

ГИГАНТСКОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ, ЛЕГИРОВАННОМ МАРГАНЦЕМ

Н.С.Аверкиев, В.Гай¹, С.А.Обухов, А.А.Рогачев

В работе обсуждаются обнаруженные в одноосно деформированном антимониде индия, легированном марганцем, эффект гигантского отрицательного магнетосопротивления и переход Мотта в магнитном поле.

В работе обнаружен эффект гигантского отрицательного магнетосопротивления (ОМС) в одноосно деформированном антимониде индия, легированном марганцем. Наблюдалось уменьшение удельного сопротивления образца более, чем в 10^3 раз в магнитном поле напряженностью, превышающей 8 Т (рис. 1). Возрастание проводимости в магнитном поле сопровождалось переходом от диэлектрического типа проводимости к металлической проводимости (рис. 2). Таким образом, впервые в немагнитном кристалле при увеличении магнитного поля наблюдался переход Мотта в направлении диэлектрик — металл.

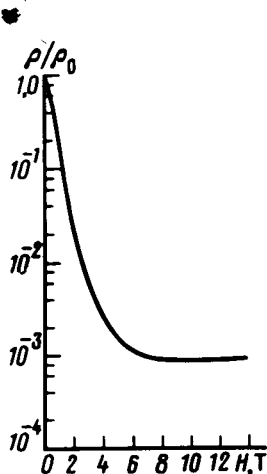


Рис. 1

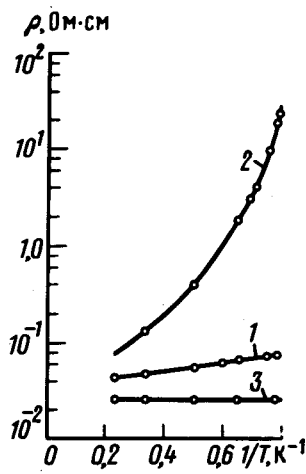


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ -InSb (Mn) от напряженности магнитного поля. $\chi = 2,1 \cdot 10^3$ кГ/см², $\vec{\chi} \parallel \vec{H} \parallel [110]$. $T = 1,26$ К

Рис. 2. Переход диэлектрик — металл, индуцированный магнитным полем: 1 — $\chi = 0$, $H = 0$; 2 — $\chi = 2,1 \cdot 10^3$ кГ/см², $H = 0$; 3 — $\chi = 2,1 \cdot 10^3$ кГ/см², $H = 8$ Т

Величина обнаруженного нами ОМС на много порядков превосходит наблюдаемые значения в кристаллических полупроводниках. Для описания ОМС в полупроводниках в настоящее время используется теория рассеяния носителей тока на локализованных моментах примесей¹ и теория квантовых поправок к проводимости². Однако, поскольку обе эти теории предсказывают малые изменения сопротивления в магнитном поле, их применение в рассматриваемом случае невозможно.

¹) Институт технической физики Технического университета г. Брауншвайга (ФРГ).

В настоящей работе приводится новая модель, описывающая возникновение аномальной температурной зависимости проводимости и гигантского отрицательного магнетосопротивления как результат изменения энергии обменного взаимодействия дырок на акцепторах.

Эксперимент был выполнен по совместной программе Физико-технического института им. А.Ф.Иоффе АН СССР и Института технической физики Технического университета г. Брауншвейга (ФРГ) в лаборатории сильных магнитных полей этого института.

Биттеровский магнит с диаметром внутреннего отверстия 53 мм, охлаждаемый водой, позволял проводить измерения в магнитных полях напряженностью до 16 Т. Для получения низких температур использовался двойной гелиевый криостат. Давление на кристалл антимида индия размерами $8 \times 1 \times 1$ мм³ прикладывалось вдоль длинной оси кристалла и достигало $\chi \approx 4 \cdot 10^3$ кГ/см². Зависимость удельного сопротивления образцов от напряженности магнитного поля измерялась в режиме постоянного тока при достаточно низких значениях тока, не способных вызвать нагрев образца. Магнитное поле напряженностью от 0 до 16 Т вводилось в течение времени от одной до нескольких минут.

В ранее опубликованной работе ³ было показано, что между эффектом возрастания удельного сопротивления под давлением в одноосно деформированном антимида индия *p*-типа и возникновением при этом ОМС существует определенная взаимосвязь.

Наблюдаемый переход в диэлектрическое состояние при одноосной деформации мы связываем с возрастанием обменного взаимодействия дырок на акцепторах вследствие расщепления валентной зоны. Как известно ⁴, в присутствии одноосного сжатия основное состояние носителей в примесной зоне расщепляется таким образом, что в проводимости участвуют только дырки с проекцией момента количества движения равной $m_j = \pm 1/2$. Увеличение числа возможных состояний будет приводить к увеличению энергии обменного взаимодействия антиферромагнитного типа. Это соответствует модели Мотта, в которой вблизи "критической" концентрации перехода металл — диэлектрик ($N_A = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³) должно наблюдаться увеличение энергетической щели Δ между валентной и примесной зонами при создании антиферромагнитного упорядочивания.

Математически описать увеличение энергии обменного взаимодействия носителей в примесной зоне при одноосной деформации можно следующим образом. Гамильтониан обменного взаимодействия двух дырок, находящихся на соседних акцепторах, после усреднения по направлениям оси, соединяющей примеси, имеет вид:

$$\hat{H} = A_0 + A_1(\bar{J}_1 \bar{J}_2) + A_2(\bar{J}_1 \bar{J}_2)^2 + A_3(\bar{J}_1 \bar{J}_2)^3. \quad (1)$$

Здесь \bar{J}_1 и \bar{J}_2 — операторы вектора полного момента количества движения дырки на акцепторе (величина $J = 3/2$), A_i — константы. При одноосной деформации основной уровень энергии акцептора расщепляется и нижним будет состояние, в котором проекция на ось деформации $J_z = \pm 1/2$. Анализ выражения (1) показывает, что при

$$\frac{A_2}{A_3} < -\frac{2943}{20}; \quad \frac{A_1}{2A_3} - \frac{683}{80} < \frac{A_1}{A_3} < \frac{1}{3} \frac{A_2}{A_3} - \frac{529}{16}$$

при любых значениях χ основным состоянием пары дырок будет уровень, в котором вектора J_1 и J_2 антипараллельны, при этом с ростом χ энергетический зазор между примесной зоной и валентной зоной будет увеличиваться. Подчеркнем, что обычно для описания обменного взаимодействия двух дырок используют (1) при $A_2 = A_3 = 0$, однако, в этом случае, выбирая только один параметр A_1 , невозможно получить увеличение Δ с увеличением χ . Существование $(\bar{J}_1 \bar{J}_2)^2$ и $(\bar{J}_1 \bar{J}_2)^3$ связано, с тем, что носители заряда имеют $J = 3/2$, для $J = 1/2$ оператор \hat{H} содержал бы только A_0 и A_1 .

Как и следует ожидать, магнитное поле индуцирует переход в металлическое состояние с проводимостью близкой по величине к минимальной металлической проводимости $\sigma_{min} \approx 0,1$ Ом⁻¹·см⁻¹. В поле $H \gtrsim 8$ Т соответствующем установлению металлической прово-

димости энергия парамагнитного расщепления дырок становится примерно равной ширине примесной зоны. Причина, вызывающая гигантское ОМС состоит в том, что продольное магнитное поле, переориентируя спины дырок в направлении магнитного поля, уменьшает энергию обменного взаимодействия, что приводит к уменьшению энергетического зазора Δ , и, тем самым, к увеличению проводимости. В модели "слабой связи" это соответствует увеличению ширины примесной зоны из-за возрастания энергии Ферми носителей тока.

В пользу приведенной выше интерпретации свидетельствует тот факт, что парамагнитная энергия дырок $g_{\text{эфф}} \mu_0 H \approx 10$ мэВ (где $g_{\text{эфф}} \approx 12^4$), что является достаточным для разрыва антиферромагнитного порядка в примесной зоне. Корреляция между величиной ОМС и значением g -фактора дырок видна из сравнения ОМС в одноосно деформированном антимониде индия p -типа и в германии p -типа ⁵, где эффект существенно меньше и где g -фактор составляет $g \approx 6$.

По этой причине в полупроводниковых кристаллах, легированных магнитными примесями, следует ожидать как усиления эффекта ОМС (поскольку эффективный g -фактор в этом случае может быть значительно увеличен), так и более резкого перехода в диэлектрическое состояние из металлического при одноосном сжатии. В последнем случае возможен дополнительный вклад в энергию антиферромагнитного обмена дырок, участвующих в проводимости, с магнитными моментами электронов внутренней оболочки марганца.

В заключение авторы выражают благодарность М.Г.Рыскину и М.И.Дьяконову.

Литература

1. Toyozawa Y. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, 986.
2. Altshuler B.L., Aronov A.G. Larkin A.T., Khmel'nitskii L.E. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1981, 81, 768.
3. Обухов С.А. ФТТ, 1979, 21, 59.
4. Пикус Г.Е., Бир Г.Л. Симметрия и деформационные явления в полупроводниках, М., 1972.
5. Ломидзе Д.Р., Обухов С.А. ФТТ, 1979, 21, 3146.