

ранга b_{ijkl} определяется точечной симметрией кристалла; он имеет в общем случае 36 независимых компонентов, однако условие $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ оставляет независимыми из них лишь 30. Конкретный вид тензора b_{ijkl} для разл. классов симметрии приведён, напр., в [1, 2]. Для кристаллов кубической (классы симметрии T_dO , O_h) и гексагональной (классы D_{3d} , C_{3v} , D_6 , D_{6h}) сингонии энергия М. в. имеет вид

$$\epsilon_{\text{МВ}}^{\text{куб}} = (b_{11} - b_{12}) (\epsilon_{11}\alpha_1^2 + \epsilon_{22}\alpha_2^2 + \epsilon_{33}\alpha_3^2) + b_{44} (\epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3 + \epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3), \quad (2)$$

$$\epsilon_{\text{МВ}}^{\text{гекс}} = (b_{11} - b_{12}) (\epsilon_{11}\alpha_1^2 + \epsilon_{22}\alpha_2^2 + 2\epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2) + (b_{13} - b_{12})(\epsilon_{11} + \epsilon_{22})\alpha_3^2 + (b_{33} - b_{31})\epsilon_{33}\alpha_3^2 + 2b_{44}(\epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3).$$

Здесь компоненты тензора b_{ijkl} записаны в матричных обозначениях Фогта.

Для кристаллов кубич. сингонии приняты обозначения: $b_{11} - b_{12} = B_1$, $b_{44} = B_2$, с учётом к-рых энергия М. в. принимает вид

$$\epsilon_{\text{МВ}}^{\text{куб}} = B_1 (\epsilon_{11}\alpha_1^2 + \epsilon_{22}\alpha_2^2 + \epsilon_{33}\alpha_3^2) + B_2 (\epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3 + \epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2). \quad (3)$$

Магнитоупругие постоянные B_1 и B_2 связаны с константами магнитострикции след. соотношениями

$$\lambda_{100} = (\Delta l/l)_{100} = -(2/3)B_1/(C_{11} - C_{12}), \quad (4)$$

$$\lambda_{111} = (\Delta l/l)_{111} = -(1/3)B_2/C_{44},$$

где C_{11} , C_{12} , C_{44} — упругие постоянные кубич. кристалла. В табл. приведены значения магнитоупругих постоянных B_1 и B_2 для нек-рых магнитоупорядоченных кристаллов.

Кристалл	$B_1 \left(10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}\right)$	$B_2 \left(10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}\right)$
$\text{Y}_2\text{Fe}_4\text{O}_{12}$	1,7	12,6
CuFe_2O_4 кубич.	165	-54
NiFe_2O_4	100	45
CoFe_2O_4	1400	1200
CaCr_2Se_4	-3,9	42

Измерение магнитострикции является распространённым методом определения констант М. в. Др. методы — ферромагн. резонанс (сдвиг частоты резонанса под влиянием М. в.), ΔE -эффект и изменение скорости звука под влиянием магн. поля, динамич. магнитоакустич. явления.

В ф-ле (1) магнитоупругие константы рассматриваются как феноменологич. параметры, к-рые определяются экспериментально. В микроскопич. теории М. в. эти параметры и их зависимость от темп-ры и магн. поля определяются для данного материала, исходя из его кристаллич. структуры и квантовомеханич. характеристик магн. ионов. Выделяют М. в., основанные на магн. диполь-дипольном взаимодействии, на аннотропном обмене и на комбинированном с участием спин-орбитального, обменного взаимодействия и на внутрукристаллич. полях.

Для более полного описания М. в. в ф-лу (1) иногда приходится вводить слагаемые более высокого порядка по направляющим косинусам вектора намагниченности.

Ф-лу (1) можно использовать для описания М. в. в магнитоупорядоченных кристаллах с неск. магн. подрешётками; нужно лишь произвести в ней дополнит. суммирование по подрешёткам и учесть наличие перекрёст-

ных по подрешёткам слагаемых. Напр., для двухподрешётчного коллинеарного АФМ

$$\epsilon_{\text{МВ}} = b_{ijkl}^{(1)} \epsilon_{ij} l_k l_l + b_{ijkl}^{(2)} \epsilon_{ij} m_k m_l, \quad (5)$$

где l , m — единичные векторы антиферромагнетизма и ферромагнетизма соответственно. В случае слабого ферромагнетизма энергия М. в. содержит смешанные инварианты типа $P_{ijkl} \epsilon_{ij} l_k m_l$, ответственные за явления пьезомагнетизма и линейную магнитострикцию. Энергию, соответствующую таким инвариантам, наз. пьезомагнитной. В общем случае для определения вида энергии М. в. в многоподрешётчном ФМ используют пространств. симметрию кристалла.

В феноменологич. теории М. в. предполагается, что температурная зависимость магнитоупругих констант определяется тепловыми флуктуациями магн. моментов. Усреднение по флуктуациям приводит к уменьшению модуля намагниченности и вместе с ним к уменьшению коэффициентов в выражении для энергии М. в. Температурная зависимость последних определяется законом:

$$B_l(T)/B_l(0) = m^{l(l+1)/2}, \quad (6)$$

где l — степень полинома от α_i в разложении энергии М. в., B_l — коэф. полинома, $m = M_s(T)/M_s(0)$ — приведённая намагниченность. Напр., для разложений (1—5), где $l = 2$, имеем $B(T)/B(0) = m^3$.

Эксперим. и теоретич. исследования М. в. показали, что энергия М. в. в форме (1) хорошо описывает магнитоупругие явления в тех материалах, в к-рых магн. ионы, ответственные за формирование магн. порядка, имеют в качестве осн. состояния орбитальный синглет, отделённый достаточно большим энергетич. интервалом от возбуждённых уровней. Примером таких ионов являются т. н. S-ионы, т. е. ионы, у к-рых в осн. состоянии орбитальный момент L равен нулю (Fe^{3+} , Mn^{2+} , Gd^{3+} , Eu^{2+} и др.), а также ионы с «замороженным» орбитальным моментом (Cr^{3+} , Ni^{2+} в октаэдрич. окружении и др.). Др. тип ионов — ионы, у к-рых орбитальный момент в осн. состоянии отличен от нуля, напр. редкоземельные ионы, Co^{2+} в ферритах и др. Для описания М. в. таких ионов используют микроскопич. теорию.

Элементы атомно-микроскопической теории М. в. Микроскопич. описание М. в. основывается на применении спинового гамильтониана. Оно позволяет установить связь магнитоупругих явлений с электронной структурой магнетика, выяснить микроскопич. механизмы М. в., определить зависимость магнитоупругих явлений от темп-ры, магн. поля, состава магнетика и др. факторов. В общем виде спиновый гамильтониан М. в. представляет собой сумму элементарных взаимодействий спиновых магн. моментов со смещениями ионов от положений равновесия, включающими в себя упругие деформации (акустич. фононы) и смещения ионов внутри элементарной ячейки (оптич. фононы). Различают спиновые гамильтонианы одноионного и двухионного М. в.

Одноионное М. в. обусловлено смещениями ионов кристалла при деформации, к-рые изменяют внутрукристаллич. поле, действующее на магн. ион, и тем самым энергию ионов в этом поле. Двухионное М. в. обусловлено зависимостью от деформации таких взаимодействий, как магнитодипольное, псевдодипольное, обменное.

В случае материалов, содержащих ионы с нулевым или «замороженным» орбитальным моментом, микроскопич. теория даёт для энергии М. в. выражение того же вида, что и феноменологич. теория. В частности, зависимость магнитоупругих констант от темп-ры T и магн. поля H полностью определяется намагниченностью $m(H, T)$ [Э. Каллен (E. Callen), X. Каллен (H. Callen), 1963]:

$$B_l(T)/B_l(0) = \hat{J}_{l+1/2} \{L^{-1} [m(H, T)]\}, \quad (7)$$