Физика низких температур, 2007, т. 33, № 5, с. 591–596

О диамагнитных доменах в слоистых проводниках

В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: vpeschansky @ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 16 июня 2006 г.

В условиях существенного проявления эффекта де Гааза–ван Альфена рассчитаны магнитная восприимчивость и доменная структура слоистого проводника при произвольной ориентации внешнего магнитного поля относительно слоев. Показано, что амплитуда магнитной восприимчивости является осциллирующей функцией угла между магнитным полем и нормалью к слоям с резким максимумом вдоль выделенных направлений магнитного поля. Обсуждена возможность распространения низкочастотных слабозатухающих мод электромагнитного поля с учетом индуцированного магнетизма электронов проводимости.

В умовах істотного прояву ефекту де Гааза–ван Альфена розраховано магнітну сприйнятливість і доменну структуру шаруватого провідника при довільній орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно шарів. Показано, що амплітуда магнітної сприйнятливості є осцилюючою функцією кута між магнітним полем і нормаллю до шарів з різким максимумом уздовж виділених напрямків магнітного поля. Обговорюється можливість поширення низькочастотних слабозагасаючих мод електромагнітного поля з урахуванням індукованого магнетизму електронів провідності.

PACS: 72.15.Gd Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты.

Ключевые слова: магнитная восприимчивость, доменная структура, слоистый проводник.

Предсказанная Ландау возможность осцилляционной зависимости намагниченности металлов от величины магнитного поля при низких температурах [1] была обнаружена де Гаазом и ван Альфеном в 1930 году [2]. Этот осцилляционный эффект, связанный с квантованием энергии орбитального движения электронов в магнитном поле, открыл серию квантовых осцилляционных эффектов, детально и достаточно полно описанных Д. Шенбергом в его широко известной монографии [3].

В квазиклассическом приближении, когда энергия Ферми ε_F существенно больше расстояния между квантованными уровнями Ландау $\hbar\Omega$ (Ω — циклотронная частота, $\hbar$ — постоянная Планка), осциллирующая с обратной величиной магнитного поля часть магнитной восприимчивости χ_{osc} превышает монотонно меняющуюся часть χ_{mon} в $(\varepsilon_F / \hbar\Omega)^{3/2}$ раз [4]. В результате при некоторых достаточно больших значениях магнитного поля магнитная восприимчивость χ может оказаться больше $1/4\pi$ и однородное состояние образца становится неустойчивым, что приводит к образованию диамагнитных доменов, впервые обнаруженных Кондоном [5]. Структура диамагнитных доменов в металлах описана Кондоном и Вальстайном [6], Привороцким и Азбелем [7,8] и экспериментально исследована в некоторых металлах резонансными методами [9–12].

В слоистых проводниках, помещенных в сильное внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$, квантовые осцилляционные эффекты проявляются особенно ярко, поскольку в их формирование вовлечено значительно большее число электронов проводимости, чем в обычных металлах [13,14]. Это связано с квазидвумерным характером энергетического спектра носителей заряда в слоистых проводниках. Их энергия

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_n \varepsilon_n(p_x, p_y)\cos\left(\frac{np_z}{p_0}\right) \qquad (1)$$

слабо зависит от проекции импульса на нормаль к слоям p_z, а классические траектории движения в магнитном поле, существенно отклоненном от слоев, в импульсном пространстве почти не различимы. В уравнении (1) $p_0 = \hbar / a$, где a — расстояние между слоями; функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ убывают с ростом номера n, так что максимальное значение функции $\varepsilon_1(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ много меньше энергии Ферми, т.е.

$$\max \varepsilon_1(p_x, p_y) = \eta\varepsilon_F << \varepsilon_F . \qquad (2)$$

Доменная структура слоистых проводников в магнитном поле, ортогональном слоям, рассмотрена Манивым и Вагнером [15].

Мы рассмотрим образование диамагнитных доменов в органических слоистых проводниках при произвольной ориентации магнитного поля относительно слоев. Наблюдение осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления слоистых проводников при самых различных ориентациях магнитного поля (см., например, обзорную статью Карцовника [14] и цитированную в ней литературу) свидетельствует о том, что по крайней мере один лист поверхности Ферми представляет собой слабогофрированный цилиндр.

Сечение этого цилиндра $S(\varepsilon, p_\zeta)$ плоскостью $p_\zeta = (\mathbf{pB})/B = \text{const}$ слабо зависит от проекции импульса на направление магнитного поля:

$$\frac{\partial S(\varepsilon, p_\zeta)}{\partial p_\zeta} = \sum_n I_n(\varepsilon,\theta)\sin\left(\frac{np_\zeta}{p_0\cos\theta}\right) \sim \eta S(\varepsilon, p_\zeta)/p_0 . \qquad (3)$$

При некоторых ориентациях магнитного поля любой из коэффициентов $I_n(\varepsilon,\theta)$ ряда Фурье в линейном приближении по параметру квазидвумерности энергетического спектра η может обратиться в нуль. Для тех значений угла θ между нормалью к слоям и вектором магнитного поля, когда обращается в нуль максимальный из коэффициентов $I_1(\varepsilon,\theta)$, резко возрастает амплитуда квантовых осцилляций магнитной восприимчивости и магнитосопротивления [16], что приводит к наиболее благоприятным условиям наблюдения доменной структуры.

Действующим на носители заряда является магнитное поле, усредненное по области порядка ларморовского радиуса, т.е. магнитная индукция $\mathbf{B}$. Пока магнитная восприимчивость мала, можно не учитывать разницу между $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$. Однако при достаточно низких температурах магнитная восприимчивость может достигать значений порядка единицы, и намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{B})$ и магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\,\mathbf{M}(\mathbf{B})$ становятся сложными функциями магнитной индукции, а при $\chi > 1/4\pi$ образец разбивается на чередующиеся домены с различными значениями индукции [5,7]. Магнитную индукцию в проводнике можно представить в виде $\mathbf{B}(y) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1(y)$, где $\mathbf{B}_1(y)$ — неоднородная добавка, которая удовлетворяет уравнению

$$\text{rot}\,\mathbf{B}_1 = \frac{4\pi}{c}\,\mathbf{j}^{(m)}. \qquad (4)$$

Найдем связь плотности тока $\mathbf{j}^{(m)} = c\,\text{rot}\,\mathbf{M}$, индуцированного внешним магнитным полем, с индукцией $\mathbf{B}_0 = (B_0\sin\theta,\ 0,\ B_0\cos\theta)$, где θ — угол между магнитным полем и нормалью к слоям – осью z, c — скорость света. Линеаризованное кинетическое уравнение для матрицы плотности имеет вид [17,18]

$$\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_0, \hat{\rho}_1] + \frac{i}{\hbar}[\hat{H}_1, \hat{\rho}_0] = \hat{I}(\hat{\rho}_1) . \qquad (5)$$

Здесь $\hat{\rho}_0$ и $\hat{H}_0$ — равновесные матрица плотности и гамильтониан в одноэлектронном приближении, $\hat{\rho}_1, \hat{H}_1$ — неоднородные добавки к ним, $\hat{I}(\hat{\rho}_1) \sim \tau^{-1}\hat{\rho}_1$ — оператор столкновений, собственные значения которого по порядку величины совпадают с обратной величиной времени свободного пробега носителей заряда. В условиях, когда учет квантования уровней энергии электронов существенен, циклотронная частота Ω значительно превышает частоту столкновений $(\Omega >> \tau^{-1})$ и плотность тока намагниченности можно записать в виде

$$\mathbf{j}^{(m)} = \text{Sp}(\hat{\mathbf{j}}\hat{\rho}) = \sum_{\alpha,\alpha'} \frac{w_\alpha - w_{\alpha'}}{\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'}} H_{1\alpha,\alpha'}(\mathbf{r})\mathbf{j}_{\alpha',\alpha}(\mathbf{r}) -$$

$$- \frac{e^2}{mc}\mathbf{A}_1(\mathbf{r})\sum_\alpha w_\alpha |\psi_\alpha|^2, \qquad (6)$$

где $\alpha = n, p_y, p_\zeta, \sigma$ — совокупность квантовых чисел, характеризующих состояние электрона проводимости. Ось ς в системе координат ξ, y, ζ направлена вдоль вектора $\mathbf{B}_0$; $p_\zeta = p_z\cos\theta - p_x\sin\theta = (\mathbf{pB}_0)/p$; $\sigma = \pm 1$ — проекция спина электрона; $w_\alpha = [\exp(\varepsilon_\alpha - \mu) + 1]^{-1}$ — вероятность заполнения состояния с квантовыми числами n, p_y, p_ζ, σ; $\varepsilon_\alpha = \varepsilon_{n,p_y,p_\zeta} - \mu_B B_0\sigma$;

$$\hat{H}_1(\mathbf{r}) = -\frac{1}{c}\int d^3r'\hat{\mathbf{A}}_1\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r},\mathbf{r}') \qquad (7)$$

— поправка к гамильтониану; μ — химический потенциал; μ_B — магнетон Бора;

$$\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \frac{e}{2}[\hat{\mathbf{v}}(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}_0(y))\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') +$$

$$+ \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{\mathbf{v}}(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}_0(y))] \qquad (8)$$

— оператор плотности тока; $\mathbf{v}(\mathbf{p}) = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial p$.

Векторный потенциал удобно выбрать в калибровке Ландау

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = (A(y), 0, 0),$$

$$A(y) = B_0 y + \int_0^y dy B_1(y) \equiv A_0(y) + A_1(y). \qquad (9)$$

Матричные элементы $H_{1\alpha,\alpha'}$ и $\mathbf{j}_{\alpha,\alpha'}(\mathbf{r})$ вычисляются в базисе собственных функций ψ_α невозмущенного гамильтониана, которые удовлетворяют уравнению

$$\hat{\varepsilon}\left(\hat{\mathbf{p}}-\frac{e}{c}\mathbf{A}_0(y)\right)\psi_\alpha=\varepsilon_\alpha\psi_\alpha. \tag{10}$$

Для определения характера доменной структуры в слоистых проводниках не столь важен учет анизотропии энергетического спектра носителей заряда в плоскости слоев, и ради краткости вычислений удержим в выражении (1) для энергии носителей заряда лишь первые два слагаемых, будем также полагать $\varepsilon_0(p_x,p_y)$ изотропной функцией, а $\varepsilon_1(p_x,p_y)$ — постоянной величиной ε_0, т.е. воспользуемся достаточно простым законом дисперсии для электронов проводимости:

$$\varepsilon(\mathbf{p})=\frac{p_x^2+p_y^2}{2m}-\varepsilon_0\cos\frac{p_z}{p_0}, \tag{11}$$

где m – эффективная масса электронов в плоскости слоев.

В основном приближении по малому параметру $\eta=\varepsilon_0/\varepsilon_F$ электрон представляет собой гармонический осциллятор с частотой $\Omega_0=|e|B_0\cos\theta/mc$. Разлагая неоднородную добавку к векторному потенциалу в интеграл Фурье,

$$A_1(y)=\int dkA_1(k)\,\mathrm{e}^{iky},$$

получаем для плотности тока намагниченности следующее выражение:

$$\mathbf{j}^{(m)}=-c\frac{\chi_0}{a_B^2}\sum_{n,n',\sigma}\int dp_\zeta\frac{w_{np\zeta\sigma}-w_{n'p\zeta\sigma}}{n-n'}\int dkA_1(k)\,\mathrm{e}^{iky}\left|\langle n|\mathrm{e}^{iqu}|n'\rangle\right|^2-c\frac{\chi_0}{a_B^2}\mathbf{A}_1(\mathbf{r})\sum_{n,\sigma}\int dp_\zeta w_{np\zeta\sigma}, \tag{12}$$

где

$$\chi_0=\frac{1}{(2\pi)^2}\frac{e^2}{mc^2}\frac{p_0}{\hbar},\quad a_B=\sqrt{\frac{\hbar}{m\Omega_0}},$$

$$|n\rangle=\frac{1}{\pi^{1/4}\sqrt{2^n n!}}\exp\left(-\frac{u^2}{2}\right)H_n(u),$$

$H_n(u)$ — полиномы Эрмита, $u=(y-y_0)/a_B$, $y_0=e(p_\xi+p_\zeta\mathrm{tg}\,\theta)/(cB_0)$. Матричный элемент

$$\langle n|\mathrm{e}^{iqu}|n+p\rangle=\sqrt{\frac{n!}{(n+p)!}}\,i^p\left(\frac{q^2}{2}\right)^{\frac{p}{2}}\mathrm{e}^{-\frac{q^2}{4}}L_n^p(q^2/2),$$

где $q=a_Bk$, выражается через обобщенные полиномы Лаггера $L_n^p(q^2/2)$.

В случае слабой неоднородности $kr_0\ll 1$ матричный элемент можно разложить по степеням q и линейная плотность тока намагниченности приобретает вид

$$j_\xi^{(m)}=c\chi\frac{\partial B_\zeta}{\partial y}+c\Lambda r_0^2\frac{\partial^3B_\zeta}{\partial y^3}, \tag{13}$$

где

$$\chi=-\chi_0\sum_{n\sigma}\int_{-\pi}^{\pi}d\beta\frac{\partial}{\partial n}(n_1^2w_{np\zeta\sigma}),$$

$$\Lambda=-\frac{\chi_0}{4}\sum_{n\sigma}\int_{-\pi}^{\pi}d\beta\frac{\partial}{\partial n}\left[n_1\left(n_1^2+\frac14\right)w_{np\zeta\sigma}\right],$$

$$\beta=\frac{p_\zeta}{p_0\cos\theta},\ r_0=\frac{v_F}{\Omega_0},\ n_1=n+\frac12. \tag{14}$$

Специфика квазидвумерного электронного энергетического спектра слоистых проводников приводит к осцилляционной зависимости амплитуды магнитной восприимчивости от угла между магнитным полем и нормалью к слоям. Площади электронных орбит в импульсном пространстве в линейном приближении по параметру квазидвумерности η, соответствующие спектру (11),

$$S(\varepsilon,p_\zeta)=\frac{2\pi m\varepsilon}{\cos\theta}\left(1+\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}J_0(\alpha)\cos\beta\right), \tag{15}$$

где $\alpha=(\sqrt{2m\varepsilon}/p_0)\mathrm{tg}\,\theta$, одинаковы, когда функция Бесселя $J_0(\alpha)$ обращается в нуль [19]. Для таких ориентаций вектора $\mathbf{B}_0$ амплитуды осциллирующих с обратной величиной магнитного поля частей кинетических и термодинамических характеристик проводника существенно возрастают.

Воспользовавшись формулой суммирования Пуассона и правилами квазиклассического квантования

$$S(\varepsilon,p_\zeta)=\frac{2\pi|e|B_0\hbar}{c}\left(n+\frac12\right),$$

найдем, что при условии $\eta^2\varepsilon_F\ll\hbar\Omega\ll\eta\varepsilon_F$ выражения для χ и Λ принимают вид

$$\chi = -\frac{2}{\pi}\frac{e^2}{mc^2}\frac{p_0}{\hbar}\left(\frac{\mu}{\hbar\Omega_0}\right)^2 \times$$

$$\times \sum_{l=1}^{\infty}(-1)^l J_0(l\Delta(\mu))\psi(\lambda l)\cos\frac{2\pi l\mu}{\hbar\Omega_0}\cos\frac{\pi l m}{m_e\cos\theta}, \quad (16)$$

$$\Lambda = \frac{1}{4}\left(\frac{\mu}{\varepsilon_F}\right)\chi\,. \quad (17)$$

Здесь

$$\psi(z) = \frac{z}{\mathrm{sh} z},\ \lambda = \frac{2\pi^2 T}{\hbar\Omega_0},\ \Delta(\mu) = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\hbar\Omega_0}J_0(\alpha(\mu))\,,$$

m_e — масса свободного электрона. Пренебрегая квантовыми осцилляциями химического потенциала, положим $\mu = \varepsilon_F$.

Амплитуда осциллирующей части магнитной восприимчивости $\chi_m \sim \chi_0(\varepsilon_F/\hbar\Omega_0)^2 J_0(\Delta(\mu))$ при $\Delta(\mu) >> 1$ по порядку величины равна $\chi_0(\varepsilon_F/\hbar\Omega_0)^2\sqrt{\hbar\Omega_0/\eta\varepsilon_F}$. Для значений $\theta = \theta_i$, при которых $\alpha_i = (\sqrt{2m\varepsilon_F}/p_0)\,\mathrm{tg}\theta_i$ является корнем функции Бесселя $J_0(\alpha_i) = 0$, амплитуда χ_m возрастает до значений порядка $\chi_0(\varepsilon_F/\hbar\Omega_0)^2$. При этих ориентациях магнитного поля зависимость площади сечения поверхности Ферми $S(\varepsilon, p_\zeta)$ от проекции импульса p_ζ проявляется только в членах. квадратичных по η, т.е. $\partial S(\varepsilon, p_\zeta)/\partial p_\zeta \sim O(\eta^2)$.

При $\kappa^2 \equiv |1 - 4\pi\chi(B_0)| << 1$ линейный член разложения $\mathbf{j}^{(m)}$ по степеням $\mathbf{B}_1(y)$ может оказаться такого же порядка величины, что и нелинейное слагаемое, пропорциональное $B_1^3(y)$. В результате плотность тока намагниченности следует записать в виде

$$j_\xi^{(m)} = c\frac{\partial M_\zeta}{\partial y} = c\chi\frac{\partial B_1}{\partial y} + c\Lambda r_0^2\frac{\partial^3 B_1}{\partial y^3} - c\Gamma\frac{\partial B_1^3}{\partial y}, \quad (18)$$

где $\Gamma = -\partial^2 M(B_0)/\partial B_0^2 \simeq (\varepsilon_F/\hbar\Omega_0 B_0)^2$.

Уравнение Максвелла (4) имеет решение

$$B_1(y) = b_0\frac{s}{\sqrt{1+s^2}}\,\mathrm{sn}\left(\frac{y}{\delta\sqrt{1+s^2}},\ s\right), \quad (19)$$

описывающее периодическую доменную структуру с периодом $Y = 4\delta\sqrt{1+s^2}\,K(s)$ и толщиной доменной стенки $\delta = \sqrt{\pi}r_0/2\kappa$. Здесь $b_0 = (\kappa^2/2\pi\Gamma)^{1/2} \approx \kappa B_0(\hbar\Omega/\varepsilon_F)$, $K(s)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Модуль s эллиптической функции Якоби sn определяет период Y и находится из условия минимума (по Y) полного термодинамического потенциала с учетом поверхностной энергии на границах доменов. В практически наиболее важном случае, когда линейные размеры образца L значительно превышают ларморовский радиус электрона, $Y \sim \sqrt{\kappa^2 r_0 L}$ [8]. Без ограничения общности можно считать, что размеры доменов велики по сравнению с δ.

Экспериментальное исследование распространения электромагнитных волн в образце конечных размеров позволяет проследить зарождение доменной структуры и определить ее параметры. В случае слабой временной и пространственной дисперсии:

$$\omega\tau << 1,\ kr_0 << 1,\ \eta k_z v_F\tau << 1\,, \quad (20)$$

где ω и k — частота и волновой вектор переменного поля, система успевает подстраиваться к мгновенным значениям переменных полей, и для плотности тока и намагниченности можно воспользоваться статическими выражениями, подставив в них значения переменных полей в данный момент времени. В выражении для плотности тока проводимости можно пренебречь градиентными слагаемыми, пропорциональными степеням малого параметра $(kr_0)^2$. В результате для переменных полей $\mathbf{B}^\sim$ и $\mathbf{H}^\sim$ нетрудно получить следующее уравнение:

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi}\,\mathrm{rot}\left(\hat\rho\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}\right), \quad (21)$$

где $(\hat\rho\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H})_i = \rho_{ik}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H})_k$. При $\theta \neq \theta_i$ квантовые поправки к тензору проводимости, пропорциональные малому параметру $(\hbar\Omega_0/\eta\varepsilon_F)^{1/2}$, обычно невелики в сравнении с плавно меняющейся частью, и тензор сопротивления, соответствующий закону дисперсии (11), в системе координат ξ, y, ζ, в которой ось ζ направлена вдоль внешнего магнитного поля, можно записать в виде

$$\rho_{ik} = \begin{pmatrix} \dfrac{\sigma_{zz}\cos^2\theta + \sigma_0\sin^2\theta}{\sigma_0\sigma_{zz}} & -\dfrac{\Omega\tau}{\sigma_0\cos\theta} & \dfrac{\cos\theta\sin\theta(\sigma_{zz}-\sigma_0)}{\sigma_0\sigma_{zz}} \\ \dfrac{\Omega\tau}{\sigma_0\cos\theta} & \sigma_0^{-1} & 0 \\ \dfrac{\cos\theta\sin\theta(\sigma_{zz}-\sigma_0)}{\sigma_0\sigma_{zz}} & 0 & \dfrac{\sigma_{zz}\sin^2\theta + \sigma_0\cos^2\theta}{\sigma_0\sigma_{zz}} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

где σ_0 и $\sigma_{zz} \sim \eta^2\sigma_0$ — соответственно проводимости в плоскости слоев и вдоль нормали к слоям в отсутствие внешнего магнитного поля.

Когда волновой вектор $k = (0, k_y, k_\zeta)$ расположен в плоскости $y\zeta$, уравнение для компоненты поля $B_\zeta^\sim(y,\zeta,t)$ имеет вид

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - \frac{c^2}{4\pi}\left(\rho_{22}\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2} + \rho_{33}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right]\frac{\partial B_\zeta^\sim}{\partial t} = \left[\frac{c^2}{4\pi}\rho_{11}\frac{\partial}{\partial t} - \left(\frac{c^2}{4\pi}\right)^2\left((\rho_{11}\rho_{33} - \rho_{13}^2)\frac{\partial^2}{\partial y^2} + (\rho_{11}\rho_{22} + \rho_{12}^2)\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\right]\left(\frac{\partial^2 H_\zeta^\sim}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_\zeta^\sim}{\partial\zeta^2}\right), \tag{23}$$

здесь

$$H_\zeta^\sim = (1 - 4\pi\chi)B_\zeta^\sim - 4\pi\Lambda r_0^2\frac{\partial^2 B_\zeta^\sim}{\partial y^2} + 4\pi\Gamma B_\zeta^{\sim 3}\,. \tag{24}$$

При $1 - 4\pi\chi > 0$ в линейном приближении по малой амплитуде волны решение уравнения (23) можно искать в гармонической форме, полагая $B_\zeta^\sim, H_\zeta^\sim \sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{kr})$.
В результате получим следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 - \left(\frac{c^2}{4\pi}\right)^2[(\rho_{11}\rho_{33} - \rho_{13}^2)k_y^2 + (\rho_{11}\rho_{22} + \rho_{12}^2)k_\zeta^2][k_\zeta^2 + (1 - 4\pi\chi)k_y^2 + 4\pi\Lambda r_0^2 k_y^4] +$$
$$+\, i\omega\frac{c^2}{4\pi}[k_\zeta^2(\rho_{11} + \rho_{22}) + ((1 - 4\pi\chi)\rho_{11} + \rho_{33})k_y^2 + 4\pi\Lambda\rho_{11}r_0^2 k_y^4] = 0\,. \tag{25}$$

При условии $\eta^{-2} >> \Omega\tau$, выполняющемся для квазидвумерных проводников, мнимая часть дисперсионного уравнения (25), вообще говоря, того же порядка, что и реальная, и собственные моды являются сильно затухающими. Исключение представляет случай малых θ и k_y, а именно $\theta < \eta^2, k_y < \eta^2 k_\zeta$. Тогда возможно распространение геликоидальной волны с частотой

$$\omega = \frac{c^2}{4\pi}\rho_{12}k^2 - i\left(\frac{c^2}{8\pi}\right)(\rho_{11} + \rho_{22})k^2. \tag{26}$$

В условиях существования доменной структуры, т.е. при $1 - 4\pi\chi < 0$, имеет место неоднородность нестационарного поля вдоль оси OY, что приводит к сильному затуханию волны.

В слоистых проводниках с произвольным электронным энергетическим спектром (1) максимумы в угловой зависимости амплитуд осцилляций де Гааза–ван Альфена и Шубникова–де Гааза не столь резки, поскольку коэффициенты в формуле (3) не могут обратиться в нуль одновременно при любой ориентации вектора $\mathbf{B}_0$ [20], однако условия наблюдения доменной структуры, несомненно, более благоприятны, чем в металлах с квазиизотропным энергетическим спектром носителей заряда.

1. L. Landau, *Z. Phys*. **64**, 629 (1930).
2. W.J. de Haase and P.M. van Alphen, *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* **33**, 1106 (1930).
3. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals* Cambridge Univ. Press, Cambridge (1984).
4. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
5. J.H. Condon, *Phys. Rev*. **145**, 526 (1966).
6. J.H. Condon and R.E. Walstendt, *Phys. Rev. Lett*. **21**, 612 (1968).
7. И.А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **52**, 1755 (1967).
8. И.А. Привороцкий, М.Я. Азбель, *ЖЭТФ* **56**, 388 (1969).
9. В.И. Божко, Е.П. Вольский, *Письма в ЖЭТФ* **26**, 337 (1977).
10. G. Solt, C. Baines, V.S. Egorov, D. Herlach, E. Krasnoperov, and U. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett*. **76**, 2575 (1996).
11. G. Solt, C.Baines, V.S. Egorov, D. Herlach, U. Zimmermann, *Phys. Rev*. **B59**, 6834 (1999).
12. G. Solt, V.S.Egorov, C.Baines, D. Herlach, U. Zimmermann, *Phys. Rev*. **B62**, R11933 (2000).
13. T. Champel and V.P. Mineev, *Philos. Mag*. **B81**, 55 (2001).
14. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev*. **104**, 5737 (2004).
15. T. Maniv and I.D. Vagner, *Phys. Rev*. **B41**, 2661 (1990).
16. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Yao, *J. Phys*.(France) **1**, 1469 (1991).
17. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ*, **32**, 1509 (1957).
18. А.М. Косевич, В.В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**, 882 (1960).
19. K. Yamajy, *J. Phys. Sos. Jap*. **58**, 1520 (1989).
20. V.G. Peschansky, *Phys. Rep*. **288**, 305 (1997).

On the diamagnetic domains in a layered conductors

V.G. Peschansky and D.I. Stepanenko

Under conditions when the de Haas–van Alphen effect manifests essentially, the magnetic susceptibility and domain structure of a layered conductor are calculated at any orientation of an external magnetic field with respect to the layers. It is shown, that the amplitude of a magnetic susceptibility is oscillated function of the angle between a magnetic field and a normal to the layers with a sharp maximum along the allocated directions of a magnetic field. The possibility of propagation of low-frequency weak-damping electromagnetic modes in view of the induced magnetism of conduction electrons is discussed.

PACS: 72.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetotransport effects.

Keywords: magnetic susceptibility, domain structure, layered conductor.