

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСЛОЙНЫХ $p^+ - i - n^+$ -СТРУКТУР GaAs—AlGaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г., Ермакова О. Н.,
Можеров В. Г., Медведев Б. К.

Измерены спектры фотоотклика $V_\phi(\hbar\omega)$ многослойных с квантовыми ямами (MQW) $p^+ - i - n^+$ -структур GaAs—Al_{0,3}Ga_{0,7}As в диапазоне энергий квантов ($\hbar\omega$) возбуждающего света от 1.4 до ~ 2.2 эВ при температурах ~ 300 и ~ 80 К. Определена удельная вольтовая чувствительность. Изучено влияние на спектры $V_\phi(\hbar\omega)$ постоянного напряжения смещения. Обнаружено обращение экситонных пиков в спектрах фотоотклика и предложена модель данного физического процесса. Показана возможность использования зависимостей $V_\phi(\hbar\omega)$ для исследования энергетического спектра квазидвумерных экситонных состояний, определения толщины квантовых ям и планарной неоднородности внутреннего электрического поля в MQW $p^+ - i - n^+$ -структурах. В вольт-амперных характеристиках, полученных при освещении структур, обнаружены области резкого изменения дифференциальной проводимости, а также динамической бистабильности, обусловленные резонансно-туннельной фотоинжекцией неравновесных носителей и наблюдаемые как при $T \approx 80$ К, так и при комнатной температуре.

В настоящее время большие надежды в функциональной микро- и наноэлектронике связаны с использованием многослойных с квантовыми ямами (MQW) структур, обладающих рядом уникальных свойств [1, 2].

В данной работе сообщается о результатах исследования фотоэлектрических характеристик MQW $p^+ - i - n^+$ -структур, содержащих в качестве i -слоя 50 чередующихся нелегированных слоев GaAs и Al_{0,3}Ga_{0,7}As толщиной ~ 100 Å, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на n^+ -GaAs-подложках. Зонная энергетическая диаграмма и характерный набор слоев исследованных структур приведены на рис. 1. Для измерения фотоэлектрических характеристик к защитному слою p^+ -GaAs и подложке изготавливались омические контакты. Освещение проводилось со стороны слоя p^+ -GaAs. Регистрация малосигнальных спектров фотоотклика $V_\phi(\hbar\omega)$ осуществлялась методом синхронного детектирования при $|V_\phi| \ll kT/q$ (k — постоянная Больцмана, T — температура, q — заряд электрона) во всем исследованном спектральном диапазоне при частоте модуляции возбуждающего света ~ 60 Гц. Форма импульса фотоотклика при данной частоте модуляции практически повторяла форму светового импульса. Разрешение при записи $V_\phi(\hbar\omega)$ составляло $\sim 10^{-3}$ эВ, и вид регистрируемого спектра не зависел от величины входного сопротивления измерительного прибора. Получены и исследованы зависимости фотонапряжения $V_\phi = I_\phi R_n$ (I_ϕ — фототок, R_n — сопротивление нагрузки) от напряжения смещения $U_{см}$ при фиксированных значениях квантов возбуждающего света $\hbar\omega$. На образцах с наименьшими темновыми токами утечки было исследовано влияние освещения на квазистатические и динамические вольт-амперные характеристики (ВАХ). Указанный на приводимых рисунках знак фотоотклика и подаваемого на структуру $U_{см}$ соответствует знаку потенциала на контакте к слою p^+ -GaAs.

На рис. 2 приведены спектры фотоотклика $V_\phi(\hbar\omega)$ MQW p^+i-n^+ -гетероструктуры GaAs—Al_{0,3}Ga_{0,7}As при комнатной температуре (рис. 2, а) и при $T=80$ К (рис. 2, б). Энергетическое положение пиков на кривых I (рис. 2) совпадает с энергиями экситонных переходов с дискретных уровней (подзон) валентной зоны H_1, L_1, H_2, L_2, H_3 на уровни C_1, C_2, C_3 зоны проводимости в квантовых ямах i -слоя. Четко проявляется расщепление экситонного пика, обусловленное снятием вырождения с подзоны тяжелых (H_1) и легких (L_1) дырок. Наличие экситонных пиков в спектрах фотоотклика $V_\phi(\hbar\omega)$ может быть обусловлено диссоциацией квазидвумерных экситонов в электрическом поле p^+i-n^+ -структуры и образованием свободных фотоносителей на соответствующих подзонах в квантовых ямах. Определив энергетическое положение уровней из полу-

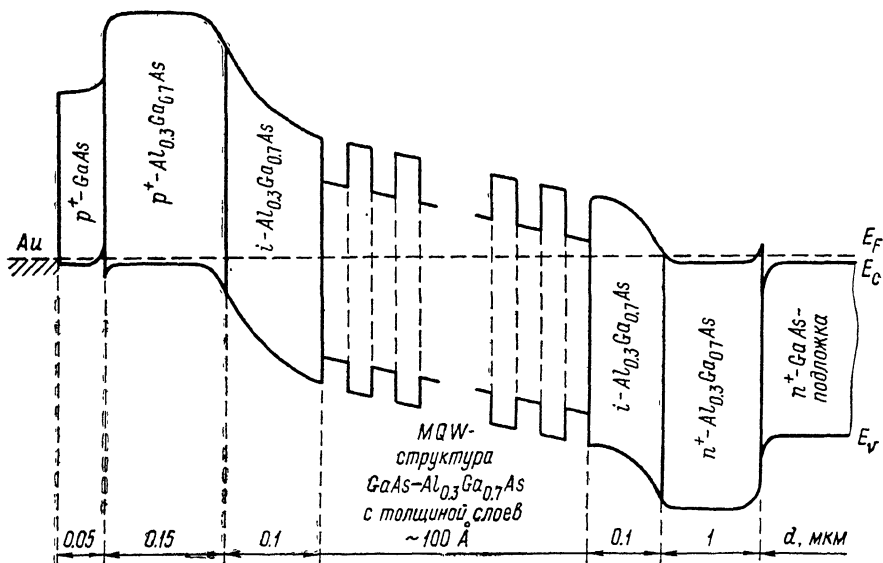


Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма исследованных структур.

ченных спектров $V_\phi(\hbar\omega)$, можно найти толщину квантовых ям L_w в выращенных структурах. Теоретический расчет таких функциональных зависимостей для квантовых ям Al_xGa_{1-x}As—GaAs—Al_xGa_{1-x}As различной толщины выполнен в [3, 4]. Используя данные расчеты, получаем $L_w \sim 100$ Å. Найти L_w можно также, используя, например, экспериментальные спектры пропускания $I(\hbar\omega)$, но для получения $I(\hbar\omega)$ необходимо вытравливание окна в n⁺-GaAs-подложке.

Как видно из рис. 2, спектральная чувствительность структур существенно уменьшается при $\hbar\omega > 1.8$ эВ, что можно объяснить началом поглощения в слое p⁺-Al_{0,3}Ga_{0,7}As и уменьшением количества неравновесных носителей, разделяемых в полевой области структуры. В то же время уменьшение температуры приводит не только к смещению области спектральной чувствительности в коротковолновую сторону, но и к увеличению фотоотклика. Так, например, удельная вольтовая чувствительность в области экситонного поглощения при $T=80$ К достигала 10⁶ В/Вт.

Вид спектров, приведенных на рис. 2, а и б (кривая 1), типичен для большинства исследованных структур. Однако в спектрах $V_\phi(\hbar\omega)$ некоторых образцов в области экситонных резонансов H_1-C_1 и L_1-C_1 были обнаружены провалы. Наиболее ярко выраженный спектр такого типа с провалами в области экситонных резонансов приведен на рис. 2, б (кривая 2). Аналогичные особенности в экситонных спектрах фотоотклика наблюдались ранее при исследовании поверхностно-барьерных структур. Несколько возможных механизмов формирования экситонных спектров $V_\phi(\hbar\omega)$, приводящих к образованию пиков или провалов в области экситонных резонансов таких структур,

рассмотрено в [5-9]. Как видно из данных работ, при малом уровне фотогенерации выражение для фототок в области экситонного резонанса электронного полупроводника можно представить в виде

$$V_{\phi} \sim j_{\phi} = q \left[\int_0^w G(x) dx + D_p \frac{d\Delta p(x)}{dx} \Big|_{x=w} \right]. \quad (1)$$

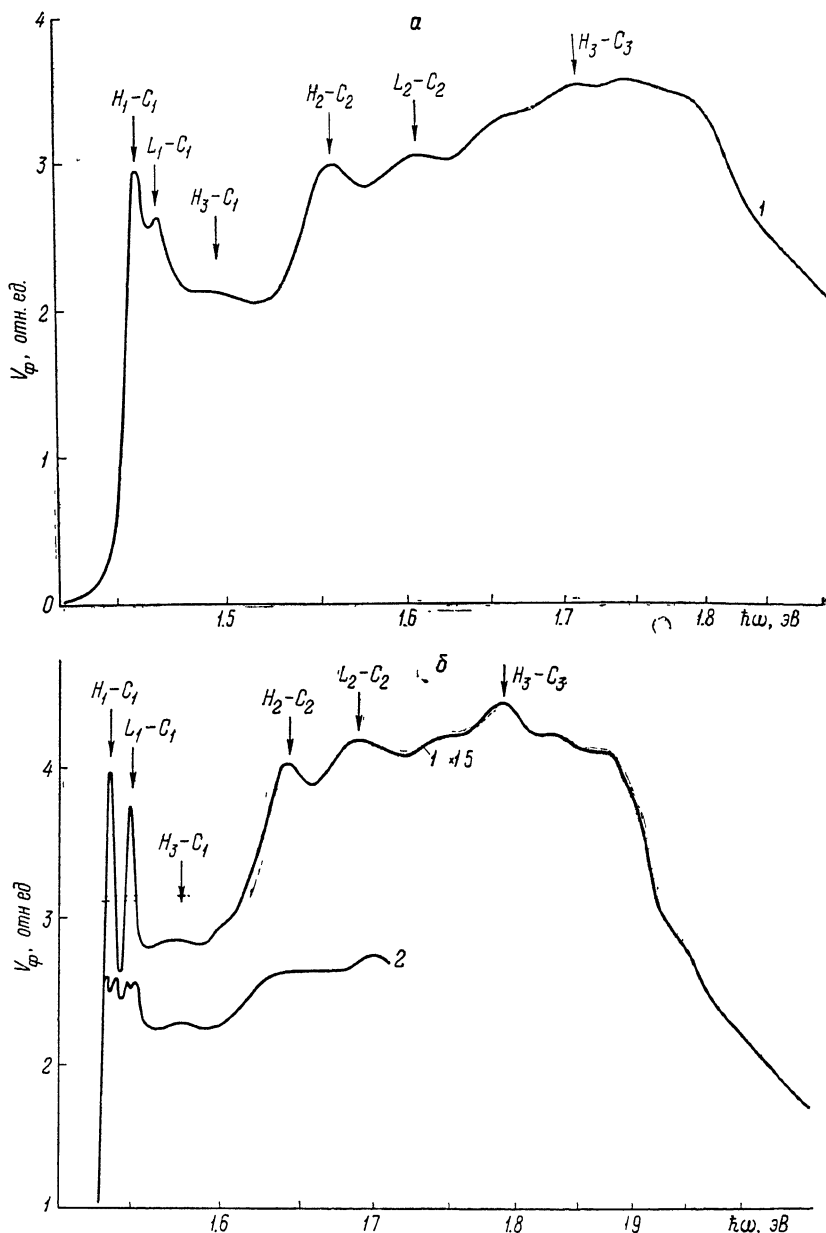


Рис. 2. Спектры фотоотклика MQW p^+-i-n^+ -структур.

T, K : $a - \approx 300$, $b - \approx 80$. 2 получена при исследовании структуры с меньшей напряженностью внутреннего электрического поля, чем 1.

Ось x перпендикулярна границам раздела, направление оси совпадает с направлением волнового вектора возбуждающего света, а начало — с поверхностью поглощающего фотоактивного материала, j_{ϕ} — плотность фототока, $G(x) = c(x)/\tau_g$ — скорость генерации фотоносителей, $c(x)$ — распределение кон-

центрации экситонов, τ_g — время жизни экситонов относительно процессов диссоциации на свободные электроны и дырки, w — толщина полевой области (области пространственного заряда), D_p — коэффициент диффузии неравновесных дырок, $\Delta p(x)$ — распределение их концентрации.

Второе слагаемое в выражении (1) представляет собой диффузионную составляющую фототока, созданную неосновными носителями заряда, образовавшимися в квазинейтральной области и диффундировавшими в полевую область полупроводника.

Если использовать выражение (1) для анализа экситонного фототоклика в исследуемой MQW-структуре, то вторым слагаемым можно пренебречь, так как контактное поле захватывает все внутренние квантово-размерные слои GaAs, в которых происходит образование неравновесных фотоносителей. В пользу последнего утверждения свидетельствует линейность вольт-фарадных характеристик изготовленных структур.

В MQW-структурах с квазидвумерными экситонными состояниями упрощается (по сравнению с поверхностно-барьерными структурами [5, 8]) и нахождение первого слагаемого в выражении (1), так как практически отсутствует диффузия экситонов с импульсом, перпендикулярным слоям. Поэтому $s(x) = -I_0(1-R)\alpha\tau \exp(-\alpha x)$ и окончательное выражение для фототоклика исследуемых структур в области экситонного резонанса можно записать в виде

$$V_\phi \sim j_\phi = qI_0(1-R)\eta(\tau/\tau_g)(1 - e^{-n\alpha L}w), \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность возбуждающего света, R — коэффициент отражения от поверхности структуры, α — коэффициент поглощения, η — коэффициент, учитывающий эффективность разделения неравновесных носителей в электрическом поле MQW $p^+ - i - n^-$ -гетероструктуры, $\tau = \tau_a\tau_g/(\tau_a + \tau_g)$ — полное время жизни экситонов, τ_a — время жизни экситонов относительно процессов аннигиляции (процессов излучения и безызлучательной нефотоактивной гибели), n — количество слоев GaAs (квантовых ям).

Выражение (2) получено в предположении отсутствия отражения света на внутренних границах раздела структуры, что допустимо для границы GaAs—Al_{0,3}Ga_{0,7}As (см., например, [4]).

Таким образом, наблюдаемые в спектрах фототоклика исследуемых структур провалы в области экситонных резонансов нельзя объяснить наличием квазинейтральной области аналогично [7], а также возможным сильным ростом длины диффузионного смещения реальных экситонов (поляритонов) при резонансном возбуждении — эффектом поляритонной прозрачности [6].

Анализ выражения (2) показывает, что в том случае, когда размер островков роста на гетерограницах меньше боровского диаметра экситона в квантовых ямах структуры, наиболее вероятной причиной появления провалов в спектрах $V_\phi(\hbar\omega)$ при изменении $\hbar\omega$ в узкой области экситонных резонансов может быть резко немонотонный характер зависимости $\tau/\tau_g(\hbar\omega)$ в данной области. Причем существенное влияние на соотношение между τ_g и τ может оказывать величина напряженности электрического поля в квантово-размерных слоях GaAs. Действительно, уменьшение электрического поля приводит к росту τ_g квазидвумерных экситонов, и полное время жизни в данной ситуации все в большей степени будет определяться временем жизни экситонов по отношению к процессам аннигиляции (при $\tau_g \gg \tau_a$, $\tau = \tau_a$ и $\tau/\tau_g = \tau_a/\tau_g$). Поэтому в образцах с меньшей величиной внутреннего электрического поля большую роль в формировании спектров играют процессы нефотоактивной (излучательной) гибели экситонов. Интенсивность данных процессов резко возрастает в области экситонных резонансов [10], что и приводит к появлению провалов в спектрах фототоклика $V_\phi(\hbar\omega)$.

В образцах с большей величиной электрического поля могут преобладать процессы диссоциации экситонов, стимулируемые электрическим полем, и немонотонность зависимости $\tau/\tau_g(\hbar\omega)$ в области экситонных резонансов значительно меньше (при $\tau_g \ll \tau_a$, $\tau = \tau_g$ и $\tau/\tau_g \approx 1$). В данной ситуации спектр $V_\phi(\hbar\omega)$

будет качественно повторять спектр $\alpha(\hbar\omega)$, т. е. экситонным пикам в спектрах $\alpha(\hbar\omega)$ будут соответствовать пики в спектрах $V_\phi(\hbar\omega)$.

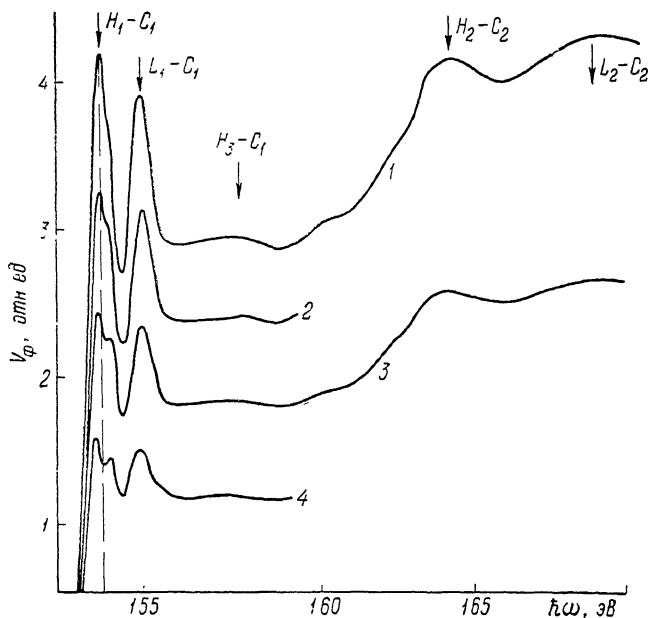


Рис. 3. Спектры фототоклика MQW $p^+ - i - n^+$ -структуры.

$T \approx 80$ К; постоянно выпрямляющее напряжение смещения $U_{см}$, В: 1 — 0, 2 — +0.2, 3 — +0.4, 4 — +0.6.

В пользу предлагаемой модели влияния электрического поля на спектры $V_\phi(\hbar\omega)$ свидетельствует и обращение экситонных пиков (изменение вида спектра) при приложении к образцам напряжения смещения $U_{см}$ (рис. 3).

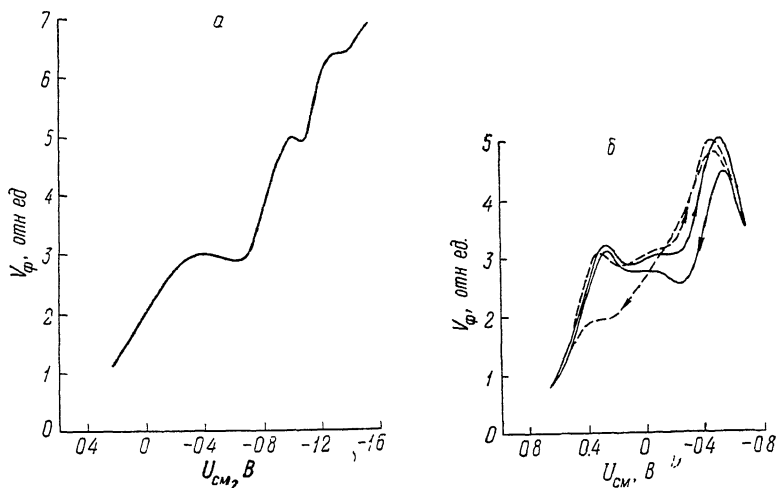


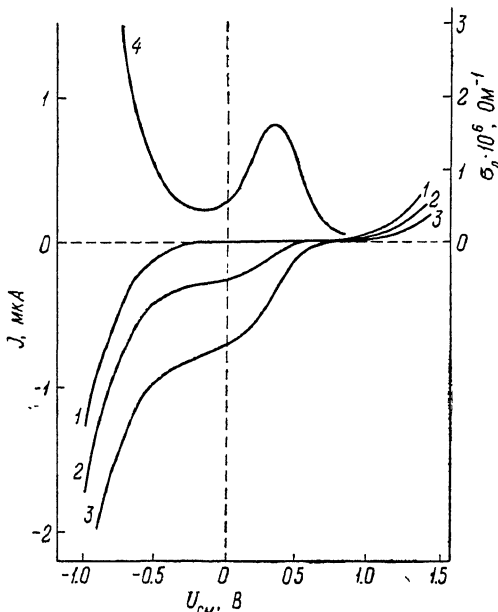
Рис. 4. Зависимость фототоклика MQW $p^+ - i - n^+$ -структуры от напряжения смещения при $T \approx 80$ К и $\hbar\omega = \hbar\omega_{H_1-C_1}$.

а) квазистатическая; б) динамическая при скорости развертки $V_p = U_{см}/t$, В/с. сплошные кривые — 0.01, штриховые — 0.1.

В том случае, когда размер островков роста на гетерограницах больше боровского диаметра экситона в квантовых ямах структуры, возможен и другой механизм формирования спектров $V_\phi(\hbar\omega)$. В данной ситуации экситон будет чувствовать флуктуацию ширины квантовых ям, и вместо одного в спек-

трах могут наблюдаться несколько близко расположенных пиков, соответствующих нескольким возможным ширинам ям в области генерации экситонов [11]. В таком случае спектр $V_\phi(\hbar\omega)$ на рис. 2, б (кривая 2) можно интерпретировать как комбинацию спектров от MQW-структур с шириной квантовых ям соответственно L_w и $L_w + a$, где a — толщина одного монослоя. Расстояние между экситонными пиками H_1-C_1 подструктур исследуемой структуры близко к величине наблюдаемого расщепления. Увеличение электрического поля (рис. 3) приводит к росту и совмещению (эффект сближения) экситонных пиков в спектрах $V_\phi(\hbar\omega)$ от подструктур.

Переход от одного вида спектра к другому наблюдался и при сканировании некоторых образцов узким пучком вдоль поверхности, что связано с планарной



неоднородностью внутреннего поля в данных образцах. Следовательно, спектральные измерения фотоотклика MQW $p^+ - i - n^+$ -структур можно использовать и для оценки планарной гетерогенности изготавливаемых структур.

На рис. 4 приведены зависимости $V_\phi(U_{cm})$, полученные при $T \sim 80$ К и $\hbar\omega = \hbar\omega_{H_1-C_1}$ на двух MQW $p^+ - i - n^+$ -структурах. Зависимость $V_\phi(U_{cm})$ на рис. 4, а получения на образце, спектры фотоотклика которого содержали про-

Рис. 5. Вольт-амперные характеристики MQW $p^+ - i - n^+$ -структуры.

$T \approx 300$ К; интенсивность освещения I , Вт/см²: 1 — 0, 2 — $0.5 \cdot 10^{-4}$, 3 — $2 \cdot 10^{-4}$; 4 — зависимость $\sigma_d = dJ/dU_{cm}$ от U_{cm} , полученная при $T \approx 300$ К и $I \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Вт/см².

валы в области экситонных резонансов H_1-C_1 и L_1-C_1 (рис. 2, б, кривая 2), а зависимость $V_\phi(U_{cm})$ на рис. 4, б — на образце с экситонными пиками в спектрах $V_\phi(\hbar\omega)$ (рис. 2, кривые 1). Темновые ВАХ обоих образцов имели обычный для неквантовых $p-i-n$ -структур вид. Однако освещение образцов приводило, как видно из рис. 4, к формированию изломов и даже участков с отрицательной дифференциальной проводимостью. Обнаруженные особенности можно объяснить проявлением резонансно-туннельной фотоинжекции, т. е. наличием локальных областей туннельной прозрачности (туннельного резонанса) для неравновесных носителей с импульсом, перпендикулярным слоям [12]. Обнаружена также бистабильность динамических ВАХ, появляющаяся при освещении структур и особенно сильная в области резонансного туннелирования. Увеличение скорости развертки (U_{cm}/t) при записи кривых $V_\phi(U_{cm})$ приводило к уменьшению вклада туннелирующих неравновесных носителей (рис. 4, б). Наблюдаемая бистабильность световых характеристик может быть связана, так же как ситуация с темновыми ВАХ квантово-размерных структур, исследованных в [13, 14], с тем, что неравновесные носители не успевают разделиться в электрическом поле и накапливаются в квантовых потенциальных ямах i -слоя.

Эффект резонансно-туннельной фотоинжекции обнаружен и при комнатной температуре. На рис. 5 приведены результаты исследования влияния освещения на ВАХ образца с экситонными пиками в спектрах $V_\phi(\hbar\omega)$ при $T = 300$ К и $|Z| \gg R_n$ (Z — комплексное сопротивление образца). Как видно из рисунка, темновая ВАХ (кривая 1) носит типичный выпрямляющий характер. В то же время при освещении образца отчетливо проявляются особенности (локальные

области с большей дифференциальной проводимостью), характерные для резонансно-туннельной фотоинжекции.

Список литературы

- [1] Узбер С. // Электроника. 1988. № 20. С. 83—89.
- [2] IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9.
- [3] Rogers D. C., Nicholas R. J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 27. P. L891—L896.
- [4] Masselink W. T., Pearah P. J., Klem J., Peng C. K., Morkoc H., Sanders C. P., Chang Y. C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 12. P. 8027—8034.
- [5] Царенков Г. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 8. С. 1518—1524.
- [6] Альперович В. Л., Кравченко А. Ф., Паханов Н. А., Терехов А. С. // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 10. С. 3038—3042.
- [7] Поляков В. И., Перов П. И., Петров В. А., Авдеева Л. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1200—1204.
- [8] Поляков В. И., Ермаков М. Г., Перов П. И., Хомич А. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 10. С. 2971—2979.
- [9] Киселев В. А., Новиков Б. В., Чередниченко А. Е. // Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Л., 1987. С. 160.
- [10] Weisbuch C. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 1. P. 179—183.
- [11] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М., 1989. 240 с.
- [12] Sarasso F., Mohammed R., Cho Y. A. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1853—1868.
- [13] Sheard F. W. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1228. 1988. V. 52. P. 1398.
- [14] Berthold K., Levi A. F. J., Walker J., Malik R. J. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 9. P. 813—815.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязинская часть

Получена 14.11.1989
Принята к печати 11.07.1990