

## ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ – ХОЛЛОВСКИЙ ДИЭЛЕКТРИК?

С.С.Мурзин

Поставлен вопрос о возможности существования в трехмерном случае холловского диэлектрика (ХД) – состояния с равными нулю диагональными компонентами тензора проводимости и отличной от нуля холловской проводимостью. Экспериментально обнаружена тенденция к образованию ХД в  $n$ -InAs.

Сильно легированные полупроводники в отсутствие магнитного поля имеют металлическую проводимость. В сильных магнитных полях  $H$  происходит переход металл – диэлектрик (магнитное вымораживание). В конечной стадии этого перехода носители тока оказываются локализованными примесях, и статическая проводимость при нулевой температуре  $T = 0$  равна  $\sigma_{ij} = 0$ . В настоящей работе поставлен вопрос о существовании в трехмерных системах промежуточной фазы – холловского диэлектрика. Имеется в виду фаза, в которой диагональные компоненты тензора проводимости  $\sigma_{ij} = 0$  при  $T = 0$ , а холловская проводимость  $\sigma_{xy} \neq 0$ . Такая фаза может возникнуть, если  $\sigma_{ii}$  обращаются в ноль в меньших магнитных полях, чем  $\sigma_{xy}$ . Она была бы промежуточной между металлической и диэлектрической фазами (рис. 1).

Холловский диэлектрик возникает в двумерных металлических системах в режиме квантового эффекта Холла, когда уровень Ферми лежит в области локализованных состояний на краю уширенного уровня Ландау<sup>1</sup>. Существование холловского диэлектрика в двумерной системе обусловлено дискретностью электронного спектра в магнитном поле.

В трехмерном случае в системе невзаимодействующих электронов их спектр в магнитном поле остается непрерывным. Физическая причина, которая, на наш взгляд может привести к появлению холловского диэлектрика в трехмерной системе – электрон-электронное взаимодействие. В металле при условии  $kT \ll (\hbar/\tau) \ll \epsilon_F$  ( $\tau$  – время релаксации импульса,  $\epsilon_F$  – энергия Ферми) электрон-электронное взаимодействие приводит к поправке к проводимости<sup>2, 3</sup>:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim -\lambda \frac{\tau^{-1/2}}{\nu_F(D_1 D_2 D_3)^{1/2} \hbar} \quad (1)$$

здесь  $\nu_F$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $D_1, D_2$  и  $D_3$  – главные значения тензора коэффициента диффузии,  $|\lambda| \sim 1$ . (В (1) не включена температурозависящая часть поп-

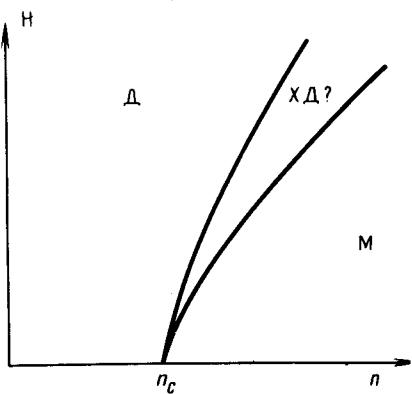


Рис. 1

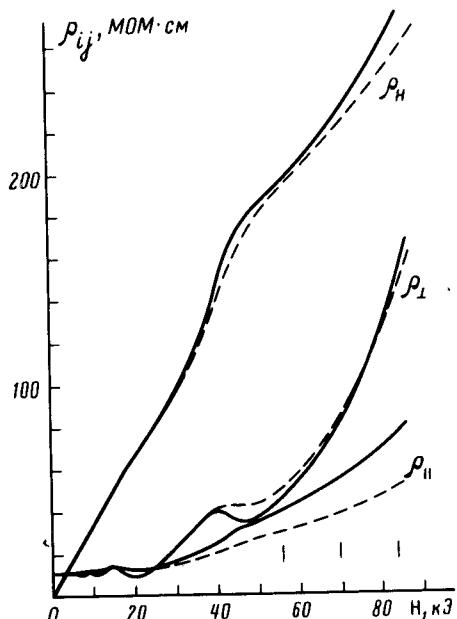


Рис. 2

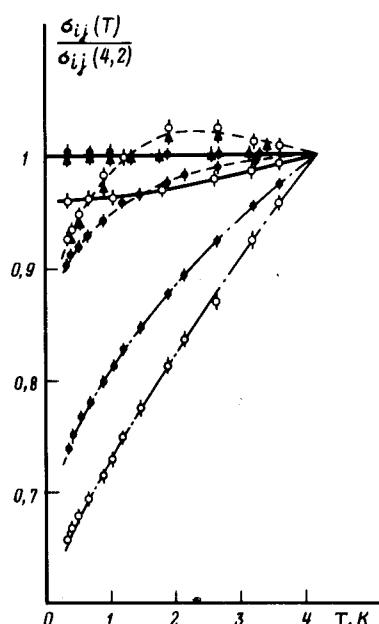


Рис. 3

равки, приведенная в <sup>2</sup>, которая в  $(kT\tau/\hbar)^{1/2}$  раз меньше). Без магнитного поля  $|\Delta\sigma/\sigma| \sim (\hbar/\tau\epsilon_F) \ll 1$ . В сильном магнитном поле  $\omega_c\tau \gg 1$  ( $\omega_c$  – циклотронная частота) относительная величина поправки к диагональным компонентам тензора проводимости  $\Delta\sigma_{ii}/\sigma_{ii}$  возрастает в  $(\omega_c\tau)$  раз за счет уменьшения коэффициентов диффузии поперек поля <sup>2</sup> и становится порядка  $(\hbar\omega_c/\epsilon_F)^2$ . На холловскую проводимость электрон-электронное взаимодействие не влияет:  $\Delta\sigma_{xy}/\sigma_{xy} = 0^4$ . В ультраквантовом пределе, когда заполнен лишь один уровень Ландау с одним направлением спина,  $\lambda > 0$  (см. <sup>3</sup>). Подстановка в (1) значений  $\nu_F, D_1, D_2, D_3, \tau$  (здесь  $\tau$  – время релаксации импульса вдоль магнитного поля), найденных в <sup>5</sup> в случае рассеяния на примесях, приводит к  $\Delta\sigma_{ii}/\sigma_{ii} \gtrsim 1$ ,  $\Delta\sigma_{ii} < 0$ . Формула (1) при этом уже не применима, тем не менее, оценка указывает на то, что уменьшение диагональных компонент тензора проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия по величине одного порядка с исходными значениями  $\sigma_{ii}(H)$ . Так как на холловскую проводимость  $\sigma_{xy}$  электрон-электронное взаимодействие не влияет, то не исключено, что  $\sigma_{ii}$  обращается в ноль, в то время как  $\sigma_{xy}$  еще будет отлична от нуля, т. е. возникнет холловский диэлектрик. Электрон-электронное взаимодействие уменьшает не только проводимость, но и одночастичную плотность состояний  $\nu(\epsilon)$  вблизи уровня Ферми <sup>2</sup>, поэтому при переходе металл – холловский диэлектрик  $\nu(\epsilon_F)$ , по-видимому, обращается в ноль. Однако, нельзя

считать, что переход в холловский диэлектрик прямо обусловлен обращением  $\nu(\epsilon_F)$  в ноль, так как в соотношение Эйнштейна  $\sigma_{ij} = e^2 \frac{\partial n}{\partial \mu} D_{ij}$  входит не  $\nu(\epsilon_F)$ , а производная концентрации электронов  $n$  по химическому потенциалу  $\mu$ <sup>3</sup>. Уменьшение диагональных компонент тензора проводимости обусловлено уменьшением диагональных компонент тензора диффузии электронов вблизи уровня Ферми.

Для того, чтобы выяснить, насколько справедливы приведенные выше рассуждения, были проведены измерения зависимостей поперечного  $\rho_{\perp} \equiv \rho_{xx}$ , продольного  $\rho_{||} \equiv \rho_{zz}$  и холловского  $\rho_H = \rho_{xy}$  сопротивления вырожденного  $n$ -InAs от величины магнитного поля и температуры. Концентрация электронов в наших образцах  $n = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$ . В отсутствие магнитного поля  $\epsilon_F = 90 \text{ К}$ ,  $\hbar/e \sim 14 \text{ К}$ , и сопротивление практически не зависит от температуры в интервале  $0,35 \div 4,2 \text{ К}$ . Ультраквантовый предел с одним заполненным уровнем Ландау  $0\downarrow$  достигается в поле около  $50 \text{ кЭ}$  (см. рис.2). В этой области магнитных полей величины компонент тензора сопротивления заметно меняются при понижении температуры. Наиболее сильно зависит от температуры продольное магнитосопротивление. В полях, отмеченных черточками на рис. 2, проведены подробные измерения зависимостей компонент тензора сопротивления от температуры. Из них определены температурные зависимости компонент тензора проводимости  $\sigma_{xx} = \rho_{xx} / (\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ ,  $\sigma_{zz} = \rho_{zz}^{-1}$ ,  $\sigma_{xy} = \rho_{xy} / (\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$  (см. рис. 3). Немонотонное поведение  $\sigma_{xx}$  от  $T$  в полях  $70$  и  $84 \text{ кЭ}$  указывает на то, что на температурную зависимость проводимости  $\sigma$  влияет несколько факторов. При температурах меньших  $2 \text{ К}$  диагональные компоненты тензора проводимости  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{zz}$  уменьшаются при понижении температуры, а  $\sigma_{xy}$  практически не зависит от  $T$ . Это служит экспериментальным основанием для постановки вопроса о возможности существования холловского диэлектрика в трехмерном случае.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения В.Ф.Гантмахеру, В.Т.Долгополову, Д.Е.Хмельницкому.

#### Литература

1. Тимофеев В.Б., Рашиба Э.И. ФТП, 1986, №6.
2. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
3. Mott N.F., Kaveh M. Adv. Phys., 1985, 34, 329.
4. Houghton A., Senna J.R., Ying S.C. Phys. Rev. B, 1982, 25, 2196; 6468.
5. Adams F., Holstein T. Journ. Phys. Chem. Solids, 1959, 10, 254.