

离子注入原理与技术

北京出版社

离子注入原理与技术

北京市辐射中心，北京师范大学
低能核物理研究所离子注入研究室

*

北 京 出 版 社 出 版
(北京崇文门外东兴隆街51号)

新华书店北京发行所发行

北 京 印 刷 三 厂 印 刷

*

787×1092毫米 16开本 23.5印张 378,000字

1982年10月第1版 1982年10月第1次印刷

印数 1—8,460

书号: 13071·143 定价: 2.45元

内 容 提 要

全书共分十一章。其中，二至六章主要介绍离子注入原理，包括射程分布理论、背散射技术与沟道效应、辐射损伤和退火、能量淀积分布理论以及增强扩散，均以专题形式介绍。七至十一章以离子注入技术的应用为主要内容，分别讨论了离子注入的一般测量方法，以及离子注入技术在双极和 MOS 硅器件、集成电路、化合物半导体、金属材料、光集成等方面的应用。

本书可供有关专业的教师和高年级学生、研究生参考，对于从事半导体器件、大规模集成电路生产和科研工作者，也是一本较好的参考书。

序 言

通过大量的实验和理论研究,人们对离子注入技术的原理的认识不断深化,对离子注入技术应用的客观规律的掌握和运用,也达到了比较自如的阶段。现在利用近代的真空技术、离子束的形成、加速和扫描技术以及微处理机的控制技术等,使离子注入机已发展成为批量生产的工艺设备。这样,离子注入技术,连同细线条加工技术、计算机辅助设计技术、材料制备技术和集成电路设计技术(包括器件物理和电子学)一起,形成了大规模、超大规模集成电路五个重要技术基础。

七十年代初期,这五个技术基础促进了大规模集成电路的诞生。七十年代末期,这五个技术基础又促进了超大规模集成电路的诞生,使每个管芯片上可包括十万个以上元件。八十年代将是超大规模集成电路蓬勃发展的阶段,离子注入技术将会起到明显的重要作用。

本书的编著者从六十年代末期起就开始了离子注入技术的研究工作,在有关方面的大力协作和支持下,他们在1970年5月就建成了一台200 keV离子注入机。全国20多个单位利用这台离子注入机,进行了太阳电池、集成电路和微波器件的研究工作。1977年他们又将能量提高到400 keV,为进一步的研究工作创造了更好的条件。

本书编著者在研制离子注入机及其应用的研究工作中,不断地熟悉和积累有关离子注入技术的原理和应用知识。从1975年起,他们又举办了两期离子注入技术训练班,系统地介绍了离子注入设备和离子注入工艺测量的基本知识和基本技术以及国内外的发展动态。正是在这个基础上,他们先后编写了《离子注入机基础》和《离子注入原理与技术》两本书。

《离子注入原理与技术》共分两个部分。第一部分包括第二章到第六章,以介绍原理为主。其中,有些是介绍基本知识,如第二章射程分布理论;有些是理论和技术的结合,如第三章背散射技术与沟道效应和第五章辐射损伤和退火;也有些是专题介绍,如第四章能量淀积理论及第六章增强扩散。第二部分包括第七章到第十一章,以介绍离子注入技术的应用为主。其中,第七章比较详尽地叙述了注入层电特性的测量,注入层的载流子浓度分布的测量,注入层杂质浓度分布的测量和注入层损伤的考察和分析。第八章到第十一章分别讨论了离子注入技术在双极硅材料集成电路、MOS硅材料集成电路、化合物半导体材料和其它材料中的应用。

本书的优点在于,它比较完整、系统地介绍了离子注入技术的原理和理论,同时又比较充分地给出了原始的实验数据和推论以及各方面的实例。此外,还给出了各种实用的测试方法、图表和数据,以便在工作中查用。

当前,我国大规模集成电路的生产和超大规模集成电路的研究工作正在开始。对于

从事这方面生产和研究工作的同志来说，本书是一本较好的参考书。对于大专院校有关专业的高年级师生和研究院师生，本书也是一本较好的参考书。此外，为了使研究生扩大知识面和启发他们开展新技术的研究，本书也可简化为研究生一年级的一门课程。

黄 敞

一九八〇年十一月于临潼

目 录

序言	1
第一章 绪论	1
§ 1.1 概述	1
§ 1.2 离子注入技术的发展和展望	1
§ 1.3 离子注入技术的特点和在半导体器件制造中的应用	3
第二章 射程分布理论	5
§ 2.1 简单的射程分布理论	6
§ 2.2 沿着路径测量的射程分布	17
§ 2.3 非晶靶中浓度分布的应用实例	29
§ 2.4 理论与实验的比较	35
§ 2.5 单晶靶中的射程分布理论	36
第三章 背散射技术与沟道效应	52
§ 3.1 卢瑟夫背散射与背散射谱	52
§ 3.2 用背散射测量杂质浓度分布	56
§ 3.3 利用沟道效应分析注入层损伤	67
§ 3.4 用沟道技术测定杂质的晶格位置	81
第四章 能量淀积分布理论	86
§ 4.1 离子与固体相互作用的基本概念	86
§ 4.2 简单的级联移位理论	91
§ 4.3 低能注入离子在固体中的能量淀积空间分布	95
§ 4.4 高能注入离子在固体中的能量淀积空间分布	104
第五章 辐射损伤和退火	112
§ 5.1 辐射损伤	112
§ 5.2 形成非晶层的条件和实验结果	114
§ 5.3 注入层的损伤分布	119
§ 5.4 热退火	123
§ 5.5 激光退火	136
第六章 增强扩散	147
§ 6.1 增强扩散的概念	147
§ 6.2 增强扩散实验及讨论	152

§ 6.3 多元扩散	168
第七章 离子注入层特性的测量与分析	177
§ 7.1 电特性测试	177
§ 7.2 载流子浓度分布	187
§ 7.3 杂质浓度分布的测量	200
§ 7.4 注入层损伤的考察和分析	209
第八章 离子注入技术在双极器件和集成电路中的应用	223
§ 8.1 离子注入在半导体器件和集成电路中应用的特点	223
§ 8.2 离子注入双极三极管	224
§ 8.3 双注入高速低功耗 ECL 门电路	234
§ 8.4 集成注入逻辑电路	235
§ 8.5 高能离子注入埋栅三极管	237
§ 8.6 离子注入电荷耦合器件(CCD)	237
§ 8.7 用离子注入制备高电阻	240
§ 8.8 离子注入技术在其它电路中的应用	243
第九章 离子注入 MOS 电路	247
§ 9.1 MOS 场效应晶体管简介	247
§ 9.2 离子注入自对准 MOS 场效应晶体管	249
§ 9.3 离子注入技术在 MOS 集成电路中的应用	251
§ 9.4 离子注入技术在 MOS 电路上应用举例	259
第十章 化合物半导体离子注入	269
§ 10.1 化合物半导体离子注入的特点	269
§ 10.2 退火保护	274
§ 10.3 化合物半导体的离子掺杂	278
§ 10.4 双注入的效果	283
§ 10.5 离子注入化合物半导体的损伤	285
§ 10.6 离子注入 GaAs 场效应器件和大规模高速集成电路	293
§ 10.7 化合物半导体的质子轰击和器件隔离	296
§ 10.8 氧离子注入 GaAs	300
§ 10.9 其它化合物半导体中的离子注入	304
第十一章 离子注入在其他方面的应用	311
§ 11.1 离子注入集成光学	311
§ 11.2 金属中的离子注入	316
§ 11.3 离子注入在超导中的应用	322
附录	328
后记	364

第一章 绪 论

§ 1.1 概 述

自六十年代以来,由于宇宙航行、电子对抗和各种功能的电子计算机的发展,对半导体器件和电路的生产提出了更高的性能要求,原有的生产工艺已不能满足这一要求,限制了半导体性能的进一步提高。离子注入技术,则正是为适应这种需要而发展起来的一种半导体掺杂新工艺。现在,采用离子注入技术,可使集成电路的速度提高一个数量级。例如,用离子注入制备的 MOS/SOS 电路,就其速度来说,目前每门延迟时间已达到 60 PS^[1],并且大大地降低了功耗。用这种技术制出的 CMOS 电路,其功耗是 Al 栅 MOS 的 1/200^[2];利用电子束、离子束和光子束(简称三束技术),发展了全新的半导体工艺(或称为亚微米加工技术)。这种技术的发展,推动了半导体器件和电路的高速发展,使半导体生产进入到超大规模集成电路的新时代^[3]。目前,16 K 和 64 K 随机存储器已经投入了生产;256 K 随机存储电路也于 1980 年在日本试制成功。超大规模集成电路的发展,也必然会促进计算机的研究和生产。

离子注入化合物半导体的研究,给人们提供了特性优良的激光器、微波器件和发光器件等。特别值得提出的是,离子注入 GaAs 高速集成电路比硅集成电路具有不少独特的优点。目前用全离子注入技术已经制备出每门延迟时间为 80 PS 的集成电路^[4]。离子注入技术已成为研究激光光导通讯、光子计算机和光子电子技术的基础。可以预料,GaAs 集成电路的发展,会给计算技术开辟一个新的领域。

离子注入金属材料改性的研究,称为离子注入冶金学(亦称原子冶金)。用这种技术做金属表面的硬化和防腐处理,其耐腐蚀和抗磨损性能都可得到很大的改善。可以预料,用离子注入改进金属的表面特性,将会成为冶金工业和机械加工工业的一场革命。

离子注入超导材料,能提高超导材料的临界温度。

在磁性材料的研究中,用离子注入可以提高材料的耐磨特性。如录音机的磁头,经离子注入后,耐磨性能可提高几倍。用离子注入也已成功的制备出大规模磁芯存储器。

从上述可知,离子注入技术在国防、国民经济和科学研究等方面,都起到了重要作用,受到了国内外的极大关注。

§ 1.2 离子注入技术的发展和展望

实际上,离子注入技术在半导体器件生产上的应用,是在六十年代开始的。但是,

早在 1952 年(即晶体管发明后第四年),美国贝尔实验室已经开始研究用离子束轰击技术来改善半导体特性,在半导体表面用 H^+ 离子轰击形成 $p-n$ 结,作成了具有短波长响应的太阳能电池^[5]。1954 年前后,Shockley 提出采用离子注入技术能够制造半导体器件,并且预见到采用这种方法可以制造基区很薄的高频晶体管^{[6][7]}。1955 年,英国的 W. D. Cussins^[8]发现硼离子轰击锗晶片,在 n 型材料上形成了 p 型层。然而,当时对于 $p-n$ 结形成的机理却不清楚,所以这一新技术没有得到人们的足够重视。

随着原子能技术和宇宙探索技术的发展,对于离子束及其对固体物质轰击效果的研究,离子轰击对半导体材料的损伤及通过退火消除损伤等基本工艺的研究和产生,强离子束设备的出现等,为离子注入技术的发展奠定了基础;同时,半导体器件生产的水平进一步提高,要求寻找新的方法研制一些特殊用途的新型器件。于是,在六十年代,离子注入技术又再度兴起。

这时,J. Lindhard、Scharff 和 H. E. Schiott 发表了“射程概念和重离子射程”的论文,提出了无定形靶中离子注入射程分布的理论(即“L. S. S 原理”^{[9][10]})。J. A. Davies 用实验证实了这一理论在实际应用方面的意义。

1961 年,第一个实用的离子注入器件——离子注入硅粒子探测器问世,其性能可以与常规工艺制造的同类器件相媲美。这一事实雄辩地说明,离子注入技术具有深远的工业生产意义。1963 年,J. O. Macaldin 等^[12],在硅片中注入高浓度的铯离子,形成了 $p-n$ 结,进一步证实了离子注入技术的优越性。它说明,热扩散法不易掺进的杂质,也能用离子注入技术掺入半导体材料。从此,用离子注入技术陆续制成许多不同类型的离子注入半导体器件。如碰撞雪崩渡越时间二极管(Impatt)、MOS 器件、微波晶体管以及太阳能电池等。特别是作为注入设备的加速器技术的发展,直接为离子注入技术的发展提供了物质条件。与此同时,离子注入的基本理论和基本工艺研究也有了更大进展。

1972 年以后,离子注入在 MOS 集成电路中用来调整阈值电压。如降低 MOS 管的开启电压以便降低电路的功耗;提高场区阈值电压以增加电路的可靠性;旨在降低极间电容而采用了离子注入自对准技术,提高了电路的速度等。其后,则普遍用于半导体的工业生产和研究上,研究范围越加广泛、深入,离子注入双极集成电路随后也投入了半导体工业生产。由于离子注入技术克服了老工艺生产中的限制,因此使电路的集成度、速度和寿命得到了大大的提高,而电路的功耗却得到了下降。

1977 年以后,又用离子注入研制出比硅集成电路速度更高的 GaAs 高速集成电路。同时离子注入集成光路的研究也取得了进展,大规模磁芯存储器研制成功。更值得特别提出的是,超大规模集成电路也在这期间得到了飞速发展。

伴随着半导体器件性能的提高,离子注入技术不仅能使半导体器件生产的自动化得以实现,而且随着离子刻蚀、等离子溅射一类的干法生产代替化学腐蚀等湿法操作,以及离子束外延之类的 PVD(物理气相沉积)法代替目前的 CVD(化学气相沉积)法的实现,一个用离子注入进行掺杂、激光束或电子束退火、离子束蒸发、分子束外延、电子束细微加工和离子束刻蚀等完全干法操作的半导体器件生产的新时代将会到来。随之而来的超大规模集成电路的生产和集成光路的研制,也将会飞速发展。

§ 1.3 离子注入技术的特点和在半导体器件制造中的应用

实验证明,在半导体器件生产中,应用离子注入技术与常规的掺杂工艺相比,具有如下许多优点:

① 注入的杂质不受靶材料溶解度的限制。离子注入过程和高温热扩散工艺相比,具有本质不同的物理过程。前者掺杂指标不受扩散系数和化学结合力等因素的限制,原则上对各种元素均可掺杂,并且能够在低温、室温、高温三种情况下进行注入。所以,这不仅可以避免热扩散的高温过程所带来的不良影响,而且在制造半导体器件工艺上,可以灵活多样,适应性强,可根据需要从几十种元素中挑选合适的 n 型或 p 型杂质,注入到各种半导体材料(如半导体 Si、Ge、GaAs、GaP、InSb……等)中去。

② 可以精确地控制掺杂杂质的数量和掺杂深度。热扩散工艺,本质上伴随着化学变化,对于浓度极低和很浅的结是很难控制的,难于实现工艺过程的自动控制。而离子注入技术则可以自由地支配两个独立参量(能量和剂量),从而能精确地控制掺杂的深度和浓度分布。对于要求杂质浓度分布形状很特殊的某些器件,就更需要离子注入进行掺杂。因为离子注入机容易实现控制装置的自动化,从而保证了掺杂的精度和重复性。正因为离子注入掺杂的参数可以精确控制,故可用来调整大规模集成电路的电参量,如 MOS 电路的阈值,双极电路中三极管的 β 、 f_T 等参数。因此,这种技术被称作精密的掺杂技术,用这种技术生产的集成电路,其批次重复性要比扩散掺杂好得多。这种特性的结果,也提高了电路的成品率。

③ 离子注入不会产生象热扩散那样严重的横向扩散。一般在较低的温度下处理时,由于离子的直进性,注入的杂质是按图形板模近于垂直向里选择掺杂。根据右川理论,这种掺杂有着比热扩散小得多的横向扩散。按照这个道理,采用离子注入技术制备这种电路,其线条间距可以进一步缩短,最小可缩到 1 微米(热扩散时线条间距要大于 3 微米),因此可以提高集成电路的集成度。

④ 离子掺杂可使大面积均匀。由于离子注入加入了电扫描控制掺杂,因而掺杂的均匀性比扩散掺杂好得多。比如对 3 英寸的片子来说,用离子注入时,整个片子上的电阻率的均匀性可做到 $\pm 1\%$,而热扩散法则仅为 10% ^[14]。因此,这种技术更适于用大型硅片生产,并且成为超大规模集成电路的主要手段。

⑤ 由于离子掺杂过程是低温过程,可以避免热扩散所引入的热缺陷,因此特别适用于易被热分解的半导体材料的掺杂(如化合物半导体)。

⑥ 掺杂杂质纯度高。离子注入是通过质量分析器来选取单一杂质离子的,从而保证了掺杂纯度不受杂质源纯度的影响。

⑦ 高能量的入射离子能够穿透一定厚度的掩蔽膜(如 SiO_2 膜等)进行注入。利用这个特点,可以准确地调节 MOS 器件的阈值电压;能够提高大规模集成电路中(MOS)的厚膜开启电压(V_T 值),使器件性能大为提高;通过 SiO_2 层向 n 沟道注入 p^+ 后, n 沟道

向体内移动，表面束缚电荷的影响减小，使迁移率提高，MOS 开关速度提高，从而制得高速度 MOS 器件；利用这种技术还可以制造埋沟 CCD 等。另外，离子能通过表面层注入，在一定的条件下，使晶体表面避免如热扩散所带来的不规则和吸附层等不良影响。

⑧ 离子注入技术在化合物半导体方面的应用则具有更特殊的意义。因为化合物半导体材料是由几种元素按照一定的组分比构成的，所以，进行掺杂时比元素半导体复杂。采用常规的高温扩散工艺会遇到更多的困难。若采用离子注入技术，就比较方便易行。例如，向 GaAs 半导体片中注入 S^+ 是在室温中(或较低的靶加热温度下)进行，然后在一定的保护条件下将注入 S^+ 的 GaAs 样品进行热处理。由此可见，离子注入技术是把向衬底进行定量掺杂和高温处理分为两个独立的过程进行的，从而防止了衬底材料的热分解或杂质自补偿以及杂质外扩散等问题的发生。目前，采用离子注入技术在 III-V 族化合物半导体、II-VI 族化合物半导体以及三元或三元以上混合晶体等方面，都取得了可喜的成就。许多新型的化合物半导体器件，由于离子注入技术的发展，突破了常规工艺中的难关，先后被研制成功。

作为一种新工艺，离子注入技术在半导体器件制造上虽然还处于发展和推广阶段，但已经显示出它的巨大的生命力，并在今后的实践中，还将会发现更多的优越性和特点。由于在器件的制造过程中，常常要对各道工艺进行全面考虑和综合利用，所以很难用某一种器件来概括离子注入的优越性和特点。例如，对制造某一种器件所带来的缺点和问题，而在制造另一些器件时，这些“缺点”和“问题”则正是可以被利用的特点。所以，深入了解离子注入技术的特点，必须结合半导体器件的研制和生产的具体过程。总之，这种新工艺的优越性是主要的。但对于某些具体情况来说，离子注入技术也还存在着问题和缺点，如过高浓度注入时，需要较长的轰击时间，影响生产效率；特别是高电压、大束流和特大剂量注入时，会引起掺杂不均匀，并使衬底温度升高，掩蔽膜原子被打入晶体等。此外，目前大型多用注入机的使用已非常普遍，这种设备一般都是比较复杂的，注入后要求进行退火等工艺，才能收到预期的效果。

我国于六十年代后期开始对离子注入技术进行研究。目前，许多工厂和科研单位都已普遍采用离子注入技术研制新型半导体器件。采用离子注入的 CMOS 电路的电子手表已投入生产。离子注入技术已成为 CMOS 和 E/D MOS 电路中必不可少的生产工序。此外，对离子注入的红外探测器，离子注入的注入逻辑电路(I^2L)等器件的研制，以及采用离子注入技术研制双极型高速电路、红外、激光、发光显示、电荷耦合(CCD)器件等方面，都取得了较大进展。同时，对离子注入的基本工艺和理论的研究工作也取得了一定的成果。

第二章 射程分布理论

近几年来,由于离子注入在半导体、金属固体界面和薄层等基本物理的研究,以及核反应堆材料的模拟等方面已经得到了广泛的应用。因此,定量地描述离子注入的物理过程,已成为必不可少的重要问题。

当一束离子轰击靶片时,一部分离子由于靶表面的反射而离开了靶,这部分离子称为溅射离子;另一部分离子将射入靶片内,进入靶内的离子则称为注入离子。利用注入离子进行掺杂的技术,称为离子注入。本章主要研究注入离子在靶片中的分布以及影响分布的各种因素。

一般说来,对于非晶靶,入射离子在靶中的射程分布主要依赖于离子的能量、质量、原子序数和靶原子的质量、原子序数、靶的原子密度以及注入进行时靶子的温度、离子的剂量率和剂量等。对于单晶靶,除以上因素外,还敏锐地依赖于单晶对离子束的取向和晶面的情况等。

从理论角度看,计算任一类型靶中的射程分布,实际上是一个非常复杂的问题,没有一个理论方法能对各种因素作出精确的分析。这种复杂性,不仅在于重要变数多,而且变动范围广。特别是入射粒子的质量,从电子的 $5.5 \times 10^{-4} \text{AMU}$ (原子质量单位) 变到最重原子的几百个 AMU,而所用的能量则从 0 变到几十亿电子伏。

从历史上讲,在物质中的射程分布,最初是在核物理这个领域中首先发生兴趣的;现有的理论分析,大多是关于高能量的轻离子与非晶靶的碰撞。在这些分析中,习惯地假定入射粒子在靶中的能量损失,几乎全部是同靶内的电子相互作用产生的结果,而所有的动量转移几乎全部是原子核间相互作用的结果。

可是适用于离子注入的条件与核物理不同,这里入射粒子重,而能量较低。在多数情况下,把入射粒子与靶的相互作用仅仅看成是电子碰撞的结果是不够的,还必须考虑入射粒子与靶内原子核的相互作用。当然,在处理转移给电子的平均能量损失中,忽略量子效应是允许的。基于这种考虑,1963 年 J. Lindhard, M. Scharff 和 H. E. Schiott 提出了可以用来预计射程分布的理论^[1](以后简称为 LSS 理论),其精确度在多数实际应用中颇为满意。而对于入射离子在主晶轴与入射离子束准直时的晶体中的射程分布,则至今还没有相当满意的理论。

LSS 理论是研究低速度重离子在靶中的射程分布。他们假定入射离子与靶原子的相互作用是准弹性碰撞,即把重离子与靶原子之间的碰撞,利用与托马斯-费米 (Thomas-Fermi) 势相类似的势加以描写。得出的结论,可以适用于质量范围相当宽的入射离子领域。

现在,离子在靶内的射程分布可以用背散射技术、中子活化分析和离子探针等方法

从实验中测得, 所观察到的离子射程的统计分布, 仅仅与入射离子在靶内的能量损失形式有关, 而与粒子在靶内的散射过程无关。对于中等速度的重离子, 能量损失可以分为两个彼此独立的过程—电子激发和原子核的库仑散射。

对于一般情况来说, 需要对总的平均射程作多次散射的修正。一个粒子的散射(即它的能量损失过程), 在离子注入的范围内, 原子核之间的碰撞总是主要的。随着入射离子能量的增加, 入射离子与电子(包括束缚电子和自由电子)的相互作用, 渐渐趋于重要地位。

由于入射离子和靶内原子核的碰撞次数以及每次碰撞中, 能量的转移都是随机变数, 同一类型和同一能量的各种离子不会有相同的过程。因此, 对于单个子弹来说, 要预见它的确切射程以及它究竟停留在靶内的具体位置是困难的, 也是没有实际意义的。但是大量的入射离子在靶内空间中的分布是确定的, 表征这种分布需要用统计的方法, 即需要用入射离子的平均射程 R 及其标准偏差 ΔR , 甚至用较高的分布函数矩来描述。

§ 2.1 简单的射程分布理论

一定能量的入射离子, 在靶内由于同靶原子核和电子(包括束缚电子和自由电子)的碰撞, 将损失其能量, 最后停留在靶内的某一位置。离子由进入到停止所走过的总距离, 称为射程 R ; 这一距离在入射方向上的投影, 称为投影射程 R_p 。

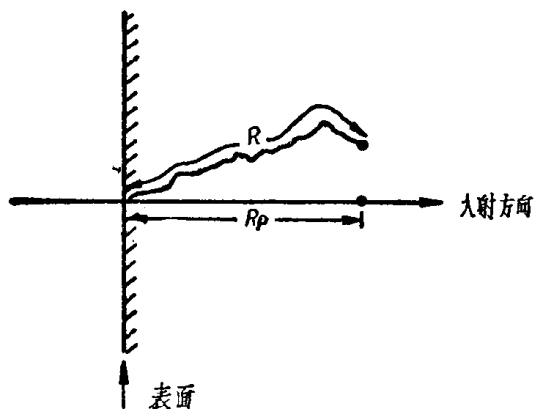


图 2.1-1 总射程 R 与投影射程 R_p 的意义

为了叙述方便, 常常把入射离子称为子弹, 而把被注入的材料称为靶。在 LSS 理论中, 首先讨论入射离子对非晶靶(也称为无定形靶)。所谓非晶靶, 就是靶内的原子排列杂乱无章, 没有一定规律, 但其原子的密度是均匀的。

研究非晶靶中射程分布的重要意义在于: 许多氧化物掩膜的掩蔽能力以及其它一些金属掩膜的掩蔽能力的研究, 可以作为非晶靶处

理; 在目前半导体器件的制作中, 为了精确地控制结深, 避免沟道效应, 往往把靶片的晶轴方向与入射离子束成一定的角度, 这时的单晶靶也可以当作非晶靶处理; 此外, 用非晶靶来处理多晶靶中的问题也是相当好的近似。

研究入射离子在非晶靶中的射程分布, 首先要确定入射离子与靶内原子核和电子的相互作用, 以及它们以何种形式把自己的能量传递给靶原子核和电子。在 LSS 理论中, 把入射到靶内的中等能量范围内的重离子能量损失, 分为两个彼此独立的过程: 1, 入射离子与靶内原子核的相互作用; 2, 入射离子与靶内电子(包括束缚电子和自由电子)的相互作用。根据这一假定, 对单个入射离子而言, 单位距离上的能量损失可以表示为两项之和:

$$-\frac{dE}{dx} = N[S_n(E) + S_e(E)] \quad (2.1-1)$$

式中： E 是入射粒子在 x 点(靶内)的能量； $S_n(E)$ 是原子核的阻止本领，它表示能量为 E 的一个入射粒子，在单位密度的靶内通过微分厚度 Δx 传递给靶原子核的能量； $S_e(E)$ 是电子的阻止本领，表示能量为 E 的入射离子，在单位密度的靶内通过微分厚度 Δx 传递给靶内电子的能量； N 是单位体积内靶原子的平均数。

若已知 $S_n(E)$ 和 $S_e(E)$ ，则(2.1-1)可以直接积分，得出总距离 R 。这就是一颗入射离子由初始能量 E_0 到停止时所走过的总距离：

$$R = \int_0^R dx = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} dE / [S_n(E) + S_e(E)] \quad (2.1-2)$$

由(2.1-2)得出的距离 R 称为平均总射程。这个量对于简单地估计子弹在非晶靶内的平均透入深度是有用的。

这里要指出的是，在这一假定中，把沿着路径的能量损失作为连续过程来处理，它既能得到本质上明确的概念，又便于和实验结果相比较。

一、根据 S_n 和 S_e 的近似值来估计射程

严格求出 $S_n(E)$ 和 $S_e(E)$ 的具体形式是相当复杂的，它要求对靶内原子核和电子对入射粒子的碰撞情况作详细分析。为此，这里先引入关于 S_n 和 S_e 的一些近似公式，以便作出某些有用的射程估计，并讨论 S_n 和 S_e 在决定阻止问题中的相对重要性。以后将证明，在粗略而有用的一级近似中，核的阻止本领 $S_n(E)$ 和入射离子的能量 E 无关，并可写成下列公式：

$$S_n^0 = 2.8 \times 10^{-15} \frac{Z_1 Z_2}{(Z)^{1/3}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} (\text{ev-cm}^2) \quad (2.1-3)$$

其中 $(Z)^{1/3} = (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$ ， Z_1 、 M_1 和 Z_2 、 M_2 分别是入射离子和靶原子的原子序数和质量。

为了对电子的阻止本领得出一级近似；可以把固体中的电子想象成自由电子气。J.Lindhard 和 A.Winther^[2]曾经指出，只要入射离子的速度小于能量等于自由电子气的费米能级 E_F 的电子速度时， S_e 和入射离子的速度总是成正比，即

$$S_e(E) = C v_1 = K E^{1/2} \quad (2.1-4)$$

式中 K 的数值既依赖于所用的入射离子，也与靶子的材料有关^[3]。然而，为了得出粗略的近似，对非晶靶来说， K 几乎与子弹的性质无关。对于非晶硅靶，则

$$K_{Si} \approx 0.2 \times 10^{-15} [(\text{eV})^{1/2} - \text{cm}^2] \quad (2.1-5)$$

利用(2.1-3)~(2.1-5)给出的 S_n 和 S_e 值可作如下讨论：

① 由于 S_e 随入射粒子能量 E 的增加而增加，而 S_n^0 是一常数，因此将有某一阈值能量 E_c 使 $S_e = S_n^0$ ，即

$$(E_c)^{1/2} = S_n^0 / K = 14 \frac{14 Z_1}{[(14)^{2/3} + (Z_1)^{2/3}]^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + 28} \quad (2.1-6)$$

其中用了硅靶的数值(K_1 、 $Z_2=14$ ， $M_2=28$)。当用硼作入射离子时($Z_1=5$ ， $M_1=10$)，

阈值能量 E_c 约为 10 keV；磷 ($Z_1=15$, $M_1=30$) 的阈值能量 E_c 则约为 200 keV。

② 当子弹的初始能量显著地小于 E_c 时，核的阻止本领是主要的能量损失形式，在这种情况下可以忽略电子阻止，其表达式为

$$-\frac{dE}{dx} \approx NS_n^0 \quad (2.1-7)$$

对于硅靶 ($N=5 \times 10^{22}/\text{cm}^3$)，可利用公式 (2.1-2) 求得

$$R = (0.7 \text{ \AA}) \frac{(Z)^{1/3}}{Z_1 Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} E_0 \quad (2.1-8)$$

其中 E_0 是用 eV 为单位的入射离子的初始能量。若采用较正确的 S_n 值，则可证明，当 $E_0 \ll E_c$ 时，射程 R 和入射离子的能量几乎成正比，但比例系数并不如此简单。

在硅靶内，对于重离子，(2.1-8) 式给出的 R 值相当精确，如锗和砷这样的入射离子，其误差约在 10% 以内。但轻离子 (如硼、碳、氮) 则比实际数值约高一倍。

③ 若入射离子的能量比 E_c 大得多，这时电子阻止占主要地位，核阻止可以忽略，离子射程对于硅靶约为

$$R \approx 20(E_0)^{1/2} (\text{\AA}) \quad (2.1-9)$$

这里 E_0 是以 eV 为单位的入射离子能量。在采取预防措施，避免显著的沟道效应影响的硅靶内，公式 (2.1-9) 对于估计高能粒子的最大射程是有用的。

④ 作为一级近似，靶子的辐射损伤主要发生在 $S_n \gg S_e$ 的能量范围。因此，在低能注入中，损伤可在整个弹道上发生，而在高能注入中，损伤主要发生在弹道之末。

二、 $S_n(E)$ 的理论计算

核阻止本领 $S_n(E)$ 可以理解成能量为 E 的一粒入射离子，在单位密度的靶内走过微分厚度 Δx 时，损失给靶原子核的能量。如果假定靶子在慢化子弹的过程中，每一个靶原子核是独立的，与其他靶原子核的状态无关。也就是说，在阻挡过程中，把靶原子核之间的相互作用忽略不计，于是可以简单地推导出 $S_n(E)$ 的形式。这对非晶靶是一个合理的近似，对于单晶靶也是相当好的一级近似。

首先考虑一粒入射离子飞过一个给定的靶原子核时，损失给靶原子核的能量，导出一个普通公式，然后用这个公式来计算传递给将要走过的处在微分厚度 Δx 的靶内所有原子的能量。

图 2.1-2 是入射离子与靶原子核在碰撞以后的散射情况。这是以一个质量为 M_1 电荷为 $Z_1 e$ 的入射离子，其初速度为 v_1 ，如果经过一个靶原子核而不被折射，其前进方向将经过离靶原子核为 P 的距离。靶原子核的质量则为 M_2 ，电荷为 $Z_2 e$ ，并假定开始时是静止的。其距离 P 就称为碰撞参数。碰撞的结果，入射离子由原来的运动方向被偏折 θ 角，而将能量 T 移交给靶原子核，使其后移 α 角。对于给定的子弹和靶原子核而言，决定传输能量 T 的因素，是入射离子的初始能量 E 、碰撞参数 P 和碰撞中起作用的几种力学性质。这里，我们先假定这种碰撞是弹性碰撞，利用经典力学理论就可以算出 T 与 P 、 E 的函数关系。然而以后的理论将说明，这一假定是不必要的，只要假定 T 、

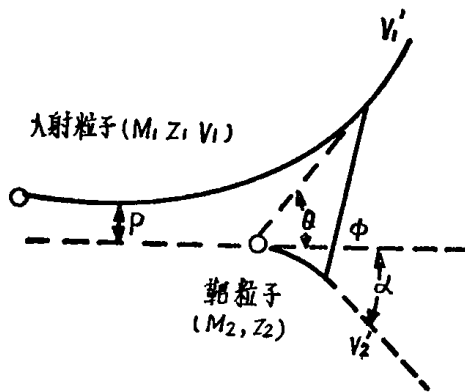


图 2.1-2 二体散射图(实验室系统)入射离子 \$(M_1, Z_1)\$ 碰撞前速度为 \$V_1\$, 碰撞后为 \$V_1'\$, 靶粒子碰撞后速度为 \$V_2'\$

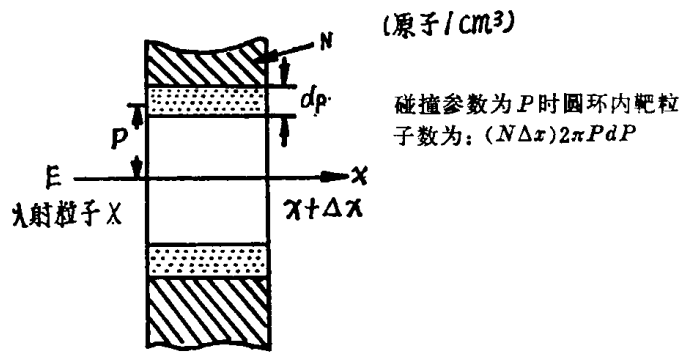


图 2.1-3 由 \$T_n\$ 计算能量损失和 \$S_n\$ 示意图

\$E\$、\$P\$ 之间存在着某一函数形式

$$T = T(E, P) \quad (2.1-10)$$

就能得出必要的结果。

若已知 \$T\$ 和 \$P\$ 的关系, 便可以得出核阻止本领的表示式。这里首先考虑一粒入射离子落在一个半无限的非晶靶上, 其靶密度为 \$N\$, 入射离子走过 \$x\$ 和 \$x + \Delta x\$ 之间的这片材料时, 将和 \$(N\Delta x)2\pi PdP\$ 个靶原子在距离 \$P\$ 之内进行接触, 传递给这片材料内所有靶原子核的总能量, 可由所有可能的碰撞参数积分求得:

$$\Delta E = -N\Delta x \int_0^{\infty} T \cdot 2\pi PdP \quad (2.1-11)$$

为了合理起见, 必须假定 \$\Delta E \ll E_0\$。于是, 就得到由于核碰撞引起的单位路径上的能量损失

$$-\frac{dE}{dx} = N \int_0^{\infty} T_n 2\pi PdP \quad (2.1-12)$$

式中 \$T_n\$ 表示由于核碰撞引起的能量传输。

和方程(2.1-1)相比, 式(2.1-12)的积分就是核阻止本领, 于是:

$$S_n = \int_0^{\infty} T_n(E, P) 2\pi PdP \quad (2.1-13)$$

如果用核物理的微分散射截面 \$d\sigma = 2\pi PdP\$, 则

$$S_n = \int T_n d\sigma \quad (2.1-14)$$

有时把碰撞参数 \$P\$ 写成传输能量 \$T\$ 和 \$E\$ 的函数 \$P(T, E)\$, 对 \$dP\$ 的积分可以换成对 \$dT\$ 的积分, 这时的积分范围由极限 \$T=0\$ (即 \$P=\infty\$ 时) 到极限 \$T=T_m\$ (\$P=0\$ 时), 表示两粒子对头碰撞时最大的能量传输。由经典力学可知:

$$T_m = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E = v E \quad (2.1-15)$$

要求出 \$T = T(E, P)\$ 的具体形式, 必须讨论两粒子的弹性散射理论, 这是经典物理学中

一个著名的题目。

只要假定入射离子与靶原子核的碰撞是弹性碰撞，两粒子之间的相互作用力是电荷作用力，就可以直接求出 T 的形式。在计算中，常常是进行坐标系变换，即由实验室坐标系变换成质心坐标系(CM)。应用能量守恒和动量守恒原理，在CM系统中的折射角可证明为^[4]：

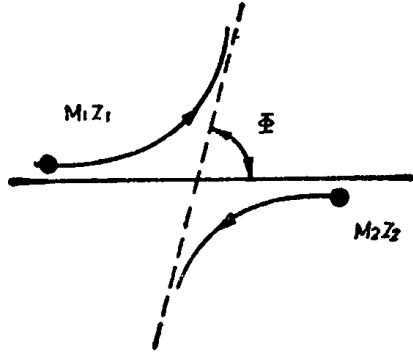
$$\Phi = \pi - 2P \int_0^{U_{max}} \frac{dU}{\sqrt{1 - \frac{V(U)}{E_r} - P^2 U^2}} \quad (2.1-16)$$

其中 $U = \frac{1}{r}$ ， r 是在CM系统中粒子间的距离； P 是碰撞参数； $V(U)$ 是粒子间的相互作用势； E_r 是CM系统中入射离子的折合能量 $E \cdot \frac{M_r}{M_1}$ ； M_r 是折合质量 $= M_1 M_2 / M_1 + M_2$ ； U_{max} 满足下列方程：

$$1 - \frac{V(U_{max})}{E_r} - P^2 U_{max}^2 = 0$$

代表粒子趋近的最小距离的倒数。

当 E_r 、 P 和作用势 $V(U)$ 确定后，就可以计算 Φ 的积分。如果忽略两粒子的电子屏蔽作用(如卢瑟福经典情形中一个 α 粒子和一个原子核之间的近距碰撞)， $V(U)$ 则可写成库仑势：



$$V(U) = V(1/r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 \pi \epsilon_0 r} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 \pi \epsilon_0} U \quad (2.1-17)$$

虽然这是关于离子注入有兴趣的极限情况，但对于运动缓慢而质量较重的离子来说，它给出的结果与实验不太符合。对于离子注入，需要更为普遍适用的势函数。就是说，两原子核在非常接近时，可简化为库仑势；而在远距离的碰撞时，必须考虑电子的屏蔽作用。这种位势的

图 2.1-4 二体散射图 质心坐标系 普遍形式为

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 \pi \epsilon_0 r} f(r/a) \quad (2.1-18)$$

其中 $f(r/a)$ 是屏蔽函数， a 称为屏蔽参数，(其大小和玻尔半径同数量级)。一般地说，当 r 由零变到 ∞ 时， $f(r/a)$ 应该由 1 变到零，其形式依赖于两个原子核外电子的数目及对原子核的影响。最简单的选取可使

$$f(r/a) = \frac{a}{r} \quad (2.1-19a)$$

精确地选取，常用托马斯—费米屏蔽函数

$$f(r/a) = \frac{r/a}{[(r/a)^2 + C^2]^{1/2}} \quad C = \sqrt{3} \quad (2.1-19b)$$

其中 $a = 0.8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ ， $a_0 = 0.529 \times 10^{-8} \text{ cm}$ ，称为玻尔半径。

在 LSS 理论中，J. Lindhard 选用的电荷屏蔽势为