

- [1] Kendelewicz T., Kierzek-Pecold E. // Sol. St. Commun. 1978. V. 25. P. 579—581.
 [2] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 1. С. 35—72.
 [3] Moritani A., Taniguchi K., Hamaguchi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1973. V. 34. P. 79—88.
 [4] Wrobel J. M., Basset L. C., Aubel J. L., Sundaram S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 1135—1138.
 [5] Велиюлин Э. И., Ляпин Р. Х. // Тез. докл. XX Всес. съезда по спектроскопии. Киев, 1988.
 [6] Aspnes D. E., Rowe J. E. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 188—190.
 [7] Amirtharaj P. M., Pollak F. H., Furdyna J. K. // Sol. St. Commun. 1981. V. 39. P. 35—39.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получено 10.07.1989
Принято к печати 1.09.1989

ФТП, том 24, вып. 1, 1990

ЗЕЕМАНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ $3\Gamma_8^-$ -СОСТОЯНИЯ МЕЛКИХ АКЦЕПТОРОВ В ГЕРМАНИИ

Васильев В. П., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г.,
Иванов-Омский В. И., Кропотов Г. И.

В настоящей работе изучено зеемановское расщепление возбужденного $3\Gamma_8^-$ -состояния дырки, связанной на мелком акцепторе III группы в германии. Получены и проанализированы экспериментальные и теоретические зависимости расщепления от ориентации вектора напряженности магнитного поля (\mathbf{H}) по отношению к осям кристалла. Идентифицированы компоненты $3\Gamma_8^-$ -состояния по проекции полного момента.

Четырехкратно вырожденное по проекции m_j полного углового момента J состояние дырки, волновая функция которого преобразуется по представлению Γ_8^- , в линейном по магнитному полю приближении описывается гамильтоном [1]

$$\mathcal{H}_L = \mu_B g'_1 (\mathbf{H}J) + \mu_B g'_2 (J_x^2 H_x + J_y^2 H_y + J_z^2 H_z). \quad (1)$$

Здесь μ_B — магнетон Бора, g'_1 и g'_2 — параметры, зависящие от невозможных волновых функций состояния.

Зеемановское расщепление при произвольной ориентации \mathbf{H}

$$\Delta E = \mu_B g'_1 \lambda H, \quad (2)$$

где $\lambda^2 = \frac{1}{8} [9(1+9r)^2 + (1+r)^2] \pm (1+7r) [(1+13r)^2 - 36r(1+10r)]^{1/2} + h_x^2 h_y^2 + h_y^2 h_z^2 + h_z^2 h_x^2)^{1/2}$, а $h_i = H_i/H$. Параметр $r = g'_2/4g'_1$ характеризует отклонение состояния от сферической симметрии. Формулу (2) иногда удобно представить в виде $\Delta E_{m_j} = m_j g'_m \mu_B H$, где $m_j = +3/2, +1/2, -1/2, -3/2$.

Расчетная зависимость величины линейного зеемановского расщепления от угла между вектором \mathbf{H} и кристаллографическими осями при вращении \mathbf{H} в плоскости (110) показана на рис. 1.

Экспериментально регистрировались спектры фотовозбуждения в $3\Gamma_8^-$ -состояние из основного состояния (C -линии) дырки, связанной на акцепторах — боре, алюминии или галлии. Концентрация примесей составляла $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Использовался метод субмиллиметровой лазерной фотоэлектрической магнито-спектроскопии [2]. Источниками излучения являлись лазеры на парах CH_3OH и CH_3OD с оптической накачкой перестраиваемым CO_2 -лазером [3].

Зависимость положения компонентов C -линии в магнитном поле от направления вектора \mathbf{H} в плоскости (110) приведена на рис. 2. Изменение расстояний

H [100]			H [111]			H [110]		
данные вашей работы	[⁴]	m_j	данные нашей работы	[⁴]	m_j	данные нашей работы	[⁴]	m_j
C_{12}	C_{12}	$\left\{ \begin{array}{l} 3/2 \\ 1/2 \end{array} \right.$	C'_1	C'_4	$3/2$	C''_1	C''_2	$3/2$
C_{34}	C_{34}	$\left\{ \begin{array}{l} -1/2 \\ -3/2 \end{array} \right.$	C'_{23}	C'_{23}	$\left\{ \begin{array}{l} 1/2 \\ -1/2 \end{array} \right.$	C''_3	C''_1	$1/2$
			C'_4	C'_1	$-3/2$	C''_2	C''_4	$-1/2$
						C''_4	C''_3	$-3/2$

между линиями в магнитном поле пропорционально изменению энергии зеемановского расщепления состояний. При этом величина зеемановского расщепления $3\Gamma_8$ -состояния много больше, чем расщепление основного состояния [⁴].

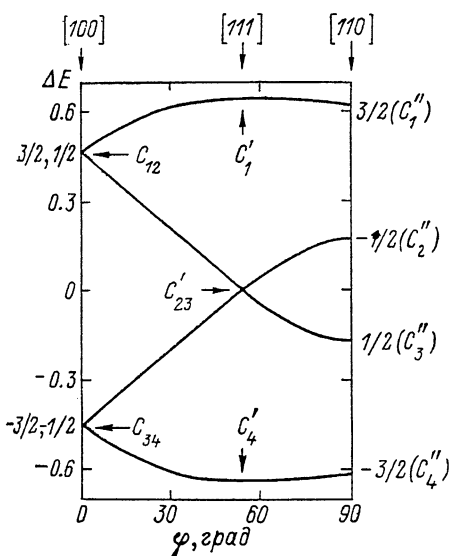


Рис. 1. Зависимость расщепления $3\Gamma_8$ -состояния от направления магнитного поля.

Энергия измеряется в единицах $g_1^2 \mu_B H$, $\tau = -1/13$ [¹].

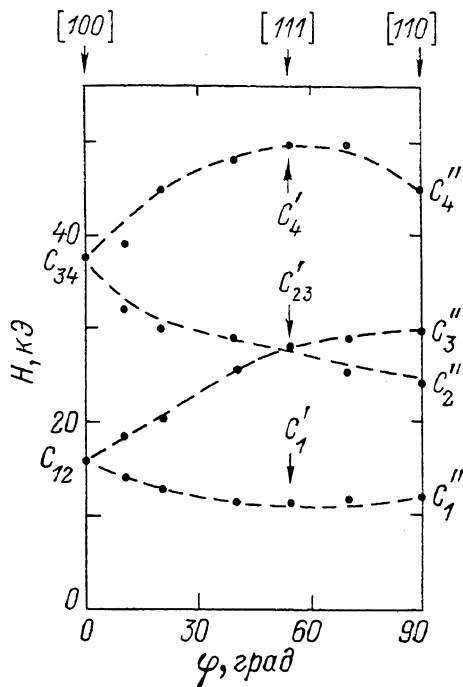


Рис. 2. Зависимость положения C -линий от направления магнитного поля.

Точки — эксперимент; примесь — алюминий; $\lambda = 133.1$ мкм. Штриховые линии проведены для наглядности.

Поэтому допустимо сопоставление угловых зависимостей на рис. 1 и 2. Оно свидетельствует о качественном совпадении рассчитанной зависимости с экспериментальными данными. Сравнение позволяет идентифицировать конечные состояния переходов, соответствующие компонентам C -линии, по проекции полного момента. Результаты идентификации приводятся в таблице и сравниваются с данными [⁴]. В [⁴] идентификация проводилась также по спектрам фотовозбуждения, но только в геометриях H || [100], H || [111] и H || [110], где возможна неоднозначность в идентификации (рис. 1, 2).

Хорошее совпадение эксперимента и теории позволяет считать окончательно установленной идентификацию компонентов $3\Gamma_8$ -состояния по проекции полного момента.

Список литературы

- [1] Merlet F., Pajot B., Arcas Ph., Jean-Louis A. M. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 8. P. 3297—3317.

- [2] Аверкиев Н. С., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Кропотов Г. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 4 (10). С. 1409—1417.
- [3] Голубев В. Г., Гореленок А. Т., Иванов-Омский В. И., Минервин Н. Г., Осутин А. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. В. 2. С. 282—285.
- [4] Broeckx J., Clauws P., Van den Steen K., Vennik J. // J. Phys. C. 1979. V. 12. P. 4061—4079.

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

Получено 1.08.1989
Принято к печати 1.09.1989

ФТП, том 24, вып. 1, 1990

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ДЫРКИ С НЕЙТРАЛЬНЫМ АКЦЕПТОРОМ В АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гельмонт Б. Л., Родина А. В., Эфрос Ал. Л.

Известно, что нейтральный донор или акцептор может присоединить к себе еще одну заряженную частицу — электрон или дырку и образовать при этом так называемый D^- или A^+ -центр соответственно [1]. В полупроводниках с простой параболической зоной проводимости D^- -центр аналогичен отрицательному иону водорода H^- . Структура его волновых функций хорошо известна, а для энергии связи расчеты дают значение, составляющее 5.5 % от энергии связи нейтрального центра [2].

Настоящая работа посвящена расчету энергии связи дырки с нейтральным центром акцепторного типа (A^+ -центр) в полупроводниках с вырожденной валентной зоной (типа Ge, InSb, GaAs). Интерес к центрам такого типа возрос в последнее время в связи с возможностью прямого и точного измерения их энергии связи [3].

Рассмотрим только мелкий «водородоподобный» акцептор,¹ потенциал примесного центра в котором имеет кулоновский вид — $e^2/\kappa r$, где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Гамильтониан, описывающий A^+ -центр такого типа, можно записать в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0(\mathbf{r}_1) + \hat{H}_0(\mathbf{r}_2) + \frac{e^2}{\kappa |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad (1a)$$

$$\hat{H}_0(\mathbf{r}) = \hat{H}_L(\mathbf{r}) - \frac{e^2}{\kappa r}, \quad (1b)$$

$$\hat{H}_L(\mathbf{r}) = \frac{1}{m_0} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2} - \gamma (\hat{\mathbf{p}} \mathbf{J})^2 \right], \quad (1в)$$

где \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — координаты двух дырок относительно примесного центра, m_0 — масса свободного электрона. Гамильтониан Латтинжера \hat{H}_L записан в пренебрежении гофрировкой изоэнергетических поверхностей. Соответственно с этим γ_1 и $\gamma = \gamma_2 = \gamma_3$ — постоянные Латтинжера, связанные с эффективной массой легкой и тяжелой дырок соотношениями $m_l = m_0/(\gamma_1 + 2\gamma)$, $m_h = m_0/(\gamma_1 - 2\gamma)$ [6]. Входящие в \hat{H}_L матрицы J_x , J_y , J_z имеют размерность 4×4 и являются проекциями спинового момента $\mathbf{J} = 3/2$ [6]. Гамильтониан \hat{H}_0 описывает дырку на нейтральном акцепторе в полупроводнике с вырожденной валентной зоной.

В связи со сферической симметрией гамильтониана \hat{H}_0 все дырочные состояния на нейтральном акцепторе характеризуются полным моментом \hat{F} и $(2F+1)$ -

¹ Для глубоких акцепторов энергия связи A^+ -центров находилась по теории возмущений в работе [4].