

рис. 3; поле $H_{рез}$ максимально при ориентации M_0 по оси $\langle 100 \rangle$, являющейся в данном случае осью трудного намагничивания, и минимально, когда M_0 направлена вдоль оси лёгкого намагничивания.

В поликристаллич. образцах разброс направлений кристаллографич. осей в разл. зёрнах приводит к уширению $\Delta H_{ан}$ и сдвигу резонансных кривых по отношению к резонансным кривым изотропных образцов. В предельном случае $|K_1|/M_0 \gg 4\pi M_0$ (где K_1 — первая константа анизотропии), когда колебания намагниченности в разл. зёрнах можно считать независимыми, $\Delta H_{ан}$ оказывается $\sim 2|K_1|/M_0$. Однако для большинства поликристаллич. магн. материалов, используемых в технике СВЧ, выполняется обратное неравенство, и магн. взаимодействие переменных намагниченностей зёрен приводит к существенно уменьшению $\Delta H_{ан}$.

На Ф. р. оказывает также влияние магнитоупругая анизотропия, обусловленная упругими напряжениями, спонтанными или внешними. Внеш. напряжения приводят к сдвигу резонансных кривых, зависящему от магнитоупругих постоянных веществ. Неоднородные упругие напряжения, в частности вызванные дислокациями, приводят к расширению резонансных кривых. Заметный вклад в ΔH поликристаллов вносит пористость.

Процессы релаксации при ферромагнитном резонансе, к-рые феноменологически учитываются параметрами диссипации λ , α или ω , и определяют величины ΔH и $(\chi_{рез}^2)''$, могут быть подразделены на спин-спиновые и спин-решёточные. Первые осуществляют передачу энергии от непосредственно возбуждаемого при Ф. р. однородного типа колебаний другим, неоднородным колебаниям магн. (спиновой) системы ферромагнетика — спиновым волнам. Вторые приводят к передаче энергии от магн. системы кристаллич. решётке, причём эта передача может происходить непосредственно (прямая спин-решёточная релаксация) или через др. подсистемы (косвенная спин-решёточная релаксация). Спин-спиновые процессы, в свою очередь, делятся на собственные (к-рые могут протекать и в идеальном кристалле) и несобственные (обусловленные дефектами).

Для описания процессов релаксации при Ф. р. необходимо использовать квантовые представления. Собственные процессы спин-спиновой релаксации трактуются при этом как процессы рождения и уничтожения квазичастиц — магнонов, обусловленные высшими, неквадратичными членами гамильтониана идеального ферромагнетика в представлении вторичного квантования. Наиб. роль играют, вообще говоря, трёхмагнонные процессы слияния и расщепления, вызванные магн. взаимодействием, и четырёхмагнонные процессы рассеяния, обусловленные обменным взаимодействием (рис. 4). Однако в случае релаксации однородных колебаний намагниченности, возбуждаемых при Ф. р., процессы трёхмагнонного слияния и четырёхмагнонного рассеяния запрещены законами сохранения энергии и квазимпульса магнонов. Процесс трёхмагнонного расщепления в ферромагнетике разрешён лишь при низких частотах, в случае сферич. образцов — при

рис. 3. Угловая зависимость резонансного поля для кубического монокристалла с первой константой анизотропии $K_1 < 0$. θ — угол между внешним постоянным магнитным полем и осью $\langle 100 \rangle$ в плоскости $\{110\}$. Точки — эксперимент для сферы из $Y_3Fe_5O_{12}$ на частоте 9,3 Гц при комнатной температуре; линия — расчёт при $|K_1| \ll M_0 \ll H_{ев}$.

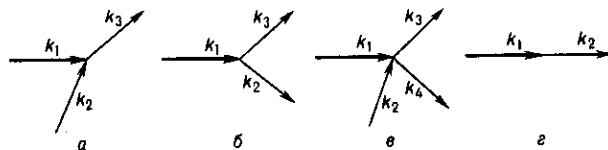


рис. 4. Элементарные процессы, лежащие в основе процессов релаксации при ферромагнитном резонансе: а — трёхмагнонных процессов слияния; б — трёхмагнонных процессов расщепления; в — четырёхмагнонных процессов рассеяния; г — двухмагнонных процессов (в неидеальном кристалле); k_1 — волновой вектор магнонов, релаксация которых рассматривается.

$\omega < (2/3)\gamma 4\pi M_0$; вклад его в ΔH не превышает $\sim 0,1 \text{ Э}$. Пренебрежимо малым является вклад в ΔH (для однородных магн. колебаний) и процессов прямой спин-решёточной релаксации. Сравнительно большие величины ΔH , к-рые наблюдаются в поликристаллич. ферритах и несовершенных образцах монокристаллов, обусловлены несобственными процессами спин-спиновой релаксации и косвенными спин-решёточными процессами.

В неидеальных кристаллах закон сохранения квазимпульса может не выполняться при элементарных процессах превращения магнонов, и поэтому могут происходить несобственные двухмагнонные процессы уничтожения магнона однородных колебаний и рождения вырожденного с ним (имеющего ту же частоту) магнона с $k \neq 0$ (рис. 4). Такие процессы можно назвать процессами рассеяния магнонов на неоднородностях. Неоднородностями могут являться: «химические» неоднородности — флуктуации распределения ионов по узлам кристалла; упоминавшиеся выше вариации направлений кристаллографич. осей в поликристаллах; неоднородные упругие напряжения; «геометрические» неоднородности — поры и шероховатости поверхности образцов. Последний вид неоднородностей играет большую роль в случае образцов из совершенных монокристаллов; получение упоминавшихся выше малых значений ΔH требует тщательной полировки поверхности образцов.

Среди процессов косвенной спин-решёточной релаксации наиб. роль играют процессы, связанные с носителями заряда (см. ниже), и процессы, обусловленные ионами с сильным спин-орбитальным взаимодействием и высокой частотой собственной релаксации. К таким ионам относятся редкоземельные ионы, присутствующие в виде малых примесей в ЖИГ, и ионы Fe^{2+} и Fe^{4+} , к-рые возникают в ЖИГ и др. ферритах вследствие образования вакансий или замещения части основных ионов Fe^{3+} ионами с др. валентностью. Характерными чертами влияния таких ионов на Ф. р. являются максимумы $H_{рез}$ при нек-рых углах между M_0 и осями кристалла и температурные максимумы ΔH , к-рые возникают при таких темп-рах (обычно в интервале 10—100 К), когда частота релаксации ионов становится равной частоте колебаний ω .

Ф. р. в эллипсоидальных (в частности, сферических) образцах с размерами, превышающими такие, при к-рых хорошо применимо магнитостатич. приближение, иногда наз. магнитодинамическим резонансом. Его можно трактовать (рис. 5) как результат связи между магнитостатич. колебаниями (частота к-рых не зависит от размера и — в случае сферы — пропорциональна $H_{ев}$) и эл-

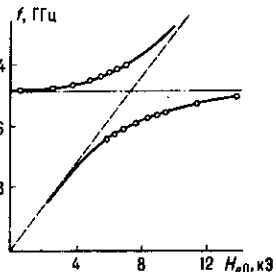


рис. 5. Зависимость частоты ферромагнитного резонанса в сфере большого (3,72 мм) диаметра от внешнего постоянного магнитного поля. Штриховая линия — «киттелевская» частота $\gamma H_{ев}$; штрих-пунктир — частота электромагнитных колебаний сферы с $\mu = 1$; кружки — эксперимент на частоте 9,3 ГГц.