

ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ
МОМЕНТОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ
СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

А. И. Хрынкевич

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЯГЕЛЛОНСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ В КРАКОВЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В статье дан общий обзор методов измерения магнитных моментов короткоживущих состояний ядер. Более детально обсуждены принципы, достоинства и ограничения методов, основанных на эффекте Мёссбауэра и на угловых корреляциях ядерных излучений. Описаны некоторые методические усовершенствования, введенные в последнее время.

A B S T R A C T

A general review of methods used for measuring magnetic moments of short-lived nuclear states is given. Principles, advantages and limitations of the methods based on the Mössbauer effect and on angular correlations of nuclear radiations are presented in more detail and some recent methodical refinements are described.

1. ВВЕДЕНИЕ

Все экспериментальные методы определения магнитных моментов ядер базируются на взаимодействии этих моментов с магнитным полем. В магнитном поле, напряженность которого H , ядра совершают ларморовскую прецессию с частотой

$$\omega = -g \frac{\mu_N}{\hbar} \mathbf{H},$$

где μ_N — ядерный магнетон; g — гиромангнитное отношение для ядра (ядерный g -фактор). Используя численное значение $\mu_N = 3,15 \cdot 10^{-12}$ эв/гс, получаем $\omega = -4,79 \cdot 10^3 g \mathbf{H}$, где \mathbf{H} выражено в гауссах.

Вектор частоты ларморовской прецессии ω для положительных g -факторов направлен антипараллельно напряженности магнитного поля \mathbf{H} . Расщепление ядерных уровней связано с частотой прецессии уравнением

$$\Delta E = \hbar \omega.$$

Для определения ядерного g -фактора частоту ларморовской прецессии ядер, находящихся в известном магнитном поле, нужно измерять непосредственно или получать ее из расщепления ядерных уровней. Знак g -фактора можно установить, если есть возможность определить направление ядерной прецессии по отношению к направлению магнитного поля.

Хотя обзор посвящен короткоживущим ядерным состояниям, желательнo напомнить методы определения магнитных моментов основных состояний стабильных ядер и состояний с временами жизни дольше нескольких минут. В большинстве измерений (около 70%), относящихся к этому диапазону времен жизни, применялись следующие три метода: 1) ядерный магнитный резонанс (ЯМР); 2) резонанс в атомном пучке (РАП); 3) атомная спектроскопия (АС).

Первые два из этих методов очень аккуратны, поскольку частоту резонанса можно определять с большой точностью. Главные источники ошибок связаны с определением напряженности прикладываемого поля и с вычислением химических сдвигов и диамагнитных поправок. В большинстве случаев химические сдвиги можно определять с точностью, не превышающей 0,01%.

Точность измерений методом атомной спектроскопии намного меньше. Его применение требует вычисления магнитных полей,

действующих на ядра в источнике света. Такие вычисления не могут быть проведены с достаточной точностью. Более надежно этим методом можно определять отношения магнитных моментов разных изотопов данного элемента.

В случае радиоактивных ядер применение перечисленных методов ограничено количеством доступного материала и временем жизни изучаемых состояний ядер. Эти два фактора тесно связаны. Чем короче время жизни, тем меньше ядер в данном состоянии можно использовать в эксперименте.

Измерения методом ЯМР требуют макроскопического количества материала. Типичные количества ядер превышают 10^{19} . До сих пор самым короткоживущим ядром, к которому успешно применялась общепринятая техника ЯМР, был ${}^3\text{H}$ с временем жизни $T_{1/2} = 12,3$ года [1]. В этом измерении в качестве образца использовалось 50 мг сверхтяжелой воды T_2O с активностью около 200 кюри.

Значительно меньше материала нужно для оптической спектроскопии. Количество материала, необходимого для изучения сверхтонкой структуры, должно быть таким, чтобы интенсивность испускаемого света позволяла делать разумно короткие экспозиции. В благоприятных случаях метод атомной спектроскопии можно применять для ядерных состояний с временами жизни порядка часа.

Для детекции резонанса в атомном пучке можно использовать ядерное излучение изучаемых изотопов, что ведет к понижению требуемого числа ядер и, таким образом, позволяет проводить измерения магнитных моментов ядерных состояний, живущих только несколько минут. В этом случае граница времен жизни определяется длительностью операции создания атомного пучка радиоактивных ядер.

Используя ядерные методы, которые будут описаны ниже, можно измерять магнитные моменты состояний с временами жизни короче 10^{-6} сек.

Очень трудно подойти к магнитным моментам ядер в диапазоне времен жизни $10^2 \text{ сек} > \tau > 10^{-6} \text{ сек}$. Измерения в этом интервале можно проделать, комбинируя методы ядерного магнитного резонанса и детекции ядерного излучения.

2. ЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

Если время жизни ядер короче чем 10^{-6} сек, то можно применять различные ядерные методы, среди которых наиболее распространены: 1) эффект Мёссбауэра в магнитных веществах (ЭМ), 2) возмущенные угловые корреляции ядерных излучений (ВУК); 3) возмущенные угловые распределения (ВУР): а) γ -квантов, испускаемых либо продуктами реакции (ЯР), либо в результате кулоновского возбуждения (КВ), б) резонансно-рассеянного γ -излучения (РР).

В принципе третья группа методов (ВУР) очень похожа на метод возмущенных угловых корреляций (ВУК). Главное отличие заключается в способе получения неодинаковой заселенности магнитных подуровней. В экспериментах ВУК разная заселенность достигается путем детекции предыдущего излучения, испускаемого в определенном направлении. В методах ВУР неодинаковая заселенность является результатом определенного направления пучка бомбардирующих частиц (ЯР или КВ) или направления первоначальных

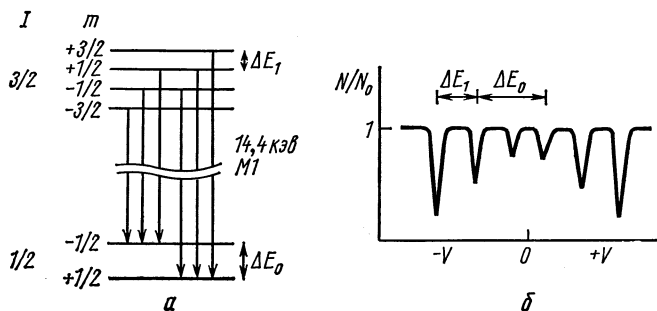


Рис. 1. Зеемановское расщепление уровней ^{57}Fe (а) и эскизный мёссбауэровский спектр поглощения (б).

γ -квантов (РР). Ввиду этого сходства методов ВУК и ВУР последний не будем детально рассматривать. Основное внимание уделим применениям эффекта Мёссбауэра и угловых корреляций.

Мёссбауэровская техника измерения магнитных моментов. В мёссбауэровских экспериментах с магнитными веществами наблюдается расщепление сверхтонкой магнитной структуры γ -переходов, вызванное взаимодействием ядерных магнитных моментов с внутренним магнитным полем. Ядерный g -фактор возбужденного состояния и напряженность внутреннего поля можно измерить в одном и том же эксперименте, если известен g -фактор основного состояния ядра.

Рассмотрим классический пример перехода $14,4 \text{ кэВ}$ в ^{57}Fe , находящемся в железной фольге. Во внутреннем магнитном поле основное состояние ^{57}Fe со спином $I = 1/2$ расщепляется на две компоненты, а состояние $14,4 \text{ кэВ}$ со спином $I = 3/2$ — на четыре компоненты. Это показано на рис. 1, а. Энергии расщепления для основного состояния

$$\Delta E_0 = g_0 \mu_N H.$$

Энергия расщепления для возбужденного состояния

$$\Delta E_1 = g_1 \mu_N H.$$

Вследствие $M1$ -перехода с энергией $14,4 \text{ кэВ}$ действует правило отбора $\Delta m = 0, \pm 1$, и в мёссбауэровском спектре наблюдается 6 компонент сверхтонкой структуры (рис. 1, б). Измеряя ΔE_0 и ΔE_1 и используя известное значение $g_0 = +0,1805$, можно полу-

чить значения напряженности внутреннего магнитного поля $H = 337$ кэс и g -фактора состояния $14,4$ кэв $g_1 = -0,1031$.

Впервые применили мёссбауэровскую технику для измерения g -фактора ^{57}Fe Ханна и др. [2] в 1960 г.

На рис. 2, взятом из работы Кальвюса и др. [3], показан более сложный случай перехода $8,42$ кэв ^{169}Tm в металлическом Tm, где кроме магнитного существует также квадрупольное взаимодействие. Этот эксперимент был осуществлен при гелиевой температуре.

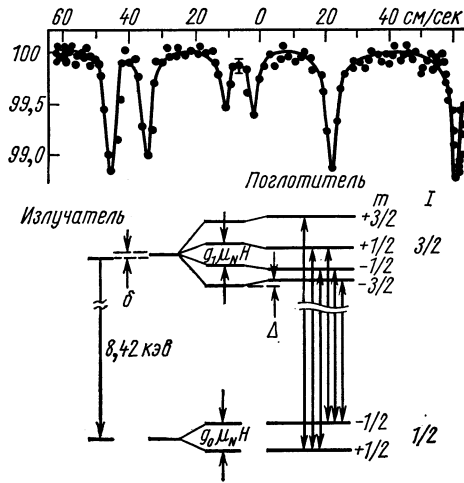


Рис. 2. Мёссбауэровский спектр перехода с энергией $8,42$ кэв ^{169}Tm в металлическом тулии при температуре 5°K и сверхтонкое расщепление уровней в ^{169}Tm [3]:

δ — изомерный сдвиг;
 Δ — электрическое квадрупольное взаимодействие.

Получено значение магнитного поля, действующего на ядра Tm в металлическом Tm ($H = 6,96 \cdot 10^6$ гс), а также значение g -фактора ($g = 0,356 \pm 0,010$) для изучаемого $3,9$ нсек состояния с энергией $8,42$ кэв.

В 1965 г. эффект Мёссбауэра был успешно применен Сейботом и др. [4] и Ли и др. [5] в исследованиях кулоновски возбужденных γ -переходов, что значительно расширило возможности этого метода. На рис. 3 показан дьюар с жидким гелием, использованный в работе Ли и др. [6] для изучения эффекта Мёссбауэра при кулоновском возбуждении. На рис. 4 показан полученный ими мёссбауэровский спектр γ -перехода из кулоновски возбужденного первого 2^+ -состояния в ^{176}Yb . Мишенью в этом случае служил металлический Yb, а поглотителем — $^{176}\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$.

Следует заметить, что это измерение является примером использования внутреннего магнитного поля, действующего на ядро

в парамагнитном веществе. Это возможно благодаря тому, что ион Yb^{3+} имеет в $\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ большое время спин-решеточной релак-

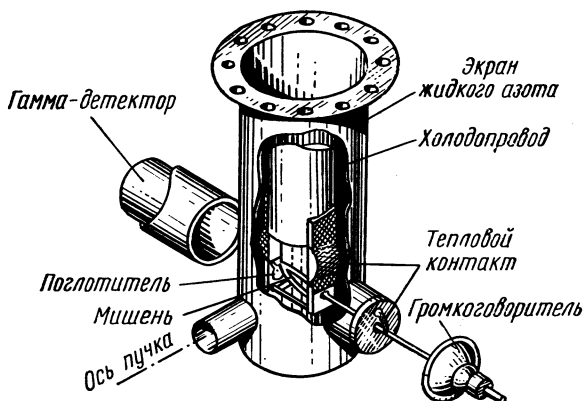


Рис. 3. Криостат с жидким гелием для исследования эффекта Мёссбауэра при кулоновском возбуждении [6].

сации, и внутреннее магнитное поле не усредняется до нуля, а принимает довольно большое значение $H_{\text{Yb}} (\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}) = 2,900 \pm \pm 0,003 \text{ Мгс}$.

Эффект Мёссбауэра применялся также в измерениях магнитных моментов ядерных состояний, возбужденных путем захвата медлен-

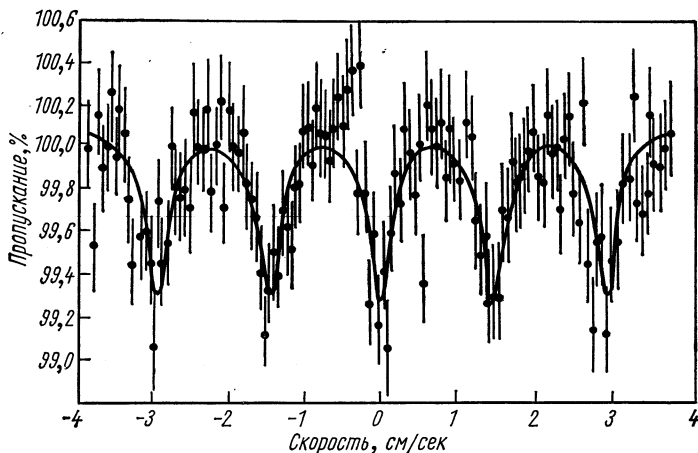


Рис. 4. Мёссбауэровский спектр поглощения γ -перехода из кулоновски возбужденного первого 2^+ -состояния в ^{176}Yb [6].

ных нейтронов или в результате ядерных реакций с заряженными частицами.

Существенным прогрессом в исследовании эффекта Мёссбауэра на пучке является использование техники внедрения возбужденных ядер в разные фольги [7]. На рис. 5 приведена схема этого метода. Возбужденные ядра отдачи, вылетающие из тонкой мишени, задерживаются в фольге, которая играет роль источника γ -излучения в мёссбауэровских измерениях. В случае геометрии, представленной на рис. 5, измерения можно проводить для состояний, которые

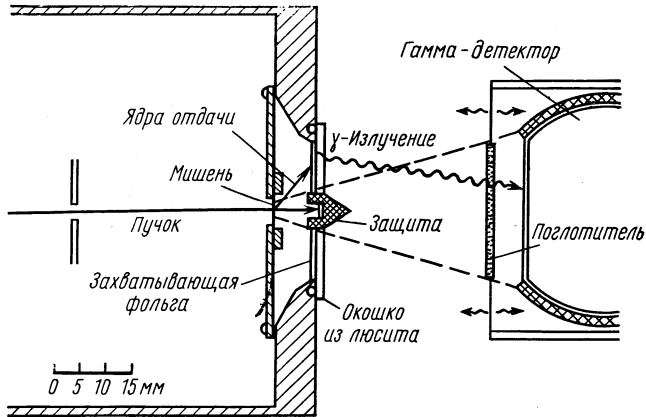


Рис. 5. Устройство для исследования эффекта Мёссбауэра для ядер отдачи, внедренных в захватывающую фольгу [7].

распадаются через достаточно долгое время (порядка 1 нсек) после кулоновского возбуждения (или ядерной реакции), чтобы исследуемые ядра успели долететь до захватывающей фольги.

Что ограничивает применение мёссбауэровского метода? Применимость его ограничена ядрами, для которых можно наблюдать эффект Мёссбауэра. Ядра должны быть стабильными или долгоживущими, поскольку поглотители готовятся из тех же самых изотопов. Измерения могут быть осуществлены для возбужденных состояний с энергией не больше 150 кэв, иначе вероятность излучения и поглощения без отдачи будет очень малой.

Ограничение, связанное с доступными временами жизни, зависит от ширины линий рассматриваемых переходов. Зеemanовское расщепление должно быть, по крайней мере, такого же порядка величины как ширина линии Γ . Это означает, что

$$\Delta E = g\mu_N H \geq \Gamma = \frac{\hbar}{\tau},$$

откуда

$$\tau \geq \frac{\hbar}{g\mu_N H}.$$

Используя типичное значение $g = 0,5$, получаем

$$\tau \geq \frac{4,2 \cdot 10^{-4}}{H \text{ (гс)}} \text{ сек.}$$

Из этого видно, что даже для очень больших внутренних полей (несколько мегагаусс) нельзя провести измерения для времен жизни короче чем 10^{-10} сек. Правда, в некоторых случаях измерение уширения нерасщепленной мёссбауэровской линии позволило определить магнитный момент ядерного состояния. Это можно сделать, если существует уверенность, что причиной уширения линии является только магнитное взаимодействие. В магнитном характере уширения можно убедиться, наблюдая изменение формы линии, вызванное внешним поляризующим магнитным полем, параллельным или вертикальным к направлению полета γ -квантов [8].

Со стороны больших времен жизни ограничение зависит от технической трудности наблюдения очень узких линий, так как, например, для $\tau = 10^{-6}$ сек и для перехода с энергией 50 кэв ширина линии соответствует доплеровской скорости 8 мкм/сек.

Метод возмущенных угловых корреляций. Начиная обсуждение метода возмущенных угловых корреляций, стоит напомнить общую картину угловой корреляции каскада $\gamma - \gamma$ -излучения. Гамма-каскад, изображенный на рис. 6, а, состоит из двух последовательных переходов γ_1 и γ_2 с мультипольностями L_1 и L_2 , переводящих ядро из первоначального состояния со спином I_i через промежуточное состояние I в конечное состояние I_f . Относительная вероятность того, что квант γ_2 вылетит в телесный угол $d\Omega$ под углом θ к направлению γ_1 , выражается $W(\theta) d\Omega$, где функция угловой корреляции $W(\theta)$ имеет вид

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=2}^{k_{\text{макс}}} A_k P_k(\cos \theta),$$

где A_k — коэффициенты угловой корреляции, значения которых зависят от спинов ядерных уровней и от мультипольности γ -переходов, а $P_k(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра. Индекс суммирования k является четным числом и для излучения с чистой мультипольностью подчиняется следующему правилу отбора:

$$0 < k \leq \min(2I, 2L_1, 2L_2).$$

Для $I = 0$, $\frac{1}{2} W(\theta) = 1$, что означает изотропное испускание γ -квантов, $k_{\text{макс}} = 6$ на практике никогда не встречается, поскольку этот случай требует $I \geq 3$ и чтобы оба перехода были, по крайней мере, октупольными.

В течение времени жизни промежуточного состояния взаимодействие ядерных моментов μ или Q (квадрупольный момент) с внеядерными магнитными полями или с градиентами электрических полей может изменить заселенность ядерных подуровней, что приведет к возмущению угловой корреляции. Исследование этих

возмущений является источником важной информации о внутренних полях, действующих на ядра в разных веществах. С другой стороны, зная воздействующие поля, можно найти значения ядерных моментов из наблюдаемого эффекта возмущения.

Для определения магнитных моментов ядер нужно исследовать возмущения угловых корреляций, вызванные ориентированными

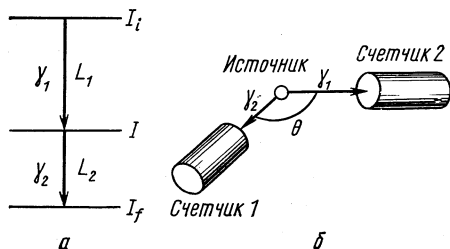


Рис. 6. γ -Каскад (а) и расположение счетчиков при измерении угловых корреляций (б).

магнитными полями известной напряженности. При обсуждении влияния магнитного поля на угловую корреляцию удобно пользоваться другим видом функции корреляции:

$$W(\theta) = 1 + b_2 \cos 2\theta + b_4 \cos 4\theta.$$

Новые коэффициенты b_k легко выразить посредством A_k :

$$b_2 = \frac{\frac{3}{4} A_2 + \frac{5}{16} A_4}{1 + \frac{1}{4} A_2 + \frac{9}{64} A_4}, \quad b_4 = \frac{\frac{35}{64} A_4}{1 + \frac{1}{4} A_2 + \frac{9}{64} A_4}.$$

В магнитном поле H , перпендикулярном к плоскости наблюдения γ -квантов, функция угловой корреляции будет зависеть от времени:

$$W(\theta, \pm H, t) = 1 + b_2 \cos 2(\theta \mp \omega t) + b_4 \cos 4(\theta \mp \omega t).$$

Эксперименты проводят с двумя счетчиками, работающими в режиме совпадений. Тогда угол θ — это угол между направлениями от источника к детекторам (рис. 6, б).

Следует различать два случая: 1) время жизни τ исследуемого промежуточного состояния больше, чем разрешающее время τ_0 схемы совпадений ($\tau \geq \tau_0$), 2) противоположный случай, когда $\tau < \tau_0$. В первом случае можно изучать временную зависимость угловой корреляции в магнитном поле. Скорость счета совпадений $N(\theta, \pm H, t)$ для угла θ между счетчиками и для двух противоположных направлений магнитного поля определяется следующим образом:

$$N(\theta, \pm H, t) \sim e^{-t/\tau} W(\theta, \pm H, t),$$

где коэффициент $e^{-t/\tau}$ описывает экспоненциальный распад промежуточного состояния.

Пользуясь конвертером времени в амплитуду импульсов и многоканальным анализатором, можно получить в эксперименте функцию $N(\theta, \pm H, t)$. Блок-схема типичного устройства показана на рис. 7.

Для $\theta = 135^\circ$ функция угловой корреляции становится очень простой:

$$W(135^\circ, \pm H, t) = 1 \mp b_2 \sin 2\omega t - b_4 \cos 4\omega t.$$

На рис. 8, а показана форма зависимости скорости счета совпадений от времени $N^\pm(t) = N(135^\circ, \pm H, t)$. Это кривая распада проме-

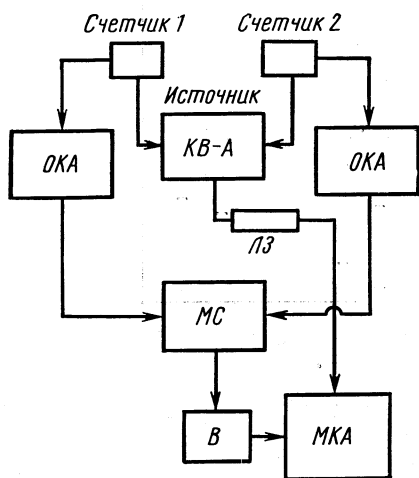


Рис. 7. Блок-схема типичного устройства для измерения временной зависимости угловой корреляции:

ОКА — одноканальные анализаторы; КВ-А — конвертер времени в амплитуду импульсов; МС — схема медленных совпадений; В — ворота; ЛЗ — линия задержки; МКА — многоканальный анализатор. Предусилители и усилители не указаны для простоты рисунка.

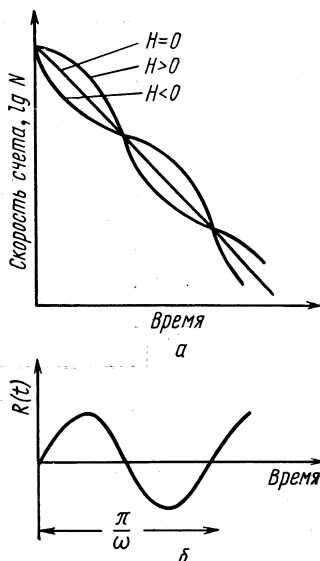


Рис. 8. Временная зависимость скорости счета совпадений $N(135^\circ, \pm H, t)$ (а) и кривая спиновой прецессии (б).

жуточного состояния, модулированная ларморовской прецессией в магнитном поле. Удобно вычислять выражение

$$R(t) = \frac{N^+(t) - N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t)} = - \frac{b_2 \sin 2\omega t}{1 - b_4 \cos 4\omega t},$$

которое уже не зависит от времени жизни τ . Когда $b_4 = 0$, $R(t)$ имеет вид синусоидальной кривой, период которой в два раза короче периода ларморовской прецессии (рис. 8, б). Когда $b_4 \neq 0$, член с b_4 в знаменателе модифицирует форму $R(t)$, но точки пересечения оси времени, определяющие период прецессии, остаются

неизменными. Чтобы определить ω , не нужно знать ни времени жизни промежуточного состояния, ни коэффициентов b_k угловой корреляции. Очевидно, чем больше коэффициенты корреляции, тем выше амплитуда кривой прецессии, и можно достигнуть лучшей точности при той же статистике счета совпадений.

Применяя метод возмущенных угловых корреляций, нужно избегать добавочного возмущения угловой корреляции, вызванного квадрупольным взаимодействием в промежуточном состоянии. Следует работать или с твердотельными источниками с кубической кристаллической решеткой, в которой нет градиента электрического

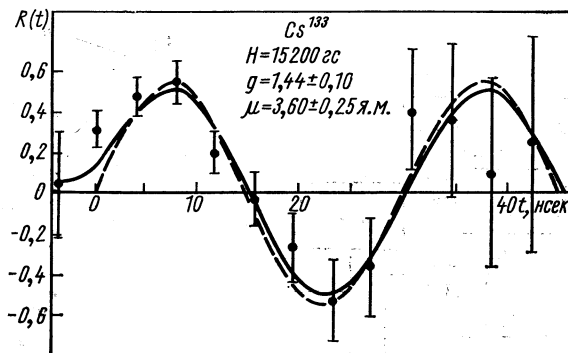


Рис. 9. Спиновая прецессия для γ -каскада 357—81 кэв в ^{133}Cs [9].

поля, или с жидкими источниками с низкой вязкостью, в которых локальные градиенты усредняются до нуля вследствие быстрого молекулярного движения. Преимущество описанного дифференциального метода измерения g -факторов в том, что слабое квадрупольное взаимодействие не влияет на определение ω . Результатом такого взаимодействия является затухание кривой прецессии, но опять же положение точек пересечения оси времени не меняется.

Впервые метод спиновой прецессии был применен в 1959 г. Дойчом и Хрынкевичем [9, 10] при измерении магнитного момента 6 нсек состояния ^{133}Cs с энергией 81 кэв. На рис. 9 показана кривая прецессии, которая дает $\mu = 3,60 \pm 0,25$ я. м. Дифференциальный метод был позже независимо предложен Маттиасом и Линквистом [11].

В 1961 г. получил развитие другой вариант метода спиновой прецессии. Измеряя скорость счета совпадений для двух углов между счетчиками $\theta_1 = \frac{5}{8}\pi = 112,5$ и $\theta_2 = \frac{7}{8}\pi = 157,5^\circ$ и для двух противоположных направлений магнитного поля $\mp H$, можно сформировать следующую функцию, зависящую от времени:

$$F(t) = \frac{N_1^+ - N_1^- + N_2^+ - N_2^-}{N_2^+ - N_1^+ + N_2^- - N_1^-} = \text{tg } 2\omega t,$$

где $N_{1,2}^\pm$ — сокращенное обозначение скорости счета $N(\theta_{1,2} \pm H, t)$.

Функция $F(t)$ для 15 нсек состояния ^{181}Ta с энергией 482 кэв, полученная Божком и др. [12] в Кракове, показана на рис. 10. Каждую точку экспериментальной кривой тангенса можно использовать для независимого определения ω . Полученное в этой работе

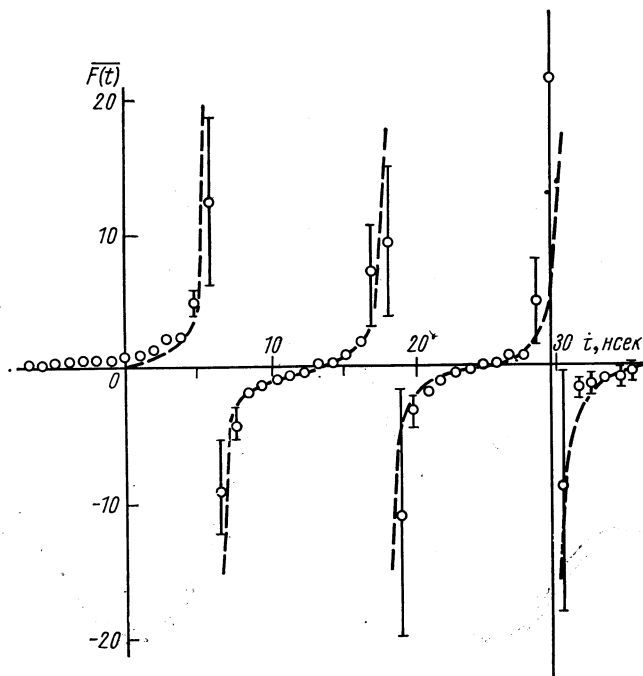


Рис. 10. Функция $F(t)$ для γ -каскада 133—482 кэв в ^{181}Ta .
Напряженность магнитного поля 21 кэс [12].

$g = 1,336 \pm 0,015$ долгое время было наиболее точным значением g -фактора возбужденного состояния, измеренного методом ВУК.

Когда время жизни исследуемого состояния короче разрешающего времени схемы быстрых совпадений ($\tau < \tau_0$), тогда нужно измерять интегральный эффект возмущения угловой корреляции. Интегральная функция угловой корреляции дается формулой

$$\overline{W(\theta, \pm H)} = \frac{i}{\tau} \int_0^{\tau_0} e^{-t/\tau} W(\theta, \pm H, t) dt.$$

Если τ_0 в несколько раз больше τ , то верхняя граница интеграла может быть заменена бесконечностью и тогда

$$\overline{W(\theta, \pm H)} = 1 + \sum_k \frac{b_k}{\sqrt{1 + (k\omega\tau)^2}} \cos k(\theta \mp \Delta\theta_k),$$

где

$$\Delta\theta_k = \frac{1}{k} \arctg k\omega\tau.$$

Легко заметить, что присутствует два эффекта: затухание угловой корреляции, описываемое фактором $[1 + (k\omega\tau)^2]^{1/2}$, и вращение, связанное с величиной $\Delta\theta_k$.

Когда $|\omega\tau| \ll 1$, высшими степенями $\omega\tau$ можно пренебречь, ослабление становится незаметным, и измерение для $\theta = 135^\circ$ и для двух противоположных направлений магнитного поля дает

$$R = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = -\frac{2b_2\omega\tau}{1 - b_4}.$$

Чтобы вычислить ω из экспериментально определенного значения R , нужно знать коэффициенты угловой корреляции b_2 и b_4 и время

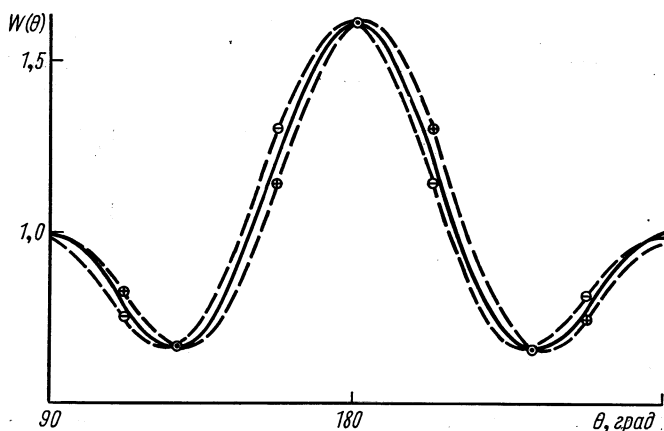


Рис. 11. Угловое смещение интегральной корреляции для γ -каскада 931—155 кэв в ^{188}Os [13].

жизни исследуемого состояния. На рис. 11 показан пример углового смещения в функции угловой корреляции, заимствованный из работы Карлссона и др. [13], в которой измерялся g -фактор состояния 155 кэв ^{188}Os .

Для больших $\omega\tau$ лучше измерять интегральную функцию корреляции для ряда углов и определять ее смещение, вызванное приложенным магнитным полем. Отсюда $\omega\tau$ должно вычисляться по точной формуле.

Когда $\omega\tau$ приближается к единице, интегральное измерение величины R не дает однозначного результата. Это показано на рис. 12, где дана зависимость $R/2b_2$ от $\omega\tau$ для простого случая $b_4 = 0$. Тогда можно использовать эффект ослабления угловой корреляции, измеряя это ослабление как функцию приложенного поля. В особом случае, когда оба счетчика одинаково чувствитель-

ны к обоим γ -переходам данного каскада, наблюдаемая функция корреляции является суперпозицией двух функций: $\overline{W}(\theta, +H)$ и $\overline{W}(\theta, -H)$, описывающих вращение в противоположных направ-

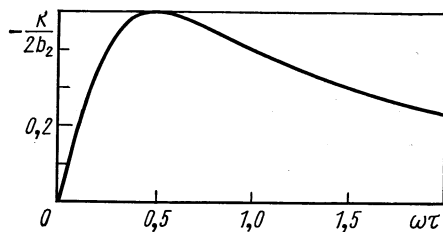


Рис. 12. Зависимость величины $R/2b_2$ от значения $\omega\tau$.

лениях. Эффект вращения корреляции погашается, и зависимость интегральной функции корреляции от магнитного поля принимает вид

$$\overline{W}(\theta, H) = 1 + \sum_k \frac{b_k}{1 + (k\omega\tau)^2} \cos k\theta = 1 + \sum_k G_k b_k \cos k\theta.$$

Как раз этот вариант метода интегральной корреляции был применен в первом измерении магнитного момента возбужденного ядер-

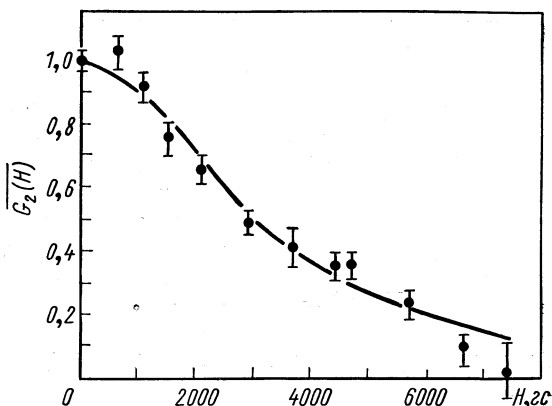


Рис. 13. Первое измерение g -фактора возбужденного ядерного состояния.

Метод ослабления угловой корреляции применен к состоянию 247 кэв ^{111}Cd [15].

ного состояния, проведенном в 1951 г. в Цюрихе Эппли и др. [14, 15] для 120 нсек состояния ^{111}Cd с энергией 247 кэв. Полученная в этой работе зависимость коэффициента G_2 от напряженности магнитного поля изображена на рис. 13.

Измерения g -факторов первых возбужденных 2^+ -состояний ^{154}Gd и ^{156}Gd [16, 17], а также состояния $87 \text{ кэв } ^{155}\text{Gd}$ [18, 19] являются особыми случаями использования ослабления угловой корреляции, вызванного взаимодействием ядра с внутренним магнитным полем иона. Ион Gd^{3+} находится в состоянии $^8S_{7/2}$ с заполненной до половины оболочкой $4f$. Таким образом, он имеет сферическую симметрию, и время его спиновой релаксации в водянном растворе не содержит компоненты, вызванной квадрупольным взаимодействием.

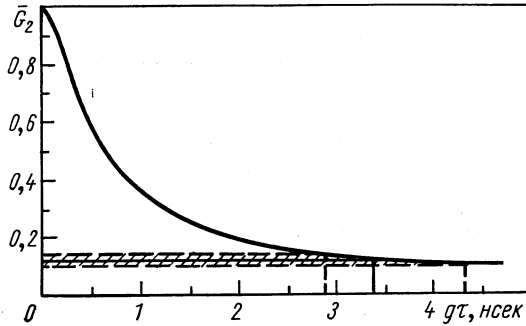


Рис. 14. Ослабление угловой корреляции γ -каскада в ^{156}Cd , вызванное сверхтонким взаимодействием [19].

В достаточно сильном внешнем магнитном поле время спиновой релаксации ионов Gd^{3+} становится настолько большим, что в течение времени жизни возбужденного ядерного состояния их можно рассматривать как свободные. Во внешнем поле проявляется взаимодействие сверхтонкой структуры (эффект Пашена — Бака), и в результате на ядра Gd действует $2J + 1 = 8$ разных магнитных полей. Каждое из них есть результат сложения внешнего поля H_0 и компоненты внутриатомного поля H_{hf} , отвечающей одному из восьми возможных значений магнитного квантового числа m_J :

$$H(m_J) = H_0 + \frac{H_{hf} m_J}{J}.$$

В такой ситуации коэффициент ослабления интегральной угловой корреляции принимает вид

$$\bar{G}_2 = \frac{1}{2J+1} \sum_{m_J=-7/2}^{+7/2} \frac{1}{1 + \left[2g\tau \left(\frac{\mu_N H_{hf} m_J}{J\hbar} + \frac{\mu_N H_0}{\hbar} \right) \right]^2}.$$

Сравнивая теоретическую зависимость \bar{G}_2 от $g\tau$ с экспериментальным значением \bar{G}_2 , можно определить $|g|$ (рис. 14), а отсюда $|g|$, если известно время жизни возбужденного состояния. Этот метод, так же как и все другие методы ослабления угловой корреляции, дает только абсолютное значение g -фактора.

В случае возбужденного состояния ^{155}Gd с энергией 87 *кэв* и с временем жизни 6,7 *нсек* Хрынкевич и др. [19] получили с помощью описанного метода ослабления интегральной корреляции абсолютное значение *g*-фактора $|g| = 0,34_{-0,05}^{+0,09}$. Те же авторы, применяя источник в виде расплавленного хлорида при температуре 1300°С, измерили этот *g*-фактор интегральным и дифференциальными методами вращения корреляции. В расплавленном хлориде время спиновой релаксации ионов Gd настолько мало, что в течение времени жизни возбужденного состояния внутренние магнитные поля усредняются до нуля и наблюдаемый эффект вызван только внешним полем. Полученные результаты ($g = -0,389 \pm 0,091$ — интегральным методом и $g = -0,384 \pm 0,030$ — дифференциальным методом) подтверждают представленную интерпретацию ослабления угловой корреляции в водяном растворе.

Как уже было сказано, метод возмущения углового распределения γ -излучения ядерных состояний, возникающих в ядерных реакциях или при кулоновском возбуждении, в принципе очень близок к методу возмущенных угловых корреляций.

Угловое распределение описывается в этом случае аналогичной функцией:

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{\text{макс}}} A_k(\rho) A_k(\gamma) P_k(\cos \theta),$$

где коэффициент при полиноме Лежандра является произведением фактора частицы $A_k(\rho)$ на фактор γ -излучения $A_k(\gamma)$.

Эксперименты на пучках ускорителей позволяют проводить измерения для ядерных состояний, недоступных в радиоактивных распадах, а так же, как и в случае ессбауэровских экспериментов на пучке, позволяют исследовать ядра отдачи, внедренные в разные материалы, например в фольги из ферромагнитных веществ.

На рис. 15 показана спиновая прецессия состояния с энергией 1125 *кэв* и со временем жизни 221 *нсек* ^{18}F [20]. Это состояние возбуждалось в реакции $^{16}\text{O} (^3\text{He}, p) ^{18}\text{F}$ путем облучения мишени CaO ионами ^3He с энергией 2,85 *Мэв*. Мишень находилась в магнитном поле 15,7 *кэс*. В измерениях этого типа применяется импульсированный пучок частиц из ускорителя.

В случае кулоновского возбуждения можно регистрировать γ -излучение в совпадении с рассеянными назад бомбардирующими частицами. Этот метод был использован для определения магнитных моментов ряда 2^+ -состояний в четно-четных ядрах. При регистрации γ -излучения в совпадении с рассеянными под углом 180° α -частицами или ионами ^{16}O относительная анизотропия $\frac{1}{W} \cdot \frac{dW}{d\theta}$ для $0^+ \xrightarrow{\alpha} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ достигает значения 4,351 (для $\theta = 112,5^\circ$) по сравнению со значением 2,8 ($\theta = 143^\circ$) для γ -каскада $0^+ \xrightarrow{\gamma} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$.

Такое усиление анизотропии — ценное достоинство этой техники измерения.

Интегральный метод ВУК может дать ошибочный результат, если в промежуточном состоянии существует квадрупольное взаимодействие. Это взаимодействие ослабляет угловую корреляцию, что вызывает уменьшение наблюдаемого угла вращения. Чтобы учесть этот эффект, нужно измерить коэффициенты ослабления в дополнительных экспериментах, что во многих случаях является наиболее сложной задачей.

Возникает вопрос: что ограничивает интегральные измерения и как понизить границу времен жизни возбужденных состояний,

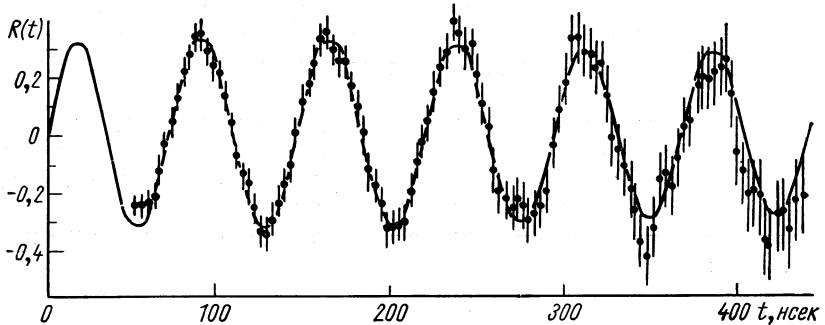


Рис. 15. Спиновая прецессия состояния $1125 \text{ кэВ } ^{18}\text{F}$, возбужденного в реакции $^{16}\text{O} (^3\text{He}, p)$ [20].

для которых известны g -факторы? Для очень малых значений $\omega\tau$ главным источником ошибок является статистика счета совпадений. Это можно проиллюстрировать следующим примером. Возьмем благоприятный случай $b_2 = 0,1$, что соответствует 20%-ной анизотропии угловой корреляции, и предположим типичную скорость счета совпадений 20 импульсов в секунду. Тогда нужно больше недели считать совпадения, чтобы определить $\omega\tau = 10^{-2}$ со статистической ошибкой 20%. Четыре месяца непрерывного счета позволили бы в этом случае понизить ошибку до 5%. Практически безнадежно пытаться измерить с приемлемой точностью $\omega\tau$ меньше чем 10^{-2} . Какому времени жизни отвечает этот нижний предел? Если $\omega\tau = 10^{-2}$, то

$$\tau = \frac{10^{-2}}{\omega} = \frac{2,1 \cdot 10^{-6}}{gH (\text{гс})} \text{ сек}$$

и для типичного значения $g = 0,5$

$$\tau \approx \frac{4 \cdot 10^{-6}}{H (\text{гс})} \text{ сек.}$$

Очевидно, что ограничивающим фактором является достижимая напряженность магнитного поля. В случае магнитных полей больших электромагнитов, применяемых в измерениях g -факторов, гра-

ничное значение τ порядка 10^{-10} сек. Можно немного улучшить ситуацию, пользуясь установкой с большим числом счетчиков [21]. Если в эксперименте использовать три счетчика вместо двух, то можно проводить измерения одновременно для двух углов, и это улучшает статистику счета в два раза.

Такого же уменьшения статистической ошибки можно достичь с помощью метода совпадений сумм [22]. В этом методе спектр из одного детектора пропускается через ворота импульсом быстрых

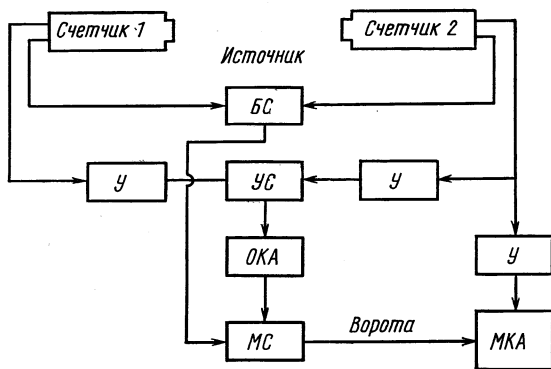


Рис. 16. Блок-схема устройства, применяемого при методе совпадений сумм [22].

совпадений, который одновременно совпадает с суммарным пиком обоих γ -переходов данного каскада ($E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$). Принцип измерения объясняет блок-схема (рис. 16). Полученный таким образом спектр совпадений содержит два пика с энергиями E_{γ_1} и E_{γ_2} , и при этом числа зарегистрированных в них отсчетов N_1 и N_2 пропорциональны интегральным функциям корреляции для углов $+\theta$ и $-\theta$. Проводя измерения для двух противоположных направлений магнитного поля, получаем четыре числа совпадений $N_1^+ = N(+\theta, \pm H)$ и $N_2^+ = N(-\theta, \pm H)$, комбинация которых

$$S = \left(\frac{N_1^+ N_2^-}{N_1^- N_2^+} \right)^{1/2}$$

для $\theta = 135^\circ$ и $|\omega\tau| \ll 1$ принимает вид

$$S \approx 1 - \frac{4b_2\omega\tau}{1-b_4} = 1 + 2R.$$

Так же как и в случае системы трех счетчиков, метод совпадений сумм позволяет за время, в два раза меньшее, получить такую же точность измерений, как ранее описанный метод определения величины R .

Следует заметить, что как метод гониометра с многими счетчиками, так и метод совпадений сумм имеют еще и то достоинство, что

ряд систематических ошибок, вызванных нестабильностью аппаратуры, автоматически устраняется.

При использовании метода совпадений сумм существует возможность одновременного измерения g -факторов нескольких возбужденных состояний. Это можно сделать, если сумма энергий переходов в каскадах, проходящих через данные состояния, одна и та же. На рис. 17 изображен такой случай для каскадов 600—200 кэв и 680—120 кэв в ^{147}Sm .

Описанные способы улучшения статистики и понижения, таким образом, границы доступных времен жизни не дают существенного

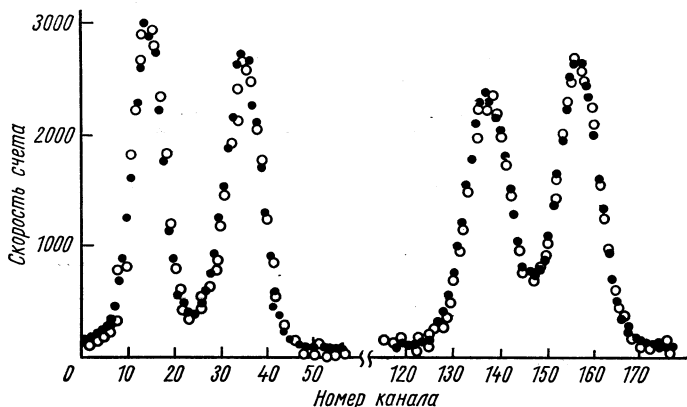


Рис. 17. Спектр совпадений сумм для ^{147}Sm [22]:

пиксы отвечают энергиям: 120, 200, 600 и 680 кэв; точки ● и ○ обозначают числа отсчетов для противоположных направлений магнитного поля.

прогресса. Он возможен только на пути увеличения напряженности магнитного поля. Можно рассматривать применение сверхпроводниковых катушек, чтобы получить поля в три, четыре раза больше магнитных полей, получаемых с помощью обыкновенных электромагнитов, но значительно лучше и проще использовать очень большие магнитные поля, действующие на ядра в ферромагнитных материалах. Такие поля были обнаружены впервые (независимо в Москве и в Оксфорде) методом ориентации ядер при низких температурах. Самойлов и др. [23] показали, что на ядра Au в железе действует магнитное поле около 1300 кгс, а Грейс и др. [24] обнаружили поле около 200 кгс, действующее на ядра Co в металлическом кобальте.

Интерес к внутренним магнитным полям и к возможности их применения быстро растет. До настоящего времени определены магнитные поля, действующие в железе на ядра около 50 элементов (рис. 18). Известны также значения магнитных полей, действующих на разные ядра в решетках Ni, Co, Gd [26] и ряда химических соединений, обладающих магнитными свойствами.

Используя эти поля, можно измерять g -факторы ядерных состояний в пикосекундном диапазоне времен жизни. Поляризацию

внутренних полей можно получить с помощью внешнего намагничивающего поля. Несколько сот гауссов обычно достаточно для насыщения ферромагнитной фольги.

Применяется разная техника внедрения исследуемых ядер в ферромагнитную фольгу: 1) изготовление сплавов с ферромагнитными

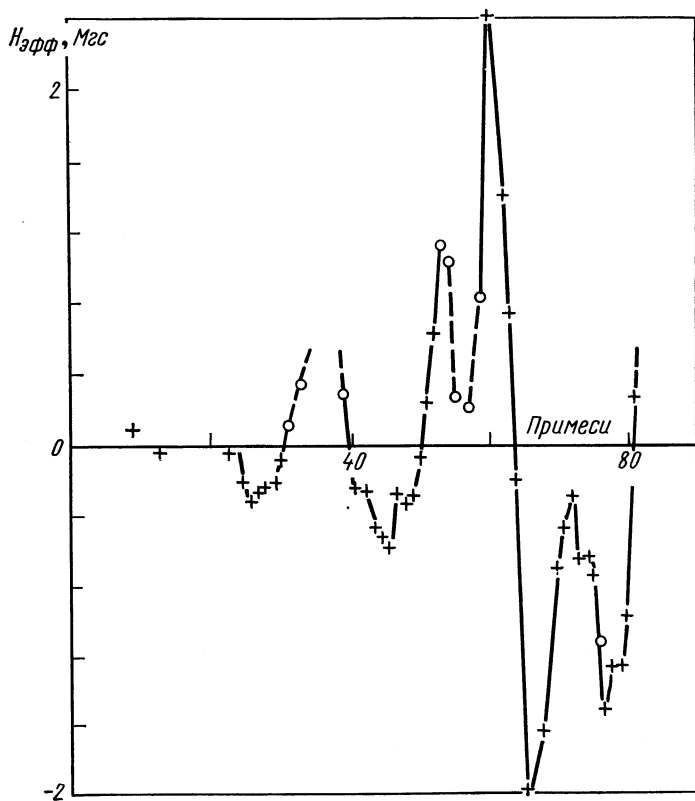


Рис. 18. Систематика магнитных полей сверхтонкой структуры, действующих на ядра примесей в металлическом железе:

+ означает, что знак поля известен; o — знак неизвестен [25].

материалами; 2) термическая диффузия в ферромагнитную основу; 3) внедрение с помощью масс-сепаратора; 4) внедрение возбужденных ядер отдачи, получаемых в ядерных реакциях, в результате кулоновского возбуждения или радиоактивного распада.

Два первых метода обычно дают хорошо определяемые и воспроизводимые внутренние поля, но применять их можно только для долгоживущих материнских изотопов. Нижняя граница времени жизни зависит от времени, нужного для изготовления сплава или проведения диффузии. Более того, эти методы не работают для

ядер редкоземельных элементов, что до сих пор еще не получило надежного объяснения.

Техника масс-сепаратора, кажется, дает воспроизводимые поля во всех случаях. Чтобы получить достаточно большую глубину проникновения, энергия пучка сепаратора должна быть выше 40 кэв. Этот метод внедрения можно применять к радиоактивным источникам, живущим значительно меньше, чем те, для которых хороши методы сплава и диффузии. С помощью масс-сепаратора, работающего на пучке ускорителя, можно проводить измерения для материнских изотопов, живущих меньше одной секунды.

Внедрение через отдачу дает возможность измерять g -факторы возбужденных состояний, полученных в ядерных реакциях или при кулоновских возбуждениях. Однако эксперименты Гродзинса [27, 28] показали, что к этому методу измерений нужно подходить с большой осторожностью. Он нашел, что внутренние магнитные поля, действующие на ядра отдачи в намагниченной ферромагнитной основе, меняются со временем, что обусловлено появлением кратковременных магнитных полей с очень большой напряженностью. Проведенные Гродзинсом исследования показали, что: 1) эти переходные поля действуют меньше 5 псек, т. е. во время движения ядер отдачи; 2) их напряженность пропорциональна магнитным моментам атомов основы; 3) они действуют также в случае ионов редкоземельных элементов, влетающих как в намагниченное железо, так и в намагниченный гадолиний.

Были предложены два объяснения переходных полей. Согласно первому, источником сильного переходного поля является захват поляризованных электронов ионом отдачи, пролетающим через намагниченную фольгу. Вторым процессом, объясняющим появление этих полей, может быть кулоновское рассеяние поляризованных электронов движущимся ионом отдачи. Линдхард и Винтер [29] предложили количественную теорию, согласно которой получаемое вследствие этого эффекта увеличение плотности поляризованных электронов на ядре должно быть пропорционально атомному числу ядра отдачи и обратно пропорционально относительной скорости иона и электрона. Кажется, что экспериментальные факты, обнаруженные в последнее время, говорят в пользу этой теории.

Появление переходного аномального магнитного поля объясняет расхождение результатов, полученных разными авторами. Расхождение особенно заметно в случае ядерных состояний с временем жизни порядка пикосекунд, для которых аномальные поля играют существенную роль. Средний угол прецессии ядра следует тогда записать в виде

$$\omega\tau = \omega_t\tau_t + \omega_0(\tau - \tau_t) \approx \omega_t\tau_t + \omega_0\tau,$$

где τ_t — время воздействия переходного поля; ω_t — частота ларморовской прецессии в этом поле; ω_0 — частота прецессии в стационарном поле сверхтонкой структуры; τ — время жизни ядерного состояния. Эта формула приближена, поскольку она относится

к случаю, когда $\tau_t \ll \tau$, $|\omega\tau| \ll 1$, и в ней пренебрегают зависимостью переходного поля от времени. Для вычисления g -фактора из полученного в эксперименте $\omega\tau$ нужно пользоваться следующим выражением:

$$g = \omega\tau \frac{\hbar}{\mu_N} \cdot \frac{1}{H_t\tau_t + H_0\tau}.$$

Существование переходных магнитных полей усложняет обработку результатов измерений, но в то же время можно ожидать, что их использование позволит проводить измерения для очень короткоживущих состояний ядер.

Описанные ядерные методы измерений, основанные на технике совпадений, неприменимы для состояний с временем жизни дольше нескольких микросекунд вследствие возрастания числа случайных совпадений. Разрешающее время τ_0 схемы совпадений должно быть такого же порядка, как время жизни исследуемого ядерного состояния. Когда $\tau_0 = \tau$, то в случае простой схемы распада отношение истинных совпадений N_t к случайным N_{ch} порядка $(A\tau)^{-1}$, где A — активность образца материнских ядер или выход ядерной реакции, в которой возникают данные возбужденные состояния. Для $\tau = 10^{-6}$ сек активность источника должна быть меньше 100 мкюри, чтобы отношение N_t/N_{ch} превышало 20%. Это отношение можно улучшить, только понижая активность источника, что удлиняет время измерений при фиксированной статистике счета совпадений.

3. МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА РАДИАЦИОННОЙ ДЕТЕКЦИИ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА (РД—ЯМР)

Общепринятые методы измерения магнитных моментов, упомянутые в начале этой статьи, не могут быть использованы для ядерных состояний, живущих менее нескольких минут. С другой стороны, чисто ядерные методы неприменимы для времени жизни дольше 10^{-6} сек. Обширный промежуточный диапазон изомерных ядерных состояний практически не разработан.

Методы, основанные на радиационной детекции ядерного магнитного резонанса, кажутся подходящими для заполнения этого разрыва. Суть их заключается в радиочастотном облучении ядерного образца, в котором магнитные подуровни радиоактивного состояния заселены неодинаково, и наблюдении ЯМР через зависимость скорости счета ядерного излучения от частоты. Эти методы совмещают высокую точность определения резонансной частоты с большой чувствительностью ядерных методик. Их точность зависит от ширины резонансной линии, которую определяют либо время жизни изучаемых ядерных состояний, либо время спин-решеточной релаксации.

Метод РД — ЯМР был применен впервые в 1952 г. Дойчем и Брауном [30] в измерениях сверхтонкой структуры позитрония. В 1959 г. Коннор [31] использовал этот метод для определения

магнитного момента $0,84 \text{ сек}$ основного состояния ${}^8\text{Li}$, полученного путем захвата поляризованных нейтронов. Геометрия эксперимента представлена на рис. 19. Захват поляризованных нейтронов ядрами ${}^7\text{Li}$ в мишени LiF вызывает

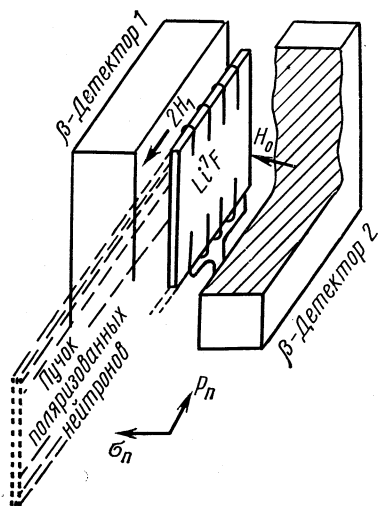


Рис. 19. Геометрия эксперимента по определению магнитного момента ${}^8\text{Li}$ [31].

значительную поляризацию возникающих ядер ${}^8\text{Li}$. Мерой этой поляризации служит асимметрия β -распада. Когда частота ω поля H_1 в резонансной катушке удовлетворяет условию резонанса $\omega =$

$$= g \frac{\mu_N}{\hbar} H_0, \text{ то переходы между}$$

магнитными подуровнями уничтожают поляризацию ядер и β -асимметрия исчезает. При измерении величины асимметрии как функции частоты поля H_1 наблюдался типичный минимум резонанса, который для $H_0 = 5418 \text{ гс}$ находился при $\nu = 3,413 \pm 0,001 \text{ Мгц}$. Отсюда получено $\mu = 1,653 \pm 0,001 \text{ я. м.}$ для основного состояния ${}^8\text{Li}$.

Развитие разных вариантов метода РД — ЯМР стимулирова-

лось открытием сверхтонкого усиления радиочастотного поля. Для РД — ЯМР экспериментов нужно достаточно большое радиочастотное поле, чтобы вероятность перехода между магнитными подуровнями была сравнимой с вероятностью распада возбужденного состояния. Долгое время казалось невозможным получить радиочастотное поле той мощности, которая нужна для успешного проведения экспериментов с короткоживущими ядерными состояниями. Для проведения таких экспериментов должно выполняться условие, чтобы период прецессии в поле H_1 не был больше времени жизни τ ядерного состояния. Это означает, что $H_1 \geq \frac{\hbar}{g\mu_N\tau}$ и для $\tau = 10^{-6} \text{ сек}$ H_1 должно быть порядка 100 гс . Только в 1965 г. [32] стало ясно, что амплитуда радиочастотного поля H_1 на ядре намного больше амплитуды приложенного поля H_0^{app} . Коэффициент усиления $F = 1 + \frac{H_{hf}}{H_0^{app}}$, где H_{hf} — поле сверхтонкой структуры, а H_0^{app} — приложенное стационарное поле, во многих случаях достигает значения нескольких тысяч. Благодаря этому усилению для наблюдения ЯМР короткоживущих ядер, внедренных в ферромагнитные материалы, нужна совсем низкая мощность радиочастотного поля.

Для радиочастотной детекции магнитного резонанса можно применять следующие методы.

1. Угловая корреляция γ -квантов (ЯМР — ВУК). Доступный интервал времени жизни промежуточных состояний 10^{-8} сек $< \tau < 10^{-5}$ сек.

2. Асимметрия β -излучения радиоактивных основных или изомерных состояний и угловое распределение γ -квантов с изо-

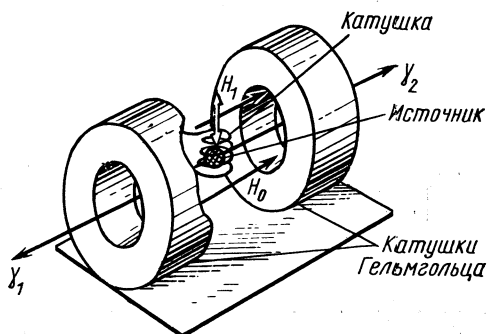


Рис. 20. Геометрия эксперимента типа ВУК — ЯМР [33].

мерных состояний, заселяемых в ядерных реакциях (ЯМР — ЯР). Можно исследовать состояния с временами жизни 10^{-8} сек $< \tau < 10^2$ сек.

3. Анизотропия γ -квантов или асимметрия β -излучения для ориентированных ядер (ЯМР — ЯО). В этом случае время жизни исследуемого состояния должно быть достаточно большим, чтобы успел произойти процесс переориентирования. Это значит, что должно выполняться условие $\tau \geq T_1$, где T_1 — время ядерной спинрешеточной релаксации.

Маттиас и др. [33] применили метод ВУК — ЯМР к 235 нсек состоянию ^{100}Rh с энергией 75 кэв, используя γ -каскад 84—75 кэв. Радиоактивный источник готовили, диффундируя ^{100}Pd в железную фольгу толщиной около 1 мкм. Фольга была помещена в радиочастотную катушку, которая располагалась перпендикулярно к стационарному полю катушек Гельмгольца (рис. 20). Для насыщения достаточно было поляризирующего поля 400 гс. Два сцинтилляционных счетчика NaI(Tl), работавшие в режиме совпадений, были расположены под углом $\theta = 180^\circ$. Рис. 21 показывает зависимость скорости счета совпадений от частоты поля H_1 . Для резонансного уничтожения угловой корреляции при $882,7 \pm 2,0$ Мгц достаточно было средней мощности радиочастотного поля 80 вт, поскольку коэффициент усиления РЧ-поля был порядка 10^3 . Используя известное значение g -фактора исследуемого состояния $g = 1,25$, можно получить значение напряженности поля сверхтонкой структуры $H_{hf} = 538,0 \pm 0,6$ кгс.

Измерение магнитного момента для 20 мсек основного состояния, проведенное Сугимото [34], иллюстрирует применение метода

ЯМР — ЯР. Ядра отдачи ^{12}B , вылетающие под определенным углом из тонкой мишени (мишень из бора) при реакции $^{11}\text{B}(d, p)$, захватывались металлической фольгой (рис. 22). Для сохранения поляри-

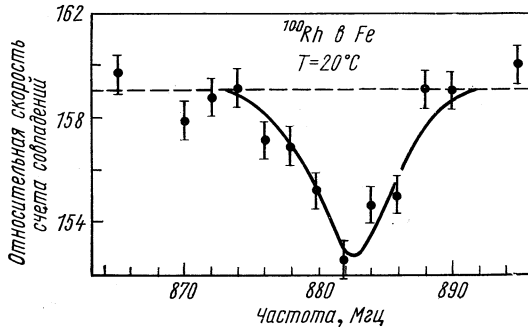


Рис. 21. Эффект ядерного магнитного резонанса для 75 кэв состояния в ^{100}Rh [33].

зации ядер ^{12}B применялось стационарное магнитное поле порядка нескольких килогауссов. Захватывающие фольги подбирались из материалов, в которых время спин-решеточной релаксации было

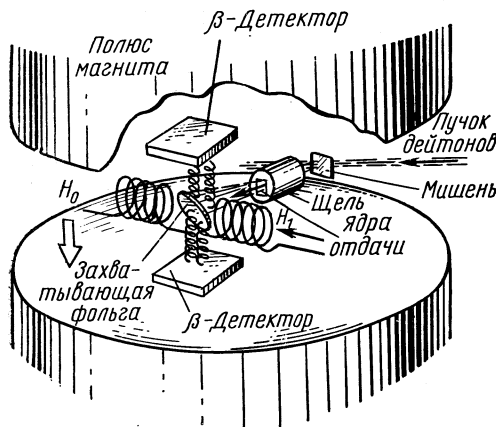


Рис. 22. Схема эксперимента ЯМР на пучке ускорителя [34].

достаточно большим. Асимметрия β -излучения измерялась с помощью двух полупроводниковых детекторов Si(Li). При резонансной частоте поля H_1 имело место уничтожение ядерной поляризации, что приводило к уменьшению асимметрии β -излучения. На рис. 23 показаны результаты Сугимото, полученные для разных захватывающих фольг. Ошибка конечного результата $\mu = 1,003 \pm \pm 0,001$ я. м. обусловлена, прежде всего, смещением Найта в метал-

лах, примененных в качестве захватывающих фольг. Его нельзя оценить надежно вследствие недостатка данных об электронных состояниях бора в металлах.

Китман и др. [35] использовали анизотропию γ -излучения в измерении ЯМР изомерного состояния $426 \text{ кэВ } ^{73}\text{As}$ со временем жизни $5,8 \text{ мксек}$. В мишени из жидкого металлического галлия, бомбардируемой α -частицами с энергией 30 Мэв , образуются поляризованные ядра ^{73}As в реакции $^{71}\text{Ga}(\alpha, 2n)$. Измерялись интенсивности γ -переходов 66 и 360 кэВ для углов 0 и 90° относительно направления падающего пучка α -частиц и приложенного в этом же направлении стационарного магнитного поля H_0 . Отношения интенсивностей, как, например, $\frac{N(66 \text{ кэВ}, 0^\circ)}{N(360 \text{ кэВ}, 90^\circ)}$, были мерой анизотропии γ -излучения.

Наблюдалось резонансное изменение такого отношения, что позволило из условий резонанса вычислить g -фактор исследуемого состояния: $g = +1,146 \pm 0,007$. Еще один метод поляризации ядер, возникающих в ядерной реакции, — метод оптической накачки. Кофф и др. [36] использовали этот метод при измерении магнитных моментов основных состояний ^{21}Na и ^{37}K с временами жизни 23 и 12 сек . В первом случае помещенная в магнитное поле ячейка, наполненная ^{20}Ne под давлением 400 мм рт. ст. , облучалась пучком дейтронов с энергией $7,5 \text{ Мэв}$. Интенсивность пучка была 150 на . В результате реакции $^{20}\text{Ne}(d, n)$ получался ^{21}Na . Оптическая накачка проводилась путем облучения резонансной ячейки светом с круговой поляризацией из натриевой лампы (линия D_1). Достигнутая поляризация ядер наблюдалась методом измерения асимметрии β -распада. В катушке, окружающей ячейку, возбуждалось радиочастотное поле H_1 . О выполнении условия резонанса свидетельствовало исчезновение β -асимметрии. В случае измерений для ^{37}K , образующегося в реакции $^{36}\text{Ar}(d, n)$, был использован эффект обмена спинами, состоящий в том, что при соударении двух атомов в S -состояниях они могут обменяться направлениями атомных спинов. Ячейка была наполнена смесью Ag и Rb , производилась оптическая накачка Rb , а поляризация атомов образующегося ^{37}K происходила вследствие соударений с поляризованными атомами Rb . Следует добавить, что благородные газы — неон, в первом случае, и аргон — во втором — играли роль буферных газов, соударения с атомами которых не приводили к деполяризации. Благодаря присутствию буферных газов и покрытию стенок сосуда $(\text{CH}_3)_2\text{Cl}_2\text{Si}$ можно

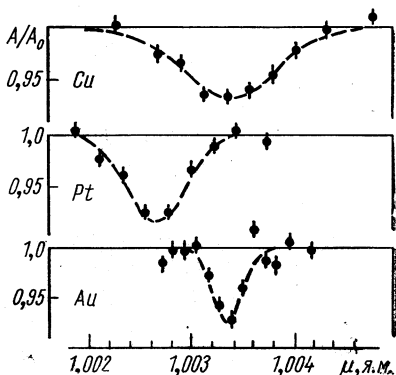


Рис. 23. Резонансное определение магнитного момента ^{129}B , внедренного в разные материалы [34].

проводилась путем облучения резонансной ячейки светом с круговой поляризацией из натриевой лампы (линия D_1). Достигнутая поляризация ядер наблюдалась методом измерения асимметрии β -распада. В катушке, окружающей ячейку, возбуждалось радиочастотное поле H_1 . О выполнении условия резонанса свидетельствовало исчезновение β -асимметрии. В случае измерений для ^{37}K , образующегося в реакции $^{36}\text{Ar}(d, n)$, был использован эффект обмена спинами, состоящий в том, что при соударении двух атомов в S -состояниях они могут обменяться направлениями атомных спинов. Ячейка была наполнена смесью Ag и Rb , производилась оптическая накачка Rb , а поляризация атомов образующегося ^{37}K происходила вследствие соударений с поляризованными атомами Rb . Следует добавить, что благородные газы — неон, в первом случае, и аргон — во втором — играли роль буферных газов, соударения с атомами которых не приводили к деполяризации. Благодаря присутствию буферных газов и покрытию стенок сосуда $(\text{CH}_3)_2\text{Cl}_2\text{Si}$ можно

было избежать деполяризации в течение жизни изучаемых состояний.

Измерение g -фактора основного состояния ^{125}Sb со временем жизни 2,7 года, проведенное Барклеем и др. [37], служит примером

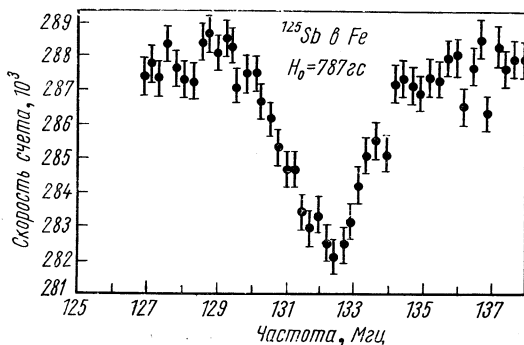


Рис. 24. ЯМР для ядер ^{125}Sb , поляризованных в железе при температуре $0,015^\circ\text{K}$ [37].

применения ЯМР — ЯО-метода. ^{125}Sb в железной фольге был охлажден до температуры около $0,015^\circ\text{K}$ адиабатическим размагничиванием хромистого квасца. Ядерная поляризация была получена с помощью сверхпроводящих катушек Гельмгольца. Радиочастотное поле с амплитудой 10 МГц задавалось катушкой, перпендикулярной к стационарному полю. Угловое распределение γ -перехода с энергией 462 кэВ в дочернем ядре ^{125}Te использовалось для обнаружения резонансного нарушения ядерной поляризации ^{125}Sb (рис. 24). Измерения резонансной частоты для разных поляризующих полей H_0 дают прямую линию (рис. 25), описываемую уравнением

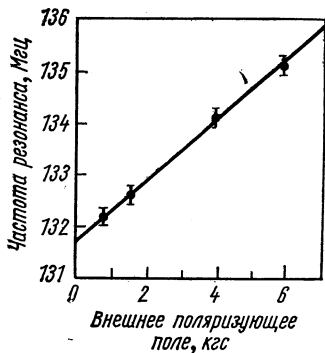


Рис. 25. Смещение частоты резонанса, вызванное внешним поляризующим полем [37].

$$\nu_r = \frac{\mu_N}{h} g (H_{hf} + H_0).$$

Наклон этой прямой дает значение g -фактора

$$g = 0,748 \pm 0,018,$$

а пересечение с осью частот позволяет получить

$$H_{hf} = + 231 \pm 6\text{ кГс}.$$

4. СТРОБОСКОПИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР НА ПУЧКЕ УСКОРИТЕЛЯ

В 1968 г. Христиансен и др. [38] предложили новый метод изучения сверхтонкого взаимодействия ядерных состояний. Метод заключается в облучении мишени импульсами ускоренных частиц с частотой, соответствующей частоте ларморовской прецессии во внешнем магнитном поле возбужденных ядер, получаемых в ядерной реакции. На рис. 26 иллюстрирован принцип стробоскопического метода. Гамма-излучение ориентированных ядер, образующихся во время импульса, имеет определенное угловое распределение, которое

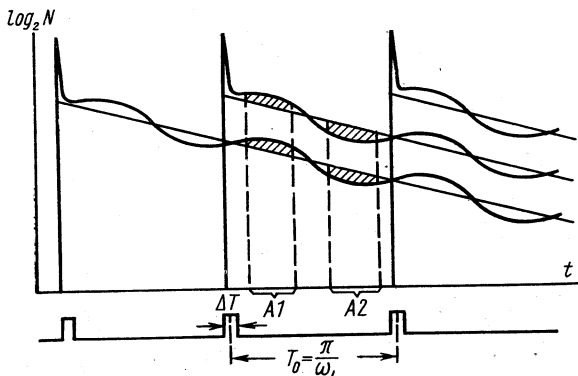


Рис. 26. Принцип стробоскопического метода измерения магнитных моментов ядерных состояний, возбужденных в ядерных реакциях [38].

модулирует кривую распада возбужденного состояния. Применяют дифференциальный метод наблюдения и с помощью двух счетчиков, расположенных под углами $+45^\circ$ и -45° к направлению бомбардирующего пучка, регистрируют число отсчетов во временных пределах, обозначенных на рис. 26 буквами A_1 и A_2 . Если один счетчик ($+45^\circ$) регистрирует в этих пределах числа отсчетов N_1^+ и N_2^+ , а второй (-45°) — N_1^- и N_2^- , тогда отношение $N_1^+ N_2^- / N_1^- N_2^+$ является чувствительной мерой степени согласования частоты повторения импульсов ускорителя и частоты ларморовской прецессии. При измерении этого отношения в зависимости от напряженности магнитного поля получается резкий минимум, когда обе частоты совпадают. Этот метод был использован для определения g -фактора 398 кэВ — состояния ^{69}Ge со временем жизни $5,8 \text{ мксек}$, возбуждаемого в реакции $^{69}\text{Ga}(p, n)^{69}\text{Ge}$. Частота импульсов протонов была 1 МГц , длительность импульсов 10 нсек . Резонансный минимум получается для магнитного поля $H_0 = 2,955 \text{ кгс}$, откуда вытекает значение g -фактора $g = -0,222 \pm 0,001$. Так же как и методы РД и ЯМР, этот метод сочетает большую точность с чувствительностью ядерной детекции.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения магнитных моментов возбужденных состояний ядер, у начала которых лежит работа М. Дойча (1948 г.) об угловых корреляциях γ -излучения и которые получили новый облик после открытия эффекта Мёссбауэра (1958 г.), стали обширной областью исследований. Методы, применяемые в настоящее время, далеко выходят за рамки ядерной физики. Они затрагивают атомную физику, физику твердого тела, химию и технику низких температур.

Применение внутренних магнитных полей дает возможность проводить измерения в пикосекундном диапазоне времен жизни, а обнаружение очень больших переходных полей, действующих на ядра отдачи в ферромагнитных материалах, дает надежду, что область еще более коротких времен жизни станет доступной в ближайшем будущем.

Эксперименты на пучках ускорителей открыли новую сферу исследований, включающую короткоживущие изотопы, получаемые в ядерных реакциях.

Разные сочетания ядерных методик с ядерным магнитным резонансом дают возможность охватить широкий интервал до сих пор недоступных изомерных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Duffy W. Jr. Phys. Rev., **115**, 1012 (1959).
2. Hanna S. S. et al. Phys. Rev. Lett., **4**, 513 (1960).
3. Kalvius M. et al. Z. Phys., **172**, 231 (1963).
4. Seyboth D. et al. Phys. Rev. Lett., **14**, 954 (1965).
5. Lee Y. K. et al. Phys. Rev. Lett., **14**, 957 (1965).
6. Lee Y. K. et al. In: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations. Amsterdam, 1968, p. 675.
7. Sprouse G. D. et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 1041 (1967).
8. Agresti D. et al. Phys. Rev., **155**, 1343 (1967).
9. Deutsch M. et al. MIT. Laboratory of Nuclear Science, Progress Report, May 1959 (не опублик.).
10. Hrynkiwicz A. Z. Postepy fiz., **11**, 521 (1960).
11. Matthias E., Lindqvist T. Nucl. Instrum. Methods, **13**, 356 (1961).
12. Bozek E. et al. Phys. Lett., **1**, 126, (1962).
13. Karlsson E. et al. Nucl. Phys., **25**, 385 (1961).
14. Aerpli H. et al. Phys. Rev., **84**, 360 (1951).
15. Aerpli H. et al. Helv. phys. acta, **25**, 339 (1952).
16. Stiening R., Deutsch M. Phys. Rev., **121**, 1484 (1961).
17. Bauer R. W., Deutsch M. Phys. Rev., **128**, 751 (1962).
18. Bozek E. et al. Phys. Lett., **11**, 304 (1963).
19. Hrynkiwicz A. Z. et al. Nucl. Phys., **80**, 608 (1966).
20. Schmidt H. et al. Phys. Lett., **24B**, 457 (1967).
21. Karlson B. E. Arkiv Fys., **22**, 1 (1962).
22. Bozek E. et al. Nucl. Instrum. Methods, **58**, 325 (1968).
23. Самойлов Б. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 644 (1959).
24. Grace M. A. et al. Phil. Mag., **4**, 948 (1959).
25. Stone N. J. Proc. Roy. Soc., **A311**, 3 (1969).
26. Shirley D. A. In: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations. Amsterdam, 1968, p. 979.
27. Grodzins L. Ibid., p. 607.

28. Grodzins L. Proc. Roy. Soc., **A311**, 79 (1969).
29. Lindhard J. Ibid., p. 11.
30. Deutsch M., Brown S. C. Phys. Rev., **85**, 1047 (1952).
31. Connor D. Phys. Rev. Lett., **3**, 429 (1959).
32. Portis A. M., Linqvist R. H. Magnetism. Vol. 11A. N.Y., 1965.
33. Matthias E. et al. In: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations. Amsterdam, 1968, p. 879.
34. Sugimoto K. Ibid., p. 859.
35. Quitmann D. et al. Phys. Lett., **30B**, 329 (1969).
36. Köpf U. et al. Z. Phys., **226**, 297 (1969).
37. Barclay J. A. et al. In: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations. Amsterdam, 1968, p. 902.
38. Christiansen J. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 554 (1968).