

УДК 539.23 + 539.25 + 539.29 + 621.383.5

КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ ПРИ ПОРОГОВЫХ ОСВЕЩЕННОСТЯХ

Ю. Н. Бобренко, А. В. Саченко, Н. В. Ярошенко, В. Н. Комащенко

Украина, Киев, Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарёва НАН Украины,
E-mail: komas@isp.kiev.ua

Аннотация

КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОДЕТЕКТОРОВ ПРИ ПОРОГОВЫХ ОСВЕЩЕННОСТЯХ

Ю. Н. Бобренко, А. В. Саченко, Н. В. Ярошенко, В. Н. Комащенко

Рассчитано распределение потенциала вдоль прозрачной составляющей гетероперехода при пороговой освещенности. Определена эффективная длина собирания в поверхностно-барьерной структуре при низких уровнях облучения. Получены теоретические выражения для зависимостей тока фотодетектора от расстояния между токособирающими электродами, от толщины верхнего сильно легированного слоя и от коэффициента поглощения света. Проведено сравнение теории и эксперимента, из которого определены ключевые параметры фотодетектора.

Ключевые слова: ультрафиолетовое излучение, поверхностно-барьерная структура, тонкопленочный гетеропереход, ультрафиолетовый приемник

Анотація

КВАНТОВА ЕФЕКТИВНІСТЬ ФОТОДЕТЕКТОРІВ ПРИ ПОРОГОВИХ ОСВІТЛЕНОСТЯХ

Ю. М. Бобренко, А. В. Саченко, М. В. Ярошенко, В. М. Комащенко

Розраховано розподіл потенціалу вздовж прозорої складової гетеропереходу при пороговій освітленості. Визначена ефективна довжина збирання в поверхнево-бар'єрній структурі при низьких рівнях опромінення. Отримані теоретичні вирази для залежностей струму фотодетектора від відстані між струмозбірними електродами, від товщини верхнього сильно легированого шару та від коефіцієнту поглинання світла. Проведено порівняння теорії і експерименту, з якого визначені ключові параметри фотодетектора.

Ключові слова: ультрафіолетове випромінювання, поверхнево-бар'єрна структура, тонкоплівковий гетероперехід, ультрафіолетовий приймач

Abstract

QUANTUM EFFICIENCY OF PHOTODETECTORS AT THRESHOLD LUMINOSITIES

U. N. Bobrenko, A. V. Sachenko, M. V. Yaroshenko, V. N. Komashenko

A potential distribution along a transient constituent of heterojunction was calculated at threshold luminosity. Effective length of collecting was determined in a surface barrier structure at the low levels of irradiation. Theoretical expressions were got for dependences of photodetector current on distance between current-collecting contacts, thickness of overhead high doped layer and coefficient of an absorption of light. The key parameters of photodetector were concluded from comparison of theory and experiment.

Keywords: ultra-violet radiation, surface-barrier structure, thin-film heterojunction, ultra-violet receiver

Перспективность использования фотопреобразователей с поверхностно-барьерными структурами (ПБС) для преобразования ультрафиолетового (УФ) излучения без значительных потерь его в поверхностном слое фотодиода отмечалась во многих работах. Одни из наиболее эффективных ПБС реализованы на p - n -переходах вырожденный полупроводник — полупроводник [1].

Потребность рынка в недорогих солнечно-слепых и эффективных фотоприемниках (ФП) ультрафиолетового диапазона огромна. Такие ФП используются для мониторинга окружающей среды, слежения за озоновым слоем атмосферы, контроля дозы облучения в медицине и биологии, озонировании воды и др. В некоторых случаях возникает задача контроля облученности “жестким” УФ ($\sim 0,25$ мкм) от ртутной лампы больших площадей (больничные палаты, облучение биологических культур и др.). В таких случаях важно иметь ФП большой площади для регистрации малых доз УФ радиации. Создание ФП большой площади на традиционных (Si, GaAs) и новых материалах (GaN, SiC и др.) коммерчески невыгодно из-за сложной и дорогой технологии изготовления [2].

В данной работе исследуется ПБС типа p - $\text{Cu}_{1,8}\text{S}/n$ - ZnS/n - CdSe .

В ПБС с большой площадью последовательное сопротивление R_s будет определяться верхним токосъемным электродом. По ряду причин (геометрических, технологических) фототок на верхнем электроде собирается в одном или двух направлениях.

Проанализируем роль верхней барьерной составляющей ПБС ($\text{Cu}_{1,8}\text{S}$) при предельном уменьшении ее толщины и при малых уровнях

облучения в ФП на основе тонкопленочных поликристаллических гетеропереходов (ГП).

Ограничимся рассмотрением линейного случая, когда напряжение разомкнутой цепи V_{oc} в фотодетекторе мало, так что выполняется неравенство $qV_{oc}/kT < 1$. Этот случай соответствует малой поверхностной плотности тока короткого замыкания J_{sc} по сравнению с поверхностной плотностью тока насыщения J_0 . Будем считать, что в направлении z по краям на расстояниях l от центра верхнего сильно легированного слоя расположены два токосъемных электрода (см. рис. 1). Рассчитаем расстояние l^* , при котором в фотодетекторе собирается n -ая часть тока короткого замыкания nJ_{sc} ($n < 1$).

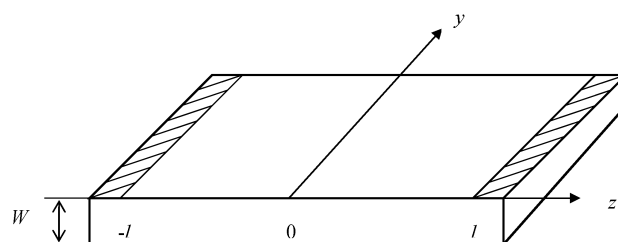


Рис. 1. Схематический вид верхнего сильно легированного слоя в фотодетекторе.

Для расчета используем одноэкспоненциальную вольт-амперную характеристику (ВАХ). Тогда в рассматриваемом линейном случае зависимость поверхностной плотности фототока в направлении z в верхнем сильно легированном слое имеет вид

$$J(z) = J_{sc} - J_0 u(z) / A, \quad (1)$$

где $u(z)$ — безразмерное (в единицах kT/q) фотонапряжение, A — фактор неидеальности ВАХ.

Уравнение непрерывности тока в направлении z согласно [3] имеет вид

$$\frac{kTW}{q\rho} \frac{d^2 u(z)}{dz^2} + J(z) = 0, \quad (2)$$

где W — толщина верхнего сильно легированного слоя, ρ — его удельное сопротивление.

Уравнение (2) надлежит решать со следующими краевыми условиями:

$$u(l) = 0, \quad (3)$$

$$\left. \frac{du(z)}{dz} \right|_z = 0. \quad (4)$$

С учетом (1) уравнение (2) может быть записано как уравнение диффузии вида

$$\frac{d^2 u(z)}{dz^2} - \frac{u(z)}{L_c^2} + \frac{qJ_{sc}\rho}{kTW} = 0, \quad (5)$$

где $L_c = (AkTW / qJ_0\rho)^{1/2}$.

Его решение нужно искать как суперпозицию общего решения однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения, что позволяет записать

$$u(z) = \frac{AJ_{sc}}{J_0} + C_1 \exp\left(-\frac{z}{L_c}\right) + C_2 \exp\left(\frac{z}{L_c}\right). \quad (6)$$

Использование краевых условий (3) и (4) дает возможность определить константы интегрирования C_1 и C_2 и окончательно получить

$$u(z) = \frac{AJ_{sc}}{J_0} \left[1 - \frac{\exp\left(\frac{z}{L_c}\right) + \exp\left(-\frac{z}{L_c}\right)}{\exp\left(\frac{l}{L_c}\right) + \exp\left(-\frac{l}{L_c}\right)} \right]. \quad (7)$$

Здесь величина l определена как половина расстояния между электродами.

Подстановка (7) в (1) дает

$$J(z) = J_{sc} \left[\frac{\exp\left(\frac{z}{L_c}\right) + \exp\left(-\frac{z}{L_c}\right)}{\exp\left(\frac{l}{L_c}\right) + \exp\left(-\frac{l}{L_c}\right)} \right]. \quad (8)$$

Запишем далее уравнение для нахождения величины l^* , определенной как половинное расстояние между электродами, при котором собирается n -тая часть тока фотогенерации ($n < 1$). Для его получения нужно проинтегрировать от 0 до l^* выражение для фототока (8), усреднив его на этом отрезке и приравняв по-

лученное nJ_{sc} , что приводит после интегрирования к следующему соотношению

$$\frac{L_c}{l^*} \operatorname{th}\left(\frac{l^*}{L_c}\right) = n. \quad (9)$$

Выражение (9) можно переписать в следующем виде

$$l^* = \frac{L_c}{n} \operatorname{th}\left(\frac{l^*}{L_c}\right). \quad (10)$$

Как показывает численное решение (10), величина $\operatorname{th}\left(\frac{l^*}{L_c}\right)$ практически не зависит от L_c и является только функцией n . В свою очередь, величина

$$\frac{l^*}{L_c} = \frac{1}{n} \operatorname{th}\left(\frac{l^*}{L_c}\right) \quad (11)$$

также является только функцией n и в зависимости от величины n отношение l^*/L_c может быть как больше, так и меньше 1. Так, например, при $n=0.5$ данное отношение близко к 2, при $n=0.75$ оно примерно равно 1, а при $n=0.9$ оно близко к 0.5.

Как следует из проведенного анализа, характерное расстояние между двумя токособирающими электродами, на котором будет собираться заданная часть фототока в условиях малого уровня возбуждения, по порядку величины равно $2L_c$. При комнатной температуре, в случае, когда $A=2$, $J_0 = 10^{-7}$ А/см², $\rho=1$ Ом·см и $W=50$ нм, значение $2L_c$ равно 3.2 см.

Чтобы определить оптимум квантовой эффективности фотодетектора в ультрафиолетовой области, необходимо учесть, с одной стороны, что по мере увеличения толщины верхнего сильно легированного слоя уменьшается его сопротивление и при заданном расстоянии между токособирающими электродами увеличивается доля собранного фототока. Однако, при этом будет уменьшаться доля ультрафиолетового излучения, достигающего до p - n или гетероперехода, вследствие чего квантовая эффективность будет уменьшаться. Поэтому для нахождения оптимума квантовой эффективности нужно учесть оба процесса.

Определим результирующую внутреннюю квантовую эффективность η_i как произведение величины $\frac{L_c}{l} \operatorname{th}\left(\frac{l}{L_c}\right)$ на коэффициент собирания фототока p - n или гетеропереходом f , т.е.

$$\eta_1 = \frac{L_c}{l} th \left(\frac{l}{L_c} \right) f(\alpha), \quad (12)$$

где

$$f(\alpha) = f_p(\alpha) + f_n(\alpha), \quad (13)$$

α — коэффициент поглощения, а $f_p(\alpha)$ и $f_n(\alpha)$

являются коэффициентами собирания фототока из p - и n -областей [2].

Для нахождения $f_p(\alpha)$ и $f_n(\alpha)$ использовалась стандартная процедура вычисления диффузионных потоков дырок на границе n^+ -области и электронов в плоскости p - n -перехода, что позволило получить:

$$f_p(\alpha) = \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} \times \left[\frac{S_0 \left(1 - \exp \left(-\alpha W + \frac{W}{L_n} \right) \right) + V_n \left(\alpha L_n - \exp \left(-\alpha W + \frac{W}{L_n} \right) \right)}{(\alpha L_p - 1) \cdot \left[S_0 sh \left(\frac{W}{L_n} \right) + V_n ch \left(\frac{W}{L_n} \right) \right]} - \exp(-\alpha W) \right], \quad (14)$$

где S_0 — скорость поверхностной рекомбинации при $x=0$, x - координата, перпендикулярная освещаемой плоскости, $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$,

τ_n — время жизни электронов в p -области, $V_n = D_n / L_n$, а D_n — коэффициент диффузии электронов в p -области,

$$f_n(\alpha) \cong -\frac{\alpha L_p \cdot \exp(-\alpha W)}{(\alpha^2 L_p^2 - 1)} \cdot \left\{ \left[(S_d + V_p) \cdot \exp \left(\frac{d}{L_p} \right) + (S_d - V_p) \cdot \exp \left(-\frac{d}{L_p} \right) \right] \cdot [1 + R_d \exp(-2\alpha d)] + 2[\alpha D_p(1 - R_d) - S_d(1 + R_d)] \exp(-\alpha d) \right\} \cdot \left[(S_d + V_p) \cdot \exp \left(\frac{d}{L_p} \right) - (S_d - V_p) \cdot \exp \left(-\frac{d}{L_p} \right) \right]^{-1} + \frac{(\alpha L_p)^2 \exp(-\alpha W) [1 - R_d \exp(-2\alpha d)]}{(\alpha^2 L_p^2 - 1)}, \quad (15)$$

где d — толщина n - области, S_d — скорость поверхностной рекомбинации при $x=d$, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, τ_p — время жизни дырок в n -области, $V_p = D_p / L_p$, а D_p — коэффициент диффузии дырок в базе.

Внешняя квантовая эффективность η_2 связана с внутренней квантовой эффективностью η_1 соотношением

$$\eta_2 = \eta_1(1 - R_0), \quad (16)$$

где R_0 — коэффициент отражения света от освещаемой поверхности.

Как видно из рисунка 2, при использованных параметрах в максимуме могут быть достигнуты большие значения внутренней квантовой эффективности, порядка 70 % и внешней квантовой эффективности до 40 %. Максимум квантовой эффективности зависит от параметров фотодетектора и от коэффициента поглощения ультрафиолетового излучения и практически находится в диапазоне толщин $W \approx 10$ нм.

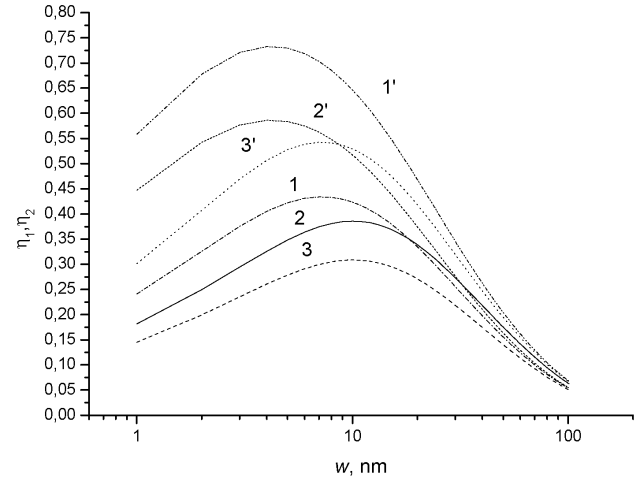


Рис. 2. Зависимости внешней (кривые 1-3) и внутренней (кривые 1'-3') квантовой эффективности фото диода от толщины верхнего сильно легированного слоя. И использованные параметры: $\alpha = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $\tau_n = 10^{-9} \text{ с}$, $\tau_p = 10^{-8} \text{ с}$, $d = 1 \text{ мкм}$, $S_0 = 10^5 \text{ см/с}$, $S_d = 10^5 \text{ см/с}$, $R_d = 0$, $A = 2$, $J_0 = 10^{-7} \text{ А/см}^2$, $\rho = 1.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $R_0 = 0.2$, l , см: 1, 1' — 0.3; 2, 2' — 0.6; 3, 3' — 1.

Для проверки теоретических расчетов были исследованы ПБС с различными толщинами Cu_xS . Сульфид меди наносился в вакууме не хуже 10^{-5} Торр взрывным методом на подложки $\text{ZnS}/\text{CdSe}/\text{Mo}/\text{керамика}$ и параллельно на кварцевые подложки. Толщина слоев измерялась эллипсометрическим методом. Поскольку базовые слои имели поликристаллическую природу с размерами кристаллитов 3-5 мкм, то для определения толщины сульфида меди на развитой поверхности фоточувствительного слоя вводился поправочный коэффициент. Для исследования I_{ph} от расстояния между контактами через маски были нанесены индиевые контакты на базовые слои через 2 мм, ширина образцов равнялась 5 мм. Образцы облучались УФ излучением от спектрофотометра СФ-26 при длине волны $\lambda=0,3$ мкм с падающей мощностью $P=5,5 \cdot 10^{-7}$ Вт/см². Зависимость фототока от расстояния между двумя электродами при освещении УФ излучением с $\lambda=0,3$ мкм приведена на рис. 3. Теоретическое значение фототока вычислялось по формуле

$$I_{ph} = 2hJ_{sc}L_c th \left(\frac{l}{L_c} \right), \quad (17)$$

где h - ширина образца.

Как видно из рис.3, при толщинах $W \approx 50$ нм экспериментальные и теоретические характеристики для токов I_{ph} удовлетворительно согласуются между собой до величин $2l \leq 2L_c$. При $2l > 2L_c$ экспериментальные и расчетные кривые отличаются по нескольким причинам, главной из которых является невыполнение условия $qU \leq AkT$.

На рис.4 приведены экспериментальные спектральные зависимости внешней квантовой эффективности фотодиода для ГП $p\text{-Cu}_{1,8}\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-CdSe}$ площадью 5,4 мм² с различными толщинами сульфида меди: 20 нм и 50 нм. Предельная толщина W_{lim} , начиная с которой падает фототок, зависит от природы кристалличности образца. При дальнейшем уменьшении толщины возникают разрывы сплошности верхнего слоя, приводящие к уменьшению фототока. Сплошная (1) и пунктирная (2) кривые являются теоретическими подгоночными зависимостями, построенными по формулам (12)-(16), при этом использовались зависимости $\alpha(\lambda)$ для гетероперехода $p\text{-Cu}_{1,8}\text{S}/n\text{-ZnS}_{0,8}\text{Se}_{0,2}$. Как видно из рисунка, согласие между экспериментальными и рас-

четными спектральными зависимостями внешней квантовой эффективности исследуемых фотодиодов достаточно хорошее.

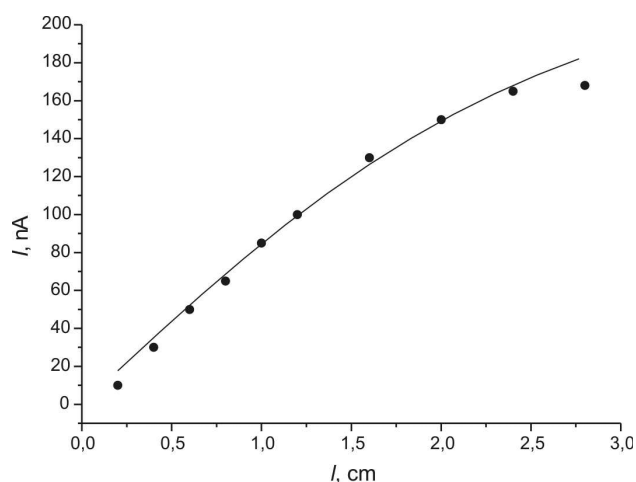


Рис. 3. Зависимость фототока от расстояния между двумя электродами при освещении УФ излучением с $\lambda = 0,3$ мкм: — теоретическая кривая; • — экспериментальная зависимость. Параметры подгонки: $A=2$, $W=50$ нм, $J_0=10^{-7}$ А/см², $\rho=1.5$ Ом·см, $J_{sc}=1.77 \cdot 10^{-7}$ А/см², $h=0.5$ см.

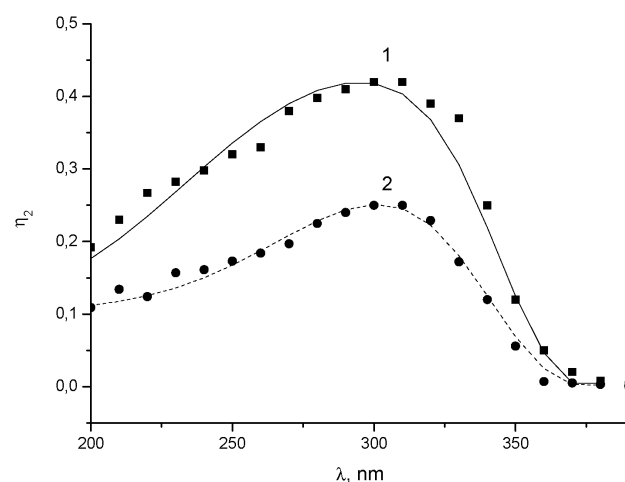


Рис. 4. Спектральные зависимости внешней квантовой эффективности УФ фотодиода: Экспериментальные зависимости: ■ — толщина сульфида меди 20 нм; • — толщина сульфида меди 50 нм. Теоретические зависимости (использованные параметры): $\tau_n = 10^{-9}$ с, $\tau_p = 10^{-8}$ с, $S_d = 10^5$ см/с, $R_d=0$, $A=2$, $\rho=1$ Ом·см, $R_0 = 0.2$, $l = 1$ см): — (кривая 1) — $d = 0,6$ мкм, $S_0 = 7 \cdot 10^4$ см/с, $J_0 = 7,5 \cdot 10^{-7}$ А/см²; --- (кривая 2) — $d = 0,4$ мкм, $S_0 = 10^4$ см/с, $J_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ А/см².

На рис. 5 приведены теоретические зависимости внутренней и внешней квантовой эффективности фотодиода от коэффициента поглощения света. Как и спектральные зависи-

мости квантовой эффективности, приведенные на рис. 4, они имеют максимум. Качественно спектральные теоретические и экспериментальные зависимости квантовой эффективности фотодиода, приведенные на рис. 4 и 5, соответствуют друг другу (с учетом того, что уменьшение длины волны освещения отвечает увеличению коэффициента поглощения света и наоборот).

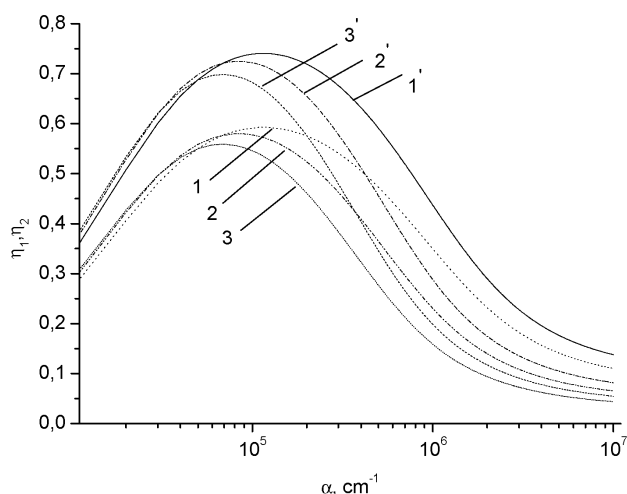


Рис. 5. Зависимости внешней (кривые 1-3) и внутренней (кривые 1'-3') квантовой эффективности фотодиода от коэффициента поглощения света. Основные параметры те же, что и на рис. 2, $l = 0.5$ см, W , нм: 1, 1' — 20; 2, 2' — 35; 3, 3' — 50.

Отметим в заключение, что, судя по большим значениям величины удельного сопротивления верхнего слоя ρ , полученной при подгонке экспериментальных и теоретических зависимостей фототока, приведенных на рис. 3, и по достаточно большим величинам внешней квантовой эффективности (рис. 4), имеет место ярко выраженная асимметрия проводимости верхнего сильно легированного слоя в направлениях, параллельном и перпендикулярном границам раздела. Соответственно эффективная подвижность дырок в направлении, параллельном поверхности,

оказывается намного меньше, чем в направлении, перпендикулярном поверхности. В принципе, указанное отличие может быть описано в модели, предполагающей, что сопротивление верхнего слоя в направлении, параллельном границе раздела, определяется высокоомными мостиками, соединяющими низкоомные области.

Выводы

1. В данной работе теоретически и экспериментально показана возможность увеличения сбора тока фототока в фотодетекторах при пороговых освещенностях.
2. Показано, что оптимальное расстояние между токособирающими электродами равно $2L_c$.
3. Установлено, что для рассмотренного типа структуры оптимальная толщина верхнего слоя лежит в пределах 10-20 нм.
4. Показано, что при достаточно малом расстоянии между электродами и оптимальной толщине верхнего слоя как внутренняя, так и внешняя квантовая эффективность фотодиода в ультрафиолетовой области спектра могут быть достаточно высоки (до 70 и 40 % соответственно).

Литература

1. Павелец С.Ю., Бобренко Ю.Н., Комащенко А.В., Шенгелия Т.Е. Новая структура поверхностно-барьерного сенсора на основе CdS // ФТП.-2001.-Т.35, В.5.-С.626-628.
2. V.Karyatkov, A.Chandola, D.Borisov. Solar-blind ultraviolet photodetectors based on superlattices of AlN/AlGa(In)N // Applied Physics Letters.-2002.-v.82, N 9.- p.1323-1325.
3. A.V. Sachenko, A.P. Gorban. On the collection of photocurrent in solar cells with a contact grid // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics 2, 42 (1999) p.42-44.