

Осцилляции Шубникова–де Гааза в магнитосопротивлении слоистых проводников вблизи топологического перехода Лифшица

В.Г. Песчанский¹, М.В. Карцовник², С. Фуст^{2,3}

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

²Walther-Meißner-Institut, Bayerische Akademie der Wissenschaften, 85748 Garching, Germany
E-mail: Mark.Kartsovnik@wmi.badw.de

³Physik-Department, Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany

Статья поступила в редакцию 6 марта 2018 г., опубликована онлайн 27 июня 2018 г.

Исследована зависимость сопротивления слоистых проводников с квазидвумерным энергетическим спектром носителей заряда от величины и ориентации квантующего магнитного поля. Рассмотрен случай органического проводника с многолистной поверхностью Ферми, состоящей из слабофрированного цилиндра и примыкающих к нему двух планарных листов. С помощью внешнего воздействия на проводник в виде давления либо допирования примесными атомами можно уменьшить расстояние между цилиндром и планарными листами поверхности Ферми (ПФ) настолько, что под действием магнитного пробоя электроны проводимости начнут блуждать по ним, туннелируя с одного листа (полости) ПФ на другой. Если за время свободного пробега электрон проводимости успевает несколько раз посетить все листы ПФ, то его движение в плоскости, ортогональной магнитному полю, становится финитным. При этом возникают осцилляции Шубникова–де Гааза, период которых определяется замкнутой площадью, описываемой электроном при своем движении в магнитном поле по магнитопробойной траектории в импульсном пространстве. Однако даже при небольшом отклонении поля от нормали к слоям на угол ϑ эта равноудаленность нарушается, и при некоторых значениях угла ϑ_k вероятность магнитного пробоя на один из планарных листов ПФ может быть настолько мала, что электрон не может замкнуть магнитопробойную траекторию, а его движение по другому планарному листу с посещением цилиндрической части ПФ становится инфинитным. При этом магнитопробойные квантовые осцилляции намагнитченности и всех кинетических характеристик проводника исчезают. Их исчезновение периодически повторяется с изменением угла наклона магнитного поля к слоям как функция $\tan \vartheta$. Обсуждаются возможности экспериментального обнаружения и исследования влияния магнитного пробоя на квантовые осцилляционные эффекты.

Досліджено залежність опору шаруватих провідників з квазидвумірним енергетичним спектром носіїв заряду від величини та орієнтації квантів магнітного поля. Розглянуто випадок органічного провідника з багатолистою поверхнею Фермі, що складається з слабофрированого циліндра та двох планарних листів, які примикають до нього. За допомогою зовнішнього впливу на провідник у вигляді тиску або допування домішковими атомами можна зменшити відстань між циліндром та планарними листами поверхні Фермі (ПФ) настільки, що під дією магнітного пробоя електрони провідності почнуть блукати по ним, тунелюючи з одного листа (порожнини) ПФ на інший. Якщо за час вільного пробігу електрон провідності встигає кілька разів відвідати всі листи ПФ, то його рух в площині, яка ортогональна магнітному полю, стає фінітним. При цьому виникають осциляції Шубнікова–де Гааза, період яких визначається замкнутою площею, яку описує електрон при своєму русі у магнітному полі по магнітопробойній траєкторії в імпульсному просторі. Однак навіть при невеликому відхиленні поля від нормалі до шарів на кут ϑ ця рівновіддаленість порушується, і при деяких значеннях кута ϑ_k ймовірність магнітного пробоя на один з планарних листів ПФ може бути настільки мала, що електрон не може замкнути магнітопробойну траєкторію, а його рух по іншому планарному листу з відвідуванням циліндричної частини ПФ

стає інфінітним. При цьому магнітопробойні квантові осциляції намагніченості та всіх кінетичних характеристик провідника зникають. Їх зникнення періодично повторюється зі зміною кута нахилу магнітного поля до шарів як функція $\text{tg } \vartheta$. Обговорюються можливості експериментального виявлення та дослідження впливу магнітного пробую на квантові осциляційні ефекти.

PACS: 71.30.+h Переходы металл–изолятор и другие электронные переходы;
71.18.+y Поверхность Ферми; расчеты и измерения, эффективная масса, g -фактор;
72.20.Pa Термоэлектрические и термомагнитные явления.

Ключевые слова: квазидвумерный энергетический спектр, квантующее магнитное поле, многолистная поверхность Ферми, топологический переход Лифшица.

Предсказанная Ландау осцилляционная зависимость магнитной восприимчивости металлов от величины сильного магнитного поля \mathbf{H} при низких температурах T [1] была вскоре обнаружена в висмуте [2], а затем во многих других металлах. Теоретический расчет Ландау осцилляционной зависимости намагниченности металлов от величины квантующего магнитного поля в модели свободных электронов был опубликован в Приложении к статье Шенберга [3]. Построенная Лифшицем и Косевичем теория намагниченности металлов без предположения о конкретном виде зависимости энергии $\varepsilon(\mathbf{p})$ элементарных возбуждений, несущих заряд, от их квазиимпульса \mathbf{p} [4] оказалась истоком нового направления в физике металлов, названного впоследствии фермиологией. По сути, ими был создан надежный спектроскопический метод восстановления поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \mu$ — основной характеристики энергетического спектра носителей заряда в вырожденных проводниках с помощью экспериментального исследования осцилляционной зависимости термодинамических и кинетических характеристик от величины достаточно сильного магнитного поля, когда расстояние между квантованными уровнями энергии $\hbar\omega_c$ носителей заряда больше температурного размытия их фермиевской функции распределения, но много меньше энергии Ферми ε_F , равной химическому потенциалу μ при нулевой температуре.

Эти осцилляции связаны с квантованием площадей в импульсном пространстве $S(\varepsilon, p_B)$, описываемых электроном при своем движении по замкнутой орбите в магнитном поле с сохранением энергии и проекции импульса вдоль магнитного поля $p_B = \mathbf{p}\mathbf{B}/B = \text{const}$:

$$S(\varepsilon, p_B) = 2\pi\hbar \frac{eB}{c} (n + 1/2), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, c — скорость света, а наиболее оптимальны условия наблюдения квантовых осцилляций, когда циклотронная частота ω_c обращения электрона в магнитном поле много больше частоты их столкновений $1/\tau$.

Квантование энергии носителей заряда $\varepsilon_n(p_B)$ в магнитном поле приводит к появлению особенностей в

плотности их состояний $\nu(\varepsilon)$, которые периодически повторяются как функция $1/B$, а по периоду этих осцилляций можно определить площадь экстремального сечения ПФ S_{ext} плоскостью $p_B = \text{const}$. Измеряя квантовые осцилляции намагниченности или кинетических характеристик вырожденного проводника при различных ориентациях магнитного поля, можно определить все экстремальные замкнутые сечения ПФ и в конечном итоге полностью определить форму поверхности Ферми [4,5].

Необычная сложная зависимость магнитосопротивления висмута от величины достаточно сильного для того времени магнитного поля при температурах жидкого гелия, обнаруженная Шубниковым и де Гаазом [6], стимулировала детальное исследование квантовых осцилляционных эффектов. Давыдов и Померанчук [7] обратили внимание на то, что при суммировании в выражении для кинетических коэффициентов по состояниям носителей заряда надо учесть не только особенности плотности их состояний в квантующем магнитом поле, но и осцилляционную зависимость амплитуды их рассеяния, поскольку в ряде случаев вклад последних в квантовые осцилляции кинетических коэффициентов является определяющим (см., например, обзорную статью [8]).

Осцилляции Шубникова–де Гааза сопротивления металлов ρ теоретически исследовал Ахиезер [9], однако правильный порядок величины осциллирующей с магнитным полем части сопротивления ρ_{osc} по сравнению с плавно меняющейся частью ρ_{mon}

$$\rho_{\text{osc}} \cong \rho_{\text{mon}} (\hbar\omega_c / \mu)^{1/2} \quad (2)$$

впервые был получен Зильберманом [10] методом Тейтки [11]. Аналогичный результат был получен Косевичем и Андреевым [12] методом Боголюбова [13]. Строгий расчет влияния рассеяния электронов проводимости примесными атомами на уширение квантовых уровней носителей заряда в магнитном поле и в конечном итоге на ослабление амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза выполнен Бычковым [14]. Последовательная теория квантовых осцилляций магнитосопротивления металлов была построена Кубо [15] с использованием своего оригинального метода [16].

Энергия элементарных возбуждений в кристаллах $\varepsilon(\mathbf{p})$ периодически зависит от их квазиимпульса \mathbf{p} , и при некоторых критических значениях энергии ε_k меняется связность изоэнергетических поверхностей $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$ в импульсном пространстве, что приводит к появлению особенностей в плотности их состояний $\nu(\varepsilon)$ даже в отсутствие магнитного поля — так называемые особенности Ван Хофа [17]. Лифшиц [18] предложил изменять химический потенциал электронов проводимости μ с помощью внешнего давления, постепенно приближая его к ε_k , и таким образом исследовать топологические свойства не только поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \mu$, но и всех изоэнергетических поверхностей во всей энергетической зоне. Для этой цели по оценке Лифшица необходимо давление порядка 100 кбар, трудно доступное в то время. Однако для наблюдения топологического перехода в некоторых металлах оказалось достаточным значительно меньшего давления, а ученик Шенберга Пристли обнаружил аномальное поведение магнитной восприимчивости магния даже в отсутствие внешнего давления [19]. Об этом сообщил Шенберг [20] на сателитной к Международной конференции по физике низких температур (Toronto, 1960) конференции “Fermi Surface in Metals”. Пристли наблюдал осцилляции магнитной восприимчивости магния в магнитном поле вдоль тригональной оси с периодом, соответствующим площади замкнутого сечения ПФ, значительно превышающей размеры элементарной ячейки импульсного пространства. Электроны проводимости, ответственные за этот осцилляционный эффект, перемещаются в магнитном поле из одной элементарной ячейки в другую, туннелируя сквозь тонкую прослойку между отдельными полостями ПФ. Коен и Фаликов привлекли это явление для интерпретации своих измерений и назвали его магнитным пробоем (magnetic breakdown) [21]. Влияние магнитного пробоя на осцилляционную зависимость намагниченности металлов было детально исследовано Пиппардом [22], а исследованию влияния магнитного пробоя на магнитосопротивление металлов в шестидесятые и в начале семидесятых годов прошлого столетия было посвящено большое число работ (их обзор см., например, в монографии Шенберга [23]).

Достаточно разработанные методы фермиологии в металлах были позднее успешно использованы для определения электронного энергетического спектра низкоразмерных проводников, в которых наиболее ярко проявляются эффекты, чувствительные к виду закона дисперсии носителей заряда.

Ниже мы рассмотрим осцилляции Шубникова–де Гааза сопротивления слоистых проводников с квазидвумерным (Q2D) электронным энергетическим спектром вблизи электронного топологического перехода Лифшица. В таких проводниках ПФ открыта и в большинстве из них состоит из топологически различных

элементов в виде цилиндров и плоскостей, слабо гофрированных вдоль оси $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$, где \mathbf{n} — нормаль к слоям. Низкая размерность способствует значительному увеличению доли носителей заряда, формирующих квантовые осцилляции электронных характеристик, по сравнению с обычными металлами, а именно порядка $(\hbar\omega_c/\mu\eta)^{1/2}$, где η — параметр квазидвумерности слоистого проводника, равный отношению максимальных скоростей дрейфа носителей заряда поперек и вдоль слоев.

Будем полагать, что ПФ квазидвумерного проводника состоит из цилиндра и двух гофрированных планарных листов, периодически повторяющихся в импульсном пространстве, как схематически показано на рис. 1. Нормаль к квазипланарным листам ПФ назовем осью p_x , а магнитное поле направим вдоль нормали к слоям. Если расстояние между листами (полостями) ПФ Δ_p настолько мало, что электроны проводимости за время своего свободного пробега τ хотя бы один раз могут совершить туннельным образом переход с одной полости ПФ на другую, то дрейф носителей заряда по открытой траектории в плоскости слоев резко ограничен.

Вероятность $w(p_B)$ для электрона совершить магнитный пробой сквозь энергетический барьер шириной Δ_p с сохранением интегралов движения в магнитном поле легко вычислить, если воспользоваться формулой Гамова [24] для вероятности туннельного перехода:

$$w(p_B) = \exp\left(-\int \frac{2P_y dy}{\hbar}\right). \quad (3)$$

С помощью замены $dy = \frac{c}{eB} dp_x$ согласно уравнению движения заряда в магнитном поле формула Гамова приобретает вид

$$w(p_B) = \exp\left(-\int_{p_1}^{p_2} \frac{2cP_y dp_x}{\hbar eB}\right) = \exp\left(-\frac{2cS_p}{\hbar eB}\right), \quad (4)$$

где $P_y(p_x) = p_y(p_x) - p_y(p_1)$, а

$$S_p = \int_{p_1}^{p_2} P_y dp_x \quad (5)$$

надбарьерная площадь, которую электрону надо преодолеть при туннелировании из точки p_1 на одной полости ПФ в точку p_2 на соседней полости ПФ,

$$P_y(p_1) = P_y(p_2) = 0, \quad p_2 - p_1 = \Delta_p. \quad (6)$$

Среди хаотического блуждания электрона по различным полостям ПФ за время его свободного пробега оказывается более реальным строго периодическое движение заряда, когда при каждой возможности магнитного пробоя он переходит на соседнюю полость ПФ.

Математическое ожидание такого финитного движения электрона близко к единице, если $w(p_B) \gg \gamma = 1/\omega_c \tau$. Это приводит к квантованию замкнутой магнитопробойной орбиты, состоящей из четырех частей (рис. 1). При этом сопротивление току, протекающему вдоль слоев, линейно растет с магнитным полем при $\omega_c \tau \gg 1$ и не содержит время свободного пробега носителей заряда [25].

Дрейф носителей заряда вдоль нормали к слоям растет с увеличением времени свободного пробега τ при любой ориентации магнитного поля, достаточно отклоненного от плоскости слоев, а межслоевое сопротивление

$$\rho_{zz} = \rho_{zz}^{\text{mon}} + \rho_{zz}^{\text{osc}} \quad (7)$$

в основном приближении по параметру квазидвумерности электронного энергетического спектра η носителей заряда равно обратной величине компоненты тензора электропроводности σ_{zz} и асимптотически $\rho_{zz} \approx 1/\sigma_{zz}$.

В калибровке Ландау векторного потенциала $A_y = Bx$, $A_x = A_z = 0$ уравнение Шредингера для волновой функции электрона ψ

$$\hat{H} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \psi = \varepsilon \psi, \quad (8)$$

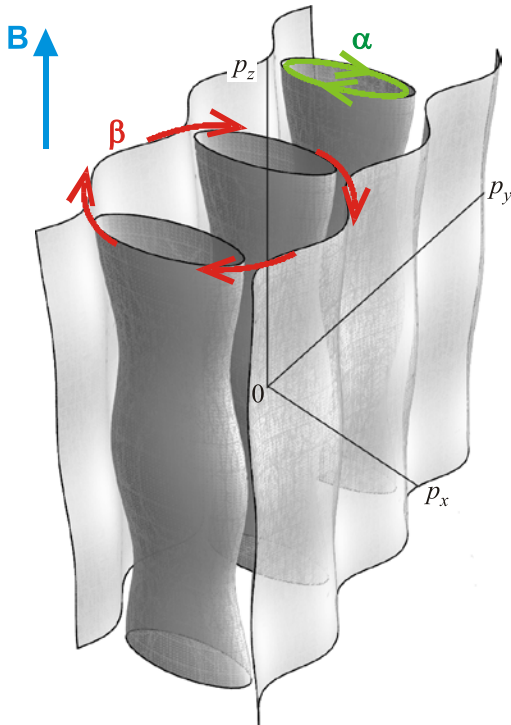


Рис. 1. Схематическое изображение ПФ слоистого металла, состоящей из цилиндра и отделенных от него малой щелью Δ_p пары открытых листов. Гофрировка ПФ в направлении p_z сильно преувеличена. Стрелками отмечены направления движения по классической (α) и чисто магнитопробойной (β) орбитам в магнитном поле \mathbf{B} , направленном по нормали к слоям.

содержит лишь одну переменную x , так что p_y и p_B являются удобными квантовыми числами и вместе с целым числом n однозначно определяют состояние электрона в магнитном поле. Выполнив суммирование по ним, получим выражение для σ_{zz} :

$$\sigma_{zz} = - \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int \frac{2dp_B}{(2\pi\hbar)^3} (e\bar{v}_z)^2 \tau_B \times \times \frac{\partial S(\varepsilon, p_B)}{\partial \varepsilon} \exp \frac{ikS(\varepsilon, p_B)}{\hbar e B}. \quad (9)$$

Здесь мы, воспользовавшись формулой Пуассона, заменили суммирование по n интегрированием по n , а затем с помощью соотношения

$$dn = \frac{c}{2\pi\hbar e B} \frac{\partial S(\varepsilon, p_B)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (10)$$

интегрированием по ε . Скорость электрона \bar{v}_z усреднена по всем возможным значениям p_y . Время $\tau_B = \tau (1 + v_{\text{osc}})^{-1}$ в формуле (9) содержит осциллирующую с магнитным полем добавку v_{osc} , которая в квазиклассическом приближении при $\hbar\omega_c \ll \eta\mu$ пропорциональна $(\hbar\omega_c / \eta\mu)^{1/2}$ (см. [8] и цитированные там источники). Легко заметить, что в этом приближении основной вклад в осциллирующую часть электропроводности поперек слоев вносит слагаемое в формуле (9) с $k = 0$

$$\sigma_{zz}^{\text{osc}} = \sigma_{zz}^{\text{mon}} v_{\text{osc}}, \quad (11)$$

поскольку во всех остальных слагаемых вклад в интегралы по p_B вносит небольшая доля электронов порядка $(\hbar\omega_c / \eta\mu)^{3/2}$ из окрестности экстремального сечения ПФ, в которой скорость дрейфа электронов вдоль магнитного поля

$$\bar{v}_B = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_B} = \frac{\partial S(\varepsilon, p_B) / \partial p_B}{\partial S(\varepsilon, p_B) / \partial \varepsilon} \quad (12)$$

ничтожно мала. Учет этих слагаемых важен для анализа комбинированных частот, амплитуда которых пропорциональна $(\hbar\omega_c / \eta\mu)^2$. Такие осцилляции наблюдались в висмуте при температурах жидкого азота для ориентации сильного магнитного поля, при которой совпадали по величине циклотронные эффективные массы электронов и дырок [26]. В результате сокращался температурный множитель учитывающий затухание осцилляций сопротивления с магнитным полем в вырожденных проводниках [27,28].

В весьма сильном магнитном поле, когда $\hbar\omega_c \geq \eta\mu$, близость к двумерности приводит к аномальному поведению магнитосопротивления в квантующем магнитном поле. В этом случае все слагаемые в сумме по k в формуле (9) имеют примерно одинаковый порядок величины и следует ожидать наиболее яркое проявление квантовых осцилляционных эффектов, поскольку в

их формирование вовлечены почти все электроны проводимости с энергией Ферми.

При значительном отклонении магнитного поля $\mathbf{B} = (B \sin \vartheta, 0, B \cos \vartheta)$ от нормали к слоям сечения цилиндрической полости ПФ сильно вытянуты вдоль оси p_z и электрону необходимо большее время $T_1(\vartheta) = T_1(0)/\cos \vartheta$, чтобы пройти по замкнутой орбите от одного планарного листа ПФ к другому. При этом все сечения цилиндрической части ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$ одинаково удалены от обоих планарных листов ПФ, как и при $\vartheta = 0$, если за указанное время $T_1(\vartheta)$ электрон сместится вдоль оси p_z на целое число N периодов элементарной ячейки импульсного пространства, т.е. когда

$$\text{tg } \vartheta = 2\pi\hbar N / aD_p, \quad (13)$$

где a — расстояние между слоями, а D_p — максимальный диаметр проекции замкнутой орбиты на плоскость $p_x p_y$. Если условие (13) не выполнено, то нарушается равноудаленность от планарных листов ПФ всех сечений цилиндрической части ПФ, и эта неравноудаленность особенно велика, порядка $(\eta\hbar/a)$, когда смещение носителей заряда вдоль оси p_z при их движении по орбите $p_B = \text{const}$ происходит на полуцелое число периодов. В этом случае вероятности магнитного пробоя оказываются существенно различными.

Несложная оценка показывает, что вероятность магнитного пробоя порядка одной десятой лишь при весьма малом зазоре между листами ПФ, например в магнитном поле напряженностью в несколько десятков тысяч тесла $a\Delta_p/\hbar$, должно быть меньше или порядка одной сотой, т.е. сравнимой с η лишь в сильно анизотропных проводниках. Однако в слоистых проводниках с проводимостью вдоль слоев, превышающей межслоевую электропроводность в тысячи раз, возможно разрушение магнитопробойного финитного движения носителей заряда при наклоне магнитного поля, удовлетворяющем условию

$$\text{tg } \vartheta = \frac{2\pi\hbar}{aD_p} \left(N + \frac{1}{2}\right). \quad (14)$$

В этом случае электроны, у которых точка поворота их орбиты находится на минимальном сечении цилиндра, не смогут замкнуть магнитопробойную траекторию, и носители заряда, «привязанные» лишь к одному берегу планарной части ПФ, движутся по открытой траектории только в одном направлении, изредка отвлекаясь, чтобы промчаться по замкнутой орбите на цилиндрической полости ПФ, а инфинитное движение заряда не приводит к квантованию их энергетического спектра.

Весьма удобными объектами для наблюдения и изучения эффектов магнитного пробоя являются слоистые металлические соли органических доноров бис(этилендитио)тетраафульвалена (BEDT-TTF) и бис(этилендитио)тетраселенафульвалена (BETS) [29–32]. Высокая электронная анизотропия с параметром квазидвумер-

ности $\eta \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ обеспечивает существенный вклад большой доли носителей заряда в квантовые осцилляции. Наблюдению осцилляций Шубникова–де Гааза способствуют сравнительно низкие концентрации носителей заряда и, как следствие, низкие значения энергии Ферми, $\varepsilon_F \leq 0,1$ эВ. Важным фактором является высокое качество кристаллов, обеспечивающее проявление квантовых эффектов в разумных магнитных полях порядка 10 Тл [8,31,32]. Большинство соединений этого класса имеют очень простую ПФ. В частности, ПФ так называемый к-солей BEDT-TTF и BETS представляют собой в точности комбинацию, показанную на рис. 1: слабогфрированный цилиндр и подходящие к нему вплотную два открытых листа.

Впервые среди органических металлов обнаружен магнитный пробой в сверхпроводнике к-(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ [33,34]. При температуре несколько большей температуры перехода в нормальное состояние, $T = 0,3$ К, в дополнение к шубниковским осцилляциям с частотой $F_\alpha \approx 600$ Тл, соответствующей классической орбите α на рис. 1, в интервале полей 17,4–27 Тл отчетливо наблюдались осцилляции с частотой $F_\beta \approx 3,9$ кТл, обязанной магнитному пробую. Соответствующая большая орбита β с площадью, примерно равной площади первой зоны Бриллюэна, предполагает туннелирование на всех четырех магнитопробойных контактах, как показано на рис. 1.

Оценки характерного поля пробоя $B_0 = 2cS_p/\hbar e$, приведенные разными авторами, имеют большой разброс между ~ 15 и 60 Тл, (см., например, [35–41]). Однако большинство оценок B_0 близки к величине порядка 30–40 Тл.

Важной особенностью органических металлов является их высокая чувствительность к внешнему давлению. Вероятность магнитного пробоя в к-(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ значительно растет при наложении квазигидростатического давления порядка 10 кбар [41]. На рис. 2(а) приведены квантовые осцилляции межслоевого сопротивления этой соли в полях до 15 Тл при атмосферном давлении и под давлением около 13 кбар. При этих условиях доминируют осцилляции с частотой F_α , соответствующие классической орбите α . На рис. 2(а) видно, что вклад магнитного пробоя проявляется лишь как едва заметные нарушения синусоидальной формы α -осцилляций. Более явно эффект пробоя обнаруживается в фурье-спектре осцилляций, показанном на рис. 2(б) и 2(в). При атмосферном давлении, помимо главного пика на частоте F_α и чуть заметной второй гармоники, видны слабые вклады комбинационных частот $F_\beta - 2F_\alpha$ и $F_\beta - F_\alpha$. Последние обязаны квантовой интерференции носителей, движущихся по разным орбитам в p -пространстве и предполагают не слишком малую вероятность брэгговского отражения на магнитопробойном контакте. Наложение давления $P = 12,9$ кбар приводит к появлению отчетливого пика на частоте F_β ,

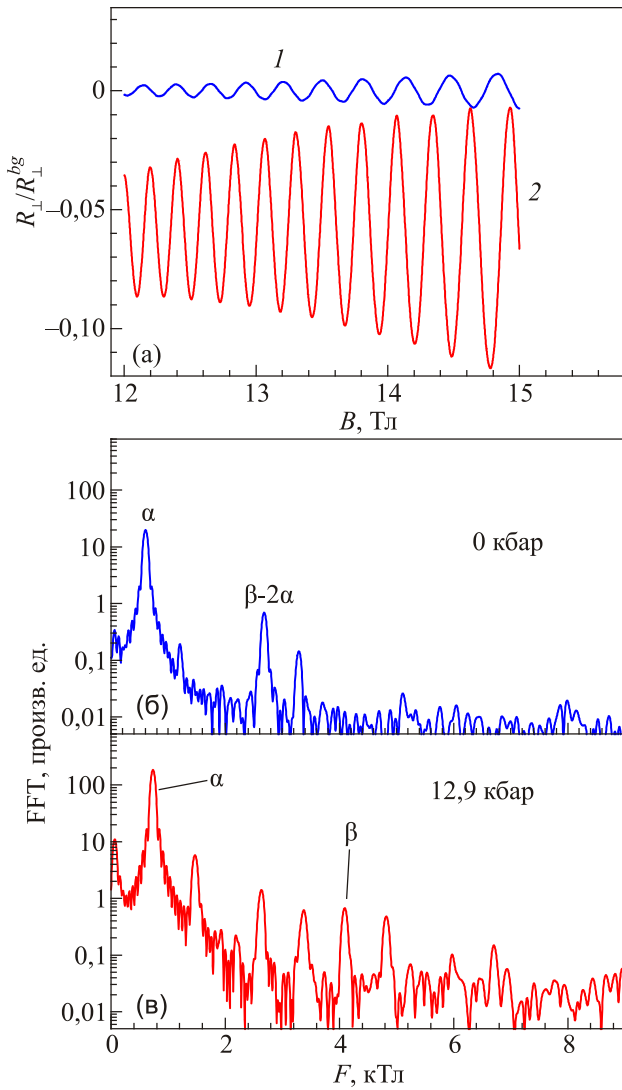


Рис. 2. Осцилляции межслоевого сопротивления органического сверхпроводника κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$ в поле, перпендикулярном слоям, при температуре 0,3 К и давлении $P = 0$ (1) и 12,9 (2) кбар. Осциллирующий сигнал нормирован на монотонную часть зависящего от магнитного поля межслоевого сопротивления $R_{\perp}^{bg}(B)$ (а). Соответствующие амплитуды быстрого преобразования Фурье (fast Fourier transform, FFT) — в шкале обратного магнитного поля $1/B$. Отмечены пики, соответствующие классической орбите α , чисто магнитопробойной орбите β и квантовой интерференции $\beta-2\alpha$ (б), (в).

см. рис. 2(в), что говорит об уменьшении магнитопробойной щели. Тем не менее амплитуда β -осцилляций остается на два порядка меньше амплитуды α -осцилляций, свидетельствуя о том, что приложенное поле все еще заметно ниже B_0 .

Надо отметить, что интеграл межслоевого переноса заряда в κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$, $t_{\perp} \approx 6 \cdot 10^{-5}$ эВ [38], существенно меньше циклотронной энергии в полях выше 10 Тл. Такая высокая степень двумерности приводит к аномалиям в поведении квантовых осцилляций, детальный анализ которых требует дальнейшего развития теории.

Например, помимо пика на основных частотах F_{α} и F_{β} , фурье-спектр осцилляций, наблюдавшихся в работах [33,35], содержал также комбинационные частоты $F_{\beta} \pm F_{\alpha}$ и $F_{\beta} \pm 2F_{\alpha}$. Существование этих частот, возможно, связано с эффектами квантовой интерференции и осцилляций химического потенциала в электронной системе с высокой степенью двумерности [42,43]. В частности, сильное ослабление температурного затухания осцилляций с разностной частотой $F_{\beta}-2F_{\alpha}$ позволило наблюдать их при температурах ~ 10 К, когда все остальные частоты, включая основные F_{α} и F_{β} , были полностью подавлены [42]. В то же время если качественная природа большинства аномалий, вызванных сильной двумерностью, понятна, то количественное описание поведения осцилляций термодинамических и в особенности кинетических свойств требует дальнейших исследований.

Намного более сильный магнитный пробой можно наблюдать в κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu[N(CN) $_2$]X с X = Br или Cl. По структуре и свойствам эти два соединения сходны с солью κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$. Первые измерения осцилляций Шубникова–де Гааза в соединении с X = Br [44,45] в самом деле показали единственную частоту $\approx 3,8$ кТл, соответствующую большой орбите β с площадью, равной площади первой зоны Бриллюэна. Однако последующий тщательный эксперимент на образцах более высокого качества [46] выявил слабый вклад в осцилляции намагниченности и магнитосопротивления от классической орбиты α на малом сечении цилиндрической части ПФ, установив тем самым наличие малой щели Δ_p . Количественная оценка Δ_p из данных этого эксперимента затруднена в силу малой амплитуды, на этот раз α -осцилляций. Можно только предположить, что поле пробоя B_0 существенно ниже использовавшегося в данной работе диапазона полей, 20–30 Тл, что должно соответствовать щели порядка 1 мэВ в энергетической шкале. К сожалению, в более близких к B_0 полях, т.е. ниже 20 Тл, осцилляции в этом соединении не наблюдались. С одной стороны, это может быть обусловлено относительно низким качеством кристаллов. С другой стороны, амплитуда осцилляций в данном соединении дополнительно понижается из-за более низкой, по сравнению с солью κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$, электронной анизотропии. Действительно, в β -осцилляциях наблюдались биения, связанные со слабой гофрировкой ПФ в направлении поперек слоев [46]. Это означает, что поперечный интеграл переноса несколько превышает расстояние между соседними уровнями Ландау, т.е. ситуация приближается к трехмерному случаю. Было бы интересно изучить зависимость поведения магнитопробойных квантовых осцилляций от направления магнитного поля, особенно вблизи углов, удовлетворяющих условию (14). Однако из-за относительно низкой амплитуды осцилляций [46,47] для осуществления такого эксперимента на данном соединении необходимы очень высокие поля ≥ 30 Тл.

В изоструктурной соли κ -(BEDT-TTF)₂Cu[N(CN)₂]X с X = Cl с рекордно высокой температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 13$ К [48] под давлением в магнитных полях 10–15 Тл наблюдались осцилляции Шубникова–де Гааза [49]. При некоторых давлениях на экспериментальных кривых, представленных в работе [49], можно четко различить биения магнитопробойных осцилляций.

В солях α -(BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄, где M = K, Tl, топология ПФ та же, что и в κ -солях, но с гораздо большей щелью между открытыми листами и цилиндром. При низких температурах ~ 10 К в них происходит фазовый переход в состояние с волной зарядовой плотности. Это приводит к перестройке электронных состояний и, как следствие, появлению сети магнитопробойных орбит [50,51].

Магнитопробойные осцилляции сопротивления с изменением магнитного поля найдены во многих органических проводниках на основе BETS, см., например, работы [52–55]. Недавно сообщено о наблюдении пика магнитопробойного поведения в зависимости от магнитного поля, сопротивления органического металла κ -(BETS)₂Mn[N(CN)₂]₃ под давлением 1,4 кбар [55]. Дальнейшие исследования этого явления в более сильных магнитных полях позволят получить несколько таких пиков, что даст возможность определить частоту осцилляций, которая содержит информацию не только о величине площади максимального сечения цилиндрической части ПФ, но и диаметра этого сечения вдоль оси p_x .

Приведенные выше результаты экспериментального обнаружения магнитного пробоя в самых разнообразных слоистых проводниках свидетельствуют о высокой чувствительности низкоразмерных проводников, особенно органического состава, к внешнему воздействию в виде давления, что оказывается вполне удобным для наблюдения и изучения электронного топологического перехода Лифшица. Возможность с помощью внешнего давления достаточно легко по сравнению с обычными металлами приблизить химический потенциал электронов сколь угодно близко к особенности Ван Хофа энергетического спектра носителей заряда приводит к своеобразной зависимости сопротивления слоистых проводников от величины и ориентации квантующего магнитного поля, которая несет в себе важную информацию об электронах проводимости. При этом, чем ближе к двумерности электронный энергетический спектр, тем более необычны экспериментально наблюдаемые зависимости кинетических коэффициентов от величины достаточно сильного магнитного поля, которые ожидают своей теоретической интерпретации. Качественный анализ разнообразных топологических переходов в чисто двумерных проводниках [56] по-видимому будет способствовать решению этой проблемы.

1. L.D. Landau, *Z. Phys.* **64**, 629 (1930).
2. W.J. de Haas and P.M. van Alphen, *Leiden Commun. A* **212**, 215 (1930).
3. D. Shoenberg, *Proc. Roy. Soc. A* **170**, 363 (1939).
4. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
5. И.М. Лифшиц, А.В. Погорелов, *ДАН СССР* **96**, 1143 (1954).
6. L.W. Shubnikov and W.J. de Haas, *Leiden Commun.* **207**, 210 (1930).
7. B. Davydov and I. Pomeranchuk, *J. Phys. USSR* **2**, 147 (1940).
8. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 240 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005)].
9. А.И. Ахиезер, *ЖЭТФ* **9**, 426 (1939).
10. Г.Е. Зильберман, *ЖЭТФ* **29**, 762 (1955).
11. S. Titeica, *Ann. Phys.* **22**, 124 (1935).
12. А.М. Косевич, В.В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**, 882 (1960).
13. Н.Н. Боголюбов, *Проблемы динамической теории в статистической физике*, Наука, Москва-Ленинград (1946).
14. Ю.А. Бычков, *ЖЭТФ* **39**, 1401 (1960) [*Sov. Phys. JETP* **12**, 977 (1961)].
15. R. Kubo, H. Nasegava, and N. Hashitsume, *J. Phys. Jpn.* **14**, 56 (1959).
16. R. Kubo, *J. Phys. Jpn.* **12**, 570, (1957).
17. L. van Hove, *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
18. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1560 (1960).
19. M.G. Priestley, *Proc. Roy. Soc. A* **276**, 258 (1963).
20. D. Shoenberg, *Rep. Satellit Conference "Fermi Surface in Metals" to Intern. Conf. Low Temp. Phys. LT 7, Toronto, 1960*, John Wiley and Sons, New York (1960).
21. M.H. Cohen and L.M. Falicov, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 231 (1961).
22. A.B. Pippard, *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
23. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1984).
24. Г.А. Гамов, *УФН* **10**, 531 (1930).
25. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **150**, 1218 (2017).
26. Yu.A. Bogod, V.B. Krasovitskii, and V.G. Gerasimenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **66**, 1362 (1974) [*Sov. Phys. JETP* **39**, 667 (1974)].
27. В.М. Поляновский, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 108 (1987).
28. V.M. Polyakovskii, *Phys. Rev. B* **47**, 1985 (1993).
29. T. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Saito, *Organic Superconductors*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1998).
30. N. Toyota, M. Lang, and J. Müller, *Low-Dimensional Molecular Metals*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2007).
31. *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, A.G. Lebed (ed.), Springer, Berlin, Heidelberg (2008).
32. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
33. K. Andres, C.-P. Heidmann, H. Müller, S. Himmelsbach, W. Biberacher, Ch. Probst, and W. Joss, *Synth. Metals* **41–43**, 1893 (1991).
34. C.-P. Heidmann, H. Müller, W. Biberacher, K. Neumaier, Ch. Probst, K. Andres, A.G.M. Jansen, and W. Joss, *Synth. Metals* **41–43**, 2029 (1991).
35. F.A. Meyer, E. Steep, W. Biberacher, P. Christ, A. Lerf, A.G.M. Jansen, W. Joss, P. Wyder, and K. Andres, *Europhys. Lett.* **32**, 681 (1995).

36. V.M. Gvozdkov, Y.V. Pershin, E. Steep, A.G.M. Jansen, and P. Wyder, *Phys. Rev. B* **65**, 165102 (2002).
37. T. Biggs, A.-K. Klehe, J. Singleton, D. Bakker, J. Symington, P.A. Goddard, A. Ardavan, W. Hayes, J.A. Schlueter, T. Sasaki, and M. Kurmoo, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 495 (2002).
38. P.A. Goddard, S.J. Blundell, J. Singleton, R.D. McDonald, A. Ardavan, A. Narduzzo, J.A. Schlueter, A.M. Kini, and T. Sasaki, *Phys. Rev. B* **69**, 174509 (2004).
39. I. Mihut, C.C. Agosta, C. Martin, C.H. Mielke, T. Coffey, M. Tokumoto, M. Kurmoo, J.A. Schlueter, P. Goddard, and N. Harrison, *Phys. Rev. B* **73**, 125118 (2006).
40. A. Audouard, J.-Y. Fortin, D. Vignolles, V.N. Laukhin, N.D. Kushch, and E.B. Yagubskii, *J. Phys.: Condens. Matter* **28**, 275702 (2016).
41. J. Caulfield, W. Lubczynski, F.L. Pratt, J. Singleton, D.Y.K. Ko, W. Hayes, M. Kurmoo, and P. Day, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 2911 (1994).
42. M.V. Kartsovnik, G. Yu. Logvenov, T. Ishiguro, W. Biberacher, H. Anzai, N.D. Kushch, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2530 (1996).
43. N. Harrison, J. Caulfield, J. Singleton, P.H.P. Reinders, F. Herlach, W. Hayes, M. Kurmoo, and P. Day, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 5415 (1996).
44. H. Weiss, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, E. Steep, A.G.M. Jansen, and N.D. Kushch, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 190 (1997) [*JETP Lett.* **66**, 202 (1997)].
45. C.H. Mielke, N. Harrison, D.G. Rickel, A.H. Lacerda, R.M. Vestal, and L.K. Montgomery, *Phys. Rev. B* **56**, 4309 (1997).
46. H. Weiss, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, E. Balthes, A.G.M. Jansen, and N.D. Kushch, *Phys. Rev. B* **60**, R16259 (1999).
47. H. Weiss, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, E. Steep, E. Balthes, A.G.M. Jansen, K. Andres, and N.D. Kushch, *Phys. Rev. B* **59**, 12370 (1999).
48. J.M. Williams, R.J.T.J.R. Ferraro, K.D. Carlson, U. Geiser, H.H. Wang, A.M. Kini, and M.-H. Whangbo, *Organic Superconductors (Including Fullerenes): Synthesis, Structure, Properties, and Theory, Inorganic and Organometallic Chemistry Series*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1992).
49. M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, K. Andres, and N.D. Kushch, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 859 (1995) [*JETP Lett.* **62**, 905 (1995)].
50. M.V. Kartsovnik, A.E. Kovalev and N.D. Kushch, *J. Phys. I (France)* **3**, 1187 (1993).
51. M.V. Kartsovnik, in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, A.G. Lebed (ed.), Springer Verlag, Berlin Heidelberg (2008), p. 185.
52. 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).
53. 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 B* **298**, 557 (2001).
54. T.G. Togonidze, M.V. Kartsovnik, J.A.A.J. Perenboom, N.D. Kushch, and H. Kobayashi, *Physica B* **294–295**, 435 (2001).
55. M.V. Kartsovnik, V.N. Zverev, W. Biberacher, S.V. Simonov, I. Sheikin, N.D. Kushch, and E.B. Yagubskii, *ФДТ* **43**, 291 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 239 (2017)].
56. G.E. Volovik, *Fiz. Nizk. Temp.* **43**, 57 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 47 (2017)].

Shubnikov–de Haas oscillations in the magnetoresistance of layered conductors in proximity to the topological Lifshitz transition

V.G. Peschansky, M.V. Kartsovnik, and S. Fust

The dependence of the resistance of a layered conductor with a quasi-two-dimensional charge carrier energy spectrum on the strength and orientation of a quantizing magnetic field is studied. The case of an organic conductor with a multisheet Fermi surface consisting of a weakly warped cylinder and two adjoining planar sheets is considered. By applying an external pressure to the conductor or doping it with impurity atoms one can reduce the gap between the cylinder and the planar sheets of the Fermi surface (FS) so that electrons start wandering on the FS, tunneling between its different parts due to magnetic breakdown. If an electron can pass through all the different sheets of the FS several times during the mean free time, its motion in the plane orthogonal to the magnetic field becomes finite. This leads to Shubnikov–de Haas oscillations with a period determined by the area enclosed by the closed breakdown orbit of an electron in momentum space. However, even at a slight tilting of the field from the normal to the layers by an angle ϑ the equidistance is broken and at certain angles ϑ_k the probability of the magnetic breakdown to one of the planar FS sheets may become so low that the electron cannot complete the magnetic-breakdown orbit and its motion over the other planar sheet and the cylindrical part of the FS becomes infinite. As a result, the magnetic-breakdown quantum oscillations of magnetization and all kinetic properties vanish. This vanishing repeats periodically as a function of $\tan \vartheta$ with changing the tilt angle. Possibilities for experimental observation and investigation of the influence of magnetic breakdown on quantum oscillation phenomena are discussed.

PACS: 71.30.+h Metal-insulator transitions and other electronic transitions;
71.18.+y Fermi surface: calculations and measurements; effective mass, g factor;
72.20.Pa Thermoelectric and thermomagnetic effects.

Keywords: quasi-two-dimensional energy spectrum, quantizing magnetic field, a multisheet Fermi surface, topological Lifshitz transition.