

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОРИЕНТИРОВАННЫЕ ЯДРА

Г. Р. Хуцишвили

I. ПОЛУЧЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР

1. Введение

Ядра называют ориентированными, если у совокупности ядерных спинов имеется некоторое преобладающее направление. В обычных условиях благодаря тепловому движению распределение ядерных спинов макроскопического тела по направлениям совершенно хаотично. Получение мишеней с ориентированными ядрами представляет собой значительный интерес для ядерной физики, так как, проводя опыты с ориентированными ядрами, можно получить много весьма ценных сведений о спиновой зависимости ядерных сил, о спинах, чётностях и магнитных моментах возбуждённых состояний ядер и т. д.

В первой части настоящего обзора мы рассмотрим методы, при помощи которых можно получить ориентированные ядра. Во второй части мы рассмотрим эксперименты, которые были поставлены, а также эксперименты, которые можно поставить с ориентированными ядрами. Там же будет разобран вопрос о том, какие сведения можно извлечь из экспериментов с ориентированными ядрами.

2. Параметры, характеризующие степень ориентации ядер^{1, 2}

Направим ось Z по оси квантования*) ядерного спина (этим направлением может быть направление внешнего магнитного поля или ось симметрии внутрикристаллического электрического поля). Обозначим через m проекцию ядерного спина на ось квантования

*) Мы ограничиваемся рассмотрением случая, когда квантование ядерного спина обладает аксиальной симметрией; для общего случая параметры, характеризующие степень ориентации ядер, даны в работе³.

(в единицах $\hbar$), а через I максимальную проекцию (при этом величина спина равна $\sqrt{I(I+1)}$). Хорошо известно, что m может принимать $2I+1$ различных значений $I, I-1, \dots, -I$, соответственно $2I+1$ возможным ориентациям спина ядра.

Степень ориентации ядер обычно характеризуют следующими двумя величинами^{1,2}:

$$f_1 = \frac{\bar{m}}{I} \quad (1)$$

и

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[\bar{m}_2 - \frac{I(I+1)}{3} \right], \quad (2)$$

где усреднение имеет место по совокупности ядер данного типа в образце f_1 называется ядерной поляризацией, а f_2 — ядерной квадрупольной поляризацией. При хаотическом распределении ядерных спинов по направлениям f_1 и f_2 обращаются в нуль (учитывая, что при этом $\bar{m} = 0$ и $\bar{m}^2 = \frac{I(I+1)}{3}$), для ориентированных же ядер f_1 и f_2 принимают отличные от нуля значения. Легко видеть, что максимальные значения абсолютных величин f_1 и f_2 равны единице.

Введение величины f_2 необходимо потому, что при применении некоторых методов получаются образцы, в которых числа ядер в состояниях, отличающихся только знаком m , равны, а в таком случае

$$f_1 = 0.$$

Для рассмотрения некоторых вопросов приходится также вводить параметры более высокого порядка $f_3, f_4, \dots, f_{2I}$. Приведём выражения f_3 и f_4 ⁴:

$$f_3 = \frac{5}{I(I-1)(2I-1)} \left\{ \bar{m}^3 - \frac{1}{5} [3I(I+1)-1] \bar{m} \right\}, \quad (3)$$

$$f_4 = \frac{35}{2I(I-1)(2I-1)(2I-3)} \left\{ \bar{m}^4 - \frac{1}{7} [6I(I+1)-5] \bar{m}^2 + \right. \\ \left. + \frac{3}{35} I(I-1)(I+1)(I+2) \right\}^*. \quad (4)$$

Ядра называют поляризованными, если хотя бы одно из нечётных f отлично от нуля; если все нечётные f равны нулю, но хотя бы одно из чётных f отлично от нуля, ядра называют выстроенными (в таком случае числа ядер в состояниях $+m$ и $-m$ равны).

*) Параметры f_n нормированы таким образом, чтобы их максимальные значения равнялись единице.

3. Поляризация внешним полем

В принципе наиболее простым методом получения ориентированных ядер является метод, основанный на приложении к образцу сильного магнитного поля при сверхнизкой температуре. В поле H энергетические уровни ядра расщепляются. Добавочная энергия в поле равна $E_m = -m \frac{\mu H}{I}$ (μ — ядерный магнитный момент), т. е. получаем $2I + 1$ равноотстоящих уровней с разностью энергии соседних уровней $\frac{\mu H}{I}$. Простой расчёт даёт^{1, 2}:

$$f_1 = B_I \left(\frac{\mu H}{kT} \right), \quad (5)$$

где B_I — так называемая функция Бриллюэна:

$$B_I(y) = \frac{I + \frac{1}{2}}{I} \operatorname{cth} \left(\frac{I + \frac{1}{2}}{I} y \right) - \frac{1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{y}{2I} \right). \quad (6)$$

В частности, при $\mu H \ll kT$, имеем:

$$f_1 = \frac{I + 1}{3I} \frac{\mu H}{kT}. \quad (7)$$

На рис. 1 дана зависимость f_1 от $\frac{\mu H}{kT}$ при $I = \frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ и $\frac{5}{2}$.

Однако вследствие малости ядерных магнитных моментов для получения значительной степени ориентации требуются сверхбольшие $\frac{H}{T}$.

Приведём численные данные, относящиеся к $T = 0,01^\circ \text{K}$. Для получения $f_1 = 20\%$ в случае протонов ($I = \frac{1}{2}$, $\mu = 2,8$ ядерного магнетона) требуется $H = 20$ килоэрстед, а в случае Li^7 ($I = \frac{3}{2}$, $\mu = 3,25$ ядерного магнетона) требуется $H = 30$ килоэрстед. Для получения $f_1 = 75\%$ в этих же случаях требуется 100 и соответственно 200 килоэрстед.

Преимуществом рассматриваемого метода является его универсальность, так как этот метод применим к любым ядрам*).

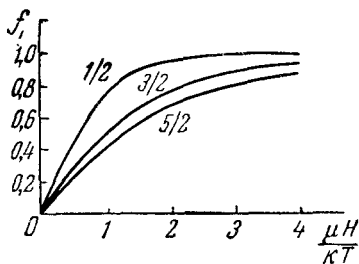


Рис. 1.

*) Для поляризации внешним полем ядер элементов группы железа и редких земель нужно, чтобы H было больше внутреннего магнитного поля, создаваемого на ядре незамкнутой оболочкой $3d$ или $4f$ (см. § 5).

Недостатком же его является то, что он требует слишком больших $\frac{H}{T}$.

Хорошо известно, что сверхнизкие температуры получаются адиабатическим размагничиванием парамагнитных солей. Поэтому при поляризации внешним полем опыт будет происходить так: образец, в котором мы хотим получить ориентированные ядра, приводится в хороший тепловой контакт с охлажденной парамагнитной солью, и затем на образец (но не на соль, иначе произойдет нагревание) накладывается сильное внешнее поле.

Для экспериментов нужно брать такие вещества, в которых время релаксации ядерного спина (т. е. время, которое нужно, чтобы система ядерных спинов пришла бы в равновесие с решеткой) при сверхнизких температурах было бы достаточно малым. Этому условию удовлетворяют металлы (согласно экспериментальным данным для меди время релаксации порядка 1 секунды при $0,1^\circ \text{K}$ и растет обратно пропорционально температуре при убывании последней), а также парамагнитные и ферромагнитные вещества. В случае же других веществ для уменьшения времени релаксации надо к ним добавить немножко парамагнитной соли (при этом время релаксации ядерного спина уменьшается благодаря взаимодействию спина ядра со спином электронной оболочки парамагнитного иона).

4. Квадрупольный метод

Пусть ядро, обладающее квадрупольным моментом, находится в аксиально симметричном электрическом поле. Ось симметрии электрического поля возьмем за ось квантования ядерного спина. Спиновые электрические уровни ядра будут иметь вид (см., например,⁵):

$$E_m = \frac{3e^2qQ}{4I(2I-1)} \left[m^2 - \frac{I(I+1)}{3} \right], \quad (8)$$

где Q — электрический квадрупольный момент ядра (в см^2), $eq = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \Big|_{\text{на ядре}}$, φ — потенциал электрического поля. Таким образом, в электрическом поле энергетические уровни ядра, обладающего квадрупольным моментом, расщепляются.

Обычно эти расщепления ввиду малости ядерных квадрупольных моментов пренебрежимо малы; однако для ядер галогенов в молекулярных кристаллах, в молекулах которых имеются линии ковалентной связи С-галоген, эти расщепления аномально велики (по причинам, на которых мы здесь не останавливаемся) и достигают величины порядка $0,005$ — $0,01^\circ \text{K}$. Такими веществами являются, например, $\text{CH}_3 \text{ Br}$, $\text{C}_2\text{H}_2\text{Br}_2$ и т. д.

Для случая $I = \frac{3}{2}$ картина уровней приведена на рис. 2 (при $qQ < 0$). Ясно, что при достаточно низкой температуре состояния с $m = \pm \frac{3}{2}$ будут заселены больше, чем состояния с $m = \pm \frac{1}{2}$; при этом f_1 будет равно нулю, а f_2 будет отлично от нуля, т. е. получим выстроенные ядра. Этот метод был предложен Паундом⁶.

Для экспериментов нужен монокристалл с одинаковым направлением z на всех ядрах галогенов (z — ось симметрии внутрикристаллического электрического поля, направление которого совпадает с направлением линии ковалентной связи С-галоген^{*}). Такой монокристалл нужно привести в хороший тепловой контакт с охлажденной парамагнитной солью и при достаточно низкой температуре, получим значительную степень ориентации ядер галогенов. Однако к кристаллу надо примешать немножко парамагнитной соли, чтобы уменьшить время релаксации ядерных спинов.

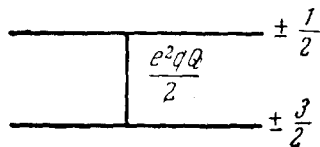


Рис. 2.

Можно также поступить и по другому, а именно вырастить такой кристалл, который сам бы содержал парамагнитные волны; тогда и охлаждать легче (проводится адиабатическое размагничивание на самом изучаемом образце), и релаксация быстрая.

5. Ориентация ядер в парамагнитных солях

а) Парамагнитные соли и парамагнитный резонанс. Для получения ориентированных ядер большую роль играет применение парамагнитных солей вследствие того, что электронная оболочка парамагнитного иона вызывает громадное внутреннее магнитное поле на ядре (так как оболочка парамагнитного иона обладает магнитным моментом ввиду наличия незаполненной подоболочки $3d$ или $4f$).

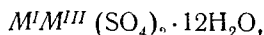
Парамагнитное резонансное поглощение, открытое Е. К. Завойским⁷, даёт возможность изучить энергетические уровни парамагнитных ионов в конденсированных средах. Наибольшую роль сыграли опыты со скрещёнными полями, принцип которых мы кратко разберём.

Образец (парамагнитная соль в твёрдом или жидком состоянии) помещается в сильное однородное магнитное поле H . При этом для каждого парамагнитного иона получается некоторая система спиновых уровней. Перпендикулярно основному полю

^{*}) По этой причине кристаллы типа CH_3Br или $\text{C}_2\text{H}_2\text{Br}_2$ непригодны, но можно подобрать пригодные органические соединения.

накладывают слабое переменное поле с частотой в области микроволн. Затем, модулируя величину основного поля и измеряя количество поглощаемой энергии переменного поля, Завойский получил кривую зависимости коэффициента поглощения от H ; в общем случае получается кривая с несколькими максимумами, притом поглощение максимально, когда $h\nu$ (ν — частота переменного поля) равно разности каких-нибудь двух спиновых уровней парамагнитного иона.

Много экспериментов было посвящено парамагнитному резонансу на хромовых и железных квасцах. Квасцы представляют собой соединения следующего вида:



где M^I — ион одновалентного металла (K, Rb, Na, NH_4), M^{III} — ион трёхвалентного металла группы железа (Cr, Fe).

Достаточно много экспериментов было посвящено также парамагнитному резонансу на туттоновских полях (соединения типа $M_2^{II} M^{II} (\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (M^{II} — ион двухвалентного металла группы железа — Co, Cu, Mn, Ni) и фторосиликатах $M^{II} \text{SiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$). В последнее время проводились также эксперименты по парамагнитному резонансу на этилсульфатах $M^{III} (\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ (M^{III} — ион трёхвалентного редкоземельного элемента, например Ce, Nd, Pr) и двойных нитратах $M_3^{II} M_2^{III} (\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$.

Как мы уже указывали, линия парамагнитного резонансного поглощения обычно обладает несколькими максимумами. Найдя на опыте линию поглощения, можно восстановить картину уровней парамагнитного иона. При достаточно сильных внешних полях основная структура уровней получается благодаря взаимодействию спина электронов оболочки парамагнитного иона с внешним магнитным полем. Взаимодействие же спина оболочки с внутрикристаллическим электрическим полем даёт тонкую структуру спиновых уровней и соответственно тонкую структуру линии поглощения.

Введём понятие так называемого эффективного спина электронной оболочки парамагнитного иона. Пусть при $H = 0$ некоторые уровни оболочки обладают энергиями, меньшими или порядка kT , а другие уровни — энергиями, гораздо большими kT ; ясно, что вторая группа уровней не будет играть никакой роли, так как эти уровни не заселены. Приравняем число уровней с энергиями меньшими и порядка kT (считая каждый уровень столько раз, какова кратность его вырождения) величине $2S + 1$; полученная величина S и представляет собой так называемый эффективный спин электронной оболочки парамагнитного иона.

Например, конфигурация электронной оболочки иона Co^{++} есть $3d^7$ и поэтому основным состоянием свободного иона кобальта является состояние 4F . Однако в парамагнитных солях

кобальта внутрикристаллическое электрическое поле совместно со спин-орбитальным взаимодействием приводит к частичному снятию вырождения и нижним оказывается (в отсутствие внешнего поля) двукратно вырожденный уровень; ближайшие же другие уровни оказываются на $400\text{--}500^\circ\text{K}$ выше, и поэтому при низких температурах не заселены (все эти результаты получены исследованиями магнитной восприимчивости и парамагнитного резонанса солей кобальта). Поэтому в парамагнитных солях эффективный спин Co^{++} равен половине.

Парамагнитные соли находят большое применение для получения сверхнизких температур путём адиабатического размагничивания. Наинизшая достигнутая температура (полученная размагничиванием калиево-хромовых квасцов) равна $0,0015^\circ\text{K}$.

б) Взаимодействие ядерного спина со спином электронной оболочки парамагнитного иона. В тех случаях, когда изучают резонансное поглощение солей, парамагнитные ионы которых содержат ядра, обладающие спинами, на опыте получают линию поглощения, имеющую сверхтонкую структуру.

Изучение тонкой и сверхтонкой структур парамагнитного резонанса показывает, что следующий гамильтониан парамагнитного иона хорошо описывает экспериментальные данные^{2, 8, 9} (пренебрегаем квадрупольными эффектами и непосредственным воздействием внешнего магнитного поля на ядерный спин):

$$V = \beta \{ g_{\parallel} H_z S_z + g_{\perp} (H_x S_x + H_y S_y) \} + D \left\{ S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right\} + \{ A S_z I_z + B (S_x I_x + S_y I_y) \}. \quad (9)$$

Первый член описывает взаимодействие спина оболочки парамагнитного иона с внешним полем, второй — его же взаимодействие с внутрикристаллическим электрическим полем, последний член даёт взаимодействие спина оболочки со спином ядра. Формула (9) имеет место при аксиальной симметрии внутрикристаллического поля на парамагнитном ионе; z — ось симметрии, которая играет роль оси квантования для спинов оболочки и ядра. Отметим, что в парамагнитных солях симметрия внутрикристаллического электрического поля на ионе обычно бывает ромбоэдрической или тетрагональной, но довольно близкой к аксиальной.

В формуле (9) S — эффективный спин электронной оболочки парамагнитного иона, I — спин ядра, $g_{\parallel}$ и $g_{\perp}$ — g -факторы спина оболочки вдоль и соответственно перпендикулярно оси z , A , B и D — константы, определяемые из экспериментальных данных (член с D выпадает при $S = \frac{1}{2}$), β — боровский магнетон.

Имеются случаи, когда $A=B$ (квасцы, туттоновские соли марганца), имеются также случаи, когда $A \neq B$. В частности, в случае туттоновских солей и фторосиликатов кобальта и меди A значительно больше B .

Для получения ориентированных ядер требуются соли, у которых A и B достаточно велики, и по этой причине квасцы непригодны. В наиболее благоприятных случаях (соли кобальта, меди и марганца, а также соли некоторых редкоземельных элементов) A и B порядка $0,01 \text{ см}^{-1}$ (отметим, что $1 \text{ см}^{-1} = 1,45^\circ \text{ К}^*$).

Легко видеть, что в случае $A \gg B$, $S = \frac{1}{2}$ магнитное поле, создаваемое оболочкой парамагнитного иона и действующее на ядро, равно $H' = \frac{AI}{2\mu}$ и если A порядка $0,01 \text{ см}^{-1}$, то H' достигает нескольких сотен килоэрстед (это внутреннее поле имеет такую огромную величину благодаря тому, что в электронной оболочке парамагнитного иона имеются незаполненные подоболочки $3d$ или $4f$). H' одинаково для разных изотопов одного и того же элемента и отсюда ясно, что значения A (а также и B) для разных изотопов пропорциональны их гиромагнитным отношениям.

Приведём численные данные для некоторых солей кобальта, меди и марганца⁹.

Соль	Изотоп	S	I	$g_{\parallel}$	$g_{\perp}$	$D (\text{см}^{-1})$	$A (\text{см}^{-1})$	$B (\text{см}^{-1})$
$\text{Co}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \times 6\text{H}_2\text{O} \dots$	Co^{59}	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}$	6,45	3,0	—	0,025	0,002
$\text{CoRb}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	Co^{59}	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}$	6,6	2,7	—	0,029	0,005
$\text{Cu}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \times 6\text{H}_2\text{O} \dots$	$\text{Cu}^{63, 65}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	2,5	2,0	—	0,012	0,003
$\text{Mn}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \times 6\text{H}_2\text{O} \dots$	Mn^{55}	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	2,0	2,0	-0,028	0,009	0,009

в) Метод Блини⁸. Рассмотрим парамагнитную соль (парамагнитные ионы которой содержат ядра, обладающие спинами) в отсутствие внешнего магнитного поля. В случае, если A не равно B , разным проекциям ядерного спина на ось z будут соот-

*) Разности энергий уровней часто приводят в обратных сантиметрах. Если ν и T — одна и та же энергия, измеренная в обратных сантиметрах и соответственно в градусах Кельвина, то ясно, что $hc\nu = kT$, откуда $T = 1,45\nu$.

ветствовать различные энергии (хотя энергии, соответствующие состояниям $+m$ и $-m$, совпадают), и поэтому при достаточно низкой температуре получим выстроенные ядра (т. е. $f_1 = 0$, $f_2 \neq 0$).

Рассмотрим простейший случай: $S = \frac{1}{2}$, $A \gg B$. Пренебрегая в (9) малым членом, содержащим B , имеем $V = AS_z I_z$ и получаем энергетические уровни

$$E_m = \mp \frac{A}{2} m, \quad (10)$$

т. е. получаем $2I + 1$ двукратно вырожденных уровней; разность энергий соседних уровней равна $\frac{A}{2}$. На

рис. 3 показана картина уровней при $I = \frac{3}{2}$.

Заселённость состояний с проекциями ядерного спина $\pm m$ пропорциональна $\text{ch} \frac{mA}{2kT}$. В случае Co^{59} ($I = \frac{7}{2}$) получаем 8 равноотстоящих уровней.

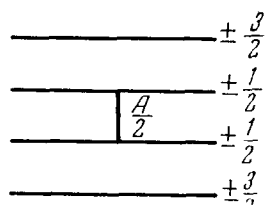


Рис. 3.

При $kT = 0,7A$ (что соответствует $T = 0,025^\circ \text{K}$ в случае аммониевой туттоновской соли кобальта) получаем следующие относительные заселённости разных спиновых состояний:

$$\pm \frac{7}{2} : \pm \frac{5}{2} : \pm \frac{3}{2} : \pm \frac{1}{2} = 1 : 0,53 : 0,32 : 0,21,$$

т. е. заметное преобладание ядерных спинов, направленных по и против оси z .

Расчёты дают:

$$f_2 = \frac{2(I+1)}{2I-1} - \frac{3 \text{ch} \left(\frac{A}{4kT} \right)}{2I-1} B_1 \left(\frac{AI}{2kT} \right). \quad (11)$$

Если A не гораздо больше B , то можно, применяя имеющиеся формулы для энергетических уровней⁹, найти f_2 численными методами; таким же путём можно найти f_4 , f_6 и т. д.

Для опытов нужен такой монокристалл, в котором направления осей z одинаковы для всех ионов, содержащих те ядра, которые нужно ориентировать. В частности, таковыми являются фторосиликаты; что касается туттоновских солей, то в них имеются две неэквивалентные группы парамагнитных ионов с разными осями z , вследствие чего возникают две разные оси квантования для двух групп ядер; однако при изучении углового распределения β - и γ -излучения это мешающее обстоятельство (как мы ниже увидим) можно преодолеть.

При применении метода Блини эксперимент выглядит следующим образом: берётся образец — монокристалл разбавленной парамагнитной соли, парамагнитные ионы которой содержат ядра, обладающие спинами. Этот образец приводится в тепловой контакт с жидким гелием и на образец накладывают сильное магнитное поле (порядка 30 килоэрстед). Затем нарушают тепловой контакт соли с гелием и проводят на соли адиабатическое размагничивание до нулевого поля. При этом получается очень низкая конечная температура и соответственно значительное выстраивание ядер (соль должна быть достаточно разбавленной для того, чтобы конечная температура, получаемая при адиабатическом размагничивании, была бы достаточно низкой). Можно также изучаемый образец охлаждать другой парамагнитной солью.

Отметим, что в случае метода Блини релаксация будет быстрой, так как установление равновесия имеет место благодаря взаимодействию спина оболочки парамагнитного иона с решёткой.

г) Метод Гортера-Розе¹. Принцип этого метода заключается в следующем: на парамагнитную соль, парамагнитные ионы которой содержат ядра, обладающие спинами, при сверхнизкой температуре накладывают поле порядка нескольких сот эрстед; это вызывает поляризацию спинов оболочек парамагнитных ионов, благодаря чему ориентируются создаваемые ими поля на ядрах и ввиду большой величины $\frac{H_{\text{внутр}}}{T}$ получается значительная поляризация ядер.

Схема эксперимента такая же, как и при применении метода Блини, с той разницей, что адиабатическое размагничивание надо проводить не до нулевого поля, а до поля, равного нескольким сотам эрстед. Ясно, что конечная температура будет выше, чем в случае применения метода Блини, и соответственно f_2 будет меньше, зато в отличие от метода Блини получаем $f_1 \neq 0$, т. е. не выстроенные, а поляризованные ядра.

Наиболее выгодным для метода Гортера-Розе является случай $A=B$, $D=0$, так как в таком случае спин оболочки свободен по направлениям и его легко ориентировать; так обстоит, например, дело для двух третей ионов кобальта в двойных нитратах (см. ниже).

Отметим, что релаксация ядерных спинов будет быстрой по тем же причинам, что и в случае метода Блини.

Главным недостатком рассмотренных выше косвенных методов является их применимость лишь к ограниченному числу элементов. Например, метод Паунда годится лишь для ядер галогенов, а методы Блини и Гортера-Розе для ядер кобальта, меди, марганца и некоторых редкоземельных элементов. Недостатком этих трёх методов является также и то, что образцы, в которых получаются

ориентированные ядра, не очень пригодны как мишени для ядерных реакций (вследствие наличия в них большого количества различных элементов). Кроме того, применение этих трёх методов требует проведения опытов при температурах порядка $0,01^\circ \text{K}$, что очень затрудняет эксперименты.

Отметим, что в работе¹⁰ даны выражения f_1 и f_2 для этих трёх методов при слабой ориентации.

6. Поляризация ядер в металлах

В последнее время Оверхаузер предложил¹¹ очень интересный метод для получения поляризованных ядер в металлах. Чтобы понять принцип этого метода, нужно сперва разобрать два явления, а именно, магнитную релаксацию электронов проводимости и насыщение их парамагнитного резонанса.

а) Магнитная релаксация электронов проводимости¹². Пусть на металл наложено достаточно сильное внешнее магнитное поле. Тогда в металле мы будем иметь

две группы электронов проводимости: электроны со спинами, параллельными полю (будем их обозначать знаком $+$), и электроны со спинами, направленными противоположно полю (обозначаем их знаком $-$). Каждая из этих групп электронов будет иметь своё распределение Ферми. Числа этих электронов на единицу объёма обозначим соответственно через N_+ и N_- , соответствующие границы Ферми — через ε_+ и ε_- , а границу Ферми в отсутствие внешнего поля — через ε_0 . Имеем:

$$\left. \begin{aligned} N_- + N_+ &= N, \\ N_- - N_+ &= D, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где N — полное число электронов проводимости на единицу объёма металла, а βD — намагниченность, вызванное электронами проводимости.

При равновесии граничные энергии ε_+ и ε_- равны друг другу (и равны ε_0) и распределения имеют вид, показанный на рис. 4 (через n_+ и n_- обозначены функции распределения для двух

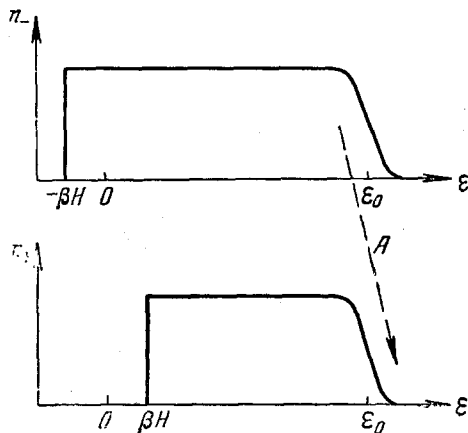


Рис. 4.

групп электронов, ε — полная энергия электрона, включая энергию в магнитном поле; масштабы не соблюдены, в действительности $\beta H \ll \varepsilon_0$).

Для равновесного избытка D_0 легко получить:

$$D_0 = \frac{3}{2} N \frac{\beta H}{\varepsilon_0}. \quad (13)$$

Если равновесия нет (т. е. $D \neq D_0$), то благодаря взаимодействию спинов электронов проводимости с решёткой равновесие устанавливается, притом приближение к равновесию будет протекать по простому релаксационному закону

$$\dot{D} = -\frac{D_0 - D}{T_1}. \quad (14)$$

T_1 называют временем магнитной релаксации электронов проводимости (точка над D обозначает дифференцирование по времени).

В работе¹² автор теоретически рассмотрел шесть возможных механизмов магнитной релаксации электронов проводимости. Среди этих механизмов наиболее сильным оказывается взаимодействие спина электрона проводимости с орбитальными моментами других электронов проводимости, т. е. с токами, вызванными поступательным движением других электронов проводимости. Расчёт даёт, что для этого механизма время релаксации обратно пропорционально абсолютной температуре. Теоретически для лития при комнатной температуре получается $T_1 \approx 10^{-6}$ сек, в то время как согласно опыту $T_1 \approx 10^{-8}$ сек. Таким образом, надо вывести заключение, что помимо рассмотренных в работе¹² механизмов релаксации существует ещё некоторый более сильный механизм. Итак, в работе¹² не выявлен наиболее важный механизм магнитной релаксации электронов проводимости и поэтому пока ничего нельзя сказать и о температурной зависимости времени релаксации (измерений температурной зависимости T_1 пока ещё не было).

Среди механизмов релаксации, рассмотренных в работе¹², особый интерес представляет взаимодействие спина электрона проводимости со спином ядра. Автор принимает, что это взаимодействие имеет вид:

$$V_{вз} = -\frac{8\pi}{3} \mu \mu_e \delta(\mathbf{r}), \quad (15)$$

где μ_e — магнитный момент электрона проводимости, $\mathbf{r}$ — его радиус-вектор относительно ядра, δ — дельта-функция. (На первый взгляд это выражение вызывает некоторые сомнения. Дело в том, что такой вид имеет энергия взаимодействия спина s -электрона изолированного атома со спином ядра. Однако детальное рассмотрение показывает, что и в случае металла формула (15) справедлива с большой степенью точности.)

Выражение (15) пропорционально $\mathbf{SI}$ ($\mathbf{S}$ — спин электрона проводимости). С другой стороны, легко видеть, что оператор $\mathbf{S} + \mathbf{I}$ коммутирует с $\mathbf{SI}$. Отсюда вытекает, что $\mathbf{S} + \mathbf{I}$ в случае взаимодействия, даваемого (15), представляет собой интеграл движения. В частности, получаем, что при переходах, вызываемых этим взаимодействием, сохраняется суммарная проекция спинов электрона проводимости и ядра на внешнее поле, т. е. при переворачивании спина электрона с направления, параллельного полю, в антипараллельное направление (переход $+\rightarrow -$), проекция спина одного из ядер растёт на единицу.

Согласно расчёту, проведённому в ¹², время релаксации этого процесса от температуры не зависит и для лития равно примерно 10^{-4} сек. Так как это время гораздо больше времени релаксации электронного спина, то для магнитной релаксации электронов проводимости этот процесс несущественен.

Такие переориентации, как подчёркивается в работе ¹¹, возможны лишь в случае металла, так как необходимо, чтобы электрон при переориентации спина имел бы возможность изменить свою кинетическую энергию на малую величину $2\beta H$, чтобы компенсировать изменение магнитной энергии.

б) Насыщение парамагнитного резонанса электронов проводимости. Пусть, кроме постоянного поля H , на металл ещё наложено (перпендикулярно к постоянному полю) переменное поле, частота ν которого равна ларморовой частоте электронного спина в поле H . Другими словами,

$$h\nu = 2\beta H. \quad (16)$$

При $H=10$ килоэрстед получаем $\nu=2,8 \cdot 10^{10}$ герц, т. е. длину волны около 1 сантиметра. Амплитуду переменного поля обозначим через $2H_1$. Предполагаем, что $H_1 \ll H$.

Легко видеть, что вероятность того, что переменное поле переведёт электрон проводимости из состояния со спином, параллельным полю, в антипараллельное состояние, равна вероятности обратного процесса. Однако благодаря тому, что в начале $N_- > N_+$, число переходов $- \rightarrow +$ будет больше и избыток $D = N_- - N_+$ будет убывать.

Обычно при экспериментальном исследовании магнитного резонанса измеряют количество энергии источника переменного поля, которое поглощается (благодаря магнитному резонансу) за единицу времени. Легко получить выражение для этой величины.

Переменное поле стремится уменьшить D до нуля, взаимодействие же спинов электронов проводимости с решёткой стремится к тому, чтобы D было равно D_0 . Легко получить:

$$\dot{D} = \frac{D_0 - D}{T_1} - 2\omega D, \quad (17)$$

где W — вероятность переориентации спина электрона под влиянием переменного поля за единицу времени. Можно вывести, что

$$W = \frac{1}{2} (\gamma_e H_1)^2 T_2, \quad (18)$$

где γ_e — гиромагнитное отношение электрона ($\gamma_e = \frac{2\beta}{\hbar}$), а $\frac{1}{2T_2}$ — ширина линии резонансного поглощения в герцах.

В стационарном случае (17) и (18) дают:

$$D = \frac{D_0}{1 + 2WT_1} = \frac{D_0}{1 + (\gamma_e H_1)^2 T_1 T_2}, \quad (19)$$

причём D_0 определяется формулой (13). Мы видим, что при достаточной величине амплитуды переменного поля D значительно меньше D_0 , т. е. имеет место так называемое насыщение парамагнитного резонанса электронов проводимости.

Для поглощаемой на единицу объёма мощности получаем (в стационарном случае):

$$P = Dh\nu W,$$

или

$$P = D_0 h\nu \frac{W}{1 + 2WT_1} = D_0 \frac{h\nu}{2} \frac{(\gamma_e H_1)^2 T_2}{1 + (\gamma_e H_1)^2 T_1 T_2}. \quad (20)$$

В частности, при $H_1 \gg \frac{1}{\gamma_e \sqrt{T_1 T_2}}$

$$P_\infty = D_0 \frac{h\nu}{2T_1} = \frac{3}{2} N \frac{(\beta H)^2}{\varepsilon_0 T_1}. \quad (21)$$

Итак, при малых H_1 P пропорционально H_1^2 , а при достаточно больших H_1 P не зависит от H_1 . Можно ввести критическое значение амплитуды переменного поля H_1^c :

$$H_1^c = \frac{1}{\gamma_e \sqrt{T_1 T_2}}. \quad (22)$$

При $H_1 \ll H_1^c$ роль переменного поля мала, а при $H_1 \gg H_1^c$ эффекты насыщения существенны. Согласно работе ¹¹ для лития при комнатной температуре $H_1^c = 2-3$ эрстеда. При убывании температуры T_1 и T_2 растут и поэтому при низких температурах H_1^c будет меньше.

Для количественной характеристики насыщения резонанса электронов проводимости в работе ¹¹ вводится величина

$$s = 1 - \frac{D}{D_0} = \frac{(\gamma_e H_1)^2 T_1 T_2}{1 + (\gamma_e H_1)^2 T_1 T_2}. \quad (23)$$

При $H_1 \ll H_1^c$ $s \approx 0$, а при $H_1 \gg H_1^c$ $s \approx 1$ (полное насыщение).

Согласно теории скин-эффекта (см., например, ¹³) толщина скин-слоя δ равна (σ — проводимость)

$$\delta = \frac{c}{2\pi \sqrt{\nu \sigma}}. \quad (24)$$

Так как в опытах по парамагнитному резонансу ν велико, δ получается очень малым. Например, при $\nu = 2,8 \cdot 10^{10}$ герц для лития при комнатной температуре получается $\delta = 1,7$ микрона. С убыванием температуры проводимость растёт и δ ещё более убывает. Поэтому при проведении экспериментов по парамагнитному резонансу на металлах нужно применять образцы, состоящие из очень мелких частиц.

в) Получение ядерной поляризации в металлах. Как мы видели выше, при наложении на металл переменного поля ларморовой частоты с достаточно большой амплитудой ($H_1 \gg H_f$) избыток электронов со спинами, противоположными полю (т. е. D), убывает. Другими словами, переменное поле вызывает переходы типа A (см. рис. 4). (Точнее, переходов типа A будет больше, чем обратных переходов.) В случае полного насыщения резонанса электронов проводимости D обращается в нуль и получаем два фермиевских распределения, смещённых друг относительно друга на $2\beta H$ (рис. 5).

Рассмотрим эффекты, вызываемые рассмотренным выше взаимодействием спина электрона проводимости со спином

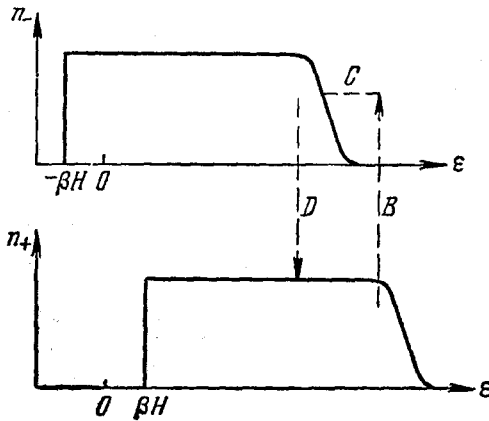


Рис. 5.

ядра при насыщении резонанса электронов. Соответствующие переходы обозначены на рис. 5 через $B (+ \rightarrow -)$ и $D (- \rightarrow +)$. Однако если βH больше или порядка kT , переходы B будут значительно более вероятными, чем переходы D , так как последние затруднены принципом Паули. После перехода типа B электрон очень быстро (за время порядка 10^{-13} сек.) испытывает переход типа C , а затем переменное поле вновь вызывает переход A .

Но, с другой стороны, когда электрон проводимости совершает переход типа B , проекция одного из ядерных спинов возрастает на единицу. Отсюда ясно, что если $\beta H \gg kT$, получается одностороннее переведение ядерных спинов в состояние со

спинами, параллельными внешнему полю (при $\beta H \gg kT$ переходы типа D почти полностью запрещены, так как ширина размытости фермиевого распределения порядка kT), и получим полную поляризацию ядер. Если же $\beta H \sim kT$, то получим частичную поляризацию ядер.

Расчёт, приведённый в работе¹¹, показывает, что благодаря рассмотренным выше процессам в металле получается ядерная поляризация, соответствующая следующему эффективному гиромагнитному отношению:

$$\gamma_{\text{эф}} = \gamma + s |\gamma_e| \quad (25)$$

(где γ — истинное гиромагнитное отношение ядра). Таким образом, при $s \sim 1$, $\gamma_{\text{эф}}$ получается порядка электронного гиромагнитного отношения, соответственно чему уже при гелиевых температурах можно получить значительную степень поляризации ядер.

Например, для лития при $H = 10$ килоэрстед $T = 2^\circ \text{K}$ и $s = 0,8$ получается $f_i = 0,42$.

г) Преимущества и недостатки метода Оверхаузера. Важным преимуществом метода Оверхаузера является то, что этот метод должен быть эффективным уже при гелиевых температурах, в то время как другие рассмотренные выше методы требуют применения температур порядка $0,01^\circ \text{K}$.

С другой стороны, метод Оверхаузера имеет также и свои недостатки. Среди них главным является необходимость работы с образцами, содержащими очень мелкие частицы металла, например с коллоидными растворами. По этой причине эти образцы не будут хорошими мишенями для ядерных реакций. В работе¹¹ отмечается, что будет выгодно добавить к металлу примеси (для увеличения толщины скин-слоя).

Метод обладает также и другим недостатком: чтобы имело место насыщение магнитного резонанса электронов проводимости, поглощаемая мощность должна быть сравнительно велика.

Отметим, что в работе¹¹ показано, что при поляризации ядер в металле должно иметь место смещение резонансной частоты электронов проводимости. Автор предлагает использовать это смещение для экспериментального определения степени поляризации ядер. Степень поляризации ядер можно также определить при помощи ядерного магнитного резонанса.

7. Поляризация атомов в пучках

Рассмотренные нами до сих пор методы дают возможность получить ориентированные ядра в конденсированных средах. В отличие от них метод, предложенный Кастлером¹⁴, пригоден для ориентации ядер (точнее атомов) в атомных пучках.

Для конкретности рассмотрим случай пучка атомов натрия. Основным и первым возбужденными состояниями электронной оболочки натрия являются состояния $3^2S_{1/2}$ и $3^2P_{1/2}$. С учётом сверхтонкой структуры каждый из этих уровней будет состоять из двух близких подуровней с полным моментом атома F , равным единице и соответственно двум (так как спин ядра Na^{23} равен $\frac{3}{2}$).

Схему нижних уровней атома натрия в отсутствии внешнего поля приводим на рис. 6.

Пусть на пучок наложено постоянное магнитное поле, параллельное направлению распространения пучка, и пусть это поле настолько слабое, что оно не разрушает связи спина ядра со спином оболочки. В таком случае получаем подуровни, причём каждый из них характеризуется квантовым числом m_F (проекция F на направление внешнего поля).

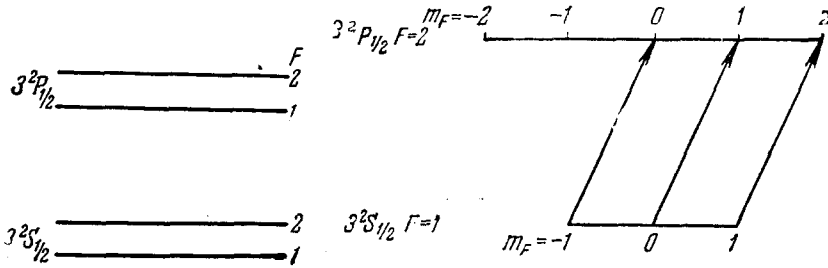


Рис. 6.

Рис. 7.

Будем облучать пучок циркулярно-поляризованным светом с направлением распространения вдоль силовых линий внешнего магнитного поля и с частотой, равной частоте перехода $3^2S_{1/2}$ ($F=1$) $\rightarrow$ $3^2P_{1/2}$ ($F=2$). Пусть для конкретности свет имеет поляризацию по часовой стрелке (σ^+). Правило отбора при возбуждении светом σ^+ гласит: $\Delta m_F = +1$, вследствие чего получаем переходы, указанные на рис. 7. При высвечивании будут иметь место как σ^+ , так и σ^- и π -переходы, благодаря чему получим увеличение числа атомов в состоянии с $m_F = +1$, т. е. получим пучок поляризованных атомов*) (в действительности картина несколько сложнее благодаря возможности переходов на уровень $3^2S_{1/2}$ ($F=2$), но и при учёте этого факта получаем поляризацию атомов).

Совершенно аналогичным будет положение при облучении пучка электромагнитными волнами, вызывающими переходы между

*) В работе ¹⁴ показано, что при облучении линейно-поляризованным или естественным светом получаем выстроенные атомы.

уровнями с $F=1$ и $F=2$ состояния $3^2S_{1/2}$. Однако при этом нужно применять микроволны. Заметим также, что в этом случае переходы будут магнитными дипольными переходами (электрический дипольный переход будет запрещен, так как $\Delta I=0$).

В работе¹⁴ указывается, что опыты можно проводить также и при отсутствии постоянного внешнего магнитного поля. В таком случае направление распространения циркулярно-поляризованной волны будет играть роль оси квантования.

Если опыты проводить не с атомным пучком, а с конденсированным телом, то мешать будет то обстоятельство, что соударения с решёткой вызовут деполяризацию атомов. Аналогично, в случае газа тоже будет иметь место деполяризация благодаря переориентациям при соударениях между молекулами. В случае же атомного пучка эффект соударений мал и деполяризация почти не будет иметь места.

Для определения степени поляризации атомов в пучке Кастлер предлагает следующий метод: пучок проходит участок, в котором имеет место π -возбуждение (т. е. освещают пучок линейно-поляризованным светом с электрическим вектором, параллельным внешнему магнитному полю). π -возбуждение вызывает переходы с $\Delta m_F=0$.

Кастлер предлагает измерять после этого отношение интенсивностей линий σ^+ и σ^- при высвечивании. Легко видеть, что для неполяризованного пучка атомов это отношение будет равно единице, в случае же поляризованного пучка это отношение будет отлично от единицы и будет зависеть от степени поляризации атомов.

Кастлер предлагает эксперимент, аналогичный известным магнитно-резонансным опытам Раби (см., например,¹⁵), в котором неоднородные магниты заменены оптическим возбудителем (в котором имеет место σ^+ -возбуждение) и оптическим детектором степени поляризации пучка. Принцип этого предлагаемого эксперимента заключается в том, что магнитный резонанс (который имеет место между оптическим возбудителем и оптическим детектором) уменьшает избыток, создаваемый оптическим возбудителем.

Как указывается в работе¹⁴, преимуществом этого метода перед методом Раби является его применимость к метастабильным состояниям, а также возможность производить опыты в слабых полях.

В последнее время были поставлены эксперименты по методу Кастлера¹⁶⁻¹⁸, однако на разборе этих опытов мы останавливаться не будем.

В заключение заметим, что пучок поляризованных атомов можно использовать как источник для получения поляризованных ядер.

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

8. β - и γ -излучение ориентированных ядер

а) Теоретические результаты. Теоретическое рассмотрение β - и γ -излучения ориентированных ядер проведено в работах ¹⁹⁻²⁶.

Угловое распределение β - и γ -излучения ориентированных ядер, вообще говоря, анизотропно.

Пусть $S_m^I(\vartheta)$ — вероятность испускания γ -кванта (просуммированная по направлениям поляризации γ -излучения) ядром со спином I и проекцией спина m , ϑ — угол вылета γ -кванта относительно оси квантования ядерных спинов, $W(\vartheta)$ — наблюдаемое на опыте суммарное угловое распределение γ -квантов от совокупности ядер. Ясно, что

$$W(\vartheta) = \sum_m a_m^I S_m^I(\vartheta), \quad (26)$$

где a_m^I — относительная заселённость состояния с проекцией ядерного спина I , равной m .

Согласно теории ^{20, 21} для излучения мультиполя порядка 2^l (угловое распределение не зависит от того, является ли переход электрическим или магнитным мультипольным переходом) получается:

$$W(\vartheta) = 1 + c_2 f_2 P_2(\cos \vartheta) + \dots + c_{2n} f_{2n} P_{2n}(\cos \vartheta), \quad (27)$$

где n — целое число, причём $n \leq I$ и $n \leq l$, $P_k(\cos \vartheta)$ — k -й полином Лежандра, а коэффициенты c зависят от I и мультипольности перехода и их значения для разных случаев даны в работах ^{20, 21}.

Мы видим, что в угловое распределение γ -излучения входят лишь чётные f . В частности, из (27) следует, что угловое распределение γ -излучения всегда обладает сферической симметрией не только при $I=0$, но и при $I=\frac{1}{2}$.

Обычно γ -излучение следует за β -переходом, при котором степень ориентации ядерных спинов, вообще говоря, убывает. Рассмотрим цепочку переходов:

$$(I_0, m_0) \xrightarrow{\beta} (I, m) \xrightarrow{\gamma} (I_f, m_f).$$

Получаем:

$$a_m^I = \sum_{m_0} a_{m_0}^{I_0} P(m_0, m), \quad (28)$$

где $a_{m_0}^{I_0}$ — относительная заселённость состояния с проекцией

ядерного спина I_0 , равной m_0 , а $P(m_0, m)$ — относительная вероятность перехода $I_0, m_0 \rightarrow I, m$. Функции $P(m_0, m)$ для разных случаев даны в работе²², причём $P(m_0, m)$ зависят от типа β -перехода. Та же формула (28) применима и в случае двух последовательных γ -переходов.

Отметим, что формула (28) справедлива лишь в случае, если время жизни промежуточного состояния настолько мало, что за это время внешние и внутренние поля не успевают заметным образом изменить направление спина промежуточного ядра. В таком случае заселённость спиновых уровней в промежуточном состоянии полностью определяется распределением по спиновым уровням начального ядра и типом рассматриваемого перехода.

В работах^{20–22} даны выражения $W(\theta)$ для всех случаев, представляющих экспериментальный интерес. В частности, даны выражения для суммарного углового распределения каскадных γ -квантов, а также для углового распределения γ -излучения, следующего за β -распадом.

В работах^{20, 21} даны также выражения для угловой корреляции двух каскадных γ -квантов, испускаемых ориентированными ядрами, и для поляризации γ -излучения. Оказывается, что в формулы угловой корреляции двух γ -квантов, а также в формулы для степени плоской поляризации γ -излучения входят лишь чётные f , в то время как в формулы круговой поляризации γ -излучения входят лишь нечётные f . Из теории ещё следует, что поляризация γ -излучения (в отличие от углового распределения и угловой корреляции) зависит от того, является ли переход электрическим или магнитным мультипольным переходом (т. е. поляризация γ -излучения зависит не только от изменения спина, но также и от изменения чётности при γ -переходе).

Плоскую поляризацию γ -излучения можно измерять, наблюдая комптоновское рассеяние γ -квантов под разными углами. Изучение круговой поляризации γ -излучения сложнее. Для этого надо измерять рассеяние γ -квантов на веществе, содержащем поляризованные электроны (например, намагниченное до насыщения железо).

Рассмотрим теперь β -излучение ориентированных ядер. Теория показывает²³, что угловое распределение β -излучения ориентированных ядер (просуммированное по направлениям поляризации β -излучения) обладает сферической симметрией в случае разрешённых переходов, а также в случае таких запрещённых переходов, спектр которых имеет разрешённую форму. Для других запрещённых β -переходов β -излучение должно быть анизотропным; в формулы углового распределения^{24, 25} входят лишь чётные f . Отметим, что угловое распределение β -излучения выражается формулой типа (27), причём роль l играет суммарный угловой момент вылетающих электрона (или позитрона) и нейтрино.

β -излучение поляризованных ядер должно, вообще говоря, быть поляризованным²³; в формулы для степени поляризации входят лишь нечётные f . Отметим, что поляризация β -излучения имеет место как для разрешённых, так и для запрещённых β -переходов.

Экспериментальное изучение β -излучения ориентированных ядер гораздо сложнее, чем изучение γ -излучения, так как β -излучение сильно поглощается установкой, поддерживающей низкую температуру. Изучение поляризации β -излучения поляризованных ядер представляет собой особенно большие трудности.

Отметим, что в работах^{24, 26} рассмотрен общий случай, когда квантование ядерных спинов не обладает аксиальной симметрией, причём выведено выражение для углового распределения β - или γ -излучения, а также выражение для угловой корреляции последовательных радиаций, испускаемых ориентированными ядрами.

Посмотрим теперь, какие сведения можно получить экспериментальным исследованием β - и γ -излучения ориентированных ядер.

При помощи изучения углового распределения γ -излучения ориентированных ядер можно получить сведения о мультипольности γ -переходов, а также о спинах возбуждённых состояний ядер. В случае, когда имеются последовательные γ -переходы, эти же данные легче получить изучением $(\gamma - \gamma)$ -угловой корреляции хаотических ядер. Если γ -переходу предшествует β -переход с запрещённым спектром, то эти же данные можно получить изучением $(\beta - \gamma)$ -угловой корреляции хаотических ядер²⁷. В остальных же случаях мультипольность γ -перехода обычно определяют измерением коэффициента внутренней конверсии. Однако, во-первых, получаемые этим путём данные не особенно надёжны, и, во-вторых, измерение коэффициента внутренней конверсии нельзя определить спины возбуждённых состояний ядер. Итак, с точки зрения определения мультипольности γ -перехода и спинов возбуждённых состояний ядер, экспериментальное изучение углового распределения γ -излучения ориентированных ядер представляет значительный интерес в случае простого γ -излучения, не следующего за β -распадом с запрещённым спектром.

Кроме того, что особенно важно, из экспериментальных данных об угловом распределении γ -излучения можно определить магнитные моменты β -активных ядер (см. ниже).

Измерение углового распределения β -излучения тоже даёт возможность определить спины и магнитные моменты β -активных ядер.

Заметим также, что экспериментальное изучение γ -излучения ориентированных ядер даёт возможность сделать некоторые заключения о виде гамильтониана β -взаимодействия. В частности, в работе²² показано, что величины $P(m_0, m)$, входящие в (28), зависят от относительной доли фермиевого взаимодействия в β -гамильтониане (относительно фермиевого и теллерового

взаимодействий, см., например, ²⁷). Численный расчёт углового распределения γ -излучения Co^{58} и Co^{60} в зависимости от относительной доли фермиевого взаимодействия проведён в работе ²⁸.

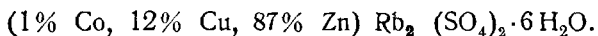
Если измерять поляризацию γ -излучения ориентированных ядер, то можно сделать заключение о том, является ли γ -переход электрическим или магнитным мультипольным переходом, т. е., другими словами, можно сделать заключение о чётностях возбуждённых состояний ядер (если имеются последовательные γ -переходы, или если γ -переходу предшествует β -переход с запрещённым β -спектром, то эти же сведения можно получить, проводя поляризационно-корреляционные опыты ²⁷ с хаотическими ядрами).

Измерение поляризации β -излучения поляризованных ядер представляет огромный интерес ²³, так как таким путём можно было бы однозначно определить вид гамильтониана β -взаимодействия. Однако, как было указано выше, эксперименты такого типа чрезвычайно сложны.

α -излучение ориентированных ядер также должно быть анизотропным ²⁹ в случае, если спин ядра больше половины. Действительно, при $I \geq 1$ ядро обладает квадрупольным моментом, что означает, что распределение заряда ядра обладает аксиальной симметрией с осью вращения, совпадающей со спином. Ввиду этого высота барьера будет зависеть от угла, составляемого направлением движения вылетающей α -частицы со спином ядра. Поэтому, если ядерные спины ориентированы, угловое распределение α -частиц будет анизотропным. Опыты такого рода дали бы возможность определить квадрупольные моменты α -активных ядер.

б) Эксперименты с γ -излучением ориентированных ядер. В течение последних трёх лет проведено довольно много экспериментов, посвящённых изучению анизотропии γ -излучения ориентированных ядер кобальта. В большинстве экспериментов для получения ориентированных ядер авторы применяли метод Блини.

В опытах Оксфордской группы ^{30—32} в качестве образца применялась следующая туттоновская соль:



Цинк является немагнитным разбавителем, ионы меди — охлаждающими агентами, а ядра кобальта — ориентируются (за подробностями отсылаем к работе ³²).

Туттоновские соли принадлежат к моноклинной системе. Измерения восприимчивости, а также опыты по парамагнитному резонансу показывают, что элементарная ячейка туттоновских солей содержит два неэквивалентных двухвалентных иона, каждый из которых находится во внутрикристаллическом электриче-

ском поле, обладающем тетрагональной (близкой к аксиальной) симметрией. Направления двух тетрагональных осей обозначим через T_1 и T_2 . Монокристалл туттоновской соли имеет три главных направления тензора магнитной восприимчивости: K_1 и K_3 — биссектрисы двух углов между тетрагональными осями T_1 и T_2 (K_3 параллельно моноклинной оси b) и K_2 — направление, перпендикулярное к плоскости, содержащей две тетрагональные оси (рис. 8, ось K_2 перпендикулярна плоскости чертежа).

Таким образом, рассматриваемая соль содержит две группы ионов кобальта с разными осями квантования ядерного спина (осью квантования спина ядра кобальта является ось симметрии внутрикристаллического электрического поля на ионе). Для ионов кобальта в случае рассматриваемой соли угол α примерно равен 37° .

Ясно, что если измерять интенсивность γ -излучения вдоль направлений, параллельных плоскости K_1K_2 , то γ -излучение обеих групп ядер кобальта будет измеряться в одинаковых условиях (так как направление, лежащее в плоскости K_1K_2 ,

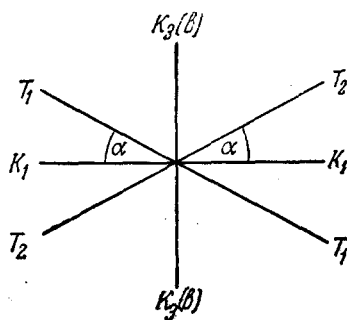


Рис. 8.

составляет одинаковые углы с тетрагональными осями T_1 и T_2). В частности, интенсивность излучения вдоль K_2 соответствует $W(\frac{\pi}{2})$, а вдоль K_1 даёт распределение $W(\alpha)$.

Схема распада Co^{60} , а также значения спинов и чётностей начального, конечного и промежуточных состояний достаточно

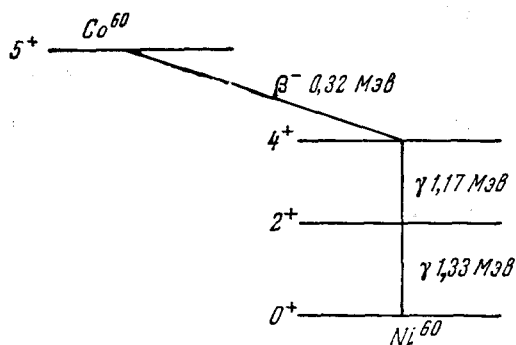


Рис. 9.

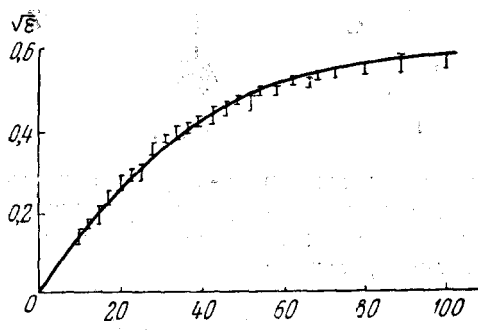
хорошо известны³³ по $(\gamma - \gamma)$ -корреляционным и по $(\gamma - \gamma)$ -поляризационно-корреляционным опытам. На рис. 9 приводим схему уровней. Оба γ -кванта являются электрическими квадрупольными; β -переход является разрешённым.

Опишем эксперименты. Авторы брали шесть монокристаллов названной соли полным весом 4 г, которые содержали 70 микроюри Co^{60} . Над этими кристаллами авторы проводили адиабатическое

размагничивание от начального $\frac{H}{T} = 30 \frac{\text{килоэрстед}}{^\circ\text{K}}$ до нулевого поля. Конечная температура была около $0,01^\circ\text{K}$.

Измерения γ -излучения велись гейгер-мюллеровскими счётчиками, расположенными вдоль направлений K_1 и K_2 . Параллельно авторы измеряли также магнитную восприимчивость (из восприимчивости авторы определяли температуру). Температура кристаллов постепенно возрастала; нагрев в основном был вызван поглощением β -частиц (около 100 эрг/мин). Каждая серия измерений длилась 5 минут.

В результате измерений авторы получили зависимость $\frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)}{W(\alpha)}$ от температуры. Введём величину ϵ , характеризующую степень отклонения углового распределения от изотропии



$$\epsilon = \frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right) - W(\alpha)}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)}$$

Экспериментальные данные приведены на рис. 10. Теоретически была определена зависимость ϵ от $\frac{A}{2kT}$ (считая, что

Рис. 10.

β -переход является разрешённым переходом $5 \rightarrow 4$ и учитывая уменьшение степени ориентации при β -распаде). Совмещая теоретическую кривую с экспериментальной, авторы нашли значение A для Co^{60} ; учитывая, что значения A для разных изотопов пропорциональны их гиромантным отношениям (см. раздел 5б) и применяя известные для Co^{59} данные, авторы определили, что магнитный момент Co^{60} равен $3,5 \pm 0,5$ ядерных магнетона.

Отметим, что полученное значение магнитного момента Co^{60} хорошо согласуется с предсказаниями оболочечной модели. Действительно, согласно последней нечётные протон и нейтрон ядра Co^{60} находятся в состояниях $f_{7/2}$ и соответственно $p_{3/2}$. В случае параллельных спинов получаем согласно оболочечной модели состояние $5+ с \mu = 3,8$ ядерных магнетона.

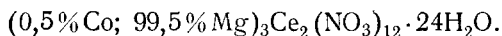
Аналогичные опыты были поставлены также и Лейденской группой³⁴⁻³⁶, причём авторы проводили измерения вдоль разных направлений в плоскости $K_1 K_2$.

Итак, в опытах с Co^{60} был определён магнитный момент этого ядра и, кроме того, были подтверждены схема распада и значе-

ния спинов и чётностей, полученные ранее корреляционными опытами. Подобные опыты были поставлены Оксфордской группой³⁷ и в случае Co^{58} , но в этом случае положение другое. Co^{58} в результате K -захвата (а также частично и β^+ -распада) переходит в возбуждённое состояние Fe^{58} , которое затем высвечивается испусканием одного γ -кванта. Так как имеется лишь один γ -квант и так как β^+ -переход является разрешённым, корреляционные опыты ничего не могут дать. Измерив угловое распределение γ -излучения и сравнив результаты с теоретическими данными, авторы доказали, что γ -переход является квадрупольным, и определили, что магнитный момент Co^{58} равен $3,5 \pm 0,3$ ядерных магнетона.

В разделе 8а было отмечено, что γ -излучение выстроенных ядер должно быть плоско-поляризованным. Там же было указано, что степень поляризации γ -излучения зависит от того, является ли переход электрическим или магнитным мультипольным переходом. Соответствующие эксперименты были поставлены Оксфордской группой³⁸. В этих опытах было использовано то обстоятельство, что дифференциальное сечение комптоновского рассеяния зависит от поляризации γ -кванта. Не останавливаясь на самих экспериментах, отметим, что авторы подтвердили, что оба γ -кванта, испускаемые вслед за β -распадом Co^{60} , являются электрическими квадрупольными. Аналогичные опыты, проведённые с Co^{58} , показали, что испускаемый при этом γ -квант также является электрическим квадрупольным.

Рассмотрим ещё эксперименты Халбана и других³⁹ с двойными нитратами. Авторы брали соль



Ионы церия играют роль охлаждающих агентов, а ядра кобальта ориентируются.

Исследования по парамагнитному резонансу показывают, что в двойных нитратах для двух третей ионов кобальта $A=B$, а для остальной трети $A \gg B$. Целью авторов было, пользуясь методом Гортера-Розе, получить поляризованные ядра Co^{60} и изучить их γ -излучение.

Ионы церия в двойных нитратах обладают интересным свойством: g -фактор иона церия вдоль гексагональной оси (монокристаллы двойных нитратов обладают гексагональной симметрией) гораздо больше, чем в перпендикулярных направлениях; поэтому накладывание магнитного поля на охлаждённую соль в перпендикулярном гексагональной оси направлении почти не повышает температуру соли.

Авторы брали 12 монокристаллов (общим весом 4 г) с параллельными осями; кристаллы содержали 50 микрокури Co^{60} . Над этими кристаллами авторы проводили адиабатическое размагничи-

вание (с полем, параллельным гексагональной оси) от начального $\frac{H}{T} = 25 \frac{\text{килоэрстед}}{^\circ\text{К}}$ до нулевого поля; конечная температура была около $T = 0,004^\circ\text{К}$. Затем авторы накладывали магнитное поле перпендикулярно к гексагональной оси и счётчиками измеряли интенсивность γ -излучения вдоль поляризующего поля ($W(0)$)

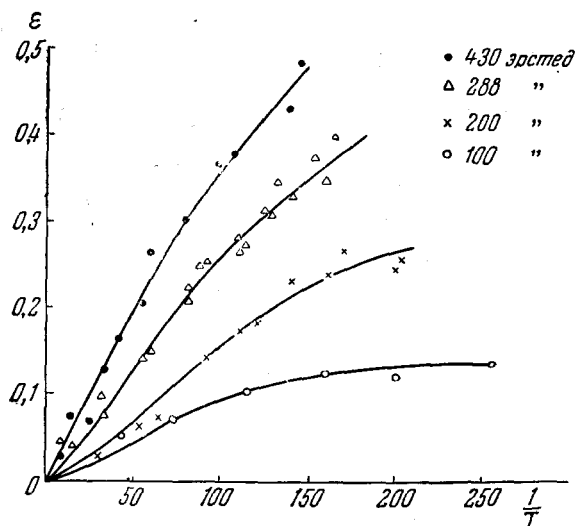


Рис. 11.

и в перпендикулярном направлении ($W(\frac{\pi}{2})$). Результаты экспериментов приведены на рис. 11 $\left(\varepsilon = \frac{W(\frac{\pi}{2}) - W(0)}{W(\frac{\pi}{2})} \right)$. Как и должно было быть, анизотропия растёт с ростом поляризующего поля.

9. Магнитный резонанс ориентированных ядер

В работе⁴⁰ сообщается, что авторы предполагают провести следующий эксперимент: берётся кристалл с ориентированными ядрами, часть ориентированных ядер радиоактивна и их γ -излучение анизотропно. На кристалл накладывают переменное магнитное поле. Ясно, что если его частота равна разности энергии каких-нибудь двух спиновых уровней радиоактивного ядра, делённой на h , то переменное поле вызовет уменьшение избытка ядер в нижнем спиновом состоянии и соответственно уменьшится степень анизотропии γ -излучения; таким образом, меняя частоту переменного поля и определяя частоту, при которой эффект умень-

шения анизотропии γ -излучения имеет место, находим резонансную частоту радиоактивных ядер ν_0 . В том случае, если ориентация ядер вызвана внешним полем, найдя ν_0 , сразу находим гиромагнитное отношение радиоактивного ядра; в случае же, например, ориентации методом Блини, сравнивая ν_0 радиоактивного ядра с ν_0 стабильного изотопа и используя значение гиромагнитного отношения последнего, находим гиромагнитное отношение радиоактивного ядра.

Эти опыты предполагается ставить с целью определения магнитных моментов радиоактивных изотопов.

10. Эксперименты с металлами

В последнее время были поставлены эксперименты⁴¹ с целью проверки теории Оверхаузера.

В качестве образца авторы брали пять кубических сантиметров лития, диспергированного в масле. Частицы лития обладали размерами около одного микрона. На образец накладывали постоянное поле $H = 30,3$ эрстеда и перпендикулярно к нему — переменное поле с амплитудой 4 эрстеда и частотой 84 Мгц (ларморова частота электронного спина в поле 30,3 эрстеда). Эксперименты проводились при комнатной температуре.

Авторы измеряли ядерный магнитный резонанс лития при отсутствии и при наличии насыщения резонанса электронов проводимости. В первом случае ядерный магнитный резонанс лития был еле заметен — линия поглощения была еле видна на фоне. При насыщении парамагнитного резонанса электронов проводимости пик ядерного магнитного резонанса возрос примерно в 100 раз. Таким образом, имеется качественное согласие с теорией Оверхаузера, количественного же согласия нет: согласно теории Оверхаузера пик ядерного резонанса лития должен был вырасти сильнее. Как указывают авторы, причина количественного расхождения им неясна.

11. Ядерные реакции

Наибольший интерес представляют эксперименты по ядерным реакциям с участием поляризованных ядер и поляризованных падающих частиц. Этот вопрос мы разберём ниже. Сейчас же мы кратко рассмотрим методы получения поляризованных нуклонов, а также реакции с участием поляризованных нуклонов и хаотических ядер.

а) Методы получения поляризованных нуклонов. Мы ограничимся лишь кратким рассмотрением методов получения пучков поляризованных нуклонов. За подробностями отсылаем ко второй части обзора Блин-Стоила и др.² (там же имеется подробный список литературы).

Одним из методов получения поляризованных пучков нуклонов могут служить эксперименты типа опытов Штерна-Герлаха. Однако таким путём трудно получить пучки с достаточно большой интенсивностью.

Достаточно интенсивный пучок поляризованных тепловых нейтронов можно получить, пропуская пучок тепловых нейтронов через ферромагнетик, намагниченный до насыщения. Проходя через ферромагнетик, тепловые нейтроны, кроме ядерного рассеяния, ещё испытывают рассеяние на магнитных моментах незамкнутых $3d$ оболочек ферромагнитных атомов¹⁵. Эффект поляризации пучка нейтронов при прохождении через ферромагнетик обусловлен интерференцией ядерного и магнитного рассеяний. Благодаря этой интерференции суммарное сечение рассеяния оказывается различным для нейтронов со спинами, параллельными и соответственно антипараллельными направлению намагничивания ферромагнетика. Поэтому при прохождении тепловых нейтронов сквозь намагниченный ферромагнетик получаем поляризованный пучок тепловых нейтронов.

Отметим, что этот же эффект может служить для определения степени поляризации пучка тепловых нейтронов. Для этого достаточно определить интенсивность пучка после прохождения ферромагнетика в двух случаях: а) направление намагничивания ферромагнетика параллельно поляризации пучка и б) эти направления противоположны.

Эксперименты по поляризации тепловых нейтронов при прохождении через намагниченное железо были поставлены⁴² и результаты были довольно успешными: был получен пучок тепловых нейтронов со степенью поляризации, равной 40%.

Можно также получить пучок поляризованных тепловых нейтронов в результате отражения пучка тепловых нейтронов от намагниченного ферромагнетика (отражение от намагниченного «зеркала»). Такие опыты также были поставлены⁴².

В работе⁴³ приведён теоретический расчёт, показывающий, что при (пр)-реакциях, вызываемых поляризованными тепловыми нейтронами, можно получить пучок протонов с достаточно большой степенью поляризации (в работе⁴³ автор предлагает ставить такие эксперименты с He^3 и N^{13}). Такие эксперименты пока ещё не ставились.

В работах^{43—45} вычисляется поляризация частиц, вылетающих при ядерных реакциях. В частности, показано, что и в случае, когда неполяризованные частицы падают на хаотические ядра, вылетающие частицы будут поляризованы, если в реакции участвуют падающие парциальные волны с отличными от нуля орбитальными моментами. Этот эффект называют поляризацией посредством спин-орбитального взаимодействия (заметим, что поляризация вылетающих частиц имеет место и в том случае, если

спин ядра-мишени равен нулю). Поляризация вылетающих частиц перпендикулярна к плоскости, содержащей направления движения падающей и вылетающей частиц. Обозначим через $\mathbf{n}$ единичный вектор в этом направлении, а через $\mathbf{P}(\vartheta)$ — вектор поляризации вылетающих частиц ($\mathbf{P}(\vartheta) = n f(\vartheta)$), где $f(\vartheta)$ — степень поляризации пучка частиц, вылетающих под углом ϑ к пучку падающих частиц). Расчёт даёт ⁴⁴:

$$P(\vartheta) = \frac{n}{I(\vartheta)} \sum_0^{2L-1} a_n \cos^n \vartheta \sin \vartheta, \quad (29)$$

где $I(\vartheta)$ — угловое распределение вылетающих частиц в системе центра масс, L — максимальный орбитальный момент падающей волны, играющей роль в данной ядерной реакции. Коэффициенты a_n зависят от конкретного вида реакции.

Теория ^{44, 45} показывает, что если поляризованные нуклоны падают на хаотические ядра, то в случае, когда в реакции участвуют падающие парциальные волны с отличными от нуля орбитальными моментами, угловое распределение вылетающих частиц будет обладать азимутальной асимметрией. Измерение степени азимутальной асимметрии даёт возможность определить степень поляризации пучка нуклонов.

В течение нескольких последних лет было поставлено несколько экспериментов по получению поляризованных нуклонов посредством спин-орбитального взаимодействия. В частности, в работе ⁴⁶ сообщается об опытах по двойному рассеянию протонов на ядрах гелия. Схема этих экспериментов такова. Пучок протонов рассеивается на ядрах гелия, при этом получаем поляризованный рассеянный пучок, который снова рассеивается на ядрах гелия. Изучая азимутальную асимметрию при втором рассеянии, авторы определили степень поляризации пучка, получаемого при первом рассеянии. Из экспериментальных данных они вывели заключения о расположении возбуждённых уровней в нестабильном ядре Li^3 .

В работе ⁴⁷ сообщается об измерении поляризации нейтронов, образующихся при реакции $D(d, n)\text{He}^3$. Получаемые при этом нейтроны рассеивались на углероде, и, измерив степень азимутальной асимметрии при рассеянии, авторы определили поляризацию нейтронного пучка. В частности, было получено, что при энергии дейтронов, равной 600 кэв, нейтроны, вылетающие под углом 45° , имеют степень поляризации, равную $18 \pm 7\%$.

Отметим также работу ⁴⁸, в которой авторы измеряли поляризацию протонов, получаемых в реакции $D(d, p)\text{H}^3$, и работу ⁴⁹, в которой измерялась деполаризация пучка тепловых нейтронов при рассеянии на углероде, фосфоре и парафине.

б) Ядерные реакции с участием поляризованных ядер и поляризованных нуклонов. Проведение ядерных

реакций с поляризованными ядрами и поляризованными падающими частицами представляет большой интерес.

Рассмотрим, в частности, ядерную реакцию, вызываемую медленными нейтронами, и пусть при энергии нейтрона, равной E_0 , сечение реакции имеет резонансный максимум. Известно, что в случае медленных нейтронов для реакции существуют лишь парциальные волны с малыми орбитальными моментами. Пусть, в частности, реакция вызывается s -нейтронами. В таком случае спин составного ядра в состоянии, соответствующем энергии нейтронов, равной E_0 , равен $j = I + \frac{1}{2}$ или $j = I - \frac{1}{2}$ (I — спин ядра-мишени).

Эту двузначность можно устранить, если провести опыты с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами. Действительно, пусть сечение процесса при энергии нейтрона, равной E_0 , измеряется в двух случаях: а) спины нейтронов параллельны спинам ядер и б) спины нейтронов антипараллельны спинам ядер (для простоты рассматриваем случай пучка полностью поляризованных нейтронов и мишени полностью поляризованных ядер). Ясно, что если, например, окажется, что $\sigma_{\uparrow\uparrow} \gg \sigma_{\uparrow\downarrow}$, то отсюда следует, что составное ядро в состоянии, соответствующем энергии нейтрона, равной E_0 , имеет спин $j = I + \frac{1}{2}$. Таким образом, проводя ядерные реакции с поляризованными ядрами и медленными поляризованными нейтронами, можно будет определить спины составных ядер.

Опишем предварительные эксперименты такого типа, поставленные Бернштейном и др.².

Пучок поляризованных тепловых нейтронов (полученный пропусканием пучка тепловых нейтронов из уранового котла через намагниченное железо) падал на поляризованную мишень, в качестве которой взята туттоновская соль марганца $Mn(ND_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6D_2O$. Поляризация ядер получалась методом Гортера Розе, причём ядерная поляризация была равна примерно 16%. Авторы измеряли сечение реакции (n, γ) в двух случаях (когда поляризация нейтронов параллельна и соответственно антипараллельна поляризации ядер). Измерения дали, что $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ на 3,5% меньше, чем $\sigma_{\uparrow\downarrow}$.

Вообще, изучая зависимость сечений разных ядерных реакций от относительных направлений спинов соударяющихся частиц, а также изучая угловое распределение и поляризацию частиц, вылетающих при ядерных реакциях, можно получить много весьма ценных сведений о спиновой зависимости ядерных сил (отметим, что некоторые данные о спиновой зависимости ядерных сил при малых энергиях известны из опытов по дифракции тепловых нейтронов на кристаллах).

Особенно интересными были бы опыты по рассеянию поляризованных нейтронов и протонов больших энергий на поляризованных протонах. Такие эксперименты оказали бы большую помощь в деле выяснения вида взаимодействия между нуклонами, а эта проблема представляет собой одну из центральных проблем ядерной физики.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. E. Rose, *Nucleonics* **3**, 23 (1948).
2. R. J. Blin-Stoyle, M. A. Grace, H. Halban, *Progress in nuclear Physics*, т. 3, 63, Pergamm Press, London, 1953 г.
3. U. Fano, *Nat. Bur. Standard*, Washington D. C., report № 1214 (1951).
4. S. R. De-Groot, *Physica* **18**, 1201 (1952).
5. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*. Гостехиздат, Москва, 1948.
6. R. V. Pound, *Phys. Rev.* **76**, 1410 (1949).
7. С. А. Альтшуллер, Е. К. Завойский, Б. М. Козырев, *ЖЭТФ* **14**, 407 (1944).
8. B. Bleaney, *Phil. Mag.* **42**, 442 (1951).
9. B. Bleaney, *Physica* **18**, 175 (1952); B. Bleaney и K. W. H. Stevens, *Reports on Progress in Physics*, т. 16, 108; The Physical Society, London, 1953.
10. A. Simon, M. E. Rose, J. M. Jauch, *Phys. Rev.* **84**, 1155 (1951).
11. A. Owerhauser, *Phys. Rev.* **92**, 411 (1953).
12. A. Owerhauser, *Phys. Rev.* **89**, 689 (1953).
13. И. Е. Тамм, *Основы теории электричества*, Гостехиздат, Москва, 1946.
14. A. Kastler, *J. phys. et rad.* **11**, 255 (1950); *Physica* **17**, 191 (1951).
15. Я. Г. Дорфман, *Магнитные свойства атомного ядра*, Гостехиздат, Москва, 1948.
16. J. Brosset, A. Kastler, J. Winter, *J. phys. et rad.* **13**, 668 (1953).
17. W. B. Hawkins, R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **91**, 1008 (1953).
18. J. Brosset, B. Cagnac, A. Kastler, *J. phys. et rad.* **15**, 6 (1954).
19. J. A. Spiers, *Nature* **161**, 807 (1948).
20. H. A. Tolhoek, J. A. M. Cox, *Physica* **18**, 357, 359 (1952); **19**, 101 (1953).
21. N. R. Steenberg, *Phys. Rev.* **84**, 1051 (1952); *Proc. Phys. Soc.* **A65**, 791 (1952); **66**, 391, 399 (1953); *Canad. J. Phys.* **31**, 204 (1953).
22. J. A. M. Cox, H. A. Tolhoek, *Physica* **19**, 673 (1953).
23. H. A. Tolhoek, S. R. De-Groot, *Physica* **17**, 81 (1951).
24. J. A. M. Cox, S. R. De-Groot, *Physica* **19**, 683 (1953).
25. Г. Р. Хуцишвили, *ЖЭТФ* **25**, 763 (1953).
26. J. A. M. Cox, H. A. Tolhoek, *Physica* **19**, 1178 (1953).
27. Л. В. Грошев и И. С. Шапиро, *Спектроскопия атомных ядер*. Гостехиздат, Москва, 1952.
28. J. A. M. Cox, S. R. De-Groot, *Chr. D. Hartogh, Physica* **19**, 1118, 1123 (1953).
29. Д. Хилли Дж. Уилер, *УФН* **52**, 83 (1954).
30. J. M. Daniels, M. A. Grace, F. N. H. Robinson, *Nature* **168**, 780 (1951).
31. M. A. Grace, H. Halban, *Physica* **18**, 1227 (1952).
32. B. Bleaney, J. M. Daniels, M. A. Grace, H. Halban, N. Kurti, F. N. H. Robinson, F. E. Simon, *Proc. Roy. Soc.* **A221**, 170 (1954).
33. M. Deutsch, G. Sharff-Goldhaber, *Phys. Rev.* **83**, 1059 (1951).

34. C. J. Gorter, O. J. Poppema, M. J. Steenland, J. A. Beun, *Physica* **17**, 1050 (1951).
 35. C. J. Gorter, H. A. Tolhoek, O. J. Poppema, M. J. Steenland, J. A. Beun, *Physica* **18**, 135 (1952).
 36. O. J. Poppema, J. A. Beun, M. J. Steenland, C. J. Gorter, *Physica* **18**, 1235 (1952).
 37. J. M. Daniels, M. A. Grace, H. Halban, N. Kurti, F. N. H. Robinson, *Phil. Mag.* **43**, 1297 (1952).
 38. G. R. Bishop, J. M. Daniels, G. Goldschmidt, H. Halban, N. Kurti, F. N. H. Robinson, *Phys. Rev.* **88**, 1432 (1952).
 39. H. Ambler, M. A. Grace, H. Halban, N. Kurti, H. Durand, C. E. Johnson, H. R. Lemmer, *Phil. Mag.* **44**, 216 (1953).
 40. N. Bloembergen, G. M. Tremmer, *Phys. Rev.* **89**, 883 (1953).
 41. T. R. Carver, C. P. Slichter, *Phys. Rev.* **92**, 212 (1953).
 42. D. J. Hughes, J. R. Wallace, R. H. Holzman, *Phys. Rev.* **73**, 1277 (1948); D. J. Hughes, M. T. Burg, *Phys. Rev.* **81**, 498 (1951).
 43. L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **75**, 1664 (1949).
 44. R. J. Blin Stoye, *Proc. Phys. Soc.* **A64**, 700 (1951).
 45. A. Simon, T. A. Welton, *Phys. Rev.* **90**, 1030 (1953); A. Simon, *Phys. Rev.* **92**, 1050 (1953).
 46. M. Heusinkveld, G. Freier, *Phys. Rev.* **85**, 80 (1952).
 47. E. Baumgartner, P. Huber, *Helv. Phys. Acta* **26**, 545 (1953).
 48. G. R. Bishop, G. Preston, J. M. Westhead, H. Halban, *Nature* **170**, 113 (1952).
 49. W. E. Meyerhof, D. B. Nicomedes, *Phys. Rev.* **82**, 5 (1951).
-