

Уточненная модель вольт-амперной характеристики фотоприемников на основе структур с квантовыми ямами

© В.Б. Куликов[¶]

Открытое акционерное общество «Центральный научно-исследовательский институт „Циклон“»,
107497 Москва, Россия

(Получена 1 февраля 2012 г. Принята к печати 14 февраля 2012 г.)

Экспериментально исследованы температурные зависимости темного тока фотодетекторов инфракрасного излучения на основе структур с квантовыми ямами. Установлено, что предэкспоненциальный множитель в аналитическом выражении для вольт-амперной характеристики детектора линейно зависит от температуры. На основании полученных результатов было сделано предположение, что температурная зависимость темного тока детекторов определяется термогенерацией электронов в зону с двумерной плотностью состояний. Указанное предположение позволило предложить уточненную модель вольт-амперной характеристики, учитывающую особенности термогенерации носителей в зону с двумерной плотностью состояний, полевую зависимость термической энергии активации основного состояния в квантовой яме и дрейфовой скорости носителей в зоне проводимости в барьерах.

1. Введение

Исследования фотоприемника на основе структур с квантовыми ямами (ФПСКЯ), чувствительных в инфракрасном диапазоне, продолжающиеся уже свыше 20 лет, в последнее время становятся все больше ориентированными на поиск возможностей улучшения их пороговой чувствительности при максимально возможной рабочей температуре. В этой связи изучение физических процессов, существенным образом влияющих на абсолютную чувствительность, темновой ток, шумы ФПСКЯ, дает возможность определить направления совершенствования их фотоэлектрических характеристик. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) ФПСКЯ являются, пожалуй, наиболее доступными для экспериментальных исследований и вместе с тем весьма информативными для определения особенностей генерации, рекомбинации и переноса носителей заряда в ФПСКЯ и построения теоретических моделей указанных процессов. До настоящего времени исследования ФПСКЯ не привели к созданию достаточно полной теоретической модели ВАХ ФПСКЯ, удовлетворительно описывающей основные их особенности. В ранних работах, посвященных исследованиям ФПСКЯ, моделирование ВАХ строилось на основе предположения, что протекание тока определяется дрейфовой скоростью и концентрацией носителей заряда в свободной зоне, которые генерируются в локальных областях над квантовыми ямами с двумерной плотностью состояний [1–4] или трехмерной, как в объемном полупроводнике [5]. Наряду с указанными подходами предлагалось использовать для описания ВАХ формулу Бете [6], выведенную для контактов металл-полупроводник [7,8]. Экспериментальная проверка предлагающихся теоретических моделей имела ограниченный характер и не давала исчерпывающих ответов на вопросы: какая из моделей и в каких условиях дает адекватное описание ВАХ ФПСКЯ и, как следствие, каков механизм тепловой генерации носителей из квантовых

ям в свободную зону. К недостаткам указанных моделей можно также отнести отсутствие учета зависимости термической энергии активации основного уровня в квантовой яме от поля, которая может оказывать существенное влияние на ВАХ при напряжениях, меньших тех, при которых начинают доминировать туннельные токи.

В одной из более поздних работ [9] теоретически исследовалось влияние на ВАХ ФПСКЯ отклонений формы квантовых ям от прямоугольной. В предложенной модели было учтено влияние поля на термическую энергию активации, однако экспериментальной проверки ее справедливости проведено не было.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости темного тока ФПСКЯ от температуры и сопоставления их с аналогичными зависимостями, полученными из известных теоретических моделей ВАХ ФПСКЯ. На основе анализа полученных результатов предложена уточненная модель ВАХ ФПСКЯ. Для проведения экспериментов использовались образцы ФПСКЯ, изготовленные из структур, выращенных с помощью МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). В рабочем диапазоне напряжений ФПСКЯ расчетные ВАХ удовлетворительно совпадают с экспериментальными, а их различия в области малых напряжений объясняются свойствами контактов к СКЯ.

2. Методики экспериментов и экспериментальные образцы

Кратко рассмотрим обсуждаемые модели ВАХ. Двумерная модель ВАХ для плотности тока, предполагающая генерацию свободных носителей в локальные зоны с двумерной плотностью состояний, выражается зависимостью

$$J_{2d} = e \cdot N_{th} \cdot V_d, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; N_{th} — равновесная концентрация носителей заряда в зоне проводимости, усредненная

[¶] E-mail: vokul@inbox.ru

по периоду СКЯ; V_d — дрейфовая скорость электронов. Выражение для N_{th} представляется в виде [4]

$$N_{th} = m^* k_B T (\pi \hbar^2 L_p)^{-1} \exp[-\varphi(\bar{v})/k_B T], \quad (2)$$

где m^* — эффективная масса электрона в материале КЯ, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, \hbar — постоянная Планка, L_p — длина периода СКЯ, $\varphi(\bar{v})$ — термическая энергия активации основного состояния в квантовой яме, которая зависит от внешнего напряжения. Если объединить (1) и (2), то в полученном выражении предэкспоненциальный множитель будет линейно зависеть от температуры. Трехмерная модель имеет сходный вид, однако в предэкспоненциальном множителе температура имеет показатель степени 3/2 [5]. В термоэмиссионной модели зависимость от температуры в аналогичном множителе будет квадратичной [7]:

$$J_{te} = A^* \cdot T^2 \exp(-\varphi(\bar{v})/k_B T) \times [1 - \exp(-V_p/k_B T)], \quad (3)$$

где A^* — некоторая постоянная, V_p — падение напряжения на периоде СКЯ. Если в выражениях (1) и (3) сомножители, содержащие экспоненты, перенести в левую часть, то, зная экспериментальные значения J и $\exp[-\varphi(\bar{v})/k_B T]$, измеренные при различных температурах и постоянном напряжении, можно построить зависимости $J \cdot \exp[\varphi(\bar{v})/k_B T] = F(T)$, в которых $F(T)$ будет иметь степенную зависимость от T . По виду полученных зависимостей, точнее — по величине показателя степени, можно будет сделать предположение о наиболее вероятной модели термогенерации носителей и соответствующей ей ВАХ.

Для проведения экспериментов были использованы образцы ФПСКЯ, изготовленные в виде одиночных мезодиодов размером 400×400 мкм из GaAs/AlGaAs СКЯ двух типов: выращенных методом МОСГЭ и МЛЭ. СКЯ обоих типов имели по 50 периодов барьер-яма. Ямы в МОСГЭ СКЯ имели номинальную толщину 5 нм, в МЛЭ СКЯ — 4.5 нм. В обоих случаях ямы однородно легировались кремнием до концентраций около $9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Барьеры имели толщину 45 нм, специально не легировались и имели в барьерах 27% Al. Верхний и нижний контактные слои из GaAs легировались кремнием до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и граничили с крайними барьерными n^0 -AlGaAs слоями СКЯ. Для проведения экспериментов образцы ФПСКЯ крепились на поликоровых платах в непосредственной близости от кремниевых диодных датчиков температуры. Поликоровая плата размещалась в стеклянном криостате, защищалась охлаждаемым экраном от фонового излучения и охлаждалась жидким азотом.

3. Экспериментальные результаты

Температурные зависимости темнового тока I_d ФПСКЯ, снятые при различных фиксированных напряжени-

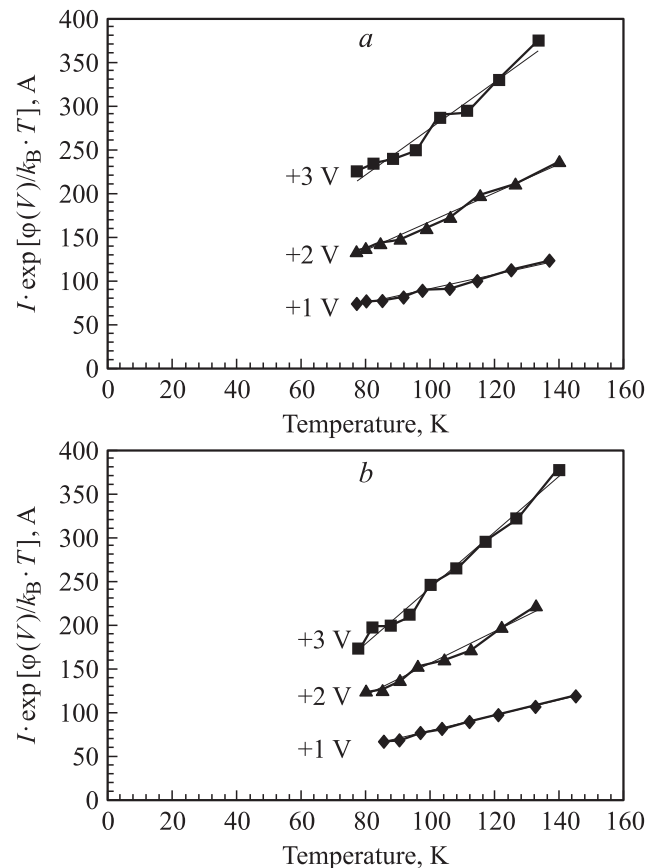


Рис. 1. Температурные зависимости $I \cdot \exp[\varphi(\bar{v})/k_B T]$ при различных фиксированных напряжениях на ФПСКЯ: *a* — образец на основе МОСГЭ СКЯ, *b* — образец на основе МЛЭ СКЯ.

ях, использовались для расчета термической энергии активации основного состояния в яме $\varphi(\bar{v})$, которая в свою очередь использовалась для построения зависимостей $I \cdot \exp[\varphi(\bar{v})/k_B T] = F(T)$. Для расчета $\varphi(\bar{v})$ использовалось выражение: $\varphi(\bar{v}) = k_B T_1 T_2 [\ln(I_1/I_2) - \beta \cdot \ln(T_1/T_2)] / (T_1 - T_2)$, где I_1 и I_2 — темновые токи ФПСКЯ при температурах T_1 и T_2 , а β — показатель степени температуры в выражениях (1) и (3). Значения температур и соответствующих им токов выбирались в нескольких точках в диапазоне 80–140 К, а полученные в результате расчета значения $\varphi(\bar{v})$ усреднялись. Расчет $\varphi(\bar{v})$ был произведен для значений $\beta = 1$ и 2. Различие в значениях $\varphi(\bar{v})$ составляло не более 10%, при этом характер зависимостей $I \cdot \exp[\varphi(\bar{v})/k_B T] = F(T)$, построенных для обоих наборов значений $\varphi(\bar{v})$, был практически одинаковым — линейный по T . Поэтому в дальнейшем расчеты $\varphi(v)$ проводились с использованием $\beta = 1$.

На рис. 1, *a, b* представлены зависимости $I \cdot \exp[\varphi(\bar{v})/k_B T] = F(T)$ для детекторов на основе СКЯ обоих типов. В диапазоне температур от 80 до 140 К зависимости практически линейны для обоих типов ФПСКЯ. Полученные экспериментальные результаты дают основания предполагать, что температурная зависимость темнового тока в ФПСКЯ определяется

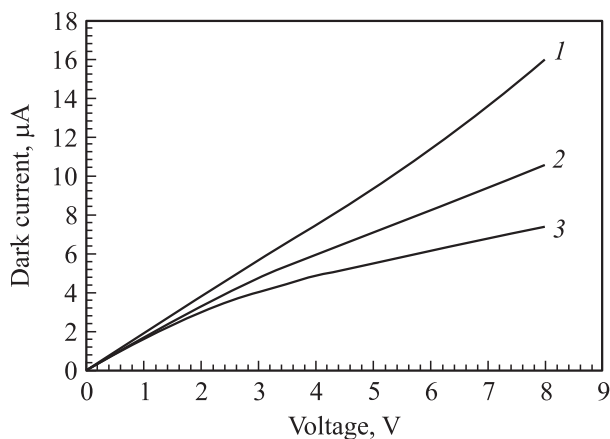


Рис. 2. ВАХ, рассчитанные на основе уточненной модели, для различных значений $\alpha, 10^7 \text{ см}^{-1}$: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 5.

механизмом термогенерации, лежащим в основе двумерной модели ВАХ.

На основе полученных результатов была предложена уточненная ВАХ, учитывающая особенности термогенерации носителей в зону с двумерной плотностью состояний [4], полевую зависимость термической энергии активации $\varphi(\bar{v})$ основного состояния в квантовой яме и дрейфовой скорости носителей в зоне проводимости в барьере [9]:

$$J = e \cdot m^* \cdot k_B T (\pi \hbar^2 L_p)^{-1} \exp \left\{ -(\varphi_B^0 - E_F) / k_B T \right\} \times \exp \left\{ [e \cdot E / (\alpha \cdot k_B T)] [1 + \ln(\varphi_B^0 \cdot \alpha / (e \cdot E))] \right\} \times \mu \cdot E (1 + (\mu \cdot E / \bar{v}_s)^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона; φ_B^0 — энергия разрыва зон проводимости ямы и барьера, E_F — энергия Ферми, отсчитанная от дна зоны проводимости ямы; α — параметр, характеризующий непрямоугольность квантовой ямы, μ — подвижность электронов в зоне проводимости барьера, E — напряженность поля в СКЯ, \bar{v}_s — скорость насыщения электронов. На рис. 2 представлены ВАХ, рассчитанные по формуле (4) со следующими значениями входящих в нее параметров: $\varphi_B^0 - E_F = 0.128 \text{ эВ}$, $\varphi_B^0 = 0.23 \text{ эВ}$, $\mu = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $m^* = 0.067 m_0$, m_0 — масса покоя электрона; $L_p = 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\bar{v}_s = 2 \cdot 10^7 \text{ см с}^{-1}$. Как видно из графиков, форма ВАХ в значительной степени зависит от резкости границ барьер-яма, т.е. от α : с уменьшением резкости границ, т.е. с уменьшением α , ВАХ становится круче. На рис. 3, *a, b* представлены ВАХ тестовых образцов ФПСКЯ, изготовленных из структур, полученных МОСГЭ и МЛЭ, измеренные при 77 К. Там же для сравнения представлены ВАХ, рассчитанные по формуле (4) с использованием экспериментально полученных значений $\varphi_B^0 - E_F$ и с подбором подходящих значений α . В диапазоне напряжений смещения 2–6 В, в котором обычно работают ФПСКЯ рассматриваемой

конструкции, образцы обоих типов имеют ВАХ, близкие к расчетным.

В диапазоне напряжений 0–2 В экспериментальные ВАХ образцов обоих типов несколько отличаются от расчетных. Одной из наиболее вероятных причин, приводящих к такой форме ВАХ, может быть влияние контактов, которое наиболее существенно при малых напряжениях [10]. В самом деле, контактные области образцов ФПСКЯ обоих типов представляют собой изотипный гетеропереход, в котором отсутствуют эффекты размерного квантования, подобные тем, что имеются в СКЯ. В этом случае разрыв зон проводимости на границе n^+ -GaAs– n -AlGaAs в контактной области ФПСКЯ может быть значительно больше термической энергии активации в квантовых ямах СКЯ. Данное обстоятельство может быть причиной наличия при малых напряжениях контактного сопротивления, сопоставимого с сопротивлением СКЯ. Для установления справедливости указанного предположения были построены зависимости термической энергии активации $\varphi(\bar{v})$ темнового тока ФПСКЯ обоих типов (рис. 4) от напряжения смещения

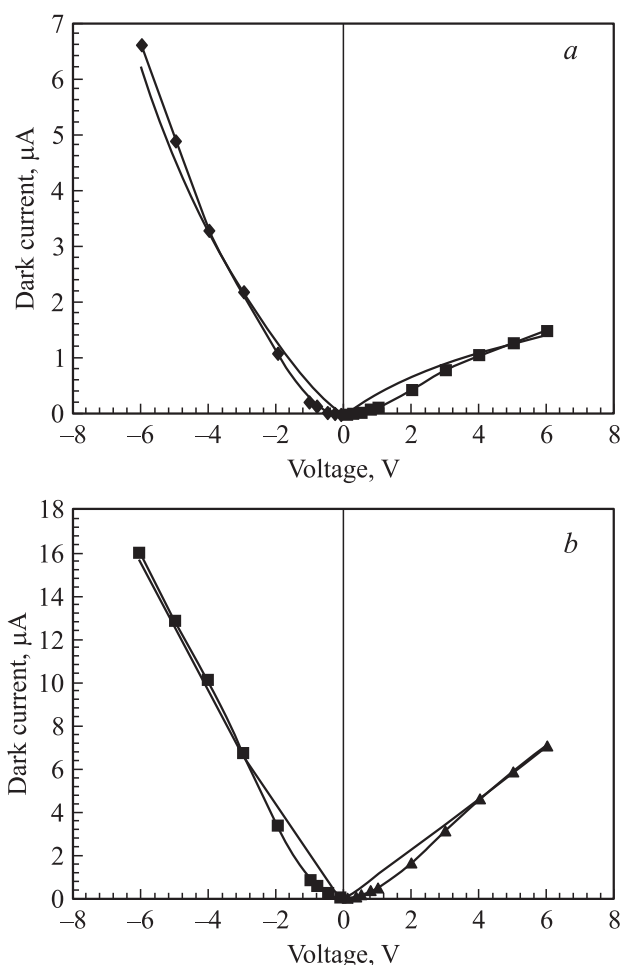


Рис. 3. Экспериментальные (с точками) и расчетные ВАХ ФПСКЯ при 77 К: *a* — образец на основе МЛЭ СКЯ, *b* — образец на основе МОСГЭ СКЯ.

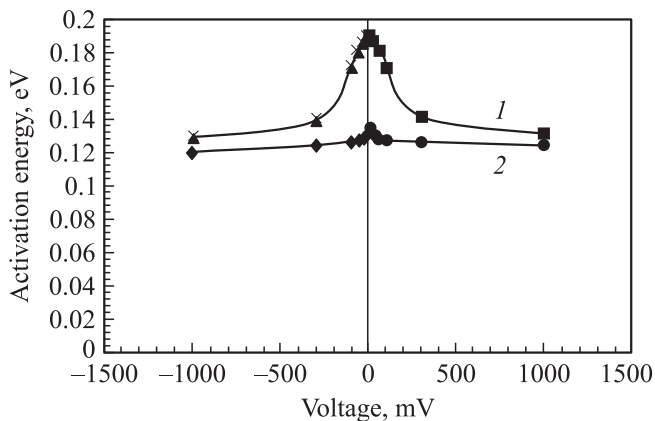


Рис. 4. Зависимость термической энергии активации темного тока ФП СКЯ от напряжения смещения: 1 — образец на основе МЛЭ СКЯ, 2 — образец на основе МОСГЭ СКЯ.

в интервале 0–1 В. В образце, полученном из МОСГЭ СКЯ, $\varphi(\bar{v})$ относительно слабо меняется с напряжением в интервале 0–1 В, тогда как в образце из МЛЭ СКЯ изменение $\varphi(v)$ весьма значительно, особенно в интервале 0–0.3 В. При этом термическая энергия активации в области 0–0.01 В примерно в 1.5 раза больше (0.19 против 0.13 эВ) той, которая, по оценкам, должна соответствовать положению уровня Ферми в квантовой яме относительно дна зоны проводимости в барьере. Уменьшение $\varphi(\bar{v})$ оказывается очень чувствительным по отношению к внешнему полю и не может быть объяснено деформацией барьеров в СКЯ, как это предполагалось в [8]. В самом деле, для снижения высоты барьера на 0.06 эВ на каждом периоде СКЯ должна падать примерно такая же величина напряжения, т.е. внешнее напряжение должно быть не менее 3 В, тогда как наблюдаемые изменения происходят при напряжениях на порядок меньше. Отметим также, что столь большая энергия активации наблюдается только в образце, полученном из МЛЭ СКЯ. Учитывая, что конструктивно обе СКЯ очень близки, объяснение наличия отмеченного выше эффекта следует, по-видимому, искать в различии технологий их получения. Основным различием технологий МЛЭ и МОСГЭ, которое в данном случае играет определяющую роль, на наш взгляд, является температура процесса роста СКЯ. Так, если МЛЭ описываемых СКЯ проводят при температурах не выше 600°C, то МОСГЭ — при температурах выше 700°C. При таких температурах влияние диффузии на распределение кремния в барьерах на границах с ямами и контактными слоями может быть весьма заметным [11]; кремний может проникать в барьеры на десятки ангстрем, при этом диффузия кремния стимулирует взаимную диффузию основных элементов СКЯ, что может приводить к сглаживанию соответствующих границ и образованию плавного изотипного гетероперехода. В более низкотемпературном процессе МЛЭ диффузия кремния не столь существенна, границы GaAs–AlGaAs более резкие, а переходы контактный

слой–барьер представляют собой гетеропереходы, в которых процессы термогенерации носителей определяются разницей между уровнем Ферми в контактном слое и дном зоны проводимости барьера. В нашем случае указанная разность должна примерно быть равной 0.2 эВ, что близко к измеренному значению энергии активации. При малых напряжениях на ФПСКЯ сопротивление его контактных гетеропереходов может быть сопоставимо по порядку величины с сопротивлением СКЯ. По мере увеличения напряжения высота барьера уменьшается, сопротивление контактного гетероперехода падает, и ВАХ начинает определяться свойствами СКЯ и при напряжении свыше примерно 2 В удовлетворительно совпадает с расчетной зависимостью, построенной с помощью выражения (4). В образце, изготовленном из МОСГЭ СКЯ, по причинам, обсуждавшимся выше, контактные гетеропереходы имеют, по-видимому, более размытые границы, и полевая зависимость термической энергии активации выражена слабее. Однако при малых напряжениях смещения они также имеют сопротивление, сопоставимое с сопротивлением СКЯ.

4. Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований температурных зависимостей темного тока ФПСКЯ было установлено, что предэкспоненциальный множитель в выражении для ВАХ ФПСКЯ содержит температуру в степени 1. На основании полученных результатов было сделано предположение, что температурная зависимость темного тока в ФПСКЯ определяется термогенерацией электронов в зону с двумерной плотностью состояний. С учетом сделанного предположения была предложена уточненная ВАХ, учитывающая особенности термогенерации носителей в зону с двумерной плотностью состояний, полевую зависимость термической энергии активации основного состояния в квантовой яме и дрейфовой скорости носителей в зоне проводимости в барьере. В рабочем для ФПСКЯ диапазоне напряжений 2–6 В расчетные ВАХ удовлетворительно совпадают с экспериментальными. При напряжениях менее 2 В расчетные ВАХ несколько отличаются от экспериментальных, что, предположительно, связано с влиянием контактных изотипных гетеропереходов.

Автор благодарит сотрудников ФГУП НИИ „Полюс“ им. М.Ф. Стельмаха и ЗАО „Светлана-Рост“ за помощь в подготовке экспериментальных образцов.

Список литературы

- [1] M.A. Kinch, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., **55** (20), 2093 (1989).
- [2] K. Brennan, Y. Wang. Appl. Phys. Lett., **57** (13), 1337 (1990).
- [3] S.R. Andrews, B.A. Miller. J. Appl. Phys., **70** (2), 993 (1991).
- [4] B.F. Levine. J. Appl. Phys., **74** (8), R1 (1993).
- [5] Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин. ФТП, **25** (9), 1579 (1991).

- [6] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [7] E. Pelve, F. Beltram, C.G. Bethea, B.F. Levine, V.O. Shen, S.J. Hsieh, R.R. Abbott. *J. Appl. Phys.*, **66** (11), 5656 (1989).
- [8] A. Brandel, A. Fraenkel, E. Finkman, G. Bahir, G. Livescu, M.T. Asom. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 412 (1993).
- [9] V.B. Kulikov, I.V. Budkin. *Proc. SPIE*, **5126**, 153 (2002).
- [10] J.W. Little, R.P. Leavitt. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (14), 2682 (2004).
- [11] D.G. Deppe, N. Holonyak. *J. Appl. Phys.*, **64** (12), R93 (1988).

Редактор Л.В. Беляков

Improved model of current-voltage characteristics of quantum well infrared photodetectors

V.B. Kulikov

Joint Stock Company «Central Scientific-Research Institute „Cyclone“»,
107497 Moscow, Russia

Abstract Temperature dependence of dark current of quantum well infrared photodetectors are experimentally investigated. It was found that preexponential factor in analytical expression for photodetector current-voltage characteristics linearly depends on temperature. On the basis of acquired results it was supposed that temperature dependence of dark current is determined by thermogeneration of charge carriers in conduction band with two-dimensional density of states. Mentioned above assumption made it possible to propose improved model of current-voltage characteristics, taking into account features of charge carriers thermogeneration in conduction band with two-dimensional density of states, electric field dependence both of thermal activation energy of ground state in quantum well and carriers drift velocity in conduction band.