

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ $p$ -Ge В ОБЛАСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ МОТТОВСКОГО ТИПА

А.Б.Алейников, В.В.Вайнберг, Ф.М.Воробкало, Л.И.Зарубин

В области прыжковой проводимости исследовано магнитосопротивление  $p$ -Ge ( $N_{Ga} = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) с различными степенями компенсации ( $K = 0,23 \div 0,95$ ). Показано, что в слабых магнитных полях отрицательное магнитосопротивление обусловлено увеличением плотности состояний вблизи уровня Ферми и появляется лишь при сильной компенсации, когда наступает проводимость моттовского типа.

Эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС), наблюдаемый в сильнолегированном и компенсированном  $n$ -Ge при гелиевых температурах, качественно объясняется увеличением плотности состояний примесной полосы на уровне Ферми в магнитном поле [ 1 ]. Представляется важным обнаружение эффекта ОМС в области прыжковой проводимости  $p$ -Ge и выяснение влияния компенсации на величину эффекта.

С этой целью нами исследован  $p$ -Ge с постоянной концентрацией основной примеси галлия  $N \cong 1,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и различными степенями компенсации:  $K = 0,23$ ;  $K = 0,55$ ;  $K = 0,71$ ;  $K = 0,85$ ;  $K = 0,95$  (образцы №1 ÷ 5, соответственно). Учитывая сильное влияние неоднородностей на магнитосопротивление, примеси вводили методом ядерного легирования [ 2 ], обеспечивающего высокую однородность их распределения в объеме полупроводника. Из зависимостей удельного сопротивления  $\rho(T)$  в низкотемпературном диапазоне установлено, что в образцах 1 и 2 наблюдалась прыжковая проводимость с постоянной энергией активации, в образцах 4 и 5 – прыжковая проводимость с переменной энергией активации. Для образца 3 ниже 3К наблюдался переход от постоянной энергии активации к переменной.

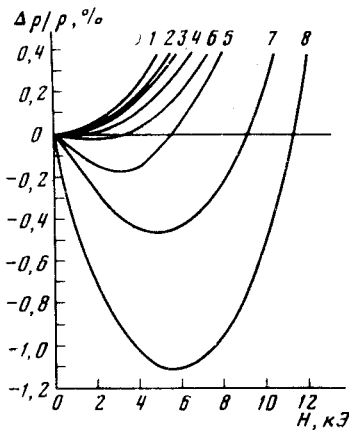


Рис.1

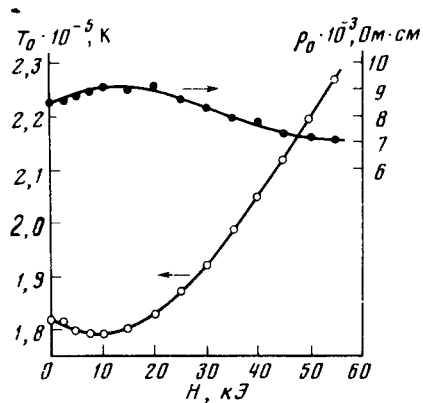


Рис.2

Рис.1. Магнитосопротивление образцов с различной степенью компенсации: кристалл 1 – 0,23; 2 – 0,55; 3 и 6 – 0,71; 4 и 7 – 0,85; 5 и 8 – 0,95.  $T, K$ : 1 ÷ 5 – 4,2 К; 6 ÷ 8 – 1,9 К

Рис.2. Зависимости  $\rho_0$  и  $T_0$  от магнитного поля для образца 5.

Измерения поперечного магнитосопротивления в диапазоне температур  $4,2 \div 1,5 K$  показали (рис.1), что в образцах с малыми степенями компенсации (№1 и 2) наблюдается лишь положительное магнитосопротивление (ПМС), в то время, как в образце 5 с наибольшей степенью компенсации наблюдается ОМС. В образцах 3 и 4 ОМС появляется лишь при  $T \lesssim 2 K$  и  $T \lesssim 4 K$ , соответственно. Абсолютная величина эффекта ОМС с понижением темпера-

туры возрастает. С ростом магнитного поля ОМС переходит в ПМС. Таким образом, ОМС впервые наблюдалось в  $p$ -Ge в области прыжковой проводимости по мелким примесям. При этом, возникновение ОМС находится в прямой связи с появлением проводимости моттовского типа с переменной энергией активации. Очевидно, такая ситуация имеет общий характер, поскольку ОМС наблюдалось при появлении моттовской проводимости и в одноосно сжатом некомпенсированном  $n$ -Ge [3].

Для образца 5, в котором ОМС наиболее выражено, зависимости удельного сопротивления  $\rho$  от температуры в интервале  $4,2 \div 1,5\text{К}$  при различных фиксированных значениях магнитного поля  $H$  хорошо описывались известным законом Мотта [4]:

$$\rho(T, H) = \rho_0(H) \exp\left(\frac{T_0(H)}{T}\right)^{1/4}; \quad T_0(H) = \frac{\beta}{g(\mu, H) a^3(H)},$$

где  $\rho_0(H)$ ,  $T_0(H)$  — параметры закона Мотта;  $g(\mu, H)$  — плотность состояний примесной полосы на уровне Ферми;  $a(H)$  — эффективный радиус локализации носителя на примесном центре;  $\beta$  — численный коэффициент.

Полевые зависимости  $\rho_0(H)$  и  $T_0(H)$  приведены на рис.2. Видно, что единственной причиной ОМС в слабых полях ( $H \leq 10$  кЭ) является уменьшение  $T_0(H)$ , которое вызывается соответствующим увеличением плотности состояний  $g(\mu, H)$ , поскольку радиус локализации  $a(H)$  в магнитном поле может только уменьшаться, что приводит к ПМС в сильном поле (особенности ПМС в данной работе не обсуждаются).

Увеличение плотности состояний на уровне Ферми можно объяснить следующим образом. В полупроводниках с большой степенью компенсации уровень Ферми расположен в хвосте плотности состояний, где имеется некоторая концентрация пар центров, на которых локализованные носители связаны обменным антиферромагнитным взаимодействием  $J$ . Такая ситуация имеет место, если  $\Delta J / J < 2$  и  $T < J / k$  [5], где  $\Delta J$  — средний разброс энергий связи между магнитными моментами носителей, локализованных при достаточно низких температурах;  $k$  — постоянная Больцмана. Магнитное поле приводит к парамагнитному сдвигу вместе с уровнем Ферми большинства уровней примесных центров, не связанных антиферромагнитным взаимодействием и к расщеплению энергетических уровней антиферромагнитных пар. В результате такого расщепления уровни центров с противоположной полю ориентацией спина носителя попадают в окрестность уровня Ферми, тем самым увеличивая плотность состояний  $g(\mu, H)$ . По этой причине ОМС и наблюдается лишь в случае сильнокомпенсированных образцов, т.е. в случае прыжковой проводимости с переменной энергией активации (моттовского типа), где важна роль плотности состояний вблизи уровня Ферми.

#### Литература

1. Ионов А.Н., Шлимак И.С., Эфрос А.Л. ФТТ, 1975, 17, 2763.
2. Беда А.Г., Вайнберг В.В., Воробкало Ф.М., Зарубин Л.И. ФТП, 1981, 15, 1546.
3. Ионов А.Н. ФТП, 1980, 14, 1287.
4. Mott N.F. Phil. Mag., 1969, 19, 835.
5. Мотт Н.Ф. Переходы металл — изолятор. М., изд. Наука, 1979.