Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 4, стр. 143 – 145 25 августа 1985 г.

О ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ В СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В.С.Островский

На основе уравнений, описывающих нелинейную динамику сильноанизотропного магнетика со спинами $S = 1$, рассмотрена доменная граница (ДГ), не связанная с разворотом спинов, ее движение сопровождается волной поворота квадрупольного момента.

В последние годы на основе уравнения Ландау – Лифшица получен ряд важных результатов по нелинейной динамике магнетиков [1]. В то же время, как отмечали авторы уравнения [2], последнее обосновано, строго говоря, если релятивистские взаимодействия малы по сравнению с обменными. Известен однако ряд примеров, когда магнитная одноионная анизотропия сравнима или даже значительно превосходит обмен. Статические и динамические свойства таких кристаллов весьма существенно зависят от величины спинов, в частности, особенно контрастными оказываются свойства магнетиков с целыми и полуцелыми S [3,4]. Поэтому построение столь же универсального феноменологического уравненияз каковым является уравнение Ландау – Лифшица, в случае сильноанизотропных магнетиков вряд ли осуществимо: адекватное самосогласованное описание нелинейной спиновой динамики должно основываться на исследовании уравнений движения для $4S(S+1)$ независимых операторов (например, тензоров O_{kq}, $k = 1...2S$, принадлежащих алгебре $SU(2S+1)$)[1)].

В настоящей работе рассмотрена характерная ситуация, в известном смысле обратная той, при которой допустим квазиклассический подход, соответствующий модели "жестких" спинов, $|\langle \mathbf{S} \rangle| = 1$. Известно, что для двухосного ферромагнетика, описываемого гамильтонианом

$$\mathcal{H} = -\sum_n [\, AS_{nz}^2 + B(S_{nx}^2 - S_{ny}^2)\,] - (I/2z)\sum_{nm} \mathbf{S}_n \mathbf{S}_m \,, \qquad (1)$$

при достаточно большой анизотропии $A - B < I$ ДГ типа блоховской или неелевской имела бы ширину, меньшую межатомного расстояния a, так что квазиклассическое приближение приводит к изинговской ДГ, которая, как будет показано ниже, является слишком грубой моделью. Для самосогласованного рассмотрения динамики, учитывающего квантовую природу спинов, обратимся к уравнениям движения, из которых нам понадобятся два:

$$i\hbar\dot{S}_{nz} = [S_{nz}, \mathcal{H}] = -B(S_{n+}^2 - S_{n-}^2) - i(I/z)\sum_m (S_{ny}S_{mx} - S_{nx}S_{my}), \qquad (2)$$

$$i\hbar(\dot{S}_{n+}^2 - \dot{S}_{n-}^2) = -B[\,(8S(S+1) - 4)S_{nz} - 8S_{nz}^3\,] + 2(I/z)\sum_m [S_{n+}^2 + S_{n-}^2]S_{mz} -$$
$$- (I/z)\sum_m \{\,[S_{n+}S_{nz} + S_{nz}S_{n+}]S_{m+} + [S_{n-}S_{nz} + S_{nz}S_{n-}]S_{m-}\,\}. \qquad (3)$$

Последние члены в (2) и (3) связаны с отклонениями моментов от оси Z и для данной задачи, очевидно, не актуальны; по известной процедуре [5] в них легко усмотреть обменный вклад в эффективное поле Ландау–Лифшица,анизотропный вклад в это поле возникает при расцеплениях в гамильтониане типа $S_{ni}S_{nj} \to S_{ni}\langle S_{nj}\rangle$, которые делают систему уравнений для линейных спиновых операторов S_{ni} замкнутой при условии $|\mathbf{S}_n| = S$.

Усредняя (2) и (3) по хартриевской волновой функции

$$\Psi_0 = \prod_n \{\, e^{-i\gamma_n}\cos\varphi_n\,|1\rangle + e^{i\gamma_n}\sin\varphi_n\,|-1\rangle \,\},$$

учитывая, что при $S = 1$ $S_{nz}^3 = S_{nz}$ и вводя обозначения $\sigma_n = \langle S_{nz}\rangle_0 = \cos 2\varphi_n$, $Q_n = \sqrt{1 - \sigma_n^2}$, найдем искомые уравнения, описывающие динамику спинов сильноанизотроп-

[1)] Проблема полного описания спиновой системы обсуждается в работе [6], где получена также замкнутая система нелинейных уравнений в случае $S = 1$.

ного магнетика (1)

$$\hbar\dot{\sigma}_n = -\ 2BQ_n \sin 2\gamma_n \ , \tag{4а}$$

$$\hbar\dot{\gamma}_n = B\,(\sigma_n/Q_n)\cos 2\gamma_n \ - (I/z)\sum_m \sigma_m \,. \tag{4б}$$

Продифференцировав (4а) и исключив из (4а, б) $\dot{\gamma}_n, \gamma_n$, можно получить дифференциально-разностное уравнение второго порядка для $\sigma_n(t)$. Решение соответствующего ему в континуальном приближении уравнения для $\sigma(X, t)$ будем искать в виде $\sigma = \sigma(\xi)$ при граничных условиях $\sigma(\infty) = -\sigma(-\infty) = s_0$, $\sigma'(\pm\infty) = 0$, где $\xi = (X - Vt)\sqrt{2}/a$, $s_0 = \sqrt{1-b^2}$ — решение для однородного состояния, $b = B/I$. Полагая в этом же приближении $\cos 2\gamma = 1 - (u^2/2b)(\sigma'/Q)^2$, $(u = V\hbar/\sqrt{2a^2BI})$, имеем первый интеграл

$$(1 + u^2/2b)(\sigma')^2 = (Q-b)^2 + \frac{3u^2}{1+u^2/b}(Q-b) - \frac{3b(b-u^2)}{1+u^2/b}\left[1 - \left(\frac{b-u^2}{Q-u^2}\right)^{u^2/b}\right]. \tag{5}$$

Из (5) можно сделать следующие предварительные выводы. Предельная скорость, с которой возможно движение плоской ДГ без ее разрушения, равна $u_k = \sqrt{b}$; при $u \geqslant u_k$ допустимы лишь периодические решения с амплитудой $|\sigma| \leqslant \sqrt{1-u^4}$. Ширина ДГ при $u = 0$ равна $\delta_0 = 2a/\sqrt{1-b}$, следовательно, условием применимости континуального описания служит неравенство $1 - b \ll 1$. При $u \to u_k$ $\delta \to \delta_k = a\sqrt{2}$. Окончательное решение с точностью до второго порядка по $(u/u_k)^2$ имеет вид

$$\frac{\xi}{\sqrt{1-(u/u_k)^2}} = \frac{b}{s_0}\operatorname{Arsh}\left(\frac{s_0\sigma}{\sqrt{1-\sigma^2} - b}\right) + \arcsin(\sigma) + o(u^2/u_k^2), \tag{6}$$

$$\sin 2\gamma = \frac{u}{u_k}\,\frac{\sigma'}{\sqrt{1-\sigma^2}} \approx \frac{u}{u_k}\,\frac{s_0^2}{1 + b\operatorname{ch}(s_0\xi)} \tag{7}$$

и описывает движущуюся ДГ (6) и сопровождающую ее локализованную волну поворота квадрупольного момента на угол $\gamma(\xi)$ в плоскости xy (7). (При $u = 0$ решение (6) совпадает с точным решением самосогласованной задачи, которое можно получить из неоднородного варианта уравнения, использованного в [3] для описания непрерывного метамагнитного перехода в антиферромагнетике со спинами $S = 1$).

Энергию, отвечающую решению (6), (7), удобно представить в виде $E = E_0 + mV^2/2$, где

$$E_0 = I(\arcsin(s_0) - bs_0)/\sqrt{2} \approx \frac{\sqrt{2}}{3} Is_0^3, \quad m \approx \frac{\sqrt{2}\hbar^2 Is_0^3}{6\,aB} \tag{8}$$

— энергия и инертная масса неподвижной ДГ соответственно.

Если условие $1 - b \ll 1$, допускающее переход к континуальному описанию, не выполняется, необходимо решать непосредственно систему уравнений (4 а, б). При этом для неподвижной ДГ возможны два различных решения, одно из которых симметрично относительно плоскости, совпадающей с атомной а), а другое — относительно плоскости, лежащей посередине между двумя атомными б):

а) $\sigma_0 = 0$, $\sigma_1 = -\sigma_{-1} = s_0(1 - 3b^2/2)$, $\sigma_2 = -\sigma_{-2} = s_0 - O(b^4)$, ..., $E_0^a = 1 - b$;

б) $\sigma_1 = -\sigma_0 = s_0 - \beta[1 - \beta/2 + o(\beta^2)]$, $\sigma_2 = -\sigma_{-1} = s_0 - o(b^{8/3})$, ..., $E_0^б = 1 - 3\beta^2/2$,

где $\beta = (2b^2)^{1/3}$. Нетрудно видеть, что при $b < 2/27$ выгодна ДГ вида а). Разность $E_0^a - E_0^б$ можно рассматривать как дополнительный периодический потенциал, в котором движется ДГ (последний может быть актуален при больших скоростях и в случае $b \lesssim 1$, когда $\delta \to a\sqrt{2}$).

Подчеркнем в заключение, что рассмотренный в настоящей работе тип доменной границы имеет сугубо квантовую природу и возможен только при целых S. В случае полуцелых S

нет никаких оснований пренебрегать поперечными компонентами спинов, так как величина $< S_n >_0$ не обращается в нуль, хотя и может существенно уменьшаться внутри стенки. Для "классических" спинов ДГ с переменной по величине намагниченностью без разворота последней (в среднем) возможна лишь как существенно статистический эффект при $T_c - T \ll T_c$ [6, 7].

Литература

1. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев, "Наукова думка", 1983, с. 189.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М. : Наука, 1982, с. 620.
3. *Островский В.С.* ФТТ, 1976, **18**, 1041; Phys. Stat. Solidi (b), 1976, **74**, K157; Препринт Института физики № 6, Киев, 1978, с. 28.
4. *Локтев В.М., Островский В.С.* Препринт ИТФ-77-105Р, 1977; ФТТ, 1978, **20**, 3257; Phys. Lett., A, 1983, **99** A, 58.
5. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967, с. 367.
6. *Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л.* ЖЭТФ, 1963, **45**, 772.
7. *Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф.* Письма в ЖЭТФ, 1972, **15**, 411.
8. *Островский В.С.* Препринт Института физики № 12, Киев, 1985, с. 22.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 декабря 1984 г.
После переработки
18 июня 1985