

## ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ В *p*-ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С РАСЩЕПЛЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

*Е.П.Герман и А.В.Субашиев*<sup>1)</sup>

*Государственный технический университет  
195251 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 16 мая 1997 г.

Теретически исследована оптическая ориентация спинов электронов в сильно-легированных полупроводниковых структурах с валентной зоной, расщепленной вследствие размерного квантования или одноосной деформации. Показано, что понижение уровня Ферми при легировании и понижении температуры должно приводить при возбуждении структур циркулярно поляризованным светом к резким изменениям в зависимости среднего спина возбужденных электронов от энергии фотонов. Это связано со сменой доминирующего вклада в поглощение переходов из подзоны легких дырок и переходов из подзоны тяжелых дырок.

PACS: 73.20.Dx, 78.65.Fa, 78.66.Fd

Оптическая ориентация в полупроводниковых структурах активно используется как для изучения кинетики неравновесных состояний электронов [1, 2], так и для создания эффективных фотоэммиттеров с высокой поляризацией электронного пучка [3]. В напряженных полупроводниковых пленках (сжатых в плоскости гетерограницы) и в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами вырожденное состояние  $\Gamma_8$  края валентной зоны расщеплено на двукратно вырожденные состояния симметрии  $\Gamma_6$  (тяжелые дырки) и  $\Gamma_7$  (легкие дырки), причем подзона тяжелых дырок имеет большую энергию (см. рис.1). При возбуждении электронов циркулярно поляризованным светом вблизи края поглощения среднее значение проекции электронного спина на направление, противоположное направлению момента возбуждающего фотона (совпадающее с внешней нормалью к поверхности пленки), оказывается равным  $S_z = 1/2$ , а поляризация возбужденных электронов  $P=1$ .

Наблюдаемая по поляризации люминесценции и эмиссии поляризованных электронов ориентация спинов достигает значений  $P = 0.9$ , как для *p*-легированных напряженных пленок [4], так и в структурах с квантовыми ямами [5] и в сверхрешетках [6]. При энергии возбуждения, превышающей порог возбуждения переходов из состояний легких дырок, поляризация  $P$  быстро уменьшается, поскольку при возбуждении из подзоны легких дырок создаются электроны с противоположным направлением спина.

Настоящая работа посвящена анализу оптической ориентации электронных спинов в сильно легированных структурах *p*-типа с расщепленной валентной зоной. При низких температурах заполнение верхней дырочной подзоны дырками (смещение вниз уровня Ферми), приводящее к сдвигу краевого поглощения в область больших энергий, при достаточно большой дырочной концентрации должно приводить к изменению доминирующего механизма поглощения, а именно, краевое поглощение должно определяться переходами из отщепленной подзоны легких дырок, а не подзоны тяжелых дырок. Смена механизма краевого поглощения происходит при выполнении условия  $E_F(1 + m_{hh,\perp}/m_c) > \Delta$ .

<sup>1)</sup> e-mail: arsen@tuexp.stu.neva.ru

Здесь  $E_F$  – энергия Ферми тяжелых дырок,  $m_c$  – эффективная масса зоны проводимости,  $m_{h,l}$  – поперечная (по отношению к оси структуры) эффективная масса подзоны тяжелых дырок и  $\Delta$  – деформационное расщепление валентной зоны. При возрастании энергии возбуждения преобладающим в поглощении вновь становится вклад тяжелых дырок.

В работе показано, что перемена доминирующего механизма поглощения должна сопровождаться, в случае возбуждения структуры циркулярно поляризованным светом, резким изменением среднего спина возбужденных электронов, что должно проявляться в резких изменениях поляризации в спектрах возбуждения поляризованной люминесценции и в спектрах эмиссии поляризованных электронов. При повышении температуры смещение уровня Ферми вверх и размытие распределения Ферми приводят к преобладанию в поглощении тяжелых дырок и восстановлению обычной спектральной зависимости электронной поляризации.

Аналогичная "инверсия" в спектральной зависимости поляризации электронов при их легировании и понижении температуры должна наблюдаться и в структурах с квантовыми ямами и в сверхрешетках, а также в сильно легированных растянутых слоях.

Рассмотрим поглощение циркулярно поляризованного света в напряженном слое  $p$ -GaAs, ориентированном по оси [100]. Число электронов, возбужденных светом в зоне проводимости в единицу времени со спинами "вверх" (то есть по нормали к пленке) и "вниз", определяется (с точностью до множителя) величинами [7]

$$\langle F^\alpha \rangle = \frac{2\pi}{\hbar V} \sum_{\mathbf{k}, i} F_i^\alpha n(E_i(\mathbf{k})) \delta(E_c(\mathbf{k}) - E_i(\mathbf{k}) - \hbar\omega), \quad \alpha = \uparrow, \downarrow \quad (1)$$

Здесь  $F_i^\alpha = \sum_m |\langle c, \alpha | e\hat{D} | i, m \rangle|^2$ ,  $i = h, l$ , индекс  $m$  нумерует состояние мультиплета валентной зоны  $\Gamma_8$ ,  $E_{c,i}(\mathbf{k})$  – энергии состояний с волновым вектором  $\mathbf{k}$ ,  $n(E_i(\mathbf{k}))$  – фермиевская функция распределения электронов валентной зоны,  $\hat{D}$  – оператор дипольного момента,  $\mathbf{e}$  – вектор поляризации света,  $V$  – объем кристалла. Вычисления величин  $F_i^\alpha$  (аналогичные выполненным в [7]) дают

$$F_{h,l}^\uparrow = \frac{1}{2} d^2 (1 \pm R), \quad F_{h,l}^\downarrow = \frac{1}{6} d^2 (1 \mp R), \quad (2)$$

где  $d = \langle S | \hat{D}_x | X \rangle$  – матричный элемент межзонного перехода,

$$R = \frac{\tilde{\Delta} + 2\gamma_2(3k_x^2 - k^2)}{\sqrt{\tilde{\Delta}^2 + 2\gamma_2(3k_x^2 - k^2)\tilde{\Delta} + 4\gamma_2^2 k^4 + 12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)(k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2)}}, \quad (3)$$

$\tilde{\Delta} = m_0 \Delta / \hbar^2$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  – параметры Латтинжера.

Коэффициент поглощения  $K$  и степень поляризация электронов  $P$  даются формулами

$$K = \frac{2\pi\hbar\omega}{cn} (\langle F^\uparrow \rangle + \langle F^\downarrow \rangle), \quad P = \frac{\langle F^\uparrow \rangle - \langle F^\downarrow \rangle}{\langle F^\uparrow \rangle + \langle F^\downarrow \rangle} \quad (4)$$

или

$$P = P_h \frac{K_h}{K_l + K_h} + P_l \frac{K_l}{K_l + K_h} \quad (5)$$

Здесь  $K_h$ ,  $K_l$  – парциальные коэффициенты поглощения,  $P_h$  и  $P_l$  – степень поляризации при возбуждении электронов из подзон легких и тяжелых дырок, соответственно. Из уравнений (2)–(5) следует, что величина  $R$  монотонно убывает с ростом электронной энергии, вследствие чего величина  $P_h$  изменяется от 1 до 1/2, а  $P_l$  изменяется от -1 до 1/2. Результирующая электронная поляризация определяется относительным вкладом переходов из подзон легких и тяжелых дырок.

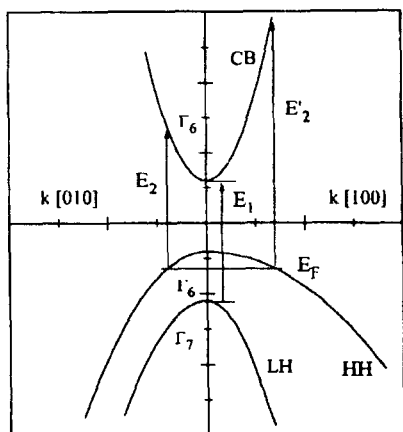


Рис.1. Схема зонной структуры (100) GaAs пленки, сжатой в плоскости (100). Вертикальными линиями показаны пороги прямых оптических переходов из расщепленных состояний легких дырок ( $E_1$ ) и тяжелых дырок ( $E_2$ ,  $E_2'$ ) валентной зоны в состоянии зоны проводимости;  $E_F$  – уровень Ферми

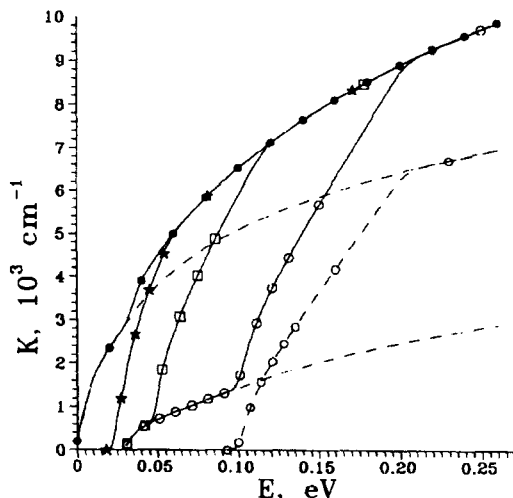


Рис.2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения в легированном напряженном слое GaAs, при  $T = 4\text{K}$ :  $\bullet$  –  $p = 10^{17}\text{ см}^{-3}$ ;  $\star$  –  $p = 3 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ ;  $\square$  –  $p = 10^{18}\text{ см}^{-3}$ ;  $\circ$  –  $p = 3 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ . Штриховыми линиями показаны парциальные вклады в поглощение подзоны легких дырок, а также подзоны тяжелых дырок при низкой концентрации и  $\circ$

Для энергий оптического возбуждения  $E$ , отсчитанной от порога межзонного поглощения ( $E = \hbar\omega - E_g$ ,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны в деформированном слое),  $E \leq (m_{h,\perp}/m_e)\Delta$ , влияние гофрировки дырочного спектра мало ( $\propto (\gamma_3 - \gamma_2)/\gamma_2 E / (m_h/m_e \Delta)$ ), и зависимости  $K(E)$  и  $P(E)$  в напряженном слое GaAs, в области  $E < \Delta_{so}$ , где  $\Delta_{so}$  – спин-орбитальное расщепление валентной зоны, могут быть найдены аналитически. Результаты расчета  $K(E)$  для нескольких значений концентрации дырок показаны на рис.2 (величина расщепления принята равной  $\Delta = 30$  мэВ). Как видно из рис.2, порог поглощения заметно сдвигается в область высоких энергий с ростом концентрации дырок при концентрациях  $p \geq 3 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ .

Отметим корневую зависимость коэффициентов однозонного поглощения вблизи порогов, обусловленную анизотропией подзоны тяжелых дырок в напряженном материале, и резкий рост поглощения у края переходов из подзоны тяжелых дырок в легированном материале, связанный с относительно большой плотностью состояний тяжелых дырок и большим оптическим матричным элементом. Этот рост становится особенно отчетливым при  $E_F > 0.4\Delta$ .

Зависимость электронной поляризации от энергии возбуждения для ряда концентраций дырок при температуре  $T = 4\text{ К}$  показана на рис.3. При малых концентрациях дырок электронная поляризация оказывается высокой и положительной вплоть до энергии возбуждения, равной энергии деформационного расщепления. При  $p > 5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  возникают anomalно сильные изменения электронной поляризации в области малых энергий возбуждения, а ширина полосы anomalной поляризации растет с концентрацией дырок.

Вычисления электронной поляризации при меньших значениях расщепления валентной зоны и более высоких температурах показывают, что для напряженных пленок GaAs с  $m_{hh,1}/m_c > 1$  и типичных значениях  $\Delta \geq 20\text{ мэВ}$  anomalное поведение электронной поляризации остается сильно выраженным уже при  $T \leq 77\text{ К}$  и  $p \geq 10^{18}\text{ см}^{-3}$ .

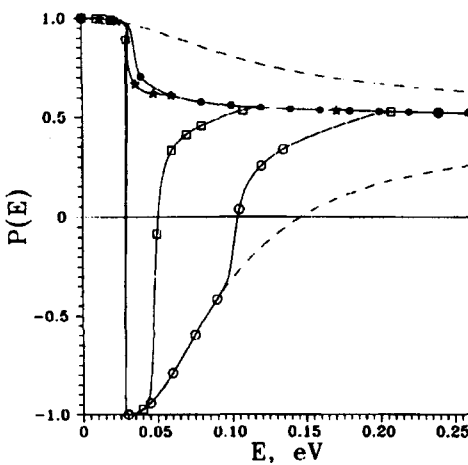


Рис.3. Спектральная зависимость поляризации электронов  $P(E)$ . Обозначения те же, что и на рис.2

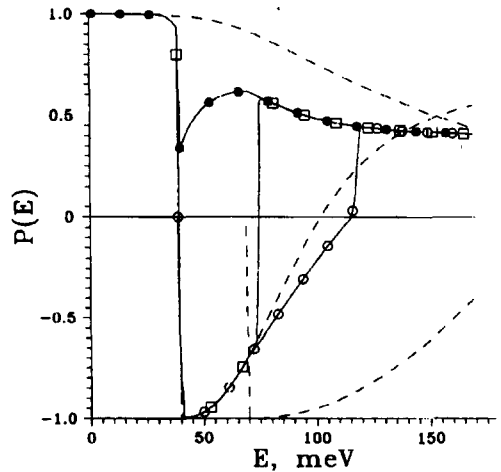


Рис.4. Спектральная зависимость поляризации электронов  $P(E)$  в легированной структуре с квантовой ямой GaAs шириной 5 нм при  $T = 4\text{ К}$ ;  $\bullet - p = 10^{11}\text{ см}^{-2}$ ;  $\square - p = 10^{12}\text{ см}^{-2}$ ;  $\circ - p = 1.5 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$ . Штриховыми линиями показаны парциальные вклады переходов из подзон  $hh1$ ,  $lh1$  и  $hh2$

В сверхрешетках и структурах с квантовыми ямами расщепление спектра обусловлено образованием набора подзон размерного квантования дырочных состояний, а резкие изменения электронной поляризации наблюдаются у порогов межзонных переходов из дырочных подзон размерного квантования [5, 8]. Расчет спектральной зависимости электронной поляризации сводится и в этом случае к вычислению числа электронов, возбуждаемых в зону проводимости в состояния с противоположной ориентацией спинов (см. [9]). Это, однако, требует численного расчета спектров размерного квантования электронов и дырок, вычисления матричных элементов межзонных переходов и плотности конечных состояний. Результаты расчета степени электронной поляризации электронов для структуры GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As с квантовыми ямами GaAs шириной 5 нм (в модели, подробно описанной в [10]) представлены на рис.4. Для рассматриваемой структуры расщепление между первыми подзонами тяжелых ( $hh1$ ) и легких ( $lh1$ ) дырок составляет 40 мэВ, причем подзона  $lh1$

имеет аномально большую массу, что и проявляется в форме провала в спектре поляризации. Полоса аномальной поляризации возникает при двумерной концентрации дырок  $p > 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Спектральная зависимость поляризации для квантовых ям, в отличие от спектров напряженных пленок, весьма чувствительна к параметрам структур (составу и ширине слоев), изменяющим соотношение между парциальными величинами коэффициентов поглощения вблизи порогов переходов между подзонами размерного квантования  $hh1 - e1$ ,  $lh1 - e1$  и  $hh2 - e1$  и порядок следования дырочных минизон.

Ориентация спинов электронов экспериментально проявляется в циркулярной поляризации рекомбинационного излучения, а также в поляризации эмиттированных электронов с поверхности, активированной до отрицательного электронного сродства. В обоих случаях, применяя технику измерений с разрешением по времени [11] и измерения люминесценции с энергией квантов, близкой к энергии возбуждения [12] (или исследование эмиссии с разрешением по энергии [2]), удастся исключить влияние процессов спиновой релаксации, что дает возможность непосредственно наблюдать предсказываемый эффект.

Предсказанная выше зависимость электронной поляризации от энергии возбуждения, ввиду ее резкого изменения, весьма чувствительна к положению уровня Ферми, эффектам кулоновского взаимодействия и флуктуационному размытию края поглощения, модифицирующими спектр носителей и оптические свойства легированных структур [13]. Поэтому наблюдение аномальной поляризации и определение энергий, соответствующих изменению знака поляризации, может быть использовано для получения независимой информации об этих эффектах.

Работа поддержана Международным грантом CRDF (грант RPI-351), Международным грантом INTAS 94-1561, а также Российским фондом фундаментальных исследований.

1. D.N.Mirlin and V.I.Perel', in: *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, V, Eds. C.V.Shank and B.P.Zakharchenya, Elsevier Science, 1992, p. 269.
2. C.Herman, H.-J.Drouhin, G.Lampel et al., in: *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, V, Eds. C.V.Shank and B.P.Zakharchenya, Elsevier Science, 1992, p. 135.
3. *Proc. of the workshop on photocathodes for polarized electron sources for accelerators*, SLAC-432 (January, 1994).
4. B.D.Oskotakij, A.V.Subashiev, and Yu.A.Mamaev, *Phys. Low-Dim. Struct.* 1/2, 77 (1997).
5. A.M.Vasil'ev, F.Daiminger, J.Straka et al., *Superlatt. and Microstruct.* 13, 97 (1993).
6. T.Omori, Y.Kurihara, Y. Takeuchi et al., *Jpn. J. Appl. Phys* 33, 5676 (1994).
7. М.И.Дьяконов, В.И.Перель, *ЖЭТФ* 60, 1954 (1971).
8. Yu. Mamaev, A.Subashiev, Yu. Yashin et al., *Phys.Low-Dim.Struct.* 10/11, 61 (1995).
9. И.А.Меркулов, В.И.Перель, М.Е. Портной, *ЖЭТФ* 99, 1202 (1991).
10. Л.Г.Герчиков, Г.В.Рожнов и А.В.Субашиев, *ЖЭТФ* 101, 143 (1992).
11. E.Perez, L.Muñoz, L. Vina et al., in: *Proc. 23 Intern Conf. on Phys. of Semicond.*, v.2, Eds. M.Scheffler, and R.Zimmerman, World Scientific, Singapore, 1996, p.1975.
12. В.Ф.Санера, В.И.Перель, А.Ю.Добин и др., *Письма в ЖЭТФ* 63, 285 (1996).
13. A.C.Ferreira, P.O.Holtz, I.Buyanova et al., in: *Proc. 23 Intern Conf. on Phys. of Semicond.*, v.2, Eds. M.Scheffler, R.Zimmerman, World Scientific, Singapore, 1996, p.1951.