

где $\hat{J}_{l+1/2}$ — приведённая ф-ция Бесселя: $\hat{J}_{l+1/2}(x) = J_{l+1/2}(x)/J_{1/2}(x)$, $J_{l+1/2}(x)$ — гиперболич. ф-ция Бесселя, $L^{-1}(x)$ — обратная Ланжевена функция [$m(H, T) = L(x) = \hat{J}_{3/2}(x)$]. При достаточно низких темп-рах, когда можно пренебречь заселённостью всех уровней, кроме основного и первого возбуждённого, ф-ла (7) приводит к известному закону $B_l(T)/B_l(0) = m^{l(l+1)/2}$.

Проиллюстрировать сказанное можно на примере иттриевого феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$. В нём ионы Fe^{3+} являются ионами S-типа. На рис. 1 приведены температурные зависимости констант магнитострикции в этом материале, построенные на основе ф-лы (7); на рис. 2 — полевая зависимость магнитострикции $\lambda_{100} = (\Delta l/l)_{100}$ и $\lambda_{111} = (\Delta l/l)_{111}$. Насы-

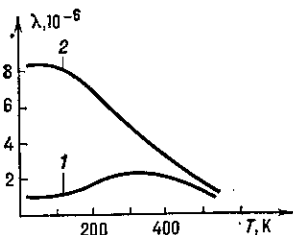


Рис. 1. Температурная зависимость констант магнитострикции для $Y_3Fe_5O_{12}$; 1 — λ_{100} , 2 — λ_{111} .

щение констант λ_{100} и λ_{111} происходит в тех же полях, что и насыщение намагниченности.

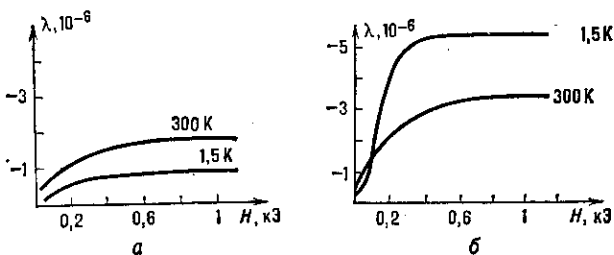


Рис. 2. Зависимость констант магнитострикции $Y_3Fe_5O_{12}$ от напряжённости магнитного поля при разных температурах; а — λ_{100} , б — λ_{111} .

Ионы с $L \neq 0$ в осн. состоянии обладают более разнообразными полевыми и температурными зависимостями М. в. Оно также значительно больше по величине, чем М. в. ионов с $L = 0$, поэтому в редкоземельных соединениях, особенно при низких темп-рах, часто наблюдается т. н. гигантская магнитострикция $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ (К. П. Белов, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, В. И. Соколов, 1961 [3]).

Для определения температурной и полевой зависимости энергии М. в. с помощью спинового гамильтониана нужно знать энергетич. спектр и волновые ф-ции иона. При низких темп-рах достаточно знать обычно один-два ниж. уровня. Энергия М. в. ионов с синглетным осн. состоянием (Eu^{3+} , Tm^{3+} , Pr^{3+} , ...) имеет вид (в расчёте на один ион) [5]:

$$\epsilon_{MB} = b_{ijkl}(H_{эф})_k(H_{эф})_l, \quad (8)$$

где $H_{эф}$ — эфф. поле, действующее на ион; магнитоупругие постоянные $b_{ijkl} \sim B \mu_B^2 W^{-1}$, W — характерная энергия, отделяющая осн. уровень от возбуждённых ($\sim 10 - 10^3$ см⁻¹), μ_B — магнетон Бора, $B \sim 10^2 - 10^3$ см⁻¹ — магнитоупругий коэффициент.

Энергия М. в. крамерсовских ионов, осн. состоянием к-рых во внутрикристаллич. поле является дублет (Dy^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+} , ...) имеет вид

$$\epsilon_{MB} = b_{ijkl} \epsilon_{ij}(H_{эф})_k m_l(H_{эф}, T), \quad (8')$$

где $b_{ijkl} \sim \mu_B BW^{-1}$.

Температурная и полевая зависимости М. в. в этом случае определяются произведениями типа $(H_{эф})_k m_l$, а не $[m(H_{эф}, T)]^{l(l+1)/2}$, как в феноменологич. теории. Др.

важная особенность М. в. в материалах с такими ионами заключается в том, что их магнитоупругие коэф. обладают сильной полевой зависимостью в области насыщения намагниченности (в феноменологич. теории константы магнитострикции при этом от поля вообще не зависят). Это обстоятельство обусловлено тем, что постоянные М. в. определяются не только ниж. уровнями энергии, а гл. обр. возбуждёнными состояниями, что является своеобразным аналогом ванфлековской восприимчивости в магнитоупругих явлениях (см. Ванфлековский парамагнетизм).

Осн. состоянием некрамерсовских ионов в низкосимметричном внутрикристаллич. поле часто является изолированный квазидублет, т. е. два близко расположенных синглетных уровня, отделённых от возбуждённых уровней достаточно большим энергетич. интервалом. Для приближённого описания М. в. этих ионов можно использовать ф-лу (8). На рис. 3 приведена полевая зависимость магнитострикции тербиевого и диспрозиевого гранатов, хорошо иллюстрирующая особенность М. в. в материалах с сильно анизотропными ионами, обладающими орбитальным моментом в осн. состоянии. Для полей, где намагниченность стремится к насыщению ($H \geq 30$ кЭ), характерно, что константы магнитострикции линейно увеличиваются с ростом поля H ,

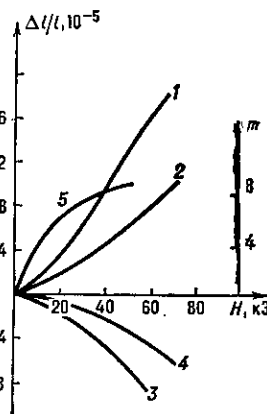


Рис. 3. Зависимость магнитострикции тербиевого и диспрозиевого граната ($Tb_3Ga_5O_{12}$ и $Dy_3Ga_5O_{12}$) от напряжённости магнитного поля при 4,2 К: 1 — $H \parallel [111]$, 2 — $H \parallel [110]$, 3 — $H \parallel [111]$, 4 — $H \parallel [111]$, 5 — зависимость намагниченности (в единицах μ_B /ион) вдоль направления $[111]$ от напряжённости магнитного поля.

не проявляя к-л. тенденции к насыщению. Аналитич. зависимость магнитострикции этого соединения от H и T может быть представлена ф-лой, сильно отличающейся от тех, к-рые определяются феноменологич. теорией:

$$(\Delta l/l)_{111} = A_1 I_1(H) + A_2 I_2(H), \quad (9)$$

где

$$I_1(H) = 1/2(H_x m_y + H_x m_z + H_y m_x + H_y m_z + H_z m_x + H_z m_y),$$

$$I_2(H) = H_x H_y H_z^{-1} m_z + H_x H_z H_y^{-1} m_y + H_y H_z H_x^{-1} m_x;$$

$m_x = \text{th}(1/2 T^{-1} \mu H_x)$ — компоненты приведённой намагниченности редкоземельных ионов Dy^{3+} , Tb^{3+} , $\alpha = x, y, z$; A_1 и A_2 — константы магнитострикции, μ — магн. момент иона.

Двухионное М. в. важно учитывать в низкосимметричных материалах, а также в магнетиках кубической сингонии, обладающих сложной пространственной и магнитной структурой, например в редкоземельных ферритах-гранатах. На рис. 4 приведена полевая зависимость констант

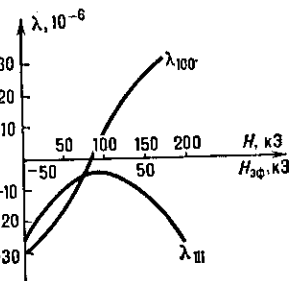


Рис. 4. Зависимость констант магнитострикции λ_{111} и λ_{100} гольмий-иттриевого феррита-граната $Ho_{0.95}Y_{0.05}Fe_5O_{12}$ от напряжённости магнитного поля при 78 К.