ЖЭТФ, 2002, том 121, вып. 5, стр. 1204–1212

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОРГАНИЧЕСКИХ СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКАХ

В. Г. Песчанский *

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина
Национальной академии наук Украины
61103, Харьков, Украина

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
61077, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 21 декабря 2001 г.

Рассмотрены гальваномагнитные явления в органических проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида при наличии нескольких групп носителей заряда, состояния которых принадлежат листам поверхности Ферми с различной топологической структурой. Проанализирована зависимость магнитосопротивления, осцилляций Шубникова–де Гааза и поля Холла от величины и ориентации сильного магнитного поля относительно нормали к слоям $\mathbf{n}$ в случае, когда поверхность Ферми состоит из слабо гофрированного цилиндра и слабо гофрированной вдоль оси $p_z = \mathbf{pn}$ плоскости.

PACS: 81.40.Rs, 75.70.Cn

Интерес к проводникам органического происхождения с низкой размерностью, вызванный в шестидесятых годах практическими потребностями в новых сверхпроводящих материалах, не ослабевает и по сей день. После обнаружения сверхпроводящего состояния в фуллеренах, допированных различными органическими молекулами, при температуре перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 52$ K [1], а затем и при $T_c = 120$ K [2] стало вполне реальным приготовление органических высокотемпературных сверхпроводников, которые наряду с металлооксидными сверхпроводниками найдут широкое применение в самых разнообразных областях современной электроники. Оказалось, что необычное поведение органических соединений в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии также весьма привлекает внимание экспериментаторов благодаря наличию в этих соединениях своеобразных фазовых переходов и весьма чувствительного отклика на присутствие внешнего магнитного поля. В обзорных статьях [3, 4] упоминается более трехсот публикаций, посвященных исследованию электронных процессов в органических проводниках в сверхпроводящем и нормальном состояниях, особенно в сильном магнитном поле $\mathbf{H}$, когда с помощью экспериментального исследования магнитной восприимчивости [5, 6] и транспортных явлений может быть решена обратная задача восстановления электронного энергетического спектра. Для этой цели необходимо приготовить достаточно совершенные образцы, в которых длина свободного пробега носителей заряда l была бы настолько велика, что частота обращения электрона в магнитном поле Ω значительно превышала бы частоту его столкновений $1/\tau$. Это условие сильного магнитного поля ($\Omega\tau \gg 1$) удалось реализовать в полях порядка нескольких десятков тесла в ион-радикальных солях на основе тетратиафульвалена, обладающих слоистой структурой. По-видимому, с этим связан значительный интерес к исследованиям электронных процессов в органических проводниках на основе тетратиафульвалена в сильном магнитном поле, особенно гальваномагнитных явлений и квантовых осцилляционных эффектов. Эти проводники представляют собой слоистые структуры с резкой анизотропией электропроводности металлического типа. В них электропроводность вдоль слоев на несколько порядков превышает электропроводность поперек слоев.

*E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

В сильном магнитном поле помимо квантовых осцилляционных эффектов в солях тетратиафульвалена при изменении угла ϑ между магнитным полем и нормалью к слоям $\mathbf{n}$ были обнаружены периодически повторяющиеся узкие максимумы в зависимости от $\operatorname{tg}\vartheta$ сопротивления току поперек слоев [7, 8]. Этот ориентационный эффект обязан квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда и в обычных металлах отсутствует.

Резкая анизотропия электропроводности слоистых проводников, по-видимому, обусловлена резкой анизотропией распределения скоростей носителей заряда $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, так что их энергия,

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\left\{\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y)\right\}, \quad (1)$$

$$\varepsilon_n(p_x, p_y) = \varepsilon_n(-p_x, -p_y),$$

$$\alpha_n(p_x, p_y) = -\alpha_n(-p_x, -p_y),$$

слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{pn}$, а максимальное значение функции $\max\{\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon_0(p_x, p_y)\}$, равное $\eta\varepsilon_F$, много меньше энергии Ферми ε_F.

Энергия элементарного возбуждения, несущего заряд, в виде (1) с произвольными периодическими функциями $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ и произвольными фазами $\alpha_n(p_x, p_y)$ удовлетворяет трансляционной симметрии и четности функции $\varepsilon(\mathbf{p})$, которая следует из условия эрмитовости гамильтониана. Здесь a — расстояние между слоями, $\hbar$ — постоянная Планка.

Квазидвумерный характер энергетического спектра носителей заряда в органических слоистых проводниках способствует наиболее яркому проявлению в них квантовых осцилляционных эффектов Шубникова–де Гааза [9] и де Гааза–ван Альфена [10], поскольку в их формирование вовлечено достаточно большое число электронов проводимости с энергией Ферми ε_F. Обнаруженные в 1988 году осцилляции Шубникова–де Гааза магнитосопротивления в органических проводниках $(\mathrm{BEDT\text{-}TTF})_2\mathrm{JBr}_2$ и $(\mathrm{BEDT\text{-}TTF})_2\mathrm{J}_3$ [7, 8, 11–14], а затем практически во всех солях тетратиафульвалена и в галогенах тетраселентетрацена [15] при различной ориентации магнитного поля относительно слоев свидетельствуют о том, что по крайней мере один лист поверхности Ферми представляет собой слабогофрированный цилиндр с направлением открытости вдоль оси p_z. Все сечения этого цилиндра плоскостью $\mathbf{pH} = \mathrm{const}$ замкнуты, если угол ϑ между векторами $\mathbf{n}$ и $\mathbf{H} = (0, H\sin\vartheta, H\cos\vartheta)$ отличен от $\pi/2$ и уровни энергии электронов проводимости проквантованы. Их следует определить с помощью уравнения Шредингера

$$\hat{H}\left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)\phi(x)\exp\left(\frac{i}{\hbar}yp_y + \frac{i}{\hbar}zp_z\right) = \\ = \varepsilon_N(p_y, p_z)\phi(x)\exp\left(\frac{i}{\hbar}yp_y + \frac{i}{\hbar}zp_z\right), \quad (2)$$

где e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме.

Здесь мы воспользовались калибровкой Ландау, полагая, что вектор-потенциал $\mathbf{A}$ магнитного поля зависит лишь от координаты x, так что гамильтониан $\hat{H}(\hat{\mathbf{P}} - e\mathbf{A}/c)$ содержит только один дифференциальный оператор $\hat{p}_x$, а проекции обобщенного импульса p_y и p_z являются хорошими квантовыми числами.

В квазиклассическом приближении, когда расстояние между квантованными уровнями $\Delta\varepsilon_N = h\Omega$ много меньше $\eta\varepsilon_F$, энергетический спектр носителей заряда можно найти для произвольного вида гамильтониана $\hat{H}$, который совпадает с выражением для энергии (1), если в нем кинематический импульс $\mathbf{p}$ заменить на $(\hat{\mathbf{P}} - e\mathbf{A}/c)$. Если $\varepsilon_0(p_x, p_y)$ является квадратичной функцией импульса электрона проводимости, например

$$\varepsilon_0(p_x, p_y) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m},$$

а все остальные функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с $n \geq 1$ на поверхности Ферми равны постоянным величинам A_n, т. е. не зависят от p_x и p_y, то нетрудно получить энергетический спектр носителей заряда при произвольном соотношении между $\Delta\varepsilon_N$ и $\eta\varepsilon_F$. В основном приближении по параметру a/r_H, где r_H — радиус кривизны траектории носителей заряда в магнитном поле, функция $\phi(x)$ является, как и для свободных электронов, функцией Эрмита со сдвинутым аргументом относительно центра осциллятора, а энергия электронов проводимости в квантующем магнитном поле имеет вид

$$\varepsilon_N(p_H) = \left(N + \frac{1}{2}\right) g\hbar\Omega + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left\{\frac{anp_H}{\hbar\cos\vartheta}\right\} - \\ - \frac{1}{g^2\hbar\Omega}\sum_{n=1}^{\infty}(A_n n)^2 \alpha \sin^2\left\{\frac{anp_H}{\hbar\cos\vartheta}\right\}, \quad (3)$$

где

$$\alpha = a^2\frac{eH\sin^2\vartheta}{\hbar c\cos\vartheta}, \quad \Omega = \frac{eH\cos\vartheta}{mc}, \quad N = 0, 1, 2, 3, \ldots,$$

а

$$g = \left\{ 1 - \frac{2}{\hbar\Omega} \sum_{n=1}^{\infty} n\alpha \cos\left(\frac{anp_H}{\hbar\cos\vartheta} \right) \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Циклотронная эффективная масса электронов проводимости с энергетическим спектром (3) имеет вид

$$m^* = \frac{m}{g\cos\vartheta} \quad (5)$$

и вследствие квазидвумерности электронного энергетического спектра почти одинакова на всех сечениях поверхности Ферми плоскостью $p_H = \mathrm{const}$. Обобщенные импульсы P_z и P_y, как и в квазиклассическом приближении для произвольного спектра носителей заряда, входят в выражение для энергии лишь в виде интеграла движения заряда в магнитном поле $P_z \cos\vartheta + P_y \sin\vartheta = p_H = \mathbf{pH}/H$.

При $\hbar\Omega \ll \eta\varepsilon_F$ в случае произвольного вида функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ квантованный энергетический спектр носителей заряда нетрудно найти с помощью правила квантования площадей [5, 6]:

$$S(\varepsilon, p_H) = \frac{1}{\cos\vartheta} S_0(\varepsilon, p_H) = 2\pi\hbar \frac{eH}{c} \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (6)$$

где $S_0(\varepsilon, p_H) = \oint p_y dp_x$ — проекция на плоскость $p_x p_y$ сечения изоэнергетической поверхности $S(\varepsilon, p_H)$ плоскостью $p_H = \mathrm{const}$.

Рассмотрим гальваномагнитные явления в проводнике, у которого поверхность Ферми имеет вид слабогофрированного цилиндра с произвольным поперечным сечением. Связь плотности тока с электрическим полем E,

$$j_i = \mathrm{Sp}\{e\hat{v}_i \hat{f}\} = \sigma_{ik} E_k, \quad (7)$$

можно найти с помощью решения квантового кинетического уравнения для статистического оператора $\hat{f} = \hat{f}_0 + \hat{f}_1$, где $\hat{f}_0$ — статистический оператор, описывающий равновесное состояние системы электронов, диагональные компоненты которого совпадают с фермиевской функцией распределения носителей заряда $\hat{f}_0^{NN} = f_0\{\varepsilon_N(P_y, P_z)\}$. Оператор $\hat{f}_1$ описывает возмущение электронной системы электрическим полем, $\hat{\mathbf{v}}$ — оператор скорости электрона.

В линейном приближении по слабому электрическому полю кинетическое уравнение имеет вид [16]

$$\frac{i}{h}(\varepsilon_N - \varepsilon_{N'}) f_1^{NN'} + \hat{W}_{NN'}\{\hat{f}_1\} = \\ = e\mathbf{E}\mathbf{v}_{NN'} \frac{f_0(\varepsilon_N) - f_0(\varepsilon_{N'})}{\varepsilon_N - \varepsilon_{N'}}, \quad (8)$$

где $\hat{W}\{\hat{f}_1\}$ — линейный оператор, описывающий рассеяние электронов проводимости на дефектах кристалла и колебаниях кристаллической решетки.

В квантующем магнитном поле плотность состояний электронов проводимости имеет особенности, периодически повторяющиеся с изменением $1/H$, что и является причиной осцилляций кинетических коэффициентов в сильном магнитном поле. Эти особенности существенно проявляют себя не только при суммировании по состояниям электронов проводимости в выражении (7) для плотности тока, но и при суммировании по состояниям электронов в интеграле столкновений $\hat{W}$, что приводит к появлению осциллирующих с $1/H$ слагаемых в собственных значениях интегрального оператора рассеяния электронов проводимости. Их учет весьма существен в скрещенных полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, когда в бесстолкновительном пределе ($\tau = \infty$) имеют место стационарные состояния электронов проводимости. В этом случае игнорирование осциллирующей квантовой добавки к времени релаксации носителей заряда τ_{osc} приводит к иной существенно заниженной величине амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза [17, 18].

В сильном магнитном поле, когда не только $\Omega\tau \gg 1$, но и $\hbar\Omega/\varepsilon_F \geq \eta$, периодическая зависимость кинетических коэффициентов от $1/H$ достаточно сложна. Однако при $\hbar\Omega/\varepsilon_F \ll \eta$ эта зависимость имеет гармонический вид и может быть легко выделена в выражении для плотности тока с помощью формулы Пуассона.

При протекании тока вдоль слоев поле Холла при $\Omega\tau \gg 1$, как и в обычном металле, значительно превышает электрическое поле вдоль тока, если магнитное поле существенно отклонено от поверхности слоев. Однако при протекании тока поперек слоев гальваномагнитные характеристики (магнитосопротивление и поле Холла) слоистого проводника ведут себя существенно иначе. Поле Холла при $\eta^2\Omega\tau \ll 1$ оказывается гораздо меньше электрического поля вдоль нормали к слоям E_z, так что вектор электрического поля направлен в основном вдоль электрического тока. В этом случае сопротивление току поперек слоев $\rho = \rho_{zz}$ определяется с достаточной степенью точности лишь компонентой тензора электропроводности σ_{zz}, так что $\rho_{zz} = 1/\sigma_{zz}$. Это связано с тем, что скорость дрейфа носителей заряда вдоль оси z

$$\overline{v}_z(p_H, \varepsilon_F) = \frac{\partial S/\partial p_H}{\partial S/\partial \varepsilon} \cos\vartheta \quad (9)$$

пропорциональна параметру квазидвумерности η и при $(\pi/2 - \vartheta) \gg \eta$ разложение в степенной ряд по параметру η компонент тензора электропроводности σ_{ij}, у которых хотя бы один индекс совпадает с z, начинается с квадратичных членов [19, 20].

В квазиклассическом приближении ($\hbar\Omega \ll \varepsilon_F \eta$) при вычислении асимптоты σ_{zz} в сильном магнитном поле при $\gamma = 1/\Omega\tau \ll 1$ можно воспользоваться решением кинетического уравнения в τ-приближении в предположении, что оператор столкновений электронов $\hat{W}\{\hat{f}_1\}$ является оператором умножения $\hat{f}_1$ на частоту столкновений $\nu = 1/\tau + \nu_{osc}$. При этом будет потеряна достоверность малосущественных численных множителей порядка единицы, не влияющих на информативность гальваномагнитных характеристик о виде электронного энергетического спектра.

Воспользовавшись формулой Пуассона, получим для σ_{zz} следующее асимптотическое выражение при $\gamma \ll 1$:

$$\sigma_{zz} = \frac{-2}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \times \\ \times \int dp_H 2\pi m^* e^2 \overline{v}_z^2 \nu^{-1} \exp\{2\pi i k N(\varepsilon, p_H)\}, \quad (10)$$

где

$$m^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S(\varepsilon, p_H)}{\partial \varepsilon}$$

— циклотронная эффективная масса.

Монотонно меняющаяся с магнитным полем часть электропроводности поперек слоев

$$\sigma_{zz}^{mon} = \frac{-2}{(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int dp_H 2\pi m^* e^2 \overline{v}_z^2 \tau \quad (11)$$

существенно зависит от ориентации магнитного поля относительно слоев [20, 21], поскольку при некоторых значениях угла ϑ резко уменьшается среднее за период $T = 2\pi/\Omega$ значение скорости движения электрона проводимости вдоль нормали к слоям:

$$\overline{v}_z(p_H, \varepsilon) = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \sin\left(\frac{anp_H}{\hbar \cos\vartheta}\right) I_n\{\vartheta, p_H\}, \quad (12)$$

где

$$I_n\{\vartheta, p_H\} = \frac{1}{T} \int_0^T dt\, \varepsilon_n \{p_x(t, p_H), p_y(t, p_H)\} \times \\ \times \cos\left\{\frac{an}{\hbar} p_y(t, p_H) \operatorname{tg}\vartheta\right\}. \quad (13)$$

Электронные орбиты $\varepsilon = \mathrm{const}$ и $p_H = \mathrm{const}$ при $\eta \ll 1$ почти почти неразличимы и функции p_x, p_y, следовательно, и $I_n\{\vartheta, p_H\}$ слабо зависят от p_H в меру малости параметра квазидвумерности η, так что $\Delta I_n\{\vartheta, p_H\} = I_n\{\vartheta, p_H\} - I_n\{\vartheta\}$ следует принимать во внимание лишь в окрестности значений углов ϑ_c, при которых $I_n\{\vartheta\}$ обращается в нуль. Если функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ достаточно быстро убывают с ростом номера n, то минимальное значение электропроводности поперек слоев следует ожидать при тех значениях $\vartheta = \vartheta_c$, когда $I_1\{\vartheta_c\} = 0$. В этом случае необходимо учесть в σ_{zz}^{mon} следующие члены разложения в ряд по степеням γ и η:

$$\sigma_{zz}^{mon} = ae^2\tau m^* \frac{\cos\vartheta}{(2\pi\hbar)^4} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 I_n^2(\vartheta) + \\ + \eta^2 \sigma_0 \left\{\eta^2 \varphi_1(\vartheta) + \gamma^2 \varphi_2(\vartheta)\right\}, \quad (14)$$

где функции $\varphi_i(\vartheta)$, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда, порядка единицы, а σ_0 по порядку величины совпадает с электропроводностью вдоль слоев в отсутствие магнитного поля.

При $\operatorname{tg}\vartheta \gg 1$ быстроосциллирующие подынтегральные функции в формуле (13) вносят вклад в интеграл в основном вблизи окрестности точек стационарной фазы, где

$$\frac{\partial p_y}{\partial t} = \frac{eH}{c} v_x \cos\vartheta = 0.$$

Расстояние между этими точками есть диаметр электронной орбиты D_p вдоль оси p_y. При этом $I_n\{\vartheta\}$ как функция $\operatorname{tg}\vartheta$ в зависимости от ϑ испытывает изменения с периодом

$$\Delta(\operatorname{tg}\vartheta) = \frac{2\pi\hbar}{anD_p}, \quad (15)$$

и экспериментальное исследование зависимости магнитосопротивления от величины сильного магнитного поля при различных его ориентациях позволяет полностью восстановить форму поверхности Ферми [19–22].

Нули функций $I_n\{\vartheta\}$ с различными n не совпадают, и потому первое слагаемое в выражении (14) для σ_{zz}^{mon} никогда не обращается в нуль. Если предположить, что при $\vartheta = \vartheta_c$, когда $I_1\{\vartheta_c\} = 0$, все остальные слагаемые в сумме по n в формуле (14) вместе пропорциональны η в более высокой степени, чем η^2, например $\eta^{2(1+q)}$, то при $\eta^q \ll \gamma \ll 1$ магнитосопротивление ρ_{zz} растет с магнитным полем пропорционально H^2 и в угловой зависимости ρ_{zz} следует ожидать появления весьма острых пиков при $\vartheta = \vartheta_c$. При этом $\rho_{max}/\rho_{min} \approx \gamma^{-2} \gg 1$. Однако экспериментально наблюдаемая величина максимумов магнитосопротивления солей тетратиафульвалена [7, 8], см. также [3, 4], имеет такой же порядок величины, что и магнитосопротивление между максимумами. Небольшая высота максимумов в угловой зависимости магнитосопротивления свидетельствует о довольно медленном убывании функций $\varepsilon_n(p_x,p_y)$ с ростом n, и игнорирование слагаемых с $n \geq 2$ в выражении для закона дисперсии носителей заряда является некорректным.

В выражении для осциллирующей с $1/H$ части электропроводности поперек слоев

$$\sigma_{zz}^{osc} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} \times \\ \times \int dp_H 2\pi m^* e^2 \overline{v}_z^2 \tau^2 \nu_{osc} - \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \times \\ \times 2\,\mathrm{Re}\sum_{k=1}^{\infty}\int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\int dp_H 2\pi m^* e^2 \overline{v}_z^2 \frac{\tau}{1+\tau\nu_{osc}} \times \\ \times \exp\{2\pi i k N(\varepsilon, p_H)\} \quad (16)$$

существенно зависят от p_H не только $\overline{v}_z$, но и быстроосциллирующие при $\hbar\Omega \ll \eta\varepsilon_F$ множители $\exp\{2\pi i k N(\varepsilon,p_H)\}$. Первое слагаемое в правой части формулы (16) имеет такой же порядок величины, как и любое слагаемое в сумме по k с небольшим индексом k. Поскольку достоверность численных множителей порядка единицы в выражении для σ_{zz} утеряна при выборе модели интеграла столкновений, мы ограничимся анализом лишь суммы по k в формуле (16), опустив в знаменателе малую по сравнению с единицей величину $\tau\nu_{osc}$.

Основной вклад в σ_{zz}^{osc} вносит интегрирование небольшой окрестности вблизи точек стационарной фазы, которые следует найти из условия

$$dN(\varepsilon,p_H) = \left\{\frac{\partial S}{\partial\varepsilon}d\varepsilon + \frac{\partial S}{\partial p_H}dp_H\right\}\frac{c}{2\pi\hbar e H} = 0. \quad (17)$$

Условие стационарности, когда $S(\varepsilon,p_H)$ почти постоянно, возможно лишь при

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial p_H} = -\frac{\partial S/\partial p_H}{\partial S/\partial\varepsilon}.$$

Плотность состояний электронов проводимости имеет особенности при $\partial\varepsilon/\partial p_H = 0$, т. е. либо на экстремальном сечении изоэнергетической поверхности, когда $\partial S/\partial p_H = 0$, либо на самопересекающейся орбите, где

$$m^* = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial S}{\partial\varepsilon} = \infty.$$

При $\eta\,\mathrm{tg}\,\vartheta \ll 1$ на поверхности Ферми нет орбит с самопересечением и основной вклад в σ_{zz}^{osc} вносят состояния электронов из небольшой окрестности экстремального сечения поверхности Ферми плоскостью $p_H = \mathrm{const}$.

Проинтегрировав по частям в выражении (16), получим для σ_{zz}^{osc}:

$$\sigma_{zz}^{osc} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} 2\,\mathrm{Re}\sum_{k=1}^{\infty}\int d\varepsilon\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}e^2\tau\frac{eH\hbar}{ikc}(-1)^k \times \\ \times \int dp_H \exp\left\{\frac{ikcS(\varepsilon,p_H)}{eH\hbar}\right\} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{an}{\hbar}\right)^2 \cos\left(\frac{anp_H}{\hbar\cos\vartheta}\right) I_n\{\vartheta\}. \quad (18)$$

Дальнейшее вычисление σ_{zz}^{osc} с использованием метода стационарной фазы не представляет труда. В результате осциллирующая часть электропроводности поперек слоев приобретает следующий вид:

$$\sigma_{zz}^{osc} = \sum_{k=1}^{\infty} e^2\tau\left(\frac{eH\hbar}{kc}\right)^{3/2}\frac{k\lambda}{\mathrm{sh}(k\lambda)} \times \\ \times \frac{4\pi^{1/2}a^2(-1)^k}{(2\pi\hbar)^3 \parallel \partial^2 S/\partial p_H^2 \parallel^{1/2} \hbar^2} \times \\ \times \left\{\sum_{n=1}^{\infty}(2n-1)^2 \sin\left\{\frac{\pi}{4} - \frac{kc(S_{max}-S_{min})}{2eH\hbar}\right\} \times \right. \\ \times \cos\left\{\frac{kc(S_{max}+S_{min})}{2eH\hbar}\right\} I_{2n-1}(\vartheta) + \\ + \sum_{n=1}^{\infty}(2n)^2 \cos\left\{\frac{\pi}{4} - \frac{kc(S_{max}-S_{min})}{2eH\hbar}\right\} \times \\ \left. \times \sin\left\{\frac{kc(S_{max}+S_{min})}{2eH\hbar}\right\} I_{2n}(\vartheta)\right\}, \quad (19)$$

где $\lambda = 2\pi^2\theta/\hbar\Omega$, θ — температура в энергетических единицах.

Если функции $\varepsilon_n(p_x,p_y)$ достаточно быстро убывают с ростом номера n, то существенное уменьшение σ_{zz}^{osc} наступает при тех же углах $\vartheta = \vartheta_c$, что и для σ_{zz}^{mon}, и амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления ρ_{zz}^{osc}, пропорциональная $\sigma_{zz}^{osc}/(\sigma_{zz}^{mon})^2$, при $\vartheta = \vartheta_c$ резко возрастает. В результате в зависимости ρ_{zz}^{osc} от угла ϑ между векторами $\mathbf{H}$ и $\mathbf{n}$ появляются острые максимумы. Если $I_2(\vartheta)$ и $I_1(\vartheta)$ — величины примерно одного порядка, то максимумы в угловой зависимости ρ_{zz}^{osc} будут сдвинуты от максимумов ρ_{zz}^{mon}, а по величине этого смещения можно оценить параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра.

Приведенные выше формулы (10), (11) для σ_{zz}^{mon} и (16), (18), (19) для σ_{zz}^{osc} справедливы при $\gamma \ll 1$, т. е. когда за время свободного пробега электрон успевает совершить много оборотов по своей орбите в магнитном поле и можно в σ_{zz}^{osc} не учитывать уширения квантованных уровней за счет столкновений носителей заряда в виде так называемого фактора Дингла $\exp\{-\gamma\}$ [23].

Быстроосциллирующие при $\operatorname{tg}\vartheta \gg 1$ подынтегральные функции в формуле (13) вносят тем меньший вклад в электропроводность, чем больше $\operatorname{tg}\vartheta$, и сопротивление образца с ростом ϑ возрастает пропорционально $\operatorname{tg}\vartheta$, пока $\gamma \ll 1$. По мере приближения ϑ к $\pi/2$ появляются сильно вытянутые орбиты, по которым электрон не успевает совершить полный оборот за время свободного пробега. При $\gamma = \gamma_0/\cos\vartheta \geq 1$ начинается рост σ_{zz} с увеличением ϑ и при $\eta\operatorname{tg}\vartheta = 1$, когда появляются самопересекающиеся электронные орбиты, магнитосопротивление току поперек слоев достигает минимального значения [24, 25]. Параметру $\gamma_0 = 1/\Omega_0\tau$, где Ω_0 — частота обращения электрона в магнитном поле при $\vartheta = 0$, можно придать смысл отношения времени прохождения электрона по сильно вытянутой орбите вдоль оси p_z на расстояние порядка $2\pi\hbar/a$ к времени его свободного пробега. При $\eta\operatorname{tg}\vartheta > 1$ сопротивление вновь растет с увеличением ϑ, достигая максимального значения при $\vartheta = \pi/2$. С увеличением магнитного поля величина максимума ρ_{zz} растет вначале по линейному закону при $\eta \ll \gamma_0 \ll 1$, а затем при $\eta \geq \gamma_0$ пропорционально H^2 [21, 22]. Неограниченный рост магнитосопротивления вдоль нормали к слоям при $\vartheta = \pi/2$ связан с тем, что $\overline{v}_z(p_H)$ обращается в нуль на всех сечениях поверхности Ферми и в выражении для σ_{zz} необходимо удержать следующие члены разложения по малому параметру γ_0. Основной вклад в σ_{zz}^{mon} вносит небольшая доля электронов с орбитами, близкими к самопересекающейся орбите, период обращения по которой логарифмически расходится.

Азбель показал, что для σ_{zz}^{osc} самопересекающаяся орбита является выделенной в такой же мере, как и экстремальное сечение поверхности Ферми [26, 27]. В некоторых специальных случаях электроны из окрестности самопересекающейся орбиты могут сформировать высокотемпературные осцилляции [28]. Однако их вклад в σ_{zz}^{osc} ничтожно мал по сравнению с амплитудой осцилляций, за которые ответственны электроны с экстремальным сечением поверхности Ферми. Для теоретического анализа весьма тонких эффектов, предсказанных Азбелем, требуется более корректное обращение с интегралом столкновений в квантовом кинетическом уравнении. По этой причине в данном сообщении не уделено должного внимания этим эффектам, а также и интерференционным осцилляционным эффектам, имеющим место при учете ν_{osc} в сумме по k в формуле (16), которые появляются в следующих членах разложения по магнитному малому параметру $\hbar\Omega/\eta\varepsilon_F$. Хотя амплитуда этих осцилляций весьма мала, их все же удалось наблюдать [29]. Среди интерференционных осцилляций в квазидвумерном проводнике есть низкочастотные, определяемые разностью максимального и минимального сечений поверхности Ферми плоскостью $p_H = \text{const}$. Амплитуда этих осцилляций магнитосопротивления убывает медленно с ростом температуры, пока $\gamma \leq 1$ [29].

Поверхность Ферми органических слоистых проводников, содержащих более сотни атомов в элементарной ячейке кристалла, достаточно сложна и может состоять из элементов различной топологической структуры. Помимо гофрированного цилиндра возможны также и листы в виде гофрированных плоскостей со слабой гофрировкой вдоль оси p_z. Например, поверхность Ферми солей $\text{(BEDT-TTF)}_2\text{MHg(SCN)}_4$, где M — один из металлов группы (K, Rb, Tl) либо NH_3, согласно зонным расчетам электронного энергетического спектра [30], кроме слабо гофрированного цилиндра содержит два квазиодномерных листа. Эти листы представляют собой слабогофрированные плоскости, а их сечения $p_H = \text{const}$ являются незамкнутыми почти при любой ориентации магнитного поля. Хотя электроны проводимости с квазиодномерным энергетическим спектром слабо реагируют на присутствие внешнего магнитного поля, однако наличие такой группы носителей заряда может существенно изменить магнитосопротивление проводника. При ориентациях магнитного поля, при которых появляются открытые электронные траектории в импульсном пространстве, магнитосопротивление даже в плоскости слоев оказывается резко анизотропным. Экспериментальное исследование анизотропии поперечного магнитосопротивления ($\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$) служит в качестве надежного метода определения топологии поверхности Ферми [31, 32] (см. также обзорную статью Новикова и Мальцева [33]).

Рассмотрим гальваномагнитные явления в органическом проводнике, у которого поверхность Ферми состоит из слабогофрированного цилиндра и слабо гофрированных вдоль оси p_z плоскостей, а нормаль к соприкасающейся с ними плоскости отклонена от оси p_x на угол ϕ.

При наличии нескольких групп носителей заряда все они вносят вклад в электрический ток. При столкновении носителей заряда с границей образца возможен переброс с одной полости поверхности Ферми на другую, что приводит к перепутыванию состояний электронов за время их свободного пробега относительно диссипативных столкновений внутри объема проводника. В тонких проводниках такие процессы переброса существенным образом влияют на величину магнитосопротивления [34]. Однако в массивных образцах, толщина которых значительно превышает длину свободного пробега электронов проводимости, суммарная электропроводность с достаточной степенью точности представляет собой сумму электропроводности каждой группы электронов проводимости

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{(1)} + \sigma_{ik}^{(2)}, \tag{20}$$

где $\sigma_{ik}^{(1)}$ — вклад в электропроводность носителей заряда, состояние которых принадлежат слабогофрированным плоским листам поверхности Ферми, а в $\sigma_{ik}^{(2)}$ вносят вклад электроны проводимости, принадлежащие слабогофрированному цилиндру.

Дискретно-непрерывный энергетический спектр имеют носители заряда, совершающие финитное движение в плоскости, ортогональной магнитному полю. Для электронов проводимости на открытых сечениях изоэнергетической поверхности квантование интеграла движения p_H при $\varepsilon = \mathrm{const}$ отсутствует. Так что вклад в осциллирующую часть электропроводности вносят в основном носители заряда, состояния которых принадлежат листу поверхности Ферми в виде слабогофрированного цилиндра, и с достаточной степенью точности можно считать, что $\sigma_{zz}^{osc} = \sigma_{zz}^{(2)osc}$.

При $\eta \operatorname{tg}\vartheta \ll 1$ нет самопересекающихся замкнутых сечений гофрированного цилиндра плоскостью $p_H = \mathbf{p}\cdot\mathbf{H}/H = \mathrm{const}$ и асимптотическое выражение матрицы σ_{ik}^{mon} в сильном магнитном поле принимает достаточно простой вид:

$$\sigma_{ik}^{mon} = \begin{pmatrix} \gamma^2 a_{xx} + \sigma_1 \cos^2\phi & \gamma a_{xy} + \sigma_1 \sin\phi\cos\phi & \gamma\eta^2 a_{xz} \\ \gamma a_{yx} + \sigma_1 \sin\phi\cos\phi & \sigma_1 \sin^2\phi + \gamma^2 a_{yy} + \sigma_{zz}\operatorname{tg}^2\vartheta & \gamma\eta^2 a_{yz} + \sigma_{zz}\operatorname{tg}\vartheta \\ \gamma\eta^2 a_{zx} & \gamma\eta^2 a_{zy} + \sigma_{zz}\operatorname{tg}\vartheta & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \tag{21}$$

где σ_1 — наибольшая величина вклада в электропроводность вдоль слоев при $H = 0$ носителей заряда, состояния которых принадлежат открытому листу поверхности Ферми в виде гофрированной плоскости; компоненты матрицы a_{ij} по порядку величины совпадают с σ_0 — вкладом в электропроводность вдоль слоев остальных электронов проводимости в отсутствие магнитного поля.

Дрейф носителей заряда с открытыми траекториями в импульсном пространстве не совпадает с направлением магнитного поля, и веер всевозможных направлений дрейфа с изменением p_H заполняет целую плоскость [31]. Однако в направлении, ортогональном этой плоскости, все носители заряда не могут сместиться на значительное расстояние. Легко убедиться, что в системе координат, в которой одна из осей направлена по магнитному полю, электропроводность в плоскости, ортогональной магнитному полю, при $\gamma \ll 1$ резко анизотропна и одна из диагональных компонент тензора электропроводности пропорциональна γ^2. В результате детерминант матрицы σ_{ik}^{mon} также пропорционален γ^2 при любом виде электронного энергетического спектра указанной выше топологической структуры. Несложные вычисления позволяют получить при $\eta \ll \cos\vartheta$ и $\gamma_0 \ll \cos\vartheta$ следующие асимптотические выражения для сопротивления вдоль и поперек слоев:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_1 \sin^2\phi\cos^2\vartheta + \gamma_0^2\sigma_0}{\gamma_0^2\sigma_0(\sigma_0+\sigma_1)}, \quad \rho_{yy} = \frac{\sigma_1 \cos^2\phi\cos^2\vartheta + \gamma_0^2\sigma_0}{\gamma_0^2\sigma_0(\sigma_0+\sigma_1)}, \tag{22}$$

$$\rho_{zz} = \frac{1}{\sigma_{zz}} + \frac{\sigma_1 \cos^2\phi \sin^2\vartheta}{\gamma_0^2\sigma_0(\sigma_0+\sigma_1)}. \tag{23}$$

Малосущественные численные множители порядка единицы, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда в формулах (22) и (23), как и прежде, опущены.

При $\eta \ll \gamma_0 \ll 1$ вектор электрического поля по-прежнему почти параллелен току, протекающему вдоль нормали к слоям, а $\rho_{zz}^{osc}/\rho_{zz}^{mon}$ имеет такой же порядок величины, как и в случае, когда поверхность Ферми представляет собой всего лишь один гофрированный цилиндр. Однако при $\gamma_0 \le \eta$ наличие дополнительной полости поверхности Ферми в виде гофрированной плоскости приводит к неограниченному росту сопротивления току поперек слоев, а поле Холла

$$E_x = \gamma_0^{-2}\frac{\sigma_1 \sin 2\phi \sin 2\vartheta}{\sigma_0(\sigma_0+\sigma_1)} + \\ + \gamma_0^{-1}\frac{(\sigma_0+\sigma_1 \sin^2\phi)\sin\vartheta}{\sigma_0(\sigma_0+\sigma_1)}, \quad (24)$$

пропорциональное H^2 во всей области сильных магнитных полей, удовлетворяющих условию $\gamma_0 \ll \cos\vartheta$, уже сравнимо с E_z.

Наличие группы носителей заряда, состояния которых принадлежат листу поверхности Ферми в виде гофрированной плоскости, нетрудно установить, обнаружив квадратичный рост с H магнитосопротивления слоистого проводника либо поля Холла при различных ориентациях магнитного поля относительно слоев.

Приведенные выше формулы (14)–(21) для магнитосопротивления и поля Холла справедливы при произвольной гофрировке поверхности Ферми в плоскости $p_x p_y$. Величина гофрировки в этой плоскости либо ее отсутствие у одной из полостей поверхности Ферми не влияет на характер зависимости гальномагнитных характеристик квазидвумерного проводника пока $\eta \operatorname{tg}\theta < 1$. Однако в обратном предельном случае $\eta \operatorname{tg}\theta \gg 1$ вклад в электропроводность поперек слоев носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром обратно пропорционален H^2 во всей области сильных магнитных полей $\gamma_0 \ll 1$, а вклад носителей заряда с квазидвумерным спектром при $\eta < \gamma_0 \ll 1$ пропорционален γ_0.

Таким образом, исследуя зависимость магнитосопротивления и поля Холла от величины сильного магнитного поля при его различных ориентациях относительно слоев, можно выяснить, в какой мере убедительно предположение о существовании в органических комплексах переноса заряда $(\mathrm{BEDT\text{-}TTF})_2\mathrm{MHg(SCN)}_4$ группы электронов проводимости с квазиодномерным энергетическим спектром.

Автор благодарен Фонду международного сотрудничества (подпрограмма Украина — НАТО, грант NATO PSF.CL G972846) за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Schon, Ch. Kloe, and B. Batlogg, Nature **408**, 970 (2000).
2. J. H. Schon, Ch. Kloe, and B. Batlogg, Science **293**, 2432 (2001).
3. J. Wosnitza, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics (1996).
4. J. Singelton, *Studies of Quasi-two-dimensional Organic Conductors Based on BEDT-TTF Using High Magnetic Fields*, Report on Progress in Physics (2000).
5. L. Onsager, Phil. Mag. **43**, 1006 (1952).
6. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ЖЭТФ **29**, 730 (1955).
7. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. И. Нижанковский, А. А. Игнатьев, Письма в ЖЭТФ **47**, 302 (1988).
8. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, И. Ф. Щеголев, Письма в ЖЭТФ **48**, 498 (1988).
9. L. V. Schubnikov and W. J. de Haas, Leiden Comm. **207**, 210 (1930).
10. W. J. de Haas and P. M. van Alphen, Proc. Acad. Sci. Amsterdam **33**, 1106 (1930).
11. I. D. Parker, D. D. Pigram, R. H. Friend, M. Kurmo, and P. Day, Synth. Met. **27**, A387 (1988).
12. K. Oshima, T. Mori, H. Inokuchi, H. Urayama, H. Yamochi, and C. Saito, Phys. Rev. B **38**, 938 (1988).
13. N. Toyota, T. Sasaki, K. Murata, Y. Honda, M. Tokumoto, H. Bando, N. Kinoshita, H. Anzai, T. Ishiguro, and Y. Muto, J. Phys. Soc. Jap. **57**, 2616 (1988).
14. W. Kang, G. Montambaux, J. R. Cooper, D. Jerome, P. Batail, and C. Lenoir, Phys. Rev. Lett. **62**, 2559 (1989).
15. I. F. Shchegolev, P. A. Kononovich, M. V. Kartsovnik, V. N. Laukhin, S. I. Pesotskii, B. Hilti, and C. W. Mayer, Synth. Met. **39**, 357 (1990).
16. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **32**, 1509 (1956).
17. E. Adams and T. Holstein, J. Phys. Chem. Sol. **10**, 254 (1959).
18. А. М. Косевич, В. В. Андреев, ЖЭТФ **38**, 882 (1960).
19. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Yao, J. de Phys. I **1**, 1469 (1991).
20. V. G. Peschansky, Phys. Rep. **288**, 305 (1997).
21. В. Г. Песчанский, ФНТ **23**, 47 (1997).

22. В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **112**, 618 (1997).

23. Ю. А. Бычков, ЖЭТФ **39**, 1401 (1960).

24. V. G. Peschansky and M. V. Kartsovnik, Phys. Rev. B **60**, 11207 (1999).

25. V. G. Peschansky and M. V. Kartsovnik, J. Low Temp. Phys. **117**, 1717 (1999).

26. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **39**, 878 (1960).

27. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **39**, 1276 (1960).

28. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **45**, 2022 (1963).

29. P. Grigoriev, M. Kartsovnik, W. Biberacher, and P. Wyder, E-print archives, cond-mat/0108352.

30. R. Rossenau, M. L. Doublet, E. Canadell, R. P. Shibaeva, R. P. Rozenberg, N. D. Kushch, and E. B. Jagubskii, J. de Phys. I **6**, 1527 (1996).

31. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **35**, 1251 (1958).

32. И. М. Лифшиц, В. Г. Песчанский, ЖЭТФ **38**, 188 (1960).

33. С. П. Новиков, А. Я. Мальцев, УФН **168**, 249 (1998).

34. V. G. Peschansky, Sov. Sci. Rev. **16**, 1 (1992).