

# Квантовое туннелирование блоховской точки в магнитной пленке с сильной одноосной магнитной анизотропией

А.Б. Шевченко

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины  
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев-142, 03680, Украина  
E-mail: abs@imp.kiev.ua*

М.Ю. Барабаш

*Технический центр НАН Украины, ул. Покровская, 13, г. Киев, 04070, Украина*

Статья поступила в редакцию 10 января 2011 г., после переработки 1 апреля 2011 г.

Показана принципиальная возможность квантового туннелирования блоховской точки через дефект в доменной границе цилиндрического магнитного домена. Установлено, что температура, соответствующая данному процессу, находится в субгелиевой области температур.

Показано принципову можливість квантового тунелювання блохівської точки через дефект в доменній границі циліндричного магнітного домена. Встановлено, що температура, що відповідає цьому процесу, знаходиться в субгелієвій області температур.

PACS: 75.70.-i Магнитные свойства тонких пленок, поверхности, границы раздела;  
75.70.kw Доменная структура (включая магнитный домен).

Ключевые слова: магнитная пленка, квантовое туннелирование, доменная граница, блоховская точка.

Исследование внутренней структуры доменных границ (ДГ) в магнитных пленках с сильной, перпендикулярной плоскости пленки магнитной анизотропией, представляет одну из актуальных задач современной физики твердого тела. Среди элементов субструктуры ДГ выделяют: вертикальные блоховские линии (ВБЛ) и блоховские точки (БТ), характерный размер которых  $\leq 10^2$  нм. Вертикальные блоховские линии — линии раздела участков ДГ противоположной ориентации намагниченности и БТ — точки пересечения двух блоховских линий выступают не только как уникальные объекты нелинейной физики, но и рассматриваются в качестве перспективных носителей информации в сверхплотных твердотельных запоминающих устройствах (ЗУ) на магнитной основе с высокими служебными характеристиками (механическая и радиационная устойчивость, энергонезависимость) [1].

Следует отметить, что ДГ, ВБЛ и БТ с математической точки зрения представляют собой нелинейное волновое образование — солитон, который кроме динамических свойств имеет топологические признаки.

Одним из таких признаков является топологический заряд, характеризующий направление разворота вектора намагниченности. В силу своей природы топологический заряд ДГ и ее субструктурных элементов является вырожденным. Однако в области низких температур ( $T < 1$  К) путем подбарьерного квантового туннелирования возможно снятие вырождения по направлениям вектора намагниченности. Магнитные флуктуации такого типа в ДГ различных ферро- и антиферромагнитных материалов рассматривались в работах [2–4] и [5,6] соответственно. Квантовое туннелирование топологического заряда ВБЛ в сверхтонкой магнитной пленке исследовано в статье [7]. Подобная проблема для магнитного вихря в двумерном ферромагнетике рассмотрена в работе [8]. В данном контексте следует отметить и статью [9], в которой на основе подхода коллективных переменных изучены квантовые свойства вихря в малой магнитной частице.

Заметим, что в области субгелиевых температур ДГ и ВБЛ обладают также свойством квантового депиннинга. Такая задача для ДГ и ВБЛ в одноосных маг-

нитных пленках с большим значением фактора качества (отношение энергии магнитной анизотропии к магнитостатической) исследована в работах [10,11], для ДГ в слабом ферромагнетике — в [12]. В то же время аспекты, связанные с нуклеацией БТ [13–15], однозначно указывают на наличие квантовых свойств и у этого элемента внутренней структуры ДГ. Изучению возможности квантового туннелирования БТ через дефект и нахождению условий осуществления данного эффекта в одноосных магнитных пленках с сильной магнитной анизотропией посвящена предлагаемая работа.

Рассмотрим БТ в доменной границе цилиндрического магнитного домена (ЦМД). Такие домены предполагают использовать в упоминавшихся выше перспективных ЗУ. Кроме того, практическая реализация ВБЛ и БТ в доменной границе ЦМД является более простой по сравнению с образованием этих объектов в доменах с другими конфигурациями ДГ.

Для описания динамики БТ используем Лагранжев формализм. В декартовой системе координат с осью  $OZ$ , направленной вдоль оси анизотропии пленки (ось  $OX$  направлена вдоль вектора намагниченности  $\mathbf{M}_S$  в центре ВБЛ),  $W$  — энергию взаимодействия БТ с внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_x = -H\mathbf{e}_x$  и полем дефекта  $H_d(z)$  («потенциальная» энергия в функции Лагранжа) — можно представить в виде [16]

$$W = -M_S^2 \pi^2 \Lambda \int_0^z dz' [H - H_d(z')], \quad (1)$$

где  $z > 0$  — координата центра БТ,  $H_d(z)$  — поле, создаваемое дефектом,  $\Lambda$  — ширина ДГ,  $\Lambda = \Delta \sqrt{Q}$  — размерный масштаб БТ,  $Q = K_u / 2\pi M_S^2 \gg 1$  — фактор качества пленки,  $K_u$  — константа одноосной анизотропии.

Раскладывая далее  $H_d(z)$  в ряд вблизи положения дефекта, поле последнего можно записать:

$$H_d(z) = H_c [1 - (z - b)^2 / 2a^2], \quad (2)$$

где  $H_c$  — коэрцитивная сила дефекта,  $b$  — координата его центра,

$$a^{-2} = \frac{1}{H_c} \left. \frac{\partial^2 H_d}{\partial z^2} \right|_{z=b},$$

$a$  — ширина барьера.

Естественно предположить, что характерное изменение поля дефекта, действующего на исследуемую магнитную неоднородность, определяется размерным фактором последней. Понятно, что в нашем случае  $\partial^2 H_d / \partial z^2 \sim H_c / \Lambda^2$  и, следовательно,  $a \sim \Lambda$ . Отметим также, что указанное выше положение о поле дефекта коррелирует и с результатами работы [17], которые свидетельствуют о зависимости коэрцитивной силы дефекта от характерного размера ДГ, ВБЛ или БТ.

Подставляя далее (2) в (1) и учитывая, что в точке  $z = 0$  потенциал  $W$  имеет локальный метастабильный минимум (рис. 1), получаем следующее выражение:

$$W(z) = \frac{\pi^2 Q^{-1/2} M_S H_c}{2} \left( -\frac{z^3}{3} + bz^2 \right), \quad (3)$$

где  $b = \Lambda \sqrt{2\varepsilon}$ ,  $\varepsilon = 1 - H/H_c \ll 1$  (рассматриваем величины магнитных полей  $H$ , близкие к  $H_c$ , что существенно понижает высоту потенциального барьера).

При этом потенциал (3) удовлетворяет условию нормировки  $W(z_1, z_2) = 0$ , где  $z_1 = 0$  и  $z_2 = 3b$  — координаты потенциального барьера. Кроме того, выражение (3) находится в соответствии с модельными потенциалами, предложенными в [10–12] при исследовании туннелирования ДГ и ВБЛ.

Амплитуду туннелирования  $P$  блоховской точки определим, исходя из общих положений ВКБ приближения

$$P \sim \exp(-B), \quad (4)$$

где

$$B = \frac{2}{\hbar} \int_{z_1}^{z_2} |\dot{z} m_{BP}| dz \hbar,$$

$\hbar$  — постоянная Планка,  $m_{BP} = \Delta / \gamma^2$  — эффективная масса БТ [16],  $\gamma$  — гиромангнитное отношение.

После вариации функции Лагранжа  $\mathcal{L} = m_{BP}(\dot{z}^2/2) - W$  и интегрирования полученного дифференциального уравнения с граничным условием в точке  $z = 0$ ,  $\dot{z} \rightarrow 0$ ,  $t \rightarrow -\infty$ , что соответствует закреплению БТ на дефекте в отсутствие поля  $\mathbf{H}_x$ , определяем импульс БТ и, соответственно, показатель экспоненты туннелирования

$$B = \frac{2}{\hbar} \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{2m_{BP}W(z)} dz. \quad (5)$$

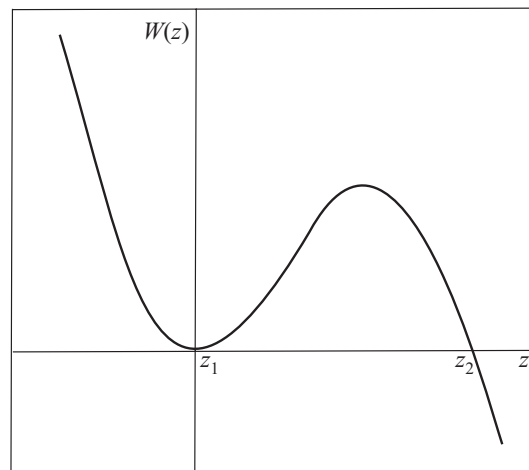


Рис. 1. Потенциальный барьер  $W(z)$ , образованный полем дефекта и внешним магнитным полем  $H_x$ , через который туннелирует БТ. Блоховская точка движется в сторону  $z > 0$  к верхнему основанию домена.

Учитывая (3), выражение (5) можно переписать следующим образом:

$$B = \frac{8\Delta^3 Q h_c^{1/2} \varepsilon^{5/4}}{\hbar \omega_M} (4\pi M_S)^2, \quad (6)$$

где  $h_c = H_c/8M_S$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_S$ .

Исходя далее из формул (4), (5) и определяя из (3)  $W_{\max} = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} Q (4\pi M_S)^2 \Delta^3 h_c \varepsilon^{3/2}$  — максимальное значение потенциального барьера, с учетом соотношения  $T_c = W_{\max}/k_B B$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана, получаем выражение для критической температуры, соответствующей переходу к квантовому режиму движения БТ

$$T_c = \frac{\sqrt{2} \varepsilon^{1/4} h_c^{1/2} \hbar \omega_M}{12 k_B}. \quad (7)$$

Подставляя в выражения (6), (7) параметры, соответствующие одноосным магнитным пленкам:  $Q \sim 5-10$ ,  $\Delta \sim 10^{-6}$  см,  $4\pi M_S \sim (10^2-10^3)$  Гс,  $H_c \sim (10-10^2)$  Э [12],  $\gamma \sim 10^7$  Э<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>, при  $\varepsilon \sim 10^{-4}-10^{-2}$  находим  $B \approx 1-30$ ,  $T_c \sim (10^{-3}-10^{-2})$  К.

Полученная оценка  $B \leq 30$  согласуется с соответствующими величинами экспоненты туннелирования для магнитных наноструктур [18], которые указывают на возможность осуществления данного квантового эффекта. При этом, как видно из определения эффективной массы БТ, в отличие от туннелирования через дефект ДГ и ВБЛ, процесс туннелирования БТ осуществляется посредством «переноса» через потенциальный барьер сразу всей ее эффективной массы. Данная особенность является следствием размерного фактора квазичастиц. Так, характерный размер БТ  $\sim \Lambda^3$ . В то же время характерные масштабы ДГ и БЛ больше и составляют  $\Delta L_y h$  ( $L_y$  — длина пленки вдоль оси  $OY$ ,  $h$  — толщина пленки) и  $\Lambda \Delta h$  соответственно. Понятно, что в таком случае преодоление потенциального барьера ДГ или ВБЛ требует последовательных квантовых перемещений малых участков площади (для ДГ [10,12]) или длины (ВБЛ [11]) данных нанообъектов.

Заметим, что в месте нахождения блоховской точки  $m_{DW} = \Lambda^2/2\pi\Delta\gamma^2$  — эффективная масса доменной границы [19] больше массы БТ в  $Q = \Lambda^2/\Delta^2 \gg 1$  раз, т.е. вкладом БТ в вероятность туннелирования этого участка ДГ можно пренебречь. Поэтому следует заключить, что квантовый депиннинг участка ДГ, который содержит БТ, имеет место и при наличии в ДГ этого субструктурного нанообразования.

После интегрирования уравнения движения БТ, получаемого посредством вариации функции Лагранжа, находим инстантонную траекторию  $z_{BP}$  (см. обзор [20]) и инстантонную частоту блоховской точки  $\omega_0$ , которые характеризуют ее движение в пространстве с «мнимым» временем ( $\tau = it$ ): от точки  $z_1 = 0$  при

$\tau = -\infty$  к точке  $z_2 = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon}$  при  $\tau = 0$  и обратно к точке  $z_1$  при  $\tau = +\infty$ :

$$z_{BP} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon}/ch^2(\omega_0\tau), \quad \omega_0 = \omega_M h_c^{1/2} (2\varepsilon)^{1/4} / 2. \quad (8)$$

Определив инстантонную частоту, найдем  $\Omega_0$  — скорость туннелирования БТ (количество квантовых флуктуаций БТ в единицу времени), исходя из следующего соотношения [10]:

$$\Omega_0 = C_0 \exp(-B),$$

где  $C_0 = (15/2\pi)^{1/2} \omega_0 B^{1/2}$ .

Так,  $\Omega_0 \sim 10^5$  с<sup>-1</sup> при  $B=5$  ( $\varepsilon=3,6 \cdot 10^{-4}$ );  $\Omega_0 \sim 10^3$  с<sup>-1</sup> при  $B=10$  ( $\varepsilon=6,3 \cdot 10^{-4}$ ) и  $\Omega_0 \sim 1$  с<sup>-1</sup> для  $B=20$  ( $\varepsilon=1,5 \cdot 10^{-3}$ ). Приведенные оценки показывают, что скорость туннелирования БТ уменьшается при понижении величины внешнего магнитного поля  $H$  (параметр  $\varepsilon$  увеличивается). Соответственно,  $t_0 = \Omega_0^{-1}$  — время туннелирования БТ через дефект возрастает. При этом  $t_0$  сильно зависит от изменения  $\varepsilon$  и для  $B=5-20$  находится в диапазоне  $\sim (10^{-5}-1)$  с. Другими словами, варьируя величину внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного к БТ, можно менять в достаточно широком интервале время туннелирования БТ.

Рассмотрим теперь вопрос о корректности использования ВКБ формализма к описанию квантового туннелирования БТ. Как известно, согласно [21], условием применимости ВКБ метода является выполнение следующего неравенства:

$$m\hbar|F|/p^3 \ll 1, \quad (9)$$

где  $m$  — масса квазичастицы,  $F = -dU/dz$  — действующая на нее сила.

В нашем случае  $F = m_{BP}\omega_0^2\xi$ ,  $p = m_{BP}\omega_0\xi$ ,  $\xi \sim \Lambda\sqrt{2\varepsilon}$ . Тогда, вводя обозначение  $A = m\hbar|F|/p^3$ , условие (9) можно переписать в виде:

$$A = \hbar/m_{BP}\omega_0\xi^2 \ll 1. \quad (10)$$

Учитывая далее (8), формулу (10) запишем следующим образом:

$$A = \hbar\gamma^2\omega_M^{-1}h_c^{-1/2}(2\varepsilon)^{-5/4}Q^{-1}/\Delta^3 \ll 1. \quad (11)$$

Подставляя в (11) приведенные выше параметры пленки и дефекта, нетрудно убедиться в выполнении данного соотношения, что в свою очередь указывает на правомерность применения квазиклассического приближения к рассматриваемой проблеме.

Оценим влияние диссипации на процесс туннелирования БТ. Для этого сравним силу  $F$ , действующую на квазичастицу, с силой торможения  $\tilde{F}$ , которая в нашем случае  $\sim \alpha\omega_M\omega_0\Lambda\sqrt{2\varepsilon}m_{BP}$ , где  $\alpha \sim 10^{-3}-10^{-2}$  — параметр затухания намагниченности в пленке. Учитывая явный вид  $F$ , находим

$$\tilde{F}/F = 2\alpha/h_c^{1/2}(2\varepsilon)^{1/4}.$$

Анализ данного выражения показывает, что  $\tilde{F}/F \ll 1$  при  $h_c \sim 10^{-1}$ ,  $\varepsilon \sim 10^{-2}$  и  $\alpha \sim 10^{-2}$ . Отношение  $\tilde{F}/F$  существенно меньше единицы и для  $10^{-2} \leq h_c < 10^{-1}$ ,  $\varepsilon \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ ,  $\alpha \sim 10^{-3}$ . Полученный результат указывает, что при рассмотрении процесса квантового туннелирования БТ влиянием силы торможения в данных магнитных пленках можно пренебречь.

Заметим, что механизм силы  $\tilde{F}$  исследован в работе [22] и обусловлен учетом релаксационных слагаемых обменной природы в уравнении Ландау–Лифшица для намагниченности ферромагнетика [23].

Следует отметить влияние на процесс туннелирования БТ радиальной составляющей поля размагничивания домена [19]. Однако, как показывают оценки, для пленок, толщина которых  $h > \frac{16M_S \Delta \sqrt{Q}}{\sqrt{2\varepsilon H_c}} \sim 10^{-1}$  см, полем размагничивания ЦМД можно пренебречь. Для пленок же с  $h \leq 10^{-1}$  см данный эффект может быть скомпенсирован внешним градиентным магнитным полем, направленным вдоль оси  $OX$  системы координат, величина которого в месте нахождения БТ составляет  $\sim 10^{-1}$  Э.

В заключение заметим, что сравнительный анализ температуры туннелирования БТ с соответствующими величинами для ДГ и ВБЛ [10,11] показывает, что  $T_c$  всех этих объектов находятся в одном интервале температур:  $\sim (10^{-3} - 10^{-2})$  К. Данный результат указывает, что для дефектов, обуславливающих коэрцитивное поле  $H_d$  не только вдоль оси анизотропии пленки, но и в перпендикулярной к ней плоскости, может иметь место наряду с туннелированием ДГ аналогичный процесс и для субструктурных нанообразований доменной границы — ВБЛ и БТ. При этом, поскольку магнитные поля, прикладываемые к ДГ, ВБЛ и БТ, ориентируют вдоль различных осей системы координат, то существует практическая возможность раздельного изучения данного явления как для ДГ, так и для элементов ее внутренней структуры.

1. В.В. Волков, В.А. Боков, *ФТТ* **50**, 193 (2008).
2. S. Takagi and G. Tatara, *Phys. Rev.* **B54**, 9920 (1996).
3. J. Shibata and S. Takagi, *Phys. Rev.* **B62**, 5719 (2000).
4. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and S. Savel'ev, *Phys. Rev.* **B77**, 134425 (2009).
5. Б.А. Иванов, А.К. Колежук, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 792 (1994).

6. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and V.E. Kireev, *Phys. Rev.* **B58**, 11514 (1999).
7. V.V. Dobrovitski and A.K. Zvezdin, *JMMM* **156**, 205 (1996).
8. Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 495 (1995).
9. Б.А. Иванов, Е.Г. Галкина, А.Ю. Галкин, *ФНТ* **36**, 941 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 941 (2010)].
10. E.M. Chudnovsky, O. Iglesias, and P.C.E. Stamp, *Phys. Rev.* **B46**, 5392 (1992).
11. А.Б. Шевченко, *ЖТФ* **77**, 128 (2007).
12. В.В. Добровицкий, А.К. Звездин, *ЖЭТФ* **109**, 1420 (1996).
13. В.Ф. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов*, Сов. Радио, Москва (1979).
14. A. Thiaville, J.M. Garcia, and R. Dittrich, *Phys. Rev.* **B67**, 094410 (2003).
15. N. Niedoba and M. Labrune, *Europ. J. B Cond. Matt. Compl. Syst.* **47**, 467 (2005).
16. Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ* **95**, 1523 (1989).
17. В.Е. Зубов, Г.С. Криччик, С.Н. Кузьменко, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 419 (1990).
18. E.M. Chudnovsky, *J. Appl. Phys.* **73**, 6697 (1993).
19. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
20. А.И. Вайнштейн, В.И. Захаров, В.А. Новиков, М.А. Шифман, *УФН* **136**, 553 (1982).
21. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
22. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *JMMM* **118**, 373 (1993).
23. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).

### Bloch point quantum tunneling in a magnetic film with a strong uniaxial magnetic anisotropy

A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash

It is shown that the Bloch point quantum tunneling through a defect in the domain wall of a magnetic bubble is of possibility in principle. It is established that the process temperature is in the subhelium temperature range.

PACS: **75.70.-i** Magnetic properties of thin films, surfaces and interfaces;  
**75.70.kw** Domain structure (including magnetic bubbles).

Keywords: magnetic film, quantum tunneling, domain wall, Bloch point.