Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2017, т. 43, № 9, с. 1334–1338

Квантовые колебания пары вертикальных блоховских линий в доменной границе полосового магнитного домена

А.Б. Шевченко

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев-142, 03680, Украина
E-mail: Ferro2364@yandex.ru, AndBorShev@ukr.net

М.Ю. Барабаш

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

Статья поступила в редакцию 8 сентября 2016 г., после переработки 31 октября 2016 г.,
опубликована онлайн 25 июля 2017 г.

Показано, что в доменной границе полосового магнитного домена имеют место квантовые осцилляции пары взаимодействующих вертикальных блоховских линий. Установлено, что данному эффекту соответствует субгелиевый диапазон температур.

Показано, що у доменній границі смугового магнітного домену мають місце квантові осциляції пари взаємодіючих вертикальних блохівських ліній. Визначено, що даному ефекту відповідає субгелієвий діапазон температур.

PACS: *75.70.kw* Доменная структура (включая цилиндрические магнитные домены и вихри);
75.45.+j Макроскопические квантовые явления в магнитных системах.

Ключевые слова: ферромагнитная пленка, доменная граница, полосовой домен, вертикальная блоховская линия, квантовые колебания.

Важная задача физики магнитных наноразмерных систем — изучение свойств локальных топологических неоднородностей доменных границ (ДГ) в одноосных ферромагнитных пленках. Среди указанных систем выделяют нормальные к поверхности пленки переходные области раздела участков ДГ с противоположным направлением ориентации вектора намагниченности — вертикальные блоховские линии (ВБЛ). Данные объекты (характерный размер $\leq 10^2$ нм) являются устойчивыми элементами внутренней структуры ДГ, существенно влияющими на динамические свойства самих ДГ [1,2].

Следует сказать, что с практической точки зрения указанные объекты представляют повышенный интерес в связи с перспективой их использования в современных микро- и нанотехнологиях. В этой связи особую актуальность приобретает исследование макроскопических квантовых свойств ВБЛ и точек Блоха (области пересечения двух ВБЛ) [3–8] в различных доменных системах. Так, в частности, в работе [8] показано, что в ДГ цилиндрического магнитного домена (ЦМД) имеют место квантовые осцилляции вертикальной линии Блоха. При этом положение ВБЛ стабилизировалось внешним магнитным полем. Естественное продолжение обозначенной тематики — изучение квантовых колебаний уже взаимодействующих ВБЛ. Достаточно простой системой, в которой можно рассмотреть поставленную задачу, является пара однополярных (разворот вектора намагниченности внутри ВБЛ происходит в одном направлении) линий Блоха. В этом случае между ВБЛ действуют разнонаправленные силы взаимодействия обменной и магнитостатической природы, обусловливающие малые колебания ВБЛ вблизи их положения равновесия. Следует ожидать, что в области низких температур такие колебания могут носить квантовый характер.

Настоящая работа посвящена изучению квантовых осцилляций пары взаимодействующих ВБЛ в доменной границе полосового домена (ПД) в магнитной пленке с сильной одноосной магнитной анизотропией. Вначале получим выражение для эффективной массы ВБЛ, необходимое при определении условий реализации квантовых колебаний ВБЛ.

Рассмотрим изолированный ПД, образованный в магнитной пленке толщиной h. В декартовой системе координат (ось OZ направлена вдоль оси анизотропии пленки, OY нормально плоскости ДГ) состояние ДГ домена будем характеризовать ψ_i ($i = 1, 2$) — углом между вектором намагниченности в центре ДГ и осью OX, и q_i — координатой нормального смещения ДГ [1]. В таком случае выражение для $\mathcal{L}$-функции Лагранжа, описывающей динамику ПД, имеет вид [9]

$$\mathcal{L} = \frac{2M_S h}{\gamma} \sum_{i=1,2} \int dx\, \dot{q}_i \psi_i -$$

$$-\frac{h\sigma_0}{2} \sum_{i=1,2} \int dx \left[\left(\frac{\partial q_i}{\partial x} \right)^2 + \Delta^2 \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right)^2 + Q^{-1} \sin^2 \psi_i \right] - W_m, \tag{1}$$

где M_S — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, σ_0 — поверхностная энергия ДГ, Δ — ширина ДГ, Q — фактор качества пленки, W_m — магнитостатическая энергия ПД, выражение для которой, согласно [9], можно записать следующим образом:

$$W_m = 16\pi M_S^2 \int dk \Big\{ \Big[|q_{1_k}|^2 + |q_{2_k}|^2 \, F_k -$$

$$- [q_{1_k} q_{2_k}^* + q_{1_k}^* q_{2_k}] \Phi_k \Big] \Big\}, \tag{2}$$

где q_{1_k}, q_{2_k} — фурье–компоненты соответствующих координат ДГ,

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

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

$\kappa = a/h$, a — ширина домена, C = 0,5772 — постоянная Эйлера, $K_0(x)$ — функция Макдональда.

Отметим, что в выражении (2) опущено слагаемое, линейное по координатам нормального смещения ДГ, учет которого определяет условие устойчивости домена во внешнем поле подмагничивания, нормальном плоскости пленки [1].

Для упрощения задачи (соответствующую оценку проведем ниже) рассмотрим ПД, доменная граница которого, не содержащая ВБЛ, закреплена на дефектах: $q_2 = 0$. Полагая далее автомодельным распределение намагниченности ВБЛ: $\psi = 2 \operatorname{arctg} \exp (\xi/\Lambda)$, где $\xi = x - x_0$ ($x_0 = x_0(t)$ — координата центра ВБЛ, t — время, Λ — ширина ВБЛ), после решения, с учетом формул (1), (2), соответствующей вариационной задачи в приближении, что скорость ВБЛ $\dot{x}_0 < \omega_M \Lambda$ ($\omega_M = 4\pi\gamma M_S$), для гиротропного изгиба доменной границы $q_1(\xi)$ получаем следующее выражение:

$$q_1(\xi) = \frac{\dot{x}_0}{\omega_M \Lambda} \Delta \int_0^{+\infty} dk \frac{\cos (k\xi/\Lambda) \operatorname{ch}^{-1} k\pi/2}{f_k}, \tag{3}$$

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

Определив гиротропный изгиб ДГ, эффективную массу ВБЛ m_{BL} находим согласно формуле [10]

$$\frac{1}{2} F_g q_{1,\xi\to 0} = \frac{1}{2} m_{BL} \dot{x}_0^2, \tag{4}$$

где $F_g = 2\pi M_S v_{BL}/\gamma$ — гиротропная сила, действующая на ДГ со стороны движущейся ВБЛ.

Далее, используя (3), из соотношения (4) нетрудно найти, что

$$m_{BL} = \frac{Q^{-1/2}}{2\gamma^2} \int_0^{+\infty} dk \frac{\operatorname{ch}^{-1} k\pi/2}{f_k}. \tag{5}$$

Очевидно, что значение интеграла в (5) определяется особенностью поведения функции f_k, анализ которой для типичных параметров ферромагнитных пленок и ПД: $\gamma \sim 10^7$ Э$^{-1}$с$^{-1}$, $Q \sim 10-16$, $\Delta \sim 10^{-6}$ см, $h \sim 10^{-4}$ см, $4\pi M_S \sim (10^2 – 10^3)$ Гс, $\kappa \sim 1$, показывает, что f_k имеет минимум в точке k_c. Причем $k_c \approx (f_0 - f_{k_c})^{1/2} \sim \Lambda/h$, где $f_0 = f_{k\to 0} = {}^{\Delta}\!/\!_{\pi h} \ln (1 + \kappa^{-2}) \sim {}^{1}\!/\!_{\pi} 10^{-2} \ln 2$. Кроме того, в актуальной области интегрирования $0 \le k \le 10\Lambda/h$ функция f_k может быть достаточно хорошо аппроксимирована выражением

$$g_k = f_{k_c} + \left(f_0 - f_{k_c} \right) \left(1 - k/k_c \right)^2. \tag{6}$$

Таким образом, заменяя в (5) f_k^{-1} на g_k^{-1}, с учетом (6), а также свойств f_k (см. выше), из формулы (5) для эффективной массы ВБЛ получаем

$$m_{BL} = \frac{Q^{-1/2}}{2\gamma^2 \sqrt{f_{k_c}}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{f_{k_c}}}{\sqrt{f_0 - f_{k_c}}}. \tag{7}$$

Отметим, что, несмотря на приближенный характер, из формулы (7) следует выражение для m_{BL} в уединенной ДГ из работы [11]. Действительно, в этом случае для обеспечения устойчивости ДГ необходимо внешнее градиентное магнитное поле $H_z = H'y$. Данный факт приводит к появлению в «потенциальной» энергии в (1) члена $4\pi M_S^2 f' \Delta^{-1} q_1^2$, где $f' = H'\Delta/4\pi M_S$. Полагая далее $\kappa \to \infty$, из выражений (1)–(3) находим $f_{k_c} = f' - f_c$, где f_c — критическое значение градиентного магнитного поля, обеспечивающего устойчивость ДГ [12,13]. Рассматривая значения f', удовлетворяющие соотношению $(f' - f_c)/f_c \gg 1$, непосредственно из (7) находим

$$m_{BL} = \frac{\pi}{4\sqrt{f'}} \gamma^{-2} Q^{-1/2}.$$

Для ВБЛ в уединенной ДГ при значениях поля стабилизации $(f' - f_c)/f_c \ll 1$, основной вклад в интеграл (5) дает максимум функции f_k^{-1}. Поэтому, интегрируя в (5) с функцией g_k^{-1} вблизи точки $k = k_c$, получаем выражение

$$m_{BL} = \frac{\pi}{2}\gamma^{-2}Q^{-1/2}\left(f' - f_c\right)^{-1/2},$$

которое хорошо согласуется с формулой для m_{BL} из работ [10,13].

Оценим влияние дефектов на закрепление доменной границы, не содержащей ВБЛ. На единицу площади этой ДГ со стороны противолежащей ДГ действует обусловленная гиротропным изгибом q_1 магнитостатическая сила

$$F_{m_{1,2}} = \frac{1}{h\Lambda}\frac{\delta W_m}{\delta q_2},$$

где q_2 — смещение рассматриваемой ДГ. Используя далее выражения (2), (3), нетрудно установить, что $W_m \sim \Lambda^2 q_1 q_2 M_S^2 / a$ и

$$F_{m_{1,2}} \sim \frac{\Delta}{h}\left(\frac{\dot{x}_0}{\omega_M \Lambda}\right) M_S^2.$$

Приравнивая $F_{m_{1,2}}$ силе, действующей на данную ДГ со стороны дефектов $F_d \sim 2M_S H_c$ ($H_c \sim 0{,}1$ Э — коэрцитивность), находим условие, при котором можно пренебречь движением ДГ:

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

Нетрудно видеть, что полученное соотношение согласуется с оговоренным выше требованием к скорости ВБЛ.

Рассмотрим пару однополярных ВБЛ в доменной границе ПД. Между ВБЛ действуют силы обменного F_e и магнитостатического взаимодействия F_m, выражения для которых (см., например, [14]) имеют вид

$$F_e = \frac{16A}{\Lambda\sqrt{Q}} \exp\left(-s/\Lambda\right), \; F_m = 8(\pi\Delta M_S^2)/s, \qquad (8)$$

где $A \sim 10^{-7}$ эрг/см — постоянная обмена, s — расстояние между ВБЛ.

Сила магнитостатического взаимодействия стремится сблизить ВБЛ, в то время как обменная их отталкивает. Приравнивая F_e и F_m, получаем уравнение для равновесного расстояния s_0 между ВБЛ

$$s_0/\Lambda = \ln\left(4s_0\sqrt{Q}/\pi\Lambda\right), \qquad (9)$$

решение которого $s_0 = \sqrt{2}\pi\Lambda$ [15].

Исследуем малые флуктуационные смещения вертикальных линий Блоха от положения равновесия, рассматривая последние как квазичастицы с массой m_{BL}. Очевидно, что эти смещения одинаковы по величине и носят противофазный характер. Пусть в результате такого движения расстояние s_0 увеличивается на $2\delta s/s_0 << 1$, где $\delta s/s_0$ — смещение ВБЛ. Тогда, учитывая (8), (9), для обменной и магнитостатической сил, действующих на вертикальную линию Блоха, движущуюся в направлении оси OX, находим

$$F_e = \frac{16A}{\Lambda\sqrt{Q}} \exp\left(-s_0/\Lambda\right)(1 - 2\delta s/\Lambda),$$

$$F_m = 8(\pi\Delta M_S^2)/s_0 - 16(\pi\Delta M_S^2)\,\delta s/s_0^2$$

и, соответственно,

$$F = F_e - F_m = -\frac{\pi}{2\Lambda}E_{BL}Q^{-1/2}\left(1 - \Lambda/s_0\right)\frac{2\delta s}{s_0}, \qquad (10)$$

где $E_{BL} = 8AQ^{-1/2}$ — энергия ВБЛ. Понятно, что сила F в (10) меняет знак при смещении ВБЛ в обратном направлении.

Таким образом, при малых отклонениях ВБЛ от положения равновесия возникает сила $F = F_e - F_m$, направленная противоположно их смещению. Используя выражения (7), (9), (10), находим коэффициент жесткости этой силы $k_{BL} = -\partial F/\partial\delta s$ и частоту малых колебаний ВБЛ $\omega_{BL} = \left(k_{BL}/m_{BL}\right)^{1/2}$:

$$k_{BL} = \left(\frac{\sqrt{2}\pi - 1}{2\pi}\right) E_{BL} Q^{-1/2} / \Lambda^2,$$

$$\omega_{BL} = \frac{\omega_M Q^{-1/4}}{\pi}\left[\frac{(\sqrt{2}\pi - 1)\sqrt{f_{k_c}}}{\operatorname{arctg}\left(\sqrt{f_{k_c}}/\sqrt{f_0 - f_{k_c}}\right)}\right]^{1/2}. \qquad (11)$$

Оценка m_{BL} и ω_{BL} для пленок с фактором качества $Q = 10$–16 дает значения $m_{BL} \approx (3{,}8$–$3{,}3)\cdot 10^{-15}$ г/см и $\omega_{BL} \sim (2{,}1$–$1{,}8)\cdot 10^{-1}\omega_M$. Приведенные значения отражают факт уменьшения характеристик ВБЛ с увеличением фактора качества пленки. В самом деле, из формулы (9) видно, что с увеличением Q возрастет расстояние s_0. В результате понижаются значения энергии взаимодействия ВБЛ и гиротропного изгиба ДГ, что и обусловливает уменьшение частоты и эффективной массы ВБЛ.

Изучим возможность осуществления парой ВБЛ квантовых осцилляций в ДГ полосового домена. С этой целью сравним среднюю энергию ВБЛ $\overline{W}_{H,BL} = 2\pi^2\Delta^2 M_S^2 \left(H_x\right)^2 h/m_{BL}\,\omega_{BL}^2$ в однородном магнитном поле H_x, направленном вдоль оси ее колебаний, с энергией перехода между уровнями спектра ВБЛ $\Delta W_{BL} = \hbar\omega_{BL}$ ($\hbar$ — постоянная Планка) (см. [8,16]). Учитывая формулы (7), (11), находим, что $n >> 1$ (рассматриваем квантовые переходы с основного уровня в квазиклассическую область) и, соответственно, $\overline{W}_{H,BL} >> \Delta W_{BL}$ при величинах внешних полей, удовлетворяющих неравенству

$$h_x >> \left[\left(\frac{\sqrt{2}\pi - 1}{2\pi}\right)\left(\frac{\Delta}{h}\right)\Delta W_L / \sigma_0\Delta^2\right]^{1/2}, \qquad (12)$$

где $h_x = H_x/8M_S$.

Оценка выражения (12) при $\sigma_0 \sim 1$ эрг/см^2 показывает $h_x >> 10^{-4}$, что согласуется с требованием к величинам планарных магнитных полей, прикладываемых к ДГ домена [1].

Отметим, что вероятность распределения $\tilde{n} = W_{H,BL}/2\hbar\omega_{BL}$ квантов по n дискретным уровням спектра ВБЛ определяется распределением Пуассона [16]. При этом характерный квантовый уровень, возбуждаемый магнитным полем, $n \sim 10$.

Из соотношения $n\hbar\omega_{BL} \sim k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана), используя (11) и приведенные выше численные параметры пленки и домена, определяем T — характерную температуру квантовых осцилляций ВБЛ в ДГ полосового домена

$$T \sim (10^{-2} - 1)\ \text{К}.$$

Полученные значения T находятся в одном диапазоне с температурами других квантовых явлений, имеющих место для вертикальных линий и точек Блоха в различных доменных системах. Таким образом, можно заключить, что макроскопические квантовые эффекты в доменных системах со сложной внутренней структурой характеризуются субгелиевой областью температур.

Естественно полагать, что квантово-механическое поведение ВБЛ найдет свое отражение и в особенностях динамики q_1. Аналогичная задача для малых колебаний ВБЛ и точки Блоха в доменной границе ЦМД рассматривалась нами в статьях [8,17], в которых был установлен квантовый характер изменения гиротропного изгиба. Понятно, что такое же явление должно иметь место и для колебаний пары ВБЛ в ДГ полосового домена. Поэтому исходя из результатов указанных выше работ можем записать

$$q_{1,n} \sim \left(m_{BL}\gamma^2\right)^{1/2} Q^{-1/4} \sqrt{E_n/E_{BL} h}\Lambda,$$

где $E_n = \hbar\omega_{BL}(n+1/2)$ — энергия квантовых колебаний ВБЛ.

Оценка данного выражения дает $q_{1,n} \sim 10^{-3}\Delta$. Такие значения q_1, существенно меньшие Λ, позволяют пренебречь поперечной составляющей эффективной массы ВБЛ [18].

Из анализа функции f_k и формул (7), (11) следует асимптотика $h/\Delta \to \infty$, $k_c \sim (\Delta/h)^{1/2}$, $m_{BL} \sim (h/\Delta)^{1/2}$, $\omega_{BL} \sim (\Delta/h)^{1/4}$, $q_{1,n} \sim (\Delta/h)^{5/8}$, т.е. эффект квантования гиротропного изгиба ДГ полосового домена обусловлен учетом поверхности пленки и исчезает при переходе к объемным ферромагнетикам. Его проявление наиболее заметно в материалах, в которых реализуются ДГ с большими значениями Δ. Такими материалами являются пленки железо-иттриевых гранатов, в которых толщина ДГ может достигать 10^{-4} см. При этом следует отметить, что в данных ферромагнетиках весьма заметную роль играет обменная релаксация. Физический механизм этого явления обусловлен учетом слагаемых обменной природы в уравнении Ландау–Лифшица для намагниченности ферромагнетика [19,20]. Однако, как следует из результатов работы [21], в актуальной для нашего исследования области низких температур данным эффектом можно пренебречь. В таком случае выражение для силы вязкого затухания F_r, действующей на ВБЛ, в соответствии с [8,22] можно записать в виде

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

где $\alpha \sim 10^{-3}$–10^{-1} — коэффициент затухания намагниченности.

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

$$h_x >> \alpha\sqrt{\frac{2}{\pi}} Q^{-1/4} \left(m_L\gamma^2\right)^{-1/2} \sqrt{E_n/E_{BL} h} \sim (10^{-4} - 10^{-3})\alpha.$$

Несложно убедиться, что полученное неравенство находится в полном соответствии с оценкой для поля h_x, обусловливающего квантовые переходы в квазиклассическую область энергетического спектра ВБЛ (см. формулу (12)). Очевидно, что в силу малости h_x существует возможность раздельного управления процессами активации квантовых уровней ВБЛ и перемещением ее вдоль ДГ домена (для этого достаточно, чтобы $h_x < 1$). Практическая реализация этого результата открывает перспективу управления как квантовым, так и «классическим» [23,24] процессами записи информации в запоминающем устройстве на основе ВБЛ. Действительно, активируя внешним магнитным полем заданный уровень колебаний ВБЛ, можно сформировать кубит, в котором в качестве базисного состояния выбирается система, состоящая из возбужденного и основного уровней спектра колебаний ВБЛ. Таким образом, имеем предпосылки для создания ЗУ на гибридной основе бит + кубит с широкими функциональными возможностями. Понятно, что дальнейшее развитие данного положения требует дополнительных исследований.

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
2. В.В. Волков, В.А. Боков, *ФТТ* **50**, 193 (2003).
3. V.V. Dobrovitski and A.K. Zvezdin, *JMMM* **156**, 205 (1996).
4. А.Б. Шевченко, *ЖТФ* **77**, 128 (2007).
5. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ* **37**, 867 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 690 (2011)].
6. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ* **39**, 199 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 151 (2013)].
7. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Research Lett.* **9**, 132 (2014).
8. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Research Lett.* **10**, 470 (2015).
9. В.Л. Дорман, В.Л. Соболев, А.Б. Шевченко, *Физика металлов и металловедение* **67**, 669 (1989).

10. A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash, *Nanoscale Research Lett*. **10**, 159 (2015).
11. A.K. Zvezdin and A.F. Popkov, *JETP* **64**, 1059 (1989).
12. E. Shlomann, *IEEE Trans. Magn*. **10**, 11 (1974).
13. V.L. Dorman, V.L. Sobolev, and A.B. Shevchenko, *JMMM* **94**, 293 (1991).
14. В.Ф. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов*, Сов. Радио, Москва (1979).
15. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys*. **45**, 2705 (1974).
16. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
17. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ* **42,** 56 (2016) [*Low Temp. Phys*. **42**, 42 (2016)].
18. А.В. Никифоров, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ* **90**, 1309 (1986).
19. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
20. V.G. Bar’yakhtar, *Physica B* **159**, 20 (1989).
21. V.G. Bar’yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun*. **72**, 1117 (1989).
22. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys*.**45**, 375 (1974).
23. A. Konishi, *IEEE Trans. Magn*. **19**, 1838 (1983).
24. F.B. Humphrey and I.C. Wu, *IEEE Trans. Magn*. **21**, 1762 (1985).

Quantum oscillations of the pair of the vertical Bloch lines in the domain wall of magnetic stripe domain

A.B. Shevchenko and M.Yu. Barabash

It is shown that quantum oscillations of the pair of the interacting vertical Bloch lines in the domain wall of the magnetic stripe domain occur. It is established that this effect corresponds to subhelium temperature range.

PACS: *75.70.kw* Domain structure (including magnetic bubbles and vortices);
75.45.+j Macroscopic quantum phenomena in magnetic systems.

Keywords: magnetic film, domain wall, magnetic stripe domain, vertical Bloch line, quantum oscillations.