

Гальваномагнитные явления в органических проводниках в условиях фазового топологического перехода

О. Галбова¹, В.Г. Песчанский^{2,3}, Д.И. Степаненко²

¹*Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Institute of Physics,
P.O.Box 162, Skopje 1000, Republic of Macedonia*

²*Фізико-технічний інститут низких температур ім. Б.І. Веркина НАН України
пр. Леніна, 47, г. Харків, 61103, Україна
E-mail: stepanenko@ilt.kharkov.ua*

³*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
пл. Свободи, 4, г. Харків, 61077, Україна*

Статья поступила в редакцию 17 марта 2015 г., опубликована онлайн 25 мая 2015 г.

Теоретически исследовано магнитосопротивление слоистых органических проводников с многолистной поверхностью Ферми (ПФ) в условиях фазового топологического перехода Лифшица, когда под действием внешнего воздействия на проводник, например давления или допирования примесными атомами, возможно изменение топологической структуры ПФ. На примере ПФ, состоящей из цилиндра и двух плоскостей, слабо гофрированных вдоль проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ вдоль нормали к слоям \mathbf{n} , проанализирована зависимость сопротивления и поля Холла от величины внешнего сильного магнитного поля \mathbf{H} , когда циклотронная частота электронов проводимости ω_c значительно превышает частоту их столкновений $1/\tau$. В непосредственной близости топологического перехода, когда расстояние между различными листами ПФ становится малым, электрон в результате магнитного пробоя с вероятностью w может перемещаться с одного листа ПФ на другой. При этом квадратичный рост с магнитным полем сопротивления току поперек слоев в отсутствие магнитного пробоя при $w \geq \gamma = 1/\omega_c\tau$ сменяется линейной зависимостью от \mathbf{H} , а при $(1-w) \leq \gamma$ достигает насыщения. Поле Холла существенно зависит от вероятности магнитного пробоя, однако его асимптота в случае $\omega_c\tau \gg 1$ при любых значениях w не зависит от τ . При $w = 1$ квазиплоские листы ПФ прикасаются к гофрированным цилиндрам, а при дальнейшем действии возмущения на проводник происходит разрыв плоского листа вдоль линии касания. В результате разрозненные участки плоского листа ПФ вместе с разрезанными половинами гофрированного цилиндра формируют в конечном итоге новый гофрированный цилиндр, при этом меняется знак носителей заряда. Это отнюдь не единственный сценарий топологического перехода Лифшица, и исследование эффекта Холла позволит получить дополнительную важную информацию о характере изменения топологической структуры электронного энергетического спектра при фазовом переходе.

Теоретично досліджено магнітоопір шаруватих органічних провідників із багатолистою поверхнею Фермі (ПФ) в умовах фазового топологічного переходу Ліфшиця, коли під дією зовнішнього впливу на провідник, наприклад тиску або легування домішковими атомами, можлива зміна топологічної структури ПФ. На прикладі ПФ, що складається із циліндра і двох площин, слабо гофрованих уздовж проекції імпульсу $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ уздовж нормалі до шарів \mathbf{n} , проаналізовано залежність опору і поля Холла від величини зовнішнього сильного магнітного поля \mathbf{H} , коли циклотронна частота електронів провідності ω_c значно перевищує частоту їхніх зіткнень $1/\tau$. У безпосередній близькості до топологічного переходу, коли відстань між різними листами ПФ стає малою, електрон у результаті магнітного пробоя з імовірністю w може переміщатися з одного листа ПФ на інший. При цьому квадратичний ріст із магнітним полем опору току поперек шарів під час відсутності магнітного пробоя при $w \geq \gamma = 1/\omega_c\tau$ перемінюється лінійною залежністю від \mathbf{H} , а при $(1-w) \leq \gamma$ досягає насичення. Поле Холла істотно залежить від імовірності магнітного пробоя, однак його асимптота у випадку

$\omega_c \tau \gg 1$ при будь-яких значеннях w не залежить від τ . При $w = 1$ квазіплощинні листи ПФ торкаються гофрованих циліндрів, а при подальшій дії зовнішнього впливу на провідник відбувається розрив плоского листа уздовж лінії торкання. У результаті розрізнені ділянки плоского листа ПФ разом з розрізаними половинами гофрованого циліндра формують в остаточному підсумку новий гофрований циліндр, при цьому змінюється знак носіїв заряду. Це аж ніяк не єдиний сценарій топологічного переходу Ліфшиця, і дослідження ефекту Холла дозволить одержати додаткову важливу інформацію про характер зміни топологічної структури електронного енергетичного спектра при фазовому переході.

PACS: 72.15.Gd Гальваномагнитные и другие магниторезистивные эффекты;
74.70.Kn Органические сверхпроводники.

Ключевые слова: поверхность Ферми, магнитный пробой, эффект Холла.

Електронні явлення в провідниках, помещенных в сильное магнитное поле, весьма чувствительны к виду энергетического спектра электронов проводимости, ответственных за перенос заряда. Периодическая зависимость энергии $\epsilon(\mathbf{p})$ этих квазичастиц от импульса \mathbf{p} в кристаллических структурах существенно отличает их от свободных электронов, что приводит к своеобразным физическим явлениям. Предсказанная Ландау осцилляционная зависимость намагнитченности металлов \mathbf{M} от обратной величины сильного магнитного поля [1] и обнаруженная де Гаазом и ван Альфеном в висмуте [2] была теоретически исследована Лифшицем и Косевичем при самых общих предположениях о виде электронного энергетического спектра металлов [3]. Оказалось, что период осцилляций намагнитченности $\Delta(1/B) = 2\pi e \hbar / c S_{\text{ext}}$ содержит важную информацию об экстремальных сечениях S_{ext} поверхности Ферми (ПФ), ортогональных направлению магнитного поля B . В этой работе была сформулирована обратная задача восстановления ПФ с помощью экспериментального исследования намагнитченности металлов при различных ориентациях магнитного поля относительно кристаллографических осей, что послужило истоком нового направления в физике твердого тела, названного позднее фермиологией. В случае выпуклой ПФ обратная задача восстановления ПФ имеет единственное решение [4]. О возможности восстановления ПФ по экспериментальным данным несколько ранее упоминал Онсагер [5] во время его знакомства в Кембридже с экспериментальными исследованиями Шенберга осцилляционной зависимости от магнитного поля магнитной восприимчивости висмута.

Осцилляционная зависимость магнитосопротивления от величины магнитного поля, обнаруженная в Лейдене Шубниковым и де Газом [6], так же, как и осцилляции намагнитченности связаны с наличием особенности плотности состояний электронов проводимости в квантуемом магнитном поле. Для их наблюдения необходимы достаточно низкие температуры, чтобы температурное размытие kT фермиевской функции распределения носителей заряда $f_0(\epsilon)$ было меньше расстояния между квантованными уровнями энергии носителей заряда $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eH / m^*c$ — частота

обращения электронов в магнитном поле, \hbar — постоянная Планка, c — скорость света, e и m^* — заряд и циклотронная эффективная масса электронов проводимости. В обратном случае, когда $\hbar\omega_c \leq kT$, амплитуда квантовых осцилляций экспоненциально убывает с ростом температуры, однако гальваномагнитные характеристики металлов всё же содержат важную информацию о топологической структуре электронного энергетического спектра даже при $\hbar\omega_c \ll kT$, если $\omega_c \tau \gg 1$, т.е. за время свободного пробега τ электрон успевает проявить свои динамические свойства, совершив несколько оборотов в магнитном поле [7,8].

Методы фермиологии были также успешно использованы в иных комплексах с переносом заряда, в частности в низкоразмерных проводниках органического происхождения (см., например, обзорные статьи [9–18]). Интерес к органическим проводникам был вызван поиском новых сверхпроводящих материалов. По мнению Литла [19] именно низкоразмерные проводники органического происхождения должны обладать высокой температурой перехода в сверхпроводящее состояние.

За последние несколько десятилетий было синтезировано огромное количество низкоразмерных систем с переносом заряда, обладающих слоистой и нитевидной структурой с резкой анизотропией электропроводности. Совершенствование технологии приготовления монокристаллических проводников органического происхождения позволило реализовать условие $\omega_c \tau \gg 1$, необходимое для использования методов фермиологии в реально достижимых ныне магнитных полях. Значительная часть слоистых проводников органического происхождения обладает металлическим типом проводимости не только вдоль слоев, но и вдоль нормали к слои \mathbf{n} . Резкая анизотропия электропроводности слоистых проводников связана со слабой зависимостью энергии носителей заряда

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

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

$$\alpha_n(-p_x, -p_y) = -\alpha_n(p_x, p_y) \quad (1)$$

от проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$, так что их скорость вдоль нормали к слоям

$$v_z = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \varepsilon_n(p_x, p_y) \sin \left\{ \frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y) \right\} \leq \eta v_F \quad (2)$$

значительно меньше характерной фермиевской скорости v_F движения электронов вдоль слоев. Параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра η определим как отношение максимального значения v_z на поверхности Ферми к v_F . Здесь a — расстояние между слоями, а $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ — периодические функции своих аргументов с произвольной величиной фурье-компонент

$$\varepsilon_n(p_x, p_y) = \varepsilon_n(p_x + P_1, p_y) = \varepsilon_n(p_x, p_y + P_2), \quad (3)$$

где P_1 и P_2 периоды импульсного пространства вдоль осей p_x и p_y .

Поверхность Ферми слоистых проводников открыта, она может быть многолистной и состоять из топологически различных элементов в виде цилиндров и плоскостей в импульсном пространстве, слабогофрированных вдоль оси p_z . Мы рассмотрим магнитосопротивление слоистых проводников с многолистной ПФ в условиях фазового топологического перехода Лифшица [20], когда в результате внешнего воздействия, например давления, происходит сближение отдельных полостей ПФ, что приводит к изменению связности ПФ. Вблизи топологического перехода, когда отдельные листы ПФ настолько сблизились, что носители заряда в результате магнитного пробоя с вероятностью w могут переходить с одного листа ПФ на другой, их движение в магнитном поле становится сложным и запутанным.

Пусть поверхность Ферми состоит из слабогофрированного цилиндра и двух гофрированных плоскостей, периодически повторяющихся в импульсном пространстве, рис. 1. Для определенности ось p_x направим по

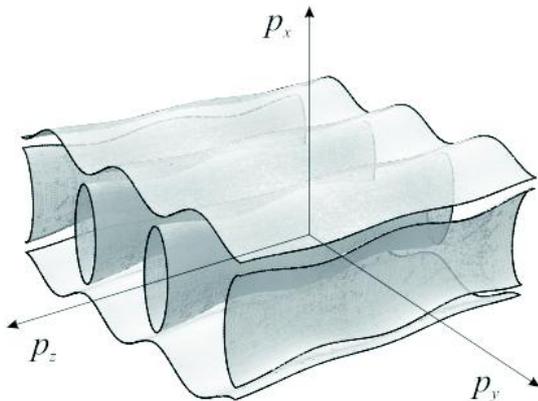


Рис. 1. Поверхность Ферми.

нормали к плоскости, соприкасающейся с гофрированным плоским листом ПФ. Такова ПФ семейства солей тетраиафульвалена (BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄, где M = K, Rb или Tl, причем есть основания полагать, что квазиплоские листы слабо гофрированы также и вдоль оси p_y и энергетический спектр носителей заряда на этих листах ПФ квазиодномерен [21].

Мы не будем различать магнитное поле \mathbf{B} и вектор $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\chi\mathbf{M}$, поскольку магнитная восприимчивость $\chi = \partial M / \partial B$ много меньше единицы даже при $\hbar\omega_c \geq kT$.

Плотность тока в τ -приближении для интеграла столкновений имеет вид

$$J_i = \sigma_{ij} E_j = -\frac{2e^2 H}{c(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int d p_H \times \int dt v_i(t, p_H) \psi(t, p_H) = \langle v_i \psi \rangle, \quad (4)$$

где t — время движения носителей заряда в магнитном поле согласно уравнению

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}] \quad (5)$$

с интегралами движения $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H = \text{const}$, и $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, а функция

$$\psi(t, p_H) = \int_{\lambda_1}^t e \mathbf{E}\mathbf{v}(t') \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) dt' + \psi(\lambda_1, p_H) \exp\left(\frac{\lambda_1-t}{\tau}\right) \quad (6)$$

совпадает с энергией, приобретенной электроном проводимости в электрическом поле \mathbf{E} .

При вычислении компонент тензора электропроводности σ_{ij} учет второго слагаемого в формуле (6) весьма существен в случае большого времени свободного пробега носителей заряда τ , поскольку функция

$$\psi(\lambda_1, p_H) = \int_{-\infty}^{\lambda_1} e \mathbf{E}\mathbf{v}(t) \exp\left(\frac{t-\lambda_1}{\tau}\right) dt \quad (7)$$

описывает сложное движение электрона по магнитопробойным траекториям за время свободного пробега, когда в области A или B максимального сближения гофрированного цилиндра и гофрированных плоских листов (рис. 2) с вероятностью магнитного пробоя w электрон проводимости может переместиться на другой лист ПФ в различные моменты времени $\lambda_j > \lambda_{j+1}$ вплоть до ближайшего к t моменту времени λ_1 .

При наличии нескольких групп носителей заряда, естественно, каждая из них вносит свой вклад в плотность электрического тока, так что

$$\langle \mathbf{v}\psi \rangle = \langle \mathbf{v}^{(1)}\psi_1 \rangle + \langle \mathbf{v}^{(2)}\psi_2 \rangle + \langle \mathbf{v}^{(3)}\psi_3 \rangle + \langle \mathbf{v}^{(4)}\psi_4 \rangle, \quad (8)$$

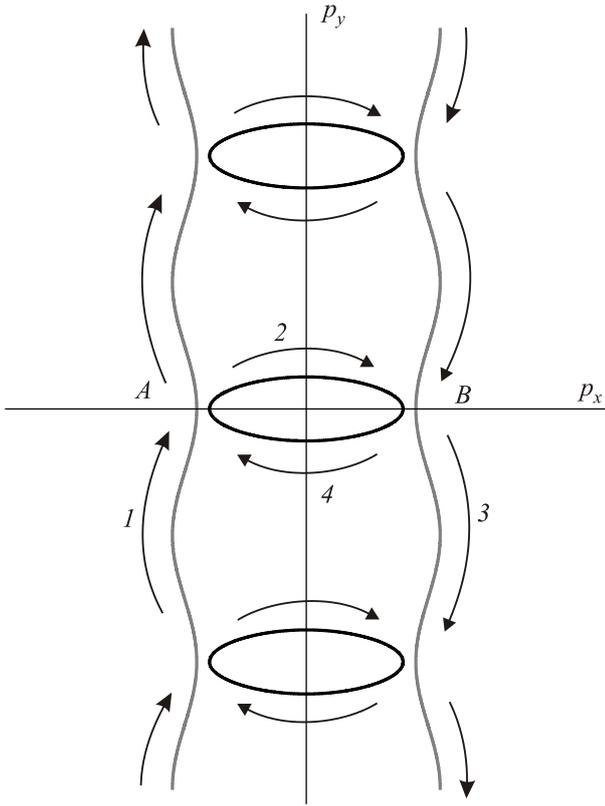


Рис. 2. Динамика электронов в импульсном пространстве.

где $\langle \mathbf{v}^{(2)} \psi_2 \rangle$ и $\langle \mathbf{v}^{(4)} \psi_4 \rangle$ — вклад в ток электронов проводимости, состояния которых принадлежат листу ПФ в виде гофрированного цилиндра, а $\langle \mathbf{v}^{(1)} \psi_1 \rangle$ и $\langle \mathbf{v}^{(3)} \psi_3 \rangle$ — вклад в ток электронов на квазиплоских листах ПФ.

Наличие плоского листа ПФ приводит к резкой анизотропии магнитосопротивления в сильном магнитном поле даже в плоскости слоев образца [22]. Если вероятность магнитного пробоя w ничтожно мала, то компонента тензора сопротивления σ_{xx} сравнима с электропроводностью σ_0 в отсутствие магнитного поля. Это связано с наличием открытых траекторий движения зарядов на плоском листе ПФ, совершающих дрейф вдоль оси x со средней скоростью \bar{v}_x , отличной от нуля. В магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$ возможен дрейф носителей заряда также и вдоль оси y со скоростью $\bar{v}_y = \bar{v}_z \operatorname{tg} \vartheta$, но со значительно меньшей чем \bar{v}_x . Пока $\operatorname{tg} \vartheta$ не слишком велик и при произвольной ориентации плотности тока в плоскости слоев, кроме небольшой окрестности вблизи оси x , магнитосопротивление растет с увеличением магнитного поля. При увеличении сближения плоских листов ПФ со слабо гофрированным цилиндром возрастает вероятность магнитного пробоя, и, стартуя с плоского листа 1 ПФ, электрон блуждает по магнитопробойным траекториям, при этом ослабляет свои возможности ускоряться в электрическом поле E_x вдоль оси x , поскольку на противоположном листе 3 ПФ скорость v_x имеет

противоположный знак. В результате с ростом w компонента тензора электропроводности σ_{xx} убывает, что приводит к существенному изменению зависимости сопротивления току вдоль слоев от величины сильного магнитного поля. Будем полагать параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра η самым малым параметром задачи и не учитывать влияние слабой гофрировки ПФ вдоль оси p_z на величину w . В этом приближении движение по магнитопробойным траекториям периодически, и $\lambda_j - \lambda_{j+1}$ равно периоду T_1 движения электронов по квазиплоскому листу ПФ и полупериоду T — по сечению гофрированного цилиндра плоскостью $p_H = \operatorname{const}$.

Функции ψ_i до и после магнитного пробоя с одного листа ПФ на другой удовлетворяют соотношениям

$$\psi_i(\lambda_j + 0) = (1 - w)\psi_i(\lambda_j - 0) + w\psi_k(\lambda_j - 0), \quad i, k = 1, 2, 3, 4. \quad (9)$$

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

$$\psi_i(\lambda_j - 0) = A_i + \exp\left(\frac{\lambda_{j+1} - \lambda_j}{\tau}\right) \psi_i(\lambda_{j+1} + 0). \quad (10)$$

Первое слагаемое в формуле (10)

$$A_i = \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' e \mathbf{v}^{(i)}(t', p_H) \mathbf{E} \exp\left(\frac{t' - \lambda_j}{\tau}\right) \quad (11)$$

равно энергии, приобретенной в электрическом поле между двумя актами магнитного пробоя при движении электрона по i -листу ПФ. В основном приближении по малому параметру квазидвумерность электронного энергетического спектра A_i не зависит от λ_j , что и учтено в соотношениях (10) и (11). В силу центральной симметрии закона дисперсии носителей заряда следует, что $A_3 = -A_1$ и $A_4 = -A_2$.

Для носителей заряда, начинающих с первого листа ПФ свое блуждание по магнитопробойным траекториям, имеем

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = (1 - w)[A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_2 + 0)] + w[A_2 + \exp(-T/\tau)\psi_2(\lambda_2 + 0)]. \quad (12)$$

Множественно применив соотношение (12) для функций $\psi_1(\lambda_n + 0)$ с $n \geq 2$, получим

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{(1 - w)A_1 + wA_2}{1 - h_1} + \sum_{n=0}^{\infty} h_1^n g \psi_2(\lambda_{n+2} + 0), \quad (13)$$

аналогично для $\psi_3(\lambda_1 + 0)$

$$\psi_3(\lambda_k + 0) = \frac{(1-w)A_3 + wA_4}{1-h_1} + \sum_{n=0}^{\infty} h_1^n g \psi_4(\lambda_{k+n+1} + 0). \quad (14)$$

Электроны проводимости, состояния которых принадлежат листу ПФ в виде гофрированного цилиндра, с вероятностью $(1-w)$ продолжают двигаться по замкнутой орбите, при этом меняя дугу на этой орбите $2 \leftrightarrow 4$.

Функции $\psi_2(\lambda_k + 0)$ и $\psi_4(\lambda_k + 0)$ удовлетворяют системе двух уравнений

$$\psi_2(\lambda_k + 0) = (1-w)A_4 + wA_3 + h\psi_4(\lambda_{k+1} + 0) + g_1\psi_3(\lambda_{k+1} + 0), \quad (15)$$

$$\psi_4(\lambda_k + 0) = (1-w)A_2 + wA_1 + h\psi_2(\lambda_{k+1} + 0) + g_1\psi_1(\lambda_{k+1} + 0). \quad (16)$$

Здесь

$$h = (1-w)\exp(-T/\tau), \quad h_1 = (1-w)\exp(-T_1/\tau), \\ g = w\exp(-T/\tau), \quad g_1 = w\exp(-T_1/\tau). \quad (17)$$

Решение системы уравнений (13)–(16) позволяет найти функции $\psi_i(\lambda_1 + 0)$ и в конечном итоге с помощью соотношений (4)–(7) определить компоненты тензора электропроводности σ_{ij} . Подставив выражение (16) для $\psi_4(\lambda_k + 0)$ в уравнение (15), имеем для $\psi_2(\lambda_k + 0)$

$$\psi_2(\lambda_k + 0) = [(1-w)A_4 + wA_3](1-h) + h^2\psi_2(\lambda_{k+2}) + g_1\psi_3(\lambda_{k+1}) + hg_1\psi_1(\lambda_{k+2}). \quad (18)$$

Применив многократно рекуррентное соотношение (18) и выполнив суммирование геометрической прогрессии по h^2 , приходим к уравнению

$$\psi_2(\lambda_k + 0) = \frac{(1-w)A_4 + wA_3}{1+h} + \sum_{n=0}^{\infty} g_1 h^{2n} \{(\psi_3(\lambda_{k+n+1}) + h\psi_1(\lambda_{k+n+2}))\}. \quad (19)$$

Далее, воспользовавшись соотношениями (13) и (14), получим следующее функциональное уравнение для функции $\psi_2(\lambda_k + 0)$:

$$\psi_2(\lambda_k + 0) = \frac{(1-w)A_4 + wA_3}{1+h} + g_1 \frac{(1-w)A_3 + wA_4}{(1+h)(1-h_1)} - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} h^{2l} h_1^n [\psi_2(\lambda_{k+n+l+2}) - h\psi_2(\lambda_{k+n+l+3})] g g_1. \quad (20)$$

Легко заметить, что рекуррентное соотношение (20) представляет собой знакопеременную геометрическую прогрессию со знаменателем

$$\frac{g g_1}{(1+h)(1-h_1)} = \frac{w^2}{(2-w+\gamma)(w+\gamma_1)}, \quad (21)$$

где $\gamma = \exp(T/\tau) - 1$, а $\gamma_1 = \exp(T_1/\tau) - 1$.

Суммирование геометрической прогрессии приводит к следующему результату:

$$\psi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{\{(1-w)(w+\gamma_1) + w^2\}A_4 + \{(1-w)w + w(w+\gamma_1)\}A_3}{(2-w+\gamma)(w+\gamma_1) + w^2}. \quad (22)$$

Воспользовавшись соотношениями (13) и (22), легко получить выражение для функции $\psi_1(\lambda_1 + 0)$

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{\{(1-w)(2-w+\gamma) - w^2\}A_1 + \{w(2-w+\gamma) - w(1-w)\}A_2}{(2-w+\gamma)(w+\gamma_1) + w^2}. \quad (23)$$

Функции $\psi_3(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_4(\lambda_1 + 0)$ нет необходимости вычислять, поскольку они совпадают с функциями $\psi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_2(\lambda_1 + 0)$ с противоположным знаком. В этом легко убедиться, сложив уравнения (15) и (16), получим однородное уравнение для суммарной функции $\Psi(\lambda_k) = \psi_2(\lambda_k) + \psi_4(\lambda_k)$

$$\Psi(\lambda_k) = \Psi(\lambda_{k+1}) + \sum_{n=0}^{\infty} g h_1^n \Psi(\lambda_{k+n+2}). \quad (24)$$

Это уравнение, справедливое для любой величины вероятности магнитного пробоя, т.е. для произвольных значений h_1 и g , может быть удовлетворено только тривиальным решением $\Psi(\lambda_k) = 0$, откуда следует

$$\psi_3(\lambda_1 + 0) = -\psi_1(\lambda_1 + 0); \quad \psi_4(\lambda_1 + 0) = -\psi_2(\lambda_1 + 0). \quad (25)$$

Для вычисления компонент тензора электропроводности удобнее привести выражения для функций $\psi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_2(\lambda_1 + 0)$ к более компактному виду:

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = A_1 \frac{2-3w+\gamma(1-w)}{2(w+\gamma_1)+\gamma\gamma_1+w(\gamma-\gamma_1)} + A_2 \frac{w(1+\gamma)(1+\gamma_1)}{2(w+\gamma_1)+\gamma\gamma_1+w(\gamma-\gamma_1)}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \psi_2(\lambda_1 + 0) = & -A_1 \frac{w(1+\gamma)(1+\gamma_1)}{2(w+\gamma_1) + \gamma\gamma_1 + w(\gamma-\gamma_1)} - \\ & - A_2 \frac{(1-w)\gamma_1 + w}{2(w+\gamma_1) + \gamma\gamma_1 + w(\gamma-\gamma_1)}. \end{aligned} \quad (27)$$

Основной вклад в компоненту σ_{xx} вносят носители заряда, состояния которых принадлежат квазиплоским листам ПФ 1 и 3. В результате несложных вычислений получим следующие выражения для компонент тензора электропроводности σ_{xx} и σ_{yy} :

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \gamma_1 \frac{4(1-w) + (\gamma + \gamma_1)}{2[2w + \gamma_1(2-w) + w\gamma]}, \quad (28)$$

$$\sigma_{yy} = \sigma'_0 \gamma \frac{\gamma\gamma_1 + w(\gamma + \gamma_1)}{w + \gamma_1}, \quad (29)$$

где σ_0 и σ'_0 по порядку величины совпадают с удельной электропроводностью в отсутствие магнитного поля в плоскости слоев.

В магнитном поле, существенно отклоненном от поверхности слоев, т.е. когда $\text{tg } \vartheta$ порядка единицы, период движения электронов проводимости в реально достижимых магнитных полях может быть значительно меньше времени свободного пробега электрона τ , так что величины γ и γ_1 становятся много меньше единицы и примерно одного порядка для данной модели электронного энергетического спектра.

При $w \leq \gamma_1$ знаменатель в формуле (28) пропорционален γ_1 , и в достаточно сильном магнитном поле компонента σ_{xx} по порядку величины совпадает с σ_0 , однако при $\gamma_1 \ll w(1-w)$ компонента тензора σ_{xx} убывает с ростом w и не зависит от времени свободного пробега носителей заряда τ

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \gamma_1 \frac{(1-w)}{w}, \quad (30)$$

а при $(1-w) \leq \gamma_1$ компонента тензора σ_{xx} становится сравнимой с компонентой σ_{yy} , которая всегда обратно пропорциональна τ и немного подрастает с увеличением вероятности магнитного пробоя, примерно в два раза при $w=1$.

Холловские компоненты тензора электропроводности σ_{xy} и σ_{yx} в случае $\omega_c \tau \gg 1$ не зависят от τ и пропорциональны объему в импульсном пространстве, заклю-

ченному внутри каждого листа ПФ. При малых w и сколь угодно больших τ вклад в компоненту σ_{xy} носителей заряда, состояния которых принадлежат листу ПФ в виде гофрированного цилиндра, имеет вид [23]

$$\sigma_{xy}^{(c)} = -\sigma_{yx}^{(c)} = \frac{ecN_{\text{cyl}}}{H \cos \vartheta}, \quad (31)$$

где N_{cyl} с точностью до множителя $2(2\pi\hbar)^{-3}$ совпадает с объемом гофрированного цилиндра, отнесенному к одной элементарной ячейке импульсного пространства. Вклад в асимптотическое выражение холловских компонент при малых w электронов с состояниями на листе ПФ в виде квазиплоских поверхностей имеет такой же порядок величины в случае квазидвумерного закона дисперсии этих носителей, а в случае квазиодномерного — значительно меньше.

Зависимость компонент тензора электропроводности σ_{xy} и σ_{yx} от вероятности магнитного пробоя w нетрудно вычислить с помощью соотношений (5), (26) и (27). Как следует из уравнения движения носителей заряда (5)

$$\begin{aligned} v_x(t) = & -\frac{c}{eH \cos \vartheta} \frac{\partial p_y}{\partial t}, \\ v_y(t) = & \frac{c}{eH \cos \vartheta} \frac{\partial p_x}{\partial t} + v_z(t) \text{tg } \vartheta. \end{aligned} \quad (32)$$

Функции $\psi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_2(\lambda_1 + 0)$ зависят лишь от скоростей дрейфа носителей на различных листах ПФ. Дрейф вдоль оси y электронов на квазиплоских листах ПФ ничтожно мал в меру малости параметра η , а скорость дрейфа носителей заряда на отдельных дугах замкнутого сечения гофрированного цилиндра

$$v_y^{(2)} = -v_y^{(4)} = \frac{c}{eH \cos \vartheta} \frac{p_x(\lambda_1) - p_x(\lambda_2)}{\lambda_1 - \lambda_2}, \quad (33)$$

сравнима с характерной фермиевской скоростью движения электронов вдоль слоев v_F , а на плоских листах ПФ скорость $v_y^{(1)} = -v_y^{(3)}$ пропорциональна малому параметру анизотропии электронного энергетического спектра.

Воспользовавшись соотношениями (32) и (33), получим для σ_{xy}

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^{(0)} + \frac{ec}{H \cos \vartheta} \frac{4}{(2\pi\hbar)^2 a} \int dt \frac{\partial p_y(t)}{\partial t} \exp\left(\frac{\lambda_1 - t}{\tau}\right) \frac{w(1+\gamma)(1+\gamma_1)}{w(2+\gamma) + (2-w)\gamma_1} \{p_x(\lambda_1) - p_x(\lambda_2)\}. \quad (34)$$

где $\sigma_{xy}^{(0)} = \sigma_{xy}^{(\text{cyl})} + \sigma_{xy}^{(\text{pl})} = -\sigma_{yx}^{(0)}$ — вклад обеих групп носителей заряда в холловские компоненты тензора электропроводности при $w=0$.

Легко заметить, что при $w \geq (\gamma + \gamma_1)$ оба слагаемых в формуле (34) имеют одинаковый порядок величины,

и холловские компоненты тензора электропроводности σ_{xy} и σ_{yx} при любом значении w в бесстолкновительном пределе обратно пропорциональны величине магнитного поля.

Таким образом, квадратичный рост с магнитным полем сопротивления току вдоль оси y

$$\rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad (35)$$

сменяется при $w \geq \gamma_1$ линейным возрастанием с увеличением магнитного поля, который продолжается вплоть до магнитных полей, удовлетворяющих условию $(1-w) \leq \gamma$, при котором обе диагональные компоненты тензора электропроводности имеют одинаковый порядок величины и сопротивление достигает насыщения.

Легко убедиться в том, что приведенные выше формулы справедливы для произвольной ориентации магнитного поля $\mathbf{H} = (H \cos \vartheta \sin \vartheta, H \sin \vartheta \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$ пока $\tan \vartheta$ не слишком велик, а $\sin \vartheta \geq \gamma$. При $\tan \vartheta \gg 1$ замкнутые сечения $\rho_H = \text{const}$ гофрированного цилиндра сильно вытянуты вдоль оси p_z и половина периода обращения электрона по такой орбите

$$T = \frac{c}{eH \cos \vartheta} \int_{p_x(0)}^{p_x(T)} \frac{dp_x}{v_y - v_z \tan \vartheta \sin \vartheta} \quad (36)$$

возрастает по мере отклонения магнитного поля от нормали к слоям. Аналогичным образом с уменьшением $\cos \vartheta$ растет и время движения электрона по открытой траектории вдоль оси p_y , необходимое ему для преодоления расстояния между ближайшими гофрированными цилиндрами $P_2 = p_y(T_1) - p_y(0)$

$$T_1 = \frac{c}{eH} \int_0^{P_2} \frac{dp_y}{v_x \cos \vartheta - v_z \sin \vartheta \cos \vartheta}. \quad (37)$$

Если время свободного пробега носителей заряда τ все же значительно превышает T_1 и T , т.е. γ и γ_1 по-прежнему много меньше единицы, межслоевое магнитосопротивление ρ_{zz} с точностью до малых поправок порядка η , равное $1/\sigma_{zz}$, испытывает осцилляции с изменением $\tan \vartheta$, связанные с частым изменением знака скорости v_z движения электронов вдоль нормали к слоям. По периоду этих угловых осцилляций можно определить не только форму гофрированного цилиндра, но и величину гофрировки квазиплоского листа ПФ [24]. В случае возможного магнитного пробоя между этими листами ПФ возникают осцилляции сопротивления току вдоль нормали к слоям с комбинированными частотами [25]. В обратном предельном случае, когда γ и γ_1 порядка единицы, угловые осцилляции угасают.

При приближении $\vartheta \approx \pi/2$ носители заряда совершают дрейф в импульсном пространстве в основном вдоль оси p_z и ρ_{zz} возрастает с увеличением магнитного поля вначале линейно, а затем и пропорционально H^2 [23].

В магнитном поле, ортогональном плоским листам ПФ, т.е. направленном по оси x , зависимость сопротивления от величины магнитного поля весьма чувствительна к направлению гофрировки плоского листа ПФ, и при незначительном отклонении магнитного поля от оси

x может испытывать существенное изменение [8]. В случае гофрировки квазиплоского листа ПФ вдоль оси p_y , примерно такой же, как и вдоль оси p_z [22], период движения электрона вдоль оси p_z

$$T_2 = \frac{c}{eH} \int_0^{2\pi\hbar/a} \frac{dp_z}{v_x \sin \varphi - v_y \cos \varphi} \quad (38)$$

при сколь угодно малых φ обратно пропорционален параметру η , и в реально достижимых ныне магнитных полях значительно превышает время свободного пробега носителей заряда τ . В результате при $\vartheta = \pi/2$ и $\varphi = 0$ огромен вклад в межслоевую электропроводность σ_{zz} носителей заряда, состояния которых принадлежат плоским листам ПФ, и межслоевое сопротивление току практически не зависит от величины магнитного поля. Этот эффект наблюдал Карцовник с сотр. в органическом проводнике $(\text{BEDT-TTF})_2\text{TiHg}(\text{SCN})_4$ [26]. Таким образом, отсутствие магнитосопротивления в магнитном поле, ортогональном плоским листам ПФ, является надежным доказательством квазиодномерности энергетического спектра такой группы носителей заряда.

Приведенные выше формулы (28)–(31), (34), (35) для электропроводности вдоль слоев Q2D проводника получены в основном приближении по малому параметру квазидвумерности энергетического спектра электронов проводимости. Поскольку вероятность магнитного пробоя экспоненциально зависит от энергетического барьера между листами ПФ, который необходимо преодолеть электронам проводимости при туннелировании сквозь этот барьер (см. [27] и обзорную статью [28]), то игнорирование зависимости w от η может заметно повлиять на достоверность полученных результатов. Однако характер зависимости сопротивления току не претерпит значительных изменений при более строгом решении поставленной задачи. Более существенно предположение о неизменности топологической структуры ПФ, которая определяется в основном конкретным видом функции $\epsilon_0(p_x, p_y)$. Это предположение оправдано лишь в случае, когда w заметно отлично от единицы, а при w достаточно близком к единице $(1-w) \ll 1$, необходимо решать самосогласованную задачу с учетом влияния магнитного пробоя на энергетический спектр электронов проводимости. При $w = 1$ квазиплоские листы ПФ прикасаются к гофрированным цилиндрам, а при дальнейшем действии возмущения на проводник происходит разрыв плоского листа вдоль линии касания. В результате разрозненные участки плоского листа ПФ вместе с разрезанными половинами гофрированного цилиндра формируют в конечном итоге новый гофрированный цилиндр, при этом меняется знак носителей заряда. Это отнюдь не единственный сценарий топологического перехода Лифшица, и исследование эффекта Холла позволит получить дополнительную важную информацию о характере изменения топологической структуры электронного энергетического спектра при фазовом переходе.

1. L.D. Landau, *Z. Phys.* **64**, 629 (1930).
2. W.J. de Haas and P.M. van Alphen, *Leiden Commun.* **208d** (1930); *Proc. Netherlands Roy. Acad. Sci.* **33**, 680 (1930).
3. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ДАН СССР* **96**, 963 (1954).
4. И.М. Лифшиц, А.В. Погорелов, *ДАН СССР* **96**, 1143 (1054).
5. L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
6. L.V. Shubnikov and W.J. de Haas, *Leiden Commun.* **207**, 210 (1930); *Nature* **126**, 500 (1930).
7. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
8. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **38**, 188 (1960).
9. J. Wosnitzer, *Fermi Surface of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors. Springer Tracts in Modern Physics*, Springer Verlag, Berlin (1996), p. 165.
10. M.V. Kartsovnik and V.N. Laukhin, *J. Phys. France* **1**, 1753 (1996).
11. V.G. Peschansky, *Phys. Rep.* **288**, 305 (1997).
12. T. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Sato, *Organic Superconductors*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1998).
13. J. Singleton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
14. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
15. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 249 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005)].
16. S. Uji, and J.S. Brooks, in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors, Springer Series in Material Sciences*, A.G. Lebed (ed.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg **110**, 89 (2008).
17. M.V. Kartsovnik in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors, Springer Series in Material Sciences*, A.G. Lebed (ed.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg **110**, 185 (2008).
18. A. Carrington, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124507 (2011).
19. W.A. Little, *Phys. Rev. A* **134**, 1416 (1964).
20. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960).
21. R. Rousseau, M.L. Doulet, E. Canadell, R.P. Shibaeva, S.S. Khasanov, L.P. Rosenberg, N.D. Kusch, and E.B. Yagubskii, *J. Phys.* **1**, 1527 (1996).
22. В.Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 47 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 42 (1997)].
23. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **121**, 1204 (2002) [*JETP* **94**, 1035 (2002)].
24. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **37**, 925 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 734 (2011)].
25. О. Galbova, О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **39**, 780 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 602 (2013)].
26. M.V. Kartsovnik, G. Andres, S.V. Simonov, W. Biberacher, I. Sheikin, N.D. Kusch, and H. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 16601 (2006).
27. M.H. Cohen and L.M. Falicov, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 231 (1961)
28. R.W. Stark and L.M. Falicov, *Prog. Low Temp. Phys.* **5**, 735 (1967).

Galvanomagnetic phenomena in organic conductors under topological phase transition

O. Galbova, V.G. Peschansky, and D.I. Stepanenko

The magnetoresistance of layered conductors with a multisheeted Fermi surface (FS) is studied theoretically under conditions of Lifshitz topological transition, where the FS topology may change in response to external effects on the conductor, such as pressure or impurity atom doping. Using as an example the Fermi surface consisting of a cylinder and two planes, slightly corrugated along the projection of the momentum along the normal to the layers, we analyze the dependence of kinetic coefficients on strong magnetic field \mathbf{H} , where the cyclotron frequency ω_c of the conduction electrons is much higher than the frequency of their collisions $1/\tau$. In the immediate vicinity of the topological transition, where the distance between various sheets of the FS becomes small, the electron, affected by magnetic breakdown can transfer from one sheet of the FS to another with the probability w . In this case a field-induced quadratic increase in resistance to the electric current across the layers in the absence of magnetic breakdown ($w = 0$) is changed by a linear dependence on \mathbf{H} when $w \geq \gamma = 1/\omega_c\tau$. At $(1 - w) \leq \gamma$ the linear growth in interlayer resistance with \mathbf{H} reaches saturation. The Hall field depends substantially on the probability of magnetic breakdown, but its asymptote in the case of $\omega_c\tau \gg 1$ is independent of τ for all values of w . At $w = 1$ the quasi-planar sheets of the Fermi surface touch the corrugated cylinders, and with a further action of the perturbation on the conductor there occurs a break of a flat sheet along the line of contact. As a result separate sections of the flat sheet of FS together with the cut halves of the corrugated cylinder form finally a new corrugated cylinder, the sign of charge carriers being reversed. This is not the only way of the Lifshitz topological transition. Investigation of the Hall effect will provide additional important information on the nature of changes in the topological structure of electron energy spectrum under phase transition.

PACS: 72.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;
74.70.Kn Organic superconductors.

Keywords: Fermi surface, magnetic breakdown, Hall effect.