

(Для случая, когда поле приложено вдоль оси трудного намагничивания, см. рис. 3 к ст. *Магнитный фазовый переход.*)

Вдали от  $T_K$  в слабых полях ФМ ведёт себя подобно ферромагнетику, а вблизи  $T_K$  — подобно антиферромагнетику, что приводит к возникновению магн. фазового перехода 1-го рода в угл. фазу. Наличие анизотропии более высоких порядков приводит к ещё более сложному характеру переориентации. На рис. 7 показаны магн. фазовые

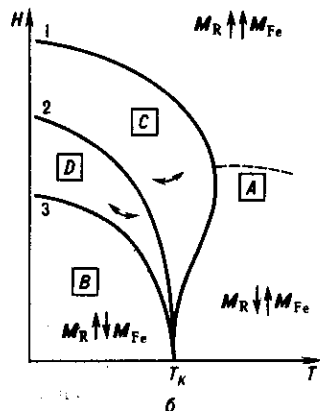
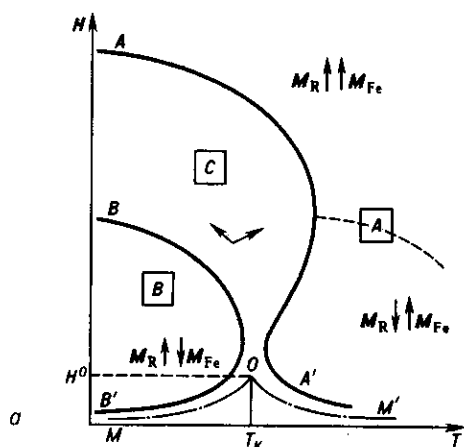


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма кубических ферри-магнетиков для различных ориентаций внешнего поля: а)  $H \parallel [100]$ . Сплошные линии — линии ФП 2-го рода; штрих-пунктирная линия — линия ФП 1-го рода между угловыми фазами,  $O$  — критическая точка; б)  $H \parallel [111]$ . Все линии на диаграмме — линии ФП 1-го рода.

диаграммы ферритов-гранатов при учёте магн. анизотропии 2-го и 4-го порядков с константами  $K_1, K_2$  в случае  $K_1 < 0$  для

ориентации поля вдоль кристаллич. осей  $[100]$  и  $[111]$ . В первом случае на диаграмме существует *трикритическая точка* типа наблюдаемой на диаграмме пар — жидкость, а во втором — все фазовые переходы являются переходами 1-го рода.

Свойства ФМ, в к-рых энергия магн. анизотропии порядка энергии межподрешётчного ОВ, значительно отличаются от свойств слабоанизотропных ФМ. Переход в индукции

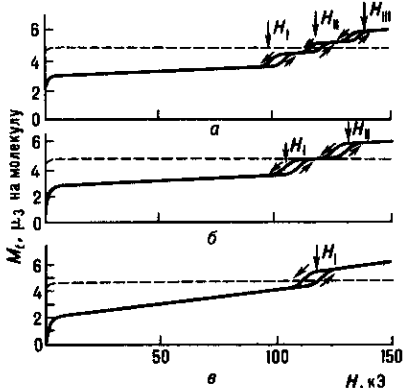


Рис. 8. Кривые намагничивания феррита-граната  $Y_{2,75}Ho_{0,25}Fe_5O_{12}$  (сплошные линии);  $Y_3Fe_5O_{12}$  (пунктир) при  $T = 4,2$  К для различных направлений внешнего поля: а)  $H \parallel [111]$ , б)  $H \parallel [110]$ , в)  $H \parallel [100]$ .

рованное полем ферромагн. состояние происходит путём одного или неск. фазовых переходов 1-го рода (рис. 8).

Вблизи  $T_K$  наблюдается целый ряд аномалий физ. свойств ФМ: значит. рост коэрцитивной силы, температурный гистерезис намагниченности, аномалии магнитострикции и магнитокалорич. эффекта (рис. 9) и увеличение размеров доменов. Константы Верде, Холла и др. подобные характеристики в  $T_K$  не обращаются в нуль, а обнаруживают достаточно сложную зависимость от темп-ры и поля.

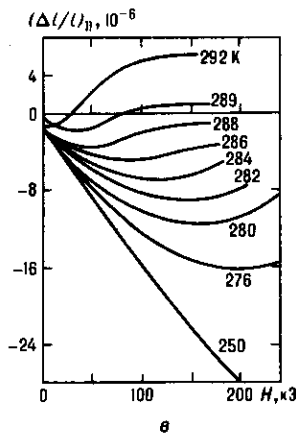
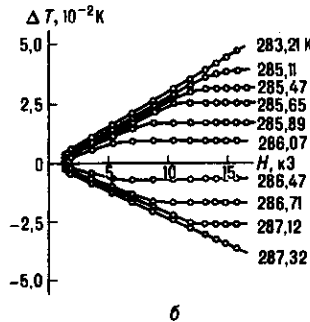
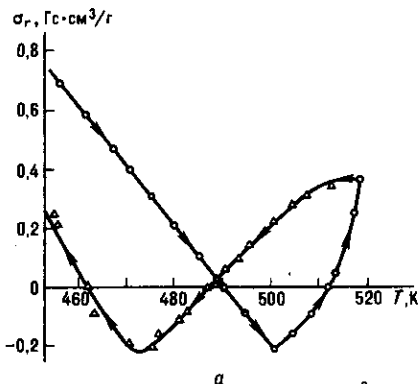


Рис. 9. Аномалии физических свойств ферримагнетиков вблизи точки магнитной компенсации: а — температурный гистерезис намагниченности  $\sigma_r$  соединения  $ErFe_2$ ; б — магнитокалорический эффект в феррите-гранате  $Gd_3F_5O_{12}$ ; в — продольная магнитострикция феррита-граната  $Gd_3F_5O_{12}$ .

что связано с различием соответствующих вкладов, внешних подрешётками, в силу их разл. кристаллохим. природы.

Элементы микроскопической теории ферримагнетизма. При низких темп-рах классич. теория Ф. становится неприемлимой и свойства ФМ описываются квантовой теорией. Для изотропного двухподрешётчного ФМ с подрешётками 1 и 2 гамильтониан может быть записан в виде

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} (I_{ij}^1 \hat{S}_i \hat{S}_j + I_{ij}^2 \hat{S}_{2i} \hat{S}_{2j} - I_{ij}^3 \hat{S}_i \hat{S}_{2j}), \quad (5)$$

где суммирование проводится по всем магн. ионам  $i$  и  $j$ ;  $\hat{S}_{kj}$  — спиновые операторы; символ  $\langle \dots \rangle$  — означает суммирование по ближайшим соседям;  $I_{ij}^k$  — обменные интегралы. Простейшему приближению на основе гамильтониана (5) в случае низких темп-р соответствует теория *спиновых волн*.

В рамках полуклассич. описания спиновым волнам соответствует прецессия магн. моментов  $\mu_{ik}$  ионов, находящихся в узлах кристаллич. решётки  $r_i$ , с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  по закону

$$\mu_{ik} = \mu_{i0} + m_{ik} \exp i(\omega t - kr_i), \quad (6)$$