

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К МАГНИТОПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНОЙ РАЗУПОРЯДОЧЕННОЙ ПЛЕНКИ ПОЛУМЕТАЛЛА

Мельникова В.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
г. Минск, Республика Беларусь

Данилюк А.Л. – канд. физ.-мат. наук

Рассчитаны квантовые поправки к магнитопроводимости пленки топологического полуметалла с использованием моделей таких поправок для двумерных металлических разупорядоченных систем. Вычислены поправки на спиновое расщепление, кулоновское взаимодействие, слабую локализацию/антилокализацию. Показано, что основной вклад в рост магнитопроводимости обусловлен подавлением слабой локализации магнитным полем, проявляющимся как слабая антилокализация, а также фонон-индуцированным притяжением электронов.

В настоящее время исследования топологических материалов перспективны не только из-за интересной и новой физики, но и в плане их использования для разработки элементной базы информатики на принципиально иных физических эффектах, обусловленных необычными электронными свойствами таких материалов. Проведенный систематический поиск топологических материалов показал, что более четверти известных веществ могут проявлять топологические свойства, в той или иной степени. Эксперименты показывают, что в низкотемпературной области проводимость двумерных пленок многих топологических полуметаллов пропорциональна логарифмическому вкладу температуры.

Рассмотрены поправки к 2D-магнитопроводимости топологического полуметалла с точки зрения теории разупорядоченных металлических систем в предположении, что в магнитном поле несколько явлений вносят вклад, среди которых эффект спинового расщепления $\delta\sigma_{ss}$, эффект кулоновского взаимодействия (обмен и вклад Хартри) $\delta\sigma_c$ и эффект слабой локализации $\delta\sigma_{WL}$ [1], т.е.

$$\delta\sigma(T, B) = \delta\sigma_{ss} + \delta\sigma_c + \delta\sigma_{WL} \quad (1),$$

где B - индукция магнитного поля, T – температура.

Рассмотрены модели квантовых поправок, характерные для разупорядоченных металлических системах, такие как спиновое расщепление, кулоновское взаимодействие и слабая локализация. Модель для поправки на спиновое расщепление учитывает вклад кулоновского взаимодействия, определяемое через параметр Хартри F . Ее величина в присутствии магнитного поля дается выражением [1]

$$\delta\sigma_{ss}(B, T) = \delta\sigma'_1(T) + \delta\sigma''_1(B, T) \quad (2),$$

где $\delta\sigma'_1(T)$ - независимый от магнитного поля член, соответствующий спиновому магнитному моменту $S=0$, а член $\delta\sigma''_1(B, T)$ зависит от магнитного поля, он соответствует спиновому магнитному моменту $|S|=1$.

Поправка от кулоновского взаимодействия выбрана для случая отрицательного магнитосопротивления с учетом наличия фонон-индуцированного притяжения электронов [2]

$$\delta\sigma_c = \frac{q^2}{2\pi^2\hbar} g(T, B) \phi_2\left(\frac{2qBD}{\pi k_B T}\right) \quad (3),$$

где q – элементарный заряд, $\hbar$ – постоянная Планка, D – коэффициент диффузии носителей заряда, k_B – постоянная Больцмана, функция $g(T, B)$ определяется параметрами кулоновского взаимодействия, функция $\phi_2(z)$ – корректирующая функция.

Поправка от слабой локализации/антилокализации выбрана для случая 2D электронной системы. Выражение для квантовой поправки для продольной проводимости в 2D модели HLN (S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka) с учетом спин-орбитального рассеяния записана в виде [3,4]

$$\delta\sigma_{2D}(B) = \alpha G_0 \Psi(B) \quad (4),$$

где α – постоянная равная 1 или -1/2 для случая слабой локализации и слабой антилокализации соответственно, $G_0 = q^2/2\pi^2\hbar$, функция

$$\Psi(B) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_\varphi}{B}\right) - 2\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi + B_{so}}{B}\right) + 2\ln\left(\frac{B_\varphi + B_{so}}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi + 2B_{so}}{B}\right) + \ln\left(\frac{B_\varphi + 2B_{so}}{B}\right) \quad (5),$$

где $\psi(x)$ – дигамма функция параметра x , $B_\varphi = \hbar/(4eLm^2)$ – магнитное поле, определяемое длиной фазовой когерентности $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$, $B_{so} = \hbar/(4eL_{so}^2)$ – магнитное поле, определяемое длиной спин-орбитального рассеяния $L_{so} = (D\tau_{so})^{1/2}$, τ_φ – время потери фазовой когерентности (время дефазировки), τ_{so} – время спин-орбитального рассеяния.

Данный подход, включающий три поправки к магнитопроводимости, позволил рассчитать их значения при фиксированной температуре в зависимости от значения параметра Хартри, коэффициента диффузии, времени дефазировки и времени спин-орбитального рассеяния. На рис. 1 приведены результаты расчетов поправок при $T = 2$ К, $D = 12$ см²/с, $\tau_\varphi = 10,0$ пс, $\tau_{so} = 3,0$ пс.

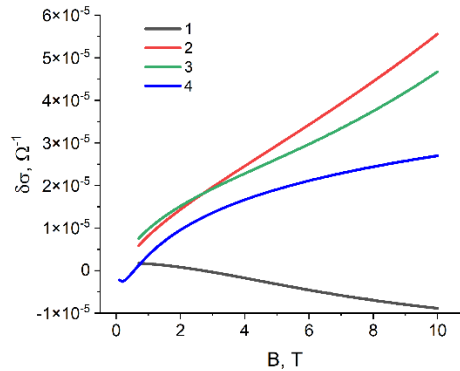


Рисунок. 1 – Поправки $\delta\sigma(B)$ к магнитопроводимости: 1 – вклад от эффекта спинового расщепления, 2 – вклад эффекта кулоновского взаимодействия, определяемого фонон-опосредованным притяжением, 3 – сумма вкладов спинового расщепления и кулоновского взаимодействия, 4 – вклад эффекта слабой локализации,

Установлено, что поправка от спинового расщепления дает положительный вклад до магнитного поля определенной величины, а потом меняет знак. Поправка от кулоновского взаимодействия растет в магнитном поле монотонно и в сумме с поправкой на спинное расщепление обеспечивает рост магнитопроводимости. Поправка на слабую локализацию/антилокализацию дает отрицательный вклад в полях с индукцией до 0,6 Тл, что обусловливается влиянием спин-орбитального рассеяния. В полях свыше 0,6 Тл ее значение меняет знак, что означает переход в режим слабой антилокализации. Это объясняется тем, что в слабых магнитных полях, когда превалирует синглетный вклад в интерференцию электронных волн, магнитное поле подавляет антилокализацию и поэтому падает проводимость, а в более сильных полях, когда превалирует триплетный вклад магнитное поле подавляет уже слабую локализацию и ведет к антилокализации. К тому же полученные соотношения между временем дефазировки и временем спин-орбитального рассеяния ($\tau_{so} < \tau_\varphi$) не способствуют усилению слабой локализации из-за нарушения условия $\tau_{so} < \tau_\varphi < \hbar/k_B T$.

Проявление положительной магнитопроводимости с ростом магнитного поля связано с тем, что суммарная поправка, учитывающая спинное расщепление и кулоновское взаимодействие, затушевывает влияние спин-орбитального рассеяния. Таким образом с физической точки зрения полученные результаты, соответствующие отрицательному магнитосопротивлению, обуславливаются главным образом механизмом подавления слабой локализации магнитным полем и наличием фонон-индуцированного притяжения электронов.

Список использованных источников:

1. P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan, *Disordered electronic systems*, Rev. Mod. Phys. Vol. 57, No.2, P. 287–337 (1985).
2. B.L. Altshuler, A.G. Aronov. Chapter 1 - *Electron–Electron interactions in Disordered Systems*. Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Volume 10, 1985, Pages 1-153.
3. S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka, Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System Prog. Theor. Phys. Vol. 63, Issue 2, P. 707–710 (1980).
4. P.J. Newton, R. Mansell, S.N. Holmes, M. Myronov, C.H.W. Barnes. *Weak localization and weak antilocalization in doped germanium epilayers*. Appl. Phys. Lett. 110, Issue 6, P.062101 (2017).