Физика низких температур, 1996, т. 22, № 12, с. 1474–1477

Письма редактору

Метастабильные локализованные солитоны в двумерных антиферромагнетиках: динамика и вклад в функции отклика

Б. А. Иванов, А. К. Колежук, Д. В. Филин

Институт магнетизма НАН Украины, Украина, 252142, г. Киев, просп. Вернадского, 36,б

Статья поступила в редакцию 9 августа 1996 г.

Исследована динамика внутренних степеней свободы и вычислен вклад в функции отклика локализованных топологических солитонов (вихрей) в двумерных легкоосных антиферромагнетиках во внешнем магнитном поле. Эти солитоны динамически устойчивы по отношению к коллапсу за счет сохранения импульса вихря.

Досліджено динаміку внутрішніх ступенів вільності і обчислено внесок в функції відгуку локалізованих топологічних солітонів (вихорів) в двовимірних легковісних антиферомагнетиках у зовнішньому магнітному полі. Ці солітони динамічно стійки по відношенню до колапсу за рахунок зберігання імпульсу вихора.

Квазидвумерные магнетики в настоящее время являются предметом интенсивных исследований, в частности, в связи с изучением магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников. В низкоразмерных системах существенную роль играют нелинейные возбуждения (солитоны), например доменные стенки в одномерных системах, магнитные вихри или локализованные топологические солитоны (ЛТС) — в двумерных [1–3]. Вихри, определяющие переход Березинского—Костерлица—Таулесса, существуют лишь в магнетиках с непрерывной симметрией типа «легкая плоскость». При отсутствии непрерывного вырождения единственными топологически нетривиальными образованиями являются ЛТС (простейший пример ЛТС — хорошо известный вихрь Белавина—Полякова [4], см. также [1–3]). Имеются экспериментальные указания, что ЛТС вносят вклад в ширину линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) двумерных магнетиков [5–7].

Общей для всех задач, в которых возникают решения типа ЛТС, является проблема коллапса (см., например, [8]). Статические ЛТС могут быть устойчивыми лишь при наличии в энергии магнетика экзотических слагаемых, не квадратичных по градиентам [9–11]; вклад таких вихрей в функции отклика рассматривался в [12,13]. В противном же случае, ЛТС устойчивы лишь динамически, например за счет сохранения проекции полного спина [14] или углового момента поля намагниченности [15]. При учете диссипации динамически устойчивые ЛТС имеют конечное время жизни, совпадающее с характерным временем релаксации соответствующего «интеграла движения». Вклад таких солитонов в наблюдаемые величины изучался в [16].

В работе [17] была предложена альтернативная возможность динамической стабилизации вихрей за счет сохранения полевого импульса, реализующаяся в легкоосных антиферромагнетиках (АФМ) при наличии внешнего магнитного поля. В настоящей работе изучается динамика ЛТС в двумерных АФМ при наличии поля с учетом динамики внутренних степеней свободы вихря и вычисляется вклад таких солитонов в низкочастотную часть динамического структурного фактора (ДСФ) системы.

Рассмотрим классический гейзенберговский двумерный АФМ со спином S, с легкой осью вдоль оси $0z$, находящийся во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \perp 0z$, $H_x = H \cos \Phi$, $H_y = H \sin \Phi$. Эффективная длинноволновая динамика такой системы может быть описана лагранжианом анизотропной σ-модели вида (см. [2,8,18])

© Б. А. Иванов, А. К. Колежук, Д. В. Филин, 1996

$$L = \frac{E_0}{4\pi}\int d^2x \left\{\frac{1}{2c^2}\dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{l})^2 - \frac{1}{2r_0^2}(l_x^2 + l_y^2) + \frac{1}{2}\frac{(\mathbf{H}\cdot\mathbf{l})^2}{H_0^2} + \frac{\gamma}{c^2}\mathbf{H}\cdot(\dot{\mathbf{l}}\times\mathbf{l})\right\}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{l}$ — единичный вектор антиферромагнетизма, $\mathbf{l}^2 = 1$; точка обозначает дифференцирование по времени; $c = 2JSa_0/\hbar$ — предельная скорость спиновых волн; $r_0 = (1/2)a_0(J/D)^{1/2}$ и $H_0 = (2DJS^2)^{1/2}/\mu_B$ — характерные масштабы расстояния и магнитного поля; J и D — обменный интеграл и константа анизотропии, $D \ll J$; a_0 — постоянная решетки; $E_0 = 4\pi J$ — характерная энергия ЛТС; $\gamma = 2\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение; μ_B — боровский магнетон. Отметим, что при $H \neq 0$ в выражение для полевого импульса входит слагаемое $\mathbf{P}_0 = -(\gamma E_0/4\pi c^2)(\mathbf{H}\cdot[\nabla\mathbf{l}\times\mathbf{l}])$, не содержащее временных производных. Это приводит к ненулевому импульсу неподвижного солитона и обеспечивает динамическую стабилизацию [17].

В обменном приближении (учет лишь первых двух слагаемых в (1)) решение типа ЛТС отвечает солитону Белавина—Полякова [4]. В угловых переменных для вектора $\mathbf{l}$, $l_z = \cos\theta$, $l_x + il_y = \sin\theta\exp(i\varphi)$ простейшее решение имеет вид

$$\operatorname{tg}(\theta/2) = R/r\ ,\quad \varphi = \chi + \varphi_0\ . \quad (2)$$

Здесь r, χ — полярные координаты в плоскости магнетика; топологический заряд принят равным 1; φ_0 и R — произвольные константы. В обменном приближении энергия $E = E_0$ не зависит от радиуса ЛТС R и его фазы φ_0. При учете анизотропии асимптотика функции $\theta = \theta_0(r)$ из степенной становится экспоненциальной начиная с r порядка r_0 (см. [8,19]). Тогда если мы рассматриваем лишь ЛТС малого радиуса ($R \ll r_0$), то можно при описании структуры вихря пользоваться выражением (2), считая r_0 эффективным «радиусом обрезания».

Будем искать решение для ЛТС, движущегося со скоростью $\mathbf{v}$ ($v \ll c$) в виде (2), считая внутренние переменные R и φ_0 функциями времени, а также сделав галилеевское преобразование $x \to x' = x - v_x t$; $y \to y' = y - v_y t$. Заметим, что, хотя при наличии поля в плоскости xy возникает эффективная ромбическая анизотропия, решение все же можно искать в радиально-симметричном виде, так как при $R \ll r_0$ анизотропия решения пренебрежимо мала [20].

Подставляя решение в таком виде в (1), получаем эффективный лагранжиан, описывающий динамику вихря. Его удобно записать в «декартовых» переменных $R_x = R\sin(\varphi_0 - \Phi)$, $R_y = R\cos(\varphi_0 - \Phi)$,

$$L_{\text{eff}} = (E_0/2c^2)\left\{\mathbf{v}^2 + \lambda(R)\dot{\mathbf{R}}^2 + \gamma H\mathbf{R}\mathbf{v}\right\} - E_0\left\{1 + \lambda(R)(R^2/2r_0^2)\right\}\ , \quad (3)$$

где величина $\lambda(R) \simeq 2\ln(r_0/R)$. Экстремум этого лагранжиана по $\mathbf{R}$ отвечает значению $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 \neq 0$, $R_0 \propto Hv$ [17]. Импульс ЛТС $\mathbf{P} = (E_0/c^2)\mathbf{v} + (\gamma HE_0/2c^2)\mathbf{R}$ отличен от нуля при $v = 0$ и сохраняется без учета диссипации. Легко видеть, что с точностью до слабой логарифмической зависимости $\lambda(R)$ лагранжиан (3) квадратичен и описывает линейные колебания $\mathbf{R}$ вокруг $\mathbf{R}_0$.

Вклад ЛТС в динамический структурный фактор $S(\mathbf{q}, \Omega)$, представляющий собой фурье-образ двухточечной спиновой корреляционной функции, может быть вычислен в приближении разреженного солитонного газа, справедливом при низких температурах $T \ll E_0$. В этом приближении, обычном для солитонной феноменологии [1,2], считается, что среднее расстояние между солитонами велико и их взаимодействием можно пренебречь. При этом основную роль играют односолитонные корреляции, и

$$S^{\perp,\parallel}(\mathbf{Q}_B + \mathbf{q}, \Omega) = 2A_0 n_s \operatorname{Re}\int_0^\infty dt\, e^{-i\Omega t}e^{-t/\tau_0}\times \times\langle\exp[i(\mathbf{q}\mathbf{v})t]F^*_{\perp,\parallel}(\mathbf{q}, \mathbf{R}(t))F_{\perp,\parallel}(\mathbf{q}, \mathbf{R}(0))\rangle\ . \quad (4)$$

Здесь член e^{-t/τ_0} феноменологически учитывает разрушение корреляций, связанное с конечностью времени жизни вихря τ_0; $\mathbf{Q}_B$ — брэгговский волновой вектор. Угловые скобки обозначают термодинамическое усреднение; A_0 — площадь магнетика; $n_s \sim e^{-E_0/T}$ — средняя плотность газа ЛТС, а $F_{\perp,\parallel}(q, \mathbf{R})$ — формфакторы, описывающие структуру солитона:

$$F_{\parallel}(\mathrm{q}, \mathrm{R}) = \int d^2\mathrm{r}\, e^{i\mathrm{qr}}(1 - \cos\theta_0(r, R)) \ ,$$

$$F_{\perp}(\mathrm{q}, \mathrm{R}) = \int d^2\mathrm{r}\, e^{i\mathrm{qr}} \sin\theta_0(r, R) e^{i(\varphi_0+\chi)} .$$

Асимптотические выражения для формфакторов легко вычисляются [12,13]. Продольный формфактор $F_{\parallel} \simeq 2\pi R^2\lambda(R)$ при $q << 1/R$ и убывает с ростом q экспоненциально как e^{-qR}; поперечный же формфактор $F_{\perp} \simeq 2\pi R r_0 \exp[i(\psi + \Phi)] f_{\perp}(qr_0)$, где $f_{\perp}(x) \simeq (3\pi/8\sqrt{2})x$ при $x << 1$ и $f_{\perp}(x) \simeq 1/x$ при $x >> 1$, т.е. поперечный формфактор имеет максимум при $q \simeq 1/r_0$.

Нас будет интересовать лишь низкочастотная компонента солитонного вклада в ДСФ, сосредоточенная в окрестности $\Omega \simeq 0$ (так называемый солитонный центральный пик). Вклад локальных мод (флуктуации $\mathbf{R}$) приводит к отклику на частотах близких к краю непрерывного спектра $\Omega \simeq \omega_0 = c/r_0$, и маскируется магнонными пиками.

Усреднение в (4) производится с гиббсовской функцией распределения, определяющейся гамильтонианом, легко получаемым из (3). Для вычисления используем следующий прием: заменим слабо зависящую от R величину $\lambda(R)$, на $\lambda(\overline{R})$, $\overline{R} = \sqrt{\langle R^2\rangle}$, затем вычислим средние и определим $\overline{R}$ из условия самосогласования. Получим для $\overline{R}$

$$\overline{R}^2 \simeq r_0^2[T/E_0\lambda(\overline{R})]\left\{1 + (\gamma H/2\lambda(\overline{R})\omega_0)^2\right\} \ , \quad (5)$$

где первое слагаемое определяется быстрыми тепловыми флуктуациями, а второе связано с тем, что равновесный радиус ЛТС конечен при $H \neq 0$.

В слабых полях низкочастотная часть продольного ДСФ, пропорциональная коррелятору типа $\langle R^2(t)R^2(0)\rangle$, в основном определяется флуктуациями и практически не зависит от H:

$$S_{\mathrm{lf}}^{\perp}(\mathrm{Q}_B + \mathrm{q}, \Omega) \simeq 2A_0 n_s (2\pi T/E_0)^2 r_0^4 I(q, \Omega) \ . \quad (6)$$

В поперечном же ДСФ, содержащем корреляторы типа $\langle R_x(t)R_x(0)\rangle$, флуктуации вносят вклад лишь в высокочастотную компоненту, а низкочастотный вклад определяется равновесным значением радиуса

$$S_{\mathrm{lf}}^{\perp}(\mathrm{Q}_B + \mathrm{q}, \Omega) \simeq$$

$$\simeq A_0 n_s (2\pi^2 T/E_0)[\gamma H/2\lambda(\overline{R})] r_0^4 |f_{\perp}(qr_0)|^2 I(q, \Omega) \ . \quad (7)$$

В этих формулах величина

$$I(q, \Omega) = 2\,\mathrm{Re}\int_0^{\infty} dt \exp\left\{-(i\Omega + 1/\tau_0)t - q^2 v_T^2(t^2)/2\right\}$$

определяет форму центрального пика, общую для поперечной и продольной компонент, $v_T = c(T/E_0)^{1/2}$ обозначает среднеквадратичную проекцию скорости вихря на произвольное направление. Легко видеть, что при $q << 1/(v_T\tau_0)$ пик имеет Лоренцеву форму: $I(q, \Omega) = 2\Gamma/(\Gamma^2 + \Omega^2)$ с полушириной $\Gamma = 1/\tau_0$, а при $q >> 1/(v_T\tau_0)$ становится Гауссовым:
$I(q, \Omega) = (2\pi/q^2 v_T^2)^{1/2} \exp\left\{-\Omega^2/2q^2v_T^2\right\}$ с полушириной $\Gamma = qv_T$.

В заключение отметим, что случай немалых полей $H \sim H_{SF}$ может быть достаточно легко проанализирован. Дело в том, что, как показывает численный анализ [20], даже сильная (порядка одноосной) анизотропия в базисной плоскости слабо сказывается на структуре ЛТС, приводя лишь к перенормировкам констант.

Данная работа частично поддержана Международной соросовской программой поддержки образования в области точных наук (ISSEP) Международного фонда «Возрождение» в рамках грантов SPU 042025 (Б. И.) и PSU 062110 (Д. Ф.).

1. H. J. Mikeska and M. Steiner, *Adv. Phys.* **40**, 191 (1990).
2. Б. А. Иванов, А. К. Колежук, *ФНТ* **21**, 4 (1995).
3. D. G. Wiesler, H. Zabel, and S. M. Shapiro, *Z. Phys.* **B93**, 227 (1994).
4. А. А. Белавин, А. М. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 503 (1975).
5. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 1203 (1983).
6. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57**, 873 (1986).
7. C. E. Zaspel, T. E. Grigereit, and John. E. Drumheller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4539 (1995).
8. A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, *Phys. Rep.* **194**, 118 (1990).
9. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 598 (1992).
10. U. Enz, *J. Math. Phys.* **19**, 1304 (1978).
11. Б. А. Иванов, В. А. Стефанович, *ЖЭТФ* **91**, 638 (1986).
12. Б. А. Иванов, А. К. Колежук, *ФНТ* **16**, 335 (1990).
13. А. К. Колежук, Д. В. Филин, *ФНТ* **20**, 992 (1994).
14. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, К. В. Маслов, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 321 (1979).
15. Б. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 118 (1992).
16. А. К. Колежук, Д. В. Филин, *ФНТ* **22**, 296 (1996).
17. Б. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 381 (1993).
18. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *ФНТ* **5**, 759 (1979).
19. В. П. Воронов, Б. А. Иванов, А. М. Косевич, *ЖЭТФ* **84**, 2235 (1983).
20. А. А. Жмудский, Б. А. Иванов, *ФНТ* **22**, 446 (1996).

Metastable localized solitons in two-dimensional antiferromagnets: dynamics and contribution to response functions

B. A. Ivanov, A. K. Kolezhuk, and D. V. Filin

Dynamics of internal degree of freedom has been studied and the contribution of localized topological solitons vortices to response functions has been calculated in two-dimensional easy-magnetization-axis antiferromagnets under external magnetic field. The above solitons are found to be dynamically stable relative to a collapse due to the conservation of vortex pulse.