

ИЗОТРОПНОЕ КВАНТОВОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ХОЛОДНООСАЖДЕННЫХ ПЛЕНКАХ ЦЕЗИЯ

Е.Г.Астрагарчик

Комбинация измерений в перпендикулярном и параллельном магнитных полях позволила определить локализационную часть магнетосопротивления (МС) при низких температурах и получить новые результаты о неупругом и спин-орбитальном рассеянии. Обнаружено новое квантовое МС, которое может быть связано с электрон-электронным взаимодействием.

В работе¹ было обнаружено, что для холодноосажденных пленок цезия зависимость проводимости $G \equiv 2\pi^2 \hbar/e^2 R$ от магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, не описывается теоретической формулой для локализации невзаимодействующих электронов²

$$\delta G \equiv G(H_{\perp}) - G(0) = \ln(H_{\perp} H_3^{1/2}/H_2^{3/2}) + \frac{3}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_2}{H_{\perp}}\right) - \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_3}{H_{\perp}}\right), \quad (1)$$

где $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а характерные значения магнитных полей $H_2 = H_i + \frac{4}{3} H_{so}$; $H_3 = H_i + 2H_s$, индексы относятся соответственно к неупрочному (*i*), спин-орбитальному (*so*) и спиновому (*s*) рассеянию.

Величина отклонения экспериментальных кривых от теоретической зависимости (1) возрасла с понижением температуры, как функция $h \equiv g\mu_B H/kT$. Это позволило предположить, что в цезиевых пленках наблюдается МС, связанное со взаимодействием³

$$8G(H, T) = \frac{\lambda}{2(\hbar D)^{d/2-1}} \int_0^\infty d\omega \frac{\partial^2(\omega c \operatorname{th}(\omega/2T))}{\partial^2 \omega} \{ \Phi_d(\omega + g\mu_B H) + \Phi_d(\omega - g\mu_B H) - \Phi_d(\omega) \}. \quad (2)$$

В двумерном случае $d = 2$, $\Phi_2(\omega) = \ln(\omega)$, эта формула является функцией h и не зависит от коэффициента диффузии D .

Сравнение экспериментально наблюдаемых зависимостей в работе¹ дало качественное согласие с выражением (2). Однако, следует заметить, что из одних лишь измерений в перпендикулярном магнитном поле очень трудно надежно разделить эти два эффекта. Поскольку в выражение (1) входит только H_{\perp} , а выражение (2) не зависит от ориентации H , прямым экспериментом по наблюдению взаимодействия (2) могут служить измерения на одной и той же пленке в перпендикулярном и параллельном магнитных полях.

Методика эксперимента аналогична описанной ранее^{1,4}. Перпендикулярное магнитное поле до 5 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом, параллельное до 3 Тл – сверхпроводящей катушкой Гельмгольца. Прибор был смонтирован на скользящем штоке и мог перемещаться из соленоида в катушку внутри гелиевой ванны. Измерения и обработка эксперимента производились с помощью ЭВМ IBM AT.

Были исследованы свежеосажденные пленки цезия разной толщины, изготовленные на стеклянной подложке при температуре жидкого гелия. Наиболее надежные результаты получены в интервале сопротивлений 20000 – 100 Ом. Более тонкие пленки обладают большим температурным коэффициентом сопротивления и точным измерениям мешала нестабильность температуры гелиевой ванны, в более толстых магнетосопротивление становится слишком малым.

Как и предполагалось, параллельное магнитное поле приводило к положительному МС (рис. 1). Разность кривых МС в перпендикулярном и параллельном магнитных полях (рис. 1) хорошо аппроксимировалась локализационной формулой (1), что позволило достаточно надежно определять величины H_i и H_{so} . Величина H_s в пределах точности измерений оказалась равной нулю, что и следовало ожидать, поскольку по самой методике изготовления^{1,4} цезиевые пленки не должны содержать магнитных примесей.

Неожиданным результатом оказалось совпадение зависимостей τ_i^{-1} от температуры и величин τ_{so}^{-1} для всех исследованных пленок. Частота сбоя фазы волновой функции электрона $\tau_i^{-1} = \hbar c / 4eD\hbar$ в разупорядоченных пленках определяется электрон-электронным рассеянием⁵

$$\hbar\tau_i^{-1} = kT \frac{e^2 R}{2\pi\hbar} \ln \frac{\pi\hbar}{e^2 R} \quad (3)$$

и должна сильно меняться с сопротивлением. Экспериментально коэффициент при kT в правой части уравнения (3) оказался в пределах $1,4 \pm 0,4$ для всех пленок. Вероятность спин-орбитального рассеяния при каждом соударении электрона должна быть порядка $(\alpha z)^4$, где α – постоянная тонкой структуры, z – заряд ядра, что дает для цезиевых пленок большую величину τ_{so}^{-1} и H_{so} . В действительности оказалось, что спин-орбитальное рассеяние не только на несколько порядков меньше, но и не зависит от длины свободного пробега.

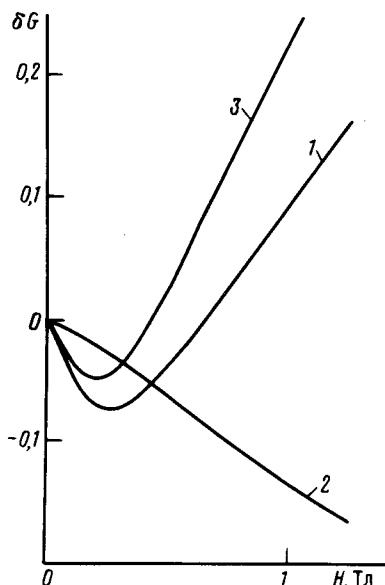


Рис. 1. Кривые МС для пленки с $R = 1033$ Ом при $T = 1,34$ К: 1 – H_{\perp} , 2 – $H_{||}$, 3 – разность 1 и 2, совпадающая в этом масштабе с аппроксимацией по формуле (1)

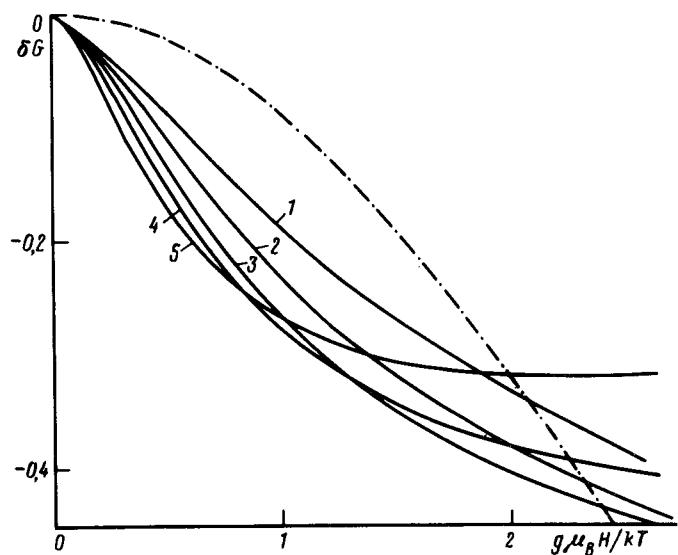


Рис. 2. Кривые МС при 1,3 К для пленок: 1 – 3488 Ом, 2 – 1438 Ом, 3 – 687 Ом, 4 – 337 Ом, 5 – 166 Ом, штрих-пунктир – формула (2) при $\lambda = -1$

Эти отличия исследованных пленок от результатов других авторов могут быть связаны с меньшей толщиной и большей однородностью пленок, и с малым количеством примесей. В холодноосажденных цезиевых пленках даже при толщине в десятки ангстрем все рассеяние происходит не на дефектах или примесях внутри пленки, а на поверхности^{1,4}. Есть основания полагать, что при поверхностном отражении вероятность спин-орбитального рассеяния в $(v_F/c)^4$ раз меньше (v_F – фермиевская скорость). Наблюдаемая же величина $\tau_{so}^{-1} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ может быть связана с рассеянием на атомах рубидия – единственной примеси, которая может присутствовать в пленке в сколько-нибудь заметном количестве.

Величина МС в параллельном поле оказалась неожиданно большой. Она не только порядка локализационной части МС, но может даже и превосходить ее, так что МС тонких пленок в перпендикулярном поле меняет знак при понижении температуры. Помимо большой абсолютной величины (в десятки раз больше теоретической оценки $\lambda = -0,18$), кривые МС имеют

другой вид, нежели следует из формулы (2) и не могут быть ею аппроксимированы ни при каких значениях λ . Кривые, снятые при разных температурах, не полностью совпадают в координатах $(G, g\mu_B H/kT)$ и выходят на насыщение при больших температурах и полях. Эти отклонения не могут определяться присутствием части локализационного МС из-за неточной юстировки по полю или из-за микроскопических неровностей поверхности подложки, поскольку начальные участки кривых совпадают и наилучшее совпадение происходит при низких температурах.

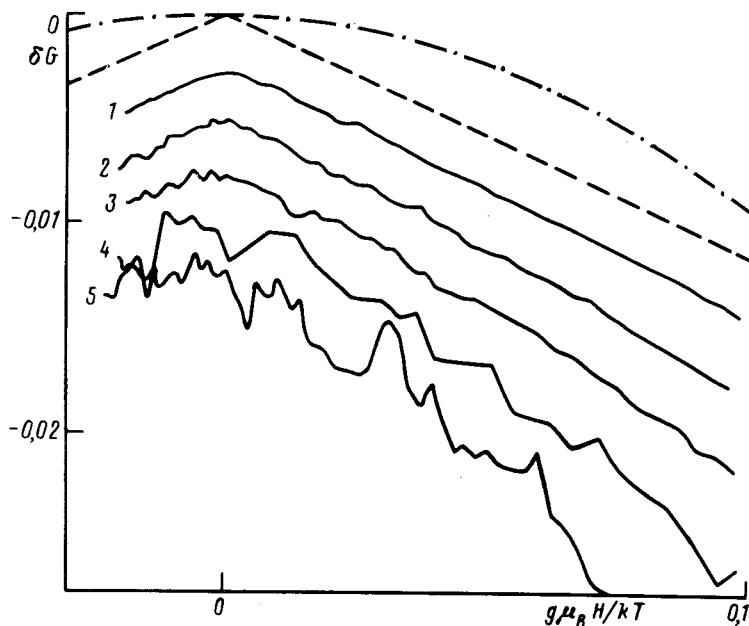


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, штриховая линия – $\delta G = 0,12 + g\mu_B H/kT$, штрих-пунктир – формула (2) при $\lambda = -10$. Кривые смещены по вертикальной оси

Не совпадают и кривые МС, снятые на пленках различной толщины (рис. 2), в то время, как формула (2) в двумерном случае не зависит от сопротивления или коэффициента диффузии. В области малых полей ($H < 1$ Тл) величина МС возрастает с увеличением толщины пропорционально $D^{1/3}$, что соответствует размерности $d = 4/3$. Поскольку характерные длины электрон-электронного взаимодействия меньше локализационных, в принципе возможна ситуация, когда пленка ведет себя двумерным образом по отношению к локализационным эффектам и имеет меньшую размерность (переколяционного кластера) по отношению к электрон-электронному взаимодействию. Это могло бы объяснить большую амплитуду эффекта и зависимость от D . Но оценки показывают, что такая ситуация может иметь место лишь в узком интервале малых толщин, в то время, как зависимость от D наблюдается для всех пленок (рис. 2).

Попытка более подробно изучить область малых полей, где должна наблюдаться параболическая асимптотика $\delta G \approx H^2$ привела к новому неожиданному результату. МС при малых полях $H < 0,1$ Тл оказалось линейным по полю $\delta G \approx |0,12h|$ (рис. 3). Есть теоретические указания⁷ на линейное МС в области активационной проводимости $R \gg 2\pi^2 \hbar/e^2$, но в нашей области $R \ll 2\pi^2 \hbar/e^2$ оно должно закорачиваться металлической проводимостью.

Я глубоко благодарен Ю.В.Шарвину за повседневный интерес к работе, Д.Е.Хмельницкому, Б.А.Альтшулеру и Б.З.Спиваку за многочисленные полезные дискуссии.

Литература

1. Астрахарчик Е.Г. ЖЭТФ, 1988, 94, 204.
2. Altshuler B.L. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
3. Altshuler B.L., Aronov A.G. Modern problems in condensed matter sciences. Amsterdam–Oxford–New York–Tokyo: North-Holland. 1985, 10, 112.
4. Астрахарчик Е.Г., Шальников А.И. ЖЭТФ, 1977, 72, 1607.
5. Альтшуллер Б.Л. и др. ЖЭТФ, 1981, 77, 2028.
6. Нгуен В.А. и др. ЖЭТФ, 1985, 89, 1770.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 июля 1989 г.