

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ И ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В. П. Алфименков, Л. Б. Шикельнер, Э. И. Шаранов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены некоторые возможные эксперименты с ориентированными ядрами и поляризованными нейтронами, методы поляризации нейтронов и ядер. Дан обзор ряда экспериментов, включая такие, как исследование спиновой зависимости нейтронных сечений для делящихся и неделящихся ядер, измерение магнитных моментов нейтронных резонансов, радиационный захват поляризованных нейтронов и некоторые другие.

Several experiments with oriented nuclei and polarized neutrons are considered, as well as some methods of polarization of neutron and nuclei. Experiments on the study of spin dependence of neutron cross sections for fissionable and nonfissionable nuclei, on the measurement of magnetic momenta of neutron resonances, on the radiation capture of polarized neutrons, etc. are reviewed.

ВВЕДЕНИЕ

В ядерно-физических исследованиях ориентированные ядра и поляризованные нейтроны используют для получения информации о связанных со спином особенностях взаимодействия и свойствах нейтронов и ядер. В некоторых случаях такую информацию можно получить и из исследований с обычными нейтронами и ядрами, однако часто эти исследования не обеспечивают нужной точности или дают результаты лишь с использованием неочевидных физических предположений. Многие же результаты экспериментов с поляризованными нейтронами и ориентированными ядрами другими методами получить вообще не удается.

Систему микрочастиц называют ориентированной, если пространственное распределение ориентаций спинов частиц системы отлично от изотропного. Согласно квантовой механике, проекция I_z спина I на заданную ось z может принимать $2I + 1$ дискретных значений от $-I$ до I . В случае аксиальной симметрии физических условий распределение ориентаций спинов относительно этой оси, очевидно, полностью характеризуется $2I + 1$ значениями вероятностей $W(I_z)$ наблюдения всех возможных проекций I_z . Посколь-

ку энергетический уровень частицы в магнитном поле расщепляется на отдельные подуровни, связанные с различными проекциями спина, вероятности реализации этих подуровней часто называют относительными заселенностями соответствующих подуровней.

В силу условия нормировки $\sum_{-I}^I W(I_z) = 1$ независимы лишь $2I$ вероятности $W(I_z)$. Это означает, что для полного описания распределения ориентаций спинов системы в рассматриваемом случае достаточно задать $2I$ значений $W(I_z)$ или $2I$ независимых параметров, построенных с их помощью. В экспериментальных исследованиях наиболее широкое применение нашел набор параметров ориентации f_i [1], определенных таким образом, что они равны нулю для изотропного распределения и равны единице для системы, полностью упорядоченной в заданном направлении. Первые два параметра ориентации, используемые чаще всего, определяются следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \langle I_z \rangle / I; \\ f_2 &= [3/I(2I-1)] [\langle I_z^2 \rangle - I(I+1)/3]. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь, как обычно, угловые скобки означают средние значения. Параметры f_1 и f_2 называются соответственно поляризацией и выстроенностью системы спинов. Поляризация характеризует преимущественную ориентацию спинов системы в одном из направлений оси z , а выстроенность — ориентацию спинов вдоль оси, безотносительно к направлению на ней. Особенно часто используют поляризацию f_1 , поскольку, с одной стороны, она полностью характеризует спиновое ориентационное состояние систем частиц со спином $1/2$ и, с другой стороны, она оказывается достаточной для описания ряда простейших процессов, происходящих в системах частиц со спином, большим $1/2$. Иногда приходится использовать и параметр ориентации f_3 . Этот параметр, не получивший специального названия, определяется соотношением

$$f_3 = [5/I(I-1)(2I-1)] [\langle I_z^3 \rangle - (3I(I+1)-1)\langle I_z \rangle / 5]. \quad (2)$$

В общем случае систему спинов называют поляризованной, если, по крайней мере, один из параметров f_k с нечетным k отличен от нуля. Если все f_k с нечетными k равны нулю, но имеются $f_k \neq 0$ при четном k , то систему называют выстроенной.

Если исследуемый процесс взаимодействия нейтронов с ядрами зависит от относительной ориентации спинов нейтронов и ядер, то экспериментальные результаты, вообще говоря, зависят от поляризации пучка и параметров ориентации мишени. Это означает, что из экспериментов с поляризованными нейтронами и ориенти-

рованными ядрами можно извлекать информацию о спиновой зависимости исследуемого взаимодействия. Эксперименты с поляризованными нейтронами и ориентированными ядрами также дают возможность исследовать связанные со спином свойства компаунд-ядер, образующихся при захвате нейтронов ядрами мишени. Последняя возможность обусловлена тем, что система компаунд-ядер, образующихся в результате захвата поляризованных нейтронов ориентированными ядрами, оказывается определенным образом ориентированной.

В ядерно-физических экспериментах с использованием нейтронов имеют дело с двумя взаимодействующими системами микрочастиц: нейтронным пучком (спин частиц $s = 1/2$) и ядерной мишенью (ядра с произвольным спином I). Нейтронные пучки большинства источников и обычные ядерные мишени являются неориентированными. Для поляризации нейтронных пучков и ориентирования ядер в мишенях используют специальные методы.

Хотя исследования с поляризованными нейтронами и ориентированными ядрами проводятся уже более четверти века, нельзя сказать, что накопленный экспериментальный материал является богатым. Такая ситуация обусловлена большими техническими трудностями, возникающими при получении поляризованных нейтронов и ориентированных ядер. Здесь приходится использовать и сверхнизкие температуры, и очень высокие магнитные поля, и различные другие тонкие методы. В последние годы положение несколько улучшилось. Ряд крупных физических и технических достижений, таких, как разработка метода поляризации медленных нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень, создание криостатов с растворением ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ на температуры $T \approx 10^{-2}$ К и сверхпроводящих магнитов на поля $H \approx 10^5$ Э, позволяют надеяться на значительную интенсификацию в ближайшем будущем исследований с поляризованными нейтронами и ориентированными ядрами.

Методам получения поляризованных нейтронов и ориентированных ядер и исследованиям, выполненным с их использованием, посвящен ряд обзорных работ, например [2, 3]. Однако последние из них имеют уже десятилетнюю давность, а за это время появилось много нового материала. Это и побудило нас к написанию настоящего обзора. В нем обсуждены некоторые возможности исследований с пучками поляризованных нейтронов и ориентированными ядерными мишенями и методы получения таких пучков и мишеней, а также рассмотрены некоторые последние работы, выполненные с использованием поляризованных нейтронов и ориентированных ядер. Предлагаемый читателю обзор отнюдь не претендует на полноту освещения проблемы, а скорее отражает круг интересов его авторов.

1. НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

Большинство исследований с поляризованными нейтронами и ориентированными ядрами выполнено для s -нейтронов, т. е. для нейтронов достаточно низких энергий, когда орбитальный момент количества движения нейтронов в процессе взаимодействия равен нулю. Поэтому мы ограничим свое рассмотрение практически только этим случаем.

Начнем со спиновой зависимости полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. При взаимодействии s -нейтронов с ядром, имеющим спин $I \neq 0$, возможны два значения спина канала $J = I \pm 1/2$, которым соответствуют свои сечения взаимодействия σ_{\pm} . Полное сечение, наблюдаемое для поляризованных нейтронов и ориентированных ядер, получается усреднением сечений σ_{\pm} с весами, равными вероятностям W_{\pm} реализации соответствующих состояний:

$$\sigma = W_+ \sigma_+ + W_- \sigma_- \quad (3)$$

Вероятности W_{\pm} следующим образом записываются через вероятности $W(m)$, $W(m_s)$ значений проекций m , m_s спинов ядра и нейтрона:

$$W_{\pm} = \sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (I, 1/2, m, m_s | I \pm 1/2, m + m_s)^2 \quad (4)$$

Здесь $(I, 1/2, m, m_s | I \pm 1/2, m + m_s)$ — коэффициенты векторного сложения. Несложные расчеты дают для W_+ и W_- следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} W_+ &= (2I + 1)^{-1} [I(1 + f_n f_n) + 1]; \\ W_- &= I(2I + 1)^{-1} (1 - f_n f_1). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Эти вероятности при равенстве нулю любой из поляризаций f_n , f_1 (нейтронов и ядер) оказываются равными хорошо известным g -факторам для спин-неупорядоченных пучка и мишени. Таким образом, поляризационные эффекты в полных сечениях взаимодействия s -нейтронов с ядрами проявляются лишь при одновременном неравенстве нулю обеих поляризаций. С использованием выражений (5) для полного сечения легко получить

$$\sigma = (2I + 1)^{-1} [I(1 + f_n f_1) + 1] \sigma_+ + I(2I + 1)^{-1} (1 - f_n f_1) \sigma_- \quad (6)$$

Практически для этого сечения чаще используют другое, более компактное выражение

$$\sigma = \sigma_0 + f_n f_1 \sigma_{\text{пол}} \quad (7)$$

Его получают из выражения (6) выделением сечения в отсутствие поляризаций

$$\sigma_0 = (I + 1)(2I + 1)^{-1} \sigma_+ + I(2I + 1)^{-1} \sigma_- \quad (8)$$

и введением так называемого поляризационного сечения

$$\sigma_{\text{пол}} = I(2I + 1)^{-1} (\sigma_+ - \sigma_-). \quad (9)$$

Поляризационное сечение характеризует спиновую зависимость взаимодействия s -нейтронов с ядрами. При известных I и σ_0 оно позволяет определить σ_+ и σ_- , т. е. полностью описать спиновую зависимость взаимодействия.

В полном сечении взаимодействия нейтронов со средними и тяжелыми ядрами принято выделять две составляющие: сечение потенциального рассеяния $\sigma_{\text{пот}}$ и сечение σ_a образования компаунд-ядра. Наблюдаемые в нейтронных сечениях резонансы связаны с возбужденными состояниями компаунд-ядер, имеющими определенные квантовые характеристики. Одной из таких характеристик является спин J , который для s -нейтронов может принимать два значения $J = I \pm 1/2$. Определение спинов нейтронных резонансов является одной из задач нейтронной спектроскопии. В экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами решение этой задачи сводится просто к определению знака $\sigma_{\text{пол}}$ в резонансах. Действительно, поскольку в резонансе вкладом от потенциального сечения можно пренебречь и из сечений σ_+ , σ_- отлично от нуля лишь одно, из (9) следует, что $\sigma_{\text{пол}} > 0$ для $J = I + 1/2$ и $\sigma_{\text{пол}} < 0$ для $J = I - 1/2$. В области так называемых усредненных сечений, когда резонансы не разрешаются, усредненное значение $\langle \sigma_a \rangle$ и $\sigma_{\text{пот}}$ оказываются сравнимыми по величине. Здесь без привлечения дополнительной информации не удастся разделить вклады в $\sigma_{\text{пол}}$, вносимые за счет этих двух процессов.

Проведенное выше рассмотрение справедливо и для различных парциальных сечений взаимодействия s -нейтронов с ядрами. Для процессов, идущих только через компаунд-ядро, таких, как (n, γ) или (n, f) , ситуация даже проще, поскольку здесь не возникает вопроса о выделении из поляризационного сечения вклада, обусловленного потенциальным сечением.

Перейдем к рассмотрению спиновой упорядоченности ансамбля компаунд-ядер, возникающего при захвате поляризованных s -нейтронов ориентированными ядрами. С этой упорядоченностью связаны, например, угловые распределения продуктов распада ансамбля компаунд-ядер. В простейшем случае, когда в процессе захвата образуется лишь одно из возможных спиновых состояний, ориентационную упорядоченность спинов системы компаунд-ядер можно описать соответствующими параметрами ориентации F_i . Эти параметры зависят от нейтронной поляризации, спина и параметров ориентации исходной системы ядер, а также от спина J .

реализующегося состояния компаунд-ядра. С использованием введенных выше обозначений выражение для поляризации F_1 записывается в виде

$$F_1 = \langle J_z \rangle / J = \frac{1}{J} \frac{\sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (I, 1/2, m, m_s | J, m + m_s)^2 (m + m_s)}{\sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (I, 1/2, m, m_s | J, m + m_s)^2} \quad (10)$$

и после расчетов дает следующий результат:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \left\{ \frac{I(2I+3)}{(I+1)(2I+1)} f_1 + \frac{f_n}{3} \left[\frac{2I+3}{2I+1} + \frac{2I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)} f_2 \right] \right\} \\ &\times \left(1 + \frac{I}{I+1} f_1 f_n \right)^{-1}, \quad J = I + 1/2; \\ F_1 &= [f_1 - (f_n/3)(1 + 2f_2)] (1 - f_1 f_n)^{-1}, \quad J = I - 1/2. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Для выстроенности F_2 аналогичные расчеты приводят к

$$\left. \begin{aligned} F_2 &= \left\{ \frac{(I+2)(2I-1)}{(I+1)(2I+1)} f_2 + \frac{f_n}{5} \left[\frac{3(2I-1)(I-1)}{(2I+1)(I+1)} f_3 + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{(2I+3)(2I+4)}{(2I+1)(I+1)} f_1 \right] \right\} \left(1 + \frac{I}{I+1} f_1 f_n \right)^{-1}, \quad J = I + 1/2; \\ F_2 &= \left[f_2 - \frac{f_n}{5} (3f_3 + f_1) \right] (1 - f_1 f_n)^{-1}, \quad J = I - 1/2. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

В выражениях для F_1 и F_2 при $J = I - 1/2$ и $f_n = f_1 = 1$ кажущаяся расходимость на самом деле является неопределенностью, поскольку при $f_1 = 1$ обязательно равны единице и все остальные параметры ориентации ядер мишени. Эта неопределенность связана с тем, что в таких условиях состояние с $J = I - 1/2$ просто не реализуется. Из полученных выражений следует, что при захвате поляризованных нейтронов неориентированными ядрами (все $f_i = 0$) ансамбль компаунд-ядер поляризован, но выстроенности не имеет.

В более общем случае, когда при захвате s -нейтронов ядрами образуются оба возможных значения конечного спина, компаунд-ядра образуются в смешанном по спину состоянии. Здесь для описания ориентационного состояния спинов компаунд-ядер введенных выше параметров ориентации недостаточно и обычно пользуются непосредственно матрицей плотности спиновых состояний [4].

Теперь рассмотрим предложенный Ф. Л. Шапиро метод определения магнитных моментов нейтронных резонансов. Он пред-

ложил [5] использовать для этой цели энергетический сдвиг нейтронных резонансов в экспериментах с поляризованными нейтронами или поляризованными ядрами, возникающий вследствие сверхтонкого взаимодействия магнитного момента ядра с внутриатомным магнитным полем, имеющимся в некоторых атомах. Пусть ядра мишени со спином I и магнитным моментом μ_0 помещены в магнитное поле с напряженностью H . Это приведет к расщеплению основного состояния ядра на $2I + 1$ эквидистантно расположенных магнитных подуровня. Магнитная энергия этих подуровней дается выражением

$$E_m^I = -\mu_0 H m / I, \tag{13}$$

где m — проекция спина ядра на направление магнитного поля. Если ядро, находящееся на таком магнитном подуровне, после захвата нейтрона с проекцией спина m_s переходит в компаунд-ядро со спином J и магнитным моментом μ , то магнитная энергия соответствующего подуровня компаунд-ядра будет иметь значение

$$E_{m+m_s}^J = -\mu H (m + m_s) / J. \tag{14}$$

Разность магнитных энергий в конечном и начальном состоянии компенсируется за счет кинетической энергии захватываемого нейтрона. Это означает, что для ядер, помещенных в магнитное поле, нейтронный резонанс расщепится на несколько подрезонансов, соответствующих возможным переходам между различными магнитными подуровнями исходного ядра и компаунд-ядра. В связи с малостью ядерных магнитных моментов магнитное расщепление ядерных уровней даже в максимальных (внутриатомных) полях $H \approx 10^7$ Э очень мало в сравнении с шириной ядерных уровней. Столь сильное перекрытие отдельных подрезонансов приводит к тому, что наблюдаемый суммарный резонанс практически не уширяется, но при определенных условиях сдвигается по энергии на величину до $\langle \Delta E \rangle = H (\mu - \mu_0)$. Величину этого сдвига можно получить простым усреднением сдвигов отдельных подрезонансов с весами, равными вероятностям их реализации:

$$\begin{aligned} \langle \Delta E \rangle = & \\ = & \frac{\sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (I, 1/2, m, m_s | J, m + m_s)^2 (E_{m+m_s}^J - E_m^I)}{\sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (I, 1/2, m, m_s | J, m + m_s)^2}. \end{aligned} \tag{15}$$

Расчеты сдвига в общем случае дают довольно громоздкое выражение. Практически, однако, эксперименты проводят в условиях, когда лишь одна из спиновых систем (пучок или мишень) ориентационно упорядочена. В этих случаях выражения для сдвигов сильно упрощаются и принимают вид:

для неполяризованных нейтронов

$$\left. \begin{aligned} \langle \Delta E \rangle &= f_1 H \{ \mu_0 - [1 - 1/(2I + 1)(I + 1)] \mu \}, \\ J &= I + 1/2; \\ \langle \Delta E \rangle &= f_1 H (\mu_0 - \mu), \quad J = I - 1/2; \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

для неориентированных ядер

$$\left. \begin{aligned} \langle \Delta E \rangle &= (1/3) f_n H \{ \mu_0 - [1 + 2/(2I + 1)] \mu \}, \\ J &= I + 1/2; \\ \langle \Delta E \rangle &= (1/3) f_n H [\mu - (1 + 1/I) \mu_0], \\ J &= I - 1/2. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Полученные выражения позволяют из измеренных сдвигов определить магнитные моменты компаунд-ядер в состояниях, соответствующих нейтронным резонансам. При этом, разумеется, все остальные величины, входящие в выражения для сдвигов, должны быть известными.

И наконец, остановимся на явлении так называемой ядерной прецессии нейтронов, предсказанном и подробно проанализированном в работе [6]. При рассмотрении этого явления следует воспользоваться понятием направления поляризации системы спинов. Будем считать направлением поляризации такое направление в пространстве, для которого введенный выше первый параметр ориентации f_1 (поляризация) принимает максимальное значение. Явление ядерной прецессии нейтронов состоит в том, что при прохождении пучка поляризованных медленных нейтронов через поляризованную ядерную мишень направление поляризации пучка поворачивается вокруг направления поляризации в ядерной мишени. Этот процесс обусловлен чисто ядерным взаимодействием, однако формально его можно описать введением некоего фиктивного магнитного поля, связанного с ядерной поляризацией. Последнее обстоятельство послужило основанием для другого названия явления — ядерный псевдомагнетизм. Такое название было дано ему в более поздней работе [7] (после экспериментального обнаружения явления). Рассмотрим физическую суть ядерной прецессии нейтронов и получим выражение для угла поворота направления поляризации пучка. Это проще всего сделать на языке нейтронной оптики. Введем полярную систему координат с осью z в направлении поляризации мишени и будем считать z осью квантования. Рассмотрим прохождение через мишень нейтронов с проекциями спина на ось квантования $m_s = \pm 1/2$, описываемых спиновыми нейтронными волновыми функциями X_{\pm} . Пусть b_J — амплитуды рассеяния нейтронов на связанных ядрах мишени в состояниях с суммарным спином $J = I \pm 1/2$. Тогда действующие для волн X_{\pm} амплитуды рассеяния $\langle b \rangle_{1/2}$ получают

соответствующим усреднением амплитуд b_J :

$$\langle b \rangle_{\pm 1/2} = \sum_{m, J} W(m) (I, 1/2, m, \pm 1/2 | J, m \pm 1/2)^2 b_J. \quad (18)$$

Для поляризации ядер мишени, равной f_1 , расчеты дают следующий результат:

$$\left. \begin{aligned} \langle b \rangle_{+1/2} &= \frac{I+1}{2I+1} \left(1 + \frac{I}{I+1} f_1 \right) b_+ + \frac{I}{2I+1} (1 - f_1) b_-; \\ \langle b \rangle_{-1/2} &= \frac{I+1}{2I+1} \left(1 - \frac{I}{I+1} f_1 \right) b_+ + \frac{I}{2I+1} (1 + f_1) b_-, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где использованы обозначения $b_{\pm} = b_{I \pm 1/2}$. С действующей амплитудой рассеяния нейтронной волны связан ее показатель преломления в веществе [8]:

$$n^2 = 1 + 4\pi N \langle b \rangle / k^2, \quad (20)$$

где k — волновое число нейтронов и N — число ядер в единице объема мишени. Поскольку ядерные амплитуды сравнительно малы, показатель преломления нейтронных волн у реальных веществ даже для тепловых нейтронов отличается от единицы незначительно. В случае неравенства нулю ядерной поляризации и при наличии спиновой зависимости рассеяния, т. е. при $b_+ \neq b_-$, действующие для волн X_+ и X_- амплитуды рассеяния оказываются различными. Это приводит к различию показателей преломления поляризованной ядерной мишени для рассматриваемых волн. С учетом близости этих показателей преломления к единице выражение для их разности можно записать в следующем виде:

$$\Delta n = n_{+1/2} - n_{-1/2} = (4\pi N f_1 / k^2) I (2I + 1)^{-1} (b_+ - b_-). \quad (21)$$

Различие же в показателях преломления, эквивалентное различию фазовых скоростей соответствующих волн, приводит к появлению разности фаз между этими волнами по мере углубления их в материал мишени:

$$\Delta \varphi = k \Delta n Z = (4\pi N f_1 Z / k) I (2I + 1)^{-1} (b_+ - b_-), \quad (22)$$

где Z обозначает путь, пройденный волнами в мишени. По аналогии с вращением плоскости поляризации света в веществах с двойным лучепреломлением можно ожидать, что и в нашем случае будет иметь место вращение направления поляризации нейтронного пучка. Покажем, что это действительно так и что поворот будет происходить на угол $\Delta \varphi$ вокруг направления поляризации ядерной мишени.

Рассмотрим полностью поляризованный пучок нейтронов с направлением поляризации, имеющим в выбранной системе координат углы θ и φ . Спиновую волновую функцию пучка [9] в этом

случае можно записать в виде

$$X = \cos(\theta/2) \exp(i\varphi) X_+ - \sin(\theta/2) X_- \quad (23)$$

Угол φ входит в эту волновую функцию в качестве фазового сдвига между волнами X_+ и X_- . Выше было показано, что именно к появлению такого сдвига и приводит различие в показателях преломления вещества поляризованной мишени для этих волн. Таким образом, когда определяющим во взаимодействии нейтронов с ядрами мишени является зависящее от спина рассеяние, результатом прохождения полностью поляризованного пучка нейтронов через поляризованную ядерную мишень будет поворот направления поляризации пучка вокруг направления поляризации мишени на угол $\Delta\varphi$, определяемый выражением (22). В практически интересном случае неполностью поляризованного пучка описание нейтронов пучка единой волновой функцией не применимо. Такой пучок описывается некогерентной смесью волн, определяемых соотношением (23). Однако, поскольку проведенное выше рассмотрение справедливо для любой из волн этой смеси, аналогичный поворот направления поляризации будет иметь место и для частично поляризованного пучка нейтронов. С помощью анализаторов поляризации нейтронного пучка поворот направления поляризации можно измерить. Это позволяет экспериментально определить $b_+ - b_-$ и с использованием данных о сечении рассеяния из экспериментов при отсутствии поляризаций получить значения амплитуд b_+ и b_- .

2. ОРИЕНТИРОВАНИЕ ЯДЕР И ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Для ориентирования спиновой системы нужно каким-либо образом сделать отличными друг от друга заселенности магнитных подуровней. Используемые при этом методы в случаях ориентирования ядер в мишенях и поляризации нейтронов в пучке сильно различаются. Поэтому мы рассмотрим эти методы отдельно.

Методы ориентирования ядер. Применяемые в настоящее время методы ориентирования ядер можно разделить на две группы — статические и динамические.

В статических методах используют взаимодействие магнитного момента ядра с магнитным полем или взаимодействие электрического квадрупольного момента ядра с неоднородным электрическим полем для энергетического расщепления магнитных подуровней и глубокое охлаждение вещества мишени. Если подуровням с проекцией спина $I_z = m$ соответствует энергия взаимодействия с полем E_m , то при тепловом равновесии заселенности этих подуровней окажутся пропорциональными известным факторам Больц-

мана:

$$W(m) \sim \exp(-E_m/kT), \quad (24)$$

где k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура вещества мишени. При достаточно низкой температуре мишени, когда kT примерно равно или меньше энергетического различия между магнитными подуровнями, в условиях теплового равновесия система ядерных спинов окажется в значительной степени ориентированной.

Рассмотрим случай ориентирования ядерных спинов в магнитном поле. При этом энергия

$$E_m = -\mu_0 H m / I, \quad (25)$$

поляризация дается известной функцией Бриллюэна:

$$f_1 = B_I(\kappa) = \frac{2I+1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{2I+1}{2I} \kappa \right) - \frac{1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2I} \kappa \right), \quad (26)$$

а выстроенность — выражением

$$f_2 = (2I-1)^{-1} [2(I+1) - 3f_1 \operatorname{cth} \kappa / 2I], \quad (27)$$

где $\kappa = \mu_0 H / kT$. Метод ориентирования ядер при глубоком охлаждении вещества мишени в сильном внешнем магнитном поле, называемый иногда методом «грубой силы», является, очевидно, наиболее универсальным методом ориентирования ядер. Рассмотрим современные возможности этого метода. Пусть мишень с гипотетическими ядрами, имеющими единичный спин и магнитный момент, равный ядерному магнетону, находится в практически предельно достижимых сейчас условиях — в поле 10^5 Э при температуре 10^{-2} К. Равновесная поляризация в этом случае равна примерно 0,25, т. е. довольно далека от предельной. Следует также заметить, что время установления теплового равновесия в системе ядерных спинов, называемое обычно временем ядерной спиновой релаксации, при таких полях и температурах в диамагнитных неметаллических мишенях оказывается неприемлемо большим. Приведенные выше соображения показывают, что необходимая в этом методе «сила» является отнюдь не «грубой». Поэтому метод ориентации ядер во внешнем магнитном поле широкого распространения не получил. Значительно более результативным оказывается использование для ядерной ориентации внутриатомных магнитных полей, создаваемых на ядрах магнитных атомов нескомпенсированными электронами их атомных оболочек. Такие поля, называемые обычно сверхтонкими, имеются на ядрах атомов переходных элементов (атомы группы железа, атомы редкоземельных элементов и актиноидов). Эти магнитные поля достигают значений 10^5 — 10^7 Э и во многих случаях позволяют получить достаточно высокую ядерную поляризацию. Нескомпенсированные электроны в атоме приводят к существованию у атомных оболочек магнитных моментов, имеющих порядок магнетона Бора. Посколь-

ку атомные магнитные моменты значительно превосходят ядерные моменты, ориентировать атомные оболочки внешним магнитным полем значительно проще, чем ядра. Так, при температуре порядка 10^{-2} К для практически полной ориентации оболочек достаточно поля $\approx 10^3$ Э. В ряде случаев, однако, существенную трудность при ориентировании оболочек магнитных атомов вызывает спонтанное упорядочение атомных магнитных моментов, наблюдающееся в веществах с высокой концентрацией магнитных атомов. В случае ферромагнитного упорядочения для обеспечения достаточно высокой ориентации оболочек нужно достичь магнитного насыщения образца, что часто требует высоких магнитных полей из-за большой магнитной жесткости образцов. Если же в веществе происходит антиферромагнитное упорядочение, то в таком веществе можно получить лишь выстраивание ядер. Избежать спонтанного упорядочения можно снижением концентрации магнитных атомов, т. е. разбавлением вещества мишени «балластными» немагнитными атомами. Однако во многих случаях присутствие в мишени большого количества балластных ядер существенно ухудшает качество ориентированной мишени. В кристаллических веществах со сложной структурой на магнитные атомы существенно влияют электрические поля атомов их окружения. Это влияние приводит к анизотропии магнитных моментов атомов переходных элементов и к анизотропии связанных с этими моментами сверхтонких магнитных полей. В случаях, когда анизотропия оказывается неприемлемо большой, в качестве мишени приходится использовать монокристаллы, что существенно усложняет изготовление мишени. Однако, несмотря на перечисленные выше трудности, именно с использованием сверхтонких магнитных полей было создано большинство из использованных в экспериментах поляризованных ядерных мишеней.

В динамических методах ориентирования ядер равновесное ориентационное состояние спинов системы нарушается за счет ориентационных спиновых переходов, возбуждаемых радиочастотными полями. Достоинством этих методов является то, что они позволяют получать достаточно высокую ядерную ориентацию без охлаждения вещества мишени до сверхнизких температур. Последнее обстоятельство весьма существенно при использовании ориентированных мишеней в условиях, когда тепловыделение в веществе мишени значительно. К сожалению, возможности динамических методов ориентации ядер довольно ограничены. Эти методы удается использовать лишь для ядер и рабочих веществ мишеней, удовлетворяющих ряду весьма специфических требований. Из динамически ориентированных мишеней широкое практическое применение получили лишь поляризованные протонные мишени [10]. Рассмотрим эти мишени подробнее, поскольку именно их используют для поляризации медленных нейтронов.

Динамическая поляризация протонов осуществляется так называемым методом солид-эффекта. В этом методе ядра диамагнитных атомов поляризуются в диамагнитном веществе, содержащем небольшое количество ($\approx 1\%$) примесных магнитных атомов с эффективным спином оболочки $S = 1/2$. Взаимодействие магнитных моментов протонов с магнитными моментами оболочек магнитных атомов расщепляют ЭПР-переход во внешнем магнитном поле на три перехода: разрешенный, соответствующий переориентации только спинов оболочек магнитных атомов, и два запрещенных, соответствующих одновременной переориентации спинов оболочек и спинов протонов. При условии, что в рабочем веществе мишени время протонной релаксации заметно превосходит время электронной релаксации, насыщение радиочастотным полем одного из запрещенных переходов приводит к «перекачке» поляризации атомных оболочек примесных магнитных атомов в систему протонных спинов. Если за счет наложения внешнего магнитного поля и охлаждения такой мишени в ней создана достаточно высокая поляризация атомных оболочек магнитных атомов, то облучение мишени радиочастотным полем с нужными частотой и интенсивностью приведет к появлению высокой протонной поляризации. Исторически первой полученной этим методом поляризованной протонной мишенью с достаточно высокой поляризацией, была мишень, в которой в качестве рабочего вещества использовали монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \times 24\text{H}_2\text{O}$, называемый сокращенно ЛМН. Позднее были разработаны поляризованные протонные мишени и с другими рабочими веществами, превосходящие по своим параметрам мишени с ЛМН. Для работы с медленными нейтронами использовались лишь мишени с ЛМН. Это обусловлено тем, что в данном случае параметры мишеней с ЛМН вполне удовлетворительные, а технологически их изготовление значительно проще мишеней с другими рабочими веществами. В ЛМН поляризуются протоны кристаллизационной воды, а магнитной примесью являются атомы Nd, замещающие атомы La. Практически поляризация протонов в ЛМН осуществляется следующим образом. Монокристалл ЛМН с примесью 0,5–1% Nd, помещенный в однородное магнитное поле напряженностью $\approx 2 \cdot 10^4$ Э, охлаждается до температуры ≈ 1 К, что приводит к практически полной поляризации оболочек атомов Nd. Облучение такого монокристалла ЛМН радиочастотным излучением на резонансной частоте одного из запрещенных переходов, соответствующей длине волны $\lambda \approx 4$ мм, позволяет получать протонную поляризацию $f_1 = 0,6–0,7$. Мощность радиочастотного излучения, необходимая для достижения высокой поляризации, зависит от размеров мишени. Для мишеней объемом ~ 10 см³ эта мощность имеет порядок 0,1 Вт.

Методы поляризации нейтронов. Нейтроны с энергиями ниже

сотни килоэлектронвольт получают замедлением нейтронов деления от ядерных реакторов или нейтронов из ядерных реакций на ускорителях. Пучки нейтронов из замедлителей неполяризованы и, поскольку в настоящее время нет методов, позволяющих нужным образом переориентировать спины нейтронов, единственной возможностью поляризации пучка нейтронов является выделение из него нейтронов с нужной ориентацией спинов. Так как в неполяризованном пучке обе проекции спина нейтрона на заданную ось равновероятны, идеальный поляризатор обеспечивает получение полностью поляризованного пучка с интенсивностью, равной половине интенсивности исходного, неполяризованного. Реальные поляризаторы оказываются весьма далекими от идеального.

Практически для поляризации медленных нейтронов используется спиновая зависимость их взаимодействия с веществом.

Исторически первыми и широко используемыми до настоящего времени являются поляризаторы, использующие спиновую зависимость магнитного рассеяния нейтронов на атомных оболочках магнитных атомов [2]. В этих поляризаторах применяют намагниченные до насыщения ферромагнетики и используют методы фильтрации пучка через ферромагнетик, полного «внутреннего» отражения от ферромагнетика и дифракции на ферромагнитном кристалле. Первый метод не обеспечивает достаточно высокой поляризации пучка при приемлемой потере его интенсивности и поэтому используется редко. Два последних метода применяются широко. Они позволяют получать пучки нейтронов с очень высокой поляризацией $f_n \gtrsim 0,9$ при потере интенсивности на порядок или несколько более. Следует, однако, заметить, что эти методы требуют очень хорошей угловой коллимации пучков. Связанная с этим потеря светосилы в ряде случаев является существенным недостатком. Для преодоления этого недостатка в методе с магнитными зеркалами используют поляризующие нейтронводы [11] и есть предложения [12] использовать фокусирующие нейтроны системы магнитных зеркал. Между методом с магнитными зеркалами и дифракционным методом есть существенное различие: первый метод дает поляризованные пучки нейтронов с ограничением по энергии только сверху, а второй метод дает монохроматические пучки. В последнее время появился гибридный метод [13], в котором из тонких магнитных зеркал, отделенных друг от друга тонкими немагнитными слоями, строят искусственный «кристалл» с межплоскостными расстояниями $\approx 100 \text{ \AA}$. Дифракция на таком «кристалле» позволяет получать пучки поляризованных нейтронов со значительно большей интенсивностью при ухудшении их монохроматичности. В некоторых случаях применение такого поляризатора может значительно улучшить экспериментальные условия. Всем поляризаторам, основанным на

использовании магнитного рассеяния, присущ один весьма существенный недостаток — из-за быстрого ослабления магнитного рассеяния с ростом энергии нейтронов область применения этих поляризаторов ограничена сравнительно невысокими энергиями. Так, лучший в этом отношении дифракционный поляризатор не позволяет увеличения энергии нейтронов выше 10 эВ. Поскольку поляризаторы с магнитным рассеянием подробно рассмотрены в монографии [2], мы ограничим свое рассмотрение этих поляризаторов сделанными выше замечаниями.

Рассмотрим метод поляризации нейтронов, основанный на использовании спиновой зависимости взаимодействия медленных нейтронов с атомными ядрами. Неполаризованный пучок можно считать состоящим из двух пучков половинной интенсивности, полностью поляризованных соответственно параллельно и антипараллельно любому выбранному в пространстве направлению. Если взаимодействие нейтронов с ядрами мишени зависит от спина, то в соответствии с выражением (7) средние сечения взаимодействия с ядрами поляризованной мишени для нейтронов, поляризованных параллельно и антипараллельно направлению поляризации в мишени, будут отличаться друг от друга. Это означает, что при фильтрации неполаризованного пучка через поляризованную мишень пучок будет относительно обогащаться нейтронами с тем направлением поляризации, для которого сечение взаимодействия меньше, т. е. будет возникать поляризация пучка в указанном направлении. Рассмотрим этот вопрос количественно. Ограничимся рассмотрением s -нейтронов, для которых сечение взаимодействия с ядрами поляризованной мишени дается выражением (7). При рассмотрении фильтрации пучка через поляризованную ядерную мишень по-прежнему будем считать пучок состоящим из двух компонент с интенсивностями J_+ и J_- , полностью поляризованных соответственно параллельно и антипараллельно направлению поляризации в ядерной мишени. Интенсивности этих компонент связаны с полной интенсивностью пучка J и его поляризацией f_n очевидными соотношениями:

$$J = J_+ + J_-; \quad f_n = (J_+ - J_-)/J. \quad (28)$$

Если в процессе прохождения пучка через поляризованную мишень спины нейтронов свою ориентацию не изменяют, что для практически используемых мишеней справедливо, то ослабление каждой из компонент происходит независимо. Сечения, определяющие ослабления параллельной и антипараллельной компонент, даются выражением (7) с $f_n = \pm 1$ соответственно. Используя эти сечения и соотношения (28) для интенсивности и поляризации первично неполаризованного пучка, профильтрованного через поляризо-

ванную мишень, легко получить следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} J &= J_0 \exp(-n\sigma_0) \operatorname{ch}(f_1 n \sigma_{\text{пол}}); \\ f_n &= \operatorname{th}(f_1 n \sigma_{\text{пол}}), \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где J_0 — интенсивность первичного пучка, а n — толщина мишени в числе ядер на квадратный сантиметр. Для нейтронов достаточно высоких энергий ($E \gtrsim 1$ эВ), когда ядро мишени при взаимодействии с нейтроном можно считать свободным, сечения $\sigma_{\text{пол}}$ и σ_0 определяются соотношениями (8), (9), где под σ_{\pm} следует понимать сечения для свободных ядер в соответствующих спиновых каналах. Для нейтронов более низких энергий, если во взаимодействие их с ядрами мишени существенный вклад вносит рассеяние, сечения $\sigma_{\text{пол}}$ и σ_0 сложным образом зависят от структуры и динамики вещества мишени, а также от поляризации ядер и от энергии нейтронов. В этом случае $\sigma_{\text{пол}}$ и σ_0 рассчитать практически невозможно, их нужно определять экспериментально. Выражения (29) получены в предположении, что мишень содержит лишь поляризуемые ядра. Если наряду с ними в мишени содержатся и другие, неполяризуемые, ядра, то выражение для f_n остается в силе, а выражение для J нужно обычным образом исправить на ослабление пучка неполяризуемыми ядрами.

Характер зависимости J и f_n из (29) от толщины мишени таков, что существует оптимальная толщина мишени-поляризатора. Действительно, поскольку с увеличением толщины J уменьшается, асимптотически приближаясь к нулю, а f_n растет, асимптотически приближаясь к единице, добиваться очень высокой поляризации пучка невыгодно из-за больших потерь в интенсивности и соответственно в точности получаемых на пучке результатов. Если исследуемые на пучке эффекты линейны с поляризацией пучка, то в пренебрежении фоном толщина мишени будет оптимальной, когда будет обеспечен максимум величины Jf_n^2 . Эта оптимальная толщина оказывается зависящей от сечений $\sigma_{\text{пол}}$, σ_0 и от ядерной поляризации. Как видно из выражений для J и f_n , качество мишени-поляризатора возрастает с увеличением $\sigma_{\text{пол}}$ и уменьшением σ_0 . Поскольку $\sigma_{\text{пол}}$ не может быть больше σ_0 , идеальной мишени-поляризатору в выражениях (29) соответствуют $\sigma_{\text{пол}} = \sigma_0$, $f_1 = 1$ и $n \rightarrow \infty$.

Первая попытка использовать поляризованную ядерную мишень для поляризации нейтронов была сделана на мишени с поляризованными ядрами ^{149}Sm [14]. Эта попытка из-за низкой ядерной поляризации оказалась не очень успешной. В принципе же ядра ^{149}Sm для нейтронов до энергии ≈ 1 эВ имеют хорошее соотношение между $\sigma_{\text{пол}}$ и σ_0 ($\sigma_{\text{пол}} \approx 0,8\sigma_0$) и при достаточно высокой поляризации мишень с ядрами ^{149}Sm может быть хорошим нейтронным поляризатором. В связи с тем что область энергий нейтронов,

где работает поляризатор с поляризованной Sm-мишенью, с успехом перекрывается более простыми поляризаторами на магнитном рассеянии нейтронов, Sm-поляризованная мишень оказалась забытой. Лишь в последнее время интерес к этой мишени возродился [15] в связи с возможностью использовать ее на пучках с большой угловой расходимостью.

Широкое практическое значение поляризованные ядерные мишени-поляризаторы нейтронов приобрели лишь после разработки удовлетворительных поляризованных протонных мишеней и применения в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ такой мишени в качестве нейтронного поляризатора [16]. Большим достоинством поляризованной протонной мишени является то, что она позволяет поляризовать нейтроны в широкой области энергий, поскольку благоприятное соотношение между $\sigma_{\text{пол}}$ и σ_0 у протонов имеет место для нейтронов с энергиями от самых низких до $\approx 10^5$ эВ. Использование поляризованной протонной мишени в качестве нейтронного поляризатора позволило продвинуться по энергии в недоступную ранее и интересную область резонансных нейтронов. Подробные сведения о свойствах поляризатора нейтронов, созданного на основе поляризованной протонной мишени с рабочим веществом из ЛМН, даны в работе [17].

Обсудим практические возможности нейтронного поляризатора с поляризованной протонной мишенью из ЛМН. Пусть мишень имеет поляризацию $f_1 = 0,6 \div 0,7$. Оптимальная толщина такой мишени для нейтронов с энергией $E \gtrsim 1$ эВ равна примерно 1,7 см. Эта мишень обеспечивает поляризацию пучка резонансных нейтронов, близкую протонной поляризации при ослаблении интенсивности пучка, примерно в 5 раз. Для нейтронов малых энергий ($E \leq 0,1$ эВ) оптимальная толщина мишени уменьшается до $\approx 0,5$ см. При этом качество мишени-поляризатора несколько возрастает (поляризация пучка возрастает на $\approx 10\%$, а потеря его интенсивности уменьшается на $\approx 20\%$). Приведенные выше ослабления пучка относятся только к самому монокристаллу ЛМН. Наряду с ним в пучке находятся также и конструктивные элементы мишени, дополнительно ослабляющие пучок в 1,5—2 раза. Рабочую площадь мишени-поляризатора с ЛМН сравнительно просто довести до ~ 10 см². Дальнейшее повышение площади сопряжено с трудностями как при изготовлении больших монокристаллов ЛМН, так и при обеспечении необходимого для работы мишени высокого и очень однородного магнитного поля.

3. ИССЛЕДОВАНИЯ С РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Взаимодействие поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами. Вопрос о существовании спиновой зависимости сечения взаимодействия нейтронов с ядрами возник много лет назад

Фешбах [18] предложил для описания такой зависимости ввести в оптический потенциал спин-спиновый член вида $-V_{SS}f(r)$ [σ/I], где I и σ — спины ядра и нейтрона и $f(r)$ — форм-фактор того же вида; как в действительной части оптического потенциала. Сила этого члена V_{SS} должна быть найдена из экспериментальных данных.

Попытки экспериментального обнаружения спиновой зависимости нейтронного сечения предпринимались в двух направлениях. Одно из них связано с пропусканием быстрых поляризованных нейтронов через поляризованную мишень. Эти работы в течение длительного времени велись группами Фишера в США [19, 20] и Кобайаши в Токио [21, 22]. Поляризованные нейтроны с несколькими энергиями от 0,3 до 8 МэВ получали в реакциях на ускорителе Ван-де-Граафа и циклотроне. В качестве мишеней использовали гольмий и кобальт, поляризованные при низких температурах в сверхтонком магнитном поле.

Вывод, сделанный авторами работ [19, 20], говорит об отсутствии спин-спинового эффекта у гольмия, откуда была получена верхняя оценка $|V_{SS}| < 300$ кэВ. У кобальта спин-спиновый эффект был обнаружен, но его величина и энергетический ход не воспроизводятся расчетами по оптической модели, в связи с чем авторы [20] предполагают, что у кобальта проявляется влияние промежуточной структуры. В более поздней работе Хиринга и Постма [23] подтвердили эти результаты.

Второе направление связано с измерениями параметров нейтронных резонансов, включая определение спинов, на основании которых вычислялись значения нейтронной силовой функции для s -нейтронов $(S_0)_J = (\bar{\Gamma}_n^0/D)_J$ отдельно для резонансов со спином $J = I + 1/2$ и $J = I - 1/2$. Здесь $\bar{\Gamma}_n^0$ — средняя приведенная нейтронная ширина и D — среднее расстояние между уровнями. Силовая функция определяет усредненное сечение взаимодействия, идущего через компаунд-состояние. Приблизительно эта связь выражается в виде

$$\sigma_a = 2\pi^2\lambda^2 E^{1/2} S_0. \quad (30)$$

Первые исследования взаимодействия поляризованных резонансных нейтронов с поляризованными ядрами [24—26] выполнены с использованием магнитного рассеяния для поляризации нейтронов. Результаты этих экспериментов представляют главным образом методический интерес. Получены значения констант сверхтонкого взаимодействия для ряда редкоземельных элементов, усовершенствована методика поляризации ядер. Что касается определения спинов нейтронных резонансов, то результаты не слишком значительны: для каждого исследованного ядра идентифицированы 3—5 спинов, что явно недостаточно для выявления

каких-либо спиновых зависимостей взаимодействия нейтронов с ядрами. К тому же в это время для ряда ядер уже были получены аналогичные или более подробные данные о спинах резонансов из измерения полных и парциальных нейтронных сечений или спектров γ -лучей при резонансном захвате нейтронов [27, 28, 29].

Значительно большие возможности в исследованиях с поляризованными нейтронами и ядрами открылись в результате разработки метода поляризации нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень. Первые эксперименты, проведенные с поляризованной мишенью ^{165}Ho , позволили получить спины 23 резонансов [30]. Однако и такое количество резонансов с известным спином также недостаточно для получения надежной информации о спиновой зависимости силовой функции. Это связано с тем, что точность S_0 , полученная усреднением по малому числу резонансов, невелика из-за сильной флуктуации расстояний между уровнями, а особенно — нейтронных ширин, которые распределены согласно χ^2 -распределению с одной степенью свободы. Относительная ошибка силовой функции, рассчитанной по энергетическому интервалу, содержащему N резонансов, составляет приблизительно

$$\Delta S_0/S_0 = (2/N)^{1/2}. \quad (31)$$

Легко видеть, что для обнаружения десятипроцентной разницы у силовых функций двух спиновых состояний ($J = I \pm 1/2$) одного ядра необходимо идентифицировать спины примерно тысячи резонансов. В настоящее время светосила и разрешение нейтронных спектрометров не позволяют получить таких данных ни одним из известных способов.

Эту трудность удается преодолеть путем измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень в области усредненного сечения, где резонансы не разрешаются. При этом получается информация по интервалу, где число резонансов достаточно велико, чтобы существенно уменьшить ошибку, связанную с флуктуациями. При усреднении по интервалу энергии $\Delta E \gg D$ усредненные сечения в каналах $J = I \pm 1/2$ можно представить в виде

(31)

$$\left. \begin{aligned} \langle \sigma_+ \rangle &= 2\pi^2 \lambda^2 S_0^+ \sqrt{\bar{E}} + 4\pi a_+^2; \\ \langle \sigma_- \rangle &= 2\pi^2 \lambda^2 S_0^- \sqrt{\bar{E}} + 4\pi a_-^2, \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

откуда

$$\langle \sigma_{\text{пол}} \rangle = I(2I+1)^{-1} [2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{\bar{E}} (S_0^+ - S_0^-) + 4\pi (a_+^2 - a_-^2)]. \quad (33)$$

Здесь S_0^\pm и a_\pm — силовые функции и амплитуды потенциального рассеяния для соответствующих спиновых каналов. Поляризацон-

ное сечение можно получить из так называемого эффекта пропускания ε , определяемого выражением

$$\varepsilon = (T_{\parallel} - T_{\perp}) / (T_{\parallel} + T_{\perp}), \quad (34)$$

где T_{\parallel} и T_{\perp} — пропускание нейтронов через мишень при параллельном и антипараллельном направлениях поляризации нейтронов и ядер. Нетрудно показать, что

$$\varepsilon = -f_n \operatorname{th}(nf_1 \sigma_{\text{пол}}). \quad (35)$$

Здесь n — толщина мишени (число ядер/см²). При $nf_1 \sigma_{\text{пол}} \ll 1$ соотношение (35) упрощается:

$$\varepsilon = -nf_n f_1 \sigma_{\text{пол}}, \quad (36)$$

и тогда для эффекта пропускания в области усреднения по многим s -резонансам приходим к выражению

$$\langle \varepsilon \rangle = -nf_n f_1 I (2I + 1)^{-1} [2\pi^2 \chi^2 \sqrt{E} (S_0^+ - S_0^-) + 4\pi (a_+^2 - a_-^2)]. \quad (37)$$

Приведенные соотношения показывают, что, измеряя эффект пропускания, можно получить разность сечений для двух спиновых состояний, а используя какую-либо дополнительную информацию о разности $(a_+^2 - a_-^2)$, получить из (37) величину $S_0^+ - S_0^-$.

В последние годы в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ были проведены эксперименты по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованные ядерные мишени в области $E_n \leq 100$ кэВ [31—34].

Измерения проводились по методу времени пролета нейтронов на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме с ускорителем электронов ЛУЭ-40. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Пучок нейтронов поляризовался до $f_n \approx 0,5$ при прохождении через поляризованную протонную мишень (кристалл ЛМН) площадью около 30 см² [35]. Направление поляризации нейтронов можно было изменять, поворачивая на 180° поляризованную протонную мишень вместе с криостатом и магнитом. Реверс занимал около 10 с.

Поляризация ядерных мишеней осуществлялась их охлаждением до сверхнизких температур 0,03—0,04 К в криостате с раствором ³He в ⁴He [36], помещенном в поле электромагнита.

В качестве образцов для исследования использовали металлические тербий, гольмий и эрбий, а также интерметаллические соединения TmFe₂ и PrAl₂, ферромагнитные при указанной температуре. Для редкоземельных атомов характерно наличие больших внутренних магнитных полей порядка 10⁶—10⁷ э. При этом ядра внутри доменов поляризуются почти полностью, а внешнее поле, которое в данном эксперименте составляло 15 кЭ, обеспечивало пространственное упорядочение доменов. Средняя по доменам

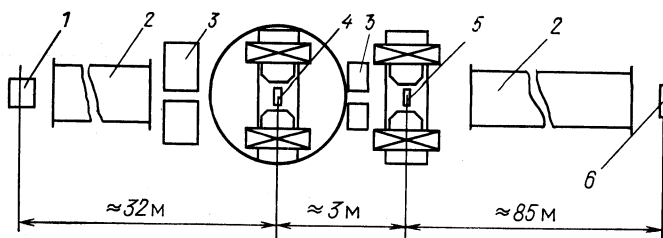


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — реактор; 2 — нейтронводы; 3 — коллиматор; 4 — поляризованная протонная мишень; 5 — поляризованная ядерная мишень; 6 — детектор нейтронов

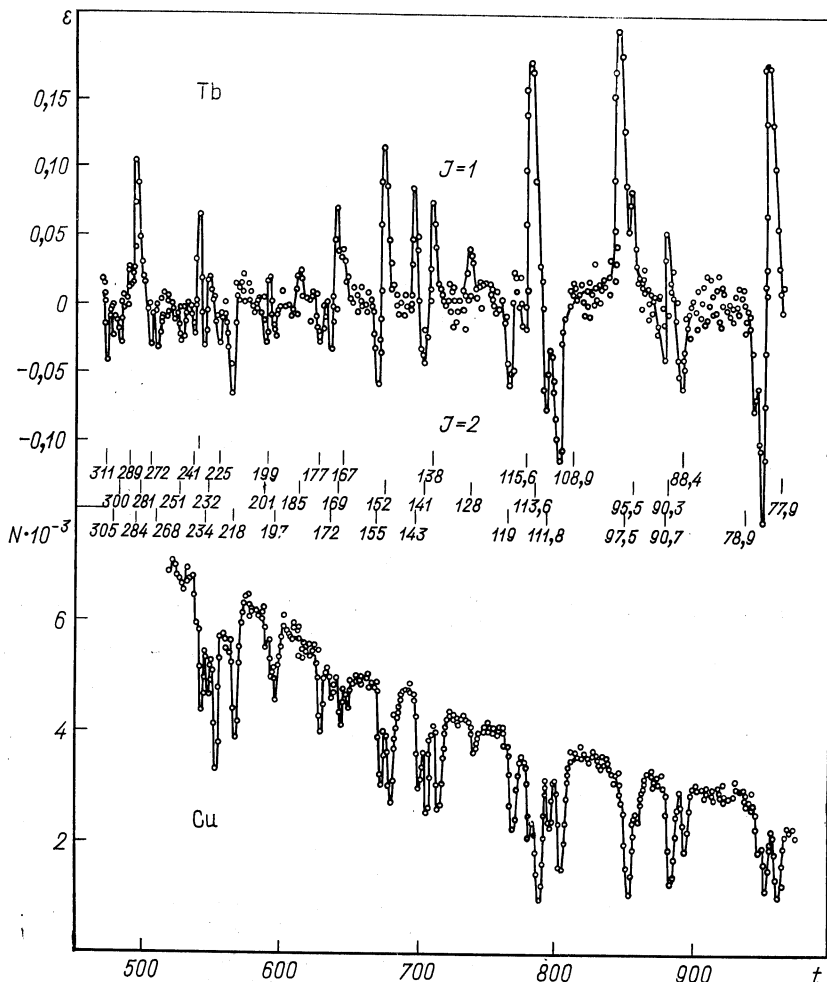


Рис. 2. Область разрешенных резонансов:

внизу — один из аппаратурных спектров ^{160}Tb , полученный за 20 ч измерения,верху — эффект пропускания ϵ . Цифры между кривыми — энергии резонансов в электронвольтах, t — номер канала временного анализатора (ширина канала 1 мкс)

поляризация мишеней f_1 составляла 0,4—0,6. Толщины образцов были $\sim(1-1,5) \cdot 10^{22}$ ядро/см².

Нейтроны, прошедшие через мишени, регистрировали сцинтиляционным детектором, находившимся на расстоянии 116 м от реактора. Накопление спектров и управление реверсом поляризации нейтронов велось с помощью автоматизированной системы на базе малой ЭВМ ТРА.

Участки спектра, полученного в одной из серий при измерении с Тв, показаны на рис. 2 (область разрешенных резонансов)

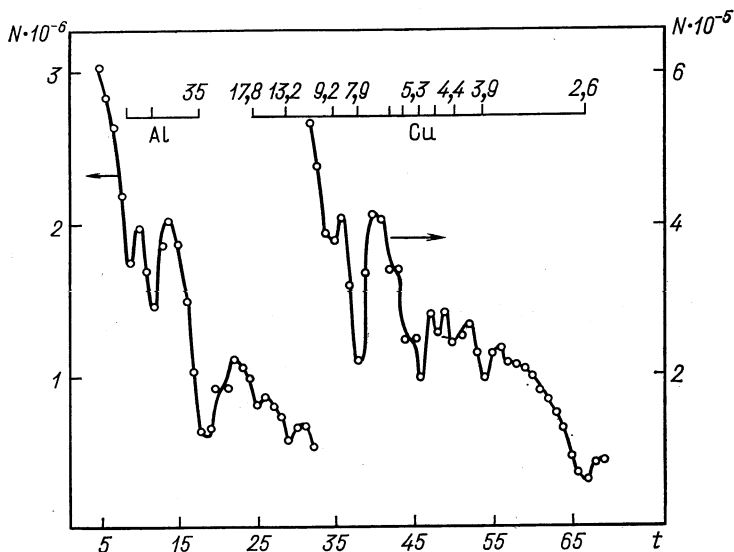


Рис. 3. Аппаратурный спектр ^{159}Tb в усредненной области, полученный за 30 ч измерения:

t — номер канала анализатора (ширина канала 2,5 мкс). Цифры сверху — энергия в килоэлектронвольтах

и рис. 3 (усредненная область). Структура на последнем обусловлена конструкционными материалами (медь, алюминий), находившимися в пучке.

Обработка низкоэнергетических участков спектров с разрешенными резонансами преследовала цель определения спинов резонансов. В этой области знак эффекта пропускания ε непосредственно дает значение спина, как это видно из рис. 2. Всего для пяти исследованных ядер были идентифицированы спины примерно 250 уровней, значительная часть их определена впервые.

Как отмечалось выше, область неразрешенных резонансов, которая в данных экспериментах охватывала энергетический диапазон от нескольких до 100 кэВ, несет значительно большую

информацию о спиновой зависимости среднего нейтронного сечения, чем область разрешенных резонансов. Высокая статистическая точность измеренных спектров, а также специальные меры, принятые для устранения систематических погрешностей в эксперименте, позволили получить эффект пропускания с точностью лучшей,

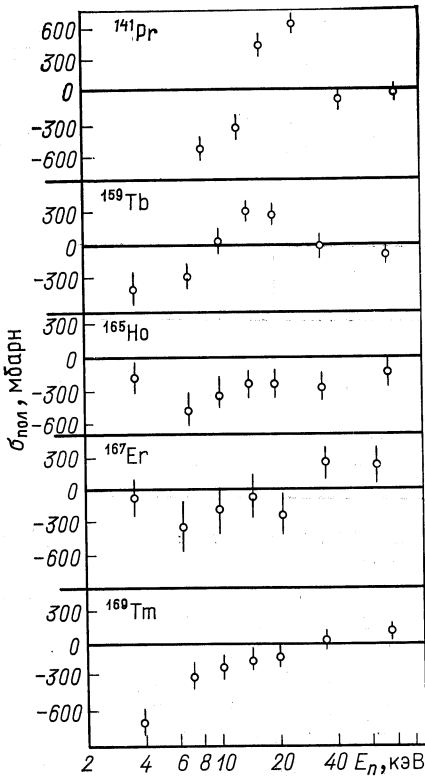


Рис. 4. Энергетическая зависимость поляризационного сечения $\sigma_{\text{пол}}$

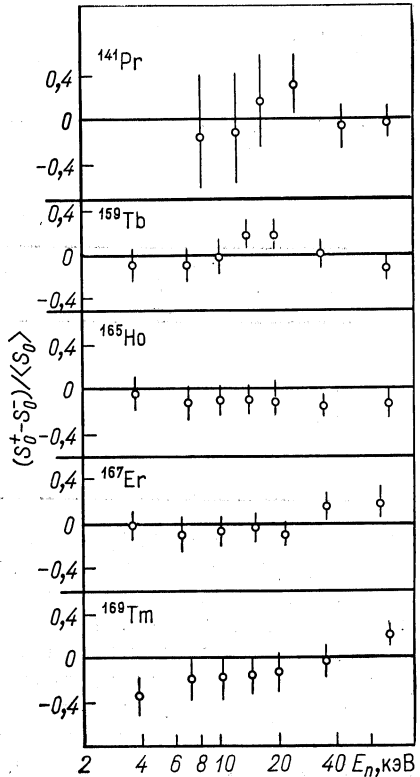


Рис. 5. Энергетическая зависимость относительной разности силовых функций для двух спиновых состояний $(S_0^+ - S_0^-) / \langle S_0 \rangle$

чем 0,1% для каждого из участков спектра, на которые был разбит диапазон $E_n \leq 100$ кэВ. Полученные из этих экспериментальных данных с использованием соотношения (36) поляризационные сечения приведены для всех исследованных ядер на рис. 4. Видно, что $\sigma_{\text{пол}}$ заметно изменяется с энергией, причем для разных ядер энергетический ход существенно различен. Такое поведение трудно связать с потенциальным рассеянием, для которого интервал 100 кэВ недостаточен, чтобы проявилась заметная структура.

Более вероятным является предположение, что здесь наблюдается зависящая от спина промежуточная структура типа входных состояний, связанная с образованием компаунд-ядра. В этом случае можно оценить из (37) разность силовых функций $S_0^+ - S_0^-$, полагая $a_+ = a_-$. Такие разности приведены на рис. 5. В погрешность включена неопределенность, связанная с портер-томасовскими флуктуациями нейтронных ширин. В большинстве случаев эта неопределенность является преобладающей при оценке погрешности.

Разности $\langle S_0^+ - S_0^- \rangle$, усредненные с учетом статистических весов по всему исследованному интервалу энергии, приведены

Таблица 1
Усредненные значения $\langle S_0^+ - S_0^- \rangle$

Ядро-мишень	$S_0, 10^{-4}$	Интервал усреднения, кэВ	$\langle S_0^+ - S_0^- \rangle, 10^{-4}$
^{141}Pr	1,9	6,6—110	$0,02 \pm 0,17$
^{159}Tb	1,6	2,1—100	$0,03 \pm 0,07$
^{165}Ho	1,8	2,1—100	$-0,20 \pm 0,07$
^{167}Er	2,0	2,1—90	$0,01 \pm 0,08$
^{169}Tm	1,3	2,1—125	$-0,04 \pm 0,07$

в табл. 1. Для всех ядер, кроме гольмия, различие силовых функций для двух спиновых состояний не превышает погрешности измерения. Эти данные в настоящее время являются наиболее точной оценкой спинового эффекта в силовых функциях ядер.

Следует отметить, что описанные выше эксперименты характеризуются высокой чувствительностью к проявлению промежуточной структуры. Действительно, измерение проводится на данном ядре при полностью идентичных условиях, за исключением относительной ориентации направлений поляризации нейтронов и ядер, что позволяет наблюдать эффект спиновой зависимости в сечении во много раз меньший, чем сама величина сечения. В связи с полученными указаниями на проявление промежуточной структуры представляется интересным исследование этих же ядер, но по другому каналу реакции, например спектр гамма-излучения при захвате нейтронов на различных энергетических интервалах.

Исследование делящихся ядер. Интерес к спиновой зависимости сечения деления ядер резонансными нейтронами связан, в первую очередь, с концепцией каналов деления, развитой в работах О. Бора, Хилла, Уилера [37—39]. Согласно каналовой теории деления, ядро, проходя через седловую точку, «остывает», энергия возбуждения в основном расходуется на деформацию,

а оставшаяся энергия может распределяться лишь между небольшим числом состояний (каналов деления) с определенными спинами J , четностями π и проекциями спина на ось симметрии ядра K . В связи с этим спиновая идентификация резонансов делящихся ядер вместе с определением других резонансных параметров является весьма важной для проверки теории.

Другая важная особенность деления, где может проявляться спиновая зависимость, связана с промежуточной структурой в подбарьерном делении, открытой при исследовании деления ^{237}Np [40], а позднее обнаруженной и у других ядер. Согласно модели двугорбого барьера деления такую структуру можно связать с уров-

Таблица 2
Средние параметры резонансов ^{235}U [43]

$J\pi$	D , эВ	S_0 , 10^{-4}	$\langle \Gamma_f \rangle$, эВ
3-	$0,953 \pm 0,082$	$0,945 \pm 0,098$	$0,180 \pm 0,018$
4-	$0,809 \pm 0,070$	$1,043 \pm 0,089$	$0,091 \pm 0,011$

нями во второй яме, а тогда ожидается повышение вероятности деления в резонансах с тем же спином, что у соответствующего по энергии уровня во второй яме. Попытки определения спинов резонансов делящихся ядер предпринимались неоднократно, однако достоверные и достаточно подробные данные были получены лишь в результате экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами в США [41—43]. Эти исследования проводились в Ок-Ридже на пучке нейтронов импульсного линейного ускорителя электронов ORELA. Для поляризации нейтронов применяли разработанный в Дубне метод пропускания через поляризованную протонную мишень. Исследуемые ядра ^{235}U и ^{237}Np , входящие в ферромагнитные соединения US и NpAl_2 , поляризовались в сверхтонком поле при охлаждении образцов в рефрижераторе с растворением ^3He в ^4He . Измеряли пропускание нейтронов и число делений в образце (по выходу нейтронов деления).

Первые измерения с ^{235}U [41] имели целью идентифицировать спины резонансов для выявления спиновой зависимости средних ширин $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ и $\langle \Gamma_f \rangle$ и установления связи квантового числа K со спином. Далее исследования с ^{235}U были продолжены [43], причем кроме расширения области энергии, в которой были определены спины резонансов, исследовалась область неразрешенных резонансов до 25 кэВ.

В табл. 2 приведены некоторые характеристики, полученные в [43] из параметров резонансов, лежащих в области $E_n < 100$ эВ.

Необходимо отметить, что измерения с поляризационной методикой позволили обнаружить дублеты с разными спинами там, где ранее предполагалось наличие одного резонанса, а также зарегистрировать слабые уровни. Это привело к заметному уменьшению среднего расстояния между уровнями D по сравнению с рассчитанным по резонансным параметрам, приведенным в [44]. Кроме того, в данные табл. 2 введена поправка на пропущенные уровни. Соотношение между величинами D_J для двух спиновых состояний согласуется с ожидаемым на основании статистической модели ядра.

Значения s -волновых силовых функций для уровней со спинами 3 и 4 различаются на 10%, что не выходит за пределы статистической неопределенности, связанной с распределением Портера — Томаса. Усредненные данные по области 0—25 кэВ показывают несколько большее различие: $(S_0)_3 = 0,84 \cdot 10^{-4}$ и $(S_0)_4 = 1,04 \times 10^{-4}$. Однако сами авторы не акцентируют внимание на этих величинах, так как они получены в результате неоднозначной обработки экспериментальных данных. Наиболее резко отличаются для двух спиновых состояний средние делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle$, что свидетельствует о более высоком барьере деления для состояния 4. Этот факт не вызывает сомнения, что же касается величин $\langle \Gamma_f \rangle$ и их ошибок, то здесь ситуация более сложная. Пропуск уровней с малой нейтронной и большой делительной ширинами является весьма вероятным, а это может существенно изменить $\langle \Gamma_f \rangle$. Не случайно у разных авторов, использующих различные методы обработки, в частности многоуровневый анализ, средние значения $\langle \Gamma_f \rangle$ без разделения по спинам лежат в диапазоне 50—175 мэВ (как это было показано в работе Де Соссюра и др. [45]).

Авторами работы [43] проведен анализ усредненного сечения деления ^{235}U до энергии 25 кэВ с разделением вклада от каждого из спиновых состояний. Они сделали вывод, что в сечении деления по каналу $J = 4$ имеет место промежуточная структура; для спина $J = 3$ структура также проявляется, но уровень достоверности ее ниже и она может быть объяснена статистическими флуктуациями. Энергетическая зависимость $\langle \Gamma_f \rangle_J$ приведена на рис. 6. Обращает на себя внимание сходный характер флуктуаций для $\langle \Gamma_f \rangle_3$ и $\langle \Gamma_f \rangle_4$. Авторы [43], как один из основных доводов реальности структуры для спина 4, называют невозможность согласовать расчетное сечение деления во многих энергетических интервалах с полученными по интервалу 100 эВ (по разрешенным резонансам) значениями $(S_0)_4$ и $\langle \Gamma_f \rangle_4$. Однако легко видеть, что величина $\langle \Gamma_f \rangle_4 = 0,091$ эВ не может служить хорошей опорной точкой, так как она явно не соответствует среднему по интервалу 25 кэВ, а лежит значительно ниже. В то же время для $J = 3$ найденная по резонансам величина $\langle \Gamma_f \rangle_3 = 0,180$ эВ хорошо совпадает со

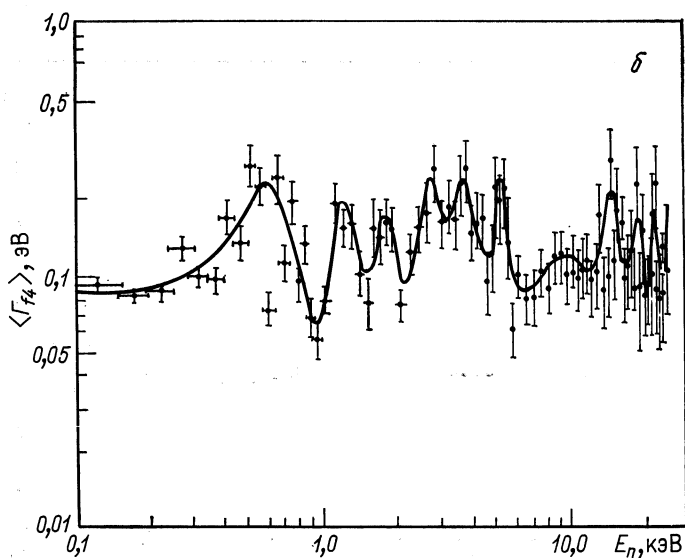
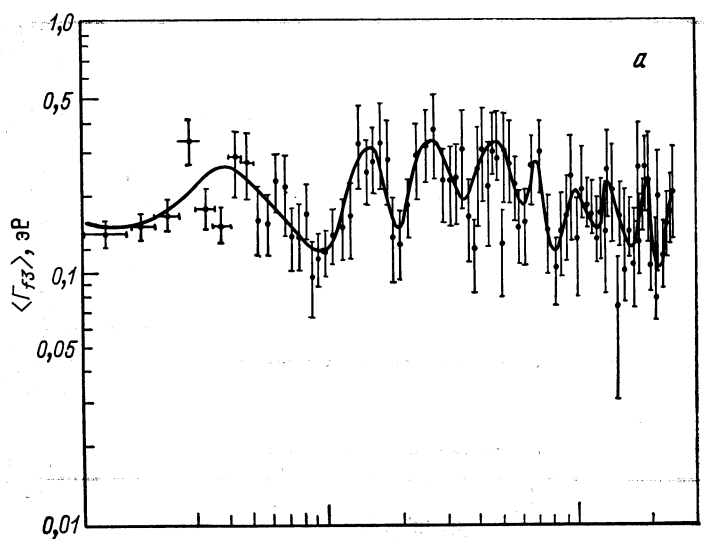


Рис. 6. Усредненные значения делительных ширин ^{235}U для состояний со спином $J = 3$ (а) и $J = 4$ (б) [43]

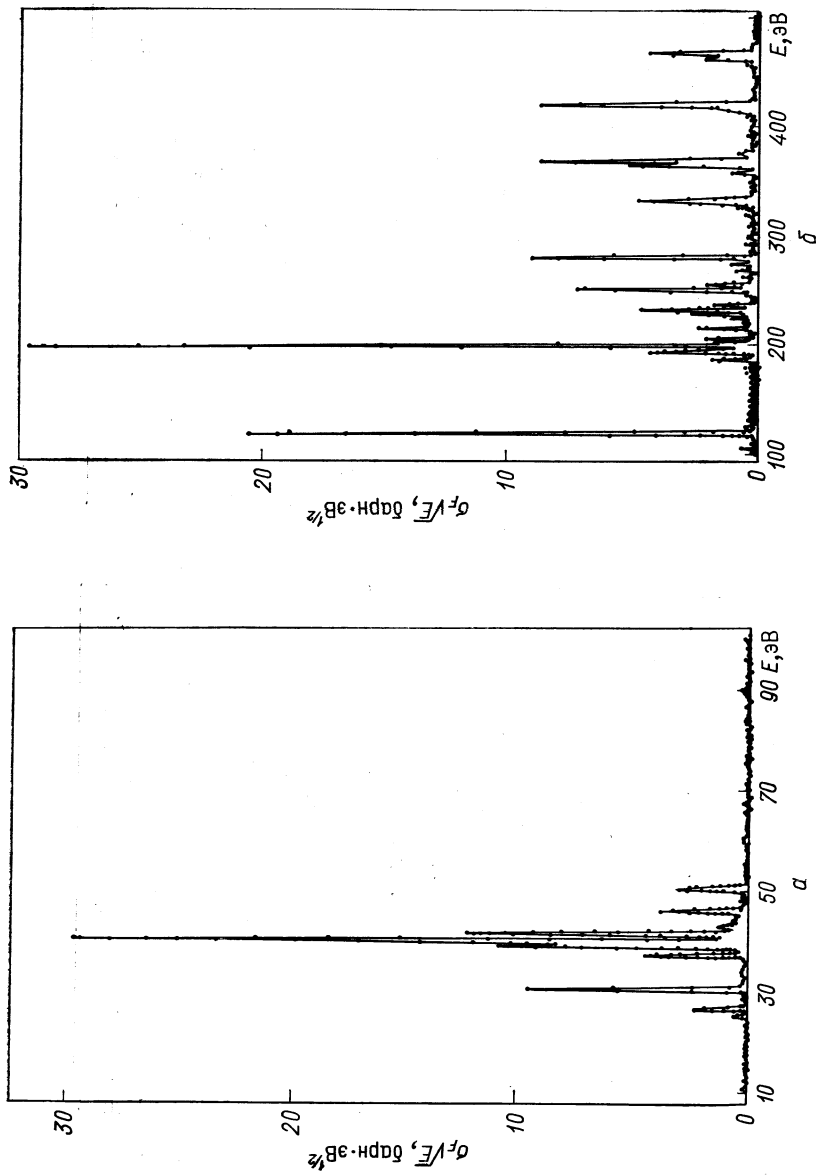


Рис. 7. Сечение деления ^{237}Np при $E_n < 100 \text{ эВ}$ (а), $100 \leq E_n \leq 500 \text{ эВ}$ (б)

средним по всему интервалу. В связи с этим возникает сомнение, не является ли различие в оценке надежности структуры для $J = 3$ и 4 следствием выбора отправных точек для расчета.

Исследование взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами нептуния проводила та же группа Киверс и др. [42]. Основное внимание было уделено определению спинов индивидуальных резонансов в области удовлетворительно-го разрешения спектрометра по времени пролета (ниже 100 эВ), а в диапазоне энергии 100—1000 эВ определялись спины групп уровней, образующих гросс-структуру в сечении деления (рис. 7). Результаты измерений показали, что все резонансы, дающие основной вклад в сечение деления в окрестности 40 эВ, имеют одинаковый спин $J = 3$. Было показано также, что другим группам при энергии 120 эВ, 190 эВ и т. д. также можно приписать определенный спин, причем спины 2 и 3 встречаются одинаково часто. Таким образом, предположение о влиянии уровней во второй потенциальной яме на характер деления получило серьезное подтверждение. Значения средних радиационных и нейтронных ширин для двух спиновых состояний совпадают, как это видно из табл. 3.

Таблица 3

Средние параметры резонансов ^{237}Np [42]

$J\pi$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$, мэВ	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$, мэВ
2+	$51,7 \pm 3,2$	$0,019 \pm 0,007$
3+	$52,3 \pm 1,7$	$0,018 \pm 0,006$

Еще один важный результат, вытекающий из работ [42, 43], относится к определению проекции K момента J на ось симметрии ядра. Детальное исследование K для резонансов ^{233}U , ^{235}U и ^{237}Np выполнено в работах [46—48] методом измерения углового распределения осколков при делении выстроенных ядер неполяризованными нейтронами. Однако однозначная интерпретация результатов возможна, если известны спины резонансов. Совместный анализ данных позволил авторам работ [42, 43] сделать некоторые выводы. Для резонансов ^{235}U и ^{237}Np эффективная величина K не является целым числом, т. е. имеет место смесь состояний с различными K . Для ^{235}U в резонансы со спином $J = 4$ дают вклад состояния с $K = 1$ и 2, для резонансов со спином 3 вероятна смесь состояний с $K = 0, 1$ и 2. Деление нептуния идет главным образом по каналам $(J, K) = (3, 2)$ и $(2, 2)$. Меньший вклад вносят $(3, 3)$ и $(2, 1)$.

Магнитные моменты компаунд-состояний редкоземельных ядер. Существует ряд методов определения магнитных моментов возбужденных состояний ядер, среди которых наибольшее применение получили методы, основанные на эффекте Мессбауэра и возмущении угловых корреляций. Ограничением первого метода являет-

ся невозможность наблюдения эффекта Мессбауэра при возбуждениях выше 100 кэВ, а по времени жизни возбужденного состояния доступен лишь диапазон $10^{-6} - 10^{-10}$ с. Метод возмущенных угловых корреляций является более универсальным, но и он не позволяет пока продвинуться в область времен жизни короче 10^{-12} с.

Между тем компаунд-состояния, образующиеся при захвате резонансных нейтронов, имеют время жизни порядка 10^{-15} с, и их магнитные моменты долго не поддавались измерениям. Сейчас магнитные моменты компаунд-состояний можно определить, измеряя сдвиги резонансов, возникающие в поляризационном эксперименте, хотя задача оказывается весьма сложной из-за малости эффекта. Чтобы оценить его величину, воспользуемся выражением (16) для сдвига резонансов. Принимая $f_1 = 1$, $H = 10^7$ Э

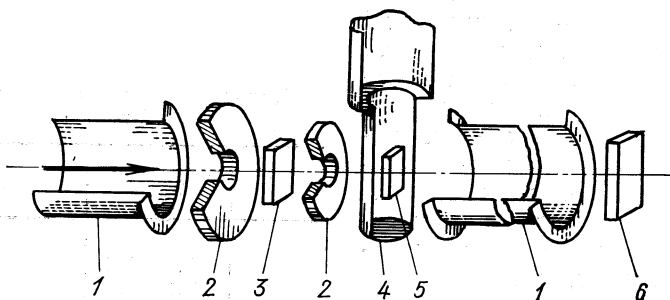


Рис. 8. Схема эксперимента по измерению магнитных моментов нейтронных резонансов:

1 — нейтронотводы, 2 — коллиматоры, 3 — реперные мишени, 4 — криостат, 5 — исследуемая мишень, 6 — детектор нейтронов

и разность $\mu - \mu_0$ порядка одного ядерного магнетона, получим сдвиг уровня $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ эВ. При этом следует иметь в виду, что собственная ширина уровня составляет примерно 0,1 эВ.

Несмотря на очевидные трудности, в ОИЯИ проведены эксперименты по определению магнитных моментов нейтронных резонансов ряда уровней редкоземельных ядер Tb, Dy, Ho и Er [49—51].

Из двух возможных вариантов эксперимента был выбран метод пропускания неполяризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень*.

Для определения магнитного момента компаунд-состояния ядра необходимо измерить сдвиг энергии резонанса для поляризованной мишени по сравнению с неполяризованной. Измерения проводили на импульсном реакторе ИБР-30 по методу времени

* Другой вариант (с использованием поляризованных нейтронов) был реализован для Er в Брукхейвене [52], но он осложнен побочными эффектами и нуждается в доработке.

пролета. Схема эксперимента показана на рис. 8. Выбор ядер, пригодных для измерения магнитных моментов, существенно ограничен требованием больших внутренних магнитных полей $H \gtrsim \gtrsim 2 \cdot 10^6$ Э. Это важно как из-за прямой зависимости ΔE от H , так и в связи с величиной поляризации f_1 , также зависящей от H . Второе требование — наличие у исследуемых ядер низкоэнергетических резонансов. В методе времени пролета энергетический и временной сдвиг связаны зависимостью

$$\Delta t \sim \Delta E E_0^{-3/2}. \quad (38)$$

Отсюда видно, что с ростом энергии резонанса E_0 быстро уменьшается измеряемый в эксперименте временной сдвиг, а следовательно, ухудшается точность определения магнитного момента.

Наилучшим образом удовлетворяют обоим требованиям ядра редкоземельных элементов Tb, Dy, Ho, Er. В качестве ядерных мишеней использовали фольги из указанных металлов, ферромагнитные при гелиевых температурах. Глубокое охлаждение до 0,03—0,04 К, которое достигалось с помощью рефрижератора с растворением ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ [36], обеспечивало внутри доменов поляризацию $f_1 \gtrsim 0,9$. При этом средняя по мишени поляризация в отсутствие внешнего поля равна нулю, что упрощает наблюдение сдвига резонанса. Для разрушения поляризации температура на мишенях повышалась до 0,5—1,5 К.

Пучок нейтронов от ИБР проходил через поляризованный образец *a* и регистрировался детектором *b* (см. рис. 8). Временной спектр накапливался в памяти анализирующей системы, созданной на базе малой ЭВМ ТРА-1001.

Чередование измерений с поляризованной и неполяризованной мишенью (примерно через 10 ч) не могло быть частым, так как смена температуры в рефрижераторе занимала около часа. Два таких спектра составляли пару для совместной обработки. Для каждого из исследованных ядер накапливалось по 30—40 пар спектров. В целях контроля временной шкалы анализатора в пучок были помещены мишени из Te, Sb или Ir. На рис. 9 приведен один из спектров, полученный за 6 ч измерения с Dy. Обработку каждой пары спектров проводили независимо от остальных. Временной сдвиг каждого резонанса поляризованной мишени относительно неполяризованной определяли методом наименьших квадратов с учетом реперных резонансов Te, Sb и Ir.

В табл. 4 приведены полученные значения магнитных моментов всех резонансов, а на рис. 10 — значения $g = \mu/J$. Точность измерения магнитных моментов нейтронных резонансов невелика: в большинстве случаев погрешность составляет 0,5—1 ядерный магнетон. Трудно ожидать заметного улучшения точности в ближайшее время, так как регистрация сдвига с погрешностью 10^{-5} эВ уже приводит к указанной погрешности μ . Маловероятно

также, что удается заметно увеличить число исследованных резонансов.

Тем не менее полученная информация о магнитных моментах компаунд-состояний позволяет сделать некоторые выводы и провести сравнение с теорией.

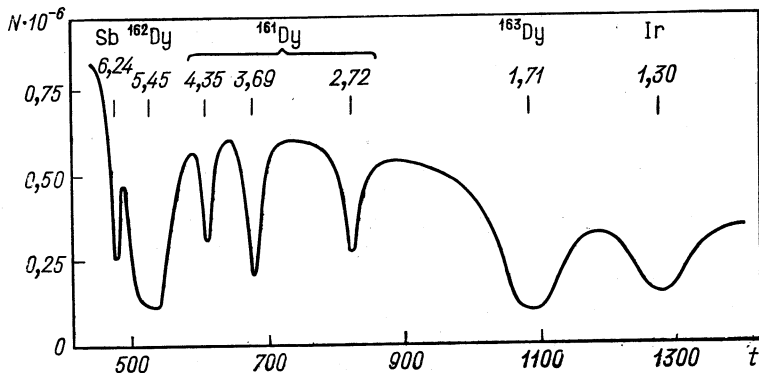


Рис. 9. Участок одного из экспериментальных спектров, полученных при измерении магнитных моментов резонансов диспрозия: время измерения 6 ч; t — номер канала анализатора (ширина канала 2,5 мкс)

Первые теоретические оценки магнитных моментов компаунд-состояний ядер получены в работе [53] на основании термодинамического описания для энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона. Для среднего значения g -фактора получено выражение $\langle g \rangle \approx Z/A$. Для редкоземельных ядер отношение заряда к массе

Таблица 4

Экспериментальные результаты измерения магнитных моментов нейтронных резонансов

Ядро-мишень	E_0 , эВ	Сдвиг энергии ΔE_0 , 10^{-6} эВ	μ , ядерный магнетон
^{159}Tb	3,35	19 ± 9	$-0,2 \pm 1,0$
^{159}Tb	4,99	-20 ± 33	$4,3 \pm 3,7$
^{159}Tb	11,1	31 ± 39	$-1,7 \pm 4,4$
^{161}Dy	2,72	$1,3 \pm 8,9$	$-0,4 \pm 0,7$
^{161}Dy	3,69	-16 ± 11	$-1,8 \pm 0,9$
^{161}Dy	4,35	11 ± 15	$0,5 \pm 1,2$
^{163}Dy	1,71	$-28,3 \pm 5,9$	$2,8 \pm 0,5$
^{165}Ho	3,93	36 ± 12	$1,8 \pm 0,7$
^{165}Ho	12,7	4 ± 30	$3,9 \pm 1,9$
^{167}Er	0,46	27 ± 7	$0,9 \pm 0,4$
^{167}Er	0,58	44 ± 16	$1,8 \pm 0,9$

равно примерно 0,4. Величина флуктуаций вокруг среднего значения найдена равной $\Delta g = \langle g \rangle [(A - Z)/Z]^{1/2}$, что составляет около 0,5.

Более строгое рассмотрение проведено Г. Г. Бунатяном [54]. Используя метод температурных функций Грина, он получил значения g -факторов для компаунд-состояний деформированных ядер, а также зависимость g от энергии возбуждения и величины энергии парных корреляций. Он показал, что предельное значение $\langle g \rangle = Z/A$ достигается лишь для энергии возбуждения ~ 10 МэВ, а для редкоземельных ядер при возбуждении порядка энергии

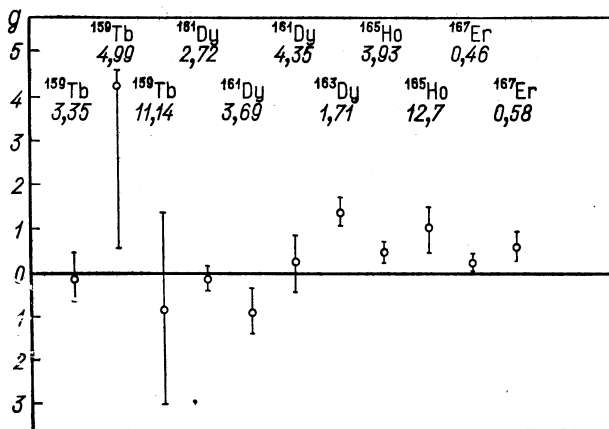


Рис. 10. g -Факторы исследованных резонансов: сверху обозначены ядра-мишени и энергии резонансов в электронвольтах

связи $\langle g \rangle \approx 0,27$. Что касается среднеквадратичных отклонений от этой величины для различных резонансов и ядер, то нижняя оценка $\Delta g \approx 0,25$. Отмечено, однако, что эта величина может увеличиваться из-за различия энергии парных корреляций для различных состояний, а также при учете индивидуальных свойств ядра.

Как видно из рис. 10, различия в величинах g заметно превышают экспериментальные ошибки. Это позволило отделить флуктуации, связанные с измерением, от значений Δg , обусловленных физической природой уровней, и получить экспериментальные величины $\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22$ и $\Delta g = 0,51 \pm 0,20$.

Среднее значение $\langle g \rangle$ и Δg согласуются с теоретическими оценками, приведенными выше.

Таким образом, можно сделать заключение, что экспериментальные данные по магнитным моментам компаунд-состояний удов-

летворительно согласуются с теоретическими оценками и подтверждают применимость статистической модели ядра в рамках полуценной точности.

4. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Исследование спиновой зависимости длин рассеяния. Данные о спиновой зависимости длин рассеяния нейтронов на ядрах имеют большое практическое значение для многих экспериментов с тепловыми нейтронами. Они используются, например, при изучении магнитных свойств вещества и для определения параметров ядерных уровней, лежащих ниже энергии связи нейтрона. Что касается теоретического анализа спиновой зависимости длин рассеяния, то для сложных ядер он пока недоступен. Для ядер со сравнительно небольшим количеством нуклонов, где теоретический анализ удалось провести (^2H [55], ^3He [56], ^{13}C , ^{17}O и ^{19}F [57]), эксперименты по определению длин рассеяния позволяют проверять корректность теорий.

Информацию о длинах рассеяния b_{\pm} нейтронов на ядрах в состояниях с суммарным спином $J = I \pm 1/2$ можно получать из измерений полных и когерентных сечений рассеяния. В этом случае эксперимент дает два возможных набора длин рассеяния. Возникающую неоднозначность устраняют с помощью дополнительной информации. В последние годы для этой цели с успехом были использованы резонансные параметры исследуемых ядер и получены длины рассеяния нейтрона на ^3He [58] и некоторых других ядрах [59—61].

Однозначную информацию о b_{\pm} дают эксперименты с использованием поляризованных нейтронов и ядер. Прямой метод определения b_{\pm} из поляризационного сечения в экспериментах по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованные ядерные мишени часто осложнен отсутствием данных о вкладе захвата в поляризационное сечение. Этот метод использован для выбора истинного набора длин рассеяния нейтрона на дейтоне [62]. Длины рассеяния b_{\pm} ядер некоторых магнитных атомов можно получить из экспериментов по нейтронной дифракции на глубоко охлажденных антиферромагнетиках [63]. Здесь информацию о спиновой зависимости длин рассеяния извлекают из изменения интенсивности в «антиферромагнитном рефлексе» при охлаждении образца до температуры порядка сотых долей кельвина. Это изменение обусловлено вкладом от ядерного рассеяния, возникающим из-за поляризации ядер магнитных атомов в магнитных подрешетках образца. Дифракционный метод мало распространен; пока с его помощью измерены b_{\pm} для некоторых редкоземельных ядер [64—66]. Его специфическим ограничением является требование

точного измерения температуры внутри образца, что необходимо для расчета поляризации ядер.

Большинство из имеющихся к настоящему времени данных о b_{\pm} получено с использованием рассмотренного в разд. 1 метода ядерной прецессии нейтронов. Этим методом с 1972 г. ведутся измерения b_{+} и b_{-} в Сакле [67—70]. Схема используемой там экспериментальной установки представлена на рис. 11. Стрелками, крестиками и точками показаны направления спинов нейтронов вдоль их пути через установку. Пучок нейтронов от реактора поляризуется и монохроматизируется дифракционным поляризатором P . Далее пучок поступает в зазор электромагнита M через систему

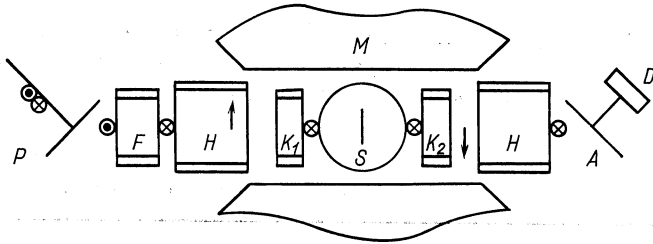


Рис. 11. Схема экспериментальной установки для измерения зависящих от спина длин рассеяния методом ядерной прецессии нейтронов (пояснения в тексте)

реверса поляризации F и область с ведущим полем H , обеспечивающую параллельность поляризации пучка полю магнита на входе в зазор. В зазоре магнита на пути пучка расположены две одинаковые катушки K_1 , K_2 с радиочастотным полем, каждая из которых поворачивает поляризацию на 90° . Катушка K_1 ориентирует поляризацию пучка перпендикулярно направлению поля в зазоре. На пути от катушки K_1 до катушки K_2 поляризация пучка прецессирует вокруг направления поля магнита. Расстояние между катушками таково, что в отсутствие образца поляризация делает целое число оборотов и на входе в K_2 оказывается с тем же направлением, что и на выходе из K_1 . После прохождения катушки K_2 пучок поляризован антипараллельно полю магнита. В области ведущего поля H между электромагнитом и дифракционным анализатором A поляризация поворачивается еще на 90° до направления, совпадающего с направлением поляризации на выходе реверсирующего устройства. Анализатор пространственно ориентирован так, что позволяет измерять поляризацию пучка именно в этом направлении. За анализатором расположен нейтронный детектор D , измеряющий интенсивность пучка. Наличие в зазоре магнита (между катушками K_1 и K_2) поляризованного

образца S приводит к дополнительной прецессии поляризации пучка и, следовательно, к повороту на некоторый угол $\Delta\varphi$ направления поляризации на входе в анализатор. Такой поворот означает уменьшение регистрируемой анализатором поляризации пучка до величины $f_n \cos \Delta\varphi$, где f_n — нейтронная поляризация на выходе поляризатора. Непосредственно измеряемой величиной является поляризационное отношение R , т. е. отношение скоростей счета детектора при включенной и выключенной системе реверса поляризации пучка. Величину $f_n \cos \Delta\varphi$ можно связать с R и поляризационной эффективностью P_a анализатора соотношением (см., например, [2]):

$$f_n \cos \Delta\varphi = (R - 1)/(R + 1) P_a. \quad (39)$$

Соотношение (39) и соотношение (22), связывающее угол поворота направления поляризации пучка с характеристиками поляризованного образца, позволяют найти искомую разность длин рассеяния $b_+ - b_-$.

Таблица 5

Информация о спиновой зависимости длин рассеяния

Ядро-мишень	Спин I	μ_0 , ядерный магнетон	$b_+ - b_-$, 10^{-12} см	Литература
^1H	1/2	-1,913	$2,900 \pm 0,008$ *	[71]
^2H	1	0,857	$0,570 \pm 0,005$ *	[62, 72]
^3He	1/2	-2,128	$(-0,4 \pm 0,1) + i \cdot 0,445$ *	[58, 73]
^6Li	1	0,822	$-0,38 \pm 0,05$	[69]
^{14}N	1	0,404	$0,37 \pm 0,07$	[59]
^{19}F	1/2	2,629	$-0,0135 \pm 0,0002$	[74]
^{23}Na	3/2	2,217	$0,71 \pm 0,03$	[68]
^{27}Al	5/2	3,641	0,077	[70]
^{35}Cl	3/2	0,822	$1,20 \pm 0,04$	[60]
^{51}V	7/2	5,151	1,28	[67]
^{53}Cr	3/2	-0,474	$1,39 \pm 0,02$	[61]
^{59}Co	7/2	4,627	$-1,16 \pm 0,06$	[68]
^{63}Cu	3/2	2,223	$0,045 \pm 0,005$	[68]
^{65}Cu	3/2	2,382	$0,37 \pm 0,02$	[68]
^{91}Zr	5/2	-1,304	0,58	[70]
^{93}Nb	9/2	6,171	-0,028	[70]
^{139}La	7/2	2,783	0,75	[70]
^{141}Pr	5/2	4,136	$-0,072 \pm 0,007$	[66]
^{165}Ho	7/2	4,173	$-0,34 \pm 0,04$	[64]
^{159}Tb	3/2	2,014	$-0,035 \pm 0,014$	[65]
^{181}Ta	7/2	2,371	-0,06	[70]
^{195}Pt	1/2	0,609	$-0,23 \pm 0,04$	[68]
^{197}Au	3/2	0,146	$-0,35 \pm 0,03$	[68]
^{207}Pb	1/2	0,582	$-0,02 \pm 0,04$	[68]

* Величины для свободных ядер.

Имеющиеся сейчас данные для разности $b_+ - b_-$ с указанием работ, где они были получены, а также значения спинов и магнитных моментов ядер представлены в табл. 5. Подавляющее большинство результатов получено в последние 5—6 лет. Расширение и обновление таблицы данных по b_{\pm} продолжается быстрыми темпами.

γ -Излучение радиационного захвата. Использование поляризованных нейтронов и ориентированных ядер позволяет получать определенным образом ориентированные системы компаунд-ядер.

Угловые характеристики γ -излучения таких систем связаны с характеристиками самого γ -излучения и ядерных уровней, между которыми идут соответствующие переходы. На рис. 12 представлена общая схема реакции радиационного захвата нейтрона ядром с массовым числом A и указаны используемые ниже обозначения спинов уровней, участвующих в процессе. Исследование γ -излучения радиационного захвата поляризованных тепловых нейтронов ориентированными ядрами позволяет получать информацию о свойствах низколежащих ядерных уровней, получающихся после испускания γ -квантов компаунд-ядрами.

В случае единственного значения спина J компаунд-ядра система спинов компаунд-ядер имеет параметры ориентации F_1 и F_2 , определяемые выражениями (11) и (12). Для углового распределения вероятностей вылета $W(\theta)$ дипольных γ -квантов ($L = 1$) и величины их циркулярной поляризации $P_{\gamma}(\theta)$ в этом случае имеют место выражения [1]:

$$\left. \begin{aligned} W(\theta) &\sim 1 + F_2 A_2 P_2(\cos \theta); \\ P_{\gamma}(\theta) &\sim F_1 A_1 \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Здесь θ — угол между направлением вылета γ -квантов и осью квантования, а коэффициенты $A_1(J, I_f)$ и $A_2(J, I_f)$ — известные функции спинов:

$$A_1 = \begin{cases} -1/2, & I_f = 3/2, & I = 0; \\ 1, & I_f = 1/2, & I = 0; \end{cases}$$

$$A_2 = \begin{cases} 3J^2/2(J+1)(2J+3), & I_f = J+1; \\ -3J/2(J+1), & I_f = J; \\ 3J/2(2J-1), & I_f = J-1. \end{cases}$$

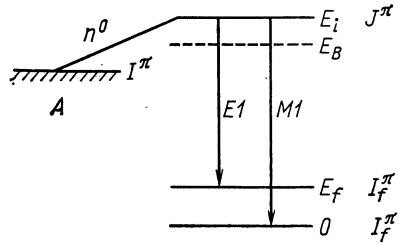


Рис. 12. Схема уровней ядер, изучаемых с помощью радиационного захвата нейтронов:

— — — — энергия возбуждения, соответствующая энергии связи нейтрона E_B в ядре-продукте ($E_B = 6 \div 10$ МэВ)

Экспериментальное определение коэффициентов A_1 или A_2 ведет в этом случае к однозначному определению спинов I_f конечных состояний.

Однако, когда компаунд-ядро образуется в смешанном по спину состоянии, картина заметно осложняется интерференцией между переходами из состояний $J = I + 1/2$ и $J = I - 1/2$. Изложение этого вопроса содержится в работах [75 — 77], в соответствии с которыми вместо выражений (40) должны использоваться выражения:

$$\left. \begin{aligned} W(\theta) &\sim \sum_{k_1 k_2 k} f_{k_1}(n) A_k^{k_1 k_2} f_{k_2}(I) P_k(\cos \theta); \\ P_\gamma(\theta) &\sim \sum_{k_1 k_2} f_{k_1}(n) A_1^{k_1 k_2} f_{k_2}(I) \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

где $f_{k_2}(I)$ — параметры ориентации ядра-мишени [$f_0(I) \equiv 1$]; $f_1(n)$ — поляризация нейтронов [$f_0(n) \equiv 1$] и индексы k, k_1, k_2 ограничены условиями: $0 \leq k_1 \leq 1, 0 \leq k \leq 2, |k_1 - k| \leq k_2 \leq k_1 + k; k_1 + k_2 + k$ — четное число. Коэффициенты $A_k^{k_1 k_2}$ в (41)

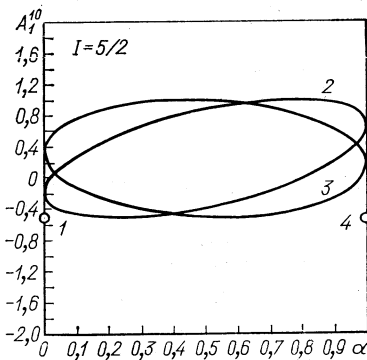


Рис. 13. Расчетные значения коэффициента циркулярной поляризации A_1^{10} в зависимости от величины смеси спиновых каналов α для различных значений спинов исследуемых уровней

по-прежнему зависят от спинов I и I_f и их можно рассчитать как функции α -параметра смеси спиновых состояний. Пример часто используемого коэффициента круговой поляризации A_1^{10} показан на рис. 13. Интерференционные эффекты проявляются для переходов на уровни со спинами $I_f = I \pm 1/2$ (в данном примере $I_f = 2, 3$) и отсутствуют при $I_f = I \pm 3/2$ ($I_f = 1, 4$), когда переход возможен лишь для одного из спиновых состояний J_{\pm} из-за дипольного характера излучения. Одновременное определение нескольких коэффициентов $A_k^{k_1 k_2}$ позволяет найти значения спинов I_f .

В большинстве из осуществленных к настоящему времени экспериментов использованы либо выстроенные ядерные мишени, либо поляризованные нейтроны. В первом случае захват неполяризованных нейтронов дает выстроенную систему спинов компаунд-ядер, γ -излучение которой анизотропно. Исследования этой анизотропии проведены, например, для некоторых редкоземельных ядер [78, 79], в тепловом сечении радиационного захвата которых доминирует односпиновое состояние. Во втором случае

(поляризованных нейтронов и неориентированных ядер) возникает поляризованная, но не выстроенная система компаунд-ядер, угловое распределение γ -излучения которой изотропно, а его круговая поляризация подлежит изучению. Этот метод использован

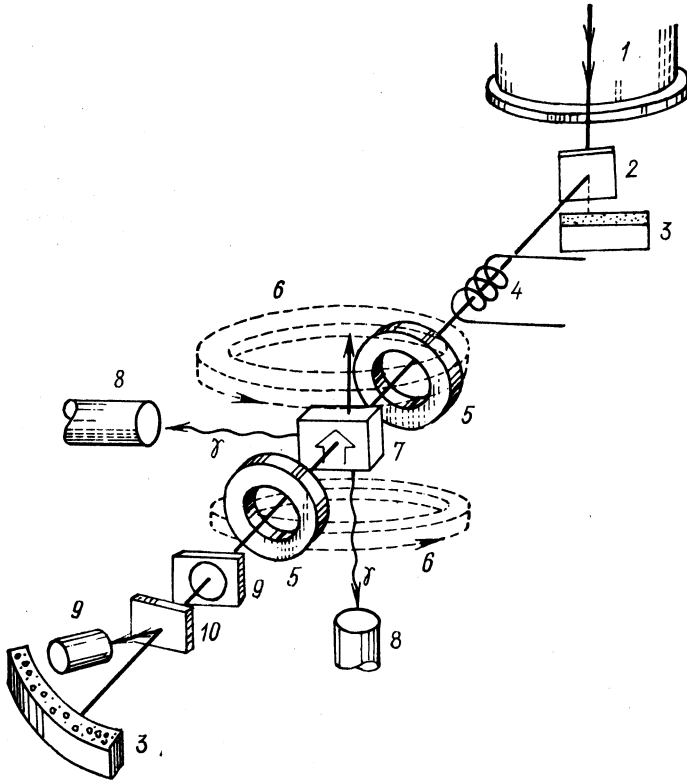


Рис. 14. Схема эксперимента с применением поляризованных нейтронов и ориентированных ядер для исследований γ -излучения радиационного захвата тепловых нейтронов (пояснения в тексте)

для получения значений спинов ядерных уровней в работах [76, 80, 81] для мишеней с $I = 0$, в которых отсутствуют трудности из-за интерференционных эффектов.

Первые измерения угловых распределений γ -излучения с применением и поляризованных нейтронов, и поляризованных ядер осуществлены в Праге [82] и Петтене [83] в примерно одинаковой постановке эксперимента для мишени ^{59}Co . Схема эксперимента в Петтене показана на рис. 14, заимствованном из работы [77]. Тепловые нейтроны, выходящие из реактора 1, монохроматизируются и поляризуются при отражении от намагниченного моно-

кристалла $\text{Co}_{0,92}\text{Fe}_{0,08}$ 2. С помощью радиочастотной катушки 4 спин нейтрона можно перевернуть с эффективностью, близкой к 100%. Далее нейтроны попадают на мишень 7, помещенную в криостате с растворением ^3He в ^4He , содержащем также сверхпроводящий магнит с двумя катушками 6 (поле до 50 кЭ). На входе и выходе пучка снаружи криостата помещены массивные железные кольца 5, играющие роль магнитного экрана для устранения деполяризации нейтронов внешним полем катушек. Вне криостата под углом к направлению поля (направлению поляризации мишени) $\theta = \pi$ и $\theta = \pi/2$ размещены Ge(Li)-детекторы γ -излучения 8. Имеются также анализирующий кристалл и счетчики нейтронов 9, предназначенные для измерений нейтронной и ядерной поляризации. Измерения ведутся одновременно двумя детекторами.

Отсчеты детекторов можно записать в соответствии с выражением (41) в виде

$$N_{p, a}(\theta) = N_0(\theta) [1 \pm A_0^{11} f_1(n) f_1 + (A_2^{02} f_2 \pm A_2^{11} f_1(n) f_1 \pm A_2^{13} f_1(n) f_3) P_2(\cos \theta)], \quad (42)$$

где знаки « \pm » соответствуют параллельной (р) и антипараллельной (а) ориентациям поляризации пучка нейтронов относительно магнитного поля; $N_0(\theta)$ означает отсчеты детекторов при отсутствии поляризации нейтронов и ориентации ядер мишени.

Отсюда можно получить, например, пару коэффициентов A_0^{11} и A_2^{11} , определяющую спины I_f :

$$A_0^{11} = [\varepsilon(\pi) + 2\varepsilon(\pi/2)]/3f_1(n) f_1;$$

$$A_2^{11} = 2[\varepsilon(\pi) - \varepsilon(\pi/2)]/3f_1(n) f_1.$$

Здесь ε — относительная разность отсчетов детекторов: $\varepsilon = (N_p - N_a)/(N_p + N_a)$.

В подобных экспериментах обычно наблюдается большой эффект ($\varepsilon \approx 10\%$), однако возможны осложнения из-за деполяризации тепловых нейтронов. Соответствующие поправки изучались в работах [84, 85].

Основное достоинство рассмотренных работ состоит в разработке надежного, прямого метода измерения спинов ядерных уровней. С помощью этого метода получают богатую спектроскопическую информацию [86, 87]. Его дальнейшее развитие тесно связано с прогрессом поляризации ядер методом «грубой силы», который ожидается в связи с разработкой криостата с ядерным размагничиванием на температуру $\approx 0,004$ К [88].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обзор исследований с применением поляризованных нейтронов и ориентированных ядер показывает, какой широкий круг явлений можно изучать с помощью этого метода. Интересная физическая

информация получена при измерении спинов нейтронных резонансов и спиновой зависимости полных нейтронных сечений, в делении ядер, в спектроскопии низколежащих ядерных уровней, при исследовании длин рассеяния, в частности для малонуклонных систем.

Однако, несмотря на это очевидное богатство возможностей методики, исследования развиваются относительно медленно. В первую очередь это обусловлено сложностью экспериментальной техники, трудностями получения высокоинтенсивных поляризованных нейтронных пучков и создания ориентированных мишеней. Поэтому дальнейшее развитие этих исследований будет в значительной мере связано с расширением технических возможностей. Метод поляризации нейтронов пропусканием их через поляризованную протонную мишень является наиболее универсальным в рассматриваемой области энергии и несомненно будет применен на вводимых в действие и создаваемых новых мощных нейтронных источниках. Что касается развития методов поляризации ядер, то основной проблемой по-прежнему остается расширение круга поляризуемых ядер. В ближайшем будущем можно ожидать успехов в использовании метода «грубой силы». Однако необходимость охлаждения мишеней до сверхнизких температур в условиях интенсивного нейтронного облучения и плохой теплопередачи ограничивает возможности этого метода. Поэтому необходимо дальнейшее развитие и динамических методов поляризации ядер, не требующих сверхнизких температур.

Сочетание таких усовершенствованных установок, пригодных для поляризации большинства ядер, со спектрометрами высокого разрешения по времени пролета позволит существенно расширить исследуемую область нейтронных резонансов, распространить исследование спиновой зависимости на парциальные нейтронные сечения. Широкие возможности откроются также для исследований низколежащих состояний ядер, изучения вопросов несохранения четности с использованием резонансных нейтронов и решения многих других физических проблем. Работа в этих направлениях уже ведется в ряде лабораторий различных стран.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tolhoek H. A., Cox J. A. M.— *Physica*, 1953, v. 19, p. 101.
2. Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А. Поляризованные медленные нейтроны. М., 1966.
3. Sailor V. L. Препринт ОИЯИ, 3-4981. Дубна, 1970.
4. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М., 1958.
5. Shapiro F. L. *Research Applications of Nuclear Pulsed Systems*. Vienna, 1967, p. 176; Shapiro F. L. *Polarized Targets and Ion Sources*. Saclay, 1967, p. 339.
6. Барышевский В. Г., Подгорецкий М. И.— *ЖЭТФ*, 1964, т. 47, с. 1050.

7. **Abraham A., Bachella G. E. e. a.**— *Compt. rend. Acad. sci. B, Paris*, 1972, v. 274, p. 423.
8. **Lax M.**— *Rev. Mod. Phys.*, 1951, v. 23, p. 287.
9. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** *Квантовая механика*. М., 1963.
10. **Джеффрис К.** *Динамическая ориентация ядер*. М., 1965.
11. **Drabkin G. M. e. a.**— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1976, v. 133, p. 453.
12. **Stecher-Rasmussen F.** In: *Proc. 2nd Intern. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*. Petten, 1974, p. 718.
13. **Lynn J. W. e. a.** Preprint BNL, 21288, 1976.
14. **Roberts L. D. e. a.**— *Phys. Rev.*, 1954, v. 95, p. 105.
15. **Rutherford Laboratory Annual Report**, 1977, p. 53.
16. **Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л.**— *ЖЭТФ*, 1963, т. 44, с. 2185; **Draghicescu P. e. a.**— *Phys. Lett.*, 1964, v. 12, p. 334.
17. **Луциков В. И., Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л.**— *Ядерная физика*, 1969, т. 10, с. 1178.
18. **Feshbach H.** *Nuclear Spectroscopy*. N. Y., 1960, p. 1046.
19. **Fisher T. R., Healey D. C., McCarthy J. S.**— *Nucl. Phys. A*, 1969, v. 130, p. 609.
20. **Healey D. C. e. a.**— *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 25, p. 117.
21. **Kobayashi S. e. a.**— *J. Phys. Soc. Japan*, 1967, v. 22, p. 368.
22. **Kobayashi S. e. a.**— *Progr. Theoret. Phys.*, 1968, v. 40, p. 1451.
23. **Heeringa W., Postma H.**— *Phys. Lett. B*, 1976, v. 61, p. 350.
24. **Postma H. e. a.**— *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 979.
25. **Marshak H. e. a.**— *Ibid.*, 1962, v. 128, p. 1287.
26. **Stolovy A.**— *Ibid.*, 1964, v. 134, p. 68.
27. **Waters J. R.**— *Ibid.*, 1960, v. 120, p. 2090.
28. **Rae E. R. e. a.**— *Nucl. Phys.*, 1958, v. 5, p. 89.
29. **Зелигер Д. и др.**— *ЖЭТФ*, 1963, т. 45, с. 1294.
30. **Алфименков В. П. и др.** Препринт ОИЯИ, P3-3208. Дубна, 1967.
31. **Алфименков В. П. и др.**— *Ядерная физика*, 1977, т. 25, с. 930.
32. **Акопян Г. Г. и др.**— Там же, т. 26, с. 942.
33. **Акопян Г. Г. и др.** Препринт ОИЯИ, P3-10835. Дубна, 1977.
34. **Алфименков В. П. и др.** Препринт ОИЯИ, P3-12040. Дубна, 1978.
35. **Алфименков В. П. и др.** Препринт ОИЯИ, 13-9396. Дубна, 1975.
36. **Алфименков В. П., Овчинников О. Н.** Препринт ОИЯИ, P8-9168. Дубна, 1975.
37. **Hill D. L., Wheeler J. A.**— *Phys. Rev.*, 1953, v. 89, p. 1102.
38. **Бор О. В.** в кн.: *Материалы Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии*. Женева, 1955, т. 2. М., 1958, с. 175.
39. **Wheeler J. A.** In: *Fast Neutron Physics*. P. II. N. Y., 1963, p. 2057.
40. **Ray D. e. a.** *Nuclear Data for Reactors* P. II. Vienna, 1967, p. 128.
41. **Keyworth J. A. e. a.**— *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, p. 1077.
42. **Keyworth J. A. e. a.**— *Phys. Rev. C*, 1973, v. 8, p. 2382.
43. **Moore M. S. e. a.**— *Ibid.*, 1978, 18, 1328.
44. *Neutron Cross Sections* BNL-325, 3rd. Ed. V. 1, 1973.
45. **De Saussure G., Perez R. V., Kolar W.**— *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 2018.
46. **Kuiken R., Pattenden N. J., Postma H.**— *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 190.
47. **Pattenden N. J., Postma H.**— *Nucl. Phys. A*, 1971, v. 167, p. 225.
48. **Kuiken R., Pattenden N. J., Postma H.**— *Ibid.*, 1972, v. 196, p. 389.
49. **Алфименков В. П., Жуков Г. П. и др.**— *Ядерная физика*, 1973, т. 17, с. 13.
50. **Alfimenkov V. P. e. a.**— *Phys. Lett. B*, 1975, v. 53, p. 429.
51. **Alfimenkov V. P. e. a.**— *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 267, p. 172.
52. **Beckurts K. H., Brunhart G.**— *Phys. Rev. C*, 1970, v. 1, p. 766.
53. **Куклин Р. Н.**— *Ядерная физика*, 1967, т. 6, с. 969.
54. **Бунатян Г. Г.** Там же, 1977, т. 26, с. 44; Препринт ОИЯИ, P4-8889. Дубна, 1975.

55. Ефимов В. Н.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 137.
56. Харченко В. Ф., Левашев В. П. Препринт ИТФ-77-85Р. Киев, 1977; Kharchenko V. P. In: Proc. Europ. Symp. on Few Body Problem in Nuclear Physics. Potsdam, 1977.
57. Gillet V., Normand J. M.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 176, p. 225. Normand J. M.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 291, p. 126.
58. Алфименков В. П. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 1145; Шарпов Э. И. В кн.: III Междунар. школа по нейтронной физике, ОИЯИ ДЗ-11787. Дубна, 1978, с. 437.
59. Koester L., Knopf K., Waschkowski W.— Z. Phys. A, 1976, Bd. 277, S. 77.
60. Koester L., Knopf K., Waschkowski W.— Ibid., 1977, Bd 282, S. 371.
61. Koester L., Knopf K., Waschkowski W.— Ibid., 1978, Bd 287, S. 61.
62. Alfimenkov V. P. e. a.— Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 151.
63. Шапиро Ф. Л. В кн.: Всесоюзная летняя школа по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях. Обнинск, 1966, с. 236.
64. Herpin A., Meriel P.— J. Phys., 1973, v. 34, p. 423.
65. Акопян Г. Г. и др.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 777.
66. Akopian G. G. e. a. In: Proc. Internat. Conf. on the Interaction of Neutron with Nuclei. Lowell, ERDA-760715, 1977, p. 1243.
67. Shull C. G., Ferrier R. P.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 295.
68. Abragam A. e. a.— J. Phys. Lett., 1975, v. 36, p. 263.
69. Glatli H. e. a. Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 748.
70. Glatli H. In: Proc. 2nd Internat. School on Neutron Phys., JINR D3-7991. Dubna, 1974.
71. Squires G. L., Stewart A. T.— Proc. Roy Soc. A, 1955, v. 230, p. 19.
72. Dilg W., Koester L., Nistler W.— Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 208.
73. Rauch H. In: Fundamental Physics with Reactor Neutrons and Neutrino. Ed. by T. von Egidy. 1977. p. 53.
74. Abragam A. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 805.
75. Honzatko J., Kaifosz.— Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 499.
76. Abrahams K., Endt P. M.— Ibid., 1972, v. 39, p. 204. Abrahams K. Proc. 2nd Internat. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Petten, 1974, p. 591.
77. Postma H. Proc. 3rd Internat. School on Neutron Phys. JINR D3-11787. Dubna 1978, p. 280.
78. Postma H., Reddingius E. R.— Physica, 1967, v. 34, p. 541.
79. Reddingius E. R., Postma H.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 389, p. 137.
80. Spits A. M., de Boer J.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 224, p. 517.
81. Vennink R., Ratynski W., Kopecki J.— Ibid., 1978, v. 299, p. 429.
82. Honzatko J. e. a.— Ibid., 1973, v. 209, p. 245.
83. Reddingius E. R., Bosman J. J., Postma H.— Ibid., 1973, v. 206, p. 145.
84. Bosman J. J., Postma H.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 148, p. 331.
85. Honzatko J., Kajfosz J.— Czechosl. J. Phys. B, 1972, v. 22, p. 38.
86. Lighthart H. J., Postma H.— Z. Phys. A, 1978, v. 288, p. 179.
87. Delhej P. P., Girgin A. In: 3rd Internat. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, BNL-11972, 1978.
88. Humik R. e. a.— J. Phys. C, 1978, v. 6, Suppl. N8, p. 1155.