

## ЭФФЕКТИВНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И *N*-ОБРАЗНАЯ ВАХ ДЛЯ ФОТОТОКА ПРИ ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ДВОЙНОЙ *P-i-N*-ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Рывкин Б. С.

Представлены экспериментальные результаты, позволяющие судить об эффективности модуляции излучения в SEED на основе двойной *P-i-N*-гетероструктуры в спектральном диапазоне существования *N*-образной ВАХ для фототока, где возможно получение эффектов переключения света, оптической бистабильности и т. д. Проанализирован вопрос о временных параметрах SEED на основе двойной *P-i-N*-гетероструктуры.

В настоящее время широко исследуются оптоэлектронные элементы типа SEED (Self—Electrooptic Effect Devices), работа которых основана на возможности получения отрицательного сопротивления *N*-типа при электропоглощении света в полупроводниках. Были предложены два типа элементов. В первом типе [1-6] использовались *P-i-N-GaAs/AlGaAs* двойные гетероструктуры (ДГС), в которых ширина запрещенной зоны узкозонного *n*<sup>0</sup>-слоя  $E_g$  была незначительно меньше энергии квантов используемого излучения  $\hbar\omega$ . *N*-образная вольтамперная характеристика (ВАХ) в этом случае была обусловлена эффектом уменьшения коэффициента поглощения фотонов с  $\hbar\omega \geq E_g$  при увеличении напряженности электрического поля в узкозонном *n*<sup>0</sup>-слое. Во втором типе [7-10] *n*<sup>0</sup>-слой представлял собой набор чередующихся квантовых ям (MQW-структуры), при этом энергия квантов используемого излучения соответствовала экситонному резонансу в *n*<sup>0</sup>-слое структуры. В этом случае наличие *N*-образной ВАХ также обусловлено уменьшением коэффициента поглощения в *n*<sup>0</sup>-слое структуры с увеличением электрического поля в нем, что находит объяснение в рамках нового механизма — эффекта Штарка при квантовом ограничении [8]. Наличие *N*-образной ВАХ у обеих структур позволило реализовать на их основе различные типы оптоэлектронных элементов. Для случая двойной гетероструктуры работа таких элементов до настоящего времени исследовалась лишь в варианте функционального фотоприемника. Существенным, однако, является также вопрос о том, насколько эффективно такая структура позволяет управлять светом. В настоящей работе представлены экспериментальные данные, позволяющие судить об эффективности модуляции излучения в двойной *P-i-N*-гетероструктуре в спектральном диапазоне существования *N*-образной ВАХ структуры, т. е. именно в том диапазоне длин волн, где возможно получение эффектов переключения света, оптической бистабильности и т. д. Эксперименты проводились с использованием структуры, представленной на рис. 1, выращенной методом жидкостной эпитаксии. В подложке вытравливалось окно, а поверхности, образующие резонатор Фабри—Перо для проходящего излучения, просветлялись с помощью анодного окисления так, что коэффициент отражения не превышал 1%. Плоскость *p-n*-перехода в структуре была намеренно смещена на 0.2 мкм в широкозонный слой, что позволяло исследовать электронно-оптические характеристики структуры, начиная с нулевой напряженности электрического поля в *n*<sup>0</sup>-слое (рис. 1). На рис. 1, б схематически показано распределение электрического поля в исследуемой струк-

туре при различных величинах приложенного к ней обратного смещения. Видно, что при нулевом смещении область объемного заряда не проникает в узкозонный  $n^0$ -слой, а при  $U_{см} = 3В$  уже полностью его занимает, что говорит о высокой чистоте слоя [в нашем случае концентрация электронов  $n^0$  составляла  $\approx (5 \div 7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ].

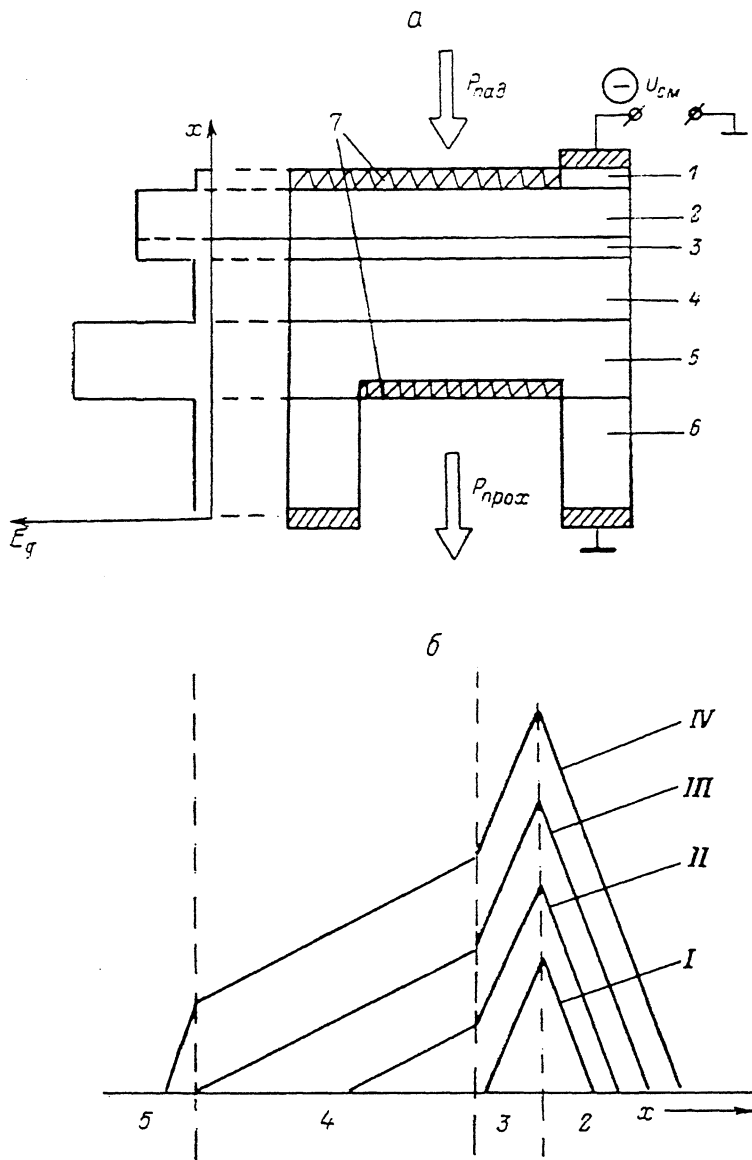


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого SEED (а) и распределения напряженности электрического поля в структуре (б).

1 —  $p^+$ -GaAs (0.2 мкм), 2 —  $p^+$ - $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (1.0 мкм), 3 —  $N^+$ - $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  (0.2 мкм), 4 —  $n^0$ -GaAs (1.5 мкм), 5 —  $N^+$ - $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (3.0 мкм), 6 — подложка  $n$ -GaAs, 7 — просветляющие покрытия.  $U_{см}$ , В: I — 0, II — 1, III — 3, IV — 5.

На рис. 2, а приведены спектральные зависимости фототока и интенсивности излучения, прошедшего сквозь структуру при различных напряжениях обратного смещения, приложенного к ней.<sup>1</sup>

При  $U_{см} = 1 В$  электрическое поле уже частично проникает в  $n^0$ -слой и эф-

<sup>1</sup> Из рис. 1, а видно, что интерференционные эффекты в структуре отсутствуют (до просветления контраст интерференционных пиков в спектре пропускания ниже края поглощения достигал величин 2 : 1).

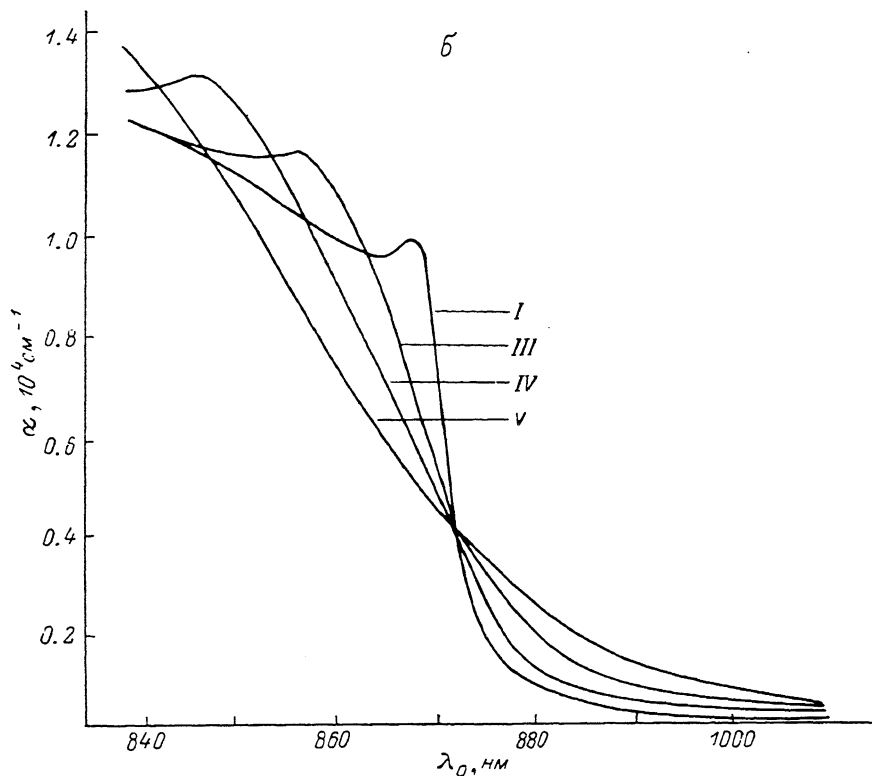
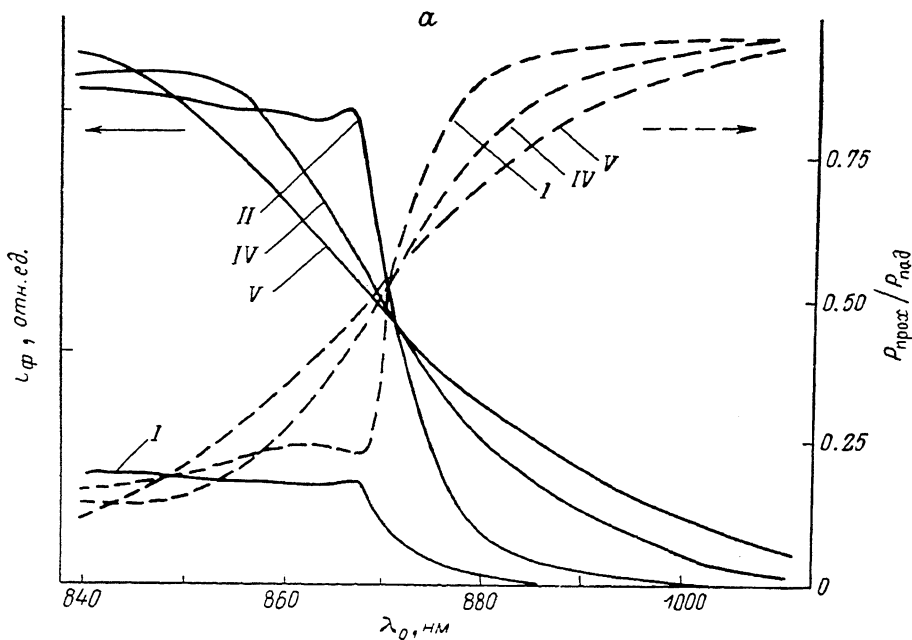


Рис. 2. Спектральные зависимости фототока и мощности излучения, прошедшего через SEED (а), и усредненного по толщине поглощающего слоя коэффициента поглощения  $\alpha$  при различных напряжениях смещения  $U_{см}$  (б).

$U_{см}$ , В: I — 0, II — 1, III — 5, IV — 10, V — 20.

эффективность разделения генерированных светом носителей за счет их диффузии и дрейфа  $\approx 1$ .<sup>2</sup>

Из рис. 2, а видно, что для фотонов с энергией, незначительно превышающей ширину запрещенной зоны  $n^0$ -слоя  $E_g$ , т. е. в спектральной области существования  $N$ -образной ВАХ фототока [3, 4], имеет место эффективная модуляция света, прошедшего сквозь структуру. Так, на длине волны излучения  $\lambda_0 = 868$  нм контраст по пропусканию составил 1.96 : 1 при увеличении напряжения смещения от 0 до 10 В и 2.11 : 1 при изменении напряжения от 0 до 20 В. Интенсивность прошедшего сквозь структуру излучения увеличилась от 23.2 до 45.5 и 49.0 % соответственно.

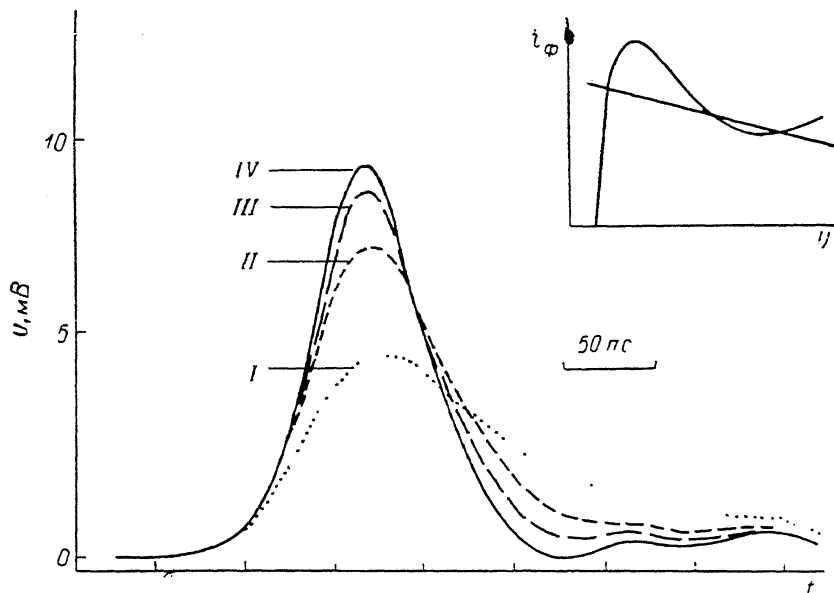


Рис. 3. Форма импульсов отклика фотодиода, изготовленного на основе исследуемой структуры (диаметр мезы 60 мкм) при различных напряжениях смещения.

$U_{см}$ , В: I — 1, II — 2, III — 3, IV — 4+14. На вставке —  $N$ -образная ВАХ для SEED, необходимая для построения переключающего устройства.

Сравнение эффективности модуляции света с помощью ДГС в спектральной области существования  $N$ -образной ВАХ (например, при  $\lambda_0 = 868$  нм) с аналогичной эффективностью модуляции MQW-структурами [7, 11] показывает, что эта эффективность практически одинакова как по полученному контрасту, так и по затрачиваемой на модуляцию энергии.

Анализ спектральных зависимостей фототока и прошедшего излучения позволил построить график зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  от приложенного внешнего напряжения (рис. 2, б). Абсолютная величина  $\alpha$  в пике на краю поглощения при  $E=0$  составила  $\sim 9800$  см<sup>-1</sup> и изменилась до  $\sim 4800$  см<sup>-1</sup> при увеличении средней напряженности электрического поля в поглощающем слое до  $E \sim 10^5$  В/см.

Рассмотрим возможность получения малых времен переключения в элементах типа SEED на основе двойных гетероструктур. Так же как в обычных фотодиодах, они определяются временами пролета фотоносителей в процессе их разделения ( $\tau_{пр}$ ) и постоянной времени  $\tau_{RC} = R_n C$ , где  $C$  — емкость цепи,  $R_n$  — нагрузочное сопротивление, величина которого в данном случае зависит от мощности используемого излучения [2]. В проведенных до сих пор экспериментах с импульсами света [6] времена переключения для SEED на ДГС определялись  $R_n C$  и были  $\sim 20$  нс. Уменьшение емкости  $C$  приведет к уменьшению  $\tau_{RC}$ , однако величина предельно малых времен переключения будет, по-види-

<sup>2</sup> Эффективность разделения носителей при  $U_{см} < 1$  В мала, так как переходу неравновесных дырок в широкозонный  $N^+$ -слой препятствует барьер на его границе с  $n^0$ -слоем.

тому, определяться  $\tau_{пр}$ . Так, для структуры, исследованной в настоящей работе, это предельное время не может быть меньше 150—200 пс. Это следует из представленных на рис. 3 экспериментальных зависимостей формы импульса фототовета при освещении фотодиода, выполненного из упомянутой структуры, импульсами излучения полупроводникового лазера длительностью  $\leq 50$  пс. В самом деле, в процессе переключения SEED с  $N$ -образной ВАХ напряжение на структуре может меняться в широких пределах, так как переход осуществляется между состояниями, расположенными на возрастающем и падающем участках ВАХ (см. вставку на рис. 3). При этом ширина области объемного заряда в поглощающем  $n^0$ -слое может уменьшиться (при уменьшении обратного смещения на SEED) настолько, что станет существенно меньше ширины этого слоя. Время пролета будет определяться временем диффузии носителей до области объемного заряда. Если плоскость  $p-n$ -перехода совпадает с гетерограницей и концентрация примесей в узкозонном слое мала настолько, что область объемного заряда перекрывает этот слой даже при положительных смещениях, то механизм переноса может быть дрейфовым в широкой области изменения напряжений [12] переключения SEED. Времена переключения SEED в таком случае могут быть, по нашему мнению, менее 100 пс. В любом случае процесс пролета носителей по однородному слою более быстрый, чем аналогичный пролет по слою, состоящему из набора чередующихся квантовых ям [13].

Отметим, что дрейф большого числа носителей может привести к искажению распределения электрического поля в структуре (поле провисает в центре и увеличивается на краях области объемного заряда). При больших интенсивностях света этот процесс может привести к существенному искажению ВАХ структуры, тем более существенному, чем меньше дрейфовая скорость носителей.

Авторы признательны В. Р. Ларионову и Е. М. Танклевской за помощь в изготовлении образцов, Ж. И. Алфёрову и Е. Л. Портному за поддержку работы.

#### Список литературы

- [1] Рывкин Б. С. // Тр. Всес. конф. по физике полупроводников. Т. 1. Баку, 1982. С. 56—58.
- [2] Рывкин Б. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 3—27.
- [3] Александров С. Н., Иванов М. Г., Неменов М. И., Рывкин Б. С., Сеницын М. А., Явич Б. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 703—706.
- [4] Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Ларионов В. Р., Рывкин Б. С. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 811—816. 1987. Т. 13. В. 23. С. 1414—1416.
- [5] Rvkin B. S. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 567—574.
- [6] Butusov D. M., Gotsadze G. G., Larionov V. R., Rvkin B. S. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 599—603.
- [7] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C., Gossard A. G., Wiegmann W., Wood T. H., Burrus C. A. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 13—16. IEEE J. Quant. Electron. 1985. V. QE-21. N 9. P. 1462—1476.
- [8] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C., Gossard A. G., Wiegmann W., Wood T. H., Burrus G. A. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 2. P. 1043—1060.
- [9] Miller D. A. B. // Opt. Eng. 1987. V. 26. N 5. P. 368—372.
- [10] Miller D. A. B., Chemla D. S., Schmitt-Rink S. // Optical Nonlinearities and Instabilities in Semiconductors // Ed. by H. Haug. Boston, 1988. P. 325—359.
- [11] Whitehead M., Stevens P., Rivers R., Parry G., Roberts I. S., Mistry P., Pate M., Hill G. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 11. P. 956—958.
- [12] Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Ларионов В. Р., Рывкин Б. С., Танклевская Е. М., Тимофеев Ф. Н. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 88—94.
- [13] Wood T. H., Burrus C. A., Gnauck A. H., Wiesenfeld, Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 3. P. 190—192. Larson A., Anderson P. A., Eng S. T., Yariv A. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. V. QE-24. N 5. P. 787—801.