

## КВАНТОВОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В МАГНИТНОМ ВИХРЕ ДВУМЕРНОГО ЛЕГКОПЛОСКОСТНОГО МАГНЕТИКА

*Е.Г.Галкина, Б.А.Иванов*

*Киевский университет НАН Украины*

*252142 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 8 февраля 1995 г.

Для двумерного легкоплоскостного антиферромагнетика предсказано явление квантового туннелирования спинов, образующих внеплоскостную структуру вихря.

1. В последние годы явление макроскопического квантового туннелирования (МКТ) в магнетиках широко исследуется как экспериментально, так и теоретически, см. обзор [1]. Эффекты МКТ обусловлены подбарьерными переходами между различными состояниями магнетика (обычно – энергетически эквивалентными), такими, что одно состояние может быть получено из другого только путем переворотов большого числа спинов. Наиболее прямой способ наблюдения этих эффектов состоит в регистрации резонансных переходов между туннельно расщепленными уровнями, отвечающих этим "классическим" состояниям. Такой резонанс наблюдался в сверхмалых частицах антиферромагнетика (АФМ), существующих в железосодержащих протеинах [2]. Основная трудность подобных экспериментов состоит в необходимости создания ансамбля сверхмалых частиц, достаточно близких по форме и размерам. Предсказанный в [3] эффект МКТ в доменной стенке АФМ снижает проблему лишь частично, так как один параметр (площадь стенки) в таком эксперименте все же надо контролировать.

Мы предлагаем новый эффект МКТ – туннельное изменение внеплоскостной структуры двумерного топологического солитона – магнитного вихря, в легкоплоскостном (ЛП) АФМ. Будем описывать АФМ в терминах нормированного вектора антиферромагнетизма  $l$ ,  $l^2 = 1$  см. подробнее [4]. В угловых переменных  $l_z = \cos \theta$ ,  $l_x + il_y = \sin \theta \exp(i\varphi)$ , плоскость  $xy$  совпадает с ЛП, вихрю отвечает решение вида

$$\theta = \theta_0^{(\pm)}(r), \quad \varphi = q\chi + \varphi_0, \quad \theta_0^{(\pm)}(\infty) = \pi/2, \quad \theta^{(+)}(0) = 0, \quad \theta^{(-)}(0) = \pi, \quad (1)$$

где  $q = \pm 1$ ,  $\pm 2$  – топологический заряд – завихренность,  $x + iy = r \exp(i\chi)$ . Функции  $\theta_0^{(+)}(r)$  и  $\theta_0^{(-)}(r)$  описывают два вихря с данным  $q$ , различающихся величиной второго топологического заряда – поляризации  $p$ ,  $p = \cos \theta(0) = \pm 1$ , см., например, [5]. Функция  $\theta_0^{(\pm)}(r)$  отличается от  $\pi/2$  в области кора вихря с диаметром  $\Delta_0$ , для слабоанизотропных АФМ  $\Delta_0 \gg a$ ,  $a$  – межатомное расстояние. В этой области находится большое число (порядка  $(\Delta_0/a)^2$ ) спинов, направление которых изменяется при квантовом переходе между состояниями вихря с  $p = +1$  и  $p = -1$ .

2. Для ЛП ферромагнетиков такой переход запрещен законом сохранения  $z$ -проекции суммарной намагниченности  $M_z$ , причем, в отличие от случая малых частиц, этот запрет имеет абсолютный характер, так как учет достаточно сильных взаимодействий, разрушающих сохранение  $M_z$ , одновременно

разрушает чисто легкоплоскостную симметрию, а в этом случае вихревые решения отсутствуют. Для АФМ, однако, оценки оказываются достаточно благоприятными. В отличие от рассматриваемых ранее [1-3] задач, переменная, отвечающая за туннелирование, не является "мягкой", и переполяризация вихря не может быть описана в рамках квантовомеханической задачи для одной переменной. В этом случае инстантонный подход не имеет альтернативы. Эффект описывается инстантонным решением  $l = l(\tau, x, y)$ , получающимся после перехода к мнимому времени  $\tau = it$  в уравнениях движения для вектора  $l$ . Поскольку динамика  $l$  определяется лоренц-инвариантным лагранжианом  $\sigma$ -модели, см. [4], переход от лагранжиана  $L\{l\}$  к евклидову действию  $S_E\{l\}$  не представляет проблемы. Инстантонное решение  $l = l_0(\tau, x, y)$  описывает искомым эффект МКТ в вихре, если при  $\tau \rightarrow +\infty$  и  $\tau \rightarrow -\infty$  функции  $l(\pm\infty, x, y)$  описывают равновесные состояния вихря с различными значениями  $p$ . Вероятность туннелирования, или туннельное расщепление уровней  $\Gamma$ , определяется обычной формулой  $\Gamma = \omega_0 \exp\{-S_E/\hbar\}$ ,  $S_E = S_E\{l_0\}$ , величина  $\omega_0$  порядка частоты линейных внеплоскостных магнонов, см. ниже. Распределение вектора  $l$  в инстантонном решении изображено на рисунке. В трехмерном евклидовом пространстве  $\tau, x, y$  оно обладает топологически нетривиальной конфигурацией типа «ежа» (гомотопическая группа  $\pi_2$ ) и имеет сингулярность при  $\tau = 0, x = y = 0$ . Значению  $\tau = 0$  соответствует так называемый внутривсплоскостной вихрь, в котором  $l_z \equiv 0$ ; такой вихрь реализуется в сильноанизотропных магнетиках, но неустойчив в рассмотренном нами случае слабоанизотропного АФМ [6].

3. После перехода  $t \rightarrow i\tau$  в лагранжиане  $\sigma$ -модели евклидово действие  $S_E$  записывается в виде

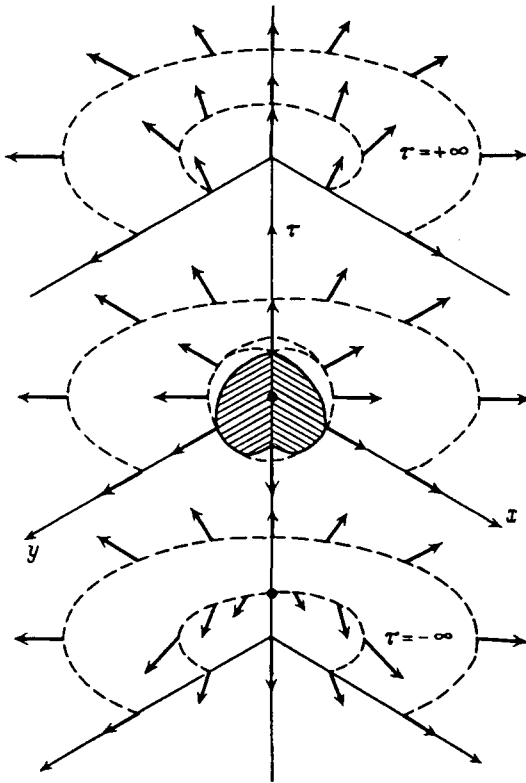
$$S_E\{l\} = A \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int dx dy \{ (1/c^2)(\partial l / \partial \tau)^2 + [(\nabla_2 l)^2 - (\nabla_2 l^{(0)})^2] + (1/\Delta_0^2)[l_z^2 - (l_z^{(0)})^2] \}, \quad (2)$$

где  $A, K$  - константы обмена и анизотропии,  $c$  - фазовая скорость магнонов,  $\Delta_0 = \sqrt{A/K}$  - магнитная длина, определяющая или радиус кора вихря или толщину доменной стенки,  $\nabla_2$  - градиент по переменным  $x, y$ ;  $l^{(0)}$  описывает равновесный вихрь. Вне области сингулярности (при  $[(\tau c)^2 + x^2 + y^2] \gg a^2$ ) выполнено условие  $l^2 = 1$  и уравнения для  $\theta, \varphi$  принимают вид

$$\nabla_E^2 \theta + \sin \theta \cos \theta [\Delta_0^2 - (\nabla_E \varphi)^2] = 0, \quad \nabla_E (\sin^2 \theta \nabla_E \varphi) = 0, \quad (3)$$

где  $\nabla_E$  - евклидов градиент в пространстве  $(\tau, x, y)$ . В области  $a \ll \rho \ll \Delta_0$ ,  $\rho = (c^2 \tau^2 + x^2 + y^2)^{1/2}$  система (3) имеет точное центрально-симметричное решение типа ежа,  $\cos \theta = c\tau/\rho$ ,  $\operatorname{tg} \varphi = y/x$ . При  $\rho \rightarrow 0$  для вихря, как и для блоховской точки в ферромагнетике, надо учитывать изменение  $l$  по длине, в этом случае  $l = l(\rho)n$ ,  $l(0) = 0, n$  отвечает ежу, см. [7]. С учетом этого обстоятельства вклад самой области сингулярности (как и для блоховской точки) в  $S_E$  оказывается малым. Вклад области малых расстояний  $\rho < R \ll \Delta_0$  в евклидово действие определяется формулой

$$S_E[\rho < R] = 4\pi(A/c)R. \quad (4)$$



Распределение вектора  $l$  в инстантонном решении при  $\tau \rightarrow \pm\infty$  (вихрь с  $p = +1$  и  $p = -1$ , верхняя и нижняя части рисунка, соответственно) и при конечном  $\tau$ . Сфера в области начала координат отвечает решению типа "ежа"

Для больших расстояний  $\rho \gg \Delta_0$  точное решение, которое должно обладать цилиндрической симметрией,  $\theta = \theta(u, \tau)$ ,  $\text{tg} \varphi = y/x$ ,  $u = c\tau$ , построить не удастся. Поэтому мы использовали вариационную процедуру, выбрав пробную функцию в виде

$$\theta(\tau, x, y) = \pi/2 + F(\tau)[\pi/2 - \theta_0^{(+)}(\tau)], \quad r = (x^2 + y^2)^{1/2},$$

где  $\theta_0^{(+)}(\tau)$  описывает равновесный вихрь с  $p = 1$ ,  $F(\tau) \rightarrow +1$  и  $F(\tau) \rightarrow -1$  при  $\tau \rightarrow +\infty$  и  $\tau \rightarrow -\infty$ , соответственно. Простая оценка позволяет записать вклад области  $\rho > R$  в  $S_E$  в виде

$$S_E[\rho > R] = (2\pi A/c)[\xi_1 \Delta_1 \ln(\Delta_0/R) + \xi_2 \Delta_1 + \xi_3 \Delta_0^2/\Delta_1], \quad (5)$$

где  $\Delta_1$  - область локализации функции  $F(u)$ ,  $u = c\tau$ ,  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  - численные коэффициенты порядка единицы. Минимизация  $S_E = S_E[\rho < R] + S_E[\rho > R]$  по  $\Delta_1$  и  $R$  дает, что  $\Delta_1 \sim R \sim \Delta_0$  и значение  $S_E$  на инстантонном решении оценивается как  $2\pi \xi A \Delta_0/c$ . В силу этой оценки туннельное расщепление уровней определяется формулой

$$\Gamma = \omega_0 \exp(-4\pi \xi A^{3/2}/k^{1/2}c), \quad (6)$$

где  $\omega_0 = c/\Delta_0$  - величина порядка активации внеплоскостных магненов в АФМ, обычно  $\omega_0 \sim (10^{11} - 10^{12})c^{-1}$ . Так как взаимодействие поля вектора  $l$  с

магнитны полем  $H$  описывается формулой  $w_{int} = \chi_{\parallel}(iH)^2/2$  [4], для возбуждения резонансных переходов надо использовать магнитное поле, наклоненное к ЛП.

4. Принимая  $A = Js^2$ ,  $c = Js/\hbar a$ ,  $J$  – обменный интеграл АФМ,  $s$  – спин атома,  $\xi \simeq 2$ , получим, что  $S_E/\hbar \simeq 4\pi s\Delta_0/a$ . Если значение спина  $s = 1$ , то стандартное условие  $S_E/\hbar < 30$  дает довольно жесткое ограничение  $\Delta_0 < 3a$ . Это условие не противоречит условию стабильности внеплоскостных вихрей  $\Delta_0 > 1,5a$  [6]. Использованный нами макроскопический подход подразумевает, что  $\Delta_0 \gg a$ , однако применим и при  $\Delta \sim (2-3)a$ , см. [7]. Отметим, что при  $S \simeq 1$  и  $\Delta_0 = 3a$  в процессе туннелирования полный спин подрешетки изменится на величину  $s_{tot} = 2\pi s(\Delta_0/a)^2 \sim 60$ , то есть данный эффект может быть рассмотрен как эффект МКТ. Если анизотропия мала и  $\Delta_0$  велико (как, например, для истинно двумерного АФМ – лентгюровской пленки стеарата марганца [8]), величина  $\Delta_0$  – может быть уменьшена при приложении постоянного магнитного поля  $H$ , перпендикулярного ЛП,  $\Delta(H) = \Delta_0(1 + H^2/H_e H_a)^{1/2}$ ;  $H_e, H_a$  – поля обмена и анизотропии, при  $H \gg (H_e H_a)^{1/2}$  значение  $\Delta(H) \sim aH/H_e$ .

Важно подчеркнуть, что структура вихря, следовательно, величины  $\Gamma$  и  $S_E$ , определяются только параметрами АФМ. Поэтому разброс параметров, характеризующих МКТ, например значений квантового расщепления уровней, для ансамбля вихрей должен быть пренебрежимо мал.

Эффекты МКТ могут наблюдаться только при достаточно низкой температуре  $T < T_c$ ,  $\Delta U/T_c \simeq S_E/\hbar$ ,  $\Delta U$  – энергетический барьер, см. [1]. Так как  $\Delta U \sim Js^2$  [6], значение  $T_c$  не мало:  $T_c \sim Js^2(a/\Delta_0)$ .

Авторы признательны В.Г.Барьяхтару, А.К.Колежуку и Е.М.Чудновскому за полезные обсуждения. Работа поддержана Соросовской программой научного образования в рамках Международного фонда "Возрождение", грант SPU042025, и ГКНТ Украины.

- 
1. Е.М.Чудновский, J. Appl. Phys. **73**, 6697 (1993).
  2. D.D.Awschalom, J.F.Smyth, G.Grinstein et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3092 (1992).
  3. Б.А.Иванов, А.К.Колежук, Письма в ЖЭТФ **60**, 792 (1994).
  4. А.Ф.Андреев, В.А.Марченко, УФН **130**, 39 (1980); В.Г.Барьяхтар и др., УФН **146**, 417 (1985).
  5. А.В.Никифоров, Е.Б.Сонин, ЖЭТФ **85**, 642 (1983); V.P.Mineev and G.E.Volovik, Phys. Rev. **18B**, 3197 (1978).
  6. Н.М.Wysin, Phys. Rev. **49B**, 8780 (1994).
  7. E.G.Galkina et al., JMMM **118**, 373 (1993).
  8. M.Pomerantz, Surface Science **142**, 556 (1984).