

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539 172. 4

## НАРУШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В УПРУГОМ КАНАЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

В. П. Алфименков

## СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение . . . . .	361
2.	Основные положения теории . . . . .	365
3.	Экспериментальные исследования $P$ -нечетных эффектов в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами . . . . .	370
	а) Общие замечания . . . . .	370
	б) Эксперименты с холодными и тепловыми нейтронами . . . . .	372
	в) Эксперименты с резонансными нейтронами . . . . .	375
4.	Обсуждение результатов . . . . .	378
	Цитированная литература . . . . .	380

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1957 г., после обнаружения нарушения пространственной четности в слабых взаимодействиях, Фейнманом и Гелл-Манном была выдвинута гипотеза универсальности слабого взаимодействия между фермионами. Одной из возможностей проверки этой гипотезы являлось обнаружение нарушения пространственной четности в нуклон-нуклонных взаимодействиях и сопоставление масштабов наблюдаемого нарушения с ожидаемым согласно гипотезе. В соответствии с гипотезой нуклон-нуклонный потенциал должен иметь вид

$$v = v_0 + w, \quad (1)$$

где  $v_0$  сохраняет пространственную четность, а  $w$  ее нарушает. Модельные оценки отношения эффективных взаимодействий, связанных с  $w$  и  $v_0$ , давали величину

$$F_0 = \left( \frac{w}{v_0} \right)_{\text{эфф}} = 10^{-7} - 10^{-6}. \quad (2)$$

Такого порядка должны были быть эффекты в линейных по взаимодействию интерференционных процессах, обусловленных смешиванием состояний по четности.

Практически сразу же после появления гипотезы универсальности слабого взаимодействия началось обсуждение возможностей экспериментального обнаружения нарушения пространственной четности в ядерных процессах. В значительной степени это было обусловлено богатством технических и методических возможностей исследований малых эффектов, накопленных к тому времени в арсенале ядерной физики.

С учетом гипотезы универсального слабого взаимодействия описывающий взаимодействие нуклонов в ядре гамильтониан может быть представлен в виде

$$H = H_0 + W, \quad (3)$$

где  $W$  — обусловленная слабым взаимодействием нарушающая пространственную четность малая добавка. В простейших одночастичных ядерных процессах, например в потенциальном рассеянии нуклонов на ядрах, следовало ожидать эффектов нарушения пространственной четности порядка  $F_0$ . В сложных ядерных процессах эти эффекты могут как подавляться, так и усиливаться. Естественным в этих условиях явился поиск ситуаций, в которых проявления нарушения пространственной четности в ядерных взаимодействиях были бы значительно усилены. Важный шаг в таких поисках был сделан в 1959—1960 гг. Де Хаазом и др., И. С. Шапиро и Блин-Стойлом, указавшими, что в сложных ядрах смешивание возбужденных состояний разной четности и одного спина может быть значительно усилено при их близости по энергии. Это усиление смешивания уровней получило название динамического.

Наличие в гамильтониане (3) нарушающего пространственную четность слагаемого  $W$  может приводить к появлению в экспериментально наблюдаемых величинах небольших пространственно нечетных добавок. В соответствии с этим обычно исследуемые в экспериментах величины (сечения, угловые распределения и т. п.) можно представить в виде

$$S = S_0 (1 + F), \quad (4)$$

где  $F$  — псевдоскаляр, т. е.  $P$ -нечетная величина. Простейшей такой величиной, или, как говорят,  $P$ -нечетной корреляцией, в случае микрочастиц является скалярное произведение импульса  $p$  на спин  $s$ . Таким образом, возможным выражением для  $F$  является

$$F = \mathcal{F}_0 \frac{ps}{ps}, \quad (5)$$

где  $\mathcal{F}_0$  — некая константа, характеризующая данный процесс. Именно на поиски зависимостей вида

$$S = S_0 \left( 1 + \mathcal{F}_0 \frac{ps}{ps} \right) \quad (6)$$

в условиях, где  $P$ -нечетные эффекты должны возрасти, и были направлены усилия экспериментаторов.

В 1964 г. эти усилия увенчались первым успехом. Группой Абова в ИТЭФ было показано<sup>1</sup>, что угловое распределение  $\gamma$ -излучения радиационного захвата тепловых нейтронов в  $^{113}\text{Cd}$  слегка анизотропно относительно направления спина захваченных нейтронов, т. е. в соответствующем угловом распределении имеется член

$$F = \mathcal{F}_0 \frac{p_\gamma s}{p_\gamma s}, \quad (7)$$

где  $p_\gamma$  — импульс  $\gamma$ -кванта,  $s$  — спин нейтрона. Была обнаружена  $P$ -нечетная корреляция  $p_\gamma s$ . Позже было обнаружено и другое, родственное этому  $P$ -нечетное явление. Оказалось<sup>2</sup>, что в ряде случаев  $\gamma$ -излучение радиационного захвата неполяризованных тепловых нейтронов неполяризованными ядрами имеет небольшую циркулярную поляризацию. Здесь речь идет о  $P$ -нечетной корреляции  $p_\gamma s_\gamma$ , где  $s_\gamma$  — спин  $\gamma$ -кванта. Оба эти эффекта имели порядок величины  $10^{-4}$ . Таким образом, было доказано, что в ядерных взаимодействиях пространственная четность нарушается, причем это нарушение значительно усилено в сравнении с одночастичной оценкой  $\mathcal{F}_0$ . Большое усиление ядерных  $P$ -нечетных эффектов было, с одной стороны, благоприятным обстоятельством, поскольку именно оно позволило уверенно наблюдать эти эффекты. С другой стороны, современная теория ядра не в состоянии дать надежную информацию о величине соответствующих коэффициентов усиления. Поэтому экспериментальную информацию о  $P$ -нечетных эффектах в ядерных взаимодействиях нельзя использовать для получения надежной количественной информации о нарушающем пространственную четность

нуклон-нуклонном взаимодействии, т. е. для окончательного подтверждения гипотезы универсального слабого взаимодействия.

В 1977 г., снова в ИТЭФ, группой Данильяна наблюден еще один  $P$ -нечетный эффект в ядерных взаимодействиях. Была обнаружена<sup>3</sup> асимметрия вылета легкого (или тяжелого) осколка деления ядра относительно направления спина захваченного ядром теплового нейтрона. Соответствующее угловое распределение осколков имело вид (4) с

$$F = \mathcal{F}_0 \frac{p_{fs}}{p_{fs}} \quad (8)$$

где  $p_f$  — импульс осколка. Величина  $\mathcal{F}_0$  оказалась того же порядка, что и в случае с  $\gamma$ -лучами радиационного захвата. Результат оказался столь неожиданным, что до его подтверждения работами других авторов были сомнения в корректности эксперимента. В рамках модели, объяснявшей большое усиление  $P$ -нечетных эффектов в радиационном захвате<sup>4</sup>, было трудно понять столь же большую величину эффекта в делении. Разница между этими эффектами состоит в том, что в радиационном захвате эффект наблюдается на  $\gamma$ -квантах, соответствующих переходу между двумя определенными уровнями ядра, в то время как при делении наблюдается эффект, усредненный по очень большому числу индивидуальных переходов, отвечающих образованию так называемого легкого осколка. По существовавшим тогда представлениям эффекты на различных переходах случайны по знаку, что должно приводить к сильному подавлению наблюдаемого в делении среднего эффекта. В действительности такого подавления нет, т. е. знаки эффектов на отдельных переходах оказываются довольно жестко скоррелированными. Причины такой корреляции кроются в особенностях процесса деления и, по-видимому, связаны с «холодной» стадией деления, непосредственно предшествующей разрыву «шейки», связывающей два уже сформировавшихся осколка.

С середины 60-х годов началось обсуждение возможностей экспериментального наблюдения  $P$ -нечетных эффектов в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами. Наряду с эффектами собственно в рассеянии нейтронов сюда формально можно отнести и эффекты в полных сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами. Основанием для этого является оптическая теорема в квантовой механике, связывающая полное сечение с амплитудой упругого рассеяния вперед. Длительное время (около 15 лет) рассматривалось лишь одночастичное взаимодействие нейтронов с ядрами<sup>5-9</sup>, в котором ядро считалось лишенным внутренней структуры. Взаимодействие описывалось гамильтонианом вида

$$H = H_0 + W \frac{p_n s}{p_n s}, \quad (9)$$

где  $(W/H_0)_{\text{эфф}} \approx F_0$ , а  $p_n$  и  $s$  — импульс и спин нейтрона. Случаям  $p_n s / p_n s = \pm 1$ , или, как говорят, нейтронам с положительной и отрицательной спиральностями, должны соответствовать несколько отличающиеся величины амплитуды рассеяния и полные сечения. Эти отличия, в полной аналогии с обычной оптикой, должны приводить к нейтронно-оптическим двойному лучепреломлению и дихроизму. Двойное лучепреломление вызовет вращение нейтронной поляризации вокруг импульса нейтронов по мере проникновения пучка в вещество. Дихроизм же даст зависимость прозрачности мишени от спиральности нейтронов. Соответствующие оценки угла поворота поляризации (в радианах) и относительного изменения прозрачности для мишеней, толщиной в длину свободного пробега нейтронов, давали практически неизмеримые величины  $10^{-6} - 10^{-7}$ . Выказывались соображения<sup>8</sup>, что эффекты могут значительно усиливаться для нейтронов с энергиями, близкими к неким гипотетическим одночастичным резонансам в сложных ядрах.

Сейчас трудно понять, почему не было рассмотрено влияние на процессы в упругом канале сложной структуры ядер. Ведь было надежно установлено, что именно эта сложность и приводит к очень большим усилениям  $P$ -нечетных эффектов в неупругих каналах взаимодействия нейтронов с ядрами. Имелись даже теоретические работы<sup>10</sup>, связывавшие  $P$ -нечетную циркулярную поляризацию  $\gamma$ -лучей радиационного захвата нейтронов с  $p$ -резонансами ядер. В этих интересных работах, прошедших, к сожалению, незамеченными, были получены выражения для эффекта, содержащие его резонансный ход и усиление, обусловленное кинематикой процесса.

В середине 1980 г. появилось сообщение<sup>11</sup> о выполненной группой Форте в ILL (Гренобль) экспериментальной работе, в которой обсуждаемые  $P$ -нечетные нейтронно-оптические двойное лучепреломление и дихроизм были обнаружены во взаимодействии поляризованных холодных нейтронов с неполяризованными ядрами  $^{117}\text{Sn}$ . Авторы, следуя «одночастичной идеологии», искали  $P$ -нечетные эффекты на ядре  $^{124}\text{Sn}$ , у которого при 62 эВ есть  $p$ -резонанс, имеющий, как считается, в значительной степени одночастичную природу. На  $^{124}\text{Sn}$  эффекта не оказалось, однако неожиданно для авторов эффект был обнаружен на контрольном образце из естественного олова. Дополнительные исследования показали, что за эффект ответствен изотоп  $^{117}\text{Sn}$ , на котором эффект в сравнении с одночастичными оценками оказался усиленным на 2—3 порядка, как и упоминавшиеся выше  $P$ -нечетные эффекты в неупругих каналах взаимодействия нейтронов с ядрами.

Экспериментально обнаруженное усиление  $P$ -нечетных эффектов в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами нашло объяснение в появившейся практически одновременно с публикацией результатов группы Форте теоретической работе<sup>12</sup> Сушкова и Фламбаума. Ими было, наконец, учтено влияние сложной структуры ядер на  $P$ -нечетные эффекты в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами. Это было сделано в рамках модели смешивающихся компаунд-состояний ядер. В такой модели обсуждаемые эффекты обусловлены смешиванием возбужденных состояний ядер, имеющих противоположные четности и одинаковый спин, небольшой  $P$ -нечетной добавкой  $W$  в полном ядерном гамилтониане (3).  $P$ -нечетные эффекты в сложных ядрах оказываются значительно усиленными за счет динамического усиления смешивания уровней компаунд-ядра и, при определенных условиях, за счет особенностей кинематики процесса. В работе<sup>12</sup> указывалось также, что вблизи подходящих  $p$ -резонансов сложных ядер обсуждаемые эффекты будут сильно зависеть от энергии нейтронов и в благоприятных случаях могут достигать величины  $10^{-2}$ — $10^{-1}$ .

С середины 1981 г. начали появляться экспериментальные работы групп из ЛИЯФ<sup>13,14</sup> и ЛНФ ОИЯИ<sup>15-18</sup>, в которых для ряда ядер была исследована зависимость полных нейтронных сечений от спиральности нейтронов ( $P$ -нечетный нейтронно-оптический дихроизм).

В работах ЛИЯФ использовались поляризованные тепловые нейтроны, причем было показано, что наблюдаемый эффект обусловлен частью полного нейтронного сечения, связанной с процессом образования компаунд-ядра.

В ЛНФ ОИЯИ, где имелся, по-видимому, единственный в это время в мире пучок поляризованных резонансных нейтронов, эффект исследовался вблизи слабых  $p$ -резонансов некоторых ядер. Для нескольких ядер было обнаружено значительное усиление эффекта в  $p$ -резонансах и наблюдается его резонансная зависимость от энергии нейтронов.

После появления работы<sup>12</sup> было опубликовано еще несколько теоретических исследований по этому вопросу<sup>20-27</sup>. В большинстве таких исследований использовалась та же модель смешивающихся компаунд-состояний. Лишь в появившейся недавно работе<sup>27</sup> рассмотрена другая модель — смешивание одночастичных компонент волновых функций компаунд-ядра в непрерывном спектре (механизм, аналогичный валентному механизму в радиационном захвате нейтронов). Вопрос о том, какая из моделей лучше отражает

действительность, сейчас оживленно дискутируется теоретиками. Определенный ответ на этот вопрос мог бы дать эксперимент. Однако различие в предсказаниях указанных выше моделей касается лишь тонких и потому трудно наблюдаемых эффектов. Имеющаяся сейчас экспериментальная информация явно недостаточна для выбора одной из этих моделей.

Мы в дальнейшем будем пользоваться моделью смешивающихся компаунд-состояний, более ранней и шире распространенной. Существующие в настоящее время экспериментальные данные о рассматриваемых явлениях находят удовлетворительное объяснение в рамках модели смешивающихся компаунд-состояний. Следует, однако, отметить, что количественное сопоставление теоретических и экспериментальных результатов существенно осложнено как неспособностью современной теории вычислить некоторые из входящих в нее величин, так и отсутствием экспериментальных данных о ряде параметров смешивающихся состояний, необходимых для такого сопоставления.

## 2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

Интересующие нас  $P$ -нечетные нейтронно-оптические дихроизм и двойное лучепреломление естественным образом связаны с зависимостью амплитуды упругого рассеяния нейтронов вперед от спиральности нейтронов. Рассмотрим этот вопрос. Имеют место известные соотношения, связывающие амплитуду упругого рассеяния нейтронов вперед  $f(0)$  с полным нейтронным сечением  $\sigma$  и показателем преломления нейтронных волн  $n$ :

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(0), \quad (7')$$

$$n = 1 + \frac{2\pi}{k^2} N \operatorname{Re} f(0); \quad (8')$$

здесь  $k$  — волновое число нейтронов,  $N$  — число ядер в единице объема мишени.

$P$ -нечетный дихроизм означает, что сечения  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  для нейтронов положительной и отрицательной спиральностей не равны друг другу. В свою очередь различие между  $n_+$  и  $n_-$  (двойное лучепреломление) приводит к вращению поляризации вокруг импульса нейтронов. Связь между  $n_+$  и  $n_-$  и углом поворота нейтронной поляризации вокруг импульса нейтронов легко получить следующим образом. Характеризующая поляризацию пучка спиновая волновая функция дается известным выражением:

$$\chi = c_+ \chi_+ + c_- \chi_-, \quad (9')$$

где  $\chi_{\pm}$  — волновые функции для нейтронов с двумя возможными значениями проекции спина  $s_z = \pm 1/2$  на ось квантования,  $c_{\pm} = |c_{\pm}| e^{i\Phi_{\pm}}$  — амплитуды вероятности этих состояний. Для пучка, поляризованного перпендикулярно оси  $z$ , угол  $\Phi$  между осью  $x$  и направлением поляризации связан с  $\Phi_{\pm}$  соотношением

$$\Phi = \Phi_- - \Phi_+, \quad (10)$$

если смотреть вслед нейтронам и отсчитывать угол от положительного направления оси  $x$  по часовой стрелке. Пусть, для определенности, нейтроны движутся в направлении оси  $z$ . После прохождения пучком слоя вещества толщиной  $z$  фазы  $\Phi_{\pm}$  получают добавки  $\Delta\Phi_{\pm} = kzn_{\pm}$ , т. е. поляризация повернется вокруг оси  $z$  (импульса нейтронов) на угол

$$\Delta\Phi = kz(n_- - n_+). \quad (11)$$

Таким образом, для описания рассматриваемых явлений достаточно получить амплитуды упругого рассеяния вперед для нейтронов с положи-

тельной и отрицательной спиральностями. Как указывалось выше,  $P$ -нечетные эффекты в процессах, связанных с образованием компаунд-ядра, значительно превосходят аналогичные эффекты в одночастичных процессах. Это позволяет сразу исключить из рассмотрения потенциальное рассеяние. В связи с небольшой величиной обсуждаемых явлений и в процессах, идущих через компаунд-ядро, их рассмотрение можно провести по теории возмущений.

Сначала остановимся на вопросе о смешивании ядерных состояний одного спина и противоположной четности применительно к процессам в упругом канале взаимодействия для сравнительно сложных ядер и низких энергий нейтронов, где рассматриваемые эффекты удается экспериментально обнаруживать. Возбужденные состояния ядер проявляются во взаимодействии нейтронов с ядрами в виде так называемых нейтронных резонансов. Резонансы, возбуждаемые нейтронами с орбитальными моментами  $l = 0, 1, 2, \dots$ , называют  $s$ -,  $p$ -,  $d$ ...-резонансами. Четным и нечетным  $l$  соответствуют компаунд-состояния противоположной четности. В рассматриваемом случае медленных нейтронов с ростом  $l$  сечения взаимодействия нейтронов с ядрами быстро падают. Поэтому применительно к эффектам несохранения четности в процессах, идущих через упругий канал, можно ограничиться рассмотрением лишь  $s$ - и  $p$ -резонансов. Для ядер со спином  $I > 0$  из-за необходимого для смешивания условия равенства спинов резонансов следует рассматривать лишь  $p$ -резонансы со спинами  $J = I \pm 1/2$  (при  $I = 0$  соответственно  $J = 1/2$ ). Заданный резонанс, например  $p$ -резонанс, нарушающим четность взаимодействием смешивается со всеми  $s$ -резонансами того же спина, однако, как следует из простейшей теории возмущений и будет видно из дальнейшего, интенсивность смешивания быстро убывает с увеличением энергетического расстояния между смешивающимися резонансами. Это позволяет при рассмотрении  $P$ -нечетных эффектов ограничиться так называемым двухуровневым приближением, т. е. учетом смешивания лишь пары ближайших резонансов противоположной четности. Как показывает сопоставление теоретических предсказаний с имеющимися экспериментальными данными, двухуровневое приближение оказывается достаточно хорошим. Однако в некоторых случаях, особенно для ядер с большой плотностью резонансов, оно может оказаться и неудовлетворительным.

Выражения для  $P$ -нечетной зависимости амплитуды рассеяния вперед от спиральности нейтронов проще всего получить с использованием диаграммного метода. Этот наглядный метод теории возмущений был предложен в 40-х годах Фейнманом для решения задач квантовой электродинамики, но впоследствии нашел широкое применение везде, где используется квантовомеханическая теория возмущений. В диаграммном подходе амплитуда вероятности процесса получается перемножением амплитуд подпроцессов, на которое может быть разбит рассматриваемый процесс. Смешивание исходных состояний возмущающим взаимодействием учитывается здесь амплитудами вероятностей переходов между состояниями. Эти амплитуды даются, как обычно в квантовой механике, матричными элементами возмущающего взаимодействия, соответствующими таким переходам. Порядок приближения теории возмущений в диаграммном методе определяется числом переходов, учтенных при рассмотрении процесса.

Исследование вопросов, связанных со спиральностью нейтронов, удобно проводить в системе координат с осью квантования, направленной по импульсу нейтронов. Для упрощения рассмотрения мы будем пользоваться собственными функциями орбитального момента с выбором фаз согласно работе <sup>28</sup>.

Исходная картина (нулевой порядок теории возмущений) в нашем случае соответствует наличию у ядра одного  $s$ -резонанса и одного  $p$ -резонанса. Она описывается обычными брейт-вигнеровскими амплитудами, связанными с этими резонансами. Такие амплитуды, средние для неполяризованных

ядер, даются известными выражениями <sup>29</sup>:

$$f_l^0(E) = -\frac{g}{2k} \frac{\Gamma_l^n(E)}{E - E_l + i(\Gamma_l/2)}, \quad (12)$$

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}, \quad \Gamma_l^n(E) = \Gamma_l^n(E_l) \left(\frac{E}{E_l}\right)^{l+(1/2)},$$

где  $k$  — волновое число нейтронов;  $E_l$  — энергия резонанса;  $\Gamma_l$ ,  $\Gamma_l^n$ , — его полная и нейтронная ширины;  $I$  и  $J$  — спины исходного ядра и резонанса; индекс  $l$  указывает орбитальный момент, соответствующий резонансу. Спин  $p$ -резонанса  $J = I \pm (1/2)$  может складываться из трех участвующих в процессе моментов количества движения  $I$ ,  $s$ ,  $l$  различными способами. В нашем случае для рассмотрения этого удобно использовать представление полного момента нейтрона  $j$ :

$$j = l + s, \quad j = \frac{1}{2}, \quad \frac{3}{2}. \quad (13)$$

Рассматриваемый резонанс может быть возбужден нейтронами с обоими значениями  $j$ , или, как говорят, по двум возможным каналам. Соответственно этому полная нейтронная ширина  $\Gamma_p^n$  является суммой канальных ширин  $\Gamma_{pj}^n$ :

$$\Gamma_p^n = \Gamma_{p1/2}^n + \Gamma_{p3/2}^n. \quad (14)$$

В случае  $s$ -резонанса полный момент нейтрона равен его спину и процесс идет по одному каналу:

$$\Gamma_s^n = \Gamma_{s1/2}^n. \quad (15)$$

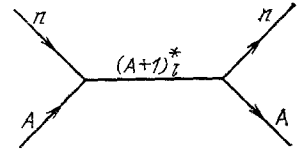


Рис. 1. Диаграмма нулевого приближения.

Упругое рассеяние нейтронов через резонанс с сохранением четности можно изобразить простейшей диаграммой, представленной на рис. 1. Эта диаграмма описывает захват нейтрона  $n$  ядром  $A$  с образованием компаунд-ядра  $(A+1)_l^*$  (здесь индекс  $l$  указывает одновременно компаунд-состояние и орбитальный момент нейтрона) и последующий распад компаунд-ядра на исходные нейтрон и ядро. Процедуру получения выражения (12) для амплитуды такого процесса можно качественно пояснить следующим образом. Пусть в начальном состоянии нейтроны с определенным импульсом движутся вдоль оси  $z$  и поляризованы параллельно импульсу. Описывающая их волновая функция имеет вид

$$\Psi = e^{ikz} \chi_{\pm}^{\mp}, \quad (16)$$

где  $k$  — волновое число нейтронов. Рассмотрим процессы, обусловленные нейтронами с фиксированными значениями  $l$ ,  $j$ ,  $j_z$ . Вес описывающей такие нейтроны волновой функции в исходной волне (16) легко получить из соответствующего разложения. С точностью до несущественного множителя он равен  $\sqrt{2l+1} C_{l0s_z}^{jjz}$ , где  $C_{l0s_z}^{jjz}$  — коэффициент векторного сложения. Этот вес можно считать амплитудой перехода из состояния (16) в интересующее нас состояние  $|l, j, j_z\rangle$ . Она соответствует входной линии  $n$  на диаграмме. Амплитуда образования состояния суммарной системы  $|J, J_z\rangle$  нейтроном в состоянии  $|j, j_z\rangle$  и ядром в состоянии  $|I, I_z\rangle$  дается соответственно  $C_{jjzII_z}^{JJ_z}$ . Амплитуда образования компаунд-состояния  $(A+1)_l^*$  ядром  $A$  и нейтроном с полным моментом  $j$  пропорциональна  $\sqrt{\Gamma_{pj}^n}$ , причем знак этой амплитуды является характеристикой состояния и обычно неизвестен. Произведение двух последних амплитуд можно считать связанным со входной вершиной диаграммы. Резонансную энергетическую зависимость, физически связанную с амплитудой захвата и определяемую так называемым

пропагатором  $(E - E_l + i \frac{\Gamma_l}{2})^{-1}$ , удобно отнести к межвершинной части диаграммы. Тогда выходная часть диаграммы (выходная вершина и выходные линии) отличаются от входной лишь обращением процесса. При нашем выборе собственных функций орбитального момента она описывается теми же амплитудами, с той лишь разницей, что распад в упругий канал может идти с любым возможным значением  $j'$ . Перемножение приведенных выше амплитуд дает, с точностью до константы  $A_0$ , амплитуду  $A$  упругого рассеяния вперед нейтронов из плоской волны с фиксированным  $s_z$  на ядре с фиксированным  $I_z$ . При этом учитываются лишь процессы, идущие через резонанс с данным  $l$  ( $s$ - или  $p$ -резонанс) по входному каналу с полным моментом нейтрона  $j$  и по выходному каналу с моментом  $j'$ . Выражение для амплитуды имеет следующий вид:

$$A = A_0 \sqrt{2l+1} C_{\text{los } s_z}^{jj_z} C_{jj_z I_z}^{JJ_z} \sqrt{\Gamma_{lj}^n} \frac{1}{E - E_l + i(\Gamma_l/2)} C_{j'j'_z I_z}^{JJ_z} C_{\text{los } s_z}^{j'j'_z} \sqrt{\Gamma_{lj'}^n} \sqrt{2l+1} \quad (17)$$

Суммирование амплитуд (17) по  $j, j'$  и усреднение по  $I_z$  дает для неполяризованных ядер среднюю амплитуду

$$A_l^0(E) = A_0 g \frac{\sum_j \Gamma_{lj}^n}{E - E_l + i(\Gamma_l/2)}, \quad (18)$$

совпадающую с  $f_l^0(E)$  при условии  $A_0 = -1/2k$ . Величина константы  $A_0$  связана с нормировкой исходной плоской волны (16) и с опущенными в выражениях для амплитуд подпроцессов множителями. Полученная средняя амплитуда не зависит ни от  $s_z$ , ни от знаков  $\sqrt{\Gamma_{lj}^n}$ . Независимость  $A_l^0(E)$  от  $s_z$  (спиральности нейтронов) совершенно естественна, поскольку эта амплитуда получена в предположении о сохранении четности.

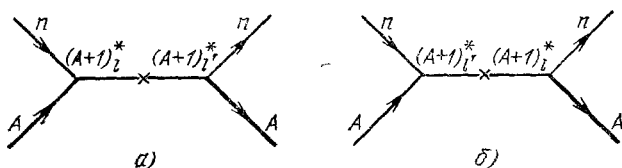


Рис. 2. Диаграммы первого приближения.

рии возмущений по  $P$ -нечетному взаимодействию  $W$ . В этом приближении учитывается вклад в амплитуду от двух процессов, диаграммы которых представлены на рис. 2. Первая из этих диаграмм (а) отличается от диаграммы на рис. 1 только тем, что в средней части диаграммы появился переход из компаунд-состояния  $(A+1)_l^*$  в компаунд-состояние  $(A+1)_{l'}^*$ , обусловленный взаимодействием  $W$  и обозначенный на диаграмме крестиком. Амплитуда такого перехода считается заданной соответствующим матричным элементом  $W_{l'l}$ . Ее энергетическую зависимость, пропагатор  $(E - E_{l'} + i \frac{\Gamma_{l'}}{2})^{-1}$ , обычно относят к части диаграммы между переходом и выходной вершиной. Таким образом, выражение для амплитуды процесса, изображенного на диаграмме рис. 2, а, получается из амплитуды (17) заменой пропагатора  $(E - E_l + i \frac{\Gamma_l}{2})^{-1}$  на произведение  $(E - E_l + i \frac{\Gamma_l}{2})^{-1} \cdot W_{l'l} (E - E_{l'} + i \frac{\Gamma_{l'}}{2})^{-1}$ . Нужно также в сомножителях, следующих за этим произведением, индексы  $l$  заменить на  $l'$ . Суммирование полученного таким образом выражения по  $j, j'$  и усреднение его по  $I_z$  дают в случае неполяризованной мишени следующие выражения средних добавочных амплитуд для нейтронов с разными спиральностями ( $s_z = \pm 1/2$ ):

$$[f_{l'l'}^0(E)]_{\pm} = \mp \frac{g}{2k} \frac{\sqrt{\Gamma_{lj}^n} W_{l'l} \sqrt{\Gamma_{l'j'}^n}}{[E - E_l + i(\Gamma_l/2)] [E - E_{l'} + i(\Gamma_{l'}/2)]}; \quad (19)$$



здесь через  $j$  обозначено общее возможное для двух рассматриваемых компаунд-состояний значение  $j = 1/2$ . Выражение (19) дает абсолютную величину амплитуды и показывает, что амплитуда меняет знак при реверсе спиральности нейтронов. Абсолютные знаки полученных амплитуд неопределены, поскольку выражение (19) содержит множитель  $\sqrt{\Gamma_{ij}^n} \sqrt{\Gamma_{lj}^n}$ . Амплитуда, описывающая диаграмму рис. 2, б, отличается от выражения (19) лишь обратным порядком расположения сомножителей и заменой  $W_{l'l}$  на  $W_{ll'}$ . При нашем выборе фаз у собственных функций  $W_{l'l} = W_{ll'}$  и для получения полной амплитуды достаточно удвоить амплитуду (19). Таким образом, в первом приближении теории возмущений по  $P$ -нечетному взаимодействию  $W$  получается следующее выражение для зависящей от спиральности части амплитуды рассеяния нейтронов вперед на неполяризованных ядрах:

$$f'_{\pm}(E) = \mp \frac{g}{k} \frac{\sqrt{\Gamma_s^n(E)} W_{sp} \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n(E)}}{[E - E_s + i(\Gamma_s/2)] [E - E_p + i(\Gamma_p/2)]}. \quad (20)$$

В выражении (20), аналогичном полученному в работе <sup>25</sup>, мы перешли к общепринятым обозначениям параметров  $s$ - и  $p$ -резонансов и учли, что  $\Gamma_{s1/2}^n = \Gamma_s^n$ .

$P$ -нечетные эффекты в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами (нейтронно-оптические дихроизм и двойное лучепреломление) удобно характеризовать изменениями полного нейтронного сечения  $\Delta\sigma$  и показателя преломления для нейтронов  $\Delta n$ , обусловленными реверсом спиральности нейтронов. Эти величины легко получить с использованием выражений (7), (8) и (20):

$$\begin{aligned} \Delta\sigma &= \sigma_+ - \sigma_- = B [(E - E_s) \Gamma_p + (E - E_p) \Gamma_s], \\ \Delta n &= n_+ - n_- = -\frac{N}{k} B \left[ (E - E_s) (E - E_p) - \frac{\Gamma_s \Gamma_p}{n} \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$B = \frac{2\pi}{k^2} \frac{g W_{sp} \sqrt{\Gamma_s^n(E)} \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n(E)}}{[(E - E_s)^2 + (\Gamma_s^2/4)] [(E - E_p)^2 + (\Gamma_p^2/4)]}.$$

Выражения типа (21) впервые были приведены в работе <sup>21</sup>, где для их получения использовались  $R$ -матричная теория и борновское приближение.

Экспериментальные исследования  $P$ -нечетных эффектов в упругом канале проводились с нейтронами, энергии которых находились значительно ближе к  $p$ -резонансам, чем к  $s$ -резонансам. Это связано с тем, что, как будет ясно из дальнейшего, наблюдаемые здесь эффекты значительно больше, чем вблизи  $s$ -резонансов. В случае близости к  $p$ -резонансу выражения (21) можно значительно упростить. Для  $\Delta\sigma$  получается следующее выражение:

$$\Delta\sigma \approx 2\mathcal{P}(E) \sigma_p(E), \quad (22)$$

где

$$\mathcal{P}(E) = \frac{2W_{sp}}{E - E_s} \sqrt{\frac{\Gamma_s^n(E)}{\Gamma_p^n(E)} \frac{\Gamma_{p1/2}^n(E)}{\Gamma_p^n(E)}}$$

и  $\sigma_p(E)$  — обычное брейт-вигнеровское сечение в  $p$ -резонансе:

$$\sigma_p(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{g \Gamma_p^n(E) \Gamma_p}{(E - E_p)^2 + (\Gamma_p^2/4)}.$$

Эти выражения были получены в работе <sup>12</sup>, где  $P$ -нечетные эффекты в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами впервые рассмотрены с использованием модели смешивающихся компаунд-состояний. Соответствующее изменение показателя преломления  $\Delta n$  для удобства сопоставления

экспериментальных результатов удобно выразить через  $\Delta\sigma$ . Такое выражение имеет вид

$$\Delta n = -\frac{N}{k} \frac{E - E_p}{\Gamma_p} \Delta\sigma. \quad (23)$$

Наличие в выражении для  $\mathcal{P}(E)$  энергетического знаменателя  $E - E_s$  связано с динамическим усилением смешивания уровней, обусловленным их близостью по энергии. В выражении для  $\mathcal{P}(E)$  присутствует еще один фактор, усиливающий рассматриваемые  $P$ -нечетные эффекты вблизи  $p$ -резонансов сложных ядер. Это — кинематический множитель

$$\sqrt{\frac{\Gamma_s^n(E)}{\Gamma_p^n(E)} \frac{\Gamma_{p1/2}^n(E)}{\Gamma_p^n(E)}},$$

который обычно велик, поскольку  $\Gamma_s^n \gg \Gamma_p^n$ , а  $\Gamma_{p1/2}^n$ , по-видимому, имеет тот же порядок, что и  $\Gamma_p^n$ . Выражения, аналогичные (22) и (23), легко получить и для случая близости энергии нейтронов к  $s$ -резонансу. Здесь динамическое усиление смешивания уровней, естественно, остается, а кинематическое усиление превращается в кинематическое ослабление и очень сильно уменьшает наблюдаемые эффекты.

В связи с выражением (23) следует отметить, что хотя абсолютные знаки обсуждаемых эффектов, как указывалось выше, неопределены, их относительный знак известен, если известно, с каким  $p$ -резонансом связаны наблюдаемые эффекты. Этот знак дается знаком величины  $E - E_p$ .

И, наконец, обсудим условия применимости принятого выше двухуровневого приближения. Вклады в рассматриваемые эффекты от смешивания данного  $p$ -резонанса с любым  $s$ -резонансом того же спина описываются выражениями, аналогичными (22) и (23). Величины этих эффектов пропорциональны  $\mathcal{P}(E)$ . Если считать, что все  $W_{sp}$  одинаковы по порядку величины и  $s$ -резонансы по силе не очень отличаются от среднего, то из-за наличия в  $\mathcal{P}(E)$  энергетического знаменателя  $E - E_s$  основной вклад в эффект будет давать ближайший  $s$ -резонанс. Двухуровневое приближение может оказаться недостаточным при невыполнении принятых предположений. С большей вероятностью это будет иметь место в ядрах с большой плотностью резонансов, где количество «близких» соседей больше.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ $P$ -НЕЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В УПРУГОМ КАНАЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

#### а) Общие замечания

При изучении  $P$ -нечетного нейтронно-оптического дихроизма исследуется зависимость прозрачности неполяризованной мишени от спиральности нейтронов. Обычно измеряется так называемый эффект пропускания

$$\varepsilon = \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}, \quad (24)$$

где  $T_{\pm} = e^{-n\sigma_{\pm}}$  — прозрачности мишени для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями,  $n$  — толщина мишени в числе ядер на квадратный сантиметр. В случае малости  $n \Delta\sigma$ , которая при таких измерениях всегда имеет место, выражение (24) сильно упрощается:

$$\varepsilon = -n' \frac{\Delta\sigma}{2}. \quad (25)$$

Если измерения проводятся вблизи  $p$ -резонанса и экспериментально наблюдаемый резонанс заметно не уширяется эффектом Доплера и недостаточно высоким энергетическим разрешением, то действующее значение  $\Delta\sigma$  дается

выражением (22) и

$$\varepsilon(E) = -n\mathcal{P}(E)\sigma_p(E). \quad (26)$$

Поскольку  $\mathcal{P}(E)$  — медленно меняющаяся функция энергии,  $\varepsilon(E)$  в окрестности  $p$ -резонанса имеет явно выраженный резонансный характер, обусловленный энергетической зависимостью  $\sigma_p(E)$ . Результаты измерений  $P$ -нечетного дихроизма в непосредственной близости к  $p$ -резонансу естественно представлять значением  $\mathcal{P}(E_p)$ , так как  $\mathcal{P}(E)$  в пределах резонанса практически постоянно и равно  $\mathcal{P}(E_p)$ .

Для нейтронов очень малых энергий (тепловых и холодных)  $\Delta\sigma$  и  $\varepsilon$  перестают зависеть от энергии, если измерения проводятся не в непосредственной близости к  $p$ -резонансу. Это связано с тем, что уменьшение  $\sigma_p(E)$  с уменьшением энергии компенсируется соответствующим возрастанием  $\mathcal{P}(E)$ . В случае с тепловыми и холодными нейтронами результаты измерений нам представляется целесообразным представлять в виде экспериментально полученного значения  $\Delta\sigma$ .

В исследованиях  $P$ -нечетного нейтронно-оптического двойного лучепреломления пучок нейтронов, поляризованный перпендикулярно их импульсу, пропускается через неполяризованную мишень и непосредственно измеряется угол поворота нейтронной поляризации вокруг импульса, обусловленный взаимодействием нейтронов с ядрами мишени. Такие измерения методически сложнее измерений эффектов в полных сечениях, поскольку необходимы и поляризованный пучок и возможность измерения поворота его поляризации. Результаты измерений здесь удобно представлять в виде угла поворота поляризации  $\Delta\varphi$  для мишени толщиной в 1 см. Эта величина очень просто связана с изменением показателя преломления  $\Delta n$ , обусловленным реверсом спиральности нейтронов:

$$\Delta\varphi = -k\Delta n. \quad (27)$$

Связь  $\Delta\varphi$  с параметрами смешивающихся резонансов и матричным элементом  $P$ -нечетного взаимодействия (для случая сравнительно близости энергии нейтронов к  $p$ -резонансу) легко получить из выражений (22) и (23). Мы снова выразим угол поворота поляризации через изменение полного сечения:

$$\Delta\varphi = N \frac{E - E_p}{\Gamma_p} \Delta\sigma. \quad (28)$$

Энергетическая зависимость  $\Delta\varphi$  существенно отличается от энергетической зависимости  $\varepsilon$ . При  $E = E_p$   $\Delta\varphi = 0$ , с удалением  $E$  от  $E_p$  в разные стороны появляется  $\Delta\varphi$  разного знака. Для  $|E - E_p| = \Gamma_p/2$  величина  $|\Delta\varphi|$  достигает максимального значения, а затем падает, причем значительно медленнее, чем  $\varepsilon(E)$ .

В связи с малостью  $P$ -нечетных эффектов при их экспериментальном исследовании особое внимание всегда следует уделять исключению ложных эффектов как систематических, так и случайных. При измерениях эффектов в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами основное ограничение точности связано со статистическими ошибками. Поэтому целесообразно остановиться на вопросе оптимизации параметров мишени. Для увеличения скорости счета желательно перекрыть мишенью всю имеющуюся площадь поляризованного пучка. Рассматриваемые эффекты линейно возрастают с увеличением толщины мишени, однако возрастание толщины мишени приводит к ослаблению интенсивности прошедшего через мишень пучка и, соответственно, к потере статистической точности. Несложные расчеты показывают, что оптимальной является мишень, ослабляющая пучок в  $e^2$  раз.

За 3—4 года, прошедших со времени появления первых сообщений об экспериментальном наблюдении  $P$ -нечетных эффектов в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами, опубликовано сравнительно немного работ на эту тему. Ниже мы коротко рассмотрим основные из этих экспериментальных работ.<sup>1</sup>

### б) Эксперименты с холодными и тепловыми нейтронами

Сначала остановимся на экспериментах <sup>11</sup> в ILL (Гренобль), в которых были впервые обнаружены обсуждаемые здесь эффекты. В этих экспериментах, в основном, исследовано вращение нейтронной поляризации вокруг импульса нейтронов в неполяризованном образце <sup>117</sup>Sn. Результаты, полученные для зависимости полного сечения <sup>117</sup>Sn от спиральности нейтронов, имеют невысокую точность и являются предварительными. Работа проводилась на одном из пучков высокопоточного реактора ILL. Площадь пучка составляла  $\approx 1 \times 1 \text{ см}^2$ , поток  $\approx 10^7 \text{ п/см}^2\text{с}$ , энергия нейтронов  $\approx 1,7 \text{ мэВ}$ .

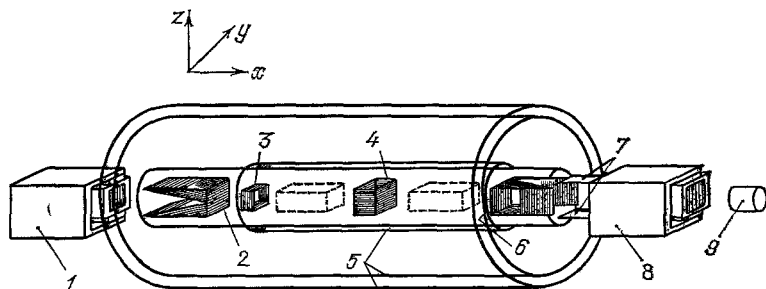


Рис. 3. Схема установки в ILL.

1, 8 — стопки Fe — Co-зеркал; 2, 6 — катушки неадиабатического прохождения; 3, 4 — вспомогательные катушки; 5 — магнитный экран; 7 — шиммирующие насадки; 9 — детектор.

Схема установки представлена на рис. 3. В установке использованы два одинаковых поляризационно-чувствительных элемента 1 и 8. Они представляли собой стопки вертикально расположенных и вертикально намагниченных Fe — Co-зеркал. Эти зеркала имели значительно больший коэффициент отражения для нейтронов со спином вверх, чем для нейтронов со спином вниз. Отражением от зеркал 1 получался пучок с поляризацией, направленной вниз. Отражением от зеркал 8 получался пучок с поляризацией, направленной вверх и имевшей величину  $f_n \approx 0,9$ . Этот пучок через катушку специальной формы 2 неадиабатически (с сохранением направления поляризации) вводился в область низкого магнитного поля. В области низкого поля, защищенной от рассеянных полей трехслойным магнитным экраном 5, на пути пучка располагались исследуемый образец (на рис. 3 штриховой линией показаны два возможных положения образца) и вспомогательные катушки 3, 4. На выходе из области низкого поля находилось устройство для обнаружения поворота нейтронной поляризации вокруг направления пучка. Это устройство состояло из катушки 6, стопки зеркал 8 и сцинтилляционного нейтронного детектора с Li-стеклом 9. Катушка 6 аналогична катушке 2, но повернута вокруг пучка на  $90^\circ$ . Эта катушка обеспечивала неадиабатический выход нейтронов из области низкого поля в область с перпендикулярным пучку горизонтальным ведущим полем. Таким образом, в области ведущего поля, вдоль поля оказалась направленной обусловленная исследуемым поворотом компонента поляризации, перпендикулярная направлению начальной поляризации. На пути от катушки 6 до зеркал 8 ведущее поле плавно поворачивалось до вертикального направления, обеспечивая соответствующий адиабатический поворот этой компоненты поляризации. Реверсирование тока в катушке 6 приводило к реверсу направления исследуемой компоненты поляризации и соответственно вызывало изменение коэффициента отражения зеркал 8. Информация о повороте нейтронной поляризации извлекалась из различия скоростей счета отраженных зеркалами 8 нейтронов в детекторе 9 при разных направлениях тока в катушке 6. Для подавления вклада в экспериментальный результат, обусловленного

нестабильностью пучка и параметров установки, измерения с разными направлениями тока в катушке 6 часто чередовались ( $\approx$  через  $1''$ ).

Такая система не свободна от существенных аппаратных эффектов, особенно при измерениях малых поворотов поляризации. Действительно, наличие в области низкого поля продольной компоненты поля и перпендикулярность катушек 2 и 6 будут давать ложные эффекты. Для исключения этих эффектов использовались вспомогательная катушка 4 и чередование измерений с образцом, расположенным перед катушкой 4 и после нее. Поле в катушке 4 было вертикальным и обеспечивало прецессию нейтронных спинов на  $180^\circ$ . Такая катушка изменяла на обратную горизонтальную компоненту нейтронной поляризации, имевшуюся на входе в катушку, и никак не влияла на направление поляризации нейтронов в области за катушкой. Поэтому, перемещение образца из одного положения в другое изменяло знак эффекта, обусловленного процессами в образце, что позволяло отделить этот эффект от аппаратных эффектов.

Малость исследовавшихся углов поворота поляризации заставила авторов сделать много контрольных экспериментов и перекрестных проверок полученных результатов. Судя по опубликованной работе, авторы считают, что в процессе измерений и обработки результатов удается исключить аппаратные эффекты с точностью не хуже  $\approx 5 \cdot 10^{-6}$  рад.

Измерения зависимости полного сечения от спиральности нейтронов были много проще. Необходимая в этих измерениях продольная поляризация достигалась поворотом поляризации с помощью катушки 3, имевшей продольное поле, в горизонтальное положение и последующего доворота поляризации катушкой 4 до продольного положения. Спиральность пучка реверсировалась изменением направления тока в катушке 4 (как и в измерениях угла поворота через  $\approx 1''$ ). При этих измерениях образец постоянно находился за катушкой 4, а катушка 6 и зеркала 8 были убраны из пучка.

Измерения угла поворота поляризации проводились с образцом естественного Sn размерами  $11 \times 11 \times 60$  мм<sup>3</sup> и с образцом, обогащенным до  $\approx 84\%$  изотопом  $^{117}\text{Sn}$  (размеры  $11 \times 11 \times 49,5$  мм<sup>3</sup>). Получены следующие результаты:

$$\Delta\phi (\text{Sn ест.}) = (-4,9 \pm 0,9) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см,}$$

$$\Delta\phi (^{117}\text{Sn}) = (-36,7 \pm 2,7) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см,}$$

$$\Delta\sigma (^{117}\text{Sn}) = (10,2 \pm 4,0) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2.$$

Приведенное здесь  $\Delta\sigma$  получено пересчетом из приведенного в работе<sup>11</sup> значения  $\varepsilon$ . Знак у  $\Delta\phi$  изменен на обратный в сравнении с цитируемой работой на основании недавнего сообщения<sup>30</sup>. В этом же сообщении было указано, что установка в Гренобле усовершенствована для обеспечения большей точности результатов измерений. На усовершенствованной установке проведены повторные измерения  $\Delta\phi$  на естественном олове и обнаружено вращение нейтронной поляризации на образце естественного свинца:

$$\Delta\phi (\text{Sn ест.}) = (-3,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см,}$$

$$\Delta\phi (\text{Pb ест.}) = (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см.}$$

Сопоставление углов поворота, полученных для естественного и обогащенного олова свидетельствует о корректности эксперимента, поскольку их отношение в пределах ошибок соответствует концентрации  $^{117}\text{Sn}$  в естественной смеси.

Теперь рассмотрим эксперименты<sup>13,14</sup>, выполненные в ЛИЯФ группой Лобашова. Работы проводились на реакторе ВВР-М ЛИЯФ. В измерениях использовался пучок поляризованных тепловых нейтронов ( $E \approx 0,01$  эВ) с площадью  $\approx 6 \times 1$  см<sup>2</sup>. Поток нейтронов составлял около  $1,0 \cdot 10^7$  н/см<sup>2</sup>с при поляризации  $f_n \approx 0,9$ .

Упрощенная схема установки представлена на рис. 4. Поперечно поляризованный пучок нейтронов из нейтроновода 1 попадал в радиочастотную систему реверса 2. За системой реверса с помощью Li-коллиматоров пучок разделялся на два параллельных пучка. Эти пучки адиабатически вводились в два соленоида 4 с продольными полями, причем поля в соленоидах имели противоположные направления. Таким образом, нейтроны пучков имели

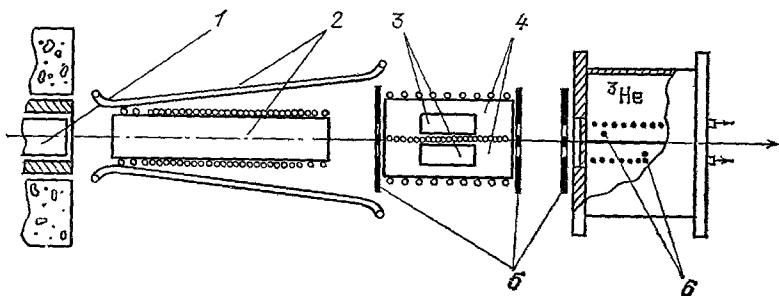


Рис. 4. Схема установки в ЛИАФ.

1 — нейтроновод; 2 — система реверса; 3 — образцы; 4 — соленоиды; 5 — коллиматоры; 6 — детекторы.

противоположные спиральности. В соленоидах, в каждом из пучков, размещались два одинаковых исследуемых образца 3. Нейтроны, прошедшие через каждый из образцов, регистрировались пропорциональными  $^3\text{He}$ -счетчиками 6, имевшими общий газовый объем. Из различия скоростей счета этих детекторов при изменении спиральности нейтронов и извлекалась информация о зависимости полных сечений от спиральности.

Система с раздвоением нейтронного пучка и одновременным измерением эффектов на двух образцах в пучках с противоположными спиральностями позволяла значительно снизить влияние нестабильности пучка на результаты измерений. В процессе измерений спиральности пучков изменялись на обратные через каждые 2 с с помощью системы реверса. При фиксированных спиральностях пучков импульсы от каждого из детекторов интегрировались. Накопленные за 2 с измерений заряды от двух детекторов и их разности преобразовывались в числовой код и поступали в систему регистрации. После этого спиральности пучков реверсировались и все повторялось снова. Через каждые 12 часов таких измерений реверсировались направления полей в соленоидах с образцами, что изменяло знак исследуемого эффекта и позволяло контролировать отсутствие ложных эффектов.

Наряду с рабочими измерениями проводились также контрольные измерения в тех же условиях, но с деполяризованными пучками. Для деполяризации пучков использовался тонкий железный шпим, располагавшийся перед системой реверса. Результаты этих измерений свидетельствуют об отсутствии заметных аппаратурных эффектов.

Кроме измерений эффектов в полных сечениях были проведены также соответствующие исследования  $n$ ,  $\gamma$ -реакции. В этом случае использовался только один соленоид с продольным полем и один образец.  $\gamma$ -кванты регистрировались двумя скintилляционными детекторами с кристаллами  $\text{NaI}$  ( $\varnothing$  150 мм, толщина 100 мм), расположенными по обе стороны соленоида с образцом. Результаты таких измерений показали, что практически вся зависимость сечения от спиральности нейтронов связана с  $n, \gamma$ -реакцией, т. е. с процессами, идущими через компаунд-ядро.

Были исследованы образцы  $^{117}\text{Sn}$ ,  $^{139}\text{La}$  и естественный образец  $\text{Br}$  (50%  $^{79}\text{Br}$  и 50%  $^{81}\text{Br}$ ). В измерениях использовались образцы толщиной в одну-две длины свободного пробега нейтронов. В нашем пересчете на величину

$\Delta\sigma = \sigma_+ - \sigma_-$  получены следующие результаты:

$$\Delta\sigma (^{117}\text{Sn}) = (4,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2,$$

$$\Delta\sigma (^{139}\text{La}) = (34,2 \pm 5,3) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2,$$

$$\Delta\sigma (\text{Br}) = (60,6 \pm 6,2) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2.$$

В случае Br пересчет сделан в предположении, что эффект связан лишь с одним изотопом.

#### в) Эксперименты с резонансными нейтронами

Эксперименты с резонансными нейтронами проводились в Дубне в ЛНФ ОИЯИ. Здесь исследовалась энергетическая зависимость изменения полных сечений при реверсе спиральности нейтронов для ряда ядер в области энергий около низкоэнергетических р-резонансов этих ядер. Измерения проводились методом времени пролета на пучке поляризованных резонансных нейтронов импульсного реактора ИБР-30<sup>31</sup>. Нейтроны поляризовались разработанным в ЛНФ ОИЯИ методом<sup>19</sup> пропускания через поляризованную протонную мишень. В сравнении с описанной в работе<sup>31</sup> использованная в измерениях протонная мишень была усовершенствована. Полезная площадь мишени (площадь пучка) увеличена приблизительно в три раза и доведена до 30 см<sup>2</sup>. Длина пролетной базы составляла 58 м. При измерениях в резонансах с энергиями до  $\approx 1,5$  эВ использовался реакторный режим с длительностью нейтронной вспышки  $\approx 70$  мкс и средней мощностью  $\approx 20$  кВт. В случае более высоких энергий, для улучшения энергетического разрешения, измерения проводились в бустерном режиме с длительностью вспышки  $\approx 4$  мкс и средней мощностью  $\approx 5$  кВт.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 5. Неполаризованный пучок нейтронов от реактора 1 по вакуумному нейтроноводу 2 доводился до поляризатора, удаленного от реактора на 32 м. Поляризатором являлась поляризованная протонная мишень 4 с поперечными размерами

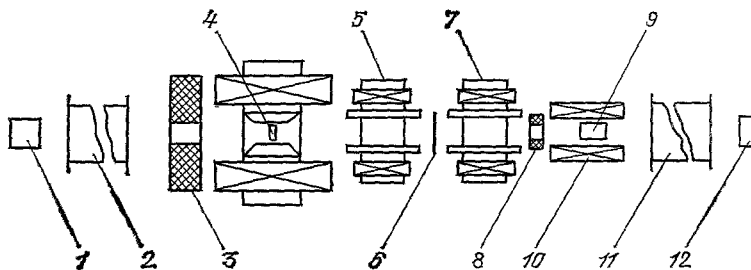


Рис. 5. Схема установки в ЛНФ ОИЯИ.

1 — реактор; 2, 11 — нейтроноводы; 3, 8 — коллиматоры; 4 — поляризованная протонная мишень; 5, 7 — электромагниты (ведущего поля); 6 — токовая фольга; 9 — образец; 10 — соленоид; 12 — детектор.

$5 \times 6 \text{ см}^2$ , помещенная в горизонтальное перпендикулярное пучку магнитное поле. Перед протонной мишенью был установлен коллиматор 3 с проходными размерами, несколько меньшими размеров мишени. Фильтрация пучка через поляризованную протонную мишень приводит к его поляризации из-за того, что сечение синглетного рассеяния нейтронов на протонах значительно превосходит сечение триплетного рассеяния. Используемая протонная мишень обеспечивала поляризацию резонансных нейтронов  $f_n \approx 0,6$  при потере интенсивности примерно в 10 раз. Прошедший через протонную мишень поперечно поляризованный пучок попадал в зазор электромагнита 5 с полем 200 Э, направленным так же, как поле на протонной мишени. За магнитом 5 на пути пучка был установлен аналогичный электромагнит 7, поле

в котором переключением направления тока в обмотках можно было делать параллельным или антипараллельным полю магнита 5. Посередине между магнитами перпендикулярно пучку была установлена токовая фольга 6, собственное магнитное поле которой со стороны магнита 5 совпадало по направлению с полем в этом магните. При встречных полях в магнитах 5 и 7 поле фольги создавало условия неадиабатического прохождения нейтронов, что обеспечивало на выходе из фольги реверс поляризации пучка относительно направления поля. За магнитом 7 на пути пучка располагался соленоид 10 с продольным полем напряженностью 200 Э, направленным по импульсу нейтронов. На пути от магнита 7 до соленоида магнитное поле плавно поворачивалось от поперечного направления до продольного и адиабатически поворачивало направление поляризации пучка. Условия адиабатичности

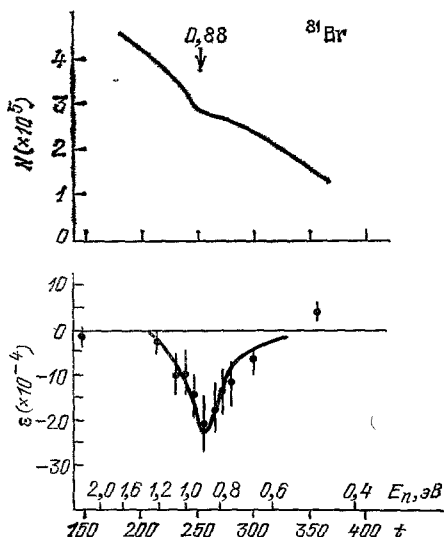


Рис. 6. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для Br.

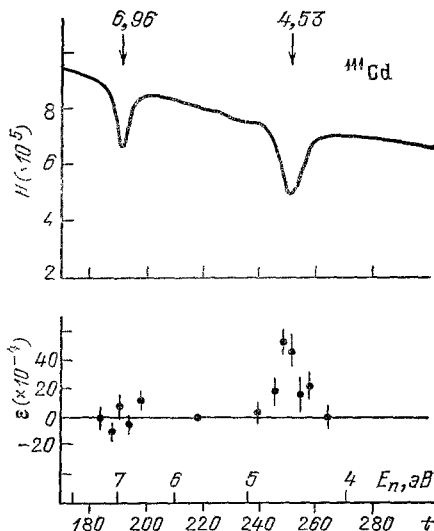


Рис. 7. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для Cd.

были достаточно хорошо выполнены для нейтронов с энергиями до  $\approx 100$  эВ. Таким образом получался продольно поляризованный пучок со спиральностью, определяемой направлением тока в обмотках магнита 7. В соленоиде, в нейтронном пучке, сформированном коллиматором 8, помещались исследовавшиеся образцы 9. Нейтроны, прошедшие через образец, по вакуумному нейтронному каналу 11 доходили до нейтронного детектора 12. В качестве детекторов использовались сцинтилляционный  $\gamma$ -детектор с  $p\gamma$ -конвертором или сцинтилляционный детектор с Li-стеклом. Регистрация временных спектров детектора и управление реверсом спиральности пучка осуществлялись автоматизированной системой, созданной на базе малой ЭВМ.

В процессе рабочих измерений, при реверсировании направления поляризации пучка через каждые 40 с, накапливались два временных спектра  $N_p$  и  $N_a$ , соответствовавшие поляризациям, параллельной и антипараллельной импульсу нейтронов. Измерения с каждым из образцов продолжались 150–200 часов. Из полученных для каждого образца суммарных спектров  $N_{p,a}$  определялись поканальные значения эффекта пропускания

$$\varepsilon = \frac{1}{f_n} \frac{N_p - N_a}{N_p + N_a} = \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}. \quad (29)$$

Зависимость полных сечений от спиральности нейтронов была исследована в 14-ти резонансах ядер  $^{81}\text{Br}$  ( $E_0 = 0,9$  эВ),  $^{93}\text{Nb}$  ( $E_0 = 36$  эВ, 42 эВ),  $^{111}\text{Cd}$  ( $E_0 = 4,5$  эВ; 6,9 эВ),  $^{117}\text{Sn}$  ( $E_0 = 1,3$  эВ),  $^{127}\text{I}$  ( $E_0 = 7,6$  эВ; 10,4 эВ;



14,0 эВ),  $^{139}\text{La}$  ( $E_0 = 0,75$  эВ),  $^{145}\text{Nd}$  ( $E_0 = 2,0$  эВ),  $^{238}\text{U}$  ( $E_0 = 4,4$  эВ; 11,3 эВ-19,5 эВ). Все эти резонансы, кроме двух известных резонансов  $^{93}\text{Nb}$ , являются р-резонансами лишь предположительно, поскольку они значительно (на несколько порядков) слабее средних s-резонансов соответствующих ядер. Три из указанных резонансов (по одному в Br, I и Nd) ранее были неизвестны, они обнаружены в Дубне, в специальных измерениях пропускания толстых образцов. В связи с отсутствием образцов Br с разделенными изотопами, изотопическая принадлежность резонанса в Br была установлена в измерениях  $\gamma$ -спектров радиационного захвата нейтронов.

На рис. 6—9 (сверху) приведены участки накопленных за  $\approx 50$  часов спектров  $N_p$  в районах исследованных р-резонансов, на которых была обнаружена зависимость полных сечений от спиральности нейтронов. На этих

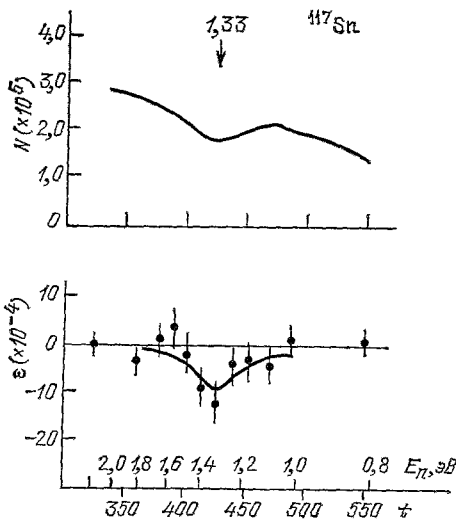


Рис. 8. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для Sn.

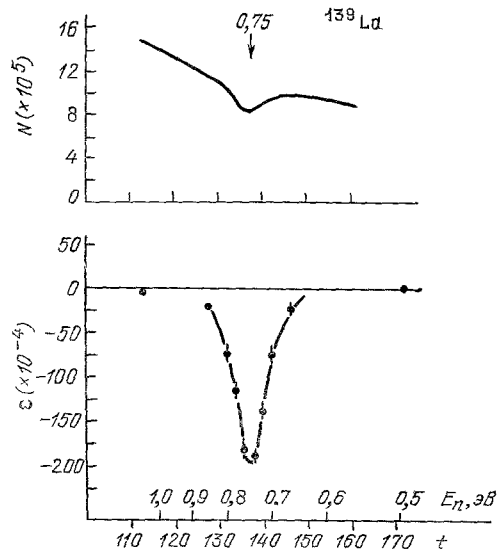


Рис. 9. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для La.

рисунках  $E_n$  — энергия нейтронов в эВ,  $t$  — время пролета в условных единицах, стрелки и цифры сверху — положения и энергии р-резонансов. Снизу на рис. 6—9 приведены значения  $\epsilon$  для соответствующих образцов и областей энергий. Здесь  $\epsilon$  усреднено по группам каналов, причем число каналов в группе возрастает с уменьшением эффекта. Экспериментальные точки на рисунках поставлены в середине энергетических интервалов усреднения. При отсутствии уширения исследуемых резонансов эффектом Доплера и недостаточно высоким энергетическим разрешением эффект пропускания связан с величиной  $\mathcal{P}(E)$  соотношением (26). В случае, когда уширение резонанса оказывается существенным, соответствующее выражение имеет более сложный вид <sup>18</sup>. В табл. I даны значения  $\mathcal{P}(E_p)$ , полученные из при-

Таблица I

Ядро	$E_p$ , эВ	$\Gamma_p$ , $10^{-3}$ , эВ	$g\Gamma_p^n$ , $10^{-8}$ эВ	$E_s$ , эВ	$g\Gamma_s^n$ , $10^{-3}$ эВ	$\mathcal{P}(E_p)$ , $10^{-3}$	$ W_{sp} $ , $10^{-3}$ эВ
$^{81}\text{Br}$	$0,88 \pm 0,01$	$190 \pm 20$	$5,8 \pm 0,3$	101	10	$24 \pm 4$	$3,0 \pm 0,5$
$^{111}\text{Cd}$	$4,53 \pm 0,03$	$160 \pm 10$	$107 \pm 5$	—4	1,0	$-8,6 \pm 1,2$	$0,84 \pm 0,12$
$^{117}\text{Sn}$	$1,33 \pm 0,01$	$230 \pm 20$	$19 \pm 1,5$	—29	5,5	$4,5 \pm 1,3$	$0,38 \pm 0,10$
$^{139}\text{La}$	$0,75 \pm 0,01$	$45 \pm 5$	$3,6 \pm 0,3$	—49	84	$73 \pm 5$	$1,28 \pm 0,12$

веденных на рис. 6—9 значений  $\varepsilon$  с использованием таких соотношений и необходимой информации о параметрах р-резонансов и условиях измерений. Используемые значения параметров резонансов приведены там же. Эти параметры получены из временных спектров, накопленных при исследовании зависимости пропускания от спиральности нейтронов.

Соотношения (22), в принципе, позволяют из величины  $\mathcal{F}(E_p)$  рассчитать значение матричного элемента  $W_{sp}$ . Практически, однако, такой расчет неоднозначен, поскольку неизвестны спины исследованных р-резонансов, т. е. неизвестно, с каким s-резонансом смешивается данный р-резонанс. Кроме этого, нет никакой информации о входящей в выражение (22) величине  $|\sqrt{\Gamma_{p1/2}^n}|$ . В табл. I приведены результаты расчетов  $|W_{sp}|$  по соотношению (22), проведенных в предположении, что  $\Gamma_{p1/2}^n = \Gamma_p^n$  и с данным р-резонансом смешивается s-резонанс, имеющий максимальное значение величины  $\Gamma_s^n/(E_p - E_s)^2$ . Параметры этих резонансов, взятые из работы <sup>32</sup>, также приведены в табл. I. В рамках двухуровневой модели такие расчеты дают нижнюю оценку величины  $|W_{sp}|$ .

Для остальных 10 исследованных резонансов эффект пропускания в пределах достигнутой точности не был обнаружен. Для этих резонансов полученные значения  $\varepsilon$  усреднялись по всему резонансу и после соответствующей обработки давали верхнюю оценку величины  $\mathcal{F}(E_p)$ . Эти оценки лежат в пределах  $(0,3 - 4) \cdot 10^{-3}$  и становятся грубее по мере увеличения энергии резонанса и уменьшения его силы, что связано с быстрым ухудшением условий измерений.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В модели, объясняющей Р-нечетные эффекты в сложных ядрах смешиванием компаунд-состояний по четности, значения матричных элементов  $W_{sp}$  распределены вокруг нулевого среднего. Экспериментально полученные значения  $|W_{sp}|$  (см. табл. I) достаточно хорошо согласуются с оценками возможных отклонений  $W_{sp}$  от нуля, выполненными в работах <sup>12,22</sup>. Эти величины разбросаны в пределах  $(0,4 - 3) \cdot 10^{-3}$  эВ и снизу, по сути дела, ограничены достигнутой точностью результатов измерений. Для дальнейшей проверки модели желательно повысить точность измерений и расширить круг исследованных резонансов. Это позволит надежнее получить экспериментальное распределение  $W_{sp}$  и сопоставить его с теоретическими предсказаниями.

Следует, однако, отметить, что крайняя бедность информации о спинах и четностях слабых резонансов сильно усложняет задачу. Это не только не позволяет получить надежное значение  $|W_{sp}|$  из измеренного  $\mathcal{F}(E_p)$ , но и затрудняет измерения  $\varepsilon$ . Очень трудоемкая попытка обнаружить слабый Р-нечетный эффект на случайно выбранном слабом резонансе с большой вероятностью может не дать результата из-за того, что этот резонанс может оказаться вообще не р-резонансом, а если и р-резонансом, то с неподходящим для смешивания с s-резонансами значением спина. Последним, по крайней мере частично, объясняется отсутствие эффекта в 10 из 14 исследованных в работах <sup>15-16</sup> слабых резонансах. В такой ситуации большой интерес представляют те случаи, когда надежно известно, что данный резонанс является р-резонансом и имеет спин  $I \pm 1/2$ . К сожалению, однако, и здесь положение не проще. Такие резонансы известны лишь при энергиях  $\approx 50$  эВ и выше, где трудно обеспечить достаточную точность измерений. Примером этому являются измерения Р-нечетных эффектов на <sup>93</sup>Nb. Для двух указанных выше р-резонансов получены следующие значения  $\mathcal{F}(E_p)$ :

$$\mathcal{F}(E_p = 36 \text{ эВ}) = (2,0 \pm 1,3) \cdot 10^{-3},$$

$$\mathcal{F}(E_p = 42 \text{ эВ}) = (0,3 \pm 2,4) \cdot 10^{-3}.$$

Достигнутая точность оказалась недостаточной для обнаружения эффектов, которые следовало бы ожидать, если соответствующие матричные элементы имеют порядок  $10^{-3}$  эВ.

И, наконец, обсудим результаты измерений  $P$ -нечетных эффектов в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами, полученные с использованием тепловых (и холодных) нейтронов. За исключением свинца, для всех ядер, на которых эффекты были наблюдаемы, известны ответственные за эффекты  $p$ -резонансы и проведены измерения  $\Delta\sigma$  в этих резонансах.  $P$ -нечетное вращение нейтронной поляризации в Pb представляется трудно объяснимым в модели смешивающихся компаунд-состояний. У изотопов Pb вообще мала плотность уровней и при малых энергиях нет известных слабых резонансов, которые могли бы быть ответственными за эффект  $p$ -резонансами. Более того, у Pb нет и хороших для смешивания  $s$ -резонансов. Можно, конечно, предположить, что оба связанных с эффектом уровня лежат ниже энергии связи нейтрона, но такое предположение представляется довольно искусственным.

Представляет интерес сопоставить результаты измерений в  $p$ -резонансах и результаты для тепловых нейтронов. С использованием выражений (12) и (21) легко получить соотношение, связывающее изменение теплового сечения  $\Delta\sigma_{th}$  с  $\mathcal{P}(E_p)$  и параметрами  $p$ -резонанса. Это выражение имеет вид

$$\Delta\sigma_{th} \approx 2\sigma_p(E_p) \mathcal{P}(F_p) \left( \frac{\Gamma_p}{2E_p} \right)^2. \quad (30)$$

В табл. II представлены измеренные с тепловыми нейтронами  $\Delta\sigma_{th}$  и рассчитанные по соотношению (30) из результатов измерений в  $p$ -резонансах значения  $\Delta\sigma_{th}^*$ . Для  $^{81}\text{Br}$  и  $^{139}\text{La}$  согласие между  $\Delta\sigma_{th}$  и  $\Delta\sigma_{th}^*$  можно считать хорошим. В случае  $^{117}\text{Sn}$   $\Delta\sigma_{th}$  из работы <sup>11</sup>, полученное с невысокой точностью, также согласуется с  $\Delta\sigma_{th}^*$ , а  $\Delta\sigma_{th}$  из работы <sup>13</sup> оказывается несколько меньшим.

Экспериментальные данные о  $P$ -нечетном вращении нейтронной поляризации можно сопоставить с зависимостью полных сечений от спиральности лишь для ядра  $^{117}\text{Sn}$ . Для этого следует воспользоваться соотношением (28). Если рассчитать по этому соотношению ожидаемые значения  $\Delta\phi^*$  с использованием значений  $\Delta\sigma_{th}$  и  $\Delta\sigma_{th}^*$  из табл. II, то получатся результаты, приведенные в табл. III вместе со значением  $\Delta\phi$  из работы <sup>11</sup>. Из табл. III видно, что  $\Delta\phi$  и  $\Delta\phi^*$  достаточно хорошо согласуются между собой,

Таблица II

Ядро	$\Delta\sigma_{th}, 10^{-29} \text{ см}^2$	$\Delta\sigma_{th}^*, 10^{-29} \text{ см}^2$
$^{81}\text{Br}$	$60,6 \pm 6,2^{14}$	$52 \pm 16$
$^{117}\text{Sn}$	$4,6 \pm 0,5^{13}$	$9,8 \pm 4,1$
$^{139}\text{La}$	$10,2 \pm 4,0^{11}$	$35 \pm 11$
	$34,2 \pm 5,3^{13}$	

Таблица III

$10^{-5} \Delta\phi, \text{ рад/см}^{11}$	$10^{-5} \Delta\phi^*, \text{ рад/см}^{11}$	$10^{-5} \Delta\phi^*, \text{ рад/см}^{13}$	$10^{-5} \Delta\phi^*, \text{ рад/см}^{15}$
$-3,7 \pm 0,3$	$-2,3 \pm 1,0$	$-1,1 \pm 0,2$	$-2,5 \pm 1,1$

хотя для улучшения согласия, как и в табл. II, желательно несколько большее значение  $\Delta\sigma_{th}^{13}$ . Результаты последних сопоставлений показывают, что модель смешивающихся компаунд-состояний очень хорошо описывает энергетическую зависимость  $\Delta\sigma$ , особенно если иметь в виду, что измеренные значения  $\Delta\sigma$  в  $p$ -резонансах и для тепловых нейтронов отличаются на много порядков.

В заключение следует отметить, что обсуждаемые  $P$ -нечетные эффекты в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами представляют значительный интерес для ядерной физики. Их изучение позволяет глубже понять сложную структуру атомного ядра и его возбужденных состояний. Что

касается возможностей извлечения из данных об этих эффектах конкретной информации о  $P$ -нечетном нуклон-нуклонном взаимодействии, то они, по-видимому, весьма ограничены. Обсуждаемые эффекты сравнительно легко удастся наблюдать лишь в средних и тяжелых ядрах, где велико динамическое усиление смешивания компаунд-состояний. В результате таких исследований в благоприятных случаях удастся получить значения соответствующих матричных элементов  $P$ -нечетного взаимодействия. К сожалению, структура компаунд-состояний этих ядер слишком сложна, чтобы надеяться получить из матричных элементов информацию о деталях нуклон-нуклонного взаимодействия. Можно, однако, ожидать, что по мере накопления экспериментальных данных некая статистическая информация по этому вопросу будет получена.

Автор хотел бы поблагодарить И. М. Франка за проявленный им интерес к работе над обзором и полезные замечания, а также Л. Б. Пикельнера за то, что он стимулировал написание настоящего обзора и за плодотворные обсуждения многих из рассмотренных здесь вопросов.

Объединенный институт ядерных исследований,  
Дубна (Московская обл.)

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Yu. G. et al. — Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 25.
2. Лобашов В. М. и др. — Письма ЖЭТФ, 1966, т. 3, с. 268.
3. Данилян Г. В. и др. — Ibid., 1977, т. 26, с. 197.
4. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А. — УФН, 1976, т. 118, с. 141.
5. Michel F. C. — Phys. Rev. Ser. B, 1964, v. 329, p. 133.
6. Stodolsky L. — Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 50, p. 352.
7. Karl G., Tadic D. — Phys. Rev. Ser. C, 1977, v. 16, p. 172.
8. Forte M. — Phys. Conf. Ser., 1978, No. 42, ch. 5, p. 86.
9. Barroso L., Tadic D. — Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 294, p. 376.
10. Карманов В. А., Лобов Г. А. — Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 332.  
Лобов Г. А. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 34, с. 1141.
11. Forte M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 2088.
12. Сушков О. П., Фламбаум В. В. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 377.
13. Kolomensky E. A. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 272.
14. Весна Е. А. и др. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 351.
15. Алфименков В. П. и др. — Ibid., 1981, т. 34, с. 308.
16. Алфименков В. П. и др. — Ibid., 1982, т. 35, с. 42.
17. Алфименков В. П. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-82-86. — Дубна, 1982.
18. Alfimenkov V. P. et al. — Nucl. Phys. Ser. A, 1983, v. 398, p. 93.
19. Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л. — ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 2185.
20. Stodolsky L. — Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 96, p. 127.
21. Bunakov V. E., Gudkov V. P. — Zs. Phys., 1981, Bd. 303, S. 285.
22. Сушков О. П., Фламбаум В. В. — УФН, 1982, т. 136, с. 3.
23. Лобов Г. А. Препринт ИТЭФ № 20. — Москва, 1982.
24. Шапиро И. С. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 275.
25. Сушков О. П., Фламбаум В. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-24. — Новосибирск, 1983.
26. Кадменский С. Г. и др. — ЯФ, 1983, т. 37, с. 581.
27. Зарецкий Д. Ф., Сироткин В. К. — Ibid., с. 607.
28. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций. — М.: Физматгиз, 1959.
29. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Физматгиз, 1963.
30. Neskei B. R. — Private communication, 1982.
31. Франк И. М. — Физ. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 807.
32. Mughabghab S. F. et al. — In: Neutron Cross Sections. — N.Y.: Academic Press, 1981. — V. 1, pt. A.