

06

AlGaAs/GaAs гетероструктуры с квантовыми ямами для длинноволновых ИК-фотоприемников, работающих в спектральной области 8–10 μm

© О.Ф. Бутягин, Н.И. Кацавец, И.В. Коган, Д.М. Красовицкий,
В.Б. Куликов, В.П. Чалый, А.Л. Дудин, О.Б. Чередниченко

ЗАО „Светлана-Рост“, Санкт-Петербург
НИИ „Полюс“ им. М.Ф. Стельмаха, Москва
E-mail: katsavets@semiteq.ru

Поступило в Редакцию 12 сентября 2011 г.

Представлены результаты исследования гетероструктур AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке STE-3532 (производитель „Semiteq“, С.-Петербург, Россия) и предназначенных для создания длинноволновых инфракрасных фотоприемников, работающих на „межподзонных“ переходах. Квантовые ямы в выращенных структурах обладают высокой однородностью и резкими гетерограницами, что подтверждается спектрами фотолюминесценции и вольт-амперными характеристиками темнового тока фотоприемников, изготовленных из выращенных гетероструктур. Такие фотоприемники имеют спектр fotocувствительности в окне прозрачности атмосферы (8–10 μm) и параметры, позволяющие использовать их в широкоформатных матрицах для тепловизионных систем нового поколения.

Длинноволновые инфракрасные (ИК) фотоприемники (ФП) на основе A_3B_5 гетероструктур (ГС) с квантовыми ямами (QWIP — quantum well infrared photodetectors), благодаря ряду преимуществ (технологичности, однородности, устойчивости к ионизирующему облучению и температуре) по сравнению с ФП, в которых в качестве fotocувствительного элемента используются традиционные узкозонные полупроводники типа HgCdTe, находят широкое применение в тепловизионных системах нового поколения, применяемых в медицине, технической диагностике, целеуказателях и т. п. [1].

Принцип действия QWIP ФП основан на „межподзонных“ переходах электронов, локализованных на нижнем квантовом энергетическом уровне в квантовой яме (КЯ), последующих переходах фотовозбужденных электронов в свободное „делокализованное“ состояние и их дрейфе во внешнем электрическом поле [2]. При этом энергия поглощенных квантов определяется энергетическим зазором между 1-м и 2-м квантовыми уровнями и может лежать в пределах от десятков до сотен meV , что соответствует длинноволновому ИК-диапазону спектра. Наиболее интересен с точки зрения создания тепловизионных систем спектральный диапазон $8\text{--}10\ \mu\text{m}$, соответствующий области прозрачности атмосферы [3]. Выбором состава барьерных слоев (барьеров) и толщины КЯ в AlGaAs/GaAs массиве квантовых ям (MQW — multiquantum well) можно „настроить“ спектр fotocувствительности ФП на этот спектральный диапазон.

Несмотря на то, что работы по изготовлению и исследованию QWIP ГС ведутся с конца 80-х годов, ряд технических и технологических проблем (конструкция, режимы роста, концентрация и профиль легирования, однородность свойств и т.д.), связанных с оптимизацией параметров ФП (фоточувствительностью, рабочей температурой и т.п.), остаются весьма актуальными [4].

В данной работе представлены результаты фотолюминесцентных (ФЛ) исследований QWIP ГС в системе AlGaAs/GaAs, выращенных на отечественной установке молекулярно-пучковой эпитаксии STE-3532. Исследованы фотоэлектрические характеристики длинноволновых ИК ФП ($8\text{--}10\ \mu\text{m}$) и широкоформатных ФП матриц (ФПМ), изготовленных из выращенных QWIP ГС.

QWIP ГС выращивались на полуизолирующих подложках GaAs диаметром три дюйма ориентацией (100) при температуре $+610^\circ\text{C}$ и скорости роста один моноатомный слой в секунду. Конструкция QWIP ГС содержала: 1) буферный специально нелегированный слой толщиной $0.8\ \mu\text{m}$; 2) нижний контактный слой толщиной $1.0\ \mu\text{m}$ с уровнем легирования $2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$; массив MQW, состоящий из пятидесяти GaAs КЯ, толщиной $5\ \text{nm}$ с уровнем легирования $9 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ и специально нелегированных барьеров $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ толщиной $45\ \text{nm}$; 4) верхний контактный слой толщиной $1.0\ \mu\text{m}$ с уровнем легирования $2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. В качестве легирующей примеси использовался кремний, приводящий к *n*-типу проводимости.

Для оценки уровня однородности материала и толщины КЯ в QWIP ГС использовалась стандартная ФЛ-методика. Для этого сравнивались спектры ФЛ QWIP ГС со спектрами специально выращенных ГС с одиночной КЯ (SQW — single quantum well). Состав и толщина барьеров, толщина GaAs КЯ, уровень легирования и условия роста SQW и QWIP ГС были аналогичны.

В качестве источника возбуждения ФЛ в SQW ГС использовался твердотельный лазер на основе ионов Nd^{3+} с удвоением частоты с длиной волны генерации 532 nm. Неравновесные носители заряда возбуждались в узкой приповерхностной области верхнего барьера, диффундировали от поверхности и рекомбинировали в КЯ. При этом полуширина спектра ФЛ определялась однородностью материала КЯ, а квантовый выход — скоростью безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда [5].

Для возбуждения ФЛ в QWIP ГС верхний контактный слой травлился с помощью селективного травителя. В качестве источника возбуждения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны генерации 667 nm. При этом возбуждающее излучение, проходя через MQW, поглощалось только в GaAs КЯ. По интенсивности и ширине спектра ФЛ оценивалось качество (концентрация центров безызлучательной рекомбинации) материала и однородность КЯ в MQW.

Как в случае SQW, так и в случае QWIP ГС лазерный луч мощностью 20 mW фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром 100 μm . Спектры ФЛ измерялись по стандартной методике синхронного детектирования с помощью „lock-in“ усилителя типа UniPan-232B и монохроматора МДР-23.

Темновые токи и спектры фоточувствительности исследовались на тестовых ФП, изготовленных из выращенных QWIP ГС в виде мезоструктур, с площадью верхнего контакта $400 \times 400 \mu\text{m}^2$. Из выращенных ГС также были изготовлены ФПМ форматом 320×256 элементов с шагом 30 μm , которые затем сопрягались с мультиплексором посредством „flip-chip“ сборки. ФП и ФПМ устанавливались в специальный криостат с германиевым окном, обеспечивающий поддержание температуры в диапазоне 60–77 К. Фотовозбуждение производилось через подложку GaAs.

На рис. 1 представлены нормированные спектры ФЛ SQW и QWIP ГС при температуре 77 К. Полуширина спектра ФЛ SQW ГС (17 meV) говорит о высокой однородности материала КЯ. Однако величина

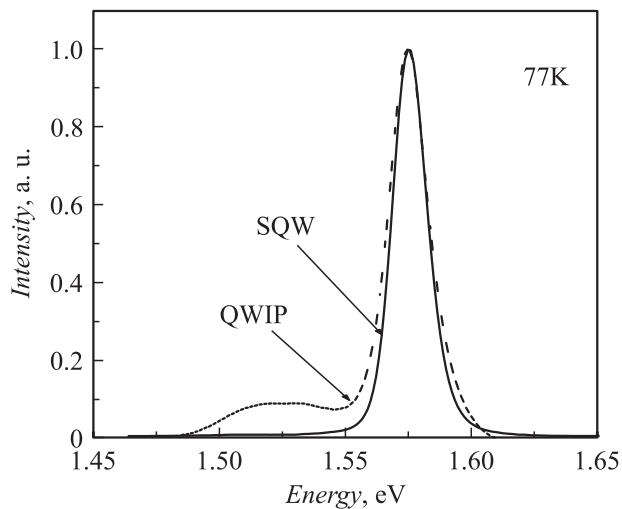


Рис. 1. Нормированные спектры фотолюминесценции гетероструктур SQW и QWIP.

внутреннего квантового выхода ФЛ SQW не превышала 10%, что, по-видимому, обусловлено повышенной безызлучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда в барьере AlGaAs, связанной с вхождением примеси кислорода при „низкотемпературном“ (+610°C) росте барьера [6]. Это предположение находит свое подтверждение тем, что фотовозбуждение неравновесных носителей заряда непосредственно в GaAs КЯ (в QWIP ГС) дает величину внутреннего квантового выхода ФЛ, близкую к 100%.

Незначительное уширение спектров ФЛ в QWIP ГС (19 meV) по сравнению с SQW ГС говорит о высокой степени однородности MQW (как по составу, так и по толщине КЯ). Максимум в области 1.525 eV соответствует ФЛ буферного слоя GaAs и, по-видимому, связан с неполным поглощением возбуждающего излучения в массиве MQW.

На рис. 2, а представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) тестовых ФП, полученные при 77 К (полярность электрического напряжения указана для нижнего контактного слоя). Наличие протяженных пологих участков в диапазоне напряжений 1–5 В свидетельствует о

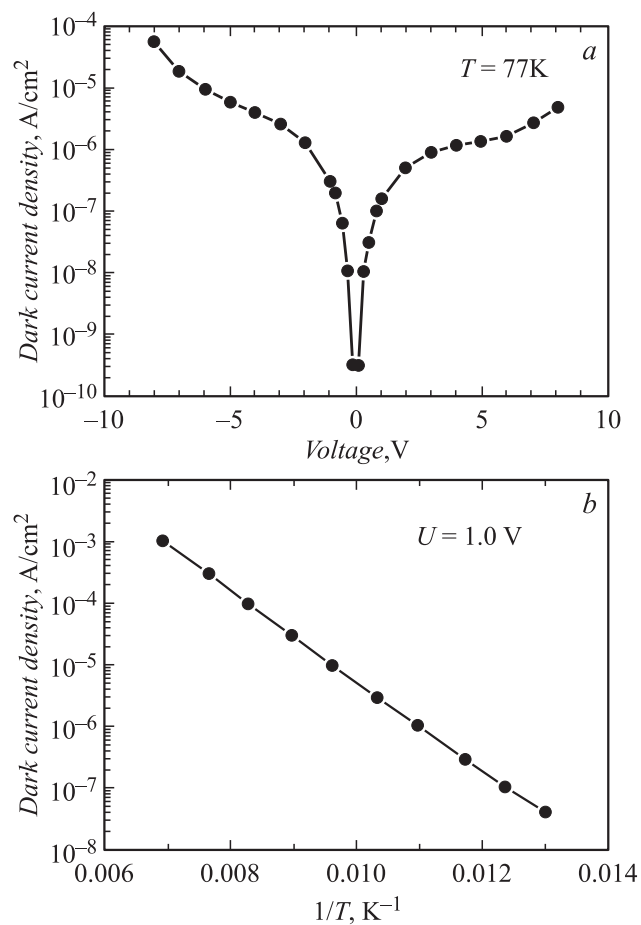


Рис. 2. Зависимости плотности темного тока QWIP ФП: *a* — от величины приложенного электрического напряжения; *b* — от температуры.

резких потенциальных барьерах на гетерограницах барьер–КЯ [7], необходимых для достижения наилучших характеристик ФП (низкой величины темного тока и высокого отношения сигнал/шум). Однако некоторая асимметрия ВАХ дает основания полагать, что формы энергетических барьеров, ограничивающих КЯ, отличаются друг от

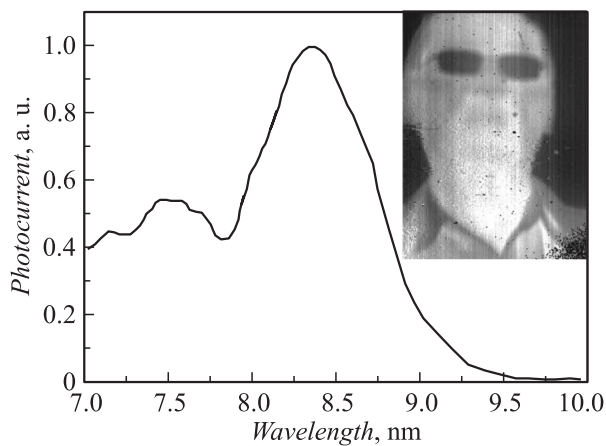


Рис. 3. Типичный спектр фоточувствительности QWIP ФП; на вставке представлена фотография, полученная с помощью ФПМ, смонтированной на мультиплексор форматом 320×256 элементов.

друга. Природа асимметрии потенциальных барьеров и особенности технологии роста, приводящие к такой асимметрии, требуют дальнейшего исследования.

Из наклона зависимости темнового тока ФП от обратной температуры $I(1/T)$ (рис. 2, *b*), используя формулу, полученную из зависимости концентрации свободных носителей заряда от температуры [8] $n = AT \exp(-\Delta E/kT)$ (где T — температура, A — const, k — постоянная Больцмана), можно рассчитать величину энергии термической активации электронов КЯ:

$$\Delta E = kT_1T_2(T_1 - T_2)^{-1} \ln[(I_1/I_2)(T_2/T_1)],$$

где T_1 и T_2 — величины температур на линейном участке зависимости $I(1/T)$, а I_1 и I_2 — соответствующие им величины темнового тока, которая оказалась равной 134 meV и хорошо согласуется с энергией (140 meV), соответствующей полувысоте длинноволновой границы спектра фоточувствительности, определяющей энергию „межподзонного“ перехода (рис. 3). Незначительное превышение последней величины над ΔE , по-видимому, говорит о том, что уровень Ферми,

определяющий энергию активации электронов в КЯ, при выбранном уровне легирования лежит выше (~ 5 meV) 1-го квантового уровня.

На вставке в рис. 3 представлено ИК-изображение, полученное с помощью тепловизионной системы на основе ФПМ, изготовленной из выращенной QWIP ГС (рабочая температура 70 К). Как видно из фотографии, ФПМ обладает высокой степенью контраста и однородности.

Таким образом, на отечественной установке молекулярно-пучковой эпитаксии разработан технологический режим роста QWIP ГС, фото-чувствительных в длинноволновом ИК-диапазоне (8–10 μm). Высокая однородность материала и резкость гетерограниц дают возможность изготавливать из таких ГС широкоформатные ФПМ, работающие при температуре не менее 70 К в тепловизионных системах нового поколения на основе недорогих криогенных станций.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № 02.523.11.3019 при поддержке Министерства науки и образования РФ.

Список литературы

- [1] *Manissadjian A., Gohier D., Ostard E., Nedelcu A.* // Proceedings of SPIE. 2006. V. 6206. P. 111.
- [2] *Bois Ph., Costard E., Duboz J.Y., Nagle J., Rosencher E., Vinter B.* // Proceedings of SPIE. 1995. V. 2552. P. 755.
- [3] *Волков В.Г., Ковалев А.В., Федчишин В.Т.* // Специальная техника. 2002. Т. 1. С. 5.
- [4] *Gromov A., Asplund C., Smuk S., Martijn H.* // Proc. SPIE Intern. Soc. Opt. Eng. 2006. V. 6395. P. 639 502.
- [5] *Garbuzov D.Z., Evtichiev V.P., Katsavets N.I., Komissarov A.V., Kudrik I.E., Kudryashov I.V., Khalfin V.B., Bauer R.K., Alferov Zh.I., Bimberg D.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 4152.
- [6] *Tsai K.L., Lee C.P., Chang K.H., Chen H.R., Tsang J.S.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 274.
- [7] *Куликов В.Б., Будкин И.В.* // Прикладная физика. 2003. Т. 5. С. 79.
- [8] *Levine B.F.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. P. 1.