

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

基于高电子迁移率晶体管结构的太赫兹探测器

王立敏

指导教师 曹俊诚 研究员

中国科学院上海微系统与信息技术研究所

申请学位级别 工学博士 学科专业名称 微电子学与固体电子学

论文提交日期 2008 年 5 月 论文答辩日期 2008 年 6 月

培养单位 中国科学院上海微系统与信息技术研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 _____

基于高电子迁移率晶体管结构的太赫兹探测器

王立敏 (微电子学与固体电子学)

指导老师: 曹俊诚 研究员

摘要

太赫兹(THz)技术是近年来的一个研究热点,可广泛应用于工业、军事以及生物等领域。THz 探测器是 THz 技术应用的关键器件之一。利用深亚微米场效应管中等离子波的激发有可能制造出新的固态 THz 探测器。本学位论文主要研究了基于高电子迁移率晶体场效应管(HEMT)结构的 THz 探测器的探测特性。论文的研究结果对于设计基于 HEMT 结构的 THz 探测器具有指导意义。本论文的主要研究内容和结果包括:

1. 理论研究了 HEMT 沟道中的等离子振荡的频率特性,计算了磁场对这一特性的影响。结果表明,HEMT 沟道中等离子波振荡能够引起沟道内电荷的周期变化,并且这一电荷的变化可以通过外加磁场对其进行调谐。
2. 理论研究了 HEMT 对 THz 波的探测特性,计算了 THz 场作用下 HEMT 的导纳和探测响应率与入射 THz 波频率的关系。结果表明,随着栅下沟道长度的增大,导纳和响应率的峰出现红移,同时高度有所下降;随着栅电压的增大,导纳和响应率的峰出现蓝移,并且高度有所上升。这些结果对 THz 等离子探测器的设计有重要的指导作用。
3. 理论研究了磁场对HEMT结构THz探测器特性的影响。计算了HEMT响应率与入射THz波频率的关系。结果表明,随着外加磁场强度的增加,HEMT沟道内的等离子振荡增强,HEMT的响应率峰值发生蓝移。因此通过改变磁场能够对HEMT的响应率实现有效调谐。

关键词: 太赫兹探测器、高电子迁移率晶体管、等离子振荡

Terahertz Detector Based on High-Electron-Mobility Transistor Structure

L. M. Wang (Microelectronics and solid state electronics)

Directed by: Prof. J. C. Cao

Abstract

Terahertz (THz) technology has been the focus of intense research in recent years. It is widely used in industry, defense, and biotechnology. THz detector is one of the key devices of THz technology. Plasma wave excitation in the submicron field effect transistors may allow us to develop a new generation of solid-state tunable THz devices. In this thesis, a detailed discussion of detection characteristics of the high-electron-mobility transistor (HEMT) driven by the THz radiation is presented. The results may guide the design of THz detector based on HEMT structure. The main contents and conclusions are as follows:

1. We have investigated the frequency characteristics of plasma waves in HEMTs and characteristics of these waves under applied magnetic field. It's found that the plasma oscillation in the channels of HEMTs results in a periodic variation of the channel charge, and the variation can be tuned by the applied magnetic field.
2. We have calculated the gate-to-source/drain admittance and the detection responsivity of the HEMT driven by the THz radiation. The results indicate that the peaks of the admittances and the responsivities show a redshift, and the heights of the peaks decrease with increasing the length of channel beneath the gate. The peaks of the admittances and the responsivities show a blueshift, and the heights of the peaks increase with increasing the gate voltage. The results may be helpful to the design of THz detectors.
3. We have investigated the effect of the magnetic field on the plasma oscillation in the channels of HEMTs. The results show that the peaks of the responsivities of HEMTs exhibit a blueshift with increasing the magnetic field. We may tune the frequencies of the plasma oscillation by changing the magnetic field.

Key Words: Terahertz detector, high-electron-mobility transistor, plasma oscillation

目 录

摘要.....	I
Abstract.....	II
第一章 文献综述.....	1
1.1 太赫兹波简介.....	1
1.2 太赫兹波物理性质及其应用.....	3
1.3 太赫兹技术研究进展.....	5
1.4 小结.....	7
第二章 高电子迁移率晶体管太赫兹探测器的工作原理.....	8
2.1 高电子迁移率晶体管简介.....	8
2.2 高电子迁移率晶体管太赫兹探测器的原理.....	10
2.2.1 场效应管中的等离子波.....	10
2.2.2 边界条件对等离子波的影响.....	15
2.2.3 半导体等离子波探测器.....	16
2.3 太赫兹场与磁场作用下的高电子迁移率晶体管的特性.....	21
2.4 小结.....	29
第三章 太赫兹场作用下高电子迁移率晶体管的特性研究.....	30
3.1 理论模型.....	30
3.2 数值计算及结果讨论.....	33
3.2.1 栅电压与栅长度对高电子迁移率晶体管导纳的影响.....	36
3.2.2 栅电压与栅长度对高电子迁移率晶体管响应率的影响.....	38
3.2.3 太赫兹波入射模式对高电子迁移率晶体管的影响.....	41
3.3 小结.....	42
第四章 太赫兹场和磁场作用下的高电子迁移率晶体管的特性研究.....	44
4.1 理论模型.....	44
4.2 数值计算及结果讨论.....	47
4.3 小结.....	53
第五章 结论.....	54
参考文献.....	55
发表的论文.....	61
致谢.....	62
个人简历.....	63

第一章 文献综述

本章介绍了太赫兹(THz)波的物理特性和应用前景,阐述了研究THz科学与技术的重要性,并综述了近年来国内外的THz领域的研究进展。

1.1 太赫兹波简介

THz 波通常指的是波长在 3 毫米到 30 微米,频率在 0.1THz 到 10THz,介于毫米波与红外光之间的电磁波(如图 1.1)。从物理学看,THz 波处于电子学向光子学的过渡区;从频域上看,THz 波覆盖半导体以及等离子体的特征能量、有机和生物大分子(如蛋白质和毒品)等的转动和振动能量、约 50%的宇宙空间光子能量等;从应用角度看,THz 波的频带宽、测量信噪比高、适合于信息领域的高空间和时间分辨率成像与信号处理、大气与环境检测、实时与安全的生物与医学诊断等等。因此,THz 波在国民经济以及国家安全等方面具有重要的应用前景[1-3]。

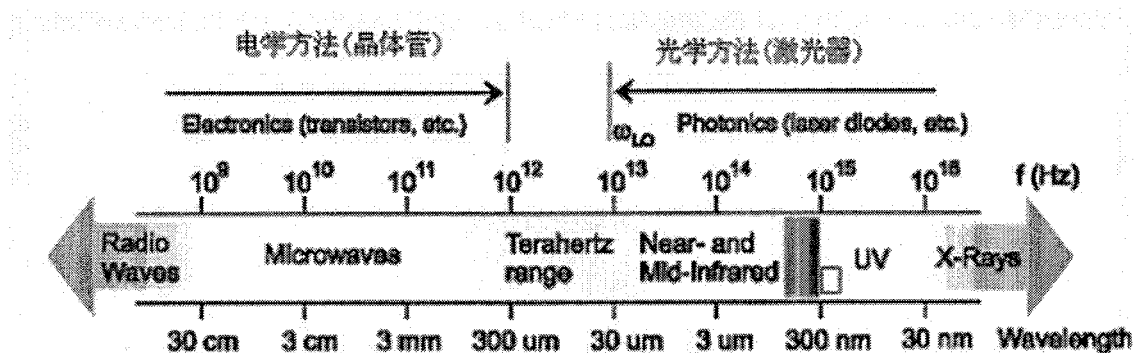


图 1.1 THz 波段范围

长期以来,由于一直缺乏有效的产生和检测THz波的方法,人们对该波段电磁辐射性质的了解非常有限,以至于该波段被认为是电磁波谱中有待进行全面研究的最后一个频率窗口。近年来自由电子激光器和超快技术的发展为THz 脉冲的产生提供了

稳定、可靠的激发光源, THz辐射的产生机理、检测技术和应用技术的研究得到蓬勃发展。研究人员逐渐认识到THz辐射能为科学研究带来新机遇, 新的辐射源能在许多领域引发新学科的诞生。因而美国2004年2月出版的《科技评论》把“T-Ray”列为改变未来世界的十大技术之一。日本政府2005年公布的研究计划还把THz技术列为未来九大支撑技术之首。

近年来, 欧、美发达国家对于 THz 技术的应用给予了很大的关注。在欧洲, 政府和企业围绕 THz 技术的应用, 加强了产学研的合作。2000 年前后, 在欧洲第五、第六研究开发框架计划(Information Society Technologies, IST)的有关项目里, 围绕 THz 频率医疗、通信技术应用的研究非常活跃。英国在 2000-2003 年开展了 WANTED (Wireless Area Networking of Terahertz Emitters and Detectors)项目研究, 开发了 1-10THz 的广域半导体振荡器和检波器, 研讨了 Tbps 级 WAN 的可能性。同一时期, 英国还启动了 TERAVISION (Terahertz Frequency Imaging Systems for Optically Labeled Signals)项目, 开发了应用高功率、小型近红外短脉冲激光的小型医用 THz 脉冲成像装置, 并通过风险企业 TeraView 取得了产业化进展。法国在 2001-2004 年实施 NANO-TERA 项目(Ballistic Nanodevices For Terahertz Data Processing), 进行了 THz 波段信号处理装置的研究。瑞典在 2002-2004 年开展了 SUPER-ADC(A/D converter in superconductor-semiconductor hybrid technology)项目的研究, 旨在实现高温超导体和半导体混合的超高速 AD 转换器。

日本、韩国和我国台湾地区的研究机构在 THz 辐射源、THz 光电子材料、THz 波段的光谱学和生物医学成像等研究领域也投入了大量的科研经费。在国内, 中科院上海微系统与信息技术研究所、中科院物理所、中科院应用物理所、中科院紫金山天文台、西安光机所、上海交通大学、首都师范大学、西安理工大学等单位都较早的开展了 THz 课题的研究工作。

短短二十年中, 部分THz技术已经走出实验室。2001年成立的TeraView 是世界上第一家专门从事T射线商业开发的高新技术公司, 现在其产品T射线仪器最主要的市场在医药生产方面。他们为制药公司提供了一种全新的质量控制系统以确保每一颗药丸里的活性成分配方的正确性。

1.2 太赫兹波物理性质及其应用

THz波在频域上处于处于电子学向光子学的过渡区域。THz波的光子能量很低，不会对物质产生破坏作用；频谱极宽，覆盖了各种包括凝聚态物质和生物大分子在内的转动和集体振动频率。概括来说THz波具有如下重要的物理性质[4]：

(1) 物质的 THz 波光谱包含了许多决定其特性的重要信息。凝聚态体系中的声子吸收很多位于 THz 波段，自由电子对 THz 波也有很强的吸收和散射。THz 光谱分析是研究凝聚态材料的一个很好的工具，特别是许多有机分子在 THz 电磁波段呈现出强烈的吸收和色散特性，这些特性是有机分子的偶极跃迁造成的，与有机分子的转动和振动能级相关。这些跃迁对于每种分子是显著不同的，它们具有自己的特征，可以通过特有的光谱识别有机分子，如利用 THz 时域谱技术进行 DNA 鉴别以及研究某些生化试剂和酶的特性。

(2) THz波的光子能量低。频率为1THz的电磁波的光子能量只有大约4meV，约为X射线的光子能量的 $1/10^6$ 。因此不会对生物组织产生有害的电离和破坏，适合于对生物组织进行活体检查。

(3) THz波具有很高的时间和空间相干性。THz辐射可以由相干电流驱动的偶极子振荡产生，或是由相干的激光脉冲通过非线性光学差频产生，这两者都具有很高的时间和空间相干性。现有的THz检测技术可以直接测量振荡电磁场的振幅和位相。这一特性为研究材料的瞬态相干动力学问题提供了极大便利。通过测量脉冲相干THz电磁波信号的时域波形，可以得到包括振幅和相位的光谱数据，以及吸收谱和色散谱或复介电常数、复电导率。

(4) THz波时域谱具有很高的信噪比。THz波的典型脉宽在亚皮秒量级，不但可以进行亚皮秒、飞秒时间精度的瞬态光谱研究，而且通过取样门测量技术能够有效地防止背景辐射噪声的干扰。

随着科学技术的发展，人类对电磁波谱中的光学和微波频段的了解越来越深入。以上这些THz波所具有的特点决定了THz技术将有广阔的应用前景。

由于许多物质的特征能量正好落在了THz频率范围，所以THz光谱系统的一项主

要应用就是研究材料的特性。目前THz光谱技术已经被用来测定掺杂半导体如GaAs和Si晶片的载流子的浓度和迁移率。

高温超导体的特性研究是THz光谱技术应用的另一个重要领域。使用THz光谱技术已经可以对一些超导薄膜的穿透深度和超导能隙等性质进行研究。使用光抽运的THz测量系统可以获取更多的材料信息。Leitenstorfer [5]等人使用光抽运的THz系统研究了GaAs中由超快光脉冲激发的电子-空穴等离子体中电子-电子相互作用的时间演化。这项研究为量子力学对库仑场建立和屏蔽形成准粒子作出的理论预言提供了实验证据。

脉冲THz成像, 或称“T光成像”技术最早是由Hu和Nuss [6]在1995年实现的, 此后已经应用于多个领域, 包括半导体、癌症组织和火焰的研究。THz成像技术的吸引力主要是来自于它的相位敏感的光谱成像能力, 利用这一点人们有可能实现材料鉴别和“功能性成像(functional image)”。THz系统用于干介电物质的成像是非常理想的, 包括纸、塑料和陶瓷等。这些材料对THz波的吸收较小, 由于折射率的不同, 利用THz的相位信息, 很容易分辨出不同的材料。在光学波段, 很多材料是不透明的, 而X射线成像又只能达到很低的对比度, 所以THz成像系统在安全检查和生产质量控制等方面具有重大的应用价值。

THz系统在生物医学上也有着广泛的应用, 研究领域包括从癌症检查到基因分析。很多蛋白质和DNA的振动从理论上预言是处于THz波段的, 这为THz技术的应用提供了基础。THz还可以用来揭示生物分子构象的信息: 带有DNA 和其他生物分子的压片在低频红外激发的模式上存在着大量的吸收, 目前已经使用THz技术得到了复数的折射率。生物芯片也是一项越来越热门的研究项目, 生物芯片利用已知碱基序列对未知碱基顺序的分子进行荧光标记, 但是荧光标记的方法会降低检查的准确性并增加成本和准备时间, 因此一些“不标记”的方法已引起研究者的兴趣。THz光谱技术在这方面非常有潜在的应用价值[1]。

另外, THz电磁波是很好的宽带信息载体, THz电磁波比微波能做到的信道数多得多, 特别适合于卫星间及局域网的宽带移动通讯。国际通讯联盟已指定200GHz的频段为下一步卫星间通讯之用, 进一步的发展必定进入300GHz以上的范围, 这实际上就是THz通讯。THz电磁波的光子能量约为可见光的光子能量的1/40, 因而利用THz

电磁波做信息载体比用可见光或近中红外光能量效率高得多。从技术上看, THz雷达可以探测比微波雷达更小的目标和实现更精确的定位。前者具有更高的分辨率和更强的保密性, 因而THz雷达可成为未来高精度雷达的发展方向, 有望在军事装备和国家安全等方面发挥巨大作用[7]。

1.3 太赫兹技术研究进展

我们已经知道, 如果能够制备出高功率、低造价和便携式的室温THz光源, THz技术的应用将深入到许多研究领域, 甚至人们的日常生活中。结合THz波在电磁波谱中的位置, 可以通过两种方法来制备THz源: 从光学角度, 或者从电子学的角度。从光学的角度, 我们需要尽可能的降低激光器的激射频率到THz范围; 从电子学的角度, 我们则需要提高比较成熟的微波毫米波器件的振荡频率到THz范围。

目前用于产生THz波的方法, 主要包括以下几种[4]。

半导体THz源。半导体固态源具有小巧、价格低廉和频率可调的特点, 是一种比较理想的THz源。但半导体器件的工作频率难以达到1THz以上, 因而半导体THz激光器, 特别是THz量子级联激光器是目前的发展重点之一。量子级联激光器(QCL)是一种单极器件, 激光跃迁基于导带中子能级间的跃迁。共振声子辅助跃迁的THz QCL利用快速的纵光学声子散射抽取低激光能级的电子, 从而实现粒子数反转。很多国家都积极开展了QCL的研究工作, 采用了不同的材料以及不同的有源区设计, 中国科学院上海微系统研究所在2006年突破了THz QCL的分子束外延材料生长, 并制作出激射频率为3.39 THz的QCL。

基于光子学的THz辐射源。飞秒激光脉冲的发展给THz辐射源带来了很大的机遇。目前已经有了很多基于飞秒激光脉冲和非线性光学晶体的THz激光源, 如THz光导天线、THz参量振荡器和放大器等等。这种方法产生的THz辐射可以是脉冲的也可以是连续的。

基于真空电子学的THz源。近几年来随着THz技术的迅速发展, 利用真空电子学产生THz辐射的研究工作取得了很大的进步, 其中包括利用真空电子器件、电子回旋

脉塞、自由电子激光和Cherenkov辐射来产生THz波。某些真空电子器件如返波管(BWO)、扩展互作用振荡器(EIO)、绕射辐射器件(Orotron)等的工作频率已接近或达到1THz。回旋管可望在1THz产生千瓦级的脉冲输出,平均功率可超过几十瓦。由CIT(加州理工学院)的JPL(喷气推进实验室)研究的“纳米速调管”可望在1-3THz频率上工作。纳米速调管结合了电子学、光子学和微加工技术,是很有创新意义的一种新器件。由于使用微加工技术,纳米速调管可以保证每个纳米速调管频率和相位的一致性,因此可以组成纳米速调管阵列,大大提高输出功率。利用纳米速调构成THz阵列辐射源是提高THz辐射功率的一个重要途径。

发展高效灵敏的探测器也开始成为THz技术研究的重点。THz波的探测方法目前可分为下面几大类[1]。

电光晶体THz时域谱方法是目前常用的探测THz波的方法。THz时域谱探测系统和THz脉冲成像系统都是基于泵浦-探测技术,由超快飞秒激光系统、扫描延迟线系统、THz发射和探测系统、准直光学系统、数据获取和识别电子系统组成。利用电光晶体作为探测器,其特点是具有极宽的频谱响应和非常高的测量信噪比。此外,由于测量孔径大,因而也适合于二维直接成像测量,但装置复杂,价格昂贵。

SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor)混频技术,是20世纪80年代初兴起的低噪声检测技术,也是目前THz射电天文和大气物理研究的核心技术。SIS探测器以声子辅助隧穿机制为理论基础,探测频率范围约为0.1THz到1.2THz,需要在液氮温度下工作[8]。

热电子辐射热计(HEB)则是近年来利用声子和电子散射冷却机制发展起来的一种高灵敏度探测器,其响应频率很快。与SIS 技术相比,HEB 在探测1THz以上的辐射时有更好的性能表现。目前HEB 可探测的最高频率约为5THz。另外,肖特基二极管也可用于THz辐射的探测,但与SIS相比其灵敏度不够。

基于场效应管(FET)的等离子波THz探测器。等离子波探测器是近年来发展起来的一种连续可调的探测器,将在下一章中详细介绍。与电子器件相比,等离子波探测器更容易实现弹道效应;与利用子带间跃迁的光子器件相比,等离子波探测器则具有不需要工作在低温下的优点[9]。

THz 波的探测技术已经取得了长足的发展。目前研究较多的探测器有液氮制冷的测辐射热仪(Helium-cooled bolometer, 只能在低温下工作而且只能测量 THz 场的强度, 灵敏度很低)、光电导天线探测器、电光采样探测器和半导体探测器。中科院上海微系统与信息技术研究所通过国际合作首次实现了一种能工作在光子能量小于 34meV 的 THz QWIP (量子阱探测器), 其峰探测频率为 2~7THz [10]。这些高效、灵敏的 THz 探测技术使 THz 技术的应用得到了蓬勃的发展。

1.4 小结

本章简述了THz波的低能量、高时间空间相干性等重要的物理性质, 介绍了THz技术在物体成像、医疗诊断、环境监测、与低维半导体耦合、宽带移动通信等方面的应用, 概述了半导体THz源、光学THz源和真空电子学THz源, 以及电光晶体THz时域谱方法、SIS混频技术、HEB、基于FET的等离子波THz探测器和THz QWIP等THz波探测器。总之, THz技术不论从科学研究还是从实际应用的角度来看, 都具有非常广阔的前景。而能否制造出体积小、质量轻、使用方便的THz源和探测器决定了THz技术能否得到广泛的应用。

本论文主要研究了基于高电子迁移率晶体管(HEMT)结构的 THz 探测器的探测特性, 以及外加磁场对探测特性的影响。在第一章中我们已经介绍了 THz 波的特点。在第二章中, 我们讨论了 HEMT 在 THz 场以及 THz 场和磁场共同作用下的一些特性。在第三章中, 我们依托理论模型计算了栅电压和栅长度对 THz 场作用下的 HEMT 结构 THz 探测器探测特性的影响。在第四章中, 我们利用理论模型计算了外加磁场对 THz 场作用下的 HEMT 结构 THz 探测器特性的影响。最后, 第五章是对整个论文的总结以及对下一步工作的展望。

第二章 高电子迁移率晶体管太赫兹探测器的工作原理

本章重点介绍了 HEMT 在外加 THz 场以及外加 THz 场和外加磁场共同作用下的一些特性, 并且讨论了利用这些性质将 HEMT 作为 THz 探测器的可能性。

2.1 高电子迁移率晶体管简介

HEMT 是一种异质结场效应晶体管(HFT), 或称调制掺杂场效应管(MODFET), 又称二维电子气场效应管(2DEGFET, TDGFET)[11]。1980 年由日本的 T. Mimura 等人发明, 由于它具有优越的微波性能和超高速性能, 故为世人瞩目。在不到十年的时间内, 无论作为逻辑应用、模拟应用还是微波器件方面都得到了飞速发展。由直接耦合 FET 逻辑(DCFL)构成的单元逻辑电路功耗小、单电源、电路简单, 是高速低功耗 LSI、VLSI 的理想器件。目前, 基本门的传输延迟时间在液氮(77K)下已达 5.8ps, 室温下为 10.2ps。集成电路也发展到 LSI、VLSI 阶段, 目前商用的 RAM 容量已达到 8G。在微波应用方面, 其截止频率是 GaAs MESFET (肖特基势垒栅场效应晶体管)的 1.5~2 倍, 在低温条件下还可进一步提高 2 倍。即使在 200~300GHz 频段内还可提供实用的功率增益。在 62GHz 下, HEMT 的功率密度可达 0.41~0.43W/mm, 比 MESFET 提高 70%。噪声性能也优于 MESFET。而且, 其短沟道效应很小, 制造步骤少, 性能均匀稳定。

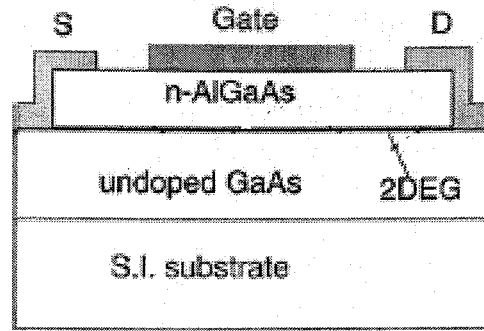


图 2.1 HEMT 结构图

HEMT 的结构如图 2.1[11]所示。非掺杂的 GaAs 层和 $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层构成异质结，栅金属和 $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层构成肖特基结，控制 AlGaAs 层的厚度及掺杂浓度，使肖特基结和异质结完全耗尽。由于 GaAs 的电子亲和能比 AlGaAs 的大(GaAs 为 4.07eV，AlGaAs 为 3.5eV)故由 $n\text{-AlGaAs}$ 层提供的电子只有部分移向肖特基势垒一侧，被表面能级俘获，大部分电子移向 GaAs 中成为电子积累层。平衡时二者具有统一的费米能级，AlGaAs 和 GaAs 禁带的宽度不同，电子的转移使能带剧烈弯曲且不连续。在界面处 GaAs 层中产生一近似三角形的电子势阱，处于这一势阱中的电子在垂直界面方向上的运动是受约束的，或者说它的能态是量子化的，只能在二维平面内自由运动。故将该电子系统称为二维电子气(2DEG)。高纯 GaAs 层杂质极微，2DEG 与其母体 AlGaAs 层又是分离的。因此，它受电离杂质所产生的附加势场的库仑散射可以忽略不计，并且能获得高的迁移率。特别是低温下晶格散射也极微弱，此时其迁移率更高。已经测得室温下 2DEG 的迁移率为 $6000\text{--}8000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ，77K 下为 $6\times 10^4\sim 1.2\times 10^5\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ，尽管因测试时的具体条件不同结果会有所差别，但都比普通 GaAs 器件提高了几倍到几十倍。2DEG 是极薄的一层，大约在 $200\text{\AA}$ 左右，相当于 20 个原子层厚度，而其浓度很高， n_s 在 $10^{11}\sim 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 以上。

HEMT 就是利用外加栅压控制 2DEG 的浓度及运动，从而控制漏电流来工作的。可以认为，它和硅基金属氧化场效应管(MOSFET)的工作原理有相似之处，因为都是 FET。但又有许多不同之处，如 HEMT 栅压控制的是二维沟道中的 2DEG，MOSFET 控制的是反型层，MESFET 控制的则是栅下有源层的未耗尽部分。HEMT 的 $n\text{-AlGaAs}$

层和 MOSFET 的 SiO_2 绝缘层、MESFET 栅下的耗尽层地位相当，但它的厚度、掺杂浓度、表面状态等对器件的工作模式及特性影响很大。HEMT 的工作模式分为耗尽(D)型和增强(E)型二种，导电沟道有 n 沟和 p 沟之分。常见的是 n 沟和 D 型器件。

2.2 高电子迁移率晶体管太赫兹探测器的原理

在第一章中我们提到 THz 辐射的频率范围正好位于电子学和光子学的频率范围中间，因此有“THz 空隙”之称。而工作频率在传统波段的晶体管如场效应管和二极管，频率上限分别受到载流子在栅下的渡越时间和载流子穿越基区和耗尽区的时间限制。虽然通过调整尺寸能使某些晶体管，如 MOSFETs、半导体化合物异质结场效应管(HFETs)和异质结二极管工作在几百个 GHz 的频率范围[12]，但是通过进一步调整尺寸以达到更高工作频率的方法收效甚微。因为这些晶体管的频率上限也受到渡越时间的限制，这些限制阻碍了它们的工作频率向 THz 波段延伸。另一方面因为室温下甚至在液氮温度下，THz 辐射的光子能量低于热能，所以利用带间或子带间跃迁原理工作的光子器件要达到 THz 频率就必须在很低的温度下工作。

2.2.1 场效应管中的等离子波

等离子波是电子密度在时间和空间的振荡，在深亚微米场效应管中，典型的等离子体频率 ω_p 正好位于 THz 范围。因此利用等离子波来探测和产生 THz 振荡是很有希望实现的一种方法。如图 2.2 所示，电磁波谱中位于电子器件和光子器件中间的 THz 空隙刚好能被等离子波电子器件所覆盖[13-15]。

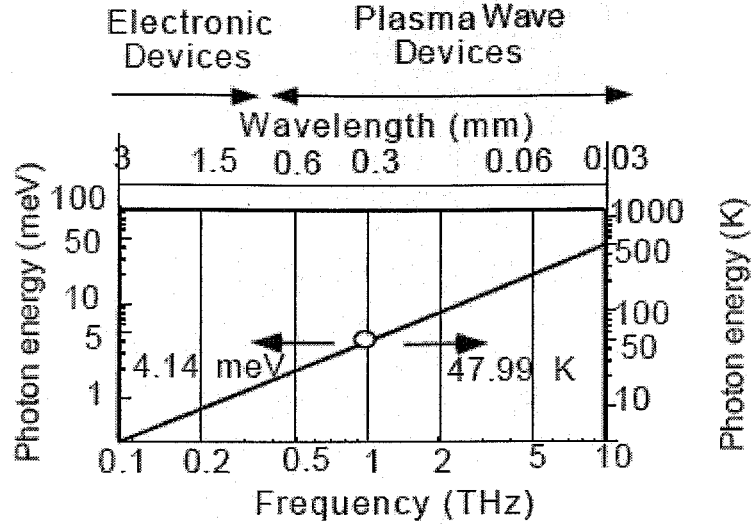


图 2.2 THz 电磁波谱

我们考虑等离子波在不同维数中的振荡并忽略碰撞，且仅考虑平均漂移速度 v 。这样，等离子波的色散关系就可以通过小信号模型和连续性方程得出[14]：

$$\frac{\partial j}{\partial t} = E \frac{e^2 n}{m}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} j = 0, \quad (2.2)$$

在这里 $j = qnv$ 是电流密度， e 是电子电荷， n 是电子密度， m 是电子的有效质量， ρ 为小信号模型的电荷密度， E 是所加的微扰电场。方程(2.1)由牛顿运动方程得出，其中忽略了电子的散射。对于三维模型来说 j ， n ， p 分别为单位面积的电流，单位体积电子密度和单位体积的电荷。对于二维模型来说， j ， n ， p 分别为单位长度的电流，单位面积的电子密度和单位面积的电荷。

将方程(2.2)再次对时间微分，并利用方程(2.1)，我们可得：

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{q^2 n}{m} \text{div} E = 0, \quad (2.3)$$

通过计算可得不同维数下等离子波的波频及其色散关系，见图(2.3)和图(2.4)[8]。

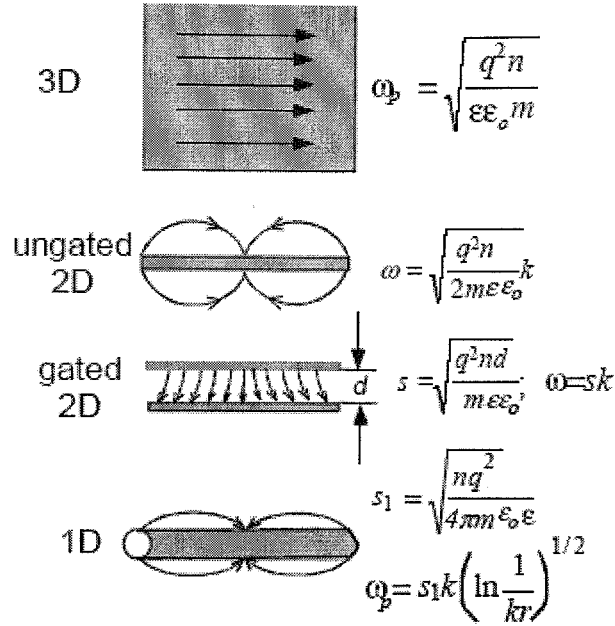


图 2.3 不同维数下等离子波的波频

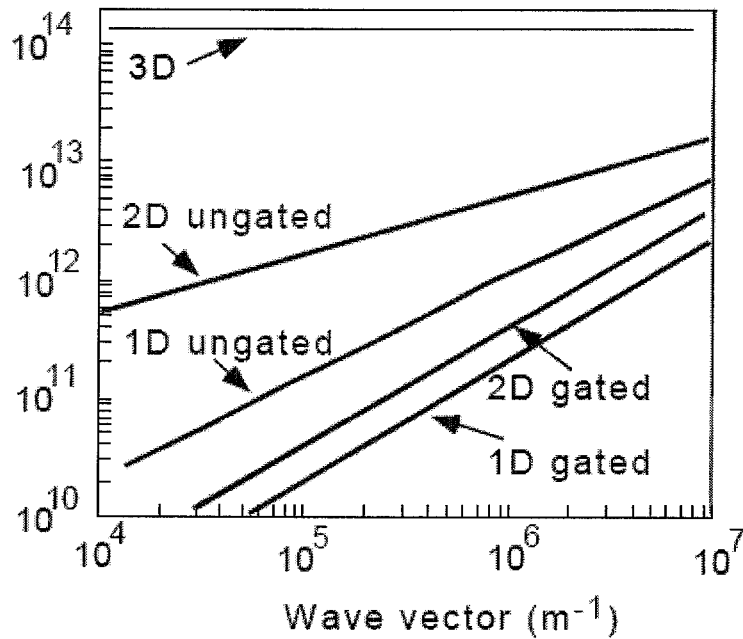


图 2.4 不同维数下等离子波的色散关系

其中 ϵ 是电介质常数, k 为等离子波矢, r 为线的半径, s_1 为波速。

栅区 2DEG 的色散关系与非栅区一维电子气的色散关系相似表明, 接下来我们所要讨论的栅区 2DEG 可近似看成一维。

磁场导致的极端量子限情况下, 当电子能量小于 Landau 子带和光学声子能量差时, 以下情况就会发生: 电子作为一维粒子传播, 但电子间的相互作用却是三维的。

在这一系统中,电子准弹性的碰撞仅能影响电子运动的方向,因此这些碰撞对等离子体不稳定性的干扰减小。举例说明, Ivanov 和 Ryzhii 考虑了最低 Landau 子带产生的等离子波的不稳定性[16],其色散关系与两束电子流体分别在经典状况下和量子状况下碰撞的色散关系一样,这表明弹性散射不影响等离子体的不稳定性。

1972 年, Chaplik [17]等首次研究了液氮温度下栅区 2DEG 中的等离子波。 Dyakonov 和 Shur [18]则利用流体力学方程分析了 2DEG 中的等离子波,并随后预测了 HEMT 中的等离子波的不稳定性。他们同时发展了一套等离子波电子器件的理论,其中包括了探测器和混频器[19]。

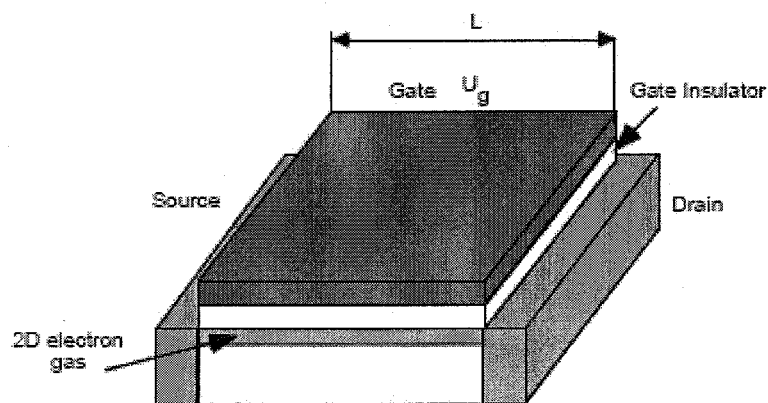


图 2.5 场效应管结构图

图 2.5 即为要研究的场效应管,其栅电极和沟道被绝缘体隔开了,栅偏压 V_G 小于 FET 的域值电压 V_T ,源和漏被势垒隔开,中间的电流非常小。增加栅电压可以使该势垒减小,并使电流增大。当 $V_G > V_T$ 时,半导体和绝缘层中间就形成了非常窄的等离子体层,电子层与栅的接触形成了一个电容。单位面积的电容为 $C = \epsilon/d$,其中 d 为栅到沟道的距离。FET 沟道内表面浓度 n_s 为[19]:

$$n_s = CU/q, \quad (2.4)$$

如前所述,方程(2.4)为一般采用的渐变沟道近似,在沟道内电势的变化远大于栅到沟道的距离时是正确的。

其运动方程(Euler 方程)是[14]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v}{\tau_m} = 0, \quad (2.5)$$

这里 $\partial U / \partial x$ 是沟道内的纵向电场, $v(x, t)$ 是局部电子的速度, τ_m 是弛豫时间。其连续性方程则为:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{\partial(n_s v)}{\partial x} = 0, \quad (2.6)$$

可写成[19]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0, \quad (2.7)$$

弹道 FET 在受限的情况下 τ_m 趋近于无穷大, 这样方程(2.5)和方程(2.6)就和浅水波的动力学方程相同。所以在弹道 FET 中, 二维电子流体就相当于浅水波。在这一流体力学的近似下, v 就相当于流体的速度, qU/m 就相当于 gh , 其中 g 是重力加速度, h 是浅水波的高度。

在碰撞主宰的系统中, FET 的频率上限受限于电子的渡越时间 t_{tr} , 其截止频率为 $f_T = 1/(2\pi t_{tr})$ [20]。但是, 等离子体效应在短沟道 FET 中, 因其中的载流子密度非常大, 而变得越来越明显。这些效应就能使我们在更高的频率使用场 FET, 如深亚微米器件就可应用于 THz 频率范围。

如前所述, 等离子波具有线性色散关系 $\omega = sk$ 。等离子波速 s 为 10^8 cm/s , 远大于二维电子在 FET 中的漂移速度。这就是为什么等离子波的传播使得了 FET 能在新的频率范围内工作, 比传统的渡越时间受限的器件能够达到的频率范围更高。在某一适当条件下 FET 中的等离子波能被直流电流所激发, 且场效应管可被用作 THz 范围的振荡器[18], 所以非线性的等离子波可用于 THz 探测器、混频器以及倍频器之中[21]。

运行在 THz 频率下的器件, 在设计电路时必须列入特别考虑之中。要实际应用等离子波电子器件还需要解决以下三方面的问题: 等离子波与电磁辐射的耦合、等离子波与天线结构的耦合以及与亚毫米电路的整合。因为等离子波速远小于光速, 器件的尺寸小于相同频率电磁波器件的尺寸, 而耦合等离子波和电磁波的天线结构又比传

统的天线尺寸要大得多。这些都是天线结构以及电路的设计问题，在研究工作在 THz 频率范围的深亚微米 Schottky 二极管时也同样遇到过这些问题[22]。

2.2.2 边界条件对等离子波的影响

Dyakonov 和 Shur 发现由于器件边界的反射，栅区 2DEG 中表面等离子波的传播会增强 [18]。

当 $\tau \rightarrow \infty$ 时，有色散关系 $k = \pm \omega / s$ ，与浅水波相同。其波速为 $s = (qU_0 / m)^{1/2}$ 。当电子以漂移速度 v_0 运动时，色散关系就变为 $k = \omega / (v_0 \pm s)$ ，其单位长度的电流即为 $j = qn_s v_0 = CU_0 v_0 / q$ 。

Dyakonov 和 Shur 假设了以下边界条件[18]：在源的一侧 $x=0$ 处的沟道，有着稳恒的栅源间电压 U_{gs} ，在漏的一侧 $x=L$ 处的沟道，有着稳恒的漏电流。这些条件只能在低频情况下成立。其中，栅和沟道间的位移电流也起了重要作用。但是，所有的微波、毫米波、以及亚毫米波场效应管中，栅源间的寄生电容以及边缘电容要比栅漏间的寄生电容和边缘电容大得多。在漏偏压为 0 时栅与源间的本征电容和栅与漏间的本征电容相等。但栅与源间的本征电容随漏偏压的增加而增加，而栅与漏间的本征电容随漏偏压的增加而减少(如图 2.6 所示)。

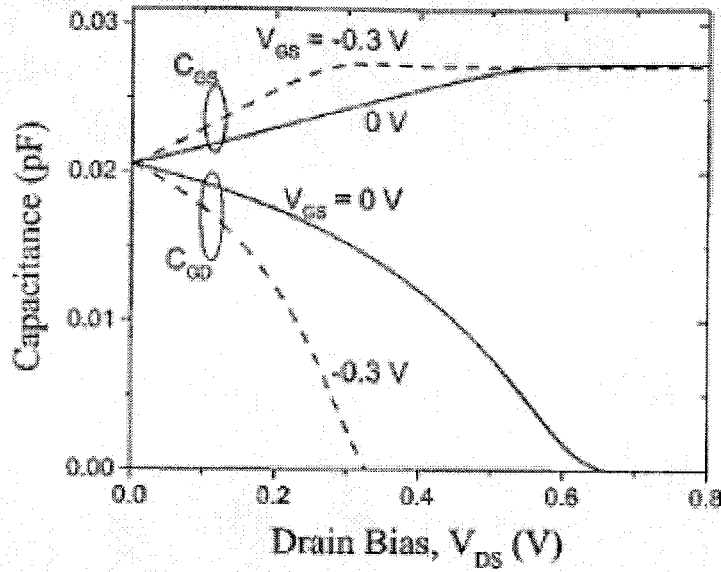


图 2.6 栅与源以及栅与漏间电容与漏偏压的关系，实线和虚线分别代表栅偏压为 0 和-0.3 时的曲线[16]

所以，源附近的边界条件与高频下短路条件相近，而漏附近的边界条件与开路条件相近。其不对称性随着漏偏压的增大而增大(如图 2.6 所示)。

上面的分析是基于流体力学方程的，该方程在电子和电子碰撞很频繁时是正确的。Dmitriev [23]等人解出了密度较低的栅区 2DEG 的 Boltzmann 方程，此时电子和电子的碰撞并不频繁。该解表明密度较低的栅区 2DEG 中等离子波的色散关系与与 2DEG 密度较高时相同。在这两种情况下，等离子波都会在有着不对称边界条件的短沟道 FET 中变得不稳定。他们同样研究了 Landau 衰减。Landau 衰减是由于能量从等离子波转移到了粒子，其速度与等离子波的相速度相一致。在该系统中，电子的速度为 v_F ，等离子波速为 s 。Dmitriev 等人证明了当 $s \gg v_F$ 时 Landau 衰减很小。不等式 $s \gg v_F$ 可写成：

$$d \gg r_s / 2, \quad (2.8)$$

其中 $r_s = 4\pi\epsilon\hbar^2 / mq^2$ 是 Bohr 半径。对于 GaAs, $\epsilon = 1.14 \times 10^{-10} F/m$, $m = 0.067m_0$, 其中 m_0 为自由电子的质量, $r_s = 10nm$ 。典型的 d 值在 30nm 数量级, (2.8)式表明了 Landau 衰减在栅和沟道间距离很小时有着重要的作用。

2.2.3 半导体等离子波探测器

等离子波可被用作 THz 辐射的探测、倍频及混频。Weikle [24] 等人以及 Lu [25] 等人进行了利用 AlGaAs/GaAs HEMT 来探测微波及 THz 波的实验。图 2.7 为探测器示意图以及等效的回路。

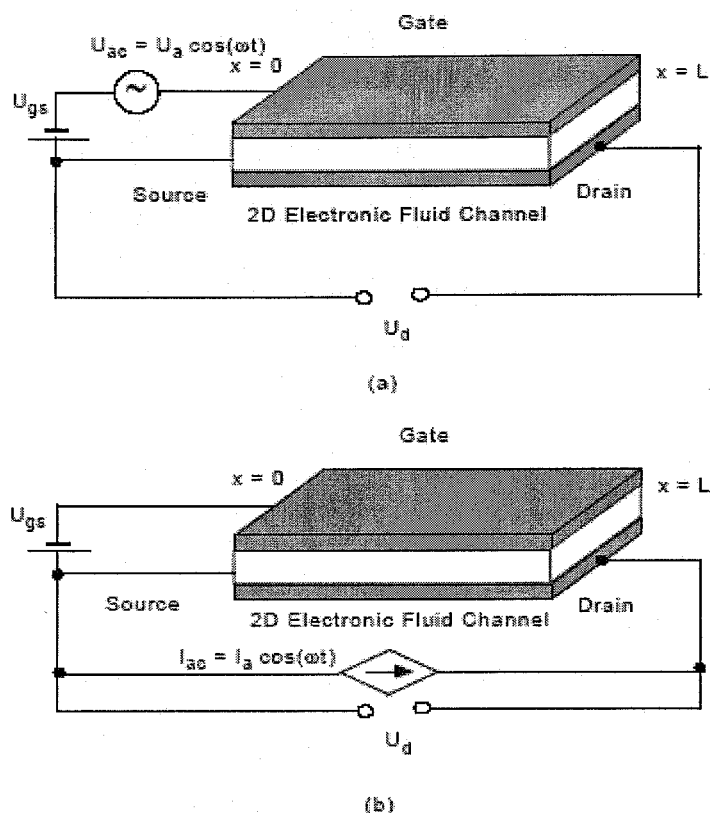


图 2.7 FET 作为探测器的示意图(a)为感生交流电压(b)为感生交流电流[12]

入射电磁波辐射使源附近沟道内产生了交流电压，就是这个交流电压激发了等离子波，而漏附近的沟道则处于一个开路状态。如前所述，等离子波速 s 主要由源到漏间的直流电压决定。由于电子流体的非线性特性以及边界条件的不对称性，FET 的偏置电压主要由栅源电压和电磁波辐射所感生的漏源间电压组成。源漏间电压与电磁波辐射频率有共振关系，且当处于等离子波振荡频率和奇次谐波时共振达到最大值。其中感生的漏电压 ΔU 满足：

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{U_a}{U_0} \right)^2 f(\omega), \quad (2.9)$$

其中

$$f(\omega) = 1 + \beta - \frac{1 + \beta \cos(2k_o' L)}{\sinh^2(k_o'' L) + \cos^2(k_o' L)}, \quad (2.10)$$

在这里

$$\beta = \frac{2\omega\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad (2.11)$$

而 k_o' 和 k_o'' 则为波矢 k_o 的实部和虚部:

$$k_o' = \frac{\omega}{s} \left(\frac{(1 + \omega^{-2}\tau^{-2})^{1/2} + 1}{2} \right)^{1/2}, \quad (2.12)$$

$$k_o'' = \frac{\omega}{s} \left(\frac{(1 + \omega^{-2}\tau^{-2})^{1/2} - 1}{2} \right)^{1/2}, \quad (2.13)$$

在这里 U_0 是栅源间的电压波动, U_a 是源栅间的交流感生电压的幅值。共振曲线的半宽主要由等离子波振荡的衰减决定, 这一衰减是电子动量的弛豫以及电子流体的粘滞性造成的。因此, FET 就可作为一个可调的电磁辐射探测器。

Lu [26] 等人进行了利用 HEMT 中的 2DEG 进行 THz 波探测的实验。这是有关等离子体 THz 探测器最早的报道。这个探测器是由固定在石英衬底上的 Fujitsu FHR20X HEMT 做成的。这套装置工作在 2.5THz, 比晶体管的截止频率高 30 倍。它使用 CO₂ 泵浦远红外气体激光器作为 THz 源。激光器所发射的激光束被调节到使其电场极化方向与漏源的方向一致。因为漏是处于开路, 所以漏电流是 0。为了使栅偏压处于能够测量范围的內, 栅电流要保持在纳安培这个数量级上。与 Dyakonov 和 Shur [19] 的 THz 探测器理论相一致的是, 辐射所产生的漏到源的负直流偏压与辐射强度成正比。电压的测量使用了锁相放大器。测量得出的探测器响应率与栅偏压的关系与 Dyakonov 和 Shur 的探测器理论所预计的一致(见图 2.8)。无量纲响应率的函数在等离子波的三次谐波处有一个很宽的共振峰。

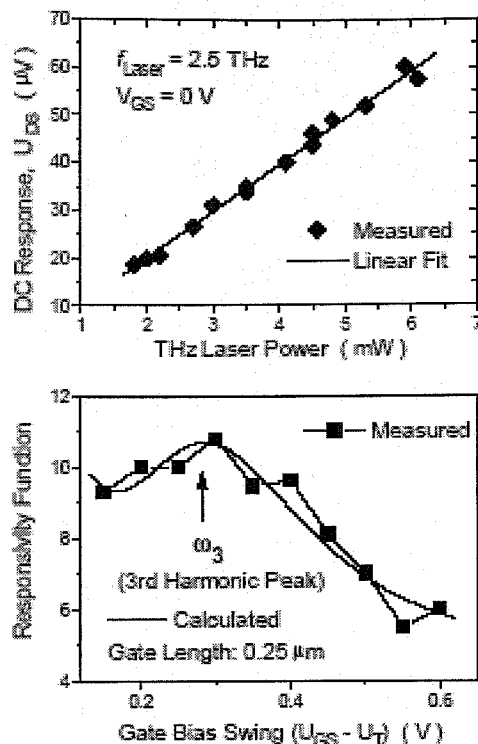


图 2.8 激光器能量 5.7mw, 2.5THz, 0 偏压下的测量

Knap [27]等人展示了用亚微米栅 GaAs/AlGaAs FET 中的二维等离子波来做的亚 THz 波共振探测器。他们的结果表明, 决定共振探测器灵敏度的关键参数为 $\omega\tau_m$, 其中 ω 为辐射的频率, τ_m 为动量散射的时间。他们利用降低温度来使 τ_m 增加, 同时增加探测频率 ω , 从而达到 $\omega\tau_m \sim 1$ 并且在栅长度为 0.15 微米的 GaAs FET 中观察到 600GHz 的辐射(见图 2.9)。这个结果也与先前所推导的理论模型相一致。

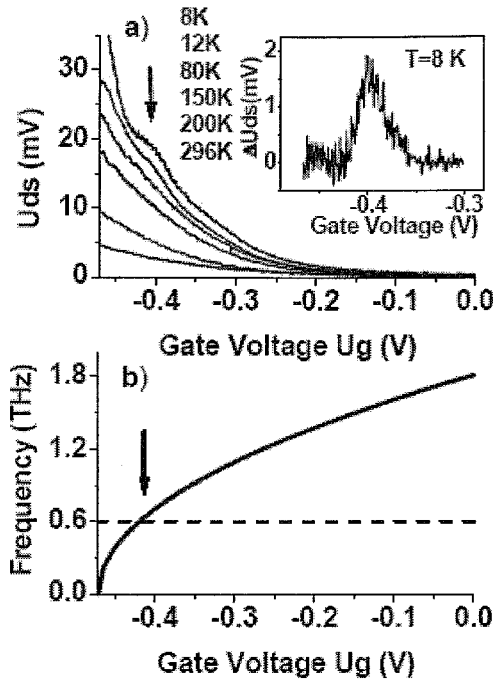


图 2.9 (a)不同温度下漏电压响应(b)共振频率与栅电压的关系曲线

现在我们考虑有长沟道的 HFET 探测器, 此时 $s\tau_m/L \ll 1$ 。在这种情况下, 等离子波在源附近被外加辐射激发(假设 $\omega\tau \gg 1$), 但它们在接近漏极之前就很快衰减了。从式(2.9-2.13)可看出, 漏和源间的直流电压仍然会增大, 该器件可作为一个探测电磁波辐射的宽带的探测器。

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{U_a}{U_0} \right)^2 \left(1 + \frac{2\omega\tau_m}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_m^2}} \right), \quad (2.14)$$

从公式(2.14)我们可以看出, 长沟道 HFET 能够作为宽带的电磁辐射探测器。其探测的最高频率与 s/d 相一致, 其中 d 是栅和源间的间隙。对于 $s \sim 10^8 \text{ cm/s}$, $d \sim 100 \text{ \AA}$, 其最高频率为 100THz。

Weikle 等人利用栅长度 0.15 微米的 AlGaAs/GaAs HEMT 做成了一个非共振的探测器原型[24]。他们测得的探测响应率与栅偏压以及频率的关系与 Dyakonov 和 Shur[19]的理论符合的相当好。AlGaIn/GaN HFETs 可以在远高于 HEMT 的截止频率的频率下进行非共振探测。他们测得的响应率与理论符合的很好, 能达到 300 V/W 。如果用合适的天线结构, 这个值还能得到很大的提高。

近年来, Knap [28]等人报道了 GaAs/AlGaAs 和 GaN/AlGaIn HFET 非共振亚 THz

探测的理论和实验方面的研究(见图 2.10)。该实验在很宽的温度范围下进行, 从 8K-300K, 探测的频率范围为 100GHz 到 600GHz。测得的光电敏感度为栅电压的函数, 在域值电压附近有最大值。

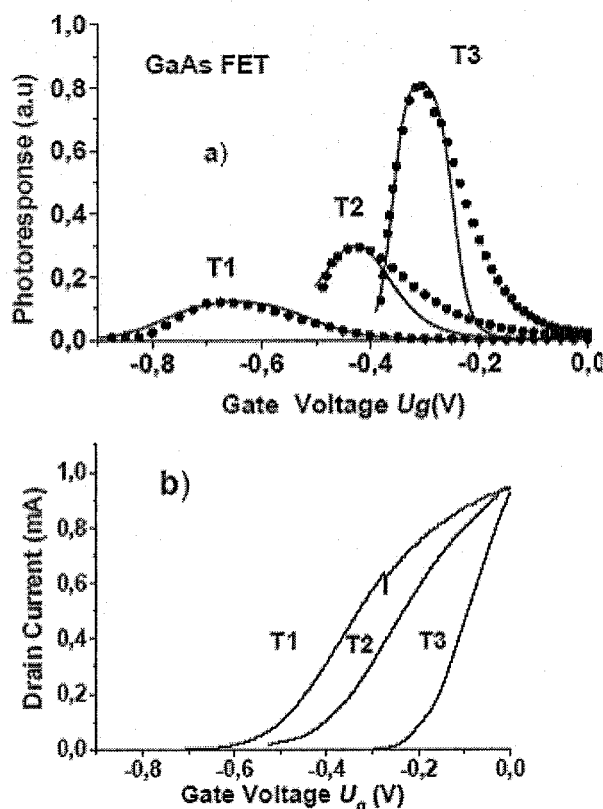


图 2.10 点为测量值, 线为计算值, 60GHz (a)漏电流和栅电压的关系
(b)T1:域值电压为-0.55V, 温度为 300K; T2:域值电压为-0.42V, 温度为 300K; T3:域值电压为 -0.22V, 温度为 10K

以上这些探测器工作频率都在截止频率之上。Knap [28]等人利用 AlGaIn/GaN HFETs 宽带亚太赫兹探测器得到了类似的结果。他们的结果表明二维电子等离子体效应是普适的, 与特定的材料无关。

2.3 太赫兹场与磁场作用下的高电子迁移率晶体管的特性

随着半导体器件的尺寸的减小, 电子穿越器件且完全不发生散射的概率增加了。Shur 和 Eastman 提出了一个平面 n-i-n 结构中的基本弹道输运模型, 该模型主要针对

垂直器件，称为热电子晶体管。1985 年 Heiblum 等首次报道了一个热电子弹道隧穿 GaAs 薄膜的实验[29]。

相继有实验证明弹道 FET 中存在等离子体效应。利用这一效应，制造实用的 THz 探测器成为可能。前提是 FET 中电子与电子碰撞的平均自由程 λ_{ee} 以及电子和杂质或声子碰撞的平均自由程 λ_{coll} (电子迁移率主要由此决定)比沟道长度 L 小得多。电子在 FET 中的运动符合浅水波的流体力学方程。最近的相关研究发现，引起电流饱和的电子流体壅塞与管道中气流的壅塞相似。

Furman [30]等人研究了电子流体速率相对较低的弹道 FET 中电流不稳定性的非线性解。他们考虑了电子-电子散射引起的电子流体的粘滞性，以及电子-声子、电子杂质散射引起的外摩擦。这些研究都证明了弹道 FET 中的电流不稳定性的存在，并且这种不稳定性导致了等离子振荡的产生。Gelmont [31]等在理想条件下(不考虑电子流体的粘滞性和外摩擦)，研究了电子流体速率与等离子波速率相近时电流不稳定性的非线性解。他的研究结果证明了 FET 沟道中电子速率和电子浓度分布的不连续性。

HEMT 中的等离子体效应已经广泛应用于新一代的 THz 器件，包括源、振荡探测器、混频器、宽带探测器、倍频器以及振荡器等。Shur [32]等从理论和实验上研究了等离子波在工作频率处于 THz 范围的 HEMT 中是如何传播的。有理由相信，HEMT 结构的等离子波探测器可以比传统的受渡越时间限制的器件工作在更高的频率下，因为等离子波的传播比电子快得多。Shur 等预期这些 THz 器件的性能将超过传统的深亚微米肖特基二极管。

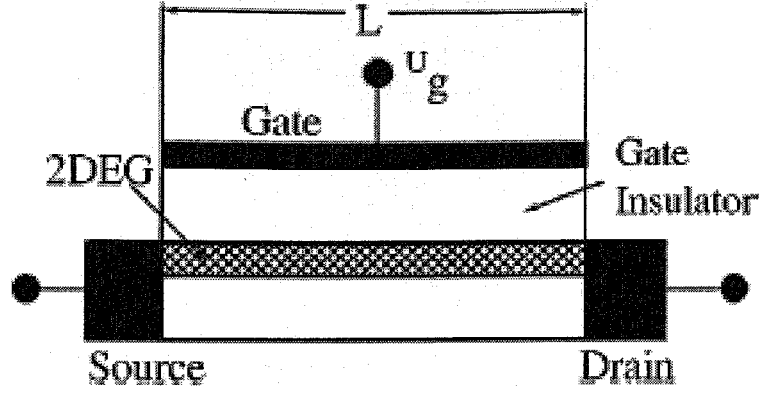


Fig2.11 弹道 FET 结构图

假设场效应管沟道中与 2DEG 相关的物理条件与 Dyakonov [33]等人所假设的相同，通过分析可以证明外加磁场可以大大改变场效应管沟道中的直流电流的不稳定性。

2DEG 在外加磁场(B)下产生洛伦兹力 $(e/c)(V \times B)$ ，有[33]：

$$\dot{V} + V \cdot \nabla V + vV = \frac{e}{m} \left[-\nabla U + \frac{1}{c} V \times B \right], \quad (2.15)$$

其中 $U = U_{gc} - U_T$ ， U_{gc} 是栅到沟道的电压摆动， U_T 是阈值电压， ∇U 为沟道中的纵向电场， $V(r,t)$ 为局部电子速率， $\tau = 1/v$ 为电子-杂质/声子散射的弛豫时间， e 是电子电荷， m 是电子的有效质量。方程(2.15)类似于流体动力学 Navier-Stokes 方程， U 对应于浅水波高度 V 对应于水流的局部速率。方程(2.15)同时也是运动的欧拉方程，必须与连续性方程[19]：

$$\dot{U} + \nabla \cdot (UV) = 0, \quad (2.16)$$

一同解出。方程(2.15)和(2.16)中物理量上方的点代表该物理量对时间取导数。FET 沟道中表面载流子浓度 n_s 为[19]：

$$n_s = \frac{CU}{e}, \quad (2.17)$$

C 为单位面积的栅电容。方程(2.17)为渐进沟道近似。将 U 与浅水波高度类比对于理解 2DEG 中的物理现象具有深刻的意义。类似波与孤子传播、扼流效应和水跃的现象

会发生在二维电子流体中。

假设栅电压摆动 U_0 固定，同时沟道内电流为 0(也就是说 $V_0=0$)。于是得到一个简单的线性方程[33]:

$$k = \pm \frac{\omega}{s} \sqrt{1 + i \frac{\nu}{\omega} \mp \frac{\omega_c}{\omega}}, \quad (2.18)$$

这一色散关系在 $\nu=0=\omega_c$ 时简化为 $k = \pm \omega/s$ ，即浅水波色散关系。这里 $\omega_c = |e|B/mc$ 为回旋加速器频率， $s = (eU_0/m)^{1/2}$ 为等离子波速率。

假如沟道电流非 0，那么电子以速率 V_0 移动，相应的每单位宽度电子通量 $j = n_s V_0 = CU_0 V_0 / e$ ，代入(2.18)得到:

$$k^2 = \frac{1}{s^2} (\omega - kV_0)(\omega + i\nu - kV_0 \mp \omega_c), \quad (2.19)$$

对于 $\nu=0=\omega_c$ ，方程(2.19)简化为 $k = \omega/(V_0 \pm s)$ 。(2.18)和(2.19)有稍许不同，这意味着波是由电子流体携带的。我们应当注意到两式中波矢和频率都是复量。

接下来我们考虑将 FET 的源和漏用电流源连接，栅和源用电压源 U_{gs} 连接的情况。在源极($x=0$)电势为常量，在漏极($x=L$)电流为常量。在此条件下源极阻抗为 0，漏极阻抗为有限值；这与传输线一端短路一端开路的情况类似。

接下来我们令 $\nu=0$ ，外加磁场的方向 $B \parallel \hat{z}$ ，线性方程(2.15)和(2.16)中 $V = V_0 + V_1 \exp(-i\omega t)$ ， $U = U_0 + U_1 \exp(-i\omega t)$ 。得到有三个未知量 V_{1x} ， V_{1y} 和 U_1 的方程。我们尝试将这些未知量作为 $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ 形式的函数来求解， $\vec{k}$ 为复平面中的一个矢量，与时间关系 $\exp(-i\omega t)$ 构成了解的形式 $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t)$ 。这样可以得到[33]:

$$I = J e^{\lambda(x+y)}, \quad (2.20)$$

其中 $I(J) \equiv V_{1x}(A)$ ， $V_{1y}(B)$ ， $U_1(C)$ 。解以 A, B, C 为系数的矩阵方程，结果为[33]:

$$(1 + 2\alpha_1 \lambda)[(1 + 2\alpha_1 \lambda)^2 + \alpha_2^2 - 2\alpha_3 \alpha_4 \lambda^2] = 0, \quad (2.21)$$

这里 $\alpha_1 = iV_0/\sqrt{2}\omega$ ， $\alpha_2 = i\omega_c/\omega$ ， $\alpha_3 = ie/m\omega$ ， $\alpha_4 = iU_0/\omega$ 。当碰撞频率 ν 为有限值

时方程不能简单地因数分解，我们必须解一个特征值为 λ 的矩阵方程。令 $[(1+2\alpha_1\lambda)^2 + \alpha_2^2 - 2\alpha_3\alpha_4\lambda^2] = 0$ 得到[33]:

$$\lambda_{1,2} = \pm i \frac{k}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1-r_0^2)} \left[\sqrt{1 - \frac{k_s^2}{k^2}} \mp r_0 \right], \quad (2.22)$$

其中 $r_0 = V_0/s$, $k = \omega/s$, $k_c = \omega_c/s$, $k_s^2 = k_c^2(1-r_0^2)$ 。有效波矢 k 作为复数处理, $k = k_r + ik_i$, k_r 和 k_i 分别为 k 的实部和虚部。在 0 磁场下求解过程则大大地简化了, 因为 $\hat{y}$ 方向的变量可以忽略。方程(2.21)中的两个解必须在适当的边界条件下使用, 边界条件为 $U_1(0) = 0$ 和 $\Delta j(L) = 0$, 分别相当于 $U(0, t) = U_0$ 和 $U(L, t)V(L, t) = U_0V_0$ 。它们表示电势 U 在源极($x=0$)为常量, 电流 j 在漏极($x=L$)也为常量。我们将方程(2.22)写为:

$$\lambda_{1,2} = \pm i \frac{k}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1-r_0^2)} [(r)^{1/n} \exp(i\phi/n) \mp r_0], \quad (2.23)$$

其中 $\phi = (\theta + 2\pi\kappa)$, $\kappa = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\phi = \tan^{-1}(y/x)$, 同时

$$x = \frac{(k_r^2 - k_i^2)[(k_r^2 - k_i^2) - k_s^2] + 4k_r^2k_i^2}{(k_r^2 - k_i^2)^2 + 4k_r^2k_i^2}, \quad (2.24)$$

$$y = \frac{2k_rk_ik_s^2}{(k_r^2 - k_i^2)^2 + 4k_r^2k_i^2}, \quad (2.25)$$

$n=2$ 时, $\kappa=0$ 和 $\kappa=1$ 两个根都是成立的。结合(2.23)及边界条件得到:

$$e^{-\alpha} e^{i\beta} + \gamma + i\delta = 0, \quad (2.26)$$

其中

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{r}}{(1-r_0^2)} [k_i \cos(\phi/2) + k_r \sin(\phi/2)]L, \quad (2.27)$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{r}}{(1-r_0^2)} [k_r \cos(\phi/2) - k_i \sin(\phi/2)]L, \quad (2.28)$$

$$\gamma = \frac{r - r_0^2}{[r + r_0^2 + 2r_0\sqrt{r}\cos(\phi/2)]}, \quad (2.29)$$

$$\delta = \frac{2r_0\sqrt{r}\sin(\phi/2)}{[r + r_0^2 + 2r_0\sqrt{r}\cos(\phi/2)]}, \quad (2.30)$$

令(2.26)的实部和虚部为 0, 得到:

$$e^{-2\alpha} = \gamma^2 + \delta^2, \quad (2.31)$$

这是一个先验方程, 一组四个参数(r_0 , k_c , k_r , k_i)是相互关联的, 磁场为 0 时的情况不同, 磁场为 0 时 k_r 和 k_i 是不相关的。从(2.26)得到的另一个表达式为[33]:

$$\tan(\beta) = \frac{\delta}{\gamma}, \quad (2.32)$$

经过更多的计算和分析, 可在磁场为 0 的条件下由(2.26)得到[33]:

$$k_r = \frac{|1 - r_0^2|}{2L} \pi n, \quad (2.33)$$

其中 n 是一个包括 0 的整数并且

$$k_i = \frac{1 - r_0^2}{2L} \ln \left| \frac{1 + r_0}{1 - r_0} \right|, \quad (2.34)$$

在外加磁场为 0 时, 方程(2.33)和(2.34)与可写成[34]:

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n, \quad (2.35)$$

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right|, \quad (2.36)$$

在外加磁场不为 0 时考虑 $r_0 = \pm 1$ 的情况, 这意味着 $k_s = 0 \Rightarrow y = 0 \Rightarrow \tan \phi = 0$, 于是得到 $\phi = m\pi$, m 是一个包括 0 的整数。如果 m 是一个偶数, 很容易通过(2.34)证明 k_i 为 0。如果 m 是奇数, 通过对(2.33)的简单分析可以再次证明 $k_i = 0$ 。接下来考虑 $r_0 = 0$ 的情况。这意味着 $\delta = 0$ 和 $\gamma = 1$ 且可以将(2.31)简化为 $\alpha = 0$, 此时 $k_i = -k_r \tan(\phi/2)$ 。

唯一会导致 $k_i = 0$ 的情况是 ϕ 为 π 的偶数(包括 0)倍, 在此情况下 $y/x \rightarrow 0$ 。我们发现对于给定的 k_r 和 $k_c (\leq k_r)$, y/x 是一个无穷小的数, 因此所有不同的 k_c 的曲线都经过非常接近 $r_0 = 0$ 的点(见图 2.11)[33]。

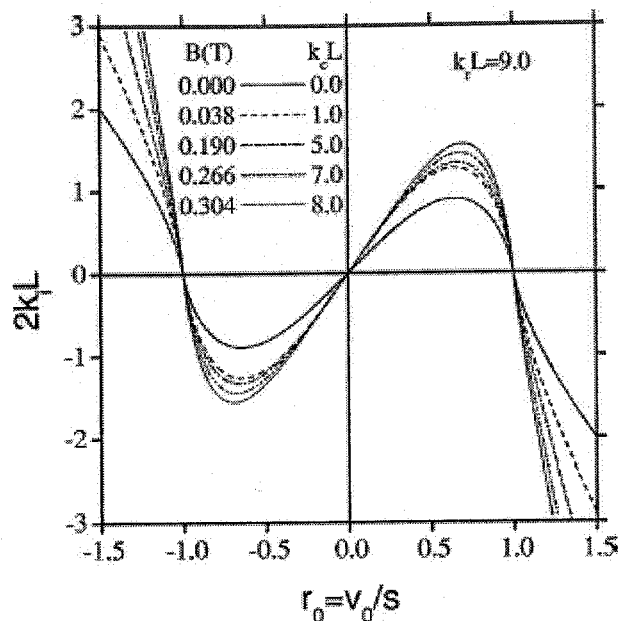


图 2.12 等离子波的增量 $2k_i L$ 作为 $r_0 = V_0/s$ 的函数

图 2.12 显示了等离子波的增量作为 $r_0 = V_0/s$ 的函数, 曲线描绘是不同的 $k_r L$ 下无量纲变量 $2k_i L$ 与 r_0 的关系。如图中所示, 实线、虚线、虚线一点、虚线一点一点和点组成的曲线分别对应 $k_c L = 0.0, 1.0, 5.0, 7.0$ 和 8.0 , $k_r L$ 的值始终为 9.0 。电子流体在 $k_i > 0$ 时是不稳定的(换句话说, 等离子波是增长的), 在 $k_i < 0$ 时是稳定的。如果我们设 $r_0 > 0$, 那么当 $r_0 < 1$ 时电子流体是不稳定的, 当 $r_0 > 1$ 时是稳定的。有趣的是, 在没有外加磁场时可以得到相同的结论。通过这一点我们可以推断, 改变磁场能够使等离子波的振荡增强而不改变它的性质。而且, 增强的效果似乎随着磁场强度的增加而增加。对于 GaAs/AlGaAs 场效应管, $L = 1\mu\text{m}$, $s = 10^7 \text{ cm/sec}$, $k_c L$ 的最大值 8 对应的磁场强度 $B = 0.304 \text{ T}$ 。在 $r_0 = \pm 1$ 和 $r_0 = 0$ 时, 不管外加磁场与否波增量为 0。

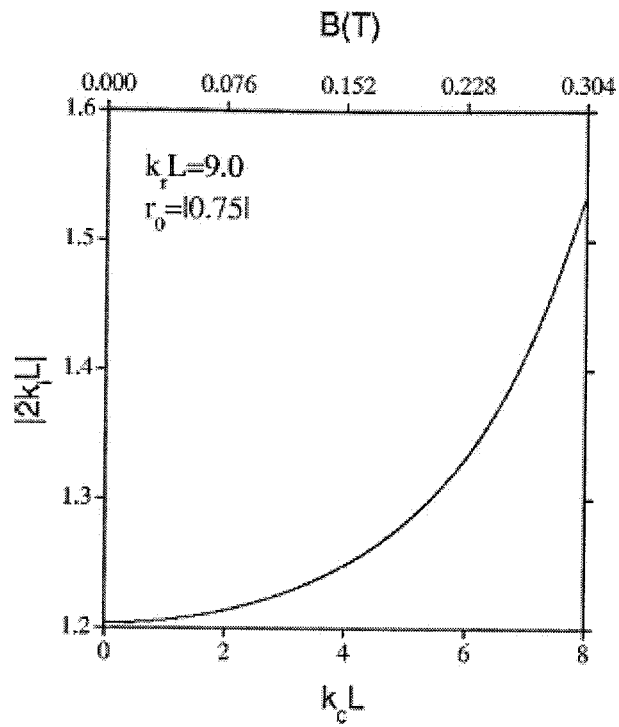


图 2.13 等离子波的增量 $|2k_i L|$ 作为磁场 $k_c L$ 的函数

图 2.13 描述了波的增量作为磁场的函数，其中 $r_0 = |0.75|$ ， $k_r L = 9.0$ 。此图清楚地揭示了将磁场 $k_c L$ 从 0 增大到 8 时等离子波的增量增强了，幅度达 34%。要注意的是此图中 $|r_0|$ 为固定值。

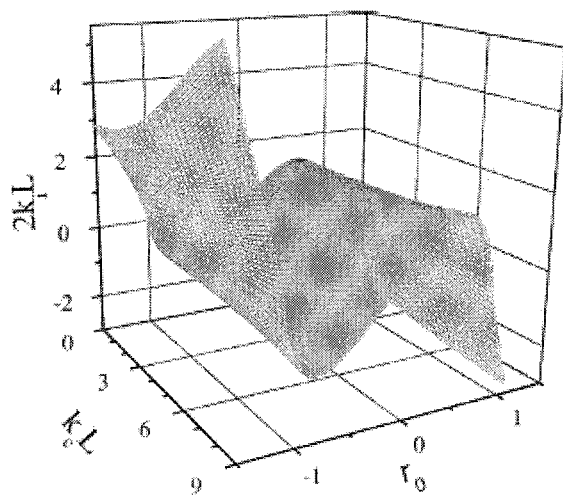


图 2.13 等离子波增量 $2k_i L$ 作为磁场强度 $k_c L$ 和 r_0 的函数

图 2.13 描述了等离子波增量 $2k_i L$ 作为磁场强度 $k_c L$ 和 r_0 的函数的三维曲线。此图清楚地揭示了波增量的变化和磁场与 r_0 的变化是同时的。 $k_r L$ 的值始终为 9.0, 三维坐标上的 x, y 和 z 轴代表的量分别为 $k_c L$, r_0 和 $2k_i L$ 。假如光看 $y-z$ 轴所在的平面可以看到图 2.11 中的曲线; 假如光看 $x-z$ 轴所在的平面可以看到图 2.12 中的曲线; 从图 2.13 的表面曲线可以看出其本身特性并没有改变, 在 $r_0 = 0$ 和 $r_0 = \pm 1$ 处尤其明显, 此处对于任何磁场值 $2k_i L$ 都为 0。

我们讨论了磁场对弹道 FET 沟道中的电流不稳定性的影响, 结果表明磁场能够增强 FET 中的等离子振荡。尽管如此, 但是还是有两个机制会阻碍它, 第一个就是电子—杂质、电子—声子散射引起的外摩擦, 第二个就是电子—电子散射引起的电子流体的粘滞性。粘滞性系数 μ 导致额外的阻尼 μq^2 , 其中 $q \equiv k_r$, 因此粘滞性的阻尼效果在高次项中特别明显。

由于描述二维电子流体的方程与浅水波流体力学方程类似, 因此二维电子流体中可能会产生很多流体力学现象(例如波与孤立子传播, 扼流效应, 水跃等)。

在得出最后结论前, 对于这一不稳定性机制还有一些问题有待解决。除了以上提到的两个阻碍机制以外, 非对称边界条件、电磁辐射和等离子波之间的耦合以及横向维度的尺寸效应方面的问题也需要更多的研究。

2.4 小结

在本章中, 我们讨论了等离子波的振荡、等离子波在场效应管中的性质、磁场对这些性质的影响以及如何利用这些条件来做成我们想要的等离子波 THz 探测器。利用深亚微米场效应管中等离子波的激发有可能制造出新的固态的 THz 探测器, 这将广泛应用到工业、军事以及生物领域。最近的实验表明, 等离子体波能够探测共振与非共振的 THz 辐射, 这表明改进的结构是可行的。新改进的结构将利用栅电流产生的负微分电导产生等离子波的增长。我们会在下面几章中研究结构以及外加磁场对探测效果的影响。

第三章 太赫兹场作用下高电子迁移率晶体管的特性研究

本章主要计算了外加 THz 辐射下 HEMT 的导纳和探测响应率与入射 THz 辐射频率的关系。结果表明,随着栅下沟道长度的增大,导纳和响应率的峰出现红移,同时高度有所下降;随着栅电压的增大,导纳和响应率的峰出现蓝移,并且高度有所上升。这些研究在 THz 等离子探测器的设计上有着重要的作用。

3.1 理论模型

由于THz源的低的发射功率与相对较高的热背景的耦合,需要高灵敏度的探测手段探测THz信号。等离子波探测器是近年来发展起来的一种连续可调的探测器。相对于电子器件,利用等离子波的探测器更容易实现弹道效应;相对于利用子带间跃迁的光子器件,等离子波探测器则具有不需要工作在低温下的优点。

实验上关于 HEMT 中的 THz 等离子波效应最近被相继报道 [35], [36]。Ryzhii [6] 等报道了单势垒栅层的 HEMT 中,电子在正偏压下通过隧穿三角势垒从沟道中注入,电子进入栅极接点和电子从沟道隧穿之间的延迟会产生一个栅和沟道间动态的负微分电阻。信号频率与电子渡越时间满足一定关系时负微分电阻效应能够引起沟道内的等离子振荡的自激发,如果电子迁移率足够高,则将在外部电路中产生交流电流,该现象能够用于对 THz 辐射的探测。HEMT 作为探测器的原理如下:外加辐射激发沟道内的等离子体振荡。沟道内振荡的电势决定着栅电流的交流部分。当信号频率与共振等离子波的频率相近时,沟道内的电势的振荡幅度相对于入射信号就会变得很大。由于沟道内电势和从沟道到栅的隧穿电流密度存在非线性关系,隧穿电流的变化就包含了入射信号频率的谐振和整流部分的变化。电流的整流部分决定了器件的探测响应率,它与入射信号频率有尖锐的共振峰。

Ryzhii [37]等分别在不同的栅电压、接触区长度(栅到源和栅到漏之间的距离)和电子碰撞频率下计算了器件的响应率、导纳和等离子振荡频率与入射信号频率以及栅电压之间的关系,结果发现,导纳与响应率的峰的位置与离子的振荡频率主要是由接

触区域的长度、栅长度和栅电压共同决定的。

Ma [38]等分别计算了在不同的接触区域长度下导纳和响应率与入射信号频率的关系,通过计算结果我们得知,当接触区域的长度逐渐增大时,导纳以及响应率的峰发生红移,且峰的高度就有所下降。为了使探测器发挥更好的性能,就必须使接触区域的长度变小,但是响应率峰的高度会有所下降。

尽管 HEMT 作为利用等离子振荡的 THz 探测器方面的探索已经取得了一些进展,但是栅长度和栅电压对 HEMT 导纳与响应率的影响仍然有待研究。在本文中我们计算了不同栅长度和栅电压下导纳及响应率的变化,通过这些计算结果可以看出栅长度及栅电压对导纳及响应率同样有影响,随着栅长度的增大,导纳以及响应率的峰发生红移,峰的高度有所下降;而栅电压增大时,导纳和响应率的峰发生蓝移,峰的高度增加。通过这些计算结果,我们可以进一步探讨改善探测器性能的方法。

如图3.1(a)所示,我们考虑用Satou A等提出的模型[36],HEMT在窄带隙GaAs和宽带隙AlGaAs中的异质结面上形成了一个非掺杂的沟道,源和漏极相连。图中, L 为栅下的沟道长度(近似于栅长度), W 为栅层的厚度, L_c 是各接触区域的长度;假设该结构的参数以及栅偏压的选择正好使电子能从沟道中穿越三角势垒到达栅层,如图3.1(b)所示。

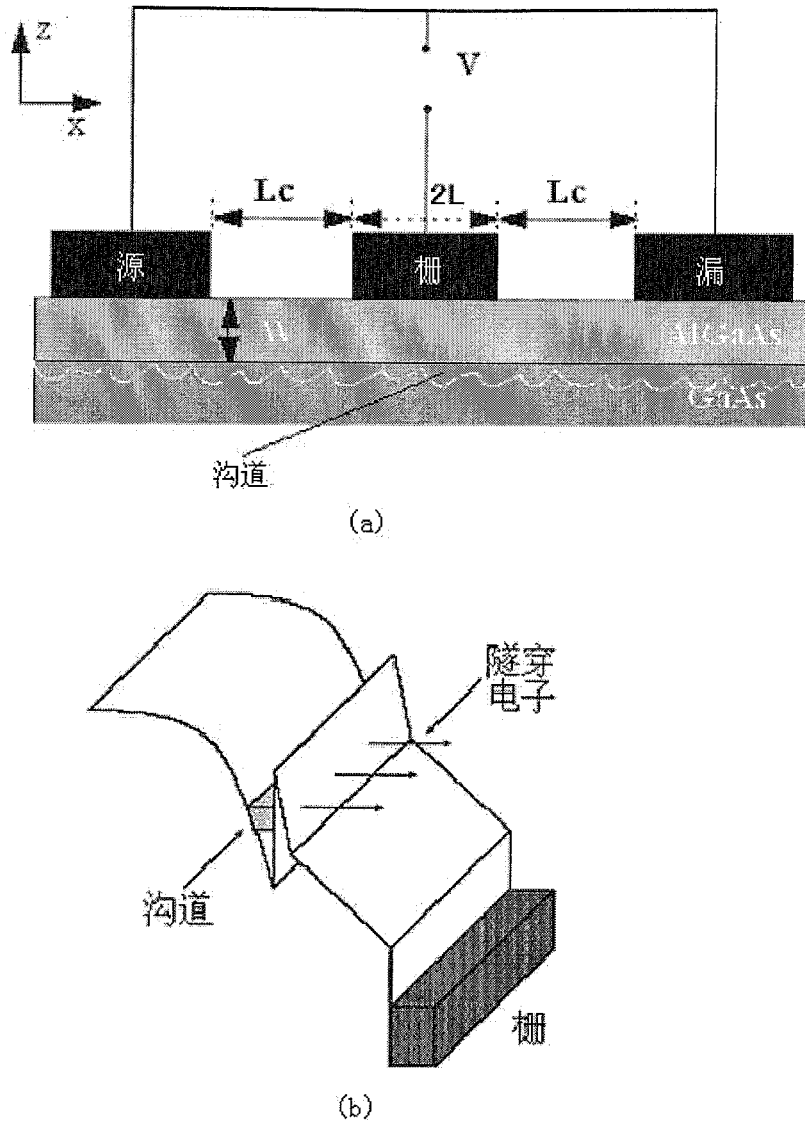


图 3.1(a)HEMT 结构; (b)能带结构

假设电压 V_0 由下式决定: $V_0 = V_g - V_{th}$, 其中 V_g 为栅电压, V_{th} 为域值电压。 $V(t)$ 为入射 THz 辐射引起的电压波动。假设微扰交流电压 $V(t) = \delta V_\omega \exp(-i\omega t)$, 其中 δV_ω 是信号的幅度, ω 是信号的频率。

我们设电子层浓度为 $\Sigma(x, t) = \Sigma_0 + \delta \Sigma_\omega \exp(-i\omega t)$, 电子沿沟道方向的速率为 $u(x, t) = u_0 + \delta u_\omega \exp(-i\omega t)$, 二维沟道中的电势为 $\varphi(x, t) = \varphi_0 + \delta \varphi_\omega \exp(-i\omega t)$ (在这里下标 0 代表着稳态的值, 下标 ω 则代表相对于频率 ω 的小信号微扰幅度), 它们满足连续性方程以及 Euler 方程[37—40]:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial \Sigma u}{\partial x} = \frac{j}{e}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \nu u = \frac{e}{m} \frac{d\varphi_\omega}{dx}, \quad (3.2)$$

在这里 e 为电子的电荷, m 为电子的有效质量, ν 为电子的碰撞频率。 $j = j(\varepsilon)$ 是从沟道到栅的漏电流, 其中 $\xi = -4\pi e \Sigma / \varepsilon$, ε 为电介质常数。方程(3.1)和方程(3.2)由 HEMT 中有源区 (包括沟道和栅层) 的势 $\Phi = \Phi(x, y, z)$ 的 Poisson 方程加以补充:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi e [n - N_d + \Sigma \delta(z)] / \varepsilon, \quad (3.3)$$

在这里 $n = n(x, z, t)$ 是栅层中的电子密度, $N_d = N_d(z)$ 为栅层中施主的密度, $\delta(z)$ 为 δ 函数。 x 轴和 z 轴的方向分别为沿着沟道面 (即异质结面) 和垂直于沟道面。异质结面即对应于 $z = 0$, 栅的边界即对应于 $x = \pm L$, $z = W$ 。与沟道的接点 (源和漏) 的坐标可以写成 $x = \pm(L + L_c)$, $z = 0$ 。相对于栅层内的势, 沟道内的势可表示为 $\varphi = \Phi|_{z=0}$ 。

对于小信号来说, 我们可以将变化的栅电流密度用异质结中电场的变化 $\delta \xi = \delta \xi(x, t) = -\partial \Phi(x, z, t) / \partial z|_{z=0}$ 来表示[37]:

$$\delta j \simeq \sigma \delta \xi + \beta \delta \xi^2 + \gamma \delta \xi^3 + \dots, \quad (3.4)$$

在这里参数 σ 是电子从沟道中隧穿入栅层的微分电导, 参数 β 和参数 γ 表现了它非线性的一面且由电流 $j = j(\xi)$ 、电压 V_0 , 以及异质结面导带的偏移量 ε_0 决定。假设 $j(\xi) = -e v_{QW} \Sigma \exp(-E_t / |\xi_0|)$, 其中 v_{QW} 是尝试逃逸频率, $E_t = 4\sqrt{2m\varepsilon_0^{3/2}} / 3e\hbar$, $\hbar$ 为归约的 Plank 常量, 则我们可得到: $\sigma = (\varepsilon v_{QW} / 4\pi)(1 + E_t / |\xi_0|) \exp(-E_t / |\xi_0|)$, $\beta = -(\varepsilon v_{QW} / 8\pi)(E_t^2 / |\xi_0|^3) \exp(-E_t / |\xi_0|)$ 。其中 $|\xi_0| = V_0 / W$, $\xi_0 < 0$ 异质结面的直流电场。

3.2 数值计算及结果讨论

对于小信号 $\delta V(t) = \delta V_\omega e^{-i\omega t}$, 其中 δV_ω 是信号的幅度, ω 为信号的频率, 则沟道

内电势的交流部分为 $\delta\varphi(x,t) = \delta\varphi_\omega e^{-i\omega t}$ ，且对于异质结面的交流电场，我们可得到[37]：

$$\delta\xi_\omega = \frac{\delta\varphi_\omega}{W} \frac{\omega}{[\omega + iv_t - iv_t f(\omega\tau_d)]}, \quad (3.5)$$

其中 $v_t = 4\pi\sigma/\varepsilon$ 为特征入射频率， $f(\omega\tau_d) = [\exp(i\omega\tau_d) - 1]/(i\omega\tau_d)$ ， $\tau_d = W/v_d$ （这里， v_d 为电子穿越栅层的漂移速度）为电子穿越栅层所需的渡越时间。方程(3.5)同样可写成[37]：

$$\delta\Sigma_\omega = -\frac{\varepsilon}{4\pi eW} c_\omega \delta\varphi_\omega, \quad (3.6)$$

在这里 $c_\omega = [1 + iv_t/\omega - iv_t f(\omega\tau_d)/\omega]^{-1}$ 。

利用方程(3.1)，(3.2)以及(3.6)我们可得到在 $|x| \leq L$ 时的 φ_ω 的方程：

$$\frac{d^2 \delta\varphi_\omega}{dx^2} + s^{-2} c_\omega u_0 (v - i\omega) \frac{d\delta\varphi_\omega}{dx} + s^{-2} (\omega + iv)(\omega + iv_t) c_\omega \delta\varphi_\omega = 0, \quad (3.7)$$

在这里 $s = \sqrt{4\pi e^2 \Sigma_0 W / \varepsilon m} = \sqrt{eV_0 / m}$ 是等离子波的波速。方程(3.7)最显著不同的是其包含了 c_ω ，这就代表着电子注入栅层以及穿越栅层的交流分量，及表示着电子的渡越时间效应。

上述方程的边界条件，需考虑沟道中势以及电流密度在栅边界的连续性，即[37]：

$$\delta\varphi_\omega|_{|x|=L-0} = \delta\varphi_\omega|_{|x|=L+0}, \quad (3.8)$$

当短接触区域的长度 $L_c \ll L^2/W$ 时，我们可以忽略接触区域中沟道的准中性偏移，在这种情况下沟道内的电流（ $L < |x| \leq L + L_c$ ）可以写成[37]：

$$\delta J_\omega = -\sigma_c \frac{d\delta\varphi_\omega}{dx}, \quad (3.9)$$

其中 $\sigma_c = e^2 \Sigma_{0c} / m(v_c - i\omega)$ 是接触区域的电导率， Σ_{0c} 是接触区域电子的净密度， v_c 是接触区域的电子的碰撞频率。考虑方程(3.8)并忽略势的空间色散，则电流密度可用下式来表示[37]：

$$\delta\varphi_\omega|_{x=\pm L} = \delta V_\omega \mp L_\omega \frac{d\delta\varphi_\omega}{dx}|_{x=\pm L}, \quad (3.10)$$

其中

$$L_\omega = L_c \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_{0c}} \right) \left(\frac{v_c - i\omega}{v - i\omega} \right), \quad (3.11)$$

方程(3.7)的解的形式为:

$$\delta\varphi_\omega = c_1 \exp(\lambda_1 x) + c_2 \exp(\lambda_2 x), \quad (3.12)$$

其中

$$\lambda_1 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4c}}{2}, \quad (3.13)$$

$$\lambda_2 = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4c}}{2}, \quad (3.14)$$

$$c_1 = \frac{\delta V_\omega \left(\frac{\exp(-\lambda_2 L)}{1 + L_\omega \lambda_2} - \frac{\exp(\lambda_2 L)}{1 - L_\omega \lambda_2} \right)}{\exp(\lambda_1 - \lambda_2) L \frac{1 + L_\omega \lambda_1}{1 + L_\omega \lambda_2} - \exp(\lambda_2 - \lambda_1) \frac{1 - L_\omega \lambda_1}{1 - L_\omega \lambda_2}}, \quad (3.15)$$

$$c_2 = \frac{\delta V_\omega \left(\frac{\exp(-\lambda_1 L)}{1 + L_\omega \lambda_1} - \frac{\exp(\lambda_1 L)}{1 - L_\omega \lambda_1} \right)}{\exp(\lambda_2 - \lambda_1) L \frac{1 + L_\omega \lambda_2}{1 + L_\omega \lambda_1} - \exp(\lambda_1 - \lambda_2) \frac{1 - L_\omega \lambda_2}{1 - L_\omega \lambda_1}}, \quad (3.16)$$

其中 $b = u_0 s^{-2} c_\omega (v - i\omega)$, $c = s^2 c_\omega (\omega + iv)(\omega + iv)$ 。

将(3.13-3.16)代入(3.12)得到:

$$\delta\varphi_\omega = \delta V_\omega \frac{\cos(\pi\alpha_\omega x / 2L)}{\cos(\pi\alpha_\omega / 2) - (\pi\alpha_\omega L_\omega / 2L) \sin(\pi\alpha_\omega / 2)}, \quad (3.17)$$

其中

$$\alpha_\omega^2 = \frac{(\omega + iv)(\omega + iv_t)\omega}{\Omega^{-2}[\omega + iv_t - iv_t f(\omega\tau_d)]} = \Omega^{-2}(\omega + iv)(\omega + iv_t F(\omega\tau_d)), \quad (3.18)$$

其中

$$\Omega = \frac{\pi}{2L} \sqrt{\frac{eV_0}{m}}, \quad (3.19)$$

为特征共振等离子波频率。

利用方程(3.4)和方程(3.5)我们可得到净交流电流[37]:

$$\delta J_\omega = (\sigma - i \frac{\omega \varepsilon}{4\pi}) \frac{c_\omega}{W} \int_{-L}^L dx \delta \varphi_\omega, \quad (3.20)$$

方程(3.20)中第一个项代表着注射电子穿越栅层，而第二项则表示位移电流。为了方便，我们计算了异质结面的净电流。将(3.7)中的 φ_ω 代入(3.20)得到

$$\delta J_\omega = \delta V_\omega (\sigma - i \frac{\omega \varepsilon}{4\pi}) \frac{c_\omega}{W} \left\{ \frac{c_1}{\lambda_1} [\exp(\lambda_1 L) - \exp(-\lambda_1 L)] + \frac{c_2}{\lambda_2} [\exp(\lambda_2 L)] \right\}, \quad (3.21)$$

通过方程(3.21)得到 HEMT 栅到源/漏的导纳:

$$Y_\omega = (\sigma - i \frac{\omega \varepsilon}{4\pi}) \frac{c_\omega}{W} \left\{ \frac{c_1}{\lambda_1} [\exp(\lambda_1 L) - \exp(-\lambda_1 L)] + \frac{c_2}{\lambda_2} [\exp(\lambda_2 L)] \right\}, \quad (3.22)$$

3.2.1 栅电压与栅长度对高电子迁移率晶体管导纳的影响

将方程(3.13-3.16)代入方程(3.21)中，我们可以得到:

$$\delta J_\omega = \delta V_\omega \left(\frac{2L}{W} \right) \times \frac{(\sigma - i\omega\varepsilon/4\pi)c_\omega \sin(\pi\alpha_\omega/2)}{(\pi\alpha_\omega/2)[\cos(\pi\alpha_\omega/2) - (\pi\alpha_\omega L_\omega/2L)\sin(\pi\alpha_\omega/2)], \quad (3.23)$$

由(3.23)我们可以得到 HEMT 栅到源（或漏）导纳的计算公式:

$$Y_\omega = \frac{\delta J_\omega}{\delta V_\omega} = \left(\frac{2L}{W} \right) \times \frac{(\sigma - i\omega\varepsilon/4\pi)c_\omega \sin(\pi\alpha_\omega/2)}{(\pi\alpha_\omega/2)[\cos(\pi\alpha_\omega/2) - (\pi\alpha_\omega L_\omega/2L)\sin(\pi\alpha_\omega/2)], \quad (3.24)$$

其中,

$$c_\omega = [1 + i\nu_t/\omega - i\nu_t f(\omega\tau_d)/\omega]^{-1}, \quad (3.25)$$

(3.18)中的 $f(\omega\tau_d) = [\exp(i\omega\tau_d) - 1]/(i\omega\tau_d)$, ν 为电子的碰撞频率。

设定参数: $L = 0.1 - 0.25 \mu m$, $W = 0.05 \mu m$, $\nu_{QW} = 1 \times 10^{13} s^{-1}$, $\nu_d = 1 \times 10^7 cms^{-1}$,

$L_c = 0.3\mu m$, $L_\omega = L_c$ (即 $\Sigma_{0c} = \Sigma_0$, $v_c = v$), $V_0 = 0.75V$, $v = 1 \times 10^{12} s^{-1}$, $\omega = 0 - 4.0 THz$ 。取不同的栅长度, 通过(3.14)式计算得到导纳的实部和虚部与入射 THz 信号频率的关系如下图所示:

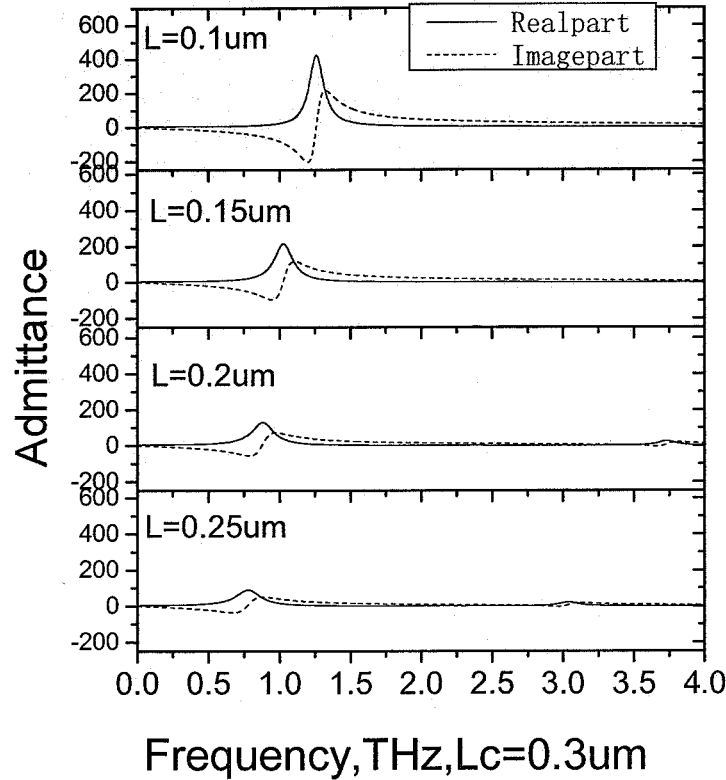


图 3.2 不同栅长度下导纳与入射信号频率的关系

图 3.2 中为 $L_c = 0.3\mu m$ 时导纳与入射信号频率的关系。由上到下所取的 L 依次为 0.1 微米, 0.15 微米, 0.2 微米和 0.25 微米; 其中实线代表导纳的实部, 虚线代表虚部。从图中可以看出, 随着栅长度增加, 导纳的实部和虚部的峰均发生不同程度的红移, 而且峰的高度呈现下降的趋势。Rhyzhii [41] 等经过计算以及讨论, 指出栅长度的增大会引起沟道内等离子振荡的急剧下降, 这便使得导纳的实部和虚部的峰的发生红移, 同时峰的高度下降。Ryzhii [42] 等人以及 Deng Y [43] 等人所做的实验很好地验证了这一结果。

设定参数: $L = 0.25\mu m$, $L_\omega = L_c = 0.3\mu m$, $V_0 = 0.5 - 1.5V$, $\omega = 0 - 2.0 THz$,

其它参数与上图相同。取不同的栅电压，经(3.14)式计算得到导纳的实部和虚部与入射信号频率的关系如下图所示：

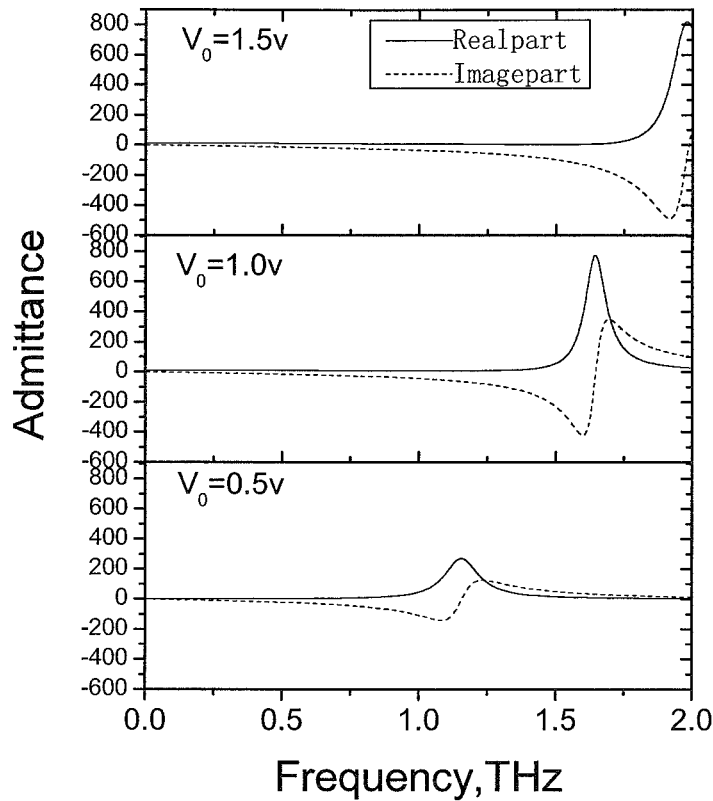


图 3.3 不同栅电压下，导纳与入射信号频率的关系

图 3.3 中由上到下所取的 V_0 依次为 1.5V, 1.0V 和 0.5V, 实线为导纳的实部, 虚线代表虚部。从图中可以看到, 随着栅电压的增大, 导纳的实部和虚部的峰的位置出现不同程度的蓝移, 同时峰的高度有所增加。Deng [44] 与 Knap [45] 等人所做的实验证明, 栅电压的增大会导致等离子振荡增强, 这就使得导纳的峰发生蓝移, 同时峰的高度增加, 并且计算结果与实验结果相符。Taichii [46] 等与 Hashima 等[47]所做的实验也验证了这一结果。

3.2.2 栅电压与栅长度对高电子迁移率晶体管响应率的影响

由方程(3.12)得到

$$\operatorname{Re} \delta \varphi = |A_\omega| \cos(\omega t - \theta_\omega), \quad (3.26)$$

其中

$$\begin{aligned} |A_\omega| &= |c_1 \exp(\lambda_1 x) + c_2 \exp(\lambda_2 x)| \\ &= \{\exp(2\lambda'_1 x)(c_1'^2 + c_1''^2) + \exp(2\lambda'_2 x)(c_2'^2 + c_2''^2) + \\ &\quad 2\exp(\lambda'_1 x + \lambda'_2 x)[(c_1' c_2' + c_1'' c_2'') \cos(\lambda''_1 x - \lambda''_2 x) + \\ &\quad (c_1' c_2'' - c_1'' c_2') \sin(\lambda''_1 x - \lambda''_2 x)]\}^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (3.27)$$

其中 $\lambda'_1 = \operatorname{Re}(\lambda_1)$, $\lambda''_1 = \operatorname{Im}(\lambda_1)$; $\lambda'_2 = \operatorname{Re}(\lambda_2)$, $\lambda''_2 = \operatorname{Im}(\lambda_2)$; $c'_1 = \operatorname{Re}(c_1)$, $c''_1 = \operatorname{Im}(c_1)$; $c'_2 = \operatorname{Re}(c_2)$, $c''_2 = \operatorname{Im}(c_2)$ 。

关于入射电流感生的电流分量的表达式[36]:

$$\delta J_0 = \delta V_\omega^2 \frac{\beta |c_\omega|^2}{2W^2} \int_L dx |A_\omega(x)|^2, \quad (3.28)$$

由(3.27)可知 $|A_\omega| = \left[\frac{\cosh(\pi \alpha''_\omega x / L) + \cos(\pi \alpha'_\omega x / L)}{\cosh(\pi \alpha''_\omega) + \cos(\pi \alpha'_\omega)} \right]^{1/2}$, 其中 $\alpha'_\omega = \operatorname{Re} \alpha_\omega$, $\alpha''_\omega = \operatorname{Im} \alpha_\omega$,

具体为:

$$\alpha'_\omega \simeq \frac{1}{\Omega} \left[\omega - v_t \frac{(1 - \cos(\omega \tau_d))}{2\omega \tau_d} \right], \quad \alpha''_\omega \simeq \frac{1}{2\Omega} \left(v + v_t \frac{\sin(\omega \tau_d)}{\omega \tau_d} \right)$$

图 3.4 为不同栅长度下非线性响应率 $\delta J_0 / \delta V_\omega^2$ 与入射信号频率的关系, 经(3.28)式计算得到, 其值与电流整流部分成比例关系。其中设定的参数: $\varepsilon_0 = 0.1 \text{ eV}$, $V_t = 2.92 \text{ V}$, L_c 分别取了 0.15 微米, 0.2 微米和 0.3 微米其它与图 2 中参数相同。

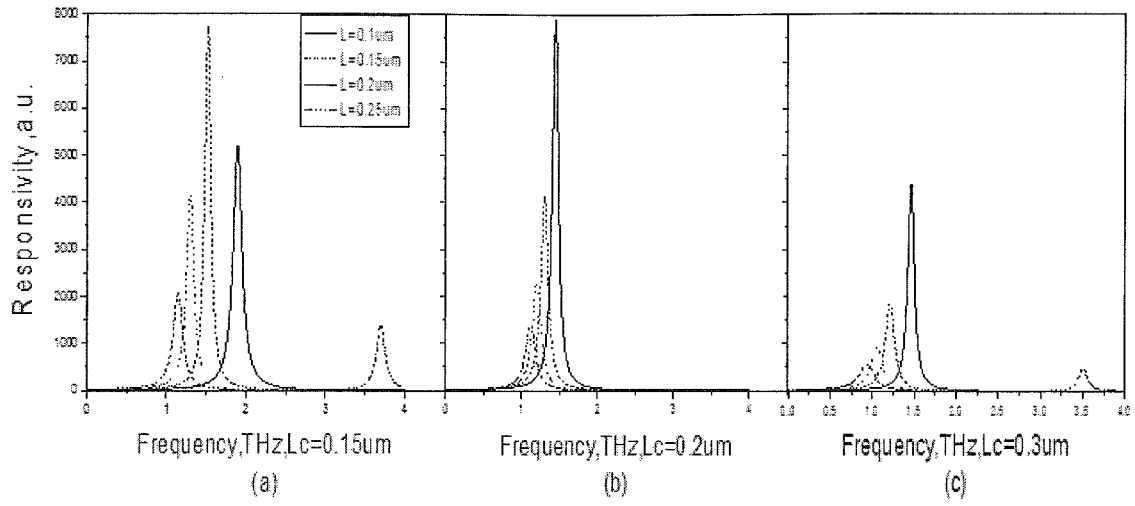


图 3.4 不同栅长度下响应率与入射信号频率的关系(a) $L_c = 0.15\mu m$, (b) $L_c = 0.2\mu m$, (c) $L_c = 0.3\mu m$

图 3.4 中, (a)(b)(c)中 L_c 取值依次为 0.15 微米, 0.2 微米和 0.3 微米。各图中非线性响应率的峰的位置随着栅长度的增大(四条曲线分别为沟道长度取值为 0.1 微米, 0.15 微米, 0.2 微米和 0.25 微米时的响应率)发生不同程度的红移, 与此同时峰的高度随着栅长度的增大而有下降趋势, 从图中可以看出当 $L_c = 0.2\mu m$ 和 $L_c = 0.3\mu m$ 的时候这种下降非常明显。Satou 等人[37], [48]经过计算与讨论指出, 响应率的共振峰的高度与位置与入射 THz 辐射的频率以及等离子振荡的频率有直接的关系, 随着栅长度的增大, 沟道内等离子振荡减弱, 响应率的峰发生红移且高度下降。Shur 等人的一系列实验结果证明了这一结论 [44], [48-50]。

图 3.5 为经(3.28)式计算得到的不同栅电压下非线性响应率与入射信号频率的关系。其中设定的参数: $L = 0.25\mu m$, $L_\omega = L_c = 0.3\mu m$, $V_0 = 0.5-1.5V$, $\omega = 0-4.0THz$, 其它参数与图 3.4 中参数相同。

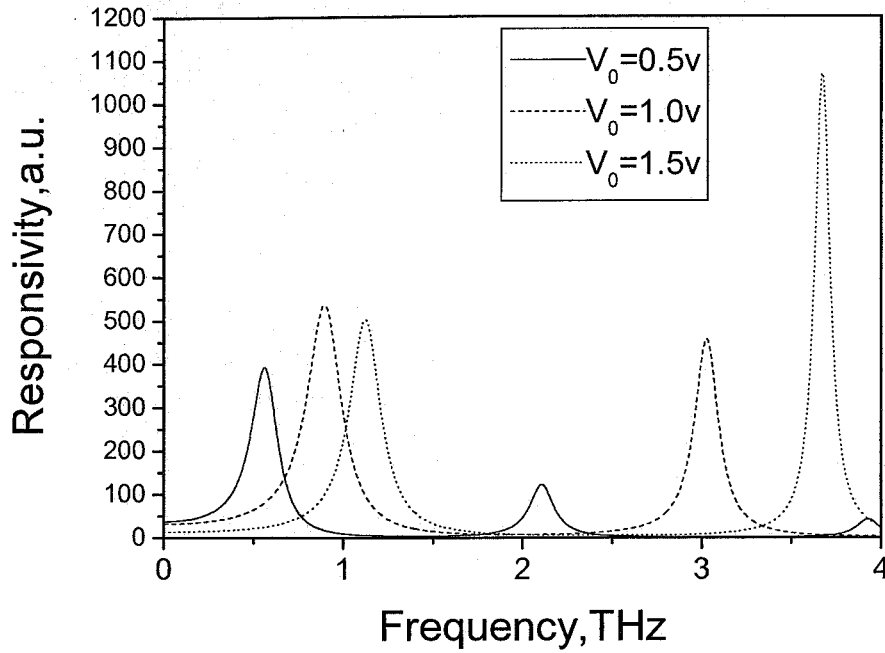


图 3.5 不同栅电压下响应率与入射信号频率的关系

图 3.5 中三条曲线分别为计算得到的 V_0 为 0.5V, 1.0V 和 1.5V 时的非线性响应率的峰。可以看出随着栅电压的增大, 沟道内的电子浓度增大, 响应率的峰发生蓝移, 峰的高度增大。这一结果与一系列实验[42], [44-45], [47], [51-53]的结果相符。

这些计算的结果表明了响应率的峰的位置和高度并不是由接触区间隙长度或沟道长度任何一个单独决定的, 而是由器件的几何尺寸(接触区间隙长度和栅长度)和栅电压共同决定的[37]。

3.2.3 太赫兹波入射模式对高电子迁移率晶体管的影响

近年来已经有人进行了实验, 将THz辐射从FET的栅和源间入射, 实验中采用的是n型GaAs FET [54]。Satou [48]等人则比较了两种不同的入射模式对HEMT探测特性的影响, 一种是THz波从HEMT非栅区垂直入射, 一种是从衬底入射。考虑衬底传输效率 $T_s = \exp(-\alpha_s W_s)$, 其中 α_s 和 W_s 分别为衬底的吸收系数和厚度, 通过与以上类似的

计算可以得到后一种入射模式下HEMT的响应率与频率关系的表达式。如果衬底材料(如 p^+ -GaAs)与吸收层材料(如非掺杂GaAs)相同,很自然可以假设 $\alpha_s \equiv \alpha$ 。在图3.6中比较了两个HEMT分别在两种THz波入射模式下的响应率,假设两个器件的尺寸和两种模式下入射的THz波功率相同。

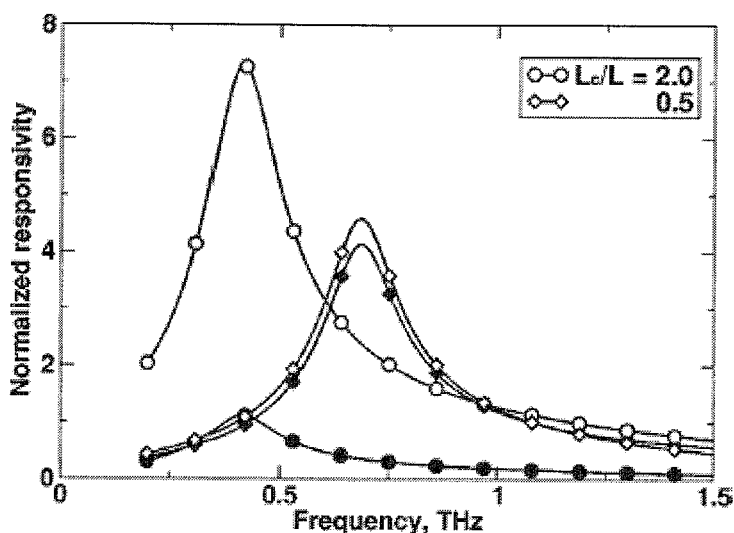


图3.6 THz波分别从非栅区域入射(空心标志)和衬底入射(实心标志)的情况下响应率与频率的关系: $\Omega/2\pi = 1\text{THz}$, $\nu = 1 \times 10^{12} \text{s}^{-1}$ 。

HEMT沟道中的等离子振荡导致栅到衬底回路中产生感应电流,栅和衬底间的接触起到天线的作用。在 $\omega < \tau_\alpha^{-1}$ 的情况下,天线和HEMT之间的反馈并不影响HEMT的探测特性,其中 $\tau_\alpha = R_\alpha C_{gs}$, R_α 为天线的辐射阻抗, C_{gs} 为栅到衬底的阻抗。只要吸收层厚度不是太小,在前一种入射模式下沟道中光生电子和空穴产生的感生电流与吸收层的厚度无关。因此想要栅到衬底之间的电阻足够小,只要将吸收层厚度设计得足够大就可以了。从这里可以看出,THz波从HEMT非栅区入射的模式与从衬底入射的模式相比,在设计的简易性和减小衬底中的光损耗方面具有优势。

3.3 小结

本章计算了在不同的栅长度下 HEMT 的栅和源(或漏)的导纳和探测响应率与

入射 THz 辐射频率的关系；并且计算了不同的栅电压下该器件的探测响应率与入射信号频率的关系。结果表明，随着栅长度的增大，由于沟道内等离子振荡减弱，栅到源/漏的导纳的峰发生红移，同时峰的高度有所下降；非线性响应率的峰也发生红移，峰的高度也有所下降。随着栅电压的增大，由于沟道内等离子振荡增强，导纳的峰发生蓝移，峰的高度有所上升；同时响应率的峰发生蓝移，峰的高度有所上升。这进一步证明了离子振荡频率和导纳与响应率的峰主要是由几何尺寸(接触区域的长度和栅长度)和栅电压共同决定的。同时经过比较发现，THz 波从 HEMT 非栅区入射的模式较 THz 波从衬底入射更有优势。因此要使探测器发挥更好的性能，除了减小接触区域的长度外还可以考虑减小栅长度或者增大栅电压的值，并使 THz 波从 HEMT 沟道的非栅区入射。

第四章 太赫兹场和磁场作用下的高电子迁移率晶体管的特性研究

本章主要研究了外加磁场对THz场作用下的HEMT探测特性的影响。结果表明，随着外加磁场强度的增加，HEMT沟道内的等离子振荡增强，HEMT的响应率峰发生蓝移。因此通过改变磁场有可能对HEMT的振荡响应实现有效调谐。

4.1 理论模型

Rhyzhii [55]等曾经提出一种利用HEMT中的等离子体效应探测THz辐射的方法，原理如下：THz波垂直入射HEMT的非栅区，使得HEMT中衬底和电子沟道之间的吸收层产生光生电子和空穴，这些电子和空穴激发的等离子振荡对入射THz波会产生强烈的共振响应，并在栅到衬底的回路中产生交流电流[56]。Satou [55]等经过研究发现，THz波从非栅区垂直入射的HEMT具有频率在THz范围的振荡响应，由于振荡频率是由沟道内电子浓度和沟道长度决定的，在非栅区域相对于栅区长度不是太大的情况下，可以对振荡的基频进行有效地调节。

HEMT的振荡响应主要是由沟道内电子浓度和沟道长度决定的，可以通过调节沟道内的电子浓度对器件的振荡响应实现调谐[56]，而通过其它手段对HEMT的振荡响应进行调谐的方法也有待研究。本文从理论上研究了在不同外加磁场下HEMT响应率的变化。结果表明，外加磁场增强了沟道内的等离子振荡，我们可以通过调节外加磁场来改变HEMT振荡响应。

本文中我们研究的是外加THz场垂直入射的HEMT结构THz探测器，采用的模型与Satou [48]等的模型类似，所不同的是沿着+z方向有一个外加的磁场B。如图4.1所示，宽带隙栅层和窄带隙吸收层之间是电子沟道，沟道与源和漏之间是 n^+ 型接触，与栅层是 p^+ 型接触。沿着沟道平面和垂直沟道平面的分别为x方向和z方向。Satou等所采用模型中的光信号可看成频率为 ω 的外加THz场，它沿着+z方向从顶部表面栅一漏和栅一源之间的部分入射， W_g 和 W_a 分别为栅层和吸收层的厚度， $2L$ 和 $2L_c$ 分别为栅区和非栅区域的长度。

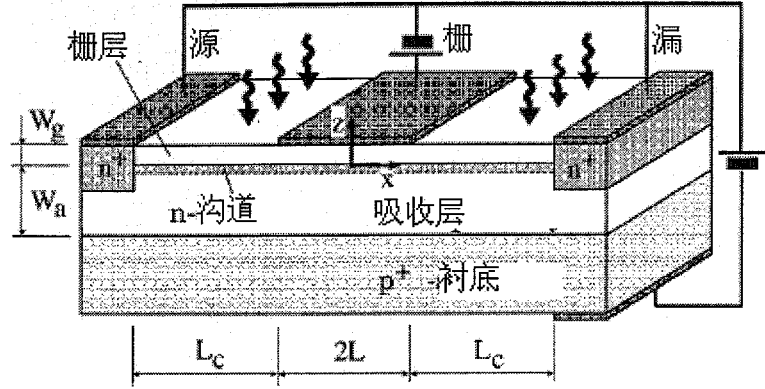


图4.1 THz探测器结构图

沟道内电子的净浓度 $\Sigma(x,t) = \Sigma_0 + \delta\Sigma_\omega \exp(-i\omega t)$ ，电子沿沟道方向的速率 $u(x,t) = u_0 + \delta u_\omega \exp(-i\omega t)$ 以及二维沟道中的电势为 $\varphi(x,t) = \varphi_0 + \delta\varphi_\omega \exp(-i\omega t)$ (在这里下标0代表着稳态的值，下标 ω 则代表相对于频率 ω 的小信号微扰幅度)，它们满足方程：

$$-i\omega\Sigma_\omega + \Sigma_0 \frac{\partial u_\omega}{\partial x} = \frac{j_\omega}{e}, \quad (4.1)$$

$$(-i\omega + \nu)u_\omega = \frac{e}{m} \left(\frac{d\varphi_\omega}{dx} + u \times B \right), \quad (4.2)$$

其中， ν 为电子碰撞频率， ω 为信号频率， e 和 m 分别为电子电荷和电子的有效质量，通过方程(4.1)，(4.2)可以得到：

$$\frac{d^2 \delta\varphi_\omega}{dx^2} + \frac{s^{-2} \omega (\omega^2 + 2i\nu\omega - \nu^2 - e^2 B^2 / m^2) \delta\varphi_\omega}{\omega + i\nu} = 0, \quad (4.3)$$

其中， $s = \sqrt{4\pi e^2 \Sigma_0 W_g W_a / \epsilon m (W_g + W_a)}$ 为等离子波速率。沿着沟道的交流电流 δJ_ω 在栅区 ($|x| \leq L$) 和非栅区 ($L \leq |x| \leq L + L_c$) 分别为[55]，[56]：

$$\delta J_\omega = -\sigma \frac{d\delta\varphi_\omega}{dx}, \quad \delta J_\omega = -\sigma_c \frac{d\delta\varphi_\omega}{dx}, \quad (4.4)$$

其中 $\sigma = e^2 \Sigma_0 / m(\nu - i\omega) = \sigma_0 \nu / (\nu - i\omega)$ 和 $\sigma_c = e^2 \Sigma_{0c} / m(\nu_c - i\omega) = \sigma_{c0} \nu / (\nu - i\omega)$ 分别为

栅区和非栅区的交流电导(下标c代表非栅区的量)。当非栅区沟道不太长即 $L_c \ll L^2(W_g + W_a)/W_g W_a$ 时,非栅区的特征等离子频率 $\Omega_c = \sqrt{2\pi e^2 \sum_{c0} W_g W_a / \epsilon m L_c}$ 比栅区的特征等离子频率 $\Omega = \pi s / 2L = \sqrt{\pi^3 e^2 \sum_0 W_g W_a / \epsilon m (W_g + W_a) L^2}$ 高得多。此时非栅区沟道内电子连续性方程可表示为[48]:

$$\frac{d\delta J_\omega}{dx} = -i_\omega, \quad (4.5)$$

或者考虑方程(4.4), 写为[48]:

$$\frac{d^2 \delta \phi_\omega}{dx^2} = \frac{i_\omega}{\sigma_c}, \quad (4.6)$$

其中 i_ω 为沟道非栅区域由光电子和光空穴产生的交流电流密度(光电流)。

假设位于沟道边缘 $|x| = L + L_c$ 的电势是不变的, 那么方程(4.6)的边界条件为[48]:

$$\delta \phi_\omega \Big|_{|x|=L+L_c} = 0, \quad (4.7)$$

方程(4.3)的边界条件服从 $|x| = L$ 处交流电势和电流的连续性方程[48]:

$$\delta \phi_\omega \Big|_{|x|=L-0} = \delta \phi_\omega \Big|_{|x|=L+0}, \quad (4.8)$$

$$\sigma \frac{d\delta \phi_\omega}{dx} \Big|_{|x|=L-0} = \sigma_c \frac{d\delta \phi_\omega}{dx} \Big|_{|x|=L+0}, \quad (4.9)$$

结合(4.7-4.9), 可以得到光电子和光空穴在沟道非栅区产生感生电流情况下方程(4.3)的边界条件[48]:

$$(L_\omega \frac{d\delta \phi_\omega}{dx} \pm \delta \phi_\omega) \Big|_{|x|=L} = \mp i_\omega r_c, \quad (4.10)$$

其中 $L_\omega = L_c \sigma / \sigma_c = L_c \sum_0 (\nu_c - i\omega) / \sum_{0c} (\nu - i\omega)$, $r_c = L_c^2 / \sigma_c$ 分别为沟道非栅部分的有效长度和有效阻抗。我们作一些简化: $\nu_c = \nu$, 那么 $L_\omega = L_\infty = L_c \sum_0 / \sum_{0c}$ 。

沟道非栅区域由光电子和光空穴产生的光电流密度为[48]:

$$i_{\omega} = \frac{e}{2\pi W_a} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \int_{-W_a}^0 dz (v_n n - v_p p), \quad (4.11)$$

n, p, v_n 和 v_p 分别为吸收层的光电子和光空穴的瞬时浓度和平均速率。在 $\alpha W_a \ll 1$ (α 为吸收层的吸收系数) 的结构中光电子与光空穴以饱和速率 v_{ns} 和 v_{ps} 漂移输运(也就是 $v_n = v_{ns}, v_p = v_{ps}$)，在频率相对较高的信号下 ($\omega \gg \alpha v_{ns}, \alpha v_{ps}$) 可以得到[48]:

$$i_{\omega} \cong -i \frac{e\alpha I_{\omega}}{\omega} \left[v_{ns} \left(1 + \frac{1 - e^{i\omega\tau_n}}{i\omega\tau_n} \right) + v_{ps} \left(1 + \frac{1 - e^{i\omega\tau_p}}{i\omega\tau_p} \right) \right], \quad (4.12)$$

其中 I_{ω} 为入射信号强度的谐波分量(仅仅在非栅区域也就是 $L \leq x \leq L + L_c$ 时值为非0), τ_n 和 τ_p 为电子和空穴穿越吸收层的时间, 在此处分别为 $\tau_n = W_a / v_{ns}$ 和 $\tau_p = W_a / v_{ps}$ 。在 $\omega\tau_n, \omega\tau_p \gg 1$ 时, 方程(4.12)可写为

$$i_{\omega} = -i \frac{e\alpha(v_{ns} + v_{ps})I_{\omega}}{\omega}, \quad (4.13)$$

在(4.13)中可以看到光电流随着频率增加而减小, 高频下光电流的频率特性受到光生电子(空穴)准弹道运动的强烈影响。数值计算结果表明, 光生电子的准弹道运动会导致 i_{ω} 的值在 ω 处于THz频率范围时大大增加。

4.2 数值计算及结果讨论

通过边界条件(4.10)解方程(4.3)得到栅下沟道中交流电势的表达式:

$$\delta\varphi_{\omega} = -i_{\omega} r_c \left[\cot\left(\frac{\pi\alpha_{\omega}}{2}\right) - \frac{L_{\infty}}{L} \left(\frac{\pi\alpha_{\omega}}{2}\right) \right]^{-1} \times \frac{\cos(\pi\alpha_{\omega}x/2L)}{\sin(\pi\alpha_{\omega})}, \quad (4.14)$$

其中 $\alpha_{\omega}^2 = \frac{\omega(\omega^2 + 2i\nu\omega - v^2 - e^2 B^2 / m^2)}{\Omega^2(\omega + i\nu)}$ 。当 $W_g \ll W_a$ 时, 栅下沟道中振荡电荷产生的位移电流主要在栅极, 为[36]:

$$\delta J_{\omega}^g = -i\omega \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_{-L}^L dx \delta\varphi_{\omega}, \quad (4.15)$$

我们忽略光电子和光空穴直接在栅极产生的电流，因为这个电流与边缘阻抗效应有关，所以非常小。将(4.14)中的 $\delta\phi_\omega$ 代入(4.15)，并对 x 积分得到[48]：

$$\delta J_\omega^g = i\omega \frac{\varepsilon i_\omega}{4\pi} \left(\frac{2r_c}{\pi\alpha_\omega} \right) \left[\cot\left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) - \frac{L_\infty}{L} \left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2} \right) \right]^{-1}, \quad (4.16)$$

我们假设功率为 P_ω 的太赫兹波集中照射在非栅区。在这种情况下，忽略连接处的狭缝形成的衍射，有 $I_\omega = P_\omega / 2L$ 。因此，HEMT的响应率 $R_\omega = \delta J_\omega^g / P_\omega$ 可以表示为 $R_\omega = \delta J_\omega^g / 2\hbar\Omega_{ph} L_c I_\omega$ ，其中 $\hbar\Omega_{ph}$ 为光子能量。由方程(4.13)得到以下表达式：

$$\Re_\omega = \delta J_\omega^g / 2\hbar\Omega_{ph} L_c I_\omega = \bar{R} \left(\frac{L_c}{L} \right) \left(\frac{\nu - i\omega}{\pi\nu\alpha_\omega} \right) \left[\cot\left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) - \frac{L_\infty}{L} \left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2} \right) \right]^{-1}, \quad (4.17)$$

其中

$$\bar{R} = \left(\frac{\varepsilon e}{4\pi\hbar\Omega_{ph}} \right) \left[\frac{L^2 \alpha(\nu_{ns} + \nu_{ps})}{W_g \sigma_{c0}} \right], \quad (4.18)$$

因为用到了(4.13)，因此要(4.17)成立，信号频率不能太低，也就是说频率要满足 $\omega \gg \tau_n^{-1}, \tau_p^{-1}, \alpha\nu_{ns}, \alpha\nu_{ps}$ 。

通过数值计算得出响应率 $|\Re_\omega| / \bar{R}$ 与频率的关系如下图所示：

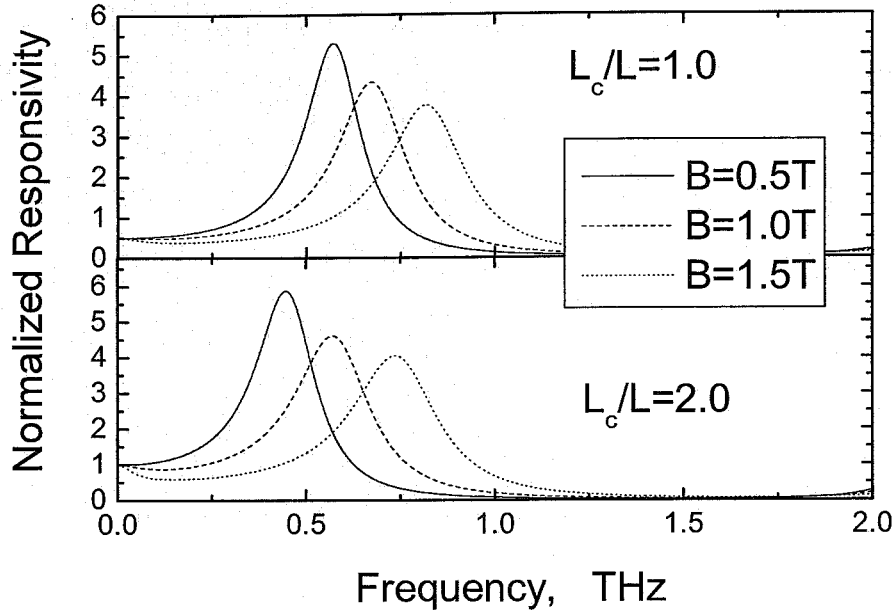


图4.2 在不同的磁场下响应率与信号频率的关系图

图中分别展示了 $L_c/L=1$ 和 $L_c/L=2$ 时在不同的磁场强度下, HEMT响应率 $|\mathcal{R}_\omega|/\bar{R}$ 的变化。设定 $\Omega/2\pi=1\text{THz}$, $\Sigma_0=\Sigma_{0c}=1\times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ ($L_\infty=L_c$), 所取参数 $W_g=0.05\mu\text{m}$, $v_{ns}+v_{ps}=1.5\times 10^7\text{cm/s}$, $\nu=1\times 10^{12}\text{s}^{-1}$, $\hbar\Omega_{ph}=1.45\text{eV}$, $\alpha=1\times 10^4\text{cm}^{-1}$ 。从图中可以看出, 在 L_c/L 的值分别为1和2时出现了相同的情况, 随着外加磁场强度的由0.5T增大到1.5T, 响应率的峰发生蓝移, 这是因为磁场的增强使得沟道内的等离子振荡增强; 同时峰的高度下降近1/3, 这是由于有两种机制阻碍了等离子波的增长: 电子-电子散射引起的电子流体粘滞性和电子-声子、电子-杂质散射引起的外摩擦[33]。

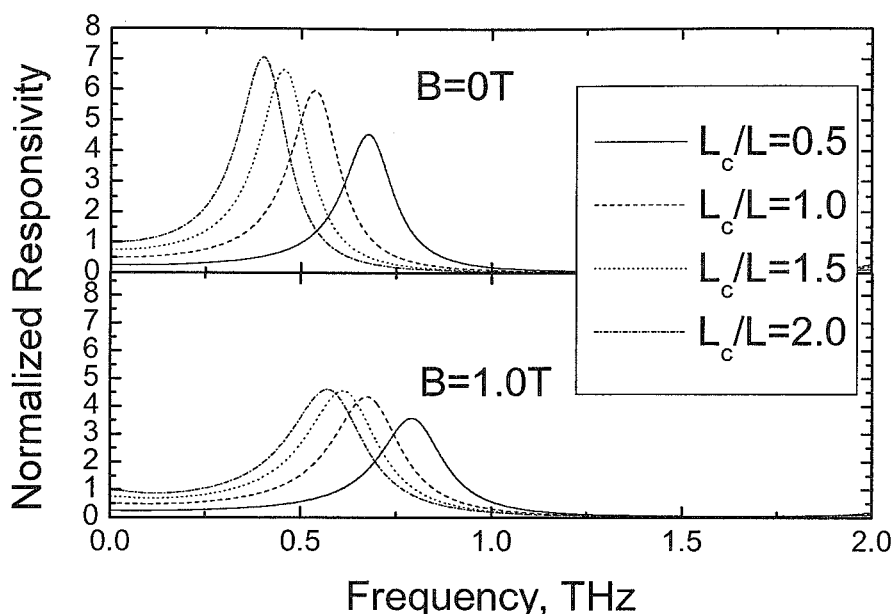


图4.3 在不同的非栅区沟道长度下响应率与信号频率的关系图

图4.3描述了在不同的非栅区域沟道长度(L_c/L)下, 外加磁场为0和不为0时响应率 $|\Re_\omega|/\bar{R}$ 的变化。我们所取的 L_c/L 从0.5增加到2, 外加磁场从0到1T, 其它参数与图4.2中的相同。从图中可以看到, 外加磁场不为0时的响应率 $|\Re_\omega|/\bar{R}$ 的峰相对于外加磁场为0时发生了蓝移, 这是因为磁场的增强引起HEMT沟道内等离子振荡的增强。响应率的峰的高度有明显的下降, 这是由于有两种机制阻碍了等离子波的增量: 由电子-电子散射而引起的电子流体的粘滞性以及由电子-声子、电子-杂质散射引起的外摩擦; 对于前者, 可以通过降低温度的方法从一定程度上克服, 对于后者仍然没有有效的办法消除其影响[56]。

Kushwaka [56]等做了类似的研究。他们计算了外加磁场、器件长度和温度对于电磁辐射下的FET的特性的影响, 结果如图(4.4-4.6)所示。

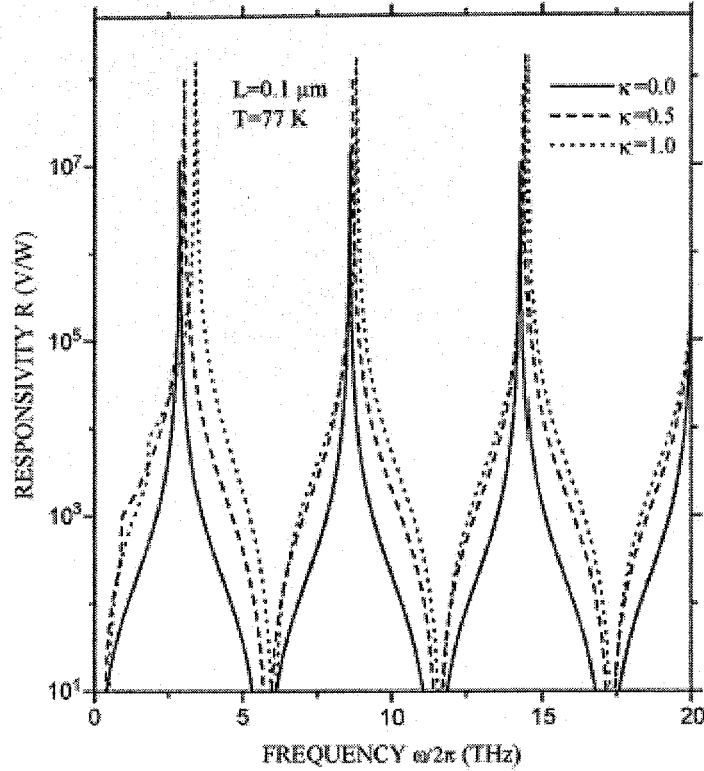


图 4.4 响应率 R 作为与频率 ω 的关系图。栅长度 $L = 0.1 \mu\text{m}$ ， $T = 77\text{K}$ 相应的 $\mu = 3 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ，忽略粘滞性。实线代表外加磁场为 0 的情况，虚线代表外加磁场非 0 的情况。

图 4.4 为 Kushwaka 等经过计算得到的响应率 R 的频率特性， $L = 0.1 \mu\text{m}$ 温度 $T = 77\text{K}$ ， κ 为归一化的磁场，忽略上文提到的两种阻碍机制。对于 $T = 77\text{K}$ 有电子迁移率 $\mu = 3 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 对于 $T = 300\text{K}$ 有电子迁移率 $\mu = 8 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [19]。实线对应于 $B = 0$ ，虚线对应于 $B \neq 0$ 。对于 $B = 0$ ，在等离子振荡的基频得到的响应率 $R \approx 10^7 \text{ V/W}$ ，几乎与在奇次谐波得到的结果相同，这是忽略上文提到的两种阻碍机制的典型后果。因而，响应峰在越高次谐波下越不明显。 $B \neq 0$ 的情况有稍许不同。响应峰随着 B 增加变得更高。

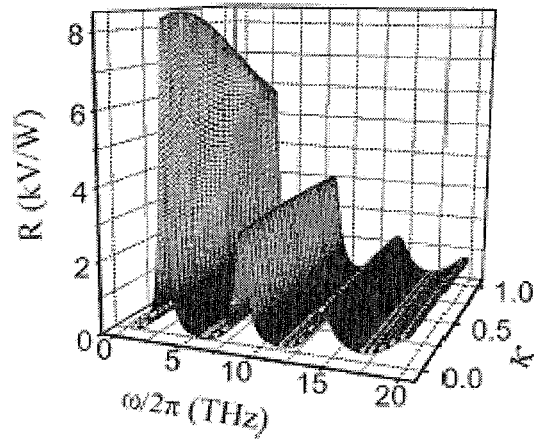


图 4.5 响应率 R 与频率 ω 和磁场 κ 的关系图，栅长度 $L = 0.1\mu m$ ， $T = 300K$ ， $\mu = 8 \times 10^3 cm^2 / Vs$ 。

图 4.5 展示了响应率 R 与频率 ω 和归一化磁场 κ 的关系， $L = 0.1\mu m$ ， $T = 300K$ ， $\mu = 8 \times 10^3 cm^2 / Vs$ 。该图传达了以下几个重要信息：

- 1) 当栅长度较小时探测器有较高的响应率；
- 2) 响应峰在较高次谐波下不明显，是上文提到的两种阻碍机制作用的结果；
- 3) 该 FET 能够工作在 THz 范围，这比传统肖特基二极管探测器工作频率高得多；
- 4) 外加磁场 B 似乎能将这共振峰推向更高的频率。

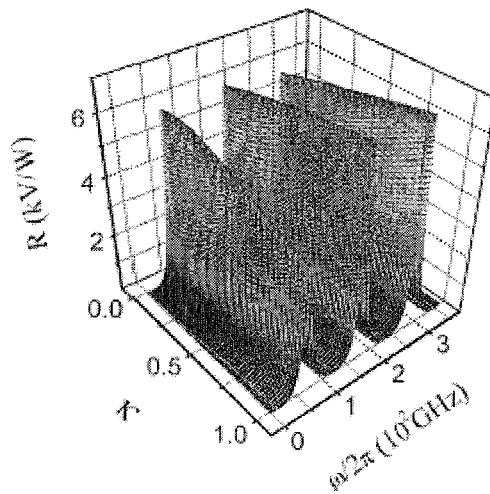


图 4.6 响应率与频率 ω 和归一化磁场 κ 的关系图，栅长度 $L = 5\mu m$ ， $T = 77K$ ， $\mu = 3 \times 10^5 cm^2 / Vs$ 。

图 4.6 所示为 $L = 5\mu\text{m}$ 和 $T = 77\text{K}$ 时响应率与频率 ω 和归一化磁场 κ 的关系。第一个峰顶在磁场作用下的变化几乎与图 4.5 中一样，而图 4.5 中器件工作温度较高栅长度较小。图 4.6 与图 4.5 一个重要的不同点是图 4.5 中的探测器是工作在 THz 频率，而图 4.6 中的探测器工作频率较低。

Satou [48]等人已经证明可以通过调整沟道内电子浓度等手段实现对 HEMT 的振荡响应实现有效调节，本文以上的计算结果可以证明，改变外加磁场同样可以对 HEMT 的振荡响应实现有效调节。

4.3 小结

本章计算了外加 THz 场和磁场作用下 HEMT 的响应率与频率的关系。结果表明，随着外加磁场的增加，器件响应率的峰发生蓝移，这是因为磁场增强了沟道内的等离子振荡；同时峰的高度有所降低，这是由于电子-电子散射引起的电子流体粘滞性和电子-声子、电子-杂质散射引起的外摩擦阻碍了等离子波的增长。所以，通过改变外加磁场的强度能够对 THz 探测器的振荡响应实现有效调节，利用这一特性我们可以设计可调谐的 THz 探测器。

第五章 结论

本文主要研究了HEMT结构的THz探测器的探测特性。通过求解连续性方程分析了HEMT的栅电压和栅长度对器件的探测特性的影响,以及外加磁场对器件探测特性的影响。本文所取得的主要结论和研究成果如下:

1. 理论研究了 HEMT 沟道中的等离子振荡的频率特性,以及外加磁场对这一特性的影响。结果表明,HEMT 沟道中等离子波振荡能够引起沟道内电荷的周期变化,并且这一电荷的变化可以通过外加磁场对其进行调谐。
2. 计算了 THz 场作用下 HEMT 的导纳与入射 THz 频率的关系,以及 THz 场作用下 HEMT 的探测响应率与入射 THz 频率的关系。结果表明,随着栅长度的增大,沟道内等离子振荡减弱,栅到源/漏的导纳和非线性响应率的峰发生红移,同时峰的高度下降;随着栅电压的增大,沟道内等离子振荡增强,导纳和响应率的峰发生蓝移,峰的高度上升。经过比较发现,THz 波从 HEMT 非栅区入射的模式较 THz 波从衬底入射更有优势。因此,要使探测器发挥更好的性能,除了减小接触区域的长度外还可以考虑减小栅长度或者增大栅电压的值,并且使 THz 波从非栅区入射。
3. 计算了在磁场作用下,HEMT结构THz探测器的响应率与入射THz频率的关系。结果表明,随着外加磁场的增加,器件响应率的峰发生蓝移,这是因为磁场增强了沟道内的等离子振荡;同时峰的高度有所降低,这是由于电子-电子散射引起的电子流体粘滞性以及电子-声子、电子-杂质散射引起的外摩擦阻碍了等离子波的增长。因此,通过改变外加磁场的强度能够对THz探测器的振荡响应实现有效调节,设计可调谐的THz探测器成为可能。

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, 2002 (04): 200-203.
- [2] B. Ferguson, 张希成. THz 科学与技术研究回顾. 物理, 2003 (05): 286-293.
- [3] 王宏飞. 改变未来世界的十大技术之一——THz 技术. 全球科技经济瞭望. 2005 (04): 60-64.
- [4] 曹俊诚. THz辐射源与探测器研究进展. 功能材料与器件学报, 2003 (9): 111- 117.
- [5] Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, and W. H. Knox. Femtosecond Charge Transport in Polar Semiconductors, *Phys. Rev. Lett*, 1999 (82): 5140– 5143.
- [6] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Opt. Lett*, 1995 (20): 1716-1720.
- [7] M. Mack, X.C. Zhang, B. B. Hu, N. Froberg and D. H. Auston. Electrically controlled frequency scanning by a photoconducting antenna array. *Appl. Phys. Lett*, 1991 (58): 1369.
- [8] M. C. Gaidis, H. M. Pickett, C. D. Smith, et al. A 2.5 THz receiver front-end spaceborne applications [J]. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 2002 (48): 733.
- [9] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, et al. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett*, 2002 (81): 4637- 4639.
- [10] H. C. Liu, C. Y. Song, A. J. SpringThorpe and J. C. Cao. Terahertz quantum-well photodetector. *Appl. Phys. Lett*, 2004 (84): 4068- 4070.
- [11] 李焱. 半导体器件原理. 合肥: 中国科技大学出版社.
- [12] M. J. Rodwell. High Speed Integrated Circuit Technology: Towards 100 GHz Logic. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 2001 (1): 11.
- [13] M. I. Dyakonov and M. S. Shur. Plasma Wave Electronics: Novel Terahertz Devices using Two Dimensional Electron Fluid, Special Issue on Future Directions in Device Science and Technologies. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1996 (43): 1640-

1646.

- [14] M. Dyakonov and M. S. Shur. Plasma Wave Electronics for Terahertz applications, in "Terahertz Sources and Systems". R. E. Miles, P. Harrison and D. Lippens. *NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry*, Dordrecht /Boston /London, 2001. Kluwer Academic Publishers, 2001.
- [15] M. S. Shur and M. Dyakonov. Two-Dimensional Electrons in Field Effect Transistors. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 1998: (9): 65- 99.
- [16] A. A. Ivanov and V. I. Ryzhii. Collective relaxation of nonequilibrium photoelectrons in quantized magnetic fields. *Soviet Physics - JETP*, 1972 (36): 803- 806.
- [17] A. V. Chaplik. Zh. Eksp. Teor. Fiz. *Sov. Phys. JETP*, 1972 (35): 395.
- [18] M. I. Dyakonov and M. S. Shur. Shallow Water Analogy for a Ballistic Field Effect Transistor. *Phys. Rev. Lett*, 1993 (71): 2465- 2468.
- [19] M. I. Dyakonov and M. S. Shur. Detection, Mixing, and Frequency Multiplication of Terahertz Radiation by Two Dimensional Electronic Fluid. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1996 (43): 380- 387.
- [20] M. S. Shur. *Introduction to Electronic Device*. 1996. New York: John Wiley and Sons.
- [21] M. Dyakonov and M. S. Shur. Ballistic FET as Tunable Terahertz Oscillator. *Proceedings of 2d International Semiconductor Device Research Symposium*, Charlottesville, 1993. VA, 1993: 741- 744.
- [22] T. W. Crowe, R. J. Mattauch, R. M. Weikle and U. V. Bhapkar. *Compound Semiconductor Technology. The Age of Maturity*. M. S. Shur. 1996. World Scientific, 1996: 209- 246,.
- [23] A. P. Dmitriev, V. Kachorovskii and M. S. Shur. Plasma Wave Instability in Field Effect Transistor. *Appl. Phys. Lett*, 2001 (79): 922- 924.
- [24] 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*, 1996 (32): 2148- 2149.
- [25] J.-Q. Lü, M. S. Shur, J. L. Hesler, L. Sun and R. Weikle. Terahertz Detector Utilizing

- Two-Dimensional Electronic Fluid. *IEEE Electron Device Letters*, 1998 (19): 373-375.
- [26] J.-Q. Lu, M. S. Shur, J. L. Hesler, L. Sun and R. Weikle. A Resonant Terahertz Detector Utilizing a High Electron Mobility Transistor. IEDM'98 Technical Digest, San Francisco, 1998. CA, 1998.
- [27] W. Knap, F. Teppe, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii and S. Rumyantsev. Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 2005 (87): 1-3.
- [28] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lu, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu and M. Asif Khan etc. Detection of Terahertz Radiation in Field Effect Transistors. *J. Appl. Phys.*, 2002 (91): 10-13.
- [29] P. C. Chao, M. Shur, R. C. Tiberio, K. H. G. Duh, P. M. Smith, J. M. Ballingall, P. Ho and A. A. Jabra. DC and microwave characteristics of sub-0.1- μm gate-length planar-doped pseudomorphic HEMTs. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989 (36): 461.
- [30] A. P. Dmitriev, A. S. Furman and V. Yu. Kachorovskii. Nonlinear theory of the current instability in a ballistic field-effect transistor. *Phys. Rev. B*, 1996 (54): 14020.
- [31] B. Gelmont. Vol. II. in *Proceedings of the 1995 International Semiconductor Device Research Symposium*, Charlottesville, 1995. Charlottesville, VA, Engineering Academic Outreach, University of Virginia, 1995: 559.
- [32] M. S. Shur and J. Q. Lü. Terahertz sources and detectors using two-dimensional electronic fluid in high electron-mobility transistors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2000 (48): 750.
- [33] M. Kushwaha and P. Vasilopoulos. Influence of a magnetic field on the current instability in a ballistic field-effect transistor. *Phys. Rev. B*, 2001 (64): 125320.
- [34] M. Dyakonov and M. Shur. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Phys. Rev. Lett.* 1993 (71): 2465.
- [35] S. Luryi and A. Zaslavsky. *Modern Semiconductor Devices*. 1998. New York: Wiley, p253.

- [36] A. Satou, V. Ryzhii, M. Ryzhii, I. Khmyrova. Plasma and transit-time mechanisms of the terahertz radiation detection in high-electron-mobility transistors. *Semicond Sci Technol*, 2003 (19): 431-438.
- [37] M. R. Ma, Y. L. Chen, L. M. Wang and C Wang. Resonant detection of terahertz radiation utilizing plasma waves in high-electron-mobility transistors. *Chinese Physics B*, 2008 (17): 1854-1857.
- [38] V. Ryzhii, M. S. Shur. Tunnelling- and barrier-injection transit-time mechanisms of terahertz plasma instability in high-electron mobility transistors. *Semicond Sci Technol*, 2002 (17): 1168-1171.
- [39] V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova, et al. Plasma oscillations in a slot diode structure with a two-dimensional electron channel. *J Appl Phys*, 2004 (96): 7625-7628.
- [40] V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, M. Shur. Plasma oscillations in high-electron-mobility transistors with recessed gate. *J Appl Phys*, 2006 (99): 084507-1-5.
- [41] V. Ryzhii, I. Khmyrova and M. Shur. Terahertz photomixing in quantum well structures using resonant excitation of plasma oscillations. *J Appl Phys*, 2002 (91): 1875-1881.
- [42] Y. Deng, W. Knap, S. Rumyantsev, et al. Subterahertz detection by high electron mobility transistors at large forward gate bias. *IEEE Lester Eastman Conference on High Performance Devices*, Newark, USA, 2002: 135-142.
- [43] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev and M. Shur. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors. *Applied Phys Lett*, 2002 (81): 4637-4639.
- [44] Y. Deng, W. Knap, S. Rumyantsev, et al. Detection of terahertz radiation by plasma waves in field effect transistors. *Terahertz Electronics Proceedings, IEEE Tenth International Conference*, 2002: 19-22.
- [45] O. Taiichi, H. Mitsuhiro, O. Osamu. Terahertz plasma wave resonance of two-dimensional electrons in InGaP/InGaAs/GaAs high-electron-mobility transistors. *Applied Phys Lett*, 85: 2119-2121, 2004.
- [46] A. Hashima, T. Hashizume, K. Iizuka, et al. Plasma wave interactions in the microwave to THz range between carriers in a semiconductor 2DEG and interdigital

- slow waves. *Superlattices and Microstructures*, 2003 (34): 531-537.
- [47] A. Satou, V. Ryzhii, I. Khmyrova, M. Ryzhii, et al. Characteristics of a terahertz photomixer based on a high-electron mobility transistor structure with optical input through the ungated regions. *J Appl Phys*, 2004 (95): 2084-2089.
- [48] M. Dyakonov and M. Shur. Detection, Mixing, and Multiplication of Terahertz Radiation by Two-Dimensional Electronic Fluid. *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, 1996 (43): 380-387.
- [49] M. Dyakonov, M. Shur. Plasma wave electronics: Novel terahertz devices using two Dimensional electron fluid. *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, 1996 (43): 1640-1645.
- [50] J. Q. Lü and M. Shur. Terahertz detection by high-electron-mobility transistor: Enhancement by drain bias. *Applied Phys Lett*, 2001 (23): 2587-2588.
- [51] M. Shur, J. Q. Lü and M. Dyakonov. TERAHERTZ APPLICATIONS OF PLASMA WAVE ELECTRONICS. Microwave Symposium Digest. 1999 *IEEE MTT-S International*, 1999 (3): 937-940.
- [52] M. Dyakonov and M. Shur. Plasma Wave Electronics: Terahertz Detectors and Sources Using Two Dimensional Electronic Fluid in High Electron Mobility Transistors. 1997 Frontiers in Electronics. *WOFE '97. Proceedings.*, 1997. Advanced Workshop, 1997: 105-108.
- [53] T. Ostuji, M. Hanabe and O. Ogawara. Technical Digest. 11th *International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors*. Italy, 2004. Modena, 28 July-1 August.
- [54] V. Ryzhii, I. Khmyrova and A. Satou. Plasma mechanism of terahertz photomixing in high-electron mobility transistor under interband photoexcitation. *J. Appl. Phys*, 2002 (92): 5756.
- [55] V. Ryzhii. Terahertz Operation of Quantum-Well Intersubband Hot-Electron Phototransistors. *IEEE J. Quantum Electron*, 1999 (35): 928.
- [56] M. Kushwaha and P. Vasilopoulos. Resonant response of a FET to an AC signal: Influence of magnetic field, device length, and temperature. *IEEE Transactions on*

- electron devices*, 2004 (51): 803.
- [57]J. C. Cao. Interband Impact Ionization and Nonlinear Absorption of Terahertz Radiation in Semiconductor Heterostructures. *Phys Rev Lett*, 2003 (91): 237401.
- [58]J. C. Cao, X. L. Lei. Multiphoton-assisted absorption of terahertz radiation in InAs/AlSb heterojunctions. *Phys Rev B*, 2003 (67): 085309-1.
- [59]X. W. Mi, J. C. Cao and C. Zhang. Optical absorption in terahertz-driven quantum wells. *J. Appl. Phys*, 2004 (95): 1191.
- [60]J. C. Cao, X. L. Lei. Synchronization and chaos in mini \band semiconductor superlattices. *Phys. Rev. B*, 1999 (60): 1871.
- [61]B. Ferguson, S. H. Wang, D. Gray, et al. Tray computed tomography [J]. *Optics Letters*, 2002 (27): 1312.
- [62] 黄昆. 固体物理学. 第一版. 北京: 高等教育出版社.
- [63] 梁昆淼. 数学物理方法. 第一版. 北京: 人民教育出版社.
- [64] 徐家鸾, 金尚宪. 等离子体物理学. 第一版. 北京: 原子能出版社.
- [65] N. A. 克拉尔和 A. W. 特里维尔皮斯. 第一版. 等离子体物理学原理. 原子能出版社, 1983.