

甚长波量子阱红外探测器的 暗电流特性研究*

熊大元¹⁾ 李 宁¹⁾ 徐文兰²⁾ 甄红楼¹⁾ 李志锋¹⁾ 陆 卫¹⁾

1) 中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

2) 华东师范大学信息科学技术学院, 上海 200062)

(2007 年 1 月 17 日收到, 2007 年 2 月 5 日收到修改稿)

基于载流子在量子结构中的输运理论研究了甚长波量子阱红外探测器(峰值响应波长 $15\ \mu\text{m}$, 量子阱个数大于 40)的载流子的输运性质. 研究表明, 在甚长波量子阱红外探测器中, 电流密度一般很低, 暗电流主要来源于能量高于势垒边的热激发电子. 通过薛定谔方程和泊松方程以及电流的连续性方程的自洽求解, 发现外加偏压下电子浓度在甚长波器件各量子阱的分布发生较大变化, 电场在整个器件结构上呈非均匀分布, 靠近发射极层的势垒承担的电压远远高于均匀分布的情形. 平带模型假定电压在器件体系上均匀分布, 导致小偏压下的理论计算值远远低于实验值. 通过自洽计算获得电子浓度及电场强度在整个器件结构上的重新分布, 由此获得的暗电流特性很好地解释了实验结果.

关键词: 甚长波量子阱红外探测器, 量子波输运, 暗电流

PACC: 7320D, 4225B

1. 引 言

量子阱红外探测器是继碲镉汞红外探测器之后的又一重要的可以在中长波段和甚长波段工作的红外探测器^[1]. 特别是在长波(8—14 μm)及甚长波(> 14 μm)工作波段, 量子阱红外探测器由于具有材料均匀性好, 器件制作工艺成熟, 抗辐照能力强, 成本低等诸多优点而日益受到人们的重视^[2-5]. 器件电流电压($I-V$)特性特别是暗电流特性是量子阱红外探测器的一个极为重要的特性参数, 对器件噪声及工作温度都有很大的影响, 进而直接影响器件的探测率. 人们对不同结构的量子阱红外探测器及相关器件材料的物理特性实验研究和理论研究及其优化一直没有停止过^[6-8], 但是适合于计算量子阱红外探测器尤其是甚长波量子阱红外探测器暗电流的物理模型仍然非常缺乏. Andrews 等人报道了峰值响应波长在 8 到 10 μm 附近的多量子阱探测器的暗电流^[9], 理论上对暗电流的研究主要考虑量子阱的热发射和热辅助隧穿, 忽略了电极层载流子的注入, 偏压在器件体系上按均匀分布计. 该模型计算的暗

电流跟实验值相比尚有较大的差距. Liu 等人后来又建立了适合于 4 到 32 个周期, 25 nm 到 70 nm 势垒厚度, 65 K 以上工作温度的多量子阱红外探测器的俘获-发射模型^[10], 器件的电场强度仍按均匀分布计, 此模型的计算值跟流实验值相比仍有较大差距, 而且随量子阱周期的变化而不同. Thibaudeau 等人针对 8.5 μm 响应峰值波长、40 个周期的多量子阱器件给出了暗条件下的量子阱红外探测器的新模型^[11]. 该模型自洽考虑了探测过程的基本机理——载流子从电极层注入, 然后在每个量子阱中俘获和发射. 计算的暗电流值跟实验相比可以达到较好的符合. Ryzhii 等人运用自洽算法从理论上研究了 InGaAs/GaAs 多量子阱红外探测器^[12], 自洽计算的结果表明最靠近发射极的量子阱形成的势垒是限制该器件暗电流的重要因素.

本文从实验和理论两个方面研究响应峰值波长在 15 μm 附近, 周期大于 40 的甚长波量子阱红外探测器的暗电流特性. 理论上先采用量子波输运理论对实际器件的输运性质进行研究, 着重考察电子从发射极到第一个量子阱的输运概率以及相应电子态的占据. 接着通过薛定谔方程和泊松方程以及电流

* 国家自然科学基金重点项目(批准号:10234040), 国家自然科学基金(批准号:60476031, 10474020, 10474108)资助的课题.

连续性方程的自治求解研究整个甚长波量子阱器件的能带结构及相应的电子分布情况,进而得出甚长波器件的暗电流特性,并跟实验结果及平带模型的理论计算结果进行比较.

2. 理论模型

图 1 给出甚长波多量子阱器件的导带能带结构及其暗电流机理示意图.当每个量子阱中的基态电子处于平衡态时,它们通过 (a) 直接的势垒隧穿(电子从一个量子阱的局域态穿越势垒到达另一个量子阱)(b) 热发射(势阱中电子受热激发到达连续态);(c) 热辅助隧穿而传输到其他区间(如相邻的量子阱区或势垒之上的连续态).这三个效应即形成了多量子阱器件的暗电流^[1,13].其中 (b) 和 (c) 本质上都跟热激发密切相关,故有文献将其归并为热激发^[14].

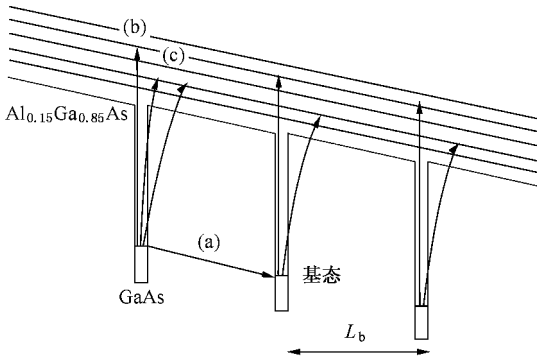


图 1 甚长波量子阱红外探测器导带结构及其暗电流的三种机理 (a) 直接的势垒隧穿 (b) 热发射 (c) 热辅助隧穿

甚长波量子阱器件的电流表达式

$$I_i = J_i A_D = e v_i n_i A_D, \quad (1)$$

这里 J_i 为电流密度, A_D 为量子阱器件的横截面积, e 为电子电荷, v_i 是载流子的平均漂移速度, 定义为

$$v_i = \mu F_{i+1} \left[1 + \left(\frac{\mu F_{i+1}}{v_s} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

式中 v_s 为载流子的饱和漂移速度, 取值在 0.1×10^6 和 5.0×10^6 cm/s 之间, μ 为弱场下载流子的迁移率, 对 n 型的 GaAs/AlGaAs 的量子阱红外探测器而言, 其值为 $2000 \text{ cm}^2 (\text{V} \cdot \text{s})$, F_{i+1} 为势垒 ($i+1$) 的电场强度.

n_i 为势阱 i 对应的可动载流子, 可由下式得到:

$$n_i = \frac{1}{L_p} \sum_n \int \frac{2dk}{(2\pi)^3} \cdot t_i(E_n, E_k, F_{i+1}) \times f(E_n, E_k, E_{fi}), \quad (3)$$

其中 L_p 是器件的一个周期长度(阱宽 L_w + 垒宽 L_b), k 为 xy 平面内的波矢, n 为量子阱区的子能级的标号(包括局域态的能级以及连续态的能级), $t_i(E_n, E_k, F_{i+1})$ 为依赖于势垒电场强度的透射系数, $f(E_n, E_k, E_{fi})$ 为费米-狄拉克分布, 其中 E_{fi} 为势阱 i 的准费米能级.

发射极和集电极的可动载流子浓度则由下式确定:

$$n_0 = \int \frac{dk}{2\pi} \int \frac{2dk}{(2\pi)^3} t(E_k, E_k) f(E_k, E_k, E_{fc}), \quad (4)$$

其中 $f(E_k, E_k, E_{fc})$ 对应的是三维体材料的费米积分, k 为 z 方向上的波矢.

甚长波器件的泊松方程为

$$\frac{d^2 \psi(z)}{dz^2} = -\frac{e}{\epsilon(z)} [N_D(z) - n(z)], \quad (5)$$

这里 $\psi(z)$ 为静电势, $\epsilon(z)$ 为器件材料的介电函数, $N_D(z)$ 为施主浓度, $n(z)$ 为器件体系的电子浓度分布.

如图 2 的甚长波多量子阱器件的漂移-扩散模型示意图所示, 考虑量子阱 i 对可动载流子的俘获以及电流连续性和载流子的守恒条件

$$I_{i+2} = (1 - \beta_i) I_i + I_{i+2, i+4},$$

$$e \cdot A_D \cdot \frac{dS_{i+2}}{dt} = \beta_i I_i - I_{i+2, i+4}, \quad (6)$$

这里 S_{i+2} 为量子阱 ($i+2$) 的二维载流子浓度, β_i 为量子阱 i 的载流子俘获概率. 在稳态时 $dS_{i+2}/dt = 0$, 由此得 $I_{i+2} = I_i$ 即为器件的暗电流.

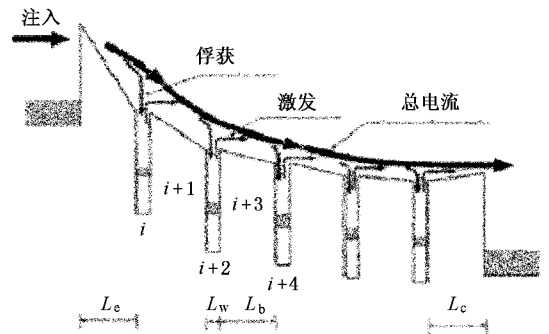


图 2 甚长波多量子阱器件的漂移-扩散模型示意图

3. 结果及讨论

实验用的甚长波量子阱器件材料是在 MBE 系统上生长的, 结构为 50 周期的 GaAs (6.0 nm)

AlGaAs(60 nm)的多量子阱结构,其中势阱的 Si 掺杂浓度 $n^+ = 2.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,势垒中 Al 的摩尔组分的标称值为 0.15.根据器件材料的光荧光光谱计算值为 0.147;上电极层的厚度为 $1.25 \mu\text{m}$,下电极层的厚度为 $1.75 \mu\text{m}$,Si 掺杂浓度 $n^+ = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,将材料光刻制作成 $240 \mu\text{m} \times 240 \mu\text{m}$ 的线列台面,同时光刻和蒸镀直径 $150 \mu\text{m}$ 的圆形上电极和边长为 $300 \mu\text{m}$ 的方形下电极,经过合金化和 In 球熔焊等工艺,制备出 256×1 元线列探测器并安装到液氮制冷机中.用 Keithly 源表测量 30 K—60 K 温度下的暗电流实验曲线如图 3 所示.

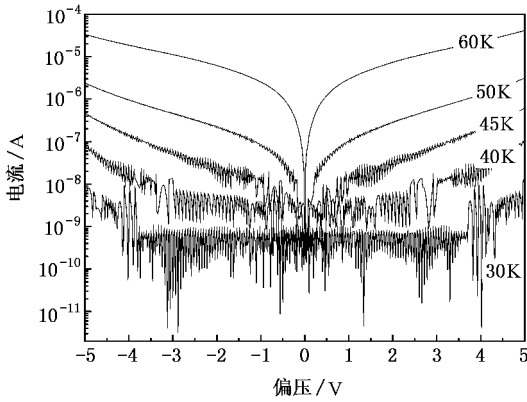


图 3 甚长波量子阱红外探测器在不同工作温度下的暗电流特性曲线

由于整个器件体系在 xy 平面内的平移对称性,势阱 i 的波函数可由下列薛定谔方程和泊松方程决定:

$$\begin{aligned} \phi_n(\mathbf{k}) &= \phi_n(z)u(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\rho}, \\ \left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \phi_n(z) &= E_n \phi_n(z), \end{aligned} \quad (7)$$

这里 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 和 ρ 分别是 xy 平面内的波矢和坐标, $u(\mathbf{r})$ 是布洛赫函数.通过求解上述薛定谔方程我们确定量子阱中只存在一个束缚态,在 40 K 的器件工作温度下为 55.5 meV(取 GaAs 导带边为零势能面).可见所设计的甚长波量子阱器件结构属于束缚态—连续态(B-T-C)跃迁类型,而区别于以前设计的束缚态—束缚态(B-T-B)类型^[4].这种结构的主要优点是在外加偏压下光生载流子直接从基态跃迁到连续态而最大限度的减少激发态电子的势垒隧穿,从而减小器件的暗电流;同时通过增大势垒(达 60 nm)来进一步抑制基态电子的隧穿.从实验结果看,制备的甚长波器件在 40 K 温度下暗电流达到 10^{-8} A,比同波段 B-T-B 类型的量子阱器件的暗电流低 3

个数量级.

为深入理解甚长波量子阱器件的电流电压特性和实验结果,先采用量子波输运理论对实际器件的输运性质进行研究.由于电子从发射极到第一个量子阱的输运以及从量子阱 i 到下一个势阱($i+2$)(中间为势垒($i+1$))的输运均为量子波输运,设发射电子波的量子阱(或者发射极) i 的波函数为 $e^{iq_{i,i+2}z} + r_{i,i+2}e^{-iq_{i,i+2}z}$,而收集输运波的势阱($i+2$)的波函数为 $t_{i,i+2}e^{iq_{i,i+2}z}$,相应的电流密度可由下式计算^[14,15]:

$$J_{i,i+2} = e \int \frac{2d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \left(t_{i,i+2} \frac{\hbar q_{i,i+2}}{m^*} f_i - t_{i+2,i} \frac{\hbar q_{i+2,i}}{m^*} f_{i+2} \right), \quad (8)$$

这里 $t_{i,i+2}$ 是电子从量子阱 i 到量子阱 $i+2$ 的输运波的透射系数, f_i 为量子阱 i 的费米分布函数,由量子阱 i 的费米能级 E_{fi} 决定.依据上述理论,先计算零偏时 40 K 温度下从器件发射极到第一个量子阱的输运概率(计算结果如图 4 所示).我们看到当入射电子能量高于势垒时传输概率将接近于 1,但是相应的这些态的电子占据却很低;而甚长波器件的势垒很厚,发射极费米能级附近的电子很难透射到第一个量子阱.可见,在甚长波量子阱红外探测器中,电流密度一般很低,暗电流主要来源于能量高于势垒边的热激发电子.

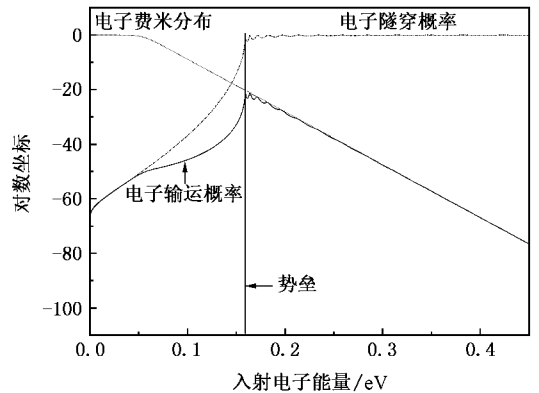


图 4 电子从发射极到第一个量子阱的输运概率以及相应电子态的占据概率

甚长波量子阱器件的上下电极层的掺杂浓度均为 $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,在 40 K 工作温度下电极层的费米能级为 54.4 meV(相对于 GaAs 导带边).根据前面求出的 40 K 温度下量子阱的基态子能级,由下式可求出量子阱 i 中的准费米能级 E_{fi} :

$$S_i = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{t,i} - E_i}{k_B T} \right) \right]. \quad (9)$$

将泊松方程和薛定谔方程联合来进行自洽求解,得到整个甚长波量子阱器件的能带结构(如图5所示)及相应的载流子浓度分布(如图6所示)。可以看到电场在整个器件体系上分布不均匀,靠近发射极区的电场分布强,占所加偏压的相当部分。在小偏压下靠近发射极的势垒倾斜得尤为厉害,而远离电极层的势垒上的电场强度比较小,且比较均匀。随着偏压的加大,电场才加到远离电极层的势垒上,如图5中6V偏压的情形。如前所述,在稳态时,量子阱区连续态上的漂移电流最初由发射极注入,而发射极电流的注入受发射极区势垒电场的控制。为了保证电流守恒,电场在器件体系上重新分布。电子在各量子阱的分布的变化,导致电场强度在整个器件结构上的非均匀分布。靠近发射极层的势垒承载较强的电场,对应的量子阱的电子几乎耗尽,这种情形在小的偏压下尤为显著,如图5中0.1V偏压的情形,靠近发射极的第1个势垒承担的电压达到0.13V;0.5V偏压下第1个势垒承担的电压达0.28V。Liu等人曾在实验中观察到这种外加偏压下电子浓度在各量子阱重新分布的效应^[16]。作为比较,图7同时给出器件在平带模型(假定电子浓度在各量子阱均匀分布,电压在整个器件体系上按均匀分布)下理论计算的暗电流。从图7可见平带模型下的甚长波器件的理论计算值比实验值偏低,在小偏压下偏离更远。由于发射极电流的注入受发射极区势垒电场的控制,在平带模型下对于50个周期的甚长波器件,

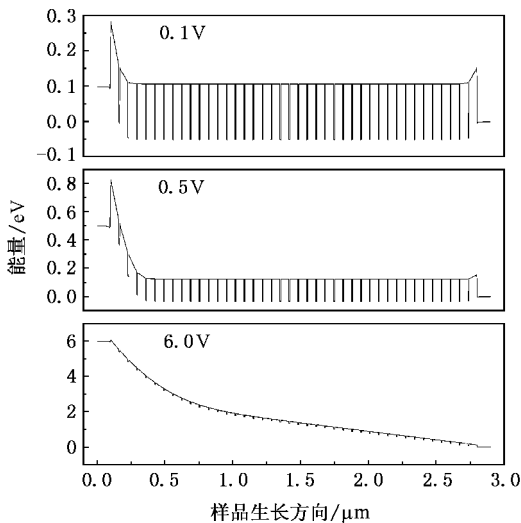


图5 在0.1 V、0.5 V及6 V偏压50 K工作温度下甚长波器件的能带图

电压均匀分布在每个势垒边上,离发射极区势垒承担的电压占所加电压的1/51,大大低于自洽计算值,此时发射极注入的电子也会低于实际情况。随着偏压的增大,加在发射极区势垒上的电压占所加偏压的比例有所减小,平带模型的理论计算值跟实验值的差距也随之减小。可见通过薛定谔方程和泊松方程以及电流的连续性方程的自洽求解,可以更好地解释甚长波量子阱红外探测器的暗电流特性。

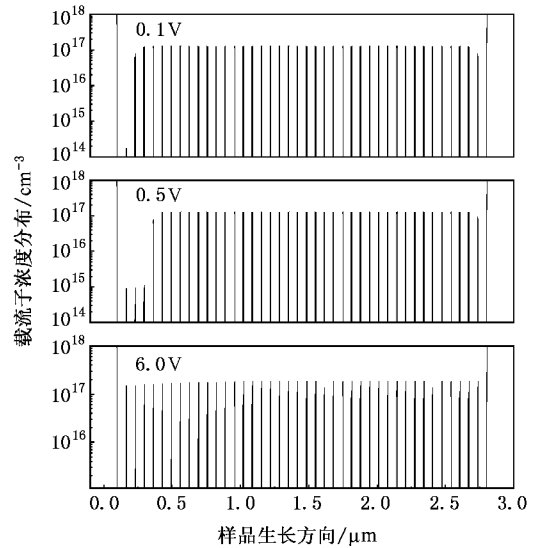


图6 在0.1 V、0.5 V及6 V偏压50 K工作温度下甚长波器件体系的载流子浓度分布图

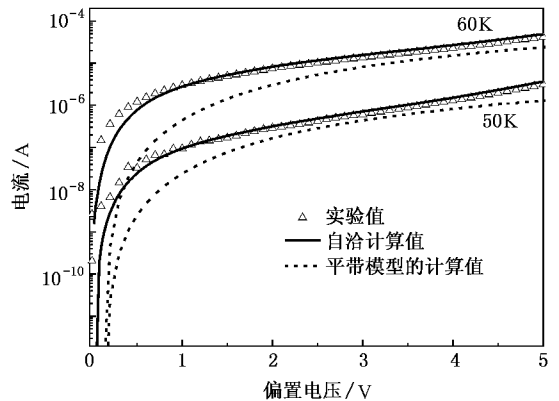


图7 实线为自洽计算的甚长波器件的暗电流(点线为平带模型下计算的器件暗电流,三角点为实测的暗电流)

4. 结 论

采用量子波输运理论研究了甚长波器件的载流子的输运性质。计算的结果表明,在甚长波量子阱红外探测器中,电流密度一般很低,暗电流主要来源于

能量高于势垒边的热激发电子.通过薛定谔方程和泊松方程以及电流的连续性方程的自洽计算,发现外加偏压下电子浓度在各量子阱的分布发生变化,电场强度在整个器件结构上呈非均匀分布,靠近发射极层的势垒分布的电场较强,这种情形在小偏压

下尤为明显.平带模型假定电子在各量子阱中均匀分布,导致小偏压下的理论计算值跟实验值相差较远.通过自洽计算获得电子浓度及电场强度在整个器件结构上的重新分布,由此得到的暗电流值跟实验结果符合得很好.

- [1] Levine B F 1993 *J. Appl. Phys.* **74** R1
- [2] Rogalski A 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4355
- [3] Fu Y, Willander M, Jiang J, Li N, Lu W, Liu H C 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 9432
- [4] Li N, Yuan X Z, Li N, Lu W, Li Z F, Dou H F, Shen X C 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 797 (in Chinese) [李 娜、袁先漳、李宁、陆 卫、李志峰、窦红飞、沈学础 2000 物理学报 **49** 797]
- [5] Yuan X Z, Lu W, Li N, Chen X S, Shen X C, Zi J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 503 (in Chinese) [袁先漳、陆 卫、李 宁、陈效双、沈学础、资 剑 2003 物理学报 **52** 503]
- [6] Ryzhii V 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 6442
- [7] Zhou X C, Chen X S, Zhen H L, Lu W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4247 (in Chinese) [周旭昌、陈效双、甄红楼、陆 卫 2006 物理学报 **55** 4247]
- [8] Zhang Y H, Wang C 2006 *Chin. Phys.* **15** 649
- [9] Andrews S R, Miller B A 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 993
- [10] Liu H C, Steele A G, Buchanan M, Wasilewski Z R 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 2029
- [11] Thibaudau L, Bois P, Duboz J Y 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 446
- [12] Ryzhii V, Ryzhii M 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 207
- [13] Etteh N E I, Harrison P 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 248
- [14] Fu Y, Li N, Karlsteen M, Willander M, Li N, Xu W L, Lu W, Shen S C 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 511
- [15] Fu Y, Lu W 2005 *Physics of Semiconductor Quantum Devices* (Science Press) (in Chinese) [傅 英、陆 卫 2005 半导体量子器件物理(科学出版社)]
- [16] Liu H C, Buchanan M, Wasilewski Z R, Chu H 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 1059

Study of the dark current in very long wavelength quantum well infrared photodetectors *

Xiong Da-Yuan¹⁾ Li Ning¹⁾ Xu Wen-Lan²⁾ Zhen Hong-Lou¹⁾ Li Zhi-Feng¹⁾ Lu Wei¹⁾

¹⁾ National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China

²⁾ Department of Electronic Engineering, East China Normal University, Shanghai 200062, China

(Received 17 January 2007 ; revised manuscript received 5 February 2007)

Abstract

A study of the carrier transport performance of GaAs/AlGaAs very long wavelength quantum well infrared photodetectors (peak wavelength : 15 μm ; period : > 40) has been carried out based on quantum wave transport theory. It was shown that the thermoexcitation effect dominates in the devices. By the current continuity and self-consistent calculation based on Schrödinger equation and Poisson equation, we found that the main feature resulting from the model is the redistribution of the carriers and the electric field along the whole structure being made uneven to maintain current conservation. The high-field region extends over a few barriers near the emitter contact, which takes up a considerable part of the applied voltage. The conventional flat band model assumes that the applied voltage drops linearly across the structure, leading to the numerical value of dark current to be far from the experiments, especially at small bias. The numerical result of self-consistent calculation well explains the measurement data.

Keywords : VLQWIPs, quantum wave transport, dark current

PACC : 7320D, 4225B

* Project supported by the Key Program of Basic Research of China (Grant No. 10234040) and the National Nature Science Foundation of China (Grant Nos. 60476031, 10474020, 10474108).