

## ГИГАНТСКАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ В ВАН-ФЛЕКОВСКОМ ПАРАМАГНЕТИКЕ $\text{Li TmF}_4$

*С.А.Альтшулер, В.И.Кротов, Б.З.Малкин*

Впервые измерена вынужденная продольная магнитострикция при гелиевых температурах в тетрагональном кристалле  $\text{Li TmF}_4$  с ионами  $\text{Tm}^{3+}$  в синглетном основном состоянии. Обнаружена сильная анизотропия магнитострикции, изменяющейся в магнитном поле напряженностью до 30 кЭ от  $< 10^{-6}$  при  $\mathbf{H} \parallel [001]$  до гигантской величины  $-1,1 \cdot 10^{-3}$  при  $\mathbf{H} \parallel [100]$ .

Вынужденная магнитострикция парамагнитных кристаллов пропорциональна намагниченности и внешнему магнитному полю. В нормаль-

ных парамагнетиках с магнитным основным состоянием (эффективный спин  $1/2$ ) магнитный момент пропорционален  $\text{th}(\beta H/2kT)$ , поэтому квадратичный по магнитному полю в слабых полях рост магнитострикции сменяется линейным в условиях насыщения ( $\beta H \sim kT$ ,  $\beta H$  — зеемановское расщепление основного состояния). В ван-флековских парамагнетиках наведенный внешним полем магнитный момент пропорционален  $\beta H/\Delta$ , где  $\Delta$  — энергия возбужденных состояний в кристаллическом поле, и не насыщается вплоть до полей  $H \sim \Delta/\beta$ . В концентрированных редкоземельных (РЗ) нормальных парамагнетиках при гелиевых температурах в полях напряженностью несколько десятков кЭ магнитострикция достигает огромной величины порядка  $10^{-4}$  [1]; измерения магнитострикции в ван-флековских парамагнетиках нам не известны; однако, как показывают приведенные выше элементарные соображения, при достаточной близости возбужденного штарковского подуровня к синглетному основному состоянию ( $\beta H \sim \Delta$ ) магнитострикция в ван-флековском парамагнетике может иметь в сравнимых полях тот же порядок величины, что и в нормальном парамагнетике, причем и в нормальных парамагнетиках магнитострикция, связанная с индуцированным магнитным моментом, может стать преобладающей в сильном магнитном поле ( $kT < \beta H \sim \Delta$ ). Выполненные нами измерения магнитострикции в кристалле  $\text{Li TmF}_4$  подтвердили эти теоретические заключения.

Кристалл  $\text{Li TmF}_4$  имеет структуру шеелита [2]; в элементарной ячейке содержатся два магнитозэквивалентных иона  $\text{Tm}^{3+}$ , нижняя часть энергетического спектра ионов  $\text{Tm}^{3+}$  включает три штарковских подуровня основного терма  ${}^3H_6$ , расщепленного в кристаллическом поле симметрии  $S_4$ : основной синглет  $\Gamma_1$ , некрамерсов дублет  $\Gamma_{3,4}$  с энергией  $\sim 30 \text{ см}^{-1}$  и синглет с энергией  $\sim 60 \text{ см}^{-1}$   $\Gamma_2$ , остальные штарковские подуровни имеют энергии больше  $300 \text{ см}^{-1}$  [3].

Измерялось относительное изменение длины цилиндрических образцов  $\Delta l/l$ , имевших диаметр 5 — 6 мм и с образующими длиной 6 — 7 мм вдоль кристаллографических направлений  $[001]$ ,  $[110]$ ,  $[100]$ , при увеличении магнитного поля, параллельного образующей образца, от 0 до 30 кЭ в интервале температур 1,5 — 4, 2 К. На установке с чувствительностью не хуже  $10^{-6}$  мы не смогли обнаружить магнитострикции в поле  $H \parallel [001]$ . В магнитном поле, перпендикулярном оси симметрии кристалла, деформация образцов быстро растет с увеличением напряженности поля и достигает при  $H = 30 \text{ кЭ}$  гигантских величин, соответственно равных  $-11 \cdot 10^{-4}$  и  $-5,5 \cdot 10^{-4}$  вдоль осей  $[100]$  и  $[110]$ , причем изменения температуры в пределах указанного выше интервала не влияют на величину деформации. Результаты измерений представлены на рисунке. В области слабых полей зависимость деформации от величины поля описывается квадратичной функцией  $\Delta l/l \sim -kH^2$ ; в полях  $H > 10 \text{ кЭ}$  эта зависимость становится более сильной.

Полученные данные как качественно, так и количественно согласуются с результатами теоретического анализа, выполненного в рамках представлений об одночастичном механизме магнитострикции. Измеренные величины продольной статической магнитострикции линейно связаны с компонентами тензора деформации  $e_{ij}$ :  $(\Delta l/l) = \sum_{ij} n_i n_j e_{ij}$ , где

$n_i$  — направляющие косинусы магнитного поля. Компоненты тензора деформации, индуцированной внешним магнитным полем, находятся из условия минимума свободной энергии парамагнетика. При низких температурах ( $kT < \Delta$ ) можно пренебречь заселенностями возбужденных состояний парамагнитных ионов, и магнитострикция определяется поправкой к энергии основного состояния при деформации решетки в магнитном поле. Эта поправка является четной функцией поля, и в слабом поле  $\beta H \ll \Delta$  может быть вычислена в третьем приближении теории возмущений, причем в качестве возмущения дважды выступает зеemannовская энергия  $\mathcal{H}_z = g_J \beta \mathbf{H} \mathbf{J}$  ( $\mathbf{J}$  — оператор момента количества движения РЗ иона) и один раз — изменение энергии иона в кристаллическом поле при деформации решетки  $\mathcal{H}_l = \sum_{n,kl} B_{n,kl}^m O_n^m e_{kl}$ ,  $O_n^m$  — неприводимые тензорные операторы,  $B_{n,kl}^m$  — параметры линейного электрон-фононного взаимодействия<sup>1)</sup>. В рамках указанных приближений продольная магнитострикция описывается выражением

$$\frac{\Delta l}{l} = - \frac{n H^2}{v_0} (g_J \beta)^2 \sum_{ijklpqnm} n_i n_j S_{ijkl} B_{n,kl}^m n_p n_q \times$$

$$\times \left\{ \sum_{\alpha\beta} \Delta_{\alpha}^{-1} \Delta_{\beta}^{-1} [ \langle 0 | J_p | \alpha \rangle \langle \alpha | J_q | \beta \rangle \langle \beta | O_n^m | 0 \rangle ]_s - \right. \quad (1)$$

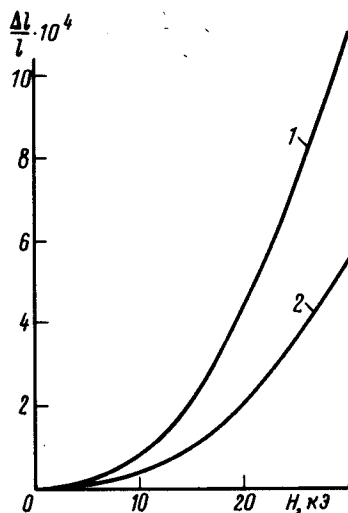
$$\left. - \langle 0 | O_n^m | 0 \rangle \sum_{\alpha} \Delta_{\alpha}^{-2} \langle 0 | J_p | \alpha \rangle \langle \alpha | J_q | 0 \rangle \right\},$$

где  $n$  — число парамагнитных ионов в ячейке с объемом  $v_0$ ,  $S_{ijkl}$  — модули упругости,  $|0\rangle$ ,  $|\alpha\rangle$  — соответственно кет-векторы основного и возбужденного состояний, символ  $[ \dots ]_s$  означает симметризованную сумму трех произведений матричных элементов.

В интересующем нас случае — ионы  $\text{Tm}^{3+}$  в кристалле  $\text{LiTmF}_4$  — можно ограничиться в суммах по возбужденным состояниям указанных выше дублета  $\Gamma_{3,4}$  и синглета  $\Gamma_2$ . Поскольку эти состояния не смешиваются с основным синглетом  $\Gamma_1$  в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel [001]$ , теория предсказывает незначительную величину стрикции вдоль оптической оси (как минимум, на два порядка величины меньше, чем в магнитном поле, перпендикулярном оптической оси, что согласуется с данными измерений). Количественные оценки продольной магнитострикции в плоскости  $\{001\}$  в соответствии с уравнением (1) были выполнены с использованием упругих постоянных изоморфного кристалла  $\text{LiYF}_4$ ,

<sup>1)</sup> В общем случае следует учитывать изменение энергии РЗ иона не только вследствие макроскопической однородной деформации, но и за счет внутренней деформации (смещений и поляризации подрешеток), поэтому величины  $B_{n,kl}^m$  следует рассматривать как эффективные перенормированные параметры электрон-фононной связи.

измеренными в [2], и с параметрами электрон-фононной связи, вычисленными в рамках модели обменных зарядов [4]. Для коэффициентов пропорциональности между  $\Delta l/l$  и  $H^2$  мы получили величины (в ед.  $10^{-6} \text{кЭ}^{-2}$ )  $k = 0,69$  (0,80;  $\mathbf{H} \parallel [100]$ ) и  $k = 0,18$  (0,33;  $\mathbf{H} \parallel [110]$ ), согласующиеся с измерениями (приведены в скобках) как по величине, так и по знаку. Отметим, что основной вклад в магнитострикцию вносит взаимодействие РЗ-ионов с ромбической деформацией  $e_{xx} - e_{yy}$ . В случае сильных полей расчеты по формуле (1) приводят к заниженной величине деформации, более точные оценки возможны при численной диагонализации полной матрицы энергии РЗ-иона в кристаллическом и магнитном полях.



Зависимость статической магнитострикции  $\Delta l/l$  от магнитного поля: 1 —  $\mathbf{H} \parallel [100]$ , 2 —  $\mathbf{H} \parallel [110]$

Авторы выражают благодарность В.И.Соколову за помощь в освоении методики измерения статической магнитострикции.

Казанский университет  
им. В. И. Ульянова-Ленина

Поступила в редакцию  
19 июня 1980 г.

### Литература

- [1] К.П.Белов, В.И.Соколов, Тхан Дык Хиен. ФТТ, 12, 3706, 1968.
- [2] P.Blanchfield, G.A.Sauders. J. Phys. C., 12, 4673, 1979.
- [3] Н.Р.Christensen. Phys. Rev., B19, 6573, 1979.
- [4] Б.Э.Малкин, З.И.Иваненко, И.Б.Айзенберг. ФТТ, 12, 1873, 1970.