

## ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ЯМ В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ CaAs/AlGaAs

В. А. Горбылев, И. Д. Залевский, А. И. Петров, А. А. Чельный,  
Г. Х. Аветисян, В. Б. Куликов,\* В. М. Чукичев,\*\* А. Э. Юнович \*\*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия

\* Научно-производственное объединение «Пульсар», 105187, Москва, Россия

\*\* Акционерное общество «Сигма-Плюс», 118133, Москва, Россия

(Получена 7 декабря 1992 г. Принята к печати 26 января 1993 г.)

Спектры фотопроводимости, обусловленной оптическими переходами из локализованных состояний в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в состоянии в континууме, сопоставлены со спектрами катодolumинесценции. Структуры были изготовлены методом МОС гидридной эпитаксии с толщинами слоев GaAs  $3 \div 6$ ,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.28 \div 0.35$ )  $30 \div 50$  нм и числом периодов до 70. Спектры фотопроводимости с максимумом в области длин волн  $8 \div 10$  мкм имеют особенности, которые можно объяснить, считая существенным возбуждение электронов как с первых уровней размерного квантования в ямах, так и с уровней доноров или хвостов плотности состояний в этих ямах. Основные максимумы в спектрах люминесценции структур соответствуют излучательной рекомбинации электронов на донорах с дырками в квантовых ямах. Энергия активации темнового тока фотоприемников при малых напряжениях и температурах  $40 \div 90$  К соответствовала порогу фотовозбуждения и была  $-0.12$  эВ. Чувствительность фотоприемников с меза-структурами диаметром 200 мкм составляла  $0.8$  А/Вт.<sup>1</sup>

### 1. Введение

После первых идей [1] об инфракрасной (ИК) фотопроводимости (ФП), обусловленной возбуждением электронов из локализованных состояний в квантовых ямах на состояния в континууме над барьерами, работы группы Левина и др. [2-6] о свойствах множественных квантовых ям (МКЯ) в гетероструктурах GaAs/AlGaAs показали, что на основе таких структур возможно и перспективно создание чувствительных фотоприемников на область длин волн  $8 \div 14$  мкм.

Теоретические работы о фотопроводимости таких структур рассматривали главным образом оптические переходы из основных состояний двумерного газа в ямах (см. [2-6], а также статьи Шика, Осипова и др. [7-9]). В работе Кастальского и др. [10] обращалось внимание на возможность участия в ФП переходов электронов из связанных состояний на донорах в квантовых ямах. В ней были сопоставлены спектры ФП и фотолюминесценции МКЯ с целью расшифровки роли разных оптических переходов.

В цитированных статьях структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Недавно появилось сообщение о такого рода структурах, выращенных методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС) [11, 12].

<sup>1</sup> Работа частично доложена на Международной конференции по физике полупроводников с узкой запрещенной зоной, Англия, Саутхемптон, июль 1992 г., будет опубликована в журнале «Semiconductor Science and Technology».

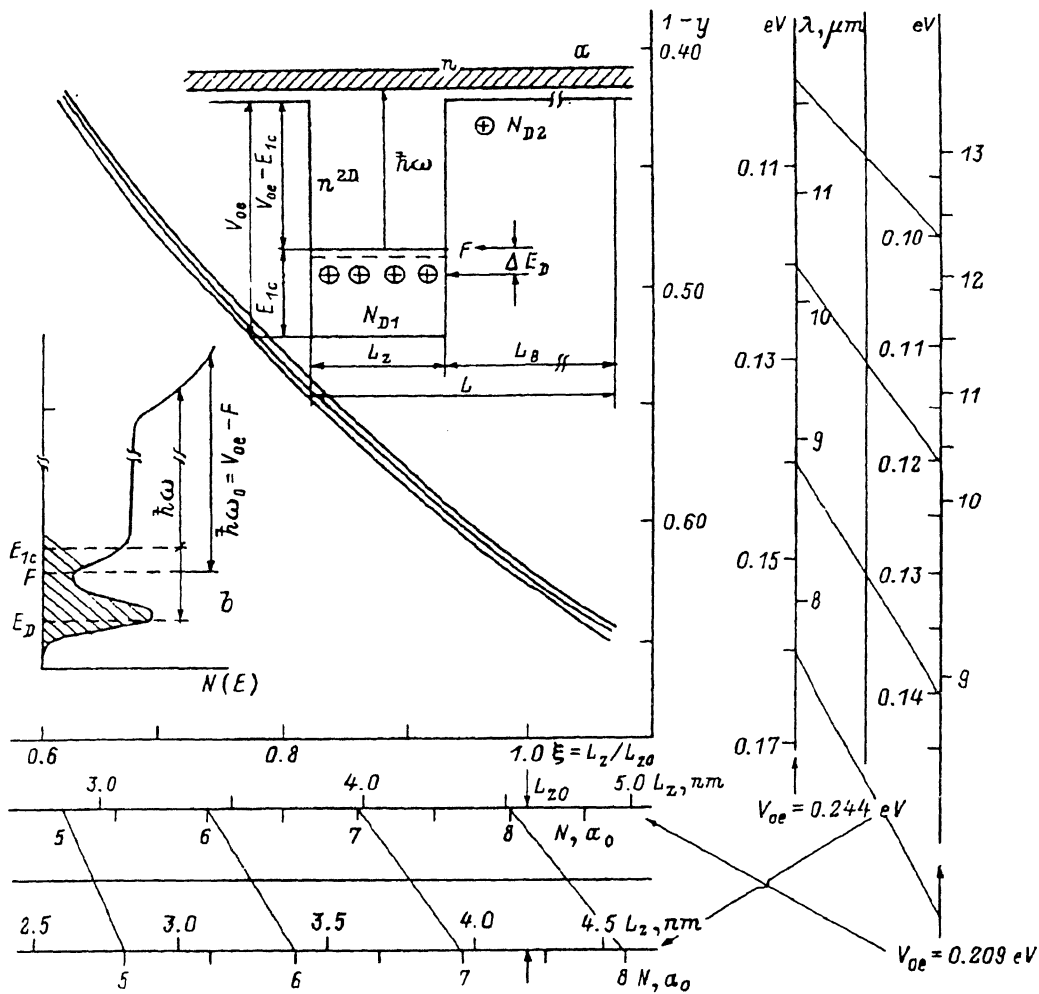


Рис. 1. Зависимость энергии основного состояния в квантовых ямах от ширины ям в отн. ед. уравнение (9). Размерные шкалы справа для величины  $V_{0e} - E_{1c}$  и внизу для ширины  $L_z$  даны для указанных значений  $V_{0e}$ ; а — энергетическая диаграмма структуры с указанием зарядов электронов и доноров; б — схема плотности состояний с «хвостами», обусловленными флуктуациями.

В настоящей работе были исследованы структуры с МКЯ GaAs/AlGaAs, выращенные методом МОС гидридной эпитаксии. Особый интерес представляло выяснение роли доноров в ИК фотопроводимости и влияние флуктуаций потенциала на спектры ФП и люминесценции. Были сопоставлены спектры ИК-ФП, спектры катодолуминесценции (КЛ) и температурные зависимости темнового тока.

## 2. Теоретическая модель

2.1. Теоретические работы Шика [7, 13], Осипова, Шадрина и др. [8, 9], работы [2-6] довольно подробно рассматривали ФП, которая определяется возбуждением электронов из состояний на первых уровнях размерного квантования в ямах в состояния континуума над барьером. Рассмотрим возможную роль

переходов из состояний на донорах, локализованных в ямах, в континуум (рис. 1, а).

Для увеличения вероятности оптического перехода из первого уровня в континуум второй уровень (мини-зона) должен быть «вытолкнут» в состояния над барьером. Для этого ширина ямы  $L_z$  должна удовлетворять условию

$$I_z \ll I_{z0} = \pi \hbar / (2m^* V_0)^{-1/2} = 0.613 ((m^*/m_0) V_0)^{-1/2}. \quad (1)$$

Для гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при  $x = 0.26 \div 0.34$  энергетический барьер в зоне проводимости  $V_0 = V_{0e}$  изменяется в пределах  $V_{0e} = 0.18 \div 0.26$  эВ, эффективные массы электронов  $m_c^*$  с учетом непараболичности в упрощенном двухзонном приближении имеют значения  $m^* = m_c^* = m_{c0}^* (1 + 2V_{0e}/E_{g1}) = (0.083 \div 0.089)m_0^*$ . При таких значениях величина  $L_{z0} = 5 \div 4$  нм, т. е. меньше радиуса водородоподобного донора в объеме,  $a_D^{3D} \gg L_{z0}$  (для GaAs  $a_D^{3D} = 12$  нм, энергия ионизации доноров  $E_D^{3D} = 5.8$  мэВ).

В таком случае энергии ионизации, как было показано Бастардом [14] и др. [15, 16], существенно увеличиваются и зависят от положения доноров относительно границы ямы  $\Delta E_D = 3 \div 4 E_D^{3D}$ . Для GaAs  $\Delta E_D = 17 \div 23$  мэВ, что существенно превышает  $kT$  при  $T \ll 80$  К. Величина  $\Delta E_D$  становится порядка  $0.15 \div 0.20$  от  $V_{0e}$ .

2.2. При таких условиях часть доноров должна быть заполнена электронами. Для вычисления уровня Ферми в структуре с МКЯ следует учесть заряды электронов над барьерами с концентрацией  $n$ , заряды электронов в двумерном газе с концентрацией  $n^{2D}$ , заряды доноров в ямах  $N_{D1}^+$  и в барьерах  $N_{D2}^+$  (рис. 1, а). Ширина барьеров  $L_B \gg L_{z0}$  в соответствии с требованиями малости туннельных токов [2-6]. Поэтому даже при  $N_{D2} \ll N_{D1}$  при расчете на период  $L = L_z + L_B$  надо учитывать  $N_{D2}$

$$nL + n^{2D} = N_{D1}^+ L_z + N_{D2}^+ L_B. \quad (2)$$

Здесь

$$n = N_{c2}^* \exp(-(V_{0e} - F)/kT), \quad (3)$$

$$n^{2D} = N_{c1}^{2D} \ln(1 + \exp((F - E_{1c})/kT)), \quad (4)$$

$$N_{D1}^+ = N_{D1} (1 - f_{D1}) = N_{D1} (1 + 2 \exp((F - E_{D1})/kT))^{-1}, \quad N_{D2}^+ \equiv N_{D2}. \quad (5)$$

Эффективная плотность состояний над барьером  $N_{c2}^*$ , хотя и искажена второй зоной размерного квантования, в силу неравенства  $L_B \gg L_z$  может быть принята, равной

$$N_{c2}^* \equiv N_{c2} = (1/4)(2m_{c2}^* kT/\pi \hbar)^{3/2} \quad (6)$$

В двумерной плотности состояний следует учесть непараболичность

$$N_{c1}^{2D} = (m_{c1}^* kT/\pi \hbar^2), \quad m_{c1}^* = m_{c0}^* (1 + 2(E_{1c} + kT)/E_{g1}). \quad (7)$$

2.3. Первый уровень размерного квантования  $E_{c1}$  в силу большой величины  $L_B$  можно рассчитать из известного уравнения (см. [16, 17])

$$E_g(k_1 L_1/2) = (m_1^*(V_0 - E)/m_2^*E)^{1/2}, \quad k_1 = (2m_1^*E)^{1/2}\hbar. \quad (8)$$

В безразмерном виде, где  $\xi = L_z/L_{z0}$ ,  $y = E_1/V_0$ , запишем

$$\xi = \frac{2(1 + 2/y_g)^{1/2} \operatorname{arctg} \{b(1 + 2y/y_g)^{1/2}((1 - y)/y)^{1/2}\}}{y^{1/2}(1 + 2y/y_g)^{1/2}}, \quad y_g = E_{g1}/V_0. \quad (9)$$

Ширина запрещенной зоны GaAs при  $T = 4.2 \div 80$  К равна  $E_{g1} = 1.518 \div 1.511$  эВ, так что член, учитывающий непараболичность, имеет величину  $2/y_g = 0.25 \div 0.29$ . Величина

$$b = (m_1^*/m_2^*)^{1/2} \quad (10)$$

изменяется в пределах  $b = 0.90 \div 0.88$ .

Для этих величин решение уравнения (9) показано на рис. 1, на дополнительных шкалах которого указаны размерные значения ширины ям  $L_z$  и энергий  $V_{0e} - E_{1c}$  при значениях  $V_{0e}$  в пределах  $V_{0e} = 0.20 \div 0.25$  эВ. Видно, что решения мало зависят от поправок на величины  $Y_g$  и  $E_{g1}$ . Однако выбор параметра  $V_{0e}$  является критическим для расчетов в размерных единицах. Из дополнительных шкал видно, что для диапазона длин волн  $8 \div 10$  мкм ширина ям выбирается в сравнительно узких пределах,  $6 \div 8$  постоянных решетки, т. е.  $12 \div 16$  атомных слоев. Дополнительные шкалы могут служить номограммами.

2.4. Поскольку известны значения  $E_{1c}$ , а величины  $\Delta E_D$  «привязаны» к ним [15], можно решать уравнение (2) относительно больших значений  $V_{0e} - F$  зарядом электронов над барьером можно пренебречь,  $nL \ll n^{2D}$ . Представим (2), взяв за меру энергий  $kT$ , а за меру концентраций —  $N_{c1}^{2D}$

$$\varphi = (F - E_{c1})/(kT), \quad \varepsilon_D = (E_{c1} - E_D)/(kT) = \Delta E_D/(kT), \quad A = N_{D1}L_z/N_{c1}^{2D}, \\ B = N_{D2}L_B/N_{c1}^{2D}. \quad (11)$$

$$\ln(1 + \exp \varphi) = A(1 + 2 \exp(\varphi + \varepsilon_D))^{-1} + B.$$

Оно решалось относительно  $\varphi$  при  $N_{D1} = (0.5 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_z = 3 \div 5$  нм,  $L_B = 30 \div 50$  нм,  $N^{D2} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 77$  К,  $\varepsilon_D = 2.6 \div 3.5$ . Так, при  $A = 1 \div 4$ ,  $B = 0.3$ , значения  $\varphi = -0.9 \div -0.4$ , т. е. уровень Ферми лежит ниже  $E_{1c}$  в пределах  $kT$ . Это понятный результат для некомпенсированного полупроводника  $n$ -типа при низких  $T$ . Величина  $\varphi$  чувствительна к концентрации  $N_{D2}$  из-за неравенства  $L_B \gg L_z$ , увеличение параметра  $B$  от 0.3 до 0.6 сдвигает  $F$  вверх на  $kT$ , т. е. двумерный электронный газ может стать вырожденным.

Этот результат требует уточнения теоретических расчетов характеристик ИК-ФП, поскольку ранее оценки предполагали вырождение,  $F - E_{1c} = 3 \div 5kT$ . Однако формула (3) для расчета равновесных  $n$  останется неизменной, а изменится лишь  $V_{0e} - F$ . Порог фотовозбуждения, как и в прежних моделях, близок к величине  $V_{0e} - E_{1c}$ , но может зависеть от  $F$

$$\hbar\omega_0 = V_{0e} - F. \quad (12)$$

Для переходов электронов с доноров энергия фотона больше

$$\hbar\omega_{D1 - c2} = V_{0e} - E_{1c} + \Delta_D. \quad (13)$$

Должны измениться и вероятности оптического поглощения, могут быть смягчены правила отбора по поляризации.

2.5. Остановимся на вопросе о флуктуациях потенциала, который возникает в связи с ролью доноров. Из спектров люминесценции [15] следует, что за счет случайных флуктуаций ширины ям порядка атомного слоя  $a_0/2$ , на обеих гетерограницах гетероструктуры разброс энергий  $\delta(E_{1c})$  определяется величиной

$$\delta E_{1c} = \pm (\partial E_{1c} / \partial L_z)(a_0/2), \quad \partial E_{1c} / \partial L_z = (\partial y / \partial \xi) V_{oc} / L_z. \quad (14)$$

Из рис. 1 следует, что  $\partial y / \partial \xi = -0.7 \div -0.4$ ,  $\partial E_{1c} = \pm 9 \div 5$  мэВ.

Другой причиной флуктуаций является зависимость  $E_D$  от положения в яме. В двумерном случае  $\delta(\Delta E_D) = 5.8$  мэВ. Третьей причиной флуктуаций могут быть кулоновские поля доноров при больших концентрациях (работы Эфроса и др. [18, 19]). Для двумерных структур других типов  $\delta E \ll 0.1 (e^2 N_s^{1/2} / \epsilon)$ , в нашем случае поверхностные концентрации  $N_s = N_{D1} L_z + N_{D2} L_B = (0.25 \div 1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $\delta E = 6 \div 12$  мэВ.

Приведенные оценки показывают, что влияние всех этих флуктуаций для спектров фотопроводимости должно быть не менее существенно, чем непрерывность энергетического спектра в зоне над барьерами. Встает вопрос, насколько правомерно предыдущее рассмотрение положения уровня  $F$  в условиях флуктуаций, так как локальные уровни доноров будут размываться в примесную зону и образовывать «хвост» плотности состояний. В отличие от трехмерного случая наши оценки дают  $N_{D1} = N_{c1}^{2D}$  и  $\delta E \ll \Delta E_D$  при  $N_{D1} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому приближенно оценки  $F$  остаются справедливыми, хотя параметр  $\Delta E_D$  имеет разброс. На рис. 1,  $b$  дана схема плотности состояний в спектре с учетом его размытия вследствие флуктуаций.

### 3. Изготовление структур

Структуры были выращены методом МОС гидридной эпитаксии на установке с горизонтальным трубчатым реактором при давлении 65 мм рт. ст. и температуре 700 °С. Технология позволяла создавать гетерограницы с шероховатостью порядка одного-двух атомных слоев и числом периодов до 70.

Характерные параметры были следующими. На подложках GaAs  $n$ -типа, ориентированных в плоскости (100), выращивался буферный слой GaAs:Si с концентрацией доноров  $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 0.1 мкм. Затем 70 периодов сверхрешетки с ямами из GaAs толщиной  $L_z = 4.0$  нм и концентрацией  $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и барьерами из Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.29 \pm 0.01$ ) толщиной  $L_B = 31.0$  нм и концентрацией  $N_{D2} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В последующих опытах варьировались толщины ям  $L_z = 3 \div 6$  нм,  $L_B = 30 \div 50$  нм, состав  $x = 0.28 \div 0.35$ , концентрация  $N_{D1} = 5 \cdot 10^{17} \div 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Затем образцы ФП изготавливались в виде меза-структур диаметром 200 мкм и контактами из Al.

### 4. Результаты экспериментов и их обсуждение

4.1. На рис. 2 показаны спектры ФП при двух температурах:  $T = 40$  и  $T = 80$  К. При  $T = 40$  К они были измерены с помощью интерференционных фильтров с шириной  $\Delta \lambda \cong 0.1$  мкм при 80 К на спектрометре ИКС-21 с призмой NaCl. Спектры имеют вид полосы с максимумом вблизи 9.6 мкм. Прямое сравнение спектров требует дополнительных измерений при разных поляризациях возбуждающего света (направление пучка в опытах  $a$  и  $b$  было либо параллельно поверхности структуры, либо под углом сверху или со стороны подложки). Однако различие в уширении спектра при 40 К со стороны высоких энергий не

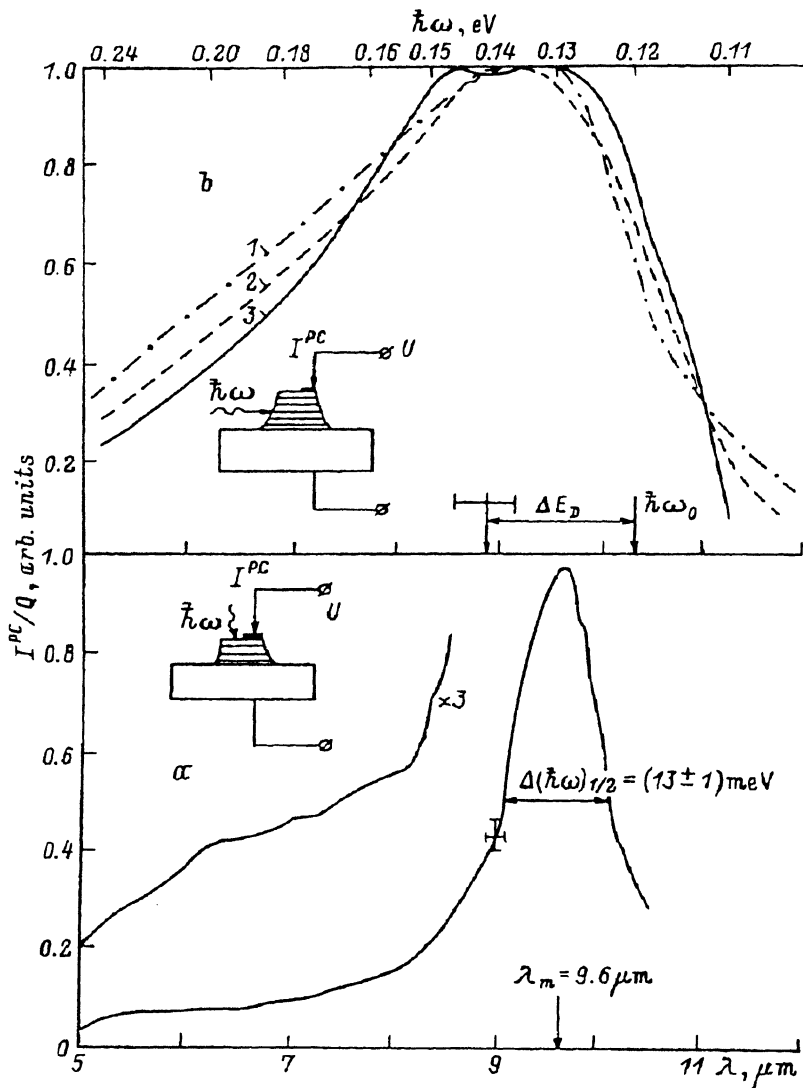


Рис. 2. Спектры фотопроводимости фотоприемника с МКЯ GaAs/AlGaAs: *a* — измеренные при  $T = 80$  К на спектрометре ИКС-21; *b* — измеренные при  $T = 40$  К с помощью интерференционных фильтров. На вставках — геометрия возбуждения. Стрелками показаны порог фотовозбуждения и энергия фотоионизации доноров. *a*)  $U = 0.8$  В; *b*)  $U, В$ : 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 4.0;  $J_{max}^{PC}, нА$ : 1 — 2, 3 — 6, 3 — 5.

подлежит сомнению. В этой же области энергий при 80 К имеется хвост, на котором можно различить некоторую структуру. При 80 К ширина спектра на половине интенсивности  $\Delta(\hbar\omega)_{1/2} = 13$  мэВ. При малых полях при  $T = 40$  К можно различить двугорбую структуру в спектре. При увеличении напряжения на гетероструктуре при обеих температурах спектр уширялся и затягивался в обе стороны. Это показано на рис. 2, *b* для  $U = 0.2 \div 1.0$  В.

4.2. На рис. 2 стрелкой показано значение порога фотоионизации вблизи  $\lambda_0 = 10.4 \pm 0.1$  мкм ( $\hbar\omega = 0.118 \pm 0.002$  эВ), которое будет обсуждаться в связи с результатами по люминесценции. Там же показано стрелкой отстоящее от него на величину  $\Delta E_D$  значение энергии, соответствующей формуле (13) с

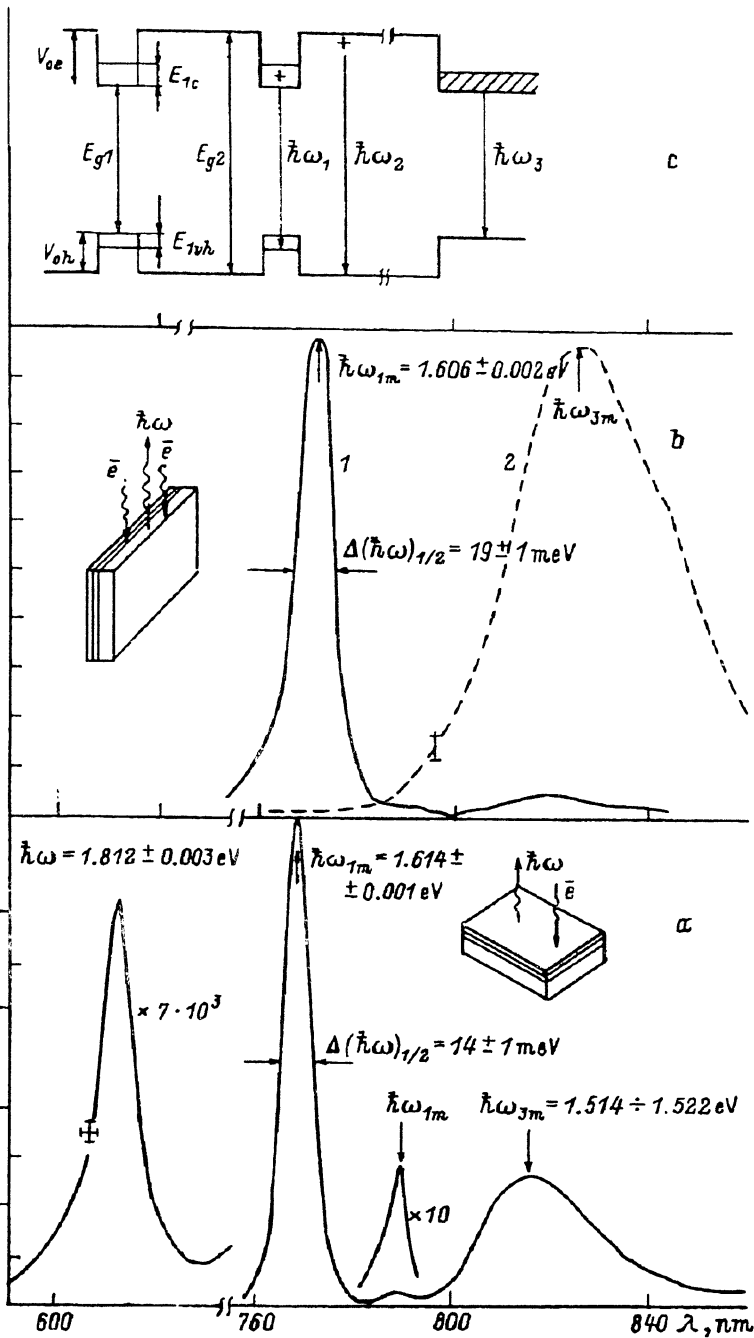


Рис. 3. Спектры катодолуминесценции структуры с МКЯ GaAs/AlGaAs: а — измеренные при  $T = 4.5$  К при возбуждении мощным электронным пучком  $E = 50$  кэВ,  $j = 0.05$  мкА; б — измеренные при  $T = 80$  К в РЭМ.  $E = 30$  кэВ,  $j = 20$  нА. На вставках — геометрия возбуждения; с — диаграмма электронных и излучательных переходов в структуре GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.29 \pm 0.01$ ),  $L_z = 40$ ,  $L_B = 31$  нм,  $T = 70$  К.

указанием разброса  $\sigma(E_D)$ . Наблюдаемые изменения в спектре качественно объясняются, если при повышении  $T$  часть электронов с доноров или из хвоста плотности состояний будет ионизована на состояния в двумерном газе  $E > E_{1c}$ , как это обсуждалось в модели.

4.3. На рис. 3 показаны спектры КЛ образца из той же структуры. На рис. 3, *a* спектр был снят при  $T = 4.5$  К на электронной пушке со сравнительно большой мощностью в пучке. Облучение электронным пучком с энергией  $E = 50$  кэВ обеспечивало возбуждение МКЯ сквозь контактный слой на всю толщину структуры.

Основной пик в спектре имеет энергию в максимуме  $\hbar\omega_{1m} = 1.614 \pm 0.001$  эВ и ширину  $\Delta(\hbar\omega)_{1/2} = 14 \pm 1$  мэВ. Со стороны высоких энергий в спектрах удалось обнаружить (при увеличении тока в пучке до 1 мкА, увеличении ширины щели спектрометра и коэффициента усиления сигналов) слабую линию с максимумом  $\hbar\omega_{2m} = 1.842 \pm 0.003$  эВ. В области малых энергий наблюдалась широкая полоса с максимумом, который изменялся в пределах  $\hbar\omega_{3m} = 1.514 \div 1.522$  эВ, более длинноволновое значение наблюдалось при возбуждении образца со стороны подложки, когда не наблюдались линии  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$ . В спектрах можно было различить слабый максимум вблизи  $\hbar\omega_{4m} = 1.574$  эВ.

4.4. Для уточнения локального происхождения разных полос в спектрах были исследованы спектры КЛ в растровом электронном микроскопе (РЭМ) (см. методику в [20]) при наблюдении со стороны скола структуры (рис. 3, *b*). Основной максимум при  $T = 80$  К имел энергию  $\hbar\omega_{1m} = 1.606 \pm 0.002$  эВ, он наблюдался, когда электронный пучок был сфокусирован в растр размером  $5 \times 3$  мкм на поверхности гетероструктуры. При таком возбуждении полоса в длинноволновой области была на порядок менее интенсивной, чем основная. При фокусировке растра на поверхность подложки в спектре оставалась только полоса  $\hbar\omega_3$ , максимум которой был сдвинут в длинноволновую сторону (спектр 2 на рис. 3, *b*).

Спектры КЛ, которые были сняты после травли контактного слоя с поверхности структуры, обнаруживали смещение максимумов  $\hbar\omega_{1m}$  и  $\hbar\omega_{2m}$  на  $2 \div 4$  мэВ вверх по энергии и относительное увеличение интенсивности пика  $\hbar\omega_2$ . Это свидетельствовало о частичном самопоглощении в контактном слое GaAs.

4.5. В легированных донорами квантовых ямах GaAs/AlGaAs излучательная рекомбинация происходит, согласно [21], за счет рекомбинации электронов на донорах с тяжелыми дырками. Хотя в наших структурах концентрация доноров более чем на порядок больше, чем в [21], примем в силу оценок величины флукуаций эту модель для полосы  $\hbar\omega_1$  (рис. 3, *a*)

$$\hbar\omega_{1m} = E_{g1} + \Delta_{1c} + \Delta E_{1vh} - \Delta E_D. \quad (15)$$

Из оценок  $\Delta E_D$  и указанных погрешностей следует, что сумма  $\Delta E_{1c} + \Delta E_{1vh} = 0.118 \pm 0.009$  эВ.

Полоса  $\hbar\omega_2$  происходит и за счет рекомбинации электронов на донорах с дырками в барьерах (см. [17])

$$\eta\omega_{2m} = E_{g2} - \Delta E_{D2}. \quad (16)$$

С такой интерпретацией согласуется отношение интенсивностей  $I_2/I_1 \cong 10^{-4}$ , т. е. того же порядка, что и теоретические оценки отношения времени релаксации горячих электронов к излучательному времени жизни [2-12].

Если принять  $V_{0c} = 0.60(E_{g2} - E_{g1})$  и значение  $\Delta E_{D2} = 0.010 \pm 0.002$  эВ, то из данных по КЛ получим  $V_{0c} = 0.200 \pm 0.011$  эВ. Эта величина меньше, чем рассчитанное из формул для  $E_{g2}(x)$  значение при  $x = 0.29$ . Приведенное на рис. 1 значение  $V_{0c} = 0.209$  мэВ соответствует  $x = 0.26$ .



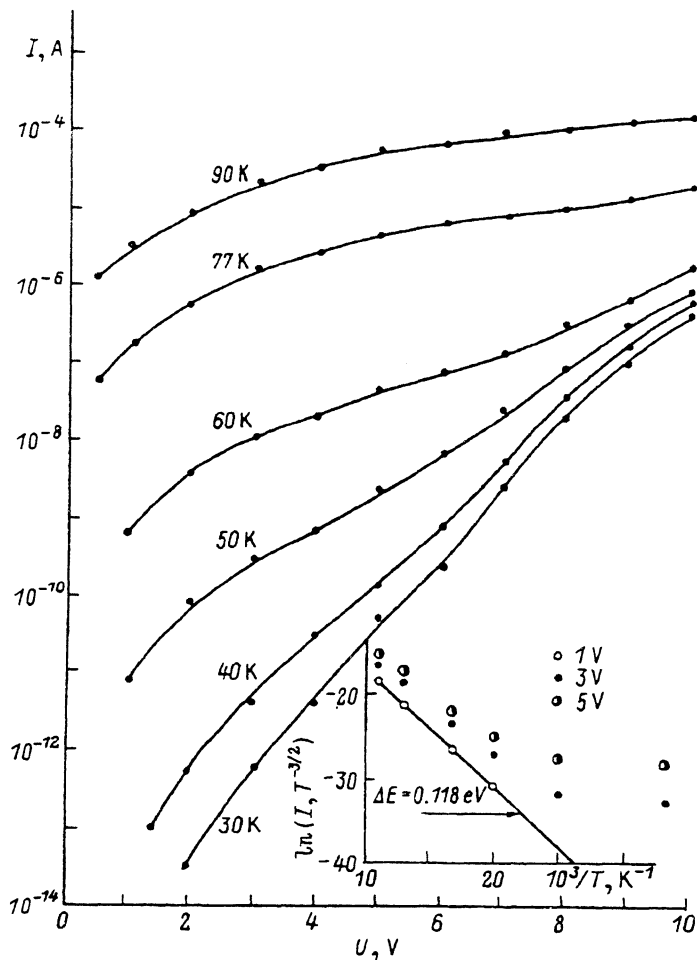


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики ИК фотоприемника с МКЯ из GaAs/AlGaAs при различных температурах; диаметр мезаструктуры 200 мкм. На вставке — зависимость величины  $\ln(I, T^{-3/2})$  при различных напряжениях.

Решение уравнения (8) при  $V_{0e} = 0.200$  эВ и  $L_{20} = 4.7$  нм. (рис. 1) дает значение  $\Delta E_{1c} = 0.086$  эВ. При этих значениях параметров решение (8) для дырок дает  $\Delta E_{1,bv} = 0.027$  эВ, что согласуется с формулой (15) в пределах погрешностей эксперимента и задания параметров.

4.6. Сопоставим полученное значение  $V_{0e} - E_{1c} = 0.114$  эВ с результатом для порога фотовозбуждения из спектров ФП;  $\hbar\omega_0 = 0.118$  эВ. Оно согласуется с оценками смещения порога в соответствии с положением уровня Ферми (12), хотя находится в пределах погрешностей расчетов и эксперимента.

4.7. На рис. 4 показаны темновые вольт-амперные характеристики фотоприемника при изменении  $T$ . При малых напряжениях  $U$  ток изменяется более чем на 9 порядков; при 77 К и  $U = 0.5$  В  $I = 4 \div 6 \cdot 10^{-8}$  А. На вставке к рис. 4 проведено сопоставление характеристик с зависимостью равновесной концентрации от  $T$ , следующей из формул (3) и (12), поскольку  $I \sim n$ . При малых напряжениях ( $U = 1$  В) и более высоких температурах ( $T = 50$  К) зависимость величины  $IT^{-3/2}$  имеет энергию активации  $\Delta E = 0.118 \div 0.008$  эВ. Это хорошо согласуется с данными по ФП и интерпретацией данных по КЛ.

При больших напряжениях и меньших  $T$  точки в координатах Аррениуса сильно отклоняются от прямых, наклон характеристик на рис. 4 существенно отличается от  $kT/e$ . В этой области  $U$  и  $T$  преобладает туннельный механизм активации электронов, кроме того, в области сильных полей необходимо рассмотреть насыщение скорости горячих электронов. В работах [2-6] проводился анализ темновых характеристик с учетом этих эффектов, в настоящей статье мы не рассматриваем эту проблему.

4.8. Приведем результаты измерений фоточувствительности ФП с МКЯ, которые были сделаны без специальных устройств для ввода излучения с определенной поляризацией, с использованием имитатора излучения абсолютно черного тела. При  $T=77$  К и  $U=2$  В величина чувствительности была  $S=0.8$  А/Вт.

## 5. Выводы

1. Методами МОС гидридной эпитаксии гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As созданы структуры с множественными квантовыми ямами шириной 4 ÷ 6 нм и числом периодов до 70 для инфракрасных фотоприемников в диапазоне длин волн 8 ÷ 10 мкм.

2. Показано, что в ИК фотопроводимости, обусловленной возбуждением электронов из локализованных состояний в ямах на состояния в континууме, существенную роль играют доноры в квантовых ямах.

3. Сопоставление спектров катодолюминесценции со спектрами ИК фотопроводимости дает хорошо согласующиеся результаты об энергетической структуре в модели прямоугольных квантовых ям.

4. Спектры фотопроводимости и катодолюминесценции существенно зависят от флуктуаций потенциала, обусловленных шероховатостью границ порядка одного атомного слоя, случайным расположением доноров от гетерограниц, кулоновскими полями доноров при больших концентрациях.

5. Темновые токи и фоточувствительность фотоприемников, созданных на основе выращенных структур, не уступают параметрам, опубликованным ранее для структур, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии.

Авторы благодарны А. П. Шотову и А. И. Бабушкину за возможность использовать их данные по фотопроводимости, А. Р. Гареевой и В. И. Петрову за возможность использовать данные измерений в РЭМ, Б. Р. Варданяну и Р. Р. Резванову за помощь в измерениях катодолюминесценции.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] L. C. Chiu, J. S. Smith, S. Margalit, A. Yariv, A. Z. Cho. Infr. Phys. 23, 93 (1983).
- [2] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, V. O. Shen, E. Pelve, S. Hsieh, R. R. Abbott. SPIE Conf., 30, 114 (1988).
- [3] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, V. O. Shen, E. Pelve, R. R. Abbott, S. J. Hsieh. Appl. Phys. Lett., 56, 851 (1990).
- [4] E. Pelve, F. Beltram, C. G. Bethea, B. F. Levine, V. J. Shen, S. Hsieh, R. R. Abbott. J. Appl. Phys., 66, 5656 (1989).
- [5] C. J. Bethea, B. F. Levine, V. O. Shen, R. R. Abbott, S. J. Hsieh. IEEE Trans. Electron. Dev., 38, 1118 (1991).
- [6] C. S. Wu, C. P. Wen, R. N. Sato, HuMing, C. V. Tu, J. Zheng, L. D. Flesner, Le Fam, P. S. Nagd. IEEE Trans. Electron. Dev., 39, 234 (1992).
- [7] А. Я. Шик. ФТП, 20, 1598 (1986).
- [8] В. В. Осипов, Ф. Л. Серженко, В. Д. Шадрин. ФТП, 23, 809 (1989).
- [9] Ф. Л. Серженко, В. Д. Шадрин. ФТП, 25, 1579 (1991).
- [10] A. A. Kastalsky, T. Duffield, S. J. Allen, J. Harbison. Appl. Phys. Lett. 52, 1320 (1988).
- [11] J. Y. Anderson, L. Lundqvist, Z. Paska. Appl. Phys. Lett., 58, 2264 (1991).
- [12] B. F. Levine, C. G. Bethea, K. G. Glodovsky, G. W. Stayt, R. E. Leibenguth. Semicond. Sci. Technol., 6, 114 (1991).
- [13] А. Г. Петров, Шик А. Я. ФТП, 24, 1431 (1990).

- [14] G. Bastard. Phys. Rev. B, 24, 4714 (1981).
- [15] C. Priester, G. Allan, M. Lannoo. Phys. Rev. B, 28, 7194 (1983).
- [16] M. A. Herman. Semiconductor Superlattices. Berlin (1986).
- [17] M. A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., 70, R1 (1991).
- [18] Е. И. Левин, В. Л. Нгуен, Б. И. Шкловский. ЖЭТФ, 92, 1499 (1987).
- [19] Ф. Г. Пикус, А. Л. Эфрос. ЖЭТФ, 96, 895 (1989).
- [20] V. I. Petrov. Phys. St. Sol. (1992).
- [21] В. V. Shanabrook, J. Comas. Surf. Sci., 12, 504 (1984).

Редактор В. В. Чалдышев

---