

Гальваномагнитные явления в слоистых органических проводниках

(Обзор)

М.В. Карцовник¹, В.Г. Песчанский^{2,3}

¹*Walther-Meissner Institute, Walther-Meissner Str. 8, D-85748 Garching, Germany*
E-mail: Mark.Kartsovnik@wmi.badw-muenchen.de

²*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.И. Веркина НАН України*
пр. Леніна, 47, г. Харків, 61103, Україна

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

Статья поступила в редакцию 8 октября 2004 г.

Экспериментальные исследования гальваномагнитных явлений в слоистых органических проводниках в сильном магнитном поле обсуждаются с позиций теоретических представлений о явлениях переноса заряда в проводниках с металлическим типом проводимости и квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида. Основное внимание уделено проблеме восстановления закона дисперсии электронов проводимости в слоистых органических комплексах с переносом заряда с помощью экспериментального исследования их магнитосопротивления и квантовых осцилляционных явлений при низких температурах.

Експериментальні дослідження гальваномагнітних явищ у шаруватих органічних провідниках у сильному магнітному полі розглянуто з позицій теоретичних положень про явища переносу заряду у провідниках з металевим типом провідності та квазідвовимірним електронним енергетичним спектром довільного виду. Основну увагу віддано проблемі реконструкції закону дисперсії електронів провідності у шаруватих органічних комплексах з переносом заряду за допомогою експериментального дослідження їх магнітоопору та квантових осциляційних явищ при низьких температурах.

PACS: 81.40. Rs, 75.70. Cn

Содержание

1. Введение	250
2. Квазиклассическое магнитосопротивление.	252
2.1. Угловые осцилляции магнитосопротивления	254
2.2. Магнитосопротивление в магнитном поле, почти параллельном слоям	256
3. Эффект Шубникова–де Гааза	259
4. Эффект Холла	266
5. Заключение	268
Список литературы	269

1. Введение

Интерес к низкоразмерным органическим проводникам резко возрос в 60-е годы в связи с идеей Литтла [1] о возможной реализации высокотемпературной сверхпроводимости в одномерных полимерных цепочках. Несмотря на то что эта идея не получила экспериментального подтверждения, совместные усилия физиков и химиков привели к созданию нового класса органических солей, обладающих металлической электропроводностью [2,3].

Характерной особенностью электронных свойств первых органических металлов была ярко выраженная анизотропия квазиодномерного типа, обусловленная их кристаллической структурой. Основными структурными элементами этих соединений являются плоские молекулы, обладающие донорными или акцепторными свойствами. Наиболее известные примеры таких молекул — тетраиафульвален (TTF), тетраметилтетраселенафульвален (TMTSF), тетраселенатетрацен (TST) и тетрацианохинодиметан (TCNQ), схематически показанные на рис. 1. Ион-радикалы этих молекул образуют регулярные стопки, идущие вдоль выделенного кристаллографического направления. При этом межплоскостное расстояние между молекулами часто укорочено по сравнению с ван-дер-ваальсовым. Взаимная ориентация соседних ион-радикалов в стопке обеспечива-

ет значительное перекрытие молекулярных π -орбиталей при минимальном кулоновском отталкивании. Дробный перенос заряда с ион-радикалов на противоионы создает частичное заполнение образующихся таким образом зон проводимости. В результате удельная электропроводность σ вдоль стопок при комнатной температуре в ряде соединений превышает $\sim 10^3 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ и растет при понижении температуры. В то же время перекрытие молекулярных орбиталей между стопками намного слабее, что обуславливает весьма низкую электропроводность в поперечном направлении, $\sim 1 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ и ниже при комнатной температуре. Столь высокая анизотропия электронных свойств приводит к пайерлсовской неустойчивости металлического состояния, характерной для квазиодномерных проводников: при понижении температуры вещество испытывает переход в диэлектрическое состояние с образованием волны зарядовой или спиновой плотности [4–6].

Для подавления диэлектрического перехода необходимо повысить размерность проводящей системы, т.е. усилить связь между стопками. С одной стороны, этого можно добиться с помощью высокого давления. Действительно, при давлении $P \approx 5 \text{ кбар}$ в квазиодномерном комплексе $(\text{TST})_2\text{Cl}$ впервые получено металлическое состояние, стабильное вплоть до самых низких температур [7]. Позже подобные результаты были получены на ряде других соединений [8]. Наиболее ярким достижением стало открытие в 1980 г. сверхпроводимости под давлением ($P \sim 9 \text{ кбар}$) в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [9], а затем и в изоструктурных солях $(\text{TMTSF})_2\text{X}$ с $\text{X} = \text{AsF}_6, \text{SbF}_6, \text{ClO}_4$ и др. (подробный обзор физических свойств этих так называемых бекгардовских солей можно найти в работах [8,10]). Необходимо, однако, отметить, что сверхпроводимость в этих соединениях конкурирует с неустойчивостью пайерлсовского типа (в данном случае приводящей к состоянию с волной спиновой плотности), что ограничивает температуру сверхпроводящего перехода значениями в районе 1 К.

С другой стороны, оказалось возможным синтезировать проводящие комплексы, в которых органические молекулы формируют не отдельные слабосвязанные стопки, а целые слои со значительным перекрытием π -орбиталей в двух измерениях. Так, в 1984 г. при атмосферном давлении был синтезирован первый слоистый (квазидвумерный) органический сверхпроводник $\beta\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{I}_3$ (BEDT-TTF обозначает бис(этилендитио)тетраиафульвален, см. рис. 1) [11]. Кристаллическая структура этого соединения приведена на рис. 2. Катион-радикалы $\text{BEDT-TTF}^{0,5+}$ образуют стопки, которые укладываются в слои, чередующиеся со слоями анионов I_3^- . Наличие значительного числа

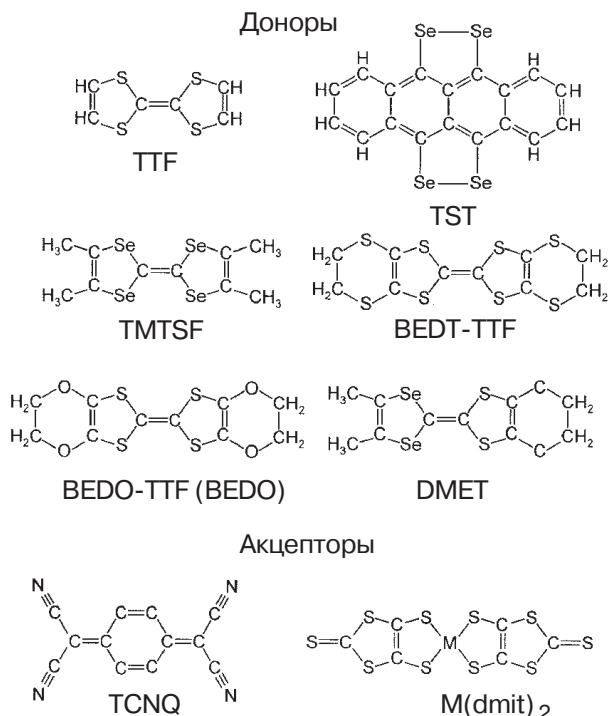


Рис. 1. Донорные и акцепторные молекулы, составляющие основу наиболее известных кристаллических органических проводников (полные названия молекул даны в тексте).

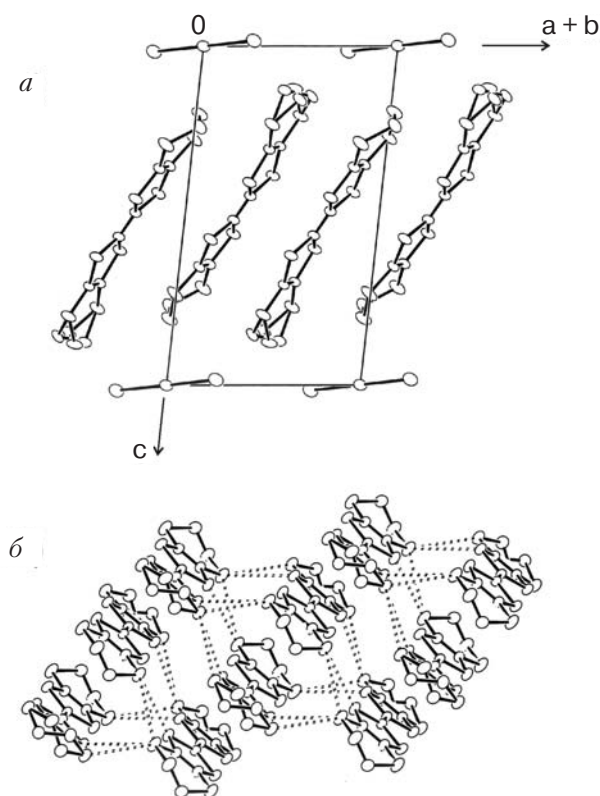


Рис. 2. Кристаллическая структура квазидвумерного органического сверхпроводника β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ по данным работы В.Ф. Каминского, Т.Г. Прохоровой, Р.П. Шибяевой, Э.Б. Ягубского, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 15 (1984). Стопки катион-радикалов BEDT-TTF $^{0,5+}$, расположенные в кристаллографическом направлении (a+b), формируют слои, разделенные вдоль оси с слоями анионов I $_3$ (a); расположение молекул в проводящем слое, пунктирными линиями обозначены укороченные контакты между атомами серы из соседних молекул, обеспечивающие металлическую электропроводность (б). Рисунок любезно предоставлен С.С. Хасановым и Р.П. Шибяевой.

укороченных контактов как внутри стопок, так и между ними, обеспечивает почти изотропную проводимость вдоль слоев $\sigma_{\parallel} \approx 30 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при комнатной температуре, в то время как в направлении, перпендикулярном слоям, величина проводимости на три порядка ниже [12]. Тем не менее температурная зависимость сопротивления $\rho = 1/\sigma$ носит металлический характер независимо от направления тока: сопротивление монотонно падает с охлаждением и при $T = 2 \text{ К}$ оказывается более чем на два порядка ниже, чем при комнатной температуре. При дальнейшем охлаждении вещество переходит в сверхпроводящее состояние ($T_c \approx 1,5 \text{ К}$) [11]. Интересно, что при сравнительно небольшом давлении (около 1 кбар) температура сверхпроводящего перехода скачком повышается в пять раз, с 1,5 К до 7,5–8,0 К [13,14].

Вскоре после открытия сверхпроводимости в β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ были синтезированы изострук-

турные сверхпроводящие соли BEDT-TTF с анионами IBr $_2^-$ и AuI $_2^-$, показавшие $T_c = 2,7 \text{ К}$ и 4,8 К соответственно [15,16], что значительно превышало максимальную температуру перехода в квазидвумерных сверхпроводниках. В настоящее время известно несколько десятков слоистых органических сверхпроводников, подавляющее большинство которых являются солями BEDT-TTF [10]. На рис. 1 показаны также несколько других молекул, на основе которых были получены сверхпроводящие соединения: бис(этилендиокси)тетратиафульвален (BEDO-TTF), диметилэтилендитио-диселенадитиофульвален (DMET) и металлокомплексы бис-4,5-димеркапто-3-дитиол-2-тинона (M(dmit) $_2$). Рекордными на сегодняшний день значениями T_c обладают слоистые соединения κ -(BEDT-TTF) $_2$ [N(CN) $_2$]X с X = Br ($T_c \approx 11,8 \text{ К}$, $P = 0 \text{ кбар}$) [17] и X = Cl ($T_c \approx 11,8 \text{ К}$, $P = 0,3 \text{ кбар}$) [18] и β' -(BEDT-TTF) $_2$ ICl $_2$ ($T_c \approx 14,2 \text{ К}$, $P = 82 \text{ кбар}$) [19].

Для понимания природы сверхпроводимости и целого ряда других не менее интересных явлений, наблюдаемых в органических проводниках (см., например, обзор [9]), необходимо детальное знание электронной зонной структуры этих веществ. В случае обычных металлов мощным инструментом для изучения электронного спектра являются, как известно, сильные магнитные поля. В частности, измерения анизотропии магнитосопротивления позволяют исследовать топологию поверхности Ферми (ПФ) металла [20–24], а из осцилляций Шубникова–де Гааза можно определить величины экстремальных замкнутых сечений ПФ и некоторые другие важные характеристики носителей заряда [23–25]. Эти методы широко используются при исследовании электронной структуры обычных трехмерных металлов [25–27].

В 1988 г. в магнитных полях $\sim 10 \text{ Тл}$ были обнаружены осцилляции Шубникова–де Гааза в слоистых сверхпроводниках β -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$ [28,29] и κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$ [30]. Эти работы явились первым прямым доказательством справедливости фермижидкостного описания электронных свойств данных материалов и послужили стимулом к дальнейшим интенсивным исследованиям органических проводников в сильных магнитных полях. Уже к середине 90-х годов накопился обширный материал по этой теме, детальный обзор которого был сделан Возницеей [31]. Некоторые интересные результаты применения сильных полей для изучения слоистых органических проводников представлены в работах [32,33].

В силу предельно высокой анизотропии электронных свойств органических проводников их поведение в сильном магнитном поле существенно отличается от поведения обычных трехмерных мате-

риалов. Это относится как к квантовым осцилляциям магнитосопротивления, так и к его квазиклассической составляющей, которая демонстрирует качественно новые эффекты, отсутствующие в умеренно анизотропных трехмерных металлах и в чисто двумерных проводящих системах.

В данной статье предлагается обзор основных гальваномагнитных явлений, наблюдаемых в слоистых органических проводниках, и их использования для количественного изучения электронного спектра этих материалов. Основное внимание уделено особенностям межслоевого магнитосопротивления, обусловленным наличием ПФ в виде цилиндра с произвольным поперечным сечением и лишь слабо гофрированным в направлении, перпендикулярном высокопроводящим слоям. Ярким примером системы, обладающей такой ПФ, является сверхпроводник β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ [10,31,33], изоструктурный комплексу β -(BEDT-TTF)₂I₃. В частности, осцилляции Шубникова–де Гааза с двумя близкими частотами свидетельствуют об односвязной ПФ в виде слабо (~1%) гофрированного цилиндра, занимающего примерно половину объема зоны Бриллюэна. Такая простая топология ПФ наряду с высоким качеством монокристаллов этого соединения делают его прекрасным модельным объектом для изучения электронных явлений в квазидвумерных металлах. Ниже будет рассмотрено квазиклассическое магнитосопротивление β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ и показано, что наблюдаемые эффекты, в частности своеобразная зависимость от направления магнитного поля, определяются квазидвумерным характером электронного спектра и дают возможность количественного описания ПФ. Третий раздел посвящен осцилляциям Шубникова–де Гааза. Поведение этих осцилляций в рассматриваемых веществах существенно отличается от предсказаний стандартной трехмерной теории, основанной на модели Лифшица–Косевича. Хотя количественное описание эффекта Шубникова–де Гааза для квазидвумерных систем далеко от завершения, существующие модели способны объяснить ряд качественных особенностей, наблюдаемых экспериментально. В последнем разделе приводится краткое описание эффекта Холла, ожидаемого в квазидвумерном металле в сильных магнитных полях.

2. Квазиклассическое магнитосопротивление

Резкая анизотропия электропроводности слоистых проводников связана с анизотропией скоростей электронов проводимости $\mathbf{v} = \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$, и энергия носителей заряда в таких проводниках

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

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

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

слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль \mathbf{n} к слоям (a – расстояние между соседними слоями, \hbar – постоянная Планка). Естественно предположить, что функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с $n \geq 1$ много меньше энергии Ферми ε_F и быстро убывают с ростом n , как это имеет место, например, в приближении сильной связи.

Скорость движения носителей заряда вдоль нормали к слоям v_z значительно меньше характерной фермиевской скорости движения электронов вдоль слоев v_F , и параметр квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда η можно определить как отношение максимального значения v_z на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ к v_F , т.е.

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

При этом отношение электропроводности поперек слоев σ_{\perp} к электропроводности вдоль слоев σ_0 в отсутствие магнитного поля по порядку величины совпадает с квадратом параметра квазидвумерности η^2 .

В магнитном поле компоненты тензора электропроводности, связывающие плотность тока с электрическим полем \mathbf{E} ,

$$j_i = \sigma_{ij} E_j, \quad (3)$$

можно найти, воспользовавшись кинетическим уравнением Больцмана в τ -приближении для интеграла столкновений. Без привлечения модельных представлений электронного энергетического спектра квазиклассическое выражение для σ_{ij} в случае периодического движения заряда в магнитном поле \mathbf{B} с периодом $T_B = 2\pi/\omega_c$ имеет следующий вид:

$$\sigma_{ij} = -\frac{2e^3 B}{c(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int dp_B \int_0^{T_B} dt v_i(t) \times \int_{-\infty}^t dt' v_j(t') \exp((t-t')/\tau). \quad (4)$$

Здесь t – время движения электрона проводимости в магнитном поле под действием силы Лоренца

$$d\mathbf{p}/dt = (e/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (5)$$

e , τ , $f_0(\varepsilon)$ – заряд, время свободного пробега и равновесная фермиевская функция распределения

электронов проводимости, $\omega_c = eB/(m^*c)$ — частота обращения электрона в магнитном поле \mathbf{B} , m^* — его циклотронная эффективная масса, p_B — проекция импульса на направление магнитного поля, c — скорость света.

Поверхность Ферми слоистых проводников слабо гофрирована вдоль оси p_z , она может быть многолистной и состоять из топологически различных элементов в виде слабогофрированных цилиндров и слабогофрированных плоскостей в импульсном пространстве. В отсутствие резкой анизотропии электропроводности в плоскости слоев наиболее вероятна форма ПФ в виде слабогофрированного цилиндра; по крайней мере один лист ПФ в таких слоистых проводниках представляет собой цилиндр, поперечное сечение которого уместается в элементарной ячейке импульсного пространства.

Рассмотрим гальваномагнитные явления в проводнике с ПФ в виде всего лишь одного цилиндра, слабо гофрированного вдоль оси p_z , в магнитном поле $\mathbf{B} = (0, B\sin\theta, B\cos\theta)$. Сечения такой поверхности плоскостью $p_B = p_z \cos\theta + p_y \sin\theta = \text{const}$ при $(\pi/2 - \theta) \gg \eta$ почти не различимы при различных значениях проекции импульса p_B на направление магнитного поля, а скорость движения электронов проводимости в плоскости слоев $v_x(p_B, t)$ и $v_y(p_B, t)$ слабо зависит от p_B . В то же время скорость вдоль нормали к слоям существенно различна на различных сечениях ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$. Отсюда следует, что разложение компонент тензора электропроводности (4) 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 [34,35].

Сопротивление таких проводников вдоль слоев имеет такой же порядок величины, как и сопротивление некомпенсированного металла, т.е. при любой ориентации магнитного поля существенно не отличается от сопротивления в отсутствие поля. Однако сопротивление вдоль «трудного» направления протекания тока, т.е. вдоль нормали к слоям ρ_{zz} , напротив, оказывается весьма чувствительным к ориентации сильного магнитного поля.

На рис. 3 приведен пример угловой зависимости сопротивления R_{\perp} монокристалла β -(BEDT-TTF)₂IBr₂, измеренного в направлении, перпендикулярном высокопроводящей плоскости ab , при вращении магнитного поля $\mathbf{B} = 15$ Тл относительно нормали к плоскости ab . Геометрия эксперимента схематически представлена на вставке к рисунку. Наиболее яркой особенностью данной зависимости являются, безусловно, сильные осцилляции магнитосопротивления. Положения локальных максимумов на кривой $R_{\perp}(\theta)$ не зависят от напряженности магнитного

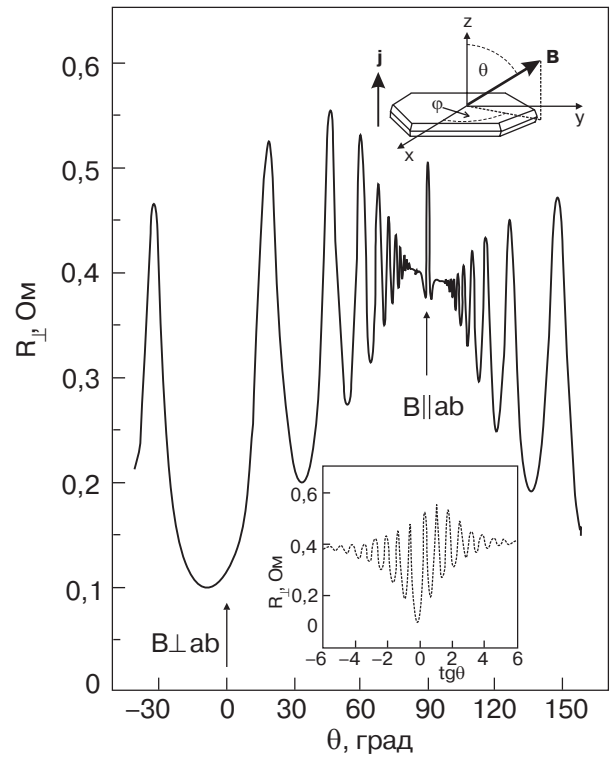


Рис. 3. Зависимость сопротивления монокристалла β -(BEDT-TTF)₂IBr₂, измеренного в направлении, перпендикулярном высокопроводящей плоскости ab , в магнитном поле $\mathbf{B} = 15$ Тл, при $T = 1,4$ К от угла θ между направлением поля и нормалью к плоскости ab . Геометрия эксперимента схематически представлена на верхней вставке. Характерной особенностью данной зависимости являются сильные осцилляции, периодически повторяющиеся в шкале $\text{tg}\theta$, как показано на нижней вставке. Кроме того, в узкой окрестности углов вокруг $\theta = 90^\circ$ наблюдается острый пик магнитосопротивления (см. разд. 2.2 и рис. 7).

поля и температуры [36] и, как видно на рисунке, повторяются периодически в шкале $\text{tg}\theta$ во всей области углов, кроме небольшой окрестности вблизи $\theta = \pi/2$. Полевая зависимость магнитосопротивления резко меняется при изменении направления поля [36,37]: как показано на рис. 4, сопротивление растет примерно пропорционально B^2 при направлении поля, соответствующем максимуму на угловой зависимости (кривая 1), в то время как в минимуме в полях выше 5 Тл четко видна тенденция к насыщению.

Подобное поведение, впервые обнаруженное на высокосовременном образце β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ [29], оказывается общим свойством квазидвумерных металлов и проявляется, в той или иной степени, практически во всех слоистых органических проводниках (см., например, обзорные статьи [31–33]) и в ряде других слоистых структур [38–44]. Этот ориентационный эффект не имеет места в обычных металлах и наблюдается лишь в слоистых проводни-

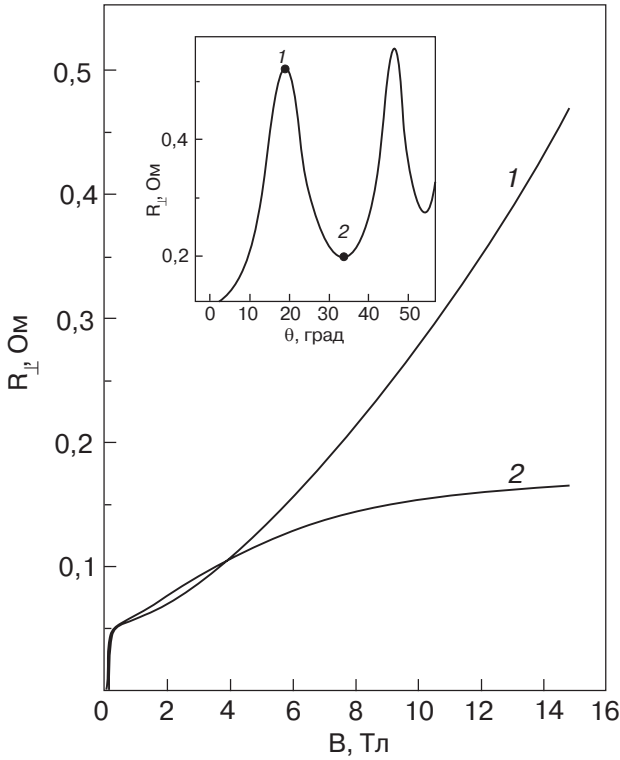


Рис. 4. Полевая зависимость межслоевого сопротивления R_{\perp} монокристалла β -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$ при $T = 1,4$ К при двух разных направлениях магнитного поля. Кривая 1 соответствует максимуму, а кривая 2 — минимуму на осциллирующей угловой зависимости, как показано на вставке.

как с квазидвумерным электронным энергетическим спектром.

2.1. Угловые осцилляции магнитосопротивления

При протекании тока вдоль нормали к слоям электрическое поле почти параллельно току и ρ_{zz} с точностью до малых поправок по параметру $\eta \ll 1$ равно $1/\sigma_{zz}$.

Первый и существенный шаг в объяснении ориентационного эффекта принадлежит Ямаджи [45], который в случае достаточно простого закона дисперсии носителей заряда

$$\epsilon = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - 2t_{\perp} \cos\left(\frac{ap_z}{\hbar}\right) \quad (6)$$

вычислил в линейном приближении по малому параметру $\eta \ll 1$ зависимость площади сечения изоэнергетической поверхности $S(\epsilon, p_B)$ плоскостью $p_B = \text{const}$ от угла θ между вектором магнитного поля и нормалью к слоям:

$$S(\epsilon_F, p_B) \cos \theta = \pi p_F^2 +$$

$$+ 4\pi m t_{\perp} \cos\left(\frac{ap_B}{\hbar \cos \theta}\right) J_0\left(\frac{ap_F}{\hbar} \text{tg} \theta\right), \quad (7)$$

где $p_F = (2m\epsilon_F)^{1/2}$, $J_0(u)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Из выражения (7) ясно, что площади всех циклотронных орбит практически одинаковы в периодически повторяющихся нулях функции Бесселя. Этого, очевидно, можно добиться, подобрав подходящий угол θ_c . При таких углах скорость дрейфа носителей заряда [46]

$$\bar{v}_z(p_B) = T_B^{-1} \int_0^{T_B} dt v_z(t, p_B) = \cos \theta \frac{\partial S / \partial p_B}{\partial S / \partial \epsilon} \quad (8)$$

становится ничтожно малой величиной. Это приводит к резкому уменьшению электропроводности σ_{zz} и в конечном итоге к острому пику магнитосопротивления ρ_{zz} при $\theta = \theta_c$.

Формулы (7), (8) правильно отражают качественную природу угловых осцилляций магнитосопротивления, наблюдавшихся экспериментально. В самом деле, резкое уменьшение разности между максимальной S_{max} и минимальной S_{min} площадями сечения ПФ в максимумах в угловой зависимости было отмечено еще в экспериментальной работе [29]: при тех ориентациях магнитного поля, когда магнитосопротивление принимало максимальное значение, исчезали биения осцилляций Шубникова–де Гааза, связанные с разностью $(S_{\text{max}} - S_{\text{min}})$.

Компонента тензора электропроводности σ_{zz} в сильном магнитном поле ($\omega_c \tau \gg 1$) в случае закона дисперсии носителей заряда (6) с учетом поправок по малым параметрам η и $\gamma = 1/\omega_c \tau$ имеет вид [34, 47]:

$$\sigma_{zz} = \frac{2ae^2 m^* \tau \cos \theta}{\pi \hbar^4} t_{\perp}^2 J_0^2\left(\frac{ap_F}{\hbar} \text{tg} \theta\right) + \eta^2 \sigma_0 (\eta^2 \Phi_1 + \gamma^2 \Phi_2), \quad (9)$$

где σ_0 — электропроводность вдоль слоев в отсутствие магнитного поля, а Φ_1 и Φ_2 — функции угла наклона магнитного поля к слоям порядка единицы.

При произвольном направлении поля функция Бесселя J_0 , вообще говоря, отлична от нуля и электропроводность σ_{zz} определяется первым слагаемым в выражении (9). При этом магнитосопротивление существенно не отличается от наблюдаемого в обычных некомпенсированных металлах: оно относительно невелико и выходит на насыщение в сильном магнитном поле. Однако при $\theta = \theta_c$, когда $J_0 = 0$, электропроводность пропорциональна γ^2 , и магнитосопротивление току поперек слоев растет с магнитным полем пропорционально B^2 , достигая насыщения лишь в области весьма сильных магнитных полей, т.е. при $\gamma \ll \eta$. Такой характер полевой за-

висимости находится в хорошем качественном согласии с экспериментальными результатами, представленными на рис. 4.

Естественно, теоретический анализ транспортных явлений с использованием весьма простой модели закона дисперсии носителей заряда в виде (6) не может претендовать на количественное описание экспериментально наблюдаемых зависимостей магнитосопротивления от величины магнитного поля и его ориентации относительно кристаллографических осей, однако во многих случаях эта модель электронного энергетического спектра позволяет правильно осмыслить природу электронных явлений в слоистых проводниках.

В случае произвольного закона дисперсии носителей заряда асимптотическое выражение для $\sigma_{zz}(\eta, \gamma)$ при сколь угодно малых γ и η имеет вид [34,48]:

$$\sigma_{zz} = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{T_B} dt \int_{-\infty}^t dt' \left(\frac{an}{\hbar} \right) \varepsilon_n(t) \varepsilon_n(t') \frac{e^3 B \cos \theta}{ac(2\pi\hbar)^2} \times \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) \cos\left\{ \frac{an}{\hbar} [p_y(t) - p_y(t')] \right\}, \quad (10)$$

где все подынтегральные функции зависят лишь от t и t' . С учетом малых поправок по параметрам $\gamma \ll 1$ и $\eta \ll 1$ компонента тензора электропроводности σ_{zz} принимает следующий вид [48,49]:

$$\sigma_{zz} = \frac{ae^2 m^* \tau \cos \theta}{2\pi\hbar^4} \sum n^2 I_n^2(\theta) + \eta^2 \sigma_0 (\eta^2 \varphi_1 + \gamma^2 \varphi_2); \quad (11)$$

где

$$I_n(\theta) = T_B^{-1} \int_0^{T_B} dt \varepsilon_n(t) \cos\{nap_y(t) \text{tg} \theta / \hbar\}, \quad (12)$$

а зависящие от ориентации магнитного поля функции φ_1 и φ_2 , так же как и в случае закона дисперсии носителей заряда (6), порядка единицы. Основной вклад в интеграл $I_n(\theta)$ при $\text{tg} \theta \gg 1$ вносят небольшие окрестности точек стационарной фазы, где $\partial p_y / \partial t = -(eH/c)v_x \cos \theta = 0$. Таких точек на замкнутой электронной орбите, по крайней мере, две — это точки поворота, где $v_x(t_{1,2}) = 0$. При этом $\varepsilon_n(t_1) = \varepsilon_n(t_2)$ и, если нет других точек стационарной фазы на электронных орбитах, то асимптотическое выражение для $I_n(\theta)$ принимает вид:

$$I_n(\theta) = 2\varepsilon_n(t_1) \frac{|2\pi\hbar|^{1/2}}{T_B |anp_y''(t_1) \text{tg} \theta|^{1/2}} \times$$

$$\times \cos\left\{ \frac{nap_y(t_1)}{\hbar} \text{tg} \theta - \frac{\pi}{4} \right\}, \quad (13)$$

где штрихом обозначено дифференцирование по времени. Функции $I_n(\theta)$ имеют множество нулей, которые при $\text{tg} \theta \gg 1$ повторяются с периодом [34,48]

$$\Delta(\text{tg} \theta) = 2\pi\hbar / aD_p, \quad (14)$$

где $D_p \equiv 2p_y(t_1)$ — размер поперечного сечения ПФ вдоль оси p_y . Таким образом, для произвольного вида квазидвумерного электронного энергетического спектра при $\text{tg} \theta \gg 1$ электропроводность поперек слоев, выраженная формулой (11), а значит, и межслоевое сопротивление, изменяются с ростом $\text{tg} \theta$ с периодом (14).

По периодам угловых осцилляций магнитосопротивления при различных ориентациях сильного магнитного поля можно определить форму поперечного сечения цилиндрической ПФ. Такая процедура была впервые применена к β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ в работе [46]. Ее результат приведен на рис. 5. В настоящее время данный эффект широко используется при исследовании ПФ органических металлов, а также других слоистых проводников (см., например, [31–33,43,44]).

Естественно, все слагаемые в сумме по n в формуле (11) не могут обратиться в нуль одновременно. Так, при $\theta = \theta_1$, когда $I_1(\theta)$ обращается в нуль, все функции $I_n(\theta)$, у которых $(n-1)$ не кратно четырем, существенно отличны от нуля [49], и асимптотическое поведение σ_{zz} существенно зависит от характера убывания функций $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ с ростом номера n . Согласие с экспериментом можно дос-

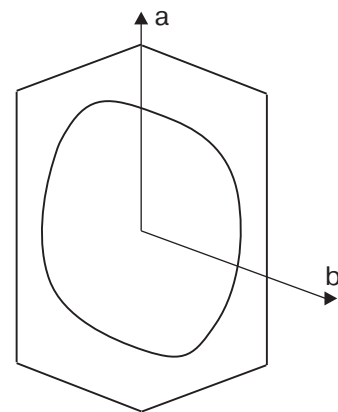


Рис. 5. Поперечное сечение ПФ слоистого органического сверхпроводника β -(BEDT-TTF)₂IBr₂, определенного из эксперимента по угловым осцилляциям магнитосопротивления [46]. Показаны границы зоны Бриллюэна и направления кристаллографических осей в плоскости слоев.

тичь, удержав несколько слагаемых в сумме по n в формуле (11) для σ_{zz} .

Теоретический расчет сопротивления току поперек слоев с сохранением трех слагаемых в сумме по n в формуле (11) для σ_{zz} позволил получить более близкую к экспериментально наблюдаемой зависимость от θ магнитосопротивления проводника β -(BEDT-TTF)₂IBr₂, если $I_{n+1}/I_n = 0,4$, а для более анизотропного органического проводника (BEDT-TTF)₂DIA (DIA — дианоацетилен), если $I_{n+1}/I_n = 0,2$ [50]. На рис. 6 приведены результаты расчета угловой зависимости магнитосопротивления органического проводника β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ с удержанием нескольких гармоник в законе дисперсии носителей заряда при $I_{n+1}/I_n = 0,04$ и $I_{n+1}/I_n = 0,4$. Экспериментальная угловая зависимость магнитосопротивления взята из [46].

Энергетический спектр носителей заряда почти во всех органических соединениях не обладает симметрией при замене p_z на $-p_z$, и учет фазы $\alpha_n(p_x, p_y)$ в формуле (1) существенно влияет на положение острых максимумов магнитосопротивления от θ . Представив $\alpha_1(p_x, p_y)$ в виде линейной комбинации p_x и p_y , в работе [46] удалось согласовать результаты расчета с экспериментально наблюдаемой асимметрией в угловой зависимости магнитосопротивления.

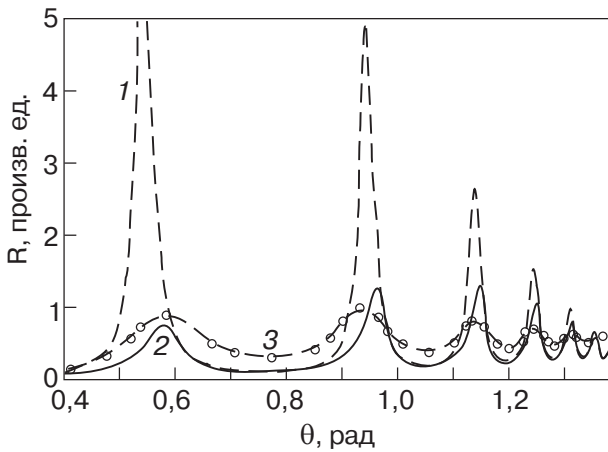


Рис. 6. Зависимость магнитосопротивления поперек слоев органического проводника β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ от угла θ между вектором магнитного поля и нормалью к слоям, теоретически рассчитанная с учетом нескольких компонент Фурье в законе дисперсии носителей заряда: кривая 1 — для $I_{n+1}/I_n = 0,04$; кривая 2 — для $I_{n+1}/I_n = 0,4$. Кривая 3 — экспериментальная угловая зависимость сопротивления поперек слоев [46].

2.2. Сопротивление в магнитном поле, почти параллельном слоям

Быстро осциллирующие подынтегральные функции в формуле (12) вносят вклад в электропроводность при $\gamma \ll 1$ тем меньше, чем больше $\text{tg}\theta$. Следовательно, монотонная часть магнитосопротивления возрастает по мере отклонения магнитного поля от нормали к слоям пропорционально $\text{tg}\theta$, пока $\eta \text{tg}\theta \ll 1$.

При θ достаточно близком к $\pi/2$, а именно, при $\eta \text{tg}\theta \approx 1$, на электронной орбите появляется сужение вдоль оси p_x . В этой области углов θ происходит существенная перестройка электронных орбит. При обращении в нуль величины этого сужения Δp от сильно вытянутой орбиты отщепляется малая орбита, которая полностью помещается в пределах одной элементарной ячейки импульсного пространства. Зарождение малых электронных орбит начинается в параболической точке ПФ, где скорость движения электрона вдоль магнитного поля максимальна на электронной орбите. В случае закона дисперсии носителей заряда (6) появление малых электронных орбит происходит при $\cos\theta = \eta$, а для произвольной формы ПФ в виде слабогфрированного цилиндра, когда $\cos\theta$ порядка η . С дальнейшим ростом θ число малых орбит возрастает и при $\theta = \pi/2$ относительная доля носителей заряда с малыми орбитами в импульсном пространстве становится порядка $\eta^{3/2}$.

Характер угловой зависимости магнитосопротивления при $\eta \text{tg}\theta \geq 1$ нетрудно выяснить при произвольной зависимости энергии носителей заряда от их импульса. В этой области углов наклона магнитного поля к слоям величины p_x , p_y и v_x медленно изменяются со временем, а p_z с достаточной степенью точности (с точностью до малых поправок по η и $\cos\theta$) изменяется во времени по линейному закону почти всюду на сильно вытянутых орбитах, кроме окрестностей сужений и точек поворота, где проекция скорости v_x мала.

Для вычисления компоненты тензора электропроводности σ_{zz} при $\eta \text{tg}\theta \approx 1$ воспользуемся представлением Фурье для скорости движения электронов вдоль оси z :

$$v_z(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} v_z^{(k)} \exp(ik\omega_c t). \quad (15)$$

Вклад в электропроводность вдоль нормали к слоям

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

$$\times \int_0^{2\pi\hbar \cos \theta/a} 2\pi m^* dp_B \left\{ \frac{-2}{v_z} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(v_z^{(k)})^2}{1 + (k\omega_c \tau)^2} \right\} \quad (16)$$

носителей заряда, совершающих движение по орбитам с малым сужением, велик, поскольку они довольно долгое время проводят вблизи этого сужения. Период их обращения в магнитном поле логарифмически расходится при стремлении Δp к нулю: $T_B \propto \ln(1/\Delta p)$, так что в некотором слое электронных орбит этот период значительно превышает время свободного пробега. Чем меньше циклотронная частота ω_c , тем больше слагаемых в сумме по k следует учесть в формуле (16), а при $\omega_c \rightarrow 0$ вклад в σ_{zz} таких электронов сравним с их вкладом в отсутствие магнитного поля. Таким образом, появление самопересекающихся электронных орбит при $\eta \tan \theta \approx 1$ приводит к улучшению электропроводности слоистого проводника [51,52]. При дальнейшем приближении угла θ к $\pi/2$ начинается рост магнитосопротивления, поскольку в выражении для σ_{zz} слагаемое v_z , не зависящее от величины магнитного поля, стремится к нулю пропорционально $\cos^2 \theta$ и сопротивление току поперек слоев, пройдя через минимум в области углов, где $\cos \theta$ порядка η , вновь возрастает, достигая при $\theta = \pi/2$ своего максимального значения [51,52]. При этом сопротивление току поперек слоев неограниченно растет с увеличением магнитного поля, расположенного в плоскости слоев.

Формула (16) хорошо описывает эксперимент. Действительно, угловая зависимость магнитосопротивления, представленная на рис. 3, демонстрирует небольшое падение, сменяющееся быстрым ростом при углах $\theta \rightarrow \pi/2$. Подробное исследование пика магнитосопротивления в окрестности $\theta = \pi/2$ было проведено Ханасаки и др. [53] на слоистом проводнике β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$, близком аналоге комплекса β -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$. В частности, экспериментально установлено, что ширина пика практически не меняется с напряженностью магнитного поля. Это проиллюстрировано на рис. 7, где угловая зависимость магнитосопротивления β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ при различных значениях поля показана при углах, близких к $\pi/2$. Постоянство ширины пика дало основание авторам работы [53] связать его происхождение с геометрией ПФ, а именно, со слабой гофрировкой вдоль оси z , и, таким образом, оценить параметр квазидвумерности $\eta \simeq 10^{-2}$.

Рассмотрим теперь зависимость сопротивления от величины магнитного поля при $\theta = \pi/2$. Основной вклад в компоненту тензора электропроводности σ_{zz} при $\theta = \pi/2$ вносит небольшая доля электронов проводимости с орбитами вблизи самопересекающегося сечения ПФ $p_B = p_c$. Эти носители заря-

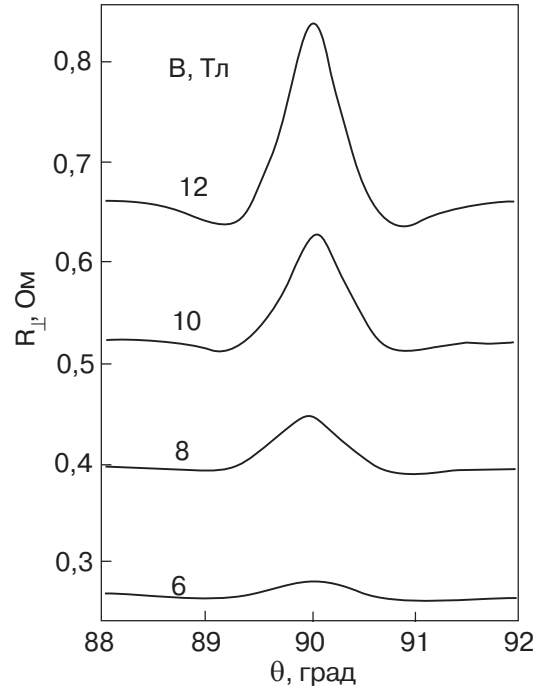


Рис. 7. Структура пика на угловой зависимости магнитосопротивления β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ в окрестности $\theta = 90^\circ$ при разных значениях магнитного поля. По данным работы [53].

да медленно движутся вдоль оси z с периодом $T(p_B)$, большим или сравнимым с временем их свободного пробега τ при сколь угодно большой величине магнитного поля. Поскольку скорость движения вдоль оси x для электронов на орбитах $p_B = p_y$, близких к p_c , мала, что соответствует слабой зависимости ε от p_x , мы вправе при вычислении периода движения электрона $T(p_y)$ воспользоваться разложением энергии в степенной ряд по малым p_x , опустив старшие гармоники в формуле (1):

$$\varepsilon = \varepsilon_0(0, p_y) + p_x^2/2m_1 + \varepsilon_1(0, p_y) \cos(ap_z/\hbar). \quad (17)$$

Воспользовавшись соотношением (17), легко вычислить период движения электрона по орбитам, близким к самопересекающимся,

$$T_B(p_y) = \eta^{-1/2} T_0 \int_0^\pi d\alpha (\xi^2 + \sin^2 \alpha)^{-1/2}, \quad (18)$$

где $T_0 = 2\pi\hbar c/(aeVv_F)$ по порядку величины совпадает с периодом движения электрона проводимости в магнитном поле, нормальном к слоям, а

$$\xi^2 = [\varepsilon - \varepsilon_0(0, p_y) - \varepsilon_1(0, p_y)]/2\varepsilon_1(0, p_y). \quad (19)$$

При приближении к самопересекающейся орбите ξ становится сколь угодно малой величиной и инте-

грал в формуле (18) логарифмически расходится пропорционально $\ln(1/\xi)$.

В отличие от обычных металлов, где период движения носителей заряда больше или сравним с временем свободного пробега лишь в экспоненциально малой области сечений ПФ вблизи самопересекающейся орбиты [54], в квазидвумерном проводнике условие $T_B > \tau$ выполнимо в значительно более широкой области электронных орбит, поскольку период движения электронов вблизи самопересекающейся орбиты даже при ξ порядка единицы обратно пропорционален малому параметру $\eta^{1/2}$. Таким образом, при $\eta^{1/2} \leq \gamma_0 \ll 1$, где $\gamma_0 = T_0/\tau$, имеется достаточно много носителей заряда, период движения которых в магнитном поле больше или сравним с временем их свободного пробега. В результате усреднения по состояниям электронов проводимости электропроводность слоистого проводника с ростом магнитного поля, расположенного в плоскости слоев или вблизи нее, убывает пропорционально $1/B$ [35]:

$$\sigma_{zz} = \eta^2 \sigma_0 \gamma_0. \quad (20)$$

С ростом магнитного поля уменьшается число электронов, период движения которых превышает время их свободного пробега, однако и в предельно сильном магнитном поле, когда $\gamma_0 \ll \eta^{1/2} \ll 1$, вклад небольшой доли электронов с открытыми траекториями в импульсном пространстве, близкими к самопересекающемуся сечению ПФ,

$$\sigma_{zz} = \eta^{3/2} \sigma_0 \gamma_0^2 \quad (21)$$

все же превышает вклад в σ_{zz} всех остальных электронов. В этой области магнитных полей линейный рост сопротивления току поперек слоев сменяется квадратичным возрастанием с магнитным полем [35,48].

В формулах (20) и (21) опущены численные множители порядка единицы, зависящие от конкретного вида электронного энергетического спектра.

Аналогичная зависимость σ_{zz} от величины магнитного поля была получена Лебедем и Багмет [55] и Шофилдом и Купером [56] с использованием модели энергетического спектра электронов в виде (6).

В случае закона дисперсии носителей заряда (6) зависимость проекции импульса p_z от времени t в магнитном поле, параллельном плоскости слоев, описывается стандартным уравнением для математического маятника:

$$\frac{\partial^2 p_z}{\partial t^2} + \frac{2at_{\perp} e^2 B^2}{mc^2 \hbar} \sin \frac{ap_z}{\hbar} = 0. \quad (22)$$

Его решение позволяет представить явную зависимость скорости электрона v_z от t с помощью

функций Якоби, которые вместе с их фурье-образами достаточно подробно протабулированы, и Шофилду и Куперу [56] не составило труда выполнить численный расчет зависимости сопротивления току поперек слоев от величины магнитного поля в широкой области магнитных полей и параметра η . Из их расчета следует, что в квазидвумерном проводнике ($\eta \ll 1$) вклад в σ_{zz} электронов с малыми орбитами при $\theta = \pi/2$ в широкой области магнитных полей значительно меньше вклада носителей заряда с открытыми траекториями в импульсном пространстве, которые и определяют поведение магнитосопротивления в сильном магнитном поле, в согласии со сказанным выше.

В заключение этого раздела отметим, что неограниченный рост магнитосопротивления с полем, расположенным в плоскости слоев, связан с отсутствием дрейфа носителей заряда вдоль направления тока, т.е. вдоль оси z [20], в то время как в наклонном к слоям магнитном поле рост с магнитным полем сопротивления току поперек слоев $\rho(B) = \rho_{zz} = 1/\sigma_{zz}$ в достаточно сильном поле сменяется насыщением:

$$\rho(\infty) = 1 / \langle \bar{v}_z^2 \tau \rangle. \quad (23)$$

Угловыми скобками обозначено интегрирование по ПФ с весовым множителем $2e^3 B / c(2\pi\hbar)^3$.

При любой ориентации магнитного поля ρ_{zz} растет с магнитным полем, поскольку все диагональные компоненты тензора электропроводности монотонно убывают с ростом магнитного поля. В этом легко убедиться, обратившись к формуле (16), из которой следует, что $\sigma_{zz}(0) \geq \sigma_{zz}(B)$, а

$$\frac{\partial \sigma_{zz}(B)}{\partial B} = - \frac{8e^2 \tau}{(2\pi\hbar)^3 B} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi\hbar \cos \theta/a} 2\pi m^* dp_B \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(v_z^k \omega_c \tau)^2}{[1 + (k\omega_c \tau)^2]^2} \right\} \leq 0, \quad (24)$$

причем знак равенства относится лишь к случаю продольной электропроводности изотропного проводника.

Темп роста сопротивления ρ_{zz} с магнитным полем существенно зависит от величины насыщения (23), к которому стремится сопротивление в пределе весьма сильных магнитных полей. В $\frac{1}{2}$ максимуме угловой зависимости сопротивления $\langle \bar{v}_z \tau \rangle$ пропорционально η^4 и сопротивление более стремительно растет с магнитным полем, в отличие от зависимости сопротивления от B в минимумах $\rho(\theta)$. При тех ориентациях магнитного поля, когда $\rho(\theta)$ имеет минимум, значительно легче достичь насыщения с ростом маг-

нитного поля, что и наблюдается в эксперименте [36,37,57] (см. рис. 4).

3. Эффект Шубникова–де Гааза

При понижении температуры возрастает длина свободного пробега носителей заряда и условие сильного магнитного поля ($\omega_c \tau \gg 1$), когда наиболее ярко проявляются динамические свойства электронов проводимости, реализуется в более широкой области магнитных полей. Однако при весьма низких температурах квазиклассическое рассмотрение транспортных явлений может оказаться некорректным.

При температуре 20 К в Лейдене Шубниковым и де Гаазом в 1930-м году была обнаружена сложная зависимость сопротивления весьма совершенного для того времени монокристаллического образца висмута от величины магнитного поля [58]. На фоне значительного роста сопротивления висмута с магнитным полем была видна тенденция к осцилляционной зависимости ρ от B , а исследование при температурах жидкого гелия обнаружило периодическую зависимость магнитосопротивления висмута от обратной величины магнитного поля [59].

Этот эффект, позднее названный эффектом Шубникова–де Гааза, не следовал из квазиклассического рассмотрения явлений переноса заряда в твердых телах и долгое время воспринимался как аномалия висмута среди других его необычных свойств. Лишь через 8 лет Ландау [60] показал, что осцилляционная зависимость магнитосопротивления от $1/B$, как и осцилляции магнитной восприимчивости висмута, обнаруженные де Гаазом и ван Альфеном в том же 1930-м году [61], связаны с квантованием энергии носителей заряда в магнитном поле и присущи всем вырожденным проводникам. В квантующем магнитном поле плотность состояний электронов обладает корневой особенностью, которая на уровне Ферми периодически повторяется с изменением $1/B$, что и приводит к осцилляционной зависимости термодинамических и кинетических характеристик проводника от обратной величины магнитного поля. Для наблюдения этих осцилляций необходимы достаточно сильные магнитные поля, чтобы расстояние между квантованными уровнями Ландау $\Delta \epsilon = \hbar \omega_c$ превосходило их ширину \hbar/τ и температурное размытие фермиевской функции распределения $k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана), но все же было значительно меньше энергии Ферми ϵ_F , т.е. удовлетворяло условию $k_B T \leq \hbar \omega_c \ll \epsilon_F$. В металлах за эти квантовые осцилляции ответственна лишь небольшая доля носителей заряда порядка $(\hbar \omega_c / \epsilon_F)^{1/2}$, у которых площадь сечения $S(\epsilon, p_B)$ поверхности Ферми $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$ плоскостью $p_B = \text{const}$ близка к экстремальной S_{ext} .

По периоду осцилляций намагниченности или магнитосопротивления

$$\Delta(1/B) = \frac{2\pi\hbar e}{cS_{\text{ext}}} \quad (25)$$

можно определить экстремальные площади плоских сечений поверхности Ферми. Таким образом был создан надежный спектроскопический метод [62–64], который и по сей день успешно используется для восстановления по экспериментальным данным основной характеристики электронного энергетического спектра вырожденных проводников – поверхности Ферми (см., например, монографию Шенберга [25]).

Осцилляционная зависимость магнитосопротивления металлов от $1/B$, связанная с квантованием энергии орбитального движения носителей заряда в магнитном поле, впервые была рассчитана Ахиезером [65] методом Титейки [66]. Суть метода Титейки состоит в том, что, учитывая осцилляторный характер движения электронов в магнитном поле, электрический ток можно представить в виде дрейфа центров электронных орбит. При этом сопротивление электрическому току, протекающему ортогонально сильному магнитному полю, возникает за счет рассеяния носителей заряда. Ахиезер, так же как и Титейка, считал основным механизмом диссипации в системе электронов проводимости их рассеяние фононами. Хотя работа Ахиезера содержала ряд ошибок в вычислениях амплитуды осцилляций магнитосопротивления [67], все же в ней было получено правильное выражение для периода осцилляций и указан значительный рост квантовых поправок к магнитосопротивлению при стремлении температуры к нулю.

При весьма низких температурах, когда носители заряда рассеиваются в основном примесными атомами, квантовые осцилляционные эффекты в магнитосопротивлении висмута были рассмотрены Давыдовым и Померанчуком [68]. Уже в этой работе было показано, что вероятность рассеяния электрона будет осциллировать с изменением магнитного поля и учет этих осцилляций весьма существен. Зильберман [69] применил метод Титейки при вычислении квантовых осцилляций магнитосопротивления в случае рассеяния электронов проводимости в металлах тяжелыми примесями и показал, что амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза при $\epsilon_F / \hbar \omega_c \gg 1$ определяется в основном осцилляционной зависимостью времени свободного пробега носителей заряда от $1/B$. В 50-х годах еще не было весьма сильных магнитных полей и для экспериментального исследования электронных явлений довольствовались полями в несколько тесла. Поэтому Зильбер-

ман довольно громоздкие и обстоятельные вычисления заключил формулами для частоты столкновений электронов и магнитосопротивления, справедливыми при $k_B T \geq \hbar \omega_c$. Полученная им формула для обратной величины времени свободного пробега электронов в квантующем магнитном поле имела вид

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \left\{ 1 + \frac{9\hbar\omega_c}{40\varepsilon_F} - \frac{5\sqrt{2}}{\sqrt{\varepsilon_F \hbar\omega_c}} \pi^2 k_B T \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}\right) \cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right) \right\}. \quad (26)$$

Позднее метод Титейки был существенно усовершенствован Кубо [70] и успешно использован при теоретическом исследовании гальваномагнитных явлений в металлах в квантующем магнитном поле [71].

В упомянутых выше теоретических работах [65–69] энергетический спектр электронов проводимости предполагался изотропным. Такая модель закона дисперсии носителей заряда — модель Друдэ–Лоренца–Зоммерфельда — в те годы использовалась во многих теоретических исследованиях электронных явлений в металлах, хотя уже в монографии Бете и Зоммерфельда [72] были приведены наиболее вероятные открытые поверхности Ферми для электронов в металлах с гранецентрированной кубической решеткой (см. [72], рис. 23–25). Квадратичный изотропный энергетический спектр носителей заряда был использован и в более поздней работе Адамса и Голстейна [73], посвященной исследованию гальваномагнитных явлений в проводящих ток средах.

В случае изотропного закона дисперсии носителей заряда имеется всего лишь одно экстремальное плоское сечение поверхности Ферми — центральное сечение, равное $S_{\max} = \pi p_F^2 = 2\pi\varepsilon_F m^*$.

Экспериментальные низкотемпературные исследования магнитной восприимчивости достаточно чистых металлов, выполненные Шенбергом с сотр. в Кембридже и Веркиным и Лазаревым с сотр. в Харькове (см. [25] и цитированную там литературу), а также резонансные и магнитоакустические явления [23, 24] свидетельствовали о том, что даже в обычных квазиизотропных металлах, кроме небольшой группы щелочных металлов, электронный энергетический спектр достаточно сложен и существенно отличен от спектра свободных электронов.

Для объяснения экспериментальных исследований квантовых осцилляционных явлений необходимо было создание теории с учетом реального электронного энергетического спектра. Успех теории эффекта де Гааза–ван Альфена, построенной Лифшицем и Косевичем [64] при самых общих предположениях о виде электронного энергетического

спектра металлов с использованием лишь правила квантования площадей

$$S(\varepsilon, p_B) = 2\pi\hbar(n + 1/2)eB/c, \quad (27)$$

где n — целое неотрицательное число, стимулировал исследование электронных свойств металлов без привлечения модельных представлений о законе дисперсии носителей заряда.

Одна из первых работ, посвященных теоретическому исследованию гальваномагнитных явлений в квантующем магнитном поле в проводниках с произвольным законом дисперсии носителей заряда, принадлежит Лифшицу [74]. В ней плотность тока

$$\mathbf{j} = \text{Tr}(e \hat{v} \hat{f}) \quad (28)$$

была найдена с помощью решения квантового кинетического уравнения для одночастичного статистического оператора \hat{f} , линеаризованного по слабому возмущению электронной системы внешним однородным электрическим полем. Дальнейшее развитие теории квантовых явлений в металлах с произвольным законом дисперсии носителей заряда было предпринято Косевичем и Андреевым [75], которые в случае рассеяния электронов примесными атомами с короткодействующим потенциалом вычислили в борновском приближении осциллирующую с $1/B$ поправку в интеграле столкновений, полученного ими методом Боголюбова [76]. При этом осцилляционная зависимость от $1/B$ собственных значений оператора столкновений отличалась от приведенной в работе Зильбермана в случае изотропного спектра носителей заряда лишь малосущественными множителями порядка единицы

При достаточно низких температурах, когда носители заряда рассеиваются в основном примесными атомами, а их дрейф, например вдоль оси z , отличен от нуля, асимптота компоненты тензора электропроводности σ_{zz} в сильном магнитном поле имеет вид

$$\sigma_{zz} = -\frac{2e^3 B}{(2\pi\hbar)^2 c} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{2\pi\hbar \cos \theta/a} dp_B (v_z^{nn})^2 \tau(\varepsilon_n) \delta f_0(\varepsilon_n) / \delta \varepsilon_n. \quad (29)$$

Следуя Ландау [60], осциллирующие с обратной величиной магнитного поля слагаемые в выражении для σ_{zz} нетрудно выделить с помощью формулы Пуассона

$$\sum_{n=0}^{\infty} \Phi_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-1/2}^{\infty} dn \Phi(n) \exp(ikn). \quad (30)$$

При этом осциллирующая часть электропроводности σ_{zz}^{osc} определяется в основном осцилляционной зависимостью от $1/B$ времени свободного пробега

носителей заряда, связанной с суммированием в интеграле столкновений по состояниям «приходных» электронов.

Проблеме квантовых осцилляций электропроводности металлов в магнитном поле посвящено большое число работ. Наиболее прозрачный и ясный вывод осцилляционной полевой зависимости амплитуды упругого рассеяния носителей заряда примесными атомами в борновском приближении приведен в монографии Абрикосова [24]. При $\hbar\omega_c \ll \eta\varepsilon_F$ частоту рассеяния электронов можно представить в виде

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_0} (1 + \Delta_{osc}), \quad (31)$$

где

$$\Delta_{osc} = \left(\frac{e\hbar B}{m^* c \varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_e \left| \frac{\partial^2 S_e}{\partial p_B^2} \right|^{-\frac{1}{2}} g_e, \quad (32)$$

$$g_e = \sum_{k=1}^{\infty} a_k (-1)^k k^{-1/2} \cos\left(\frac{kcS_e}{e\hbar B} + \frac{\pi}{4} s\right) \cos\left(\frac{\pi k m^*}{m}\right). \quad (33)$$

Здесь a_k — численные множители, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда, m — масса свободного электрона, $s = \text{sgn}(\partial^2 S_e / \partial p_B^2)$, а S_e — экстремальное значение сечения изоэнергетической поверхности плоскостью $p_B = \text{const}$. В случае нескольких экстремальных сечений S_e в формуле (32) необходимо также суммировать по всем возможным S_e .

В результате электропроводность, будучи пропорциональна времени релаксации τ , имеет осциллирующую добавку $\sigma^{osc} \sim \Delta_{osc} \sigma_0$.

В формулах (32), (33) не учтено уширение квантованных уровней энергии носителей заряда за счет рассеяния. Дингл [77] предположил, что для этого достаточно дописать в осциллирующие с изменением $1/B$ поправки к кинетическому коэффициенту и в Δ_{osc} множитель

$$R_D = \exp(-1/\omega_c \tau), \quad (34)$$

получивший название фактора Дингла.

Корректный анализ квантовых осцилляционных эффектов, выполненный Бычковым [78] с использованием диаграммной техники, показал, что во многих частных случаях такая процедура вполне оправдана, хотя при этом могут быть утеряны интересные эффекты, связанные с проявлением роли магнитопримесных связанных электронных состояний. Вычисленный Бычковым фактор, понижаю-

щий амплитуду квантовых осцилляций за счет рассеяния электронов проводимости, отличался от фактора, предложенного Динглом, лишь численным множителем порядка единицы в показателе экспоненты. В этой связи метод Кубо оказался более привлекательным для исследования эффекта Шубникова–де Гааза. В формализме Кубо нет необходимости что-то дописывать в виде фактора Дингла в выражения для кинетических коэффициентов, поскольку уширение уровней энергии носителей заряда за счет их рассеяния автоматически учитывается при описании линейного отклика электронной системы на возмущение с помощью запаздывающих двухвременных функций Грина [79–81].

Помимо ослабления амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза σ_{zz}^{osc} за счет рассеяния носителей заряда, весьма существенно уменьшение амплитуды с ростом температуры. В то время как монотонно изменяющаяся с магнитным полем часть электропроводности σ_{zz}^{mon} слабо зависит от температуры, поскольку температурное размытие фермиевской функции распределения носителей заряда $k_B T$ много меньше энергии Ферми ε_F , осциллирующая добавка σ_{zz}^{osc} быстро уменьшается, когда величина $k_B T$ становится порядка или больше расстояния между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ даже при $k_B T \ll \varepsilon_F$. Соответствующий понижающий амплитуду осцилляций множитель имеет вид

$$R_T(u) = \frac{u}{\sinh(u)}, \quad \text{где } u = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}, \quad (35)$$

и при $u > 1$ экспоненциально убывает с ростом температуры (см. формулу (26)).

В начале 50-х годов эффект де Гааза–ван Альфена уже был обнаружен почти во всех металлах, однако квантовые осцилляции магнитосопротивления металлов с числом электронов проводимости порядка одного на атом долгое время были почти не наблюдаемы. Очевидно, это связано с слишком малой квантовой поправкой к классическому выражению их электропроводности, пропорциональной $(\hbar\omega_c/\varepsilon_F)^{1/2}$, в то время как амплитуда квантовых осцилляций магнитной восприимчивости в $(\varepsilon_F/\hbar\omega_c)^{3/2}$ раз превосходит парамагнитную восприимчивость Паули [82] и диамагнитную восприимчивость Ландау [83].

Слоистые органические проводники представляют собой исключительно удобный объект для экспериментального изучения эффекта Шубникова–де Гааза, поскольку в его формирование вовлечено значительно большее число носителей заряда, чем в обычных металлах. При этом в некоторых соединениях амплитуда осцилляций сопротивления может достигать гигантских значений, превышающих на один–два порядка минимальную величину сопро-

тивления [32,84–87]. Очевидно, что теория квантовых осцилляционных явлений, разработанная для относительно слабо анизотропных материалов, в данном случае неприменима, особенно в условиях, когда расстояние между соседними уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ заметно превышает ширину зоны проводимости W_{\perp} в направлении, перпендикулярном слоям.

Пионерские исследования магнитной восприимчивости проводников с резко анизотропным квазидвумерным электронным энергетическим спектром были проведены в 1983–1985 гг. Вагнером с сотрудниками [88,89] и Шенбергом [90]. Термодинамическая теория квантовых осцилляций получила особенно интенсивное развитие в последние 10 лет (см. [91–102] и цитированную там литературу). В настоящее время можно говорить о существовании последовательной теории эффекта де Гааза–ван Альфена в слоистых системах, которая в принципе может быть использована для количественного анализа экспериментально наблюдаемых в органических проводниках осцилляций намагниченности (см., например, [91,103–105]). Ряд теоретических работ посвящен рассмотрению квантовых осцилляций магнитосопротивления [106–113]. В отличие от термодинамического эффекта де Гааза–ван Альфена, последовательное описание квантовых осцилляций кинетических свойств, сильно затрудненное необходимостью детального учета процессов рассеяния в условиях экстремально высокой анизотропии, далеко от завершения. Тем не менее в последнее время достигнут существенный прогресс в понимании, по крайней мере на качественном уровне, некоторых важных особенностей эффекта Шубникова–де Гааза в квазидвумерных системах.

Рассмотрим подробнее случай сравнительно сильной гофрировки цилиндрической ПФ, когда ширина зоны проводимости в направлении, перпендикулярном слоям W_{\perp} , несколько (но не намного!) превосходит расстояние между соседними уровнями Ландау. Это условие реализуется во многих слоистых органических проводниках в полях ~ 10 Тл. При этом эффект де Гааза–ван Альфена все еще хорошо описывается стандартной формулой Лифшица–Косевича, полученной для умеренно анизотропных металлов [64]. В то же время оказывается, что эффект Шубникова–де Гааза проявляет ряд специфических особенностей уже при $W_{\perp} \geq \hbar\omega_c$. Среди них — биения квантовых осцилляций магнитосопротивления и заметный сдвиг их фазы по отношению к биениям осцилляций магнитной восприимчивости, несущий в себе информацию о спектре носителей заряда [109]. Весьма важным оказалось обнаружение медленных квантовых осцилляций с частотой, пропорциональной разности между максимальной и

минимальной площадями сечения поверхности Ферми [110]. Эти осцилляции наблюдаются при более высоких температурах, чем осцилляции с основной частотой, пропорциональной экстремальной площади сечения поверхности Ферми.

На рис. 8 приведен типичный пример полевой зависимости межслоевого сопротивления β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ в магнитном поле, направленном под небольшим углом ($\theta = 15^\circ$) от нормали к проводящей плоскости [110], при температурах порядка 0,6 и 1,4 К. Хорошо видны два типа осцилляций. Быстрые осцилляции, особенно выраженные при 0,6 К, представляют собой эффект Шубникова–де Гааза на экстремальных орбитах цилиндрической ПФ [29,32]. В силу слабой гофрировки цилиндра частоты, отвечающие максимальному и минимальному сечениям ПФ, весьма близки, что находит отраже-

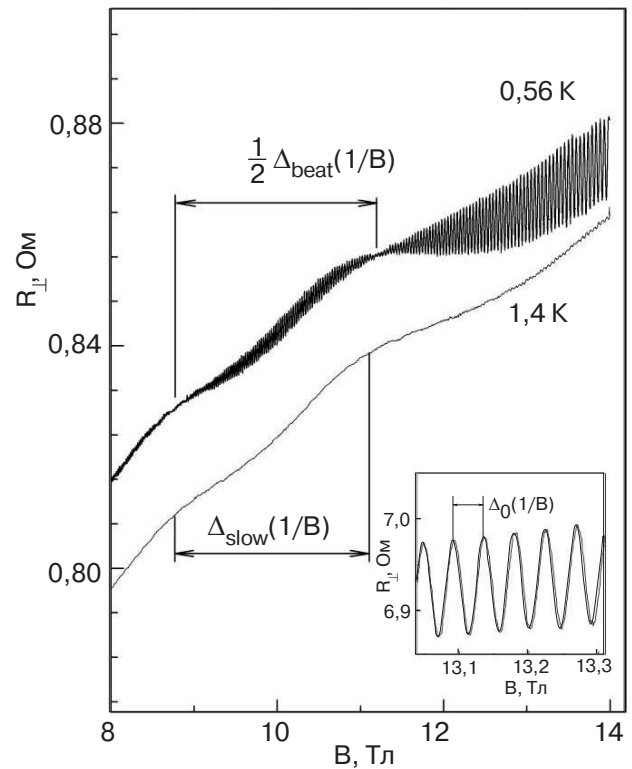


Рис. 8. Квантовые осцилляции межслоевого магнитосопротивления β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ в магнитном поле, направленном под углом $\theta \approx 15^\circ$ от нормали к слоям, при различных температурах. Основные осцилляции Шубникова–де Гааза, показанные в увеличенном масштабе на вставке, имеют частоту $F_0 = \Delta_0^{-1}(1/B) \approx 3900$ Тл и испытывают биения с частотой $F_{\text{beat}} = \Delta_{\text{beat}}^{-1}(1/B) \approx 20$ Тл. Помимо основных осцилляций, быстро затухающих с ростом температуры, наблюдаются медленные осцилляции, периодические в шкале $1/B$, но почти не зависящие от температуры. По данным работы [110].

ние в низкочастотной модуляции амплитуды осцилляций, пропорциональной $\cos(2\pi F_b/B + \varphi)$.

Из отношения частоты биений ($F_b \approx 20$ Тл) к основной частоте ($F_0 \approx 3900$ Тл) можно оценить относительную величину гофрировки ПФ: $\Delta S/S = 2F_b/F_0 \approx 10^{-2}$. При этом отношение ширины зоны проводимости в направлении, перпендикулярном слоям, $W_{\perp} \approx 4t_{\perp}$ (t_{\perp} — поперечный интеграл переноса, см. формулу (6)), к расстоянию между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ в поле 10 Тл равно $2F_b/B \approx 4$. Следовательно, учитывая малость амплитуды осцилляций (~1% от монотонной составляющей сопротивления) и практически полное отсутствие высших гармоник основной частоты [109,110], можно было бы предположить, что в данной ситуации применима стандартная «трехмерная» модель. В самом деле, поведение осцилляций намагниченности в β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ успешно проанализировано Вознитцей и сотр. [31,114] в рамках теории Лифшица–Косевича [64]. Однако в случае осцилляций сопротивления уже при этих условиях возникают новые эффекты, связанные с квазидвумерным характером носителей заряда.

Пожалуй, наиболее очевидной и весьма существенной особенностью поведения, представленного на рис. 8, являются медленные квантовые осцилляции межслоевого сопротивления. Эти осцилляции, периодические в шкале $1/B$, были обнаружены уже в первых экспериментах на данном соединении [28,29], но их природа была понята лишь недавно [110,111]. Установлено [110], что зависимость частоты медленных осцилляций от ориентации магнитного поля $F_{\text{slow}}(\theta)$ строго коррелирует с угловыми осцилляциями квазиклассической части сопротивления $R_{\perp}(\theta)$, рассмотренными в разд. 2.1. Как показано на рис. 9, F_{slow} осциллирует с изменением угла наклона поля θ , стремясь к нулю в углах, соответствующих максимумам $R_{\perp}(\theta)$. Такое поведение свидетельствует о прямой связи между медленными осцилляциями и гофрировкой ПФ. Действительно, как обсуждалось выше, квазиклассическое магнитосопротивление принимает максимальные значения при тех ориентациях магнитного поля, при которых площади всех циклотронных орбит становятся практически одинаковыми. Это, в частности, означает, что частота биений основных осцилляций Шубникова–де Гааза F_b обращается в нуль в максимумах угловых осцилляций магнитосопротивления. Недавние измерения показали, что угловые зависимости $F_b(\theta)$ и $F_{\text{slow}}(\theta)$ в самом деле совпадают с достаточной точностью в широком диапазоне углов, причем выполняется соотношение

$$F_{\text{slow}}(\theta) = 2F_b(\theta). \quad (36)$$

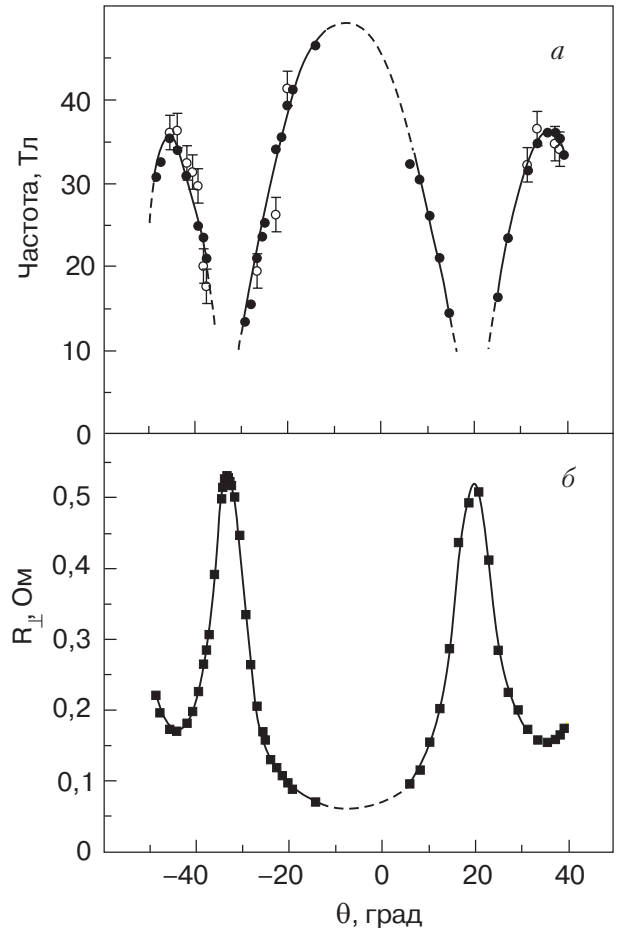


Рис. 9. Угловая зависимость частоты медленных осцилляций F_{slow} (●) и удвоенной частоты биений $2F_{\text{beat}}$ (○) (а), соответствующая угловая зависимость квазиклассической части межслоевого магнитосопротивления (б) [110].

Таким образом, можно сделать вывод, что медленные осцилляции, как и биения основных осцилляций Шубникова–де Гааза, не связаны с каким-то независимым малым сечением, а обусловлены слабой гофрировкой основного цилиндра ПФ.

Для объяснения данного эффекта воспользуемся модельным законом дисперсии (6), который в условиях квантования орбитального движения электронов приобретает вид

$$\varepsilon(n, p_z) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c - 2t_{\perp} \cos\left(\frac{ap_z}{\hbar} \right). \quad (37)$$

В квантующем магнитном поле \mathbf{B} , существенно отклоненном от слоев, т.е. когда $(\pi/2 - \theta) \gg \eta$, сопротивление току поперек слоев, так же как и без учета квантования энергии, определяется в основном компонентой тензора электропроводности σ_{zz} .

Воспользовавшись формулой Пуассона (30), применив ее к выражению (29) для σ_{zz} , получим

ряд слагаемых, осциллирующих с обратной величиной магнитного поля

$$\sigma_{zz} = -\frac{4t_{\perp}^2 e^2 a}{m\hbar(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \tau(\varepsilon) \times \left[1 + \frac{\hbar\omega_c}{\pi t_{\perp}} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k k^{-1} \cos\left(\frac{2\pi k\varepsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_1\left(\frac{4\pi k t_{\perp}}{\hbar\omega_c}\right) R_D \right]. \quad (38)$$

Время свободного пробега носителей заряда также осциллирует с изменением магнитного поля. В борновском приближении эти осцилляции определяются осцилляциями плотности состояний и с учетом закона дисперсии носителей заряда (37) принимают вид [115,94]:

$$\tau(\varepsilon) \propto \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \cos\left(\frac{2\pi k\varepsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi k t_{\perp}}{\hbar\omega_c}\right) R_D \right]^{-1}, \quad (39)$$

где R_D — обычный фактор Дингла, а $J_0(u)$ и $J_1(u)$ — функции Бесселя. Как видно из выражений (38) и (39), осцилляции времени релаксации и скорости электронов модулированы по амплитуде функциями Бесселя соответственно нулевого и первого порядков с аргументом, определяемым, как и следовало ожидать, отношением $t_{\perp}/(\hbar\omega_c)$. Очевидно, что произведение двух осциллирующих функций в выражении для электропроводности будет содержать медленно осциллирующее слагаемое.

При больших аргументах $u = 4\pi t_{\perp}/(\hbar\omega_c)$ можно использовать приближенные выражения для функций Бесселя: $J_0(u) \approx \sqrt{2/\pi u} \cos(u - \pi/4)$ и $J_1(u) \approx \sqrt{2/\pi u} \sin(u - \pi/4)$. Поскольку в эксперименте амплитуда осцилляций достаточно мала, а все гармоники, кроме первой, существенно подавлены, мы вправе пренебречь осцилляциями химического потенциала и ограничиться в разложении для σ_{zz} членами низшего порядка по множителям R_D и R_T , и после интегрирования по ε получим [110]:

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \left(\frac{t_{\perp}}{\varepsilon_F}\right)^2 \left\{ 1 + 2 \sqrt{\frac{\hbar\omega_c(1+a^2)}{2\pi^2 t_{\perp}}} \cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right) \times \cos\left(\frac{4\pi t_{\perp}}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} + \varphi\right) R_D R_T + \frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t_{\perp}} \times R_D^{*2} \sqrt{1+a^2} \cos\left(\frac{8\pi t_{\perp}}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{2} + \varphi\right) \right\}. \quad (40)$$

где

$$a = \hbar\omega_c/(2\pi t_{\perp}), \quad \varphi = \arctg(a), \quad (41)$$

μ — химический потенциал носителей заряда и σ_0 — монотонная часть электропроводности вдоль слоев.

Второй член в сумме (40) отвечает за основные осцилляции с фундаментальной частотой $F_0 = \mu m^* c/\hbar e = cS/(2\pi\hbar e)$, модулированные по амплитуде с частотой $F_{\text{slow}} = 4t_{\perp}/\hbar\omega_c = 2t_{\perp} m^* c/\hbar e$. Третий член в (40) представляет собой медленные осцилляции с частотой, равной удвоенной частоте биений, в полном согласии с экспериментом.

Необходимо отметить, что амплитуда медленных осцилляций не содержит температурного множителя, так как эти осцилляции не зависят от энергии электронов (они определяются лишь величиной t_{\perp} в законе дисперсии). Действительно, как видно на рис. 8, амплитуда медленных осцилляций остается почти неизменной при повышении температуры от 0,6 до 1,4 К, в то время как основная гармоника шубниковских осцилляций оказывается практически полностью подавленной при 1,4 К. Строго говоря, медленные осцилляции, конечно же, затухают с температурой в силу температурно-зависящих процессов рассеяния [111], однако это затухание значительно более медленное. В частности, в рассматриваемом соединении β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ медленные осцилляции наблюдаются вплоть до температур ~ 10 К, т.е. на порядок выше, чем основные шубниковские осцилляции.

Другим следствием независимости медленных осцилляций от энергии носителей заряда является отличие соответствующего им фактора Дингла R_D^* от стандартного [110,111]. Обычно время релаксации, входящее в фактор Дингла, учитывает как точечные дефекты, так и другие, макроскопические, несовершенства кристалла, влияющие на локальную величину химического потенциала: дислокации, мозаичность, локальные напряжения и т.п. Поскольку химический потенциал не входит в выражение для медленных осцилляций, множитель R_D^* определяется лишь точечными дефектами. Действительно, эксперимент [110] показал, что в β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ время релаксации, полученное из дингловского множителя медленных осцилляций, в пять раз больше значения, определенного из основных осцилляций Шубникова–де Гааза. Отсюда можно сделать вывод о доминирующем вкладе макроскопических неоднородностей в подавление шубниковских осцилляций в данном соединении.

Таким образом, медленные осцилляции межслоевого магнитосопротивления представляются общим явлением, наблюдающимся в достаточно чистых слоистых металлах в силу суперпозиции осцилляций времени релаксации и скорости носителей заряда в направлении поперек слоев, амплитуды которых ока-

зываются сравнимыми, когда W_{\perp} порядка $\hbar\omega_c$. Действительно, подобные осцилляции наблюдались не только в β -(BEDT-TTF)₂IbBr₂, но и в ряде других слоистых органических проводников в полях ~ 10 Тл [116–120].

Из соотношений (40), (41) следует, что фаза биений основной гармоники осцилляций Шубникова–де Гааза содержит аномальный член ϕ , зависящий от магнитного поля. В самом деле, эксперименты на ряде органических металлов [109, 121–123] выявили значительный сдвиг фазы биений осцилляций магнитосопротивления по отношению к биениям осцилляций намагниченности в полях порядка 10–20 Тл (напомним, что последние хорошо описываются стандартной трехмерной моделью Лифшица–Косевича [64]).

Подробное экспериментальное исследование фазы биений шубниковских осцилляций проведено в работах [109, 123] и показало, что она действительно существенно зависит от отношения $\hbar\omega_c/W_{\perp}$. В частности, обнаружено, что фазовый сдвиг ϕ сильно возрастает при изменении ориентации магнитного поля, по мере приближения к направлению, соответствующему пику в угловых осцилляциях классической части магнитосопротивления. Этот результат согласуется с тем, что в пике угловых осцилляций эффективный интеграл межслоевого переноса стремится к нулю [124]. Следует, однако, отметить, что измеренный в работе [109] фазовый сдвиг оказался примерно вдвое больше величины, предсказываемой формулами (40). Это проиллюстрировано на рис. 10, где символы соответствуют результатам измерений, а штриховая линия представляет собой зависимость (41); при этом отношение $\hbar\omega_c/t_{\perp}$ взято из частоты биений осцилляций де Гааза–ван Альфена.

Последующий более корректный теоретический анализ электропроводности на основе формализма Кубо с использованием самосогласованного борновского приближения [111] показал, что в аргумент арктангенса в формуле (41) надо добавить член $\approx \hbar/(2t_{\perp}\tau^*)$, где τ^* — время рассеяния на точечных дефектах (его можно определить из фактора Дингла для медленных осцилляций R_D^*). При этом, как показано на рис. 10 (сплошная линия), удалось добиться неплохого согласия с экспериментом [109] для полей в интервале 7–12 Тл, что соответствует значениям $\hbar\omega_c/t_{\perp} \approx 0,7$ –1,2. Однако при дальнейшем увеличении поля расхождение между теорией [111] и экспериментом увеличивается. Более того, обнаружено [123], что при ориентациях поля, близких к направлению, соответствующему пику в угловых осцилляциях магнитосопротивления, фазовый сдвиг ϕ значительно превышает предсказанный теорией [111] предел $\pi/2$.

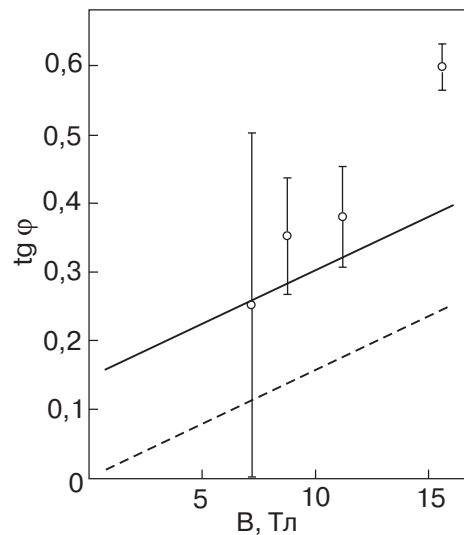


Рис. 10. Тангенс сдвига фазы биений шубниковских осцилляций в β -(BEDT-TTF)₂IbBr₂ в зависимости от магнитного поля по данным работы [109]. Штриховая линия построена согласно формулам (41); сплошная линия представляет собой результат квантовомеханического расчета [111]. Для расчетов использованы значения циклотронной массы $m_c = 3,9 \cdot 10^{-27}$ г и времени рассеяния на точечных дефектах $\tau^* = 8 \cdot 10^{-12}$ с, полученного из фактора Дингла медленных осцилляций [110].

Таким образом, приведенные результаты показывают, что, в отличие от термодинамических квантовых осцилляций, таких как эффект де Гааза–ван Альфена, квантовые осцилляции электропроводности слоистых металлов проявляют ряд аномалий уже при $\hbar\omega_c/W_{\perp} < 1$. Существующие теоретические модели успешно описывают качественную природу данных аномалий. Однако для достижения количественного согласия между теорией и экспериментом, особенно в условиях, когда отношение $\hbar\omega_c/W_{\perp}$ растет, приближаясь к единице, требуются дальнейшие усилия.

При $\hbar\omega_c \gg W_{\perp}$ кинетическое уравнение Больцмана не приводит к удовлетворительному результату в сильных магнитных полях ($\omega_c\tau \gg 1$). Подробный анализ электропроводности σ_{zz} для случая $\hbar\omega_c \gg W_{\perp}$ в поле, перпендикулярном слоям ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{z}$), проведен Шампелем и Минеевым [112] и Гвоздиком [113] на основе формализма Кубо с использованием самосогласованного борновского приближения. Показано, что с ростом поля в осцилляции σ_{zz} все больший вклад вносит чисто квантовый член, не имеющий аналога в полуклассической модели. В частности, при целых числах заполнения уровней Ландау этот член практически полностью компенсирует полуклассический больцмановский вклад, что приводит к возникновению «псевдощели» в функции $\sigma_{zz}(\epsilon)$ и активационной температурной зависи-

мости $\sigma_{zz}(T)$ при целочисленных $\mu/\hbar\omega_c$. Такая температурная зависимость действительно наблюдалась в полях выше 20 Тл на органическом проводнике β'' -(BEDT-TTF)₂SF₅CH₂CF₂SO₃ [125]. Тем не менее детальное сравнение осцилляций Шубникова-де Гааза в этом соединении [125,126] с результатами теоретических расчетов выявляет значительные расхождения. Как было указано в работе [112], причиной этого может быть недостаточность учета рассеяния лишь на точечных дефектах в режиме $\hbar\omega_c \gg W_{\perp}$. Более строгое рассмотрение процессов рассеяния в слоистых органических проводниках является весьма сложной задачей и к настоящему времени проведено не было.

4. Эффект Холла

Поле Холла в сильном магнитном поле даже при наличии открытых сечений ПФ в виде гофрированного цилиндра, т.е. при $\theta = \pi/2$, имеет вид [48]:

$$\mathbf{E}_{\text{Hall}} = \frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{Nec}, \quad (42)$$

т.е. такой же вид, как и в случае наклонного к слоям магнитного поля, когда все носители заряда в бесстолкновительном пределе ($\tau = \infty$) дрейфуют со скоростью

$$\mathbf{u} = c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{B^2}. \quad (43)$$

Это связано с тем, что дрейф носителей заряда по открытым орбитам в плоскости, ортогональной магнитному полю, со скоростью

$$v_x = \frac{2\pi\hbar c}{aeBT_B(p_B)}, \quad (44)$$

естественно, оказывается скомпенсированным в выражении для плотности тока

$$\mathbf{j} = Ne\mathbf{u}, \quad (45)$$

где \mathbf{u} , как и при θ , не равно $\pi/2$, имеет вид (43). В результате, измеряя величину поля Холла в сильном магнитном поле при любой его ориентации, можно с необходимой точностью определить плотность носителей заряда N .

При достаточно низких температурах, когда существен учет квантования уровней энергии электронов, в проводниках с одной группой носителей заряда квантовые поправки к асимптоте поля Холла (42) при $\omega_c\tau \gg 1$ появляются лишь в следующих членах разложения в ряд по степеням малого параметра $\gamma = 1/\omega_c\tau$. Мы приведем здесь изящное доказательство этого утверждения, полученное Лифшицем [74].

Вычислим плотность тока, протекающего ортогонально магнитному полю, с помощью решения кван-

тового кинетического уравнения для статистического оператора $\hat{f} = \hat{f}_0 + \hat{f}_1$:

$$\{H\hat{f}\} = \hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}), \quad (46)$$

где $H = H_0(\mathbf{P} - e\mathbf{A}/c) - e\mathbf{E}\mathbf{r}$ — гамильтониан электрона проводимости в однородных электрическом и магнитном полях, \mathbf{P} — оператор обобщенного импульса, \mathbf{A} — вектор-потенциал магнитного поля $\mathbf{B} = (0, B\sin\theta, B\cos\theta) = \text{curl } \mathbf{A}$, который в калибровке Ландау имеет вид $\mathbf{A} = (0, xB\cos\theta, -xB\sin\theta)$, и в отсутствие электрического поля проекции обобщенного импульса P_y и P_z являются удобными квантовыми числами.

Квантовый аналог интеграла столкновений $\hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f})$ учитывает рассеяние электронов потенциалом $\sum_i V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ примесных атомов, расположенных в точках \mathbf{r}_i . В случае, когда этот потенциал является короткодействующим и слабым, интеграл столкновений \hat{W}_{coll} можно привести к интегральному оператору, действующему на одночастичный статистический оператор $\hat{f} = \hat{f}_0 + \hat{f}_1$. Оператор \hat{f}_0 описывает невозмущенное состояние системы электронов проводимости, диагональные матричные элементы которого равны фермиевской функции распределения носителей заряда $f_0^{nm}(p_B) = f_0\{\epsilon_n(p_B)\}$, а оператор \hat{f}_1 описывает возмущение носителей заряда электрическим полем.

В линейном приближении по слабому электрическому полю кинетическое уравнение принимает вид

$$\{H_0\hat{f}_1\} - \{e\mathbf{E}\mathbf{r}\hat{f}_0\} = \hat{W}_{\text{coll}}\{\hat{f}_1\}. \quad (47)$$

Легко заметить, что выражение для составляющей плотности тока, ортогональной магнитному полю,

$$[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]/B = \text{Tr}(e[\hat{v} \times \mathbf{B}]\hat{f}_1)/B, \quad (48)$$

где \hat{v} — оператор скорости электронов проводимости, пропорционально изменению импульса электрона во времени:

$$e[\hat{v} \times \mathbf{B}] = c \frac{d}{dt} \hat{\mathbf{p}} = c\{H, \hat{\mathbf{p}}\}. \quad (49)$$

Воспользовавшись соотношением (49), получим

$$\begin{aligned} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]_y &= (ic/h)\text{Tr}(H\hat{f}_1\hat{p}_y - \hat{f}_1H\hat{p}_y) = \\ &= -c\text{Tr}(\{e\mathbf{E}\mathbf{r}\hat{f}_0\}\hat{p}_y) - c\text{Tr}(\hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}_1)\hat{p}_y). \end{aligned} \quad (50)$$

В результате в бесстолкновительном пределе $\hat{W}_{\text{coll}}(\hat{f}_1) = 0$ получим

$$[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]_y = ce\text{Tr}(E_y\hat{f}) = \text{Tr}(\hat{f}_0)ecE_y = NecE_y, \quad (51)$$

т.е. при произвольной ориентации плотности тока и магнитного поля асимптота поля Холла имеет вид

(41). Учет интеграла столкновений весьма существен при вычислении диссипативной составляющей плотности тока.

Таким образом, в слоистых проводниках с ПФ в виде слабогфрированного цилиндра квантовые осцилляции недиагональных компонент тензора магнитосопротивления, отнесенные к асимптоте поля Холла, меньше квантовых осцилляций $\rho^{\text{osc}}/\rho^{\text{mon}}$, по крайней мере, в $\omega_c\tau$ раз.

Однако в проводниках с многолистной ПФ амплитуда осцилляций поля Холла может быть сравнимой с амплитудой осцилляций магнитосопротивления.

Рассмотрим случай, когда ПФ включает в себя, помимо цилиндрической части, пару слабогфрированных плоскостей. Такая топология ПФ довольно распространена в органических металлах [31–33]. В частности, она характерна для одного из наиболее известных органических сверхпроводников κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ [30], а также для нормального металлического состояния соединений α -(BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄, где М — один из металлов группы К, Rb, Tl либо NH₄ [127]. Открытые сечения такой ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$ встречаются почти при любой ориентации магнитного поля, а магнитосопротивление такого проводника неограниченно растет с увеличением магнитного поля. Расположение этих плоскостей в p -пространстве нетрудно определить по анизотропии магнитосопротивления в плоскости слоев [20].

При $\eta \ll \cos\theta$ и $\gamma_0 \ll \cos\theta$ магнитосопротивление току, протекающему вдоль слоев, имеет вид [49,128]:

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= \frac{\sigma_1 \sin^2 \varphi \cos^2 \theta + \gamma_0^2 \sigma_0}{\gamma_0^2 \sigma_0 (\sigma_0 + \sigma_1)}, \\ \rho_{yy} &= \frac{\sigma_1 \cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \gamma_0^2 \sigma_0}{\gamma_0^2 \sigma_0 (\sigma_0 + \sigma_1)}, \end{aligned} \quad (52)$$

σ_0 и σ_1 по порядку величины совпадают с вкладом в электропроводность вдоль слоев в отсутствие магнитного поля носителей заряда, состояния которых находятся на листах ПФ в виде гофрированного цилиндра и гофрированных плоскостей соответственно, φ — угол между осью p_y и гофрированной плоскостью.

Вклад носителей заряда, состояния которых принадлежат листу ПФ в виде слабогфрированной плоскости, в электропроводность вдоль нормали к слоям не приводит к заметному проявлению эффекта Холла, пока $\eta \ll \gamma_0$ и сопротивление току вдоль оси z

$$\rho_{zz} = \frac{1}{\sigma_{zz}} + \frac{\sigma_1 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta}{\gamma_0^2 \sigma_0 (\sigma_0 + \sigma_1)} \quad (53)$$

определяется в основном компонентой тензора электропроводности σ_{zz} .

В формуле (52) и в последнем слагаемом формулы (53) опущены малосущественные множители порядка единицы, зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда, соотношения между подвижностями электронов проводимости обеих групп предполагаются одинаковыми.

В достаточно сильном магнитном поле, когда $\gamma_0 \leq \eta$, холловские компоненты тензора сопротивления, в частности

$$\rho_{xz} = \gamma_0^{-2} \frac{\sigma_1 \sin 2\varphi \sin 2\theta}{\sigma_0 (\sigma_0 + \sigma_1)} + \gamma_0^{-1} \frac{(\sigma_0 + \sigma_1 \sin^2 \varphi) \sin \theta}{\sigma_0 (\sigma_0 + \sigma_1)} \quad (54)$$

— уже сравнимы с ρ_{zz} .

Наличие дополнительной полости ПФ в виде слабогфрированных плоскостей приводит при $\gamma_0 \leq \eta$ к неограниченному росту сопротивления току поперек слоев с магнитным полем, а поле Холла, пропорциональное H^2 , уже сравнимо с E_z .

Энергетический спектр носителей заряда, состояния которых принадлежат слабогфрированным плоскостям в импульсном пространстве, не содержит дискретных уровней, и потому эта группа электронов проводимости не участвует в формировании квантовых осцилляционных эффектов, однако ее наличие может существенным образом повлиять на асимптоту квантовых осцилляций поля Холла. Учитывая осцилляционную зависимость от $1/B$ при низких температурах времени свободного пробега электронов проводимости с замкнутыми орбитами на листе поверхности Ферми в виде гофрированного цилиндра, поле Холла в квантующем магнитном поле приобретает вид [128]

$$\begin{aligned} E_x &= j \frac{H \sin \theta}{2Nec} \left\{ -\sin^2 \varphi + \right. \\ &\left. + \frac{H\sigma_0\sigma_1 \sin 2\varphi \cos \theta - Nec\sigma_0 \cos^2 \varphi}{Nec[\sigma_0 + \sigma_1(1 + \Delta_{\text{osc}})]} \right\}, \end{aligned} \quad (55)$$

$$E_y = j \frac{H \sin \theta}{Nec} \frac{H\sigma_0\sigma_1 \cos \theta - Nec\sigma_1(1 + \Delta_{\text{osc}}) \sin 2\varphi}{Nec[\sigma_0 + \sigma_1(1 + \Delta_{\text{osc}})]}. \quad (56)$$

Легко заметить, что отношение осциллирующей части поля Холла $E_{\text{Hall}}^{\text{osc}}$ к монотонно меняющейся с

магнитным полем $E_{\text{Hall}}^{\text{mon}}$, как следует из формул (55) и (56),

$$E_{\text{Hall}}^{\text{osc}}/E_{\text{Hall}}^{\text{mon}} = -\Delta_{\text{osc}} \frac{\sigma_1}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (57)$$

имеет такой же порядок величины, что и $\rho_{zz}^{\text{osc}}/\rho_{zz}^{\text{mon}}$.

Таким образом, исследуя зависимость сопротивления и поля Холла от величины достаточно сильного магнитного поля при различных его ориентациях относительно слоев можно полностью восстановить топологическую структуру поверхности Ферми и определить вклад отдельных групп носителей заряда в суммарную электропроводность проводника.

5. Заключение

В сильном магнитном поле кинетические характеристики низкоразмерных проводников существенно зависят от конкретного вида энергетического спектра носителей заряда и содержат детальную информацию о законе дисперсии электронов проводимости. Интенсивные исследования гальваномагнитных явлений в органических слоистых проводниках при низких температурах позволили обнаружить целый ряд своеобразных эффектов, специфичных для квазидвумерных проводников. Оказалось, что электронные явления в квазидвумерных проводниках проявляются принципиально различным образом при различных ориентациях квантующего магнитного поля. Даже в не слишком сильном ортогональном слоям магнитном поле, когда дискретно-непрерывный электронный энергетический спектр слоистого проводника содержит при фиксированном значении энергии, например равной энергии Ферми, достаточно большое число квантованных значений проекции импульса на направление магнитного поля, при некоторых ориентациях относительно слоев магнитного поля возможно только одно или несколько электронных состояний с энергией Ферми, т.е. электронный энергетический спектр оказывается квазидискретным.

Таким образом, в зависимости от угла между вектором магнитного поля и нормалью к слоям, слоистый проводник ведет себя как трехмерный проводник с резко анизотропным электронным энергетическим спектром либо как двумерный проводник с дискретным спектром носителей заряда. Этот специфический для квазидвумерных проводников ориентационный эффект проявляется в различных кинетических явлениях. В частности, при некоторых ориентациях магнитного поля слоистый проводник оказывается прозрачным для электромагнитных и акустических волн [129,130], и в таких проводниках возможно распространение слабозатухающих

своеобразных электромагнитных и спиновых волн [131,132], несущих в себе информацию об электронном энергетическом спектре и релаксационных свойствах носителей заряда.

Слоистые проводники с квазидвумерным электронным энергетическим спектром оказываются весьма удобным объектом для исследования квантовых осцилляционных эффектов, в формирование которых вовлечено большое число носителей заряда. Обнаружение низкочастотных осцилляций магнитосопротивления слоистых проводников при достаточно высоких температурах, когда основные гармоники осцилляций Шубникова–де Гааза практически не наблюдаемы, и исследование фазовых соотношений осцилляций магнитосопротивления и магнитной восприимчивости позволили получить детальную информацию о законе дисперсии электронов проводимости.

Весьма специфичным для квазидвумерных проводников является линейный рост сопротивления с магнитным полем (закон Капицы) даже в монокристаллических образцах. Е.С. Боровик, посвятивший много лет исследованию гальваномагнитных явлений в металлах, наблюдал линейный рост с магнитным полем сопротивления висмута, который в существенно сильном магнитном поле сменился квадратичным возрастанием [133]. Аналогичным образом ведет себя магнитосопротивление слоистого проводника в магнитном поле, расположенном в плоскости слоев. Вполне возможно, что линейный рост сопротивления висмута с магнитным полем связан с резкой анизотропией поверхности Ферми висмута, ведь оси электронных эллипсоидов ПФ висмута различаются примерно в 10 раз.

Исследованию гальваномагнитных явлений в слоистых проводниках посвящено огромное количество работ. Мы не пытались объять необъятное, и, возможно, некоторые интересные результаты экспериментальных и теоретических исследований классических и квантовых гальваномагнитных эффектов не отражены в данной статье. Главной целью нашей работы было показать эффективность изучения электронного энергетического спектра с помощью гальваномагнитных измерений.

Мы с благодарностью приняли приглашение Главного редактора журнала В.В. Еременко участвовать в спецвыпуске журнала «Физика низких температур», посвященного 90-летию со дня рождения замечательного физика и обаятельного человека Евгения Станиславовича Боровика.

Мы весьма признательны В. Биберахеру и П. Григорьеву за полезное обсуждение затронутой здесь проблемы переноса заряда в органических провод-

никах, а фонду INTAS за поддержку данной работы (грант 01.0791).

1. W.A. Little, *Phys. Rev.* **134**, A1416 (1964).
2. *Highly Conducting One-dimensional Solids*, J.T. Devreese, R.P. Evrard, and V.E. van Doren (eds.), Plenum Press, New York (1979).
3. *Extended Linear Chain Compounds*, J.S. Miller (ed.), Plenum Press, New York (1982).
4. R.E. Peierls, *Quantum Theory of Solids*, Oxford University Press, London (1955).
5. J.C. Slater, *Phys. Rev.* **82**, 538 (1951); W. Overhauser, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 462 (1960).
6. A.W. Overhauser, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 462 (1960).
7. В.Н. Лаухин, А.И. Котов, М.Л. Хидекель, И.Ф. Щеголев, Э.Б. Ягубский, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 284 (1978).
8. D. Jérôme and H.J. Schulz, *Adv. Phys.* **31**, 299 (1982); *ibid.* **51**, 293 (2002).
9. D. Jerome, A. Mazaud, M. Ribault, and K. Bechgaard, *J. Phys. Lett. Paris* **41**, 95 (1980).
10. T. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Saito, *Organic Superconductors*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1998).
11. Э.Б. Ягубский, И.Ф. Щеголев, В.Н. Лаухин, П.А. Кононович, М.В. Карцовник, А.В. Зварыкина, Л.И. Буравов, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 12 (1984).
12. Л.И. Буравов, М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, С.И. Песоцкий, И.Ф. Щеголев, *ЖЭТФ* **91**, 2198 (1986).
13. В.Н. Лаухин, Е.Э. Костюченко, Ю.В. Сушко, И.Ф. Щеголев, Э.Б. Ягубский, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 68 (1985).
14. В.Б. Гиноман, А.В. Гуденко, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, И.Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 523 (1986).
15. J.M. Williams, T.J. Emge, H.H. Wang, M.A. Beno, P.T. Capps, L.N. Hall, K.D. Carlson, and G.W. Crabtree, *Inorg. Chem.* **23**, 3839 (1984).
16. H.H. Wang, M.A. Beno, U. Geiser, M.A. Firestone, K.S. Webb, L. Nunez, G.W. Crabtree, K.D. Carlson, J.M. Williams, L.J. Azevedo, J.F. Kwak, and J.E. Schirber, *Inorg. Chem.* **24**, 2465 (1985).
17. M. Kini, U. Geiser, H.H. Wang, K.D. Carlson, J.M. Williams, W.K. Kwok, K.G. Vandervoort, J.E. Thompson, D.L. Stupka, D. Jung, and M.-H. Whangbo, *Inorg. Chem.* **29**, 2555 (1990).
18. J.M. Williams, A.M. Kini, H.H. Wang, K.D. Carlson, U. Geiser, L.K. Montgomery, G.J. Pyrka, D.M. Watkins, J.M. Kommers, S.J. Boryschuk, A.V.S. Crouch, W.K. Kwok, J.E. Schirber, D.L. Overmyer, D. Jung, and M.-H. Whangbo, *Inorg. Chem.* **29**, 3272 (1990).
19. H. Tgiguchi, M. Miyashita, K. Uchiyama, K. Satoh, N. Mori, H. Okamoto, K. Miyagawa, K. Kanoda, M. Hedo, and Y. Uwatoko, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 468 (2003).
20. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
21. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **38**, 188 (1960).
22. С.П. Новиков, А.Я. Мальцев, *УФН* **168**, 249 (1998).
23. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).
24. А.А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
25. Д. Шенберг, *Магнитные осцилляции в металлах*, Мир, Москва (1986).
26. B. Pippard, *Magnetoresistance in Metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1989).
27. P. Cracknell and K.C. Wong, *The Fermi Surface*, Oxford University Press, London (1973).
28. М.В. Карцовник, В.Н. Лаухин, В.И. Нижанковский, А.А. Игнатъев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 302 (1988).
29. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, И.Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 498 (1988).
30. K. Oshima, T. Mori, H. Inokuchi, H. Urayama, H. Yamochi, and G. Saito, *Phys. Rev.* **B38**, 938 (1988).
31. J. Wosnitzer, *Fermi Surfaces of Low-dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1996).
32. M.V. Kartsovnik and V.N. Laukhin, *J. Phys. I* **6**, 1753 (1996).
33. J. Singleton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
34. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Yao, *J. Phys. I France* **1**, 1469 (1991).
35. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **112**, 618 (1997).
36. F. Schegolev, P.A. Kononovich, V.N. Laukhin, and M.V. Kartsovnik, *Phys. Scripta* **T29**, 46 (1990).
37. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, С.И. Песоцкий, И.Ф. Щеголев, *ЖЭТФ* **97**, 1305 (1990).
38. R. Yagi, Y. Iye, Y. Hashimoto, T. Odagiri, H. Noguchi, H. Sasaki, and T. Ikoma, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60**, 3784 (1990).
39. Y. Iye, M. Baxendale, and V.Z. Mordkovich, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 1643 (1994).
40. M. Baxendale, V.Z. Mordkovich, and S. Yoshimura, *Solid. State Commun.* **107**, 165 (1998).
41. E. Ohmichi, H. Adachi, Y. Mori, Y. Maeno, T. Ishiguro, and T. Oguchi, *Phys. Rev.* **B59**, 7263 (1999).
42. Y. Yoshida, A. Mukai, R. Settai, K. Miyake, Y. Inada, Y. Onuki, K. Betsuyaki, H. Harima, T.D. Tatum, Y. Aoki, and H. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 3041 (1999).
43. C. Bergemann, A.P. Mackenzie, S.R. Julian, D. Forsythe, and E. Ohmichi, *Adv. Phys.* **52**, 639 (2003).
44. N.E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A.P. Mackenzie, and L. Balicas, *Nature* **425**, 814 (2003).
45. K. Yamaji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 1520 (1989).
46. M.V. Kartsovnik, V.N. Laukhin, S.I. Pesotskii, I.F. Shchegolev and V.M. Yakovenko, *J. Phys. I (France)* **2**, 89 (1992).
47. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3069 (1990).
48. В.Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 47 (1997).
49. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **121**, 1204 (2002).
50. Хасан Раид Аталла, *ФНТ* **29**, 793 (2003).
51. V.G. Peschansky and M.V. Kartsovnik, *Phys. Rev.* **B60**, 11207 (1999).

52. V.G. Peschansky and M.V. Kartsovnik, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 1717 (1999).
53. N. Hanasaki, S. Kagoshima, T. Hasegawa, T. Osada, and N. Miura, *Phys. Rev.* **B57**, 1336 (1998).
54. В.Г. Песчанский, Х.А. Ролдан Лопе, *ФНТ* **17**, 269 (1991).
55. A.G. Lebed and N.N. Bagmet, *Phys. Rev.* **B55**, R8654 (1997).
56. J. Schofeld and J.R. Cooper, *Phys. Rev.* **B62**, 10779 (2000).
57. K. Kajita, Y. Nishio, T. Takahashi, W. Sasaki, R. Kato, H. Kobayashi, and Y. Iye, *Solid State Commun.* **70**, 1189 (1989).
58. L.V. Schubnikov and W.J. de Haas, *Leiden Commun.* **19**, 207f (1930).
59. W.J. de Haas, J.W. Blom, and L.V. Schubnikov, *Physica* **2**, 907 (1930).
60. L.D. Landau, *Proc. Roy. Soc.* **170**, 341 (1939).
61. W.J. de Haas and P.M. van Alphen, *Leiden Commun.* **19**, 208d (1930).
62. L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
63. И.М. Лифшиц, А.В. Погорелов, *ДАН СССР* **96**, 1143 (1954).
64. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
65. А.И. Ахиезер, *ЖЭТФ* **9**, 426 (1939).
66. S. Titeica, *Ann. Phys.* **22**, 124 (1935).
67. Ю.Б. Румер, *ЖЭТФ* **22**, 214 (1952).
68. V. Davydov and I. Pomeranchuk, *J. Phys. USSR* **2**, 147 (1940).
69. Г.Е. Зильберман, *ЖЭТФ* **29**, 762 (1955).
70. R. Kubo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957).
71. R. Kubo, H. Hasegawa, and N. Hashitsume, *J. Phys. Soc. Jpn.* **14**, 56 (1959).
72. A. Sommerfeld and H. Bethe, *Elektronentheorie der Metalle*, Springer, Berlin (1933).
73. E.W. Adams and T.D. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959).
74. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **32**, 1509 (1957).
75. А.М. Косевич, В.В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**, 882 (1960).
76. Н.Н. Боголюбов, *Динамические проблемы в статистической физике*, Гостехиздат, Москва (1946); Н.Н. Боголюбов, К.П. Гуров, *ЖЭТФ* **17**, 614 (1947).
77. R.V. Dingle, *Proc. Roy. Soc.* **A211**, 517 (1952).
78. Ю.А. Бычков, *ЖЭТФ* **39**, 1401 (1960).
79. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Наука, Москва (1962).
80. Д.Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика*, Наука, Москва (1971).
81. S. Doniach and E.H. Sondheimer, *Green's Functions for Solid State Physicists*, Imperial College Press, London (1998).
82. W. Pauli, *Zs. Phys.* **41**, 81 (1927).
83. L.D. Landau, *Zs. Phys.* **64**, 629 (1930).
84. W. Kang, G. Montambaux, J.R. Cooper, D. Jerome, P. Batail, and C. Lenoir, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2559 (1989).
85. V.N. Laukhin, A. Audouard, H. Rakoto, J.M. Broto, F. Goze, G. Coffe, L. Brossard, J.P. Redoules, M.V. Kartsovnik, N.D. Kushch, L.I. Buravov, A.G. Khomenko, E.B. Yagubskii, S. Askenazy, and P. Pari, *Physica* **B211**, 282 (1995).
86. J. Wosnitza, S. Wanka, J. Hagel, H. v. Lohneysen, J.S. Qualls, J.S. Brooks, E. Balthes, J.A. Schlueter, U. Geiser, J. Mohtasham, R.W. Winter, and G.L. Gard, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 508 (2001).
87. M.-S. Nam, A. Ardavan, J.A. Symington, J. Singleton, N. Harrison, C.H. Mielke, J. A. Schlueter, R.W. Winter, and G.L. Gard, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 117001 (2001).
88. I.D. Vagner, T. Maniv, and E. Ehrenfreund, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1700 (1983).
89. I.D. Vagner and T. Maniv, *Phys. Rev.* **B32**, 8398 (1985).
90. D. Shoenberg, *J. Low Temp. Phys.* **56**, 417 (1984).
91. N. Harrison, R. Bogaerts, P.H.P. Reinders, J. Singleton, S.J. Blundell, and F. Herlach, *Phys. Rev.* **B54**, 9977 (1996).
92. П.Д. Григорьев, И.Д. Вагнер, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 139 (1999).
93. M.A. Itskovsky and T. Maniv, *Phys. Rev.* **B64**, 174421 (2001).
94. T. Champel and V.P. Mineev, *Philos. Mag.* **81**, 55 (2001).
95. П.Д. Григорьев, *ЖЭТФ* **119**, 1257 (2001).
96. V.M. Gvozdkov, A.G.M. Jansen, D.A. Pesin, I.D. Vagner, and P. Wyder, *Phys. Rev.* **B68**, 155107 (2003).
97. G.W. Martin, D.L. Maslov, and M.Yu. Reizer, *Phys. Rev.* **B68**, 241309(R) (2003).
98. S. Alexandrov and A.M. Bratkovsky, *Phys. Lett.* **A234**, 53 (1997).
99. J.-Y. Fortin and T. Ziman, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3117 (1998).
100. T. Champel, *Phys. Rev.* **B65**, 153403 (2002).
101. K. Kishigi and Y. Hasegawa, *Phys. Rev.* **B65**, 205405 (2002).
102. J.-Y. Fortin, E. Perez, and A. Audouard, *Physica* **B346-347**, 373.
103. N. Harrison, C.H. Mielke, D.G. Rickel, J. Wosnitza, J.S. Qualls, J.S. Brooks, E. Balthes, D. Schweitzer, I. Heinen, and W. Strunz, *Phys. Rev.* **B58**, 10248 (1998).
104. M.A. Itskovsky, S. Askenazy, T. Maniv, I.D. Vagner, E. Balthes, and D. Schweitzer, *Phys. Rev.* **B58**, R13347 (1998).
105. J. Wosnitza, S. Wanka, J. Hagel, E. Balthes, N. Harrison, J.A. Schlueter, A.M. Kini, U. Geiser, J. Mohtasham, R.W. Winter, and G.L. Gard, *Phys. Rev.* **B61**, 7383 (2000).
106. E. Datars and J.E. Sipe, *Phys. Rev.* **B51**, 4312 (1995).
107. В.М. Гвоздиков, *ФНТ* **27**, 956 (2001).
108. N.S. Averkiev, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, and M. Willander, *J. Phys.: Condens. Matter*, **13**, 2517 (2001).
109. P.D. Grigoriev, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, N.D. Kushch, and P. Wyder, *Phys. Rev.* **B65**, 060403(R) (2002).
110. M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev, W. Biberacher, N.D. Kushch, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 126802 (2002).

111. P.D. Grigoriev, *Phys. Rev.* **B67**, 144401 (2003).
112. T. Champel and V.P. Mineev, *Phys. Rev.* **66**, 195111 (2002); *Physica* **B346–347**, 392 (2004).
113. V.M. Gvozdkov, *Phys. Rev.* **B70**, 085113 (2004).
114. J. Wosnitza, G. Goll, D. Beckmann, S. Wanka, D. Schweitzer, and W. Strunz, *J. Phys. I*, **6**, 1597 (1996).
115. В.М. Гвозди́ков, *ФТТ* **26**, 1560 (1984).
116. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, С.И. Песоцкий, И.Ф. Щеголев, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 453 (1989).
117. E. Ohmichi, H. Ito, T. Ishiguro, G. Saito, and T. Komatsu, *Phys. Rev.* **B57**, 7481 (1998).
118. T.G. Togonidze, M.V. Kartsovnik, J.A.A.J. Perenboom, N.D. Kushch, and H. Kobayashi, *Physica* **B294–295**, 435 (2001).
119. L. Balicas, J.S. Brooks, K. Storr, D. Graf, S. Uji, H. Shinagawa, E. Ojima, H. Fujiwara, H. Kobayashi, A. Kobayashi, and M. Tokumoto, *Solid State Commun.* **116**, 557 (2000).
120. S. Uji, H. Shinagawa, Y. Terai, T. Yakabe, C. Terakura, T. Terashima, L. Balicas, J.S. Brooks, E. Ojima, H. Fujiwara, H. Kobayashi, A. Kobayashi, and M. Tokumoto, *Physica* **B298**, 557 (2001).
121. H. Weiss, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, E. Balthes, A.G.M. Jansen, and N.D. Kushch, *Phys. Rev.* **B89**, R16259 (1999).
122. M. Schiller, W. Schmidt, D. Schweitzer, H.-J. Koo, M.H. Whangbo, I. Heinen, T. Klaus, P. Kircher, and W. Strunz, *Europhys. Lett.* **51**, 82 (2000).
123. P.D. Grigoriev, A. Groeger, D. Andres, S. Pesotskii, and N.D. Kushch, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 126802 (2002).
124. Y. Kurihara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 975 (1992).
125. M.-S. Nam, A. Ardavan, J.A. Symington, J. Singleton, N. Harrison, C.H. Mielke, J.A. Schlueter, R.W. Winter, and G.L. Grand, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 117001 (2001).
126. J. Woznitza, S. Wanka, J. Nagel, H. v. Löhneysen, J.S. Qualls, J.S. Brooks, E. Balthes, J.A. Schlueter, U. Geiser, J. Mohtasham, R.W. Winter, and G.L. Gard, *Phys. Rev.* **B86**, 508 (2001).
127. R. Rousseau, M.-L. Doublet, E. Canadell, R.P. Shibaeva, S.S. Khasanov, L.P. Rozenberg, N.D. Kushch, and E.V. Yagubskii, *J. Phys. I France* **6**, 1527 (1996).
128. В.Г. Песчанский, Хасан Раид Аталла, *ФММ* **94**, 14 (2002).
129. V.G. Peschansky, *Phys. Rep.* **288**, 305 (1997).
130. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **25**, 1119 (1999).
131. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 772 (2003).
132. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **126**, 1435 (2004).
133. Е.С. Боровик, *ФММ* **2**, 33 (1956).

Galvanomagnetic phenomena in layered organic conductors
(Review Article)

M.V. Kartsovnik and V.G. Peschansky

Experimental studies of galvanomagnetic effects in layered organic conductors placed in strong magnetic field are discussed in the context of theoretical notions of the charge transfer phenomena in conductors with metal type of the conductivity and quasi-two-dimensional electron energy spectrum of arbitrary type. The attention is focused on the problem of the restoration of the dispersion law of conduction electrons in layered organic complexes with charge transfer from experimental investigation of their magnetoresistance and quantum oscillation effects at low temperatures.