

密级:_____



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

InGaAs/InP 单光子雪崩光电二级管的制备及研究

作者姓名: _____ 曾巧玉

指导教师: _____ 陆卫 研究员 李宁 研究员 王文娟 副研究员

_____ 中科院上海技术物理研究所

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 微电子与固体电子学

研究方向: _____ 半导体器件与物理机理

培养单位: _____ 中科院上海技术物理研究所

2014 年 5 月

Fabrication and Study of InGaAs/InP Single

Photon Avalanche photodiodes(APDs)

By

Qiaoyu Zeng

A Dissertation Submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Microelectronics and Solid State Electronics

Shanghai institute of technical physics,

Chinese Academy of Sciences

April, 2014

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或者没有公开发表的作品的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名：

年 月 日

学位论文使用授权说明

本人同意：中国科学院上海技术物理研究所有权保留学位论文的印刷本和电子版，并采用影印、缩印、扫描、数字化或其它手段保存论文；有权提供目录检索以及提供本学位论文全文或者部分的阅览服务；有权按规定向国家有关部门或者机构送交论文的复印件和电子版；在不以赢利为目的的前提下，有权复制论文的部分或全部内容用于学术活动。

经指导教师审核，本学位论文属于保密，密级为：_____。涉密论文在解密后，以上学位论文使用授权说明适用。

论文作者签名：

年 月 日

指导教师签名：

年 月 日

致 谢

首先诚挚的感谢我的导师陆卫研究员、李宁研究员和王文娟老师。陆老师渊博的学识、严谨的治学态度和开阔的视野是我一生学习的榜样。感谢他在我博士期间对我的指导；也感谢李宁老师，他忘我的工作精神、宽容豁达的态度让我受益匪浅，感谢他在科研工作中给予的帮助。更要感谢王文娟老师，感谢她在科研中细心的指导、热心的帮助，让我有信心走出一个个低谷。王老师积极的工作作风也影响着我，鞭策我不断前行。

特别感谢李志锋、胡伟达、甄红楼等老师在实验和理论方面给予的指导和帮助。

感谢郭少令、骆振娅老师，承蒙他们在日程生活和科研工作中的关心和帮助使研究工作得以有序、顺利进行。感谢研究生部汪骏发、李淑薇、朱晓琳、黄曦、等老师在学习、生活上的帮助。

感谢红外物理国家重点实验室周孝好、黄燕等老师给予的关心和帮助。

感谢十室的刘诗嘉、朱龙源、汤亦聃、乔辉、陆戎、刘向阳；六室的张在室；组件室的李陶、邓洪海、邓双燕等对工艺的帮助。

感谢夏辉、王晓东、王旺平、林乐等师兄师姐在我学习上的帮助。感谢徐鹏霄、杨波、刘希辉、朱宪亮、黄亮、周书同、王云姬、李倩、卢振宇、董文静、朱晓峰、王子言、从蕊、钱峰、温洁、廖开升、李梦瑶、郭建华、姚碧霖、景友亮、邱维阳、李梁、王晗等，你们的陪伴点缀了我的博士生活，使我度过了5年愉快的求学生活，感谢并珍藏你们的友谊。感谢09硕博的所有同学和物理室的师弟师妹们，因为你们我的求学生活才更加精彩，祝你们学业有成、心想事成。

感谢赵杨等人在我论文写作期间的鼓舞和关心，是你们为这段生活增添了颜色！

感谢我的父母和姐姐，是他们无私的爱给予了我战胜困难、顺利完成学业的勇气和毅力。谨以此文献给我的爸爸妈妈。

最后衷心向各位论文评阅和答辩的专家教授致以最诚挚的谢意！

曾巧玉

2014年4月8日

摘 要

基于快速发展的量子通信等技术对近红外单光子探测的需求, 本论文主要针对吸收、渐变、电荷控制、倍增分离 (SAGCM) 结构 InGaAs/InP 雪崩光电二极管 (APD) 进行了相关研究, 通过优化器件的工艺, 制备出 InGaAs/InP APD 器件, 并对测量所出现的相关问题进行了理论模拟分析。具体内容如下:

1、采用 TCAD 软件模拟了电荷层、倍增层和保护环的结构参数对 APD 的影响。其中, 电荷控制层的电荷面密度增加会使得 APD 的击穿电压线性减小 (变化率 $40\text{V}/1\text{E}^{12}\text{cm}^{-2}$), 而贯穿电压线性上升 (变化率 $4\text{V}/1\text{E}^{12}\text{cm}^{-2}$), 电荷层的影响主要是通过调节 SAGCM APD 中吸收层和倍增层之间的电场来影响击穿电压和贯穿电压的。倍增层厚度的增加, 会使得贯穿电压线性上升, 而击穿电压出现先急速减小后缓慢增加的形态, 这一原因是由倍增层厚度对电场调节和碰撞电离影响共同作用造成的。而保护环结构会对抑制器件的边缘尖峰电场。器件的结构参数是器件设计的基础。

2、通过 SCM、SIMS、ECV 等手段研究了闭馆扩散 Zn 形成 InP 的 p 型掺杂。研究表明, 扩散掺杂的空穴浓度要小于 Zn 原子的浓度, 并且在 InP 表面会出现 Zn 原子的堆积; 这一堆积层会影响 p 型 InP 的欧姆电极接触和增加接触电阻, 去除扩散 InP 表面的 Zn 堆积层可以更好的形成欧姆接触, 并且甚至可以免去后续电极退火工艺。对于 500°C 的扩散, 450°C 、1min 以上的快速热退火会影响扩散深度。

3、成功制备出具有单光子探测性能的 SAGCM InGaAs/InP APD 器件。室温下, 器件的击穿电压在 30V 和 50~60V 范围不等, 相应击穿电压 0.95Vb 处的暗电流在 0.5nA 和 10nA 范围之内。利用电容平衡门脉冲模式测试了 APD 的单光子性能, 当脉冲频率为 1.5MHz 时, 暗计数为 $3.6\text{E}-4/\text{ns pulse}$, 当脉冲频率为 5MHz 时, 暗计数为 $3.5\text{E}-4/\text{ns pulse}$ 。(相应的门脉冲宽度为 4ns)。

4、理论分析了 SAGCM InGaAs/InP 中各材料层的载流子寿命对 APD 暗电流的影响。结果表明, 器件的暗电流主要由吸收层的热产生复合电流和倍增层的隧穿电流主导, 而吸收层的热产生复合电流对器件的影响发生在贯穿电压之后。通过模拟, 我们提取出实验 APD 中 InGaAs 吸收层和 InP 倍增层中的少子寿命大约为 100 ns 和 20 ps。由于 InGaAs 的少子寿命偏低, 使得吸收层中的热产生复合电流完全主导了 APD 的暗电流, 并表现出在器件暗电流在贯穿电压处大幅上升, 其幅度大约为一个数量级, 这极大地限制了 APD 的性能。

5、研究了表面电荷对 APD 器件暗电流的影响。表面电荷主要由 InP 表面的缺陷和 SiNx 层中的热载流子共同组成。这一表面电荷会使得 APD 的暗电流增加, 并且该表面电荷漏电会部分参与倍增, 影响 APD 盖格模式下的性能。我们提出了

表面电荷漏电模型来解释这一漏电的形成原因,并且指出保护环结构可以在一定程度上抑制这一表面电荷漏电流,减小漏电流中参与倍增的成分。同时在理论上,我们也采用这一模型解释了实验 APD 暗电流在低偏压下所出现的负温度相关特性。

6、提出了一种新型的金属-绝缘介质-金属(MIM)耦合汇聚光栅 APD 器件结构。通过 MIM 对光的汇聚作用,可以在保证 APD 光量子效率的情况下,通过减小 APD 器件的尺寸来减小其暗电流,这一方法可以将 APD 的尺寸做到极致(直径小于 5 微米)。作为前期的研究,我们模拟了 MIM 光栅的光汇聚特性,结果表明,该光栅的光汇聚可以高达 7 倍。另外,我们也对该亚微米光栅的制备工艺和 MIM 光栅工艺与 APD 工艺的整合进行了相关的探索。

关键词: 单光子探测、SAGCM InGaAs/InP APD、扩散 Zn 掺杂、暗电流、TCAD、少子寿命、表面电荷漏电、金属-绝缘介质-金属(MIM)光栅、光汇聚

ABSTRACT

Based on the fast-growing demands for the near-infrared (1550 nm) single photon detection, this paper mainly concerned on the relevant research of the Separate Absorption, Grading, Charge, Multiplication (SAGCM) InGaAs/InP avalanche photodiodes (APDs). We fabricated the InGaAs/InP APDs after the device processes optimization, and we analysis theoretically the measurement results of the APDs through TCAD simulation. Details are as follows:

1. The effects of the structural parameters of the charge layer and multiplication layer on the performance of the APDs are studied. The breakdown voltage(V_b) of the APDs decreases linearly ($40\text{V}/1\text{E}12\text{ cm}^{-2}$) with the increasing of the charge density in the charge layer, while the punch-through voltage(V_p) rises linearly and slowly($4\text{V}/1\text{E}12\text{cm}^{-2}$) at the same time. The charge layer influences the V_b and V_p by adjusting the electric field distribution between the absorption layer and multiplication layer. However, the V_b is decreases rapidly at first and then increases slowly with the increasing of the thickness of the multiplication layer, which is caused by the influence of the electric field and the impact ionization in the multiplication layer. These results are the basis for the device design.
2. The p-type InP doping with thermal Zn diffusion are studied by the means of SCM, SIMS, ECV. The results shows that the concentration of holes is lower than the concentration of Zn atoms, and a Zn accumulation layer is formed near the InP surface, which will affect the p-type InP Ohmic electrode contact and increase the contact resistance. A better Ohmic electrode contact even without annealing process is obtained after removing the Zn accumulation layer. And for the $500\text{ }^\circ\text{C}$ diffusion, $450\text{ }^\circ\text{C}$, 1 min rapid thermal annealing will affect the diffusion depth.
3. We fabricated successfully the SAGCM InGaAs/InP APDs with single photon detection capability. The breakdown voltage of the APDs is in the range of 30V and 50~60V at roon temperature, the corresponding dark current at $0.95V_b$ is in the range of 0.5nA to 10nA. The Capacitive-Balanced Gate-Pulse method is used to test the capability of single photon detection. When the gate pulse frequency is 1.5 MHz, the dark counts rates is $3.6\text{E}-4/\text{ns} * \text{pulse}$, while it is $3.5\text{E}-4/\text{ns} * \text{pulse}$ when the pulse frequency is 5 MHz for the detection efficiency 10% (corresponding gate pulse width: 4 ns).
4. The effects of carrier lifetime on the dark current of APDs are studied theoretically. The results shows that the dark current of SAGCM InGaAs/InP APDs is dominated by

the tunneling current in the multiplication layer and thermal generation-recombination (GR) current in the absorption layer, and this thermal GR current only influences the dark current after V_p . We extracted the minority carrier lifetime of the InGaAs absorption layer and InP multiplication layer in our fabricated APDs to be 100ns and 20ps, respectively. This short carrier lifetime in InGaAs absorption layer causes the thermal GR current in InGaAs layer to be the dominated one in the fabricated APDs, which outcome is that the dark current rises greatly(almost 1 magnitude , $1e-10$ to $1e-9$ A) at the punch-through voltage.

5. The effects of surface charge on the dark current of the Separate, Absorption, Grading, Charge, Multiplication (SAGCM) InGaAs/InP avalanche photodiodes (APDs) are discussed using drift-diffusion simulation. The surface charge is mainly duo to the injected hot holes from the p+InP layer and the InP surface defects. The dark current increases exponentially with the increasing of surface charge density, and gets multiplied, thus influencing the performance of the APDs, especially in Geiger mode. A surface charge leakage current mode is proposed to illustrate the effects of surface charge, and the Flouting Guard Ring(FGR) structure can suppress effectively the surface charge leakage current. Meanwhile, we have used this model to explain theoretically the negative temperature characteristic in the dark current under low voltage.

6. We proposed an APDs structure coupled with a novel metal-insulator-metal (MIM) grating. The dark current of APDs can be reduced by decreasing the size of the APD device under almost the same light quantum efficiency precondition since the light is focused by the MIM grating. This method can achieve a ultimate size of APD(diameter less than 5 microns). As a previous study, we simulated the light focus properties of the MIM grating, the results shows that the convergence of the light can be up to 7 times. In addition, we also have done some exploration for the MIM grating fabrication processes.

Keywords: Single-photon detection, SAGCM InGaAs/InP APD, Zn diffusion doping, Dark current, TCAD, Minority carrier lifetime, Surface charge leakage current, Metal-insulator-metal (MIM) grating, Light focus

目 录

学位论文原创性声明及学位论文使用授权说明	I
致谢	II
中文摘要	III
ABSTRACT	V
目录	VII
第一章 引 言	1
1.1 量子通信对单光子探测的需求	1
1.2 单光子探测器的分类	1
1.3 APD 红外单光子探测器发展现状	8
1.4 本论文的研究意义及内容	9
本章参考文献	9
第二章 APD 探测器原理及结构设计	14
2.1 APD 原理	14
2.1.1 APD 的碰撞电离和倍增噪声	14
2.1.2 局域模型和非局域模型	18
2.1.3 SAGCM 结构 APD	19
2.1.4 碰撞电离工程 I ² E 和超晶格 APD	21
2.2 SAGCM InGaAs/InP APD 结构设计	22
2.2.1 模拟软件及物理模型介绍	22
2.2.2 电荷控制层设计	25
2.2.3 倍增层设计	27
2.2.4 保护环的设计	30
2.3 本章小结	32
本章参考文献	33
第三章 APD 器件的制备与表征	36
3.1 APD 器件制备工艺	36
3.1.1 APD 器件制备工艺流程	36
3.1.2 扩散 Zn 掺杂	37
3.1.3 退火工艺对扩散结深的影响	40
3.1.4 p 电极接触工艺	41
3.2 APD 器件表征	42
3.2.1 线性模式的表征	43

3.2.1.1 线性模式的相关参数	43
3.2.1.1 线性模式的测量表征	44
3.2.2 盖革模式的测试	46
3.2.2.1 盖格模式的相关参数	46
3.2.2.2 盖格模式的单光子测试方法	47
3.2.2.3 盖格模式的测量表征	50
3.2.3 APD 单光子计数测试的补充	53
3.2.3.1 计数与偏置电压的关系	53
3.2.3.2 APD 性能退化的一个例子	54
3.2.3.3 APD 的计数统计分布	55
3.3 APD 暗电流组分提取	56
3.4 本章小结	58
本章参考文献	59
第四章 APD 器件的暗电流分析	62
4.1 引言	62
4.2 倍增层掺杂浓度的影响	62
4.3 载流子寿命的影响	58
4.3.1 InP 衬底与缓冲层和 p-InP 层中少子寿命的影响	66
4.3.2 InGaAs 吸收层和 InGaAsP 组分渐变层中少子寿命的影响	67
4.3.3 InP 电荷层和倍增层中少子寿命的影响	69
4.3.4 实验 APD 的暗电流拟合	69
4.4 表面电荷的影响	71
4.4.1 引言	71
4.4.2 表面电荷对器件暗电流的影响	73
4.4.3 表面电荷漏电模型分析	74
4.4.4 保护环对表面电荷漏电流的影响	77
4.5 本章小结	79
本章参考文献	80
第五章 新型耦合汇聚光栅结构 APD (MIM-APD)	84
5.1 引言	84
5.2 金属-绝缘介质-金属耦合汇聚光栅结构 APD 器件 (MIM-APD)	85
5.2.1 理论模拟	86
5.2.2 结构参数对 MIM 光栅的影响	89
5.2.3 工艺实现	91

5.2.4 与其它聚焦方式的对比-----	94
5.3 本章小结-----	95
本章参考文献-----	96
第六章 总结和展望-----	98
6.1 论文总结-----	98
6.2 后续展望-----	99
攻读博士期间发表的论文-----	100

第一章 引言

1.1 量子通信对单光子探测的需求

自 1984 年 Bennett 等人提出第一个量子保密通信方案^[1]，由于其基于量子力学中的测不准原理和量子不可克隆原理的绝佳的安全保密性，量子保密通信就一直受到人们广泛的关注。到近几年来，量子信息科学技术得到了爆炸性发展^[2]，尤其是在远距离量子密钥分发的研究上取得了重要的成果^[3-4]，量子通信的距离也突破了 100km。

量子保密通信有许多方案，依据光子源的不同有相干光、单光子、纠缠光子对、连续变量等方案^[5]。对于单光子量子保密通信而言，其核心技术在光子源、传输信道和单光子探测器。由于这些技术的限制，使得单光子量子保密通信在成熟性上相对于相干光和纠缠光子对的量子保密通信还有一定的差距^[6]。

在这些技术限制中，因为相干光源带来的安全性问题正逐步得以解决，研究者一般采用相干光源的方案；而对于传输信道，通过采用提高时间精度、发展反馈补偿和提高系统性能和集成度等技术措施，可以实现光子在大于 100km 距离通道中保持良好的量子态。在单光子探测方面，人们也提出了各式各样的方案，以满足量子保密通信的需求。下面章节主要介绍了不同的单光子探测器，这些器件各有特点，而通信波段 1550 nm、优异性能、工作条件、能否大规模实用等条件使得可选择的单光子探测器种类范围狭小。

1.2 单光子探测器分类

随着技术的发展，目前所报道的能够实现单光子探测的方法有很多，包括光电倍增管（PMT）、雪崩光电二极管（APD）、量子点场效应晶体管、超导纳米线、超导隧道结、可见光子计数器、超导边缘跃变单光子探测器等，这些方法有各自的特点和优势，下面是分别对它们的简单介绍。

（1）真空光电倍增管（PhotoMultiplier Tube, PMT）

PMT 是最早实现可见光单光子探测技术。早在 20 世纪 30 年代，真空光电倍增管就得到研究并开始应用，它的工作原理如图 1.1 所示。

入射光照射到 PMT 的阴极上，PMT 的阴极由低功函数的材料做成，其吸收光子能量发生外光电效应产生光电子，电子逃逸到真空环境中，在聚焦极 D 电场作用下被加速至倍增极（D1-D5），在倍增极的加速作用下，电子获得足够的能量与电极碰撞产生二级电子发射，通过多级倍增极的作用，单个电子就能产生

10^6 数量级的电子，被阳极收获产生宏观电流，从而可以实现对单光子的探测。

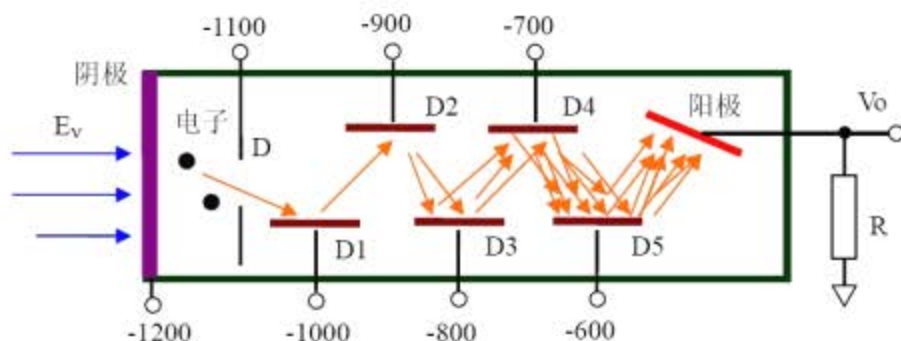


图 1.1 光电倍增管工作示意图^[5]

PMT 的量子效率一般在 10% 至 40% 之间^[7]，主要由阴极材料的外光电效应效率所限制。另外，PMT 还能将光敏面做的很大（如平方厘米甚至平方米的量级），这是其它单光子探测器不能具备的。PMT 也有这相应速度快、暗计数低的特点，在室温下 PMT 的暗计数只有几十 Hz 的水平^[8]。虽然如此，但 PMT 需要在高真空的环境中工作，并且需要很高的偏置电压（相邻倍增电极间的电压降为 200~400V），其中的电子也很容易受磁场等影响，这就使得 PMT 在工作寿命、体积、工作条件、稳定性等方面有诸多缺点，这限制了 PMT 的应用。

另外，普通 PMT 可以响应 300 nm-650 nm 波长范围，紫外增强的 PMT 可以响应到 185 nm，红外增强的 PMT 可以响应至 1300 nm。但红外增强的 PMT 效率很低，一般的探测效率的 1310 nm 只有 2%^[9]，因此在红外量子通信波段几乎无法应用。

（2）雪崩光电二极管（Avalanche Photodiode, APD）

APD 的基本结构是工作在反向偏置下的 PN 结。光子入射到 PN 结区，半导体材料吸收光子能量，电子从价带跃迁至导带，产生光生电子空穴对。当 PN 结两边的反向电压很高时，光生电子空穴分别向 N 电极和 P 电极移动，在电场的加速下获得足够的能量，与材料晶格发生碰撞，电离出新的电子空穴对，这一过程与 PMT 的过程类似。新的电子空穴对也会在电场的加速下碰撞电离出电子空穴对，这一过程不断持续，从而在半导体内部产生大量的载流子，分别被电极所接收形成宏观电流。这一过程也称之为雪崩效应，此类半导体器件也被称之为雪崩光电二极管（APD）。因为单个的载流子也能引起宏观的电流从而能被检测，APD 就能应用于单光子探测。

当 APD 的反向偏压高于其雪崩电压时（这一工作模式称之为盖格模式，工作电压低于雪崩电压也能进行单光子探测，但此时碰撞产生的载流子数目较少，需要较长的积分时间来换取较高的信噪比，使得器件工作速度大打折扣^[10]），光

生载流子就有极高的概率产生雪崩。盖格模式下的 APD 的探测效率能比 PMT 高。比如对与 Si-APD，盖格模式下的最高探测效率能达到 85%（可见光），当然，APD 的暗计数和时间抖动要比 PMT 高。与 PMT 相比，APD 有体积小，生产成本低，无需高真空、高偏压的工作条件，并且其制作工艺能与后续电路集成（互连），因此在大部分的领域（可见光波段），PMT 几乎被 Si-APD 所取代^[11]。

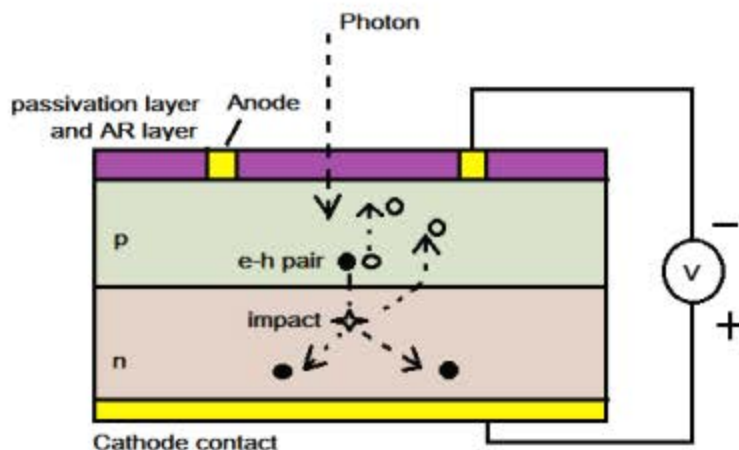


图 1.2 APD 的工作原理

不过因为 Si 材料的禁带宽度是 1.1eV，这就决定它只能主要应用于可见光范围的单光子探测，而在红外区域，尤其是 1550 nm 波段，它的探测效率就很低，甚至完全不能应用。在红外波段，主要采用 Ge^[12]、InGaAs^[13,14]等材料，目前应用最为成熟的是 InGaAs/InP APD，它的主要工作波段在 1100 nm-1700 nm。不过由于 InGaAs、InP 材料没有 Si 材料那么成熟，并且也由于材料本身的因素（这主要在第二章中讨论），使得应用于红外单光子探测的 APD 探测效率一般只有 10%-20%，并且其暗计数也比 PMT 高很多^[13,15]，而且红外 APD 一般需要制冷到 210K-250K 工作。不过这一温度采用半导体制冷能轻松达到，因此暗计数和探测效率是红外波段 APD 器件性能的主要限制因素。

人们为了利用 PMT 和 APD 的优点，研究出了 PMT+APD 的杂交器件^[16]，但这一器件虽然探测效率比 APD 有了提升，但暗计数过高，限制了它的发展应用。考虑到 Si-APD 的优良特性，也有人们研制出了上转换 APD 器件^[17,18]和 Si 基红外 APD^[19]。上转换 APD 是先将红外光上转换成可见光，可见光再被 Si-APD 进行探测，因为存在一个转换效率的问题，所以此类器件的效率普遍不高；而 Si 基红外 APD 是采用如 III-V 族等材料作为 APD 的吸收层，用来吸收红外光，而光生载流子的碰撞电离或倍增是在 Si 材料中进行，这类器件因为无法解决红外吸收材料与 Si 的晶格匹配问题，也使得器件性能不佳。

(3) 量子点场效应晶体管 (Quantum-dot field-effect transistor, QDFET)

在近红外波段, QDFET (Quantum-dot field-effect transistor)也能实现单光子探测^[20,21]。QDFET 的光吸收层位于 FET 的栅极和传导通道之间的量子点层, 光生载流子能被量子点捕获, 这些捕获的光生载流子通过改变 FET 的栅点位来改变 FET 的电导。电导的改变与光生载流子数目成正比, 因此 QDFET 的单光子探测具有分辨光子的能力^[22]。图 1.3 是 QDFET 的一种器件结构图和其用于光子探测的电导变化(QDFET 探测到光子, 其电导台阶上升, 具有量子化的特性^[23]), 虽然 QDFET 具有分辨光子的能力, 暗计数率也能达到较低的水平, 但它的工作频率不高, 因为只有光生载流子被复合之后, QDFET 才能恢复状态进行下一次探测。另外它还需要工作在液氮的温度 (4.2K) 下。QDFET 中的量子点也可以用材料的天然缺陷来代替。

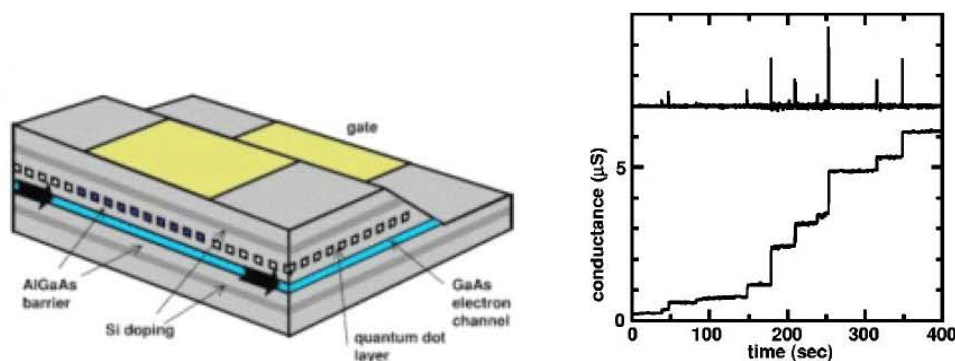


图 1.3 QDFET 器件示意图和 QDFET 吸收光子之后电导的变化^[22]

(4) 超导纳米线单光子探测器 (Superconducting nanowire single-photon detector, SNSPD)

SNSPD 利用的是超导体的临界温度效应。如下图 1.4 所示, 初始的超导纳米线工作在临界电流密度之下 (当电流超过临界电流密度, 材料就会由超导态变为正常态), 当一个能量大于超导材料带隙的光子入射到超导纳米线, 引起该点发生热效应, 使该点的材料从超导态变为正常态, 这就会使得电流从该点的周边流过, 使周围材料也会因电流密度超过临界电流密度而变从超导态变为正常电阻态, 这样的变化就会在超导纳米线两端产生一个电压降, 从而能够实现单光子的探测^[24]。热效应整个发生时间只有 30 ps 左右, 因此它的时间抖动通常小于 50ps。由于纳米线尺寸太小 (~100 nm), 一般 SNSPD 是将纳米线做成蜿蜒的带状的 NbN 形态, 可以提高器件的光敏面^[25]。Rosfjord 制作的 NbN 型 SNSPD 在 1064 nm 和 1550 nm 的探测效率能分别高达 64%和 57% (工作温度 1.8K) ^[26]。虽然 SNSPD 有着高速、无后脉冲的特点^[27], 但实现超导需要在液氮温度以下。

同样 SNSPD 也不能对光子数目进行分辨。

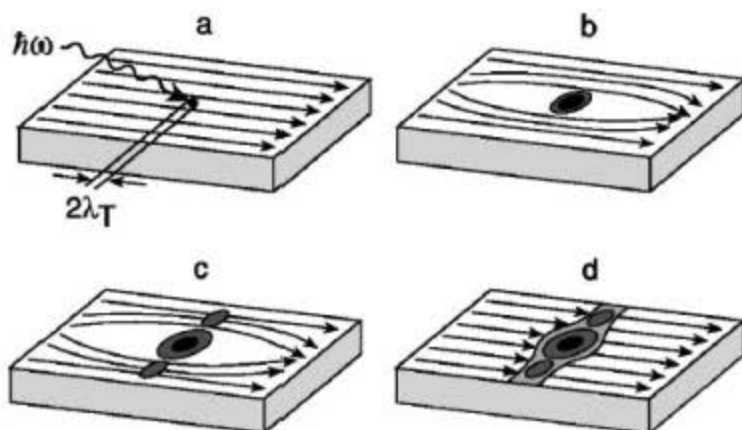


图 1.4 SNSPD 工作原理图^[24]

(5) 超导隧道结探测器 (Superconducting tunnel junction-based detector, STJ)

STJ^[28,29]是在半导体器件中加入一很薄的超导层，当吸收的光子能量远远大于打破库珀电子对的能量时，超导层中的库珀电子对被分开，这就相当于在超导层中形成了一个更薄的绝缘介质层（~1 nm）将超导层一分为二。同时给器件加一个与电场平行的磁场，未被分开的库珀电子对在电场和磁场的作用下不能穿过绝缘层，而光生准粒子就能隧穿过这一绝缘层形成电流，其电流与所吸收的光子数成正比^[28]。由于这一器件需要材料有超导特性，一般工作温度都非常低，约在 0.3 K 的范围，所以 STJ 器件几乎没有暗电流，因此其暗计数也相当低^[29]。另外，STJ 只能探测较大能量的光子，因为它需要足够的能量来打破库珀电子对，所以 STJ 一般的工作波段只在 200 nm-500 nm 范围。

(6) 超导边缘跃变传感器 (Superconducting transition edge sensor, TES)

TES^[30-32]器件结构和 STJ 类似，也是在半导体器件中加入一很薄的超导层，利用超导层吸收的热效应来进行单光子探测。当光子被超导层吸收后转化为热能，使得超导层由超导态转化为电阻态。很小的温度变化就能引起很大的电阻变化，当在器件上加上恒定电压，吸收光子使得器件电阻增大而电流减小，并且这一电流的变化与吸收光子数目成正比，因此 TES 可以用来作可分辨光子数的单光子探测。TES 探测器的超导材料主要有钨^[30]、钛^[31]、铪^[32]。因为 TES 主要应用超导材料的热效应，它的探测波长很广，可以实现 200 nm 到 1800 nm 之间的光子探测。目前，TES 器件的探测效率非常高，已经有报道的探测效率是 95%（1556 nm）和 81%~98%（850 nm）。但 TES 也必须工作在极低的温度下（小于 100 mK），并且工作频率很低（~100 KHz，有报道最高的工作频率也只有 1

MHz^[33]), 这都限制了 TES 的实际应用。

(7) 可见光子计数器 (Visible light photon counter, VLPC)

可见光子计数器的器件结构^[34]如图 1.5 所示, 它主要由本质吸收区、倍增区和漂移区组成。其中, 倍增区是轻掺杂 (一般是 Si 材料, As 掺杂, 杂质能级在导带以下的 54meV 附近)。光子在本征吸收区或轻掺杂的倍增区被吸收, 产生电子空穴对。电子空穴在电场 (一般偏压在 6 V~7.5 V 左右) 的作用下分别远离和注入倍增层, 空穴在倍增区电场的作用下获得足够的能量和其中的 As 杂质发生碰撞电离, 将施主 As 能级上的电子激发进入导带。进入导带的自由电子在电场的作用下继续被加速, 激发电离更多的施主能级, 这一过程不断重复而使器件发生雪崩, 产生大量的载流子, 形成可被探测的宏观电流。

VLPC 的工作原理与 APD 的有点类似, 都是利用载流子在电场的加速作用下, 发生碰撞电离导致雪崩效应形成大量载流子。但 VLPC 和 APD 又有着本质的不同。首先, APD 是载流子与晶格发生碰撞, 产生电离; 而 VLPC 是载流子与杂质离子发生碰撞, 使杂质离子电离在导带产生自由电子。因为杂质能级一般是位于导带下面几十 meV 的能级附件, 为浅能级, 因此使其电离不需要太大的能量, 另外相邻两次电离所需要的时间和距离也很小。与 APD 器件相比, 它有着更高的探测效率, 其在 694nm 的探测效率能高达 88%^[35]; 其次, 对于 APD 而言, 参与碰撞电离的为电子和空穴两者载流子, 而在 VLPC 中, 初始光生载流子在倍增层中电离出电子空穴之后, 处于杂质能级上的空穴的位置是固定的, 其很难发生新的碰撞电离。次级碰撞电离都由杂质能级电离产生的自由电子主导, 这就使得 VLPC 只有一种载流子参与雪崩, 可以大大降低器件的噪声 (原理在第二章中论述)^[34]。VLPC 的雪崩电流与初始入射的光子数成正比, 因此它也能进行光子数目分辨。

虽然 VLPC 的探测效率很高, 但 VLPC 的暗计数一般较高, 器件也需要工作在较低的温度下 (7 K), 并且工作频率不高, 这些缺点限制了 VLPC 的实际应用。

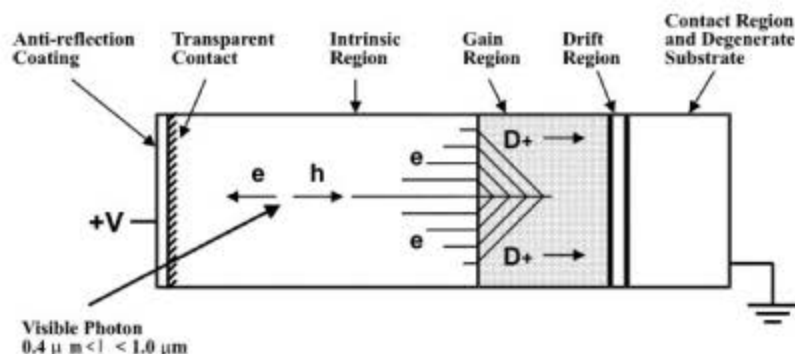


图 1.5 VLPC 器件的结构示意图^[34]

以上我们介绍了 7 中不同的单光子探测器的工作原理和相关特征，为了更清晰地对各单光子探测器的性能进行对比，我们将从探测器的响应波长、工作温度、探测效率、暗计数、计数频率、抖动和光子分辨情况等特征参数进行分析，如表 1.1 所示。

表 1.1 各种单光子探测器的相关参数

探测器	响应波长 (nm)	工作 温度 (K)	探测效率 @ γ (nm)	暗计 数(Hz)	计数 频率 (Hz)	Jitter(ps)	光子 分辨
PMT	185-650	300	40%@500	100	10M	220	some
PMT-IR	850-1310	300	2%@1310	20K	10M	150	some
Si-APD	400-1100	250	65%@650	25	10M	200	no
Si-APD (linear mode)	400-1100	78	56%@450	0.0008	10K		yes
Hybrid PMT (PMT+APD)	850-1310	270	30%@1064	30K	5M	200	no
InGaAs/InP APD	1100-1700	270	20%@1550	1000	5M	300	no
SNSPD	400-2200	4.2	57%@1550	0.1	10G	30	no
STJ	250-500	0.3	45%@350	0.1	5K	100	yes
QDFET	1100-1700	4.2	2%@805	10	40K	10000	yes
QDRTD	400-800	4.2	13%@684	0.001	5M	150	some
TES	200-1800	0.1	50%@1550	3	2.5M	10000	yes
VLPC	400-1000	7	88%@694	20K	1M	100	Yes

在这些单光子探测器中，PMT,APD,SNSPD 等一般而言是不能进行光子数目分辨的，所以称它们为 Non-photon-number-resolving detectors。而 STJ, QDFET, VLPC, TES 这一类为 photon-number-resolving detectors。

光子数目分辨在量子信息科学如量子计算和量子通讯中有着重要的应用，虽然 STJ, QDFET, VLPC, TES 能实现光子数目分辨，但它们自身的缺点限制了他们的实际应用。而有着广泛应用基础的 APD 却不能实现光子数目分辨。不过 APD 的光子分辨可以通过其它技术手段来实现，比较常用的有以下两种方法：

一种方法是在 APD 雪崩脉冲不出现饱和的情况下，测量雪崩脉冲的斜率。雪崩脉冲的斜率越大，响应的光子数也越多^[36]，不过这一方法只能分辨数目较少的光子。光子数目过大，APD 的雪崩信号就会达到饱和状态，使得这种方法失效。

另外一个实现光子数目分辨的方法是将探测器分解成很多独立的单元，也就是采用阵列的探测方式。虽然每个探测单元不能进行光子分辨，但每个单元能独立进行探测，有响应的单元数目就相当于光子的数目，这样整个阵列就能实现光子的分辨，但这要求光子入射在不同的单元上。阵列的光敏元数越大，光敏元之间的距离越小，光子分辨的能力就越高。

从表 1.1 可以看出，在量子通信 1550nm 波段的单光子探测器有 InGaAs/InP APD、SNSPD、QDFET 和 TES，虽然 SNSPD、QDFET 和 TES 有着很高的探测效率或者很低的暗计数，但它们的工作温度太低，这使得它们无法大规模应用。因此，在 1550 nm 波段的红外单光子探测器主要为 InGaAs/InP APD。

1.3 APD 红外单光子探测器发展现状

最早的 InGaAs APD 是采用同质结结构^[37]，这种 APD 有很大的隧穿电流成分。1979 年 Nishida 等人提出了相应的异质结结构 InGaAs APD 器件^[38]，很大程度上减小了隧穿电流的成分，推动了 APD 的研究向实用化迈进的步伐。这一异质结构 APD 器件将吸收区与倍增区分开，被称之为 SAM (Separate absorption and multiplication) 结构器件，这也同时提高了 APD 的量子效率。在 SAM APD 中，吸收层 InGaAs 和倍增层 InP 的晶格不匹配，为了减小这一晶格差异所造成的势垒，一般在 InGaAs 和 InP 之间加入 InGaAsP 缓冲层^[39]。后来人们在 SAM-APD 基础上，引入电荷控制层，进一步调节 APD 器件内部电场的分布，进一步提高 APD 的性能。这一器件就称之为 SAGCM (Separate absorption, grading, charge and multiplication) 结构 APD 器件^[40]。

在单光子探测方面，1985 年，AT&T Bell 实验室首次实现了 InGaAs/InP APD 的单光子探测^[41]。1995 年，A.Lacaita 等人对 InGaAs/InP APD 的单光子计数性能进行了更深入的研究^[42]。从此之后，这一 APD 受到了人们的广泛关注^[43-46]。

常规的 APD 器件与用于单光子的 APD 器件在设计和性能指标上存在很大的差异。比如对于常规 APD 器件，为了实现高速的要求，通常倍增区厚度较小；而对于单光子探测 APD，为了提高探测效率，APD 的倍增层厚度相应更大^[47,48]。对于单光子探测 APD，人们也更关注其暗计数（暗电流）和探测效率。

目前，在单光子探测的 InGaAs/InP APD 上，代表国际先进水平的的研究单位主要有 S.Pellegrini 所在的英国的 Heriot-Watt 大学^[44]、M.Itzler 所在的美国的 PLI (Princeton Lightwave Inc.) 公司^[45]和 M.G.Liu 团队的美国的 Virginia 大学（与 JDSU 公司合作）^[46]。他们都是采用吸收区、倍增区分离的 SAGCM 器件结构，器件直径从 10 μm 到 40 μm 不等。其 APD 器件室温下在雪崩电压处的暗电流都在 0.1 nA 量级及以下，相应的探测效率可以高达 40%。很多研究人员在这样的

器件基础上,通过优化电路设计,获得了很好的单光子探测性能^[49,50],相应的暗计数率能达到 $10^{-6}/\text{ns} \cdot \text{pulse}$ 。

另外,APD 器件除了用于量子通信的单光子探测之外,还能广泛应用于生物发光检测^[51]、3D 成像^[52]、光子计数^[53]、激光测距^[54]等。这些领域的应用,使得 APD 阵列也越来越吸引人们的兴趣^[55,56]。

1.4 本论文研究意义及内容

本论文来源于国家 973 项目“基于冷原子与量子点的量子信息处理”的“单光子探测原理和技术研究”。基于目前量子通信的快速发展,对单光子探测器有着巨大的需求,而单光子探测器的技术主要由国外所掌控,同时国外的相关产品对我国实行禁运,国内无法获得大批量、高性能的单光子探测器。为了安全性和突破国外技术封锁,自行研制和生产出单光子探测器就具有重要意义。

本论文的主要内容如下:第一章主要介绍了单光子计数器的分类和应用现状,选取出 InGaAs/InP APD 作为我们的红外单光子探测技术方案。第二章主要介绍了 InGaAs/InP APD 的基本原理和相关结构设计。第三章主要介绍了我们的 InGaAs/InP APD 的制备工艺和测试表征结果;第四章主要对 InGaAs/InP APD 进行理论分析,研究器件的掺杂浓度、少子寿命和表面电荷等对 APD 暗电流的影响,找到了目前工艺下限制 APD 性能的主要原因;第五章为我们首次提出的耦合汇聚光栅结构 APD 器件,我们对这一器件进行了相关的模拟分析和工艺摸索;第六章为总结与展望。

参考文献:

- [1]C. H. Bennett and G. Brassard. Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing[J]. in Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, India, 1984, 175
- [2]A. Ekert, et al. The Physics of Quantum Information[M], Springer, Berlin, 2000, 10-60
- [3]N. Gisin, et al. Quantum Cryptography[J]. Rev. Mod. Phys., 2002, 74(1): 145-195
- [4]D. S. Bethune, W. P. Risk. An autocompensating fiber optic quantum cryptography system based on polarization splitting of light[J]. IEEE J. Quantum Electron, 2004, 36(3): 340-347
- [5]吴光. 长距离量子密钥分发系统[D]. 上海: 华东师范大学, 2007, 3-13

- [6]A. Beveratos, et al. Single photon quantum cryptography[J]. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 187901
- [7]参考 <http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/m-h7422e.pdf>(2010) 中可见光波段PMT应用于单光子计数例子.
- [8]R. E. Simon, et al. New high-gain dynode for photomultipliers[J]. Appl. Phys. Lett., 1968, 13(10): 355-356
- [9]参考http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/NIR-PMT_APPLI_TPMO1040E02.pdf (2010) 中近红外波段PMT应用例子
- [10]M. Akiba, et al. Ultrahigh-sensitivity single-photon detection with linear-mode silicon avalanche photodiode[J]. Opt. Lett., 2010, 35(15): 2621-2623
- [11]M. D. Eisaman, et al., Invited review article: single-photon sources and detectors[J]. Rev. Sci. Instr., 2011, 82(7): 071101
- [12]A. Lacaita, et al. Single-photon detection beyond 1 μ m: performance of commercially available germanium photodiodes[J]. Appl. Opt., 1994, 33(30): 6902-6918
- [13]Z. L. Yuan, et al. High speed single photon detection in the near infrared[J]. Appl. Phys. Lett., 2007, 91(4): 041114
- [14]X. D. Jiang, et al. InGaAsP-InP avalanche photodiodes for single photon detection[J]. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 2007, 13(4): 895
- [15]A. Lacaita, et al., Single-photon detection beyond 1 μ m: performance of commercially available InGaAs/InP detectors[J]. Appl. Opt., 1996, 35(16): 2986-2996
- [16]R. A. LaRue, et al. Photon counting 1060-nm hybrid photomultiplier with high quantum efficiency[J]. IEEE Elect. Dev. Lett., 1999, 20(3): 126-128
- [17]A. P. Van Devender and P. G. Kwait. Quantum transduction via frequency upconversion[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2007, 24(2): 295-299
- [18]H. Xu, et al. 1310-nm quantum key distribution system with up-conversion pump wavelength at 1550nm[J]. Opt. Exp., 2007, 15(12): 7247-7260
- [19]Y. Kang, et al. Fused InGaAs-Si avalanche photodiodes with low-noise performances[J]. IEEE Photonics Tech. Lett., 2002, 14(11): 1593-1595
- [20]E. J. Gansen, et al. Photon-number-discriminating detection using a quantum-dot, optically gated, field-effect transistor[J]. Nature Photonics, 2007, 1: 585-588
- [21]M. A. Rowe, et al. Single-photon detection using a quantum dot optically gated field-effect transistor with high internal quantum efficiency[J]. Appl. Phys. Lett., 2006, 89: 253505

- [22]A. J. Shields, et al. Detection of single photons using a field-effect transistor gated by a layer of quantum dots[J]. Appl. Phys. Lett., 2000, 76: 3673
- [23]H. Kosaka, D. S. Rap, et al. Photoconductance quantization in a single-photon detector[J]. Phys. Rev. B, 2002, 65: 201307
- [24]G. N. Gol'tsman, et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector[J]. App. Phys. Lett., 2001, 79: 705
- [25]S. Miki, Large sensitive-area NbN nanowire superconducting single-photon detectors fabricated on single-crystal MgO substrates[J]. App. Phys. Lett., 2008, 92: 061116
- [26]K. M. Rosfjord, et al. Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating[J]. Opt. Lett., 2004, 29: 1449
- [27]J. K. W. Yang, et al. Modeling the electrical and thermal response of superconducting nanowire single-photon detectors[J]. IEEE Trans. Appl. Supercond., 2007, 17(2): 581-585
- [28]A. Peacock, et al. On the detection of single optical photons with superconducting tunnel junction[J]. J. Appl. Phys., 1997, 81: 7641
- [29]T. Peacock, et al. Recent developments in superconducting tunnel junctions for ultraviolet, optical & near infrared astronomy[J]. Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 1998, 127:497
- [30]A. E. Lita, A. J. Miller, and S. W. Nam. Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency[J]. Opt. Express, 2008, 16: 3032
- [31]D. Fukuda, G. Fujii, et al. High speed photon number resolving detector with Titanium transition edge sensor[J]. J. Low Temp. Phys., 2008, 151: 100
- [32]A. E. Lita, B. Calkins, et al. High-efficiency photon-number-resolving detectors based on hafnium transition-edge sensors[J]. AIP Conf. Proc., 2009, 1185: 351
- [33]D. Rosenberg, et al. Noise-free high-efficiency photon-number-resolving detectors[J]. Phys. Rev. A, 2005, 71: 061803(R)
- [34] E. Waks, K. Inoue, et al. High-efficiency photon-number detection for quantum information processing[J]. IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect., 2003, 9: 1502
- [35]S. Takeuchi, et al. Development of a high-quantum-efficiency single-photon counting system[J]. Appl. Phys. Lett., 1999, 74: 1063
- [36]O. Thomas, Z. L. Yuan, et al. Efficient photon number detection with silicon avalanche photodiodes[J]. Appl. Phys. Lett., 2010, 97: 031102
- [37] C. E. Hurwitz, and J. J. Hsieh, GaInAsP/InP avalanche photodiodes[J], Appl.

Phys. Lett., 1978, 32(8): 487-489

[38]K. Nishida, et al., InGaAsP Heterostructure Avalanche Photodiodes With High Avalanche Gain[J]. Appl. Phys. Lett., 1979, 35(3):251-253

[39]S. R. Forrest, O. K. Kim, and R. G. Smith. Optical response time of In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP avalanche photodiodes[J]. Appl. Phys. Lett., 1982, 41(1): 95-98

[40]L. E. Tarof, et al., Planar Inp/InGaAs avalanche photodetectors with partial charge sheet in device periphery[J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 57(7):670-672

[41]B. F. Levine, et al. Room-temperature 1.3 μm optical time domain reflectometer using a photon counting InGaAs/InP avalanche detector[J]. Appl. Phys. Lett., 1985, 46(4): 333-335

[42]A. Lacaita, et al. Single-photon detection beyond 1 μm : Performances of commercially available InGaAs/InP detectors[J]. Appl. Opt. 1996, 35(16): 2986-2996

[43] Z. L. Yuan, et al. High speed single photon detection in the near infrared[J]. Appl. Phys. Lett., 2007, 91(4): 041114

[44]S. Pellegrini, et al. Design and performance of an InGaAs-InP single-photon avalanche diode detector[J]. IEEE J. Quantum Electron, 2006, 42(4): 397-403

[45]M. A. Itzler, et al. Single photon avalanche diodes(SPADs) for 1.5 μm photon counting applications[J]. J. Mod. Opt., 2007, 54(2-3): 283-304

[46]M. G. Liu, et al. Low dark count rate and high single-photon detection efficiency avalanche photodiode[J]. IEEE Photonics Technol. Lett., 2007, 19(6): 378-380

[47]M. M. Hayat, et al. Effect of dead space on gain and noise of double-carrier-multiplication avalanche photodiodes[J]. IEEE Trans. Electron Devices, 1992, 39(3): 546-552

[48]刘云, 红外单光子探测器的研制[D]. 安徽: 中国科学技术大学, 2007, 54-62

[49]L. L. Xu, et al. High-speed InGaAs/InP-based single-photon detector with high efficiency[J]. Appl. Phys. Lett., 2009, 94: 161106

[50]J. Yi, et al. Optically self-balanced InGaAs-InP avalanche photodiode for infrared single-photon detection[J]. IEEE Photonics Technol. Lett., 2010, 22(3): 173-175

[51]T. Isoshima, et al. Ultrahigh wensitivity single photon detector using a Si avalanche photodiode for the measurement of ultraweak biochemiluminescence[J]. Rev. Sci. Inst., 1995, 66: 2922-2926

[52]M. A. Itzler, et al., Comparison of 32×128 and 32×32 Geiger-mode APD FPAs for single photon 3D LADAR imaging[J]. Proc. of SPIE, 2011, 8033

[53] S. Verghese, et al. Arrays of InP-based avalanche photodiodes for photon

- counting[J]. IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics, 2007, 13(4): 870-886
- [54] J. D. Strasburg, et al. The advantages of avalanche photodiode (APD) arrays in laser-ranging application. http://cddis.nasa.gov/lw13/docs/papers/detect_strasburg_1m.pdf
- [55]F. Zappa, et al. SPADA: single-photon avalanche diode arrays[J]. IEEE Photonics Technol. Lett., 2005, 17(3): 657-659
- [56]F. Zappa, et al. Principles and features of single-photon avalanche diode arrays[J]. Sensor Actuat. A: Phys., 2007, 140(1): 103-112

第二章 APD 探测器原理及结构设计

2.1 APD 原理

在第一章中介绍 APD 器件时对其工作原理进行了相应的介绍，它主要是利用器件中的载流子碰撞电离而引发雪崩效应来实现对光子的探测。图 2.1 是 APD 器件的原理示意图和工作模式的划分。工作在击穿电压以下称之为线性模式 (linear mode)，这其中也会发生载流子的碰撞电离，但这一碰撞电离还不足以引起器件发生雪崩效应，因此 APD 器件的输出电流与入射光子数成线性的比例关系。而当 APD 的反向偏置电压高于雪崩击穿电压时，耗尽区中的单个载流子就能在连锁的碰撞电离下引发雪崩效应，因此可以用来进行单光子探测，这种模式就称之为盖格模式 (Geiger mode)，该模式下的 APD 器件称之为单光子雪崩二极管 (Single photon avalanche diodes, SPAD)。对于 SPAD，在没有光照的情况下，器件处于 OFF 状态 (没有暗电流影响的理想情况下)，当有光子入射时，器件从 OFF 状态跳跃至 ON 状态。然而实际情况中，即使没有光的情况下，器件的暗电流也会使得倍增区会存在自由载流子，引发器件雪崩，因此暗电流是影响 APD 单光子探测最主要的因素。

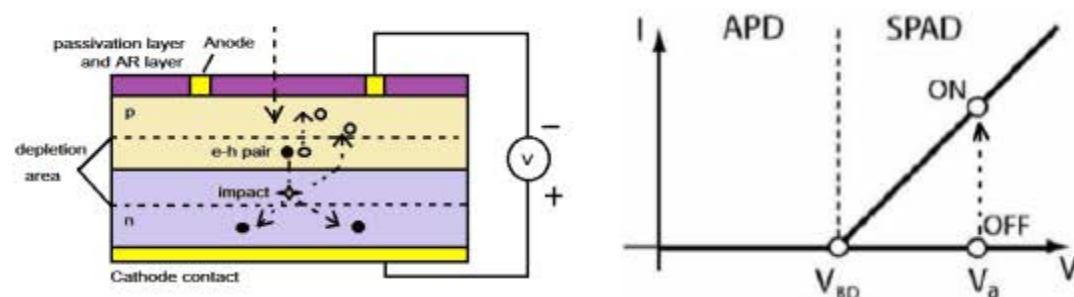


图 2.1 APD 器件原理示意图及工作模式划分

2.1.1 APD 的碰撞电离和倍增噪声

APD 器件的主要原理是载流子的碰撞电离，我们采用最基本的 $p-i-n$ 器件来对碰撞电离加以说明，如图 2.2 所示。 $p-i-n$ 器件工作在反向偏置电压下，其空间电荷区主要都集中在 i 区，厚度为 w ， i 区材料的电子和空穴的碰撞电离系数分别为 α 和 β (碰撞电离系数与空间电荷区电场强度相关，其表示在单位距离上发生碰撞电离的次数)。考虑在空间电荷区 x 处因光吸收或热效应产生一电子空穴对，在电场的作用下，电子和空穴分别向相反方向漂移。在经过 dx 的距离后，电子和空穴分别产生 αdx 和 βdx 次的碰撞电离，这些碰撞电离产生的载流子在电

场的作用下运动一段距离获得足够能量又能产生新的碰撞电离，该过程不断重复，直至电子和空穴漂移出空间电荷区。我们用 $M(x)$ 来表示 i 区 x 处的一个电子空穴对所引发的平均碰撞电离次数，那么有^[1]：

$$M(x) = 1 + \int_0^x \alpha M(x') dx' + \int_x^w \beta M(x') dx' \quad (2.1)$$

对其进行微分，可以得到：

$$\frac{dM(x)}{dx} = (\alpha - \beta)M(x) \quad (2.2)$$

对这一微分方程进行求解，并将其解代回 (2.1) 式可以得到：

$$M(x) = \frac{\exp[-\int_x^w (\alpha - \beta) dx']}{1 - \int_0^w \alpha \exp[-\int_x^w (\alpha - \beta) dx'] dx'} \quad (2.3)$$

式 (2.3) 就是平均碰撞电离次数也就是倍增系数的数学表达式。这一公式首次由 McIntyre 推导而得。

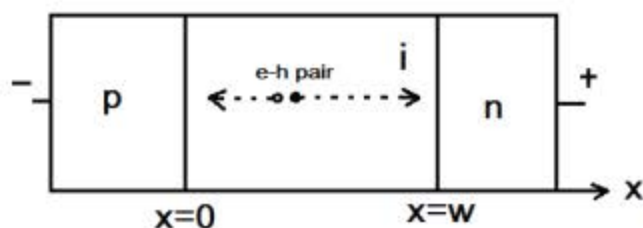


图 2.2 $p-i-n$ 器件中的碰撞电离示意图

我们假设因碰撞电离而形成电流为 I ，那么有：

$$dI = \frac{dI}{dx} dx = (\alpha I_n + \beta I_p + g) dx \quad (2.4)$$

其中 I_n ， I_p ， g 分别表示电子电流、空穴电流和光（热）激发产生电子空穴对的比率。定义 ϕ 为倍增噪声（也称为过量噪声，Excess noise），那么通过一系列的推导，可以得到噪声的表达式：

$$\begin{aligned} \phi/2eI_0 &= M^2 \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] && \text{for electrons} \\ \phi/2eI_w &= M^2 \left[1 - (1-k) \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] && \text{for holes} \end{aligned} \quad (2.5)$$

式中 $k = \beta/\alpha$ ，为空穴电子的碰撞电离系数之比， I_0, I_w 为分别为 $M=1$ 的情况下电流。

图 2.3 为不同 k 值情况下的倍增噪声与增益的关系。可以看出，对于空穴注入型雪崩二极管（APD），空穴与电子之间的碰撞电离系数相差越大，倍增噪声越小；而对于电子注入型 APD，电子与空穴之间的碰撞电离系数相差越大，倍增噪声越小；总之，单一载流子碰撞电离型 APD 有着更小的倍增噪声。

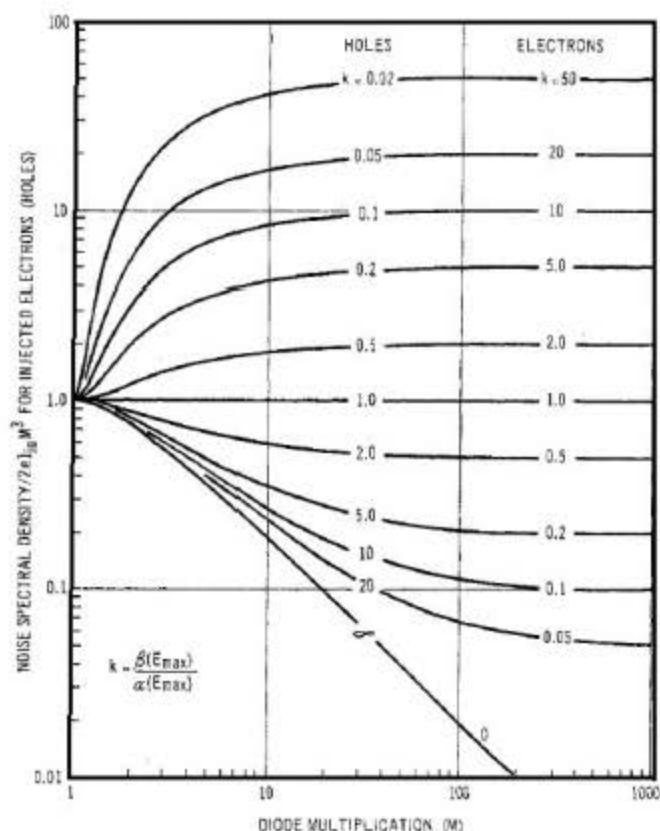


图 2.3 不同 k 值下倍增噪声与倍增数的关系^[1]

碰撞电离系数与电场强度相关，它一般采用如下的公式加以描述^[2]：

$$\alpha(E), \beta(E) = A \exp \left[- \left(\frac{E_0}{E} \right)^m \right] \quad (2.6)$$

其中， E 为电场强度，单位为 V/cm。表 2.1 为可见和红外 APD 最常见材料的电子空穴碰撞电离系数代表值。图 2.4 为对应表 2.1 的碰撞电离系数曲线图。

表 2.1 常见材料的电子空穴碰撞电离系数

材料	E_g (eV)	α (cm ⁻¹)	β (cm ⁻¹)	Ref.
Si	1.12	$7.03 \times 10^5 \exp(-1.23 \times 10^6 / E)$	$1.26 \times 10^6 \exp(-1.8 \times 10^6 / E)$	[3,4]
Ge	0.66	$8.04 \times 10^6 \exp(-1.4 \times 10^6 / E)$	$6.39 \times 10^6 \exp(-1.27 \times 10^6 / E)$	[5]
GaAs	1.42	$2.48 \times 10^7 \exp(-2.98 \times 10^6 / E)$	$\approx \alpha$	[6]
InP	1.34	$2.93 \times 10^6 \exp(-2.64 \times 10^6 / E)$	$1.62 \times 10^6 \exp(-2.11 \times 10^6 / E)$	[7]
Ga _{0.47} In _{0.53} As	0.74	$2.3 \times 10^5 \exp(-1.14 \times 10^6 / E)$	$4.79 \times 10^5 \exp(-1.48 \times 10^6 / E)$	[8]

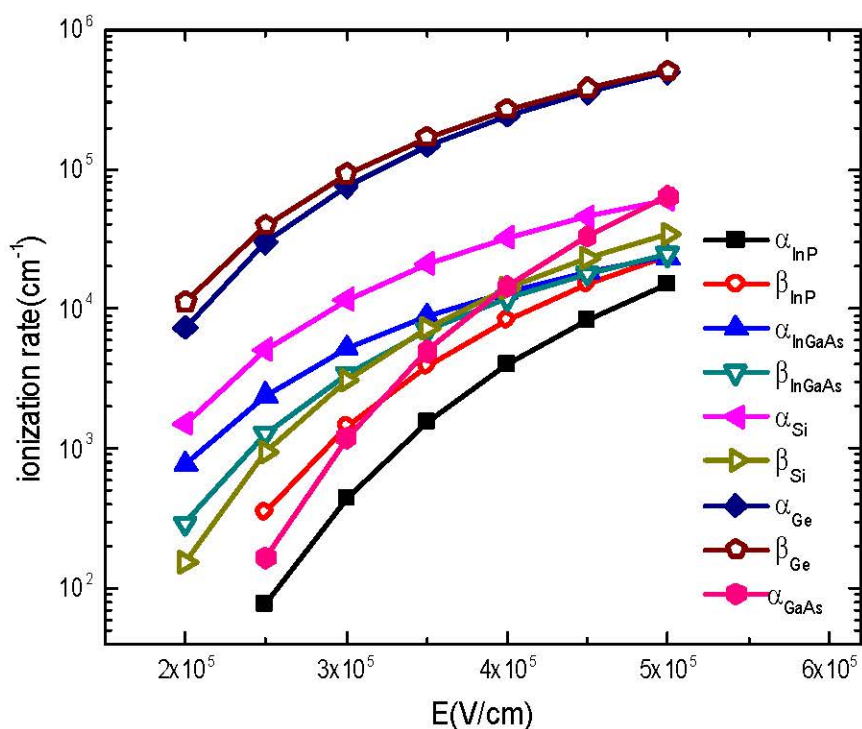
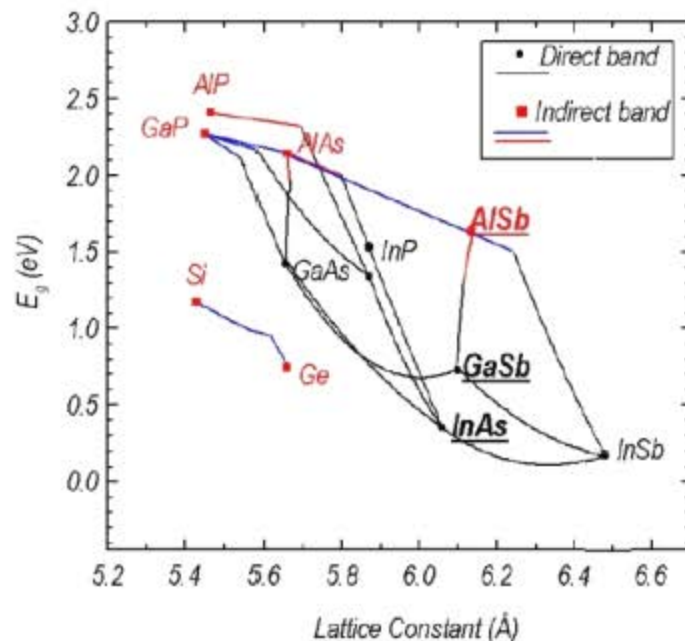
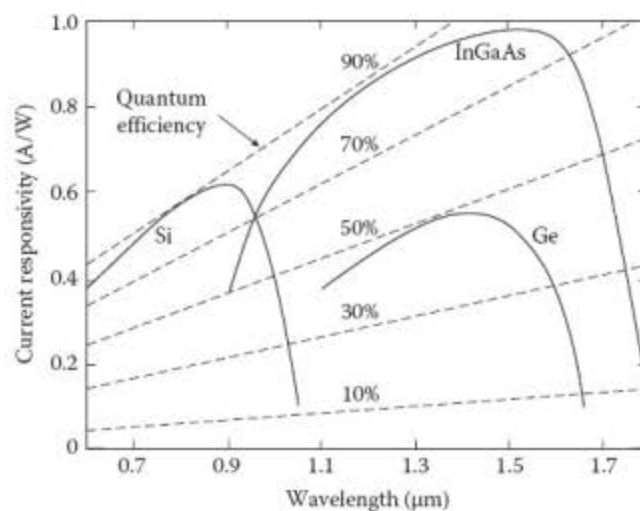


图 2.4 几种半导体材料的载流子碰撞电离系数

从图 2.4 可以看出，依据 McIntyre 的理论，适合用来做 APD 器件的碰撞电离区的材料是 Si 和 InP。这两者的电子空穴的碰撞电离系数差别较大，也就是有着更高的 k 系数，从而理论上来说制作出的 APD 器件性能最好。其中 Si 材料中电子的碰撞电离系数大于空穴的碰撞电离系数（ $k = \alpha/\beta \approx 10$ at $E \sim 2 \times 10^5$ V/cm），适合做电子注入型 APD 器件。因为其电子空穴碰撞电离系数比较大，即使简单的 p-i-n 结构的 APD 也能有较好的性能，加之 Si 材料的极其成熟工艺和大规模应用的特征，目前 APD 中 Si-APD 性能最好。对于 InP 材料，空穴的碰撞电离系数要大于电子，适合做空穴注入型 APD 器件。又因为 InP 材料与红外吸收波段的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料（吸收波段 900 nm~1700 nm，主要吸收波段 1100 nm~1600 nm）有着较好的晶格匹配（如图 2.5），并且相对于间接带隙 Si，直接带隙的 InGaAs 有着很高的光吸收效率（如图 2.6），所以最优化最成熟的红外通信段（1550 nm）APD 器件为 InGaAs/InP APD，其中 InGaAs 负责光吸收，而 InP 负责碰撞电离（见 SAGCM 结构 APD 器件 节）。

图 2.5 III-V 族材料的禁带宽度与晶格常数分布图^[9]图 2.6 不同材料的吸收电流响应和量子效率^[10]

2.1.2 局域模型和非局域模型 (local model and non-local model)

McIntyre 理论是 APD 器件的基础理论，但它是局域模型。在局域模型下，载流子在电场方向的任意位移 dx 发生 αdx (或 βdx) 次碰撞电离，每一个单位距离内的碰撞电离的概率相等^[11]。这种情况在倍增区足够厚的情况下是适合的，但为了器件的速率和减少局部失控的雪崩可能性(如不均匀性和微等离子体)^[12]，人们希望制作出倍增区很薄的器件。当器件的倍增区很薄时，如 $0.2 \mu\text{m}$ 或更小，局域模型与实际器件的测量值有着一定的差异。因此人们提出更符合实际的非局

域模型 (non-local model, 也有称 History-dependent model), 在该模型中载流子在电场的作用下要经过一定的距离 (d_e 或 d_h , e, h 分别代表电子和空穴) 才能够获得足够的能量发生碰撞电离, 这一距离称为死空间 (dead space)。如假设在 $x=0$ 处的初始空穴, 在非局域模型下, 碰撞电离系数为:

$$\beta = \begin{cases} 0 & x < d_h \\ \beta_0 & x \geq d_h \end{cases} \quad (2.7)$$

其中 β_0 为局域模型下的空穴电离系数。相应的空穴碰撞电离几率 $p_h(x)$ 可以表述为:

局域模型下: $p_h(x) = \beta \exp(-\beta x)$

$$\text{非局域模型下: } p_h(x) = \begin{cases} 0 & , x < d_h \\ \beta^* \exp[-\beta^*(x - d_h)] & , x \geq d_h \end{cases} \quad (2.8)$$

下图 2.7 是局域模型和非局域模型的空穴碰撞电离几率函数随载流子位置的分布图^[13]。局域模型中, 空穴的碰撞电离几率从 0 开始就随着载流子的运动距离而指数衰减, 而非局域模型中, 空穴在 $x < d_h$ 时, 空穴不发生碰撞电离, 相应的碰撞电离几率函数为 0, 其碰撞电离几率函数从 d_h 处开始指数衰减, 由于空穴已经被电场加速了 d_h 距离, 所以在 d_h 处的碰撞电离系数要比局域模型中的碰撞电离系数大。

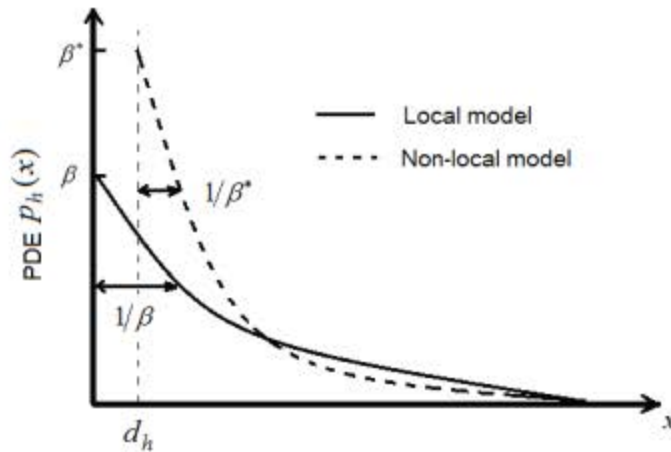


图 2.7 局域模型和非局域模型中空穴碰撞电离几率函数随空穴距离的关系^[13]

2.1.3 SAGCM 结构 APD 器件

对于 Si-APD 或其它材料的 APD, 由于器件的光吸收区和碰撞电离倍增区为同一种材料, 其结构一般采用 p-i-n 结构。但对于红外通讯波段的 InGaAs/InP APD, 器件的光吸收区为 InGaAs, 而倍增区为 InP, 因此 InGaAs/InP APD 一般采用吸收区和倍增区分离 (Separate absorption grading charge multiplication,

SAGCM)结构。另外,相对于 $p-i-n$ 结构, SAGCM 结构也能减薄高电场区域的倍增区,可以减小局域性非可控的雪崩^[2]。图 2.8 为 SAGCM InGaAs/InP APD 结构和能带示意图,其吸收层为非掺杂 InGaAs,组分渐变的 InGaAsP 层(3~5 层)是为了减小 InP 和 InGaAs 材料界面因价带差异而造成的空穴势垒。电荷控制层为 n 型掺杂的 InP,它用来调节倍增层和吸收层之间的电场分布,使得倍增层中电场尽可能大以确保载流子的碰撞电离,而吸收层的电场在满足载流子的漂移(克服 InGaAs/InP 界面空穴势垒和保证器件速率)的情况下尽可能小以减小吸收区的暗电流。倍增层为本征掺杂的 InP,保护环主要是为了抑制边缘击穿。光子在 InGaAs 吸收层被吸收而产生光生电子空穴对,在反向偏置电压(场)的作用下,电子向 n 电极(n^+ InP 衬底方向)移动而被电极捕获,空穴漂移穿过电荷控制层而被注入至 InP 倍增层,在强电场的加速作用下,其获得足够的能量与 InP 晶格发生连锁碰撞,电离出新的电子空穴对。SAGCM 的光生载流子中只有空穴参与碰撞电离,与 $p-i-n$ 结构器件相比,可在一定程度上减小器件的噪声。

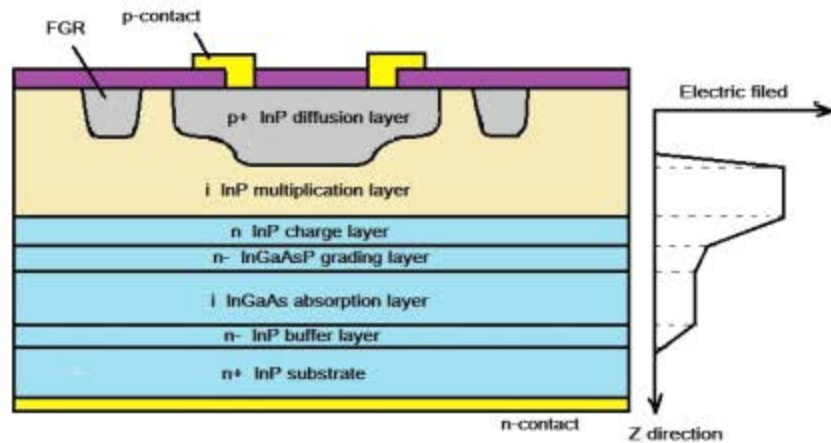


图 2.8 (a) SAGCM 结构 InGaAs/InP APD 器件及其内部电场分布示意图

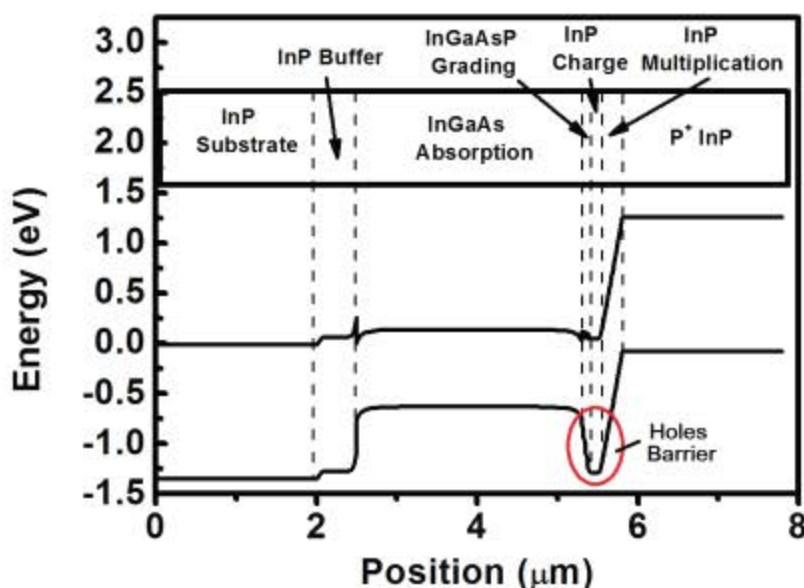
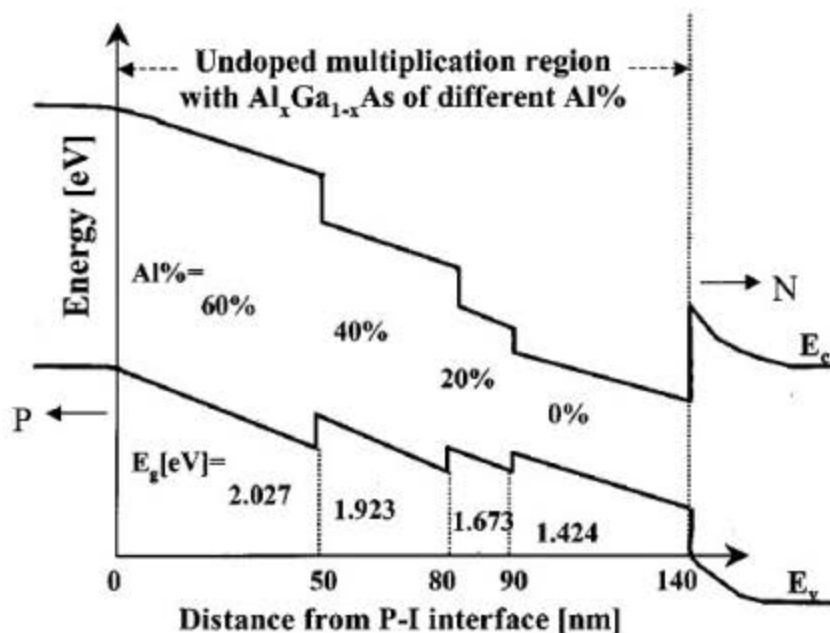


图 2.8 (b) SAGCM InGaAs/InP 能带结构图

2.1.4 碰撞电离工程 I^2E 与超晶格结构 APD

依据 McIntyre 的理论，电子空穴的碰撞电离系数差别越大，所制成的 APD 器件的倍增噪声就越小。除了选用恰当的材料作为倍增区和采用优化的器件结构（如 SAGCM）以外，还能通过人为的对倍增区进行设计，使得那些有着相似的电子空穴碰撞电离系数的材料也能作为倍增区。这一通过改变材料而调节倍增区能带结构，用以大大加倍倍增区电子空穴碰撞电离系数差异的方法称为碰撞电离工程（Impact ionization engineer, I^2E ）。下图 2.9 为采用 $Al_xGa_{1-x}As$ 材料来实现碰撞电离工程的示意图^[14]。通过调节 AlGaAs 材料中 Al 的组分，可以实现倍增区的能带梯度分布。随着 Al 组分的减少，AlGaAs 材料的禁带宽度越来越小，其中的载流子越容易碰撞电离，而对应材料中载流子碰撞电离的死空间（dead space）越小。这样从 p 区注入的电子在倍增区中碰撞电离的 dead space 就会越来越小，从 p 区到 n 区的电子越来越容易发生碰撞电离。而反向运动的空穴正好相反，从 n 区到 p 区，其碰撞电离的 dead space 越来越大，空穴越来越难以发生碰撞电离，这样整个过程不仅增加了电子的碰撞电离，而且同时也减小了空穴的碰撞电离，这就相当于大大提高了倍增区中的电子空穴碰撞电离系数差异，可以较大幅度地减小器件的倍增噪声。碰撞电离工程可用的材料很多，除了 AlGaAs，还有 InAlGaAs^[15]、InAlAs-InGaAs^[16]等。

图 2.9 能带工程器件碰撞电离区能带图^[14]

另外一种碰撞电离工程的方法是采用超晶格结构的倍增区。它是通过量子阱势垒差来加速载流子而实现载流子碰撞电离的。如 GaAs-AlGaAs 的超晶格倍增区结构，可以使得电子空穴的碰撞电离系数相差 8 倍，而这在 GaAs 中只有 2 倍的差异^[17]。

2.2 SAGCM InGaAs/InP APD 结构设计

从 2.1 对 APD 的原理介绍中，我们得出 SAGCM InGaAs/InP APD 是红外通信波段 1550 nm 单光子探测器的首选。为了制备出相应的器件，我们首先需要对 SAGCM InGaAs/InP APD 的结构进行相关设计，了解器件的结构参数对器件的影响^[18-21]。器件的结构参数是我们设计器件的基础。对于 SAGCM APD 器件，电荷层和倍增层的结构参数对器件的影响最为明显和重要，而吸收层往往因顾及器件的光吸收量子效率而受到限制。

器件的设计主要采用软件模拟来实现，这可以系统地对器件进行研究，减少不必要的实验摸索，降低成本。相应的模拟都是基于局域模型的条件，但由于单光子 APD 器件的倍增层厚度都比较大，所以这种模拟是可行的。

2.2.1 模拟软件及物理模型介绍

APD 器件的模拟是采用 Synopsys 公司的器件模拟 T-CAD 软件，其是以漂移-扩散模型为基础，自治计算器件的泊松方程、电流连续方程，并辅以各种物理模型来模拟半导体器件的电学和光学性能。

除了基础的漂移扩散模型，相应的物理模型还有产生复合模型 (SRH; Auger;

Radiative; Band to Band tunneling; Trap-assisted tunneling; Impact ionization) 和迁移率模型 (Doping dependent; High-field saturation), 其中迁移率模型主要是对器件中的电学参数进行修正, 使得模拟结构更符合实际情况。

基础的电子和空穴的连续性方程和泊松方程可以表述为^[22,23]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p + G - R \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n + G - R\end{aligned}\quad (2.9)$$

$$\nabla^2 \psi = -\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} (\Gamma + p - n) - \frac{1}{\epsilon} \nabla \psi \nabla \epsilon \quad (2.10)$$

这其中电子电流密度 J_n 和空穴电流密度 J_p 分别由扩散电流分量和漂移电流分量组成:

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= qn\mu_n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \\ \vec{J}_p &= qp\mu_p \vec{E}_p + qD_p \nabla p\end{aligned}\quad (2.11)$$

以上公式中, n 和 p 分别代表电子和空穴的浓度, Γ 为有效掺杂浓度, q 为电子电量, ϵ 为介电常数, ψ 为静电势, D_n 和 D_p 分别为电子和空穴的扩散系数, E_n 和 E_p 分别对应电子和空穴的有效电场强度, μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率, R 为载流子的复合速率, G 为载流子的产生速率。

载流子的产生速率主要与光生载流子和碰撞电离有关, 在 TCAD 软件中, 光生载流子的速率表述为:

$$G^{opt}(z) = J(x, y, z_0) \cdot \alpha(\lambda, z) \cdot \exp\left[-\int_{z_0}^z \alpha(\lambda, z) dz\right] \quad (2.12)$$

其中 $J(x, y, z_0)$ 为光束的空间强度, $\alpha(\lambda, z)$ 为材料的吸收系数, G^{opt} 描述了光在器件中被吸收而产生光生载流子的过程。

载流子的碰撞电离对载流子的产生率为:

$$G^{ava} = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p \quad (2.13)$$

其中, v_n, v_p 分别表示电子和空穴的漂移速率, α_n, α_p 分别表示电子和空穴的碰撞电离系数。材料的碰撞电离系数是一个与电场强度倒数成负指数关系的量^[24]:

$$\alpha(F) = ae^{-\frac{b}{F}} \quad (2.14)$$

式中 a, b 在一定的电场区间内为常数。模拟中碰撞电离系数采用文献^[25]中的实

验数据，其值为：

$$\begin{aligned}\alpha_n &= \begin{cases} 1.12 \times 10^7 \exp(-3.11 \times 10^6/E) & E \leq 3.8 \times 10^5 \text{ V/cm} \\ 2.93 \times 10^6 \exp(-2.64 \times 10^6/E) & E > 3.8 \times 10^5 \text{ V/cm} \end{cases} \\ \alpha_p &= \begin{cases} 4.79 \times 10^6 \exp(-2.55 \times 10^6/E) & E \leq 3.8 \times 10^5 \text{ V/cm} \\ 1.62 \times 10^6 \exp(-2.11 \times 10^6/E) & E > 3.8 \times 10^5 \text{ V/cm} \end{cases}\end{aligned}\quad (2.15)$$

载流子的复合模型中的 SRH 复合、俄歇复合 (Auger) 和辐射复合 (Radiative) 的复合速率能分别表示为：

$$\begin{aligned}R^{SRH} &= A(np - n_i^2) \\ R^{Auger} &= (C_n n + C_p p)(np - n_i^2) \\ R^{Rad} &= B(np - n_i^2)\end{aligned}\quad (2.16)$$

其中 A, B, C 分别代表 SRH 复合、辐射复合、俄歇复合的复合系数， n_i 为本征载流子浓度，在 InP 中， $n_i = 1.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 。

隧穿电流中的带-带隧穿电流对载流子复合的贡献为：

$$R^{B2B} = AF^m \exp\left(-\frac{B}{F}\right)\quad (2.17)$$

F 为对应的电场强度，m 为常数，可选的值有 1、1.5 和 2，分别表征电场的影响强度，在我们的模拟中，选取 m=2。

另外一个隧穿电流为缺陷辅助隧穿 (TAT) 电流，在 TCAD 模拟软件中，TAT 模型通过影响载流子的寿命和捕获截面来影响器件的性能：

$$\begin{aligned}\tau &= \tau_0 / (1 + \Gamma_{tat}) \\ \sigma &= \sigma_0 / (1 + \Gamma_{tat})\end{aligned}\quad (2.18)$$

式中 τ_0 和 σ_0 分别表示不考虑 TAT 效应是材料的载流子寿命和捕获截面， Γ_{tat} 为 TAT 效应的函数描述。

实际材料中的缺陷浓度与掺杂浓度密切相关^[26]，这些缺陷对少数载留子的寿命有着重要的影响^[27,28]。因此在模拟中需要考虑掺杂浓度对载流子寿命调制的迁移率模型：

$$\tau_{dop}(N) = \tau_{min} + \frac{\tau_{max} - \tau_{min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{ref}}\right)^\gamma}\quad (2.19)$$

N_{ref} 为所参考的掺杂浓度。

另外，InGaAs/InP APD 器件发生雪崩时，InP 倍增层中的电场高达 1×10^5 V/cm 以上，而当电场高达一定程度之后，载流子的速率将会出现饱和^[29]。这一载流子的速率饱和效应在 APD 的模拟中必须加以考虑。因此，相应的载流子迁移率被调整为^[30]：

$$\mu(F) = \frac{\mu_{low}}{[1 + (\mu_{low} F / v_{sat})^\beta]^{1/\beta}} \quad (2.20)$$

其中 μ_{low} 为低电场（载流子速率未达到饱和时的电场）情况下的载流子迁移率， v_{sat} 为载流子的饱和速率， β 为与温度相关的参数。

模拟中所采用的器件结构图如下图所示。图 2.10 (a) 和 (b) 都是 SAGCM 结构。其中图 (a) 为层状 APD 器件结构图，而图 (b) 为带有保护环结构的 APD 器件结构图。图 (b) 更与实际器件相似。但图 (a) 中 InP 为整层的结构可以不考虑模拟中的边缘击穿效应的影响，避免因尖峰电场引起的程序不收敛，这能大大提高模拟程序的速度和健壮性。这种结构在模拟 APD 参数对器件性能影响趋势时是合理的。

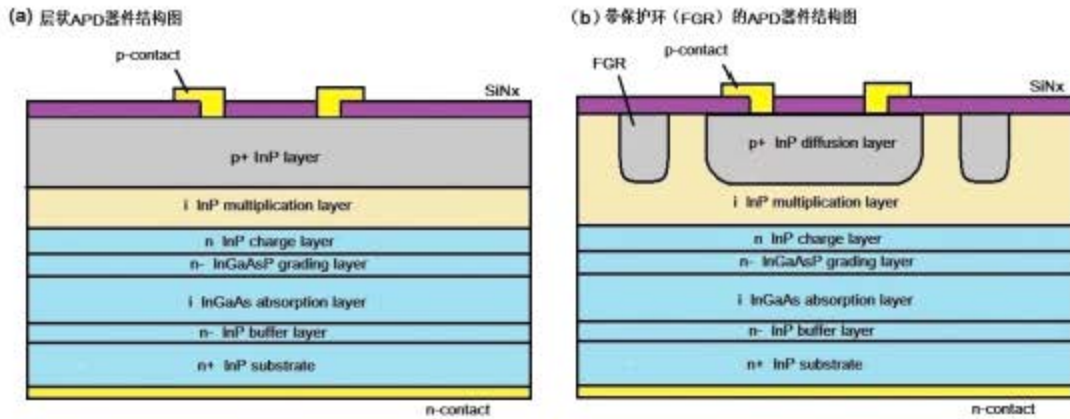


图 2.10 APD 模拟所采用的器件结构图

2.2.2 电荷控制层设计

对于 SAGCM 结构的 APD，最为关键的是调节 APD 内部电场的分布，一方面使得倍增层中的电场足够大，增加器件的碰撞电离和增益系数，另一方面减小吸收层中的电场强度，从而可以减小吸收层中的隧穿电流。内部电场主要依靠改变电荷控制层的厚度和掺杂浓度来加以调节。增加电荷控制层的厚度和掺杂浓度都能增加倍增层电场和减小吸收层电场，这一影响在文献中已经进行了详细的研究^[31]。

在实际的器件制造中，电荷控制层的影响主要反映在 APD 的贯穿电压和击穿电压上。下图 2.11 (a) 是层状 APD 器件结构中击穿电压、贯穿电压与倍增层

厚度、电荷层面密度之间的关系。其中电荷层的厚度和掺杂浓度采用电荷面密度统一描述。电荷面密度为掺杂浓度和层厚度的乘积。从图中可以发现，随着电荷层的电荷面密度的增加，APD 的击穿电压线性地减小，而贯穿电压线性升高。击穿电压的变化要大于贯穿电压的变化（在倍增层厚度 $T_m=0.5\mu\text{m}$ 时，击穿电压和贯穿电压相对于电荷层电荷面密度的变化率分别为 $40\text{V}/1\text{E}^{12}\text{cm}^{-2}$ 和 $4\text{V}/1\text{E}^{12}\text{cm}^{-2}$ ，两者的变化率相差 10 倍）。但电荷层的电荷面密度较小时，贯穿电压和击穿电压相差很大，APD 在很小的偏压下就已经贯穿，贯穿之后吸收层中的电场就随着偏置电压的升高而增加。高电场的条件大大增加了吸收层中隧穿电流的成分，这会导致器件的暗电流大幅上升，从而影响器件的性能。另一方面，电荷层电荷面密度较小，吸收层和倍增层中的电场没有得到有效地调节，需要较高的偏置电压才能满足倍增层中的载流子雪崩效应，这在实际应用中也是不利的；而当电荷层的电荷面密度较大时，APD 的贯穿电压和击穿电压靠的很近，这说明 APD 的电压主要降落在倍增层上，吸收层中的电场过小影响载流子的漂移速度，从而影响器件的速率。极端的情况是 APD 的击穿电压小于贯穿电压，这代表着当倍增层中已经发生雪崩击穿时，吸收层还未处于完全耗尽的状态，光生载流子都无法进入至倍增层。实际器件的贯穿电压要一般要比击穿电压低 $10\text{V}\sim 15\text{V}$ ，这是因为 InGaAs/InP APD 工作中要进行制冷，而 APD 的击穿电压是随着温度降低而减小，而贯穿电压是保持不变。电荷层电荷面密度对 APD 内部电场的影响可从图 2.11 (b) 得到清晰的反映。

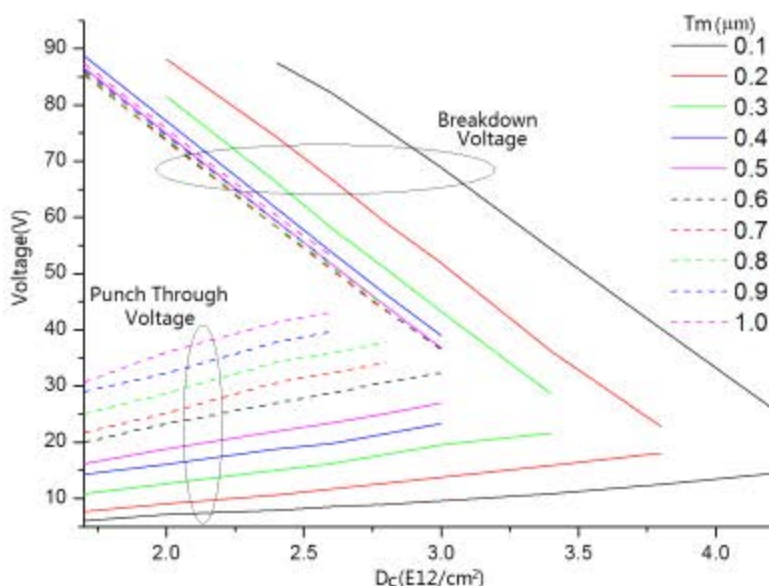


图 2.11 (a) 击穿电压、贯穿电压与倍增层厚度、电荷层电荷面密度之间的关系
倍增层的作用：调节碰撞电离，影响贯穿电压和击穿电压。

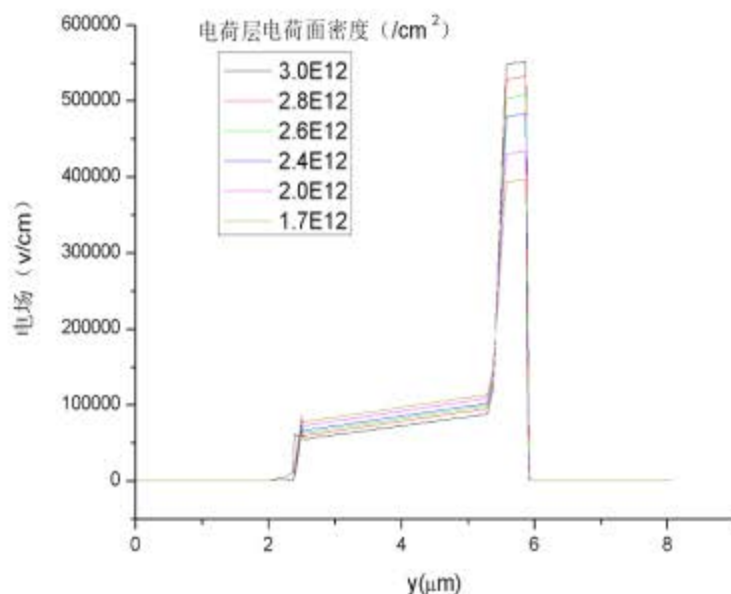


图 2.11(b) 电荷层电荷面密度对 APD 内部电场的影响

2.2.3 倍增层设计

在图 2.11 中，可以看到，对 APD 击穿电压和击穿电压有重要影响的还有倍增层的厚度。倍增层厚度对击穿电压和击穿电压的影响如图 2.12 所示。当倍增层厚度从 0.2 微米增加至 1.4 微米，对应的击穿电压从 9 V 线性增加至 47 V，相应的变化率为 3V/0.1 μm ，而击穿电压随倍增层厚度的增加呈现出先减小后增加的变化趋势，它先是随倍增层厚度增加 (0.15~0.65 μm) 从 94V 急剧减小至 76 V，之后随倍增层厚度进一步增加 (0.65~1.4 μm) 而缓慢从 76 V 上升至 84 V。这一非线性的变化说明倍增层对 APD 的影响要比电荷层对器件的影响更为复杂。下面我们具体分析什么原因到这击穿电压的这种非线性的变化。

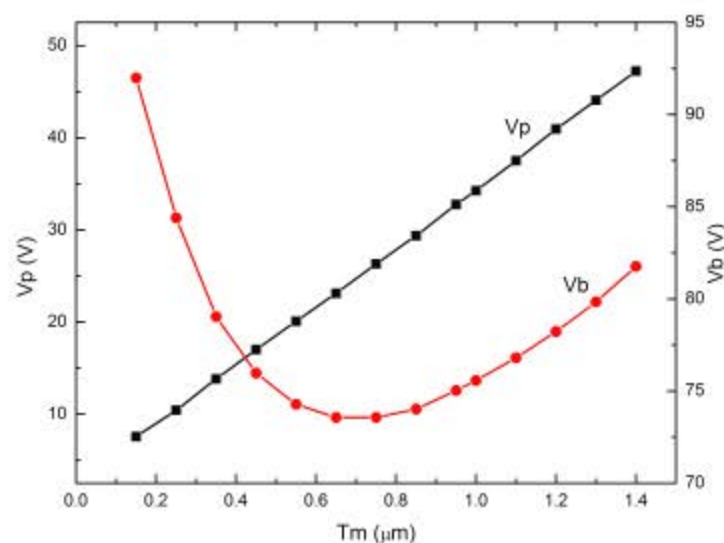


图 2.12 击穿电压和击穿电压与倍增层厚度的关系

由于倍增层的掺杂浓度很低，或为本征掺杂，因此我们可以认为在倍增层中的电场是均匀分布的。那么 APD 的倍增系数可以用如下公式表述^[3]：

$$M_p = \frac{1-k}{e^{-\beta(1-k)w} - k} \quad (2.21)$$

其中 k 为 InP 中的空穴和电子的碰撞电离系数比，它在我们研究的电场范围内与倍增层厚度和电场无关，是一个常数， β 为空穴的碰撞电离系数，与电场相关， w 为倍增层厚度，它影响着倍增层中的电场。

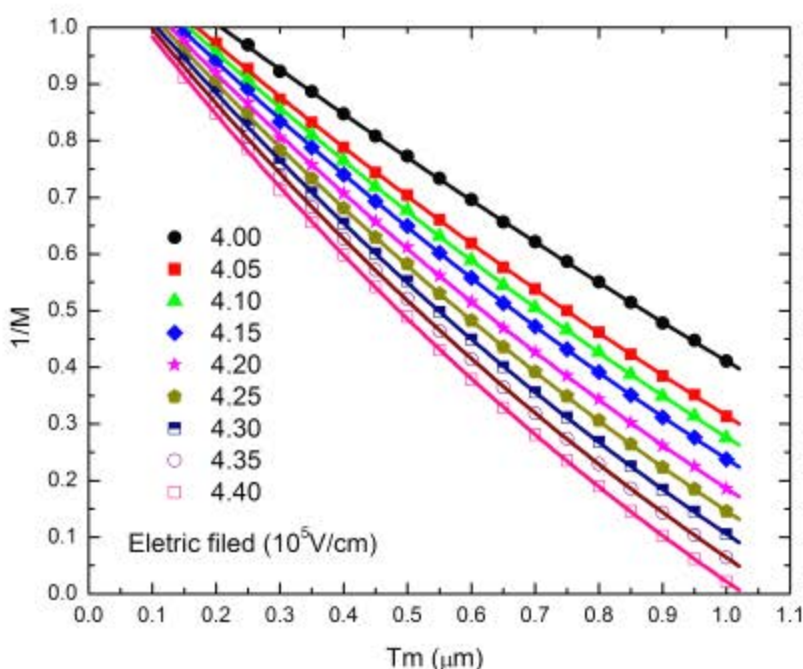


图 2.13 倍增层厚度对增益的影响，图中实线为拟合曲线

倍增系数的这一表达也能从我们的实验中得到验证。图 2.13 是在不同的电场条件下 $1/M$ 与倍增层厚度的关系曲线。其中的实线是采用 $\frac{1}{M} = A + Be^{\frac{-T_m}{C}}$ 公式对模拟结果的拟合。拟合值与器件的模拟值符合的很好。相应的 A、B、C 参数如表 2.2 所示。

表 2.2 增益与倍增层厚度的拟合参数

电场(10^5 V/cm)	A	B	C
4.0	-2.49659	3.67007	4.29414
4.05	-1.61063	2.77819	2.72568
4.10	-1.46909	2.63300	2.43320
4.15	-1.40107	2.55930	2.24445

4.20	-1.29646	2.44881	1.99273
4.25	-1.24146	2.38895	1.84110
4.30	-1.20196	2.34417	1.71341
4.35	-1.17798	2.31442	1.60699
4.40	-1.16582	2.29571	1.51742

将表中的拟合参数与 M_p 公式相对比，可以证明 M_p 公式是正确的。

对 M_p 式进行求导可得：

$$\frac{\delta M_p}{\delta w} = M_p^2 e^{-\beta(1-k)w} \left(\beta + w \frac{\delta \beta}{\delta w} \right) \quad (2.22)$$

$$\frac{\delta \beta}{\delta w} = \frac{\delta \beta}{\delta E_m} \frac{\delta E_m}{\delta w} \quad (2.23)$$

其中， E_m 为倍增层中最大电场强度。显然，电场越强，空穴的碰撞电离系数越大，因此 $\delta \beta / \delta E_m > 0$ 。而倍增层厚度越大，其中的最大电场强度就越小，这一关系如图 2.13 所示。倍增层中的最大电场强度随倍增层厚度而指数衰减（如图 2.14 所示），因此 $\delta E_m / \delta w < 0$ 。总体上， $\delta \beta / \delta w < 0$ 。

当：

$$w > \frac{-\beta}{\delta \beta / \delta w} \Rightarrow \beta + w \frac{\delta \beta}{\delta w} < 0 \Rightarrow \frac{\delta M_p}{\delta w} < 0 \quad (2.24)$$

即倍增层厚度大于特征值 $\frac{-\beta}{\delta \beta / \delta w}$ 时，倍增系数与倍增层厚度负相关。倍增系数随着倍增层厚度的增加而减小。而 APD 需要一定的碰撞电离数才能实现雪崩击穿，因此只能增加 APD 的偏置电压，通过增加倍增层中的电场来增大倍增系数 M_p ，偏置电压对 M_p 的影响正好抵消倍增层厚度增加的影响。在这一个区域，APD 的击穿电压是随着倍增层厚度的增加而增加的。

而当：

$$w < \frac{-\beta}{\delta \beta / \delta w} \Rightarrow \beta + w \frac{\delta \beta}{\delta w} > 0 \Rightarrow \frac{\delta M_p}{\delta w} > 0 \quad (2.25)$$

即倍增层厚度小于特征值 $\frac{-\beta}{\delta \beta / \delta w}$ 时，倍增系数随倍增层厚度的增加而增加。在这种情况下，倍增层中更小的电场就能使得倍增层发生雪崩击穿，因此 APD 的击穿电压随着倍增层的厚度增加而减小。同时由于 $\delta M_p / \delta w$ 是倍增层厚度 w 的负

指数函数，越小的倍增层厚度 w 对 APD 的增益系数影响越大，所以在 $w < \frac{-\beta}{\partial\beta/\partial w}$ 的区域，APD 的击穿电压随倍增层厚度的变化要更为陡峭。

倍增层厚度对贯穿电压的影响是线性的，这是由于在贯穿电压处不涉及到载流子的碰撞电离。和电荷层类似，倍增层的厚度只影响着电压降在倍增层和吸收层之间的分配，而这一影响是线性的^[33]，所以贯穿电压随倍增层厚度也是线性变化过程。

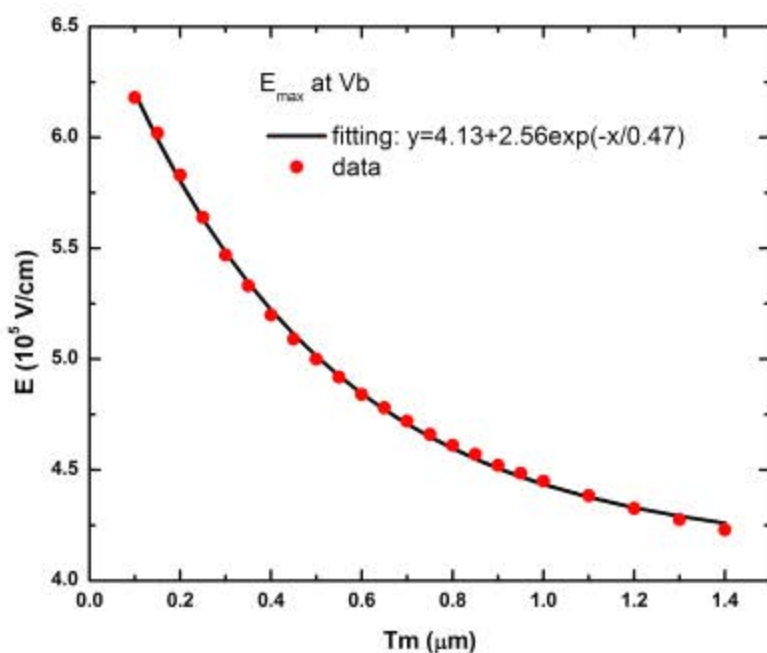


图 2.14 击穿电压处器件最大电场随倍增层厚度指数衰减的关系

考虑到倍增层对 APD 性能的这一影响过程，实际器件中倍增层的厚度大于 0.5 微米，具体厚度要结合电荷控制层，依据对击穿电压和贯穿电压的需求而调整。

2.2.4 保护环的设计

由于暗电流是 APD 器件中人们最为关心的参数，而相对台面结器件，平面结器件具有更低的暗电流^[34]，因此我们的器件都是采用平面结结构，其中 p 结是通过扩散或离子注入形成，在 pn 结边缘容易存在曲率效应 "curvature effect"，这会导致 pn 结的边缘电场非常大，进而引起器件的边缘预击穿，降低器件的击穿电压。这种情况下，光生载流子还没得到充分的倍增，就湮灭在边缘强大电场导致的强大暗电流之中了。而引入保护环结构可以较大程度上抑制这一边缘击穿效应^[35]。为了能有效减小边缘击穿现象，需要合理地设计保护环结构。图 2.15 显示了曲率效应引起的边缘尖峰电场。

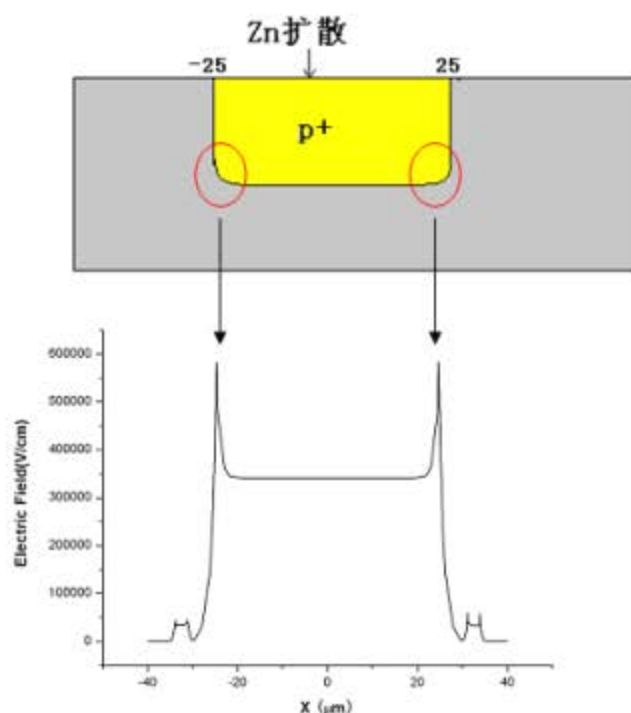


图 2.15 曲率效应引起的边缘尖峰电场

针对这种边缘尖峰电场的情况，我们分别设计了几种不同的保护环结构，如图 2.16 所示。模拟结构显示，结构 1 具有较好的边缘尖峰电场的抑制能力，能有效的减小边缘击穿。图 2.17 为优化相关结构参数前后边缘电场分布图。可以看到，优化的保护环结构对器件的边缘尖峰电场抑制有良好的效果。

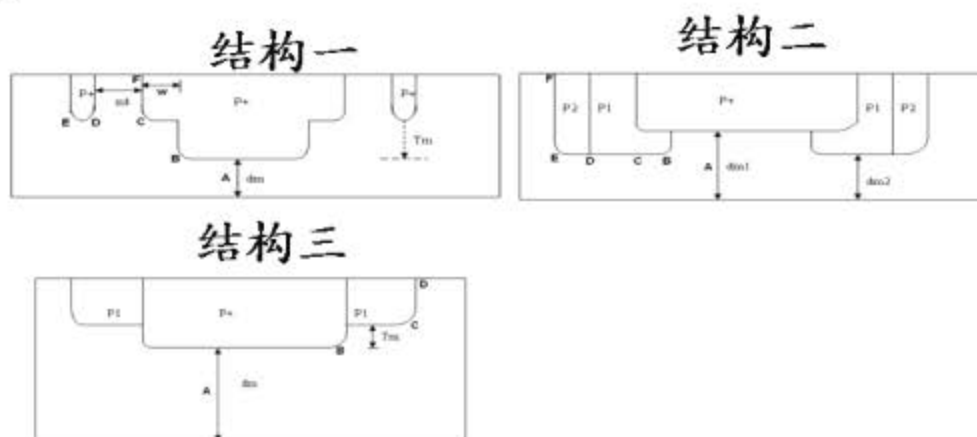


图 2.16 不同结构的保护环设计

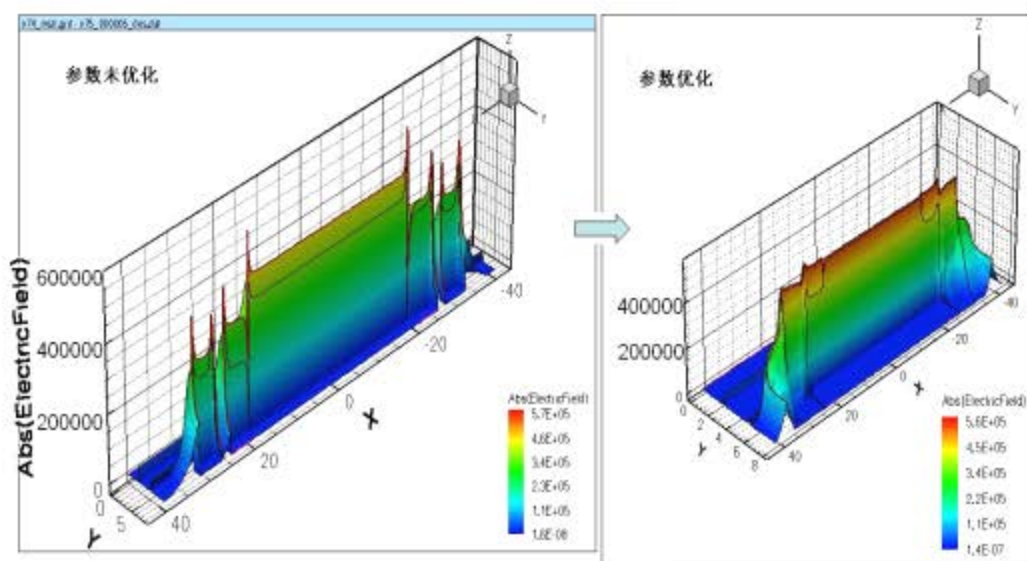


图 2.17 含保护环结构的器件的电场分布

2.3 本章小结

本章主要阐述了 APD 器件的相关原理和结构设计。APD 器件最基础的碰撞电离和倍增噪声理论揭示单一载流子的碰撞电离 APD 有着更低的倍增噪声，而非局域模型是对局域模型的修正，引入死空间的概念可以更好的解释倍增层很薄情况下的碰撞电离。从碰撞电离和倍增噪声理论出发，结合相关材料的特性，得出 SAGCM InGaAs/InP APD 是实现 1550nm 波段单光子探测的最合适的方式。当然，我们也对碰撞电离工程和超晶格 APD 这一新颖的器件结构做了介绍。

在 APD 器件结构设计方面，我们采用 TCAD 器件模拟软件研究了 SAGCM InGaAs/InP APD 中电荷控制层和倍增层结构参数对 APD 性能的影响。其中，随着电荷控制层的电荷面密度的增加，APD 呈现出击穿电压线性减小而贯穿电压线性增加的过程，这一现象主要是基于电荷控制层对 APD 器件的吸收层和倍增层之间的电场调节作用；另一方面，随着倍增层后的的增加，APD 的贯穿电压呈现出线性增加，而击穿电压表现出先急剧减小后缓慢增加的特征，这主要是由倍增层厚度对 APD 器件内部电场和碰撞电离调节的共同作用所造成。最后，我们也研究了保护环结构对边缘击穿的抑制效果，优化的保护环结构可以明显的减小边缘尖峰电场。电荷控制层、倍增层以及保护环的结构参数对击穿电压与贯穿电压和边缘击穿的这一影响，是我们设计 APD 器件的基础。第三章中的 APD 器件就是在这样的基础上所制备得到的。

本章参考文献

- [1]R. J. McIntyre. Multiplication noise in unifrom avalanche diodes[J]. IEEE Trans. on Electron Devices, 1966, 13: 164-168
- [2]G. E. Stillman and C. M. Wolfe. Avalanche photodiodes, in Semiconductors and Semimetals[M]. New York:Academic,1977,12: 291-393
- [3]W. Maes, K. D. Meyer, R. V. Overstraeten. Impact ionization in silicon: A review and update[J]. Solid State Electron., 1990, 33: 705-718
- [4]C. A. Lee, R. A. Logan, et al. Ionization rates of holes and electrons in silicon[J]. Phys. Rev., 1964, 134: A761-A773
- [5]T. Mikawa, S. Kagawa, et al. Crystal orientation dependence of ionization rates in germanium[J]. Appl. Phys. Lett.,1980, 37: 387-389
- [6]T. P. Pearsall, F. Capasso, et al. The band structure dependence of impact ionization by hot carriers in semiconductors:GaAs[J]. Solid State Electron., 1978, 21: 297-302
- [7]L. W. Cook, G. E. Bulman, and G. E. Stillman. Electron and hole impact ionization coefficients in InP determined by photomultiplication measurements[J]. Appl. Phys. Lett., 1982, 40: 589-591
- [8]F. Osaka , T. Mikawa and T. Kaneda. Impact Ionization Coefficients of Electrons and Holes in (100)-Oriented $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1985, 21: 1326-1338
- [9]M. Razeghi. Technology of Quantum Devices[M]. Springer-Verlag, 2009, 368-369
- [10]G. Kreiser, Optical Fiber Communications[M]. McGrawHill Book Co., Boston,2000
- [11]R. J. McIntyre. A new look at impact ionization-Part I: A theory of gain, noise, breakdown probability, and frequency response[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 1999, 46: 1623-1631
- [12]A. Rogalski, Infrared Detectors[M]. CRC Press, 2010, 216-222
- [13]J. P. R. David, and C. H. Tan. Material considerations for avalanche photodiodes[J] IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2008, 14: 998-1009
- [14]S. Wang, R. Sidhu, et al. Low-noise avalanche photodiodes with graded impact-ionization-engineered multiplication region[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2001, 13: 1346-1348
- [15]N. Duan, S. Wang, et al. High-speed and low-noise SACM avalanche photodiodes with an impact-ionization-engineered multiplication region[J] IEEE Photonics Technology Letter, 2005, 17: 1719-1721

- [16]W. R. Clark, K. Vaccaro, W. D. Waters. InAlAs-InGaAs based avalanche photodiodes for next generation eye-safe optical receivers[J]. Proc. SPIE, 2007, 6796: 67962H-1-67962H-15
- [17]F. Capasso, W. T. Tsang, et al. Enhancement of electron impact ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio[J]. Appl. Phys. Lett., 1982, 40: 38-40
- [18]D. Hasko, et al. Avalanche photodiode with sectional InGaAs/InP charge layer[J]. Microelectronics Journal, 2006, 37: 483-486
- [19]S. Velicu, et al. A model for dark current and multiplication in HgCdTe avalanche photodiodes[J]. J. Electronic Materials, 2000, 29(6): 823-827
- [20] L. E. Tarof, et al., "Planar InP/InGaAs avalanche photodetectors with partial charge sheet in device periphery," Appl. Phys. Lett. 57(7), 1990,670-672
- [21] J. W. Parks, et al., "Theoretical study of device sensitivity and gain saturation of separated absorption, grading, charge, and multiplication InP/InGaAs avalanche photodiodes," IEEE Transactions on Electron Devices 43(12),1996,2113-2121
- [22]A. Rogalski, et al. Third-generation infrared photodetector arrays[J] J. Appl. Phys., 2009, 105: 091101
- [23]A. Jozwikowska, et al. Generation-recombination effects on dark currents in CdTe-passivated midwave infrared HgCdTe photodiodes[J]. J. Appl. Phys., 2005, 98: 014504
- [24]A. G. Chynoweth. Ionization rates for electrons and holes in silicon[J]. Phys. Rev., 1958, 109: 1537
- [25]L. W. Cook, et al. Electron and hole impact ionization coefficients in InP determined by photomultiplication measurements[J]. Appl. Phys. Lett., 1982, 40: 589-591
- [26]J. G. Fossum, R. P. Mertens, D. S. Lee, and J. F. Nijs. Carrier recombination and lifetime in highly doped Silicon[J]. Solid-State Electronics, 1983, 26(6): 569-576,
- [27]S. Rein. Lifetime spectroscopy: a method of defect characterization in silicon for photovoltaic applications[M]. Springer, 2006, 257-392
- [28]T. Miyazawa, H. Tsuchida. Point defect reduction and carrier lifetime improvement of Si- and C-face 4H-SiC epilayers[J]. J. Appl. Phys., 2013, 113(8): 083714
- [29]S. Adachi. Physical properties of III-V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, InGaAs, and InGaAsP[M]. Wiley-Interscience Publication, 1992, 239-255

- [30]C. Canali, et al. Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 1975, 22: 1045
- [31]林乐, 量子阱红外探测器 上海: 中科院上海技术物理研究所, 2011, 71-79
- [32]C. Y. Park, et al. Effect of multiplication layer width on breakdown voltage in InP/InGaAs avalanche photodiode[J]. Appl. Phys. Lett., 1995, 67: 3789-3791.
- [33]C. L. Forrest Ma, et al. Temperature dependence of breakdown voltages in separate absorption, grading, charge, and multiplication InP/InGaAs avalanche photodiodes[J]. IEEE Trans. on Elect. Dev., 1995, 42(5): 810-818
- [34]S. An, M. J. Deen. Low-frequency noise in single growth planar separate absorption, grading, charge, and multiplication avalanche photodiodes[J]. IEEE Transaction on Electron Devices, 2000, 47(3): 537-543
- [35]D. E. Ackley, et al.. In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP floating guard ring avalanche photodiodes fabricated by double diffusion[J]. IEEE Photonics Technology Lett., 1990, 2(8): 571-573

第三章 APD 器件的制备与表征

前面的章节中, 在 APD 器件相关原理的基础上, 我们对 SAGCM InGaAs/InP APD 进行了相应的结构设计。本章的主要内容主要是在前面的设计基础上, 制备出具有优异性能的 APD 实物器件, 所以在本章节中我们介绍 APD 器件的制备过程和相关工艺, 并对所制备的 APD 器件进行相关的测试和分析。

3.1 APD 器件制备工艺

3.1.1 APD 器件制备工艺流程

InGaAs/InP APD 采用 SAGCM 结构。图 3.1 为相应的 SAGCM 结构外延材料和器件截面图。外延材料是在 n 型掺杂 InP 衬底上依次外延生长 n-InP 缓冲层 $0.2\mu\text{m}$ 、i-InGaAs 吸收层 $2.8\mu\text{m}$ 、n-InGaAsP 组分渐变层、n-InP 电荷控制层 $0.2\mu\text{m}$ 和 i-InP 层 $2.5\mu\text{m}$ 。其中, InGaAsP 组分渐变层的作用是调节 InP 和 InGaAs 材料的价带差, 以减小 InGaAs/InP 界面出的空穴聚集^[1]。从外延材料到器件要进行扩散掺杂、镀膜钝化和电极制备等相关工艺。APD 器件制备的工艺流程如图 3.2 所示。

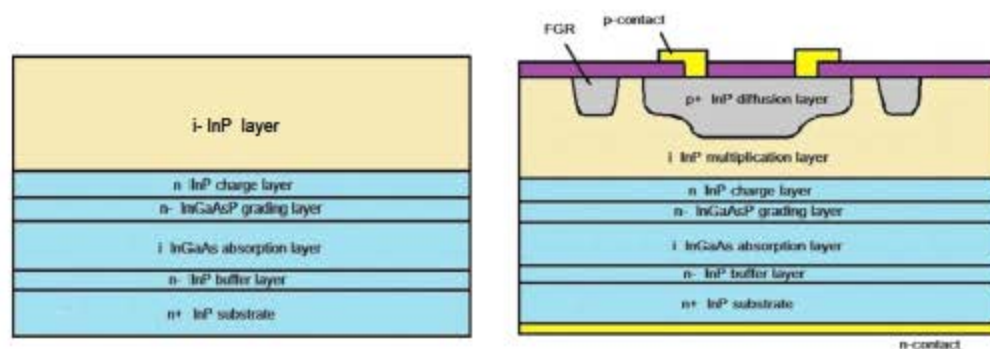


图 3.1 APD 外延材料片与器件截面图

图 3.2 工艺流程中, 扩散掩膜和钝化减反射膜都是采用 PECVD 生长的 SiN_x 薄膜^[2], 对准标记的刻蚀采用 Ar 离子刻蚀工艺, p 电极采用电子束蒸发的 Ti/Pt/Au, 加厚电极采用离子溅射的 Gr/Au, Zn 扩散掺杂是为了形成器件的 p 结, 流程中所涉及到的工艺基本都是微电子加工中的常规工艺, 其中对器件影响至关重要的工艺主要是扩散 Zn 掺杂和 p 电极接触。

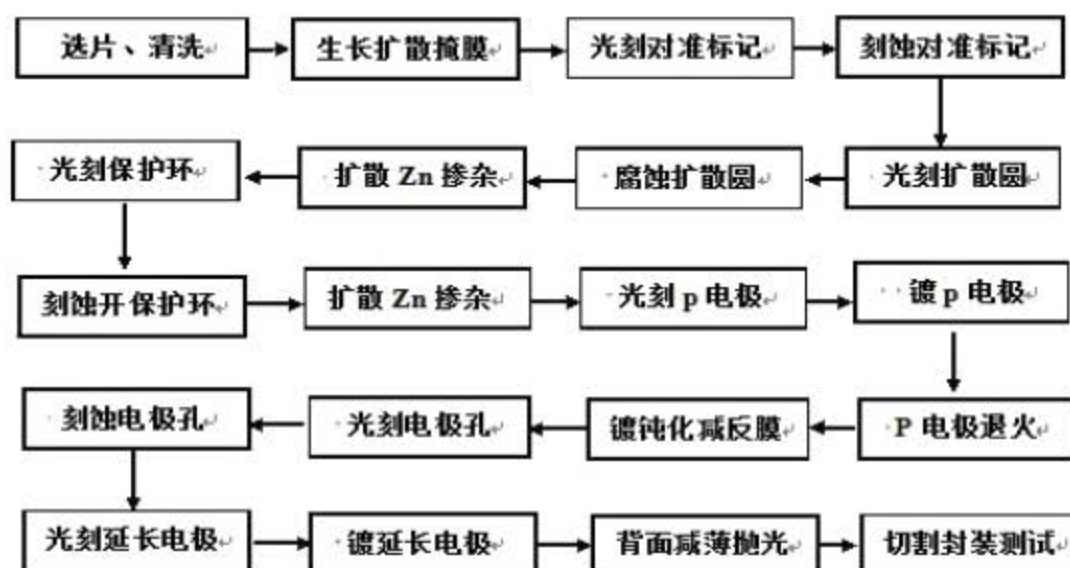


图 3.2 APD 器件工艺流程图

3.1.2 扩散 Zn 掺杂

InP 材料的 p 型掺杂采用 Zn (杂质能级 0.035 eV) 或 Cd (杂质能级 0.057 eV)^[5]。我们采用在在外延片 i-InP 层掺杂 Zn 来形成 APD 的 p 结和保护环^[4]。扩散的深度直接关系到 APD 倍增层的厚度。另外，从第二章中的结构设计可知，p 结二次扩散形态的保护环结构（如图 3.3 所示）能有效地减小 APD 的边缘击穿^[5]，这一扩散形态要求对两次扩散进行恰当的设计，因此，扩散的精确控制对器件的制备至关重要。

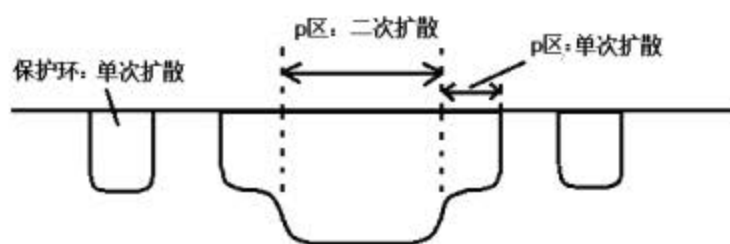


图 3.3 APD 的 p 区和保护环扩散示意图

InP 材料中掺杂 Zn 的方法有多种。总体而言，有离子注入和热扩散两种方法。离子注入虽然能对掺杂浓度和深度精确控制，但它对晶体的损伤比较严重，会引入较多的缺陷。注入离子能量越高，离子质量越大，对材料的损伤也越大，因此离子注入主要来实现轻原子的浅结掺杂。而热扩散主要有开管扩散和闭管扩散两种方式。开管扩散的方式主要有旋涂含 Zn 帽层扩散^[6]、激光诱导扩散^[7]等，这类方式需要操作简单，但一般只能做浅结掺杂。

我们采用闭管扩散的方法来进行 InP 的 Zn 掺杂。掺杂扩散源采用 Zn_3P_2 , Zn_3P_2 中的 P 提供相应的 P 气压, 可以减少 InP 在高温下因 P 挥发而造成的表面缺陷浓度^[9] (P 挥发也与材料的生长质量有密切的关系, 图 3.4 是同样的闭管扩散条件下不同 InP 材料的表面 SEM 形貌, 质量不好的 InP 在扩散后在表面出现凹坑)。APD 外延片和过量 Zn_3P_2 粉末被放置在密闭石英管中, 石英管在装片封管前依次经铬酸清洗、王水浸泡、去离子水冲洗和烘干等处理。密闭的石英管在退火炉中进行恒温扩散, 扩散温度和时间依掺杂要求而调整。扩散完毕石英管被快速取出置于水中冷却。

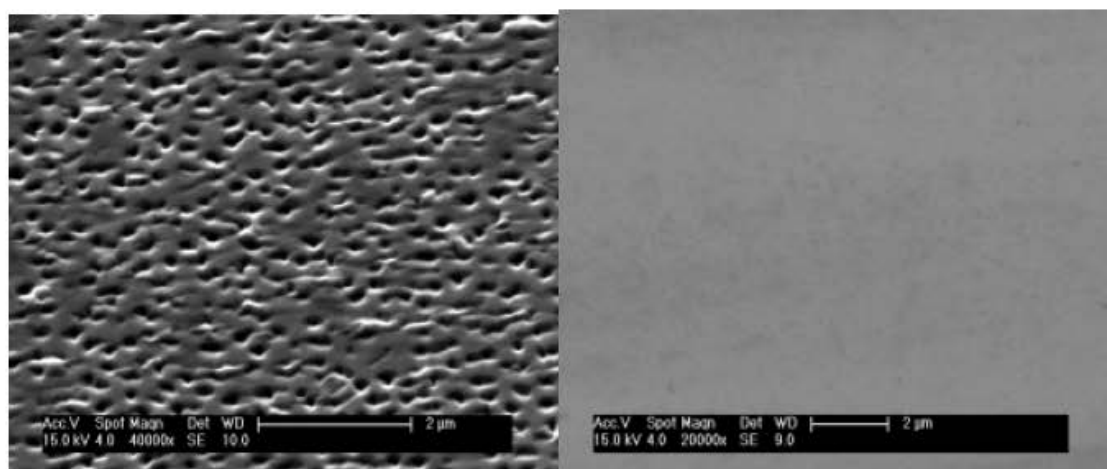


图 3.4 不同材料质量下的 InP 扩散表面 SEM 图

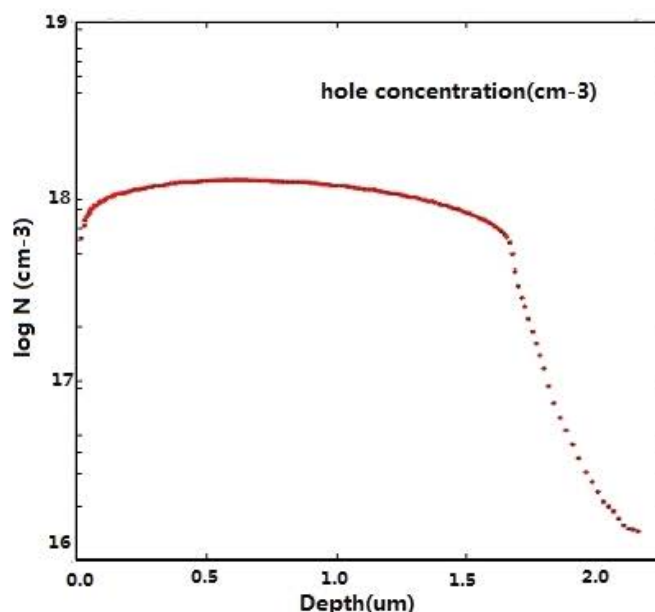


图 3.5 ECV 测量的空穴浓度分布曲线图

扩散的结深和掺杂浓度可以用电化学 CV (ECV) 方法和 SIMS 方法测量。电化学方法是采用稀 HCl 腐蚀 InP 表面, 从而测量不同厚度下的电容信息, 还原

得到空穴浓度随距离分布的曲线。而 SIMS 是采用 O^+ 离子溅射出 Zn 原子，从而测得 Zn 原子随深度分布的曲线^[9]。图 3.5 和图 3.6 分别是我们实验中 ECV 和 SIMS 所测得的扩散掺杂浓度的特征曲线。

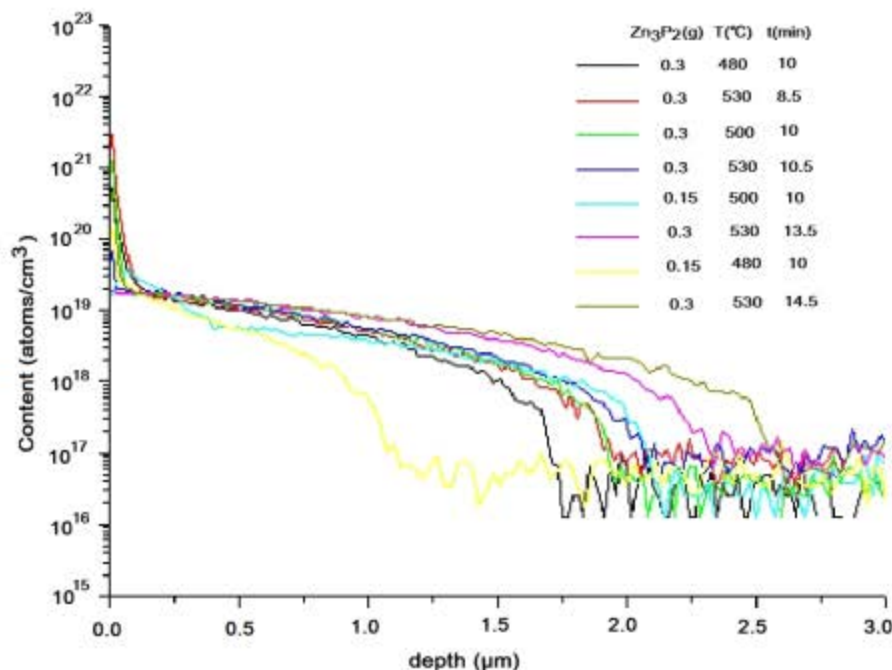


图 3.6 扩散温度、扩散源质量、扩散时间对扩散深度及掺杂浓度的影响

如图 3.5 和图 3.6 所示，ECV 测量得到的空穴浓度约比 SIMS 得到的 Zn 原子浓度低一个数量级，这是因为 Zn 在 InP 材料中，有很大一部分的 Zn 原子与 P 空位形成 V_PZnV_P 的中性化合物^[10]，所以导致 InP 中的 Zn 原子浓度要远大于空穴浓度。在高温下，InP 表层中的 P 会溢出挥发，越靠近 InP 表层，P 空位 V_P 的浓度也越高， V_PZnV_P 中性化合物的浓度也相应越大，所以随着扩散深度的增加，空穴浓度和 Zn 原子浓度的差异会越来越小。另外，在 InP 扩散表面，存在 Zn 原子的堆积，但相应的空穴浓度并没有大幅增加，这有两个方面的原因，一是在 InP 表层， V_P 空位浓度很高，使得 Zn 原子的浓度也很大；二是 InP 表面的缺陷为施主型缺陷^[11]，这会与部分空穴中和，从而使得空穴浓度还相应下降。

从 SIMS 的结果可以发现， Zn_3P_2 粉末质量、扩散时间、扩散温度都会对扩散掺杂浓度和扩散深度有重要的影响。在工艺中，我们选取 500℃ 的扩散温度，采用过量 Zn_3P_2 粉末的方法，通过调节扩散时间来控制扩散的深度。

ECV 和 SIMS 方法只能测量掺杂浓度在纵向距离的分布，即只能测量扩散结深和掺杂浓度（空穴浓度）。但在 APD 的 p 区二次扩散和保护环工艺中，需要测量横向尺度上的扩散形貌和侧向扩散。这可以采用扫描电容显微镜（Scanning Capacitance Microscopy, SCM）测量来完成^[12-14]。SCM 是将 CV 测量应用于扫描

探针的一种技术。新解理的InP截面会在空气中形成一层很薄的氧化介质层，扫描探针、介质层和半导体材料组成一个MOS系统，通过探针扫描就可以测量不同位置的MOS电容，从而获取半导体层中的载流子信息^[15]。SCM的扫描可以达到10nm的精度。图3.7是实验中各种扩散结的SCM图，SCM可以清晰的反映扩散的形貌图。

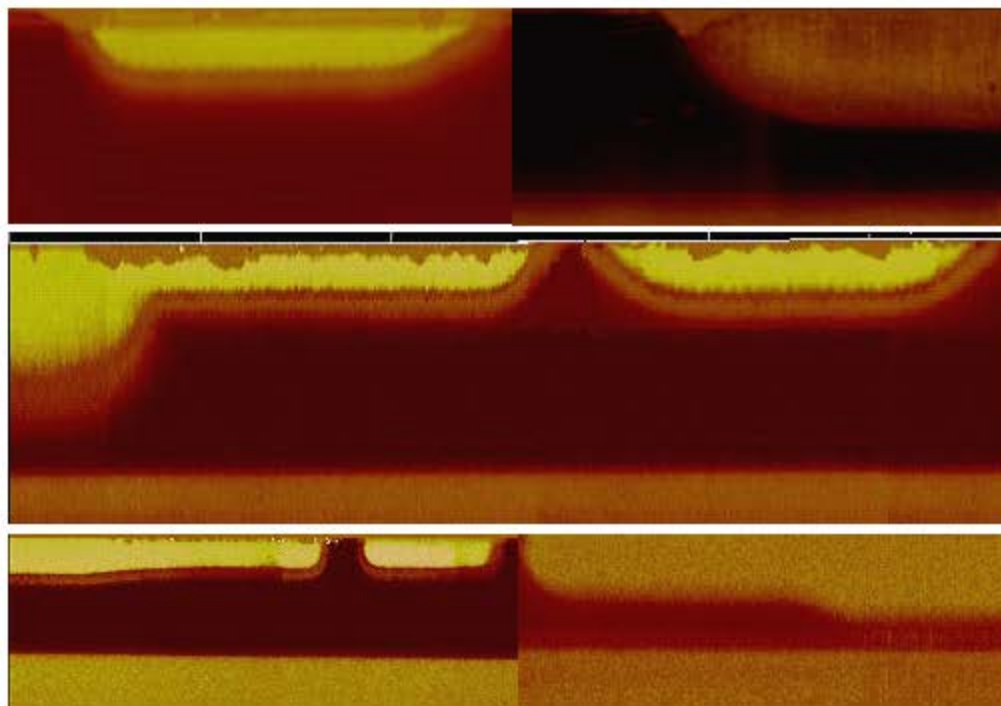


图 3.7 扩散结的 SCM 显微图

3.1.3 退火工艺对扩散结深的影响

在 APD 的电极工艺中，为了得到更小电阻的欧姆接触，一般要对电极进行快速热退火处理（RTP）。如对于 530 度的扩散，480 度下退火 15s 对扩散结深影响不大^[16]。但随着扩散温度的降低，会使掺杂浓度减小，相应的 p-InP 接触电极电阻增加^[17]，为了减小电极的接触电阻，要求 RTP 的时间更长。因此对于 500 度的扩散，450 度下 RTP 的退火温度在 45s 以上。在这样的退火时间，RTP 对扩散结深的影响就会显现出来。

图 3.8 为同一片材料所解理的分别做与不做退火工艺所形成结深的情况，为了避免测试带来的误差（如边缘界限的确定），采用 i 型 InP 的宽度来表征 p 型扩散深度，扩散深度越深，所剩余的 i 型 InP 宽度越窄。退火前后 i 型 InP 宽度分别为 662 nm 和 533 nm，这说明，对与 500 度的扩散，450 度 1 分钟的快速热退火使得扩散结深增加了 129 nm。因此在设计扩散深度的时候，必须考虑到后续退火工艺的影响，或者采用无退火的工艺。

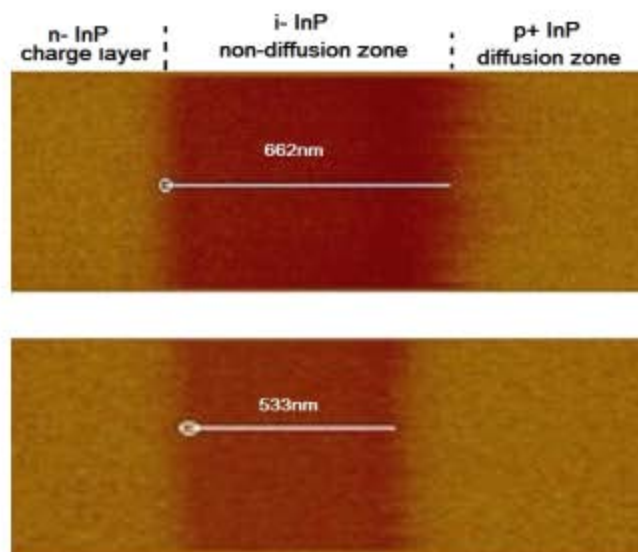


图 3.8 RTP 前后扩散结深 SCM 显微图

3.1.4 P 电极接触工艺

InP 的 p 电极欧姆接触要比 n 电极困难。p-InP 欧姆接触电极可采用 Au/Mg、Pd/Sb/Zn/Pd、Be/Au、Ti/Pt/Au、Pd/Zn/Pd/Au^[18-21]等。我们采用电子束蒸发的最常用材料 Ti/Pt/Au。在扩散中我们提到，在 InP 表面会有高浓度的 Zn 原子堆积，这会使得 p 电极时常不能形成很好的欧姆接触，加大器件的接触电阻，降低器件的性能。尤其对于第五章中的耦合汇聚光栅结构 APD 器件，器件的尺寸已经降低到极致，电极的接触面很小，具有低电阻率的良好欧姆接触是器件优越性能一个重要的保障。我们通过改进 p 电极欧姆接触工艺，可以大幅地降低 p 电极的接触电阻，甚至能够实现不退火的 p 电极欧姆接触工艺。这一工艺也能避免退火对扩散结深的影响。

从图 3.9 和图 3.10 可以看出，通过对 InP 表面的处理，去除 InP 表层的 Zn 堆积层，可以使得 Ti/Pt/Au 与 InP 形成更低电阻的欧姆接触。即使在不退火的情况下，新工艺的接触情况也和退火情况下原工艺相当。而采用同样的退火工艺，我们可以获得更低电阻的欧姆接触，相应的接触电阻只为原来的 1/5。

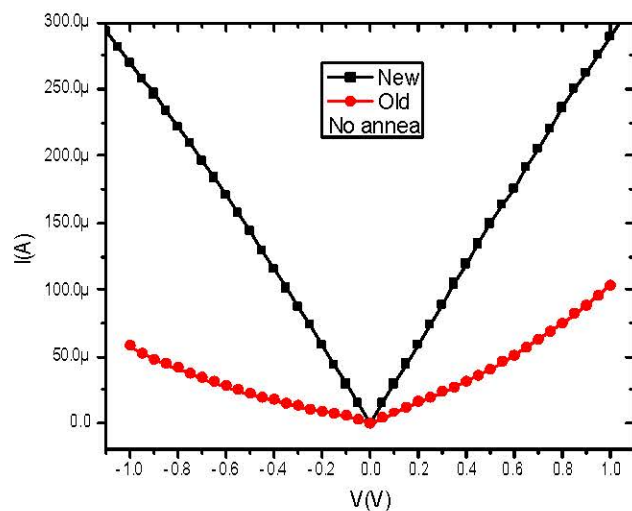


图 3.9 无退火处理前后工艺的 p 电极欧姆接触 I-V 曲线

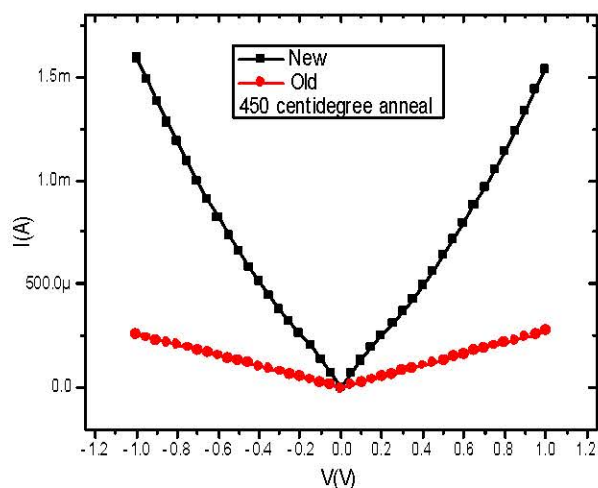


图 3.10 退火处理前后工艺的 p 电极欧姆接触 I-V 曲线

3.2 APD 器件表征

采用前所说介绍的工艺流程，制备出相应的InGaAs/InP APD单元器件，APD的光敏元半径最小为20.5微米，二次扩散的p区半径最小为12.5微米。保护环与p区的间距为3微米或4微米（扩散中有侧向扩散）。制备出的单元器件显微图如下图3.11所示。相应的测试主要为线性模式I-V测试和盖格模式的单光子计数测试。

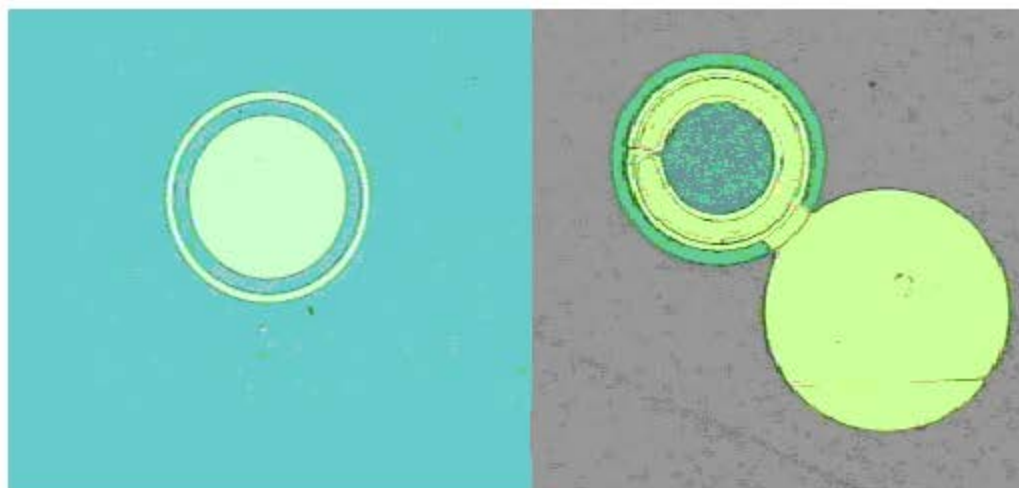


图 3.11 InGaAs/InP APD 的显微镜图

3.2.1 线性模式的表征

3.2.1.1 线性模式的相关参数

(1) 贯穿电压 V_p

贯穿电压是 SAGCM 这种吸收区和倍增区分离的 APD 所独有的，一般它是指耗尽区贯穿至 InGaAs 吸收层时 APD 上所加的反向偏置电压。但对 InGaAs/InP APD，实际中贯穿电压的确定是从 1550nm 的光电流开始出现时的所加偏置电压。从 APD 的能带结构图可以知道，由于在 InGaAs 吸收层和 InP 倍增层之间存在有空穴势垒，即使耗尽区开始贯穿至 InGaAs 吸收层，吸收层中的光生空穴也不能越过势垒形成光生电流。只有当偏置电压继续增加，吸收层中的电场进一步增大，光生空穴在电场的作用下能克服这一空穴势垒，才会形成光生电流，此时的偏置电压才是实际中的贯穿电压。

(2) 击穿电压

击穿电压是指 APD 发生雪崩击穿时所对应的反向偏置电压。对于某些 APD，如 GaN-APD^[22]，雪崩击穿时 I-V 曲线并没有特别明显的变化，因此实际测量中，击穿电压常通过如下三种方式来确定：(1) APD 的暗电流达到某一值时的偏置电压值^[23]；(2) 平均增益达到某一数值（如 100）时的偏置电压值^[24]；(3) 在偏置电压增加的过程中，第一次出现某一数值的输出脉冲时的偏置电压值^[25]。对于我们的 InGaAs/InP APD，雪崩击穿前的暗电流在 nA 量级，因此我们采用第一种方法取暗电流为 1μA 时所对应的偏置电压为击穿电压。

(3) 暗电流

因为暗电流或暗计数分别是线性模式或盖格模式下 APD 的最重要的性能指标，而线性模式下的暗电流与盖格模式下的暗计数息息相关，并且线性模式的测

量更为简单, 因此我们更关心线性模式下雪崩击穿附近的暗电流性能参数。由于雪崩时, APD 的暗电流已经出现明显的抬升, 因此一般考虑 $V=0.95 V_b$ 或 $V=0.98 V_b$ 时的暗电流大小。

(4) 增益

虽然在线性模式下, APD 不会发生雪崩击穿, 但光生载流子也会在倍增区中发生碰撞电离, APD 同样具有内增益特性, 这一内增益也是 APD 器件相对于其他探测器的一个优势。精确的增益计算需要考虑光吸收的量子效率等, 一般采用简单近似的计算方法:

$$G = \frac{I_{light} - I_{dark}}{I_{light}^0 - I_{dark}^0} \quad (3.1)$$

其中, I_{dark}^0 , I_{light}^0 分别为增益为 1 时的暗电流和光电流。一般希望雪崩击穿前增益越大越好。

(5) 电容

APD 的电容也是一个重要的参数, 它影响器件在盖格模式下的工作速度 (RC 时间常数), 另外也能通过电容特性来评估器件的相关性能。因为 InGaAs/InP APD 为多层的复杂结构, 因此从 APD 电容分析器件的相关物理机理的文献较少。

3.2.1.2 线性模式的测量表征

APD 线性模式的测试主要是 I-V 特性曲线的测试, 从 I-V 曲线中可以得到器件的贯穿电压、击穿电压、击穿电压处暗电流、增益等相关参数。并且依据 I-V 曲线可以判定器件的边缘击穿特性和性能好坏。线性模式下击穿电压处暗电流与盖格模式下的暗计数息息相关, 因此, I-V 测量是 APD 最基本而又最重要的测量。

我们采用探针台 (如图 3.12) 对未封装 APD 直接测量, 测试其光暗电流的 I-V 曲线, 并由曲线计算出线性模式下的增益, 希望增益越大越好, 并且雪崩击穿处曲线曲率越大越好, 曲线拐角越大, 说明边缘击穿越严重。



图 3.12 线性模式 I-V (C-V) 测量的探针台

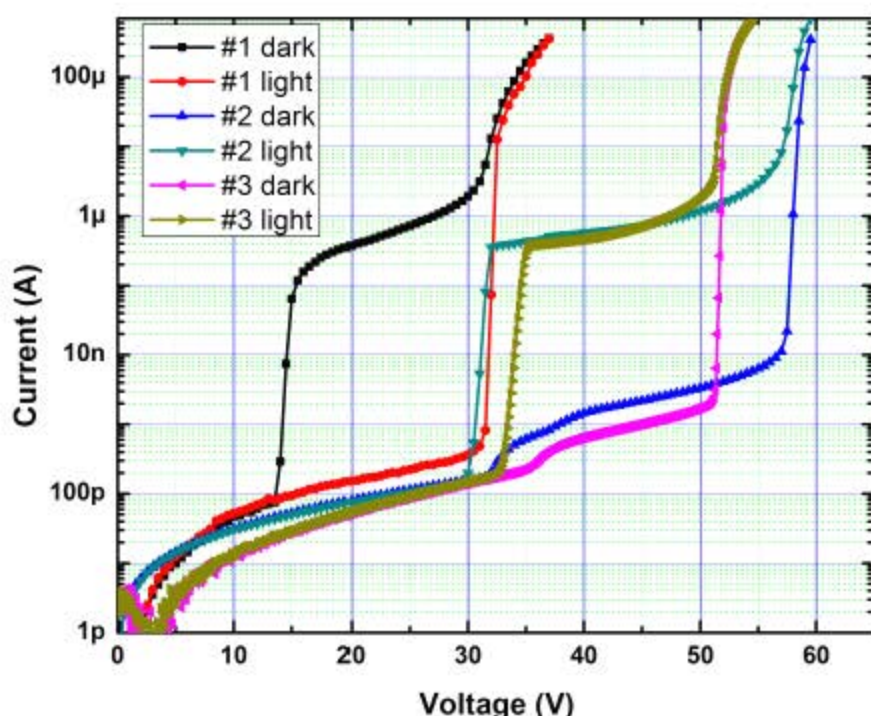


图3.13 制备的InGaAs/InP APD的I-V特性曲线

图3.13是室温下不同结构、不同批次的InGaAs/InP APD的I-V特性曲线。其中光电流测试的光源为1550 nm的半导体激光器，功率为 $1\mu\text{W}$ 。APD的贯穿电压分布在15 V和30 V附近，而击穿电压为30 V和50~60 V范围。相应的击穿电压处（ $0.95V_b$ ）的暗电流为0.5 nA至10 nA不等。这一暗电流的数值与国际领先水平还存在一定的差距^[26,27]。另外，在我们的部分批次APD器件中，贯穿电压处的暗电流有比较明显的抬升，这大幅地增大了APD在雪崩电压处的暗电流，对器件的性能有着重大的影响。这一问题我们将在后面的章节详细讨论。

我们也测量了APD的I-V特性曲线和增益曲线随温度的变化，如图3.13所示。APD的雪崩击穿电压随工作温度的降低而线性减小（变化率约为 0.08V/K ），而贯穿电压基本保持不变。击穿电压的变化是由声子散射对碰撞电离的影响所造成的^[28]。另外，在240 K以下，器件的暗电流随工作温度降低而减小的更为缓慢，并且在低偏压的下，APD的暗电流随着温度的降低反而增加。在线性区，器件的增益约为20，而在雪崩击穿点，这一增益迅速上升至5000以上。

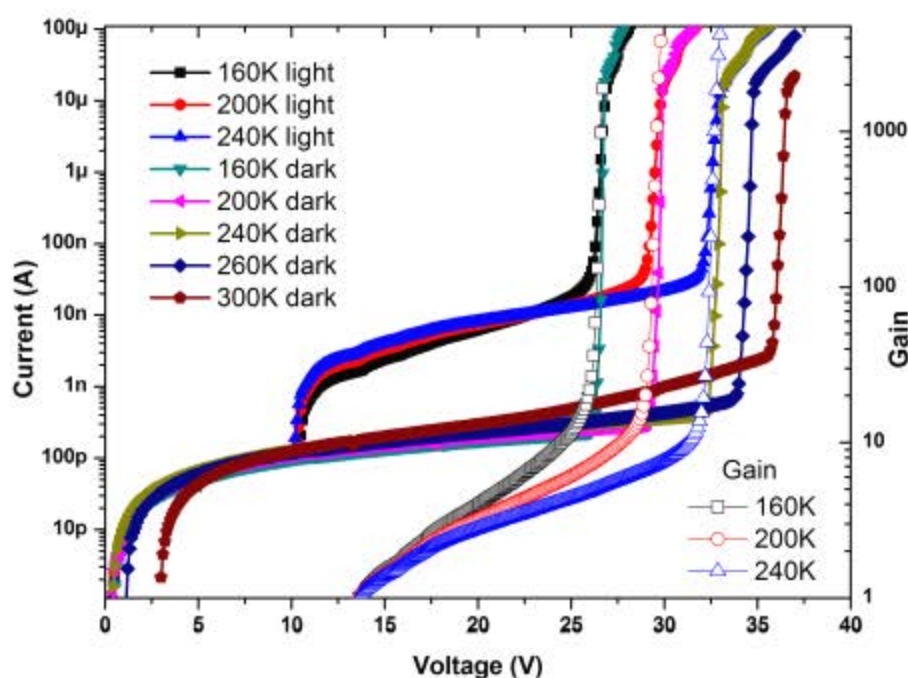


图 3.13 APD 器件的 I-V 特性和增益曲线

3.2.2 盖格模式的测试

3.2.2.1 盖格模式的相关参数

(1) 量子效率 (Quantum Efficiency, QE) 是指光入射到 APD 的吸收层 (如 InP/InGaAs APD 的吸收层为 InGaAs), 在吸收层中所产生光生电子空穴对的几率。这主要由材料、结构设计时材料厚度以及光入射方式决定。

(2) 探测效率 (photon detection efficiency, PDE) 是指光子入射到 APD 器件, 能引发器件雪崩击穿的几率, 它是量子效率和触发雪崩效应的几率的乘积。比如对于 1MHz 的脉冲光信号和电信号, 10% 的探测效率是指雪崩脉冲计数为 100KHz。

$$PDE = QE \times P_{trigger} \quad (3.2)$$

雪崩击穿的几率 $P_{trigger}$ 与倍增层的电场和倍增层的厚度密切相关^[29]。

(3) 暗计数。由于 APD 的雪崩击穿是自持性的, 因此盖格模式下 APD 上所加的偏置电压是脉冲性的, 当脉冲为高电平时, 所加在 APD 上的偏置电压高于其雪崩电压, APD 有几率发生雪崩击穿; 而当脉冲为低电平时, 所加在 APD 上的偏置电压低于器件的雪崩电压, APD 不能发生雪崩击穿。盖格模式下 APD 的探测都是脉冲性的探测。暗计数是指在没有光子入射的情况下, 单位时间内探测器发生雪崩击穿的次数, 它是一个统计平均值。暗计数与测试频率相关, 暗计数的

对比也只有在相同或相似频率下才有意义。暗计数主要由热噪声、隧道击穿效应和后脉冲组成。它是器件最主要的性能参数，其与 APD 器件的线性模式下的暗电流大小对应。暗电流越小，盖格模式下同样的偏压下暗计数就越小，因此，很多工作都是研究如何降低 APD 的暗电流（暗计数）。

(4) 后脉冲 前次雪崩击穿产生的大量载流子能够被材料中的缺陷所捕获，这些被捕获的载流子在之后的盖格模式下释放也能够引起雪崩击穿，造成计数。因此单个脉冲的计数有如下规律：

$$\text{总计数} = \text{光计数} + \text{暗计数} + \text{后脉冲}$$

后脉冲不仅影响 APD 计数的大小，也影响器件的工作频率。因为随着时间的增长，所捕获的载流子就会释放的越干净，后脉冲越小。为了减小后脉冲的影响，APD 的脉冲间隔必须大于一定的数值。

(5) 死时间

APD 发生雪崩击穿之后，需要一段时间来释放载流子，这过程相当于 APD 电容的放电过程。这段时间内暂时不会响应信号，称作为死时间。死时间与器件的电容等有关，影响器件的工作频率。

3.2.2.2 盖格模式的单光子测试方法

由于 APD 产生的雪崩是自持性的，因此需要外界因素对其雪崩进行扑灭（或淬灭），否则器件将会烧毁。按雪崩信号抑制的模式可以将 APD 计数方式分为：被动抑制计数、门脉冲抑制计数和主动抑制计数。

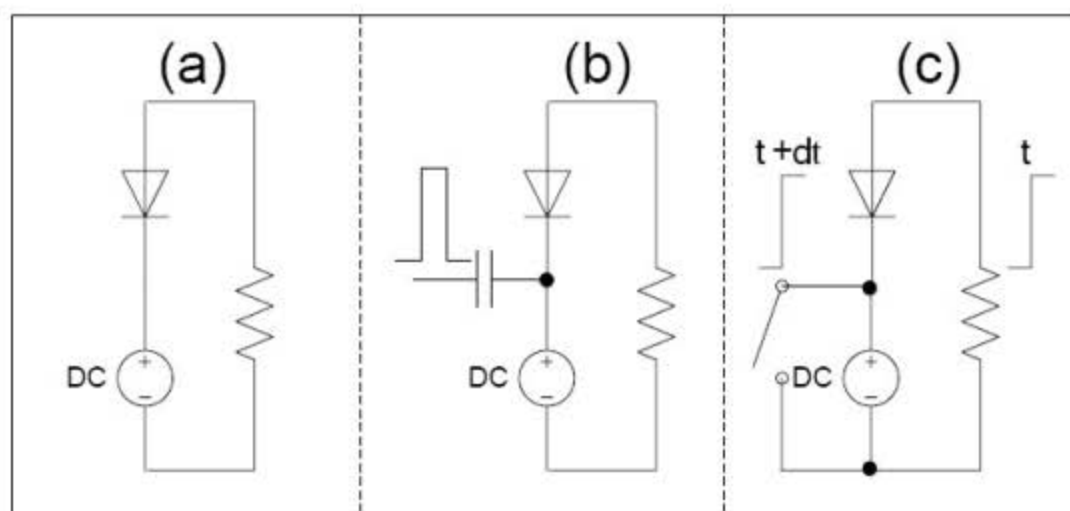


图 3.14 (a)、(b)、(c)分别为被动抑制、门脉冲抑制和主动抑制的电路简化图^[30]

被动抑制计数：在 APD 器件上串联一个大电阻，如图 3.14 (a)。APD 上的所加偏压略大于其雪崩电压 V_b ，这样在 APD 器件发生雪崩时，产生的宏观电流

流经电阻，电阻就会分取 APD 的部分偏压，这会导致 APD 器件上的偏置电压小于其雪崩击穿电压，雪崩过程无法持续而被扑灭。这种电路简单，但是运行速度比较慢，其雪崩脉冲的宽度取决于电阻和电容的充放电时间（RC 时间常数）。如要使得电阻对 APD 有明显的分压效果，一般串联电阻在 $10\text{ K}\Omega$ 以上，而 APD 的电容在 pf 量级，则对应的雪崩扑灭时间在 10 ns 以上，再加上后脉冲的影响，这种计数模式的计数频率较低。

门脉冲抑制计数：门脉冲模式中，加在 APD 器件上的电压为一个直流偏置和门脉信号的叠加，如图 3.14 (b)。直流偏置的电压小于雪崩电压，因此在门脉冲电平为低电平时，APD 器件不会发生雪崩。但需要探测光子时，叠加上脉冲信号的高电平，APD 上的偏置电压要高于其雪崩电压，APD 发生雪崩击穿。APD 的雪崩扑灭就可以通过门脉冲来控制。这种模式的计数频率一般比被动抑制高出一个量级以上；另外，由于没有串联的大电阻，APD 雪崩扑灭后的放电时间也大大缩短，这也降低了器件的后脉冲和提高了器件的计数频率。

主动抑制计数：这种模式主要是在 APD 器件上引入一个负反馈（如图 3.14 (c) 所示），当 APD 发生雪崩时，通过负反馈叠加脉冲的方式降低 APD 的偏置电压，从而实现雪崩的扑灭。这种方式的速率最快，并且 APD 未发生雪崩击穿时一直处于盖格模式，所以可以用来探测到达时间未知的光子，不过这一优势是以较高的暗计数为代价的。

当然，前面的三种计数模式只是能将 APD 重复进行雪崩击穿，以便计数分析，但要实现计数，还需要先提取出雪崩信号。

对于 APD 电路而言，雪崩信号和噪声是重叠在一起的，其中的噪声主要是脉冲信号所引起的尖峰噪声。脉冲信号越陡峭，尖峰噪声越大。这一尖峰噪声的幅值和雪崩信号相当，甚至大于雪崩信号。所以必须要将雪崩信号从噪声中提取出来。许多研究小组提出了雪崩信号的提取办法，主要包括以下几种类别：

(a) 因为雪崩信号随着偏置电压的增加而增大，所以最简单而又直接的方法是通过提高 APD 的偏置电压来使得雪崩信号脉冲幅度大于尖峰噪声^[31]，这种方法在需要较高探测效率的情况下是难以实现的。比如有些 APD 器件设计的不合理，在雪崩电压很小的范围之上，就达到光暗计数都迅速增大的区域，从而使得暗计数率较高。

(b) 因为 APD 是容性器件，对应的尖峰噪声为负脉冲，而雪崩信号为正脉冲，所以在阻抗匹配很好的情况下发生雪崩时，尖峰噪声负脉冲会大幅减小，出现瞬间的正负电流抵消的作用。可以通过检测负尖峰脉冲的变化来提取雪崩信号^[32]。

(c) 生成与 APD 尖峰噪声相同的共模信号，再通过差模网络将尖峰噪声和共模信号相抵消，从而提取出雪崩信号^[33]。由于 APD 是容性器件，因此用来生成

共模信号的是与 APD 器件等同的电容，或采用双 APD 模式。这种方式电路比较简单。

在上述条件的基础上，就可以用频率计数器或示波器进行 APD 的计数，从而可以获得 APD 的相关性能参数。图 3.15 是我们所采用的电容平衡方法门脉冲模式测量 APD 计数的原理图和实物图：

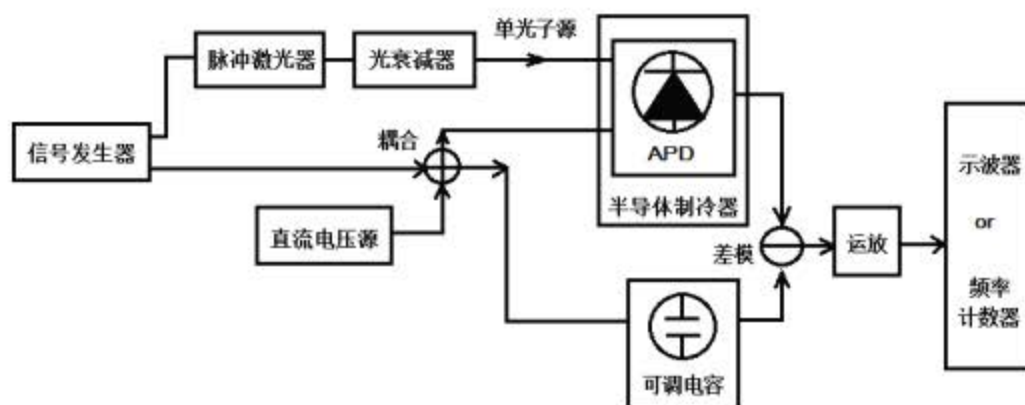


图 3.15(a) 盖格模式单光子计数测试示意图

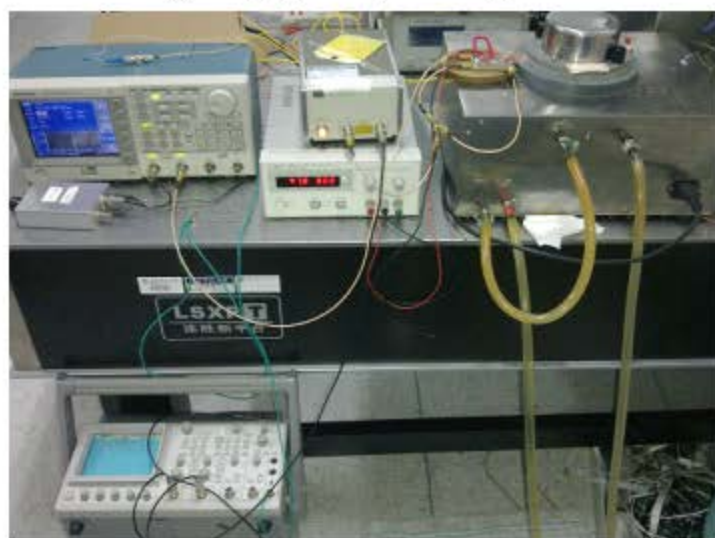


图 3.15(b) 简单的电容平衡单光子测试实物图

其中，信号发生器一路作为脉冲激光器的激发脉冲（频率为 $f_{\text{光}}$ ），另外一路作为脉冲电平（频率为 $f_{\text{电}}$ ），脉冲电平与直流电压相耦合（叠加）作为 APD 器件和可调电容的偏置电压。脉冲激光器采用半导体脉冲激光器，其输出脉冲波峰位于 1550nm，脉冲激光经光衰减器衰减至单光子水平（一般测试为 1 光子/脉冲和 0.1 光子/脉冲，光子分布符合泊松分布规律，一般认为 0.1 光子/脉冲为单光子水平）。APD 置于半导体制冷器中，从 APD 的输出信号和可调电容的输出信号经差模之后，经过运算放大器输出至示波器或频率计数器，来读取相关的计数。

平均每脉冲的光子数可以通过以下公式来计算^[30]:

$$\langle n \rangle = \frac{P \cdot 10^{-\alpha/10}}{f_{rep} \cdot E_v} \quad (3.3)$$

其中, P 为脉冲激光的平均功率, α 为衰减器和光路的损耗 (- dB), f_{rep} 为光脉冲频率, E_v 为光子的能量。对于 1550 nm 的光, $E_v = 1.28 \times 10^{-19} \text{ J}$ 。实际测量中是通过上述公式来调节衰减器和光路的损耗 α 。如对于 1 MHz 的 1550 nm 激光, 平均输出功率为 12.8 nW, 那么要实现平均每脉冲的光子数为 1 光子/脉冲, 则相应的衰减为 -50 dB。

3.2.2.3 盖格模式的测量表征

为了测量 InGaAs/InP APD 盖格模式下的计数特征, 需要对 APD 进行封装, 这样才能保证良好的单光子脉冲照射和低温制冷的要求。下图 3.16 是 InGaAs/InP TO 封装的原型图。



图 3.16 APD 的 TO 封装原型图

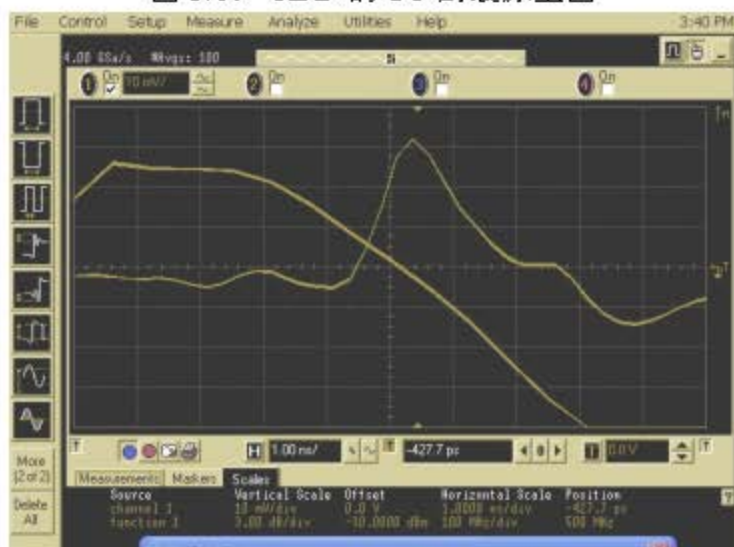


图 3.17 器件的示波器输出波形图

对封装后的器件性能进行了相关的测试。封装后器件的电容在 2 pF 附近（测试频率 $f=1\text{ MHz}$ ，反偏电压 $V=2\text{ V}$ ）。图 3.17 是封装后 APD 器件的输出波形图，可知器件的带宽为 350 MHz ，上升时间（10% - 90%）为 0.6 ns ，下降时间（90% - 10%）为 1.2 ns ，响应半高宽为 1.5 ns 。

InGaAs/InP APD 的单光子计数测试采用前面所介绍的电容平衡门脉冲测量方法。下图中，图 3.18 (a) 和 (b) 分别是电容和 APD 的输出波形图。其中 APD 的输出波形经过了反向器反相处理。电容尖峰噪声波形和 APD 的输出波形幅度相近相位相反，这样将两者共模处理就能很好的去除尖峰噪声的影响，提取出雪崩信号。共模后的信号波幅在 20 mV 以下（图 3.18 (c)），而经放大后的雪崩信号可高达 70 mV 以上，通过设置相应的阈值电平 V_t （信号高于阈值电平就会被计数，低于阈值电平就会被忽略），可以很好的对 APD 雪崩进行统计计数测量。

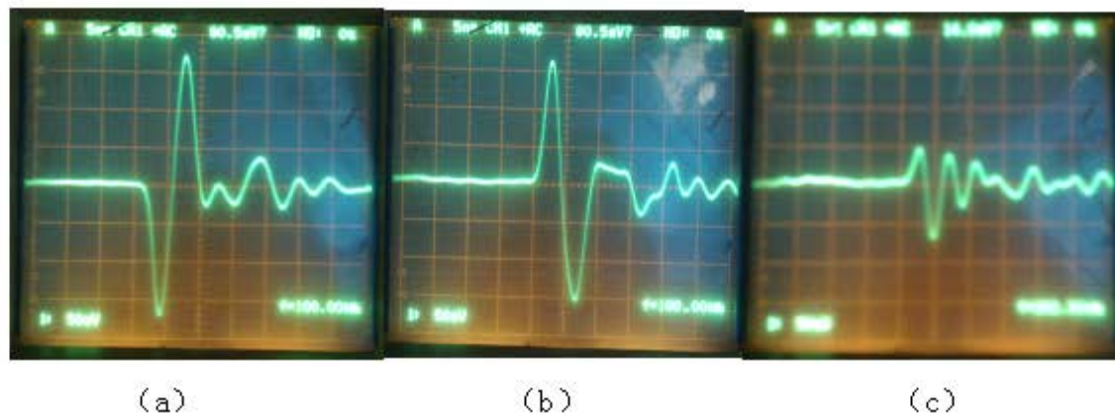


图 3.18 电容尖峰噪声 (a)、APD 输出 (b) 和共模抵消后的信号波形图

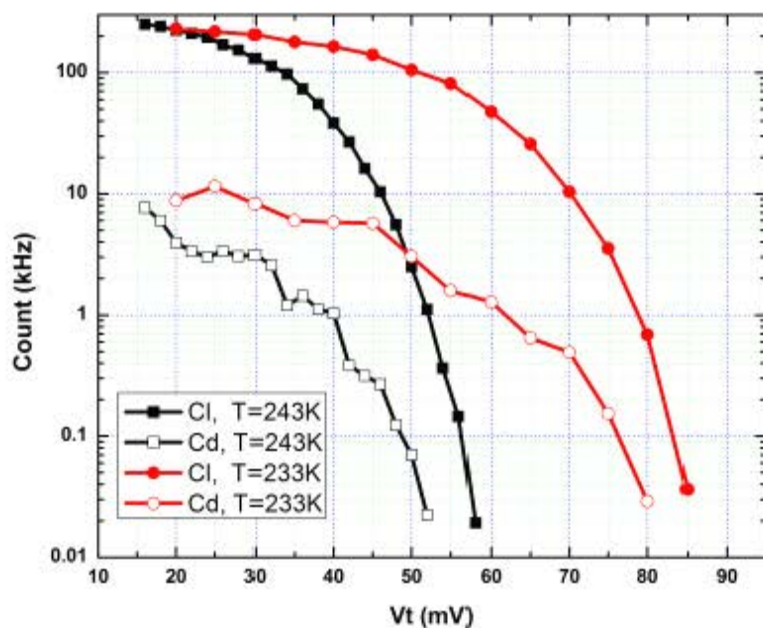


图 3.19 不同温度下阈值电平对 APD 计数的影响

上图 3.19 显示了不同温度下阈值电平对 APD 计数的影响。其中 C_s 代表光计数, C_d 代表暗计数, 测试条件为 1 光子/脉冲, $f_{\text{光}}=f_{\text{电}}=1\text{MHz}$, APD 的偏压保持不变。随着阈值电平的增加, 光计数和暗计数都减小, 存在一个阈值电压区域, 使得光计数和暗计数比值最大。另外温度越低, 阈值电平越高, 说明 APD 的雪崩信号越强。阈值电平对计数的影响反映了雪崩信号峰值 (V_p) 的分布, 从 Count- V_t 的曲线可以得到雪崩信号峰值符合高斯分布的规律 (如图 3.20)。在单光子计数测试中, 为了得到最佳的性能, 阈值电平的选取要低于雪崩信号的高斯峰值。阈值电平过高, 虽然这对测试系统的信噪比要求更低, 但有很多雪崩信号没有被计数, 这使得所测试的 APD 性能比实际值差。而阈值电平越低, 对测试系统的信噪比要求更高, 即要求 APD 与电容的共模信号幅值越小。很多工作都致力于通过测试系统的改善来获得更好的 APD 单光子计数水平^[34-36]。

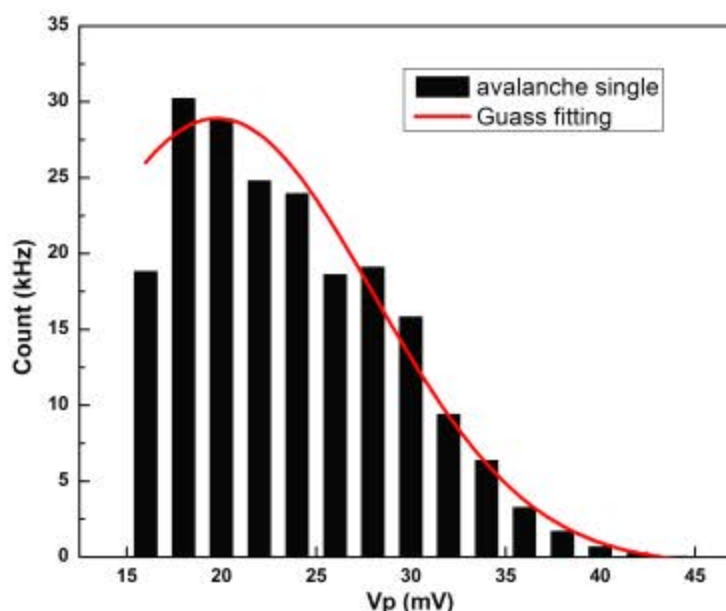


图 3.20 雪崩信号幅值高斯分布的特征

图 3.21 是 243K 温度、0.1 光子/脉冲、10% 的探测效率情况下 APD 的暗计数与测试门脉冲频率的关系。可以看到, 当脉冲频率为 1.5MHz 时, 暗计数率为 $3.6\text{E-}4/\text{ns pulse}$, 当脉冲频率为 5MHz 时, 暗计数为 $3.5\text{E-}4/\text{ns pulse}$ 。(相应的门脉冲宽度为 4ns)。

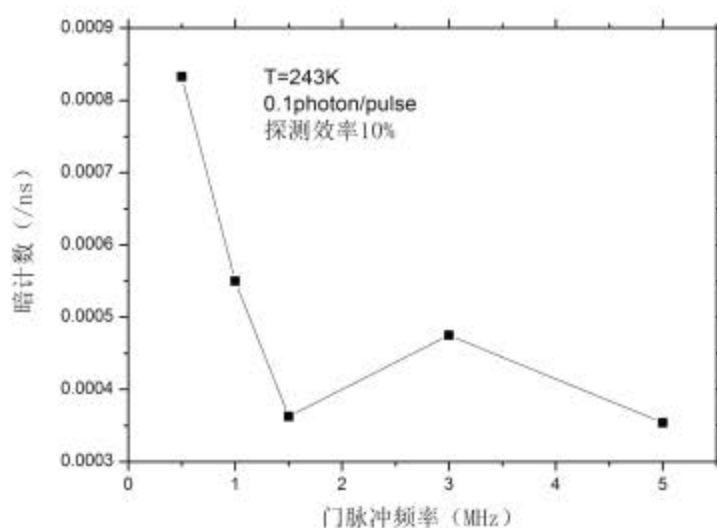


图 3.21 暗计数率门脉冲频率的关系

3.2.3 APD 单光子计数的补充

为了与国外 APD 器件的性能相对比，我们采用 Princeton lightwave 公司的 APD 进行单光子计数测试，在测试中碰到相关的问题和现象，这些问题和现象对单光子的测试认识和 APD 工作机理的理解有一定的意义，因此将些内容作为单光子计数测试的一个补充。

3.2.3.1 计数与偏置电压的关系

图 3.22 是不同温度下 APD 的光暗计数随偏置电压的关系。其中光脉冲频率为 1MHz，电脉冲频率为 10MHz，1550nm 光源衰减为 0.1 光子/脉冲。图中 L 代表光计数，D 代表暗计数。可以发现，相同探测效率情况下 APD 的偏置电压随着温度的降低而降低，这主要是 APD 的击穿电压随温度变化造成的，因为电压随温度的变化与线性模式下 APD 的击穿电压随温度变化相同。

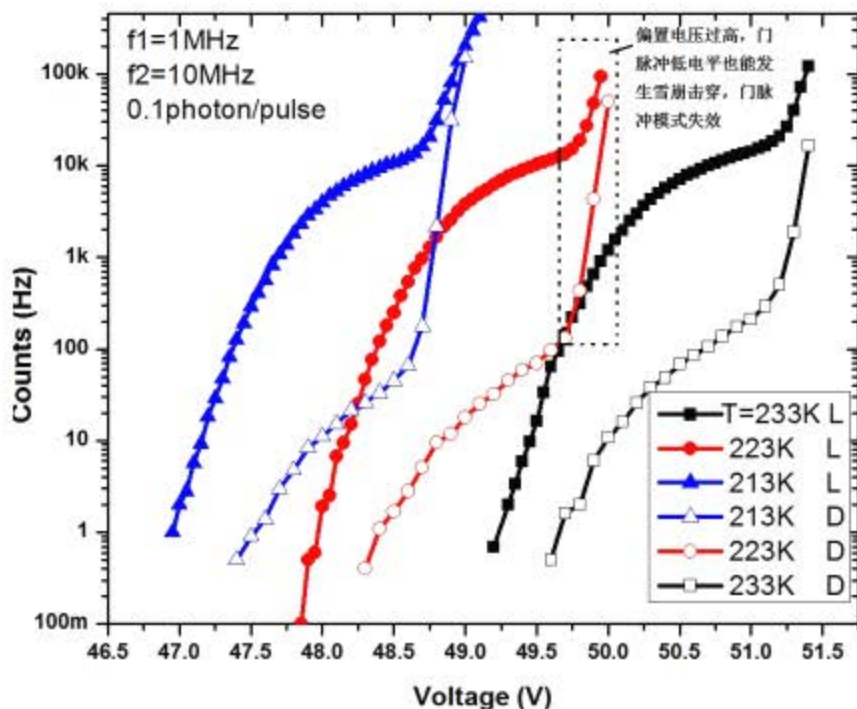


图 3.22 不同温度下光暗计数随偏置电压的关

APD 的光暗计数都随着偏置电压的增加而升高。这一变化规律与雪崩击穿概率与偏置电压的变化关系相同^[37,38]。偏置电压越高，发生雪崩击穿的概率就越大。图中，随着偏置电压的继续升高，APD 的光暗计数都会大幅增加，这一现象是由测试造成的。因为加在 APD 上的门脉冲电平幅值一般为 3~5V，电平幅值越大，尖峰噪声幅值也越高，系统的信噪比就会受到影响。当 APD 的直流偏置电压增加至一定幅度之后，在低电平情况下 APD 就有一定概率发生雪崩击穿，这相当于门脉冲模式失效，APD 的光暗计数都迅速增大至不可分辨的水平。APD 器件在这样的工作状态下性能容易发生退化或损坏，所以应尽量避免使 APD 工作在这样的状态。

3.2.3.2 APD 性能退化的一个例子

长时间工作在盖格模式的 APD 容易发生性能的退化或损坏。下图 3.23 是退化前后 APD 的计数随偏置电压的变化曲线。退化使得 APD 的击穿电压降低了约 2V，并且相应的暗计数也有增加，这会降低 APD 的性能。这一不可逆的变化或许是由于过渡的碰撞电离对 InP 倍增层材料的性能改变所造成的。但目前关于 APD 性能退化的文章报道较少，相关的原因还需要进一步的研究。

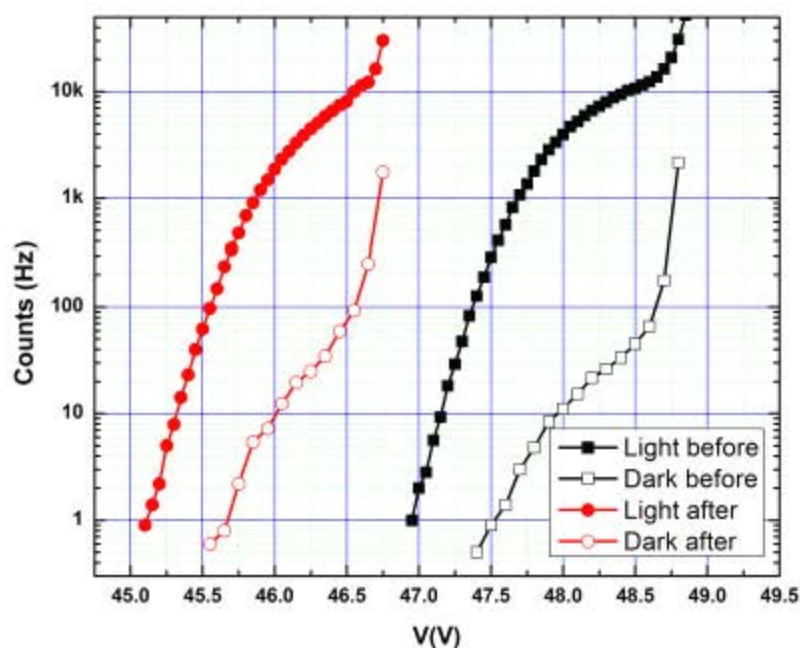


图 3.23 APD 性能退化前后计数的变化

3.2.3.3 APD 的计数统计分布

盖格模式下单光子计数测试中，为了确定某一条件下的雪崩计数（光计数、暗计数），需要读取 N 个频率计数值，取这 N 个频率计数值的统计平均值作为相应的雪崩计数。实际测量中， N 在十几或几十的范围，因此对 N 个计数值采用简单的算术平均方法。但当 N 的数值很大时，出现在某一频率范围内的频率计数值个数呈现出一定的规律分布，相应的雪崩计数为这 N 个数值分布的统计平均值。

图 3.24 是 APD 在 0.1 光子/脉冲测试条件下的暗计数和光计数的统计频率分布图。其中条形图为实验测量数据，实线为数值拟合曲线，统计样本数 >1000 。可以发现，光计数的频率分布呈现出很好的高斯分布特征，而暗计数的频率分布呈现出多峰的特征。我们对每一个峰都采用高斯分布加以拟合，总体的拟合曲线与实验数据有较好的符合。暗计数的频率分布中的峰值呈现出等距离的分布。

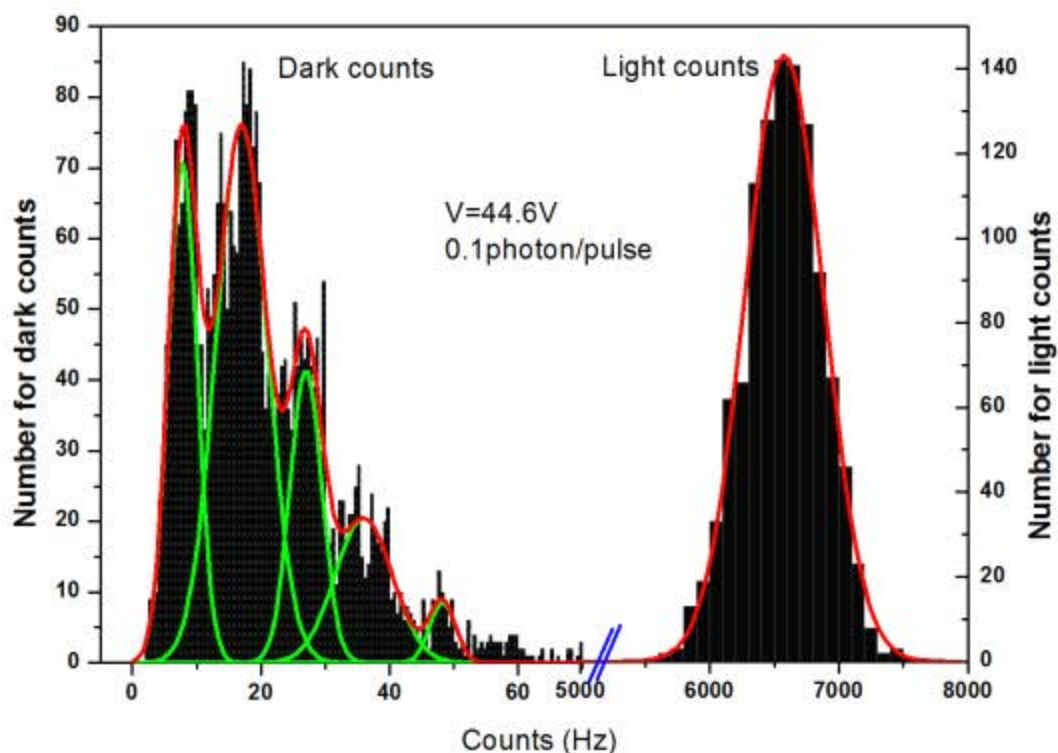


图 3.24 光计数、暗计数频率统计分布图

光脉冲中的单个脉冲中的光子分布呈现出高斯分布的特征^[39,40]，这直接使得相应的光计数频率统计分布呈现出高斯分布的形态特征。那么，造成暗计数频率统计分布这一特征的原因或许也与 APD 内部不同种类或不同区域的暗计数特征有关。例如，热激发所引起的暗计数和隧穿引起的暗计数，或者吸收层引起的暗计数和倍增层所引起的暗计数在统计分布上存在差异，这造成暗计数频率统计分布出现出不同的现象。实际测量中因为统计样本数很小，APD 计数频率统计分布的特征对实际性能参数测量意义不大，因此，相关的研究甚少。

3.3 APD 暗电流的组分提取

在 APD 的 I-V 测试中，因现工艺所制备的 InGaAs/InP APD 的暗电流与国外先进水平还存在一定的差距。为了进一步降低 APD 的暗电流和提高器件的性能，我们先要对器件的暗电流成分进行提取分析，以确定造成暗电流偏大这一关键性能的原因。

一般而言，器件中的暗电流主要包括热激发产生-复合电流 (I_{gr})、隧穿电流 (I_{tun})、扩散电流 (I_{diff}) 和表面漏电电流 (I_s)^[41]。相应的公式表述如下：

$$\begin{aligned}
 I_{gr} &= (qn_i Aw / \tau_{eff}) [1 - \exp(-qV / 2kT)] \\
 I_{tun} &= \gamma A \exp(-\theta m_0^{1/2} \varepsilon_g^{3/2} / q \hbar E_m) \\
 I_{diff} &= I_{s0} [1 - \exp(-qV / kT)] \\
 I_d &= (I_{gr} + I_{tun} + I_{diff}) M + I_s
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

其中， V 为偏置电压， T 为工作温度， A 为器件面积， w 为相应耗尽区宽度， q 和 k 分别为电荷产量和玻尔兹曼常数， n_i 为本征载流子浓度， τ_{eff} 为少数载流子寿命， m_0 是自由电子的质量， ε_g 为禁带宽度， E_m 为结区最大电场强度， I_{s0} 是饱和电流， γ, θ 是相应的参数化表述^[42]。

在以上电流中，GR 电流和扩散电流随着温度的增加而增加，而隧穿（带带隧穿）电流与温度无关，表面漏电不参与倍增。因为器件在 240K 以下温度暗电流下降不明显，这一原因可能是表面漏电所引起，表面漏电是一个与温度变化不大的量，因此我们将其作为与温度无关的量来近似处理。这样就可以通过不同温度下的暗电流增益曲线（ $I_d \sim M$ ）拟合得到相应的 GR 电流（包含扩散电流）、隧穿电流和表面漏电的大小。

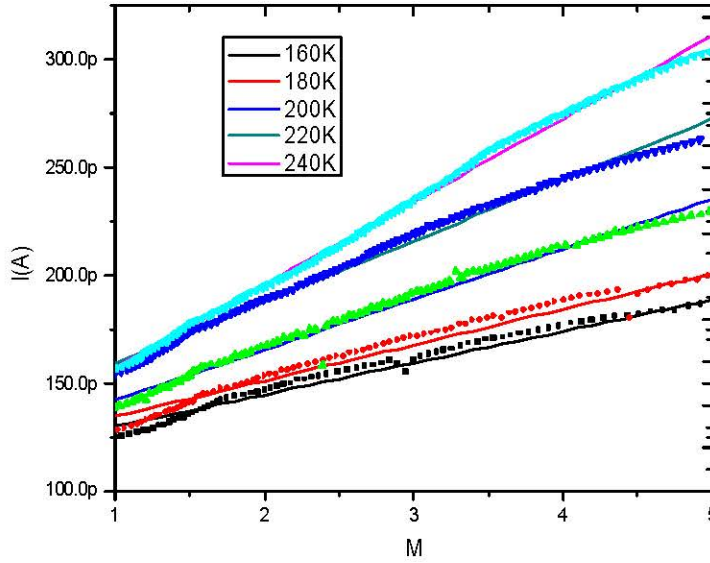


图 3.25 不同温度下 APD 器件的暗电流增益曲线

图 3.25 是不同温度下 APD 器件的暗电流增益曲线，虚线为实验值，实线为拟合值。拟合结果表明器件的暗电流成分如下表 1 所示。

通过表 3.1 发现，在我们的器件中，GR 电流、隧穿电流和漏电电流都是限制器件性能的因素。在室温情况下，GR 电流是暗电流的主要成分。而在 240K 一下，隧穿电流和漏电的影响就变得更突出。在下一章，我们将通过理论模拟分析，指出 APD 器件中这些问题的来源于机理。

表 3.1 不同温度下 APD 器件的暗电流成分大小

温度(K)	总暗电流 I_d	$I_{gr}+I_{diff}$	I_{tun} (B2B)	漏电 I_s
300	1nA	~0.8nA	80~100pA	110~130pA
260	620pA	390~430pA	80~100pA	110~130pA
240	250pA	~40pA	80~100pA	110~130pA

3.4 本章小结

本章中，我们首先介绍了 APD 的制备工艺流程，并对相关的工艺进行了描述。其中重点介绍了 InP 的 p 型扩散掺杂工艺、p 电极接触工艺优化等。采用 ECV、SIMS 和 SCM 等方法可以对扩散进行表征。另外，对于 500 度的热扩散，450 度 1 分钟的 RTP 处理会影响扩散结深。去除 InP 表层的 Zn 堆积层可以获得更低电阻的 p 电极欧姆接触。

紧接着我们对所制备的 APD 器件进行了相关的封装和测试。测试主要包括线性模式下的电流电压曲线、增益、电容，以及盖格模式下的单光子计数测试。盖格模式下的单光子计数测试采用电容平衡门脉冲模式的测试方法。我们的 APD 在雪崩电压处暗电流为 0.5nA 至 10nA 的水平，相应地在 1MHz 工作频率、10% 的探测效率情况下器件的暗计数率达到 $5E-4/ns \cdot pulse$ 。这一结果虽然与国外的先进水平还有一定的差距，但已然可以实现单光子的探测。

为了认识差距的所在，我们也对 APD 的暗电流进行组分的提取，结果表明，与国外先进的 APD 器件相比，我们器件的漏电电流和产生复合电流过大。另外，在测试中也发现，APD 的暗电流会出现一些现象，如贯穿电压处暗电流大幅上升、低偏压下暗电流的负温度系数效应。这些现象都使得我们的 APD 器件暗电流大幅上升，从而增加了盖格模式下的暗计数率。为了进一步提高 APD 的性能，我们需要对造成这一问题的原因做细致的分析，这是我们下一章的重点。

另外，在 APD 单光子计数测试中，我们研究了光暗计数随相关参量的变化，这有助于理解和规范单光子计数的测试。我们也列出了 APD 器件性能退化的一个例子和暗计数的频率统计分布的现象，这些内容文献报道很少，其产生原因和相应的物理机制还有待进一步的研究。

本章参考文献

- [1]S. R. Forrest, O. K. Kim, and R. G. Smith. Optical response time of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiodes[J]. Appl. Phys. Lett., 1982, 41(1): 95-98
- [2]C. Iliescu, et al.. Low stress PECVD- SiN_x layers at high deposition rates using high power and high frequency for MEMS applications[J]. J. Micromech. Microeng., 2006, 16: 869-874
- [3]N. Chand, P. A. Houston. Diffusion of Cd and Zn in InP between 550 and 650°C [J]. J. Elect. Mater., 1982, 11(1):37-52
- [4]I. Yun, K. S. Hyun. Zinc diffusion process investigation of InP-based test structures for high-speed avalanche photodiode fabrication[J]. Microelectronics Journal, 2000, 31(8): 635-639
- [5]D. E. Ackley, et al.. $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ floating guard ring avalanche photodiodes fabricated by double diffusion[J]. IEEE Photonics Technology Lett., 1990, 2(8): 571-573
- [6]肖雪芳等. III- V 族半导体化合物快速热退火扩 Zn 方法研究[J]. Semiconductor Technology, 2010, 35(3): 245-251
- [7]Q. Cao, et al.. Observation of the crystal damage on the sidewalls of TEM sample prepared using FIB[J]. Proc of ISTFA, 2004, 563-564
- [8]G. J. Van Gorp, et al.. Interstitial and substitutional Zn in InP and InGaAsP[J]. J. Appl. Phys., 1989,65(2): 553-560
- [9]吕衍秋 等. 闭管扩散 Zn 对 InP 表面性质的影响[J]. 半导体学报, 2006, 27: 105-108
- [10]B. Tuck, A. Hooper. Diffusion profiles of zinc in Indium phosphide[J]. J. Phys, D: Appl. Phys., 1975, 8: 1806-1821
- [11]J. D. Dow, and R. E. Allen. Surface defects and Fermi level pinning in InP[J]. J. Vac. Sci. Technol., 1982, 20: 659-661
- [12]Y. Hao, et al.. Nonequilibrium carrier distribution in semiconductor photodetectors: Surface leakage channel under illumination[J]. Appl. Phys. Lett., 2010, 96(26): 263508-1-263508-3
- [13]J. J. Kopanski,et al.. Scanning capacitance microscopy measurement of two-dimensional dopant profiles across junctions [J]. J Vac Sci Technol B, 1998, 16(1):339-343.
- [14]G. H. Buh, et al. Electrical characterization of an operating Si pn-junction diode with scanning capacitance microscopy and Kelvin probe force microscopy[J]. J. Appl.

Phys., 2001, 90(1):443-448.

[15]夏辉. III-V族半导体纳米线和薄膜探测结构的微观光电子学研究[D]. 上海: 中科院上海技术物理研究所, 2013

[16]邓洪海. 高性能平面型InGaAs短波红外探测器研究[D]. 上海: 中科院上海技术物理研究所, 2013

[17]H. Temkin, et al. Ohmic contacts to p-type InP using Be-Au metallization[J]. Appl. Phys. Lett., 1980, 36(6): 444-446

[18]L. P. Erickson, et al. Characterization of ohmic contacts to InP[J]. Thin Solid Films, 1979, 64(3): 421-426

[19]M. H. Park, L. C. Wang. Low resistance ohmic contact scheme($\sim\mu\Omega\text{cm}^2$) to p-InP[J]. Appl. Phys. Lett., 1997, 70(1): 99-101

[20]D. G. Ivey, et al. Pd/Zn/Pd/Au Ohmic contacts to p-type InP[J]. J. Electronic Materials, 1991, 20(3): 237-246

[21]许振嘉. 近代半导体材料的表面科学基础(第一次印刷)[M]. 北京: 北京大学出版社, 2002, 724-725

[22]Z. Vashaei, et al. GaN avalanche photodiodes grown on m-plane freestanding GaN substrate[J]. Appl. Phys. Lett., 2010, 96(20): 201908-1-201908-3

[23]T. Maruyama, et al., Development of a near-infrared photon-counting system using an InGaAs avalanche photodiodes[J]. Opt. Eng., 2002, 41(2): 395-402

[24]S. Cova, et al., Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection[J]. Appl. Opt. 1996, 35(12): 1956-1976

[25]Y. S. Hyun, C. Y. Park. Breakdown characteristic in InP/InGaAs avalanche photodiode with p-i-n multiplication layer structure[J]. J. Appl. Phys., 1996, 81(2): 974-984

[26]R. E. Warburton, et al. Free-running, room temperature operation of an InGaAs/InP single-photon avalanche diode[J] Appl. Phys. Lett., 2009, 94: 071116

[27]M. A. Itzler, et al. Single photon avalanche photodiodes for near-infrared photon counting[J]. Proc. Of SPIE, 2008, 6900: 69001E

[28]C. R. Crowell, S. M. Sze, "Temperature dependence fo avalanche mulitiplication in semiconductors," Appl. Phys. Lett., 1966, 9(6):242-244

[29]D. A. Ramirez, et al., "Detection efficiencies and generalized breakdown probabilities for nanosecond-gated near infrared single-photon avalanche photodiodes," IEEE J. Quant. Elect., 2006, 42(2): 137-145

[30]吴光. 长距离量子密钥分发系统[D]. 上海: 华东师范大学, 2007, 28-41

- [31]N. Namekata, et al. Single-photon detector for long-distance fiber-optic quantum key distribution[J]. Opt. Lett., 2002, 27(1): 954-956
- [32]A. Yoshizawa, et al. Gated-mode single-photon detection at 1550 nm by discharge pulse counting[J]. Appl. Phys. Lett., 2004, 84(18): 3606-3608
- [33]A. Tomita and K. Nakamura. Balanced, gated-mode photon detector for quantum-bit discrimination at 1550nm[J]. Opt. Lett., 2002, 27(20): 1827-1829
- [34]J. C. Campbell, et al. Common-mode cancellation in sinusoidal gating with balanced InGaAs/InP single photon avalanche diodes[J]. IEEE J. Quant. Elect., 2012, 48:1505
- [35]Z. W. Lu, et al. Pulsed gating with balanced InGaAs/InP single photon avalanche diodes[J]. IEEE J. Quant. Elect., 2013, 49: 485
- [36]X. L. Chen, et al. Low-noise high-speed InGaAs/InP-based single-photon detector[J]. Optical Express, 2010, 18: 7010
- [37]S. L. Wang, et al. Analysis of breakdown probabilities in avalanche photodiodes using a history-dependent analytical model[J]. Appl. Phys. Lett., 2013, 82: 1971
- [38]S. L. Tan, et al. Theoretical analysis of breakdown probabilities and jitter in single-photon avalanche diodes[J]. J. Appl. Phys., 2007, 102: 044506
- [39]Y. Jian, et al. Time-dependent photon number discrimination of InGaAs/InP avalanche photodiode single-photon detector[J]. Applied Optics, 2011, 50(1): 61-65
- [40] G. Wu, et al. Linear external optical gain photodetector at few-photon level[J]. IEEE Photonics Technology Letter, 2010, 22(10): 688-690
- [41]Y. L. Zhao, et al. InGaAs-InP avalanche photodiodes with dark current limited by generation-recombination[J]. Optical Express, 2011, 19: 8546
- [42]S. R. Forrest, R. F. Leheny, et al. In_{0.53}Ga_{0.47}As photodiodes with dark current limited by generation-recombination and tunneling[J]. Appl. Phys. Lett., 1980, 37(3): 322-325

第四章 APD 器件的暗电流分析

4.1 引言

在第三章中，我们对所制备的 APD 器件进行了相关的测试表征，结果表明相关的暗电流组分偏大，这直接导致单光子测试中的暗计数率于国际领先水平还有一定的差距。在线性模式的测量中，APD 的暗电流表现出在贯穿电压处有明显的上升台阶，并且在低偏压的情况下，暗电流与温度呈负相关的特性；另外，保护环结构的加入，对器件暗电流的影响也难以用简单的对边缘击穿抑制加以解释，因此在这一章中我们主要来研究造成这些问题的原因。

本章主要研究了 APD 器件中掺杂浓度、载流子寿命和表面电荷对器件暗电流特性的影响。

4.2 倍增层掺杂浓度的影响

器件的结构对器件的性能至关重要。然而我们在实际的器件制备中也发现，具有相同或相似的结构参数的器件，其性能常有着重大的差异。对于外延生长的材料，后续的工艺主要是由扩散来决定器件的倍增层和保护环的厚度。扩散而形成的 p 结为缓变结，如图 4.1 所示，InP 的热扩散 Zn 的浓度分布曲线中，有 $0.5\ \mu\text{m}$ 的 InP 中的掺杂浓度是梯度变化的。这样的扩散形貌中，我们一般认为扩散的深度为 $1.5\ \mu\text{m}$ 左右，而 $1.5\sim 2\ \mu\text{m}$ 的区域是倍增层的区域。这一掺 Zn 的倍增层将会影响倍增层整体的掺杂浓度。另外，在器件的工作点，倍增层区域将会形成一个空间电荷耗尽区，其中的电场足以使载流子产生碰撞电离，因此这一区域也是实际上的倍增层。图 4.2 直观的揭示了实际器件中的倍增层与设计的倍增层的差异。

扩散除了会影响倍增层中的掺杂浓度之外，还会由于高温的工艺而引入各种缺陷^[1-3]，影响材料中的少数载流子寿命。因此从实际情况考虑，我们需要了解倍增层中的掺杂浓度、载流子寿命、缺陷浓度等对器件性能的影响。

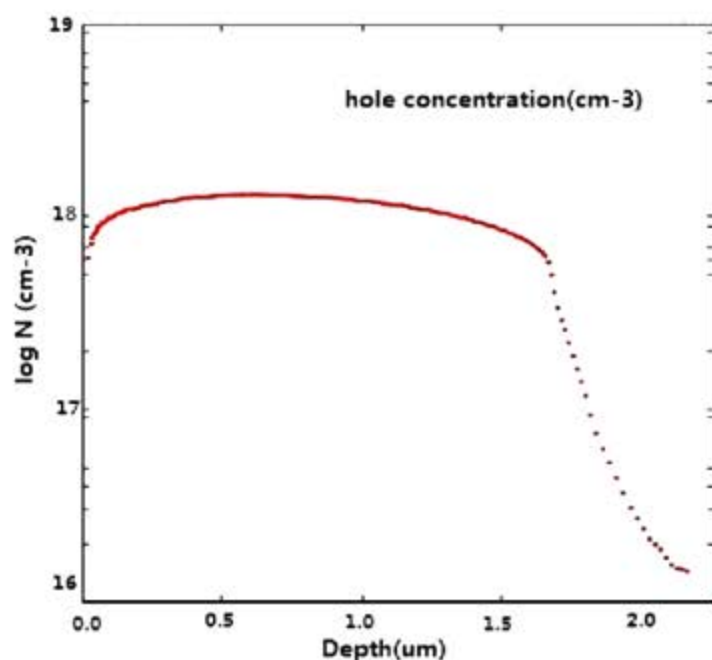


图 4.1 InP 中热扩散 Zn 的浓度分布曲线

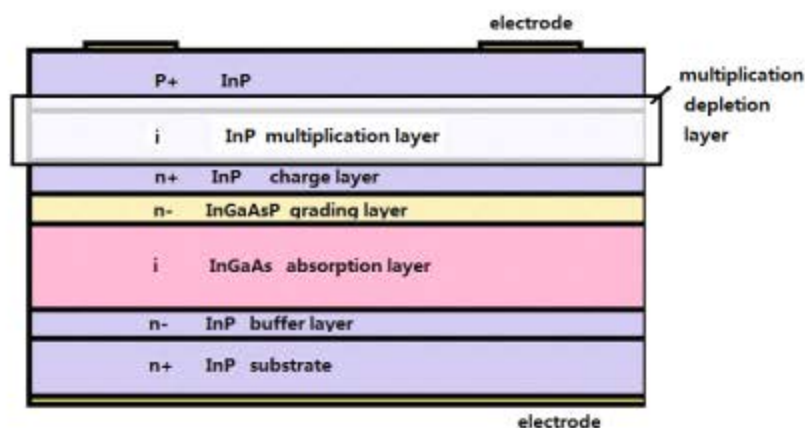


图 4.2 实际器件的倍增层与设计的倍增层差异

图 4.3 是倍增层中不同掺杂浓度下的 APD 器件的 I-V 曲线和电场曲线。倍增层的掺杂浓度从 $1\text{E}15\text{ cm}^{-3}$ 变化至 $1.5\text{E}16\text{ cm}^{-3}$ 。实心点线对应 APD 的暗电流，空心点线对应 APD 中最大电场 E_m 。掺杂浓度的增加会使得 APD 的击穿电压线性下降，而贯穿电压线性上升。并且它也会使得 APD 的暗电流上升和最大电场增大。

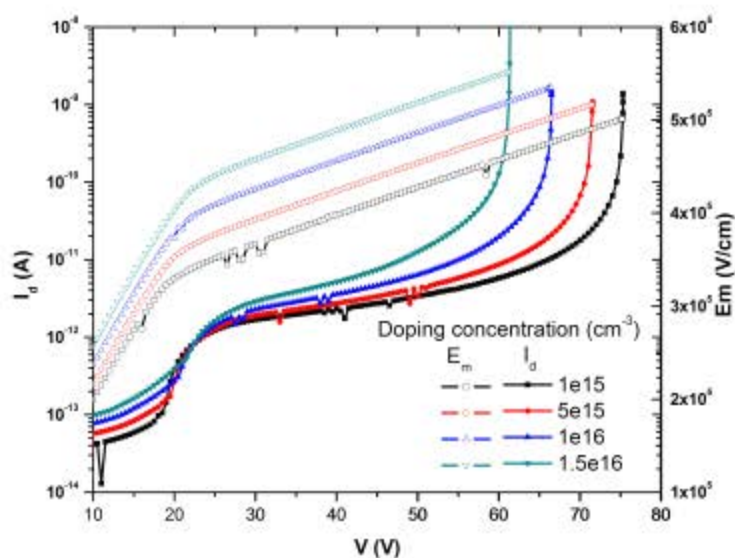


图 4.3 倍增层不同掺杂浓度下 APD 的 I-V 曲线和最大电场曲线

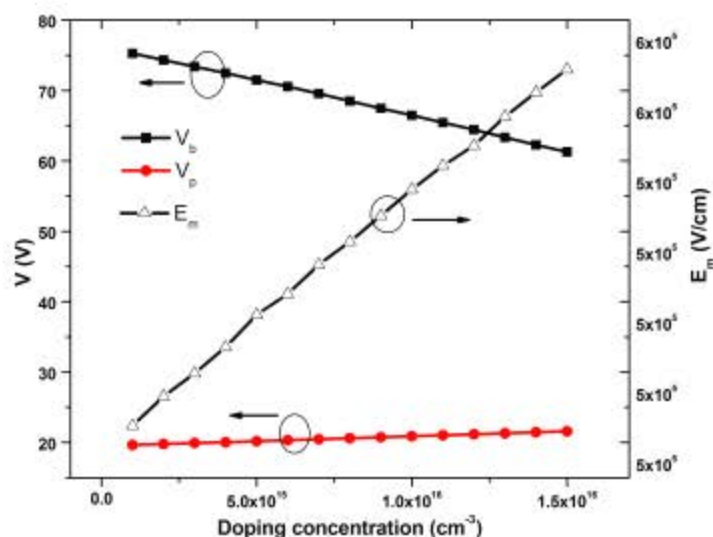


图 4.4 掺杂浓度对击穿电压、贯穿电压和雪崩击穿时的最大电场的影响

为了揭示倍增层的掺杂浓度对器件影响的原因，我们作出了 APD 的击穿电压、贯穿电压以及雪崩击穿时的最大电场与倍增层的掺杂浓度的关系曲线，如图 4.4 所示。击穿电压和贯穿电压随掺杂浓度的增加而线性变化，相应的变化率分别为 $0.95\text{V}/1\text{E}15\text{cm}^{-3}$ 和 $0.14\text{V}/1\text{E}15\text{cm}^{-3}$ ，雪崩击穿时的最大电场也随着掺杂浓度的增加而线性增加，变化率为 $2.7\text{E}4\text{V}/\text{cm}/1\text{E}15\text{cm}^{-3}$ 。击穿电压与最大电场的变化与文献报道结论相同^[4]。

我们发现，击穿电压和贯穿电压这一变化趋势与第二章中的电荷控制层电荷面密度对 APD 器件的影响是一致的。另外，倍增层为 n 型弱掺杂，这与电荷层的掺杂类型是一样的，因此，倍增层也有着与电荷层相同的作用：调节器件内部

电场的分布。倍增层的掺杂浓度增加，类似于增加了电荷层的掺杂浓度，增强了器件内部电场的调节能力，这使得倍增层中的电场强度越大，而吸收层中的电场强度越小，从而导致贯穿电压随着倍增层掺杂浓度的增加而增加，击穿电压随着掺杂浓度的增加而减小。这也是贯穿电压发生变化的原因。

在掺杂浓度变化的过程中，倍增层的厚度并没有变化，而材料的倍增系数只与电场强度相关，那么在同样的电场强度下就能引发器件的雪崩击穿，因此击穿时的倍增层中的电场强度是相同的。图中结果显示雪崩击穿时的最大电场强度随着掺杂浓度的增加而增加，但倍增层中的平均电场强度是不变的。下图 4.5 揭示了不同掺杂浓度下倍增层中的电场分布示意图。没有掺杂的理论情况下，倍增层中的电场是均匀分布的。当掺杂浓度增加，倍增层中的电场为倾斜分布的状态，并且掺杂浓度越高，电场倾斜的幅度越大。为了达到平均电场相同的条件，最大电场必定随掺杂浓度的增加而增加。

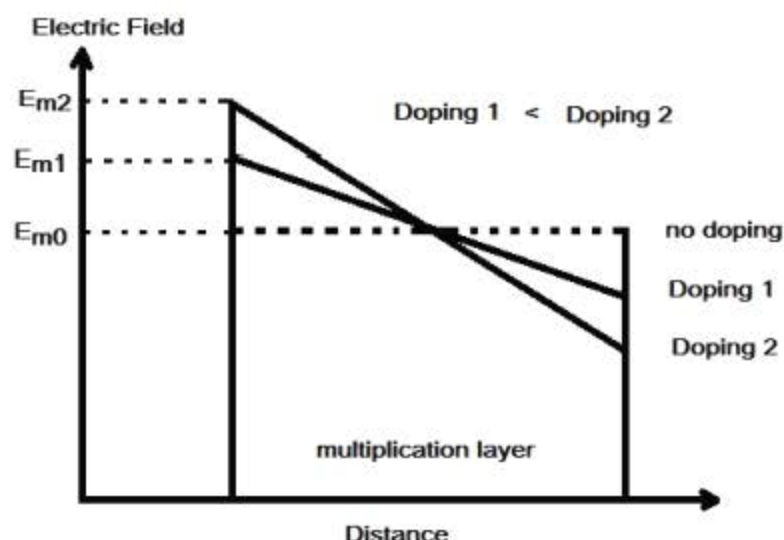


图 4.5 不同掺杂浓度下倍增层中电场分布示意图

4.3 载流子寿命的影响

在 APD 器件制备的章节中我们提取出了所制备器件的暗电流的各种成分组成：热产生-复合电流、隧穿电流和漏电流。在室温（300K）情况下，热产生-复合电流占主要成分，它很大程度上限制了器件的性能。另外器件的暗电流在贯穿电压处有明显的上升台阶（如图 4.6 所示），它使得器件的暗电流在击穿电压处上升了约一个量级。而室温条件下我们的器件暗电流与所报道的国际领先水平 InGaAs/InP APD 正好有约一个数量级的差距。因此，找到造成这一现象的原因对器件性能的提高有着重要的意义。

暗电流的上升台阶可以通过降温加以抑制，所以这一暗电流主要是热产生复

合电流。而热电流可以通过少数载流子寿命来加以表征^[5]。因此我们模拟了 InGaAs/InP APD 器件中各层的载流子寿命对器件性能（暗电流）的影响。每层中的载流子寿命对器件暗电流的影响不一样，这对认识和定位实际器件中出现的暗电流现象有着重要的帮助。

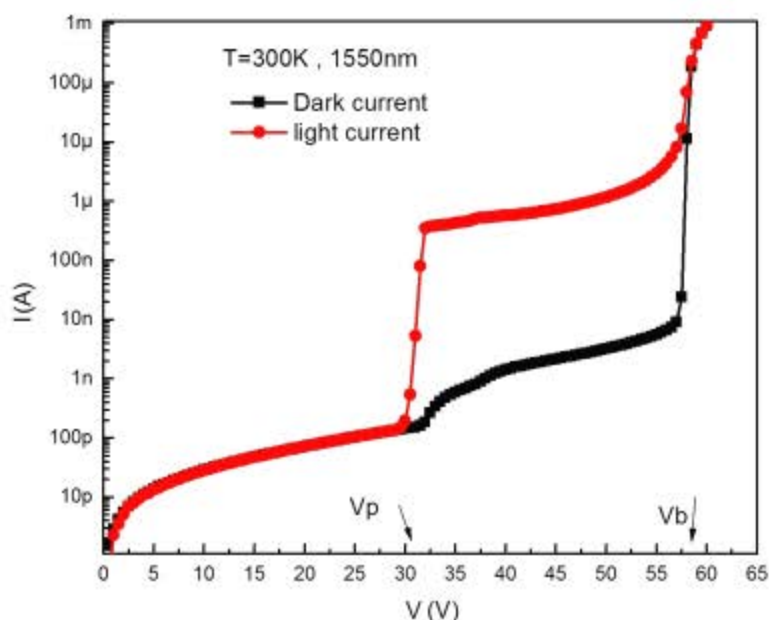


图 4.6 实际器件贯穿电压处暗电流上升台阶示意图

模拟所采用的器件结构为带保护环结构的 SAGCM APD。相应的器件结构参数和掺杂浓度如下表所示：

表 4.1 模拟 InGaAs/InP SAGCM-APD 器件的结构参数和掺杂浓度

	InP 衬 底层	InP 缓 冲层	InGaAs 吸收层	InGaAsP 渐变层	InP 电 荷层	InP 倍 增层	InP 扩 散层
厚度 (μm)	2.0	0.5	2.8	0.012×5	0.2	0.5	2.0
掺杂浓度 (cm^{-3})	$1\text{e}18$	$5\text{e}16$	$1\text{e}15$	$2\text{e}16$	$1\text{e}17$	$1\text{e}15$	$1\text{e}18$

4.3.1 InP 衬底与缓冲层及 p+ InP 层中少子寿命的影响

n 型 InP 材料中的少子寿命能高达 3000 ns^[6]，具体的数值与材料的质量和生长方法有关。而对于 p 型 InP 材料，由于其中存在大量深能级复合中心，强烈的非辐射复合使得 p 型 InP 材料的少子寿命非常短^[7]。例如掺杂浓度为 $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的 n 型 InP 中少子的寿命最大为 110 ns，而掺杂浓度为 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的 p 型 InP 中的少子寿命要低于 1 ns^[8]。少子的寿命还会随着掺杂浓度的增加而减小^[9]。

考虑到器件的掺杂情况，将 InP 衬底和缓冲层中载流子的寿命设为 100 ps 至 50 ns 范围。图 4.7 是不同少子寿命下的净值暗电流变化情况。净值暗电流是某

一少子寿命下的暗电流与少子寿命为 $100\ \mu\text{s}$ 条件下暗电流的差值。实际中 $100\ \mu\text{s}$ 的寿命是不现实的，但这对净值的处理方式是合理的。净值暗电流能更清晰地展示少子寿命对暗点流的影响。

从图 4.7 (a) 中可以发现，InP 衬底和缓冲层中的少子寿命对 SAGCM APD 器件暗电流的贡献发生在贯穿电压 ($V_p=30.5\text{V}$) 和击穿电压 ($V_b=57\text{V}$) 之间 ($V=42\text{V}$)。随着少子寿命从 50ns 降低至 100ps ，雪崩电压处的暗电流从 0.1pA 增加至 100pA 。这种现象是由 SAGCM APD 器件内部电场决定的。只有当偏置电压高于贯穿电压以后，耗尽层才能延伸至 InP 缓冲层和衬底，这其中的热产生复合才会对 APD 的暗电流有贡献，因此源自 InP 衬底和缓冲层的暗电流要出现在贯穿电压之后。同样因为 p+InP 层的掺杂浓度为 $1\text{e}18\text{cm}^{-3}$ ，而倍增中的掺杂浓度才为 $1\text{e}15\text{cm}^{-3}$ ，因此 p+InP 层的耗尽层厚度可以忽略不计，从而该区域中的少子寿命对器件的暗电流没有影响，如图 4.7 (b) 所示。当然，如前面所述，实际情况中，p+InP 扩散层并不是理论上的突变结，在 p+InP 层中也会存在有耗尽层，我们将这种情况统一归于倍增层考虑。

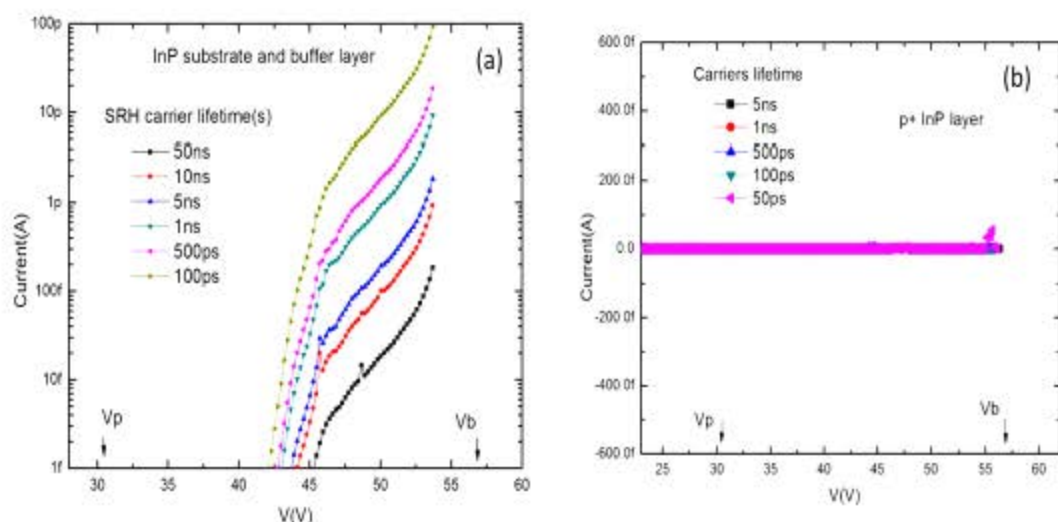


图 4.7 (a) InP 衬底和缓冲层少子寿命对 APD 电流的影响
(b) p+InP 层少子寿命对 APD 电流的影响

4.3.2 InGaAs 吸收层和 InGaAsP 组分渐变层中少子寿命的影响

非掺杂的 n 型 InGaAs ($n_0=1\times 10^{15}\text{cm}^{-3}$) 中空穴的寿命能达 $18.5\ \mu\text{s}$ ^[10]。因为辐射复合和俄歇复合的影响，其寿命随着掺杂浓度的增加而减小^[11,12]。另外，材料的生长工艺对 InGaAs 中的少子寿命有着非常重要的影响^[13]。比如，外延生长中有过量的 As 以点缺陷（缺陷能级在 $0.5 E_g$ 处）的形式存在 InGaAs 中，它们可以捕获载流子，使得 InGaAs 中的少子寿命能降低至 500fs ^[14]。少子的寿命也

随材料的生长温度的降低而减小^[5]。在模拟中, InGaAs 材料的少子寿命变化范围从 10 ns 到 1 μ s, 而渐变层 InGaAsP 层的少子寿命变化范围从 1 ns 到 100 ns。

下图 4.8 分别显示了 InGaAs 吸收层和 InGaAsP 组分渐变层中少子寿命对热激发暗电流 (GR) 和缺陷辅助隧穿暗电流 (TAT) 的影响。相同的是, 在吸收层和组分渐变层中, 隧穿电流要远小于热激发电流, 因此, 少子寿命主要贡献的为热激发电流。另外, 吸收层和组分渐变层中的热激发电流主要出现在贯穿电压之后。在吸收层中, 随着少子寿命从 1 μ s 降低至 10 ns, 贯穿电压处 (V_p+3V) 的热激发电流从 100 pA 增加至 10 nA。而随着少子寿命从 100 ns 降低至 1 ns, 相应位置的 InGaAsP 层中的热激发电流从 8 pA 增加至 800 pA。因为 InGaAs 吸收层的厚度要远大于 InGaAsP 组分渐变层, 所以相同少子寿命情况下吸收层中热激发电流要比 InGaAsP 层大约两个量级。不同的是, InGaAs 吸收层中的热激发电流在贯穿电压之后的一段区域 ($\Delta V=3V$) 有一个缓慢上升的过程, 而 InGaAsP 层中的热激发电流在贯穿电压处没有这一过程, 其暗电流在贯穿电压处表现出直角的形态。造成这一差异的原因在于 InGaAsP 层很薄, 所耗尽的过程很短, 而 InGaAs 吸收层很厚, 它存在一个缓慢耗尽的过程, 随着耗尽区域的增加, 相应的热激发电流也增大。

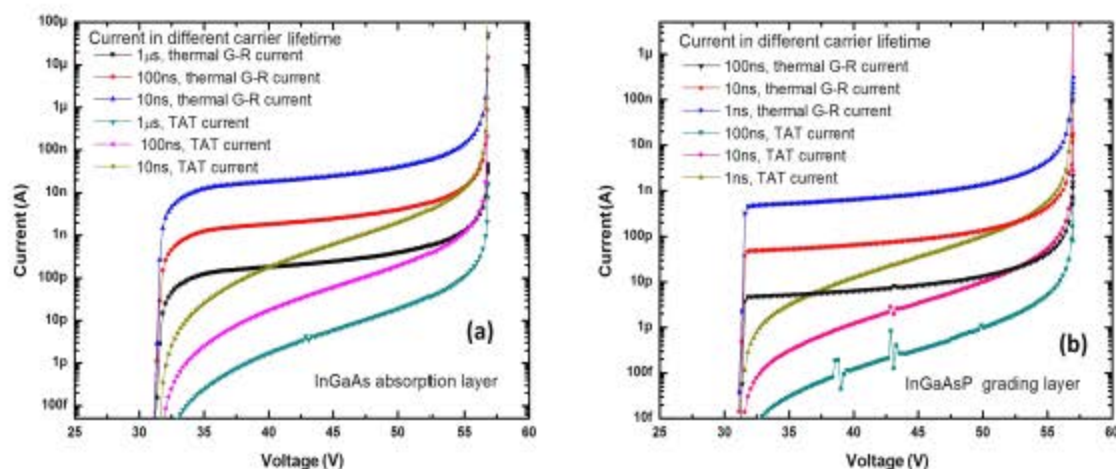


图 4.8 (a) InGaAs 吸收层少子寿命对 APD 电流的影响

(b) InGaAsP 渐变层少子寿命对 APD 电流的影响

将 InGaAs 吸收层中的热激发电流与实际器件暗电流相对比, 两者的暗电流在贯穿电压处极其相似的形态说明了实际器件中该暗电流来源于 InGaAs 吸收层的热激发电流。对比模拟的结果, 实验 APD 器件中 InGaAs 吸收层中少子的寿命大致在 100 ns 的量级, 这对于 18.5 μ s 的值有重大的差距, 说明该 APD 器件中 InGaAs 材料的质量较差。

4.3.3 InP 电荷层和倍增层中少子寿命对 APD 暗电流的影响

图 4.9 是 InP 电荷控制层和倍增层中少子寿命对 APD 器件暗电流的影响，可以发现这两层中，在击穿电压附近缺陷辅助隧穿（TAT）电流占主导，而在贯穿电压附近以下的区域都是热产生复合电流占主导。这其中的原因在于，对于 SAGCMAPD 器件，电荷层和倍增层为强电场区，InP 的能带极度倾斜，价带中的电子在位于禁带之中缺陷能级的辅助下，隧穿至导带形成电流。

与带带隧穿（BBT）电流不同的是，缺陷辅助隧穿（TAT）电流和热激发电流类似，也与载流子的寿命相关。载流子的寿命越短，说明载流子越容易借助缺陷隧穿至导带。

与前面不同的是，电荷层和倍增层中的少子寿命在贯穿电压前后都对 APD 器件的暗电流有影响。即使 APD 器件没有贯穿，电荷层和倍增层中的电子也能在强电场的作用下，穿过未耗尽的 InGaAs 吸收层，形成电流。电荷层和倍增层中少子寿命对器件暗电流的影响也存在细微的差异。因为倍增层的掺杂浓度很低，其耗尽的过程在很小的偏压就能完成，所以在贯穿电压以下的热产生复合电流没有明显的增加；而电荷控制层中的耗尽是一个相对缓慢的过程，所以在贯穿电压以下的热产生复合电流的上升要更为剧烈。

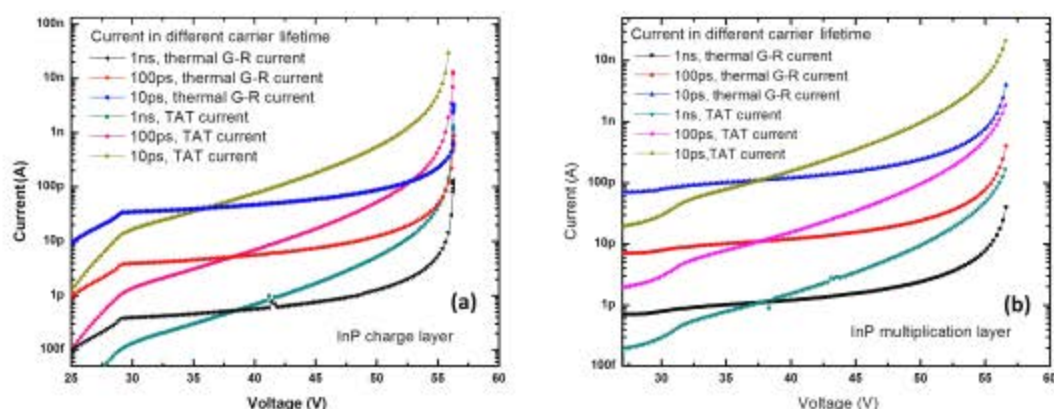


图 4.9 (a) InP 电荷控制层少子寿命对 APD 电流的影响

(b) InP 倍增层少子寿命对 APD 电流的影响

对于无其它漏电的 APD 器件，在贯穿电压以下的暗电流完全由电荷层和倍增层中的热产生复合电流主导，因此，通过与实验结果相对比，同样可以估算出 InP 电荷层和倍增层中整体的少子寿命在 10~50 pA 范围。

4.3.4 实验 APD 的暗电流拟合

前面为了清晰的揭示少子寿命对暗电流的影响，将 APD 中每层的少子寿命影响加以列出。在最后，我们将整体的模拟结果与实验 APD 暗电流进行对比，如图 4.10 所示。模拟中，InGaAs 吸收层中的少子寿命设置为 100 ns，而 InP 倍

增层中的少子寿命为 20 ps。模拟结果和实验结果有较好的符合。模拟结果分别显示了器件的暗电流、倍增层暗电流、吸收层暗电流、TAT 电流和漏电电流。图 4.10 再次证明，在实验 APD 器件中，暗电流主要来源于 InGaAs 吸收层的热产生复合电流；另外，器件的 TAT 电流和倍增层的暗电流在击穿电压附近极为相似，这表明 TAT 电流主要来源于倍增层。倍增层的 TAT 电流和吸收层的热产生复合电流也是盖格模式下 APD 暗计数的主要来源^[5,16,17]。

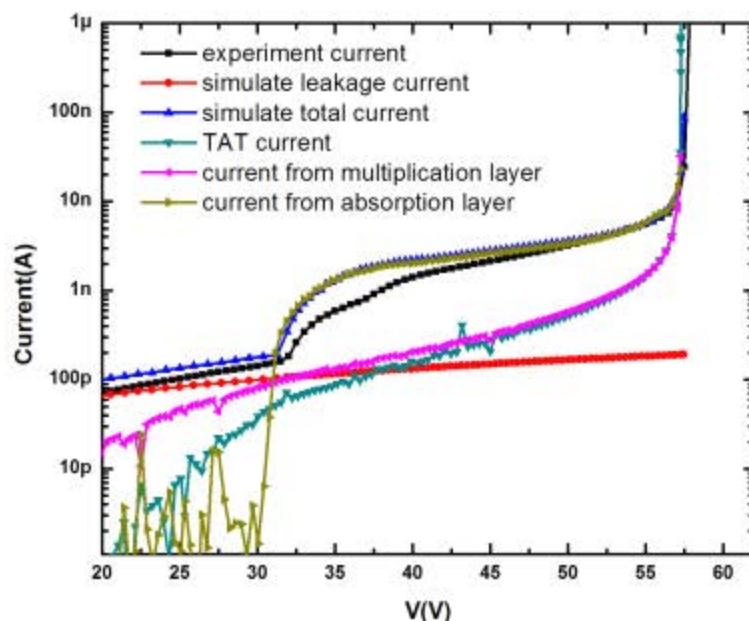


图 4.10 模拟结果于实验结构的对比

实验结果与模拟结果在贯穿电压处的暗电流有细微的差别，在贯穿电压处，器件的暗电流大幅增加，随后增幅变缓，随着电压的继续增加 (V_p+6V)，器件的暗电流又有一个上升的小台阶。这种现象可能是由于吸收层中的少子寿命非均匀分布所造成的，在 InGaAs 层边缘，即 InGaAs 层与 InP 缓冲层和 InGaAsP 组分渐变层区域。在这两个区域，由于材料的差异，在外延生长的时候会存在较多的缺陷，使得相应的少子寿命降低。随着偏置电压的增加，耗尽层先延伸至 InGaAs 层与 InGaAsP 层的区域，因相应区域少子寿命较低，热激发电流较大，所以出现了暗电流的台阶；随着偏置电压的继续升高，在 InGaAs 层内部，少子寿命相应较长，暗电流没有明显的增加；而当偏置电压继续升高，耗尽层延伸至 InGaAs 和 InP 缓冲层区域，少子寿命又下降，热激发电流继续上升，在暗电流中又有相应的台阶出现。

4.4 表面电荷的影响

4.4.1 引言

前面我们研究了载流子寿命对器件暗电流的影响，在用模拟结果与实际器件暗电流进行拟合的时候，加入了一个漏电电流分量。而实际上，在实际器件的测试结果中，也存在着相应的漏电电流，它表现如下的现象：当器件的工作温度降低至某一范围之后，器件的暗电流（贯穿电压至击穿电压区间暗电流）随温度的降低而下降趋于平缓；同时在低偏压（一般 $V < V_p$ ）时，APD 的暗电流表现出负温度效应的现象，即随着温度的降低，暗电流反而升高，如图 4.11 所示。而 APD 暗电流成分中，隧穿电流、热产生复合电流、扩散电流等都不会随着温度的降低而升高。

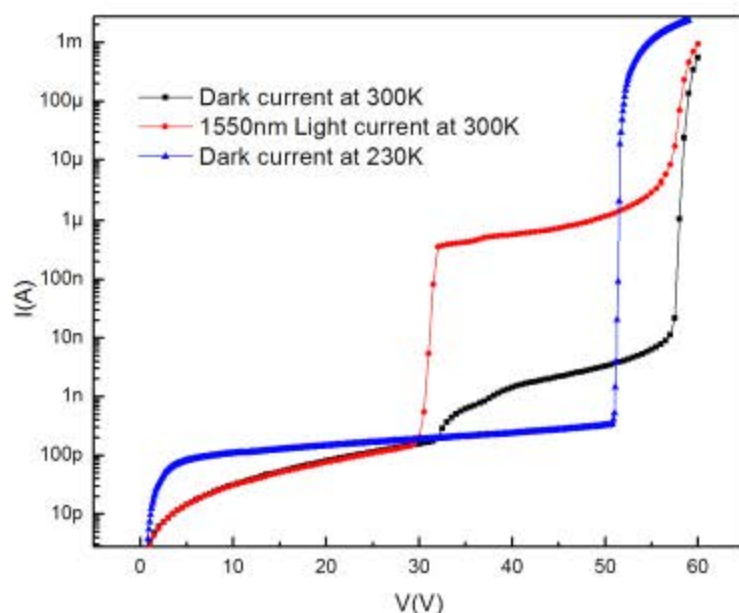
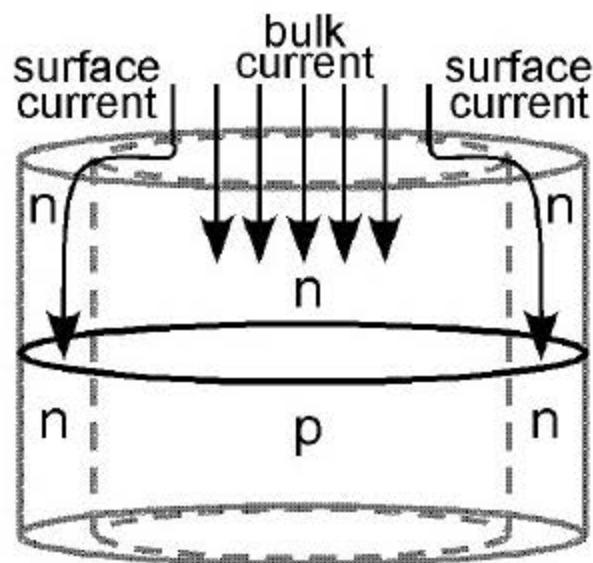


图 4.11 实验 APD 器件在不同温度下的 I-V 曲线

在报道的 APD 相关文献中，绝大部分是与 APD 器件结构和“好”性能器件相关的文章^[18-20]，而对 APD 器件“不好”性能的原因或失效因素报道很少^[21]。在 APD 的失效机理中，表面漏电是一个很重要的因素。传统的对表面漏电的认识如上图 4.17 所示，表面漏电是在器件外围存在有一电流通路^[22]。但这对于平面型 APD 器件而言，不存在高缺陷浓度的侧壁边缘，所以这种电流通路是难以存在的。考虑到这种表面漏电的因素，目前 InGaAs/InP APD 基本采用平面型结构^[23-25]。另外，图 4.12 的这种机理的漏电电流不存在与温度负相关的机理。

图 4.12 表面漏电示意图^[22]

另一种表面漏电电流是由表面电荷产生的^[26]。但表面电荷对器件暗电流的影响目前没有统一的认识。表面电荷可以充当表面复合中心^[27]或影响电极的方式^[28]来影响器件的电流特性。对于APD器件，Sudo提出了一个表面电荷漏电流的模型来解释器件在200度以上高温退化后的器件失效机理^[29]。不过他们没有对这一模型进行详细的分析和解释。事实上，Sudo提出的这一模型在未退化的器件中也能存在，接下来我们就仔细的研究分析表面电荷对APD器件暗电流的影响，并详细的阐述这一表面电荷漏电流模型。

在器件的模拟中，我们将正电荷加在SiN_x表面钝化层。这些正电荷主要来源于APD工作时p+InP层的热载流子注入^[30]和InP表面所感生的电荷^[31]。因为APD工作在反向偏置电压，空穴和电子分别向p+InP扩散层和n+InP衬底运动，所以由p+InP扩散层所注入至SiN_x层中的载流子主要为空穴。另外，在同样的偏置电压情况下，SiN_x层中的空穴注入也要比电子注入更容易^[32]。

SiN_x层中的正电荷另外一个来源为InP表面缺陷^[3]所感生的电荷。这些表面缺陷主要为P空位，相应的缺陷能级为处于导带下方的浅能级，因此这类缺陷表现出施主的特性^[31]，相应的缺陷浓度能高达 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ^[33]。下图4.13是实际APD器件的C-V曲线，其明显的回滞特性说明大量正电荷的存在^[34,35]。

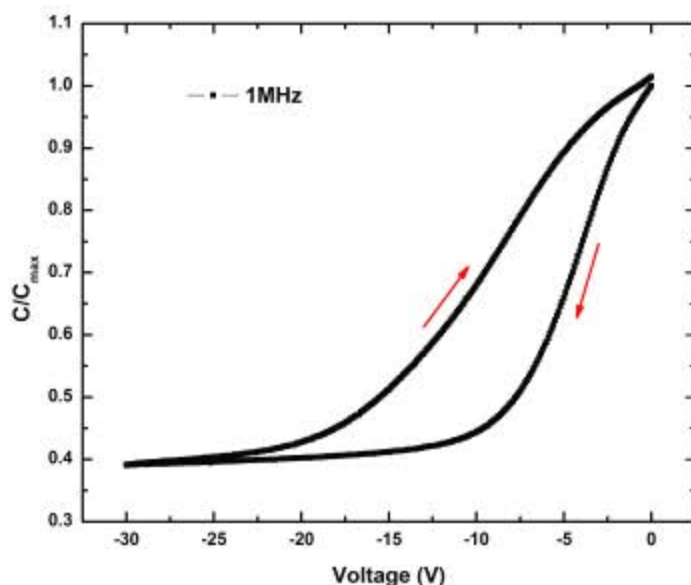


图 4.13 APD 器件的 CV 回滞曲线

4.4.2 表面电荷对器件暗电流的影响

图 4.14 是无保护环结构器件中不同表面电荷面密度下的 APD 暗电流曲线。可以发现，表面电荷的存在会明显地增大 APD 的暗电流，并且这一影响贯穿整个偏置电压范围。随着表面电荷面密度从 $1\text{E}10$ 增加至 $5\text{E}13\text{ cm}^{-2}$ ， $V=20\text{V}$ 处的暗电流从 17 pA 增加至 32 pA ，而 $V=35\text{V}$ 处的暗电流从 40 pA 增加至 95 pA 。 $V=35\text{ V}$ 处的暗电流变化幅度更大($95/40 > 32/17$)，这说明表面电荷所引起的暗电流得到了部分的倍增。而在传统的认识中，表面漏电电流不参与倍增，因此这部分电流不影响盖格模式下 APD 的性能^[36]，从而也没有得到相应的重视。表面电荷所引起的漏电能部分参与倍增，这会对 APD（包括盖革模式）的性能有重要的影响，因此必须对其加以抑制或消除。

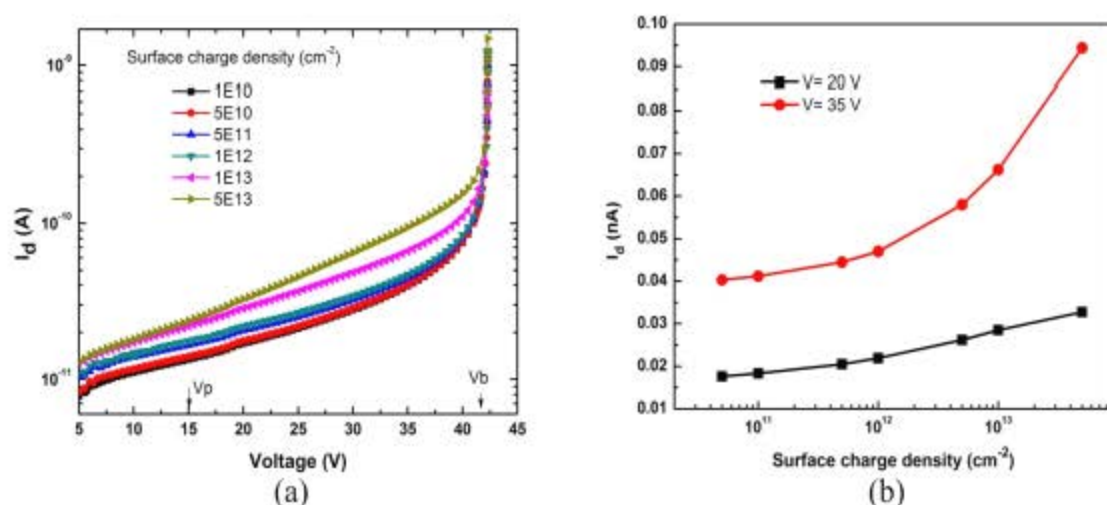


图 4.14 (a) 不同表面电荷密度条件下无保护环结构 SAGCM APD 的暗电流曲线

(b) 20 V 和 30 V 偏置电压下的暗电流值随表面电荷密度的变化

图 4.15 能更清晰的揭示表面电荷对暗电流的影响。其中图 4.15 (a) 为 APD 器件中电子电流密度分布的截面图。表面电荷所引起的电流为电子电流, 这一电流的通道处在 p+InP 扩散层外围的 SiN_x 钝化层下, 其中的电子能部分流至强电场的倍增层区域, 参与碰撞电离。电流通道位于器件内部是该表面电荷漏电流与常规表面漏电流的最大的区别。图 4.15 (b) 是 $y=6.1\text{ }\mu\text{m}$ 截面处的电子电流密度分布图, 其中表面电荷只添加在 $X>0$ 区域的 SiN_x 钝化层中, 而在 $X<0$ 的区域无表面电荷的影响。只有存在表面电荷的区域, 才存在有电子电流, 并且这一电子电流峰值随着电子表面电荷面密度的增加而线性增加。如随着表面电荷面密度从 $5\text{e}10$ 增加至 $5\text{e}13\text{ cm}^{-2}$, 电子电流密度的峰值几乎从 0 剧增至 $550\text{ }\mu\text{A}/\text{cm}^2$, 表面电荷面密度小于 $1\text{e}11\text{ cm}^{-2}$ 时, 其对暗电流的影响几乎可忽略 (如图 4.15 (c))。

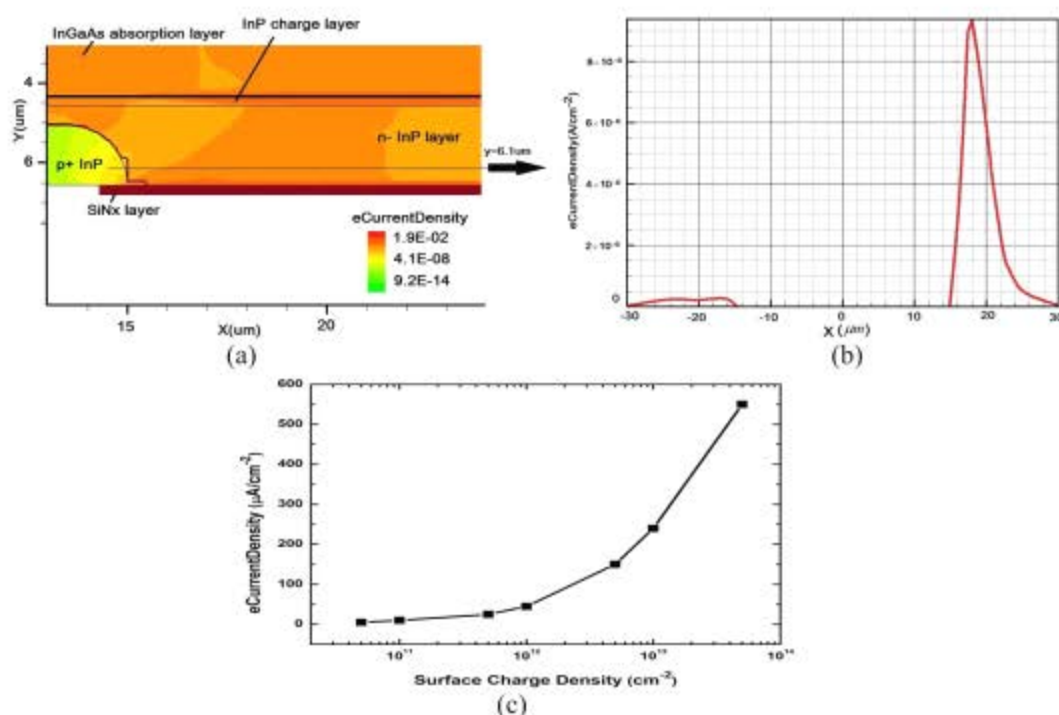


图 4.15 (a) APD 中电子电流密度分布截面图; (b) $y=6.1\text{ }\mu\text{m}$ 处 $V=35\text{ V}$ 时的电子电流密度分布, 其中 $X<0$ 的区域对应无表面电荷的情况, $X>0$ 的区域对应的电子电流密度为 $1\text{e}12\text{ cm}^{-2}$; (c) 图 (b) 中电子电流密度峰值随表面电荷面密度的变化曲线

4.4.3 表面电荷漏电模型分析

表面电荷所引起的漏电电流为电子电流, 它能部分参与倍增, 对 APD 的性

能有着重要的影响，因此我们需要对这一电流产生的机理做出细致的分析。这一机理可以用图 4.16 的表面电荷漏电电流模型来加以描述。图 4.16 (a) 为无表面电荷的理想器件示意图。对于理想器件，InP 表面为理想的表面，不存在有表面缺陷；另外，SiN_x 层也没有 p⁺InP 层的热载流子（空穴）的注入，整个器件都不存在有表面电荷的影响。这样，p⁺InP 扩散层边缘的空间电荷区完全由 p⁺InP 扩散层和 n⁻InP 层的掺杂浓度决定，并呈现出均匀分布的特性。在这种情况下，p⁺InP 中的载流子要穿过 p⁺InP 扩散层边缘的空间电荷区需要克服很大的势垒，而实际情况一般难以满足这种条件，所以器件的暗电流就完全由 APD 决定，没有寄生漏电电流的存在。而对于实际器件，在 SiN_x 钝化层中有正电荷的存在。这一正电荷主要来源于 p⁺InP 层所注入的空穴和 InP 表面带负电荷的表面缺陷所产生的感生电荷。由于 InP 表面的缺陷能级为浅能级，这些缺陷相当于施主的作用，这相当于增加了 n⁻InP 表面的掺杂浓度，从而在 n⁻InP 表面形成一层很薄的电荷聚集层；而在 p⁺InP 扩散层中恰好相反，这些表面缺陷会对空穴进行捕获，如果表面缺陷的浓度要高于 p⁺InP 的掺杂浓度，那么在 p⁺InP 扩散层的表面会形成一个反型层薄层。除了 InP 表层的缺陷的影响之外，SiN_x 层中所注入的热空穴也会作用于 InP 表面，同样的效果会使得 n⁻InP 和 p⁺InP 表面分别出现电荷聚集层和反型层，这会使得相应的聚集层和反型层的浓度和厚度增加。在模拟中，我们将 InP 表面的缺陷和注入热空穴统一用 SiN_x 层中的正电荷来描述。而 InP 表面的缺陷浓度本身就可以高达 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ，加上注入的热空穴，表面电荷的影响就不能忽视。

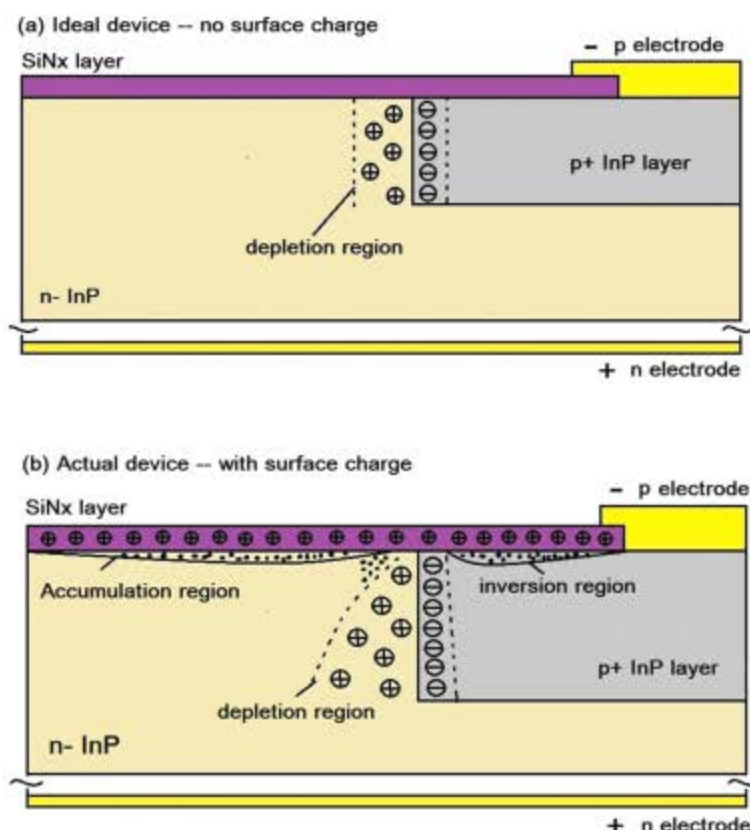


图 4.16 表面电荷漏电模型图。(a) 无表面电荷的理想器件示意图，
(b) 有表面电荷实际器件示意图

相对于 $n\text{-InP}$ 层而言， $p^+\text{InP}$ 层的掺杂浓度很高，所以空间电荷区（耗尽区）主要分布在 $n\text{-InP}$ 层中。由于 $n\text{-InP}$ 表层的聚集层的存在，相当增加了 $n\text{-InP}$ 表层的掺杂浓度，这会造成 $n\text{-InP}$ 表层处的空间电荷区宽度变窄。越靠近 $n\text{-InP}$ 表面，空间电荷区变化的幅度越大，这就使得 $n\text{-InP}/p^+\text{InP}$ 侧壁的空间电荷区呈现出非均匀分布的现状，如图 4.16 (b) 所示。当表面电荷的浓度达到一定的量级之后， $p^+\text{InP}$ 层中的反型层中的电子就能在电场的作用下穿过这一很薄的空间电荷区，形成漏电电流。而提供这一电场的正是 APD 上所加的反向偏置电压。因为 APD 器件的 n 电极是整个 $n^+\text{InP}$ 衬底面，所以 p 电极至 n 电极之间的电场就会在 $n\text{-InP}/p^+\text{InP}$ 侧壁的空间电荷区存在一个横向分量，这个电场使得电子能穿越这一变薄了的空间电荷区形成漏电电流。表面电荷对空间电荷区的影响就类似于给这一空间电荷区上所加的正向偏置电压，所以漏电电流会随着表面电荷的面密度增加而指数增加。实际测得到的 APD 暗电流为理想 APD 器件的暗电流与这一表面电荷漏电电流的并联结果。

可用这一表面电荷漏电模型来解释实际器件中低偏压下所出现的暗电流

与温度负相关的特性现象。因为 $n\text{-InP}$ 表层的电子聚集层的浓度和厚度与温度相关，温度越高，电子聚集层的厚度和浓度都越小，所以对 $n\text{-InP}/p\text{-InP}$ 侧壁空间电荷区的影响也越小，即空间电荷区变窄的幅度越小，那么电子就越难以穿过空间电荷区形成电流，所以最后的结果是，温度越高，器件的暗电流反而越小。

我们采用 MOS 器件的聚集（反型）层模型来描述温度的影响。 $n\text{-InP}$ 聚集层中载流子浓度为 N_d ，本质载流子浓度为 n_i ，温度为 T ，表面电荷等效的表面势为 V_s ，那么有如下关系^[37]：

$$V_s = 2 \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (4.18)$$

其中本征载流子浓度与温度的关系为：

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (4.19)$$

N_C 、 N_V 和 E_g 分别为导带态密度、价带态密度和带隙宽度。我们假设 SiN_x 中的表面电荷浓度与温度无关，即 V_s 与温度无关，那么电子聚集层的电子浓度为：

$$N_d = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(\frac{qV_s - E_g}{2kT}\right) \quad (4.20)$$

只要 $qV_s > E_g$ ， $n\text{-InP}$ 层中的电子聚集层的浓度就与温度负相关。而当 $qV_s < E_g$ 时，表面电荷漏电流可以忽略。

表面电荷所引起的聚集层或反型层情况下的暗电流随温度的变化与 APD 器件内部电荷的聚集层或反型层所引起的变化不同。若这一聚集层和反型层位于 APD 器件内部，那么只有在某一偏置电压之后，器件内部的耗尽层延伸至该电荷聚集层或反型层，才会对暗电流产生贡献，所以这种情况下，暗电流的负温度效应会出现在较高偏压的范围^[37]，并且由于其它暗电流成分与温度正相关，所以这一现象不常见。而对于表面电荷的情况，实际暗电流为 APD 的暗电流与表面电荷漏电的并联，只有在低偏置电压的条件下，暗电流的负温度效应现象才能表现出来。当偏压继续增加，APD 的暗电流逐渐占主导，这会使得总的暗电流表现出与温度正相关的特性。

4.4.4 保护环对表面电荷漏电流的影响

由于表面电荷会增加 APD 的暗电流，并且表面电荷漏电流也能部分参与倍增，这会对 APD 器件的单光子探测性能有重要的影响。因此，降低表面电荷漏电流是器件设计和制备中必须考虑的。最基本的手段是降低器件表面电荷的浓度。由于表面电荷主要由 InP 表面缺陷和热空穴的注入组成。表面电荷浓度可以

通过钝化的手段来减少。相应的钝化方法有采用过量硫和磷的硫化氢溶液来对 InP/SiN_x 表面进行处理^[38]、在材料外延生长的时候采用 H₂S 对 InP 表面处理^[39]或采用 ALD 在 InP/SiN_x 之间沉积 Al₂O₃ 薄层作为钝化层^[40]。

我们发现，除了通过减小表面电荷浓度的方式来减小表面电荷漏电流，保护环结构（Floating Guard Ring, FGR）也能有效的减小表面电荷漏电流。下图 4.17 是有保护环结构 APD 中，表面电荷对 APD 暗电流的影响。图 4.17（a）是器件的结构示意图，与前面的模拟相比，它添加了保护环结构，这更与实际器件情况相符。图 4.17（b）是不同表面电荷面密度的情况下，APD 的暗电流曲线。对比图 4.14（a）和图 4.17（b）发现，保护环结构可以使得表面电荷对器件的暗电流影响明显减小。如当表面电荷面密度从 5×10^{10} 增加至 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 时， $V=20\text{V}$ 处的暗电流从 18 pA 增加至 26 pA ，而 $V=35 \text{ V}$ 处的暗电流从 45 pA 增加至 70 pA 。这相对于没有保护环的 APD 中变化幅度要小，并且 $V=35\text{V}$ 和 $V=20\text{V}$ 处的暗电流变化幅度相当（ $70/45 \approx 26/18$ ），因此，保护环结构不尽能减小表面电荷漏电流，也能减小漏电流中的倍增。（保护环结构会使得 APD 的电场向保护环区域拓展，这就等效增加了 APD 的尺寸，于是在表面电荷面密度较低的情况下，有保护环结构的 APD 的暗电流反而更大，而在表面电荷面密度较高的情况下，由于保护环对表面电荷漏电流的抑制，使得器件的暗电流比没有保护环的 APD 器件暗电流要更小。）

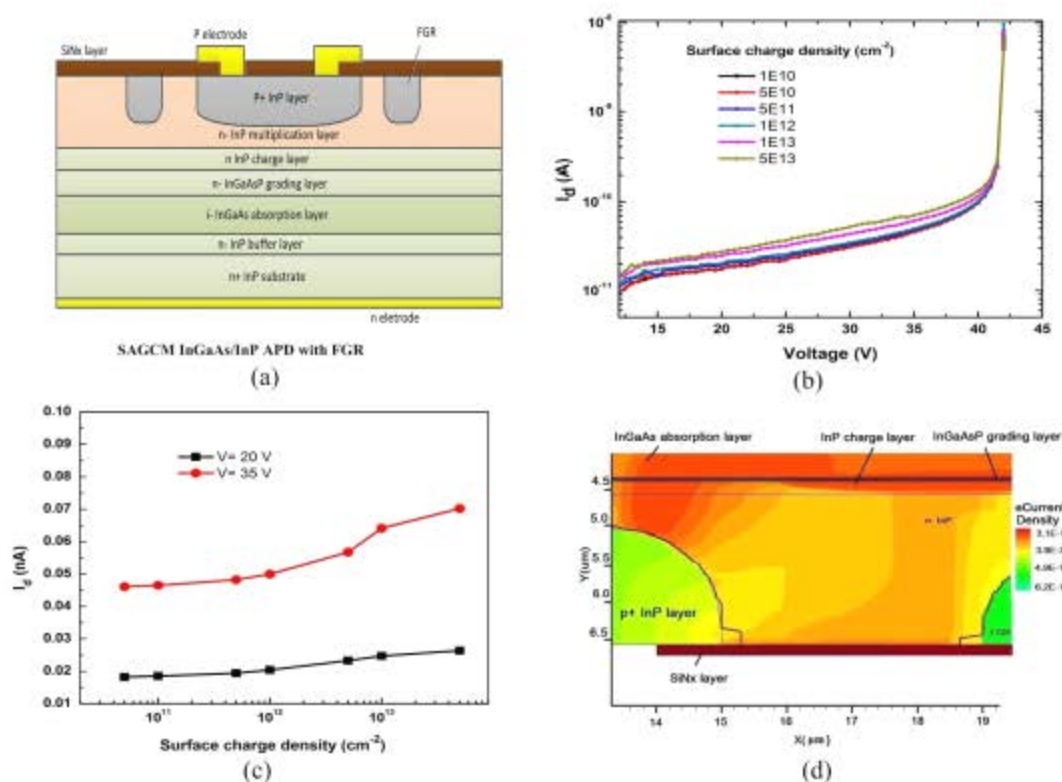


图 4.17 带保护环结构的 APD 器件的表面电荷漏电。(a) 器件结构示意图，(b)

不同表面电荷浓度下的 APD 器件暗电流, (c) 20V 和 30V 处暗电流随表面电荷浓度的变化, (d) 电子电流密度在器件内部的分布

保护环结构的存在, 会使得 APD 中的电场向保护环延伸, 这可使得 n-InP 区域中的耗尽区增加, 从而减小了表面电荷漏电流的通道, 如图 4.17 (d) 所示。因为保护环的存在, 漏电电流通道被压缩至保护环一侧, 这也使得漏电流中能参与碰撞电离的载流子更少, 所以才会使得 $V=20\text{ V}$ 和 $V=35\text{ V}$ 处的暗电流变化幅度差别不大。

保护环结构对暗电流的影响在实验器件中有很明显的体现。图 4.18 是所制备的有保护环结构 APD 器件与无保护环结构 APD 器件的 I-V 特性曲线。可以看到, 保护环结构的引入, 可以大幅度地减小器件 (击穿电压附近) 的暗电流, 这一作用正是保护环对表面电荷漏电的抑制所造成的。另外, 在低偏压情况下, 保护环结构会使得器件的暗电流小幅上升, 这正是保护环结构的引入增大了器件的有效尺寸所造成。而实际中出现的击穿电压的变化, 这是由于二次扩散形态引起的, 单纯的保护环结构不会造成 APD 的击穿电压变化 (如图 4.17 所示)。

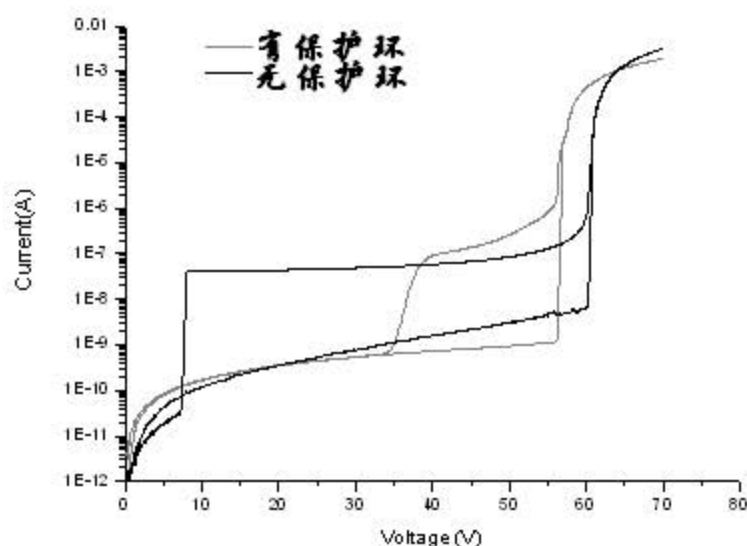


图 4.18 实验器件中有无保护环结构下 APD 的 I-V 特性曲线

4.5 本章小结

本章主要研究了掺杂、少子寿命和表面电荷对 APD 器件暗电流的影响, 基于这些因素, 我们成功的解释了所制备的 APD 器件暗电流的相关现象: 暗电流偏大、贯穿电压处暗电流大幅上升以及低偏压下的暗电流的负温度相关特性。

倍增层中的掺杂浓度对暗电流中击穿电压和贯穿电压的影响与电荷层的影响类似。而不同层的载流子寿命对 APD 的暗电流影响不尽相同。其中, 对暗电

流有影响的主要为倍增层、电荷控制层、组分渐变层和吸收层。倍增层和电荷控制层中的载流子寿命影响整个偏置电压范围内的暗电流,并且其对暗电流的贡献主要是缺陷辅助隧穿电流(TAT);而吸收层和组分渐变层中载流子寿命对暗电流的影响只发生在贯穿电压之后,主要贡献为热产生复合电流,这会导致APD的暗电流在贯穿电压处大幅上升。我们将模拟结果与实验结果相对比,得出实验中贯穿电压出暗电流大幅上升的原因是由于InGaAs吸收层的载流子寿命偏小所造成的。

我们创新性地研究了表面电荷对APD暗电流的影响。提出了相应的表面电荷漏电电流模型,解释了低偏压下APD的暗电流与温度负相关的特性。与传统的对表面漏电的认识不同,表面电荷漏电电流的通道位于APD器件内部,因此,其中的部分漏电电流能参与倍增,对APD器件(包括盖革模式)的性能有着重要的影响。这与表面漏电不影响盖革模式APD性能的观念不同。为了提高APD器件的性能,相应的表面电荷漏电电流必须加以克服。幸运的是,保护环结构的加入,可以减小表面电荷漏电的影响,也使得参与倍增的漏电减小到可以忽略的水平。但要完全克服表面电荷漏电,需要对器件进行相应的钝化,减小InP表面的缺陷和对SiNx层的热载流子的注入。

参考文献

- [1]R. S. Rana, et al. Temperature dependence of the photorefractive effect in InP:Fe: role of multiple defects[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1992, 9(9): 1614-1625
- [2]Ph. Ebert, et al. Thermal formation of Zn-dopant-vacancy defect complexes on InP(110) surfaces[J]. Phys. Rev. B, 1996, 53(8): 4580-4590
- [3]G. Marrakchi, et al. Traps in undoped semiinsulating InP obtained by high temperature annealing[J]. J. Appl. Phys., 1996, 79(9): 6947-6950
- [4]R. Raghunathan, B. J. Baliga. Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC[J]. Solid-State Electronics, 1999, 43(2):199-211
- [5]X. Jiang, M. A. Itzler, et al. InGaAs-InP avalanche photodiodes for single photon detection[J]. IEEE Sel. Topics in Quantum Electro., 2007, 13: 895-905
- [6]R. K. Ahrenkiel. Properties of InP[M]. INSPEC, London, 1991, 77
- [7]Y. Rosenwaks, Y. Shapira, and D. Huppert. Metal reactivity effects on the surface recombination velocity at InP interfaces[J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 57: 2552
- [8]A. Liu and Y. Rosenwaks. Excess carriers lifetime in InP single crystals: Radiative versus nonradiative recombination[J]. J. Appl. Phys., 1999, 86: 430-437

- [9]D. J. Roulston, et al. Modeling and measurement of minority-carrier lifetime versus doping in diffused layers of n^+ -p silicon diodes[J]. IEEE Transactions on Devices, 1982, 29(2): 284-291
- [10]M.Gallant, et al. Long minority hole diffusion length and evidence for bulk radiative recombination limited lifetime in InP/InGaAs/InP double heterostructures[J]. Appl. Phys. Lett., 1988, 52: 1686-1688.
- [11]C. H. Henry, et al. Radiative and nonradiative lifetimes in n-type and p-type $1.6\mu\text{m}$ InGaAs[J]. Electron. Lett., 1984, 20: 358-359
- [12]R. K. Ahrenkiel, R.Ellingson, et al. Recombination lifetime of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ as a function of doping density[J]. Appl. Phys. Lett., 1998, 72: 3470.
- [13]J. E. Ehrlich, D. T. Neilson et al. Carrier lifetimes in MBE and MOCVD InGaAs quantum wells[J]. Semicond. Sci. Technol., 1993, 8: 307-309
- [14]C. Baker, I. S. Gregory et al. Highly resistive annealed low-temperature-grown InGaAs with sub-500fs carrier lifetimes[J]. Appl. Phys. Lett., 2004, 85: 4965-4967
- [15]S. Gupta, J. F. Whitaker, and G. A. Mourou. Ultrafast carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Substrate Temperatures[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28: 2464-2472
- [16]M. A. Itzler, X. D. Jiang, et al. InGaAsP avalanche photodetectors for non-gated $1.06\mu\text{m}$ photon-counting receivers[J]. Proc. Of SPIE, 2007, 6572: 65720G
- [17]M. A. Itzler, X. D. Jiang, et al. Single photon avalanche photodiodes for near-infrared photon counting[J]. Proc. Of SPIE, 2008, 6900: 69001E
- [18]F. Acerbi, M. Anti et al Design criteria for InGaAs/InP single-photon avalanche diode[J]. IEEE Photonics Journal, 2013, 5: 6800209-6800209
- [19]M. A. Itzler, X. D. Jiang et al, Advances in InGaAsP-based avalanche diode single photon detectors[J]. J. Modern Optics, 2011, 58: 174-200
- [20]M. D. Eisaman, J. Fan et al. Invited review article: single-photon sources and detectors[J]. Rev. of Scientific Instruments, 2011, 82: 071101
- [21]A. K. Chin, F. S. Chen, and F. Ermanis. Failure mode analysis of planar zinc-diffused $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ p-i-n photodiodes[J]. J. Appl. Phys., 1984, 55: 1596-1606
- [22]G. W. Wicks, et al. Infrared detector epitaxial designs for suppression of surface leakage current[J]. Proc. of SPIE, 2010, 7608: 760822
- [23]R. Farrel, et al. APD arrays and large-area APDs via a new planar process[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2000, 442: 171-178
- [24]S. An, M. J. Deen. Low-frequency noise in single growth planar separate

- absorption, grading, charge, and multiplication avalanche photodiodes[J]. IEEE Transaction on Electron Devices, 2000, 47(3): 537-543
- [25]K. Shiba. Semiconductor light-receiving device and method for manufacturing the same[P]. US Patent, US20090050933 A1, 2005
- [26]M. .B. Reine, et al., Semiconductors and semimetals[M]. Academic Press, New York, 1981, 18: 201-311
- [27]J. Geist, A. J. D. Farmer, et al. Elimination of interface recombination in oxide passivated silicon p+n photodiodes by storage of negative charge on the oxide surface[J]. Appl. Opt., 1982, 21: 1130-1135
- [28]C. T. Lee, H. W. Kao. Long-term thermal stability of Ti/Al/Pt/Au Ohmic contacts to n-type GaN[J]. Appl. Phys. Lett., 2000, 76: 2364-2366
- [29]H. Sudo, and M. Suzuki. Surface degradation mechanism of InP/InGaAs APD's[J]. J. Lightwave Tech., 1988, 6: 1496-1501
- [30]H. M. An, H. D. Kim, and T. G. Kim. Multilevel programming at a low-voltage step using junction avalanche hot carrier injections[J]. Appl. Phys. Lett., 2011, 98: 153503
- [31]J. D. Dow, and R. E. Allen. Surface defects and Fermi level pinning in InP[J]. J. Vac. Sci. Technol., 1982, 20: 659-661
- [32]G. Li, X. Y. Chen. Modified Fowler-Nordheim tunneling for modeling charge injection into Si₃N₄ in an Al/Si₃N₄/Si structure[J]. Appl. Phys. A., 2012, 109: 539-545
- [33]M. Heinrich, Ph. Ebert et al. Temperature dependent vacancy concentrations on InP(110) surfaces[J]. J. Vac. Sci. Technol., 1995, 13: 1714-1718
- [34]L. E. Byrum, et al. Capacitance hysteresis in GaN/AlGaN heterostructures[J]. J. Appl. Phys., 2009, 105: 023709
- [35]G. Kalon, et al. The role of charge traps in inducing hysteresis: Capacitance-voltage measurements on top gated bilayer graphene[J]. Appl. Phys. Lett., 2011, 99: 083109
- [36]F. Acerbi, M. Anti, A. Tosi, F. Zappa. Design criteria for InGaAs/InP single-photon avalanche diode[J]. IEEE Photonics Journal, 2013, **5**: 6800209
- [37]X. D. Wang, et al. Dependence of dark current and photoresponse characteristics on polarization charge density for GaN-based avalanche photodiodes[J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 2011, 44: 405102
- [38]A. Kapila, and V. Malhotra. Passivation of the InP surface using polysulfide and

silicon nitride overlayer[J]. Appl. Phys. Lett., 1993, **62**: 1009-1011

[39]H. L. Lu, et al. In situ passivation of InP surface using H₂S during metal organic vapor phase epitaxy[J]. Appl. Phys. Lett., 2009, **95**: 152103-1-152103-3.

[40]R. Driad, et al. Atomic layer deposition of Aluminum oxide for surface passivation of InGaAs/InP Heterojunction bipolar transistors[J]. J. Electrochem. Soc., 2011, **158**: 1279-1283

第五章 新型耦合汇聚光栅结构 APD 器件

5.1 引言

近些年来, 表面等离子激元(Surface plasmon polaritons)因与传统器件的相结合所表现出新颖的特性和优异的性能, 引起了人们的广泛关注^[1-3]。等离子激元是等离子体的能量量子化描述, 存在于材料体内的等离子激元能量在 10eV 量级, 因此很难被激发, 而在表面的等离子激元的激发频率很低^[4], 因此表面等离子激元的应用范围更广。

一般情况下, 金属(或高掺杂半导体)介质表面的等离子激元也难以被光所激发。从图 5.1 可以看出, 表面等离子激元的色散关系与光子的色散关系没有重合, 其波矢要比同频率下的光波矢要大, 若要用光子激发表面等离子激元, 动量守恒要求必须叠加相应的 G 矢量。通过在表面制作出周期性的结构可以提供这一 G 矢量, 在这样的条件下, 就能采用光波来激发表面等离子激元, 这是表面等离子激元广泛应用的基础。

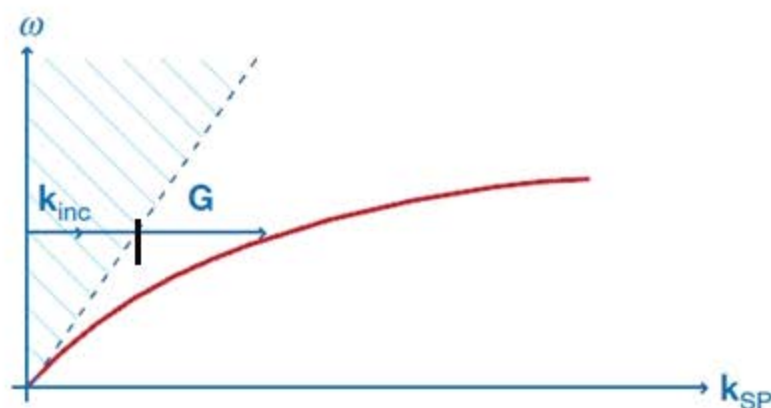


图 5.1 表面等离子激元色散关系图^[5]

表面等离子激元与传统器件的结合主要分为两类。一类是利用表面等离子激元来增加光吸收^[6-8]。这类器件主要是利用等离子体波在垂直金属介质界面方向是高度局域的消逝波, 能量被集中在很小范围; 并且在平行于表面方向, 等离子体波可以得以传播, 这就相当于垂直入射的光在金属介质层表面变为横向传输。若器件的吸收层位于这一区域, 表面等离子波的这两种特性就可以使器件的吸收大为增加, 尤其是对于吸收系数不高、或者吸收层很薄和对吸收有选择性要求的器件(如量子阱)。

另外一类是利用表面等离子激元效应来对光进行聚焦^[9-17]。条形光栅结构和

圆环型光栅结构都能对光聚焦，这是表面等离子激元效应与一般的聚焦透镜的不同之处。其中最常用的聚焦结构为圆环光栅结构。利用等离子激元的局域效应，照射在金属缝隙缝隙的光就被局域在缝隙的周围。而垂直于光栅且沿金属光栅与介质表面传播的表面等离子体波会使得在圆环中心的等离子波能量最强，这些表面等离子波再转换成光就可以实现光的汇聚。

在所报道的表面等离子激元聚焦的应用中，目前还主要停留在单一聚焦透镜的研究上，将聚焦透镜应用于器件的很少。本章中，我们主要介绍一种新型的利用表面等离子激元实现光聚焦的透镜，并且将这一透镜与 APD 器件相耦合，用以提高 APD 的性能。

5.2 金属-绝缘介质-金属汇聚光栅结构 APD 器件 (MIM-APD)

我们首次将光栅应用于 APD 器件，利用金属光栅的表面等离子激元效应实现对入射光的汇聚作用，从而可以在保证光量子效率的条件下，通过减小器件的尺寸来进一步降低 APD 器件的暗电流。通过这样的方法，可以将 APD 器件的直径尺寸从常规的 25~50 微米降低至 5 微米以下。图 5.2 是我们所提出的新型耦合汇聚光栅结构 MIM-APD 器件的三维结构示意图。在 APD 器件上耦合 MIM（金属-介质-金属）汇聚光栅结构。MIM 结构由第一层 Au 光栅、 SiO_2 介质层、第二层 Au 光栅和 Au 挡板组成，其中，第二层光栅也作为 APD 器件的 p 电极或 p 延长电极。光从第一层光栅入射，通过 MIM 的汇聚至 APD 器件。下面我们通过模拟来验证这 MIN-APD 的聚光特性。

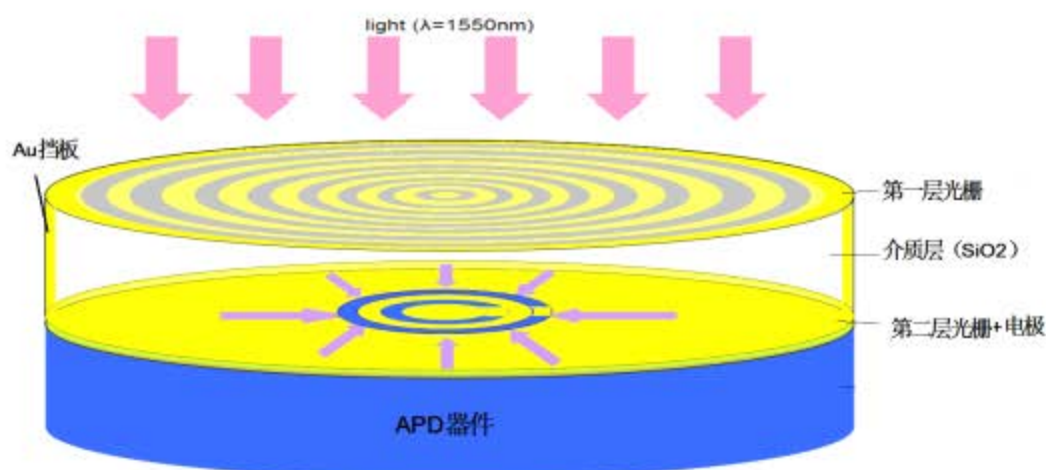


图 5.2 MIM-APD 三维结构图

5.2.1 理论模拟

MIM-APD 器件的光汇聚效果采用 Rsoft 软件加以模拟，图 5.3 是所模拟器件

的二维结构图，其中入射光是 1550 nm，第一层光栅的厚度为 h_1 ，光栅周期为 p ，空隙为 d ，介质层厚度为 h_2 ，第二层光栅厚度为 h_3 。APD 器件的光敏元直径为 w 。器件平面方向设为 x 方向，垂直方向设为 z 方向。对于垂直入射的光，在进入光栅之前，光的偏振方向为 x 方向。

在模拟中，Au 光栅材料采用 Drude 模型加以描述^[14]。其模型表述为：

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_h - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_h)\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu_c} \quad (5.1)$$

其中， ω 为频率， ε_s ， ε_h 分别为静态相对介电常数和高频相对介电常数， ω_p 为等离子激元的频率， ν_c 为激发光频率。介质层材料和半导体材料采用折射率参数来进行描述。

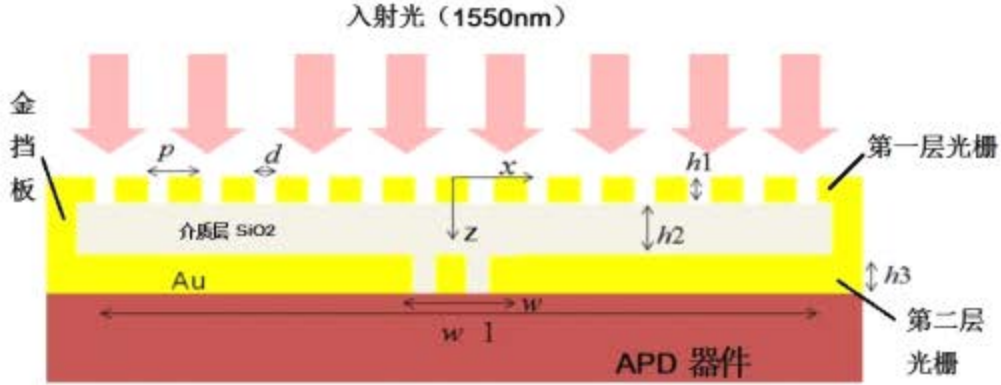


图 5.3 模拟 MIM-APD 器件二维结构图

图 5.4 为 MIM-APD 器件的模拟光场 E_x 分量和 E_z 分量的场分布图。可以看出， E_x 分量主要分布在第一层光栅表面和第二层光栅的出光口处，而 E_z 分量主要分布在两层光栅之间的介质层腔体中。这说明，有着 E_x 分量的垂直入射的光到达第一层光栅后，光子与金属光栅的表面等离子激元相互耦合，而耦合之后的表面等离子体波沿着光栅与介质的表面传播，这相当于垂直入射的光通过第一层金属光栅之后变为横向传输（ x 反向），所以在介质层腔体中光场的 E_z 分量占主导。 SiO_2 介质层内横向传输的光到达金挡板之后被反射回来，从而在腔体中多次传输。当这横向传输的光在第二层光栅的孔处同样因光栅的表面等离子激元效应，穿过第二层光栅之后重新变为垂直传输，直至 APD 器件的吸收层。光因为在介质层腔体中进行来回反射，从而使得更多的能量得以从第二层光栅中透出实现聚焦。另外，对于圆环型的光栅，其本身的表面等离子激元效应就存在一个聚焦的作用^[15,16]。这两个方面的作用，使得 MIM 光栅对光聚焦成为可能。

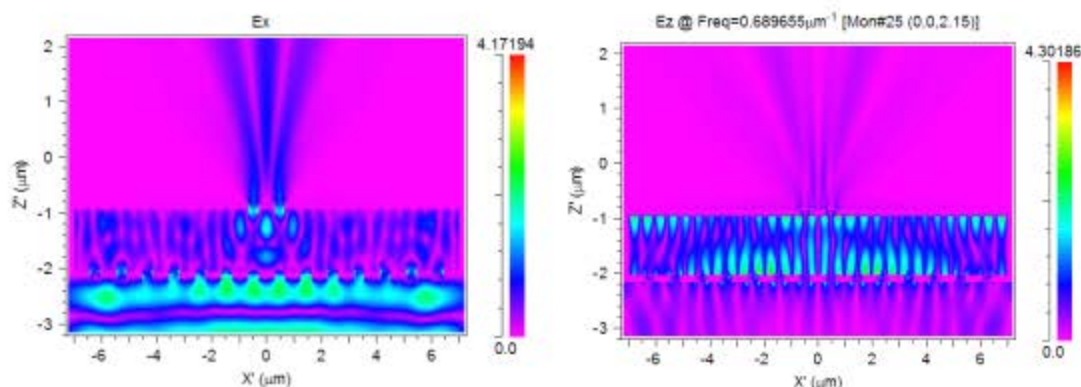
图 5.4 MIM-APD 内部光场 E_x 和 E_z 分量分布图

图 5.5 为模拟得到 MIM 光栅的透射谱。透射峰在 1550nm，这符合我们对 1550nm APD 器件的要求。在 1550nm 的透过率约为 70%。在软件模拟中，这一透过率代表着入射在第一层光栅上的能量所透过的比率。因此也就相当于 70% 的 1550nm 的入射光能通过 MIM 光栅，而 30% 的光被损耗掉，主要的损耗包括反射、吸收和发散。

而这一 MIM 能实现光的聚焦，主要是在于入射光和出射光的面积有着巨大的差异，这就使得出射光的强度要大于入射光的强度。如在我们的设计中，入射光和出射光的直径比为 10:1，那么理论上相应的光聚焦倍数为 $10 \times 70\%$ ，约为 7 倍。

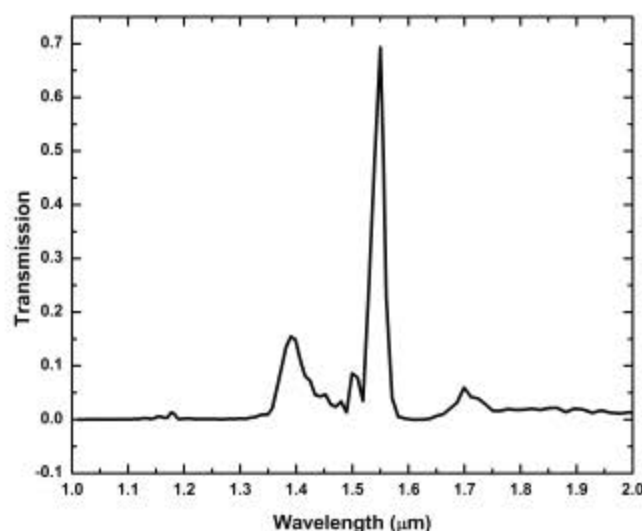


图 5.5 MIM 光栅的光透射谱，透射峰出现在 1550nm，在 1550nm 的光透过率约为 70%

从另外一个角度也能说明这种 MIM 汇聚光栅的应用价值，对于 APD 器件，虽然光损耗了 30%，但响应的器件尺寸得到了降低，暗电流也得到相应地减小，综合考虑，MIM 光栅的加入，对 APD 器件性能有一定的提升。当然 MIM 光栅

通过调节光栅的结构参数，可以应用于其他材料和波段的器件，只是 APD 为具有内增益的器件，暗电流对器件的性能影响更大。

MIM 光栅除了能够实现对光的汇聚功能，其还有着对光偏振进行选择的效果^[9]。光透过率与光栅与光偏振夹角紧密相关。对于垂直入射的光，当光的偏振方向与光栅方向垂直时，MIM 光栅的光透过率最高，而当光的偏振方向与光栅方向平行时，MIM 光栅的光透过率为 0。下图 5.6 是三维模拟下的 MIM 光栅的光强分布图，其中图 5.6 (a) 为 MIM 光栅的 SiO₂ 层中的光强分布，而图 (b) 为第二层光栅口 0.2 微米处的光强分布。从图中不仅可以看出 MIM 对光的汇聚作用，也能清晰的看出 MIM 光栅对光偏振方向的选择。在图中的 A 区域，因为入射光的偏振方向与光栅的方向平行或有一定大的夹角，该部分的光便无法透过，所以在 A 区域的光强几乎为 0。而在对应的 B 区域，入射光的偏振方向与光栅垂直或有着较小的夹角，该区域的光片能通过 MIM 耦合光栅进行聚焦透过，在相应的区域有着对应的光强分布。

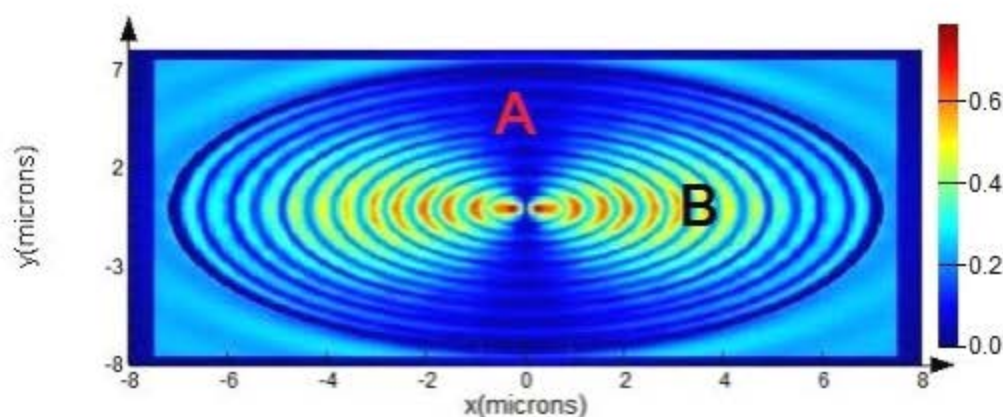


图 5.6 (a) MIM 的 SiO₂ 层中光场分布图

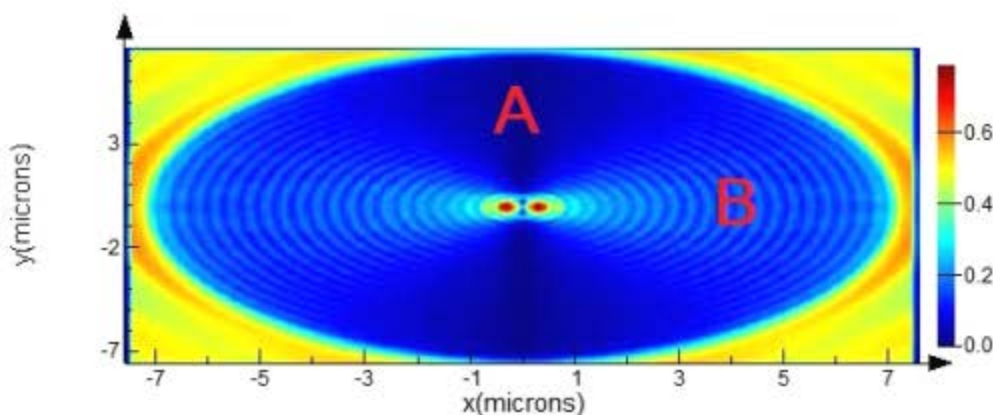


图 5.6 (b) MIM 的第二层光栅口光强分布图

5.2.2 结构参数对 MIM 光栅影响

为了工艺实现 MIM 汇聚光栅结构，我们需要对研究 MIM 光栅的结构参数对透射谱的影响。主要的参数有光栅的周期、光栅的占空比、光栅厚度和介质层厚度。

(1) 光栅周期对 MIM 光栅透射谱影响

模拟结果发现，光栅周期只对 MIM 光栅的透射峰有影响。如图 5.7 所示，透射峰与光栅周期成线性的关系。对于透射峰为 1550nm 的 MIM 结构，光栅周期为 0.96 微米。这种线性关系由光栅与等离子激元的特性决定，可以表述为公式^[5]：

$$\lambda_{\max} = \frac{P}{\sqrt{\frac{4}{3}(i^2 + ij + j^2)}} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (5.2)$$

其中， $\lambda_{\max}$ 为透射谱峰值， P 为光栅的周期， ϵ_m ， ϵ_d 分别为金属光栅和介质层的介电常数。 i ， j 代表着光与等离子激元的散射阶数。

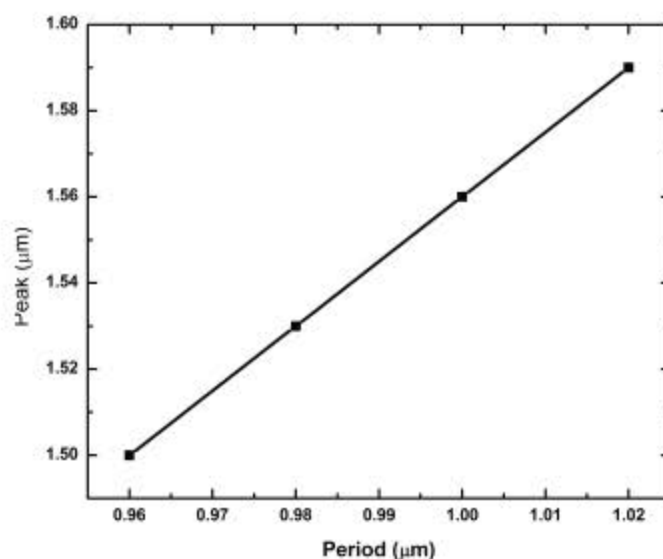


图 5.7 MIM 光透射峰与光栅周期的关系

(2) 光栅占空比对透射谱的影响

光栅的占空比是指光栅的空隙部分长度与光栅周期的比值。不同的占空比对 MIM 光栅的透射谱峰值有着很大的影响。我们的模拟结果表明，过大和过小的占空比都会使得透射率降低，50%的占空比附近有着最大的透射率（如图 5.8 所示）。这一结果的原因可能是：占空比过大，光栅的空隙部分过少，在第一层光栅表面所反射掉的光的比例就越多，因此使得 MIM 光栅的透射率偏小；而占空比过小，光栅的空隙部分过大，光栅中 Au 与介质层接触的面积就过小，这会影响金属表面等离子激元效应，从而也会使得 MIM 光栅的透射率偏小。

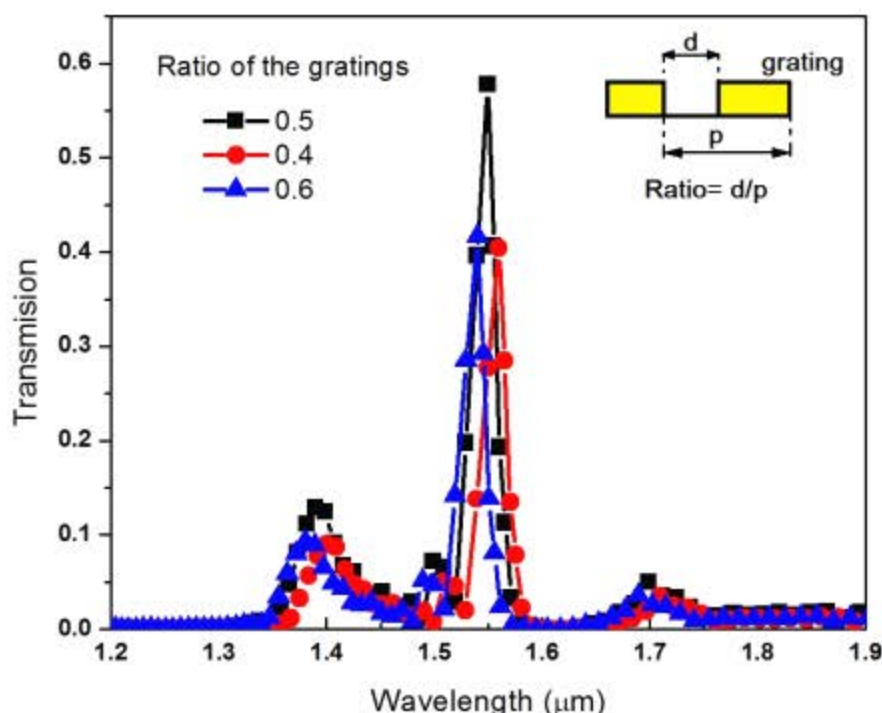


图 5.8 光栅的占空比对 MIM 光透射谱的影响

光栅的占空比对 MIM 光栅的透射峰位置也有影响，随着占空比的增大，透射峰会出现一定的蓝移，即透射峰对应的波长会减小。占空比对透射峰位的影响，说明 (5.2) 式对光栅峰位的描述还有一定的缺陷。这一关系或许与表面等离子激元与光耦合的深层次的物理机理有关。

(3) 光栅厚度对透射谱的影响

光栅的厚度也是一个非常重要的参数。因为要实现 1550nm 波段的光汇聚，MIM 光栅的周期约为 $1\mu\text{m}$ ，相应的占空比为 50%，这就说明 MIM 光栅在工艺实现中的最小线宽为 0.5 微米，这对于普通的光刻是不能实现的，必须采用电子束光刻等（相应的工艺在下节介绍）。电子束光刻工艺需要对光栅的厚度加以控制，不能过厚，否则工艺难以实现。

图 5.9 是光栅厚度对 MIM 光栅的透射谱的影响。可以发现，从 0.2 微米到 0.1 微米，MIM 光栅在 1550 nm 的透射率有一个减小的趋势。在 0.1 微米附近，相应的透射率约为 55%，这对 MIM-APD 而言，是一个可以接受的情况；而在 0.2 微米处，相应的透射率能高达约 70%，但是这一个厚度对基于电子束光刻的剥离工艺而言有较大的难度，因此，实际的器件制造中，采用的是 0.1 微米的光栅厚度。

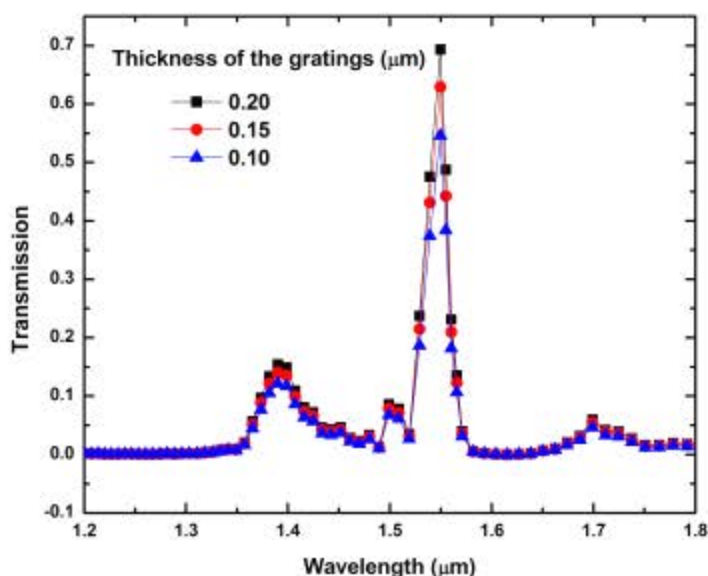


图 5.9 光栅厚度对 MIM 光透射谱的影响

(4) 介质层对 MIM 光栅透射谱的影响

在模拟中, 非金属材料都只采用单一的折射率参数加以描述, 因此介质层的选择主要基于材料的折射率, 不同折射率的材料对 MIM 光栅的透过率有重要的影响, 折射率选择不当将无法实现光的汇聚特性。我们选择 SiO_2 材料是因为其对红外 1550nm 波段的光不吸收, 并且在 1550nm 的折射率符合我们的设计。

另外, SiO_2 介质层的厚度对 MIM 光栅的透射谱也有着很大的影响。我们发现 SiO_2 厚度在 $0.2\ \mu\text{m}$ - $0.3\ \mu\text{m}$ 时, 透射增强明显, 这个范围以外透射率会相应降低。但在 1.1 微米处依然具有聚焦效果。

5.2.2 工艺实现

前面提到 MIM 光栅的最小线宽为 0.5 微米, 普通的紫外光刻已经难以满足要求, 因此必须采用电子束光刻或 X 射线光刻等。我们主要采用电子束光刻来实现光栅图形的转移。

(1) 电子束光刻简介

电子束光刻技术是利用电子束在涂有电子抗蚀剂的晶片上直接描画的复印图形技术。电子抗蚀剂是一种对电子敏感的高分子聚合物, 其类似于光刻胶, 经过电子束扫描过的电子抗蚀剂发生化学变化, 再经显影和定影, 就能获得高分辨率的曝光图形。因为电子的德布罗意波长很短, 因此其光刻的精度能达到 nm 量级^[18]。

对于电子束光刻工艺, 其工艺流程与普通紫外光刻工艺类似。单位面积的电子束曝光时间与曝光剂量、束流、光刻胶相关。而光刻胶和束流由实际条件所决定, 影响电子束曝光最主要的参数是剂量。

(2) MIM-APD 工艺实现

MIM-APD 工艺中, APD 工艺与第三章中的 APD 器件工艺相同。不同的部分是 MIM 光栅部分。MIM-APD 的主要工艺流程如下图 5.10 所示:

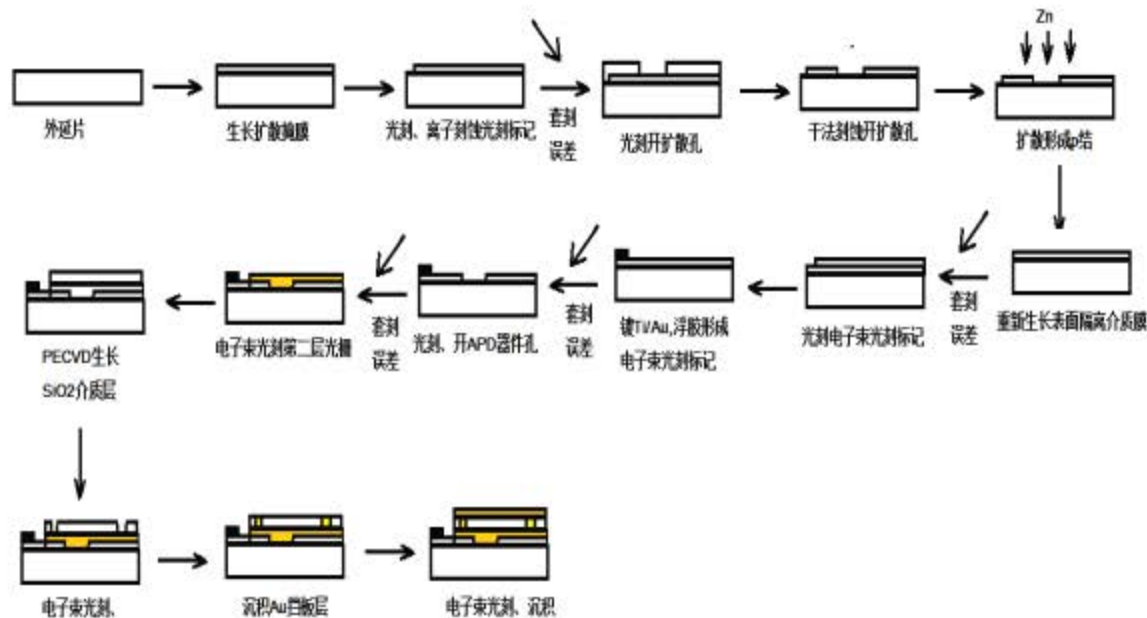


图 5.10 MIM-APD 器件工艺流程图

在光栅的制作上, 有两种方案, 第一种方案是先采用电子束蒸发生长一层 Ti/Au (10/100 nm), 其中的 Ti 是起粘附作用), 再通过电子束光刻制作出光栅结构, 最后采用离子刻蚀的方法刻蚀出金属光栅。因为图形尺寸很小, 常规的离子刻蚀工艺不能做出相应的光栅结构。下图是我们采用常规的氩离子刻蚀得到的光栅图形。这种刻蚀方法的刻蚀宽度和刻蚀边缘都难以满足要求。而能实现该 0.5 微米线宽的刻蚀只能采用聚焦离子束刻蚀^[16], 但我们没有相应的条件。

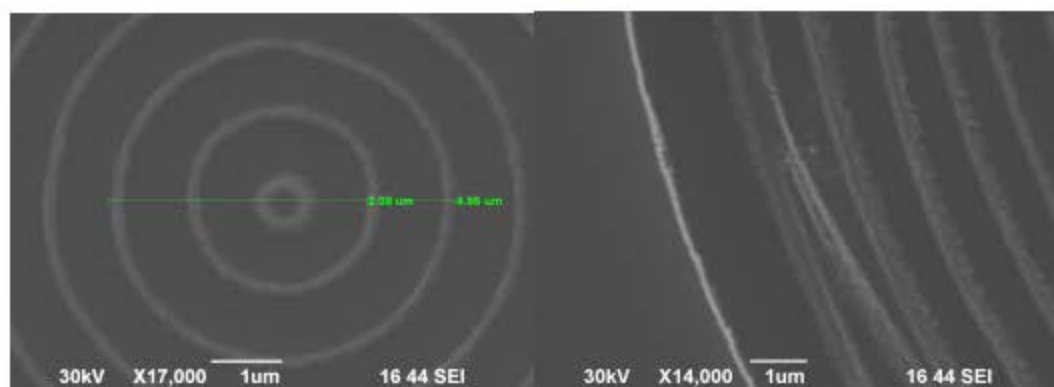


图 5.11 离子刻蚀的光栅 SEM 图

第二中方案是剥离工艺, 即先采用电子束光刻制作出光栅的图形, 再生长一金属层光栅, 最后采用浮胶剥离的工艺将有光刻胶部分的 Au 去除, 得到光栅。同样由于光栅的最小线宽太小, 并且电子束光刻胶的厚度较小 (小于 1 微米),

溅射方式生长的 Au 就难以剥离。只能采用电子束蒸发的方式生长 Au。下图 5.12 是溅射方式生长的无法剥离的 Au。

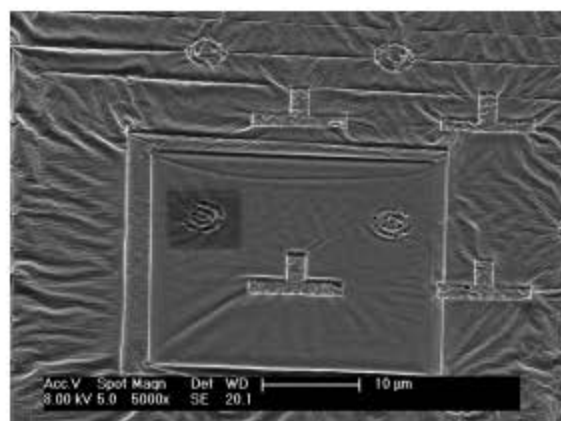


图 5.12 溅射方式生长的难以剥离的 Au

电子束光刻的关键参数电子剂量对光栅制作工艺有着重要的影响，剂量过小和过大都不能得到理想的图形。图 5.13 是欠剂量和超剂量下剥离工艺所得到的光栅。欠剂量情况下，实际光栅图形与设计尺寸相差不大，但因为光刻胶没有完全去除，使得 Au 剥离困难；而在超剂量的情况下，由于电子的临近效应，会使得图形发生变形。

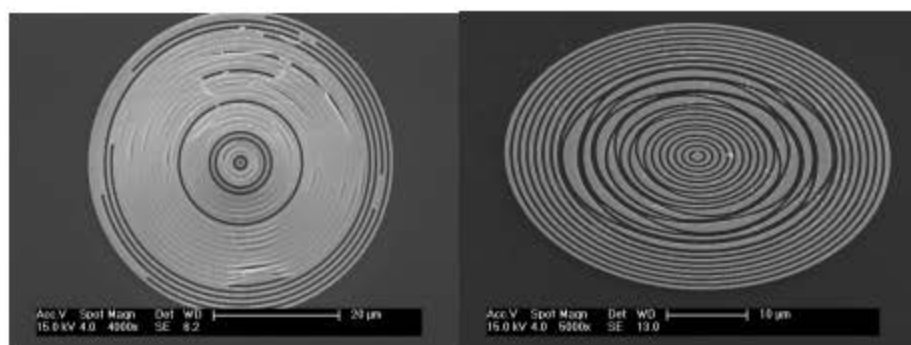


图 5.13 电子束光刻中欠剂量（左）和超剂量（右）情况下光栅 SEM 图

恰当剂量情况下所得到的较完美光栅的 SEM 图如图 5.14 所示，右边为由外往内的圆环宽度的设计值与实际值的差异，这一差异也是由电子的临近效应造成的，不过我们发现，一定的圆环数之后，光栅的设计值与实际值的差异几乎固定不变，这对工艺中光栅设计偏差调整是有利的。相应的光栅制作工艺如下：

光刻胶：PMMA4

前烘（甩胶之前烘干）：热板 90 度 3 分钟

甩胶：4000 转 30 秒，热板烘干 160 度 90 秒

剂量：500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ （对应束流 100pA）

显影：4-甲基-2 戊酮：异丙醇=1:3，时间 90 秒

定影：异丙醇，时间 30 秒

再电子束蒸发 $\text{Ti}/\text{Au}=5/100\text{ nm}$ ，之后采用浮胶剥离工艺得到光栅。

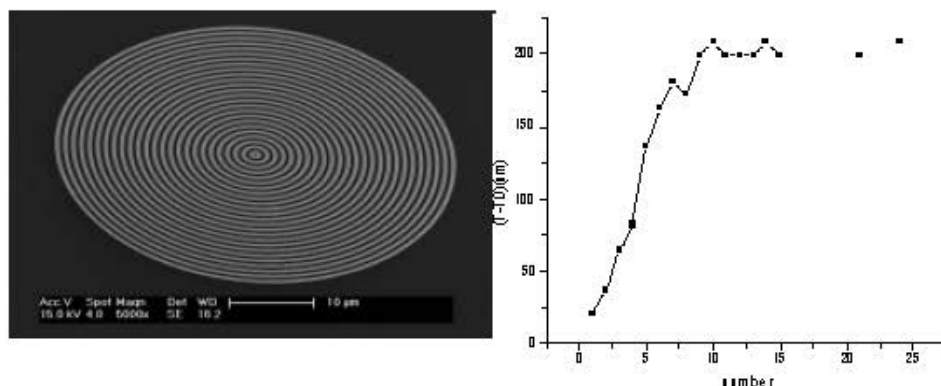


图 5.14 电子束光刻工艺制作的光栅 SEM 图

从工艺流程图中可以看到，因为 APD 工艺中有高温扩散工艺，不能在器件上先做电子束光刻的标记，只能采用常规的紫外光刻的方法；因此 MIM-APD 需要将紫外光刻和电子束光刻相结合，但两者在精度上的巨大差异使得在光刻套刻上有着很大的困难。整个 MIM-APD 工艺还需要进一步的摸索。

5.2.3 与其它聚焦方式的对比

MIM 汇聚光栅是利用金属等离子激元而实现光汇聚的新型的聚焦方式。而能实现聚焦功能的还有聚焦透镜、菲涅尔波带片等。

(1) 聚焦透镜

聚焦透镜都是利用凸透镜的原理来实现光聚焦的，图 5.15 分别是聚焦透镜中菲涅尔透镜和普通透镜的示意图。这种透镜虽然原来简单，但要将其耦合在微器件上比较难以实现。这主要是其圆弧型的表面难以实现。

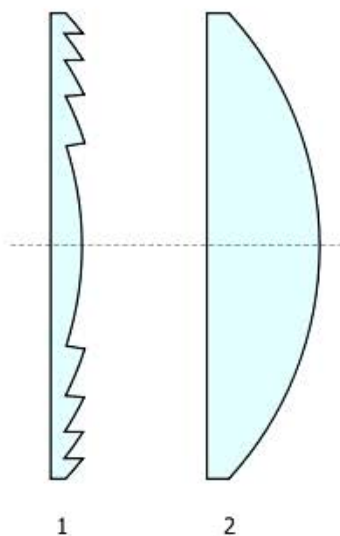


图 5.15 (1) 菲涅尔透镜 (2) 普通透镜示意图

(2) 菲涅尔波带片

菲涅尔波带片利用菲涅尔衍射的原理来实现光聚焦的^[19]。它实际上可看成是一种变间距的光栅。这与表面等离子激元效应的等间距光栅类似。并且两者的最小线宽也相当。但菲涅尔波带片的聚光效果和凸透镜一样，有着固定的焦点。将这种聚焦与微器件耦合，必须要使得器件的吸收层处于聚焦点上。另外，菲涅尔波带片与聚焦透镜都不能对光进行偏振选择。

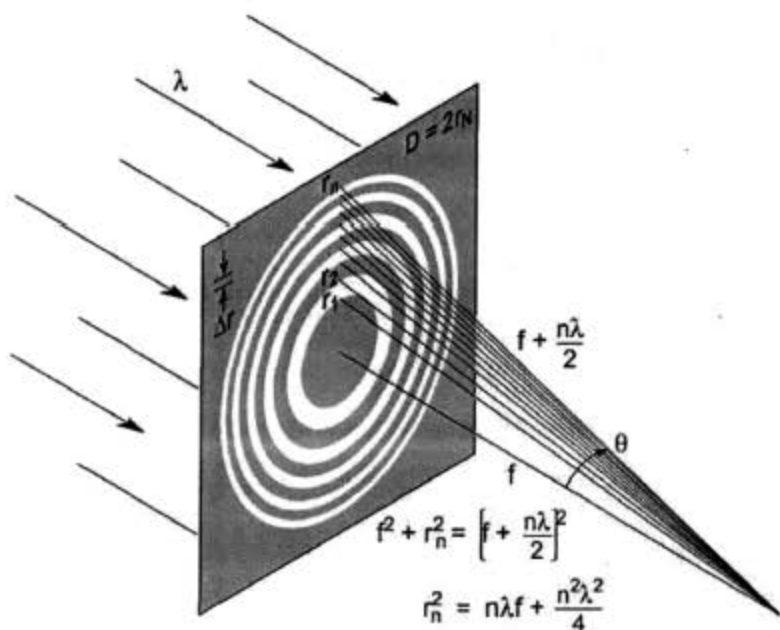


图 5.16 圆形菲涅尔波带片示意图^[19]

MIM 与聚焦透镜和菲涅尔波带片相比，有着以下特点：

(a) 出射光为准垂直出射光，因此光在器件中的吸收不局限与一个很小的点。不过等离子激元效应决定了出射光广场分布为近场分布，因此，器件的吸收层必须与出射光栅的距离在一定的范围之类。

(b) MIM 能够对光进行偏振选择，相当于在器件上加入了偏振片，这一偏振选择的功能对成像、通讯等方面都有着重要的作用。

(c) MIM 光栅中第二层光栅的出光口很小，大部分的背景散射光都能被第二层光栅所主动，这对提高器件的信噪比有着一定的帮助。

当然，MIM 光栅工艺比较复杂。不过若是将其应用在长波和甚长波波段，其光栅的尺寸就在微米量级，可以通过普通的紫外光刻实现。

5.3 本章小结

本章中，我们提出了一种新型的基于表面等离子激元效应的金属-介质-金属 (MIM) 耦合汇聚光栅 APD 结构器件。通过优化设计，MIM 光栅的光透过率能高达 70%，这一光透过率是出射光能量与入射光能量的比值，而出射光和入射光

的面积比在 10 倍以上,从而可以实现 7 倍以上的光聚焦效果。通过 MIM 光栅与 APD 的耦合,可以在确保 APD 的光量子效率的情况下,通过减小 APD 器件的尺寸来减小 APD 的暗电流。这种结构的 APD 器件的直径可以在 5 微米以下。

我们也对 MIM 光栅的工艺进行摸索,采用电子束光刻工艺,成功的制备出最小线宽 0.5 微米的多圆环光栅结构。

本章的内容只是 MIM-APD 的一个开端,在 MIM 光汇聚的原理和 MIM-APD 的完整工艺上还有很多问题需要克服:

1、MIM 光栅的理论模拟上,目前主要是基于二维结构的模拟。而二维模拟中是无法对条形光栅和圆环型光栅进行区分的。而圆环光栅的聚焦效果更好,但目前三维结构的模拟还存在一定的问题。

2、MIM 聚焦原理中深层次的物理机理还不清楚。比如光栅周期和光栅占空比对透射峰位的影响的物理机理。这与表面等离子体波的模式相关。

3、传统 APD 工艺和电子束光刻工艺的衔接。APD 的热扩散工艺使得 MIM-APD 中包含有普通光刻与电子束光刻,这两者工艺的衔接影响这工艺的精度和成功率。

参考文献:

- [1]J. Seidel, S. Grafstrom, and L. Eng. Stimulated emission of surface plasmons at the interface between a silver film and an optically pumped dye solution[J]. Phys. Rev. Lett., 2005, 94(17): 177401-1-177401-4
- [2]C. L. Zhao, et al. Focusing surface plasmons to multiple focal spots with a launching diffraction grating[J]. Appl. Phys. Lett., 2009, 94(11): 111105-1-111105-3
- [3]C. W. Berry, et al. Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes[J]. Nature Communications, 2013, 4:1622, doi: 10.1038/ncomms2638
- [4]黄昆、韩汝琦著. 固体物理学(第一版)[M]. 高等教育出版社, 1988,522-528
- [5]C. Genet, and T. W. Ebbesen. Light in tiny holes[J]. Nature, 2007, 445(4): 39-46
- [6]B. J. Walker, et al. Quantum dot/J-aggregate blended films for light harvesting and energy transfer[J]. Nano Lett., 2010, 10(10):3995-3999
- [7]D. Chanda, et al. Coupling of plasmonic and optical cavity modes in quasi-three-dimensional plasmonic crystal[J]. Nature Communications, 2011,

doi:10.1038/ncomms1487

- [8]M. Sarkar, et al. Biologically inspired CMOS image sensor for fast motion and polarization detection[J]. IEEE Sensors Journal, 2013, 13(3): 1065-1073
- [9]N. F. Yu, et al. Small divergence edge-emitting semiconductor lasers with two-dimensional plasmonic collimators[J]. Appl. Phys. Lett., 2008, 93(18): 181101-1-181101-3
- [10]J. M. Steele, et al. Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings[J]. Optics Express, 2006, 14(12): 5664-5670
- [11]H. Choi, et al. Compressing surface plasmons ofr nano-scale optical focusing[J]. Optics Express, 2009, 17(9): 7519-7524
- [12]E. A. Bezus, et al. Design of diffractive lenses for focusing surface plasmons[J]. J. Opt., 2010, 12(1): 015001-015007
- [13]V. A. G. Rivera, et al. Focusing surface plasmons on Er³⁺ ions through gold planar plasmonic lenses[J]. App. Phys. A, 2012, 109: 1037-1041
- [14]C. E. Hofmann, et al. Plasmonic Modes of Annular Nanoresonators Imaged by Spectrally Resolved Cathodoluminescence[J]. NANO Lett., 2007, 7: 3612-3617
- [15]H. J. Lezec, et al. Beaming Light from a Subwavelength Aperture[J]. Science, 2002, 297: 820-822
- [16]W. Chen, et al. Plasmonic Lens Made of Multiple Concentric Metallic Rings under Radially Polarized Illumination[J]. Nano Lett., 2009, 9: 4320-4325
- [17]Z. W. Lu, et al., Focusing surface plasmons with a plasmonic lens[J]. Nano Lett., 2005, 5(9): 1726-1729
- [18]刘明, 电子束光刻技术研究[M]. 北京: 中国科学院半导体研究所, 1999
- [19]张斌智, 波带片的设计及其衍射特性研究[M]. 浙江: 浙江大学博士论文, 2010,10-22

第六章 总结与展望

6.1 论文总结

基于快速发展的量子通信等技术对近红外单光子探测的需求，本论文主要针对 SAGCM 结构 InGaAs/InP APD 进行了相关研究，通过优化器件的工艺，制备出 InGaAs/InP APD 器件，并对测量所出现的相关问题进行了理论模拟分析。相关内容如下：

1、模拟了电荷层和倍增的结构参数对 APD 的影响。其中，电荷控制层的电荷面密度增加会使得 APD 的击穿电压线性减小（变化率 $40\text{V}/1\text{E}^{12}\text{cm}^{-2}$ ），而贯穿电压线性上升（变化率 $4\text{V}/1\text{E}^{12}\text{cm}^{-2}$ ），电荷层的影响主要是通过调节 SAGCM APD 中吸收层和倍增层之间的电场来影响击穿电压和贯穿电压的。而倍增层厚度的增加，会使得贯穿电压线性上升，而击穿电压出现先急速减小后缓慢增加的形态，这一原因是由倍增层厚度对电场调节和碰撞电离影响共同作用造成的。器件的结构参数是器件设计的基础。

2、采用 SCM、SIMS、ECV 等手段研究了闭管扩散 Zn 形成 InP 的 p 型掺杂。测试结果表明，扩散掺杂的空穴浓度要小于 Zn 原子的浓度，并且在 InP 表面会出现 Zn 原子的堆积；这一堆积层会影响 p 型 InP 的欧姆电极接触和增加接触电阻，去除扩散 InP 表面的 Zn 堆积层可以更好的形成欧姆接触，并且甚至可以免去后续电极退火工艺。对于 500°C 的扩散， 450°C 、1min 以上的快速热退火会影响扩散深度。

3、成功制备出具有单光子探测性能的 SAGCM InGaAs/InP APD 器件，室温下，器件的击穿电压在 30V 和 50~60V 范围不等，相应击穿电压 0.9Vb 处的暗电流在 0.5nA 和 10nA 范围之间。利用电容平衡门脉冲模式测试了 APD 的单光子性能，当脉冲频率为 1.5MHz 时，暗计数为 $3.6\text{E}-4/\text{ns pulse}$ ，当脉冲频率为 5MHz 时，暗计数为 $3.5\text{E}-4/\text{ns pulse}$ 。（相应的门脉冲宽度为 4ns）。

4、模拟了 SAGCM InGaAs/InP 中各材料层的载流子寿命对 APD 暗电流的影响。结果表明，器件的暗电流主要由吸收层的热产生复合电流和倍增层的隧穿电流主导，而吸收层的热产生复合电流对器件的影响发生在贯穿电压之后。通过模拟，我们提取出实验 APD 中 InGaAs 吸收层和 InP 倍增层中的少子寿命大约为 100 ns 和 20 ps。由于 InGaAs 的少子寿命偏低，使得吸收层中的热产生复合电流完全主导了 APD 的暗电流，并表现出在器件暗电流在贯穿电压处大幅上升，其幅度大约为一个数量级，这极大地限制了 APD 的性能。

5、研究了表面电荷对 APD 器件暗电流的影响。表面电荷主要由 InP 表面的缺陷和 SiNx 层中的热载流子共同组成。这一表面电荷会使得 APD 的暗电流增加,并且该表面电荷漏电会部分参与倍增,影响 APD 盖格模式下的性能。我们提出了表面电荷漏电模型来解释这一漏电的形成原因,并且指出保护环结构可以在一定程度上抑制这一表面电荷漏电流,减小漏电流中参与倍增的成分。同时在理论上,我们也采用这一模型解释了实验 APD 暗电流在低偏压下所出现的负温度相关特性。

6、我们提出了一种新型的金属-介质-金属(MIM)耦合汇聚光栅 APD 器件结构。通过 MIM 对光的汇聚作用,可以在保证 APD 光量子效率的情况下,通过减小 APD 器件的尺寸来减小其暗电流,这一方法可以将 APD 的尺寸做到极致(直径小于 5 微米)。作为前期的研究,我们模拟了 MIM 光栅的光汇聚特性,结果表明,该光栅的光汇聚可以高达 7 倍。另外,我们也对该亚微米光栅的制备工艺和 MIM 光栅工艺与 APD 工艺的整合进行了相关的探索。

6.2 后期展望

鉴于本论文取得的结果,后续的工作主要在以下几点中开展:

- 1、优化外延材料的生长。APD 器件的暗电流主要是 InGaAs 吸收层的热产生复合电流和倍增层的隧穿电流。在我们的器件中,InGaAs 吸收层的热产生复合电流占主导,它表现在贯穿电压处的暗电流大幅上升。因此为了进一步提高 APD 的性能,需要优化材料的外延生长,增加 InGaAs 吸收层的少子寿命。
- 2、优化器件的制备工艺。除了优化材料的生长,优化器件的制备工艺也能进一步的提高器件的性能。优化器件的制备工艺主要是减少 InP 表面的缺陷和 SiNx 中热载流子的注入。
- 3、盖格模式下的测试中的物理机理分析。目前对于盖格模式下的测试主要是获得 APD 的性能参数,而对其中的物理机理还有待深入的研究。比如,我们在测试中所碰到的 APD 性能退化和暗计数频率分布的特征的原因。
- 4、新型耦合汇聚光栅 APD。目前对于 MIM 光栅的光汇聚特性还是理论的模拟,基于表面等离子激元效应光栅的光汇聚特性虽然在很多的文献中被证实,但其物理机理还有待进一步完善。另外,这一 MIM 耦合汇聚光栅结构为我们首次提出,其光汇聚特性还有待实验的证明。鉴于 MIM 的电子束光刻工艺与 APD 的工艺整合还有很多的问题需要克服,可以同时制备出 MIM 光栅,采用近场光学显微镜等手段来测量其光汇聚特性。

作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果

作者简介:

1987 年 12 月 04 日出生于湖南岳阳。

2005 年 09 月——2009 年 06 月，在武汉大学物理学院院（系）获得学士学位。

2009 年 09 月——2014 年 06 月，在中国科学院（大学）上海技术物理研究所攻读博士学位。

在学期间发表的学术论文与科研成果:

[1]**Q. Y. Zeng**, W. J. Wang, W. D. Hu, N. Li, W. Lu. "Numerical Analysis of Multiplication Layer on Dark Current for InGaAs/InP Single Photon Avalanche Diodes," Opt. Quant. Electron, 2013, DOI: 10.1007/s11082-013-9809-7

[2]**Q. Y. Zeng**, W. J. Wang, W. D. Hu, N. Li, "InGaAs-InP Single Photon Avalanche Diodes with Low Tunneling Current," Proc. SPIE ISPD, 2013,8908:89081Y (DOI:10.1117/12.2034663)

[3]**Q. Y. Zeng**, W. J. Wang, W. D. Hu, N. Li, W. Lu.. "Numerical Analysis of Multiplication Layer for InGaAs/InP Single Photon Avalanche Diodes,"IEEE NUSOD, 2013, 13:135-136 (DOI:10.1109/NUSOD.2013.6633161)

[4]**Q. Y. Zeng**, W. J. Wang, J. Wen, L. Huang, X. H. Liu, N. Li, W. Lu. "Effect of surface charge on the dark current of InGaAs/InP avalanche photodiodes." J. Appl. Phys., 2014, 115(18):

[5]**Q. Y. Zeng**, W. J. Wang, J. Wen, P. X. Xu, W. D. Hu, Q. Li, N. Li, W. Lu. "Dependence of dark current on carrier lifetime for InGaAs/InP avalanche photodiodes." *Submitted to Opt. Quant. Electron*

[6]徐鹏霄, 乔辉, 王仍, 刘诗嘉, **曾巧玉**, 张可锋, 李向阳, 干湿结合法在 CdZnTe 衬底上制备折射型红外微透镜的研究[J], 半导体光电, 2014(已接收)

[7]陆卫、李倩、**曾巧玉**、陈效双、王文娟、李宁、李志锋, APD 红外探测器及其制作方法, 专利授权, 专利申请号 201110199099.9, 专利号: CN 102881761

A