Как правило, структуры Ф. характеризуются наличием двух или более разл. катионных позиций. Эти позиции могут быть заняты как ионами переходных и редкоземельных элементов, так и диамагн. ионами, не обладающими магн. моментами. При этом одинаковые ионы могут находиться в разных позициях, и наоборот, по одинаковым позициям могут быть распределены (хаотично или упорядоченно) разл. ионы. Наиб. хорошо изучены и нашли широкое применение в технике *ферриты* — оксидные Ф. с кубич. структурой типа шпинели и граната и нек-рыми гексагональными структурами. Известны ферримагн. кристаллы, в к-рых анионами являются сера, фтор и др.; так, $RbNiF_3$ — гексагональный Ф., в к-ром из шести магн. подрешёток намагниченность четырёх направлена в одну сторону, а двух других — в противоположную (подобные фториды прозрачны в видимой области спектра).

К Ф. принадлежит также ряд сплавов и интерметаллич. соединений. Большинство из них — вещества, содержащие атомы редкоземельных (R) и переходных (M) металлов. Их магн. структура характеризуется наличием двух подрешёток — R и M соответственно. Интерметаллич. соединения типа RFe_2 обладают рекордной *магнитострикцией* (10^{-3} в магн. полях 10—15 кГс) и могут быть использованы в качестве пьезоэлектрич. преобразователей. Др. тип редкоземельных интерметаллидов имеет состав RM_5. Эти соединения имеют большую энергию *магнитной анизотропии* и значит. *коэрцитивную силу*; из них изготавливают *магниты постоянные* с рекордной величиной энергетического произведения $(BH)_{\text{макс}} \sim 10^7$ Гс·Э. Известны также соединения типа R_2M_{17} и др. Помимо кристаллич. Ф. существуют также и аморфные Ф. Наиб. известные представители данного класса — аморфные сплавы редкоземельных и переходных металлов в широком диапазоне составов, находящие широкое применение в качестве реверсивных записывающих сред в запоминающих устройствах с термомагн. записью и магнитооптич. считыванием.

В табл. приведены нек-рые характеристики типичных Ф.

Некоторые типичные ферримагнетики

Вещество	Тип кристаллической структуры	T_C, К	M_s, Гс	$M_{\text{эфф}}$, μ_B
Fe_3O_4	шпинель	858	6400	4,1
$MgFe_2O_4$	шпинель	713	1800	1,1
$CoFe_2O_4$	шпинель	793	6000	3,9
$Y_3Fe_5O_{12}$	гранат	560	2470	5,0
$Gd_2Fe_5O_{12}$	гранат	564	7250	16
$Ho_3Fe_5O_{12}$	гранат	567	7400	15
$BaFe_{12}O_{19}$	гексагональная	730	5220	27
$Ba_3Co_2Fe_{24}O_{41}$	гексагональная	680	3350	31
$RbNiF_3$	гексагональная	139	1080	—
$TiNiF_3$	гексагональная	111	620	—
$CsNiF_3$	кубическая	150	620	—
$GdFe_2$	фаза Лавеса	789	692	3,7
$TbFe_2$	фаза Лавеса	698	1090	5,6
$DyFe_2$	фаза Лавеса	635	1300	5,6
$PrCo_5$	гексагональная типа $CaCu_5$	912	1150	10,8
$SmCo_5$	гексагональная типа $CaCu_5$	1020	937	8,7
$GdCo_5$	типа $CaCu_5$	1014	—	—
Gd_2Co_{17}	типа Th_2Mn_{17}	1218	—	—
Gd_2Ni_{17}	типа $ThNi_{17}$	196	—	—
$Nd_2Fe_{14}B$	тетрагональная	585	9000	33

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; см. также *лит.* при ст. *Ферримагнетизм* и *Ферриты*.

Г. В. Сайко, А. К. Звездин.

ФЕРРИМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии *ферримагнетиком*, находящимся в пост. магн. поле. Наблюдался впервые Хьюиттом (W. H. Hewitt) в *ферритах* в 1949, вскоре после наблюдения (1946) *ферромагнитного резонанса* в металлах.

Теория Ф. р. может быть построена на основе классич. представлений с использованием подрешёточной гипотезы Л. Нееля (L. Neel, 1948) (см. *Ферримагнетизм*). Согласно этой гипотезе, элементарные магн. моменты ионов, находящихся в эквивалентных узлах магн. решётки ферримагнетика, объединяются в *магнитные подрешётки* с намагниченностями M_j ($j=1, 2, \ldots N$). Число подрешёток N, строго говоря, должно быть равно числу магн. ионов в примитивной элементарной магн. ячейке. Напр., для железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ) $N=20$. Однако типы колебаний с наинизшими частотами могут быть описаны на основе моделей с меньшим числом подрешёток, во многих случаях — на основе двухподрешёточной модели. Так, в случае ЖИГ 12 ионов Fe^{3+} в тетраэдрич. узлах и 8 таких ионов в октаэдрич. узлах объединяются соответственно в две подрешётки с антипараллельными намагниченностями. Конечно, $N-2$ высш. типов колебаний будут при этом «потеряны».

Намагниченности подрешёток $\boldsymbol{M}_j$ удовлетворяют ур-ниям, аналогичным *Ландау — Лифшица уравнению* для намагниченности ферромагнетика:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}_j}{\partial t} = -\gamma_j\left[\boldsymbol{M}_j \boldsymbol{H}_{\text{эф}\,j}\right] + \boldsymbol{R}_j. \qquad (1)$$

Здесь γ_j — магнитомеханич. отношение для j-й подрешётки; $\boldsymbol{H}_{\text{эф}\,j}$ — действующее на неё эфф. поле:

$$\boldsymbol{H}_{\text{эф}\,j} = -\frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{M}_j} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\frac{\partial F}{\partial(\partial \boldsymbol{M}_j/\partial x_k)}\right] \quad (k=1,\ 2,\ 3); \qquad (2)$$

$\boldsymbol{R}_j$ — диссипативный член, F — плотность свободной энергии ферримагнетика. В неё входят энергия (зеемановская) во внеш. магн. поле и энергии всех учитываемых видов взаимодействия, включая обменное. Причём, в отличие от ферромагнетика, не только неоднородная, но и однородная часть эфф. поля этого взаимодействия входит в ур-ние (1).

При условии $m_j \ll M_{j0}$ (где M_{j0} — постоянные составляющие, а m_j — комплексные амплитуды переменных составляющих векторов $\boldsymbol{M}_j$) из (1) в нулевом приближении следуют условия равновесия

$$\left[\boldsymbol{M}_{j0} \boldsymbol{H}_{\text{эф}\,j0}\right] = 0 \qquad (3)$$

(т. е. параллельность векторов $\boldsymbol{M}_{j0}$ и $\boldsymbol{H}_{\text{эф}\,j0}$), а в первом приближении линейные ур-ния

$$i\omega \boldsymbol{m}_j + \gamma_j\left[\boldsymbol{m}_j \boldsymbol{H}_{\text{эф}\,j0}\right] + \gamma_j\left[\boldsymbol{M}_{j0} \boldsymbol{h}_{\text{эф}\,j}\right] - \boldsymbol{R}_j = 0. \qquad (4)$$

Проекции этих ур-ний на оси координат образуют систему связанных ур-ний, т. к. в $\boldsymbol{h}_{\text{эф}\,j}$ входят намагниченности и др. подрешёток. В отсутствие внеш. перем. поля эта система является системой однородных ур-ний, её решениями являются намагниченности N типов свободных колебаний, а равенство нулю её определителя даёт ур-ние для N частот этих колебаний. Диссипативный член $\boldsymbol{R}_j$ может быть записан в одной из форм, аналогичных используемым в теории ферромагн. резонанса, напр. в форме Гильберта:

$$\boldsymbol{R}_j = (\alpha_j/M_j)\left[\boldsymbol{M}_j \partial \boldsymbol{M}_j/\partial t\right].$$

С учётом $\boldsymbol{R}_j$ свободные колебания становятся затухающими, а их частоты — комплексными.

Решению системы (4) должно предшествовать нахождение векторов $\boldsymbol{M}_{j0}$. При достаточно низких темп-рах их длины можно считать заданными, а ориентации находить с помощью соотношений (3) или эквивалентных им условий минимума энергии:

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_j} = \frac{\partial F}{\partial \varphi_j} = 0, \qquad (5)$$

где θ_j и φ_j — полярный и азимутальный углы вектора $\boldsymbol{M}_{j0}$.