

## 多级倍增超晶格 InGaAs 雪崩光电二级管的增益-噪声特性

戴萌曦, 李 潇, 石 柱, 代 千, 宋海智, 汤自新, 蒲建波

(西南技术物理研究所, 四川 成都 610041)

**摘 要:** 重点研究了多级倍增超晶格 InGaAs 雪崩光电二级管(APD)的增益和过剩噪声, 建立了新的载流子增益-过剩噪声模型。在常规弛豫空间理论上分析了其工作原理, 考虑了预加热电场和能带阶跃带来的初始能量效应、电子进入高场倍增区时异质结边界附近的弛豫空间长度修正以及声子散射对碰撞电离系数的影响, 提出了用于指导该类 APD 的增益-过剩噪声计算的修正弛豫空间理论。结果表明: 在相同条件下, 相比于常规的单层倍增 SAGCM 结构, 多级倍增超晶格 InGaAs APD 同时具有更高增益和更低噪声, 且修正的弛豫空间理论可被推广到更多级倍增的超晶格 InGaAs APD 结构, 在保证低噪声前提下, 通过增加倍增级数可提高增益。

**关键词:** 修正的弛豫空间理论; 多级倍增超晶格 InGaAs APD; 碰撞电离; 弛豫空间长度

**中图分类号:** TN364<sup>+</sup>.2; TN302 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0520009

## Gain and noise properties of multi-gain-stage superlattice InGaAs avalanche photodiode

Dai Mengxi, Li Xiao, Shi Zhu, Dai Qian, Song Haizhi, Tang Zixin, Pu Jianbo

(South-West Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

**Abstract:** The gain and excess noise of multi-gain-stage superlattice InGaAs APD was mainly studied in this paper, and a new multiplication-excess noise model of carriers was established. Based on the conventional Dead Space Multiplication Theory, we analyzed its working principle. Additionally, we considered initial energy from pre-heat electric field and energy band offset, and the modification of dead space length around heterojunction's boundary when carriers entered high-field multiplication layer, as well as the effect of phonon scattering on impact ionization coefficients. Thus we proposed a modified Dead Space Multiplication Theory to guide the calculation of the gain and excess noise factor of this type of APD device. The results demonstrated that under the same condition, multi-gain-stage superlattice InGaAs APD has both higher gain and lower noise than conventional SAGCM APD with a single multiplication layer, and the modified Dead Space Multiplication Theory can be extended to superlattice InGaAs APD structure with more gain stages. On the premise of low excess noise, its mean gain can be improved by increasing number of gain stages.

**Key words:** modified dead space multiplication theory; multi-gain-stage superlattice InGaAs avalanche photodiodes; impact ionization; dead space length

收稿日期: 2015-10-05; 修订日期: 2015-11-03

作者简介: 戴萌曦(1991-), 女, 硕士生, 主要从事半导体光电器件方面的研究。Email: mercy\_smile@163.com

导师简介: 李潇(1979-), 男, 高级工程师, 博士, 主要从事近红外光电探测器方面的研究。Email: 13618085492@139.com

## 0 引言

雪崩光电二极管(APD)是一种具有内增益的光电器件,它可以探测微弱的光信号(纳瓦至单光子数量级),因此在弱光探测领域得到了广泛应用。硅 APD 的优势在于电子和空穴的碰撞离化系数相差很大,  $k \approx 0.02$  (电子倍增为主,  $k$  为空穴与电子碰撞离化系数之比),从而具有低的过剩噪声因子,但响应波长截止于  $1.1 \mu\text{m}$  处,在应用上受到了一定的限制。在  $1.0 \sim 1.7 \mu\text{m}$  的光纤通信波段通常采用 InGaAs APD,但以 InP(空穴倍增为主,  $k$  为电子与空穴碰撞离化系数之比)和 InAlAs(电子倍增为主)作为倍增区材料的 APD 信噪比较低,  $k \approx 0.4$  和  $0.2$ 。所以为了降低  $k$  值,提高信噪比,各国开展了所谓的“PE 工程”(Impact Ionization Engineering)<sup>[1]</sup>。

“PE 工程”是通过特殊设计器件结构,减小雪崩过程的随机性,从而降低过剩噪声。通常有两种途径,一是利用弛豫空间效应<sup>[2]</sup>,通过减小倍增区厚度,使弛豫空间在倍增区占相当大的比例,从而限制载流子发生碰撞电离的区域;二是提高局部碰撞离化率<sup>[3]</sup>,通过改变倍增区的材料结构,降低局部碰撞离化阈值和碰撞离化率。目前很多设计者都采用以上两种方法进行设计,即通过缩短碰撞电离链来实现降噪,但同时降低了增益。2013 年美国 Voxel 公司发布了其 Siletz UHG™ 系列超高增益低噪声 APD 产品<sup>[4]</sup>,其典型增益高达 1000,而过剩噪声因子只有 20,即  $k \approx 0.02$ ,同时具有超高增益和低噪声特性,在弱光探测领域开启了新的发展前景。所以,要使 InGaAs APD 在高增益的同时具有低噪声,就必须改变光生载流子在倍增区的运动过程,抑制由空穴引起的碰撞电离,并在空间局部地增加由电子引起的碰撞电离。

目前对多级倍增 APD 从理论到实际研制的报道很少,文中对多级倍增超晶格 InGaAs APD 进行了较为详尽的理论研究,提出了修正的弛豫空间理论用于指导该类 APD 的增益-过剩噪声的计算,结果表明在相同条件下,该结构比常规的单层倍增 SAGCM 结构<sup>[5]</sup>确实具有更高增益和更低噪声。

## 1 器件结构及原理分析

多级倍增超晶格 InGaAs APD 通过合理设计倍

增区中每层的组分、厚度和掺杂浓度来获得特殊的电场分布,特殊设计高场倍增层厚度来抑制由空穴引起的碰撞电离,并局部地增加由电子引起的碰撞电离,达到类单极载流子倍增,从而降噪;同时通过增加倍增级数,使该过程重复发生,在保持低噪声的同时可获得高增益。

### 1.1 多级倍增超晶格 InGaAs APD 结构

结构参数如图 1 所示,该结构由晶格匹配的 InGaAs、InAlAs 和 AlInGaAs 材料构成,其中高场倍增层是由 70%  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  和 30%  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  组成的  $\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$ ,  $\alpha > \beta$ , 电子倍增为主。 $\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$  禁带宽度大于  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  而小于  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ,由于离化阈值能量随能带带隙的减小而减小<sup>[6]</sup>,故电子从宽带隙进入窄带隙时,离化阈值降低;电子跨越  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$  异质结边界时获得了导带阶跃能量,相当于降低了第一次发生碰撞电离的阈值能量。这两方面都使电子更容易发生碰撞电离。

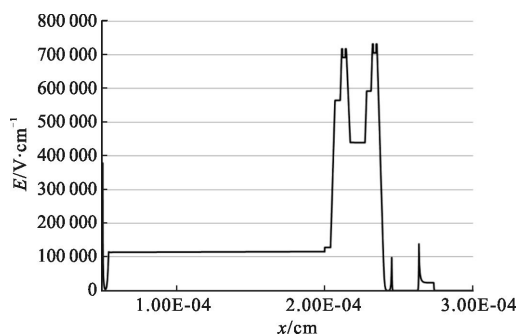
Electric field					
	Ohm contact	20 nm	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	P	$3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
	P+ layer	410 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
	Grading	40 nm	$\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$	P	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	Absorption	1 500 nm	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Grading	40 nm	$\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Electron heating	30 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Buffer	35 nm	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Electron preheating	10 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Buffer	5 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	High field multiplication	20 nm	$\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Buffer	5 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Electron field drooping	28 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	N	$8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
	Energy relaxation	100 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Electron heating	10 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Buffer	30 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Electron preheating	10 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Buffer	5 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	High field multiplication	20 nm	$\text{Al}_{0.335}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	Buffer	5 nm	$\text{In}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	P	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	N+ layer	260 nm	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	N	$6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	Substrate	1 000 nm	InP	N	$8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

图 1 多级倍增超晶格 InGaAs APD 结构参数

Fig.1 Structural parameters of multi-gain-stage superlattice InGaAs APD

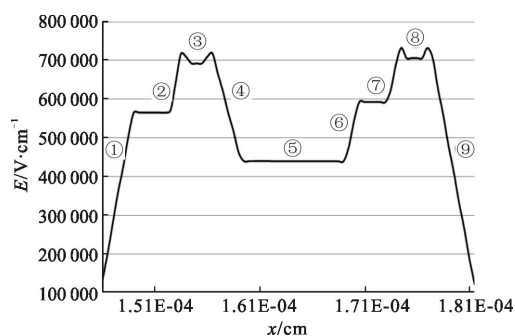
调整倍增区每层的厚度及掺杂浓度可控制其电场分布。其中高场倍增层要足够薄,甚至与空穴的弛豫空间尺寸相当。如图 2(a)是仿真得到的两级倍增结构的电场分布,图 2(b)是倍增区电场放大图,数字标记表示不同的电场层。电子由吸收区注入,沿 +x 方向运动;空穴由 N+区注入,沿 -x 方向运动。从吸

收区注入的电子首先进入变热层①, 电场不断增大, 电子积累能量; 进入预热层②后电场较高, 电子在其中加速运动获得大量能量, 且跨越异质结边界时突然获得导带阶跃能量, 故进入高场倍增层③时降低了第一次发生碰撞电离的弛豫空间长度, 使其集中在初始位置处, 噪声得到了一定降低; 之后, 由于电子比空穴具有更小的弛豫空间长度, 且从高阈值区进入低阈值区, 故电子具有更高的发生碰撞电离的概率。相反, 由 N+ 区注入的空穴直接从低场区⑨进入高场区⑧, 没有获得预加热, 阈值能量升高, ⑧又很薄, 故大部分空穴还没积累到足够能量时就已经退出了该层, 然后电场突然降低(⑦和⑥), 热空穴骤然变冷。



(a) 整体结构

(a) Whole structure



(b) 倍增区放大图

(b) Multiplication region's enlarged view

图 2 两级倍增超晶格 InGaAs APD 的电场分布

Fig.2 Electric field distribution of two-gain-stage superlattice

InGaAs APD

## 2 增益-过剩噪声的计算方法

常规 APD 的过剩噪声可由经典 McIntyre 理论计算出来, 计算结果与实验数据在厚倍增层( $\geq 400$  nm)

器件中基本一致, 但在薄倍增层( $< 400$  nm)器件中差距很大, 这时必须用弛豫空间增益理论(Dead Space Multiplication Theory, DSMT)分析增益-过剩噪声。

McIntyre 推导出的常规 APD 的平均增益 MDC 和过剩噪声因子  $F$  的关系式是<sup>[7]</sup>:

$$F = M_{DC} \left[ 1 - (1 - k) \left( \frac{M_{DC} - 1}{M_{DC}} \right)^2 \right] \quad (1)$$

该理论认为过剩噪声因子与碰撞离化系数  $\alpha, \beta$  有关, 且  $\alpha, \beta$  只与电场有关, 与载流子在倍增区中的位置  $x$  无关。这是因为它假设倍增区电场是均匀分布的, 且载流子的碰撞离化率与运动历史无关。对于厚倍增层器件, 弛豫空间长度与倍增层厚度相比很小, 基本可以忽略, 但对于薄倍增层器件, 该长度在倍增层厚度中占相当比例, 不能被忽略, 必须考虑载流子的运动历史对其下一次发生碰撞电离的位置的影响。

Hayat 等人建立了 DSMT 来求解平均增益和过剩噪声因子<sup>[8]</sup>, 它假设电场是非均匀分布的, 引入受运动历史影响的有效碰撞离化系数, 从而得出描述载流子倍增过程的 4 个递推方程。但他们仅将 DSMT 用于单层倍增结构, 而对于多级倍增结构必须对该理论进行修正。

### 2.1 经典 DSMT 及计算方法

经典 DSMT 的基本思想是: 假设  $x$  处的初始电子向  $+x$  方向运动, 当电子运动超过弛豫空间长度后, 以一定的概率发生碰撞电离, 同时产生一对电子空穴对, 初始电子被两个新电子和一个新空穴替代。两个电子相互独立地继续向  $+x$  方向运动, 而新空穴向  $-x$  方向运动, 当超过弛豫空间长度后分别以一定概率发生碰撞电离。为了得到描述这一过程的递推方程, 必须做以下计算。

#### 2.1.1 弛豫空间长度的计算

弛豫空间长度是载流子运动达到碰撞离化阈值的最小长度, 故  $d_e(x), d_h(x)$  可由下式计算:

$$q \int_x^{x+d_e(x)} \varepsilon(\xi) d\xi = E_{ic}(x + d_e(x)) \quad (2a)$$

$$q \int_{x-d_h(x)}^x \varepsilon(\xi) d\xi = E_{ih}(x - d_h(x)) \quad (2b)$$

式中:  $q$  为电子电荷量;  $\varepsilon(\xi)$  为已知的非均匀电场分布;  $E_{ic}(x), E_{ih}(x)$  为电子和空穴的离化阈值能量, 数据如表 1 所示。

表 1 不同材料的离化阈值能量

Tab.1 Threshold energies of ionization in different materials

Materials	$E_{ie}/eV$	$E_{ih}/eV$
In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	2.15	2.3
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	1.2	1
Al <sub>0.33</sub> In <sub>0.52</sub> Ga <sub>0.14</sub> As	1.865	1.91

将图 2(b)的整个区域(设为[0, W], W 为倍增区总宽度) 等分成 100 份, 间隔点从左至右依次为  $x_0, x_1, \dots, x_{99}, x_{100}$ 。通过逐一求和找出  $x$  处的初始电子在电场中运动所积累的能量刚好超过  $E_{ie}(x)$  的那一点, 即:

$$E(x+\Delta x)=E(x)+\frac{q}{2}(\varepsilon(x)+\varepsilon(x+\Delta x))\cdot\Delta x \quad (3a)$$

$$E(x+2\Delta x)=E(x+\Delta x)+\frac{q}{2}(\varepsilon(x+\Delta x)+\varepsilon(x+2\Delta x))\cdot\Delta x \quad (3b)$$

.....

$$E(x+n\Delta x)=E(x+(n-1)\Delta x)+\frac{q}{2}(\varepsilon(x+(n-1)\Delta x)+\varepsilon(x+n\Delta x))\cdot\Delta x \quad (3c)$$

当满足  $E(x+n\Delta x) \geq E_{ie}(x)$  的最小整数  $n$  出现时停止计算, 得出  $d_e(x)=n\Delta x, d_h(x)$  同理计算。

2.1.2 发生碰撞电离的概率密度函数

设  $x$  处的初始载流子在电场作用下运动了  $\delta$  距离, 只有当  $\delta$  超过  $x$  处的弛豫空间长度时才可能发生碰撞电离, 故概率密度函数可由下式计算:

$$h_e(\delta|x)=\alpha(x+\delta)e^{-\int_{d_e(x)}^{\alpha(x+\delta)\delta} u(\delta-d_e(x))} \quad (4a)$$

$$h_h(\delta|x)=\beta(x+\delta)e^{-\int_{d_h(x)}^{\beta(x+\delta)\delta} u(\delta-d_h(x))} \quad (4b)$$

式中:  $u(x)$  为单位阶跃函数;  $\alpha(x), \beta(x)$  为电子和空穴的碰撞离化系数, 数据如表 2 所示。

表 2 不同材料的碰撞离化系数计算参数

Tab.2 Calculated parameters of impact ionization rates in different materials

$\alpha(x), \beta(x)=A\exp\left(-\left(\frac{B}{E(x)}\right)^m\right)$				
Materials	Types	$A/cm^{-1}$	$B/V \cdot cm^{-1}$	$m$
In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	Electronics	4.17e6	2.09e6	1.20
	Hole	2.65e6	2.79e6	1.07
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	Electronics	1.8e7	1.95e6	1
	Hole	2.56e7	2.2e6	1
Al <sub>0.33</sub> In <sub>0.52</sub> Ga <sub>0.14</sub> As	Electronics	9.58e6	2.28e6	0.98
	Hole	1.02e7	2.46e6	0.96

2.1.3 倍增过程的递推方程

设  $x$  处的初始电子和空穴在后面的运动过程中发生碰撞电离所产生的载流子总数分别为  $Z(x)$  和  $Y(x)$ , 则电子空穴对的总数为  $M(x)=[Z(x)+Y(x)]/2$ , 平均增益为  $G_{DC}=M(0)$ 。由<sup>[9]</sup>可得  $Z(x)$  的总体均值:

$$z(x)=\langle Z(x) \rangle=[1-\int_0^{W-x} h_e(\delta|x)d\delta]+\int_0^{W-x} [2z(x+\delta)+y(x+\delta)]h_e(\delta|x)d\delta \quad (5)$$

第一项和第二项分别表示  $x$  处的初始电子根本不发生和可能发生碰撞电离所产生的载流子总数, 第二项中  $2z(x+\delta)+y(x+\delta)$  表示初始电子和二次电子、二次空穴在后面的碰撞电离中产生的载流子总数。同理可得  $Y(x)$  的总体均值:

$$y(x)=\langle Y(x) \rangle=[1-\int_0^x h_h(\delta|x)d\delta]+\int_0^x [2y(x-\delta)+z(x-\delta)]h_h(\delta|x)d\delta \quad (6)$$

则平均增益:

$$\langle G \rangle = \frac{z(x_0)+1}{2} \quad (7)$$

为了计算过剩噪声因子, 还需求解  $Z(x)$  和  $Y(x)$  的均方值的总体均值:

$$z_2(x)=\langle Z^2(x) \rangle=[1-\int_0^{W-x} h_e(\delta|x)d\delta]+\int_0^{W-x} [2z_2(x+\delta)+y_2(x+\delta)+4z(x+\delta)y(x+\delta)+2z^2(x+\delta)]h_e(\delta|x)d\delta \quad (8)$$

$$y_2(x)=\langle Y^2(x) \rangle=[1-\int_0^x h_h(\delta|x)d\delta]+\int_0^x [2y_2(x-\delta)+z_2(x-\delta)+4y(x-\delta)z(x-\delta)+2y^2(x-\delta)]h_h(\delta|x)d\delta \quad (9)$$

则过剩噪声因子:

$$F = \frac{\langle G^2 \rangle}{\langle G \rangle^2} = \frac{z_2(x_0)+2z(x_0)+1}{[z(x_0)+1]^2} \quad (10)$$

$z(x), y(x), z_2(x), y_2(x)$  四个递推方程互为函数关系, 需用数值迭代方法进行求解:

(1) 除边界处  $z(x_{100})^{(0)}=y(x_0)^{(0)}=1, z_2(x_{100})^{(0)}=y_2(x_0)^{(0)}=1$  外, 其余各点初值均取 0。

(2) 将  $z(x_i), y(x_i), z_2(x_i), y_2(x_i)$  的初值代入, 计算  $z(x_0)^{(1)} \sim z(x_{99})^{(1)}, z_2(x_0)^{(1)} \sim z_2(x_{99})^{(1)}, y(x_1)^{(1)} \sim y(x_{100})^{(1)}, y_2(x_1)^{(1)} \sim y_2(x_{100})^{(1)}$  的值。

(3) 将(2)中的更新值替换初值再次代入计算, 得到  $z(x_0)^{(2)} \sim z(x_{99})^{(2)}, z_2(x_0)^{(2)} \sim z_2(x_{99})^{(2)}, y(x_1)^{(2)} \sim y(x_{100})^{(2)}, y_2(x_1)^{(2)} \sim y_2(x_{100})^{(2)}$  的值。以此类推, 反复迭代  $n$  次, 直至  $z(x)^{(n)}, y(x)^{(n)}, z_2(x)^{(n)}, y_2(x)^{(n)}$  分别与  $z(x)^{(n-1)}, y(x)^{(n-1)}, z_2(x)^{(n-1)}, y_2(x)^{(n-1)}$  无限接近(在一定误差范围内), 则表示迭代收敛, 计算停止, 将此时的  $z(x_0)^{(n)}, z_2(x_0)^{(n)}$  代

入  $\langle G \rangle$ 、 $F$  公式即可得出结果值。

## 2.2 DSMT 的修正

### 2.2.1 弛豫空间长度的修正

图 3(a) 为高场倍增区 (2) 周围的异质结边界附近的能带分布, 载流子在宽带隙 (1)  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  和窄带隙 (2)  $\text{Al}_{0.336}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$  间运动时会在异质结边界处突然获得或失去能带阶跃能量, 且介电常数不同使异质结两边的碰撞电离阈值和电场不同, 故需具体分析异质结边界附近载流子的运动情况。

跨越异质结边界时, 被预热层加热的电子突然获得导带阶跃能量  $\Delta E_C = 0.17 \text{ eV}$ , 而冷空穴突然获得的价带阶跃能量  $\Delta E_V = 0.06 \text{ eV}$  仅约为  $\Delta E_C$  的 1/3。预热和能带阶跃这两种初始能量只对突然获得它的那个母载流子有效, 一旦它发生碰撞电离, 新产生的载流子的初始能量将为零, 因此该修正只降低了第一次发生碰撞电离的弛豫空间长度。

如图 3(b), (1)  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  层  $E_{ie1} = 2.15 \text{ eV}$ ; (2)  $\text{Al}_{0.336}\text{In}_{0.523}\text{Ga}_{0.141}\text{As}$  层  $E_{ie2} = 1.865 \text{ eV}$ 。异质结边界分别为  $x_{b1}$  和  $x_{b2}$ , 电子沿 + $x$  方向运动, 空穴沿 - $x$  方向运动。以电子为例, 假设  $x_1$  处电子的弛豫空间长度刚好等于  $x_{b1} - x_1$ , 即它运动到  $x_{b1}$  时积累的能量刚好达到  $E_{ie1}$ ; 假设  $x_2$  处电子运动到  $x_{b1}$  时还没积累到足够能量达到  $E_{ie1}$ , 但跨越  $x_{b1}$  时突然获得了  $\Delta E_C$  能量而刚好达到较小的  $E_{ie2}$ 。则位于  $x_1 < x < x_2$  的电子均由于在 (1) 层运动时达不到  $E_{ie1}$ , 但在跨越  $x_{b1}$  时突然获得  $\Delta E_C$  能量而达到甚至超过  $E_{ie2}$ , 故在跨越  $x_{b1}$  后可立即发生碰撞电离,  $d_e(x) = x_{b1} - x$ , 此时阈值能量 ①  $\geq E_{ie2} - \Delta E_C = 1.695 \text{ eV}$ 。假设  $x_3$  处电子运动到  $x_{b2}$  (还未跨越  $x_{b2}$ ) 时刚好达到  $E_{ie2}$ , 则位于  $x_2 < x < x_3$  的电子均在跨越  $x_{b1}$  后在 (2) 中达到  $E_{ie2}$  而发生碰撞电离, 故此时电离阈值 ②  $= E_{ie2} - \Delta E_C = 1.695 \text{ eV}$ , 又因此时电场随  $x$  增大而增大, 电场越大则需要的弛豫空间长度越短, 故在这段距离内  $d_e$  随  $x$  增大而减小。位于  $x_3 < x < x_{b1}$  的电子跨越了  $x_{b1}$  后运动到  $x_{b2}$  时还未能达到  $E_{ie2}$ , 必须跨越  $x_{b2}$ , 但又会突然失去  $\Delta E_C$  能量, 故这些电子跨越了两次边界,  $\Delta E_C$  能量得而复失, 在接下来的 (1) 中仍需运动足够距离才能达到较大的  $E_{ie1}$ , 所以阈值能量升高到 ③  $E_{ie1} = 2.15 \text{ eV}$ ,  $d_e$  突然增大。经计算验证, 位于  $x_{b1} < x < x_{b2}$  的电子在 (2) 中都不能积累足够能量达到  $E_{ie2}$ , 必须跨越  $x_{b2}$ , 故都会失去  $\Delta E_C$  能量, 在 (1) 中需运动足够距离才能达到较大的  $E_{ie1}$ , 所以阈值能量又升高

到 ④  $= E_{ie1} + \Delta E_C = 2.32 \text{ eV}$ ,  $d_e$  继续增大。位于  $x_{b2}$  以后的电子不再跨越异质结边界, 在 (1) 中运动达到  $E_{ie1}$  时即可发生碰撞电离, 故阈值能量恢复为 ⑤  $E_{ie1} = 2.15 \text{ eV}$ , 又因此时电场随  $x$  增大而减小, 所以  $d_e$  随  $x$  增大而继续增大。空穴沿 - $x$  方向运动, 先经过  $x_{b2}$  再经过  $x_{b1}$ , 分析同理。

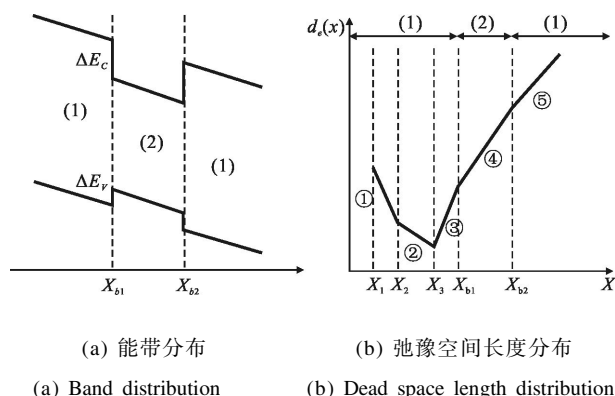


图 3 异质结边界附近示意图

Fig.3 Sketches around heterojunction boundary

### 2.2.2 碰撞电离系数的修正

多级倍增超晶格  $\text{InGaAs}$  APD 的倍增区很薄, 载流子在倍增区中获得的能量可与因声子散射失去的能量相比拟, 故在实际中必须考虑声子散射对碰撞电离的影响<sup>[10]</sup>。

为包含声子散射, 将用新的  $\bar{\alpha}(x|y)$  和  $\bar{\beta}(x|y)$  替换原来的  $\alpha(x)$  和  $\beta(x)$ 。 $\bar{\alpha}(x|y)$ 、 $\bar{\beta}(x|y)$  分别表示  $y$  处初始能量为零的电子或空穴运动到  $x$  处时, 在  $x$  处的碰撞电离系数。

图 4 中, 假设  $y$  处初始能量为零的电子在电场作用下向前运动到  $x$  处, 若运动没有超过  $d_e(y)$ , 则  $\bar{\alpha}(x|y) = 0$ ; 若超过了  $d_e(y)$ , 则考察刚好运动到  $y + d_e(y)$  的那一点  $z$ 。电子运动到  $z$  处时, 已获得能量  $E_e = q\epsilon d_e(y)$ ,

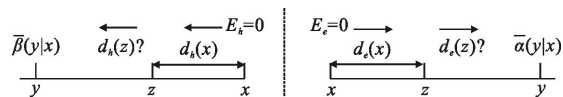


图 4 考虑声子散射后的倍增过程示意图

Fig.4 Sketch of multiplication process considering phonon scattering

但由于只在  $d_e(y)$  一小段内获得的能量很少, 故声子散射后将损失大部分能量, 为了计算方便, 可以假设损失了所有能量, 即能量置零, 因此还需讨论  $z \rightarrow x$

之间的情况。若  $z$  处的电子运动到  $x$  处时还没有超过  $d_e(z)$ , 则  $\bar{\alpha}(x|y)=0$ ; 若到  $x$  处之前就已经运动了  $d_e(z)$ , 则  $\bar{\alpha}(x|y)=\alpha(x)$ 。对  $\bar{\beta}(x|y)$  可做类似分析。即:

$$\bar{\alpha}(x|y) = \begin{cases} 0, & x-y < d_e(y) \\ 0, & x-y-d_e(y) < d_e(y+d_e(y)) \\ \alpha(x), & x-y-d_e(y) \geq d_e(y+d_e(y)) \end{cases} \quad (11a)$$

$$\bar{\beta}(x|y) = \begin{cases} 0, & x-y < d_h(y) \\ 0, & x-y-d_h(y) < d_h(y+d_h(y)) \\ \beta(x), & x-y-d_h(y) \geq d_h(y+d_h(y)) \end{cases} \quad (11b)$$

综上, 对经典 DSMT 进行异质结边界附近弛豫空间长度的修正及考虑声子散射的碰撞电离系数的修正之后, 可以更加全面实际地描述该结构的载流子倍增过程。

### 3 结果及讨论

#### 3.1 DSMT 计算结果

图 5 是 35 V 工作电压下电子和空穴的弛豫空间长度分布图, 可见结果符合图 3(b)示意图, 其中虚线表示两个异质结边界  $x_{b1}$  和  $x_{b2}$ 。

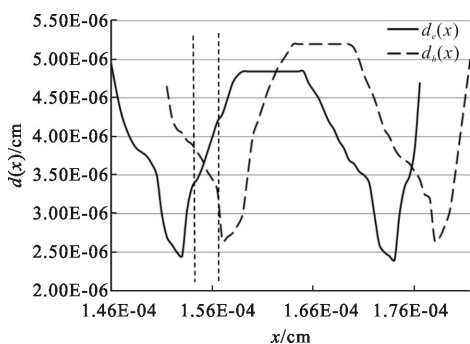


图 5 电子和空穴的弛豫空间长度分布

Fig.5 Dead space length distribution of electrons and holes

图 6 中,  $\bar{\alpha}(x|0)$ 、 $\bar{\beta}(x|W)$  分别表示考虑声子散射

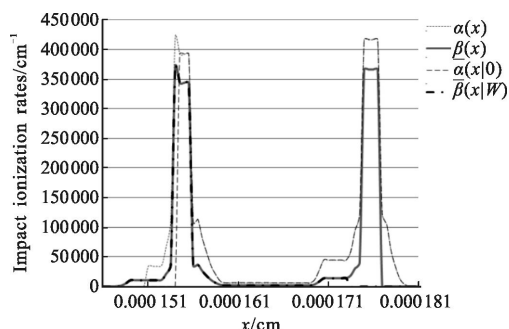
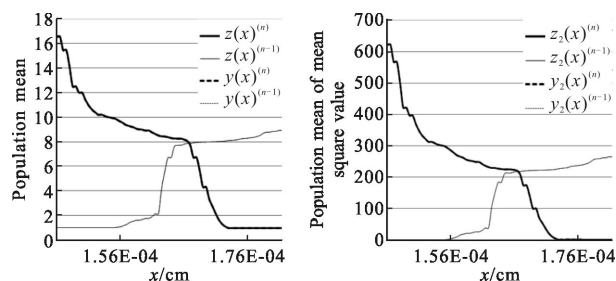


图 6 考虑声子散射前后的倍增区碰撞电离系数

Fig.6 Impact ionization rates of multiplication region before and after the consideration of phonon scattering

后  $y=0$  处的初始电子和  $y=W$  处的初始空穴的碰撞电离系数分布。由于考虑了声子散射, 电子和空穴在刚进入倍增区的一段初始范围内碰撞电离系数都为零, 故碰撞电离都受到了一定抑制。不过电子只有一小部分(约高场倍增区厚度的 1/4)  $\alpha=0$ , 而空穴在第二级内  $\beta$  全为零, 相当于碰撞电离得到了全部抑制, 故电子仍比空穴具有更高的发生碰撞电离的概率。

图 7 是递推方程的迭代结果。由  $x$  处的初始电子(空穴)碰撞电离产生的总载流子数沿  $+x(-x)$  方向应呈降低趋势。经  $n=10$  次迭代后,  $z(x)^{(n)}$ 、 $y(x)^{(n)}$ 、 $z_2(x)^{(n)}$ 、 $y_2(x)^{(n)}$  分别与  $z(x)^{(n-1)}$ 、 $y(x)^{(n-1)}$ 、 $z_2(x)^{(n-1)}$ 、 $y_2(x)^{(n-1)}$  基本重合, 即迭代收敛。此时可计算出  $\langle G \rangle = 8.76$ ,  $F = 2.13$ 。



(a) 总体均值

(b) 均方值的总体均值

(a) Population mean (b) Population mean of mean square value

图 7 求解递推方程的结果曲线

Fig.7 Solution of recurrence equation

#### 3.2 增益-过剩噪声的对比结果

将多级倍增结构的倍增区改为单层, 其余层不变, 便得到了单层倍增 SAGCM 结构, 其厚倍增层和薄倍增层结构的参数如图 8 所示。为保证对比一致性, 三种结构均用 DSMT 计算增益-过剩噪声。

Ohm contact	20nm	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	P	3×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
P+ layer	410nm	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	P	1×10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
Grading	40nm	Al <sub>0.336</sub> In <sub>0.323</sub> Ga <sub>0.141</sub> As	P	1×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
Absorption	1500nm	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	P	1×10 <sup>14</sup> cm <sup>-3</sup>
Grading	40nm	Al <sub>0.336</sub> In <sub>0.323</sub> Ga <sub>0.141</sub> As	P	1×10 <sup>14</sup> cm <sup>-3</sup>
Charge	30nm	In <sub>0.53</sub> Al <sub>0.48</sub> As	P	1×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
Multiplication	500/100nm	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	P	1×10 <sup>14</sup> cm <sup>-3</sup>
N+ layer	260nm	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	N	6×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
Substrate	1 000nm	InP	N	8×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>

图 8 SAGCM APD(厚/薄倍增层)结构参数

Fig.8 Structural parameters of SAGCM APD(thick/thin multiplication layer)

图 9 为厚倍增层和薄倍增层 SAGCM APD 及考虑声子散射前后的两级倍增超晶格 InGaAs APD 结构的过剩噪声-增益曲线。作如下对比:(1) ①②相比: $\langle G \rangle = 1.9$  时,厚倍增层与薄倍增层 SAGCM 的过剩噪声因子分别为 1.5 和 1.32,最大增益(由于击穿点的限制)分别为 14 和 1.9,可见后者比前者具有更低的过剩噪声,但增益也降低了。因为薄倍增层结构的弛豫空间长度在倍增区中占相当比例,限制了发生碰撞电离的区域,但同时倍增层减薄缩短了碰撞电离链,故增益大大降低。(2) ②③相比:两级倍增结构在低增益下的过剩噪声可达到薄倍增层 SAGCM 的水平,且其增益比后者高得多。(3) ①③相比:当 $\langle G \rangle = 13$  时,厚倍增层 SAGCM 和两级倍增结构的过剩噪声因子分别为 4.12 和 3.4,增益最大值分别为 13 和 17.53,可见后者确实比前者具有更高增益和更低噪声,且经计算验证,声子散射对 SAGCM 结构的碰撞电离影响较小,故即使考虑声子散射也达不到两级倍增结构的增益-噪声水平。(4) ③④相比:考虑声子散射后,两级倍增结构的噪声特性进一步提高,但最大增益有一定降低,因为抑制空穴引发的碰撞电离的同时也轻微抑制了电子引发的碰撞电离。但由于声子散射在实际器件中不可避免,故考虑后的模型才能更准确地描述载流子倍增过程。且经验证,修正的 DSMT 可被推广到更多级倍增的超晶格 InGaAs APD 结构。

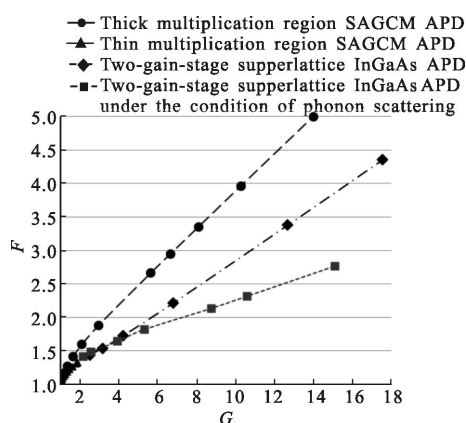


图 9 不同结构的  $F-\langle G \rangle$  曲线

Fig.9  $F-\langle G \rangle$  curve of different structures

## 4 结论

文中对多级倍增超晶格 InGaAs APD 的原理进行了分析,提出了修正的弛豫空间理论用于描述实

际器件中载流子的倍增过程,及计算其增益和过剩噪声。结果表明相比于常规的单层倍增 SAGCM 结构,该结构同时具有更高增益和更低噪声,且可通过增加倍增级数来达到更高增益。

## 参考文献:

- [1] Yuan P, Wang S, Sun X, et al. Avalanche photodiodes with an impact-ionization-engineered multiplication region [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2000, 12(10): 1370-1372.
- [2] Kwon O H, Hayat M M, Campbell J C, et al. Effect of stochastic dead space on noise in avalanche photodiodes[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 2004, 51(5): 693-700.
- [3] Wang S, Hurst J B, Ma F, et al. Low-noise impact-ionization-engineered avalanche photodiodes grown on InP substrates [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2002, 14 (12): 1722-1724.
- [4] George M W, Madison Compton, David A R, et al. Multi-gain-stage InGaAs avalanche photodiode with enhanced gain and reduced excess noise [J]. *IEEE Journal of the Electron Device Society*, 2013, 1(2): 54-65.
- [5] Jaroslaw Jurencyzyk, Dariusz Zak, Janusz Kaniewski, et al. Influence of a charge region on the operation of InGaAs/InAlAs/InP avalanche photodiodes [J]. *Optical Applicata*, 2013, 43(1): 39-46.
- [6] Tsang W T. Semiconductor Photodetector [M]. Beijing: Electronic Industry Press, Tsinghua University Press, 1992: 1-332.
- [7] McIntyre R J. Multiplication noise in uniform avalanche photodiodes[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1996, 13(1): 164-168.
- [8] Majeed M Hayat, Oh-Hyun Kwon, Shuling Wang, et al. Boundary effects on multiplication noise in thin heterostructure avalanche photodiodes: theory and experiment [J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 2002, 49(12): 2114-2123.
- [9] Majeed M Hayat, Bahaa E A Saleh, Malvin C Teich. Effect of dead space on gain and noise of double-carrier-multiplication avalanche photodiodes [J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1992, 39(3): 546-552.
- [10] George M Williams, David A Ramirez, Majeed M Hayat, et al. Time resolved gain and excess noise properties of InGaAs/InAlAs avalanche photodiodes with cascaded discrete gain layer multiplication regions [J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, 113(9): 093705-1-093705-11.