

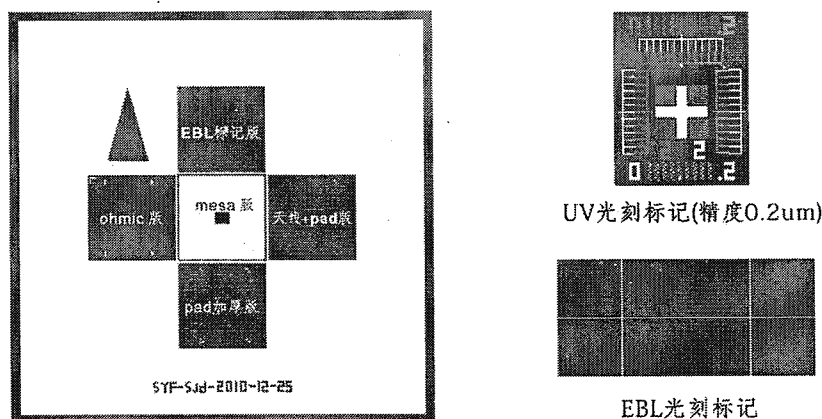


图 4.3: 掩膜版的设计

B: 整套光刻板中的单元图形应能一一套准, 套准误差尽量要小, 套准后图形的设计余量要符合生产设备的对位精度要求;

C: 光刻版的黑白反差应尽量做大;

D: 图形边缘要光滑陡直, 无毛刺, 过渡区要尽量小;

E: 版面要光洁, 没有较大的针孔、小岛, 以及划痕少;

F: 光刻板要耐磨, 不易变形。

4.3 有源区隔离

由于GaN和AlGaN的抗化学腐蚀能力很强, 所以目前还没有开发出实用的湿法刻蚀技术用于台面隔离的刻蚀。因此GaN和AlGaN的刻蚀常用干法刻蚀, 常用的干法刻蚀方法主要有离子束刻蚀 (IBE-A-150), 反应离子束刻蚀 (RIE-Tegal1903e)、电感耦合等离子体刻蚀 (Oxford Plasmalab System 100RIE-ICP) 等。因此有必要先了解一下三种干法刻蚀的原理和优缺点, 以便根据器件的要求和精度选择合理的刻蚀方法。

离子束刻蚀 (IBE): 以离子束为刻蚀手段达到刻蚀目的的技术, 其分辨率限制于粒子进入基底以及离子能量耗尽过程的路径范围。离子束最小直径约10 nm, 离子束刻蚀的结构最小可能不会小于110 nm。目前聚焦离子束刻蚀的束斑可达100 nm以下, 最少的达到10 nm, 获得最小线宽12 nm的加工结果。常用的离子束刻蚀是利用高能量的惰性气体离子轰击材料表面, 使材料表面的原子发生溅射, 从而达到刻蚀的目的。其原理是把Ar、Kr或Xe等惰性气体充入离子源放电室并使其电离形成等离子体, 然后由栅极将离子呈束状引出并加速,

具有一定能量的离子束进入工作室, 射向固体表面撞击固体表面原子, 使材料原子发生溅射, 属纯物理过程。采用这种方法可以得到非常小的特征尺寸和垂直的侧壁形貌。这是一种“通用”的刻蚀方式, 可以在任何材料上形成图形, 如钛、金等。

离子束刻蚀的优点:

- (1) 方向性好, 各向异性, 无钻蚀, 陡直度高;
- (2) 分辨率高, 可小于 $0.01\ \mu\text{m}$;
- (3) 不受刻蚀材料限制 (金属或化合物, 无机物或有机物, 绝缘体或半导体均可);
- (4) 刻蚀过程中可改变离子束入射角 θ 来控制图形轮廓。

离子束刻蚀的缺点:

- (1) 刻蚀速率低下同时选择性比较差, 能达到3:1以属罕见;
- (2) 为更好的传递热量, 放片时需在样品的背面涂上一层硅脂, 而且必须涂抹均匀, 如果经验不足有可能会污染样品, 而且一旦被污染, 很难被清洗掉, 因为硅脂具有优异的抗水性能, 在水环境中不溶解、不分散;
- (3) 刻蚀的不均匀性;
- (4) 最大的缺点是具有再淀积性, 如果是深孔刻蚀, 当底部有金属掩膜层时, 在刻蚀时会在孔的侧壁淀积上底层金属。
- (5) 对电微纳电子器件, 尤其是我们所使用的2DEG材料损伤比较大, 因此, 一般不建议使用IBE刻蚀。

反应离子刻蚀 (RIE (Reactive Ion Etching)): 这种蚀刻的原理是, 当在平板电极之间施加 $10 \sim 100\ \text{MHz}$ 的高频电压 (RF radio frequency) 时会产生数百微米厚的离子层 (ion sheath), 在其中放入试样, 离子高速撞击试样而完成化学反应蚀刻, 此即为RIE刻蚀。这种刻蚀过程同时兼有物理和化学两种作用。为得到高速而垂直的蚀刻面, 经加速的多数离子不能与其他气体分子等碰撞, 而直接向试样撞击。为达到此目的, 必须对真空度, 气体流量, 离子加速电压等进行最佳调整, 同时, 为了得到高密度的等离子体, 需用磁控管施加磁场, 以提高加工能力。蚀刻的垂直度和条痕很大程度上受到蚀刻掩模的选择比及其掩模图样形状的影响。有了高选择比且优异图样形状的掩模就能保证蚀刻面的性质。但很多时候, 两者很难兼得。对石英系列波导, 通常用 CF_4 、 C_3F_8 和 CF 等系列的气体来蚀刻, 这些气体与Cr的选择比是数千, 比非晶硅高一个数量级, 然而Cr本身很难形成无条痕的掩模, 亦即它的图样形状不好, 因此, 高选择比反而会把其掩模的条痕反应到刻蚀面上, 带来刻蚀面粗糙度的劣化。虽然非晶

硅形成层必须比Cr掩模厚,但由于容易得到良好形状,因此仍使用该掩模得到粗糙度为20 nm的良好刻蚀面。很适合刻蚀GaN和AlGaN等材料。

RIE刻蚀的优点:

(1) 操作简单,刻蚀工艺的多种选择:(化学刻蚀,各向同性,速率快;离子诱导刻蚀,各向异性,速率中等;物理刻蚀,各向异性,速率慢);

(2) 可以刻蚀广泛的材料,包括:电介质材料(二氧化硅,氮化硅等),硅基材料(硅、非晶硅和多晶硅),III-V材料(GaAs, InP和GaN等);

(3) 各向异性,形貌可控。

RIE刻蚀的缺点:

(1) 稳定性较差,负偏压容易漂移,导致刻蚀不均匀,因此刻蚀时一定要时刻注意负偏压的数值;

(2) DC bias 高损伤大,离子密度与离子能量不能分别控制。

电感耦合等离子体刻蚀(ICP):同样包含物理刻蚀和化学刻蚀。物理刻蚀是通过加速离子对基片表面的撞击,将基片表面的原子溅射出来,以离子能量的损失为代价,达到刻蚀目的。化学反应刻蚀是反应等离子体在放电过程中产生许多离子和许多化学活性中性物质即自由基,这些中性物质是活跃的刻蚀剂。这种反应由于自由基不带电荷只进行自由运动,所以反应是各向同性的。因此,在MEMS工艺中要加以抑制。另一类是离子在电场作用下与基片发生反应,而且反应集中在电场方向上进行,反应是各向异性的。等离子体刻蚀是不同反应的复合,其反应物的浓度、温度和压力对反应速度产生重要的影响[74]。因此可根据不同的刻蚀要求,选择不同的气体流量、不同的压力条件、不同的电极电压、不同的时间和气体的不同混合比来满足不同的工艺要求。

电感耦合等离子体刻蚀具有如下优点:

(1) 刻蚀速率高;

(2) 离子密度和离子能量分别由ICP和RF功率个控制;

(3) 在低离子能量下可以控制;

(4) 离子流量达到好的形貌控制;

(5) 在低压下可以维持高的离子流量,从而达到高的刻蚀速率;

(6) DCbias比较低,对器件损伤小。

与IBE刻蚀和RIE刻蚀相比,ICP刻蚀能够对等离子体的能量和密度分别进行控制,可以得到合理的刻蚀速率和较低的刻蚀损伤。因此,本文研究的器件台面隔离采用ICP干法刻蚀,刻蚀深度为50nm,所用设备为III-V-ICP(Oxford Plasmalab System 100 RIE-ICP)刻蚀机,射频和电感耦合电源的频率

为13.56 MHz, 射频功率范围为0 ~ 1500 W, 源功率范围为0 ~ 300 W, 被刻蚀样品与耦合线圈之间的距离约为10 cm。整个台面的制作包括清洗、光刻和刻蚀三步, 具体的参数在附录B中给出。台面刻蚀结果如图4.4中的黄色虚线框内所示。

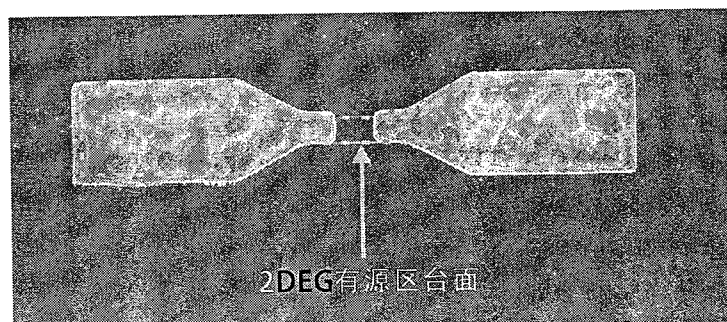


图 4.4: 有源区隔离

在刻蚀时需要特别注意的问题主要有以下几点: (1) 在曝光前必须保证样品表面干净, 否则会影响后续的其它工艺, 一个好的清洗过程是一个高质量的工艺的开端, 如果清洗不当, 可能会带来很多不必要的反攻, 既耗时又费力, 而且样品反攻次数过多, 也可能会带来其它不确定的影响。(2) 显影后, 必须充分烘干样品表面的光刻胶, 也就是坚膜要充分, 如果坚膜不充分, 或者没有坚膜, 那么在刻蚀的过程中, 光刻胶很有可能起泡, 既污染样品又污染设备反应室; (3) 在刻蚀前一定要非常清楚整个器件的制作工艺, 比如我们所要制作的器件的栅极是纳米栅, 滤波器的最小线条也只有150 nm宽, 厚度为100 nm左右, 所以我们选择刻蚀台面的高度为50 ~ 100 nm范围之内, 要刻蚀这么薄的台面, 时间就很难控制, 所以在刻蚀正式片之前, 一定要多做几次试验, 待完全确定参数后, 方可用正式片, 以免造成不必要的损失。(4) 在刻蚀前最好先带胶测量一下胶厚, 这样在正式片刻蚀完之后, 同样带胶测试台阶厚度, 如果没有达到要求可以继续刻蚀, 否则只能去胶后再测试台面的高度, 如果高度不够, 则整个片子都可能损坏, 需要重新光刻; (5) 即便是有十分的把握能够刻蚀好, 作者还是建议每次只放一片正式片刻蚀, 因为设备总是存在很多不稳定性的因素, 而且时间和周围的环境也可能影响刻蚀的效果。

4.4 ALD制备栅介质层

根据探测器的工作原理可知, 要想得到比较强的光电流, 栅下必须要有足够强的横向和纵向电场, 而且对栅控能力的要求也很高。而AlGaIn/GaN异质结HEMT器件一直伴随着较大的栅泄漏电流, 这种大的泄漏电流对太赫兹波的

探测影响尤其显著, 因此要制备高质量的HEMT器件, 栅介质的选择尤其重要。而且栅介质层也不能过厚, 因为栅介质层越厚对器件跨导的损失也越大, 因此栅介质层要尽量薄而且质量要好, 国际上报道ALD的方法制备 Al_2O_3 与 AlGaIn 有良好的接触特性, 并且可以精确控制薄层厚度, 所以本文选择原子层沉积 (Atomic Layer Deposition, ALD) 的方法制备5 nm厚的 Al_2O_3 作为器件的栅介质层。整个过程包括清洗, 原子层沉积 Al_2O_3 和退火 (600度, 30min, N_2) 等步骤。

原子层沉积是一种可以将物质以单原子膜形式一层一层的镀在基底表面的方法。原子层沉积与普通的化学沉积有相似之处。但在原子层沉积过程中, 新一层原子膜的化学反应是直接与之前一层相关联的, 这种方式使每次反应只沉积一层原子。其反应温度可控, 薄膜质量较好, 而且厚度可以精确控制, 是制作纳米结构从而形成纳米器件的极佳工具。其工作原理如图4.5所示:

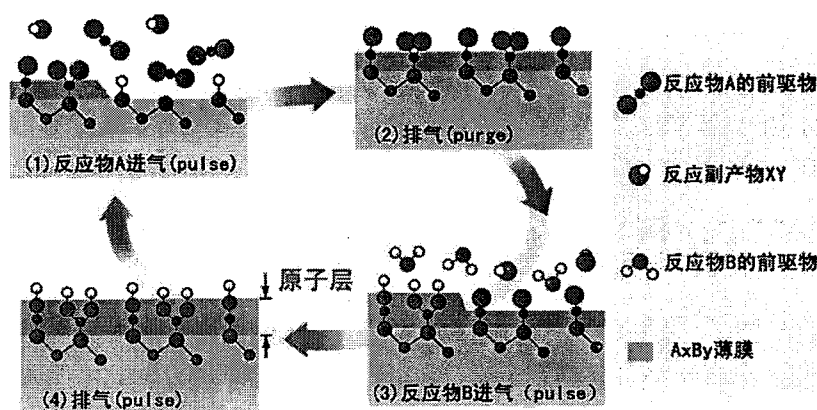


图 4.5: 原子层沉积原理示意图

ALD的优点包括: (1) 可以通过控制反应周期数简单精确地控制薄膜的厚度, 形成达到原子层厚度精度的薄膜; (2) 不需要控制反应物流量的均一性; (3) 前驱体是饱和化学吸附, 保证生成大面积均匀性的薄膜; (4) 可生成极好的三维保形性化学计量薄膜; (5) 可作为台阶覆盖和纳米孔材料的涂层; (6) 可以沉积多组份纳米薄层和混合氧化物; (7) 薄膜生长可在低温 (室温到 400°C) 下进行; (8) 可广泛适用于各种形状的衬底。

4.5 欧姆接触电极的制备

欧姆接触是 $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ HEMT制造中的关键工艺。欧姆接触质量的好坏决定着器件的许多主要参数 (如电流密度、外部增益、最高工作温度和大功率性能等), 要制备高性能的 $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ HEMT, 形成良好的金属与 AlGaIn 的欧姆接

触是十分重要的。首先是势垒层,该层选择金属的原则是能形成低阻、低功函数、薄的和热稳定的金属性势垒层化合物,能在GaN或AlGaN表面下形成高密度的N空位。Ti、Ta、Zr和Co等都符合要求,其中Ti具有难熔性,比其他几种金属具有更高的化学活性,功函数又低,是目前该层最常用的金属。经过退火,Ti与AlGaN中的N反应生成TiN,同时使AlGaN中产生了大量起施主作用的N空位,形成n⁺层,从而使电子易于隧穿,形成欧姆接触。其次是覆盖层,该层金属起催化的作用,增强了N原子与势垒层金属原子的固相反应,另外它应和势垒层的金属形成薄的、低功函数和结实的合金相,甚至也和N原子形成了薄的氮化物。目前,该层最常用的金属是Al,而且Al能防止由于AlGaN中Ga的外扩散所导致的施主浓度降低。第三是扩散阻挡层,一般帽层金属的功函数较高,当帽层金属的参与或半导体元素的过多外扩不利于欧姆接触的形成时,则在帽层与覆盖层之间沉积阻挡层以阻止各元素之间的相互扩散。一般来说,熔点较高的金属特别是难熔金属,原子扩散能力较低,具有较好的扩散阻挡特性,如Pt、Pa、Ni、Cr、Mo、Ta和W等。第四是帽层,该层作用是保持稳定低阻的外接触,另外也起到了阻止势垒层和覆盖层的金属氧化的作用,一般选择贵金属,使用较普遍的是Au。本论文采用的是Ti/Al/Ni/Au=80 nm/120 nm/70 nm/100 nm,在N₂环境下850度快速退火,采用矩形传输线的方法测量接触电阻率,如图4.6(a)所示,矩形的面积为150 μm × 150 μm,间距依次为4 μm、6 μm...32 μm。而且具有较好的欧姆接触表面形貌。通过调节退火工艺参数得到了比接触电阻率小于3 × 10⁻⁵ Ohm/cm²的良好接触特性,如图4.6(b)所示。

制作欧姆接触时应该注意以下几点:

- (1) 欧姆接触前的光刻一定要做好,既不能过爆,也不能欠爆;
- (2) 在蒸金之前一定要用稀盐酸漂洗一下,来清除残余金属离子和氧化层等;
- (3) 在样品放入退火炉后,一定要先充N₂约5分钟,以保证比较好的N₂环境;
- (4) 尽量对样品进行分批退火,因为退火是一个不可逆的过程,一旦退火后,很难反攻;
- (5) 退火温度既不能过高也不能过低,因为过高或过低都会造成较大的欧姆接触电阻;

(6) 退火完成后,一定要仔细观察欧姆接触的表面形貌,经验丰富者可以此来判断欧姆接触质量的好坏,如下图4.7(a)上有一些树枝状的分形结构,可能是一些杂质引起的,为质量比较差的欧姆接触,图4.7(b)为质量比较好的欧姆接触。

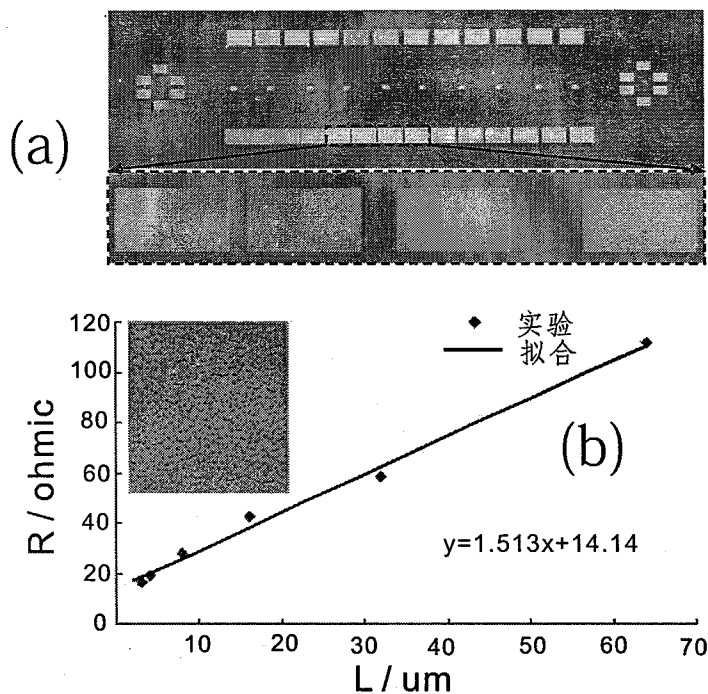


图 4.6: (a)欧姆接触电阻方块实物照片; (b)传输线法测试欧姆接触电阻

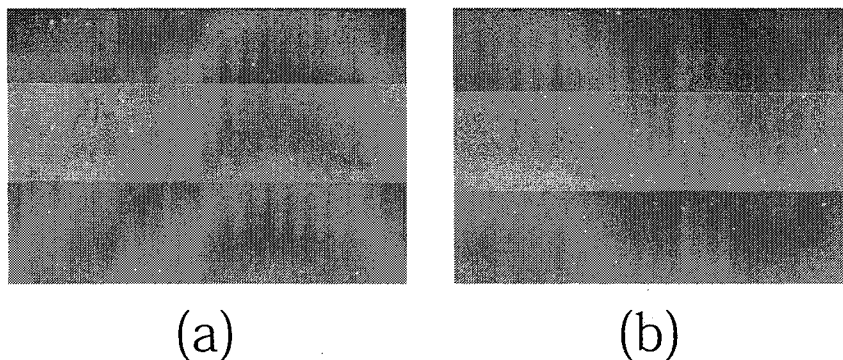


图 4.7: 带有杂质的欧姆接触(a); 具有良好表面形貌的欧姆接触

4.6 纳米栅及纳米滤波器的制备

光刻是集成电路与微系统技术的核心。分辨率更高，曝光速度更快，应用能力更强是光刻不断追求的目标。电子束曝光作为目前分辨率最高、使用最灵活的一种高分辨光刻方式具有巨大的应用前景。电子束曝光是用低功率密度的电子束照射电致抗蚀剂，经显影后在抗蚀剂中产生图形的一种微细加工技术。由于器件中的栅极宽度为700 nm，滤波器的线条宽度仅为150 nm，因此采用电子束曝光技术制作纳米栅电极和滤波器，本步工艺主要包括甩胶（光刻

胶：PMMA-A4，转速4000 r/min)，烘胶（180度，烘胶时间2min），电子束光刻（剂量450 uC/cm²），显影（显影液：四甲基二戊酮MIBK/IPA=1/3，显影时间：90 s），电子束蒸发和剥离。图4.8为滤波器和纳米栅的SEM照片。

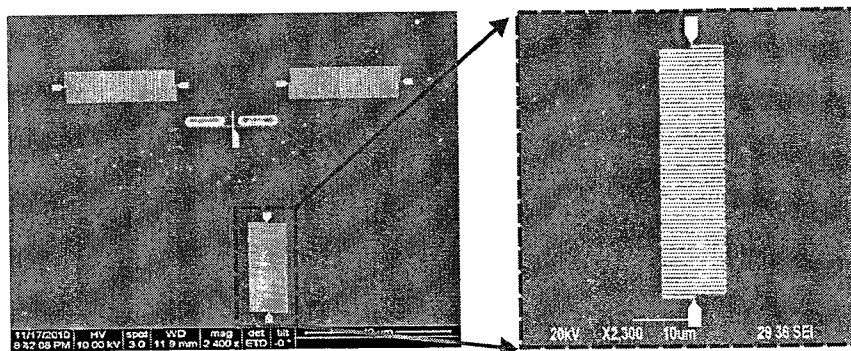


图 4.8: 纳米栅和滤波器制作后的器件SEM照片

电子束光刻的优点：

- （1）分辨率高，灵活性强，容易获得亚微米分辨率的精细图形；
- （2）电子束的斑点可以聚焦的很小，而且聚焦的景深很深，可以用计算机控制，精度远比肉眼观察要高；
- （3）电子束曝光改变光刻图形十分简便。电子束光刻机是把曝光图形用计算机语言描述，计算机按编好的程序控制。因此改变设计图形就只需要重新编程；
- （4）电子束曝光不需要掩模板；
- （5）工艺容限大，而且生产效率高；

电子束光刻的缺点：

- （1）由于电子束在光刻胶膜内的散射，使得图案的曝光剂量会受到临近图案曝光剂量的影响（即临近效应），造成的结果是，显影后线宽有所变化或图形畸变；
- （2）通常时间比较长；
- （3）对于较长的线条有拼接现象如图4.9（a）所示；
- （4）整个设备比较昂贵，因此加工费用也比较高。

制作纳米栅及纳米滤波器时应该注意以下几点：

曝光剂量要控制好，剂量过大时，邻近效应比较明显，曝光后的图像会比设计的尺寸大很多，有可能与周边的结构相连，如果曝光剂量过小，显影后图形结构不是很明显，剥离时金属非常容易脱落。其次就是剥离，由于此时器件

上的结构比较小, 因此不适宜用超声的方法进行剥离, 因为超声功率过大有可能导致纳米栅电极和滤波结构断裂, 如果确实很难剥离, 建议把样品放在特制的减震花兰里, 并且悬在超声清洗槽中超声几秒钟, 具体时间要根据剥离的情况来确定。在剥离时, 尽量避免样品平放在花兰内进行剥离, 而且要尽量快的更换丙酮溶液, 如果更换不及时, 此时脱落的微小结构很有可能再次沉积在器件的表面, 从而影响器件的制作, 如图4.9 (b) 所示。

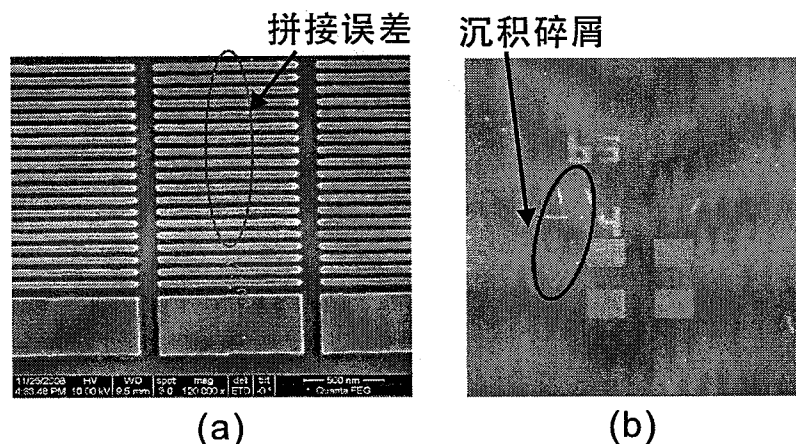


图 4.9: (a)拼接现象;(b)剥离不慎出现的反沉积现象

4.7 天线的制备及其封装

本步工艺主要包括光刻, 电子束蒸发, 剥离, 裂片和超声压焊, 在整个器件的制作过程中, 对于纳米栅电极器件, 由于栅极和天线是分两步光刻制作, 所以源漏电极天线之间的间距比较大, 曝光相对比较容易, 但是对与非纳米栅电极器件的天线光刻就比较难做, 以栅长 $2\text{ }\mu\text{m}$, 源漏电极天线间距为 $5\text{ }\mu\text{m}$ 的器件为例来进行阐述, 此时栅电极跟源/漏电极天线之间的间距仅为 $1.5\text{ }\mu\text{m}$, 而此时整个样品的面积为 $1.5\text{ cm} \times 1.5\text{ cm}$, 对于大量如此细小的结构, 在曝光时, 对片子的平整度要求极高, 必须充分去除样品边缘的厚胶, 尤其是周围四个角的光刻胶, 因为光刻胶涂覆后, 在样品边缘的正反两面都会有光刻胶的堆积。边缘的光刻胶一般涂不均匀, 导致周围四个角高, 而中心低。在接触式曝光模式下, 样品中真正要曝光的区域实际上并没有贴紧光刻板, 所以在曝光时, 就会产生干涉图样, 不能得到很好的图形, 而影响后续工艺 (比如剥离等)。所以需要去除。图4.10 (a) 为去除边缘厚胶后的曝光效果, 图4.10 (b) 为没有去除边缘厚胶后的曝光效果图。

边缘光刻胶的去除方法: a、化学的方法 (Chemical EBR)。软烘后,

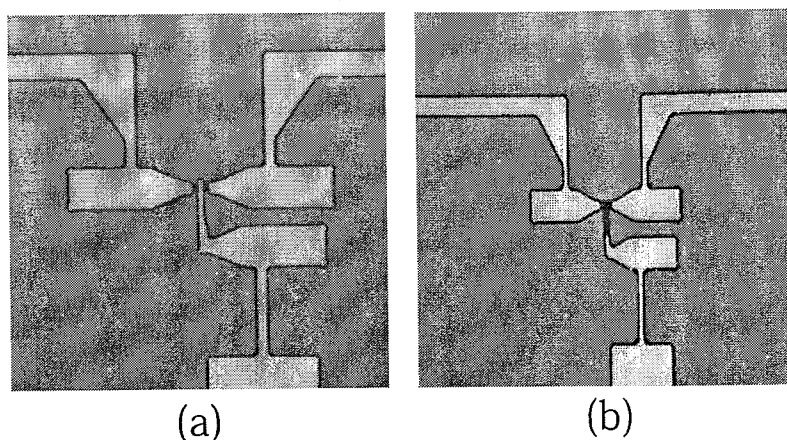


图 4.10: (a)去边后的曝光效果图;(b)无去边后的曝光效果图

用PGMEA或EGMEA去边溶剂，喷出少量在正反面边缘处，并小心控制不要到达光刻胶有效区域；b、光学方法（Optical EBR）。即对样品边缘进行曝光（WEE，Wafer Edge Exposure）。在完成图形的曝光后，用紫外光曝光样品边缘，然后再显影或在特殊溶剂中溶解。

待蒸金，剥离结束后，需要对样品进行裂片和压焊，由于本实验中样品的衬底为蓝宝石，硬度比较高，因此采用激光划片。激光划片是利用高能激光束照射在工件表面，在焦点处产生高温，使材料融化或产生化学反应，形成沟槽，从而达到划片的目的。因激光是经专用光学系统聚焦后成为一个非常小的光点，能量密度高，因其加工是非接触式的，对工件本身无机械冲击力，器件不易变形，能较好地防止物理损伤和样品污染，从而提高器件的成品率。激光划片具有高亮度、高方向性、高单色性和高相干性的特性。在划片之前一般要先甩一层光刻胶，用以作为保护层，烘干后贴在蓝膜上进行划片。由于激光划片后的产物是一些细小的粉尘或颗粒。因此在设计划片标记时，应尽量使器件远离划片标记。

当裂片结束之后，就需要对器件进行引线压焊，压焊是整个器件加工的最后一个环节，因此，这步工艺非常重要，一旦失败，整个器件都将作废。实验中单个探测器的面积很小，而且引线电极的面积约为 $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ ，因此本实验中采用的是超声压焊。下面是对超声压焊的简单介绍和注意事项。超声波压焊（Wire Bonding）是一种初级内部互连方法，用作连到实际的裸片表面或器件逻辑电路的最初一级的内部互连方式，这种连接方式把逻辑信号或芯片的电讯号与外界连起来。其它的初级互连方式包括倒装芯片和卷带自动焊接（TAB），但是超声波压焊在这些连接方法中占有绝对优势，所有互连方式中

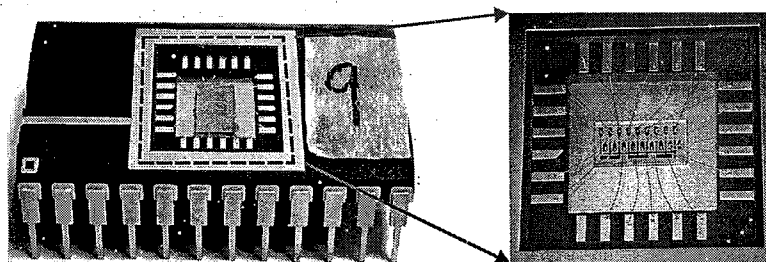


图 4.11: 封装后的待测芯片

有90%以上都是用这种方法。在这个数字中又有约90%采用金线超声波压焊，其余的则使用铝及其它贵金属或近似贵金属的材料。超声波压焊用于芯片到基板、基板到基板或者基板到封装的连接，它有两种形式：球焊和楔焊。金丝球焊是最常用的方法，在这种制程中，一个熔化的金球黏在一段在线，压下后作为第一个焊点，然后从第一个焊点抽出弯曲的线再以新月形状将线（第二个楔形焊点）连上，然后又形成另一个新球用。金丝球焊被归为热声制程，也就是说焊点是在热（一般为 150°C ）、超声波、压力以及时间的综合作用下形成的。第二种压焊方法是楔形制程，这种制程主要使用铝线，但也可用金线，通常都在室温下进行。楔焊将两个楔形焊点压下形成连接，在这种制程中没有球形成。铝线焊接制程被归为超声波线焊，形成焊点只用到超声波能、压力以及时间等参数。不同制程类型的采用取决于具体的应用场合。比如金线压焊用于大批量生产的场合，因为这种制程速度较快。铝线压焊则用于封装或PCB不能加热的场合。另外，楔形压焊制程比金线压焊具有更精细的间距。目前，金线压焊的间距极限为 $60\text{ }\mu\text{m}$ ；采用细铝线楔形压焊可以达到小于 $60\text{ }\mu\text{m}$ 的间距。本实验中采用的是球形压焊，金线的直径为左右，整个样品通过低温胶粘连在Chip carrier的底部，压焊完成后的整体芯片如图4.11所示。

在压焊之前需要注意以下几点：a. 样品在粘在Chip carrier之前必须充分清洗，如果清洗不当，则在压焊时，焊点可能无法与引线电极焊接；b. 引线电极尽可能的做厚，这样压焊时既容易焊接，又能保证电极的完好；c. 贴片之后，要及时烘干胶水，一定要等胶水完全坚固后才能压焊，否则压焊时，器件可能会晃动，导致焊点断裂；d. 压焊之前，最好规划好样品电极和引脚电极的对应关系，尽量避免引线和引线之间的交叉；e. 测试器件的接地效果，如果接地不好，需要特制载样台，并且戴上防静电手套；f. 先在试样上调好压焊的功率，时间等参数，如果功率过高则极有可能在焊完第一点后，抬起劈刀时，引线电极也被粘下来，如图4.12所示就是功率过高时，导致的电极撕裂现象。g. 待

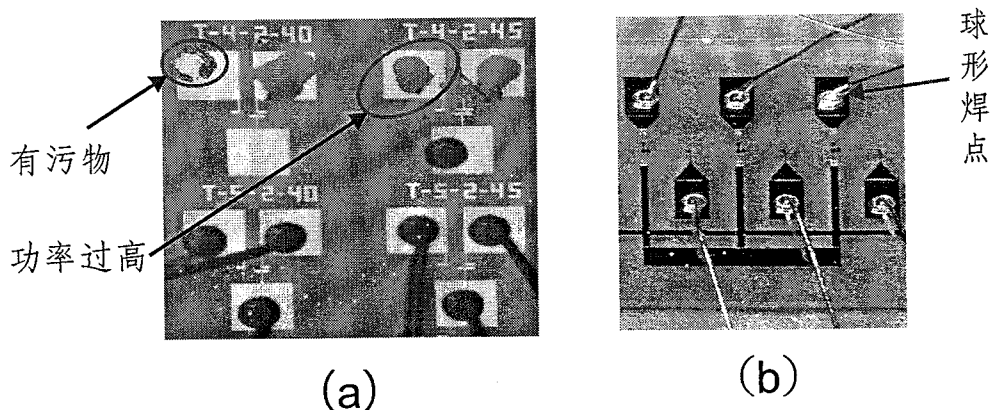


图 4.12: (a)压焊参数不当引起的引线电极脱落或污染; (b)线阵列探测器上的球型压焊效果图

完成所有的引线之后, 需要对Chip carrier上的引脚进行单点加固, 防止焊点脱落。

4.8 本章小结

本章以工艺过程较为复杂的AlGaIn/GaN HEMT探测器(带有纳米栅电极和纳米滤波器)为例, 详细介绍了整个器件制备的关键工艺和本文所使用的工艺方法, 介绍了ICP在AlGaIn/GaN HEMT有源区刻蚀隔离中的优势, 同时详细给出了每步工艺制作中需要注意的问题和经验总结, 为后续大规模制作高质量的线阵列和面阵列探测器提供了有力的保证。整个器件的设计和制作过程主要包括: 掩模板的设计、2DEG有源区的隔离、栅介质氧化层的淀积、源漏欧姆接触的制备、UV光刻、电子束曝光、电子束蒸发和剥离等工艺。通过仔细推敲每一步工艺所需要的参数, 最后得到了形貌良好的探测器, 为后续的分析工作打下了坚实的基础。

第五章 AlGaN/GaNHEMT 探测器的性能测试

自从Chpalk首次在液氮表面考虑二维受限的等离子体波后, 该项研究得到了很大的发展。Dyakonov和Shur利用流体运动学方程计算了2DEG中的等离子体波, 并随后预测了高迁移率场效应管 (HEMTs) 中的等离子体波的不稳定性。由于等离子体的振荡频率可以通过改变栅压来调控, 他们发展了一套等离子体波电子器件的理论, 包括共振探测和非共振探测[31, 34, 58, 75]。等离子体波探测器具有室温工作, 频率可调, 响应度高和响应速度快等特点, 因而被国内外学者广泛研究, 所使用的晶体管主要包括FET, HEMT和MOSFET [32, 34]。而且涉及的材料也十分广泛, 主要有Si、GaAs/AlGaAs、InGaP/InGaAs/GaAs和AlGaN/GaN 等[76, 77]。鉴于国内太赫兹波探测器的空白和滞后, 本文采用AlGaN/GaN异质结为2DEG载体, 通过不断的设计、加工、测试和优化, 发展了一套比较完整的自混频探测测试方法, 通过设计合理的天线结构和滤波结构, 使得探测的各项指标得到了较大的提高, 在室温下, 探测器的响应度达到了1 KV/W, 在国际上已处于较高水平。

5.1 光电流测试装置

如图5.1所示, 以返波管 (BWO) ($0.88 \sim 1$ THz) 作为相干太赫兹光源。太赫兹波由两个离轴抛物面反射镜采集, 经分束器同时汇聚到一个铁电探测器 (SPH-62 THz) 和HEMT探测器上。其中, 铁电探测器作为标准探测器用于BWO出射太赫兹波能量的定标。在测试中保持源漏偏置电压为零, 太赫兹波由斩波器进行调制, 源漏间的光电流经电流前置放大器 (DL1211) 放大并转化为电压信号, 最后该电压信号被输入锁相放大器并读出。返波管的输出频率可通过加速电压来连续调节, 利用傅立叶变换光谱仪实现频率的精确测试与校准。HEMT探测器通过金线焊接到chipcarrier 的电极上, 并且放置在温度可调的低温杜瓦瓶内 ($77\text{ K} \sim 300\text{ K}$)。其测试电路图见附录C通过这个测试系统我们可以测试探测器的I-V特性, 光电流, 响应度, 噪声等功率, 以及天线的极化特性等。

5.2 第一代探测器

该探测器没有特别设计天线, 整个器件的面积约为 $250\text{ }\mu\text{m} \times 250\text{ }\mu\text{m}$, 引线

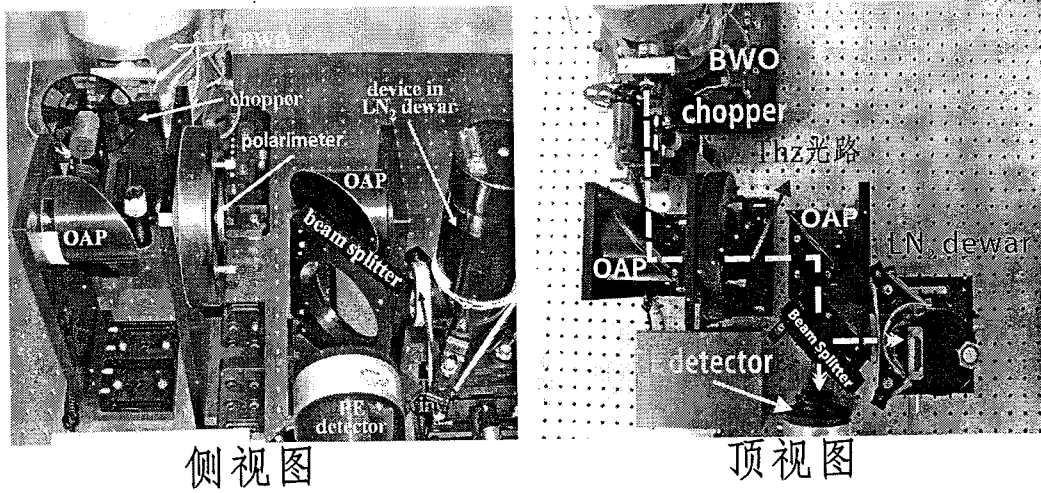


图 5.1: 探测器的光电性能测试装置图

电极的大小为 $S_{pad} = 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ，源漏电极之间的间距为 $L_{sd} = 8 \mu\text{m}$ ，栅长为 $L_g = 2 \mu\text{m}$ ，栅宽为 $L_w = 5 \mu\text{m}$ ，我们称之为第一代探测器，这也是我们首次观察到光电流的探测器，光电流的测试是在源漏偏压为0 V时测得的。通过测试我们发现该探测器的光电流比较弱，在室温下的响应度仅为3 mA/W，图5.2 (a) 为该探测器的SEM图。图5.2 (b) 为该探测器在室温和低温下的光电流和微分电导的导数随栅压的变化关系，从图5.2 (b) 中我们可以看到，探测器的光电流和微分电导的导数的峰值都位于阈值电压附近，而且低温下的光电流约为室温下的5倍，这个主要是由于低温下电子的迁移率增大引起的光电流增大。通过对探测的FDTD模拟，我们发现，虽然该探测没有特殊的天线系统，但是它的引线电极充当了天线的作用，由于引线电极对THz波的耦合，使得栅下2DEG处同时具有了横向（沿着2DEG平面）和纵向电场（垂直于2DEG平面），如图5.2 (c) 所示，这两个方向的电场通过混频仍然可以产生较弱的光电流。

5.3 第二代探测器（三极子蝶形共振天线）

本节加工和测试了两个具有不同天线结构的探测器A和B，分别为双偶极蝶形天线和三极子蝶形共振天线结构，如图 5.3 (a) 所示，探测器A中的栅极与栅极引线电极直接相连，与探测器A不同的是，探测器B的栅极跟一个栅极天线相连，为了真实的测试天线对探测器响应度的影响，除了天线结构不同之外，这两个探测器的所有特征尺寸都是相同的，具有相同的栅长 $L_g = 2 \mu\text{m}$ ，源漏间距 $L_w = 4 \mu\text{m}$ ，栅宽 $W = 4 \mu\text{m}$ ，以及相同的天线大小 $10 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$ 和 $S_{pad} = 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ 大小，而且为同一批次加工，所有的

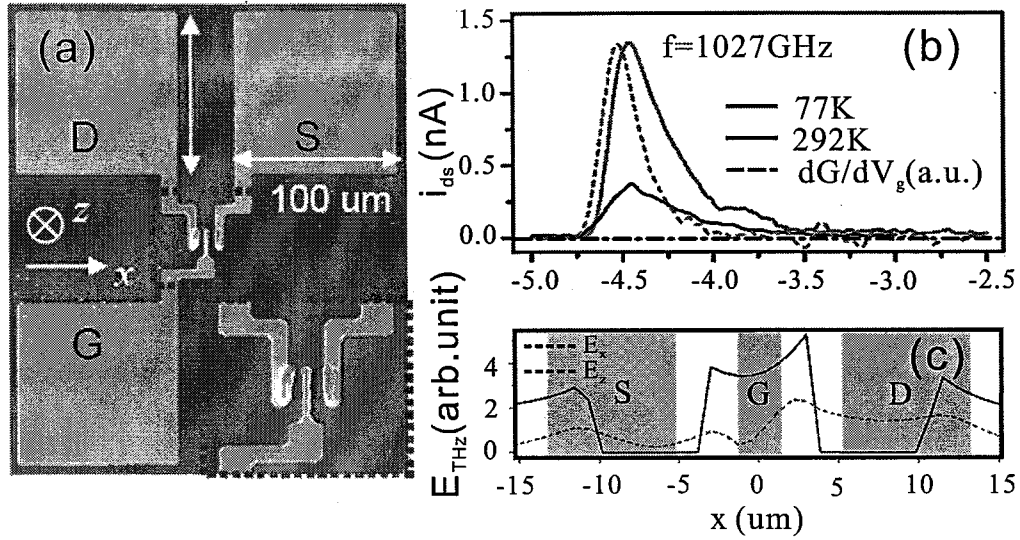


图 5.2: (a)第一代探测器的SEM照片; (b)室温和低温下的光电流以及电导的导数随栅压的变化; (c)栅下2DEG附近沿x方向横向和纵向电场的分布

加工参数和所用的材料均相同，我们分别对这两个器件的电学性质，光响应以及天线的极化特性做了测试和对比（源漏电压设置为0 V），具体的测试装置和测试方法同5.1节描述。试验中返波管的频率设置为907 GHz。

如图 5.3 (b) 所示，这两个器件在室温和低温下的电导和微分电导的导数基本上是相同的，而且阈值电压也基本相同为-3.8 V，这也符合设计的原则，但是它们对THz波的光响应却有明显的差别，从 5.3 (c) 中可以看出，器件B的光电流明显比器件A的响应度大很多，约为7倍。这个结果也跟模拟结果符合的比较好，器件A由于对称的天线结构，在栅下产生的纵向电场非常弱，而器件B则在横向和纵向都产生了较强的电场，而且相位差等于零或180度。其模拟结果如图5.4所示。

模拟结果和测试结果都说明三极子共振天线具有较高的THz耦合效率。而且天线对器件的响应度影响很大，为了进一步验证天线的重要作用，我们对天线的极化特性进行了测试，具体的测试装置和测试方法同5.1节描述。我们把器件装在一个可在360度范围内竖直旋转的平台上，使探测器的中心始终对准太赫兹光斑的中心，由于太赫兹光通过了偏振片，因此照射到器件上的光为线偏振光，通过在竖直平面内连续旋转器件，使天线的长边跟太赫兹波的偏振方向成不同的角度，并测量不同角度下器件的光电流，我们定义天线的长边跟THz偏振方向平行时的角度为0度，垂直时的角度为90度，从零度开始旋转，每隔五度采集一个数据点。通过数据分析，我们发现，天线的极化性能很好，0度时器件

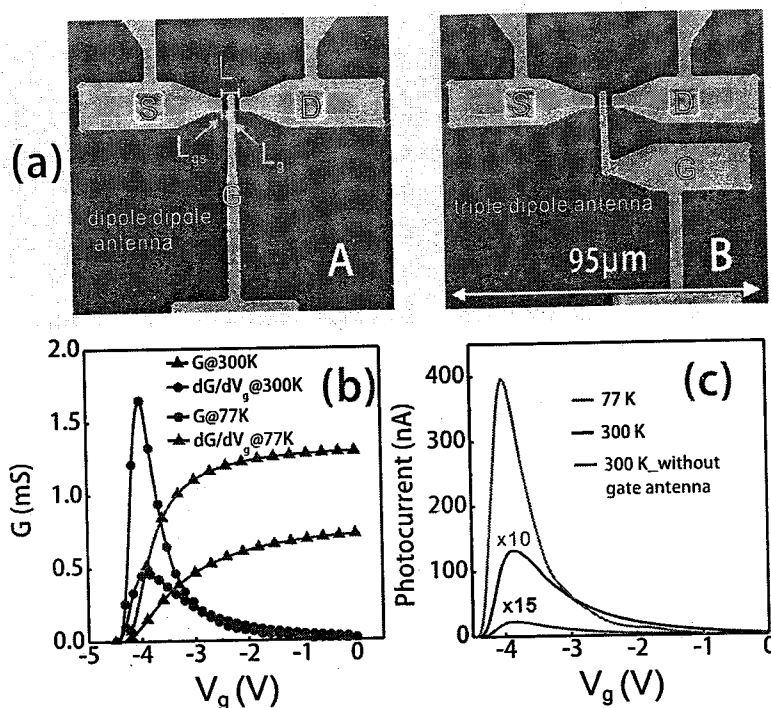


图 5.3: (a)-A 传统的双偶极蝶形天线探测器; (a)-B 新设计的三极子蝶形共振天线探测器; (b) 探测器A和B在室温和低温下的电学特性; 探测器A和B在室温和低温下对太赫兹波的光响应

的响应度最大, 90度时器件的响应度最小如图5.5。说明三极子蝶形天线具有良好的偏振特性。

5.4 第三代探测器 (三极子蝶形共振天线+纳米栅+低通滤波器)

本节同样加工和测试了两个具有相同三极子蝶形共振天线结构的探测器A和B, 如图 5.6所示。探测器A中的三个天线都直接跟引线电极相连, 而探测器B的三个天线与引线电极之间是通过低通滤波器相连的, 为了真实的测试滤波器对探测器响应度的影响, 除了天线跟电极的连接方式不同之外, 这两个探测器所有的特征尺寸都是相同的, 具有相同的栅长 $L_g = 700 \text{ nm}$ 源漏间距 $L_w = 3 \mu\text{m}$, 栅宽 $W = 4 \mu\text{m}$, 以及相同的天线大小 $10 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$ 和 $S_{\text{pad}} = 200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 大小, 而且为同一批次加工, 所有的加工参数和所用的材料均相同, 我们分别对这两个器件的电学性质和光响应做了测试和对比, 具体的测试装置和测试方法同5.1节描述。试验中返波管的频率设置为907 GHz。

如图 5.4 (a) 所示, 由于探测器A 和B的栅长和沟道宽度等都是相同的, 因

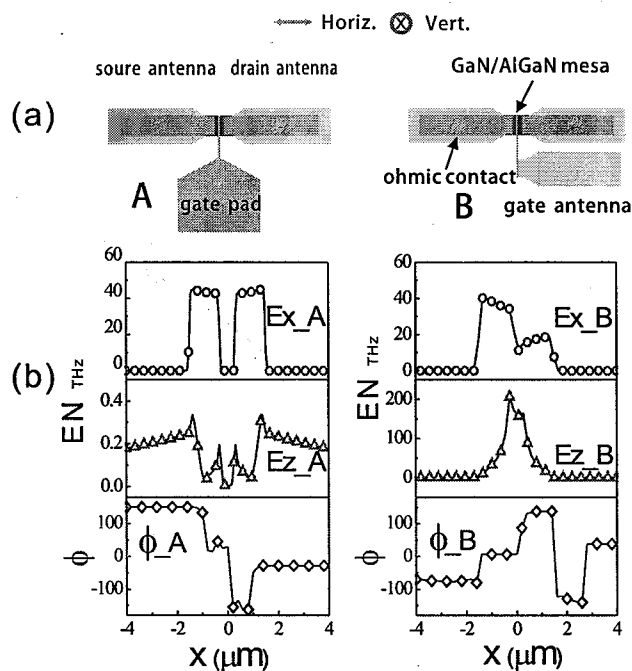


图 5.4: 双极子蝶形天线和三极子蝶形天线对太赫兹波的耦合效率对比图

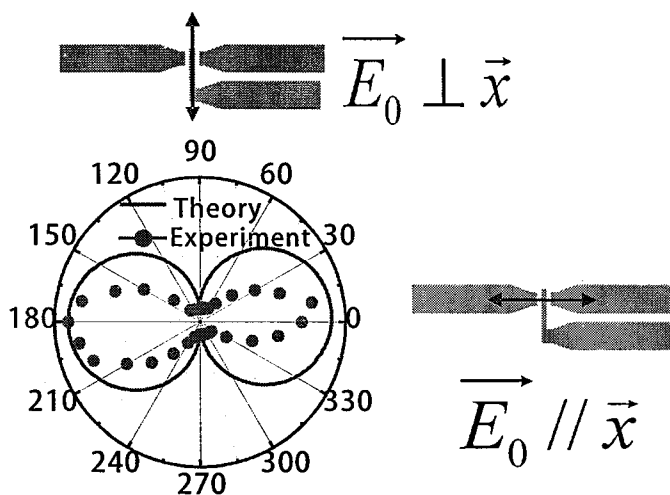


图 5.5: 天线的极化性能测试

此它们的电导和电导的导数在室温下和低温下随栅压的变化都是相同的。但是从 5.4 (b) 中, 我们可以清楚的看到, 器件B的光电流在室温下接近1.6 nA, 而器件A的光电流在室温下仅为0.2 nA左右。通过跟标准的铁电探测器进行对比, 我们测得具有B天线结构的探测器在室温下的响应度到达 $1.05 \times 10^3 \text{ V/W}$, 而且等效噪声功率为 $1 \times 10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。是我们目前在室温下测得的响应度最高的器

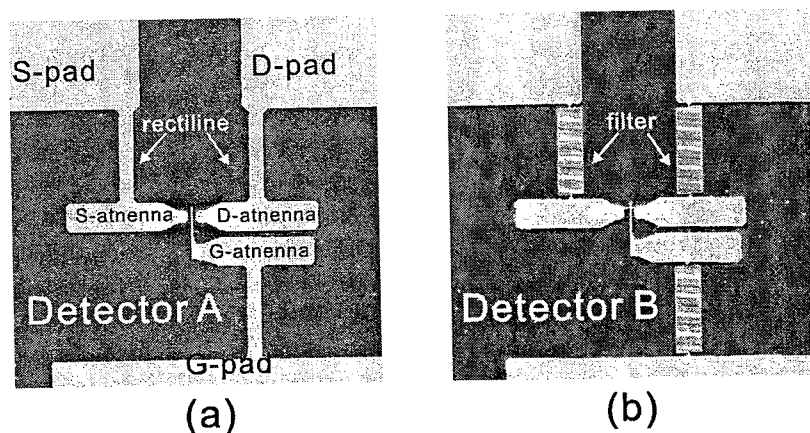


图 5.6: (a)天线跟引线电极通过直导线相连; (b)天线跟引线电极通过低通滤波器相连

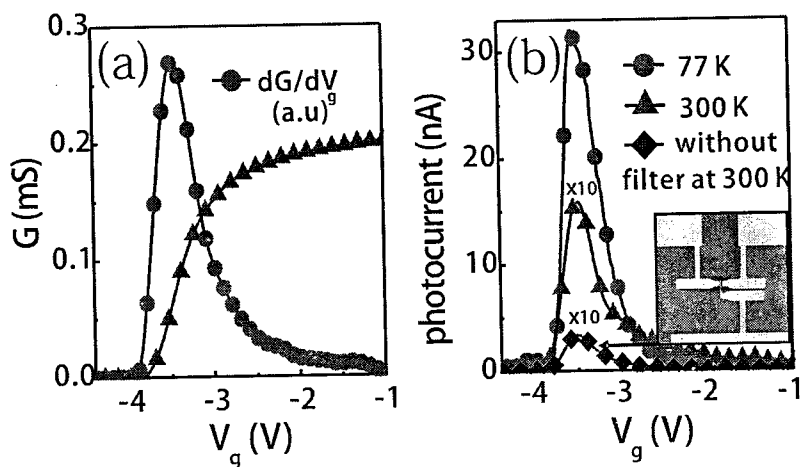


图 5.7: (a)探测器A和B在室温和低温下的电导及电导的导数随栅压的变化曲线; (b)探测器A和B在室温和低温下的光电流

件，但是该器件的结构包括了纳米量级的低通滤波器和栅电极，加工成本比较高，而且器件的稳定性较差，轻微的震动或碰撞都有可能损坏器件。因此，我们在5.5节我们将重点讨论，非纳米栅器件和非滤器件的优化，试图在室温下进一步提高器件的响应度。

5.5 探测器的进一步优化

本节通过测试六个具有相同三极子蝶形共振天线结构的探测器的THz波响应，对器件进行优化，试图找到一种提高器件响应度的有效方法。我们把这六

个探测器分别记为：#1, #2, #3, #4, #5和#6, 并且都不带滤波结构。为了便于分析天线特征尺寸对探测效率的影响, 所有的器件引线电极和天线都具有相同的尺寸, 而且都在同一个衬底上, 同一批加工出来, 并且在同样的条件下进行测试, 而且光学响应在源漏偏置电压为零时测得的, 具体的测试装置和测试方法同5.1节描述。实验中返波管的频率设置为907 GHz。其中前四个器件具有相同的栅电极长度($L_g = 2 \mu\text{m}$), 但是具有不同的源漏间距, 分别为 $L_{ds} = 7 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ 和 $4 \mu\text{m}$, 而后三个器件则具有相同的源漏间距($L_{ds} = 4 \mu\text{m}$), 但是具有不同的栅电极长度, 分别为: $L_g = 2 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ 和 $0.5 \mu\text{m}$ 。具体结构尺寸如表5.1所示:

表 5.1: 六个器件的特征参数

Samples #	L_{ds} (μm)	L_g (μm)	S_{pad} (μm^2)	$S_{antenna}$ (μm^2)
1	7	2	200×200	10×45
2	6	2	200×200	10×45
3	5	2	200×200	10×45
4	4	2	200×200	10×45
5	4	1	200×200	10×45
6	4	0.5	200×200	10×45

我们首先对这六个器件的电导和电导的导数进行了测试, 如图 5.8 (a), 当栅压为零伏时, 器件#1, #2, #3和#4的电导随着源漏间距 (L_{ds}) 的减小而增大。由于器件#4, #5和#6的源漏间距是相等的, 因此它们的电导在零栅压附近也保持相等。前四个器件 (微米栅) 的阈值栅压都在 -4.5 V 左右, 而后两个器件 (纳米栅) 的阈值栅压仅为 -3.8 V 左右, 这种现象可能是由于后两个器件在栅电极制作过程中, 电子束曝光对器件的栅介质造成了损伤或栅介质层中聚集了部分的负电荷等原因。如图 5.8 (b) 所示, 前四个器件的电导的导数在阈值电压附近基本上相等, 但是后两个器件的最大值相差却比较大, (器件电导的导数取决于器件的电导)。前四个器件的光流如图 5.8 (c) 所示, 随着源漏间距从 $7 \mu\text{m}$ 减小到 $2 \mu\text{m}$, 器件的光电流从 3.2 nA 增大到 13.3 nA 。而后三个器件的光流, 随着栅长从 $2 \mu\text{m}$ 减小到 $0.5 \mu\text{m}$, 器件的光电流从 13.3 nA 减小到 9.1 nA 。因此我们可作出如下推论, 即当器件的栅长不变时, 器件的光响应随着源漏间距

的减小而增大；当器件的源漏间距不变时，器件的光响应随着栅长的增大而减小。对此现象我们做了如下分析：因影响器件光电流大小的因素主要是器件的电导的导数和天线的耦合效率，而此时前四个器件的电导的导数基本上是相等的，因此起决定作用的主要是天线太赫兹波的耦合增强因子。而对于后三个器件，器件电导的导数和天线的耦合增强因子共同影响器件的光电流。从图 5.8 (d) 和 (e) 可知，前四个器件天线的耦合增强因子随着源漏间距的减小而增大，而后三个器件天线增强因子随着栅电极长度的增大而减小，跟实验测得的光电流的变化趋势比较吻合。图 5.8 (f) 为器件#4 分别在室温和低温下测得的光电流响应度。该器件的响应度在室温下可以达到 52 mA/W 或 $9.45 \times 10^2 \text{ V/W}$ ，同时我们对其他几个器件的响应度和噪声等功率也都做了测试，实验结果如表 5.2 所示：

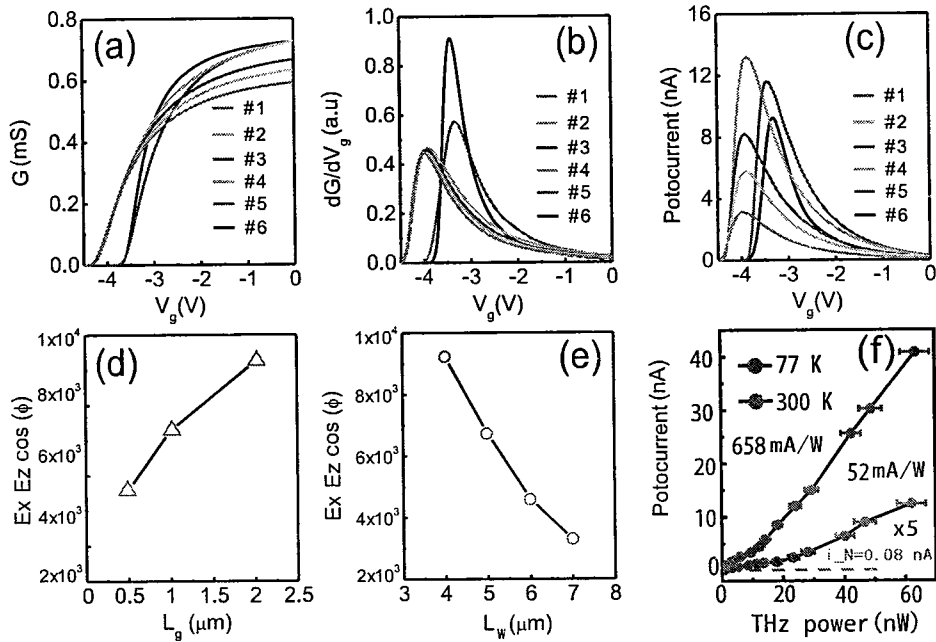


图 5.8: (a)不同器件的电导在室温下随栅压的变化; (b)不同器件的电导的导数在室温下随栅压的变化; (c)室温下所测得不同器件的光电流; (d)天线的增强因子随栅长的变化关系; (e)天线的增强因子随源漏天线间距的变化关系; (f)探测器#4在室温和低温下的响应度

表 5.2: 室温下不同器件的特征参数

Samples #	L_w/L_g —	L_w/L_{gs} —	G (mS)	dG/dV_g (mS/V)	P_c (nA)	In (A)	R_i (mA/W)	R_v (V/W)	NEP ($W/Hz^{0.5}$)
1	7/2	7/2.5	0.05	0.45	3.2	1.22×10^{-12}	12.9	258	9.4×10^{-11}
2	6/2	6/2	0.052	0.46	5.9	1.34×10^{-12}	23.9	459	5.6×10^{-11}
3	5/2	5/1.5	0.055	0.47	8.2	1.46×10^{-12}	33.2	603	4.3×10^{-11}
4	4/2	4/1	0.057	0.48	13.3	1.52×10^{-12}	53.9	945	2.8×10^{-11}
5	4/1	4/1.5	0.06	0.57	11.5	1.67×10^{-12}	46.6	776	3.5×10^{-11}
6	4/0.5	4/1.75	0.07	0.91	9.1	1.72×10^{-12}	36.9	527	4.6×10^{-11}
7	4/2	4/1	0.057	0.48	1.9	1.52×10^{-12}	7.7	110	2.4×10^{-10}

5.6 源漏偏压下的太赫兹光电流响应探究

前几节主要讨论了不同器件在零偏压下 ($V_{ds} = 0$ V) 的太赫兹响应, 这时我们可以近似的认为探测器始终工作在线性区, 光电流的大小只跟天线对太赫兹波的耦合效率以及栅压有关, 相对测试结果比较简单和单一。为了更好更完善的了解探测器的探测机理, 本节将重点讨论和探究器件在源漏偏置电压驱动下, 探测器的光响应。如2.6.2节对自混频探测原理的描述, 在源漏偏置电压下, 器件的光电流响应不仅受栅极和太赫兹电场的影响, 而且还受源漏电压的调控。通过连续扫描栅压 (固定源漏电压) 和源漏电压 (固定栅压), 并采集每一个点的光电流值, 经过数据分析, 可以得到器件关于源漏电压和栅极电压的二维光电流响应图。整个区域包含线性区 (LR), 饱和区 (SR), 饱和线性转移区 (TR) 和夹断区 (PR)。从中我们可以很好的揭示探测器在栅下的太赫兹电场分布和探测器的有效工作局域。我们发现用准静态模型可以很好的描述器件的探测特性。

为了更好的揭示探测器的探测机理, 本节将依旧采用上节所提及的基于AlGaN/GaN高电子迁移率太赫兹探测器# 4。本节所表述的器件特性在其他不同天线和器件结构的探测器中也同样被观测到了。在77 K时, 材料的迁移率和二维电子气浓度分别为 $\mu = 1.58 \times 10^4$ cm²/Vs和 $n_s = 1.06 \times 10^{13}$ cm⁻²。太赫兹光由返波管 (BWO: $f = \omega/2\pi = 903$ GHz) 提供, 经两个离轴非球面镜汇聚到探测器, 极化方向沿着源漏电极方向。为了提高器件的信噪比, 探测器的工作温度设定为77 K。我们采用标准的锁相技术来提高探测器的信噪比, 太赫兹波被斩波器调制, 将斩波频率为 $f_M = 317$ Hz时。通过锁相(A - B)技术, 测量串联在测试电路中的采样电阻(10 Ω)两端的电压和相位, 测量太赫兹光电流的大小

以及方向。直流电压(V_S 或 V_D)源表和采样电阻分别被连接到器件的源端和漏端。锁相放大器(A-B)的方向始终沿电流方向, 保持不变。

如前文所述, 当频率为 ω , 功率为 P_0 的太赫兹波垂直入射到探测器的表面时(太赫兹波的电矢量平行于天线的长边), 探测器在特殊设计的三极子蝶形共振天线的辅助下, 会在栅下二维电子气沟道处产生横向电场和纵向电场, 分别记为 $\delta\tilde{V}_x = \xi_x E_0 \cos(\omega t + \phi_x)$ 和纵向电场 $\delta\tilde{V}_z = \xi_z E_0 \cos(\omega t + \phi_z)$, 其中 ϕ_x 和 ϕ_z 分别为水平方向和纵向方向感应电场的相位, Z_0 为太赫兹波在自由空间的阻抗。

由2.6.2节的推导可知, 器件在源漏偏压下的光电流为:

$$i_p = i_{xz} + i_{xx}. \quad (5.1)$$

其中, 第一项为横向电场跟纵向电场的混频电流, 第二项为横向电场和横向电场的自混频电流, 分别表示为:

$$i_{xz} \simeq \frac{\mu e W}{2LZ_0 P_0} \bar{z} d \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_x \xi_z \cos \phi dx. \quad (5.2)$$

$$i_{xx} \simeq -\frac{\mu e W}{2LZ_0 P_0} \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_x d\xi_x. \quad (5.3)$$

我们对探测器的太赫兹电场响应做了FDTD模拟, 可以得到栅下二维电子气处, 横向电场和纵向电场的二维分布, 以及他们的相位分布图, 如图5.9 (a) 和 (b) 所示, (图中没有给出每个电场分量的相位图), 同时我们可以得到横向电场和纵向电场的相互耦合效果图5.9 (c)。从图5.9 (a) 中可知横向电场相对于栅极是不对称的, 主要分布于栅极和源极之间的缝隙中, 以及栅极边缘极小的区域 ($< 200 \text{ nm}$), 而栅极跟漏极之间的区域内的感应电场则很微弱。这主要是由于非对称的三极子蝶形共振天线结构所感应的非对称分布电荷所引起的。从图5.9 (b) 可知纵向电场相对于栅极基本上是对称分布的, 而且主要分布于栅极边缘极小的区域 ($< 200 \text{ nm}$), 而栅下及源极和漏极之间的区域内的感应电场则很微弱。如果考虑各自电场的相位分布, 这种特殊分布的横向电场和纵向电场的相互耦合, 便会产生如图5.9 (c) 所示的总电场分布, 即总的耦合电场主要分布于栅极两侧分别记为 $\xi_{gs} E_0$ 和 $\xi_{gd} E_0$, 而且 $|\xi_{gs}| > |\xi_{gd}|$, 这两个电场的方向也相反。因此在源漏偏压为零的情况下, 我们只能观察到这两个电场共同耦合作用的电流。

图5.10 (a) 和 (b) 给出了器件光电流跟栅压和源漏电压的二维分布的理论计算值和实验测试值, 从图中可以看出: (1) 当 $V_{ds} = 0 \text{ V}$ 时, 通过扫描栅压,

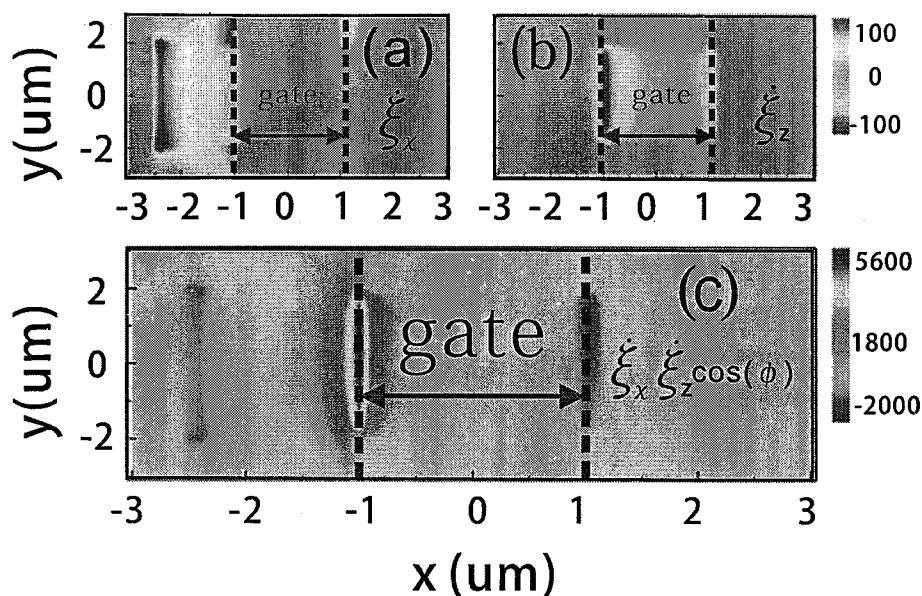


图 5.9: 栅下2DEG平面内横向电场的二维分布图(a)和纵向电场的二维分布图; (c)栅下2DEG平面内横向电场和纵向电场的耦合效果图

只能在阈值电压附近测得正向光电流。其原因主要是, 此时虽然栅压可以调控2DEG的浓度, 但是二维电子气沿 x 方向的分布始终是均匀的。因此, 栅极左侧产生的正向光电流始终大于右侧产生的负向光电流。所以不会观察到的电流的反向, 如图5.10 (c) 所示。

(2) 当 $V_g = -4$ V时, 且漏端接地, 源电压从 -2 V扫描到 2 V时, 光电流出现反向, 即: 当 $V_s < 0$ V, 所测得的光电流为负值; 当 $V_s > 0$ V, 所测得的光电流为正值。其主要原因为: 当源电压从 0 V到 -2 V变化时, 栅下2DEG的浓度分布出现不均匀性, 靠近源端处的沟道逐渐开启, 而漏端处的2DEG始终处于关闭状态, 在一定程度上相当于抑制了正向电流, 因此只能观察到负向光电流; 当源电压从 0 V到 2 V变化时, 栅下的2DEG的浓度分布也同样出现不均匀性, 靠近漏端处的沟道逐渐开启, 而源端处的2DEG始终处于关闭状态, 在一定程度上相当于抑制了负向光电流, 因此只能观察到正向光电流。

(3) 当 $V_g = 1$ V时, 且漏端接地, 此时栅下2DEG的浓度分布不均匀。从TR区扫到PR区出现电流反向 (主要原因是在TR区栅极左侧沟道的电导的导数比较大, 而且栅极左侧电场增强因子大, 因此总的光电流表现为较强的正向光电流; 在SR区, 栅极左侧沟道的2DEG先进入夹断区, 因此正向电流受到抑制, 其主要作用的是栅极右侧的2DEG, 因此总的光电流表现为较弱的负向光电流) 如图5.10 (d) 所示。

(4) 当 $V_D = 1$ V时, 且源端接地, 此时栅下2DEG的浓度分布不均匀。从TR区扫到PR区出现电流反向(主要原因是在TR区, 虽然栅极右侧电场增强因子比较小, 但是栅极右侧沟道的电导的导数比较大, 因此总的光电流表现为较强的负向光电流; 在SR区, 栅极右侧沟道的2DEG先进入夹断区, 因此正向电流受到抑制, 其主要作用的是栅极左侧的2DEG, 因此总的光电流表现为较强的正向光电流) 如图5.10 (d) 所示。

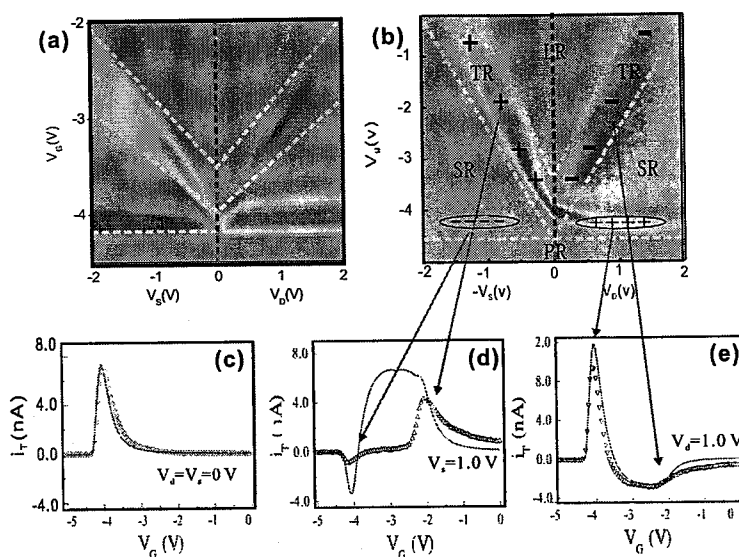


图 5.10: 光电流计算(a)和测试(b)随栅电压和源漏电压的变化关系图; (c) $V_S = V_D = 0$ V时, 光电流随栅压的变化关系; (d) $V_S = 1$ V时, 光电流随栅压的变化关系; (e) $V_D = 1$ V时, 光电流随栅压的变化关系

5.7 响应度和噪声等功率

响应度和噪声等功率是衡量探测器性能的两个重要指标, 因为它直接关系到探测器后端读出电路设计的难易程度。较高的响应度和较低的NEP是优质探测器应该具备的必要条件。其中, 响应度 R (和量子效率 η) 是描述器件光电转换能力的物理量, 其大小为光电转换器 (又称光探测器) 的平均输出电流 I_p (平均输出电压 V_p) 与光电转换器 (又称光探测器) 的平均输入功率 W 的比值, 即输出电信号电流 (电压) 大小与输入光信号功率大小之比。用公式表示为: $R = I_p/W$ ($R = V_p/W$), 单位为A/W或V/W。噪声等效功率 (NEP) 也被称为噪音等效功率。即, 信噪比为1 时所需的入射红外辐射功率。也就是说投射到微测辐射热计上的红外辐射功率所产生的输出电压正好等于微测辐射热计自身的噪声电压, 这个辐射功率叫做噪声等效功率。

本节我们将主要讨论响应度和NEP的理论计算及实验结果。

探测器电流响应度可表示为[78, 79]

$$R_i = \frac{i_p}{P_{in}}. \quad (5.4)$$

其中 i_p 为光电流， P_{in} 为实际照射到探测器的太赫兹功率。考虑到实际探测器有效接收光的面积要小于光源总的辐射面积，器件的响应度可表示为：

$$R_i = \frac{iS_t}{P_t S_a}. \quad (5.5)$$

定义 $S_t = \mu d^2/4$ 为太赫兹总的辐射面积， S_a 为探测器有效探测区域。通常探测器的总面积要小于光学衍射极限面积 $S_\lambda = \lambda^2/4$ ，因此我们近似认为 $S_a = S_\lambda$ 。同理电压响应度可表示为同样的如下形式：

$$R_v = \frac{vS_t}{P_t S_a}. \quad (5.6)$$

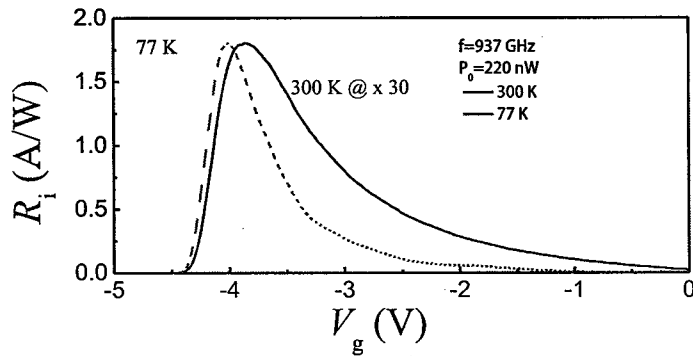


图 5.11: 在室温和77 K，对应频率937 GHz，太赫兹响应度随栅压的变化

如图5.11所示，为室温和77 K，对应频率937 GHz，太赫兹响应度随栅压变化的曲线。探测器天线尺寸为 $20 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ，受限于光学衍射极限，我们采用的实际有效探测区域 $S_a = 200 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ，计算得到照射于探测器的总功率 $P_{in} = 220 \text{ nW}$ 。如图5.11所示，为光电流响应度随栅压变化的曲线。在 $V_g = -3.87 \text{ V}$ 处，电流响应度达到最大值 54 mA/W 。随着温度降低到77 K，电子迁移率和天线耦合效率相继增加，沟道电阻迅速减小，使得在 $V_g = -4 \text{ V}$ 时，响应度比室温下增加了将近30倍，达到 1.8 A/W 。在77 K时探测器的响应度达到甚至超过很多商用热探测器，而其有效工作面积不及这些探测器的百分之一，另外，通过外加硅透镜和喇叭天线可以进一步提高探测器的响应度。

场效应晶体管的噪声主要是热噪声[80]。热噪声电流密度可以通过沟道直流电导 G_{ds} 表示为:

$$N_i = \sqrt{4kTG_{ds}} \quad (5.7)$$

这样热噪声电流密度限制的噪声等效功率可表示为:

$$NEP = \frac{N_i}{R_i} \quad (5.8)$$

其中 R_i 为器件的光电流响应度。对于电压响应度, 我们同样可以得到热噪声电压密度, 将其表示为沟道 G_{ds} 的形式:

$$N_v = \sqrt{4kT/G_{ds}} \quad (5.9)$$

受噪声电压密度限制的噪声等效功率可表示为:

$$NEP = \frac{N_v}{R_v} \quad (5.10)$$

其中, R_v 为器件的光电压响应度。在实际测量中, 通常得到的是仅仅噪声电流, 而非噪声电流密度, 我们可以通过测试带宽得到实测噪声电流密度

$$N_{iB} = \frac{N_i}{\sqrt{B}} \quad (5.11)$$

所以在实际测量中的噪声等效功率定义为:

$$NEP = \frac{N_{iB}}{R_i} \quad (5.12)$$

如图5.12 (a) 所示, 为室温和77 K下, 沟道直流电导受栅压控制的曲线。受低温下载流子浓度提高的影响, 沟道电导提高了3倍。通过直流沟道电导, 再结合 5.7可以计算得到图5.12 (b) 所示的热噪声电流密度 N_i 。随着栅压降低至阈值电压附近, N_i 迅速下降。在响应度最大值 $V_g = -4$ V处, 噪声电流密度接近 $1 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。从 5.7可以看出, 降低热噪声电流密度可以通过降低温度和提高沟道电阻来实现。

有了热噪声电流和器件响应度, 我们就可以通过 式计算得到受热噪声电流限制的NEP。图 5.13为实测器件的NEP和热噪声NEP随栅压变化的曲线, 我们所采用的调制频率和测试带宽分别为317 Hz和1.25 Hz。在室温和77 K, 测得NEP的最小值分别为 $58 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 和 $4 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。其性能已高于目前报道的最

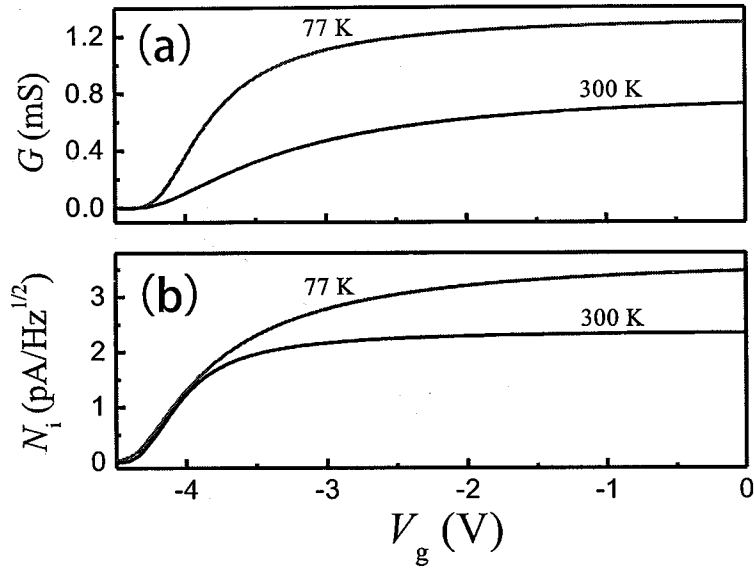


图 5.12: (a)沟道直流电导受栅压控制的曲线; (b)由式(5.7)直流电导计算得到热噪声密度随栅压的变化曲线

好的零偏压肖特基二极管探测器[81], 与热释电, 高莱等室温热探测器相当, 但自行研制的探测器显然具有速度快的优势。它已经和商用热辐射计 (IRLabs) 在4.2 K环境下的工作参数相当[82]。从中我们不难看出, 实测曲线已非常接近热噪声曲线, 但是我们可以进一步降低温度来降低NEP, 从而提高探测器的信噪比。

以上得到的NEP是用标准锁相探测方法测得的, 事实上它得到的仅仅是以调制频率为中心的很窄的频率范围内的噪声, 而实际上探测器噪声通常是一个宽谱的信号, 因此这种方法很难完整的表征器件的NEP。下面我们将采用频谱仪直接测量太赫兹信号以及噪声, 这样可以得到信号及较大带宽内的噪声谱。如图5.14所示, 我们采用频谱仪直接测量太赫兹信号以及噪声, 测量中我们通过电流前置放大器将信号放大 1×10^8 V/A, 并由电流信号转化为电压信号, 再将其直接送给频谱仪, 输入阻抗 Z 和采样带宽 B_s 分别为50 Ω 和1 Hz。通过变化调制频率(100到4000 Hz不等)我们得到了一系列曲线, 信号随调制频率变化, 而噪声本底基本维持不变。通过分析我们发现噪声主要源自系统的 $1/f$ 噪声, 当调制频率高于1 KHz, $1/f$ 迅速降低, 这时探测器的整体噪声和热噪声相当, 信噪比高达 1×10^6 。由于受调制器和高增益高带宽放大器的限制, 更高调制频率的实验有待接下来继续进行。

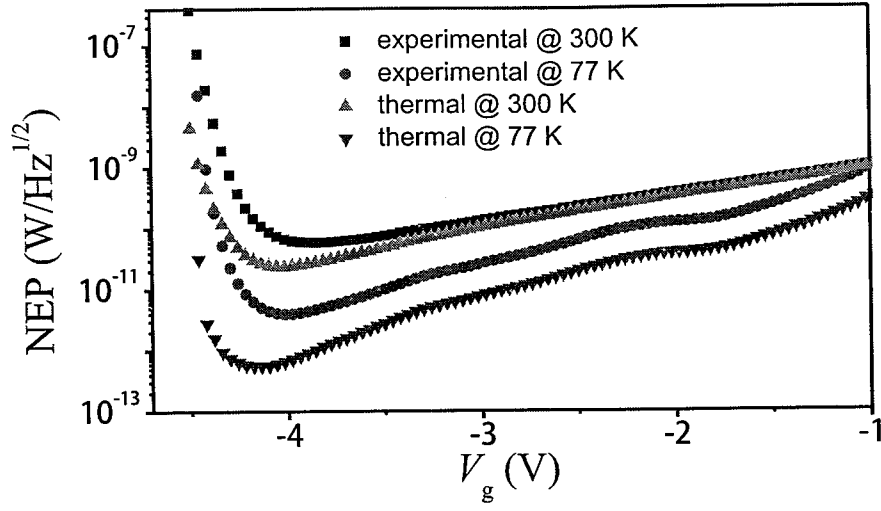


图 5.13: 在室温和77 K, 实测NEP和热噪声NEP随栅压变化曲线

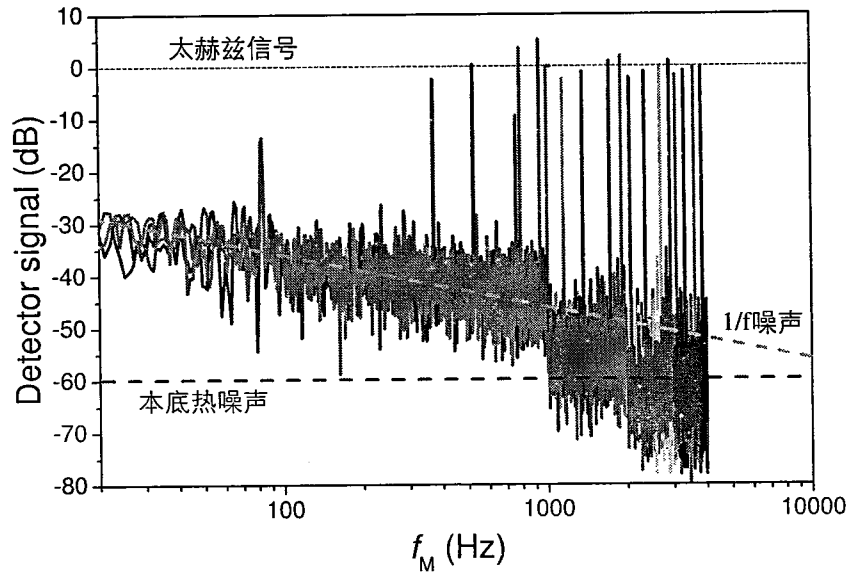


图 5.14: 在室温下, 利用频谱仪测试不同调制频率下太赫兹信号与本底热噪声

我们可以通过下式将图5.14的信号转化为电流信号:

$$i = \frac{\sqrt{1 \times 10^{-3} \times 10^{D/10} \times Z}}{A} \quad (5.13)$$

其中 D 为频谱仪dB数, Z 为频谱仪输入阻抗, A 为电流前置放大器放大倍数。这样通过计算我们可以由图5.14得到图5.15 (a) 探测器光电流及热噪声电流随调制频率变化的曲线。太赫兹光电流约为几nA。虚线所示为热噪声电流, 约

为1 pA，由图5.15(b)在 $V_g = -3.87$ V处给出。我们不难发现在频率低于1 kHz时，测量得到的本底电流明显高于热噪声电流，而频率高于1 kHz时，本底电流就非常接近热噪声电流，这明显还是源于系统的1/f 噪声。

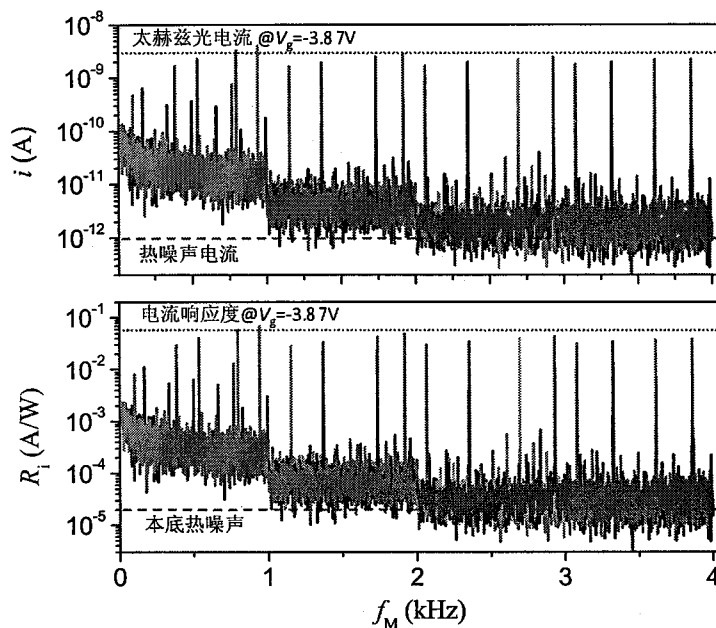


图 5.15: 在室温，(a)太赫兹光电流及本底噪声电流频谱图，(b) 电流响应度及噪声频谱图

由于知道实际照射于探测器的太赫兹波强度为220 nW，因此我们很容易从图5.15(a)计算得到响应度图5.15(b)。我们可以看到响应度与之前用锁相方法得到的非常一致，而且可以看到高带宽的噪声。

通过以上两种方法，我们可以发现探测器的主要噪声是由热噪声引起的，所以通过降低温度能进一步降低器件的NEP。

5.8 响应速度

经过多年发展，国际上已经形成的较为成熟的探测器技术有：超导HEB (Hot Electron Bolometer)、热辐射计 (Bolometer)、热释电探测器 (Pyroelectric)、高莱探测器 (Gloaycells) 等热效应探测器和超导SIS (Superconductor/Insulator/Superconductor)、半导体肖特基二极管等电子学探测器。除HEB探测器和微型热辐射探测器 (Micro-bolometer) 因热容小而响应速度高之外，热效应探测器一般响应速度低，大大地限制了它在要求高响应速度的场合的应用。电子学探测器则具有极高的响应速度，因此可被应用于高速的扫描成像、雷达和通信

等领域。

V. Yu. Kachorovskii和M. S. Shur给出了基于等离子波探测器最高响应调制频率的理论计算,通过计算对于栅长为200 nm的探测器,硅基场效应管, GaN HEMT, GaAs HEMT的 $f_{\max}$ 分别为10 GHz, 30 GHz 和75 GHz。由于 $f_{\max} \propto 1/L^2$,所以最高调制频率 $f_{\max}$ 随栅长的减小迅速增加。对于50 nm栅长的GaN HEMT,在阈值电压附近的最高调制频率可以达到80 GHz。

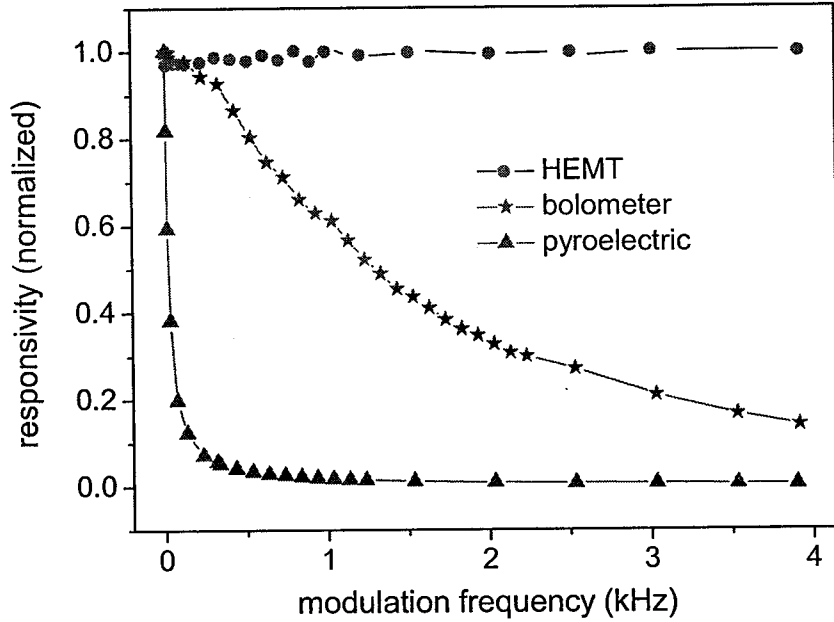


图 5.16: GaN 基HEMT, 热辐射计, 热释电探测器的最高调制频率曲线

如图5.16所示,可以看出基于电子学的GaN HEMT 探测器响应速度远高于基于热效应的热辐射计、热释电探测器等探测器。虽然图中探测器的栅长为 $2\mu\text{m}$,但它仍然显示出了超高的响应速度,在有限的调制频率范围内(目前机械式的斩波器最高调制频率时能到4 kHz)并没有看到信号有所减弱,说明 $f_{\max}$ 明显高于4 kHz。而热释电探测器的响应速度远低于1 kHz。如图5.16所示,热辐射计和热释电探测器的响应带宽分别为600 Hz和3 kHz。目前调制深度大、调制速度高、宽带宽调制器面临诸多挑战,这制约了基于场效应管高速探测器的使用。因而开发新型高速太赫兹调制器变的尤为重要,结合场效应管探测器,必将对太赫兹的广泛应用产生巨大推动作用。

5.9 频率响应

对于实际应用,探测器的频率响应也是至关重要的,这决定了探测器的使

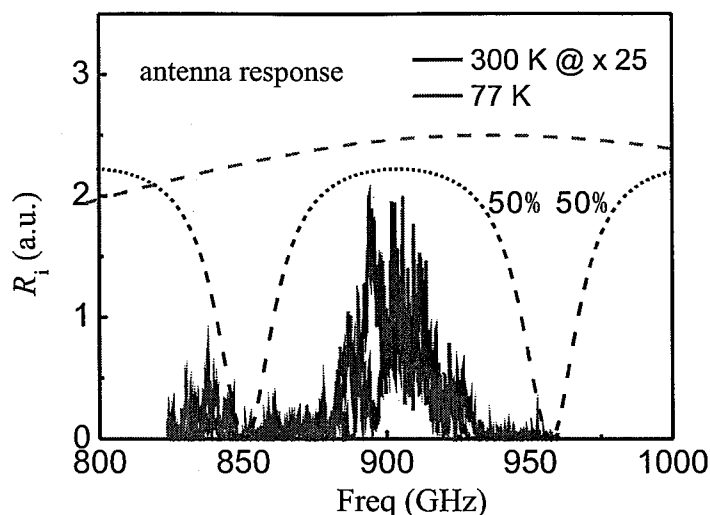


图 5.17: 绿色虚线为模拟得到的天线的频率响应曲线, 黑色虚线为衬底上下表面对THz波的干涉图, 实线为室温和低温下探测器对太赫兹频率的响应

用范围。如图5.17所示, 为探测器频率响应曲线。实现分别为室温和77 K的频率响应曲线, 我们发现它的信号主要分布于800 GHz ~ 820 GHz和870 GHz ~ 920 GHz两个区域, 明显窄于我们用FDTD方法模拟得到的天线响应频率(虚线所示)。通过分析发现其原因主要在于衬底的干涉效应, 由于我们所采用GaN/AlGaN材料是透明的蓝宝石沉底, 这样入射在太赫兹光会在蓝宝石的两个界面形成干涉(相消或相涨)。如图5.17点虚线所示, 为考虑蓝宝石沉底干涉效应之后的频率响应曲线, 我们采用的相对介电常数为3.4, 沉底厚度为416 μm , 我们还考虑了界面不同反射率的情况。通过比较我们可以确定导致测量中探测器频率响应变窄的主要原因是衬底的干涉相消效应引起的, 因此我们可以通过减薄沉底厚度来减小或消除衬底对太赫兹波的干涉效应, 使得探测器在较宽频率范围内的响应度趋于一致, 从而在真正意义上实现高速、高灵敏、宽带和可在室温工作的太赫兹波探测器。

5.10 本章小结

本章通过不断的改进天线结构测试和发展了三代探测器: 第一代探测器: 基于平板天线结构的单栅AlGaN/GaN HEMT 探测器 ($R_V = 50 \text{ V/W}$, $NEP = 100 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$); 第二代探测器: 基于三极子蝶形共振天线结构的AlGaN/GaN HEMT 探测器 ($R_V = 150 \text{ V/W}$, $NEP = 10 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$); 第三代探测器: 基于

三极子蝶形共振天线和滤波结构的纳米栅AlGa_N/Ga_N HEMT 探测器 ($R_V = 1.05 \times 10^3 \text{ V/W}$, $NEP = 1 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$)。

由于第三代探测的加工成本较高,而且性能不是很稳定,因此我们对第二代探测器进行了优化设计,通过优化我们发现,通过减小源漏天线之间的间距或减少栅源/栅漏之间的间距可以增大器件的响应度和降低器件的NEP,通过测试,经优化后的器件在室温下达到了 $R_V = 9.45 \times 10^2 \text{ V/W}$, $NEP = 0.8 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的良好性能。同时我们仔细研究了表征器件性能指标的响应度,噪声等功率,响应速度,频率响应以及器件的偏振特性,经测试发现器件的各项指标在同类器件中均位于世界的前列(附录B)。为我国太赫兹探测技术的发展起到了一定的推动作用。

第六章 太赫兹探测器的应用研究

太赫兹的独特性能给通信、雷达、电子对抗、天文学、医学成像、无损探测和安全检查等领域带来了深远的影响。由于太赫兹的频率很高，所以其空间分辨率也很高；又由于它的脉冲很短，所以具有很高的时间分辨率。太赫兹成像技术和太赫兹波谱技术由此构成了太赫兹应用的两个主要关键技术。同时，由于太赫兹能量很小，不会对物质产生破坏作用，所以与X射线相比更具有优势。另外，由于生物大分子的振动和转动频率的共振频率均在太赫兹波段，因此太赫兹在粮食选种，优良菌种的选择等农业和食品加工行业有着良好的应用前景。太赫兹的应用仍然在不断的开发研究当中，其广袤的科学前景为世界所公认。受实验条件的限制，本章简单介绍自制太赫兹探测器在二维扫描成像，返波管光斑扫描以及快速傅里叶分析等方面的应用。

6.1 线阵列探测器

本节我们加工和测试了 1×9 的线阵列探测，如图6.1（左）所示，单个器件的特征尺寸为：栅长 $L_g = 2 \mu\text{m}$ ，天线的长度为 $45 \mu\text{m}$ ，宽度为 $10 \mu\text{m}$ ，源漏天线间距 $L_{ds} = 5 \mu\text{m}$ ，每块引线电极的面积为 $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 。九个器件排列成一行为一个单元，每个器件的总面积约为 $450 \mu\text{m} \times 450 \mu\text{m}$ ，相邻两个器件之间的间距为 $400 \mu\text{m}$ 。整个单元的面积为 $2 \text{mm} \times 4 \text{mm}$ 。

我们沿用前文所述的测试方法，分别对这九个器件的电学性质和光电流进行了测试，其中有一个器件在加工过程中损坏，所以只测试了其中的八个器件，从图6.1（右）的测试结果可知，每个器件的阈值电压基本上都是 -3.8V ，沟道完全开启时的电导均为 1.1mS ，表明其核心的HEMT结构显现出很好的一致性。其光电流的响应度波动误差在5%左右。为进一步实现面阵列探测器 and 大规模应用奠定了基础。相信高速太赫兹成像必将在不久的将来得以实现。

6.2 二维扫描成像及BWO光斑测定

由于太赫兹波与众不同的特性，太赫兹成像技术可在一定程度上弥补其他频段成像技术的不足，跟其他波段的成像技术一样，THz成像技术也是利用THz射线照射被测物，通过物品的透射或反射获得样品的信息，进而成像。THz成像技术可以分为脉冲和连续两种方式[83]。前者具有THz时域光谱

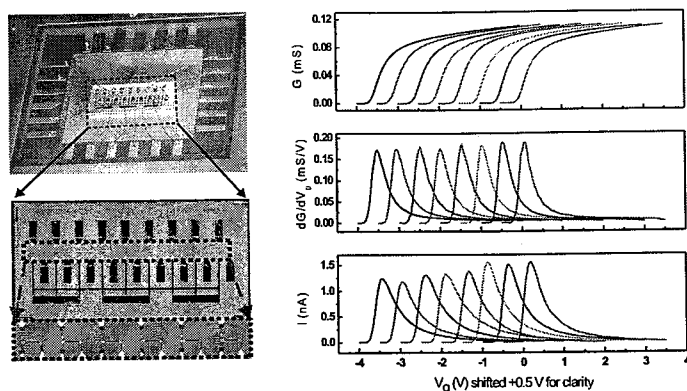


图 6.1: 1×9 探测器阵列的封装照片及部分放大照片(左图); (b) 1×9 探测器阵列的测试表征(右图)

技术的特点。同时它可以对物质集团进行功能成像, 获得物质内部的折射率分布。本节通过搭建二维扫描成像系统, 装置图见附录D, 以输出频率范围为 $0.8 \sim 1$ THz 的返波管为太赫兹光源, 经斩波器进行调制后, 由一组离轴非球面镜汇聚到被扫描的样品上, 光线透过样品后再经过一组离轴非球面镜汇聚到自制的 HEMT 探测器上, 通过测试透过样品每一点处的光电流, 来间接反映信封内的物体的形貌。所有的样品(硬币、火柴、钥匙、回形针)都通过双面胶粘附在不透明的信封内, 整个信封固定在一个二维移动平台上。扫描时在 x 和 y 方向的步长都是 $200 \mu\text{m}$, 通过逐点扫描后, 可以得到 THz 光透过信封后每一点的光强度, 最后在 xy 平面内, 绘制出每一点光强灰度图, 便可以得到信封内样品的图像, 如图 6.2 (a) 所示。另外, 我们还对平行铝箔带、平行塑料带和硅基结构进行了直接透射扫描成像, 成像结果如图 6.2 (b) 所示, 通过测试可以看出自行设计的 AlGaIn/GaN HEMT 探测器在空间上具有较高的分辨率(小于 1 mm)。

太赫兹波是频率范围为: $0.1 \sim 10$ THz, 又称毫米波或远红外波, 因此在试验过程中, 很难对 THz 光源光斑的形貌及位置, 以及光斑内的能量分布能做出准确的判断, 本节利用自制的 AlGaIn/GaN HEMT 探测器, 对返波管的光斑大小, 形貌以及能量分布进行了测定, 如图 6.2 (c) 所示, 在焦点处, 太赫兹波的能量呈现高斯分布, 主要能量集中分布于中心 $0.2 \text{ mm} \sim 0.2 \text{ mm}$ 的范围内, 其能量分布是不均匀的, 因此在做光电流响应测试中, 应当尽量使探测器位于焦点中心处的 $0.2 \text{ mm} \sim 0.2 \text{ mm}$ 范围内。

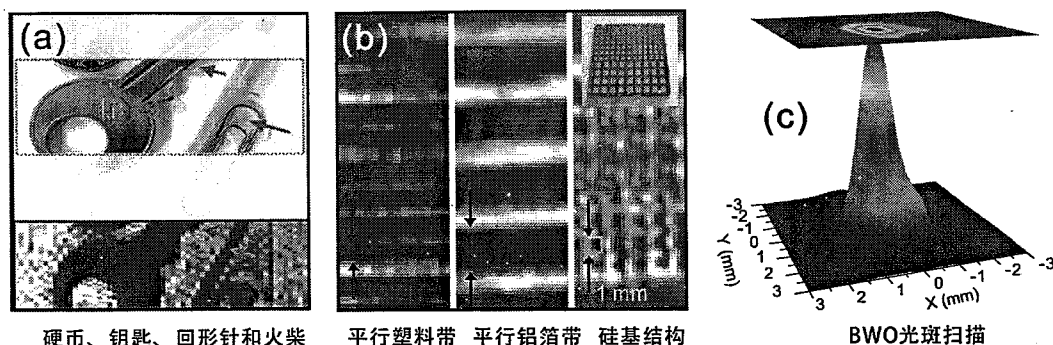


图 6.2: (a) 对信封内的物品进行透射THz扫描成像; (b)对平行铝箔带、平行塑料带和硅基结构进行直接透射THz扫描成像; (c)焦点处太赫兹光斑的形貌及能量分布图

6.3 快速傅里叶光谱分析

太赫兹波探测器的另外一个重要应用就是快速傅里叶光谱分析,通过分析材料的太赫兹波透射谱进而获知被测物的物质成分。传统的太赫兹时域系统主要依托飞秒激光器来完成,因此整个系统相对昂贵,光路也比较复杂。另外一种常用的方法就是利用迈克尔逊干涉系统,宽光谱太赫兹源经过系统后被探测器探测,然后再对信号做傅里叶变换即可得到光谱信息,这种系统的价格相对低廉,光路也比较简单,但是由于缺乏高速的室温太赫兹探测器,使得系统的探测速度较慢。本节将自制的高速太赫兹波探测器运用到太赫兹迈克尔逊干涉系统。大大提高了系统的运行速度,缩短了系统的处理时间。

如图6.3所示,我们利用自行研制的室温探测器作为太赫兹傅里叶变换光谱仪的探测器,以返波管做为太赫兹光源,对331.5微米(937 GHz)的太赫兹波进行光谱测试。实验中动镜的扫描速度为1 mm/s、锁相积分时间为160微秒时所测的干涉图,继续减小积分时间时输出信号的大小不变,仅仅影响信噪比,如图6.3 (a) 所示。图6.3 (b) 为经傅里叶变换后的太赫兹光谱,对应于波长为331.5微米的太赫兹光。插图为电流响应度随调制频率变化的曲线,可见探测器具有极高的响应速度。因此系统的运行时间不再受制于探测的响应速度,更多的是受限于动镜的移动速度,因此设计高速,高重复性的步进电机成为傅里叶光谱系统的关键。

6.4 本章小结

在当今基础研究、开发研究和产业化发展几乎同步进行的相互融合、相互促进的科技快速发展时代,太赫兹科学技术作为一门前沿的新兴交叉学科,不仅满足光控自动化的要求,而且对其他科学如物理、化学、天文学、生物医学、

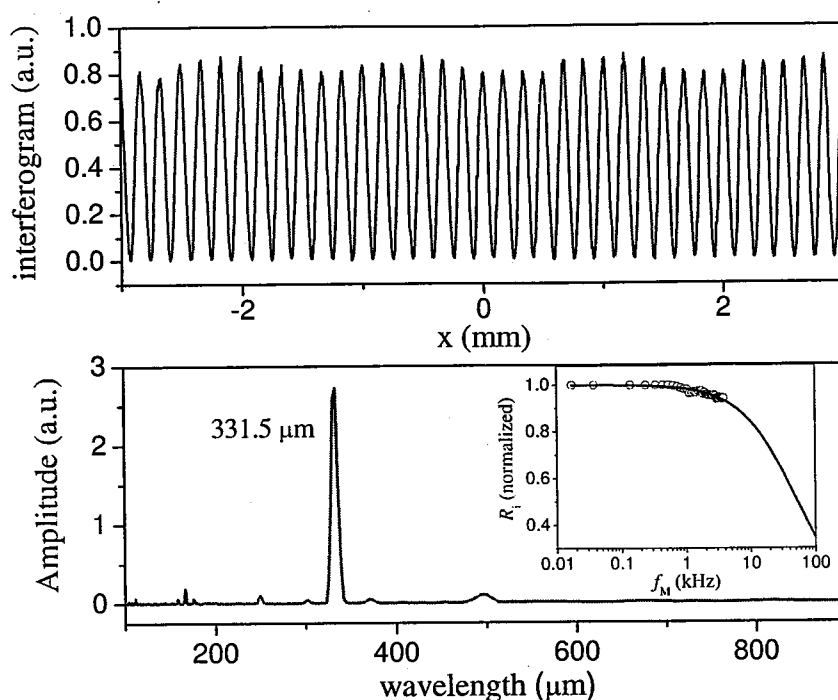


图 6.3: 利用项目组研制的室温探测器作为太赫兹傅里叶变换光谱仪的探测器对331.5微米(905 GHz)的太赫兹光进行光谱测试; (a)动镜扫描速度为1 mm/s时测得的干涉图; (b)为经过傅里叶变换后的光谱, 插图为电流响应度随调制频率变化的曲线

材料科学、环境科学等均有重大的影响, 相关应用需求迫切, 发展迅猛。本节利用自行研制的太赫兹波探测器, 对不透明信封内的常见办公用品进行了二维扫描成像测试, 获得了较高的分辨率。同时进行了快速傅里叶光谱分析实验, 得到了稳定的干涉图样, 因此有望大规模的生产和应用。我们将以高度的紧迫感和责任感投身于太赫兹探测技术的研究中, 努力推动我国乃至世界太赫兹波科学技术及其应用更进一步的发展。

第七章 结论与展望

太赫兹科学技术是本世纪的又一场“前言革命”，它已成为科学研究的热门课题之一。太赫兹科学技术方兴未艾，已在一些重要的研究领域显示出其独特的优越性。在21世纪，太赫兹的应用研究将是相关科研人员的研究重点。太赫兹科学技术在一些领域跟红外技术和微波技术不能比拟，但在另外一些方面可以作为其他技术的补充和延伸。虽然太赫兹科技在辐射源，探测器等相关元件技术方面发展不够理想，尚不能实用化和产业化，但仍具有很高的科学研究价值和巨大的发展潜力。

7.1 本文研究的主要内容和结论

本文针对现有太赫兹光源器件的发射功率低，难以探测的现状为背景，以AlGaIn/GaN高电子迁移率晶体管为基础，以FDTD计算方法为指导，通过合理的设计，以MEMS半导体加工技术为主要制备手段，系统的研究了AlGaIn/GaN HEMT在室温和低温下对太赫兹波的光学响应。经过三代探测器的优化和设计，自行研制的探测器在室温下的各项指标都达到了国际先进水平。具体来说，本文的主要工作有以下几个方面：

(1) 通过系统的学习和研究国外研究小组在太赫兹探测技术方面的成果，对太赫兹探测理论，尤其对是自混频探测理论进行了总结和发展，初步建立了完整的自混频探测理论。

(2) 针对太赫兹天线设计研究方面的匮乏，结合FDTD时域有限差分法，通过研究几种常见的天线结构对太赫兹波的耦合情况，以及天线尺寸跟耦合频率的关系。模拟和设计了适合于太赫兹波段的三极子共振天线结构。同时考虑到真实器件的测试和应用，对在天线和引线电极的连接方式进行了改进，即：更换常用的直导线为低通滤波器，从而阻止了天线和引线电极之间共振交变信号的影响，保证了天线的谐振性能，进一步增强了2DEG对THz波的响应度。

(3) 结合MEMS微加工技术，对AlGaIn/GaN HEMT探测器的工艺进行了开发研究，经过不断的尝试和总结，形成了一套标准的加工技术和工艺参数，为今后太赫兹探测器件的制备和应用奠定了坚实的基础。

(4) 通过搭建和完善太赫兹波探测系统，对器件的响应度，噪声等功率，响应速度进行了表征，从实验上进一步验证了AlGaIn/GaN HEMT探测器的优势（高响应度，低噪声等效功率，高响应速度，室温工作等）。并对器件进行了

简单的应用研究。

7.2 本文研究的主要创新点

本文的研究工作在以下几个方面有所创新:

(1) 建立了比较完整的自混频探测理论, 即: 当一定频率的太赫兹波辐射到探测器的表面, 经特殊设计的天线耦合, 会在栅下2DEG附件产生横向和纵向电场, 当且仅当这两个电场的相位差为0度或180度时, 会产生较强的光电流。

(2) 提出并设计出了高效的自混频太赫兹耦合天线(三极子蝶形共振天线), 并针对器件真实结构和引线电极对太赫兹天线的影响, 设计了高性能的低通滤波器, 既保证了天线的谐振性能, 又保证了天线和引线电极的物理连接。

(3) 设计和发展了三代探测器, 并系统的研究了天线特征尺寸跟耦合效率的关系, 为天线的优化设计提供了很好的指导作用。

(4) 系统研究了源漏电压下器件的光学响应, 并观察到了电流反向现象, 为进一步深入研究器件的探测机理提供了有力的实验数据。

7.3 今后展开的工作

太赫兹探测器件的研究, 是近几年太赫兹科技领域一个新兴的研究方向。本文的工作立足于太赫兹探测技术的最前沿, 对太赫兹探测器件中的若干科学问题进行了研究, 但是在巨大的太赫兹科技进展面前犹如沧海一粟。而且由于作者的能力和条件等因素的限制, 论文的研究或多或少存在一些欠缺和不足之处。同时, AlGaIn/GaN HEMT探测器的在实用化的道路上, 仍然有很多没有解决的关键问题, 等待我们进一步去探索。通过几年的研究, 作者认为与本课题有关且有必要继续开展的研究工作有:

(1) 目前, 国内外有关宽光谱太赫兹探测器的研究进展比较缓慢, 主要原因就是受限于没有较好的宽光谱太赫兹天线, 究其原因主要是由于探测机理的不明确, 因而不能给出很好的设计原则。因此, 探测机理的研究和宽光谱太赫兹天线的设计和研究有待我们进一步的研究。(2) 响应度, 噪声等效功率, 响应速度, 响应频率等是衡量探测器性能的重要指标。目前, 我们对探测器的响应度和噪声等效功率都做了较好的标定。由于实验条件的限制, 我们只能对0.8 THz ~ 1 THz频率范围内的太赫兹波进行探测, 因而无法给出自制探测器的真实频率响应范围。另外, 受斩波器调制速度的限制, 我们只能对4000 Hz的脉冲进行探测, 因而无法测得器件的真实响应速度。

(3) 目前, 我们在实验室下只观察到了非共振探测现象, 对等离子体波的

共振探测研究欠缺,没有较好的重复出国外报道的有关太赫兹共振探测的相关实验结果。而且对2DEG在真实器件中的输运特性研究不够充分,因此我们将会积极设计相关的器件或实验,争取能尽快观察到器件中2DEG等离子波的共振现象,为今后的器件设计做出一定的指导作用。

(4) 面阵列探测器的设计和测试也是我们今后研究的一个重点。我们将重点从器件的良率,稳定性和均匀性等方面进行系统的测试和优化,希望尽快实现 64×64 阵列探测器,为我国太赫兹探测技术的发展和應用做出贡献。

附录 A 各种探测器的性能指标对比

	Responsivity	Sensitivity	Response time	Operating temperature	selectivity	Tunability
Si Bolometer	10^3 V/W	$10^{-16} \sim 10^{-12} \text{ W/Hz}^{0.5}$	$\sim 100 \text{ us}$	$0.3 \sim 4.2 \text{ K}$	-----	-----
Hot Electron Bolometer	10^3 V/W	$10^{-12} \sim 10^{-11} \text{ W/Hz}^{0.5}$	$\sim 100 \text{ ns}$	$< 4.2 \text{ K}$	Yes	By external magnetic field
Pyroelectric detector	$10^2 \text{ V/W} \sim$	$\sim 10^{-9} \text{ W/Hz}^{0.5}$	$\sim 1 \text{ ms}$	300 K	-----	-----
Golay cell	$\sim 10^3 \text{ V/W}$	$\sim 10^{-10} \text{ W/Hz}^{0.5}$	$\sim 25 \text{ ms}$	300 K	-----	-----
Schottky diode	$10 \text{ V/W} \sim 10^3 \text{ V/W}$	$10^{-11} \sim 10^{-9} \text{ W/Hz}^{0.5}$	$\sim 10 \text{ ps}$	300 K	-----	-----
Plasma wave and self-mixing devices						
GaN Schottky	$\sim 1 \text{ V/W}$	$\sim 10^{-9} \text{ W/Hz}^{0.5}$	-----	300 K	-----	-----
Si MOS	$\sim 10^2 \text{ V/W}$	$10^{-10} \sim 10^{-7} \text{ W/Hz}^{0.5}$	Theory: 10 ps	300 K	-----	-----
GaAs HEMT	$1 \sim 10 \text{ V/W}$	$10^{-9} \text{ W/Hz}^{0.5}$	$< 100 \text{ ns}$	300 K	Yes	By gate bias
GaN HEMT	$\sim 10^3 \text{ V/W}$	$\sim 10^{-8} \text{ W/Hz}^{0.5}$	Theory: 10 ps	300 K	Yes	By gate bias
GaN HEMT self-mixing	$\sim 10^3 \text{ V/W}$	$\sim 10^{-11} \text{ W/Hz}^{0.5}$	Theory: 10 ps	300 K	Yes	By gate bias

图 A.1: 各种探测器的性能指标对比

附录 B 工艺流程参数表

工艺步骤	工艺条件	注意事项
清洗	丙酮(MOS 级)超声 5-6 min+乙醇(MOS 级)超声 5-6 min+碱性溶液 5-8 min+DI 冲洗+N ₂ 吹干	镜检表面干净, 无污染物, 镜检无可见颗粒 (先用丙酮擦拭表面, 除去油污, 再浸泡在丙酮中超声 5~6min)
喷涂粘附剂 HMDS	120℃, 10 min	检查充气舱, 完全封闭, 保证程序正常运行
甩胶	Az 5214, 500 转/min 2s+4000 转/min 30s	检查吸盘是否吸紧样品
前烘	95 5℃, 90s	清理干净热板上残余的光刻胶, 避免影响样品
台面光刻	MA6, 功率显示 10.7 mW/cm ² (mesa 版)	每次光刻前先空曝一次, 以确定功率
显影	显影液 JZJX 3038, 23 1℃, 40 5s DI 冲洗+N ₂ 吹干	晃动样品, 使其充分, 并镜检图形完整
坚膜	100 5℃, 10-15 min	不要轻易离开热板, 因为样品为透明, 当他人使用热板时, 可能要先清除热板, 避免损伤样品
等离子去胶	等离子去胶机 (M4L) 600 W 风冷 13.56 MHz RFs 射频源	真空度 -97.3 Pa, O ₂ 流量 3L/min, 200 W, 3min
ICP 刻蚀	III-V-ICP(Oxford Plasmalab System 100 RIE-ICP) 上电极 300 W, 下电极 1000 W, 压强 1.2 Pa, C ₄ F ₈ : SF ₆ =3:1 偏压 300 V	分批刻蚀, 并及时测试台阶高度, 控制在 50-80 nm 范围之内, 镜检图形完整
清洗	5-6min(丙酮中浸泡, 除去光刻胶) + 乙醇(MOS 级)超声 5-6 min+碱性溶液 5-8 min+DI 冲洗+N ₂ 吹干	气流不能过大, 而且夹片姿势要正确, 避免掉在地上
栅介质	栅介质 300℃, 原子层淀积 Al ₂ O ₃ , 厚度 10nm	
退火	退火 N ₂ , 600℃, 60s	先空试一次, 保证退火炉设备正常运行

图 B.1: 工艺流程参数表 I

喷涂粘附剂 HMDS	120 °C, 10 min	检查充气舱, 完全封闭, 保证程序正常运行
甩胶	Az5214, 500 转/min 2s+4000 转/min 30s	检查吸盘是否吸紧样品
前烘	95 °C, 90s	清理干净热板上残余的光刻胶, 避免影响样品
光刻欧姆窗口	MA6, 功率显: 10.6 mW/cm ² (ohmic 版)	
显影	显影液 JZJX3038, 23 °C, 40 s DI 冲洗+N ₂ 吹干	镜检图形完整 显影
坚膜	100 °C 10~15min	
等离子去胶	等离子去胶机 (M4L) 600 W 风冷 13.56 MHz RFs 射频源	真空度 -97.3Pa, O ₂ 流量 3L/min, 200W 3min
腐蚀 Al203	BOE (5:1or20:1) MOS 级 (5:1) 去除 S, D, Al ₂ O ₃ 3 min	过漂, 保证腐蚀干净
清洗	DI 冲洗+N ₂ 吹干	
蒸发欧姆接触金属	真空度 ≤ 2.0 10 ⁻³ Pa, Ti/Al/Ni/Au:20/120/70/100 nm 蒸发速率 0.2—2.5 nm/s, 23 °C	
S、D 电极剥离	丙酮浸泡, 23 °C, 2h 0.5 h, 丙酮超声 5min, 丙酮、酒精清洗各一次	镜检图形剥离完整, 边缘整齐, 无连条现象, 由于欧姆接触面积比较小, 尽量不要超声
清洗	乙醇 (MOS 级) 超声 5-6min+DI 冲洗+N ₂ 吹干	
欧姆退火	N ₂ , 830 °C, 30s, 镜检无大的合金颗粒出现 (N ₂ , 860 °C, 30s)	
清洗	丙酮 (MOS 级) 超声 5-6min+乙醇 (MOS 级) 超声 5-6min+碱性溶液 5-8min+DI 冲洗+N ₂ 吹干	镜检表面干净, 无污染物, 镜检无可见颗粒 (先用丙酮擦拭表面, 除去油污, 再浸泡在丙酮中超声 5-6min)
喷涂粘附剂 HMDS	120°C, 10min	检查充气舱, 完全封闭, 保证程序正常运行
甩胶	Az5214, 500 转/min 2s+1000 转/min 30s	
前烘	95 °C, 90s	
光刻电子束对准标记	MA6, 功率: 10.6 mW/cm ² (EBL 标记 版)	
显影	显影液 JZJX 3038, 23 °C, 40 s DI 冲洗+N ₂ 吹干	镜检图形完整显影
蒸发金属	真空度 ≤ 2.0 10 ⁻³ Pa, Ni/Au: 50/150nm 蒸发速率 0.2—2.5 nm/s, 23 °C	
标记剥离	丙酮浸泡, 23 °C, 2h 0.5h, 丙酮超声 0.5-1min, 丙酮、酒精清洗各一次	镜检图形剥离完整, 边缘整齐, 无连条现象

图 B.2: 工艺流程参数表 II

标记剥离	丙酮浸泡, 23 1 °C , 2h 0.5h, 丙酮 超声 0.5-1min, 丙酮、酒精清洗各一次	镜检图形剥离完整, 边缘整 齐, 无连条现象
喷涂粘附剂 HMDS	120 度, 10min	检查充气舱, 完全封闭, 保 证程序正常运行
甩胶	PMMA A4, 500 转/min 3s+4000 转/min 30s	
前烘	180 5 °C, 120s	
电子束曝光	纳米栅极和滤波器 剂量 450uC/cm ²	
蒸发金属	真空度 $\leq 2.0 \times 10^{-3}$ Pa, Ni/Au: 50/150nm 蒸发速率 0.2-2.5 nm/s, 23 1 °C	
G 电极和滤波 器剥离	丙酮浸泡, 23 1 °C, 2h 0.5h, 一次性 针管冲洗, 乙醇 (MOS 级) +DI 冲洗+N ₂ 吹干	
甩胶	Az 5214, 500 转/min 2s+4000 转/min 30s	
前烘	95 5 °C , 90s	
光刻引线电极	MA6, 功率 10.6mW/cm ² (pad 版)	
显影	显影液 JZJX3038, 23 1 °C , 40 5 s DI 冲洗+N ₂ 吹干	镜检图形完整显影
等离子去胶	等离子去胶机 M4L)600W 风冷 13.56MHz RFs 射频源	真空度 -97.3Pa, O ₂ 流量 3L/min, 200W 3min
蒸发金属	真空度 $\leq 2.0 \times 10^{-3}$ Pa, Au: 300nm 蒸发速率 2.5 nm/s, 23 1 °C	
pad 剥离	丙酮浸泡, 23 1 °C , 2h 0.5h, 一次 性针管冲洗, 乙醇 (MOS 级) +DI 冲洗+N ₂ 吹干	镜检图形剥离完整, 边缘整 齐, 无连条现象
甩胶	Az5214, 500 转/min 2s+2000 转/min 30s	
烘胶	95 5 °C , 10min	
贴膜	正面贴上蓝膜进行保护	
划片	激光划片机 深度 30um	
裂片	裂成 3mm*3mm 的芯片	
清洗	丙酮浸泡, 23 1 °C , 2h 0.5h, , 乙 醇 (MOS 级) +DI 冲洗+N ₂ 吹干	
贴片	低温胶涂在 chip carrier 中间	
引线	金线直径 30um	

图 B.3: 工艺流程参数表 III

附录 C 光电流测试电路简化图

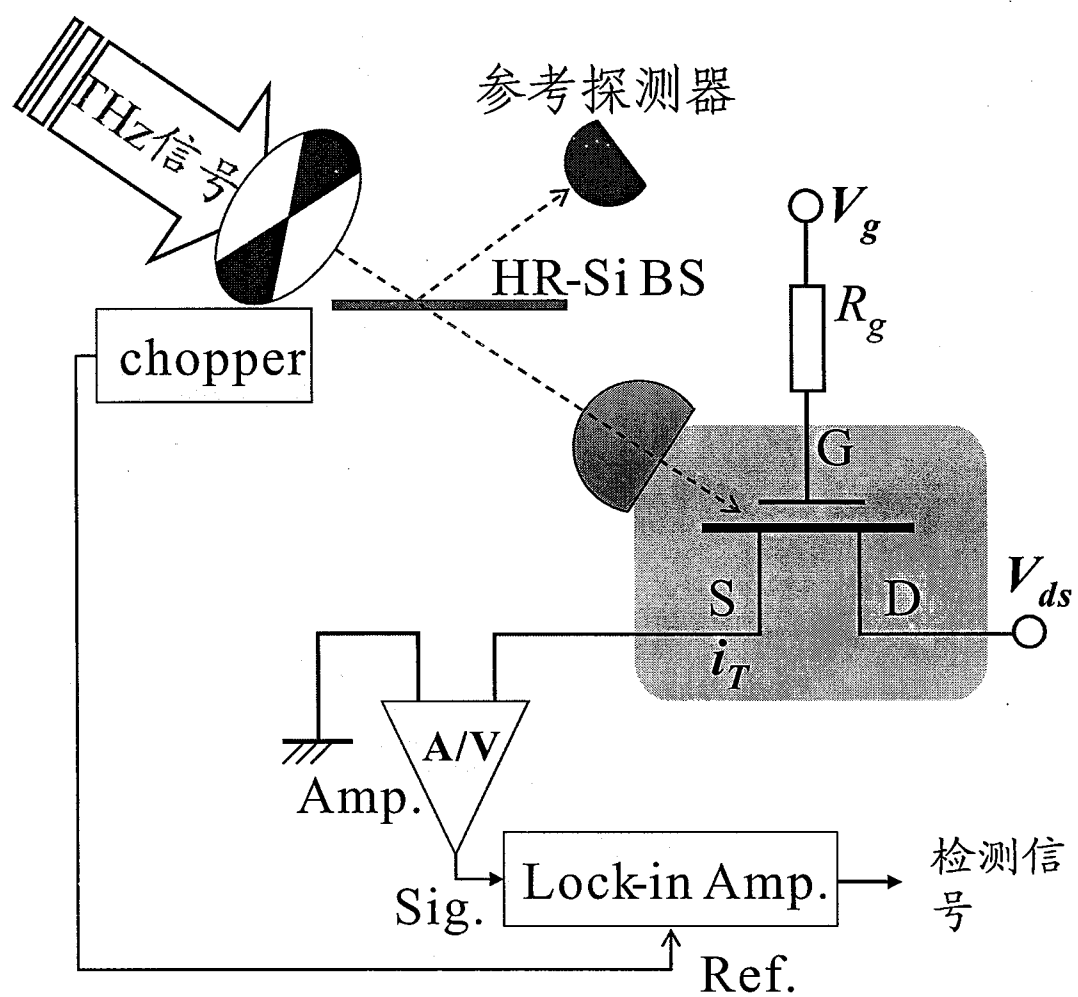


图 C.1: 光电流测试电路简化图

附录 D THz波扫描成像系统

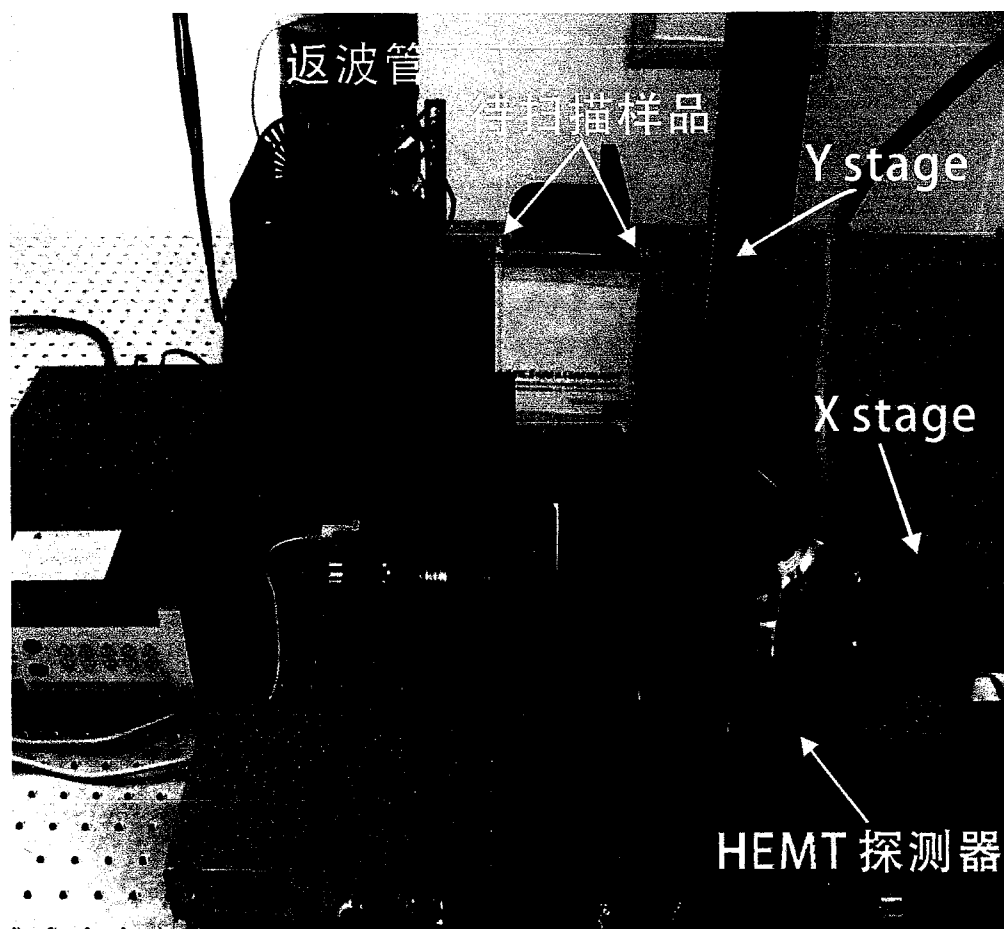


图 D.1: THz波扫描成像系统

参考文献

- [1] 贾刚, 汪力, 张希成. THz波(TeraHertz) 科学与技术. 中国科学基金, 4:200, 2002.
- [2] 曹俊诚. THz辐射源与探测器研究进展. 功能材料与器件学报, 9:111, 2003.
- [3] Bardley Fergusno, 张希成. THz科学与技术研究回顾. 物理, 5:286, 2003.
- [4] 宏飞. 改变未来世界的十大技术之-thz技术. 全球科技经济瞭望, 4:64, 2005.
- [5] M. K. Choi, A. Bettermann, and D. W. van der Wiede. Potential for detection of explosive and biological hazards with electronic terahertz systems. *Philosophical transactions. Mathematical, physical, and engineering sciences*, 362:337, 2004.
- [6] B. Ferguson, S. Wang, D. Abbott, and X. C. Zhang. Powder detection with THz imaging. *Proc. SPIE*, 5070:7, 2003.
- [7] Y. Q. Chen, H. B. Liu, Y. Q. Deng, D. Schauki, M. J. Fitch, R. Osiander, C. Dodson, J. B. Spicer, M. S. Shur, and X. C. Zhang. Enhanced responsivity in AlGa_N/Ga_N plasmon resonant terahertz detector using gate dipole antenna with parasitic elements. *Chem. Phys. Lett.*, 400:357, 2004.
- [8] Y. C. Shen, T. Lo, P. F. Taday, B. E. Cole, W. R. Tribe, and M. C. Kemp. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 86:24116, 2005.
- [9] H. B. Liu, Y. Q. Chen, G. J. Bastiaans, and X. C. Zhang. Detection and identification of explosive RDX by THz diffuse reflection spectroscopy. *Optics Express*, 14:423, 2006.
- [10] D. J. Funk, F. Calgaro, R. D. Averitt, M. L. T. Asaki, and A. J. Taylor. Thz transmission spectroscopy and imaging: application to the energetic materials PBX 9501 and PBX 9502. *Appl. Spectrosc.*, 58:428, 2004.
- [11] M. C. Kemp, P. F. Taday, B. E. Cole, J. A. Cluff, A. J. Fitzgerald, and W. R. Tribe. *Proc. SPIE*, 5070.
- [12] D. D. Arnone, C. M. Ciesla, A. Corchia, S. Egusa, M. Pepper, J. M. Chamberlain, C. Bezan, and E. H. Linfield. Application of terahertz (THz) technology to medical imaging. *Proc. SPIE*, 3828.

- [13] Q. Chen, Z. Jiang, G. X. Xu, and X. C. Zhang. Near-field terahertz imaging with a dynamic aperture. 25:1122, 2000.
- [14] P. Y. Han, G. C. Cho, and X. C. Zhang. Time-domain transillumination of biological tissues with terahertz pulses. 25:242, 2000.
- [15] S. P. Micken, A. Menikh, H. Liu, C. A. Mannella, R. MacColl, D. Abbott, and J. Munch. Label-free bioaffinity detection using terahertz technology. 47:3789, 2002.
- [16] H. Zhong, J. Z. Xu, X. Xie, T. Yuan, R. Reightler, E. Madaras, and X. C. Zhang. Nondestructive defect identification with terahertz time-of-flight tomography. *IEEE Sensors Journal*, 5:203, 2005.
- [17] A. R. Sanchez, N. Karpowicz, J. Z. Xu, and X. C. Zhang. Damage and defect inspection with terahertz waves. *Proc. of the 4th International Workshop on Ultrasonic and Advanced Methods for Nondestructive Testing and Material Characterization*, page 67, 2006.
- [18] D. J. Benford, M. J. Amato, J. C. Mather, S. H. Moseley, and D. T. Leisawitz. Mission concept for the single aperture far-infrared (safir) observatory. *Appl. Sp. Sci.*, 294:177, 2004.
- [19] P. H. Siegel. Thz applications for outer and inner space. *Proc. 17th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, page 1, 2006.
- [20] S. Solomon. The mystery of the antarctic ozone.
- [21] J. W. Zhou, K. Farooqui, P. T. Timbie, G. W. Wilson, C. A. Allen, S. H. Moseley, and D. B. Mott. Monolithic silicon bolometers as sensitive MM-wave detectors. *IEEE MTT-S International, Microwave Symposium Digest*, 3:1347, 1995.
- [22] M. Almasri, Z. C. Butler, D. P. Butler, A. Yaradanakul, and A. Yildiz. Uncooled multimirror broad-band infrared microbolometers. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 11:528, 2002.
- [23] <http://www.insight-product.com/detect3.htm>.
- [24] <http://www.edinst.com/pdf/quantum/microtech/pyroelectric%20detector%20datasheet.pdf>.
- [25] <http://www.edinst.com/pdf/quantum/golay%20detector%20datasheet.pdf>.
- [26] <http://www.mtinstruments.com/downloads/microtech%20catalog.pdf>.

- [27] J. Alton, H. E. Beere, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, S. Withington, G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, and S. Barbieri. Heterodyne mixing of two far-infrared quantum cascade lasers by use of a point-contact schottky diode. *29:1632*, 2004.
- [28] V. I. Shashkin, V. L. Vaks, V. M. Danil'tsev, A. V. Maslovsky, A. V. Murel, S. D. Nikiforov, O. I. Khrykin, and Y. I. Chechenin. Microwave detectors based on low-barrier planar schottky diodes and their characteristics. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 48:485, 2005.
- [29] R. F. Potter and W. L. Eisenman. Infrared photodetectors: a review of operational detectors. *Applied Optics*, 1:567, 1962.
- [30] A. G. Kazanskii, P. L. Richards, and E. E. Haller. Far - infrared photoconductivity of uniaxially stressed germanium. *Appl. Phys. Lett.*, 31:496, 1997.
- [31] W. Knap, S. Rumyantsev, J. Lu, M. S. Shur, C. Saylor, and L. Brunel. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 80:3433, 2002.
- [32] W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Buf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, and M. S. Shur. Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 85:675, 2004.
- [33] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 81:4637, 2002.
- [34] K. Sungmu, J. Peter Burkea, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Resonant frequency response of plasma wave detectors. *Appl. Phys. Lett.*, 89:213512, 2006.
- [35] X. G. Peralta1, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein. Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 81:1627, 2002.
- [36] A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valuis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and S. Rumyantsev. Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 89:131926, 2006.

- [37] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Rumyantsev. Room-temperature plasma waves resonant detection of subterahertz radiation by nanometer field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 87:052107, 2005.
- [38] F. Teppe, D. Veksler, V. Y. Kachorovski, A. P. Dmitriev, X. Xie, X. C. Zhang, S. Rumyantsev, W. Knap, and M. S. Shur. Plasma wave resonant detection of femtosecond pulsed terahertz radiation by a nanometer field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 87:022102, 2005.
- [39] J. Q. Lu and M. S. Shur. Terahertz detection by high-electron-mobility transistor: enhancement by drain bias. *Appl. Phys. Lett.*, 78:2587, 2001.
- [40] Y. F. Sun, J. D. Sun, Y. Zhou, R. B. Tan, C. H. Zeng, W. Xue, H. Qin, B. S. Zhang, and D. M. Wu. Room temperature GaN/AlGaIn self-mixing terahertz detector enhanced by resonant antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 98:252103, 2011.
- [41] J. D. Sun, Y. F. Sun, Y. Zhou, R. B. Tan, C. H. Zeng, W. Xue, H. Qin, B. S. Zhang, and D. M. Wu. High-responsivity, low-noise, room-temperature, self-mixing terahertz detector realized using floating antennas on a GaN-based field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 100:013506, 2012.
- [42] M. Nahum and John M. Martinis. Ultrasensitive-hot-electron microbolometer. *Appl. Phys. Lett.*, 63:3075, 1993.
- [43] T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara. Terahertz plasma wave resonance of two-dimensional electrons in InGaP/InGaAs/GaAs high-electron-mobility transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 85:2119, 2004.
- [44] S. Kim, J. D. Zimmerman, P. Focardi, A. C. Gossard, D. H. Wu, and M. S. Sherwin. Room temperature terahertz detection based on bulk plasmons in antenna-coupled GaAs field effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 92:253508, 2008.
- [45] J. D. Sun, H. Qin, R. A. Lewis, Y. F. Sun, X. Y. Zhang, Y. Cai, D. M. Wu, and B. S. Zhang. Probing and modelling the localized self-mixing in a GaN/AlGaIn field-effect terahertz detector.
- [46] A. E. Fatimy, S. B. Tombet, F. Teppe, W. Knap, D. B. Veksler, S. Rumyantsev, M. S. Shur, N. Pala, R. Gaska, Q. Fareed, X. Hu, D. Seliuta, G. Valusis, C. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy. Terahertz detection by GaN/AlGaIn transistors. *Electronics Letters*, 42:Theron D and Cappy A, 2006.

- [47] S. Balasekaran, K. Endo, T. Tanabe, and Y. Oyama. Patch antenna coupled 0.2 THz TUNNETT oscillators. *Solid-State Electronics*, 54:1578, 2010.
- [48] V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. V. Nikonorov, and L. V. Paramonov. Shallow acceptors in Ge/GeSi strained multilayer heterostructures with quantum wells. *JETP. Lett.*, 65:209, 1997.
- [49] H. M. Manohara, E. W. Wong, E. Schlecht, B. D. Hunt, and P. H. Siegel. Carbon nanotube schottky diodes using ti-schottky and pt-ohmic contacts for high frequency applications. *Nano letters*, 5:1469, 2005.
- [50] M. Tarasov, J. Svensson, J. Weis, L. Kuzmin, and E. Campbell. Carbon nanotube based bolometer. *JETP. Lett.*, 84:325, 2004.
- [51] V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, D. B. Veksler, and L. Reggiani. Effect of magnetic field quantization on the shallow acceptor spectrum in strained Ge/GeSi heterostructures. *Phys. Rev. B*, 66:155336, 2002.
- [52] D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur. Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current. *Phys. Rev. B*, 73:125328, 2006.
- [53] M. Dyakonov and M. S. Shur. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current. *Phys. Rev. Lett.*, 71:2465, 1993.
- [54] M. Dyakonov and M. S. Shur. Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid. in *Proceedings of 1998 IEEE GaAs IC Symposium*, 43:380, 1996.
- [55] R. Weikle, J. Lu, M. S. Shur, and M. I. Dyakonov. Detection of microwave radiation by electronic fluid in high electron mobility transistors. *Electronics Letters*, 32:2148, 1996.
- [56] J. Q. Lu, M. S. Shur, J. L. Hesler, S. Liangquan, and R. Weikle. Terahertz detector utilizing two-dimensional electronic fluid. *IEEE Electron Device Letters*, 19:373, 1998.
- [57] M. Dyakonov and M. S. Shur. Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid. *IEEE Electron Device Letters*, 43:380, 1996.
- [58] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J. Q. Lu, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif Khan, C. A. Saylor, and L. C. Brunel.

- Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors. *J. Appl. Phys.*, 91:9346, 2002.
- [59] P. L. Richards. Bolometers for infrared and millimeter waves. *J. Appl. Phys.*, 1:76, 1994.
- [60] Y. Kawano, T. Fuse, Toyokawa, T. Uchida, and K. Ishibashi. Terahertz photon-assisted tunneling in carbon nanotube quantum dots. *J. Appl. Phys.*, 103:034307, 2008.
- [61] O. Ambacher. Growth and applications of group-III-nitrides. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31:2653, 1998.
- [62] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, and S. Nagahama. High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with quantum well structures. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34:L797, 1995.
- [63] S. Nakamura, T. Makai, and M. Senoh. High-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-green-light-emitting diodes. *J. Appl. Phys.*, 76:8189, 1994.
- [64] A. J. Baliga. Power semiconductor device figure of merit for high frequency application. *IEEE Electron Device Letters*, 10:155, 1989.
- [65] E. S. Hellman. The polarity of GaN: a critical review. *MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research*, 3:1, 1998.
- [66] E. T. Yu, X. Z. Dang, and P. M. Asbeck. Spontaneous and piezoelectric polarization effects III-V nitride heterostructures. *J. Vac. Sci. Technol*, 17:1742, 1999.
- [67] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra. Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 77:250, 2000.
- [68] E. T. Yu, G. J. Sullivan, P. M. Asbeck, C. D. Wang, D. Qiao, and S. S. Lau. Measurement of piezoelectrically induced charge in AlGaN/GaN heterostructures field effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 71:2794, 1997.
- [69] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck. Two dimension electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization changes in N and Ga face AlGaN/GaN heterostructure. *J. Appl. Phys.*, 85:3222, 1999.

- [70] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, and M. Stutzmann. Two dimension electron gases induced by spontaneous and piezoelectric in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures. *J. Appl. Phys.*, 87:334, 2000.
- [71] J. Q. Lu, M. J. Hurt, W. C. B. Peatman, and M. S. Shur. Heterodimensional field effect transistors for ultra low power applications. *IEEE GaAs IC Symposium*.
- [72] S. V. Shitov, B. D. Jackson, A. M. Baryshev, A. V. Markov, N. N. Iosad, J. R. Gao, and T. M. Klapwijk. A low-noise double-dipole antenna SIS mixer at 1 THz. *Physica C*, 372:374, 2002.
- [73] T. Tanigawa, T. Onishi, S. Takigawa, and T. Otsuji. Enhanced responsivity in a novel AlGa_N/AlGa_N plasmon-resonant terahertz detector using gate-dipole antenna with parasitic element. *Device Research Conference at South Bend, IN, June 22*.
- [74] A. K. Paul and I. W. Rangelow. Fabrication of high aspect ratio structures using chlorine gas chopping technique. *Microelectronic Engineering*, 35:79, 1997.
- [75] G. C. Dyer, J. D. Crossno, G. R. Aizin, E. A. Shaner, M. C. Wanke, J. L. Reno, and S. J. Allen. A plasmonic terahertz detector with a monolithic hot electron bolometer. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21:721503, 2009.
- [76] V. I. Gavrilenko, E. V. Demidov, K. V. Marem'yanin, S. V. Morozov, W. Knapp, and J. Lusakowski. Electron transport and detection of terahertz radiation in a Ga_N/AlGa_N submicrometer field-effect transistor. *Semiconductors*, 41:232, 2007.
- [77] Y. M. Meziani, M. Hanabe, A. Koizumi, T. Otsuji, and E. Sano. Self oscillation of the plasma waves in a dual grating gates HEMT device. *Proceedings of the International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Conference Proceedings*, page 534, 2007.
- [78] R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, and W. Knap. Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: responsivity and noise equivalent power. *Appl. Phys. Lett.*, 89:253511, 2006.
- [79] E. Oefors, A. Lisauskas, D. Glaab, H. G. Roskos, and U. R. Pfeiffer. terahertz imaging detectors in CMOS technology. *J Infrared Milli Terahz Waves*, 30:1269, 2009.

- [80] B. Wang, J. R. Hellums, and C. G. Sodini. MOSFET thermal noise modeling for analog integrated circuits. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 29:833, 1994.
- [81] J. L. Hesler and T. W. Crowe. Responsivity and noise measurements of zero-bias schottky diode detectors. *Proceeding of the 18th International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 89, 2007.
- [82] <http://www.infraredlaboratories.com/bolometers.html>.
- [83] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. sakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, and A. El Fatimy. Field effect transistor for terahertz detection: physics and first imaging applications. *J Infrared Milli Terahz Waves*, 30:1319, 2009.

发表文章目录

- [1] Y. F. Sun, J. D. Sun, Y. Zhou, R. B. Tan, C. H. Zeng, W. Xue, H. Qin, B. S. Zhang, and D. M. Wu, "Room temperature GaN/AlGa_N self-mixing terahertz detector enhanced by resonant antennas", *Applied Physics Letters*. 98, 252103 (2011).
- [2] Y. F. Sun, J. D. Sun, X. Y. Zhang, H. Qin, B. S. Zhang and D. M. Wu, "Enhancement of Terahertz coupling efficiency by improved antenna design in GaN/AlGa_N HEMT detectors", accepted by *Chinese Physics B*. (2012).
- [3] J. D. Sun, Y. F. Sun, D. M. Wu, Y. Cai, B. S. Zhang and H. Qin, "High-responsivity, low-noise, room-temperature, self-mixing terahertz detector realized using floating antennas on a GaN-based field-effect transistor", *Applied Physics Letters*. 100, 013506 (2012).
- [4] J. D. Sun, H. Qin, R. A. Lewis, Y. F. Sun, X. Y. Zhang, Y. Cai, D. M. Wu, and B. S. Zhang, "Probing and modelling the localized self-mixing in a GaN/AlGa_N field-effect terahertz detector", accepted by *Applied Physics Letters* (2012).
- [5] X. M. Zhai, Y. F. Sun and D. M. Wu, "Resolution enhancement of random adsorbed single-molecule localization based on surface plasmon resonance illumination", *Optics Letters*. 36, 4242 (2011).
- [6] J. D. Sun, Y. F. Sun, Y. Zhou, Z. P. Zhang, W. K. Lin, C. H. Zeng, D. M. Wu, B. S. Zhang and H. Qin, "A terahertz detector based on GaN/AlGa_N high electron mobility transistor with bowtie antenna", *Devices and Technology*. 48, 215 (2011).
- [7] Y. Zhou, J. D. Sun, Y. F. Sun, Z. P. Zhang, W. K. Lin, H. X. Liu, C. H. Zeng, M. Lu, Y. Cai, D. M. Wu, S. T. Lou, H. Qin and B. S. Zhang, "Characterization of a room temperature terahertz detector based on a GaN/AlGa_N HEMT. *Journal of Semiconductors*", 32, 064005 (2011).
- [8] 孙云飞, 孙建东, 曾春红, 周宇, 吴东岷, 秦华, 张宝顺, 一种高度集成的太赫兹波探测器 (申请号: 201010505505.5) (2011).

- [9] 孙建东, 孙云飞, 曾春红, 秦华, 张宝顺, 一种赫兹波探测器申 (申请号: 201010297633.5) (2011).

致 谢

三年的博士生生活一晃而过，回首走过的岁月，心中倍感充实，论文即将完成之日，感慨良多。论文的顺利完成离不开各位老师、同学、亲人及朋友的关心和帮助，借此机会向你们表示衷心的感谢。

首先诚挚的感谢我的导师吴东岷研究员，从论文的开题、设计、试验及论文的定稿过程中，自始至终都倾注着吴老师的心血。吴老师理论功底深厚、科学思维缜密、每一次与您交流，我都受益匪浅。您以严谨的治学之道、宽厚仁慈的胸怀、积极乐观的生活态度，为我树立了一辈子学习的典范，您的教诲与鞭策将激励我在科学和教育的道路上励精图治，开拓创新。

我要以最诚挚的心意感谢秦华教授，感谢您对我论文的全力支持，为我提供了所有实验测试条件，从实验的思路、经费、人员到实验仪器，感谢您的团队-纳米器件与应用重点实验的全体同仁们，可以说没有你们，就没有我今天的论文。感谢纳米器件重点实验室的楼市涛、张晓渝老师，感谢你们对我发表的每一篇文章的审阅和修改。感谢周宇同学，感谢您在器件加工方面对我孜孜不倦的指导。使我在器件加工方面少走了很多弯路。我要特别感谢孙建东同学，感谢您在实验设计，加工和测试方面的大力支持。在博士三年期间，我们同欢欣，共奋进，一起熬过了无数个夜晚。在我每次想放弃的时候，是您的毅力和坚持给了我信心，每一次实验的收获，我们都倍感欣慰。博士期间能跟你一起完成课题的研究，是我莫大的荣幸。

感谢张宝顺老师，张宝顺老师是我们课题的总负责人，感谢您在器件加工和学习生活方面给予我们的大力支持。张老师工作热情高昂、和蔼可亲、关爱学生，使我终生难忘。

感谢蔡勇老师和陆敏老师，两位老师严谨的治学态度、饱满的工作热情给我留下深刻的印象，永远是我学习的榜样。在整个课题的研究进展中，两位老师给了我许多的指导和建议，在课题进行过程中，提供了科学的实验技能和理论分析指导，并且一直关心我课题的进展。谢谢你们，是你们的关心、鼓励、帮助和指导，使我能顺利地完成课题的研究。

在这里我要特别感谢苏州纳米所纳米加工平台的王荣欣研究员，时文华老师，曾春红老师，李晓东老师，董艳老师，付思奇老师，周伟娟老师、程伟老师以及加工平台的所有同学和朋友，你们在学业和生活上都给予了我很大的支持和帮助。

感谢我的室友谭仁兵同学，感谢您在器件理论和二维电子气输运理论方面

对我的大力支持，每一次与您交流，我都受益匪浅，科学的理论研究就像一盏明灯指引我在实验中顺利前行。

感谢王英老师，王进军老师，谢谢你们在我博士学习期间的关心和帮助，使我能够顺利在纳米所学习和科研。

特别感谢我们课题组的李加东老师，孙天宇老师，翟晓敏老师，李敏老师以及所有的师弟，师妹们（薛伟，班书宝，周庚侠和王懋），感谢你们在实验和理论上对我的关心和鼓励，与你们在一起的日子给我留下了美好的回忆。

感谢苏州纳米所国际实验室的全体老师和所有同学，感谢你们一直以来在生活和学习上给我的关心和帮助。

感谢Dawson老师，蔡勇老师以及秦华老师在论文的修改和润色上所做的工作。

我要感谢我的爱人，没有她的帮助、体谅、包容和支持，相信这三年的博士生生活将是很不一样的光景。感谢她在我攻读博士学位期间，帮我做实验，担负家里的所有事务；在我论文的写作过程中帮我理清思路，寻找突破，耐心的一遍遍听我讲我的论文；在我论文完成后，帮我认真的修改论文。

最后，谨以此文献给我挚爱的双亲，他们在背后的默默支持是我前进的动力，为了论文和实验，我已经两年多没有见到年过半百的他们了，心中甚感愧疚。你们给我无私的关爱，是我力量的源泉。在此，祝愿他们身体健康，心情愉快！

谨以此文献给所有关心过和帮助过我的人！

简 历

基本情况

孙云飞，男，山西省运城市人，1982 年 02 月出生，中共党员，已婚，中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所在读博士研究生。

教育状况

2002 年 9 月至 2006 年 7 月，太原师范学院，本科，专业：物理学。

2006 年 9 月至 2009 年 7 月，温州大学物理与电子信息工程学院，专业：凝聚态物理。

工作经历

2011-2012 年在南京瑞尼特微电子有限公司实习。

研究兴趣

经典物理学，半导体器件设计与加工，MEMS 加工工艺开发，微波仿真模拟等。

联系方式

通讯地址：苏州市苏州工业园区独墅湖高教区若水路398号中科院苏州纳米技术与纳米仿生研究所国际实验室。

邮编：215123

E-mail: yfsun2009@sinano.ac.cn