Физика низких температур, 2001, т. 27, № 9/10, с. 945–951

Ориентационный эффект в магнитосопротивлении органических проводников

В. Г. Песчанский

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

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

Раид Аталла

Physics Department of Bir-Zeit University, P. O. Box 28, Bir-Zeit, West Bank, Israel

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2001 г.

Обсуждается асимптотическое поведение магнитосопротивления слоистых проводников органического происхождения при различных ориентациях сильного магнитного поля **H** относительно слоев. Показано, что при протекании тока вдоль нормали **n** к слоям амплитуда квантовых осцилляций Шубникова–де Гааза, также как и плавно изменяющаяся часть магнитосопротивления, при некоторых углах θ между векторами **H** и **n** резко возрастает. Экспериментальное исследование ориентационного эффекта в сильном магнитном поле позволяет получить детальную информацию об электронном энергетическом спектре квазидвумерных проводников.

Обговорюється асимптотична поведінка магнітоопору шаруватих провідників органічного походження при будь-яких орієнтаціях сильного магнітного поля **H** відносно шарів. Показано, що при протіканні струму вздовж нормалі **n** до шарів амплітуда квантових осциляцій Шубнікова–де Гааза, також як монотонно змінюючаяся частина магнітоопору, при деяких кутах θ між векторами **H** та **n** різко зростає. Експериментальне дослідження орієнтаційного ефекту в сильному магнітному полі дозволяє одержати детальну інформацію про електронний енергетичний спектр квазідвовимірних провідників.

PACS: 81.40.Rs, 75.70.Cn

Обнаруженная в 1930 году в Лейдене Шубниковым и де Гаазом осцилляционная зависимость сопротивления достаточно совершенных образцов висмута от обратной величины магнитного поля [1,2] позволила создать надежный спектроскопический метод [3,4], который и по сей день успешно используется для восстановления по экспериментальным данным основной характеристики электронного энергетического спектра вырожденных проводников — поверхности Ферми.

Эффект Шубникова–де Гааза и обнаруженная в том же году осцилляционная зависимость намагниченности от обратной величины магнитного поля [5] долгое время воспринимались как аномальное поведение висмута наряду с другими необычными его свойствами. Однако позднее эти осцилляции при низких температурах наблюдались практически во всех металлах, а Ландау показал, что эти эффекты обязаны наличию особенностей плотности состояний электронов проводимости в квантующем магнитном поле [6]. Квантовые осцилляционные эффекты оказались присущими всем вырожденным проводникам и наблюдаются, когда расстояние между квантованными уровнями энергии электронов $\hbar\Omega$ превышает температурное размытие фермиевской функции распределения носителей заряда, но значительно меньше энергии Ферми.

В 1988 году при достаточно низких температурах обнаружены осцилляции Шубникова–де Гааза магнитосопротивления органических проводников $(BEDT\text{–}TTF)_2JBr_2$ и $(BEDT\text{–}TTF)_2J_3$ в магнитном поле H величиной в несколько десятков тесла, когда частота обращения электронов Ω значительно превышала частоту их столкновений $1/\tau$ [7–9].

Еще более неожиданным оказалось наблюдение периодически повторяющихся узких максимумов в зависимости сопротивления ρ от угла θ между направлением вектора сильного магнитного поля и нормалью $\mathbf{n}$ к слоям при протекании тока поперек слоев [7,8].

В настоящее время квантовый осцилляционный эффект Шубникова–де Гааза уже наблюдался во многих солях тетратиафульвалена и галогенах тетраселентетрацена, которые обладают слоистой структурой с резко выраженной анизотропией электропроводности: электропроводность вдоль слоев значительно превосходит электропроводность поперек слоев. Следовательно, семейство этих органических проводников обладает металлическим типом электропроводности, а большое сопротивление току, протекающему вдоль нормали к слоям, по-видимому, связано с резкой анизотропией скоростей электронов проводимости $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, т.е. их энергия

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

слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{pn}$ на нормаль к слоям $\mathbf{n}$, так что максимальные значения функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с $n \geq 1$ на поверхности Ферми $A_n = \max \varepsilon_n(p_x, p_y) = \eta_n \varepsilon_F$ много меньше энергии Ферми ε_F.

Поверхность Ферми квазидвумерных проводников является открытой со слабой гофрировкой вдоль оси p_z, причем гофрированные плоскости могут быть свернуты в цилиндр, основание которого помещается в элементарной ячейке импульсного пространства, так что поверхность Ферми слоистых проводников представляет собой систему слабогофрированных цилиндров либо систему плоскостей, слабо гофрированных вдоль оси p_z. Возможно также существование небольших замкнутых полостей, относящихся к аномально малым группам носителей заряда.

В случае дискретного или дискретно-непрерывного энергетического спектра электронов проводимости в магнитном поле особенности плотности их состояний периодически повторяются с изменением $1/H$, что и является причиной квантовых осцилляционных эффектов. Наличие в проводниках семейства солей тетратиафульвалена квантовых осцилляций магнитосопротивления с большой амплитудой в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H \sin\theta, H \cos\theta)$ свидетельствует о существовании достаточно большого числа носителей заряда с энергией Ферми, совершающих финитное движение в плоскости, ортогональной магнитному полю, т.е. их орбиты $\varepsilon = \text{const}$, $p_H = \mathbf{pH}/H = \text{const}$ замкнуты, и по крайней мере один лист поверхности Ферми представляет собой слабогофрированный цилиндр.

Квазидвумерный характер электронного энергетического спектра в комплексах с переносом заряда со слоистой структурой способствует весьма яркому проявлению эффекта Шубникова–де Гааза, поскольку в его формирование вовлечено значительно большее число электронов проводимости с энергией Ферми ε_F, чем в обычных металлах, в которых за этот эффект ответственна лишь небольшая доля носителей заряда порядка $(h\Omega/\varepsilon_F)^{1/2}$, где $\Omega = eH/m^*c$ — частота их обращения в магнитном поле по замкнутой орбите; e и m^* — заряд и циклотронная эффективная масса электрона проводимости; c — скорость света; h — постоянная Планка.

Существенная зависимость магнитосопротивления слоистых проводников от ориентации магнитного поля относительно слоев свойственна лишь квазидвумерным проводникам, а положение максимумов в зависимости $\rho(\theta)$ дает детальную информацию о форме поверхности Ферми [10]. В отличие от эффекта Шубникова–де Гааза ориентационный эффект в обычных металлах не наблюдается.

Нетрудно убедиться, что не только плавно изменяющаяся с H часть магнитосопротивления, но и амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза также имеет острые максимумы при некоторых углах $\theta = \theta_c$.

Исключительно ради краткости вычислений будем полагать, что поверхность Ферми слоистого проводника состоит всего лишь из одного гофрированного цилиндра произвольной формы. Все сечения этого цилиндра плоскостью $\mathbf{pH} = \text{const}$ замкнуты, если θ отлично от $\pi/2$. Квантовые уровни энергии электронов проводимости следует определить с помощью уравнения Шредингера

$$\varepsilon(\hat{P}_x, P_y - eHx\cos\theta/c, P_z + eHx\sin\theta/c) \times$$
$$\times\, \phi_N(x) \exp(iyP_y/h + izP_z/h) =$$
$$= \varepsilon_N(P_y, P_z)\phi_N(x) \exp(iyP_y/h + izP_z/h). \tag{2}$$

Здесь мы воспользовались калибровкой Ландау, полагая, что вектор-потенциал $\mathbf{A}$ магнитного поля зависит лишь от координаты x и уравнение Шредингера (2) содержит только один дифференциальный оператор $\hat{P}_x$, а проекции обобщенного импульса P_y и P_z являются хорошими квантовыми числами. Оператор Гамильтона получен с помощью замены кинематического импульса $\mathbf{p}$ в формуле (1) для энергии квазичастиц, несущих заряд, выражением $\hat{\mathbf{P}} - e\mathbf{A}/c$, а фазы $\alpha_n(p_x, p_y)$ в уравнении (2) опущены. Чтобы найти волновые функции электронов проводимости $\phi(x) \times \times \exp(iyP_y/h + izP_z/h)$, необходимо задать конкретный вид гамильтониана, а задача определения электронного энергетического спектра в квазиклассическом приближении может быть решена для произвольного вида функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$.

Если предположить, что функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с $n \geq 1$ не зависят от p_x, т.е. только $\varepsilon_0(\hat{P}_x, P_y - eHx\cos\theta/c)$ содержит оператор дифференцирования

$$\hat{P}_x = i\left(\frac{eHh\cos\theta}{c}\right)^{1/2}\frac{\partial}{\partial\xi},$$

где

$$\xi = \left(\frac{eHh\cos\theta}{c}\right)^{-1/2}(P_y - eHx\cos\theta/c),$$

то положение уровней энергии электронов проводимости не определяется положением центра орбиты $x_0 = cP_y/(eH\cos\theta)$, а собственные значения ε_N оператора $\varepsilon_0(\hat{P}_x, P_y - eHx\cos\theta/c)$ не зависят также и от интеграла движения электронов в магнитном поле $p_H = P_z\cos\theta + P_y\sin\theta$. Еще более простой вид имеют уровни энергии, когда $\varepsilon_0(p_x, p_y)$ — квадратичная функция импульсов, а все функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с $n \geq 1$ равны A_n, т.е. не зависят от p_x и p_y. В этом случае уровни энергии электронов проводимости имеют вид

$$\varepsilon_N(p_H) = (N + 1/2)gh\Omega +$$
$$+\sum_{n=1}^{\infty}A_n\cos\left(\frac{anp_H}{h\cos\theta}\right) - \frac{1}{g^2h\Omega}\sum_{n=1}^{\infty}(A_n n)^2\alpha\sin^2\left(\frac{anp_H}{h\cos\theta}\right), \tag{3}$$

где

$$\alpha = a^2\frac{eH\sin^2\theta}{hc\cos\theta}, \tag{4}$$

$$g = \left[1 - \frac{2}{h\Omega}\sum_{n=1}^{\infty}A_n n\alpha\cos\left(\frac{anp_H}{h\cos\theta}\right)\right]^{1/2},$$

а частота обращения носителей заряда Ω в магнитном поле одинакова на всех сечениях изоэнергетической поверхности $p_H = \mathrm{const}$. В случае более сложной зависимости ε_0 от p_x и p_y энергетический спектр эквидистантен лишь при больших N ($\Delta\varepsilon_N = \varepsilon_{N+1} - \varepsilon_N = h\Omega$).

Связь плотности тока с электрическим полем E

$$j_i = \mathrm{Sp}\,\{e\hat{v}_i\hat{f}\} = \sigma_{ik}E_k \tag{5}$$

нетрудно 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, у него отличны от нуля лишь диагональные компоненты $\hat{f}_0^{NN'}$, которые совпадают с фермиевской функцией распределения носителей заряда $f_0[\varepsilon_N(P_y, P_z)]$, а оператор $\hat{f}_1$ описывает возмущение электронной системы электрическим полем; $\hat{v}$ — оператор скорости электрона.

В линейном приближении по слабому электрическому полю кинетическое уравнение имеет вид [11–13]

$$\frac{i}{h}(\varepsilon_N - \varepsilon_{N'})f_1^{NN'} + \hat{W}_{NN'}(\hat{f}_1) = e\mathbf{E}\mathbf{v}_{NN'}\frac{f_0(\varepsilon_N) - f_0(\varepsilon_{N'})}{\varepsilon_N - \varepsilon_{N'}}, \tag{6}$$

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

При вычислении осциллирующих с полем слагаемых в выражении для плотности тока (5) следует учесть квантовые осцилляции времени релаксации электронов проводимости, возникающие при суммировании по состояниям электронов в приходном члене интеграла столкновений $\hat{W}$. Их роль весьма существенна при вычислении асимптот компонент тензора электропроводности σ_{ix} и σ_{xj} в сильном магнитном поле ($\Omega\tau >> 1$). Однако их вклад в амплитуду квантовых осцилляций остальных компонент тензора электропроводности значителен лишь для малых поправок по параметру $\gamma = 1/\Omega\tau$. В случаях, когда асимптота компонент тензора электропроводности отлична от нуля в сильном магнитном поле и нет необходимости удерживать малые поправки по параметру $1/\Omega\tau$, достаточно знать лишь диагональные матричные элементы неравновесного статистического оператора.

Асимптота компоненты тензора электропроводности σ_{zz} при $\Omega\tau >> 1$ имеет вид

$$\sigma_{zz} = \frac{2eH}{c(2\pi\hbar)^2} \sum_{N=0}^{\infty} \int dp_H \, e^2 \tau \overline{v}_z^2 \, \frac{\partial f_0(\varepsilon_N)}{\partial \varepsilon_N} \,, \qquad (7)$$

где $\overline{v}_z$ — значение скорости, усредненное по P_y при постоянном p_H, т.е. среднее значение v_z на электронной орбите $\varepsilon = \text{const}$; $p_H = \text{const}$, а τ — время свободного пробега носителей заряда, равное обратной частоте их столкновений.

При вычислении σ_{zz} мы воспользовались решением кинетического уравнения в τ-приближении, при этом утеряна достоверность малосущественных численных множителей порядка единицы, не влияющих на информативность гальваномагнитных характеристик, определяющих вид электронного энергетического спектра.

В достаточно сильном магнитном поле, когда не только $\Omega\tau >> 1$, но и $\hbar\Omega/\varepsilon_F \geq \eta = \eta_1$, периодическая зависимость кинетических коэффициентов от $1/H$ достаточно сложна. Однако в обратном предельном случае при $\hbar\Omega/\varepsilon_F << \eta$ эта зависимость имеет гармонический вид и может быть легко выделена в выражении для плотности тока с помощью формулы Пуассона

$$\sigma_{zz} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \times$$

$$\times \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int d\varepsilon \, \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int dp_H \, 2\pi m^* e^2 \tau \overline{v}_z^2 \exp\,(2\pi i k N(\varepsilon, p_H)). \qquad (8)$$

Скорость дрейфа электронов проводимости вдоль магнитного поля $\overline{v}_H$ при $(\pi/2 - \theta) >> \eta$ слабо зависит от проекции импульса p_H на направление магнитного поля. Отсюда следует, что разложение компонент тензора электропроводности в степенной ряд по параметру квазидвумерности η начинается по крайней мере с квадратичных членов, если хотя бы один из индексов σ_{ij} совпадает с z. При этом для определения сопротивления току поперек слоев достаточно знать только компоненту тензора электропроводности σ_{zz}, и лишь в некоторых специальных случаях ρ_{zz} определяется бо́льшим набором компонент σ_{ij} [14].

При $\eta << 1$ и $\gamma = 1/\Omega\tau << 1$ асимптота осциллирующей с $1/H$ части электропроводности σ_{zz}^{osc} и монотонно изменяющейся с магнитным полем σ_{zz}^{mon} существенно зависят от величины $\overline{v}_z(p_H, \varepsilon) = \overline{v}_H(p_H, \varepsilon)\cos\theta$, которую вычислим в квазиклассическом приближении ($\Delta\varepsilon_N << \eta\varepsilon_F$), воспользовавшись энергетическим спектром (1):

$$\overline{v}_z(p_H, \varepsilon) = -\frac{1}{T} \int_0^T dt \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \, \varepsilon_n(p_y(t, p_H)) \times$$

$$\times \sin \left\{ \frac{an}{\hbar} \left[\frac{p_H}{\cos\theta} - p_y(t, p_H) \operatorname{tg}\theta \right] \right\}, \qquad (9)$$

где $T = 2\pi/\Omega$, а t — время движения заряда в магнитном поле $\mathbf{H}$, согласно уравнениям

$$\partial p_x/\partial t = (eH/c)(v_y \cos\theta - v_z \sin\theta)\,;$$

$$\partial p_y/\partial t = -\,eHv_x \cos\theta/c\,; \qquad (10)$$

$$\partial p_z/\partial t = ev_x H \sin\theta/c\,.$$

При $\operatorname{tg}\theta >> 1$ подинтегральное выражение в формуле (9) быстро осциллирует с изменением t и основной вклад в интеграл вносят небольшие окрестности точек стационарной фазы, в которых, согласно уравнениям (10), $v_x = 0$. Допустим, что на всех сечениях поверхности Ферми имеется лишь две точки стационарной фазы t_1 и t_2, расстояние между которыми равно диаметру электронной орбиты вдоль оси p_y: $D_p = p_y(t_2) - p_y(t_1)$.

В случае, когда угол θ существенно отличен от $\pi/2$, все величины, входящие в выражение для σ_{zz}^{mon}, кроме $\overline{v}_z^2$, слабо зависят от p_H и, опуская слагаемые более высокого порядка по параметру квазидвумерности, чем η^2, получаем для

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

следующее асимптотическое выражение:

$$\sigma_{zz}^{\text{mon}} = a e^2 \tau m^* \cos\theta/2\pi\hbar^4 \sum n^2 I_n^2(\theta)\,, \qquad (12)$$

где

$$I_n(\theta) = T^{-1} \int_0^T dt \, \varepsilon_n(t) \cos\,(p_y(t)\, an \operatorname{tg}\theta/\hbar)\,. \qquad (13)$$

Функции $I_n(\theta)$ имеют множество нулей, которые при $\operatorname{tg}\theta >> 1$ периодически повторяются с периодом $\Delta(\operatorname{tg}\theta) = 2\pi\hbar/naD_p$. Естественно, все слагаемые в формуле (12) не могут обратиться в нуль одновременно, и асимптотическое поведение σ_{zz}^{mon} существенно зависит от характера убывания функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с ростом номера n. В приближении сильной связи, когда мало перекрытие волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, расстояние между которыми a заметно превышает межатомное расстояние внутри слоя, A_n пропорциональны n-й степени интеграла перекрытия волновых функций и η_n по порядку величины равно η^n. В этом случае при $\eta << 1$ и $\gamma << 1$ асимптотическое выражение для σ_{zz}^{mon} принимает следующий вид [14]:

$$\sigma_{zz}^{\text{mon}} = (ae^2\tau m^* \cos\theta/2\pi h^4)\, I_1^2(\theta) + \eta^2\sigma_0(\eta^2\varphi_1 + \gamma^2\varphi_2), \tag{14}$$

где σ_0 — электропроводность вдоль слоев в отсутствие магнитного поля.

Функции φ_i порядка единицы, и их учет необходим при тех значениях $\theta = \theta_c$, при которых $I_1(\theta)$ обращается в нуль. Сопротивление вдоль нормали к слоям при $\theta = \theta_c$ вместо насыщения в сильных магнитных полях возрастает пропорционально H^2 в области полей, удовлетворяющих условию $\eta << \gamma << 1$, а насыщение сопротивления наступает в более сильных магнитных полях при $\gamma \le \eta$. В результате в угловой зависимости сопротивления току вдоль нормали к слоям следует ожидать появления достаточно острых максимумов. Эти максимумы при $\operatorname{tg}\theta >> 1$ периодически повторяются с периодом

$$\Delta(\operatorname{tg}\theta) = 2\pi h/aD_p\ . \tag{15}$$

Хотя не ясно, в какой мере справедливо приближение сильной связи при расчете электронного энергетического спектра весьма сложных кристаллических структур, содержащих более сотни атомов в элементарной ячейке, все же будем полагать, что функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ убывают с ростом n, и это убывание достаточно заметно.

Экспериментально наблюдаемые максимумы сопротивления являются острыми, однако их высота по порядку величины сравнима и даже меньше сопротивления в минимуме его зависимости от угла между нормалью к слоям и направлением магнитного поля [7,8]. Возможно, это связано с медленным убыванием функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с ростом n. Ведь при $aD_p \operatorname{tg}(\theta/2h) = -\pi/4 + \pi k$, когда $I_1(\theta)$ обращается в нуль, все $I_n(\theta)$, у которых $(n-1)$ не кратно четырем, существенно отличны от нуля. Небольшая высота максимумов в угловой зависимости магнитосопротивления свидетельствует в пользу более медленного убывания функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с ростом n, чем в приближении сильной связи, т.е. уже нет оснований считать, что отношение η_2/η_1 много меньше единицы, и игнорировать слагаемые с $n \ge 2$ в выражении для закона дисперсии носителей заряда уже некорректно.

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

$$\sigma_{zz}^{\text{osc}} = -\frac{2}{(2\pi h)^3} \times$$

$$\times 2\operatorname{Re}\sum_{k=1}^{\infty}\int d\varepsilon\, \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\int dp_H\, 2\pi m^* e^2\tau\bar{v}_z^2 \exp(2\pi i k N(\varepsilon, p_H)) \tag{16}$$

существенно зависят от p_H не только

$$\bar{v}_z(p_H, \varepsilon) = -\sum_{n=1}^{\infty}\frac{an}{h}\sin\left(\frac{anp_H}{h\cos\theta}\right) I_n(\theta)\ , \tag{17}$$

но и быстро осциллирующие при $h\Omega << \eta\varepsilon_F$ множители $\exp(2\pi i k N(\varepsilon, p_H))$.

При вычислении σ_{zz}^{osc} в квазиклассическом приближении следует воспользоваться правилом квантования площадей [4]:

$$S(\varepsilon, p_H) = \frac{1}{\cos\theta}\, S_0(\varepsilon, p_H) = 2\pi h\, \frac{eH}{c}\left(N + \frac{1}{2}\right), \tag{18}$$

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 $p_H = \text{const}$. Основной вклад в σ_{zz}^{osc} вносит интегрирование небольшой окрестности вблизи точек стационарной фазы, которые следует найти из условия

$$dN(\varepsilon, p_H) = \left(\frac{\partial S}{\partial\varepsilon}\, d\varepsilon + \frac{\partial S}{\partial p_H}\, dp_H\right)\frac{c}{2\pi heH} = 0\ . \tag{19}$$

Поскольку циклотронная эффективная масса электронов проводимости $m^* = (1/2\pi)(\partial S/\partial\varepsilon)$ всегда отлична от нуля, условие стационарности, когда $S(\varepsilon, p_H)$ почти постоянно, возможно лишь при $\partial\varepsilon/\partial p_H = -(\partial S/\partial p_H)(\partial S/\partial\varepsilon)$. Дрейф носителей заряда отсутствует на экстремальном сечении изоэнергетической поверхности, т.е. при $\partial S/\partial p_H = 0$, и на самопересекающейся орбите, где $m^* = \infty$. При $\eta\operatorname{tg}\theta << 1$ на поверхности Ферми нет орбит с самопересечением и

$$\bar{v}_z(p_H, \varepsilon_F) = \frac{\partial S/\partial p_H}{\partial S/\partial\varepsilon}\cos\theta \tag{20}$$

обращается в нуль только на экстремальных сечениях поверхности Ферми. Проинтегрировав по частям выражение (16) с учетом соотношения (20), получим

$$\sigma_{zz}^{\rm osc} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\, 2{\rm Re} \sum_{k=1}^{\infty} \int d\varepsilon\, \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon}\, e^2\, \tau\, \frac{eH\hbar}{ikc} \int dp_H \exp\left(\frac{ikcS(\varepsilon, p_H)}{eH\hbar}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{an}{\hbar}\right)^2 \cos\left(\frac{anp_H}{\hbar\cos\theta}\right) I_n(\theta). \qquad (21)$$

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

$$\sigma_{zz}^{\rm osc} = \sum_{k=1}^{\infty} e^2\tau \left(\frac{eH\hbar}{kc}\right)^{3/2} \frac{k\lambda}{{\rm sh}\,(k\lambda)} \frac{4\pi^{1/2}a^2}{(2\pi\hbar)^3\, |\,\partial^2 S/\partial p_H^2\,|^{1/2}\,\hbar^2} \times$$

$$\times \left[\sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)^2 \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{kc(S_{\max} - S_{\min})}{2eH\hbar}\right) \cos\left(\frac{kc(S_{\max} + S_{\min})}{2eH\hbar}\right) I_{2n-1}(\theta) + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty} (2n)^2 \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{kc(S_{\max} - S_{\min})}{2eH\hbar}\right) \sin\left(\frac{kc(S_{\max} + S_{\min})}{2eH\hbar}\right) I_{2n}(\theta)\right], \qquad (22)$$

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, т.е. $\eta_{n+1} << \eta_n$, то существенное уменьшение $\sigma_{zz}^{\rm osc}$ наступает при тех же углах $\theta = \theta_c$, что и для $\sigma_{zz}^{\rm mon}$, и амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления $\rho_{zz}^{\rm osc}$, пропорциональная $\sigma_{zz}^{\rm osc}/(\sigma_{zz}^{\rm mon})^2$, при $\theta = \theta_c$ резко возрастает. В результате в зависимости $\rho_{zz}^{\rm osc}$ от угла θ между векторами **H** и **n** появляются острые максимумы. Если η_2 не намного меньше η_1, т.е. $I_2(\theta)$ и $I_1(\theta)$ — величины примерно одного порядка, то максимумы в угловой зависимости $\rho_{zz}^{\rm osc}$ будут смещены от максимумов $\rho_{zz}^{\rm mon}$. По величине этого смещения можно оценить параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра.

Приведенные выше формулы для $\sigma_{zz}^{\rm osc}$ и $\sigma_{zz}^{\rm mon}$ справедливы при не слишком больших значениях $\operatorname{tg}\theta$, когда $\gamma \cong \gamma_0/\cos\theta << 1$ и можно в амплитуде осцилляций опустить фактор Дингла $\exp(-\gamma)$, учитывающий уширение квантованных уровней энергии за счет рассеяния носителей заряда [15]. Здесь $\gamma_0 = 1/\Omega_0\tau$, а Ω_0 — частота обращения электрона проводимости в магнитном поле, направленном вдоль нормали к слоям.

При приближении θ к $\pi/2$ орбиты становятся сильно вытянутыми и электрон при $\gamma_0 \operatorname{tg}\theta \geq 1$ не успевает совершить полный оборот по орбите в магнитном поле. В этой области углов амплитуда осцилляций магнитосопротивления экспоненциально убывает с ростом θ, а $\rho_{zz}^{\rm mon}$, напротив, при $(\pi/2 - \theta) << \eta$ резко возрастает при приближении θ к $\pi/2$ [16,17]. Это связано с тем, что на электронной орбите с увеличением θ появляется сужение вдоль оси p_x, величина которого Δp стремится к нулю, когда $\eta\operatorname{tg}\theta$ порядка единицы. Время прохождения этого сужения велико и логарифмически расходится при стремлении Δp к нулю. В результате γ возрастает с увеличением θ быстрее, чем $\operatorname{tg}\theta$, и сопротивление поперек слоев вначале убывает с ростом θ. Скорость дрейфа носителей заряда вдоль нормали к слоям $\overline{v}_z$ пропорциональна $\cos\theta$, и сопротивление ρ_{zz}, пройдя через минимум в области углов, где $\cos\theta$ порядка η, вновь возрастает, достигая своего максимального значения при $\theta = \pi/2$.

Таким образом, сопротивление слоистого проводника ρ_{zz} вдоль «трудного» направления протекания тока, т.е. вдоль нормали к слоям, весьма чувствительно к ориентации магнитного поля, и при некоторых значениях угла θ может существенно измениться асимптотическое поведение при малых η не только $\rho_{zz}^{\rm mon}$, но и амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления $\rho_{zz}^{\rm osc}$.

1. L. V. Schubnikov and W. J. de Haas, *Leiden Commun.* **19**, 207f (1930).
2. W. J. de Haas, J. W. Blom, and L. V. Schubnikov, *Physica* **2**, 907 (1930).
3. L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
4. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
5. W. J. de Haas and P. M. van Alphen, *Leiden Commun.* **19**, 208d (1930).
6. L. D. Landau, *Proc. Roy. Soc.* **170**, 341 (1939).
7. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. Н. 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. I. D. Parker, D. D. Pigram, R. H. Friend, M. Kurmo, and P. Day, *Synth. Met.* **27**, A387 (1988).
10. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Jao, *J. Phys. I (France)* **1**, 1469 (1991).
11. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **32**, 1509 (1956).
12. E. Adams and T. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959).
13. А. М. Косевич, В. В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**,882 (1960).
14. В. Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 47 (1997).
15. Ю. А. Бычков, *ЖЭТФ* **39**, 1401 (1960).
16. M. V. Kartsovnik and V. G. Peschansky, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 1717 (1999).
17. V. G. Peschansky and M. V. Kartsovnik, *Phys. Rev.* **B60**, 11207 (1999).

Orientational effect in magnetoresistance of organic conductors

V. G. Peschansky and Raed Atalla

The asymptotic behavior of magnetoresistance in organic layered conductors for arbitrary orientations of strong magnetic field **H** with respect to layers is analyzed. It is shown that when the current flows along the nornal to the layers **n**, the amplitude of Shubnikov–de Haase oscillations have sharp peaks as a function of the angle between vectors **n** and **H**. The experimental investigation of the orientational effect in quasi-two-dimensional conductors opens up possibilities for studying the charge carrier energy spectrum in detail.