

*Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 11, стр. 661.— 664.*

*5 июня 1972 г*

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ  
ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ  
В КОМПЕНСИРОВАННОМ АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ**

*Б. М. Вул, Э. И. Заварицкая, И. Д. Воронова,  
Н. В. Рождественская*

В работе [1] нами было установлено, что в компенсированном арсениде галлия *n*-типа с полной концентрацией примесей  $N_{\text{гг}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и концентрацией электронов  $n \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при низких температу-

рах происходит локализация электронов в потенциальных ямах, искажающих дно зоны проводимости.

Так как внешнее магнитное поле изменяет энергетические состояния и условия движения электронов, то представляло интерес изучить его влияние в этих условиях.

Измерения были проведены на тех же образцах, что и в работе [1] и наблюдалось уменьшение сопротивления в магнитных полях вплоть до 50 кэ. Относительные изменения сопротивления  $\Delta\rho/\rho = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$  оказались примерно одинаковыми, как в поле  $H$  параллельном, так и перпендикулярном току.

На рис. 1 представлены результаты измерения  $\Delta\rho/\rho = f(H)$  при 10 значениях температур, от 0,6 до 27°К, в магнитных полях  $H \leq 20$  кэ, в которых можно пренебречь положительной составляющей магнитосопротивления.

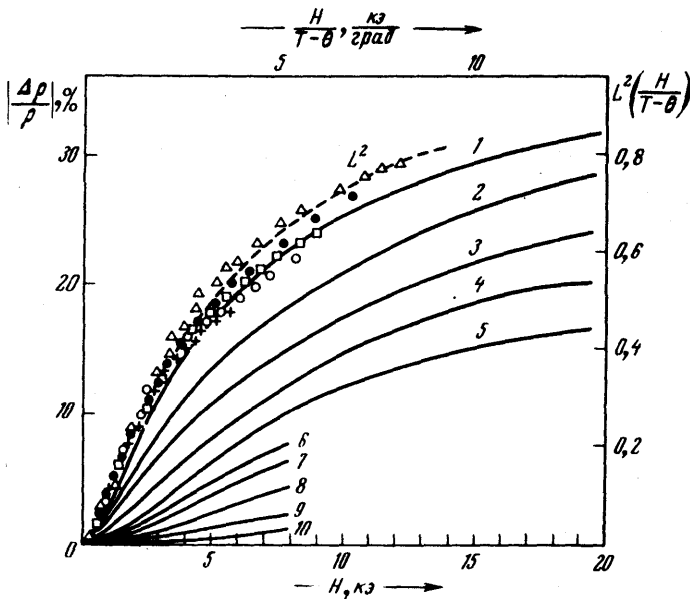


Рис. 1. Зависимость отрицательного магнитосопротивления от поля  $H$  и температуры  $T$ : сплошные линии —  $|\Delta\rho/\rho| = f(H)$  при  $T$ °К: 1 — 0,6; 2 — 1,1; 3 — 1,7; 4 — 2,9; 5 — 4,2; 6 — 6,2; 7 — 8,5; 8 — 14,5; 9 — 20,4; 10 — 27.  $\Delta \bullet \square \circ \times$  —  $|\Delta\rho/\rho| = f[H/(T-\theta)]$  при  $T$ , °К  $\Delta$  — 0,6;  $\bullet$  — 1,1;  $\square$  — 1,7;  $\circ$  — 2,3;  $\times$  — 4,2. Штриховая линия —  $L^2(x)$  где  $L(x)$  функция Ланжевена  $x = (\mu H)/k(T - \theta)$ ;  $\mu = 25 \mu_B$ ;  $\theta_1 = -1,25^\circ\text{K}$ ;  $\theta_2 = 2^\circ\text{K}$

По аналогии с интерпретацией отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в ферромагнетиках и в металлах с ферромагнитными примесями [2] полагают, что и в полупроводниках ОМС обязано намагниченности среды [3] и принимают, что

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\alpha^2 M^2 = -\alpha^2 \chi^2 H^2, \quad (1)$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности,  $M = \chi H$  – намагниченность среды,  $\chi$  – магнитная восприимчивость.

Используя результаты измерений, можно из соотношения (1) найти величины  $a \chi$  и из данных, полученных в слабых полях, значение  $a \chi_0$  при  $H \rightarrow 0$ . Результаты измерений и подсчетов приведены на рис. 2 в виде зависимости

$$\zeta = (a \chi_0)^{-1} = \left| \frac{\Delta \rho}{\rho H^2} \right|_{H \rightarrow 0}^{-1/2} = F(T)$$

Из полученных результатов следует, что температурная зависимость  $a \chi_0$  описывается законом Кюри – Вейсса

$$a \chi_0 = C / (T - \theta) \quad (2)$$

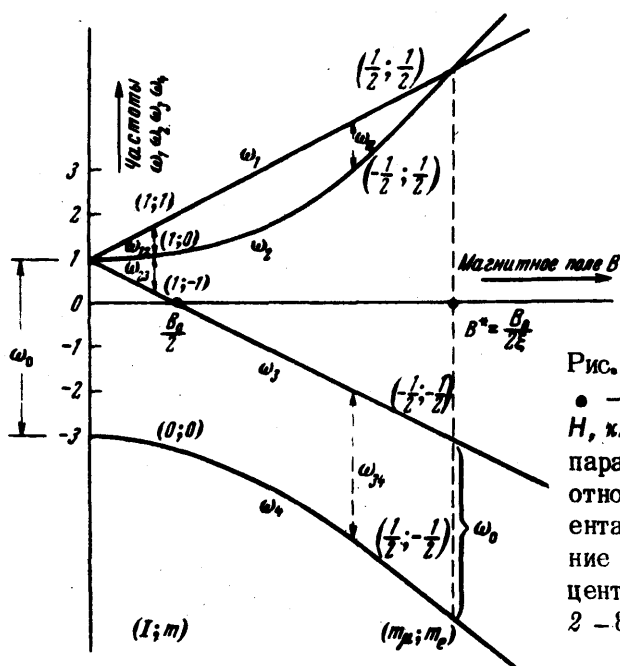


Рис. 2. Температурная зависимость  $\zeta = \left| \frac{\Delta \rho}{\rho H^2} \right|_{H \rightarrow 0}^{-1/2}$ ,  $H$ , кэ. Сплошная-штриховая линия – параметр  $\theta$ . Сплошные линии – относительные величины коэффициента Холла  $R/R_0$ , где  $R_0$  – значение  $R$  при  $300^\circ\text{K}$  у образцов с концентрацией электронов: 1 –  $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $1,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

При этом в области  $1 < T < 6^\circ\text{K}$   $\theta$  отрицательно и равно  $\theta_1 = -1,3^\circ\text{K}$ ; интервал  $6 < T < 9^\circ\text{K}$  – переходный, а в области  $9 < T < 20^\circ\text{K}$  параметр  $\theta_2$  положителен и равен примерно  $2^\circ\text{K}$ .

В слабых магнитных полях, когда  $\mu H / kT \ll 1$  можно, согласно закономерности Ланжевена или Бриллюэна считать, что

$$M = \frac{N \mu^2 H}{3k(T - \theta)}$$

где  $N$  – число частиц в  $1 \text{ см}^3$ , обладающих магнитным моментом  $\mu$ . В сильных полях  $\mu H / kT \gg 1$  намагниченность стремится к насыщению и  $M_{\text{нас}} \approx N\mu$ .

Из данных, приведенных на рис. 2, следует, что в слабых полях  $\alpha N \mu^2 \approx 2 \cdot 10^{-19} \text{ эрг/э}$ , а в сильных полях, по данным приведенным на рис. 1 видно, что  $\alpha N \mu \approx 0,6$ . Отсюда вытекает, что магнитный момент частиц  $\mu \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ эрг/э} \approx 30$  магнетонам Бора,  $\mu_B$ .

Используя найденные значения  $\theta_1$  и  $\theta_2$  можно всю совокупность результатов, при разных  $H$  и  $T$  выразить в виде

$$\left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| = f \left( \frac{H}{T - \theta} \right)$$

и, таким образом, все данные, показанные на кривых 1.—10 рис. 1 свести в одну кривую, изображенную штриховой линией на рис. 1.

С учетом нормирующего множителя эта линия соответствует квадрату функции Ланжевена от аргумента  $x = \mu H / \{k(T - \theta)\}$ , где  $\mu = 25 \mu_B$ . Отдельные результаты подсчетов

$$\left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| = f \left( \frac{H}{T - \theta} \right)$$

показаны точками, которые, как видно на рис. 1, группируются вблизи штрихованной кривой с точностью  $\pm 10\%$ .

Из равенства наклона прямых на графике  $\zeta = F(T)$  (на рис. 2) как при  $T < 6^\circ\text{K}$ , где  $\theta_1 = -1,3^\circ\text{K}$ , так и при  $T > 9^\circ\text{K}$ , где  $\theta_2 \approx 2^\circ\text{K}$ , видно что константы  $C$  в законе Кюри — Вейсса (2) и, следовательно, произведение  $N\mu^2$ , остаются одинаковыми в обоих температурных интервалах.

Как известно, температурную зависимость восприимчивости в виде  $\chi = C / (T - \theta)$  связывают с воздействием внутренних полей. В частности положительное значение  $\theta$  соответствует ферромагнетикам, а отрицательное — антиферромагнетикам. В нашем случае изменение знака  $\theta$  соответствует области температур, в которой начинается делокализация электронов — размытый переход "диэлектрик — металл" [4].

Дальнейшие исследования должны показать сопутствует ли этому переходу вигнеровская корреляция электронов [5].

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 апреля 1972 г.

#### Литература

- [1] Б.М.Вул, Э.И.Заварицкая, И.Д.Воронова, Н.В.Рождественская. ФТП, 5, 943, 1971.
- [2] J.Korringa, A.N.Gerritsen. Physika, 19, 457, 1953.
- [3] Y.Toyozawa. J. Phys. Soc. Jap., 17, 986, 1962.
- [4] N.F.Mott, Z.Zinamon. Reports on Progr. in Physics, 33, 881, 1970.
- [5] E.Wigner. Trans. Farad. Sos., 34, 678, 1938.