

Квантовое столкновение двух вертикальных блоховских линий в доменной границе одноосной ферромагнитной пленки

А.Б. Шевченко^{1,*}, М.Ю. Барабаш²

¹ *Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Академика Вернадского, 36, 03680 Киев-142, Украина*

² *Технический центр НАН Украины, ул. Покровская, 13, 04070 Киев, Украина*

(Получено 17.03.2018, в отредактированной форме – 14.08.2018, опубликовано online 25.08.2018)

На основе квазиклассического приближения изучен процесс подбарьерного прохождения друг через друга малых участков длины двух однополярных вертикальных блоховских линий (наноразмерных солитонов типа “перегиб”), находящихся в доменной границе изолированного полосового домена, образованного в одноосной ферромагнитной пленке с сильной магнитной анизотропией. Показано, что данный эффект имеет место благодаря учету их квантовых осцилляций, возбуждаемых внешним магнитным полем в субгелиевом диапазоне температур. Определены условия осуществления этого явления. Установлено, что подбарьерное прохождение друг через друга двух вертикальных блоховских линий, проходит в более сильных магнитных полях, чем соответствующее туннелирование их малых сегментов длины. Показано также, что увеличение магнитной анизотропии пленки приводит к уменьшению значений магнитных полей, в которых протекает данный квантовый процесс. Полученный результат представляет практический интерес в контексте создания ячейки памяти для запоминающего устройства гибридного типа бит + кубит на основе вертикальных блоховских линий.

Ключевые слова: Магнитная пленка, Полосовой домен, Доменная граница, Вертикальная блоховская линия, Подбарьерное прохождение.

DOI: [10.21272/jnep.10\(4\).04026](https://doi.org/10.21272/jnep.10(4).04026)

PACS numbers: 75.70.kw;75.45 + j

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование внутренней структуры доменных систем в ферромагнитных средах представляет одну из актуальных задач современной физики твердого тела. В этой связи, особо выделяют вертикальные блоховские линии (ВБЛ) – наноразмерные вихреобразные области преобразования вектора намагниченности \vec{M} в центре доменных границ (ДГ), перпендикулярные поверхности магнетика. Кроме фундаментального, интерес к изучению ВБЛ обусловлен также перспективой их использования в микро – и наноэлектронике. Так, пару однополярных ВБЛ (разворот вектора \vec{M} в каждой из ВБЛ происходит в одном направлении) в ДГ полосового домена (ПД), находящегося в пленке с сильной одноосной магнитной анизотропией, предложено рассматривать в качестве элементной базы ячейки памяти запоминающего устройства гибридного типа: бит + кубит [1].

Следует сказать, что с математической точки зрения ВБЛ представляет собой солитон типа “перегиб”. Отражением указанного выше факта является эффект прохождения ВБЛ друг через друга, исследованный в работе [2]. Вместе с тем, в области низких температур ВБЛ проявляют квантовые свойства. В частности, в работе [1] показано, что в ДГ полосового домена имеют место квантовые колебания пары ВБЛ, учет которых позволяет рассмотреть квантовый аналог столкновения этих объектов. Действительно, потенциальные ямы, отвечающие осцилляциям ВБЛ, формируют энергетический барьер, который располагается между ямами. В случае его прозрач-

ности, ВБЛ посредством туннелирования малых участков своей длины проникают в соседнюю потенциальную яму, т. е. фактически проходят друг через друга. Такая задача была положительно рассмотрена в работе [3]. Важным развитием полученного результата является изучение возможности управлением переносом заряда (электрического или магнитного) солитонов при их квантовом столкновении. Для решения поставленной проблемы необходимо исследовать вероятность подбарьерного прохождения друг через друга малых сегментов длины солитонов.

Нахождению условий осуществления данного явления для ВБЛ, исходя из подхода, изложенного в [3], и параметров ВБЛ (частота колебаний, эффективная масса), определенных в [1], посвящена предлагаемая работа.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим пару однополярных ВБЛ в доменной границе ПД, образованного в магнитной пленке толщиной h , фактор качества которой $Q \gg 1$. В такой системе, внешнее магнитное поле H_x (ось ОХ как обычно, направлена вдоль плоскости ДГ, ОZ вдоль оси магнитной анизотропии пленки) может возбуждать квантовые осцилляции ВБЛ. При этом поле H_x также продвигает ВБЛ навстречу друг другу. Зависимость между величиной H_x и расстоянием сближения ВБЛ, изначально находящимися на расстоянии $2s_0 = \sqrt{2} \pi \Lambda$ (Λ – характерный размер ВБЛ) [4], можно определить из выражения для W_{VL} – энергии ВБЛ (выбираем ВБЛ, движущуюся против оси ОХ)

* andborshev@ukr.net

$$W_{BL} = U_{BL}(x - x_0) + W_H \quad (1)$$

где $U_{BL}(x - x_0) = m_{BL}\omega_{BL}^2(x - x_0)^2/2$, m_{BL} и ω_{BL} – эффективная масса, и частота колебаний ВБЛ соответственно, $W_H = -2\pi\Delta M_S H_x(s_0 - s)$ – энергия взаимодействия ВБЛ с полем H_x , Δ – ширина ДГ, M_S – намагниченность насыщения пленки, $x_0 = s_0 - s$ – координата центра ВБЛ, $s = 4\pi\Delta M_S H_x / m_L \omega_L^2$.

Из анализа формулы (1) следует, что $2s$ – искомое расстояние сближения ВБЛ. Далее, нетрудно установить, что при $H_x = H_c = s_0 m_L \omega_L^2 / 2\pi\Delta M_S$, происходит коллапс ВБЛ. В данном поле, направленном против силы упругости, действующей между ВБЛ, происходит “сжатие” центров ВБЛ в одну точку – начало системы координат. Отметим также, что в силу квазиклассичности нашего рассмотрения (квантовое число $n \gg 1$), величины полей H_x должны обеспечивать выполнение соотношения $W_H \sim E_{BL,n}$, где $E_{BL,n} = \hbar\omega_{BL}(n + 1/2)$ – энергия квантовых колебаний ВБЛ.

Из геометрических соображений, видно (см. рис.1), что потенциальные ямы, отвечающие осцилляциям ВБЛ, образуют барьер.

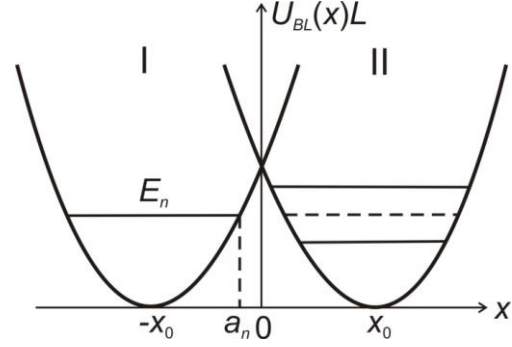


Рис. 1 – Потенциальные ямы (относительно энергии магнитного поля) осциллирующих малых участков длины ВБЛ L , $\pm x_0$ – координаты центров ВБЛ, a_n – точка поворота. Туннелирование происходит из потенциальной ямы I в яму II

Возможность его прохождения малым участком длины ВБЛ L (полагаем $L \sim 10^{-1}$, $\Lambda \sim 10^{-7}$ см) приводит к расщеплению его энергетического уровня на два подуровня, которым соответствуют симметричная и антисимметричная волновые функции, построенные на основе волновых функций колебательного движения ВБЛ. Не ограничивая общности рассуждений, будем полагать, что процесс туннелирования происходит из потенциальной ямы I в яму II. Тогда, исходя из [5], выражение для частоты перехода ω , прошедшего через барьер участка L , на подуровень ямы II имеет вид

$$\omega = \frac{\omega_{BL}}{2\pi} \exp \left\{ \left(-\frac{2}{\hbar} L \sqrt{2m_{BL}} \right) \left(\int_{-x_0+a/2}^0 dx \sqrt{U_{BL}(x+x_0) - E_{BL,n} L^{-1}} + \int_{x_0-a/2}^0 dx \sqrt{U_{BL}(x-x_0) - E_{BL,n} L^{-1}} \right) \right\} \quad (2)$$

где $a_n = \sqrt{2\hbar n / L m_{BL} \omega_{BL}}$ – точка поворота.

После ряда преобразований формулу (2) представим следующим образом

$$\omega = \frac{\omega_{BL}}{2\pi} \exp \{ -4nG(\rho) \}, \quad (3)$$

где $G(\rho) = \rho\sqrt{\rho^2 - 1} - \text{Arch}(\rho)$, $\rho = x_0 / a_n$.

Понятно, что рассматриваемый эффект имеет место, если в единицу времени происходит хотя бы один переход на подуровень ямы II, т.е. при $\omega \geq 1 \text{ с}^{-1}$. Анализ выражения (3) при $n \sim 10$, $\omega_{BL} \sim 2 \cdot 10^{-1} \omega_M$ ($\omega_M = 4\pi\gamma M_S$), $M_S \sim (10 \cdot 10^2) \text{ Гс}$, $\gamma \sim 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$ – гиромангнитное отношение), показывает, что $\omega \geq 1 \text{ с}^{-1}$ для значений ρ в интервале $1 < \rho \leq 1,4$. Учитывая зависимость между s и H_x (см. выше), величину эффективной массы ВБЛ $m_{BL} \approx (3,8 \cdot 3,3) \cdot 10^{-15} \text{ г} \cdot \text{см}^{-1}$, последнее соотношение можно переписать следующим образом

$$1 < \frac{\varepsilon_H}{\eta} \leq 1,4 \quad (4)$$

где $\varepsilon_H = \frac{h_c - h_x}{h_c}$, $h_c = H_c / 8M_S$, $h_x = H_x / 8M_S$, $\eta = a_n / s_0 \sim 10^{-2} \cdot 10^{-1}$.

Из формулы (4) следует, что квантовое столкновение двух ВБЛ происходит при величинах магнитных полей h_x , близких к полю коллапса h_c , которое, как показывает оценка: $\sim 10^{-2}$. Такие значения h_x , существенно превышающие $10^{-4} \cdot 10^{-3}$, согласуются с требованием к величинам магнитных полей, необходимым для возбуждения квантовых осцилляций ВБЛ [1], что, указывает на принципиальную возможность осуществления процесса квантового столкновения двух ВБЛ. При этом ω заметным образом зависит от малых изменений величины внешнего поля. Так $\omega \sim 1,4 \cdot 10^{-2} \omega_{BL}$ при $\varepsilon_H = 1,1\eta$ и $\omega \sim (1,5 \cdot 10^{-4} \cdot 4 \cdot 10^{-7}) \omega_{BL}$ для $\varepsilon_H = (1,1 \cdot 1,3)\eta$. Приведенные расчеты отражают факт убывания количества переходов на подуровень ямы II в единицу времени, с уменьшением величины поля h_x (параметр ε_H возрастает). В этом случае возрастает ширина барьера, что в свою очередь понижает вероятность его прохождения, а, следовательно, и ω .

Надлежит подчеркнуть, что условие близости h_x к полю коллапса h_c является таким же естественным условием для осуществления данного эффекта, как и

положение о близости поля h_x к коэрцитивной силе дефекта, которое выполняется при туннелировании через дефект ДГ и ее структурных элементов ВБЛ и точек Блоха (см. работы [6, 7]).

Следует также отметить, что еще одним условием осуществления рассматриваемого процесса является малость времени туннелирования участка длины L по отношению к характерному времени осцилляций ω_{BL}^{-1} . В этом случае плотность вероятности нахождения обеих “квазичастиц” на своих подуровнях максимальна у левого края ямы II, что обеспечивает действие между ними силы упругости. В дальнейшем, данная сила приводит к отталкиванию “квазичастиц”, одна из которых туннелирует в яму I.

Для среднего времени туннелирования $\bar{t}_{tun} = d/\bar{v}$ ($d = 2(x_0 - a_n)$ – ширина барьера, \bar{v} – средняя скорость), нетрудно найти, что

$$\bar{t}_{tun} \sim 2(x_0 - a_n)m_{BL} / \sqrt{2m_{BL}(U_{BL}(x - x_0) - E_{BL,n}L^{-1})} \quad (5)$$

Учитывая явный вид потенциала U_{BL} , выражения для a_n и энергии $E_{BL,n}$, из формулы (5) получаем оценку

$$\bar{t}_{tun} / \omega_{BL}^{-1} < 1, \text{ при } x_0 < 2a_n,$$

которая согласуется с условием (4).

Очевидно, что последовательное туннелирование отдельных малых участков длины ВБЛ может привести к подбарьерному прохождению как различных ее секторов, так и самой ВБЛ в целом [3]. В данном случае, полагая $h \sim 10^{-4}$ см, для параметра ε_H в (4) имеем: $\varepsilon_H \sim 10^{-3} \cdot 10^{-2}$. Уменьшение диапазона значений ε_H , по отношению к такой же характеристике для участка длины L , показывает, что туннелирование всей ВБЛ проходит в более сильных магнитных полях h_x .

Используя очевидное соотношение $T = n\hbar\omega_{BL} / k_B$ ($n \sim 1, 10$, k_B – постоянная Больцмана) несложно

установить, что температура процесса, находится в субгелиевом диапазоне температур: $T \sim (10^{-3} \cdot 10^{-1})$ К.

Отметим, что увеличение магнитной анизотропии пленки приводит к уменьшению значений полей эффекта h_x . Действительно, с ростом Q возрастает равновесное расстояние $2S_0$, что в свою очередь приводит к ослаблению взаимодействия между ВБЛ. Это находит свое отражение в уменьшении коэффициента жесткости системы. Учитывая, что, $\omega_{BL} \sim Q^{-1/4}$, $m_{BL} \sim Q^{-1/2}$ (см. в [1]), получаем соответствующую асимптотику полей коллапса и туннелирования ВБЛ: $h_c, h_x \sim Q^{-1/2}$.

Рассмотрим теперь поведение ВБЛ в слабых магнитных полях. В этом случае $W_H \ll E_{L,n}$, и соответственно $\rho \gg 1$. Тогда, исходя из анализа функции $G(\rho)$, находим, что экспонента туннелирования в (3) $\sim -4n\rho^2$, что свидетельствует о малой вероятности реализации исследуемого эффекта в этих полях.

Очевидно, что в случае сильных магнитных полей ($W_H \gg E_{L,n}$) ВБЛ покидают свои потенциальные ямы и имеет место классический (не квантовый) процесс столкновения двух солитонов.

3. ВЫВОДЫ

Показана возможность квантового туннелирования друг через друга малых сегментов длины двух солитонов в виде однополярных ВБЛ в доменной границе полосового магнитного домена, образованного в одноосной магнитной пленке с сильной магнитной анизотропией. Определены условия осуществления данного эффекта.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа виконана в рамках Комплексної Програми фундаментальних досліджень НАН України “Фундаментальні проблеми створення нових наноматеріалів і нанотехнологій”, проект “Розробка фізичних засад та експериментальних основ синтезу багатофункціональних наносистем на базі низьковимірних мезоскопічних структур, які утворюються в металевих та напівпровідникових матеріалах”.

Квантове зіткнення двох вертикальних блохівських ліній у доменній стінці одновісної ферромагнітної плівки

А.Б. Шевченко¹, М.Ю. Барабаш²

¹ Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36, 03680 Київ-142, Україна

² Технічний центр НАН України, ул. Покровська, 13, 04070 Київ, Україна

На основі квазікласичного наближення вивчено процес підбар'єрного проходження один через одного малих ділянок довжини двох однополярних вертикальних блохівських ліній (нанорозмірних солітонів типу “пергин”), що знаходяться в доменній стінці ізоляваного смугового домену, утвореного в одновісній ферромагнітній плівці з сильною магнітною анізотропією. Показано, що даний ефект має місце завдяки врахуванню їх квантових осциляцій, які збуваються зовнішнім магнітним полем у субгелієвому діапазоні температур. Визначені умови здійснення цього явища. Встановлено, що підбар'єрне проходження один через одного двох вертикальних блохівських ліній відбувається у більш сильних магнітних полях, ніж відповідне тунелювання їх малих сегментів довжини. Показано також, що збільшення магнітної анізотропії плівки призводить до зменшення значень магнітних полів, в яких протікає даний квантовий процес. Отриманий результат являє практичний інтерес у контексті створення комірки пам'яті для запам'ятовуючого пристрою гібридного типу біт+кубіт на основі вертикальних блохівських ліній.

Ключові слова: Магнітна плівка, Смуговий домен, Доменна стінка, Вертикальна блохівська лінія, Підбар'єрне проходження.

Quantum Colliding of Two the Vertical Bloch Lines in the Domain Walls of Uniaxial Ferromagnetic Film

A.B. Shevchenko¹, M.Yu. Barabash²

¹ *G.V. Kurdyumov Institute of Metal Physics, National Academy of Science of Ukraine, 36, Vernadskyi Prosp., 03680 Kyiv-142, Ukraine*

² *Technical Centre, National Academy of Science of Ukraine, 13, Pokrovska Str., 04070 Kyiv, Ukraine*

On the basis of the quasiclassical approximation, the process of sub-barrier mutual passage of small segments of length of two unipolar vertical Bloch lines (nanoscale solitons of “kink” type) in the domain wall of an isolated stripe domain formed in a uniaxial ferromagnetic film with strong magnetic anisotropy have been investigated. It is shown that this effect occurs due to the account of their quantum oscillations, which excited by an external magnetic field in the subhelium temperature range. The conditions for this phenomenon are determined. It is established that sub-barrier mutual passage of two vertical Bloch lines occurs in stronger magnetic fields than the corresponding tunneling of their length small segments. It is also shown that an increase in the magnetic anisotropy of the film leads to a decrease in the values of the magnetic fields in which the given quantum process proceeds. The obtained result is of practical interest in the context of creating unit cell for a hybrid bit+qubit memory devices based on the vertical Bloch lines.

Keywords: Magnetic film, Stripe domain, Domain wall, Vertical Bloch line, Sub-barrier passage.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. A.B. Shevchenko, M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.* **11**, 473 (2016).
2. A. Sukiennicki, R. Kosinski, J. Zebrowski, *J. Phys. Colloques* **49**, C8 (1988).
3. A.B. Shevchenko, M.Yu. Barabash, *Appl. Nanosci.* **1** (2018).
4. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **45**, 2705 (1974).
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Москва: Наука: 1989) (L.D. Landau, Ye.M. Lifshits, *Kvantovaya mekhanika* (Moskva: Nauka: 1989)) [In Russian].
6. E.M. Chudnovsky, O. Iglesias, P.C.E. Stamp, *Phys. Rev. B* **46**, 5392 (1992).
7. A.B. Shevchenko, M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.* **9**, 132 (2014).