[3] *Дьяконов В. П., Зубов Э. Е., Онуфриева Ф. П., Сайко А. В., Фита И. М.* ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 5 (11), с. 1775—1787.
[4] *Завадский Э. А., Тодрис Б. М., Заворотнев Ю. Д., Асадов С. К.* Всесоюзн. совещ. по физике низких температур. Тезисы докладов. Таллин, 1984, ч. 3, с. 54—55; *Асадов С. К., Завадский Э. А., Заворотнев Ю. Д., Тодрис Б. М.* Всесоюзн. конф. по физике магнитных явлений. Тезисы докладов. Донецк. 1985, с. 49—50.
[5] *Diederix K. M., Algra H. A., Groen T. P.* et al. Phys. Lett., 1977, vol. 60A, N 3, p. 247—249; *Algra H. A., Bartolome J. De Jongh L. J.* et al. Physica, 1978, vol. 93B, p. 35—46.
[6] *Wada N., Matsumoto K., Amaya K., Haseda T.* J. Phys. Soc. Jap., 1979, vol. 47, N 4, p. 1061—1068.

Одесский государственный университет
им. И. И. Мечникова
Одесса

Поступило в Редакцию
14 августа 1987 г.

УДК 535.36; 535.21; 778

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНОНОВ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

А. А. Звягин, П. Н. Лейфер, А. М. Фришман

1. При описании параметрического возбуждения спиновых волн обычно считают, что длина волны переменного магнитного поля L велика по сравнению с размерами образца $d \ll L$, так что неоднородностью поля волны следует пренебречь [1]. Это предположение отвечает типичной экспериментальной ситуации, так как используемые частоты лежат в диапазоне 10^9—10^{10} Гц, а линейные размеры образцов ферритов, в которых изучается параметрическое возбуждение, не более 1 см.

Однако, если возбуждать спиновые волны более высокими частотами накачки $\sim 10^{12}$ Гц, то неоднородность поля на образце может стать эффективной. Заметим, что увеличение рабочей частоты накачки ω приводит к увеличению энергии ε_k и квазиимпульса k возбуждаемых магнонов (соответственно к уменьшению длины волны $\lambda = 2\pi/k$). В результате, добиваясь неравенства $d/L > 1$, мы одновременно усиливаем неравенство $\lambda/L = q/k \ll 1$, где $q = 2\pi/k$ — импульс фотона. Действительно, при квадратичном законе дисперсии параметр $q/k \sim \hbar\omega/\sqrt{\hbar\omega - 2\varepsilon_0}$, и поэтому величина q/k убывает при увеличении разности $\hbar\omega - 2\varepsilon_0$. Если параметр λ/L очень мал, то при $d/L > 1$ учет неоднородности поля волны возможен, но эффект мал в меру малости λ/L. Увеличить λ/L, не нарушая неравенства $d/L > 1$ и тем самым сделать неоднородность поля волны наблюдаемой, можно, увеличив величину постоянного поля подмагничивания (повышая щель в спектре магнонов).

Таким образом, при изучении параметрического возбуждения магнонов на частотах $\sim 10^{12}$ Гц, в полях подмагничивания $\sim 10^5$ Э необходимо учитывать неоднородность поля электромагнитной волны, иными словами, нельзя полагать импульс фотона q равным нулю.

2. Гамильтониан спиновой системы в отсутствие переменного поля в гармоническом приближении может быть представлен в виде [2]

$$\mathcal{H}_0 = \sum_k \left\{ A_k a_k^+ a_k + \frac{1}{2} (B_k a_k a_{-k} + \text{э. с}) \right\}. \tag{1}$$

Здесь a_k^+, a_k — Бозе-операторы рождения и уничтожения, A_k — определяется обменным и релятивистскими взаимодействиями, а B_k — только релятивистскими.

Взаимодействие спинов с плоской бегущей электромагнитной волной описывается выражением

$$\mathscr{H}_1(t) = -2\mu \mathbf{h} \sum_n \cos(\omega t - \mathbf{q}\mathbf{r}_n)\, \mathbf{S}_n, \tag{2}$$

где $\mathbf{S}_n$ — вектор спина, а $\mathbf{r}_n$ — радиус-вектор узла с номером n, μ — магнитный момент в узле, $\mathbf{h}$ — амплитуда магнитного поля.

Используя преобразование Гольштейна—Примакова и преобразование Фурье, взаимодействие [2] можно представить в терминах операторов a_k^+, a_k. Если переменное поле $\mathbf{h}$ коллинеарно постоянному полю подмагничивания $\mathbf{H}$, то, воспользовавшись дополнительно каноническим u—v-преобразованием, диагонализующим квадратичную часть гамильтониана $\mathscr{H}_0$, можно представить полный гамильтониан системы $\mathscr{H} = \mathscr{H}_0 + \mathscr{H}_1(t)$ в виде

$$\mathscr{H} = \sum_k \{\varepsilon_k b_k^+ b_k + \mu h\,(u_{k-q/2} v_{k+q/2} b_{k-q/2} b_{-k-q/2} e^{i\omega t} + \text{э. с})\} + \tilde{\mathscr{H}}_1(t). \tag{3}$$

Здесь явно выписаны резонансные члены, дающие ненулевой вклад в линейный отклик, а нерезонансные члены, которые в дальнейшем будут опущены, обозначены $\tilde{\mathscr{H}}_1(t)$.

$$\varepsilon_k = \sqrt{A_k^2 - |B_k|^2}, \quad u_k = \sqrt{\frac{A_k + \varepsilon_k}{2\varepsilon_k}}, \quad v_k = -\frac{B_k^*}{B_k}\sqrt{\frac{A_k - \varepsilon_k}{2\varepsilon_k}}. \tag{4}$$

Уравнения движения для операторов $b_{k-q/2}$, $b_{-k-q/2}^+$ с учетом линейного затухания имеют вид

$$\left.\begin{aligned} i\hbar \dot{b}_{k-q/2} &= (\varepsilon_{k-q/2} - i\gamma_{k-q/2})\, b_{k-q/2} + V_{kq}^* e^{-i\omega t} b_{-k-q/2}^+, \\ -i\hbar \dot{b}_{-k-q/2}^+ &= (\varepsilon_{k+q/2} + i\gamma_{k+q/2})\, b_{-k-q/2}^+ + V_{kq} e^{i\omega t} b_{k-q/2}, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$V_{kq} = \mu h\,(u_{k+q/2} v_{k-q/2} + u_{k-q/2} v_{k+q/2}). \tag{6}$$

Систему уравнений (6) решаем, считая, как обычно, $b_k \sim \exp[(\lambda\hbar^{-1} - i\omega)t/2]$. Для показателя λ имеем

$$\lambda = \gamma_+ + \gamma_- + i(\varepsilon_+ + \varepsilon_-) \pm \sqrt{|2V_{kq}|^2 - [\varepsilon_+ + \varepsilon_- - \hbar\omega - i(\gamma_+ - \gamma_-)]^2}, \tag{7}$$

где $\varepsilon_\pm = \varepsilon_{k\pm q/2}$, $\gamma_\pm = \gamma_{k\pm q/2}$. Если вещественная часть λ положительна, наступает экспоненциальный рост со временем числа возбуждений. Отсюда следует условие параметрического возбуждения

$$|V_{kq}|^2 \geqslant \gamma_+\gamma_- + \frac{\gamma_+\gamma_-}{(\gamma_+ + \gamma_-)^2}(\varepsilon_+ + \varepsilon_- - \hbar\omega)^2. \tag{8}$$

3. Положим для определенности $\mathbf{q} \parallel Ox$ и обозначим штрихом производную по k_x. Тогда рассматриваемой ситуации больших полей подмагничивания отвечают неравенства $\varepsilon_k' q \ll \varepsilon_k$ и $\varepsilon_k'' q^2 \ll \varepsilon_k$, кроме того, $B_k \ll A_k$ и $q \ll k$. При этом неоднородность поля накачки не сказывается на условии резонанса $\hbar\omega = \varepsilon_{k+q/2} + \varepsilon_{k-q/2} \approx 2\varepsilon_k$. Подставляя соотношения (4), (6) в формулу (8) и учитывая, что $B_k = \frac{1}{2}\hbar\omega_m \sin^2\theta\, l^{-2\varphi}$, где ω_m — дипольная частота, а θ и φ — полярный и азимутальный углы, найдем выражение для порога

$$\mu h_c = \min_{\theta,\varphi}\left\{\frac{\gamma_k \omega}{2\omega_m \sin^2\theta}\left[1 + \left(\frac{q}{k}\right)^2 D(\theta, \varphi)\right]\right\}. \tag{9}$$

Причем

$$D\left(\frac{\pi}{2}, \varphi\right) = \frac{1}{2}\sin^2\varphi + \frac{k^2\gamma_k''}{4\gamma_k} - \left(\frac{k\gamma_k'}{2\gamma_k}\right)^2. \tag{10}$$

С учетом малости величины q/k из (9) следует, что в точке порога возбуждаются магноны, у которых $\theta = \pi/2$, а угол φ определяется из условия минимума $D(\theta = \pi/2, \varphi)$. Таким образом, неоднородность поля накачки снимает вырождение по азимутальному углу φ. Если, как это обычно бывает, γ_k имеет большую составляющую, не зависящую от вектора $\mathbf{k}$, то малыми параметрами $k\gamma_k''/\gamma_k$ и $k^2\gamma_k''/\gamma_k$ следует пренебречь; в этом случае $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$.

Кроме того, из выражения (7) видно, что должны наблюдаться затухающие колебания, частота которых оказывается при малых q линейной по q. Такие колебания можно обнаружить по соответствующей линии поглощения в высокочастотной области ($10^4 \div 10^5$ Гц).

Литература

[1] *Моносов Я. А.* Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971. 376 с.
[2] *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

Физико-технический институт низких температур АН УССР Харьков

Поступило в Редакцию 18 августа 1987 г.

УДК 537.228.3

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЫ, ИНДУЦИРОВАННОЙ НЕЦЕНТРАЛЬНОЙ ПРИМЕСЬЮ ЛИТИЯ В КРИСТАЛЛЕ ТАНТАЛАТА КАЛИЯ

В. С. Вихнин, Е. Г. Надолинская, А. В. Шильников, Н. К. Юшин

Экспериментальные [1, 2] и теоретические [3-6] исследования реальных кристаллов с несоразмерными фазами (НСФ) указывают на важную роль дефектов решетки в формировании их свойств. При этом возможна ситуация, когда дефекты индуцируют НСФ [4].

Виртуальный сегнетоэлектрик танталат калия ($KTaO_3$) с нецентральной примесью лития (Li^+) является модельной системой для изучения влияния дефектов с внутренними степенями свободы (в случае нецентрального Li^+ — это реориентирующиеся дипольный и квадрупольный моменты) на свойства кристаллов с мягкими модами.

Результаты [7-10] указывают на то, что в $K_{1-x}Li_xTaO_3$ при концентрации примеси Li^+ $x \geqslant 0.04$ реализуется сегнетоэлектрическое упорядочение, в то время как при меньших концентрациях дальний порядок отсутствует и система имеет свойства, близкие к свойствам псевдоспиновых стекол. Важную роль в выяснении природы низкотемпературной фазы сыграли измерения диэлектрической проницаемости на инфранизких частотах [9, 10] — более низких, чем характерные частоты реориентации нецентральной примеси.

Настоящая работа посвящена исследованию характерных особенностей поведения диэлектрической проницаемости $K_{1-x}Li_xTaO_3$ на инфранизких частотах. Показано, что наряду с сегнетоэлектрическим упорядочением в общем случае возможна реализация НСФ, индуцированной примесями Li^+. Обсуждается механизм такого индуцирования НСФ.

Измерения проводились на низких и инфранизких частотах ($10^3 \div 10^{-1}$ Гц) в ультраслабых полях ($E=0.1$ В·см$^{-1}$). Методы подготовки образцов к измерениям (нанесение электродов, отжиг), их термостатирование и термометрирование не отличались от описанных в [9, 10].

Экспериментальные результаты для образца с $x=0.08$ показаны на рис. 1. Важной особенностью температурной зависимости действительной