

ДИНАМИКА ВИХРЕВЫХ ПАР В ДВУМЕРНОМ МАГНЕТИКЕ

В.Л.Покровский, Г.В.Уймин

Параметрический резонанс во внешнем высокочастотном (ВЧ) поле может быть использован для регистрации топологических возбуждений в двумерных ($2d$) планарных магнетиках.

Березинский¹ установил, что в низкотемпературной фазе планарного $2d$ магнетика вихревые возбуждения объединяются в связанные состояния – вихревые пары (ВП), которые находятся в тепловом равновесии. При температуре T_c , вычисленной Костерлицем и Таулесом², происходит диссоциация молекул и образуется вихревая плазма. Статистика ВП детально изучена теоретически. К сожалению, экспериментальная проверка теории встретила трудности: слабая анизотропия, трехмерные взаимодействия в слоистых системах искажают двумерную картину.

В настоящей работе рассматривается динамика ВП в $2d$ ферромагнетиках, и, в частности, параметрический резонанс в ВЧ поле. Действие перечисленных выше взаимодействий оказывается несущественным в динамике.

Уравнения движения для движущихся индивидуальных вихрей были получены в работах^{3,4}, в которых рассматривался физически интересный случай слабой анизотропии типа легкая плоскость. При этом в сердцевине вихря спины выходят из плоскости. Поэтому вихрь характеризуется не только его циркуляцией q , но и числом σ , принимающим значения $+1$ и -1 и указывающим направление спинов в сердцевине вихря. Правильнее говорить не о движении отдельного вихря, а о движении системы вихрей с полной циркуляцией $Q = \sum q_i$, равной нулю. Уравнение движения такой системы вихрей при малых скоростях их движения v_i имеет вид:

$$\mathbf{G}_i \times \mathbf{v}_i + D\mathbf{v}_i = \sum_{k \neq i} \mathbf{F}_{ik} + \mathbf{F}_i \quad (1)$$

Поясним обозначения. Вектор гирации

$$\mathbf{G} = 2\pi q \sigma \hat{z} \quad (2)$$

направлен по нормали к плоскости, единичный вектор в этом направлении обозначен \hat{z} ; D — коэффициент диссипации

$$D = \alpha_0 \ln R/l \quad (3)$$

Здесь α_0 — безразмерная константа, R — расстояние между вихрями, l — длина анизотропии, совпадающая с размером сердцевины вихря. Сила взаимодействия i -го и k -го вихрей определяется расположением их центров, характеризуемых векторами \mathbf{R}_i и \mathbf{R}_k :

$$\mathbf{F}_{ik} = \frac{\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_k}{|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_k|^2} 2\pi g J q_i q_k, \quad g = s_0/\hbar \quad (4)$$

где g — гиромагнитный фактор, s_0 — площадь элементарной ячейки, J — обменная константа, намагниченность насыщения принята за единицу. Внешняя сила \mathbf{F}_i определяется внешними магнитными полями. Мы будем интересоваться только однородными полями $\mathbf{H}(t)$.

Тогда

$$\mathbf{F}_i = -g\mathbf{H} \partial \mathbf{M} / \partial \mathbf{R}_i \quad (5)$$

Рассмотрим изолированную ВП с $Q = 0$. Пренебрегая диссипацией в отсутствие внешних сил получим уравнение $\sigma_1 \mathbf{v}_1 - \sigma_2 \mathbf{v}_2 = 0$, откуда следует, что существуют два типа ВП. При $\sigma_1 = \sigma_2$ ВП движется, как целое, перпендикулярно линии, соединяющей их центры, со скоростью $v = \gamma/2R$, $\gamma = 2gJ$. ВП второго типа ($\sigma_1 = -\sigma_2$) вращаются вокруг общего неподвижного центра с угловой скоростью $\omega = \gamma/R^2$.

Диссипация приводит к уменьшению размера пары R по закону:

$$R^2 = R_0^2 - 2DG\gamma t(G^2 + D^2)^{-1} \quad (6)$$

В пренебрежении дискретностью решетки энергия и полный магнитный момент пары зависят только от R . Это утверждение очевидно для обменного взаимодействия, но оно также верно и в случае одноосной анизотропии в плоскости, что следует из инвариантности энергии и полного момента относительно вращения плоскости, не сопровождающегося поворотом спинов. Только дипольное взаимодействие нарушает указанную симметрию и создает слабую зависимость энергии и полного момента пары от угла ее поворота ϕ относительно преимущественного направления намагниченности, принимаемого за ось x . Например, зависимость момента от R и ϕ имеет вид:

$$M_x = M_0(R) + M_1(R)\cos 2\phi + \dots; \quad M_y = M_1(R)\sin 2\phi + \dots \quad (7)$$

Для вычисления величины M_1 необходимо умножить поперечную компоненту истинного магнитного поля, наведенного всеми спинами системы в заданной точке плоскости, на градиент магнитного момента, вычисленного в той же точке для одновихревого статического

решения, и проинтегрировать по всей плоскости. В результате получаем:

$$M_1 = \frac{\mu_B^2}{\gamma \hbar} \frac{s}{s_0} R \ln \frac{R}{l}, \quad (8)$$

где $s \sim J/\beta$ — площадь сердцевинки вихря.

Асимметрия магнитного момента дает возможность параметрически возбудить ВП переменным внешним полем $H(t)$. Для определенности будем считать, что H направлено по оси y : $H_y = H_0 \cos \omega_0 t$. Уравнения движения (1) с учетом (2), (4), (5) и (7) приводятся к виду:

$$\begin{aligned} -\dot{y} + \bar{D}\dot{x} &= -\gamma x/R^2 - hM_1 y^3/R^4, \\ \dot{x} + \bar{D}\dot{y} &= -\gamma y/R^2 - hM_1 x^3/R^4 \end{aligned} \quad (9)$$

$h = h_0 \cos \omega_0 t$ ($h_0 = g\mu_B H_0/\pi s_0$) — приведенное магнитное поле, а $\bar{D} = D/2\pi$. Так как x^3 и y^3 содержат первую и третью гармоники, естественно ожидать резонанса при частоте внешнего поля ω_0 близкой к $2\omega(R)$. В окрестности резонанса применим к уравнениям (9) метод усреднения по быстрой переменной $\Phi = \int \omega(R) dt$. В качестве медленных переменных введем R и α , связанные с координатами x и y соотношениями:

$$x = R \cos(\Phi + \alpha), \quad y = R \sin(\Phi + \alpha).$$

Система уравнений (9) в главном приближении по малому параметру $\delta = M_1 h_0/\gamma$ сводится к уравнению для одной медленной переменной $\psi = \int (2\omega(R) - \omega_0) dt + 2\alpha$ следующего вида

$$A \ddot{\psi} + \cos \psi - B = 0, \quad (10)$$

где $A = 4/(\omega_0^2 \delta)$, $B = 2\bar{D}/\delta$.

Уравнение (10) допускает механическую аналогию: это уравнение движения частицы с массой A во внешнем поле, имеющем периодическую и постоянную составляющие. Потенциал этого поля

$$V(\psi) = -B\psi + \sin \psi \quad (11)$$

изображен на рисунке. Связанные состояния в потенциале (11) возникают при $B < 1$. Они соответствуют квазистационарным режимам вращающихся ВП. Захват начинается с порогового поля $H_c = \mu_B^{-1} J\beta s_0 (\mu_B^2/s_0^{3/2})^{-1} (s_0 \omega/s \omega_{max})^{1/2} \bar{D}/\ln R/l$, где $\omega_{max} = \gamma/l^2$. Интервал ΔR расстояний между вихрями в захваченных внешним полем парах равен

$$\Delta R = \omega_0^{-1} R \sqrt{2\Delta V A^{-1}}, \quad (12)$$

где ΔV — высота потенциального барьера (см. рисунок). Вблизи порога

$$\Delta V = \frac{4\sqrt{2}}{3} (1 - H_c/H)^{3/2}.$$

Резонансное поглощение определяется плотностью ВП, захваченных внешним полем $N_{tr} = \frac{1}{2} W(R) R \Delta R \Delta \psi$. Здесь $W(R) = W_0 R^{-4} T_c/T$ — Больцмановский вес ВП. ΔR определено

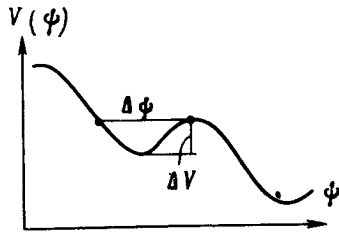
уравнением (12), а $\Delta \psi$ — интервал фаз, соответствующих захваченным состояниям (см. рисунок). Вблизи порога $\Delta \psi \sim (1 - H_c/H)^{1/2}$. Каждая захваченная пара поглощает мощность

$$\delta Q = \frac{1}{g} D v^2,$$

а полная поглощаемая мощность ВЧ поля на единицу площади равна

$$Q(\omega_0) = N_{tr} \delta Q \sim \left(\frac{J^2}{\hbar s_0} \right) \left(\frac{\omega_0}{2\omega_{max}} \right)^{2T_c/T} \bar{D}^{3/2} \left(1 - \frac{H_c}{H} \right)^{5/4} \left(\frac{H}{H_c} \right)^{-1/2}.$$

Следует отметить, что при рассмотренном выше взаимном расположении внешнего поля и поля намагниченности параметрического спин-волнового резонанса нет. В принципе возможен резонанс не только на удвоенной, но и на учетверенной частоте (см. уравнения (9)).



В конце приведем численные оценки величин, характеризующих параметрический резонанс. Удобным объектом может явиться слоистый магнетик $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$, детальное исследование статических свойств которого было сделано в ⁵. Резонансная частота

$$\omega_0 < \omega_{max} = \frac{J}{\hbar} \frac{s_0}{s} \quad (\nu_0 = \omega_0/2\pi \sim 10^9 \text{ Гц})$$

пороговое поле

$$H_c \sim 10^3 \bar{D} (s_0/s)^{1/2} \text{ Э}$$

и поглощаемая мощность в 1 см^3

$$Q \sim 10^{12} \bar{D}^{3/2} \left(1 - \frac{H_c}{H} \right)^{5/4} (\omega_0/2\omega_{max})^{2T_c/T} (H_0/H)^{1/2} \text{ Вт}$$

служат оценкой для резонанса

Литература

1. Березинский В.Л. ЖЭТФ, 1971, 61, 1144.
2. Kosterlitz J.M., Thouless D. J. Phys. C 1973, 6, 1186.
3. Huber D.L. Phys. Rev. B, 1982, 26, 3758.
4. Никифоров А.В., Сонин Э.Б. ЖЭТФ, 1983, 85, 642.
5. de Jongh L.J., van Amstel W.D., Miedema A.P. Physica, 1972, 58, 277.