

## ОБНАРУЖЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs

В.Г.Голубев, В.И.Иванов-Омский, И.Г.Минервин,  
А.В.Осутин, Д.Г.Поляков

Впервые в кубическом полупроводнике с минимумом зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна наблюдается зависимость положения и спинового расщепления линии циклотронного резонанса электронов от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей.

Энергетический спектр электронов вблизи дна зоны проводимости арсенида галлия в магнитном поле  $\mathbf{H}$  определяется гамильтонианом

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \frac{\hbar^2 K^2}{2m} + \frac{1}{2} g \mu_B (\vec{\sigma} \mathbf{H}) + a_1 K^4 + a_2 H^2 + \\ & + a_3 (\{K_x^2, K_y^2\} + \{K_x^2, K_z^2\} + \{K_y^2, K_z^2\}) + a_4 K^2 (\vec{\sigma} \mathbf{H}) + \\ & + a_5 \{(\vec{\sigma} \mathbf{K}), (\mathbf{KH})\} + a_6 (K_x^2 \sigma_x H_x + K_y^2 \sigma_y H_y + K_z^2 \sigma_z H_z), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\hbar \mathbf{K}$  — кинематический импульс,  $\vec{\sigma}$  — матрицы Паули,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Оси  $x, y, z$  совпадают с главными кристаллическими. Фигурные скобки обозначают антикоммутиатор. Гамильтониан записан с точностью до членов, возникающих в четвертом порядке  $\mathbf{K}$  в теории возмущений<sup>1</sup>. В нем опущено слагаемое третьего порядка по  $\mathbf{K}$ , связанное с отсутствием у кристалла GaAs центра инверсии (в сильном магнитном поле его вклад относительно мал). Третье и пятое слагаемые выражения (1) описывают зависимость от  $\mathbf{K}$  эффективной массы электрона, а последние три слагаемых — зависимость от  $\mathbf{K}$  эффективного  $g$ -фактора. Члены, содержащие коэффициенты  $a_3$  и  $a_6$ , обуславливают анизотропию спектра, т. е. зависимость массы и  $g$ -фактора от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей. Эти члены появляются в гамильтониане исключительно из-за взаимодействия зоны проводимости с высшими зонами<sup>2</sup>. Поэтому анизотропия должна быть очень мала (для GaAs  $\sim 0,1 - 1\%$  в поле  $\sim 10^5$  Э), а ее наблюдение чрезвычайно затруднено.

Нами исследовался циклотронный резонанс (ЦР) на свободных электронах. Изучалось спиновое расщепление линии ЦР на две компоненты. Расщепление обусловлено непараболометричностью зоны проводимости, т. е. отличием  $g$ -факторов разных уровней Ландау<sup>3-5</sup>. Основным результатом является обнаружение анизотропии этого расщепления, а также анизотропии положения дублета как целого. Первое связано с анизотропией  $g$ -фактора, второе — с анизотропией циклотронной массы. Кроме того, аналогичные эффекты обнаружены нами и для примесного ЦР (линии фотовозбуждения мелких доноров  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ ).

Исследовались чистые слои  $n$ -GaAs ( $N_D - N_A = (0,2 - 2,7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_{77} = (1,0 - 1,7) \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ); выращенные методом газотранспортной эпитаксии. Измерения проводились на субмиллиметровом лазерном магнитоспектрометре высокого разрешения<sup>6</sup>. Источниками излучения ( $\hbar \omega = 3,68 - 17,59$  мэВ) являлись гозоразрядные лазеры непрерывного действия на парах  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ ,  $\text{HCN}$  и лазер на парах  $\text{CH}_3\text{OH}$  с оптической накачкой перестраиваемым  $\text{CO}_2$ -лазером. Спектры фотопроводимости (ФП) записывались на фиксированных частотах излучения лазеров разверткой магнитного поля ( $H \leq 80$  кЭ) при  $T = 4,2\text{K}$  в геометрии Фогта.

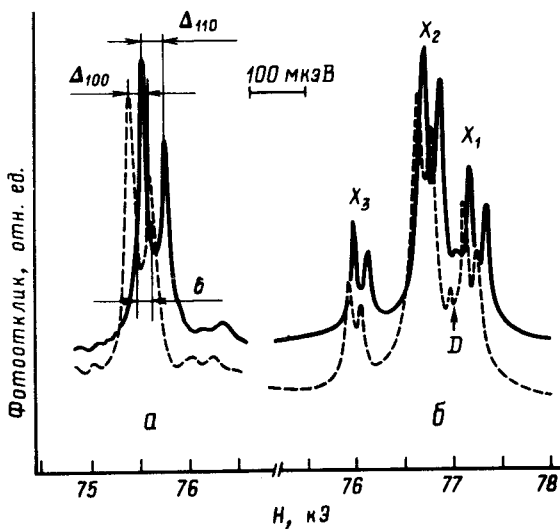


Рис. 1. Спектры фотопроводимости GaAs в магнитном поле: *a* – линия циклотронного резонанса, *б* – линия фотовозбуждения мелких доноров  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ . Сплошные кривые –  $H \parallel [110]$ , пунктирные –  $H \parallel [100]$

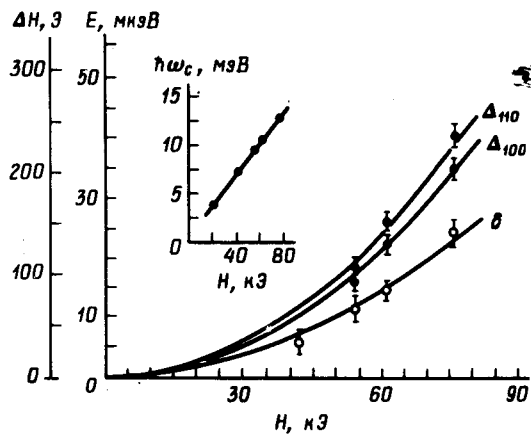


Рис. 2. Зависимости спинового расщепления ( $\Delta$ ) и смещения ( $\delta$ ) линии циклотронного резонанса от ориентации и напряженности магнитного поля. На вставке – зависимость от магнитного поля циклотронной энергии  $\hbar\omega_c$

На рис. 1, *a* приведены участки спектров ФП образца GaAs ( $N_D - N_A = 6,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_{77} = 1,7 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ), соответствующие линии ЦР, при энергии квантов излучения  $\hbar\omega = 12,85 \text{ мэВ}$ . Образец вращался в плоскости (001). При этом наблюдалось смещение  $\delta$  положения центра дублета линии ЦР от минимального  $H$  при  $H \parallel [100]$  до максимального при  $H \parallel [110]$ . Расстояние между компонентами дублета  $\Delta$  также зависело от ориентации  $H$ . Оно максимально при  $H \parallel [110]$  и минимально при  $H \parallel [100]$  ( $\Delta_{110}$  и  $\Delta_{100}$  на рис. 1, *a*).

Расчет на основании (1) приводит к выражениям

$$\delta = \frac{6a_3 e^2}{\hbar^2 c^2} \frac{H_x^2 H_y^2 + H_x^2 H_z^2 + H_y^2 H_z^2}{H^2},$$

$$\Delta = \frac{4e}{\hbar c} \left( a_4 H^2 + a_6 \frac{H_x^2 H_y^2 + H_x^2 H_z^2 + H_y^2 H_z^2}{H^2} \right) \quad (2)$$

для переходов между нулевым и первым уровнями Ландау электронов с нулевым импульсом движения вдоль  $H$ . Эти зависимости наилучшим образом согласуются с экспериментальными (см. рис. 2) при  $a_3 = -1,2 \cdot 10^{-29} \text{ эВ} \cdot \text{см}^4$ ,  $a_4 = 9,7 \cdot 10^{-23} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{э}^{-1}$ ,  $a_6 = 4,9 \cdot 10^{-23} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{э}^{-1}$ . Полученные таким образом параметры гамильтониана (1) близки к вычисленным по  $K \cdot p$ -теории возмущений, учитывающей взаимодействие только трех ближайших зон. При вращении  $H$  в плоскости (111) анизотропия в соответствии с (2) не наблюдалась.

На рис. 1, *б* изображены спектры примесного ЦР ( $\hbar\omega = 17,59 \text{ мэВ}$ ). Ориентационная зависимость спинового расщепления и смещения центров дублетов линий  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , соответствующих различным донорам ( $X_1, X_2, X_3$  и  $D$  в обозначениях <sup>7, 8</sup>), аналогична приведенной на рис. 1, *a*. Отметим, что при столь сильных магнитных полях, для которых циклотронная энергия порядка боровской, смещение и расщепление линий сравнимы с разностями химических сдвигов.

## Литература

1. *Kittel Ч.* Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967 г.
2. *Ogg N.R.* Proc. Phys. Soc., 1966, **89**, 431.
3. *Fetterman H., Waldman J., Wolfe C.M.* Solid State Comm., 1972, **11**, 375.
4. *Stradling R.A., Eaves L., Hoult R.A., Miura N., Simmonds P.E.*, Gallium Arsenide and Related Compounds/ Inst. Phys. London, Bristol. Conf. Ser.No.17, 1972, p. 65.
5. *Sigg H., Bluysen H.J.A., Wyder P.* Solid State Comm., 1983, **48**, 897.
6. *Аверкиев Н.С., Гельмонт Б.Л., Голубев В.Г., Иванов-Омский В.И., Кропотов Г.И.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 1409.
7. *Low T.S., Stillman G.E., Cho A.Y., Morkoc H., СаРова А.Р.* Appl. Phys. Lett., 1982, **40**, 611.
8. *Armistead C.J., Davidson A.M., Knowles P., Najda S.P., Stradling R.A., Nicholas R.J., Sessions S.J.* Application of High. Magnetic Fields in Semiconductor Physics. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York, Tokyo, 1983, (Lecture Notes in Physics, 177 ), p. 289.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
8 июля 1984 г.