

Термоэлектрические явления в слоистых проводниках вблизи электронного топологического перехода Лифшица

В.Г. Песчанский

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

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

Статья поступила в редакцию 20 августа 2016 г., опубликована онлайн 26 декабря 2016 г.

Теоретически исследован отклик электронной системы на неоднородный разогрев слоистых проводников с квазидвумерным энергетическим спектром носителей заряда вблизи электронного топологического перехода Лифшица, когда под действием внешнего воздействия на проводник, например давления, происходит изменение связности поверхности Ферми (ПФ). На примере различных моделей закона дисперсии электронов проводимости показано большое разнообразие электронных топологических переходов в слоистых проводниках, сопровождаемых необычной зависимостью кинетических коэффициентов от магнитного поля. При достаточно близком сближении отдельных полостей ПФ проанализировано блуждание электронов проводимости по различным полостям ПФ в результате магнитного пробоя и рассчитана зависимость термоэлектрических коэффициентов от величины и ориентации достаточно сильного магнитного поля \mathbf{V} , когда циклотронная частота ω_c много больше частоты столкновений электронов проводимости $1/\tau$. Экспериментальное исследование этих эффектов позволит получить важную информацию об энергетическом спектре носителей заряда.

Теоретично досліджено відгук електронної системи на неоднорідне розігрівання шаруватих провідників з квазидвовимірним енергетичним спектром носіїв заряду поблизу електронного топологічного переходу Ліфшиця, коли у разі зовнішньої дії на провідник, наприклад тиску, відбувається зміна зв'язності поверхні Фермі (ПФ). На прикладі різних моделей закону дисперсії електронів провідності показано велику різноманітність електронних топологічних переходів у шаруватих провідниках, що супроводжуються незвичайною залежністю кінетичних коефіцієнтів від магнітного поля. При досить близькому зближенні окремих порожнин ПФ проаналізовано блукання електронів провідності по різних порожнинах ПФ в результаті магнітного пробоя та розраховано залежність термоелектричних коефіцієнтів від величини і орієнтації досить сильного магнітного поля \mathbf{V} , коли циклотронна частота ω_c багато більше частоти зіткнень електронів провідності $1/\tau$. Експериментальне дослідження цих ефектів дозволить отримати важливу інформацію про енергетичний спектр носіїв заряду.

PACS: **71.30.+h** Переходы металл–изолятор и другие электронные переходы;

71.18.+u Поверхность Ферми; расчеты и измерения, эффективная масса, g-фактор;

72.20.Pa Термоэлектрические и термомагнитные явления.

Ключевые слова: термоэлектрическое поле, поверхность Ферми, топологический переход Лифшица.

Енергія елементарних возбуждений в кристаллах $\epsilon(\mathbf{p})$ периодически зависит от их квазиимпульса \mathbf{p} , и при некоторых критических значениях энергии ϵ_k плотность их состояний $\nu(\epsilon)$ испытывает корневые особенности при стремлении ϵ к ϵ_k [1], которые связаны с изменением топологической структуры (связности) изоэнергетических поверхностей $\epsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$.

Термодинамические и кинетические характеристики системы электронов проводимости в вырожденных проводниках при низких температурах T зависят в основном от структуры поверхности Ферми (ПФ) $\epsilon(\mathbf{p}) = \mu$. Химический потенциал электронов μ обычно значительно отличен от ϵ_k . Если будет возможность изменять непрерывным образом химический потенциал μ электронов

проводимости, постепенно приближая его к ϵ_k , например с помощью достаточно большого давления, то окажется вполне возможным наблюдение аномального поведения электронных характеристик, связанных с изменением топологии ПФ. Этот топологический переход, предсказанный Лифшицем [2], вскоре был обнаружен [3,4] и детально экспериментально исследован во многих металлах и сплавах в нормальном и сверхпроводящем состояниях [5–21]. Подробная информация об этих исследованиях содержится в Приложении к трудам И.М. Лифшица, написанном Заварицким [22]. В последние 30 лет интерес к экспериментальным исследованиям электронного топологического перехода сместился в область МДП и наноструктур, органических проводников и других низкоразмерных проводящих ток систем. (см. [23–25] и цитированную там библиографию). При этом огромен интерес к таким исследованиям и по сей день в связи с возможностью получения иного качественного состояния проводника (например, перехода в сверхпроводящее состояние) с изменением его состава путем допирования примесными атомами либо структурных изменений под действием внешнего давления.

В вырожденных проводниках с открытой ПФ, помещенных в достаточно сильное магнитное поле, когда циклотронная частота обращения электронов ω_c много больше частоты их столкновений $1/\tau$, магнитосопротивление и термоэлектрические коэффициенты резко анизотропны. Даже при незначительном отклонении сильного магнитного поля сопротивление току может возрасти на несколько порядков, приобретая большой множитель $(\omega_c \tau)^2 \gg 1$. Это позволило создать надежный спектроскопический метод определения топологической структуры ПФ с помощью экспериментального измерения магнитосопротивления проводника при различных ориентациях сильного магнитного поля относительно кристаллографических осей [26–27].

В низкоразмерных проводниках изоэнергетические поверхности в импульсном пространстве замкнуты лишь вблизи нижнего и верхнего краев энергетической зоны, а все остальные открыты, включая и ПФ. Кинетические характеристики слоистых проводников с квазидвумерным энергетическим спектром носителей заряда еще более чувствительны, чем обычные металлы, к топологической структуре ПФ, а сами проводники с пониженной размерностью представляют собой весьма удобный объект для обнаружения и изучения электронного топологического перехода Лифшица.

Оказалось, что наиболее просто и надежно можно обнаружить электронный топологический переход Лифшица с помощью исследования термоэлектрических явлений.

Мы рассмотрим линейный отклик электронной системы слоистого проводника на возмущение электрическим полем \mathbf{E} и градиентом температуры $\partial T/\partial \mathbf{r}$ вблизи электронного топологического перехода, когда

разность $(\mu - \epsilon_k)$ настолько мала, что при сближении отдельных полостей ПФ электроны проводимости в достаточно сильном магнитном поле ($\omega_c \tau \gg 1$) могут блуждать по различным полостям ПФ в результате магнитного пробы.

Энергия носителей заряда в слоистых проводниках слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$ на нормаль \mathbf{n} к слоям и может быть представлена в виде быстро сходящегося ряда

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_0(p_x, p_y) - \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n(p_x, p_y) \cos\left(\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y)\right), \quad (1)$$

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

$$\alpha_n(-p_x, -p_y) = -\alpha_n(p_x, p_y), \quad (2)$$

где a — расстояние между слоями, \hbar — постоянная Планка, а $\epsilon_n(p_x, p_y)$ и $\alpha_n(p_x, p_y)$ — произвольные функции своих аргументов, причем все функции $\epsilon_n(p_x, p_y)$ с $n \neq 0$ много меньше $\epsilon_0(p_x, p_y)$, так что скорость движения электронов вдоль нормали к слоям

$$v_z = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \epsilon_n(p_x, p_y) \sin\left\{\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y)\right\} \leq \eta v_F \quad (3)$$

значительно меньше характерной фермиевской скорости v_F его движения вдоль слоев.

В низкоразмерных комплексах органического происхождения параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра η порядка 10^{-2} , а в некоторых модификациях графита и того меньше, что способствует наиболее яркому проявлению осцилляционных и резонансных явлений в низкоразмерных проводниках.

Для определения связи с электрическим полем \mathbf{E} и градиентом температуры $\partial T/\partial \mathbf{r}$ плотности электрического тока

$$j_i = \int \frac{2d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} e v_i f(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \sigma_{ij} E_j - \alpha_{ij} \partial T / \partial x_j \quad (4)$$

и потока тепла

$$q_i = \int \frac{2d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} (\epsilon - \mu) v_i f(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \beta_{ij} E_j - \chi_{ij} \partial T / \partial x_j \quad (5)$$

необходимо найти функцию распределения носителей заряда

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = f_0(\epsilon) - \left(\psi - \frac{\epsilon - \mu}{T} \phi \right) \frac{\partial f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon}$$

с помощью решения кинетического уравнения

$$\left\{ e \mathbf{E} \mathbf{v} - \frac{\epsilon - \mu}{T} v \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} - \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\epsilon - \mu}{T} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \right\} \frac{\partial f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} = \widehat{W}[f(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - f_0(\epsilon)] \quad (6)$$

в пространстве собственных функций интегрального оператора столкновений электронов проводимости \widehat{W} . В качестве переменных в импульсном пространстве использованы интегралы движения электронов проводимости в магнитном поле \mathbf{B} и время t движения заряда по траектории $\epsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, $p_B = \mathbf{p}\mathbf{B}/B = \text{const}$.

Здесь e и $f_0(\epsilon) = [1 + \exp(\epsilon - \mu)/T]^{-1}$ — заряд и равновесная фермиевская функция распределения электронов проводимости. В левой части кинетического уравнения (6) опущены слагаемые, квадратичные по слабому возмущению системы электронов.

В этом же приближении интеграл столкновений \widehat{W} представляет собой сумму двух линейных операторов, действующих на искомые функции ϕ и ψ , а времена релаксации в системе носителей заряда равны обратной величине наименьших собственных значений этих операторов. При этом время релаксации по направлению импульсов τ и по энергиям τ_ϵ становятся заметно различными, когда с ростом температуры помимо электрон–примесного рассеяния включается дополнительный механизм рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов кристалла. Если не интересоваться численными множителями порядка единицы, то вполне уместно воспользоваться τ -приближением для интеграла столкновений, и кинетическое уравнение (6) представляет собой систему двух обычных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\psi}{\tau} = e\mathbf{E}\mathbf{v}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\phi}{\tau_\epsilon} = \mathbf{v} \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}. \quad (8)$$

С помощью решения уравнений (7) и (8)

$$\psi(t) = \int_{\lambda_1}^t dt' e\mathbf{E}\mathbf{v}(t') \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + \exp\left(\frac{\lambda_1-t}{\tau}\right) \psi(\lambda_1+0) \quad (9)$$

$$\phi(t) = \int_{\lambda_1}^t dt' \mathbf{v}(t') \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} \exp\left(\frac{t'-t}{\tau'_\epsilon}\right) + \exp\left(\frac{\lambda_1-t}{\tau_\epsilon}\right) \phi(\lambda_1+0) \quad (10)$$

можно найти все кинетические коэффициенты.

В случае достаточно большой длины свободного пробега носителей заряда весьма существенен учет последних слагаемых $\psi(\lambda_1+0)$ и $\phi(\lambda_1+0)$ в приведенных выше формулах, описывающих сложное движение носителей заряда по магнитопробойным траекториям с вероятностью магнитного пробоя w в моменты времени $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \dots$, где λ_1 — ближайший к t момент перехода электрона с одного участка магнитопробойной траектории на другой с сохранением интеграла движения p_B , а $\lambda_k > \lambda_{k+1}$ (см. рис. 1).

В связи с идентичностью решений уравнений (7) и (8) достаточно определить лишь тензор электропроводности

$$\sigma_{ij}(\mu) = - \int d\epsilon \sigma_{ij}(\epsilon) \frac{\partial f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon},$$

а все термоэлектрические коэффициенты и тензор теплопроводности находятся с помощью достаточно простых соотношений.

С точностью до малых поправок, пропорциональных $(T/\mu)^2$, получим для термоэлектрических коэффициентов

$$\beta_{ij} = \frac{\pi^2}{3e} T^2 \frac{d\sigma_{ij}(\mu)}{d\mu}, \quad (11)$$

$$\alpha_{ij} = \frac{\pi^2}{3e} T \frac{d\sigma'_{ij}(\mu)}{d\mu}, \quad (12)$$

где тензор $\sigma'_{ij}(\mu)$ совпадает с тензором $\sigma_{ij}(\mu)$, если в нем время релаксации электронов по направлениям импульса τ заменить временем релаксации электронов по энергиям τ_ϵ .

Аналогично для компонент тензора теплопроводности

$$\chi_{ij} = - \int \sigma'_{ij}(\epsilon) \frac{(\epsilon - \mu)^2}{e^2 T} \frac{\partial f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} d\epsilon = \frac{\pi^2}{3e^2} T \sigma'_{ij}(\mu). \quad (13)$$

Изоэнергетические поверхности $\epsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$ в квазидвумерном проводнике вдали от нижнего и верхнего краев энергетической зоны открыты и могут состоять из топологически различных элементов в виде цилиндров и квазипланарных листов, слабо гофрированных вдоль оси p_z .

В непосредственной близости к нижнему краю энергетической зоны ϵ_{\min} имеется первая особенность ван Хова ϵ_1 , когда при $\epsilon < \epsilon_1$ сильно вытянутые вдоль оси p_z замкнутые полости поверхности $\epsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, расположенные в каждой элементарной ячейке импульсного пространства, начинают приближаться друг к другу при стремлении ϵ к ϵ_1 , образуя открытую изоэнергетическую поверхность при $\epsilon > \epsilon_1$.

Вблизи ϵ_{\min} можно ограничиться лишь квадратичными слагаемыми в разложении выражения (1) для $\epsilon(\mathbf{p})$ в степенной ряд по малым проекциям импульса p_x и p_y

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_{\min} + \frac{p_x^2}{2m_1} + \frac{p_y^2}{2m_2} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n(0,0) \sin^2\left(\frac{anp_z}{2\hbar}\right). \quad (14)$$

Если все величины $\epsilon_n(0,0)$ положительны, то площадь сечения замкнутой изоэнергетической поверхности $S(\epsilon, p_z)$ плоскостью $p_z = \text{const}$ обращается в нуль при $p_z = p_0$, удовлетворяющему условию

$$2 \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(0,0) \sin^2 \left(\frac{anp_0}{2\hbar} \right) = \varepsilon - \varepsilon_{\min}, \quad (15)$$

а плотность электронных состояний

$$v(\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int_{-p_0}^{p_0} S(\varepsilon, p_z) \frac{2dp_z}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int_{-p_0}^{p_0} 2\pi(m_1m_2)^{1/2} \times$$

$$\times \left[\varepsilon - \varepsilon_{\min} - \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(0,0) \left(1 - \cos \frac{anp_z}{\hbar} \right) \right] \frac{2dp_z}{(2\pi\hbar)^3} \quad (16)$$

обладает корневой особенностью: $\delta v(\varepsilon)$ пропорционально $(\varepsilon_1 - \varepsilon)^{1/2}$ при стремлении p_0 к $\pi\hbar/a$, т.е. к границам элементарной ячейки импульсного пространства. Здесь

$$\varepsilon_1 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_{2n+1}(0,0).$$

Далее будем отсчитывать энергию от ε_{\min} , а начало координат импульсного пространства поместим в центр элементарной ячейки с гранями $p_x = \pm\pi\hbar/a_1$, $p_y = \pm\pi\hbar/a_2$ и $p_z = \pm\pi\hbar/a$, где a_1 и a_2 — периоды кристаллической решетки вдоль осей x и y .

В магнитном поле $\mathbf{B} = (0, B, 0)$, расположенном в плоскости слоев, плотность состояний электронов

$$v(\varepsilon) = \int_{-p_B^{\max}}^{p_B^{\max}} 2\pi m^*(p_B) \frac{2dp_B}{(2\pi\hbar)^3} \quad (17)$$

пропорциональна циклотронной эффективной массе носителей заряда, усредненной по всем сечениям изоэнергетической поверхности плоскостью $p_B = \text{const}$.

При $\varepsilon > \varepsilon_1$ изоэнергетическая поверхность открыта вдоль оси p_z , а. слой открытых электронных траекторий отделен от замкнутых электронных орбит самопересекающимся сечением поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$ плоскостью $p_B = p_c$ (рис. 1). Период движения носителей заряда по траекториям, близким к самопересекающейся, логарифмически расходится при стремлении p_B к p_c , и условие сильного магнитного поля $\gamma = 1/\omega_c \tau \ll 1$ в малой окрестности сечения $p_B = p_c$ невозможно выполнить. Из-за невозможности пройти сквозь точку самопересечения траектории электрон проводимости туннелирует на другой берег открытой орбиты, не приближаясь к этой особой точке. Это приводит к уменьшению дрейфа носителей заряда вдоль оси p_z , у которых интеграл движения $p_B < p_c$, т.е. к ослаблению скорости v_x , а для электронов с замкнутыми орбитами в магнитном поле, у которых $p_B > p_c$, возникает их дрейф в импульсном пространстве вдоль оси p_z за счет перехода в соседнюю элементарную ячейку в результате магнитного пробы.

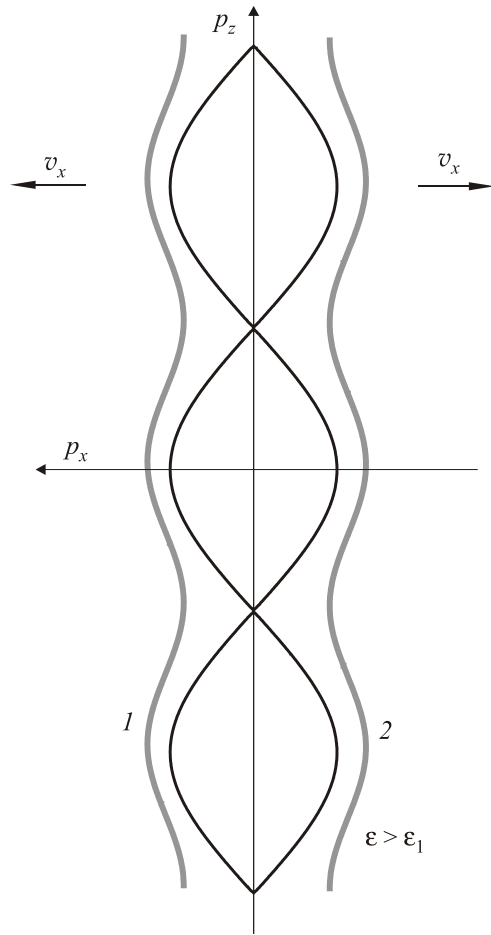


Рис. 1. Сечение изоэнергетической поверхности $\varepsilon(p) = \varepsilon > \varepsilon_1$ плоскостью $p_y = \text{const}$ вблизи нижнего края энергетической зоны в магнитном поле $\mathbf{B} = (0, B, 0)$, ортогональном оси цилиндра.

Таким образом, вклад электронов с открытыми траекториями в компоненту тензора электропроводности σ_{xx} весьма существенен

$$\sigma_{xx}^{\text{open}}(\varepsilon) = \frac{2e^3 B}{(2\pi\hbar)^3 c} \int_{-p_c}^{p_c} dp_B \int_0^{T_B} v_{ix}(t) dt \times$$

$$\times \left[\int_{\lambda_1}^t v_{ix}(t') dt' \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + u_{ix}(\lambda_1 + 0) \exp\left(\frac{\lambda_1 - t}{\tau}\right) \right] \quad (18)$$

В формуле (18) по дважды встречающимся индексам $i = 1, 2$ необходимо произвести суммирование по обоим берегам открытой электронной траектории, а вектор u_i связан с функцией ψ_i соотношением $\psi_i = e \mathbf{E} u_i^{(i)}$.

Появление открытых сечений изоэнергетической поверхности плоскостью при $\varepsilon > \varepsilon_1$ приводит к существенному изменению зависимости кинетических коэффициентов от величины сильного магнитного поля,

когда период движения заряда T_B много меньше времени его свободного пробега τ .

Функция $\psi_1(\lambda_j + 0)$ в момент магнитного пробыя электрона с вероятностью w связана с функцией $\psi_1(\lambda_j - 0)$ до магнитного пробыя следующим соотношением:

$$\psi_1(\lambda_j + 0) = (1-w)\psi_1(\lambda_j - 0) + w\psi_2(\lambda_j - 0). \quad (19)$$

Связь функций $\psi_i(\lambda_j - 0)$ и $\psi_i(\lambda_{j+1} + 0)$ между двумя актами магнитного пробыя имеет вид

$$\psi_i(\lambda_j - 0) = A_i + \exp\left(\frac{\lambda_{j+1} - \lambda_j}{\tau}\right)\psi_i(\lambda_{j+1} + 0), \quad (20)$$

где

$$A_i = \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' \exp\left(\frac{t' - \lambda_j}{\tau}\right) eE v_i(t') \quad (21)$$

— энергия, приобретенная в электрическом поле электроном на своем пути по i -у берегу открытой траектории за время между актами магнитного пробыя.

В результате связь функции $\psi_1(\lambda_j + 0)$ с функциями $\psi_1(\lambda_{j+1} + 0)$ и $\psi_2(\lambda_{j+1} + 0)$ в более ранний момент магнитного пробыя λ_{j+1} принимает вид

$$\psi_1(\lambda_j + 0) = Q_1 + h\psi_1(\lambda_{j+1} - 0) + g\psi_2(\lambda_{j+1} + 0). \quad (22)$$

Аналогично имеем

$$\psi_2(\lambda_{j+1} + 0) = Q_2 + g\psi_1(\lambda_{j+2} + 0) + h\psi_2(\lambda_{j+2} + 0), \quad (23)$$

$$\psi_1(\lambda_{j+2} + 0) = Q_1 + h\psi_1(\lambda_{j+3} - 0) + g\psi_2(\lambda_{j+3} + 0), \quad (24)$$

где

$$Q_1 = (1-w)A_1 + wA_2, \quad Q_2 = (1-w)A_2 + wA_1, \quad (25)$$

$$h = (1-w)\exp(-T_B/\tau); \quad g = w\exp(-T_B/\tau).$$

Легко заметить, что соотношение (24) отличается от соотношения (22) лишь более ранним моментом магнитного пробыя. Продолжая эти рекуррентные соотношения, мы углубляемся в «далекое» прошлое электрона, и в конечном итоге необходимые нам выражения для $\psi_1(\lambda_1 + 0)$ и $\psi_2(\lambda_1 + 0)$ представляют собой геометрические прогрессии, которые легко суммируются.

В результате многократного применения рекуррентных соотношений (22) и (23) получим

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{Q_1}{1-h} + g \sum_{n=0}^{\infty} h^n \psi_2(\lambda_{n+2}), \quad (26)$$

$$\psi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{Q_2}{1-h} + g \sum_{l=0}^{\infty} h^l \psi_1(\lambda_{l+j+1}). \quad (27)$$

Подставив в формулу (26) выражение (27) для $\psi_2(\lambda_j + 0)$, получим функциональное уравнение для $\psi_1(\lambda_1 + 0)$

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{Q_1(1-h) + gQ_2}{(1-h)^2} + g^2 \sum_{n,l=0}^{\infty} h^{n+l} \psi_1(\lambda_{n+l+3} + 0), \quad (28)$$

решение которого представляет собой геометрическую прогрессию с знаменателем $q = g^2/(1-h)^2$. Опуская элементарные вычисления, приведем выражение для $\sigma_{xx}^{\text{open}}(\epsilon)$ в случае достаточно сильного магнитного поля, когда $\gamma = (\exp T_B/\tau - 1) \ll w$:

$$\sigma_{xx}^{\text{open}}(\epsilon) = \frac{2e^2\tau}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-p_c}^{p_c} dp_B 2\pi m^* \bar{v}_x^2 \gamma \frac{2(1-w) + \gamma}{2w + \gamma}. \quad (29)$$

Здесь \bar{v}_x — среднее значение скорости электрона на одном из берегов открытой траектории его движения. Компонента тензора электропроводности $\sigma_{xx}^{\text{open}}(\epsilon)$ при $w \gg \gamma$ убывает с ростом магнитного поля пропорционально γ/w . Такой же вклад в $\sigma_{xx}^{\text{close}}(\epsilon)$ по порядку величины вносит и небольшое число электронов с замкнутыми орбитами, близкими к самопересекающейся орбите, способные совершить заметный дрейф вдоль оси p_z благодаря магнитному пробыю. Для его вычисления достаточно произвести замену $w \rightleftharpoons (1-w)$.

$$\sigma_{xx}^{\text{close}}(\epsilon) = \frac{4e^2\tau}{(2\pi\hbar)^3} \int_{p_c}^{(2m\epsilon)^{1/2}} dp_B 2\pi m^* \bar{v}_x^2 \gamma \frac{2(1-w) + \gamma}{2w + \gamma}. \quad (30)$$

Вероятность магнитного пробыя

$$w(p_B) = \exp\left\{-\frac{cS_p}{eB\hbar}\right\} \quad (31)$$

экспоненциально убывает с увеличением энергетического барьера Δ_ϵ , который необходимо преодолеть электрону при перемещении на другой участок электронной траектории $\epsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, $p_B = \text{const}$ вдоль p -линии, соединяющей момент старта в точке p_1 с завершением магнитного пробыя в точке p_2 . Величина надбарьерной площади S_p в случае малой разницы $(p_2 - p_1)$ совпадает с величиной $(p_2 - p_1)^2$ с точностью до численного множителя порядка единицы. Полагая $(p_2 - p_1) \simeq \Delta_\epsilon/v$, получим формулу для вероятности магнитного пробыя, вычисленную Блаунтом [28],

$$w = \exp\left\{-\frac{\kappa\Delta_\epsilon^2}{\epsilon_F\hbar\omega_c}\right\}, \quad (32)$$

где κ — численный коэффициент, зависящий от конкретного вида закона дисперсии электронов проводимости.

При $0 < (\epsilon - \epsilon_1) \leq \epsilon_1$ расстояние между берегами открытой электронной траектории настолько мало, что вероятность $w(p_B)$ перейти электрону на противоположный берег, где скорость v_x имеет иной знак, оказывается порядка единицы в достаточно сильном магнитном поле, когда $\hbar\omega_c/\epsilon_F \geq (\Delta_\epsilon/\epsilon_F)^2 = \eta^2$. В этом случае все электроны с открытыми траекториями вносят определяющий вклад в компоненту тензора электропроводности σ_{zz} и поперечное сопротивление току вдоль слоев

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}} \approx \frac{1}{\sigma_{xx}} \sim \frac{\bar{w}}{\sigma_0\gamma} \quad (33)$$

линейно растет с магнитным полем. Здесь σ_0 — электропроводность в отсутствие магнитного поля, \bar{w} — вероятность магнитного поля, усредненная по всем электронным сечениям изоэнергетической поверхности плоскостью $p_B = \text{const}$.

При значительном удалении энергии от особенности ван Хова, т.е. при $\epsilon \gg \epsilon_1$, большая часть носителей заряда с открытыми траекториями, для которых вероятность магнитного пробоя меньше $\gamma \ll 1$, вносит определяющий вклад в σ_{xx} , не зависящий от величины магнитного поля. В результате линейный рост с магнитным полем поперечного сопротивления току вдоль слоев достигает насыщения.

В магнитном поле, расположенном в плоскости слоев, отсутствует дрейф носителей заряда вдоль оси z и межслоевое сопротивление току ρ_{zz} неограниченно растет с увеличением магнитного поля вначале линейно с магнитным полем, а при $\gamma \ll \eta^{1/2}$ пропорционально B^2 [29].

При небольшом отклонении магнитного поля от плоскости слоев электроны могут дрейфовать вдоль оси z , а их траектория в импульсном пространстве представляет собой сильно вытянутое замкнутое сечение открытой изоэнергетической поверхности при $\epsilon \gg \epsilon_1$.

При этом скорость электрона v_z часто меняет знак, так что основной вклад в ее среднее значение вносят небольшие окрестности вблизи точек поворота электрона на орбите, где p_z принимает минимальное или максимальное значение. В результате магнитоупротивление ρ_{zz} при $\text{tg } \vartheta \gg 1$ осциллирует как функция $\text{tg } \vartheta$, где ϑ — угол между вектором магнитного поля и нормалью к слоям [30,31].

Расположение следующих критических значений энергии ϵ_k в зоне проводимости существенно зависит от вида закона дисперсии носителей заряда. В предельном случае сильной связи для модели энергетического спектра электронов проводимости

$$\epsilon(p) = A_1 \left(1 - \cos \frac{a_1 p_x}{\hbar} \right) + B_1 \left(1 - \cos \frac{a_2 p_y}{\hbar} \right) + C_1 \left(1 - \cos \frac{a p_z}{\hbar} \right) \quad (34)$$

и во всей энергетической зоне имеется всего лишь несколько особенностей ван Хова.

Если $A_1 > B_1 \gg C_1$, то следующая особенность ван Хова ϵ_2 появится, когда слабогофрированные цилиндры коснутся плоскости $p_y = \pm \pi \hbar / a_2$, затем с ростом энергии система гофрированных цилиндров достаточно быстро из-за малости параметра квазидвумерности спектра $\eta \ll 1$ распадется на два квазиплоских листа при ϵ_3 , примерно равном $\epsilon_2(1 + \eta)$.

В магнитном поле вдоль нормали к слоям в момент распада ПФ на два изолированных квазиплоских листа максимальное расстояние между ними $\delta p_x = [C_1 / (A_1 + B_1)]^{1/2} \hbar / a_1$ еще невелико. Вероятность $w(p_B)$ электронам с энергией $\epsilon = \epsilon_3$ перейти на противоположный лист ПФ может быть значительно больше γ , и сопротивление току вдоль слоев будет расти линейно с магнитным полем с переходом на квадратичное возрастание с полем при заметном увеличении энергии $\epsilon > \epsilon_3$, когда расстояние между листами изоэнергетической поверхности $\epsilon = \text{const}$ увеличивается, постепенно приближая их к плоскости $p_x = \pi \hbar / a_1$. После касания с этой плоскостью при $\epsilon = \epsilon_4$ каждый из листов соединяется узкой перемычкой с листом из соседней элементарной ячейки.

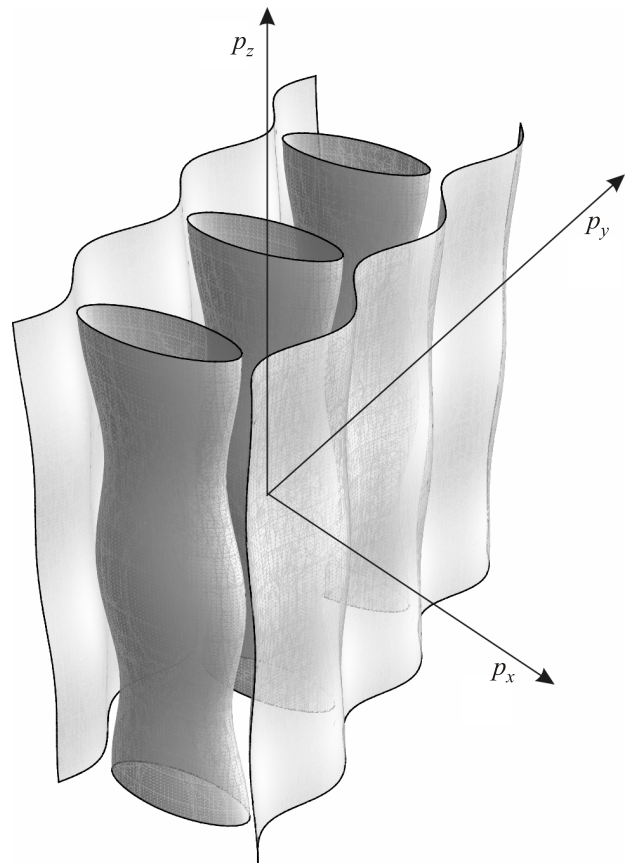


Рис. 2. Поверхность Ферми, состоящая из двух периодически повторяющихся квазиплоских листов и гофрированных цилиндров. Ось p_x направлена вдоль нормали к плоским листам ПФ.

При этом уже при значении энергии $\varepsilon_5 \approx \varepsilon_4(1 + \eta)$ изонергетическая поверхность распадается на совокупность достаточно толстых слабогофрированных цилиндров, оси которых параллельны кристаллографическим осям $(\pm \pi \hbar / a_1, \pm \pi \hbar / a_2)$. С увеличением энергии при $\varepsilon = \varepsilon_6$, достаточно близкой к верхнему краю энергетической зоны ε_{\max} , эти цилиндры распадаются на систему замкнутых полостей, сильно вытянутых вдоль оси p_z .

Если учесть кратные гармоники в формуле (34), то появится множество листов ПФ, которые могут касаться друг друга и достаточно сложным образом трансформироваться. Например, если дописать в формуле (34) слагаемые $A_2[1 - \cos(2a_1 p_x / \hbar)]$ и $B_2[1 - \cos(2a_2 p_y / \hbar)]$, то можно поместить гофрированный цилиндр между двумя квазипланарными листами изонергетической поверхности (рис. 2). Именно такова топологическая структура ПФ семейства органических солей на основе тетраафульвалена типа $(\text{BEDT-TTF})_2\text{MHg}(\text{SCN})_4$, где М — один из элементов К, Rb, Tl, полученная в результате зонных расчетов [32].

В проводниках со сложной многолистной поверхностью Ферми достаточно сравнительно небольшого давления, приложенного к проводнику, чтобы существенно изменить топологическую структуру ПФ.

Мы рассмотрим термоэлектрические явления в слоистых проводниках с многолистной ПФ, состоящей из топологически различных элементов в виде слабогофрированных цилиндров и произвольно гофрированных плоскостей. Для определенности ось p_x направим вдоль нормали к плоскости, соприкасающейся с квазиплоским листом ПФ.

В отсутствие токоподводящих контактов термоэлектрическое поле, порожденное неоднородным нагревом проводника, имеет вид

$$E_i = \frac{\pi^2 T}{3e} \rho_{ik} \frac{\partial \sigma'_{kj}(\mu)}{\partial \mu} \partial T / \partial x_j, \quad (35)$$

где ρ_{ik} — тензор сопротивления току, обратный тензору электропроводности σ_{ij} .

В результате достаточно знать компоненты тензоров электропроводности σ_{ij} и σ'_{ij} , чтобы найти зависимость термоэлектрического поля от внешних параметров — магнитного поля, давления и др.

Гальваномагнитные явления в проводниках с многолистной ПФ, состоящей из гофрированного цилиндра и двух квазиплоских листов, теоретически детально исследованы для случая сильных магнитных полей вблизи электронного топологического перехода Лифшица [33,34]. При сближении квазипланарных листов с цилиндром в окрестности А электрон в результате магнитного пробоя с вероятностью $w(p_B)$ может переместиться с листа 1 ПФ на гофрированный цилиндр, а затем с вероятностью $w'(p_B)$ переместиться с цилиндра на плоский лист 3 ПФ в окрестности точки В их сближения, и аналогичным путем возвратиться на лист 1 ПФ (см. рис. 3). Таким образом, магнитопробойная траектория состоит из четырех кусков, каждый из которых посещает электрон с различной вероятностью.

Для нахождения функций $\psi_i(\lambda_i + 0)$, описывающих сложное движение носителей заряда по магнитопробойным траекториям, необходимо решить систему из четырех уравнений, аналогичных уравнениям (22) и (23) (см. соотношения (9)–(12) в [33]).

$$\psi_1(\lambda_1 + 0) = (1 - w)(A_1 + \exp(-T_1/\tau)\psi_1(\lambda_2 + 0) + w(A_2 + \exp(-T/\tau)\psi_2(\lambda_2 + 0)), \quad (36)$$

$$\psi_2(\lambda_2 + 0) = (1 - w)(A_4 + \exp(-T_1/\tau)\psi_4(\lambda_3 + 0) + w(A_3 + \exp(-T/\tau)\psi_3(\lambda_3 + 0)), \quad (37)$$

$$\psi_3(\lambda_3 + 0) = (1 - w)(A_3 + \exp(-T_1/\tau)\psi_3(\lambda_4 + 0) + w(A_4 + \exp(-T/\tau)\psi_4(\lambda_4 + 0)), \quad (38)$$

$$\psi_4(\lambda_4 + 0) = (1 - w)(A_2 + \exp(-T_1/\tau)\psi_2(\lambda_5 + 0) + w(A_1 + \exp(-T/\tau)\psi_1(\lambda_5 + 0)). \quad (39)$$

С помощью их решения

$$\psi_1(\lambda_j + 0) = \frac{1 + \gamma_1}{w + \gamma_1} \{(1 - w)A_1 + wA_2\} + \frac{w}{w + \gamma_1} \psi_2(\lambda_j + 0), \quad (40)$$

$$\psi_2(\lambda_j + 0) = \frac{[A_1 w(1 + \gamma_1) + A_2(w(1 + \gamma_1) + \gamma_1)](w'(1 + \gamma_1) + \gamma_1) + [A_4 w'(1 + \gamma_1) + A_4(w'(1 + \gamma_1) + \gamma_1)](w + \gamma_1)(1 + \gamma)}{2ww'(\gamma + \gamma_1) + (w + w')\gamma_1(\gamma_1 + 2\gamma\gamma_1^2) + 2\gamma\gamma_1^2}, \quad (41)$$

$$\psi_3(\lambda_j + 0) = \frac{1 + \gamma_1}{w' + \gamma_1} \{(1 - w')A_3 + w'A_4\} + \frac{w'}{w' + \gamma_1} \psi_4(\lambda_j + 0), \quad (42)$$

$$\psi_4(\lambda_k + 0) = \frac{A_1 w(1 + \gamma_1) + A_2(w(1 - \gamma_1) + \gamma_1)}{w + \gamma_1} + \psi_2(\lambda_{k+1}) \frac{w(1 - \gamma_1) + \gamma_1}{(w + \gamma_1)(1 + \gamma)} \quad (43)$$

можно найти все компоненты тензора электропроводности для произвольной ориентации магнитного поля $\mathbf{B} = (B \cos \varphi \sin \vartheta, B \sin \varphi \sin \vartheta, B \cos \vartheta)$, а затем с их помощью и все кинетические коэффициенты проводника (11)–(13).

Здесь по-прежнему, как и в формуле (21),

$$A_i = \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt \exp\left(-\frac{t-\lambda_j}{\tau}\right) (eE v_i(t)), \quad i = 1, 2, 3, 4... \quad (44)$$

— энергия, приобретенная электроном проводимости в электрическом поле при движении его по i -у листу ПФ за время $(\lambda_j - \lambda_{j+1})$ между двумя актами возможного магнитного пробоя, равное T_1 для электронов на планарных листах ПФ 1 и 3, и T' — на дугах 2 и 4 замкнутого сечения гофрированного цилиндра (см. рис. 3).

В достаточно сильном магнитном поле функции $\gamma_1 = \exp(T_1/\tau) - 1$ и $\gamma = \exp(T'/\tau) - 1$ много меньше единицы, и асимптотические значения при $\eta \ll 1$ времени T_1 и функции A_i одинаковы для любых моментов λ_j магнитного пробоя.

В магнитном поле, расположенном в плоскости слоев, электроны проводимости совершают свой дрейф лишь вдоль слоев, и сопротивление току поперек слоев $\rho_{zz} \approx 1/\sigma_{zz}$, как правило, неограниченно растет с увеличением магнитного поля.

Однако для указанного выше семейства солей тетраафульвалена энергетический спектр носителей заряда на квазипланарном листе ПФ квазиодномерен согласно зонным расчетам [32], т.е. не только v_z , но и v_y много меньше v_x , и в магнитном поле, почти ортогональном квазипланарному листу ПФ, период движения электронов

$$T_{\perp} = \int_0^{2\pi\hbar/a} \frac{cdp_z}{eBv_y} \quad (45)$$

в реально достижимых магнитных полях сравним с временем их свободного пробега τ , т.е. условие сильного магнитного поля $\gamma \approx T_{\perp}/\tau \ll 1$ при $\vartheta = \pi/2$ невыполнимо в узкой области углов ϑ в окрестности $\vartheta = 0, \pi$ величиной порядка $\Delta\vartheta \approx \gamma_0 = T_0/\tau$, где T_0 — период вращения электрона в магнитном поле, ортогональном слоям, и межслоевое сопротивление току ρ_{zz}

$$\sigma_{zz} = \frac{\sigma_0 \eta^2}{\text{tg} \vartheta} \{ \beta(1 + \sin \alpha D_p) + 2\beta_1(1 + \sin \alpha \delta p_x) + \beta_2[2 \cos \alpha(D_p + \delta p_x + 2\Delta_p) + \sin \alpha(D_p + \delta p_x + 2\Delta_p) - \sin \alpha(D_p + 2\Delta_p)] + \beta_3[\cos \alpha(\delta p_x + \Delta_p) - \sin \alpha \Delta_p + \sin \alpha(D_p + \delta p_x + \Delta_p) + \cos \alpha(D_p + \Delta_p)] \}. \quad (47)$$

Здесь $\alpha = (a/\hbar)\text{tg} \vartheta$, D_p — диаметр цилиндра вдоль оси p_x , а Δ_p — минимальное расстояние между цилиндром и квазипланарными листами ПФ с гофрировкой

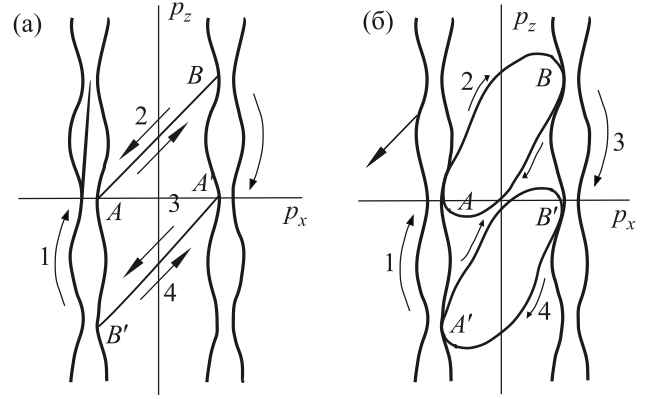


Рис. 3. Проекция магнитопробойных траекторий $p_B = \text{const}$ на плоскость p_x, p_z в магнитном поле $\varphi = 0$ (а), $\varphi = \pi/6$ (б).

имеет такой же порядок величины, как и в отсутствие магнитного поля ($B = 0$).

При небольшом отклонении магнитного поля от плоскости слоев асимптота компоненты тензора электропроводности. σ_{zz} даже в предельно сильном магнитном поле отлична от нуля, и при $\text{tg} \vartheta \gg 1$ периодически изменяется как функция $\text{tg} \vartheta$ в достаточно широкой области углов ϑ , удовлетворяющих условию $\gamma_0 \ll \cos \vartheta \ll 1$. В этих условиях скорость электрона v_z за период его движения $T_1 = T_0/\cos \vartheta$ часто меняет знак, и основной вклад в ее среднее значение за период \bar{v}_z вносят небольшие окрестности точек стационарной фазы, где p_x принимает экстремальные значения, а их разность $\delta p_x = (p_x^{\text{max}} - p_x^{\text{min}})$ определяет период угловых осцилляций [35].

$$\Delta(\text{tg} \vartheta) = \frac{2\pi\hbar}{a(p_x^{\text{max}} - p_x^{\text{min}})}. \quad (46)$$

Вблизи электронного топологического перехода возникают дополнительные осцилляции с комбинированными частотами, связанные с блужданием электронов по различным полостям ПФ в результате магнитного пробоя. Эти магнитопробойные осцилляции содержат важную информацию о законе дисперсии носителей заряда в проводниках с многолистной ПФ.

В бесстолкновительном пределе ($\tau \rightarrow \infty$) магнитопробойные осцилляции компоненты тензора электропроводности σ_{zz} при вращении магнитного поля в плоскости xz принимают следующий вид [34]:

δp_x , а величины порядка единицы β, β_1, β_2 и β_3 зависят от конкретного вида электронного энергетического спектра.

Термоэлектрическое поле вдоль нормали к слоям

$$E_z = \frac{\pi^2 T}{3e} \rho_{zz} \frac{d\sigma'_{zj}(\mu)}{d\mu} \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{\pi^2 T}{3e} \left\{ \rho_{zx} \frac{d\sigma'_{xj}(\mu)}{d\mu} + \rho_{zy} \frac{d\sigma'_{yj}(\mu)}{d\mu} \right\} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (48)$$

в асимптотическом приближении по малому параметру квазидвумерности электронного энергетического спектра определяется в основном первым слагаемым в формуле (48), а остальные слагаемые представляют собой малые поправки, пропорциональные η^2 .

В этом легко убедиться, если воспользоваться уравнением движения носителей заряда в магнитном поле

$$\frac{c}{eH \cos \vartheta} \partial p_y / \partial t = v_z(t) \cos \varphi \operatorname{tg} \vartheta - v_x(t), \quad (49)$$

$$\frac{c}{eH \cos \vartheta} \partial p_x / \partial t = v_y(t) - v_z(t) \sin \varphi \operatorname{tg} \vartheta. \quad (50)$$

Легко заметить, что в асимптотическом приближении по обратной величине магнитного поля имеем $\bar{v}_x = \bar{v}_z \cos \varphi \operatorname{tg} \vartheta$, $\bar{v}_y = \bar{v}_z \sin \varphi \operatorname{tg} \vartheta$.

В этом же приближении

$$\sigma_{zx} = \sigma_{xz} = \sigma_{zz} \cos \varphi \operatorname{tg} \vartheta, \quad (51)$$

$$\sigma_{zy} = \sigma_{yz} = \sigma_{zz} \sin \varphi \operatorname{tg} \vartheta. \quad (52)$$

С учетом соотношений (47), (48) E_z^{osc} в основном приближении по малому параметру $\eta \ll 1$ межслоевое термоэлектрическое поле имеет вид

$$E_z^{\text{osc}} = \frac{\pi^2 T}{3e} \frac{\tau_\varepsilon}{\tau} \frac{\partial \sigma_{zz}(\mu)}{\sigma_{zz} \partial \mu} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \cos \varphi \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial T}{\partial x} + \sin \varphi \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (53)$$

и для определения асимптоты межслоевого термоэлектрического поля достаточно знать лишь компоненты тензоров $\sigma_{zz}(\mu)$ и $\sigma'_{zz}(\mu) = \tau_\varepsilon / \tau \sigma_{zz}(\mu)$. При $\operatorname{tg} \vartheta \gg 1$ достаточно ограничиться дифференцированием по μ лишь слагаемых в формуле (48) для $\sigma_{zz}(\mu)$, быстро осциллирующих с изменением $\operatorname{tg} \vartheta$, которые при этом приобретают достаточно большой множитель $a(\partial p / \hbar \partial \mu) \operatorname{tg} \vartheta \approx a \operatorname{tg} \vartheta / \hbar v_F$, а их аргументы дополнительное слагаемое $\pi/2$.

В результате логарифм межслоевой электропроводности $\partial \sigma_{zz}(\mu) / (\sigma_{zz} \partial \mu)$ представляет собой отношение двух быстро осциллирующих функций, часто меняющих свой знак.

В достаточно сильном магнитном поле, когда вероятности магнитного пробоя $w(p_H)$ и $w'(p_H)$ в области A и B превышают γ_1 на всех сечениях ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$, амплитуда магнитопробойных осцилляций имеет

такой же порядок величины, что и обычных кинетических коэффициентов в отсутствие магнитного пробоя. В магнитном поле порядка 30 Тл это условие вполне выполнимо в случае квазидвумерного энергетического спектра носителей заряда на квазиплоских листах ПФ.

В случае значительной гофрировки δp_x плоского листа ПФ в реально ныне достижимых магнитных полях амплитуда магнитопробойных осцилляций все же много меньше амплитуды обычных осцилляций даже поля Нернста–Эттингаузена, порожденного неоднородным разогревом в плоскости слоев. Однако фурье-анализ зависимости термоэлектрического поля от $\operatorname{tg} \vartheta$ позволит определить частоты магнитопробойных осцилляций, содержащих важную информацию об электронном энергетическом спектре слоистых проводников.

Термоэлектрическое поле в плоскости слоев также осциллирует с изменением ориентации магнитного поля относительно слоев, однако на большом фоне плавно меняющейся его части \mathbf{E}^{mon} , которая в квазидвумерных проводниках в основном приближении по параметру η имеет вид

$$E_x^{\text{mon}} = \frac{\sigma_{yy} \alpha_{xx} - \sigma_{yx} \alpha_{yx}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\sigma_{yy} \alpha_{xy} - \sigma_{yx} \alpha_{yy}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\pi^2 T}{3e\mu} \left(\xi_{xx} \frac{\partial T}{\partial x} + \xi_{xy} \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (54)$$

$$E_y^{\text{mon}} = \frac{\sigma_{xx} \alpha_{yx} - \sigma_{xy} \alpha_{xx}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\sigma_{xx} \alpha_{yy} - \sigma_{xy} \alpha_{xy}}{\sigma_{xx} \sigma_{yy} - \sigma_{xy} \sigma_{yx}} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\pi^2 T}{3e\mu} \left(\xi_{yx} \frac{\partial T}{\partial x} + \xi_{yy} \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (55)$$

Здесь опущены малые слагаемые, осциллирующие как функция $\operatorname{tg} \vartheta$ при $\operatorname{tg} \vartheta \gg 1$, пропорциональные η^2 . Легко убедиться, что все безразмерные коэффициенты ξ_{ik} в формулах (54) и (55) порядка единицы, кроме $\xi_{yx} = \mu \partial \sigma'_{xx} / (\sigma_{xy} \partial \mu)$, который растет с увеличением сильного магнитного поля пропорционально γ^{-1} .

Экспериментальное исследование аномального поведения электронных характеристик вырожденного проводника, подвергнутого внешним воздействиям в виде достаточно сильного давления либо допирования примесными атомами в условиях электронного топологического перехода Лифшица, позволяет изучить топологические особенности изоэнергетических поверхностей в импульсном пространстве во всей энергетической зоне проводника. Несомненно, такая информация способствует более глубокому пониманию электронных процессов в низкоразмерных структурах и, возможно, окажется весьма полезной для приготовления проводников с набором заданными свойствами.

1. L. van Hove, *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
2. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960).
3. Н.Б. Брандт, Н.И. Гинзбург, Т.А. Игнатъева, Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, В.И. Макаров, *ЖЭТФ* **49**, 85 (1965).
4. Е.С. Ицкевич, А.Н. Вороновский, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 220 (1966).
5. М.А. Кривоглаз, Тю Хао, *ФММ* **21**, 817 (1966).
6. В.Г. Вакс, А.В. Трефилов, С.В. Фомичев, *ЖЭТФ* **80**, 1617 (1981).
7. А.А. Варламов, А.В. Панцулая, *ЖЭТФ* **89**, 2188 (1985).
8. А.А. Абрикосов, А.В. Панцулая, *ФТТ* **28**, 2140 (1986).
9. С.В. Chu and W.E. Gardner, *Phys. Rev.* **131**, 214 (1970).
10. T.F. Smith, *J. Low Temp. Phys.* **11**, 584 (1973).
11. T. Cole and H.M. McConnell, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 722 (1977).
12. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, М.Б. Щербина-Самойлова, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 509 (1977).
13. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, М.Б. Щербина-Самойлова, *ФНТ* **4**, 250 (1978) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **4**, 124 (1978)].
14. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, М.Б. Щербина-Самойлова, *ЖЭТФ* **77**, 2125 (1979).
15. D.R. Overcash, Tracy Davis, J.W. Cook Jr., and M.J. Skove, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 287 (1981).
16. В.С. Егоров, А.Н. Федоров, *ЖЭТФ* **85**, 1647 (1983).
17. В.С. Егоров, С.Р. Варюхин, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 510 (1984).
18. С.Л. Будько, А.Н. Вороновский, А.Г. Гапонченко, Е.С. Ицкевич, *ЖЭТФ* **86**, 778 (1984).
19. Н.В. Заварицкий, В.И. Макаров, А.А. Юргенс, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 510 (1984).
20. А.Н. Великодный, Н.В. Заварицкий, Т.А. Игнатъева, А.А. Юргенс, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 597 (1986).
21. С.Л. Будько, А.Г. Гапонченко, Е.С. Ицкевич, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 106 (1988).
22. Н.В. Заварицкий, *Исследование электронного топологического перехода – фазового перехода $2\frac{1}{2}$ рода*. Приложение к книге *Избранные труды И.М. Лифшица. Электронная теория металлов. Полмеры и биополимеры* Наука, Москва (1994), с.432.
23. M. Orlita, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.L. Barra, M. Potemski, F.M.D. Pellegrino, and D.M. Basko, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 017802 (2012).
24. G.P. Mikitik and Yu.V. Sharlai, *Phys.Rev. B* **90**, 155122 (2014).
25. G.E. Volovik, *Fiz. Nizk. Temp.* **43**, 57 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, No.1 (2017)].
26. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
27. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **38**, 188 (1960).
28. E.J. Blount, *Phys. Rev.* **126**, 1636 (1962).
29. В.Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 47 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 42 (1997)].
30. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3069 (1990).
31. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, and Toji Gnado Yao, *J. de Phys. France*, **1**, 1469 (1991).
32. R. Rousseau, M.L. Doulet, E. Canadell, R.P. Shibaeva, S.S. Khasanov, L.P. Rosenberg, N.D. Kushch, and E.B. Yagubskii, *J. Phys. France* **1**, 6, 1527 (1996).
33. О. Галбова, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **41**, 691 (2015). [*Low Temp. Phys.* **41**, 537 (2015)].
34. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **150**, 176 (2016). [*JETP* 156-162
35. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **37**, 925 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 734 (2011)].

Thermoelectric phenomena in layered conductors under the Lifshitz electron topological transition

V.G. Peschansky

Theoretically studied the response of the electron system on the non-uniform heating of layered conductors with a quasi-two-electron energy spectrum of arbitrary form under the Lifshitz electron topological transition. when by the of external influences on the conductor, such as pressure, there is a changing surface Fermi (FS) connectivity. For example, the various laws of the dispersion of charge carriers shown a wide variety of electronic topological transitions in layered conductors, which are accompanied by peculiar dependence of the kinetic coefficients on magnetic field. At very small distance between cavities (sheets) FS electron movement from one sheet FS to another by magnetic breakdown and yours path become complicated and confusing. In this case calculated the dependence of thermoelectric coefficient on the value and orientation of the strong magnetic field when cyclotron frequency of charge carriers ω_c is much higher than the frequency of yours collisions $1/\tau$ Experimental investigations of there phenomena make it possible obtain the important information about the electron energy spectrum.

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: thermoelectric field, Fermi surface, Lifshitz electron topological transition.