



<https://doi.org/10.15407/ufm.19.02.115>

PACS numbers: 75.30.Gw, 75.45.+j, 75.60.Ch, 75.70.Ak, 75.70.Kw, 75.75.Fk, 75.78.Fg, 85.70.Kh

## **А.Б. ШЕВЧЕНКО**

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Академика Вернадского, 36,  
03142 Киев, Украина

# **МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ ОДНООСНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЁНОК С СИЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ**

---

Обозреваются квантовые эффекты (туннелирование, надбарьерное отражение, осцилляции), которые имеют место для наноразмерных элементов внутренней структуры доменных границ (вертикальные линии и точки Блоха) в ферромагнитных плёнках с сильной одноосной магнитной анизотропией. Определены условия реализации этих явлений. На основе квантовых свойств пары однополярных вертикальных блоховских линий в доменной границе полосового магнитного домена предложен новый тип ячейки памяти «бит + кубит» для перспективного запоминающего устройства с гибридной формой записи информации.

**Keywords:** ферромагнитная плёнка, доменная стенка, эффективная масса, вертикальная блоховская линия, блоховская точка, макроскопические квантовые эффекты.

---

## **Введение**

Открытие эффектов сверхтекучести изотопов гелия  $He^3$  и  $He^4$ , а также сверхпроводимости металлов, стимулировало изучение особенностей поведения больших «макроскопических» количеств ряда веществ. С высокой степенью точности динамика таких объектов описывается законами классической механики, так, что характерная для квантовых процессов постоянная Планка  $\hbar$  не входит в уравнения движения твёрдых тел, газов и жидкостей. Однако в области низких температур ситуация меняется:  $\hbar$  уже явно присутствует в описании поведения макроскопических систем. Подтверждением этого факта являются многочисленные эксперименты (например, с вращающимся гелием в сверхтекучем состоянии), которые непосредственно позволяют измерить эту константу. Таким образом, закономерности

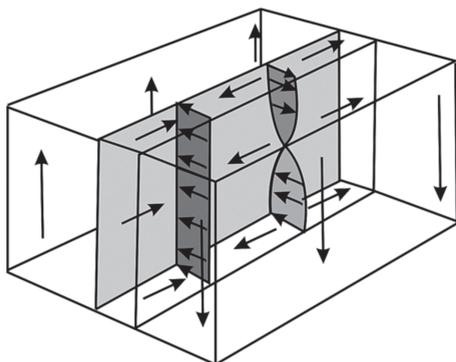


Рис. 1. Доменная граница, которая содержит две вертикальные блоховские линии. Одна из них разделена точкой Блоха на два сегмента с различными топологическими зарядами

Fig. 1. Domain boundary (Bloch wall), which contains two vertical Bloch lines. The Bloch point separates one of them onto two segments with different topological charges

микромира, описываемые уравнениями и фундаментальными постоянными квантовой механики, переносятся в диапазон величин макромира. При этом квантовые свойства, обуславливаются когерентным поведением тождественных квазичастиц данного вещества.

Особое место среди указанных выше явлений занимают эффекты, связанные с квантовой динамикой систем, состоящих из большого количества спинов. В ферромагнитных материалах в качестве таких объектов могут выступать наноразмерные участки площади доменных границ (ДГ) и длины элементов их внутренней структуры — вертикальных блоховских линий (ВБЛ). Последние в свою очередь могут разделяться на сегменты с различными топологическими зарядами (см. [1]) блоховскими точками (БТ) (рис. 1). Данные системы характеризуются инерционными свойствами, которые выражаются наличием у них эффективной массы. Учитывая это обстоятельство, нетрудно заключить, что теоретическим аппаратом для изучения квантовых процессов в ДГ может служить ВКБ-приближение, математическим выражением применимости которого является малое изменение  $d\lambda$  — дебройлевской длины волны квазичастицы на протяжении расстояний  $\lambda$  порядка её самой [2]. В нашем случае спиновых возбуждений  $d\lambda \propto a_0$ , где  $a_0$  — постоянная решётки кристалла и  $\lambda \propto Na_0$  ( $N$  — число спинов), тогда  $d\lambda/\lambda \propto N^{-1} \ll 1$ .

Впервые вывод о возможности наблюдения квантового туннелирования доменных границ (ДГ) в магнитных материалах был сделан в работах [3–5]. Дальнейшее развитие данная тематика получила в статьях [6, 7]. В этих работах были определены вероятность и скорость туннелирования ДГ через потенциал, образованный полем точечного дефекта и внешним магнитным полем в одноосных ферромагнетиках, а также температура перехода к квантовому режиму движения ДГ (температура кроссовера).

Туннелирование ДГ, скорость которой находится в квазирелятивистской в смысле Уокера области (см. в [8]) рассмотрено в [9]. Влияние тепловых и квантовых флуктуаций вектора намагниченности  $M$  на структуру ДГ в тонкой магнитной проволоке, изучено в работе [10].

Среди экспериментов по обозначенной тематике [11–15] представляют особый интерес исследования [13–15] проведённые на нанопроволоках, изготовленных из Ni [13, 14] и Fe [15]. В этих перспективных для спинтроники наноматериалах достаточно просто сформировать заданную доменную структуру, а также вполне адекватно изменять и контролировать магнитные неоднородности и дефекты. Процесс туннелирования в нанопроволоках из никеля регистрировался по факту резкого сужения распределения магнитных полей срыва ДГ при понижении температуры эксперимента. Вывод о возможности осуществления данного эффекта в нанопроволоках из Fe делался на основе измерения магниторезистивного сопротивления.

Квантовое туннелирование ДГ в слабых ферромагнетиках изучалось в статьях [16–20]. В этих материалах, в отличие от ДГ в нанопроволоках, квантовый эффект регистрировался по отклонению процесса магнитной релаксации от закона Аррениуса.

Заметим, что в ДГ, в области низких температур ( $T \leq 1$  К), путём туннелирования возможно снятие вырождения по направлениям вектора  $M$ . Магнитные флуктуации такого типа для ДГ в различных ферро- и антиферромагнитных материалах исследовались в работах [21–23] и [24, 25] соответственно. Подобная задача для магнитного вихря в двумерном ферромагнетике рассмотрена в статье [26].

Как было отмечено нами ранее, устойчивыми элементами внутренней структуры ДГ являются локальные топологические неоднородности ВБЛ и БТ (их ещё называют вертикальными линиями и точками Блоха), характерный размер которых  $\leq 10^2$  нм. Многие аспекты, связанные с детектированием, генерацией и управлением данными неоднородностями достаточно хорошо изучены (см., например, обзоры [27, 28] и библиографию в [29]). Результаты этих исследований определяют перспективу использования ВБЛ и БТ в качестве элементной базы в микро и наноэлектронике. Так, пару однополярных ВБЛ (разворот вектора намагниченности внутри каждой из ВБЛ происходит в одном направлении (рис. 2)) в ДГ полосового домена (ПД) рассматривают в качестве бита информации в запоминающем устройстве (ЗУ) на магнитной основе [30, 31]. Интерес к этим неоднородностям вызван также и тем, что ВБЛ реализуются не только в ДГ магнитных плёнок, но и в ферромагнитных нанополосах [32–34] и нанопроволоках [35]. Кроме того, установлено наличие аналогичных топологических систем и в ДГ сегнетоэластика  $\text{ScTiO}_3$  [36]. Очевидно, что дальнейшее развитие потенциала применения ВБЛ и БТ обусловлено изучением их квантовомеханических свойств.

Впервые вопрос о макроскопическом квантовом туннелировании ВБЛ через точечный дефект в ДГ был положительно рассмотрен в работах [37, 38]. Аналогичный эффект для БТ изучен в статьях [39, 40]. Туннелирование топологического заряда ВБЛ в сверхтонкой магнитной плёнке исследовано в [41]. В ряде последующих работ [42–48]

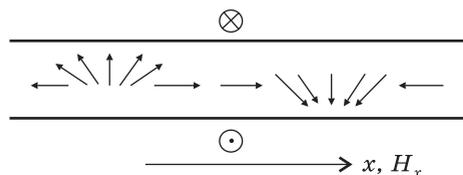


Рис. 2. Фрагмент участка доменной границы для полосового магнитного домена, содержащего пару однополярных вертикальных блоховских линий [49]. Стрелки ( $\rightarrow$ ) показывают разворот вектора намагниченности в центре

вертикальной блоховской линии, а  $\otimes$  и  $\odot$  — направления векторов намагниченности вдоль и против нормали к верхней поверхности плёнки соответственно

Fig. 2. Fragment of the domain boundary for magnetic strip domain, which contains a pair of unipolar vertical Bloch lines [49]. The arrows ( $\rightarrow$ ) show the rotation of the magnetization vector at the centre of the vertical Bloch line;  $\otimes$  and  $\odot$  indicate the directions of the magnetization vectors along and against the normal to the upper surface of the film, respectively

изучались эффекты надбарьерного отражения БТ и квантовых осцилляций ВБЛ и БТ в различных доменных системах. Квантовое столкновение двух ВБЛ исследовано в статье [49].

Особо отметим, что анализ квантовых колебаний пары однополярных ВБЛ в доменной границе ПД позволил выдвинуть предложение о возможности создания на основе данной системы ячейки памяти нового типа «бит + кубит» [47]. Соответствующее ЗУ, помимо высоких служебных характеристик (энергонезависимость, радиационная и деформационная устойчивости), обладало бы и гибридным режимом («классическим» и квантовым) записи информации, что существенно расширяет возможности его применения.

Рассмотрению обозначенных выше явлений и посвящена данная статья. В её начале (см. следующий раздел) предложен общий формализм определения эффективной массы ВБЛ и БТ [50, 51], продемонстрированный на конкретных доменных системах (подразделы об эффективных массах вертикальной линии Блоха и точки Блоха). Указанные выше инерционные характеристики субструктуры ДГ необходимы для дальнейшего изучения на основе ВКБ-приближения, связанных с ней макроскопических квантовых эффектов (см. «Квантовое туннелирование...», «Надбарьерное отаждение...», «Квантовые осцилляции...»). Обобщающие работу выводы — суть последнего раздела статьи.

## Общий формализм определения эффективной массы структурных неоднородностей доменной границы

Рассмотрим уединённую ДГ, элементом внутренней структуры, которой является ВБЛ. В прямоугольной декартовой системе координат (ПДСК) с осью  $OZ$ , направленной вдоль оси анизотропии плёнки,  $OY$  — нормально плоскости ДГ, положение вектора  $\mathbf{M}$  будем описы-

вать полярным и азимутальным углами  $\theta$  и  $\phi$  соответственно. Функциональные зависимости от координат этих углов, отвечающие статическим состояниям ДГ и ВБЛ, хорошо известны и имеют вид [1]

$$\theta(y) = \pm 2 \arctg \exp(y/\Delta), \quad \phi(x) = \pm 2 \arctg \exp(x/\Lambda), \quad (1)$$

где  $\Delta$  — ширина ДГ,  $\Lambda = \Delta\sqrt{Q}$  — ширина ВБЛ,  $Q \gg 1$  — фактор качества материала (отношение энергии одноосной магнитной анизотропии к магнитостатической энергии).

Полагая далее автомодельным характер движения данной системы, выражение для плотности, действующей на неё гиротропной силы  $\mathbf{f}_g$ , можно записать следующим образом [52]

$$\mathbf{f}_g = \frac{M_S}{\gamma} [\mathbf{g} \times \mathbf{v}], \quad (2)$$

где  $M_S$  — намагничённость насыщения материала,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\mathbf{g} = -\sin \theta [\nabla\theta \times \nabla\phi]$  — вектор гиротропной связи,  $\mathbf{v} = (v_x \mathbf{e}_x, v_y \mathbf{e}_y)$  — скорость движения неоднородности.

Отметим, что вектор  $\mathbf{g}$  является локальной мерой неоднородности движущегося распределения намагничённости по двум координатам (в нашем случае  $x$  и  $y$ ), характеризуя тем самым связь между его частями: ВБЛ и ДГ. Данный факт позволяет рассматривать компоненты  $f_{g,x,y}$  как силы взаимодействия. Так составляющая  $f_{g,x}$  выступает в качестве силы, действующей со стороны движущейся доменной границы на ВБЛ. В свою очередь, на ДГ действует компонента  $f_{g,y}$  активированная перемещением ВБЛ. В результате имеет место деформация ДГ — гиротропный изгиб, характеризуемый координатой нормального смещения её центра  $q(\xi)$  ( $\xi = x - \dot{x}_0 t$ ,  $\dot{x}_0$  — скорость центра ВБЛ). При этом внешней по отношению к ДГ силой  $\mathbf{f}_{g,y}$  производится работа, среднее значение которой, очевидно, должно соотноситься с кинетической энергией ВБЛ

$$\frac{1}{2} \int f_{g,y} dx dy q|_{\xi=0} = \frac{m_{BL} \dot{x}_0^2}{2}, \quad (3)$$

где  $q|_{\xi=0}$  — смещение ДГ в центре ВБЛ,  $m_{BL}$  — эффективная масса ВБЛ на единицу её длины.

При получении (3) мы полагали движение ВБЛ автомодельным. Очевидно, что в этом случае, сила  $f_{g,y}$  существенно меньше силы поверхностного натяжения ДГ, обусловленной наличием в ней структурной неоднородности  $f_{g,y} = -\partial w_{DW}(\theta, \phi) / \partial y(\theta, \phi)$ , где  $w_{DW}$  — объёмная плотность энергии ДГ, учитывающая обменное взаимодействие и внутренние поля размагничивания ДГ. С энергией  $w_{DW}$  связана так называемая обратимая сила [53]:  $\mathbf{f}_r = (\partial w_{DW} / \partial \theta) \nabla \theta + (\partial w_{DW} / \partial \phi) \nabla \phi$ , определяющая магнитную структуру составных элементов системы (см. формулы (1)). Учитывая далее явный вид  $w(\theta, \phi)$  [1], а также вы-

ражение (2), нетрудно установить, что  $f_{g,y} \ll f_{c,y}$  при  $\dot{x}_0 \ll \omega_M \Lambda$ , где  $\omega_M = 4\pi\gamma M_S$ .

Следует сказать, что гиротропный изгиб доменной границы  $q(\xi)$ , вызываемый движением ВБЛ, приводит к появлению, действующей на ВБЛ, силы инерции  $F_I \propto -m_{BL}\ddot{q}$ . Оценим влияние этой силы на динамическое поведение ВБЛ. Для этого сравним  $F_I$  с гиротропной силой  $F_{g,y} = \int f_{g,y} dx dy$ . После ряда несложных вычислений получаем  $F_I/F_{g,y} \propto Q^{-1}(q/\Delta)^2$ , тогда  $F_I/F_{g,y} \ll 1$  при величинах гиротропного изгиба  $q/\Delta$  меньших  $Q^{1/2}$ . Очевидно, что данное условие накладывает ограничение на скорость  $\dot{x}_0$ . В дальнейшем будем рассматривать ВБЛ движущиеся со скоростями, которые удовлетворяют указанному требованию малости гиротропного изгиба.

Несложно убедиться, что уравнение (3) инвариантно относительно знака топологического заряда ВБЛ. Тогда, поскольку БТ представляет собой область пересечения двух участков вертикальных линий Блоха с различными топологическими зарядами, то данный формализм, применим и для нахождения эффективной массы БТ. Рассмотрим его использование на ряде конкретных примеров.

### Эффективная масса вертикальной линии Блоха в различных доменных системах

Пусть ВБЛ находится в уединённой ДГ массивного ферромагнетика. Доменная граница стабилизируется внешним градиентным полем подмагничивания  $H_g$ . Определим эффективную массу ВБЛ в этой системе.

Исходя из уравнений динамики ДГ [54], можем записать:

$$\psi \Delta \omega_M^{-1} = \Lambda^2 \partial^2 q / \partial x^2 - f q, \quad \dot{q} \Delta^{-1} \omega_M^{-1} = -\Lambda^2 \partial^2 \psi / \partial x^2 + \sin \psi \cos \psi, \quad (4)$$

где  $\psi(\xi)$  — угол между вектором  $\mathbf{M}$  в центре ДГ и осью  $OX$ ,  $f = H_g \Delta / 4\pi M_S$ .

В приближении  $f \ll 1$  (см. оценку в статье [42]) из (4) находим

$$q|_{\xi=0} = \pi \frac{\Delta \omega_M^{-1} \dot{x}_0}{2\Lambda\sqrt{f}},$$

и далее, с помощью соотношений (1)–(3) эффективную массу ВБЛ

$$m_{BL} = \pi (4\sqrt{f} \gamma^2 Q^{1/2})^{-1}. \quad (5)$$

Выражение (5) совпадает с формулой для  $m_{BL}$  из работы [54], что указывает на корректность предложенного нами формализма. При этом нам не понадобились решения системы уравнений (4). Мы просто использовали асимптотическое выражение для гиротропного изгиба доменной границы  $q|_{\xi=0}$ , что существенно упростило рассмотренные задачи.

Из соотношения (3) можно, также заключить, что эффективная масса ВБЛ определяется максимальным значением гиротропного изгиба ДГ, вызванного движением ВБЛ, то есть является инерционной характеристикой. В таком случае уменьшение поля стабилизации доменной границы  $H_g$ , должно приводить к увеличению  $q|_{\xi=0}$ , и соответственно  $m_{BL}$ . Данный факт согласуется с формулой (5):  $m_{BL} \propto 1/f^{1/2}$ . В свою очередь из (4) нетрудно установить, что  $m_{BL} \propto f^{-1}$  при значениях  $f \gg 1$ . Зависимость эффективной массы ВБЛ от величины поля стабилизации указывает на неустойчивый характер движения «жёсткой» ДГ, что находит своё отражение и в квадратичном характере спектра её колебаний [55]. В силу вышесказанного, очевидно, необходимо внешнее магнитное поле, закрепляющее ДГ, при движении в ней ВБЛ.

Заметим, что, дифференцируя по времени второе уравнение (4), учитывая (2), получаем, как то и должно быть, II закон Ньютона для ДГ

$$m_{DW} \ddot{q} = \int f_{g,y} dy,$$

где  $m_{DW} = (2\pi\Delta\gamma^2)^{-1}$  — эффективная масса ДГ [1]. При этом скорость ВБЛ, как это следует из уравнений (4), ограничена условием  $\dot{x}_0 \ll \Lambda\omega_M$ .

Рассмотрим теперь ВБЛ в уединённой доменной границе, образованной в магнитной плёнке толщиной  $h$ . В этом случае, гиротропный изгиб ДГ, в соответствии с [56], имеет вид

$$q|_{\xi=0} = \dot{x}_0 b^{-1} \omega_M^{-1} \sqrt{\pi Q^{-1/2}}, \quad (6)$$

где

$$b = (f - f_c)^{1/2} \left( 1 + \frac{\Delta}{\pi h k_c^2} - \frac{\Delta}{\pi h} \left( \frac{h}{\Lambda} \right)^2 K_0 \left( \frac{k_c h}{\Lambda} \right) - \frac{\Delta}{\pi h} \left( \frac{h}{\Lambda} \right)^2 \frac{K_1(k_c h/\Lambda)}{k_c h/\Lambda} \right)^{1/2},$$

$f_c$  и  $k_c$  — критические значения градиентного магнитного поля и волнового вектора, обеспечивающие устойчивость ДГ [57],  $K_{0,1}(x)$  — функции Макдональда.

Используя далее (3), вместо довольно громоздкого процесса по нахождению кинетического потенциала ВБЛ, с учётом (6), фактически в одно действие, получаем выражение для  $m_{BL_f}$  — эффективной массы ВБЛ в ДГ магнитной плёнки, совпадающее с данным параметром из работы [56]

$$m_{BL_f} = 3\pi (8b \gamma^2 Q^{1/2})^{-1}. \quad (7)$$

Аналогично, для ВБЛ в доменной границе цилиндрического магнитного домена (ЦМД), записывая фурье-гармоники  $q_{1,2,n}$  изгиба ДГ, вызываемого движущейся ВБЛ [58],

$$q_{1,0}^{(1)} = - \frac{\dot{\beta}_L a^2 h}{4\omega_M [S_0(a) - lh^{-1}]},$$

$$q_{1,n}^{(1)} = - \frac{\dot{\beta}_L a^2 h}{2\omega_M (n^2 - 1) [lh^{-1} - S_n(a)] \text{ch}(\pi\Lambda n/2r)}, \quad q_{2,n}^{(1)} = 0 \quad (n \geq 2),$$

где  $\dot{\beta}_L$  — угловая скорость центра ВБЛ,  $a = 2r/h$ ,  $r \gg \Lambda$  — радиус домена,  $l$  — характеристическая длина плёнки [1],  $S_n(a)$  — силовая функция Тия [59], из формулы (3) находим  $m_{BLBD}$  — эффективную массу ВБЛ в доменной границе ЦМД

$$m_{BLBD} = \frac{a}{\gamma^2} \left[ \frac{1}{4[S_0(a) - lh^{-1}]} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{2(n^2 - 1)[lh^{-1} - S_n(a)]} \right]. \quad (8)$$

Фактическое соответствие (8) выражению  $m_{BLBD}$  из статьи [58] демонстрирует универсальность предложенного подхода к различным доменным системам.

В дальнейшем, нам понадобится эффективная масса ВБЛ в ДГ полосового домена. Получим соответствующее выражение.

В ПДСК с центром в середине домена (ось  $OZ$ , как обычно, направлена вдоль оси анизотропии плёнки,  $OX$  — вдоль вертикальной линии Блоха) функция Лагранжа системы  $\mathcal{L}$  имеет вид [60]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{2M_S h}{\gamma} \sum_{i=1,2} \int dx q_i \dot{\psi}_i - \\ & - \frac{h\sigma_0}{2} \sum_{i=1,2} \int dx \left[ \left( \frac{\partial q_i}{\partial x} \right)^2 + \Delta^2 \left( \frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right)^2 + Q^{-1} \sin^2 \psi_i \right] - W_m, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $i = 1, 2$ ,  $\psi_i$ ,  $q_i$  — динамические координаты,  $\sigma_0 = 8\pi\Delta M_S^2 Q$  — поверхностная энергия ДГ,  $W_m$  — магнитостатическая энергия ПД, выражение для которой, записывается следующим образом

$$W_m = 16\pi M_S^2 \int \{ [|q_{1k}|^2 + |q_{2k}|^2 F_k - [q_{1k} q_{2k}^* + q_{2k}^* q_{1k}] \Phi_k \}. \quad (10)$$

В формуле (10)  $q_{1k}$  и  $q_{2k}$  — фурье-компоненты координат нормального смещения ДГ полосового домена,

$$F_k = \frac{1}{2} \ln(1 + \kappa^{-2}) - C - \ln \frac{hk}{2} - K_0(h|k|\kappa),$$

$$\Phi_k = K_0(h|k|\kappa) - K_0(h|k|\sqrt{1 + \kappa^2}), \quad \kappa = w/h,$$

$w$  — ширина домена,  $C = 0,5772$  — постоянная Эйлера.

Отметим, что в выражении для  $W_m$  опущен член линейный по координатам нормального смещения ДГ, учёт которого определяет условие устойчивости домена во внешнем поле подмагничивания, нормальном плоскости плёнки [1].

С целью упрощения задачи (оценку проведём ниже) рассмотрим ПД, доменная граница которого, не содержащая ВБЛ, закреплена на дефектах:  $q_2 = 0$ . После решения с учётом (9) и (10) соответствующей вариационной задачи для гиротропного изгиба доменной границы  $q_1(\xi)$  получаем следующее выражение

$$q_1(\xi) = \frac{\dot{x}_0}{\omega_M \Lambda} \Delta \int_0^{+\infty} dk \frac{\cos(k\xi/\Lambda) \operatorname{ch}^{-1} k \pi/2}{f_k}, \quad (11)$$

где

$$f_k = k^2 + \frac{2\Delta}{\pi h} \left( \frac{1}{2} \ln(1 + \kappa^{-2}) - C - \ln \frac{hk}{2\Lambda} - K_0 \left( \frac{hk}{\Lambda} \right) \right).$$

Используя выражения (3) и (11), находим далее эффективную массу ВБЛ

$$m_{BLSD} = \frac{Q^{-1/2}}{2\gamma^2} \int_0^{+\infty} dk \frac{ch^{-1} k\pi/2}{f_k}. \quad (12)$$

Анализ интеграла в (12) для типичных параметров ферромагнитных плёнок и ПД:  $\gamma \sim 10^7 \text{ Э}^{-1}\text{с}^{-1}$ ,  $Q \sim 10\text{--}16$ ,  $h \sim 10^{-4} \text{ см}$ ,  $M_S \sim 10\text{--}10^2 \text{ Гс}$ ,  $\Delta \sim 10^{-6} \text{ см}$ ,  $\kappa \sim 1$ , показывает, что его значение определяется особенностью поведения функции  $f_k$ , которая, в свою очередь, имеет минимум в точке  $k_c$ . При этом, как показывает исследование,  $k_c \approx (f_0 - f_{k_c})^{1/2} \propto \Lambda/h$ , где

$$f_0 = f_{k \rightarrow 0} = \frac{\Delta}{\pi h} \ln(1 + \kappa^{-2}) \sim \frac{1}{\pi} 10^{-2} \ln 2.$$

Учитывая изложенное выше, функцию  $f_k$  аппроксимируем следующим выражением

$$g_k = f_{k_c} + (f_0 - f_{k_c})(1 - k/k_c)^2. \quad (13)$$

Графики функций  $\Phi_k = f_k^{-1} \Delta/h$  и  $G_k = g_k^{-1} \Delta/h$  для различных значений фактора качества плёнки приведены на рис. 3–5 и свидетельствуют о хорошем совпадении соответствующих подынтегральных выражений. Тогда, используя (13) и свойства функции  $f_k$ , из (12) окончательно находим

$$m_{BLSD} = \frac{Q^{-1/2}}{2\gamma^2 \sqrt{f_{k_c}}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{f_{k_c}}}{\sqrt{f_0 - f_{k_c}}}. \quad (14)$$

Заметим, что из (14) следует формула для эффективной массы ВБЛ в уединённой ДГ. Действительно, в этом случае  $\kappa \rightarrow \infty$  и вместо слагаемого  $\Delta \ln(1 + \kappa^{-2})/\pi h \rightarrow 0$  в выражении для  $f_{k_c}$  появляется член  $f = H_g \Delta/4\pi M_S$ . При этом  $f_{k_c}$  выражается через  $f_c$ :  $f_{k_c} = f - f_c$ . В случае сильных полей стабилизации  $(f - f_c)/f_c \gg 1$  и формула (14) переходит в выражение для эффективной массы ВБЛ в ДГ массивного ферромагнетика (5).

В свою очередь при значениях  $f$  близких к  $f_c$  ( $(f - f_c)/f_c \ll 1$ ), функция  $f_k^{-1}$  имеет острый максимум в точке  $k = k_c$ . Поэтому, интегрируя в (12) с подынтегральной функцией  $g_k^{-1}$  вблизи данной точки, получаем выражение, практически совпадающее с формулой (7):

$$m_{BL\prime} = \frac{\pi}{2} \gamma^{-2} Q^{-1/2} (f - f_c)^{-1/2}.$$

Рассмотрим теперь закрепление на дефектах доменной границы ПД без ВБЛ. На единицу площади данной ДГ со стороны противополо-

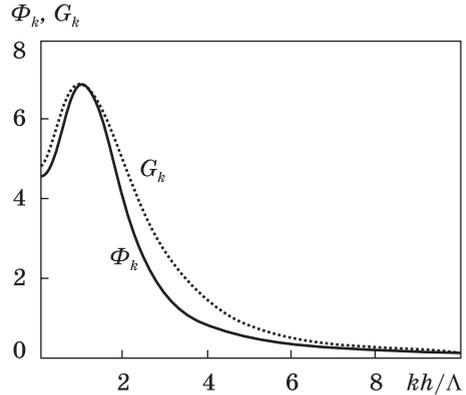
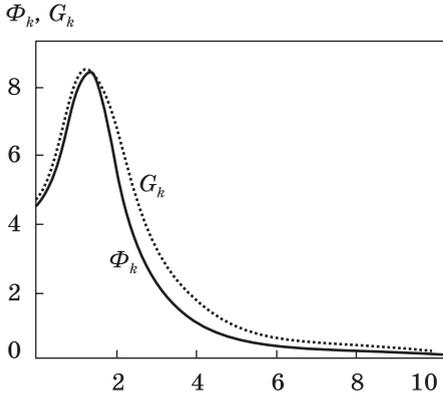


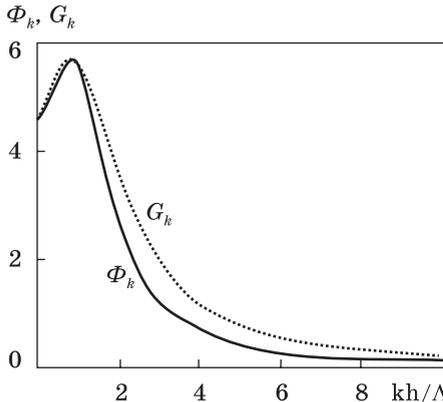
Рис. 3. Графики функций  $\Phi_k = f_k^{-1}\Delta/h$  и  $G_k = g_k\Delta/h$ . Фактор качества плёнки  $Q = 10$  [47]  
 Fig. 3. Graphs of functions  $\Phi_k = f_k^{-1}\Delta/h$  and  $G_k = g_k\Delta/h$ . Film quality factor  $Q = 10$  [47]

Рис. 4. То же самое, что и на предыдущем рисунке, но для фактора качества плёнки  $Q = 12$  [47]  
 Fig. 4. The same as in the previous figure, however for the film quality factor  $Q = 12$  [47]

жащей доменной границы действует магнитостатическая сила притяжения  $F_{m_{1,2}}$ , обуславливая её смещение  $q_2$ . В свою очередь, учитывая, что поверхностная плотность магнитных зарядов равна  $M_s$ , для  $W_{m_{1,2}}$  — магнитостатической энергии взаимодействия ДГ, можем записать следующую оценку,  $W_{m_{1,2}} \propto \Lambda^2 q_1 q_2 M_s^2 / w$ , где  $q_1$  определяется формулой (11). Далее, нетрудно найти

$$F_{m_{1,2}} = \frac{1}{h\Lambda} \frac{\delta W_{m_{1,2}}}{\delta q_2} \propto \frac{\Delta}{h} \left( \frac{\dot{x}_0}{\omega_M \Lambda} \right) M_s^2.$$

Сравнивая полученное выражение с силой  $F_d \propto 2M_s H_c$  (здесь  $H_c \sim 0,1$  Э — коэрцитивность плёнки), которая действует на ДГ со стороны дефектов, получаем условие, при котором можно пренебречь движением рассматриваемой ДГ:



$$\dot{x}_0 / \omega_M \Lambda \ll 2M_s^{-1} H_c h / \Delta \sim 10^{-1} - 1.$$

Очевидно, что данное соотношение согласуется с указанным ранее требованием к величине скорости вертикальной линии Блоха.

Рис. 5. То же самое, что и на рис. 3, но для  $Q = 16$  [47]

Fig. 5. The same as in Fig. 3, but for  $Q = 16$  [47]

## Эффективная масса точки Блоха

Рассмотрим теперь ДГ внутренняя структура, которой определяется ВБЛ и блоховской точкой — сингулярностью, делящей ВБЛ на два сегмента с различным направлением вращения вектора  $\mathbf{M}$ . Характерной областью БТ является участок доменной границы  $\Delta \leq R \leq \Lambda$ , где  $R = \sqrt{x^2 + z^2}$  (начало ПДСК помещаем в центр БТ). Данный сегмент ДГ обуславливает основной вклад в эффективную массу блоховской точки  $m_{BP}$ . В нем также происходит «вихреобразная» деформация магнитной структуры ВБЛ, описываемая системой уравнений [61]

$$\begin{aligned} \phi \Delta \omega_M^{-1} &= \Lambda^2 \partial^2 q / \partial x^2 + \Lambda^2 \partial^2 q / \partial z^2 - f q, \\ -\dot{q} \Delta^{-1} \omega_M^{-1} &= \Lambda^2 \partial^2 \phi / \partial x^2 + \Lambda^2 \partial^2 \phi / \partial z^2, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\phi = \arctg M_y / M_x$ .

Решение для угла  $\phi(z, x)$  в статическом случае следует из второго уравнения (15) и имеет вид

$$\operatorname{tg} \phi = z/x. \quad (16)$$

Сразу отметим, что непосредственное применение формулы (3) для нахождения  $m_{BP}$  ограничено обращением в нуль вектора магнитного момента в центре БТ, что делает необходимым использование в этой области, характерный масштаб которой существенно меньше корреляционной длины  $\Lambda$ , микроскопического уравнения Ландау–Лифшица [62]. Вместе с тем, поскольку именно участок  $\Delta \leq R \leq \Lambda$ , соответствует ключевой деформации структуры ВБЛ блоховской точкой, то очевидно, формулу (3) можно использовать для оценки  $m_{BP}$ . С этой целью, полагая  $z = z - \dot{z}_0 t$ , ( $\dot{z}_0$  — скорость центра БТ) из (2), с учётом (16), находим силу, инициирующую гиротропный изгиб ДГ

$$\int_{\Delta \leq R \leq \Lambda} dy \int f_{g,y} dx dz = \frac{2M_s \dot{z}_0}{\gamma} \int_{\Delta < R \leq \Lambda} \frac{\partial \phi}{\partial z} dx dz \approx \frac{4M_s \dot{z}_0 \Lambda}{\gamma}. \quad (17)$$

Далее, исходя из первого уравнения системы (15), для координаты нормального смещения ДГ находим  $q \propto \pi \Delta \omega_M^{-1} \Lambda^{-1} \dot{z}_0$ . Полагая выполненным условие  $f \ll 1$ , используя (3), (17), получаем искомую оценку эффективной массы БТ, совпадающую с аналогичным результатом статьи [61]:

$$m_{BP} \propto \Delta / \gamma^2. \quad (18)$$

Анализ полученного выражения показывает, что  $m_{BP}$ , в отличие от эффективной массы ВБЛ (см. формулу (5)) не зависит от поля  $H_g$ . Данный результат является следствием того факта, что гиротропная сила (17), вызывающая локальную деформацию ДГ, существенно превосходит противодействующую ей силу стабилизации ДГ, со стороны градиентного магнитного поля  $\propto 2M_s H_g q \Lambda^2$ .

В случае сильных магнитных полей  $f \gg 1$  сингулярность в центре БТ может быть устранена путём интегрирования по её объёму.

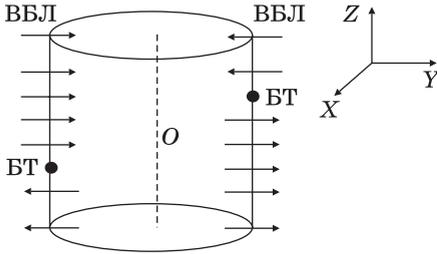


Рис. 6. Цилиндрический магнитный домен, доменная граница которого содержит вертикальные линии Блоха (ВБЛ), разделённые точкой Блоха (БТ). Стрелками (→) указано направление намагниченности в центре вертикальной блоховской линии [39]

Fig. 6. Cylindrical magnetic domain, where domain boundary contains vertical Bloch lines (ВБЛ) separated by the Bloch point (БТ). The arrows (→) indicate magnetization direction in the centre of the vertical Bloch line [39]

Действительно, из формулы (2) и первого уравнения системы (15) определяем гиротропную силу

$$f_{g,y} = -\frac{M_s}{\gamma} \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \dot{z}_0,$$

а также координату нормального смещения

$$q = \Delta \omega_M^{-1} f^{-1} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \dot{z}_0.$$

Полагая далее нижний предел обрезания в интеграле равным  $\Delta$ , находим работу

$$\frac{1}{2} \int f_{g,y} q \, dx \, dy \, dz,$$

и в соответствии с (3) эффективную массу БТ

$$m_{BP} = \frac{\pi M_s}{H_g \gamma^2} \ln Q.$$

Данное выражение с точностью до коэффициента совпадает с выражением для  $m_{BP}$  из статьи [61]. Эффективная масса БТ в этом случае определяется величиной внешнего градиентного поля  $H_g$  и стремится к нулю вместе с гиротропным изгибом ДГ при  $f \rightarrow \infty$ .

Рассмотрим теперь точку Блоха в доменной границе ЦМД (рис. 6). Поскольку БТ в таком домене находятся на противоположных концах его боковой поверхности, а  $r \gg \Lambda$ , то БТ можно полагать изолированными, пренебрегая взаимодействием между ними. Проанализируем достаточно просто реализуемую на практике эллиптическую моду колебаний ЦМД (аналогичные рассуждения могут быть проведены и для иных гармоник спектра колебаний домена). Требование  $f \ll 1$  в таком случае равносильно условию

$$(a\sqrt{Q}/3\pi[lh^{-1} - S_2(a)])^{1/2} > 1. \quad (19)$$

Поскольку для эллиптической моды  $lh^{-1} - S_2(a) \ll 1$ ,  $a \sim 1$ , то констатируем выполнение соотношения (19), а, следовательно, и корректность использования формулы (18) для массы БТ в доменной границе ЦМД.

Изложенное выше согласуется также с тем, что, как правило, к БТ прикладываются магнитные поля много меньшие  $8M_s$ . В результате, БТ находится вблизи центральной плоскости домена. Поскольку характерный размер точки Блоха  $\Lambda \ll h/2$ , то влиянием поверхностных эффектов (именно их наличие на поверхности плёнки определяет фазовое состояние домена) в первом приближении можно пренебречь и полагать, что масса БТ (в отличие от ВБЛ) не зависит от спектра собственных колебаний ЦМД, что и находит своё отражение в формуле (18).

## Квантовое туннелирование структурных неоднородностей доменной границы

### Туннелирование вертикальной линии Блоха

Хорошо известно, что реальная ферромагнитная плёнка обладает пространственными магнитными неоднородностями, происхождение которых зависит от состава и способа получения образцов, чистоты их поверхности и других причин. Среди неоднородностей различают протяжённые (дислокации, дисклинации) и точечные (атомарные примеси, вакансии) дефекты. Плёнки с высоким фактором качества, как правило, характеризуются крайне малой плотностью крупных дефектов; поэтому коэрцитивность данных материалов в основном обусловлена точечными микродефектами с намного меньшими толщины ДГ размерами. В этой связи, изучение поставленной проблемы актуально провести для ВБЛ в поле точечного дефекта. Механизм их взаимодействия может иметь как обменную, так и магнитодипольную природу. Поэтому в плотности энергии ВБЛ появляются дополнительные слагаемые  $2 \int dx A'_{d_{BL}}(x_0, x) \sin^2 \phi(x_0 - x)$  и  $2 \int dx K'_{d_{BL}}(x_0, x) \sin^2 \phi(x_0 - x)$ . Полагая  $A'_{d_{BL}}(x_0, x) = A_{d_{BL}} \delta(x)$  и  $K'_{d_{BL}}(x_0, x) = K_{d_{BL}} \delta(x)$ , где  $A_{d_{BL}}$  и  $K_{d_{BL}}$  — малые флуктуации постоянных обмена и магнитной анизотропии вдоль вертикальной линии Блоха, учитывая (1), находим общий вид потенциала взаимодействия ВБЛ с точечным дефектом, находящимся в точке  $x = 0$

$$V_{d_{BL}} = U_{d_{BL}} \text{ch}^{-2}(x_0/\Lambda), \quad U_{d_{BL}} \propto A_{d_{BL}}, \quad K_{d_{BL}}.$$

При этом  $U_{d_{BL}} > 0$  для отталкивающей примеси и  $U_{d_{BL}} < 0$  — для притягивающей.

Следует отметить, что к вопросу определения  $V_{d_{BL}}$  можно подойти иным, более феноменологическим путём. Для этого разложим в ряд магнитное поле дефекта  $H_{d_{BL}}$  вблизи его центра (точка  $x = \rho$ , в которой  $H_{d_{BL}}$  максимально)

$$H_{d_{BL}}(x) = H_{c_{BL}} \left( 1 - \frac{(x - \rho)^2}{2\mu^2} \right), \quad (20)$$

где  $H_{c_{BL}} = H_{d_{BL}}(x)|_{x=\rho}$  — коэрцитивная сила дефекта, действующего на

ВБЛ, а

$$\mu^{-2} = \frac{1}{H_{cBL}} \left( \frac{\partial^2 H_{dBL}}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=\rho}.$$

Естественно полагать, что характерное изменение поля дефекта, действующего на структурную неоднородность, определяется её размерным фактором. Понятно, что в нашем случае  $\partial^2 H_{dBL} / \partial x^2 \propto H_{cBL} / \Lambda^2$  и, следовательно  $\gamma \propto \Lambda$ .

Указанное выше положение об поле  $H_{dBL}$  согласуется с результатами работы [63], которые свидетельствуют о зависимости коэрцитивной силы дефекта от характерного размера ДГ, ВБЛ или БТ. При этом малая окрестность разложения  $H_{dBL}$  вблизи точки  $\rho$ , много меньшая  $\Lambda$ , соответствует масштабу нарушения кристаллической структуры, сравнимому с несколькими межуатомными расстояниями. Данный факт позволяет нам классифицировать рассматриваемый дефект как точечный.

Исходя далее из [38],  $W_{H,BL}$  — энергию взаимодействия ВБЛ с магнитными полями  $H_{dBL}$  и  $H_x$  (вектор  $H_{dBL}$  — направлен противоположно оси  $Ox$ ) запишем следующим образом

$$W_{H,BL} = -2\pi M_S \Delta \int_0^{x_0} dx (H_x - H_{dBL}(x)). \quad (21)$$

Учитывая разложение (20), а также наличие у  $W_{dBL}$  локального минимума в точке  $x_0 = 0$  (координата начального положения ВБЛ), после ряда выкладок, выражение (21) окончательно перепишем в виде

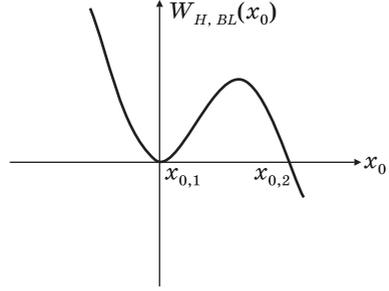
$$W_{H,BL}(x_0) = \pi\Delta \frac{M_S H_{cBL} x_0^2}{\Lambda^2} \left( -\frac{x_0}{3} + \Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BL}} \right), \quad (22)$$

где  $\varepsilon_{BL} = 1 - H_x / H_{cBL} \ll 1$ . Рассматриваем величины магнитных полей  $H_x$  близкие к  $H_{cBL}$ , что существенно понижает высоту потенциального барьера.

Потенциал (22) удовлетворяет также условию нормировки  $W_{H,BL}(x_{0,1}, x_{0,2}) = 0$ , где  $x_{0,1} = 0$  и  $x_{0,2} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}$  — координаты потенциального барьера (рис. 7). Кроме того, выражение (22) находится в соответствии с модельными потенциалами, использованными в работах [6, 20, 38] при исследовании туннелирования ДГ и ВБЛ. Очевидно, что условием применимости потенциала (22) является его малость по отношению к энергии статичной вертикальной линии Блоха  $E_{BL} = 8AQ^{-1/2}$  ( $A \sim 10^{-7}$  эрг/см — постоянная обмена плёнки), что позволяет пренебречь деформацией магнитной структуры ВБЛ и на основе выражения (1), но уже с динамическими переменными, рассматривать поставленную задачу.

Рис. 7. Потенциал  $W_{H,BL}(x_0)$ , образованный полем дефекта и внешним магнитным полем  $H_x$ . Вертикальная линия Блоха движется в сторону  $x_0 > 0$  [39]

Fig. 7. Potential  $W_{H,BL}(x_0)$  generated by the defect field and external magnetic field  $H_x$ . Vertical Bloch line moves to the side of  $x_0 > 0$  [39]



Важно также отметить, что энергия взаимодействия ВБЛ с магнитным полем  $H_x$  и дефектом, представленная в виде

$$V_{H,BL} = -2\pi \Delta M_S H_x x_0 + V_{d_{BL}}, \quad (23)$$

согласуется с потенциалом (22). Действительно, раскладывая в выражении (23) функцию  $V_{d_{BL}} = U_{d_{BL}} \text{ch}^{-2}(x_0/\Lambda)$  в ряд вблизи точки её перегиба  $x_{0,\text{inf}} = -\text{Larcsh}(1/\sqrt{2})$  (выбираем направление движения ВБЛ вдоль положительного направления оси  $OX$ ) и ряда последующих довольно простых преобразований системы координат, находим следующее (значение  $U_{d_{BL}}$  определяем из условия  $\partial V_{d_{BL}}/\partial x_0|_{x_0=x_{0,\text{inf}}} = -2\pi \Delta M_S H_{c_{BL}}$ ):

$$W_{H,BL}(x_0) = \pi \Delta \frac{M_S H_{c_{BL}} \tilde{x}_0^2}{\Lambda^2} \left( -\frac{\tilde{x}_0}{3} + 0,8\Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BL}} \right).$$

Нетрудно видеть, что полученное выражение (с точностью до коэффициента порядка 1) совпадает с потенциалом (22).

Определив потенциальный барьер, исследуем возможность квантового туннелирования ВБЛ через дефект в доменной границе ЦМД (изучение туннелирования ВБЛ в ДГ иной доменной системы может быть проведено аналогично).

Запишем функцию Лагранжа рассматриваемой системы (ось  $OZ$  направлена вдоль оси цилиндра, ось  $OY$  — вдоль вектора намагниченности в центре ВБЛ) [38]

$$\mathcal{L}_{BL} = m_{BL_{BD}} \frac{\dot{x}_0^2}{2} - W_{H,BL}. \quad (24)$$

Вероятность туннелирования линии Блоха  $P_{BL}$  находим, исходя из общих положений ВКБ-формализма:

$$P_{BL} = \exp(-B_{BL}), \quad (25)$$

где

$$B_{BL} = \frac{2}{\hbar} \int_{x_{0,1}}^{x_{0,2}} dx_0 |m_{BL_{BD}} \dot{x}_0|.$$

После вариации функции Лагранжа (24) по  $x_0$  и интегрирования полученного дифференциального уравнения с граничным условием в точке  $x_0 = 0$ ,  $\dot{x}_0 = 0$  при  $t \rightarrow \infty$ , что соответствует закреплению ВБЛ

на дефекте в отсутствие поля  $H_x$ , получаем

$$\dot{x}_0^2 = -\frac{2}{m_{BLBD}} W_{H,BL}(x_0). \quad (26)$$

Определив из (26) импульс ВБЛ, находим показатель экспоненты туннелирования в (25)

$$B_{BL} = \frac{2}{\hbar} L_{BL} \int_{x_{0,1}}^{x_{0,2}} dx_0 \sqrt{2m_{BLBD} W_{H,BL}(x_0)}, \quad (27)$$

где  $L_{BL} \ll \hbar$  — величина туннелирующего участка длины ВБЛ.

Поскольку масса ВБЛ зависит от спектра колебаний домена, то конкретизируем его состояние: рассмотрим эллиптическую моду колебаний ЦМД. В этом случае из формулы (8) следует

$$m_{BLBD} \approx \frac{a}{6} \gamma^{-2} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1}. \quad (28)$$

После подстановки выражений (28), (22) в формулу (27) получаем

$$B_{BL} \approx 8Q^{1/4} \left( \frac{2\pi\Delta}{ah} \right)^{1/2} \frac{h_{c_{BL}}^{1/2} E_{BL} L_{BL} \varepsilon_{BL}^{5/4}}{\hbar\omega_2}, \quad (29)$$

где  $h_{c_{BL}} = H_{c_{BL}}/8M_S$ ,  $\omega_2 = \omega_M(6\Delta[lh^{-1} - S_2(a)]/a^2\hbar)^{1/2}$  — частота эллиптической моды колебаний ЦМД. Кроме того, поскольку для плёнок с  $Q \gg 1$  коэрцитивная сила  $0,1 \text{ Э} < H_{c_B} < 10 \text{ Э}$  [63], то в дальнейшем можно полагать, что  $h_{c_{BL}} \ll 1$ .

Определим теперь характеристики подбарьерного движения ВБЛ. Для этого в пространстве с мнимым временем  $\tau = it$  из уравнения (26) находим  $x_0(\tau)$  — инстантонную траекторию движения, а также  $\omega_{i_{BL}}$  — инстантонную частоту [64], которые описывают движение ВБЛ от точки  $x_{0,1} = 0$  при  $\tau \rightarrow \infty$  к точке  $x_{0,2} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}$  ( $\tau = 0$ ) и обратно к точке  $x_{0,1} = 0$ , при  $\tau \rightarrow +\infty$ :

$$x_0(\tau) = \frac{3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}}{\text{ch}^2(\omega_{i_{BL}}\tau)}, \quad \omega_{i_{BL}} = Q^{-1/4} (2\varepsilon_{BL})^{1/4} \left( \frac{ah}{\pi\Delta} \right)^{1/2} h_{c_{BL}}^{1/2} \omega_2. \quad (30)$$

Рассматривая, следуя [6], выражение  $\exp(-B_{BL})$  как вероятность участка вертикальной линии Блоха  $L_{BL}$  иметь энергию  $W_{H,BL_{\max}} L_{BL}$ , где  $W_{H,BL_{\max}} = 4h_{c_{BL}}(\sqrt{2}/3)\varepsilon_{BL}^{3/2} E_{BL}$  — максимальное значение потенциального барьера (22),  $k_B$  — постоянная Больцмана, из соотношения  $T_{c_{BL}} = W_{H,BL_{\max}} L_{BL}/B_{BL}k_B$ , находим критическую температуру  $T_{c_{BL}}$ , отвечающую переходу к квантовому режиму движения

$$T_{c_{BL}} = \frac{h_{c_{BL}}^{1/2} \varepsilon_{BL}^{1/4}}{3k_B\sqrt{2\pi}} \left( \frac{ah}{\Delta} \right)^{1/2} Q^{-1/4} \hbar\omega_2. \quad (31)$$

В данной точке имеет место равенство действия для туннельного перехода  $S/\hbar$  и термодинамической функции  $W_{H,BL_{\max}}/k_B T_{c_{BL}}$ . Пониже-

ние температуры от значения  $T_{c_{BL}}$  уменьшает вероятность преодоления барьера за счёт тепловых флуктуаций системы, тем самым, открывая возможность для подбарьерного прохождения ВБЛ. При этом, как нетрудно убедиться,  $W_{H, BL_{max}} \ll E_{BL}$ , что согласуется с оговорённым выше положением о высоте барьера.

Исходя из приведённого выше, оценим  $\Omega_{BL}$  — частоту (количество квантовых переходов участка длиной  $L_{BL}$  в единицу времени) туннелирования ВБЛ. С этой целью запишем выражение для числа подходов  $j_L$  туннелирующего участка  $L_{BL}$  к точке  $x_{0,2} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}$  за промежуток времени  $t_L$

$$j_L = t_L \langle v_L \rangle / 2\delta x, \quad (32)$$

где  $\langle v_L \rangle$  — средняя скорость,  $\delta x \propto x_{0,2} - x_{0,1}$ .

При каждом подходе вероятность туннелирования равна  $P_{BL}$  ( $P_{BL}$  определяется формулой (25)), так что вероятность туннелирования за время  $t_L$  равна  $j_L P_{BL}$ . Понятно, что вероятность процесса растёт вместе со временем  $t_L$ , а при некотором значении  $t_L = t_{BL}$ , становится равной единице, и выделенный участок ВБЛ преодолевает потенциальный барьер. Отсюда, с учётом (32), для частоты  $\Omega_{BL} = 1/t_{BL}$  имеем:

$$\Omega_{BL} = \frac{\langle v_L \rangle}{2\delta x} \exp(-B_{BL}). \quad (33)$$

Используя соотношение неопределённости, выражения, связывающие скорость  $\langle v_L \rangle$  и высоту барьера  $W_{H, BL_{max}}$  с температурой  $T_{c_{BL}}$ , формулу (33) можно переписать в виде

$$\Omega_{BL} \propto \frac{ik_B T_{c_{BL}}}{\hbar} \sqrt{B_{BL}} \exp(-B_{BL}).$$

Поскольку ВБЛ «стартует» из минимума потенциала, а туннельный переход происходит при неизменной энергии квазичастицы, то в инстантонном пространстве имеют место нулевые колебания ВБЛ, энергия которых  $\hbar\omega_{i_{BL}}/2i$  по порядку величины должна соответствовать  $k_B T_{c_{BL}}/2$ . Тогда, с учётом данного факта, из приведённого выше выражения находим

$$\Omega_{BL} \propto \omega_{i_{BL}} \sqrt{B_{BL}} \exp(-B_{BL}), \quad (34)$$

здесь частота  $\omega_{i_{BL}}$  уже имеет размерность  $s^{-1}$ .

Подобная формула, с использованием формализма инстантонных операторов, для частоты туннелирования через дефект малого участка площади ДГ была получена в работе [6]. Качественный подход, существенно упрощающий решение поставленной задачи, продемонстрирован нами при выводе выражения (34).

Следует отметить, что из формулы (33) следует также оценка для показателя экспоненты  $B_{BL}$ . Действительно, предэкспоненциальный коэффициент в (33) можно рассматривать как частоту попыток туннелирования, максимальный порядок величины которой, разумно ограничить характерной частотой ферромагнитного резонанса (ФМР)

$\omega_M \propto 10^9\text{--}10^{10} \text{ с}^{-1}$  (см. также работу [65]). Понятно, что туннелирование имеет место, если происходит, хотя бы один квантовый переход, то есть  $\Omega_{BL} \geq 1 \text{ с}^{-1}$ . В таком случае, из выражения (33) нетрудно найти  $B_{BL} \leq 23$ . Вместе с тем, в работе [7], исходя из потенциальных возможностей измерительной техники, для величины вероятности туннелирования магнитных мезоскопических систем, предложена иная оценка  $B_{BL} \leq 30$ . На наш взгляд использование этого соотношения вне контекста применения приборной базы к рассматриваемым доменным системам, является несколько оптимистичным. Поэтому в дальнейшем, мы будем придерживаться оценки экспоненциального множителя связанной с частотой ФМР.

Численный анализ выражения (29) при параметрах  $lh^{-1} - S_2(a) \sim 10^{-1}$ ,  $L_{BL} \sim 1 \text{ нм}$ ,  $10^{-3} \leq \varepsilon \leq 10^{-2}$ ,  $10^{-2} \leq h_{c_{BL}} \leq 10^{-1}$  и условия  $B_{BL} \leq 23$  даёт значения  $B_{BL}$ , находящиеся в интервале 1–18. Данный результат определённо указывает на принципиальную возможность преодоления линией Блоха потенциального барьера. При этом сам процесс происходит подобно туннелированию через дефект ДГ, посредством малых флуктуационных перемещений, но уже не малого участка площади ДГ, а малого участка длины ВБЛ.

Учитывая изложенное выше, из формул (30), (34) для частоты туннелирования ВБЛ находим:  $\Omega_{BL} \sim (10^{-3}\text{--}10^{-7})\omega_M$  при  $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-3}$  и  $h_{c_{BL}} \sim 10^{-1}\text{--}10^{-2}$ ;  $\Omega_{BL} \approx 6.5 \cdot 10^{-10}\omega_M$  при  $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-2}$  и  $h_{c_{BL}} \sim 10^{-2}$ .

Нетрудно видеть, что варьируя (посредством изменения  $\varepsilon_{BL}$ ) величину внешнего магнитного поля  $H_x$ , прикладываемого к ВБЛ, можно менять в достаточно широком интервале частоту туннелирования. Кроме того, приведённые результаты отражают факт уменьшения времени туннелирования  $t_{BL} = \Omega_{BL}^{-1}$  (как то и должно быть) с увеличением поля  $H_x$  (параметр  $\varepsilon_{BL}$  уменьшается). Такая особенность  $\Omega_{BL}$  аналогична поведению частоты магнитных квантовых флуктуаций ферромагнитных наночастиц во внешнем магнитном поле, перпендикулярном оси их лёгкого намагничивания ([66]).

Оценка формулы (31) для допустимых значений параметров  $B_{BL}$ ,  $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-3}\text{--}10^{-2}$ ,  $h_{c_{BL}} \sim 10^{-1}\text{--}10^{-2}$  даёт значения температуры  $h_{c_{BL}} \leq T_{c_{BL}} \leq 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ К}$ . Данные значения  $T_{c_{BL}}$  находятся в одном (субгелиевом) диапазоне с температурами, которые соответствуют туннелирующей через дефект ДГ [6], что указывает на важность учёта рассмотренного эффекта при изучении квантового депиннинга ДГ. Кроме того, анализ выражений (29) и (31) показывает, что  $T_{c_{BL}}$ , в отличие от  $B_{BL}$ , не зависит явно от величины туннелирующего участка  $L_{BL}$ . Имеет место косвенная связь через регулируемый внешним полем параметр  $\varepsilon_{BL}$ . Так, для того чтобы значение  $B_{BL}$  не менялось при увеличении  $L_{BL}$  до характерного размера линии Блоха  $\Lambda$ ,  $\varepsilon_{BL}$  нужно уменьшить в 6,3 раза. При этом, конечно, как следует из формулы (31), температура  $T_{c_{BL}}$  понижается.

## Туннелирование точки Блоха

Для описания динамики БТ в доменной границе ЦМД будем использовать лагранжев формализм. В нашем случае функция Лагранжа системы имеет вид [39]

$$\mathcal{L}_{BP} = m_{BP} \frac{\dot{z}_0^2}{2} - W_{H, BP}(z_0), \quad (35)$$

где  $z_0 > 0$  координата центра БТ,  $W_{H, BP}$  — потенциал взаимодействия БТ с полем дефекта  $H_{d_{BP}}$  и внешним магнитным полем  $H_y$ , нормальном боковой поверхности домена.

Исходя из результатов [40] энергию  $W_{H, BP}$  можно записать следующим образом

$$W_{H, BP} = -\pi^2 M_S \Delta \Lambda \int_0^{z_0} dz (H_y - H_{d_{BP}}(z)). \quad (36)$$

Дальнейшие преобразования (36), аналогичные случаю туннелирования ВБЛ (см. формулы (21) и (22)), позволяют переписать данное выражение в виде

$$W_{H, BP}(z_0) = \frac{\pi^2 Q^{-1/2} M_S H_{c_{BP}} z_0^2}{2} \left( -\frac{z_0}{3} + \Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BP}} \right), \quad (37)$$

где  $\varepsilon_{BL} = 1 - H_y/H_{c_{BP}} \ll 1$ , а  $H_{c_{BP}} \sim 30\text{--}50$  Э [63] — коэрцитивная сила дефекта, взаимодействующего с БТ.

Вероятность туннелирования БТ определяем согласно общей формуле

$$P_{BP} \propto \exp(-B_{BP}),$$

где

$$B_{BP} = \frac{2}{\hbar} \int_{z_{0,1}}^{z_{0,2}} dz_0 |m_{BP} \dot{z}_0|,$$

$z_{0,1} = 1$  и  $z_{0,2} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BP}}$  — координаты потенциального барьера (37).

Для экспоненты туннелирования БТ, после вариации функции Лагранжа (35) и решения полученного дифференциального уравнения имеем

$$B_{BP} \approx \frac{8\Delta^3 Q (h_{c_{BP}})^{1/2} \varepsilon_{BP}^{5/4}}{\hbar \omega_M} (4\pi M_S)^2, \quad (38)$$

где  $h_{c_{BP}} = H_{c_{BP}}/8M_S < 1$ .

Используя формулу (37), определяем  $W_{H, BP_{\max}}$  — максимальное значение потенциального барьера, необходимое нам для нахождения температуры процесса

$$W_{H, BP_{\max}} = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} Q (4\pi M_S)^2 \Delta^3 h_{c_{BP}} \varepsilon_{BP}^{3/2}. \quad (39)$$

Нетрудно убедиться, что при  $h_{c_{BP}} \ll 1$  и  $\varepsilon_{BP} \ll 1$  высота барьера  $W_{H, BP_{\max}} \ll E_{BP}$ , где

$$E_{BP} = \frac{1}{2} Q (4\pi M_S)^2 \Delta^3 (\ln Q + 1, 9)$$

— энергия статичной БТ [1].

Оценка выражения (38) при  $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-3}-10^{-4}$ ,  $h_{c_{BP}} \sim 10^{-2}-10^{-1}$  даёт интервал допустимых значений  $B_{BP} \approx 1-18$ . Такие величины  $B_{BP}$  указывают на возможность осуществления данного квантового эффекта. При этом в отличие от случаев туннелирования через дефект ДГ и ВБЛ, процесс туннелирования БТ осуществляется посредством «переноса» через потенциальный барьер сразу всей её эффективной массы. Данная особенность является следствием размерного фактора квазичастиц. Так, характерный размер БТ  $\propto \Lambda^3$ . В свою очередь характерные масштабы ДГ и ВБЛ  $\propto \Delta L_x h$  ( $L_x$  — длина плёнки вдоль оси  $OX$ ) и  $\Lambda \Delta h$  соответственно. Понятно, что в этом случае преодоление барьера требует квантовых перемещений малых участков площади (для ДГ) или длины (для ВБЛ) указанных наноструктур. Нетрудно также установить количество спинов, участвующих в туннелировании БТ и ВБЛ:  $N_{BP} \propto (\Lambda/a_0)^3 \geq 10^6$ ,  $N_{BL} \propto L_{BL}/a_0 \geq 10$ , что находится в соответствии с макроскопической природой данного явления.

В результате интегрирования уравнения динамики БТ, которое следует из функции Лагранжа (35), находим инстантонные траекторию  $z_{0i}$  и частоту  $\omega_{i_{BP}}$  точки Блоха

$$z_{0i} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BP}}/ch^2(\omega_{i_{BP}}\tau), \quad \omega_{i_{BP}} = \omega_M h_{c_{BP}}^{1/2} (2\varepsilon_{BP})^{1/4} / 2. \quad (40)$$

Исходя из формул (34), (38) и (40) определяем частоту туннелирования БТ  $\Omega_{BP}$ . Численная оценка даёт:  $\Omega_{BP} \sim (10^{-3}-10^{-7})\omega_M$  при  $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-4}$  и  $h_{c_{BP}} \sim (10^{-1}-10^{-2})$ , а также  $\Omega_{BP} \approx 6,8 \cdot 10^{-10} \omega_M$  при  $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-3}$  и  $h_{c_{BP}} \sim 10^{-2}$ .

Полученные результаты (аналогично случаю туннелирования ВБЛ) отражают тенденцию возрастания  $\Omega_{BP}$ , при увеличении внешнего магнитного поля  $H_y$  ( $\varepsilon_{BP}$  уменьшается).

Заметим, что на процесс туннелирования БТ влияет радиальная составляющая поля размагничивания ЦМД [1]. Однако, как показывают оценки, для плёнок, толщина которых

$$h > \frac{16M_s \Delta \sqrt{Q}}{\sqrt{2\varepsilon_{BP}} H_{c_{BP}}} \sim 10^{-1} \text{ см},$$

полем размагничивания домена можно пренебречь. Для плёнок же с величиной  $h < 10^{-1}$  см указанный эффект можно скомпенсировать внешним градиентным магнитным полем  $H'_y(z)$ , величина которого в месте нахождения БТ составляет  $\sim 0,1$  Э.

Используя далее формулы (38) и (39), из соотношения  $T_{c_{BP}} = W_{BP_{\max}}/B_{BP}k_B$ , находим  $T_{c_{BP}}$  — критическую температуру перехода к квантовому режиму движения БТ

$$T_{c_{BP}} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_{BP}}^{1/4} h_{c_{BP}}^{1/2} \hbar \omega_M}{12k_B}.$$

Анализ данного выражения при  $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-3}-10^{-2}$ ,  $h_{c_{BP}} \sim 10^{-1}-10^{-2}$ ,  $B_{BP} \approx 1-18$  показывает, что  $T_{c_{BP}} \leq 10^{-4}$  К.

Относительно низких значений  $T_{c_{BP}}$  следует сказать, что учёт взаимодействия БТ с системой тепловых возбуждений кристалла приводит к увеличению энергии БТ. В результате туннелирование БТ происходит не из минимума потенциала (37), а из «приподнятого» перед барьером положения (это же относится и к ВБЛ). Тем самым понижается эффективная высота потенциального барьера, что естественно, должно отразиться в росте температуры  $T_{c_{BP}}$ . Аналогичное явление для ДГ рассмотрено в работе [67]. Полученная в ней температура квантового депиннинга составляет  $\sim 10^2$  К.

Интересно также отметить, что увеличение количества спинов в точке Блоха по отношению к ВБЛ практически не влияет на порядок температуры туннелирования. Как легко видеть из приведённых выше формул,  $T_{c_{BL}}$  и  $T_{c_{BP}}$  зависят от коэрцитивных полей  $h_{c_{BL}}$  и  $h_{c_{BP}}$ , находящихся в одном числовом диапазоне, что и обеспечивает указанную особенность. Подобный эффект имеет место и для кластеров Ni с икосаэдрической, и ГЦК-атомными структурами (см. в работе [68]).

В заключение настоящего раздела следует особо подчеркнуть, что поскольку, прикладываемые в процессе туннелирования к ДГ, ВБЛ и БТ, внешние магнитные поля ориентированы вдоль различных осей системы координат, то существует практическая возможность отдельного изучения данного эффекта как для ДГ, так и для элементов её внутренней структуры.

### Надбарьерное отражение точки Блоха

В предыдущем разделе нами было отмечено, что процесс туннелирования БТ, в отличие от ДГ и ВБЛ, происходит посредством «переноса» через потенциальный барьер сразу всей эффективной массы квазичастицы. Данный результат указывает на возможность постановки (и соответствующего рассмотрения) задачи о надбарьерном отражении БТ от потенциала дефекта, находящегося в ДГ. Очевидно, что указанный эффект наиболее заметен для БТ, энергия которой не намного превышает высоту потенциального барьера  $U_{0_{BP}}$ . При этом скорость, с которой БТ «падает» на барьер, может быть обусловлена импульсом магнитного поля, приложенного к БТ. В таком случае уравнение динамики БТ имеет вид

$$m_{BP} \partial v_{BP} / \partial t + \tilde{F} = \pi^2 \Lambda \Delta M_S H_y(t), \quad (41)$$

здесь  $v_{BP}$  — скорость БТ,  $\tilde{F} \propto \alpha \omega_M m_{BP} v_{BP}$  — сила вязкого трения,  $\alpha \sim 10^{-3}-10^{-2}$  — коэффициент затухания намагниченности,  $H_y(t) = H_0 \chi_S (1 - t/\tau)$  — внешнее магнитное поле,  $H_0$  — амплитуда,  $\chi_S (1 - t/\tau)$  — функция Хевисайда,  $\tau$  — длительность импульса.

Интегрируя уравнение (41) при  $\tau \leq t \ll \alpha^{-1}\omega_M^{-1}$  находим скорость движения точки Блоха по окончании действия импульса магнитного поля:  $v_{BP}(t) = \pi^2 M_S \Lambda \Delta H_0 \tau / m_{BP}$ .

Соответственно  $E_{BP}$  — энергия блоховской точки в актуальном временном интервале имеет вид

$$E_{BP} = m_{BP} v_{BP}^2 / 2 = \pi^2 \omega_M^2 \tau^2 \Lambda^2 \Delta H_0^2 / 32. \quad (42)$$

Следует сказать, что исследование, проводимое для времени  $t \ll \alpha^{-1}\omega_M^{-1}$  (или, учитывая величину затухания намагниченности,  $\omega_M t \ll 10^2 - 10^3$ ), позволяет нам пренебречь влиянием силы  $\vec{F}$ . Из уравнения (41) также следует, что при  $t \gg \alpha^{-1}\omega_M^{-1}$  скорость  $v_{BP} \rightarrow 0$ .

В нашем случае максимальному значению потенциала дефекта  $U_{dBP}(z/\Lambda)$  соответствует координата  $z = 0$ . Раскладывая  $U_{dBP}(z/\Lambda)$  в ряд вблизи последней, и полагая  $\partial^2 U_{dBP}(z/\Lambda) / \partial z^2|_{z=0} \propto -U_{0BP} / \Lambda^2$ , можно записать

$$U_{dBP}(z/\Lambda) = U_{0BP} (1 - z^2 / 2\Lambda^2), \quad (43)$$

где  $U_{0BP} = \pi^2 \Lambda^2 \Delta M_S H_{cBP}$  — высота потенциального барьера, определяемая с учётом соотношения (36).

Отметим, что в случае исследования эффекта туннелирования БТ (ВБЛ или ДГ) через дефект, актуальным является разложение потенциала в ряд вблизи точки перегиба функции  $U_{dBP}(z/\Lambda)$ , то есть в точке, в которой поле дефекта максимально.

Определив энергию «падающей» на барьер БТ, следуя формализму, изложенному в [69, 70], коэффициент надбарьерного отражения точки Блоха  $R$  находим по формуле

$$R = e^{-\beta}, \quad (44)$$

где

$$\beta = -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \int_{z_{0,1}}^{z_{0,2}} dz \sqrt{2m_{BP}(E_{BP} - U_{dBP}(z))}, \quad z_{0,(1,2)} = \pm i\sqrt{2\varepsilon}\Lambda$$

— корни уравнения

$$E_{BP} - U_{dBP}(z) = 0, \quad \varepsilon = \frac{E_{BP} - U_{0BP}}{E_{BP}} \ll 1;$$

напомним, что мы рассматриваем случай, когда энергия  $E_{BP}$  близка к значению  $U_{0BP}$ .

Далее, после ряда несложных преобразований имеем

$$\beta = \pi \sqrt{2m_{BP} E_{BP} \Lambda \varepsilon} / \hbar \sqrt{U_{0BP}}. \quad (45)$$

Учитывая (43), выражение (45) можно переписать в виде

$$\beta = \pi (2M_S H_{cBP})^{1/2} \varepsilon \gamma^{-1} \Lambda^2 \Delta / \hbar. \quad (46)$$

Как известно из работы [68], критерием применимости формулы (44) является условие  $R \ll 1$ . Тогда, используя формулы (44) и (46),

находим оценку снизу для параметра  $\varepsilon$ , обеспечивающего указанное требование:  $R \leq 10^{-1}$  при  $\varepsilon \geq 10^{-5}$ .

Заметим также, что из выражения (45) следует предельный переход  $R \rightarrow 0$  при  $U_{0BP} \rightarrow 0$ , то есть получаем физически согласованный вывод об исчезновении эффекта надбарьерного отражения БТ при отсутствии потенциального барьера.

Принимая далее во внимание очевидное соотношение  $t_{dBP} \propto \Lambda(m_{BP}/U_{0BP})^{1/2} = 2\omega_M^{-1}h_{cBP}^{-1/2}/\sqrt{2}$ , и приведённые выше численные данные, определяем  $t_{dBP}$  — характерное время взаимодействия БТ с дефектом:  $4,5 \leq \omega_M t_{dBP} \leq 14$ . Нетрудно видеть, что  $t_{dBP}$  находится в диапазоне  $\omega_M t_{dBP} < \omega_M t \sim 10\text{--}10^2$ , который, в совокупности с оценкой для коэффициента надбарьерного отражения  $R$ , указывает на возможность осуществления исследуемого явления. При этом анализ формул (42) и (43) показывает, что амплитуда импульсного магнитного поля  $H_0 \propto 16M_S h_{cBP}^{1/2}/\omega_M \tau < 8M_S$ , что согласуется с требованием к величинам планарных магнитных полей, прикладываемых к ДГ [1].

Критическую температуру  $T_{cr}$ , соответствующую изучаемому эффекту, определяем из выражения (44), которое, как и в случае туннелирования ВБЛ и БТ, рассматриваем в качестве функции распределения для БТ. Тогда, используя (42) и (45), получаем

$$T_{cr} = \frac{E_{BP} - U_{0BP}}{\beta k_B} = \frac{\hbar\gamma}{k_B \sqrt{2}} (M_S h_{cBP})^{1/2}. \quad (47)$$

Оценка выражения (47) показывает, что  $T_{cr} \sim 10^{-3}\text{--}10^{-2}$  К при  $h_{cBP} \sim 10^{-1}$  и  $T_{cr} \sim 10^{-4}\text{--}10^{-3}$  при  $h_{cBP} \sim 10^{-2}$ . Такие более высокие значения  $T_{cr}$  по отношению к температуре туннелирования  $T_{cBP}$ , объясняются большими величинами энергии БТ (за счёт воздействия внешнего магнитного поля  $H_y(t)$ ), с которыми последняя движется к барьеру.

В заключение данного раздела заметим, что результат аналогичный (46) получается и при рассмотрении эффекта на основе общего решения уравнения Шрёдингера с потенциалом  $\sim ch^{-2}(z/\Lambda)$  (см. в [71]). Кроме того, поскольку эффективная масса БТ не зависит от спектра колебаний домена (см. формулу (18)), то полученный нами результат может быть распространён и для БТ в доменных границах других доменных систем.

### **Квантовые осцилляции вертикальной линии и точки Блоха в доменной границе цилиндрического магнитного домена**

Рассмотрим ВБЛ, стабилизированную внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_y = -H_y^{(0)} \mathbf{e}_y$  в доменной границе ЦМД. Данная ВБЛ совершает гармонические колебания вблизи своего положения равновесия с частотой  $\omega_{BL}$ , которая для эллиптической фазы колебаний ЦМД имеет

вид [58]

$$\omega_{BL} = 2\omega_M \left( \frac{3\Delta h_y^{(0)}}{\pi a^2 \hbar} [I\hbar^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2}. \quad (48)$$

В таком случае, энергию квантовых колебаний линии Блоха  $E_{n,BL}$  можно записать следующим образом

$$E_{n,BL} = \hbar\omega_{BL}(n + 1/2), \quad (49)$$

Соответствующую амплитуду квантовых осцилляций  $A_{n,BL}$  находим из сравнения её полной механической энергии  $m_{BLBD} \omega_{BL}^2 A_{n,BL}^2 \hbar/2$  и энергии (49)

$$A_{n,BL} = \sqrt{\frac{\hbar(2n+1)}{m_{BLBD} \omega_{BL} \hbar}}. \quad (50)$$

Как известно [2], переходы с основного уровня осциллятора в квазиклассическую область могут быть индуцированы внешней однородной силой, действующей вдоль оси колебаний. В нашем случае, в качестве такой силы выступает постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}_x$ , энергия взаимодействия которого с ВБЛ имеет вид

$$U_{H,BL} = 2\pi \Delta \hbar M_S H_x^{(0)} x_0. \quad (51)$$

Очевидно, что для возбуждения квантовых уровней  $n \gg 1$  необходимо, чтобы средняя энергия взаимодействия ВБЛ с магнитным полем  $\bar{U}_{H,BL} = U_{H,BL}/2$  существенно превосходила «межуровневую» энергию осциллятора  $\hbar\omega_{BL}$ . Тогда, приравнявая, с учётом (51),  $\bar{U}_{H,BL}$  к энергии колебаний ВБЛ, определяем среднее значение координаты её центра  $x_0 = 2\pi\Delta M_S H_y^{(0)}/m_{BLBD} \omega_{BL}^2$  и соответствующую энергию взаимодействия ВБЛ и поля  $\bar{U}_{H,BL} = 2\pi^2\Delta^2 M_S^2 (H_y^{(0)})^2 \hbar/m_{BLBD} \omega_{BL}^2$ .

Подставляя в полученную формулу, соотношение (29), находим значения магнитных полей  $h_x^{(0)} = H_x^{(0)}/8M_S$ , обеспечивающих «квазиклассичность» данного процесса:

$$h_x^{(0)} \gg \frac{2}{\sqrt{a}} \left( \frac{\Delta}{\hbar} \right)^{1/2} (h_y^{(0)})^{1/2} Q^{1/4} \sqrt{\hbar\omega_{BL}/E_{BL}\hbar}, \quad (52)$$

где  $h_y^{(0)} = H_y^{(0)}/8M_S$ .

При этом  $w_n$  — вероятность распределения  $\tilde{n} = U_{H,BL}/2\hbar\omega_{BL}$  квантов по  $n$  дискретным уровням определяется распределением Пуассона [2]

$$w_n = \frac{1}{n!} e^{-\tilde{n}} \tilde{n}^n. \quad (53)$$

Оценка выражения (52), с учётом формул (48) и (49), даёт

$$h_x^{(0)} \gg 3,5 \cdot 10^{-5} (h_y^{(0)})^{3/4}. \quad (54)$$

В свою очередь, положив  $\tilde{n} = 10$ , из формулы (53) находим, что  $n \sim 10$  — характерный квантовый уровень осциллятора, возбуждаемый магнитным полем, то есть имеют место переходы с основного на верхние энергетические уровни спектра колебаний ВБЛ.

Рассмотрим теперь наличие в доменной границе БТ. В этом случае на БТ действует  $H_y^{(d)}$  — нормальная к плоскости ДГ компонента поля размагничивания ЦМД, которая имеет следующий вид [53]

$$H_y^{(d)} = 4M_S \ln \frac{z_0 + h/2}{h/2 - z_0}.$$

Из приведённой выше формулы, для малых смещений блоховской точки  $2z_0/h \ll 1$ , нетрудно найти, что  $H_y^{(d)} = 16M_S z_0/h$ . Учитывая этот факт, а также выражение для энергии взаимодействия БТ и поля  $H_y^{(d)}$  определяем частоту её гармонических колебаний относительно центральной плоскости домена

$$\omega_{BP} = \omega_M \left( \frac{2\Delta}{h} \right)^{1/2} Q^{1/4}. \quad (55)$$

Соответственно, энергия  $E_{n,BP}$  и амплитуда  $A_{n,BP}$  квантовых осцилляций БТ имеют вид

$$E_{n,BP} = \hbar\omega_{BP}(n + 1/2), \quad A_{n,BP} = \sqrt{\frac{\hbar(2n + 1)}{m_{BP}\omega_{BP}h}}, \quad (56)$$

Аналогично случаю ВБЛ, используя (55), нетрудно установить, что квазиклассическое приближение выполняется для магнитных полей  $h_y^{(1)} = H_y^{(1)}/8M_S$ , снимающих энергетическую эквивалентность участков ВБЛ, величины которых удовлетворяют соотношению

$$h_y^{(1)} \gg 2(\Delta/\pi\hbar)^{1/2} Q^{1/4} (\ln Q + 1,9)^{1/2} \sqrt{\hbar\omega_{BP}/E_{BP}}. \quad (57)$$

Оценка формулы (57) показывает, что

$$h_y^{(1)} \gg 3 \cdot 10^{-3}. \quad (58)$$

Нетрудно видеть, что соотношения (54) и (58) согласуются с требованием к величинам планарных магнитных полей, прикладываемых к ДГ:  $h_x^{(0)}, h_y^{(1)} < 1$ . Кроме того, анализ выражений (54), (58) показывает, что квантовые осцилляции вертикальной БЛ могут возбуждаться менее сильными магнитными полями, чем колебания БТ. Данный результат отражает тот факт, что «межуровневая» энергия спектра колебаний блоховской точки  $\hbar\omega_{BP}$  в  $\sim (h_x^{(0)}[lh-1 - S_2(a)])^{-1/2} \sim \sim 10(h_x^{(0)})^{-1/2}$  раз больше соответствующей величины  $\hbar\omega_{BP}$ , в силу чего, реализация квантовых переходов с основного энергетического уровня в квазиклассическую область в случае БТ требует более сильных магнитных полей.

Особо заметим, что наличие у точки Блоха дискретного энергетического спектра позволяет рассматривать этот наноразмерный по всем трём измерениям объект как магнитную квантовую точку, в

которой имеет место скачок топологического заряда вертикальной линии Блоха.

Следует также ожидать, что квантовая динамика структурных неоднородностей ДГ должна проявиться и в соответствующем поведении, вызываемого их движением, гиротропного изгиба ДГ. Изучим данный вопрос.

Вначале исследуем влияние на ДГ осцилляций ВБЛ. В этом случае на ДГ со стороны, движущейся со скоростью  $v_{BL} \propto \omega_{BL} A_{n,BL} e_y$  линии Блоха, действует гиротропная сила  $f_{g,y}$ . Используя формулы (2), (3), (48)–(51), после ряда преобразований, устанавливаем квантовый характер поведения гиротропного изгиба ДГ

$$q_{n,BL} \propto \Delta Q^{1/4} (\gamma^2 m_{BLBD})^{1/2} \sqrt{E_{n,BL}/E_L \hbar}. \quad (59)$$

В свою очередь сила, действующей на ДГ со стороны, движущейся со скоростью  $v_{BP} \propto \omega_{BP} A_{n,BP} e_z$  блоховской точки, также определяется  $y$  компонентой  $f_g$ . Тогда, учитывая функциональную зависимость угла  $\varphi$  для БТ от координат  $x$  и  $z$  (см. в [61]), формулы (2), (3), (55), (56) находим гиротропный изгиб ДГ, обусловленный квантовыми колебаниями БТ

$$q_{n,BP} \propto \frac{\pi}{\sqrt{2}} Q^{-1/2} (\ln Q + 1,9)^{1/2} \sqrt{E_{n,BP}/E_{BP}} \Lambda. \quad (60)$$

Оценка выражений (59) и (60) при  $n \sim 10$  с использованием (14), (49), (55) даёт  $q_{n,BL} \propto 10^{-4} (h_y^{(0)})^{1/4} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1/2} \Lambda \propto 10^{-3} (h_y^{(0)})^{1/4}$  и  $q_{n,BL} \sim \sim 10^{-3} \Lambda$ . Нетрудно видеть, что в случае ВБЛ гиротропный изгиб ДГ зависит не только от поля стабилизации блоховской линии  $h_y^{(0)}$ , но и от величины внешнего поля подмагничивания домена, что находит отражение в множителе  $[lh^{-1} - S_2(a)]$ , определяющим эллиптическую фазу ЦМД. В то же время деформация ДГ, вызванная осцилляциями БТ, носит локальный характер и обусловлена силой поверхностного натяжения ДГ. Указанные выше особенности  $q_{n,BL}$  и  $q_{n,BP}$  согласуются с выводами о природе гиротропного изгиба ДГ, вызванного динамикой БЛ и БТ [50]. Кроме того, используя формулы (13), (14) можно установить, что при  $\hbar \rightarrow \infty$  значения  $q_{n,BL}$ ,  $q_{n,BP} \rightarrow 0$ , то есть эффект квантовых колебаний наноразмерных структурных неоднородностей ДГ имеет место исключительно в плёнках. Последнее является следствием того, что при переходе к массивным материалам поле размагничивания домена стремится к нулю (см. также формулы (48) и (55)).

Заметим, что действие гиротропной силы на ДГ со стороны движущихся ВБЛ и БТ аналогично силе Лоренца, действующей на электрон в магнитном поле. В этом случае имеет место квантование радиуса орбиты вращения электрона:  $r_{el} \propto \sqrt{2\hbar(n+1)}$  [72]. Такой же эффект:  $q_{n,BL,BP} \propto \sqrt{2\hbar(n+1)}$  установлен нами и для гиротропного изгиба ДГ — аналога  $r_{el}$ .

Далее, исходя из соотношения  $n\hbar\omega_{BL,BP} \propto T_{q_{BL,BP}}^{q_{BL,BP}}$  ( $n = 1, 10$ ), используя выражения (48) и (55) и приведённые выше численные параметры, определяем характерную температуру данного процесса  $T_{q_{BL,BP}} \sim \sim 10^{-4}-10^{-1}$  К.

Полученные величины  $T_{q_{BL,BP}}$  находятся в одном субгелиевом диапазоне с соответствующими значениями температур для эффектов макроскопического туннелирования и надбарьерного отражения ВБЛ и БТ, что указывает на актуальность учёта квантовых осцилляций структурных неоднородностей ДГ при изучении этих явлений, которые проявляются уже при малых значениях внешних магнитных полей (см. оценки (54) и (58)).

Следует отметить, что при исследовании квантовых колебаний ВБЛ и БТ мы не учитывали воздействие на процесс силы диссипации  $F^{(r)}$ . Проведём оценку её влияния. С этой целью, согласно формализму [73], запишем плотность диссипативной силы  $f^{(r)}$  в виде

$$f_i^{(r)} = -\alpha M_S \gamma^{-1} [(\nabla\theta)_i (\nabla\theta)_k + \sin^2 \theta (\nabla\phi)_i (\nabla\phi)_k] v_k, \quad (61)$$

где  $v$  — скорость структурной неоднородности ДГ.

После интегрирования выражения (61), для ВБЛ нетрудно установить, что

$$F_{BL,x}^{(r)} = \frac{4M_S \alpha \hbar v_{BL}}{\gamma \sqrt{Q}}. \quad (62)$$

Определив силу, действующую на ВБЛ со стороны магнитного поля  $F_{H,BL} = \partial U_{H,BL} / \partial x_0$ , используя формулы (48)–(51) и (62), находим, что  $F_{BL,x}^{(r)} / F_{H,BL} \ll 1$  при полях

$$h_x^{(0)} \gg \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} (m_{BLBD} \gamma^2)^{-1/2} Q^{-1/4} \sqrt{E_{n,BL} / E_{BL} \hbar}.$$

Сравнение данного выражения с соотношением (52) показывает, что влиянием диссипации на квантовые колебания ВБЛ можно заведомо пренебречь для магнитных полей  $h_y^{(0)}$ , удовлетворяющих условию

$$h_y^{(0)} \geq \alpha^2.$$

Далее, учитывая формулы (55)–(57) и (61), находим, что воздействие диссипации на квантовые осцилляции БТ не актуально при выполнении следующего неравенства

$$\frac{\alpha}{4} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{\hbar}{\Delta}\right)^{1/2} Q^{-1/4} (\ln Q + 1,9) \sqrt{E_{n,BP} / \Delta E_{BP}} \leq 1.$$

Оценка данного выражения показывает его выполнение при  $\alpha \leq 10^{-1}$ , что, очевидно справедливо для магнитных плёнок с коэффициентом затухания  $\alpha \sim 10^{-2}-10^{-3}$ .

Заметим также, что рассмотрение, аналогичное изложенному выше, может быть проведено и для структурных неоднородностей ДГ в иных доменных системах.

По поводу оценки влияния силы диссипации на динамику БТ заметим, что в работе [74] экспериментально установлено, что при комнатной температуре в железиттриевых гранатах (ЖИГ) движение БТ сопровождается сильной вязкостью. Объяснение этого эффекта на основе учёта релаксационных слагаемых обменной природы в уравнении Ландау–Лифшица для намагниченности ферромагнетика [75, 76] было дано в статье [77]. Сравнение данных феноменологического подхода с расчётом торможения доменных стенок в ЖИГ показывает, что вклады актуальных процессов пропорциональны константам собственной релаксации [78]. Значения этих констант убывают при понижении температуры. Поэтому следует ожидать, что в области низких температур, меньших, чем энергия активации магнона, вклад этих процессов пренебрежимо мал, и можно пользоваться для плёнок ЖИГ стандартным подходом, основанном на релаксационном слагаемом Гильберта, что и было сделано нами при оценке диссипативной силы, действующей на БТ.

### **Квантовые осцилляции пары однополярных вертикальных линий Блоха в доменной границе полосового магнитного домена**

Рассмотрим пару однополярных ВБЛ в доменной границе полосового домена. Между спинами каждой из ВБЛ действует обменное взаимодействие, энергия  $W_e$  которого, согласно [1], определяется следующим образом

$$W_e = A \int dx dy (\partial\phi/\partial x)^2 \sin^2 \theta(y) = 4 A\Delta/\Lambda.$$

В свою очередь  $W_e$  можно также представить в виде

$$W_e \propto e^{*2}/\Lambda,$$

где  $e^{*2}$  — нормированная на единицу длины, эффективная электронная плотность спинов двух взаимодействующих частей ВБЛ.

Приравнявая приведённые выше выражения, находим:  $e^{*2} = 4A\Delta$ . Учитывая далее, что эффективная электронная плотность всей ВБЛ составляет  $2e^{*2}$ , запишем обменную энергию двух ВБЛ, находящихся на расстоянии  $s$  друг от друга,

$$W_e = 16 \frac{A\Delta}{\Lambda} \exp(-s/\Lambda).$$

Дифференцируя по  $s$  энергию  $W_e$ , находим  $F_e$  — силу обменного взаимодействия на единицу длины ВБЛ:

$$F_e = \frac{16A}{\Lambda\sqrt{Q}} \exp(-s/\Lambda). \quad (63)$$

Кроме силы  $F_e$ , отталкивающей ВБЛ, между ВБЛ действует ещё сила магнитостатического притяжения  $F_m$ , выражение для которой

имеет вид [8]

$$F_m = 8(\pi \Delta M_S^2)/s. \quad (64)$$

Приравнивая  $F_e$  и  $F_m$ , получаем уравнение для равновесного расстояния  $s_0$  между ВБЛ

$$s_0/\Lambda = \ln(4s_0\sqrt{Q}/\pi\Lambda), \quad (65)$$

решение, которого  $s_0 = \sqrt{2}\pi\Lambda$  [79].

Исследуем теперь малые флуктуационные смещения вертикальных линий Блоха от положения равновесия, рассматривая последние как квазичастицы с массой  $m_{BLSD}$ . Очевидно, что эти смещения одинаковы по величине и носят противофазный характер. Пусть в результате такого движения, расстояние  $s_0$  увеличивается на  $2\delta s/s_0 \ll 1$ , где  $\delta s/s_0$  — смещение ВБЛ. Тогда, для обменной и магнитостатической сил, действующих на ВБЛ, учитывая формулы (63)—(65), получаем следующие выражения:

$$F_e = \frac{16A}{\Lambda\sqrt{Q}} \exp(-s_0/\Lambda)(1 - 2\delta s/\Lambda), \quad F_m = 8(\pi \Delta M_S^2)/s_0 - 16(\pi \Delta M_S^2)\delta s/s_0^2.$$

Соответственно, результирующая этих сил  $F$  имеет вид

$$F = F_e - F_m = -\frac{\pi}{2\Lambda} E_{BL} Q^{-1/2} (1 - \Lambda/s_0) \frac{2\delta s}{s_0}. \quad (66)$$

Понятно, что  $F$  меняет свой знак в (66) при движении ВБЛ в обратном направлении.

Таким образом, мы показали, что при малых отклонениях ВБЛ от положения равновесия возникает сила  $F = F_e - F_m$ , направленная противоположно их смещению. Тогда, используя выражения (14), (65), (66), находим коэффициент жёсткости этой силы  $k_{BL} = -\partial F/\partial \delta s$  и  $\omega_L = (k_{BL}/m_{BLSD})^{1/2}$  — частоту малых колебаний ВБЛ:

$$k_{BL} = \frac{(\sqrt{2\pi} - 1) E_{BL} Q^{-1/2}}{2\pi \Lambda^2}, \quad \omega_L = \frac{\omega_M Q^{-1/4}}{\pi} \sqrt{\frac{(\sqrt{2\pi} - 1)\sqrt{f_{k_c}}}{\arctg \frac{\sqrt{f_{k_c}}}{\sqrt{f_0 - f_{k_c}}}}}. \quad (67)$$

Оценка  $m_{BLSD}$  и  $\omega_L$  для плёнок с фактором качества  $Q = 10-16$  даёт:  $m_{BLSD} \approx (3,8-3,3) \cdot 10^{-15}$  г/см и  $\omega_L \propto (2,1-1,8) \cdot 10^{-1}\omega_M$ . Приведённые значения отражают факт уменьшения характеристик ВБЛ с ростом фактора качества плёнки. В самом деле, из формулы (65) видно, что с увеличением  $Q$  возрастает расстояние  $s_0$ . В результате понижаются значения энергии взаимодействия ВБЛ и гиротропного изгиба ДГ, что и обуславливает уменьшение частоты и эффективной массы ВБЛ соответственно.

Изучим теперь возможность осуществления парю ВБЛ квантовых осцилляций в ДГ полосового домена. С этой целью сравним сред-

нюю энергию ВБЛ  $\bar{W}_{H,BL} = 2\pi^2 \Delta^2 M_S^2 (H_x)^2 \hbar / m_{BLSD} \omega_L^2$  в однородном магнитном поле  $H_x$ , направленном вдоль оси её колебаний, с энергией перехода между уровнями спектра ВБЛ  $\hbar\omega_L$ . Учитывая формулы (14) и (67), находим, что  $n \gg 1$ , и соответственно  $\bar{W}_{H,BL} \gg \hbar\omega_L$ , при величинах внешних полей, удовлетворяющих неравенству

$$h_x \gg \left[ \left( \frac{\sqrt{2\pi} - 1}{2\pi} \right) \left( \frac{\Delta}{\hbar} \right) \Delta W_L / \sigma_0 \Delta^2 \right]^{1/2}, \quad (68)$$

где  $h_x = H_x / 8M_S$ .

Оценка выражения (68) при  $\sigma_0 \sim 1$  эрг/см<sup>2</sup> показывает  $h_x \gg 10^{-4}$ . Далее из соотношения  $n\hbar\omega_L \propto k_B T_Q$ , используя (67) и приведённые выше численные параметры плёнки и домена, определяем  $T_Q$  — характерную температуру квантовых осцилляций пары ВБЛ в ДГ полосового домена  $T_Q \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  К.

Несложно убедиться, что в силу выполнения соотношения  $\omega_{BP} \propto \omega_L$ , приведённые выше значения  $T_Q$ , находятся в одном диапазоне с температурами  $T_{q_{BP}}$ , соответствующим квантовым колебаниям точки Блоха в доменной границе ЦМД.

Естественно полагать, что квантово-механическое поведение ВБЛ найдёт своё отражение и в особенностях динамики гиротропного изгиба  $q_1$  (см. формулу (11) в подразделе «Эффективная Масса вертикальной линии Блоха...»). Аналогичная задача для малых колебаний ВБЛ и точки Блоха в доменной границе ЦМД, рассмотрена нами в предыдущем разделе. Поэтому, исходя из полученных в нем результатов, можем записать

$$q_{1,n} \propto (m_{BLSD} \gamma^2)^{1/2} Q^{-1/4} \sqrt{E_n / E_{BL} \hbar \Lambda}.$$

Оценка данного выражения показывает:  $q_{1,n} \propto 10^{-3} \Delta$ . Такие значения  $q_{1,n}$ , существенно меньшие  $\Lambda$ , позволяют пренебречь поперечной составляющей эффективной массы ВБЛ [80].

Из анализа функции  $f_h$  и формул (14) и (67) следует асимптотика:  $\hbar/\Delta \rightarrow \infty$ ,  $k_c \propto (\Delta/\hbar)^{1/2}$ ,  $m_{BLSD} \propto (\hbar/\Delta)^{1/2}$ ,  $\omega_L \propto (\Delta/\hbar)^{1/4}$ ,  $q_{1,n} \propto (\Delta/\hbar)^{5/8}$ , то есть эффект квантования гиротропного изгиба ДГ полосового домена является суть поверхностным и исчезает при переходе к объёмным ферромагнетикам. Его проявление наиболее заметно в материалах, в которых реализуются ДГ с большими значениями  $\Delta$ . Такими материалами являются плёнки железоиттриевых гранатов, в которых толщина ДГ может достигать  $10^{-4}$  см. При этом следует отметить, что в данных ферромагнетиках, весьма заметную роль играет обменная релаксация. Однако, как было указано нами выше, в актуальной для нашего исследования области низких температур, данным эффектом можно пренебречь. В таком случае выражение для диссипативной силы  $F_r$ , действующей на ВБЛ, в соответствии с [47], можно записать

в виде

$$F_r = \frac{4\alpha M_S \omega_{BL}}{\gamma Q^{1/2}} \sqrt{(2n+1)\hbar/m_{BL}\omega_{BL}h}.$$

Сравнив  $F_r$  с силой, действующей на ВБЛ со стороны магнитного поля  $2\pi\Delta M_S H_x$ , находим, что влиянием диссипации пренебрежимо мало при величинах полей

$$h_x \gg \alpha \sqrt{\frac{2}{\pi}} Q^{-1/4} (m_{BLSD} \gamma^2)^{-1/2} \sqrt{E_n/E_{BL}} \hbar \propto (10^{-4} - 10^{-3}) \alpha.$$

Несложно убедиться, что полученное неравенство находится в полном соответствии с оценкой для поля  $h_x$ , обуславливающего квантовые переходы в квазиклассическую область энергетического спектра ВБЛ. Очевидно, что в силу малости  $h_x$  существует возможность отдельного управления процессами активации квантовых уровней ВБЛ и перемещением её вдоль ДГ домена (для этого достаточно, что бы  $h_x < 1$ ). Практическая реализация этого результата открывает перспективу управления как квантовым, так и «классическим» режимами записи информации в запоминающем устройстве на основе пар однополярных ВБЛ. Действительно, активируя внешним магнитным полем заданный уровень колебаний ВБЛ, мы можем сформировать кубит, в котором в качестве базисного состояния выбирается система, состоящая из возбуждённого и основного уровней спектра колебаний ВБЛ. Таким образом, имеем физические предпосылки для создания ячейки памяти запоминающего устройства гибридного типа: бит + кубит, с широкими функциональными возможностями. Понятно, что дальнейшее развитие данного положения, открывающего кардинально новые возможности в вычислительной технике, требует проведения ещё ряда дополнительных исследований. Полученный результат может также стимулировать поиск и разработку ячеек памяти на иных физических носителях, накопителем информации в которых выступает не только заданное стабильное состояние бита, но и активированные внешними полями квантовые уровни его энергетического спектра.

## Выводы

Построен общий формализм нахождения эффективной массы структурных неоднородностей ДГ в магнитных плёнках с сильной одноосной магнитной анизотропией. Показано, что эффективная масса ВБЛ и БТ зависит от вызванного их динамикой гиротропного изгиба ДГ. При этом деформация ДГ вертикальной линией Блоха происходит по всей длине структурной неоднородности. Величина соответствующего изгиба ДГ определяется значениями стабилизирующих её полей подмагничивания и рассеяния домена. В то же время, дефор-

мация ДГ движущейся БТ (в отличие от ВБЛ), носит локальный характер и в случае слабых полей стабилизации обусловлена исключительно гиротропной силой.

Показана принципиальная возможность квантового туннелирования через дефект структурных неоднородностей ДГ: вертикальной линии и точки Блоха. Установлено, что варьируя величины внешних магнитных полей, прикладываемых к ВБЛ и БТ, можно изменять в достаточно широком диапазоне скорость данного процесса.

Показана принципиальная возможность надбарьерного отражения БТ от потенциала, образованного дефектом в ДГ одноосных ферромагнитных плёнок с сильной магнитной анизотропией. Определены условия реализации этого эффекта.

Изучена возможность осуществления низкотемпературных квантовых колебаний ВБЛ и БТ в доменной границе ЦМД. Установлен квантовый характер гиротропного изгиба ДГ, обусловленного квантовыми осцилляциями ВБЛ и БТ.

Рассмотрены квантовые колебания пары однополярных ВБЛ в доменной границе полосового домена. Определены условия реализации данного явления, которое может стать физической основой для создания ячейки памяти нового типа бит + кубит для ЗУ с гибридным режимом записи информации.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (Москва: Мир: 1982) (пер. с англ.).
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Москва: Наука: 1989).
3. V.Barbara, G. Fillion, D. Gignoux, and R. Lemaire, *Solid State Commun.*, **10**, No. 12: 1149 (1972).
4. T. Egami, *phys. stat. sol. (a)*, **20**, No. 1: 157 (1973).
5. T. Egami, *phys. stat. sol. (b)*, **57**, No. 1: 211 (1973).
6. E.M. Chudnovsky, O. Iglesias, and P.C.E. Stamp, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 9: 5392 (1992).
7. E.M. Chudnovsky, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6697 (1993).
8. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки* (Киев: Наукова думка: 1988).
9. В.В. Махро, *Физ. тверд. тела*, **41**, № 7: 1264 (1999).
10. А.Ф. Попков, *Физ. тверд. тела*, **44**, № 1: 135 (2002).
11. V. Barbara and E. Chudnovsky, *Phys. Lett. A*, **145**, No. 4: 205 (1990).
12. J. Tejada, X.X. Zhang, and L.I. Balcells, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6709 (1993).
13. K. Hong and N. Giordano, *J. Phys. Cond. Mat.*, **8**, No. 19: L301 (1996).
14. K. Hong and N. Giordano, *J. Phys. Cond. Mat.*, **10**, No. 24: L401 (1998).
15. U. Ruediger, J.Yu.S. Zhang, A.D. Kent, and S.S. Parkin, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, No. 25: 5639 (1998).
16. C. Paulsen, L.C. Sampiao, V. Barbara, D. Fruchard, A. Marchand, J.L. Tholence, and M. Uehara, *Phys. Lett. A*, **161**, No. 3: 319 (1991).

17. X.X. Zhang, L.I. Balcells, J.M. Ruiz, O. Iglesias, J. Tejada, and B. Barbara, *Phys. Lett. A*, **163**, Nos. 1–2: 130 (1992).
18. M. O'Shea and P. Perera, *J. Appl. Phys.*, **76**, No. 10: 6174 (1994).
19. X.X. Zhang, J. Tejada, O. Nikolov, and E. Molins, *J. Magn. Magn. Mater.*, **137**, No. 3: L235 (1994).
20. В.В. Добровицкий, А. К. Звездин, *ЖЭТФ*, **109**, № 4: 1420 (1996).
21. S. Takagi and G. Tatara, *Phys. Rev. B*, **54**, No. 14: 9920 (1996).
22. J. Shibata and S. Takagi, *Phys. Rev. B*, **62**, No. 9: 5719 (2000).
23. E.G. Galkina, В.А. Ivanov, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B*, **77**, No. 13: 134425 (2008).
24. В.А. Иванов, А.К. Колежук, *Письма в ЖЭТФ*, **60**, № 11: 792 (1994).
25. В.А. Ivanov, А.К. Kolezhuk, and V.E. Kireev, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 17: 11514 (1999).
26. Е.Г. Галкина, В.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ*, **61**, № 6: 495 (1995).
27. В.В. Волков, В.А. Боков, *Физ. тверд. тела*, **50**, № 2: 193 (2008).
28. А.Б. Шевченко, *Успехи физ. мет.*, **13**, № 3: 225 (2012).
29. А.Б. Шевченко, Г.Г. Влайков, М.Ю. Барабаш, *Структурно-размерные и квантовые эффекты в наносистемах с параметром порядка. Ферромагнитные и сегнетоэлектрические материалы* (Київ: Академперіодика НАН України: 2013).
30. S. A. Konishi, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, No. 5: 1838 (1983).
31. F.B. Humphrey and I.C. Wu, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, No. 5: 1762 (1985).
32. M. Klau, C.A.F. Vaz, and J.A.C. Bland, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, No. 23: 5637 (2004).
33. Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *J. Magn. Magnet. Mater.*, **290–291**: 750 (2005).
34. T. Herranen and L.Laurson, *Phys. Rev. B*, **92**, No. 10: 100405(R) (2015).
35. N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 18: 184411 (2008).
36. E.K.H. Salje and J.F. Scott, *Appl. Phys. Lett.*, **105**: No. 25: 252904 (2014).
37. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **28**, № 12: 1581 (2006).
38. А.Б. Шевченко, *Журнал тех. физ.*, **77**, № 10: 128 (2007).
39. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, Ю.А. Куницкий, *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, № 12: 1579 (2007).
40. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *Физ. низк. темп.*, **37**, № 8: 867 (2011).
41. V.V. Dobrovitski and A.K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater.*, **156**, Nos. 1–3: 205 (1996).
42. А.Б. Шевченко, М.Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 5: 589 (2012).
43. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *Физ. низк. темп.*, **39**, № 2: 199 (2013).
44. А.В. Shevchenko and M.Yu. Varabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **9**: 132 (2014).
45. А.В. Shevchenko and M.Yu. Varabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **10**: 470 (2015).
46. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *Физ. низк. темп.*, **42**, № 1: 56 (2016).
47. А.В. Shevchenko and M.Yu. Varabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **11**: 473 (2016).
48. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *Физ. низк. темп.*, **43**, № 9: 1334 (2017).
49. А.В. Shevchenko and M.Yu. Varabash, *Appl. Nanosciense* (2018).
50. А.В. Shevchenko and M.Yu. Varabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **10**: 159 (2015).
51. А.Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 3: 295 (2015).
52. А.А. Thiele, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, No. 6: 230 (1973).
53. В.Ф. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов* (Москва: Сов. радио: 1979).
54. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, *ЖЭТФ*, **91**, № 5: 1789 (1986).
55. А.А. Thiele, *Phys. Rev. B*, **14**, No. 7: 3130 (1976).

56. V.L. Dorman, V.L. Sobolev, and A.B. Shevchenko, *J. Magn. Magnet. Mater.*, **94**, No. 3: 293 (1991).
57. E. Schlomann, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, No. 1: 11 (1974).
58. V.L. Dorman, V.L. Sobolev, and A.B. Shevchenko, *J. Magn. Magnet. Mater.*, **124**, Nos. 1–2: 221 (1993).
59. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **41**, No. 3: 1139 (1970).
60. В.Л. Дорман, В.Л. Соболев, А.Б. Шевченко, *Физ. мет. металловед.*, **67**, № 4: 659 (1989).
61. Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ*, **95**, № 4: 1523 (1989).
62. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Phys. Zs. Sowjet.*, **8**, No. 2: 153 (1935).
63. В.Е. Зубов, Г.С. Криничик, С.Н. Кузьменко, *Письма в ЖЭТФ*, **51**, № 8: 419 (1990).
64. А.И. Вайнштейн, В.И. Захаров, В.А. Новиков, М.А. Шифман, *Успехи физ. наук*, **136**, № 4: 553 (1982).
65. Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин, А.Б. Болденков, *Физ. тверд. тела*, **40**, № 3: 516 (1998).
66. А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, *Журнал тех. физ.*, **76**, № 5: 140 (2006).
67. В.В. Махро, *Физ. тверд. тела*, **40**, № 10: 1855 (1998).
68. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, Ю.А. Куницкий, *Успехи физ. мет.*, **11**, № 2: 139 (2010).
69. В.Л. Покровский, Е.М. Халатников, *ЖЭТФ*, **40**, № 6: 1713 (1961).
70. П.В. Елютин, В.Д. Кривченков, *Квантовая механика* (Москва: Наука: 1976).
71. А.А. Соколов, Ю.М. Лоскутов, И.М. Тернов, *Квантовая механика* (Москва: Просвещение: 1965).
72. В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган, *Задачи по квантовой механике* (Москва: Наука: 1981).
73. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 1: 377 (1974).
74. В.С. Горнаков, В.И. Никитенко, И.А. Прудников, *Письма в ЖЭТФ*, **50**, № 11: 479 (1989).
75. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ*, **87**, № 4: 1501 (1984).
76. V.G. Bar'yakhtar, *Physica B: Cond. Mat.*, **159**, No. 1: 20 (1989).
77. E.G. Galkina, V.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Magnet. Mater.*, **118**, No. 3: 373 (1993).
78. V.G. Bar'yakhtar, V.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.*, **72**, No. 11: 1117 (1989).
79. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 6: 2705 (1974).
80. А.В. Никифоров, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ*, **90**, № 4: 1309 (1986).

## REFERENCES

1. A.P. Malozemoff and J.C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press: 1979).
2. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press: 1977).
3. B. Barbara, G. Fillion, D. Gignoux, and R. Lemaire, *Solid State Commun.*, **10**, No. 12: 1149 (1972).
4. T. Egami, *phys. stat. sol. (a)*, **20**, No. 1: 157 (1973).
5. T. Egami, *phys. stat. sol. (b)*, **57**, No. 1: 211 (1973).
6. E. M. Chudnovsky, O. Iglesias, and P. C. E. Stamp, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 9: 5392 (1992).
7. E.M. Chudnovsky, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6697 (1993).

8. V.G. Bar'yakhtar and Yu. I. Gorobets, *Tsilindricheskie Magnitnyye Domeny i Ikh Reshetki* [Cylindrical Magnetic Domains and Their Lattices] (Kiev: Naukova Dumka: 1988) (in Russian).
9. V.V. Makhro, *Fiz. Tverd. Tela*, **41**, No. 7: 1264 (1999) (in Russian).
10. A. F. Popkov, *Fiz. Tverd. Tela*, **44**, No. 1: 135 (2002) (in Russian).
11. B. Barbara and E. Chudnovsky, *Phys. Lett. A*, **145**, No. 4: 205 (1990).
12. J. Tejada, X.X. Zhang, and L.I. Balcells, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6709 (1993).
13. K. Hong and N. Giordano, *J. Phys. Cond. Mat.*, **8**, No. 19: L301 (1996).
14. K. Hong and N. Giordano, *J. Phys. Cond. Mat.*, **10**, No. 24: L401 (1998).
15. U. Ruediger, J.Yu.S. Zhang, A. D. Kent, and S. S. Parkin, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, No. 25: 5639 (1998).
16. C. Paulsen, L.C. Sampiao, B. Barbara, D. Fruchard, A. Marchand, J.L. Tholence, and M. Uehara, *Phys. Lett. A*, **161**, No. 3: 319 (1991).
17. X.X. Zhang, L.I. Balcells, J.M. Ruiz, O. Iglesias, J. Tejada, and B. Barbara, *Phys. Lett. A*, **163**, Nos. 1–2: 130 (1992).
18. M. O'Shea and P. Perera, *J. Appl. Phys.*, **76**, No. 10: 6174 (1994).
19. X.X. Zhang, J. Tejada, O. Nikolov, and E. Molins, *J. Magn. Magn. Mater.*, **137**, No. 3: L235 (1994).
20. V.V. Dobrovitskii and A.K. Zvezdin, *JETP*, **82**, No. 4: 766 (1996).
21. S. Takagi and G. Tataru, *Phys. Rev. B*, **54**, No. 14: 9920 (1996).
22. J. Shibata and S. Takagi, *Phys. Rev. B*, **62**, No. 9: 5719 (2000).
23. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B*, **77**, No. 13: 134425 (2008).
24. B.A. Ivanov and A.K. Kolezhuk, *JETP Letters*, **60**, No. 11: 805 (1994).
25. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and V.E. Kireev, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 17: 11514 (1999).
26. E.G. Galkina and B.A. Ivanov, *JETP Letters*, **61**, No. 6: 511 (1995).
27. V.V. Volkov and V.A. Bokov, *Fiz. Tverd. Tela*, **50**, No. 2: 193 (2008) (in Russian).
28. A.B. Shevchenko, *Usp. Fiz. Met.*, **13**, No. 3: 225 (2012) (in Russian).
29. A.B. Shevchenko, G.G. Vlaikov, and M.Yu. Barabash, *Strukturno-Razmernye i Kvantovyye Ehffekty v Nanosistemakh s Parametrom Poryadka. Ferromagnitnyye i Segnetoelektricheskie Materialy* [Structural-Size and Quantum Effects in the Nanosystems with Order Parameter. Ferromagnetic and Ferroelectric Materials] (Kyiv: Akadempriodyka of the N.A.S. of Ukraine: 2013) (in Russian).
30. S.A. Konishi, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, No. 5: 1838 (1983).
31. F.B. Humphrey and I.C. Wu, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, No. 5: 1762 (1985).
32. M. Klaui, C.A.F. Vaz, and J.A.C. Bland, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, No. 23: 5637 (2004).
33. Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.*, **290–291**: 750 (2005).
34. T. Herranen and L. Laurson, *Phys. Rev. B*, **92**, No. 10: 100405(R) (2015).
35. N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 18: 184411 (2008).
36. E.K.H. Salje and J.F. Scott, *Appl. Phys. Lett.*, **105**: No. 25: 252904 (2014).
37. A.P. Shpak and A.B. Shevchenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **28**, No. 12: 1581 (2006) (in Russian).
38. A.B. Shevchenko, *Zhurnal Tekh. Fiz.*, **77**, No. 10: 128 (2007) (in Russian).
39. A.P. Shpak, A.B. Shevchenko, and Yu.A. Kunitskiy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **29**, No. 12: 1579 (2007) (in Russian).

40. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Low Temp. Phys.*, **37**: 690 (2011).
41. V.V. Dobrovitski and A.K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater.*, **156**, Nos. 1–3: 205 (1996).
42. A.B. Shevchenko and M.B. Shevchenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **34**, No. 5: 589 (2012) (in Russian).
43. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Low Temp. Phys.*, **39**: 151 (2013).
44. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **9**: 132 (2014).
45. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **10**: 470 (2015).
46. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Low Temp. Phys.*, **42**: 42 (2016).
47. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **11**: 473 (2016).
48. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Low Temp. Phys.*, **43**: 1070 (2017).
49. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Appl. Nanosciense* (2018).
50. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **10**: 159 (2015).
51. A.B. Shevchenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 3: 295 (2015) (in Russian).
52. A.A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, No. 6: 230 (1973).
53. V.F. Lisovskiy, *Fizika Tsilindricheskikh Magnitnykh Domenov* [Physics of Cylindrical Magnetic Domains] (Moscow: Sov. Radio: 1979) (in Russian).
54. A.K. Zvezdin and A.F. Popkov, *JETP*, **64**, No. 5: 1059 (1986).
55. A.A. Thiele, *Phys. Rev. B*, **14**, No. 7: 3130 (1976).
56. V.L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **94**, No. 3: 293 (1991).
57. E. Schlomann, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, No. 1: 11 (1974).
58. V.L. Dorman, V.L. Sobolev, and A.B. Shevchenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **124**, Nos. 1–2: 221 (1993).
59. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **41**, No. 3: 1139 (1970).
60. V.L. Dorman, V.L. Sobolev, and A.B. Shevchenko, *Fiz. Met. Metalloved.*, **67**, No. 4: 659 (1989) (in Russian).
61. Yu.A. Kufaev and E.B. Sonin, *JETP*, **68**, No. 4: 879 (1989).
62. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Phys. Zs. Sowjet.*, **8**, No. 2: 153 (1935).
63. V.E. Zubov, G.S. Krinchik, and, S.N. Kuz'menko, *JETP Letters*, **51**, No. 8: 477 (1990).
64. A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov, V.A. Novikov, and M.A. Shifman, *Sov. Phys. Usp.*, **25**, No. 4: 195 (1982) (in Russian).
65. E. K. Sadykov, A.G. Isavnin, and A.B. Boldenkov, *Fiz. Tverd. Tela*, **40**, No. 3: 516 (1998) (in Russian).
66. A.B. Shevchenko and A.B. Melnik, *Zhurnal Tekh. Fiz.*, **76**, No. 5: 140 (2006) (in Russian).
67. V.V. Makhro, *Fiz. Tverd. Tela*, **40**, No. 10: 1855 (1998) (in Russian).
68. A.P. Shpak, A.B. Shevchenko, A.B. Mel'nyk, and Yu.A. Kunyts'ky, *Usp. Fiz. Met.*, **11**, No. 2: 139 (2010) (in Russian).
69. V.L. Pokrovskii and E.M. Khalatnikov, *JETP*, **13**, No. 6: 1207 (1961).
70. P.V. Elyutin and V.D. Krivchenko, *Kvantovaya Mekhanika* [Quantum Mechanics] (Moscow: Nauka: 1976) (in Russian).
71. A.A. Sokolov, Yu.M. Loskutov, and I.M. Ternov, *Kvantovaya Mekhanika* [Quantum Mechanics] (Moscow: Prosveshchenie: 1965) (in Russian).
72. V.M. Galitskiy, B.M. Karnakov, and V.I. Kogan, *Zadachi po Kvantovoi Mekhanike* [Problems on Quantum Mechanics] (Moscow: Nauka: 1981) (in Russian).
73. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **45**: No. 1: 377 (1974).
74. V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, and I.A. Prudnikov, *JETP Letters*, **50**, No. 11: 513 (1989).

75. V.G. Bar'yakhtar, *JETP*, **87**, No. 4: 863 (1984).  
76. V.G. Bar'yakhtar, *Physica B: Cond. Mat.*, **159**, No. 1: 20 (1989).  
77. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Magn. Mater.*, **118**, No. 3: 373 (1993).  
78. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.*, **72**, No. 11: 1117 (1989).  
79. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 6: 2705 (1974).  
80. A.V. Nikiforov and E.B. Sonin, *JETP*, **63**, No. 4: 766 (1986).

(Получена 23 марта 2018 г.;  
окончательный вариант — 3 апреля 2018 г.)

*А.Б. Шевченко*

Институт металфізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України,  
бульв. Академіка Вернадського, 36,  
03142 Київ, Україна

#### МАКРОСКОПІЧНІ КВАНТОВІ ЕФЕКТИ У ДОМЕННИХ МЕЖАХ ОДНОВІСНИХ ФЕРОМАГНЕТНИХ ПЛІВОК ІЗ СИЛЬНОЮ МАГНЕТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

Оглядаються квантові ефекти (тунелювання, надбар'єрне відбивання, осциляції), що мають місце для нанорозмірних елементів внутрішньої структури доменних стінок (вертикальні Блохові лінії та точки) у ферромагнетних плівках із сильною одновісною магнетною анізотропією. Визначено умови реалізації цих явищ. На основі квантових властивостей пари однополярних вертикальних Блохових ліній у доменній стінці смугового магнетного домену запропоновано новий тип комірки пам'яті «біт + кубіт» для перспективного запам'ятовувального пристрою з гібридною формою запису інформації.

**Ключові слова:** ферромагнетна плівка, доменна стінка, ефективна маса, вертикальна Блохова лінія, Блохова точка, макроскопічні квантові ефекти.

*A.B. Shevchenko*

G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, NAS of Ukraine,  
36 Academician Vernadsky Blvd.,  
UA-03142 Kyiv, Ukraine

#### MACROSCOPIC QUANTUM EFFECTS IN DOMAIN BOUNDARIES OF THE UNIAXIAL FERROMAGNETIC FILMS WITH THE STRONG MAGNETIC ANISOTROPY

The quantum effects (tunnelling, reflection above a barrier, oscillations) occurring for nanosize elements of the interior structure of domain walls (vertical Bloch lines and Bloch points) in the ferromagnetic films with a strong uniaxial magnetic anisotropy are reviewed. Conditions for the realization of these phenomena are determined. Based on the quantum properties of a pair of unipolar vertical Bloch lines in the domain wall of the stripe magnetic domain, a new-type memory cell 'bit + qubit' is proposed for a prospective memory device with a hybrid form of the information recording.

**Keywords:** ferromagnetic film, domain wall, effective mass, vertical Bloch line, Bloch point, macroscopic quantum effects.