

Магнитопробойные угловые осцилляции в органических проводниках*

О. Галбова¹, О.В. Кириченко², В.Г. Песчанский^{2,3}

¹*Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Physical Institute Ss. Cyril and Methodius University
P.O. Box 162, 1000, Skopje, Republic of Macedonia
E-mail: galbova@pmf.ukim.mk*

²*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

³*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

Статья поступила в редакцию 12 февраля 2013 г.

Теоретически исследована осцилляционная зависимость магнитосопротивления слоистых органических проводников с многолистной поверхностью Ферми (ПФ) от угла между магнитным полем и нормалью к слоям в условиях возможного магнитного пробоя между различными листами ПФ. Показано, что по периодам магнитопробойных осцилляций можно определить расстояние между отдельными полостями ПФ в импульсном пространстве.

Теоретично досліджено осциляційну залежність магнітоопору шаруватих органічних провідників із багатолисною поверхнею Фермі (ПФ) від кута між магнітним полем та нормаллю до шарів в умовах можливого магнітного пробоя між різними листами ПФ. Показано, що по періодах магнітопробойних осциляцій можна визначити відстань між окремими порожнинами ПФ в імпульсному просторі.

PACS: 75.15.Gd Гальваномангнитные и другие магниторезистивные эффекты.

Ключевые слова: поверхность Ферми, магнитный пробой, угловые осцилляции.

Значительная часть проводящих соединений с пониженной размерностью состоит из органических проводников со слоистой или нитевидной структурой с резко анизотропной электропроводностью. Для большого семейства слоистых проводников органического происхождения характерна высокая электропроводность металлического типа вдоль слоев, превышающая на несколько порядков электропроводность вдоль нормали к слоям. Это связано с резкой анизотропией скоростей носителей заряда с энергией Ферми ε_F , т.е. их энергия $\varepsilon(\mathbf{p})$ слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль к слоям \mathbf{n} .

Поверхность Ферми (ПФ) $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ слоистых проводников открыта и слабо гофрирована вдоль оси p_z , ее можно сконструировать с помощью топологически простых элементов в виде слабогофрированных цилиндров и слабогофрированных плоскостей. Обнаружение квантовых осцилляций Шубникова–де Гааза магнитосопротивления практически всех исследован-

ных ныне слоистых органических проводников свидетельствует о том, что по крайней мере один из листов ПФ представляет собой слабогофрированный цилиндр, поскольку носители заряда на гофрированном плоском листе ПФ не участвуют в формировании квантовых осцилляционных эффектов.

Квазидвумерный характер электронного энергетического спектра слоистых проводников проявляется в ряде своеобразных эффектов в сильном магнитном поле, специфичных для низкоразмерных проводников, в частности в появлении серии максимумов магнитосопротивления с изменением угла θ между вектором магнитного поля \mathbf{B} и нормалью к слоям \mathbf{n} , периодически повторяющихся как функция $\text{tg}\theta$. Этот эффект, впервые обнаруженный в органическом проводнике на основе тетрагидрофульвалена $(\text{BEDT-TTF})_2\text{JBr}_2$ [1,2], оказался присущим всем слоистым проводникам (см., например, обзорные статьи [3–7]).

* Результаты работы были доложены на Международной конференции «Critical Phenomena under Extreme Impact (CPUEI-2012)», посвященной 80-летию В.В. Еременко (10–13 сентября 2012 г., Харьков).

Магнитосопротивление металлов с открытой поверхностью Ферми в виде гофрированного цилиндра детально исследовано Лифшицем и одним из авторов данной статьи [8].

При значительном отклонении магнитного поля на угол θ от направления открытости ПФ (оси p_z) траектории электронов в импульсном пространстве $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, $p_B = \mathbf{p}\mathbf{V}/B = \text{const}$, становятся сильно вытянутыми вдоль оси p_z и при $\text{tg}\theta \gg 1$ электрон за время свободного пробега τ едва успевает совершить полный оборот по своей орбите даже в достаточно сильном магнитном поле. Скорость v_z носителей заряда, движущихся по орбитам, которые пересекают много ячеек импульсного пространства, часто меняет знак, что приводит к уменьшению электропроводности вдоль направления открытости ПФ. Пока период движения электрона проводимости в магнитном поле $T(\theta) = T(0)/\cos\theta$ значительно меньше τ , с увеличением магнитного поля рост сопротивления току вдоль оси z еще мал. Однако при $T(\theta) > \tau$ с увеличением магнитного поля начинается его значительный рост, а при $\theta = \pi/2$ поперечное магнитосопротивление растет с полем пропорционально B^2 . Усредненное по небольшой окрестности углов вблизи $\theta = \pi/2$ (например, за счет мозаичности монокристаллического образца) магнитосопротивление растет линейно с увеличением магнитного поля.

Таким образом, в работе [8] теоретически обоснована возможность линейного роста с магнитным полем сопротивления многих металлов, обнаруженного Капицей [9]. При $T(\theta) \ll \tau$ электропроводность вдоль оси z пропорциональна квадрату скорости дрейфа электронов $\overline{v_z}$. Если при этом еще и ничтожно мал $\cos\theta$, т.е. $T(0)/\tau \ll \cos\theta \ll 1$, то основной вклад в среднюю скорость электрона $\overline{v_z}$ за период его движения в магнитном поле вносят небольшие окрестности вблизи точек поворота электрона на орбите, где проекция импульса p_z принимает максимальное и минимальное значения. Эти вклады могут компенсировать друг друга либо, напротив, усиливать, имея одинаковый знак. В металлах диаметр электронных орбит в импульсном пространстве, равный $D_z = p_z^{\text{max}} - p_z^{\text{min}}$, существенно зависит от p_B , и усреднение $(\overline{v_z})^2$ по различным сечениям ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$ значительно ослабляет немонотонную зависимость электропроводности от угла θ .

В квазидвумерных проводниках плоские сечения ПФ практически одинаковы при различных p_B в меру малости параметра квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда η , равного отношению максимальной скорости движения электронов поперек слоев к характерной фермиевской скорости электронов вдоль слоев v_F . На примере весьма простой модели электронного энергетического спектра Ямаджи [10] показал, что при некоторых ориентациях магнитного

поля относительно слоев площадь сечения электронных орбит $S(p_B)$ в линейном приближении по η не зависит от p_B , что объясняет периодическое увеличение амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза с изменением $\text{tg}\theta$. Теория угловых осцилляций магнитосопротивления слоистых проводников для произвольного вида их электронного энергетического спектра построена в [11]. По периодам этих осцилляций можно определить диаметры поверхности Ферми в виде слабогофрированного цилиндра и в конечном итоге полностью определить форму такой поверхности [11]. Такова поверхность Ферми органического проводника (BEDT-TTF)₂JBr₂, состоящая всего лишь из одного слабогофрированного цилиндра.

Значительное число слоистых проводников все же обладает многолистной ПФ. Под действием внешнего возмущения, например давления [12–14], возможно некоторое сближение листов ПФ, и в результате магнитного пробоя электроны проводимости могут перемещаться с одного листа ПФ на другой. Классическая траектория движения носителей заряда в этом случае становится сложной и запутанной.

Рассмотрим влияние магнитного пробоя на осцилляционную зависимость сопротивления от угла наклона сильного магнитного поля к слоям, когда циклотронная частота обращения электронов в магнитном поле $\omega_c = 2\pi/T(\theta)$ много больше частоты их столкновений $1/\tau$. Пусть поверхность Ферми состоит из слабогофрированного цилиндра и двух гофрированных плоскостей, периодически повторяющихся в импульсном пространстве. Для определенности ось p_x направим по нормали к плоскости, соприкасающейся с гофрированным листом ПФ. Электроны проводимости, состояния которых принадлежат квазиплоскому листу ПФ, также участвуют в формировании угловых осцилляций магнитосопротивления, если их траектории в импульсном пространстве строго периодичны. По периоду этих осцилляций можно определить гофрировку плоского листа ПФ [15].

Будем полагать квазидвумерный энергетический спектр обеих групп носителей заряда произвольным и представим его в виде быстро сходящихся рядов

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(\mathbf{p}) &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n(p_x, p_y) \cos(anp_z/\hbar); \\ \varepsilon_2(\mathbf{p}) &= \sum_{n=0}^{\infty} b_n(p_x, p_y) \cos(anp_z/\hbar), \end{aligned} \quad (1)$$

где a — расстояние между слоями, $a_n(p_x, p_y)$ и $b_n(p_x, p_y)$ — произвольные функции своих аргументов.

При наличии нескольких групп носителей заряда каждая из них вносит свой вклад в плотность тока

$$\mathbf{j} = \langle e\mathbf{v}_1\varphi_1(t, p_B) \rangle + \langle e\mathbf{v}_2\varphi_2(t, p_B) \rangle, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, $\mathbf{v}_1 = \partial \varepsilon_1(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}$ — скорость носителей заряда, состояния которых принадлежат слабогофрированному цилиндру, а $\mathbf{v}_2 = \partial \varepsilon_2(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}$ — плоскому листу ПФ, t — время движения заряда в магнитном поле по траектории в импульсном пространстве $\varepsilon = \text{const}$, $p_B = \mathbf{p}\mathbf{B}/B = \text{const}$, функции $\varphi_i(t, p_B)$, где $i = 1, 2$, умноженные на $\partial f_0(\varepsilon) / \partial \varepsilon$, — неравновесные добавки к равновесной фермиевской функции распределения носителей заряда:

$$\begin{aligned} \varphi_i(t, p_B) &= \int_{-\infty}^t dt' e \mathbf{v}_i(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) = \\ &= \int_{\lambda_1}^t dt' e \mathbf{v}_i(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + \varphi_i(\lambda_1, p_B) \exp\left(\frac{\lambda_1-t}{\tau}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

При этом функции

$$\varphi_i(\lambda_1, p_B) = \int_{-\infty}^{\lambda_1} dt' e \mathbf{v}_i(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-\lambda_1}{\tau}\right) \quad (4)$$

описывают предысторию движения заряда в магнитном поле с вероятностью w магнитного пробоя в точках А и В максимального сближения гофрированного цилиндра и гофрированных плоских листов (рис. 1) в различные моменты времени $\lambda_j > \lambda_{j+1}$ вплоть до ближайшего к t моменту времени λ_1 , когда электрон проводимости может переместиться на другой лист ПФ.

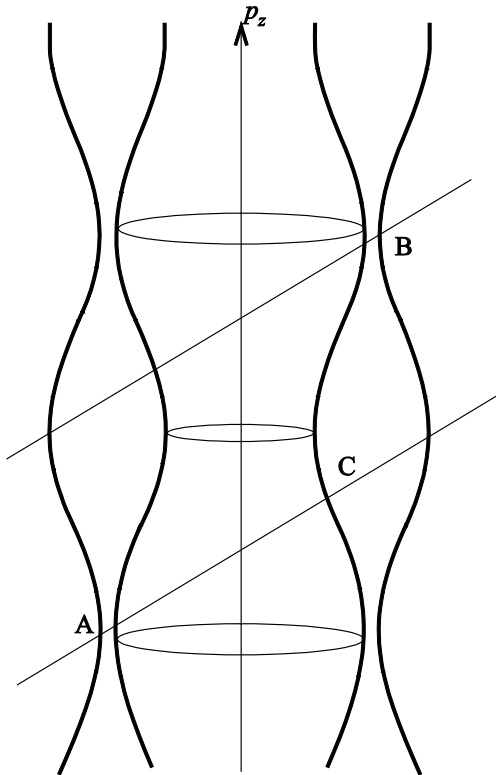


Рис. 1. Проекция поверхности Ферми на плоскость $p_x p_z$. Линия АС — проекция электронной орбиты на эту же плоскость.

Угловыми скобками в формуле (2) обозначено интегрирование по поверхности Ферми с весовым множителем $2/(2\pi\hbar)^3$, т.е.

$$\begin{aligned} \langle F(t, p_B) \rangle &= -\frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int dp_B \frac{eB}{c} \int dt F(t, p_B, \varepsilon) = \\ &= \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) d\varepsilon \int dp_B \frac{eB}{c} \int dt F(t, p_B, \varepsilon_F). \end{aligned}$$

Функции φ_i до и после магнитного пробоя удовлетворяют соотношениям

$$\varphi_1(\lambda_j + 0) = (1-w)\varphi_1(\lambda_j - 0) + w\varphi_2(\lambda_j - 0), \quad (5)$$

$$\varphi_2(\lambda_j + 0) = (1-w)\varphi_2(\lambda_j - 0) + w\varphi_1(\lambda_j - 0). \quad (6)$$

Функция $\varphi_i(\lambda_j - 0)$ перед магнитным пробоем связана с функцией $\varphi_i(\lambda_{j+1} + 0)$ после совершения магнитного пробоя в момент времени λ_{j+1} следующим соотношением:

$$\begin{aligned} \varphi_i(\lambda_j - 0) &= \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' e \mathbf{v}_i(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-\lambda_j}{\tau}\right) + \\ &+ \exp\left(\frac{\lambda_{j+1}-\lambda_j}{\tau}\right) \varphi_i(\lambda_{j+1} + 0). \end{aligned} \quad (7)$$

Воспользовавшись соотношениями (5) и (6) для $\varphi_i(\lambda_{j+1} + 0)$ и $\varphi_i(\lambda_{j+1} - 0)$ и соотношением (7), найдем связь функций $\varphi_i(\lambda_j + 0)$ и $\varphi_i(\lambda_{j+2} + 0)$. При многократном применении таких рекуррентных соотношений нетрудно получить выражения для $\varphi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\varphi_2(\lambda_1 + 0)$ в виде суммы слагаемых, пропорциональных энергии, приобретаемой электроном в электрическом поле \mathbf{E} за время между двумя актами возможного магнитного пробоя.

В магнитном поле $\mathbf{B} = (B \sin \theta, 0, B \cos \theta)$ все сечения поверхности Ферми плоскостью $p_B = \text{const}$ периодические, а первое слагаемое в правой части формулы (7) не зависит от j :

$$\begin{aligned} &\int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' e \mathbf{v}_i(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-\lambda_j}{\tau}\right) = \\ &= \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} dt' e \mathbf{v}_i(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-\lambda_1}{\tau}\right) = A_i. \end{aligned} \quad (8)$$

В этом случае легко вычислить энергию, приобретенную электроном в электрическом поле при его движении по всей магнитопробойной траектории в двух предельных случаях, когда электрон крайне редко переходит на другой лист ПФ либо, напротив, за время свободного пробега многократно совершает магнитный пробой. При сколь угодно малой вероятности магнитного пробоя w в линейном приближении по $w \ll 1$ выражение для неравновесной добавки к фермиевской

функции распределения носителей заряда представляет собой геометрическую прогрессию слагаемых, пропорциональных A_1 и A_2 , и несложные вычисления приводят к следующему результату:

$$\varphi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1}{\gamma_1 + w} + \frac{wA_2}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w)}, \quad (9)$$

$$\varphi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{A_2}{\gamma_2 + w} + \frac{wA_1}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w)}, \quad (10)$$

где $\gamma_i = \exp(T_i/\tau) - 1$, а T_1 и T_2 — периоды движения заряда в магнитном поле по сечению $p_B = \text{const}$ гофрированного цилиндра и квазиплоского листа ПФ соответственно.

При выводе формул (9) и (10) не учитывался возврат электрона на прежний лист ПФ, вероятность которого пропорциональна w^2 . Строго говоря, приведенные выше выражения для $\varphi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\varphi_2(\lambda_1 + 0)$ справедливы при $w \ll \gamma_1, \gamma_2$, и при w порядка γ_1 формулы (9) и (10) носят экстраполяционный характер. Если за время свободного пробега практически достоверно электрон совершает хотя бы один раз магнитный пробой, т.е. математическое ожидание такого события близко к единице, то вклады в плотность электрического тока

$$J_i = \sigma_{ik} E_k \quad (11)$$

обычных и магнитопробойных электронных траекторий оказываются одного порядка.

В обратном предельном случае, когда $w \gg \gamma_1, \gamma_2$ и за время свободного пробега электрон многократно меняет лист ПФ за счет магнитного пробоя, асимптотическое выражение для функций $\varphi_1(\lambda_j + 0)$ и $\varphi_2(\lambda_j + 0)$ в

бесстолкновительном пределе одинаково при любых λ_j . Для определения этих функций достаточно воспользоваться всего лишь одной рекурренцией (5), (6) и соотношением (7):

$$\varphi_1(\lambda_1 + 0) = (1 - w)A_1 + wA_2 + (1 - w) \exp\left(\frac{-T_1}{\tau}\right) \varphi_1(\lambda_1 + 0) + w \exp\left(\frac{-T_2}{\tau}\right) \varphi_2(\lambda_1 + 0), \quad (12)$$

$$\varphi_2(\lambda_1 + 0) = (1 - w)A_2 + wA_1 + w \exp\left(\frac{-T_1}{\tau}\right) \varphi_1(\lambda_1 + 0) + (1 - w) \exp\left(\frac{-T_2}{\tau}\right) \varphi_2(\lambda_1 + 0). \quad (13)$$

В результате

$$\varphi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1(\gamma_2 + w) + A_2 w}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w) - w^2}, \quad (14)$$

$$\varphi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1 w + A_2(\gamma_1 + w)}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w) - w^2}. \quad (15)$$

Легко заметить, что функции (14) и (15) при w порядка γ_1 и γ_2 качественно описывают неравновесное состояние носителей заряда в такой же мере, как и формулы (9) и (10). Более того, мы не допустим большой погрешности, если аналитически продолжим формулы (14) и (15) на всю область значений w вплоть до нуля и для вычисления плотности тока воспользуемся их экстраполяционным выражением в виде

$$\mathbf{j} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int dp_B \frac{eB}{c} \left\{ \int_0^{T_1} dt e\mathbf{v}_1(t) \int_{\lambda_1}^t dt' e\mathbf{v}_1(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + \int_0^{T_2} dt e\mathbf{v}_2(t) \int_{\lambda_1}^t dt' e\mathbf{v}_2(t', p_B) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + \int_0^{T_1} dt e\mathbf{v}_1(t) \exp\left(\frac{\lambda_1 - t}{\tau}\right) \frac{A_1(\gamma_2 + w) + A_2 w}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w) - w^2} + \int_0^{T_2} dt e\mathbf{v}_2(t) \exp\left(\frac{\lambda_1 - t}{\tau}\right) \frac{A_1 w + A_2(\gamma_1 + w)}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w) - w^2} \right\}. \quad (16)$$

В магнитном поле, существенно отклоненном от нормали к слоям, когда $\text{tg } \theta \gg 1$, не только замкнутые электронные орбиты, но и открытые электронные траектории сильно вытянуты вдоль оси p_z (см. рис. 2). При интегрировании по t' в выражении (8) для A_i за период движения заряда в магнитном поле во все слагаемые, периодически зависящие от p_z , основной вклад вносят окрестности точек стационарной фазы, где

$$\frac{\partial p_z}{\partial t} = \frac{eB}{c} v_y \sin \theta = 0. \quad (17)$$

Это приводит к осцилляционной зависимости магнитосопротивления как функции $\text{tg } \theta$. Период этих осцилляций определяет расстояние между точками стационарной фазы. Таких точек может быть несколько, а на открытых траекториях $v_y(t)$ может сохранять свой знак за все время движения электрона. Ради краткости вычислений будем полагать, что на электронной траектории в импульсном пространстве, как замкнутой, так и открытой, имеется лишь две точки стационарной фазы t_1 и t_2 , где $v_y(t_1) = v_y(t_2) = 0$, а $p_z''(t_1) > 0$ и $p_z''(t_2) < 0$ (см. рис. 2), штрихом обозначено дифференцирование по t .

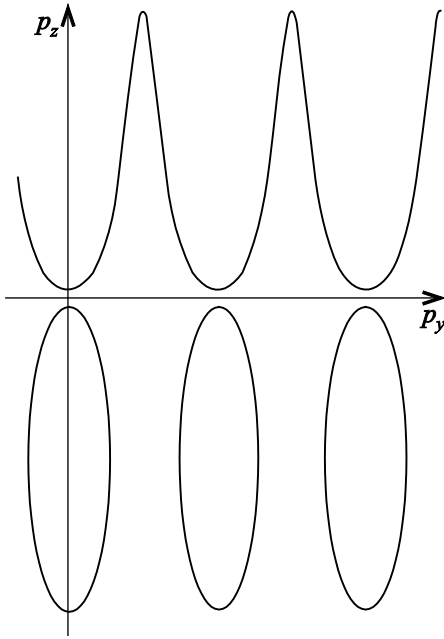


Рис. 2. Сечение поверхности Ферми плоскостью $\mathbf{pB}/B = \text{const}$.

При протекании электрического тока вдоль слоев магнитосопротивление приобретает лишь малые осциллирующие добавки, поскольку скорость движения заряда в плоскости слоев определяется в основном первыми слагаемыми в законе дисперсии (1), не зависящими от p_z . Однако скорость электронов поперек слоев

$$v_{z1} = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} a_n(p_x, p_y) \sin \frac{anp_z}{\hbar};$$

$$v_{z2} = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} b_n(p_x, p_y) \sin \frac{anp_z}{\hbar} \quad (18)$$

часто меняет знак со временем движения по своей орбите, что приводит к появлению значительных максимумов магнитосопротивления с изменением угла θ . При этом электрическое поле почти параллельно току поперек слоев, и сопротивление образца $\rho = \rho_{zz}$ в магнитном поле с точностью до малых поправок по параметру квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда равно обратной величине компоненты тензора электропроводности σ_{zz} [11,16].

При $\gamma_i \ll 1$ электропроводность поперек слоев определяется в основном скоростью дрейфа электронов вдоль оси z

$$\overline{v_{z1}} = -\frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} dt \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} a_n(t, p_B) \times$$

$$\times \sin \left(\frac{anp_B}{\hbar} \cos \theta + anp_x(t) \frac{\text{tg} \theta}{\hbar} \right), \quad (19)$$

$$\overline{v_{z2}} = -\frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} dt \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} b_n(t, p_B) \times$$

$$\times \sin \left(\frac{anp_B}{\hbar} \cos \theta + anp_x(t) \frac{\text{tg} \theta}{\hbar} \right), \quad (20)$$

и в выражении (16) для плотности тока достаточно удержать лишь два последних слагаемых. В результате асимптотическое выражение для σ_{zz} для достаточно больших времен релаксации τ принимает вид

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

$$\times \int dp_B \frac{(T_1 \overline{v_{z1}})^2 \gamma_2 + (T_2 \overline{v_{z2}})^2 \gamma_1 + w(T_1 \overline{v_{z1}} + T_2 \overline{v_{z2}})^2}{\gamma_1 \gamma_2 + w(\gamma_1 + \gamma_2)}. \quad (21)$$

В отсутствие магнитного пробоя обе группы носителей заряда независимым образом вносят вклад в угловые осцилляции. По периодам осцилляций при вращении магнитного поля в плоскости xz можно определить максимальный диаметр гофрированного цилиндра вдоль оси p_x и величину гофрировки плоского листа ПФ, т.е. разность между p_x^{max} и p_x^{min} [15]. Угловые осцилляции магнитосопротивления, формируемые электронами на гофрированном цилиндре, одинаково интенсивны при любой проекции магнитного поля на плоскость слоев. Это позволяет с помощью экспериментального исследования зависимости сопротивления от $\text{tg} \theta$ при различных ориентациях магнитного поля определить все диаметры цилиндра и в конечном итоге полностью определить форму листа ПФ в виде слабогофрированного цилиндра. Континуальное множество открытых электронных траекторий аperiodично и имеется относительно небольшое число траекторий, параллельных кристаллографическим осям, по которым электроны движутся строго периодически. Однако не все периодические открытые траектории электронов содержат участок возвратного движения вдоль оси y , столь необходимый для участия в формировании угловых осцилляций. Уже при незначительном отклонении магнитного поля от плоскости xz начинают угасать угловые осцилляции из-за квазипериодического движения носителей заряда по открытой траектории и сближения точек стационарной фазы [15].

Вероятность магнитного пробоя экспоненциально зависит от величины энергетического барьера, через который необходимо протуннелировать электрону, чтобы перейти на другой лист ПФ, и при вычислении компонент тензора электропроводности следует учесть зависимость вероятности магнитного пробоя w от p_B . Поэтому магнитопробойные траектории электронов проводимости реально возможны лишь в окрестности областей сближения различных полостей ПФ, и их

вклад в осцилляции магнитосопротивления с изменением угла наклона магнитного поля к слоям значительно меньше в меру малости $w(p_B)$ вклада электронов, не покидающих свою орбиту.

Магнитопробойные осцилляции электропроводности поперек слоев σ_{zz} пропорциональны произведению средних скоростей v_{z1} и v_{z2} :

$$\delta\sigma_{zz} = \frac{2e^3 B}{c(2\pi\hbar)^3} \int dp_B w(p_B) \frac{2\overline{v_{z1} v_{z2}} T_1 T_2}{\gamma_1 \gamma_2 + w(p_B)[\gamma_1 + \gamma_2]}, \quad (22)$$

и несложные вычисления позволяют убедиться в том, что асимптотическое выражение $\delta\sigma_{zz}$ при $\text{tg } \theta \gg 1$ осциллирует с четырьмя комбинированными частотами:

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{a}{\hbar} [p_{x2}(t_1) - p_{x1}(t_1)]; & v_2 &= \frac{a}{\hbar} [p_{x2}(t_2) - p_{x1}(t_1)]; \\ v_3 &= \frac{a}{\hbar} [p_{x2}(t_2) - p_{x1}(t_2)]; & v_4 &= \frac{a}{\hbar} [p_{x2}(t_1) - p_{x1}(t_2)]. \end{aligned} \quad (23)$$

Представляют интерес медленные осцилляции с частотой v_4 , пропорциональной величине сближения в импульсном пространстве $\delta p = p_{x2}^{\min} - p_{x1}^{\max}$ отдельных полостей поверхности Ферми (см. рис. 2).

При сколь угодно большой длине свободного пробега носителей заряда, когда $w(p_B)$ значительно больше или порядка γ_1 и γ_2 на всех плоских сечениях ПФ, вклад в электропроводность поперек слоев медленных угловых осцилляций имеет вид

$$\begin{aligned} \delta_4 \sigma_{zz} &= \frac{2eB}{c(2\pi\hbar)^3} \sum_{n=1}^{\infty} 2\pi n \frac{1}{(\gamma_1 + \gamma_2)} \times \\ &\times \frac{a_n(t_2) b_n(t_1)}{|p_{x1}''(t_2) p_{x2}''(t_1)|^{1/2} \text{tg } \theta} \sin(nv_4 \text{tg } \theta). \end{aligned} \quad (24)$$

Амплитуда быстрых осцилляций магнитосопротивления поперек слоев с частотой v_2 имеет такой же порядок величины, как и амплитуда медленных осцилляций. Для вычисления их вклада в σ_{zz} достаточно в формуле (24) поменять местами t_1 и t_2 .

Экспериментальное исследование магнитосопротивления слоистых проводников при различных ориентациях сильного магнитного поля относительно слоев в условиях возможного магнитного пробоя позволяет определить не только форму, но и взаимное расположение отдельных полостей поверхности Ферми в импульсном пространстве.

1. М.В. Карцовник, В.Н. Лаухин, В.И. Нижанковский, А.А. Игнатъев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 363 (1988).
2. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, И.Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 541 (1988).
3. J. Wosnitzer, *Tracts in Modern Physics*, Springer, Berlin (1996), p. 153.
4. J. Singelton, *Rep. Progr. Phys.* **63**, 1111 (2000).
5. T. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Saito, *Organic Superconductors*, Springer Verlag, Berlin (1998).
6. M. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
7. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФHT* **31**, 249 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005)].
8. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
9. P. Kapitza, *Proc. Roy. Soc. A* **129**, 358 (1928).
10. K. Yamaji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 1520 (1989).
11. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, and Toi Gnado Yao, *J. Phys. France* **1**, 1469 (1991).
12. K. Kishigi, Y. Hasegava, and M. Miyasaki, *J. Conduct.* **12**, 485 (1999).
13. D. Krstovska, E. Steven, E.S. Choi, and J.S. Brooks, *Fiz. Nizk. Temp.* **37**, 950 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 755 (2011)].
14. D. Andres, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, K. Neumaier, I. Sheikin, H. Muller, and N.D. Kushch, *Fiz. Nizk. Temp.* **37**, 959 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 762 (2011)].
15. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФHT* **37**, 925 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 737 (2011)].
16. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **112**, 618 (1997).

Angular magneto breakdown oscillations in organic conductors

O. Galbova, O.V. Kirichenko, and V.G. Peschansky

The oscillation dependence of the magnetoresistance of layered organic conductors with a multisheet Fermi surface on the angle between the magnetic field and the normal to the layers is studied theoretically with a possible the magnetic breakdown between the different sheets of the Fermi surface. It is shown that the distance between the separate cavities of the Fermi surface in the momentum space can be determined from the periods of magnetic breakdown oscillations.

PACS 75.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetoresistive effects.

Keywords: Fermi surface, magnetic breakdown, angular oscillations.