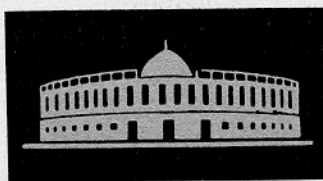


ISSN 0367-2026

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ



ЧАСТИЦ

И АТОМНОГО

ЯДРА

ФЕИД

1995 том 26 выпуск 6



JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.26

PART 6

Six issues per year

DUBNA 1995

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 26

ВЫПУСК 6

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1995

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.БУРОВ,

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ,

П.И.ЗАРУБИН,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЪЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

В.Г.СОЛОВЬЕВ

(зам. главного редактора),

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

Редактор **Е.К.Аксенова**, тел. 65-165

От редколлегии

В 1995 году исполнилось 80 лет со дня рождения известного физика члена-корреспондента АН СССР профессора **Федора Львовича Шапиро** (1915—1973 гг.). Он был одним из тех выдающихся физиков-ядерщиков, которые отличались эрудицией, широтой кругозора, безграничной преданностью науке. Кроме того, прекрасные человеческие качества, такие как доброта, уважительное отношение к людям, принципиальность, завоевали ему любовь и уважение всех, кто его знал.

С 1959 г. и до своей кончины Ф.Л.Шапиро был заместителем директора Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, директором которой был лауреат Нобелевской премии академик И.М.Франк. Формирование и реализация научной программы Лаборатории прошли под сильным влиянием Федора Львовича. Его блестящие идеи в широком диапазоне — от физики ядерных реакторов до физики элементарных частиц — были реализованы в работах самого Федора Львовича и его многочисленных учеников и сотрудников. Безвременная кончина Ф.Л.Шапиро была огромной потерей для Лаборатории и для науки в целом.

В настоящем выпуске ЭЧАЯ, посвященном 80-летию со дня рождения Ф.Л.Шапиро, собраны статьи по тем разделам физики, с которыми были связаны интересы Федора Львовича, и отражено современное состояние его научного наследия.

Мы надеемся, что данный выпуск поможет сохранить в памяти молодого поколения образ этого крупного ученого и замечательного человека.

ФЕДОР ЛЬВОВИЧ ШАПИРО. СТРАНИЦЫ БИОГРАФИИ

С.М.Шапиро

А.В.Стрелков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Приводится биография выдающегося советского физика члена-корреспондента АН СССР Ф.Л.Шапиро.

This article contains the biography of the eminent soviet physicist, Corresponding Member of the USSR Academy of Sciences Professor F.L.Shapiro.

6 апреля 1915 г. в семье гомельского скромного служащего Шапиро Льва Борисовича родился мальчик, которому дали имя Файвиш.

Жена Льва Борисовича, Любовь Львовна, на роды приезжала к своей матери в Витебск, где и родился Файвиш. Впоследствии, для более спокойной жизни мальчика, это имя было изменено на Федор, таким образом, вне семьи он был Федей, а дома его звали Фая. В ту пору семья жила в Гомеле, а в 1928 г. переехала в Москву. В семье Шапиро были еще две дочери: Женя — на четыре года младше Ф.Л., и Тамара — она родилась уже в Москве и была на 14 лет младше Ф.Л.

Отец Ф.Л. был образованным человеком, неплохо знал древнюю историю, еврейскую и русскую литературу. Он в совершенстве владел элементарной математикой и был хорошим шахматистом. Лев Борисович был очень честным и рассудительным человеком и вел здоровый образ жизни. Отец Ф.Л. сыграл большую роль в воспитании сына, уделяя ему много внимания, он любил загадывать сыну разные математические шарady и головоломки.

Мать Ф.Л., Любовь Львовна, родилась в высокоинтеллигентной семье; она была красивая, дородная женщина с мягким и добрым характером, полностью лишенная эгоизма и бесконечно преданная мужу и детям. В доме постоянно царила атмосфера любви, добра и взаимного уважения.

Определенное влияние на мировоззрение Ф.Л. оказал его ленинградский дядя по материнской линии Соломон Львович Шапиро, ученый-психо-

лог. Он, приезжая в Москву, вел с Ф.Л. беседы и привозил ему интересные и познавательные книги.

В школе Ф.Л. был первым учеником, он «перешагивал» через класс (из третьего — в пятый, из восьмого — в десятый). Школу закончил в 15 лет и не смог по возрасту поступить в вуз; к тому же в 30-е годы дети служащих имели серьезные ограничения для получения высшего образования.

По совету своего дяди Исаака Борисовича Шапиро, инженера-электрика, Ф.Л. поступил в энерготехникум ВЭО им.Г.М.Кржижановского. Учился Ф.Л. чрезвычайно легко, с удовольствием помогал товарищам. Учась в техникуме, в свои 19 лет Ф.Л. предложил оригинальный способ превращения тепловой энергии в электрическую путем изменения магнитного потока, вызываемого периодически повторяемым нагревом и последующим охлаждением ферромагнитного сердечника в районе точки Кюри. За это изобретение Ф.Л. получил первое авторское свидетельство (№ 48752).

В 1935 г. Ф.Л. окончил энерготехникум по специальности «электрооборудование промпредприятий» и поступил на работу в проектную организацию «Центроэлектромонтаж», где работал инженером, затем — старшим инженером. Он занимался разработкой сложных электроприводов и автоматики. В этот период жизни Ф.Л. стал интересоваться физикой, причем именно ядерной физикой. Ф.Л. поглощал в большом количестве популярные книги, особенно ему нравились книги М.Н.Бронштейна и Г.С.Горелика.

Ф.Л. принял решение — поступить в университет, и в 1936 г., на следующий год после окончания техникума, он успешно сдал вступительные экзамены и поступил на физический факультет Московского университета. К этому времени Ф.Л. уже исполнился 21 год, и он на три-четыре года оказался старше основной массы студентов, только что окончивших школу. Учась на физфаке, Ф.Л. все пять лет продолжал работать в электротехнических организациях. Семья Ф.Л. жила в деревянном доме на Малой Калитниковской улице, без водопровода, канализации и центрального отопления. Работая и учась, Ф.Л. много помогал по дому, помимо этого, он занимался воспитанием младшей сестры. Семья жила дружно. Дома Ф.Л. был окружен ореолом «святости»; им гордились, его обожали. И это понятно: он был умен, добр, лишен эгоизма, терпим к недостаткам ближних. Эти качества определяли и его большой авторитет среди друзей-сокурсников. Они дружной студенческой компанией собирались на вечеринки по праздникам в доме хлебосольных родителей Ф.Л., ходили в лодочные походы по р.Чусовой и р.Белой. Летом 1940 г. Ф.Л. принимал участие в альпиниаде на Кавказе.

В университете Ф.Л. учился блестяще. Его привлекала ядерная физика, но в то время в МГУ еще не было кафедры ядерной физики. Наиболее близкой к ней по тематике Ф.Л. показалась кафедра газового разряда, руководимая профессором Н.А.Капцовым. Дипломная работа Ф.Л. состояла в

проектировании рентгеновской трубки со специальными параметрами; руководителем дипломной работы был доцент Э.М.Рейхрудель.

Ф.Л. окончил университет с отличием. Последний государственный экзамен был сдан 21 июня 1941 г., на следующий день началась война. Само собою разумеется, Ф.Л. и все мужчины — вчерашние студенты — «рвались» в армию, на фронт, а девушки пошли в госпитали, медсанбаты и даже — в авиационное штурманское училище им.М.Расковой. Ф.Л. вместе с двумя своими верными друзьями Петей Жуковским и Ваней Панченко уходил в московское ополчение, однако через несколько дней Ф.Л. вернули домой с мотивировкой: «Специалисты нужны в тылу!» Этих двух своих друзей Ф.Л. уже не увидел больше никогда — они погибли в первых же боях. Ф.Л. остался в Москве вдвоем с отцом; мать и сестры эвакуировались под Уфу. Он продолжал работать в Электропроме и искал возможность попасть на фронт, который быстро приближался к Москве. Наконец, 16 октября Ф.Л. добился отправки на фронт. Он поступил в коммунистический батальон командиром отделения Отдельной мотострелковой разведывательной роты дивизии московских рабочих и сразу же, под Москвой, участвовал в боях. «За время службы тов. Шапиро показал себя одним из лучших командиров. В момент боевой разведки показал себя храбрым и инициативным» — это слова из характеристики, данной Ф.Л. политруком роты. Ф.Л. был представлен к медали «За отвагу»; ее вручал ему сам М.И.Калинин. Уже потом, после войны, Ф.Л. получал и другие ордена и награды, но именно этой медалью он гордился всю жизнь. В битве под Москвой в боевой разведке Ф.Л. был тяжело ранен: у него была раздроблена челюсть, осколок в груди оказался у самого сердца, а также множественные осколочные ранения обеих ног. С декабря 1941 г. по апрель 1942 г. Ф.Л. провел в эвакогоспитале № 1665 в г.Казани. Осколок в груди врачи так и не решились извлечь, и он остался в нем навсегда. Находясь в госпитале, Ф.Л. изучал английский язык. Желая хоть как-то помочь фронту, он решил математическую задачу об упреждении в стрельбе самолетов в воздушном бою и послал это решение в Наркомат обороны.

После выписки из госпиталя Ф.Л., навестив свою мать и сестер под Уфой, вернулся к отцу в Москву. К службе в армии Ф.Л. был уже непригоден, и в декабре 1942 г. он поступил на работу в «Главсевморпуть» в конструкторскую группу, а в середине 1943 г. перешел в Особое проектно-конструкторское управление № 42 «Центроэлектромонтаж», где занимался разработкой схем электрооборудования самолетов.

Прожить в то время в голодной Москве было очень тяжело, а Ф.Л. при этом умудрялся помогать эвакуированным матери и сестрам.

В какой-то степени всю дальнейшую судьбу Ф.Л. решила случайная встреча в конце войны в трамвае с Э.Л.Фабелинским, который работал в ФИАНе и вел оптический практикум на физфаке МГУ. Он вспомнил Ф.Л.

как способного студента, расспросил его и посоветовал: «Возвращайтесь в физику», а узнав о пристрастии Ф.Л. к ядерной физике, пообещал представить его Д.В.Скобельцыну как возможного аспиранта. Перспектива аспирантуры в ядерной физике была заманчивой, к тому же Ф.Л. был уже наслышан об интенсивных работах в области ядерной физики в ЛИПАНе (Лаборатории измерительных приборов Академии наук или Лаборатории № 2), да и материальные условия там были получше. Ф.Л. добился встречи с И.В.Курчатовым, который предложил Ф.Л. сделать реферат на тему «Нейтрон». Подготовившись, Ф.Л. сделал на эту тему большой доклад на семинаре и произвел хорошее впечатление на курчатовскую «команду», однако в аспирантуру на предлагаемую для него вакансию вместо него был взят брат Г.Н.Флерова — Н.Н.Флеров.

Через некоторое время Ф.Л. повторил этот доклад на семинаре в ФИАНе, после которого он был принят в аспирантуру к И.М.Франку, с которым была связана вся его дальнейшая жизнь. Ф.Л. ушел из авиационного КБ и вернулся в Электропром, где его радостно встретили. Это была параллельная работа для денег, а для души был ФИАН.

Первым заданием аспиранту Ф.Л.Шапиро было поручение разобраться с кое-какими намеками на существование странных положительных частиц в β -распаде, которые наблюдал Д.В.Скобельцын в камере Вильсона. Эта же тема была дана и его другу и однофамильцу И.С.Шапиро из НИФИ-2 (сейчас это НИИЯФ МГУ), который был отозван из армии в числе других для переподготовки к ядерной специализации: к этому времени правительство уже приняло решение о создании атомной бомбы и отзывало из армии специалистов для развертывания работ по этой проблеме. Список таких специалистов и студентов был составлен Ф.Л., и он сам обходил родителей и узнавал у них армейские адреса — номера полевых почт. Оба Шапиро увлеченно работали над созданием камеры Вильсона: мастерили электромагниты, доставали лампы-вспышки и многое другое.

Война подходила к концу, вернулась мать с сестрами из эвакуации, но жизнь еще была нелегкой. Наконец пришла победа — всеобщее ликование, слезы радости, надежды на будущее. В это время Ф.Л. создал свою семью — 15 декабря 1945 г. он женился на Софье Матвеевне Дубиной, бывшей студентке университета, с которой Ф.Л. был хорошо знаком еще до войны. Она родом из Ростова-на-Дону, окончила в 1942 г. физфак, находясь в эвакуации в Ашхабаде, работала во Всесоюзном энергетическом институте. Молодая семья поселилась в маленькой комнатке — 6,5 м², полученной Софьей Матвеевной в коммуналке на третьем этаже дома № 17 по Рождественскому бульвару. Через год, 5 октября, Ф.Л. стал отцом. Сын, его назвали Борисом, родился в Ростове-на-Дону, куда Софья Матвеевна приезжала к родителям на роды. Ф.Л. мечтал о сыне и был бесконечно счастлив. Он

сразу же прилетел в Ростов и появился в больнице у Софьи Матвеевны с огромным букетом белых хризантем.

Ф.Л.Шапиро целыми днями пропадал в Лаборатории, а ночами в комнатушке, где ютилась его семья, он трудился над рефератами — писал свои, редактировал чужие. Рефераты и непрерывающаяся работа в Электропроме давали возможность прокормить семью, а часть достатка Ф.Л. отдавал родителям.

В 1946 г. Ф.Л. становится ассистентом кафедры ядерной физики в МГУ, которой руководил И.М.Франк. На кафедре создавался практикум по ядерной физике, руководить которым было поручено Ф.Л. Почти все приходилось делать своими руками, и в очень короткий срок появились работающие приборы и установки.

9 января 1949 г. умер Лев Борисович. Ф.Л. Шапиро тяжело переживал смерть отца и был очень подавлен; к тому же в это время часто болел сын.

Летом 1947 г. у Ф.Л. окончился аспирантский срок. Исследования Ф.Л. гипотетических «частиц Д.В.Скобелъцына» не подтвердили их существования. Наблюдаемые в камере Вильсона треки появлялись вследствие многократного рассеяния электронов, и Ф.Л. четко показал, что предложенным ему способом нельзя сделать однозначную интерпретацию наблюдаемой картины в камере Вильсона. Несмотря на то, что эта работа Ф.Л. вполне была достойна диссертации, руководитель аспирантуры И.М.Франк посчитал неудобным по отношению к Д.В.Скобелъцыну разрешить защиту диссертации на отрицательном результате.

И.М.Франк, желая после аспирантуры оставить Ф.Л. в своей лаборатории, «одолжил» у В.И.Векслера штатную единицу младшего научного сотрудника и быстро оформил на нее Ф.Л. с приличной по тем временам зарплатой, что позволило Ф.Л. расстаться с Электропромом. Ф.Л. перенес центр своих исследований в нейтронную физику. К этому времени прошло почти полгода, как на территории ЛИПАНа заработал первый советский атомный реактор уран-графитового типа. Некоторую часть исследований систем уран — графит И.В.Курчатов поручил лаборатории И.М.Франка.

Исследования на подкритических уран-графитовых системах методом призмы проходили в старом здании ФИАНа на Миусской площади. По условиям того времени эти работы были строго секретны, т.к. были связаны с проблемой создания атомного оружия. Несколько раньше Ф.Л. этими исследованиями, помимо И.М.Франка, уже занимались Е.Л.Фейнберг, Л.Е.Лазарева, Л.В.Грошев, К.Д.Толстов и И.В.Штраних. Ф.Л.Шапиро присоединился к ним. Всего за два года им были с высокой точностью измерены коэффициент размножения нейтронов в одном акте деления, вероятность резонансного захвата и коэффициент использования нейтронов. Были также измерены и температурные зависимости этих величин. Сборки уран — графит были глубоко подкритичны, допустимый коэффициент размножения

очень мал, что потребовало экспериментального изящества и автоматизации измерений. По ходу дела Ф.Л. пришлось еще дальше развить теорию призмы и выявить закономерность в резонансном захвате нейтронов для разных энергетических областей. Эти исследования составили содержание кандидатской диссертации, которую он успешно защитил в 1949 г. Защита была закрытая, проходила в ЛИПАНе, оппонентом был И.И.Гуревич.

Сразу же после защиты Ф.Л. перевели в старшие научные сотрудники; улучшилось его материальное положение. Однако семья продолжала ютиться в маленькой комнатухе. Какой же был восторг у Ф.Л. и его жены, когда они узнали, что С.И.Вавилов, директор ФИАНа, по просьбе И.М.Франка, предоставил семье Ф.Л. двухкомнатную квартиру в доме, построенном на собственные сбережения для сотрудников ФИАНа. Осенью 1949 г. семья Шапиро переехала в новый дом. Соседями по дому были семьи уже известных физиков: Маркова, Гинзбурга, Фабелинского, Балабанова, Подгорецкого и т.д. Дом стоял на задах нового здания ФИАНа на Первом академическом проезде. Вскоре и лаборатория Франка перебралась в новое здание ФИАНа. У Ф.Л. была уже своя группа. Тематика оставалась прежней — нейтронная физика, но направления исследований были разными — от чисто практических до сугубо фундаментальных. Все работы продолжали быть строго засекреченными.

К сожалению, в то время в ФИАНе, как и повсюду, царила партноменклатура; многие дела вершили представители КГБ: первый отдел, зам.директора по режиму. В институт проникали миазмы подозрительности, доносительства и антисемитизма. Однажды Ф.Л., расстроенный, пришел домой со словами: «У нас в институте есть люди, которые говорят, что лабораторией Франка завладели три еврея — Барит, Беловицкий и Шапиро, да и с самим Франком не все ясно». В это время по Москве поползли слухи о переселении евреев в Сибирь, громогласно было объявлено о «деле врачей». Ф.Л. не поддавался панике, а сказал жене: «У нас четыре руки, две головы — неужели мы не сможем прокормить своих детей?»

Дочь Анна родилась в начале 1951 г. . В семье ее звали Асей. Она первое время была очень беспокойной, и Ф.Л. приходилось часто, подменяя жену, проводить бессонные ночи, маршируя с дочерью на руках.

Ф.Л. тяжело переживал смерть своей матери, которая умерла 19 февраля 1955 г. Он был очень близок со своей матерью, унаследовал от нее доброту и мягкость в отношении к людям.

В начале 50-х годов группа Ф.Л. приступила к практической реализации метода спектрометрии нейтронов по времени замедления. Идея этого метода была выдвинута Е.Л.Фейнбергом в 1944 г. В лаборатории был собран стотонный куб из очень чистого свинца, в центре которого поместили тритиевую мишень, облучаемую короткими импульсами дейтериевого пучка от ускорительной трубки. Рожденные на мишени быстрые нейтроны ма-

лыми порциями при каждом ударе о ядра свинца постепенно замедлялись, группируясь по энергии около среднего значения, которое монотонно убывало во времени. На этом спектрометре удалось измерить неизвестные ранее значения радиационного захвата более чем для десятка ядер и наблюдать ряд новых эффектов, которые стали научной сенсацией. Наибольшую известность получило наблюдение отклонения сечения захвата от некоторой хорошо известной закономерности, казавшейся в то время универсальной для всех ядер. Специалистами эти результаты были приняты в «штыки». Бурно возражал против них и Л.Д.Ландау на московской Конференции по ядерным реакциям в 1958 г., и только впоследствии эти результаты стали общепризнанными и вошли в учебники. В процессе работы на свинцовом кубе Ф.Л. предложил метод нестационарной диффузии нейтронов в многогрупповом приближении и развивал этот метод с теоретиком из своей группы М.В.Казарновским.

Эти работы получили широкую известность, и было решено, что они будут представлены на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 г. Для этого «компетентным органам» нужно было выбрать людей, которых можно было «выпустить» в Женеву, и, конечно, люди с пятым пунктом были нежелательны. Первое исключение пришлось сделать для В.И.Векслера; его имя слишком хорошо было известно за рубежом, и он все-таки был членом партии. «Органы» решили, что работы Ф.Л.Шапира в Женеве доложит Векслер, однако сам Владимир Иосифович был категорически против, так как это не его тематика. «Пусть Шапиро едет и сам докладывает свои работы», — сказал он Д.В.Скобельцыну, директору ФИАНа. Трудно даже представить, как Д.В.Скобельцыну удалось добиться невозможного! По тем временам не только человек с «дефектными» анкетными данными, но и вообще почти никто не выезжал из страны.

В Женеве на конференции Ф.Л.Шапира, помимо своих докладов, выступал в дискуссиях, в одной из которых он выдвинул оригинальную идею «нейтронной спектрометрии наоборот» — не управлять и контролировать скорость налетающего нейтрона на ядра мишени, а бросать из ускорителя исследуемые ядра, содержащиеся в ускоряемых ионах, на нейтронную мишень — облако тепловых нейтронов в сквозном канале реактора. Эта идея буквально ошеломила участников конференции. Развернулась бурная дискуссия. Все отмечали оригинальность и необычность идеи Ф.Л.Шапира. Он вернулся из Женевы очень возбужденный, полный впечатлений от услышанного и увиденного. Ф.Л. познакомился с некоторыми иностранными физиками, имена которых он хорошо знал. Оттуда он привез и идею быстрого импульсного реактора.

Ф.Л. снова приступил к работе в ФИАНе, а на физфаке стал читать лекции по нейтронной физике — «спецкурс Шапира», как называли их

студенты. Лекции Ф.Л. отличали поразительная ясность и точность изложения, которые позволяли ему объяснять студентам проблемы физики очень простым и наглядным способом. Этим же отличались и все его доклады и сообщения на институтских семинарах, а в дискуссиях он был вежлив и всегда «попадал в точку». Приходилось Ф.Л. выступать и на закрытых семинарах перед И.В.Курчатовым в его институте.

Спустя несколько месяцев после возвращения из Женевы «режим» припомнил Ф.Л. некоторые его отступления от «правил поведения» за границей: однажды Ф.Л. не вернулся с работы домой. Его не было всю ночь. Жена сходила с ума, обзванивая милицию и морги. Ф.Л. пришел домой утром, уставший, с какой-то вымученной улыбкой сказал, что у него были ночные измерения, а он по каким-то причинам не смог позвонить домой. Это было так не похоже на него. Только потом он рассказал, что его тогда привезли на Лубянку и продержали всю ночь, переходя от уговоров к угрозам попеременно. «Они» узнали (кто-то из ближних донес), что во время посещения Женевы Ф.Л. обещал на конференции одному из заграничных физиков навестить его бабушку, проживающую в Москве. На Лубянке Ф.Л. угрожали лишением «допуска» (в то время это означало потерю работы) и пытались заставить его работать на них. Обещали поездки на зарубежные конференции, а взамен просили Ф.Л. «кое о чем» их информировать. Однако они не понимали, что имеют дело не с запуганным евреем и не с беспринципным человеком. Получив твердое «нет» на все посулы и молчание на угрозы, его отпустили домой.

Ф.Л. много внимания уделял семье, детям. Пользуясь добротой своего отца, дети часто просили сходить именно папу в магазин за покупками, зная, что он накупит много вкусенького. Ф.Л. «обслуживал» и летние выезды семьи на дачу; ежедневно курсируя между Москвой и дачей, он привозил продукты и все необходимое. Иногда Софья Матвеевна приглашала мужа посетить консерваторию. Ф.Л. отказывался и предлагал ей «не тратить на него хорошие билеты». Симфоническим концертам Ф.Л. предпочитал хоровую музыку; сам покупал пластинки с протяжными русскими песнями, особенно любил Уральский хор.

Весной 1958 г. Илья Михайлович Франк предложил Ф.Л. по совместительству работать в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне. К этому времени И.М.Франк возглавлял Лабораторию нейтронной физики этого молодого института, где уже шло сооружение импульсного реактора на быстрых нейтронах (ИБР). И.М.Франк решил привлечь Ф.Л. к работам на действующем реакторе, обещая ему полную свободу в выборе научной тематики. Ф.Л. согласился и стал регулярно ездить в Дубну. Сначала он имел свой номер в гостинице, но уже к лету ему предложили коттедж на Черной речке в лесном районе Дубны. Коттеджи были только что построены, и Ф.Л. имел даже выбор; он выбрал последний на улице, рядом с

лесом. Вблизи от него получил коттедж и его фиановский товарищ М.И.Подгорецкий. Летом Ф.Л. перевез в Дубну семью из Москвы, и всем здесь понравилось: тихо, лес, река. Приобрели лодку с мотором для прогулок по Волге.

Ф.Л. втягивался в работу Лаборатории нейтронной физики, которую он, по существу, формировал, и теперь в ней был центр его научных интересов. Через некоторое время основной работой для Ф.Л. стала Дубна, а в ФИАНе в Москве он был уже «совместителем» и приезжал туда довольно редко.

Наряду с работами по нейтронной физике Ф.Л. в это время увлекся только что открытым немецким физиком Р.Мессбауэром эффектом резонансного рассеяния гамма-квантов без отдачи ядер, которые их излучают. По сути, Ф.Л.Шапиро стал в нашей стране первым проповедником этого нового метода гамма-спектроскопии. Он создал классическую теорию эффекта Мессбауэра, впервые совместно с И.Я.Баритом и М.И.Подгорецким указал на появившуюся возможность с помощью эффекта Мессбауэра в условиях Земли поставить эксперимент по проверке следствия общей теории относительности — наблюдать смещение частоты фотона в гравитационном или инерциальном полях. В Лаборатории Ф.Л. создал группу под руководством В.П.Алфименкова по подготовке этого эксперимента. В качестве источника фотонов для этого опыта Ф.Л. предложил использовать наиболее узкую гамма-линию от ядра цинка-67. Впервые этой группой была получена скоростная развертка этой линии с рекордным и на сей день относительным энергетическим разрешением порядка 10^{-15} . Однако наблюдаемый эффект по величине оказался слишком мал и недостаточен для использования в гравитационном эксперименте; поэтому Ф.Л. предложил попробовать ряд методов для увеличения этого эффекта. К сожалению, американские физики Р.Паунд и Г.Рибка первыми выполнили аналогичный эксперимент. Узнав об этом, Ф.Л. признал преимущества постановки этого опыта у своих конкурентов и призвал сотрудников «поучиться у них и на своих ошибках тоже». Впоследствии эта группа была переориентирована на исследования в области твердого тела.

В 1960 г. вступил в действие ИБР, и тут же на его пучках начались исследования полных и парциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. В 1964 г. на одном из пучков ИБРа был успешно опробован предложенный Ф.Л. метод выделения определенной поляризации нейтронов из поляризованного пучка посредством пропускания его через поляризованную протонную мишень. Этот метод позволил получить поляризованные нейтроны в диапазоне энергий вплоть до десятка кэВ, который был ранее недоступен для исследователей. На этой установке были измерены спины нейтронных резонансов некоторых ядер, удалось определить набор амплитуд рассеяния нейтрона на дейтроне при малых энергиях, а впоследствии были измерены магнитные моменты нейтронных резонансов.

В 1961 г. Ф.Л. предложил использовать медленные нейтроны от ИБРа для исследований по физике конденсированных сред. Им был предложен метод обратной геометрии обладающий большой светосилой, позволивший исследовать тепловые колебания атомов в твердых телах. Этим же методом были выполнены измерения коэффициента самодиффузии в критической точке жидкость-пар, которые не подтвердили результаты многочисленных макроскопических опытов, указывающих на прекращение диффузии в критической точке. Ф.Л.Шапиро вместе с польским физиком Б.Бурасом обосновал применение метода времени пролета для дифракционных исследований структуры вещества. В Лаборатории при непосредственном участии Ф.Л. был осуществлен метод дифракции нейтронов на магнитных структурах в сильных импульсных полях. Эти работы сделали его имя хорошо известным и среди специалистов по физике конденсированных сред.

Директор Лаборатории И.М.Франк любил повторять, что он всего-навсего директор, а всей наукой в Лаборатории заведует Ф.Л. Конечно, это было не совсем так. И.М.Франк, академик, лауреат Нобелевской премии, был еще и очень проницательным и дальновидным руководителем — когда он увидел в Ф.Л. мощный генератор идей, он дал ему свободу и предоставил возможности для их осуществления. Это была большая удача, что два таких человека встретились и удачно дополняли друг друга.

Сам Ф.Л.Шапиро не стремился ни к званиям, ни к почету. Он руководил научными направлениями двух крупных лабораторий в Дубне и в Москве, пребывая в скромном звании кандидата физ.-мат. наук. И.М.Франку потребовалось приложить значительные усилия и даже применить хитрость, чтобы заставить Ф.Л. защитить диссертацию, предварительно записав это мероприятие одним из пунктов соцсоревнования в Лаборатории атомного ядра в ФИАНе.

Необычайно быстро рос научный авторитет Ф.Л. Он, как приглашенный докладчик, принимал участие в совещаниях и конференциях, выезжал в Чехословакию, Польшу, Индию.

В 1962 г. лаборатории в Дубне и Москве посетил Г.Палевский — видный американский физик-нейтронщик из Брукхэйвена. Он прочитал несколько лекций по нейтронной физике, а переводил с английского Ф.Л. Случилось так, что в самом начале лекций Г.Палевский был в некотором замешательстве, поскольку Ф.Л. подолгу молчал; и только потом он догадался, что Ф.Л. более компактно укладывает мысли в переводимую им речь. Г.Палевский сделал Ф.Л. по этому поводу комплимент, от перевода которого Ф.Л. уклонился.

С 1964 г. Ф.Л. становится членом редколлегии наиболее престижного журнала «Успехи физических наук».

Реактор ИБР устойчиво работал, а Ф.Л. уже задумывался над существенным повышением его мощности и дал задание своему сотруднику, реак-

торщику Е.П.Шабалину, рассмотреть физику принципиальных ограничений роста мощности реактора типа ИБР. Развитие этих работ привело к созданию нового отдела ИБР-2, а затем и к сооружению самого ИБР-2.

Научное руководство Лабораторией скорее всего напоминало игру гроссмейстера на многих досках. Большинство исследований проводилось по идеям Ф.Л., и не потому, что он был по чину руководителем, а потому, что среди всех выдвигаемых идей идея Ф.Л. была лучшей. Ф.Л. заражал собеседника своими идеями с мелом у доски, в коридоре, столовой, по дороге домой, в электричке. Любой лабораторный семинар состоял обычно из двух частей: первой — длинной, содержащей то, что говорил докладчик, и второй — короткой — то, что говорил в конце по этому поводу Ф.Л. И всегда вторая часть семинара давала слушателям гораздо больше, чем первая. Часто, не желая окуривать собеседника в комнате дымом своей сигареты, он вел беседы, расхаживая своей слегка шаркающей походкой по коридору из конца в конец, — одна рука засунута в карман пиджака, в другой — сигарета высоко, строго вертикально, чтобы не стряхнуть на пол столбик накопившегося пепла; держит сигарету и расспрашивает, рассуждает, советует, думает... Внешне и внутренне аккуратен и как-то по-особому внимателен и добр. Здороваясь при встрече, успевал расспросить о делах и проблемах, волнующих каждого. Просьбы Ф.Л. выслушивал исключительно внимательно, и, в чем мог, помогал тут же, не откладывая. Он был доступен для всех, его не охраняли секретарши; дверь его кабинета выходила непосредственно в коридор, достаточно было только сунуть голову в кабинет и спросить: «Федор Львович, когда с Вами можно поговорить?» На что всегда следовал ответ: «А о чем? О физике?... Так давайте сейчас, заходите!»

Бывало, правда, редко, что он и ошибался. Его поведению и в таких ситуациях можно было учиться. Однажды Ф.Л., подытожив обсуждение неудачного эксперимента с применением довольно сложного механизма, изготовленного в лабораторной мастерской, сказал своим коллегам: «Спрячьте от глаз рабочих из мастерских этот памятник нашему недомыслию в стеной шкаф; они совсем не виноваты, что их дело нам пришлось выбросить».

Ф.Л. любила вся Лаборатория. Исключительно радушно, тепло и весело вся Лаборатория отмечала 50-летие Ф.Л. Во весь вестибюль висел огромный плакат с поздравлением; в конференц-зале все желающие не поместились, народ стоял в проходах, толпился в коридоре у двери, а на сцене — улыбающийся, растроганный Ф.Л. принимал подарки... шутки, номера художественной самодеятельности. О его обаянии говорит и то, что он в канун 8 Марта в конкурсе-опросе женщин, проведенном стенгазетой «Нейтрон», разделил первое и второе место с общепризнанным красавцем Л.Булавиным, аспирантом из Киева. Ф.Л., приходя без зова на праздничные лабораторные «междусобойчики», садился со всеми за стол — пил, что наливали,

смеялся, рассказывал веселые истории. Он для всех был своим, но без панибратства.

Не один свой отпуск Ф.Л. с семьей и друзьями провел в походах по Кавказу, Карелии, р.Белой, Туве. И везде он проявлял необходимое качество настоящего естествоиспытателя — любопытство ко всем явлениям окружающего мира и желание объяснить их. Однажды в походе Ф.Л. озадачил детей, а потом объяснил им наблюдаемый парадокс: почему в мощных воронках воды, которые наблюдаются в течении реки ниже водопада, щепки собираются в центре воронки, когда, на первый взгляд, за счет центробежной силы они должны уходить на периферию? При этом он отметил аналогию с чайниками в стакане. Поразительная точность выражения сути явления давала возможность Ф.Л. ответить и на вопрос, заданный ему пятилетним ребенком: «Почему не высыпается песочек из ведерка, когда я кручу его над головой?»...«Потому что не успевает!» — ответил Ф.Л. на понятном ребенку языке.

В конце 60-х годов тяжело заболел сын Ф.Л. Диагноз безнадежен — рассеянный склероз. Боря к этому времени был уже студентом университета; он обладал хорошими способностями к точным наукам и прекрасно учился. Вскоре он слег. Несчастье с сыном было для Ф.Л. огромным ударом. С этим нужно было жить дальше и работать. «Мы нужны ему, нужны Асе, необходимо держаться», — такими словами он успокаивал жену. Ф.Л. продолжал работать, ничем не выдавая на людях свое горе. Много неприятностей ему доставляли и «компетентные органы» — они перестали выпускать его за границу, и у них были на это свои основания. «Нужно относиться к этому, как к погоде!» — так Ф.Л. успокаивал своих сотрудников, которых тоже, как и его, не выпускали за рубеж. Ф.Л. не был членом партии, не высказывал он и диссидентских взглядов, он был далек от политики. Но ему не простили, что он принял на работу в свою Лабораторию молодого талантливого физика, доктора физ.мат. наук А.В.Воронеля, который, как оказалось, был другом писателя Ю.Даниэля. После «гневного осуждения» писателей Ю.Даниэля и А.Синявского и шумного политического процесса над ними дирекция ОИЯИ выгнала А.В.Воронеля с мотивировкой «за нарушение правил при работе с закрытыми документами». Не могли простить Ф.Л. и того, что он пригласил выступить с докладом на лабораторном семинаре А.Д.Сахарова, который уже к этому времени своим поведением сильно раздражал руководство страны. Категорически отказался Ф.Л. от очень настойчивого предложения органов КГБ выступить в поддержку политики правительства на антиссионистском митинге в 1967 г. в Доме дружбы народов в Москве, который транслировался по телевидению. Ф.Л. продолжал получать приглашения из-за границы для участия в конференциях. Иногда власти делали вид, что готовы выпустить его, даже оформляли документы на выезд, однако в последний момент давали отказ с «милой»

формулировкой: «Не успели оформить документы!» Так было и в последний раз, когда в августе 1971 г. Ф.Л. должен был лететь в Америку, в г.Олбани с приглашенным докладом на Конференцию по статистическим свойствам ядер; к тому же он должен был там председательствовать на одном из заседаний. В это летнее время у Ф.Л. и его семьи уже были сверстаны планы с учетом его поездки в Америку, однако в самый последний момент ему сообщили, что его документы не успели оформить. Сказать об этом попросили его ближайшего сотрудника В.И.Лущикова, который оформлялся вместе с Ф.Л. на эту конференцию. «Мне было ужасно противно и неудобно перед Ф.Л.», — говорил потом В.И.Лушков своим сотрудникам, — «меня выпустили, хотя, в отличие от Ф.Л., у меня не было ни доклада, ни идей по тематике этой конференции».

В апреле 1968 г. в своей статье в журнале «УФН» Ф.Л.Шапиро описал способ экспериментальной проверки закона сохранения временной четности — фундаментального закона современного естествознания. Для этого Ф.Л. предложил поставить эксперимент по наблюдению электрического дипольного момента нейтрона. Ф.Л. также показал, что искомый эффект должен быть вызван чрезвычайно слабым воздействием установки на нейтрон, которое можно наблюдать только для очень медленно движущихся нейтронов — так называемых ультрахолодных нейтронов (УХН). До того эти УХН еще никто не видел, тем не менее необычное поведение таких нейтронов (более похожих на разреженный газ, чем на пучок частиц) было уже предсказано в публикациях. Однако все «здравомыслящие» физики с улыбкой говорили об УХН, т.к. не верили, что когда-нибудь будет возможно работать с ними, получив их из реакторного пучка методом отсева, т.к. доля их составляет менее одной стомиллиардной от общего количества нейтронов в пучке. Конечно, у ИБРа пучки были очень слабые, существовали другие реакторы с куда более мощными пучками нейтронов, где УХН должно быть намного больше, но, обладая большой научной смелостью и оригинальностью, Ф.Л. со своими сотрудниками летом 1968 г. (в самый разгар летних отпусков) успешно осуществил эксперимент по первому наблюдению УХН. Эксперимент был очень прост и нагляден и четко продемонстрировал особенности поведения УХН; они, словно атомы газа, многократно сталкиваясь со стенками, вытекали из загнутой трубы, которая шла от реактора. Ф.Л. утром, узнав из дома по телефону, что ночью были уверенно зарегистрированы первые УХН, вскоре появился на пульте установки улыбающийся, держа в руках огромный астраханский арбуз: «Ура, заслужили! Давайте съедим этот большой нейтрон!» Через несколько лет результат этого эксперимента был зарегистрирован как открытие. Этого могло и не быть, т.к. честь этого открытия могла бы принадлежать «загранице», где похожий эксперимент был выполнен спустя полгода. Конечно же, не гонка приоритетов определяли темп и зазор этого эксперимента,

которые задавал Ф.Л., а чисто научное любопытство. На пути этого эксперимента стояло много трудностей, главная из которых была — убедить директора Лаборатории И.М.Франка отодвинуть сроки начала работ по модернизации реактора, продлив тем самым его работу на время, достаточное для завершения эксперимента по поиску УХН. Это было сделать очень трудно, поскольку большая часть персонала реактора успела уйти в летние отпуска, а оставшаяся часть готовилась разбирать старый реактор. В этих уговорах и убеждениях Ф.Л. предлагал даже свою кандидатуру на место отсутствующего инженера в смене реактора. После первого эксперимента исследования с УХН были перенесены на более мощные стационарные реакторы в Курчатовском институте, Алма-Ате и Мелекессе, где достижимые потоки УХН значительно возросли. Ф.Л. не раз приходилось ездить по этим местам и убеждать тамошних ученых в актуальности и целесообразности исследований с УХН. Работы по УХН вызвали широкий резонанс в научной общественности. Во время доклада Ф.Л. об УХН на Президиуме АН СССР, в том месте доклада, где Ф.Л. рассказал о поворотном колене нейтроновода — гравитационном спектрометре УХН, в зале раздалось аплодисменты слушателей. «Старожилы» заседаний Президиума смогли припомнить только еще один случай аплодисментов в том зале — после сообщения об успешном испытании атомной бомбы.

В 1967 г. Ф.Л.Шапиро стал профессором, а 28 ноября 1968 г. он был избран членом-корреспондентом Академии наук СССР — это было признание его заслуг в физике атомного ядра и изучении строения вещества.

Летом 1971 г. Ф.Л. стал жаловаться своим домашним на головные боли. Врачи, осмотрев его, констатировали переутомление и порекомендовали хорошенько отдохнуть. Ф.Л. поехал в отпуск на Иссык-Куль, где он отдыхал на турбазе вместе со своим бывшим аспирантом В.Конксом. Он вернулся немного посвежевшим, но с каким-то измученным лицом и еще более похудевший. В самом конце 1971 г. некоторые сотрудники стали с тревогой замечать, что в речи у Ф.Л. стали появляться повторы и некоторая сбивчивость в рассуждениях. Изменился он и внешне — как-то поник и резко стал сесть. Шел январь 1972 г. Состояние Ф.Л. ухудшалось катастрофически быстро. Диагноз врачей был страшен — злокачественная опухоль головного мозга. С помощью своих связей И.М.Франк добился экстренной госпитализации Ф.Л. в Институт нейрохирургии им.Бурденко, где буквально на следующий день ему была сделана операция. Операция длилась несколько часов. В это время его родные, близкие, друзья и коллеги стояли под окнами операционной, ожидая окончания операции, в готовности хоть чем-нибудь помочь в этой ситуации. После долгого пребывания в реанимации, Ф.Л. перевели в общую палату; и каково же было удивление врачей, когда они увидели, что Ф.Л. читает книгу («Театральный роман» М.Булгакова). Дело в том, что хирурги еще до операции не гарантировали, что интеллект Ф.Л.

будет сохранен. В свой день рождения 6 апреля 1972 г. Ф.Л. был уже дома. Был теплый солнечный день. Его навещали друзья, коллеги, и он был весел — шутил, рассказывал о том, как ему при выписке из больницы врачи устроили экзамен по проверке умственных способностей: они просили в уме последовательно отнимать 13 из 100. После его быстрых ответов врачи стали шушукаться между собой, констатируя, что больной сначала давал правильные ответы, потом стал ошибаться. А на самом деле Ф.Л. называл последовательно уменьшающиеся числа так быстро, что вскоре ушел в отрицательную область, а врачи этого не поняли.

Ф.Л. стал лучше себя чувствовать и рвался в Лабораторию, в Дубну. Май Ф.Л. провел в подмосковном доме отдыха «Узкое», где еще немного окреп, и, наконец, в самом начале лета, он позвонил в Лабораторию уже из дубненского дома и попросил прислать за ним машину. С быстротой молнии эта весть разнеслась по Лаборатории, и вскоре, припав к окнам, все смотрели, как Юра Таран на своем белом «Москвиче» (официальной машины быстро найти не удалось) подвозит Ф.Л. к зданию Лаборатории со двора.

Опять его кабинет, опять разговоры с ним, опять дела, опять физика ... Его сотрудники знали про его состояние все и, пристально наблюдая за ним, с радостью замечали, что у Ф.Л. совсем нет никаких проявлений болезни — он все так же умен, добр и внимателен, как и раньше. Зародилась даже тайная надежда на чудо, что его могучий мозг может справиться с недугом.

Федор Львович продолжал интенсивно работать. В это время он приготовил большой обзорный доклад об УХН на «Международную конференцию по изучению структуры ядра с помощью нейтронов» в Будапеште. (Этот доклад и по сей день является самым лучшим описанием свойств и проблем, связанных с УХН.) Этот доклад в Будапеште вместо Ф.Л. сделал В.И.Лущиков.

Осенью Ф.Л. стал слабеть, чуда, к сожалению, не произошло. Усилились головные боли. В конце ноября 1972 г. врачи в той же клинике сделали вторую операцию, в надежде хоть немного улучшить его состояние, однако она уже не дала результата. Превозмогая боли, Ф.Л. некоторое время присутствовал на свадьбе своей дочери 25 декабря 1972 г. В первых числах января его последний раз посетил И.М.Франк, встать перед которым Ф.Л. уже не смог.

Все это трудное время около Ф.Л. оставался его верный друг Израиль Яковлевич Барит — человек редкой доброты и преданности.

Ранним утром, около 4 часов, 30 января 1973 г. Федор Львович скончался.

Вот уже более двадцати лет у могилы Ф.Л.Шапира на Донском кладбище в Москве два раза в год, в день рождения и день кончины, собираются

его родные, близкие, коллеги. В его могиле был похоронен и сын Боря, который умер спустя четыре года после смерти отца.

Две ярко-красные свисающие гвоздики на черном граните памятника, а в зимний январский день снег на могиле покрывается еловыми ветками с шишками, привезенными из Дубны...

Чем дальше идет время, тем явственнее становится, что жизнь Федора Львовича была светлым подарком судьбы для всех, кто его знал.

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА — ПОЛЕ ДЛЯ ЗОЛОТЫХ ИДЕЙ Ф.Л.ШАПИРО

Ю.В.Таран

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В 1995 г. научная общественность отметила 80-летие со дня рождения известного ученого-физика доктора физико-математических наук, профессора, члена-корреспондента Академии наук СССР Федора Львовича Шапиро. Он начал свою научную деятельность в Лаборатории атомного ядра ФИАН в 1945 г. в области физики реакторов и нейтронной физики. С тех пор его жизнь была в основном связана с нейтронной физикой, в которой ему принадлежит ряд основополагающих исследований: создание спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце, открытие нового возбужденного уровня в ядре ^4He , обобщение закона $1/\nu$, первые исследования p -резонансов, развитие теории нестационарного замедления нейтронов, разработка метода поляризации нейтронов с помощью протонного фильтра, исследования с поляризованными нейтронами и ядрами, обнаружение ультрахолодных нейтронов и др. Ф.Л.Шапиро впервые применил ряд методов нейтронной физики для исследований по физике конденсированных сред, в том числе метод дифракции по времени пролета, метод обратной геометрии для неупругого рассеяния. Большая часть этих исследований сделана на импульсном реакторе ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, заместителем директора которой он был до конца жизни. Большой вклад внес Ф.Л.Шапиро в совершенствование и развитие базовых установок ЛНФ — импульсных источников нейтронов. За эти работы ему была присуждена Государственная премия. Слишком рано, в расцвете творческих сил ушел от нас Федор Львович. Его имя навсегда осталось в истории физики.

In 1995, scientific community celebrated the 80th birthday of Fedor Lvovich Shapiro, the eminent physicist, doctor of physical and mathematical sciences, professor, and corresponding member of the Academy of Sciences. The scientific career of F.L.Shapiro began in 1945 in the Laboratory of Atomic Nucleus of the Physical Institute of the Academy of Sciences in the field of reactor physics and neutron physics. Since then and to the end of his life, F.L.Shapiro had been mainly connected with neutron physics, where he carried out a number of fundamental investigations and made several discoveries, including the creation of the spectrometer based on measuring of neutron moderation time in lead, discovery of the new excitation level of ^4He , generalization of the $1/\nu$ law, first investigations of p -resonances, development of the theory of non-stationary neutron moderation, development of a method for neutron polarization on the basis of a proton filter, investigations with polarized neutrons and nuclei, discovery of ultracold neutrons, etc.

F.L.Shapiro was the first to apply neutron physics methods to investigations in condensed matter physics, including the time-of-flight neutron diffraction method and the inverted geometry method for inelastic scattering. The major part of these investigations were carried out at the IBR pulsed reactor of the Laboratory of Neutron Physics of the Joint Institute for Nuclear Research where he was the deputy director of the Laboratory till the end of his life. F.L.Shapiro made the most important contribution to the development and modernization of the basic facilities of the Laboratory — the pulsed neutron sources. F.L.Shapiro had been awarded the State Prize for this work. F.L.Shapiro left us in the prime of his life. The name of F.L.Shapiro went down in the history of physics.

Известность Ф.Л.Шапи́ро как физика
непрерывно возрастала из года в год
и продолжает возрастать
после его кончины.

И.М.Франк

6 апреля 1995 г. известному ученому-физику Федору Львовичу Шапи́ро исполнилось бы 80 лет, но уже более двадцати лет его нет с нами.

Колоссальные изменения произошли в мире и в нашей стране за эти годы. Фактически мы живем в другой исторической эпохе. Иное дело наука. Обозревая научное наследие Ф.Л.Шапи́ро, сразу замечаешь, что ряд научных направлений, основанных им, до сих пор актуальны. Его одаренность компенсировала относительно короткую продолжительность научной карьеры, начатой им в 30 лет, что довольно поздно по любым меркам. Его путь в науку был непрост.

После окончания средней школы Федор Львович из-за трудного материального положения семьи вынужден был поступить на работу. Одновременно он учился в Московском энергетическом техникуме, через год после окончания которого в 1936 г. поступил на физический факультет Московского университета. Он учился и продолжал работать сначала техником, а впоследствии инженером. Накануне Великой Отечественной войны закончил университет. Участвовал в сражении за Москву в должности командира разведывательной роты, награжден медалью «За отвагу», в декабре 1941 г. тяжело ранен. Затем многомесячное лечение в госпиталях, демобилизация из армии, работа в авиационном конструкторском бюро.

В феврале 1945 г. Федора Львовича приняли в аспирантуру Физического института им. П.Н.Лебедева. Его научным руководителем стал заведующий лабораторией атомного ядра ФИАН Илья Михайлович Франк.

В это время в стране осуществлялась широкая программа развития ядерной физики и создания атомной промышленности, в которую лаборатория атомного ядра внесла заметный вклад своими исследованиями по физике реакторов. В этих коллективных работах, в которых, кроме

И.М.Франка и Ф.Л.Шапиро, принимали участие Л.В.Грошев, Л.Е.Лазарева, К.Д.Толстов, Е.Л.Фейнберг, И.В.Штрних и др., роль каждого из авторов, конечно, не может быть выделена. Одно несомненно, что для Федора Львовича это был хороший старт в нейтронной физике, в которой ему суждено было стать выдающимся специалистом. В 1949 г. он блестяще защитил кандидатскую диссертацию на тему «Изучение мультиплицирующих систем уран — графит».

Автор настоящей статьи опускает изложение исследований Ф.Л.Шапиро по физике реакторов (хотя трудно удержаться, чтобы не отметить, что Федор Львович независимо предложил и применил метод кадмиевого отношения). Достаточно полно они описаны в биографическом очерке в первом томе собрания его трудов [1]. А вот работы Ф.Л.Шапиро по нейтронной спектрометрии, которой он занимался практически до конца жизни, будут рассмотрены в максимально возможном для данной статьи объеме.

Ранние работы Ф.Л.Шапиро по нейтронной спектрометрии связаны с лабораторией атомного ядра ФИАН, где еще в начале 40-х годов началась разработка каскадных ускорителей ионов (типа Кокрофта и Уолтона) на энергии от нескольких до миллиона электронвольт. Пучок ионов дейтерия, полученный в таком ускорителе, при бомбардировке дейтериевой мишени давал нейтроны (так называемые *DD*-нейтроны) с энергией $\sim 2,5$ МэВ.

Вскоре стало известно о еще одной возможности, позволяющей при энергии ионов в сотни кэВ получить нейтроны примерно на два порядка большей интенсивности, чем *DD*-нейтроны. Это была реакция дейтерия с тритием, имеющая большое эффективное сечение, достигающее в максимуме 5 б (он приходится на энергию около 100 кэВ). Первые цирконий-тритиевые мишени для ускорителей, использующих эту реакцию (и называемых теперь нейтронными генераторами), были изготовлены в лаборатории атомного ядра. Разумеется, не случайно изучение реакций, вызываемых в ядрах *DD*- и *DT*-нейтронами, также стало предметом исследований Ф.Л.Шапиро, в частности, в 1953 г. он сделал прецизионные измерения сечения (n, α)-реакции на ${}^6\text{Li}$ при энергии нейтронов 2,5 МэВ [2].

Естественно, что эти работы по нейтронной физике привели к мысли о развитии работ по нейтронной спектроскопии. Нейтронный генератор давал уже довольно значительный поток нейтронов ($5 \cdot 10^8 - 10^9 \text{ с}^{-1}$), и поэтому напрашивалась мысль о переводе установки в импульсный режим и использовании ее для спектроскопии нейтронов методом времени пролета. Эта возможность в самом деле обсуждалась. Однако даже если бы мгновенный поток в импульсе был значительно больше стационарного (в работах Ф.Л.Шапиро он равнялся $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, т.е. его в самом деле удалось повысить на три порядка), то все же возможности нейтронного генератора для спектрометрии медленных и резонансных нейтронов оказывались весь-

ма ограниченными (не надо забывать, что методов наносекундной электроники тогда еще не существовало).

Талант и научное предвидение Ф.Л.Шапира проявились в том, что вместо, казалось бы, естественной попытки использования метода времени пролета он предложил пойти по новому, еще никем не испытанному пути. В 1950 г. он выступает на семинаре ФИАН с докладом о возможности спектрометрии нейтронов с помощью метода, идея которого, основанная на теоретическом результате Е.Л.Фейнберга, была развита и дополнена Ф.Л.Шапиро и Л.Е.Лазаревой (работа Л.Е.Лазаревой, Е.Л.Фейнберга и Ф.Л.Шапира была опубликована [3] только в 1955 г., уже после осуществления метода).

Этот метод получил название спектрометрии по времени замедления в свинце. Сущность его состоит в том, что после достаточно большого числа упругих соударений все нейтроны «монохроматизируются» — в каждый заданный момент времени они оказываются сгруппированными по своей скорости вокруг некоторой средней величины, которая убывает обратно пропорционально времени замедления. Таким образом, связь между временем и средней скоростью такая же, как в методе времени пролета. Для свинца она соответствует длине пролета около 7 м (чем тяжелее ядра замедлителя, тем больше эта величина). Что касается разброса энергий нейтронов вокруг среднего значения, то ниже области неупругого рассеяния он в широких пределах мало зависит от средней энергии и в свинце составляет около 30%. Таким образом, хотя спектрометр и не обладает высокой разрешающей способностью, зато для него доступны довольно высокие энергии нейтронов — десятки кэВ.

Основная часть спектрометра по времени замедления — это свинцовый куб весом более 100 т. В канал этого куба вводится мишенное устройство импульсного нейтронного генератора, в другие каналы — исследуемые вещества с детекторами, соединенными с временным анализатором. Так как замедление нейтронов происходит внутри большого свинцового куба и их отток из него невелик, то установка обладает исключительно большой светосилой. Именно на это обстоятельство специально указывал Ф.Л.Шапиро, предлагая развивать этот метод. Другая особенность состояла в том, что при измерениях в свинце γ -фон был очень низок. Спектрометр по времени замедления оказался поэтому очень удобным для измерений сечений радиационного захвата нейтронов. Это было шагом вперед, так как нейтронная спектрометрия в то время, кроме сечений деления, занималась в основном измерением полных нейтронных сечений методом пропускания. Наконец, метод позволил проводить измерения в широкой области энергий, нормируя их по известным сечениям в тепловой области.

Все эти преимущества спектрометра были действительно реализованы. Создание спектрометра и развитие работ на нем потребовало большого экс-

периментального искусства. Этим вместе с Ф.Л.Шапиро под его руководством уже была занята группа молодых физиков — экспериментаторов и теоретиков.

Первое сообщение о применении метода нейтронной спектроскопии по времени замедления было сделано на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 г. [4]. Более подробно круг работ, выполненных в первый период исследований, освещен в докторской диссертации Ф.Л.Шапиро в 1962 г. и в кандидатских диссертациях его учеников (Ю.П.Попова, А.А.Бергмана и А.И.Исакова). Исследования на этом спектрометре не прекращались и позже, Ф.Л.Шапиро руководил ими до своей кончины. Даже теперь, несмотря на огромный прогресс, достигнутый в последние десятилетия нейтронной спектроскопией, свинцовый куб не потерял своего значения, примером чего может служить создаваемый на Московской мезонной фабрике светосильный спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце ПИТОН [5].

Можно отметить три области исследований, которые выполнены с помощью спектрометра по времени замедления. Прежде всего, это обширный круг работ по измерению радиационных сечений захвата нейтронов примерно для 20 изотопов. О том, какие зачастую неожиданные результаты получались на этом спектрометре, свидетельствует такой пример: при исследовании естественной смеси изотопов железа отчетливо проявился резонанс при энергии нейтронов 1180 эВ. Железо — материал, широко используемый в качестве конструкционного в реакторостроении, был, конечно, ранее исследован. Однако узкий резонанс при энергии 1180 эВ практически не проявляется в полном сечении, и поэтому не был замечен. Его обнаружение в радиационном захвате было своего рода сенсацией. Следует отметить, что большое число конструкционных материалов было исследовано с помощью свинцового куба. Для получения констант, необходимых в реакторостроении, он остается полезной установкой и до сих пор.

Измерения нейтронных сечений, выполненных в широких пределах энергий — от тепловых до десятков кэВ — позволили Ф.Л.Шапиро с сотрудниками перейти к изучению нейтрон-ядерных реакций с орбитальным моментом, равным единице, так называемых p -резонансов. Данные о силовых функциях для p -резонансов в то время были весьма скудными, и эти измерения явились первыми систематическими исследованиями в этой области. Они не потеряли своего значения и до сих пор.

Все же среди работ, выполненных с помощью спектрометра по времени замедления, наибольшую известность приобрели исследования реакций на легких ядрах с вылетом заряженных частиц — протонов и α -частиц. Эти работы публиковались начиная с 1957 г. Изучая энергетическую зависимость отношения эффективного сечения реакции ${}^3\text{He}(n, p)$ к сечениям

реакций ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$, Ф.Л.Шапи́ро и его сотрудники обнаружили сильное (до 15% при энергии нейтронов 27 кэВ) отклонение сечения первой реакции от закона $1/v$.

Анализируя эти экспериментальные данные для реакции ${}^3\text{He}(n, p)$, Ф.Л.Шапи́ро с сотрудниками показал, что, во-первых, реакция идет почти полностью через канал со спином и четностью 0^+ , а во-вторых, энергетическая зависимость сечения реакции может быть хорошо описана формулой Брейта — Вигнера для изолированного широкого резонансного уровня со спином и четностью 0^+ , расположенного вблизи энергии связи нейтрона в ${}^4\text{He}$. Отсюда был сделан смелый вывод о существовании у ${}^4\text{He}$ возбужденного состояния с энергией около 20—21 МэВ и спином и четностью 0^+ . Это существенное для теории легких ядер предсказание в течение нескольких лет оспаривалось. Вопрос о возбужденных состояниях гелия живо интересует физиков. Было множество указаний на наличие различных энергетических уровней гелия. Однако среди них не было уровня, найденного в работах Ф.Л.Шапи́ро. Теоретически существование такого состояния также представлялось сомнительным. Поэтому на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях в 1958 г. этот результат был встречен более чем скептически. Лишь несколько лет спустя на Парижском конгрессе по ядерной физике в 1964 г. он получил общее признание, так как был подтвержден, как у нас, так и за рубежом, другими методами. Более того, уровень 0^+ , найденный в работах Ф.Л.Шапи́ро, в течение нескольких лет после того считался единственным достоверно установленным.

Как уже отмечалось, сравнение энергетических зависимостей нейтронных сечений, полученных в экспериментах с ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$, показало заметное отклонение от закона $1/v$ для ${}^3\text{He}$, в то время как для ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$ оно не было значительным. После классических работ Ферми считалось общепринятым, что закон $1/v$ — одна из наиболее общих закономерностей, в то время как отклонение от него является индивидуальным для каждого ядра проявлением его резонансов. Зависимость эффективного сечения от скорости в общем виде может быть записана в виде разложения в ряд $\sigma = (\alpha/v) - \beta + \gamma v = \dots$. Существенный результат, полученный Ф.Л.Шапи́ро, состоит в том, что в этом разложении второй и притом отрицательный член β столь же универсален, как и первый. Величина β пропорциональна α^2 и зависит от спина канала, через который идет реакция, и она однозначно определяется ими. Наличие отрицательной добавки к закону Ферми в большинстве случаев маскируется следующими членами разложения γv и т.д. Таким образом, работы Шапи́ро привели к обобщению закона $1/v$, который имеет большое принципиальное значение и теперь вошел в учебники по квантовой механике.

Обоснование метода спектрометрии по времени замедления потребовало развития теории нестационарного замедления нейтронов (Ф.Л.Шапи́ро, М.В.Казарновский, А.В.Степанов, И.М.Франк), а также ряда экспериментальных исследований.

К этому близко примыкают исследования по диффузии тепловых нейтронов импульсным методом (идея этого метода нестационарной диффузии была предложена И.М.Франком), в теоретическое и особенно экспериментальное обоснование которого был внесен большой вклад Ф.Л.Шапи́ро. Первое сообщение об этом методе содержалось в докладе Ф.Л.Шапи́ро на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 г.

В 1958 г. Ф.Л.Шапи́ро параллельно с ФИАН начинает работать в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне, где в недавно организованной Лаборатории нейтронной физики строился первый импульсный реактор периодического действия ИБР. В 1959 г. Федор Львович становится заместителем по науке директора Лаборатории И.М.Франка. В этой Лаборатории он постепенно сосредоточил всю свою научную деятельность. Сфера его творчества сильно расширилась.

Наряду с работами на пучках реактора ИБР, о которых мы еще будем говорить, Ф.Л.Шапи́ро в начале 60-х годов вносит заметный вклад в развитие нового направления в ядерной спектроскопии — резонансного рассеяния γ -квантов (эффект Мессбауэра). Вскоре после открытия этого эффекта Ф.Л.Шапи́ро совместно с И.Я.Баритом и М.И.Подгорецким показали возможность его применения для проверки одного из следствий общей теории относительности — красного смещения, ранее представлявшегося недоступным для лабораторного эксперимента. Такой опыт был затем осуществлен американским физиком Р.Паундом, независимо пришедшим к той же мысли (как выяснилось позже, красное смещение можно объяснить и в рамках специальной теории относительности). Ф.Л.Шапи́ро развил полуклассическую теорию эффекта Мессбауэра, дающую физически ясную интерпретацию этого явления. Им и его сотрудниками были выполнены тонкие эксперименты по исследованию эффекта Мессбауэра на некоторых ядрах, в том числе на ^{67}Zn , имеющего рекордно узкую ширину линии. Его талантливому ученику Ю.М.Останевичу при защите кандидатской диссертации по результатам этих исследований была присуждена ученая степень доктора физико-математических наук.

В 1960 г. был запущен импульсный реактор ИБР. Научная программа исследований на этом реакторе в большой части основана на идеях Ф.Л.Шапи́ро. Из его многочисленных работ в дубненский период жизни наиболее существенными являются следующие.

В нейтронной физике, как и в ядерной физике вообще, большое значение имеют эксперименты с поляризованными частицами. Существует несколько методов поляризации медленных и быстрых нейтронов. Но для обширной области энергий нейтронов от нескольких десятков до нескольких сотен тысяч электронвольт адекватного метода не было. В 1960 г. Ф.Л.Шапиро предложил и разработал (совместно с Ю.В.Тараном) новый метод поляризации нейтронов фильтрацией их через поляризованную протонную мишень [6]. Метод протонного фильтра полностью перекрыл «белую» область энергий нейтронов. В это время в ряде стран интенсивно разрабатывался метод динамической поляризации ядер, приведший к созданию поляризованной протонной мишени для ядерных экспериментов в 1962 г. во Франции (Сакле) и в 1963 г. в США (Беркли). В ОИЯИ под руководством Ф.Л.Шапиро группа сотрудников ЛНФ (В.И.Лушиков и др.) с участием сотрудников из Лаборатории ядерных проблем (Б.Н.Неганов, Л.Б.Парфенов) сравнительно быстро освоили методику динамической поляризации протонов в мишени, и уже в 1964 г. с помощью такой мишени на реакторе ИБР впервые был получен пучок поляризованных резонансных нейтронов с энергией до 10 кэВ. Дальнейшее развитие этого метода позволило ЛНФ в 1966 г. иметь мишень с поляризацией протонов 70%, с рекордным объемом 35 см^2 и, соответственно, высокоинтенсивный пучок резонансных нейтронов с поляризацией 70%.

В течение 1965—1968 гг. на созданном времяпролетном спектрометре поляризованных нейтронов, который многократно совершенствовался, был выполнен ряд экспериментов по изучению взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами. В такого сорта экспериментах могут быть реализованы две возможности: определение спинов нейтронных резонансов и спиновых компонент длин рассеяния нейтронов на ядрах. Оба направления были развиты в ЛНФ ОИЯИ.

Первое из них не было оригинальным, так как несколькими годами раньше в США две группы физиков начали проводить такие измерения, используя кристалл-дифракционный метод поляризации резонансных нейтронов. Ограниченность этого метода по энергии (не выше 15—20 эВ), трудоемкость измерений из-за низкой интенсивности (отражательная способность кристалла обратно пропорциональна энергии нейтронов, что с учетом фермиевской формы спектра резонансных нейтронов приводит к квадратичному падению интенсивности отраженного пучка с увеличением энергии) и необходимость сканировать брэгговский угол для энергетического анализа предопределили скудость полученной информации, что привело в дальнейшем к свертыванию этих работ.

Преимущества новой поляризационной методики были продемонстрированы в экспериментах с поляризованной гольмиевой мишенью, созданной

группой В.П.Алфименкова. Были определены спины нескольких десятков нейтронных резонансов. В этих экспериментах произошел эпизод, чем-то напоминающий случай с обнаружением нейтронного резонанса в железе при 1180 эВ, о котором было рассказано выше. После обработки первой серии измерений в энергетической зависимости эффекта пропускания, представляющего собой относительную разницу двух времяпролетных спектров с параллельной и антипараллельной ориентацией поляризаций нейтронов и ядер гольмия соответственно, был обнаружен пик при энергии около 8 эВ. Просмотр литературы показал, что при близкой энергии еще в 1955 г. американскими физиками наблюдался резонанс, но он был ими приписан малой примеси ^{152}Sm , имеющего очень сильный резонанс при 8,01 эВ. Поскольку никакого эффекта на ^{152}Sm , являющегося четно-четным изотопом с нулевым спином, не должно было бы наблюдаться, было предположено, что этот резонанс в действительности принадлежит гольмию. Измерения спектров пропускания образцов из окисей гольмия и самария, оперативно проведенные А.Б.Поповым на времяпролетном спектрометре высокого разрешения, показали, что энергии резонансов гольмия и самария различны. Таким образом, с помощью поляризационной методики был переоткрыт резонанс в гольмии при энергии 8,1 эВ.

Другое направление — определение спиновых компонент $a_{\pm}$ в известном операторе $\hat{a}$ длины рассеяния нейтрона на ядре со спином I :

$$\hat{a} = (I + 1)(2I + 1)^{-1}a_{+} + I(2I + 1)^{-1}a_{-} + 2(a_{+} - a_{-})(2I + 1)^{-1}\hat{\mathbf{I}}\hat{\mathbf{S}},$$

было начато в ЛНФ под руководством Ф.Л.Шапиро на примере системы нейтрон + дейтрон. Дублетная ($a_{-} \equiv a_2$) и квартетная ($a_{+} \equiv a_4$) длины рассеяния нейтрона и дейтрона относятся к тем основным константам взаимодействия трех нуклонов, которые в первую очередь используются для проверки адекватности любого решения ядерной задачи трех тел.

Еще в 1951 г. из экспериментов с неполяризованными нейтронами и ядрами дейтерия были определены два возможных набора длин рассеяния, в первом из которых $a_2 < a_4$, а во втором $a_2 > a_4$. За эти годы было выполнено множество теоретических работ, итогом которых явился выбор первого набора. Тем не менее явно ощущалась необходимость в экспериментальном выборе истинного набора, поскольку все теоретические построения основаны на приближительных моделях ядерных сил и на приближенных математических методах решения. Более того, в появившейся в 1965 г. работе А.М.Балдина содержался ряд серьезных аргументов в пользу второго набора. Примерно в это время в ЛНФ были начаты исследования по динамической поляризации дейтронов в знаменитом лантан-магниево-нитрате, в котором кристаллизационная обычная вода заменялась на тяжелую [7]. Эти

исследования завершились созданием первой в мире поляризованной дейтронной мишени, которая вскоре была использована в нейтронном эксперименте. Вопрос решился в пользу первого набора. С методической точки зрения эксперимент носил уникальный характер: одновременно на нейтронном пучке работали две динамически поляризованные мишени — протонная и дейтронная.

Завершая обзор поляризационных исследований с медленными нейтронами, выполненных в ЛНФ под руководством Ф.Л.Шапира, хотелось бы привести одну из компетентных оценок места этих работ в мировой науке. Выступая на 2-й Международной конференции по поляризованным мишеням (1971 г.), известный американский физик Дж.Даббс отметил три достижения за последние годы, приведшие к радикальному изменению тупиковой ситуации, сложившейся в исследованиях взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами: 1) предложение об использовании поляризованной протонной мишени в качестве поляризатора нейтронов; 2) развитие техники сверхпроводящих магнитов с высокой напряженностью поля и сверхнизкотемпературных рефрижераторов с растворением гелия-3 в гелии-4 для получения высокой ядерной поляризации; 3) создание импульсных источников нейтронов на базе сильноточных линейных ускорителей электронов.

Дальнейшее использование метода протонного фильтра принесло ряд выдающихся результатов. Например, в ЛНФ было открыто резонансное усиление *P*-нечетных эффектов во взаимодействии нейтронов с ядрами (В.П.Алфименков, Л.Б.Пикельнер и др.).

Хотя реактор ИБР вначале был задуман в основном для работ по нейтронной спектроскопии в ядерной физике, он оказался чрезвычайно эффективным инструментом и для исследований по физике конденсированного состояния вещества. Здесь Ф.Л.Шапиро и его сотрудникам принадлежит ряд пионерских исследований.

Вместе с польскими физиками он экспериментально обосновал метод дифракции нейтронов для структурных исследований, основанных не на измерении угла дифракции, а на измерении энергии нейтронов методом времени пролета при заданном угле дифракции. Этот метод оказался чрезвычайно плодотворным. Показателем этого может служить парк из времяпролетных дифрактометров, действующих на импульсном быстром реакторе ИБР-2.

С именем Федора Львовича Шапира связано развитие исследований динамики вещества с помощью неупругого рассеяния нейтронов на реакторе ИБР. Группой физиков (В.В.Голиковым, Е.Яником и др.) с его участием была создана установка для исследования рассеяния холодных нейтронов в прямой геометрии и выполнен большой цикл работ по динамике молекул в различных жидкостях.

Ф.Л.Шапиро, независимо от зарубежных физиков, в 1961 г. предложил и затем применил в ряде работ оригинальный метод обратной геометрии для изучения неупругих взаимодействий медленных нейтронов с веществом. Эти работы принесли Ф.Л.Шапиро — специалисту в области ядерной физики — широкую известность и среди специалистов по физике твердого тела.

Создание импульсных источников нейтронов на базе линейных ускорителей электронов в ряде ядерных центров сделало актуальной задачу повышения разрешающей способности нейтронных спектрометров на реакторе ИБР. Начиная с 1963 г. под непосредственным руководством Ф.Л.Шапиро разрабатываются и создаются уникальные тандемные системы реактора ИБР с электронным инжектором. В них источник электронов вместе с подходящей мишенью служит импульсным инжектором фотонейтронов, а реактор ИБР — импульсным подкритическим размножителем. В качестве электронного инжектора вначале использовался микротрон (1964—1968 гг.), а затем линейный ускоритель ЛУЭ-40. За эти разработки Ф.Л.Шапиро вместе с другими участниками была присуждена в 1971 г. Государственная премия. Ф.Л.Шапиро внес большой вклад в разработку нового мощного реактора ИБР-2, начатую в ЛНФ в 1965 г.

Целый каскад оригинальных идей был высказан Ф.Л.Шапиро и в других областях ядерной физики: измерение асимметрии β -распада ядер, образованных захватом медленных нейтронов, и извлечение из нее информации о ядре и веществе; метод увеличения интенсивности в измерениях по времени пролета путем развертки пучка заряженных частиц по винтовой мишени, служащей источником нейтронов (так называемый метод Шапиро); способ измерения фаз структурных амплитуд и другие. Некоторые из этих идей были реализованы самим Ф.Л.Шапиро и его сотрудниками, другие — в советских институтах и за рубежом.

Одна из таких оригинальных идей, осуществленная Ф.Л.Шапиро вместе с сотрудниками, — измерение магнитных моментов нейтронных резонансов ядер, возбуждаемых нейтронами, по сдвигу их энергии в магнитном поле. Первые результаты этих экспериментов были опубликованы незадолго до кончины Ф.Л.Шапиро.

Последний период жизни Ф.Л.Шапиро посвятил совсем новой области — физике ультрахолодных нейтронов (УХН). Дело в том, что после обнаружения несохранения CP -четности в распаде нейтрального K -мезона весьма актуальным оказался вопрос о возможном наличии у нейтрона электрического дипольного момента (ЭДМ). Измерение его величины позволило бы существенно продвинуться в понимании этой проблемы. Однако ЭДМ нейтрона, если он и отличен от нуля, то настолько мал, что пока не может быть обнаружен и измерен.

В 1968 г. на проходившем в Москве Международном семинаре по проблеме нарушения CP -инвариантности Ф.Л.Шапиро в обзорном докладе вы-

сказал оригинальную идею о возможности использования для этой цели УХН. Согласно основанной на теоретических представлениях идее, высказанной Я.Б.Зельдовичем в 1959 г., нейтроны с достаточно малыми скоростями (несколько метров в секунду) должны обладать способностью практически полностью отражаться от поверхности многих веществ. Поэтому можно ожидать, что такие нейтроны будут длительно храниться в замкнутых объемах со стенками из этих веществ. Это обстоятельство, как указал Ф.Л.Шапиро, позволяет надеяться, использовав их, существенно повысить точность измерения ЭДМ за счет перехода от пучкового эксперимента (время нахождения нейтронов в установке около 10^{-2} с) к накопительному варианту, в котором нейтроны удерживаются сотни секунд. Однако получение ультрахолодных нейтронов считалось настолько сложной задачей, что до этого времени попыток их обнаружить не делалось. Дело в том, что в потоке тепловых нейтронов их доля не превышает $\sim 10^{-11}$.

В 1968 г. Ф.Л.Шапиро вместе с группой дубненских физиков (В.И.Лущиков, А.В.Стрелков, Ю.Н.Покотиловский) осуществили попытку экспериментального извлечения УХН из реактора ИБР. Несмотря на крайне малую среднюю мощность реактора (10 кВт), удалось надежно зафиксировать УХН. В этом эксперименте существенную роль сыграло использование импульсности реактора, так как УХН регистрировались между импульсами реактора в условиях очень малого фона.

После открытия УХН встал вопрос о количественном исследовании их свойств. С этой целью группами Ф.Л.Шапиро и Л.В.Грошева был создан канал УХН на реакторе ИРТ-М в Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова, на котором был выполнен цикл красивых и наглядных экспериментов, получивших мировой резонанс. Среди них, безусловно, надо отметить первую реализацию очень старой мечты Э.Ферми о создании «нейтронной бутылки», в которой нейтроны жили десятки секунд. Спустя двадцать лет на этом пути были получены рекордные по точности экспериментальные оценки ЭДМ и другой фундаментальной характеристики нейтрона — времени жизни относительно β -распада.

В 1972 г. Ф.Л.Шапиро подготовил большой обзорный доклад по УХН для Будапештской конференции по исследованию структуры ядра нейтронами [8]. В нем, в частности, были описаны исследования по получению и удержанию УХН, выполненные под его руководством в 1968—1972 гг. В докладе была намечена обширная программа применения УХН в физике элементарных частиц (нейтрон), ядерной и реакторной физике, физике твердого тела, физической химии, а также ряд других, как он выразился, «более экзотических» применений УХН (нейтронная мишень, нейтронный микроскоп и т.д.). Многое из этой программы сделано, часть задач может быть реализована на современном уровне техники нейтронного эксперимента, осуществление других идей, по-видимому, дело неблизкого будущего

(например, получение сверхнизких температур за счет неупругого рассеяния — нагрева УХН).

К сожалению, Федору Львовичу не удалось самому сделать доклад на этой конференции (его представил В.И.Лушиков). Он был уже серьезно болен. Не дожив двух месяцев до 58 лет, Ф.Л.Шапи́ро скончался 30 января 1973 г. Он ушел в расцвете творческих сил. Сколько прекрасных работ сделал бы еще Федор Львович, если бы судьба подарила ему хотя бы 10—15 лет.

Завершая обзор научного наследия* Ф.Л.Шапи́ро, нельзя не отметить его талант педагога. Еще молодым научным сотрудником ФИАН он начал свою педагогическую деятельность в Московском государственном университете. Семинары для студентов, активное участие в создании практикума по ядерной физике, чтение лекционных курсов, написание учебников, руководство дипломниками и аспирантами — вот лестница, по которой он быстро поднялся, благодаря удивительной способности ясно, точно и экономно излагать материал. Этим же отличались его доклады на семинарах и конференциях, выступления в прениях.

Научные и педагогические заслуги Ф.Л.Шапи́ро были отмечены государственными наградами и премиями, в 1967 г. ему было присвоено звание профессора, а в 1968 г. он был избран членом-корреспондентом Академии наук. Имя Федора Львовича Шапи́ро прочно вошло в физику.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Таран Ю.В., Франк И.М. — В кн.: Шапи́ро Ф.Л. Физика нейтронов. Собрание трудов, т.1, М.: Наука, 1976, с.5.
2. Елпидинский А.В., Шапи́ро Ф.Л., Штра́них И.В. — В сб.: Ядерные реакции на легких ядрах. М.: Атомиздат, 1957, с.75.
3. Лазарева Е.Л., Фейнберг Е.Л., Шапи́ро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1955, т.29, с.381.
4. Бергман А.А., Исаков А.И., Мурин И.Д., Шапи́ро Ф.Л. и др. — Труды Женевской конференции, М.: Академиздат, 1957, т.4, с.166.
5. Alekseev A.A. et al. — Proc. II Int. Seminar on Interact. of Neutron with Nuclei, April 26—28, 1994, Dubna.
6. Таран Ю.В., Шапи́ро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1963, т.44, с.2185.
7. Лушиков В.И., Таран Ю.В., Франк А.И. — Письма в ЖЭТФ, 1965, т.1, с.21.
8. Shapiro F.L. — Nuclear Structure Study with Neutron, London, Plenum Press, 1974, p.259.
9. Шапи́ро Ф.Л. — Физика нейтронов. Собрание трудов, т.1, М.: Наука, 1976.
10. Шапи́ро Ф.Л. — Нейтронные исследования. Собрание трудов, т.2, М.: Наука, 1976.

*По решению Президиума Академии наук в 1976 г. было издано двухтомное собрание трудов Ф.Л.Шапи́ро [9,10].

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.Л.Аксенов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены состояние и перспективы импульсных реакторов как источников нейтронов для физических исследований свойств атомного ядра и конденсированных сред. Обсуждаются их достоинства и ограничения в сравнении с другими источниками нейтронов.

The present status and the prospects for development of pulsed reactors as neutron sources for physical investigations of atomic nuclei and condensed matter are considered. Their advantages and disadvantages in comparison with other neutron sources are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике нейтроны используются для изучения фундаментальных взаимодействий (время жизни нейтрона, нарушение пространственной четности и симметрии обращения времени) и структуры ядра, но более широко — в области физики конденсированных сред, биологии, химии, материаловедения, неразрушающего контроля промышленных изделий.

Можно выделить следующие крупные разделы в этих областях: кристаллография, магнетизм, жидкости (включая сверхтекучие) и аморфные тела, поверхности и слоистые системы, биологические мембраны, белки, химические реакции, полимеры, старение материалов, элементный анализ, внутренние напряжения, текстура. Необходимо подчеркнуть, что большинство этих исследований направлено на изучение не просто свойств новых материалов, хотя и это важно, а новых физических явлений, которыми постоянно снабжает естествознание физика конденсированных сред. Одним из последних примеров решающей роли нейтронов в изучении новых физических явлений может служить расшифровка структуры высокотемпературных сверхпроводников.

Информативность исследований с нейтронами увеличивается на более интенсивных источниках. Происходит это за счет не только увеличения скорости проведения экспериментов, но и открывающихся новых возможностей, к которым можно отнести увеличение точности измерений, изучение объектов малых размеров, сложных объектов и объектов с малыми сечениями рассеяния, проведение экспериментов с анализом поляризации нейтрона до и после рассеяния. Поэтому естественно стремление нейтронного сообщества иметь более интенсивные источники нейтронов.

До сих пор основными интенсивными источниками нейтронов для физических исследований остаются ядерные реакторы с непрерывным потоком, хотя уже в 50-х годах было предложено использовать ускорители для этих целей [1]. Первый ядерный реактор был создан под руководством Э.Ферми в 1942 г. в Чикаго (США), интенсивные импульсные источники нейтронов на базе электронных ускорителей начали создаваться в Харуэлле (Великобритания) в 50-е годы [2].

Нет каких-либо весомых преимуществ реакторов перед ускорителями, но разрыв в 10 лет и бурное развитие реакторной техники именно в это время определили путь развития базы для нейтронных исследований.

С начала 90-х годов число реакторов неуклонно уменьшается, и в начале следующего столетия оно может достигнуть уровня 60-х годов. В то же время за последние 30 лет наблюдался большой прогресс в ускорительной технике, которая имеет большие перспективы. Поэтому очевидно, что следующий этап в создании интенсивных источников нейтронов связан с использованием ускорителей, преимущественно протонных.

В отличие от реакторов с непрерывным потоком, источники на базе ускорителей, как правило, испускают нейтроны импульсами, что требует применения других методов эксперимента — методов времени пролета. Методы времени пролета начали применяться уже в первые годы развития нейтронных исследований в ядерной физике. Однако для этого приходилось использовать прерыватели на нейтронных пучках реакторов, что заметно снижало их эффективность. Чтобы избежать этого, физики из ФЭИ (Обнинск, Россия) под руководством Д.И.Блохинцева предложили новый тип ядерного реактора — импульсный реактор периодического действия [3,4], который генерировал нейтроны импульсами с частотой, необходимой для проведения экспериментов. Первый такой реактор был введен в эксплуатацию в Объединенном институте ядерных исследований 23 июня 1960 г. [5].

Параллельно со строительством реактора в Лаборатории нейтронной физики под руководством И.М.Франка и Ф.Л.Шапиро готовилась физическая программа [6]. Результаты первых экспериментов были опубликованы в 1961 г. [5] одновременно с публикацией результатов, полученных на электронном ускорителе «Дженерал Атомик» (США) [7].

Таким образом, 35 лет назад Дубна стала родиной нового направления в области создания источников нейтронов для физических исследований и метода времени пролета при использовании рассеяния нейтронов в физике конденсированных сред. Оказались ли эффективными импульсные реакторы, какое место они занимают среди других типов источников, каковы перспективы их развития? Попытка ответить на эти вопросы составляет цель данной статьи.

СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Исторически первыми интенсивными источниками нейтронов были ядерные реакторы, в которых постоянный поток нейтронов генерировался в процессе самопроизвольного деления урана. Ядерные реакторы с постоянным потоком имеют ограничения по возможно допустимому потоку нейтронов, обусловленные технологическими причинами, связанными, главным образом, с отводом тепла. В этом смысле определенную перспективу открывают импульсные реакторы периодического действия (пульсирующие реакторы), в которых модуляция реактивности повышает выход полезных для пучковых исследований нейтронов в сотни раз при той же средней мощности.

В следующем типе источника используется фотоядерная реакция и линейные электронные ускорители. Поскольку в фотоядерной реакции выход нейтронов мал: 1 нейтрон на 20 электронов с энергией 100 МэВ, то для повышения выхода нейтронов эффективными оказались размножающая мишень (бустер) и размножающая мишень с модуляцией реактивности (супербустер), для создания которых был использован опыт работы импульсного реактора периодического действия.

Наиболее продуктивной с точки зрения производства нейтронов является реакция испарения с использованием протонного синхротрона: ~ 30 нейтронов на 1 протон с энергией ~ 800 МэВ. Использование размножающих мишеней может увеличить выход нейтронов еще примерно в 20 раз.

Современная тенденция в создании высокопоточных источников нейтронов ориентирована на источники испарительного типа. В то же время развитие реакторных источников сохраняет свою актуальность по ряду причин. Во-первых, протонные синхротроны с необходимыми параметрами являются достаточно сложными и дорогими машинами. Во-вторых, практическая реализация мишенных устройств высокой мощности сталкивается с типичными реакторными проблемами, такими как отвод тепла и радиационная стойкость конструкции, определяемая плотностью потока быстрых нейтронов в спектре активной зоны или мишени. И, наконец, в

настоящее время имеется еще достаточно много работающих реакторов, имеющих перспективы развития.

Исследовательские ядерные реакторы как источники нейтронов получили широкое распространение с конца 50-х годов. В значительной степени этому способствовала деятельность Международного агентства по атомной энергии, образованного Организацией Объединенных Наций в 1957 году. МАГАТЭ провело большую работу по пропаганде использования природного урана для производства ядерного топлива, создания ядерных реакторов, организации их безопасной работы, а также производства изотопов для медицины, сельского хозяйства, промышленности и других целей. В результате в 60-х годах каждая индустриально развитая страна имела или стремилась иметь ядерные реакторы, поскольку это являлось признаком экономической мощи.

Помимо радиационных исследований и производства изотопов, ядерные реакторы с самого начала использовались для физических исследований на выведенных пучках нейтронов. Эти исследования оказались настолько информативными и существенными для задач ядерной физики и физики конденсированных сред, что с середины 60-х годов начали создавать источники нейтронов, уже специально оптимизированные для пучковых исследований.

Наибольшее число реакторов было создано в период с 1955 по 1960 гг. Это были реакторы первого поколения, которые создавались для облучений и радиационных исследований. После 1960 г. началось создание реакторов второго поколения, которые уже предназначались как для радиационных исследований, так и для исследований на нейтронных пучках. Первый реактор с непрерывным потоком третьего поколения, т.е. реактор, предназначенный для пучковых исследований, был создан в 1965 г. в Брукхэйвене, через 5 лет после создания пульсирующего реактора ИБР, который с самого начала предназначался только для пучковых исследований. Примерно до 1960 г. увеличение потока нейтронов происходило в той же степени, что и увеличение мощности реакторов, затем дальнейшее увеличение потока нейтронов стало опережать увеличение мощности реакторов. Это опережение начало проявляться особенно с начала 70-х годов, когда стали эффективно использоваться реакторы третьего поколения, такие как HFR в ILL (Гренобль, Франция), ORPHEE в LLB (Сакле, Франция), ИР-8 в Российском научном центре «Курчатовский институт» (Москва, Россия), ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ (Дубна, Россия) и др.

В настоящее время в мире работает около пятидесяти исследовательских реакторов, на которых проводятся пучковые исследования. При этом большинство из них — это реакторы, проработавшие более 30 лет, что близко к естественному времени жизни реактора, т.е. большинство реакторов нуждаются в модернизации или замене на новые.

В конечном счете эффективность работы реактора определяется работой экспериментальных установок. В табл.1 приведены примеры реакторов третьего поколения и частично второго, ориентированных в основном на пучковые исследования [8]. Измерительные приборы делятся согласно общепринятой классификации на пять типов: дифрактометры для упругого и диффузного упругого рассеяния, установки для малоуглового рассеяния, рефлектометры, спектрометры для неупругого и обратного рассеяния и специальные приборы. Последние включают в себя все, что не входит в предыдущие четыре категории. Установки для облучений и активационного анализа здесь не рассматриваются.

Как видно из этой таблицы, наиболее эффективными по всем показателям являются реактор HFR среди реакторов высокой мощности и реактор ORPHEE — среди реакторов средней мощности. Реактор HFR имеет наибольший абсолютный и удельный (приведенный к мощности) поток нейтронов и наиболее развитую инфраструктуру для проведения экспериментов. Организация работы ILL может служить хорошим примером международного сотрудничества. Кстати говоря, одна из основных причин успеха ILL состоит в том, что в этом институте каждые 10—12 лет обновляются измерительные приборы, что, хотя и требует больших затрат, обеспечивает высокий уровень исследований. Реактор ORPHEE, так же, как и реактор ИР-8, является, по-видимому, оптимальным для реакторов средней мощности и может служить хорошим примером организации работы национального центра.

Кроме технических характеристик, весьма существенным показателем является стоимость. Стоимость реактора в значительной мере определяется его средней мощностью, поэтому условной характеристикой, определяющей стоимость производимого нейтрона, можно считать отношение средней мощности к плотности потока. Чем больше на реакторе число экспериментальных установок, тем выше эффективность его использования. Можно сказать, тем дешевле один произведенный нейтрон. Из табл.1 видно, что из всех реакторов выделяются реакторы HFR ILL и ORPHEE LLB. Реактор ИБР-2 за счет низкой средней мощности заметно превосходит все реакторы, но, поскольку он является импульсным источником, требует отдельного рассмотрения.

В целом, несмотря на весьма развившиеся в последние годы средства повышения эффективности использования реакторов — замедлители, нейтроннопроводные системы, современные спектрометры, число современных реакторов для физических исследований в мире явно недостаточно для удовлетворения все возрастающих потребностей физиков, биологов, химиков и материаловедов.

Таблица 1. Высокопоточные исследовательские реакторы и используемые приборы для экспериментов по рассеянию

Страна	Реактор	Место нахождения	Год создания	Мощ- ность, МВт	Поток х10 ¹⁴ н/см ² /с	Нейт- ронные каналы	Замечатели Х – холодный Г – горячий	Приборы для рассеяния нейтронов					
								Дифр.	МУРН	Реф- лект.	Неутр.	Спец. ин- число	
Канада	NRU	Чок-Ривер	1957	125	3	6	Х	3	1	0	2	0	6
Дания	DR-3	Рисо	1960	10	1,5	4	Х	1	1	0	5	0	7
Франция	SILOE	Гренобль	1962/87	35	4	3	Х	4	0	0	2	0	6
Франция	HFR-ILL	Гренобль	1971/95	58	15	26	2Х,Г	11	2	0	10	2	25
Франция	ORPHEE	Сакле	1980	14	2,5	20	2Х,Г	10	4	1	7	0	22
Германия	FRJ-2	Юлих	1962/72	23	2	8	Х	4	3	1	7	3	18
Германия	BER-II	Берлин	1973/91	10	1	9	Х	6	1	1	5	1	14
Венгрия	WWR	Будапешт	1992	10	1	8	—	2	1	1	3	3	10
Индия	Dhruva	Бомбей	1985	100	2	13	Х	3	1	0	8	1	13
Япония	JRR-3M	Ибараки	1990	20	2	26	Х	4	1	0	10	5	20
Нидерланды	HFR	Петтен	1961/70	45	1	12	—	3	1	0	2	1	7
Россия	ВВР-М	Гатчина	1959	16	1	14	—	3	2	0	1	6	12
Россия	ИР-8	Москва	1981	8	1	12	Х	2	0	0	3	5	10
Россия	ИБВ-2М	Екатеринбург	1966/83	15	2	6	—	4	1	0	1	0	6
Россия	ИБР-2 (импульсный)	Дубна	1984	2/150 0	0,1/100	14	Х	6	1	2	4	1	14
Швеция	R-2	Студсвик	1960	50	4	8	Х	6	0	0	2	0	8
США	HFBR	Брукхейвен	1965	60	9	9	Х	3	3	1	6	2	15
США	HFIR	Ок-Ридж	1966	100	30	4	—	4	1	0	5	0	10
США	MURR	Миссури	1966	10	1,2	6	—	3	2	1	2	6	14
США	NBSR	Гайтсбург	1969	20	4	5	Х	2	0	0	6	1	9

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ

История импульсных реакторов берет свое начало с 1945 года, со времен Манхэттенского проекта. Выделяют три типа импульсных реакторов [9]: импульсные реакторы самогасящего действия (ИРСД), импульсные реакторы периодического действия (пульсирующие реакторы) и бустеры.

Наиболее распространены реакторы первого типа, которые используются главным образом для радиационных исследований по причине возможности огромного пикового потока. В систематических пучковых исследованиях такие реакторы из-за аperiodичности импульсов и, соответственно, низкого среднего потока, используются редко. В качестве примера использования сверхмощного ИРСД можно привести готовящийся эксперимент по измерению времени жизни нейтрона на установке для ультрахолодных нейтронов с рекордной плотностью до 10^4 н/см³ на реакторе БИГР во ВНИИЭФ (Арзамас-16, Россия). Для сравнения, на источнике ILL она достигла 10^2 н/см³. Установка создается группой из ЛНФ им.И.М.Франка совместно с физиками ВНИИЭФ.

Широкое распространение получили реакторы типа TRIGA, которые имеют большой, практически мгновенный отрицательный температурный коэффициент, что обеспечивает высокую степень безопасности. Первый реактор TRIGA I начал работать в 1958 г. в США, в настоящее время таких реакторов в мире 65 и используются они главным образом в режиме непрерывного действия, а также в учебных целях.

Идея импульсного реактора периодического действия была предложена в 1955 г. [3,4]. Реактор начал сооружаться в Дубне в 1957 году под руководством Д.И.Блохинцева и был введен в эксплуатацию 23 июня 1960 г. на средней мощности 1 кВт [5,6]. Это был первый в мире реактор, в котором импульсы генерировались периодически с частотой 5 и 50 Гц за счет вращения части активной зоны. В 1969 г. мощность реактора была доведена до 25 кВт. Установка получила название ИБР-30. В ИБР-30 подвижная часть зоны была разделена на две части для уменьшения тепловой нагрузки. С 1986 г. ИБР-30 работает как фотоядерный источник с размножающей мишенью (бустер) со средней мощностью 10 кВт и выходом нейтронов в импульсе при длительности импульса 4 мкс. Дальнейшее его развитие будет рассмотрено в следующем разделе.

Успешная работа реактора ИБР и его модификаций стимулировала появление в середине 60-х годов нескольких новых проектов. Первым было сообщение о пульсирующем реакторе SORA с подвижным отражателем и средней мощностью 1 МВт [10]. Реактор планировалось построить в исследовательском центре Евроатома в Испре (Италия). Мощный импульсный реактор периодического действия со средней мощностью до 30 МВт планировалось построить в Брукхейвенской национальной лаборатории (США)

[11]. В 1964 г. началась работа в Дубне над проектом нового реактора ИБР-2. Принципиальным отличием ИБР-2 от серии реакторов ИБР стала модуляция реактивности подвижным отражателем, а также охлаждение активной зоны жидким натрием [12]. Из всех предложений новых высокопоточных пульсирующих реакторов был реализован только проект реактора ИБР-2, что стало возможным благодаря опыту работ с такими системами в Дубне и Обнинске, а также поддержке Министерства среднего машиностроения СССР.

Официально работы были начаты по проекту ИБР-2 в 1966 г., строительные — в 1969 г. Первая критическая сборка произведена в ФЭИ в 1968 г., в период с 1970 по 1975 гг. проведены исследования макета подвижного отражателя на стенде в Дубне. Физический пуск реактора (без теплоносителя) произошел через 8 лет после начала строительства — в конце 1977 — начале 1978 г. Затем началась подготовка и проведение энергетического пуска (с натрием), который фактически завершился 9 апреля 1982 г. выходом на среднюю мощность 2 МВт при частоте импульсов 25 Гц и проведением первых физических экспериментов на выведенных пучках. Официально реактор был принят в эксплуатацию 10 февраля 1984 г., программа физических экспериментов была начата 9 апреля 1984 г., после выхода на мощность 2 МВт при частоте импульсов 5 Гц. Как видно из приведенного графика работ, время запуска (освоения реактора) было близко к времени, затраченному на его фактическое создание, что, по-видимому, было оправдано новизной и необычностью выполняемой задачи.

На рис.1 показана фотография зданий реактора ИБР-2 и установки ИБР-30, на рис.2 — реакторный зал ИБР-2.

Принципиальная схема реактора ИБР-2 приведена на рис.3. Активная зона реактора объемом 22 л содержит 82 кг двуокиси плутония. Модуляция реактивности осуществляется стальным подвижным отражателем, состоящим из двух вращающихся с разными скоростями (1500 и 300 об/мин) частей (рис.4). Когда обе части отражателя проходят зону, генерируется импульс мощности (1500 МВт). При регулярном режиме работы реактора — 2500 часов в год на эксперимент — срок работы зоны без замены топлива составляет не менее 20 лет, 5—7 лет — срок эксплуатации подвижного отражателя. С 27 марта 1995 г. реактор ИБР-2 начал работать с новым (третьим по счету) подвижным отражателем (рис.5), ресурс которого определен в 7 лет. Через 7 лет в 2002 г. потребуется и замена активной зоны.

Таким образом, реактор ИБР-2 является очень дешевой и экономичной и, как показал опыт более чем 10-летней работы, простой и безопасной в эксплуатации машиной. Создание реактора ИБР-2 обошлось примерно в 20 млн.руб. (в ценах 1984 г.). Сегодня эксплуатация реактора, включая программу его развития и заработную плату всего обслуживающего персонала, стоит чуть больше 1 млн. долларов США в год. При своей относитель-



Рис.1. Общий вид зданий установки ИБР-30 и реактора ИБР-2

ной дешёвизне реактор даёт в импульсе рекордный для исследовательских источников нейтронов поток, равный 10^{16} н/см²·с.

За время работы реактора ИБР-2 вокруг него сформировался комплекс спектрометров, позволяющий проводить на современном уровне исследования с рассеянием нейтронов по всем актуальным проблемам физики конденсированных сред, химии, биологии, материаловедения. На рис.6 показан общий вид экспериментального зала реактора. Более подробная инфор-

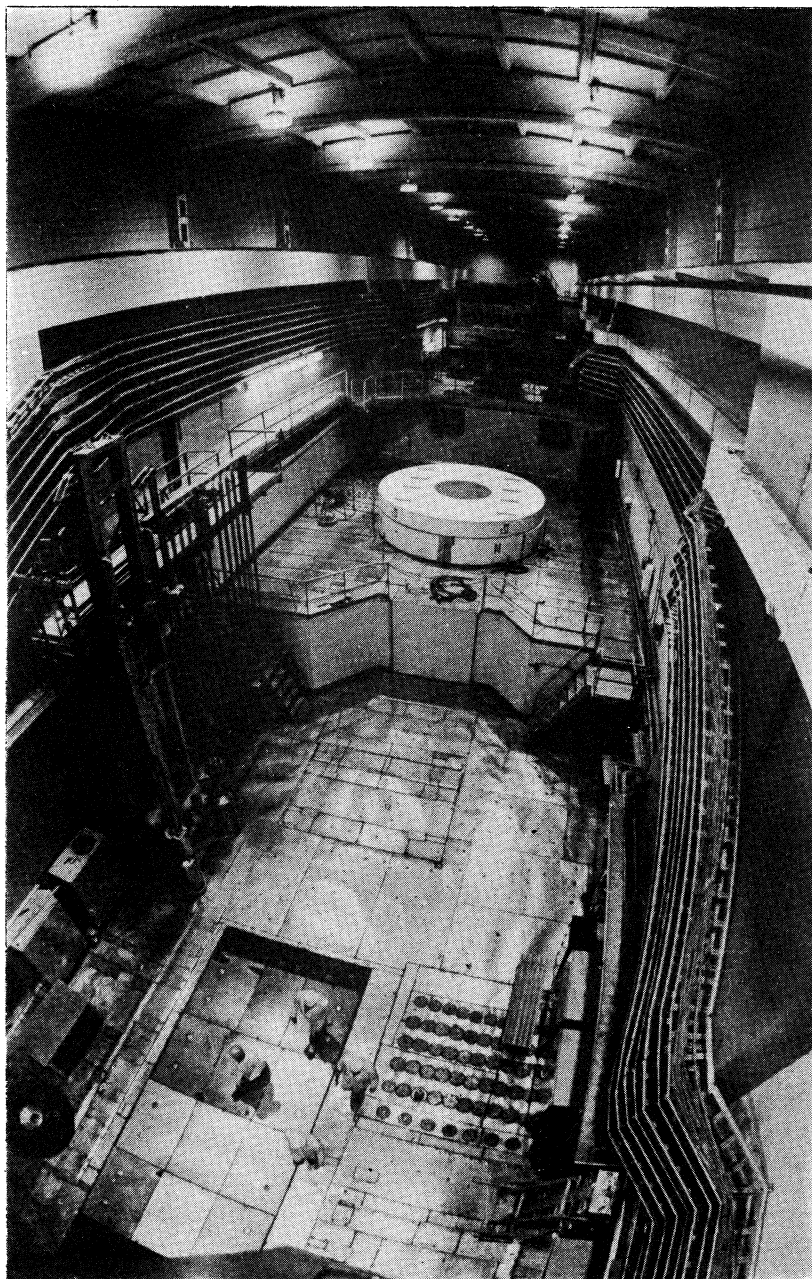


Рис.2. Общий вид реакторного зала ИБР-2

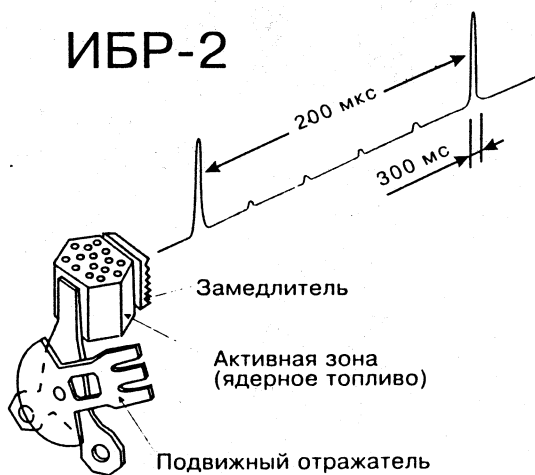


Рис.3. Принципиальная схема реактора ИБР-2

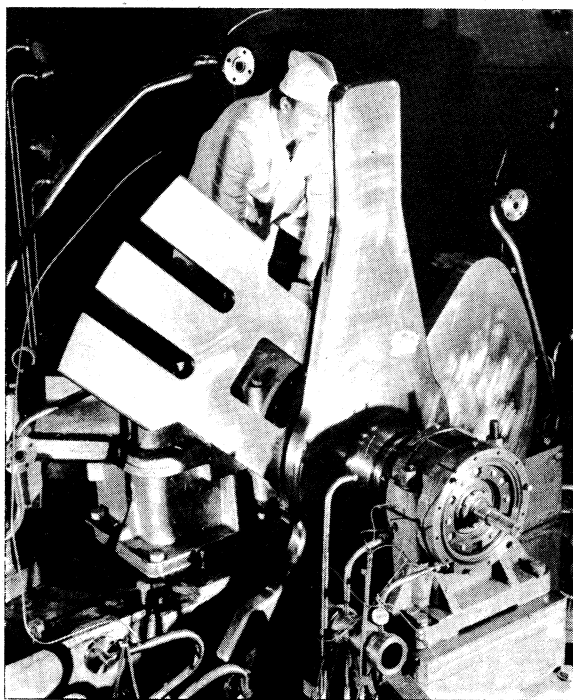


Рис.4. Подвижный отражатель реактора ИБР-2

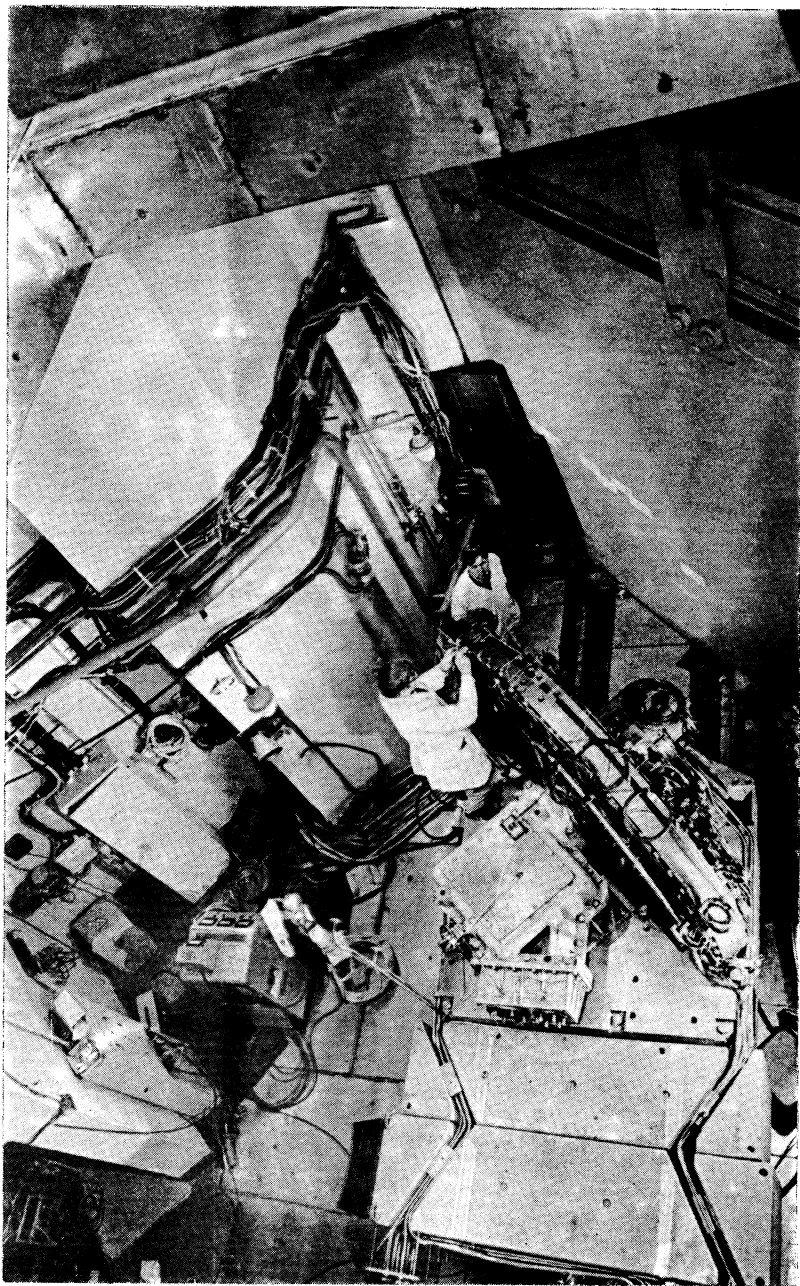


Рис.5. Новый подвижный отражатель в кожухе у активной зоны реактора

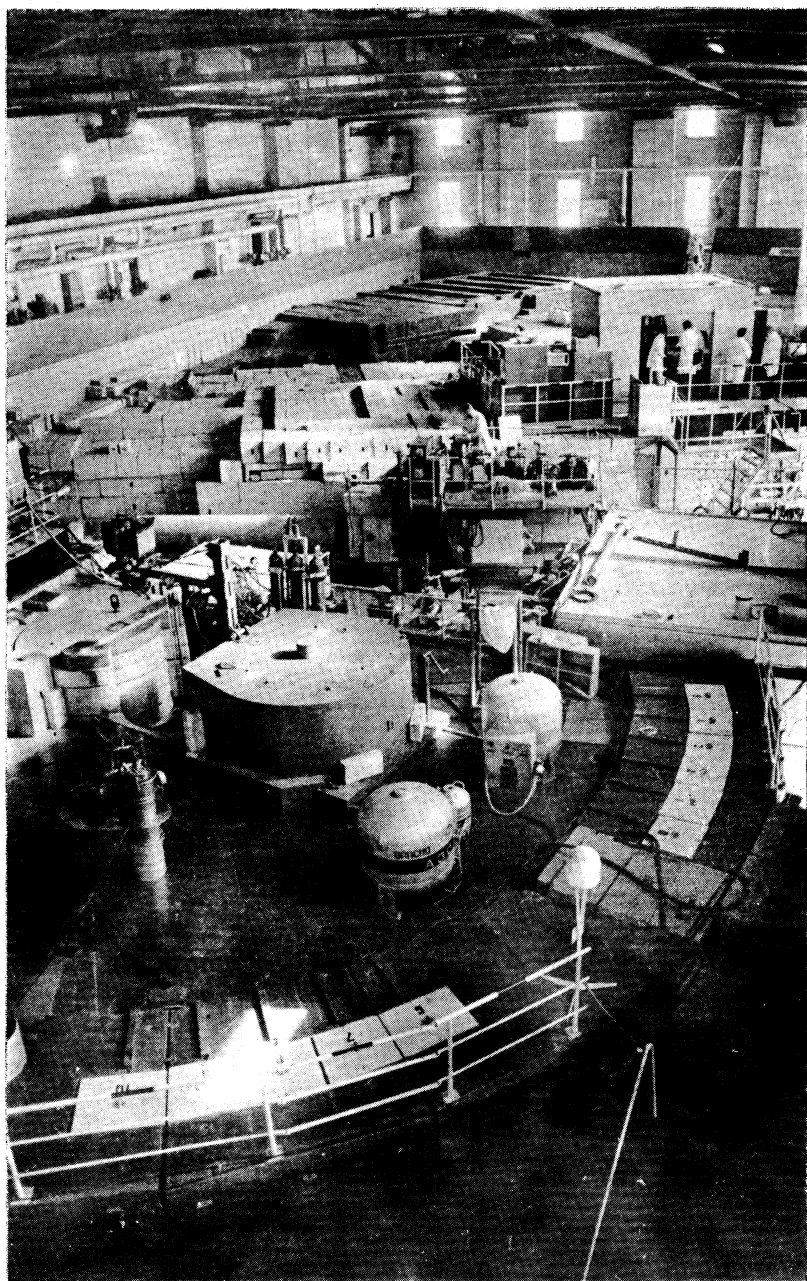


Рис.6. Общий вид экспериментального зала реактора ИБР-2

мация о параметрах и возможностях спектрометров, приведена в публикациях [13,14], буклетах для пользователей и годовых отчетах ЛНФ им.И.М.Франка.

Имея самый высокий в мире поток тепловых нейтронов в импульсе, реактор ИБР-2 уступает испарительным источникам нейтронов по ширине импульса (300 мкс по сравнению с 10-13 мкс), что часто отмечают в качестве недостатка пульсирующего реактора, поскольку эта характеристика источника влияет на разрешающую способность измерительных приборов. Этот важный вопрос требует специального рассмотрения.

В экспериментах по рассеянию нейтронов измеряют дважды дифференциальное сечение рассеяния в элемент телесного угла $d\Omega$:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{k_1}{k_0} S(Q, \omega),$$

где k_0, k_1 — волновые векторы падающего и рассеянного нейтрона, $\hbar\omega = (\hbar^2/2m)(k_0^2 - k_1^2)$ — переданная энергия, $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$ — вектор рассеяния. Волновой вектор связан с длиной волны нейтрона соотношением $|\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda$. При использовании импульсных источников нейтронов измеряется время пролета нейтрона t на расстоянии от источника до образца L_0 и от образца до детектора L_1 , при этом используется соотношение $\lambda h/mv = 0,4/v = 0,4t/L$. Вся информация о свойствах образца содержится в функции рассеяния $S(Q, \omega)$.

Точность измерений (разрешение приборов) зависит от точности измерения переданных энергии и импульса, которая, в свою очередь, зависит от типа эксперимента. По типу приборов и характеру получаемой информации выделяют четыре основных вида экспериментов по рассеянию нейтронов: дифракция, малоугловое рассеяние, отражение от поверхности и неупругое рассеяние. В каждом из этих экспериментов точность измерения определяется разными зависимостями [15]. При этом надо иметь в виду, что приведенная классификация является очень укрупненной, в рамках каждого вида имеется много разновидностей постановки эксперимента. Ниже мы приведем зависимости точности измерения для разных видов эксперимента, которые надо воспринимать лишь как качественно-иллюстративные.

Дифракция:

$$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \left[\left(\frac{\Delta t_m}{t} \right)^2 + \frac{\Delta L}{L} + (\text{ctg } \theta \Delta \theta)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где Δt_m — временная полуширина нейтронного импульса после замедлителя, θ — угол рассеяния.

Малоугловое рассеяние:

$$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \left[\left(\frac{\Delta \theta}{\theta} \right)^2 + \frac{\delta_m^2}{(L_0 + L_1)^2} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где δ_m — эффективное расстояние.

Рефлектометрия:

$$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \operatorname{ctg} \theta \cdot \Delta \theta \approx \frac{\Delta \theta}{\theta}. \quad (3)$$

Неупругое рассеяние в обратной геометрии:

$$\frac{\Delta \hbar \omega}{E_0} \approx 2 \left[\left(\frac{\Delta t_m}{t} \right)^2 + \left[\frac{E_1}{E_0} \operatorname{ctg} \theta \cdot \Delta \theta \left(1 + \frac{L_1}{L_0} \left(\frac{E_0}{E_1} \right)^{3/2} \right) \right]^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Из этих формул видно, что шириной нейтронного импульса определяется разрешение в экспериментах по дифракции и неупругому рассеянию, и здесь исходные условия на реакторе ИБР-2 уступают таковым на испарительных источниках.

Однако развитие техники эксперимента на реакторе ИБР-2 показывает, что создание современных приборов позволяет получить разрешение на уровне лучших импульсных источников как для упругого, так и для неупругого рассеяния. В подтверждение можно привести результаты измерений упругого [16] (рис.7) и неупругого [17] (рис.8) рассеяния, проведенные на одних и тех же образцах на ИБР-2 и ISIS — одном из лучших среди испарительных источников (Лаборатория им.Резерфорда — Апплетона, Великобритания). Для малоуглового рассеяния и рефлектометрии ширина нейтронного импульса не является определяющей.

Особенно важным было создание фурье-дифрактометра высокого разрешения (ФДВР) [16], поскольку дифрактометрия является наиболее продуктивным направлением использования импульсных источников. В настоящее время в мире имеется четыре прибора такого класса — это HRPD на ISIS (Великобритания), D2B на HFR (Франция), HRNPD на HFBR (США) и ФДВР на ИБР-2.

Основная информация об экспериментах по рассеянию на реакторе ИБР-2 суммирована в табл.2.

Поток нейтронов, получаемых от реактора, существенным образом зависит от замедлителя нейтронов. Обычно в реакторах в качестве замедлителей используется вода, что дает максимум выхода нейтронов с тепловой энергией. Для расширения диапазона энергий нейтронов, следовательно, диапазона изучаемых явлений, используют специальные устройства, распо-

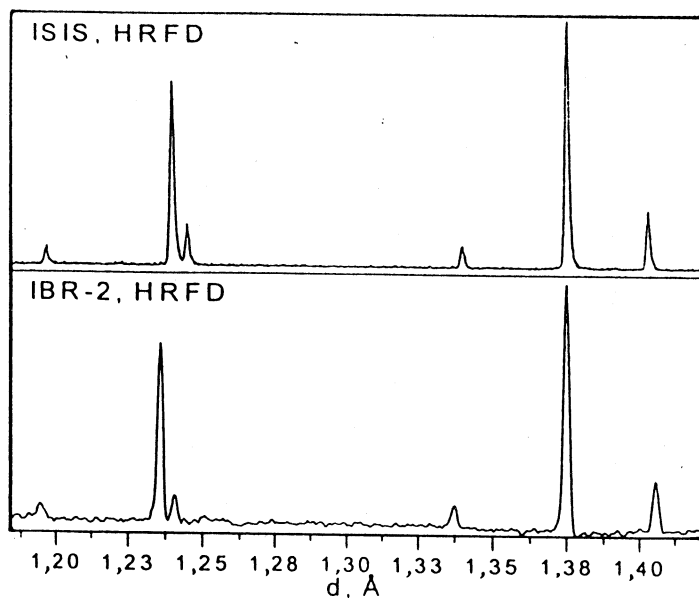


Рис.7. Часть дифрактограммы стандартного образца Al_2O_3 , измеренной на дифрактометрах HRPD на ISIS (вверху) и ФДВР на ИБР-2 (внизу)

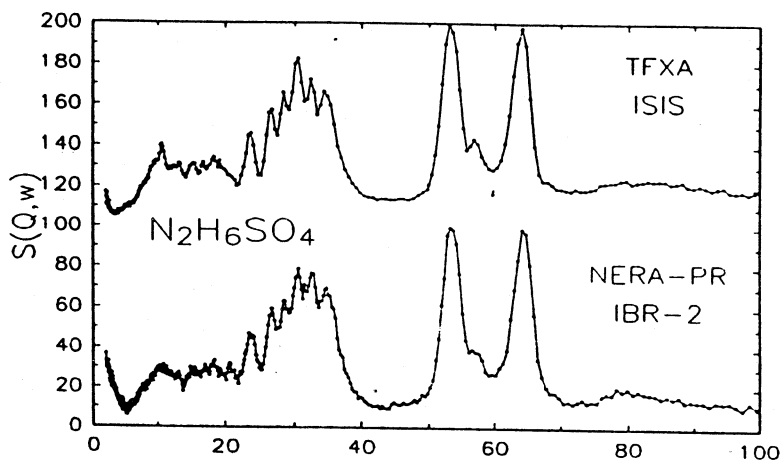


Рис.8. Спектры высокого разрешения при рассеянии на сульфате гидразина, измеренные на спектрометрах TFXA (ISIS) и НЕРА-ПР (ИБР-2)

Таблица 2. Основные параметры установок для экспериментов по рассеянию нейтронов на реакторе ИБР-2

Виды рассеяния, направления исследований	Разрешение спектрометра	Средний поток нейтронов на образце
Упругое Прецизионный анализ структуры поли- и монокристаллов. Изменения структуры под действием температуры, внешнего давления, электрических и магнитных полей	Дифрактометры ФДВР, ДН-2, ДН-12, СНИМ-2, НСВР $\Delta d/d$ до 10^{-3}	до 10^7 н/см ² /с, диапазон длин волн нейтронов λ : $0,8 \pm 20$ Å
Малоугловое Надатомные структуры масштаба от 10 до 300 Å	Спектрометр ЮМО $\Delta Q/Q$ до $4 \cdot 10^{-2}$	до $4 \cdot 10^7$ н/см ² /с, диапазон λ : $0,7 \pm 17$ Å
Неупругое Динамика кристаллов, полиморфных материалов, классических и квантовых жидкостей	Спектрометры НЕРА, КДСОГ-М, ДИН-2ПИ, ДИН-2ПР $\Delta E/E$ до 10^{-2}	до $7 \cdot 10^6$ н/см ² /с, интервал передач энергии 0 ÷ 300 мэВ
Отражение от поверхности Поверхности немагнитных и магнитных пленок, границы раздела фаз	Рефлектометры СПН-1, РЕФЛЕКС-1, РЕФЛЕКС-2 $\Delta\theta/\theta \leq 3 \cdot 10^{-2}$ поляризация пучка до 96%	до 10^6 н/см ² /с, диапазон λ : $0,7 \pm 10$ Å

лагаемые вблизи активной зоны реактора и называемые холодным и горячим замедлителями, которые увеличивают долю холодных или надтепловых нейтронов соответственно. В последнее время особое распространение получили холодные замедлители в связи с возросшим интересом к длинно-периодным структурам и медленным процессам в конденсированных средах.

На реакторе ИБР-2 в 1994 г. закончились испытания модели метанового холодного замедлителя. Эксперименты показывают, что выход длинноволновых нейтронов увеличивается больше чем в 10 раз. В настоящее время с учетом полученных результатов проектируется штатный вариант замедлителя с двумя режимами работы при 20 К (метан в твердой фазе) и при 70 К (метан в жидкой фазе). Замедлитель будет установлен на реакторе в конце 1996 г.

Следует заметить, что в силу большого потока нейтронов на реакторе ИБР-2 имеется относительно большая доля холодных нейтронов, что создает лучшие, чем на других источниках, условия для соответствующих экспериментов по дифракции, малоугловому рассеянию и рефлектометрии. Наличие холодного замедлителя, конечно, улучшает эти условия.

Возможности пульсирующих реакторов далеко не исчерпываются параметрами реактора ИБР-2. Опыт создания и эксплуатации таких реакторов в Дубне показывает, что подобная установка может быть спроектирована с лучшими, чем у ИБР-2, характеристиками, как нейтронно-физическими,

так и эксплуатационными [18]. Например, в настоящее время готов к реализации проект нового подвижного отражателя из никелевого сплава, у которого подвижные части будут вращаться навстречу друг другу и который позволит увеличить поток в два раза при уменьшении в полтора раза ширины импульса. В настоящее время уже начаты работы по программе модернизации реактора ИБР-2, проведение которой запланировано на 2002—2004 гг.

Таким образом, опыт эксплуатации реактора ИБР-2 показывает, что в распоряжении физиков имеются* дешевые, безопасные и эффективные импульсные источники нейтронов. Высокопоточный реактор ИБР-2 по своим возможностям весьма близок к испарительным источникам нейтронов и может служить хорошим к ним дополнением. Более того, опыт работы реактора ИБР-2 показывает, что ширина нейтронного импульса не является столь критичным параметром в достижении качества источника и ею вполне можно пожертвовать для достижения более высокого потока. Общий вывод состоит в том, что импульсные источники нейтронов с большой шириной импульса могут оказаться наиболее перспективными ввиду их высокопоточности и относительной дешевизны. К таким источникам мы относим пульсирующие реакторы типа ИБР и испарительные источники на базе линейных протонных ускорителей.

БУСТЕРЫ

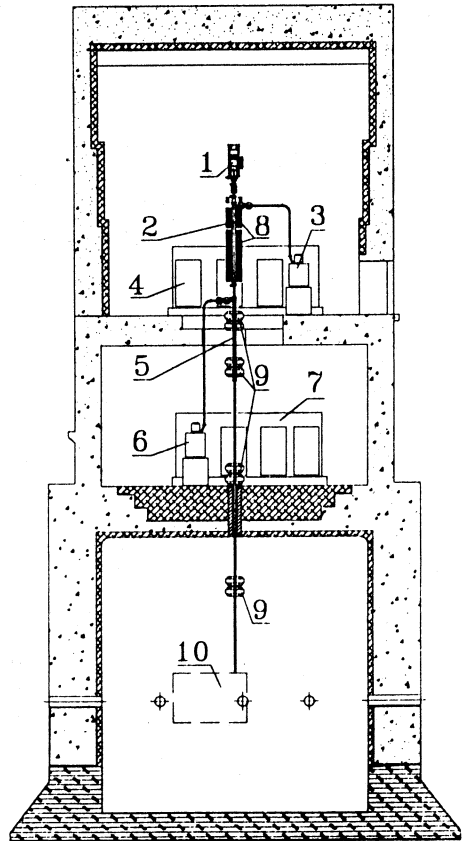
В предыдущем разделе было показано, что ширина нейтронного импульса источника, которая служит важной его характеристикой, не является определяющим параметром при проведении большинства экспериментов по физике конденсированных сред, если источник обладает достаточно высокой интенсивностью. Иная ситуация для экспериментов по ядерной физике, где используются нейтроны больших энергий $E > 1$ эВ и где «качество» источника, хотя и грубо, но вполне адекватно, может быть охарактеризовано параметром [9,15]:

$$n(E) \sim \Phi(E)/(\Delta t)^m, \quad (5)$$

где $n(E)$ — интенсивность регистрации нейтронов при заданной неопределенности ΔE в энергии, $\Phi(E)$ — поток нейтронов в интервале энергии ΔE , Δt — неопределенность времени пролета нейтронов, которая зависит, главным образом, от длительности импульса источника (после замедлителя), показатель степени $m \geq 1$ в зависимости от типа эксперимента.

Поскольку для нейтронов с $E \geq 1$ эВ неопределенность их миграции в водяном замедлителе $\Delta t = 1,2/\sqrt{E} \leq 1$ мкс, то понятно, что источник нейтронов типа ИБР, который давал длительность вспышки до замедлителя ~ 50 мкс, не был оптимальным для ядерной физики. Поэтому вскоре после

Рис.9. Схема установки ИРЕН: 1 — источник электронов (пушка); 2 — ускоряющие секции; 3, 6 — клистроны SLAC 5045; 4, 7 — модуляторы клистронов; 5 — электропроводы (канал транспортировки электронов); 8 — соленоиды фокусирующей системы; 9 — корректирующие квадрупольные линзы; 10 — размножающая мишень



пуска реактора ИБР было решено [6] использовать идею бустеров, предложенную и реализованную в Харуэлле (Великобритания) в 1959 г. [19].

С 1964 г. реактор ИБР начал использоваться как фотоядерный супербустер в комплексе с электронным ускорителем, в котором реактор играл роль размножающей мишени, которая, в свою очередь, имела модуляцию реактивности. В конце 60-х — начале 70-х годов было опубликовано несколько проектов супербустеров [20], но, насколько нам известно, ни один из них не был реализован. До 1986 г. установка ИБР-30 могла работать в двух режимах — как пульсирующий реактор и как супербустер. В 1986 г. реакторный режим был прекращен. Поскольку временной ресурс активной зоны заканчивается в 1999 г., то был предложен проект нового источника нейтронов — источника резонансных нейтронов ИРЕН [21]. Именно эта область энергий нейтронов от $5 \cdot 10^{-1}$ до 10^4 эВ представляет наибольший интерес для нейтронной ядерной физики. С учетом общей экономической ситуации в проекте сделана попытка оптимизации параметров источника и затрат на его создание.

Главным ограничивающим параметром была необходимость сохранения существующих зданий и разводки пучков для физических установок. Поэтому полностью сохранена схема установки (рис.9) и нейтронных пучков (рис.10). ИРЕН является специализированным источником для исследований по ядерной физике с резонансными нейтронами, поэтому оптималь-

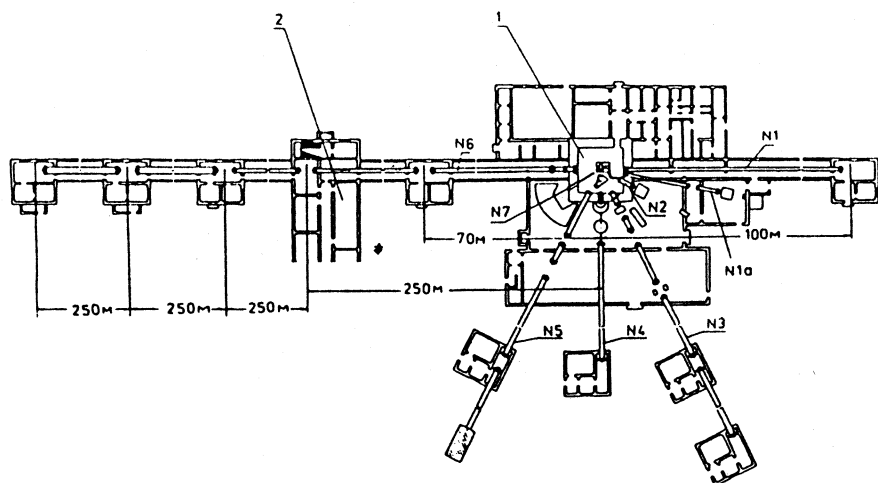


Рис.10. Схема нейтронных пучков на установке ИРЕН: 1 — зал вывода пучка электронов и мишени; 2 — лабораторный корпус № 44; N1+N7 — номера нейтронных каналов

ной длительностью нейтронного импульса может быть величина порядка 0,5 мкс (ИБР-30 имеет 4 мкс). Для увеличения потока нейтронов используется размножающая мишень из металлического плутония. Особые требования предъявляются к ускорителю электронов.

На рис.11 показана зависимость выхода фотонейтронов от энергии электронов на единицу мощности ускорителя. Видно, что при энергии порядка 100 МэВ кривая выходит на насыщение. Поэтому было решено использовать ускоритель с энергией до 200 МэВ. Такой ускоритель проектируется в ИЯФ СО РАН в Новосибирске.

Оптимизированные по всем условиям параметры ИРЕН приведены в табл.3. В настоящее время в мире для ядерной физики работает несколько источников нейтронов, основные из них приведены в табл.4 для сравнения с ИРЕН. Кроме источника LANSCE на Лос-Аламосской мезонной фабрике, остальные источники базируются на линейных электронных ускорителях. В табл.4 приведены интегральные интенсивности $I_n \left[\frac{n}{c} \right]$ и коэффициент C из выражения

$$\Phi(E, L) = \frac{C}{EL^2},$$

которое характеризует поток нейтронов Φ с энергией E [эВ] на расстоянии L [м] от источника на площади 1 см². Кроме того, приведены

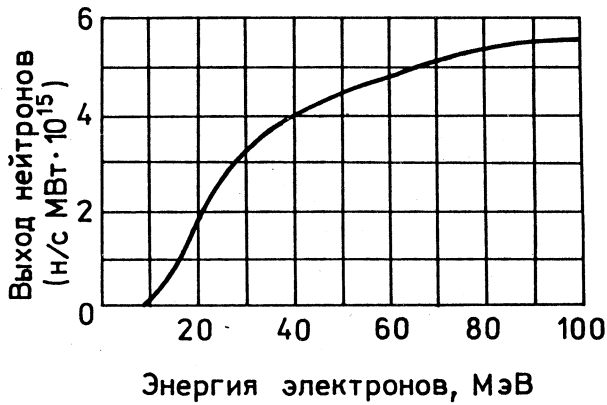


Рис.11. Зависимость выхода фотонейтронов от энергии электронов на единицу мощности

Таблица 3. Основные параметры ИРЕН

Ускоритель		Размножающая мишень	
Энергия электронов, МэВ	200	Размножение	30
Импульсный ток, А	1,5	Ширина импульса, мкс	0,4
Ширина импульса, мкс	0,25	Средняя интенсивность нейтронов, с ⁻¹	1,5 · 10 ¹⁵
Частота повторений, Гц	150	Объем активной зоны, дм ³	2,5
Средняя мощность, кВт	12		

Таблица 4. Параметры наиболее интенсивных импульсных источников нейтронов для ядерной физики

Источник	$\langle I_n \rangle \cdot 10^{-15}$	$C \cdot 10^{-7}$	τ , мкс	Δt (100 эВ), мкс
ФАКЕЛ (РНЦ КИ, Россия)	0,03	0,1	0,05	0,2
ORELA (ORNL, USA)	0,13	1,5	0,03	0,18
ЛУЭ-40/ИБР-30 (Дубна)	0,5	2,7	4,00	4,1
LANSCÉ (LANL, USA)	10	40	0,150	0,3
ИРЕН (Дубна, проект)	1,0	5	0,4	0,43

длительности нейтронного импульса быстрых нейтронов (до замедления) и длительности импульсов нейтронов, замедленных до 100 эВ.

Из табл.4 видно, что ИРЕН уступает по возможностям только самому высокопоточному источнику для ядерной физики — LANSCE. Однако, если учесть, что стоимость ИРЕН составляет около 5 млн. долларов США, а годовая эксплуатация составит около 0,5 млн. долларов США, то можно утверждать, что ИРЕН будет очень эффективным источником.

По-видимому, Дубна — единственное место в мире, где сооружается новый бустер на базе электронного ускорителя, да и вообще бустер. Поскольку бустеры дают повышение выхода нейтронов в 10—100 раз при практически тех же затратах на энергетику, то, конечно, их использование было бы эффективным на протонных ускорителях. Нам известен только один готовый для реализации проект бустера — это проект нейтронного источника на Московской мезонной фабрике в г.Троицке [22]. Главная причина состоит в том, что бустеры относятся к категории ядерных реакторов, против которых в последнее время активно выступает общественность многих стран. Нам представляется, что опыт Дубны убедительно показывает эффективность использования бустеров как дешевых и безопасных источников нейтронов для физических исследований. Несомненно, что этот опыт будет полезен и для решения проблем энергетики при разработке электроядерных источников энергии.

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ В МИРЕ

Как показывает анализ [8], общее число реакторов в мире уменьшается, и эта тенденция сохранится в ближайшее время, поскольку большинство работающих реакторов уже приближается к естественному окончанию срока эксплуатации. Можно ожидать, что из существующих реакторов после 2005 г. сохранятся реакторы ORPHEE (Франция), DHRUVA (Индия), BER-2 (Германия), JRR-3M (Япония), BRR (Венгрия), HFR (Франция), MARIA (Польша), ИБР-2 (Россия). Из них шесть расположены в Европе и два в Азии.

В Европе в начале этого года начал функционировать после ремонта реактор HFR (ILL). Он сохранит свои лидирующие позиции как международный центр еще лет 20. В следующем году, по-видимому, начнут работать нейтронные источники испарительного типа с постоянным потоком SINQ в PSI (Вилиген, Швейцария [23]) и импульсный источник на линейном протонном ускорителе Московской мезонной фабрики (Институт ядерных исследований РАН, Троицк, Россия). В 1998 г. должен начать работать ИРЕН в Дубне. Улучшения параметров (повышение потока и уменьшение

ширины импульса) можно ожидать от запланированной модернизации реактора ИБР-2 в 2002—2004 гг. В более далекой перспективе можно рассчитывать на разрабатываемые в настоящее время европейские проекты импульсных источников испарительного типа AUSTRON и ESS.

Продолжается реализация проекта реактора ПИК в Гатчине (Россия) [24]. Это проект современного реактора третьего поколения, рассчитанного на мощность 100 МВт, поток нейтронов $4 \cdot 10^{15}$ н/см²·с, с двумя холодными и двумя горячими источниками, экспериментальными (около реактора) и нейтронноводами с общим возможным числом установок до 50. В настоящее время выполнено примерно 80% всех работ с учетом новых требований по безопасности, введенных в России после 1986 г. Реактор ПИК мог бы играть роль европейского нейтронного центра, учитывая его удобное расположение (40 км от Санкт-Петербурга со стороны международного аэропорта) и наличие высококвалифицированного и очень опытного коллектива ПИЯФ РАН.

Что касается реакторов средней мощности, то можно ожидать дальнейшего расширения международного сотрудничества на отмеченных выше реакторах с целью совершенствования их инфраструктуры и более эффективного использования. Из новых проектов весьма привлекательным является проект создания реактора на 20 МВт в Гархинге (Мюнхен, Германия), разработанный с учетом опыта реактора ORPHEE. Возможно, что вопрос о его создании решится в этом году.

В США имеется несколько предложений по созданию реактора типа HFR ILL и импульсного источника испарительного типа мощностью 1 и 5 МВт. Хотя все эти предложения находятся в стадии разработок, ясно, что в США в ближайшие годы должна начаться реализация новых проектов нейтронных источников, т.к. существующие реакторы были приняты в эксплуатацию в середине 60-х годов. После закрытия в начале этого года проекта суперреактора ANS в Ок-Ридже можно ожидать, что это будет протонный ускоритель, скорее всего, линейный без накопителя.

В Канаде преобладает концепция использования международных мегаустановок при наличии собственных одного-двух реакторов среднего класса. Рассматриваются два проекта: модернизация реактора MNR с увеличением мощности до 12 МВт, что будет стоить от 70 млн. до 120 млн. долл. США, и замена реактора NRU в Чок-Ривере на новый реактор с мощностью 20 МВт, что будет стоить 150—200 млн. долл. США.

В Азии нейтронные исследования в ближайшие годы будут в значительной мере концентрироваться на реакторах JRR-3M (Токаимури, Япония) и DHRUVA (Бомбей, Индия). Что касается новых проектов, то в Японии обсуждаются пока проекты источников на основе ускорителей.

В Австралии обсуждаются планы реконструкции существующего реактора и создания нового источника.

В Египте начаты работы по созданию нового исследовательского реактора мощностью 22 МВт в Организации атомной энергии в Каире.

Итак, наиболее подготовлена к переходу на следующий этап развития (после 2000 г.) реакторных источников нейтронов Европа, где в 70-80-е годы произошло существенное развитие как реакторной технологии, так и методики эксперимента. Хотя и здесь требуются значительные усилия для сохранения поступательного движения. Это связано не только с техническими и финансовыми трудностями. Большая проблема состоит в возросшей в последние годы боязни ядерных аварий и риска распространения ядерного оружия. Серьезную роль может сыграть введенное в США ограничение на обогащение ^{235}U до 20%. Поскольку США является одним из основных поставщиков ядерного топлива, то это ограничение автоматически ведет к снижению мощности и, следовательно, плотности потока нейтронов как на существующих реакторах, так и на будущих.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование нейтронов для физических исследований имеет настолько важное значение, что, несмотря на все трудности: возрастающая стоимость эксплуатации существующих, проектирования и строительства новых реакторов, ограничения на топливо, сопротивление «зеленого движения», оно находит все больше сторонников. Число пользователей нейтронных пучков, в том числе и реакторных, растет. Согласно данным, представленным на Совещании экспертов по источникам синхротронного излучения и нейтронным пучкам Форума меганаук, проведенном 29 ноября — 1 декабря 1993 г. в Ризо (Дания) Организацией экономической кооперации и развития [25], общее число пользователей оценивается только в странах Организации экономической кооперации и развития ~ 4000 в 1993 г. и, как ожидается, ~ 7000 в 2000 г. Таким образом, необходимость нейтронов для науки обуславливает необходимость иметь соответствующее число источников нейтронов.

Наиболее распространенными источниками нейтронов для физических исследований в настоящее время являются ядерные реакторы, и необходимость в них сохранится еще долго. Стремление уйти от возможных ядерных аварий обуславливает общую тенденцию к развитию испарительных источников на базе протонных ускорителей. С этой точки зрения, по-видимому, наиболее оптимальным является создание более дешевых, при наличии одного — двух крупных накопителей типа ESS, протонных бустеров, т.е. мощных линейных протонных ускорителей с размножающей мишенью. В этом смысле большое значение имеет опыт использования пульсирующих реакторов типа ИБР как в плане работы с размножающими мишенями, так

и в плане развития методики эксперимента на импульсном источнике с большой шириной нейтронного импульса.

Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что пульсирующие источники нейтронов в Дубне, созданные при активном участии Ф.Л.Шапи-ро, являются эффективными, экономичными и дешевыми устройствами, дают хорошие возможности для физических исследований с использованием нейтронов. Они играют важную роль в формировании идей и технических решений при создании новых источников нейтронов в мире. Все это служит объективным основанием для дальнейшего развития пульсирующего реактора ИБР-2 и электронного бустера как оригинальных современных источников нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Egelstaff P.A. — AEREN/M 60. Atomic Energy Research Establishment, Harwell, 1953.
2. Firk F.W.K — Nucl. Instr. and Meth., 1979, vol.162, p.539.
3. Зубарев Т.Н. — Атомная энергия, 1958, т.5, с.605.
4. Бондаренко И.И., Стависский Ю.Я. — Атомная энергия, 1959, т.7, с.417.
5. Блохин Г.Е., Блохинцев Д.И., Блюмкина Ю.А. и др. — Атомная энергия, 1961, т.10, с.437.
6. Франк И.М. — ЭЧАЯ, 1972, т.2, с.807.
7. Mc Reynolds A.W., Whitmore W.L. — Inelastic Scattering of Neutrons. IAEA, Vienna, 1961, p.421.
8. Aksenov V.L. — In: Large Facilities in Physics, ed. M.Jacob and H.Schopper, World Scientific, 1995, p.273; Preprint JINR D3-94-364, Dubna, 1994.
9. Шабалин Е.П. — Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.
10. Raievski V. — In: Pulsed Neutron Research. Vienna, IAEA, 1965, vol.2, p.533.
11. Hendrie J.M., Hoffman K.C., Kouts H.J.C. et al. — Report BNL 13208, 1969, Brookhaven.
12. Ананьев В.Д., Блохинцев Д.И., Букаев П.В. и др. — Препринт ОИЯИ 13-4392, 1969, Дубна.
13. Belushkin A.V. — Neutron News, 1991, vol.2, p.14.
14. Aksenov V.L. — Physica B, 1991, vol.174, p.438.
15. Уиндзор К. — Рассеяние нейтронов от импульсных источников нейтронов. М.: Энергоиздат, 1985.
16. Aksenov V.L., Balagurov A.M., Simkin V.G. et al. — In: Proc. of XII ICANS Meeting, Abingdon 1993, Reports of Rutherford Appleton Lab., RAL 94-025, 1994, vol.1, p.1-124.
17. Natkaniec I., Bragin S.I., Brankowski J., Mayer J. — ibid., p.1-89.
18. Shabalin E.P., Rogov A.D. — In: Pulsed Nuclear Reactors: New Capabilities for Scientific Research, JINR Reports D3-92-76, Dubna, 1992, p.42.
19. Poole M., Wiblin E. — In: Proc. Int. Conf. on Peaceful Use of Atomic Energy. U.N., 1958, v.14, p.236.

20. **Шабалин Е.П.** — Атомная энергия, 1982, т.52, с.92.
21. **Aksenov V.L., Dikansky N.S., Lomidze V.L. et al.** — JINR Commun., E3-92-110, Dubna, 1992; Acta Phys. Hung., 1994, vol.75, p.341.
22. **Dementyev A.V., Miroshnichenko V.G., Mosievskaya I.Y. et. al.** — RAL-94-025, 1994, vol.II, p.T71.
23. **Bauer G.S., Thamm G.** — Physica B, 1991, vol.174, p.476.
24. **Okorokov A.I.** — ibid, p.443.
25. **Riste T.** — Analytical Report of the OECD Megascience Forum Experts Meeting on Synchrotron Radiation Sources and Neutron Beams (29 November — 1 December 1993, Riso, Denmark). DSTI/STP/MS (94) 2.

ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ. ЦЕПНАЯ ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ

М.В.Казарновский

Государственный научный центр РФ «Институт ядерных исследований РАН», Москва

Дан краткий обзор исследований переноса нейтронов в различных средах и системах, выполненных Ф.Л.Шапиро с сотрудниками, и указаны некоторые направления их последующего развития, важные как в научном плане, так и для решения различных прикладных задач. Основными объектами этих исследований были мультиплицирующие уран-графитовые системы, замедление и диффузия нейтронов от импульсного источника в чистых замедлителях.

We give a brief overview of the investigations into neutron transport inside of different media and systems that have been performed by F.L.Shapiro with collaborators and outline some areas of their fundamental and applied explorations in succeeding years. The prime objectives of these investigations were multiplying uranium-graphite systems, slowing-down and diffusion of neutrons from pulsed sources inside of pure moderators.

*Светлой памяти Федора Львовича Шапиро
от благодарного ученика*

ВВЕДЕНИЕ

Исследования переноса нейтронов в веществе (замедления, диффузии, цепной реакции в мультиплицирующих системах) составляют значительную долю научного наследия Федора Львовича Шапиро. Такие исследования широко развернулись в 40-х годах в СССР в связи с нуждами зарождающихся в то время физики и техники ядерных реакторов. В частности, уран-графитовые мультиплицирующие системы изучались в лаборатории ФИАНа И.М.Франком, куда в 1945 г. пришел в качестве аспиранта Федор Львович. Исследованиям в этой области был посвящен первый большой цикл его работ; в дальнейшем часть из них составила основу его кандидатской диссертации*. В 50-х годах, когда благодаря развитию импульсной техники

*Результаты этих исследований, в том числе диссертация Ф.Л.Шапиро, в соответствии с требованиями того времени были засекречены и впервые опубликованы в 1955 г. на сессии АН СССР [1—3]; см. также [4].

открылась возможность изучения нестационарного переноса нейтронов, Ф.Л.Шапиро в основном сосредоточился на исследованиях этого процесса и его различных приложениях*. Здесь работа велась в двух направлениях: 1) изучение упругого замедления нейтронов от импульсного источника в тяжелой (среднее массовое число ядер $A \gg 1$) среде и 2) изучение термализации и диффузии тепловых нейтронов в различных средах и системах. Первое позволило разработать и реализовать оригинальный метод спектрометрии реакций, вызываемых нейтронами, — спектрометрии по времени замедления нейтронов в свинце (см. также статью Ю.П.Попова в данном выпуске). Второе позволило вскрыть ряд важных закономерностей взаимодействия медленных нейтронов с веществом и открыло широкие возможности создания новых методов измерения нейтронно-физических параметров веществ, неразрушающего элементного анализа образцов и сред (в частности, в ядерной геофизике для каротажа скважин).

Изложению указанных работ Ф.Л.Шапиро, их дальнейшего развития и современного состояния этих направлений нейтронной физики посвящена настоящая статья. Она состоит из четырех разделов. Раздел 1 носит вводный характер. В нем сформулированы исходные понятия, даны определения основных величин, характеризующих перенос нейтронов в веществе, и обсуждены закономерности этого процесса и его основные этапы; приведено кинетическое уравнение теории переноса нейтронов и наиболее важные методы его приближенного решения. В разделе 2 излагаются работы Ф.Л.Шапиро по изучению параметров цепной ядерной реакции в мультиплицирующих уран-графитовых системах. Разделы 3 и 4 посвящены исследованиям нестационарного замедления и диффузии нейтронов соответственно.

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

1. Функции распределения нейтронов. Нейтроны, образующиеся в результате каких-либо ядерных реакций, обычно имеют энергию от десятков кэВ и выше. Сталкиваясь с атомными ядрами вещества, такие нейтроны постепенно теряют свою энергию (замедляются) и перемещаются в пространстве (диффундируют). Для описания поля нейтронов в процессе их замедления и диффузии, а также эффектов, обусловленных их взаимодействием с веществом, удобно ввести понятие функции распределения нейтро-

*Работы этого цикла (с указанием ссылок на оригинальные публикации) также приведены в [4, часть 1].

нов $f(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$ в момент времени t в «фазовом пространстве», характеризуемом пространственными координатами $\mathbf{r}$, энергией E и единичным вектором в направлении движения нейтрона Ω , имеющей следующий физический смысл. Величина $f dE d\Omega$ есть число нейтронов, летящих в интервале энергий $(E, E + dE)$ в элементе телесного угла $d\Omega$ и пересекающих за единичный интервал времени в момент t в точке $\mathbf{r}$ единичную площадку, нормальную к вектору Ω . Отсюда следует, что функция $n = f/v$ ($v = \sqrt{2E/m_n}$ — скорость нейтрона) представляет собой фазовую плотность нейтронов, т.е. $n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) d\mathbf{r} dE d\Omega$ есть число нейтронов в момент t в элементе «фазового пространства» $d\mathbf{r} dE d\Omega$. Любая физическая величина, пропорциональная интенсивности поля нейтронов, может быть представлена в виде линейного функционала от f . Более того, как правило, эти функционалы сводятся к функционалам от более «простых» функций*:

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega f(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad \text{и} \quad \Phi_1(\mathbf{r}, E, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega f(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \Omega; \quad (1)$$

скаляр Φ_0 имеет смысл пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов (в дальнейшем для краткости: плотность потока нейтронов), а вектор Φ_1 — пространственно-энергетического распределения плотности тока нейтронов. Например, число нейтронов с энергией в интервале $(E, E + dE)$, пересекающих за единицу времени в точке $\mathbf{r}$ единичную площадку, нормальную к единичному вектору $\mathbf{v}$, в положительном направлении этого вектора, равно

$$dN_{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, E, t) = dE \left[\frac{1}{4} \Phi_0(\mathbf{r}, E, t) + \frac{1}{2} \mathbf{v} \Phi_1(\mathbf{r}, E, t) \right]; \quad (2)$$

средний путь, проходимый нейтронами за единицу времени внутри некоторого объема V :

$$L_V = \int_V d\mathbf{r} \int dE \Phi_0(\mathbf{r}, E); \quad (3)$$

число актов какой-либо реакции, вызываемых за единицу времени нейтронами на ядрах некоторого изотопа X :

$$N_{\mathbf{r},X} = \int_V d\mathbf{r} n_X(\mathbf{r}) \int dE \Phi_0(\mathbf{r}, E) \sigma_X(E) \equiv \int_V d\mathbf{r} dE \Phi_0(\mathbf{r}, E) \Sigma_X(\mathbf{r}, E), \quad (4)$$

*Здесь и всюду в дальнейшем не указываются пределы интегрирования у знака интеграла, если оно распространено на всю область измерения переменной интегрирования.

где $n_X(\mathbf{r})$ — плотность ядер изотопа X в точке $\mathbf{r}$, а $\sigma_X(E)$ — сечение данной реакции; интеграл по $d\mathbf{r}$ берется по всему объему V , занимаемому образцом, содержащим изотоп X ; величина

$$\Sigma_X(\mathbf{r}, E) \equiv n_X(\mathbf{r}) \sigma_X(E) \quad (5)$$

называется макроскопическим сечением этой реакции, а обратная ей величина $l_X(\mathbf{r}, E) = 1/\Sigma_X(\mathbf{r}, E)$ — соответствующим средним пробегом нейтрона с энергией E .

2. Кинетическое уравнение. Интеграл столкновений. Функция распределения f удовлетворяет линейному кинетическому уравнению Больцмана (см., например, [5]):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial t} = -\Omega \nabla f + \hat{I}[f] + Q. \quad (6)$$

Здесь $\hat{I}[f]$ — так называемый интеграл столкновений, определяющий изменение функции f (точнее, f/v) в результате столкновений с атомами среды, а Q — плотность источников нейтронов (т.е. $Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) d\mathbf{r} dE d\Omega$ — число нейтронов, образующихся за единицу времени в момент t в элементе фазового объема $d\mathbf{r} dE d\Omega$). Уравнение (6) означает, что изменение во времени фазовой плотности нейтронов в любой точке $\mathbf{r}$ в момент t (левая часть уравнения) равно ее изменению за счет перемещения нейтронов в пространстве (величина $-\mathbf{v}\nabla(f/v)$), их столкновений (интеграл столкновений) и поступления нейтронов от источника.

Интеграл столкновений можно представить в форме

$$\hat{I}[f] = \int dE' d\Omega' f(\mathbf{r}, E', \Omega', t) \Sigma_{\text{incl}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) - f(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \Sigma_t(\mathbf{r}, E). \quad (7)$$

Здесь $\Sigma_{\text{incl}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ — макроскопическое (т.е., аналогично (5), умноженное на плотность ядер среды $n(\mathbf{r})$) инклюзивное сечение в лаб. системе вылета в единичный интервал энергий вблизи E и единичный телесный угол вблизи Ω нейтрона, имеющего до взаимодействия (в точке $\mathbf{r}$) энергию E' и направление движения Ω' , а $\Sigma_t(\mathbf{r}, E)$ — полное макроскопическое сечение взаимодействия в точке $\mathbf{r}$ нейтрона с энергией E . В интересующей нас области энергий нейтронов (≤ 10 МэВ) сечение $\Sigma_{\text{incl}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ в общем случае есть сумма макроскопических сечений упругого — $\Sigma_{\text{el}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ и неупругого $\Sigma_{\text{in}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ рассеяний и деления $\Sigma_f(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$; если среда содержит дейтерий или бериллий, то при энергии $E \geq 2$ МэВ небольшой вклад в Σ_{incl} могут давать также реакция типа $(n, 2n)$ (размножение на быстрых нейтронах). Полное

сечение $\Sigma_t(\mathbf{r}, E)$ помимо полных (проинтегрированных по конечным состояниям) сечений перечисленных процессов включает в себя макроскопическое сечение поглощения нейтронов $\Sigma_c(\mathbf{r}, E)$, причем под поглощением подразумевается как радиационный захват, так и другие реакции, в которых не образуются нейтроны.

Величины, обратные макроскопическим сечениям, представляют собой средние пробеги нейтронов до соответствующего взаимодействия. Например, $l_c(\mathbf{r}, E) \equiv 1/\Sigma_c(\mathbf{r}, E)$ — пробег нейтрона до поглощения, $l_t(\mathbf{r}, E) \equiv 1/\Sigma_t(\mathbf{r}, E)$ — полный пробег нейтрона с энергией E вблизи точки $\mathbf{r}$.

3. Этапы «жизни среднего нейтрона в среде». Рассмотрим качественную «историю жизни среднего нейтрона в среде», т.е. эволюцию во времени решения уравнения (6) в случае импульсного источника быстрых нейтронов. При этом для простоты сначала будем считать, что среда немультимплицирующая (не содержит делящихся изотопов).

При больших энергиях (точнее, при $E > E_{th}$ — порога неупругого рассеяния нейтронов на ядрах среды) основной вклад в интеграл столкновений вносят упругое и неупругое рассеяния; поглощение играет малую роль. Это область неупругого замедления нейтронов. После нескольких столкновений нейтроны ее «проскакивают», как правило, не сильно удаляясь от места своего рождения. Поэтому в этой области энергий f заметно отлична от нуля лишь на расстояниях от источника порядка l_t . От Ω f слабо зависит уже после первого столкновения (кроме случая рассеяния нейтрона на протоне). А энергетический спектр нейтронов быстро смягчается со временем t , прошедшим с момента нейтронного импульса.

При $E < E_{th}$ замедление происходит только за счет упругого взаимодействия нейтронов с ядрами среды: упругого рассеяния на свободных неподвижных ядрах в области энергий, больших по сравнению с энергией химической связи и теплового движения атомов ($E \gtrsim 0,1$ — $1,0$ эВ), и термализации (приближения к тепловому равновесию со средой) при меньших энергиях. В этой области средняя потеря энергии при одном столкновении существенно уменьшается, особенно в случае тяжелой среды. Нейтрон может долго блуждать в среде, прежде чем станет тепловым. За это время, несмотря на относительно малое сечение радиационного захвата, заметная доля нейтронов может поглотиться. Эту область энергий часто называют областью радиационного захвата нейтронов. Здесь энергетический спектр нейтронов как функция t представляет собой колоколообразную кривую (в случае тяжелой среды — с относительно небольшой шириной; см. разд. 3), максимум которой смещается в область малых энергий $\sim t^{-2}$. По мере уменьшения энергии расширяется пространственная область, в которой f

заметно отлична от нуля, а зависимость f от Ω еще в большей степени ослабевает.

После завершения стадии замедления (в конце термализации) наступает процесс диффузии тепловых нейтронов в среде. Спектр нейтронов становится близким к максвелловскому с температурой, равной температуре среды, а уравнение (6) принимает вид, аналогичный уравнению пространственной диффузии (см. п. 6), с источниками в форме распределения замедлившихся нейтронов. Тепловые нейтроны диффундируют в среде, пока не поглотятся или не вылетят наружу.

В случае мультиплицирующей среды изложенный сценарий дополняется непрерывной подпиткой источников быстрыми нейтронами деления. Вблизи расположения делящихся изотопов даже в случае импульсного источника будут одновременно находиться нейтроны всех энергий от тепловой до делительной, и нейтронный спектр даже в случае импульсного источника может слабо зависеть от времени.

4. Начальное и граничные условия. Существование и единственность решения кинетического уравнения. Уравнение (6) всегда имеет одно и только одно решение при $t > t_0$, если корректно сформулированы граничные и начальное условия. Если среда безгранична, то корректным граничным условием является, например, требование ограниченности величины $r^2 f$ при $r \rightarrow \infty$. А в случае ограниченной невогнутой среды — задание на ее поверхности f при $\Omega \mathbf{v} \leq 0$, где $\mathbf{v}$ — внешняя нормаль к поверхности. Задание начального условия означает задание f в момент t_0 всюду внутри среды.

Пусть источники нейтронов, а следовательно и f , не зависят от времени, и среда — немultiплицирующая. Тогда решение уравнения (6) существует и оно единственно, если корректно заданы граничные условия. Существование и единственность решения (6) в случае стационарного источника в мультиплицирующей среде зависят от значения эффективного коэффициента размножения нейтронов k_{eff} (см. разд. 2). Если $k_{\text{eff}} > 1$, то в результате действия источника при $t \rightarrow -\infty$ в среде образуется бесконечно много нейтронов, и уравнение (6) теряет смысл.

5. Диффузионное приближение. Универсальный метод расчета функции f — метод Монте-Карло. Однако в ряде практически важных случаев его применение даже при использовании современных быстрых ЭВМ требует крайне больших затрат машинного времени. Поэтому важную роль (особенно для выяснения различных закономерностей физики переноса нейтронов) играют приближенные методы решения уравнения (6). Так, весьма широко используется диффузионное приближение. Оно основано на том факте, что во многих случаях функция f слабо зависит от Ω , и ее приближенно можно представить в виде

$$f(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) + 3\boldsymbol{\Omega}\Phi_1(\mathbf{r}, E, t) \right] \quad (8)$$

(см. формулы (1)), причем $\Phi_0 \gg |\Phi_1|$. При подстановке этого выражения в (6) пренебрегают (или учитывают лишь приближенно) величинами порядка $|\Phi_1|$ по сравнению с Φ_0 , в частности, членом $\partial\Phi_1/\partial t$. В результате в случае изотропного источника (Q не зависит от $\boldsymbol{\Omega}$) удастся получить следующую систему уравнений, совместно с (8) определяющую функцию f :

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{l_{tr}}{3} \Delta + \Sigma_t \right) \Phi_0 = \int dE' \Phi_0(\mathbf{r}, E', t) \Sigma_{incl}(E' \rightarrow E) + 4\pi Q, \quad (9)$$

$$\Phi_1 = -\frac{1}{3} l_{tr} \nabla \Phi_0 \quad (10)$$

(заметим, что (10) есть закон Фика). Здесь l_{tr} — транспортный пробег нейтронов:

$$l_{tr} = \frac{1}{\Sigma_t - (\Sigma_{cl} + \Sigma_{in}) \overline{\cos \theta}}, \quad (11)$$

$\overline{\cos \theta}$ — средний косинус угла рассеяния (суммы упругого и неупругого),

$$\Sigma_{incl}(E' \rightarrow E) = \int d\boldsymbol{\Omega} \Sigma_{incl}(E', \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}). \quad (12)$$

Уравнение (9) справедливо только в случае гомогенной среды. В случае набора областей, заполненных гомогенной средой, на поверхности их раздела должны быть непрерывны Φ_0 и $\Phi_1 \mathbf{v}$, где $\mathbf{v}$ — нормаль к этой поверхности. На невогнутой границе с вакуумом, в предположении, что все источники расположены внутри среды, необходимо потребовать обращения в нуль числа нейтронов, падающих извне на эту границу, т.е. согласно (2) положить

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E) - \frac{2}{3} l_{tr}(E) \mathbf{v} \nabla \Phi_0(\mathbf{r}, E) \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_s} = 0 \quad (13)$$

($\mathbf{r}_s$ — любая точка на границе среды). Или, считая, что вблизи границы Φ_0 линейно убывает вдоль нормали к ней, заменить это условие на приближенное: $\Phi_0(\mathbf{r}_{extr}, E) = 0$, где $\mathbf{r}_{extr}$ — любая точка на экстраполированной границе — поверхности, удаленной от границы среды наружу на длину экстраполяции $z_{extr} = \frac{2}{3} l_{tr}$ (точнее, $z_{extr} = 0,7 l_{tr}$). Это существенно облегчает решение уравнения (9). Например, в случае гомогенной среды, заполняющей ограниченный объем, это позволяет искать Φ_0 в виде разло-

жения по полной ортонормированной системе собственных функций оператора Лапласа (гармоник) $R_n(\mathbf{r})$, обращающихся в нуль на экстраполированной границе ($R_n(\mathbf{r}_{\text{extr}}) \equiv 0$):

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n(E, t) R_n(\mathbf{r}), \quad (14)$$

$$\Delta R_n(\mathbf{r}) + B_n^2 R_n(\mathbf{r}) = 0, \quad \int d\mathbf{r} R_n(\mathbf{r}) R_m(\mathbf{r}) = \delta_{nm}. \quad (15)$$

Наинизшее собственное значение B_0^2 , отвечающее основной гармонике $R_0(\mathbf{r})$, называется геометрическим параметром. Подставляя (14) в (9), получаем уравнения для φ_n :

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{l_{\text{tr}}}{3} B_n^2 + \Sigma_t \right) \varphi_n = \int dE' \varphi_n(E', t) \Sigma_{\text{incl}}(E' \rightarrow E) + 4\pi \int d\mathbf{r} R_n(\mathbf{r}) Q(\mathbf{r}, E, t). \quad (16)$$

6. «Односкоростное» приближение. Кардинальное упрощение описания диффузии тепловых нейтронов позволяет получить предположение, что эти нейтроны находятся в полном тепловом равновесии со средой, т.е.

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) = n(\mathbf{r}, t) v M_T(E), \quad (17)$$

$$M_T(E) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{T^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/T}, \quad (18)$$

где $n(\mathbf{r}, t)$ — плотность нейтронов в точке $\mathbf{r}$ в момент t , а T — температура среды. Если при этом среда немультимплицирующая (т.е. $\Sigma_{\text{incl}} \equiv \Sigma_s$ — сечению рассеяния), то, благодаря принципу детального равновесия

$$v M_T(E) \Sigma_s(E \rightarrow E') = v' M_T(E') \Sigma_s(E' \rightarrow E), \quad (19)$$

уравнение (9) легко приводится к виду*

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - D \Delta n + \frac{1}{T_0} n &= 4\pi \langle Q \rangle_T, \\ D &= \frac{1}{3} \langle v l_{\text{tr}} \rangle_T, \quad \frac{1}{T_0} = \langle v l_c \rangle_T, \end{aligned} \quad (20)$$

*Поскольку это уравнение совпадает по форме с уравнением, описывающим диффузию частиц с постоянной скоростью, оно называется «односкоростным» приближением.

где символ $\langle \dots \rangle_T$ означает усреднение по $M_T(E)$. Величины D и T_0 называются коэффициентом диффузии и временем жизни, а $L = \sqrt{DT_0}$ — длиной диффузии тепловых нейтронов.

Пусть среда безгранична, точечный «единичный» источник расположен в начале координат. Тогда, если источник стационарный: $4\pi \langle Q \rangle_T = \delta(\mathbf{r})$, решение уравнения (19) имеет вид

$$n = \frac{1}{4\pi D r} e^{-r/L}. \quad (21)$$

Отсюда для среднего квадрата смещения нейтрона до поглощения имеем

$$\overline{r^2} \equiv \int d\mathbf{r} r^2 n(\mathbf{r}) / \int d\mathbf{r} n(\mathbf{r}) = \int_0^\infty dr r^3 e^{-r/L} / \int_0^\infty dr r e^{-r/L} = 6L^2, \quad (22)$$

т.е. L^2 имеет смысл $1/6 \overline{r^2}$. В случае импульсного источника $4\pi \langle Q \rangle_T = \delta(t)\delta(\mathbf{r})$ и отсутствия поглощения ($l_c = \infty$) имеем

$$n = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp \left(-\frac{r^2}{4Dt} \right), \quad (23)$$

$$\overline{r^2(t)} \equiv \int d\mathbf{r} r^2 n(\mathbf{r}, t) / \int d\mathbf{r} n(\mathbf{r}, t) = 6Dt. \quad (24)$$

Коэффициенты ϕ_n разложения по функциям R_n плотности потока нейтронов в ограниченной однородной среде, т.е. решения уравнений (19), также легко находятся и в стационарном, и в импульсном случаях.

7. Возрастное приближение. Другим случаем частого использования диффузионного приближения является описание переноса нейтронов в тяжелой немультплицирующей среде в процессе упругого замедления в предположении, что ядра свободны и неподвижны, т.е. $\Sigma_{\text{incl}} = \Sigma_{\text{el}}$. При этом макроскопическое сечение рассеяния нейтрона на ядрах с массовым числом $A \gg 1$ отлично от нуля лишь в узкой области конечных энергий: $\alpha^2 E' < E < E'$, $\alpha = (A - 1)/(A + 1)$, и в этой области

$$\Sigma_{\text{el}}(E' \rightarrow E) = (A + 1)^2 \Sigma_{\text{el}}(E') / 4AE'. \quad (25)$$

Поэтому интеграл в правой части (9) можно приближенно вычислить. Для этого перейдем от энергии к новой переменной — «возрасту» нейтронов τ , и от функции Φ_0 — к плотности замедления $q(\mathbf{r}, \tau, t)$ (т.е. числу нейтронов в единичном объеме вблизи $\mathbf{r}$, переходящих в момент t за единицу времени из области возрастов меньше τ в область возрастов больше τ) по формулам

$$\tau = \frac{1}{3\zeta} \int_0^u du' l_s(u') l_{tr}(u'), \quad q = \frac{1}{\zeta l_s(u')} \Phi_0, \quad (26)$$

где $u \equiv \ln(E_m/E)$ — так называемая летаргия (E_m — максимальная энергия нейтронов от источника), а

$$\zeta = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \quad (27)$$

— средняя логарифмическая потеря энергии при столкновении. Тогда, разлагая в подынтегральном выражении $q(u')$ в ряд по степеням u' — u и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, легко получить уравнение

$$\frac{3}{v l_{tr}} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial \tau} - \Delta q + \frac{3}{l_{tr} l_c} q = \frac{3\zeta}{l_{tr} l_s} Q. \quad (28)$$

В случае стационарного источника ($\partial q / \partial t = 0$) уравнение (28) по форме аналогично (19), причем роль времени (с точностью до постоянного множителя D^{-1}) играет величина τ . Поэтому она и получила название «возраст нейтронов». Благодаря этой аналогии для его решения применимы те же методы, что и для решения уравнения (19). Решение уравнения (28) с нестационарным источником рассмотрим в разд. 3.

2. ИЗУЧЕНИЕ МУЛЬТИПЛИЦИРУЮЩИХ СРЕД

1. Цепная ядерная реакция деления. Коэффициент размножения нейтронов. Напомним основные свойства мультиплицирующей среды, т.е. среды, содержащей делящиеся изотопы, так что в ней возможна цепная ядерная реакция деления (ЦЯРД) (подробнее см., например, [5]). Ограничимся случаем, когда делится уран (естественный: ^{235}U —0,72% + ^{238}U); этот случай исследовал Ф.Л.Шапиро. В уране деление почти полностью происходит в результате захвата теплового нейтрона ядром ^{235}U , причем среднее число образующихся нейтронов (быстрых, с энергией ≥ 1 МэВ) на один захваченный в уране тепловой нейтрон:

$$\eta = p\nu \approx 1,33, \quad (29)$$

где $p \approx 0,545$ — вероятность деления при таком захвате, а $\nu = 2,44$ — среднее число нейтронов деления ядра ^{235}U тепловым нейтроном. Коэффициент размножения нейтронов в безграничной гомогенной среде (число тепловых нейтронов $(n+1)$ -го поколения на один тепловой нейтрон n -го поколения) определяется «формулой четырех множителей»:

$$k = \eta \epsilon \phi \theta \quad (30)$$

(в работах Ф.Л.Шапи́ро, как тогда было принято, произведение $\eta\epsilon$ обозначалось символом ν). Здесь ϵ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах ($\epsilon - 1 \sim 10^{-2}$), ϕ — вероятность избежать радиационного захвата в процессе замедления нейтрона до тепловой энергии, θ — вероятность захвата теплового нейтрона ураном. В случае ограниченной среды (системы) эффективный коэффициент размножения $k_{\text{eff}} = k(1 - P)$, где P — вероятность утечки нейтронов наружу. Системы с $k_{\text{eff}} > 1$, $k_{\text{eff}} = 1$ и $k_{\text{eff}} < 1$ называются надкритическими, критическими и подкритическими соответственно. Чистый уран — подкритическая система из-за малого значения ϕ . Для скорейшего прохождения «опасной» стадии упругого замедления в систему добавляют замедлитель (например, воду или графит). В дальнейшем, для конкретности, будем рассматривать уран-графитовые системы (УГС), исследованные в работах Ф.Л.Шапи́ро. У любой однородной УГС также $k < 1$. Для его повышения (за счет увеличения ϕ) используют гетерогенные системы. Поскольку и в этом случае $k - 1$ невелико ($< 0,1$), важной проблемой (до сих пор!) является надежное определение сомножителей в формуле (30) и изучение их зависимости от параметров системы. Один из наиболее эффективных путей решения этой проблемы — изучение поля нейтронов в подкритических системах с локальным стационарным источником.

2. Подкритические системы. Метод призм. К 1947 г. (началу работ Ф.Л.Шапи́ро) уже было известно (см., например, [6]), что в системах типа УГС перенос тепловых нейтронов можно описывать в односкоростном приближении (см. (20)) в пренебрежении изменением n за время замедления:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D\Delta n + \frac{1}{T_0} n = Q_0(\mathbf{r}, t) + \frac{k}{T_0} \int d\mathbf{r}' n(\mathbf{r}') w(\mathbf{r}' - \mathbf{r}), \quad (31)$$

где $Q_0(\mathbf{r}, t)$ — внешний источник, а $w(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$ — нормированное на единицу распределение по $\mathbf{r}$ замедлившегося до тепловой энергии нейтрона деления, рожденного в точке $\mathbf{r}'$. В возрастном приближении (уравнение (28))

$$w(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = (4\pi\tau_T)^{-3/2} \exp[-(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 / 3\tau_T], \quad (32)$$

τ_T — возраст тепловых нейтронов (для графита с $\rho = 1,65 \text{ г/см}^3$, $\tau_T = 350 \text{ см}^2$). Эти формулы применимы и для однородной системы, и для системы в виде регулярной решетки, если плотности в соседних ячейках близки друг к другу. Для УГС это условие практически всегда выполняется, если размеры урановых блоков много меньше шага решетки.

В случае импульсного источника в подкритической системе коэффициенты разложения по собственным функциям лапласиана типа (14) экспо-

ненциально затухают со временем, причем наиболее медленно затухает основная гармоника. Ее декремент затухания

$$\lambda_0 = \frac{1 - k_{\text{eff}}}{T_0} = \frac{1}{T_0} [1 - k + \kappa^2 (L_M^2 \delta + k\tau_T)], \quad (33)$$

где κ^2 — геометрический параметр (собственное значение основной гармоники), L_M — длина диффузии тепловых нейтронов в чистом замедлителе, а $\delta \equiv 1 - \theta$ — доля нейтронов, захваченных в замедлителе. Измеряя λ_0 при различных значениях κ^2 , можно определить k и условия критичности системы ($\lambda_0 = 0$):

$$\kappa^2 = \kappa_{\text{cr}}^2 \equiv (k - 1)/A, \quad A = L_M^2 \delta + k\tau_T, \quad (34)$$

а отсюда размеры критической системы (величину κ_{cr}^2 называют материальным параметром, а A — площадью миграции нейтронов). Например, для сферической гомогенной системы радиуса R без отражателя $\kappa = \pi/R$, т.е. критический радиус $R_{\text{cr}} = \pi/\kappa_{\text{cr}}$.

В случае стационарного источника практический интерес представляет система в виде прямоугольной призмы, один из размеров которой — вдоль оси z — много больше двух других. Пусть ее размеры по осям x и y одинаковы и равны $2a$, источник нейтронов точечный и расположен на оси z в точке $z = 0$. Тогда решение уравнения (31), обращающееся в нуль на боковой экстраполированной границе призмы, т.е. при $x = \pm a_1$, $y = \pm a_1$, $a_1 = a + z_{\text{extr}}$, можно представить в виде

$$n = \sum_{l,m=0}^{\infty} C_{l,m}(z) \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a_1} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a_1}. \quad (35)$$

При этом вдали от источника (точнее, при $|z| \gg \sqrt{2\tau_T}$) величины $C_{l,m}(z)$ убывают с $|z|$ пропорционально $\exp(-\alpha_{l,m}|z|)$, где

$$\begin{aligned} \alpha_{l,m}^2 &= \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a_1^2} \pi^2 - \frac{k-1}{L_M^2 \delta + k\tau_T} = \\ &= \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a_1^2} \pi^2 - \kappa_{\text{cr}}^2. \end{aligned} \quad (36)$$

В частности, при $|z| \gg a_1/2$ плотность тепловых нейтронов $n \sim e^{-\alpha_{00}|z|}$, и, измеряя отношение плотностей при двух разных z , можно определить α_{00} , а следовательно, и параметр κ_{cr}^2 . Такой метод исследования мульти-

плицирующих систем получил название экспоненциального метода или метода призмы.

В 40-е годы удобных импульсных нейтронных источников еще не было, и метод призмы был одним из двух наиболее эффективных подходов к изучению мультиплицирующих систем (см., например, [8, гл.13]). Альтернативным ему был метод приближения к критическому состоянию путем наращивания объема мультиплицирующей среды с одновременным измерением коэффициента размножения нейтронов от внешнего источника. Такой подход в некоторых случаях позволял получить более точные результаты, но требовал значительно большего количества мультиплицирующей среды, что в то время было весьма серьезной проблемой.

3. Работы Ф.Л.Шапиро по изучению мультиплицирующих систем. До появления работ Ф.Л.Шапиро советские физики* уже предложили подход к расчету коэффициента размножения нейтронов и провели предварительный анализ (в основном, теоретические оценки) сомножителей формулы (30), обосновали преимущества гетерогенной системы как системы с существенно большим значением ϕ , рассмотрели эффекты, могущие влиять на коэффициент θ , разработали общую теорию гетерогенного реактора и методов измерения нейтронно-физических параметров, в частности, метод призмы. В то же время, из-за отсутствия надежных экспериментальных данных о нейтронных сечениях, в частности, о радиационном захвате в уране, и грубости методов расчета теоретические оценки параметров мультиплицирующих систем были довольно неопределенны, а экспериментальные данные носили отрывочный характер (например, были надежно определены диффузионная длина для чистого графита L_C и κ_{ct}^2 для некоторых систем).

Работы Ф.Л.Шапиро (см. примеч. на с.1476 наст. выпуска) были посвящены определению k и входящих в него сомножителей, а также площади миграции A для УГС с различной концентрацией урана, и влияния свойств распределения нейтронов (в частности, степени их приближения к тепловому равновесию со средой) на эти величины.

Основной экспериментальной установкой была большая призма (180×180×420 см) из графитовых кирпичей размерами 20×20×60 см с круглыми каналами ($\varnothing = 4,4$ см), собранная со смещением, чтобы были дополнительные квадратные каналы (6,67×6,67 см). В каналы закладывались блочки урана ($\varnothing = 3,5$ см) с разной концентрацией (один из вариантов размещения урана приведен на рис.1). Пустые каналы закрывались графито-

*Здесь мы не будем касаться вопросов приоритета, поскольку в условиях существовавшей в то время секретности наиболее важные исследования в нашей стране зачастую проводились независимыми коллективами, и их авторы могли быть не информированы о существовании параллельных работ, не говоря уж о работах, выполненных за рубежом.

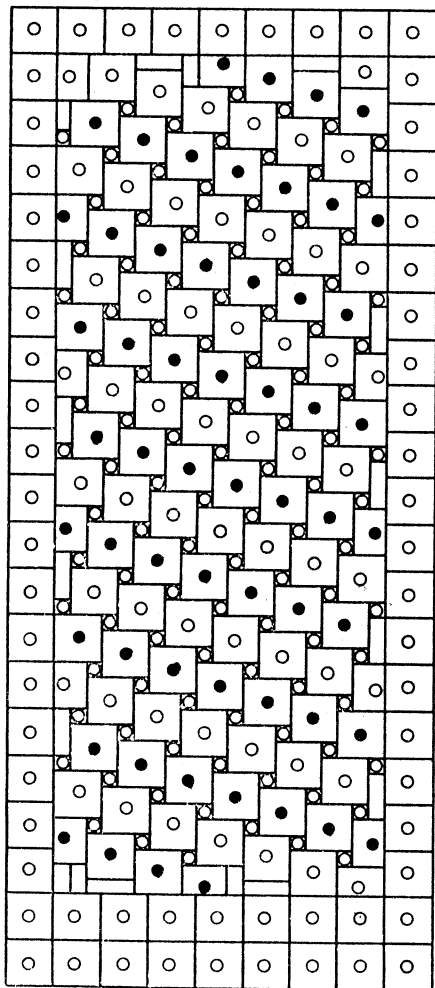


Рис.1. Схема установки (призмы), на которой были исследованы параметры УГС; приведен один из вариантов закладки урановых блоков (черные кружки)

выми пробками. Измерялась плотность нейтронов (борной камерой) на вертикальной оси призмы на разных расстояниях от Ra + Ве-источника. Для максимально точного определения значения $\kappa_{\text{сг}}^2$ Ф.Л.Шапиро существенно уточнил теорию метода призмы. Разработал метод аккуратного расчета поправок, учитывающих разные длины экстраполяции для быстрых и тепловых нейтронов, наличие на торцах и в боковых слоях призмы материала, отличного от материала ее основной части. В результате им была достигнута точность измерения $\kappa_{\text{сг}}^2$, равная $\pm 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

Он предложил и реализовал метод измерения доли нейтронов δ , поглощаемых графитом, путем сравнения плотностей тепловых и надтепловых («надкадмиевых») нейтронов в ячейке, в дальнейшем получивший название метода «кадмиевого отношения». Им также был разработан независимый метод измерения δ путем «отравления» призмы небольшой добавкой Cd. Все это позволило с хорошей точностью ($\sim 0,5\%$) измерить абсолютное значение коэффициента θ и (причем значительно точнее) влияние на него различных факторов*. Особо следует отметить изучение температурной зависимости параметров УГС. Для этого была создана специальная эксперимен-

*В частности, были исследованы два предсказанных И.М.Франком с сотрудниками «геометрических» эффекта, заметно влияющих на коэффициент размножения нейтронов: эффект зазора между блоками урана и графита ($\Delta k \sim +1\%$) и эффект отражения нейтронов от воды, охлаждающей наружную поверхность блоков ($\Delta k \sim -1\%$).

тальная установка — призма в термостате, в которой графит нагревался электрическим током как однородно по ячейке, так и путем нагрева отдельных частей кирпичей. Помимо решения чисто технических проблем, это потребовало уточнения теории (в частности, учета «перетекания» нейтронов по щелям, образованным при изоляции кирпичей). В этих экспериментах были также измерены средние скорости тепловых нейтронов в чистом графите и в УГС. Было обнаружено, что в графите нейтроны приходят в полное тепловое равновесие со средой, а в УГС (при «нормальной» концентрации) их температура на ~30% выше температуры среды. Используя данные о δ и L_C , Шапиро определил площадь миграции A , а отсюда по формуле (34) и k . Эти измерения проводились с двумя концентрациями урановых блочков: нормальной и в два раза меньшей, у которых, соответственно, величина $1 - \phi$ (вероятность резонансного захвата в уране) также отличается в два раза. Это позволило определить по отдельности множители $\eta\epsilon$ и ϕ в формуле (30) (см. также примеч. на с.1488 наст. выпуска). Полученные результаты показали, что принятые в то время теоретические оценки ϕ требуют существенной корректировки. В этой связи Шапиро развил теорию резонансного захвата нейтронов в толстых (эффективные размеры которых много больше среднего пробега нейтрона при резонансной энергии) блоках урана, учитывающую доплеровское уширение резонансной линии и перерассеяние нейтронов внутри блока. Ранее выполненные расчеты, не учитывавшие эти эффекты, давали для вероятности радиационного захвата нейтронов в цилиндрических блоках урана величину на ~40% меньше экспериментальной! Их учет позволил Шапиро согласовать теорию с экспериментальными данными.

Таким образом, в данном цикле работ были разработаны методы определения с высокой точностью и надежностью основных параметров мультиплицирующих систем и с их помощью изучены крайне важные в то время уран-графитовые гетерогенные сборки. Подчеркнем, что и в настоящее время макроскопические эксперименты типа экспериментов с призмой позволяют получать надежные результаты и тестировать микроскопические расчеты. Разработанные Шапиро подходы используются до сих пор, а полученные им экспериментальные данные (например, относительно L_C^2 и τ_T) почти не отличаются от ныне рекомендуемых.

3. НЕСТАЦИОНАРНОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

1. Немного истории. В 1944 г. на семинаре И.В.Курчатова Е.Л.Фейнберг показал в возрастном приближении, что нейтроны от импульсного источника в тяжелой среде в процессе упругого замедления группируются

по скорости вблизи некоторой средней, своей для каждого момента времени после нейтронного импульса. Этот факт, как отметили Е.Фейнберг и Л.Лазарева (частное сообщение, 1950 г.), можно использовать для спектрометрии нейтронов. Шапиро детально рассмотрел этот вопрос в докладе на семинаре в ФИАНе в 1950 г. Он показал, что разработанные к тому времени импульсные источники нейтронов на основе реакций $D + D$ и $D + T$ позволяют реализовать такой метод нейтронной спектрометрии.

Поскольку, как уже говорилось, спектрометрии нейтронов по времени их замедления — одному из важнейших направлений научной деятельности Ф.Шапиро — в этом сборнике посвящена отдельная статья Ю.П.Попова, здесь мы ограничимся исследованиями физики процесса замедления нейтронов от импульсного источника в тяжелой среде. Теорию этого процесса, по предложению Шапиро, разрабатывал автор этой статьи. Эксперименты выполнялись под его руководством в основном А.Исаковым. Впервые результаты этих исследований были рассекречены и опубликованы в 1955 г. [9—11]. Независимо работы на эту тему были выполнены в Швеции [12]. В дальнейшем они продолжались как в ФИАНе [13—16], так и за рубежом. Наиболее полно различные аспекты этих исследований изложены в монографии [17] и работах [14—16], где приведена и подробная библиография (см. также [4], с.313, 397).

2. Теория замедления нейтронов от импульсного источника в тяжелых средах. Как уже говорилось, нейтроны от импульсного источника, замедляясь в тяжелой среде, группируются вблизи некоторой средней скорости $\bar{v}(t)$, убывающей с ростом времени замедления t . Такую своеобразную «фокусировку» нейтронов по скоростям можно объяснить, исходя из следующего. Вероятность рассеяния нейтрона за 1 с равна v/l_s , т.е. при постоянном пробеге до рассеяния $\Delta v/\bar{v}$ (средняя относительная потеря скорости за 1 с) пропорциональна скорости. Поэтому нейтрон со скоростью $v < \bar{v}$ теряет скорость медленнее, а нейтрон с $v > \bar{v}$ — быстрее, чем нейтрон со средней скоростью. И в результате они попадут в область средних скоростей. Обратный процесс обусловлен разбросом скоростей нейтронов при рассеянии. А поскольку этот разброс убывает с ростом A , эффект фокусировки тем сильнее, чем тяжелее ядра среды.

Рассмотрим этот вопрос количественно сначала в возрастном приближении, ограничиваясь для простоты случаем безграничной однородной среды и однородно распределенного источника нейтронов с плотностью Q_0 , испустившего в момент $t = 0$ нейтроны со скоростью v_0 . Тогда, учитывая (26), решение уравнения (28) легко получить в форме

$$\Phi(v, t) = \frac{Q_0 A l_s}{v} \exp \left[-A \int_v^{v_0} dv' \frac{l_s}{v' l_c(v')} \right] \delta \left(t - A \int_v^{v_0} dv' \frac{l_s}{v'^2} \right) \quad (37)$$

(здесь учтено, что при $A \gg 1$ средняя логарифмическая потеря энергии $\zeta \cong 2/A$), т.е. все нейтроны в каждый момент t имеют одну и ту же скорость $\bar{v}(t)$, которая в случае постоянного пробега l_s равна

$$\bar{v}(t) = \frac{Al_s}{t + l_s A / v_0}. \quad (38)$$

Если нейтроны от источника имели разные скорости v_{01} и v_{02} , то в момент t относительная разность между их скоростями будет равна

$$\frac{\bar{v}_2(t) - \bar{v}_1(t)}{\bar{v}_2(t) + \bar{v}_1(t)} = \frac{l_s A (1/v_{01} - 1/v_{02})}{2t + l_s A (1/v_{01} + 1/v_{02})} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0. \quad (39)$$

Таким образом, в рамках возрастного приближения нейтроны в процессе упругого замедления «забывают» свое начальное распределение по скоростям, и их спектр при $t \rightarrow \infty$ стремится к бесконечно узкой линии. И для корректного расчета зависимости нейтронного спектра от t (т.е. теоретической разрешающей способности спектрометра по времени замедления) необходимо более строгое рассмотрение.

К началу работ в ФИАНе было известно (см. обзор [18] и работу [19]), что в непоглощающей среде с $l_s = \text{const}$, состоящей из ядер одного сорта, при $t \rightarrow \infty$ Φ стремится к функции только одной переменной $x = vt/l_s$; были найдены моменты этой функции и «сконструировано» выражение, моменты которого не сильно отличались от точных. Однако степень погрешности этого выражения осталась неопределенной. Пространственная зависимость Φ не рассматривалась.

Развитая в работах [11, 13] теория показала, что в указанном выше случае Φ можно представить в виде разложения

$$\Phi = \text{const} \cdot \exp \left\{ \frac{A+1}{2} f_{-1} \left[\frac{\bar{v}(t)}{t} \right] + f_0 \left[\frac{\bar{v}(t)}{v} \right] + \frac{2}{A+1} f_1 \left[\frac{\bar{v}(t)}{v} \right] + \dots \right\}, \quad (40)$$

$$\bar{v}(t) = \frac{A+1}{t} l_s,$$

где функции f_i явно не зависят от A . Для f_{-1} , f_0 и f_1 найдены аналитические выражения (что достаточно для расчета Φ с хорошей точностью даже при $A = 2$); ввиду громоздкости мы их не приводим. Для достаточно тяжелого замедлителя ($A \gg 1$) хорошим приближением является выражение

$$\Phi = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{3A}{4} \left(\frac{\bar{v}}{v} - 1 \right)^2 \right], \quad (41)$$

которое получается, если пренебречь членами, пропорциональными f_0, f_1 и т.д., заменить f_{-1} первым членом ее разложения по степеням $\bar{v}/v - 1$. Это означает, что распределение нейтронов по скоростям в каждый момент близко к гауссову относительно $\bar{v}/v - 1$ и дисперсии $\Delta = 2/3A$. Если замедлитель состоит из смеси тяжелых ядер разной массы, то близость нейтронного распределения к гауссову сохраняется, причем средняя скорость определяется формулой (40) с заменой A на $\bar{A} = 1/\sum_{\alpha} \delta_{\alpha}/A_{\alpha}$, где

$\delta_{\alpha} = l_s/l_{s\alpha}$ — отношение полного пробега нейтрона к пробегу до рассеяния на ядре сорта α . При этом из-за дополнительного разброса скоростей в каждом акте рассеяния дисперсия увеличивается («фокусировка» ослабевает): $\Delta = \frac{2}{3} \sum_{\alpha} \delta_{\alpha} \bar{A}/A_{\alpha}^2$.

Примесь водорода заметно меняет характер нейтронного спектра, поскольку при столкновении с протоном нейтрон с равной вероятностью может получить меньшую энергию и выйти из области средних скоростей далеко в область малых скоростей. В результате создается «хвост» медленных нейтронов, слабо спадающий с уменьшением скорости. Если начальный спектр нейтронов широк (как это обычно имеет место после завершения стадии неупругого замедления), то его сужение будет происходить в соответствии с формулами (38), (39) до тех пор, пока не установится распределение типа (41). Учет поглощения и зависимости l_s от v показал, что в практически интересных случаях эти эффекты не оказывают заметного влияния на ширину нейтронного спектра. При малых энергиях на спектре нейтронов начинают сказываться тепловое движение и химическая связь атомов среды. При $E \gg K_T$ — средней кинетической энергии теплового движения атомов — дисперсия равна

$$\Delta = \frac{2}{3A} + \frac{K_T}{6E}. \quad (42)$$

Относительная величина влияния теплового движения и химической связи на Δ , таким образом, имеет порядок $A K_T/E$; влияние на среднюю скорость существенно меньше — порядка K_T/E .

Благодаря близости нейтронного спектра к гауссову, его расчет можно проводить, вычисляя первые два обратных момента распределения нейтронов по скоростям непосредственно из уравнения типа (16) и отсюда определяя параметры распределения. Расчеты, выполненные независимо этим методом Ф.Л.Шапиро, практически совпали с результатами более строгой теории.

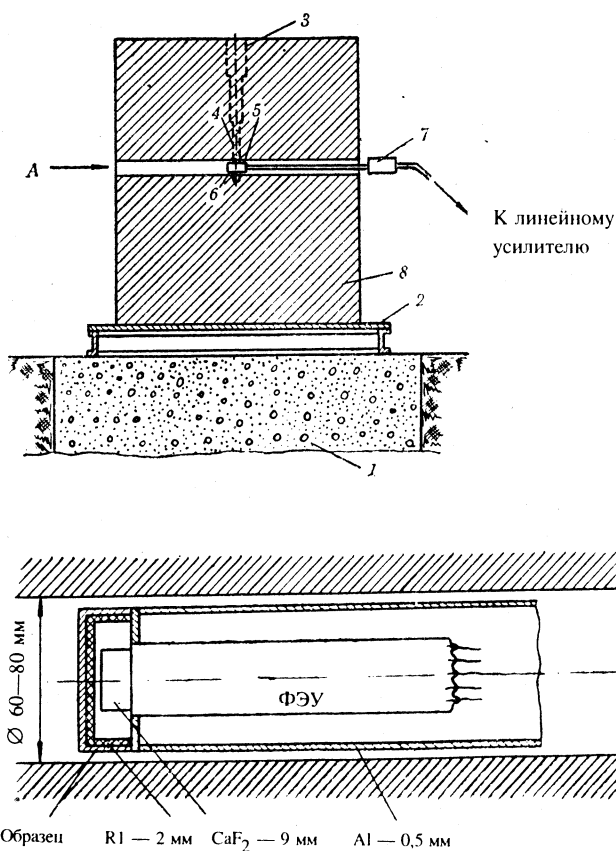


Рис.2. Схема свинцовой призмы для изучения нестационарного замедления нейтронов: 1 — бетонный фундамент; 2 — стальная рама; 3 — канал для мишенной трубы; 4 — мишень; 5 — счетчик; 6 — образец; 7 — предварительный усилитель; 8 — свинцовая призма; внизу в увеличенном масштабе показано расположение сцинтилляционного детектора и образца в канале свинцовой призмы

Если источник локальный, то распределение нейтронов в пространстве, по скорости и во времени $\Phi_0(\mathbf{r}, \nu, t)$ при $A \gg 1$ на не слишком больших расстояниях от источника (там, где «работает» возрастное приближение) приближенно можно представить в виде

$$\Phi_0(\mathbf{r}, \nu, t) = \Phi(\nu, t)R[\mathbf{r}, \tau(\bar{\nu})], \quad (43)$$

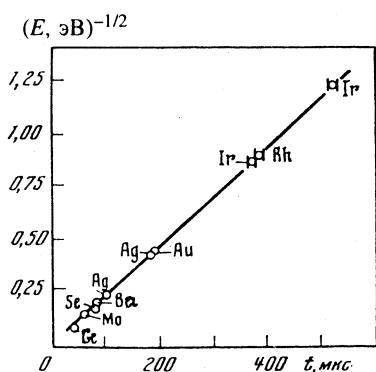


Рис.3. Связь между энергией нейтрона E и средним временем замедления до этой энергии t ; указаны использованные при измерениях изотопы [14]

где $\Phi(v, t)$ — рассмотренное выше распределение нейтронов по v и t , а $R[r, \tau(\bar{v})]$ — решение возрастного уравнения (28) со стационарным источником, в котором τ необходимо взять соответствующим скорости, равной $\bar{v}(t)$. На больших расстояниях от источника

спектр нейтронов при всех t оказывается более жестким и имеет заметно меньшую дисперсию. Это связано с тем, что на большие расстояния могут прийти только те нейтроны, которые двигались по траектории, близкой к прямой, рассеивались в основном на небольшие углы и, соответственно, при столкновениях теряли меньшую энергию [17,20].

3. Экспериментальные исследования спектров нейтронов от импульсного источника в тяжелых средах. Измерения проводились с помощью резонансных детекторов. В призму из исследуемого замедлителя (типа изображенной на рис.2) вводились вещества, обладающие изолированными резонансами шириной Γ , малой по сравнению с шириной мгновенного спектра нейтронов, и регистрировалась зависимость от времени интенсивности $I_\gamma(t)$ захватных γ -лучей. В первом приближении (уточнение тривиально) $I_\gamma(t) \sim \Phi(v_0, t)$, где v_0 — скорость, соответствующая резонансу. Такие эксперименты были выполнены для свинца (наиболее подробно), графита и железа. Они показали: теория правильно предсказывает среднее время замедления до данной скорости (рис.3), а в графите и железе также и форму линии нейтронного спектра (рис. 4,а,б). В свинце (рис. 4,в) экспериментальная ширина линии на половине высоты $(\bar{\delta v}/\bar{v})_{\text{exp}} = 0,17$, в то время как для чистого свинца $(\bar{\delta v}/\bar{v})_{\text{theor}} = 0,135$. Кроме того, экспериментальное распределение нейтронов имеет небольшой «хвост» в малоэнергетической области. Этот результат удастся объяснить в разумном предположении, что в свинце присутствуют небольшие примеси водорода ($3,5 \cdot 10^{-4}$ атомов H на один атом Pb) и кислорода ($6 \cdot 10^{-3}$ атомов O на один Pb). Измерение убывания во времени плотности интегрального потока нейтронов в свинцовой призме показали, что теория удовлетворительно описывает также и пространственные эффекты (точнее, скорость утечки нейтронов из замедлителя).

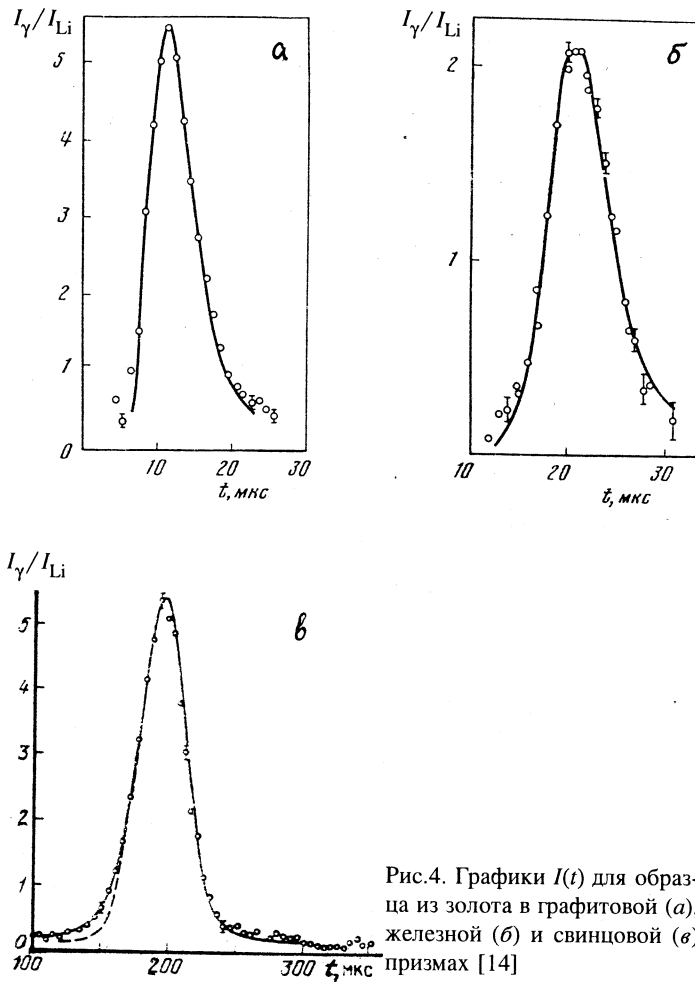


Рис.4. Графики $I(t)$ для образца из золота в графитовой (а), железной (б) и свинцовой (в) призмах [14]

Дальнейшее развитие эти исследования получили в связи с задачами совершенствования спектрометра по времени замедления (см. обзор Ю.П.Попова в наст.вып.).

4. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТЕРМАЛИЗАЦИЯ И ДИФФУЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

1. Еще одна историческая справка. Одновременно с исследованиями нестационарного замедления нейтронов И.М.Франк и Ф.Л.Шапиро развернули в ФИАНе работы по изучению переноса нейтронов от импульсного

источника в других системах: небольших уран-графитовых сборках (методом, изложенным в разд.2) [21] и чистых замедлителях [22]. Последние оказались особенно информативными. Они позволили выявить весьма тонкие детали «жизни» нейтронов в среде. В первых же экспериментах с блоками из чистого замедлителя ограниченного объема, выполненных в ФИАНе и независимо шведской группой [12], обнаружилось расхождение с теорией, основанной на предположении, что нейтроны, пришедшие в тепловое равновесие со средой, имеют максвелловский спектр с температурой, равной температуре среды (см. п.2). Эти эксперименты удалось качественно объяснить независимо Франку [22, 23] и Дарделу [12], а затем в рамках последовательной феноменологической теории, развитой Ф.Л.Шапиро, А.Степановым и автором [24, 25] (п.3). Так был открыт и объяснен эффект «диффузионного охлаждения» нейтронов — изменение равновесного спектра нейтронов за счет утечки из блоков вещества ограниченного объема. В результате этих исследований и ряда работ зарубежных авторов* импульсный метод получил серьезную теоретическую основу и стал самым простым, дешевым и точным методом измерения макроскопических параметров взаимодействия тепловых нейтронов с веществом, широко используемым во многих лабораториях мира.

Однако на этом история «приключений» исследований поведения тепловых нейтронов от импульсного источника в ограниченных блоках замедлителя не закончилась. Оказалось, что в достаточно малых блоках нейтроны вообще не приходят в равновесие со средой (п.4). Но и эту проблему впоследствии удалось решить. При этом выяснились новые своеобразные особенности эволюции нейтронного спектра в среде. А метод изучения вещества с помощью импульсного источника нейтронов с годами находит все больше приложений (п.5).

2. Открытие эффекта диффузионного охлаждения спектра тепловых нейтронов. Рассмотрим, как должна вести себя со временем полная плотность нейтронов от импульсного источника в ограниченном блоке чистого замедлителя, если их спектр — максвелловский (18) с температурой, равной температуре среды, т.е. решение уравнения (20) с $\langle Q \rangle_T \sim \delta(t)$. Очевидно, разложение этого решения по собственным функциям лапласиана (15), обращаясь в нуль на экстраполированной границе, будет иметь вид

$$n = \sum_{n=0}^{\infty} C_n R_n(r) e^{-\lambda_n t}, \quad \lambda_n = \frac{1}{T_0} + DB_n^2, \quad (44)$$

где C_n — константы, определяемые из начального распределения нейтронов. Соответственно, при больших t n должна убывать с t экспоненци-

*Подробную библиографию см., например, в монографии [26].

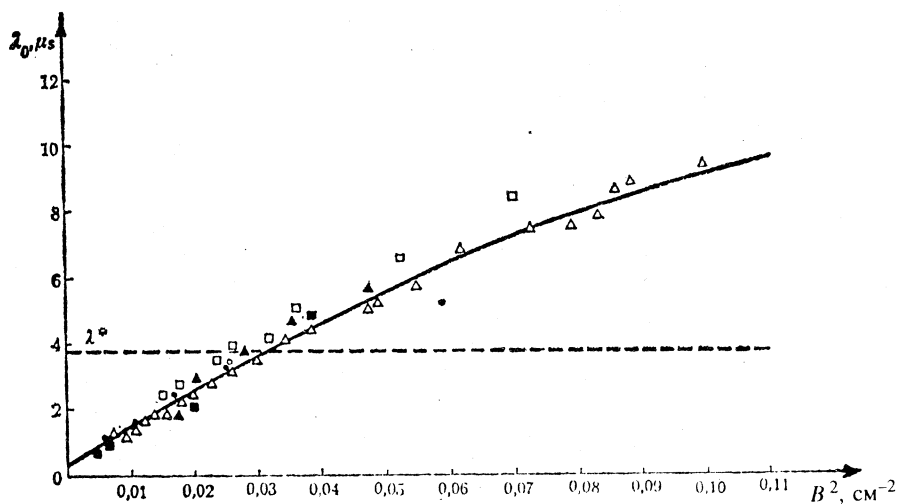


Рис.5. Зависимости λ_0 от B_0^2 согласно измерениям различных авторов; сплошная линия — аппроксимация формулой (45), [26]

ально с декрементом затухания λ_0 . Поэтому, измеряя декремент затухания n при $t \rightarrow \infty$ при различных геометрических параметрах B_0^2 (которые в случае таких простых форм замедлителя, как шар, цилиндр и прямоугольный параллелепипед, легко и точно рассчитываются) и строя график зависимости λ_0 от B_0^2 , мы должны получить прямую линию, пересечение которой с осью абсцисс определяет время жизни нейтронов в среде T_0 , а наклон — коэффициент диффузии максвелловских нейтронов D (в случае стационарного источника можно измерить только их произведение $DT_0 = L^2$). Однако, как видно из типичного графика такого сорта для Ве на рис.5, зависимость λ_0 от B_0^2 явно отклоняется от прямой. Аналогичные результаты были получены шведской группой, независимо проводившей такие же эксперименты [12]. Для объяснения этого эффекта И.М.Франк [22,23] рассмотрел простую модель*, согласно которой в среде имеются две группы нейтронов с разными коэффициентами диффузии D_1 и D_2 (и

*Пожоую модель использовал Дардел [12], получивший аналогичные результаты.

следовательно, по-разному вытекающие из среды ограниченного объема), а восстановление максвелловского спектра в соответствии с принципом детального баланса происходит за конечное время (в результате столкновений). Он нашел, что при этом спектры нейтронов в блоках с разными B_0^2 будут разными, т.е. утечка нейтронов возмущает их равновесный спектр. Зависимость λ_0 от B_0^2 при не очень больших B_0^2 можно представить в виде

$$\lambda_0 = \frac{1}{T_0} + D_0 B_0^2 - C B_0^4 + \dots, \quad (45)$$

где D_0 — коэффициент диффузии нейтронов, пришедших в полное тепловое равновесие в безграничной среде (т.е. максвелловских), а коэффициент C характеризует отклонение спектра от максвелловского. Он тем больше, чем больше величина $|D_1 - D_2|$ и время восстановления максвелловского спектра. Таким образом, отклонение зависимости $\lambda_0(B_0^2)$ от линейной есть результат обеднения спектра нейтронами с большими значениями коэффициента диффузии — эффективного «охлаждения» спектра за счет утечки быстрых нейтронов. Поэтому он получил название «эффекта диффузионного охлаждения», а коэффициент C — «коэффициента диффузионного охлаждения». Эти результаты показали, что измерение зависимости λ_0 от B_0^2 является эффективным методом определения макроскопических параметров взаимодействия тепловых нейтронов с веществом: измеряются три наглядно интерпретируемых физических параметра. Все это привлекло к этому методу большой интерес научной общественности и стимулировало его широкое распространение.

3. Феноменологическая теория термализации и диффузии тепловых нейтронов с учетом распределения скоростей. Для корректного анализа быстро накапливающейся экспериментальной информации относительно эффекта диффузионного охлаждения и других явлений, связанных с отклонением спектра нейтронов в среде от максвелловского, потребовалось создание последовательной адекватной теории. Такая теория была развита в работах [24,25]. Ее основная идея заключалась в том, что отклонение нейтронного спектра от максвелловского распределения M_T представлялось в виде разложения по полной ортонормированной с весом M_T системе полиномов от скорости [24] (v -представление) или энергии [25] (E -представление). Например, в v -представлении плотность нейтронного потока имеет вид

$$\Phi_0(\mathbf{r}, v, t) = v M_T(v) \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(\mathbf{r}, t) P_n(v), \quad (46)$$

где $P_0 = 1$, $P_1 = v - \langle v \rangle_T$ и т.д. Ограничиваясь первыми m членами этого разложения (m -групповое приближение) и подставляя их в (9), легко получить систему уравнений для функций $\psi_n(\mathbf{r}, t)$, коэффициентами в которой являются матричные элементы переходов между группами от величин $v l_{\text{tr}}(v)$ и $v' \Sigma_s(v' \rightarrow v)$: $D_{nn'} \equiv \langle n | \frac{1}{3} v l_{\text{tr}}(v) | n' \rangle$ и $\gamma_{nn'} = \langle n | v' \Sigma_s(v' \rightarrow v) | n' \rangle$. Последние, в свою очередь, можно рассчитать в рамках различных моделей вещества. Разложение по группам в большинстве практически важных случаев быстро сходится. Уже двухгрупповое приближение позволяет рассчитать коэффициент C с точностью в пределах 3%. Эта теория в рамках диффузионного приближения с единых позиций описывает конечную стадию замедления — термализацию нейтронов и поведение термализованных нейтронов как в безграничной, так и в ограниченной среде, т.е. «перебрасывает мост» между возрастной и диффузионной теориями. С ее помощью был объяснен и предсказан ряд важных закономерностей взаимодействия тепловых нейтронов с веществом. Так, например, из нее следует, что спектр нейтронов от импульсного источника в однородной безграничной среде приближается к равновесному по экспоненциальному закону

$$\Phi_0(\mathbf{r}, v, t) = v M_T(v) e^{-t/\tau_{\text{th}}} \left[\psi_0(\mathbf{r}) + \psi_1(\mathbf{r}) (v - \langle v \rangle_T) e^{-t/\tau_{\text{th}}} \right]; \quad (47)$$

величина τ_{th} называется временем термализации нейтронов в веществе. В двухгрупповом приближении она равна $1/\gamma_{00}$, что хорошо согласуется с экспериментом.

4. Дальнейшее развитие исследований. Возможность с помощью развитой теории количественно рассчитать параметры взаимодействия тепловых нейтронов с веществом способствовала появлению большого числа новых экспериментальных и теоретических работ в этой области. Фактически возникло новое большое направление в нейтронной физике. На эту тему стали проводиться международные конференции и симпозиумы. Были открыты новые интересные эффекты. Так, с помощью строгой теории переноса было показано, что величина λ_0 не может превосходить минимальное значение произведения $\lambda^* \equiv v \Sigma_{\text{tot}}(v)$, которое для кристаллических замедлителей оказывается довольно малым (для Be на рис.5 оно изображено пунктиром). И более тщательные эксперименты подтвердили, что в тех случаях, когда B_0^2 соответствует $\lambda_0 > \lambda^*$, затухание нейтронного потока в среде

ограниченного объема происходит неэкспоненциально. Однако это обстоятельство не мешает определению нейтронно-диффузионных параметров из данных с блоками среды большего размера.

5. Некоторые приложения. Выявление закономерностей взаимодействия нейтронов с веществом стимулировало широкое применение импульсного нейтронного метода для решения различных прикладных задач, в особенности для элементного и структурного неразрушающего анализа образцов и геологических скважин.

Нейтронные методы исследования сред и образцов основаны на регистрации потоков нейтронов, испытавших взаимодействия в веществе, или γ -квантов, образующихся в результате этих взаимодействий. Сравнение полученных при этом результатов с расчетными или эталонными данными позволяет определять различные нейтронно-физические параметры (например, длину диффузии в случае стационарных источников, коэффициент диффузии и время жизни нейтронов в случае импульсных источников). Регистрация γ -квантов позволяет также производить элементный анализ вещества. Существенное преимущество нейтронных методов состоит в том, что, благодаря проникновению нейтронов в глубь исследуемых систем (образцов), они позволяют определять характеристики вещества без разрушения этих систем.

Особенно информативными являются методы с использованием импульсного источника нейтронов, поскольку они позволяют регистрировать потоки нейтронов или γ -квантов в зависимости от дополнительной переменной — времени с момента нейтронного импульса. В частности, можно выбрать оптимальный интервал времени, в течение которого исследуемые свойства вещества проявляются наиболее ярко. Кроме того, использование импульсного источника позволяет устранить фон от быстрых нейтронов (путем включения детектора только в промежутках между импульсами) или, наоборот, выделить эффект быстрых нейтронов.

Импульсные нейтронные методы применяются как для анализа отдельных образцов, так и для глубинных исследований больших объемов вещества. При анализе отдельных образцов измеряют постоянную затухания в них потока нейтронов. Варьируя при этом геометрию образца, определяют его нейтронно-физические параметры. Простейшим экспериментом такого рода являются измерения, описанные в п.2. Широкие возможности открывает изучение двухзонных систем, в которых одна из зон является исследуемым образцом, а вторая выбирается из условий оптимизации эксперимента. Например, если необходимо измерить поглощение нейтронов в небольшом объеме вещества, образец целесообразно поместить в центр существенно большего объема слабопоглощающего вещества. Тогда постоянная затухания будет сильно зависеть от поглощения нейтронов в образце и слабо — от коэффициента диффузии. Если нужно определить коэффициент диффу-

зии, то исследуемый образец следует расположить там, где градиент плотности нейтронов максимален (например, у границы среды с вакуумом).

Исследования вещества в глубине большого объема основаны на том факте, что зависимость нейтронного потока от времени с момента нейтронного импульса связана с глубиной их проникновения в вещество: чем дальше нейтроны диффундируют, тем более глубокие слои вещества влияют на потоки нейтронов (или γ -квантов от их захвата). Максимальное число нейтронов, несущих информацию об объекте, расположенном на некотором расстоянии от источника, получается при времени задержки, близком к среднему времени, за которое нейтрон доходит до объекта, а затем до детектора. Таким образом, воздействие объекта на поток нейтронов напоминает радиолокацию или акустическое эхо и, соответственно, его можно назвать «нейтронным эхом» («нейтронно-гамма-эхо»). Поэтому, измеряя временную зависимость нейтронного потока при одном и том же положении источника и детектора, можно судить о глубинном распределении свойств среды. Такой метод нашел наиболее широкое применение в геофизике, в частности, при нейтронном каротаже скважин. Например, с помощью импульсного нейтронного каротажа, как правило, удается определить, пересекает ли скважина нефтеносный или водоносный слои, поскольку в отличие от нефтеносного слоя водоносный обычно сильно поглощает нейтроны из-за большой минерализации воды.

Подробнее о различных приложениях импульсного нейтронного метода см., например, в монографиях [26,27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы попытались дать краткий обзор работ Ф.Л.Шапира в области физики переноса нейтронов в различных средах и системах. Надеемся, что, несмотря на краткость обзора, нам удалось показать, сколь важными были эти исследования в свое время и сколь плодотворными они оказались для будущего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грошев Л.В., Козинец О.И., Лазарева Л.Е. и др. — Изучение параметров уран-графитовых гетерогенных систем методом призм. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1–5 июля 1955 г. Заседания ОФМН. Изд. АН СССР, 1955, с.21.
2. Толстов К.Д., Шапиро Ф.Л., Штриних И.В. — Средние скорости нейтронов в различных средах. Там же, с.108.
3. Адьясевич Б.П., Козинец О.И., Толстов К.Д. и др. — Измерение температурных эффектов в уран-графитовых подкритических системах. Там же, с.132.
4. Шапиро Ф.Л. — Собрание трудов. Физика нейтронов. М.: Наука, 1976.

5. Галанин А.Д. — Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1959.
6. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. — Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (рукопись). М., 1947.
7. Галанин А.Д. — Теория гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1971.
8. Вейнберг А., Вигнер Е. — Физическая теория ядерных реакторов. М.: ИИЛ, 1961.
9. Лазарева Л.Е., Фейнберг Е.Л., Шапиро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1955, т.29, с.381.
10. Бергман А.А., Исаков А.И., Мурин И.Д. и др. — В сб.: Труды Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Академиздат, 1987, т.4, с.166.
11. Казарновский М.В. — Кандидатская диссертация. ФИАН, 1955.
12. Von Dardel G.F. — Trans. Roy. Ins. Techn., 1954, vol.75, p.1; Phys. Rev., 1954, vol.94, p.1972.
13. Казарновский М.В. — Атомная энергия, 1958, т.4, с.539; Труды ФИАН, 1959, т.11, с.176.
14. Шапиро Ф.Л. — Докторская диссертация, ФИАН, 1962; Труды ФИАН, 1964, т.24, с.3.
15. Исаков А.И. — Кандидатская диссертация, ФИАН, 1962; Труды ФИАН, 1964, т.24, с.68.
16. Бергман А.А., Исаков А.И., Казарновский М.В. и др. — Замедление нейтронов, испускаемых импульсным источником, и спектрометрия нейтронов по времени замедления. Pulsed Neutron Research Symposium, Karlsruhe, vol. 1, p.671. I.A.E.A., Vienna, 1965.
17. Исаков А.И., Казарновский М.В., Медведев Ю.А. и др. — Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения. М.: Наука, 1984.
18. Marshak R. — Rev. Mod. Phys., 1947, vol.19, p.185.
19. Walen R. — Rec. Trav. Inst. Rech. Struct. Matiere. Belgrad, 1952.
20. Джилкибаев Ж.М., Казарновский М.В. — Кр. сообщ. по физике. ФИАН, 1981, №4, с.15.
21. Антонов А.В., Бергман А.А., Исаков А.И. и др. — В сб.: Труды Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Академиздат, 1987, т.5, с.104.
22. Антонов А.В., Исаков А.И., Мурин И.Д. и др. — В сб.: Труды Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Академиздат, 1987, т.5, с.3.
23. Франк И.М. — Труды ФИАН, 1962, т.14, с.117.
24. Казарновский М.В., Шапиро Ф.Л. — В сб.: Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1961, с.169.
25. Казарновский М.В., Шапиро Ф.Л., Степанов А.В. — Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958. Доклады советских ученых. М.: Атомиздат, 1959, т.1, с.469.
26. Илиева К.Д., Казарновский М.В. — Нестационарный перенос нейтронов. Теория и приложения. София: Изд. БАН, 1984.
27. Шимилевич Ю.С. и др. — Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин. М.: Недра, 1976.

СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СВИНЦЕ От «спектрометра для бедных» /Е.Вигнер/ до рекордных потоков

Ю.П.Попов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Памяти Учителя

Рассматриваются основные особенности спектрометрии нейтронов по времени замедления в свинце, создание первого спектрометра под руководством Ф.Л.Шапиро (свинцового куба) и результаты реализации научной программы на нем. Кратко обсуждаются нейтронные спектрометры по времени замедления (СВЗ) второго поколения, их программы исследований и полученные результаты. Последний раздел посвящен созданию спектрометров нейтронов по времени замедления нового поколения с мощными ускорителями протонов (мезонные фабрики) в качестве импульсных источников нейтронов. Такие СВЗ будут обладать рекордными по интенсивности потоками резонансных нейтронов на образце и, несмотря на серьезные ограничения данного метода по энергетическому разрешению (~30—50%), позволят проводить оригинальные физические исследования. Некоторые предложения по этой программе обсуждаются ниже.

The main peculiarities of the neutron slowing-down spectrometry is reviewed. The creation of the first lead slowing-down spectrometer (LSDS) under the guidance of F.L.Shapiro («lead cube») and the first experiments on this spectrometer are remembered. The neutron programs and results on the LSDS of second generation are shortly discussed. The last part of review is devoted to the creation of a new generation of LSDS with powerful proton LINAC (Meson Factory) as a pulse source of neutrons. Such LSDS will be possessed of the record resonance neutron fluxes on a sample (unfortunately, with energy resolution about 30—50%). Nevertheless, the future LSDS will give us possibilities to do original researches. Some proposals to this program of investigations are discussed below.

НЕМНОГО ИСТОРИИ

На рубеже 40—50-х годов в лаборатории атомного ядра ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева (зав. лабораторией И.М.Франк) проводился по заданию «сверху» цикл работ, посвященный изучению плотности нейтронов в уран-графитовых системах [1]. Естественным продолжением этих исследований явилось изучение таких фундаментальных проблем физики медленных нейтронов, как замедление и диффузия нейтронов и спектрометрия нейтронов в различных, в частности слабопоглощающих, средах. В ходе изучения этих проблем Е.Л.Фейнберг отметил одну особенность процесса упругого замедления нейтронов в тяжелой среде — группирование скоростей нейтронов в сравнительно узком интервале скоростей вокруг среднего значения, убывающего с ростом времени замедления. В результате обсуждения эффекта группирования скоростей нейтронов в процессе их замедления Л.Е.Лазаревой, Е.Л.Фейнбергом и Ф.Л.Шапиро [2] был предложен новый, оригинальный метод нейтронной спектрометрии — спектрометрия по времени замедления нейтронов.

Если в большой объем замедлителя, состоящего из ядер с $A \gg 1$, произвести кратковременный выпуск быстрых нейтронов, то, замедляясь в результате упругих столкновений с ядрами замедлителя и теряя при каждом столкновении в среднем долю энергии $\approx 2/A$, нейтроны будут собираться в квазимоноэнергетическую группу, которая с ростом времени замедления будет перемещаться вниз по шкале скоростей (энергий). Срабатывание детектора нейтронов (или детектора частиц, сопровождающих захват нейтрона ядром исследуемого образца) в течение узкого интервала времени Δt , сдвинутого на время t относительно момента выпуска нейтронов, дает возможность выбирать квазимоноэнергетические нейтроны, средняя скорость которых связана с временем замедления t соотношением

$$t = A \lambda (1/v - 1/v'), \quad (1)$$

где λ — средний пробег нейтрона до рассеяния, а $v' = \text{const}$ — начальная скорость нейтронов.

Первый нейтронный спектрометр по времени замедления (СВЗ) был сооружен под руководством Ф.Л.Шапиро в ФИАН СССР и запущен в начале 1955 года. Он представлял собой куб с ребром около двух метров из свинца, специально очищенного от примесей (общим весом ≈ 140 т), с вертикальным каналом до центра для источника нейтронов и несколькими горизонтальными сквозными каналами для размещения образцов и детекторов. В качестве импульсного источника нейтронов использовался простейший ускоритель дейтронов типа Кокрофта — Уолтона с цирконий-третиевой мишенью и средним выходом $\sim 10^8$ нейтр./с в реакции $T(d, n)^4\text{He}$. Новый

спектрометр обладал ограниченным разрешением по энергии (около 30%), но превышал по светосиле спектрометры по времени пролета на три порядка при той же мощности источника нейтронов. Результаты запуска СВЗ были доложены Ф.Л.Шапиро летом 1955 года на Первой Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии [3].

Председательствовавший на том заседании Е.Вигнер окрестил новый тип спектрометра «спектрометром для бедных». Однако, как показало последующее развитие нейтронной спектрометрии, высокая светосила СВЗ и ряд других оригинальных качеств привели к тому, что они стали создаваться и в таких отнюдь не бедных странах, как ФРГ, США, Япония и др.

ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПЕРВОМ СВЗ

Замедлитель. Эксперименты, проведенные в ФИАН со свинцовым замедлителем и нейтронами с начальной энергией порядка 14 МэВ, показали, что ширина отдельного резонанса на половине высоты постоянна для $E_n \leq 1$ кэВ и равна 35%, а при больших энергиях она увеличивается, достигая $\approx 70\%$ при $E_n = 15$ кэВ. Средняя энергия нейтронов (в кэВ) связана с временем замедления (в мкс) выражением

$$E_n = 183 / (t + 0,3)^2. \quad (2)$$

Сравнение теоретической зависимости (1) с экспериментальной (2) показывает, что средний пробег нейтрона до рассеяния λ остается постоянным для области $E_n < 15$ кэВ.

За счет утечки нейтронов через границу замедлителя и захвата их в замедлителе плотность нейтронов падает с ростом времени замедления и по мере приближения к границе замедлителя. Для замедлителя в виде куба с ребром, равным 2η , распределение нейтронов в пространстве и во времени (для $t > 10$ мкс) дается выражением

$$\rho = \text{const } (t + 0,3)^{-\alpha} e^{-t/T} \prod_i \cos \pi x_i / \eta, \quad (3)$$

где x_i — координаты места измерения плотности нейтронов в системе координат, начало которой находится в центре куба, а оси направлены вдоль его сторон. Для первого свинцового СВЗ было получено $\alpha = 0,35$, $T = 890$ мкс.

Рабочее вещество для СВЗ необходимо выбирать, исходя из требований наилучшего разрешения при минимальном γ -фоне и максимальной интенсивности нейтронов. Следовательно, вещество должно быть тяжелым, обладать малым сечением захвата нейтронов и быть доступным в кубометровых

количествах. Наилучшим, вероятно, является свинец, хотя, если эксперимент может проводиться с худшим разрешением (например, измерение резонансных интегралов захвата или деления), целесообразно использовать графит, который по сравнению со свинцом обеспечивает на порядок большую интенсивность нейтронов и на порядок меньший γ -фон. В то же время надо подчеркнуть необходимость специальной очистки свинца от посторонних примесей, которые могут в несколько раз повышать γ -фон СВЗ, что, видимо, и было причиной неудачи создания СВЗ в Карлсруэ в начале 60-х годов [4].

Наиболее полно результаты изучения характеристик СВЗ в свинце (а также в железе и графите), специфика методики измерений и основные результаты исследований были изложены в докторской диссертации Ф.Л.Шапиро и кандидатских А.И.Исакова, Ю.П.Попова и А.А.Бергмана, которые были опубликованы в «Трудах ФИАН СССР» [5]. Однако это издание уже стало раритетом, поэтому краткое изложение здесь полученных тогда основных результатов и сравнение их с современными данными представляется оправданным. Разработке ряда теоретических аспектов спектрометрии нейтронов по времени замедления посвящена диссертация М.В.Казарновского [6] (см. также его статью в настоящем выпуске).

Своеобразие методики. В отличие от спектрометрии нейтронов по времени пролета СВЗ обладает рядом специфических особенностей. Во-первых, это изотропное облучение нейтронами образца. Поэтому невозможны эксперименты по пропусканию в «хорошей» геометрии, а следовательно, измерение полных нейтронных сечений. В то же время наличие больших масс свинца вокруг детектора и образца сильно снижает фон от γ -квантов и от рассеянных в помещении нейтронов. Рассеяние нейтронов в тонком образце слабее влияет на результаты измерения сечения захвата, чем в случае спектрометрии по времени пролета, поскольку в СВЗ рассеяние не изменяет среднего пути нейтрона через образец и лишь незначительно меняет его энергию.

Измерение сечений методом регистрации продуктов реакции сводится к измерению в одной и той же точке замедлителя зависимости от времени замедления числа отсчетов детектора продуктов реакции $I_1(t)$ и в эталонном образце (бор или литий) — $I_B(t)$, для которого сечение подчиняется закону $1/v$, т.е. $\sigma_B E^{1/2} = \text{const}$. Для тонких образцов

$$I_1(t)/I_B(t) = k \langle \sigma_1 E^{1/2} \rangle \cong k(\sigma_1 E^{1/2})_{\langle E \rangle}, \quad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение по спектру нейтронов в замедлителе в момент времени t , а величина k — константа, определяемая нормировкой всей кривой (4) на известное сечение в тепловой области или на площадь под кривой резонанса с известными параметрами. Оценка

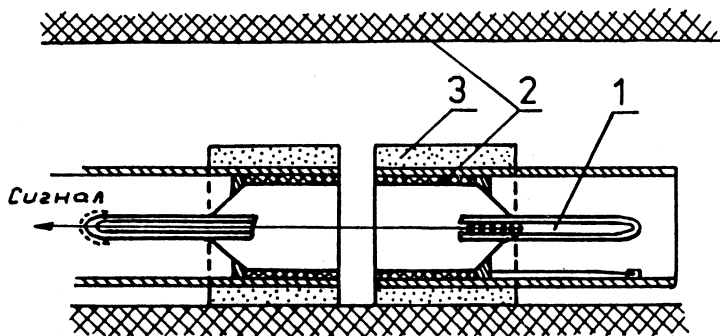


Рис.1. Расположение образца и детектора γ -лучей в канале СВЗ: 1 — газовый пропорциональный счетчик; 2 — свинцовая стенка счетчика (конвертор γ -квантов), сверху и снизу — свинец как замедлитель, 3 — образец

приближения в формуле (4) показывает (см. с.35 в [5]), что в наиболее неприятном случае при $E_n = 50$ кэВ для рабочей геометрии первого СВЗ поправка составляет 10%, если $\sigma_1 \sim 1/E$, и вдвое меньше при $\sigma_1 = \text{const}$.

Измерения сечений. При изотропном облучении нейтронами образца и детектора, помещенных внутри узкого канала в замедлителе, оптимальной становится цилиндрическая геометрия того и другого. Такую геометрию имели детекторы нейтронов (пропорциональные борные, литиевые и He-3 счетчики), осколков деления и часть детекторов γ -квантов (см. рис.1).

Измерения сечений захвата на СВЗ охватывают широкий диапазон энергий — от тепловых до ~40 кэВ, т.е. регистрируется захват нейтронов с орбитальными моментами $l = 0$ (s -нейтроны) и с $l = 1$ (p -нейтроны). Для того чтобы эффективность регистрации акта захвата нейтрона ϵ путем регистрации γ -лучей распада была постоянной во всем рабочем диапазоне энергий нейтронов, были разработаны и использовались специальные детекторы γ -лучей с толстыми свинцовыми стенками. Толщина стенки выбиралась порядка пробега электрона с максимальной энергией $E_e \sim B_n \sim 10$ МэВ, что обеспечивало $\epsilon_\gamma = \text{const } E_\gamma$, а тогда $\epsilon = \text{const } B_n$, где $B_n = \sum E_\gamma$ — энергия связи нейтрона [7] (см. рис.1). Позднее сцинтилляционный вариант такого детектора стали называть детектором Моксона — Рея [8].

Для уменьшения перегрузок электроники от первичной вспышки нейтронов и γ -квантов при работе со сцинтилляционными детекторами γ -лучей успешно использовалось запирающее ФЭУ подачей на первый электрод импульса, синхронного с вспышкой [9].

Поскольку энергетическое разрешение СВЗ не превышает 30%, а светосила на 3—4 порядка выше, чем в методике по времени пролета, использование СВЗ перспективно при изучении ядер с малой плотностью уровней (параметры отдельных слабых резонансов, ход сечений между резонансами, отклонение сечений от «закона $1/v$ » и определение энергетического положения «отрицательных» уровней), а также при измерении сечений, усредненных по многим резонансам. Анализ последних позволяет получать средние резонансные параметры для s - и p -нейтронов, необходимые для проверки различных теоретических моделей. Кроме того, несомненный интерес для решения проблем нуклеосинтеза Вселенной представляют измерения средних сечений захвата нейтронов в области звездных температур, т.е. при энергиях 10—30 кэВ.

Уже первые работы на СВЗ по изучению межрезонансного хода сечений реакций (n, α) и (n, p) на легких ядрах позволили продемонстрировать сильные стороны спектрометрии по времени замедления [10]. Возможность проведения прецизионных измерений отношений этих сечений на ядрах ^3He , ^6Li и ^{10}B в широком диапазоне энергий позволила получить оригинальные результаты. Было установлено наличие постоянной составляющей в сечениях этих реакций, т.е. отклонение хода сечения от общепринятого закона $1/v$, и найдены параметры более точного разложения хода сечений по степеням скоростей, чем это дает «закон $1/v$ ». В реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ было обнаружено влияние «отрицательного» резонанса — возбужденное состояние в компаунд-ядре ^4He с энергией возбуждения $E = 20,5$ МэВ, со спином и четностью $J^\pi = 0^+$. Это вызвало «беспокойство» среди теоретиков, поскольку такой уровень не мог быть воспроизведен в рамках существовавших тогда моделей простейших ядер.

В качестве примера первых измерений сечений радиационного захвата нейтронов на рис.2 представлена энергетическая зависимость сечения захвата на естественной смеси изотопов меди, нормированная на сечение для тепловых нейтронов $\sigma_\gamma = (3,77 \pm 0,03)$ б. Отклонение хода сечения от закона $1/v$ (сплошная прямая на рис.2) при $E < 150$ эВ указывает на наличие в одном из изотопов меди резонанса с энергией ниже энергии связи нейтрона в ядре. Поскольку тепловое сечение меди на 82% определяется изотопом ^{63}Cu и на 18% — ^{65}Cu , а отклонение от закона $1/v$ достигает ~70%, то «отрицательный» уровень (если он один) может принадлежать только составному ядру ^{64}Cu . Энергию этого уровня удобно определять путем линейной экстраполяции выражения $(\sigma_\gamma \sqrt{E})^{-1/2} = \text{const}(E - E_0)$, введя предварительно поправку на вклад в сечение изотопа ^{63}Cu .

С увеличением атомного номера плотность уровней в ядрах растет (за исключением окрестностей магических ядер), и при $A > 70$ энергетическое

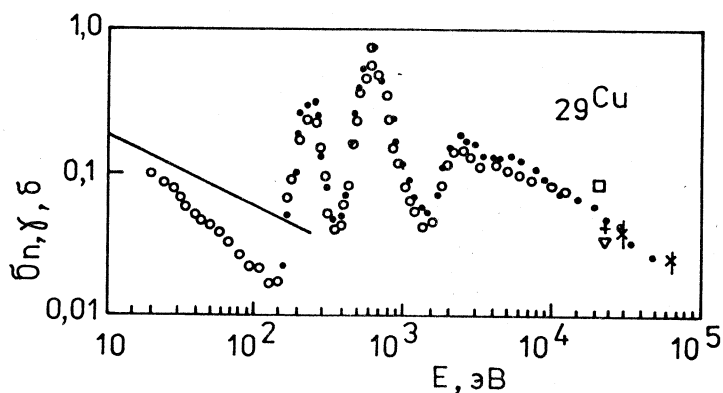


Рис.2. Энергетическая зависимость сечения радиационного захвата нейтронов ядрами меди: (•) и (○) — результаты измерений для образцов меди с эффективной толщиной $n = 3,2 \cdot 10^{22}$ я/см² и $n = 6,5 \cdot 10^{22}$ я/см² соответственно. В области энергий порядка десятков кэВ измеренные усредненные сечения хорошо согласуются с данными Гиббонса и др. [11] (×) и Шмитта и Кука [12] (+)

разрешение СВЗ становится недостаточным для выделения отдельных резонансов в области энергий выше нескольких десятков эВ. В то же время появляется интересная возможность исследовать общие закономерности зависимости сечений, усредненных по многим резонансам, от атомного номера, эффектов четности, числа нейтронов в ядре-мишени, определить параметры взаимодействия p -нейтронов с ядрами и т.д. В течение нескольких лет на СВЗ №1 были измерены сечения радиационного захвата нейтронов на нескольких десятках, главным образом, разделенных, изотопов вплоть до таллия.

Анализ экспериментальных данных. На примере результатов измерения сечения захвата в индии (рис.3) можно показать, как, сопоставляя экспериментальные сечения в области энергий 1—50 кэВ с результатами расчетов по статистической теории вкладов сечений для s - и p -нейтронов, удастся определить соответствующие нейтронные силовые функции S_0 и S_1 , играющие важную роль в выборе параметров оптической модели взаимодействия нейтронов с ядрами.

Здесь верхние кривые соответствуют следующим значениям силовых функций для s - и p -нейтронов:

пунктирная — $S_0 = 0,5 \cdot 10^{-4}$ (фиксировано [11]) и $S_1 = (4,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$,

сплошная — $S_0 = (0,24 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$ и $S_1 = (5,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$.

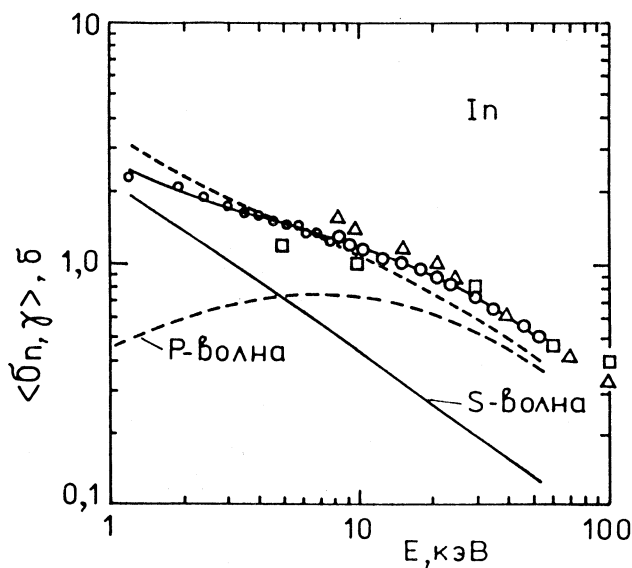


Рис.3. Сечения захвата нейтронов в индии

Отметим, что в настоящее время [13] принято значение $S_0 = (0,26 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$.

Нижние кривые иллюстрируют вклад s - и p -нейтронов в полное сечение захвата.

Аналогичный анализ был проведен еще для полутора десятков ядер. Систематика полученных значений силовых функций для p -нейтронов в области $3P$ -максимума ($A \sim 100$) указывала на возможное его расщепление (за счет малых значений S_1 для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo). Впоследствии прямое наблюдение спин-орбитального расщепления максимума на две компоненты $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ было получено в работах Г.С.Самосвата [14].

Согласно существующим представлениям, нуклеосинтез элементов (изотопов) более тяжелых, чем железо, происходит в звездах за счет захвата нейтронов, образующихся при горении более легких элементов. Эти, так называемые медленные и быстрые процессы захвата (s - и r -процессы) идут при звездных температурах, соответствующих максвелловским распределениям нейтронных энергий со средними значениями $\sim 10 + 30$ кэВ. Причем для проверки современных теоретических сценариев образования элементов во Вселенной необходимо знание сечений радиационного захвата нейт-

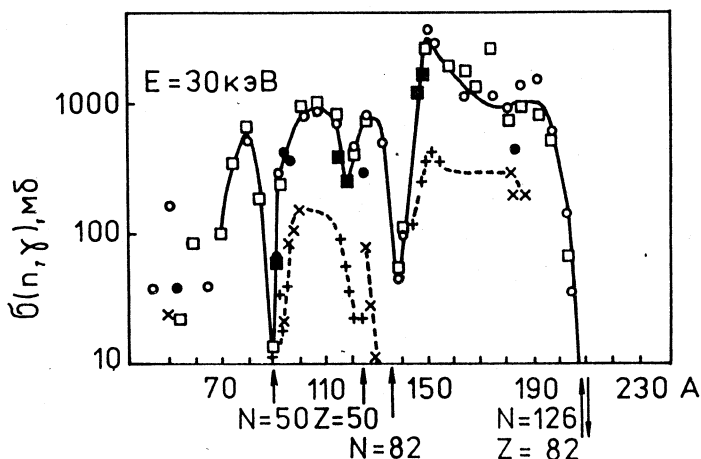


Рис.4. Зависимость усредненных сечений захвата нейтронов с энергией 30 кэВ от массового числа ядра-мишени.

Ядро-мишень	ч.-ч.	ч.-н.	н.-ч.	
	×	•	○	CB31
	+	■	□	ORNL

ронов в этих областях энергий практически для всех изотопов. Последние два десятилетия специальное внимание уделялось измерениям (а также теоретическим или феноменологическим оценкам) усредненных сечений захвата при $E_n = 30$ кэВ. Эти сечения отдельно указывались в справочнике [13]. Основной вклад в эти данные внесли измерения на нейтронах от реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ вблизи порога реакции (см., например, [11,15]), на квазимонохроматических пучках фильтрованных железом нейтронов из реактора [16] (эти сечения, измеренные при 24 кэВ, экстраполировались затем к энергиям 30 кэВ), а также измерения на СВЗ [17].

Один из первых анализов результатов измерений усредненных сечений радиационного захвата нейтронов при $E_n = 30$ кэВ указал на ряд закономерностей в зависимости сечений от атомного веса (или числа нейтронов) в ядре-мишени. Сечения для четно-четных ядер-мишеней оказались регулярно меньше в 4—5 раз, чем сечения для других ядер. В то же время сечения нечетно-четных ядер ложатся на одну кривую с сечениями четно-нечетных ядер (см. рис.4). Сечения хорошо «чувствуют» магические по числу нейтронов ядра (оболочки) и их окрестности, падая на 1—2 порядка по сравнению с сечениями между оболочками. Протонные оболочки проявляются несколько слабее.

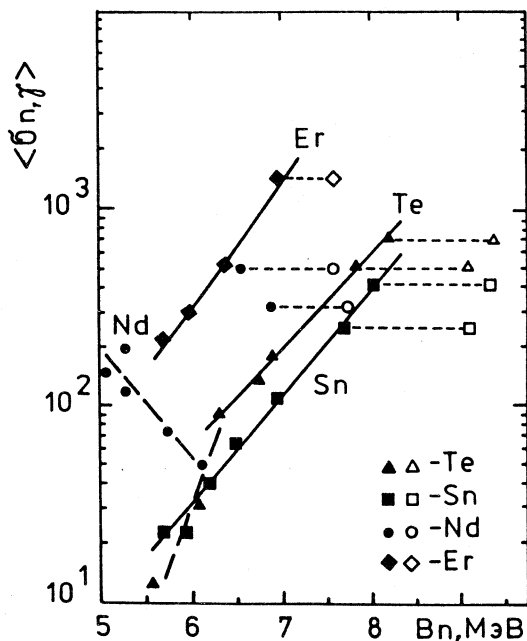


Рис.5. Зависимость усредненных сечений захвата при $E_n = 30$ кэВ от энергии связи нейтрона. Горизонтальные линии (пунктир) — смещение точек после введения поправки на энергию спаривания ($\Delta \approx 1,5$ МэВ) для четно-нечетных ядер-мишеней. Сплошные линии соединяют изотопы одного элемента

На более широком экспериментальном материале был проведен анализ усредненных сечений при энергии нейтронов 30 кэВ [18,19], который подтвердил отмеченные выше закономерности и позволил проследить ряд новых систематических зависимостей, которые могут представлять интерес для оценок усредненных сечений, например, на редких или радиоактивных изотопах. Так, для четно-четных изотопов в пределах одного элемента характерно, как правило, плавное спадание сечения с ростом числа нейтронов. Однако вблизи магических значений числа нейтронов N такая зависимость искажается более быстрым спаданием сечений по мере приближения к магическому N . Такие зависимости усредненных сечений (в логарифмическом масштабе) от энергии связи нейтрона B_n представлены на рис.5.

В то же время, если значения $\langle \sigma_{n,\gamma} \rangle$ изобразить в зависимости от произведения αU , где α — параметр, пропорциональный плотности одночастичных состояний, U — энергия возбуждения ядра, то и для изотопов неодима сечения лягут на одну прямую. К сожалению, зависимости типа $\langle \sigma_{n,\gamma} \rangle = f(\alpha U)$ трудно использовать для оценки неизвестных сечений захвата, поскольку величина α для них, как правило, неизвестна и плохо оценивается по известным значениям для соседних.

В то же время, если значения $\langle \sigma_{n,\gamma} \rangle$ изобразить в зависимости от произведения αU , где α — параметр, пропорциональный плотности одночастичных состояний, U — энергия возбуждения ядра, то и для изотопов неодима сечения лягут на одну прямую. К сожалению, зависимости типа $\langle \sigma_{n,\gamma} \rangle = f(\alpha U)$ трудно использовать для оценки неизвестных сечений захвата, поскольку величина α для них, как правило, неизвестна и плохо оценивается по известным значениям для соседних.

Анализ более широкого набора экспериментальных данных, проведенный недавно [20], позволил уточнить феноменологические зависимости средних сечений при 30 кэВ и получить новые оценки $\langle \sigma_{n,\gamma} \rangle$ для неисследованных ядер вне «дорожки стабильности». В представленной ниже таблице

приводятся оцененные значения средних сечений [20] для анализа s -процесса в нуклеосинтезе.

Таблица. Некоторые результаты оценок сечений радиационного захвата при 30 кэВ, интересные для расчётов s -процесса в нуклеосинтезе

Изотоп	$\langle\sigma(n, \gamma)\rangle$, мб	Замечания
^{77}Se	572(120)	Стабильное ядро
^{79}Se	333(68)	Нестабильное ядро, точка ветвления s -процесса
^{151}Nd	660	"—"
^{151}Sm	1200	"—"
^{181}Hf	350(80)	"—"
^{182}Hf	82(18)	"—"

ВТОРОЕ ПОКОЛЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРОВ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СВИНЦЕ

Основной особенностью СВЗ второго поколения стало использование более мощных импульсных источников быстрых нейтронов: линейных ускорителей электронов (RINS — в Ранселорском политехническом институте, США; установка «Факел» — в Институте атомной энергии им.И.В.Курчатова, СССР; KULS — в Исследовательском реакторном институте Киотского университета, KURRI, Япония). Таким образом, удалось на два-три порядка поднять потоки нейтронов на исследуемых образцах по сравнению с потоками на первом СВЗ, созданном под руководством Ф.Л.Шапира. Это, в свою очередь, позволило перейти к новым исследованиям, в частности, измерениям сечений подбарьерного деления на изотопах трансурановых элементов, доступных иногда лишь в микрограммовых количествах.

Спектрометр по времени замедления RINS. Первым СВЗ второго поколения стал RINS (Renselaer Intense Neutron Spectrometer) весом 75 т, построенный в РПИ (США) в середине 70-х годов. В качестве источника нейтронов использовался линейный ускоритель электронов. Как можно судить по публикациям, на RINS основной программой исследований стало измерение сечений деления. Здесь впервые было продемонстрировано подбарьерное деление в реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ [21]. В последние годы ведутся измерения сечений главным образом подбарьерного деления широкого круга трансурановых изотопов. Высокая интенсивность резонансных нейтронов

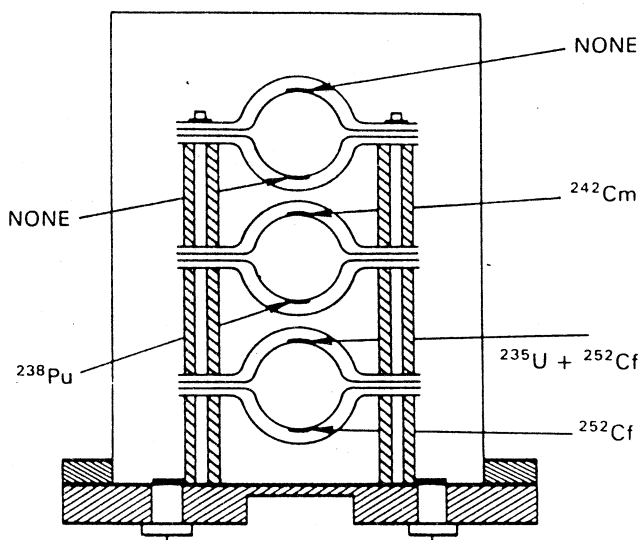


Рис.6. Схема сборки из быстрых делительных камер, использовавшихся на RINS

на образце и оригинальные быстродействующие полусферические ионизационные детекторы осколков деления позволили проводить исследования подбарьерного деления с микрограммовыми образцами, обладающими высокой α -активностью. Только высокие потоки нейтронов на RINS дали возможность провести измерения сечения деления ^{242}Cm , обладающего большой вероятностью спонтанного деления (~ 9 актов деления в секунду на 1 мг образца) и удельной активностью $\sim 10^8$ α -распадов в секунду на 1 мг образца.

На рис.6 схематически представлена сборка из 6 камер деления, на которых одновременно: а) измерялись сечения подбарьерного деления на образцах ^{238}Pu (12 мкг) и ^{242}Cm (1,15 мкг); б) мониторировался с помощью ^{235}U поток нейтронов; в) точно определялась эффективность регистрации осколков деления с помощью образца спонтанно делящегося ^{252}Cf ; г) определялся фон в пустой камере (верхние полусферы).

На рис.7 представлены результаты измерений сечения деления ^{238}Pu (гистограмма) в сравнении с расчетной кривой, полученной на основе оцененных данных ENDF/B-V с поправкой на энергетическое разрешение RINS [22]. Сравнение двух кривых в области энергий ниже 50 эВ говорит о том, что, по-видимому, и современные расчеты по методу Монте-Карло [23] не в состоянии полностью воспроизвести все процессы замедления нейтронов.

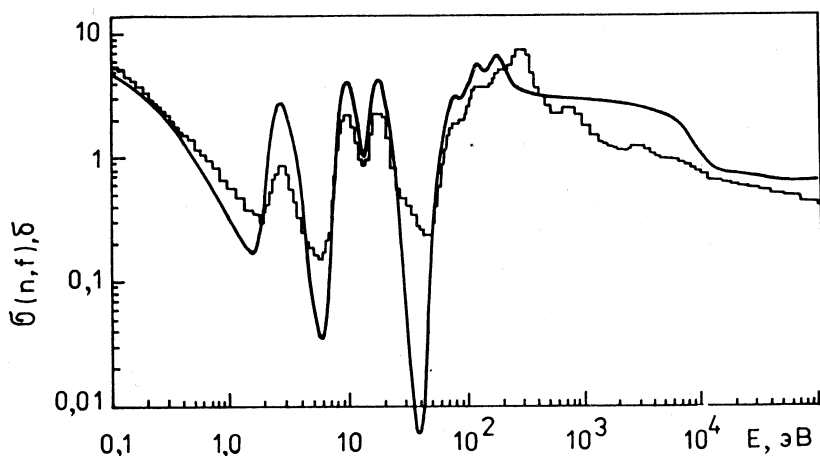


Рис.7. Сечение деления ^{238}Pu , измеренное на CB3 RINS (гистограмма), и попытка описать его с помощью данных библиотеки ENDF/B-V

нов в больших блоках свинца. Расчеты, проведенные в 50-х годах [5], также не могли полностью описать форму резонанса CB3. Обычно расхождения качественно объясняют наличием в свинце примесей легких элементов, но количественного воспроизведения экспериментальной формы резонанса видеть не приходилось. В связи с этим представляется опасным использование разности экспериментальной и расчетной кривых сечений захвата (особенно для толстых образцов) для «открытия» новых резонансов [24].

Расхождение экспериментальной гистограммы и расчетной кривой на рис.7 в области, где резонансы усредняются, говорит о неполноте данных в ENDF/B-V, и авторы [22] правы, рекомендуя сделать переоценку данных ENDF/B-V по сечению деления ^{238}Pu в области энергий нейтронов ниже 100 кэВ.

Наблюдение широких максимумов в сечении деления ^{238}Pu , ^{242}Cm и других исследовавшихся на RINS изотопах Cm в области энергий выше нескольких сотен электронвольт авторы связывают с наличием кластеров из нескольких резонансов, обусловленных подбарьерным делением через вторую яму двугорбого барьера деления («интерференция» с уровнями во второй яме). По сути дела кривая сечений подбарьерного деления, измеренная на CB3, воспроизводит огибающую по нескольким резонансам, «интерферирующим» с отдельным уровнем во второй яме. Это дало возможность авторам оценить для четных изотопов Cm плотности состояний во второй яме и разницу в энергиях дна первой и второй ям. Оказалось, что данные

для ^{242}Sm , ^{244}Sm , ^{246}Sm хорошо совпадают с общей систематикой, в частности, в том, что вторая яма лежит на 2—3 МэВ выше первой. В то же время ^{248}Sm по своим характеристикам заметно отличается от трех других четных изотопов кюрия.

Спектрометр по времени замедления ИАЭ им.И.В.Курчатова. Это была свинцовая призма весом ~60 т с чистотой свинца 99,98%. В качестве импульсного источника нейтронов использовался линейный ускоритель электронов «Факел». Вольфрамовая мишень электронного пучка была рассчитана на мощность до 10 кВт. Для этого предусматривалось водяное охлаждение (~250 см³ воды внутри СВЗ). Однако после проведения расчетов возможного влияния воды на спектр нейтронов в СВЗ от воды пришлось отказаться.

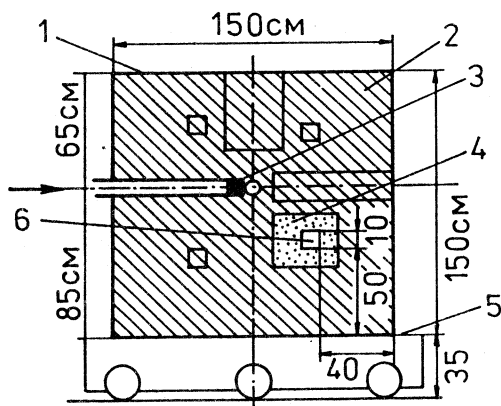
Основным направлением исследований здесь также было измерение сечений деления на микрограммовых образцах трансурановых изотопов. Так, в работе [25] приведены средние сечения деления ^{241}Pu , $^{242\text{m}}\text{Am}$, ^{245}Cm в диапазоне энергий от 4,6 эВ до 21,5 кэВ и дано их сравнение с оцененными сечениями в различных библиотеках нейтронных данных (БНАБ-78, ENDF/B-V, ENDL-76, JENDL-1). В общей сложности были измерены сечения деления для 10 ядер, в том числе впервые для ^{236}Pu . К сожалению, не все экспериментальные данные СВЗ ИАЭ были опубликованы в широко распространенных журналах.

KULS-спектрометр по времени замедления университета в Киото. Некоторые особенности СВЗ второго поколения можно рассмотреть на примере KULS [26]. Первый СВЗ в Японии был сооружен в конце 60-х годов в Токийском университете [27], затем в 1991 году свинец был передан университету в Киото. Здесь, в исследовательском реакторном институте Киотского университета (KURRI) свинец очистили до чистоты 99,9%, отполировали блоки и собрали на передвижной тележке куб с ребром 1,5 м, покрыв его 0,5 мм листовым кадмием (для уменьшения фона от рассеянных в помещении нейтронов). Общий вид спектрометра представлен на рис.8.

Общий вес свинца 38 т. Тележка может придвигаться к линейному ускорителю электронов (энергия электронов 46 МэВ, ток в импульсе 2 А, длительность вспышки 33 нс, выход нейтронов ~10¹¹ н/с). Танталовая мишень ускорителя охлаждается сжатым воздухом, что ограничивает мощность пучка электронов на мишени на уровне ≤ 1 кВт. Замену охлаждающего воздуха на воду авторы считают опасной в связи с искажением спектра замедляющихся нейтронов за счет рассеяния на водороде.

Один из измерительных каналов KULS выложен висмутом (10—15 см толщиной), что обеспечивает защиту образца и детектора от жесткого γ -излучения после захвата нейтронов в свинце ($E_\gamma \sim 7$ МэВ). Это важно не

Рис.8. Схема СВЗ KULS: 1 — листовой кадмий, 2 — свинец-замедлитель, 3 — танталовая мишень электронного ускорителя, 4 — вкладыш из висмута, 5 — платформа на колесах, 6 — полость для образца и детектора



столько при измерении сечений захвата, сколько для подавления трудно контролируемого фона от фотоделения на жестких γ -квантах при изучении подбарьерного деления, идущего с малыми сечениями.

Интересно отметить, что для KULS константы в формуле (2) заметно отличаются для свинцовой и висмутовой полостей: (156 ± 2) и (190 ± 2) кэВ $\cdot$ мкс. Качественно это понятно, поскольку пробег нейтрона до рассеяния в висмуте $\lambda = 3,85$ см, а в свинце $\lambda = 2,68$ см, и константа в формуле (1) для чисто висмутового СВЗ должна бы измениться на 40% по сравнению со свинцовым. Изменение константы на $\sim 20\%$ для небольшой висмутовой вставки KULS весом ~ 440 кг (это порядка 1% от общего веса замедлителя) демонстрирует существенную роль замедления в ближайших окрестностях образца (детектора). Интересно было бы исследовать более детально влияние висмутовой вставки на форму резонансной кривой, поскольку разница в скорости замедления нейтронов внутри вставки и вне ее должна исказить мгновенный спектр нейтронов по сравнению со случаем гомогенного замедлителя.

Хотелось бы знать, как изменился γ -фон внутри вставки из висмута. Это может оказаться важным для оценки возможностей второго поколения СВЗ для измерений сечений радиационного захвата нейтронов радиоактивными ядрами (для удовлетворения потребностей ядерной астрофизики и трансмутации радиоактивных отходов ядерной энергетики). Представляет интерес рассмотреть возможность создания оптимизированной методики для измерений сечений захвата на малых количествах радиоактивных ядер, например, цилиндрическая вставка с толщиной стенок ~ 5 см из дважды магического ^{208}Pb (~ 5 кг изотопа), детектор, вынесенный за пределы замедлителя, и т.д.

Новые методические возможности в изучении разрешающей способности СВЗ при малых временах замедления (в области энергий нейтронов выше нескольких кэВ) открываются в связи с предложением [28] использовать анализ формы γ -линии Ge-спектрометра после захвата нейтронов в

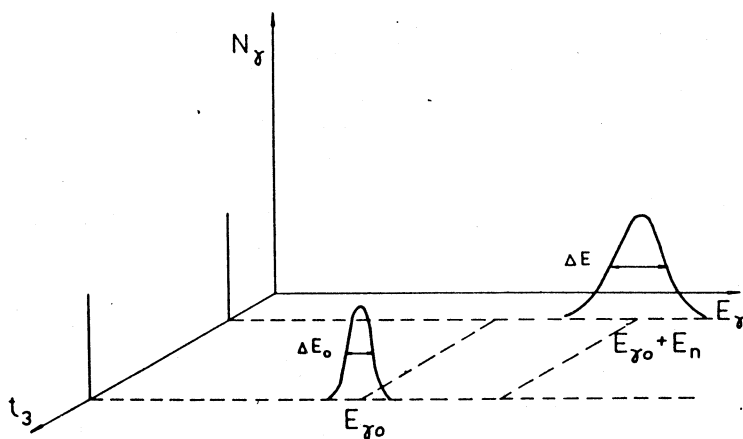


Рис.9. Трехмерный спектр, иллюстрирующий изменение формы γ -линии, измеренной при тепловой энергии $E_{\gamma 0}$ и при энергии нейтронов E_n

области усредненных сечений захвата. Естественная форма γ -линии, измеренная в области тепловых нейтронов, будет заметно искажаться при энергиях $E_n \geq 2$ кэВ за счет разброса по энергии нейтронов, поглощенных при данном времени замедления. На рис.9 схематически представлена трехмерная картина, иллюстрирующая этот эксперимент. По осям отложены: время замедления (t_3), число зарегистрированных γ -квантов выбранного первичного γ -перехода радиационного захвата (N_γ) и энергия γ -квантов (E_γ).

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ НА СВЗ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

Третье поколение СВЗ связывается с использованием сильноточных протонных ускорителей на энергию ~ 1 ГэВ (мезонных фабрик) в качестве источников нейтронов. Впервые, по-видимому, такое предложение было высказано Ю.Я.Стависским в докладе на IV Всесоюзном семинаре по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР (1985 г.) [29]. На следующем, V Семинаре (1987 г.) мы предложили для обсуждения программу научных исследований на будущем СВЗ [30].

В конце 80-х годов группа известных американских физиков из Лос-Аламоса, РПИ и Ливермора провела ряд сравнительных измерений сечений деления на RINS (спектроскопия по времени замедления) и на LANSCE (нейтронный спектрометр по времени пролета на мезонной фабрике Лос-Аламоса) и показала перспективность СВЗ на мезонных фабриках [31]. Было выдвинуто предложение о создании СВЗ на пучке протонного накопительного кольца Лос-Аламосской мезонной фабрики. К сожалению, проект СВЗ в Лос-Аламосе пока остался на бумаге. На протонном пучке Московской мезонной фабрики (ММФ) на небольшом макете СВЗ (установка ПИТОН) группа ИЯИ — ЛНФ ОИЯИ начала обработку методических вопросов СВЗ третьего поколения [32].

По оценкам Стависского [29], использование полной интенсивности сгруппированного пучка протонов после накопителя ММФ даст выигрыш в светосиле по сравнению с СВЗ первого поколения в $\sim 5 \cdot 10^8$ раз, однако при этом тепловыделение в свинце достигнет ~ 300 кВт, что потребует использования довольно сложной системы жидкометаллического охлаждения. Вариант с мощностью пучка порядка 3 кВт (выигрыш $\sim 10^7$) принципиальных проблем с охлаждением не вызовет. В то же время надо учесть, что на 1 кВт выделенной на мишени мощности выход нейтронов для протонного пучка почти на два порядка выше, чем в случае электронного.

С ростом интенсивности нейтронного потока в замедлителе возрастает и γ -фон от захвата нейтронов в свинце и примесях. Преодоление этого недостатка, естественно, потребует специальных методических разработок, но, кроме того, видимо, это ограничит круг возможных экспериментов на СВЗ третьего поколения. Тем не менее не вызывает сомнения исследование процессов деления ядер: с образцами, содержащими до $\sim 10^{11}$ ядер; при глубоко подбарьерном делении и т.д. В частности, по оценкам Мура и др. [31] окажется возможным изучение на резонансных нейтронах деления ^{235}U из изомерного состояния.

Представляются перспективными поиски ненаблюдавшихся ранее реакций типа $(n, {}^8\text{Be})$ и более сложных (сверхасимметричное деление), что становится актуальным и обнадеживающим после обнаружения нового типа естественной радиоактивности с испусканием таких тяжелых ядер, как ^{14}C [33].

Не простой, но реальной представляется проблема исследования реакции (n, α) на резонансных нейтронах на СВЗ третьего поколения. Широкий круг исследований этой реакции (другими словами — α -распада компаунд-состояний) в 60-70-х годах проводился в Дубне. Одним из зачинателей этих работ был Федор Львович Шапиро. Основные итоги исследований были подведены в обзоре [34]. Однако существующие экспериментальные возможности для дальнейшего изучения реакции (n, α) практически

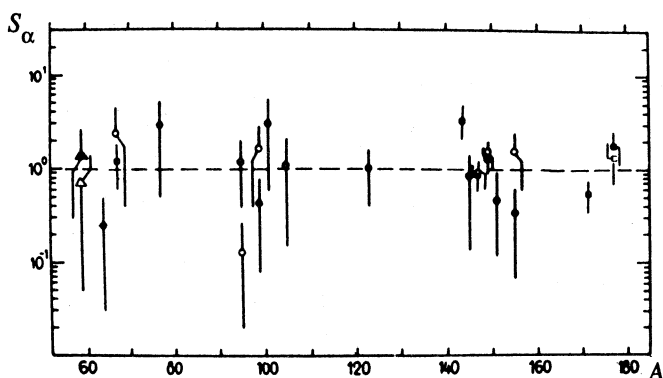


Рис.10. Зависимость от атомной массы α -частичной силовой функции S_α (в относительных единицах)

исчерпаны. Поскольку из-за кулоновского барьера сечения реакции (n, α) на несколько порядков ниже, чем для (n, γ) , необходимы СВЗ нового поколения.

На рис.10 приведены относительные значения α -частичных силовых функций для большого количества ядер, исследованных в основном в Дубне. Видимое постоянство значений S_α может указывать на то, что в пределах существующей экспериментальной точности (определяемой малым числом резонансов, по которым проводилось усреднение экспериментальных данных) можно говорить о том, что в области средних и тяжелых ядер для α -частиц ядро представляется черным, т.е. гигантские α -кластерные уровни значительно сильнее фрагментированы по компаунд-состояниям ядра, чем это имеет место для одночастичных состояний (см. аналогичную зависимость нейтронных силовых функций от атомного веса [13]). Однако это качественное заключение может быть проверено количественно, если существенно поднять точность измерения значений S_α . Такая возможность открывается при измерении усредненных по многим резонансам сечений реакции (n, α) для широкого круга средних и тяжелых ядер, если использовать СВЗ на мезонных фабриках. Анализ энергетической зависимости $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$, аналогичный проводившемуся для радиационного захвата (см. рис.3), с одновременным амплитудным анализом α -частиц позволит в несколько раз поднять точность определения S_α , определять парциальные силовые функции для α -распада на отдельные возбужденные состояния дочернего ядра. Последнее важно для выяснения зависимости средних харак-

теристик α -распада компаунд-ядер от природы конечных состояний. Этой зависимости не должно быть, согласно выводам предельной статистической теории, но она качественно предсказывается квазичастично-фононной моделью В.Г.Соловьева [35], и некоторые экспериментальные данные указывают на такую возможность (см. [34]).

С помощью СВЗ нового поколения может быть исследован вопрос о роли эффектов интерференции в каналах α -распада компаунд-ядер. *A priori* считалось, что такие эффекты незначительны для ядер, у которых ширины нейтронных резонансов на несколько порядков меньше расстояния между интерферирующими уровнями. Однако, видимо, только интерференционными эффектами можно объяснить расхождение результатов измерений парциальных сечений (только для α -переходов в основное состояние) реакции (n, α_0) в области тепловых нейтронов на ядрах ^{67}Zn и ^{145}Nd с результатами расчета таких сечений на основании параметров известных резонансов [36]. Расчеты дали значение теплового сечения на порядок большее, чем верхние оценки результатов измерений, проведенных в двух лабораториях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эти апрельские дни 1995 года, когда пишутся эти строки, моему учителю, Федору Львовичу Шапиро, оставившему яркий след в нейтронной физике, исполнилось бы 80 лет. 22 года его уже нет с нами. Но многие его идеи живут, реализуются, развиваются и в настоящее время. Я попытался здесь проследить 40-летнюю историю развития одной из них, которой Федор Львович посвятил около 10 лет, а у меня началась с нее научная деятельность.

Созданный под руководством Ф.Л.Шапиро «примитивный» нейтронный спектрометр, состоящий из свинцового куба и простейшего ускорителя дейтронов Кокрофта — Уолтона, конечно, мог вызвать реплику Е.Вигнера о «спектрометре для бедных». Но тогда, на первой Конференции по мирному использованию атомной энергии, Федор Львович доложил, практически, только о запуске СВЗ и его основных характеристиках, а широкие возможности СВЗ и оригинальные результаты были продемонстрированы и оценены позднее. Сейчас многие специалисты в области нейтронной физики с нетерпением ожидают появления СВЗ третьего поколения с рекордными потоками резонансных нейтронов.

Автор благодарен В.С.Зенкевичу за обсуждение характеристик СВЗ ИАЭ им.Курчатова и полученных на нем результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Грошев Л.В. и др.** — Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, с.1; **Грошев Л.В. и др.** — Ibid, с.21; **Толстов К.Д., Шапиро Ф.Л., Штраних И.В.** — Ibid, с.108.
2. **Лазарева Л.Е., Фейнберг Е.Л., Шапиро Ф.Л.** — ЖЭТФ, 1955, т.29, с.381.
3. **Bergman A.A., Isakov A.I., Murin I.D., Shapiro F.L., Shtranikh I.V., Kazarnovsky M.V.** — 1-st Geneva Conf., 1955, vol.4, p.135.
4. **Mitzel F., Plendl H.S.** — Nukleonik, 1964, vol.6, p.371.
5. **Шапиро Ф.Л., Исаков А.И., Попов Ю.П., Бергман А.А.** — В сб.: Исследования по нейтронной физике, Труды ФИАН СССР, М.: Наука, т.XXIV, с.3, 68, 111, 169, 1964.
6. **Казарновский М.В.** — Труды ФИАН СССР, М.: Наука, 1957, т.11, с.176.
7. **Kashukeev N.T., Popov Yu.P., Shapiro F.L.** — Journ. Nucl. Energ., 1961, vol.14, p.76.
8. **Мохон М., Рае E.R.** — Nucl. Instr. Methods, 1963, vol.24, p.445.
9. **Волков А.Н., Клабуков А.М., Попов Ю.П.** — ПТЭ, 1960, т.2, с.68.
10. **Бергман А.А., Исаков А.И., Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л.** — В сб.: Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, Изд. АН СССР, 1958, с.17.
11. **Gibbons J.H., Macklin R.L., Miller P.D., Neiler J.H.** — Phys. Rev., 1961, vol.122, p.182.
12. **Schmitt H.W., Cook C.W.** — Nucl. Phys., 1960, vol.15, p.202.
13. **Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E.** — Neutron Cross Sections, vol.1, Academic Press, N.Y., 1981.
14. **Самосват Г.С.** — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.4, с.714.
15. **Beer H., Rupp G., Walter G., Voss F., Kaeppler F.** — Nucl. Instr. and Methods, 1994, vol.A337, p.492.
16. **Braley T., Parsa Z., Stelts M.L., Chrien R.E.** — In: Nuclear Cross Sections for Technology (Eds. J.L.Fowler and C.D.Bowman) NBS Spec. Publ., 1979, vol.594, p.334; **Вертебный В.П.** — Труды IV Школы по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ,4-82-704, Дубна, 1982, с.66.
17. **Bergman A.A., Isakov A.I., Kazarnovsky M.V., Popov Yu.P., Shapiro F.L.** — In: Pulsed Neutron Research vol.1, p.671, IAEA, Vienna, 1965.
18. **Niedzwiedziuk K., Popov Yu.P.** — Acta Phys. Polonica, 1982, vol.B13, p.51.
19. **Беланова Т.С., Горбачев Л.В., Грудзевич О.Т. и др.** — Атомная энергия, 1984, т.57, с.243.
20. **Lason L., Niedzwiedziuk K., Popov Yu.P.** — Nuclear Excited States. Proc. II Intern. Symp. (Ed. L.Lason, M.Przytula), Lodz, 1993, p.209.
21. **Block R.C., Hockenbury R.W., Slovacek R.E., Bean E.B., Cramer D.S.** — Phys. Lett., 1973, vol.31, p.247.
22. **Alam B., Block R.C., Slovacek R.E., Hoff R.W.** — Nucl. Sci. Engineer, 1988, vol.99, p.267.
23. **Little R.C., Fisher H.M., Alam B., Block R.C., Harris H.M., Slovacek R.E.** — Trans. Am. Nucl. Soc., 1982, vol.43, p.119.

24. **Bergman A.A. et al.** — In: Nuclear Excited States. Proc. II Intern. Symp. (Ed. L.Lason, M.Przytula), Lodz, 1993, p.152.
25. **Герасимов В.Ф., Даничев В.В., Дементьев В.Н., Зенкевич В.С., Мозолев Г.В.** — ВАНТ, сер. ОЯФ, 1986, вып. 3(36), с.43.
26. **Kobayashi K., Nakagome Y., Yamanaka A. et al.** — JAERI-M, 93-046, p.360.
27. **Wakabayashi H., Sekiguchi H., Kanasawa M., Nishino O.** — J. Nucl. Sci. Technol., 1970, vol.6, p.487.
28. **Попов Ю.П.** — Сообщение ОИЯИ, РЗ-80-672, Дубна, 1980.
29. **Стависский Ю.Я.** — Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР (Труды Всесоюзного семинара), М.: ИЯИ, 1986, с.7.
30. **Казарновский М.В., Стависский Ю.Я., Попов Ю.П.** — В сб.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР (Труды V Всесоюзного семинара), М.: ИЯИ, 1987, с.260.
31. **Moore M.S., Koehler P.E., Michaudon A. et al.** — In: Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Ed. R.W.Hoff, AIP Conf. Proc., 1991, vol.238, N.Y., p.953.
32. **Alekseev A.A. et al.** — In: Proc. II Intern. Seminar on Interac. of Neutr. with Nucl. JINR, E3-94-419, Dubna, 1994, p.23.
33. **Rose H.J., Jones G.A.** — Nature, 1984, vol.307, p.247.
34. **Балабанов Н.П., Втюрин В.А., Гledenov Ю.М., Попов Ю.П.** — ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.2, с.317.
35. **Соловьев В.Г.** — ЯФ, 1971, т.13 с.48.
36. **Втюрин В.А., Жак А., Попов Ю.П., Украинцев В.Ф.** — ЯФ, 1987, т.45, с.1292.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЯДРАМИ

В.П.Алфименков, Л.Б.Пикельнер

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен описанию экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами, инициатором и автором идей которых был Ф.Л.Шапиро. В обзоре дается сводка определений и соотношений, описывающих поляризацию и выстроенность системы микрочастиц. Описываются исследования спиновой зависимости нейтронных силовых функций и измерения магнитных моментов компаунд-состояний ряда редкоземельных ядер.

The review is devoted to description of the experiments with polarized neutrons and nuclei in which F.L.Shapiro was author of the ideas and initiator of the experiments. In the review a few definitions and relations about polarization and alignment of the systems of microparticles are given. Investigations of the spin dependence of neutron strength functions and measurements of magnetic moments of compound states in rare-earth nuclei are described.

Исследования с поляризованными нейтронами и ядрами были одним из тех направлений в физике, которыми интересовался и в которых плодотворно работал Федор Львович Шапиро. Ему принадлежат идеи целого ряда экспериментов, многие из них были впоследствии реализованы и стали заметной ступенью в развитии нейтронной физики.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ВЫСТРОЕННОСТЬ СИСТЕМЫ МИКРОЧАСТИЦ

Система микрочастиц с ненулевым спином называется ориентированной, если угловое распределение спинов отлично от изотропного. Для частиц со спином I возможны $2I + 1$ значений m -проекции спина на выделенное направление, лежащих в интервале от I до $-I$. Вероятность этих проекций $W(m)$, которая называется также заселенностью уровней, опреде-

ляет пространственную ориентацию спинов. Если принять нормировку $\sum_m W(m) = 1$, то возможны $2I$ независимых величин $W(m)$, на основании которых можно построить соответствующее количество их независимых функций. Наиболее употребимым является набор параметров f_i [1], для которого $f_i = 0$ при изотропном распределении спинов и $f_i = 1$ для системы спинов, полностью упорядоченной в одном направлении.

В большинстве случаев ограничиваются двумя первыми соотношениями, которые называются поляризацией и выстроенностью системы:

$$f_1 = \frac{\langle m \rangle}{I}, \quad (1)$$

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[\langle m^2 \rangle - \frac{I(I+1)}{3} \right]. \quad (2)$$

При отличной от нуля поляризации существует направление вдоль выбранной оси z , в котором преимущественно направлены спины. Выстроенность указывает только на ось, вдоль которой преимущественно направлены спины. Понятие поляризации применимо для любых частиц с ненулевым спином, а выстроенность — для частиц с $I \geq 1$.

В этом обзоре мы остановимся в основном на взаимодействии нейтронов с ядрами, а поэтому коротко рассмотрим методы поляризации нейтронов и методы поляризации ядер, являющихся мишенями в таких экспериментах.

Раньше других были разработаны эффективные методы поляризации тепловых нейтронов, основанные на использовании магнитного рассеяния нейтронов на ферромагнитных веществах. Детальное рассмотрение этих методов дано, например, в монографии [2], а здесь заметим только, что они применяются в основном на пучках тепловых нейтронов стационарных реакторов. С увеличением энергии нейтронов интенсивность и поляризация пучка очень быстро падают, и при энергии выше нескольких электронвольт эти методы не применяются.

Значительно расширяет энергетический интервал поляризованных нейтронов метод пропускания нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Рассмотрим основные положения этого метода. Удобно представить неполяризованный пучок нейтронов в виде двух полностью поляризованных пучков интенсивностью C_p^0 и C_a^0 с противоположно направленной поляризацией вдоль выбранной оси, за которую примем направление поляризации ядерной мишени. Очевидно, что $C_p^0 = C_a^0$. Обозначим σ_p и σ_a — сечения взаимодействия нейтронов с ядрами при параллельном и антипараллельном

направлениях поляризаций нейтронов и ядер. Если σ_p и σ_a не равны, то после пропускания пучка нейтронов через такую поляризованную мишень количество нейтронов $C_p \neq C_a$, т.е. пучок становится поляризованным. Запишем выражение для поляризации ядер в виде

$$f_N = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-). \quad (3)$$

Здесь n_+ и n_- — число ядер на 1 см^2 мишени с направлением спинов по и против выбранного направления. Эта запись является строгой только для $I = 1/2$, однако позволяет наглядно проследить интересующий нас процесс и приводит к правильному конечному результату для любых I . Пропускание пучков нейтронов C_p^0 и C_a^0 через поляризованную мишень можно представить в виде

$$T_p = \frac{C_p}{C_p^0} = \exp [-(n_+ \sigma_p + n_- \sigma_a)],$$

$$T_a = \frac{C_a}{C_a^0} = \exp [-(n_- \sigma_p + n_+ \sigma_a)]. \quad (4)$$

Обозначая $n_+ + n_- = n$ и имея в виду (3), легко получить

$$T_p = \exp \left[-n \left(\sigma_0 + f_N \frac{\sigma_p - \sigma_a}{2} \right) \right],$$

$$T_a = \exp \left[-n \left(\sigma_0 - f_N \frac{\sigma_p - \sigma_a}{2} \right) \right], \quad (5)$$

где $\sigma_0 = (\sigma_p + \sigma_a)/2$ — сечение взаимодействия неполяризованных нейтронов с неполяризованными ядрами. Отсюда легко перейти к выражению для поляризации нейтронов, прошедших через поляризованную мишень. Имея в виду, что

$$f_n = (C_p - C_a)/(C_p + C_a), \quad (6)$$

получим

$$f_n = (T_p - T_a)/(T_p + T_a) = -\text{th} \left(f_N n \frac{\sigma_p - \sigma_a}{2} \right). \quad (7)$$

Чаще вместо $(\sigma_p - \sigma_a)/2$ используют другую запись:

$$\frac{\sigma_p - \sigma_a}{2} = \sigma_{\text{pol}} = \frac{I}{2I+1} (\sigma_+ - \sigma_-). \quad (8)$$

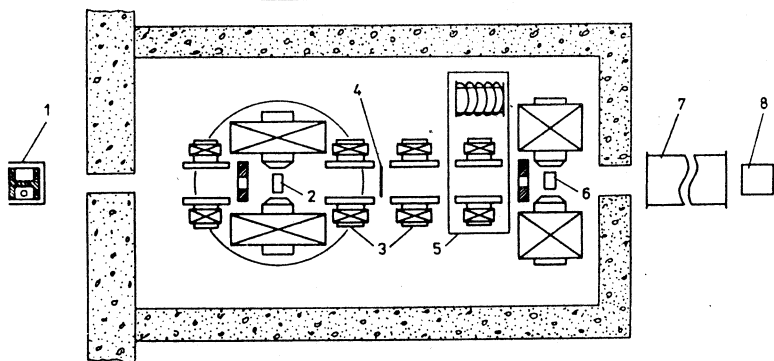


Рис.1. Схема установки ПОЛЯНА: 1 — бустер ИБР-30, 2 — поляризованная протонная мишень, 3 — магниты ведущего поля, 4 — токовая фольга, 5 — сменные магниты ведущего поля, 6 — поляризованная ядерная мишень, 7 — вакуумный нейтроновод, 8 — нейтронный детектор

Здесь σ_+ и σ_- — сечения взаимодействия нейтронов с ядрами по каналам со спинами $J = I \pm 1/2$.

Из полученных соотношений видно, что хорошим поляризатором нейтронов будет мишень с сильно различающимися σ_+ и σ_- , для которой достижима высокая поляризация f_N . В качестве такой мишени в 1961 г. Ф.Л.Шапиро предложил использовать протонную мишень, поляризованную динамическим методом, о создании которой для исследований в области физики высоких энергий сообщалось в работе [3]. Очень важным преимуществом поляризованной протонной мишени являлось большое поляризованное сечение $\sigma_{\text{pol}} = 16,7$ б, причем практически постоянное в области энергии нейтронов от долей эВ до десятков кэВ. В течение нескольких лет поляризованная протонная мишень была создана и с ней начались эксперименты в Дубне на пучке импульсного реактора ИБР. Детальное описание этого поляризатора нейтронов дано в работах Ф.Л.Шапиро и его сотрудников [4—6]. В последующие годы поляризованная протонная мишень совершенствовалась, и в настоящее время она используется в Дубне для исследований с поляризованными нейтронами и ядрами в составе установки ПОЛЯНА [7]. Здесь мы приведем только ее основные параметры, а на рис.1 — схему установки.

В качестве мишени, содержащей поляризованные протоны, используется монокристалл лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$. Водо-

род кристаллизационной воды поляризуется методом «солид-эффекта». Для этого монокристалл площадью 25 см^2 и толщиной $1,7 \text{ см}$ помещен в криостат с температурой около 1 К . Магнитное поле электромагнита 2 Тл при однородности и стабильности во времени лучше 10^{-4} и СВЧ-генератор с длиной волны 4 мм обеспечивали необходимые переходы между уровнями в спиновой системе монокристалла. Поляризация протонов получалась равной $0,60$. При указанной выше толщине мишени, которая является оптимальной, поляризация нейтронов примерно равна поляризации протонов, и при длительных измерениях, по 10 суток и более, составляет в среднем $0,55\text{--}0,60$.

Поляризованная протонная мишень размещена на расстоянии 9 м от источника нейтронов — активной зоны ИБР-30. Полное число поляризованных нейтронов в пучке, прошедшем мишень, составляет $3 \cdot 10^5 \text{ Е}^{-0,9} \text{ н/с.эВ}$.

Рассмотрим теперь некоторые методы поляризации ядерных мишеней, которые находят применение в нейтронных исследованиях. Как видно из определения поляризации (1), ее абсолютная величина будет максимальна при полном заселении одного из уровней $m = I$ или $m = -I$. Такое заселение нарушается тепловым движением атомов, откуда следует необходимость низкой температуры и возможно большее расщепление уровней, т.е. наложение большого магнитного поля. Такой метод поляризации, простейший в принципе и применимый ко всем ядрам с ненулевым магнитным моментом, называют методом грубой силы. К сожалению, этот внешне простой метод позволяет получить высокую поляризацию только в случае применения очень больших магнитных полей и сверхнизких температур, что является уже совсем не простым делом. Параметром, определяющим поляризацию ядер, является величина $\chi = \mu_0 H / kT$, а величина поляризации дается известной функцией Бриллюэна:

$$f_N = \frac{2I+1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{2I+1}{2I} \chi \right) - \frac{1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2I} \chi \right). \quad (9)$$

При малом параметре χ это выражение можно записать в виде

$$f_N = \frac{I+1}{3I} \chi. \quad (10)$$

Для иллюстрации метода приведем такой пример: ядра с $I = 3/2$, магнитным моментом, равным 1 ядерному магнетону при температуре мишени 30 мК в магнитном поле 5 Тл , имеют поляризацию $f_N = 3,4\%$.

Существенно большую поляризацию при менее жестких условиях эксперимента удастся получить для ядер переходных элементов, таких как редкоземельные элементы, актиноиды, ядра группы железа. Эти элементы за

счет нескомпенсированных электронов внутренних оболочек имеют большие магнитные поля на ядрах, достигающие десятков и даже сотен тесла. Ориентировать атомные оболочки относительно просто, т.к. магнитные моменты электронов примерно на три порядка превышают магнитные моменты ядер. В ряде случаев при достаточно низких температурах происходит ферромагнитное упорядочение атомов. При этом часто требуются большие внешние поля для получения высокой ориентации оболочек из-за магнитной жесткости образцов. В качестве примера поляризации мишени такого типа можно привести экспериментальные данные по поляризации гольмия в виде металлических фольг [8]. Сверхтонкое магнитное поле на ядрах составляет около 730 Тл, магнитный момент ядра равен 4 ядерным магнетонам. При температуре 30 мК параметр $\chi = 36$, что, в соответствии с формулой (9), дает практически стопроцентную поляризацию. Однако даже при внешнем поле 1,5 Тл поляризация оказалась равной 60%. Аналогичная картина получалась и для других редкоземельных элементов, причем замечена зависимость величины поляризации от взаимной ориентации направления проката металлических фольг и направления магнитного поля.

В ряде случаев упорядочение атомов в мишени при охлаждении приводит к антиферромагнитному состоянию. В этом случае можно получить только выстроенность, но не поляризацию. Положение можно исправить, если использовать не чистые металлы, а их химические соединения, ферромагнитные при низких температурах. Такими образцами были PrAl_2 и TmFe_2 [8], делящиеся ядра в соединениях US и NpAl_2 [9,10].

Еще один метод получения больших мишеней с высокой поляризацией — это уже упомянутый выше метод динамической поляризации, который был применен для создания эффективного поляризатора нейтронов. Подробнее изложение этого метода можно найти, например, в обзоре Абрагама и Голдмана [11]. Пока в нейтронных исследованиях нашли широкое применение поляризованные протонные мишени, созданные уже в ряде научных центров: Лос-Аламосе (США) [12], КЕК (Япония) [13], ИАЭ (Москва) [14], и используемые для поляризации нейтронов. Для создания исследуемых поляризованных мишеней этот метод практически не применялся, что в значительной степени связано с его сложностью. Исключение составляет поляризованная дейтериевая мишень, созданная в Дубне группой Ф.Л.Шапира [15] для исследования спиновой зависимости (n,d)-рассеяния.

В последнее время сообщалось о разработке в Японии лантановой мишени, поляризованной динамическим методом и предназначенной для исследования инвариантности при обращении времени [16].

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЯДЕР

Вероятность образования компаунд-состояний ядер при захвате нейтронов имеет резонансный характер, а сами эти состояния характеризуются определенным спином. Для s -волновых резонансов, которые являются преобладающими в области энергий до десятков кэВ, спины компаунд-состояний равны $I + 1/2$ или $I - 1/2$. Вопрос о спиновой зависимости свойств нейтронных резонансов и, в частности, зависимости от спина нейтронных силовых функций и усредненных по многим резонансам сечений, возник много лет назад. Силовая функция S_0 является одним из основных параметров теории, описывающей взаимодействие нейтронов с ядрами, и определяет усредненное по резонансам сечение образования компаунд-состояний

$$\sigma_c = 2\pi^2 \kappa^2 E^{1/2} S_0. \quad (11)$$

Именно поэтому вопрос о спиновой зависимости нейтронной силовой функции привлекал к себе внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Фешбах [17] предложил для описания такой зависимости ввести в оптический потенциал спин-спиновый член, однако величина его должна была получаться из эксперимента. Нейтронная силовая функция для s -нейтронов имеет вид $S_0 = \bar{\Gamma}_n^0 / D$, где $\bar{\Gamma}_n^0$ — среднее значение приведенных нейтронных ширин $\Gamma_n^0 = \Gamma_n E^{-1/2}$ и D — среднее расстояние между уровнями. Приведенные нейтронные ширины резонансов имеют большой разброс, описываемый χ^2 -распределением с одной степенью свободы — распределением Портера — Томаса. Большие флуктуации имеют место и для расстояний между уровнями. Все это приводит к тому, что ошибка S_0 , связанная с этими распределениями, велика, и при усреднении по большому числу уровней N (несколько десятков и более) имеет приближенный вид

$$\Delta S_0 / S_0 = (2/N)^{1/2}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что для сопоставления силовых функций двух спиновых состояний с точностью 10% необходимо идентифицировать спины примерно тысячи резонансов. Это практически неразрешимая экспериментальная задача. Прямой метод определения спина резонанса — это измерение эффекта пропускания ϵ поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Проводя расчет, сходный с проведенным выше для вывода выражения (7), нетрудно получить

$$\epsilon = \frac{T_p - T_a}{T_p + T_a} = -f_n \operatorname{th}(f_n n \sigma_{\text{pol}}). \quad (13)$$

Экспериментально эффект пропускания получают, измеряя спектры по времени пролета при поляризации нейтронов параллельной и антипараллельной поляризации ядер. Пропускание нейтронов через образец $T = N/N_0$, где N и N_0 — отсчеты детектора, когда образец находится в пучке и вне пучка. При этом предполагается, что фон вычтен. Для измерений обычно малых эффектов пропускания спектры N_p и N_a набирают при частом чередовании направления поляризации нейтронов с помощью флиппера. При этом интенсивности N_{p0} и N_{a0} равны, а следовательно,

$$\varepsilon = (N_p - N_a)/(N_p + N_a). \quad (14)$$

Для нейтронных резонансов с чистыми спиновыми состояниями $J = I + 1/2$ или $J = I - 1/2$ поляризационные сечения имеют разные знаки, поэтому уже знак ε указывает на значение спина исследуемого ядра. Первые эксперименты по измерению эффектов пропускания в резонансах были выполнены на стационарном реакторе при поляризации нейтронов методом отражения от намагниченного зеркала [18,19]. При этом удавалось определить спины 3—5 резонансов. Значительно эффективнее оказались косвенные методы определения спинов. Они основывались на структуре гамма-переходов при захвате нейтронов, которая чувствительна к спину начального состояния. В одном из таких методов [20,21] использовалась корреляция между спином уровня и множественностью испускаемых гамма-квантов. Этим методом удавалось определить спины нескольких десятков резонансов для одного ядра. Другой метод использовал корреляцию спина компаунд-состояния с заселенностью низколежащих уровней [22] и обеспечивал примерно такую же возможность определения спинов.

Метод пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень стал значительно информативнее после ввода в действие в Дубне поляризованной протонной мишени как поляризатора нейтронов [6]. Группой Ф.Л.Шапиро были определены спины 18 резонансов ^{165}Ho [23]. На рис.2 показана часть временного спектра и эффект пропускания при измерении с ^{165}Ho в области разрешенных резонансов. В дальнейшем в Дубне был развит метод измерения спиновой зависимости усредненных сечений [24], который позволил продвинуться в область более высоких энергий нейтронов и уточнить спиновую зависимость нейтронной силовой функции для ряда редкоземельных ядер [8].

Усредненное сечение образования компаунд-состояний при захвате нейтронов (11) можно записать для двух спиновых состояний в виде

$$\begin{aligned} \langle \sigma_c^+ \rangle &= 2\pi^2 \lambda^2 S_0^+ \sqrt{E}, & J = I + 1/2, \\ \langle \sigma_c^- \rangle &= 2\pi^2 \lambda^2 S_0^- \sqrt{E}, & J = I - 1/2, \end{aligned} \quad (15)$$

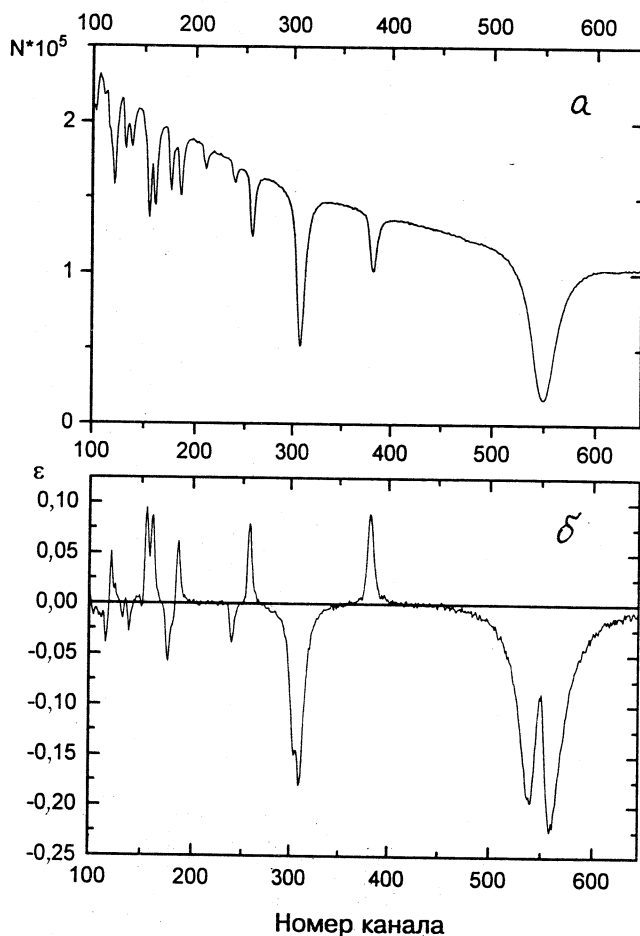


Рис.2. Участок спектра по времени пролета при пропускании поляризованных нейтронов через поляризованную мишень ^{165}Ho (а) и эффект пропускания ϵ (б)

откуда получаем усредненное поляризационное сечение

$$\langle \sigma_{\text{pol}} \rangle = \frac{I}{2I+1} 2\pi^2 \kappa^2 \sqrt{E} (S_0^+ - S_0^-). \quad (16)$$

Таким образом, измеряя эффект пропускания (14) в области высоких энергий, где резонансы уже не разрешаются, можно определить на основании (13) $\langle \sigma_{\text{pol}} \rangle$, а следовательно, разность силовых функций $(S_0^+ - S_0^-)$.

Измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованные ядерные мишени проводились по методу времени пролета на импульсном бустере ИБР-30. Поляризованная протонная мишень обеспечивала поляризацию нейтронов $f_n \approx 0,50$ в области энергии до 50 кэВ. Существенной особенностью установки была возможность изменить знак поляризации нейтронов, поворачивая на 180° поляризованную протонную мишень вместе с магнитом и криостатом. Это обеспечивало стопроцентную эффективность реверса спинов независимо от энергии нейтронов.

В качестве исследуемых мишеней были использованы редкоземельные элементы, для которых легко достижима поляризация $0,4 \pm 0,6$ при охлаждении до 0,03 К в магнитном поле 1,5 Тл. Тербий, гольмий и эрбий были в виде одноэлементных металлических пластин, а тулий и празеодим — в виде интерметаллических соединений. Все они являются ферромагнитными при указанной температуре.

Высокая статистическая точность измерения эффекта пропускания и меры по устранению систематических погрешностей позволили получить величину ϵ с точностью лучше 10^{-3} для каждого из нескольких участков спектра, по которым проводилось усреднение. Для всех указанных ядер, кроме магического празеодима, характерна высокая плотность уровней, для них D составляет 5—8 эВ. Таким образом, в полном интервале усреднения $1 \div 70$ кэВ лежит около 10^4 резонансов, что практически исключает неопределенность, связанную с отмеченными выше флуктуациями.

В результате проведенных экспериментов было получено, что для всех указанных ядер различие между силовыми функциями для двух спиновых состояний $(S_0^+ - S_0^-) / \bar{S}_0 \leq 0,1$. Таким образом, впервые на таком уровне точности было показано, что в области редкоземельных ядер спиновая зависимость силовой функции если и существует, то достаточно слабая.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Измерения магнитных моментов компаунд-состояний ядер, образующихся при захвате нейтронов, в течение долгого времени были недоступны для существовавших в то время методов, в том числе таких, как возмущенные угловые корреляции или мессбауэровская спектроскопия. Это связано как с высокой энергией возбуждения ($E_B = 6 \div 8$ МэВ), так и с малым временем жизни компаунд-состояний ($\tau \approx 10^{-15}$ с). Смелая идея нового метода измерения магнитных моментов таких состояний была высказана Ф.Л.Шапиро в 1966 г. [25]. Она основывалась на измерении сдвигов нейтронных резонансов, обусловленных воздействием магнитного поля на магнитный

момент ядра. Ядро-мишень со спином I , проекцией спина m и магнитным моментом μ_0 при наложении магнитного поля H изменяет свою энергию на величину $\mu_0 H m / I$. Для компаунд-ядра имеет место аналогичное смещение, зависящее от параметров μ_c , m' и J . Разность этих смещений можно записать в виде

$$\Delta E_{mm'} = -H \left(\mu_c \frac{m'}{J} - \mu_0 \frac{m}{I} \right). \quad (17)$$

Для перехода к наблюдаемому сдвигу нейтронного резонанса нужно просуммировать выражения (17) по всем проекциям m при захвате нейтронов с проекциями спина $m_s = \pm 1/2$:

$$\Delta E_0 = \sum_{mm_s} W(m) W(m_s) (I s m m_s | J M)^2 \Delta E_{mm'}, \quad (18)$$

здесь $(I s m m_s | J M)$ — коэффициент Клебша — Гордана. Заселенность уровня ядра-мишени может быть записана в виде

$$W(m) = C \exp \left(\frac{\mu_0 H}{kT} \frac{m}{I} \right), \quad (19)$$

а ее связь с поляризацией ядер f_N дается выражением

$$\sum_m m W(m) = \langle m \rangle = f_N I. \quad (20)$$

Для поляризованных нейтронов с величиной поляризации f_n

$$W(\pm 1/2) = \frac{1}{2} (1 \pm f_n). \quad (21)$$

И, наконец, условие нормировки:

$$\sum_{mm_s} W(m) W(m_s) (I s m m_s | J M)^2 = 1. \quad (22)$$

Соотношения (18) + (22) позволяют получить величину сдвига ΔE_0 при произвольных значениях f_N и f_n , однако эксперимент может проводиться значительно чище, если одна из поляризаций равна нулю. В этом случае сдвиг резонанса при $f_n = 0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= -f_N H \left[\frac{(2I+3)I}{(2I+1)(I+1)} \mu_c - \mu_0 \right], \quad J = I + 1/2, \\ \Delta E_0 &= -f_N H (\mu_c - \mu_0), \quad J = I - 1/2. \end{aligned} \quad (23)$$

При равенстве нулю ядерной поляризации

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{3} f_n H \left(\frac{2I+3}{2I+1} \mu_c - \mu_0 \right), \quad J = I + 1/2,$$

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{3} f_n H \left(\frac{I+1}{I} \mu_0 - \mu_c \right), \quad J = I - 1/2. \quad (24)$$

В обоих случаях сдвиг резонанса измеряется относительно положения при обеих поляризациях, равных нулю. Магнитный момент компаунд-состояния μ_c можно определить, зная все остальные величины, входящие в (23) или (24). Существенной трудностью эксперимента является малая величина сдвига. Действительно, оценим величину $\Delta E_0 = H(\mu_c - \mu_0)$ при $\mu_c - \mu_0$, равном одному ядерному магнетону, и магнитном поле $H = 100$ Тл. Тогда $\Delta E_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ эВ, что примерно на 4 порядка меньше собственных ширин резонансов тяжелых ядер, составляющих обычно $(5+10) \cdot 10^{-2}$ эВ. Отсюда видно, что измеримой величина сдвига может быть лишь при очень больших магнитных полях на ядрах, которые, как отмечалось выше, достигаются в редкоземельных ферромагнетиках. Удачным сочетанием оказалось и то, что редкоземельные ядра имеют много низкоэнергетических резонансов, для которых точность измерения положения резонанса выше.

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ была проведена серия экспериментов по измерению магнитных моментов на ядрах-мишенях ^{159}Tb , ^{161}Dy , ^{163}Dy , ^{165}Ho и ^{167}Er [26,27]. Измерения проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30. В качестве мишеней использовались металлические фольги указанных элементов, которые являются ферромагнитными при достаточно низких температурах. Из двух возможных вариантов эксперимента был выбран вариант с поляризованными ядрами, который свободен от некоторых побочных эффектов, усложняющих интерпретацию результатов в случае поляризованных нейтронов. Ядра поляризовались за счет охлаждения образцов до температуры около 0,03 К в рефрижераторе с растворением $^3\text{He}/^4\text{He}$, магнитные поля на ядрах составляли $(3+7) \cdot 10^2$ Тл, что обеспечивало поляризацию ядер внутри доменов свыше 85% для всех указанных ядер. При этом внешнее магнитное поле на мишень не накладывалось, макроскопическая поляризация равнялась нулю, что упрощало наблюдение эффекта. Для разрушения поляризации температура на мишени повышалась до 1—1,5 К, а небольшая остаточная поляризация учитывалась при обработке измерений. Чередование измерений с поляризованной и неполяризованной мишенью не могло быть частым из-за длительности изменения температуры, тем не менее для каждого ядра было набрано по 20-30 пар измерений с поляризованной и неполяризованной мишенью. Каждая пара измерялась около 10 часов. Для контроля за времен-

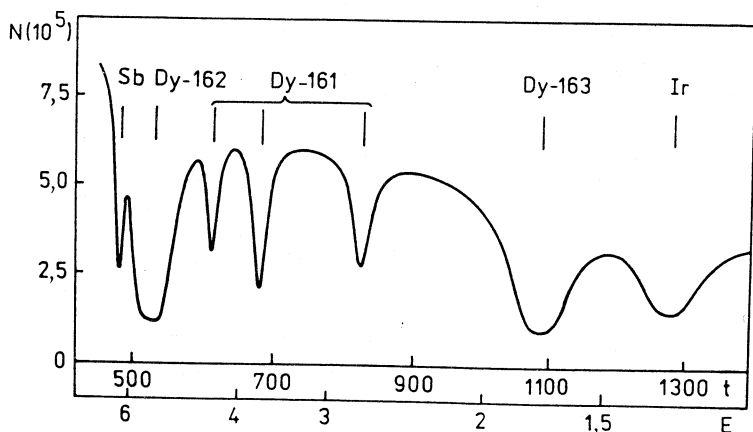


Рис.3. Участок экспериментального спектра при измерении магнитных моментов резонансов диспрозия: t — номер канала временного спектра, E — энергия нейтронов в эВ. Вверху указана изотопная принадлежность резонансов

ной шкалой спектра в пучке постоянно находились мишени из ядер, резонансы которых не перекрывались с исследуемыми и были удобны для точного определения их положения. На рис.3 показан один из характерных спектров по времени пролета для Dy. В результате совмещения методом наименьших квадратов анализируемых резонансов в каждой паре спектров были получены значения сдвигов резонансов, а затем магнитные моменты μ_c . Окончательные результаты приведены в таблице, где даны также значения $g = \mu_c / J$.

Впервые полученные экспериментальные значения магнитных моментов высоковозбужденных состояний позволили провести сравнение с предсказаниями на основе теоретических моделей. Статистический анализ экспериментальных данных был проведен для всей совокупности результатов, так как теория не делает различия между ядрами, близкими по A и по характеру деформации. Были получены средние значения g -фактора $\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22$ и флуктуация вокруг среднего $\Delta g = 0,51 \pm 0,20$. Эти величины согласуются с предсказаниями теории, основанной на статистической модели ядра.

Весь цикл измерений магнитных моментов нейтронных резонансов ядер продолжался около четырех лет — с 1972 по 1975 г., и первые результаты были получены незадолго до смерти Федора Львовича Шапира. В дальнейшем сложные эксперименты по изучению магнитных моментов были повто-

Таблица. Результаты измерения магнитных моментов резонансов

Компаунд-ядро	E_0 , эВ	J	μ_c ядерный магнетон	g
^{160}Tb	3,35	2	$-0,2 \pm 1,0$	$-0,1 \pm 0,5$
	4,99	1	$4,3 \pm 3,7$	$4,3 \pm 3,7$
	11,1	2	$-1,7 \pm 4,4$	$-0,8 \pm 2,2$
^{162}Dy	2,72	3	$-0,4 \pm 0,7$	$-0,13 \pm 0,23$
	3,69	2	$-1,8 \pm 0,9$	$-0,90 \pm 0,45$
	4,35	2	$0,5 \pm 1,2$	$0,25 \pm 0,60$
^{164}Dy	1,71	2	$2,8 \pm 0,5$	$1,40 \pm 0,25$
^{166}Ho	3,93	4	$1,8 \pm 0,7$	$0,45 \pm 0,17$
	12,7	4	$3,9 \pm 1,9$	$0,98 \pm 0,47$
^{168}Er	0,46	4	$0,9 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,10$
	0,58	3	$1,8 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,3$

рены для диспрозия группой физиков в Лос-Аламосе [28], получивших результаты, согласующиеся с результатами Дубны.

Мы рассмотрели некоторые экспериментальные исследования, инициированные Ф.Л.Шапиро и начатые при его участии. После его смерти многие из этих исследований продолжались, возникали новые направления. Одним из перспективных направлений было изучение несохранения четности в нейтронных резонансах. Впервые наблюдавшиеся в Дубне очень большие эффекты нарушения четности были обнаружены в экспериментах с поляризованными нейтронами. Для этого была использована поляризованная протонная мишень — поляризатор нейтронов, одна из ярких идей Федора Львовича Шапиро.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tolhoek H.A., Cox J.A.M. — Physica, 1953, vol.19, p.101.
2. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. — Поляризованные медленные нейтроны. М., 1966.
3. Borghini M., Abragam A. — Helv. Phys. Acta, 1960, Suppl. VI, p.143.
4. Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1963, т.44, с.2185.
5. Draghicescu P. et al. — Phys. Lett., 1964, vol.12, p.334.
6. Лушиков В.И., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. — ЯФ, 1969, т.10, с.1178.
7. Алфименков В.П. и др. — ЯФ, 1991, т.54, с.1489.
8. Alfimenkov V.P. et al. — Nucl. Phys. A, 1982, vol.376, p.229.
9. Keyworth G.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol.31, p.1077.
10. Keyworth G.A. et al. — Phys. Rev. C, 1973, vol.8, p.2352.

11. Abragam A., Goldman M. — Rep. Progr. Phys., 1978, vol.41, p.395.
12. Frankle C.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.564.
13. Masuda Y. et al. — Nucl. Phys. A, 1989, vol.504, p.269.
14. Бирюков С.А. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.1511.
15. Alfimenkov V.P. et al. — Phys. Lett. B, 1967, vol.24, p.151.
16. Takahashi Y. et al. — Phys. Lett. B, 1994, vol.326, p.27.
17. Feshbach H. — Nuclear Spectroscopy, N.Y., 1960, p.1046.
18. Postman H. et al. — Phys. Rev., 1962, vol.126, p.979.
19. Marshak H. et al. — Phys. Rev., 1962, vol.128, p.1287.
20. Coceva C. et al. — Nucl. Phys. A, 1968, vol.117, p.586.
21. Каржавина Э.Н. и др. — Препринт ОИЯИ РЗ-6092, Дубна, 1971.
22. Wetzel K.J., Thomas G.E. — Phys. Rev. C, 1970, vol.1, p.1501.
23. Алфименков В.П. и др. — Препринт ОИЯИ РЗ-3208, 1967.
24. Алфименков В.П. и др. — ЯФ, 1977, т.25, с.930.
25. Shapiro F.L. — In: Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. IAEA, Vienna, 1967.
26. Alfimenkov V.P. et al. — Phys. Lett. B, 1975, vol.53, p.429.
27. Alfimenkov V.P. et al. — Nucl. Phys. A, 1976, vol.267, p.172.
28. Delheij P.P.J., Morgan G.L. — NIM Phys. Res. A, 1988, vol.268, p.155.

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ — ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ

В.К.Игнатович

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается обзор развития физики ультрахолодных нейтронов (УХН), начиная с первых экспериментальных исследований. Подробно описываются проблемы, которыми автору приходилось заниматься непосредственно под руководством Федора Львовича Шапиро, то, как выкристаллизовывалось решение этих проблем и как неожиданно обнаружилась их связь с задачами из совершенно других областей физики. Коротко рассказывается о главной, не решенной до сих пор, проблеме УХН — аномальных потерях в стенках и об одной попытке найти ей объяснение. Приводятся результаты измерения времени жизни нейтрона и поисков электрического дипольного момента. Отмечаются некоторые направления исследований с УХН, как академического, так и прикладного характера, и рассматриваются возможности увеличения интенсивности источников УХН.

A review of progress in physics of ultracold neutrons (UCN), beginning with the first experiments till our days is given. The problems, the author was busy with from the very start of UCN investigations under direct heading by Fyodor Lvovich Shapiro, are described. It is shown how the solution of these problems became clear and their interrelation to other problems of physics was discovered. The main problem of UCN, i.e. their anomalously high losses in bottles, which is unsolved till now, and one of the attempts to explain it are shortly presented. The results of neutron lifetime measurement and of the neutron electric dipole moment (EDM) search are reported. Some directions of applied and pure fundamental research are pointed and the perspectives of increase of UCN sources are discussed.

1. ЛИРИЧЕСКОЕ ПРЕДИСЛОВИЕ

Мое знакомство с Федором Львовичем состоялось в связи не с ультрахолодными нейтронами, а с работой по квантовой электродинамике, которую, будучи стажером в Лаборатории теоретической физики, я выполнял вместе с В.Пашкевичем под руководством Д.И.Блохинцева. Задача относилась к определению минимальной величины заряда атомного ядра, при котором атом теряет стабильность. Я не помню уже подробностей, но

помню, что эта задача доставила мне много мучений с выписыванием сложных уравнений, поиском приемлемых приближений и подходящих решений. Не помню я также, как мы с Виталием Пашкевичем оказались в кабинете у Федора Львовича и почему мы обратились именно к нему, но хорошо помню, как мы с помощью формул объясняли ему наши результаты, а он вдруг сразу все понял и сам объяснил нам, что мы сделали. Результат был не очень интересным, а после его объяснений даже очевидным. Стало ясно, что ни к чему было разводить столь могущественную математическую кухню, и я, по-видимому, выглядел подавленным и обескураженным, потому что Федор Львович вдруг сказал, что вообще-то все это можно и опубликовать. Я ответил, что меня это не волнует, и, кажется, расположил его в свою пользу.

Я любил посещать семинары в «нейтронке», часто сидел ничего не понимая, но досиживал до конца, потому что Федор Львович всегда в доступной форме коротко пояснял основные результаты. И я чувствовал себя обогащенным.

Однажды Федор Львович даже дал мне задание. Он посадил меня в комнату, положил передо мной «Квантовую механику» Ландау, попросил доказать одно из утверждений, высказанных им (Шапиро) в связи с результатами эксперимента по поляризации нейтронов при пропускании через поляризованную мишень, и ушел. Я не помню сейчас эту задачу, но помню, что примерно через час или два убедился в неверности утверждения Федора Львовича и сумел ему это доказать.

Это склонило его в мою пользу и, когда кончался срок моей стажировки в ЛТФ, он предложил мне перейти в Лабораторию нейтронной физики. Я только потом осознал всю меру своего идиотизма, но в то время на его предложение я ответил, что мне бы хотелось остаться в ЛТФ и одновременно сотрудничать с «нейтронкой». Тогда мне представлялось, что быть сотрудником ЛТФ и заниматься элементарными частицами и теорией поля чрезвычайно престижно, и очень не хотелось терять ощущение элитарности.

Федор Львович переговорил с Д.И.Блохинцевым, с которым отношения у меня не очень сложились, и тот, сказав, что у меня ветер в голове, все же согласился продлить стажировку еще на год. Этого года было достаточно, чтобы понять, какую глупость я сморозил. Мое сотрудничество с «нейтронкой», правда, становилось все более тесным, я напрямую стал выполнять расчеты для предложенного мной эксперимента по определению электрического дипольного момента электрона, но расчеты шли так мучительно медленно, моя квалификация была столь низкой, что я, казалось, полностью потерял авторитет в глазах Федора Львовича. Поэтому я с большой тревогой ожидал его решения, когда отважился сказать ему об окончании очередного срока стажировки и о моем глубоком сожалении, что я сразу не воспользовался его приглашением. «Ну что же, Володя, — сказал он, — переходите

к нам». И для меня это стало величайшим событием в жизни. Я перешел в ЛНФ, и мои отношения с Федором Львовичем были настолько тесными, что я ощущал себя придворным теоретиком. Я всегда мог прийти к нему домой, мы иногда ходили с ним вместе в кафе или кинозал Дома ученых. Я мог занять у него денег, и однажды, когда пришла пора отдавать, он сказал: «Оставьте себе, Володя. Распределение доходов настолько неадекватно, что не стоит об этом и говорить». Мне до сих пор стыдно, что вместо удовольствия я доставил ему неприятность, проявив гонор и отказавшись от подобных снисхождений. Я рос без отца в жуткое сталинское время, и знакомство с Федором Львовичем было для меня большой удачей. Дни общения с ним были одними из лучших в моей жизни, а его смерть стала настоящей утратой.

Чувствовать себя придворным теоретиком, с одной стороны, было прекрасно, а с другой — я настолько стал зависимым от его внимания и одобрения (не осознавая этого), что часто терял уверенность, если не мог получить нужные ему результаты.

2. НАЧАЛО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ С УХН

Тут самый раз перейти к истории начала экспериментальных исследований ультрахолодных нейтронов¹. Собственно, я не участвовал в их открытии, честь которого принадлежит, кроме Ф.Л.Шапиро, также В.И.Луцикову, Ю.Н.Покотиловскому и А.В.Стрелкову [1].

2.1. Нейтроны между кристаллами. Мне Федор Львович еще до эксперимента, успех которого представлялся довольно сомнительным в связи с малым ожидаемым числом УХН², дал задание посмотреть, как долго можно удерживать тепловой нейтрон³ между идеальными кристаллами⁴.

Предполагалось установить два монокристалла друг против друга или четыре монокристалла в углах прямоугольной области так, чтобы нейтрон,

¹Для 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.

²Полезно процитировать в связи с этим известную книгу И.И.Гуревича и А.В.Тарасова [2], 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».

³Нейтрон с энергией $\approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ эВ.

⁴Этот 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 $\mathbf{E}$: $U = \mathbf{d}\mathbf{E}$, и чем больше время t находится нейтрон в поле, тем меньшую величину $|\mathbf{d}|$ можно обнаружить за один цикл измерений.

многократно испытывая брэгговское отражение, перелетал от одного кристалла к другому, накручивая длинную траекторию внутри ограниченной области пространства. Федор Львович хотел, чтобы я решил этот вопрос к юбилейной конференции, посвященной десятилетию ИБРа.

Я занялся этой задачей и после долгих раздумий и расчетов пришел к уверенному для меня результату только к моменту, когда конференция была в полном разгаре. Федор Львович собрал в оргкомитете небольшой коллектив физиков, среди которых я помню Ю.Г.Абова, и велел мне держать речь. Я слегка смутился и сказал, что не знаю с чего начать. «Начинайте с конца», — посоветовал Федор Львович, и это очень помогло мне коротко и, как мне кажется, ясно изложить довольно пессимистический результат. Суть его состояла в том, что пучок линейно со временем расширяется перпендикулярно плоскости траектории, накручиваемой между кристаллами. Чтобы уменьшить это расширение, необходимо сильно заколлимировать пучок. Но тогда число нейтронов в нем катастрофически падает до уровня, который эквивалентен числу УХН.

Сегодня я вижу, что можно было бы слегка уменьшить потери, связанные с расширением, если применить изогнутые фокусирующие кристаллы, но в те времена вопрос об отражении от таких кристаллов в литературе еще не обсуждался, и эта идея мне в голову не пришла.

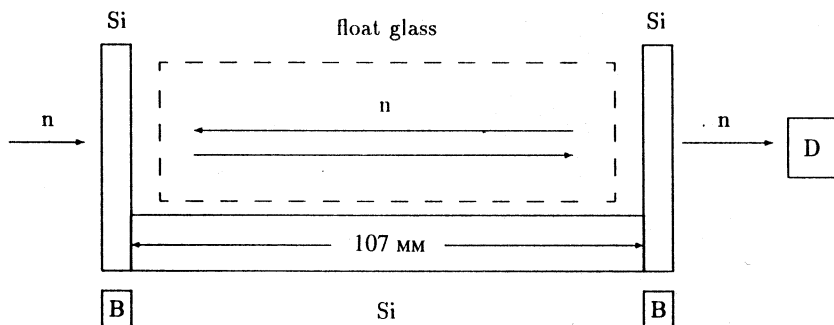
Федор Львович отказался от мысли использовать подобную систему удержания нейтронов и обратился к УХН. Нужно сказать, что через 22 года эта идея все же была реализована [3, 4].

Схема эксперимента показана на рисунке. Для борьбы с расширением пучок нейтронов ограничивался стенками стеклянного нейтропровода. Но для того, чтобы стеклянный нейтропровод полностью отражал нейтроны, их скорость, перпендикулярная стенкам, должна быть меньше граничной скорости⁵ 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:

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

⁵Граничная скорость v_l определяется как $v_l = \sqrt{2mU}$, где U — потенциал стенок, а m — масса нейтрона. Для стекла она составляет 4,26 м/с [5,6].



Нейтроны со скоростью 650,8 м/с пропускались между двумя Si кристаллическими пластинками, расположенными на расстоянии 107 мм друг от друга, которые вместе с базой между ними вырезались из единого монолита. Для того чтобы пучок, расширяясь, не выходил за пределы системы (размеры концевых кристаллов были $52 \times 30 \times 3,9$ мм), между кристаллами располагался кусок нейтронотода с идеально ровными стеклянными стенками. Впуск нейтронов в систему и выпуск из нее осуществлялся с помощью кратковременного (1,2 мс) включения магнитного поля величиной 1,25 Тл около одного из кристаллов. Эксперименты проводились [3,4] на мощном импульсном протонном источнике нейтронов в Лаборатории Резерфорда — Эпплтона (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 $t_{\text{exp}} = 20,2$ мс), составило 438 нейтронов на 1000 наполнений, после 96 отражений ($t_{\text{exp}} = 161,9$ мс) — 154 нейтрона, а после 156 отражений ($t_{\text{exp}} = 263,1$ мс) ≈ 80 нейтронов. Средний коэффициент отражения от монокристалла оказался равным 0,9978

где Φ_0 — полная плотность потока тепловых нейтронов, ρ — дифференциальная плотность потока, $\rho = \Phi_0 / (\pi v_T^4)$, 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 $dv_z^2 dv_{\perp}^2$ определяет интервал скоростей удерживаемых нейтронов. Для УХН, для которых

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

В эксперименте [3, 4] интервал $d v_z^2$ определяется шириной дарвиновского столика⁶ и составляет $2v_l^2$. Поскольку в перпендикулярном направлении к кристаллам нейтроны удерживаются за счет полного отражения от стенок нейтронотода, то $d^2 v_{\perp}$ 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

$$2 \exp(-v_B^2/v_T^2) < 2,$$

и для экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона выигрыш этот отнюдь не компенсирует проигрыш по времени удержания. Это показывает справедливость полученных мною в то время выводов. Правда, сам по себе эксперимент очень красив и открывает много возможностей для фундаментальных исследований [4].

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, убегающее со скоростью u . Отраженные от зеркала нейтроны имеют скорость $v' = v - 2u$. Если $|v'| < v_l$, отраженные нейтроны оказываются ультрахолодными. 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 УХН⁷ оказывается как бы в v/v_l раз больше, чем при прямом извлечении УХН из максвелловского спектра.

⁶Брэгговское 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 Дарвином. Для каждого вещества Δ оказывается равной v_l^2/v_B , где v_l — граничная скорость для УХН.

⁷Предполагалось, что $\Delta v = v_l$.

На самом деле выигрыша нет, потому что отражается не фиксированный интервал скоростей Δv , а фиксированный интервал энергий

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

и чем выше скорость v , тем меньше интервал $\Delta v = v_l^2/2v$.

Конечно, это не означает, что механические генераторы бесполезны. Они могут обладать технологическими преимуществами по сравнению с конверторами⁸, 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 Штайерла [7].

Магнитные заслонки. Интересна также система впуска и выпуска нейтронов в экспериментах [3, 4]. 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 столика $(v_B, v_B + v_l^2/v_B)$.

Этот метод предлагался ранее для импульсного накопления УХН [8], например, при бериллиевом конверторе. Если во время вспышки реактора на Ве конвертор наложить импульс магнитного поля, то полная энергия взаимодействия в конверторе для одного из направлений спина сильно уменьшается (подобно уровню воды в шлюзе), и нейтроны, выходя из конвертора, не ускоряются. После же импульса магнитное поле убирается, и потенциальный барьер Ве восстанавливается, препятствуя утечке УХН обратно через конвертор. Трудность состоит в том, что для УХН поле должно быть полностью сосредоточено только внутри вещества Ве (как изменение уровня воды в шлюзе должно быть только между воротами). В эксперименте же [4] это совершенно необязательно.

2.2. Первый эксперимент с УХН. О самом открытии УХН (у нас было престижно использовать слово «открытие» вместо слова «наблюдение») лучше всего мог бы рассказать А.В.Стрелков, который был непосредственным участником и помнит буквально все. Я только знаю с его слов, что сначала была сделана попытка зарегистрировать УХН непосредственно в реакторном зале. Расчет строился на том, чтобы наблюдать нейтроны с не-

⁸Внутри закрытого объема, куда УХН снаружи проникнуть не могут, устанавливается для генерации УХН дополнительный замедлитель, называемый конвертором. Подробнее о нем речь пойдет далее.

которой временной задержкой после вспышки реактора. Но фон в реакторном зале был 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 гамма-квантов и регистрировались двумя сцинтилляционными детекторами, попеременно закрываемыми отражающей медной шторкой [1]. Средняя скорость счета УХН⁹ 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 н/с, и этой интенсивности было достаточно, чтобы получить представления о свойствах УХН и выполнить с ними некоторые эксперименты, например, эксперименты по изучению пропускания нейтроновода при заполнении нейтроновода гелием. Но об этом чуть-чуть позже.

2.3. Драматический момент. Правда, первая попытка наблюдения УХН была неудачной по чисто технической причине. В нейтроновом, хоть 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. Возникал вопрос: почему насосы не могут выкачать газ? Причин 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 толстый кусок полиэтилена¹⁰, 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 вакуума принципиально невозможно, не изменив конструкции конвертора.

События развивались прямо-таки драматически. Огромное желание провести эксперимент наталкивалось на серьезную преграду. К тому же на-

⁹Разность счета открытого и закрытого детектора между вспышками реактора.

¹⁰В дальнейшем стало понятно, что для генерации УХН достаточно тонких слоев вещества.

ступили заранее запланированные сроки остановки реактора для его реконструкции. Реактор фактически был уже остановлен, и Федору Львовичу, заместителю директора, нужно было проявить неимоверные 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: блицкриг не получился, и 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 — убедиться самим и доказать всем, что плохой вакуум связан не с разложением конвертора, а с проникновением в нейтронотвод атмосферного воздуха. Федор Львович вышел с директорского совещания и попросил Сашу Стрелкова сделать соответствующую проверку в течение получаса. Описать подробно, как Саша 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 нейтронотвода тот никак не откачиваемый 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 я не берусь, поскольку это может сделать только сам непосредственный участник всех событий. Но важно, что в результате сомнение было рассеяно, эксперименты продолжены, течь в нейтронотводе найдена и заделана, и УХН все-таки обнаружены.

Эксперименты были проделаны быстро не из страха конкуренции, а из-за той страсти, которая обычно обурекает экспериментатора — скорее посмотреть, что получится. Поэтому для Федора Львовича оказалось сюрпризом, когда буквально через два месяца после публикации в «Письмах в ЖЭТФ» я принес ему статью, опубликованную в «Physics Letters», в которой сообщалось [9], 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 [10].

2.4. Первое фиаско. Между тем Федор Львович сосредоточился на подготовке к эксперименту по хранению УХН, и главным вопросом здесь было: как бы поднять плотность нейтронов в ловушке? У него возникла идея уп-

лотнять нейтроны в ловушке с помощью шнека — механизма, аналогичного винту в мясорубке. И он предложил мне подумать, как бы здесь получше изловчиться. Я с готовностью, но безуспешно, принялся шуршать мозгами, когда однажды после семинара в ФИАНе он подошел ко мне и сокрушенно сказал: «Да, Володя, здорово мы здесь с вами сели в лужу». На семинаре ему показали, что подобный механизм в принципе не может работать, так как уплотнение нейтронов эквивалентно сжатию идеального газа, а значит, и разогреванию его. Нам же разогревать их было совсем ни к чему, поскольку это приводило бы к утечке УХН из сосуда¹¹. Мне было, конечно, очень стыдно. Я понял, что функции Грина и проблемы перенормировки, с которыми мне постоянно приходилось иметь дело, полностью атрофировали понимание физики и необходимо срочно заделывать брешь в образовании. Заодно я винил свое ощущение зависимости и решил впредь быть более самостоятельным. Это привело только к очередному фиаско. Одно из них связано с экспериментами по пропусканию нейтронных труб, которые начали проводиться в Курчатовском институте.

2.5. Эпизод с шероховатостями и вопрос о потерянной рубле. При экспериментировании с различными нейтронными трубами предполагалось, что отражение от стенок происходит диффузно, поэтому поток J вдоль нейтронной трубы описывается диффузионной формулой $J = -D \operatorname{grad} n$, где $D = 2rv/3$ — коэффициент диффузии, r — радиус нейтронной трубы, v — скорость нейтрона, а $n = n(z)$ — плотность нейтронов в зависимости от z — координаты вдоль оси нейтронной трубы. Используя уравнение непрерывности

$$\operatorname{div} J = -n/\tau, \quad (2)$$

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

$$d^2 n/dz^2 = n/L_D^2, \quad (3)$$

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

$$J(L) = J(0) \exp(-L/L_D), \quad (4)$$

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

¹¹ Нейтроны хранятся в сосуде до тех пор, пока их кинетическая энергия E не превысит потенциальный барьер, создаваемый стенкой: $U \approx 10^{-7}$ эВ.

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

Для их раздельного определения использовалась методика, опробованная в первом эксперименте [11], а именно: нейтроновод наполнялся 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_{UCN} 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

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

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

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

если давление p_{He} измерять в мм.рт.ст. Самый первый эксперимент [1] показал, что при увеличении давления от 0 до 1,25 мм.рт.ст. счет детекторов на выходе канала падает в два 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 шероховатости¹². В связи с этим Федор Львович дал мне задание посмотреть, могут ли шероховатости уменьшать коэффициент потерь, т.е. уменьшать вероятность потерь при одном соударении со стенкой.

Получить такой результат мне не удавалось никакими силами. Но если учесть, что вопрос о рассеяниях на шероховатостях до сих пор порождает несколько работ в год¹³, мое знакомство с функциями Грина в условиях

¹²О связи шероховатостей с коэффициентом диффузии речь пойдет немного дальше.

¹³Примером тому может служить конференция по взаимодействию нейтронов с поверхностью, проводившаяся в Дубне в 1993 г. (см. Physica B, 1994, 198, No.1), где на эту тему было представлено два доклада.

полного отражения было совсем не панибратским, а шероховатости могут быть самых различных размеров, порой исключаящих применение теории возмущений, то уверенность моя в невозможности получить желаемый результат (Простите, но ведь это результат эксперимента, извольте объяснить!) отнюдь не крепла день ото дня. В конце концов, я махнул рукой на возможность получить результат методом точного расчета и пустился во всевозможные спекуляции (не так ли поступаем все мы в затруднительных случаях?), а именно: я стал придумывать всевозможные индикатрисы отражения, при которых падающая и отраженная волна гасят друг друга на шероховатостях и тем самым уменьшают взаимодействие нейтрона с веществом, а значит, и потери.

Отступление о детальном равновесии. И здесь Федор Львович преподал мне хороший урок. Взглянув на одну из моих индикатрис отражений¹⁴, Федор Львович сказал, что она никуда не годится. «Как, — изумился я, — разве я не свободен выбрать что угодно¹⁵? И если это «что угодно» хорошо описывает эксперимент, разве я не достоин за свою смелость и находчивость занять подобающее мне место на пьедестале рядом с такими титанами, как Планк, Эйнштейн?» Федор Львович улыбнулся и пояснил, что моя индикатриса нарушает принцип детального равновесия, т.е. число нейтронов, отражающихся из направления θ_0 в направление θ , не равно числу отражающихся обратно. Я согласился, что он прав, но не согласился с необходимостью такого равенства. «Видите ли, — сказал Федор Львович, — если у вас в трубе нейтроны распределены изотропно, то отражение от стенок не должно нарушать изотропию». «Согласен, — ответил я, — но у нас распределение неизотропно». «Правильно, — сказал он, — ну, а если будет изотропным?» «Ну, тогда, — нашелся я, — по трубе вообще не будет потока, потому, что $J = -\text{grad } n$ будет равен нулю». «Здесь речь идет не об этом, — заметил он, — а об индикатрисе отражения, а она не должна изотропное распределение делать неизотропным и тем самым уменьшать энтропию». «Но у нас-то, — решил я твердо стоять насмерть, — распределение неизотропно!» «Ладно, Володя, — остановил Федор Львович, — мы возвращаемся все время к исходному пункту. Подумайте сами на досуге».

Я подумал. Снова, в который уже раз, устыдился своей тупости и принял на вооружение его простой прием, который в дальнейшем использовал многократно. Действительно, если нейтронпровод заполнен изотропным

¹⁴Индикатриса отражения $W(\theta_0, \theta)$ показывает, сколько нейтронов отражается в направлении θ относительно нормали к поверхности при падении на поверхность под углом θ_0 .

¹⁵В качестве примера беззаботного отношения к принципу детального равновесия можно указать работу [12], которая критикуется в [13].

газом УХН с плотностью n нейтронов в единице объема, и нейтроны испытывают только упругие отражения от стенок, то поток нейтронов со скоростью v на элемент поверхности стенки ds из направления Ω_0 равен $dJ = ds nv \cos \theta_0 \cdot d\Omega_0$, где θ_0 — угол падения. Если индикатриса отражения от шероховатой поверхности из направления Ω_0 в направление Ω описывается функцией $W(\Omega_0, \Omega)$, то полный поток, отражаемый из направления Ω_0 в направление Ω , равен

$$d^2J(\Omega_0 \rightarrow \Omega) = ds nv \cos \theta_0 \cdot d\Omega_0 W(\Omega_0, \Omega) d\Omega.$$

Условие детального равновесия гласит:

$$d^2J(\Omega_0 \rightarrow \Omega) = d^2J(\Omega \rightarrow \Omega_0)$$

или

$$\cos \theta_0 \cdot d\Omega_0 W(\Omega_0, \Omega) d\Omega = \cos \theta \cdot d\Omega W(\Omega, \Omega_0) d\Omega_0,$$

откуда следует, что

$$W(\Omega, \Omega_0) = \frac{S(\Omega, \Omega_0)}{\cos \theta},$$

где S — симметричная функция своих аргументов.

Интересно отметить, что симметрия, вообще говоря, может быть скрытой. В качестве примера возьмем $S(\Omega, \Omega_0) = |f(\theta)|^2 |f(\theta_0)|^2$. Эта функция явно симметрична. Теперь возьмем $f(\theta) = \exp(\sqrt{\theta - a})$, где a — некоторый параметр. При $\theta < a$ имеем $|f| = 1$, и при $\theta_0 < a < \theta$ получаем как бы несимметричное выражение:

$$S(x, x_0) = \exp(2\sqrt{x - a}).$$

Решение проблемы. В конечном счете я убедился, что, увеличивая шероховатости, уменьшить потери никак нельзя¹⁶, и следует изменить обработку эксперимента.

Действительно, нас ведь интересует время жизни нейтрона в нейтронно-воде до гибели в стенках, а не время, в течение которого он подвергается воздействию атомов гелия. Величина τ_{He} (5) характеризует полное время

¹⁶Уменьшить их можно только в специальном случае, если на сильно поглощающей плоской поверхности создать непоглощающие шероховатости. Тогда рассеяние на шероховатостях уменьшит взаимодействие с подложкой и тем самым уменьшит поглощение, т.е. возникнет как бы экранирование поверхности шероховатостями.

взаимодействия УХН с атомами гелия, т.е. и время жизни до гибели в стенках τ и время путешествия по нейтроноводу.

Если τ_{He} 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 нейтроновode, например, в результате его удлинения. Отсюда никак не следует уменьшение потерь в стенках. Таким образом, мы имеем дело с ситуацией, как в известной задачке.

Трое путников заплатили за гостиницу по 10 рублей, а когда они ушли, хозяин увидел, что им надо было заплатить только 25 руб. Он послал мальчика им вдогонку, чтобы отдать 5 рублей. Каждый из них взял себе обратно по рублю, а оставшиеся 2 отдали мальчику. В результате они все вместе заплатили 27 рублей и 2 отдали мальчику. Где еще один рубль? Рубль вроде бы пропал, но что это за рубль? Именно такая ситуация возникла и с определением (5).

Правильная обработка состоит в том, что в уравнение (2) вместо $1/\tau$ должно входить $1/\tau + 1/\tau_{\text{He}}$. 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 при изменении давления гелия в нейтроновode меняется сама диффузионная длина, и 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

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

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 нейтроновode. 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, как связаны τ_{He} , τ и T между собой.

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 мы получаем

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

Однако это еще не вся история. Ведь для 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) равны¹⁷

$$T(L) = e \frac{1 - r^2}{1 - r^2 e^2}, \quad R(L) = r \frac{1 - e^2}{1 - r^2 e^2}, \quad (10)$$

где

$$e \equiv \exp(-L/L_D), \quad r = \frac{1 - q}{1 + q}, \quad q = 2D/\nu L_D \quad (11)$$

— отражение от входного отверстия полубесконечного нейтроновода.

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

¹⁷Мы 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.

регулируют течение разреженного газа нейтронов? Именно об этом пойдет речь дальше.

Однако и это еще не вся история. Гелиевые кривые могут дать информацию и о времени пребывания нейтрона в нейтроноводе даже тогда, когда нельзя воспользоваться простейшими формулами (8), и, чтобы ее извлечь, необходимо измерить производную 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).

Скромное предложение по наблюдению времени туннелирования. Именно так называется в переводе с английского работа [14], 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., например, обзор [15]), но мы, чтобы не растекаться, остановимся только на одном — на том, о котором идет речь в [14].

Итак, представим себе, что у нас имеется прямоугольная действительная потенциальная ступенька высотой U (например, бесконечно толстый слой непоглощающего одноатомного¹⁸ вещества с идеально упорядоченным расположением атомов¹⁹ и при нулевой температуре²⁰), и мы измеряем коэффициент отражения УХН²¹ $R = |r|^2$. Как узнать, сколько времени частица находится 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 (в точности, как гелий в нейтроноводе):

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

где N_a — концентрация атомов, $\sigma_a(v)$ — сечение поглощения при скорости нейтрона v , τ_a — характерное время поглощения, определенное вторым равенством (см. (5)): $\tau_a \equiv 1/N_a \nu_a \sigma_a(v)$.

¹⁸Чтобы не было упругого некогерентного рассеяния.

¹⁹Чтобы не было диффузного упругого рассеяния.

²⁰Чтобы исключить неупругое рассеяние.

²¹Очевидно, что в этих условиях $|R|^2 = 1$.

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 через $f(\tau)$, 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

$$R = \int_0^{\infty} e^{-\tau/\tau_a} f(\tau) d\tau < 1. \quad (12)$$

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

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

А поскольку последний интеграл связан с коэффициентом отражения, 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 [14] как время пребывания внутри потенциала²².

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 $r(L_D) = 1$.

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

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

²²Заметим, 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.

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

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

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

Еще один эпизод с шероховатостями. Между тем вопрос о шероховатостях приобрел новую окраску. Довольно долго Федор Львович и мы вместе с ним были убеждены в диффузном распространении нейтрона по нейтроноводу. Но на первой Школе по нейтронной физике в 1971 г. возникла дискуссия, в которой Жакро убедил нас, что это не так. Представление о диффузном распространении было навеяно сведениями о 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 нейтронный канал, 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 не зависит от угла падения, то коэффициент диффузии становится равным $D = (2rv/3)(2 - g)/g$, т.е. при уменьшении g он возрастает, как этого и следовало ожидать, поскольку, воспользовавшись 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, пропускай через математический аппарат любой за-

кон отражения и получай коэффициент диффузии. Но у меня никак и ничего не получалось.

Дело было в пятницу вечером. На следующее утро Федор Львович уезжал в Москву, и поскольку в те времена я тоже регулярно уезжал на уикэнд в Москву, то он обычно брал меня с собой в машину. В течение всего пути до Москвы мы обсуждали с ним самые различные предметы, касающиеся не только УХН. Но на этот раз он ожидал от меня результата, а результат никак не давался в руки. Я был зол на себя, спать уже не мог, а работа тоже шла из рук вон плохо. Я махнул рукой, вышел на улицу, а дело было летом, и помчался во весь опор только для того, чтобы снять с себя злость, и вдруг мгновенно понял. Результат и не должен был получиться. Коэффициент диффузии должен быть бесконечным. И причина в том, что, отразившись хотя бы однажды в направлении, составляющем малый угол с осью нейтроновода, нейтрон в дальнейшем движется между двумя последующими соударениями со стенками на громадные расстояния, сравнимые с полной длиной нейтроновода. И с подавляющей вероятностью отражается чисто зеркально. Такое распространение уже никак не назовешь случайным блужданием, а потому оно и не описывается диффузионными формулами.

Спать я уже не мог. И не только по причине радостного возбуждения, которое охватывает при озарении, и ради которого мы все и занимаемся наукой, но и по той причине, что у меня назавтра было чем поделиться с Федором Львовичем.

Конечно, бесконечности нам не страшны, их всегда можно обрезать, чем и занимается большинство теоретиков-полеви́ков. У меня тоже был на сей счет опыт. Поэтому в конце концов с задачей я разделался. Коэффициент диффузии сильно изменил свой вид, и после моего обрезания (а оно оказалось зависящим от длины L) коэффициент диффузии тоже должен был зависеть от L , что и 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 нейтроновода радиуса 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 нейтроноводах с учетом гравитации, и это было сделано, но об этом речь пойдет позже. Главное, задачу можно было считать решенной.

Но, как оказалось потом, я зря от нее отвернулся подобным образом. Впоследствии я узнал, что такая простая приземленная проблема о распространении частицы в нейтроновом соседствует с высокой поэзией — с вопросом обоснования статистики, с классическим санкт-петербургским [16]

парадоксом из области азартных игр, с динамикой хаоса, с самоподобными процессами, статистикой Леви и фракталами. Невольно вспоминаются строки Эдварда Лира:

*А вдали, а вдали от родимой земли
На неведомом горном хребте
Синерукие Джамбли над морем живут,
С головами зелеными Джамбли живут.
И неслись они вдаль в решете.*

Единственное утешение состоит в том, что вся эта красивая физика и математика уже перед глазами и, как говорил опять же Эдвард Лир:

*И клялись на пиру: если мы доживем,
Мы все тоже туда в решете поплывем.*

Послесловие к вопросу о диффузии и нейтроноводах. В настоящее время эксперименты по исследованию пропускания нейтроноводов не проводятся. В расчетах же в основном используют методы Монте-Карло. Последняя работа, посвященная этой проблеме, выполнена группой Ю.Н.Покотилковского [17], к ней и цитируемой в ней литературе мы и отсылаем интересующегося читателя.

Нужно сказать, что расчеты по Монте-Карло иногда помогают пониманию физики процессов. Например, казалось очевидным, что при изотропном отражении нейтронов от стенок и при изотропном распределении нейтронов, влетающих в нейтроновод, угловое распределение на выходе нейтроновода должно быть изотропным. И когда И.Берчану [18] получила результат, который показывал вытянутое вперед угловое распределение, первое впечатление было — необходимо искать ошибку в программе. Однако затем стало ясно, что так оно и должно быть. Ведь под малым углом к оси летят те нейтроны, которые отразились от стенок ближе к началу нейтроновода, а там плотность частиц больше и стенка отражает (или, иными словами, излучает) больше нейтронов.

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

Вторым сюрпризом оказался результат расчетов при полностью зеркальном отражении от стенок, который показал, что пропускание нейтроновода может быть 100%-ным при наличии поворотов в нем. Раньше казалось, что любые повороты должны уменьшать пропускание. На самом же деле повороты могут быть устроены так, что при зеркальном отражении нейтрон никогда не сможет обратить направление своего движения [17] и даже поворот на 180 градусов может не увеличивать сопротивление нейтроновода.

3. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДЕЛ В ФИЗИКЕ УХН

Из-за ограничения объема статьи здесь будут отмечены очень коротко только некоторые моменты. Более подробный обзор современного состояния в физике УХН будет приведен в [19].

3.1. Главная проблема УХН. Отметим теперь вкратце современное положение дел в физике УХН. Главная загадка — аномально большие потери нейтронов в ловушках — так и осталась неразрешенной. Проблема возникла с самого начала экспериментов с УХН, но все время казалось, что она связана, скорее, с отсутствием опыта у экспериментаторов, чем с необходимостью пересмотра каких-то концепций. Время шло, опыт экспериментаторов и надежность экспериментов возрастали, а проблема не поддавалась решению.

Наиболее важен недавно полученный результат группы А.П.Сереброва [20], согласно которому вероятность потерь при одном соударении для наилучших в этом отношении ловушек составляет величину порядка $3 \cdot 10^{-5}$, 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 [20] свидетельствуют о том, что отношение $\sigma_l^{\text{obs}}/\sigma_l^{\text{th}}$ наблюдаемого и теоретического сечений потерь достигает значений 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.

Попытки решения проблемы. Безуспешность поиска простых решений заставляет искать причину в области фундаментальных представлений [21], что, с одной стороны, всегда желательно, а с другой — довольно опасно²³. Здесь мы отметим только одну из таких попыток.

Надо сказать, что первым такой экскурс в фундаментальную область, а именно в область пересмотра квантовой механики, сделал сам Федор Львович²⁴. Он высказал предположение, что нейтрон представляет собой

²³ Попробуйте, например, под такие исследования получить грант.

²⁴ Правда, сам я этого не знал, но А.Стрелков это утверждает, а у него абсолютная память, и он уважаемый человек.

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 одним из самых больших авторитетов в квантовой механике в Дубне М.И.Подгореским, который совершенно резонно отметил, что квантовая механика — линейная теория, значит, при первом же соударении со стеной высокоэнергетические компоненты уйдут, а низкоэнергетические отразятся, и именно последние будут представлять волновую функцию ультрахолодных нейтронов.

Я, ничего не зная об этом, но будучи еще сравнительно молодым и абсолютно невежественным, тоже выступил с таким предложением еще на первой нейтронной школе в 1971 г. Причем мой пакет, вообще говоря, не был решением однородного уравнения Шредингера. Это вызвало бурное неодобрение со стороны М.В.Казарновского и чуть не загубило впоследствии мою кандидатскую диссертацию²⁵. В дальнейшем, благодаря А.Штайерлу, я обнаружил, что эти пакеты использовал де Бройль.

Результат оказался следующим. Если представить волновую функцию нейтрона в виде

$$\psi(s, \mathbf{r}, t) = c \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t) \frac{\exp(-s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|}, \quad (15)$$

то результаты эксперимента могут быть объяснены [21] при $s \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ mv}/\hbar$.

Спрашивается, какой же может быть ответ на возражение М.И.Подгореского? Ответ может быть следующим: квантовая механика предоставляет рецепт, как рассчитать рассеяние частицы на потенциале, но не дает никаких объяснений того, как частица оказывается только в одном из направлений. Поэтому мы можем принять, что волновой пакет — это имманентное свойство частицы (так же, как кулоновское поле — это свойство заряженной частицы), и частица рассеивается вместе со своим пакетом. При этом все вероятности рассеяния вычисляются так, как это принято в квантовой механике, а каким образом рассеянная частица оказывается все же со своим недеформированным пакетом, — на это квантовая механика ответа дать не может так же, как она не может указать, в каком именно направлении будет рассеяна частица.

Нейтрон, надбарьерно вошедший внутрь вещества, не имеет никаких других каналов исчезновения кроме поглощения, неупругого рассеяния и

²⁵Здесь я должен с благодарностью вспомнить И.М.Франка, который председательствовал на совете и после двухчасовой защиты сказал ободряющие слова в мой адрес.

беспрепятственного выхода из вещества через другую границу раздела. Нетрудно оценить сечение потерь нейтрона внутри среды и предсказать экспериментальные следствия, но мы этого здесь делать не будем, а отошлем интересующегося читателя к работе [21].

3.2. Время жизни нейтрона. Три группы в мире занимаются измерением времени жизни нейтрона в экспериментах по хранению УХН в твердотельных ловушках. В экспериментах [22] было получено значение $\tau_\beta = (887,6 \pm 3)$ с. Здесь основная неопределенность связана с необходимостью учета влияния поля тяжести на время хранения [23,24].

В работе [25] был получен результат $\tau_\beta = (888,4 \pm 2,9)$ с. Этот результат уточнен в подробной работе [26] и составляет теперь $\tau_\beta = (888,4 \pm 3,3)$ с, причем систематическая погрешность составляет величину ~ 1 с, и основная неопределенность приходится на статистическую погрешность.

Наконец, в работе [27] получен результат $\tau_\beta = (882,56 \pm 2,7)$ с. Надежность последнего результата вызывает сомнения в силу ряда причин, указанных в [28]. В частности, в работе [27] был неправильно выбран знак поправки на вытекание из щели во время хранения УХН. После исправления результат оказался совпадающим по величине с результатом работы [22] и лучше согласующимся с принятым в настоящее время значением $\tau_\beta = (889,1 \pm 2,1)$ с, однако разброс экспериментальных данных почти на два порядка превосходит оцененную систематическую погрешность, и потому вызывает сомнение в надежности результата.

3.3. Электрический дипольный момент нейтрона. Особого прогресса в этом направлении за последние пять лет не произошло. В качестве обзоров по этому вопросу можно рекомендовать [29]. Мы здесь только напомним результаты последних экспериментов, выполненных в Гренобле и Гатчине. Последний результат гренобльской группы [30] с учетом предыдущих измерений может быть представлен как

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

или на уровне достоверности 90%

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

Результат гатчинской группы [31] составляет

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

или на том же уровне достоверности

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

Хороший обзор развития методов поиска ЭДМ нейтрона представлен в [29]. Здесь же рассматриваются возможности по увеличению чувствительности поиска ЭДМ на три порядка с помощью генерации и хранения УХН в жидком гелии с растворенным поляризованным ^3He . Здесь ^3He играет роль и поляризатора, и анализатора поляризации, и магнитометра, и детектора нейтронов. К этому обзору мы и отсылаем интересующегося читателя за более подробной информацией. 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.

3.4. Осцилляции нейтрон-антинейтрон. Никаких экспериментов в этом направлении пока не проводилось, но обсуждение проектов ведется достаточно интенсивно и мы отсылаем интересующегося читателя к работам [32–35].

3.5. Фаза Берри. В последнее время идет просто звон относительно фазы Берри. Стало модным, а с точки зрения получения гранта на фундаментальные исследования даже полезно, в простых, давно известных явлениях находить фазу Берри. Пример тому — нейтронная физика. О взаимодействии спина нейтрона с магнитным полем все уже давно достаточно хорошо известно, и поэтому нейтрон удобен для иллюстрации того, что такое фаза Берри. Мы этого здесь делать не будем, а отошлем к работе по изучению фазы Берри [36], заключение которой можно сформулировать так: понятие «фаза Берри» ничего нового, по сравнению с тем, что для нейтронов уже было известно ранее, не дает.

3.6. Прикладные и академические исследования. Прикладные и академические исследования объединены здесь, потому что в области УХН иногда трудно провести между ними грань.

Наиболее близкими к прикладным являются исследования группы из московского Института ядерных исследований (ИЯИ), публикующей свои работы большей частью в «Кратких сообщениях по физике ФИАН» [37–40]. Работы 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.

При исследовании поверхности изучается зависимость коэффициента отражения от энергии (всевозможные примеси и неоднородности модифи-

цируют коэффициент отражения наиболее существенно чуть выше граничной энергии) и индикатриса отражения при наличии шероховатостей [41].

К разряду академических, наверное, можно отнести работы, посвященные суперультрахолодным нейтронам, т.е. нейтронам, образующим двумерный квантовый газ над плоской поверхностью в гравитационном поле, или одномерный газ в узких каналах [42,43]. Энергия этих нейтронов квантована в направлении нормали к плоскости, и основной уровень составляет $1,4 \cdot 10^{-12}$ эВ. Соответственно, высота подъема таких нейтронов равна ~ 10 мкм, а скорость ~ 1 см/с. Если движение вдоль плоскости характеризуется значительно большими скоростями, то в результате рассеяния на шероховатостях нейтрон может приобрести большую вертикальную скорость и перестать быть двумерным. Чтобы этого не произошло, скорость нейтрона во всех направлениях не должна существенно превосходить величину ~ 1 см/с. При одномерном движении вдоль каналов нейтроны могут образовывать молекулярную пару довольно большого размера.

О значении этой работы можно судить по тому факту, что она опубликована в журнале «Письма в ЖЭТФ» [42], который принимает только материалы, требующие срочной публикации. Срочность здесь действительно была необходима, поскольку из-за задержки, связанной с публикацией в «Ядерной физике», размер молекулярной пары увеличился от 1—10 м [42] до 6—20 км [43].

К прикладным исследованиям можно было бы отнести и нейтронный микроскоп [44—47], 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 [45], составляет 17 мкм, и более чем в три раза хуже расчетной величины 5 мкм. Но, как говорят сами авторы: «По-видимому, было бы преждевременным делать какие-либо выводы из факта несоответствия полученного и расчетного разрешения».

3.7. Радужные перспективы. Судьба всех экспериментов с УХН зависит от мощности их источника. Максимальная плотность, которую удавалось до сих пор достичь, не превышала 100 н/см³ (см. обзоры [48, 49]), и, казалось, достигнут предел. Сейчас наметились три направления работ по повышению производительности источников УХН. Одна из них — использование сверхтекучего гелия [50—52]. Расчеты показывают, что интенсивность рождения УХН должна быть довольно велика. Однако проведенные эксперименты [53] пока не подтвердили этих прогнозов (см. в связи с этим дискуссию [54, 55]).

Другим направлением является попытка поймать облако УХН, образующихся около замедлителя во время вспышки мощного импульсного реак-

тора, прямо внутрь герметически закрытого сосуда [56, 57]. Это означает, что сосуд разгоняют до большой скорости $v \gg v_l$ и направляют его на облако УХН. Из-за большой относительной скорости облако легко проходит сквозь стенки, и, когда оно оказывается целиком внутри сосуда, сосуд резко тормозят. В результате облако УХН оказывается в ловушке. Чтобы выпустить нейтроны из ловушки, достаточно резко ускорить сосуд, в результате чего нейтроны как бы вытряхиваются из него. Ожидается, что в эксперименте плотность накопленных УХН будет достигать 10^5 н/см³.

И наконец, третье направление связано с получением УХН на стационарном [58] или импульсном [59] реакторе от твердого дейтерия при низкой температуре ≤ 10 К. Надежды на получение здесь высокой интенсивности УХН основаны на предыдущих экспериментах в Гатчине, которые показали, что скорость генерации УХН в дейтерии при 10 К начинает превосходить скорость генерации в жидком водороде. Первые пробные эксперименты показывают, что твердый дейтерий действительно дает фактор выигрыша порядка 1000. Если, удастся подобные источники УХН соорудить на мощных компактных реакторах типа TRIGA, то эксперименты с УХН перейдут в качественно новую фазу.

Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, были проведены отчасти благодаря гранту J6P100 Международного научно-го фонда и Российского правительства. Автор благодарен И.Каррону за внимание и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Луциков В.И., Покотиловский Ю.Н., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, с.40 (Sov. Phys. JETP Lett., 1969, vol.9, p.23).
2. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. — Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965, с.287.
3. Schuster M. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.A144, p.297.
4. Schuster M., Carlile C.J., Rauch H. — Z. Phys., 1991, vol.B85, p.49.
5. Ignatovich V.K. — The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford, Clarendon Press, 1990.
6. Игнатович В.К. — Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
7. Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X. — Phys. Lett., 1986, vol.A116, p.347.
8. Голиков В.В., Таран Ю.В. — ПТЭ, 1975, вып.1, с.41 (Instrum. Exp. Tech., 1975, vol.18, p.36).
9. Steyerl A. — Phys. Lett., 1969, vol.B29, p.33.
10. Steyerl A. — VI International School on Neutron Physics. Alushta 8–18 October, 1990. JINR D3,14-91-154, Dubna, pp.250, 260.
11. Грошев Л.В. и др. — В сб.: Нейтронная физика. Труды Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИатоминформ, 1974, ч.4, с.264.
12. Иванов В.П., Наймарк Ю.И. — Изв. Вуз., Радиофизика, 1971, т.14, с.1636.

13. Игнатович В.К. — Изв. Вуз., Радиофизика, 1975, т.18, с.1551.
14. Golub R., Felber S., Gähler R., Gutmiedl E. — Phys. Lett., 1990, vol.A148, p.27.
15. Hauge E.H., Stovneng J.A. — Rev. Mod. Phys., 1989, vol.61, p.917.
16. Shlesinger M.F., Zaslavsky G.M., Klatter J. — Nature, 1993, vol.363, n.6424, p.31.
17. Gareeva G.F., Muzychka A.Yu., Pokotilovskij Yu.N. — JINR E2-95-106, Dubna, 1995.
18. Berceanu I., Ignatovich V.K. — Vacuum, 1973, vol.23, p.441.
19. Игнатович В.К. — Направлено в журнал «УФН».
20. Алфименков В.П., Несвижевский В.В., Серебров А.П. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.55, с.92.
21. Игнатович В.К. — Сообщение ОИЯИ Р3-95-196, Дубна, 1995.
22. Mampe W., Ageron P., Bates J.C. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1989, vol.A284, p.111.
23. Игнатович В.К. — ЯФ, т.53, №.5, с.1297.
24. Pendlebury J.M., Richardson D.J. — Nucl. Instr. & Meth., 1994, vol.A337, No.2&3, p.504.
25. Алфименков В.П. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, №.7, с.984.
26. Алфименков В.П. и др. — ЖЭТФ, 1992, т.102, в.3, с.740.
27. Мампе В., Бондаренко Л.Н., Морозов В.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, вып.2, с.77; (JETP Lett., 1993, vol.57, p.82).
28. Игнатович В.К. — Сообщение ОИЯИ Р3-95-194, Дубна, 1995.
29. Golub R., Lamoreaux S.K. — Phys. Rep., 1994, vol.237, No.1, p.1.
30. Smith K.F. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B234, p.191.
31. Altarev I.S. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.276, p.242.
32. Golub R., Yoshiki H., Gähler R. — Nucl. Instr. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.16.
33. Yoshiki H., Golub R. — Nucl. Phys., 1992, vol.A536, p.648.
34. Lamoreaux S.K., Golub R., Pendlebury J.M. — Europhys. Lett., 1991, vol.14, No.6, p.503.
35. Bottino A., Alfaro V.de, Giunti C. et al. — Z. Phys., 1990, vol.C47, No.1, p.31.
36. Richardson D.J., Lamoreaux S.K. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.192.
37. Ахметов Е.З., Ибраев Б.М., Каипов Д.К., Каспанов Н.К. — АН Каз.ССР, 1988, № 5, с.33.
38. Кузнецов С.П. и др. — Краткие сообщения по физике ФИАН, 1990, № 9, с.17.
39. Grinyov V.A., Isakov A.I., Kuznetsov S.P. et al. — J. Moscow Phys. Soc., 1992, vol.2, No.3, p.243.
40. Steyerl A., Malik S.S., Iyengar L.R. — Physica, 1991, vol.B173, No.1&2, p.47.
41. Артемьев В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, № 4, с.840.
42. Артемьев В.А. — ЯФ, 1991, т.53, вып.1, с.20; Sov. J. of Nucl. Phys., 1991, vol.53, No.1, p.13.
43. Frank A.I. — Nucl. Instr. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.161.
44. Арзуманов С.С. и др. — ИАЭ 4968/14, М., 1989.
45. Арзуманов С.С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, № 7, с.981.
46. Масалович С.В. — ЖТФ, 1992, т.62, №11, с.151.
47. Steyerl A., Malik S.S. — Nucl. Instr. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.200.

48. Altarev I.S. et al. — Neutron Research, 1993, vol.1, No.4, p.71.
49. Golub R. — Phys. World. May 1992, p.22.
50. Gutsmedl E., Golub R., Butterworth J. — Physica, 1991, vol.B169, pt.3, p.503.
51. Lamoreaux S.K., Golub R. — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.58, № 10, с.844.
52. Yoshiki H., Sakai R., Ogura M. et al. — PRL, 1992, vol.68, p.1323.
53. Golub R., Lamoreaux S.K. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, No.4, p.517.
54. Yoshiki H., Sakai R., Ogura M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, No.4, p.519.
55. Стойка А.Д., Стрелков А.В., Швецов В.Н. — ОИЯИ, РЗ-92-116, Дубна, 1992.
56. Pokotilovskij Yu.N. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, vol.A314, p.561.
57. Серебров А.П., Митюхлаев В.А., Захаров А.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1994, т.59, № 11, с.728.
58. Pokotilovskij Yu.N. — Nucl. Instr. and Meth., 1995, vol.A356, p.412.

ИССЛЕДОВАНИЯ p -ВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Г.С.Самосват

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор работ по угловой зависимости рассеяния нейтронов с энергиями ниже $\sim 0,3$ МэВ, выполненных в 1964—1993 гг. в ЛНФ им.И.М.Франка, значительная часть которых была инициирована Ф.Л.Шапиро. После короткого введения, посвященного Ф.Л.Шапиро, в семи разделах описываются результаты исследований с p -нейтронами по 1) оценке электрической поляризуемости нейтрона, 2) энергетической и массовой зависимости асимметрии рассеяния вперед-назад, 3) определению смесей спиновых каналов в p -резонансах, 4) первому наблюдению спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции, 5) первому систематическому изучению радиусов p -рассеяния, 6) поискам эффекта однопионного обмена при p -рассеянии нейтронов нечетными ядрами, 7) идентификации отрицательных p -резонансов. В заключительном разделе говорится о перспективах дальнейших исследований.

The works on the angular dependence of neutron scattering at energy below ~ 0.3 MeV which have been carried out in 1964—1993 in Frank Laboratory of Neutron Physics (significant part of them have been initiated by F.L.Shapiro) are reviewed. After a short introduction dedicated to F.L.Shapiro, the results of investigations on 1) estimation of the neutron electric polarizability, 2) energy and mass dependence of forward-backward scattering asymmetry, 3) determination of spin channel mixtures in p -wave resonances, 4) the first observation of the spin-orbit splitting of neutron strength function $3p$ -maximum, 5) the first systematic research of p -wave scattering radii, 6) search for the effect of one-pion exchange at the p -wave neutron scattering by odd nuclei, 7) identification of the negative p -wave resonances are described in seven sections. The perspectives of further investigations are discussed in the final section.

ИССЛЕДОВАНИЯ p -ВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Исследования p -взаимодействия нейтронов с ядрами, пожалуй, не входят в список наиболее выдающихся достижений Федора Львовича, отраженных в настоящем сборнике. Тем не менее, его идеи и влияние в течение многих лет были определяющими и в этой области нейтронной физики, где трудились его ученики и последователи.

Для систематического изучения p -взаимодействия лучше всего подходят нейтроны с энергиями от единиц до сотен кэВ. Эксперименты с такими нейтронами Ф.Л.Шапиро с сотрудниками проводил в ФИАН, измеряя сечения радиационного захвата на широко известном «свинцовом кубе» методом замедления нейтронов в свинце [1]. Они дали много новой информации о p -взаимодействии сначала в отдельных резонансах, а затем и в усредненных по резонансам сечениях.

В целом ряде элементов, в том числе важных конструкционных материалов, были обнаружены неизвестные ранее резонансы с очень малыми нейтронными ширинами, которые только по этому признаку были идентифицированы как p -волновые, что и подтвердилось в дальнейшем почти полностью. Среди них — «знаменитый» резонанс 1180 кэВ в ^{56}Fe , о четности которого велись продолжительные споры, закончившиеся первой прямой идентификацией p -резонанса по угловой зависимости рассеяния в работе [2].

Теоретический анализ усредненных сечений реакции (n, γ) показывал [3], что с ростом энергии нейтронов вклад s -захвата падает, а вклад p -захвата растет, и сечение определяется четырьмя параметрами — значениями радиационных $\bar{\Gamma}_\gamma/D_l$ и нейтронных $\bar{\Gamma}_n^{(l)}/D_l = S_l$ силовых функций для $l = 0$ и 1. Это позволило получить значительный набор величин S_l в районе массовых чисел вблизи $A = 90$, что, в свою очередь, позволило закрыть некоторые ранние «открытия» спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции.

Ко времени окончания этих работ в ФИАН, вошедших в докторскую диссертацию Ф.Л.Шапиро и составивших там всего одну небольшую главу (см.[4]), в Дубне набрал полные обороты прекрасный источник килоэлектронвольтных нейтронов — реактор ИБР, затем его модификация ИБР-30, с инжектором электронов и без инжектора. К этому же времени была разработана и теоретическая база [5,6] для новых работ с p -нейтронами, основанных на измерениях угловой зависимости упругого рассеяния.

Ниже в хронологическом порядке мы расскажем о разнообразных исследованиях p -взаимодействия нейтронов с ядрами, которые выполнялись в ЛНФ им.И.М.Франка ОИЯИ на протяжении 1964—1993 гг. Заметим, что практически все они уникальны.

1. ОЦЕНКА ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ НЕЙТРОНА

Хорошо известно, что у незаряженного макротела, содержащего в себе разноименные электрические заряды и помещенного в электрическое поле E , возникает электрический дипольный момент $p = \alpha E$, т.е. тело поляризуется. Точно такая же идея была высказана одновременно и независимо

относительно нуклона, оказавшегося в электромагнитном поле фотона [7], и относительно нейтрона, попавшего в кулоновское поле тяжелого ядра [8]. Первые поиски поляризуемости нейтрона проводились путем рассеяния быстрых нейтронов ядрами на малые углы (см. книгу [9]). Было сделано много опытов, интерпретация некоторых из них приводила к величине поляризуемости нейтрона $\alpha_n \sim 10^{-40} \text{ см}^3$. Однако вскоре выяснилось, что это примерно в 100 раз больше как теоретических предсказаний, так и подобной величины для протона. И тут появилось предложение Талера [10] перевести опыты в килоэлектронвольтный диапазон энергий, в котором только начинает проявляться p -взаимодействие, и в разложении дифференциального сечения по полиномам Лежандра*

$$\sigma(\theta) = \sum_{i=0}^{\infty} B_i P_i(\cos \theta), \quad (1)$$

где θ — угол рассеяния, существенны только два-три первых члена. В отсутствие резонансов справедливо выражение:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} (\sin^2 \delta_0 + 6 \sin \delta_0 \cdot \sin \delta_1 \cdot \cos(\delta_0 - \delta_1) \cdot \cos \theta + 6 \sin^2 \delta_1 P_2(\cos \theta)), \quad (2)$$

где k — волновое число нейтрона, а δ_0 и δ_1 — действительные сдвиги фаз s - и p -волн соответственно. При рассеянии на короткодействующем сферически-симметричном потенциале, каковым является ядерный потенциал, имеет место соотношение

$$\delta_l = \frac{(k\bar{R})^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2} C, \quad (3)$$

где константа $C \simeq 1$ зависит только от конкретной формы потенциала, а $\bar{R}$ — его некоторый эффективный радиус. Если представить (2) в виде

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} (1 + \omega_1 \cos \theta + \omega_2 P_2(\cos \theta)), \quad (4)$$

где $\sigma_s = 4\pi \sin^2 \delta_0 / k^2$ — интегральное сечение рассеяния, то для «визитной карточки» p -нейтронов — коэффициента асимметрии рассеяния вперед-назад получается:

$$\omega_1 = \frac{6 \sin \delta_1 \cdot \cos(\delta_0 - \delta_1)}{\sin \delta_0} \simeq \frac{6 \delta_1}{\delta_0} \simeq \frac{2}{3} (k\bar{R})^2 = \frac{4m}{3\hbar^2} \bar{R}^2 E, \quad (5)$$

*Во всех формулах сечения и их параметры предполагаются выраженными в системе центра масс, а энергия E — в лабораторной системе, в связи с чем $k = 0,00021968A \sqrt{E/(A+1)} \text{ фм}^{-1}$, где E — в эВ.

(m — масса нейтрона, E — его энергия). Из равенств (5) видно, что при малых энергиях, когда $\delta_0, \delta_1 \ll 1$, асимметрия ядерного рассеяния растет линейно с энергией нейтрона.

Согласно гипотезе о поляризуемости нейтрона, при рассеянии его на ядре, имеющем заряд Ze , возникают дополнительные сдвиги фаз рассеянных волн за счет дополнительного взаимодействия индуцированного момента $\mathbf{p}$ с кулоновским полем ядра $\mathbf{E}$:

$$V = -\frac{1}{2} \mathbf{p} \mathbf{E} = -\frac{1}{2} \alpha_n E^2 = -\frac{\alpha_n Z^2 e^2}{2r^4}. \quad (6)$$

Потенциал (6), по сравнению с ядерным, мал по абсолютной величине, но спадает с расстоянием нейтрон — ядро r медленнее, поэтому p -рассеяние на таком потенциале с уменьшением энергии должно затухать медленнее, чем на ядерной потенциальной яме. Рассчитанные в борновском приближении, фазовые добавки при малых k есть

$$\Delta\delta_0 = \frac{6}{5} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \frac{\alpha_n m}{R_N} k \left(1 - \frac{5}{18} \pi k R_N + \frac{5}{21} (k R_N)^2 - \dots \right), \quad (7)$$

$$\Delta\delta_1 = \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \frac{\alpha_n m}{R_N} k \left(\frac{\pi}{15} k R_N - \frac{2}{21} (k R_N)^2 + \dots \right), \quad (8)$$

где R_N — радиус равномерно заряженного шара, имитирующего электрическое поле ядра. Для тяжелых ядер можно положить $R_N = 1,20A^{1/3}$ фм [11]. Добавляя (7) и (8) к соответствующим сдвигам фаз согласно (3) и подставляя полученные суммы в первое из приближенных равенств (5), легко видеть, что асимметрия ω_1 приобретает при малых энергиях такую энергетическую зависимость

$$\omega_1 = aE - bE^{1/2}, \quad (9)$$

в которой a и b — положительные константы, причем

$$b = \frac{2\sqrt{2} \pi \alpha_n m^{3/2} e^2 Z^2}{5\hbar^3 R} = 3,03 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha_n Z^2}{R'_0} \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad (10)$$

Знак минус перед b в (9) — следствие того, что δ_1 и δ_0 отрицательны, $\Delta\delta_1$ положительно, а $|\delta_0| > \Delta\delta_0$. Численное значение b в (10) относится к α_n , взятому в единицах 10^{-42} см^3 , и радиусу потенциального s -рассеяния R'_0 — в фм.

Соотношения (2)—(10) были использованы в уже упомянутой работе [10], автор которой анализировал экспериментальные значения коэффици-

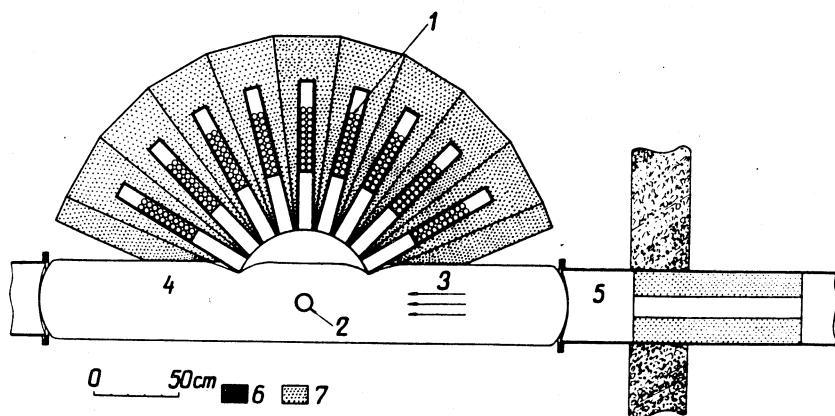


Рис.1. Горизонтальный разрез измерительной установки: 1 — детектор, 2 — образец, 3 — падающий пучок, 4 — атмосфера аргона, 5 — вакуумный нейтронный канал с коллиматором, 6 — B_4C , 7 — парафин с B_4C

ента ω_1 для урана в области 30 ± 300 кэВ и нашел, что асимптота кривой (9), описывающей данные, если и не идет в начало координат, то пересекает ось абсцисс не далее чем в точке 20 кэВ. Отсюда он нашел предельное b и заключил, что

$$\alpha_n < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (11)$$

Первая попытка улучшить эту оценку была сделана в ЛНФ в 1964 г. [12]. С помощью перемещающегося по углу детектора рассеянных нейтронов (BF_3 -счетчики общим объемом ~ 3 л), установленного в 100 м от реактора ИБР, было получено 5 значений ω_1 с погрешностями 0,01—0,02 в интервале 0,5 + 7,5 кэВ для ядер Рб. Тем самым была продемонстрирована возможность экспериментировать с p -нейтронами и понизить предел (11) для поляризуемости, если расширить диапазон энергий нейтронов и повысить статистическую точность измерений ω_1 .

Примерно через год на пролетной базе 250 м была сооружена измерительная установка, схема которой показана на рис.1. Сколлимированный пучок нейтронов с поперечным сечением 12×22 см падает на полый свинцовый цилиндр высотой 20 см с внешним и внутренним диаметрами 10 и 8 см соответственно. Рассеянные нейтроны регистрируются девятью детекторами, установленными под углами от 30° до 150° относительно падающего пучка. Каждый детектор — батарея из 20 пропорциональных счетчиков

типа СНМО-5, наполненных газом BF_3 , который обогащен изотопом ^{10}B . Детекторы со всех сторон окружены слоем кадмия толщиной 1—2 мм и находятся в массивной защите из парафина и карбида бора. С обеих сторон от образца пучок нейтронов проходит в атмосфере аргона, который содержится в трубе диаметром 45 см из тонкого полиэтилена.

Учет фона осуществлялся чередованием измерений с образцом в пучке и вне пучка, что, как оказалось, было достаточно точным. Наблюдаемые угловые распределения подвергались тщательной коррекции. Исправлялись искажения, возникавшие в результате 1) изменения энергии нейтрона при рассеянии, 2) небольшого различия спектральных чувствительностей у разных детекторов, 3) значительной толщины рассеивателя и эффекта самоэкранировки и многократного рассеяния. Исправленные распределения при всех энергиях нормировались на одно и то же распределение при низкой средней энергии $E_0 = 0,25$ кэВ. Таким путем уменьшалось влияние всех поправок, различий детекторов, дрейфа аппаратуры, а сами распределения становились пропорциональными $\sigma(\theta)$ в системе центра масс. Результаты обрабатывались для 11 энергетических интервалов. Эффективная энергия каждого интервала находилась путем интегрирования по времени пролета с учетом функции разрешения (нейтронная вспышка — кривая Гаусса с полушириной 60 мкс), спектра нейтронов и энергетической чувствительности детекторов. Из полученных угловых зависимостей рассеяния методом наименьших квадратов находились параметры анизотропии ω_1 и ω_2 , фигурирующие в формуле (4).

Далее, с учетом нормировки на энергию E_0 , к полученным значениям ω_1 вместо (9) подгонялась формула

$$\omega_1 = a(E - E_0) - b(E^{1/2} - E_0^{1/2}),$$

что привело к коэффициентам $a = (1,91 \pm 0,42) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1}$, $b = (0,07 \pm 1,96) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1/2}$ и, согласно (10) при $R'_0 = 9,5$ фм, к величине поляризуемости

$$\alpha_n = (0,3 \pm 9,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

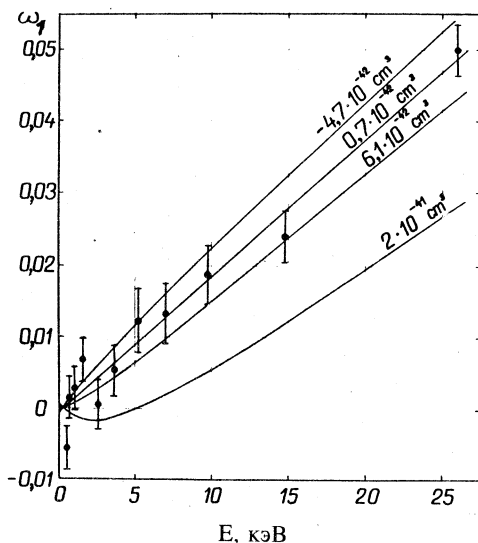
Более точная оценка получается при совместной обработке с данными для ω_1 свинца из [13]. Добавление шести точек ω_1 при $E = 50 - 160$ кэВ дало: $a = (1,92 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1}$, $b = (0,15 \pm 1,16) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1/2}$ и

$$\alpha_n = (0,7 \pm 5,4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (12)$$

Рис.2. Экспериментальные значения ω_1 для свинца [14]. Кривые рассчитаны при $a = 1,92 \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1}$ и указанных значениях α_n

Рисунок 2 иллюстрирует этот результат, там же показана кривая $\omega_1(E)$, соответствующая пределу (11) из работы [10].

Оценка (12), опубликованная в работе [14], оставалась рекордной вплоть до 1988 г., когда использование прецизионных измерений полного нейтронного сечения позволило экспериментаторам выйти на уровень точности α_n порядка $1 \cdot 10^{-42}$ см 3 .



2. МАССОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ РАССЕЯНИЯ

В течение последующих примерно трех лет на той же установке (см. рис.1) были выполнены примерно те же измерения, что и с Pb, еще с десятью элементами Sr, Mo, Rh, Cd, Sn, Sb, Te, J, La, Th. Цель этих исследований — выяснить поведение ω_1 , т.е. относительного вклада p -нейтронов в рассеяние, в зависимости от энергии нейтронов E и массы ядра A . Было два отличия у этих измерений от прежних. Во-первых, не требовалась столь высокая точность ω_1 , как в случае со свинцом, и это облегчало задачу. Во-вторых, в изучаемой области энергий у всех ядер, кроме Pb, много резонансов, и это усложняло задачу: влияние их на измеряемые ω_1 предстояло выяснить.

Все образцы были естественного изотопного состава весом от 1,8 до 6,6 кг и имели форму либо полого или сплошного цилиндра, либо плоского слоя. В последнем случае образец устанавливался под углом к пучку, совпадающим с углом одного из детекторов, счет которого при обработке не учитывался из-за сильных искажений.

Измеренные величины ω_1 (в с.д.м.) как функции энергии нейтронов (в л.с.) представлены на рис.3. Видно, что они имеют тенденцию линейно возрастать с энергией у всех элементов, кроме La и, возможно, Sr. Как выяснилось позднее, «аномалия» с лантаном есть следствие трех обстоя-

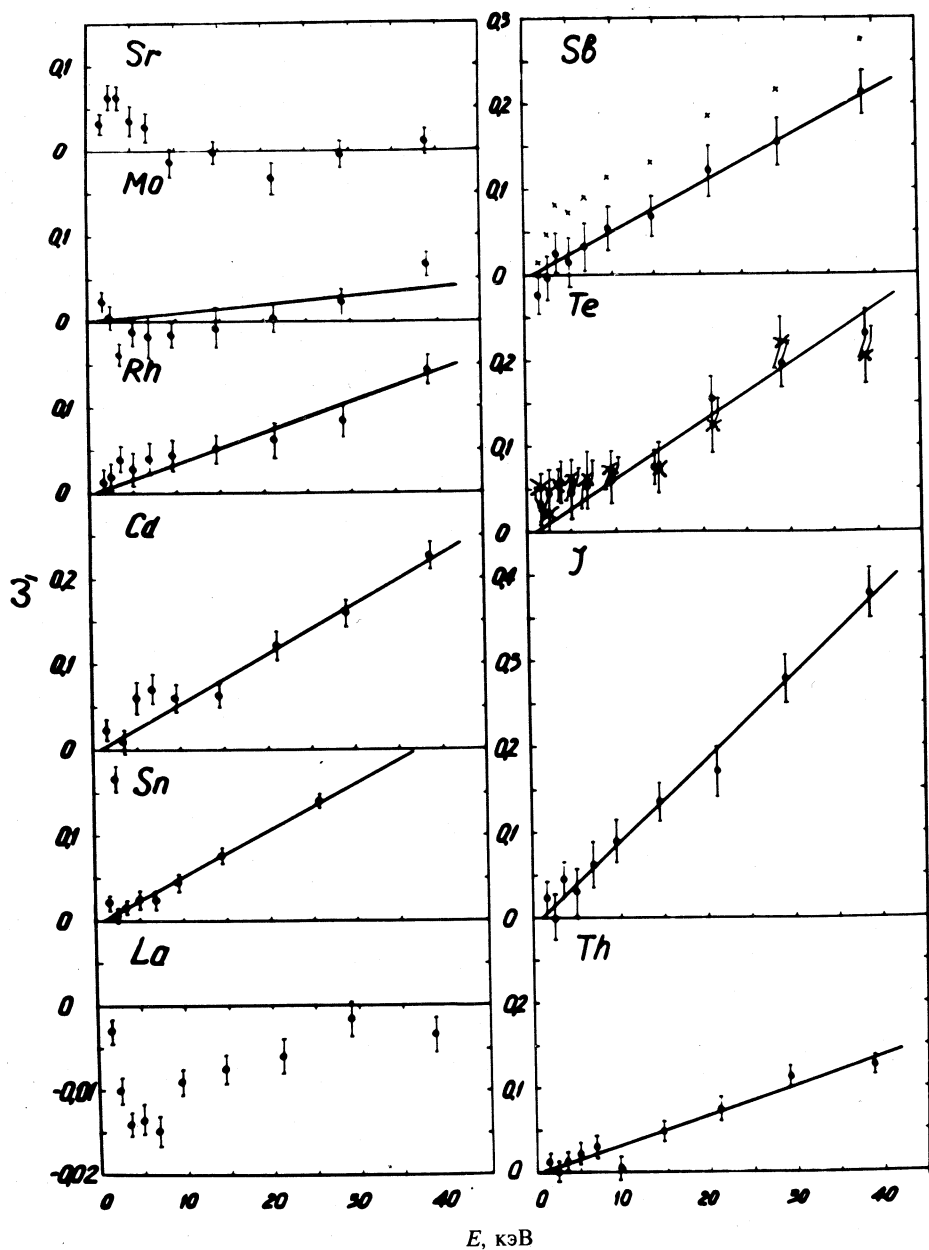


Рис.3. Экспериментальные значения ω_1 [15,16]. Кресты для Sb — значения ω_1 , не исправленные на эффект самоэкранировки в толстом образце, а для Te — результат измерений с фильтром

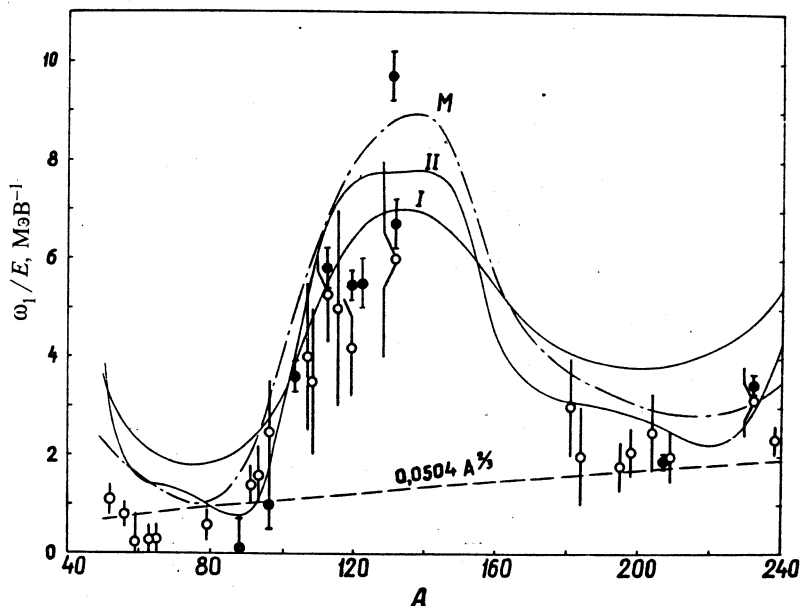


Рис.4. Значения ω_1/E как функция массы ядра. Кривые — расчеты по оптической модели

тельств: присутствия в металле нескольких атомных процентов водорода, значительного непостоянства интегрального сечения лантана и нормировки всех угловых распределений на распределение при $E_0 \approx 0,8$ кэВ. Пропорциональность ω_1 энергии E для всех образцов, кроме La и Sr, демонстрируется на рисунке подогнанными прямыми, проходящими через энергию E_0 . Можно считать, что скорость возрастания ω_1 с ростом E , характеризующаяся производной $d\omega_1/dE$, для большинства ядер — константа, равная ω_1/E . Экспериментальные значения ее приведены на рис.4 в зависимости от массового числа A (темные кружки). Там же светлыми кружками показаны оценки ω_1/E из данных при $E > 30 + 60$ кэВ, собранных в [13].

Наиболее грубая оценка зависимости ω_1/E от A может быть получена из последнего приближенного равенства (5), если в качестве эффективного радиуса потенциальной ямы взять, скажем, $\bar{R} = 1,25A^{1/3}$ фм. Тогда $\omega_1/E = 0,0504 \cdot A^{2/3}$ МэВ $^{-1}$, что и изображено на рис.4 штриховой линией. Видно, что эта оценка столь же мало состоятельна, как, например, оценка константой 10^{-4} нейтронных силовых функций в модели «черного» ядра.

Очевидно, что здесь мы имеем дело с комбинацией «резонансов размера» для s - и p -рассеяний и для более адекватного описания требуется модель «полупрозрачного» ядра.

Для корректного сравнения с оптической моделью необходимо выполнение, как минимум, двух условий: хорошее усреднение по состояниям составного ядра и возможность получения сравниваемой величины из матрицы рассеяния, вычисляемой в модели. В нашем случае первое условие хорошо выполняется при $E \geq 10$ кэВ, так как ширина функции энергетического разрешения при этих энергиях во много раз больше межрезонансных расстояний всех исследованных ядер, кроме Pb. Выполнение второго условия подробно обосновано в работах [15,16], и при сопоставлении экспериментальных значений ω_1 с рассчитываемыми из оптической модели нет необходимости прибегать к учету вклада в ω_1 со стороны резонансов составного ядра.

Путем усреднения брейт-вигнеровских выражений, записанных для дифференциального сечения (см. [15,17]) по энергии, было показано, что s -резонансы уменьшают, а p -резонансы увеличивают «потенциальную» асимметрию ω_1 , и величина этих изменений выражается через известные сечения и силовые функции. Так, наиболее существенное уменьшение ω_1 (примерно на 30%) при $E = 40$ кэВ должно бы иметь место для Те, однако этого не было, что видно на рис.3. Там крестиками, вполне совпадающими с темными кружками, показаны результаты измерения с установкой в пучок теллурического фильтра толщиной 0,045 ядер/б, который значительно обедняет пучок резонансными нейтронами. Таким образом, эффект блокировки резонансов в самих толстых рассеивателях позволил не прибегать к поправкам на резонансы и сравнивать расчеты по оптической модели непосредственно с наблюдаемыми ω_1 .

Расчеты производились со сферическим потенциалом стандартной формы, наилучшие значения параметров которого находились методом наименьших квадратов. Кроме величин ω_1/E в подгонке участвовали примерно по два десятка «типичных» экспериментальных значений силовой функции S_0 , радиуса потенциального рассеяния R_0' и полного сечения σ_t при $E = 40$ кэВ. Вид потенциала, полученные наборы параметров и другие подробности можно найти в работах [15,16]. Мы приводим здесь только выражение константы ω_1/E через элементы матрицы оптического рассеяния η_{lj} :

$$\frac{\omega_1}{E} = \frac{2}{E} \frac{\left(\operatorname{Re} \eta_{0\frac{1}{2}} - 1 \right) \left(2 \operatorname{Re} \eta_{1\frac{3}{2}} + \operatorname{Re} \eta_{1\frac{1}{2}} - 3 \right) + \operatorname{Im} \eta_{0\frac{1}{2}} \left(2 \operatorname{Im} \eta_{1\frac{3}{2}} + \operatorname{Im} \eta_{1\frac{1}{2}} \right)}{\left(\operatorname{Re} \eta_{0\frac{1}{2}} - 1 \right)^2 + \left(\operatorname{Im} \eta_{0\frac{1}{2}} \right)^2},$$

где $j = l \pm 1/2$ — полный угловой момент нейтрона; вкладками парциальных волн с $l > 1$, а также членами, содержащими $\eta_{\frac{3}{2}} - \eta_{\frac{1}{2}}$, здесь пренебрегли.

Результаты расчетов показаны на рис.4 тремя кривыми, помеченными I, II и M и соответствующими трем разным наборам численных значений семи или восьми параметров потенциала. Набор параметров I был получен, когда в ЭВМ вводились только значения S_0 , R'_0 и σ_t . На первых этапах подгонки варьировалось до пяти параметров одновременно и постепенно число их было уменьшено до одного. Набор II был получен, когда использовалась только информация об ω_1/E , а значения параметров из набора I были применены в качестве начальных значений. Параметры варьировались по одному в той последовательности, в которой происходит рост их влияния на величину ω_1/E . Наконец, набор M — это потенциал Молдауэра из работы [18], подогнанный к данным по S_0 , σ_t и $\sigma(\theta)$ при энергиях $0,4 \div 1$ МэВ в диапазоне масс от 40 до 150. Потенциал II, естественно, лучше других передает основные особенности поведения ω_1/E в зависимости от массы ядра, а глобально все три потенциала, судя по значениям χ^2 , описывают всю совокупность данных примерно с одинаковым успехом.

Таким образом, для данных по асимметрии рассеяния килоэлектрон-вольтовых нейтронов оптическая модель дает описание того же характера, что и для других данных по взаимодействию нейтронов с ядрами.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СМЕСЕЙ СПИНОВЫХ КАНАЛОВ

Инициатором описываемых ниже исследований был Ф.Л.Шапиро, который в своей лекции [6] не только предложил идею экспериментов, но и убедительно обосновал свое предсказание их результатов.

Согласно правилам сложения угловых моментов p -резонансы на ядрах-мишенях со спином $I \neq 0$, имеющие полный спин $J = I \pm 1/2 > 0$, образуются по двум разным путям или каналам:

$$J = I + \frac{1}{2} + 1 = \begin{cases} I + 1/2 + 0 \\ I - 1/2 + 1 \end{cases} = I + 1/2$$

$$\qquad \qquad \qquad \begin{cases} I + 1/2 - 1 \\ I - 1/2 + 0 \end{cases} = I - 1/2,$$
(13)

характеризующимся спином канала $s = I + 1/2$ или $I - 1/2$. В соответствии с этим и нейтронные ширины таких резонансов содержат по две компоненты:

$$\Gamma_n = \Gamma_{n+} + \Gamma_{n-} = (1 - \beta)\Gamma_n + \beta\Gamma_n, \quad \beta = \Gamma_{n-}/\Gamma_n, \quad (14)$$

здесь β мы называем параметром смеси каналов*.

Естественно, возникает вопрос, флуктуируют ли Γ_{n+} и Γ_{n-} от резонанса к резонансу независимо или они скоррелированы. Ф.Л.Шапиро отвечал на этот вопрос следующим образом [6]: «Амплитуда нейтронной ширины пропорциональна некоторому интегралу перекрытия волновой функции данного резонансного состояния составного ядра Ψ_λ и волновой функции системы нейтрон + исходное ядро ϕ_s :

$$\gamma_s \sim \int \Psi_\lambda \phi_s d\tau.$$

Волновые функции, отвечающие одному значению спина и четности, но разным значениям энергии, ортогональны друг другу. Следовательно, тысячи функций Ψ_λ для различных резонансов λ ортогональны друг другу.

Это означает, что Ψ_λ очень сложные функции, настолько сложные, что интеграл перекрытия с любой функцией ϕ очень мал и случайным образом колеблется вокруг нуля при переходе от резонанса к резонансу. Функции ϕ_{s_1} и ϕ_{s_2} для двух спинов канала ортогональны друг другу, т.е.

достаточно сильно отличаются одна от другой. Поэтому нет никаких оснований ожидать, что их интегралы перекрытия с Ψ_λ будут коррелированы. Напротив, следует ожидать, что γ_{s_1} и γ_{s_2} будут независимо друг от друга флуктуировать вокруг нулевого значения». Детальный теоретический анализ корреляций между каналами был сделан Лейном [19]. Он показал, что в условиях применимости «стандартной» статистической модели корреляций между любыми парами каналов быть не должно.

Если приведенные ширины $\Gamma_{n+}^{(1)}$ и $\Gamma_{n-}^{(1)}$ флуктуируют независимо в соответствии с распределением Портера—Томаса, то для распределения параметра β можно получить выражение

$$P(\beta)d\beta = \frac{\sqrt{x}}{\beta + x(1 - \beta)} \frac{d\beta}{\pi \sqrt{\beta(1 - \beta)}}, \quad (15)$$

*В записи ширин (14) и схемы сложения моментов (13) использовано представление спина канала. Очень часто пользуются представлением полного момента нейтрона $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{1}/2$, и тогда говорят о смеси p -нейтронных каналов с $j = 1/2$ и $3/2$ (см., например, [22]).

где $x = \langle \Gamma_{n-}^{(1)} \rangle / \langle \Gamma_{n+}^{(1)} \rangle$, откуда следует, что среднее $\langle \beta \rangle = \sqrt{x} / (1 + \sqrt{x})$. При равенстве средних приведенных ширин в обоих каналах ($x = 1$) среднее $\langle \beta \rangle = 0,5$, и распределение симметрично относительно $\beta = 0,5$. Лишь различие средних $\langle \Gamma_{n+} \rangle$ и $\langle \Gamma_{n-} \rangle$ в 10 раз смещает $\langle \beta \rangle$ к 0,76 или 0,24. Характерная особенность распределения (15) — сосредоточение значений β вблизи 0 или 1 ($P(\beta) \rightarrow \infty$ при $\beta \rightarrow 0$ и 1) при любом конечном отношении средних ширин $x > 0$.

Для раздельного определения парциальных ширин Γ_{n+} и Γ_{n-} необходимо измерять в резонансе угловую зависимость рассеянных нейтронов [6,20] или γ -квантов радиационного захвата [21,22], либо работать с поляризованными нейтронами и (или) ядрами [6,22,23]. Первый метод до исследований в ЛНФ был опробован лишь однажды [20] и практически не дал информации о спиновых каналах, а второй и третий методы дали лишь результаты для единичных резонансов, ничего не говорящие о распределении β .

Как показано в работе [24], параметр β может быть определен путем измерения при разных углах рассеяния площади p -резонанса под кривой рассеяния. Эта площадь имеет зависимость*

$$B(\theta) = B_0[1 + \omega_2 P_2(\cos \theta)], \quad (16)$$

где для исследовавшихся ядер со спином $I = 1/2$ коэффициент анизотропии принимает значения, зависящие от спина резонанса:

$$\omega_2 = \begin{cases} 0 & \text{для } J = 0, \\ \frac{1}{2}(3\beta - 1)^2 & \text{для } J = 1, \\ 7/10 & \text{для } J = 2. \end{cases} \quad (17)$$

Таким образом, отличие измеренного ω_2 от 0 и 0,7 однозначно определяет спин резонанса $J = 1$ и не вполне однозначно — смесь его спиновых каналов β . Связь β с ω_2 показана на рис.5.

Эксперименты по исследованию спиновых каналов, как и все другие, описываемые ниже, проводились уже на ИБР-30, работающем в бустерном режиме и дающем нейтронные импульсы с полушириной около 4,5 мкс и частотой 100 Гц. На 250-метровой пролетной базе использовалась установка, схема которой показана на рис.6. Главная часть установки — детектор

*Здесь опущено слагаемое $\omega_1 \cos \theta$, происходящее от второго члена разложения (1), описывающего интерференцию p -резонансного рассеяния с s -потенциальным. Главная часть этого члена — нечетная функция относительно резонансной энергии, которая при интегрировании в симметричных пределах дает нуль.

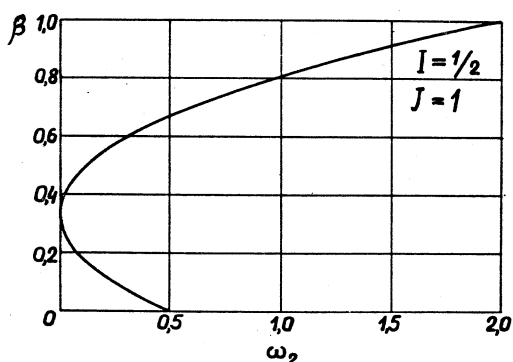
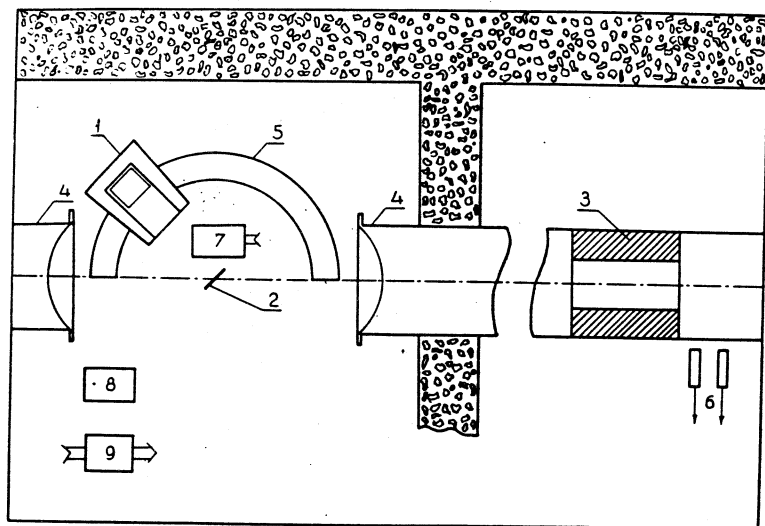


Рис.5. Зависимость β от ω_2 для $I = 1/2, J = 1$

Рис.6. Схема установки на базе 250 м: 1 — детектор к защите, 2 — образец, 3 — коллиматор, 4 — вакуумный нейтроновод, 5 — неподвижная платформа детектора, 6 — мониторные счетчики, 7 — электромеханический привод для перемещения детектора и образца, 8 — детекторная электроника, 9 — блок управления приводом



рассеянных нейтронов — представляла собой батарею ^3He -счетчиков, имеющих давление газа около 10 атм с общим рабочим объемом ~ 8 л. Доступный диапазон углов $\sim 35^\circ \div 145^\circ$ с максимальной неопределенностью $\pm 10^\circ$, телесный угол: $\Omega/4\pi \simeq 6 \cdot 10^{-3}$. Спектральная эффективность детектора примерно такова (E в эВ):

$$\epsilon(E) = \begin{cases} 1 - e^{-2,6/\sqrt{E}} & \text{при } E < 50 \text{ эВ,} \\ 1,12E^{-0,33} & \text{при } E > 50 \text{ эВ.} \end{cases}$$

Для определения ω_2 из уравнения (16) нужно измерить площадь резонанса при двух углах. Практически детектор устанавливался под углом 90°

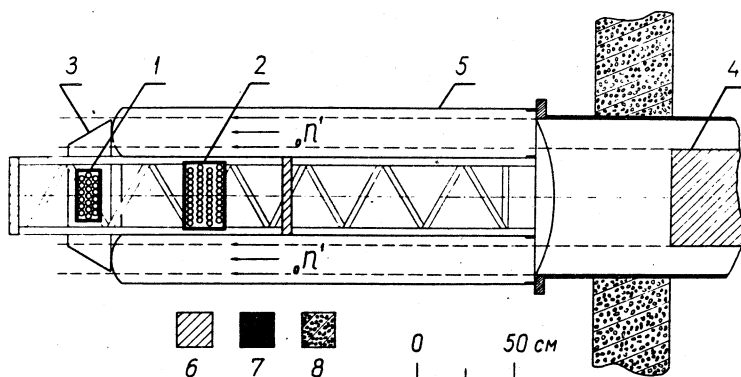


Рис.7. Схема установки на базе 1000 м: 1 — детектор 90° , 2 — детектор 150° , 3 — образец, 4 — коллиматор, 5 — полиэтиленовый мешок, 6 — парафин с B_4C , 7 — B_4C , 8 — бетон

и близким к 35° или 145° , а плоский образец — перпендикулярно биссектрисе угла между парой выбранных направлений рассеяния.

На 1000-метровой пролетной базе использовалась другая установка, устройство которой поясняется на рис.7. Пучок нейтронов, имеющий в сечении форму кольца с диаметрами 80 и 60 см, проходил в атмосфере аргона и рассеивался кольцевым образцом конической формы. Нейтроны, рассеянные на углы около 90° и 150° , регистрировались двумя батареями ^3He -счетчиков.

Было выполнено три опыта: сначала два на базе 250 м, затем один на базе 1000 м. Первый опыт делался с образцами металлического иттрия размером 20×19 см и массой 284 и 554 г. Пример спектров рассеянных нейтронов показан на рис.8; они нормированы по мониторам, но для удобства раздвинуты на 500 отсчетов. Кривые — результат подгонки гладкой подложкой и пиками стандартной формы. Стрелки показывают положение (в кэВ) известных резонансов (светлые — s -резонансов, темные — p -резонансов); длины стрелок пропорциональны расчетным площадям резонансов B_0 в (16). Результат этого исследования [24] — три или четыре смеси спиновых каналов и все примерно с одинаковыми $\beta \simeq 0,8$.

Второй опыт был поставлен с ядрами фтора на образцах фторопласта толщиной 0,6 и 1 мм. Чтобы облегчить отделение резонансов от подложки, дополнительно применялся метод самоиндексации, т.е. для каждого из углов 37° , 87° и 140° проводилось дополнительное измерение с фторопластовым фильтром толщиной 2,4 мм в пучке. Одна из пар спектров без фильтра (темные кружки) и с фильтром (светлые кружки) изображена в верхней

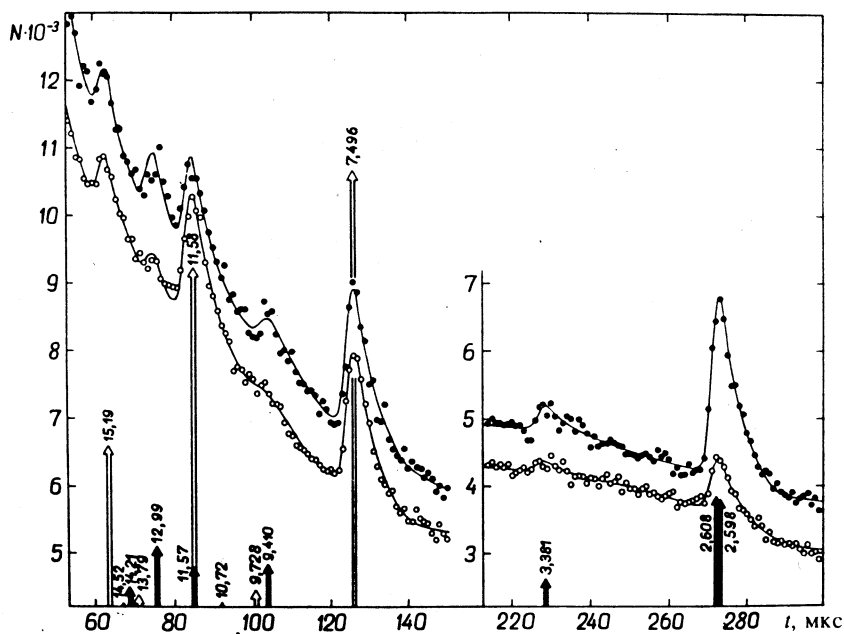


Рис.8. Пример спектров рассеяния под углами 90° (светлые кружки) и 143° (темные кружки) для тонкого образца ^{89}Y . N — число отсчетов в канале, t — номер канала шириной 1 мкс

части рис.9, ниже — спектры без образца, а еще ниже — разность верхних спектров. Видно, что пики вполне отделимы от подложки (штриховая линия), подогнанной по точкам вне резонансов. Результат этого эксперимента [25] опять неожиданный: у двух резонансов с $J = 1$ (49,1 и 97,0 кэВ) ω_2 оказались нулевыми и $\beta \approx 0,3$ (см. табл.1).

Третий эксперимент проводился на базе 1000 м и опять с ядрами ^{89}Y . Вокруг детектора 1 (см. рис.7) было установлено 16 тонких алюминиевых контейнеров, заполненных порошком Y_2O_3 общей массой ~ 7 кг. Благодаря вчетверо лучшему, чем в первом эксперименте с Y , разрешению до энергии 30 кэВ были «видны» 12 p -резонансов из 25 известных. На рис.10 показаны экстремальные примеры выделения пиков: а) неразрешенных, б) самого слабого и в) самого сильного (из p -резонансов). Полученные результаты изображены графически на рис.11 [26]. Значения β по горизонтальной оси представлены там центрами прямоугольников в зависимости от энергии резонанса (левая вертикальная ось), а ошибки β — половинами их размеров

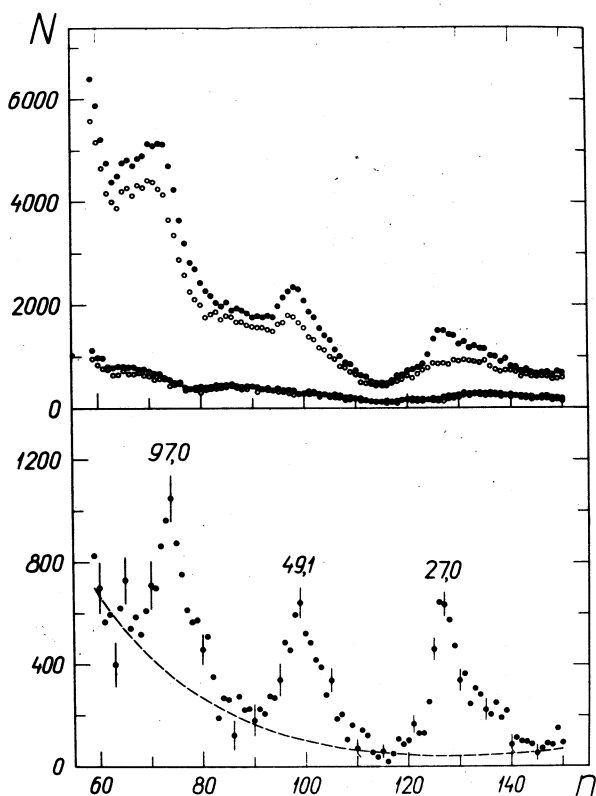


Рис.9. Спектры для образца CF_2 толщиной 1 мм при угле 37° . N — число отсчетов в канале, n — номер канала шириной 1 мкс. Числа у пиков — энергии резонансов в кэВ

по горизонтали. Так как у четырех резонансов $\omega_2 < 0,5$, то, согласно (17) для $J=1$ и рис.5, их β могут иметь по два значения — они изображены светлыми и заштрихованными прямоугольниками. Темные прямоугольники — это однозначные β .

Чтобы сравнить полученное с теоретическим распределением (15), на том же рис.11 построены две гистограммы, показывающие, сколько резонансов из десяти (по правой шкале) должны иметь значения β внутри данного интервала шириной 0,1. К сожалению, определенные выводы из этого сравнения можно сделать только в двух крайних предположениях о «дву-

Таблица 1

Ядро-мишень	Спин ядра I	Энергия резонанса, кэВ	Спин резонанса J	Параметр смеси β	Ссылка
^{19}F	1/2	49,1	1	$0,33 \pm 0,14$	[25]
	1	97,0	1	$0,33 \pm 0,13$	
^{35}Cl	3/2	0,398	2	~ 0	[31]
^{89}Y	1/2	2,61	1	$0,94 \pm 0,03$	[26]
		3,38	1	$0,90 \pm 0,04$	
		9,41	1	$0,62/0,05 \pm 0,05$	
		12,99	1	$0,62/0,04 \pm 0,04$	
		14,21	(1)	$0,83 \pm 0,06$	
		20,27	1	$0,85 \pm 0,11$	
		23,00	1	$0,64/0,03 \pm 0,04$	
		24,56	1	$0,58/0,09 \pm 0,06$	
		29,26	1	$0,96 \pm 0,05$	
		30,05	1	$0,79 \pm 0,03$	
^{93}Nb	9/2	0,0358	5	$0,30 \pm 0,08$	[21]
		0,0422	4	$0,73 \pm 0,17$	
^{111}Cd	1/2	0,0045	1	$0,67 \pm 0,07$	[22]
^{113}Cd	1/2	0,0070	1	$0,16 \pm 0,07$	[22]
^{117}Sn	1/2	0,0013	1	$0,82 \pm 0,08$	[22]

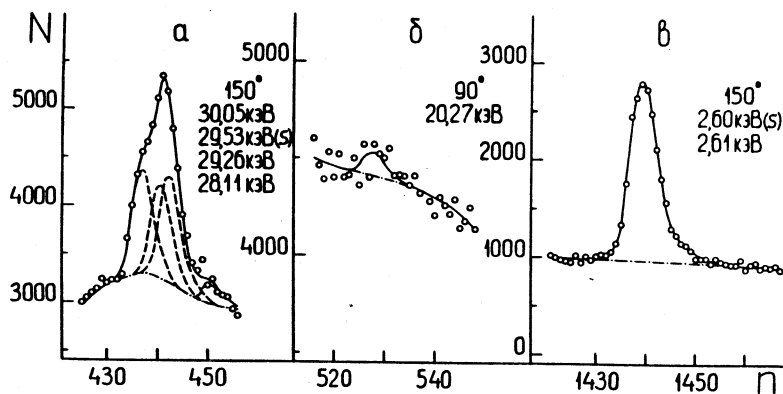
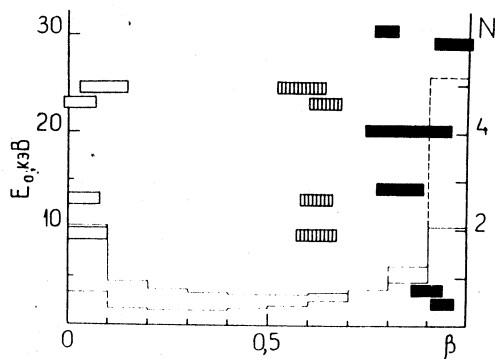
Рис.10. Примеры подгонки пиков ^{89}Y для указанных энергий и углов

Рис.11. Распределение величин β десяти резонансов ^{89}Y . N относится к гистограммам, соответствующим распределению (15) и показывающим, сколько значений β из десяти должны попасть в данный интервал шириной 0,1



значных» резонансах. Если все четыре резонанса имеют меньшие β , т.е. на рисунке нет заштрихованных прямоугольников, то результат эксперимента не противоречит симметричному распределению (сплошная кривая), соответствующему отсутствию корреляций между $\Gamma_{n+}^{(1)}$ и $\Gamma_{n-}^{(1)}$, которые флуктуируют по Портеру — Томасу с равными средними. Если же у четверки резонансов большие β , т.е. нет светлых прямоугольников, тогда темные прямоугольники вместе с заштрихованными оказываются сосредоточенными в интервале $0,5 < \beta < 1$, что крайне маловероятно ($\sim 0,2\%$) для симметричного распределения. Для объяснения этого случая нужно предположить либо большую разницу средних ширин (у пунктирной линии $\langle \Gamma_{n-}^{(1)} \rangle = 10 \langle \Gamma_{n+}^{(1)} \rangle$), либо сильную корреляцию между каналами.

В настоящее время мы располагаем смесями спиновых каналов для восемнадцати p -резонансов семи ядер. Они приведены в табл.1 и явно недостаточны для определенного суждения о корреляциях. Совпадающие β у ^{19}F и одинаковые большие β у четырех резонансов ^{89}Y (если они реальны), тем не менее, можно рассматривать как некоторое указание в пользу корреляций. В их же пользу можно привести и следующее соображение в терминах приведенной выше цитаты Ф.Л.Шапира из [6]. Для статистической независимости ширин в разных каналах требуется не только высокая сложность волновых функций компаунд-состояний, но и то, чтобы волновые функции каналов были различными. Но достаточно ли различны волновые функции у спиновых каналов? Ведь они имеют полностью тождественные пространственные части и различаются лишь значениями спиновых переменных. И этого различия может не хватать для независимых флуктуаций соответствующих интегралов перекрытия с резонансными состояниями, тем более что до сих пор нет экспериментальных указаний на сколько-нибудь важную роль спин-спинового взаимодействия в сложных ядрах.

Заканчивая обсуждение проблемы спиновых каналов в нейтронных резонансах, нельзя не отметить, хотя бы кратко, значительные успехи в

исследовании аналогичной проблемы для протонных резонансов. В университете г.Дархем (США) для шести ядер от ^{44}Ca до ^{56}Fe определены парциальные ширины с относительными знаками амплитуд для выходных протонных каналов (спиновых и орбитальных) в p - и d -резонансах реакции ($p, p' \gamma$) [27]. На многих десятках резонансов наблюдались сильные корреляции по величине и (или) по знаку для различных пар каналов в случаях проявления изобар-аналоговых состояний и заметного вклада прямого механизма реакции. Кроме того, появились данные о спиновых каналах и в упругом рассеянии протонов ядрами с отличным от нуля спином, т.е. данные, вполне аналогичные обсужденным выше нейтронным данным. Для ядер ^{25}Mg [28], ^{27}Al [29] и ^{29}Si [30] исследовано по 6—15 резонансов одного спина. Результаты не противоречат чисто статистическим предположениям.

4. НАБЛЮДЕНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

В этом и двух следующих разделах описываются эксперименты по измерению усредненных по резонансам дифференциальных сечений упругого рассеяния $\sigma(\theta)$. Идея этих экспериментов под непосредственным влиянием Ф.Л.Шапира наиболее полно была обоснована в работе [5], а начались они в 1982 г. [32] и проводились вплоть до 1993 г. [33] на установке, показанной на рис.6. Подавляющая часть результатов и вся использованная математическая база подробно описаны в нашем обзоре [17], поэтому здесь мы

ограничимся фактически лишь расшифровкой идеи и перечислением результатов.

На рис.12 точками показаны экспериментальные значения параметров трехчленного представления среднего $\sigma(\theta)$ согласно (4) для ядер кадмия, а сплошными линиями — наилучшее описание эксперимента набором из пяти параметров, определяющих резонансное и

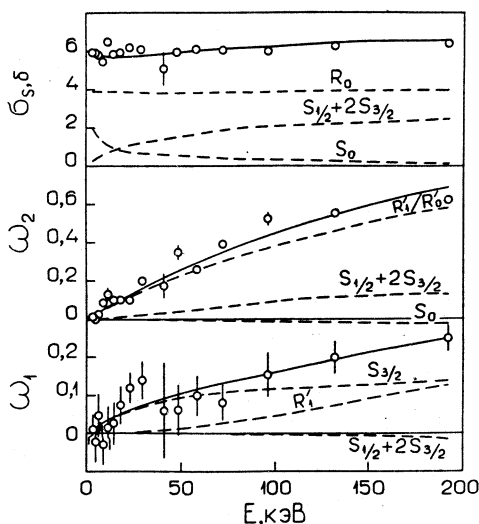


Рис.12. Вклады различных параметров в формирование $\sigma(\theta)$ для ядер кадмия

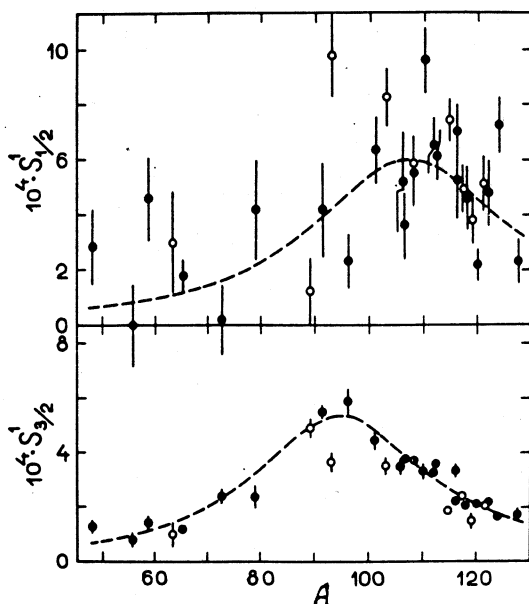
Рис.13. Результаты по S_j^1 для 22 четно-четных ядер (темные кружки) и 9 нечетных (светлые кружки)

потенциальное рассеяние s - и p -нейтронов. О достоинствах и недостатках метода можно судить по вкладам в σ_s , ω_1 и ω_2 различных компонент, показанных штриховыми линиями. Главное достоинство состоит в том, что до энергии ~ 50 кэВ значения ω_2 почти полностью определяются $p_{3/2}$ -компонентой нейтронной силовой функции

$S^1 = (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)/3$, а значения ω_1 при всех энергиях — отношением фазовых сдвигов δ_1/δ_0 с небольшими поправками на резонансы. В результате из пяти параметров два ($S_{3/2}^1$ и δ_1) определяются хорошо, а остальные три ($S_{1/2}^1$, S^0 и δ_0) из-за корреляций несколько хуже.

Многолетние исследования p -волновой силовой функции S^1 после споров и ошибок (см., например, [34]) привели к пониманию того, что пики $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ раздвинуты на шкале A на величину ΔA , меньшую, чем их ширины ~ 25 — 30 . И если спин-орбитальный потенциал системы ядро + нейтрон такой же, как в модели оболочек, то ΔA должно быть ~ 5 — 8 . Первое сообщение о раздельном наблюдении пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для 17 ядер было опубликовано в работе [35], а дополненные исследованиями еще 14 ядер [36—38] эти пики представлены на рис.13. Штриховыми линиями показан результат описания пиков кривыми Лоренца, давшего $\Delta A = 13 \pm 4$, что, возможно, в 1,5—2 раза больше, чем должно быть в случае общепринятой силы спин-орбитального расщепления связанных одночастичных уровней.

Последнее обстоятельство вместе с особенностями p -волнового потенциального рассеяния (см. разд.5) побудило авторов подвергнуть свои экспериментальные результаты теоретическому анализу с помощью оптической модели ядра [39,40]. Были опробованы потенциалы из работ [18,41,42] и



все они при спин-орбитальной составляющей $V_{so} = 7$ МэВ давали $\Delta A \simeq 6$. Приемлемое описание положений пиков получалось лишь при $V_{so} \simeq 10$ МэВ. Расчеты также показали, что «чистая» оптическая модель не может сделать пик $S_{1/2}^1$ более высоким по сравнению с пиком $S_{3/2}^1$, что наблюдается в эксперименте.

Обнадеживающие результаты получились при использовании обобщенной оптической модели — многофононного варианта метода связанных каналов [43]. В этой модели за счет меняющейся с A связи одночастичных состояний с коллективными 2^+ -состояниями (фононами) авторам удалось неплохо воспроизвести и расщепление, и высоты пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ с общепринятой величиной спин-орбитального потенциала.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСОВ p -РАССЕЯНИЯ

При высоких энергиях рассеиваемых частиц фазы рассеяния δ_l — неизвестные функции энергии, и их определяют целиком из опытных данных. При малых энергиях, когда длина волны налетающей частицы значительно больше размеров ядра, фазы имеют простую зависимость от энергии, и их можно параметризовать во всей исследуемой области энергий одним-двумя параметрами. В описываемых исследованиях принято R -матричное представление фаз [17]:

$$\begin{aligned} \delta_0 &= \phi_0 + \arcsin(kRR_0^\infty), \quad \phi_0 = -kR, \\ \delta_1 &= \phi_1 + \arcsin \frac{(kR)^3 R_1^\infty}{1 + (kR)^2}, \quad \phi_1 = -kR + \arctg(kR), \end{aligned} \quad (18)$$

где радиус канала $R = 1,35A^{1/3}$ фм, а R_l^∞ — параметр вклада далеких уровней, обычно заключенный в пределах от $-0,4$ до $0,4$.

В обсуждениях рассеяния нейтронов Ф.Л.Шапиро нередко употреблял термин «радиус p -рассеяния», а в работе [5] для него даже введено обозначение R_1' . Однако строгое определение R_1' было дано позже [44], и оно следует из пропорции

$$\frac{R_1'}{R} = \lim_{E \rightarrow 0} \frac{\delta_l}{\phi_l},$$

откуда

$$R_0' = R(1 - R_0^\infty), \quad R_1' = R(1 - 3R_1^\infty). \quad (19)$$

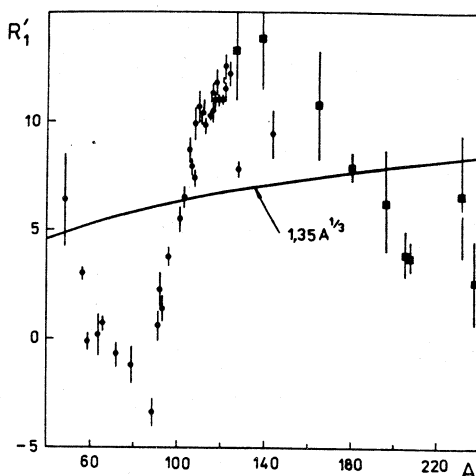
Рис.14. Экспериментальные значения R_1' в фм

R_0' используется давно (в обозначении R'), а R_1' — только после работы [44].

Вся известная до 1990 г. информация о R_1' (кроме нескольких точек для $A < 127$ из [41]) дана в (фм) на рис.14 в зависимости от A . Квадратами показаны результаты, полученные нами с помощью (18) и (19) из работ, в которых выполнялись прецизионные измерения полных сечений при энергиях в сотни кэВ. В этих работах δ_1 находились либо из остатка $12\pi \sin^2 \delta_1 / k^2$ сечения после вычитания из него вклада s -волны [41], либо по интерференции резонансного и потенциального p -рассеяния [45—47]. Остальные точки на рисунке получены нами из усредненных $\sigma(\theta)$.

Обратим внимание на три особенности представленных результатов. Главная особенность состоит в том, что зависимость $R_1'(A)$ вполне подобна давно известной зависимости $R_0'(A)$. Действительно, мы видим на рисунке примерно полтора периода «модуляции» монотонной функции $\sim A^{1/3}$ осциллирующей величиной $1 - 3R_1^\infty$. «Глубина модуляции», втрое бо́льшая, чем в случае s -волны, приводит к очень малым и даже отрицательным значениям R_1' для ядер с $A = 60-90$, что составляет вторую особенность $R_1'(A)$. А третья особенность — выпадение точки $R_1' = (8,1 \pm 0,2)$ фм для Те вниз почти на 20 ошибок.

С целью уточнить две последние особенности были проведены измерения еще с четырьмя образцами. Сначала [48] это были газы криптон и ксенон, содержащиеся в цилиндрических контейнерах диаметром 10 см под давлением около 40 атм. Такие же контейнеры — один с кислородом, другой пустой — использовались для абсолютизации сечения σ_s и учета фона. Результат для криптона ($A \simeq 84$) $R_1' = (-3,3 \pm 1,2)$ фм подтвердил «аномальность» радиусов для $A = 60-90$, а для ксенона ($A \simeq 131$) $R_1' = (10,6 \pm 0,4)$ фм — аномалию среднего по изотопам измеренного ранее



$R_1' \simeq 8$ фм теллура. Еще более определенными [33] оказались результаты для двух обогащенных изотопов ^{128}Te (98,6%, 50 г) и ^{130}Te (99,6%, 50 г), у которых $R_1' = (6,2 \pm 0,3)$ и $(6,3 \pm 0,3)$ фм соответственно, т.е. еще ниже, чем у Te .

Качественная интерпретация двух первых особенностей поведения $R_1'(A)$ была дана в работе [17] на основе прямоугольной потенциальной ямы с постепенно увеличивающейся мнимой частью. А затем вполне удовлетворительное согласие с экспериментом было получено в оптико-модельных расчетах как в простом [39,40], так и в обобщенном [43] вариантах. Что касается теллуровой аномалии, то этот явно нестатистический эффект в работе [33] приписан входным состояниям в ядрах ^{129}Te и ^{131}Te , имеющим спин $1/2^-$ или $3/2^-$ и соответствующим энергии нейтронов $\sim 0,3$ МэВ.

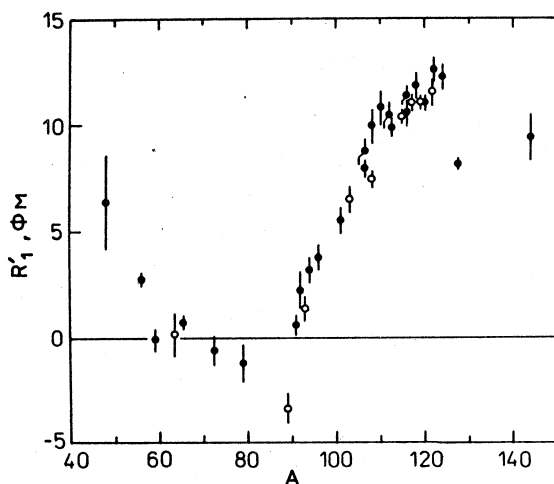
6. ОБ ОДНОПИОННОМ ОБМЕНЕ

Несмотря на огромные успехи кварк-глюонного описания адронов, атомные ядра, по крайней мере, не очень легкие и при не очень высоких энергиях, по-видимому, еще долго будут трактовать как нейтрон-протонные системы в мезонных полях. В основе микроскопического описания ядерных систем лежит потенциал парного взаимодействия нуклонов, который содержит несколько слагаемых, соответствующих тому, что нуклоны обмениваются одним или несколькими мезонами разных типов с разными пространственно-временными свойствами. При этом эффективный радиус взаимодействия для обмена данным сортом и числом мезонов обратно пропорционален суммарной массе переданных мезонов. Поэтому наибольшим дальним действием $\sim 1,4$ фм обладает однопионный обмен. Обмены двумя пионами или более массивными мезонами дают радиусы менее 0,7 фм.

Так как гамильтониан однопионного взаимодействия содержит как множитель произведение спинов взаимодействующих частиц, вклад такого обмена зануляется, если одна из частиц является совокупностью спаренных нуклонов с нулевым суммарным спином. Следовательно, при взаимодействии нуклона с ядром однопионный обмен существен только с неспаренным нечетным нуклоном ядра. Все это позволяет предположить, что при небольших энергиях нейтронов, когда начинает появляться периферическое p -взаимодействие, разница радиусов p -рассеяния на нечетном и соседнем четно-четном ядрах будет заметным образом определяться вкладом однопионного обмена.

Было исследовано 19 ядер [44,49,50] (см. также [17]), величины ω_1/E которых будто бы указывали на эффект до $\sim 10\%$ для нечетного протона и отсутствие эффекта более 5% для нечетного нейтрона. Последним аккордом

Рис.15. Экспериментальные значения радиусов p -рассеяния: темные кружки — для четно-четных ядер, светлые — для A -нечетных



в этих поисках стала работа [51], не вошедшая в [17], рисунок из которой* здесь приводится (рис.15). Эта более чистая и надежная информация о p -рассеянии позволяет утверждать, что радиус p -рассеяния нейтронов с

энергиями до 300 кэВ едва ли подвержен влиянию однопионного обмена, большому $\sim 0,5$ фм для ядер с $A \geq 90$. Для более легких ядер этот вывод может оказаться неверным.

7. ОБ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ p -РЕЗОНАНСАХ

Строго говоря, все состояния составного ядра с энергией ниже энергии связи нейтрона, имеющие спин, отличающийся от спина мишени на $\pm 1/2$ или $\pm 3/2$, и противоположную мишени четность, являются отрицательными p -резонансами, и вопрос о них состоит только в том, проявляются ли они в эксперименте и каковы их ширины. Будем исходить из того, что, складываясь из большого числа «хвостов» далеких резонансов, параметры R_l^∞ вместе с $R = 1,35A^{1/3}$ фм дают R_1' согласно (19), которые для близких по A ядер близки по величине, а если они заметно отличаются, то это следует приписать влиянию близких резонансов. Согласно коэффициенту при $\cos \theta$ в выражении (7) из [17] (см. также сноску на с.1579) отрицательные p -резонансы дают положительную добавку к «потенциальному» ω_1 , а положительные с энергией больше данной, — отрицательную.

В работах [52,53] измерялись $\sigma(\theta)$ в представлении (4) для бериллия, бора и углерода при энергиях до 250 кэВ. Экспериментальные значения σ_s

*К сожалению, в подписи к этому рисунку в [51] светлые и темные точки переставлены.

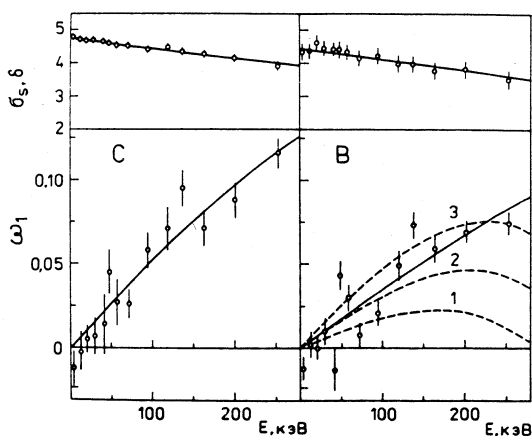


Рис.16. Интегральное сечение и асимметрия рассеяния (в с.д.м.). Точки — эксперимент, кривые — теоретическое описание

и ω_1 для двух ядер иллюстрирует рис.16 (результаты для Be аналогичны), а извлеченные из таких данных для трех ядер параметры R_1^∞ и R_1' даны в табл.2. Обратимся сначала к рисунку. Сплошные линии на нем — подгонка только пара-

метрами R_0^∞ и R_1^∞ при нулевых силовых функциях. Для углерода это корректно, а для бора не совсем, ибо его ω_1 должна искажаться близким и сильным p -резонансом ^{11}B при $E_0 = 430$ кэВ. Учет этого резонанса при полученном ранее $R_1^\infty = -0,003$ (и $R_1' = 3,0$ фм) дает для ω_1 бора кривую 1, явно неудовлетворительную. Использование же $R_1^\infty = 0,14$, как у углерода, дающего для бора $R_1' = 4,2$ фм, приводит к кривой 2, которая все еще ниже большинства точек. Хороша кривая 3, для которой $R_1^\infty = 0,27$, а $R_1' = 5,4$ фм уже значительно больше, чем у углерода (см. табл.2). Поэтому наши дальнейшие действия были следующими: зафиксировав для бора и бериллия значение $R_1^\infty = -0,14$ (т.е. как у углерода), мы описывали их ω_1 с прямым учетом одного p -резонанса с $E_0 = -709$ кэВ (уровень ^{12}B 2720 кэВ, 0^+) у бора и двух p -резонансов с $E_0 = -703$ и -949 кэВ (уровни ^{10}Be 6179 кэВ,

Таблица 2

Элемент	R , фм	R_0^∞	λ^* , кэВ $^{-1}$	R_1^∞	R_0' , фм	R_1' , фм
Be	2,81	-1,44(3)	$9(3) \cdot 10^{-4}$	-0,47(4)	6,85(9)	6,75(33)
B	2,99	-0,99(3)	$4(3) \cdot 10^{-4}$	-0,27(3)	5,95(10)	5,38(28)
C	3,09	-0,99(1)	$2,5(6) \cdot 10^{-4}$	-0,14(3)	6,15(2)	4,38(24)

0^+ и 5958 кэВ, 2^+) у бериллия согласно [54]. Это привело к таким оценкам приведенных нейтронных ширин *p*-резонансов:

$$\Gamma_n^{(1)}(-709 \text{ кэВ}, J=0^+) \simeq 4,0 \text{ кэВ для } {}^{11}\text{В}, \quad (20)$$

$$\Gamma_n^{(1)}(-703 \text{ кэВ}, J=0^+) + 3,8\Gamma_n^{(1)}(-949 \text{ кэВ}, J=2^+) \simeq 7,5 \text{ кэВ, для } {}^9\text{Ве}, \quad (21)$$

которые оказались сравнимыми с вигнеровскими пределами ширин $\Gamma_{nw}^{(1)} = 6,1$ и $6,5$ кэВ, вычисленными по одночастичной ширине $\gamma^2 = \hbar^2/(mR^2)$ для ${}^{11}\text{В}$ и ${}^9\text{Ве}$ соответственно (*m* — масса нейтрона).

Таким образом, для бериллия и бора мы имеем два альтернативных и эквивалентных по качеству описания эксперимента: одно с параметрами из табл.2, а другое, на наш взгляд, более реалистичное, с одинаковым для всех трех элементов $R_1^\infty = -0,14$ и параметрами отрицательных резонансов (20) и (21).

8. ПЕРСПЕКТИВЫ

В описанных выше исследованиях на протяжении 30 лет анизотропия рассеяния нейтронов при энергиях от единиц до сотен кэВ измерялась на 30 элементах и 16 обогащенных изотопах. Однако многие вопросы, связанные с *p*-нейтронами, не столько решены, сколько еще поставлены. Это относится к оценке поляризуемости нейтрона (разд.1), определению смесей спиновых каналов (разд.3), разгадке теллуровой аномалии с *p*-радиусами (разд.5), выяснению вклада в *p*-рассеяние одноопионного обмена на ядрах с $A < 90$ (разд.6), определению ширин отрицательных *p*-резонансов (разд.7).

Все эти и, возможно, другие вопросы в ЛНФ намерены решать с помощью создаваемой высокосветосильной и низкофоновой установки УГРА [55], возможности которой по энергетическим диапазону и разрешению значительно возрастут с вводом нового источника нейтронов ИРЕН. Схема установки показана на рис.17. Низкий фон установки достигается тем, что сколлимированный пучок нейтронов, исследуемые образцы и нейтронные детекторы находятся в общем вакуумном объеме, а удаленные от рассеивателя и детекторов стенки вакуумной камеры высотой и диаметром ~3 м снижают эффект перерассеяния нейтронов этими стенками (алюминий толщиной 12 мм). Высокая эффективность установки может быть обеспечена тем, что она рассчитана на использование 16 детекторов, эквивалентных тому, который применялся в установках, показанных на рис.6 и 7, и с которыми сделаны все работы, описанные в разделах 3—7 (${}^3\text{Не}$ -детектор, ~8 л, ~10 атм.). Находясь на общей поворотной платформе, каждый детектор измеряет «свое» угловое распределение рассеяния при углах от 30° до 150° .

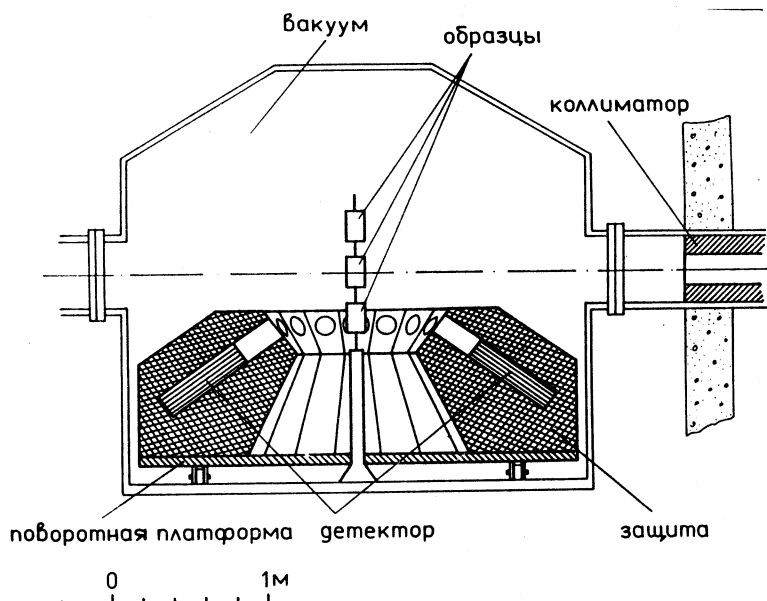


Рис.17. Схема сооружаемой установки УГРА

Установка УГРА создается при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-17384) и Международного научного фонда (грант RFS000).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бергман А.А., Исаков А.И., Казарновский М.В., Мурин И.Д., Шапиро Ф.Л., Штрахн И.В. — В кн.: Материалы международной конференции в Женеве. 1955 г. М.: Академиздат, 1957, т.4, с.166.
2. Asami A., Moxon M.C., Stein W.E. — Phys. Lett., 1969, vol.B28, p.656.
3. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.2000.
4. Шапиро Ф.Л. — Собрание трудов. Физика нейтронов. М.: Наука, 1976, с.313.
5. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. — В кн.: Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. ОИЯИ — 1845, Дубна, 1964, с.89.
6. Шапиро Ф.Л. — В кн.: Сборник лекций Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях. Обнинск, ФЭИ, 1967, с.239.
7. Klein A. — Phys. Rev., 1955, vol.99, p.998.
8. Александров Ю.А., Бондаренко И.И. — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.726.
9. Александров Ю.А. — Фундаментальные свойства нейтрона. М.: Энергоатомиздат, 1992.

10. Thaler R.M. — Phys. Rev., 1959, vol.114, p.827.
11. Sears V.F. — Phys. Rep., 1986, vol.141, p.281.
12. Александров Ю.А., Дорчоман Д., Сэрээтэр Ж., Самосват Г.С., Цой Ген Сор.
— Программа и тезисы докладов XV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Минск, 1965. М.: Наука, 1965, с.83.
13. Goldberg M.D., May V.W., Stehn J.R. — BNL-400, second edition, 1962.
14. Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сэрээтэр Ж., Цой Ген Сор — Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, с.196.
15. Александров Ю.А., Самосват Г.С. — ОИЯИ Р3-4354, Дубна, 1969.
16. Самосват Г.С. — ЯФ, 1970, т.11, с.1152.
17. Самосват Г.С. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.713.
18. Moldauer P.A. — Nucl. Phys., 1963, vol.47, p.65.
19. Lane A.M. — Ann. Phys., 1971, vol.63, p.171.
20. Block R.C., Haeberli W., Newson H.W. — Phys. Rev., 1958, vol.109, p.1620.
21. Chrien R.E., Bhat M.R., Cole G.W. — Phys. Rev., 1973, vol.C8, p.336.
22. Шарапов Э.И. — В кн.: V Международная школа по нейтронной физике (Алушта, 1986), ОИЯИ ДЗ.4,17-86-747, Дубна, 1987, с.113.
23. Алфименков В.П., Ефимов В.Н., Пантелеев Ц.Ц., Фенин Ю.И. — ЯФ, 1973, т.17, с.293.
24. Николенко В.Г., Самосват Г.С. — ЯФ, 1976, т.23, с.1159.
25. Николенко В.Г., Самосват Г.С. — В сб.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИ-атоминформ, 1980, ч.2, с.178.
26. Nikolenko V.G., Samosvat G.S. — JINR E3-82-336, Dubna, 1982.
27. Mitchell G.E., Bilpuch E.G., Shriner J.F., Jr., Lane A.M. — Phys. Rep., 1985, vol.117, p.1.
28. Adams G., Bilpuch E.G., Mitchell G.E. et al. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1984, vol.10, p.1747.
29. Nelson R.O., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E. — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.1656.
30. Nelson R.O., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E. — Phys. Rev., 1983, vol.27, p.930.
31. McCullagh C.M., Kenny M.J., Chrien R.E. — Phys. Rev., 1979, vol.C19, p.539.
32. Nikolenko V.G., Попов А.Б., Samosvat G.S. — In: Nuclear Data for Science and Technology (Proc. of the Int. Conf., Antwerp.), 1982, p.781.
33. Мицына Л.В., Самосват Г.С. — ЯФ, 1993, т.56, с.23.
34. Самосват Г.С. — Сообщение ОИЯИ Р3-83-532, Дубна, 1983.
35. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.304.
36. Зо Ин Ок, Попова А.И., Попов А.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ Р3-84-668, Дубна, 1984.
37. Попов А.Б., Samosvat G.S. — In: Nuclear Data for Basic and Applied Science (Proc. of the Conf.), Santa Fe, 1985, vol.1, p.621.
38. Попов А.Б., Самосват Г.С. — ЯФ, 1987, т.45, с.1522.

39. Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. — В сб.: Нейтронная физика. Материалы I Межд. конф. по нейтр. физике, Киев, 1987. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988, т.2, с.254.
40. Mitsyna L.V., Popov A.B., Samosvat G.S. — In: Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Int. Conf., Mito, Japan, 1988. JAERI, 1988, p.111.
41. Camarda H.S. — Phys. Rev., 1974, vol.C9, p.28.
42. Smith A.B., Guenther P.T., Whalen J.F. — Nucl. Phys., 1984, vol.A415, p.1.
43. Самойлов В.В., Урин М.Г. — ЯФ, 1990, т.52, с.1325.
44. Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николенко В.Г. и др. — В сб.: Нейтронная физика (Матер. 5-й Всесоюзн. конф. по нейтр. физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.2, с.163.
45. Noren D.J., Harvey J.A., Hill N.W. — Phys. Rev., 1978, vol.C18, p.722.
46. Noren D.J., Harvey J.A., Hill N.W. — Phys. Rev., 1981, vol.C24, p.1961.
47. Tsubone I., Kanda Y. — In: Nuclear Data for Science and Technology (Proc. of the Int. Conf.), Antwerp., 1982, p.65.
48. Говоров А.М., Мицына Л.В., Самосват Г.С. — ЯФ, 1991, т.54, с.1192.
49. Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николенко В.Г. и др. — ЯФ, 1980, т.32, вып.5, с.1173.
50. Александров Ю.А., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Сообщение ОИЯИ РЗ-81-432, Дубна, 1981.
51. Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Сообщение ОИЯИ РЗ-87-114, Дубна, 1987.
52. Мицына Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, с.248.
53. Ляпин Д.И., Мицына Л.В., Попов А.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ РЗ-89-408, Дубна, 1989.
54. Table of Isotopes. Ed. by Lederer C.M., Shirley V.C., New York, 1978.
55. Александров Ю.А., Самосват Г.С. — В сб.: VI Международная школа по нейтронной физике. Алушта, 1990. ОИЯИ ДЗ,14-91-154, Дубна, 1991, с.187.

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА

Тодор Русков

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София, Болгария

В обзоре рассматриваются некоторые нетривиальные эксперименты, где применяется эффект Мессбауэра, такие как измерение гравитационного смещения частоты γ -кванта в земных условиях, поиск электрического дипольного момента фотона, прямое наблюдение механизма диффузии в твердых телах. Получение новых результатов в экспериментах, связанных с измерением экстремально малых энергетических сдвигов, связано с развитием и существенным улучшением мессбауэровской методики с использованием рекордного по энергетическому разрешению изотопа ^{67}Zn . Особую роль в развитии мессбауэровских исследований в Дубне сыграл Ф.Л.Шапиро, который был одним из первых в СССР, кто понял значимость эффекта Мессбауэра как средства для решения фундаментальных физических проблем.

In this review three nontrivial Mössbauer experiments are discussed. These are the measurement of the gravitational energy shift of a γ -quantum in the laboratory frame, searching for the electric dipole moment of the photon and direct observation of the diffusion mechanism in solids. To obtain new results in experiments where measurement of extremely small energy shifts is of importance, one needs to derive and improve essentially the Mössbauer methods using the ^{67}Zn isotope — the best with respect to the energy resolution. The development of the Mössbauer investigations in Dubna were due to F.L.Shapiro. He was one of the first in the USSR who understood the significance of the Mössbauer effect as a tool for studying fundamental physical problems.

Об эффекте Мессбауэра [1] я узнал в январе 1960 года в Дубне. Через несколько дней после моего приезда в Дубну, где я собирался начать работу с поляризованными нейтронами, Федор Львович Шапиро велел познакомиться меня со всем, что делается в Лаборатории нейтронной физики. Я переходил от одного физика к другому и попал к Юрию Останевичу, который познакомил меня с мессбауэровским экспериментом. В ходе беседы он как-то обмолвился, что в результате тепловых колебаний атомов гамма-линия испускания (поглощения) «сдвигается» и резонансное поглощение не происходит. Тогда я спросил: «А почему ядра не заморозить?» Он мне ответил: «А вот так Мессбауэр и поступил», — и пальцем указал на криостат. Позже в своих размышлениях я несколько раз возвращался к это-

му разговору и как-то мне было странно, что тогда, не понимая полной картины этого явления, попал на верный след... Если говорить точно, ставя свой первый опыт, Мессбауэр поступил как раз наоборот. Он думал, что линия излучения и линия поглощения ^{191}Ir сдвинуты на величину удвоенной энергии отдачи ядра, но они уширены благодаря тепловому движению атомов, в результате чего слегка перекрываются. Чтобы уменьшить это перекрытие, т.е. чтобы приблизиться к нулевому резонансному рассеянию, Мессбауэр решил понизить температуру источника и поглотителя, но вместо ожидаемого понижения резонансный эффект возрос.

...Итак, я понял, что в Дубне очень интенсивно начали заниматься эффектом Мессбауэра. Оказывается, еще в июле и сентябре 1959 г. были семинары, на которых шла речь о том, что появился новый резонансный метод, с помощью которого можно измерить даже гравитационное красное смещение в земных условиях.

Известно, что в начале двадцатого века Эйнштейн, основываясь на принципе эквивалентности, предсказал гравитационное красное смещение. До этого экспериментально было доказано, что существует строгая пропорциональность между гравитационной силой, с которой тело притягивается к земле, и его инертной массой. Это свойство гравитационных сил было открыто еще Галилеем, который показал, что ускорение падающих тел не зависит от их структуры и массы. На основе экспериментальных результатов Галилея, в дальнейшем повторенных с гораздо большей точностью в различных точках земного шара, Эйнштейн выдвинул свой принцип эквивалентности. Согласно этому принципу не существует критерия, посредством которого можно отличить инертные силы от гравитационных. Другими словами, нельзя придумать локального эксперимента, с помощью которого можно различить эффекты в результате действия гравитационного поля от эффектов в движущейся с постоянным ускорением лабораторной координатной системе.

Теперь для вывода гравитационного смещения частоты γ -кванта предположим, что из источника, находящегося на высоте h от детектора, выходит γ -квант, который через некоторое время регистрируется детектором. Принимаем, что в области источник—детектор гравитационное поле однородно, и все тела в свободном падении получают ускорение g . Согласно принципу эквивалентности в отсутствие гравитационного поля результат любого эксперимента должен быть такой же, если лабораторная система (источник и детектор находятся в ней) двигалась вверх с ускорением g . Время, которое необходимо, чтобы γ -квант прошел расстояние от источника до детектора, равняется h/c . За это время детектор, движущийся вверх, будет иметь скорость, равную gh/c . В результате эффекта Доплера первого порядка детектор измерит увеличение частоты γ -кванта. Относительное увеличение частоты:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gh}{c^2}. \quad (1)$$

Тогда, согласно принципу эквивалентности, влияние гравитации приведет к такому же увеличению частоты γ -кванта. Наоборот, если источник расположен над детектором на высоте h и движется со скоростью gh/c , то влияние гравитации исчезнет.

Независимо друг от друга несколько групп в мире предложили использовать эффект Мессбауэра для измерения гравитационного красного смещения в земных условиях. Паунд и Ребка послали статью по этому поводу в журнал «Phys. Rev. Lett.» 15 октября 1959 г. [2], Барит, Подгорецкий и Шапиро — в ЖЭТФ 4 ноября 1959 г. [3], а Шифер и Маршел — в «Phys. Rev. Lett.» 23 ноября 1959 г. [4]. Следует отметить, что в статье Барита, Подгорецкого и Шапиро впервые говорится о том, что с помощью эффекта Мессбауэра можно наблюдать и релятивистский эффект Доплера второго порядка.

Особенно интересным для измерения малых энергетических сдвигов является развитие мессбауэровской спектроскопии на γ -линии 93,3 кэВ в изотопе ^{67}Zn . Причина состоит в том, что ширина первого возбужденного уровня, с которого идет переход с энергией 93,3 кэВ, равняется $5 \cdot 10^{-11}$ эВ. Относительная ширина этого уровня составляет $5 \cdot 10^{-16}$. По сравнению с шириной первого возбужденного уровня с энергией 14,4 кэВ самого популярного мессбауэровского изотопа ^{57}Fe ширина уровня 93,3 кэВ в ^{67}Zn на два порядка меньше, а относительная ширина примерно в 600 раз меньше.

В экспериментах, в которых проявляется сверхтонкое расщепление ядерных уровней, точность в определении расстояния между компонентами сверхтонкого расщепления зависит от ширины γ -линии. Но в экспериментах, в которых ищется сдвиг одиночной γ -линии или всего резонансного спектра, например, в случае гравитационного красного смещения, чувствительность метода связывается с относительной шириной. В случае ^{67}Zn высота источника над поглотителем, приводящая к смещению резонансной линии на величину, равную естественной ширине линии, ~ 5 м. Для ^{57}Fe эта величина составляет ~ 3 км.

Именно поэтому на заре применения мессбауэровской спектроскопии для измерения экстремально малых сдвигов частоты усилия многих экспериментаторов были направлены на обнаружение резонансного поглощения γ -квантов в ^{67}Zn . В России это была дубненская группа в Лаборатории нейтронной физики под руководством Шапиро. В Америке были две группы: Паунд и Ребка в Гарвардском университете и лос-аламосская группа. С точностью до 0,1%, используя ряд кристаллических решеток, Паунд и Ребка не

обнаружили резонансного эффекта в ^{67}Zn [5]. Успеха вначале добилась лос-аламосская группа [6].

Авторы этой работы использовали оригинальный метод разрушения резонанса. Они отказались от обычного метода доплеровской модуляции и для получения резонансной линии применили магнитное поле. Источник и поглотитель были сделаны из поликристаллической окиси цинка. Для поглотителя была использована обогащенная по изотопу ^{67}Zn окись цинка. Эксперимент проводился при температуре жидкого гелия. Магнитное поле действовало только на поглотитель, так как источник был завернут в свинцовую фольгу, а, как известно, при этой температуре свинцовая фольга является сверхпроводящим магнитным экраном. В результате магнитного расщепления уровней только в поглотителе резонанс разрушался. Меняя магнитное поле в диапазоне несколько сот эрстед, они получили зависимость резонансного поглощения от величины магнитного поля. Максимальный резонансный эффект составлял 0,3% и был далеко за пределами ошибок.

Дубненская группа [7] вначале тоже применила магнитное поле для разрушения резонанса ^{67}Zn . Опыт ставился следующим образом. Поверхность образца металлического цинка, обогащенного до 33% ^{67}Zn , облучалась протонами с энергией 6,7 МэВ и в ней наводилась по реакции (p, n) активность ^{67}Ga . Образец помещался в гелиевый криостат между полюсными накопечниками, создающими неоднородное магнитное поле с максимальной напряженностью поля в области источника, равной 1500 Э. Эффект резонансного поглощения регистрировался по уменьшению интенсивности излучения 93,3 кэВ, проходящего через образец, при включении магнитного поля. Изменение коэффициента усиления фотоумножителей сцинтилляционных счетчиков при включении поля не превышало 10^{-5} . В результате было найдено, что при температуре жидкого гелия резонансный эффект составляет $(2,58 \pm 0,84) \cdot 10^{-2}\%$.

После неудачной попытки обнаружить резонансный эффект в ^{67}Zn Паунд и Ребка [8] быстро перешли на ^{57}Fe . Несмотря на то, что относительная ширина линии в ^{57}Fe в 600 раз больше чем у ^{67}Zn , резонансный эффект в ^{57}Fe на γ -линии с энергией 14,4 кэВ во много раз больше. Для получения наивысшей чувствительности к смещению частоты можно работать на спаде кривой резонансного поглощения, где производная от пропускания по частоте максимальная. Знаменитый опыт Паунда и Ребки проводился в закрытой башне Джефферсоновской физической лаборатории в Гарварде. Высота источника (0,4 Ки ^{57}Co , внедренного в железо) над поглотителем (железо, обогащенное до 32% ^{57}Fe) составляла 21 м. В результате измерений авторы

[9] подтвердили предсказанное гравитационное смещение в пределах 4% точности. Следует отметить, что в ходе измерения гравитационного смещения частоты γ -кванта Паунд и Ребка обнаружили экспериментально температурное красное смещение, что равносильно эффекту Доплера второго порядка [10].

...В жарком июле 1960 года в Московском университете проходила вторая Всесоюзная конференция по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. На ней Паунд выступил с докладом «О весе фотонов», в котором рассказал подробно о недавно сделанном эксперименте по наблюдению гравитационного смещения [11]. В этот же день Шапиро выступил с обзорным докладом по эффекту Мессбауэра, в котором нашли отражение первые работы ученых СССР в области гамма-резонансной спектроскопии [7]. В нем Шапиро представил свою классическую теорию эффекта Мессбауэра. Основная идея этой теории состоит в том, что тепловые колебания излучающего атома производят частотную модуляцию γ -излучения. В этом случае в спектре излучения возникает большое число боковых линий, наряду с ними присутствует и центральная несмещенная линия, благодаря которой осуществляется γ -резонансное поглощение без отдачи. Отношение интенсивности этой линии к интенсивности полного спектра излучения определяет вероятность излучения γ -квантов без отдачи. Полученное выражение для этой величины

$$f = \exp \left(- \frac{\langle x^2 \rangle}{\lambda^2} \right), \quad (2)$$

где $\langle x^2 \rangle$ — средний квадрат отклонения колеблющегося атома решетки от положения равновесия, а λ — длина волны γ -кванта, полностью совпадает с вероятностью излучения γ -кванта без отдачи, полученной с помощью квантовой механики.

После эксперимента Паунда и Ребки дубненской группе было бессмысленно гнаться за ними в улучшении точности, используя ^{57}Fe , хотя бы только потому, что в начале 1960 г. у Паунда был источник с активностью 400 мКи, а первую активность ^{57}Co в Дубне получили едва в 1963 г., притом всего-навсего в 3 мКи... Шапиро решил продолжать совершенствовать дальше цинковую методику.

Первая успешная попытка получить резонансный спектр в ^{67}Zn по методу доплеровской модуляции была сделана в работе Алфименкова и др. [12]. Источник и поглотитель были сделаны из поликристаллической окиси цинка. Поглотитель был обогащен по изотопу ^{67}Zn (33%). В качестве доплеровского модулятора использовалась пластина из монокристаллического кварца, обладающего, как известно, пьезоэлектрическими свойствами. Максимальная скорость источника относительно поглотителя равнялась

1,5 мкм/с, что было достаточно для того, чтобы выйти за пределы резонансной линии. Скоростная калибровка вибратора при гелиевой температуре (пьезомодуль кварца был известен только при комнатной температуре) осуществлялась при помощи акустической модуляции γ -излучения. Для этого на кварцевую пластину дополнительно подавалось синусоидальное напряжение с частотой 80 кГц. Максимальный резонансный эффект, однако, был на уровне 0,2%, т.е. весьма мал, чтобы использовать ^{67}Zn для измерения экстремально малых энергетических сдвигов.

...Летом 1962 г. Ф.Л.Шапиро организовал в Дубне первое совещание стран-участниц ОИЯИ по эффекту Мессбауэра, которое положило начало ряду международных конференций по эффекту Мессбауэра, проводившихся поочередно в этих странах. Шапиро проявлял интерес к нетривиальным экспериментам. Он говорил, что в Дубне по мессбауэровской тематике надо делать то, что в других местах не могут сделать. Малость резонансного эффекта в ^{67}Zn , наверное, охладила его первоначальный энтузиазм, и постепенно он стал отходить от эффекта Мессбауэра.

В 1963 г. я вернулся в Болгарию и решил продолжить мессбауэровскую тематику, начатую в Дубне. Остановлюсь на одном эксперименте, сделанном нами и относящемся, по моему мнению, к нетривиальным. Известно, что атомы в кристалле совершают два типа движений: колебательное вокруг положения равновесия и диффузионные скачки. Если излучающий атом совершает диффузионный скачок и если время между диффузионными скачками сравнимо или меньше времени жизни возбужденного состояния, γ -линия излучения уширяется.

Кривоглаз [13,14] рассмотрел вопрос теоретически и показал, что диффузионное уширение зависит от угла между волновым вектором γ -кванта и направлением скачка. Из-за геометрического порядка в монокристалле диффузионные скачки осуществляются в строго определенных направлениях, и, в зависимости от механизма диффузии, можно получить одну или другую зависимость диффузионного уширения от угла между волновым вектором γ -кванта и кристаллическими осями.

Опыт ставился следующим образом [15]. Из монокристалла меди была вырезана пластинка в плоскости (100), толщина которой после электрополировки была доведена до 60 мкм. ^{57}Co с активностью 25 мКи был введен в пластинку. Диаметр активного пятна составлял 6 мм. Образец отжигался в течение 24 часов при 900°C в атмосфере водорода. Приготовленный таким образом источник ставился в специально сконструированную для этой цели печь [16], которая позволяла поворачивать кристалл во время эксперимента относительно направления распространения γ -квантов. В качестве поглотителя, находящегося при комнатной температуре, был использован натриевый ферроцианид, у которого одиночная линия поглощения.

Мессбауэровские спектры снимались при различных ориентациях монокристаллической пластинки относительно направления γ -кванта при температуре 1030°C (всего на 30°C меньше температуры плавления меди). Температура образца поддерживалась с точностью 0,2°C в течение 24 часов. В результате была получена отчетливая ориентационная зависимость от угла между направлением γ -кванта и кристаллической осью [100]. Сравнивая эту ориентационную зависимость с теоретической, мы показали прямым путем, что в меди осуществляется вакансионный механизм диффузии, причем диффузионные скачки происходят преимущественно в первую координационную сферу. Подобные эксперименты были проведены позже и с алюминием [17,18].

В начале 80-х годов, следуя в некоторой степени заветам Шапиро, я решил вернуться к ^{67}Zn и снова заняться измерением экстремально малых энергетических сдвигов. Эксперимент был снова поставлен в Дубне. Надо отметить, что хотя в природе существуют изотопы, среди которых можно найти уровни с ширинами на несколько порядков меньше, чем в ^{67}Zn , но все же ^{67}Zn , по всей вероятности, является предельным случаем в смысле возможности получить в эксперименте резонансную линию с естественной шириной. Как отмечает Паунд [19], из экспериментов по ядерному магнитному резонансу в твердых телах можно получить сведения о нижнем пределе ширины линии. Оказывается, что в этих экспериментах очень трудно получить ширину линии меньше 1 кГц.

Причина уширения линий заключается в неоднородности внутри кристаллических полей, что обусловлено несовершенством кристаллической структуры или магнитным беспорядком. Естественная ширина линии 93,3 кэВ в ^{67}Zn равняется 12 кГц. Поэтому, чтобы уширение линии не превосходило 2—3%, источник и поглотитель должны быть сделаны из чистых материалов, с как можно более совершенной структурой.

Ветерлинг и Кандела [20] указали на другой возможный механизм уширения резонансной линии, связанный с нерегулярностью распределения мессбауэровского изотопа. Например, известно, что ^{67}Zn составляет 4,1% в естественной смеси изотопов цинка. В кристаллической решетке данного соединения цинка ядра ^{67}Zn распределены совершенно хаотично, так что изотопное, а стало быть и массовое окружение каждого ядра ^{67}Zn будет разным. Межатомные силы не должны быть зависимыми от массового окружения, но этого нельзя утверждать для локальных колебаний атомов, в том числе и для нулевых колебаний. Известно, что именно эти колебания атомов решетки ответственны за температурное красное смещение. Экспериментально, однако, этот механизм пока не обнаружен, и вопрос о его существовании следует считать открытым.

С течением времени методика мессбауэровского эксперимента на ^{67}Zn непрерывно совершенствовалась. Де Ваард и Перлоу сделали многоэлементный кварцевый вибратор [21]. Пластины из кварца были собраны в виде стопки и так ориентированы, чтобы амплитуды колебаний всех пластин складывались. Далее Перлоу усовершенствовал кварцевый вибратор, применив обратный поперечный пьезоэффект [22]. С вибратором подобной конструкции Форстер и др. [23] увеличили скоростной диапазон до 200 мкм/с.

Гризингер и др. [24] сделали пьезоэлектрический вибратор на основе пьезокерамики PZT. Поскольку пьезомодуль PZT керамики при температуре жидкого гелия находится в пределах $15 \cdot 10^{-12} \div 40 \cdot 10^{-12}$ м/В, тогда как у кварца он $2 \cdot 10^{-12}$ м/В, вибратор из пьезокерамики более компактный. Максимальная скорость, которую получили с этим вибратором, равнялась 225 мкм/с.

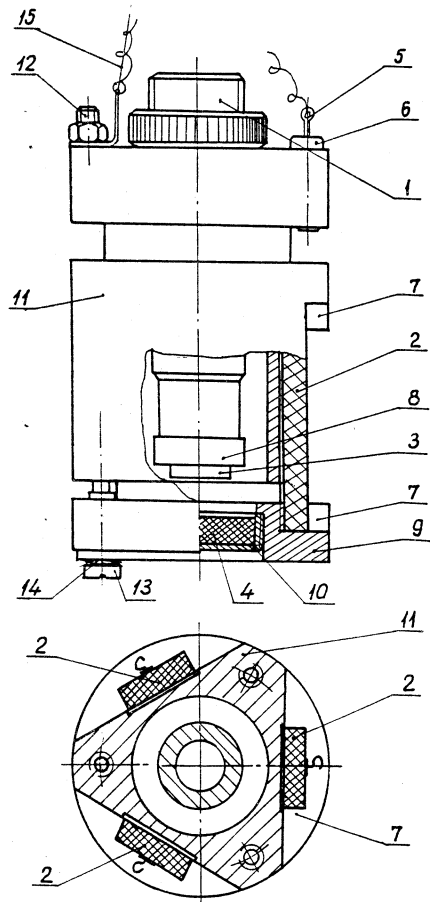
При осуществлении доплеровской модуляции на основе пьезоэффекта обратная связь не применяется. Причина состоит в том, что в частотной характеристике двигательного пьезоэлемента очень много высокочастотных резонансов, которые можно легко возбудить при наличии обратной связи. Поэтому в случае спектроскопии в ^{67}Zn как вибратор, так и связанная с ним электроника должны работать очень стабильно. Внешние помехи, искажающие закон движения вибратора, всегда возможны, и поэтому непрерывный контроль закона движения весьма желателен.

Иконен и др. [25] сделали датчик смещения на основе СКВИДа, с помощью которого проверили работу пьезоэлектрического вибратора, используемого для спектроскопии с ^{67}Zn . Авторы этой работы утверждают, что магнитное поле от постоянного магнита, входящего в систему измерений, слегка уширяет резонансную линию. Кроме того, этот метод слишком чувствителен и вместе с тем является сложным, чтобы использовать его для непрерывного контроля движения.

На рис.1 показан вибратор, в котором используются кварцевые элементы [26,27]. Конструкция этого вибратора очень близка к использованной Форстером и др. [23], но предлагаемая здесь трубная конструкция основного корпуса вибратора лучше с точки зрения частотной характеристики.

Напряжение синусоидальной формы подается одновременно на YZ-поверхность трех кварцевых пластин. Кварцевые пластины должны быть так ориентированы, чтобы они работали в фазе. Колебания по оси X пропорциональны приложенному напряжению, а по оси Y — усилены в L_y/L_x раз (где L_y — длина, а L_x — толщина пластинки). В нашем случае $L_x = 3$ мм, $L_y = 78$ мм и $L_z = 10$ мм. Оправы из изолирующего материала (оргстекло, тефлон, макролон) служат только для центровки пластин. Натяжение пружин

Рис.1. Вибратор с кварцевым пьезодвигателем: 1 — шток, 2 — пластины из кварца, 3 — источник, 4 — поглотитель, 5 — движущее напряжение, 6 — тефлоновый изолятор, 7 — скобы из макролона, 8 — держатель источника, 9 — движущая часть вибратора с гнездом для стаканчика, 10 — стаканчик для поглотителя, 11 — корпус вибратора, 12 — «земля», 13 — винты, регулирующие натяжение пружин, 14 — пружины из бериллиевой бронзы, 15 — хлопчатобумажная веревка



жин (бериллиевая бронза или нержавеющей сталь, толщина 1 мм) должно обеспечить следование подвижной части вибратора за сокращением и растяжением кварцевых пластин. Лучше всего это натяжение и вообще движение подвижной части вибратора проверять датчиком смещений.

На рис.2 показан доплеровский модулятор на основе цилиндрической пьезокерамики [26,27]. Все поверхности цилиндра (диаметр 12 мм, высота 10 мм, толщина 1 или 2 мм) дополнительно отшлифованы, чтобы иметь возможно лучшую коаксиальность цилиндрических поверхностей и плоскопараллельность торцов.

После шлифовки была осуществлена радиальная поляризация. В этом вибраторе роль пружины играет пьезокерамическая шайба, представляющая собой датчик смещения (внутренний диаметр 4 мм, внешний — 15 мм, толщина 1 мм). Натяжение шайбы производится с помощью микровинта. При деформации шайбы на ее внутренней и внешней окружностях возникают тангенциальные напряжения, которые обеспечивают большую чувствительность к смещениям по сравнению с датчиком, работающим только на изгиб. С этим датчиком ошибка в измерении смещения составляет $4 \cdot 10^{-12}$ м.

Потцел и др. [28] получили экспериментальную резонансную линию ^{67}Zn с шириной, близкой к естественной. Для этого в качестве материала

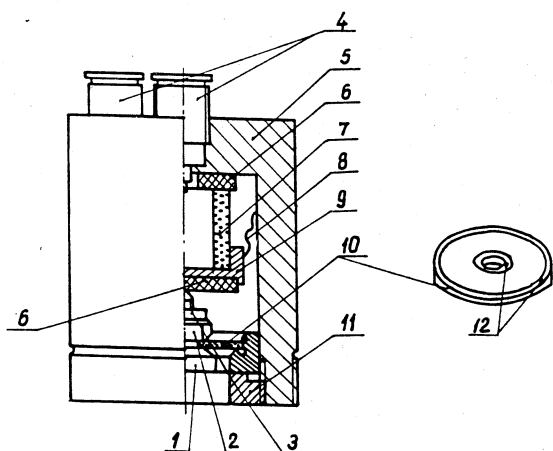


Рис.2. Пьезокерамический вибратор: 1 — держатель источника, 2 — шайба, 3 — гайка, 4 — разъем «лемо», 5 — корпус вибратора, 6 — параллельные пластины из кварца, 7 — цилиндр из пьезокерамики, 8 — экран из алюминиевой фольги, 9 — стальной стаканчик, 10 — датчик, пьезокерамическая шайба, 11 — гайка, 12 — посеребренные электроды

для источника и поглотителя использовались монокристаллы из окиси цинка с естественной смесью изотопов.

Для получения узкой резонансной линии важен не только материал, но и техника изготовления источника. Лучшие результаты получаются, если пластина из монокристаллической окиси цинка облучается дейтронами с энергией 10—15 МэВ. Материнский изотоп ^{67}Ga обычно получается в реакции $^{67}\text{Zn}(d,n)^{67}\text{Ga}$. Величина потока дейтронов ограничивается из-за охлаждения мишени. Мишень из окиси цинка охлаждают либо газообразным гелием, причем лучше всего использовать замкнутый цикл охлаждения, либо проточной водой. В обоих случаях камера, в которой находится мишень, отделена от вакуумного пространства циклотрона тонкой фольгой (например, тантал или алюминий). Если в качестве охладителя используется проточная вода, то энергия дейтронов должна быть значительно больше, чтобы остаточная энергия дейтронов, прошедших через водяной слой, была не меньше 10—15 МэВ.

Чтобы снять радиационные повреждения в ZnO после облучения, мишень надо отжигать. Обычно отжиг проводится в температурном диапазоне от 700 до 1200°C на воздухе или в атмосфере кислорода [28,29]. Сообщалось, что закалка в воде после отжига улучшает качество источников [29]. Дальнейшие исследования, однако, не подтвердили этот результат. Лучшие источники получаются, если монокристаллическая пластинка из окиси цинка после облучения отжигается в атмосфере кислорода в течение 12 часов при температуре 700°C, с последующим медленным охлаждением до комнатной температуры в течение 10 часов [25,28]. Окись цинка нестехиометрична в том смысле, что количество цинка превышает количество

кислорода на величину от 0 до 50 *ppm*. При температуре свыше 1200°C нестехиометричность увеличивается в результате возгонки кислорода [30].

Монокристаллы из окиси цинка, особенно тонкие пластинки, обычно прозрачные, со слегка желто-зеленоватым оттенком. После облучения пластинка приобретает коричнево-красный цвет. Отжиг восстанавливает первоначальный цвет пластинки. Иногда радиационные дефекты, полученные в результате облучения, настолько сильны, например, при плохом охлаждении мишени, что цвет после отжига не восстанавливается.

Эксперимент с изотопом ^{67}Zn затрудняется еще тем, что энергия γ -перехода сравнительно велика, тогда как масса атома сравнительно мала. Это означает, что вероятность испускания γ -кванта без отдачи будет тоже небольшой. Например, если температура Дебая матрицы порядка 300 К, даже при температуре 4,2 К ожидаемая величина этой вероятности составляет 1,5%. В частности, максимальное значение этой вероятности получено для окиси цинка при 4,2 К, и оно равняется 2%.

Следовательно, в методе пропускания, а до сих пор эксперименты проводились только этим методом, глубина резонанса еще меньше этой величины. В настоящее время экспериментальный резонансный эффект в зависимости от материала источника и поглотителя находится примерно в интервале $2 \cdot 10^{-4} + 10^{-2}$. При таком маленьком резонансном эффекте для получения хорошей статистической точности необходимо зарегистрировать большое число γ -квантов, прошедших через резонансный поглотитель. Если учесть, что период полураспада ^{67}Ga примерно три дня, желательно работать при большой скорости счета ($2 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^5$ имп./с или больше на линии 93,3 кэВ, не ухудшая заметно энергетического разрешения детекторного тракта).

Конечно, долгое время для получения необходимой статистической точности можно работать с многими источниками с меньшей активностью, меняя их через каждые 2—3 периода полураспада ^{67}Ga . Но тогда в начале каждого сеанса измерений надо снимать контрольный мессбауэровский спектр, чтобы проверить качество источника. Дело в том, что не всегда можно полностью избежать радиационных повреждений в источниках, несмотря на последующий отжиг после облучения.

Качество поглотителей, которые используются в экспериментах с ^{67}Zn , сильно зависит от качества материала, а также и от способа приготовления. Катила и Риски [30] сообщают, что механическое измельчение окиси цинка может привести к полной потере резонансного эффекта.

Не следует забывать, что из-за того, что ^{67}Zn в естественной смеси изотопов составляет 4,1%, приходится часто работать с поглотителями, обогащенными по изотопу ^{67}Zn . Это, наверно, останется до тех пор, пока не

будет сделан источник со сравнительно большим фактором Дебая — Валлера.

Для того, чтобы осуществить резонансное поглощение ^{67}Zn , помимо специальных требований к материалам, из которых изготавливаются источник и поглотитель, необходимо свести к минимуму всякого рода акустические помехи. Уровень акустических помех должен быть на три порядка ниже по сравнению с допустимым уровнем в случае резонансного поглощения с ^{57}Fe .

Возвращаясь снова к измерению экстремально малых энергетических сдвигов, я отмечу эксперимент по поиску электрического дипольного момента фотона.

Отметим прежде всего, что новую физику можно искать в двух существенно разных направлениях. Одно из них связано с исследованием в области физики высоких энергий, когда на ускорителях рождаются различные новые частицы с необычными свойствами. Таким образом, впервые нарушение временной (T) (или, эквивалентно, комбинированной CP) четности было обнаружено экспериментально в распадах K^0 -мезонов. В последнее время, в связи с планируемым сооружением B -фабрик, интенсивно обсуждается возможность наблюдения CP -нарушения в распадах B -мезонов [31].

Второе направление связано с прецизионными измерениями некоторых фундаментальных характеристик элементарных частиц. В этом случае новая физика «скрыта» в сверхтонких взаимодействиях, измерение которых требует немалой экспериментальной изобретательности.

Как отметил еще Л.Ландау [32], наблюдение электрического дипольного момента (ЭДМ) элементарной частицы является прямой демонстрацией нарушения P - и T - (CP)-четности. Обычно в литературе обсуждается возможность наблюдения ЭДМ фермионов (протонов, нейтронов) [33]. Только в последнее время начали говорить о взаимодействиях векторных W, Z -бозонов, нарушающих CP -инвариантность (см. [31] и ссылки там).

Что касается ЭДМ фотона, то, если он существует, это было бы его новой фундаментальной характеристикой. С одной стороны, существование ЭДМ фотона подразумевает нарушение CP -инвариантности, а с другой — приводит к предположению о существовании 3-фотонной вершины взаимодействия*. Такое эффективное взаимодействие можно записать в калибровочно-инвариантном виде. Однако стандартную модель электрослабых взаимодействий, скорее всего, придется пересмотреть. Напомним, что в стандартной квантовой электродинамике имеется 4-фотонное эффективное

*Вообще говоря, можно записать и 4-фотонное эффективное взаимодействие, нарушающее CP -инвариантность.

взаимодействие за счет 4-фотонной бок-диаграммы. При низких энергиях взаимодействующих фотонов оно описывается эффективным лагранжианом Гейзенберга — Эйлера (см. [34]). При этом CP -симметрия сохраняется. Трехфотонное взаимодействие отсутствует в КЭД (теорема Фарри) в силу сохранения зарядовой четности. Наличие 3-фотонного взаимодействия (при том нарушающего CP) можно связать с существованием внутренней структуры у фотона.

Известен ряд работ по поиску дипольного момента элементарных частиц. В случае нейтрона достигнута верхняя граница его ЭДМ порядка $5 \cdot 10^{-25} \text{ е-см}$ [33,35]. В случае фотона полученная величина верхней границы электрического дипольного момента составляет 10^{10} е-см [36,37]. Нами был поставлен опыт по поиску ЭДМ фотона, идея которого заключается в следующем [38,39].

Если фотон обладал бы электрическим дипольным моментом d , то, взаимодействуя с неоднородным электрическим полем E , он изменил бы свою энергию на величину

$$\int_{z_1}^{z_2} d_z \frac{\partial E_z}{\partial z} dz = d(E_2 - E_1), \quad (3)$$

где z — направление распространения фотона, E_1 и E_2 — электрические поля, соответственно, в точке испускания и в точке поглощения фотона.

Следует отметить, что ЭДМ фотона мог бы быть его внутренней характеристикой, величина его не зависела бы от электрического поля, но он мог бы и индуцироваться этим полем. Тогда выражение (3) надо было бы заменить на

$$\int_{z_1}^{z_2} d_z(z) \frac{\partial E_z}{\partial z} dz = \bar{d}(E_2 - E_1), \quad (4)$$

где $\bar{d}$ — среднее значение индуцированного дипольного момента фотона.

Надо сказать, что формулы (3), (4) являются классическими оценками изменения энергии фотона, основанными на представлении, что фотон ведет себя как классический диполь во внешнем неоднородном кулоновском поле E . На квантовом языке такое изменение энергии можно связать с взаимодействием в конечном состоянии. Аналогичным образом вычисляется кулоновская деформация энергетического спектра β -электронов при ядерном β -распаде (см., например, [40]).

Поскольку величина дипольного момента фотона, если он существует, весьма мала, то для обнаружения изменения энергии фотона электрические поля должны быть очень большими, а методы измерения должны обладать

чрезвычайной чувствительностью. Исходя из этих соображений, для измерения энергетического сдвига мы применили метод гамма-ядерного резонанса на изотопе ^{67}Zn . На этом изотопе получена экспериментальная «разрешающая способность» (отношение измеренного энергетического сдвига к энергии кванта) $3 \cdot 10^{-18}$ [41].

Что касается неоднородного электрического поля, то его можно было бы получить искусственно [36,37], но для получения экстремально больших полей лучше обратиться к самой природе. Так, например, электрическое поле в окрестности ядра на много порядков больше, чем те поля, которые можно создать в лаборатории.

Итак, рассмотрим обычный эксперимент по гамма-резонансному поглощению на ^{67}Zn . Фотон с энергией 93,3 кэВ излучается источником (ядро ^{67}Zn в первом возбужденном состоянии) и поглощается таким же ядром в основном состоянии. Сразу же после акта испускания фотон находится в электрическом поле E_1 стабильного ядра ^{67}Zn . Непосредственно перед резонансным поглощением фотон находится в электрическом поле E_2 ядра поглотителя. Если эти электрические поля неодинаковы, то, как следует из (3) и (4), должен быть энергетический сдвиг.

Для того чтобы создать неодинаковые поля при излучении и поглощении фотона, используется тот факт, что ядро ^{67}Zn обладает квадрупольным моментом Q , т.е. оно несферично. Его можно рассматривать как однородно заряженный эллипсоид вращения. В таком случае электрическое поле вне эллипсоидального ядра в направлении большой оси будет отличаться от электрического поля в направлении малой оси. Теперь, если допустить, что в источнике ядра ^{67}Zn выстроены по направлению распространения γ -кванта, а в поглотителе ядра ^{67}Zn выстроены перпендикулярно этому направлению (или наоборот), то должен наблюдаться сдвиг резонансной линии.

Резонансные спектры на изотопе ^{67}Zn были получены по методу пропускания. На рис.3 показан характерный резонансный спектр, когда источник и поглотитель были из окиси цинка.

Источник был получен путем облучения монокристаллической пластинки окиси цинка (диаметром 8 мм, толщиной 1 мм, ось c перпендикулярна к плоскости пластинки) дейтронами с энергией 12,6 или 15,6 МэВ. Во время облучения пластинка охлаждалась газообразным гелием. После облучения источник отжигался при температуре 700°C в атмосфере кислорода в течение 12 часов и потом медленно охлаждался.

Резонансный спектр на рис.3 был получен с поглотителем из поликристаллической окиси цинка, обогащенной до 92% по изотопу ^{67}Zn , толщиной 0,785 г/см² по ^{67}Zn . Ширина линии вблизи нулевой скорости

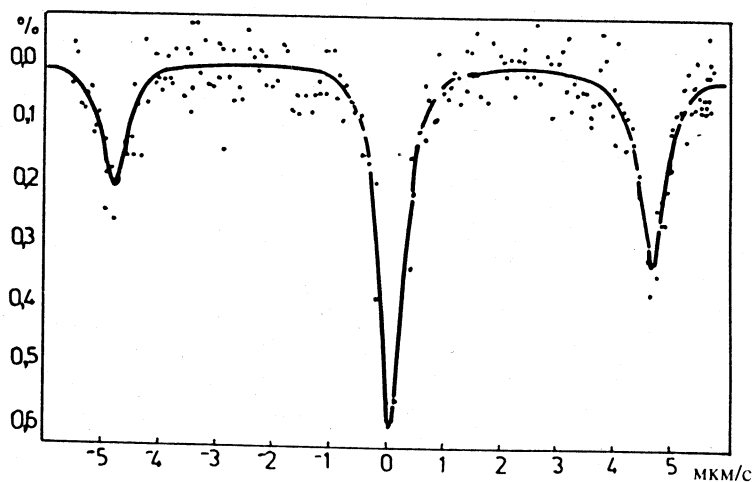


Рис.3. Резонансный спектр окиси цинка

источника равнялась $(0,49 \pm 0,04)$ мкм/с. Этот спектр служил нам для калировки энергетической шкалы; использовалось известное квадрупольное расщепление в окиси цинка [42]. Все измерения проводились при температуре жидкого гелия. Для уменьшения влияния внешних акустических вибраций доплеровский модулятор был подвешен на трех хлопчатобумажных нитях, а теплообмен осуществлялся газообразным гелием при давлении 10^3 Па. Весь криостат вместе с тяжелой платформой был акустически изолирован от стойки, закрепленной на стене лабораторного помещения.

Для поиска дипольного момента фотона измерялись два спектра. Поглотитель был сделан из монокристаллической окиси цинка с естественной смесью изотопов. В одном случае снимался резонансный спектр, когда оси s, s' в источнике S и поглотителе A параллельны, причем обе оси совпадают с импульсом γ -кванта. Во втором случае резонансный спектр измерялся, когда ось s' в поглотителе повернута на 90° . При этом импульс γ -кванта остается параллельным оси s в источнике. Спектры измерялись в таком скоростном диапазоне, чтобы ошибка при измерении сдвига резонансной линии была бы минимальной. Параметры экспериментальной линии определялись при допущении, что она имеет лоренцевскую форму.

При повороте оси s' в поглотителе на 90° геометрия опыта и толщина поглотителя не менялась. Для этого поглотитель был сделан из двух одинаковых частей, которые можно поворачивать на 90° , как показано на рис.4. Размеры составного монокристаллического поглотителя $10 \times 10 \times 5$ мм. Были проведены три сеанса измерений. Продолжительность одного сеанса поряд-

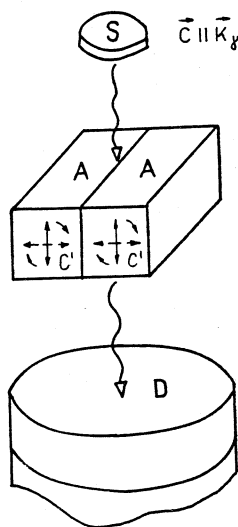


Рис.4. Схема опыта с двумя кристаллами

ка 10 дней, так как период полураспада материнского изотопа ^{67}Ga равняется 78 часам. В каждом сеансе измерений сняты по меньшей мере три резонансных спектра: сначала калибровочный, а потом два — с монокристаллическим поглотителем, соответствующим двум ориентациям оси c' в поглотителе.

Параметры резонансных спектров поглощения с монокристаллическим поглотителем в трех сеансах показаны в таблице. Результаты показывают, что при повороте оси c' в поглотителе на 90° резонансная линия всегда испытывает, хотя и малый, однако выходящий за пределы одной стандартной ошибки положительный сдвиг. Попробуем объяснить этот сдвиг, допустив существование ЭДМ фотона.

В аксиальном симметричном поле в монокристаллической окиси цинка, в результате квадрупольного взаимодействия, основной уровень расщепляется на три подуровня (рис.5,а). Каждому подуровню соответствует определенная ориентация эллипсоидального ядра, которое прецессирует около оси квантования $c(c')$. В результате угловой зависимости относительных интенсивностей линий

сверхтонкого расщепления, спектр испускания состоит из двух линий, так как γ -квант испускается в направлении оси c . Спектр поглощения состоит из двух или трех линий в зависимости от того, параллельна ли ось c' в поглотителе импульсу γ -кванта, или она повернута на 90° . Линия резонансного поглощения вблизи нулевой скорости, однако, получается только при

Таблица

№	Ориентация	Статистика N_∞ , имп./кан.	Позиция, мкм/с	Смещение $\Delta = p_\perp - p_\parallel$, мкм/с
1	$k_\gamma \parallel c \perp c'$	$38,8 \cdot 10^6$	$0,0158 \pm 0,0081$	$0,0107 \pm 0,0095$
1	$k_\gamma \parallel c \parallel c'$	$31,4 \cdot 10^6$	$0,0051 \pm 0,0049$	
2	$k_\gamma \parallel c \perp c'$	$101,7 \cdot 10^6$	$0,0218 \pm 0,0076$	$0,0094 \pm 0,0085$
2	$k_\gamma \parallel c \parallel c'$	$46,5 \cdot 10^6$	$0,0124 \pm 0,0038$	
3	$k_\gamma \parallel c \perp c'$	$69,0 \cdot 10^6$	$0,0094 \pm 0,0051$	$0,0092 \pm 0,0070$
3	$k_\gamma \parallel c \parallel c'$	$50,0 \cdot 10^6$	$0,0002 \pm 0,0047$	

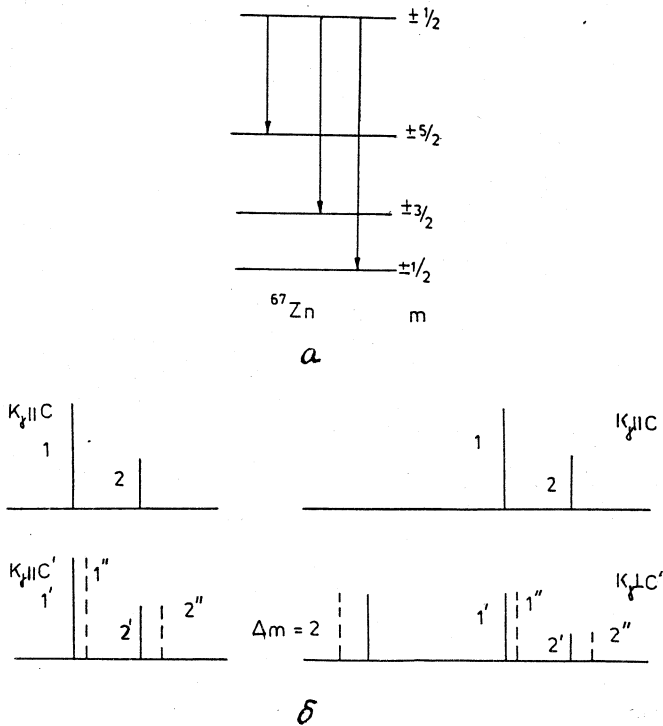


Рис.5. Квадрупольное расщепление основного состояния ^{67}Zn (а) и спектр излучения и спектр поглощения монокристаллической окиси цинка (б)

перекрытии линий $1 \rightarrow 1'$ и $2 \rightarrow 2'$ (рис.5,б). Таким образом, сразу после излучения и непосредственно перед резонансным поглощением ядра ^{67}Zn в источнике и поглотителе выстроены попарно одинаково, если оси s и s' параллельны. При повороте оси s' на 90° меняется и их взаимная ориентация, а стало быть, и электрическое поле при испускании и поглощении фотона будет разным.

Оценим теперь возможную величину ЭДМ фотона. Для этого вычислим сначала электрическое поле вне эллипсоидального ядра вдоль большой и малой оси. Квадрупольный момент ядра ^{67}Zn в основном состоянии $Q = 0,17 \text{ б}$ [43]. Это и есть среднее значение Q_{zz} компоненты тензора квадрупольного момента для состояния $\pm 5/2$. Соответствующие средние значе-

ния для состояния $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$ равны $\langle Q_{zz} \rangle_{\pm 3/2} = -\frac{1}{5} Q$ и $\langle Q_{zz} \rangle_{\pm 1/2} = -\frac{4}{5} Q$. С другой стороны,

$$\langle Q_{zz} \rangle = \frac{2}{5} Z(b^2 - a^2), \quad Z = 30, \quad (5)$$

где a и b — полуоси эффективного заряженного эллипсоида (b параллельно оси c монокристалла ZnO). Используя известное выражение для радиуса ядра

$$a = 1,4(A)^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

для a и b получаем

$$a = 5,686 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$b_{3/2} = 5,661 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$b_{1/2} = 5,586 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Потенциал электрического поля вне равномерно заряженного эллипсоида вращения имеет вид [44]

$$\Phi = \pi \rho a^2 b \int_{\xi}^{\infty} \left\{ 1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2 + s} - \frac{z^2}{b^2 + s} \right\} \frac{ds}{R_s}, \quad (6)$$

где ρ — зарядовая плотность ядра,

$$R_s = (a^2 + s)(b^2 + s)^{1/2},$$

а ξ — положительный корень уравнения

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2 + \xi} + \frac{z^2}{b^2 + \xi} = 1. \quad (7)$$

Дифференцируя (6) по z и x и учитывая зависимость ξ от z и x , для электрического поля вдоль оси b и оси a эллипсоида, соответственно, имеем

$$E_z = \frac{3}{2} Ze \int_{\xi}^{\infty} \frac{z}{b^2 + s} \frac{ds}{R_s} = \frac{45e}{l^2} \left[2 + \frac{2z}{l} \arctg \frac{z}{l} - \pi \frac{z}{l} \right] \quad (8)$$

и

$$E_x = \frac{3}{2} Ze \int_{\xi}^{\infty} \frac{x}{a^2 + s} \frac{ds}{R_s} = \frac{45e}{l^2} \left[- \left(1 - \frac{l^2}{x^2} \right)^{1/2} + \frac{x}{l} \arctg \left(\frac{x^2}{l^2} - 1 \right)^{-1/2} \right], \quad (9)$$

где $l = (a^2 - b^2)^{1/2}$.

Усредняя по области вблизи ядра с размерами порядка длины волны γ -кванта и учитывая относительные интенсивности при переходах $1 \rightarrow 1'$ и $2 \rightarrow 2'$, для разности электрических полей получаем

$$\begin{aligned}\Delta E_{3/2} &= E_{z,3/2} - E_{x,3/2} = 1,5131 \cdot 10^{13} \text{ В/см}, \\ \Delta E_{1/2} &= E_{z,1/2} - E_{x,1/2} = 6,1436 \cdot 10^{13} \text{ В/см}.\end{aligned}\quad (10)$$

Тогда согласно (3) и (4) для ЭДМ фотона получаем

$$d \approx \frac{|\bar{\Delta}|}{\frac{5}{6} \Delta E_{3/2} + \frac{1}{6} \Delta E_{1/2}} \approx 1,3 \cdot 10^{-25} \text{ е.см}.\quad (11)$$

Здесь следует отметить, что если речь идет о собственном электрическом дипольном моменте фотона, то считается, что его направление должно быть связано с направлением другой физической величины, характеризующей фотон [45], т.е. с вектором его импульса. В таком случае, даже если электрические поля E_1 и E_2 одинаковы по абсолютным значениям, проекции этих полей на направление импульса были бы разными. Таким образом, сдвиг резонансной линии должен наблюдаться и для сферических ядер, его знак зависел бы от того, параллелен вектор ЭДМ фотона волновому вектору k_γ или антипараллелен, а величина сдвига по модулю зависела бы не от разности, а от суммы электрических полей.

Как видно из таблицы, во всех сеансах проявляется изменение сдвига резонансной линии при повороте оси c' в поглотителе на 90° , причем величина этого изменения ведет себя достаточно стабильно от сеанса к сеансу, чего нельзя сказать о позициях $P_{\parallel}$ и $P_{\perp}$. Последнее означает, что на позицию резонансной линии накладывается и другой механизм, который не зависит от взаимной ориентации источника и поглотителя.

По всей вероятности, этот механизм связан с разностью квадрупольных взаимодействий в источнике и поглотителе. На самом деле, хотя мы работаем с монокристаллами из окиси цинка, эти кристаллы не являются идеальными. Исходя из того, что резонансная линия в ^{67}Zn является очень узкой, малейшее отклонение параметров кристаллической решетки может отразиться на величине квадрупольного расщепления [46]. Во время измерений поглотитель не менялся, но источники были сделаны из разных монокристаллов. К тому же при облучении появляются дефекты, которые затем снимаются подходящим отжигом, но остается некоторая вероятность того, что параметры кристаллической решетки могут измениться.

Если допустить, что квадрупольное взаимодействие в источнике меньше, чем в поглотителе, резонансная линия вблизи нулевой скорости, получающаяся в результате перекрытия линии $1 \rightarrow 1''$ и $2 \rightarrow 2''$ (рис.5,б), будет

сдвинута вправо (положительный сдвиг). Величина сдвига, однако, одинакова для обеих ориентаций и в разности сдвигов не войдет. Если квадрупольное взаимодействие в источнике больше, чем в поглотителе, $P_{\parallel}$ и $P_{\perp}$ должны быть с отрицательным знаком, что не соответствует экспериментальным результатам.

Таким образом, изменение сдвига резонансной линии при повороте оси c' в поглотителе на 90° нельзя объяснить разностью квадрупольных взаимодействий в источнике и поглотителе. Тем не менее ошибка в сдвиге при повороте кристалла на 90° значительна, поэтому полученную оценку для ЭДМ фотона надо рассматривать как верхнюю границу.

...Шапиро был прав, когда в свое время настаивал на продолжении совершенствования мессбауэровской методики в ^{67}Zn . Спустя 20 лет после опыта по гравитационному смещению частоты γ -кванта Катилы и Риски [47] проделали подобный эксперимент, используя ^{67}Zn , причем высота источника над поглотителем была всего 1 м. Точность этого эксперимента не лучше точности в опытах Паунда и Ребки и Паунда и Снайдера [48], но сделан шаг в правильном направлении.

Чтобы искать подтверждение теории на уровне точности 0,1%, надо увеличить высоту источника (^{67}Zn) до нескольких метров и вместе с тем сохранить интенсивность пучка γ -квантов, прошедших через резонансный поглотитель. Для этого можно использовать капиллярное гамма-оптическое устройство, позволяющее расходящееся излучение переводить в квазипараллельный пучок, а также фокусировать его.

Заканчивая, хотелось бы сказать несколько слов о Федоре Львовиче Шапиро. Он был человеком, который в науке всегда искал изюминку. Новую идею схватывал быстро. По мелочам не разбрасывался, но это не означает, что подробности, иногда весьма существенные для дела, ускользали от него. Помню, в Дубне была лекция Палевского, и Шапиро переводил с английского. Перевод был настолько тщательным и подробным, что даже оставалось ощущение, что Шапиро добавлял и что-то от себя. К нам, молодым, он относился очень толерантно и благосклонно. К нему можно было подойти с любым вопросом, в любое время, на работе, в электричке и т.д. Если не мог ответить на заданный вопрос сразу, он разбирался сам и через час-два или через день-другой давал ответ. Во время ночных измерений, а их хватало, можно было поспать немножко в его комнате на диване, и, вообще, когда он бывал в Москве, он предлагал нам свою комнату для занятий.

Если охарактеризовать личность Ф.Л.Шапиро кратко, я бы сказал, что он принадлежал к прагматичным энтузиастам. Энтузиазм его толкал всегда

вперед, а прагматизм заключался в том, что он делал все возможное в рамках тех условий, которые ему предоставляло общество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mössbauer R.L. — Z.Phys., 1958, vol.151, p.124.
2. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1959, vol.3, p.439.
3. Барит И.Я., Подгорецкий М.И., Шапиро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.301.
4. Schiffer J.P., Marshall W. — Phys.Rev.Lett., 1959, vol.3, p.556.
5. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.397.
6. Craig P.P., Nagle D.E., Cochran D.R.F. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.561.
7. Шапиро Ф.Л. — УФН, 1960, т.72, с.685.
8. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1959, vol.3, p.554.
9. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.337.
10. Pound R.V., Rebka G.A., Jr. — Phys.Rev.Lett., 1960, vol.4, p.274.
11. Паунд Р.В. — УФН, 1960, т.72, с.673.
12. Алфименков В.П., Останевич Ю.М., Русков Т., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л., Янь-У-Гуан — ЖЭТФ, 1962, т.42, с.1029.
13. Кривоглаз М.А. — ЖЭТФ, 1961, т.40, с.1812.
14. Кривоглаз М.А. — Эффект Мессбауэра и его применение в физике твердого тела. Физика твердого тела. М.: АН СССР, 1965, с.78.
15. Asenov S., Ruskov T., Tomov T., Spirov I. — Phys.Lett., 1980, vol.79A, p.349.
16. Asenov S., Ruskov T., Tomov T., Spirov I. — NIM, 1981, vol.180, p.137.
17. Mantl S., Petry W., Vogl G. — In: Nucl.Phys.Meth. in Materials Research (ed. by K.Bethge et al.), Vieweg, Braunschweig, 1980, p.427.
18. Mantl S., Petry W., Schröder K., Vogl G. — Phys.Rev., 1983, vol.B27, p.5313.
19. Pound R.V. — In: Mössbauer Spectroscopy II. The Exotic Side of Method, Springer-Verlag, 1981.
20. Vetterling W.T., Candela D. — Phys.Rev., 1983, vol.B27, p.5394.
21. de Waard H., Perlow G.J. — Phys.Rev.Lett., 1970, vol.24, p.566.
22. Perlow G.J. — In: Perspectives in Mössbauer Spectroscopy (ed. by S.G.Cohen and M.Pasternak) Plenum Press, 1973, p.221.
23. Forster A., Potzel W., Kalvius G.M. — Z.Phys., 1980, vol.B37, p.209.
24. Griesinger D., Pound R.V., Vetterling W. — Phys.Rev., 1977, vol.B15, p.3291.
25. Ikonen E., Karp P., Katila T., Riski K. — J.Phys., 1983, vol.E16, p.875.
26. Русков Т., Спинов И., Томов Т. и др. — Сообщения ОИЯИ 13-85-615, Дубна, 1985.
27. Ruskov T., Spirov I., Tomov T. et al. — Hyp.Int., 1986, vol.29, p.1587.
28. Potzel W., Forster A., Kalvius G.M. — J.Phys., 1976, vol.37, p.C6-691.
29. Бескровный А.И., Лебедев Н.А., Останевич Ю.М. — Препринт ОИЯИ, P14-5958, Дубна, 1971.
30. Katila T., Niemi A., Riski K., Ylä-Iääski I. — Report TTK-F-A400, 1979.
31. Nir Y. — Preprint SLAC-PUB-5874, September 1992.
32. Landau L. — Nucl.Phys., 1957, vol.3, p.127.
33. Шабалин Е.П. — УФН, 1983, т.139, с.561.

34. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1971, т.4, ч.2.
35. Altarev I.S. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.B102, p.13.
36. Clark R.G., Watson W.H. — Proc. Camb. Phys. J., 1930, vol.26, p.117.
37. Dyson N.A., Fremlin J.H. — Philos. Mag., 1962, vol.7, p.17.
38. Ruskov T., Ruskov R., Spirov I. et al. — NIM, 1989, vol.B36, p.82.
39. Русков Т., Русков Р., Киров А. и др. — Ядерная энергия, 1990, т.27, с.126.
40. Бета и гамма-спектроскопия (под ред. К.Зигбана), М., 1959.
41. Helisto P. et al. — Phys.Rev., 1984, vol.B130, p.21.
42. Perlow G.J., Potzel W., Kalvius G.M. — J.Phys. (Paris), 1976, vol.37 C6, p.197.
43. Fuller G., Cohen V.W. — Nucl.Data, 1962, vol.A5, p.433.
44. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1967, т.2.
45. Шапиро Ф.Л. — УФН, 1968, т.95, с.145.
46. Meyer F. et al. — Hyp.Int., 1987, vol.34, p.243.
47. Katila T., Riski K.J. — Phys.Lett., 1981, vol.83A, p.51.
48. Pound R.V., Snider J.L. — Phys.Rev.Lett., 1964, vol.13, p.539.

СТРУКТУРНАЯ НЕЙТРОНОГРАФИЯ В ЛНФ ОИЯИ

А.М.Балагуров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассмотрено развитие структурной нейтронографии на импульсных источниках Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в период с 1963 по 1995 гг. Непосредственное отношение к начальному этапу развития нейтронографии в ЛНФ имел Ф.Л.Шапиро, под руководством которого были выполнены первые экспериментальные работы. Рассмотрена специфика нейтронографии на импульсных источниках нейтронов, хронология основных моментов становления нейтронографии в ЛНФ и ее состояние в 90-е годы на реакторе ИБР-2.

The development of neutron diffraction studies in Frank Laboratory of Neutron Physics in the period from 1963 to 1995 is described. F.L.Shapiro was one of the people who had the direct relation to that development. Under his leadership the first experiments were performed. The special features of diffraction at pulsed neutron sources are discussed as well as the principal points of diffraction studies development in FLNP and the current status of neutron diffraction at the IBR-2 pulsed reactor.

Под структурной нейтронографией понимают обычно применение метода дифракции тепловых нейтронов для восстановления структуры объекта (кристалла) с точностью, достаточной для локализации отдельных атомов, и изучения структурных перестроек под действием внешних условий. В более широком смысле в нее же входят исследования малоуглового рассеяния нейтронов, в которых разрешение ограничено на уровне отдельных атомных группировок (~ 10 Å), исследования прикладного характера, например, изучение текстуры и внутренних напряжений в объемных изделиях, и некоторые другие. Настоящий обзор посвящен развитию структурной нейтронографии (в ее традиционном понимании) на импульсных источниках Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ; непосредственное отношение к началу этих работ имел Ф.Л.Шапиро.

1. DA- И TOF-ДИФРАКТОМЕТРЫ

Известно, что нейтронные дифрактометры на стационарных реакторах фактически копируют схему рентгеновского дифрактометра: монохроматор посылает на образец узкую ($\Delta\lambda/\lambda \approx 0,01$) линию, развертка дифракционного спектра ведется по углу рассеяния. Она осуществляется либо сканированием углового интервала одиночным детектором, либо многосчетчиковой или позиционно-чувствительной детекторной системой. Нейтронные дифрактометры такого типа стали называть двухосными или DA-дифрактометрами (от «Double Axes»), подразумевая возможность вращения монохроматора и детектора вокруг двух вертикальных осей.

Причинами, позволяющими организовать нейтронный дифракционный эксперимент существенно иначе, чем рентгеновский, является то, что энергетический спектр тепловых нейтронов из реактора имеет непрерывный (максвелловский) характер, скорость тепловых нейтронов невелика, и есть возможность осуществить анализ энергии (или длины волны) нейтрона по времени пролета.

В середине 50-х годов эти факторы были осознаны, что привело впоследствии к созданию нейтронных дифрактометров по времени пролета или TOF-дифрактометров (от термина «Time-of-Flight»).

По-видимому, впервые идея использования метода времени пролета для изучения дифракции нейтронов была высказана Эгелстафом в 1954 г. [1]. Теоретическое обоснование нейтронографии с использованием широкого спектра нейтронов было дано в работе Лауда в 1956 г. [2], но только в 1963—1964 гг. были выполнены первые эксперименты с использованием этого метода на стационарном реакторе с применением прерывателя [3] в Сверке (Польша) и на импульсном реакторе ИБР-1 в Дубне [4]. Вплоть до 1970 г. теоретическое и практическое развитие метода велось в основном в Дубне группой российских и польских физиков (В.В.Нитц, Т.А.Мачехина, И.Сосновска, Е.Сосновски, Е.Лециевич, А.Холас и др.) под руководством Ф.Л.Шапино и Б.Бураса.

2. СПЕЦИФИКА НЕЙТРОНОГРАФИИ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Функциональная схема TOF-дифрактометра стандартна для нейтронных спектрометров, действующих по методу времени пролета: нейтроны от импульсного источника после замедления до тепловых энергий пролетают первичную базу, на которой происходит их коллимация и монохроматизация, рассеиваются на образце и под некоторым фиксированным направлением регистрируются детектором. Устройство анализа записывает в оперативную память спектр с разверткой по времени пролета нейтронов от за-

медлителя до детектора. Спектры от последовательных импульсов источника суммируются для накопления необходимой статистики.

Наиболее важным следствием перехода к непрерывному спектру и применения метода времени пролета для развертки дифракционной картины является многократное увеличение коэффициента использования нейтронов от источника. В результате, несмотря на то, что средний по времени поток нейтронов на существующих импульсных источниках значительно меньше, чем на стационарных, $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$ для ИБР-2 (ОИЯИ) и $\Phi = 1,5 \cdot 10^{15}$ н/см²/с для HFR (ILL, Гренобль), скорость накопления дифракционных данных оказывается сравнимой, а для некоторых специальных типов экспериментов она может быть во много раз выше на TOF-дифрактометре.

Диапазон используемых на TOF-дифрактометре длин волн может быть очень широким. Обычно это $0,9 + 8 \text{ \AA}$, хотя реально используются как очень малые, до $0,5 \text{ \AA}$, так и очень большие, вплоть до $20 \text{ \AA}$, длины волн. Это позволяет с помощью небольшого числа детекторов перекрыть широкий диапазон по межплоскостным расстояниям. Действительно, всего два детектора, поставленные на углах рассеяния 20° и 160° , при работе в диапазоне $0,9 \leq \lambda \leq 8 \text{ \AA}$ в соответствии с уравнением Брэгга—Вульфа $d = \lambda / (2 \sin \theta)$ дают возможность наблюдать интервал d_{hkl} от $0,46$ до $23 \text{ \AA}$.

На TOF-дифрактометре легко реализуется параллельная одно-, двух- или трехмерная дифрактометрия обратного пространства кристалла. Время пролета дает развертку вдоль радиуса-вектора обратной решетки, а позиционные группы одно- или двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора — в поперечных направлениях.

Разрешающая способность TOF-дифрактометра для поликристаллов легко может быть доведена до $\Delta d/d = 0,003$, в специальных случаях — до $0,0005$, причем она слабо зависит от d_{hkl} , как правило, улучшаясь с ростом d_{hkl} .

Традиционно отмечаемой особенностью TOF-дифрактометра является также возможность вести измерения в фиксированной геометрии, что важно, например, при работе с камерами высокого давления.

Существенным недостатком TOF-дифрактометра является меньшая, чем в обычном случае, прецизионность получаемых данных. Это связано с необходимостью вводить большое число зависящих от длины волны поправок при переводе измеренных интенсивностей дифракционных пиков в структурные факторы. Наиболее важная из них — эффективный спектр падающих на образец нейтронов, включающий пропускание на пролетных базах и эффективность детектора. Эта поправка может различаться в десятки раз в зависимости от длины волны, методы ее определения пока нельзя признать безупречными, и именно она в основном определяет точность экспериментальных значений структурных факторов кристалла.

Уже в первых исследованиях, выполненных в ЛНФ, были подтверждены многие из предсказывавшихся достоинств TOF-дифрактометра и, прежде всего, большая скорость набора информации. В работах Ф.Л.Шапиро с соавторами [5,6] особо отмечался импульсный характер облучения образца пучком нейтронов. Последнее позволяет и внешнее воздействие на образец реализовать в импульсном режиме, за счет чего можно резко увеличить амплитуду этого воздействия и достичь величины поля, не достижимой в стационарном режиме. В зависимости от длительности импульса поля (магнитного или электрического) и условий синхронизации можно наблюдать его воздействие на весь спектр, на несколько дифракционных пиков или на один пик. Как весьма перспективное направление на импульсном источнике нейтронов, назывались исследования релаксационных процессов. В частности, в [6] отмечалось, что «в случае использования высокоинтенсивного импульсного источника нейтронов можно надеяться получить полную нейтронограмму за несколько минут».

Дальнейшее развитие дифракции нейтронов в ЛНФ подтвердило высказанные прогнозы, а в некоторых отношениях и превзошло их.

3. ХРОНОЛОГИЯ ОСНОВНЫХ ЭТАПОВ РАЗВИТИЯ НЕЙТРОНОГРАФИИ В ЛНФ

Итак, в 1963—1964 гг. на ИБР-1 были проведены первые методические эксперименты, в которых с использованием метода времени пролета измерены дифракционные спектры от поликристаллических образцов (рис.1).

В 1965 г. был выполнен первый физический эксперимент [7]: дифракция нейтронов использовалась для определения ориентации магнитных моментов ионов железа в соединении BiFeO_3 относительно кристаллографических осей. Эксперимент завершился успешно только благодаря важной особенности TOF-дифрактометра — улучшению разрешения при увеличении d_{hkl} .

В 1966—1967 гг. был сделан серьезный методический шаг. Практически одновременно в Дубне (А.Холас) и Аргоне (Дж.Карпентер) был предложен [8,9], а в Дубне и практически проверен [10] метод временной фокусировки, позволивший существенно увеличить светосилу TOF-дифрактометров без ухудшения разрешающей способности.

В 1968 г. начаты дифракционные эксперименты при воздействии на образец сильного импульсного магнитного поля [11].

В 1967 г. были предложены [12], а в 1968—1970 гг. реализованы [13,14] дифракционные эксперименты, целью которых было определение амплитуды взаимодействия нейтрона с электроном, связанной с неравным

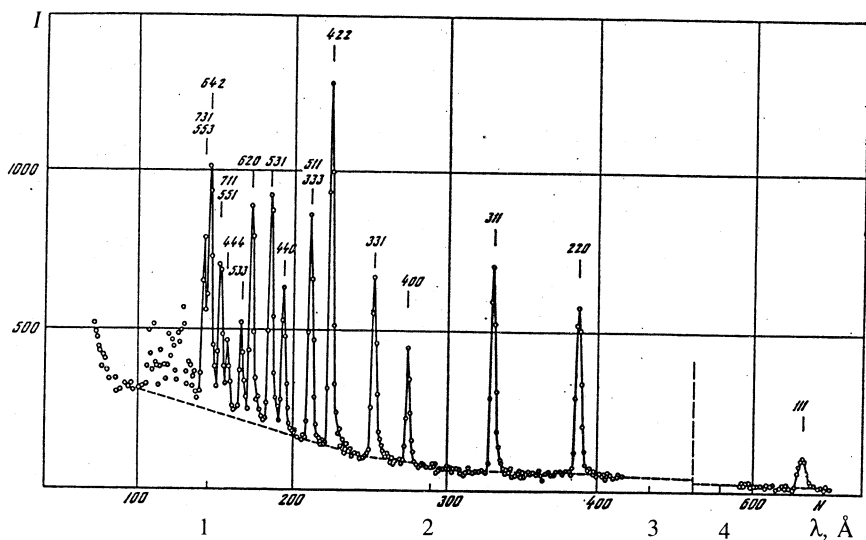


Рис.1

нулю среднеквадратичным зарядовым радиусом нейтрона. Эти эксперименты являются примером применения дифракции медленных нейтронов для измерения ядерно-физических констант (когерентные длины рассеяния нейтронов на элементах и изотопах) и констант, напрямую связанных с кварковой структурой нуклонов.

В конце 60-х годов в ЛНФ, в связи с началом проектирования нового мощного импульсного реактора ИБР-2, И.М.Франк и Ф.Л.Шапиро инициировали формирование программы исследований по физике конденсированных сред, важное место в которой заняла дифракция нейтронов. Предполагалось, что прежде всего усилия должны быть направлены на решение одной из наиболее сложных задач структурного анализа — определение структуры биологических макромолекул. Для проработки этой проблемы и развития методики структурного анализа с использованием ТОФ-дифрактометра в созданном в 1972 г. отделе физики конденсированных сред (Ю.М.Останевич) была организована группа структурной нейтронографии.

В 1974 г. этой группой был завершен первый тестовый количественный эксперимент на монокристалле $C_{10}D_8$ [15], а в 1975 г. выполнен эксперимент по уточнению позиций атомов дейтерия в структуре монокристалла $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24D_2O$ [16].

В 1977 г. в сотрудничестве с Институтом кристаллографии (Москва) (лаборатория Л.А.Шувалова) были начаты дифракционные исследования [17] доменной структуры сегнетоэлектриков и сегнетоэластиков, которые привели впоследствии к развитию многомерной дифрактометрии нейтронов: сначала двумерной, основанной на применении однокоординатного позиционно-чувствительного детектора [18], а затем трехмерной с помощью двухкоординатного ПЧД [19].

К 1982 г. большинство нейтронных спектрометров с ИБР-30 были перенесены на ИБР-2, и начаты первые эксперименты на многоцелевом дифрактометре ДН-2. Несколько позже были введены в эксплуатацию дифрактометр с импульсным магнитным полем СНИМ, текстурный дифрактометр НСВР и дифрактометр для исследования идеальных кристаллов ДИФРАН. Существенно больший, чем на ИБР-30, поток нейтронов, улучшенная организация пучков и современные электронные средства управления экспериментом обеспечили качественно новые возможности для структурной нейтронографии, что привело к заметному обновлению тематики исследований.

В 1983 г. на ДН-2 были проведены первые эксперименты с биообъектами: монокристаллом глобулярного белка миоглобина и мультислоями липидных мембран, нанесенных на стеклянные подложки, что и было стартом предполагавшейся обширной биологической программы. В этих экспериментах была подтверждена принципиальная возможность исследования структуры биологических объектов на ИБР-2. Было выяснено, однако, что доступные в то время размеры монокристаллов белков малы для полноценного структурного эксперимента, и, наоборот, мультислойные структуры могут изучаться весьма эффективно [20,21]. Второй успешной линией намечавшейся биологической программы стали исследования структуры рибосом и мицеллярных растворов на спектрометре малоуглового рассеяния [22].

С 1985 г. начались систематические эксперименты по изучению необратимых переходных процессов в конденсированных средах методом нейтронографии в реальном времени [23,24]. Достигнутая на дифрактометре ДН-2 высокая интенсивность нейтронного пучка позволила с успехом изучать переходные процессы с характерными временами порядка нескольких минут [25].

В 1989 г. было принято решение о создании на ИБР-2 фурье-дифрактометра высокого разрешения (ФДВР) [26], предназначенного для прецизионных структурных исследований поликристаллических материалов. Работа велась в коллаборации с ПИЯФ (Гатчина, лаборатория В.А.Трунова) и Центром технических исследований Финляндии (лаборатория П.Хиисмяки), и в 1992 г. первые дифракционные спектры высокого ($\Delta d/d \approx 0,0013$) разрешения были зарегистрированы [27].

В 1992 г. по предложению В.А.Соменкова (РНЦ «Курчатовский институт») на ИБР-2 было начато и к концу 1993 г. завершено создание первой очереди специализированного дифрактометра ДН-12 для структурных исследований при высоких (до ~20 ГПа) давлений [28].

4. СТРУКТУРНАЯ НЕЙТРОНОГРАФИЯ НА ИБР-2 В 90-Х ГОДАХ

Многочисленные и разнообразные нейтронографические исследования, ведущиеся в настоящее время на ИБР-2, можно разбить на четыре группы экспериментов, проведение которых требует специфической организации дифрактометра, а именно: эксперименты, выполняемые на монокристаллах, структурные эксперименты, выполняемые на поликристаллах, исследования переходных процессов в кристаллических материалах, эксперименты с микрообразцами, в основном при высоких давлениях.

Современные требования к TOF-дифрактометрам, на которых ведутся такого рода исследования, состоят в следующем (в том же порядке перечисления): наличие двухкоординатного ПЧД с хорошим ~0,3 см пространственным разрешением, высокая светосила и высокое (на уровне 0,001) разрешение по $\Delta d/d$, очень высокая светосила и очень широкий диапазон по d_{hkr} , очень высокая светосила при соблюдении очень высокого отношения эффекта к фону.

Существующие на ИБР-2 TOF-дифрактометры — ДН-2, ФДВР и ДН-12 — позволяют проводить структурные эксперименты на высоком современном, а для некоторых их типов на лучшем в мире уровне.

4.1. Исследования монокристаллов. Выше отмечалось, что прецизионность получаемых на TOF-дифрактометре структурных данных несколько хуже, чем та, которая может быть достигнута на DA-дифрактометре из-за необходимости введения сильно зависящих от длины волны нейтрона поправок. Поэтому основной упор в исследованиях монокристаллов на TOF-дифрактометрах делается на эксперименты, в которых реализуется основное их достоинство — возможность одновременного наблюдения большого объема обратного пространства при фиксированной геометрии.

На дифрактометре ДН-2 для этого уже много лет используется линейный ПЧД, с помощью которого выполнено большое число отдельных экспериментов и несколько крупных циклов исследований. В первом из них, начатом еще на ИБР-30, изучались доменные структуры сегнетоэлектрических (KD_2PO_4 , LiKSO_4) и сегнетоэластических ($\text{KD}_3(\text{SeO}_3)_2$, K_2ZnCl_4) кристаллов и их поведение при внешних воздействиях. На рис.2 показан пример измеренного распределения интенсивности в одном из узлов обрат-

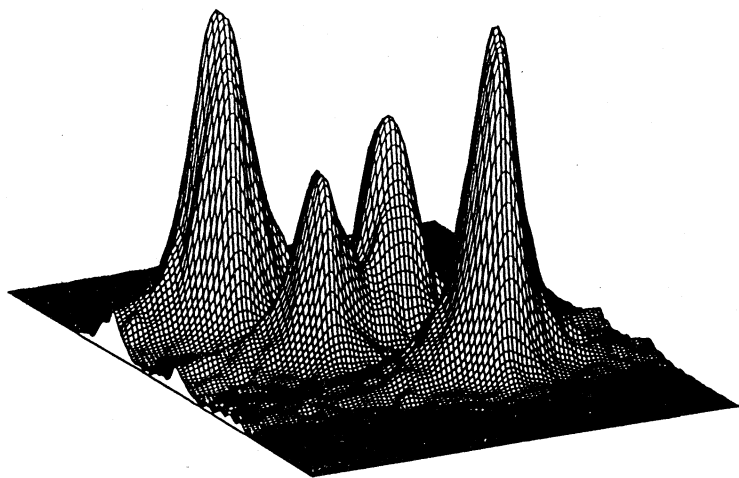


Рис.2

ной решетки кристалла KD_2PO_4 , находящегося в сегнетоэлектрической (и одновременно сегнетоэластической) фазе.

Еще одним примером исследований, в которых необходимо непрерывное сканирование обратного пространства, являются работы по изучению несоразмерной модуляции структуры (атомной или магнитной) и переходов между соразмерной и несоразмерной фазами кристалла. Эксперименты проводились с диэлектрическими кристаллами $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ [30], с магнитными гексаферритами $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{CO})_2\text{Fe}_8\text{O}_{19}$ [31] и с кристаллами ВТСП типа Bi-2212 [32].

Несколько необычное применение метод непрерывного сканирования нашел при изучении теплового диффузного рассеяния на TOF-дифрактометре [33].

4.2. Исследования поликристаллов с высоким разрешением. Уникальность реактора ИБР-2 как источника нейтронов проявляется прежде всего в его рекордном в мире импульсном потоке тепловых нейтронов. В то же время считалось, что эксперименты, требующие хорошего разрешения по энергии или по длине волны нейтрона, практически невозможны на ИБР-2 из-за большой ширины импульса быстрых нейтронов. Уменьшить временную компоненту функции разрешения можно, или увеличивая пролетную базу, или сокращая каким-либо способом ширину импульса. По первому пути пошли создатели спектрометра НСВР на ИБР-2 — пролетное расстояние около 100 м позволило получить $\Delta d/d \approx 0,004$, что достаточно для тек-

стурных экспериментов, ведущихся на НСВР. Хотелось, однако, достичь уровня $\sim 0,001$, который позволяет проводить прецизионные исследования структуры поликристаллов. Это оказалось возможным с помощью техники корреляционного анализа, с использованием быстрого фурье-прерывателя. В этом методе эффективная ширина нейтронного импульса обратно пропорциональна максимальной частоте модуляции интенсивности нейтронного пучка и может быть доведена до ~ 7 мкс. При этом уже на пролетной базе 20 м можно достичь (в принципе) величины $\Delta d/d \approx 0,0005$. Благодаря короткой пролетной базе и высокому пропусканию фурье-прерывателя светосила этого метода существенно превышает светосилу любых других вариантов достижения столь высокого разрешения. Основной недостаток обычного фурье-метода — высокий уровень корреляционного фона — в случае его использования на импульсном источнике нейтронов оказывается в значительной степени подавленным за счет дополнительного стробирования по времени [27]. Создание в 1992 г. макетного варианта дифрактометра ФДВР подтвердило все идеи метода, в частности, сразу же был достигнут уровень разрешения, близкий к 0,001. После введения в строй в конце 1994 г. основных узлов дифрактометра на нем начались регулярные физические эксперименты. Эффект достигнутого разрешения показан на рис.3, где сравниваются дифракционные спектры $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2,7}\text{Fe}_{0,3}\text{O}_7$, измеренные на ФДВР в обычном режиме (внизу) и с использованием фурье-метода (вверху).

Видно, что качество дифракционных данных и, соответственно, извлекаемой структурной информации удалось улучшить радикально. В настоящее время на ФДВР ведутся прецизионные структурные эксперименты [34] и исследования внутренних напряжений в объемных изделиях и композитных материалах [35].

4.3. Дифракционные эксперименты в реальном времени. Специфические особенности нейтронографии делают ее исключительно мощным методом изучения переходных процессов в конденсированных средах в реальном времени, т.е. с почти непрерывным слежением за происходящими в среде структурными изменениями. В случае необратимого процесса, например, такого, как химическая реакция, его наблюдаемость определяется условием $t_s \ll \tau$, где τ — характерное время процесса, t_s — время измерения одного дифракционного спектра с достаточным для целей эксперимента уровнем статистики. Величина t_s зависит от потока нейтронов в первичном пучке, площади и рассеивающей способности образца, телесного угла детекторной системы, и для наиболее светосильных нейтронных дифрактометров на стационарных реакторах составляет 5—15 мин. На некоторых импульсных источниках нейтронов (ISIS, LANSCE) достигнуты примерно такие же времена. На реакторе ИБР-2 на дифрактометре ДН-2

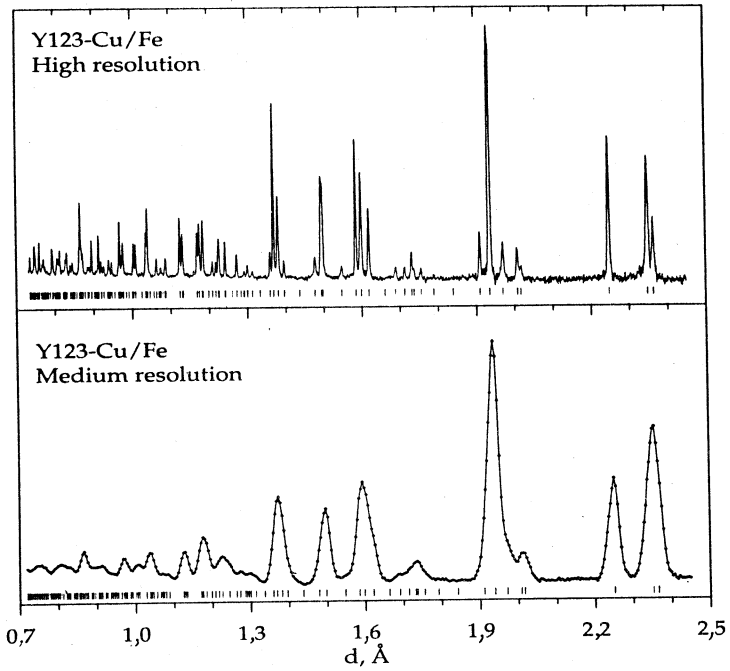


Рис.3

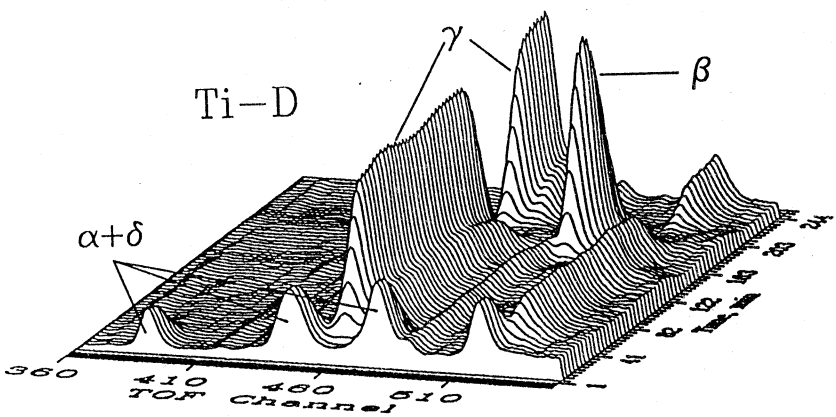


Рис.4

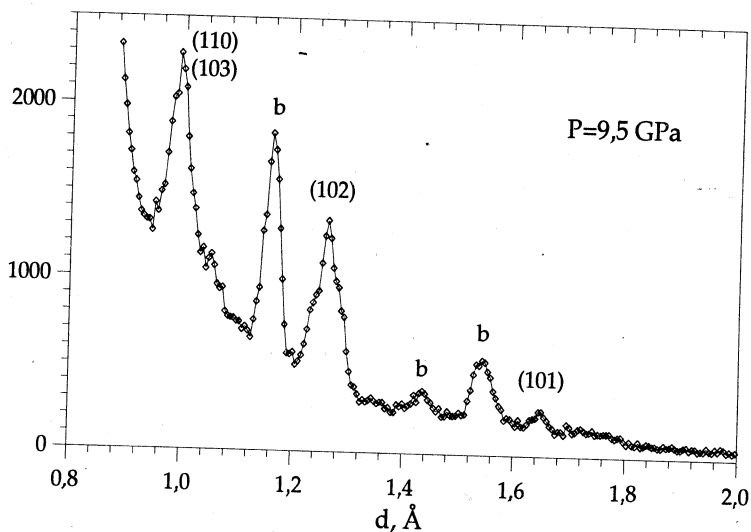


Рис.5

имеются возможности для анализа необратимых процессов в кристаллах с временным разрешением ~ 1 мин, отдельные эксперименты были выполнены с разрешением 20 с и даже 2 с [36]. Пример эволюции дифракционных спектров в ходе фазовых переходов в системе $\text{TiD}_{0.73}$ показан на рис.4. Последующий анализ совокупности спектров методом Ритвельда позволил определить зависимости от времени (т.е. от температуры) всех структурных характеристик системы [37]. В последние несколько лет с помощью этого метода на дифрактометре ДН-2 изучались самые разнообразные процессы: реакция гидратации цемента [23], реакция синтеза соединения Y123 [38], аморфизация соединения Y123 под действием нагревания в водородной среде [39], фазовые переходы в тяжелом льде [40], в шпинели $\text{CuLi}_{0.1}\text{V}_{0.1}\text{Fe}_{1.8}\text{O}_4$ [41] и многие другие.

4.4. Исследования микрообразцов при высоких давлениях. До последнего времени область применения нейтронных методов при исследовании поведения вещества при высоких давлениях, как правило, ограничивалась диапазоном до нескольких ГПа, что связано с использованием относительно больших объемов образца ($\sim 1 \text{ см}^3$) в ячейках давления типа поршень — цилиндр. Применение для достижения больших давлений наковален казалось совершенно невозможным из-за малых (10^{-1} – 10^{-3} мм^3) объемов вещества и относительной слабости потоков от нейтронных источников. Однако

на протяжении последнего десятилетия был развит метод нейтронных исследований при высоких давлениях, основанный на сочетании техники алмазных и сапфировых наковален и светосильной низкофоновой нейтронной дифрактометрии, позволившей расширить диапазон давлений в этих экспериментах до нескольких десятков ГПа [42]. Опыт постановки таких экспериментов в РНЦ КИ был перенесен на ИБР-2, и в 1994 г. на дифрактометре ДН-12 были проведены первые эксперименты. Тщательная проводка нейтронного пучка, оригинальная конструкция детекторной системы позволили даже на сравнительно слабоинтенсивном канале реактора получить результаты, близкие к рекордным в мире по минимальному объему образца и уровню достижимых давлений [28]. На рис.5 показан один из измеренных дифракционных спектров от образца $^{164}\text{DyD}_3$ в алмазных наковальнях, объем которого составлял всего $0,027 \text{ мм}^3$, измеренный на ДН-12 за 24 часа [28]. За короткий срок на ДН-12 была выполнена серия интересных экспериментов, в частности, со сверхпроводником $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}$ [43], с молекулярным кристаллом NH_4Cl [44] и др.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние годы нейтронография в ЛНФ прошла впечатляющий путь развития, начало которому было положено в 60-х годах в работах Ф.Л.Шапира и его учеников. Ближайшие ее перспективы связаны прежде всего с улучшением уже существующей техники. В 1995 г. на ДН-2 начались испытания двухкоординатного ПЧД с разрешением 0,3 см, который позволит существенно продвинуться вперед в организации экспериментов с монокристаллами. На ФДВР будут введены в строй несколько дополнительных детекторов с большим телесным углом, что в несколько раз увеличит светосилу дифрактометра. На ДН-12 в 1996 г. будет установлен зеркальный нейтроновод для формирования теплового пучка нейтронов, однокольцевой детектор будет заменен на восьмикольцевой. Это позволит резко снизить уровень фона и увеличить светосилу.

Можно уверенно сказать, что созданный комплекс дифрактометров на реакторе ИБР-2, с последующим его развитием, является мощной экспериментальной базой, позволяющей решать практически любые задачи современной структурной нейтронографии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Egelstaff P.A. — III Congress of IUC, Paris, 1954.
2. Lowde R.D. — Acta Cryst., 1956, vol.9, p.151.
3. Buras B., Leciejewicz J. — Nucleonika, 1963, vol.8, p.75.

4. Нитц В.В., Папулова З.Г., Сосновска И., Сосновски Е. — ФТТ, 1965, т.6, с.1370.
5. Нитц В.В., Сосновска И., Сосновски Е., Шапиро Ф.Л. — Сообщение ОИЯИ, 2081, Дубна, 1965.
6. Buras B., Leciejewicz J., Sosnowska I., Sosnowski J., Shapiro F.L. — III Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. 1964, Report A/Conf. 28/P/488.
7. Сосновска И., Сосновски Е., Киселев С.В., Озеров Р.П. — Сообщение ОИЯИ, 2653, Дубна, 1966.
8. Carpenter J.M. — Nucl. Instr. and Methods, 1967, vol.47, p.179.
9. Holas A. — Nukleonika, 1968, vol.8, p.871.
10. Holas A., Holas J., Maliszewski E., Sedlakova L. — JINR Communications, E14-3759, Dubna, 1968.
11. Анцупов П.С., Нитц В.В. и др. — Сообщение ОИЯИ, P14-4548, Дубна, 1969.
12. Александров Ю.А. — Сообщение ОИЯИ, 3-3442, Дубна, 1967.
13. Александров Ю.А., Балагуров А.М., Малишевски Э. и др. — Ядерная физика, 1969, т.10, с.328.
14. Aleksandrov Yu.A. — JINR Communications, E3-5713, Dubna, 1971.
15. Балагуров А.М., Борка Е., Длоуга М., Миронова Г.М. — Сообщение ОИЯИ, P3-9796, Дубна, 1976; Кристаллография, 1977, т.22, с.718.
16. Балагуров А.М., Борка Е., Длоуга М., Миронова Г.М. — Сообщение ОИЯИ, P14-10383, Дубна, 1977; Acta Cryst., 1977, vol.A35, p.131.
17. Балагуров А.М., Георгиу З., Датт И.Д. и др. — Сообщение ОИЯИ, P14-11811, Дубна, 1978; phys.st.sol. (a), 1979, vol.51, p.367.
18. Балагуров А.М., Горделий В.И., Ишмухаметов М.З. и др. — Сообщение ОИЯИ, P13-80-440, Дубна, 1980; Nucl. Instr. and Meth., 1982, vol.193, p.617.
19. Ананьев Б.Н., Балагуров А.М., Горделий В.И. и др. — Сообщение ОИЯИ, P13-81-857, Дубна, 1981.
20. Балагуров А.М., Горделий В.И., Ягужинский Л.С. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1-84, 23, Дубна, 1984; Биофизика, 1986, т.31, с.31.
21. Балагуров А.М., Горделий В.И., Ягужинский Л.С. — Сообщение ОИЯИ, P14-84-862, Дубна, 1984; Биофизика, 1986, т.31, с.1004.
22. Останевич Ю.М. — Сообщение ОИЯИ, P13-87-407, Дубна, 1987/Macromol. Chem., Macromol. Symp., 1988, vol.15, p.91.
23. Балагуров А.М., Миронова Г.М. — Краткие сообщения ОИЯИ, 19-86, Дубна, 1986, с.50.
24. Балагуров А.М., Миронова Г.М. — VI Школа по нейтронной физике, ОИЯИ, ДЗ,14-91-154, Дубна, 1991, т.II, с.16.
25. Балагуров А.М., Миронова Г.М. — Кристаллография, 1991, т.36, с.314.
26. Аксенов В.Л., Антсон О., Балагуров А.М. и др. — Сообщение ОИЯИ, P3-91-172, Дубна, 1991.
27. Aksenov V.L., Balagurov A.M., Simkin V.G. et al. — ICANS-XII, RAL Report 94-025, vol.I, p.124, Abingdon, 1993.
28. Аксенов В.Л., Балагуров А.М., Платонов С.Л. и др. — Сообщение ОИЯИ, P3-95-14, Дубна, 1995.
29. Балагуров А.М., Датт И.Д., Савенко Б.Н., Шувалов Л.А. — ФТТ, 1980, т.22, с.2735.

30. Balagurov A.M., Prokert F., Savenko B.N. — *phys. st. sol. (a)*, 1987, vol.103, p.131.
31. Балагуров А.М., Бескровный А.И., Попа Н., Садыков Р.А. — Сообщение ОИЯИ, P14-85-726, Дубна, 1985.
32. Beskrovnyi A.I., Dlouha M., Jirak Z., Vratislav S., Pollert E. — *Physica C*, 1990, vol.166, p.79.
33. Prokert F., Savenko B.N., Balagurov A.M. — *Acta Cryst.*, 1995, vol.A51, p.124.
34. Balagurov A.M., Fischer P., Kaganovich T.Yu. et al. — *JINR Communications*, E14-94-415, Dubna, 1994.
35. Aksenov V.L., Balagurov A.M., Bokuchava G.D. et al. — *JINR Communications*, E14-95-37, Dubna, 1995.
36. Balagurov A.M., Mironova G.M., Novozhilov V.E. et al. — *J. Appl. Cryst.*, 1991, vol.24, p.1009.
37. Kolesnikov A.I., Balagurov A.M., Bashkin I.O. et al. — *J.Phys.: Condens.Matter*, 1993, vol.5, p.5045.
38. Балагуров А.М., Миронова Г.М. — *СФХТ*, 1990, т.3, с.545.
39. Balagurov A.M., Mironova G.M., Rudnickij L.A., Galkin V.Yu. — *Physica C*, 1990, vol.172, p.331.
40. Балагуров А.М., Баркалов О.И., Колесников А.И. и др. — *Письма в ЖЭТФ*, 1991, т.53, с.30.
41. Balagurov A.M., Kozlova E.P., Mironova G.M., Jacyna-Onyszkiewicz I. — *phys. st. sol. (a)*, 1993, vol.136, p.57.
42. Шильштейн С.Ш., Глазков В.П., Макаренко И.Н. и др. — *ФТТ*, 1983, т.25, с.3309.
43. Aksenov V.L., Antipov E.V., Balagurov A.M. et al. — *JINR Communications*, E14-94-467, Dubna, 1994.
44. Balagurov A.M., Borman A.V., Glazkov V.P. et al. — *JINR Communications*, E14-95-1, Dubna, 1995.

ПЕРВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД НА ИМПУЛЬСНОМ ИСТОЧНИКЕ НЕЙТРОНОВ

В.В.Голиков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре излагаются первые работы по исследованию свойств конденсированных сред, выполненные на импульсном реакторе ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Отмечается, что основы методов изучения конденсированных сред на импульсных источниках нейтронов были заложены под руководством Ф.Л.Шапиро. Приведено описание первых экспериментальных установок и рассмотрены отдельные направления исследований, для которых оказалось плодотворным использование импульсного источника нейтронов и метода времени пролета.

The review describes the first investigations of the properties of condensed matter, performed on the pulsed reactor IBR of the Laboratory of Neutron Physics, JINR. It is noted that the foundations of the method of studying condensed matter using pulsed neutron sources were laid down under the leadership of Prof. F.L.Shapiro. A description of the first experimental facilities is presented and certain directions of research which have benefited from the use of a pulsed neutron source and the time-of-flight method are considered.

1. ВВЕДЕНИЕ

В конце 50-х годов в реакторных центрах мира начал широко распространяться новый ядерно-физический метод исследований конденсированных сред — рассеяние медленных нейтронов. Ценность дифракции и неупругого рассеяния нейтронов определяется следующими характеристиками нейтрона, делающими его уникальным зондом при изучении свойств конденсированных сред.

1. Длина волны теплового нейтрона сравнима с расстояниями между атомами в конденсированных средах, следовательно, тепловые нейтроны претерпевают резко выраженные интерференционные эффекты при рассеянии на этих атомах. В то же время энергия нейтронов меньше, чем обычно

требуется для выбивания атома из вещества, поэтому образцы во время эксперимента не повреждаются.

2. Изменение энергии тепловых нейтронов в процессах неупругого рассеяния, связанное с рождением и поглощением возбуждений в твердых телах и жидкостях, часто того же порядка величины, что и начальная энергия нейтронов. Поэтому измерить его относительно легко.

3. Величина взаимодействия нейтрона с ядром изменяется нерегулярно с атомным номером, так что информацию о легких атомах обычно можно получить так же просто, как и информацию о тяжелых ядрах. Кроме того, поскольку величина взаимодействия нейтрона с ядром для разных изотопов одного и того же элемента различна, то иногда, изменяя изотопический состав, можно изменить рассеивающие свойства образца.

4. Нейтрон обладает магнитным моментом и поэтому испытывает магнитное рассеяние на атомах, обладающих атомным магнитным моментом. Этот процесс рассеяния, который обычно можно полностью отделить от ядерного рассеяния, дает информацию о структурных и динамических свойствах магнитных систем.

5. Нейтрон не обладает электрическим зарядом и может глубоко проникать в вещество, следовательно позволяет получать информацию об объемных свойствах образца, а не только о поверхностных, что обычно имеет место в случае рассеяния электронов и рентгеновских лучей.

Быстрому распространению нового метода изучения свойств конденсированных сред в значительной степени способствовало то обстоятельство, что при начале этих исследований физики на реакторах непрерывного действия использовали экспериментальную технику и накопленный опыт работы с рентгеновскими лучами. Так, первые исследования дифракции нейтронов, начатые в 1945 г. в Ок-Риджской национальной лаборатории (США) проводились на двухосном дифрактометре, второй осью которого служил стандартный прибор, обычно применяемый в рентгеновской спектроскопии. И именно на этой установке было выполнено большинство пионерских работ Воллана и Шалла [1]. В равной мере это замечание относится и к первым экспериментам по неупругому рассеянию нейтронов, впервые выполненным Брокхаузом [2] в Чок-Ривере (Канада) на трехосном кристаллическом спектрометре.

Первый импульсный реактор ИБР-1 по проекту создавался для решения сравнительно узкого круга задач, в первую очередь, для определения величин нейтронных сечений и изучения состояний атомных ядер [3]. Тем более приходится удивляться прозорливости, интуиции и таланту Ф.Л.Шапира, по инициативе и при непосредственном участии которого развитие нейтронных исследований по физике конденсированных сред в ЛНФ началось практически одновременно с пуском реактора ИБР-1 в 1960 г. При этом задача была существенно более сложной в методическом плане, поскольку

к тому времени полностью отсутствовал какой-либо опыт использования импульсных источников нейтронов для этих исследований, а прямое сопоставление средних мощностей реактора ИБР (1 кВт) и типичного реактора стационарного действия (10–20 МВт) как будто делало соперничество в этой области для импульсного реактора безнадёжным. Нужны были талант и энтузиазм Ф.Л.Шапино для того, чтобы в течение двух-трех лет с участием ряда сотрудников ЛНФ создать практически полный арсенал методов нейтронных исследований конденсированных сред. Уже в мае 1964 г. на III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях [4] отмечалось, что одним из двух основных направлений исследований на импульсном источнике нейтронов ИБР-1 является изучение жидкостей и твердых тел с помощью рассеяния нейтронов. Использование в таких исследованиях импульсного нейтронного источника сильно упрощало постановку опыта, так как отпадала надобность в монохроматоре при прерывателе падающего нейтронного пучка. Правда, длительность вспышки тепловых нейтронов оказывается весьма большой — она определяется средним временем жизни нейтрона в замедлителе, составляющем 200 мкс для «неотравленного» толстого водяного замедлителя. Ввиду этого для получения хорошего разрешения приходится использовать большие пролетные расстояния — порядка 10 м и более. Подчеркивалось, что ИБР, как показали эксперименты, предоставляет весьма хорошие возможности для развития твердотельных исследований. В таких работах к тому времени использовалось 5 установок: для измерений с холодными нейтронами; для исследования жидкостей и твердых тел методом «обратной геометрии»; для дифракционных измерений; для измерения двойных дифференциальных сечений рассеяния; для измерений фононных спектров кристаллов.

Успехи работ, выполненных на реакторе ИБР-1 в области физики конденсированных сред, были убедительны. Они привели к появлению ряда проектов импульсных источников нейтронов. На Международном совещании по перспективам использования нейтронной спектроскопии (октябрь 1970 г.), организованном ОИЯИ при поддержке МАГАТЭ, в докладах зарубежных ученых подчеркивалось, что «интерес к импульсным источникам нейтронов стимулируется серией пионерских экспериментов, впервые выполненных в Дубне на уникальном реакторе ИБР» [5]. Соревнование импульсных и стационарных источников нейтронов для физики конденсированных сред привело к пониманию их различий и достоинств. Опыт использования ИБР-1 выявил перспективность импульсных источников для дальнейшего прогресса исследований в физике конденсированных сред и обусловил создание как самого мощного на сегодня импульсного реактора ИБР-2, так и импульсных источников нейтронов на базе протонных ускорителей.

Обзор отдельных исследований, для которых плодотворным оказалось использование импульсного источника нейтронов, начнем с изложения результатов, полученных на первом созданном на ИБР-1 спектрометре для работ в области конденсированных сред — установки для изучения квазиупругого рассеяния холодных нейтронов.

2. УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Создание установки началось в 1960 г. одновременно с пусковыми работами на реакторе и проводилось главным образом В.В.Голиковым и А.Шкатулой под руководством Ф.Л.Шапира. Опыты с холодными нейтронами были начаты сразу же после запуска реактора ИБР в эксплуатацию в конце 1960 г. [6].

Схема установки приведена на рис.1. Реактор ИБР установлен в центре зала размером 10×10 м, стены которого служат защитой реактора. Активная зона реактора вместе с отражателем и устройствами регулирования имела размеры $\sim 25 \times 25$ см. Реактор генерировал нейтроны периодическими импульсами с полушириной 36 мкс при частоте повторения $8,3 \text{ с}^{-1}$. Средняя тепловая мощность реактора составляла 1 кВт.

Ключевым узлом установки являлся источник холодных нейтронов. По первоначальному проекту быстрые нейтроны из реактора замедлялись в слое парафина толщиной 5 см, который устанавливался на расстоянии 5 см от отражателя реактора. Этот вариант замедлителя на импульсном источнике не являлся оптимальным решением для получения интенсивного пучка холодных нейтронов. При создании источника холодных нейтронов автоматически работы были использованы две новинки.

Во-первых, вплотную за парафиновым замедлителем был помещен блок поликристаллического бериллия длиной 24 см, являющийся фильтром холодных нейтронов. Расположение бериллия вплотную к замедлителю увеличивало поток холодных нейтронов в 3,5 раза по сравнению со случаем, когда бериллий находился вдали от замедлителя. Выигрыш в интенсивности был связан с тем, что бериллий играл роль отражателя тепловых и быстрых нейтронов. Холодные нейтроны, для которых бериллий прозрачен, выводятся из глубины замедляющего блока замедлитель — бериллий, где плотность тепловых, а значит, и холодных нейтронов существенно выше, чем на краю голого замедлителя при отодвинутом бериллии. Этот экспериментальный факт в последующие годы послужил основой для проведения серии исследований по оптимизации замедлителей для импульсных источников нейтронов. При этом исследования велись в следующих направлениях: по выбору

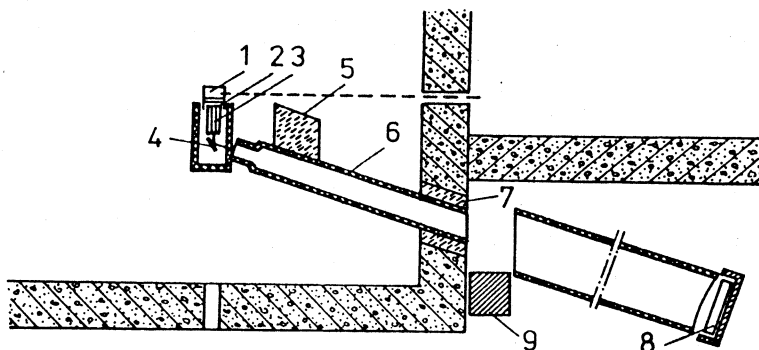


Рис.1. Схема установки для измерений с холодными нейтронами: 1 — активная зона реактора; 2 — замедлитель; 3 — бериллиевый фильтр; 4 — образец; 5 и 7 — защита; 6 — вакуумный нейтроновод; 8 — детектор; 9 — шиббер

материалов для замедлителей и его температуры, оптимизации формы и размеров, применению отражателей. Поскольку эти исследования проводились на других установках ИБР, мы изложим полученные результаты несколько позже.

Во-вторых, замедлитель и бериллий находились первоначально в пенопластовом криостате и охлаждались до температуры жидкого азота. Стенки криостата толщиной 6 см были склеены эпоксидным клеем. Холодные нейтроны выводились из криостата через окно, состоящее из 15 слоев алюминиевой фольги толщиной 10 мкм с зазором 5 мм между слоями — такая конструкция предохраняла окно от запотевания. Криостат заливался жидким азотом дистанционно из экспериментального зала; однократного заполнения хватало на 4 часа работы. Охлаждение замедлителя в $\approx 3,5$ раза увеличивало поток холодных нейтронов (охлаждение 24 см бериллия дополнительно увеличивало пропускание холодных нейтронов в 3 раза). Таким образом, в источнике холодных нейтронов был впервые реализован на импульсном источнике вариант «холодного замедлителя».

Фильтрованный пучок холодных нейтронов со средней энергией $\approx 0,0035$ эВ и резкой границей при 0,0052 эВ падал на исследуемый образец, расположенный на расстоянии 25 см от бериллия. В пучок холодных нейтронов дистанционно можно было вводить один из двух образцов. Энергия нейтронов, рассеянных на образце на угол $75^\circ \pm 4^\circ$, измерялась по времени пролета расстояния образец — детектор. Пролетная база от образца до детектора могла изменяться от 10 до 45 м. Для регистрации нейтронов

использовался сцинтилляционный детектор на основе смеси $\text{ZnS(Ag)} + \text{B}_2^{10}\text{O}_3$ площадью 2000 см^2 [7].

Вообще говоря, при фиксированной величине передачи энергии в акте рассеяния время регистрации рассеянного нейтрона t (отсчитываемое от середины импульса мощности реактора) испытывает некоторый разброс Δt , обусловленный в основном разбросом времени жизни холодных нейтронов в замедлителе τ и шириной их энергетического спектра. Однако, как отметил Ф.Л.Шапиро, наличие резкого обрыва спектра холодных нейтронов при $E = 0,0052 \text{ эВ}$ в ряде случаев позволяет сделать такие же выводы из эксперимента, как при наличии мономонхроматической линии $E = 0,0052 \text{ эВ}$. В частности, при изучении малых передач (квазиупругое рассеяние в жидкостях) для определения передачи энергии и ее дисперсии можно опираться на положение переднего фронта спектра нейтронов, профильтрованных бериллием, и изменение его наклона из-за разброса передач энергии. В этом случае разрешающая способность установки имеет порядок величины $\Delta t/t \approx \nu/t$. Для измерения спектра нейтронов, падающих на образец, в данной установке использовалось упругое рассеяние на ванадии. Временная полуширина наклона бериллиевого края составила 120 мкс , что при прелетном расстоянии 45 м соответствует энергетическому разрешению $3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$ для нейтронов с энергией $\sim 5,2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$.

По предложению Ф.Л.Шапиро в качестве первого объекта исследований было избрано квазиупругое рассеяние холодных нейтронов на воде. Это было стимулировано появившейся незадолго до этого работой брукхэйвской группы [8] с сенсационным выводом о существовании в рассеянии холодных нейтронов на воде полностью упругой компоненты. Этот результат вызвал большой интерес у физиков, занимающихся вопросами динамики молекул в жидкостях, и в различных лабораториях мира было выполнено значительное число работ, посвященных спектрам рассеяния холодных нейтронов на воде [9,10]. Анализируя квазиупругое рассеяние холодных нейтронов на воде, различные авторы приходили к несогласующимся выводам, получая значение коэффициента самодиффузии молекул воды D в пределах от $D < 0,1D_0$ [11] до $D = D_0$ [12,13], где D_0 — коэффициент самодиффузии, измеренный классическими методами, такими, например, как ядерный парамагнитный резонанс (при комнатной температуре $D_0 = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$). Квазиупругое рассеяние холодных нейтронов на воде было в центре внимания участников трех организованных МАГАТЭ симпозиумов по неупругому рассеянию нейтронов в Вене [9], Чок-Ривере [10] и Бомбее [14].

В связи с отмеченными противоречиями и для выяснения положения в Дубне было предпринято изучение квазиупругого рассеяния в воде [15] с разрешающей способностью значительно лучшей, чем использованная в

предыдущих работах. Как указано выше, при работе на пролетном расстоянии 45 м мы имели энергетическое разрешение $3 \cdot 10^{-5}$ эВ для нейтронов с энергией $\sim 5,2 \cdot 10^{-3}$ эВ. Эту величину можно сравнивать с предельным разрешением $2 \cdot 10^{-4}$ эВ, использованным в предыдущих работах [12].

Сравнение спектров нейтронов, рассеянных слоем воды при комнатной температуре и ванадием, показывало, вне всякого сомнения, что при рассеянии на воде линия $5,2 \cdot 10^{-3}$ эВ уширяется. Для количественной оценки нужно исходить из выражения для зависимости скорости счета $N(t)$ рассеянных нейтронов от времени пролета t :

$$N(t)dt = dt \frac{dE}{dt} \int_0^{E_0} F(E')\sigma(E')W(E', E)dE', \quad (1)$$

где $F(E')dE'$ — спектр падающего на образец потока; $\sigma(E')$ — сечение рассеяния на образце; $W(E', E)dE'$ — спектр рассеянных нейтронов для первичной энергии E' .

В теории квазиупругого рассеяния [16,17] $W(E', E)$ имеет лоренцеву форму с шириной на половине высоты Γ . В модели непрерывной диффузии [16]

$$\Gamma = 2\hbar\kappa^2 D, \quad (2)$$

где $\hbar\kappa$ — изменение импульса при рассеянии.

В модели прыжковой диффузии [17] квазиупругий пик также обладает лоренцевой формой при условии, что время прыжка τ_1 много меньше времени колебательного движения τ_0 . В этом случае, если средний квадрат смещения за время τ_1 много больше среднего квадрата отклонения молекулы от положения равновесия,

$$\Gamma = \frac{2\hbar}{\tau_0} \left(1 - \frac{e^{-2W}}{1 + \kappa^2 D \tau_0} \right), \quad (3)$$

где W — дебай-валеровский фактор.

При ступенчатой форме падающего нейтронного спектра ($F(E') = 0$ для $E' > E_0$, $F(E')dE' = E'dE'$ для $E' \leq E_0$) квазиупругое рассеяние приводит к размытию границы спектра. Для определения Γ можно воспользоваться расстоянием от середины бериллиевого края для ванадия до максимума распределения для воды. Это расстояние сложным образом зависит от Γ и вида $F(E')$ и $\sigma(E')$. Поскольку последние в данной работе не изучались, этот путь оказался Ф.Л.Шапиро неоднозначным, и по его предложению авторы работы [15] предпочли опираться на значение логарифмической производной

$N'(t)/N(t)$ в центре бериллиевого края. Значение производной слабо зависит от вида $F(E')\sigma(E')$; полагая $F(E')\sigma(E') \equiv E'$, получим следующее выражение для Γ , являющееся хорошим приближением:

$$\Gamma = \frac{8E_0}{\pi} \frac{1}{t_0/\Delta t + 5}. \quad (4)$$

Здесь E_0 , t_0 — энергия и время пролета для бериллиевого края; Δt — полуширина границы в шкале времени пролета. С учетом аппаратного разрешения Δt вычислялось по формуле

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_1)^2 - (\Delta t_2)^2},$$

где Δt_1 и Δt_2 — полуширина для жидкости и ванадия соответственно.

Полученное для воды при комнатной температуре значение $\Gamma = (5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ эВ при угле рассеяния 75° ($\kappa^2 = 3,7\text{А}^{-2}$) соответствовало величине $D = 0,5D_0$.

В последующих работах [18] изучение квазиупругого рассеяния холодных нейтронов было выполнено и на других водородосодержащих жидкостях, отличающихся друг от друга характером межмолекулярного взаимодействия. Некоторое усовершенствование установки [19] позволило распространить измерения на область больших передач энергии (неупругое рассеяние) и проводить их при различных температурах, в том числе и ниже точки плавления. Проведенные исследования дали информацию о параметрах и механизме самодиффузии молекул в жидкостях, как образующих межмолекулярные водородные связи (вода, этиленгликоль, уксусная кислота), так и не образующих подобных связей (бензол, нафталин, диоксан).

Анализ полученных результатов показал, что измеренные значения Γ меньше рассчитанных, причем разница была особенно велика для жидкостей, в которых существуют межмолекулярные водородные связи (рис.2). Уменьшение Γ по сравнению со значением, даваемым (2), можно объяснить прыжковым механизмом диффузии. Напрашивается вывод, что прыжковая диффузия более сильно проявляется в жидкостях с водородной связью.

Описанная установка создавалась для измерения упругого и квазиупругого рассеяния холодных нейтронов. Для таких измерений она характеризовалась высокой разрешающей способностью и большой интенсивностью. Однако из-за расположения образца в непосредственной близости от активной зоны реактора доступ к нему был затруднен. К тому же рассеянный пучок приходилось выводить через имевшийся канал в защите реактора, и, следовательно, изменять угол рассеяния было непросто. Вполне есте-

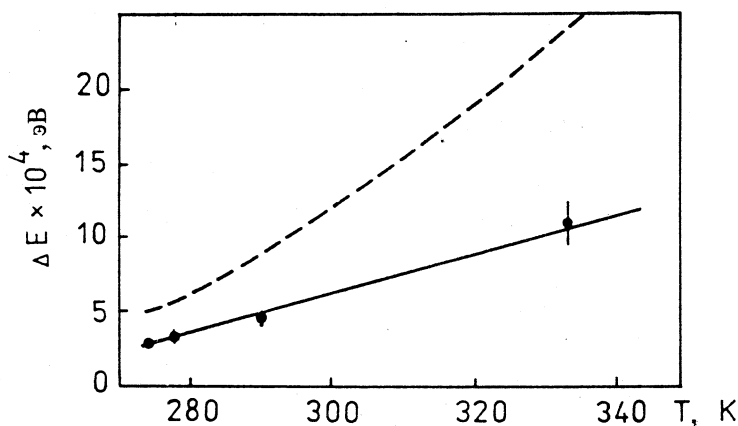


Рис.2. Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика $\Gamma \equiv \Delta E$ для воды. Сплошная кривая — экспериментальные данные; штриховая — расчет по формуле непрерывной диффузии на основе экспериментальных значений D

ственно было перейти к так называемому методу «обратной геометрии», который в дальнейшем полностью вытеснил первоначальную методику.

3. СПЕКТРОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА С ФИЛЬТРОМ ПЕРЕД ДЕТЕКТОРОМ

В методе обратной геометрии измеряется энергия $\hbar\omega$, передаваемая нейтронами образцу в процессе рассеяния, т.е. $\hbar\omega = E_0 - E'$. Энергия нейтрона E_0 , падающего на исследуемое вещество, произвольна и определяется по времени пролета от реактора до детектора. Энергия нейтронов после рассеяния E' определяется полосой пропускания фильтра, помещенного перед детектором. Чтобы обеспечить достаточную пролетную базу, образец располагается на расстоянии $20 \div 30$ м от реактора. Поэтому изменение условий опыта (смена образцов, изменение их температуры, изменение углов рассеяния и т.п.) не представляет затруднений для экспериментатора. Метод имеет еще и то преимущество, что измеряется сечение передачи энергии нейтрона атомам образца. Это сечение остается значительным и при низких температурах в отличие от сечения обратного процесса, измеряемого в прямой геометрии, которое падает при охлаждении образца.

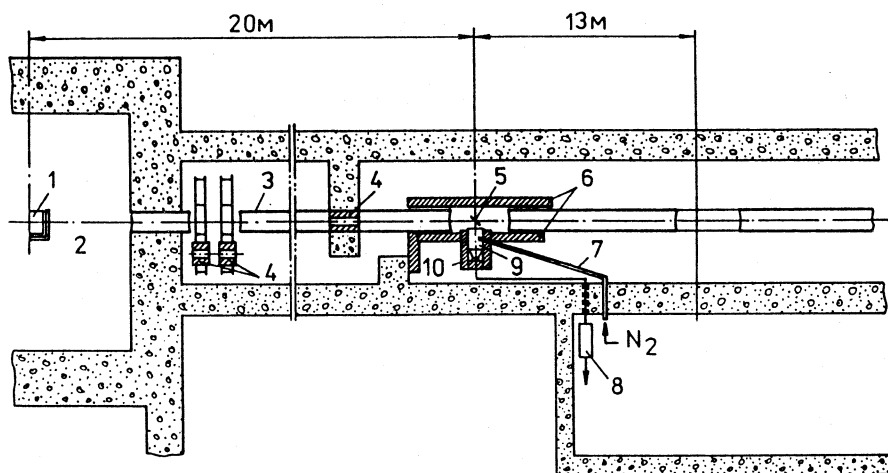


Рис.3. Схема установки для исследования жидкостей и твердых тел методом «обратной геометрии»: 1 — активная зона реактора; 2 — замедлитель; 3 — вакуумный нейтронный вод; 4 — коллиматоры; 5 — образец; 6 — защита; 7 — азотопровод; 8 — электроника детектора; 9 — бериллиевый фильтр; 10 — детектор

Метод обратной геометрии по предложению Ф.Л.Шапиро был впервые использован в ЛНФ в 1961 г. [20]. В этой работе Ф.Л.Шапиро совместно с Т.А.Мачехиной и З.Огжевальским исследовали возможность использования резонансных нейтронов импульсного источника для извлечения некоторых интегральных характеристик спектра частот твердого тела. Для этой цели перед детектором был помещен фильтр (золотая фольга), обладающий изолированным узким резонансом с энергией около 5 эВ. Через два года Ф.Л.Шапиро снова вернулся к методу обратной геометрии, но уже с использованием тепловых и холодных нейтронов. Под его руководством А.Байорек, Т.А.Мачехиной и К.Парлиньским был создан первый в ЛНФ вариант спектрометра по времени пролета с бериллиевым фильтром перед детектором, схема которого приведена на рис.3 [21]. Медленные нейтроны, вышедшие из замедлителя, рассеивались на образце, установленном на расстоянии 20÷30 м от активной зоны реактора. Рядом с образцом под определенным углом относительно оси падающего пучка помещался криостат с бериллиевым фильтром, охлаждаемым до температуры жидкого азота. Нейтроны, рассеянные на образце, после прохождения фильтра регистрировались сцинтилляционным детектором. Криостат вместе с детек-

тором мог перемещаться при допустимом изменении угла рассеяния в пределах $30 \div 120^\circ$.

Для подбора лучших условий эксперимента авторами работы был выполнен обширный цикл исследований по сравнению различных замедлителей на реакторе ИБР с точки зрения среднего времени жизни нейтронов и их выхода. Время жизни τ определялось по наклону переднего фронта спектра нейтронов, профильтрованных слоем бериллия толщиной 16 см. Форма бериллиевой границы в зависимости от времени пролета T довольно хорошо описывалась формулой

$$N(T) = \left(\frac{T_0}{T} \right)^5 - \exp \left(- \frac{T - T_0}{\tau} \right),$$

где T_0 — время пролета, соответствующее началу крутого подъема бериллиевой границы. В качестве источников медленных нейтронов были исследованы плоские слои воды толщиной 36 и 56 мм и этилового спирта толщиной 36 мм, а также более сложные конфигурации в виде дырочного замедлителя и замедлителя с бериллиевым отражателем. Дырочный замедлитель представлял собой сплошной слой спирта толщиной 36 мм, к которому дополнительно присоединялся блок из плексигласа толщиной 60 мм. На всю толщину плексигласа были сделаны дырки диаметром 5 мм, которые занимали $\approx 50\%$ площади замедлителя. Замедлителем с бериллиевым отражателем являлся плоский слой спирта толщиной 36 мм, к которому примыкал блок бериллия толщиной 80 мм.

Результаты измерений показали, что лучшими характеристиками в области холодных нейтронов как по выходу нейтронов J , так и по параметру качества J/t^2 (t — эффективная длительность нейтронного импульса) обладают охлажденные до температуры жидкого азота замедлители дырочный и с бериллиевым охлаждением. При этом охлаждение до температуры жидкого азота повышало поток холодных нейтронов в 3 раза в обоих случаях. В области тепловых нейтронов наибольший выход давал дырочный замедлитель при комнатной температуре, а по величине параметра J/t^2 лучшим являлся водяной замедлитель толщиной 36 мм.

В последующие годы идея Ф.Л.Шапиро о получении на импульсных источниках интенсивных пучков медленных нейтронов путем выведения их из глубины замедлителя была развита Н.А.Гундориным и В.М.Назаровым [22]. В этой работе дано описание так называемого гребенчатого водяного замедлителя, представляющего собой сплошной слой воды толщиной ≈ 3 см. Высота гребней $h = 10$ см выбрана так, чтобы общая усредненная толщина замедлителя по воде была не менее 8 см. При таком слое воды на глубине 3 см достигается максимальная плотность потока нейтронов. Исследования гребенчатого замедлителя показали, что он эффективнее дырочного замед-

лителя и замедлителя с отражателем из бериллия. В настоящее время гребенчатый замедлитель широко используется на импульсных источниках нейтронов ЛНФ: реакторах ИБР-30 и ИБР-2.

Созданный при непосредственном участии Ф.Л.Шапиро спектрометр обратной геометрии обладал удовлетворительными характеристиками в отношении разрешающей способности, интенсивности и отношения эффект — фон при исследовании процессов упругого или квазиупругого рассеяния холодных нейтронов и неупругого рассеяния нейтронов с передачей энергии до 130 мэВ. Дальнейшее развитие этого спектрометра велось группой физиков из Польши под руководством проф. Е.Яника и включало применение монокристаллического анализатора энергии после бериллиевого фильтра [32], увеличение числа одновременно действующих детекторов и одновременную регистрацию дифракционных спектров и спектров неупругого рассеяния [33,34].

Главной тематикой исследований на описанном спектрометре обратной геометрии в первые годы была динамика возбуждений молекулярных кристаллов. Были выполнены также работы по исследованию динамики возбуждений двойных сплавов, в частности, изучено влияние легких примесных атомов на спектр колебаний [34].

Из многих экспериментов, проведенных методом обратной геометрии, кратко остановимся на работе, выполненной В.В.Голиковым и Ж.А.Козловым под руководством Ф.Л.Шапиро [23]. В этой работе изучалось рассеяние медленных нейтронов на малые углы жидким свинцом с целью исследования нейтронного аналога мандельштам-бриллюэновского рассеяния света для области частот порядка 10^{12} , недоступной оптическим методам.

Как известно [24], в спектре рэлеевского рассеяния света жидкостями наблюдаются три линии: несмещенный пик и две компоненты так называемого дублета Мандельштама — Бриллюэна, расположенные симметрично относительно несмещенной линии на расстоянии $\Delta\omega$, пропорциональном скорости распространения звука u :

$$\Delta\omega = \pm u|q|,$$

где q — изменение импульса фотона при рассеянии. Аналогичное спектральное распределение интенсивности должно наблюдаться и при когерентном рассеянии нейтронов, если оно происходит с достаточно малой передачей импульса k .

Схема установки по рассеянию нейтронов на малые углы приведена на рис.4. Энергия нейтронов, падающих на образец, определялась по времени пролета расстояния замедлитель — образец (10 м) и образец — детектор (2,4 м). При этом энергия рассеянных нейтронов, регистрируемых детектором, задавалась в одних опытах кристаллическим монохроматором, в других — охлаждаемым бериллиевым фильтром. Установка позволяла осу-

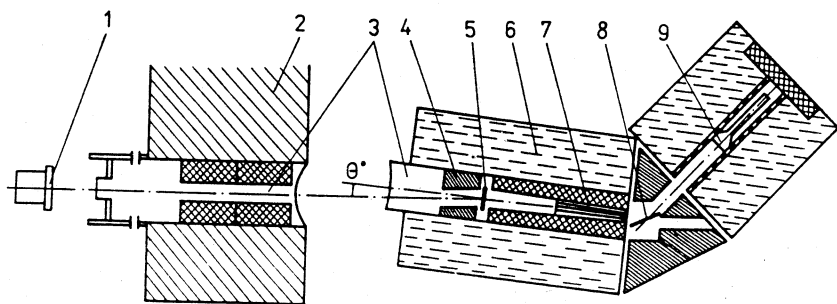


Рис.4. Схема установки по рассеянию нейтронов на малые углы: 1 — активная зона с замедлителем; 2, 4, 6 — защита; 3 — вакуумные нейтроноводы; 5 — образец; 7 — соллеровский коллиматор; 8 — кристалл-монокроматор (или бериллиевый фильтр с детектором); 9 — детектор

шествлять плавное изменение угла рассеяния нейтронов в пределах от 3° до 90° . Для изучения влияния многократного рассеяния серия измерений проделана на образце, который состоял из ячеек жидкого свинца размером $5 \times 5 \text{ мм}$, разделенных между собой перегородками из сильно поглощающего материала (кадмий в алюминиевом кожухе).

Из анализа полученных данных в жидком свинце было установлено наличие двух типов высокочастотных коллективных возбуждений, характеризующихся дисперсионными соотношениями, аналогичными законам дисперсии продольных и поперечных колебаний в твердом свинце. Проведено сравнение экспериментальных результатов с поликристаллической моделью жидкости и гидродинамической моделью, учитывающей зависимость кинетических коэффициентов от частоты, и указаны их пределы применимости. Авторами работы сделан вывод о том, что применительно к жидкому свинцу переход к чисто гидродинамическому описанию ожидается при $k \leq 0,1 \text{ \AA}^{-1}$.

4. ДИФРАКТОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

До появления импульсного источника нейтронов структурный анализ поликристаллов состоял в измерении углового распределения моноэнергетических нейтронов, рассеянных на образце. Основной причиной распространности этого метода являлось то, что в течение многих лет он использовался в рентгенографии. Как отмечено во введении, двухосевой нейтронный кристаллический спектрометр очень похож на спектрометр,

используемый в рентгеноструктурных исследованиях, а при количественном анализе справедливы, в сущности, те же выражения для интегральной интенсивности. Однако с появлением импульсного источника нейтронов метод времени пролета может рассматриваться как альтернатива упомянутому распространенному методу. Уже с самого начала при обсуждении программы работ на импульсном реакторе ЛНФ было очевидно, что в дифракции при заданном угле отражения нет необходимости в монохроматизации нейтронов, т.к. различные нейтроны, удовлетворяющие условию Брэгга, имеют различную скорость и разделены по времени пролета.

Метод дифракции нейтронов по времени пролета был экспериментально и теоретически обоснован в результате работ Ф.Л.Шапира, В.В.Нитца, И. и Е.Сосновски и группы физиков из Варшавы под руководством Б.Бура-са [25—29].

В методе времени пролета производится рассеяние импульсного нейтронного пучка на поликристалле и нейтронным детектором регистрируются нейтроны, рассеянные на определенный угол 2θ . В результате получается зависимость интенсивности от длины волны. Пики идентифицируются обычным образом, однако для получения из нейтронограммы структурного фактора необходимо знать формулу для интегральной интенсивности J . В случае пренебрежения тепловыми колебаниями, поглощением и экстинкцией

$$J = \frac{i(\lambda)j(F_{hkl})^2\lambda^4}{4 \sin \theta_0} \frac{\delta V}{V^2} \operatorname{ctg} \theta_0 \Delta\theta_0, \quad (5)$$

где $i(\lambda)$ — интенсивность нейтронов, отнесенная к единичному интервалу по длине волны; j — фактор повторяемости для плоскости (hkl) ; F_{hkl} — структурный фактор; V и δV — объемы единичной ячейки и кристалла соответственно; θ_0 — угол рассеяния и $\Delta\theta_0$ — угловая расходимость нейтронного пучка. Формула (5) дает интегральную интенсивность во всем кольце Дебая — Шерера.

Принимая во внимание постоянство (для каждого эксперимента) некоторых величин, входящих в (5), легко получить соотношение

$$j(F_{hkl})^2 = \operatorname{const} \frac{J}{i(\lambda)\lambda^4}, \quad (6)$$

из которого следует, что для получения из нейтронограммы относительных величин структурных факторов необходимо измерить площади пиков, нормировать их на спектр нейтронов $i(\lambda)$ и поделить на λ^4 . Чтобы не делать поправки на эффективность детектора, спектр $i(\lambda)$ и рассеянный пучок нужно измерять одним детектором.

Рис.5. Схема установки для дифракционных измерений: 1 — активная зона реактора; 2 — замедлитель; 3 и 6 — щелевые коллиматоры; 4, 5, 9 — защита; 7 — образец; 8 — детектор; 10 — вакуумный нейтронвод

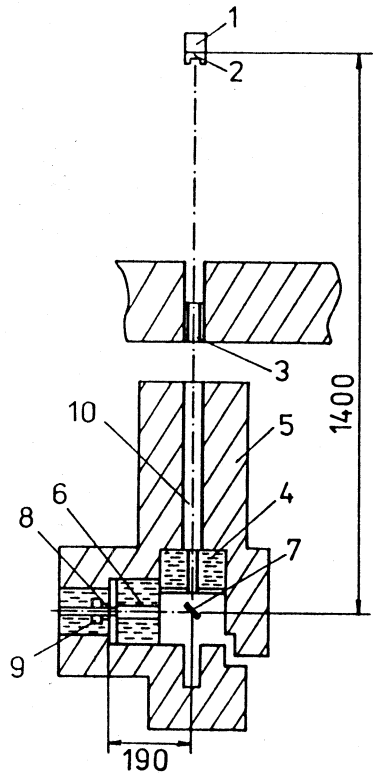
На рис.5 показана схема одного из первых экспериментов по выяснению возможностей импульсного источника нейтронов в области структурной нейтрографии. Пучок нейтронов из замедлителя проходил через коллиматор соллеровского типа и рассеивался на образце. Рассеянный пучок проходил через второй, идентичный первому, коллиматор, установленный под углом 90° к направлению прямого пучка, и регистрировался детектором. Пролетное расстояние составляло 18,0 м.

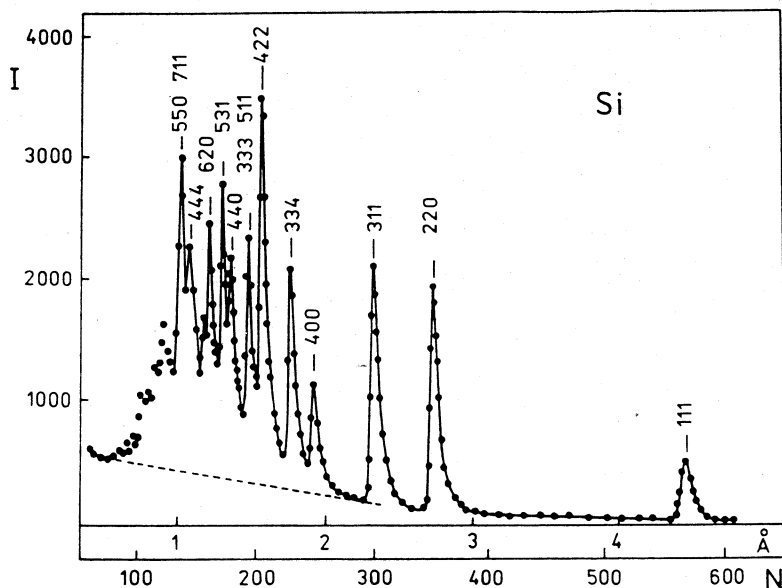
Исследования проводились на образцах Al, Zn, ZnO и Si, имеющих различные структуры. На рис.6 для примера представлена нейтрограмма кремния. Экспериментальные данные обрабатывались согласно формуле (6). Для всех образцов получено хорошее совпадение теоретических значений $jF^2_{\text{расч.}}$ и экспериментальных $jF^2_{\text{эксп.}}$. Фактор достоверности, характеризующий точность полученных результатов,

$$R = \frac{\sum (jF^2_{\text{эксп.}} - jF^2_{\text{расч.}})}{\sum jF^2_{\text{эксп.}}}$$

в случае кремния составил около 2%.

В первых работах была исследована зависимость разрешающей способности и интенсивности от формы и состава замедлителя, а также от угла рассеяния нейтронов. В качестве источников медленных нейтронов изучались толстый водяной замедлитель, имеющий углубление в середине, а также плоские замедлители (толщиной 40 мм), заполненные чистой водой и водой с примесью 0,3 и 0,6% борной кислоты (по массе). Отмечается, что наилучшее разрешение было получено с плоским замедлителем из водяного раствора борной кислоты.



Рис.6. Нейтрограмма кремния для угла $2\theta = 90^\circ$

Метод времени пролета обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с обычными методами. В последнем случае используемая длина волны нейтронов из-за примеси отражений более высокого порядка не может существенно превышать значения $2\text{\AA}$. В методе времени пролета нет ограничений на угол рассеяния, и поэтому могут быть использованы нейтроны с большой длиной волны. Из-за множителя λ^4 в формуле (5) даже длинноволновый хвост максвелловского спектра может обеспечивать достаточную интенсивность дифракционных пиков. Возможность использования длинноволновой части спектра особенно желательна при изучении кристаллов с большой элементарной ячейкой, например, при использовании магнитных структур.

Техника времени пролета обладает тем достоинством, что под заданным углом рассеяния позволяет получить все результаты сразу. Это является большим преимуществом при работе с образцами под высоким давлением, в которых по соображениям прочности можно оставлять для прохождения нейтронов только маленькие окна.

Недостатком метода времени пролета является проявление энергетической зависимости сечения поглощения нейтронов, если поглощение значительно. В этом случае необходимо вводить поправки.

Среди последующих методических разработок, выполненных по усовершенствованию метода времени пролета для структурных исследований, особенно отметим работу А.Холаса [30]. Автор впервые показал, при каких условиях можно достичь при дифракции фокусировки по времени пролета. Из общих соотношений, полученных Холасом, следовало, что нет необходимости в жесткой коллимации пучка падающих и рассеянных нейтронов. Расчеты Холаса были проверены экспериментально. Отсутствие необходимости жесткой коллимации пучка, характерной для обычного метода дифракции, делает метод дифракции по времени пролета очень светосильным.

В первых же своих работах авторы разработки метода дифракции нейтронов по времени пролета указали на возможность его эффективного использования для исследований, выходящих за рамки классической тематики нейтронно-дифракционных работ. Метод времени пролета может быть применен в сочетании с импульсным полем (электрическим или магнитным), действующим на образец с частотой, совпадающей с частотой всплеск нейтронного пучка. При действии импульса поля одновременно с рассеянием нейтронов можно изучать изменение структуры под действием очень сильного поля, недостижимого в стационарном режиме. В зависимости от длительности импульса поля по отношению к длительности всплески нейтронов и времени их пролета до образца можно наблюдать влияние поля на весь спектр, на несколько пиков или даже на один дифракционный пик.

Изменяя временной сдвиг импульса поля относительно всплески нейтронов, можно изучать переходные эффекты (релаксационные процессы). При использовании высокоинтенсивного импульсного источника нейтронов, когда можно получить полную нейтронограмму за несколько минут, возможно изучение процессов с временем релаксации больше нескольких минут.

В первой из работ этого направления [31] было исследовано поведение двух дифракционных пиков магнитного рассеяния нейтронов в гематите, на который накладывалось большое импульсное магнитное поле (до 120 кЭ).

5. УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДВОЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ

При исследовании неупругого взаимодействия нейтронов полезно иметь возможность воздействовать на вещество моноэнергетическим пучком нейтронов и определять при этом для различных углов рассеяния весь спектр нейтронов, возникающих после неупругого взаимодействия. С этой целью и был создан на ИБР дважды дифференциальный спектрометр медленных

нейтронов. Работа была выполнена группой физиков из ФЭИ (Обнинск) под руководством В.А.Парфёнова [35]. Основой установки является механический прерыватель нейтронного пучка, вращающийся синхронно и синфазно с диском ИБР и установленный на расстоянии 10 м от него. Изменяя фазу вращения прерывателя, можно изменять энергию нейтронов, проходящих через прерыватель в виде импульса определенной длительности. Таким образом, селектор выполняет роль монохроматора. Спектр, образующийся в результате рассеяния моноэнергетической нейтронной вспышки на образце, измеряется по времени пролета сразу под одиннадцатью углами с пролетной базой от 5,5 до 10,5 м.

В первые годы с помощью этой установки были выполнены обширные исследования неупругого рассеяния медленных нейтронов на гидриде циркония, воде при различных температурах и ряде органических соединений.

В конце 60-х годов по предложению Ф.Л.Шапиро на этой установке были начаты эксперименты по исследованию фундаментального объекта — квантовой жидкости He II. На первом этапе эти работы проводились Ж.А.Козловым и В.А.Парфёновым. Первоначально особое внимание уделялось изучению квантового эффекта бозе-конденсации в сверхтекучем гелии [35]. В ходе этих исследований, позволяющих найти из эксперимента распределение атомов гелия по импульсам, было показано, что существует температура бозе-конденсации, которая совпадает с температурой перехода жидкого гелия в сверхтекучее состояние. Ниже этой температуры при ее понижении наблюдается возрастание количества атомов гелия с нулевым импульсом (бозе-конденсата). Температурная зависимость плотности бозе-конденсата совпадает с аналогичной зависимостью для сверхтекучей компоненты гелия. В современных теоретических описаниях сверхтекучести бозе-конденсат вводится изначально. Это приводит к тому, что спектр одночастичных возбуждений в жидком ^4He приобретает сложную структуру. В экспериментах, выполненных в ЛНФ в последнее время [36], показано, что при переходе в сверхтекучее состояние к уже наблюдаемой сложной структуре спектра возбуждений в He I добавляется новая ветвь возбуждений, которая наблюдается только при температуре ниже λ -перехода. Интенсивность этой ветви быстро увеличивается при понижении температуры, и именно эта ветвь связывается с существованием бозе-конденсата в сверхтекучем ^4He .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зарождение и развитие исследований по физике конденсированных сред в ЛНФ ОИЯИ неразрывно связаны с именем Ф.Л.Шапиро. Фактически в 60-х годах под руководством Ф.Л.Шапиро были заложены основы методов

изучения конденсированных сред на импульсных источниках нейтронов. Первый опыт физических исследований, полученный в начальные годы работы ИБРА, показал, что в распоряжение экспериментаторов поступил новый эффективный источник нейтронов, который с успехом может быть использован для решения различных научных задач.

Как и во всякой новой методике, первые эксперименты в значительной степени состояли в исследовании экспериментальных возможностей, которые несет с собой эта методика. Вместе с тем в ряде направлений исследований, для которых плодотворным оказалось использование импульсного источника нейтронов и метода времени пролета, уже в первые годы работы были получены результаты, являющиеся либо совершенно новыми, либо существенно более точными по сравнению с известными ранее данными.

Нейтронные исследования по физике конденсированных сред получили новые превосходные возможности после создания мощного импульсного реактора ИБР-2, который не только расширил возможности уже существующих направлений исследований, но и открыл ряд новых. В настоящее время в ЛНФ действуют 12 спектрометров по времени пролета для исследования свойств конденсированных сред методами дифракции и неупругого рассеяния нейтронов. Научные работы, выполняемые в ЛНФ, во многих случаях тесно связаны с направлениями исследований Ф.Л.Шапиро или высказанными им идеями.

Автор весьма признателен Ж.Ф.Козлову и В.В.Нитцу, оказавшим большую помощь при подготовке этой статьи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wollan E.O., Shull C.G. — Phys. Rev., 1948, vol.73, p.527, 830, 842;
Shull C.G., Wollan E.O. — Phys. Rev., 1951, vol.81, p.527; vol.83, p.333; vol.84, p.912.
2. Brockhouse B.N. — Phys. Rev., 1955, vol.99, p.601;
Brockhouse B.N., Stewart A.T. — Phys. Rev., 1955, vol.100, p.756.
3. Блохин Г.Е., Блохинцев Д.И. и др. — АЭ, 1961, т.10, с.437.
4. Бунин Б.Н., Матора И.М. и др. — В сб.: Труды III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях (доклад A/Conf. 28/P/324), Женева, май 1964.
5. Синклер Р.Н., Дей Д.Г. — ЭЧАЯ, 1972, т.2, вып.4, с.983.
6. Голиков В.В., Шапиро Ф.Л., Шкатула А., Яник Е. — В сб.: Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Дубна 7–12 декабря 1961. ОИЯИ 956, Дубна, 1962, с.184; Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, IAEA, Vienna, 1963, vol.1, p.119.

7. Голиков В.В., Шимчак Г.Ф., Шкатула А. — ПТЭ, 1963, т.2, с.59.
8. Hughes D.J., Palevsky H., Kley W., Tunkelo E. — Phys. Rev., 1960, vol.119, p.872.
9. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1961.
10. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1963.
11. Stiller H.H., Danner H.R. — Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1961, p.363.
12. Brockhouse B.N. — Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1961, p.113.
13. Cribier D., Jacrot B. — Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1961, p.347.
14. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1965.
15. Байорек А., Голиков В.В., Жуковская И. и др. — Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1963, vol.1, p.383.
16. Vineyard G.H. — Phys. Rev., 1958, vol.110, p.999.
17. Singwi K.S., Sjolander A. — Phys. Rev., 1960, vol.119, p.863.
18. Голиков В.В., Жуковская И., Шапиро Ф.Л. и др. — Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vienna, 1965, vol.2, p.201.
19. Голиков В.В., Шапиро Ф.Л., Шкатула А. — ПТЭ, 1966, т.1, с.62.
20. Мачехина Т.А., Огжевальский З.И., Шапиро Ф.Л. — В сб.: Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Дубна 7–12 декабря 1961 г. ОИЯИ 956, Дубна, 1962, с.180.
21. Байорек А., Мачехина Т.А., Парлиньски К., Шапиро Ф.Л. — Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, IAEA, Vienna, 1965, vol.2.
22. Гундорин Н.А., Назаров В.М. — Сообщение ОИЯИ РЗ-80-721, Дубна, 1980.
23. Голиков В.В., Козлов Ж.А., Шапиро Ф.Л. — Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, IAEA, Vienna, 1967, p.161;
Голиков В.В., Козлов Ж.А. — УФЖ, 1970, т.15, с.1772.
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Электродинамика сплошных сред. М.: Изд-во физ-мат. лит-ры, 1959; Фабелинский И.Л. — Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.
25. Buras V. — Nucleonika, 1963, vol.8, p.259.
26. Нитц В.В., Папулова З.Г., Сосновска И., Сосновски Е. — ФТТ, 1964, т.6, с.1369.
27. Нитц В.В., Сосновска И., Сосновски Е. — Препринт ОИЯИ 1614, 1964.
28. Нитц В.В., Сосновска И., Сосновски Е., Шапиро Ф.Л. — В сб.: Материалы рабочего совещания по рассеянию медленных нейтронов в кристаллах и жидкостях. ОИЯИ 2081, Дубна, 1965, с.64.
29. Бурас Б., Лециевич Е., Нитц В.В. и др. — Third United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, May 1964, report F/Conf. 28/P/488.
30. Holas A. — Nucleonika, 1968, vol.13, p.871;
Holas A. et al. — Nucl. Instrum. Methods, 1969, vol.69, p.1731.
31. Levitin R.Z., Nitts V.V., Niziol S., Ozerov R.P. — Solid State Commun., 1969, vol.7, p.1665.

32. **Parlinski K., Sudnik-Hryniewicz M., Bajorek A. et al.** — Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, IAEA, Vienna, 1967, p.179.
33. **Buras B.** — Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, IAEA, Vienna, 1967, p.17.
34. **Natkaniec I., Parlinski K., Janik J.A. et al.** — Neutron Inelastic Scattering, IAEA, Vienna, 1968, vol.I, p.65.
35. **Козлов Ж.А., Парфенов В.А., Сиджимов Б.** — Сообщение ОИЯИ РЗ-7519, Дубна, 1973.
36. **Blahoveshchenskii N.N., Bogoyavlenski I.V. et al.** — Phys. Rev. B, 1994, vol.50.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА СПИНОВЫХ СИСТЕМ И β -ЯМР-СПЕКТРОСКОПИЯ

*Ю.Г.Абов, А.Д.Гулько, Ф.С.Джепаров,
С.В.Степанов, С.С.Тростин*

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Рассмотрены экспериментальные исследования по спиновой динамике примесных ядер в кристаллах, выполненные методом β -ЯМР, а также связанные с этим теоретические работы. В частности, обсуждается спектр спиновых флуктуаций, эффект корреляции локальных полей на примесных спинах, процессы типа спиновой диффузии в неупорядоченных системах и влияние на них внешних переменных полей и собственного теплового поступательного движения ядер.

Experimental investigations of the spin dynamics of the impuritive nuclei in crystals carried out by means of the β -NMR-technique and related theoretical works are considered. Particularly, we discuss spin-fluctuation spectrum, correlations of the local magnetic fields on impuritive spins, processes like spin diffusion in the disordered systems including the influence of the external alternating fields and thermal translational motion of the nuclei.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кинетика спиновых систем принадлежит к наиболее разработанным разделам статистической механики. С экспериментальной стороны это прежде всего обусловлено высочайшей чувствительностью методов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [1,2]. Для теоретического анализа существенно, что спиновые системы зачастую хорошо отделены от прочих степеней свободы, а гамильтониан диполь-дипольных взаимодействий достаточно сложен, чтобы обеспечить эргодичность многоспиновых систем, и в то же время настолько прост, что, например, задача трех спинов во многих случаях допускает аналитическое решение. Чрезвычайно существенно также, что при типичных условиях спиновая температура почти бесконечна и равновесные состояния почти тривиальны. Кинетика же неравновесных состояний, тем не менее, остается весьма сложной и содержательной. Для иллюстрации достигнутого прогресса отметим реализованное экспериментально

обращение эволюции (омоложение) ядерных дипольных систем [3,4], эргодичность которых была вполне надежно доказана другими опытами [5].

Однако и стандартный ЯМР не лишен недостатков. Одно из основных его ограничений состоит в том, что наблюдаемой величиной является полная намагниченность какого-либо сорта спинов [5], сводящаяся в типичных условиях к корреляционной функции

$$G_T^{\alpha\beta}(t) = \langle I_T^\alpha(t) I_T^\beta \rangle_0 / \langle I_T^\beta I_T^\beta \rangle_0, \quad I_T^\alpha = \sum_i^N I_i^\alpha,$$

$$\alpha = x, y, z, \quad \langle \dots \rangle_0 = \text{Tr}(\dots) / \text{Tr} 1,$$

где I_i^α есть α -компонента i -го спина из рассматриваемой подсистемы, а гейзенберговская зависимость от времени определяется, как обычно, секулярной частью диполь-дипольного взаимодействия. В результате такой фундаментальный процесс, как перераспределение поляризации между различными ядрами подсистемы, проявляется весьма косвенно.

Метод β -ЯМР-спектроскопии впервые позволил весьма детально исследовать этот процесс непосредственно. Кроме того, благодаря высокой чувствительности метода удалось значительно глубже изучить такую стандартную и фундаментальную характеристику, как функцию формы линии ЯМР.

В основе метода β -ЯМР лежит изучение эволюции поляризации $\langle I_0^z(t) \rangle$ примесного короткоживущего β -активного ядра (β -ядра) по анизотропии его β -излучения [6]. Как правило, подобные процессы протекают экспоненциально, поскольку как релаксация окружающих спинов кристалла, так и распространение фононов идут гораздо быстрее. Поэтому было чрезвычайно важно найти такие системы, в которых ядро-зонд почти совпадает по g -фактору с одним из стабильных изотопов, причем спиновые степени свободы этой системы хорошо отделены от колебательных мод кристалла. В подсистеме, образованной β -ядром и спинами с близким ему g -фактором, существует аддитивный интеграл движения — проекция суммарного спина на постоянное внешнее поле — $\sum_{i=0}^N I_i^z$. В обычных условиях

можно считать, что вначале, в момент образования ядра-зонда, поляризовано только оно. Потом поляризация переходит на ближайшие спины подсистемы с последующим ее перемещением как назад, на β -ядро, так и на более удаленные примесные ядра, что типично для процессов диффузионного типа, при которых $\langle I_0^z(t \rightarrow \infty) \rangle$ существенно неэкспоненциально. Подобные перераспределения плотностей аддитивных интегралов движения

(ПАИД) являются важнейшими процессами во всей физической кинетике. Это обусловлено как исключительной ролью аддитивных интегралов движения в равновесной теории [6], так и относительной медленностью эволюции ПАИД, в результате чего все более быстрые процессы подстраиваются к ним [7—9].

Первую и пока единственную из известных спиновую подсистему вышеуказанного типа образуют β -ядра ${}^8\text{Li}$ и примесных ядер ${}^6\text{Li}$ в кристалле LiF [10—12]. Важнейшей особенностью этой подсистемы является случайное распределение ядер ${}^6\text{Li}$ в кристалле. В результате перенос поляризации по ним можно отнести к случайным блужданиям в неупорядоченных средах (СБНС) — одному из новейших разделов статистической механики (см., например, [13]). Здесь имеется в виду статистическая неупорядоченность среды в противопоставление динамической неупорядоченности, характерной, например, для канонической теории газов и жидкостей. Перенос по одной фиксированной конфигурации примесей описывается теорией, использующей представление о динамической неупорядоченности ориентаций спинов в кристалле [14], и в результате получаются сравнительно простые кинетические уравнения. Задачей СБНС является получение их решений, усредненных по ансамблю статистических конфигураций примеси. Анализ работы [15] показывает, что данная проблема приводит к весьма общим нелокальным, нелинейным и неперенормируемым полевым и суперполевым теориям. С другой стороны, ее пропагаторы представимы функциональными интегралами, напоминающими фейнмановскую теорию полярона, но с значительно более сложным действием. Это родство задач СБНС с общими фундаментальными проблемами теоретической физики является мощным стимулом наших исследований.

Среди интересных результатов отметим, что начальный участок кинетики деполяризации ядра-зонда в системе ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ дает прямую информацию о временном фурье-образе корреляционной функции $\langle I_j^+(t) I_0^-(t) I_0^+ I_j^- \rangle_0$, недоступной для столь детального изучения другими экспериментальными методами. При этом оказалось, что имеет место специфическая корреляция локальных полей, которая, на первый взгляд, выглядит как нарушение центральной предельной теоремы теории вероятностей.

Данный обзор содержит обсуждение основных общезначимых принципов и результатов данного круга исследований. За более подробной информацией по частным вопросам мы отсылаем читателя к оригинальным работам.

2. β -ЯМР-СПЕКТРОСКОПИЯ

Бета-излучение поляризованных ядер подчиняется закону

$$W(\vartheta) \sim 1 + \alpha p_0 \cos \vartheta,$$

где $W(\vartheta)$ — вероятность испускания β -частицы под углом ϑ к поляризации $\vec{p}$ β -активного ядра, α — ядерная константа. Поэтому, создавая в веществе поляризованные β -активные ядра (β -ядра) и исследуя зависимость углового распределения их β -излучения от времени, внешнего постоянного и радиочастотного магнитных полей, температуры и давления, можно изучать эволюцию поляризации β -ядер и тем самым исследовать ряд процессов, обусловленных сверхтонкими и дипольными взаимодействиями.

Метод был предложен Ф.Л.Шапиро [16] и реализован в работах [17,18] для изучения спинов и дипольных и квадрупольных моментов β -ядер. Впоследствии метод стал применяться для исследования конденсированных сред, где он имеет значительные преимущества как перед классическим ЯМР, так и перед другими ядерными методиками (возмущенные угловые γ -корреляции и эффект Мессбауэра) в исследовании ряда явлений [19,20].

Наши исследования проводились на реакторах ИТЭФ и МИФИ. Для получения β -ядер использовалась реакция ${}^7\text{Li}(\vec{n}, \gamma){}^8\text{Li}$ на тепловых поляризованных нейтронах. Непосредственно после этой реакции спиновая матрица плотности β -ядер имеет вид

$$\rho(t=0) = \frac{1}{2I_0 + 1} \left(1 + \frac{3p_0(t=0)}{I_0(I_0 + 1)} I_0^z \right), \quad \vec{p}_0 = \text{Tr}(\vec{I}_0 \rho), \quad (1)$$

где $\vec{I}_0^z$ — оператор спина, а $\vec{p}_0$ — поляризация. Внешнее поле $\mathcal{H}_0$ считается направленным по оси z .

Схема β -ЯМР-спектрометра изображена на рис.1. Поляризованный пучок нейтронов с плотностью $\sim 4 \cdot 10^6$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ получался отражением от намагниченного кобальтового зеркала. Электроны β -распада регистрировались независимо двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными по обеим сторонам образца в зазоре электромагнита.

Обычно угловая асимметрия β -излучения вычисляется по формуле

$$\epsilon = (N(0^\circ) - N(180^\circ)) / (N(0^\circ) + N(180^\circ)),$$

где $N(0^\circ)$ и $N(180^\circ)$ — числа электронов β -распада, зарегистрированных β -счетчиком для двух ориентаций нейтронной поляризации (и β -ядер) относительно внешнего стационарного поля $\mathcal{H}_0$. Асимметрия ϵ пропорциональна поляризации $P_{00}(t) = \langle p_0(t) \rangle_c$ ансамбля β -ядер, усредненной по их распределению в образце. Необходимо также учесть усред-

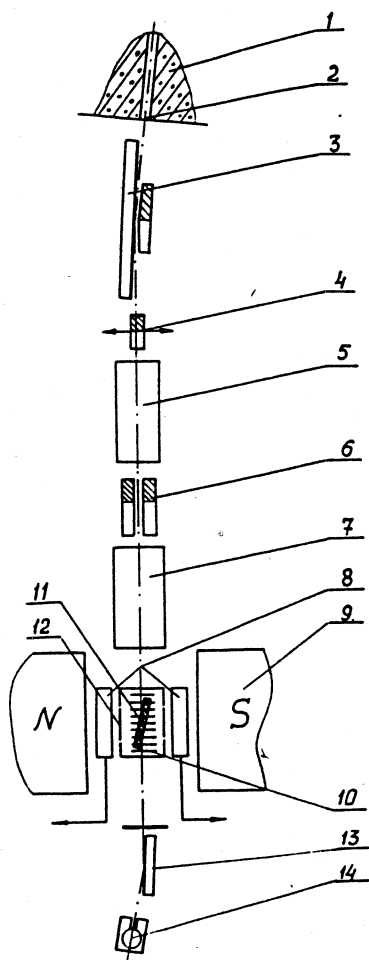


Рис. 1. Схема β -ЯМР-спектрометра: 1 — защита реактора, 2 — коллиматор, 3 — кобальтовое зеркало-поляризатор, 4 — прерыватель пучка, 5 — спин-флиппер (NS и $N'S'$ — магниты, ϕ — токовая фольга), 6 — коллиматоры, 7 — магнит ведущего поля, 8 — β -счетчики, 9 — магнит ЯМР, 10 — РЧ-катушка, 11 — исследуемый образец, 12 — криостат или термостат, 13 — кобальтовое зеркало-анализатор, 14 — нейтронный счетчик

нение по времени τ_{irr} облучения образца нейтронами и по времени $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, $n = 0, 1, 2, \dots$ последующего счета β -частиц в n -м канале временного анализатора:

$$\begin{aligned} \varepsilon(t_n + \frac{\Delta t}{2}) = & \frac{\varepsilon_0 \int_{-\tau_{irr}}^0 d\tau \int_{t_n}^{t_{n+1}} dt e^{-\lambda_0(t-\tau)} P_{00}(t-\tau)}{\int_{-\tau_{irr}}^0 d\tau \int_{t_n}^{t_{n+1}} dt e^{-\lambda_0(t-\tau)}}. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь λ_0 — вероятность β -распада, ε_0 — предельное, то есть в отсутствие деполаризации, значение асимметрии. Дифференциальные по времени изме-

рения проводились при $\lambda_0 \Delta t \ll 1$ и $\lambda_0 \tau_{irr} \gg 1$. Зависимости от внешних магнитных полей и температуры исследовались в интегральном режиме со счетом электронов распада в одном временном канале длительностью τ_{obs} . При этом измерялась асимметрия $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon(t_0 + \Delta t/2)$ с $t_0 = 0$, $\Delta t = \tau_{obs} \gg \lambda_0^{-1}$. В случае $\lambda_0 \tau_{irr} \gg 1$ и $\lambda_0 \tau_{obs} \gg 1$

$$\tilde{\varepsilon} = -\varepsilon_0 \lambda_0^2 \frac{\partial P_{00}(\lambda_0)}{\partial \lambda_0}, \quad \text{где } P_{00}(\lambda) = \int_0^{\infty} dt \cdot \exp(-\lambda t) P_{00}(t). \quad (3)$$

Исследовались монокристаллические ориентированные образцы LiF размером $60 \times 40 \times 2$ мм с кристаллографическими плоскостями (100), (110) и

(111), параллельными большой поверхности образца, которая, в свою очередь, была перпендикулярна направлению стационарного магнитного поля. Концентрация изотопа ${}^6\text{Li}$ составляла 3,21(3)%. Для нагревания образец помещался в специальный термостат. Период $T_{1/2}$ полураспада ядер равен 0,84 с ($\lambda_0 = \ln 2 / T_{1/2} = 0,825 \text{ с}^{-1}$). Спины ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{19}\text{F}$ равны, соответственно, $I_0 = 2$, $I_{I \neq 0} = 1$, $L = 3/2$, $F = 1/2$, а g -факторы — $g({}^8\text{Li}) = 0,8267$, $g({}^6\text{Li}) = 0,8220$, $g_L = 2,171$, $g_F = 5,257$. Везде, где возможно, мы будем пренебрегать несущественным различием g -факторов ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$: $g({}^8\text{Li}) \approx g({}^6\text{Li}) \approx g_I = 0,824$.

3. ФАЗОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ЯМР β -АКТИВНЫХ ЯДЕР ${}^8\text{Li}$ В LiF

В парамагнитных ядерных спиновых системах фазовая релаксация (ФР) почти полностью определяется коллективными многочастичными эффектами. Современные исследования ФР разделяются на несколько направлений. Первое представляет собой простое прагматическое описание этого явления в терминах функций памяти и нескольких первых моментов резонансной линии, то есть первых производных по времени от коррелятора $g(t) = \langle I_+(t)I_- \rangle_0 / \langle I_+I_- \rangle_0$ при $t = 0$ (см. [21] и цитированную там литературу). Во втором направлении большое внимание уделяется осцилляциям этого коррелятора в гомоядерных системах [21,22]. Третья группа исследований направлена на объяснение [23,24] экспоненциального поведения спектральной плотности спиновых флуктуаций или, другими словами, функции формы линии ЯМР (ФФ ЯМР)

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \cos(\omega t) \frac{dt}{2\pi} \quad (4)$$

при больших ω , обнаруженное экспериментально в [25], и в меньшем диапазоне изменения $g(\omega)$ в работах, изложенных в разделе 1.Б.д.3 монографии [21]. Четвертое важное направление было заложено в работах [26—28], где в теорию фазовой релаксации была введена модель нормального случайного процесса (МНСП) для описания флуктуаций локальных полей. Первоначально она была применена для объяснения эффекта сужения движением. При этом спад свободной индукции

$g(t) = \langle \exp[i \int_0^t d\tau \hat{\omega}_I(\tau)] \rangle_0$ представлялся в виде $g(t) \approx \exp[-\int_0^t d\tau (t - \tau) \Lambda(\tau)]$, где $\Lambda(\tau) = \langle \hat{\omega}_I(\tau) \hat{\omega}_I(0) \rangle_0$, $\Lambda(0) = \langle \hat{\omega}_I^2 \rangle_0 = M_2$. Здесь M_2 — второй момент ФФ

ЯМР, а $\hat{\omega}_l(\tau)$ — оператор локального поля на ядре. Если характерное время $\tau_c \sim \int_0^\infty dt \Lambda(\tau) / M_2$ флуктуаций локального поля изменяется от $\tau_{c0} \gg 1/\sqrt{M_2}$ (статические локальные поля) до $\tau_{c0} \ll 1/\sqrt{M_2}$ (быстрое движение спинов матрицы), то $g(t)$ меняется от гауссовой функции $g_G(t) = \exp(-M_2 t^2/2)$ до экспоненты $g_L(t) = \exp(-\Gamma t)$, $\Gamma \sim M_2 \tau_c$, убывающей более медленно при больших t . Обычно для качественного описания прыжков ядер используют $\Lambda(\tau) = M_2 \exp(-|\tau|/\tau_c)$, а для рассмотрения гладкой (типа «флип-флоп» переворотов) эволюции локальных полей применяется $\Lambda(\tau) = M_2 \exp(-\tau^2/2\tau_c^2)$. Если выбрать $\Lambda(\tau) = M_2 \text{ch}^{-2}(\tau/\tau_c)$, то можно получить аналитическое выражение для $g(t)$ в элементарных функциях.

На наш взгляд, к настоящему времени возможности теории Андерсона — Вейсса — Кубо выявлены далеко не полностью, поскольку 1) до сих пор нет удовлетворительного решения задачи о движении спина в трехмерном флуктуирующем поле, и 2) при анализе спиновых корреляторов примесных ядер, когда локальное поле одномерно, недостаточно полно привлекались представления общей теории необратимых процессов. Первый из этих дефектов частично покрывается работами В.Е.Зобова [24], который также показал, что в пределе большого числа соседей (точнее — бесконечной размерности) флуктуации локальных полей являются нормальным случайным процессом. Устранению второго дефекта посвящена работа [29], где впервые измерена ФФ ЯМР примесных ядер в широком диапазоне $g_0(\omega) \geq 10^{-5} \cdot g_0(\omega = 0)$ при различных ориентациях магнитного поля и обнаружено, что при моделировании движения локальных полей на примесных ядрах реалистическим нормальным случайным процессом получается хорошее описание экспериментальных данных, если при вычислении коррелятора этих полей $\Lambda(t)$ адекватно учесть, что он определяется эволюцией z -компонент спинов основных ядер кристалла (матрицы), причем при малых t он является аналитической функцией t^2 , а далее с ростом t проявляется коллективный характер спиновой эволюции ядер матрицы, причем сначала $\ln \Lambda(t) \propto -t$, а длинновременная асимптотика $\Lambda(t)$ оказывается диффузионной: $\Lambda(t \rightarrow \infty) \propto t^{-3/2}$, поскольку суммарная z -компонента каждого сорта спинов матрицы является аддитивным интегралом движения.

Спиновый гамильтониан системы $^8\text{Li}-^6\text{Li}$ в LiF можно записать в виде

$$H = H_0 + H_I + H_{IF} + H_{IL}, \quad H_0 = H_F + H_L + H_{FL},$$

$$H_A = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\mathbf{x}, \mathbf{q} \\ \mathbf{x} \neq \mathbf{q}}} b_{\mathbf{x}\mathbf{q}}^A (3A_{\mathbf{x}}^z A_{\mathbf{q}}^z - \vec{A}_{\mathbf{x}} \vec{A}_{\mathbf{q}}), \quad H_{AB} = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\mathbf{x}, \mathbf{q} \\ \mathbf{x} \neq \mathbf{q}}} b_{\mathbf{x}\mathbf{q}}^{AB} A_{\mathbf{x}}^z B_{\mathbf{q}}^z. \quad (5)$$

Здесь и далее векторы $\mathbf{r}$, $\mathbf{q}$, $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ и $\mathbf{z}$ задают допустимые положения ядер, пробегая значения из соответствующих ГЦК подрешеток кристалла LiF. Индексы A и B нумеруют тип подрешетки и спина, принимая значения F , L и I , где $F = 1/2$, $L = 3/2$ для ядер ^{19}F и ^7Li , а $I = I_0 = 2$ и $I_{\mathbf{q} \neq 0} = 1$ — спины ^8Li и ^6Li соответственно. Коэффициенты диполь-дипольного взаимодействия имеют вид [30]:

$$b_{\mathbf{x}\mathbf{q}}^{AB} = \omega_{AB} \tilde{b}_{\mathbf{x}\mathbf{q}}, \quad b_{\mathbf{x}\mathbf{q}}^A = b_{\mathbf{x}\mathbf{q}}^{AA}, \quad \omega_{AB} = \frac{g_A g_B \beta_n^2}{\hbar d^3}, \quad \tilde{b}_{\mathbf{x}\mathbf{q}} = \frac{1 - 3 \cos^2 \vartheta_{\mathbf{x}\mathbf{q}}}{|\mathbf{x} - \mathbf{q}|^3}. \quad (6)$$

Здесь $\vartheta_{\mathbf{x}\mathbf{q}}$ есть полярный угол вектора $\mathbf{x} - \mathbf{q}$, а $d = 2,01 \text{ \AA}$ — минимальное расстояние между Li и F в LiF ($\omega_{IF} = 2\pi(2,05 \text{ кГц})$, $\omega_{LL} = 2\pi(0,85 \text{ кГц})$, $\omega_{II} = 2\pi(0,322 \text{ кГц})$).

В МНСП сигнал свободной индукции примесного спина $g_0(t)$ аппроксимируется первыми членами кумулянтного разложения:

$$g_0(t) = \langle I_- I_+ T \exp(-i \int_0^t \hat{\omega}_0(\tau) d\tau) \rangle_0 / \langle I_- I_+ \rangle_0 \approx \exp\left(-\int_0^t (t - \tau) \Lambda_{00}(\tau) d\tau\right),$$

$$\Lambda_{00}(\tau) = \langle \hat{\omega}_0(\tau) \cdot \hat{\omega}_0 \rangle_0, \quad (7)$$

причем при расчете $\Lambda_{00}(\tau)$ пренебрегается влиянием примесных спинов на спины матрицы. Здесь и далее в этом разделе мы не учитываем влияние ядер ^6Li на β -ядро в силу малости их концентрации. Предполагая, что β -ядро находится в начале координат, локальное поле в единицах частоты можно записать в виде

$$\hat{\omega}_0 = \sum_{A=F, L} \hat{\omega}_0^{(A)}, \quad \hat{\omega}_0^{(A)} = \sum_{\mathbf{x} \in A} b_{0\mathbf{x}}^{IA} A_{\mathbf{x}}^z.$$

Соответственно

$$\Lambda_{00}(t) = \sum_{A=F, L} \Lambda_{00}^{(A)}(t),$$

$$\Lambda_{00}^{(A)}(t) = \langle \hat{\omega}_0^{(A)}(t) \cdot \hat{\omega}_0^{(A)}(0) \rangle_0 = \frac{A(A+1)}{3} \sum_{\mathbf{x} \in A} \sum_{\mathbf{y} \in A} b_{0\mathbf{x}}^{IA} G_{\mathbf{x}\mathbf{y}}^A(t) b_{\mathbf{y}0}^{AI}. \quad (8)$$

Простейшее, но качественно правильное представление для пропагатора спиновой диффузии $G_{xy}^A(t) = \langle A_x^z(t) A_y^z \rangle_0 / \langle (A_x^z)^2 \rangle_0$ можно получить на основе уравнений [14,29]:

$$\begin{aligned} \partial G_{xy}^A / \partial t_{\text{eff}}^A &= - \sum_z A_{xz}^A \cdot G_{zy}^A, \quad G_{xy}^A(t=0) = \delta_{xy}, \\ A_{xy}^A &= -v_{xy}^A + \delta_{xy} \sum_z v_{zx}^A, \quad x, y, z \in A\text{-й подрешетке,} \end{aligned} \quad (9)$$

где v_{xy}^A — вероятность переноса поляризации между двумя спинами A :

$$\begin{aligned} v_{xy}^A &= \frac{\pi A(A+1)}{6} (\omega_{AA} \tilde{b}_{xy}^A)^2 g_{cA}(\omega=0) = \frac{(\tilde{b}_{xy}^A)^2}{\tau_{cA} \sigma^F}, \\ \sigma^F \equiv \sigma^L &= \sum_z (\tilde{b}_{xz}^A)^2, \quad \frac{1}{\tau_{cA}} = \sum_z v_{xz}^A. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь τ_{cA} есть время корреляции («флип-флоп» переворотов) спинов A .

Эффективное время $t_{\text{eff}}^{(A)}(t) = \int_0^t (t-\tau) g_{cA}(\tau) \frac{d\tau}{T_{2A}}$ сглаживает пропагатор спи-

новой диффузии на малых временах $t \leq T_{2A}$ ($T_{2A} = \int_0^\infty g_{cA}(\tau) d\tau$ — время фазо-

вой релаксации спинов A). Выбор $g_{cA}(\tau)$ в виде $\exp(-M_{2A}\tau^2)$, $\text{ch}^{-2} \sqrt{M_{2A}}\tau$,

или $(1 + \frac{2}{3} M_{2A}\tau^2)^{-3/2}$, где M_{2A} — «односпиновый» второй момент ФФ

ЯМР ядер матрицы [12], практически не оказывает влияния на конечный

результат. Если выбрать $g_{cA}(\tau)$ в виде гауссиана, то $T_{2F} = \sqrt{\frac{\pi}{4M_{2F}}} = 6,3$ мкс,

$T_{2L} = \sqrt{\frac{\pi}{4M_{2L}}} = 14,2$ мкс, $\tau_{cF} = \left(\frac{\sqrt{\pi}}{12} F(F+1) \omega_{FF}^2 \sigma^{FF} / \sqrt{M_{2F}} \right)^{-1} = 175$ мкс и

$\tau_{cL} = 530$ мкс аналогично. Эти значения отвечают ориентации $\vec{H}_0 // [001]$ кристалла во внешнем магнитном поле $\mathcal{H}_0$. Формулы для $g_{cA}(\tau)$ наиболее

точны при малых $M_{2A}\tau^2$ и качественно правильно передают затухание $g_{cA}(\tau \rightarrow \infty)$, причем вычисленный на их основе коэффициент спиновой диффузии для кристалла CaF_2 удовлетворительно согласуется с экс-

периментом [31]. Реально в работе [29] использовалось не точное решение уравнений (8)—(10), а гораздо более простые и удобные формулы

$$\Lambda_{00}^{(A)}(t) = \tilde{\Lambda}_{00}^{(A)}(t_{\text{eff}}^{(A)}) = M_{2/A} \left[(1 - \gamma_A) \cdot \exp \left(- \frac{\alpha_A t_{\text{eff}}^{(A)}}{\tau_{cA}} \right) + \frac{\gamma_A}{(1 + \beta_A t_{\text{eff}}^{(A)} / \tau_{cA})^{3/2}} \right],$$

$$M_{2/A} = \langle (\omega_0^{(A)})^2 \rangle_0 \quad (11)$$

Коэффициенты α_A , β_A и γ_A определялись из условий совпадения истинных значений $\partial \tilde{\Lambda}_{00}^{(A)}(t_{\text{eff}}^{(A)}) / \partial t_{\text{eff}}^{(A)}|_{t=0}$, $\int_0^\infty dt \tilde{\Lambda}_{00}^{(A)}(t)$ и асимптотики $\tilde{\Lambda}_{00}^{(A)}(t \rightarrow \infty)$ с соответствующими величинами, определяемыми формулой (11) (см. [29]).

Результаты расчетов $g_0(\omega)$ для разных кристаллографических ориентаций показаны на рис.2 вместе с экспериментальными данными. Впервые без подгонки параметров было достигнуто хорошее согласие с экспериментом в интервале изменения $g_0(\omega)$ на 4—5 порядков. Это можно рассматривать как убедительный довод в пользу моделирования поведения локального поля матрицы нормальным случайным процессом.

Использование различных пробных функций для $g_{cA}(\tau)$ приводит к практически неотличимым кривым ФФ ЯМР ядер ^8Li на рис.2. Высокочастотные асимптотики $g_0(\omega \rightarrow \infty)$, соответствующие этим функциям, экспоненциальны и различаются численными параметрами. Но выход на них в наших экспериментах не достигается, то есть велика роль предасимптотических членов. Отметим в этой связи, что теория В.Е.Зобова [23] также достаточно правильно передает наклоны крыльев $g_0(\omega)$ в полулогарифмическом масштабе.

Хотя истинная асимптотика ФФ ЯМР $g_0(\omega \rightarrow \infty)$ в современных экспериментах пока не достигается, тем не менее на рубеже 70-х годов сложилось мнение, что она экспоненциальна. По литературе видно, что теоретики приложили значительные усилия для доказательства этого факта. По-видимому, основные трудности в этом чисто психологические и связаны с традицией интерпретировать результаты ЯМР на основе сравнения с гауссовой и лоренцевой линиями. На наш взгляд, экспоненциальность крыльев $g(\omega)$ совершенно естественна. Хорошо известно, что все производные $d^n g(t) / dt^n$ при $t = 0$ конечны, а вместе с ними конечны и все моменты $\int d\omega \omega^n g(\omega)$. Нет сомнений, что $g(t)$ является гладкой функцией. ФФ ЯМР $g(\omega)$ неотрицательна. Поэтому из общих свойств преобразования Фурье [32] следует, что $g(t)$ как функция комплексного переменного может иметь осо-

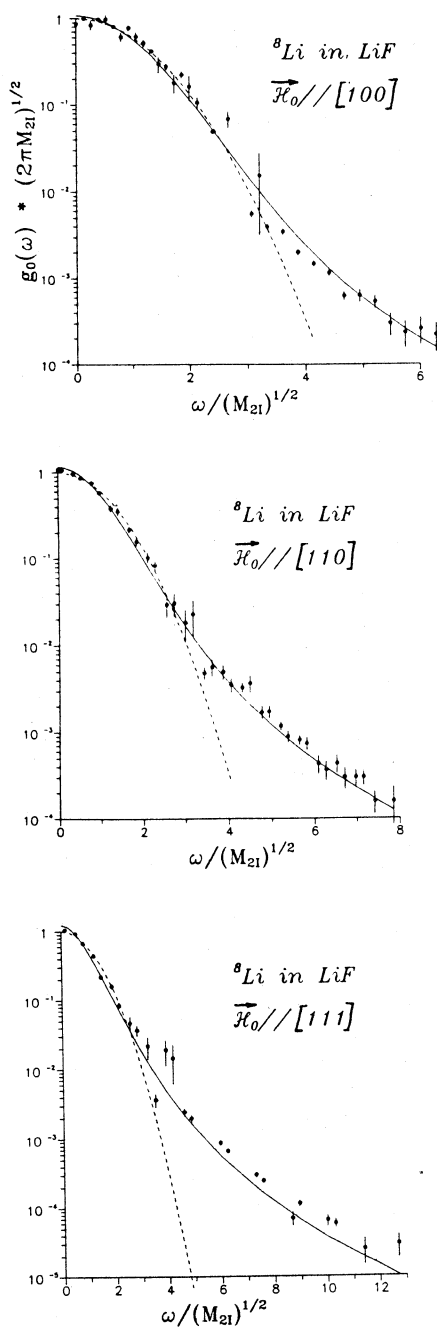


Рис. 2. Функции формы ЯМР β -активных ядер ^8Li в кристаллах LiF в зависимости от частоты сканирующего радиочастотного поля при различных ориентациях кристаллов в магнитном поле $H_0 = 2984,9(3)$ Гс при комнатной температуре. Погрешность в значении поля лимитировалась его однородностью в образце ($\approx 10^{-5}$). Концентрация парамагнитных центров не превосходила 10^{-5} . Сплошные кривые — результат расчета $g_0(\omega)$ по формулам (4), (7) — (11). Пунктирные линии — гауссианы с теоретическими вторыми моментами ФФ ЯМР $M_{21}/(2\pi)^2 = \langle \hat{\omega}_0^2 \rangle_0 / (2\pi)^2 = 14; 5,13$ и $2,17$ кГц² при $\vec{H}_0 // [001]$, $\vec{H}_0 // [011]$ и $\vec{H}_0 // [111]$ соответственно

бенности только при чисто мнимых t . Ближайшая из них к $t = 0$ и определяет экспоненциальную асимптотику ФФ ЯМР. Лоренцева функция не обладает конечными моментами, а гауссова $g(t)$ имеет особенность только на бесконечности, поэтому они обе исключительны и не годятся для интерпретации общей ситуации. Таким образом, экспоненциальность $g(\omega \rightarrow \infty)$ оказывается совершенно естественным обстоятельством, и задачей теории, скорее, является не доказательство этого факта, а определение конкретных параметров асимптотики.

Специфика задачи о форме линии состоит в том, что в ней не известен спектр гамильтониана и первичной является временная картина, причем реально известны только несколько первых производных от изучаемых корреляционных функций при $t = 0$. В этих условиях

можно указать по крайней мере три важных априорных принципа, определяющих преимущество использования МНСП над методом функций памяти (МФП) [33]:

1) В пределе медленных флуктуаций МНСП дает гауссову линию в очень хорошем согласии с точным решением. То же самое справедливо для мгновенного распределения локального поля. Для получения аналогичных результатов в МФП необходимы значительно более сложные построения.

2) МНСП является простейшим обобщением нормального статистического распределения локальных магнитных полей, причем использует физически прозрачную гипотезу о характере их движения. В МФП нет подобного наглядного образа.

3) При анализе самой МНСП методом функций памяти в низшем порядке теории возмущений по взаимодействию спинов — поле и при реалистических выражениях для корреляторов локальных полей типа (11) получаются неправильные асимптотики $g_0(\omega)$ как для высоких, так и для низких частот, а также для $\langle I_0^+(t \rightarrow \infty) I_0^- \rangle_0$.

Результаты работы [29] распространяют эти аргументы на произвольные значения частот и показывают, что гипотеза о нормальных флуктуациях локального поля вместе с общими принципами теории необратимых процессов дает хорошее и сравнительно элементарное описание фазовой релаксации примесных ядер, удобное для интерпретации экспериментальных данных, причем развитый подход оказывается практически нечувствительным к деталям, вводимым модельно зависящим образом.

4. ФУНКЦИИ ФОРМЫ КРОСС-РЕЛАКСАЦИИ ЯДЕР ^8Li И ^6Li В LiF

Обычно многоспиновые корреляционные функции связаны с наблюдаемыми величинами косвенно — посредством уравнений движения. Например, перенос поляризации по системе примесных ядер описывается уравнениями [14]:

$$\dot{p}_{\mathbf{r}0} = - \sum_{\mathbf{q}} (v_{\mathbf{q}\mathbf{r}} p_{\mathbf{r}0} - v_{\mathbf{r}\mathbf{q}} p_{\mathbf{q}0}), \quad p_{\mathbf{r}0}(t=0) = \delta_{\mathbf{r}0}, \quad (12)$$

где $p_{\mathbf{r}0}(t) = \text{Tr} (I_{\mathbf{r}}^z(t) I_0^z) / \text{Tr} (I_0^z)^2$ — поляризация примесного ядра, находящегося в узле $\mathbf{r}$, при условии, что первоначально было поляризовано ядро «0»; $v_{\mathbf{r}\mathbf{q}}$ — вероятность переноса поляризации между примесными ядрами, находящимися в узлах $\mathbf{r}$ и $\mathbf{q}$ решетки (суммирование в (12) проводится только по примесным ядрам). Существенно, что $v_{\mathbf{r}0}$ пропорциональны функциям формы кросс-релаксации (ФФ КР) (см. также (22)):

$$g_{r0}^-(\Delta_{r0}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{2\pi} \cdot \exp(i\Delta_{r0}t) \cdot g_{r0}^-(t),$$

$$g_{r0}^-(t) = \langle I_r^+(t) I_0^-(t) I_0^+ I_r^- \rangle_0 / \langle I_r^+ I_0^+ I_0^- I_r^- \rangle_0. \quad (13)$$

Разупорядоченные спиновые системы более, чем упорядоченные, подходят для экспериментальных исследований того, как функции $g_{r0}^-(\Delta_{r0})$ зависят от расстояния r между ядрами, и расстройки $\Delta_{r0} = \Omega_r - \Omega_0$, где Ω_r — ларморовская частота ядра, находящегося в узле r . В самом деле, если бы примесные ядра были бы упорядочены в правильную подрешетку, то поляризация ансамбля β -ядер при $p_{00}(t) \geq 1/e$ убывала бы экспоненциально:

$$p_{00}(t) \approx \exp(-\sum_r v_{r0}t). \quad (14)$$

В этом случае кинетика деполяризации $p_{00}(t)$ определяется одним числом $\sum_r v_{r0}$, и изучить зависимость g_{r0}^- от r оказывается трудно. Напротив, если примесные ядра распределены случайно и их концентрация $c \ll 1$ мала, поляризация β -ядер после их усреднения $\langle \dots \rangle_c$ по положению в кристалле имеет вид [14]:

$$\langle p_{00}(t) \rangle_c = \exp(-M_0(t) - M_1(t)),$$

$$M_0(t) = c \sum_r \left[\frac{1 - \exp[-(\xi_r + 1)v_{r0}t]}{\xi_r + 1} \right], \quad \xi_r = \frac{I_0(I_0 + 1)}{I_r(I_r + 1)}. \quad (15)$$

Оказывается, что $M_1(t)/M_0(t) < 0,01 + 0,1$ при $M_0(t) \leq 1$ и $g_{r0}(\Delta_{r0}) \approx g_{r0}^-(0)$ [12,14]. В действительности отношение $M_1(t)/M_0(t)$ зависит от магнитного поля [14]. Формула (15) гораздо сложнее (14) и приводит к более информативному сравнению с экспериментом.

Помимо функций $g_{r0}^-(\omega)$, β -ЯМР предоставляет экспериментальную возможность исследовать и корреляционные функции

$$g_{r0}^+(t) = \langle I_r^+(t) I_0^+(t) I_0^- I_r^- \rangle_0 / \langle I_r^+ I_0^+ I_0^- I_r^- \rangle_0, \quad (16)$$

поскольку они определяют интенсивность двухспинового «флип-флип» резонанса на частоте, равной сумме ларморовских частот ^8Li и ^6Li [12]. Как правило, двухспиновые корреляционные функции аппроксимируют выражением

$$g_{\mathbf{r}\mathbf{q}}^{\pm}(t) \approx g_{\mathbf{r}}(t) \cdot g_{\mathbf{q}}(t), \quad g_{\mathbf{r}}(t) = \langle I_{\mathbf{r}}^{+}(t) I_{\mathbf{r}}^{-} \rangle_0 / \langle I_{\mathbf{r}}^{+} I_{\mathbf{r}}^{-} \rangle_0 = g_{\mathbf{r}}(-t), \quad (17)$$

точным при $\mathbf{r} - \mathbf{q} \rightarrow \infty$.

В рамках модели АВК эволюция локальных полей моделируется нормальным случайным процессом, и, таким образом, для $g_{\mathbf{r}0}^{\pm}(t)$ мы получаем

$$\begin{aligned} g_{\mathbf{r}0}^{\pm}(t) &= \exp \left(- \int_0^t d\tau (t - \tau) [\Lambda_{00}(\tau) \pm 2\Lambda_{\mathbf{r}0}(\tau) + \Lambda_{\mathbf{r}\mathbf{r}}(\tau)] \right) \equiv \\ &\equiv \exp \left(- 2 \int_0^t d\tau (t - \tau) [\Lambda_{00}(\tau) \pm \Lambda_{\mathbf{r}0}(\tau)] \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Эффект корреляции локальных магнитных полей (то есть нарушение аппроксимации (17)) выражается в том, что корреляционная функция полей, создаваемых спинами матрицы на ядрах примеси, $\Lambda_{\mathbf{r}0}(t) = \langle \hat{\omega}_{\mathbf{r}}(t) \cdot \hat{\omega}_0(0) \rangle_0$ отлична от нуля при $\mathbf{r} \neq 0$.

По аналогии с (8) можно записать выражение для $\Lambda_{\mathbf{r}0}(t)$ в виде

$$\begin{aligned} \Lambda_{\mathbf{r}0}(t) &= \sum_{A=F, I} \Lambda_{\mathbf{r}0}^{(A)}(t), \\ \Lambda_{\mathbf{r}0}^{(A)}(t) &= \langle \hat{\omega}_{\mathbf{r}}^{(A)}(t) \cdot \hat{\omega}_0^{(A)}(0) \rangle_0 = \frac{A(A+1)}{3} \sum_{\mathbf{x} \in A} \sum_{\mathbf{y} \in A} b_{\mathbf{r}\mathbf{x}}^{IA} G_{\mathbf{x}\mathbf{y}}^A(t) b_{\mathbf{y}0}^{AI}. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя для нахождения $\Lambda_{\mathbf{r}0}^{(A)}(t)$ преобразование Фурье на решетке, можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Lambda_{\mathbf{r}0}^{(A)}(t) &= \frac{A(A+1)}{3} \int_B \frac{\Omega d^3 k}{(2\pi)^3} [b^{IA}(\mathbf{k})]^2 \cdot \exp [i\mathbf{k}\mathbf{r} - \mathcal{A}^A(\mathbf{k}) t_{\text{eff}}^{(A)}], \\ \mathcal{A}^A(\mathbf{k}) &= \sum_{\mathbf{x} \in A} e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{y}-\mathbf{x})} \cdot \mathcal{A}_{\mathbf{y}\mathbf{x}}^A, \quad b^{IA}(\mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{x} \in A} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \cdot b_{0\mathbf{x}}^{IA}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь B — зона Бриллюэна, $\Omega = 2d^3$ — объем элементарной ячейки в кристалле LiF.

Наиболее сильная корреляция локальных полей (или отличие от нуля функции $\Lambda_{\mathbf{r}0}^{(A)}(t)$) проявляется при небольших расстояниях между кросс-релаксирующими спинами. В противоположном пределе, при $\mathbf{r} \rightarrow \infty$, ФФ КР сводится к свертке двух ФФ ЯМР:

$$g_{\mathbf{r}0}^{-}(\omega) \rightarrow g_{CR}(\omega) = \int d\omega_1 g_0(\omega - \omega_1) \cdot g_0(\omega_1). \quad (17a)$$

Первые из полученных нами экспериментальных данных по корреляции локальных полей приведены на рис.3 для $\mathcal{H}_Q / [001]$. Видно, что они соответствуют линии заметно более узкой, чем функция $g_{CR}(\omega)$, вычислен-

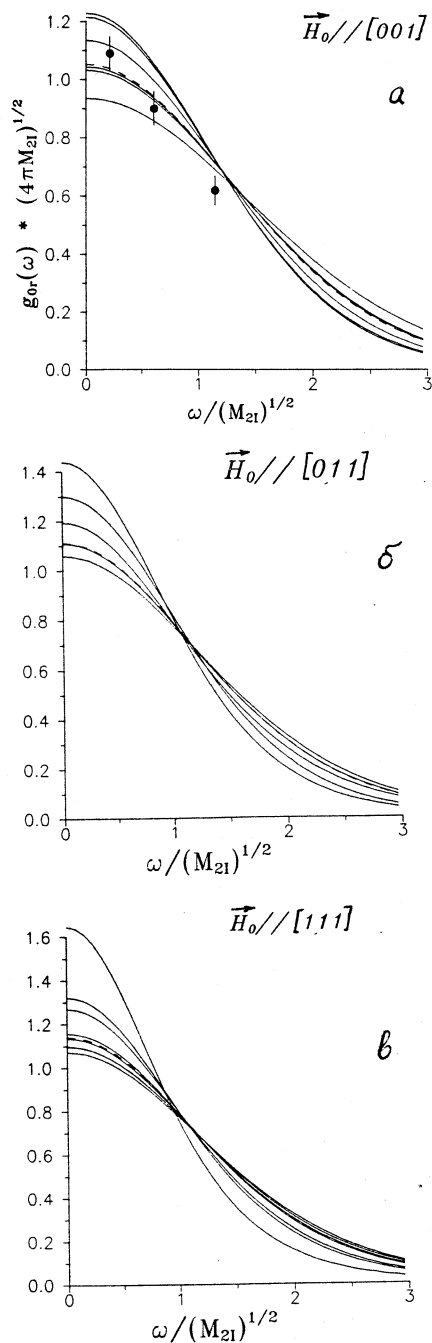


Рис. 3. Функции формы кросс-релаксации спинов ^8Li и ^6Li в LiF. Кривые соответствуют различным взаимным расположениям пары ядер ^8Li и ^6Li в кристалле. Вектор $\vec{r}$ соединяет кросс-релаксирующие ядра. Пунктирные линии отвечают разведению ядер на бесконечное расстояние, при этом $g_{\vec{r} \rightarrow \infty, 0}(\omega)$ является сверткой двух ФФ ЯМР. Точками показаны результаты подгонки экспериментальных данных по кинетике деполяризации ядер ^8Li в системе ^8Li - ^6Li в полях 218, 643 и 1200 Гс. Обработка проводилась на основе формулы (15), но без учета эффекта корреляции локальных полей, то есть все $\nu_{\text{r}0}$ считались пропорциональными единственному параметру $g_{\text{CR}}(\omega)$, который считался подгоночным. Величина ошибки $g_{\text{CR}}(\omega)$ на рисунке включает в себя как статистическую неопределенность, так и погрешность в измерении концентрации изотопа ^6Li

ная как свертка двух линий ЯМР согласно (17) и (17а). Аналогичный эффект сужения линии виден и при других ориентациях кристалла в магнитном поле (рис.3,4) и следует из согласия теории (рис.3,в) с экспериментальными данными (рис.5) в полях 153,3 и 643 Гс.

Существенно, что при всех трех кристаллографических ориентациях ФФ ЯМР $g_0(\omega)$ почти гауссова в достаточно широкой области вблизи вершины $g_0(\omega) > 10^{-2} \cdot g_0(\omega = 0)$. Это может рассматриваться как иллюстрация центральной предельной теоремы (ЦПТ) теории вероятностей: локальное поле на β -ядре складывается из большого числа (≥ 6) приблизительно одинаково распределенных

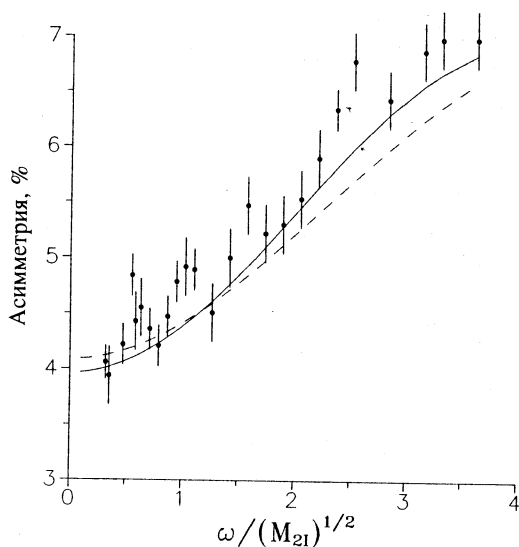


Рис. 4. Зависимость интегральной асимметрии β -излучения ядер ^8Li от расстройки (магнитного поля) в LiF. $\vec{H}_0/[110]$, $\tau_{\text{irr}} = \tau_{\text{obs}} = 4,1$ с, $\epsilon_0 = 7,36(12)\%$. Сплошная линия проведена с учетом эффекта корреляции локальных полей, пунктир — без учета

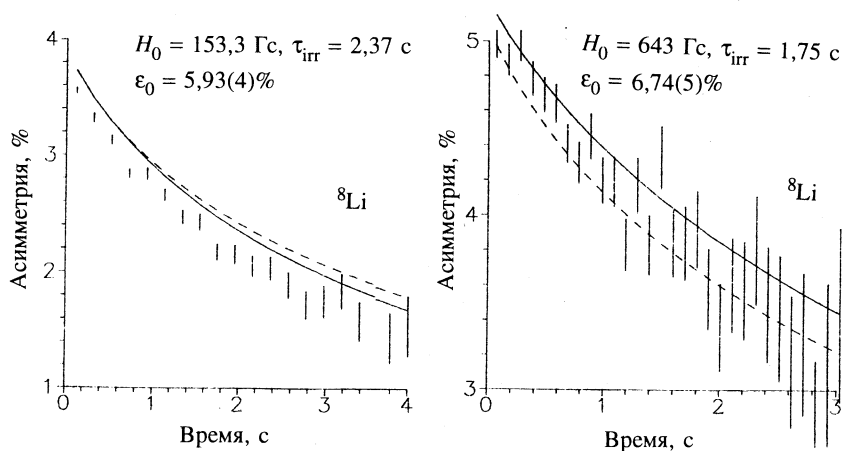


Рис. 5. Зависимости асимметрии β -излучения ядер ^8Li от времени в LiF в разных магнитных полях при $\vec{H}_0/[111]$. Сплошные линии проведены с учетом эффекта корреляции локальных полей, пунктир — без учета

вкладов от ближайших спинов матрицы. На основе формул (17) можно было бы ожидать, что ФФ КР должна быть «еще более гауссовой». В действительности же мы показали, что комбинация формул (18) и (19) приводит к такому результату, который при попытке заменить все ФФ КР $g_{r0}(\omega)$ некоторой одной, не зависящей от $\mathbf{r}$ функцией формы ведет к существенному сужению и искажению ФФ КР в сравнении с оценкой (17) и, тем самым, выглядит как нарушение ЦПТ. В целом из результатов этого раздела следует, что наш вариант модели случайного процесса дает не только хорошее описание формы линии ЯМР, но и хорошо описывает более сложный эффект корреляции локальных полей на примесных спинах.

5. ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СИСТЕМЕ ЯДЕР ^8Li – ^6Li

В работах [10,20] экспериментально показано, что в кристаллах LiF в полях $\mathcal{H}_0 > 150$ Гс деполяризация (точнее, делокализация поляризации) ядер ^8Li происходит за счет кросс-релаксации (КР) с ядрами ^6Li . Кинетика этого процесса описывается уравнениями [14]:

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = - \sum_j (v_{ji} p_i - v_{ij} p_j), \quad p_i(t=0) = \delta_{i0}, \quad (21)$$

где p_i — поляризация i -го примесного ядра. Скорости переходов v_{ij} имеют вид

$$\begin{aligned} v_{ij} &= \frac{v_{ij}^0 r_0^6}{r_{ij}^6} (1 - 3 \cdot \cos^2 \vartheta_{ij})^2, \quad i \neq 0 \neq j, \quad v_{ii} = 0, \\ v_{j0} &= \frac{v_{ij}^1 r_0^6}{r_{j0}^6} (1 - 3 \cdot \cos^2 \vartheta_{j0})^2, \quad v_{0j} = \xi \cdot v_{j0}, \quad \xi = \frac{I_0(I_0 + 1)}{I_j(I_j + 1)} \Big|_{\varphi \neq 0} = 3, \\ v_{ij}^0 &= \frac{\pi}{6} (g_I^2 \beta_n^2 / \hbar r_0^3)^2 \cdot S(S+1) \cdot g_{ij}^-(0), \\ v_{ij}^1 &= \frac{\pi}{6} (g_I^2 \beta_n^2 / \hbar r_0^3)^2 \cdot S(S+1) \cdot g_{ij}^-(\Delta). \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь Δ — разность ларморовских частот ядер ^8Li и ^6Li . Далее мы пренебрегаем корреляцией локальных полей, полагая $v_{ij}^0 = v_0$, $v_{ij}^1 = v_1$. В представлении чисел заполнения [14,34], в котором вводится величина $\tilde{P}_{xy}(t)$ — поляризация узла x кристалла в момент времени t при условии, что в момент $t = 0$ был поляризован только узел y , уравнения (21) переходят в

$$\frac{\partial \tilde{P}_{xy}}{\partial t} = - \sum_z (n_z v_{zx} \tilde{P}_{xy} - n_x v_{xz} \tilde{P}_{zy}), \quad \tilde{P}_{xy}(t=0) = \frac{n_y}{c} \delta_{xy}. \quad (23)$$

Здесь $v_{xz} = v_{ij}(\mathbf{r}_i = \mathbf{x}, \mathbf{r}_j = \mathbf{z})$, n_x — число заполнения узла $\mathbf{x}$, равное 1 или 0, если узел $\mathbf{x}$ занят или нет спином ${}^6\text{Li}$; в узле $\mathbf{y}$ помещен ${}^8\text{Li}$. Среднее по конфигурациям $\langle n_z \rangle = c$, где c — безразмерная концентрация изотопа ${}^6\text{Li}$. С теоретической точки зрения рассматриваемая задача состоит в вычислении поляризации $P_{00}(t)$ β -ядер ${}^8\text{Li}$, усредненной по случайному распределению спинов ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ в кристалле. Обзор проблем, связанных с расчетом таких величин, содержится в [13,14]. Естественный временной масштаб в рассматриваемой задаче задается ферстеровской константой β_0 , определяемой соотношением:

$$\langle \exp(-\sum_i v_{ij} t) \rangle_c = \exp(-\sqrt{\beta_0} t), \quad j \neq 0, \quad \beta_0 = \frac{512}{243} \pi^3 c^2 v_0, \quad (24)$$

которое справедливо для ГЦК-решетки в пределе малой концентрации, в котором $c \rightarrow 0$, но $\beta_0 t$ конечно. При $\beta_1 t \leq 1$ и $\beta_1 \sim \beta_0$ удовлетворительное решение задачи можно получить на основе концентрационного разложения [34,14], которое приводит к представлению:

$$P_{00}(t) = \exp(-\sqrt{\beta_1 t} / (\xi + 1) - \alpha \beta_1 t), \quad \beta_1 = \beta_0 v_1 / v_0. \quad (25)$$

Параметр α зависит от $\mathcal{H}_0$ и может быть рассчитан на основе формул и графиков, приведенных в [34,14]. При $\mathcal{H}_0 = 0$, $v_1 = v_0$ и $\xi = 3$ получается $\alpha = 0,013$. Формула (25) точна вплоть до членов $\sim c^2$ включительно.

В случае, когда спины ${}^6\text{Li}$ образуют правильную решетку, задача переноса по ним решается в квадратурах, и в итоге получается, что длинновременная асимптотика диффузионна: $P_{00}(t) \sim t^{-3/2}$. Случайные системы неизмеримо сложнее, и первые точные теоретические результаты об асимптотике [42] получены совсем недавно. Как ожидалось, она тоже диффузионна. Впервые аналитически это утверждение было получено в работе [35] (см. также [14]) в рамках сформулированной в ней полуфеноменологической теории. В основе этой теории лежит тот факт, что усредненный пропагатор $P_{xy}(\lambda)$ удовлетворяет уравнению

$$\lambda P_{xy} = \delta_{xy} - \sum_z (N_{zx} P_{xy} - N_{xz} P_{zy}), \quad N_{xz} = N_{xz}(\lambda), \quad P_{xy} = P_{xy}(\lambda), \quad (26)$$

очень похожему на лаплас-образ уравнения (23):

$$\lambda \tilde{P}_{xy} = \frac{n_y}{c} \delta_{xy} - \sum_z (n_z v_{zx} \tilde{P}_{xy} - n_x v_{xz} \tilde{P}_{zy}). \quad (27)$$

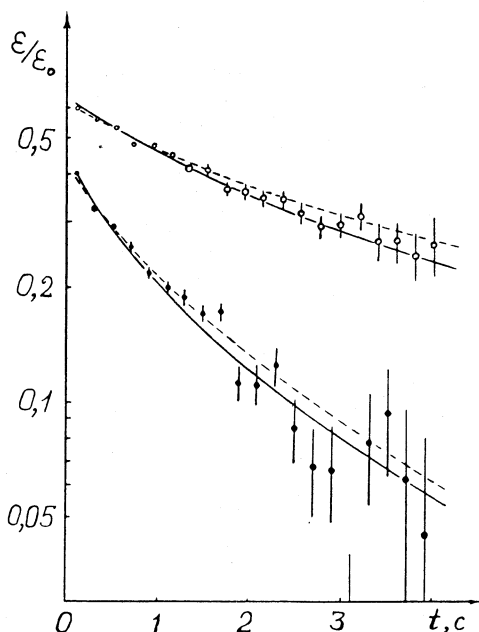
После введения гипотезы, о том, что ядра $N_{zx}(\lambda)$ должны описывать и более простые процессы, чем базовый (27), подбирается такой процесс, для которого конфигурационное усреднение проводится точно. Отсюда определяются ядра $N_{zx}(\lambda)$, и затем из уравнения (26) рассчитывается P_{xy} . В этом анализе необходим последовательный учет как того, что узел y можно считать достоверно занятым спином ^8Li , тогда как в прочей среде один примесный спин приходится в среднем на $1/c$ узлов решетки, так и некоторых тонких аналитических свойств функций памяти, связанных с дальностью действия диполь-дипольного взаимодействия. В результате сшивки первых двух членов асимптотик — больших и умеренных времен — в [35,14] было получено

$$P_{00}(t) = Q_0(t) + \xi \frac{1 - Q_0(t)}{(\mu\beta_0(t + \tau))^{3/2}} \left(1 + \frac{\varphi}{(\mu\beta_0(t + \tau))^{1/2}} \right), \quad (28)$$

где $Q_0(t) = \exp(-\sqrt{\beta_1}t)$, $\varphi = 2,09$, $\mu = 0,889$, $\mu\beta_0\tau = 5,11$. За обсуждением более позднего развития теории мы отсылаем читателя к работам [14,42].

Время жизни ^8Li ограничено ($T_{1/2} = 0,84$ с), поэтому изучение временного развития процесса делокализации поляризации ^8Li в системе $^8\text{Li}-^6\text{Li}$ в LiF , и, следовательно, возможность измерения асимптотического (диффузионного) режима существенно зависят от скорости КР, пропорциональной ФФ КР. Варьирование этой скорости в полях $\mathcal{H}_0 \approx 150$ Гс можно обеспечить выбором кристаллографической ориентации образца, изменением плотности спинов ^6Li или искусственным изменением ширины резонансных линий ^8Li и ^6Li путем воздействия на кристалл LiF сильными (то есть с амплитудами, превышающими амплитуды локальных полей в кристалле) РЧ-полями (сужение по методу Блоха). Вызываемое этими полями движение спинов сужает функцию формы ядерного магнитного резонанса (ФФ ЯМР) $g_0(\omega)$ и ФФ КР $g_{CR}(\omega)$, являющуюся сверткой ФФ ЯМР ^8Li и ^6Li . Сужение эффективно (то есть все скорости v_{ij} увеличиваются), пока $g_{CR}(\Delta) \approx g_{CR}(0)$, где Δ — разность ларморовских частот ядер ^8Li и ^6Li . При очень узких линиях $g_{CR}(\Delta) \ll g_{CR}(0)$, и спиновые динамики этих ядер независимы, поскольку при $\mathbf{r}_i \sim |\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i| v_{i0} \ll v_{kp}$ $i \neq 0$, $k \neq 0 \neq 1$. В отсутствие сужения ФФ ЯМР и ФФ КР близки к гауссианам, так как время фазовой релаксации ядер ^8Li и ^6Li меньше времени «флип-флоп» процес-

Рис. 6. Зависимость асимметрии β -излучения ядер ^8Li от времени в LiF : (○) — естественная КР при $\vec{H}_0//[111]$, $H_0 = 153,4$ Гс, $\tau_{\text{ит}} = 2,37$ с, $\varepsilon_0 = 5,93(4)\%$; (●) — ускоренный КР процесс при $\vec{H}_0//[111]$, $H_0 = 153,4$ Гс, $\tau_{\text{ит}} = 2,4$ с, $\varepsilon_0 = 6,19(4)\%$. Сплошные линии — расчет по ф-ле (28), пунктир — по ф-ле (25)



сов ядер окружения. Отметим, что при наличии сужения в обсуждаемых ниже экспериментах различие этих времен еще более увеличивается, поэтому далее будем полагать ФФ ЯМР и ФФ КР гауссианами со вторыми моментами, связанными соотношением $M_{2CR} = M_{2I}(^8\text{Li}) + M_{2I}(^6\text{Li}) \approx 2M_{2I}(^8\text{Li})$.

Для исследования сужения ФФ ЯМР на образец накладывалось слабое сканирующее РЧ-поле с амплитудой H_1 и частотой ω , варьируемой вблизи значений ларморовских частот ^8Li и ^6Li .

Экспериментальные данные по измерению ФФ ЯМР ядер ^8Li и их кинетики деполаризации в кристаллах LiF при естественном и ускоренном процессах КР приведены на рис.6. При их подгонке зависимостями (25), (28) учитывалась связь величин β_1 и β_0 : $\beta_1 = \beta_0 \exp(-\Delta^2/2M_{2CR})$, где Δ — разность ларморовских частот ^8Li и ^6Li (в поле 153,4 Гс $\Delta = 2\pi$ (0,55 кГц)). Поэтому фактически фитирование производилось по одному параметру — β_0 . Зависимости $\varepsilon(t)$ обрабатывались совместно с соответствующими интегральными по времени измерениями $\tilde{\varepsilon}(\nu)$ как функции частоты РЧ-поля.

То, что экспериментальные значения β_0 и β_1 при ориентации $\vec{H}_0//[111]$ в отсутствие ускорения оказались несколько больше теоретических, связано с корреляцией локальных полей (см. разд.4). При сужении линий расхождение расчетных и измеренных значений β_0 и β_1 несколько возрастает (см. табл. в [12] и ее обсуждение). Тем не менее можно признать согласие теории с экспериментом удовлетворительным во всей

области изученных времен, т.е. при $\beta_0 t \leq 15$. Существенно, что при $\beta_0 t \leq 5$ формула (25) и ее аналог из разд.4 дают столь точное совпадение с экспериментом, что могут, по-видимому, применяться для получения структурной информации о веществе.

6. ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ И ГИБЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОД ВЛИЯНИЕМ ДВУХСПИНОВОГО РЕЗОНАНСА

Деполаризация вследствие КР в условиях РЧ-облучения на частоте, равной сумме ларморовских частот ^8Li и ^6Li , описывается уравнениями [12]:

$$\frac{dp_i}{dt} = -\sum_j (v_{ji} p_i - v_{ij} p_j) - \sum_j (\mu_{ji} p_i + \mu_{ij} p_j), \quad p_i(t=0) = \delta_{i0}, \quad (29)$$

где скорости элементарных резонансных двухспиновых переходов определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \mu_{ij} &= \mu_{ij}^0 (r_0/r_{ij})^6 (3 \sin 2\vartheta_{ij})^2, \\ \mu_{ij}^0 &= \frac{\pi}{6} \left(\frac{\mathcal{H}_1}{\mathcal{H}_0} \right)^2 \left(\frac{g_i g_j \beta_n^2}{\hbar r_0^3} \right)^2 I_i(I_i + 1) g_{ij}^+ (\omega - \omega_i - \omega_j). \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь $g_{ij}^+(\Delta)$ — функция формы линии двухспинового резонанса, которая аппроксимировалась сверткой гауссовых ФФ ЯМР; g_i и ω_i — g -фактор и ларморовская частота i -го спина из системы ^8Li – ^6Li , $\mathcal{H}_1$ — амплитуда вращающегося РЧ-поля. Анализ первых членов концентрационного разложения дает [12]:

$$\begin{aligned} P_{00}(t) &= \langle p_0(t) \rangle_c = \exp(-\sqrt{\beta_e} t/2 - \alpha_e \beta_e t), \\ \beta_e &= \beta_1 \left(1 + \frac{27}{4} \sqrt{\gamma} \right)^2, \quad \alpha_e = 0,014 (1 + 21,5 \sqrt{\gamma}), \end{aligned} \quad (31)$$

$$\gamma = \mu_{i0}^0 / v_0 \propto (\mathcal{H}_1 / \mathcal{H}_0)^2 \ll 1.$$

Здесь учтено, что $\xi = 3$, $\beta_0 \approx \beta_1$ и значение α_e приведено для $\mathcal{H}_0 = 153,4$ Гс. Расчет произведен в главном порядке по γ . Формула (31) указывает на то, что относительное изменение $\delta\beta/\beta_1 = (\beta_e - \beta_1)/\beta_1 = \text{const} \cdot \sqrt{\gamma}$ эффективной скорости деполаризации в неупорядоченной системе значительно больше, чем отношение элементарных скоростей $\mu_{i0}^0/v_0 \sim \gamma \ll 1$. Физическая сущность этого эффекта усиления процесса

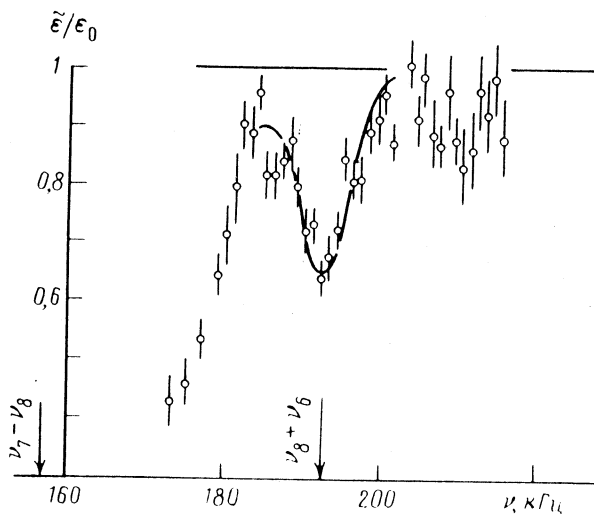


Рис. 7. β -ЯМР-спектр ядер ^8Li в LiF в области двухспинового резонанса $\omega = \omega_I + \omega_S$. $\vec{H}_0/[111], H_0 = 153,4$ Гс, $\nu = \omega/2\pi$ — частота сканирующего РЧ-поля с амплитудой $H_1 = 10,4$ Гс. $\tau_{\text{irr}} = 2,4$ с, $\tau_{\text{obs}} = 4,1$ с, $\epsilon_0 = 6,19(4)\%$. Кривые, проведенные на основе формул (25) и (28), практически совпадают

деполяризации в том, что двухспиновый резонанс, нарушая закон сохранения $\sum_i p_i = 1$, присущий КР, дает возможность осуществления полной

деполяризации в близко расположенных парах ядер ^8Li – ^6Li (именно такие пары определяют поведение $P_{00}(t)$ при $\beta_e t \leq 1$).

Отметим, что указанная причина, а с ней и сам эффект усиления, связанные с тем, что более слабый процесс нарушает законы сохранения сильного процесса, должны быть достаточно общими в физике релаксационных процессов.

Измеренная форма линии двухспинового резонанса $\omega_I + \omega_S$ и зависимость асимметрии β -излучения ϵ от времени и от амплитуды H_1 (при $\omega = \omega_I + \omega_S$) приведены на рис.7—9. Сплошные кривые на рисунках соответствуют значению $\beta_1 = 1,32(2) \text{ с}^{-1}$. Теоретическое значение $\beta_1 = 1,06 \text{ с}^{-1}$. Возможная причина различия этих величин указывалась в разд.4. Данные по $\epsilon(t)$ удовлетворительно описываются формулами (31) вплоть до $\beta_1 t \approx 5$. Зна-

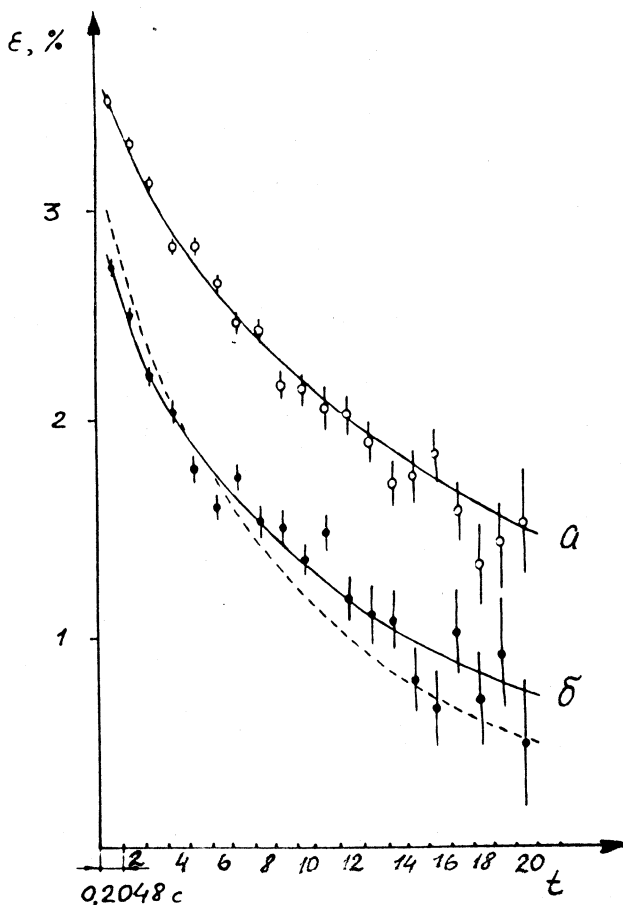


Рис. 8. Зависимость асимметрии β -излучения ядер ${}^8\text{Li}$ от времени в LiF . $\vec{H}_0 // [111]$, $H_0 = 153,4$ Гс, $\tau_{\text{ит}} = 2,4$ с, $\epsilon_0 = 5,93(4)\%$: (o) — естественная КР в системе ${}^8\text{Li}$ – ${}^6\text{Li}$ (без наложения РЧ-поля); (•) — при наложении РЧ-поля на частоте $(\omega_I + \omega_S)/2\pi = 192,8$ кГц и с амплитудой $H_1 = 10,4$ Гс. Сплошные линии — расчет по формуле (31), пунктир — результат подгонки в предположении, что эффект усиления отсутствует, т.е. резонансная деполаризация является моноэкспоненциальной. Экспериментальная оценка второго момента резонанса $\omega_I + \omega_S$ дает $(5,5 \pm 1,5)$ кГц², что несколько превосходит значение $2M_{2I} = 4,3$ кГц² вследствие корреляции локальных полей. Если процесс деполаризации был обусловлен квадрупольными взаимодействиями ${}^8\text{Li}$ с дефектами кристалла на частоте $2\omega_I \approx \omega_I + \omega_S$, то значение должно быть $\sim 8,6$ кГц².

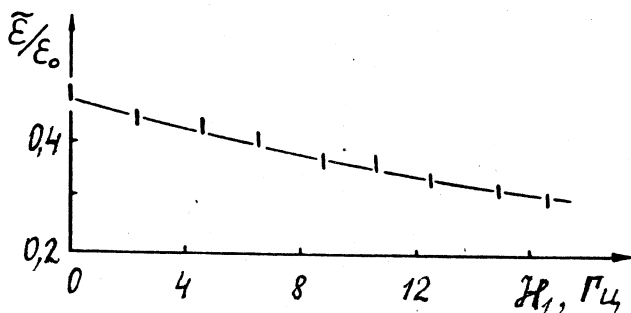


Рис. 9. Зависимость асимметрии β -излучения ядер ^8Li в LiF от амплитуды H_1 РЧ-поля на частоте 204 кГц двухспинового резонанса $\omega = \omega_I + \omega_S$ в поле $H_0 = 162,7$ Гс, $\vec{H}_0 \parallel [111]$, $\tau_{\text{irr}} = 2,45$ с, $\tau_{\text{obs}} = 3$ с, $\epsilon_0 = 5,69(4)\%$. Обработка данных проводилась по формулам (31)

чение численного коэффициента перед $\sqrt{\gamma}$ в выражении для β_e , полученное в результате подгонки, равно 6,0(3), тогда как его теоретическое значение 6,75. По-видимому, это превышение связано с пренебрежением в расчете «запрещенным» объемом ($\sim r_0^3$) для ^6Li вокруг β -ядра ^8Li .

7. ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ВСЛЕДСТВИЕ КРОСС-РЕЛАКСАЦИИ ПРИ НАЛИЧИИ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ ДИФфуЗИИ ЯДЕР ЛИТИЯ

Влияние пространственного движения ионов лития на процесс делокализации поляризации в системе $^8\text{Li}-^6\text{Li}$ кристалла LiF становится существенным при температурах $T > 500$ К. С ростом T эффективность КР увеличивается, поскольку пространственная диффузия ядер лития начинает опережать спин-спиновую делокализацию поляризации. Основным механизмом релаксации становится передача поляризации спинам ^6Li , сблизившимся с ^8Li , и последующий перенос поляризации вдаль вследствие пространственного разбегания этих ядер [12].

Для количественного описания данного процесса концентрационное разложение, развитое для случая статического беспорядка, было обобщено для учета трансляционного, пространственно некоррелированного движения ядер. В главном порядке по концентрации c ядер ^6Li

$$\langle p_0(t) \rangle = e^{-M(t)}, \quad M(t) = c \sum_{\mathbf{r}} [1 - p_0^{(1)}(\mathbf{r}, t)]. \quad (31)$$

Здесь $p_0^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ — поляризация ядра ${}^8\text{Li}$, взаимодействующего только с одним спином ${}^6\text{Li}$, который в момент t отделен вектором $\mathbf{r}$ от ${}^8\text{Li}$, и при учете предшествующих трансляционных движений обоих спинов [12]. В представлении Лапласа $p_0^{(1)}(\mathbf{r}, \lambda)$ рассчитывается на основе уравнений

$$\begin{aligned} \lambda p_0^{(1)}(\mathbf{r}, \lambda) &= 1 - v_{r0} p_0^{(1)} + \xi v_{r0} p_0^{(1)} - 2\hat{\kappa} p_0^{(1)}, \\ \lambda p_1^{(1)}(\mathbf{r}, \lambda) &= -\xi v_{r0} p_1^{(1)} + v_{r0} p_0^{(1)} - 2\hat{\kappa} p_1^{(1)}, \\ \hat{\kappa} f(\mathbf{r}) &= \kappa f(\mathbf{r}) - \frac{\kappa}{Z} \sum_{\mathbf{r}_1} f(\mathbf{r} + \mathbf{r}_1). \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь в определении оператора прыжкового переноса $\hat{\kappa}$ фигурирует сумма по $Z = 12$ ближайших соседей в литиевой подрешетке, а коэффициент 2 при $\hat{\kappa}$ учитывает то, что движутся оба спина ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$.

В случае медленных движений, когда частота κ прыжков ионов лития мала в сравнении со скоростью v_1 кросс-релаксации, в пределе сплошной среды главная поправка по κ к статическому пределу ($M(t, \kappa = 0) = \sqrt{\beta_1 t}/2$) совпадает с квазиклассическим приближением для пропагатора вблизи его особой точки $\cos^2 \vartheta_{r0} = 1/3$, в которой вероятность КР (см. (22)) обращается в ноль [12]. В итоге для $\xi = 3$ получается:

$$M(t) = \sqrt{\beta_1 t}/2 + 1,69 c \kappa^{3/4} v_1^{1/4} t. \quad (32a)$$

По смыслу вывода это выражение справедливо, пока второй член мал в сравнении с первым, то есть при $\kappa^{3/4} v_1^{-1/4} t^{1/2} \ll 1$. В случае, когда $\kappa^{3/4} v_1^{-1/4} t^{1/2} \gg 1$ и $\kappa/v_1 \ll 1$ для вычисления $M(t)$ можно воспользоваться методом, развитым в теории рассеяния медленных частиц (теория длины рассеяния) [36]. Оказывается при этом, что $M(t)$ имеет тот же вид, что и (32a), но с несколько большим численным коэффициентом (равным 1,76) во втором члене. При сопоставлении теории с экспериментом различие этих коэффициентов пренебрегалось.

Для случая быстрых движений ($\kappa \gg v_1$) можно построить разложение для $M(t)$ в цепную дробь по v_1/κ . При этом в главном порядке по v_1/κ получается $M(t) = Z c v_1 t$, где $Z = 12$. Более точные формулы для эффективного координационного числа Z приведены в [12].

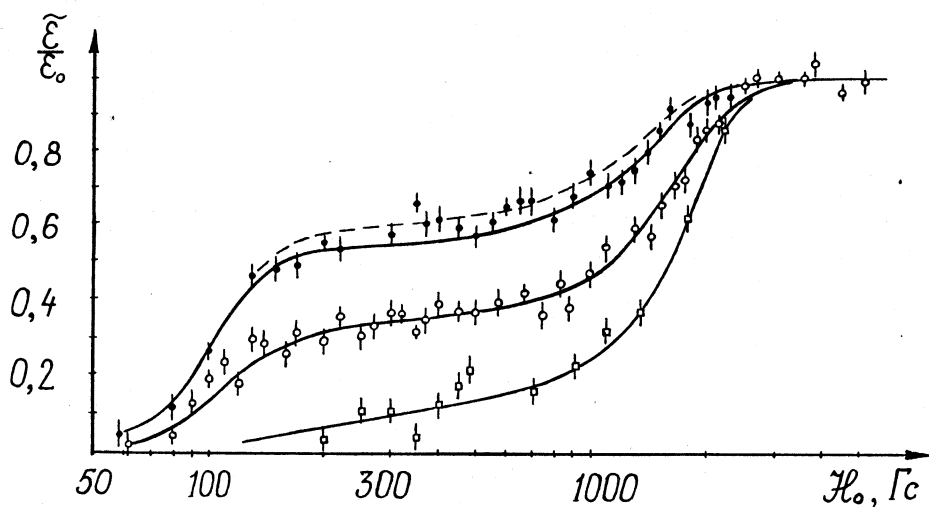


Рис. 10. Зависимость асимметрии β -излучения ядер ^8Li в LiF от магнитного поля $\vec{H}_0//[110]$ при разных температурах образца, $\tau_{\text{irr}} = \tau_{\text{obs}} = 4,1$ с, $\epsilon_0 = 7,36(12)\%$: (●) — 296 К, $M_{2CR} = 6,4(4)$ кГц², (○) — 540 К, $M_{2CR} = 7,5(4)$ кГц², (□) — 577 К, $M_{2CR} = 7,1(4)$ кГц². Теоретическое значение M_{2CR} для ориентации $[110]$ составляет 10,2 кГц²

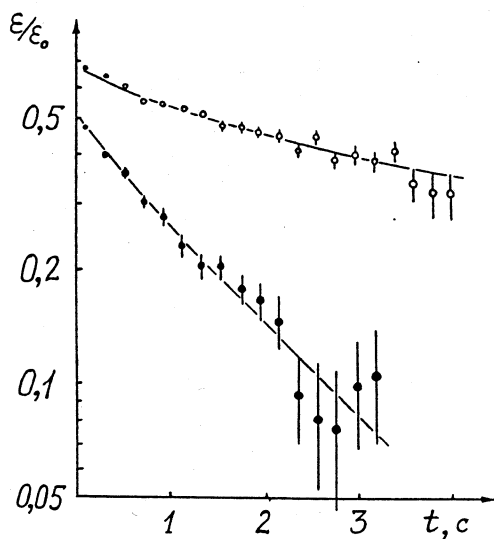


Рис. 11. Зависимость асимметрии β -излучения ядер ^8Li от времени в кристалле LiF , $H_0 = 200$ Гс, $\vec{H}_0//[110]$, $\tau_{\text{irr}} = \tau_{\text{obs}} = 4,1$ с, $\epsilon_0 = 7,36(12)\%$, при разных температурах: (○) — 296 К, (●) — 540 К

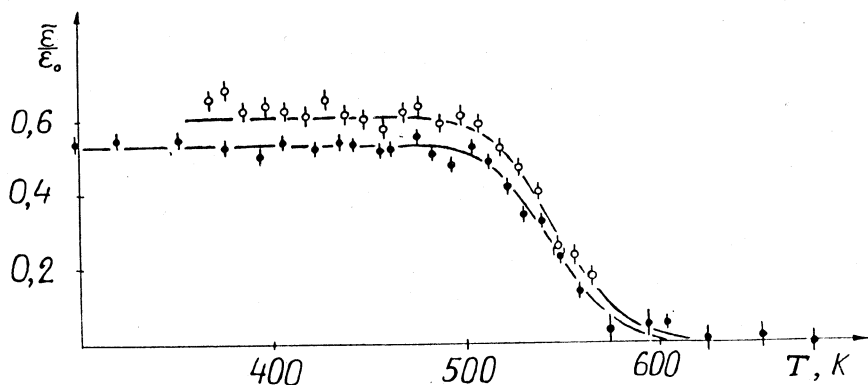


Рис. 12. Зависимость асимметрии β -излучения ядер ^8Li от температуры кристаллов LiF , $H_0 = 200$ Гс, $\tau_{\text{ит}} = 2,4$ с, $\epsilon_0 = 7,36(12)\%$: (○) $\rightarrow \vec{H}_0/[100]$ (●) $\rightarrow \vec{H}_0/[110]$

На рис.10—12 представлены экспериментальные и расчетные данные по влиянию температуры кристаллов LiF на деполяризацию примесных β -активных ядер ^8Li . Оно становится существенным при температурах образцов $T > 500$ К. Зависимости $\epsilon(t)$ (рис.11) подтверждают предсказываемое изменение кинетики деполяризации ^8Li от $\ln P_{00} \sim -\sqrt{\beta_1 t}$, имеющей место в отсутствие движений при комнатных температурах, к $\ln P_{00} \sim -\beta_1 t/c$, реализующейся в случае достаточно быстрого движения ядер лития при $T > 600$ К. Обработка всех данных производилась совместно с использованием аррениусовской аппроксимации для частоты трансляционных перескоков лития:

$$\kappa = c_v \tau_v^{-1}, \quad c_v = \exp(S_f/k - h_f/kT),$$

$$\tau_v^{-1} = v_D \exp(S_m/k - h_m/kT), \quad (33)$$

где c_v — концентрация вакансий лития, τ_v^{-1} — частота их прыжков, v_D дебаевская частота в LiF , S_f и S_m — энтропии, а h_f и h_m — энтальпии образования и миграции вакансии лития соответственно, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Учитывалось также квадрупольное взаимодействие ^8Li с диффундирующими вакансиями лития, константа взаимодействия с последними на минимальном расстоянии сближения считалась равной

$\beta_Q = 3\omega_Q = 2\pi \cdot 11,7(4)$ кГц [20, 37]. В полях меньше 150 Гс принималась во внимание деполяризация, связанная с кросс-релаксацией ^8Li с ^7Li и ^{19}F .

Обработку $\tilde{\epsilon}(\mathcal{H}_0)$ при $g_{CR}(\Delta) \approx g_{CR}(0)$ и $\kappa = 0$ можно проводить в приближении сплошной среды (ПСС), когда сумма $M^{(1)}(t) = \frac{c}{\xi + 1} \sum_{\mathbf{r}} (1 - \exp(-(\xi + 1)v_{\mathbf{r}0}t))$ заменяется на интеграл. При этом $M^{(1)}(t) = \sqrt{\beta_1 t / (\xi + 1)}$ в (31). ПСС справедливо, когда $c \rightarrow 0$, а $\beta_1 t$ конечно, или, что то же самое, $c \ll 1$ и $\exp(-(\xi + 1)v_1 t) \ll 1$. В больших полях последнее неравенство нарушается, и расчет с использованием точного выражения для $M^{(1)}(t)$ приводит к более сильной зависимости поляризации от $\mathcal{H}_0$. Результат обработки $\tilde{\epsilon}(\mathcal{H}_0)$ при $T = 300$ К с учетом указанного уточнения и в предположении о гауссовости ФФ КР с варьируемым вторым моментом M_{2CR} представлен на рис.10 сплошной линией и дает несколько большее значение $M_{2CR} = 6,4(4)$ кГц², чем подгонка в рамках ПСС (5,9(4) кГц²). Теоретическая величина M_{2CR} для жесткой решетки в пренебрежении корреляцией локальных полей равна 10,2 кГц². Фитирование данных по параметрам β_0 и M_{2CR} (при наличии связи $\beta_1 = \beta_0 \exp(-\Delta^2 / 2M_2^c)$, Δ — разность ларморовских частот ^8Li и ^6Li) приводит, как видно, к лучшему согласию с экспериментом (штриховая линия на рис.10, $M_{2CR} = 5,9(4)$ кГц², $\beta_0 = 0,68(2)$ с⁻¹ при $\beta_0^{\text{теор}} = 0,71$ с⁻¹), но расхождение в M_{2CR} остается значительным. Отдельно была обработана кривая $\tilde{\epsilon}(\mathcal{H}_0)$ при комнатной температуре без использования ПСС и при учете эффекта корреляции локальных полей. В разд.4 показано, что при этом получается значительно лучшее согласие между теоретической и экспериментальной линиями по их форме, но в целом расчетные скорости релаксации оказываются несколько больше измеренных.

Из экспериментальных данных нельзя независимо определить κ_0 и h , однако определяется отношение $h / \ln \kappa_0 = 0,104(1)$, где h измерено в эВ, а κ_0 в с⁻¹. По физическому смыслу при температуре $T_0 = h / (\kappa \ln \kappa_0) \approx 540$ К время $(\kappa c^{2/3})^{-1}$ перемещения лития на расстояние, равное среднему расстоянию ($\sim r_0 c^{1/3}$) между ядрами ^6Li в LiF, сравнивается с обратной скоростью $(v_1 c^2)^{-1}$ КР двух спинов ^8Li и ^6Li , находящихся на среднем расстоянии. Это приводит к соотношению $\kappa c^{2/3} \sim v_0 c^2$ (или в рассматриваемом случае к

$\kappa \sim 1 \text{ с}^{-1}$), определяющему область наибольшей чувствительности метода β -ЯМР по отношению к трансляционным движениям ядер. При использовании значения $\nu_D = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [38] и суммы $S_f + S_m = 2,3k$ [39] получим $\kappa_0 = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и $h = 1,58 \text{ эВ}$, что согласуется с данными, полученными другими методами.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрим некоторые направления будущих исследований.

ФФ ЯМР весьма сложно зависит от разных параметров спиновой системы матрицы. Тем не менее можно считать, что в наших экспериментах теория проверена довольно полно для случая, когда магнитные моменты ядер примеси меньше, чем у ядер матрицы. Ясно, что в противоположном пределе необходимо учесть влияние примеси на эволюцию спинов матрицы, что заметно усложняет теорию. Поэтому было бы интересно найти границу применимости нашей теории в этом направлении.

Ситуация с изучением ФФ КР и корреляции локальных полей значительно сложнее прежде всего потому, что формула (25) имеет весьма ограниченную область применимости по отношению β_0/β_1 и, тем самым, по величине внешнего магнитного поля. В частности, она недостаточна для изучения крыльев линии. Поэтому в ближайшее время целесообразна более детальная проверка полевых и временных зависимостей теории при разных ориентациях кристаллов в умеренных магнитных полях. Было бы интересно выяснить, в какой мере на основе подобных зависимостей можно решать обратную задачу об изучении корреляций в пространственном расположении спинов ${}^6\text{Li}$.

Поле исследований по длинновременной асимптотике случайных блужданий в неупорядоченных средах выглядит чрезвычайно обширным. Прежде всего необходим экспериментальный прогресс в этой области. В теории могут быть перспективны дальнейшие исследования асимптотически точно решаемых моделей (см., напр. [40,41]) с целью сближения их с реалистическими системами, анализ полевых [15] и T -матричных [14] представлений для пропагаторов и, наконец, прямое численное моделирование подобных процессов. Именно этим методом в работе [42] впервые была доказана диффузионность длинновременной асимптотики СБНС при дипольном переносе и определен коэффициент диффузии для изотропного варианта процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрагам А., Гольдман М. — Ядерный магнетизм. Порядок и беспорядок. М.: Мир, 1982, т.1,2.
2. Эрнст Р., Боденхаузен Дж., Вокаун А. — ЯМР в одном и двух измерениях. М.: Мир, 1990.
3. Rhim W.K., Pines A., Wough J.S. — Phys. Rev. Lett., 1970, vol.25, p.220; Phys. Rev., 1971, vol.B3, p.684.
4. Zhang S., Meier B.H., Ernst R.R. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.69, p.2149.
5. Гольдман М. — Спиновая температура. М.: Мир, 1969.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц И.М. — Статистическая физика. М.: Наука, 1976, ч.1.
7. Боголюбов Н.Н. — ЖЭТФ, 1946, т.16, с.691.
8. Балеску Р. — Равновесная и неравновесная статистическая механика. М.: Мир, 1978, т.1,2.
9. Dorfman J.R. — Physica, 1980, vol.A106, p.77.
10. Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др. — Препринт ИТЭФ №150, М., 1976.
11. Fujara F., Stoeckmann H.-J., Ackermann H. et al. — Z. Phys. B, 1980, vol.37, p.151.
12. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др. — ЖЭТФ, 1991, т.99(3), с.962.
13. Boushand J.Ph., Georges A. — Phys. Rep., 1990, vol.185, p.127.
14. Джепаров Ф.С. — ЖЭТФ, 1991, т.99(3), с.982.
15. Джепаров Ф.С., Шестопал В.Е. — Изв. вузов, сер. Физика, 1987, т.30(6), с.77.
16. Шапиро Ф.Л. — УФН, 1958, т.65, №1, с.133.
17. Connor D. — Phys. Rev. Lett., 1959, vol.3, No.9, p.429.
18. Abov Yu.G., Yermakov O.N., Gul'ko A.D. et al. — Nucl. Phys., 1962, vol.34, p.505.
19. Ackermann H., Heitjans P., Stoeckmann H.-J. — Top. Curr. Phys., 1983, vol.31, p.291.
20. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Тростин С.С. — β -ЯМР спектроскопия. В кн.: Некоторые проблемы современной ядерной физики. М.: Наука, 1989, с.193.
21. Абрагам А., Гольдман М. — Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М.: Мир, 1984, т.1.
22. Карнаух Г.Е., Лундин А.А., Провоторов Б.Н., Сумманен К.Т. — ЖЭТФ, 1986, т.91(12), с.2229.
23. Зобов В.Е., Лундин А.А. — ЖЭТФ, 1994, т.104, с.1097.
24. Зобов В.Е. — Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, Красноярск, 1992.
25. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Оратовский Ю.А., Тростин С.С. — ЖЭТФ, 1971, т.61, с.667.
26. Anderson P.W., Weiss P.R. — Rev. Mod. Phys., 1953, vol.25, p.269.
27. Kubo R. — J. Phys. Soc. Jap., 1954, vol.9, p.935.
28. Kubo R. — J. Phys. Soc. Jap., 1962, vol.17, p.1100.
29. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.58, с.614.

30. Абрагам А. — Ядерный магнетизм. М.: ИИЛ, 1961, гл.Х.
31. Gates J.V., Potter W.H. — Phys. Rev. B, 1977, vol.15, p.4143.
32. Мигдал А.Б. — Качественные методы квантовой теории. М.: Наука, 1975.
33. Dzheparov F.S. — VI-th Int. School on Neutron Physics. Lectures. Dubna, 1991, vol.2, p.58.
34. Джепаров Ф.С., Смелов В.С., Шестопап В.Е. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.51.
35. Джепаров Ф.С. — Радиоспектроскопия, 1980, т.13, с.135.
36. Александров И.В. — Теория магнитной релаксации. М.: Наука, 1975.
37. Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, с.481.
38. Кучин В.А., Ульянов В.Л. — Упругие и неупругие свойства кристаллов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
39. Lazaridou M., Varotsos C., Alexopoulos K., Varostos P. — J. Phys. C, 1985, vol.18, p.3891.
40. Джепаров Ф.С., Шестопап В.Е. — ТМФ, 1993, т.94, с.496.
41. Джепаров Ф.С., Шестопап В.Е. — Письма в ЖЭТФ, 1994, т.60, с.178.
42. Джепаров Ф.С., Львов Д.В., Нечаев К.К., Шестопап В.Е. — Письма в ЖЭТФ, 1995, т.62, №8, с.639.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В ВЫПУСКЕ

Федор Львович Шапиро. Страницы биографии. *Шапиро С.М., Стрелков А.В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1420.

Приводится биография выдающегося советского физика члена-корреспондента АН СССР Ф.Л.Шапиро.

УДК 539.171, 539.172

Нейтронная физика — поле для золотых идей Ф.Л.Шапиро. *Таран Ю.В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1436.

В 1995 г. научная общественность отметила 80 лет со дня рождения известного ученого-физика доктора физико-математических наук, профессора, члена-корреспондента Академии наук СССР Федора Львовича Шапиро. Он начал свою научную деятельность в Лаборатории атомного ядра ФИАН в 1945 г. в области физики реакторов и нейтронной физики. С тех пор его жизнь была в основном связана с нейтронной физикой, в которой ему принадлежит ряд основополагающих исследований: создание спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце, открытие нового возбужденного уровня в ядре ^4He , обобщение закона $1/v$, первые исследования p -резонансов, развитие теории нестационарного замедления нейтронов, разработка метода поляризации нейтронов с помощью протонного фильтра, исследования с поляризованными нейтронами и ядрами, обнаружение ультрахолодных нейтронов и др. Ф.Л.Шапиро впервые применил ряд методов нейтронной физики для исследований по физике конденсированных сред, в том числе метод дифракции по времени пролета, метод обратной геометрии для неупругого рассеяния. Большая часть этих исследований сделана на импульсном реакторе ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, заместителем директора которой он был до конца жизни. Большой вклад внес Ф.Л.Шапиро в совершенствование и развитие базовых установок ЛНФ — импульсных источников нейтронов. За эти работы ему была присуждена Государственная премия. Слишком рано, в расцвете творческих сил ушел от нас Федор Львович. Его имя навсегда осталось в истории физики.

Библиогр.: 10.

УДК 621.039.5

Импульсные реакторы для нейтронных исследований. *Аксенов В.Л.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1449.

Рассмотрены состояние и перспективы импульсных реакторов как источников нейтронов для физических исследований свойств атомного ядра и конденсированных сред. Обсуждаются их достоинства и ограничения в сравнении с другими источниками нейтронов.

Табл.4. Ил.11. Библиогр.: 25.

УДК 539.171.016

Замедление и диффузия нейтронов. Цепная ядерная реакция. *Казарновский М.В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1475.

Дан краткий обзор исследований переноса нейтронов в различных средах и системах, выполненных Ф.Л.Шапиро с сотрудниками, и указаны некоторые направления их последующего развития, важные как в научном плане, так и для решения различных

прикладных задач. Основными объектами этих исследований были мультиплицирующие уран-графитовые системы, замедление и диффузия нейтронов от импульсного источника в чистых замедлителях.

Ил. 5. Библиогр.: 27.

УДК 539.171.016+539.172

Спектрометрия нейтронов по времени замедления в свинце. От «спектрометра для бедных» (Е.Вигнер) до рекордных потоков. Попов Ю.П. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1503.

Рассматриваются основные особенности спектрометрии нейтронов по времени замедления в свинце, создание первого спектрометра под руководством Ф.Л.Шапино (свинцового куба) и результаты реализации научной программы на нем. Кратко обсуждаются нейтронные спектрометры по времени замедления (СВЗ) второго поколения, их программы исследований и полученные результаты. Последний раздел посвящен созданию спектрометров нейтронов по времени замедления нового поколения с мощными ускорителями протонов (мезонные фабрики) в качестве импульсных источников нейтронов. Такие СВЗ будут обладать рекордными по интенсивности потоками резонансных нейтронов на образце и, несмотря на серьезные ограничения данного метода по энергетическому разрешению (~ 30–50%), позволят проводить оригинальные физические исследования. Некоторые предложения по этой программе обсуждаются ниже.

Ил. 10. Табл. 1. Библиогр.: 36.

УДК 539.172

Эксперименты с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами.

Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1524.

Обзор посвящен описанию экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами, инициатором и автором идей которых был Ф.Л.Шапино. В обзоре дается сводка определений и соотношений, описывающих поляризацию и выстроенность системы микрочастиц. Описываются исследования спиновой зависимости нейтронных силовых функций и измерения магнитных моментов компаунд-состояний ряда редкоземельных ядер.

Табл.1. Ил.3. Библиогр.: 28.

УДК 539.125.5; 539.162.2

Ультрахолодные нейтроны — открытие и исследование. Игнатович В.К. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1539.

Дается обзор развития физики ультрахолодных нейтронов (УХН) начиная с первых экспериментальных исследований. Подробно описываются проблемы, которыми автору приходилось заниматься непосредственно под руководством Федора Львовича Шапино, как выкристаллизовывалось решение этих проблем и как неожиданно обнаруживалась их связь с задачами из совершенно других областей физики. Рассказывается о главной, нерешенной до сих пор проблеме УХН — аномальных потерях в стенках и о попытках найти ей объяснение. Кратко рассказывается о современном состоянии дел в области физики УХН.

Ил.1. Библиогр.: 59.

УДК 539.171.4

Исследования p -волнового рассеяния нейтронов ядрами. Самосват Г.С. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1567.

В обзоре, посвященном памяти Ф.Л.Шапира, излагаются основные результаты экспериментальных исследований, которые проводились в ЛНФ ОИЯИ на протяжении 30 лет; инициатором многих из них был Ф.Л.Шапира. Все они основаны на измерении угловой зависимости рассеяния нейтронов, по которой определяются величина и особенность вклада p -нейтронов в рассеяние.

Рассказывается об экспериментах по установлению энергетической и массовой зависимости асимметрии рассеяния нейтронов ядрами вперед-назад. На основе этого была получена верхняя экспериментальная оценка электрической поляризуемости нейтрона, остававшаяся рекордной в течение 23 лет.

Совсем другой цели служили трудные исследования симметричной относительно 90° части рассеяния в p -резонансах ^{19}F и ^{89}Y . В результате было установлено, в какой пропорции смешиваются два спиновых канала в реакции образования составного ядра. Из 18 резонансов, для которых к настоящему времени такие смеси известны, 12 принадлежат двум упомянутым ядрам.

Для 29 элементов и 16 обогащенных изотопов были измерены дифференциальные сечения, усредненные по резонансам. Анализ сечений привел к целому ряду новых важных результатов. Во-первых, впервые было осуществлено прямое наблюдение спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции. Во-вторых, также впервые было проведено систематическое измерение радиусов p -рассеяния и установлено их «оптическое» поведение в зависимости от A . Это позволило также получить некоторую информацию об отрицательных p -резонансах и вкладе в p -рассеяние однопионного обмена. Наконец, была обнаружена аномалия p -радиусов у изотопов ^{128}Te и ^{130}Te , имеющих эти радиусы на 4—5 фм меньше, чем у соседей.

В заключительном разделе говорится о перспективах исследований с p -нейтронами, связанных с сооружаемыми в ЛНФ новыми установками ИРЕН и УГРА.

Табл.2. Ил. 17. Библиогр.: 55.

УДК 539.12...17

Эффект Мессбауэра. Русков Т. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1597.

В обзоре рассматриваются некоторые нетривиальные эксперименты, где применяется эффект Мессбауэра, такие как измерение гравитационного смещения частоты γ -кванта в земных условиях, поиск электрического дипольного момента фотона, прямое наблюдение механизма диффузии в твердых телах. Получение новых результатов в экспериментах, связанных с измерением экстремально малых энергетических сдвигов, связано с развитием и существенным улучшением мессбауэровской методики с использованием рекордного по энергетическому разрешению изотопа ^{67}Zn . Особую роль в развитии мессбауэровских исследований в Дубне сыграл Ф.Л.Шапира, который был одним из первых в СССР, кто понял значимость эффекта Мессбауэра как средства для решения фундаментальных физических проблем.

Табл.1. Ил. 5. Библиогр.: 48.

УДК 539.21

Структурная нейтронография в ЛНФ ОИЯИ. Балагуров А.М. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1619.

В обзоре рассмотрено развитие структурной нейтронографии на импульсных источниках Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в период с 1963 по 1995 гг. Непосредственное отношение к начальному этапу развития нейтронографии в ЛНФ имел Ф.Л.Шапиро, под руководством которого были выполнены первые экспериментальные работы. Рассмотрена специфика нейтронографии на импульсных источниках нейтронов, хронология основных моментов становления нейтронографии в ЛНФ и ее состояние в 90-е годы на реакторе ИБР-2.

Илл. 5. Библиогр.: 44.

УДК 538.9 + 539.125.5

Первые исследования свойств конденсированных сред на импульсном источнике нейтронов. Голиков В.В. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1633.

В обзоре излагаются первые работы по исследованию свойств конденсированных сред, выполненные на импульсном реакторе ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Отмечается, что основы методов изучения конденсированных сред на импульсных источниках нейтронов были заложены под руководством Ф.Л.Шапиро. Приведено описание первых экспериментальных установок и рассмотрены отдельные направления исследований, для которых оказалось плодотворным использование импульсно-го источника нейтронов и метода времени пролета.

Илл. 6. Библиогр.: 36.

УДК 531, 536, 538, 539

Статистическая динамика спиновых систем и β -ЯМР-спектроскопия. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Степанов С.В., Тростин С.С. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, том 26, вып.6, с.1654.

Рассмотрены экспериментальные исследования по спиновой динамике примесных ядер в кристаллах, выполненные методом β -ЯМР, а также связанные с этим теоретические работы. В частности, обсуждается спектр спиновых флуктуаций, эффект корреляции локальных полей на примесных спинах, процессы типа спиновой диффузии в неупорядоченных системах и влияние на них внешних переменных полей и собственного теплового поступательного движения ядер.

Илл. 12. Библиогр.: 42.

ТЕМАТИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, т.26, 1995

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

- Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И. Суперструнный Z' -бозон в e^-e^+ -аннигиляции. 5, 1264.
- Абросимова А.Н., см. Федоренко Б.С. и др.
- Бельков А.А., Ланёв А.В., Бом Г., Шаале А. Киральная динамика каонных распадов и проблема CP -нарушения. 3, 562.
- Бертини М., Жиффон М. Упругое рассеяние адронов при высоких энергиях. 1, 32.
- Бом Г., см. Бельков А.А. и др.
- Волков Г.Г. см. Масликов А.А. и др.
- Джелепов В.П., Дмитриевский В.П. Фазотрон и принцип автофазировки. 5, 1119.
- Динейхан М., Ефимов Г.В. Квантовая механика связанных состояний в осцилляторном представлении. 3, 651.
- Дмитриевский В.П., см. Джелепов В.П. и др.
- Дорохов А.Е., Кочелев Н.И. Инстантоны и функции распределения кварков в нуклоне. 1, 5.
- Дубовик В.М., Лунегов Н.В., Марценюк М.А. Тороидный отклик в ядерном магнитном резонансе. 1, 72.
- Ефимов Г.В., см. Динейхан М. и др.
- Жиффон М., см. Бертини М. и др.
- Зарубин П.И. Перспективы экспериментов на ускорительном комплексе синхротрон — нуклотрон. 3, 523.
- Иванов М.А., Ладыгина Н.Б., Любовецкий В.Е. Полулептонные распады тяжелых барионов. 1, 146.
- Исаев А.П. Квантовые группы и уравнения Янга — Бакстера. 5, 1204.
- Котляр В.В., Мельник Ю.П., Шебеко А.В. Исследования поляризационных явлений в фото- и электрорасщеплении легких ядер при промежуточных энергиях. 1, 192.
- Кочелев Н.И., см. Дорохов А.Е. и др.
- Ладыгина Н.Б., см. Иванов М.А. и др.
- Ланёв А.В., см. Бельков А.А. и др.
- Лунегов Н.В., см. Дубовик В.М. и др.
- Любовецкий В.Е., см. Иванов М.А. и др.
- Марценюк М.А., см. Дубовик В.М. и др.
- Масликов А.А., Наумов Н.А., Волков Г.Г. Проблема поколений в четырехмерных суперструнных теориях великого объединения. 5, 1140.
- Матвеев В.И. Столкновения быстрых многозарядных ионов с атомами. 3, 780.
- Мельник Ю.П., см. Котляр В.В. и др.
- Мухтаров А.И., см. Абдуллаев С.К. и др.
- Наумов Н.А., см. Масликов А.А. и др.
- Никитюк Н.М. Методы обработки информации с трековых детекторов заряженных частиц высоких энергий. 3, 719.
- Смирнова О.А., см. Федоренко Б.С. и др.
- Федоренко Б.С., Абросимова А.Н., Смирнова О.А. Влияние ускоренных заряженных частиц высоких и релятивистских энергий на хрусталик глаза экспериментальных животных. 5, 1373.
- Чижев М.В. Антисимметричные тензорные поля. 5, 1322.
- Шаале А., см. Бельков А.А. и др.
- Шебеко А.В., см. Котляр В.В. и др.

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

- Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Степанов С.В., Тростин С.С. Статистическая динамика спиновых систем и β -ЯМР-спектроскопия. 6, 1654.
- Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. Квантовые характеристики и структура низколежащих уровней ядра ^{10}Li . 4, 1001.

- Аксенов В.Л.** Импульсные реакторы для нейтронных исследований. 6, 1449.
- Алгора А.**, см. Фенеш Т. и др.
- Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б.** Эксперименты с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами. 6, 1524.
- Балагуров А.М.** Структурная нейтронография в ЛНФ ОИЯИ. 6, 1619.
- Баструков С.И., Молодцова И.В.** Макроскопическая модель магнитных резонансов в сферических ядрах. 2, 415.
- Брант С.**, см. Фенеш Т. и др.
- Бунаков В.Е.** Нарушение фундаментальных симметрий в ядерных реакциях. 2, 285.
- Ганболд Г.**, см. Ефимов Г.В. и др.
- Голиков В.В.** Первые исследования свойств конденсированных сред на импульсном источнике нейтронов. 6, 1633.
- Гончар И.И.** Ланжевенновская флуктуационно-диссипативная динамика деления возбужденных атомных ядер. 4, 932.
- Гужовский Б.Я.**, см. Абрамович С.Н. и др.
- Гулько А.Д.**, см. Абов Ю.Г. и др.
- Джелепов Б.С., Жуковский Н.Н., Шестопалова С.А.** О смешивании волновых функций основных и вращательных состояний полос деформированных ядер. Часть 1. 2, 384.
- Джепаров Ф.С.**, см. Абов Ю.Г. и др.
- Ефимов Г.В., Ганболд Г.** Гауссово-эквивалентное представление функциональных интегралов в квантовой физике. 2, 459.
- Жуковский Н.Н.**, см. Джелепов Б.С. и др.
- Золер Д.**, см. Фенеш Т. и др.
- Игнатович В.К.** Ультрахолодные нейтроны — открытие и исследование. 6, 1539.
- Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамзян Р.А.** Парциальные сечения фоторасщепления ядер sd -оболочки, извлекаемые на основе спектрометрирования протонов и гамма-квантов девозбуждения. 4, 873.
- Казарновский М.В.** Замедление и диффузия нейтронов. Цепная ядерная реакция. 6, 1475.
- Камински В.А.** Двойная перезарядка пионов в рамках квазичастичного приближения случайных фаз. 2, 362.
- Капитонов И.М.**, см. Ишханов Б.С. и др.
- Лазарев Л.М.**, см. Абрамович С.Н. и др.
- Молодцова И.В.**, см. Баструков С.И. и др.
- Паар В.**, см. Фенеш Т. и др.
- Подояк Ж.**, см. Фенеш Т. и др.
- Попов Ю.П.** Спектрометрия нейтронов по времени замедления в свинце. 6, 1503.
- Пикельнер Л.Б.**, см. Алфименков В.П. и др.
- Русков Т.** Эффект Мессбауэра. 6, 1597.
- Самосват Г.С.** Исследования p -волнового рассеяния нейтронов ядрами. 6, 1567.
- Степанов С.В.**, см. Абов Ю.Г. и др.
- Стрелков А.В.**, см. Шапиро С.М. и др.
- Тарантин Н.И.** Методы измерения масс нуклидов в ядерной физике. 4, 1046.
- Таран Ю.В.** Нейтронная физика — поле для золотых идей Ф.Л.Шапиро. 6, 1436.
- Тимар Я.**, см. Фенеш Т. и др.
- Тростин С.С.**, см. Абов Ю.Г. и др.
- Фенеш Т., Алгора А., Подояк Ж., Золер Д., Тимар Я., Брант С., Паар В., Шимичить Л.** Структура нечетно-нечетных ядер Ga и As, динамические и суперсимметрии. 4, 831.
- Шапиро С.М., Стрелков А.В.** Федор Львович Шапиро. Страницы биографии. 6, 1420.
- Шестопалова С.А.**, см. Джелепов Б.С. и др.
- Шимичить Л.**, см. Фенеш Т. и др.
- Эрамзян Р.А.**, см. Ишханов Б.С. и др.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, Т.26, 1995

А

- Абдуллаев С.К., 5, 1264
 Абов Ю.Г., 6, 1654
 Абрамович С.Н., 4, 1001
 Абросимова А.Н., 5, 1373
 Аксенов В.Л., 6, 1449
 Алгора А., 4, 831

- Алфименков В.П., 6, 1524

Б

- Балагуров А.М., 6, 1619
 Баструков С.И., 2, 415
 Бельков А.А., 3, 562
 Бертини М., 1, 32

Бом Г., 3, 562
 Брант С., 4, 831
 Бунаков В.Е., 2, 285

В

Волков Г.Г., 5, 1140

Г

Ганболд Г., 2, 459
 Голиков В.В., 6, 1633
 Гончар И.И., 4, 932
 Гужовский Б.Я., 4, 1001
 Гулько А.Д., 6, 1654

Д

Джелепов Б.С., 2, 384
 Джелепов В.П., 5, 1119
 Дженаров Ф.С., 6, 1654
 Динейхан М., 3, 651
 Дмитриевский В.П., 5, 1119
 Дорохов А.Е., 1, 5
 Дубовик В.М., 1, 72

Е

Ефимов Г.В., 2, 459
 Ефимов Г.В., 3, 651

Ж

Жиффон М., 1, 32
 Жуковский Н.Н., 2, 384

З

Зарубин П.И., 3, 523
 Золер Д., 4, 831

И

Иванов М.А., 1, 146
 Игнатович В.К., 6, 1539
 Исаев А.П., 5, 1204
 Ишханов Б.С., 4, 873

К

Казарновский М.В., 6, 1475
 Камински В.А., 2, 362
 Капитонов И.М., 4, 873
 Котляр В.В., 1, 192
 Кочелев Н.И., 1, 5

Л

Ладыгина Н.Б., 1, 146
 Лазарев Л.М., 4, 1001
 Ланёв А.В., 3, 562

Лунегов И.В., 1, 72
 Любовицкий В.Е., 1, 146

М

Марценюк М.А., 1, 72
 Масликов А.А., 5, 1140
 Матвеев В.И., 3, 780
 Мельник Ю.П., 1, 192
 Молодцова И.В., 2, 415
 Мухтаров А.И., 5, 1264

Н

Наумов И.А., 5, 1140
 Никитюк Н.М., 3, 719

П

Паар В., 4, 831
 Подоляк Ж., 4, 831
 Попов Ю.П., 6, 1503
 Пикельнер Л.Б., 6, 1524

Р

Русков Т., 6, 1597

С

Самосват Г.С., 6, 1567
 Смирнова О.А., 5, 1373
 Степанов С.В., 6, 1654
 Стрелков А.В., 6, 1420

Т

Тарантин Н.И., 4, 1046
 Таран Ю.В., 6, 1436
 Тимар Я., 4, 831
 Тростин С.С., 6, 1654

Ф

Федоренко Б.С., 5, 1373
 Фенеш Т., 4, 831

Ч

Чижов М.В., 5, 1322

Ш

Шаале А., 3, 562
 Шапино С.М., 6, 1420
 Шебеко А.В., 1, 192
 Шестопалова С.А., 2, 384
 Шимичить Л., 4, 831

Э

Эрамжян Р.А., 4, 873

СОДЕРЖАНИЕ

От редколлегии	1419
<i>Шапиро С.М., Стрелков А.В.</i>	
Федор Львович Шапиро. Страницы биографии	1420
<i>Таран Ю.В.</i>	
Нейтронная физика — поле для золотых идей Ф.Л.Шапиро	1436
<i>Аксенов В.Л.</i>	
Импульсные реакторы для нейтронных исследований	1449
<i>Казарновский М.В.</i>	
Замедление и диффузия нейтронов. Цепная ядерная реакция	1475
<i>Попов Ю.П.</i>	
Спектрометрия нейтронов по времени замедления в свинце. От «спектрометра для бедных» (Е.Вигнер) до рекордных потоков	1503
<i>Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б.</i>	
Эксперименты с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами	1524
<i>Игнатович В.К.</i>	
Ультрахолодные нейтроны — открытие и исследование	1539
<i>Самосват Г.С.</i>	
Исследования p -волнового рассеяния нейтронов ядрами	1567
<i>Русков Т.</i>	
Эффект Мессбауэра	1597
<i>Балагуров А.М.</i>	
Структурная нейтронография в ЛНФ ОИЯИ	1619
<i>Голиков В.В.</i>	
Первые исследования свойств конденсированных сред на импульсном источнике нейтронов	1633
<i>Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Степанов С.В., Тростин С.С.</i>	
Статистическая динамика спиновых систем и β -ЯМР-спектроскопия	1654

CONTENTS

From Editorial Board	1419
<i>Shapiro S.M., Strelkov A.V.</i>	
Fedor Lvovich Shapiro. Biography Outline	1420
<i>Taran Yu.V.</i>	
Neutron Physics as a Field for the Golden Ideas of F.L.Shapiro	1436
<i>Aksenov V.L.</i>	
Pulsed Reactors for Neutron Investigation of Matter	1449
<i>Kazarnovsky M.V.</i>	
Slowing-Down and Diffusion of Neutrons. Nuclear Chain Reaction	1475
<i>Popov Yu.P.</i>	
The Slowing-Down in Lead Neutron Spectrometry	1503
<i>Alfimenkov V.P., Pikelner L.B.</i>	
Experiments with Polarized Neutrons and Polarized Nuclei	1524
<i>Ignatovich V.K.</i>	
Ultracold Neutrons — Discovery and Research	1539
<i>Samosvat G.S.</i>	
Investigations of p-Wave Neutron Scattering by Nuclei	1567
<i>Ruskov T.</i>	
Mössbauer Effect	1597
<i>Balagurov A.M.</i>	
Neutron Diffraction Studies in FLNP JINR	1619
<i>Golikov V.V.</i>	
First Studies of Condensed Matter Properties on a Pulsed Neutron Source	1633
<i>Abov Yu.G., Gul'ko A.D., Dzheparov F.S., Stepanov S.V., Trostin S.S.</i>	
Statistical Dynamics of the Spin Systems and β-NMR-Spectroscopy	1654

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с левой стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применять $\exp$, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v , U и u , W и w , O и o , K и k , S и s , C и c , P и p , Z и z), прописные подчеркивают двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху ($\underline{S}$ и $\underline{\bar{S}}$, $\underline{C}$ и $\underline{\bar{C}}$). Необходимо делать четкое различие между буквами e , l , O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы $\underline{O}$ и $\underline{\bar{O}}$ отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\underline{\quad}$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребимых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например: ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., k — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами; не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки в тексте даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны: для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация),

год издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи. Если авторов более пяти, то указать только первые три фамилии.

Например:

1. Лезнов А.Н., Савельев М.В. — Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. Годен М. — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. Turbiner A.V. — Comm.Math.Phys., 1988, vol.118, p.467.
4. Ушверидзе А.Г. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.
5. Endo I., Kasai S., Harada M. et al. — Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редактор Е.К.Аксенова.
Художественный редактор А.Л.Вульфсон.
Корректор Т.Е.Попеко.

Сдано в набор 24.08.95. Подписано в печать 30.10.95. Формат 60×90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 17,9. Уч.-изд.л. 22,06.
Тираж 500. Заказ 48652. Цена 2800 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1995. Том 26. Вып.6. 1415—1696.