

ТАММА-РЕЗОНАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА В УСЛОВИЯХ ВЫСОЧАСТОТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Е. Ф. Макаров, А. В. Митин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	55
2. Ультразвуковой эффект Доплера	57
а) Ультразвуковая модуляция γ -излучения (57). б) Время релаксации когерентности ультразвуковых колебаний (58). в) Зависимость интенсивности сателлитов от амплитуды ультразвука (59). г) Изучение колебаний в составных акустических резонаторах (60). д) Поперечный эффект Доплера (61). е) Эффект расстояния. Фаза ультразвукового колебания (62). ж) Уменьшение самопоглощения γ -излучения в поле ультразвуковой волны (63).	
3. Магнитострикционные ультразвуковые колебания в ферромагнетиках . . .	64
а) Акустическая гипотеза возбуждения сателлитов (64). б) Магнитный характер возбуждения сателлитов (65). в) Влияние постоянного магнитного поля (65). г) Магнитострикция внутри домена (66). д) Возбуждение звука стенками Блоха (67). е) Генерация звука в металлах вихревыми токами (69). ж) Параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний (70).	
4. Перемагничивание ферромагнетиков радиочастотными полями. Коллапс сверхтонкой структуры	70
а) Эксперимент (70). б) Обсуждение (72).	
5. γ -магнитный и γ -акустический резонансы	73
а) Теория γ -магнитного резонанса. Прохождение γ -излучения (73). б) Величина эффекта γ -магнитного резонанса (75). в) Методы наблюдения γ -магнитного резонанса. Эксперимент (76). г) γ -акустический резонанс (78). д) Сужение линий долгоживущих мёссбауэровских изотопов РЧ полем (79).	
5. Мёссбауэровские спектры при электронном парамагнитном резонансе и оптических возбуждениях	79
а) Электронный парамагнитный резонанс (79). б) Магнитные резонансы в ферромагнетиках (80). в) Оптическое излучение (81).	
7. Заключение	81
Цитированная литература	82

I. ВВЕДЕНИЕ

Применение эффекта Мёссбауэра в различных областях физики и химии твердого тела способствовало быстрому развитию γ -резонансной спектроскопии (ГРС). Наиболее плодотворным стало использование ГРС для изучения сверхтонкого взаимодействия мёссбауэровских ядер в кристаллах. Благодаря высокому энергетическому разрешению ГРС эти исследования стали эффективным методом изучения твердого тела. Широкое распространение получили методы исследования структуры и свойств твердых тел при наложении статических внешних возмущений, а также изучение релаксационных процессов, возникающих в результате движения ядер, спинов или быстрых химических реакций.

В последнее время появилась возможность управления динамическими процессами в веществе с помощью внешних высокочастотных полей а, следовательно, и новые возможности применения ГРС. В связи с этим

отметим, что характерные времена жизни возбужденных состояний мёссбауэровских ядер составляют 10^{-6} — 10^{-9} сек, поэтому речь идет о частотах, сравнимых или более высоких, чем 10^6 — 10^9 гц. Динамические процессы, возникающие под влиянием высокочастотных полей в указанном интервале частот, охватывают диапазоны ядерного магнитного, квадрупольного, электронного парамагнитного и оптического резонансов, а также диапазоны различного рода элементарных возбуждений в твердых телах: фононов, магнонов, плазмонов и т. п. Эти процессы вызывают квантовые переходы между энергетическими уровнями ядра и электронной оболочки иона, меняют электрическое и магнитное поле на ядре, приводят к колебаниям кристаллической решетки. В свою очередь изменения в состоянии мёссбауэровского ядра отражаются на характере взаимодействия последнего с резонансным γ -излучением, вызывая соответствующие искажения в мёссбауэровском спектре.

Простым и вместе с тем широким по своим приложениям примером применения ГРС в условиях высокочастотного возбуждения может служить метод ультразвуковой (УЗ) модуляции γ -излучения. Как показали исследования, интенсивность и положение возникающих при этом новых спектральных линий чувствительны к условиям генерации и распространению звуковых колебаний в образце.

Эти свойства позволили провести ряд исследований по изучению механизмов возбуждения звука в твердых телах. Наиболее плодотворными в этом отношении оказались исследования эффекта магнитострикции в ферромагнетиках.

Повышение мощности и частоты радиочастотного поля способствовало наблюдению нового эффекта ГРС в ферромагнетиках: радиочастотного коллапса сверхтонкой структуры. Этот эффект, обусловленный перемагничиванием образца с частотой во много раз превышающей ядерную частоту Лармора, является, по существу, когерентным аналогом коллапса сверхтонкой структуры при быстрой электронной релаксации.

Совсем другой характер имеют возбуждение ядерного магнитного и электронного парамагнитного резонансов (ЯМР и ЭПР), оптические резонансы, возбуждающие квантовые переходы между энергетическими подуровнями мёссбауэровского иона. Влияние последних на мёссбауэровский спектр является более сложным и разнообразным, чем в предыдущих явлениях. Однако эти исследования, в основном, носят теоретический характер. Исключением является явление γ -магнитного резонанса (ЯМР + эффект Мёссбауэра), изучение которого перешло в экспериментальную фазу.

Ряд интересных теоретических исследований был сделан в последнее время по применению резонансного радиочастотного поля для изучения неоднородной и диполь-дипольной ширин мёссбауэровских линий долгоживущих изотопов. Экспериментальное осуществление этих идей, по-видимому, будет иметь большое значение при решении вопроса о возможности создания источника стимулированного γ -излучения.

Таким образом, можно с уверенностью сказать, что изучение высокочастотных возбуждений значительно расширяет область применения ГРС, снабжая в ряде случаев информацией, получить которую другими методами крайне затруднительно. Круг задач, которые могут быть решены ГРС в условиях высокочастотного возбуждения, весьма широк и актуален. В последнее время появилось несколько обзорных статей по отдельным вопросам ГРС твердого тела в условиях высокочастотного возбуждения (см. ¹⁻⁶). Однако изложение всей проблемы в целом до сих пор отсутствует. В настоящей работе мы постараемся рассмотреть эти вопросы по возможности полно.

2. УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЭФФЕКТ ДОППЛЕРА

а) Ультразвуковая модуляция γ -излучения

Уже в первых своих экспериментах Р. Мёссбауэр использовал линейный эффект Допплера для смещения частоты γ -излучения. Согласно этому эффекту γ -излучение частоты ω_γ от источника, движущегося со скоростью v по отношению к лабораторной системе координат, будет иметь в последней частоту:

$$\omega'_\gamma = \omega_\gamma \left[1 + \frac{(vn)}{c} \right], \quad (2.1)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор направления распространения γ -излучения, c — скорость света.

При периодическом изменении скорости источника наблюдатель будет регистрировать частотно-модулированное γ -излучение. Впервые такие эксперименты с помощью возбуждения УЗ колебаний источника или поглотителя были осуществлены в США в 1960 г. Раби и Болефом⁷ на ядрах Fe⁵⁷. Немного позднее эксперимент был повторен на ядрах Sn¹¹⁹⁸. Остановимся на классической теории УЗ модуляции γ -излучения⁹. Предполагая, что образец колеблется как целое ($qL \ll 1$, где L — размеры образца, $q = \Omega/v_{зв}$ — волновое число звуковой волны, Ω и $v_{зв}$ — частота и скорость звука в образце), запишем выражение для поля электрической напряженности γ -волны в присутствии УЗ колебаний:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left\{ i \left[\omega_\gamma t + \frac{\mathbf{a}\mathbf{n}}{\lambda} \cos(\Omega t + \Phi) \right] \right\}; \quad (2.2)$$

здесь \mathbf{E}_0 — амплитуда напряженности электрического поля в отсутствие УЗ колебаний, \mathbf{a} и Φ — амплитуда и фаза УЗ колебаний, $\lambda = 2\pi\lambda$ — длина волны γ -излучения. Используя разложение

$$e^{iz \cos \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{in[\theta - (\pi/2)]}, \quad (2.3)$$

где $J_n(z)$ — функция Бесселя порядка n , приведем (2.2) к следующему виду:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega_\gamma t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{x_0}{\lambda}\right) e^{in[\Omega t + \Phi - (\pi/2)]}, \quad (2.4)$$

где $x_0 = (\mathbf{a}\mathbf{n})$.

Рассматривая далее интенсивность γ -излучения пропорциональной $|\mathbf{E}|^2$, с помощью (2.4) получим, что спектр состоит из симметрично расположенных линий ($\omega_\gamma^{\text{рез}} = \omega_0 + n\Omega$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) с интенсивностями, определяемыми $J_n^2(x_0/\lambda)$ (см. также¹⁰ *).

Расчет УЗ модуляции γ -излучения можно провести и квантовым путем с помощью введения когерентных квантовых состояний УЗ поля^{1, 4}. Однако специфика наблюдения эффекта Мёссбауэра чаще всего приводит

*) Отметим, что положение сателлитных линий, определяемое простым законом $\omega_\gamma^{\text{рез}} = \omega_0 + n\Omega$, позволяет провести калибровку мёссбауэровского спектра^{11, 12}. Таким путем Крэншоу и Рейвари достигли большой точности в определении ядерных g -факторов в железе. Упомянем также о возможности использования УЗ модуляции для создания мёссбауэровского спектрометра¹³. В этом случае подбирается такая амплитуда УЗ колебания, чтобы интенсивность сателлита только с $n = 1$ была существенной. Изменяя частоту УЗ колебаний и, таким образом, положение сателлитной линии, можно производить анализ мёссбауэровского спектра исследуемого вещества.

к тому обстоятельству, что неоднородности структуры внутри образца и на границе сравнимы с длиной УЗ колебания. В этом случае фаза УЗ колебания становится неопределенной, колебания являются некогерентными. Для описания некогерентных УЗ колебаний можно воспользоваться формализмом тепловых фононов, нагретых до очень высокой температуры. Такое рассмотрение УЗ модуляции γ -излучения было проведено Абрагамом¹⁴, который показал, что в этом случае интенсивность линий пропорциональна $\exp [-(x_0/\lambda)^2] I_n [(x_0/\lambda)^2]$, где I_n — модифицированная функция Бесселя порядка n . Им же было показано, что это выражение для интенсивности линий может быть получено из выражения для когерентного ультра звука, предполагая, что амплитуда последнего подчиняется распределению Рэлея¹⁵:

$$\mathcal{P}^{\text{Рэл}}(x) = \frac{1}{(x_0)^2} x \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 \right]. \quad (2.5)$$

Интегрирование $J_n^2(x/\lambda)$ по x с помощью этого распределения приводит к $\exp [-(x_0/\lambda)^2] I_n [(x_0/\lambda)^2]$. Для произвольного распределения амплитуды УЗ колебаний вероятность излучения или поглощения γ -кванта имеет вид⁴

$$W'(\omega_\gamma) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} W(\omega_\gamma - n\Omega) \int_0^{\infty} \mathcal{P}(x) J_n^2\left(\frac{x}{\lambda}\right) dx, \quad (2.6)$$

где $W(\omega_\gamma)$ — вероятность поглощения или излучения γ -кванта в отсутствие УЗ колебаний, $\mathcal{P}(x)$ — распределение амплитуды УЗ колебаний, совпадающее с δ -функцией или распределением Рэлея, соответственно для когерентных или некогерентных колебаний.

б) Время релаксации когерентности ультразвуковых колебаний

Мишори и Болеф¹ охарактеризовали оба случая когерентных и некогерентных УЗ колебаний с помощью времени УЗ релаксации фононов τ -времени, в течение которого когерентные УЗ колебания релаксируют к тепловым колебаниям с энергией kT , где T — температура образца. Однако для распределения амплитуд УЗ колебаний существенна лишь та стадия процесса, в течение которого когерентное распределение колебаний (см., например,¹⁶) становится некогерентным, тепловым, хотя температура T' , соответствующая последнему распределению, может еще превышать температуру образца T . Время τ' , в течение которого длится эта стадия процесса, определяет релаксацию когерентности УЗ колебаний. Значения $\tau' = \infty, 0$ соответствуют когерентным и некогерентным колебаниям. Поэтому можно только грубо судить о когерентности звука, зная время УЗ релаксации фононов τ .

Эксперимент по УЗ модуляции γ -излучения показывает в большинстве случаев наличие некогерентных колебаний^{1, 11}. В табл. I приводится сравнение экспериментальных данных для источника Co^{57} в нержавеющей стали (частота $\Omega/2\pi = 25 \text{ Мгц}$) с теорией УЗ модуляции γ -излучения некогерентными УЗ колебаниями. Как видно из таблицы, согласие теории с экспериментом хорошее. В пользу некогерентности УЗ колебаний говорит также очень короткое время УЗ релаксации фононов при комнатной температуре $\tau \approx 10^{-11} \text{ сек.}$

Вместе с тем в ряде случаев экспериментальные данные указывают на частичную когерентность УЗ колебаний. Эксперименты по УЗ модуляции γ -излучения⁴ показали, что возбуждаемые радиочастотным полем магнитострикционные УЗ колебания имеют функцию распределения, отличную

Таблица I

Сравнение ¹ отношения интенсивностей спутников C_n/C_0 с $I_n((x_0/\lambda)^2)/I_0((x_0/\lambda)^2)$

$(x_0/\lambda)^2$	C_1/C_0 (эксп.)	I_1/I_0 (теория)	C_2/C_0 (эксп.)	I_2/I_0 (теория)	C_3/C_0 (эксп.)	I_3/I_0 (теория)
0,74	0,36	0,37				
2,98	0,80	0,81	0,46	0,46		
6,70	0,92	0,90	0,72	0,75	0,49	0,46

как от функции Рэлея, так и от δ -функции. Кроме того, измерение времени релаксации этих магнитострикционных колебаний в железе дало значение нескольких микросекунд ^{17, 18}. По-видимому, эти факты дают возможность утверждать о частичной когерентности магнитострикционных УЗ колебаний.

в) Зависимость интенсивности спутников от амплитуды ультразвука

Рассмотрим поведение относительных интенсивностей линий модулированного УЗ колебаниями мёсбауэровского спектра в зависимости от амплитуды УЗ поля.

Интенсивность основной линии ($n = 0$) равна единице при $x_0 = 0$; с увеличением амплитуды монотонно падает (некогерентные колебания) или падает, осциллируя относительно нуля (когерентные колебания).

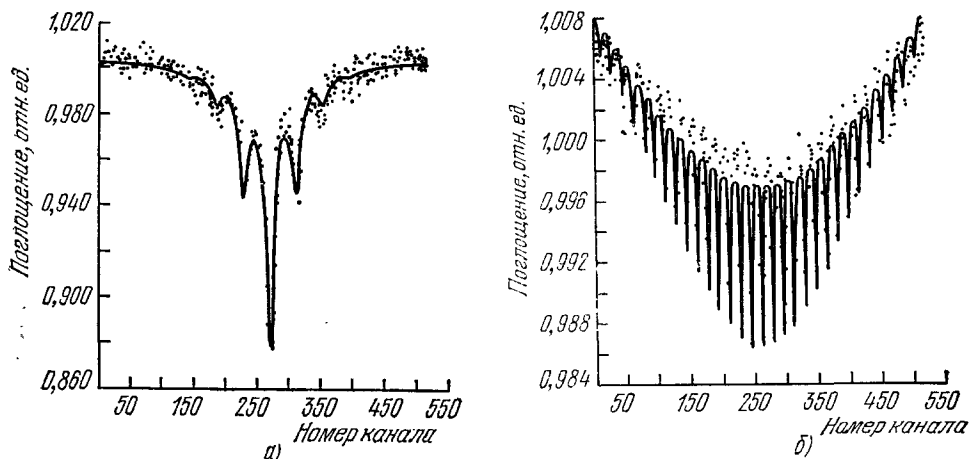


Рис. 1. Мёсбауэровский спектр поглощения в FeAl, модулированный ультразвуком частоты 16 Мгц, в зависимости от напряжения V на УЗ преобразователе ¹¹.
а) $V = 4$ с; б) $V = 30$ с, шкала скоростей сужена в 2,5 раза.

Интенсивности боковых спутников ($n \neq 0$) сначала равны нулю при $x_0 = 0$, потом растут с увеличением амплитуды как $(x_0/\lambda)^{2n}$, а затем монотонно убывают (некогерентные колебания) или убывают, осциллируя относительно нуля (когерентные колебания).

Отсюда видно, что влияние УЗ модуляции будет иметь место для амплитуд УЗ смещения, сравнимых с длиной волны γ -излучения λ . Например, для ядер Fe^{57} , Sn^{119} , Zn^{67} величины λ равны соответственно 0,14 Å, 0,084 Å и 0,022 Å. Такие величины амплитуд малы и их трудно обнаружить

другими методами. В связи с этим естественно использовать метод УЗ модуляции γ -излучения для детектирования малых УЗ колебаний.

С увеличением амплитуды УЗ колебаний интенсивность основной линии уже не выделяется резко по сравнению с интенсивностями сателлитов, однако интенсивность тех и других падает, так как суммарная интенсивность спектра по теореме сложения функций Бесселя¹⁹

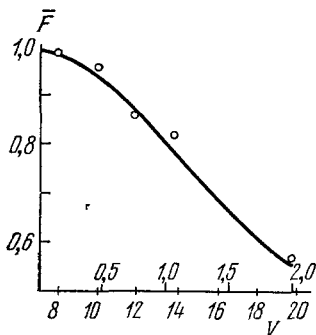


Рис. 2. Зависимость среднего значения вероятности эффекта Мёссбауэра (Sn^{119} в LiNbO_3) от напряжения на УЗ преобразователе.

Экспериментальные данные сопоставлены с теоретической кривой²⁰.

$$J_0^2\left(\frac{x_0}{k}\right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2\left(\frac{x_0}{k}\right) = 1 \quad (2.7)$$

остается постоянной. Этот факт хорошо согласуется с экспериментом (рис. 1).

Эффект уменьшения интенсивности основной мёссбауэровской линии с ростом амплитуды УЗ колебаний наблюдался также²⁰ при УЗ модуляции γ -излучения в сегнетоэлектрическом кристалле LiNbO_3 , содержащем 0,5 мол. % Sn^{119} . На рис. 2 показано сравнение экспериментальных данных с теорией. Однако ограничение в напряжении на преобразователе не дало возможности проследить, будет или нет поведение вероятности эффекта Мёссбауэра носить осцилляционный характер и тем самым определить степень когерентности УЗ колебаний.

г) Изучение колебаний в составных акустических резонаторах

Как это следует из предыдущего рассмотрения, интенсивность основных линий спектра уменьшается с увеличением амплитуды УЗ колебаний. Это свойство мёссбауэровского спектра может быть использовано для изучения распространения звука в составных резонаторах (преобразователь — образец). Эксперимент ставится следующим образом: в зависимости от частоты ультразвука измеряется интенсивность основной линии мёссбауэровского спектра источника или поглотителя, один из которых подвержен действию УЗ колебаний.

В качестве примера рассмотрим особенности возбуждения стоячей УЗ волны в составном акустическом резонаторе. В последнем устанавливаются колебания, интенсивность которых сильно зависит от совпадения частоты колебания с частотой механического резонанса. Причем, плотность УЗ энергии в образце при механическом резонансе в Q раз больше, чем вне него. Величина Q достигает порядка 10^2 — 10^3 в обычных экспериментальных условиях.

Положение резонансных частот механического резонанса составного акустического резонатора определяется толщинами, скоростями распространения и величинами поглощения ультразвука соответственно в преобразователе и образце. Эти особенности распространения звука в составных резонаторах были изучены в работах^{1, 21}.

Болеф с сотрудниками показал, что в составном резонаторе при выполнении неравенства $l_T \ll l_S$, где l_T и l_S — толщины, соответственно, преобразователя и образца, получается спектр обычной для УЗ модуляции γ -излучения: частоты механического резонанса равномерно разделены.

Другой характер имеет акустический спектр при $l_T \gg l_S$ (рис. 3). На рисунке широкие линии совпадают с механическими резонансами состав-

ного акустического резонатора, узкие линии соответствуют механическим резонансам преобразователя. Последние имеют малую ширину в связи с тем, что поглощение УЗ колебаний в кварце значительно слабее, чем в нержавеющей стали.

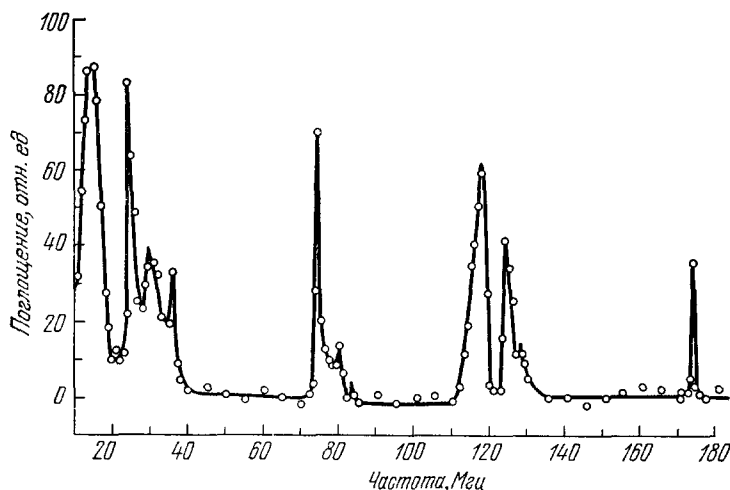


Рис. 3. Акустический мёссбауэровский спектр УЗ резонатора, состоящего из преобразователя ($l_T = 0,45$ см) и поглотителя (нержавеющая сталь, $l_S = 0,1$ см) при частоте ультразвука 15 МГц¹.

Указанный спектр дает возможность измерения как фазовой скорости v_S в образце с помощью формулы²²

$$v_S = (\omega_{m+1}^c - \omega_m^c) (1 + 2\gamma) \frac{l_S}{\pi}, \quad \gamma \equiv \frac{\rho_T l_T}{\rho_S l_S} \quad (2.8)$$

(ω_m^c — резонансные частоты составного резонатора, ρ_T , ρ_S — удельные плотности преобразователя и образца), так и коэффициента поглощения УЗ колебаний в образце (по ширине линий).

д) Поперечный эффект Допплера

Другой возможностью влияния УЗ колебаний на мёссбауэровский спектр является поперечный эффект Допплера. На это было обращено внимание в работе¹. Оценим величину этого эффекта. Поперечный эффект Допплера связан с одним из выводов специальной теории относительности, которая утверждает, что в движущейся системе координат часы идут медленнее, чем в неподвижной. Тогда при испускании γ -кванта частоты ω_γ в системе координат, движущейся со скоростью v относительно неподвижной, фаза колебания γ -волны в последней становится равной

$$\varphi = \omega_\gamma \int_0^t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt. \quad (2.9)$$

Рассмотрим формулу (2.9) в случае УЗ колебаний. Предполагая v^2/c^2 малым, можно показать, что частота γ -излучения движущегося источника имеет сдвиг

$$\Delta\omega_\gamma = -\frac{1}{4} \frac{\Omega^2}{\omega_\gamma} \left(\frac{\bar{a}}{\lambda} \right)^2. \quad (2.10)$$

В отличие от линейного эффекта Допплера, сдвиг частоты при поперечном эффекте Допплера не зависит от направления смещения УЗ колебаний. Как видно из (2.10), наиболее благоприятные условия для наблюдения УЗ поперечного эффекта Допплера осуществляются при высоких энергиях и малой спонтанной ширине γ -излучения Г, высоких частотах и больших мощностях ультразвука. По-видимому, для этой цели наиболее подходят такие ядра, как Zn^{67} , Ta^{181} и т. п.

Оценки для широко используемого ядра Fe^{57} показывают, что для ультразвука частоты 10^{12} гц, амплитуды 10^{-9} см $\Delta\omega_\gamma/\Gamma \approx 1$.

Таким образом, поперечный эффект наиболее доступен для применения ГРС в изучении УЗ колебаний на высоких частотах, подходящих вплотную к частоте Дебая.

е) Эффект расстояния. Фаза ультразвукового колебания

В 1961 г. Боммелем ²³ было сделано предположение, что на основании принципа эквивалентности должно происходить смещение частоты источника, движущегося с ускорением d и на расстоянии z от поглотителя: $\Delta\nu/\nu = zd/c^2$. Эксперимент был проведен с источником и поглотителем γ -излучения, подверженным УЗ колебаниям (при одинаковых частотах, амплитудах и фазах). При изменении расстояния z (до 35 см) наблюдалось линейное по z изменение скорости счета.

Однако эффект расстояния может так же возникнуть и благодаря изменению фазы УЗ колебания с расстоянием. Теория этого явления может быть построена с помощью совместного решения уравнений для матрицы плотности ядра в колеблющейся среде и уравнений Максвелла. В результате интенсивность γ -излучения для колеблющихся вдоль оси Oz с частотой Ω , амплитудами a_1, a_2 и фазами Φ_1, Φ_2 соответственно источника и поглотителя можно выразить следующей формулой ^{24 *}:

$$W = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(R) \text{Sp} \{ e^{i\hat{n}m(\frac{\Delta z}{\lambda})} \hat{\chi} e^{-i(\hat{n}m + (\frac{\Delta z}{\lambda}))} \}; \quad (2.11)$$

здесь $\hat{\chi}$ — поляризационная матрица плотности источника γ -излучения ²⁶, $+$ обозначает эрмитово сопряжение, Δz — толщина поглотителя, $1/\lambda$ — волновое число γ -излучения,

$$R = 1/\lambda \sqrt{a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2 \cos(\Phi_2 - \Phi_1 + \Omega z/c)}. \quad (2.11a)$$

Тензорный показатель преломления m -й гармоники γ -излучения $n_{\nu\nu'}^m$ выражается следующим образом:

$$n_{\nu\nu'}^{m1} = -n_0 \sum_{m_e, m_g, M} \times \\ \times \frac{\rho_{m_g}^{(0)} (\nu\nu')^e D_{\nu M}^{(L)*}(\varphi, \theta, 0) D_{\nu' M}^{(L)}(\varphi, \theta, 0) C^2(I_g, L, I_e; m_g, M, m_e)}{i(\Gamma/2) + (\omega_\nu + m\Omega - \omega_{m_e, m_g})}, \quad (2.12)$$

$$n_0 = \pi \lambda^3 f \frac{N}{V} \frac{1+2L}{1+\alpha},$$

где $D_{MM'}^{(L)}(\varphi, \theta, \psi) = e^{-iM\varphi} d_{MM'}^{(L)}(\theta) e^{-iM'\psi}$ — обобщенные сферические функции, $*$ — комплексное сопряжение, углы Эйлера $\varphi, \theta, 0$ определяют направление оси квантования по отношению к лабораторной системе координат

*) Недавно на основании оптической теоремы аналогичная задача решалась в приближении тонкого поглотителя и малых амплитуд УЗ колебаний ²⁵. Фаза УЗ колебания и поляризации γ -излучения этими авторами не рассматривались.

с осью Oz вдоль волнового вектора γ -волны, $\rho_m^{(0)}$ — заселенность подуровней основного состояния ядра, $C(I_g L I_e, m_g M m_e)$ — коэффициенты Клебша — Гордана для L -мультипольного излучения, I_g , I_e и m_g , m_e — соответственно ядерные спины и магнитные квантовые числа основного и возбужденного состояний, параметр ε равен 0 или 1 соответственно для магнитных или электрических γ -переходов, N/V — число мёссбауэровских ядер в единице объема, f — фактор Лэмба — Мёссбауэра.

Из формул (2.11) и (2.11а) видна зависимость резонансного поглощения от расстояния z , что обусловлено конечным временем распространения сигнала (со скоростью света). Поэтому фаза УЗ модуляции на расстоянии z от источника изменится на величину $\Omega z/c$. Можно показать, что при частоте $\Omega/2\pi = 30$ Мгц и амплитуде УЗ деформации $a = 10^{-8}$ см ($a_1 = a_2 = a$, $\Phi_1 = \Phi_2$) изменение в интервале 0—10 см приводит к изменению интенсивности, например, основной линии (ядро Fe^{57}) на 20%. Однако для малых z в противоположность эксперименту Боммеля эффект квадратичен по z .

Можно надеяться, что дополнительные эксперименты прояснят физическую картину этого явления. Укажем теперь на некоторые следствия из формулы (2.11). Так, при неподвижном источнике или поглотителе

$$W = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right) \text{Sp} (e^{i\hat{n}^m(\Delta z/\lambda)}) \hat{\chi} e^{-i\hat{n}^m(\Delta z/\lambda)}). \quad (2.13)$$

Формула (2.13) дополняет формулу (2.6) на случай поляризованного γ -излучения и поглощения последнего в толстом поглотителе. Анализ (2.13) показывает, что поглощение m -й гармоники происходит аналогично неподвижному поглотителю, но со смещением частоты γ -излучения на $m\Omega$ и с вероятностью появления гармоники $J_m^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)$. Таким образом, прохождение через вибрирующий толстый поглотитель приводит не только к частотной, но и к амплитудной модуляции γ -излучения^{27, 28}.

Необходимо отметить, что как поперечный эффект Доплера, так и эффект расстояния могут быть полезны для проверки теории относительности в неинерциальных системах координат, тогда как фазовая зависимость резонансного поглощения может быть использована при измерении степени когерентности УЗ колебаний.

ж) Уменьшение самопоглощения γ -излучения в поле ультразвуковой волны

При экспериментальном исследовании мёссбауэровских спектров, в режиме УЗ модуляции, оказалось, что интенсивность γ -излучения толстого источника при высоких мощностях УЗ колебаний увеличивается¹. Объяснение этого явления, предложенное авторами, состоит в том, что УЗ колебания смещают частоты излучающих мёссбауэровских ядер относительно друг друга таким образом, что среднее смещение частоты γ -излучения равно по порядку величины спонтанной ширине. В связи с этим и уменьшается самопоглощение.

В заключение отметим, что применение УЗ мёссбауэровской спектроскопии особенно перспективно на высоких частотах ультразвука, где другие когерентные методы детектирования не применимы. Многообещающим является также применение этого метода для изучения ультразвуковых процессов в твердых телах*), в частности и при исследовании магнитоstrictionных колебаний.

*) Совсем недавно появилось сообщение о наблюдении асимметрии квадрупольного расщепления, индуцируемой ультразвуком в нитропрусидах натрия и селените²⁹.

3. МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Экспериментальные исследования эффекта влияния радиочастотного (РЧ) поля в ГРС привели в первую очередь к обнаружению в ферромагнетиках генерации УЗ колебаний. Первые эксперименты были осуществлены почти одновременно в США ³⁰ и Италии ³¹. Эти эксперименты показали,

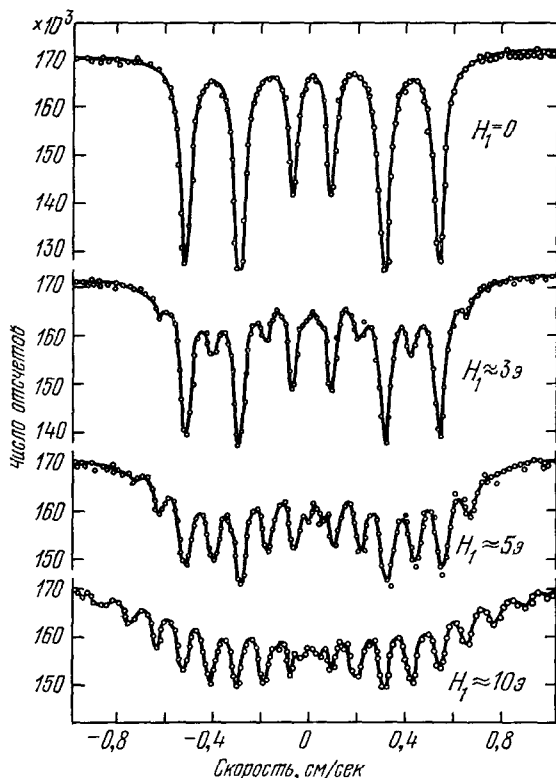


Рис. 4. Эффект переменного магнитного поля частоты 13 Мгц как функция напряженности в металлическом поглотителе (обогащенное Fe^{57} железо) ³⁰.

что действие РЧ поля, аналогично УЗ модуляции γ -излучения и приводит к образованию спутников в мессбауэровском спектре (рис. 4), причем индекс модуляции последних пропорционален амплитуде РЧ поля (см. также ³²). В дальнейшем был проведен ряд исследований, направленных на выяснение природы спутников, возбуждаемых РЧ полем.

а) Акустическая гипотеза возбуждения спутников

Подробное экспериментальное исследование по проверке гипотезы возбуждения УЗ колебаний, стимулированных РЧ полем, провел Пфайффер ³³. Он исследовал частотную зависимость индекса модуляции спутников для порошка гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$). Эксперимент показал, что, во-первых, величина эффекта возрастает с увеличением размера частиц, и, во-вторых, ниже определенной для данного размера

частиц частоты РЧ поля эффект резко падает. Эта критическая частота по Пфайфферу определяется требованиями, чтобы длина акустической полу волны была меньше размеров частиц порошка. В противном случае амплитуда акустической волны резко падает. Поэтому $\nu_{\text{крит}} = v/2d$, где v — скорость звука в образце. Скорости сдвиговой v_s и продольной v_l волн в гематите различны. Однако условия эксперимента таковы, что низшая частота акустической моды будет смешанной модой, имеющей эффективную акустическую скорость между v_s и v_l . Границы, соответственно, v_s и v_l указаны на рис. 5 стрелками.

Второй эксперимент в поддержку акустической гипотезы образования спутников был проведен недавно Альбанезе и др. ³⁴. Идея эксперимента заключалась в передаче акустической энергии колеблющейся пластинки в среде, в которой она находится. Плотность энергии E в пластинке прямо пропорциональна генерированной внутри нее мощности W и обратно пропорциональна коэффициенту передачи T : $E \sim W/T$; здесь $T =$

$= 4\gamma(1 + \gamma)^2$, $\gamma = z_2/z_1$ — отношение акустических сопротивлений ($z = \rho v$) двух сред. Коэффициент зависит от упругих свойств образца и окружающей среды. Например, он равен $4,3 \cdot 10^{-5}$ для системы железо — воздух и $1,3 \cdot 10^{-1}$ для системы железо — нефть.

Эксперимент был проведен для поглотителя в виде железной фольги в обычных условиях (в воздухе), а также в случае покрытия поверхности фольги силиконовой смазкой. В последнем случае эффект возбуждения сателлитов отсутствовал. Тот же эффект уничтожения сателлитов наблюдался при покрытии поглотителя другими вязкими веществами.

Совсем недавно были проведены аналогичные эксперименты по изучению влияния покрытия железной фольги различными веществами на индекс модуляции сателлитов, возбуждаемых РЧ полем³⁵. Исследования подтвердили акустический характер изменений в мёсбауэровском спектре и указали на большую чувствительность метода к чистоте поверхности; так, даже после прикосновения пальцев руки к испытываемому образцу величина индекса модуляции значительно падала. Таким образом, акустический характер возбуждения сателлитов в ферромагнетиках имеет довольно надежное экспериментальное подтверждение.

б) Магнитный характер возбуждения сателлитов

В ряде экспериментов было показано, что возбуждение сателлитов связано с ферромагнитной структурой вещества^{3, 4}. Для этого было исследовано поведение сателлитов в монокристалле FeBO_3 при изменении температуры образца. FeBO_3 — слабый ферромагнетик с температурой Кюри 348°K . Эксперимент показал, что в парамагнитной области сателлиты исчезают. Такого же типа эксперимент был проведен для монокристалла гематита, который также является слабым ферромагнетиком и ниже температуры Морина (13°C) становится антиферромагнитным. В этом последнем состоянии сателлиты исчезают.

Из этих экспериментов следует, что возбуждение сателлитов имеет место лишь в тех случаях, когда имеется нескомпенсированный макроскопический магнитный момент.

в) Влияние постоянного магнитного поля

Был проведен ряд экспериментальных исследований поведения сателлитов в постоянных магнитных полях^{3, 4, 36-40}. Эксперименты, проведенные для поглотителей из железной фольги, показали различную зависимость для перпендикулярного и параллельного (по отношению к направлению РЧ поля) направления постоянного магнитного поля. В области от 80 до 320 э отмечено небольшое увеличение среднеквадратичного смеще-

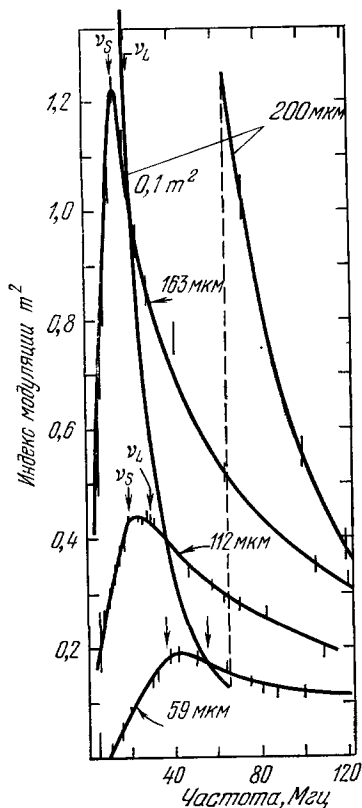


Рис. 5. Индекс модуляции сателлитов как функция частоты и размера частиц³³.

ния ядер. Далее наблюдается медленный спад и после 1000 э интенсивность сателлитов резко стремится к нулю. Значительно быстрее падает интенсивность сателлитов в параллельном постоянном поле. В этом случае для подавления сателлитов достаточны более низкие поля, чем для перпендикулярного поля.

г) Магнитострикция внутри домена

Возбуждение УЗ колебаний РЧ полем за счет механизма магнитострикции внутри домена получило наибольшее признание для объяснения сателлитов. Теория основана на следующих предположениях ^{4, 30}:

1) относительная деформация $\varepsilon = \delta l/l$ описывается с помощью статической изотропной модели:

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{3}{2} \Lambda \cos^2 \theta, \quad (3.1)$$

г Λ — магнитострикционная константа насыщенного ферромагнетика и θ — угол между направлением намагниченности ферромагнетика и направлением, в котором измеряется деформация;

2) РЧ компонента намагниченности M_1 намного меньше статической намагниченности M_0 ;

3) статические магнитострикционные константы могут быть использованы в РЧ диапазоне;

4) акустические колебания, генерируемые РЧ полем, распространяясь в поликристаллическом образце, взаимодействуют с границами зерен, поверхностью образца и дислокациями, в результате чего акустические колебания рассеиваются в направлениях, отличных от первоначального.

Тогда можно показать, что на частоте РЧ поля возбуждаются акустические колебания; в результате индекс модуляции выражается следующим образом:

$$m^2 = \left(\frac{x_0}{\lambda} \right)^2 \approx \frac{1}{\lambda^2} \left(\frac{3}{2} l \Lambda \frac{|M_0 \cdot M_1|}{M_0} \right)^2. \quad (3.2)$$

Выражение (3.2) показывает, что сателлиты возбуждаются только перпендикулярной составляющей РЧ поля. Это согласуется с зависимостью интенсивности сателлитов от направления постоянного магнитного поля. Однако если в формулу (3.2) подставить значение толщины фольги поглотителя (несколько микрон), то получается величина намного меньшая, чем это следует из эксперимента. При подстановке значения диаметра поглотителя величина индекса модуляций достигает огромных значений с абсолютным смещением ядер до 20 Å. Вместе с тем заметим, что, согласно (3.1), магнитострикция не приводит к акустическим деформациям вдоль направления γ -лучей (в нормальной геометрии поглощения: волновой вектор γ -лучей перпендикулярен поверхности образца).

Дополнительные эксперименты с наклонной плоскостью поглотителя показали также, что акустические колебания совершаются преимущественно в плоскости поглотителя. Поэтому для объяснения экспериментально наблюдаемых интенсивностей сателлитов требуется наличие акустического рассеяния в образце. При амплитуде колебаний в 20 Å требуется всего лишь несколько процентов рассеяния энергии акустической волны перпендикулярно плоскости поглотителя.

Для вывода выражения индекса модуляции предполагалось, что добротность акустических колебаний $Q = 1$. Последние мёсбауэровские эксперименты по изучению времени распада магнитострикционных колебаний ^{17, 18} показали, что $Q \approx 600$. Такое значение добротности приводит

к значительному усилению индекса модуляции. Последнее обстоятельство «работает» в пользу предложенной теории.

Интересно также замечание, сделанное в работе ⁴, по поводу возможности существования спиновых волн в РЧ диапазоне. Эта гипотеза связана с тем обстоятельством, что на расстоянии только двух скин-слоев РЧ поле уменьшается в железе до 13% от своей первоначальной величины. Поэтому можно было бы ожидать явление магнитострикции в тонком скин-слое. Однако анализ интенсивностей спутников в мёссбауэровском спектре указывает, что существенная часть ядер в образце колеблется при заданной частоте. Это говорит в пользу распространения акустических волн по всему объему образца. Вместе с тем возможно также возбуждение спиновых волн, которые имеют большую глубину проникновения в металл, чем электромагнитное поле, и благодаря этому эффект магнитострикции имеет место во всем объеме образца.

Отметим также использование ГРС в условиях РЧ возбуждения для исследования целого ряда магнитострикционных эффектов в магнитных сплавах ⁴¹. В частности, было показано существование анизотропии возбуждения УЗ колебаний за счет текстуры при прокатке образцов. Обнаружено существование боковых полос при РЧ возбуждении сплава Fe + 28% Ni, состоящего из магнитной и немагнитной фаз, причем показано, что УЗ колебания, рождающиеся в магнитной фазе, распространяются по всему образцу. При исследовании монокристалла Fe + 4% Si было обнаружено, что амплитуда УЗ колебаний существенно возрастает, когда возбуждающее РЧ поля направлено вдоль оси легчайшего намагничивания. Показано также, что при изменении степени атомного порядка сплава Ni₃Fe существенно меняются интенсивности спутников, так что в упорядоченной структуре генерация УЗ колебаний существенно облегчается (рис. 6).

Таким образом, применение ГРС в условиях РЧ возбуждения является, по-видимому, удобным методом исследования РЧ магнитострикции в магнитных сплавах.

До сих пор мы предполагали, что основную роль в возбуждении ультразвука играет линейная магнитострикция. Однако в некоторых ферромагнетиках, таких как инварные сплавы (сплавы Fe — Ni с 30—45% Ni), недавно наблюдались УЗ колебания ядер за счет объемной магнитострикции ³⁹. Эффект УЗ модуляции сильно возрастал с увеличением магнитного поля, перпендикулярного H₁, при изменении H₀ от 34 э до 470 э. Такая зависимость связана с возрастанием магнитострикции в области парапроцесса. Увеличение же H₀, параллельного H₁, приводило к более медленному спаду УЗ спутников, чем для железных фольг.

д) Возбуждение звука стенками Блоха

Одним из механизмов появления спутников в мёссбауэровском спектре может также служить генерация звука стенками Блоха. Такая теория была предложена в работе ⁴².

Предположим, что магнитострикционная энергия кубического кристалла определяется выражением

$$E = \frac{B_1}{M_0^2} (e_{xx}M_x^2 + e_{yy}M_y^2 + e_{zz}M_z^2) + \frac{B_2}{M_0^2} (e_{xy}M_xM_y + e_{xz}M_xM_z + e_{yz}M_yM_z), \quad (3.3)$$

где B₁, B₂ — магнитоупругие константы, M_i — компоненты намагниченности, $e_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$ — тензор деформации.

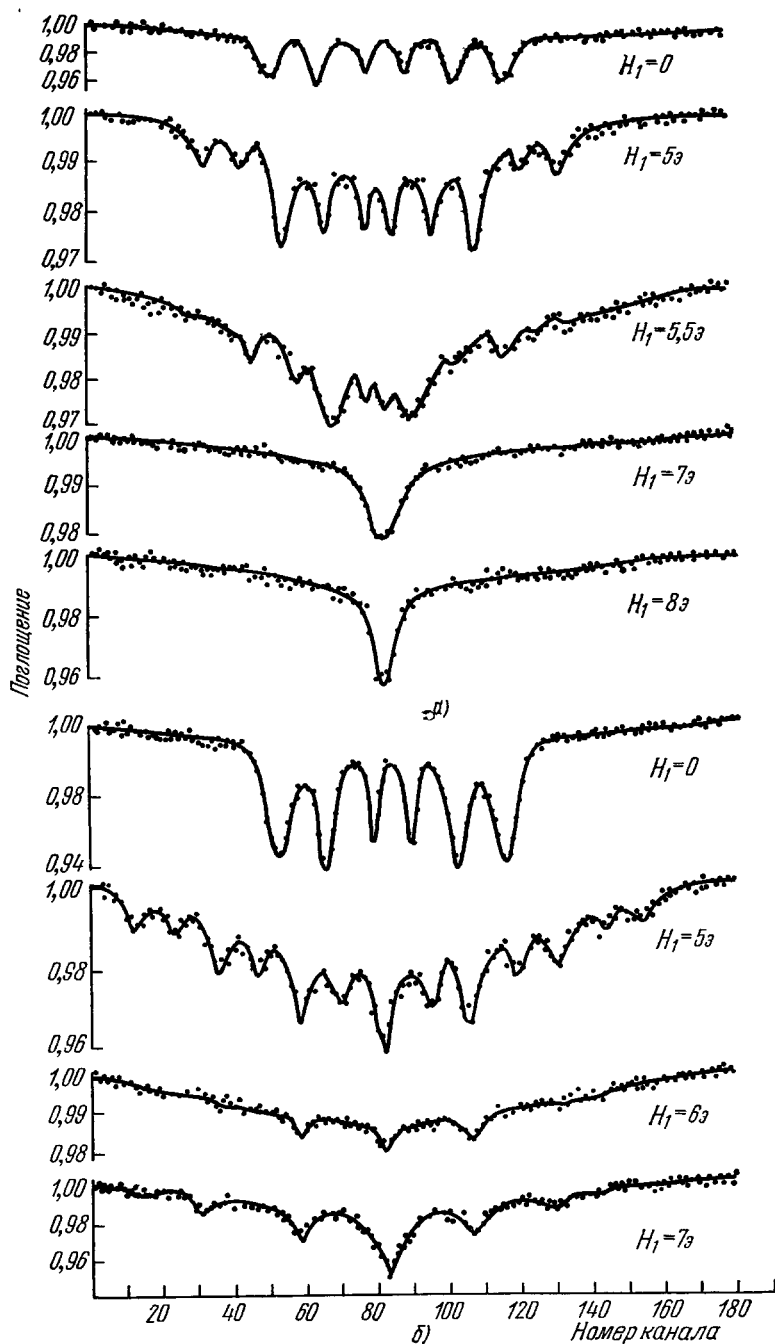


Рис. 6. Мёссбауэровские спектры разупорядоченного (а) и упорядоченного (б) сплава Ni_3Fe при различной мощности РЧ поля с частотой 40 Мгц ⁴¹.

С помощью (3.3) уравнение для продольных колебаний пластинки может быть записано в следующем виде *):

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - v_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = \frac{B_z}{\rho M_0} \frac{\partial}{\partial y} (M_y \cos \theta). \quad (3.4)$$

Из уравнения (3.4) видно, что возбуждение колебаний пластины вдоль направления γ -излучения зависит от компоненты намагниченности, направленной перпендикулярно стенке Блоха. Находя компоненту намагниченности M_y методом функций Грина, предложенным Джанаком⁴³ для элементарных возбуждений стенки Блоха, и решая уравнение (3.4) можно показать, что при амплитудах РЧ поля порядка нескольких эрстед звук, генерированный стенками Блоха, может быть ответственным за возбуждение спутников в ферромагнетиках. Вычисления показывают, что эффект возбуждения звука сильно зависит от направления РЧ поля (перпендикулярно или параллельно стенке Блоха). Эффект пренебрежимо мал для перпендикулярного возбуждения стенки Блоха. Этот факт был подтвержден экспериментами на ориентированных образцах железо-иттриевого граната⁴³. Подавление эффекта спутников при увеличении постоянного магнитного поля также объясняется в рамках предложенной модели: происходит уничтожение стенок Блоха и возбуждение сдвиговых колебаний в доменах. Возрастание эффекта спутников в тонких поглотителях находит свое объяснение в относительно большем объеме стенок в тонких образцах.

Недавно при исследовании релаксации УЗ колебаний, возбуждаемых РЧ полем в пермаллое (50% Ni) было показано^{41, 44}, что временной спектр распада имеет сложную структуру, которая, как полагают авторы, обусловлена магнитострикцией стенок Блоха.

е) Генерация звука в металлах вихревыми токами

В последнее время были проведены исследования⁴⁵, показавшие возможность генерации УЗ колебаний в металлах за счет вихревых токов, индуцированных РЧ полем. Такой механизм может быть весьма существен в парамагнитных металлах при высоких температурах и малых длинах свободного пробега электронов. Этот механизм проявляется либо через диффузионное рассеяние электронов поверхностью металлов, либо связан с пространственной дисперсией электропроводности. Если $\delta/\lambda_{зв} \ll 1$, где δ — глубина скин-слоя, $\lambda_{зв}$ — длина УЗ волны, то эффект УЗ модуляции должен иметь место в ферромагнетиках с большой магнитной проницаемостью. Заметим, что так же как и в случае магнитострикции внутри ферромагнитного домена, вихревые токи возбуждают в изотропном металле упругие колебания, происходящие в плоскости образца. Поэтому и здесь для наблюдения УЗ модуляции большую роль играет рассеяние акустической волны на неоднородностях образца.

Эксперименты были проведены как в ферромагнитных, так и парамагнитных металлах, например, в сплаве золота с добавлением 7 ат. % Fe^{57 45}. По мнению авторов, эти эксперименты подтверждают гипотезу вихревых токов. Однако с целью выяснения удельного вклада механизма вихревых токов в возбуждении УЗ модуляции γ -излучения совсем недавно были проведены эксперименты⁴⁶ в двух сплавах класса пермаллоя, обладающих существенно различными коэффициентами магнитострикции, но

*) Плоскости поглотителя и стенки Блоха параллельны соответственно плоскостям xOy , xOz . Ось легкого намагничивания совпадает с осью Oz .

с близкими значениями электропроводности. Спектр сплава 50 Н (50% Ni), обладающий заметной магнитострикцией, имеет ярко выраженный характер УЗ модуляции, тогда как в спектре сплава 81 НМ (81% Ni, 6% Mo), имеющего незначительную магнитострикцию, УЗ сателлиты отсутствуют. Этот эксперимент показывает, что УЗ модуляция в данных сплавах обусловлена магнитострикцией, а не вихревыми токами, как указывалось в цитируемой работе ⁴⁵.

В последнее время был проведен еще один эксперимент по проверке гипотезы вихревых токов ⁴⁷. Эксперимент осуществлялся следующим образом: поглотитель из нержавеющей стали скреплялся с обеих сторон с пленками Ni, Ag, Cu. Только в случае Ni, известного большой магнитострикцией, наблюдались сателлиты, тогда как они отсутствовали в случае немагнитных металлов Ag, Cu. Эти эксперименты подвергают сомнению эффективность механизма вихревых токов в возбуждении сателлитов в ферромагнетиках.

ж) Параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний

До сих пор нелинейные динамические свойства ферромагнетиков в области СВЧ диапазона изучались методом ферромагнитного резонанса. Однако эти же явления могут быть исследованы и с помощью ГРС.

Одной из возможностей мёсбауэровского изучения порога параметрического возбуждения УЗ колебаний является возбуждение магнитоакустического резонанса ⁴⁸. В этом случае в плоскости ферромагнитного поглотителя, намагниченного перпендикулярно поверхности образца, приложены два поперечных магнитных поля СВЧ диапазона: поле однородной прецессии (частота ω_1) и поле накачки (частота ω_p). За счет параметрической связи упругой стоячей волны и магнитостатических мод высокочастотных намагниченностей продольные (перпендикулярно плоскости поглотителя) УЗ колебания (частота ω_2) возбуждаются при условии $\omega_p = \omega_1 + \omega_2$. В работе показано, что пороговая величина упругих колебаний приводит к появлению сателлитов, детектируемых техникой ГРС.

Недавно появилось сообщение ⁴⁹, что при РЧ возбуждении гематита в мёсбауэровском спектре помимо обычных сателлитов появляются еще и дополнительные, обязанные параметрическому возбуждению с резонансной частотой, равной $\omega/2$, где ω — частота РЧ поля. Найдено, что интенсивности этих сателлитов достигают насыщения с увеличением мощности РЧ поля и при этом превышают интенсивности обычных сателлитов в два раза.

4. ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ РАДИОЧАСТОТНЫМИ ПОЛЯМИ. КОЛЛАПС СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

а) Эксперимент

Интересное явление наблюдал Пфайффер ⁵⁰ при изменении мёсбауэровского спектра пермаллоевой фольги (58% Fe, 42% Ni) в сильном РЧ поле напряженностью 15 э. В этом случае при увеличении частоты РЧ поля до 106 Мгц мёсбауэровский спектр схлопывался в одиночную линию (рис. 7), как это имеет место при быстрой электронной релаксации ^{51, 52}. На рисунке видны также УЗ сателлиты, генерируемые РЧ полем. Приложение постоянного магнитного поля вдоль перемагничивающего приводит к восстановлению спектра.

Объяснение Пфайффера^{3, 50} заключалось в том, что РЧ поле с амплитудой большей, чем поле анизотропии производит перемагничивание образца, и сверхтонкое поле, антипараллельное намагниченности, осциллирует в такт с изменением намагниченности. Если частота изменения сверхтонкого поля будет намного больше частоты ядерной прецессии, то ось квантования поля на ядре становится неопределенной в пространстве, сверхтонкое поле усредняется до нуля и мёсбауэровский спектр состоит из одной линии — так называемый «коллапс сверхтонкой структуры».

Аналогичные измерения были приведены⁵³ на магнетоплюмбите $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ (Zn_2Y), обладающем спиральной структурой. Это вещество имеет низкое поле анизотропии порядка 0,4 э. Поэтому ожидалось, что перемагничивание будет легко осуществимо в полях 60 э с частотой 96 МГц.

Измерялся мёсбауэровский спектр одновременно при наличии и отсутствии РЧ поля. Это было осуществлено с помощью схемы синхронного отсчета γ -квантов по отношению к действию импульсов РЧ генератора⁵⁴. Четные каналы этой схемы открывались в момент действия РЧ поля, а нечетные регистрировали кванты в его отсутствие.

Таким образом, исключался эффект изменения спектра за счет нагрева образца. Сравнение этих спектров показало, что спектр с РЧ мощностью суживается более сильно, чем спектр без РЧ мощности. Хотя Zn_2Y обладает значительной магнитострикцией, сателлиты не были обнаружены. Эксперименты по перемагничиванию были проделаны также и на пермаллоеве 81 НМ (81% Ni, 6% Mo, 13% Fe)^{40, 46}, имеющем незначительную магнитострикцию. Мёсбауэровский спектр показал отсутствие магнитострикционных полос при воздействии РЧ поля вообще и при коллапсе в частности.

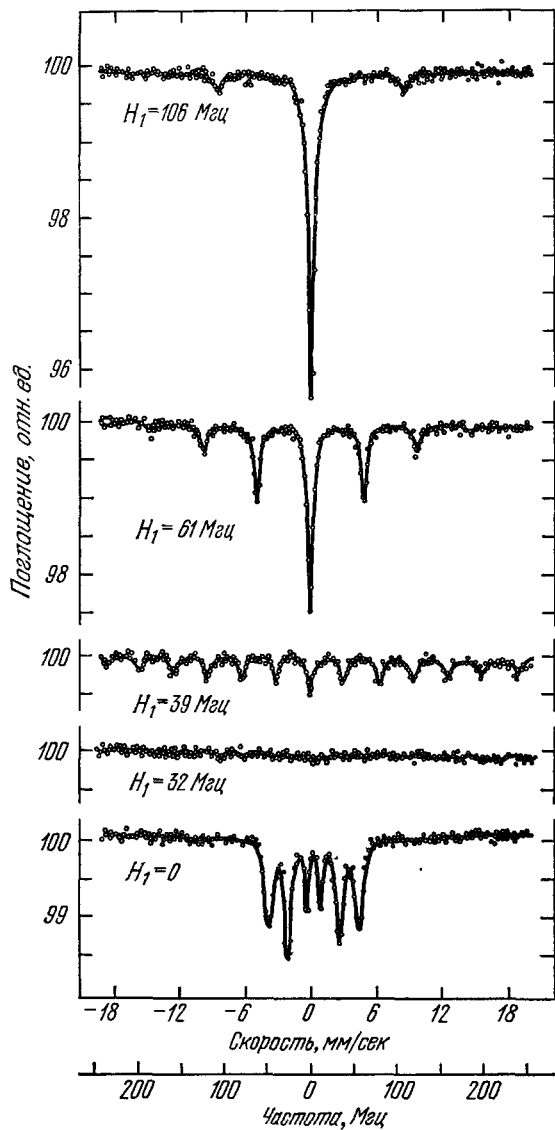


Рис. 7. Эффект РЧ коллапса как функция приложенной частоты⁵⁰.

б) О б с у ж д е н и е

Известно, что перемагничивание по мере роста напряженности перемагничивающего поля проходит три стадии^{55, 56}: сначала медленное перемагничивание за счет движения доменных стенок (время перемагничивания пермаллоя ≈ 1 мксек), потом следует неоднородное вращение вектора намагниченности и далее однородное когерентное вращение (время перемагничивания становится значительно меньше, чем в предыдущих случаях, достигая в тонких пленках ≈ 1 нсек)*).

В работе⁵³ непосредственным измерением было показано, что при коллапсе сверхтонкой структуры изменение намагниченности происходит когерентно с РЧ полем. Однако коллапс сверхтонкой структуры может происходить и при неоднородном вращении, которое в ряде случаев имеет длительность менее 5—10 нсек⁵⁸. Вместе с тем перемагничивание образца за счет движения доменных стенок в силу медленности процесса не должно приводить к коллапсу спектра. Процесс коллапса сверхтонкой структуры за счет быстрого вращении намагниченности несколько похож на процесс перехода ферромагнетика в точку Кюри в парамагнитное состояние, когда флуктуации намагниченности за счет теплового движения приводят к исчезновению магнитной упорядоченности вещества. Разница заключается в том, что РЧ коллапс в отличие от фазового перехода, имеющего некогерентный характер, может иметь как когерентный (однородное вращение), так и некогерентный или частично-когерентный характеры (неоднородное вращение).

Наличие сателлитов при неполном коллапсе показывает, что магнитные моменты атомов частично упорядочены. Это также согласуется с предположенной выше физической картиной коллапса мёсбауэровского спектра.

В заключение укажем также на теоретические работы по перемагничиванию за счет движения доменных стенок^{59, 60}. В этой модели при частоте перемагничивания значительно большей частоты ядерной процессии происходит коллапс сверхтонкой структуры. Очень близкое сходство с результатами Пфайффера⁵⁰ получилось в предположении скачкообразного изменения поля на ядре за счет движения доменных стенок⁶⁰. С помощью релаксационной модели Перлоу⁵⁹ старался объяснить влияние РЧ поля частотой в несколько Мгц на мёсбауэровский спектр пермаллоя. Однако дальнейшие исследования показали³⁶, что аналогичная форма спектра при указанных частотах обусловлена магнитострикцией. По-видимому, дальнейший прогресс в мёсбауэровском изучении РЧ перемагничивания связан с дополнительными исследованиями. В частности, требует изучения вопрос влияния на процесс перемагничивания перпендикулярного постоянного магнитного поля. Такие исследования могут помочь установлению областей существования механизмов перемагничивания⁶¹.

Одним из методов исследования неоднородного вращении намагниченности может стать метод перемагничивающего эха, являющийся по своей природе нерезонансным в отличие от парамагнитного спинового эха⁶² и ферромагнитного эха⁶³. Как известно, применение ферромагнитного эха в ферритах привело к открытию явления усиления эха⁶⁴. Аналогичные явления, связанные с нелинейными магнитными взаимодействиями, могут ожидать и при возбуждении эха перемагничивания.

*) Поэтому анализ коллапсирующего спектра в зависимости от напряженности РЧ поля открывает возможности для определения времени перемагничивания образца, что и было недавно показано в эксперименте на пленках пермаллоя⁵⁷.

5. γ -МАГНИТНЫЙ И γ -АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСЫ

Эффект γ -магнитного резонанса (ГМР) представляет собой процесс одновременного резонансного возбуждения мёссбауэровского ядра полем γ -излучения и РЧ магнитным полем. Первое вызывает квантовые переходы между изомерными состояниями ядра, второе стимулирует переходы внутри изомерного состояния между сверхтонкими ядерными подуровнями. Эффект γ -акустического резонанса (ГАР) отличается от ГМР тем, что переходы между сверхтонкими подуровнями возбуждаются ультразвуковым полем. Поэтому вначале остановимся на эффекте ГМР.

Действие РЧ поля при возбуждении ГМР проявляется двояким образом. В случае равнозаселенных ядерных подуровней основной эффект РЧ поля заключается в резонансном изменении эффективного переменного поля на ядре. Если же разность заселенностей ядерных подуровней становится существенной (или в результате охлаждения образца до сотых градуса Кельвина или путем селективного возбуждения ядер⁶⁵), то основным становится эффект выравнивания ядерных населенностей под действием резонансного РЧ поля. И в том и другом случае резонанс должен наблюдаться на частоте РЧ поля, совпадающей с частотой ларморовской прецессии основного или возбужденного состояний ядра.

Эффект ГМР был теоретически рассмотрен в 1966—1968 гг. одним из авторов настоящего обзора⁶⁶⁻⁶⁸. Была проведена оценка возможности экспериментального наблюдения этого эффекта в ферромагнетиках и, в частности, в чистом железе⁶⁶. Сначала эффект ГМР рассматривался для РЧ возбуждения с частотой, близкой к частоте ларморовской прецессии и для равнозаселенных ядерных подуровней⁶⁶, а затем теория была обобщена на случай точного возбуждения ЯМР и неравных заселенностей ядерных подуровней^{67, 68}. Из теоретических работ в этой области следует указать также на работу Габриэля⁶⁹ и работу Хэка и Хэммермеша⁷⁰.

Первые эксперименты по обнаружению ГМР были осуществлены в геометрии рассеяния методом селективного возбуждения ядер Fe⁵⁷ в чистом железе⁷¹. В настоящее время опубликован ряд работ, в которых делаются попытки наблюдения ГМР на других веществах и с другими мёссбауэровскими изотопами^{5, 72-75}.

Практическое применение эффектов ГМР и ГАР, по-видимому, будет наиболее полезно для исследования резонансных явлений в кристаллах при таких больших мощностях переменных полей и таких коротких временах ядерной или электронной релаксаций, при которых эффекты ЯМР или ЯАР становятся не эффективными. С помощью методов ГМР и ГАР, представляющих собой сочетание с одной стороны эффекта Мёссбауэра, а с другой ЯМР и ЯАР, по-видимому, можно будет получить разнообразную информацию о строении твердых тел.

а) Теория γ -магнитного резонанса. Прохождение γ -излучения

Перейдем теперь к теории ГМР в условиях прохождения γ -излучения. В основе теории ГМР можно исходить из метода совместного решения уравнений Максвелла и уравнений матрицы плотности^{76 *} для системы мёссбауэровских ядер, находящихся в постоянном и переменном магнитных полях.

Рассмотрим для конкретности ферромагнетик, намагниченный до насыщения вдоль оси Oz' постоянным магнитным полем H_0 . РЧ магнитное

*) Теория ГМР несущественно меняется при рассмотрении процесса излучения.

поле H_1 круговой поляризации и частоты ω направим перпендикулярно постоянному магнитному полю. Гамильтониан взаимодействия ядра с магнитным полем имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}}_k^0 + \hat{\mathcal{H}}_k^{rf} = -g_k \mu_N [(H_{\text{стс}} + H_0) \hat{I}_{kz} + H_1 (\hat{I}_{kx} \cos \omega t + \hat{I}_{ky} \sin \omega t)], \quad (5.1)$$

где индекс $k = g, e$ обозначает соответственно основное и возбужденное состояния ядра, $H_{\text{стс}}$ — сверхтонкое поле на ядре, g_k — ядерный g -фактор, μ_N — ядерный магнетон. Частота РЧ поля ω должна находиться вблизи от области возбуждения ЯМР, поэтому знак ω выбирается с помощью соотношения $\text{sign } \omega = -\text{sign } g_k$.

Решая далее совместно уравнения Максвелла для напряженностей электромагнитного поля γ -волны и уравнение матрицы плотности для ядерных γ -переходов в присутствии резонансного РЧ поля, можно найти тензорный показатель преломления γ -волны ⁷⁶ *)

$$\begin{aligned} n_{\gamma\gamma'} \approx \delta_{\gamma\gamma'} - \frac{n_0 (v\gamma')^2}{2I_g + 1} \times \\ \times \sum_{\substack{m_e, m_g \\ m_{e'}, m_{g'}, M}} \frac{[d_{m_e, m_g}^{(I_e)}(\beta_e)]^2 [d_{m_g, m_{g'}}^{(I_g)}(\beta_g)]^2 \Gamma/2}{i(\Gamma/2) + [\omega_\gamma - \omega_0 - a_e m_e + a_g m_g + \omega(m_{e'} - m_{g'})]} \times \\ \times C^2(I_g, L, I_e; m_{g'}, M, m_e) D_{\nu M}^{(L)*}(\varphi, \theta, 0) D_{\nu' M}^{(L)}(\varphi, \theta, 0). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Формула (5.2) дает возможность интерпретировать в данном случае эффект ГМР как изменение в зависимости от частоты и амплитуды РЧ поля взаимодействия γ -излучения с системой ядер, находящихся в эффективном переменном магнитном поле. При этом меняется как величина

$$H_k^{\text{эфф}} = \frac{\hbar a_k}{g_k \mu_N} = \frac{\hbar}{g_k \mu_N} \sqrt{(\omega_k - \omega)^2 + \omega_{1k}^2},$$

так и направление магнитного поля: угол между постоянным и эффективным полем

$$\beta_k = \arcsin \left(\frac{\omega_{1k}}{\sqrt{(\omega_k - \omega)^2 + \omega_{1k}^2}} \right).$$

При малых напряженностях РЧ поля (5.2) для тонкого поглотителя, используя поляризационную матрицу плотности, можно теоретически получить ⁷⁷ аналитическое выражение интенсивности резонансного поглощения γ -лучей, которое представляет собой сумму трех членов: первый — определяет обычное одноквантовое мёсбауэровское поглощение, второй и третий — двухквантовые переходы комбинационного типа с поглощением γ -кванта и поглощением или испусканием фотона РЧ поля в основном или возбужденном состоянии ядра.

Для ГМР в этом приближении помимо обычных γ -переходов с правилом отбора $|m_e - m_g| = 0, 1$ (дипольные магнитное или электрическое излучения) становятся возможными ранее запрещенные переходы с правилом отбора $|m_e - m_g| = 2$ ⁶⁸. В связи с этим отметим и изменение поляризации излучения при возбуждении ГМР ⁷⁸.

На рис. 8 показаны переход ГМР ($1/2 g \rightarrow 3/2 e$) на частоте РЧ поля, совпадающий с частотой ларморовской прецессии ($\omega = \omega_e$), а также переход ГМР ($-1/2 g \rightarrow 3/2 e$) при частоте $\omega \approx \omega_g$. В этом случае двухквантовый процесс определяется одним только промежуточным уровнем и состоит

*) Считается, что ядерные подуровни равнозаселены.

из последовательности двух одноквантовых переходов. Интенсивность таких переходов максимальна при $\omega = \omega_{g,e}$ ^{67, 68}. Если же частота ω заметно отличается от частот $\omega_{g,e}$, то на частоте $\omega_\gamma = \omega_{g \rightarrow e} \pm \omega$ возбуждается сателлит ⁶⁸.

При увеличении напряженности РЧ поля ($\omega_{1g,e} \simeq \Gamma$) возникают уширение и сдвиг линий ГМР, пропорциональные интенсивности РЧ поля ^{67, 68}.

Дальнейшее увеличение напряженности РЧ поля приводит к тому, что двухквантовое приближение уже не имеет места и практически разрешены все переходы между подуровнями основного и возбужденного состояний ядра. Если параметр $\omega_{1g,e}$ сравним со сверхтонким расщеплением уровней, то происходит расщепление каждой линии мёссбауэровского спектра на $(2I_g + 1)(2I_e + 1)$ составляющих ⁶⁹. Однако если ядерные g -факторы не равны (например, ядро Fe^{57} в железе имеет частоты Лармора: $\nu_e = 26 \text{ Мгц}$, $\nu_g = 45,4 \text{ Мгц}$), то мёссбауэровские линии расщепляются только на $2I_e + 1$ или $2I_g + 1$ составляющих в зависимости от частоты РЧ поля.

Отметим также, что характер спектра ГМР сильно зависит от времени электронной релаксации ⁷⁹. Так, в случае теоретической модели с полным инвертированием сверхтонкого поля на ядре уменьшение времени электронной релаксации приводит к усилению влияния РЧ поля.

б) Величина эффекта γ -магнитного резонанса

Как это следует из расчетов ⁶⁶, отношение сечения ГМР к сечению одноквантового мёссбауэровского перехода определяется при малых напряженностях РЧ поля отношением $(\omega_{1h}/\Gamma)^2$. В табл. II приведены для различных

Таблица II

Минимальные значения внутреннего магнитного поля для детектирования ГМР ⁵

Ядро	Состояние	μ_N	I	Γ , кэв	H , кэ
Fe^{57}	Основное	0,0902	1/2	$4,67 \cdot 10^{-12}$	8,1
Ni^{61}	»	0,746	3/2	$8,61 \cdot 10^{-11}$	55
Zn^{67}	»	0,876	5/2	$4,85 \cdot 10^{-14}$	0,044
Sn^{119}	»	1,046	1/2	$2,48 \cdot 10^{-11}$	3,83
Sb^{121}	»	3,36	5/2	$1,3 \cdot 10^{-11}$	30
J^{129}	Возбужденное	2,84	5/2	$2,83 \cdot 10^{-11}$	7,8
Dy^{161}	»	0,55	5/2	$1,59 \cdot 10^{-11}$	23
Ta^{181}	Основное	2,36	7/2	$6,71 \cdot 10^{-14}$	0,031
Au^{197}	Возбужденное	0,37	1/2	$2,54 \cdot 10^{-10}$	108

мёссбауэровских изотопов значения магнитного поля на ядре, удовлетворяющие условию $\omega_{1h} = \Gamma$. Из таблицы видно, что только для Ta^{181} и Zn^{67}

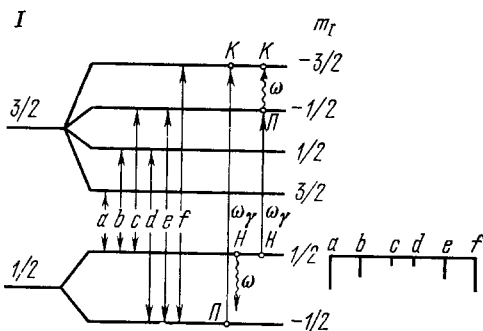


Рис. 8. Схема энергетических уровней и мёссбауэровское поглощение для Fe^{57} во внешнем магнитном поле.

Двухквантовые переходы при мёссбауэровском поглощении. $H, K, П$ обозначают соответственно начальное, конечное и промежуточное состояния.

возможно прямое возбуждение ГМР РЧ полем. Для остальных ядер требуется усиление поля на ядре.

Оценки ГМР были впервые проведены ⁶⁶ для ядер Fe ⁵⁷ в железе, находящемся в многодоменном состоянии, учитывались лишь ядра, находящиеся в доменных стенках Блоха. Такой расчет был обусловлен тем обстоятельством, что по данным наблюдения ЯМР на ядрах Fe ⁵⁷ в железе ⁸⁰ наибольший сигнал происходит от ядер внутри стенок Блоха, где за счет колебаний электронной намагниченности происходит усиление РЧ поля на ядре. Коэффициент усиления РЧ поля на ядре достигает в железе, кобальте значений $\eta \approx 10^3$ ⁸¹, а в монокристалле гематита — огромной величины $\eta \approx 2,4 \cdot 10^5$ ⁸².

Другой возможностью является наблюдение ГМР в однодоменном состоянии ферромагнетика ⁸³. В этом случае коэффициент усиления РЧ поля на ядре равен

$$\eta = \left(1 + \frac{H_{\text{стс}}}{H_0 + H_a} \right), \quad (5.3)$$

где H_a — поле анизотропии.

Коэффициент усиления в этом случае примерно на порядок ниже, чем в стенке Блоха, но количество ядер, участвующих в процессе, увеличивается на порядок. Поэтому в связи с тем, что эффект ГМР в двухквантовом приближении пропорционален квадрату РЧ поля на ядре, многодоменное состояние ферромагнетика является теоретически более благоприятным для наблюдения ГМР, чем однодоменное.

Что касается антиферромагнетиков, то коэффициент усиления РЧ поля на ядре, в основном, определяется формулой (5.3), хотя характер РЧ возбуждения здесь отличается большей сложностью, чем в ферромагнетиках ⁸⁴.

Возможность наблюдения ГМР в парамагнетиках рассматривалась в работе ⁸⁵. Коэффициент усиления в этом случае по порядку величины определяется формулой (5.3), причем $H_a = 0$. Было также показано, что электронная релаксация приводит к торможению колебаний ядерного момента, возбуждаемого РЧ полем, в результате чего возникает мнимая составляющая коэффициента усиления.

Положительным свойством парамагнетиков является отсутствие магнитострикционных колебаний, влияние которых на мёсбауэровский спектр сильно мешает наблюдению ГМР в ферромагнетиках.

Таким образом, коэффициент усиления РЧ поля на ядре может с помощью ГМР дать информацию о магнитной структуре (домены, стенки Блоха, концентрация парамагнитных ионов и др.), электронно-ядерных взаимодействиях и релаксации в магнитоупорядоченных и парамагнитных соединениях.

в) М е т о д ы н а б л ю д е н и я γ -м а г н и т н о г о р е з о н а н с а . Э к с п е р и м е н т

Успешное детектирование ГМР было впервые проведено методом рассеяния группой американских физиков ⁷¹. Они применили для этой цели эффект селективного возбуждения мёсбауэровских ядер, предложенный Артемьевым и др. ⁶⁵. Принцип селективного возбуждения заключается в заселении определенного подуровня возбужденного состояния ядра с помощью источника мёсбауэровского γ -излучения, движущегося с постоянной скоростью. Рассеянное излучение анализируется мёсбауэровским поглотителем, движущимся с постоянным ускорением. Это приводит к тому, что рассеяние происходит только с заданного уровня ядра с определенным магнитным квантовым числом и соответствует почти стопроцентной поляризации мёсбауэровского ядра.

Наложение резонансного РЧ поля стимулирует переходы между селективно возбужденным и другими сверхтонкими уровнями. В результате заселенность селективно возбужденного уровня падает и возрастают заселенности других сверхтонких подуровней возбужденного состояния ядра, причем существенное изменение заселенностей будет происходить при напряженностях $H_1 \gtrsim \hbar\Gamma/g_e\mu_N$.

Рассмотрим в качестве примера селективное возбуждение ядер Fe^{57} (см. рис. 8). При возбуждении уровня $-3/2_e$ спонтанное магнитное дипольное излучение будет состоять только из линии f , тогда как спонтанное излучение с уровня $-1/2_e$ будет состоять из линий e и c . Возбуждение ГМР меняет ситуацию *). Резонансное РЧ поле ($\omega = \omega_e$) приводит к тому, что при селективном возбуждении уровня $-3/2_e$ в спектре рассеяния наряду с линией f появляется линия c .

Эксперимент был проведен на ядрах Fe^{57} , содержащихся в тонком порошке железа 71 . На размеры зерен порошка было обращено особое внимание исследователей, так как при использовании железной фольги возникают магнитострикционные УЗ колебания. Однако, как мы уже видели, УЗ колебания не возбуждаются, если размер частиц меньше половины длины волны. Эксперимент подтвердил возникновение дополнительных линий в соответствии с вышеизложенными рассуждениями. Однако эффекты уширения и расщепления линий не были замечены при напряженностях РЧ поля до 75 э. Отсутствие уширения в ГМР при селективном излучении было также показано и теоретически 90 .

Предложенная методика, однако, затрудняет анализ ГМР в зависимости от частоты РЧ поля. Поэтому была проведена некоторая модификация эксперимента 2 . Источник и поглотитель движутся с постоянной скоростью, так что поглотитель резонансно поглощает излучение, переизлученное рассеивателем. Когда включается РЧ поле, спонтанное излучение происходит и с других уровней, нерезонансных поглотителю, что и приводит к уменьшению поглощения рассеянного излучения. Этим методом были обнаружены три особенности (рис. 9) 2 . Во-первых, эффект ГМР в постоянном магнитном поле напряженности 2 кэ почти в два раза больше, чем при его отсутствии. Это указывает на то обстоятельство, что вклад в ГМР дают, в основном ядра в доменах: доменные стенки в железе разрушаются при таких полях. Во-вторых, вероятность ГМР остается довольно высокой для частот, далеких от ЯМР. В-третьих, резонансная частота смещается от 26,0 к 26,5 Мгц. Это смещение обязано постоянному магнитному полю.

Эти данные показывают, во-первых, что результаты экспериментальных исследований ГМР и ЯМР противоположны. Так, в ферромагнетиках основной вклад в сигнал ЯМР дают ядра, находящиеся в стенках Блоха, тогда как вклад в ГМР — ядра доменов. По-видимому, основная причина заключается в том, что в ГМР используются очень сильные РЧ поля, для которых механизм усиления поля на ядре в стенках Блоха не является

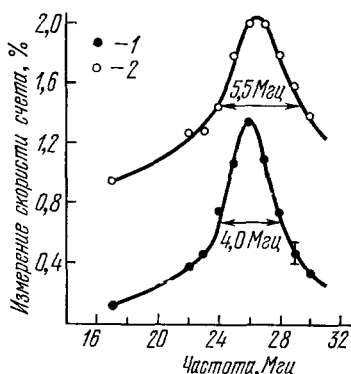


Рис. 9. Зависимость ГМР (Fe^{57} в железе) от частоты РЧ поля в постоянном магнитном поле 2 .
1 — $H_0 = 0$, 2 — $H_0 = 2$ кэ.

*) Вопросы влияния резонансного РЧ поля на угловую корреляцию и анизотропию γ -излучения рассматривались в ряде работ, начиная с Абрагама и Паунда 86 (см. также $^{87-89}$).

справедливым. Во-вторых, возбуждение ГМР на частотах, далеких от ларморовской частоты, говорит о том, что комбинационные процессы в ГМР являются существенными ⁶⁶.

Аналогичный эксперимент с использованием селективного возбуждения для наблюдения ГМР был произведен Майзелем на гематите ^{5, 72}. Это вещество интересно тем, что в стенках Блоха образца, который в условиях эксперимента представлял собой тонкий порошок, коэффициент усиления поля на ядре достигает величины $\eta = 24\,000$. Однако спектр селективного возбуждения показал на наличие слабого эффекта ГМР.

Для создания разности заселенности путем охлаждения образца до сверхнизких температур необходимо, чтобы $\Gamma\tau_1 \ll 1$, где τ_1 — время продольной ядерной релаксации. Поэтому наблюдение ГМР за счет выравнивания заселенностей РЧ полем необходимо приводить либо на мёсбауэровских источниках, либо для основного состояния мёсбауэровского ядра. Эксперименты были проведены ^{74, 75} на ядрах источника Co^{57} при охлаждении последнего до сотых градуса Кельвина. ЯМР на ядрах Co^{57} приводит к резонансному уменьшению асимметрии мёсбауэровского спектра ядер Fe^{57} , возникшей за счет охлаждения источника. Наблюдение ГМР на ядрах Co^{57} в железе позволило определить сдвиг Найта ⁷⁵.

Попытка обнаружить ГМР в геометрии поглощения была впервые предпринята Маттиасом ⁸⁷, который наблюдал резонансное изменение скорости счета мёсбауэровского спектра Fe^{57} при частотах РЧ поля, равных частотам ларморовской прецессии ядер в основном или в возбужденном состоянии ядра. Однако последующие измерения показали ⁴, что резонансный эффект в этом эксперименте был во многом обязан возбуждению магнитострикционных сателлитов и их перекрытию с основными линиями мёсбауэровского спектра.

Успешным оказался эксперимент по наблюдению ГМР в геометрии поглощения на ядрах Ta^{181} ⁷³, обладающих сравнительно большим временем полураспада: $T_{1/2} = 6,8 \cdot 10^{-6}$ сек. Источник W^{181} в вольфраме, расщепленный в магнитном поле в 1800 э, анализировался с помощью поглотителя Ta^{181} в тантале. Наложение РЧ поля в 10 э перпендикулярно постоянно-му магнитному полю вызывало резонансный эффект ГМР, благодаря чему было определено отношение g -факторов основного и возбужденного состояния ядра.

Недавно возникла идея применения поляризационных методов наблюдения ГМР, основанная на различном характере влияния РЧ поля при стимулировании ЯМР-переходов и магнитострикционной УЗ модуляции. Как показал теоретический анализ, поляризационные методы, использующие ядерные эффекты Фарадея, двулучепреломления и т. п. обладают резонансной зависимостью и позволяют отделить эффект ГМР от УЗ модуляции ⁷⁷.

Таким образом, основной вывод теории ГМР о резонансном воздействии РЧ поля четко проявился в экспериментах, проведенных в геометрии рассеяния ^{71, 2} и в геометрии поглощения ⁷³. Однако ряд эффектов следующих из теории ГМР: возбуждение сателлитов, уширение и расщепление линий нуждаются в дополнительной экспериментальной проверке.

г) γ -акустический резонанс

γ -акустический резонанс (ГАР) отличается от ГМР тем, что переходы между сверхтонкими подуровнями ядра возбуждаются с помощью ядерного акустического резонанса (ЯАР) ^{91, 92}.

Рядом авторов были рассмотрены различные механизмы возбуждения ГАР. Так, Башкиров и Садыков ⁹³ предположили возможность возбужде-

ния ГАР за счет механизма модуляции квадрупольного взаимодействия УЗ полем. В этом случае переходы, стимулированные ЯАР, имеют в отличие от ЯМР правила отбора как $|\Delta m| = 1$, так $|\Delta m| = 2$. Недавно эти авторы⁹⁴ предложили использовать механизм квадрупольного взаимодействия в сегнетоэлектриках для наблюдения ГАР, а также его аналога при возбуждении электрическим переменным полем.

Другим механизмом резонансного воздействия УЗ поля на ядерные спины является механизм модуляции магнитного сверхтонкого взаимодействия в парамагнетиках посредством возбуждения электронной спин-системы. Как показывают оценки, такой механизм реален для парамагнитных ионов с сильными сверхтонкими спин-фононными взаимодействиями⁹⁵.

Возбуждение ГАР в ферромагнетиках было предложено в работе⁹⁶. Согласно этой работе взаимодействие акустической волны с ядерной спин-системой происходит с помощью механизма Сильверстейна⁹⁷, суть которого заключается в передаче акустической энергии посредством магнито-стрикции электронной системе и далее через сверхтонкое взаимодействие ядерной спин-системе.

Таким образом, эффект ГАР позволяет исследовать спин-фононное взаимодействие ядер в кристаллах с различной магнитной и электрической структурой. По-видимому, наиболее подходящим для возбуждения ГАР является ядро Та¹⁸¹, обладающее большим квадрупольным взаимодействием и для которого уже наблюдался ЯАР⁹⁸.

д) Сужение линий долгоживущих мёссбауэровских изотопов РЧ полем

Совсем недавно в связи с проблемой ядерного диполь-дипольного и неоднородного уширений спектральных линий мёссбауэровских долгоживущих изотопов был предложен ряд методов по сужению этих уширений резонансными РЧ полями⁹⁹⁻¹⁰⁵. Так было показано, что использование серии РЧ $\pi/2$ -импульсов¹⁰⁰, а также квазинепрерывных РЧ циклов¹⁰⁵ дает возможность сузить ширину линии, обусловленную квадрупольным и диполь-дипольным взаимодействиями, в отношении $6/(\Gamma_0\tau)^2$, где Γ_0 — ширина линии до усреднения РЧ импульсами, τ — период серии импульсов. Другой возможностью для применения РЧ поля в подавлении неоднородного уширения мёссбауэровских линий является идея компенсации неоднородного химического сдвига^{99, 102-104}. Идея компенсации основана на предположении о пропорциональности неоднородных вариаций химического сдвига неоднородной вариации сверхтонкого расщепления. Дальнейшее развитие теории РЧ сужения ширины линий долгоживущих мёссбауэровских изотопов приобретает в последнее время большое значение в связи с проблемой создания источника стимулированного γ -излучения¹⁰⁶.

6. МЁССБАУЭРОВСКИЕ СПЕКТРЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ПАРАМАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ И ОПТИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ

а) Электронный парамагнитный резонанс

Одним из эффектов влияния ЭПР на эффект Мёссбауэра является возможность изменения бoльцмановской заселенности электронных уровней¹⁰⁷. Изменение заселенностей электронных уровней переменным магнитным полем может привести как к изменению сверхтонкого взаимодействия, так и к поляризации мёссбауэровских ядер посредством динамиче-

ской ориентации¹⁰⁸. Заметное изменение мёссбауэровских линий, соответствующих сверхтонкому взаимодействию рассматриваемых электронных уровней n и m , возможно лишь при условии $E_n - E_m \approx kT$, где E_n — энергия электронного уровня, T — температура среды. Поэтому для энергетического интервала расщеплений $10^9 \text{ гц} \leq (E_n - E_m)/h \leq 10^{11} \text{ гц}$ температура образца должна быть в пределах $5 \cdot 10^{-2} \text{ К}^\circ \leq T \leq 5^\circ \text{ К}$ или ниже.

Изменения заселенностей электронных уровней могут заключаться как в выравнивании, так и в инвертировании. При этом амплитуда резонансного переменного магнитного поля \mathbf{H}_1 , перпендикулярного постоянному магнитному полю \mathbf{H}_0 , и времена продольной T_1 и поперечной T_2 электронных релаксаций должны удовлетворять условию $(\gamma H_1)^2 T_1 T_2 \approx 1$, где γ — электронное гиромагнитное отношение. Выравнивание можно осуществить как в непрерывном режиме, так и в импульсном (с помощью $\pi/2$ -импульса). Тогда как инвертирование возможно только в переходном режиме: с помощью π -импульса или путем адиабатически быстрого прохождения через резонанс (см. также¹⁰⁹ *).

Другим эффектом является уширение¹⁰⁷ и даже схлопывание мёссбауэровского спектра в одну линию при больших мощностях ЭПР возбуждения¹¹⁰. Эффект заключается в вынужденной релаксации, вероятность которой составляет $W \approx (\gamma H_1)^2 T_2$. Эксперимент возможен при временах $T_2 \geq 10^{-8} \text{ сек}$ и напряженностях $H_1 \approx 1-10 \text{ э. К}$. Подобному же эффекту приводит возбуждение электронного акустического резонанса¹¹¹. Влияние вынужденной релаксации на мёссбауэровский спектр аналогично влиянию тепловой электронной релаксации, но отличается возможностью управления длительностью времени релаксации путем изменения мощности переменного поля.

Наконец, отметим также эффект смещения электронных состояний, очень чувствительный в некоторых соединениях к величине магнитного поля, например, в $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Fe}^{3+}$ ¹¹². Модуляция последнего переменным магнитным полем может привести к значительным изменениям в мёссбауэровском спектре.

Подводя итог, отметим, что, несмотря на значительное число теоретических работ, эксперимент в этой области до сих пор отсутствует **). По-видимому, основная трудность выполнения таких экспериментов заключается в необходимости сочетания низких температур с большой мощностью переменного магнитного поля.

б) Магнитные резонансы в ферромагнетиках

Основной идеей в этом направлении является возможность возбуждения спиновых волн при больших мощностях высокочастотного возбуждения. Эксперимент по наблюдению мёссбауэровского поглощения в поликристаллическом железо-иттриевом гранате указал на сильное уширение линий спектра¹¹⁴. По-видимому, основной причиной уширения является возбуждение спиновых волн, возникающих благодаря рассеянию однородной прецессии на неоднородностях образца.

Такое утверждение имеет основание в связи с недавними экспериментами по изучению влияния СВЧ накачки на ядерное спиновое эхо в железо-иттриевом гранате¹¹⁵. Наблюдалось уменьшение (на три порядка) вре-

*) Эффект выравнивания населенностей электронных уровней при возбуждении ЭПР может быть использован и для модуляции γ -излучения²⁷.

**) Недавно была принята попытка наблюдения влияния ЭПР на спектр мёссбауэровского поглощения¹¹³. Однако статистическая точность результатов этого эксперимента оказалась недостаточной.

мени поперечной ядерной релаксации, что было интерпретировано авторами как параметрическое возбуждение спиновых волн.

Эти эксперименты показывают на возможность мёссбауэровского изучения динамики магнитоупорядоченных веществ и, в частности, пороговых и запороговых явлений нелинейного ферромагнитного резонанса.

в) Оптическое излучение

Влияние оптического излучения на эффект Мёссбауэра с одной стороны аналогично ЭПР и имеет в своей основе как изменение заселенностей оптических уровней, так и приводит к вынужденной релаксации, пропорциональной мощности оптического излучения. Первое может изменить величину химического сдвига¹¹⁶, квадрупольного¹¹⁷ и магнитного⁶⁷ взаимодействий. Второе должно приводить к уширению мёссбауэровских линий^{67, 118}.

С другой стороны, оптическое излучение, стимулируя колебания молекул, ионов может приводить к модуляции γ -излучения. Модуляция γ -излучения может быть осуществлена, например, в газах за счет селективного возбуждения лазерным лучом колебательных уровней молекул газа¹¹⁹. Узкие боковые линии, возбуждаемые лазерным лучом, дают возможность для наблюдения в газах ядерного γ -резонанса.

Можно также ожидать изменения в мёссбауэровском спектре и при рассеянии света за счет возбуждения спиновых волн, двухмагнетонных состояний, плазмонов, акустических колебаний высоких частот и т. п., однако дальнейшее обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящего обзора.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в обзоре рассмотрено состояние теоретических и экспериментальных исследований в новой области применения ГРС. Как видно из обзора, основные эксперименты были проведены на ядрах Fe⁵⁷. В то же время, безусловно, перспективным является исследование веществ, содержащих другие мёссбауэровские изотопы, в том числе получаемые за счет кулоновского и других механизмов возбуждения ядер.

Весьма интересным, на наш взгляд, является применение импульсной высокочастотной методики для изучения динамики переходных процессов в твердых телах. Отметим также, что применение эмиссионной мёссбауэровской спектроскопии в сочетании с импульсной техникой высокочастотных полей существенно расширило бы возможности метода в изучении как различных когерентных процессов, так и пост-эффектов ядерных превращений.

В области явлений ГМР, ГАР, ЭПР — эффект Мёссбауэра и др. следует ожидать более углубленного изучения нелинейных резонансных явлений, возникающих при наложении высокочастотных полей большой мощности. В парамагнетиках это связано, главным образом, с концепцией спиновой температуры, приводящей, в частности, к изменению релаксации спин-системы в присутствии сильного высокочастотного поля. В магнитоупорядоченных веществах большой интерес представляют изучение связанных колебаний электронных и ядерных спинов, исследования в области нелинейного ферромагнитного резонанса (параметрическое возбуждение спиновых волн, запороговые явления и т. п.).

В заключение выразим также надежду, что развитие ГРС твердого тела в условиях высокочастотного возбуждения станет одним из первых шагов в становлении физики нелинейных процессов γ -диапазона.

Институт химической физики АН СССР
Казанский физико-технический институт
КФ АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. M i s h o r y, D. I. B o l e f, in: Mössbauer Effect Methodology, Ed. I. J. Gruverman, v. 4, N. Y.-Lnd., Plenum Press, 1968, p. 13.
2. N. H e i m a n, J. C. W a l k e r, L. P f e i f f e r, *ibid.*, v.6, 1971, p.123.
3. L. P f e i f f e r, *ibid.*, v.7, 1972, p.263.
4. L. P f e i f f e r, N. D. H e i m a n, J. C. W a l k e r, *Phys. Rev.* **B6**, 74 (1972).
5. W. M e i s e l, in: Hochfrequenzspektroskopie (Herbstschule, November 1973), Reinhardtsbrunn, DDR, 1973, s.201.
6. L. P f e i f f e r, *J. de Phys.* **35**, C1-67 (1974).
7. S. L. R u b ÿ, D. I. B o l e f, *Phys. Rev. Lett.* **5,5** (1960).
8. В. А. Б у р о в, В. А. К р а с и л ь н и к о в, О. Ю. С у х а р е в с к а я, *ЖЭТФ* **43**, 1184 (1962).
9. Ф. Л. Ш а п и р о, *УФН* **72**, 685 (1960).
10. И. П. Д з ю б, А. Ф. Л ю б ч е н к о, *ФТТ* **4**, 2081 (1962).
11. T. E. G r a n s h a w, P. R e i v a r i, *Proc. Phys. Soc.* **90**, 1059 (1967).
12. А. Р. А р а к е л я н, Л. А. К о ч а р я н, А. Р. М к р т ч я н, *Изв. АН Арм. ССР, сер. «Физика»* **10**, 407 (1975).
13. D. I. B o l e f, J. M i s h o r y, *Appl. Phys. Lett.* **11**, 321 (1967).
14. A. A b r a g a m, *C. R. Ac. Sci* **250**, 4334 (1960).
15. A. A b r a g a m, *L'Effect Mössbauer*, N. Y., Gordon and Breach, 1964, p.22.
16. М. С а л л и, в кн. Квантовые флуктуации излучения лазера, М., «Мир», 1974, стр. 86.
17. L. P f e i f f e r, C. P. L i c h t e n w a l n e r, *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 1500 (1973).
18. N. D. H e i m a n, R. K. H e s t e r, S. P. W e e k s, *Phys. Rev.* **B8**, 3145 (1973).
19. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Высшие трансцендентные функции*, М., «Наука», 1966.
20. Г. М. Айвазян, Ю. М. Айвазян, В. И. Гольдманский, Р. Н. Кочарян, Е. Ф. Макаров, А. Р. Мкртчян, *Письма ЖЭФТ* **13**, 543 (1971).
21. J. M i s h o r y, D. I. B o l e f, *Ultrasonics* **7**, 121 (1969).
22. D. I. B o l e f, J. C. M i l l e r, in: *Physical Acoustics*, Ed. W. P. Mason, v.8, N. Y.-Lnd., Academic Press, 1971, p.95.
23. Н. Е. В о м м е л, in: *Proc. of the 2nd Intern. Conference on the Mössbauer Effect* (Saclay, France, 1961), N. Y., John Wiley and Sons, 1962, p.229.
24. А. В. М и т и н, доклад на IV Всесоюзной Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь 1975 г., см. *Квантовая электроника* **3**, 840 (1976).
25. J. A s h e r, T. E. G r a n s h a w, D. A. O' S o n n o g, *J. Phys.* **A7**, 410 (1974).
26. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория*, ч. 1, М., «Наука», 1968.
27. A. V. M i t i n, *Phys. Lett.* **A34**, 213 (1971).
28. Т. М. Айвазян, Ю. М. Айвазян, А. Р. Мкртчян, *ФТТ* **16**, 1383 (1974).
29. А. Р. Мкртчян, Л. А. Кочарян, А. Р. Аракелян, in: *Proc. of the Intern. Conference on Mössbauer Spectroscopy*, Cracow, Poland, 25 — 30 August 1975, p. 59.
30. N. D. H e i m a n, L. P f e i f f e r, J. C. W a l k e r, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 93 (1968).
31. G. A s t i, G. F. A l b a n e s e, C. B u c c i, *Nuovo Cimento* **B57**, 531 (1968).
32. М. Корсевич, А. Котlicki, М. Szefer, *цит. в* ²⁹ сборник, p.49.
33. L. P f e i f f e r, in: *Proc. of the 17th Conference of Magnetism and Magnetic Materials* (Chicago, 1971), N. Y., AIP, 1972, p. 797.
34. G. A l b a n e s e, G. A s t i, S. R i n a l d i, *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 220 (1972).
35. М. Корсевич, А. Котlicki, М. Szefer, *Phys. Stat. Sol.* **b72**, 701 (1975).
36. G. A s t i, G. A l b a n e s e, C. B u c c i, *Phys. Rev.* **184**, 260 (1969).
37. N. D. H e i m a n, L. P f e i f f e r, J. C. W a l k e r, *J. Appl. Phys.* **40**, 1410 (1969).
38. И. А. Дубовцев, А. П. Степанов, *ФММ* **33**, 1108 (1972).
39. Ю. В. Балдохин, Е. Ф. Макаров, В. А. Повицкий, В. А. Макаров, *ЖЭТФ* **66**, 1777 (1974).
40. Ю. В. Балдохин, Е. Ф. Макаров, А. В. Митин, В. А. Повицкий, in: *Proc. of the 4th Intern. Conference on Mössbauer Spectroscopy*, Bratislava, Czechoslovakia, September 1973, pt. 3, Praha, 1975, p. 615.
41. Yu. V. B a l d o k h i n, V. A. M a k a r o v, E. F. M a k a r o v, V. A. P o v i t s k i i, *Phys. Stat. Sol.* **a27**, 265 (1975).
42. Yu. V. B a l d o k h i n, V. I. G o l d a n s k i i, E. F. M a k a r o v, A. V. M i t i n, V. A. P o v i t s k i i, *J. de Phys.* **33**, C6-145 (1972).
43. J. F. J a n a k, *Phys. Rev.* **A134**, 411 (1964).
44. Yu. V. B a l d o k h i n, V. A. P o v i t s k i i, V. A. M a k a r o v, E. F. M a k a r o v, *цит. в* ²⁹ сборник, p. 55.
45. И. А. Дубовцев, П. С. Зырянов, Н. П. Филипова, *ЖЭТФ* **65**, 1028 (1973).

46. Ю. В. Балдохин, Е. Ф. Макаров, В. А. Повицкий, ФТТ 16, 2149 (1974).
47. C. L. Chien, J. C. Walker, цит. в ²⁹ сборник, р. 47.
48. А. В. Митин, в кн. Доклады X Международной акустической конференции «Ультразвук», Прага, сентябрь 1972 г., стр. 137.
49. L. Pfeiffer, в кн. Тезисы Международной конференции по магнетизму, Москва, 1973, стр. 94.
50. L. Pfeiffer, J. Appl. Phys. 42, 1725 (1971).
51. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ 45, 1660 (1963).
52. M. Blume, Phys. Rev. Lett. 14, 96 (1965).
53. G. Albanese, G. Asti, S. Rinaldi, Nuovo Cimento B6, 153 (1971).
54. G. Albanese, G. Asti, S. Rinaldi, Rev. Sci. Instrum. 42, 1887 (1971).
55. Р. Суху, Магнитные тонкие пленки, М., «Мир», 1967.
56. О. С. Колотов, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин, УФН 113, 569 (1974).
57. М. Корсевич, цит. в ²⁹ сборник, р. 53.
58. O. S. Kolotov, T. N. Letova, V. A. Pogozhev, R. V. Telesnin, Phys. Stat. Sol. 16, K121 (1966).
59. G. J. Perlow, Phys. Rev. 172, 319 (1969).
60. Ю. В. Балдохин, С. А. Борщ, Л. М. Клингер, В. А. Повицкий, ЖЭТФ 63, 708 (1972).
61. C. D. Olson, A. V. Pohn, J. Appl. Phys. 29, 274 (1958).
62. E. L. Hahn, Phys. Rev. 80, 580 (1950).
63. D. E. Kaplan, Phys. Rev. Lett. 14, 254 (1965).
64. D. E. Kaplan, R. M. Hill, G. F. Hergetmann, ibid. 20, 1156 (1968).
65. А. Н. Артемьев, Г. В. Смирнов, Е. П. Степанов, ЖЭТФ 54, 1028 (1968).
66. А. В. Митин, ЖЭТФ 52, 1596 (1967).
67. А. В. Митин, ФТТ 10, 3632 (1968).
68. А. В. Митин, Изв. вузов, сер. «Физика», № 7, 24 (1969).
69. H. Gabriel, Phys. Rev. 184, 359 (1969).
70. M. N. Hask, M. Hamermesh, Nuovo Cimento 19, 546 (1961).
71. N. D. Heiman, J. C. Walker, L. Pfeiffer, Phys. Rev. 184, 281 (1969).
72. W. Meisel, in: The Conference on Mössbauer Spectrometry (Dresden, 1971), Ed. H. Schnorr and M. Kautz, v.1, Phys. Ges. DDR, p. 157.
73. G. Kaindl, D. Salomon, Bull. Am. Phys. Soc. 16, 640 (1971).
74. D. Salomon, Ph. D. Thesis (1972).
75. G. Cain, Phys. Lett. A38, 279 (1972).
76. R. Laurenz, E. Klein, W. D. Brewer, Zs. Phys. 270, 233 (1974).
77. А. В. Митин, цит. в ⁴⁰ сборник, р. 609.
78. А. В. Митин, Г. П. Чугунова, ФТТ 16, 614 (1974); Phys. Lett. A47, 243 (1974); Phys. Stat. Sol. a28, 39 (1975).
79. А. В. Митин, в кн. Некоторые вопросы магнитной радиоспектроскопии и квантовой акустики. Материалы научной конференции КФТИ АН СССР (май 1967 г.), Казань, 1968, стр. 120.
80. И. Б. Берсукер, С. А. Борщ, И. Я. Огурцов, ФТТ 15, 2270 (1973).
81. B. Mercier, C. R. Ac. Sci. 256, 1729 (1963).
82. A. M. Portis, A. C. Gossard, J. Appl. Phys. 31, 205S (1960).
83. А. Нираи, J. A. Eaton, C. W. Searle, Phys. Rev. B3, 68 (1971).
84. А. В. Митин, в кн. Тезисы докладов Всесоюзной юбилейной конференции по парамагнитному резонансу (Казань, июнь 1969 г.), Казань, 1969, стр. 226; ДАН СССР 194, 59 (1970).
85. Е. А. Туров, М. П. Петров, Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., «Наука», 1969.
86. А. V. Mitin, G. P. Chugunova, Phys. Lett. A49, 111 (1974).
87. A. Abbragam, R. V. Pound, Phys. Rev. 92, 943 (1953).
88. E. Matthias, in: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations, Amsterdam, North-Holland, 1968, p. 845.
89. В. Г. Показаньев, ЯФ 10, 70 (1969).
90. E. Matthias, B. Olsen, D. A. Shirley, J. E. Templeton, R. M. Steffen, Phys. Rev. 4A, 1626 (1971).
91. B. Krishnamurthy, K. P. Sinha, Phys. Stat. Sol. b55, 427 (1973).
92. С. А. Альтшулер, ДАН СССР 85, 1235 (1952).
93. A. Kastler, Experientia 8, 1 (1952).
94. Sh. Sh. Bashkirov, E. K. Sadykov, Electron Techn. 3, 65 (1970).
95. Ш. Ш. Башкиров, Е. К. Садыков, ФТТ 17, 1864 (1975).
96. А. V. Mitin, G. Chugunova, Phys. Lett. A49, 111 (1974).
97. В. Г. Показаньев, М. Л. Григорьев, ЖЭТФ 60, 1423 (1971).
98. S. D. Silverstein, Phys. Rev. 132, 997 (1963).
99. E. H. Gregory, H. E. Bömmel, Phys. Rev. Lett. 15, 404 (1965).

99. В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, УФН 110, 445 (1973); цит. в ⁴⁰ сборник, р. 584.
100. Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, УФН 110, 449 (1973); ЖЭТФ 65, 1619 (1973).
101. В. А. Намиот, Письма ЖЭТФ 18, 369 (1973).
102. В. И. Гольданский, С. В. Карягин, В. А. Намиот, Письма ЖЭТФ 19, 625 (1974).
103. Ю. Каган, *ibid.* стр. 722.
104. В. И. Гольданский, С. В. Карягин, В. А. Намиот, ФТТ 16, 2517 (1974).
105. А. В. Андреев, Ю. А. Ильинский, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ 67, 1647 (1974).
106. Р. В. Хохлов, Письма ЖЭТФ 15, 580 (1972).
107. С. Р. Роол, Н. А. Фагач, J. Magn. Res. 1, 551 (1969).
108. S. K. Misra, W. H. Barker, Phys. Rev. A138, 58 (1965).
109. А. Лёше, Ядерная индукция, М., ИЛ, 1963.
110. I. B. Bersuker, S. A. Vorshch, Phys. Stat. Sol. b49, K71 (1972).
111. Ш. Ш. Башкиров, Н. М. Галеева, В. И. Гольданский, Э. К. Садыков, ФТТ 13, 1775 (1971).
112. Х. Викман, Г. Вертгейм, в кн. Химические приложения мёссбауэровской спектроскопии, М., «Мир», 1970, стр. 487.
113. J. A. Lock, J. F. Reichert, J. Magn. Res. 7, 74 (1972).
114. Ю. В. Балдохин, Е. Ф. Макаров, В. А. Повицкий, А. И. Приступа, ФТТ 13, 1349 (1971).
115. М. П. Петров, Г. А. Смоленский, А. П. Паугурт, В. Ф. Пашин, ЖЭТФ 61, 301 (1971).
116. И. Б. Берсукер, В. А. Коварский, Письма ЖЭТФ 2, 286 (1965).
117. Ш. Ш. Башкиров, Э. К. Садыков, *ibid.*, 3, 240 (1966).
118. А. С. Иванов, А. В. Колпаков, Р. Н. Кузьмин, ФТТ 16, 1229 (1974).
119. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 16, 428 (1972); Phys. Rev. Lett. 30, 729 (1973); Phys. Lett. A43, 179 (1973).