ОБ АПЕРИОДИЧЕСКОМ ЗАТУХАНИИ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

С. К. Готовко [a,b*], ***В. И. Марченко*** [a]

[a] *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук, 119334 Москва, Россия*

[b] *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000 Москва, Россия*

Установлено, что непрерывным магнитным ориентационным переходам предшествуют кинетические переходы в особое состояние с апериодическим затуханием длинных спиновых волн.

Критические явления в конденсированных средах нередко связаны с некоторой смягчающейся модой слабо затухающих возбуждений - фононов, магнонов, экситонов. Тогда, согласно законам механики [1], вблизи минимума частот, если $\omega\tau \sim 1$, колебания могут попасть в интригующий режим апериодического затухания. В данной работе мы проследим за эволюцией спектра при ориентационном переходе второго рода в легкоосном ферромагнетике во внешнем магнитном поле.

Динамика поворотов намагниченности $\boldsymbol{m}$ описывается уравнением Ландау-Лифшица

$$\dot{\boldsymbol{m}} = \gamma[\mathfrak{h} \times \boldsymbol{m}], \mathfrak{h} = \beta m_z \boldsymbol{z} + \boldsymbol{h} - \alpha\dot{\boldsymbol{m}}, \qquad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение свободного электрона, $\mathbf{h}$ – эффективное поле, $\boldsymbol{h}$ – магнитное поле, β – основная константа анизотропии ($U_{an} = -\beta m_z^2/2$), α – диссипативный коэффициент Гильберта. Для простоты рассматриваем однодоменный сферический образец, чтобы не учитывать поле размагничивания.

При $\beta > 0$ в поле $\boldsymbol{h}$, направленном вдоль оси $\boldsymbol{x}$ в базисной плоскости кристалла, намагниченность поворачивается на некоторый угол θ в сторону поля. В равновесии уравнение (1) даёт

$$(h - \beta m_x)m_z = 0,$$

что приводит к следующим решениям (см. [2])

$$h < h_c = \beta m : \sin\theta = \frac{h}{h_c}; h > h_c : m_x = m. \qquad (2)$$

В критическом поле $h = h_c$ компонента m_z обращается в ноль – она является параметром порядка ориентационного перехода.

Введём повёрнутые на тот же угол θ вокруг оси $\boldsymbol{y}$ орты $\boldsymbol{z}', \boldsymbol{x}'$. При этом намагниченность равна

$$\boldsymbol{m} = \boldsymbol{z}'\sqrt{m^2 - m_{x'}^2 - m_y^2} + \boldsymbol{x}' m_{x'} + \boldsymbol{y} m_y. \qquad (3)$$

В линейном приближении по $\delta\boldsymbol{m}$ имеем

$$\begin{aligned} \gamma^{-1}\delta\dot{m}_{x'} &= -h_c\delta m_y - \alpha m\dot{m}_y \\ \gamma^{-1}\delta\dot{m}_y &= h_c^{-1}(h_c^2 - h^2)\delta m_{x'} + \alpha m\dot{m}_{x'}. \end{aligned} \qquad (4)$$

Для решений $\delta\boldsymbol{m} \propto e^{-\nu t}$ получаем[1)] стандартное для осциллятора характеристическое уравнение

$$\begin{aligned} \nu^2 + 2\lambda\nu + \omega_0^2 = 0, \\ \lambda = \alpha\gamma^2 m\frac{2h_c^2 - h^2}{2h_c}, \omega_0 = \gamma\sqrt{h_c^2 - h^2}. \end{aligned} \qquad (5)$$

Обычно, величина ν комплексна, и собственные моды осциллятора имеют вид

$$e^{-\lambda t}(a\sin\omega t + b\cos\omega t), \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}. \qquad (6)$$

Однако, вблизи перехода $h \to h_c$ параметр затухания остаётся конечным

$$\lambda \to \lambda_c = \alpha\gamma^2 m\frac{h_c}{2},$$

и тогда обязательно собственная частота ω обращается в ноль в поле

$$h \to h_{c-} = h_c - \frac{1}{8}(\gamma\alpha m)^2 h_c, \qquad (7)$$

где $\omega_0 = \lambda_c$. При дальнейшем приближении к критическому полю частота остаётся равной нулю и вместо (6) получаем две чисто затухающие моды апериодического затухания

$$ae^{-\lambda_+ t} + be^{-\lambda_- t}, \lambda_\pm = \lambda_c \pm \sqrt{\lambda_c^2 - \omega_0^2}, \qquad (8)$$

* E-mail: sofyagotovko@gmail.com

[1)] Квадратичную по α поправку в коэффициенте при ν^2 опускаем – её учёт приводит к превышению точности

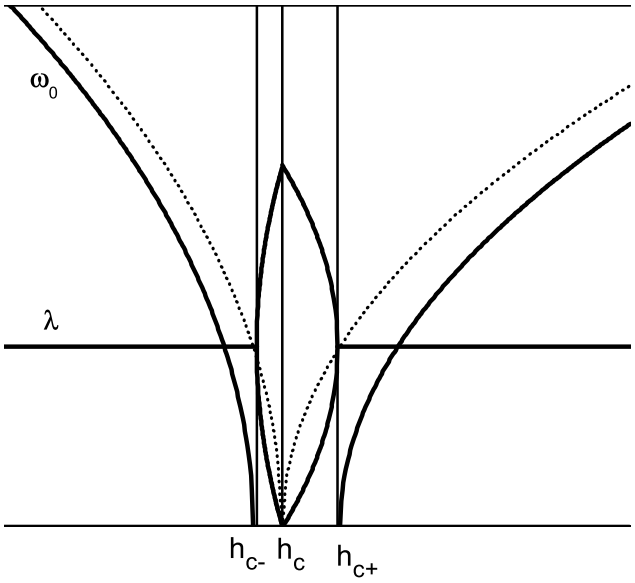

Рис. 1. Жирными линиями изображены – собственная частота ω_0 и параметра затухания λ, пунктир – спектр без затухания.

При этом параметр порядка ориентационного перехода m_z продолжает убывать до поля $h = h_c$, одно из времён релаксации, $\tau_+ = \lambda_+^{-1}$, остаётся конечным, а второе – возрастает:

$$\tau_- = \frac{1}{\lambda_-} \propto \frac{1}{|h - h_c|}. \tag{9}$$

В поле $h > h_c$ фиксируется ориентация $\boldsymbol{m} \parallel \boldsymbol{x}$. Уравнение (1) для малых отклонений сводится к

$$\begin{aligned} \gamma^{-1}\delta\dot{m}_y &= (\beta m - h)\delta m_z - \alpha m \delta\dot{m}_z, \\ \gamma^{-1}\delta\dot{m}_z &= h\delta m_y + \alpha m \delta\dot{m}_y, \end{aligned} \tag{10}$$

и осциллятор задаётся параметрами

$$\lambda = \frac{\gamma^2 m h \alpha}{2},\ \omega_0 = \gamma\sqrt{h(h - h_c)}.$$

Вблизи h_c можно положить

$$\lambda = \lambda_c,\ \omega_0 = \gamma\sqrt{h_c(h - h_c)}.$$

Здесь частота тоже отсутствует в интервале

$$h_c < h < h_{c+} = h_c + \frac{1}{4}(\gamma\alpha m)^2 h_c. \tag{11}$$

При стремлении же $h \to h_c$ обращается в ноль и параметр λ_-, т.е. состояние $m_x = m$ теряет устойчивость, и начинается поворот намагниченности. Здесь также τ_- возрастает по закону (9), однако амплитуда полюса больше в два раза – таким образом, обсуждаемое изменение спектра обеспечивает режим затухания Ландау-Халатникова [3] (см. также §101 в книге [4]).

Рисунок демонстрирует установленную эволюцию спектра вблизи h_c, где $\omega\tau < 3$.

Таким образом, вблизи термодинамического перехода второго рода может возникать апериодическое затухание, что является кинетическим переходом нового типа к особому – *маргинальному* – состоянию среды.

Благодарим Е.И. Каца и Л.А. Мельниковского за полезное обсуждение и замечания. Один из авторов (С.К.Г.) выражает благодарность проекту РНФ 22-12-00259-П за поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Механика, Наука, Москва (1988)

2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1982) §41

3. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников, ДАН СССР, **96**, 469 (1954)

4. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, Физическая кинетика, Наука, Москва (1979) §101