Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 8, стр. 348 – 351 *25 апреля 1984 г.*

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

А.К.Звездин, А.Ф.Попков

Исследован спектр спиновых волн движущейся доменной границы. Он имеет характерные "релятивистские" особенности, обусловленные различием продольной и поперечной плотности массы доменной границы.

1. Хорошо изучены спиновые волны, распространяющиеся в покоящейся доменной границе [1 – 3]. Интересно изучить, особенно в связи с недавними экспериментами [4], спиновые волны в движущейся доменной границе. Мы рассмотрим этот вопрос на примере плоской границы в ромбическом слабом ферромагнетике, например, в иттриевом ортоферрите. Вы-

бор этого объекта определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, именно в таком материале реализуется простейший режим движения доменной границы, описываемый автомодельными решениями нелинейных уравнений Ландау – Лифшица типа простой волны $f(x - ut)$, где u – скорость ДГ, изменяющаяся от 0 до предельной скорости $u_{\text{пред}} = c$, равной скорости спиновых волн на линейном участке спектра ($\omega = ck$). Во-вторых, в основе математического аппарата, описывающего такой режим движения в этих материалах лежит уравнение типа Sine-Gordon, которое достаточно хорошо изучено.

Уравнение, определяющее движение ДГ в ромбическом антиферромагнитном кристалле представим в виде

$$\ddot{\varphi} - c^2 \nabla^2 \varphi + \omega_g^2 \sin\varphi \cos\varphi = - \alpha \omega_E \dot{\varphi} - \omega_d \omega_H \sin\varphi , \tag{1}$$

где $\omega_g = \gamma (H_A H_E)^{1/2}$ – щель в спектре спиновых волн, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_d = \gamma H_D$, $\omega_E = \gamma H_E$; H_D, H_A, H_E – поля Дзялошинского, эффективной анизотропии, обменное. Внешнее поле предполагается не зависящим от времени, α – безразмерная константа затухания. Вывод этого уравнения приведен в [5]. Угол φ определяет ориентацию вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ в плоскости разворота (например, в плоскости ac – в иттриевом ортоферрите или в плоскости ab – в диспрозиевом ортоферрите при достаточно низких температурах).

Движение плоской доменной границы описывается при помощи "одномерного" рашения уравнения (1)

$$\varphi_0 = 2 \operatorname{arc\,tg} \exp \left[\pm \frac{y - ut}{\Delta(u)} \right] \tag{2}$$

где $\Delta(u) = \Delta_0 (1 - u^2/c^2)^{1/2}$, $\Delta_0 = c/\omega_g$, $u = \mu H [1 + (\mu H/c)^2]^{-1/2}$, $\mu = \gamma \Delta_0 \alpha^{-1} (H_D/2H_E)$.

2. Рассмотрим малые возмущения в магнитной системе, описываемые уравнением (1) при наличии двужущейся доменной границы (2). Для этого линеаризуем уравнение (1)

$$\ddot{\Psi} - c^2 \nabla^2 \Psi + \omega_g^2 \cos 2\varphi_0 \Psi = - \alpha\omega_E \ddot{\Psi} - \omega_d \omega_H \cos\varphi_0 \Psi . \tag{3}$$

Решение уравнения (3), обращающееся в нуль при $y \to \pm\infty$, в движущейся системе координат $\tilde{q} = y - ut$ имеет вид

$$\Psi = \frac{\exp\{ i\omega [t - u\tilde{q}c^{-2}/(1 - u^2/c^2)] \} \exp(-i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)}{\operatorname{ch}(\tilde{q}/\sqrt{1 - u^2/c^2})} , \tag{4}$$

где частота ω связана с волновым вектором поперечных возмущений $\mathbf{k}_\perp$ уравнением

$$\omega^2 - i\omega\Gamma - k_\perp^2 c^2 (1 - u^2/c^2) = 0, \tag{5}$$

в котором $\Gamma = \alpha\omega_E$. Отметим, что спиновая волна (4) имеет отличную от нуля компоненту $k_y = k_\parallel = \dfrac{\omega u c^{-2}}{1 - u^2/c^2}$, в отличие от случая покоящейся границы.

Найденные колебания являются изгибными колебаниями доменной границы. Это проще всего показать, если использовать "сокращенное" описание колебаний, введя координату центра границы $q = q(x, z, t)$. Уравнение для $q(\mathbf{r}_\perp, t)(\mathbf{r}_\perp = (x, z))$ получается из (1) при помощи известной процедуры исключения секулярных членов (см. [2, 5, 6]) и имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(m\dot{q}) + m\dot{q}\Gamma - \nabla_\perp \sigma \nabla_\perp q = 2M_S H, \tag{6}$$

где $m = m_0(1 - \dot{q}^2/c^2)^{-1/2}$, $\sigma = mc^2$, $m_0 = 2M_S\gamma^{-2}\Delta_0^{-1}H_D^{-1}$. Если положить $q = ut + \tilde{q}$, где $\dot{\tilde{q}} \ll u$, то уравнение (6) принимает вид

$$m_\perp \ddot{\tilde{q}} + m_\perp \dot{\tilde{q}}\Gamma - c^2 m_\parallel \nabla_\perp^2 q = 0, \tag{7}$$

где $m_\parallel = m_0(1 - u^2/c^2)^{-1/2}$, $m_\perp = m_0(1 - u^2/c^2)^{-3/2}$. Полагая $\tilde{q} = q_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)]$ из (7) получим (5). Отсюда видно, что (4) представляют собой изгибные колебания движущейся доменной границы.

3. Решения уравнения (5) имеет вид

$$\omega = -i\Gamma/2 \pm [-(\Gamma/2)^2 + (c^2 - u^2)k_\perp^2]^{1/2}. \tag{8}$$

При $k_\perp^* = \Gamma/2c(1 - u^2/c^2)^{1/2}$ закон дисперсии меняет характер от реактивного (волнового) к диффузионному. Так, для мелкомасштабных возмущений при $k_\perp \gg k_\perp^*$ из (8) следует, что

$$\omega = v_\perp k + i\Gamma/2, \tag{9}$$

где $v_\perp = c(1 - u^2/c^2)^{1/2}$ – групповая скорость изгибных колебаний. Таким образом, имеется важное соотношение $v_\perp^2 + u^2 = c^2$, которое показывает, что скорость винтеровских возбуждений зависит от скорости движения доменной границы и не может превосходить предельную. Этот факт необходимо учитывать при анализе, например, процессов торможения доменной границы, связанных с возбуждением в ней спиновых волн. Так как $v_\perp \to 0$ при $u \to c$, то расстояние, на которое распространяются мелкомасштабные возмущения $r_\perp \sim v_\perp/\Gamma$ также стремится к нулю. Характерная зависимость $v_\perp(u)$ происходит из-за известного из релятивистской механики различия приведенных выше продольной $m_\parallel$ и поперечной $m_\perp$ масс.

Крупномасштабные долгоживущие флуктуации ($k \ll k_\perp^*$) имеют закон дисперсии диффузионного типа

$$\omega = iDk_\perp^2, \qquad D = D_0(m_\parallel/m_\perp) = D_0(1 - u^2/c^2), \quad D_0 = c^2/\Gamma. \tag{10}$$

Время затухания крупномасштабных флуктуаций $\tau = 1/Dk_\perp^2$ возрастает при $u \to c$. В этом случае можно пренебречь второй производной по времени в уравнении (7), так что медленные изменения фронта движущейся доменной границы будут описываться уравнением диффузии $\dot{\tilde{q}} = D\nabla_\perp^2 \tilde{q}$. Поэтому эволюция начального возмущения $\tilde{q}_{t=0} = \tilde{q}_0 \delta(r_\perp)$ при $u \to c$ происходит по диффузионному закону

$$\tilde{q} = \frac{\tilde{q}_0}{(4\pi Dt)^n} \exp\left(-\frac{r_\perp^2}{4Dt}\right),$$

где n – размерность возмущения. Флуктуации этого типа могут возбуждаться локальными неоднородностями в процессе движения доменной границы.

В заключение заметим, что для обеспечения устойчивости плоской границы в эксперименте обычно используют неоднородное внешнее магнитное поле. При наличии его и при учете магнитостатических взаимодействий спектр изгибных колебаний при малых k имеет более сложный характер. Наши результаты справедливы при $k \gtrsim Q = M_S^2/m_0 c^2$. Для типичных условий эксперимента в $YFeO_3$ $Q = 10^2$ см$^{-1}$.

Литература

1. *Winter J.M.* Phys. Rev., 1961, **124**, 452.
2. *Боровик А.Е., Кулешов В.С., Слюсарев В.А., Стржемечный М.А.* ЖЭТФ, 1977, 73, 2347.
3. *Tsang C.H., White E.K., White R.M.* J. Appl. Phys., 1978, **49**, 6063.
4. *Четкин М.В., Гадецкий С.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 260.
5. *Звездин А.К.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 605.
6. *Звездин А.К., Мухин А.А., Попков А.Ф.* Препринт №108, ФИАН, М.: 1982.

Поступила в редакцию
19 октября 1983 г.
6 февраля 1984 г.