

- [1] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники, М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
- [2] Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 3, с. 1023-1035.
- [3] Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. - Укр. физ. журн., 1987, т. 32, № 1, с. 53-58.
- [4] Кондратенко А.Н., Куклин В.М., Ткаченко В.И. - Изв. вузов, Радиофизика, 1978, т. 21, № 10, с. 1535-1537.
- [5] Singhaus H.E. - Phys. Fluids, 1964, v. 7, p. 1534-1540.
- [6] Бондаренко М.Б., Ткаченко В.И. - Радиотехника и электроника, 1987, т. 32, № 3. с. 596-600.

Харьковский государственный  
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию  
1 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

## ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ПЛАЗМА НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ АРСЕНИД ГАЛЛИЯ - ЭЛЕКТРОЛИТ

В.М. А с н и н, А.А. Р о г а ч е в,  
А.Ю. С и л о в, В.И. С т е п а н о в

В работе впервые исследована фотолюминесценция межфазной границы *GaAs* замороженный электролит и обнаружена линия излучения, возникающая в результате излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар, локализованных вблизи поверхности полупроводника.

В опытах использовался *n-GaAs* с  $N_D \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в виде плоскопараллельных пластин, выращенных методом газофазной эпитаксии вдоль  $\langle 100 \rangle$  кристаллографической оси. Электрохимическая ячейка изготавливалась по методике, изложенной в [1, 2]. В качестве электролита использовался водный раствор  $K_2Cr_2O_7$  (рН = 1.3). Продолжительность химической реакции составляла 10-15 мин, после чего структура помещалась в гелиевый криостат и охлаждалась до 1.7 К. Возбуждение образца и регистрация люминесценции осуществлялись через слой электролита (рис. 1).

На рис. 1 показаны спектры излучательной рекомбинации межфазной границы *GaAs*-электролит в сравнении с объемной фотолюминесценцией, регистрируемой при возбуждении свободной поверхности того же кристалла. Видно, что наряду с известными линиями связанных экситонов (ВЕ) и донорно-акцепторной рекомбинации

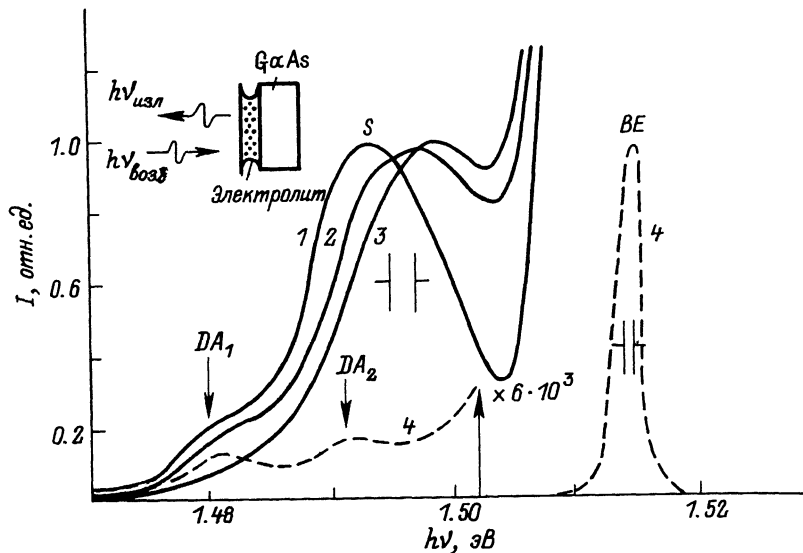


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции структуры  $GaAs$  - электролит (1-3) и кристалла  $GaAs$  (4) при разных уровнях возбуждения  $G$ , Вт·см $^{-2}$ : 1 - 2; 2 - 7; 3, 4 - 20;  $T = 1.7$  К. Для спектра 3 масштаб по оси ординат в  $5 \cdot 10^2$  раз меньше, чем для спектра 4. На вставке показана геометрия опыта.

( $D-A$ ) в спектрах присутствует новая линия излучения ( $S$ ), сдвинутая в длинноволновую сторону относительно линий связанных экситонов. С ростом уровня возбуждения - линия становится основной в длинноволновой части спектра, и ее интенсивность на два порядка превышает интенсивность  $D-A$  линий. Форма  $S$ -линии имеет вид, характерный для излучения вырожденной электронно-дырочной плазмы. Важной особенностью поведения  $S$ -линии является ее смещение в коротковолновую сторону с ростом уровня возбуждения с сохранением ее формы. Величина коротковолнового сдвига достигает 10 мэВ при возрастании интенсивности возбуждения  $G$  от 0.125 до 30 Вт/см $^2$ .

Ранее аналогичная линия излучения была исследована в структуре  $Ge$  -электролит [1-3] и было показано, что она обусловлена излучательной рекомбинацией двумерных, пространственно-разделенных слоев электронов и дырок, локализованных вблизи межфазной границы. Такая система, впервые обнаруженная в  $Si$  МОП-структурах [4], может быть реализована при фотовозбуждении поверхности полупроводника, на которой существует равновесная квантовая яма для одного типа носителей заряда. В структуре полупроводник - электролит квантовая яма индуцируется контактным электрическим полем, формирующимся в процессе электрохимических реакций. Используемый в настоящей работе электролит создает на поверхности

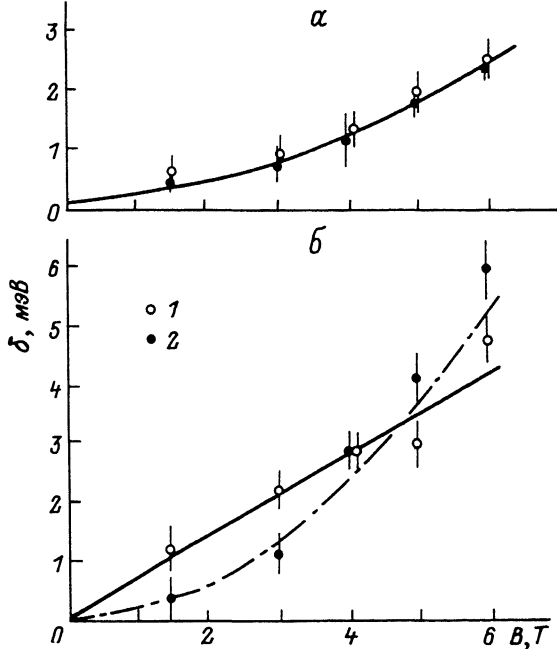


Рис. 2. Диамагнитный сдвиг VE (а) и  $S$  (б) линий в перпендикулярном (1) и параллельном (2) поверхности магнитном поле. Сплошная и штрих-пунктирные линии на  $\delta$ -части соответствуют линейной  $[\delta_{\perp}(B)]$  и квадратичной  $[\delta_{\parallel}(B)]$  зависимостям, аппроксимирующим экспериментальные данные.

*n-GaAs* инверсионный канал. При гелиевых температурах потенциальная яма для дырок становится квантовой. Фотовозбужденные неравновесные дырки будут захвачены квантовой ямой и создадут электрическое поле, притягивающее к поверхности неравновесные электроны и формирующее для них свою квантовую яму<sup>1</sup> [1-4]. Особенностью такой системы является отталкивающее взаимодействие между электронно-дырочными парами, связанное с пространственным разделением электронных и дырочных слоев и проявляющееся в коротковолновом электростатическом сдвиге  $S$ -линии с ростом концентрации неравновесных пар [4].

Доказательство двумерности системы получено из измерений диамагнитного сдвига  $S$ -линии, результаты которых представлены на рис. 2. В случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности, наблюдается линейный по полю сдвиг, как и

<sup>1</sup> При гелиевых температурах фотовозбуждение приводит к нейтрализации заряда обедненного слоя из-за захвата неравновесных носителей на уровни мелких примесных центров.

следует ожидать для частиц, свободно перемещающихся вдоль поверхности. При этом величина сдвига должна определяться выражением

$$\delta_{\perp} = \frac{1}{2}(\hbar\omega_c^e + \hbar\omega_c^h) \approx \frac{1}{2}\hbar eB / (m_c^e c), \quad \text{т.к. в } GaAs$$

$m^e \ll m^h$ . Действительно, из угла наклона  $\delta_{\perp}(B)$  (рис. 2) можно получить  $m_c^e = 0.073 m_0$ , что с точностью до погрешности измерений хорошо согласуется с известной для  $GaAs$  величиной  $m_c^e = 0.067 m_0$ . В параллельном поверхности магнитном поле зависимость диамагнитного сдвига от поля оказывается квадратичной, что свидетельствует о локализации частиц вдоль оси  $z$ , перпендикулярной поверхности. При выполнении условия  $(\lambda b_{e,h})^2 \gg 1$ , где

$\lambda = [c\hbar / (eB)]^{1/2}$  - магнитная длина, а  $b_{e,h}^{-1}$  - характерный размер волновой функции вдоль оси  $z$ , для диамагнитного сдвига справедливо соотношение [3, 5]  $\delta_{\parallel} = [\hbar^2 / (2m^e \lambda^4)] (\langle z_0^2 \rangle - \langle z_0 \rangle^2) \approx$

$$\approx \frac{3}{2} [\hbar^2 / (m^e \lambda^2)] (b_e \lambda)^{-2} \sim B^2. \quad \text{Здесь учтен только}$$

вклад электронов, а для вычисления дисперсии использованы вариационные волновые функции Фэнга-Говарда вида  $\psi_{e,h} = (b_{e,h}^3 / 2)^{1/2} \times z \exp\{-b_{e,h} z / 2\}$  для частиц в квантовой яме, успешно примененные ранее для описания энергии основного состояния двумерной электронно-дырочной системы [2, 6]. Сопоставляя теоретическое выражение для диамагнитного сдвига с экспериментальной зависимостью  $\delta_{\parallel}(B)$ , можно определить размер электронной ямы  $b_e^{-1} \approx 65 \text{ \AA}$ . С ростом магнитного поля параметр  $(\lambda b_e)^2$  становится порядка 1, и приведенное выражение для  $\delta_{\parallel}(B)$ , полученное в первом порядке теории возмущений, оказывается несправедливым.

Дополнительная локализация частиц вдоль оси  $z$  в сильном магнитном поле может существенно изменить электростатическое взаимодействие между частицами. В этом состоит возможная причина того, что при  $B > 5 \text{ Т}$   $\delta_{\parallel}$  превышает  $\delta_{\perp}$  (рис. 2).

Еще одну оценку для размера электронной ямы можно получить из величины электростатического сдвига, который, как показано в работах [2, 4, 7], в условиях  $m^e \ll m^h$  и  $N_e \ll N_h$  хорошо описывается выражением  $\Delta = 0.6 \hbar^2 b_e^2 / m_z^e$ . Тогда для максимального уровня возбуждения получим  $b_e^{-1} \approx 80 \text{ \AA}$ , что близко к величине, определенной из диамагнитных измерений. Зная  $b_e$  и используя аналитическое выражение для вариационного параметра

$$b_{e,h} = \left[ \left( \frac{33}{2} \pi e^2 m_z^{e,h} N_{e,h} \right) / (\epsilon \hbar^2) \right]^{1/3} \quad [2, 5], \text{ можно оценить}$$

концентрацию электронов в яме  $N_e \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  при  $G = 30 \text{ Вт см}^{-2}$ . Так как  $N_e \ll N_h$ , то ширина  $S$ -линии целиком определяется Ферми-энергией дырок. Из рис. 1 следует  $E_F^h \approx 20 \text{ мэВ}$ , что позволяет оценить концентрацию частиц в первой яме с помощью формулы  $N_h = [m_d^h / (\pi \hbar^2)] \cdot E_F^h \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , где для массы плотности состояний использовано значение  $m_d^h = 0.4 m_0$ . Наконец, используя значение  $N_h$ , получим оценку для размера дырочной ямы  $b_h^{-1} \approx 10 \text{ \AA}$ .

Авторы благодарят Д.Н. Горячева за плодотворные дискуссии и Ю.В. Жилиева за сотрудничество.

- [1] А с н и н В.М., Р о г а ч е в А.А., С т е п а н о в В.И., Ч у р и л о в А.Б. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 6, с. 284-287.
- [2] А с н и н В.М., Р о г а ч е в А.А., С т е п а н о в В.И., Ч у р и л о в А.Б. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 6, с. 1713-1722.
- [3] А с н и н В.М., Р о г а ч е в А.А., С т е п а н о в В.И., Ч у р и л о в А.Б. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 18, с. 1113-1117.
- [4] А л т у х о в П.Д., И в а н о в А.В., Л о м а с о в Ю.Н., Р о г а ч е в А.А. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, в. 1, с. 5-8; 1984, т. 39, в. 9, с. 432-436.
- [5] A n d o T., F o w l e r A.B., S t e r n F. - Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, N 2, p. 437-672.
- [6] А л т у х о в П.Д., М о н а х о в А.М., Р о г а ч е в А.А., Х а р ц и е в В.Е. - ФТТ, 1985, т. 27, в. 6, с. 576-578.
- [7] А с н и н В.М., Р о г а ч е в А.А., С т е п а н о в В.И., Ч у р и л о в А.Б. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, в. 9, с. 436-439.

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

Поступило в Редакцию  
20 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

### АМОРИФИКАЦИЯ ЖЕЛЕЗА И ХРОМА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ

А.Г. Б а г м у т, В.М. К о с е в и ч,  
Г.П. Н и к о л а й ч у к, В.Г. К и р и ч е н к о

Аморфное состояние устойчиво при комнатных температурах в сплавах, которые содержат около 20% специальных примесей. Чистые  $d$ -металлы удавалось получить в аморфном состоянии при конденсации на подложки, охлажденные до 4 К [1]. Они кристаллизуются при температурах, не превышающих 77 К. Согласно [2], для образования аморфного состояния необходимо малое количество примесей в конденсате. Наименьшая концентрация атомов кислорода, необходимых для аморфизации металла, составляет 1.1 ат. %, а кремния - 0.88 ат. % [3].

В данной работе пленки получали импульсным лазерным распылением мишеней  $Fe$  и  $Cr$  с последующей конденсацией эрозионной плазмы на подложках при комнатной температуре. Структура пленок исследована методами просвечивающей электронной микроскопии