

## К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ InAs/GaSb

С.Д.Сучалкин<sup>1)\*</sup>, Ю.Б.Васильев<sup>1)\*</sup>, К.фон Клицинг<sup>2)\*</sup>, В.Н.Головач<sup>+</sup>,  
Г.Г.Зегря<sup>+</sup>, С.В.Иванов<sup>+</sup>, П.С.Копьев<sup>+</sup>, Б.Я.Мельцер<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Max-Planck-Institute für Festkörperforschung  
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 12 октября 1998 г.

Экспериментально и теоретически исследован механизм осцилляций полуширины и интенсивности линии циклотронного резонанса (ЦР) электронов в полуметаллической квантовой яме на основе гетероструктуры InAs/AlSb/GaSb. Показано, что осцилляции спектра ЦР связаны с подмешиванием состояний пространственно разделенных двумерных электронов и дырок.

PACS: 71.70.-d, 73.20.Dx, 76.40.+b

В полупроводниковой гетероструктуре InAs/AlSb/GaSb потолок валентной зоны GaSb лежит по энергии выше дна зоны проводимости InAs примерно на 150 мэВ. Уникальность таких структур состоит в том, что в них могут сосуществовать пространственно разделенные двумерные электроны и дырки, энергетические спектры которых перекрываются [1, 2]. Исследование циклотронных резонансов (ЦР) в таких структурах показало, что спектр поглощения имеет ряд особенностей, в частности, наблюдается сильная осциллирующая зависимость полуширины и интенсивности линии ЦР от магнитного поля. В первых публикациях такие осцилляции были интерпретированы как проявление зависимости эффективности экранирования хаотического рассеивающего потенциала от фактора заполнения уровней Ландау [3]. Однако недавние исследования ЦР в квантовых ямах InAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb [4] показали, что осцилляции наблюдаются только в образцах полуметаллического типа ( $x < 0.3$ ), то есть там, где присутствуют как электроны, так и дырки. Этот факт позволил авторам [4] сделать предположение о том, что наблюдаемые особенности в спектрах ЦР вызваны кулоновским взаимодействием между электронами и дырками. В теоретической работе [5] характерное поведение формы линии циклотронного резонанса в квантовых ямах InAs/GaSb приписывалось особенностям зонной структуры в области энергий, соответствующей перекрытию зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном и теоретическом исследованиях механизмов, приводящих к осцилляциям полуширины и интенсивности линии ЦР в гетероструктуре InAs/AlSb/GaSb.

В эксперименте использовались выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии образцы, которые представляют собой одиночные квантовые ямы InAs шириной 200 Å, отделенные от GaSb матрицы барьерами из AlSb. Исследовалась серия

<sup>1)</sup> e-mail: S.Suchalkin@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2)</sup> K. von Klitzing

структур с толщиной барьеров 0, 6, 20, 100, 300 Å. Носители заряда в квантовых ямах InAs аккумулируются без дополнительного легирования. Основными источниками носителей являются поверхностные состояния с энергией, близкой к середине  $E_g$  GaSb, и состояния в валентной зоне GaSb. Переход электронов с этих состояний в квантовую яму приводит к возникновению самосогласованной квантовой ямы для дырок в GaSb (рис.1). Спектры ЦР электронов в квантовых ямах InAs исследовались в диапазоне магнитных полей от 2 до 13 Тл при температуре  $T = 2.2$  К. Измерения выполнялись с помощью фурье-спектрометра Bruker IFS-113v при фиксированном значении магнитного поля. Зондирующее излучение регистрировалось Si-боллометром. Все спектры были нормализованы на спектр, снятый без магнитного поля. Магнитотранспортные измерения проводились для оценки концентрации электронов, которая изменялась при помощи подсветки образцов красным светодиодом.

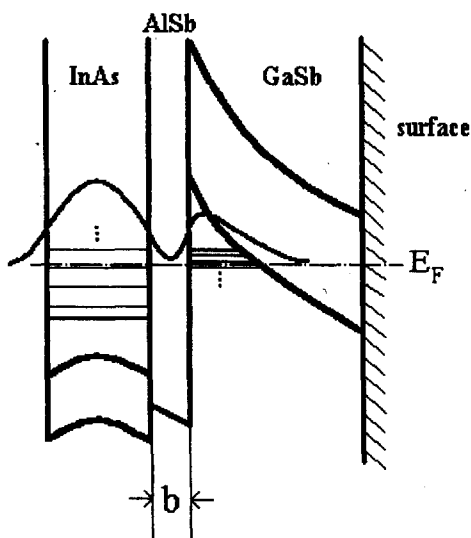


Рис.1. Зонная диаграмма исследуемой структуры. Схематически представлена волновая функция гибридного электрон-дырочного состояния

Основной экспериментальной задачей являлось изучение трансформации спектров ЦР при увеличении ширины барьера AlSb, разделяющего электроны и дырки. Наличие дырок во всех исследуемых образцах было подтверждено наблюдением линии ЦР, соответствующей эффективной циклотронной массе  $m^* \approx 0.3m_0$ . ЦР электронов в образце с барьерами 6 Å (рис.2а) обнаруживает сильные осцилляции полуширины и интенсивности пика поглощения, аналогично результатам, полученным в [3] на квантовых ямах InAs/GaSb без барьера. Осцилляции периодичны по  $1/B$ , а максимальные значения полуширины линии ЦР соответствуют минимальным амплитудам линии. Подобная зависимость формы линии ЦР от магнитного поля наблюдалась и в образце без барьера AlSb. Это свидетельствует о том, что возникновение осцилляций не связано со свойствами интерфейса, разделяющего электронные и дырочные слои. При увеличении толщины барьера до 20 Å спектр циклотронного поглощения в зависимости от магнитного поля кардинально меняется. На рис.2b представлены спектры ЦР образца с барьерами 20 Å. Вместо сильных осцилляций полуширины и интенсивности линии поглощения от магнитного поля наблюдаются

расщепления линии ЦР при определенных магнитных полях. Детальное описание этого явления будет представлено в последующих публикациях. Здесь же мы бы хотели остановиться на физических причинах, определяющих поведение ЦР в данных структурах при переходе от GaSb барьеров к барьерам из AlSb. Основная идея экспериментальной части работы заключается в том, что данный переход осуществляется не путем изменения доли Al в материале барьеров, как это сделано в [4], а увеличением толщины барьера, начиная с минимальной, при которой сохраняется элементарная ячейка AlSb ( $\sim 6 \text{ \AA}$ ). Результаты эксперимента показали, что осцилляции полуширины и интенсивности линии ЦР исчезают при увеличении толщины барьера AlSb от 6 до 20  $\text{\AA}$ .

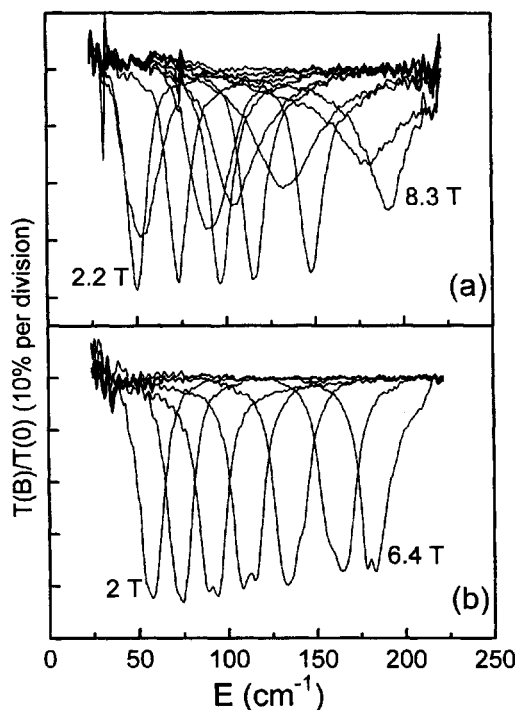


Рис.2. Спектр поглощения квантовой ямы InAs/AlSb/GaSb при разных значениях магнитного поля. Толщины барьера AlSb: а)  $b = 6 \text{ \AA}$ , б)  $b = 20 \text{ \AA}$

Для анализа полученных экспериментальных результатов прежде всего необходимо исследовать влияние дырочных состояний из GaSb на спектр и волновые функции электронов в InAs. Для этого мы используем четырехзонную модель Кейна. Волновая функция носителей может быть представлена в следующем виде:

$$\psi = U|s\rangle + \mathbf{V}|\mathbf{p}\rangle, \quad (1)$$

где  $|s\rangle$  и  $|\mathbf{p}\rangle = \{|X\rangle, |Y\rangle, |Z\rangle\}$  – блоховские функции  $s$ - и  $\mathbf{p}$ -типа с угловым моментом 0 и 1 соответственно,  $U(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{V}(\mathbf{r}) = \{V_x(\mathbf{r}), V_y(\mathbf{r}), V_z(\mathbf{r})\}$  – плавные огибающие блоховских функций, которые являются спинорами. Вблизи  $\Gamma$ -точки система уравнений для огибающих в сферическом приближении при наличии магнитного поля имеет

вид [6]

$$\begin{aligned} (E_c - \mu\mathbf{H} - E)U + \gamma\hat{\mathcal{K}}\mathbf{V} &= 0, \\ \gamma\hat{\mathcal{K}}U + (E_v - \delta - \mu\mathbf{H} - (\tilde{\gamma}_1 - 2\tilde{\gamma}_2)\frac{\hbar^2}{2m}\hat{\mathcal{K}}^2 - E)\mathbf{V} - \\ - \tilde{\gamma}_2\frac{3\hbar^2}{m}\hat{\mathcal{K}}(\hat{\mathcal{K}}, \mathbf{V}) + i\delta[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{V}] &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$ -кейновский матричный элемент,  $\tilde{\gamma}_1$  и  $\tilde{\gamma}_2 = \tilde{\gamma}_3$  - обобщенные параметры Латтинжера,  $\delta = \Delta_{so}/3$ ,  $\Delta_{so}$  - константа спин-орбитального расщепления,  $E_c$  и  $E_v$  - соответственно энергии нижнего края зоны проводимости и верхнего края валентной зоны ( $E_g = E_c - E_v$ ),  $m$  - масса свободного электрона,  $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$  - матрицы Паули,  $\boldsymbol{\mu} = -\frac{1}{2}g_0\mu_B\boldsymbol{\sigma}$  - магнитный момент электрона,  $\mathbf{H}$  - напряженность магнитного поля ( $\mathbf{H} = \{0, 0, H\}$ ),  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $g_0$  -  $g$ -фактор свободного электрона,  $\hat{\mathcal{K}} = -i\nabla - (e/c\hbar)\mathbf{A}$  - обобщенный волновой вектор частицы ( $\hat{k} \equiv \hat{\mathcal{K}}_z$ ,  $\hat{k}_x \equiv -i(\partial/\partial x)$ ),  $\mathbf{A}$  - векторный потенциал поля ( $\mathbf{A} = \{-yH, 0, 0\}$ ). Волновая функция состояния  $N\uparrow$  имеет следующий вид:

$$\psi_{N\uparrow} = \begin{pmatrix} \alpha_1\uparrow + \beta_1\downarrow \hat{a}^+ \\ \alpha_2\uparrow \hat{a}^+ + \beta_2\downarrow (\hat{a}^+)^2 \\ \alpha_3\uparrow \hat{a} + \beta_3\downarrow \\ \alpha_4\uparrow + \beta_4\downarrow \hat{a}^+ \end{pmatrix} \varphi_{n_s}(x)\chi_N(y)f_k(z), \quad (3)$$

где  $\varphi_{n_s}(x) \propto \exp(ik_x x)$ ,  $\chi_N(y)$  - функции гармонического осциллятора, функция  $f_k(z)$  подчиняется уравнению  $\hat{k}^2 f_k(z) = k^2 f_k(z)$ . В выражении (3), для удобства, был осуществлен переход от базисных векторов  $|X\rangle$ ,  $|Y\rangle$  к базисным векторам  $|p_-\rangle$ ,  $|p_+\rangle$ , соответственно, по следующим правилам:  $|p_-\rangle = 2^{-1/2}(|X\rangle - i|Y\rangle)$ ,  $|p_+\rangle = -2^{-1/2}(|X\rangle + i|Y\rangle)$ , а также используются операторы рождения и уничтожения  $\hat{a}^+ = -2^{-1/2}a_H(\hat{\mathcal{K}}_x + i\hat{\mathcal{K}}_y)$ ,  $\hat{a} = -2^{-1/2}a_H(\hat{\mathcal{K}}_x - i\hat{\mathcal{K}}_y)$ , где  $a_H = \sqrt{\hbar c/|e|H}$  - магнитная длина. Компоненты спиноров  $\alpha_i\uparrow = \begin{pmatrix} \alpha_i \\ 0 \end{pmatrix}$  и  $\beta_i\downarrow = \begin{pmatrix} 0 \\ \beta_i \end{pmatrix}$  могут содержать оператор  $\hat{k}$ . Такой же общий вид волновой функции (3) имеет и состояние  $(N+1)\downarrow$ . Следовательно, в квантовой яме происходит смешивание состояний  $N\uparrow$  и  $(N+1)\downarrow$ .

При нахождении спектра носителей в квантовой яме были использованы граничные условия, сформулированные в работе [6].

Для анализа гибридизации состояний зоны проводимости InAs и состояний валентной зоны GaSb важно установить правила отбора при резонансном туннелировании носителей заряда через барьер AlSb. Учитывая смешивание состояний на гетерогранице, получаем, что отличными от нуля являются только следующие матричные элементы резонансного туннелирования:

$$\begin{aligned} \langle \psi_{N\uparrow}^e | \psi_{N\uparrow}^h \rangle, & \quad \langle \psi_{N\uparrow}^e | \psi_{(N+1)\downarrow}^h \rangle, \\ \langle \psi_{N\downarrow}^e | \psi_{N\downarrow}^h \rangle, & \quad \langle \psi_{N\downarrow}^e | \psi_{(N-1)\uparrow}^h \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Правила отбора (4) отражают коммутативность гамильтониана со следующим оператором:

$$\hat{j} = \hat{a}^+ \hat{a} + \hat{\ell}_z + \hat{s}, \quad (5)$$

где  $\hat{\ell}_z$  - оператор проекции орбитального момента количества движения частицы на ось  $z$ ,  $\hat{s} = \frac{1}{2}\sigma_z$  - оператор проекции спина свободного электрона на ось  $z$ . Используя вид волновой функции (3), находим собственные значения оператора  $\hat{j}$ :

$$\hat{j}\psi_{N_s} = (N + s)\psi_{N_s}, \quad (6)$$

где  $s = \pm 1/2$ , а квантовое число  $N$  является суммой собственных значений операторов  $\hat{\ell}_z$  и  $\hat{n} \equiv \hat{a}^+ \hat{a}$ :  $N = n + \ell_z$ . Для электронов  $\ell_z = 0$ , следовательно, номера уровней Ландау совпадают с собственными значениями оператора  $\hat{n}$ . Для носителей в валентной зоне в магнитном поле происходит смешивание состояний тяжелых ( $\ell_z = \pm 1$ ), легких и спин-отщепленных ( $\ell_z = 0$ ) дырок, поэтому уровни Ландау для дырок нельзя нумеровать квантовым числом  $n$ .

Поскольку оператор  $\hat{j}$  не зависит от координаты  $z$ , то величина  $j = N + s$  является инвариантом при резонансном туннелировании носителей через барьер. Для туннелирования с сохранением ориентации спина электрона туннельный матричный элемент может быть с хорошей точностью представлен в виде

$$\langle \psi_{N\uparrow}^e | \psi_{N\uparrow}^h \rangle \approx \sqrt{\frac{N}{ac}} \frac{k_h}{k_h^2 + \alpha_e^2} \frac{\gamma}{a_H E_g} e^{-\alpha_e b} \cos k_e a, \quad (7)$$

где  $b$  – ширина барьера AlSb;  $a$ ,  $c$  – соответственно полуширины электронной и дырочной квантовых ям (для простоты мы аппроксимировали самосогласованную дырочную квантовую яму прямоугольной ямой);  $k_e$ ,  $k_h$  – соответственно  $z$ -составляющие квазиимпульсов электрона и дырки;  $\alpha_e^{-1}$  – характерное расстояние затухания электронной волновой функции под барьером AlSb. Матричный элемент туннельного перехода с переворотом спина имеет такую же экспоненциальную зависимость от толщины барьера (см. (7)).

Волновая функция носителей в гетероструктуре InAs/GaSb представляет собой суперпозицию электронных и дырочных состояний. Однако смешивание этих состояний значительно только тогда, когда выполняются условия для резонансного туннелирования носителей между электронной и дырочной ямами (см. правила отбора (4)). Ясно, что подмешивание дырочных состояний к электронным будет существенно влиять на форму линии электронного ЦР, поскольку подвижность дырок значительно меньше подвижности электронов. При этом, чем сильнее это подмешивание, тем шире линия циклотронного поглощения. Таким образом, уширение происходит при значениях магнитного поля, когда энергии уровней Ландау электронной и дырочной систем, связанные определенными выше правилами отбора, совпадают. На рис.3 стрелками отмечены расчетные значения магнитного поля, при которых происходит резонансное туннелирование носителей заряда через барьер AlSb. Сплошные стрелки соответствуют туннелированию без переворота спина, а пунктирные – с переворотом спина. В качестве подгоночных параметров были использованы ширина дырочной ямы и величина  $g_h - g_e$ , где  $g_e$  и  $g_h$ , соответственно,  $g$ -факторы электрона и тяжелой дырки. Степень гибридизации "взаимодействующих" уровней, как следует из (3), экспоненциально зависит от толщины слоя AlSb. При увеличении толщины барьера AlSb от 6 Å до 20 Å вероятность туннелирования электрона через барьер уменьшается на порядок, при этом осцилляции полуширины и интенсивности линии ЦР практически исчезают (рис.2). Очевидно, что изменение расстояния между электронами и дырками на столь малую величину не может качественно повлиять на дальнедействующее кулоновское взаимодействие [7].

Следует отметить, что осцилляции полуширины и интенсивности линии ЦР, в отличие от осцилляций Шубникова – де Гааза, не определяются значениями фактора заполнения уровней Ландау. На рис.3 представлена зависимость полуширины линии ЦР в образце с барьером 6 Å от магнитного поля до и после подсветки красным светодиодом, которая вызвала уменьшение концентрации электронов в яме примерно

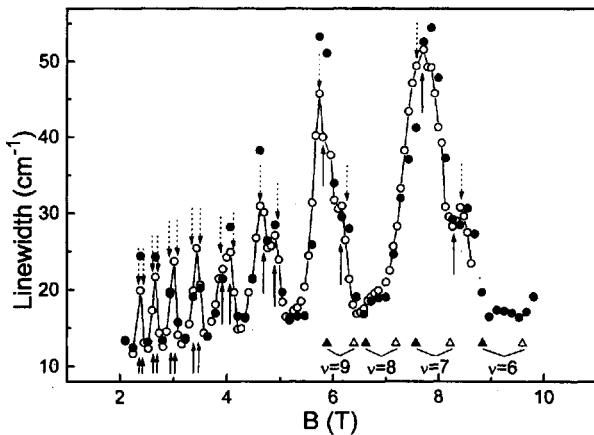


Рис.3. Зависимость полуширины линии ЦР от магнитного поля в InAs/AlSb/GaSb квантовой яме с барьерами 6 Å до (○) и после (●) подсветки светодионом. Треугольниками обозначены магнитные поля, соответствующие определенным значениям фактора заполнения до (Δ) и после (▲) подсветки. Стрелками обозначены расчетные значения магнитного поля, при которых предполагается уширение линии ЦР. Сплошные стрелки соответствуют резонансному туннелированию с сохранением ориентации спина, а пунктирные – с переворотом спина

на 10% (эффект отрицательной замороженной фотопроводимости [8]). Треугольниками обозначены магнитные поля, соответствующие целочисленным значениям фактора заполнения до (белые треугольники) и после (черные треугольники) подсветки образца. Видно, что несмотря на отчетливый сдвиг, наблюдаемый в осцилляциях Шубникова – де Гааза (рис.3), магнитные поля, соответствующие экстремальным значениям полуширины пика ЦР электронов, остаются без изменений. Это объясняется тем, что период осцилляций формы линии ЦР по обратному магнитному полю в "полуметаллических" квантовых ямах InAs/GaSb определяется не значением энергии Ферми, а энергией между электронной и дырочной подзонами размерного квантования, слабо зависящей от концентрации носителей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. J.C.Maan, Y.Guildner, J.P.Vieren et al., Sol. St. Comm. **39**, 683 (1981).
2. L.S.Kim, H.D.Drew, and H.Munekata, Sol. St. Comm. **66**, 873 (1988).
3. D.Heitmann, M.Ziesmann, and L.L.Chang, Phys. Rev. **B34**, 7463 (1986).
4. J.Kono, B.D.McCombe, J.-P.Cheng et al., Phys.Rev. **B55**, 1617 (1997).
5. J.-C.Chiang, S.-F.Tsay, Z.M.Chau, and I.Lo, Phys. Rev. Lett. **77**, 2053 (1996).
6. Г.Г.Зегря, А.С.Полковников, ЖЭТФ, **113**, 1491 (1998).
7. R.Lassing and E.Gornik, Sol. St. Comm. **47**, 959 (1983).
8. C.Nguyen, V.Brar, and H.Kroemer, Appl. Phys. Lett. **60**, 1854 (1992).