЭТФ* **102** (3) 740 (1992)
60. Мампе В, Бондаренко Л Н, Морозов В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** (2) 77 (1993) [*JETP Lett.* **57** 82 (1993)]
61. Review of particle properties *Phys. Rev. D* **45** (11) II-25 (1992)
62. Alfimenkov V P et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **324** (3) 496 (1993)
63. Stoika A D *Nucl. Instrum. Meth. A* **320** (3) 606 (1992)
64. Anton F et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 101 (1989)
65. Inoue N *Nucl. Instrum. Meth. A* **337** (1) 149 (1993)
66. Doyle J M, Lamoreaux S K *Europhys. Lett.* **26** (4) 253 (1994)
67. Golub R, Lamoreaux S K *Phys. Rep.* **237** (1) 1 (1994)
68. Thompson D *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 40 (1989)
69. Smith K F et al. *Phys. Lett. B* **234** 191 (1990)
70. Altarev I S et al. *Phys. Lett.* **276** 242 (1992)
71. Mohapatra R N *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 1 (1989)
72. Golub R, Yoshiki H, Gahler R *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 16 (1989)
73. Yoshiki H, Golub R *Nucl. Phys. A* **536** 648 (1992)
74. Lamoreaux S K, Golub R, Pendlebury J M *Europhys. Lett.* **14** (6) 503 (1991)
75. Bottino A, Alfaro V de, Giunti C, et al. *Z. Phys. C* **47** (1) 31 (1990)
76. Richardson D J, Lamoreaux S K *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 192 (1989)
77. Ахметов Е З, Ибраев Б М, Каипов Д К, Каспанов Н К *Изв. АН Каз. ССР* (5) 33 (1988)
78. Гинодман В Б и др. *Субмикроскопическая структура PdH(x) и PdD(x)*. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (7,8) 35 (1992)
79. Ибраев Б М, Ильина Е Г, Калюжная Г А *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (11) 6 (1989)
80. Калюжная Г А, Кузнецов С П, Мешков И В и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (9) 8 (1991)
81. Кузнецов С П, Мешков И В, Перекрестенко А Д, Шелагин А В *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (8) 1 (1989)
82. Кузнецов С П, Мешков И В, Перекрестенко А Д, Шелагин А В *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (4) 37 (1990)
83. Кузнецов С П и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (9) 17 (1990)
84. Grinyov V A, Isakov A I, Kuznetsov S P, et al. *J. Moscow. Phys. Soc.* **2** (3) 243 (1992)
85. Mikerov A V, Vinogradov I V, Kozhevnikov I V, et al. *Physica B* **174** (1-4) 174 (1991)
86. Steyerl A, Malik S S, Iyengar L R *Physica B* **173** (1,2) 47 (1991)
87. Ludecke F G, Malik S S, Steyerl A *Physica B* **174** (1-4) 177 (1991)
88. Артемьев В А *ЯФ* **53** (1) 20 (1991) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **53** (1) 13 (1991)]
89. Артемьев В А *Письма в ЖЭТФ* **52** (4) 840 (1990)
90. Рудько В М, Сугаков В И, Шевцова-Казьмирчук О Н, Препринт КИЯИ 89-3 (Киев: КИЯИ, 1989)
91. Игнатович В К, Покотилловский Ю Н, Препринт ОИЯИ Р4-10145 (Дубна: ОИЯИ, 1976)
92. Пронько Г П, Строганов Ю Г *ЖЭТФ* **72** 2048 (1977)
93. Blumel R, Dietrich K *Phys. Lett. A* **139** (5,6) 236 (1989)
94. Blumel R, Dietrich K *Phys. Rev. A* **43** (22) (1991)
95. Frank A I *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 161 (1989)
96. Арзуманов С С и др., Препринт ИАЭ 4968/14 (М.: ИАЭ, 1989)
97. Арзуманов С С и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** (7) 981 (1990)
98. Архипова И А, Мечетин А М, Пахомов М Т и др., Препринт ИАЭ-5009-1 (М.: ИАЭ, 1991)
99. Масалович С В *ЖТФ* **62** (11) 151 (1992)
100. Носов В Г, Франк А И, in *VI International School on Neutron Physics Alushta 8-18 October 1990* JINR Д3, 14-91-154, 313 (1991)
101. Франк А И *Ibid.*, p. 277
102. Франк А И *УФН* **161** (11) 95 (1991)
103. Франк А И *УФН* **161** (11) 108 (1991)
104. Baryshevskii V G, Cherepitsa S V, Frank A I *Phys. Lett.* **153** (6,7) 299 (1991)
105. Nosov V G, Frank A I *J. Moscow Phys. Soc.* **1** (1) 1 (1991)
106. Frank A I, Nosov V G, Preprint JINR E4-92-457 (Dubna: JINR, 1992)
107. Eder K et al. *Physica B* **172** (3) 329 (1991)
108. Gahler R, Zeilinger A *Am. J. Phys.* **59** (4) 316 (1991)
109. Golub R, Lamoreaux S K *Phys. Lett. A* **162** 122 (1992)
110. Tschernitz M et al. *Phys. Lett. A* **164** (5,6) 365 (1992)
111. Mikerov V J, Pudonin F A, Tukarev V A, Yakovlev M P *Physica B* **174** (1-4) 406 (1991)
112. Антонов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **20** 632 (1974)
113. Антонов А В и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (11) 51 (1981)
114. Kawabata Y, Utsuro M *Ultracold and Very Cold Neutron Facility at KUR. Japan Atomic Energy Research Inst., Tokio (Japan)*. Proc. Third Asian Symp. Research Reactors. JAERI-H-92-026 (Mar. 1992) p. 694.
115. Utsuro M, Kawabata Y, Okumura K *Ann. Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto Univ.* **27** 1 (1994)
116. Schmiedmayer J *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 59 (1989)
117. Покотилловский Ю Н *ЯФ* **57** (3) 416 (1994)
118. Грошев Л В и др., в кн.: *Нейтронная физика. Труды всесоюзной конференции по нейтронной физике* (М.: ЦНИИАтоминформ, 1974) Ч. 4, с. 264
119. Yoshiki H, Yamaguchi H, Ishimoto S *Nucl. Instrum. Meth. A* **343** 573 (1994)
120. Shimizu H M, Kawai T, Ebisawa T, Eguch Y, Sakai K *Nucl. Instrum. Meth. A* **350** (1,2) 296 (1994)
121. Антонов А В и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (11) 17 (1974)
122. Serebrov A P, Aldushchenkov A V, Lasakov M S, et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **357** (2,3) 503 (1995)
123. Цулая М И, Габелия М С, Джамаспишвили С И *ПТЭ* (1) 69 (1991)
124. Altarev I S, Borisov Yu V, Brandin A B, et al. *Nucl. Phys.* **341** 249 (1980)
125. Игнатович В К *ЯФ* **52** (5) 1234 (1990)
126. Покотилловский Ю Н, Шелкова И Г, Элер Г, Препринт ОИЯИ Р3-91-202 (Дубна: ОИЯИ, 1991)
127. Pokotilovskii Yu N, Preprint JINR E3-91-413 (Dubna: JINR, 1991)
128. Golub R, Gahler R, Keller T *Am. J. Phys.* **62** (9) 779 (1994)
129. Steyerl A, Malik S S *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** (1) 200 (1989)
130. Drexel W *Neutr. News* **1** (1) 23 (1990)
131. Altarev I S et al. *Neutr. Res.* **1** (4) 71 (1993)
132. Ананьев В Д, Беляков А А, Голиков В В и др., Препринт ОИЯИ Р3-89-678 (Дубна: ОИЯИ, 1989)
133. Калашников М В, Стрелков А В, Шабалин Е П, Препринт ОИЯИ Р3-92-11 (Дубна: ОИЯИ, 1992)
134. Golub R *Phys. World* 22 May (1992)
135. Gutmiedl E, Golub R, Butterworth J *Physica B* **159** (3) 503 (1991)
136. Lamoreaux S K, Golub R *Письма в ЖЭТФ* **58** (10) 844 (1993)
137. Yoshiki H, Sakai K, Kawai T, Goto'o S *Cryogenics* **34** (4) 277 (1994)
138. Yoshiki H, Sakai R, Ogura M et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1323 (1992)
139. Golub R, Lamoreaux S K *Phys. Rev. Lett.* **70** (4) 517 (1993)
140. Yoshiki H, Sakai R, Ogura M et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** (4) 519 (1993)
141. Стойка А Д, Стрелков А В, Швецов В Н, Препринт ОИЯИ Р3-92-116 (Дубна: ОИЯИ, 1992)
142. Pokotilovskij Yu N *Nucl. Instrum. Meth. A* **314** 561 (1992)
143. Антонов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 380 (1969)
144. Антонов А В и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (1) 3 (1970)
145. Аниколенко В А и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (9) 13 (1973)
146. Аниколенко В А и др. *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (11) 40 (1973)
147. Антонов А В и др. *Труды ФИАН* **94** 73 (1977)
148. Антонов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 387 (1976)
149. Serebrov A P, Mityukhlaev V A, Zakharov A, A et al. *Письма в ЖЭТФ* **59** (11) 728 (1994)
150. Pokotilovskii Yu N *Nucl. Instrum. Meth. A* **356** 412 (1995)
151. Utsuro M, Okumura K *Nucl. Instrum. Meth. A* **281** 649 (1989)
152. Серебров А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **62** 764 (1995)

Ultracold neutrons — discovery and research**V.K. Ignatovich***Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research**141980 Dubna, Moscow Region, Russia**Tel. (7-09621) 6-33 77**Fax (7-09621) 65-085**E-mail: ignatovi@nfsunl.jinr.dubna.su*

Progress in the physics of ultracold neutrons (UCN), starting from the early experiments is reviewed. The problems dealt with the author under the supervision of F.L. Shapiro are described. It is shown how the solution of these problems became progressively clearer and how their relation to other questions of physics were established. The present status of UCN physics is reviewed and prospects are discussed.

PACS numbers: 13.30.Ce, 14.20.Dh

Bibliography — 152 references

Received 15 June 1995, revised 20 December 1995

ВНИМАНИЮ ЗАРУБЕЖНЫХ ЧИТАТЕЛЕЙ ЖУРНАЛА "Успехи физических наук"

По вопросам подписки обращаться по электронному адресу ufn@ufn.ioc.ac.ru

Распространением журнала на русском языке в зарубежных странах занимается Акционерное общество "Международная книга" через своих контрагентов в соответствующих странах. Укажем для справки адреса ряда фирм-агентов, осуществляющих подписку на журнал "Успехи физических наук":

BRD

Kubon & Sagner
Hebstrabe, 39/41
D-8032 München 34
Postfach 340108

DENMARK

Sputnik International
Boghandel og Forlag
Vester Voldgade 11
1552 Copenhagen K

ICELAND

"MIR" – Society
Vatnsstigur 10
101 Reykjavik

ESPAÑA

Libreria Rubinos
Alcala 98
Madrid 28009

ITALIA

1. Libreria Italia – Russia
Via Edilio Raggio, 1–10
16124 Genova
2. Libreria Edizioni
Estere (EDEST)
Via Cairoli, 12/4
16124 Genova

NETHERLANDS

1. Swets Zeitlinger B.V.
Heereweg 347
P.O. Box 830
2160 SZ Lisse
2. Pegasus
Export Department,
P.O. Box 59687
Leidsestraat 25
1040 LD Amsterdam

FINLAND

Akateeminen Kirja Kauppa Oy
Subscription Department
P.O. Box 218
SF-00511 Helsinki

FRANCE

Librairie du Globe
2, Rue de Buci
75006 – Paris

SWEDEN

Wennergren-Williams AB
Subscription Department
P.O. Box 1305
S-171 25 Solna

SCHWEIZ

1. Pinkus Genossenschaft
Froschaugasse 7
8025, Zurich 1.
2. Cobram,
Rue Louis Favre 37
1201 Geneve

CANADA

1. Ukrainiska knyha
962 Bloor Street West
Toronto, Ontario, Canada
M6H 1L6
2. Troyka Ltd
799-College Street
Toronto, Ontario, Canada
M6G 1C7

USA

1. Victor Kamkin Bookstore,
4956 Boiling Brook Parkweg
Rockville, MD. 20852
2. Znanie Book Store
5237 Geary Boulevard
San Francisco, Calif. 94118

JAPAN

1. Nauka, Ltd
2-30-19, Minami-Ikebukuro,
Toshima-ku, Tokyo 171
2. Nisso-tosho, Ltd
1-5-16, Suido, Bunkyo-ku,
Tokyo, 112

ISRAEL

"Lepac" Ltd
15, Rambam Street
P.O. Box 1136
Tel-Aviv, 61010

POLSKA

1. "ORPAN" PAN, PKIN
00-901 Warszawa
2. "RUCH" Spolka Akcyjna
Ul. Towarowa, 28
SKR. Poczt, 12 00 958, Wars-
zawa

CZECH REPUBLIC

"Artia Pegas press"
Ve Smeckach, 30
11127 Praha

CHINA

China National Publications
Import-Export Corp.
P.O. Box 88,
E. Road, Chaoyang Distric,
Beijing
100704, China

Адреса всех фирм-агентов Вы можете узнать в А/О "Международная книга":

117049. Россия, Москва, улица Большая Якиманка, 39

телефон: (7-095) 238-49-67, 238-49-30, 238-40-77 телефакс: (7-095) 238-46-34, телекс: 411160.

Индекс журнала "Успехи физических наук" — 71004, периодичность — 12 выпусков в год. Цена за год, включая стоимость авиадоставки, — 283 долл. США. Подписку можно оформить начиная с любого номера.