

量子点红外探测器的噪声表征*

刘红梅^{1)†} 杨春花¹⁾ 刘鑫²⁾ 张建奇²⁾ 石云龙¹⁾

(山西大同大学固体物理研究所, 大同 037009)

(西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2013年6月10日收到; 2013年7月4日收到修改稿)

为了表征噪声对量子点红外探测器性能的影响, 本文推导了噪声的理论模型. 该模型通过考虑纳米尺度电子传输和微米尺度电子传输对激发能的共同影响, 并结合噪声增益, 实现了对噪声的估算. 得到的结果与实验的数据相比, 显示了很好的一致性, 从而验证了这个模型的正确性.

关键词: 电子传输, 暗电流, 增益, 噪声

PACS: 85.35.Be, 07.57.Kp, 85.60.Gz, 07.50.HP

DOI: 10.7498/aps.62.218501

1 引言

噪声广泛存在于各种红外探测器器件中, 是表征探测器性能和可靠性的敏感参数. 随着科学技术的发展, 人们虽然可以通过改善器件结构等方法来提高红外探测器性能^[1-3], 但是噪声的存在仍然是制约红外探测器性能的关键因素之一, 因而研究噪声的大小, 以及如何降低噪声对提高探测器灵敏度、探测率等性能有着至关重要的意义^[4-6].

目前, 国内外研究人员从噪声的主要构成部分暗电流入手, 对量子点红外探测器的噪声做了大量的研究工作. 其中, 大部分人是从量子点势阱中电子势能的分布来研究暗电流特性^[7-9], 很少有人从激发能角度来研究, 即使有个别人从激发能角度考虑了暗电流特性, 也是仅考虑了微米尺度的电子传输对暗电流的影响^[10,11], 或者仅考虑了纳米尺度的电子传输对暗电流的影响^[12,13]. 事实上, 现有调查表明, 微米尺度的电子传输与纳米尺度的电子传输同时存在于量子点红外探测器的整个电子传输过程中^[14,15], 因而这两种尺度的电子传输对暗电流的影响都应该包含在暗电流的计算中. 基于前面的分析, 我们提出了一个量子点红外探测器的噪声模型, 它通过考虑纳米尺度电子传输和微米尺度电

子传输对暗电流计算中的激发能的影响, 并结合噪声增益, 实现了对探测器的噪声的模拟与计算. 这个模型不仅使噪声的计算更加符合探测器的实际运行情况, 而且为人们进行探测器器件优化、提高可靠性提供了理论依据.

2 理论模型

众所周知, 量子点红外探测器是由多个周期的量子点复合层构成. 其中, 量子点层内周期分布着相同的量子点, 且量子点的浓度相对比较低. 层内量子点的底边尺寸非常大, 使每个量子点都拥有大量的边界态, 能接受更多的电子, 而量子点的高度与两个量子点层间的距离相比, 是非常小的, 以至于量子点只能提供与这个纵向方向相关的两个量化能级. 这样, 当红外光入射到探测器的光敏区时, 电子从基态跃迁到激发态或连续态, 使探测器的电导率发生了变化, 最终实现了对红外光的探测. 基于这一探测机理, 探测器的噪声主要来源于电子的产生-复合过程^[16], 并能写成

$$i_n = \sqrt{4eg_n I_d}, \quad (1)$$

其中, e 为电子基本电荷, g_n 是噪声增益, 它近似等于光电导增益, I_d 是暗电流.

* 航空科学基金(批准号: 20122481002)、国家自然科学基金(批准号: 61307121)、山西省自然科学基金(批准号: 2011011013)和博士科研启动经费(批准号: 2012-B-04)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lhm9898@163.com

根据 (1) 式给出的产生 - 复合噪声的估算方法, 本节从微米尺度电子传输和纳米尺度电子传输对暗电流的影响出发, 结合噪声增益的计算, 探讨了量子点红外探测器的噪声特性.

2.1 暗电流

根据暗电流定义, 并结合量子点红外探测器的层状结构特点, 可通过计算势垒中移动载流子的密度来计算暗电流 [17,18], 即

$$I_{\text{dark}} = evn_{3D}A, \quad (2)$$

其中, e 为电子基本电荷, v 为电子漂移速度, A 为探测器面积, n_{3D} 为三维电子密度. 其中, 电子漂移速度 v 与外加偏置电压有关 [13,16], 它可通过下式来计算:

$$v = \mu E \left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s} \right)^2 \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

式中, E 是量子点红外探测器的偏置电场强度, 它可通过外加电压除以探测器本征区的厚度来近似得到 [13], μ 是电子迁移率, v_s 是电子的饱和移动速度.

在量子点红外探测器中, 三维电子密度能通过下式来计算 [17,18]:

$$n_{3D} = 2 \left(\frac{m_b k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_a}{k T} \right), \quad (4)$$

其中, m_b 为电子有效质量, k 为玻尔兹曼常数, T 为温度, \hbar 为归一化的普朗克常数, E_a 是激发能, 它依赖于探测器的整个电子传输过程. 在这个模型中, 激发能等于从导带边缘的底端到费米能级之间的

能量间隔, 它对应着微米尺度电子传输的激发能, 即这个方法仅考虑了微米尺度电子传输对激发能的影响. 实际上, 在量子点红外探测器中, 纳米尺度电子传输也对激发能有着很大的影响 [9,10]. 因此, 在我们的模型中, 加入了纳米尺度电子传输对激发能的影响, 改进了电子传输特征函数激发能的计算, 使暗电流的预测和计算因更加符合探测器的实际运行机理而变得更加准确. 具体来说, 在量子点红外探测器中, 电子是以连续耦合的方式进行微米尺度电子传输和纳米尺度电子传输的 [4,15], 即首先电子通过热激发越过有效势垒, 接着被量子点俘获, 最后电子逃逸出量子点势阱, (这个逃逸行为与隧穿相关). 基于这一电子传输过程, 总的电子传输下的激发能可写为

$$E_a = E_{0,\text{micro}} \exp(-E/E_0) + E_{0,\text{nano}} - \beta E, \quad (5)$$

其中, $E_{0,\text{micro}}$ 和 $E_{0,\text{nano}}$ 分别是零电压偏置下的微米尺度电子传输和纳米尺度电子传输的激发能, E_0 和 β 分别描述的是微米尺度电子传输和纳米尺度电子传输的激发能随电场的变化而变化的快慢程度. 此外, (5) 式中的 $E_{0,\text{micro}} \exp(-E/E_0)$ 对应着微米尺度电子传输的激发能, 是电子越过有效势垒的热激发行对激发能的影响, 数值上等于从导带边缘底端到费米能级之间的能量间隔; 而 $E_{0,\text{nano}} - \beta E$ 则是纳米尺度电子传输的激发能, 它强调的是与隧穿有关的电子逃逸出量子点势阱这种行为对激发能的影响.

把 (3)—(5) 式代入 (2) 式, 得到暗电流计算式

$$I_{\text{dark}} = 2ev\mu EA \left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s} \right)^2 \right)^{-1/2} \left(\frac{m_b k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_{0,\text{micro}} \exp(-E/E_0) + E_{0,\text{nano}} - \beta E}{k T} \right). \quad (6)$$

2.2 增益

在量子点红外探测器中, 噪声增益和光电导增益是近似相等的, 因而能通过电子的复合时间 τ_r 与电子的渡越时间 τ_d 的比值来计算噪声增益的值, 即

$$g_n = \frac{\tau_r}{\tau_d} = \frac{v}{L} \tau_r, \quad (7)$$

其中, v 为电子漂移速度, τ_r 为电子的复合时间, 它等于电子的寿命.

一般情况下, 在量子点红外探测器中, 认为量子点对电子的俘获是各向同性的, 满足球对称, 因而能通过通过文献 [16,19] 给出的平均矩阵近似法

来计算电子被俘获时间, 即电子的复合时间, 具体计算形式如下:

$$\frac{1}{\tau_r} = N_t (4\pi D R_t) \left\{ 1 - \left[\frac{D}{V_t R_t^2} \tanh \left(\frac{V_t R_t^2}{D} \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (8)$$

其中, N_t 是量子点的密度, R_t 是量子点的有效半径, V_t 是量子点俘获电子的俘获速度, D 是带扩散系数, 它的取值与电子迁移率 μ 相关 [16], 即

$$\mu = \frac{eD}{kT}. \quad (9)$$

把 (3), (8), (9) 式代入 (7) 式, 整理, 得到噪声增益, 它可写成

$$g_n = \frac{\mu E \left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s}\right)^2\right)^{-1/2}}{LN_t(4\pi R_t \mu kT/e) \left\{1 - \left[\frac{\mu kT}{eV_t R_t^2} \tanh\left(\frac{eV_t R_t^2}{\mu kT}\right)\right]^{1/2}\right\}}. \quad (10)$$

2.3 噪声

根据暗电流和增益的计算方法,把(6)式和(10)式代入(1)式,得到了量子点红外探测器噪声的计算式,即

$$i_n = \sqrt{\frac{8e^2 \mu^2 E^2 \left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s}\right)^2\right)^{-1} \left(\frac{m_b kT}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{0,\text{micro}} \exp(-E/E_0) + E_{0,\text{nano}} - \beta E}{kT}\right)}{LN_t(4\pi R_t \mu kT/e) \left\{1 - \left[\frac{\mu kT}{eV_t R_t^2} \tanh\left(\frac{eV_t R_t^2}{\mu kT}\right)\right]^{1/2}\right\}}}. \quad (11)$$

3 结果与讨论

本节给出了量子点红外探测器的暗电流、增益和噪声的模拟结果,并与文献公布的实验数据^[20,21]进行比较,证实了提出模型的正确性.

图1给出了典型的n-i-n型量子点红外探测器结构示意图,它主要由发射极、接收极、以及10个周期的量子点复合层组成,其中量子点复合层是由InAs量子点、帽层和势垒层组成.通过分子束外延生长的自组织InAs量子点可近似看成圆锥体,其高度一般为4—8 nm,底面半径为10—50 nm,并且其电子的有效质量为基本电荷质量的0.023倍^[22].基于这种典型的探测器结构,暗电流、增益、噪声的模拟计算中量子点参数取值与用于实验验证器件的参数^[20,21]一样,其高度分别取为5.9 nm,5 nm,底边半径分别为10.5 nm和25 nm.表1给出了量子点红外探测器结构的其他相关参数的取值^[14,19-22].通过这些参数,实现了对暗电流、增益等特性的模拟与计算,并与文献公布的实验测量值进行了比较来验证提出模型的正确性.此外,在仿真过程中,为了更加方便、准确地验证提出算法的正确性,不仅使某些结构参数的取值与用于验证的探测器结构参数的取值相同,而且把用于验证的量子点红外探测器实验数据的电压坐标转变成电场强度坐标.

图2给出了温度78 K时量子点红外探测器暗电流随电场强度的变化情况.在该图中,通过比较传统模型的暗电流值和我们模型的暗电流值能发现,由传统暗电流模型得到的模拟值比我们提出的暗电流模型的理论值大很多,即原来的仅考虑微米尺度电子传输的暗电流值比我们提出的包含

两种尺度电子传输算法的暗电流值大得多,与同温度下暗电流的实验测量值^[21]相比较,提出的暗电流模型理论值和实验值更加接近,说明我们提出的暗电流模型更加符合量子点红外探测器的实际运行机理,从而使暗电流的计算变得更加精确.进一步而言,这个暗电流理论值和实验测量值之间的一致性,也直接证明了提出的暗电流模型的正确性,说明把纳米尺度电子传输和微米尺度电子传输对激发能的影响包含在暗电流的计算中是非常正确的.这里特别指出,78 K实验值是通过测量10周期量子点红外探测器的暗电流来得到的.该探测器的量子点复合层结构为2MLInAs量子点/20MLIn_{0.15}Ga_{0.85}As/130MLGaAs,量子点高度为5.9 nm,底边半径为10.5 nm.

表1 量子点红外探测器的参数

$E_{0,\text{nano}} = 224.7 \text{ meV}$	$\beta = 2.79 \text{ meV}\cdot\text{cm/kV}$	$R_t = 6.61 \text{ nm}, 11.2 \text{ nm}$
$V_t = 1 \times 10^{10} \text{ Hz}$	$L = 1520 \text{ ML}, 507 \text{ nm}$	$\mu = 1000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
$E_{0,\text{micro}} = 34.6 \text{ meV}$	$E_0 = 1.62 \text{ kV/cm}$	$v_s = 1 \times 10^5, 5 \times 10^6 \text{ m/s}$

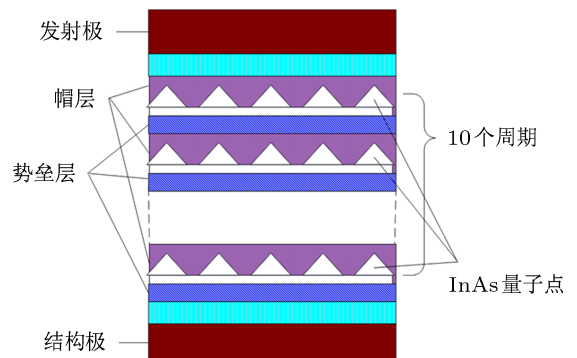


图1 量子点红外探测器的结构示意图

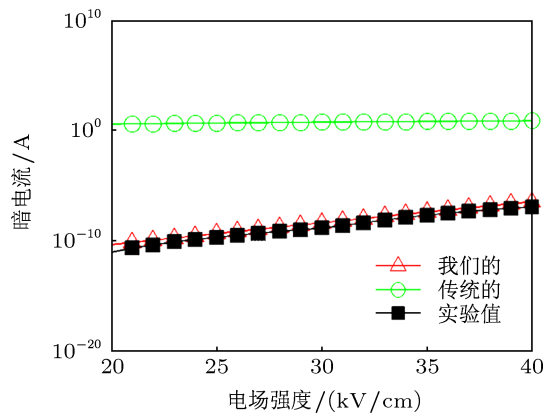


图2 78 K时探测器的暗电流值

为了更加全面地验证提出的暗电流算法的正确性,图3给出了温度为100 K和130 K时探测器暗电流的实验测量值^[21](相应测试探测器的主体结构为10周期的InAs量子点/InGaAs/GaAs量子点复合层),通过将实验数据分别与其同温度下的暗电流理论计算值进行比较来验证我们的模型的正确性.如图3所示,不仅温度为100 K时的暗电流理论值与实验值之间显示出很好的一致性,而且温度为130 K时的暗电流计算值与同温度下的实验值同样非常接近,这再一次证实了我们改进的暗电流模型的正确性.此外,图3还显示出,在温度不变的情况下,暗电流随着电场强度的增加而增加.例如,在温度100 K时,当电场强度从24 kV/cm增加到40 kV/cm时,暗电流也相应地从 2.78×10^{-8} A增加到 5.17×10^{-6} A,大约增加了两个数量级.同样,130 K温度时暗电流值(对应着曲线130 K)也显示出类似的增加趋势,当电场强度从28 kV/cm增加到42 kV/cm时,暗电流同样发生了从 7.74×10^{-6} A到 2.61×10^{-4} A的增加.这种暗电流随电场强度的增加而增加的趋势也能从图2中78 K温度时的暗电流值上看到.以我们的暗电流曲线为例,当电场强度从20 kV/cm变化到40 kV/cm时,暗电流也相应地从 2.03×10^{-11} A变化到 8.82×10^{-8} A.导致暗电流随电场强度的增加而增加的原因如下:当电场强度增加时,能带变得更加弯曲,势垒变得更加地低,更多的电子能更容易地逃逸出量子点势阱,从而导致探测器暗电流的增加.从图3中也能发现,实验值与理论计算值在低电场强度下存在着少些的偏差.造成这个偏差的原因,目前还不是很清楚,可能是因为计算过程中没有考虑到某些参数如电子迁移率 μ 、俘获速度 V_t 等对电场强度的依赖性造成的.

图4提供了20 kV/cm—45 kV/cm电场强度范围内的增益的计算结果.从该图中可以看出,在确定的温度78 K和100 K时,增益随着电场强度的增加而增加.具体来说,在温度78 K时,随着电场强度从20 kV/cm增加到44 kV/cm,增益也相应地从1.38增加为3.03.在同样的电场强度增加范围内,100 K曲线上的增益值也从1.08增加到2.7.这种增益随着电场的增加而增加的行为是由以下原因造成的:电场强度的增加使电子的运动加速,从而导致电子的复合概率变大、电子寿命变短,最终导致了增益的增加.此外,类似的增益特性也能从文献^[16, 23]中看到.

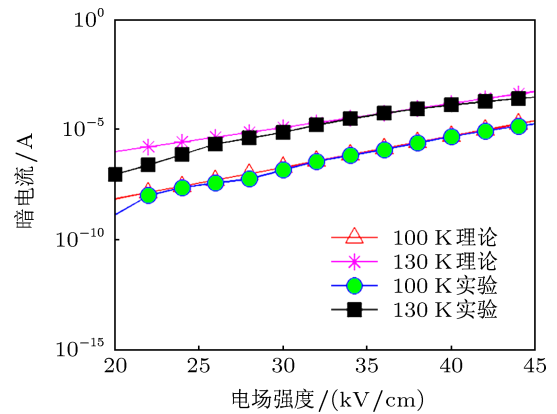


图3 量子点红外探测器暗电流的实验验证

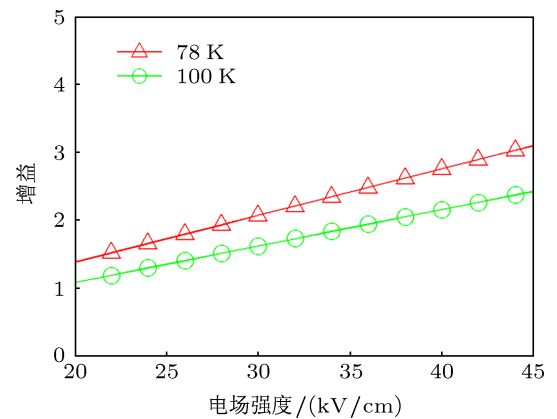


图4 量子点红外探测器的光电导增益

如图5所示,噪声随着电场强度的增加而增加.在固定温度100 K时,电场强度为20 kV/cm时噪声电流是 2.10×10^{-13} A/Hz^{1/2},而当电场强度变为40 kV/cm时,噪声电流增加到了 1.07×10^{-11} A/Hz^{1/2},它比20 kV/cm时的噪声大两个数量级左右.同样,在78 K温度时,电场强度从20 kV/cm增加到40 kV/cm的同时,噪声也相应地从 9.15×10^{-15} A/Hz^{1/2}增加到 6.28×10^{-13} A/Hz^{1/2}.

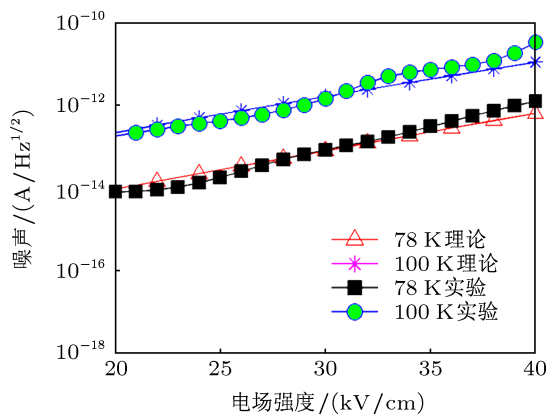


图5 量子点红外探测器的噪声电流

事实上, 噪声随着电场强度的增加而增加的特性本质上取决于噪声对暗电流的依赖性. 暗电流是噪声的主要构成部分, 因而它随电场强度的增加而增加的特性直接导致了噪声电流随着电场强度的增加而增加的特性. 此外, 图5还分别给出了已公布的78 K和100 K时的噪声实验值, 其中78 K时噪声电流的实验测量值^[21]是通过10周期量子点复合层(2ML InAs/20ML In_{0.15}Ga_{0.85}As/130 ML GaAs)的量子点红外探测器测量得到的, 100 K

噪声实验值则是通过10周期量子点红外探测器(40 nm InP/30 nm AlInAs/5ML InAs量子点/1 nm GaAs)在100 K时测量获得的^[20], 对应量子点的高度分别为5.9 nm, 5 nm, 底边半径为10.5 nm, 25 nm. 从图5能很清楚地看到, 78 K时噪声的实验测量值与78 K时我们模型的计算值之间显示出很好的一致性, 这直接证实了我们的噪声模型是正确的. 同样, 100 K时的噪声电流实验值^[20]与我们模型得到的噪声理论值之间也呈现出很好的一致性, 再一次证实了提出的噪声模型的正确性.

4 结论

本文提出了一个量子点红外探测器的噪声模型. 该模型从微米尺度电子传输和纳米尺度电子传输对激发能的影响角度研究了探测器的暗电流, 进而推导出其噪声模型, 使噪声的计算更加符合量子点红外探测器中电子传输机理, 提高了计算精度, 能为人们进行探测器件优化和提高可靠性提供理论依据.

- [1] LU W, Liu H, Zhen H, Li N, Xiong D, Zhou X 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1806
- [2] Liu Y, Yu Z, Jia B, Xu Z, Yao W, Chen Z, Lu P, Han L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4667
- [3] Huo Y, Ma W, Zhang Y, Huang J, Wei Y, Cui K, Chen L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 098401 (in Chinese) [霍永恒, 马文全, 张艳华, 黄建亮, 卫扬, 崔凯, 陈良惠 2011 物理学报 **60** 098401]
- [4] Liu H, Zhang J 2012 *Appl. Optics* **51** 2767
- [5] Liu Y A, Zhuang Y Q, Du L, Su Y H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 140703 (in Chinese) [刘宇安, 庄奕琪, 杜磊, 苏亚慧 2013 物理学报 **62** 140703]
- [6] An X, Li Y, Liu J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4105 (in Chinese) [安兴涛, 李玉现, 刘建军 2007 物理学报 **56** 4105]
- [7] Liu H, Zhang J 2012 *Infrared Phys. Techn.* **55** 320
- [8] Martyniuk P, Rogalski A 2009 *B Pol. Acad. Sci-Tech.* **57** 103
- [9] Ryzhii V, Khmyrova I, Pipa V, Mitin V, Willander M 2001 *Semicond Sci. Technol.* **16** 331
- [10] Asano T, Madhukar A, Mahalingam K, Brown G J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 13115
- [11] Lin S, Tsai Y J, Lee S C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **83** 752
- [12] Ye Z, Campell J C, Chen Z, Kim E T, Madhukar A 2002 *IEEE J Quantum Elect.* **38** 1234
- [13] Zhao Z Y, Yi C, Lantz K R, Stiff-Roberts A D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 233511
- [14] Lin L, Zhen H L, Li N, Lu W, Weng Q C, Xiong D Y, Liu F Q 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 193511
- [15] Liu H, Zhang J 2012 *Opt. Laser Technol.* **44** 1536
- [16] Lim H, Movaghar B, Tsao S, Taguchi M, Zhang W, Quivy A A, Razeghi M 2006 *Phys. Rev. B* **74** 205321
- [17] Liu H C 2003 *Opto-electron Rev.* **11** 1
- [18] Liu H C 2002 *Semiconduct Semimet* **62** 126
- [19] Carbone A, Introzzi R, Liu H C 2009 *Infrared Phys. Techn.* **52** 260
- [20] Lim H, Zhang W, Tsao S, Sills T, Szafraniec J, Mi K, Movaghar B, Razeghi M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 0853321
- [21] Li S S, Xia J B, Yuan Z L, Xu Z Y, Ge W, Wang X R, Wang Y, Wang J, Chang L L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 575
- [22] Kim E, Madhukar A, Ye Z, Campbell J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 3277
- [23] Wang S Y, Lin S D, Wu H W, Lee C P 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1023

Noise characterization of quantum dot infrared photodetectors*

Liu Hong-Mei^{1)†} Yang Chun-Hua¹⁾ Liu Xin²⁾ Zhang Jian-Qi²⁾ Shi Yun-Long¹⁾

(*Institute of Solid State Physics, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

(*School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 10 June 2013; revised manuscript received 4 July 2013)

Abstract

A theoretical model for the noise is derived in this paper to characterize the influence of the noise on quantum dot infrared photodetectors. In this model, the noise current is estimated with the consideration of the common influence of the nanoscale electron transport and microscale electron transport on the activation energy and the contribution of the noise gain. The obtained results show a good agreement with the published experimental values, which illustrates the validity of the model.

Keywords: electron transport, dark current, gain, noise

PACS: 85.35.Be, 07.57.Kp, 85.60.Gz, 07.50.HP

DOI: 10.7498/aps.62.218501

* Project supported by the Aeronautical Science Foundation of China (Grant No. 20122481002), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61307121), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2011011013), and the Launching Scientific Research Funds for Doctors, China (Grant No. 2012-B-04).

† Corresponding author. E-mail: lhm9898@163.com