

НАБЛЮДЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СЛОИСТОМ СЕЛЕНИДЕ ИНДИЯ

Г.Л.Беленький, М.О.Годжаев, В.Н.Зверев

Обнаружены квантовые осцилляции в магнитном поле сопротивления слоистых кристаллов *n*-InSe при гелиевых температурах. Показано, что осцилляции обусловлены наличием в образцах областей с двумерной электронной проводимостью.

В настоящее время считается установленным, что электронные состояния, формирующие край фундаментального поглощения селенида индия, слабо анизотропны. Сильная анизотропия проводимости селенида индия и его аналогов не объясняется в рамках имеющихся сведений о зонной структуре и эффективных массах носителей тока в этих кристаллах¹. Невозможно объяснить в рамках существующей зонной схемы и недавние работы по изучению циклотронного резонанса в InSe^{2, 3}, интерпретируемые авторами на основе предположения о существовании областей двумерного электронного газа в этом кристалле. Перечисленные обстоятельства побудили нас провести экспериментальные исследования низкотемпературного магнитосопротивления селенида индия.

Эксперименты проводились на образцах *n*-InSe, изготовленных из монокристаллов, выращенных методом Бриджмена, с удельным сопротивлением при комнатной температуре (0,1 – 10³) Ом·см. На свежеосколотой поверхности изготавливались низкоомные индиевые контакты. Измерения сопротивления проводились по четырехконтактной методике в плос-

кости скола перпендикулярно оси c . Образец помещался непосредственно в жидкий гелий в центр сверхпроводящего соленоида, дающего поле до 70 кЭ. Магнитосопротивление измерялось как в геометрии $H \parallel c$, так и в наклонном поле.

Для большинства образцов сопротивление R при понижении температуры в диапазоне 1,3 ÷ 4,2 К возрастало, а при наложении магнитного поля наблюдалось положительное магнитосопротивление в полях, превышающих несколько килоэстед. На ряде образцов зависимость $R(H)$ оказалась осциллирующей. На рис. 1 эти осцилляции показаны для разных направлений вектора H относительно оси c . При отклонении H от нормали к плоскости слоев экстремумы смещаются в область больших полей, что видно из сравнения кривых 1 и 2. Положение экстремумов оказывается обратно пропорционально косинусам угла между векторами H и c . Это демонстрируется кривой 3, которая получена сжатием кривой 2 по оси абсцисс с коэффициентом, равным $(\cos \alpha)^{-1}$ ($\alpha = 43^\circ$). Таким образом, наблюдающиеся осцилляции магнитосопротивления определяются лишь компонентой вектора H , параллельной оси c , что свидетельствует о двумерном характере поведения электронов в этих образцах. Период осцилляций в шкале обратного магнитного поля менялся от образца к образцу в пределах $(1,4 - 3,4) \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$. На образцах с $\rho(300 \text{ К}) > 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ осцилляции не наблюдались.

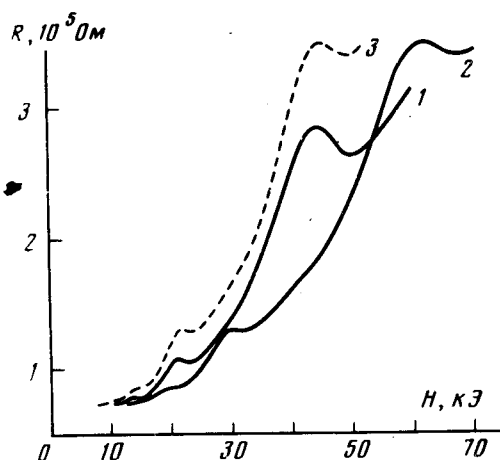


Рис. 1

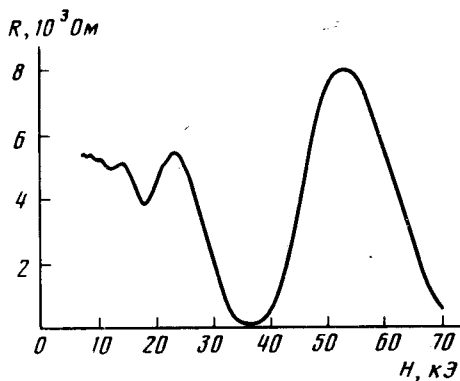


Рис. 2

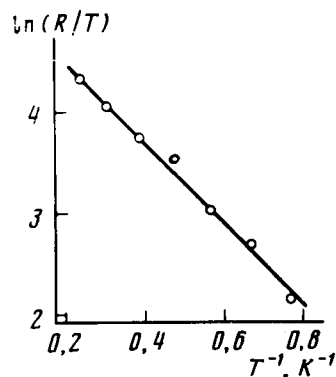


Рис. 3

Рис. 1. Осцилляции магнитосопротивления образца n -InSe при разных углах α между векторами H и c : 1 - $\alpha = 0^\circ$; 2, 3 - $\alpha = 43^\circ$. Для кривой 3 масштаб по оси абсцисс сжат в $(\cos \alpha)^{-1}$ раз. $T = 1,3 \text{ К}$

Рис. 2. Осцилляции магнитосопротивления образца n -InSe с "металлическим" характером проводимости. $T = 1,3 \text{ К}$

Рис. 3. Температурная зависимость величины сопротивления в минимуме при $H \approx 37 \text{ кЭ}$

Наиболее интересные результаты были получены на образце, зависимость $R(H)$ для которого приведена на рис. 2. Сопротивление этого образца при $H = 0$ практически не зависит от температуры ($1,3 \text{ К} \leq T \leq 4,2 \text{ К}$), т. е. проводимость имеет металлический характер. На зависимости $R(H)$ отсутствует монотонный ход, отвечающий положительному магнитосопротивлению, и наблюдаются осцилляции большой амплитуды. При $T = 1,3 \text{ К}$ величина сопротивления в минимуме, расположенном в поле $H \approx 37 \text{ кЭ}$, оказывается примерно на два порядка мень-

ше, чем в соседнем максимуме, лежащем в больших полях. При увеличении температуры сопротивление в минимуме возрастает по экспоненциальному закону (рис. 3).

Осцилляции Шубникова — де Гааза, показанные на рис. 2, имеют вид типичный для двумерного электронного газа. Наличие глубоких минимумов и активационная температурная зависимость сопротивления в них указывают на то, что в этих условиях имеет место локализация электронов, а наблюдаемая проводимость обусловлена термической активацией носителей в подвижные состояния на двух уровнях Ландау, между которыми расположен ферми-уровень. Согласно расчету ⁴ в исследованном нами диапазоне температур проводимость двумерных электронов в минимумах квантовых осцилляций должна описываться зависимостью

$$\sigma_{xx}^{min}(T) \sim T \exp[(\hbar\Omega - 2\Gamma) / 2kT], \quad (1)$$

где $\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота электронов, $\Gamma = \hbar\Omega \sqrt{2c/\pi\mu H}$ — величина, характеризующая уширение уровней Ландау, μ — подвижность электронов. В условиях квантового эффекта Холла поперечная компонента тензора магнитосопротивления $\rho_{xx} \propto \sigma_{xx}$, поэтому зависимость (1) должна одновременно выполняться и для поперечного магнитосопротивления. Экспериментальные точки, описывающие зависимость $R(T)$ в минимуме, хорошо интерполируются формулой (1), рис. 3. Это позволяет из наклона прямой на рис. 3, используя значение циклотронной массы электронов $m = 0,13 m_0$ ² определить значение $\Gamma \approx 1,3$ мэВ и величину $\mu \approx 10^4$ см²/В·с. Из периода осцилляций, показанных на рис. 2, для концентрации двумерных электронов получаем значение $n \approx 2 \cdot 10^{11}$ см⁻².

По нашему мнению, причина наблюдаемых двумерных эффектов, как и анизотропия проводимости кристаллов типа селенида индия, связана с особенностями реальной структуры слоистых полупроводников. Из-за политипизма и наличия азимутального беспорядка упаковки слоев в базисной плоскости кристаллов типа GaSe располагаются плоские дефекты, обуславливающие характерный потенциальный рельеф вдоль оси c ⁵. Предположение о захвате такими дефектами электронов с образованием двумерных проводящих областей было положено в основу объяснения экспериментов по циклотронному резонансу InSe ^{2, 3}.

Из наших данных также следует наличие областей с двумерной проводимостью. Величина удельного сопротивления образца, зависимость $R(H)$ для которого приведена на рис. 2, составляет примерно 10 кОм, что порядка предельного сопротивления двумерного металлического слоя $\hbar/e^2 \approx 26$ кОм. Это означает, что мы регистрируем сопротивление ближайшей к поверхности области с двумерной проводимостью, а другие подобные участки, если они имеются, отделены областями с малой проводимостью.

Сказанное не исключает возможности существования области двумерного электронного газа у поверхности образца.

Области двумерной металлической проводимости могут иметь продольные размеры меньше расстояния между контактами. В этом случае осцилляции будут наблюдаться на фоне положительного магнитосопротивления (см. рис. 1), обусловленного вкладом последовательно включенных в цепь областей образца, обладающих прыжковой проводимостью.

Таким образом, рассматривая совокупность литературных и приведенных в настоящей работе данных, можно сделать вывод, что в кристаллах селенида индия при гелиевых температурах существуют области двумерного электронного газа. В квантующем магнитном поле в кинетических свойствах таких образцов наблюдаются явления, характерные для квантового эффекта Холла.

Литература

1. Бельенький Г.Л., Стопачинский В.В. УФН, 1983, 140, 233.
2. Kress-Rogers E., Nicholas R.J., Portal J.C., Chevy A. Solid State Comm., 1982, 44, 379.
3. Kress-Rogers E., Nicholas R.J., Chevy A. J. Phys. C: Solid State Phys., 1983, 16, 2439.

4. *Nicholas R.J., Stradling R.A., Tidey R.J.* Solid State Comm., 1977, **23**, 341.

5. *Maschke K., Overhof H.* Phys. Rev., 1977, **B15**, 2058.

✦
институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Институт физики
Академии наук Азербайджанской ССР

Поступила в редакцию
6 мая 1986 г.