

УДК 534.222; 537.635

АКУСТИЧЕСКИЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФЕРРИТАХ

Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев

Проведен обзор работ в области магнитоакустики ферритов, выполненных на кафедре акустики за последние десять лет. Рассмотрены явления линейного и нелинейного магнитоакустического резонанса (МАР). Проведены оценки увеличения эффективной акустической нелинейности в области МАР. Обсуждается влияние неоднородности внутреннего магнитного поля на формирование резонансной линии. Рассматривается нелинейное встречное взаимодействие магнитоупругих волн.

Из всех исследованных до настоящего времени твердых тел наибольшей эффективной акустической нелинейностью обладают магнитоупорядоченные среды. В высокотемпературных антиферромагнетиках была обнаружена гигантская нелинейность, обусловленная обменным усилением [1]. В типичных ферритах же связь магнитной подсистемы с упругой, вообще говоря, достаточно слаба, и нелинейные эффективные модули мало отличаются от значений, характерных для большинства твердых тел. Однако, как было показано нами [2], в области магнитоакустического резонанса (МАР) фонон-магнонная связь значительно возрастает, что приводит к гигантскому (в монокристалле железитриевого граната (ЖИГ) — на 5—6 порядков) увеличению эффективной нелинейности. Проявление этого увеличения можно наблюдать как для упругой подсистемы (генерация высших гармоник упругих волн), так и для магнитной (нелинейный спиновый отклик). Основные результаты наших исследований некоторых нелинейных эффектов в ферритах, проводившихся на кафедре акустики на протяжении 10 лет, приводятся в этой работе.

Магнитоакустический резонанс

Остановимся сначала на самом эффекте магнитоакустического резонанса. МАР наступает при синхронизме упругой волны, распространяющейся в образце, с собственной спиновой волной. Поскольку частота последней определяется соотношением $\omega_0 = \gamma H_{\text{eff}}$, где γ — гиромагнитное отношение, равное $2\pi \cdot 2.8$ МГц/Э; H_{eff} — эффективное магнитное поле, равное сумме внешнего H_0 и внутреннего H_{in} полей (представляющего собой сумму обменного и релятивистских полей), то МАР наиболее просто достигается путем изменения H_0 до значения, удовлетворяющего этому соотношению. Здесь необходимо отметить, что в наших условиях (акустические исследования, естественно, проще проводить на образцах, имеющих плоские грани, а лишь в эллипсоидальных образцах внутреннее поле однородно) эксперименты проводились в условиях неоднородных внутренних полей. Это приводило к локализации области МАР в объеме кристалла (где H_{in} удовлетворяет резонансным условиям) и, соответственно, к неоднородному уширению резонансных магнитоакустических спектров (МАС) [2]*.

Линейный МАР регистрируется по резкому увеличению затухания ультразвука в сравнительно узком диапазоне внешнего магнитного поля. Вообще изменение затухания при изменении H_0 характерно для

* Под МАС здесь и в дальнейшем понимается зависимость амплитуды импульса первой или второй гармоники магнитоупругой волны от внешнего поля (соответственно линейный и нелинейный МАС).

всех магнитоупорядоченных сред. Оно определяется в основном динамикой доменной структуры: процессами смещения доменных границ и вращения вектора намагничивания, сопровождающимися уменьшением доменного затухания. Как было показано в [3], это затухание обусловлено излучением спиновых волн доменными стенками и носит, вообще говоря, релаксационный, а не резонансный характер. Многообразие механизмов затухания иногда в значительной мере затрудняет выделение МАР на фоне других диссипативных процессов.

Особенности низкочастотного МАР

Наши исследования проводились на частотах 5—90 МГц. Выполненные ранее работы по МАР относились в основном к области частот выше 10^8 Гц. Это, естественно, приводило к работе в более высоких внешних полях H_0 и, следовательно, к большей степени замагничивания кристаллов. В определенной степени преимущество низкочастотного МАР, исследованного нами, заключается в том, что при этом внешние поля, при которых достигается резонанс, относительно малы; сравнительно слабо изменена доменная структура, нахождение распределения которой по кристаллу имеет определенный интерес (доменная память, магнитоакустические процессоры).

Отметим, что наблюдение низкочастотного МАР становится возможным лишь при выполнении условия $\omega\tau > 1$, где ω — частота звука, τ — время релаксации спиновой прецессии. Это условие в терминах добротности прецессии $Q = \omega/\Delta\omega$ (где $\Delta\omega = 2\pi\gamma\Delta H_i \approx 1/\tau$, ΔH_i — естественная ширина линии ферромагнитного резонанса) эквивалентно $Q > 1$. Оценки, проведенные по имеющимся экспериментальным данным [3], показывают, что в диапазоне частот 10^7 — 10^{10} Гц для марганец-цинковой шпинели (МЦШ) Q не зависит от частоты. Для относительно высокоомных кристаллов МЦШ на частоте 30 МГц $\tau \approx (0,3$ — $0,5) \cdot 10^{-7}$ с [3, 4] и, следовательно, $\Delta H_i \approx (1$ — $2)$ Э, а $Q \approx 6$ — 10 . Что касается высококачественного кристалла ЖИГ, то оценка ширины линии по нашим данным не могла быть сделана. Известно, однако, что в области частот ~ 1 ГГц $\Delta H_i \sim 1$ Э, что дает $Q \approx 3 \cdot 10^2$. В предположении независимости Q от частоты в наших условиях $\tau \approx 0,2 \cdot 10^{-5}$ с и $\Delta H_i \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Э. Узость линии МАР при низкочастотном резонансе позволяет повысить разрешающую способность МАР-спектроскопии.

Нелинейный МАР

Выделение МАР на фоне других процессов значительно облегчается при использовании нелинейных методов исследования. Обнаружение в [5] гигантского увеличения квадратичной нелинейности в области МАР позволяет надежно «отстроиться» от областей релаксационного поглощения. В качестве примера на рис. 1 показаны линейный и нелинейный МАС монокристалла МЦШ, из которых видно, что релаксационное затухание оказывает значительное влияние на линейный спектр $A_0(H_0)$. Однако генерация второй гармоники $A_{20}(H_0)$ четко наблюдается лишь в узком интервале внешних магнитных полей, соответствующем резкому пикчу на спектре $A_0(H_0)$. Эффект резкого усиления генерации второй гармоники в области МАР, названный нами нелинейным МАР, позволяет привлечь арсенал экспериментальных акустических методов для расшифровки МАС.

Теоретическое рассмотрение [6] генерации второй магнитоупругой гармоники без учета диссипативных потерь показывает, что ее ампли-

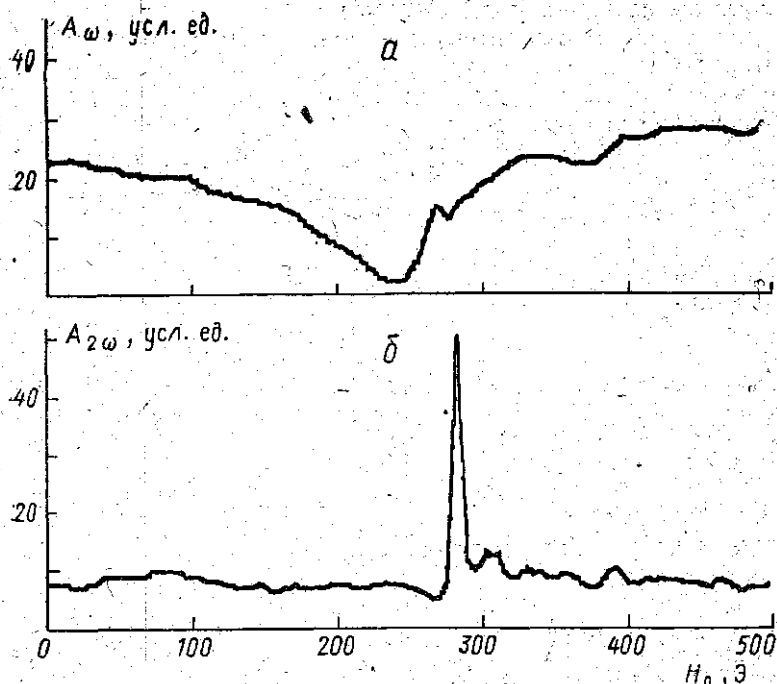


Рис. 1. Линейный (а) и нелинейный (б) МАР на поперечных волнах (30 МГц) в бридженновском отожженном кристалле МЦШ ($k \parallel H_0 \parallel [100]$) размерами $3 \times 4 \times 20$ мм

туда $A_{2\omega} \sim 1/[\omega_0^2 - \omega^2]^2 (4\omega^2 - \omega_0^2)$. Таким образом, в нелинейном случае имеет место резонансный дублет, который на высоких частотах наблюдался в эксперименте [7]. В области низких частот полевая ширина дублета $\Delta H_D \approx (3/2) H_{\text{eff}}^2 / H_r$, где H_r — внешнее резонансное поле, и в наших условиях $\Delta H_D \ll \Delta H_i$, что полностью исключает наблюдение дублета в МЦШ.

Из анализа нелинейных МАС, считая нелинейный дублет неразрешимым, можно предположить, что предельное увеличение квадратичной нелинейности имеет порядок Q^3 , что дает для ЖИГ $\sim 10^2$, для МЦШ $\sim 10^2 - 10^3$. Реально наблюдавшееся в МЦШ резонансное увеличение нелинейности составило 400 ± 100 [2], грубые оценки экспериментальных данных для ЖИГ дают 5—6 порядков.

Влияние неоднородности внутреннего поля на МАР

Все исследования были проведены нами в условиях неоднородного внутреннего поля, поэтому необходимо более детально остановиться на особенностях нелинейного МАР в этих условиях. В относительно длинных и тонких стержнях (или цилиндрах) это поле с достаточно хорошим приближением можно считать одномерным. Линейные размеры резонансной области (координата z направлена вдоль вектора k упругой волны). $\delta z = \Delta H_i / H'(z)$ вне экстремумов $H_{\text{in}}(z)$ и $\delta z = (-2\Delta H_i / H''(z))$ в экстремумах. В этих областях происходит конкуренция сильных нелинейных и диссипативных резонансных процессов, на которые накладывается еще и резонансная дисперсия скорости. При $\delta z < l_{\text{st}}$, где l_{st} — расстояние стабилизации второй гармоники, диссипа-

тивные процессы не искажают МАС. В противном случае, что особенно часто наблюдалось в центральной части кристалла ЖИГ (характеризующегося большой магнитоупругой связью), происходит сильное диссипативное искажение спектра: поглощение значительно уменьшает нелинейные эффекты. В случае квазиодномерного поля и в отсутствие диссипативных искажений спектр нелинейного МАР характеризуется (см. рис. 1, спектр $A_{2\omega}(H_0)$) резким вступлением; осцилляции, наблюдавшиеся в завершающей части огибающей спектра, могут быть вызваны как влиянием замыкающих «трудных» доменов, так и дисперсией скорости звука, достаточно сильной в области резонанса. Решение обратной (пока еще одномерной*) задачи восстановления внутреннего магнитного поля $H_{in}(z)$ описано в [2]. Этот метод позволяет определить структуру внутреннего поля для тех образцов, геометрическая форма которых трудно поддается расчету с помощью магнитостатики. Существенно то, что при этом могут быть определены с хоро-

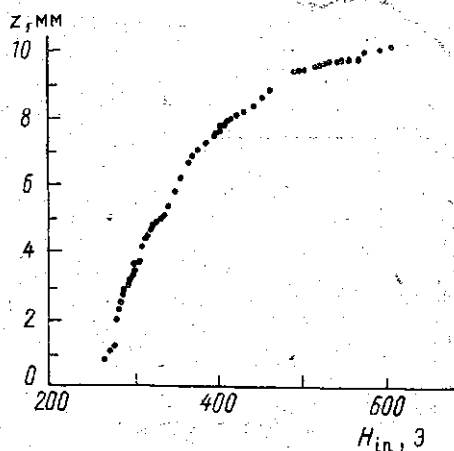


Рис. 2. Распределение внутреннего поля в вернейлевском кристалле МЦШ вдоль длинной оси $[110]$ ($z=0$ соответствует центру кристалла)

шей точностью абсолютные значения внутренних полей. На рис. 2 показано полученное с помощью этого метода распределение $H_{in}(z)$ в монокристалле МЦШ размерами $20 \times 3 \times 4$ мм.

Последующие исследования внутреннего поля в ряде кристаллов МЦШ другими нелинейными методами показали, что такое квазиодномерное поле достаточно хорошо аппроксимируется квадратичной параболой.

Значительно сложнее обстоит дело в том случае, когда эффективное поле не может быть представлено одномерным: форма огибающей спектра при этом определяется трехмерной топологией внутреннего магнитного поля. Из-за того что объемы кристалла, в которых по мере увеличения внешнего поля начинается развитие МАР, могут быть меньшими, чем соответствующие объемы при дальнейшем увеличении внешнего поля, вступление МАР происходит плавно. На рис. 3 показаны линейный и нелинейный МАС на продольных волнах (L -МАР) [8]. В отличие от резонанса на поперечных волнах (S -МАР, рис. 1), L -МАР наблюдается при $H_0 \perp k$. Характерно то, что в этих условиях линейный МАР в кристаллах МЦШ, выращенных вернейлевским методом, не наблюдался вообще на фоне достаточно интенсивной перестройки магнитной подсистемы, приводящей к уменьшению поглощения (кривая A_0 на рис. 3). Нелинейный МАР (кривая $A_{2\omega}$) имеет плавное вступление и максимум в районе 1,9 кЭ. Это свидетельствует о том, что по мере роста внешнего поля резонансный объем возрастает. Поверхности равного внутреннего поля при этом, по-видимому, близки к трехосному эллипсоиду, длинная ось которого вытянута вдоль кристалла, а поперечное сечение имеет большую кривизну.

* Некоторые результаты, приведенные ниже (в частности, по МАР на продольных волнах и по взаимодействию встречных волн), могут стимулировать развитие 3-D методов определения структуры внутреннего поля.

В образцах поликристаллических мелкозернистых феррогранатов характер S -спектров $A_\omega(H_0)$ и $A_{2\omega}(H_0)$ (рис. 4) близок к L -спектрам монокристаллов МЦШ того же размера (см. рис. 3). Исследования проводились в условиях, когда длина волны была много больше среднего размера зерна (порядка нескольких микрон). В этой связи об-

$A_\omega, A_{2\omega}$, усл. ед.

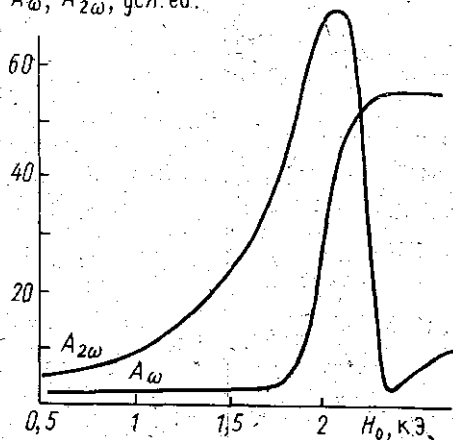


Рис. 3. Линейный и нелинейный L -МАР в бридженовском кристалле МЦШ ($H_0 \perp k \parallel [100]$)

$A_\omega, A_{2\omega}$, усл. ед.

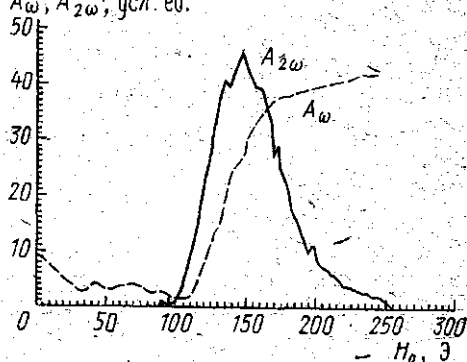


Рис. 4. Линейный и нелинейный МАС в мелкозернистом поликристаллическом феррогранате при угле $(H_0 \wedge k) = 60^\circ$

ращает на себя внимание малое затухание $\sim 0,09 \text{ см}^{-1}$ в сильных полях (остаточное затухание) и достаточно большое начальное (обусловленное доменами) $\sim 0,38 \text{ см}^{-1}$, что свидетельствует о слабом закреплении доменных стенок в этих поликристаллах. В связи со сказанным выше о нелинейном МАР нет оснований предполагать, что спектр $A_{2\omega}(H_0)$ на рис. 4 нерезонансный. Близость характера этого МАС к аналогичному, приведенному на рис. 3, позволяет сделать заключение о том, что в отличие от монокристаллов в поликристаллических образцах (даже длинных и тонких) внутреннее поле не может быть представлено как квазиодномерное. Отметим также, что в поликристаллических феррогранатах линия ферромагнитного резонанса более широка, чем в монокристаллах МЦШ, и «сканирование» внутреннего поля (даже квазиодномерного) такой широкой линией ΔH_i сглаживает огибающую резонанса. В поликристаллах, по-видимому, играют роль и тот и другой эффекты.

Помимо исследования второй гармоники проводились также исследования вырожденного встречного взаимодействия двух магнитоупругих импульсов (спиновый отклик, соответствующий свертке сигналов). Результаты этого исследования опубликованы недавно в [9], поэтому мы не будем подробно на них останавливаться. Отметим лишь, что в области МАР, как и следовало ожидать, эффективность встречного взаимодействия резко увеличивалась. В качестве примера на рис. 5 приведена угловая зависимость амплитуды спинового отклика $S_{2\omega}(H_0)$ в монокристалле ЖИГ. Кроме того, наблюдалась автосвертка (спиновый отклик одиночного импульса) в объеме кристалла, вызванная отражением спиновых волн от границы резонансной области.

В заключение следует сказать, что нелинейные акустомангнитные эффекты могут найти применение как в устройствах обработки радио-

сигналов (из-за рекордной нелинейности магнетиков в условиях МАР), так и для контроля качества подобных материалов.

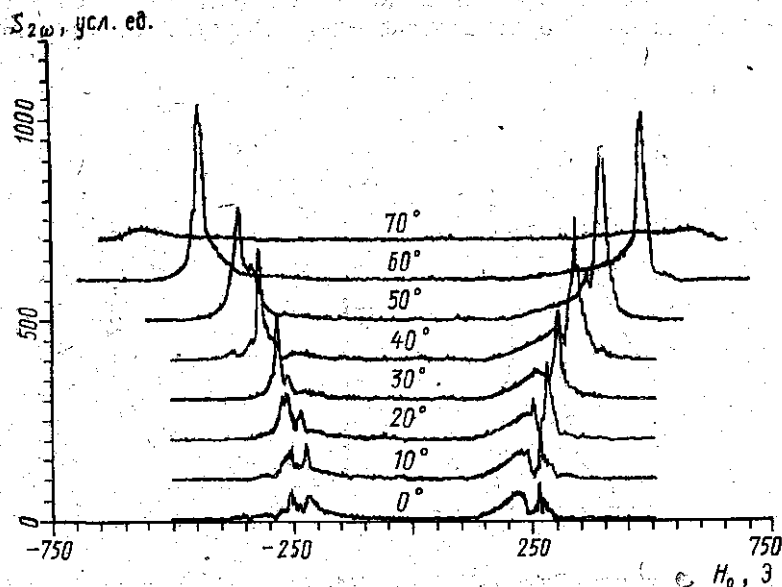


Рис. 5. Амплитуда спинового отклика в монокристалле ЖИГ при разных углах ($H_0 \sim k$)

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. // ЖЭТФ. 1977. 73, № 3 (9). С. 988.
- [2] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ЖЭТФ. 1987. 93, № 4 (10). С. 1499.
- [3] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // Акуст. журн. 1989. 35, № 1. С. 51.
- [4] Беляева О. Ю., Карпачев С. Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 6. С. 83.
- [5] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Генделев С. Ш. // Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 8. С. 502.
- [6] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // Акуст. журн. 1986. 32, № 6. С. 632.
- [7] Гришмановский А. Н., Юшин Н. К., Богданов В. Л., Леманов В. В. // ФТТ. 1971. 13. С. 1833.
- [8] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ДАН СССР. 1986. 289, № 6. 1362.
- [9] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Яфасов А. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 3. С. 56.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 6

УДК 534.222.2:538.915

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЕТАЛЛАХ И СОЕДИНЕНИЯХ ПРИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

А. И. Коробов, Б. Б. Воронов, И. Н. Кокшайский

Приведен обзор экспериментальных исследований особенностей электрон-фононного взаимодействия, связанных с изменением энергетического спектра носителей в металлах: при электронно-топологическом переходе в сплаве BiSb, переходе в тяжелофермионное состояние в кондо-соединении CeAl_3 и высокотемпературном сверхпроводящем переходе в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Показано, что перестройка энергетического спектра сопровождается аномальными изменениями скорости, поглощения ультразвуковых волн и нелинейных акустических свойств в указанных материалах.