

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Е.Кирпичев, И.В.Кукушкин В.Б.Тимофеев,  
В.И.Фалько

На примере  $2d$  электронного газа в AlGaAs–GaAs гетероструктуре показано, что в сильных наклонных магнитных полях  $H$ , когда  $\hbar\omega_c = \hbar eH/mc$  намного превышает энергию размерного квантования, расщепление между уровнями не зависит от магнитного поля и определяется формой потенциальной ямы и углом наклона поля.

1. Метод наклонного поля довольно широко использовался в экспериментах с  $2d$ -электронами для демонстрации их двумерности <sup>1</sup>, для изучения спинового расщепления <sup>2</sup> и др. При этом обычно считалось, что энергетика квантовых состояний определяется исключительно нормальной компонентой магнитного поля <sup>3</sup>. Влияние параллельной составляющей магнитного поля  $H_{\parallel}$  на расщепление уровней Ландау исследовалось методами циклотронного резонанса <sup>4</sup> в режиме, когда  $H_{\parallel}$  приводит к расталкиванию  $n$ -го и  $(n+1)$ -го уровней Ландау из различных подзон размерного квантования. В слабых магнитных полях, при которых магнитная длина  $\lambda_{\parallel} = \lambda_H / \sin^{1/2} \alpha$ , определяемая по продольной компоненте магнитного поля  $H_{\parallel} = H \sin \alpha$ , во много раз превосходит ширину ямы  $\lambda_z$ , его влияние на спектр двумерных носителей естественно учитывать в рамках теории возмущений. Опуская возможные изменения формы квантующего потенциала, можно считать, что: а) в области малых полей поправка  $\delta E_n$  к энергии  $E_n$   $n$ -го размерно-квантованного уровня возникает во втором порядке по  $H_{\parallel}$ ,  $\delta E_n \sim (\hbar\omega_c \sin \alpha)^2 / (E_1 - E_0)$ , а положение уровней Ландау изменяется только за счет вызванной параллельным полем анизотропии эффективной массы  $2d$ -носителя; б) при пересечении соседних уровней Ландау из разных подзон, например, основной и первой возбужденной, параллельная слою компонента магнитного поля снимает вырождение и приводит к расталкиванию уровней

$$\Delta E_{0,1}^{n, n-1} = \frac{|\langle 0 | z | 1 \rangle|}{\lambda_H \cos^{1/2} \alpha} (2n)^{1/2} \hbar\omega_c \sin \alpha.$$

Пересечение  $n$ -го и  $(n-k)$ -го уровней Ландау,  $k > 1$ , не сопровождается их расщеплением, по крайней мере с точностью до квадратичных по  $H_{\parallel}$  поправок. В целом же, циклотронное вращение имеет чисто двумерный характер и определяется только нормальной компонентой поля,  $\omega_c = eH \cos \alpha / mc$ .

2. Интересным представляется, на наш взгляд, другой предел, когда  $\lambda_{\parallel} \ll \lambda_z$  и самым быстрым движением является циклотронное вращение электронов вокруг направления наклонного магнитного поля с частотой  $\omega_c = eH/mc$ , определяемой полной его величиной. Иначе говоря, сильное продольное поле преодолевает размерное квантование в слое и эффективно тримеризует движение частиц, которое теперь соответствует классическому движению по циклоиде с осью вдоль поля. Поэтому в описанном режиме энергия основного состояния сдвигается с ростом поля быстрее, чем это имеет место в области слабых полей. Движение же вдоль магнитного поля можно рассматривать как адиабатическое, и низлежащая часть спектра носителей в пределе  $H \rightarrow \infty$  определяется положением уровней в одномерном потенциале

$$U_{\alpha}(\xi) = U_0(\xi \cos \alpha), \quad \hat{H} = p_{\xi}^2 / 2m + U_{\alpha}(\xi) \quad (1)$$

отличающемся от изначального масштабным преобразованием. (Здесь через  $\xi$  обозначена

координата электрона вдоль магнитного поля). Поэтому расщепления  $E_{nm}^*(\alpha)$  между низколежащими уровнями не зависят от магнитного поля в этом пределе и существенно меньше межподзонного расщепления  $E_{nm}$ . Например, для модельного однопараметрического степенного потенциала  $U(r) \sim z^\nu$

$$E_{nm}^*(\alpha) = \cos^{2\nu/(\nu+2)}(\alpha) E_{nm}, \quad (2)$$

а для точно решаемого случая параболической ямы <sup>5, 6</sup>

$$E_{nm}^*(\alpha) = (n-m) \{ (\omega_c^2 + E_{10}^2) / 2 - [ (\omega_c^2 + E_{10}^2)^2 / 4 - \omega_c^2 E_{10}^2 \cos^2 \alpha ]^{1/2} \}^{1/2} \sim \cos \alpha E_{nm}.$$

Емкость же каждого из уровней определяется исключительно нормальной компонентой магнитного поля.

3. В настоящей работе энергетический спектр электронов в наклонном поле исследуется методом, основанным на изучении излучательной рекомбинации  $2d$ -электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах <sup>7-9</sup> в  $\delta$ -легированном слое. Этот метод позволяет прямым способом измерять энергетические расщепления между квантовыми уровнями. Далее, поскольку в условиях фотовозбуждения слой обеднения отсутствует <sup>10</sup>, то потенциальная яма вблизи интерфейса оказывается достаточно широкой, а энергии квантования уменьшаются. Число состояний, которые проявляются в спектрах люминесценции, определяется заполнением, управляемым подсветкой.

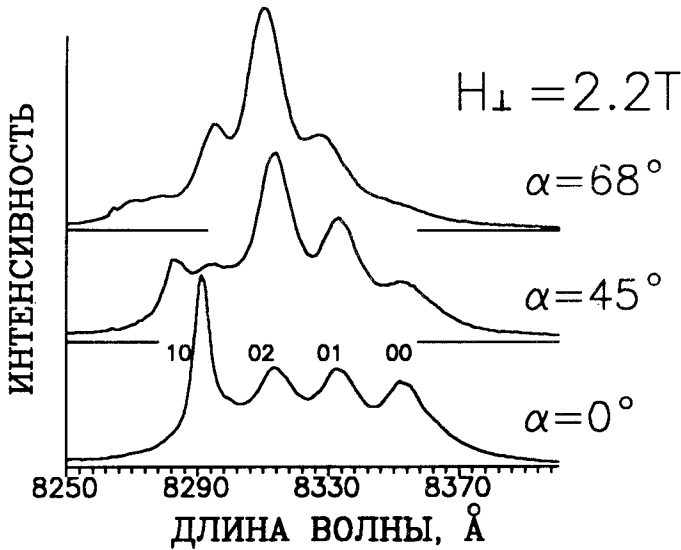


Рис. 1. Спектры излучательной рекомбинации  $2d$ -электронов с дырками, связанными на  $\delta$ -слое акцепторов.  $\alpha$  — угол наклона магнитного поля к нормали к  $2d$ -слою;  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

На рис. 1 представлены спектры излучения, измеренные в одиночном гетеропереходе  $\text{AlGaAs-GaAs}$  при  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в перпендикулярном и наклонном магнитном поле, причем нормальная составляющая магнитного поля во всех трех случаях была одинаковой  $H_{\perp} = 2,2 \text{ Тл}$  (что отвечает фактору заполнения  $\nu = 6$ ). Из этих спектров видно, что: а. При  $H_{\perp} = 2,2 \text{ Тл}$  и  $\alpha < 68^\circ$  расщепление между уровнями Ландау определяется еще нормальной компонентой  $H$  и потому близко во всех трех случаях. б. Из сопоставления интенсивностей линий рекомбинации электронов из нижней подзоны следует, что  $z$ -зависимости волновых функций электронов для различных уровней Ландау этой подзоны, которые были одинаковы

в перпендикулярном магнитном поле, в наклонном поле разнятся из-за подмешивания волновых функций более высоких уровней. Это различие особенно сильно проявляется в больших полях, когда наступает описанная выше тримеризация циклотронного вращения, и амплитуда волновых функций на расстоянии  $z_h$  от интерфейса, там, где локализованы дырки, определяется протяженностью волновых функций связанных состояний в одномерном потенциале (1). Поэтому, как показывает расчет, даже при равном заполнении, нормированная на основное состояние относительная интенсивность  $n$ -ой линии для параболической ямы растет степенным образом с номером уровня

$$I_n / I_0 \sim \{ 2z_h^2 \cos \alpha / \lambda_z^2 \}^n n! , \quad \lambda_z \sim \hbar / (m E_{10})^{1/2} .$$

в. Из рис. 1 также видно, что в наклонном магнитном поле сильно уменьшается интенсивность рекомбинации электронов из возбужденной размерно квантованной подзоны, что отвечает ожидаемому поджатию волновой функции в этих состояниях.

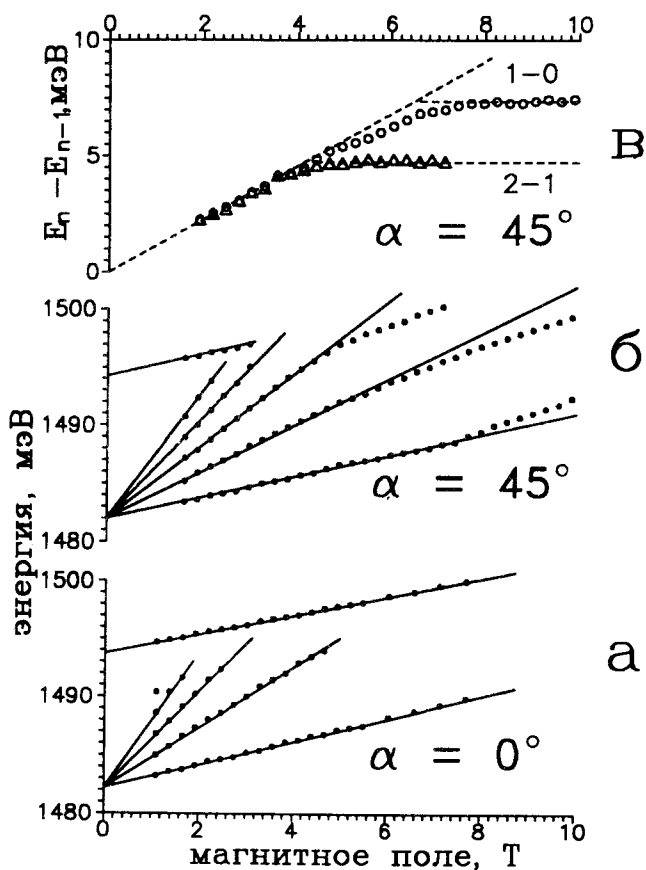


Рис. 2. Зависимость положения линий в спектрах люминесценции от полного поля  $H$ ;  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; а)  $\alpha = 0$ ; б)  $\alpha = 45^\circ$ ; в) зависимость расщепления между уровнями в зависимости от полного поля для  $\alpha = 45^\circ$ .  $H_1^* \sim 4 \text{ Тл}$  и  $H_2^* \sim 7 \text{ Тл}$

Зависимости положения энергии уровней от магнитного поля и расщепления между уровнями, измеренные из спектров люминесценции при  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , представлены на рис. 2 для углов наклона  $0^\circ, 45^\circ$ . Из этого рисунка видно, что в наклонном магнитном поле при больших  $H$  экспериментальные зависимости начинают отклоняться от линейных,

и величина расщепления между соседними уровнями перестает зависеть от магнитного поля. Кроме того, чем больше угол наклона, тем меньше величина этого остаточного расщепления. На рис. 2в показаны зависимости расщепления между нулевым и первым уровнями Ландау, а также первым и вторым в зависимости от магнитного поля, измеренные при  $\alpha = 45^\circ$  и  $n_y = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Из этих зависимостей видно, что начиная с некоторого поля  $H_n^*$ , расщепление практически перестает зависеть от  $H$ . Поэтому мы можем утверждать, что при  $H > H_n^*$  расщепление между уровнями определяется размерным квантованием движения электронов в потенциальной яме вдоль направления магнитного поля, и мы будем полагать его равным  $E_{nm}^*(\alpha)$ . Подчеркнем, что при фиксированной концентрации величины  $H_n^*$  практически не зависят от угла наклона, а при фиксированном угле  $H_n^*$  значительно уменьшается при уменьшении  $n_y$ .

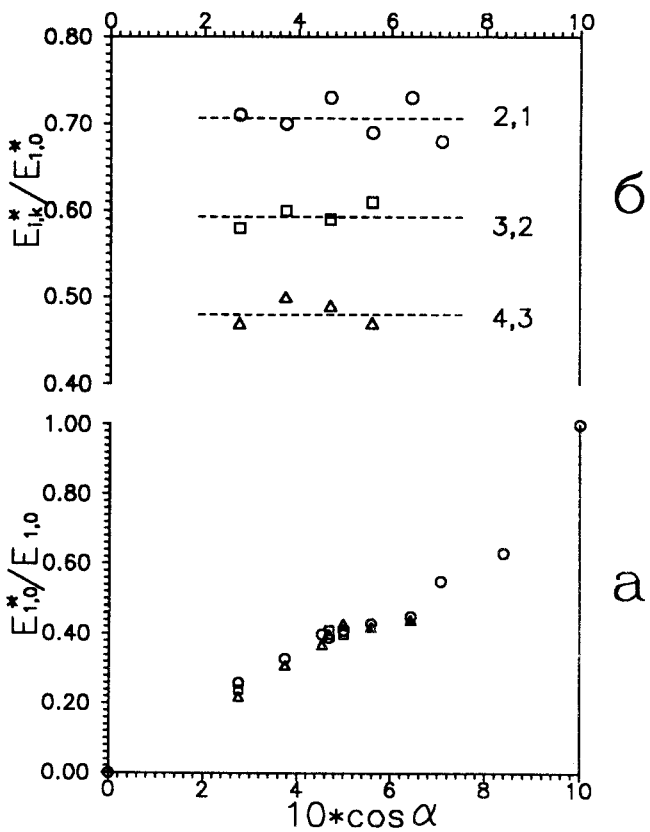


Рис. 3. а – Зависимость расщепления в спектре в сильных наклонных магнитных полях  $E_{10}^* = E_1^* - E_0^*$ , нормированная на межподзонное расщепление в отсутствии магнитного поля, от угла  $\alpha$ :  $\circ$  –  $n_y = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $\square$  –  $n_y = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $\Delta$  –  $n_y = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . б) – Зависимость величины  $E_{nm}^*(\alpha)/E_{10}^*(\alpha)$  от угла  $\alpha$  для  $n_y = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

4. Информация о форме квантовой ямы может быть получена из представленных на рис. 3 зависимостей  $E_{10}^*(\alpha)/E_{10}$  и  $E_{nm}^*(\alpha)/E_{10}^*$  от  $\alpha$ . Угловая зависимость величины  $E_{10}^*/E_{10}$  (рис. 3а) определялась при различных концентрациях электронов в  $2d$  канале и оказалась одинаковой для всех  $n_y$ . Это говорит о том, что с хорошей точностью яму можно аппроксимировать степенной зависимостью так, что  $2d$ -концентрация носителей влияет только на глубину потенциала. Из независимости показанных на рис. 3б величин  $E_{nm}^*(\alpha)/E_{10}^*(\alpha)$  от угла  $\alpha$  следует также и аналогичная факторизация концентрационных и угловых зависимостей.

тей всех расщеплений в спектре. По значению  $\nu$  же этих величин можно определить, что форма ямы в нашем случае соответствует степенному распределению потенциала  $U(z) \sim z^\nu$  с  $\nu \approx 0,5$ .

Таким образом, магнитоспектроскопия  $2d$ -электронов в наклонном поле оказывается эффективным инструментом для изучения формы одиночных потенциальных ям, удерживающих электроны.

### Литература

1. Андо Т. и др. Электронные свойства двумерных систем. М.: МИР, 1985, 196.
2. Chakraborty T., Pietilainen P. Fractional Quantum Hall Effect. New York, Springer-Verlag, 1988, 135.
3. Prange R.E., Girvin S.M. (eds). The Quantum Hall Effect, New York, Springer-Verlag, 1987.
4. Rikken G. et al. Phys. Rev. B, 1986, **34**, 5590; Wieck A.D., et al. Phys. Rev. 1988, **38**, 10158.
5. Maan J.C. In; Superlattices and Microstructures. Springer-Verlag, 1984, 184.
6. Merlin R. Sol. St. Comm., 1987, **64**, 99.
7. Kukulshkin I.V. et al. Festkorperprobleme, 1988, **28**, 21.
8. Kukulshkin I.V. et al. Phys. Rev. B, 1988, **87**, 8509.
9. Kukulshkin I.V. et al. Phys. Rev. B, 1989, **40**, 7788.
10. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. ЖЭТФ, 1987, **92**, 258.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 марта 1990 г.