

06

Фотодиоды для спектрального диапазона 1.1–2.4 μm на основе двойной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$, выращенной с использованием редкоземельных элементов

© А.Н. Именков, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, К.В. Калинина,
М.П. Михайлова, М.А. Сиповская, Н.Д. Стоянов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Imenkov@iroptl.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2008 г.

Созданы и исследованы фотодиоды для спектрального диапазона 1.1–2.4 μm на основе гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с узкозонным слоем $n\text{-GaInAsSb}$ (ширина запрещенной зоны $E_g \cong 0.5 \text{ eV}$), выращенным с использованием редкоземельного элемента гольмия. Концентрация электронов в узкозонном слое уменьшилась в 4 раза по сравнению с аналогичной гетероструктурой, выращенной без использования редкоземельного элемента, и составила $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Предложенная структура демонстрирует увеличение квантовой эффективности и быстродействия.

PACS: 85.60.DW

Фотодиоды на основе гетероструктуры $\text{GaSb}/\text{GaInAsSb}/\text{AlGaAsSb}$, работающие в спектральном диапазоне 1–2.4 μm , используются в оптических сенсорах [1–3] и термовольтаических преобразователях [4,5]. Ранее мы сообщали [6], что использование излучения, отраженного внутри фотодиода от его тыльной стороны, позволяет значительно уменьшить толщину поглощающего слоя при сохранении квантовой эффективности. При этом уменьшается темновой ток, повышается обнаружительная способность фотоприемников и увеличивается фотоэдс термовольтаических элементов. Ранее была описана методика уменьшения концентрации основных носителей и увеличения их подвижности

в полупроводниках A^3B^5 при эпитаксиальном выращивании их слоев в присутствии редкоземельных элементов [7,8].

В настоящей работе мы сообщаем о создании и исследовании высокоэффективных фотодиодов на основе двойной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с узкозонным активным слоем твердого раствора $\text{Ga}_{0.78}\text{In}_{0.22}\text{As}_{0.19}\text{Sb}_{0.81}$ ($E_g \cong 0.5 \text{ eV}$), выращенным в присутствии редкоземельного элемента гольмия.

Фотодиодные структуры создавались на подложке $n\text{-GaSb}(100)$ последовательным выращиванием методом жидкофазной эпитаксии узкозонного слоя $n\text{-Ga}_{0.78}\text{In}_{0.22}\text{As}_{0.19}\text{Sb}_{0.81}$, слоя широкозонного оптического окна $p\text{-Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ и подконтактного сильно легированного слоя $p\text{-GaSb}$. Толщина узкозонного слоя составляла 1.6 и 3.2 μm , широкозонного 2–5 μm и подконтактного 0.2–0.3 μm в разных образцах исследуемых фотодиодов.

Узкозонный слой выращивался из раствора-расплава бинарных соединений GaSb и InSb в Ga с добавлением примесных атомов Te из GaSb:Te и редкоземельного элемента Ho (0.0011 at. %). Так же были изготовлены контрольные фотодиодные структуры без использования Ho. Из выращенных структур изготавливались четырехсклодные фотодиоды площадью от $2 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$, смонтированные на кристаллодержателях типа ТО-18 с плоским столиком. Антиотражающее покрытие на лицевую сторону не наносилось во избежание искажения спектра фоточувствительности. На задней стороне контакт был сплошным, отражающим излучение, падающее на него внутри кристалла.

В данной работе исследовались спектры фототока, спектры электролюминесценции и быстродействие фотодиодов. Для исследования быстродействия осциллографировались импульсы фототока при импульсном освещении фотодиода диодным лазером на основе двойной гетероструктуры $\text{AlGaAsSb}/\text{GaInAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ с длиной волны излучения $\lambda = 2 \mu\text{m}$. Длительность импульсов составляла 1–4 μs . Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены спектры фоточувствительности гетерофотодиодов $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$. Квантовая эффективность составляет 0.3–0.6 electron/photon в интервале длин волн 1.1–2.4 μm . Наибольшее значение квантовой эффективности в максимуме спектра, лежащем при длинах волн 1.8–2.2 μm , имели фотодиоды, при изготовлении которых использовался редкоземельный элемент (рис. 1, кривая 1) (до 0.55 el./ph.). Без использования редкоземельных элементов

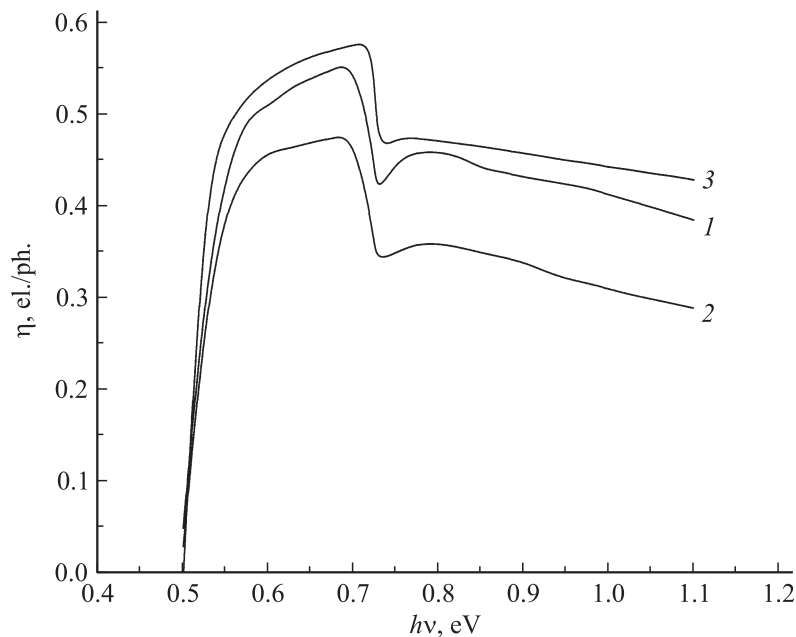


Рис. 1. Спектры квантовой эффективности фотодиодов с тонким ($1.6\ \mu\text{m}$) узкозонным слоем GaInAsSb: 1 — в случае использования гольмия при выращивании узкозонного слоя, 2 — без использования, 3 — теоретическая кривая.

квантовая эффективность не превышает $0.48\ \text{el./ph.}$ (рис. 1, кривая 2). Наличие указанного максимума в области $1.8\text{--}2.2\ \mu\text{m}$ обусловлено генерацией электронно-дырочных пар в узкозонном слое не только за счет фотонов, прошедших первоначально через лицевую сторону фотодиода, но и за счет отраженных от задней стороны структуры. При энергии фотонов $h\nu > 0.725\ \text{eV}$ подложка GaSb становится сильно поглощающей, что делает уже невозможной рециркуляцию фотонов в кристалле. Поэтому квантовая эффективность при таких энергиях фотона уменьшается на 25%. Далее она слегка увеличивается из-за возрастания фотоактивного поглощения в узкозонном слое и в подложке и затем снова начинает плавно уменьшаться из-за поглощения излучения в подконтактном слое $p\text{-GaSb}$.

Для рассмотрения спектра квантовой эффективности с учетом рециркуляции фотонов внутри диода используем формулу (1) работы [6] в упрощенном виде:

$$\eta = \frac{1 - R}{\sqrt{R}} \frac{\operatorname{sh} \alpha_l d_l}{\operatorname{sh}(\alpha_l d_l - \ln \sqrt{R})} \frac{L_{pl}}{d_l} \operatorname{th} \frac{d_l}{L_{pl}}, \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения кристалла, d_l — толщина узкозонного слоя, которая предполагается меньшей диффузионной длины неосновных носителей заряда L_{pl} , α_l — коэффициент поглощения слоя.

Спектр коэффициента поглощения будем выражать формулой, справедливой для прямозонных полупроводников:

$$\alpha_l = AT^{0.5}(h\nu - E_{gl})^{0.5}(kT)^{-0.5}, \quad (2)$$

где T — температура, E_{gl} — ширина запрещенной зоны узкозонного слоя, kT — квант тепловой энергии, A — коэффициент, имеющий в нашем случае величину $180 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-0.5}$.

При энергиях фотона, больших ширины запрещенной зоны GaSb, спектр квантовой эффективности выразится следующей формулой:

$$\eta_{\Sigma} = (1 - R) [1 - e^{-\alpha_l d_l} (\alpha L_p + 1)^{-1}] e^{-\alpha d_c} \frac{L_{pl}}{d_l} \operatorname{th} \frac{d_l}{L_{pl}}, \quad (3)$$

где α — коэффициент поглощения GaSb, определяющийся формулой (2) с заменой E_{gl} на E_g — ширину запрещенной зоны GaSb, L_p — диффузионная длина неосновных носителей заряда в GaSb, d_c — толщина подконтактного слоя. Теоретическая кривая 3 на рис. 1, рассчитанная по формулам (1)–(3) при $d_l = 1.6$, $d_c = 0.25$, $L_{pl} = 2.6$ и $L_p = 1.6 \mu\text{m}$, соответствует в общих чертах экспериментальным кривым 1 и 2.

В спектрах электролюминесценции наблюдалась одна полоса межзонного излучения в узкозонном слое. Вычисленная по методике работы [9] ширина запрещенной зоны узкозонного слоя составила около $E_{gl} = 0.517 \text{ eV}$. Концентрация электронов с добавлением Но уменьшилась в 4 раза до $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2 приведены осциллограммы спада фототока для трех фотодиодов после выключения возбуждающего лазера. В процессе спада фототока дифференциальная постоянная спада слегка увеличивается в первые 10 ns, а после уменьшения фототока на $\sim 20\%$ остается

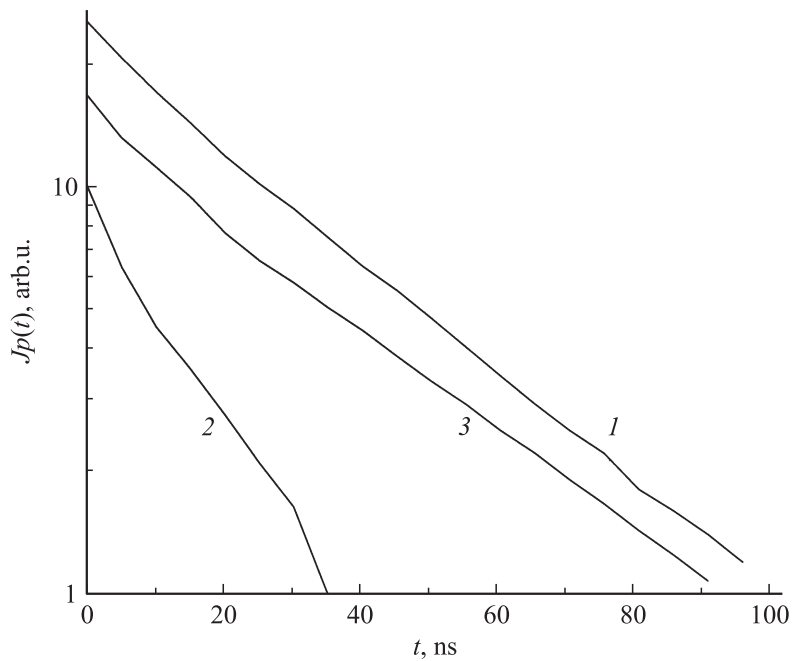


Рис. 2. Спад фототока $J_p(t)$ во времени t после выключения возбуждающего лазера для фотодиодов с толщиной узкозонного слоя $1.6 \mu\text{m}$, выращенного с использованием гольмия 1 и без использования 2, и фотодиода с толщиной узкозонного слоя $3.2 \mu\text{m}$, выращенного без использования гольмия 3.

неизменной. В контрольных фотодиодах установившаяся постоянная времени спада фототока составляет 18 ns при толщине узкозонного слоя $1.6 \mu\text{m}$ и 39 ns при его толщине $3.2 \mu\text{m}$ (рис. 2, кривые 2 и 3). Фотодиоды, изготовленные с добавлением гольмия, имеют постоянную времени спада 33 ns при толщине узкозонного слоя $1.6 \mu\text{m}$ (рис. 2, кривая 1).

Это соответствует теоретической зависимости фототока от времени $J_p(t)$:

$$J_p(t) = J_p(0) \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1)^{-2} e^{-(2k+1)t\tau^{-1}}, \quad (4)$$

где $k \geq 0$ — целое число, $J_p(0)$ — фототок в начале спада при времени $t = 0$, τ — постоянная времени спада при больших временах t , когда

проявляется только одно слагаемое суммы с $k = 0$:

$$\tau = \tau_{pl} \left[1 + \left(\frac{\pi L_{pl}}{2d_l} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (5)$$

где τ_{pl} — время жизни неравновесных носителей заряда в узкозонном слое.

Из формулы (5) следует, что τ квадратично уменьшается с уменьшением отношения d_l/L_{pl} .

Используя формулу (5), в случае диодов без введения редкоземельных элементов получаем $\tau_{pl} = 64 \text{ ns}$ и $L_{pl} = 1.63 \text{ }\mu\text{m}$. Обращает на себя внимание то, что диффузионная длина L_{pl} сравнима с толщиной узкозонного слоя, что снижает квантовую эффективность.

Учитывая вычисленное L_{pl} и экспериментально полученное увеличение квантовой эффективности фотододов на 16% при добавлении Ho в раствор-расплав, находим из уравнения (1) диффузионную длину неосновных носителей заряда в узкозонном слое, выращенном в присутствии Ho, $L_{pl} = 2.6 \text{ }\mu\text{m}$. Время жизни неосновных носителей заряда, согласно уравнению (5), увеличивается до $\tau_{pl} = 250 \text{ ns}$.

Таким образом, использование редкоземельных элементов (Ho) при выращивании фотодиодных гетероструктур $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ позволяет уменьшить концентрацию основных носителей заряда в активной поглощающей области гетерофотодиода. При этом увеличиваются время жизни и диффузионная длина неосновных носителей заряда и возрастает квантовая эффективность. Показано, что уменьшение толщины узкозонной активной области при наличии рециркуляции детектируемого излучения в кристалле позволяет увеличить быстродействие гетерофотодиода без потери квантовой эффективности.

Список литературы

- [1] *Analytical Chemistry*. 1956. V. 28. N 8. P. 219–237.
- [2] Стоянов Н.Д., Михайлова М.П., Андрейчук О.В., Моисеев К.Д., Андреев И.А., Афрашлов М.А., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 4. С. 467–473.
- [3] Андреев И.А., Куницына Е.В., Михайлова М.П., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1999. Т. 33. В. 3. С. 249–253.
- [4] Mauk M.G., Andreev V.M. // *Semicond. Sci. Technol.* 2003. V. 18. P. 5191–5201.
- [5] Астахова А.П., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Михайлова М.П., Синовская М.А., Стоянов Н.Д., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 1. С. 23–29.

- [6] Астахова А.П., Журтанов Б.Е., Именков А.Н., Михайлова М.П., Сиповская М.А., Стоянов Н.Д., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 19. С. 8–15.
- [7] Баранов А.Н., Воронина Т.И., Лагунова Т.С., Сиповская М.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1993. Т. 27. С. 421–430.
- [8] Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // ФТП. 1999. Т. 33. В. 8. С. 1010–1013.
- [9] Журтанов Б.Е., Ильинская Н.Д., Именков А.Н., Михайлова М.П., Калинина К.В., Сиповская М.А., Стоянов Н.Д., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2008. Т. 42. В. 4. С. 468–472.