

# Влияние электрического поля в слое объемного заряда на эффективность коротковолнового фотоэлектропреобразования в диодах Шоттки на основе арсенида галлия

© Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, О.И. Оболенский, Е.А. Поссе

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 марта 1997 г. Принята к печати 17 апреля 1997 г.)

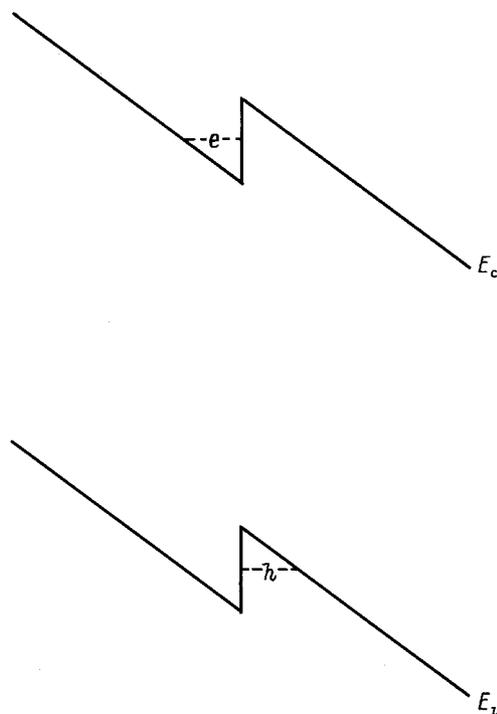
Экспериментально исследована зависимость квантовой эффективности коротковолнового фотоэффекта от приложенного обратного напряжения в диодах Шоттки на основе GaAs, когда длина поглощения света много меньше ширины области пространственного заряда. Обнаружена сильная зависимость квантовой эффективности фотоэлектропреобразования от величины контактного электрического поля и от энергии фотонов. Полевая зависимость квантовой эффективности объясняется в рамках модели флуктуационных ловушек. Эта модель позволяет также определить коэффициент потерь горячих фотоносителей, который, как оказалось, ступенчато растет с ростом энергии фотонов. Этот эффект объясняется образованием экситонов в  $X$ - и  $L$ -долинах полупроводника.

## 1. Введение

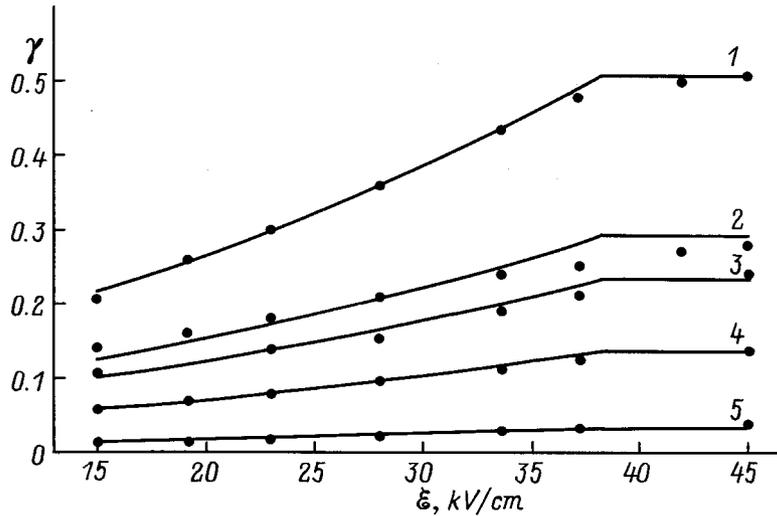
Настоящая работа продолжает наши исследования (см. [1,2]) коротковолнового фотоэффекта в диодах Шоттки на основе полупроводников  $A^{III}B^V$ . Ранее нами была обнаружена сильная температурная зависимость квантовой эффективности фотоэлектропреобразования (ФЭП) в поверхностно-барьерных структурах (диодах Шоттки) Ni-GaAs [1] и Au-GaP [2]. Классические модели ФЭП не содержат в себе механизма сильной зависимости квантовой эффективности ФЭП от температуры. Для объяснения наблюдающейся экспериментально закономерности в работе [1] была предложена модель специального вида ловушек в области пространственного заряда (ОПЗ), возникающих при наличии электрического поля из флуктуаций пространственного хода дна зоны проводимости и потолка валентной зоны (рис. 1). Такие ловушки способны удерживать как фотоэлектроны, так и фотодырки, локализуя их в пространственно близких областях. Идея о наличии ловушек для фотоносителей в ОПЗ несколько изменяет привычную картину процесса фотоэлектропреобразования. Обычно считается, что контактное электрическое поле разделяет все оствывшие в ОПЗ фотоносители. Существование ловушек в ОПЗ означает наличие еще одного механизма рекомбинационных потерь, не учитывающегося ранее. Этот механизм сильно подвержен влиянию температуры. Ее повышение способствует термической диссоциации занятых энергетических уровней в ловушках, что приводит к экспоненциальному росту квантовой эффективности ФЭП. Энергия локализации (активации), определенная в [1] по температурной зависимости фототока, оказалось порядка 20 мэВ.

В настоящей работе гипотеза о существовании флуктуационных ловушек в ОПЗ получила дополнительное экспериментальное подтверждение благодаря наблюдению роста фототока при увеличении электрического поля в ОПЗ. Как видно из рис. 1, потенциальная

яма ловушки предполагается треугольной: приложение обратного смещения, т.е. увеличение поля, делает яму более узкой, и энергия локализации уменьшается. Это приводит к тому, что при фиксированной температуре с ростом электрического поля уменьшается количество фотоносителей, локализованных на ловушках внутри ОПЗ, т.е. уменьшаются потери на рекомбинацию, благодаря чему и происходит рост фототока. Влияние электрического поля оказалось очень сильным: при его увеличении от  $\mathcal{E} = 1.5 \cdot 10^4$  до  $4.5 \cdot 10^4$  В/см фо-



**Рис. 1.** Ловушка для электронов ( $e$ ) и дырок ( $h$ ), образовавшаяся из флуктуации пространственного хода дна зоны проводимости ( $E_c$ ) и потолка валентной зоны ( $E_v$ ) в присутствии контактного электрического поля.



**Рис. 2.** Зависимость внешнего квантового выхода  $\gamma$  от максимальной величины электрического контактного поля в ОПЗ.  $T = 300$  К. Точками показаны экспериментальные значения  $\gamma$ . Изменение электрического поля соответствует изменению обратного напряжения от 0 до  $\sim 6$  В.  $h\nu$ , эВ: 1 — 2.25, 2 — 2.7, 3 — 3.1, 4 — 4.13, 5 — 5.1.

ток возрастает более чем вдвое. Применение простейшей модели треугольной потенциальной ямы позволяет дать вполне удовлетворительное количественное объяснение полевой зависимости квантовой эффективности фотоэлектропреобразования, как это видно из рис. 2.

Следует отметить, что ранее (см. [3–5]) в основном исследовались другие механизмы влияния приложенного к структуре напряжения на квантовую эффективность ФЭП. В [3] наблюдалось резкое увеличение квантовой эффективности ФЭП в сильно легированных структурах за счет ударной ионизации. В [4,5] наблюдалось увеличение квантовой эффективности ФЭП за счет увеличения ширины ОПЗ при приложении обратного напряжения. Этот механизм действует при достаточно узкой ОПЗ, когда ее ширина  $W$  меньше длины поглощения света  $l$ . В нашем случае последнее условие не только не выполняется при ФЭП в коротковолновой области спектра, но и для  $h\nu > 2$  эВ оказывается, что  $l \ll W$ . Кроме того, при величине контактного поля в несколько десятков кВ/см ударная ионизация невозможна. Поэтому традиционные механизмы описания полевой зависимости квантовой эффективности ФЭП не пригодны для коротковолнового фотоэффекта.

Отметим также, что в настоящей работе мы не пользуемся понятием внутреннего квантового выхода, чтобы не возникало путаницы в терминологии. Мы принимаем, что каждый фотон поглощается в полупроводнике с рождением одной электронно-дырочной пары. В этом смысле внутренний квантовый выход мы полагаем равным единице. Однако часто в это понятие включаются еще и различного рода потери. Тогда в нашем случае внутренний квантовый выход оказывается зависящим и от температуры, и от величины приложенного смещения, и от длины волны падающего света. Поэтому мы пред-

почли ввести свой коэффициент для каждого типа потерь и не пользоваться термином "внутренний квантовый выход".

## 2. Постановка и результаты эксперимента

Объектом исследования были поверхностно-барьерные структуры Ni-GaAs. Они представляли собой сильно легированную подложку  $n$ -GaAs с концентрацией электронов  $n = 10^{17}$  см $^{-3}$  при 300 К, на одной стороне которой был выращен слабо легированный эпитаксиальный слой  $n$ -GaAs ( $n = 10^{15}$  см $^{-3}$  при 300 К) толщиной 10 мкм. На эпитаксиальный слой был нанесен химическим осаждением никелевый полупрозрачный барьерный контакт [6], а на подложку путем сплавления индия был нанесен омический контакт. Полная толщина структуры была порядка 200 мкм, площадь освещаемой поверхности  $\sim 0.06$  см $^2$ .

Предметом исследования была зависимость коротковолновой квантовой эффективности фотоэлектропреобразования от обратного напряжения в диапазоне 0–6 В. Спектры фототока измерялись при 300 К с помощью монохроматора ДМР-4 в интервале энергий фотонов 1.8–5.2 эВ; исследуемые структуры находились в режиме фототока короткого замыкания.

Квантовая эффективность ФЭП (внешний квантовый выход) определялась по известной формуле

$$\gamma = \frac{I}{eP} h\nu, \quad (1)$$

где  $I$  — фототок,  $P$  — мощность падающего света,  $h\nu$  — энергия фотонов.

Результаты измерения полевой зависимости квантовой эффективности ФЭП представлены на рис. 2.

### 3. Механизм зависимости квантовой эффективности ФЭП от электрического поля

Как видно из рис. 2, экспериментально наблюдается сильная зависимость квантовой эффективности ФЭП от приложенного смещения. Как упоминалось выше, подобное явление ранее объяснялось [4,5] расширением области пространственного заряда с ростом приложенного обратного смещения и соответствующим увеличением доли электронно-дырочных пар, разделенных контактным электрическим полем. Однако эта картина справедлива лишь для энергий фотонов, ненамного превышающих ширину запрещенной зоны, когда длина поглощения света превосходит толщину ОПЗ. В нашем случае выполняется обратное условие  $l \ll W$ , и при этом увеличение ширины ОПЗ никак не должно влиять на квантовую эффективность ФЭП. Возрастание квантовой эффективности с ростом электрического поля можно было бы связать с увеличением высоты потенциального барьера для выхода фотоэлектронов в металл, т.е. с уменьшением потерь фотоэлектронов. Однако простые оценки показывают, что этот эффект не может оказать столь сильного влияния на квантовую эффективность ФЭП, как это наблюдается экспериментально. Другой возможный механизм зависимости квантовой эффективности ФЭП от приложенного смещения — это изменение толщины "мертвого" слоя у поверхности полупроводника, из которого все электроны втягиваются в металл за счет сил изображения заряда в металле. Однако ширина этого слоя составляет несколько десятков ангстрем и слабо зависит от смещения. Поэтому ее изменение при длинах поглощения фотонов порядка сотни ангстрем никак не может объяснить изменение квантовой эффективности ФЭП в несколько раз.

Мы считаем, что такое сильное возрастание квантовой эффективности ФЭП с ростом электрического поля можно объяснить на основании модели, предложенной в [1] для описания температурной зависимости квантовой эффективности ФЭП. Эта модель предполагает наличие флуктуаций в пространственном ходе дна зоны проводимости и потолка валентной зоны (рис. 1). В контактном электрическом поле такая флуктуация становится ловушкой как для электронов, так и для дырок. Носители заряда разных знаков оказываются локализованными в пространственно близких областях, что может вести к их рекомбинации.

По сути квантовая эффективность ФЭП это есть вероятность того, что фотон поглотится в полупроводнике с рождением электронно-дырочной пары, которая затем разделится контактным электрическим полем и даст вклад в фототок. В следующей формуле, приведенной в [1], эта вероятность представлена в виде произведения вероятностей трех последовательных событий,

$$\gamma = (1 - R)(1 - \delta_{\text{hot}})(1 - \delta_{\text{therm}}). \quad (2)$$

Здесь:

— множитель  $(1 - R)$  равен вероятности того, что фотон не отразится от поверхности и поглотится в полупроводнике ( $R$  — коэффициент отражения света);

— множитель  $(1 - \delta_{\text{hot}})$  равен вероятности того, что рожденная фотоном электронно-дырочная пара остынет в ОПЗ, т.е. станет подверженной влиянию контактного поля ( $\delta_{\text{hot}}$  — коэффициент потерь горячих носителей, который зависит от энергии фотона и от свойств данного полупроводника);

— множитель  $(1 - \delta_{\text{therm}})$  равен вероятности того, что остывшая электронно-дырочная пара разделится контактным полем и даст вклад в фототок ( $\delta_{\text{therm}}$  — коэффициент потерь термализованных носителей; он определяется рекомбинацией носителей, захваченных в ловушки, и зависит от температуры и величины электрического поля в ОПЗ).

Отметим, что рекомбинационными потерями на поверхности мы пренебрегли из-за их малой величины в данной серии образцов.

С ростом температуры концентрация свободных термализованных носителей будет расти за счет термодиссоциации электронно-дырочных пар, захваченных ловушками, и, следовательно, чем выше температура, тем больше квантовая эффективность ФЭП. Из температурной зависимости квантовой эффективности в [1] была определена энергия локализации носителей при отсутствии смещения на структуре. Она явилась отправной точкой в расчете полевой зависимости квантовой эффективности ФЭП.

Предлагаемый механизм зависимости квантовой эффективности ФЭП от приложенного обратного смещения состоит в следующем. С ростом обратного смещения, т.е. с ростом контактного электрического поля, увеличивается наклон зон в ОПЗ, что приводит к уменьшению энергии локализации электронно-дырочной пары в ловушке. При фиксированной температуре это уменьшение энергии локализации приводит к росту концентрации свободных термализованных носителей, и, следовательно, к росту квантовой эффективности ФЭП.

В случае статистики Больцмана

$$1 - \delta_{\text{therm}} = e^{-\Delta E(\mathcal{E})/kT}, \quad (3)$$

где  $\Delta E$  — энергия локализации электронно-дырочной пары,  $\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля в ОПЗ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Тогда выражение (2) для квантовой эффективности ФЭП записывается в виде

$$\gamma = (1 - R)(1 - \delta_{\text{hot}})e^{-\Delta E(\mathcal{E})/kT}. \quad (4)$$

Зависимость энергии локализации от контактного электрического поля находится согласно

$$\Delta E(\mathcal{E}) = \Delta E_0 - [\varepsilon(\mathcal{E}) - \varepsilon(\mathcal{E}_0)], \quad (5)$$

где  $\Delta E_0 = 22$  мэВ — энергия локализации при нулевом обратном смещении, когда электрическое поле  $\mathcal{E}$  в ОПЗ

равно  $\mathcal{E}_0 = 15$  кВ/см;  $\varepsilon(\mathcal{E})$  — энергия уровня, отсчитываемая от дна ямы. Для нахождения  $\varepsilon(\mathcal{E})$  мы использовали грубое приближение треугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками,

$$\varepsilon(\mathcal{E}) = \xi_1 \left( \frac{\hbar^2 e^2}{2m} \mathcal{E}^2 \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Здесь  $\xi_1 \simeq 2.34$  — первый корень функции Эйри;  $\hbar$  — постоянная Планка,  $e$  и  $m$  — заряд и эффективная масса электрона.

Из формул (5) и (6) видно, что энергия локализации быстро уменьшается с ростом контактного электрического поля в ОПЗ, что приводит к росту квантовой эффективности ФЭП. Когда контактное поле становится столь сильным, что энергия локализации обращается в нуль, квантовая эффективность ФЭП перестает зависеть от электрического поля. Модель треугольной ямы с бесконечно высокими стенками, конечно, слишком груба и не учитывает ряда факторов, например, туннелирования сквозь потенциальный барьер. Поэтому теоретические кривые имеют излом (рис. 2) при переходе в режим насыщения.

#### 4. Экситонный механизм коротковолнового спада квантовой эффективности фотоэлектропреобразования

Зная зависимость квантовой эффективности ФЭП от энергии фотона, можно построить спектральную зависимость коэффициента потерь горячих носителей (рис. 3). Оказалось, что  $\delta_{\text{hot}}$  как функция энергии фотона имеет ступенчатый вид с двумя участками быстрого роста. Первый из них располагается вблизи энергии фотона  $h\nu \simeq 2.8$  эВ, а второй при  $h\nu \simeq 4.5$  эВ. Характер этой зависимости может быть объяснен особенностями зонной структуры GaAs (рис. 4). На этом рисунке выделены участки зоны Бриллюэна, в которых зона проводимости и валентная зона идут почти параллельно друг другу. Эти участки дают большой вклад в поглощение фотонов. Область 1 соответствует межзонным переходам в  $L$ -долине, с энергией порядка 2.8 эВ, а область 2 соответствует межзонным переходам в  $X$ -долине, с энергией порядка 4.5 эВ.

Поскольку в окрестностях  $X$ - и  $L$ -точек зоны Бриллюэна дно зоны проводимости идет почти параллельно потолку валентной зоны, скорости фотоэлектрона и фотодырки направлены в одну сторону и, более того, близки по абсолютной величине. Благодаря этому обстоятельству, вследствие кулоновского взаимодействия, электрон и дырка могут образовывать горячий экситон. Такой экситон должен прочно связывать электрон и дырку, не давая им разделиться контактным полем в ОПЗ.

Действительно, в работе [8] было рассмотрено образование горячего экситона при прямых переходах в  $X$ - и

$L$ -долинах и показано, что роль обратной эффективной массы  $m^*$  играет величина

$$\frac{1}{m^*} = 2 \frac{d^2}{d(\hbar k)^2} [E_c(k) - E_v(k)] \Big|_{k=k_m}, \quad (7)$$

где  $k_m$  — точка локального минимума расстояния между зоной проводимости и валентной зоной.

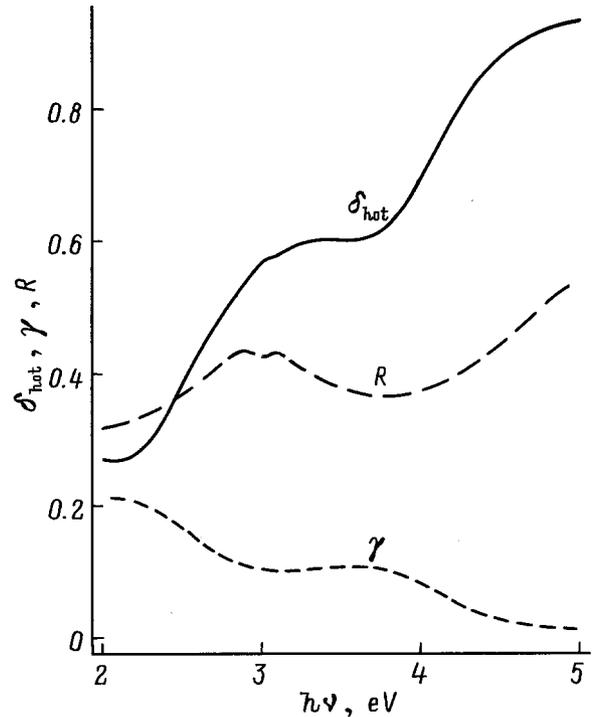


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента потерь горячих носителей  $\delta_{\text{hot}}$ , квантовой эффективности ФЭП  $\gamma$  и коэффициента отражения  $R$ .

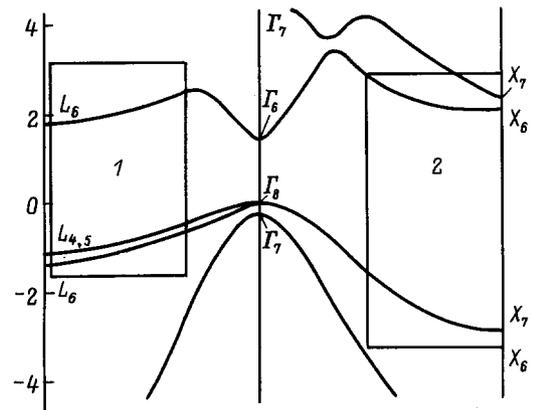


Рис. 4. Зонная структура GaAs согласно [7]. Прямоугольниками с номерами 1 и 2 обозначены области зоны Бриллюэна, в которых происходит основное фотопоглощение вблизи энергии фотонов  $h\nu \simeq 2.8$  (1) и 4.5 эВ (2). Мы предполагаем, что электроны и дырки, рожденные в этих областях, образуют сильно связанный экситон и не дают вклада в фототок.

Как видно из рис. 4, в окрестностях  $X$ - и  $L$ -точек кризиса дисперсионных зависимостей мала, что приводит к большой эффективной приведенной массе экситона, т.е. к большой энергии связи. Такой экситон слабо диссоциирует в контактном электрическом поле. Кроме того, из-за малого радиуса экситон будет слабо взаимодействовать с оптическими фононами, что приводит к большой длине свободного пробега.

Изучение свойств подобных горячих  $X$ - и  $L$ -экситонов представляет собой отдельную тему для исследований ввиду большого количества возможных интересных физических эффектов (например, переизлучения).

Таким образом, представляется возможным, что горячие экситоны способны пролететь всю ОПЗ, достигнуть металла или квазинейтральной толщи полупроводника и там рекомбинировать. Поэтому генерация фотоносителей в окрестностях  $X$ - и  $L$ -точек не приводит к возникновению вклада в фототок. Это, на наш взгляд, и есть причина быстрого падения квантовой эффективности ФЭП с ростом энергии фотона.

## 5. Заключение

Итак, в настоящей работе экспериментально исследована зависимость квантовой эффективности фотоэффекта в коротковолновой области спектра от приложенного обратного напряжения в диодах Шоттки на основе GaAs, когда длина поглощения света много меньше ширины ОПЗ. Полевая зависимость квантовой эффективности ФЭП оказалась очень сильной. Для ее объяснения была использована модель флуктуационных ловушек в ОПЗ, применявшаяся ранее для описания температурной зависимости квантовой эффективности. Было установлено, что эта модель пригодна и для описания полевой зависимости квантовой эффективности ФЭП.

Кроме того, предложен механизм потерь горячих фотоносителей за счет образования экситонов в  $X$ - и  $L$ -долинах полупроводника. Зависимость коэффициента потерь горячих фотоносителей от энергии фотонов, полученная из исследования спектральной зависимости квантовой эффективности ФЭП, хорошо укладывается в предложенную физическую картину происходящих процессов.

## Список литературы

- [1] Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, О.И. Оболенский, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. ФТП, **31**, 563 (1997).
- [2] Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. ФТП, **29**, 421 (1995).
- [3] А.А. Гуткин, М.В. Дмитриев, О.В. Миронова, Д.Н. Наследов. ФТП, **5**, 385 (1971).
- [4] Л.Н. Дмитрук, О.Ю. Борковская. Микроэлектроника, **8**, 68 (1979).
- [5] B.L. Smith, M. Abbott. Sol. St. Electron., **15**, 361 (1972).
- [6] Ю.А. Гольдберг, Т.В. Львова, Б.В. Царенков. ПТЭ, N 4, 212 (1976).

- [7] Landolt-Burnstein. *Numerical data and functional relationship in science and technology* (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N.Y., 1982), v. 17 "Semiconductors", subvol. a "Phys. of group IV elem. and III-V compounds".
- [8] Р.Ф. Казаринов, О.В. Константинов. ЖЭТФ, **40**, 936 (1961).

Редактор Л.В. Шаронова

## The influence of electric field in a space charge layer on the short-wave photoeffect quantum efficiency in GaAs Schottky diodes

T.V. Blank, Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov, O.I. Obolensky, E.A. Posse

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** The short-wave photoeffect quantum efficiency dependence on the reverse bias has been studied experimentally in GaAs Schottky diodes. The light absorption length was much less than the space charge layer width. A strong dependence of the quantum efficiency on the contact electric field was found. The field dependence of the quantum efficiency was explained within the frame of a fluctuation traps model. The model also allowed us to define a coefficient of hot photocarriers losses. The increase of the coefficient with the photon energy has a stepwise character. This effect is explained in terms of exciton formation in  $X$  and  $L$  valleys.

e-mail: Oleg@rpro.ioffe.rssi.ru