



中国热管理网  
WWW.REGUANLI.COM

# 杭州电子科技大学

## 硕士学位论文

题目: A1GaN/GaN HEMT 热特性研究

研究生 钟红生

专业 微电子学与固体电子学

指导教师 孙玲玲 教授

董林奎 副教授

完成日期 2011年2月

杭州电子科技大学硕士学位论文

## AlGaN/GaN HEMT 热特性研究

研究生：钟 红 生

指导教师：孙 玲 玲 教授

董 林 玺 副教授

2011 年 2 月

**Dissertation Submitted to Hangzhou Dianzi University  
for the Degree of Master**

# **Thermal Management of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT**

**Candidate: Zhong Hongsheng**

**Supervisor: Prof. Sun Lingling**

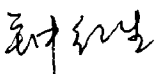
**Associate Prof. Dong Linxi**

**February, 2011**

# 杭州电子科技大学 学位论文原创性声明和使用授权说明

## 原创性声明

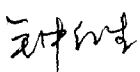
本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名： 

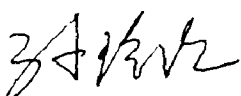
日期：2011年3月26日

## 学位论文使用授权说明

本人完全了解杭州电子科技大学关于保留和使用学位论文的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属杭州电子科技大学。本人保证毕业离校后，发表论文或使用论文工作成果时署单位名称仍然为杭州电子科技大学。学校有权保留送交论文的复印件，允许查阅和借阅论文；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名： 

日期：2011年3月26日

指导教师签名： 

日期：2011年3月26日

## 摘 要

得益于异质结结构, AlGaIn/GaN HEMT 成为当前最具发展潜力的射频、微波器件之一。因其大电流增益、高截止频率、强驱动能力、低相位噪声以及大功率密度等优点, AlGaIn/GaN HEMT在高温、大功率、高频、光电子、抗辐射等商用领域、军事领域的应用不断扩大。但是, 当HEMT器件工作于大功率、高温环境时, 耗散功率会引起导电沟道区域温度升高, 产生显著自加热效应, 引起附加功率效率和电流输出能力降低, 进而引起器件射频、微波性能的退化, 严重自加热效应还会导致器件功能失效。因此, 建立起AlGaIn/GaN HEMT二维热模型, 将有助于深入了解大功率器件的发热、散热机理, 更好地对AlGaIn/GaN HEMT进行热管理, 进而能够有效地指导器件设计及参数优化。

本文的工作重点是基于 TCAD 软件对 AlGaIn/GaN HEMT 功率器件进行二维建模, 并在此基础详细讨论了单指结构和多叉指结构器件的热形貌分布, 提出了对大功率器件进行热管理的思想和方法。

首先, 本文简要介绍了 GaN 材料特性, AlGaIn/GaN HEMT 基本理论和工作原理, 着重阐述由极化效应引起的存在于 AlGaIn/GaN 界面的高面密度二维电子气及其对器件性能的影响。

其次, 选择适合 AlGaIn/GaN HEMT 的电学、热学物理模型, 并对模型进行逐一讨论。在讨论热导率、热阻抗模型的基础上, 引入了热管理概念。阐述了热管理对高功率器件的重要性和必要性。

最后, 借助商用 TCAD 软件对 AlGaIn/GaN HEMT 进行数值分析。将仿真结果与已发表文献实验数据作比较, 佐证了模型的合理性有效性。分析了器件的交、直流特性, 特别是 RF 特性。并在此基础上, 讨论了静态功耗与沟道峰值温度分布、器件整体热形貌分布的关系; 材料参数和版图参数对交、直流参数及热形貌分布的影响。

**关键词:** 铝镓氮/氮化镓 高电子迁移率晶体管, 热分析, 自加热效应

## ABSTRACT

Benefit from the heterojunction structure, AlGaN/GaN HEMT has become one of the most potential RF and microwave devices. AlGaN/GaN HEMT's applicability constantly widens in the fields of Satellite Communications, Mobile Communications for its advantages such as high current gain, high cut-off frequency, high driving capability, low phase noise, high power density and so on.

However, when HEMT devices working in high-power mode and high temperature environment, the temperature rise caused by conductive channel dissipation power, will result in significant self-heating effect, and what is more it will deteriorate power added efficiency and lower current output capacity. The self-heating effect also will cause degradation of the device RF and microwave performance. And if the self-heating effect is too serious, it may lead to malfunction of the unit. Therefore, the establishment of AlGaN / GaN HEMT two-dimensional thermal model, will help to understand the mechanism of heat generation and heat removal of the power devices, better the thermal management for the AlGaN / GaN HEMT. Having good command of these mechanism and thermal management is surely beneficial for the effective guideness of the design and parameter optimization.

This work focuses on the TCAD simulation and 2D modeling of AlGaN/GaN HEMTs device. Based on the model, thermal profiles with single-finger and multi-finger structures are presented in detail and countermeasures concerning thermal management are proposed.

First, this paper makes a brief introduction of the material properties of gallium nitride and its research backgrounds. Some fundamentals and principles of the AlGaN / GaN HEMT device are also illustrated in detail. Focused on what is 2DEG and how does 2DEG work, we expound the mechanism of the two-dimensional electron gas with high charge density caused by the polarization effect which exists in the interface between the gallium nitride and aluminium gallium nitride.

Next, upon the appropriate electrical, thermal mechanism, AlGaN / GaN HEMT electro-thermal model is established. After the thermal conductivity, heat capacity, thermal resistance model are discussed one by one in detail, some countermeasures about the thermal management are also proposed. At last the significant importance and necessity of the thermal management for the power devices is discussed.

Finally, with the aid of the commercial TCAD software, numerical analysis for AlGaN / GaN HEMT has been done. After the comparison between the simulation results and published experimental data, the effectiveness and reasonable accuracy of the model is verified. The

simulation results include the AC and DC characteristics, in particular RF characteristics. And on this basis, the paper makes such discussions as the static power consumption and peak temperature distribution channel, the device morphology distribution of the overall relationship between the heat; material parameters and layout parameters on the AC and DC parameters and thermal shape distribution.

**Keywords:** AlGaIn/GaN HEMT, thermal analysis, self-heating effect

## 目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	II
第 1 章 绪论.....	1
1.1 研究目的及意义.....	1
1.2 氮化镓高电子迁移率晶体管的研究现状.....	1
1.3 本论文的内容和安排.....	3
第 2 章 氮化镓基高电子迁移率晶体管的基本原理.....	4
2.1 氮化镓材料.....	4
2.1.1 晶格结构.....	6
2.1.2 极化效应.....	6
2.2 氮化镓基器件.....	9
2.2.1 二维电子气.....	9
2.2.2 氮化镓基器件的工作原理.....	13
2.3 氮化镓基器件的自加热效应与热管理.....	17
2.3.1 自加热效应与热管理.....	17
2.4 小结.....	18
第 3 章 氮化镓基器件的物理模型.....	19
3.1 基本物理模型.....	19
3.1.1 泊松方程.....	20
3.1.2 连续性方程.....	20
3.1.3 输运方程.....	20
3.1.4 晶格热方程.....	23
3.2 辅助电学物理模型.....	24
3.2.1 极化效应模型.....	24
3.2.2 迁移率模型.....	25
3.2.3 载流子复合模型.....	26
3.3 辅助热学物理模型.....	27
3.3.1 热导率模型.....	27
3.3.2 热阻抗模型.....	28
3.4 小结.....	30
第 4 章 氮化镓基器件的数值仿真.....	31
4.1 商用数值分析软件.....	31
4.2 交直流仿真实论.....	32
4.3 单指氮化镓器件仿真.....	34

4.3.1 仿真器件结构.....	34
4.3.2 仿真器件参数.....	35
4.3.3 热学参数仿真结果.....	36
4.3.4 电学参数仿真结果.....	39
4.4 双指氮化镓器件仿真.....	46
4.4.1 仿真器件结构.....	46
4.4.2 电学参数仿真结果.....	48
4.4.3 热学参数仿真结果.....	50
第 5 章 总结与展望.....	52
5.1 总结.....	52
5.2 展望.....	53
致 谢.....	54
参考文献.....	55
附 录.....	59

## 第 1 章 绪论

### 1.1 研究目的及意义

与常规半导体器件相比, AlGaIn/GaN 材料构成的器件具有更高的临界击穿电场(约  $3.5 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$ ), 且由于 AlGaIn 和 GaN 界面处存在较大的导带阶跃  $\Delta E_c$  (约  $0.5 \text{ eV}$ ) 以及强烈的自发极化和压电极化电场的存在, AlGaIn/GaN 界面处的二维电子气的面电荷密度可高达  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 。大电流密度、高击穿电场使得 AlGaIn/GaN HEMT 器件广泛应用于高频率、大功率、高温领域<sup>[1]</sup>。与高频率、大功率相伴而来的, 就是功率器件的热管理问题<sup>[2]</sup>。当 GaN HEMT 器件工作在大电流密度时, 会产生明显的自加热效应。轻微的自加热效应将引起附加功率效率 (PAE) 的下降, 以及输出端跨导的降低; 严重的自加热效应将导致器件功能的失效, 工作寿命的降低, 甚至器件的烧毁。

本文从泊松方程、连续性方程和晶格热方程出发, 利用商用 TCAD 软件, 开展了 GaN HEMT 器件二维模型的研究。针对自加热效应, 从泊松方程、连续性方程和晶格热方程出发, 结合不同的电热边界方程, 通过电热耦合方程组对 GaN HEMT 器件进行建模, 并采用商用 TCAD 软件, 对 AlGaIn/GaN HEMT 器件的自加热效应进行了数值分析。在不同的直流偏置条件下, 获得了相应的热形貌分布。热形貌分布与器件的耗散功率密切相关。因此仿真结果对于大功率 GaN HEMT 器件的热管理、器件的设计和参数优化具有一定的指导意义和参考价值。

### 1.2 氮化镓高电子迁移率晶体管的研究现状

一代材料, 决定一代器件。以硅、锗为代表的第一代半导体材料, 奠定了二十世纪电子产业的基础, 形成了以超大规模集成电路为基础的强大的微电子产业群, 对人类社会的发展起到了巨大的促进作用。然而, 由于半导体材料能带结构的特殊性, 以硅为代表的第一代半导体材料主要应用于微电子领域。光电子领域、高频通信领域的需求呼唤着第二代直接带隙半导体材料的到来。以砷化镓、磷化铟等 III-V 族化合物为代表的第二代半导体材料回应了这种需求, 制造出的光接收发射器件使得以光通信为基础的信息高速公路的崛起和社会信息化的发展成为了现实可能。第二代半导体材料, 除了光电领域的应用, 在高频通信领域也发挥着重大作用。随着社会进一步的发展, 呼唤着直接带隙更宽的化合物半导体材料。氮化镓材料就是一种能够这种需求的理想材料。

与目前绝大多数半导体材料相比, 氮化镓材料优越的综合性能预示了它将在高温、高频、大功率等极端条件下具有极大应用潜力, 因而成为近几十年来国内外研究人员最为关注的材

料之一。同时，以氮化镓基材料制作的高电子迁移率器件已经广泛应用于民用通信、石油勘探、航空、航天、雷达等军用民用领域。

氮化镓材料的研究可以追溯到二十世纪六十年代，由于半导体制造加工工艺水平的限制，世界上首只氮化镓功率器件直到二十世纪九十年代才由 Khan<sup>[3]</sup> 制作成功。此时，首支氮化镓功率器件的性能还不尽如人意，主要表现为较低的跨导和较低的工作频率。例如沟道电子迁移率为  $563 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ，跨导仅为  $23 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$ ，特征频率为 11GHz，最大振荡频率为 14GHz。

随着氮化镓材料生长技术的进步以及对氮化镓高电子迁移率器件研究的不断深入，氮化镓功率器件的性能也得到很大的改善。1996 年，Wu<sup>[4]</sup> 首次测量了氮化镓功率器件的功率，结果为  $1.1 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1} @ 2 \text{ GHz}$ 。2001 年，Lu<sup>[5]</sup> 测量了碳化硅基的氮化镓功率器件，其性能也得到了很大的改善，其特征频率为 101 GHz，最大振荡频率为 105 GHz，功率也有很大的提高，为  $10.7 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1}$ 。

由于受到各方面条件的限制，国内关于氮化镓功率器件的研究起步较晚，目前报道的器件性能与国际水平还是有一定的差距。但是经过十几年来的努力，北京大学、清华大学、中国科学院半导体研究所等单位在氮化镓功率器件方面均取得了较大进展，作出了一些很有意义的工作。

氮化镓高电子迁移率功率器件，是一种结构新型的器件。目前，虽然国内外研究机构对氮化镓功率器件的研究已经达到一定的水平，但是仍然存在着很多亟待解决克服的瓶颈。例如可靠性问题，器件的成品率问题，缺陷导致的器件性能问题等等。特别是当氮化镓器件出于大功率高温环境工作模式时，会产生明显的自加热效应<sup>[6]</sup>。轻微的自加热效应将引起附加功率效率 (PAE) 的下降，以及输出端跨导的降低；严重的自加热效应将导致器件功能的失效，工作寿命的降低，甚至器件的烧毁。

随着红外热成像仪、拉曼光谱仪、光致荧光谱仪等非接触性温度量测技术的日愈成熟，国内外研究机构围绕氮化镓高电子迁移率晶体管的热特性，开展了大量有意义的实验和理论工作。例如，基于缓变沟道近似，Albrechet 等进行了自加热效应的蒙特卡罗仿真<sup>[7]</sup>；Manju 等提出的物理基解析模型，阐释了自加热效应与器件结构的关系，以及自加热效应对沟道电流的影响<sup>[8]</sup>；Ahmed 等采用有限元法对氮化镓高电子迁移率晶体管器件进行建模，获得了二维自加热效应引起的热分布形貌<sup>[9]</sup>；Gaska 等比较了不同热导率的衬底材料（蓝宝石基和碳化硅基）对自加热效应的影响<sup>[10]</sup>；Nuttinck 等测量了不同温度下脉冲偏置及连续偏置下的电流电压特性曲线<sup>[11]</sup>；Sun 等提出倒装键合工艺可显著改善蓝宝石基氮化镓高电子迁移率晶体管器件的自加热效应<sup>[12]</sup>。上述专家学者的工作，在一定程度上深化了氮化镓高电子迁移率晶体管器件热特性的认识，有效改善了氮化镓高电子迁移率晶体管的性能。

此外，在氮化镓功率器件的制造工艺技术及其性能不断取得突破的同时，对氮化镓功率器件的数值仿真工作也在如火如荼的进行中。早在 1986 年，日本学者 Yokoyama 就通过联立求解薛定谔方程和泊松方程的方法来研究 AlGaAs/GaAs 功率器件的二维电子气的分布。在计算

机数值仿真方面, 目前对于氮化镓功率器件的自加热效应的数值仿真, 仅仅停留在自加热效应的电流电压特性曲线上, 并没有给出电学特性与热形貌分布的相对应的仿真结果。与此同时, 国内外的研究机构对氮化镓器件在缓解热效应方面作出了大量的工作, 取得了很大的成绩, 加速了氮化镓高电子迁移率晶体管器件商用化的进程。但是当器件工作在从直流至高频范围时, 对其发热、散热等热管理方面机理仍不完善。关于高功率器件热网络模型, 复数热阻抗、复数热容量等方面的文献也相对较少。

因此, 本文从建立通用的热管理模型的角度出发, 尝试从泊松方程、连续性方程和晶格热方程出发, 结合不同的电热边界方程, 通过电热耦合<sup>[13]</sup>方程组对氮化镓高电子迁移率晶体管进行建模, 并通过商用 TCAD 软件实现了器件的热形貌分布, 丰富了氮化镓功率器件在热学领域研究的内容。

### 1.3 本论文的内容和安排

首先, 本文阐述了本研究课题的目的及其重大意义。然后大致介绍了 AlGaIn/GaN HEMT 器件的一些相关的研究历史背景资料, 及其发展状况、研究现状。然后从氮化镓材料的结构特性出发, 从理论上介绍了氮化镓材料的晶体结构、能带特点, 及其引起高面密度二维电子气的极化效应。阐述了与数值仿真相关的半导体物理机理, 为商用数值仿真软件作了个理论铺垫。接着阐述了自加热效应对大功率器件性能的影响及其一些常见的热管理措施, 阐述了热管理对大功率器件的重要性和必要性。

其次, 阐述了氮化镓基高电子迁移率器件的物理模型。首先依次分别介绍了泊松方程、连续性方程、输运方程、晶格传热方程等基本物理模型方程, 接着详细介绍了仿真过程使用到的与二维电子气密切相关辅助电学物理模型, 诸如极化效应模型, 迁移率模型, 载流子复合模型等辅助电学模型。接着, 详细介绍了仿真过程使用到的辅助热学物理模型。通过这部分的理论阐述, 为商用 TCAD 仿真软件的使用奠定了必要的理论基础。

然后, 借助商用 TCAD 软件对氮化镓高电子迁移率晶体管进行数值分析。将得到的数值仿真结果与已发表文献实验数据作比较, 佐证了模型的合理性有效性。分析了器件的交、直流特性, 特别是微波高频特性。并在此基础上, 讨论了静态功耗与沟道峰值温度分布、器件整体热形貌分布的关系。

## 第 2 章 氮化镓基高电子迁移率晶体管的基本原理

### 2.1 氮化镓材料

氮化镓材料,属于 III-V 族化合物半导体材料,其晶格结构为典型的六角纤锌矿结构。与前两代半导体材料(硅、锗、砷化镓等)相比,氮化镓的化学性质更加趋于稳定、尤耐高温、耐腐蚀。因此,氮化镓材料广泛用于无线通信领域、功率电子产品领域、国防太空等环境恶劣的领域。随着材料生长技术及其半导体工艺加工技术地不断完善,氮化镓基器件迅速实现了商业化,已成为国内外研究前沿。目前已广泛应用于太空、军事、民用等领域,如图 2.1 所示。



图 2.1 (a) 氮化镓功率器件的应用领域<sup>[14]</sup>

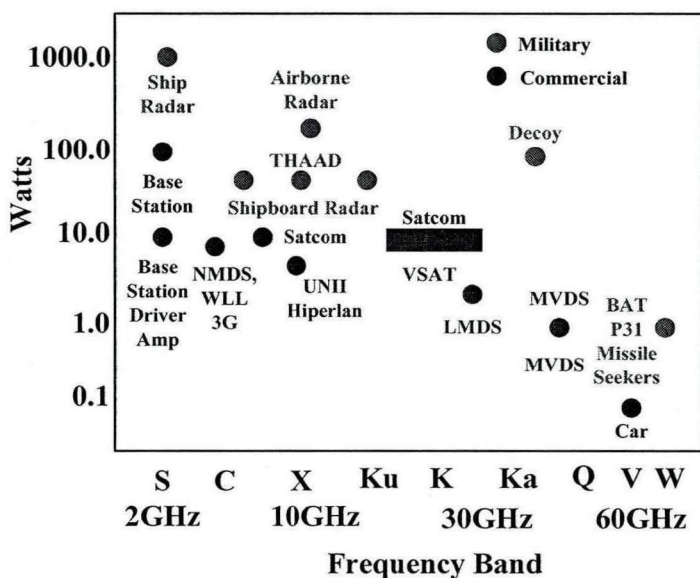


图 2.1 (b) 氮化镓功率器件的应用领域<sup>[15]</sup>

研究表明,氮化镓高电子迁移率晶体管在高温下仍然保持着良好的直流特性。因此,可以减少冷却系统,减低系统体积和重量,从而有效提高功率效率。氮化镓材料自身特有的材料属性,例如高热导率、大热容量、高击穿电场,能够极大提高氮化镓功率器件的耐压容量、及其电流密度。这些特性使得氮化镓功率器件在手机基站、汽车、航空和雷达领域得到了广泛应用,成为未来高级通信网络中的放大器、调制器的最佳选择。例如,目前手机基站中的放大器已经接近其性能的极限,硅基芯片技术的功率利用效率不到十分之一,这就意味着晶体管中的能量大部分都以热量形式耗散。如果采用氮化镓功率器件,可将基站放大器的效率至少提高两倍以上。从而保证信号在同样覆盖区域面积下,达到减少基站数量的目的;或者换言之,在保证基站数量相同的条件下,达到提高数据传输速率的目的。

自从二十世纪六十年代开始,氮化镓材料一直备受国内外研究机构的高度关注。表 2.1 为氮化镓高电子迁移率器件发展史。

表 2.1 氮化镓高电子迁移率器件发展史

Year	Event	Authors	Ref.
1969	GaN by hydride vapor phase epitaxy	Maruska et al.	[16]
1971	GaN by MOCVD	Manasevit et al.	[17]
1992	AlGaIn/GaN two-dimensional electron gas	Khan et al.	[18]
1993	AlGaIn/GaN HEMT	Khan et al.	[19]
1994	Microwave AlGaIn/GaN HFET	Khan et al.	[20]
1996	Microwave power AlGaIn/GaN MODFET	Wu et al.	[21]
1998	Reveal current compression in GaN MODFET	Kohn et al.	[22]
1999	6.9 W/mm @ 10 GHz GaN HEMT on SiC	Sheppard et al.	[23]
2000	Surface passivated AlGaIn/GaN HEMTs	Green et al.	[24]
2004	30 W/mm @ 8 GHz GaN HEMT with field plate	Wu et al.	[25]
2008	X-band 250W solid-state amplifier	Kanto et al.	[26]

从表 2.1 看,氮化镓一直朝着超高频、微波及其大功率的方向发展,且发展成果极为显著。从实验室取得阶段性成果后,迅速地朝着商业化应用领域扩展。

### 2.1.1 晶格结构

氮化镓材料有两种基本的晶体结构。其一，立方闪锌矿结构；其二，六方纤锌矿结构。如图 2.2 所示。一般情况下，氮化镓材料的晶格结构为六方纤锌矿结构。原因在于常态下，六方纤锌矿结构性质最为稳定。从固体物理学的角度看，六方纤锌矿结构是由两套六方密堆积晶胞结构沿纵轴方向平移  $5/8$  的单位长度套构而成。六方纤锌矿结构的氮化镓基材料是目前研究最多的材料，也是用于制作大量氮化镓器件的材料。六方纤锌矿型的氮化镓基材料生长过程中，最表面的一层可以是镓原子，也可以是氮原子，不同的原子层面将决定着极化效应的方向。

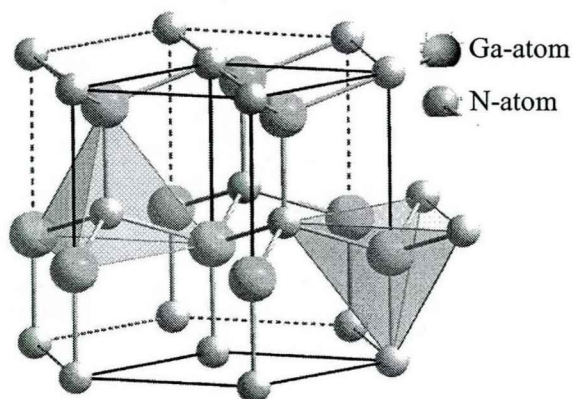


图 2.2 氮化镓材料的晶格示意图<sup>[27]</sup>

### 2.1.2 极化效应

III-V 氮化物由于晶格的不对称性，材料自身能够产生较强的极化效应。文献<sup>[28-29]</sup>认为极化效应的产生是由于 III 族原子与 V 族原子正负电荷中心不重合，形成偶极子后所造成。

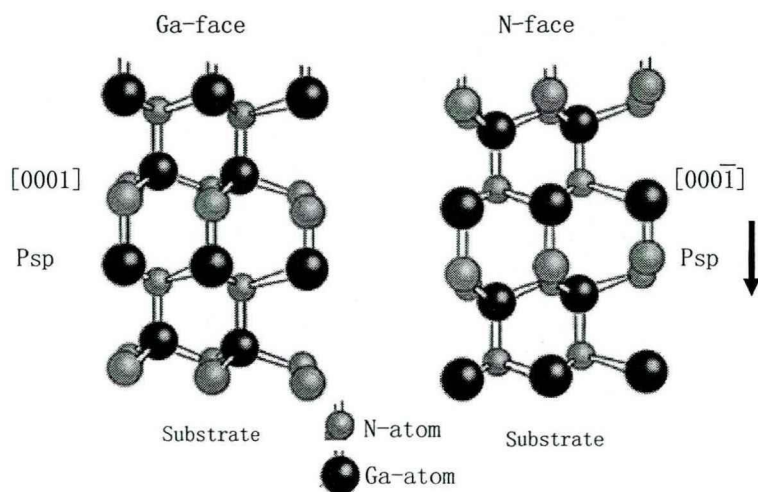


图 2.3 氮化镓的极化效应示意图<sup>[30]</sup>

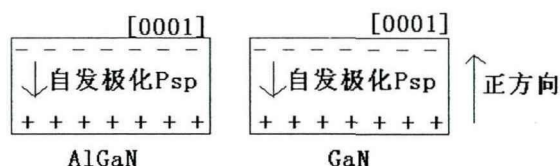
外加电场为零时，总的极化场由两部分组成：自发极化场和压电极化场。自发极化是指当外界应变压力为零时，晶体内部存在的内建极化电场。该极化电场是由于晶格不对称导致正离子负离子的电学中心不完全重合引起的。由于形成共价键的氮原子和镓原子的电学中心部不完全重合，宏观上表现为在晶体内部存在一个偶极子，即在晶体上下表面分别出现净的正、负电荷。自发极化的强度用自发极化强度系数  $P_{sp}$  表示。极化强度系数方向依赖于晶格的极化方向，氮化物的晶格方向规定沿  $[0001]$  轴由氮原子面指向镓原子面为正方向。仿真中采用的氮化铝、氮化镓的参数如 2.2 所示。

表 2.2 氮化铝、氮化镓材料的相关参数

	a(Å)	c(Å)	$P_{sp}(C/cm^2)$	$e_{33}(C/cm^2)$	$e_{31}(C/cm^2)$	$c_{13}(Gpa)$	$c_{33}(Gpa)$
AlN	3.112	4.982	-0.081	1.46	-0.6	108	473
GaN	3.189	5.185	-0.029	0.73	-0.49	103	405

由表 2.2 中的数据可知，氮化铝、氮化镓的自发极化强度系数均为负值，表明其自发极化强度的方向沿着  $[0001]$  轴由镓原子面指向氮原子面。由于自发极化效应，即使外界应力为零时，也能够氮化镓和铝镓氮晶体内部产生极化电场，进而在氮化镓和铝镓氮晶体表面分别感生出极化电荷。极化电荷的产生，主要是由于氮原子与镓、铝原子之间的正负电荷中心不完全重合所引起。一般规定，正方向为沿着  $[0001]$  轴方向由氮原子面指向镓原子面；负方向为沿着  $[0001]$  轴方向由镓原子面指向氮原子面。氮化铝和氮化镓的自发极化系数分别为  $-0.081 C/cm^2$  和  $-0.029 C/cm^2$ ，铝镓氮晶体的自发极化系数介于两者之间。

AlGaN/GaN 异质结结构之所以具有极高面密度的二维电子气与材料内部的极化效应有关。纤锌矿结构氮化物半导体的晶格结构如图 2.3 所示，它不具有中心对称性，而有单一对称轴，因此其晶胞内的正负电荷中心不重合，形成了电矩，故存在自发极化效应。一般在蓝宝石基片上外延制备的氮化镓晶体薄膜是沿着  $[0001]$  或  $[000\bar{1}]$  方向生长的，当氮化镓薄膜的上表面为镓原子，下表面为氮原子时，称为氮面的氮化镓晶体薄膜，其自发极化强度沿着  $[000\bar{1}]$  方向，即从表面指向内部，如图 2.4 所示。

图 2.4  $[0001]$  方向生长铝镓氮与氮化镓材料的自发极化方向

压电极化效应是指由于晶格失配产生应力导致的极化电场。构成氮化镓高电子迁移率晶体管的两种核心材料，氮化镓和铝镓氮由于对称性不同，在形成异质结的过程中极易引起晶格失配而产生应力，从而导致异质结界面处形成极化电场。压电极化电场强度用压电极化强度系数  $P_{PE}$  表示为式(2.1)：

$$P_{PE} = e_{33}\varepsilon_z + e_{31}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (2.1)$$

其中， $e_{33}$  和  $e_{31}$  为压电极化系数， $\varepsilon_z$  是沿[0001]方向的应变分量， $\varepsilon_x$ 、 $\varepsilon_y$  为 x-y 平面内的应变分量，分别为式(2.2)，(2.3)。

$$\varepsilon_z = (c - c_0) / c \quad (2.2)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = (a - a_0) / a_0 \quad (2.3)$$

在氮化镓材料中， $(c - c_0) / c_0 = -2 \times (C_{13} / C_{33}) \times [(a - a_0) / a_0]$ ，其中， $C_{13}$ ， $C_{33}$  表示弹性系数。于是得出式(2.4)：

$$P_{PE} = 2 \times [(a - a_0) / a_0] \times (e_{31} - e_{33} \times C_{13} / C_{33}) \quad (2.4)$$

对于铝镓氮材料，由于  $(e_{31} - e_{33} \times C_{13} / C_{33}) < 0$ ，从而  $P_{PE} < 0$ ，铝镓氮层为应力势垒层。在氮化镓高电子迁移率的结构中，由于自发极化强度与压电极化强度的方向一致，都是从器件表面指向氮化镓材料层，如图 2.5 所示，

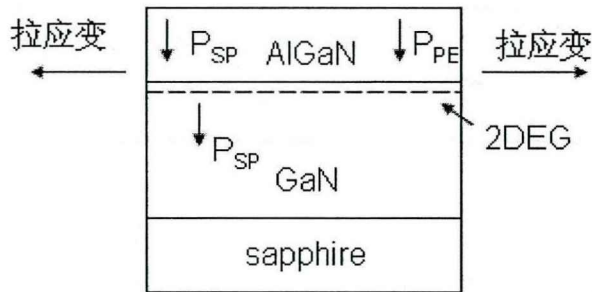


图 2.5 氮化镓异质结结构中的极化效应方向示意图

AlGaN 的材料参数是 Al 组分  $x$  的函数，采用线性插值方法计算得到。

晶格常数：
$$a(x) = (-0.077x + 3.189) \times 10^{-10} \text{ m} \quad (2.5)$$

弹性系数：
$$C_{13}(x) = (5x + 103) \text{ GPa}, \quad (2.6)$$

$$C_{33}(x) = (-32x + 405) \text{ GPa}, \quad (2.7)$$

压电系数：
$$e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{ C/m}^2, \quad (2.8)$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{ C/m}^2, \quad (2.9)$$

$$\text{自发极化: } P_{SP}(x) = (-0.052x - 0.029)C / m^2 \quad (2.10)$$

AlGaN/GaN 异质结处的界面电荷面密度为:

$$\delta(x) = P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) - P_{SP}(GaN) \quad (2.11)$$

由公式 (2-5)-(2-11)可以看出, 随着铝组分  $x$  的值增大, 自发极化和压电极化效应随之增强, 与此同时, 界面电荷面密度也随之增大。理论上,  $x$  的取值在 0 到 1 之间。实则不然, 当铝组分  $x$  较小时, 导带断续  $\Delta E_C$  也相对较小, 此时极化效应相对较弱, 由极化效应感应出的面电荷密度也较低; 当铝组分  $x$  较大时, 铝镓氮与氮化镓材料之间产生强烈的晶格失配, 导致材料交界面处存在较多缺陷, 进而大大降低二维电子气面密度。与此同时, 粗糙的界面将加强载流子的表面散射, 使得二维电子气的迁移率也大大降低。而载流子迁移率的降低, 必然导致材料的面电阻值增加, 进而影响到导电沟道的电学性能参数。当铝组分  $x$  取中间适当值时, 其极化强度大小, 极化电荷面密度以及电流大小与实测数据比较吻合。

## 2.2 氮化镓基器件

早在二十世纪六十年代, 研究人员就开始了对于异质结器件的研究。把两种不同的半导体材料做成一块单晶, 就称之为“异质结”, 结两边的导电类型由掺杂来控制。掺杂类型相同的称为“同型异质结”, 掺杂类型不同的称为“异型异质结”。因为两种不同的材料具有不同的禁带宽度等其它不同的特性, 这使得异质结具有一系列同质结所不具有的特性。

氮化镓基器件为异质结结构器件。传统集成电路的核心 PN 结, 一般情况下, 可以通过扩散、离子注入等掺杂工艺来实现。如果 PN 结两边的材料相同, 则称为同质结; 反之, 则称为异质结。结两边的导电类型由所掺杂质的类型来控制。与传统的异质结 AlGaAs/GaAs 相比, 氮化镓高电子迁移率晶体管具有更大的优势。传统的 AlGaAs/GaAs 异质结大多做成调制掺杂结构, 二维电子气来源于势垒层的施主掺杂。但是在氮化镓高电子迁移率晶体管的异质结结构中, 不通过没有人为掺杂, 借助于自发极化效应、压电极化效应也可以在异质结界面处形成高面密度的二维电子气。

### 2.2.1 二维电子气

二维电子气是影响 AlGaN/GaN HEMT 器件特性的一个重要因素。二维电子气的性能对 HEMT 的性能具有决定性的影响。因此, 对二维电子气的研究是研究 HEMT 的很重要的一方面, 也是器件参数优化的理论基础。

AlGaN/GaN HEMT 界面导带的不连续性、极化效应与势垒层中的铝组份密切相关。不同铝组份下的二维电子气的分布如图 2.6 所示

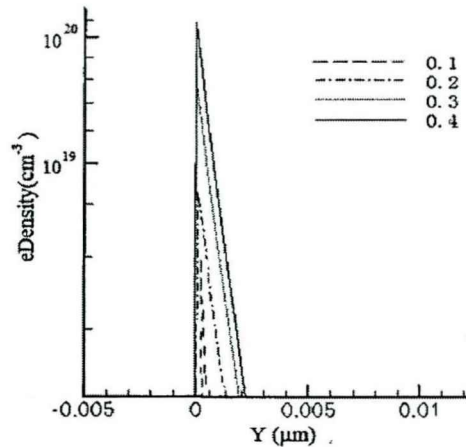


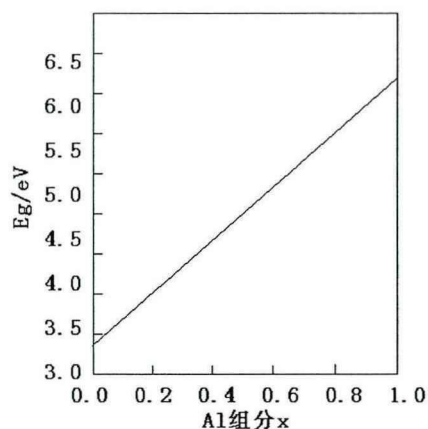
图 2.6 不同铝组分下的二维电子气分布

从图 2.6 可以看出，二维电子气浓度随着势垒层中铝组分的增加而增加。二维电子气浓度的峰值位于氮化镓和铝镓氮的异质结界面处。势垒层铝镓氮材料的极化强度系数为氮化镓和氮化铝的的线性组合，因此，随着势垒层中铝组分的增加，必然会引起铝镓氮势垒层自发极化效应的增强。与此同时，随着势垒层中铝组分的增加，压电极化效应也随之增加。

从上面分析我们可以看到，在  $Al_xGa_{1-x}N$  和氮化镓的交界面处，总极化效应达到极大值，随着极化效应在异质结界面处的增大，必然引起界面处极化电荷的增加，进而又更多的电子到达异质界面。氮化镓禁带宽度为  $3.4\text{eV}$ ，氮化铝禁带宽度为  $6.2\text{eV}$ ， $Al_xGa_{1-x}N$  禁带宽度为两者间的线性组合。 $Al_xGa_{1-x}N$  与氮化镓交界处的导带断续  $\Delta E_C$  将随着铝组分的增加而扩大，导致势阱的变深、变窄，进而加强了对二维电子气的约束。

总之，在氮化镓高电子迁移率晶体管结构中，势垒层中的铝组分参数是影响二维电子气浓度的一个重要参数。一方面，可以增强氮化镓异质结结构的极化效应，从而间接增大二维电子气密度。另一方面，铝组分的增加会引起异质结导带的偏移，扩大拓宽二维电子气的活动区域。但是，在铝含量组分增加的同时，铝镓氮势垒层和氮化镓层之间的晶格失配程度也随着增加，从而使得由于应力引发的压电极化电荷密度的进一步降低，进而使得器件的电流密度、跨导等性能的下。文献<sup>[31]</sup>表明，二维电子气的迁移率会随着铝组分含量的增加而降低。Ambacher<sup>[32]</sup>的研究表明，铝镓氮势垒的应力与势垒层中铝组分紧密相关。当势垒层中的铝浓度达到一定程度后，异质结的生长形成将变的异常困难。过高的铝组分不但会加大界面处的晶格弛豫，而且在势垒层上制作肖特基接触的难度也随之大大增加。

从半导体材料的能带结构角度来看，对于氮化镓这种二元半导体材料，其禁带宽度，决定于其本身的晶体结构性质；对于铝镓氮这种三元半导体材料，其禁带宽度不仅仅决定于自身材料性质，还与三元半导体材料中的不同材料的组分有关。如图 2.8 所示。

图 2.7 铝镓氮材料禁带宽度  $E_g$  和铝组分  $x$  的关系

铝镓氮材料是将氮化镓和氮化铝融化后，再结合在一起形成的。它的禁带宽度  $E_g$  的经验计算公式为：

$$E_g^{AlGaIn} = E_g^{GaN} \times (1-x) + E_g^{AlN} \times x - b \times x \times (1-x) \quad (2.22)$$

在铝镓氮/氮化镓异质结结构中，铝镓氮材料的禁带宽度较氮化镓材料的禁带宽度大。n 型掺杂的铝镓氮势垒层，其费米能级会靠近导带底附近。而氮化镓的禁带宽度相对较小，由于氮化镓材料的极化效应，即使在不掺杂的情况，其导电类型也为 n 型半导体材料。因此，当铝镓氮和氮化镓这两种材料发生接触时，根据能量最低原理，高能级的电子必然往能量较低的能级流动。这使得铝镓氮中的电子往能量相对较低的氮化镓材料中流动，最终达到平衡。

电子的流动，必然引起异质结界面处电子浓度的变化，界面处靠近铝镓氮侧电子浓度降低，其费米能级也随之降低，界面处靠近氮化镓侧电子浓度增加，费米能级也随之升高。最终达到一致的费米能级。材料界面处电势的连续性，必然要求界面处铝镓氮的能带向上弯曲，而界面处的氮化镓的能带向下弯曲。从而形成约束二维电子气的三角形势阱。其接触前、接触后的能带示意图如图 2.8 所示。

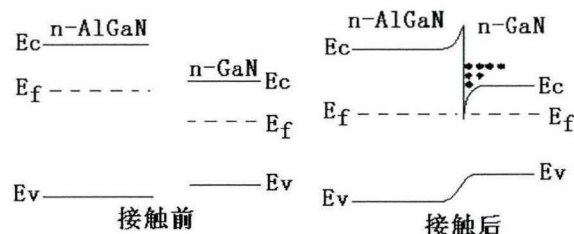


图 2.8 铝镓氮/氮化镓材料接触前后能带示意图

由于在氮化镓侧形成了势阱，无论是从铝镓氮流到氮化镓中的电子，还是由极化产生的电子，其能量低于三角形势阱高度而被束缚在势阱中。这些电子在垂直于界面的方向上运动

被限制在势阱中，而在平行于界面的二维方向上是可以自由活动的，所以称之为二维电子气。

铝镓氮高电子迁移率晶体管主要是基于铝镓氮和氮化镓材料接触后形成的异质结，由于极化效应产生的极化电荷束缚在势阱中形成二维电子气，再在源漏端加上一定偏置的电压，使得二维电子气中的自由电子在沟道内流动形成源漏电流，通过调整栅极电压可以实现对沟道内电子浓度的控制，间接控制了沟道电流大小。

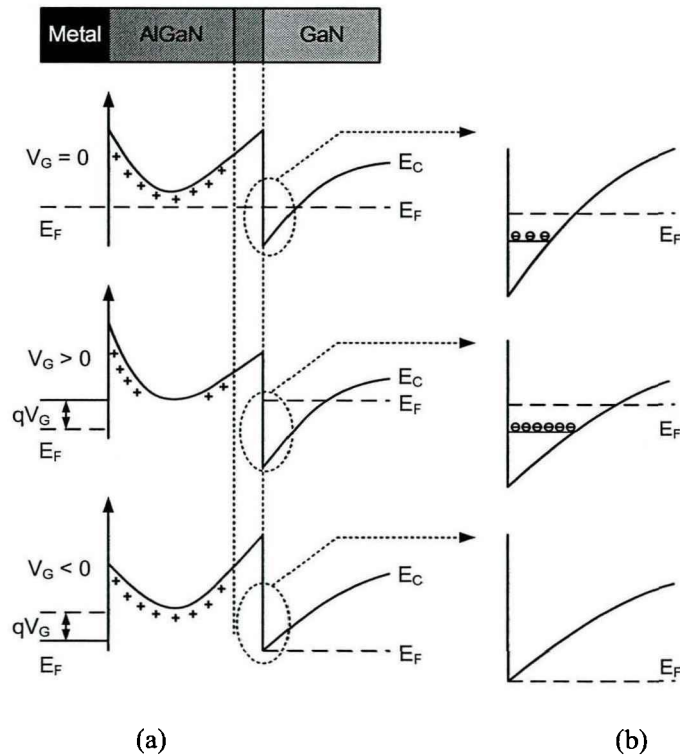


图 2.9 (a)受栅极电压调制的导带能级 (b)AlGaN/GaN HEMT 沟道内的二维电子气

图 2.9 为普通单异质结 AlGaN/GaN HEMTs 受栅极电压调制时的导带能级变化情况，以及随着栅极电压变化时，势阱沟道中二维电子气浓度的变化趋势。

当栅极电压大于零时，在金属半导体界面处，电子从半导体流向金属，即从铝镓氮势垒层流向栅极，而栅极加正电压后，衬底相当于加上了负电压，使得更多的电子从衬底被排斥到了沟道内，从而使沟道内的二维电子气浓度增加。当栅极电压小于零时，在金属半导体界面处，电子从金属流向半导体，即从栅极流向铝镓氮势垒层一侧，而相对于栅极的负电压，衬底相当于加上了正电压，这使得更多的二维电子气中的电子从沟道内被吸引到衬底底部，这样势阱沟道中的二维电子气浓度就随之减少了。

其中，当栅极电压降低到一定电压值时，沟道内的二维电子气刚好全部耗尽，或者说沟道内二维电子气浓度刚好为零，此时的栅极电压值称为阈值开启电压  $V_T$ 。当栅极电压大于阈值电压时，沟道开启，沟道内产生二维电子气；当栅极电压小于阈值电压时，沟道关闭，沟道内没有二维电子气产生。

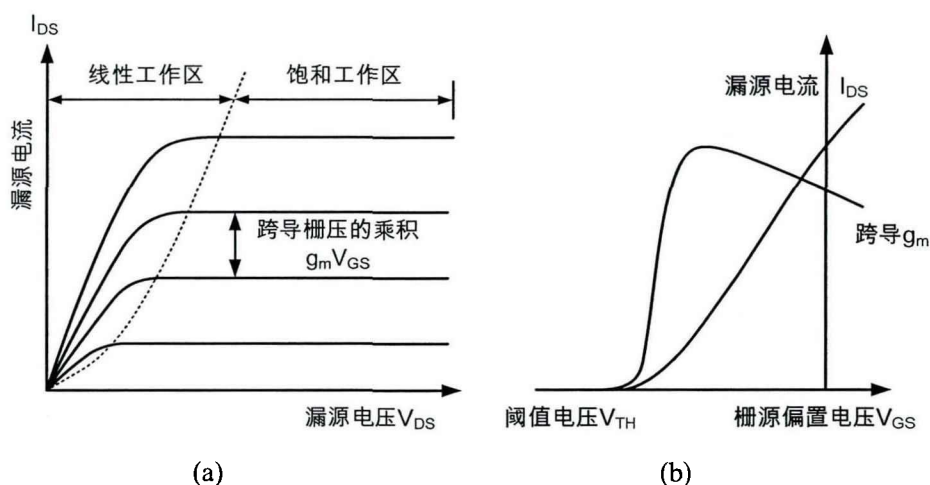


图 2.10 (a)源漏电流与源漏电压的关系 (b)源漏电流与栅极电压的关系

图 2.10 表示的便是 AlGaIn/GaN HEMTs 的直流输出特性, (a)表示源漏电流与源漏电压之间的关系, 当 AlGaIn/GaN HEMTs 器件工作在线性区时, 源漏电流随着源漏电压的增加而增加, 当源漏电压大于源漏饱和电压时, 源漏电流趋于饱和状态, 不随源漏电压的增加而继续增加。此时 AlGaIn/GaN HEMTs 器件工作在饱和区, 这时的源漏电流受栅极电压的调制, 不同的栅极电压下源漏电流不同。

### 2.2.2 氮化镓基器件的工作原理

氮化镓高电子迁移率晶体管的结构如图 2.11 所示。器件的纵向结构由有五层不同的材料叠加而成。依次分别为衬底材料层, 成核层, 缓冲层, 势垒层, 钝化层。衬底材料层用于对器件起作结构性支撑作用, 也是为了容易形成晶圆面积较大氮化镓材料薄膜层。成核层的

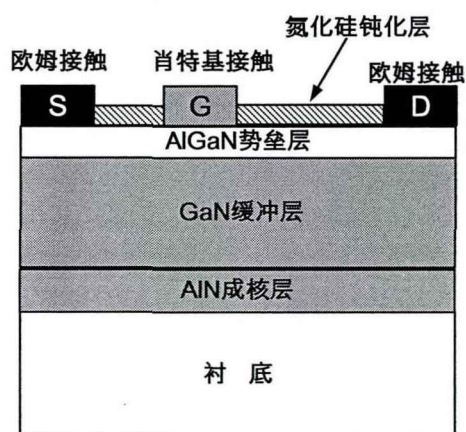


图 2.11 氮化镓高电子迁移率晶体管的结构示意图

引入是为了改善氮化镓薄膜层的质量，降低由于缓冲层和衬底层由于晶格失配而引起的材料缺陷，有助于改善器件的性能及提高产品的成品率。氮化镓缓冲层是二维电子气提供导电沟道。势垒层用于约束二维电子气。钝化层是为了保护器件，也有助于改善器件的性能及提高产品的成品率。

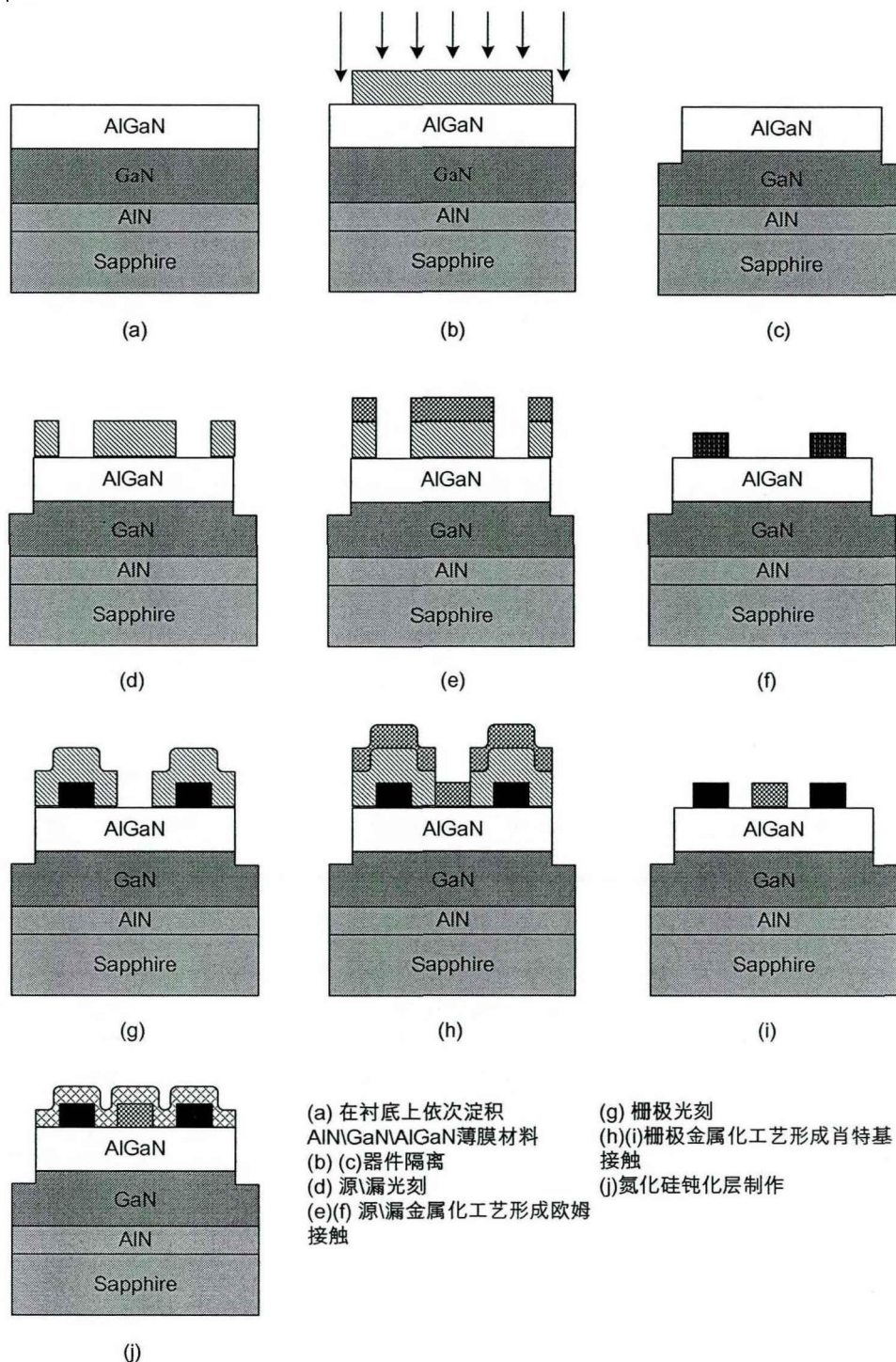


图 2.12 氮化镓高电子迁移率晶体管的工艺流程示意图

氮化镓高电子迁移率的工艺流程图如图 2.12 所示。首先利用金属有机化学气相淀积工艺在衬底材料上先后淀积出氮化铝成核层、氮化镓缓冲层、铝镓氮势垒层等多层薄膜材料。成核层氮化铝有助于改善衬底材料和氮化镓薄膜材料之间的晶格失配，改善器件性能。然后，利用干法刻蚀工艺对器件隔离。再次，通过一系列光刻、金属化工艺制作源、漏、栅电极。最后，通过淀积氮化硅对器件进行钝化。

氮化镓和铝镓氮这两种薄膜材料均为 n 型半导体薄膜材料，因此氮化镓高电子迁移率晶体管属于同型异质结。AlGaIn/GaN 异质结结构之所以受到人们的关注，主要是由于氮化镓基材料本身固有的强极化效应可以在 AlGaIn/GaN 的界面处引起了大量的二维电子气，浓度可高达  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 。而传统的调制掺杂异质结器件 AlGaAs/GaAs 的二维电子气主要由势垒层的施主杂质提供。

但是在 AlGaIn/GaN 异质结中，即使各层都没有人为掺杂，仍可以在异质结界面上形成高面电子密度的二维电子气，因为在 AlGaIn/GaN 异质结中二维电子气形成的主要因素是 AlGaIn/GaN 异质结中的极化效应。

由于极化效应，AlGaIn/GaN 异质结中很容易形成高密度的二维电子气。氮化镓高电子迁移率器件就是通过控制二维电子气来实现对器件的控制。漏源之间电流的大小，就是由沟道中二维电子气的浓度来决定。通过调整铝镓氮势垒层上的栅极偏置电压的大小来控制沟道耗尽区的厚度，从而实现二维电子气浓度的控制及其氮化镓高电子迁移率晶体管状态的切换。

沟道源漏之间电流连续性方程可以采用文献<sup>[33]</sup>中的公式：

$$I_D = qW_D\mu(y) \left\{ \frac{dV_c}{dy} n_{2D}[V_G - V_c(y)] + \left( \frac{kT}{q} \right) \frac{dn_{2D}[V_G - V_c(y)]}{dy} \right\} \quad (2.12)$$

其中， $\mu(y)$  为坐标  $y$  处的电子迁移率，与位置和电场密切相关， $V_c(y)$  为  $y$  点沟道电势， $V_G$  为栅极电压， $n_{2D}$  为二维电子气浓度，为  $V_G - V_c(y)$  的函数， $q$  为电子电量， $W_D$  为沟道宽度， $y$  为沟道方向，从源极指向漏极。式中第二项为扩散项，常温时可忽略。迁移率由下式给出：

$$\mu(y) = \frac{\mu_0}{1 + \frac{1}{F_c} \left( \frac{dV_c}{dy} \right)} \quad (2.13)$$

其中， $\mu_0$  是与电场无关的电子迁移率， $F_c$  为临界电场。将(2.13)代入(2.12)忽略扩散项，对沟道长度  $y$  积分，于是可以得到总的漏源电流：

$$I_D = \left[ \frac{qW_D\mu_0}{L + \frac{1}{F_c}} \right] \int_{V_{GD}}^{V_{GS}} n_{2D}(u) du \quad (2.14)$$

其中， $L$  为沟道长度， $V_{GS} = V_G - V_S$ ， $V_{GD} = V_G - V_D$ ， $V_D$  为漏源电压，源极电压一般为零。

当漏极电流  $I_D$  小于饱和值  $I_{DSAT}$  时, 即可以采用(2.14)进行定性估算。当漏器件饱和时, 此时漏极偏压值  $V_D = V_{DSAT}$ , 此时的饱和电流

$$I_{DSAT} = \left[ \frac{qW_D\mu_0}{L + \frac{V_{DSAT}}{F_c}} \right] \int_{V_G - V_{DSAT}}^{V_{GS}} n_{2D}(u) du \quad (2.15)$$

对于长沟道器件, 漏极电流达到极值时,  $V_D = V_D - V_{GT}$ ,  $V_{GT}$  为栅极阈值电压, 此时漏极饱和电流为

$$I_D = \left[ \frac{qW_D\mu_0}{L} \right] \int_{V_{GT}}^{V_{GS}} n_{2D}(u) du \quad (2.16)$$

对于短沟道器件, 二维电子气密度  $n_{2D}$ , 与栅极电压  $V_G$  无关, 此时的此时漏极电流为

$$I_{DSAT} = \left[ \frac{qW_D\mu_0}{L + \frac{V_D}{F_c}} \right] \quad (2.17)$$

单位栅极宽度的跨导的定义为

$$g_m = \frac{1}{W_D} \left( \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right) \quad (2.18)$$

将(2.15)式代入 (2.18), 得到饱和区的跨导

$$g_m = \frac{q\mu_0}{L + \frac{V_{DSAT}}{F_c}} [n_{2D}(V_{GS}) - n_{2D}(V_G - V_{DSAT})] \quad (2.19)$$

对于长沟道器件, 载流子饱和速度被忽略, 此时饱和区跨导为

$$g_m = \frac{q\mu_0}{L} n_{2D}(V_{GS}) \quad (2.20)$$

对于短沟道器件, 速度饱和为主导因素, 由(2.19)得到

$$g_m = \frac{q\mu_0 F_c}{V_{DSAT}} [n_{2D}(V_{GS}) - n_{2D}(V_G - V_{DSAT})] \quad (2.21)$$

## 2.3 氮化镓器件的自加热效应与热管理

对于氮化镓功率器件而言，其性能远远优于硅和砷化镓材料制成的器件，参见表 2.3。

表 2.3 AlGaIn/GaN HEMT 结构的优点

- 电子迁移率高
- 源端阻抗小
- 大电场下的电子饱和速率高，截止频率高
- 跨导高
- 高输出阻抗

从表 2.3 中可以看出，GaN 在大功率微波高频段具有广阔的应用前景。其更宽的带隙可以确保更低的漏电流，及其更高的击穿电压；其异质结结构可以确保尽可能低的噪声系数，抗噪能力更强；其更高的饱和漂移速度及其击穿电场确保了更高的工作频率。在不久的将来必将取代硅和砷化镓器件，将在集成电路领域中起到主导的作用。

但是到目前为止，GaN 器件只能算是占据了很小的一部分领域，大部分还是以硅和砷化镓器件为主。主要是因为 GaN 基器件研究上的不成熟，常规的 AlGaIn/GaN HEMT 仍然存在着很多问题。轻微的自加热效应引起的附加功率效率 (PAE) 的下降，输出端跨导的降低；严重的自加热效应将导致器件的烧毁，因此有必要对进行热管理研究。因此本文着眼于功率器件自加热效应的分析和进而提出了改善热管理的一些可行措施。

### 2.3.1 自加热效应与热管理

GaN HEMT 自加热效应在电学性能上表现两种形式。其一，直流模式下，当漏源偏置电压

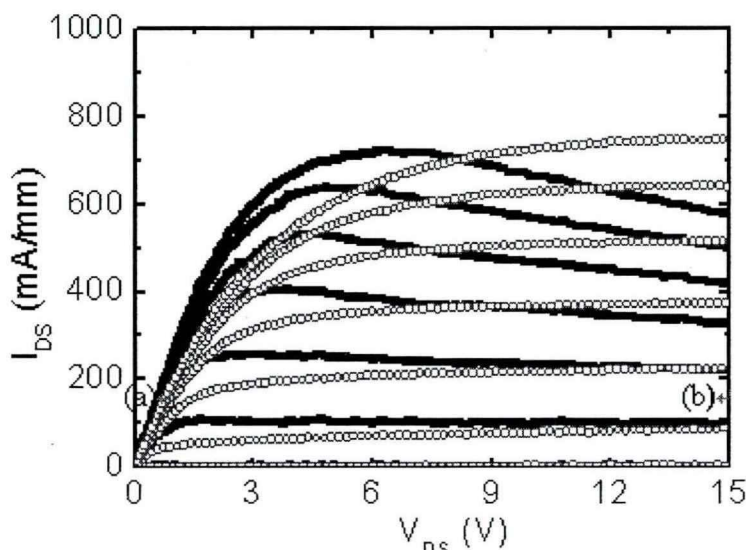


图 2.13 直流模式下，自加热效应的示意图

较高时,漏源饱和电流随着漏源偏压的增加而降低<sup>[34]</sup>;其二,交流模式下,随着发生频率弥散的现象。

在改善自加热效应方面,一个有效的方法就是散热。可以采用倒装键合工艺加强散热效果<sup>[35]</sup>,也可以采用热导率系数高的衬底材料作为衬底。

从解析模型的角度看,在热分析的过程中,常借助于热阻抗参数  $R_{th}$ 。工作电流为  $I_{DS}$ , 工作电压为  $V_{DS}$ , 产生的耗散功率  $P_{diss} = V_{DS} \cdot I_{DS}$ , 通过热阻抗转化为热能, 引起的局部温升  $\Delta T = P_{diss} \cdot R_{th}$ 。一个准确的热形貌分布模型,很大程度上取决于热阻抗  $R_{th}$  的确定。

从实验的角度看,随着红外热成像仪、拉曼光谱仪、光致荧光谱仪等非接触性温度测量技术的日愈成熟,直接获取表面温度分布。进而确定通过耗散功率和局部温升的一组数据来确定热阻抗数值。

## 2.4 小结

本章主要围绕着二维电子气是什么,怎么样;自加热效应是什么,怎么样这两个问题而展开。围绕着二维电子气是什么,怎么样。首先从氮化镓材料的结构特性出发,从理论上介绍了氮化镓材料的晶体结构、能带特点,及其引起高面密度二维电子气的极化效应。由 AlGaIn/GaN 接触形成的异质结结构以及详细阐述了极化效应的计算方法和公式。接着,在极化效应、二维电子气的基础上,阐述了氮化镓高电子迁移率晶体管的工作原理。详细介绍了常规的单异质结 AlGaIn/GaN 高电子迁移率晶体管的结构和直流特性。然后,围绕着自加热效应是什么,怎么样,阐述了自加热效应对大功率器件性能的影响及其一些常见的热管理措施。

## 第 3 章 氮化镓基器件的物理模型

本章将进行 TCAD 仿真中使用到的氮化镓功率器件模型进行阐述，为器件仿真、优化提供必要的理论基础。

半导体器件的数值分析是在给定半导体材料成分、掺杂形貌分布及给定特定器件结构等初始、边界条件的前提下，从载流子的基本输运物理机理出发，通过一系列迭代的方法求解半导体器件的基本偏微分方程组。通过联合求解方程组，可以获得与仿真器件结构密切相关的一些参数，诸如、电子浓度、空穴浓度、热形貌分布、电场强度、电势等等。通过程序的进一步交叉组合，在获得与仿真器件结构密切相关参数的基础上，可以得到各种偏置电压下、不同时间段中的仿真器件的电流电压特性、高频特性、温度特性等各种参数。针对特定器件结构和特定工艺的数值分析，特别是一些商用半导体数值分析软件，使得可制造性器件的设计成为可能，也必然在器件的研发中发挥着事半功倍的效果。

在建立特定器件物理模型方程过程中，需要考虑到器件各种内部效应、寄生效应，与此同时，也需要考虑到在器件加工过程中，由于工艺差异造成的影响。只有这样，才能够使器件的物理模型尽可能的接近实际器件的实际工作状况，只有这样，才可以借助器件的物理模型预测出实际器件无法测量到的参数性能，例如费米能级就无法通过光电磁等仪器来测量。只有这样，基于可靠模型基础上，器件预测才具有实际意义。因此，数值分析过程中，物理模型选择的好坏是器件数值分析的关键。

TCAD 仿真工具为用户提供了大量可供选择的物理模型。对实际器件建模仿真时，需要了解仿真器件的特点，然后根据仿真器件的特点，选择恰当的物理模型。虽然商用 TCAD 仿真工具提供了大量的材料参数，但是对于 III-V 族化合物半导体材料，特别是氮化镓材料，材料库中的某些参数并不是很准确，因此有必要借助软件中的 PMI 界面，导入自定义的参数模型，以提高器件仿真的精度。下面将简要介绍仿真过程中常用的基本物理模型及其相关的物理模型参数。

### 3.1 基本物理模型

半导体器件的数值分析是在给定半导体材料成分、掺杂形貌分布及给定特定器件结构等初始、边界条件的前提下，从载流子的基本输运物理机理出发，通过一系列迭代的方法求解半导体器件的基本偏微分方程组。通过联合求解方程组，可以获得与仿真器件结构密切相关的参数，诸如、电子浓度、空穴浓度、热形貌分布、电场强度、电势等。通过程序的进一步交叉组合，在获得与仿真器件结构密切相关参数的基础上，可以得到各种偏置电压下、不同时间段中的仿真器件的电流电压特性、高频特性、温度特性等各种参数。基本物理模型方程

为泊松方程、连续性方程、输运方程、晶格热方程。下面将进行逐一描述。

### 3.1.1 泊松方程

泊松方程为半导体物理器件中最为基本的方程。方程如 3.1 式所示。

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla \varphi) = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) - \rho_{ADD} \quad (3.1)$$

其中,  $\epsilon$  为材料介电常数,  $\varphi$  为电势,  $q$  为电荷常数,  $p$  为空穴浓度,  $n$  为电子浓度,  $N_D^+$  为已经电离的施主浓度,  $N_A^-$  为已经电离的受主浓度,  $\rho_{ADD}$  为其它原因导致的电荷密度。

### 3.1.2 连续性方程

载流子连续性方程如 3.2, 3.3 式所示。3.2 为电子连续性方程, 3.3 为空穴连续性方程。

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_n = q(R - G + \partial n / \partial t) \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p = -q(R - G + \partial p / \partial t) \quad (3.3)$$

其中,  $\mathbf{J}_n$  为电子电流密度,  $\mathbf{J}_p$  为空穴电流密度,  $R$  为电子空穴的复合率,  $G$  为电子空穴的产生率。

### 3.1.3 输运方程

输运方程有三种, 漂移-扩散模型, 热力学模型, 流体力学模型。针对不同的器件尺寸, 不同的工作电压, 不同的工作环境温度, 只有选择合适的输运模型, 才能够正确、准确的反应出仿真器件的实际工作状态。

一般而言, 漂移-扩散模型适用于工作电流密度较小的大尺寸器件。流体力学模型适用于模拟器件的击穿情形。热力学模型着眼于耗散功率引起的局部温升。因此对于输运方程, 将着重阐释热力学模型。热力学模型的表示如 3.4, 3.5 所示。

$$\mathbf{J}_n = -nq\mu_n (\nabla \varphi_n + \alpha_n \nabla T) \quad (3.4)$$

$$\mathbf{J}_p = -pq\mu_p (\nabla \varphi_p + \alpha_p \nabla T) \quad (3.5)$$

其中,  $\mu_n$  为电子迁移率,  $\mu_p$  为空穴迁移率,  $\alpha_n$  为电子温差电动势率,  $\alpha_p$  为空穴温差电动势率。

基于漂移-扩散模型, 载流子与晶格处于热平衡状态下, 热力学模型中引入了电致热效应即在求解泊松方程和载流子连续性方程的基础上, 同时需要求解晶格传热方程。当氮化镓高

电子迁移率器件工作在高电流密度模式下，由于巨大的耗散功率及其导热性能较差的衬底，在导电沟道内会累积大量的热量。如果热量不能够及时移除，必然会引起严重的自加热效应。对于分析大电流密度，高电压工作模式的器件，需要求解晶格传热方程。理由在于，高电流在器件区产生焦耳热，这将显著增加晶格温度。商用数值分析软件中的许多模型，诸如载流子迁移率模型、SRH 产生复合模型、雪崩产生模型等均与晶格温度有关，为了提高模拟的精度，获得晶格热形貌分布，需要求解出热流密度。

热力学传输模型可以单独使用或者与流体力学模型结合使用。对于后一种情况，根据晶格温度分别计算电子和空穴温度。

下面为一个利用热力学输运模型对氮化镓高电子迁移率晶体管进行数值仿真的实例代码，并对这些实例代码作了必要的备注解释。

热接触电极定义模块

```
Thermode { { Name="substrate" Temperature=300 SurfaceResistance=5e-4 } }
```

//Thermode 语句定义衬底的热接触模式。在采用热力学模型时，至少需要定义一个热接触。

热接触可以与电极相同或者定义一个单独的热接触。对于每一个热接触，必须声明一个对应的温度。热接触可以附加一个热阻，其阻值采用关键词 SurfaceResistance 指定，热阻的单位为  $cm^3 \cdot K \cdot W^{-1}$ 。没有热阻时，接触的温度一直保持为一个恒定的温度，例如常温 300K。为了提高仿真精度，尽可能地模拟实际器件的工作状态，也可以采用非零热阻结构来模拟实际器件与外界环境之间进行热交换。

物理模型描述模块

```
Physics {                                     //物理模型描述模块
    Thermodynamic                             //输运方程采用热动力学物理模型
    eQCvanDort
    EffectiveIntrinsicDensity( OldSlotboom ) //有效本征载流子物理模型
    Mobility(                                  //迁移率模型描述模块
        DopingDep                             //依赖于掺杂浓度的迁移率模型
        eHighFieldsaturation( GradQuasiFermi ) //电子的强电场模型
        hHighFieldsaturation( GradQuasiFermi ) //空穴的强电场模型
    Enormal
    )
    Recombination(                             //载流子复合模型描述模块
        SRH( DopingDep )                     //依赖于掺杂浓度的 SRH 复合模型
    )
}
```

}

//Thermodynamic 语句要求数值仿真工具在求解器件电流密度时，将温度梯度也作为一个驱动力。一般情况下，温度梯度引起的电流密度远远小于漂移扩散电流。

参数变量求解模块

Plot{

```

  *--Density and Currents, etc    //注释语句
  eDensity hDensity              //需要求解出电子密度、空穴密度
  TotalCurrent/VectorCurrent/VectorrhCurrent/Vector //总电流、电子、空穴电流向量
  eMobility hMobility            //电子迁移率、空穴迁移率
  eVelocity hVelocity            //电子漂移速度、空穴漂移速度
  eQuasiFermi hQuasiFermi        //电子准费米能级、空穴准费米能级
  *--Temperature                  //注释语句
  eTemperatureTemperature* hTemperature
  *--Fields and charges
  ElectricField/Vector Potential SpaceCharge
  *--Doping Profiles
  Doping DonorConcentration AcceptorConcentration
  *--Generation/Recombination
  SRH Band2Band * Auger
  AvalancheGeneration eAvalancheGeneration hAvalancheGeneration
  *--Driving forces
  eGradQuasiFermi/Vector hGradQuasiFermi/Vector
  eEparallel hEparallel eENormal hENormal
  *--Band structure/Composition
  BandGap
  BandGapNarrowing
  Affinity
  ConductionBand ValenceBand
  eQuantumPotential

```

}

在输出数据文件中包含温度分布。

迭代求解模式模块

```

Solve {
  *- Build-up of initial solution:
  NewCurrentFile="init"
  Coupled(Iterations=100){ Poisson } //泊松方程的迭代次数
  Coupled{ Poisson Electron Hole Temperature} //泊松方程收敛的情况下，联合求解电子
  //连续性方程、空穴连续性方程及其晶格温度方程

  *- Bias gate to target bias
  Quasistationary(
  InitialStep=0.01 Increment=1.35
  MinStep=1e-5 MaxStep=0.2
  Goal{ Name="gate" Voltage= -4 } //漏源电压固定时，栅源电压的扫描范围：0V~-4V
  ){ Coupled{ Poisson Electron Hole Temperature} }

  *- drain voltage sweep
  NewCurrentFile=""
  Quasistationary(
  InitialStep=1e-3 Increment=1.35
  MinStep=1e-5 MaxStep=0.05
  Goal{ Name="drain" Voltage= 8 } //栅源电压固定时，漏源电压的扫描范围：0V~8V
  ){ Coupled{ Poisson Electron Hole Temperature}
  CurrentPlot(Time=(Range=(0 1) Intervals=20))
  }
}

```

//Coupled 命令要求联合求解载流子泊松方程、连续性方程及其晶格传热方程。

### 3.1.4 晶格热方程

当考虑晶格的电致加热效应时，必须考虑到晶格热方程。

$$\nabla \cdot (\lambda \nabla T) + H = \rho \cdot c \cdot \partial T / \partial t \quad (3.6)$$

其中,  $T$  为温度,  $\lambda$  为热导率,  $\rho$  为材料密度,  $c$  为热容量,  $\mathbf{E}$  为电场强度,  $\mathbf{J}$  为总的电流密度,  $H$  为产生的焦耳热量。

半导体材料中如果温度不均匀, 即存在温度梯度  $\nabla T$  时, 那么必然会引起热量的流动。一般而言, 热流密度  $\mathbf{Q}$  与温度梯度  $\nabla T$  成正比, 比例常数  $\kappa$  称之为热导率。

$$\mathbf{Q} = -\kappa \nabla T \quad (3.7)$$

金属热传导是靠金属中自由电子的热运动来实现，而绝缘体的热传导是通过晶格的热振动，即声子的运动来实现。半导体介于金属和绝缘体之间，其热传导机制由半导体中的载流子的热运动和晶格的热振动来实现的。温度越高，晶格振动就愈加强烈，即可以运动的声子数就越多，与此同时，声子与声子之间发生碰撞几率增大，自由程缩短，从而在单位时间内通过单位横截面积的声子数减少，进而与外界的热量交换就减少。也就是说，在温度较高时，热导率将随着温度的增高而逐渐降低；在温度较温时，热导率将随着温度的降低而有所上升。显然，当温度降低时，热导率不会无限制地增大。这是因为此时晶格中的其它散射机制，诸如杂质上散射在逐渐慢慢起主导作用，进而牵制了热导率的进一步增加。

### 3.2 辅助电学物理模型

在数值分析求解中，为了模型更符合器件的实际工作状态，除了求解泊松方程、连续性方程、输运方程、晶格热方程等基本物理模型方程外，还需要添加一些辅助的电学、热学辅助方程。常用的电学辅助模型有极化效应模型，迁移率模型、载流子复合模型等。

#### 3.2.1 极化效应模型

为了更加精确的描述沟道电子的运动行为，在仿真过程中有必要采用更为精确复杂的模型。常见的极化模型有压电极化和自发极化。详细表述可参见 2.1.2 章节。仿真中计算由于极化效应引起的二维电子气密度采用文献<sup>[36]</sup>中使用的方法。

表 3.1 极化效应参数

Constants	GaN	AlN
$P_{sp}$ [C/cm <sup>2</sup> ]	$-2.9 \times 10^{-6}$	$-8.1 \times 10^{-6}$
$e_{31}$ [C/cm <sup>2</sup> ]	$-0.49 \times 10^{-4}$	$-0.6 \times 10^{-4}$
$e_{33}$ [C/cm <sup>2</sup> ]	$0.73 \times 10^{-4}$	$1.46 \times 10^{-4}$
$c_{13}$ [GPa]	103	108
$c_{33}$ [GPa]	405	373

$$\varepsilon = (1 - r) \left( \frac{a_{AlGaN} - a_{GaN}}{a_{AlGaN}} \right) \tag{3.8}$$

其中， $r$  为受到的外界的应力系数， $\varepsilon$  为介电常数， $a_{GaN}$  为氮化镓晶格常数， $a_{AlGaN}$  为铝镓氮的晶格常数。从而，铝镓氮势垒层  $r$  的应变导致的压电极化强度数值大小为

$$P_{PZ}(AlGaN) = 2\varepsilon(e_{31} - e_{33}c_{13}/c_{33})$$

其中， $e_{31}$ 、 $e_{33}$  为压电系数， $c_{13}$ 、 $c_{33}$  为弹性系数。

于是 GaN、AlGaIn 总的极化数值大小分别为

$$P_{TZ}(\text{GaN}) = P_{SP}(\text{GaN}) \quad (3.9)$$

$$P_{TZ}(\text{AlGaIn}) = P_{SP}(\text{AlGaIn}) + P_{PZ}(\text{AlGaIn}) \quad (3.10)$$

根据极化效应的方向，得到表面极化电荷密度和 GaN/AlGaIn 界面的极化电荷面密度分别为

$$\sigma_{surf} = -[0 - P_{TZ}(\text{AlGaIn})] \quad (3.11)$$

$$\sigma_{\text{AlGaIn/GaN}} = -[P_{TZ}(\text{AlGaIn}) - P_{TZ}(\text{GaN})] \quad (3.12)$$

### 3.2.2 迁移率模型

迁移率模型有很多种。从电场的角度看，有弱电场迁移率模型、强电场模型；从整体和界面的角度看，体内载流子模型和界面迁移率模型。体内载流子模型主要考虑到了晶格散射、电离散射机制的影响。而界面迁移率模型则考虑到了界面的粗糙度、界面电荷密度、界面电场强度的影响。在实际仿真过程中，可以根据实际器件的需要选择一个或多个模型。

本文仿真中，采用栅极长度为 0.25um 的 GaN HEMT 器件。由于沟道长度较短，因此仿真中采用强电场迁移率模型。在强电场作用下，载流子的漂移速度达到饱和，不再随着电场强度的增加而增加。Canali<sup>[37]</sup>模型就是一种强电场模型下的迁移率模型。表达式如下：

$$\mu(F) = \frac{(1 + \alpha)\mu_{low}}{\alpha + \left[ 1 + \left( \frac{(1 + \alpha)\mu_{low}F_{hfs}}{v_{sat}} \right)^\beta \right]^{1/\beta}} \quad (3.13)$$

其中， $\mu_{low}$  为弱电场时的迁移率， $\alpha$ 、 $\beta$  为常数， $v_{sat}$  为饱和漂移速度。

$$v_{sat} = \begin{cases} A_{vsat} - B_{vsat} \left( \frac{T}{300} \right) & v_{sat} > v_{sat,min} \\ v_{sat,min} & \text{其它} \end{cases} \quad (3.14)$$

其中  $A_{vsat}$ 、 $B_{vsat}$  为常数。

$F_{hfs}$  为驱动力，与温度 T、弛豫时间  $\tau_e$  紧密相关。

$$F_{hfs} = \sqrt{\frac{\max(w - w_0, 0)}{\tau_e q \mu}}, \text{ 其中 } w = 3kT/2, w_0 \text{ 为 } T=300\text{K 时的载流子热能。}$$

### 3.2.3 载流子复合模型

载流子复合模型有很多，在实际的仿真过程中，主要考虑了两种复合机制：SRH 复合、Auger 复合。

SRH 复合是电子空穴对在杂质或者缺陷形成的复合中心的复合；Auger 复合则是电子空穴对在另一个载流子帮助下的复合；一般情况下，SRH 复合起主要作用；载流子浓度很大时，Auger 复合开始起主导作用。

SRH 模型是通过单一复合中心的间接复合模型。其表述如下：

$$R_{net}^{SRH} = \frac{np - \gamma_n \gamma_p n_{i,eff}^2}{\tau_p (n + \gamma_n n_1) + \tau_n (p + \gamma_p p_1)} \quad (3.15)$$

$$n_1 = n_{i,eff} \exp\left(\frac{E_{trap}}{kT}\right) \quad (3.16)$$

$$p_1 = n_{i,eff} \exp\left(\frac{-E_{trap}}{kT}\right) \quad (3.17)$$

$$\gamma_n = \frac{n}{N_C} \exp\left(-\frac{E_{Fn} - E_C}{kT}\right) \quad (3.18)$$

$$\gamma_p = \frac{p}{N_V} \exp\left(-\frac{E_V - E_{Fp}}{kT}\right) \quad (3.19)$$

Auger 复合模型为非辐射复合，载流子复合时产生的多余能量以声子的形式，把能量交给晶格，加强晶格的热振动。其表达式如下：

$$R_{net}^{Auger} = (C_n n + C_p p) (np - \gamma_n \gamma_p n_{i,eff}^2) \quad (3.20)$$

其中  $C_n$ 、 $C_p$  为常数。

### 3.3 辅助热学物理模型

为了求解晶格的热形貌分布，必然要对晶格热方程进行求解。辅助的热力学模型参数有热导率模型及其热阻抗模型。

#### 3.3.1 热导率模型

热导率用于表征材料与外界交换热量的快慢。对于二元化合物半导体材料，采用依赖于温度的热导率模型，其表达式如下：

$$\kappa_{\text{GaN}}(T) = 1.6 \left( \frac{300}{T} \right)^{1.4} \quad (3.21)$$

热导率的单位为  $W \cdot \text{cm}^{-1} \cdot K^{-1}$

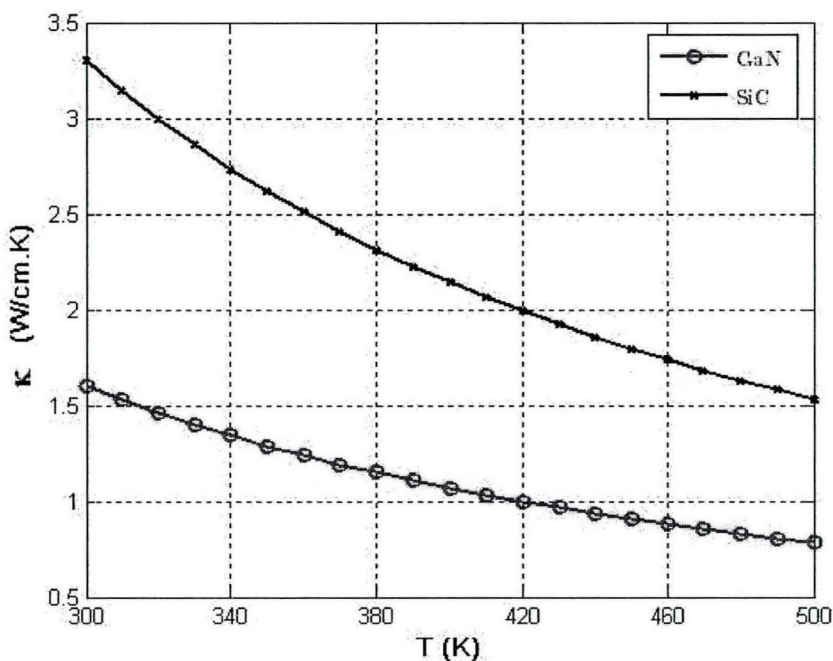


图 3.1 不同温度下二元化合物半导体材料的热导率曲线分布

金属热传导是靠金属中自由电子的热运动来实现，而绝缘体的热传导是通过晶格的热振动，即声子的运动来实现。半导体介于金属和绝缘体之间，其热传导机制由半导体中的载流子的热运动和晶格的热振动来实现的。温度越高，晶格振动就愈加强烈，即可以运动的声子数就越多，与此同时，声子与声子之间发生碰撞几率增大，自由程缩短，从而在单位时间内通过单位横截面积的声子数减少，进而与外界的热量交换就减少。也就是说，在温度较高时，热导率将随着温度的增高而逐渐降低，正如图 3.1 所示。

对于三元化合物半导体材料，其热导率的形式将会更加复杂。三元化合物的热导率与化合物中的材料摩尔组分紧密相关。一般采用文献<sup>[38]</sup>给出的公式。

$$\frac{1}{\kappa_{AlGaN}(x)} = \frac{x}{\kappa_{AlN}} + \frac{1-x}{\kappa_{GaN}} + x(1-x)C_{AlGaN} \quad (3.22)$$

其中， $C_{AlGaN}$ 为常数， $x$ 为铝材料的摩尔组分， $\kappa_{GaN}$ 为GaN材料的热导率， $\kappa_{AlN}$ 为氮化铝材料的热导率。

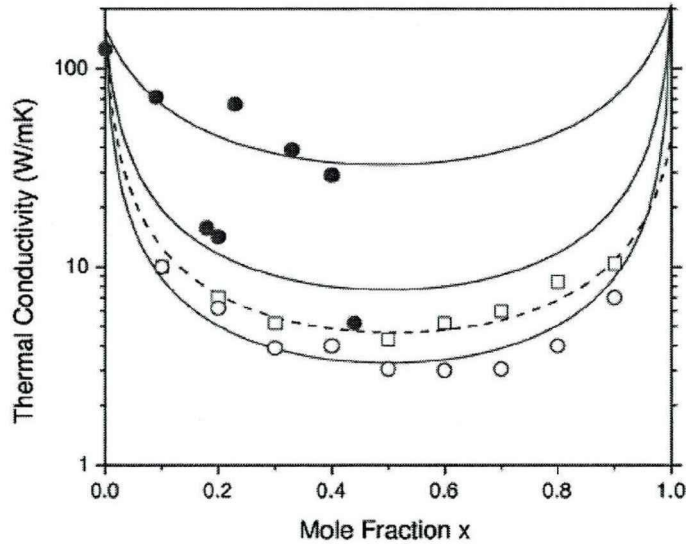


图 3.2 不同温度下三元化合物的热导率与材料组分的关系示意图

### 3.3.2 热阻抗模型

热仿真的精度，很大程度上决定于热源和热阻网络的确定。在一定程度上，仿真结果的可靠性完全取决于仿真过程中所采用的材料参数的可靠性。沟道热源决定于沟道热阻和耗散

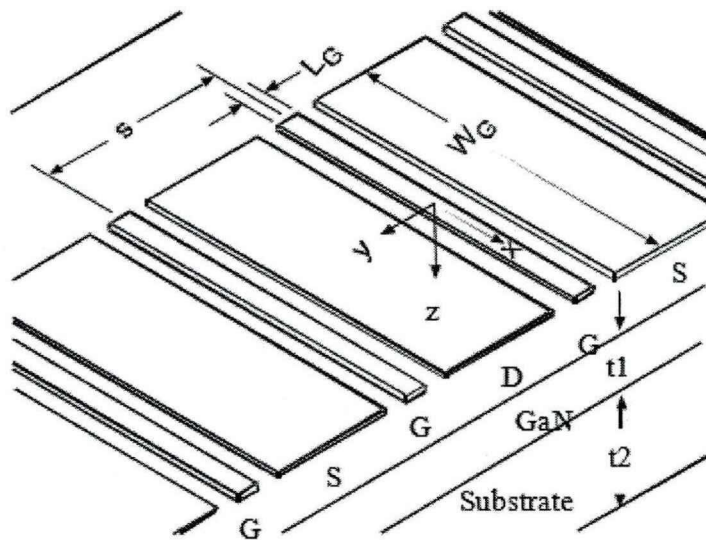


图 3.3 多指器件热阻抗模型的结构示意图<sup>[39-41]</sup>

功率。在耗散功率确定的条件下，热阻抗参数与材料的热导率，栅极长度，栅极宽度，工艺参数等器件结构参数密切相关。根据文献<sup>[39-41]</sup>，热阻抗的公式可表述成 3.23 式。从 3.23 式看，热阻抗数值大小可以表征为一组与器件结构参数相关的函数。热阻抗数值受多个参数影响，例如氮化镓层的厚度、衬底层的厚度、氮化镓层的热导率、衬底层的热导率、栅极长度、栅极宽度、叉指数等。

$$R_{th} = f(t_{GaN}, t_{sub}, \kappa_{GaN}(T), \kappa_{sub}(T), W_g, l_x, n, S) \quad (3.23)$$

对于热阻抗更详尽的计算公式可以表述成 3.24 所示。

$$R_{th}(T) = \frac{1}{4\kappa(T)l_x} \frac{1}{[\gamma_e \tan \alpha - \tan \beta]} \ln \left[ \frac{l_x + w \tan \alpha}{l_x + \frac{w \tan \beta}{\gamma_e}} \right] \quad (3.24)$$

其中， $l_x$ ， $l_y$ ， $L_x$ ， $L_y$  为器件结构相关的参数。在氮化镓器件工作时，热源位于栅极处。

为细化分析，把栅极看成为一个梯形结构，其中  $2l_x$  为栅极顶部的长度， $2L_x$  为栅极底部的长度， $2l_y$  为栅极顶部的宽度， $2L_y$  为栅极底部的宽度。

$$\text{其中，} \tan \alpha = \left(1 - l_{x_n}\right) \frac{w_n + \frac{\rho_s}{1 + \rho_s} l_{x_n}}{w_n + \frac{1}{1 + \rho_s} l_{x_n}}, \quad \tan \beta = \left(1 - l_{x_n} \frac{\gamma_e}{\gamma_s}\right) \frac{w_n + \frac{\rho_s}{1 + \rho_s} l_{x_n} \gamma_e}{w_n + \frac{1}{1 + \rho_s} l_{x_n} \gamma_e}$$

$$\gamma_e = \frac{l_y}{l_x}, \quad \gamma_s = \frac{L_y}{L_x}, \quad l_{x_n} = \frac{l_x}{L_x}, \quad \rho_s = \frac{\kappa_i}{\kappa_{i+1}}。$$

根据文献<sup>[39-41]</sup>，热分析流程大致如下。首先，根据待分析器件，单指或多指器件，确定出器件的不同薄膜材料层的几何相关参数， $l_x$ ， $l_y$ ， $L_x$ ， $L_y$ 。其次，根据热导率的公式，求出衬底的热导率参数。然后，根据公式 3.24 依次计算出不同薄膜材料层的热阻抗数值。再次，对各热阻抗的数值进行相加，得到总的热阻抗。最后，根据公式  $\Delta T = P_{diss} \cdot R_{th}$ ，求解出沟道的局部温升。

### 3.4 小结

本节主要从半导体数值仿真软件出发，详细阐述了在仿真中使用到的基本物理模型，为商用数值仿真软件提供必要的理论基础。

首先，介绍了基本的仿真物理模型，泊松方程、连续性方程、输运方程、晶格热方程。特别是针对热力学输运方程给出了一个通用的仿真例子，详细阐述了代码的内容。

然后，介绍了商用仿真软件经常调用的辅助电学物理模型，给出极化效应强度的计算方法，载流子迁移率模型、载流子复合模型的选择。

最后，介绍了辅助热学物理模型，热导率模型，热阻抗模型。

## 第 4 章 氮化镓基器件的数值仿真

### 4.1 商用数值分析软件

在摩尔定律的支持下，集成电路的制造加工工艺日益成熟、日趋复杂，集成电路在单位晶圆面积上的晶体管的数量的日益增加，以及客户终端对半导体芯片性能提出越来越高的要求，纯粹依靠器件工程师、工艺工程师的手工进行半导体芯片的设计已经无法满足高成品率、短研发周期的客户要求。因此，借助计算机技术，采用数值仿真分析模拟优化器件结构成为必然的选择。通过近十几年来年的发展，商用半导体器件仿真器已经融入到了半导体产业的方方面面。

TCAD 的英文全称为 Technology Computer Assisted Design。目前商用的 TCAD 软件能够实现半导体工艺流程的仿真及其半导体相关器件的电学、热学方面的参数分析。商用 TCAD 软件能够大大缩短产品的研发周期，减少晶圆流片次数，有效降低研发成本。二十世纪六十年代，贝尔实验室的 Herman Gummel<sup>[42]</sup> 首次用数值方法代替解析方法，分析了双极晶体管的一维电学特性。随后，二维数值分析在不同器件、不同工作条件下的运用也逐渐开展起来。自从二十世纪七十年代起，斯坦福大学 TCAD 项目组开始编写基于漂移扩散模型的二维半导体器件的器件仿真软件 PISCES<sup>[43-44]</sup>，TMA 公司开发出了最早的商业 TCAD 软件。随后，基于斯坦福大学的 PISCES 程序，TMA 公司对 PISCES 程序进行了改进，推出了自己的商用器件仿真软件模块 MEDICI<sup>[45]</sup>。随后，基于斯坦福大学的 PISCES 程序，Silvaco 公司对 PISCES 程序进行了改进，也推出了自己的商用器件仿真软件模块 ATLAS<sup>[46]</sup>。瑞士的 ISE 公司，也建立了自己的商用器件仿真软件模块 DESSIS<sup>[47]</sup>。

传统集成电路的研发是一个需要进行多次迭代、耗时耗精力的一个庞大的工程。首先集成电路的开发者应该是一位经验丰富的工艺工程师。只有这样，才能够准确把握器件的工艺参数、工艺流程的设计。其次，集成电路的开发者应该是一位经验丰富的器件工程师、测试工程师。当芯片加工完成后，需要对芯片的性能进行电学参数的测试、可靠性的测试等。最后，将测试结果与芯片的设计指标作比较。根据测试结果与芯片指标之间的差异，对工艺参数及工艺流程进行调整，经过多次的尝试后，才能够得到符合芯片设计指标的产品。与传统的集成电路设计与开发方法相比，TCAD 工具拥有其独特的优越性。借助商用 TCAD 软件，可以有效缩短大规模集成电路的研发周期。商用 TCAD 软件中提供的完善的工艺模型以及器件物理模型数据库，可以使开发者在虚拟的晶片制造车间中完成从芯片工艺制造到性能测试的各个环节，提高设计效率。此外，随着微电子加工技术的不断发展和进步，根据摩尔定律，器件特征尺寸的不断缩小，必然导致芯片集成密度的不断增大，进而导致单次流片所需的费

用也越来越高，对集成电路设计和开发的要求也越来越高。面对集成电路和器件的设计方法、设计工具和生产工艺中的新问题和新的挑战，借助商用 TCAD 软件，在建立起有效模型的基础上，能够有效预测或验证所设计的电路及系统的性能，为电路设计工作提供了一种有效、便捷的方法。

## 4.2 交直流仿真实论

在数值分析中，器件交流小信号的分析与直流分析同等重要。交流小信号分析流程如下所述。首先在直流偏置电压  $V_0$  的基础上，叠加一个频率为  $\omega$  的交流小信号  $\delta V e^{j\omega t}$ ，即  $V = V_0 + \delta V e^{j\omega t}$ ，然后，根据边界条件求解方程组(4.1)(4.2)(4.3)。

$$F_\varphi(\varphi, n, p) = \nabla \cdot (\varepsilon \nabla \varphi) + q(p - n + N_D^+ - N_A^-) + \rho_{ADD} = 0 \quad (4.1)$$

$$F_n(\varphi, n, p) = \nabla \cdot \mathbf{J}_n - q(R - G + \partial n / \partial t) = 0 \quad (4.2)$$

$$F_p(\varphi, n, p) = \nabla \cdot \mathbf{J}_p - q(R - G + \partial p / \partial t) = 0 \quad (4.3)$$

$$\mathbf{J}_n = -nq\mu_n \nabla \varphi \quad (4.4)$$

$$\mathbf{J}_p = -pq\mu_p \nabla \varphi \quad (4.5)$$

其中方程 (4.1) 电势泊松方程，方程 (4.2)、(4.3) 为载流子连续性方程，(4.4)、(4.5) 为辅助方程，对 2DEG 而言，沟道浓度梯度可忽略。其中  $\varepsilon$  为材料介电常数， $\varphi$  为电势， $q$  为电荷常数， $P$  为空穴浓度， $n$  为电子浓度， $N_D^+$  为已经电离的施主浓度， $N_A^-$  为已经电离的受主浓度， $\rho_{ADD}$  为其它原因导致的电荷密度， $\mathbf{J}_n$  为电子电流密度， $\mathbf{J}_p$  为空穴电流密度， $R$  为电子空穴的复合率， $G$  为电子空穴的产生率， $\mu_n$  为电子迁移率， $\mu_p$  为空穴迁移率。

将 (4.4) (4.5) 分别代入 (4.2) (4.3) 式 后可得

$$F_n(\varphi, n, p) = -\nabla \cdot (nq\mu_n \nabla \varphi) - q(R - G + \partial n / \partial t) = 0 \quad (4.6)$$

$$F_p(\varphi, n, p) = -\nabla \cdot (pq\mu_p \nabla \varphi) - q(R - G + \partial p / \partial t) = 0 \quad (4.7)$$

假定一组  $\varphi$ ,  $n$ ,  $p$  的通解为

$\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi e^{j\omega t}$   $n = n_0 + \delta n e^{j\omega t}$   $p = p_0 + \delta p e^{j\omega t}$ ，其中  $\varphi_0$ ,  $n_0$ ,  $p_0$  为直流偏置  $V_0$  时的解。将通解分别代入方程 (4.1) (4.6) (4.7)，

$$F_\varphi(\varphi, n, p) = \nabla \cdot (\varepsilon \nabla \varphi_0) + q(p_0 - n_0 + N_D^+ - N_A^-) + \rho_{ADD} + \nabla \cdot (\varepsilon \nabla (\delta\varphi e^{j\omega t})) + qe^{j\omega t} (\delta n + \delta p) = 0$$

$$F_n(\varphi, n, p) = -\nabla \cdot (n_0 q \mu_n \nabla \varphi_0) - q(R - G + \partial n_0 / \partial t) - \nabla \cdot (n_0 q \mu_n \nabla (\delta\varphi e^{j\omega t})) - \nabla \cdot (\delta n e^{j\omega t} q \mu_n \nabla \varphi_0) - \nabla \cdot (\delta n e^{j\omega t} q \mu_n \nabla (\delta\varphi e^{j\omega t})) - q(\partial (\delta n e^{j\omega t}) / \partial t) = 0$$

$$F_p(\varphi, n, p) = -\nabla \cdot (p_0 q \mu_p \nabla \varphi_0) - q(R - G + \partial p_0 / \partial t) - \nabla \cdot (p_0 q \mu_p \nabla (\delta\varphi e^{j\omega t})) - \nabla \cdot (\delta p e^{j\omega t} q \mu_p \nabla \varphi_0) - \nabla \cdot (\delta p e^{j\omega t} q \mu_p \nabla (\delta\varphi e^{j\omega t})) - q(\partial (\delta p e^{j\omega t}) / \partial t) = 0$$

然后将  $F_\varphi(\varphi, n, p)$ 、 $F_n(\varphi, n, p)$ 、 $F_p(\varphi, n, p)$  在直流偏置点  $V_0$  展成一级泰勒公式

$$F_\varphi(\varphi, n, p) = F_\varphi(\varphi_0, n_0, p_0) + \frac{\partial F_\varphi}{\partial \varphi} \delta\varphi e^{j\omega t} + \frac{\partial F_\varphi}{\partial n} \delta n e^{j\omega t} + \frac{\partial F_\varphi}{\partial p} \delta p e^{j\omega t} + o(\delta\varphi e^{j\omega t}, \delta n e^{j\omega t}, \delta p e^{j\omega t})$$

$$F_n(\varphi, n, p) = F_n(\varphi_0, n_0, p_0) + \frac{\partial F_n}{\partial \varphi} \delta\varphi e^{j\omega t} + \frac{\partial F_n}{\partial n} \delta n e^{j\omega t} + \frac{\partial F_n}{\partial p} \delta p e^{j\omega t} + o(\delta\varphi e^{j\omega t}, \delta n e^{j\omega t}, \delta p e^{j\omega t})$$

$$F_p(\varphi, n, p) = F_p(\varphi_0, n_0, p_0) + \frac{\partial F_p}{\partial \varphi} \delta\varphi e^{j\omega t} + \frac{\partial F_p}{\partial n} \delta n e^{j\omega t} + \frac{\partial F_p}{\partial p} \delta p e^{j\omega t} + o(\delta\varphi e^{j\omega t}, \delta n e^{j\omega t}, \delta p e^{j\omega t})$$

整理后,得到直流偏置下的矩阵方程

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial F_\varphi}{\partial \varphi} & \frac{\partial F_\varphi}{\partial n} & \frac{\partial F_\varphi}{\partial p} \\ \frac{\partial F_n}{\partial \varphi} & \frac{\partial F_n}{\partial n} - j\omega \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) & \frac{\partial F_n}{\partial p} \\ \frac{\partial F_p}{\partial \varphi} & \frac{\partial F_p}{\partial n} & \frac{\partial F_p}{\partial p} - j\omega \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) \end{bmatrix}_{DC} \begin{bmatrix} \delta\varphi \\ \delta n \\ \delta p \end{bmatrix} = 0$$

将上述矩阵方程该写成雅可比矩阵形式,

$$[\mathbf{J} + j\mathbf{D}]\mathbf{X}^T = \mathbf{0}$$

$$\text{其中 } \mathbf{J} \text{ 为雅可比矩阵, } \mathbf{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_\varphi}{\partial \varphi} & \frac{\partial F_\varphi}{\partial n} & \frac{\partial F_\varphi}{\partial p} \\ \frac{\partial F_n}{\partial \varphi} & \frac{\partial F_n}{\partial n} & \frac{\partial F_n}{\partial p} \\ \frac{\partial F_p}{\partial \varphi} & \frac{\partial F_p}{\partial n} & \frac{\partial F_p}{\partial p} \end{bmatrix} \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\omega \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) & 0 \\ 0 & 0 & -\omega \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{X} = [\delta\varphi, \delta n, \delta p]$$

当考虑到叠加的交流小信号时,主要考虑源漏电极源漏电极的电势和载流子浓度。源漏电极源漏接触为欧姆接触,电势和载流子浓度为恒定值。此时,方程(4.1)的电学边界条件电势  $\varphi$  为第一类边界条件  $\varphi = \text{constant}$ ; 方程(4.2) (4.3) 的电学边界条件  $\partial n / \partial t$ ,  $\partial p / \partial t$  为第二类边界条件  $\partial n / \partial t = 0$ ,  $\partial p / \partial t = 0$ 。

此时,我们可以得到交流小信号下的矩阵方程,

$$[\mathbf{J} + j\mathbf{D}]\mathbf{X}^T = \mathbf{B}^T \quad \text{其中 } \mathbf{B} = [\mathbf{b} \ 0 \ 0] \quad \mathbf{b} \text{ 为由交流小信号偏压决定。}$$

于是可以得到矩阵方程的解  $\mathbf{X} = [\delta\varphi, \delta n, \delta p]$ 。

然后,将方程解电势  $\delta\varphi$ , 电子浓度  $\delta n$ , 空穴浓度  $\delta p$ , 代入方程 (4.4) (4.5), 就可以分别得到小信号时电子和空穴电流密度。  $\delta \mathbf{J}_n = -(\delta n) q \mu_n \nabla(\delta\varphi)$   $\delta \mathbf{J}_p = -(\delta p) q \mu_p \nabla(\delta\varphi)$ , 即可以依次获得各端口电压  $\delta V$  和电流  $\delta I$ 。然后通过二端口网络公式计算  $Y$  参数矩阵。  $\delta I = Y \delta V = (\mathbf{A} + j\omega \mathbf{C}) \delta V$  下式求出导纳矩阵  $Y$ 。  $Y$  参数矩阵由两部分构成: 实部  $\mathbf{A}$  称为电导矩阵, 描述了电流随电压的同步变化; 虚部  $\mathbf{C}$  称为电容矩阵, 描述电流随电压的非同步变化, 即电流对电压的响应存在延迟。符号  $j$  为虚步单位,  $\omega$  为小信号变化的频率。

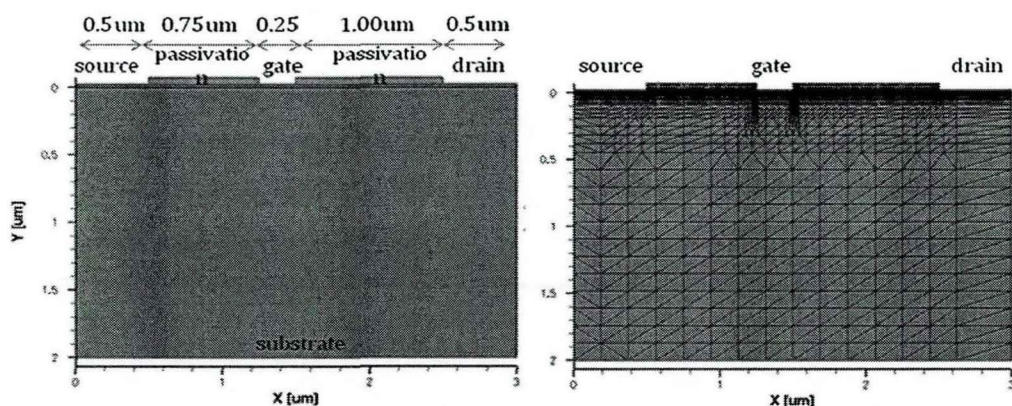
在频率较高阶段,也可以把  $Y$  参数转换成  $S$  散射参数。  $S$  参数表征了端口之间的能量输

送关系。

### 4.3 单指氮化镓器件仿真

#### 4.3.1 仿真器件结构

单指器件的仿真结构如图 4.1 所示。图 4.1(a)为网格划分前形貌。其水平横向结构和垂直纵向结构参数如下所示。衬底材料采用蓝宝石，厚度为  $100\mu\text{m}$ ；GaN 缓冲层、AlGaIn 势垒层、AlGaIn 主沟道层均未掺杂；GaN 缓冲层厚度为  $2.0\mu\text{m}$ ，AlGaIn 势垒层厚度为  $22\text{nm}$ ，势垒层中铝组分为 0.27；AlGaIn 主沟道层  $8\text{nm}$ ，主沟道层中铝组分为 0.04；在 GaN 和 AlGaIn 之间还有一层插入层，厚度为  $1\text{nm}$ 。栅极长度为  $0.25\mu\text{m}$ ，栅极宽度为  $60\mu\text{m}$ ，栅极和源极之间的间隔为  $0.75\mu\text{m}$ ，栅极和漏极之间的间隔为  $1\mu\text{m}$ 。图 4.1(b)为网格划分后形貌。通过商用 TCAD 软件中的网格划分 mesh 引擎对图 4.1(a)所示的几何图形进行网格划分，产生约 7533 个基于 Delaunay 的非均匀网格点。网格划分的疏密决定了仿真的速度和精度。网格点越多，精度越高，速度越慢。网格划分是偏微分方程求解的基础。通过依次求解每一网格点处的偏微分方程，获得器件的外部特性及其直观的内部物理图象。



网格划分前的形貌

网格划分后的形貌

图 4.1 器件仿真结构示意图

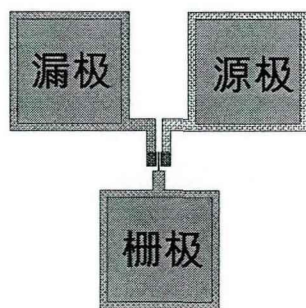


图 4.2 单指器件版图示意图

## 4.3.2 仿真器件参数

器件仿真的参数如表格4.1、表格4.2所示。

表格4.1 纤锌矿III-IV氮化物常规参数

Properties of GaN	仿真参数	实际参数
Wurtzitic Polytype		
Lattice constants	a=3.189Å c=5.185Å	
Dielectric constants	epsilon=10	
Bandgap	3.39eV at 300K	
Affinity	3.4eV	
Thermal conductivity	Kappa=1.3W/cmK	
Lattice heat capacity	3.0 J/Kcm <sup>3</sup>	
eDOS	Nc=2.65e18 at 300K	
Hdos	Nv=2.5e19 at 300K	

Properties of AlN	仿真参数	实际参数
Wurtzitic Polytype		
Lattice constants	a=3.112Å c=4.982Å	
Dielectric constants	epsilon=8.5	
Bandgap	6.2eV at 300K	
Affinity	1.9eV	
Thermal conductivity	Kappa=2.85W/cmK	
Lattice heat capacity	1.94 J/Kcm <sup>3</sup>	
eDOS	Nc=4.1e18 at 300K	
Hdos	Nv=2.8e20 at 300K	

表格4.2 纤锌矿III-IV氮化物极化效应参数

Constants	GaN	AlN
$P_{sp}$ [C/cm <sup>2</sup> ]	$-2.9 \times 10^{-6}$	$-8.1 \times 10^{-6}$
$\epsilon_{31}$ [C/cm <sup>2</sup> ]	$-0.49 \times 10^{-4}$	$-0.6 \times 10^{-4}$
$\epsilon_{33}$ [C/cm <sup>2</sup> ]	$0.73 \times 10^{-4}$	$1.46 \times 10^{-4}$
$c_{13}$ [GPa]	103	108
$c_{33}$ [GPa]	405	373

数值仿真过程中采用的氮化镓、氮化铝参数如表格4.1、表格4.2所示。表格4.1为常规参数，表格4.2为极化效应强度参数。

TCAD 仿真中通过求解电学热学偏微分方程组，来获得一系列与网格密切相关的参数，例如电场强度、费米能级、载流子浓度分布、晶格温度分布等等。采用如下形式的代码<sup>[48]</sup>

```
Coupled { Poisson Electron Hole eTemperature hTemperature Temperature }
```

其中 Poisson 为泊松方程，对应于方程 (4.8)；Electron 和 Hole 分别为电子和空穴的连续性方程，分别对应于方程 (4.9) (4.10)；eTemperature 和 hTemperature 分别为电子和空穴的热动力学方程，分别对应于方程 (4.11) (4.12)；Temperature 为晶格温度热方程，对应于方

程 (4.13)。

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla \varphi) = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) - \rho_{ADD} \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_n = q(R - G + \partial n / \partial t) \quad (4.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p = -q(R - G + \partial p / \partial t) \quad (4.10)$$

$$\mathbf{J}_n = -nq\mu_n(\nabla \varphi_n + \alpha_n \nabla T) \quad (4.11)$$

$$\mathbf{J}_p = -pq\mu_p(\nabla \varphi_p + \alpha_p \nabla T) \quad (4.12)$$

$$\nabla \cdot (\lambda \nabla T) + H = \rho \cdot c \cdot \partial T / \partial t \quad (4.13)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad \mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p \quad (4.14)$$

方程 (4.8) 电势泊松方程, 方程 (4.9)、(4.10) 为载流子连续性方程, 方程 (4.11)、(4.12) 为热动力学方程, 方程 (4.13) 为晶格温度热方程。其中  $\epsilon$  为材料介电常数,  $\varphi$  为电势,  $q$  为电荷常数,  $p$  为空穴浓度,  $n$  为电子浓度,  $N_D^+$  为已经电离的施主浓度,  $N_A^-$  为已经电离的受主浓度,  $\rho_{ADD}$  为其它原因导致的电荷密度,  $\mathbf{J}_n$  为电子电流密度,  $\mathbf{J}_p$  为空穴电流密度,  $R$  为电子空穴的复合率,  $G$  为电子空穴的产生率,  $\mu_n$  为电子迁移率,  $\mu_p$  为空穴迁移率,  $\alpha_n$  为电子温差电动势率,  $\alpha_p$  为空穴温差电动势率,  $T$  为温度,  $\lambda$  为热导率,  $\rho$  为材料密度,  $c$  为热容量,  $\mathbf{E}$  为电场强度,  $\mathbf{J}$  为总的电流密度,  $H$  为产生的焦耳热量。

其它涉及到的辅助模型有强电场下的漂移速度饱和模型, 表面散射引起的迁移率下降模型, SRH 复合模型。对于热边界条件, 将衬底看成是一个温度恒为 300K 的散热源。

### 4.3.3 热学参数仿真结果

单指器件的晶格热形貌分布如图4.3所示。

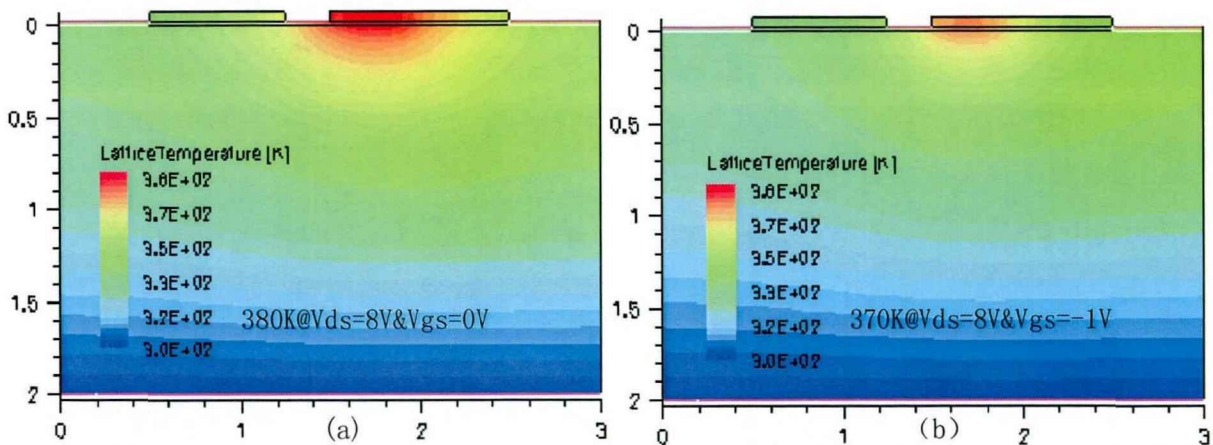


图 4.3(a)漏压 Vds 为 8V, 栅压为 0V, 峰值温度为 380K;

图 4.3(b)漏压 Vds 为 8V, 栅压为 -1V, 峰值温度为 370K;

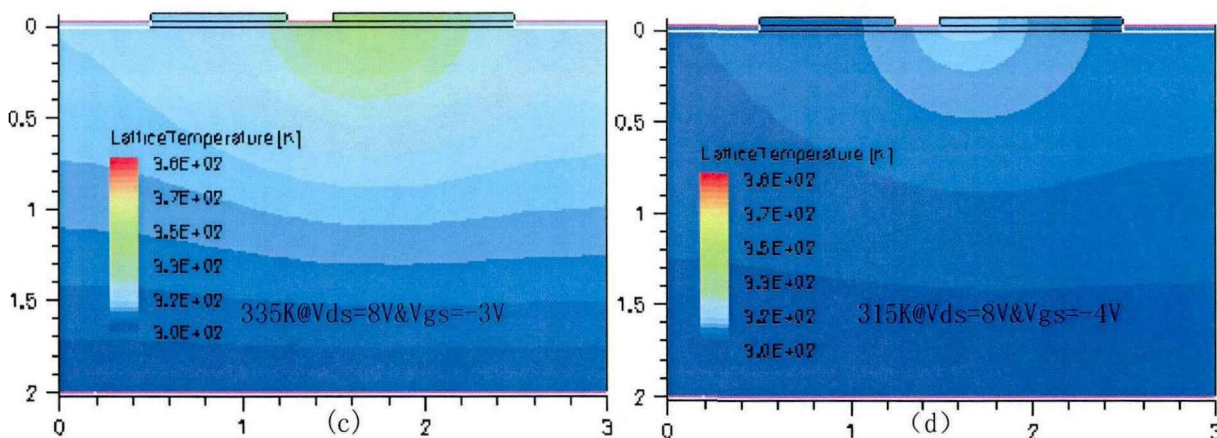


图 4.3(c)漏压  $V_{ds}$  为 8V, 栅压为 -3V, 峰值温度为 335K;

图 4.3(d)漏压  $V_{ds}$  为 8V, 栅压为 -4V, 峰值温度为 315K;

图4.3 为蓝宝石基的GaN HEMT的热形貌分布。图4.3(a)漏源偏置电压 $V_{ds}$ 为8V, 栅源偏置电压为0V,其峰值温度为380K; 图4.3(b)漏源偏置电压 $V_{ds}$ 为8V, 栅源偏置电压为-1V,其峰值温度为370K; 图4.3(c)漏源偏置电压 $V_{ds}$ 为8V, 栅源偏置电压为-3V,其峰值温度为335K; 图4.3(d)漏源偏置电压 $V_{ds}$ 为8V, 栅源偏置电压为-4V,其峰值温度为315K。从图中可以看出, 热源主要集中于栅极底部, 靠近漏极一侧, 与强电场区域相对应。此时的沟道载流子一方面受到强电场的加速, 另一方面, 受到声子强烈频繁的散射。通过散射, 载流子把动能交给晶格, 引起晶格局部温度的升高; 晶格温度的升高, 引起载流子散射几率发生改变; 载流子散射几率的变化, 引起局部热产生率也随之发生改变, 进而影响晶格温度场的分布。如此循环往复, 最后得到稳定的晶格热形貌分布。

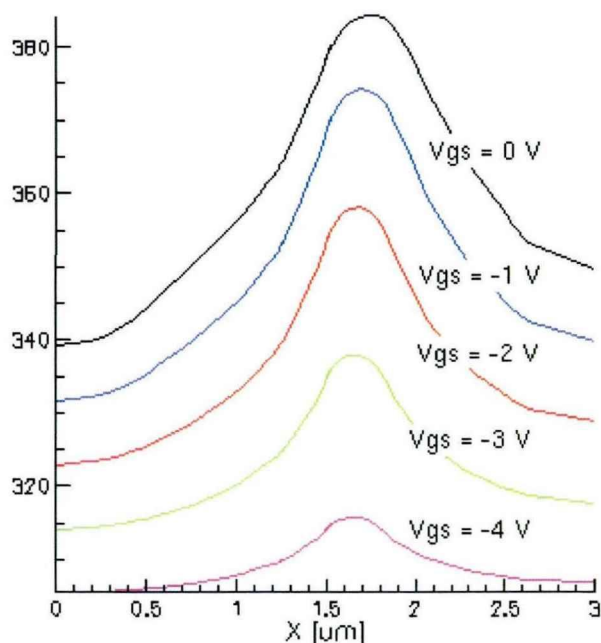


图 4.4(a)不同偏压下的横向温度分布  
 $V_{ds}=8V$ ,  $V_{gs}$  依次为 0V 到 -4V

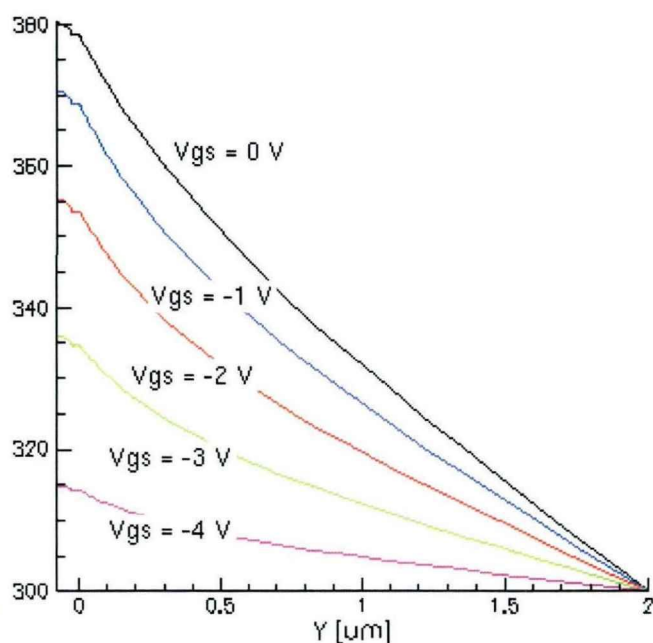


图 4.4(b)不同偏压下的纵向温度分布  
 $V_{ds}=8V$ ,  $V_{gs}$  依次为 0V 到 -4V

图 4.4 为不同偏压下的横向和纵向温度分布。图 4.4(a)为不同偏压下的横向温度分布， $V_{ds}$  为 8V， $V_{gs}$  从 0V 变化到-4V。从图 4.4(a)中可看出，栅压为-4V 时，峰值温度为 315K，栅压为-3V 时，峰值温度为 335K，栅压为-2V 时，峰值温度为 355K，栅压为-1V 时，峰值温度为 370K，栅压为 0V 时，峰值温度为 380K。中间温度高，两侧温度稍低。温度峰值出现在栅极底部，靠近漏极一侧。随栅控压的增加，峰值温度也随之增加。图 4.4(b)为不同偏压下的纵向温度分布， $V_{ds}$  为 8V， $V_{gs}$  从 0V 变化到-4V。从图 4.4(b)中可以看出，表面温度高，靠近衬底处温度稍低。随之纵坐标  $y$  的增加，温度近似呈线性缓慢降低。

进一步扩大偏置电压的扫描范围后，通过商用TCAD软件数值仿真，器件沟道峰值温度与栅源偏置电压 $V_{gs}$ 、漏栅偏置电压 $V_{ds}$ 关系如表格4.3所示。

表4.3 峰值温度与偏置电压的关系

$$T_{max}=T_{max}(V_g, V_d)$$

$V_g \backslash V_d$	$V_d=0V$	$V_d=1V$	$V_d=2V$	$V_d=3V$	$V_d=4V$	$V_d=5V$	$V_d=6V$	$V_d=7V$	$V_d=8V$
$V_g= 0V$	300K	300K	310K	330K	340K	350K	360K	370K	380K
$V_g=-1V$	300K	300K	310K	330K	340K	350K	360K	370K	370K
$V_g=-2V$	300K	300K	310K	320K	330K	340K	350K	350K	360K
$V_g=-3V$	300K	300K	310K	320K	320K	330K	330K	340K	340K
$V_g=-4V$	300K	300K	300K	310K	310K	310K	310K	310K	320K

从表格4.3看，随着栅源偏置电压 $V_{gs}$ 、漏栅偏置电压 $V_{ds}$ 不断增加，器件沟道峰值温度也不断上升。这表明随着偏置电压的增加，将有更多电功率能量，借助器件的热阻抗转化为晶格的热运动能量，而晶格热运动的加剧，反过来会影响到器件电学性能的下降，从而也佐证了自加热效应程度在逐渐加强。

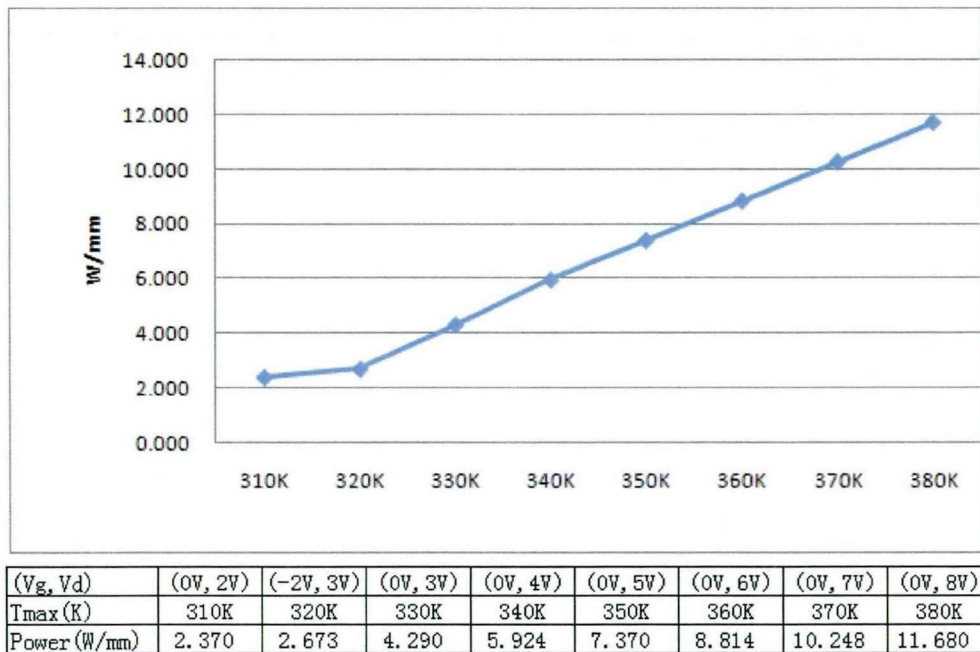


图4.5峰值温度与耗散功率关系

器件沟道的峰值温度与耗散功率的曲线如图 4.5 所示。从图 4.5 看，随着耗散功率的增加，热载流子与晶格热振动之间相互作用增强，热载流子将动能交给声子，增强晶格振动，导致晶格温度升高。

#### 4.3.4 电学参数仿真结果

单指器件的直流电学仿真结果有三项： $I_{ds\_V_{ds}}$  特性曲线， $I_{ds\_V_{gs}}$  特性曲线， $g_m\_V_{gs}$  特性曲线。以下将对各曲线进行逐一描述。

首先， $I_{ds\_V_{ds}}$  曲线如图 4.6 所示。红色线条组为考虑自加热效应后的  $I_{DS\_V_{DS}}$  特性曲线；而蓝色线条组则为不考虑自加热效应的  $I_{DS\_V_{DS}}$  特性曲线。从图 4.6 中可以看出，当栅极电压  $V_{gs}$  为负向偏置 5V 时，GaN HEMT 器件处于截止状态；当栅极电压  $V_{gs}$  为 -4V 到 0V 偏置时，GaN HEMT 器件处于导通状态。从图上看，在栅极零偏置时，其漏源电流达到极大值，电流大小为  $1.5 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ 。如果仿真得到的电流曲线与实测曲线存在一定的差异的话，可以通过调整铝镓氮与氮化镓异质结界面之间的二维电子气面电荷密度，从而达到曲线的拟合。当然，若 GaN HEMT 器件工作在大电流模式下，自加热效应会引起漏源电流的下降，从漏源电流下降的程

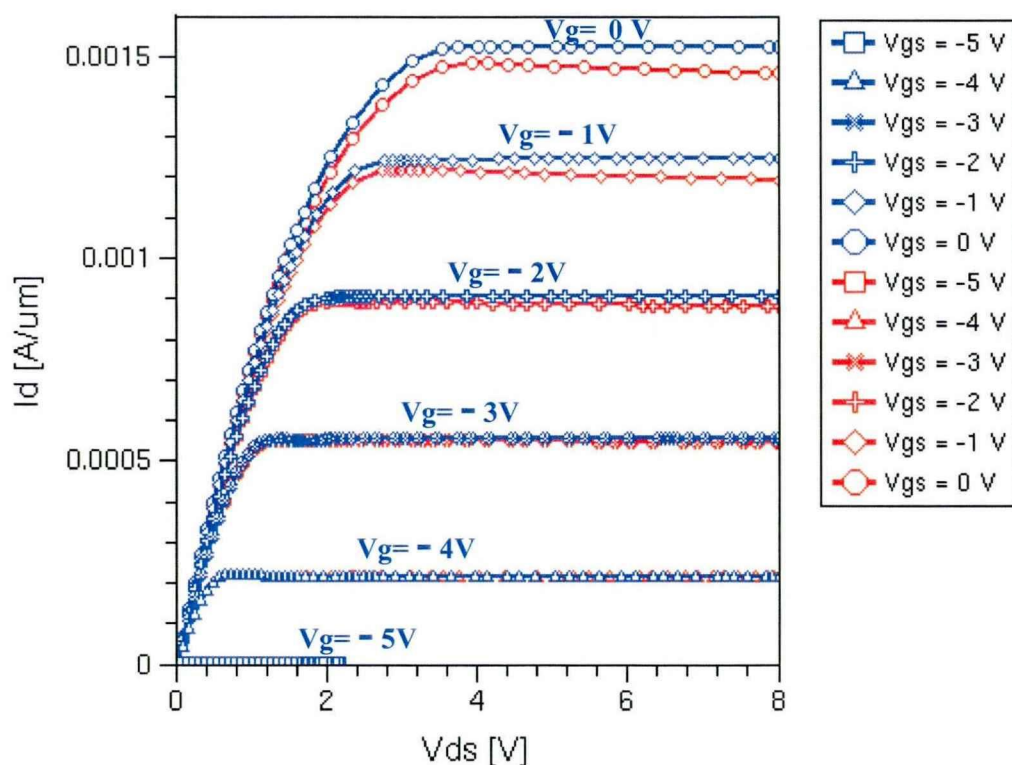


图 4.6 直流特性  $I_{ds\_V_{ds}}$

度，可以判断出自加热效应的程度。而对于自加热效应的程度，在实际的仿真过程中，可以通过调整诸如衬底热导率等参数来实现。自加热效应引起的漏源电流下降的这种现象，又称之为电流坍塌效应。对电流坍塌效应最有说服力的虚栅模型<sup>[49]</sup>。电流坍塌效应通常被认为是由于沟道中电子被器件表面态捕获，并在栅漏间半导体表面形成了不受栅极电压所控制的虚拟栅极。’

图4.6为栅长为0.25um的单指HEMT器件、在不同偏置电压的 $I_d V_d$ 直流特性。最大电流为 $1.5 A \cdot mm^{-1}$ ，栅极开启电压 $V_g$ 为-5V， $V_d=4V$ 时，器件就进入了饱和和工作区。通过软件仿真表明，在模型中考虑到自加热效应后，会造成输出电流明显下降。上图比较了有无自加热效应对 $I_d V_d$ 直流特性的影响。其中，红色线条组为考虑自加热效应后的 $I_d V_d$ 特性曲线；蓝色线条组为不考虑自加热效应的 $I_d V_d$ 特性曲线。从图上看，与不考虑自加热效应相比， $V_{gs}=0V$ 时，自加热效应导致电流下降6%； $V_{gs}=-1V$ 时，自加热效应导致电流下降5%； $V_{gs}=-2V$ 时，自加热效应导致电流下降1.5%；而当 $V_{gs}=-3V$ 、 $-4V$ 时，自加热效应可以忽略；从 $V_{gs}=-3V$ 开始，随着 $V_{gs}$ 的增加，自加热效应程度逐渐加强，电流坍塌效应变得明显。与此同时，随着漏源电压 $V_{ds}$ 的增加，自加热效应程度逐渐加强。

其次，单指器件的直流电学特性  $g_m - V_{gs}$  和  $I_{ds} - V_{gs}$  直流曲线如图4.7所示。其中，红色线条组为  $I_{ds} - V_{gs}$  特性曲线；而蓝色线条组则为  $g_m - V_{gs}$  特性曲线。跨导是衡量输入栅源电压变

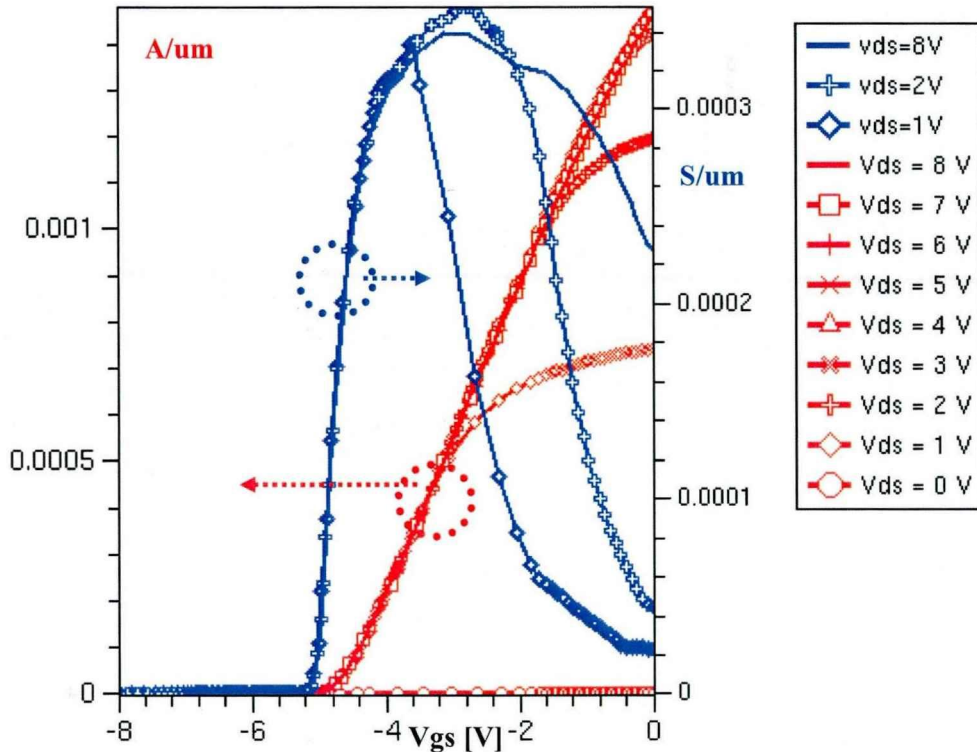


图4.7  $g_m - V_{gs}$  和  $I_{ds} - V_{gs}$  的直流特性曲线

化时，漏源电流变化的物理量，即反映了栅源电压对漏源电流的控制能力。跨导值越大，器件放大的能力则越强。由于器件的截止频率与跨导成正比，所以跨导越大，在栅源电容变化不大的条件下，器件的截止频率也越高。跨导  $g_m$  数值大小为漏源电流  $I_{ds}$  对栅源电压  $V_{gs}$  的偏导数，即  $g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}}$ 。

从图4.7看，跨导  $g_m$  峰值大小为  $300 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$ ，此时栅极电压  $V_{gs}$  为反向负4V。漏源电流的峰值大小为  $1.5 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ ，如果仿真得到的电流曲线与实测曲线存在一定的差异的话，可以通过调整铝镓氮与氮化镓异质界面之间的二维电子气面电荷密度，从而达到曲线的拟合。

单指器件的交流电学仿真结果有如下几项：电容电压CV特性曲线，截止频率特性曲线，最大振荡频率特性曲线，高频段的S参数仿真结果，低频段的Y参数仿真结果。下面将对仿真结果进行逐一说明。

栅极电容  $C_{gg}$  与栅源偏置电压  $V_{gs}$  之间的电学特性如图4.8所示。

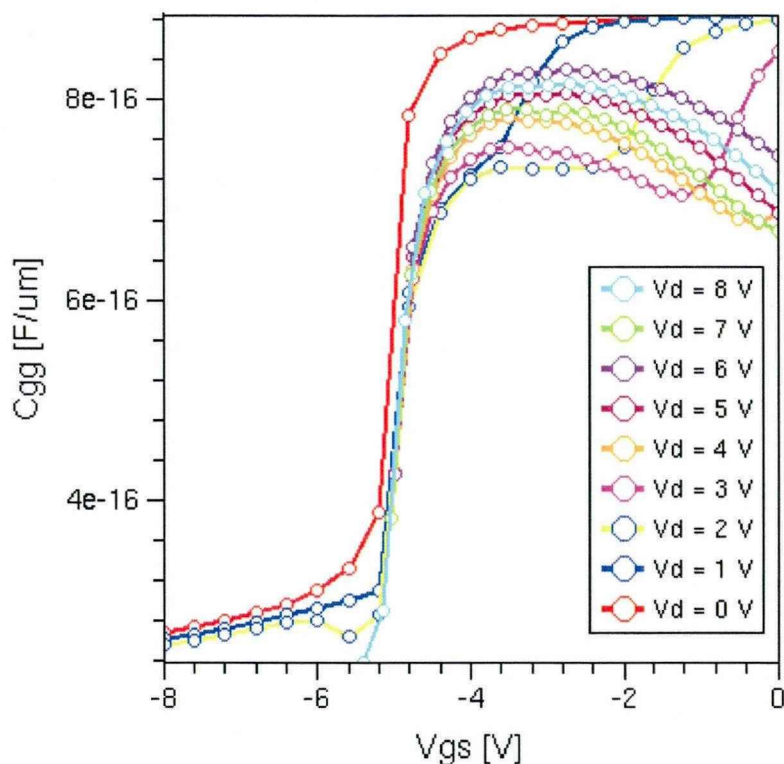


图4.8 栅电容  $C_{gg}$  与栅源电压  $V_{gs}$  的CV特性曲线

单指器件进行交流小信号仿真时，外加激励信号的频率为10KHz，分别对栅源电压和漏源电压进行信号扫描。栅源电压扫描区间为-8V~0V，漏源电压的扫描区间为0V~8V。从扫描结果看，其电容电压的特性曲线与参考文献<sup>[50]</sup>给出的测试曲线，整体趋势上保持一致。

从图4.8看，当所加的反向偏压较大的时候，电容较小而且几乎不随偏压改变。然后在C—V曲线的中间有一个电容随反向偏压的减小而迅速增加的过程。随着反向偏压的减小，电

容经过陡峭上升后出现了一个电容的平台。当反向偏压减小到零，进入正偏压后，电容又一次陡峭上升。当器件工作在高频段时，栅极电容的大小会在很大的程度上影响到器件的高频参数，例如截止频率、最大振荡频率等。从图4.8看，给定栅极的宽度后，就可以直接求出栅极电容数值的大小。若实际器件的栅极宽度为100um，则可以粗略估算出单指器件的栅极电容大小约为0.1皮法。

截止频率  $f_T$  与栅极偏置电压  $V_g$  的特性曲线如图4.9所示。在小信号模式下，得到的截止频率与栅极偏置电压的关系。

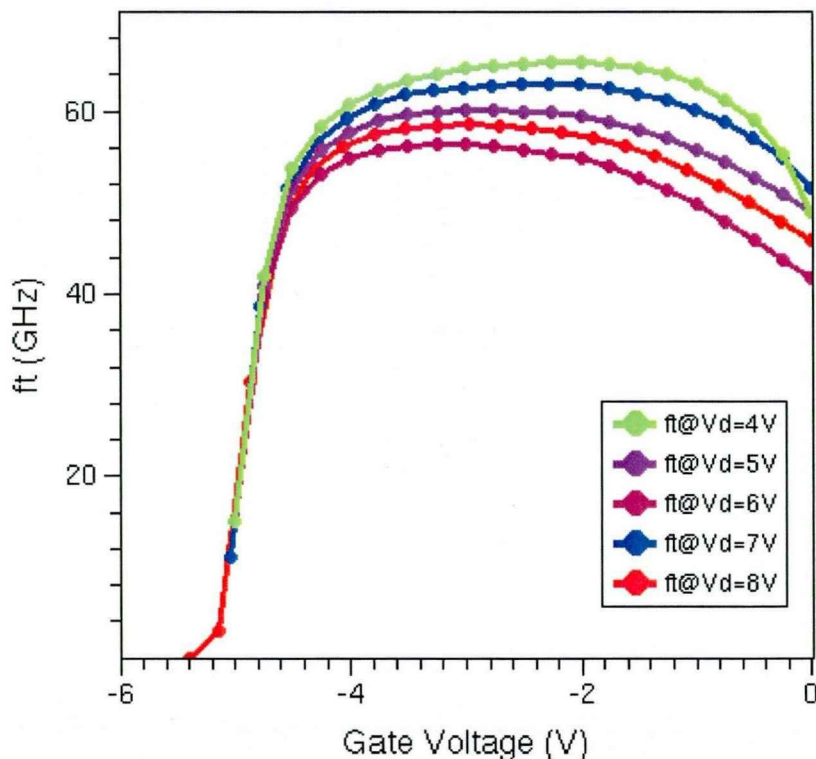


图4.9 截止频率  $f_T$  与栅压  $V_{gs}$  关系

截止频率定义为单位电流增益时的频率，即  $f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})}$  其中  $C_{gs}$ ，其中为栅源电

容， $C_{gd}$ 为栅漏电容， $C_{gg} = C_{gs} + C_{gd}$

单指器件进行交流小信号仿真时，外加激励信号的频率扫描范围为从10MHz到40GHz，栅源电压的扫描范围为-8V到0V，漏源电压的扫描范围为从0V到8V。从图4.9看，当器件处于导通工作模式时，其截止频率  $f_T$  随着栅极偏置电压  $V_g$  的进一步增加而呈略微下降趋势。从图上看，此次仿真器件的截止频率  $f_T$  约为40GHz。

最大振荡频率  $f_{max}$  与栅极偏置电压  $V_g$  的关系特性曲线如图4.10所示。最大振荡频率  $f_{max}$  定

义为，单位电压增益时的工作频率，即  $f_{max} = \frac{f_T}{2} \cdot \sqrt{\frac{R_{ds}}{R_g + R_{ch}}}$ 。其中， $R_g$ 为栅极输入端寄生串联电阻， $R_{ch}$ 为沟道电阻， $R_{ds}$ 为漏源输出端寄生串电阻。

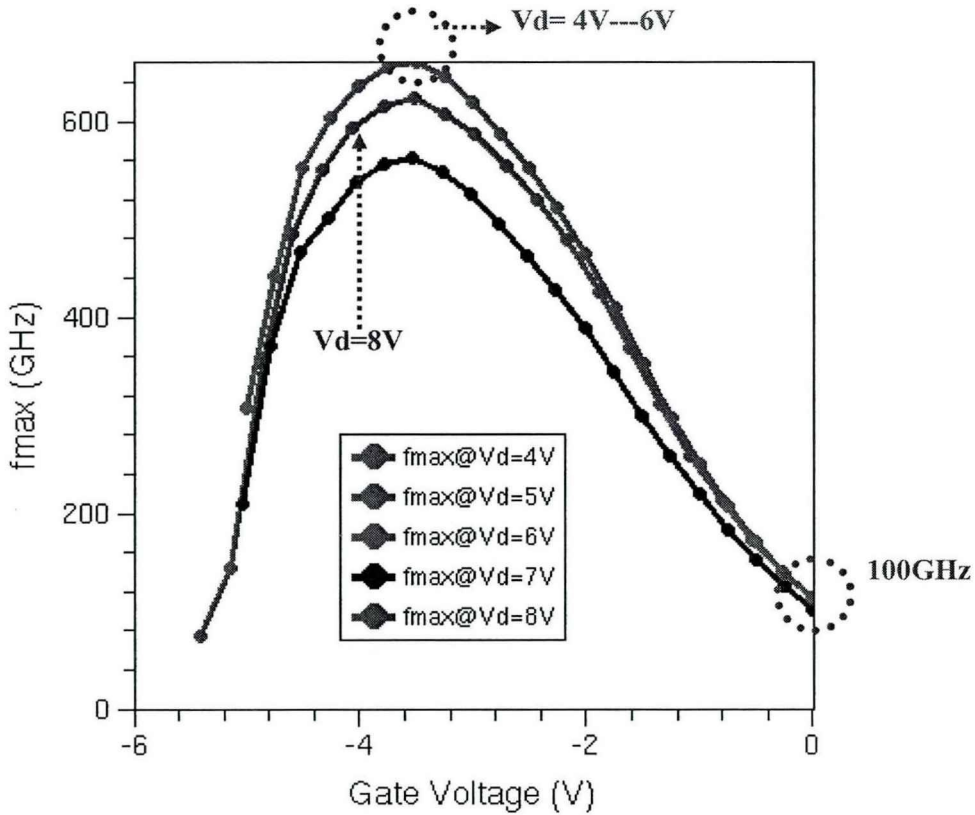


图4.10 最大频率  $f_{max}$  与栅压  $V_{gs}$  关系

单指器件进行交流小信号仿真时，外加激励信号的频率扫描范围为从10MHz到40GHz，栅源电压的扫描范围为-5V到0V，漏源电压的扫描范围为从0V到8V。从图4.10看，其最大振荡频率约为100GHz。在初次仿真中，为了对仿真结构有一个定性的了解，暂时撇开了栅极，源极，漏极的串联寄生电感、电容、电阻。这种近似，在高频阶段，使得仿真结果与测试结果

表格4.4 寄生参数

Parameter	Value	Parameter	Value
$R_i (\Omega)$	8.86	$R_d (\Omega)$	8.99
$R_{ds} (\Omega)$	622	$R_g (\Omega)$	3.03
$R_{gs} (\Omega)$	238	$L_1 (pH)$	12
$C_{gs} (fF)$	1.34	$L_d (pH)$	22.3
$C_{gs} (pF)$	0.22	$L_g (pH)$	45.6
$g_m (mS)$	33.2	$C_{pds} (fF)$	1.38
$\tau (ps)$	2.6	$C_{pds} (fF)$	29.6
$R_s (\Omega)$	5.19	$C_{pgd} (fF)$	5.4

存在一定的误差。寄生参数的数量级可以参考文献<sup>[51]</sup>中的电容、电感、电阻的参数值。电容、电感、电阻的参数值如表4.4所示。

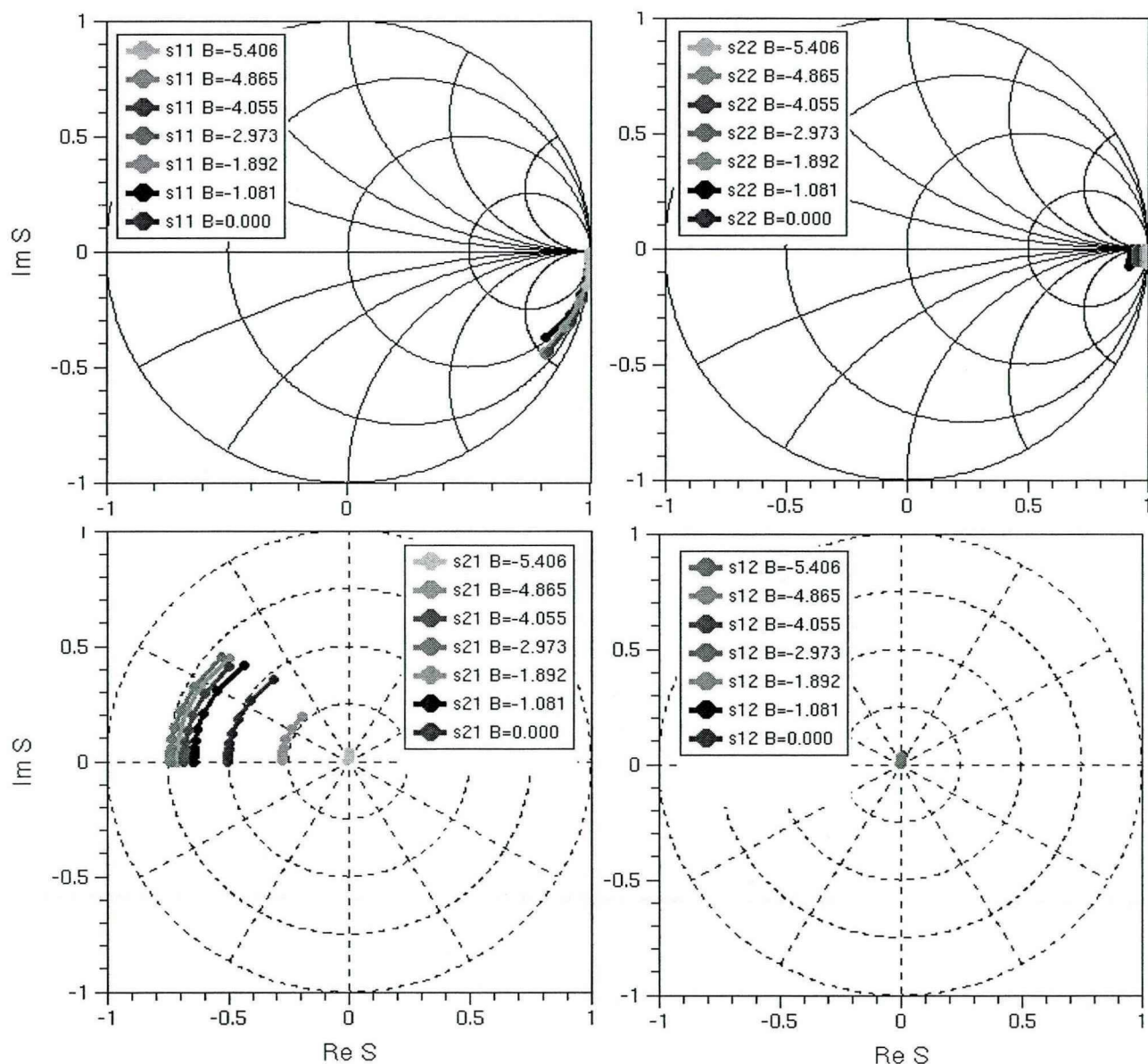


图4.11 S参数与栅源偏置电压关系

高频阶段，S参数表征器件对功率的传输效果。S-散射参数矩阵由S11、S22、S21、S12这四个参数构成。其中S11表征端口一的反射系数，S22表征端口二的反射系数，S21表征从端口一到端口二的功率增益系数，S12表征器件从端口二到端口一的方向隔离系数。单指器件进行交流小信号仿真时，外加激励信号的频率扫描范围为从10MHz到40GHz，栅源电压的扫描范围为-5V到0V，漏源电压保持为8V。

从图4.11看，S21正向功率增益对栅极偏置电压极为敏感。S11和S22参数对栅极偏置电压则不那么敏感。当栅极电压 $V_g$ 从-2V到0V范围内，S21随着栅源电压 $V_{gs}$ 的减小而增大。当栅极电压 $V_g$ 从-2V到-5V范围内，S21随着栅源电压 $V_{gs}$ 的减小而减小。

在初次仿真中，为了对仿真结构有一个定性的了解，暂时撇开了栅极，源极，漏极的串联寄生电感、电容、电阻。这种近似，在高频阶段，使得仿真结果与测试结果存在一定的误差。在这种近似下，从图上看，S12反向泄漏参数很小，几乎不随栅极电压的变化而变化。

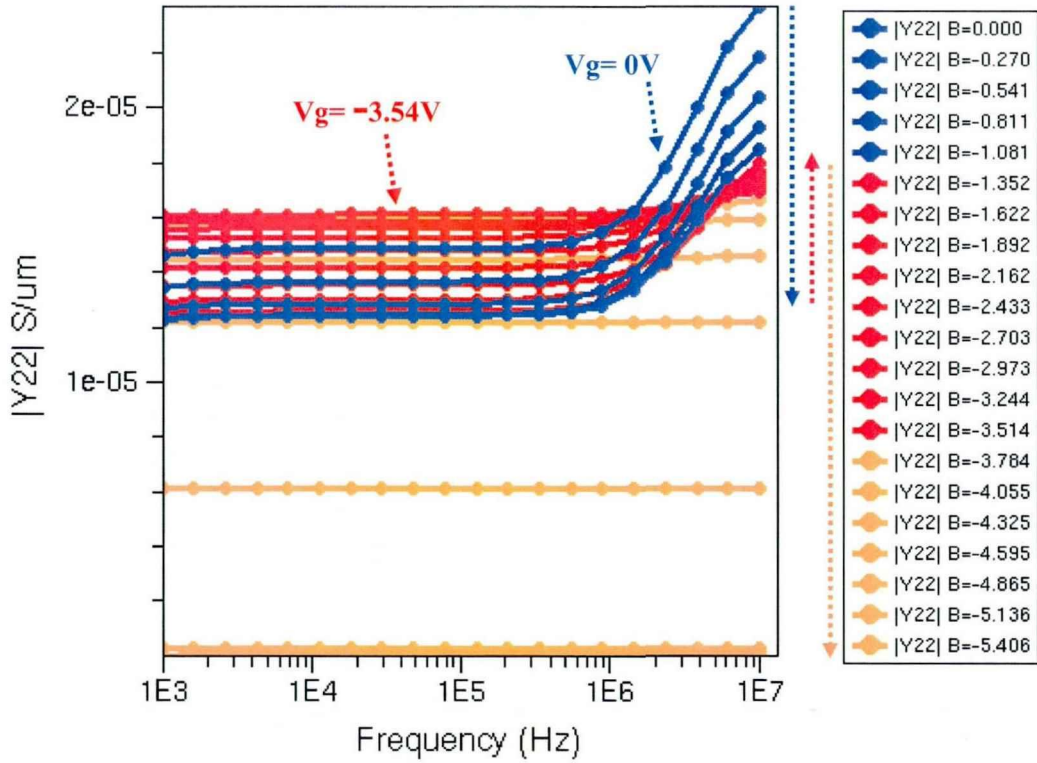


图4.12(a) Y参数与偏置电压关系

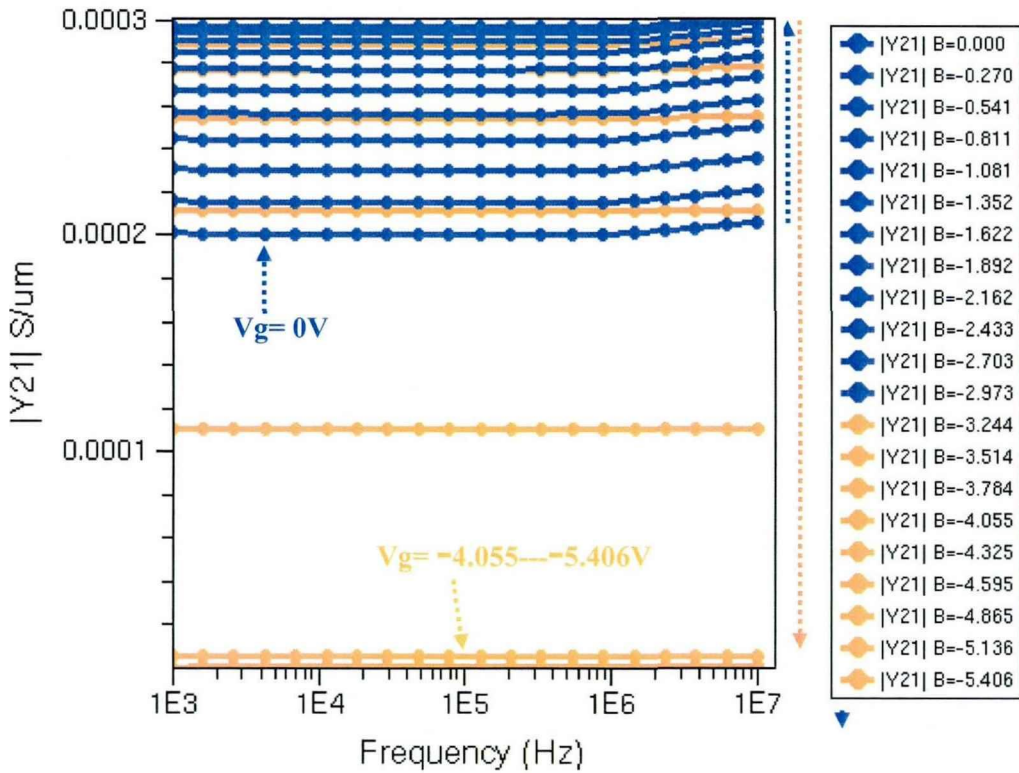


图4.12(b) Y参数与偏置电压关系

低频阶段，Y参数表征元器件对端口的导纳参数。单指器件进行交流小信号仿真时，外加激励信号的频率扫描范围为从1KHz到10MHz，栅源电压的扫描范围为-5V到0V，漏源电压保持为8V。从图4.12 (a)、4.12 (b)看，在低频阶段，Y参数矩阵中的Y22、Y21参数呈现出一个明显的趋势，那就是随着栅极偏压 $V_g$ 的变化而呈周期性的变化。周期性背后的物理机制尚不明确。

## 4.4 双指氮化镓器件仿真

在对双指器件的仿真物理建模时，采用与单指器件的模型方程。对于多指器件的热分析，E.R. Heller等认为对器件进行热分析时，为了提高仿真精度，需要考虑到衬底热效应，偏置电压、栅极长度、叉指数、衬底厚度、栅电极间隔<sup>[52]</sup>。只有这样，才能更好的把握多指器件的热分析。

### 4.4.1 仿真器件结构

双指器件的仿真结构如图4.13所示。图4.13(a)为网格划分前形貌。其水平横向结构和垂直纵向结构参数如下所示。衬底材料采用蓝宝石，厚度为 $100\mu\text{m}$ ；GaN缓冲层、AlGaN势垒层、AlGaN主沟道层均未掺杂；GaN缓冲层厚度为 $2.0\mu\text{m}$ ，AlGaN势垒层厚度为 $22\text{nm}$ ，势垒层中铝组分为0.27；AlGaN主沟道层 $8\text{nm}$ ，主沟道层中铝组分为0.04；在GaN和AlGaN之间还有一层插入层，厚度为 $1\text{nm}$ 。栅极长度为 $0.25\mu\text{m}$ ，栅极宽度为 $60\mu\text{m}$ ，栅极和源极之间的间隔为 $0.75\mu\text{m}$ ，栅极和漏极之间的间隔为 $1\mu\text{m}$ 。栅极与栅极之间的间隔为 $2.75\mu\text{m}$ 。

图4.13(b)为网格划分后形貌。通过商用TCAD软件中的网格划分mesh引擎对图4.13(a)所示的几何图形进行网格划分。网格划分的疏密决定了仿真的速度和精度。网格点越多，精度越高，速度越慢。网格划分是偏微分方程求解的基础。通过依次求解每一网格点处的偏微分方程，获得器件的外部特性及其直观的内部物理图象。

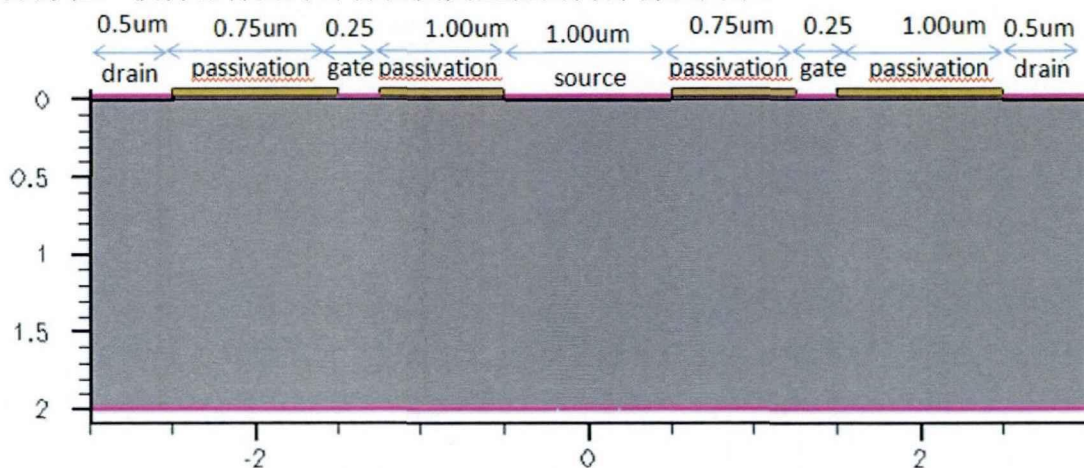


图4.13(a) 双指器件结构：网格划分前形貌

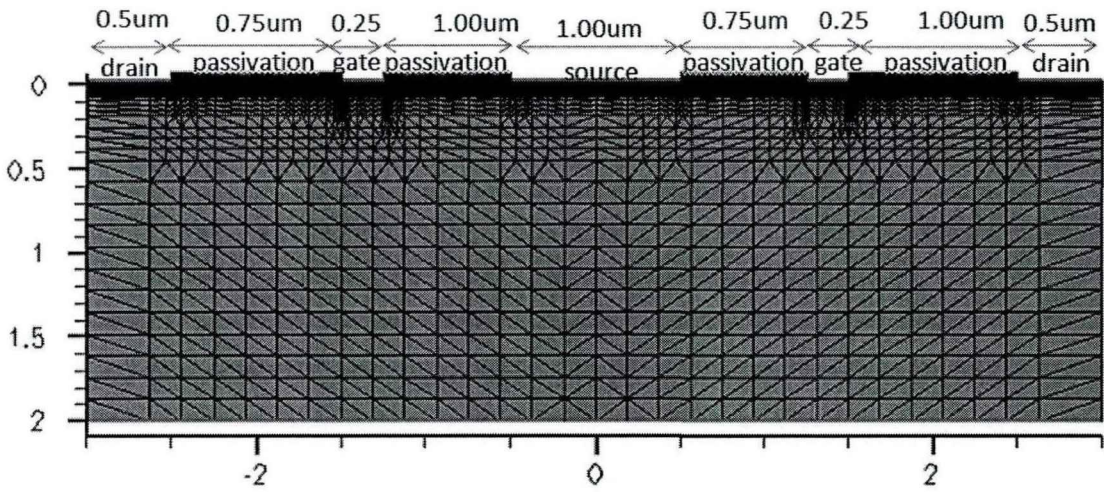


图4.13(b) 双指器件结构：网格划分后形貌

图 4.13(b)为网格划分后形貌。通过商用 TCAD 软件中的网格划分 mesh 引擎对图 4.13(a)所示的几何图形进行网格划分。网格划分的疏密决定了仿真的速度和精度。网格点越多，精度越高，速度越慢。网格划分是偏微分方程求解的基础。通过依次求解每一网格点处的偏微分方程，获得器件的外部特性及其直观的内部物理图象。

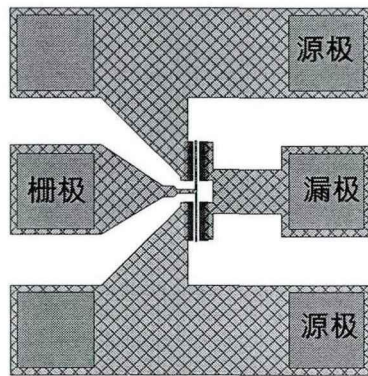


图 4.14 双指器件版图示意图

## 4.4.2 电学参数仿真结果

双叉指器件的直流电学仿真结果有三项： $I_{ds\_V_{ds}}$  特性曲线， $I_{ds\_V_{gs}}$  特性曲线， $g_{m\_V_{gs}}$  特性曲线。以下将对各曲线进行逐一描述。

首先， $I_{ds\_V_{ds}}$  曲线如图4.15所示。仿真时外加激励：分别对栅源电压  $V_{gs}$  和漏源电压  $V_{ds}$  进行信号扫描。栅源电压扫描区间为-5V到0V，漏源电压的扫描区间为0V~8V。从图4.15中可以看出，当栅极电压  $V_{gs}$  为负向偏置5V时，GaN HEMT器件处于截止状态；当栅极电压  $V_{gs}$  为-4V到0V偏置时，GaN HEMT器件处于导通状态。从图上看，在栅极零偏置时，其漏源电流达到极大值，电流大小为  $3.0 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ 。与单指器件一样，如果仿真得到的电流曲线与实测曲线存在一定的差异的话，可以通过调整铝镓氮与氮化镓异质界面之间的二维电子气面电荷密度，从而达到曲线的拟合。

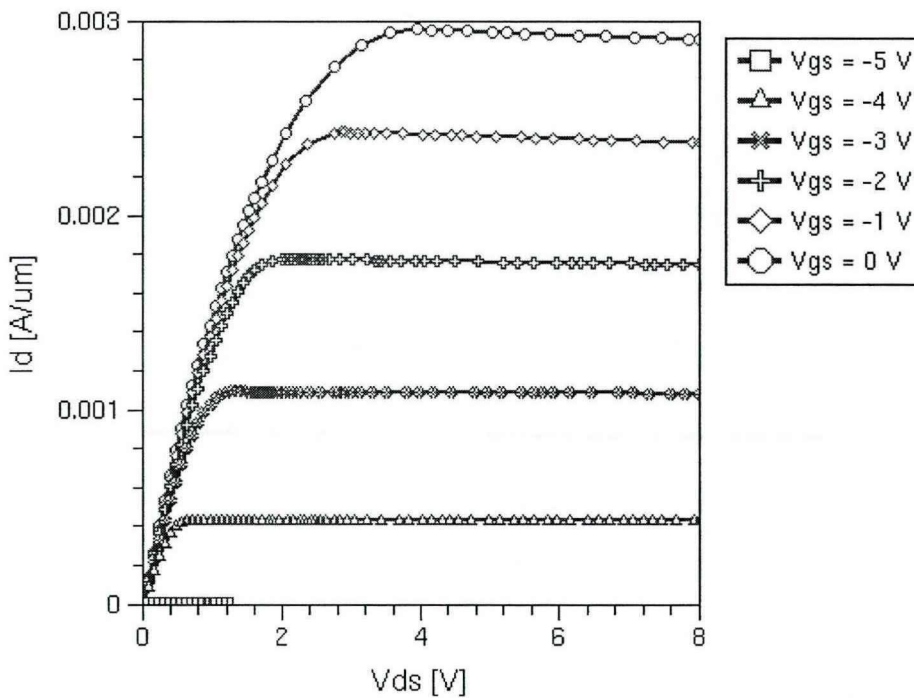


图4.15 双指直流 $I_d V_d$

其次，单指器件的直流电学特性  $g_m-V_{gs}$  和  $I_{ds}-V_{gs}$  直流曲线如图4.16所示。其中，红色线条组为  $I_{ds}-V_{gs}$  特性曲线；而蓝色线条组则为  $g_m-V_{gs}$  特性曲线。跨导  $g_m$  数值大小为漏源电流  $I_{ds}$  对栅源电压  $V_{gs}$  的偏导数，即  $g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}}$ 。

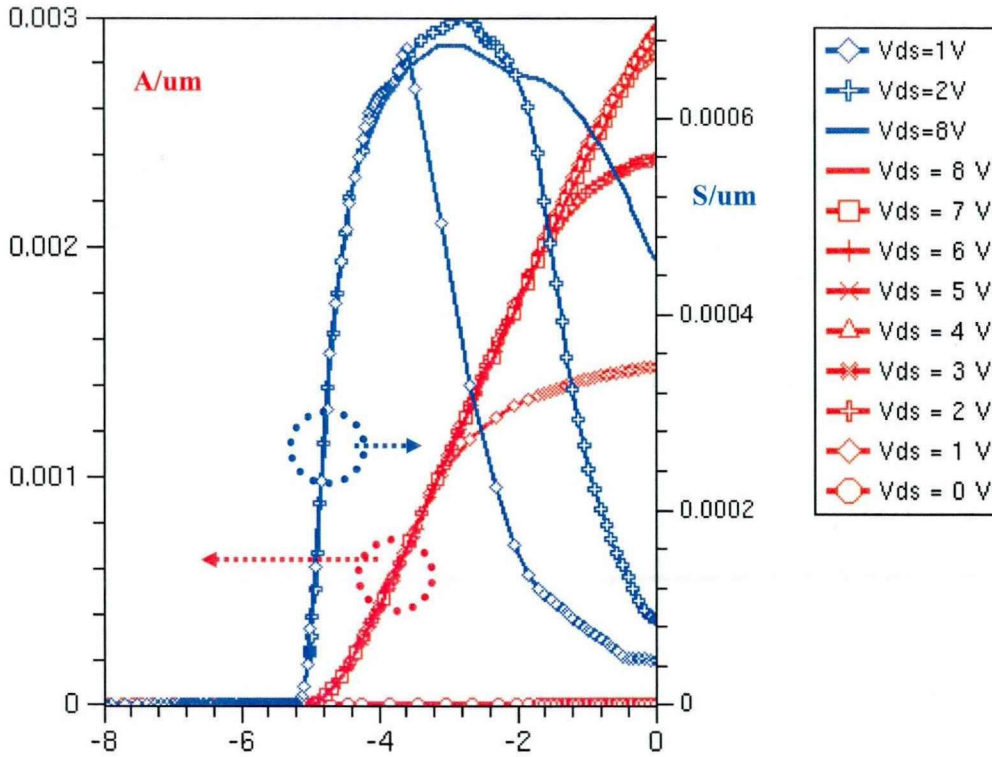


图4.16 双指  $g_m-V_{gs}$  和  $I_{ds}-V_{gs}$  的直流特性曲线

分别对栅源电压  $V_{gs}$  和漏源电压  $V_{ds}$  进行信号扫描。栅源电压扫描区间为-5V到0V，漏源电压的扫描区间为0V~8V。从图4.16看，跨导  $g_m$  峰值大小为  $600\text{ mS}\cdot\text{mm}^{-1}$ ，此时栅极电压  $V_{gs}$  为反向负3V。漏源电流的峰值大小为  $3.0\text{ A}\cdot\text{mm}^{-1}$ ，如果仿真得到的电流曲线与实测曲线存在一定的差异的话，可以通过调整铝镓氮与氮化镓异质界面之间的二维电子气面电荷密度，从而达到曲线的拟合。

## 4.4.3 热学参数仿真结果

双指器件的晶格热形貌分布如图4.17所示。仿真时外加激励为栅源偏置电压 $V_{gs}$ 为0V，漏源偏置电压 $V_{ds}$ 为10V。从仿真结果看，加上激励后，沟道温度峰值位于栅极，邻近漏极，峰值温度为400K。热源主要集中于栅极底部，靠近漏极一侧，与强电场区域相对应。此时的沟道载流子一方面受到强电场的加速，另一方面，受到声子强烈频繁的散射。通过散射，载流子把动能交给晶格，引起晶格局部温度的升高；晶格温度的升高，引起载流子散射几率发生改变；载流子散射几率的变化，引起局部热产生率也随之发生改变，进而影响晶格温度场的分布。如此循环往复，最后得到稳定的晶格热形貌分布。与不考虑自加热效应相比，双指器件功率耗散增加，故自加热效应在双指器件中变的更加明显。因此，也可以这么说，对于大功率器件，叉指数越多，器件所能承载的功率也越大。当然，其自加热效应也将变的更为明显。

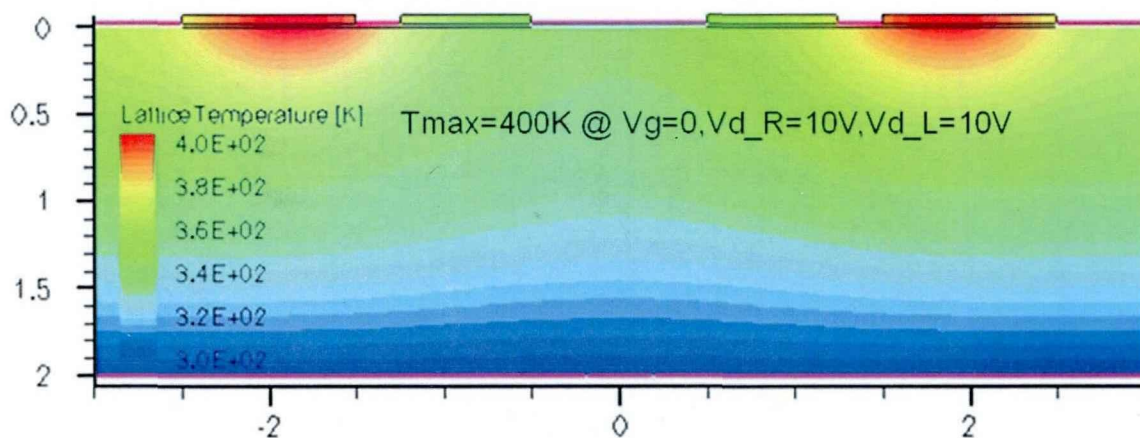


图4.17双指器件的晶格热形貌分布

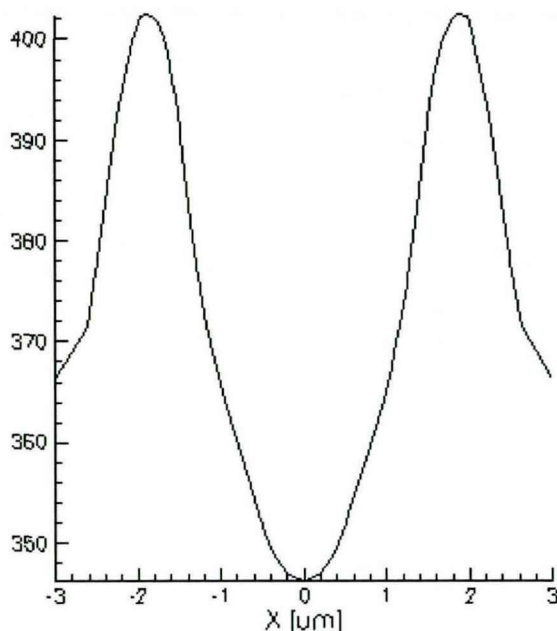


图4.18(a) 双指器件横向温度分布

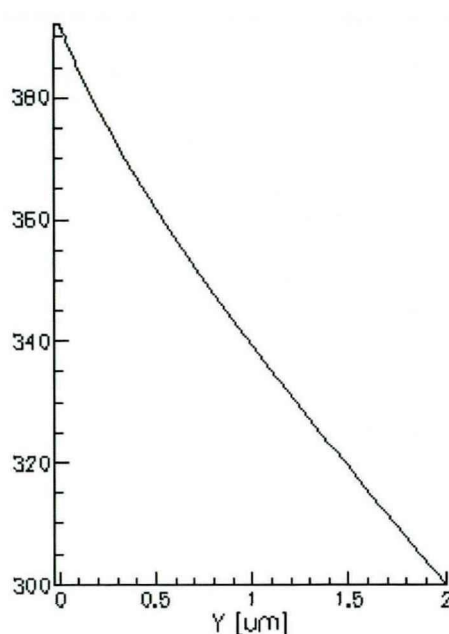


图4.18(b) 双指器件纵向向温度分布

图 4.18 为栅源偏压  $V_{gs}$  为 0V, 漏源偏压  $V_{ds}$  为 10V 下的横向和纵向温度分布。图 4.18(a) 为给定偏压下的横向温度分布。从图 4.4(a) 中可看出, 峰值温度, 位于栅极附近, 大小为 400K。双指器件, 存在两个峰值温度。中间温度高, 两侧温度稍低。图 4.18(b) 为给定偏压下的纵向温度分布。从图 4.18(b) 中可以看出, 表面温度高, 靠近衬底处温度稍低。随之纵坐标  $y$  的增加, 温度近似呈线性缓慢降低。

双指器件的这种热形貌分布与在中国电子科技集团公司第十三研究的热形貌结果在整体趋势上是比较接近的。如图 4.19 所示。

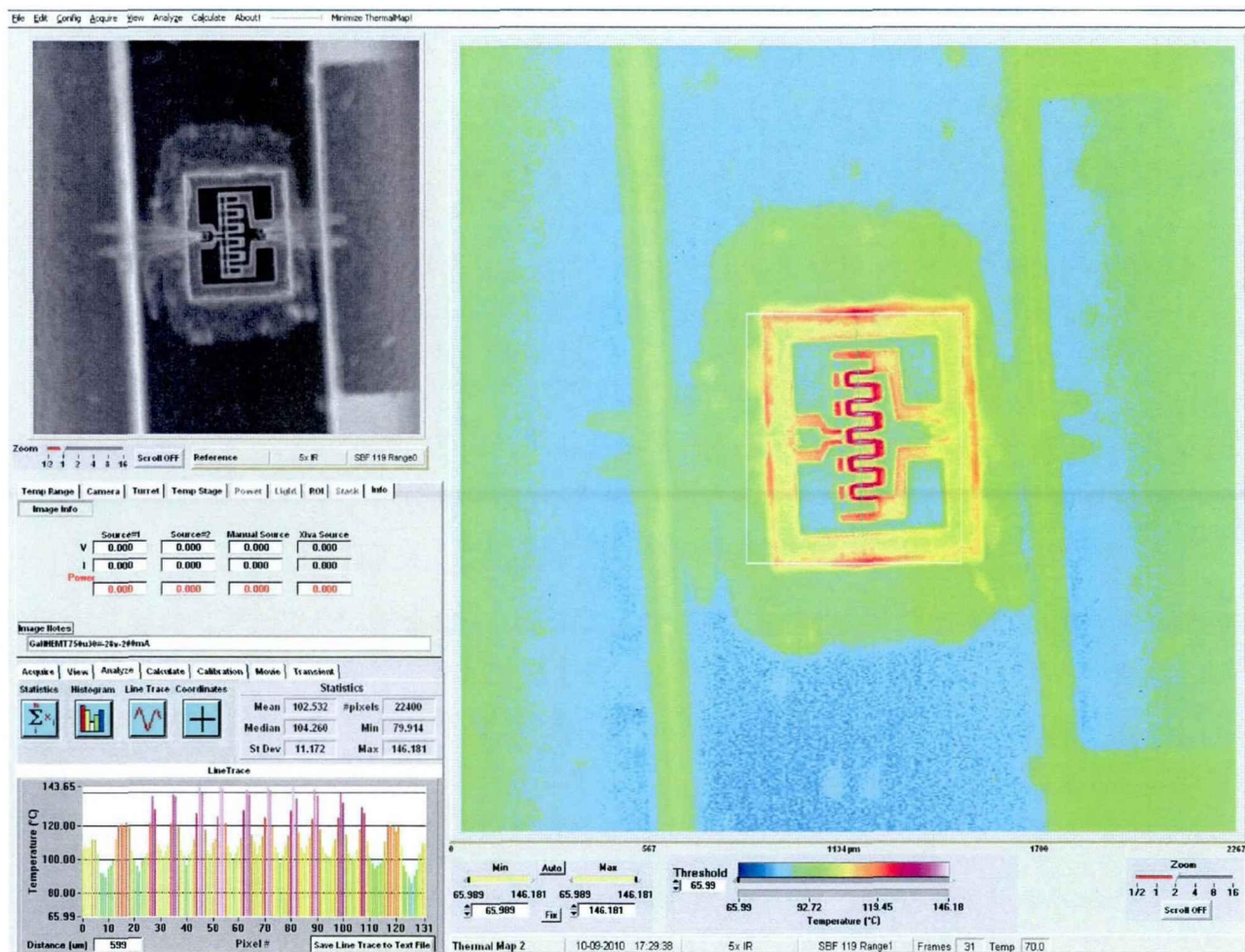


图 4.19 实测的多叉指器件的热形貌分布。

图 4.19 为实测多叉指器件的热形貌分布图。该热形貌的测试结果由中国电子科技集团公司第十三研究所专用集成电路国家级重点实验室提供。

仿真中, 为了保证数值收敛性, 采用双指器件进行定性热形貌分析。实际流片测试氮化镓功率器件为多叉指功率器件。虽然存在着一定的差异, 但是从整体趋势上看, 仿真结果与实测热形貌分布的趋势是一致的。

## 第5章 总结与展望

### 5.1 总结

随着近几年半导体产业的飞速发展，国内外将更多的目光关注到新材料、新器件的设计开发上，以满足现代集成电路设计的需要。被无数科研人员所重视的以 GaN 为代表的第三代半导体材料，自然也以其高功率密度、高电流密度、高线性度等特点，越来越多地应用在射频微波器件设计、开发和射频集成电路的设计中。但是作为新一代的半导体材料，自然还有一些不成熟的问题存在。要使第三代半导体材料制成的结构和器件，如 AlGaIn/GaN HEMT 等能够尽快地应用于商用领域，还需要更多的研究和投入。本文正是从 AlGaIn/GaN HEMT 的自加热效应着手，通过商用 TCAD 软件，分析了在自加热效应下一系列电学热学仿真结果。通过仿真结果分析，可以为氮化镓高电子迁移率器件的热管理提供必要的理论基础。本文主要研究了以下几个方面的问题：

第一章绪论首先阐述了本研究课题的目的及其重大意义。然后大致介绍了 AlGaIn/GaN HEMT 器件的一些相关的研究历史背景资料，及其发展状况、研究现状，最后给出了本论文的内容及其章节安排。

围绕着二维电子气是什么，怎么样。第二章首先从氮化镓材料的结构特性出发，从理论上介绍氮化镓材料的晶体结构、能带特点，及其引起高面密度二维电子气的极化效应。由 AlGaIn/GaN 接触形成的异质结结构以及详细阐述了极化效应的计算方法和公式。接着，在极化效应、二维电子气的基础上，阐述了氮化镓高电子迁移率晶体管的工作原理。详细介绍了常规的单异质结 AlGaIn/GaN 高电子迁移率晶体管的结构和直流特性。然后，围绕着自加热效应是什么，怎么样，阐述了自加热效应对大功率器件性能的影响及其一些常见的热管理措施。

第三章阐述了氮化镓基高电子迁移率器件的物理模型。首先依次分别介绍了泊松方程、连续性方程、输运方程、晶格传热方程等基本物理模型方程，接着详细介绍了仿真过程使用到的与二维电子气密切相关辅助电学物理模型，诸如极化效应模型，迁移率模型，载流子复合模型等辅助电学模型。接着，详细介绍了仿真过程使用到的辅助热学物理模型。通过这部分的理论阐述，为商用 TCAD 仿真软件的使用奠定了必要的理论基础。

第四章借助商用 TCAD 数值分析软件分析了单指栅长 0.25 $\mu\text{m}$  的 AlGaIn/GaN HEMT 器件的结构，对该结构进行了电学参数和热学形貌分布的仿真。得到了如器件的直流特性：跨导、源漏电流等。在分析好单指器件的基础上，进一步分析了双指栅长为 0.25 $\mu\text{m}$  的器件的结构。最后与实际热学测试的结果作了比较。

## 5.2 展望

本课题中使用商用 TCAD 软件对 AlGaIn/GaN HEMT 器件进行建模，进行电学热学方面的分析，并取得一定的成果，为国内 AlGaIn/GaN HEMT 器件的自加热效应方面的热学分析进一步研究打下了基础，具有一定的现实意义和参考价值。

限于作者的知识积累和设计经验，在本轮文工作中还存在很多有待改进与完善的地方，主要有以下两个方面：

(1) AlGaIn/GaN HEMT 器件模拟中涉及到的某些物理模型及其相关参数的选择有待进一步的商榷和修正。

(2) AlGaIn/GaN HEMT 器件模拟中所使用的热学模型及参数的阐述的不够深刻，对复数热阻抗<sup>[53-54]</sup>的分析有待进一步的深化。

一旦把自加热效应理论吃透，能够建立起有效的热学形貌分布理论，必然对 AlGaIn/GaN HEMT 大信号建模能够起到巨大的推动作用。

## 致 谢

本论文的完成得益于多方面的关心和帮助。在此我衷心的感谢帮助过和关心过我的老师、同学以及家人。

本论文是在孙玲玲教授的指导与亲切关怀下完成的，所以我要首先感谢她这么多年来对我学习和生活上的关心，她一丝不苟，精益求精的学术精神以及严于律己，关心他人的生活态度是我永远需要学习和追求的。

在课题的研究过程中，董林玺教授、刘军老师给予了我很大的帮助。在和董老师、刘老师的讨论过程中，获得了很多积极的想法，学习到了很多的知识，在此向他们表示诚挚的谢意。

感谢中国电子科技集团公司第十三研究所专用集成电路国家级重点实验室在热学形貌测试方面提供的帮助。

感谢各位师兄、师弟、师妹、各位同学在学习中对我的帮助。

感谢我的室友在生活上对我的帮助。

感谢我的爸爸、妈妈、奶奶，他们的含辛茹苦换来了我的今天。他们的恩情我将永远铭记。

钟红生

2011.2

## 参考文献

- [1] L.F. Eastman, The toughest transistor yet [GaN transistors], IEEE SPECTRUM, vol. 39, pp. 28-33, May 2002
- [2] Arman Vassighi and Manjo Sachdev, Thermal and Power Management of Integrated Circuits , 2005, ISBN 0-398-25762
- [3] M.A. Khan, J.N.Kuznia, D.T.Olson, Microwave performance of 0.2um gate AlGaN/GaN heterostructure field effect transistor. Applied Physics Letter, 1994, 65(9):1121-1123
- [4] Y.F.Wu, B.P.Keller, S.Keller. Measured microwave power performance of AlGaN/GaN MODFETs. IEEE Electron Device Letter.1996 9(17):455-458
- [5] W.Lu, J.W.Yang, M.A.Khan. AlGaN/GaN HEMTs on SiC with over 100GHz and low microwave noise. IEEE Trans. Electron Device,2001,48(3):581-584.
- [6] R.Gaska, A.Osinsky, J.W.Yang. Self-heating in high-power AlGaN/GaN HFETs. IEEE Electron Device Letter. 1998,19(3):89-91
- [7] J.D. Albrecht, P.P. Ruden, S.C. Binari, et.al. AlGaN/GaN heterostructure field effect transistor model including thermal effects, IEEE Trans. Electron Devices 47 (2000) 2031–2036.
- [8] Manju K. Chattopadhyaya, Sanjiv Tokekarb, Thermal model for dc characteristics of AlGaN-GaN HEMTs including self-heating effect and non-linear polarization, Microelectronics Journal 39 (2008) 1181–1188
- [9] I. Ahmed, V. Kaissomayajula, M. Holtz, et.al. Self-heating study on AlGaN/GaN based heterostructure field effect transistor using ultraviolet micro-Raman scattering, Appl. Phys. Lett. 86 (2005), 73503(1–3).
- [10] R. Gaska, A. Osinsky, J.W. Yang, et.al. Self-heating in highpower AlGaN-GaN HFET's, IEEE Electron Device Lett. 19 (1998) 89–91.
- [11] L.F. Eastman, V. Tilak, J. Smart, et.al. Undoped AlGaN/GaN HEMTs for microwave power amplification, IEEE Trans. Electron Devices 48 (2001) 479–485.
- [12] J. Sun, H. Fatima, A. Koudymov, et.al. Thermal management of AlGaN/GaN HFETS on sapphire using flip-chip bonding with epoxy underfill, IEEE Electron Device Lett. 24 (2003) 375–377.
- [13] Sriraaman Sridharan ,Anusha Venkatachalam and P. D. Yoder, Electrothermal analysis of AlGaN/GaN high electron mobility transistors, J Comput Electron (2008) 7: 236–239
- [14] Zhang Xianghua, General-purpose Semiconductor Simulator Manual , Version0.46.07.
- [15] U.K. Mishra , AlGaN/GaN HEMTs: An overview of device operation and applications, Electrical & Computer Engineering Department, Engineering I, University of California, Santa Barbara .
- [16] H. P. Maruska and J. J. Tietjen, The preparation and properties of vapor deposition single crystalline GaN, Appl. Phys. Lett., vol. 15, no. 10, pp. 327-329, Nov. 1969.
- [17] H. M. Manasevit, F. M. Eramann, and W. I. Simpson, The use of metal-organics in the preparation of

- semiconductor materials---IV: the nitrides of aluminum and gallium, *J. Electronchem. Soc.*, vol. 118, no. 11, pp. 1864-1868, 1971.
- [18] M. A. Khan, J. N. Kuznia, J. M. Vanhove, Observation of a two-dimensional electron-gas in low-pressure metal-organic chemical vapor-deposited GaN-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N heterojunctions, *App. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 24, pp. 3027-3029, Jun. 1992.
- [19] M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, et.al. High-electron-mobility transistor based on a GaN-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N heterojunction, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 9, pp. 1214-1215, Aug. 1993.
- [20] M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, and M. S. Phys. Lett., vol. 65, no. 9, 1121-1123, Aug. 1994.
- [21] Y. F. Wu, B. P. Keller, S. Keller, Measured microwave power performance of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MODFET, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 17, no. 9, 455-457, Sep. 1996.
- [22] E. Kohn, I. Daumiller, P. Schmid, Large signal frequency dispersion of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructure field effect transistors, *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1022-1024, Jun. 1999.
- [23] S. T. Sheppard, K. Doverspike, W. L. Pribble, High-power microwave Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub> HEMT's on semi-insulating silicon carbide substrates, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 20, no. 4, pp. 161-163, Apr. 1999.
- [24] B. M. Green, K. K. Chu, E. M. Chumbes. The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT's, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 21, no. 6, pp. 268-270, Jun. 2000.
- [25] Y. F. Wu, A. Saxler, M. Moore. 30-W/mm Ga<sub>N</sub> HEMTs by field plate optimization, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, no. 3, pp. 117-119, March 2004.
- [26] K. Kanto, A. Satomi, Y. Asahi, et al. An X-band 250W solid-state amplifier using Ga<sub>N</sub> power HEMTs[C] *Proc of IEEE Radio and Wireless Symposium. Orlando, Florida, USA, 2008*, 22:77-80.
- [27] [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Wurtzite\\_polyhedra.png](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Wurtzite_polyhedra.png)
- [28] Y. Zhang, J. Singh, Charge control and mobility studies for an AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistor [J], *J. Appl. Phys.*, 1999, vol. 85, 587
- [29] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, et al., Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures[J], *J. Appl. Phys.*, 1999, vol. 85, 3222
- [30] Ambacher, "Growth and applications of Group III-nitrides," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 31, pp. 2653-2710, 1998.
- [31] R. Oberhuber, G. Zandler and P. Vogla. Mobility of two-dimensional electrons in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> modulation-doped field-effect transistors. *Applied Physics Letters*, 1998, 73(6):818-820
- [32] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, et al. Two dimension electron gases induced by spontaneous and piezoelectric in undoped and doped AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Journal Applied Physics* 2000, 87(1):334-344
- [33] Franck Stengel, et al. Theoretical investigation of electrical characteristics of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> modulation doped field-effect transistors. *J. Appl. Phys.*, 1996, 80(5):3031

- [34] W.D.Hu, X.S.Chen, et al. Self-heating simulation of GaN-based metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistors including hot electron and quantum effects. *Journal of Applied Physics* 100, 074501, 2006.
- [35] J. Sun, H. Fatima, A. Koudymov, et al. Thermal management of AlGaIn/GaN HFETs on sapphire using flip-chip bonding with epoxy underfill, *IEEE Electron Device Lett.* 24 (2003) 375–377.
- [36] O.Ambacher et al., Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics*, vol.85,no.6 , pp.3222-3233, 1999.
- [37] C.Canali, et al. Electron and Hole Drift Velocity Measurements in Silicon and Their Empirical Relation to electric Field and Temperature . *IEEE Transactions on electron Device*,1975,ED-22(11):1045-1047.
- [38] J.Piprek.Semiconductor Optoelectronic Devices:Introduction to Physics and Simulation. Academic Press,SanDiego,2003
- [39] E.S. Dettmer, B.M. Romanesko, H.K. Charles, et al. “Steady-State Thermal Conductivity Measurements of AlN and SiC Substrate Materials,” *IEEE Trans. on Compatibility, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 12, pp. 543–547, 1989.
- [40] A. M. Darwish et al., “Thermal Resistance Calculation of AlGaIn-GaN Devices,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, pp. 2611-2619, Nov.2004.
- [41] Wen-Yan Yin, “Comments on “Thermal Resistance Calculation of AlGaIn-GaN Devices,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 53, no. 9, pp 3051–3052, Sep. 2005.
- [42] H.K.Gummel. A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations.*IEEE Trans. Electron Devices*, 11:455–465, 1964. 9, 127
- [43] Mark R. Pinto, Conor S. Rafferty, and Robert W. Dutton. PISCES-II - poisson and continuity solver. Technical report, Stanford Electronics Laboratory, Stanford University, September
- [44] M. R. Pinto, C. S. Rafferty, H. R. Yeager, et al.PISCES-II – supplementary Technical report, Integrated Circuits Laboratory, Stanford University, 1985. 9, 125
- [45] Synopsys Company. [http://www.synopsys.com/products/tcad/taurus\\_medici\\_ds.html](http://www.synopsys.com/products/tcad/taurus_medici_ds.html).
- [46] Silvaco Company. [http://www.silvaco.com/products/device\\_simulation/atlas.html](http://www.silvaco.com/products/device_simulation/atlas.html).
- [47] Synopsys Company. [http://www.synopsys.com/products/tcad/sentaurus\\_device\\_ds.html](http://www.synopsys.com/products/tcad/sentaurus_device_ds.html).
- [48] Sentaurus Device User Guide, Version C-2009.06, June 2009
- [49] R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller, et al. “The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs,” *IEEE Trans. Electron Devices* 48 560 , 2001.
- [50] Lu Xiao-mei, The Simulation of C-V Transfer Characteristic AlGaIn/GaN HEMT with ISE TCAD, *Journal of Minjiang University*, Vol.27 No.5 Oct. 2006
- [51] Mazhar Tayel, An analytical DC, RF, and Power performance Model for AlGaIn-GaN HEMTs on SiC substrate, *AIML 06 International Conference*, 13 - 15 June 2006, Sharm El Sheikh, Egypt

- [52]E.R. Heller, Electro-thermal modeling of multifinger AlGaIn-GaN HEMT device operation including thermal substrate effects , *Microelectronics Reliability* 48 (2008) 45–50
- [53]B.Vermeersch,G.De Mey, BEM calculation of the complex thermal impedance of microelectronic devices, *Engineering Analysis with Boundary Elements* 31(2007)289-298
- [54]A.A.Minakov, S.A.Adamovsky, Simultaneous measurements of complex heat capacity and complex thermal conductivity by two-channel AC calorimeter. *Thermochimica Acta* 377(2001)173-182

附录:

## 作者在读期间发表的学术论文、发明专利及参加的科研项目

发表的学术论文:

- [1] 钟红生, 孙玲玲, 董林玺. GaN HEMT 热特性分析流程[J]. 杭州电子科技大学学报: (已录用)

参加的科研项目:

- [1] 国家重点实验室基金项目——AlGaIn/GaN HEMT 热特性研究 (编号: KYH043110023)