Краткие сообщения по физике № 12 1981

НОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

А. К. Звездин, А. А. Мухин

УДК 538.27

Показано, что в легкоплоскостных антиферромагнетиках при быстром нарастании (спаде) внешнего поля, перпендикулярного легкой плоскости, происходит вращение вектора антиферромагнетизма в этой плоскости вокруг поля. Определены условия реализации данного явления.

I. Уравнения Ландау – Лифшица для двухподрешеточного антиферромагнетика с учетом диссипации имеют следующий вид:

$$\dot{\vec{M}}_i = -\gamma\left[\vec{M}_i, \vec{H}_i\right] + \frac{\alpha}{M_0}\left[\vec{M}_i, \dot{\vec{M}}_i\right], \quad i = 1, 2, \tag{I}$$

где $\vec{H}_i$ – эффективное поле, действующее на i-тую подрешетку. Выделяя в термодинамическом потенциале (ТП) системы слагаемые, зависящие от полного магнитного момента $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$, представим его в изотропном по $\vec{m}$ приближении в следующем виде

$$F = \frac{1}{2} A\vec{m}^2 + \frac{1}{2}\sum_{i,k} \alpha_{ik} \frac{\partial\vec{m}}{\partial x_i}\frac{\partial\vec{m}}{\partial x_k} - M_0\vec{m}\left[\vec{H} + \vec{H}_D(\vec{l})\right] + F'\left(\vec{l}, \frac{\partial\vec{l}}{\partial x_i}\right), \tag{2}$$

где $\vec{H}$ – внешнее поле, $\vec{H}_D(\vec{l})$ – поле Дзялошинского, $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$, $F'\left(\vec{l}, \frac{\partial\vec{l}}{\partial x_i}\right)$ – не зависящая от $\vec{m}$ часть ТП, M_0 – намагниченность насыщения одной подрешетки. При определенных условиях (см. ниже) с учетом $\vec{m}\vec{l} = 0$, $\vec{l}^2 = 1 - \vec{m}^2 \simeq 1$, уравнения (I) можно упростить и свести к уравнению для вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$, выразив $\vec{m}$ через $\vec{l}$[1]),

$$\vec{m} = \frac{1}{2H_E}\left\{\vec{H}_t - \vec{l}(\vec{H}_t, \vec{l}) - [\vec{l}, \dot{\vec{l}}]/\gamma\right\}, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\vec{l}, \dot{\vec{l}}] = \gamma[\dot{\vec{H}}_t - \vec{l}(\dot{\vec{H}}_t, \vec{l})] - 2\gamma\dot{\vec{l}}(\vec{H}_t, \vec{l}) - \gamma\sum_i[\vec{l}, \partial H_t^i/\partial\vec{l}][\vec{l}, \dot{\vec{l}}]_i + \gamma\omega_E[\vec{l}, \vec{H}_l] - \alpha\omega_E[\vec{l}, \dot{\vec{l}}], \qquad (4)$$

где $\vec{H}_t = \vec{H} + \vec{H}_D(\vec{l})$, $H_E = A/2M_0$, $\omega_E = 2\gamma H_E$, $\vec{H}_l = -(\delta F/\delta\vec{l})/M_0$. При этом

$$F\left(\vec{l}, \frac{\partial\vec{l}}{\partial x_i}\right) = -\frac{1}{2}\,\frac{M_0\left[\vec{H}_t^2 - (\vec{H}_t\vec{l})^2\right]}{2H_E} + F'\left(\vec{l}, \frac{\partial\vec{l}}{\partial x_i}\right). \qquad (5)$$

Уравнения (3), (4) справедливы в наинизшем приближении по малым параметрам $(a_0/\Delta)^2$, $\alpha(a_0/\Delta_0)$ и $|\vec{H}_l'|/2H_E$, где a_0 – величина порядка межатомного расстояния ($a_0 \sim 10^{-8}$ см), Δ – толщина движущейся доменной границы, $\vec{H}_l' = -(\delta F'/\delta\vec{l})/M_0$.

Уравнения (4) можно рассматривать как уравнения Эйлера – Лагранжа, для которых функция Лагранжа и диссипативная функция имеют вид [2]):

$$L = \frac{1}{2}\left(\frac{M_0}{\gamma\omega_E}\right)\dot{\vec{l}}^2 - \frac{M_0}{\omega_E}\vec{H}_t[\vec{l}, \dot{\vec{l}}] - F\left(\vec{l}, \frac{\partial\vec{l}}{\partial x_i}\right), \qquad (6)$$

$$R = (\alpha M_0/2\gamma)\dot{\vec{l}}^2. \qquad (7)$$

2. Интересной особенностью уравнения (4) является наличие в нем производной от внешнего поля по времени $\dot{\vec{H}}$, которая может привести к некоторым новым физическим эффектам. Для выяснения этого вопроса рассмотрим простейшую физическую ситуацию: легкоплоскостной антиферромагнетик, находящийся во внешнем

---

1) Подобная процедура была использована в работе И. В. Барьяхтара и Б. А. Иванова /I/.

2) Другим способом функция Лагранжа подобная (6) получена в работе /2/ для частного случая $\vec{H}_D = [\vec{d}, \vec{l}]$.

поле, направленном перпендикулярно легкой плоскости (ЛП) и изменяющемся во времени по линейному закону. Рассмотрим для определенности легкоплоскостной антиферромагнетик гексагональной симметрии (типа $CsMnF_3$) или ромбоэдрической симметрии (типа $MnCO_3$, $FeBO_3$). Переходя в сферическую систему координат ($l_x = \sin\Theta\cos\varphi$, $l_y = \sin\Theta\sin\varphi$, $l_z = \cos\Theta$) легко показать, что $\Theta = \pi/2$ является точным решением уравнения (4) [3]. Лагранжиан и диссипативная функция системы в этом случае равны

$$L = \frac{1}{2}\frac{M_0}{\gamma\omega_E}\dot{\varphi}^2 - \frac{M_0}{\omega_E}(H_z + H_D\cos3\varphi)\dot{\varphi} + K_{ef}\cos6\varphi + m_0H_z\cos3\varphi, \quad (8)$$

$$R = \frac{\alpha M_0}{2\gamma}\dot{\varphi}^2, \quad (9)$$

где H_D – поле Дзялошинского, перпендикулярное ЛП, $m_0 = M_0H_D/2H_E$, $K_{ef} > 0$ – эффективная константа анизотропии в ЛП. В результате уравнение движения для φ есть

$$\ddot{\varphi} + \frac{1}{\tau}\dot{\varphi} + \xi t\sin3\varphi = \gamma\dot{H}(1 - \eta\sin6\varphi), \quad (10)$$

где $\tau = 1/\alpha\omega_E$, $\xi = 3m_0\omega_E\gamma\dot{H}/M_0$, $\eta = \omega_E H_A/\dot{H}$, $H_A = 6K_{ef}/M_0$, $\dot{H} \equiv \dot{H}_z$. Если поле Дзялошинского H_D, направленное перпендикулярно ЛП, отсутствует (или очень мало), то уравнение (10) представляет собой уравнение математического маятника, на который действует момент внешней силы $\gamma\dot{H}$. Ясно, что при достаточно большой величине такого момента возможно вращение маятника, а в нашем случае – вращение вектора антиферромагнетизма в легкой плоскости вокруг оси z.

3. Рассмотрим случай $H_D = 0$. Пусть вращение $\vec{l}$ близко к равномерному. В этом случае в (10) можно пренебречь $\ddot{\varphi}$. Тогда решение $\varphi(t)$ при $\eta < 1$ имеет вид

---

[3] Отметим, что в ромбоэдрических антиферромагнетиках при определенных направлениях в ЛП происходит выход $\vec{l}$ из ЛП на небольшой угол. Этот эффект однако крайне мал и оказывает влияние на динамику $\vec{l}$ только за счет появления дополнительной анизотропии в ЛП.

$$\varphi(t) = \frac{1}{3}\,\mathrm{arctg}\left[\frac{\sin(3\omega_0 t)}{\cos(3\omega_0 t - \varphi_0)}\right] + \frac{\pi n}{3}, \qquad (11)$$

где n определяет область изменения t следующим образом: для четных n

$$\pi n/6\omega_0 < t < [\pi(n+1) + 2\varphi_0]/6\omega_0,$$

для нечетных n

$$(\pi n + 2\varphi_0)/6\omega_0 < t < \pi(n+1)/6\omega_0,$$

где $\omega_0 = \gamma\dot{H}\tau\cos\varphi_0$, $\varphi_0 = \arcsin\eta$.
Время, в течение которого $\vec{l}$ совершает один оборот, есть

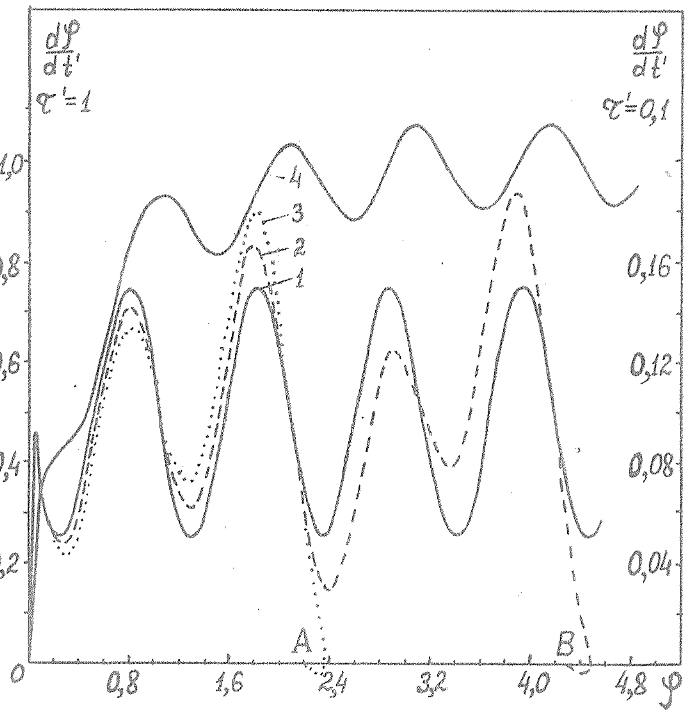
$$t_{rot} = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{2\pi}{\tau\gamma\dot{H}\sqrt{1-\eta^2}}. \qquad (12)$$

При $\eta > 1$ (большая анизотропия в ЛП) вращение $\vec{l}$ не происходит, а имеет место отклонение $\vec{l}$ (релаксация) от начального положения на угол $\varphi_0 = \frac{1}{3}\,\mathrm{arctg}(\eta - \sqrt{\eta^2 - 1})$ за время $t_r \simeq$ $\simeq 1/6\gamma\dot{H}\tau\sqrt{\eta^2 - 1}$.

Приведенное решение уравнения (10) справедливо для

$$\alpha^2 \gg \frac{3H_A\cos\varphi_0(1 + \sin\varphi_0)}{H_E(1 - \sin\varphi_0)^2}. \qquad (13)$$

4. Как показывает качественный анализ и численные расчеты, основные черты приведенного в разделе 3 решения сохраняются и при учете $\ddot{\varphi}$ в уравнении (10). На рис. 1 приведены фазовые портреты уравнения (10) в переменных $d\varphi/dt'$ и φ, где $t' = t\sqrt{\gamma\dot{H}}$, полученные путем численного решения уравнения (10) при $\eta = 0{,}5$ и различных значениях $\tau' = \tau\sqrt{\gamma\dot{H}}$ и $\varepsilon' = \varepsilon(\gamma\dot{H})^{-3/2}$. Видно, что учет $\ddot{\varphi}$ в (10) приводит к нестационарному характеру движения только в начальный момент. Затем вращение $\vec{l}$ становится стационарным, причем время установления стационарного процесса увеличивается с ростом τ' (кривые 1 и 2). Кривые 3



Р и с. I. Фазовые портреты уравнения (I0) при различных значениях параметров: кривые I,2,3 – при $\tau' = 0,1$ и $\xi' = 0$; $0,01$; $0,02$ соответственно, кривая 4 – при $\tau' = 1$, $\xi' = 0$

и 4 иллюстрируют влияние поля Дзялошинского, перпендикулярного ЛП, на характер движения $\vec{l}$. В этом случае в ЛП возникает дополнительная анизотропия, препятствующая вращению $\vec{l}$ и приводящая с ростом внешнего поля к прекращению движения $\vec{l}$ в результате его попадания в своеобразные "ловушки" (точки А и В на рис. I).

5. Приведем некоторые оценки. Наиболее подходящие материалы для реализации данного явления – $CsMnF_3$, $FeBO_3$, $MnCO_3$. Например, в $CsMnF_3$, для которого $H_E = 3,5\cdot10^5$ Э, $H_A < 0,1$ Э /3/, условие $\eta > 1$, необходимое для вращения $\vec{l}$, выполняется при

$\dot{H} > 2\gamma H_E H_A \simeq 1{,}4 \cdot 10^{12}$ Э/с. Для $FeBO_3$, имеющего $H_E \simeq 10^6$ Э, $H_A(80\ K) \sim 6 \cdot 10^{-2}$ Э /4/, это условие выполняется при $\dot{H} > 2{,}4 \cdot 10^{12}$ Э/с. Однако при более низких температурах, вблизи $T_R \simeq 5$ К, когда в $FeBO_3$ имеет место ориентационный фазовый переход в базисной плоскости /4/, критическое значение $\dot{H}$ может быть значительно меньше.

Другим интересным объектом могут быть также легкоосные антиферромагнетики, например Cr_2O_3, находящиеся в достаточно сильном поле (большем поля опрокидывания подрешеток).

6. Возможным проявлением рассмотренного эффекта могут быть магнитооптические аномалии, пропорциональные скорости нарастания (спада) внешнего поля. Например, в Cr_2O_3 в опрокинутой фазе компоненты тензора диэлектрической проницаемости ведут себя следующим образом

$$\frac{1}{2}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) = a\cos 2\varphi(t),$$

$$\varepsilon_{xy} = a\sin 2\varphi(t),$$

где $\varphi(t)$ определяется уравнением (10), а $a = const$.

Поступила в редакцию
27 мая 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, Препринт ДонФТИ № 4, 1980 г.
2. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, УФН, 130, 39 (1980).
3. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, Письма ЖЭТФ, 24, 171 (1976).
4. В. Д. Дорошев и др., Письма ЖЭТФ, 29, 286 (1979).