

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В p -GaAs <Mn>

Гуткин А. А., Колчанова Н. М., Лагунова Т. С.,
Плотицын А. Е., Рещиков М. А., Саморуков Б. Е.

Исследовалась температурная зависимость эффекта Холла в p -GaAs<Mn>. Найдено, что фактор вырождения уровня Mn меньше 4. Этот факт объяснен расщеплением основного состояния нейтрального акцептора Mn_{Ga} , которое является следствием обменного взаимодействия дырки на центре с электронами $3d$ -оболочки Mn.

1. *Введение.* Как известно, Mn в GaAs дает акцепторный уровень, лежащий на ~ 0.11 эВ выше валентной зоны. Этот уровень связывают с атомом Mn на месте Ga (Mn_{Ga}), и его свойства исследовались различными методами [1-11]. Изучению эффекта Холла в p -GaAs<Mn> посвящены работы [1-4]. Характерно, что почти всегда при расчете параметров полагалось, что фактор вырождения уровня Mn g равен 4, как у мелкого акцептора. Лишь в [4] фактор вырождения подбирался эмпирически. Найденная при этом величина $g=2.3 \pm 1$ никак не интерпретировалась.

Недавно было показано, что центр Mn_{Ga} не описывается моделью мелкого акцептора, а ведет себя более сложно [9-11], что должно накладывать отпечаток, в частности, и на значение фактора вырождения этого уровня. В настоящей работе в результате детального изучения эффекта Холла в p -GaAs<Mn> получено значение фактора вырождения уровня Mn, отличное от 4, чему дано объяснение в модели, учитывающей обменное взаимодействие дырки на центре Mn_{Ga} с электронами $3d$ -оболочки [10, 11].

2. *Результаты эксперимента.* Температурная зависимость концентрации дырок в p -GaAs<Mn> в диапазоне $T=77 \div 440$ К определялась из эффекта Холла в магнитном поле $H=3 \div 10$ кЭ. Концентрация дырок p находилась как $p = a_r (Rc)^{-1}$, где R — коэффициент Холла, а холловский фактор a_r считался равным единице. Образцы были получены методом направленной кристаллизации из легированных Mn стехиометрических расплавов в кварцевой вакуумированной ампуле. Зависимости концентрации дырок от обратной температуры для трех образцов приведены на рис. 1. Экспоненциальный участок кривой $p = f(T^{-1})$ при $T < 200$ К соответствует энергии ионизации уровня Mn. Это позволяет заключить, что при низких температурах уровень Ферми находится вблизи уровня Mn и во всем исследуемом температурном диапазоне происходит опустошение последнего. В этом случае уравнение электронейтральности сводится к квадратичному относительно концентрации дырок и имеет вид

$$p + N_D = \frac{N_{Mn}}{1 + \frac{g_p}{N_v} \exp \frac{E_{Mn}}{kT}}, \quad (1)$$

где N_D — разность концентраций мелких доноров и акцепторов, $N_v = (2\pi m^* kT / \hbar^2)^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в валентной зоне ($m^* = 0.6 m_0$), N_{Mn} — концентрация центров Mn_{Ga} , E_{Mn} — энергетическое положение уровня Mn, отсчитываемое от v -зоны. Следует отметить, что на образцах с большей концентрацией марганца ($N_{Mn} \approx 10^{19}$ см $^{-3}$), как и в [1-3], наблюдалось заметное

уменьшение наклона кривой $p=f(T^{-1})$ в низкотемпературной части. Образцы с такой высокой концентрацией Mn нами не анализировались.

Считая в (1) неизвестными значения E_{Mn} , N_{Mn} , N_D и g , мы добивались совмещения расчетной кривой с экспериментом, производя минимизацию суммы квадратов относительных отклонений модифицированным методом Гаусса—Зейделя на ЭВМ по программе [12], адаптированной к нашему случаю. Наилучшая аппроксимация достигалась при $g=1 \div 1.8$. При задании $g=4$ среднее квадратичное относительное отклонение существенно выросло (например, от 0.014 до 0.09 для образца 2). Мы считаем, что отличие фактора вырождения от 4 можно объяснить в модели, учитывающей обменное взаимодействие дырки на центре Mn_{Ga} с электронами $3d$ -оболочки [10, 11].

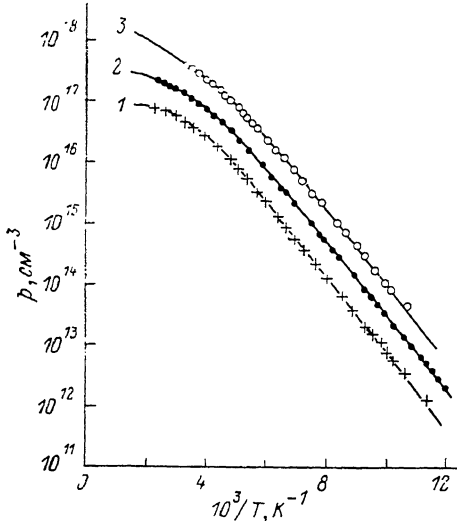


Рис. 1. Зависимость концентрации дырок от обратной температуры в p -GaAs(Mn).

Точки — эксперимент для образцов 1—3, линии — расчет по (1), (2) с параметрами, указанными в таблице.

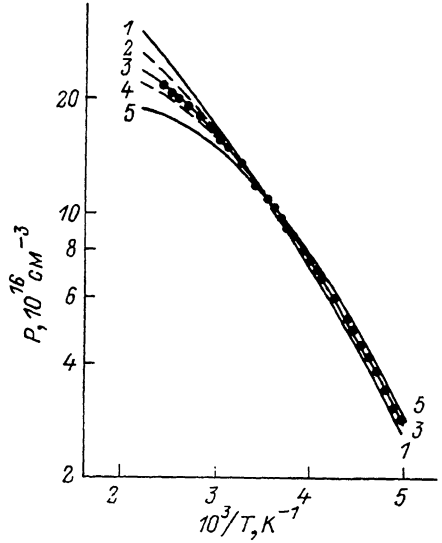


Рис. 2. Зависимость концентрации дырок от обратной температуры при $T > 200$ К в p -GaAs(Mn).

Точки — эксперимент для образца 2, линии — расчет по (1), (2) с параметрами $|A|$, мэВ: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 15, 5 — ∞ ; значения остальных параметров, подбираемых для лучшей аппроксимации, N_{Mn} , 10^{17} см $^{-3}$: 1 — 6.34, 2 — 5.70, 3 — 4.43, 4 — 4.26, 5 — 3.57; N_D , 10^{18} см $^{-3}$: 1 — 4.39, 2 — 7.0, 3 — 11.2, 4 — 14.2, 5 — 15.0; E_{Mn} , мэВ: 1 — 106.8, 2 — 113.7, 3 — 110.5, 4 — 108.0, 5 — 105.0.

3. Учет обменного взаимодействия на центре Mn_{Ga} . В работах [10, 11] была предложена следующая модель центра Mn_{Ga} в GaAs. Для описания нейтрального состояния центра предполагалось, что в исходном состоянии дырка на нем характеризуется полным моментом $J=3/2$. Учет обменного взаимодействия этой дырки с электронами $3d$ -оболочки Mn, полный спин которых $S_d=5/2$, приводит к расщеплению уровня центра на 4 со следующими значениями полного момента: $F=1, 2, 3, 4$. Кратность вырождения каждого уровня $2F+1$. Возбужденные состояния ($F=2, 3, 4$) отстоят от основного ($F=1$) на энергии $2|A|$, $5|A|$ и $9|A|$, где A — константа обменного взаимодействия. Состояние центра после эмиссии дырки не расщеплено и имеет кратность вырождения $g_0=2S_d+1=6$. В условиях существования возбужденных состояний центра, согласно общим представлениям [13], фактор вырождения рассматриваемого акцептора g равен

$$g = \frac{g_1}{g_0} = \frac{3 + 5 \exp(-2|A|/kT) + 7 \exp(-5|A|/kT) + 9 \exp(-9|A|/kT)}{6}, \quad (2)$$

где g_1 — эффективная кратность вырождения нейтрального акцептора. В предельных случаях ($|A|/kT \rightarrow 0$ и $|A|/kT \rightarrow \infty$) фактор вырождения прини-

мает значения $g(0)=4$ и $g(\infty)=0.5$. В промежуточной области значений $|A|$ фактор вырождения зависит от температуры, но всегда меньше 4. Выражение (2) использовалось нами при аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (1). Значения параметров модели, при которых достигалось наилучшее согласие расчета с экспериментом, приведены в таблице. Среднее квадратичное

Параметры исследованных образцов p -GaAs<Mn>, полученные аппроксимацией температурной зависимости постоянной Холла с помощью выражений (1) и (2)

№ образца	$N_{Mn}, \text{см}^{-3}$	$N_D, \text{см}^{-3}$	$E_{Mn}, \text{мэВ}$	$ A , \text{мэВ}$
1	$(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^{17}$	$(9.8 \pm 1.2) \cdot 10^{16}$	113.5 ± 1	11 ± 2
2	$(4.4 \pm 0.2) \cdot 10^{17}$	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{17}$	110 ± 1	10 ± 1
3	$(2.3 \pm 0.8) \cdot 10^{18}$	$(1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$	112 ± 3	8 ± 5

относительного отклонения при этом было $0.007 \div 0.016$. Как видно из таблицы, полученные таким подбором значения энергии ионизации уровня Mn близки к энергиям, определяемым оптическими методами ($108 \div 113$ мэВ [⁶⁻⁸]), а средняя величина $|A|$ составляет ~ 10 мэВ. Ранее из экспериментов по пьезоспектроскопическому исследованию полосы фотолюминесценции Mn_{Ga} было получено $|A| = (4 \pm 1)$ мэВ [¹¹]. По нашему мнению, одной из причин этих различий является относительно низкая чувствительность результатов аппроксимации к вариации величины $|A|$ в определенных пределах. На рис. 2 показаны высокотемпературные части кривых $p=f(T^{-1})$ для образца 2, вычисленные при различных $|A|$. Видно, что наилучшая аппроксимация при $|A| = 5$ и 15 мэВ также не сильно отличается от эксперимента. Это отличие может быть вызвано погрешностями обработки данных, в частности предположением о постоянстве a_r во всем исследуемом температурном интервале. Отметим, что величина магнитосопротивления образцов, как показали измерения, очень мала ($\Delta \rho / \rho < 1\%$ при $T=77$ К и $H=10$ кЭ). Это свидетельствует о несущественной роли легких дырок в эффектах переноса [¹⁴], поэтому a_r определяется только механизмом рассеяния тяжелых дырок. Как следует из измерений подвижности, при температурах выше 200 К превалирует рассеяние на колебаниях решетки, при котором $a_r \approx 1$ [¹⁴]. С понижением температуры (при $T < 150$ К) наблюдался переход к рассеянию на ионах, которое должно приводить к росту a_r . Расчеты a_r из экспериментальной величины подвижности при рассмотрении рассеяния на колебаниях решетки и на ионах с учетом экранирования [¹⁵] дают $a_r = 1.3 \div 1.5$ при $T=100$ К. Для оценки влияния такого изменения a_r мы предположили, что $a_r = 1.5$ при $T=100$ К и линейно изменяется до $a_r = 1$ при $T = 200$ К. Полученная таким образом из холловских измерений зависимость концентрации дырок от температуры наилучшим образом описывается (1) с учетом (2) при $|A| = 5$ мэВ, $E_{Mn} = 107$ мэВ, $N_{Mn} = 4.7 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, $N_D = 9 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ (для образца 2).

Таким образом, приведенные выше результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Фактор вырождения уровня Mn значительно меньше 4, что свидетельствует об отличии электронной структуры этого центра от структуры мелкого акцептора.

2. Полученные величины фактора вырождения находят объяснение при рассмотрении возбужденных состояний в модели центра Mn_{Ga} , учитывающей обменное взаимодействие дырки на центре с электронами $3d$ -оболочки Mn [¹¹]. Оцениваемая при этом из эффекта Холла константа обменного взаимодействия не противоречит величине, определенной ранее из пьезоспектроскопических экспериментов [¹¹].

3. Сопоставление энергии ионизации уровня Mn, определенной при аппроксимации холловских данных в рассматриваемой нами модели, с величиной, получаемой в предположении $g = \text{const}$ [¹⁻⁴], показывает, что учет обменного взаимодействия дает лучшее согласие этой энергии с результатами оптических измерений.

Авторы благодарны А. А. Рогачеву, инициировавшему настоящую работу, а также В. А. Лагунову и О. В. Емельяненко за оказанную помощь и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Brown W. J., Jr., Blakemore J. S. — J. Appl. Phys., 1972, N 5, v. 43, p. 2242—2246.
- [2] Brown W. J., Jr., Woodbury D. A., Blakemore J. S. — Phys. Rev., 1973, v. B8, N 12, p. 5664—5668.
- [3] Blakemore J. S., Brown W. J., Jr., Stass M. L., Woodbury D. A. — J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 7, p. 3352—3354.
- [4] Vieland L. J. — J. Appl. Phys., 1962, v. 33, N 6, p. 2007—2008.
- [5] Laßmann K., Schad Hp. — Sol. St. Commun., 1976, v. 18, N 4, p. 449—452.
- [6] Schairer W., Schmidt M. — Phys. Rev., 1974, v. B10, N 6, p. 2501—2506.
- [7] Lee T. C., Anderson W. W. — Sol. St. Commun., 1964, v. 2, N 2, p. 265—268.
- [8] Charman R. A., Hutchinson W. G. — Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, N 12, p. 443—445.
- [9] Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н., Никитин Л. П., Перель В. И., Сапега В. Ф. — ФТП, 1982, т. 24, в. 12, с. 3550—3557.
- [10] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Колчанова Н. М., Рещиков М. А. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1629—1633.
- [11] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Рещиков М. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1847—1853.
- [12] Лагунов В. А. — В кн.: Алгоритмы и математическое обеспечение для физических задач. Л., 1978, с. 14—52; Лагунов В. А., Полозенко В. И. — Зав. лаб., 1977, т. 43, в. 8, с. 947—951.
- [13] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [14] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 616 с.
- [15] Блатт Ф. Д. Теория подвижности электронов в твердых телах. Л., 1963. 224 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 22.06.1987
Принята к печати 5.02.1988