И. Г. Шапошников, Е. К. Хеннер, О нелинейном парамагнитном резонансе, *Докл. АН СССР*, 1972, том 204, номер 6, 1339–1340

Доклады Академии наук СССР
1972. Том 204, № 6

УДК 538.113

ФИЗИКА

И. Г. ШАПОШНИКОВ, Е. К. ХЕННЕР

О НЕЛИНЕЙНОМ ПАРАМАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 18 X 1971)

Рассмотрим возможность осуществления в парамагнетиках нелинейного (параметрического) резонанса, аналогичного дающему существенную информацию о спин-спиновых и спин-решеточных взаимодействиях нелинейному резонансу в ферромагнетиках ([1]). Воспользуемся полученным одним из методов неравновесной статистической физики уравнением движения макроскопического магнитного момента $\mathbf{M}(t)$ однородного парамагнетика, находящегося в заданном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}(t)$ ([2]). В изотермическом случае имеем

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma\mathbf{M}\times(\mathbf{H}-N\mathbf{M}) - \varkappa(\mathbf{M}-\chi_0\mathbf{H}). \tag{1}$$

Здесь

$$N^{\alpha\beta} = \frac{1}{2C^2}\operatorname{Sp}\{\hat{M}^\alpha, \hat{M}^\beta\}\hat{U}\hat{\sigma}_L \tag{2}$$

— тензор размагничивания, позволяющий учесть анизотропию микроскопических взаимодействий, C — константа Кюри, $\chi_0 = \beta C$, $\beta = 1/(kT)$, $\hat{U}$ — оператор энергии интересующих нас взаимодействий, $\hat{M}_\alpha$ — оператор α-компоненты полного макроскопического магнитного момента, $\varkappa$ — релаксационный тензор, γ — гиромагнитное отношение.

$$\hat{\sigma}_L = [\operatorname{Sp}\exp(-\beta\hat{\varkappa}_L)]^{-1}\exp(-\beta\hat{\varkappa}_L), \tag{3}$$

где $\hat{\varkappa}_L$ — гамильтониан решетки.

Рассмотрим случай параллельного возбуждения. В системе координат, где тензор N диагонален, а поле $\mathbf{H}(t)$ имеет вид

$$\mathbf{H} = \{p(H_0+h\sin\omega t),\ 0,\ q(H_0+h\sin\omega t)\}, \quad p^2+q^2=1, \tag{4}$$

после введения безразмерных величин

$$\frac{h}{H_0}=\eta, \quad \beta C N_i=\varepsilon_i, \quad y_i(t)=\frac{M_i(t)}{\beta C H_0}, \quad i=1,2,3, \tag{5}$$

получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned}
\dot{y}_1 &= -\varkappa y_1 + \omega_0 q(1+\eta\sin\omega t)y_2 + \omega_0(\varepsilon_2-\varepsilon_3)y_2y_3 + \varkappa p(1+\eta\sin\omega t),\\
\dot{y}_2 &= -\varkappa y_2 + \omega_0 p(1+\eta\sin\omega t)y_3 + \omega_0(\varepsilon_3-\varepsilon_1)y_1y_3 - \omega_0 q(1+\eta\sin\omega t),\\
\dot{y}_3 &= -\varkappa y_3 - \omega_0 p(1+\eta\sin\omega t)y_2 + \omega_0(\varepsilon_2-\varepsilon_1)y_1y_2 + \varkappa q(1+\eta\sin\omega t),
\end{aligned} \tag{6}$$

где $\omega_0 = qC^{-1}H_0$ — ларморова частота; уравнения написаны для случая, когда можно считать $\varkappa_{ik} = \varkappa\delta_{ik}$.

Решаем уравнения (6) методом Крылова — Боголюбова ([3]), обобщенным на случай нескольких малых параметров, т. е. ищем решение в виде

$$y_i(t) = \sum_{n,m}\varepsilon^n\eta^m u_i^{(n,m)}(t). \tag{7}$$

Для исключения секулярных членов постоянные, входящие в решение нулевого приближения по ε и η, считаем функциями времени, удовлетворяющими некоторым уравнениям (см. ([3])). Исключая секулярные члены последовательно в функциях $u_i^{(1,0)}$, $u_i^{(0,1)}$, $u_i^{(1,1)}$, приходим к выводу, что решение порядка $\varepsilon\eta$ дает параметрический резонанс с первой зоной вблизи частоты $\omega \sim 2\omega_0$ (центр ее несколько сдвинут от значения $\omega = 2\omega_0$ в силу нелинейности уравнений (6)). Порог жесткого возбуждения этого резонанса таков:

$$\eta_{\text{кр}} = \frac{4}{|q^2\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + p^2\varepsilon_3|} \frac{\varkappa}{\omega_0}. \tag{8}$$

Для одноосных кристаллов, очевидно, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$ и порог бесконечен, если поле $\mathbf{H}_0$ направлено по оси симметрии; если же направление $\mathbf{H}_0$ не совпадает с осью симметрии, то по порядку величины

$$\varepsilon\eta_{\text{кр}} \sim \varkappa / \omega_0. \tag{9}$$

Оценивая параметр ε для магнитного диполь-дипольного взаимодействия (т. е. для случая, когда нелинейный резонанс обусловлен анизотропией дипольного поля) с помощью (2) и (5), получаем

$$\varepsilon \sim \frac{m}{3} J(s+1) \frac{\beta\gamma^2\hbar^2}{a^3}, \tag{10}$$

где m — число ближайших соседей, a — расстояние между ними. Величины ε_i соотносятся как кубы расстояний между ближайшими магнитными ионами в различных направлениях.

Порог (9) в силу малой восприимчивости парамагнетиков относительно велик; однако он, по-видимому, достижим для некоторых соединений редкоземельных элементов (этилсульфатов, двойных нитратов и простых солей типа $GdCl_3$) с очень низкой (в гелиевой области) температурой Кюри. Основной механизм релаксации в этих веществах при низких температурах — однофононный спин-решеточный механизм — приводит к большому времени релаксации $\varkappa^{-1}$ порядка 10^{-3} — 10^{-2} сек, а для восприимчивости имеем $\chi_0 \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ (величины эти несколько различны для разных веществ и обладают сильной анизотропией). Это дает пороговое значение амплитуды высокочастотного поля $h \sim 0{,}1 - 1$ э.

Нелинейный резонанс с тем же по порядку величины порогом возможен и при перпендикулярном возбуждении.

Пермский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило 29 IX 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Я. А. Моносов, Нелинейный ферромагнитный резонанс, «Наука», 1971. [2] Д. И. Кадыров, И. Г. Шапошников, Физ. мет. и металловед., **29**, в. 1, 58 (1971). [3] Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М., 1958.