УС ПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.143.43

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР*)

Л. Гродзинс

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение
2.	Сверхтонкие магнитные поля
3.	Метопы измерения магнитных моментов возбужденных состояний
	3.1. Мёссбауэровский метол
	3.2. Ялерный магнитный резонанс
	3.3. Лифференциальные (по времени) возмущенные угловые корреляции
	$(\Pi B \hat{\mathbf{Y}} \mathbf{K})$
	3.4. Интегральные (по времени) возмущенные угловые корреляции (ИВУК)
	а) Общие замечания
	б) Гамма — гамма-корреляции
	в) Метол ВУКВ (возмущение угловых корреляций при внедрении ядер)
	3.5. Истолы определения магнитных моментов, зависящие от молельных
	представлений
	3.6. Общие замечания по методам
4.	Οδενωπεμιε περιπτικά ποι ποι ματι τη
	44 Концективные состояния темолмилованных ядер
	3 Formula control α β β β
	4.2. Полнения выбе состояния в сфермаеских ядрах
	4.5. Магниные дипольные моменты состояния, описываемых оболочечной
π.	моделью
111	

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитным моментам возбужденных состояний ядер был посвящен обзор в одном из этих томов всего четыре года назад ¹. Однако в этой области за последние годы появились новые методы исследований. При измерении радиусов ядер, магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов были открыты новые неожиданные явления. Результаты этих измерений дополняют друг друга и часто перекрываются. Тем не менее по вопросам, рассмотренным в статье Олдера — Стеффена, появилось слишком много нового, чтобы их можно было рассмотреть в аналогичном обзоре ограниченного объема, поэтому эта статья будет посвящена только статическим магнитным дипольным моментам μ возбужденных состояний ядер. Информация, относящаяся к рассматриваемому вопросу и полученная при исследовании других моментов, будет приведена в последней главе.

Точное измерение магнитных дипольных моментов основных состояний стабильных ядер почти закончено, и резонансные методы, использованные при этих измерениях, широко применялись при изучении основных

^{*)} L. Grodzins, Magnetic Dipole Moments of Excited Nuclear States, Annual Review of Nuclear Science, v. 18, California, 1968, p. 291. Перевод А. Г. Беды.

состояний долгоживущих радиоактивных ядер, а также при исследовании долгоживущих изомерных уровней. Однако методы ядерного магнитного резонанса неприменимы к большому числу низколежащих возбужденных состояний ядер, несмотря на то, что в последнее время их удалось использовать при изучении состояний с такими короткими временами жизни, как 10^{-7} сек².

Метод, который обычно использовался при измерении µ возбужденных состояний, был предложен Брэди и Дойчем в 1950 г.³. Они показали, что прецессия магнитного момента короткоживущего состояния под влиянием магнитного поля будет приводить к вращению любой угловой корреляции, для которой это состояние является промежуточным. Этот метод возмущенной угловой корреляции, который дальше будет называться ВУК, был вскоре использован Фраунфельдером с сотрудниками ⁴ для определения дипольного момента состояния Cd¹¹¹ с энергией 274 кэе и временем жизни 84 нсек по измерению ослабления угловой корреляции, обусловленного влиянием внешнего магнитного поля.

В течение последующего десятилетия по мере систематического определения схем распадов ядер и времен жизни ядерных уровней были исследованы магнитные моменты доступных для измерения ядерных состояний. К моменту Упсальской конференции по внеядерным возмущениям, организованной К. Зигбаном ⁵ в 1963 г., было измерено около 40 магнитных моментов возбужденных состояний. Бо́льшая часть их была определена с помощью ВУК и с использованием полей, создаваемых электромагнитами. Кроме того, при проведении большинства измерений использовались радиоактивные изотопы, которые распадались с испусканием каскадного гаммаизлучения через исследуемое состояние.

Упсальскую конференцию можно считать важным этапом в истории изучения магнитных моментов возбужденных состояний. Уже было ясно, что есть теоретический аппарат, позволяющий описать даже сложные сверхтонкие взаимодействия; на конференции были рассмотрены новые перспективные методы измерений с использованием эффекта Мёссбауэра, ядерных реакций, внутренних полей и ядерного магнитного резонанса. Подводя итоги конференции, Стеффен ⁶ сказал, что еще может быть измерено около 100 магнитных моментов возбужденных состояний. Этот прогноз был весьма пессимистическим; уже проведены измерения почти для 200 возбужденных состояний, и большинство прежних результатов было перемерено с большей точностью.

Ошибочность прогноза заключалась в том, что не учитывалось возросшее понимание роли внутренних полей и возможность их более широкого применения совместно с использованием изотопных сепараторов и ядерных реакций для создания подходящих сред при измерении моментов. Иными словами, произошло следующее: сверхтонкое взаимодействие, которое раньше усложняло измерение магнитных моментов, теперь использовалось для исследования ядерного окружения; при этом в качестве зондов применялись известные ядерные моменты. В свою очередь известное ядерное окружение использовалось для определения неизвестных моментов. Следующая конференция была проведена Е. Маттиасом в августе 1967 г. в Асиломаре, в Калифорнии. Само ее название: Международная конференция по сверхтонким взаимодействиям, обнаруженным с помощью ядерного излучения⁷, — указывало на расширение тематики конференции. Новые методы дали возможность измерять магнитные моменты состояний с такими малыми временами жизни, как 10⁻¹² сек. Это повышение чувствительности позволило изучить новые группы состояний, в частности, состояния в сферических ядрах и высоковозбужденные состояния в деформированных ядрах.

Целью настоящего обзора будет обсуждение методов измерения магнитных дипольных моментов, развитых после появления обзора¹ (1964 г.), и рассмотрение новых данных включительно по апрель 1968 г., для указания связи этих данных с ядерными моделями. При выполнении этой программы мы будем ссылаться на работу¹ и на обзорные статьи Стеффена и Фраунфельдера^{8, 9}, посвященные подробному изложению теории возмущенных угловых корреляций. Вначале мы рассмотрим природу полей на ядрах веществ, растворенных в ферромагнетиках. В гл. 3 будут описаны различные методы измерения магнитных моментов. В примерах, иллюстрирующих применение этих методов, будет подчеркиваться роль внутренних полей и акцентироваться внимание на явлениях, относящихся к рассматриваемому вопросу.

В гл. 4 приведены результаты измерений и их обсуждение отдельно для области деформированных ядер, для области сферических ядер и для ядер вблизи области заполненных оболочек.

К настоящему времени полный набор данных по магнитным моментам с соответствующими ссылками уже очень велик, чтобы его можно было привести здесь. Поэтому читатель отсылается к последней исчерпывающей компиляции по магнитным моментам, составленной Ширли¹⁰ и взятой за основу при написании настоящего обзора. Информация, касающаяся энергии ядерных уровней, взята (если это не оговорено особо) из ядерных данных¹¹ из «Таблицы изотопов»¹².

2. СВЕРХТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

В этом кратком разделе будут классифицированы сверхтонкие поля на ядрах разбавленных растворов в железе. В гл. 3 мы опишем некоторые методы измерения этих индуцированных полей. Было показано, что сверхтонкие поля в пара-, ферри- и антиферромагнитных соединениях также можно использовать для измерения магнитных моментов; действительно, ранние работы, в которых сверхтонкие поля применялись в измерениях методом ВУК, были выполнены с использованием ферритов-гранатов редкоземельных элементов ¹³⁻¹⁵. Эта большая группа сверхтонких полей не рассматривается, хотя в гл. 3 в качестве примера приведен важный случай использования парамагнитных полей.

Сверхтонкое магнитное поле H_{hf} , действующее на ядро атома в ферромагнитном кристалле, имеет сложное происхождение, обусловленное явлениями, не до конца понятыми даже в случае кристаллов таких химических элементов, как Fe, Co, Ni и ферромагнитные земли (см., например, обзор Ватсона и Фримена ¹⁶). Интересующее нас сверхтонкое поле — это поле, которое действует на примесь в ферромагнитном домене, что значительно усложняет теоретическую интерпретацию результатов, и потому эта задача, по существу, не решена. Тем не менее эмпирически полученные выводы о феноменологии H_{hf} уже достаточны для постановки экспериментов по измерению ядерных моментов. Сверхтонкое поле на ядре элемента Z в кристалле F будем обозначать как H_Z (F).

Сверхтонкое поле в металлическом железе было измерено с помощью эффекта Мёссбауэра в 1960 г.; Ханна и др. определили как величину ¹⁷, так и знак ¹⁸ поля, получив значение $H_{\rm Fe}$ (Fe) = -333 кгс при комнатной температуре. Знак минус означает, что направление H_{hf} противоположно направлению приложенного внешнего поля, которое поляризует домены в железе. Вскоре после этого Бойль и др. ¹⁹, применив мёссбауэровскую методику, также измерили сверхтонкие поля на ядрах Sn, растворенных в Fe, Со и Ni, и получили значения $H_{\rm Sn}$ (Fe) = 80 кгс, $H_{\rm Sn}$ (Co) = 265 кгс и $H_{\rm Sn}$ (Ni) = 116,5 кгс. Работе Бойля, посвященной исследованию поляризации зоны проводимости в Fe, предшествовала работа Самойлова и др. ²⁰, которые измерили поле на ядрах Au, растворенного в Fe, используя ориентацию ядер при низкой температуре, $H_{\rm Au}$ (Fe) $\sim 10^3$ кгс. (Эта работа была выполнена даже раньше измерения $H_{\rm Fe}$ (Fe)!).

Заманчивая возможность получения магнитных полей, в десятки раз более сильных, чем поля, получаемые с помощью электромагнитов, обусловила интенсивное исследование сверхтонких полей в растворах. К мо-



Рис. 1. Сверхтонкие поля, действующие на примесные ядра в металлическом железе (разбавленные растворы). Панные взяты на табщи риуточних магнитных по-

Данные взяты из таблиц внутренних магнитных полей²¹ и²⁴. — знак определен. О— знак не определен.

менту написания данной статьи почти для половины стабильных изотопов были измерены сверхтонкие поля в разбавленных растворах в железе. В ряде случаев измерены поля и для растворов в таких ферромагнетиках, как Со, Ni и даже Gd. Вообще говоря, наиболее точные значения полей были получены с помощью метода спинового эха (являющегося одним из вариантов метода ядерного магнитного резонанса), который широко применяли Контани и Итох²¹. однако нужно подчеркнуть, что эти измерения относятся, вероятно, к растворенным веществам, находящимся на стенках доменов, в то время как при использовании других методов получаются характеристики всего объема вещества. Это различие может быть причиной расхождения значений H_{ht}, получаемых разными методами.

Систематику таких полей провели Ширли и Вестенбаргер ²² и Ширли ^{23, 24}. Значения H_Z (Fe), взятые из данных ²⁴, приведены на рис. 1. Систематическая осцилляция этих полей (за исключением полей в раство-

рах редкоземельных элементов в железе) была частично объяснена в работе Даниэля и Фрейдля²⁵, которые показали, что при замещении атома Fe атомом примеси с эффективной валентностью Z' происходит экранировка атомов примеси электронами проводимости Fe. Такое перераспределение зарядов приводит к конкуренции между ферромагнитным обменным потенциалом и электростатическим потенциалом, и знак H_{hf} зависит от того, какой из потенциалов больше. Согласно расчетам по модели, учитывающей поляризацию электронов проводимости, $H_{\rm Sn}$ (Fe) и $H_{\rm Sb}$ (Fe) должны были иметь разные знаки, что и было впоследствии подтверждено экспериментально. Однако современная теория еще не может предсказывать значения H_Z (Fe).

Индуцированный характер полей на атомах растворенных элементов подтверждается несколькими характерными признаками: а) в грубом приближении для большинства растворенных веществ (Z) поле H_Z (Fe, Ni, Co) пропорционально атомному моменту Fe, Ni и Co²²; б) температурная зависимость H_z (Fe) в первом приближении следует зависимости Кюри — Вейсса для спонтанной намагниченности железа (поэтому H_z (Fe) при 300° К составляет 0,97 H_z (Fe) при 4,2° К), отклонение от точного соответствия ожидается и объясняется на основе локальных моментов растворенных атомов ²⁶; в) в области концентраций менее одного атомного процента H_z (Fe) не зависит от концентрации растворенных атомов ²⁶; г) влияние расположения узлов решетки на H_z (Fe) довольно сложное и зависит как от типа растворенного элемента, так и от способа приготовления образца. Примеры такой зависимости приведены в гл. 3.

Растворы редкоземельных элементов в железе обладают особыми свойствами. Оказывается, что сверхтонкое поле возникает при антиферромагнитном взаимодействии спинов (4f)-оболочек редкоземельных атомов и (3d)-оболочек атомов железа ^{27–29}. Сверхтонкое поле на атоме редкоземельного элемента процорционально $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Так как S меняет знак при переходе от Sm к Dy, то и сверхтонкое поле также меняет знак. Зависимость $H_{\rm P3}(\rm Fe)$ от температуры не является простой, и недавно для $H_{\rm P3}(\rm Fe)$ наблюдались эффекты, связанные со спиновой релаксацией ³⁰.

Сами редкоземельные элементы имеют крайне большие сверхтонкие поля (см., например, ¹⁶), и даже растворы нередкоземельных элементов в редкоземельных металлах характеризуются существенными значениями H_{hf} ³². Эти поля были использованы в нескольких случаях для измерения моментов с помощью ВУК, но они, конечно, будут использоваться значительно шире, когда будет вполне ясна их природа.

3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

3.1. Мёссбауэровский метод

Измерение магнитного момента возбужденного состояния ядра со спином *I* основано на измерении энергии взаимодействия ядра с действующим на него магнитным полем *H*:

$$E = -\boldsymbol{\mu}_I \mathbf{H} = -g_I H \boldsymbol{\mu}_N m, \tag{1}$$

где g₁ — гиромагнитное отношение, часто называемое g-фактором, которое определяется как

$$g_I = \mu_I / \mu_N,$$

a $\mu_N = e\hbar/2Mc = 5,054 \cdot 10^{-24} \ \partial pc/cc$.

Энергия расщепления может быть измерена непосредственно с помощью метода мёссбауэровского резонансного поглощения ^{1, 33}. В качестве иллюстрации применения этого метода рассмотрим недавние измерения *g*-факторов первых возбужденных состояний Yb¹⁷⁰ ³⁴, Yb¹⁷¹ ³⁵ и Yb¹⁷² ³⁴. В левой стороне рис. 2 показаны интересующие нас части схем распада. В каждом из опытов источник излучения находился в среде без возмущения, поэтому линия источника была узкой. Результирующие мёссбауэровские спектры поглощения, характеризующие зависимость интенсивности от скорости источника относительно поглотителя и измеренные при 4,2° K для поглотителей Yb¹⁷⁰Cl₃·6H₂O, Yb¹⁷¹Cl₃·6H₂O и Yb¹⁷²Cl₃·6H₂O, показаны на рис. 2 справа. В каждом случае было замечено, что магнитное сверхтонкое расщепление увеличивается при увеличении времени спиновой релаксации парамагнитных ионов. Величины *g* для состояния ${}^{3/}_{2}Yb^{171}$ и для двух состояний Yb¹⁷⁰ и Yb¹⁷² oпределяются с помощью метода прямой оптической накачки ³⁴.

Переход с энергией 66,7 кэв в Yb¹⁷¹ является смешанным: 68%M1 плюс 32%E2. Мёссбауэровский спектр, обусловленный сверхтонким полем



Рис. 2. Мёссбауэровские спектры пропускания для первых возбужденных состояний Yb¹⁷⁰, Yb¹⁷¹ и Yb¹⁷² (верхний, средний и нижний спектры соответственно), полученные с поглотителем YbCl₃.6H₂O. Экспериментальные результаты взяты из ³⁴ и ³⁵.

и показанный на рис. 2 справа в середине, состоит из восьми линий, возникающих из-за расщепления основного и возбужденного состояний. Вообще говоря, в состоянии ³/2⁻ будет иметь место квадрупольное взаимодействие eQVzz, а также будет существовать разность б в энергии уровней источника и поглотителя (изомерный сдвиг) за счет электростатической энергии; при этом сверхтонкий спектр можно описать с помощью энергии взаимодействия:

$$E = \delta + g_0 \mu_N H_{hj} m_0 + g_e \mu_N H_{hj} m_e + \frac{e Q_e V_{ZZ} [3m_e^2 - I_e (I_e + 1)]}{4I_e (2I_e - 1)} .$$
(2)

Здесь мы предполагаем, что квадрупольное взаимодействие является аксиально-симметричным относительно оси намагничивания, т. е. $\beta = 0^{1}$. В этом частном случае как изомерный сдвиг, так и квадрупольное взаимодействие пренебрежимо малы, поэтому интерпретация спектра является весьма простой. Однако ясно, что даже при отсутствии этого благоприятного обстоятельства такой разрешенный спектр, как, например, на рис. 2, позволяет получить однозначные и точные значения неизвестных величин в уравнении (2). Так, например, энергетическое расстояние между линиями $(+^{3}/_{2}, -^{1}/_{2})$ и $(+^{3}/_{2}, +^{1}/_{2})$ непосредственно определяет $g_{0}\mu_{N}H_{hf}$ и, следовательно, величину H_{Yb} (YbCl₃·6H₂O), поскольку g_{0} известно. Кроме того, зная последнюю величину, можно определить значение ge независимо от мёссбауэровской калибровки по скоростям, а только по измерению отношения величин расшепления линий; например,

$$\frac{(+3/2, -1/2) - (+1/2, -1/2)}{(+3/2, -1/2) - (+3/2, +1/2)} g_0 = g_e$$

(на практике обычно используют вычислительную машину, чтобы получить наилучшую подгонку всех параметров одновременно).

В результате анализа спектра Yb¹⁷¹, показанного на рис. 2, получены следующие величины:

.

$$\begin{split} H_{\rm Yb} \, (\rm YbCl_3 \cdot 6H_2O) = & 2.9 \pm 0\ 003\ Mec, \\ g_e = & +0.233 \pm 0.002, \\ (1/4) \, eQ_eV_{ZZ} = & (-1.2 \pm 0.17) \cdot 10^{-8}\ \vartheta \theta, \\ & \delta = & (-7 \pm 7) \cdot 10^{-9}\ \vartheta \theta, \\ E2/M1 = & 0.49 \pm 0.06. \end{split}$$

Зная H_{Yb} (YbCl₃·6H₂O), легко определить точные значения g для 2^+ -состояний Yb¹⁷⁰ и Yb¹⁷² по таким хорошо разрешенным спектрам, которые показаны на рис. 2. В заключение напомним, что поглотители в виде таких же соединений использовались при изучении ⁵/2⁻-состояния Yb¹⁷¹ с энергией 75,9 кэв ³⁶ и первого 2⁺-состояния Yb^{174 37}.

Описанная выше методика последовательной расшифровки (bootstrap) положена в основу большого числа измерений g-факторов мёссбауэровским методом. К сожалению, этот метод можно применить только приблизительно к 50 переходам из всей периодической таблицы из-за требования, что это должен быть переход из низколежащего состояния (<150 кэв) в основное состояние стабильного ядра. При измерении магнитных моментов должно соблюдаться дополнительное условие: энергия сверхтонкого взаимодействия должна быть по крайней мере по порядку величины сравнима с естественной шириной уровня, т. е.

$$\Delta E = g\mu_N H \geqslant 2 \frac{h}{\tau};$$

здесь т — среднее время жизни состояния, а коэффициент 2 возникает из-за того, что ширина отдельной компоненты обусловлена наложением

линии источника на линию поглотителя. Таким образом, должно выполняться соотношение $gH\tau \gg 4 \cdot 10^{-4} cc \cdot ce\kappa$, а так как *g*-факторы обычно порядка единицы, то разрешенный спектр можно наблюдать при условии $H\tau \gg 4 \cdot 10^{-4} cc \cdot ce\kappa$, поэтому внешние поля, которые в настоящее время



Рис. 3. Мёссбауэровские спектры пропускания для перехода с энергией 100 кэв в W^{182} ($2^+ \rightarrow 0^+$), полученные с поляризованными поглотителями $W_{02}Fe_{98}$. Направление поляризации по отношению к импульсу фотона указано на рисунке ³⁸.

ограничены величиной $H \leq 10^5 \ cc$, можно применять при изучении состояний с временем жизни более 4 *нсек*. В случае более коротких времен жизни, например у изотопов Yb, рассмотренных выше, необходимо использовать внутренние цоля.

Есть некоторые замечания попроведенному выше анализу. Точные значения д могут быть определены из магнитного взаимодействия и в том случае, если оно только расширяет линию, особенно если спектр является простым, а мёссбауэровские компоненты могут быть поляризованы. Примером использования поляризации являются новые работы 38, 39. изучению посвяшенные перехода $(2^+ \rightarrow 0^+)$ с энергией 100 кэв и временем жизни 1 нсек в W¹⁸²; использовался источник с одиночной линией, поглотителем служил W₀₂Fe₉₈.

Нижняя кривая на рис. 3 — это мёссбауэровский спектр поглощения при наличии сверхтонкого взаимодействия, поглотитель неполяризованный; средняя кривая — тот же спектр, но в случае, когда поглотитель поляризован перпендикулярно к импульсу гамма-кванта ру; при этом наблюдаются только переходы с $\Delta m =$ $=\pm 1, \pm 2$; верхняя кривая — это спектр в случае, когда поглотитель поляризован параллельно p_{γ} ; при этом наблюдаются переходы только с $\Delta m = \pm 1$. Поскольку хорошо известны ширины линий отдельных

компонент, то в результате одновременной обработки всех трех спектров с учетом простого сверхтонкого магнитного взаимодействия Персон ³⁹ нашел, что

$$H_{hf} = 166 \pm 2 \kappa rc$$

Используя известное значение величины ²¹ сверхтонкого поля $H_{\rm W}({\rm W}_{02}{
m Fe}_{98})=643\pm13~\kappa zc,$ получаем $g=0.256\pm0.009.$

Интересный вариант описанного выше метода, позволяющий одновременно определять H_{hf} и g, был использован в работе ⁴⁰ при изучении того же самого перехода с энергией 100 кэв в W¹⁸². К поглотителю W₀₁Fe₉₉ прикладывалось внешнее магнитное поле H_{ext} с напряженностью вплоть до 150 кэ, и при различных значениях H_{ext} снимались мёссбауэровские спектры в зависимости от величины H_{ext} . По полученной зависимости

$$\Delta E = g\mu_N \left(H_{hf} + H_{ext} \right)$$

была определена величина $g = 0.21^{+0.05}_{-0.03}$ (по наклону прямой) и $H_{hf} = -710 \pm 25$ кес (по точке пересечения с осью ординат).

В рассмотренных выше примерах мёссбауэровское излучение возникало при распаде радиоактивных изотопов. Сейчас мёссбауэровские источники все чаще получают при захвате медленных нейтронов ядрами^{41,42}, в результате реакций с участием различных частиц⁴³⁻⁴⁵ и с наибольшим успехом с помощью кулоновского возбуждения ⁴⁶⁻⁵⁴. Особенно стоит отметить работы Ли и Уокера с сотрудниками ^{47,51,52}, которые провели систематическое исследование магнитных моментов мёссбауэровских уровней в деформированных ядрах редкоземельных элементов. Для изучения сверхтонкого взаимодействия они получали источники с практически нерасщепленными линиями и использовали обычные парамагнитные или ферромагнитные поглотители. Были успешно преодолены все экспериментальные трудности, связанные с механическими вибрациями и с нагревом низкотемпературных мишеней пучком.

Несмотря на очевидные радиационные нарушения и эффекты отдачи в источнике ⁴⁹ наблюдаемые ширины мёссбауэровских линий в источниках были не намного больше ширин, наблюдаемых в случае радиоактивных источников. Например, их результаты по 2⁺-состояниям изотопов Yb ^{51, 52} хорошо согласуются с результатами обычных мёссбауэровских измерений.

Некоторые из проблем, связанных с радиационными нарушениями и возникающих при использовании реакций с участием заряженных частиц, были решены с помощью интересного метода, предложенного Спрусом и другими ^{53, 54} при исследовании мёссбауэровских уровней с вре-менем жизни более десятков наносекунд. Эти ядерные состояния получаются в результате кулоновского возбуждения с помощью кислородного пучка с большой энергией, который передает ядрам мишени импульс, достаточный для того, чтобы они вылетели из мишени и, пролетев через вакуум или газ, попали на собирающую фольгу, расположенную вне оси пучка. Этот метод, являющийся мёссбауэровским аналогом метода ВУКВ (возмущение угловых корреляций при внедрении ионов), описанного в разделе 3.3, позволяет использовать различные собирающие фольги, которые образуют окружающую среду для мёссбауэровского источника. Кроме этого, в методе есть и дополнительные преимущества, состоящие в том, что отсутствуют радиационные нарушения и нагрев, обусловленные прямым пучком, хотя ядра отдачи (преимущественно в основном состоянии) и создают заметные радиационные нарушения. Наконец, в этом случае подавляется мгновенное фоновое излучение. Некоторые из этих благоприятных обстоятельств имеют место при работе с мишенями в виде сэндвичей (Чжек и др. 49) и при работе с пульсирующими пучками (Кристиансен 45).

3.2. Ядерный магнитный резонанс

Возможность исследования сверхтонкого ядерного взаимодействия в возбужденном состоянии с помощью прямого поглощения радиоизлучения обсуждалась в 1953 г. Абрагамом и Паундом ⁵⁵. Частота, характеризующая магнитное расщепление

$$\omega_L = g\mu_N H_0/\hbar, \qquad (3)$$

для большинства практических сочетаний g и H лежит в доступном частотном диапазоне; часто она настолько велика, что расщепление превосходит ширину линии τ^{-1} . Однако возможность применения метода серьезно ограничена необходимостью заселения сверхтонких уровней за время жизни τ возбужденного состояния, т. е. $g\mu_N H_1 \tau/\hbar \ge 1$, где H_1 — амплитуда радиочастотного поля. При $\tau = 10^{-6}$ сек H_1 должна быть ~ 100 гс и уровень необходимой мощности на нужных мегагерцевых частотах становится слишком большим. Этот барьер не удавалось преодолеть до тех пор, пока Маттиас ⁵⁶ не обнаружил, что можно получить ферромагнитное усиление

$$\frac{1}{2} [1 + (H_{hf}/H_{ext})]$$

в том случае, когда возбужденное состояние расщепляется сверхтонким полем H_{hf} , поляризованным слабым внешним полем H_{ext} . В этом случае ядерный резонанс осуществляется путем сверхтонкого взаимодействия

между ядром и электронами. Для многих растворов в Fe $H_{hf}/H_{ext} \sim 10^3$, и для состояния со временем жизни 1 *мксек* нужны только ватты энергии, что соответствует амплитуде радиочастотного поля $\sim 0,1$ гс.



Рис. 4. Геометрия опыта по измерению магнитного момента короткоживущего состояния с помощью ЯМР (сигнал ЯМР детектируется по скорости совпадений $\gamma_1 - \gamma_2$).

Рисунок взят из². 1 — источник; 2 — радиочастотная катушка, 3 — катушка постоянного тока.



Рис. 5. Эксперимент с использованием ядерного магнитного резонанса для уровня Rh¹⁰⁰ с энергией 74,8 кэв (Rh¹⁰⁰ в Ni).

Геометрия эксперимента показана на рис. 4. H = 100 гс, $H_1 = 1,5$ гс, $H = 197 \pm 2$ кгс. Рисунок взят из ⁵⁶.

Впервые метод ЯМР был применен для исследования состояний со временем жизни менее секунды при изучении уровня с энергией 71 кэв и временем жизни 235 нсек в Rh^{100 56, 57}. Резонанс детектировался по наблюдению степени разрушения очень анизотропной гамма — гаммаугловой корреляции (см. ниже) в зависимости от резонансной частоты. На рис. 4 схематически показана геометрия установки, а на рис. 5 приведены результаты эксперимента для случая Rh¹⁰⁰ в никеле. Эти первые измерения имели неопределенность около 1%; последующие измерения ² были в десять раз точнее.

Даже при использовании ферромагнитного фактора этот перспективный метод все еще ограничен областью состояний со временем жизни более 10 нсек, поэтому в настоящее время он, пожалуй, будет более широко применяться при исследовании ферромагнитных явлений, чем при измерении *g*-факторов. По этой причине мы не будем больше обсуждать этот резонансный метод, а отошлем интересующихся подробностями к обзорной статье Маттиаса^{2, 58}.

3.3. Дифференциальные (по времени) возмущенные угловые корреляции (ДВУК)

Резонансные методы, описанные выше в разделах 3.1 и 3.2, имеют ограниченную область применения. Для измерения магнитных моментов более типичных ядерных возбужденных состояний используют еще методы

возмущенных угловых корреляций. В этом разделе мы рассмотрим дифференциаль-(по времени) метод ный (ДВУК), который используется при исследовании состояний со временем жизни более 1 нсек, и отложим до следующего раздела рассмотрение интегральных методов (ИВУК), которые применяются при изучении состояний с более короткими временами жизни.

Решение уравнений, описывающих ДВУК в общих случаях взаимодействий, включающих квадрупольные и зависящие от времени возмущения, дано в работах 1, ^{8, 9}. Мы рассмотрим здесь только относительно простой случай магнитных взаимодействий, характеризующихся одной частотой, когда другие взаимодействия, если они и есть, относительно малы. Именно этот случай, который легко поддается интерпретации, сыграл наибольшую роль в определении маг-



Рис. 6. Вверху показан основной каскад Rh¹⁰⁰, пспользованный для измерения магнитного момента состояния с энергией 74,8 кэв с помощью $\gamma - \gamma$ -ДВУК-метода (см. также рис. 5).

и Довят могоди (ом. типно рис. о). L₁ и L₂—чистые M1- и Е1-переходы соответственно. Внизу схематически показана геометрия, используемая в методе ВУК для измерения у — у-корреляций. Показано также направление прецессии положительного магнитного диполя под действием эффективного магнитногополя H.

нитных моментов. Угловое распределение гамма-излучения с угловым моментом L_2 относительно предшествующего гамма-излучения с угловым моментом L_1 описывается с помощью полиномов Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{h_{\max}} A_k(1) A_k(2) P_k(\cos \theta), \qquad (4)$$

где k — четное, а A (1) и A (2) — коэффициенты, зависящие от $(j_4 j L_1)$ и $(j_2 j L_2)$ соответственно (рис. 6). Максимальное значение k определяется правилом отбора: k_{\max} равно меньшей из величин 2j, $2L_1$ и $2L_2$.

Часто удобнее работать с уравнением (4), взятым в эквивалентном виде:

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} b_k \cos k\theta, \qquad (5)$$

где при $k_{\max} = 4$

$$b_0 = 1 + \frac{1}{4}A_{22} + \frac{9}{64}A_{44},$$

$$b_2 = \frac{3}{4}A_{22} + \frac{5}{16}A_{44},$$

$$b_4 = \frac{35}{64}A_{44}.$$

Наложение на ядро магнитного поля *H*, перпендикулярного к плоскости угловой корреляции, вызывает прецессию спина промежуточного состояния *j* с ларморовской частотой

$$\omega_L = -g\mu_N H/\hbar, \tag{6}$$

и уравнение (4) приобретает следующий вид:

$$W(\theta, t, H) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} A_k(1) A_k(2) P_2[\cos(\theta - \omega_L t)].$$
(7)

На практике в эксперименте измеряется временная корреляция между событиями в счетчиках 1 и 2 (или между событием в счетчике и импульсом пучка, см. ниже), поэтому

$$N_{12}(\theta, t, H) = N_0 e^{-\lambda t} \sum_{k=0}^{n_{\max}} A_k(1) A_k(2) G_k(t) P_2[\cos(\theta - \omega_L t)], \qquad (8)$$

или

$$N_{12} = N_0 e^{-\lambda t} \sum_{k=0}^{k_{\text{max}}} b'_k \cos k \, (\theta - \omega_L t), \tag{9}$$

где $\lambda = 1/\tau$, N_0 — скорость счета совпадений при нулевой временной задержке и $G_h(t)$ — коэффициент ослабления, учитывающий другие возмущения; он в явном виде фигурирует в уравнении (8) и в неявном в уравнении (9). Следует, конечно, ввести дополнительные коэффициенты Q_h для того, чтобы учесть конечную геометрию детекторов и источника, а также учесть в уравнениях (8) и (9) конечное разрешающее время детекторов ⁷, ⁸.

Если рассматривается угловая корреляция с участием тяжелых частиц, как, например, в (α , γ)- или (O¹⁶, γ)-реакциях, то основной вид уравнений остается прежним, хотя нужно ввести коэффициенты, обусловленные частицами и зависящие от k и углового момента частицы ^{7, 8, 59, 60}. Некоторые полезные примеры корреляционных функций для ($\gamma - \gamma$)-(обратно рассеянная частица со спином $0 - \gamma$) корреляций приведены в табл. I.

Таблица І

Частицы	Последовательность спинов	Теоретическое угловое распределение	Величина относи- тельной анизот- ропии	Угол
$\begin{array}{c} \gamma - \gamma \\ \gamma - \gamma \\ 0 \xrightarrow{180^{\circ}} 2 = 0 \\ 0 \xrightarrow{180^{\circ}} 4 = 2 \end{array}$	$ \begin{array}{c} 0-2-0 \\ 4-2-0 \\ 0-2-0 \\ 0-4-2 \end{array} $	$\begin{array}{c}1\!+\!0,357P_2\!+\!1,13P_4\\1\!+\!0,102P_2\!+\!0,0091P_4\\1\!+\!0,714P_2\!-\!1,714P_4\\1\!+\!0,511P_2\!-\!0,367P_4\end{array}$	2,80,1154,3511,326	143° 135° 112,5° 113°
$\frac{1}{2} \xrightarrow{180^\circ} \frac{5}{2} - \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{5}{2} - \frac{1}{2}$	$1 + 0,571P_2 - 0,571P_4$	1,723	114,3°

Примеры угловых распределений и величин относительной анизотропии

Направление прецессии ядерного дипольного момента и под действием эффективного поля Н на ядре определяется из условия, что энергия $E = -\mu H$, а вращающий момент $\mathbf{T} = [\mu H]$ (см. рис. 6).

Ниже приводятся примеры, иллюстрирующие использование в методе ДВУК внешних и внутренних полей и использование возбуждения долгоживущих состоя-

ний импульсными пучками.

Состояние Rh¹⁰⁰ с энергией 74,8 кэв. которое исследовалось методом ЯМР (см. выше), является также классически простым примером исследования методом ДВУК. Последовательность спинов согласно общепринятой схеме распада (см. рис. 6) приводит к появлению у — у-корреляции $W(\theta) = 1 + 0.175 P_2(\cos \theta),$

поэтому при наложении $\pm H$ магнитного поля уравнение (8)будет иметь вид

 $N(\theta, H, t) = N_0 \{1 +$ $-0,175Q_{2}G_{2}P_{2}[\cos\theta\pm$ $\pm \omega_L t$]} $e^{-\lambda t}$. (10)

На рис. 7 (сверху) показана зависимость скорости счета совпадений от времени задержки между гамма-квантами с энергиями 84,0 и 75 кэв при наложении внешнего поля ±2,22 кэ для

случая родия в меди; геометрия опыта здесь такая же, как и на рис. 6. Паряду с тем, что эти кривые можно обработать с помощью уравнений (8) и (10) и получить одновременно значения ω , τA_{kk} и G_{kk} , обычно составляют отношение R,

$$R = \frac{2\left[N\left(0, t, +H\right) - N\left(0, t, -H\right)\right]}{N\left[\left(0, t, +H\right) + N\left(0, t, -H\right)\right]},$$
(11)

которое не зависит от постоянной распада λ. По кривой, показанной на рис. 7 (внизу), достаточно точно определяют ларморовский период. Видно, что в этом случае амплитуда прецессии не зависит от времени; это означает, что частота внешних возмущений G_{kk} (t) должна быть меньше мегагерца.

Сейчас применимость метода ДВУК ограничена областью состояний со временем жизни более 1 нсек, которая определяется достигнутым временем разрешения τ_{R} электроники. Имеется еще одно практическое условие,

⁺ УФН, том 103, вып. 1



Вверху показаны пеобработанные результаты, полученные для двух направлений магнитного поля — вверх и вниз, а внизу приведены те же результаты, обработанные с помощью уравшения (11). Рисунок взят из «¹.



которое заключается в том, что период прецессии должен быть меньше времени жизни рассматриваемого состояния. Эти требования

$$au_R \ll rac{h}{g\mu_N H_{hf}} \leqslant au$$

часто не выполняются при работе со сверхтонкими полями, однако есть несколько заметных исключений.

Впервые метод ДВУК с применением внутренних полей был использован при изучении состояний 5⁻ в Sn¹¹⁸ и Sn¹²⁰ Дойчем и др. в работе ⁶¹, где был рассмотрен ряд вопросов методики бутстрапа. Соответствующие схемы Sn^{118, 119, 120} распада приведены на рис. 8, а. Величина поля $H_{\rm Sn}$ (Fe) = -78.0 ± 2 кэ была определена с помощью мёссбауэровской методики. При этом в качестве источника использовалось изомерное олово Sn¹¹⁹, растворенное в железе ¹⁹. Сначала надо было выяснить, зависит ли поле $H_{\rm Sn}$ (Fe) от способа приготовления источника, поскольку состояния 5⁻ получались при распаде изотопов Sb. На рис. 8, б показан мёссбауэровский спектр для случая свободного от носителя источника Sb¹¹⁹, изготовленного диффузией в железо. Величина $H_{\rm Sn}$ (Fe) = 78.5 ± 3 кэ, определенная по расщеплению основного состояния и по известному значению $g^{1/2^-}$, согласуется с величиной, полученной ранее; это говорит о том, что после захвата электронов в металлах сверхтонкая структура восстанавливается за времена менее 10^{-8} сек.

Тот же источник, который использовался для получения спектра, показанного на рис. 8, в, содержал изотоп Sb¹²⁰ с периодом полураспада 5,8 дня, который образовался при облучении Sb¹¹⁹ дейтронами. Используя дифференциальный по времени метод изучения ларморовской прецессии состояний 5⁻ в Sn¹²⁰ и Sn¹¹⁸ и взяв значение $H_{\rm Sn}$ (Fe), измеренное для того же источника, получим для обоих состояний $g_{5-} = \pm 0,060 \pm 0,005$. Зависимость отношения R [(уравнение (11)] от времени для источника Sn¹¹⁸ показана на рис. 8, в. Величина g_{5-} равнялась в свою очередь значению, которое было получено при менее точных измерениях с помощью метода ДВУК с применением внешнего поля 28,5 кгс, прикладываемого к диамагнитному источнику. Таким образом, цепочка бутстрапа замкнулась: внутренние поля, существующие в радиоактивных растворах в Fe. можно надежно использовать для измерения g-факторов состояний со временами жизни порядка нескольких *нсек* и более.

Метод ДВУК широко используется при исследовании изомерных состояний, возбуждаемых в результате ядерных реакций с помощью пульсирующих пучков. Такие состояния обычно являются выстроенными, и гамма-излучение, возникающее при распаде этих состояний, характеризуется угловым распределением относительно направления пучка. Отличными примерами использования этого метода с применением внешних полей являются измерения дипольных моментов состояния с энергией 1,125 Мэв и временем жизни 221 нсек в F^{18} 6², состояния с энергией 197 кэв и временем жизни 126 нсек в F^{19} 6², состояния с энергией 587 кэв и временем жизни 350 нсек в Na^{22} 6², 6³ и состояния с энергией 148 кэв и временем жизни 112 нсек в Kr^{79} 6⁴. На рис. 9 показана зависимость скорости счета от времени задержки для последнего случая, а также для F^{19} , который использовался для калибровки. Эти примеры иллюстрируют другой способ измерений, позволяющий исключить поправки на распад путем исследования отношения

$$R = \frac{N(180^{\circ} - 0, t, H) - N(180^{\circ} + 0, t, H)}{N(180^{\circ} - 0, t, H) + N(180^{\circ} + 0, t, H)},$$
(12)

которое получается с помощью двух счетчиков, установленных под соответствующими углами. (В примере, показанном на рис. 9, дополнительные углы не использовались, поэтому вводился дополнительный фазовый множитель.)



Рис. 8. Эффект Мёссбауэра и ДВУК для уровней олова, полученные с использованием сверхтонкого поля Hsn (Fe). На среднем рис. 8, 6 показан мёссбауэровский спектр поглощения для перехода Sn ¹¹⁶ с энергией 24 кэз. Источник был поляризован перпендикулярно к импульсу фотона. На нижнем рисунке показаны результать обработки данных по скорости совпадений [с помощью уравпения (11)] для состояния 5⁻ в Sn¹¹⁸, полученных с помощью источника Sb¹¹⁸ в Fe, приготовленного методом, который обычно применяется при мёссбауэровских исспедованиях. Рисунки взяты из ⁴¹.

В приведенном выше примере использовались жидкие мишени, но аналогичные результаты были получены Шмидтом ⁶², который использовал толстые мишени из соединений CaO и CaF₂, нанесенных путем испарения на металлические фольги. Показательным является отсутствие ослабления прецессии в этих случаях. В результате известных опытов Сугимото и др. ⁶⁵, выполненных с использованием метода ДВУК, установлено, что состояние ⁵/₂+F¹⁹ имеет квадрупольный момент около 0,11 барн. Таким образом, оказывается, что радиационные нарушения не приводят



Рис. 9. Результаты, полученные методом ДВУК и обработанные с помощью уравнения (12) для двух состояний, возбуждавшихся с помощью импульсного пучка заряженных частиц (прецессия осуществлялась с помощью внешнего магнитного поля).

На верхнем рисунке показаны результаты для состояния Кг²⁹ с временем жизни 112 нсек, на нижнем — для состояний F¹⁹ с временем жизни 126 нсек. Рисунки взяты из ⁸⁴.

к заметному образованию вакансий вблизи конечных положений ядер F¹⁹; более того, эти конечные положения ядер имеют почти кубическую симметрию.

В случае, когда ядра отдачи останавливаются в ферромагнитной среде, возникают вопросы о величине и однозначности сверхтонких полей. Ответы на эти вопросы, по крайней мере для случаев долгоживущих состояний в железе, были получены в работах Кёрнера, который кулоновским методом возбуждал 5/2-состояние Fe с энергией 136 кэв в поляризованной мишени в виде железной фольги. Для получения возбужденных состояний Кёрнер использовал наносекундный пульсирующий протонный пучок, гамма-лучи высвечивания детектировались с помощью кристалла NaJ. Детектор не разрешал каскадное излучение (122 кэв) от близкого по энергии излучения (132 кэв), поэтому анизотропия углового распределения была невелика. Тем не менее характер зависимости отношения R [(уравнение 11)] от времени (рис. 10), прошедшего с момента окончания протонного импульса (см. рис. 10), свидетельствует о наличии ясно выраженной прецессии в течение нескольких циклов. Считая $H_{\rm Fe}$ (Fe) = -333 кгс

и учитывая период прецессии, получим $\mu = +0,362 \pm 0,018$; этот результат был подтвержден недавно с помощью измерений с использованием внешнего поля⁶⁷.

При кулоновском возбуждении ядрам железа передаются килоэлектрон-вольты энергии; при этом ядра выбиваются далеко от их первоначальных положений в решет-

ке (картина, которая имеет место при реакциях взаимодействия Не с ядрами F¹⁹ и Na²², рассмотрена выше). По отсутствию ослабления ларморовской прецессии (в случае, показанном на рис. 10) можно сделать вывод, что ядра останавливаются в эквивалентных с точки зрения магнитных свойств положениях или, во всяком случае, они занимают эти положения в течение 10 нсек после отдачи, а также что возникшие радиационные нарушения и существующие квадрупольные эффекты пренебрежимо малы. Для этого случая выполнены расчеты, подтверждающие экспериментальные результаты. Эргинзой и др. 68, 69 теоретически показали, что в железной фольге ускоренные ядра железа будут обязательно останавливаться преимущественно в узлах решетки и что число вакансий, обусловленных радиационными нарушениями вблизи остановившихся ядер, будет минимально.

Мы закончим перечень примеров этого раздела кратким описанием важной работы Шеренберга с сотрудниками ⁷⁰⁻⁷². Голдринг и Шерен-

5.10 5 *57* Fe Распад состояния с энергией 136 кэв 2.10 \$ 1.10 5 5·10 4 2.104 0.03 - R(t) 0,02 0,07 0 0,01 -0,02 - 0,03 10 H GE -0,04 220 200 180 160 140 120 100 RA Намер канала`

Рис. 10. Результаты, полученные методом ДВУК, для состояния Fe⁵⁷ с энергией 136 кэв, заселяемого с помощью кулоновского возбуждения.

Адро в этом состоянии прецессирует под влиянием поля — 333 же, существующего в железной фольге-миниени. На верхнем рисунке приведены необработанные результаты в виде зависимости числа отсчетов от времени, прошедшего после окончания импульса пучка. На вижнем рисунке показана зависимость отношения, определяемого уравнением (11), от времени. Рисунки взяты из ⁶⁶.

берг были первыми экспериментаторами, применившими кулоновское возбуждение для получения возбужденных уровней с целью измерения их дипольных магнитных моментов методом ВУК с применением внешних магнитных полей. Результаты трех первых экспериментов, выполненных с использованием интегральной (по времени) методики, были существенно улучшены благодаря применению импульсной наносекундной техники, которая дала возможность измерения возмущений в течение шести и более времен жизни наносекундных состояний ^{71, 72}. Шеренберг сосредоточил свои усилия на исследовании первых 2⁺-вращательных состояний ядер области особенно трудной из-за больших квадрупольных моментов этих состояний и парамагнитного характера атомов редкоземельных элементов. Наличие квадрупольных взаимодействий сильно подавляет прецессию, которая длится в этом случае менее одного полного периода, необходимого для точного измерения g-факторов при использовании методики ДВУК^{1,8,9}. К счастью, Шеренбергу удалось подобрать подходящие мишени, иногда в расплавленном состоянии. в которых магнитное взаимодействие было по крайней мере в четыре раза сильнее квадрупольного. При этом возмущение, создаваемое квадрупольным взаимодействием, можно было точно учесть. С помощью этого метода было проведено систематическое измерение g-факторов вращательных состояний ядер от Nd¹⁵⁰ до W¹⁸⁶, причем надежность результатов была не хуже, чем при использовании мёссбауэровской методики.

Приведенные выше примеры наглядно подтверждают возможность применения источников, получаемых с помошью ядерных реакций, для измерения магнитных моментов. Существующие факты указывают на то, что ядра отдачи занимают при остановке преимущественно нормальные положения и что радиационные нарушения в большинстве случаев не являются серьезной помехой. Закончим эту главу замечанием о возможности применения метода ДВУК для исследования твердого тела. В настоящее время по точности измерения прецессии долгоживущих состояний этот метод вполне может конкурировать с методом ЯМР. Это утверждение особенно справедливо, если использовать технику цифрового стробирования ⁷³, которая была применена при измерении g-фактора µ-мезона ⁷⁴. Состояние со временем жизни 235 нсек в Rh¹⁰⁰ было широко использовано для измерений найтовского сдвига ^{2,75} и недавно для исследования внутренних полей в сверхпроводниках ⁷⁶. Несомненно, можно ожидать все более широкого применения рассмотренных методов для решения большого круга неядерных проблем.

3.4. Интегральные (повремени) возмущенные угловые корреляции (ИВУК)

а) Общие замечания. В настоящее время дипольные магнитные моменты ядерных состояний со временами жизни менее 1 нсек определяются по измерению угла ларморовской прецессии проинтегрированного по времени жизни состояния. Проинтегрированное по времени уравнение (7) при наличии поперечного магнитного поля и в случае разрешающего времени, значительно большего, чем τ, имеет вид

$$W(\theta, \infty, H) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} \int_{0}^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} A_k(1) A(2) P[\cos(\theta - \omega_L t)] dt.$$
(13)

Одна из удобных форм этого уравнения, выраженного через коэффициенты b_k, следующая:

$$W(\theta, \infty, H) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{b_k}{\left[1 + (k\omega_L \tau)^2\right]^{1/2}} \cos k \left(\theta - \Delta \theta\right), \tag{14}$$

где tg $k\Delta\theta = k\omega_L \tau$.

Проинтегрированная по времени прецессия проявляется через наблюдаемый угол прецессии $\Delta \theta$ с ослаблением, пропорциональным $\frac{1}{1+(k\omega\tau)^2}$. Полезно сделать несколько замечаний по поводу этого уравнения:

а) Для измерения g с помощью метода ИВУК необходимо знать время жизни т, которое не нужно при использовании рассмотренных выше методов; б) в случае больших $\omega_L \tau$ результирующий угол прецессии стремится к предельному значению, ослабление же остается чувствительным критерием величины $\omega_L \tau$;

в) с другой стороны, ослабление анизотропии может быть вызвано неизвестными посторонними возмущениями. Метод ИВУК является косвенным методом, в котором неизвестные величины проявляются в ряде параметров, а именно:

г) при наличии возмущений их, как и раньше, можно представлять в виде ослабляющих факторов G_k (t). Возмущения, зависящие от времени и имеющие место в процессах спиновой релаксации, и хаотически флуктуирующие взаимодействия, которые существуют в парамагнитных жидкостях и твердых телах, могут быть рассчитаны в явном виде ^{1, 8, 9}. Обычно эти факторы проявляются в виде заметного уменьшения угла прецессии, а также ослабления анизотропии. Процессы спиновой релаксации зависят от температуры, а хаотические квадрупольные взаимодействия, как правило, не зависят от нее.

д) При ω_L ≪ 1 ослабление анизотропии пренебрежимо мало́, и уравнение (14) приобретает простой вид

$$\omega\left(\theta, \,\infty, \,H\right) = \sum_{k=0}^{h_{\max}} b_k \cos k \left(\theta - \Delta \theta\right),\tag{15}$$

где $\Delta \theta = \omega_L \tau$. В особом случае возмущения, зависящего от времени экспоненциальным образом, уравнение (15) может быть записано в виде

$$W(\theta, \infty, H) = \sum_{k=0}^{n_{\max}} b_k G_k \cos k \, (\theta - G_k \Delta \theta), \tag{16}$$

где G_h — усредненное по времени возмущение;

е) когда $\omega_L \tau \ll 1$, более эффективно измерять прецессию по изменению скорости счета при угле с большой относительной анизотропией для двух противоположных направлений поля. При этом составляется отношение

$$R = \frac{2 \left[N \left(\theta, \ \infty, \ H \right) - N \left(\theta, \ \infty, \ -H \right) \right]}{N \left(\theta, \ \infty, \ H \right) + N \left(\theta, \ \infty, \ -H \right)} \approx \frac{2}{W} \frac{dW}{d\theta} \Delta \theta \Big|_{\theta} .$$
(17)

Некоторые характерные значения $dW/d\theta$ приведены в табл. І. Очевидно, что метод ИВУК более чувствителен, чем методы ЯМР и ДВУК, в которых для надежного измерения g нужно наблюдать за прецессией в течение одного оборота. Метод ИВУК в десятки раз чувствительнее мёссбауэровского метода, так как разрешенный магнитный спектр эквивалентен вращению на 2π радиан. Однако эта повышенная точность получена ценой утраты простоты и надежности. Действительно, можно сказать, что в настоящее время результаты, полученные методом ИВУК, за редким исключением, имеют ошибки порядка 10%, независимо от точности измерения $\Delta\theta$ и коэффициентов угловой корреляции.

б) Гамма—гамма-корреляции. Будут рассмотрены четыре примера применения метода ИВУК с исследованием у — у-корреляций при работе с радиоактивными источниками; в первых трех показаны преимущества, а также и неопределенности, которые имеют место при использовании сверхтонкого поля в железе, в последнем примере использован комбинированный мёссбауэровский метод ИВУК.

2⁺-состояние Pt¹⁹⁶ с энергией 356 кэв имеет среднее время жизни 47 ± 5 псек и образуется в каскаде 2⁺ $\xrightarrow{E_2}$ 2⁺ $\xrightarrow{E_2}$ 0⁺ при распаде Au¹⁹⁶. Беро и др. ⁷⁷ приготовили два источника Au¹⁹⁶ в Fe: первый был получен путем плавки и изготовления фольги из чистого железа с гальванически осажденным Au¹⁹⁶, с соответствующим отжигом; второй источник был изготовлен путем внедрения атомов радиоактивного золота Au¹⁹⁶ с энергией 100 кэв в Fe с помощью изотопного сепаратора. Каждый источник помещался между полюсными наконечниками небольшого электромагнита, выстраивающего домены железа перпендикулярно к плоскости угловой



Рис. 11. Результаты, полученные методом ИВУК для состояния Pt¹⁹⁶ с энергией 356 ков.

Прецессия обусловлена действием сверхтопкого поля $H_{\rm Pt}$ (Fe). На верхнем рисунке показана' угловая корреляция, наблюдавшаяся для случая сплава радиоактивного Au¹⁹⁴ с Fe и расположения поляризующего поля в плоскости корреляции и вне ее. Данные ваяты из ⁷⁷. На нижнем рисунке показана апалогичная прецессия ядра в том же возбужденном состоянии под действием поля $H_{\rm Pt}$ (Fe); однако на этот раз состояние заселялось с помощью кулоновского возбуждения и ядра Pt попадали в Fe в результате отдачи. Рисунок взят из ¹⁹⁰. Можно видеть, что анизотропия распределения, показанного на верхнем рисунке, в десять раз больше анизотропия распределения, показанного на верхнем рисунке. С другой стороны, для случая па верхнем рисунке угол прецессии больше, чем на покнем.

корреляции. Полученная зависимость скорости счета совпадений от угла между счетчиками показана в верхней части рис. 11 для двух направлений намагничивающего поля. Обработка данных по методу наименьших квадратов с помощью уравнения (14) дала следующий результат:

$$\omega_L \tau = 82, 8 \pm 8$$
 mpad.

В аналогичном эксперименте⁷⁸, где в качестве источника использовалось золото Au¹⁹⁶, непосредственно введенное в сплав Pt₃₀Fe₇₀, был получен результат

$$\omega_L \tau = 82 \pm 9 \text{ mpad}.$$

Величина H_{Pt} (Fe), определенная в нескольких независимых экспериментах ^{24, 79}, оказалась равной $H_{\rm Pt}$ (Fe) = 1270 кгс (и почти не зависела от концентрации Pt вплоть до концентраций Pt₃₀Fe₇₀). Таким образом, результаты всех экспериментов находятся в хорошем согласии и дают величину д (365 кэв) = 0,29 ± 0,03. Однако настораживающий результат был получен еще в одном эксперименте ⁷⁸, в котором источник был изго-товлен путем диффузии Au¹⁹⁶ в Fe. По изучению прецессии было определено значение $\omega_L \tau = 37 \pm 9 \ \text{мра}\partial$, совершенно не согласующееся с приведенными выше результатами. К счастью, изготовленный источник содержал достаточное количество Au¹⁹⁶, чтобы можно было провести прямое измерение H_{hf} с помощью мёссбауэровской методики, используя состояние Pt¹⁹⁵ с энергией 99 кэв. Действительно, оказалось, что H_{hf} невелико, $H_{\rm Pt}$ (Fe) = 700 кгс, и результаты измерения оказались почти согласующимися. Но причина уменьшения поля до сих пор не ясна. Использование сверхтонких полей было существенным моментом в описанных выше измерениях. Значительно труднее было повторить те же результаты с применением полей, создаваемых электромагнитами. Несмотря на очевидное согласие полученных независимо результатов, остается все же ряд невыясненных вопросов. В частности, действительно ли отжиг после µ⁺-распада происходит за пикосекунды. (В рассмотренных раньше примерах с Sn¹¹⁸ было только показано, что отжиг в металлах происходит за времена «10-9 сек.) В эксперименте Метцгера ⁸⁰, изучавшего состояние Fe⁵⁶ с энергией 845 кэв и временем жизни 10 *псек* с помощью возмущения угловой корреляции резонансно рассеянных у-квантов была проделана большая работа, прежде чем на этот вопрос был получен утвердительный ответ. Геометрия этого опыта была показана в 1, 80, поэтому здесь будет дано только его краткое описание.

Метцгер использовал Со⁵⁶ в качестве источника для получения излучения Fe⁵⁶ с энергией 845 кэв и допплеровским сдвигом, достаточным для резонансного возбуждения перехода с энергией 845 кэв в намагниченной железной фольге, служившей рассеивателем. Угловое распределение каскада $0^+ \xrightarrow{\gamma} 2 \xrightarrow{\gamma} 0$ является сильно анизотропным (см. табл. I). Для нескольких углов Метцгер измерил изменение скорости счета в зависимости от изменения знака поля (уравнение (17)) и получил значение угла ларморовской прецессии

$$\omega_L \tau = 8.5 + 2 \text{ mpad.}$$

(Эта величина прецессии соответствует изменению скорости счета при обращении поля около 2%.) Ошибка в величине вычисленного g-фактора $g = +0.47 \pm 14$ включает в себя ошибки величин H_{hf} и т. Однако в этом эксперименте, выполненном с неподвижным нерадиоактивным поглотителем, без влияния эффектов отдачи и радиационных нарушений, есть еще несколько источников ошибок.

g-фактор этого состояния был вторично измерен Аппелем и Майером ⁸¹ с помощью обычного метода ИВУК с использованием в качестве источника радиоактивного Со⁵⁶ в железе. Анизотропия угловой корреляции каскада $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ более чем в десять раз слабее, чем в опыте Метцгера, и результат соответственно менее точен. Все же они получили

$$\Delta \theta = \omega_L \tau = 7,9 \pm 3,7 \text{ mpad},$$

что приблизительно согласуется с результатом Метцгера. При довольно высокоэнергетическом радиоактивном распаде Со⁵⁶ дочерним ядрам Fe⁵⁶ сообщается энергия отдачи, достаточная для того, чтобы они сместились из узлов решетки. Весьма важным является согласие этих двух результатов, один из которых получен в условиях очень быстрых ядерных превращений, а другой — в условиях совершенно не зависящих от эффектов, связанных с радиоактивным распадом: это говорит о том, что отжиг атомной структуры в металлах, имеющий место после ядерных превращений и эффектов отдачи, происходит за времена $\leq 10^{-12}$ сек.

Аналогичный вывод можно сделать из согласия экспериментов по изучению 2⁺-состояния Pd¹⁰⁶ с энергией 512 кэв и средним временем жизни около 18 псек, выполненных методом ИВУК. Прецессию этого состояния, образующегося в каскаде 0—2—0, можно измерить с большой точностью, и несколько групп⁸², изучавших прецессию Pd¹⁰⁶ в железе, получили

$$\omega_L \tau = 17.8 + 0.3 \text{ mpad}.$$

Две группы исследовали это же состояние с помощью внешних полей напряженностью 58 кгс⁸³, 51,1 кгс⁸⁴ и 46 кгс и получили значения $\omega_L \tau =$ = 2,06 ± 0,20; 1,73 ± 0,11 и 1,42 ± 0,16 мрад соответственно. Рассматривая совместно результаты, полученные с использованием внешних и внутренних полей, получим H_{Pd} (Fe) = 502 ± 50; 525 ± 33 и 578 ± ± 65 кгс соответственно; эти значения нужно сравнить с величиной 575 ± 12 кгс, определенной с помощью метода ЯМР²¹ при 300° К. Расхождение результатов можно объяснить разницей величин измеренных полей H_{Pd} (Fe).

В качестве последнего примера этого раздела упомянем работу Чоу и др. 85, которые измеряли интегральную прецессию 2⁺-состояний, возбуждаемых мёссбауэровским излучением. В этих экспериментах, сочетающих чувствительность метода ИВУК в случае 0⁺--2⁺--0⁺-корреляций с использованием находящихся в покое поглотителей, исследовались первые возбужденные состояния W и Os. С первого взгляда этот метод аналогичен методу, использованному Метцгером, однако есть одно важное различие. Состояние Fe⁵⁶ с энергией 845 кэв возбуждалось линией, ширина которой на несколько порядков больше естественной ширины возбуждаемого состояния. Следовательно, разрядка состояния была некогерентна с процессом возбуждения. Картина иная в случае мёссбауэровского метода ИВУК, когда ширина резонансной линии излучения сравнима с шириной резонансного состояния. Гёбель и Мак-Вой ⁸⁶ показали, что для учета этих условий в уравнение (17) нужно ввести множитель от 1 до 1,5 в зависимости от соотношения ширин. Хотя результаты Чоу и др. были подтверждены более простыми методами, они не были повторены и к ним следует относиться с некоторой осторожностью.

в) Метод В УКВ (возмущение угловых корреляций при внедрении ядер). Возможности использования радиоактивных источников в качестве генераторов возбужденных состояний при измерениях магнитных моментов ограничены свойствами схем распада. Применение реакций с участием частиц для возбуждения ядерных состояний расширяет область доступных состояний; кроме того, при этом, как правило, получаются более анизотропные угловые распределения, чем в случае $\gamma - \gamma$ -корреляций. Уже было приведено несколько примеров успешного применения частиц для возбуждения состояний, для получения мёссбауэровских источников и в экспериментах с использованием импульсного пучка. В этом разделе мы обсудим растущее применение методики возбуждения ядер, особенно кулоновского возбуждения (КВ), для измерения g-факторов короткоживущих состояний с помощью метода ИВУК. Во всех этих методах приходится сталкиваться с тем, что при возбуждении передается импульс, достаточный для того, чтобы выбить возбужденные ядра из их нормальных положений; при этом влияние радиационных нарушений, промежуточного положения ядер в решетке после остановки и высвечивания налету имеют место до начала и даже в процессе измерений. Тем не менее факты, приведенные в предыдущих разделах, указывают на то, что все эти эффекты не создают серьезных затруднений при возбуждении в металлах состояний с временами жизни >10⁻⁹ сек. Как мы покажем, основная трудность связана с переходным процессом, длящимся менее пикосекунды.

Есть несколько способов использования возбуждения; в каждом из них передача импульса тяжелым ионом при кулоновском возбуждении используется для того, чтобы внедрить возбужденные ядра в подходящую



Рис. 12. Схема установки в эксперименте с кулоновским возбуждением ядер мишени, внедряемых в соответствующие подложки.

Обычно в плоскости коррелянии располагаются четыре независимых детектораNaJ(Tl). Электромагнит используется для выстраивания доменов в ферромагнитных подложках из фольг. 1 — поляризующий электромагнит; 2 — кольцевой счетчик; 3 мишень, нанесенная испарением; 4 — подложка из фольги: 5 — рассеянные назад ионы О¹⁶.

сведу. Целью одного из способов 87, 88 был выбор среды, в которой отсутствуют обычные сверхтонкие возмущения, для того, чтобы внешние магнитные поля можно было надежно использовать для вращения корреляции. Цель другого способа ^{27, 89} заключалась в том, чтобы подобрать подходящие ферромагнитные подложки для ядер, испытавших отдачу, с тем, чтобы результирующее сверхтонкое поле являлось основным возмущением и его можно было бы эффективно использовать для прецессии ядра в возбужденном состоянии. В дальнейшем мы будем первый метод называть КВ-ИВУК, а второй ВУКВ. К настоящему времени оба метода довольно подробно изучены, хотя в них еще есть неясные вопросы; тем не менее оба метода *g*-факторов. оказались вполне пригодными для измерения Метол КВ-ИВУК наиболее пригоден для изучения состояний с временами жизни >0,1 нсек, и он широко использовался при исследовании вращательных состояний; метод ВУКВ более пригоден при изучении состояний с временами жизни $\leqslant 0.5$ нсек, и он широко использовался при исследовании 2+-вибрационных состояний.

Геометрия этих измерений одинакова (рис. 12). Пучок тяжелых ионов, т. е. O^{16} , проходит через отверстие в поверхностно-барьерном детекторе и, падая на мишень, возбуждает кулоновским полем часть ядер. При регистрации гамма-лучей высвечивания в совпадении с рассеянными назад тяжелыми ионами будут выполняться следующие условия: а) будут иметь место только переходы с $\Delta m = 0$, угловое распределение испускаемых при этом гамма-лучей будет иметь простой, не зависящий от энергии и, как правило. сильно анизотропный вид (см. табл. 1); б) возбужденные ядра в результате отдачи будут двигаться внутри узкого конуса с телесным углом, определяемым кольцевым счетчиком; в) будут регистрироваться только совпадения (истинные) $\gamma - O^{16'}$ с частицами, попавшими в узкий энергетический интервал, соответствующий кинематике рассеяния. Типичный спектр рассеянных назад частиц для случая тяжелой мишени на более легкой подложке показан на рис. 13, *a*, а на рис. 13, *б* показано характерное угловое распределение для каскада $0^+ \rightarrow 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ в случае диамагнитной металлической подложки. Другие спектры частиц и гамма-лучей, а также различные угловые распределения гамма-лучей приведены в работах ⁸⁷⁻¹⁰⁰.



Рис. 13. а) Спектр рассеянных назад ионов О¹⁶, полученный с помощью кольцевого поверхностно-барьерного детектора для случая мишени из Sm¹⁵⁰, нанесенного испарением на Fe. б) Типичная О⁺ О¹⁶ 2⁺ у О⁺-угловая корреляция гамма-лучей высвечивания

в совпадении с рассеянными назад частицами с нулевым спином (O¹⁶). В этом случае мишенью служил Pd¹¹⁰ на Cu, который асследовался тем же способом и с применением таких же поляризующих полей, как и в случае подложек из Fe. Прецессия должна была отсутствовать, и она действительно не наблюдалась.

Энергия отдачи E_R , которую приобретают ядра мишени при рассеянии назад пучка тяжелых ионов, налетающих с энергией E_0 , равна

$$E_{R} = \frac{4M_{0}M_{R}}{(M_{R} + M_{0})^{2}} E_{0}.$$

При энергиях кислородных пучков от 30 до 50 *Мэв* энергия отдачи для ядер среднего веса меняется от 10 до 20 *Мэв*, поэтому можно использовать мишени толщиной в сотни *мкг/см²* и иметь высокие скорости счета.

Угловая анизотропия в случае $0^{+} \xrightarrow{0^{16}} 2^{+} \xrightarrow{\gamma} 0^{+}$ -угловых корреляций довольно велика, и легко наблюдать даже небольшие прецессии. Когда фольга, образующая подложку (см. рис. 12), является ферромагнетиком (метод ВУК), для выстраивания доме́нов в фольге нужно, чтобы электромагнит создавал поле всего в несколько тысяч гаусс. Для наблюдения прецессии с использованием внешнего поля нужен более мощный магнит. сконструированный таким образом, чтобы свести к минимуму рассеянные поля, которые отклоняют налетающий пучок O¹⁶⁸⁷. В этих экспериментах подложкой для мишени может служить диамагнитная фольга⁸⁷, жидкий металл⁹⁰ или газ ⁸⁸; такие подложки были успешно использованы в разных экспериментах в качестве среды без возмущения. Эти способы внедрения с использованием внешних магнитных полей лежат в рамках обычной методики ИВУК и поэтому дальше обсуждаться не будут. Остальная часть этого раздела будет посвящена использованию сверхтонких полей, действующих на внедренные ядра. При этом анализ возмущенной угловой корреляции будет в основном такой же, как и в других методах ВУК. В качестве примера на рис. 11 (внизу) приведены угловые распределения, полученные методом ВУКВ для состояния Pt¹⁹⁶ с энергией 356 кэв, внедренной в матрицу из железа.

Результаты, полученные при направлениях намагничивающего поля вверх и вниз, были обработаны с помощью уравнения (14), и были определены значения корреляционных коэффициентов H_2 и A_4 , а также ют и $\langle (\omega \tau)^2 \rangle^{1/2}$. В этом случае значения A_2 и A_4 оказались близкими к теоретическим, хотя величина $\omega \tau = \langle (\omega \tau)^2 \rangle^{1/2}$ была значительно меньше, чем в эксперименте с использованием радиоактивного источника (см. рис. 11 (верх)). К этому вопросу мы вернемся ниже.

На практике снятие всей корреляционной кривой имеет смысл в том случае, когда происходит вращение корреляции на несколько градусов и более. Небольшие вращения эффективнее всего измерять с помощью изменения знака поля [уравнение (17)]; при этом детекторы устанавливаются под углами, где относительная анизотропия является наибольшей.

Подробное обсуждение возмущений, которые нужно учитывать в этом методе, проведено в работах ^{89, 91, 92}, поэтому мы не будем повторять его здесь. Итак. факты говорят за то, что в случае долгоживущих состояний радиационные нарущения, как правило, несущественны, и ядра отдачи останавливаются преимущественно в магнитно-эквивалентных положениях. Некоторые трудности возникли, когда поляризующие поля оказались слишком слабы, чтобы обеспечить полное выстраивание доменов ^{93, 94}, однако наиболее серьезные помехи имели место в первых работах, где метод ВУКВ использовался для исследования сверхтонких полей. Эти исследования выходят за рамки данного обзора, однако есть некоторые факты 30, свидетельствующие о том, что релаксационные процессы могут быть существенны при исследовании редкоземельных элементов в железе. С помощью метода ВУКВ были исследованы 4⁺-состояния четно-четных изотопов деформированных ядер и измерены отношения g-факторов этих 4⁺-состояний ⁹³⁻⁹⁵. Однако нет ни одного сообщения об измерении отношения д-факторов состояний одной полосы этих изотопов.

Метод ВУКВ широко использовался при измерении углов ларморовской прецессии 2⁺-состояний недеформированных четно-четных ядер. Измерения прецессии с использованием сверхтонкого поля в матрице Fe были проведены для изотопов Te⁹⁶, Fe, Mo, Pd. Ru и Cd^{97, 88}. Pt⁹⁹. Hg¹⁰⁰ и совсем недавно для изотопов Se¹⁰¹ и Ge¹⁰². Соответствующие энергии, средние времена жизни и значения наблюдаемых углов прецессии приведены ниже в табл. IV; там же приведены результаты, полученные методом ИВУК с применением источников, изготовленных путем внедрения, диффузии или вплавления радиоактивных изотопов в матрицы железа.

Во всех работах, выполненных с помощью метода ВУКВ (табл. IV), не было видно признаков ослабления полученных $0^+ \xrightarrow{0^{16}} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ -угловых распределений за счет каких-либо иных факторов, кроме ожидаемого магнитного взаимодействия. Тем не менее полученные углы прецессии являются аномальными ^{97, 99}. Результаты по Pt ¹⁹⁶, приведенные на рис. 11, наглядно иллюстрируют этот вопрос. Углы прецессии, наблюдаемые с помощью метода ВУКВ, составляют пять восьмых от величин соответствующих углов, наблюдаемых с использованием радиоактивных источников, хотя по ослаблению корреляции не видно других источников возмущения. (Можно, например, исключить эффекты спиновой релаксации и квадрупольные эффекты, исходя из того, что $G_k = 1$.) Из сравнения этих результатов можно сделать вывод, что поле, которое используется в методе ВУКВ, является чисто магнитным, но составляет лишь пять восьмых от поля, действующего при статических измерениях.

Расхождение результатов для Pt¹⁹⁶, полученных методом ВУКВ и с использованием радиоактивных источников (ИВУК-РАД), не является единственным. На рис. 14 произведено сравнение данных по всем углам прецессий, которые были измерены обоими методами для случаев нередкоземельных ядер в железе. Ни один результат, полученный методом ВУКВ, не согласуется с соответствующим результатом, полученным методом



Рис. 14. Сгавнение углов прецессии для 2⁺- состояний сферических четно-четных ядер, измеренных с использованием сверхтонкого поля в железе (состояния получались с помощью кулоновского возбуждения (шт_{вукв}) и в результате радиоак-

тиеного распада (ωτ_{ИВУК-РАД})).

Во всех случаях прецессия ядер в возбужденных состояниях происходила под действием сверхтонкого поля $H_7(Fe)$. Данные взяты из табл. IV.

ИВУК-РАД. Более того, результаты отличаются не на какой-то постоянный множитель, а на некоторую почти постоянную разность.

Эти аномалии обусловлены чисто магнитным явлением, которое носит переходный характер. Рис. 15 и 16, на которых показана зависимость ($\omega \tau$)_{ВУКВ} от τ для 2^+ состояний шести элементов, довольно ясно определяют характер этого переходного поля. Результаты, полученные методом ВУКВ, показаны белыми кружками, а с прирадиоактивных менением источников — черными. Точки, отмеченные крестиками при $\tau = 0$, соответствуют разностям

 $\Delta = (\omega \tau)_{BYKB} - (\omega \tau)_{MBYK-PA,l}$ (18)

для случаев Se⁷⁶, Pd¹⁰⁶, Cd¹¹⁴. Для того чтобы понять причину аномалий, рассмотрим результаты по Ge¹⁰²,

приведенные в нижней части рис. 16. Величины ($\omega \tau$)_{ВУКВ} практически постоянны (13 *мрад*) и не зависят от среднего времени жизни как для состояний со средним временем жизни 25 *нсек* (Ge⁷⁶), так и для состояний со средним временем жизни 1,9 *нсек* (Ge⁷⁰). Когда в качестве подложки используется Со, величина $\omega \tau$ остается также постоянной и составляет 10 *мрад*, а для подложки из Ni угол вращения равен 7,5 *мрад* и опять же не зависит от τ ¹⁰². Предполагали, что статическое сверхтонкое поле H_{Ge} (Fe) почти равно нулю, и действительно, результаты по Ge⁷⁶ позволяют сделать вывод, что это поле \leq 70 к*э*. Таким образом, причиной наблюдаемых прецессий должно быть нестатическое сверхтонкое взаимодействие, длящееся менее 2 *нсек*. Свидетельством того, что это импульсное взаимодействие, например, различные результаты, полученные для подложек из Fe, Со и Ni. Другие возможности рассмотрены в ⁹⁷ и ⁹⁸. Согласно уравнению (6)

прецессия отрицательна, поэтому при положительных g аномальные поля положительны.

Дополнительное подтверждение того, что мы имеем здесь дело с очень кратковременной импульсной прецессией, содержится в остальных частях рис. 15 и 16. Если мы сделаем разумное предположение, что *g*-факторы 2⁺-состояний данного изотопа не зависят от соответствующих средних



Рис. 15. Зависимость ют от т для 2⁺-состояний Рd, Ru и Cd, полученная при наблюдении прецессий, обусловленных сверхтонкими полями в Fe.

Во всех этих случаях знак H_Z (Fe) отрицателен. Светлые кружки — результаты, полученные методом ВУКВ, темные — полученные с использованием радиоактивных источников, крестики при $\tau = 0$ соответствуют значениям Δ [см. уравнение (18)] для состояний, по которым имеются результаты, полученные обоими методами.



- Рис. 16. Зависимость ωт от т для 2+-состояний Те, Se и Ge. В этих случаях статические сверхтонкие
- поля в железе или положительны (Te и Se), или малы (Ge).

времен жизни, то мы можем провести средние прямые линии через точки, соответствующие данному элементу. Видно, что в каждом случае прямая выделяет на оси ординат (τ = 0) отрицательный отрезок, и величина этого отрезка в пределах ошибок совпадает со значением Δ [уравнение (18)]. Таким образом, эти данные согласуются с наличием импульсной прецессии, длящейся в течение времени τ₁ ≪ т во всех рассмотренных случаях. Анализ данных, приведенных в ⁹⁸, был выполнен до того, как были

Анализ данных, приведенных в ⁹⁸, был выполнен до того, как были получены результаты по Ge, и поэтому можно было только сделать вывод, что $\tau_1 < 5$ нсек. При этих условиях вычисление g-факторов короткоживущих состояний существенным образом определяется временной зависимостью H_1 . Согласно данным по Ge $\tau_1 \ll 2$ псек, и временная зависимость H_1 несущественна при вычислении значений g для всех изученных к настоящему времени состояний. Таким образом, мы имеем право написать

$$(\omega\tau)_{\mathbf{B}\mathbf{Y}\mathbf{K}\mathbf{B}} = \omega_{\mathbf{i}}\tau_{\mathbf{i}} + \omega_{0}(\tau - \tau_{\mathbf{i}}) \approx \omega_{\mathbf{i}}\tau_{\mathbf{i}} + \omega_{0}\tau \tag{19}$$

для всех случаев, когда $\tau \gg \tau_1$ и ($\omega \tau$) $\ll 1$, а эти условия практически выполняются для всех случаев в табл. IV. В уравнении (19) мы неявно предполагали, что переходное поле заменяется статическим за время, значительно меньшее, чем τ .

Итак, выражение для g-фактора приобретает вид

$$g = (\omega \tau)_{\text{BVKB}} / [(\mu \hbar) (H_1 \tau_1 + H_0 \tau)].$$
⁽²⁰⁾

Значения $H_1\tau_1$ могут быть определены по известным значениям Δ [уравнение (18)] и g. Располагая обширной систематикой, мы можем провести дальнейший анализ.

Отметим следующие основные моменты:

а) значения Δ [уравнение (18)] остаются довольно постоянными при переходе от Ge к Cd и заключены в пределах от 10 до 20;

б) величины $H_1\tau_1$, значения которых могут быть надежно определены для некоторых элементов, также довольно постоянны: от Ru до Te $H_1\tau_1 =$ $= 10 \pm 2$ Mec oncer, для Fe $H_1\tau_1 = 4 \pm 2$ Mec oncer, а для более тяжелых элементов имеем 20 ± 6 и 8 ± 4 Mec oncer для Pt и Hg соответственно;

в) линейная зависимость ($\omega \tau$)_{ВУКВ} от τ для 2⁺-состояний данного элемента является довольно серьезным аргументом в пользу того, что g-факторы этих состояний имеют почти одинаковые значения.

Используя нашу систематику и эмпирическое уравнение (19), можно определить значения *g*-факторов по результатам измерений методом ВУКВ ⁴⁴. Полученные таким способом величины *g*-факторов (для тех случаев, где это было возможно) вместе с результатами измерений с применением радиоактивных источников приведены в табл. IV. Очевидно, что в случае, когда (ω т)_{ВУКВ} = 0, нельзя определить *g*-фактор только по данным эксперимента. При этих условиях мы использовали систематику для грубого расчета величины ω_0 т и, следовательно, значения *g*. Однако в случае изотопов Se, где неизвестно H_{Se} (Fe), и в случае изотопов Ge, где H_{Ge} (Fe) мало́, возникают дополнительные проблемы. Для вычисления *g*-факторов в первом случае было принято значение H_{Se} (Fe) = 650 кэ согласно ²³, а во втором случае было взято значение $H_{1\tau_1} = 6 \pm 2$ *Mac* псек. Состоятельность такого определения подтверждается совпадением *g*-факторов, определенных методом ВУКВ и методом ИВУК-РАД.

Дополнительное подтверждение постоянства *g*-факторов вибрационных состояний было получено в работе Голдринга с сотрудниками ⁸⁸, которые измеряли угловую анизотропию $0^+ \xrightarrow{016} 2^+ \rightarrow 0^+$ в случае вылета ядер отдачи Cd и Te в вакуум. Наблюдалось существенное ослабление прецессии, обусловленное большими сверхтонкими полями, создаваемыми сильно ионизованными ядрами отдачи. Поскольку взаимодействие является в основном магнитным, постоянство ослабления говорит о постоянстве *g*-факторов.

До сих пор окончательно не выяснено происхождение переходного сверхтонкого поля. Остановимся кратко на двух предложенных объяснениях. Первое связано с феноменологической моделью, согласно которой переходной эффект объясняется контактным полем Ферми — Сегре, возникающим при перевороте спинов поляризованных электронов в матрице. происходящем в процессе замедления ядер отдачи ^{89, 98}. В качестве второго объяснения была предложена количественная теория ⁴², согласно которой переходное поле обусловлено кулоновским рассеянием почти свободных поляризованных электронов матрицы, происходящим на ядрах отдачи. Такое рассеяние приводит к существенному увеличению плотности поляризованных электронов на ядрах ¹⁴²; в первом приближении коэффициент усиления равен $2\pi Z_1 e^{2/h} v_{rel}$. Гле Z_1 — атомный номер ядра отдачи, v_{rel} —

относительная скорость электрона и иона¹⁴³. Очевидно, что последний эффект необходимо учитывать независимо от того, существует или нет эффект, связанный с поворотом спинов поляризованных электронов. Более того, эта количественная теория Линдхарда и Винтера позволяет объяснить бо́льшую часть величины наблюдаемых полей. Импульсный характер переходного поля подтверждает пригодность уравнения (19) для рассмотренных здесь состояний. Однако нужно подчеркнуть, что для короткоживущих состояний при наличии больших статических полей становятся существенными подробности перехода от спадающего переходного поля к устанавливающемуся статическому. Например, если этот переходный период для ядер отдачи Nd¹⁴⁴, попадающих в Fe, длится 1 *псек*, и если в течение этого периода сверхтонкое поле на ядрах Nd¹⁴⁴ мало́, то это привело бы к завышению величины *g* для 2⁺-состояния на 10%.

3.5. Методы определения магнитных моментов, зависящие от модельных представлений

Все рассмотренные ранее методы определения g-факторов не зависели от теории строения ядра. (В некоторых измерениях сверхтонких эффектов нужно было вводить поправки, связанные с конечным размером ядра, но предполагается, что такие зависящие от моделей поправки составляют менее нескольких процентов.) Во всех методах производилось измерение величины, пропорциональной g $H_{\rm eff}$. Как мы видели, во многих случаях нужно было измерять g-факторы возбужденных состояний с помощью величин, измеренных с использованием известных g-факторов других состояний.

Аналогичная методика бутстрапа может быть использована при определении g-факторов ядерных состояний, образующих мультиплеты или полосы. Например, согласно адиабатическому описанию ¹⁰⁴ считают, что ротационные члены (J = 2, 4, 6 и т. д.) вращательной полосы с K = 0в четно-четных деформированных ядрах имеют одинаковые g-факторы; сейчас есть экспериментальные данные, подтверждающие это предположение (табл. II).

Более интересная ситуация имеет место в случае ротационных спектров ядер с нечетным A; она обусловлена взаимодействием нечетного протона или нейтрона с деформированным остовом. g-фактор состояния (JK) может быть выражен через величины g_K и g_R — гиромагнитные отношения, соответствующие самой частице и коллективному движению^{105, 106}. Следует подчеркнуть, что g_R — это не просто величина g_R для изолированного четно-четного остова, а величина, характеризующая остов, испытывающий воздействие нечетной частицы. Дипольные моменты членов вращательной полосы с проекцией K на ось симметрии ядра могут быть выражены через величины g_R и g_K следующим образом ^{1, 104}:

$$\mu (JK) = \left\{ g_R J + (g_K - g_R) \frac{K^2}{J+1} \left[1 + (2J+1) \left(-1 \right)^{(J+1/2)} b_0 \delta_{K, 1/2} \right] \right\} \mu_N, \quad (21)$$

где b_0 — параметр развязывания для полосы K = 1/2. Для основного состояния имеем

$$\mu(JJ) = \left\{ \frac{J}{J+1} \left[g_R + g_K J - (g_K - g_R) b_0 \delta_{K, 1/2} \right] \right\} \mu_N.$$
(22)

Приведенная вероятность B(M1) магнитных дипольных переходов внутри полосы $(J + 1, K) \rightarrow (J, K)$ также может быть выражена через те же величины *g*-факторов, так как оператор магнитного дипольного 5 уФН. том 103, вып. 1

Таблица 11

Изотоп	Уровень энергии, кэе	Среднее вре- мя жизни, нсек	Спин	g _R *)	Метод	Ссылка
Nd150	132	2.191 (34)	2+	0.310(21)	КВ-ЛВУК	Tí
Sm152	122	2.04 (3)	2+	0.416(25)	Mëc	T 2
0.12		2,01(0)	-	0,277(28)	КВ-ЛВУК	Т3
				0.35(3)	ИВУК	T 4
				(0,33(6))	ИВУК	Т5
				0.27(7)	ИВУК	Т6
			[0.31(6)	КВ-ИВУК	Т7
Sm154	82	4.37 (7)	2+	0.288(29)	КВ-ЛВУК	T8
	0-		~	0.379(27)	Mëc-KB	Т8
		3.0		0.389(18)	Mëc-KB	T 64
Gd154	123	1,69(3)	2+	0.37(4)	ИВУК	T4
		1,00 (0)	-	0.36(6)	ИВУК	Т9
Gd156	89	3.21 (8)	2+	0.296(18)	КВ-ЛВУК	T8
	0.0	0,21 (0)		0.32(3)	ИВУК	Т4
	1			0.31(2)	Mëc	T1 0
				0.393(7)	Mee	Т99
	288	0 166 (5)	4+	0,37(5)	UBVE	T11
		0,100(0)		0.33(12)	BVKB	T12
	1511	0 275 (9)	4+	10,78(5)1	UBVE	T11
Gd158	79.5	3 69 (8)	2+	(0, 315, (25))	КВ-ЛВVК	ТЗ
<u>.</u>	,0	0,00(0)		0.385(22)	Möc	Т98
Gd160	75.3	3 92 (8)	2+	0,303(22)	вв.лвук	ТЗ
Dv160	86.8	2,96 (3)	2+	0,364(11)	ЛВУК	T13
- 0	01,0	_,(0)	-	0.352(19)	ИВУК	T1 3
				0.38(2)	Mëc	T 14
		1		0.37(4)	Mëc	T 15
	966	0.003(1)	2+	[0.23(12)]	ИВУК	T1 6
		- 10-0 (-)		10.18 (6)1	ИВУК	T24
Dv162	80.7	3,157 (50)	2+	0.37(4)	Mëc	T17
v		-,,		0.362(25)	КВ-ДВУК	T 1
			1	0,364 (23)	Mëc-KB	T18
Dy164	73.4	3,444 (54)	2+	0.336(14)	Mëc	T19
•		, (,		0,321(25)	КВ-ДВУК	T1
		1		0.346(21)	Mëc-KB	T18
l r ¹⁶⁴	91,5		2+	0,353 (10)	Mëc	T19
Er166	80,6	2,696 (42)	2+	0,389(27)	КВ-ДВУК	T1
				0,312(6)	Mëc	T20
	1 1			0,305(15)	Mëc	T21
		į		0,320(8)	Mëc	T19
	215	0,174(12)	4+	0,32 (4)	ВУКВ	T22
E1.168	79,8	2,664 (42)	2+	0,33(2)	Мёс-КВ	T 23
				0,344 (28)	КВ-ДВУК	Ti
				0,333 (8)	Mëc	T19
	264	0,175(12)	4+	0,32(4)	вукв	T22
Er170	84,2	2,734 (42)	2+	0,329 (25)	КВ-ДВУК	T1
				0,319(11)	Mëc-KB	T25
	261	0,135(10)	4+	0,29(1)	ВУКВ	T22
				1	1	

Последние экспериментальные значения g_R для вращательных состояний четно-четных ядер

продолжение таол. 1

Изотоп	энергии, жэв	мя жизни, нсек	Спин	. g _R *)	Метод	Ссылка
N/ L 170	04.0	9 99 (7)	9+	0 395 (5)	Möe	Т26
1 D110	04,3	2,20(1)	4	0,000(0)	KB-UBAR	T27
				0,335(6)	Мёс	T19
	1			0,335(0)		Т29
X71. 179	79 -	9 LE (7)	·)+	0,323 (10)	Mëe-RD	T19
1 D112	10,1	2,40(7)	2.	0,332(0)		T31
	4476	19.0(5)	9+	10,270(14)	πο-μονη	T32
X71 194	1174	12,0(3)	0' 9+	$\begin{bmatrix} [0, 214 (14)] \\ 0, 227 (9) \end{bmatrix}$	Д Dyn Mäg	T19
Y D174	10,5	2,59(7)	2'	0,337(8)		T31
	1			0,247(13)	КВ-ДВУК	T29
			a .	0,338(15)	Mec-RB	123
Y b176	82,1	2,54 (7)	2*	0,381 (16)	Mec-KB	661
		2 21 (2)	<i>(</i>) .	0,299 (15)	КВ-ДВУК	101
Hf ¹⁷⁶	88,3	2,01(6)	2+	0,266 (20)	КВ-ИВУК	134
Hf ¹⁷⁸	93,2	2,12(4)	2+	0,237 (14)	КВ-ИВУК	134
				0,300 (35)	КВ-ИВУК	135
Hf ¹⁸⁰	93,3	2,16(3)	2+	0,263 (15)	КВ-ИВУК	T34
				0,317 (35)	КВ-ИВУК	T35
	309	0,103 (13)	4+	0,5(1)	ИВУК	T36
W182	100	1,98(2)	2+	0,266 (9)	Mëc	T37
				0,249 (24)	КВ-ИВУК	T38
	ļ			0,233 (27)	Мёс-ВУК	T39
	1289	1,44 (6)	2-	0,52(12)	ИВУК	T100
W184	111	1,82 (3)	2+	0,295 (10)	Mëc	T37
				0,280(18)	КВ-ИВУК	T38
	1			0,275 (25)	КВ-ДВУК	T4 0
	l	1		0,275(25)	Мёс-ВУК	Т39
W186	123	1,46(6)	2+	0,312(11)	Mëc	T 37
	}	Í Í		0,36(3)	Мёс-ВУК	T39
				0,35(3)	КВ-ИВУК	T41
				0.351 (33)	КВ-ЛВУК	T1
Us 186	137	1.21(3)	2+	0,280(8)	Mëc	T101
		,		0.272(19)	КВ-ИВУК	T41
				0.315(15)	Mëc-BVK	Т39
Os188	155	1.0 (5)	2+	0,305 (14)	Mëc	T10 f
~+·	100	1,(0)	-	0.280 (21)	КВ-ИВУК	T41
				0,200(27)	Mëc-BVK	T39
	633	0.0081 (9)	9+	[0 42 (8)]	UBVE	T42
	000	0,0001(0)	-	10, 58, (0)1	UBVE	т43
Ac190	187	0.49(5)	·)+		KB-NDVR	T/4
Oc192	206	0.39(4)	ے +	0,35(4)	RE NDVE	T 4 1
08	200	0,00 (4)	<u>~</u> .	0, 41 (0)	IND-NDAN INDVF	141 Th

5*-

перехода есть просто μ^{104} :

$$B(M1; J+1, K \to JK) =$$

$$= \frac{3}{4\pi} \mu_N^2 (g_K - g_R)^2 \frac{K^2 (J+1-K) (J+1+K)}{(J+1) (2J+3)} [1 - (-1) (J-1/2) b_0 \delta_{K, 1/2}]. \quad (23)$$

Аналогичным образом измерения B(M1) и μ (J = K) для K = 1/2позволяют определить параметры g_R и g_K , а следовательно, и дипольные моменты состояний всей полосы. В ряде последних работ ¹⁰⁷⁻¹⁰⁹ было проведено систематическое определение значений B(M1) для области редкоземельных элементов, затем с помощью этих величин и известных значений моментов основных состояний были точно определены g_R и g_K и, следовательно, μ (*JK*).

Следует сделать замечание по поводу определения величин B(M1). Эти определения основаны на точном измерении величины B(E2) с помощью кулоновского возбуждения. Далее экспериментаторы идут разными путями. Прямой метод состоит в измерении параметра смешивания $\delta^2 = E2/M1$ для $J + 1 \rightarrow J$ -перехода с последующим вычислением B(M1) с использованием $\delta^2 B(E2)$ и относительных вероятностей различных ветвей распада, если это необходимо. В другом методе ^{108, 109} измеряется относительная вероятность перекрывающих гамма-переходов в каскаде:

$$\lambda = N_{\gamma} (J+2 \rightarrow J+1)/N_{\gamma} (J+2 \rightarrow J).$$

Затем с помощью λ и B (E2) вычисляется B (M1); при этом в зависимости от принятой модели делаются предположения относительно энергетической зависимости интенсивностей переходов. Так как относительные вероятности различных ветвей распада можно измерять со значительно большей точностью, чем параметры смешивания, второй метод, хотя он и является косвенным, позволяет определять значения B (M1) с наибольшей точностью.

Надежность таких определений, зависящих от принятой модели, можно оценить, сравнивая результаты расчетов по формулам (21)—(23) с прямыми спектроскопическими измерениями. Такое сравнение проведено в табл. III. В случае K = 1/2 для определения g_R , g_K и δ_0 , а следовательно, и для предсказания значений μ состояний с более высокими спинами, обычно измерялись три независимые величины $\mu_{1/2}$, $\mu_{3/2}$ и B (M1, $3/2 \rightarrow 1/2$). При этом согласие с результатами прямых измерений было довольно хорошим, и, пожалуй, можно смело утверждать, что этот метод, связанный с модельными представлениями, позволяет определять значения μ низколежащих состояний ядер с нечетным A с надежностью $\sim 10\%$.

Аналогичная ситуация имеет место и в случае недеформированных ядер с четным A, большое число низколежащих состояний которых может быть описано путем учета взаимодействия четной (валентной) частицы с вибрационными состояниями остова¹¹⁰. Оказывается, например, что 5/2⁻-и 3/2⁻-состояния Hg¹⁹⁹ обусловлены слабой связью нейтрона в состоянии 1/2⁻ с 2⁺-фононным состоянием остова¹¹¹. Если такая простая модель соответствует действительности, то можно пользоваться уравнениями, аналогичными уравнениям (21) и (23)¹¹⁰. К сожалению, эту модель нельзя использовать достаточно широко, чтобы на ее основе делать предсказания во всех случаях¹. Оказывается, трудность заключается в том, что высоколежащие состояния — это часто неизвестные состояния с неизвестными константами смешивания. Дополнительные сведения по этой модели можно найти в работах^{1, 112} и ¹¹³.

Магнитные	моменты	возбужденных	состояний	деформированных	
		ядер с нечет	гным А		

Изотоп	I=K	μ_{gr}^{a}	g _R 6	g _K 6	I	Е, кэв	μ_{theor}^{B}	μ _{exp} ^e	Ссыл- ка
	1	1				1	es.		
Eu153	5/2+	+1,529	0,484 (10)	+0,664(3)	7/2+	83,4	1,95	1,80 (8)	T102
Gd155	$3/2^{-}$	-0,242(2)	0,318(17)	-0,482(12)	$5/2^{-}$	80,0	0,280		
Th157	3/2+	-0,3223(10) $\pm 1,994$	0,202(20)	-0,355(14)	5/2	58	2,30(20)	2 30 (13)	T50
10	0/4		0,01(0)	+1,00(0)		00	Mëc	2,00 (10)	
Dy ¹⁶¹	5/2+	-0,472 (13)	0,20(4)	-0,346 (18)	7/2+	43,8	0,049		
Dv163	5/2-	+0.635(14)	0,83(25)	+0.25(2)	7/2-	75	0.884		
H_0 165	$7/2^{-}$	+4,113	0,48(2)	+1,37(1)	9/2-	94,7	4,12		
Er ¹⁶⁷	7/2+	-0,5647	0,184(10)	-0,259 (8)	9/2-	79,3	-0,159	10 522 (0)	705 4
1.m168	1/2+	0,2308	0,406 (10) #	-1,57 Å	3/2+	8,42		1+0,533 (8) Mëc	1.21
}					5/2+	118,2	0,74	0,63 (10)	T 45
					,		,	ИВУК	T52
					7/2+	138,9	1,45	1,22 (14)	T45
Vh171	4/2-	10 /049	0.900 (/) 6		2/0-	66.7		11BYK	Т46
10141	1/2-	+0,4918	0,288 (4) °	+1,405 (20) *	5/2-	00,1	4 04 (5)	+0,347(2)	Т53
					5/2	10,0	1,01(0)	Mëc	
Yb173	5/2-	-0,6775	0,250 (10)	-0,480(10)	7/2-	78,7	0,133	0,175	T 54
			0.000 (10)		0.01			ИВУК	7755
Lu175	7/2+	+2,230	0,326(10)	+0,726(3)	9/2+	113.8	2,36	1,81 (20) ИВУК	100
					11/2+	251.4	2.55	1.94 (60)	T 56
							_,	ИВУК	
Lu ¹⁷⁷	7/2+	+2,24	0,345 (25)	+0,72(1)	9/2+	121,6	2,38	1.01.00	757
HIII	7/Z [_]	+0,61(3)	0,244 (30)	+0,155 (12) #	9/2-	113	0,82 (15)	1,04(6) ИВУК	
					11/2-	249,6	1,1(12)	1,52 (44)	T 58
TICIPO	0.01	0 (7 (0)	0.000 (05)	0.400.445		400 7		ИВУК`́	
Hi ¹⁷⁹ Tal81	$\frac{9}{2^+}$	-0,47(3) +2 35(1)	0,282 (25)	-0,190(15) $\pm 0.78(1)$	11/2+	122,7	0,157		
W183	1/2-	+0.1172	0,212 (25) и	+0.77(10) ^и	3/2-	46.5	-0.1(1)	-0.03(03)	T59
	ومعدين -	4 - 7	, ,					Mëc	
					5/2-	99,1	1,3(2)	-0,930 (25)	4 T60
								мес	
		-		1	•	•	•	1	•
a_	– Маге	итные момен	ты основных	с состояний	взяты	а из «G	eneral Re	ference» (Д.	Шир-
ли, п	рилож 74) 10	кение С). б 7-109.110 в_	— Значения,	вычисленн	ые с	испо	льзование	м величин извение на н	ι μ _{gr}

⁴ — Магнитные моменты основных состоянии взяты из «сенегат кетегенсе» (Д. ширли, приложение С). ⁶ — Значения, вычисленные с использованием величин µ_{gr} и B(M1) ¹⁰⁷⁻¹⁰⁹, ¹¹⁰ в — Все значения положительны, если это специально не оговорено. ^г — Частное сообщение Г. Голдринга и ¹²⁵. ^д — Ссылка ^{Т45}. ^е — Ссылки ^{Т46} и ^{Т47}. ^ж — Ссылка ^{Т48}. ^м — Ссылка ^{Т49}.

3.6. Общие замечания по методам

Методы измерения магнитных дипольных моментов возбужденных состояний ядер достигли такой высокой степени совершенства и стали такими разнообразными, что сейчас с их помощью можно исследовать почти все состояния с временами жизни более 10^{-11} сек. На рис. 17, взятом из работы Маттиаса², показаны примерные области применения основных методов измерения; там же указаны основные методы получения возбужденных состояний.

Интерес к этой области исследований не ослабевает. Ряд состояний со временами жизни более 10 *псек* еще не был исследован, но, несомненно, это произойдет в ближайшие несколько лет. За это же время, безусловно, будут устранены имеющиеся еще расхождения в значениях *g*-факторов первых возбужденных состояний деформированных ядер, будут уменьшены существующие сейчас ошибки в измерении величины *g* для пикосекундных состояний. Ядерные реакции будут играть все более важную



Рис. 17. Сводка методов измерений и способов получения возбужденных состояний, применяемых при исследовании дипольных магнитных моментов возбужденных состояний, взятая из схемы Маттиаса². Границы довольно относительны и означают только пределы практического примене-

раницы довольно относительны и означают только пределы практического применения того или иного метода и способа.

роль в получении возбужденных состояний для измерения моментов. И, пожалуй, наиболее важной является перспектива выяснения механизма внутренних магнитных полей, таких, как рассмотренные выше переходные поля, или сверхтонкие поля, создаваемые ионизованными атомами, и последующее применение этих полей для изучения состояний с временами жизни менее пикосекунды.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты измерения магнитных моментов приведены в табл. 11, 111, IV. Старые данные (до 1964 г.) не использованы, кроме тех случаев, когда нет более точных данных. Однако сделано несколько исключений для того, чтобы проиллюстрировать особые случаи. Полную таблицу ядерных дипольных моментов читатель может найти в работе ¹⁰.

Мы рассмотрим по порядку следующие группы состояний: коллективные состояния деформированных ядер, коллективные состояния сферических ядер и состояния, описываемые оболочечной моделью. Олдер

Таблица IV

Величины	g	2+-состояний	сферических	четно-четных	ядер *)
----------	---	--------------	-------------	--------------	---------

	TARONAL	Emas		H_{2} (Fe) (4,2° K),	(ωτ) _{Fe}	, мрад	Aa	. 6	B	Correspondence
	430101	E, 1696	i, ncek	<i>² ĸ</i> гс	вукв	ИВУК-РАД		врукв	РАД	Ссылка
26Fe	56	847	10,6 (10)		+0,2(5)	+7,73 (175)			0,54 (17)	T61 T66
	58	810,5	9,2(21)	+323,4		+8,3(2)	-8,3(2)		0,47 (11)	T6 2
32Ge	70	1040	1,92 (20)	+70(3)	-11,2(15)		-12.7(2)	0,59 (29)		T6 3
	72	835	4,54(50)		-9,9(17)			0,50(25)		T63
	74	596	17,2(4)		—11,3(13)			0,46 (23)		T6 3
	76	563	25, 2 (26)		-9,9(15)			0,37 (18)		T6 3
80	76	550	46 0 (45)	1.650 (150)			-9(4)	0.40(11)	0.40(12)	T64 T30
3450	10	000	10,0(15)	-F000 (100)	-27,1(10)		-3(4)	0,40(11)	0,40(12)	T65
	79	644-9	19 4 (19)		24 0 (16)	-20 (0)		0.41(11)		T 63
	80	666	12, 4(12) 11, 6(12)		-23.9(11)			0.42(12)		Т63
	82	655	16, 3(16)		-29.5(8)			0.43(12)		T 63
Mo	98	787	5.1(5)	-256(5)	-12.1(3)			0.34(18)		Т63
42110	100	536	14.9(15)	-00 (0)	-8(1)			0.34(18)		Т63
Bu	98	654	8.5 (6)		-5(4)			0.30(17)		T6 3
44110	100	540	17.2 (12) г	••••(=•)	+3.3(32)			, , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,		T63
		010			1 3,3 (0-)	+17.8(12)	-16.5(40)		0.42(3)	T67
	102	473	25.4 (18) r		+2,8(44)		, -		<i>i</i> - x - <i>i</i>	T63
			/			+20,9(42)	-20(6)		0,34(6)	T67
	104	358	83.5 (60) r		+47,8(44)			0,29(4)		T63
AgPd	104	554	14.0 (10)	-595 (12)	-0,8(14)					T 63
40	106	512	18,4 (13)	· · · ·	+4,5(26)			0,29(17)		T63
			· - · · · ·			+17,6(3)			0, 34(1)	T67
						+18,0(7)	. /			T6 8
						+17,7(4)				T69
									0,40 (34)	T70
	108	434	34,4(24)		-+17,5(16)			0,30(4)	<u> </u>	T 63

71

Продолжение табл. IV

	Изотов	Era	T ncex	H ₂ (Fe) (4,2° K),	(ωτ) _{Fe} ,	мрад	Aa unga	бб	dr. B	Ссылка
	1130104	2, 10	•,	ĸec	ВУКВ	ИВУК-РАД	a, mpau	^в ВУКВ	⁸ РАД	CDUING
48Cd	110 110	3 74 658	66 (4) 7,2 (7) ¤		+35.0 (23) -10,7 (38)			0,25 (3) 0,39 (15)	0,30 (12)	T63 T63 T71
	112 114 116	617 559 513	8,9 (7) ¤ 13 (1) ¤ 19,8 (15)		$\begin{array}{c}7,3 (9) \\5,2 (25) \\ +9,7 (11) \\4,0 (19) \end{array}$			$\begin{array}{c} 0,30\ (6)\\ 0,32\ (13)\\ 0,44\ (6)\\ 0,71\ (38) \end{array}$		T63 T63 T72 T63 T62
₅₂ Te	120 122	560 564	13,4 (26) 11 (1)	+620 (20)	—15,6 (36) —15,8 (12)	$ \begin{vmatrix} -13,2 & (13) \\ -15,4 & (15) \\ -11,5 & (20) \\ -10,5 & (41) \end{vmatrix} $		0,21 (6) 0,24 (6)	0,39 (3) 0,46 (5) 0,34 (7) 0,31 (3)	T63 T74 T75 T65 T76
	124	603	9,5 (5)			$ \begin{array}{c} -9,7 (13) \\ -5,7 (13) \\ -7,5 (44) \end{array} $	—7 (3)	0,21 (5)	0,39 (9) 0,22 (5) 0,26 (13)	T63 T77 T76 T78
	126 128 130	667 743 840	6,37 (7) е 4,59 (6) е 29 (3) ж		$ \begin{array}{c} -13,1 (25) \\ -10,1 (20) \\ -10,6 (22) \end{array} $			0,25 (7) 0,21 (6) 0,25 (7)		Т63 Т63 Т63
₆ Nd	144	695	4,95 (5)	+2400 (300)	-16,0(4) -13,5(17)			0,12 (2) л		T79 T80 T79
₆₂ Sm	146 148 148	490 300 551	31,4 (6) # 165 (2) # 10,6 (1)	+-2020 (280)	$ \begin{array}{r} -78 (4) \\ -360 (30) \\ -17 (1) \end{array} $			$\begin{bmatrix} 0,21 & (3) \\ 0,22 & (3) \\ 0,11 & (2) \\ \pi \end{bmatrix}$		T79 T80
₆₄ Gd	150 152	334 334	70 (4) 76 (14)	-180 (60)		+23,5(45)	+37 (6)	0,30	0,34 (10) 0,32 (6)	T82 T28

Продолжение табл. IV

	Изотот	E maa		H, (Fe) (4,2° K),	(ωτ)β	е, мрад	<u>A</u> a	<i>~</i> 6	B B	Carry
	1301011	10, n96	t, neek	~ K2C	вукв	ИВУК-РАД	Δ, mpao	BAKB -	врад	Ссылка
₆₂ Sn	154	82	3000				· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		0,389 (18)	T64
78 ^{Pt}	192	316	47 (5) ^и	-1275 (25)			+94 (7)		0,31(3)	T83
	l .						+80 (5)			184
							+63(9)			T85
	1 .								0,30(3)	T73
		612	23						0,28 (3)	173
	194	356	60,5(5)		+70 (4)					180
							+96(7)	-26 (8)	0,25 (3)	
							+99(9)			104
							+92(7)			783
		621	96 10)				+89 (13)			T84
							+83(20)		0,14 (2)	T85
	100	250				1 55 (3)	+78(13)			T86
	190	330	40,5(5)*			+05 (3)	05 (7)	20.79	0.00(2)	т87
							+85(1)	30 (8)	0,29 (3)	T88
	100	405	25 9 (4) 8			120 5 (2)	+02(3)		0.95 (2)	T86
Ha	198	400	35,2(4)	080 (180)		+30, 5(2)			0,20 (3)	т89
8011g	150	412	51,0(4)	- 500 (100)		+20 (3)	140 (4)			Т88
							+40(4)	-41(20)		T 90
							+01(10)	-41 (20)	0.55(11)	T91
	200	368	67 (20)						$\frac{0,00(11)}{0.49(16)}$	Т89
	202	440	35.5 (80)			+31(3)			0.63(20)	Т89
	204	430	133 (60)			+44(5)			0.21 (10)	Т89

*) Бо́льшая часть предварительных результатов, приведенных в обзоре Л. Гродзинса в табл. IV, при переводе была заменена на окончательные результаты тех же авторов ^{T63}.

а — Согласно уравнению (18). б — Величинам, указанным без ошибок, приписывается неопределенность в 30%; см. текст. Сюда не входит ошибка в определении H_{hf} . В — Подчеркнутые величины для Pd¹⁰⁶ и Hg¹⁹⁸ измерены с использованием внешних полей; все другие величины g были измерены с использованием внутренних полей в железе, для Gd¹⁵² — в Gd (величина поля — 320 (15) кгс). г — Ссылка ^{T93}. д — Ссылка ^{T93}. е — Ссылка ^{T94}. ж — Ссылки ^{T95}, ^{T96}. я — Нормировано по величинам ссылки ^{T97}. к — Ссылка ^{T97}. л — Факторы 2⁺-состояний изотопов Nd и Sm определены по измеренному значению g-фактора Sm¹⁵⁰.

и Стеффен¹, а также Роджерс ¹⁰⁴ довольно подробно обсуждали важность знания ядерных моментов для развития ядерных моделей. Мы отсылаем к этим статьям желающих подробнее ознакомиться с изложенными здесь вопросами. Наша задача была серьезно облегчена благодаря работам Приора, Боэма и Нильссона 114 и Баранджера и Кумара 115, где проводилось сравнение между теоретическими и экспериментальными значениями коллективных g-факторов в деформированных ядрах, а также благодаря работе Соренсена¹¹⁶ о коллективных g-факторах в сферических ядрах.

4.1. Коллективные состояния деформированных – ядер

а) Четное число протонов — четное число нейтронов. Новые экспериментальные значения g_в вращательных состояний четно-четных ядер собраны в табл. II. За небольшими исключениями измерения в случае 2⁺-состояний можно проводить как мёссбауэровской методикой, так и с использованием кулоновского возбуждения. В нескольких случаях значение величин известно с неопределенностью от 1 до 3%, и почти для каждого состояния есть по крайней мере одно измерение со стандартной ошибкой не более 5%. Однако нужно подходить к этим ошибкам критически. Это, например, обнаруживается при более внима-тельном знакомстве с данными по 2⁺-состоянию Sm¹⁵².

Первое исследование магнитного момента этого состояния было выполнено Бауэром и Дойчем 117. Они изучали возмущение угловой корреляции в зависимости от внешнего поля. используя радиоактивный источник Eu¹⁵² в расплавленном виде и применяя технику временной задержки. Полученное ими значение $g = 0.35 \pm 0.03$ долгое время считалось одним из наиболее надежных результатов, полученных методом ВУК. В последней работе Шеренберга 71, выполненной методом КВ-ДВУК, который использовался для исследований в этой области, было получено более низкое значение $g = 0.277 \pm 0.028$, в то время как в результате иоследних мёссбауэровских измерений Атцмони и др. ¹¹⁸ получили более высокое значение, $g = 0.416 \pm 0.025$.

Сами измерения, несомненно, являются достоверными, но в каждом случае g-фактор вычислялся на основе некоторых допущ ий. Например, при обработке результатов Дойч и Шеренберг вводили 10-20-процентное парамагнитное уменьшение. А по хорошо разрешенному мёссбауэровскому спектру, полученному Атцмони с использованием Sm¹⁵²JG (феррита-граната самария), можно определить g-фактор только в том случае, если известна величина H_{Sm} (SmJG), которая была получена в свою очередь в результате обработки сложного, не до конца объясненного мёссбауэровского спектра ¹¹⁹, полученного с использованием линии Sm¹⁴⁹ с энергией 22 кэв.

Несмотря на то, что подобные расхождения имеются и в других случаях, общее согласие является цовольно хорошим. В случае расхождения данных по Yb предпочтение следует отдать мёссбауэровским результатам, показанным на рис. 2. Еще не найдена причина большого расхождения данных для 2⁺-состояния Os¹⁹². Результаты от Sm¹⁵² до Os¹⁹² приведены на рис. 18. В этой области

значения g_R довольно постоянны, изменяясь всего от ~0,25 до ~0,40.

Классический ротатор с зарядом Ze и массой AM имел бы g-фактор $g_R = Z/A \approx 0.4$. Уменьшение g_R по сравнению с классическим значением было объяснено Нильссоном и Приором ¹²⁰ на основе микроскопической теории, в которой учитывались силы спаривания между одночастичными состояниями, причем считалось, что силы спаривания между протонными состояниями G_p больше, чем между нейтронными состояниями G_n . Эта гипотеза, получившая сейчас существенное подтверждение, естественно приводит к уменьшению момента инерции протона J_p по сравнению с моментом инерции для нейтрона J_n . Таким образом, в модели принудительного вращения выражение для g_R имеет вид

$$g_R = \frac{J_p}{J_p + J_n} \tag{24}$$

и g_R становится меньше, чем Z/A. Приор провел вычисления g_R , используя различные эмпирические значения величин сил спаривания ¹¹⁴.



Рис. 18. Значения g_R для 2⁺-состояний четно-четных деформированных ядер (из табл. II).

Сплошные линии — теоретические значения, полученные Приором и др. ¹¹⁴ при значениях энергий спаривания, взятых равными $G_p = 23,5/A$ и $G_n = 18/A$. Штриховые линии — теоретические значения, предсказайные Баранджером и Кумаром ¹¹³.

На рис. 18 сплошными линиями соединены точки, полученные таким образом для одного из наборов величин, в котором матричные элементы спаривания G_{p, n} подобраны таким образом, чтобы получить в рассматриваемой области наилучшее согласие с разностями масс, эквивалентными энергии спаривания нуклонов ($G_p = (23,5/A)$ Мэв, $G_n = (18/A)$ Мэв). Наблюдается приемлемое согласие между экспериментальными и теоретическими значениями величин. При различных наборах параметров. характеризующих силы спаривания, ухудшается согласие в одних областях и улучшается в других. В общем можно сказать, что теория приближенно объясняет экспериментальные данные, и в настоящее время эксперимент дает более точные результаты, чем теория. Степень согласия, которая существует в настоящее время между различными теоретическими предсказаниями, можно оценить, сравнивая результаты расчетов Приора — Нильссона ¹¹⁴ и Баранджера — Кумара ¹¹⁵. В работе ¹¹⁵ g_R вычисляется с помощью подробной микроскопической теории, в которой учитываются квадрупольные силы и силы спаривания. Результаты, полученные в работе ¹¹⁵, показаны на рис. 18 штриховыми линиями; они, как правило. ниже соответствующих величин, полученных Приором и др. ¹¹⁴. Общее согласие с экспериментальными данными пока не является приемлемым. но и расхождения не слишком велики. Динамический подход и подбор параметров могут, по всей вероятности, улучшить согласие.

Феноменологическая модель, рассмотренная Грейнером ¹²¹, также дает грубое согласие с экспериментальными результатами. Он предложил модель, в которой протоны благодаря большему эффекту спаривания имеют распределение более близкое к сферическому, чем нейтроны. Грейнер рассчитал магнитные свойства коллективных состояний в рамках коллективной модели, получив для 2^+ -состояний полосы с K = 0 значения

$$g_R = \frac{Z}{A} \left(1 - 2f\right),\tag{25}$$

$$f = \frac{N}{A} \left(\sqrt{\frac{G_n}{G_p}} - 1 \right) \tag{26}$$

Эта модель дает для всех состояний почти постоянное значение $g_R \approx 0.33$,

если взять те же значения $G_{p, n}$, что и в работе Приора и др. ¹¹⁴. б) Ядра с нечетным А. Совершенно иная ситуация имеет место при рассмотрении значений д в ядрах с нечетным А. Эти значения резко меняются от ядра к ядру. Имеет смысл выражать магнитные моменты таких ядер через коллективный параметр д_в (характеризующий остов) и через внутренний параметр g_{κ} (характеризующий частицу), как это сделано в разделе 3.5 и показано в табл. III.

В принципе предполагается, что теория должна объяснять оба параметра. Однако попытки подобного рода были неудачны, пока считали, что спиновый вклад для нечетной частицы да такой же, как и в случае свободного нуклона. Затем к проблеме подошли с другой стороны: значения g_s ядер с нечетным А были использованы для получения эффективных величин g_S^{eff} . Эти эффективные значения g_S существенно постоянны: $g_S^{eff} \approx$ $\approx 0.6g_{\rm S}^{\rm tree}$, для всех изученных ядер с нечетным $A^{122-124}$, что уже является свидетельством успеха теории. Более того, уменьшение значения gs по сравнению с соответствующей величиной для свободного нуклона успешно объяснялось поляризацией нечетной частицы, обусловленной осто-BOM 123, 124

К настоящему времени теоретические вычисления g_R (для ядер с нечетными A) были выполнены только Приором и др.¹¹⁴, полученные ими значения сравниваются с экспериментальными (см. табл. III) на рис. 19; при этих расчетах параметры сил спаривания были взяты такими же, что и при получении сплошных линий на рис. 18. Эффективные значения одночастичных величин gs^{eff} довольно слабо влияют на результаты теоретических расчетов для ядер с нечетным А; эти результаты более чувствительны к величинам сил спаривания и одночастичных энергий. Очень хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений д_и (для ядер с нечетным А), продемонстрированное на рис. 19, подтверждает большой успех теории. В частности, оказывается, что предсказание низкого значения g_R для Dy подтверждается последними опытами ¹²⁵.

Экспериментальные значения g_B и g_K определяются в первую очередь данных для низколежащих уровней. Постоянство относительных ИЗ вероятностей различных ветвей распада непосредственно позволяет сделать вывод о постоянстве $[(g_K - g_R) \theta_0]^2$ с точностью до 10% для всех членов вращательной полосы ^{108, 109}, в то время как хорошее согласие между магнитными моментами, определенными по относительным вероятностям различных ветвей распада и по спектроскопическим измерениям (см. табл. III), говорит о том, что g_K и g_R по отдельности постоянны по

всей полосе. В эти выводы нужно внести поправку, связанную с тем, что деформации не остаются постоянными внутри полосы. Считают, что смешивание состояний и центробежные эффекты будут более существенны для



Рис. 19. Измеренные значения параметров g_R для ядер с нечетным A (см. табл. 111). Сплошные линии — теоретические значения, полученые Приором и др.¹¹⁴ при тех же величинах сил спаривания, что и на рис. 18.

более высоких членов полосы и что эти процессы будут влиять на коллективные g-факторы и на внутренние квадрупольные моменты.

4.2. Коллективные состояния в сферических ядрах

Измерение дипольных магнитных моментов 2^+ -состояний недеформированных ядер, $g_{\rm ph}$, было одним из наиболее существенных успехов в этой области за последние годы. Величины моментов все еще имеют ошибки от 10 до 20% (а в некоторых случаях от 30 до 50%), обусловленные в основном неточностью знания эффективных магнитных полей на ядрах и, в меньшей степени, неточностью средних времен жизни и углов прецессии. Тем не менее по данным, приведенным в табл. IV и на рис. 20, можно с некоторой уверенностью сделать вывод, что для большей части периодической таблицы значения $g_{\rm ph}$ для 2^+ -коллективных состояний являются почти постоянными.

Первое подробное вычисление значений $g_{\rm ph}$ ¹¹⁶ было выполнено в предположении, что 2⁺-состояния можно описать, рассматривая гармонические квадрупольные колебания остова относительно равновесной сферической формы. Большие амплитуды двухчастичных волновых функций приводят к величинам $g_{\rm ph}$ (2⁺), которые меняются от отрицательных значений в случае изотопов Мо до больших положительных значений в случае изотопов Сd. Такие изменения на опыте не наблюдались, и Соренсен пришел к выводу, что это описание является плохим ¹¹⁶. Не исключено, что это заключение слишком пессимистично. Ломбард и Кампи-Беккет использовали недавно для вычисления $g_{\rm ph}$ улучшенный вариант этой модели и получили разумное согласие с экспериментом. Например, полученные ими значения g_{ph} для 2⁺-состояний изотопов Mo, Ru, Pd, Cd и Te (см. табл. IV) равны приблизительно 0,35; 0,45; 0,55; 0,47 и 0,28 соответственно. Предсказанные значения для Pd и Cd являются довольно высокими, но для данного уровня экспериментальных и теоретических ошибок согласие является все же приемлемым. При описании первых 2⁺-состояний в расчетах Ломбарда большую роль играет вклад остова, поэтому он получил лучшее согласие с данными по статическим квадрупольным моментам, чем Соренсен, хотя и его значения еще довольно низки. Одной



Рис. 20. Значения gph для 2⁺-состояний сферических ядер. Значения g_R для первых 2⁺-вращательных состояний ядер от Nd¹⁵⁰ до Os¹⁰² приведены без указания ошибок, для того чтобы продемонстрировать непрерывность и близость всех значений g.

из наиболее крупных работ, посвященных теоретическому вычислению моментов 2+-состояний, является упомянутая выше работа Баранджера и Кумара¹¹⁵. Они рассматривают все первые 2⁺-состояния четно-четных ядер в рамках одной обобщенной модели и применяют эту модель при изучении состояний ядер от бария до свинца, охватывая так называемые сферические ядра, деформированные ядра и ядра переходной области. В частности, средние значения статических квадрупольных моментов, которые согласно их микроскопической теории должны иметь 2+-состояния, в грубом приближении совпадают с результатами недавних экспериментов, выполненных с использованием кулоновского возбуждения ¹²⁶. Проверка их модели обнаружила ее частичную несостоятельность 127 в предсказании характерных свойств, однако оказалось, что одно из наиболее замечательных предсказаний их теории — относительно изменения знака квадрупольного момента 2⁺-состояний в области осмия (при переходе от вытянутых ядер к сплющенным) — подтвердилось в экспериментах выполненных с использованием по изучению 2⁺-состояний платины, переориентации 140.

Значения g 2⁺-состояний ядер в области Pt — Os, предсказанные Кумаром — Баранджером, находятся в хорошем согласии с почти постоянными величинами, полученными экспериментально. Более важным является успех предсказания резкого уменьшения g для 2^+ -состояний ртути по мере приближения к дважды магическому ядру Pb²⁰⁸; правда, они предсказывали, что это резкое уменьшение будет иметь место для ядра Hg²⁰², в то время как экспериментально было обнаружено, что этот эффект имеет место для ядра Hg²⁰⁴¹⁰⁰. Однако этот существенный успех не повторился при исследовании более легких изотопов Nd и Sm. Теория предсказывала, что g-факторы четно-четных изотопов Sm и Nd должны увеличиваться по мере приближения к замкнутой оболочке с N = 82. Однако экспериментально было установлено, что в этом случае g-факторы резко уменьшаются ¹⁴⁴. Далее, согласно теории g-факторы изотопных пар Sm¹⁵⁰, Nd¹⁴⁸ и Sm¹⁴⁸, Nd¹⁴⁶ должны быть равны, на опыте же обнаружено существенное различие между ними.

Наконец, к этим фононным состояниям была применена рассмотренная ранее модель Грейнера ¹²¹. В этом случае уравнения, аналогичные уравнениям (25) и (26), имеют вид

$$g_{\rm ph} = \frac{Z}{A} \left(1 - \frac{4}{3} f \right) \,, \tag{27}$$

$$f = \left(\sqrt{\frac{G_n}{G_p}} - 1\right) \frac{N}{Z} . \tag{28}$$

Предсказанные значения g_{ph} находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами, хотя резкие изменения значений g_{ph} в области изотопов Hg и их низкие значения в области изотопов Te в настоящее время не могут быть объяснены в рамках этой феноменологической модели.

Весьма примечательным является приблизительное постоянство величин g 2⁺-состояний четно-четных ядер, независимо от того, являются ли эти состояния вращательными или вибрационными. Нет также и резких изменений значений g в переходных областях. Чтобы подчеркнуть этот момент, мы привели на рис. 20 значения g_R вращательных состояний из рис. 18. Значения ошибок для них не указаны, и в случае наличия расхождений в экспериментальных результатах предпочтение следует отдавать мёссбауэровским результатам. В переходных областях также не видно изменений $g(2^+)$. Это постоянство свидетельствует об одинаковой природе рассмотренных состояний, есть и другие доказательства, подтверждающие такой вывод, — например, вероятности переходов ¹²⁸ и значения статических квадрупольных моментов ¹²⁶. Такой одинаковый подход к описанию этих состояний свойствен Грейнеру и Баранджеру и Кумару, которые считали, что все 2⁺-состояния, находящиеся вдали от замкнутых оболочек, характеризуются некоторой средней деформацией. Однако эти описания нельзя считать законченными, поскольку уже известно, что более высокие члены вибрационных полос имеют различные параметры. Например, второе 2⁺-состояние Pt¹⁹¹ имеет значение g, равное только половине соответствующего значения первого 2⁺-состояния (см. табл. IV), в то время как согласно обеим теориям эти значения должны быть одинаковы.

4.3. Магнитные дипольные моменты состояний, описываемых оболочечной моделью

Эта статья была посвящена в основном *g*-факторам коллективных состояний, поскольку именно при исследовании этих состояний в последние годы достигнуты значительные успехи в эксперименте и теории. До этого времени имелись данные по магнитным моментам главным образом для уровней ядер с нечетным *A*. Как правило, величины µ для этих уровней лежат вне одночастичных пределов Шмидта, и большое число теоретических работ по дипольным моментам было посвящено объяснению этих отклонений. Были сделаны две крупные попытки теоретически описать эти состояния с помощью всего нескольких плавно меняющихся параметров. Арима и Хори^{129,130} объясняли наблюдаемые отклонения с помощью конфигурационного смешивания состояний, описываемых оболочечной моделью, но согласие с экспериментальными результатами достигалось только при весьма нереальных значениях глубины потенциальной ямы. Фрид и Кисслингер¹³¹ и Кисслингер и Соренсен¹³² применили к исследованию этих состояний свою теорию, учитывающую квадрупольное взаимодействие и взаимодействие спаривания; они получили приемлемое согласие с существующими данными и сделали ряд предсказаний, которые нуждаются в экспериментальной проверке.

Предсказания теории Кисслингера и Соренсена были особенно успешны в области сразу же после Z = 50. Поэтому не удивительно, что результаты последних измерений ¹³³ дипольных моментов 7/2⁺- и 5/2⁺-состояний J¹²⁹ находятся в приемлемом согласии с предсказаниями их теории, особенно если учесть коллективный вклад остова. С другой стороны, эта теория дает неправильное значение μ для 7/2⁺-состояния Sb¹²¹ ¹³⁴, в то время как теория конфигурационного смешивания Арима и Хори правильно предсказала момент этого состояния. Ограниченный успех этих теорий говорит о том, что придется создать еще большое число теорий, микроскопически описывающих ядерные состояния, прежде чем можно будет удовлетворительно описать моменты с помощью единой теории.

Чтобы подчеркнуть эту мысль, рассмотрим в качестве последнего примера вопрос о дипольных моментах возбужденных состояний Pb^{208} , единственного дважды магического ядра, для которого существуют данные по магнитным моментам. *g*-факторы первых двух возбужденных состояний Pb^{208} с энергиями 2615 кэв (3⁻) и 3198 кэв (5⁻) соответственно были измерены с использованием внутреннего магнитного поля на ядрах Pb в Fe, H_{Pb} (Fe) = 262 ± 20 кгс. Получены следующие значения *g*-факторов ¹³⁵:

$$g(3^{-}) = +0.08 \pm 0.07,$$

 $g(5^{-}) = +0.057 \pm 0.008$

(измерения с использованием внешнего поля ¹³⁶ дали значение g (5⁻) = $= -0.013 \pm 0.27$). Оба состояния характеризуются очень высокими вероятностями гамма-переходов, что указывает на их коллективный характер. Однако полученные значения g-факторов значительно меньше тех, которые ожидались для простых коллективных возбуждений; например, Ломбард предсказал ¹³⁹ значение $g(3^-) = 0,50$ для Pb²⁰⁸. Состояние 5⁻ является особенно интересным, так как оно, по-видимому, весьма простое. Если следовать описанию Жиллета ¹³⁷, согласно которому это состояние в основном типа $h_{9/2}s_{1/2}^{-1}$, и провести расчет в приближении случайных фаз (как это было сделано Оханссоном и др. ¹³⁸), то получим $g(5^{-}) = -0.052$, считая, что во всех случаях g_s — это *g*-факторы свободных нуклонов. С другой стороны, если использовать эффективные значения g_S^{eff} , полученные из экспериментально измеренных дипольных моментов ${\rm Bi}^{209}$ ($h_{9/2}$) и 1/2-- и 5/2-состояний Pb²⁰⁷, и принять $g_S^{eff} = 0.6g_S^{free}$ во всех остальных случаях, то получим $g(5^-) = \pm 0.04$, т. е. в хорошем согласии с экспериментом. Таким образом, с помощью микроскопического описания можно объяснить полученное значение дипольного момента этого дважды магического ядра, хотя для того, чтобы сделать это, нужно использовать экспериментально измеренное значение дипольного момента состояния h_{9/2} Bi²⁰⁷, которое ни разу не было успешно объяснено теорией ¹¹⁶. Кроме

того, при этом микроскопическом описании необходимо использовать те же эффективные значения g_s, которые используются при описании состояний деформированных ядер с нечетным A, а также многих других состояний по всей периодической таблице.

Массачусетский технологический институт, США.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- General Reference: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations (Matthias E., Shirley D., Eds.), North-Holland, Amsterdam, 1968. 1. Adler K., Steffen R. M., Ann. Rev. Nucl. Sci. 14, 403-82 (1964).
- 2. Matthias E., Hyperfine Interactions, p. 595, Academic Press, New York, 1967.
- Brady E. L., Deutsch M., Phys. Rev. 78, 558 (1950).
 Aeppli H., Albers-Schönberg H., Bishop A. S., Frauen-felder H., Heer F., Phys. Rev. 84, 360 (1951).
 Perturbed Angular Correlations (Karlsson E., Matthias E., Siegbahn K., Eds.), Noth Hollad Amsterdam 4064
- Noth-Hollad, Amsterdam, 1964.
- 6. Ibid., р. 349.
 7. General Reference, Обзор выступлений на этой конференции см.: Rasmussen J. O., p. 965.
- 8. Steffen R. M., Frauenfelder H., Perturbed Angular Correlations, p. 2,
- Steffen R. M., Frauenfertuer H., Ferturbed Angular Correlations, p. 2, North-Holland, Amsterdam, 1964.
 Frauenfelder H., Steffen R. M., Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Chap. XIX.1, North-Holland, Amsterdam, 1964.
 Shirley D. A., General Reference, Appendix C, p. 985.
 Nuclar Data (Way K., Ed.), Academic Press, New York.
 Table of Isotopes (Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman I., Eds.), Wiley, New York.

- York, 1967.
- 13. Caspari M. E., Frankel S., Gilleo M. A., J. Appl. Phys. 31, 3208-321S (1960).
- 14. Caspari M. E., Frankel S., Wood G. T., Phys. Rev. 127, 1514 (1962).
 15. Cohen S. G., Gilat G., Nucl. Phys. 38, 1 (1962).
 16. Watson R. E., Freeman A. J., Hyperfine Interactions, p. 53, Academic Press, New York London, 1967.
 17. Honroe S. S. Hohorle I. Littlejohn C. Perlow G. I. Press
- Hess, New Fork London, 1907.
 Hanna S. S., Heberle J., Littlejohn C., Perlow G. J., Preston R. S., Vincent D. H., Phys. Rev. Lett. 4, 177 (1960).
 Hanna S. S., Heberle J., Perlow G. J., Preston R. S., Vincent D. H., Phys. Rev. Lett. 4, 513 (1960).
 Boyle A. J. F., Bunbury D. St. P., Edwards C., Phys. Rev. Lett. 5, 553 (1960).

- 20. Самойлов Б. Н., Скляревский В. В., Степанов Е. П., ЖЭТФ 36, 644 (1959).

- 30, 644 (1959).
 21. Kontani M., Itoh J., J. Phys. Soc. Japan 22, 345 (1967).
 22. Shirley D. A., Westenbarger G. A., Phys. Rev. 138. A170 (1965).
 23. Shirley D. A., Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 89-118 (1966).
 24. Shirley D. A., General Reference, Appendix B.
 25. Daniel E., Friedel J., J. Phys. Chem. Solids 24, 1601 (1963).
 26. Jaccarino V., Walker L., R., Wertheim G. K., Phys. Rev. Lett. 13, 752 (1964).
- 27. Grodzins L., Borchers R. R., Hagemann G. B., Phys. Lett. 21. 214 (1966).
- 214 (1900).
 28. Boehm F., Hagemann G., Winther A., Phys. Lett. 21, 217 (1966).
 29. Watson R. E., Freeman A. J., Phys. Rev. Lett. 6, 277 (1961).
 30. Deutch B. I., Nielsen K. B., Bernas H., Phys. Lett. 27B, 209 (1968).

- Jearten K. K., Kreisen K. S., Dernas H., Frys. Lett. 27B, 209 (1968).
 Itoh J., Kobayashi S., Sano N. J., Appl. Phys. 39, 1325 (1968).
 Murnick D. E., Grodzins L., Kalish R., Borchers R. R., Bronson J. D., Harskind B., General Reference, p. 503.
 Mössbauer R., Ann. Rev. Nucl. Sci. 12, 123 (1962).
 Münck E., Quitmann D., Prange H., Hüfner S., Zs. Naturforsch
- 21. 1318 (1966) 35. Henning W., Kienle P., Steichele E., Wagner F., Phys. Lett.
- 22, 446 (1966).
- 36. Henning W., Kienle P., Körner H. J., Zs. Phys. 199, 207 (1967). 37. Münck E., Hüfner S., Prange H., Quitmann D., Zs. Naturforsch. 21, 1507 (1966).
- 6 УФН, том 103, вып 1

- 38. Agresti D., Kankeleit E., Persson B., Phys. Rev. 155, 1343 (1967). 39. Persson B., Blumberg H., Agresti D., Gegeral Reference, p. 268.

- 39. Persson B., Віцтвегд Н., Адгезті D., Gegeral Reference, р. 268.
 40. Frankel R., частное сообщение.
 41. Fink J., Kienle P., Phys. Lett. 17, 326 (1965).
 42. Hafemeister D. W., Shera E. B., Phys. Rev. Lett. 14, 593 (1965).
 43. Ruby S. L., Holland R. E., Phys. Rev. Lett. 14, 591 (1965).
 44. Goldberg D. A., Keaton P. W., Lee Y. K., Madansky L., Wal-ker J. C., Phys. Rev. Lett. 15, 418 (1965).
 45. Christiansen J., Recknagel E., Weyer G., Phys. Lett. 20, 46 (4066)
- (1966)
- 46. Seyboth D., Obenshain F. E., Czjzek G., Phys. Rev. Lett. 14, 954 (1965).
- Lee Y. K., Keaton P. W., Ritter E. T., Walker J. C., Phys. Rev. Lett. 14, 957 (1965).
 Czjzek G., Ford J. L. C., Love J. C., Obneshain F. E., Sey-
- UZJZEK G., FORD J. L. C., LOVE J. C., UDNEShain F. E., Seyboth D., Phys. Lett. 19, 673 (1966).
 Czjzek G., Ford J. L. C., Love J. C., Obenshain F. E., Wegener H. F., Phys. Rev. Lett. 18, 529 (1967).
 Obenshain F. E., General Reference, p. 625.
 Eck J. S., Lee Y. K., Walker J. C., Stevens R. R., Jr., Phys. Rev.

- 51. E.G. 8. D. E.G. 1. K., Walker J. C., Stevens R. R., S., Fuys. Rev. 156, 246 (1967).
 52. Lee Y. K., Eck J. S., Oleson J. R., Shnidman R., Walker J. C., Wiggins J. W., General Reference, p. 675.
 53. Sprouse G. D., Kalvius G. M., Hanna S. S., Phys. Rev. Lett. 18.
- 1041 (1967).
- 54. Kalvius G. M., Sprouse G. D., Hanna S. S., General Reference. p. 686.
- 55. Åbragam A., Pound R. V., Phys. Rev. 92, 943 (1953). 56. Matthias E., Shirley D. A., Klein M. P., Edelstein N., Phys.
- So. Matthias E., Shirley D. A., Riern M. T., Buerstein N., Phys. Rev. Lett. 16, 974 (1966).
 57. Matthias E., Shirley D. A., Evans J. S., Naumann R. A., Phys. Rev. 140, B264 (1965).

- Phys. Rev. 140, B264 (1965).
 52. Matthias E., General Reference p. 815.
 59. Biedenharn L. C., Rose M. E., Rev. Mod. Phys. 25, 729 (1953).
 60. Litherland A. E., Ferguson A. J., Canad. J. Phys. 39, 788 (1961).
 61. Deutsch M., Buyrn A., Grodzins L., Perturbed Angular Correlations. crp. 186, North-Holland, Amsterdam, 1964.
 62. Schmidt H., Morgenstern J., Körner H. J., Braunsfurth J., Skorka S. J., Phys. Lett. 24B, 457 (1967).
 63. Sunyar A. W., Thieberger P., Phys. Rev. 151, 910 (1966).
 64. Bleck J., Haag D. W., Leitz W., Ribbe W., Phys. Lett. 26B, 134 (1968)
- (1968).
- 65. Sugimoto K., Nakai K., Mizobuchi A., Phys. Rev. 134, B539 (1964).
- 66. Körner H. J., Braunsfurth J., Nesemann H. F., Skorka S. J., Zeitnitz B., Compt. Rend. Congr. Intern. Phys. Nucl., Paris, 1964, t. 2, p. 478 (Gugenberger P., Ed.).
 67. Sprouse G. D., Hanna S. S., General Reference, p. 761.
 68. Erginsoy C., Vineyard G., Englert A., Phys. Rev. 133, A595
- $(196\bar{4}).$
- 69. Erginsoy C., Vineyard G., Shimizu A., Phys. Rev. 139, A118 (1965).
- (1965).
 70. Goldring G., Schärenberg R. P., Phys. Rev. 110, 701 (1958).
 71. Wolfe P. J., Schärenberg R. P., Phys. Rev. 160, 866 (1967); приведены ссылки на ранние работы этой группы.
 72. Kurfess J. D., Schärenberg R. P., Phys. Rev. 161, 1185 (1967).
 73. Matthias E., Shirley D. A., Nucl. Instr. Methods. 45, 309 (1966).
 74. Charpak G., Farley F., Garwin R., Muller T., Sens J., Telegdi V., Zichichi A., Phys. Rev. Lett. 6, 128 (1961).
 75. Rao G. N., Matthias E., Shirley D. A., Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 409 (1968).

- 409 (1968).

- 76. Alonso J., Grodzins L., General Reference, p. 549.
 77. Beraud R., Berkes I., Daniere J., Levy M., Marest G., Rougny R., Bernas H., Spanjaard D., General Reference, p. 199.
 78. Buyrn A., Ph. D. thesis (Mass. Inst. of Technol., Cambridge, Mass., 1966).
 79. Buyrn A., Grodzins L., Blum N., Wulff J., Phys. Rev. 163, 286 (4067) (1967).
- 80. Metzger F. R., Nucl. Phys. 27, 612 (1961). 81. Appel H., Mayer W., Nucl. Phys. 43, 393 (1963).

- 82. Murray J., McMath T. A., Cameron J. A., Canad. J. Phys. 45, 1813 (1967); Auerbach K., Siepe K., Wittkemper J., Körner H. J., Phys. Lett. 23, 367 (1966); Johansson K., Karlsson E., Norlin L.O.,
- Jandon P. N., Jain H. C., Ark. Fys. 37, 453 (1968). 83. Körner H. J., Ortabasi U., Nucl. Phys. 70, 28 (1965). 84. Johansson K., Norlin L. O., Karlsson G., Ark. Fys. 37, 445 (1968). 85. Chow Y. W., Grodzins L., Barrett P. H., Phys. Rev. Lett. 15, 369 (1965).
- 86. Goebel C. J., McVoy K. W., Phys. Rev. 148, 1021 (1966). 87. Goldring G., Kalish R., Spehl H., Nucl. Phys. 80, 33 (1966).
- 88. Goldring G., General Reference, p. 640.
- 89. Grodzins L., General Reference, p. 607.
 90. Ben-Zvi I., Gilad P., Goldring G., Hillman P. Schwarz schild A., Vager Z., Nucl. Phys. A109, 201 (1968).
 91. Murnick D. E., Hyperfine Interactions, p. 637, Academic Press, New York -
- London, 1967.

- London, 1967.
 92. Murnick D. E., Grodzins L., Bronson J. D., Herskind B., Borchers R. R., Phys. Rev. 163, 254 (1967).
 93. Deutch B. I., Hagemann G. B., Hagemann K. A., Ogaza S., General Reference, p. 731.
 94. Ben-Zvi I., Gilad P., Goldring G., Hillman P., Schwarz-schild A., Vager V., Phys. Rev. Lett. 19, 373 (1967).
 95. Boehm F., Hagemann G. B., UBB. AH CCCP, cep. \$\phys. 31, 55 (1967).
 96. Borchers R. R., Bronson J. D., Murnick D. E., Grodzins L., Phys. Rev. Lett. 17, 1099 (1966).
 97. Herskind B., Borchers B. R., Bronson J. D., Murnick D. E.
- 97. Herskind B., Borchers R. R., Bronson J. D., Murnick D. E.,
- 98. Borchers R. R., Herskind B., Bronson J. D., Murnick D. E., Grodzins L., Kalish R., General Reference, p. 735.
 98. Borchers R. R., Herskind B., Bronson J. D., Grodzins L., Kalish R., Murnick D. E., Phys. Rev. Lett. 20, 424 (1968).
 99. Kalish R., Grodzins L., Borchers R. R., Bronson J. D., Herskind B., Phys. Rev. 161, 1196 (1967).
 90. Kalish B. Grodzins J. Murnick D. F. Deredan, D. F.
- 100. Kalish R., Grodzins L., Murnick D. F., Borchers R. R., Herskind B., Bronson J. D., General Reference, p. 208.
 101. Heestand G. M., Herskind B., Nord R., Cohn G., Kalish R., Phys. Rev. Lett. 102 (1990)
- Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 126 (1968).
- 102. Heestand G. M., Borchers R. R., Kalish R., Grodzins L., Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 666 (1968).
 103. Stroke H. H., Blin-Stoyle R. J., Jaccarino V., Phys. Rev. 123,
- 1326 (1961).
- 1020 (1901).
 104. Rogers J. D., Ann. Rev. Nucl. Sci., 15, 241 (1965).
 105. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. Mod. Phys. 23, 432 (1956).
 107. William S. C. K.J. Danska Widenskah, Salakah, Mat. Fus. Modd. 29 (16).
- 106. Nilsson S. G., Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd., 29 (16) (1955).
- 107. Ashery D., Goldring G., Zs. Naturforsch. 21, 936 (1966).
 108. Boehm F., Goldring G., Hagemann G. B., Symons G. D, Tveter A., Phys. Lett. 22, 627 (1966).
- 109. Seaman G. G., Bernstein E. M., Palms J. M., Phys. Rev., 161 1223 (1967)

- 1223 (1967).
 110. De-Shalit A., Phys. Rev. 122, 1530 (1961).
 111. Grodzins L., Bauer R. W., Wilson H. H., Phys. Rev. 124, 1897 (1961).
 112. De-Shalit A., Phys. Lett. 15, 170 (1965).
 113. Gal A., Phys. Lett. 20, 414 (1966).
 114. Prior O., Boehm F., Nilsson S. G., Nucl. Phys. A110, 257 (1968).
 115. Baranger M., Kumar K., Nucl. Phys. A110, 490 (1968).
 116. Sorensen R., General Reference, p. 13.
 117. Bauer R. W., Deutsch M., Phys. Rev. 128, 751 (1963).
 118. Atzmony U., Bauminger E. R., Froindlich D., Ofer S., Phys. Lett. 26B, 81 (1968).
 119. Ofer S., Mowik I., Nucl. Phys. A93, 689 (1967); Ofer S., Segal E, Nowik I., Bauminger E. R., Grodzins L., Freeman A. J., Schieber M., Phys. Rev. 137, A627 (1965).
 120. Nilsson S. G., Prior O., Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. 32, No. 16 (1961).
- 120. N 11 s s o n S. G., F 17 6 7 O., Kgl. Danske videnskab. Selskab. Mat. 32, No. 16 (1961).
 121. Greiner W., Nucl. Phys. 80, 417 (1966).
 122. de Boer J., Rogers J. D., Phys. Lett. 3, 304 (1963).
 123. Bochnachi Z., Ogaza S., Nucl. Phys., 69, 186 (1965).
 124. Bochnachi Z., Ogaza S., General Reference, p. 106.
 125. Tveter A., Hagemann G. B., Phys. Lett. 26B, 136 (1968).

- 126. de Boer J., Eichler J., Advances in Physics, Plenum Press, New York. 1968.
- 1968.
 127. Casten R. F., Grechberg J. S., Burginyon G. A., Brom-ley D. A., Phys. Rev. Lett. 18, 912 (1967).
 128. Grodzins L., Phys. Lett. 2, 88 (1967).
 129. Arima A., Horie H., Progr. Theoret. Phys. 11, 509 (1954).
 130. Noya H., Arima A., Horie H., Progr. Theoret. Phys. 11, 509 (1954).
 130. Noya H., Arima A., Horie H., Progr. Theoret. Phys. Suppl. 8, 33 (1958).
 131. Freed N., Kisslinger L. S., Nucl. Phys. 25, 611 (1961).
 132. Kisslinger L. S., Sorensen R., Rev. Mod. Phys. 35, 853 (1963).
 133. De Waard H., Heberle J., Phys. Rev. 136, B1615 (1964).
 134. Ruby S. L., Kalvius G. M., Phys. Rev. 155, 353 (1967).
 135. Pramila G., Grodzins L., Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 539 (1967).
 136. Johansson K., Gustafsson S., Svensson A. G., Wapping R., Phys. Lett. 17, 277 (1965).
 137. Gillet V., Green A. M., Sanderson E. A., Nucl. Phys. 88, 321 (1966).
 138. Johansson K., Gustafsson S., Svensson A. G., Ark, Fys. 34, 97

- 138. Johansson K., Gustafsson S., Svensson A. G., Ark. Fys. 34, 97 (1967).
- 139. Lomabard R. I., Nucl. Phys. A114, 449 (1968).
 140. Glenn J. E., Saladin J. X., Crowley P. A., Pryor R. J., Kerns J. R., Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 79 (1968); частное сообщение.
- 141. Heestand G. M., Borchers R. R., Herskind B., Grodzins L., Kalish R., Murnick D. E., Nucl. Phys. A133, 310 (1969).
 142. Lindhard I., Proc. Roy. Soc. A311, 11 (1969).
 143. Mott N. S., Massey H. S. W., The Theory of Atomic Collisions, p. 57 Oxford.
 144. Kalish R. R. Borchers R. P. Heogtop d. C. M. (Super suffermentation).

- 144. Kalish R., Borchers R. R., Heestand G. M. (будет опубликовано).

ЛИТЕРАТУРА, ШИТИРОВАННАЯ В ТАБЛИЦАХ

- T1. Kurfess J. D., Scharenberg R. P., Phys. Rev. 161, 1185 (1967).
 T2. Atzmony U., Bauminger E. R., Froindlich D., Ofer S., Phys. Lett. 26B, 81 (1968).
 T3. Wolfe P. J., Scharenberg R. P., Phys. Rev. 160, 866 (1967).
 T4. Bauer R. W., Deutsch M., Phys. Rev. 128, 751 (1962).
 T5. Debrunner P., Kundig W., Helv. Phys. Acta 33, 395 (1960).
 T6. Manning G., Rogers J. D., Nucl. Phys. 19, 675 (1960).
 T7. Goldring G., Scharenberg R. P., Phys. Rev. 110, 701 (1958).
 T8. Pfeffer R. A., Eck J. S., Lee Y. K., Schnidman R., Walker I. C., NYO-2028-2, 37 (Johns Hopkins Univ., Baltimore, Mol. Depat. Physics). Physics).
- T9. Steining R., Deutsch M., Phys. Rev. 121, 1484 (1961).

- Physics).
 T9. Steining R., Deutsch M., Phys. Rev. 121, 1484 (1961).
 T10. Heunemann D., Thesis (частное сообщение П. Кинли).
 T11. Weitsch A., Walter H. K., General Reference, p. 167.
 T12. Boehm F., Hagemann G. B., Изв. AH CCCP, cep. физ. 31, 55 (1967).
 T13. Güntner C., Strube G., Wehmann U., Engels W., Blumberg H., Luig H., Lieder R. M., Bodenstedt E., Körner H.J., Zs. Phys. 183, 472 (1965).
 T14. Ofer S., Rakavy M., Segal E., Nucl. Phys. 69, 173 (1965).
 T15. Cohen R. L., Phys. Rev. 137, A1809 (1965).
 T16. Cameron J. A.; частное сообщение (1968).
 T17. Henning W., Heunemann D., Weber W., Kienle P., Körner H. J., General Reference, crp. 178.
 T18. Oleson J. R., Thesis, 104 p, 1968 (Johns Hopkins Univ., Baltimore).
 T19. Munck Eckard, Zs. Phys. 208, 184 (1968).
 T20. Dobler H., Petrich G., Hüfner S., Kienle P., Wiedemann W., Eicher H., Phys. Lett. 10, 319 (1964).
 T22. Deutch B. I., Hagemann G. B., Hagemann K. A., Ogaza S., General Reference, p. 731.
 T23. Stevens R. R., Jr., Eck J. S., Ritter E. T., Lee Y. K., Walker J. C., Phys. Rev. 158, 1118 (1967).
 T24. Simon R., Arens I., Raghavan R. S., Körner H. J., Phys. Lett. 26B, 590 (1969).
 T25. Wiggins I. W., Walker J. C., Phys. Rev. 177, 1768 (1969).
 T26. Hüller A., Wiedemann W. Kienle P. Höfener S. Phys. 208, 120 (1969).

- 20B, 590 (1969).
 T25. Wiggins I. W., Walker J. C., Phys. Rev. 177, 1768 (1969).
 T26. Hüller A., Wiedemann W., Kienle P., Hüfner S., Phys Lett. 15, 269 (1965).
 T27. Tippie J. W., Scharenberg R. P., Phys. Lett. 16, 154 (1965).
 T28. Zmora H., Blan M., Ofer S., Nucl. Phys. A130, 341 (1969).
 T29. Eck J. S., Lee Y. K., Walker J. C., Stevens R. R., Jr., Phys. Rev., (156–246 (1967)).

- 156, 246 (1967).

- T30. G. Murray, T. A. Mcmath and J. A. Cameron, Canad. J. Phys. 45, 182 (1967).

- T31. Tippie J. W., Scharenberg R. P., Phys. Rev. 141, 1062 (1966).
 T32. Cünther C., Blumberg H., Engels W., Strube G., Voss J., Lieder R. M., Luig H., Bodenstedt E., Nucl. Phys. 61, 65 (1965).
 T33. Eck J. S., Lee Y. K., Walker J. C., Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 596 (1967).
- T34. Ben-Zvi I., Gilad P., Goldring G., Hillman P., Schwarzschild A., Vager Z., Nucl. Phys. A109, 201 (1968).
 T35. Gilad P., Goldring G., Herber R., Kalish R., Nucl. Phys.
- A91, 85 (1967).
- T36. Bodenstedt E., Körner H. J., Gerdau E., Radeloff J., Günther C., Strube G., Zs. Phys. 165, 57 (1961).
 T37. Persson B., Blumberg H., Agresti D., Phys. Rev. 170, 1066
- (1968).
- T38. Ebert W., Klepper O., Spehl H., Nucl. Phys. **73**, 217 (1965). T39. Chow Y. W., Grodzins L., Barrett P. H., Phys. Rev. Lett. **15**,
- 369 (1965).
- T40. Scharenberg R. P., Kurfess J. D., Schilling G., Tippie J. W., Wolfe P. J., Phys. Rev. 137, B26 (1965).
 T41. Gilad P., Goldring G., Herber R., Kalish R., Nucl. Phys. A91,
- 85 (1967).
- T42. Murray J., McMath T. A., Cameron J. A., Canad. J. Phys. 45, 1597 (1967).
- T43. Keszthelyi L., Demeter I., Dézsi I., Pócs L., Nucl. Phys. A91, 692 (1967).
- T44. Pramila G. C., Grodzins L., Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 353 (1966).
- T45. Bowman J. D., deBoer J., Boehm F., Nucl. Phys. 61, 682 (1965).
 T46. Henning W., Kienle P., Steichele E., Wagner F., Phys. Lett. 22, 446 (1966).
- T47. Gunther C., Kankeleit E., Phys. Lett. 22, 443 (1966). T48. Haverfield A. J., Bernthal F. M., Hollander J. M., Nucl.
- Phys. A94, 337 (1967). T49. Brockmeier R. T., Wahlborn S., Seppi E. J., Boehm F., Nucl. Phys. 63, 102 (1965).
- T50. Atzmony U., Bauminger E. R., Ofer S., Nucl. Phys. 89, 433 (1966).
- Значение $\mu = 1,60$ также согласуется с экспериментальными данными. T51. Kalvius M., Kienle P., Ficher H., Wiedemann W., Schü-ler C., Zs. Phys. 172, 231 (1963). T52. Koicki S., Koicki A., Wood G. T., Caspari M. E., Phys. Rev.
- 143, 148 (1966).
- T53. Henning W., Kienle P., Körner H. J., Zs. Phys. 199, 207 (1967). T54. Karlsson E., частное сообщение. T55. Karlsson E., Matthias E., Svensson A. G., Johansson K.,
- Nucl. Phys. 64, 8 (1965). T56. Deutch B. I., Hornshoej P., Nielsen K. B., Boehm F., Phys.
- Lett. 21, 659 (1966). T57. Matthias E., Karlsson E., Lerjefors C. A., Ark. Fys. 22, 139
- (1962).
- Т58. Cameron J. А., частное сообщение.
- T59. Persson B., Blumberg H., Agresti D., General Reference, p. 268.
- 139. Fersson B., Brumberg H., Agrestr D., General Reference, p. 200.
 T60. Persson B., Hacthoe coodingenue.
 T61. Herskind B., Borchers R. R., Bronson J. D., Murnick D. E., Grodzins L., Kalish R., General Reference, p. 735.
 T62. Metzger F. R., Nucl. Phys. 27, 612 (1961).
 T63. Heestand G. M., Brochers R. K., Herskind B., Grodzins L., Kalish D. F. Nucl. Phys. 4139 940 (1969).
- Kalish R., Murnick D. E., Nucl. Phys. **A139**, 910 (1969). T64. Wheeler R. M., Atzmony U., Walker J. C., Phys. Rev. **186**, 1280
- (1969).
- T65. Murray J., McMath T. A., Cameron J. A., Canad. J. Phys. 45, 1821 (1967).
- 1821 (1967).
 T66. Vikram Singh, Tandon P. N., Devare S. H., Devare H. G., Nucl. Phys. A137, 278 (1968).
 T67. Auerbach K., Siepe K., Wittkemper J., Körner H., Phys. Lett. 23, 367 (1966).
 T68. Murray J., McMath T. A., Cameron J. A., Canad. J. Phys. 45, 4243 (4067)
- 1813 (1967).
- T69. Johansson K., Norlin L. O., Tandon P. N., Jain H. C., Phys. Lett. 27A, 96 (1968).

- T70. Johansson K., Norlin L. O., Carlsson G., Ark. Fys. 37, 445 (1968).
- T71. Keszthelyi L., Demeter I., Dézsi I., Varga L., Kösp. fiskutato-int (Publs), N 11, 3 (1968).
- T72. Bhattacherjee S. K., Bowman J. D., Kaufmann E. N., Phys. Rev. Lett. 18, 223 (1967).
 T73. Kenyon D. B., Keszthelyi L., Cameron J. A., Canad. J. Phys.
- **47**, 23³45 (1969).
- T74. Johansson K., Karlsson E., Sommerfeldt R. W., Phys. Lett. 22, 297 (1966).
 T75. Auerbach K., Harms B., Siepe K., Wittkemper G., Kör-
- ner H. J., Phys. Lett. 22, 299 (1966).

- ner H. J., Phys. Lett. 22, 299 (1966).
 T76. Bhattacherjee S. K., Bowman J. D., Kaufmann E. N., Phys. Lett. 24B, 651 (1967).
 T77. Murray J., McMath T. A., Brooker W. H., Cameron J. A., Canad. J. Phys. 45, 1600 (1967).
 T78. Bozek E., Broda R., Golczewski J., Hrynkiewicz A. Z., Kulessa R., Ogaza S., Rybicka M., Walus W., General Refe-rece p. 458 rence, p. 158. T79. Ben-Zvi I., Gilad P., Goldring G., Herber R., Kalish R.,
- Nucl. Phys. A96, 138 (1967).
- Nucl. Phys. A96, 138 (1967).
 T80. Kalish R., Grodzins L., Heestand G., Borchers R. R., Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 666 (1968).
 T81. Murnick D. E., Grodzins L., Bronson J. D., Herskind B., Borchers R. R., Phys. Rev. 163, 254 (1967).
 T82. Pramila G., Grodzins L., Bull. Amer., Phys. Soc. 12, 581 (1967).
 T83. Buyrn A. Ph. D. thesis (Mass. Inst. of Technol., Cambridge, Mass. 1966).
 T84. Agarwal Y. K., Baba C. V. K., Bhattacherjee S. K., Nucl. Phys. 79, 437 (1966).
 T85. Kosytholysis. L. Berkes L. Dezsis L. Poces L. Nucl. Phys. 74.

- T85. Kesythelyi L., Berkes I., Dezsi I., Pocs L., Nucl. Phys. 71,
- 662 (1965).
- T86. Kalish R., Grodzins L., Borchers R. R., Bronson J. D.,
- Herskind B., Phys. Rev. 161, 1196 (1967).
 T87. Beraud R., Berkes I., Daniere J., Levy M., Marest G., Rougny R., Bernas H., Spanjaard D., General Reference, p. 199.
 T88. Murray J., Mc Math T. A., Cameron J. A., Can. J. Phys. 46, 75 (1968).

- T89. Kalish R., Grodzins L., Murnick D. E., Borchers R. R., Herskind B., Bronson J. D., General Reference, p. 208.
 T90. Keszthelyi L., Berkes I., Dezsi I., Molnar B., Pocs L., Phys. Lett. 8, 195 (1964).
 T91. Körner H. J., Auerbach K., Braunsfurth J., Ortabasi U., Heisenberg J., Compt. Rend. Congr. Intern. Phys. Nucl., Paris, 1964, 2004. **b.** 481.
- T92. McGowain E. K., Robinson R. L., Stelson P. U., Milner W. J.,

- 192. McGowain E. K., Robinson R. L., Sterson P. C., Millerw. J., Nucl. Phys. A113, 529 (1968).
 T93. McGowain E. K., Robinson R. L., Stelson P. H., Ford J. L. C., Nucl. Phys. 66, 97 (1965).
 T94. Stokstand R. G., Hall I., Nucl. Phys. A99, 507 (1967).
 T95. Simpson J. J., Eccleshall D., Yates M. J. L., Freeman N. J., Nucl. Phys. A94, 177 (1967).
 T96. Eccleshall D., Yates M. J. L., Simpson J. J., Nucl. Phys. 78, (44, (1966))
- 481 (1966).
- Т97. Glenn J. E., Saladin J. X., Crowley P. A., Pryor R. J., Kerns J. R., Bull. Amer. Phys. Sco. 13, 79 (1968); частное сообщение.
 Т98. Fink J., Zs. Phys. 207, 225 (1967).
 Т99. Persson B., Blumberg H., Bent M., Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 671
- (1968).
- T100. Bhattacherjee S. K., Bowman J. D., Kaufmann E. N., Phys. Lett. 26B, 583 (1968).
 T101. Kucheida D., Wagner F., Kienle P. (будет опубликовано)- Zs.
- Phys. 216, 346 (1968). T102. Ritcher M., Henning W., Kienle P., Zs. Phys. 218, 223 (1969). T103. Kalish R., Borchers R. R., Heestand G. M. (будет опубликовано).