

第1章 绪论

1.1 研究背景

表面等离子体 (surface plasmon) 是存在于金属与介质交界面处的表面电磁波[1], 如图 1-1 所示。在二十世纪初, 自从在金属光栅的反射谱中观察到表面等离子体相关的光学现象之后[2], 金属结构与电磁波交互作用就一直是许多研究者感兴趣的研究课题。特别是近年来由于微纳加工技术的发展, 促进了这方面的各种新现象与特性的研究, 以及新颖应用的广泛发展。1998 年, Ebbesen 在 Nature 上发表了关于金属薄膜上亚波长小孔阵列的异常透射现象的著名论文[3]。这种用传统电磁衍射理论无法解释的奇异现象引起了众多研究者的关注。自此以后, 对于表面等离子体的研究掀起了一股热潮。2003 年, Ebbesen 题为《Surface plasmon subwavelength optics》的文章在 Nature 上发表[4], 标志着表面等离子体亚波长光学这一新兴学科的形成。

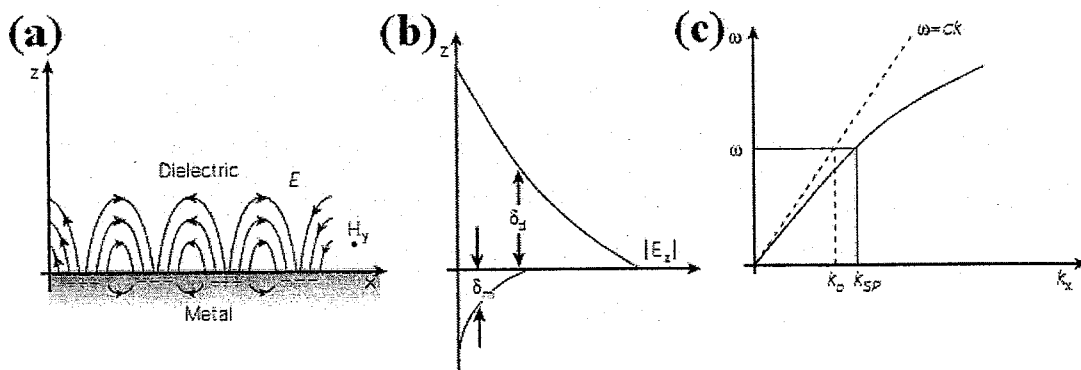


图 1-1 (a) 存在于金属介质交界面处的表面等离子体波的示意图。(b) 场强沿 y 方向的分布图。 δ_d 是电场在介质中的衰减长度; δ_m 是在金属中的衰减长度。(c) 实线表示表面等离子体的色散曲线。虚线代表自由空间中光波的色散曲线。

几个世纪以来, 光学研究者们一直梦想着制作出能够对物体进行完美成像的完美透镜。但是在 1873 年, E. Abbe 研究提出了光学衍射极限: 当一个物体被某光学系统成像时, 无论透镜制作地如何精细, 尺寸小于半波长的物体细节信息总是会丢失的。这一极限限制着所有光学成像和光刻系统的分辨率, 成为现代微生物学和光电子学发展的最大绊脚石。1967 年, Veselago 提出了使用具有负折射率的假想物质制作平板透镜的概念[7]。这个设想虽然没有违背任何物理定律, 但是由于自然界不存在这样的物质所以一直没有引起人们的关注。直到 2000 年, Pendry 指出由于表面等离子体共振的存在, 这种由负折射率材料制作的平板“完美透镜”能够放大倏逝波成分从而突破传统的光学衍射极限, 并

且指出在某一特定条件下纳米尺寸厚度的银板能够实现这一功能[8]。这一大胆和具有争议的理论预测使人们从新燃起了突破衍射极限的希望。在此后的数年时间里，我们见证了激动人心的理论和实验上的进展[9-18]。突破衍射极限的超分辨成像和光刻成为了现代光学研究和应用中最重要的前沿领域之一。

近年来，随着科学的发展和技术的进步，各个波段中电磁器件的集成化、小型化已经成为今后的必然发展趋势[5,6]。长久以来，由于受限于衍射极限 (diffraction limit)，光学光刻技术一直未能达到极小、极高密度、极高效率的目标。而表面等离子体模式电磁波的局域特性正好可以被利用来突破光的衍射极限，有希望借此发展出能够制作各种纳米级图形的超分辨光刻技术。在本章中，我们先简要地介绍一下近年来在超分辨光刻方面的研究进展，然后在此基础上提出需要解决的关键问题，并阐明我们的研究目标和主要研究内容，最后简要介绍一下本论文的章节安排。

1.2 基于表面等离子体的超分辨光刻研究进展

普通意义上的光学光刻其实就是把光刻掩模上的图形成像在光刻胶上。在超分辨成像光刻中我们希望做到的就是找回在传播过程中丢失的倏逝波成分，从而把物体小于二分之一波长的细节信息还原到所成的像中。由于该领域现在正处在一个飞速发展的黄金时期，很难在较短的篇幅里将所有的重要进展包罗在内，因此在这里选取一些具有代表性的成果加以简介，以期对该领域的研究现状和前景有一个基本的认识和概念。

1.2.1 超分辨成像研究进展

从物体发射或者散射出来的光包括传播波成分和倏逝波成分，而倏逝波成分携带了物体亚波长精细结构的信息。在普通正折射率的介质环境中，倏逝波成分离开物体表面之后会呈指数衰减而不能传播到远场，因此不能被传统的透镜搜集并参与到成像的过程中。传统的透镜只能捕捉还原传播波成分，这正是导致光学衍射极限的根本原因。但是如果由负折射率材料制作的透镜放在离物体很近的区域，我们可以看到不仅传播波成分能够得到会聚，倏逝波成分在通过这种透镜的时候由于表面等离子体共振效应会得到放大增强，如图 1-2 所示。这样完全复原的传播波和倏逝波就会产生和物体一模一样的完美的像[8]。

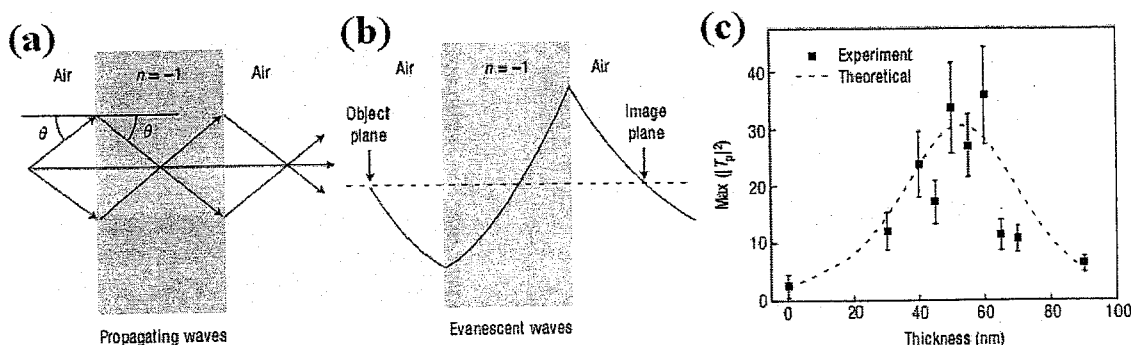


图 1-2 负折射率材料透镜 (a) 对传播波成分的会聚作用示意图; (b) 对倏失波成分的放大增强作用示意图。(c) 通过平板银镜的倏失波放大增强的理论和实验结果。引自文献[19]

这种倏失波放大增强的有趣行为的机理依赖于负折射率材料能够激发表面波共振，例如表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs)。当倏失波和表面波模式的波矢匹配时，倏失波能够有效地耦合到表面波模式中，并且由于表面波的共振特性倏失波可以得到放大增强。2000 年，Pendry 提出的“完美透镜”的概念就是基于这样一个物理过程。考虑到实际情况中材料肯定会有光学损耗，所以这种理想的“完美透镜”在现实中是不能实现的。但是考虑到材料实际局限性的平板银“超透镜”在可见光频段是可以实现的[8,12]，如图 1-3 所示。这种“超透镜”的分辨率不受传统的衍射极限限制，只与倏失波放大的强度大小相关。

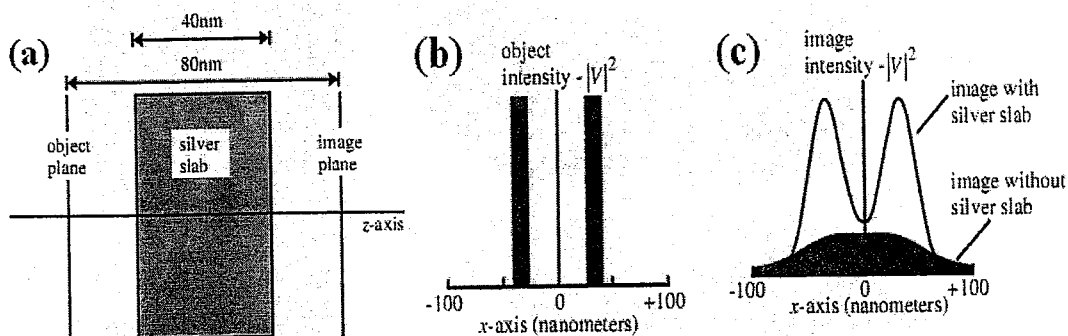


图 1-3 (a) 平板超透镜的示意图。(b) 在物面上的物体的静电场分布。(c) 在像面上的有超透镜和没有超透镜时的所成像的静电场分布对比图。引自文献[8]

自从 Pendry 提出理论预测之后的数年内，世界上的各个研究小组都争先恐后地开展实验来验证这个理论[9-13]。其中最具代表意义的是美国 Berkeley 的 X. Zhang 研究小组的关于光频段的超透镜的实验结果[12]，如图 1-4 所示。在此实验中，入射波长是 365 纳米情况下，得到了线宽 60 纳米即尺寸大约为六分之一波长的像，远远低于衍射极限。

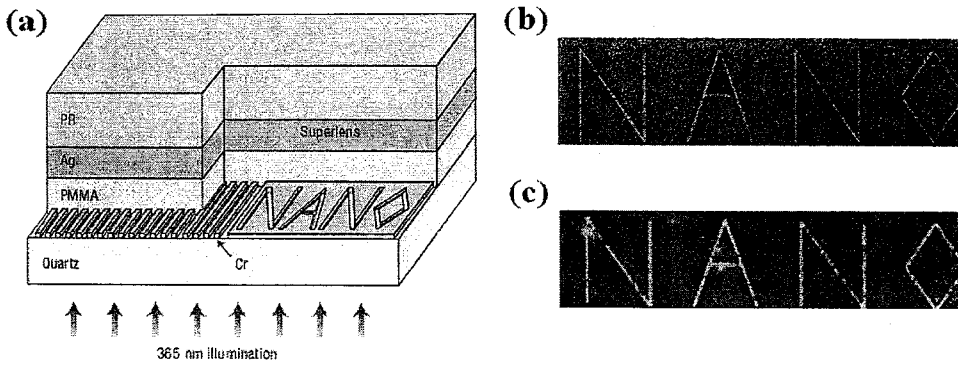


图 1-4 (a)银板超透镜的实验示意图。(b)聚焦离子束刻写的 40 纳米线宽的物体。(c)用原子力显微镜测得的光刻胶上所得到的图形。引自文献[12]

考虑到减少损耗的目的，这种基于单层银板的超透镜又逐渐发展到把单层金属分割成多层金属的方向[14]。由于本身具有各向异性的材料特性，光在这种多层金属介质薄膜组成的特殊结构里传输的时候产生很多有趣的行为[20-24]。其中比较有代表性的是光在这种多层结构里的定向传输特性[24]。2006年，两个小组分别独立地提出了具有双曲线型色散曲线的各向异性圆柱形多层结构具有放大成像的作用，可以把小于衍射极限的物体放大投射到远场成像[20,21]。不久之后，X. Zhang 小组就做出了这个称为 Hyperlens 的实验来验证此理论[23]，如图 1-5 所示。

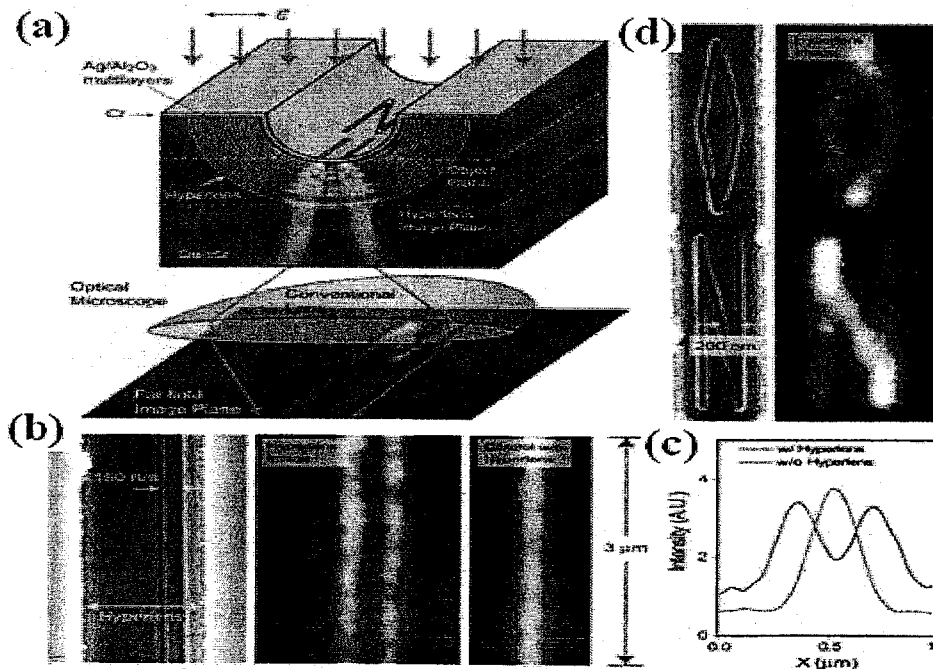


图 1-5 具有放大成像特性的光学 Hyperlens 示意图。(a) Hyperlens 的结构示意图和数值模拟结果。(b) 对于线宽为 35 纳米间距为 150 纳米的一对直线进行成像。(c) 有无 Hyperlens 时对于上述一对直线所成像的平均横截面的对比图。(d) 对于任意图形所成的像。引自文献[23]

我们上面所介绍的超分辨成像的方法都是从放大物体近场范围内倏失波的物理思想出发而提出的。下面我们介绍一种基于无辐射电磁场干涉的成像聚焦理论。2007 年, R. Merlin 提出一种有别于负折射率材料超透镜和传统的菲涅耳波带片的新型超分辨成像聚焦的理论[25], 如图 1-6 所示。该方法是采用具有亚波长缝隙结构的平板来对无辐射的近场倏失成分进行控制, 使这些倏失成分互相干涉增强或者相消, 从而得到突破衍射极限的会聚像点。这种方法类似传统的菲涅耳波带片, 但是它是对无辐射的倏失波而不是对传播波进行操控, 所以称它为无辐射模式电磁干涉, 我们可以把它看成倏失波版本的菲涅耳波带片。

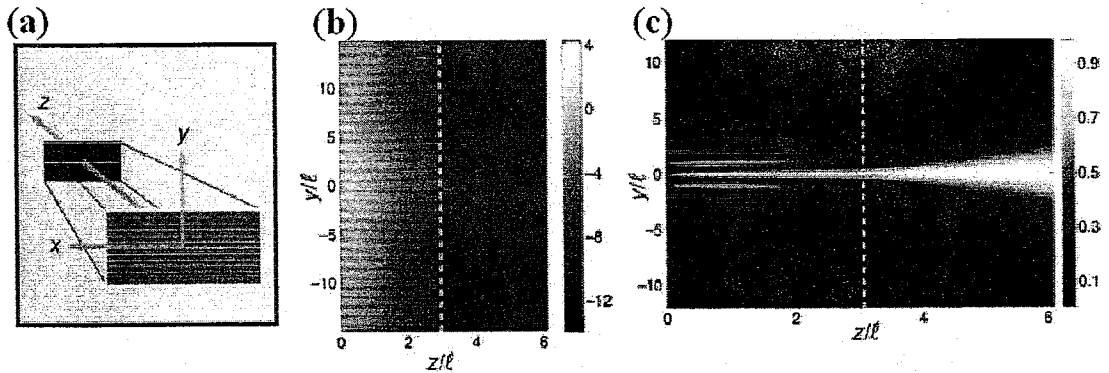


图 1-6 无辐射干涉聚焦。(a) 亚波长图板的示意图, 由在 $z=0$ 处的一系列线性光源表示。(b) $\ln|H_y|$ 的分布图。(c) $|H_y(z,y)/H_y(z,0)|^2$ 分布示意图。白色虚线表示焦面。引自文献[25]

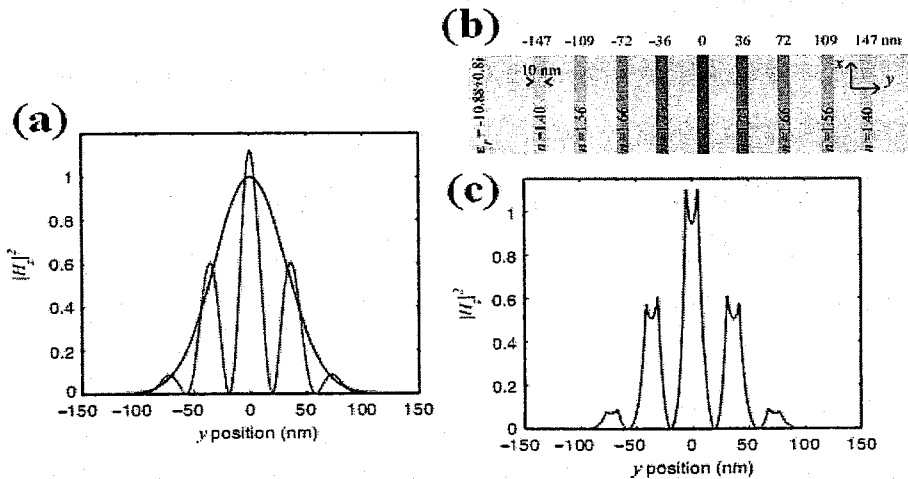


图 1-7 (a) 能够得到极亚波长高斯焦点的光源分布要求。蓝色曲线表示焦点处磁场强度分布; 而红色曲线表示的就是回到光源处所需要的场强分布。(b) 能够产生图 (a) 中所需要光源强度分布的等离子体波导阵列结构示意图。(c) 上图中等离子体波导阵列的横向磁场强度分布。引自文献[29]

在此后不久就有研究小组在微波波段进行实验验证这一理论[26-28]。但是这些结果不能简单地扩展到光波段, 因为在光波段金属的行为是与微波波段有

很大差异的,并且这种亚波长尺度的结构还受到纳米加工工艺的限制。2009年,基于这一无辐射电磁干涉理论,R. Gordon 提出一种由表面等离子体波导阵列组成的结构来进行光波段的超聚焦[29],如图 1-7 所示。

事实上在此之前,我们的研究小组也提出过类似的成像和聚焦方法[30-32],如图 1-8 所示。但是我们的理论基础是表面等离子体波导结构对于光波波前的相位调制作用,并没有引伸到无辐射电磁干涉。由于理论上的归纳总结能力不强,虽然我们较早地提出这种成像和聚焦方式,但是没有做出引起其他研究者广泛注意的工作。这也是在以后的研究工作中需要吸取教训的地方。

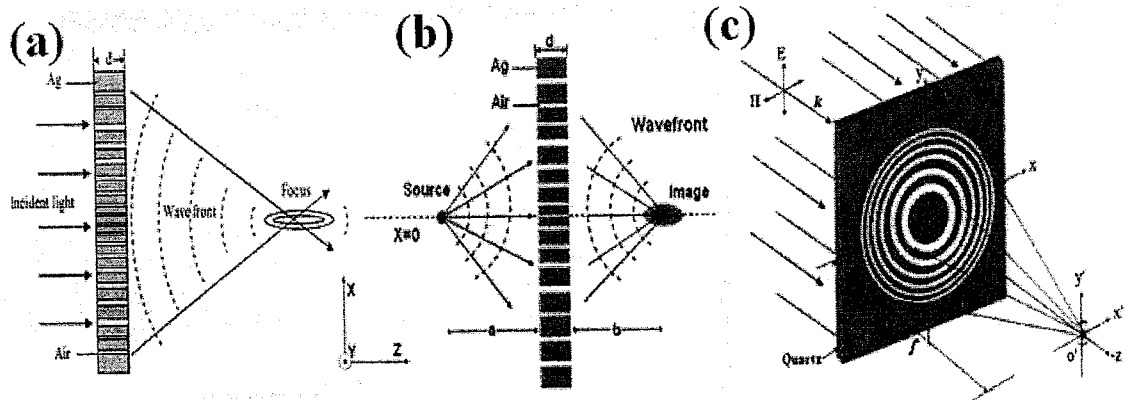


图 1-8 表面等离子体波导纳米小缝阵列的 (a) 亚波长聚焦; (b) 亚波长远场成像; (c) 等离子体微波带片超聚焦。引自文献[30-32]

1.2.2 基于表面等离子体共振的超分辨光刻技术

近年来,微电子工业和纳米技术的不断发展对于传统的微细加工技术提出了具有很大挑战性的要求。人们一直梦想得到尺寸更小、反应更快、功能更加集成的器件。在现有的加工方法的框架下,人们提出各式各样的方法来加工这些纳米尺寸的微小功能结构。除了正常的采用光源照射的光学光刻方法之外,引起人们关注的还有纳米压印[33,34],电子束光刻[35],扫描探针光刻[36],等等。其中比较有意思的是采用纯机械式加工方法的纳米压印技术。

纳米压印的原理形象一点说就像古代四大发明之一印刷术,它是把刻有图形的掩模以一定的压力压到光刻胶里面,然后取出掩模,这样在光刻胶上就得到了和掩模一模一样的图形,原理如图 1-9(a) 所示。1996 年,S. Y. Chou 在 Science 上发表文章提出这种加工方法[33],制作出具有最小尺寸 25nm 并且表面粗糙度很好的图形,如图 1-9(b)、(c) 所示。该工作在当时的科学界引起了极大的轰动。纳米压印的创始人 S. Y. Chou 也因为这一杰出工作而当选为美国科学院院士。

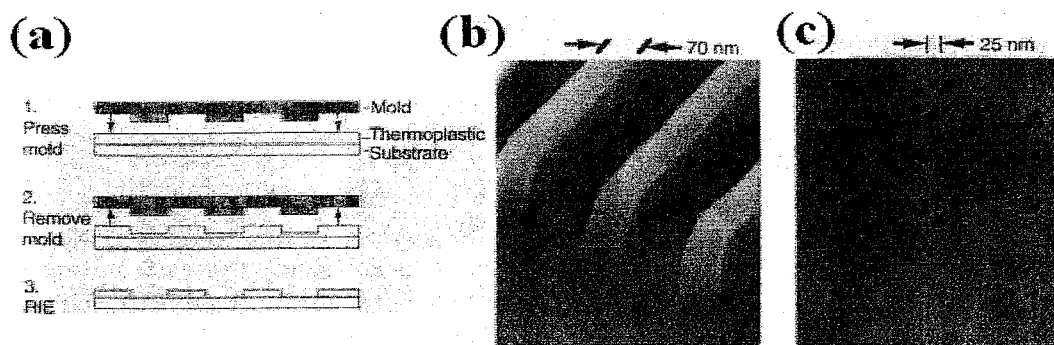


图 1-9 (a) 纳米压印原理图。(b) 纳米压印加工出的 70 纳米线宽线条的电镜图。(c) 直径 25 纳米的圆孔，周期 120 纳米。引自文献[33]

虽然这种方法加工的图形具有很小的尺寸、很大的深宽比、很好的表面粗糙度，但是它的缺点也是显而易见的：比如整套机械装置的价格是非常昂贵的，通常都是上千万美元，并且昂贵的压印掩模由于加工的时候受到外力的作用很容易损坏，不利于重复加工生产。相对于这些加工方式，传统的光学光刻的方法拥有很大的优势：掩模价钱便宜不易损坏，易于重复加工适合大规模的生产，并且适合大面积的加工。这些优点在微电子工业中是不可或缺的。但是在传统的光学光刻中，由于受到光的衍射极限的限制，掩模上突破衍射极限尺寸的精细图形不能复制到光刻胶上。很多研究者针对这一问题进行了广泛深入的研究，并且提出了很多具有实用价值的方法。

要想得到更精细的图形，其中一种方法就是减小入射光源的波长。为了能够加工越来越小的电路图形，曝光波长历经 G 线（436 纳米），I 线（365 纳米），深紫外（248 纳米，193 纳米）。目前正开发研究的有氟分子激光器产生的真空紫外光源，波长为 157 纳米。甚至有人提出 X 射线用来光刻。所有的这些减少波长的方法都存在一个问题就是曝光光学系统非常复杂和昂贵。并且掩模系统和光刻胶等一系列标准的工艺条件都要进行很大的改变。怎样发展具有低成本、高生产率的突破衍射极限的光学光刻方法是下一代光刻技术急需解决的问题。

为了在使用普通的入射光源的情况下得到突破衍射极限的图形，有的研究小组提出采用近场光刻的方法[37-39]。既然倏逝波会在离开掩模之后呈指数衰减，我们就可以把光刻胶放在离掩模非常近的近场区域，使倏逝波成分还没有完全衰减消失的时候就到达光刻胶参与成像。这样就能可以得到突破衍射极限的图形，其原理如图 1-10 所示。这种近场光刻技术虽然从原理上说分辨率不受任何限制，在普通光源的照射下可以得到突破衍射极限的任意小的图形。但是有一个前提是掩模和光刻胶必须紧密接触，因为倏逝波的衰减长度仅限于离开

掩模的几十纳米的近场区域。这个缺点就大大地限制了这种工艺的实际应用。

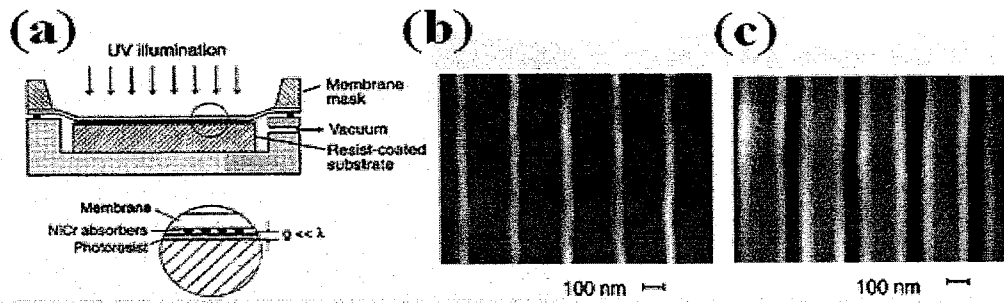


图 1-10 (a) 近场倏失波光刻原理示意图。(b) 周期 240 纳米，线宽 70 纳米的光刻图形。(c) 周期 240 纳米，线宽 170 纳米的光刻图形。引自文献[37]

在前一节我们提到由于存在表面等离子体共振效应平板银透镜可以用来放大增强倏失波。因此有研究小组提出在传统掩模下方加上一层很薄的银板就可以放大增强倏失波成分，使倏失波能够传递到离掩模较远的区域，从而可以放宽掩模和光刻胶必须紧密接触的这一苛刻的要求，从而可以改善这种近场光刻技术[9-13,40]。其原理如图 1-11 所示，和前面提到的超透镜成像其实是一样的原理。

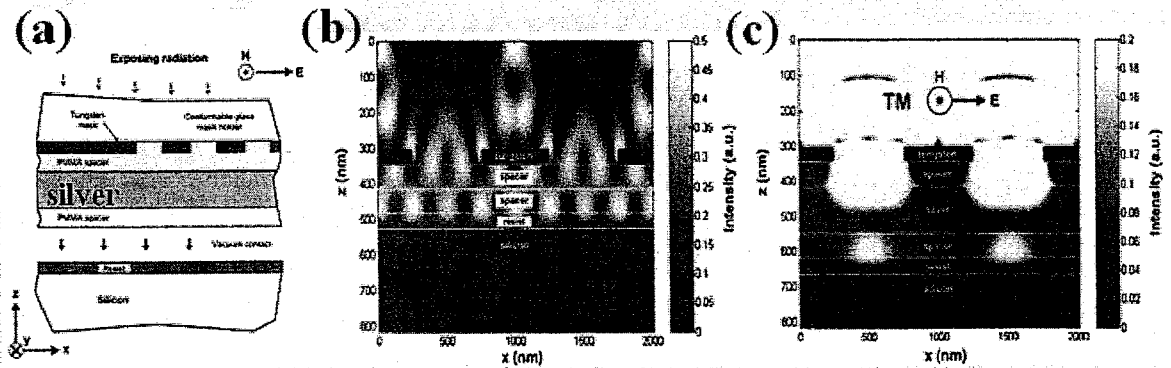


图 1-11 (a) 原理示意图。(b) 不加银镜时接近式曝光电场强度分布模拟图。(c) 加上银板透镜后的电场强度分布。引自文献[40]

上面提到的各种光刻方法都是把掩模图形一比一地复制到光刻胶上的加工方法，也就是说我们只能在光刻胶上得到和掩模一模一样的图形。而由同频率的入射光激发的表面等离子体的一些特性，我们可以使用普通入射光入射到设计合理的金属表面并激发表面等离子体共振来得到突破衍射极限的任意图形[41-44]。这样光刻胶上的图形就不会受到掩模图形的限制，我们就可以随意调控得到我们想要的图形。

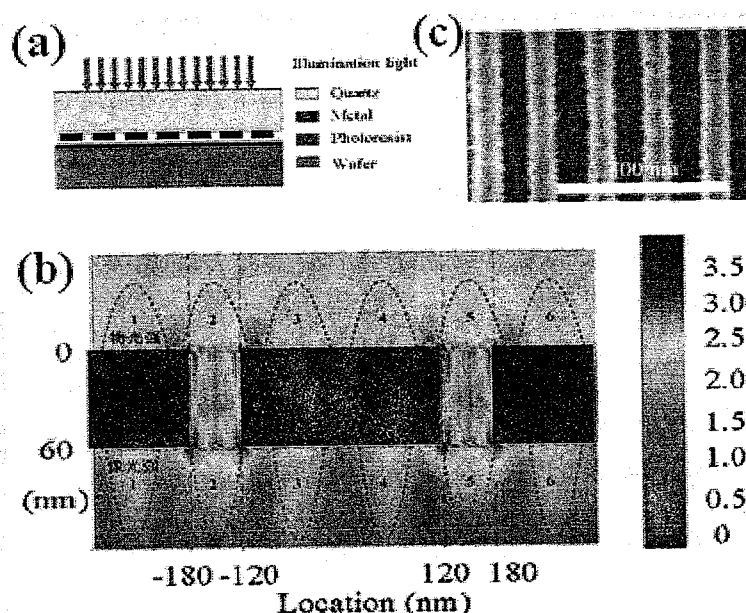


图 1-12 (a) 表面等离子体干涉光刻的原理示意图。(b) 电场强度分布模拟图。
(c) 光刻胶上图形的扫描电镜图片。引自文献[41]

其中比较有代表性的是罗先刚研究员 2004 年提出的表面等离子体干涉光刻技术, 如图 1-12 所示。从图中我们可以看到在入射光波长为 436nm、金属银光栅掩模周期为 300nm 的条件下, 光刻胶和晶圆基底片作为一个整体和上面的掩模部分中间隔一薄层空气。图 1-12(b)是利用时域有限差分法模拟这种结构产生光刻条纹的光强分布, 掩模周期 300nm, 厚度和缝宽均为 60nm。可以看到, 对于设计好的掩模, 在其入射面上激发了表面等离子体波并发生干涉, 形成了明暗相间、周期为 100nm 的干涉条纹, 这是由于在掩模上表面激发了波长更小的表面等离子体波之间的干涉, 光强较强的部分可以看作是物光强, 在其下表面光刻胶内有同样周期的干涉条纹, 这里光强较强的部分可以看作物光强对应的像, 如图 1-12 (b) 所示。图形的特征尺寸为 50 纳米。

在这一工作中, 设计该掩模使其上表面发生干涉的目的是为了生成尺寸更小的物 (特征尺寸为 50nm), 因为要想在这样的掩模上制作半周期为 50nm 的物体有很大的难度; 由于金属掩模中的缝宽相应于其周期而言要小很多, 可以把金属掩模近似看成一个金属薄板, 掩模上表面纳米级的物光强在其下表面光刻胶内一比一的得到恢复, 实现表面等离子体超分辨成像。这一光刻工作的重要性体现在两个方面: 一是实验证明了表面等离子体波长确实要比入射光波波长小; 二是通过实验验证了表面等离子体的超分辨成像。

正因为此, 这一工作成了表面等离子体光刻的原型, 在随后相关的表面等离子体光刻研究中得到广泛的引用。从此以后有很多研究者利用表面等离子体共振的一些特性来改进传统的光学光刻技术。上面所提到的表面等离子体光刻

虽然具有很多优势，但是它的掩模必须是由贵金属制作，因为普通的掩模不能激发表面等离子体共振。这种光刻技术通常只适用于小面积纳米结构的制作。另外，光刻胶上图形的分辨率取决于掩模材料而不是掩模周期也是一个问题。因此我们研究小组提出了一种利用金属介质多层膜结构的人工材料对通过掩模的衍射光成分进行滤波的光学光刻方法[45]。在普通的光刻掩模下面加上这样一种人工材料结构就可以得到突破衍射极限的干涉图形，如图 1-13 所示。我们采用普通 436 纳米波长的入射光，掩模周期为 160 纳米或 320 纳米，在光刻胶上得到了线宽 40 纳米的均匀线条阵列。这种光刻方法不受掩模材料的限制。由于可以使用普通的光刻掩模，它可以很方便地应用到大面积光刻中去，所以它的优势是明显的。与此同时，美国一个研究小组也提出类似的概念，并且扩展到二维图形[46]。

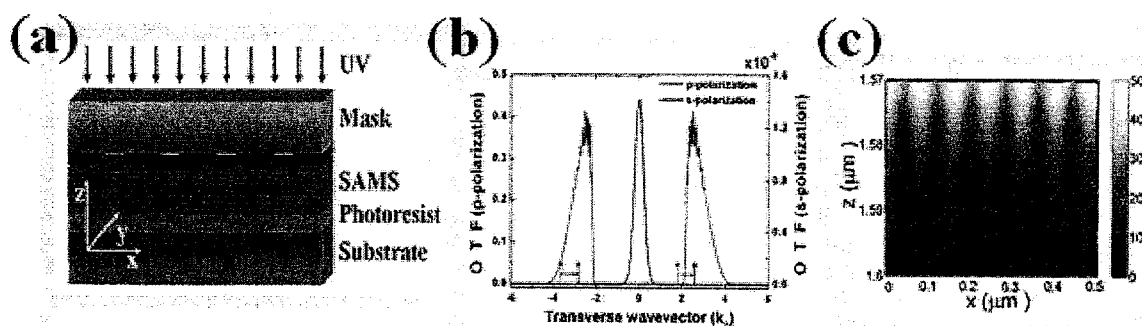


图 1.13 (a) 人工材料滤波光刻结构示意图。(b) 人工结构材料的透过率曲线。(c) 光刻胶中的电场强度分布图。引自文献[45]

1.3 论文的主要研究内容和章节安排

结合表面等离子体共振在超分辨光刻中的具体应用，并且针对以前提出的各种方法所存在的一些问题，我们在本论文中给出了一些具体的改进的方法，并对所提出的结构和方法做了细致深入的理论上和数值上的分析。本论文将从以下几个方面系统展开。

第二章，本章主要介绍了金属的电磁性质及研究亚波长结构的数值方法。首先讨论金属的特殊电磁响应性质，之后简要介绍文中所使用的数值计算方法。

第三章，介绍了两种可以应用于超分辨光刻中的新型成像器件。针对表面等离子体波在纳米级的表面等离子体波导中的传输特性做了详细的分析，提出了一种能够在不同入射波长下进行突破衍射极限远场成像的平板金属透镜。另外，基于倏逝波在多层金属介质膜组成的人工电磁材料中的定向传输特性，提出一种能够进行超分辨成像的新型的一维人工电磁材料结构。

第四章，介绍了改进型的基于表面等离子体共振的超分辨干涉光刻技术。将具有滤波特性的双层银板透镜结构应用在表面等离子体干涉光刻中，并且从理论上提出了在类似的表面等离子体干涉光刻中干涉图形的分辨率极限。一些影响干涉图形尺寸极限的因素也被详细讨论。

第五章，介绍一种改进型的超分辨光刻掩模结构。针对近场光刻中掩模上的周期性亚波长小缝阵列和单个亚波长小缝之间存在光强透过率差异的问题，提出了一种改进型的掩模结构。采用特殊设计的掩模能够得到提高的光刻效率，并且针对阵列和孤立的两种不同小缝结构在光刻胶上能得到光强透过率几乎均匀一致的光刻图形。

第六章，结束语，对全文的工作进行总结并对以后的研究方向进行展望。

第2章 金属的电磁响应特性及亚波长尺度结构的研究方法

由于本文研究的结构都是由金属材料组成, 并且其结构特征尺寸都是小于入射波长的, 因此我们需要首先介绍金属电磁响应性质的基本理论, 给出一些描述金属介电常数的物理模型。其次, 我们研究亚波长尺度结构的电磁响应特性, 必须严格求解 Maxwell 方程组。但是研究所涉及的结构往往具有复杂的几何结构, 求出严格的解析解几乎是不可能的, 因此我们采用数值计算方法作为研究亚波长尺度电磁现象的主要手段。目前在亚波长金属结构研究领域采用的数值分析方法主要有: 格林并矢法, 复合多极子法(Multiple-Multipole Method, MMP), 有限元法(Finite Element Method, FEM), 严格耦合波分析(Rigorous Coupled Wave Analysis, RCWA), 时域有限差分法(Finite Difference Time Domain Method, FDTD)。在本章中我们将对其中的几种数值方法做一些简要的介绍。

2.1 电磁波与金属物质的相互作用

电磁波与金属物质的交互作用主要来源于随时间与空间做周期性变化的电场与磁场对于金属物质中的电荷所产生的影响, 导致电荷密度在空间分布中的变化以及极化等效应。这些效应所产生之电磁场与外来电磁波的电磁场耦合在一起形成作用后的耦合电磁场, 并以散射, 吸收, 折射, 色散或电磁波能流重新分布等方式, 产生不同的物理现象。

当电磁波与物质作用时, 此物质对于外场的响应在宏观上可以用净电荷密度 ρ , 净电流密度 \bar{J} , 电极化强度 \bar{P} 与磁极化强度 \bar{M} 等四个代表物质电磁响应的物理量以及电磁波的 Maxwell 方程组加以描述:

$$\begin{aligned} \nabla \times \bar{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \bar{M}}{\partial t}; & \nabla \cdot \bar{E} &= -\frac{1}{\epsilon_0} \nabla \cdot \bar{P} + \frac{1}{\epsilon_0} \rho \\ \nabla \times \bar{H} &= \epsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \bar{J}; & \nabla \cdot \bar{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2-1)$$

其中 \bar{E} 和 \bar{H} 为电磁波的电场与磁场。由于物质内部的电或磁极化会产生感应电场或磁场, 若引入电位移 \bar{D} 以及磁感应向量 \bar{B} 表示物质内部总的电场和磁场, 其定义如下:

$$\begin{aligned}\bar{D} &= \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \equiv \varepsilon_0 \varepsilon \bar{E} \\ \bar{B} &= \mu_0 (\bar{H} + \bar{M}) \equiv \mu_0 \mu \bar{H}\end{aligned}\quad (2-2)$$

式中之 ε 和 μ 分别代表物质相对于真空的介电常数和磁导率, 这两个物理量就可以用来描述物质对于外加电磁场的响应性质。由式 (2-2) 的定义, Maxwell 方程组可简化为如下形式:

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}; & \nabla \cdot \bar{D} &= \rho \\ \nabla \times \bar{H} &= \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J}; & \nabla \cdot \bar{B} &= 0\end{aligned}\quad (2-3)$$

对于一个没有净电荷密度与净电流密度的系统, 由上式可以推导出电磁波的电场和磁场所要满足的波动方程为:

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) &= -\frac{1}{c^2} \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}; \\ \nabla \times (\nabla \times \bar{H}) &= -\frac{1}{c^2} \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2};\end{aligned}\quad (2-4)$$

其中 c 为真空中的光速。假如电磁波的电场 \bar{E} 和磁场 \bar{H} 随空间与时间的变化为正比于 $\exp[i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t)]$ 的简谐波震荡, 由波动方程 (2-4) 可以得到波矢的大小 k 必须满足:

$$k = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu \quad (2-5)$$

我们将以 Maxwell 方程组以及电磁波之波动方程为基础, 讨论金属与电磁波的相互作用特性。由于金属内部存在可以任意移动的自由电子, 这些自由电子在受到外加电磁场作用时的行为表现决定了物质的电磁响应特性。在外加电磁场的作用下, 自由电子会沿着与电场相反的方向移动而形成电流。由于电子在移动过程中会与原子核或者晶格缺陷产生碰撞效应, 并非所有的电子都是等速度沿着同一方向移动, 且其速度不会因为外加电场的作用而不断增加, 因此对于金属内部电子的运动状态我们需要借由一些物理模型来加以描述。

2.2 金属的介电常数物理模型

金属对于不同频率的电磁波表现出不同的电磁响应性质, 而介电常数可以用来描述金属的电磁响应特性, 因而采用准确的色散模型对金属中的自由电子运动

和介电常数的研究非常重要。目前主要有三种物理模型描述金属的介电常数，分别是 Debye 模型, Lorentz 模型和 Drude 模型。我们先简要介绍三种物理模型。

2.2.1 Debye 模型

Debye 模型认为电偶极子在外加电场的作用下会发生偏移，而偶极子的震荡频率总是小于外加电场的频率，带电粒子所受的回弹力相对外加电场有一个延迟，当外加电场撤消时，电偶极子缓慢趋向一个平衡点。假设外加电场与介质内部微观粒子内电场之间的差别可忽略不记，则在某一频段内介电常数可以近似写成 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{or}(\omega)$ ， $\varepsilon_{or}(\omega)$ 为偶极子广义趋向所引起的和频率有关的介电常量 [47]。

一个振幅为 E ，宽度为 dT 的矩形脉冲电场施加到线性介质上，这个电场可以表示为 $E(t) = [\Gamma(t-T) - \Gamma(t-T-dT)]E$ ， $\Gamma(t)$ 是振幅为 1 的阶跃函数，根据叠加原理，脉冲的电位移 D 是外加电场的前缘产生的 $D_1 = \varepsilon_{\infty}E\Gamma(t-T) + (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})f(t-T)E$ 和后缘产生的 $D_2 = -\varepsilon_{\infty}E\Gamma(t-T-dT) + (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})f(t-T-dT)E$ 之和。其中 ε_s 为稳态介电常量，函数 $f(t)$ 表示迟缓极化的滞后程度，它从 $f(0) = 0$ 增加到 $f(\infty) = 1$ ，称为归一化介质响应函数。所以脉冲在 t 时刻产生的电位移为 $D = D_1 + D_2 = \varepsilon_{\infty}E(t) + (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \int f'(t-T)EdT$ 。当 $t > (T+dT)$ 时 $E(t) = 0$ ， $f'(t)$ 是一个递减函数，通常称为归一化衰减函数。用 $\Phi(t)$ 表示未归一化的介质响应函数， $\Phi'(t)$ 表示未归一化的衰减函数，在含偶极子的系统中，外加电场施加或撤除时，极化强度和电位移随时间按指数规律变化，介质响应函数 $\Phi(t)$ 和衰减函数 $\Phi'(t)$ 可分别表示为 $\Phi(t) = (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})(1 - \exp(-t/\tau))$ 和 $\Phi'(t) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{\tau} \exp(-t/\tau)$ 。式中 τ 为驰豫时间。如果 $t = -\infty$ 时所施加的电场是一个时间连续函数，则在 t 时刻的电位移为 $D = \varepsilon_{\infty}E(t) + \int_0^{\infty} \Phi'(t-T)E(T)dT$ 。通过变量代换以及把积分项换成卷积的形式，偶极子的广义取向引起的时域介电常数满足 $D_{or}(t) = \varepsilon_{or} * E(t)$ ，对上式进行拉氏变换再带入到电位移表达式中，可以得到和频率有关的介电常数项

$\varepsilon_{or} = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{\tau} \int_0^\infty e^{-t/\tau i\omega t} dt = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}$ 。所以由 Debye 模型得到的复介电常量为 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \varepsilon_{or}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}$ ，其中 ε_∞ 为高频介电常量， ε_s 为稳态介电常量。

2.2.2 Lorentz 模型

Lorentz 色散模型是基于阻尼谐振子近似的色散理论。它认为原子核与电子是通过弹性机制相互联系，电荷间通过电场作用产生弹性力，在电荷作用区域内，电子通过弹性力被吸引或者被弹开[48]。一级近似下，电磁波与物质的相互作用可以看作是阻尼谐振子的受迫震荡。谐振子之间的相互作用用阻尼系数 γ 来表示。假定介质的本征频率为 ω_0 ，质量为 m 的谐振子的运动方程可以表示为 $m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + m\omega_0^2 x = eE_0 \exp(-i\omega t)$ ，其中 ω 为入射光的频率， γ 具有频率的量纲，表示谐振子相互碰撞的频率。由此方程可以得到谐振子在电磁波作用下的位移为

$x(\omega) = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} E_0 \exp(-i\omega t)$ 。由此不难得出介电常数的色散关系为

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\tau}$$

2.2.3 Drude 模型

Drude 模型实际上是 Lorentz 模型在入射光频率远大于谐振子固有频率时的简化模型。金属的独特结构使用基于自由电子气近似的 Drude 模型来描述更加适合。Drude 模型假设自由电子和其它原子核之间没有任何的电磁相互作用，当受到外力或外加电场时其运动遵循 Maxwell-Boltzmann 统计和牛顿运动规律。此外，电子在运动过程中会与晶体中的原子核，杂质或晶格缺陷产生弹性碰撞而被散射至其他方向。假设在单位时间内与原子核产生碰撞的几率为 $1/\tau$ ， τ 称为弛豫时间或碰撞时间，其大小约等于电子的平均电子自由程与费米速度的比值。

在某一时刻 t 施加一个 $f(t) = -eE_{ext}$ 的外力，介质内自由电子的平均速度为 \bar{v} ，每个电子的平均动量为 $\overline{p(t)} = m\bar{v}$ 。若自由电子在运动过程中不与原子核发生碰撞，其动量会增加 $\overline{f(t)dt}$ ；如果与原子核发生碰撞，由于经弹性碰撞后电子可以被散射到任意方向，使得这些电子所具有的动量在碰撞之后的平均值为零。根

据 Drude 模型的假设, 在 dt 时段里, 自由电子发生碰撞的概率为 dt/τ , 因此在 $t+dt$ 时所有自由电子的平均动量可表示为 $\overline{p(t+dt)} = (1 - \frac{dt}{\tau})(\overline{p(t)} + \overline{f(t)dt}) + \frac{dt}{\tau}\overline{f(t)dt}$, 当 dt 趋近于无穷小时, 取至 dt 的一次方项, 利用电流密度 $\overline{J} = N(-e)\overline{v}$ 以及 $\overline{p(t)} = m\overline{v}$ 的关系式, 上式可改写成 $\frac{d\overline{J}}{dt} + \frac{1}{\tau}\overline{J} = \frac{Ne^2}{m}\overline{E_{ext}}$ 。若考虑外加电场随时间发生周期震荡时, 即 $\overline{E_{ext}} = \overline{E_p}e^{-i\omega t}$,

自由电子将会形成随时间做周期性震荡的电流密度 $\overline{J} \propto e^{-i\omega t}$, 由以上运动方程可以得到 $\overline{J} = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}\overline{E_{ext}} = \sigma_{(\omega)}\overline{E_{ext}}$, 其中 $\sigma_{(\omega)} = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}$ 为自由电子对于外加电磁场的响应所造成的电导率, 这个结果说明金属自由电子所造成的电导率将会随外加电磁场频率的不同而改变。

假如束缚电子在随时间作简谐波震荡的电场作用下偏离正电荷中心的位移为 \overline{r} , 相对产生的电极化强度为 $\overline{P} = N_b(-e)\overline{r}$, 其中 N_b 代表束缚电子密度, 可将电极化强度对时间微分得 $\frac{d\overline{P}}{dt} = N_b(-e)\frac{d\overline{r}}{dt} = N_b(-e)\overline{v_b} = \overline{J_b}$, 上式中 $\overline{v_b}$ 代表束缚电子在震荡过程中的移动速度。上式说明了随时间变化的电极化强度可视为一种电流密度 $\overline{J_b} = \frac{d\overline{P}}{dt}$ 。反过来说, 在随时间震荡的电场作用下, 自由电子反应所产生的

电流密度也可视为一种随时间变化的电极化强度。若考虑外加电场 $\overline{E_{ext}}$ 以频率

ω 作周期震荡时, $\overline{J} = \frac{\sigma_0}{-i\omega}\frac{\partial\overline{E_{ext}}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}[\frac{i\sigma_{(\omega)}}{\omega}\overline{E_{ext}}]$ 。由此可定义出自由电子所形成

的电极化强度为 $\overline{P} = \frac{i\sigma_{(\omega)}}{\omega}\overline{E_{ext}} = -\frac{Ne^2}{m}\frac{1}{(\omega^2 + i\omega\gamma_D)}\overline{E_{ext}}$ 。利用自由电子电极化强度

表示式以及电位移向量的定义, 可以得到相对介电常数表达式为

$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma_{(\omega)}}{\varepsilon_0\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_D}$, 其中 ω_p 为金属的等离子体频率, γ_D 描述自由电

子运动的碰撞频率。

目前上述的三种色散模型广泛应用于各种亚波长尺度金属结构的数值计算中。其中, Debye 模型假设介质内部所有带电粒子的运动都是非弹性的, 其最适

用于气体和极性分子的稀释溶液。Lorentz 模型认为原子核与电子通过弹性力作用，而电子运动则是一个类似于阻尼震荡的过程，它适用于包括金属在内的大部分材料。而 Drude 模型是 Lorentz 模型在入射光频率远大于谐振子固有频率时的简化模型，在低能条件下 Drude 模型能够准确给出金属的介电常数，因此在宽频段内模拟金属的介电常数，采用 Drude 模型是比较合适的。

2.3 亚波长尺度结构电磁响应的主要研究方法

研究介观和微观电磁波问题，必须严格求解 Maxwell 方程组。求解电磁问题的方法主要可分为解析法和数值法两类。解析方法是近百年来电磁学发展过程中一个极为重要的手段，主要是通过建立和求解偏微分方程和积分方程来解决实际问题，然而它仅能解决少量简单的特殊问题，大部分实际中的电磁学问题的边界条件都比较复杂，即使通过近似得到解析模型，其通用性也极其有限，特别是对于本文所关注的复杂亚波长结构更是如此。另一方面，随着计算机性能的迅速提高，数值方法成为电磁学问题求解的重要常用工具，它通常以差分代替微分，以有限求和代替积分，这样就可以将复杂的偏微分方程和积分方程转化为差分方程或代数方程的问题，从而使许多解析方法难以解决的复杂问题获得高精度的数值解。我们主要介绍一下格林并矢法，复合多极子法，有限元法，严格耦合波分析方法，时域有限差分法。在我们的研究中主要会用到严格耦合波分析，有限元法和时域有限差分法。

格林并矢法是一种微观电磁场分析方法，将总场看作入射场与散射场的叠加，把散射空间划分成 N 个离散的单元，Lippmann-Schwinger 积分方程可化为矩阵方程得到数值解。该方法适合分析 SNOM 激发 SP 的理论架构。

复合多极子法在 1980 年被首次提出时，主要用于天线设计，波导分析等领域。它是一种半解析方法，利用等效源原理设定“广义等效源”，用离散化边界而保持内部介质连续的描述来求解 Maxwell 方程组。

有限元法是从变分原理出发，以剖分差值为基础的一种数值计算方法[49]。在早期应用瑞利里兹方法的有限元法以变分原理为基础，广泛应用于拉普拉斯方程和泊松方程描述的各类物理场，称之为里兹有限元法。此后经证明，应用加权余量法中的迦略金法或最小二乘法同样可以得到有限元方程。因此，有限元法可以用于任何微分方程所描述的物理场，它同样适用于时变场，非线性场以及复杂介质中的电磁场求解。

有限元法与经典里兹方法和迦略金方法的不同之处就在于试探函数的公式

上。在经典的里兹方法和迦略金方法中，试探函数由定义在全域上的一组基函数构成。这种组合必须能够表示真实解，也必须满足适当的边界条件。在有限元方法中，试探函数是由定义在全域中的子域上的一组基函数组成，因为子域很小，定义在子域上的基函数可以非常简单。有限元方法的一个关键步骤是建立离散单元的小矩形，然后将其填充到全域矩阵中。不同的离散单元对于有限元计算的精度，速度和内存的要求都有所不同。有限元法的主要优势在于：

- 1) 采用物理上离散与分片多项式插值，具有对材料，边界和激励的广泛适应性。
- 2) 基于变分原理，将数理方程求解变成代数方程的求解，非常简易。
- 3) 采用矩阵形式和单元组装方法，各个环节易于标准化，程序通用性强，且具有较高的计算精度，便于程序的编制和维护。
- 4) 国际学术界对有限元法的理论，计算技术以及各方面的应用做了大量的工作，许多问题都有现成的程序，可用的商业软件资源很多，其中比较著名的例如 COMOSOL 等。

严格耦合波分析在上世纪 80 年代由 Moharam 和 Gaylord 提出用来分析平面光栅 [50]。它将研究的区域分为光栅上、下区域和光栅区域三部分，并用傅立叶级数表示三个区域的电磁场，将 Maxwell 方程组的求解问题转化为一个求解特征函数的问题，得到光栅区域由特征函数耦合表达的电磁场分布，通过在光栅区域和其他区域交界面上求解边界条件得到光栅的衍射效率。该方法比较适合分析亚波长周期性金属结构的问题，但只能分析周期性或者近周期性结构，且无法得到近场区域的场分布，具有很大的局限性。

在电磁场的数值分析计算方法中，有限差分法是应用最早的一种方法，直到今天，它仍然以其简单直观的特点而应用广泛。它不但能求解均匀或不均匀线性媒质中的场，而且还能求解非线性媒质中的场；不仅能求解恒定或似稳场，还能求解时变场。早期的有限差分解法一般是在频域上进行的，但是随着计算机技术的发展，近年来时域中的有限差分法越来越受到重视。目前时域有限差分方法已经相当完善，是最成功的电磁数值方法之一。

时域有限差分方法直接求解依赖于时间的 Maxwell 方程组，采用空间离散的方式把带时间变量的 Maxwell 旋度方程转化为差分形式，在一定体积内和一段时间上对连续电磁场的数据进行压缩，然后借助计算机进行数值求解。1966 年，Yee 提出了一个合理计算 Maxwell 方程组的网格体系，该体系被称为 Yee 网格。该体系针对直角坐标系中电磁场各个分量之间耦合的偏微分方程，首先在空间建

立矩形差分网格，网格结点与一组响应的整数标号一一对应，然后通过中心差分来代替偏微分方程中对时间和空间的微分。

时域有限差分方法中吸收边界条件的选择也至关重要。由于时域有限差分方法是在计算机的数据存储空间中对连续的实际电磁波的传播过程在时间进程上进行数值模拟，在电磁场的辐射散射等问题中边界总是开放的，电磁场会占据无限大的空间，由于计算机的内存是有限的，故只能模拟有限的空间。也就是说时域有限差分网格将在某处被截断。如何处理截断边界使之与无限空间有尽可能小的差异是时域有限差分方法中必须解决的一个重要问题。一种行之有效的方法是在截断处设置一种吸收边界条件，使传输到截断处的波被吸收而不产生反射，这种外向波的传播就像在无限大空间传播一样，这就起到了模拟无限空间的目的。上世纪90年代，由 Berenger 提出了完全匹配层 PML 的理论模型及在时域有限差分方法中的实现技术，可以实现低 40dB 的反射系数，使时域有限差分方法的研究向前迈进了一大步。

目前，商业化的时域有限差分方法软件发展比较成熟，我们常用的有 Opti-FDTD, FDTD solution, X-FDTD 等，他们在建立模型和计算稳定性可靠性方面都已比较成熟。

2.4 本章小结

本文从严格的 Maxwell 方程组出发，简要介绍了金属电磁波与金属物质的相互作用的基本理论，指出了用来描述金属电磁响应特性的重要参数——介电常数，并给出一些描述金属介电常数的常用物理模型。此外，我们对领域中常用的以及在研究中会用到的一些数值计算方法做了简要的介绍。

第3章 可应用于超分辨光刻中的新型成像器件

当光在亚波长尺度的表面等离子体结构中传播时会产生很多与在传统波导结构中传播时不同的有趣特性。比如当光通过纳米级的金属小缝时，其相位是由缝宽，缝长，以及缝间介质材料决定的。我们就可以利用一组这样的纳米级小缝阵列来任意控制调节入射光的波前，对入射光进行偏折，聚焦或对亚波长成像 [29-32,51]。另外，我们还能够利用多层纳米级厚度的金属介质薄膜结构来控制入射光倏失波分量的传播方向 [20-24]，并对深亚波长尺度的结构进行超分辨成像[52]。本章将对这两种新颖的基于表面等离子体的成像器件进行理论上的详细分析，优化设计参数，并且利用商业软件给出数值模拟结果。这两种成像器件可以替代传统的光学透镜，在超分辨光刻中具有潜在的应用价值。

3.1 远场亚波长成像的可调型金属透镜

最近，传统的衍射极限被 Pendry 提出的具有负折射率的平板完美透镜所克服[8]，它同时具有负的介电常数和磁导率。但是，自然界中不存在这样的均匀负折射率介质，这就限制了完美透镜的应用。考虑到完美透镜的静电近似，超透镜可以被用来实现突破衍射极限的成像，它只需要材料具有负的介电常数，而自然界中有些物质在某些频段是可以满足这个要求的。最近世界上各个研究小组完成了关于超透镜的令人印象深刻的理论和实验上的工作[9-19]。但是超透镜仍然有个缺点就是物体和像必须局限在超透镜的近场区域，通常是几十纳米远的距离。随后，一种能进行远场超分辨成像的远场超透镜器件被提出[53]。

另一方面，如文献[54]最后指出的那样，具有不同缝宽纳米小缝阵列的平面金属板已经在理论上和实验上被证实可以在远场对入射光进行突破衍射极限的聚焦[30,55]。另一种平板金属透镜也被提出来实现任意物像距的亚波长成像 [31]。其成像的基本原理是通过优化设计金属板上的纳米小缝表面等离子体波导阵列，进而操控光场的相位分布。但是由于金属材料的介电常数是依赖于入射光频率的，当各小缝缝宽和位置固定时，这种金属透镜只能在某一特定频率工作，这就极大地限制了它的实用性。接下来，我们提出了一种可调型的金属透镜，当各小缝缝宽和位置固定时，只需要改变周围的流体介质，针对不同的入射波长它都可以进行远场的亚波长成像。

3.1.1 电磁波在亚波长金属小缝表面等离子波导中的传播特性

我们考虑的结构如图 3-1 所示, 具有负介电常数的金属平板中存在一个亚波长的小缝。由于小缝是亚波长尺度的, 我们只考虑小缝中的最低阶 TM 模式电磁波的传输特性。小缝中电场 x 方向分量的空间依赖性可以由下式表达[56]:

$$E_x^s(x, z) = \begin{cases} \cos(\sqrt{k_0^2 - k_z^2} x) \exp(ik_z z) & \text{if } |x| \leq w/2, \\ \frac{1}{\varepsilon_m} \cosh(\sqrt{k_0^2 - k_z^2} w/2) \exp[-\sqrt{k_z^2 - \varepsilon_m k_0^2} (|x| - w/2)] \exp(ik_z z) & \text{if } |x| > w/2, \end{cases} \quad (3-1)$$

其中上标 s 表示电场是位于小缝内部的, k_0 是自由空间波矢, k_z 是 z 方向的传播常数, ε_m 是金属的相对介电常数, w 是缝宽, 中心位于 $x=0$ 。

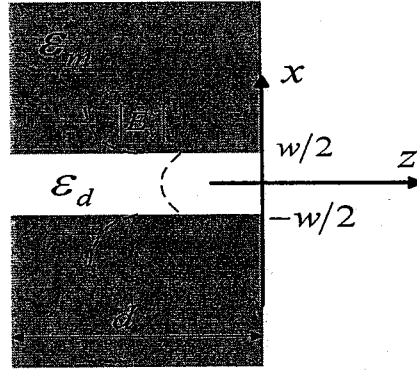


图 3-1 亚波长金属小缝表面等离子体波导示意图。小缝内的最低阶模式电场的 x 分量的大小 $|E_x^s|$ 如虚线所示, 缝宽是 w , 缝长为 d 。

对应的电磁波模式在这种表面等离子体波导中传播时, 传播常数 β 由式[57]

$$\tanh\left(\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d} w/2\right) = \frac{-\varepsilon_d \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m}}{\varepsilon_m \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d}} \quad (3-2)$$

确定。其中, k_0 是自由空间波矢, ε_d 和 ε_m 分别代表小缝中的介质和金属材料的相对介电常数, 从这个方程可以清晰地看出传播常数 β 是由缝宽 w , 自由空间波矢 k_0 , 介质和金属的介电常数 ε_d 与 ε_m 共同决定的。传播常数 β 的实部和虚部分别表示小缝中表面等离子体波的相速度和传播损耗。所以当电磁波通过小缝时, 其相位延迟为:

$$\Delta\phi = \text{Re}(\beta d) + \theta \quad (3-3)$$

其中, d 是金属板的厚度也就是小缝缝长, θ 来源于小缝入射面和出射面之间的多次反射。理论分析和数值计算都表明相位延迟主要取决于传播常数 β 的实

部, 所以 $\Delta\phi$ 可以近似为 $\text{Re}(\beta d)$ 。我们从上两式可以看出, 通过改变入射波长, 缝宽, 缝长, 以及介质的介电常数我们可以任意调节通过小缝的电磁波的相位。

根据式 (3-2) 和 (3-3), 我们可以画出通过亚波长小缝表面等离子体波导的电磁波的相位与各可变参数之间的关系曲线, 如图 3-2 所示。

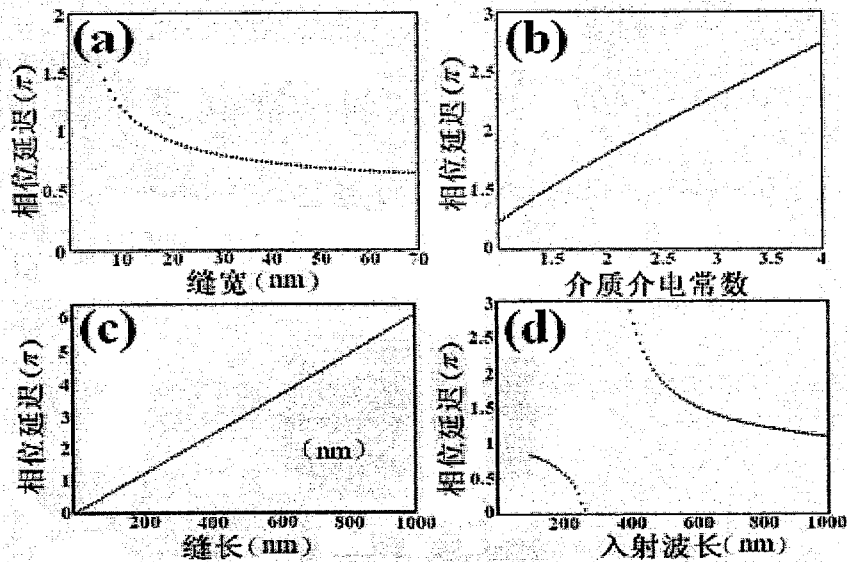


图 3-2 通过亚波长金属小缝表面等离子体波导的电磁波的相位延迟与各参数之间的关系曲线。(a) 其他参数不变时, 相位与缝宽的关系; (b) 其他参数不变时, 相位与缝内介质介电常数的关系; (c) 其他参数不变时, 相位与缝长的关系; (d) 其他参数不变时, 相位与入射波长的关系。

在图 3-2 (a) 中, 我们取入射波长为 810 纳米; 缝长为 200 纳米; 缝间介质是空气, 其介电常数为 1; 金属的介电常数我们用 Drude 模型来描述。可以从图中清晰地看到, 针对某一固定入射波长时, 我们可以通过改变缝宽来调节通过小缝的电磁波相位。当我们在某一平面金属薄膜上加工出一系列不同缝宽的平行的小缝阵列时, 这一小缝阵列可以对入射光的波前进行任意的调节, 得到不同的出射光波前分布[29-32,51], 这种平板金属薄膜上的小缝阵列就起到透镜的作用。图 3-2 (b) 中, 入射波长为 810 纳米; 缝长为 200 纳米; 缝宽为 10 纳米; 缝间介质介电常数为自变量。我们看到当其他参数固定时, 缝间介质介电常数的改变对电磁波相位也有明显的调节作用。图 3-2 (c) 中其他参数与前面相同, 当我们改变缝的长度时, 缝长对相位的影响是一个线性的关系。

图 3-2 (d) 中我们固定小缝的结构参数和缝间介质的介电常数, 各数值如前文所示, 我们看到入射波长对电磁波的相位也是有明显影响的。由此我们可以推出, 在由小缝阵列组成的平面金属透镜中[30,31], 当各个小缝的缝宽和位置等结构参数都固定时, 此透镜只能对某一固定波长的波前起到我们所需要的

调节作用。如果入射波长改变时，通过各个结构参数已固定的小缝的电磁波相位也会改变，导致出射波的波前不再是我们预期得到的波前。这就限制了这种金属透镜的实用价值。因此我们想改进这种器件，设计出一种能在宽波段工作的金属透镜。

3.1.2 可调型平板金属透镜

如前所述，如果我们想得到一种能在宽波段工作的金属透镜，必须保证在不同入射波长情况下，同一金属小缝阵列对入射波前的调节作用都是一样的。也就是说，要求不同波长的电磁波经过同一小缝后，其相位改变是一样的。而由图 3-2 (d) 知，当其他参数固定而入射波长改变时，通过同一小缝的电磁波相位也会改变。因此，如果我们想使通过同一小缝的不同波长的电磁波相位改变都相同，必须改变其他的参数。经过研究发现，改变小缝缝间介质的介电常数是唯一可行并且简便的选择。结合微流体技术，我们可以很方便地调节金属小缝间介质材料的介电常数。

当 TM 偏振的入射波入射到金属透镜的入射面上时，表面等离子激元 (SPPs) 被激发[58]。随后 SPPs 以某种特定的模式在小缝中传播，直到到达金属透镜的出射面时他们又转化为自由空间中的光模式。局域表面等离子波的衍射和干涉使近场的倏逝波成分传输到远场区域[32]，这就是金属透镜实现远场亚波长成像的机理。前面提到，对于入射到这种金属透镜的电磁波，其相位是由小缝的缝长[54]，缝宽[30]和介质材料的介电常数等参数决定的。在以前的工作中，小缝缝宽和缝长对入射光相位的影响已经从理论上进行了讨论，并且广泛应用于各种不同的目的。而在本文中，当缝宽、缝长和小缝的位置这些结构参数都已经固定时，一种通过调节介质材料的介电常数的可调型金属透镜被提出来进行宽波段远场亚波长成像。

图 3-3 (a) 和 (b) 分别是可调型平板金属透镜的结构和成像过程的示意图。如图 3-3 (b) 所示，金属透镜的厚度是 d ，各小缝对称性地位于 $x=0$ 平面的两边。小缝的缝宽用 w 表示。用点光源表示的物体距离金属透镜左边缘为 a ，而位于金属透镜右边所成像的像距为 b 。金属透镜浸没在介电常数为 ϵ_d 的电介质液体中，小缝中可以充满这种液体。所有的 y 方向分量都被认为是半无穷大。

Drude 模型 $\epsilon_m = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / [\omega(\omega + iV_c)]$ 被用来描述金属银的介电常数，其中 $\epsilon_\infty = 3.2938$ ，等离子体频率 $\omega_p = 1.3552 \times 10^{16}$ rad/s，碰撞频率为 $V_c = 1.9944 \times 10^{14}$

rad/s[59]。所有的材料都被假设为是无磁性的，所以磁导率 μ 为 1，只考虑介电常数 ε 。

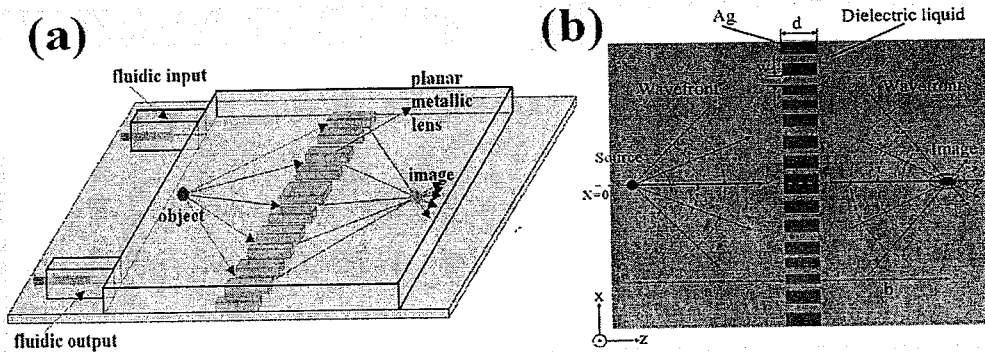


图 3-3 (a) 可调型光学微流体平板金属透镜的结构示意图。(b) 可调型光学微流体平板金属透镜成像过程的示意图。

根据等光程理论，如果对于位于 $x = 0$ 轴上的物体进行点对点成像，那么通过金属透镜时入射光波前所需要的相位改变为：

$$\Delta\phi(x) = 2n\pi + \Delta\phi(0) + \frac{2\pi n_d}{\lambda} \left(a + b - \sqrt{a^2 + x^2} - \sqrt{b^2 + x^2} \right) \quad (3-4)$$

其中， n 为任意的整数， n_d 表示周围介质的折射率， λ 是入射波长， x 表示各小缝的位置。例如，当我们选择 $\lambda = 730\text{nm}$ ， $a = 1\mu\text{m}$ ， $b = 1\mu\text{m}$ 和 $n_d = 1.33$ (水) 时，由式 (3-4) 计算出射光通过金属透镜时波前上各个位置所需要的相位改变如图 3-4 (a) 所示。另一方面，如上一节所讨论的，通过金属透镜上每个小缝的电磁波相位改变与缝宽的关系可以由式 (3-2) 和 (3-3) 计算出来。因此，位于 x 处的小缝的缝宽就可以确定出来以满足波前相位改变的要求，如图 3-4 (b) 所示。

但是，对于已经加工好的金属透镜，其结构参数是不变的，当入射光波长改变时，由式 (3-4) 计算出的入射光通过金属透镜时所需要的相位改变量也会发生变化；并且如前一节所讨论的，通过各个小缝的电磁波的相位也会发生变化，如图 3-2 (d) 所示。这些变化导致的结果是不能再一次对物体点对点成像。有两种方法来解决这个问题：1) 我们可以改变各个小缝的位置和缝宽等结构参数来满足入射光通过金属透镜时所需要的相位改变量的变化；2) 我们可以改变金属透镜周围的介质材料。很明显第一种方法是不实用的，因为我们要使用不同的金属透镜来针对不同的波长成像；而第二种方法只需要改变金属透镜周围的介质材料，结合微流体技术我们可以很方便地来实现这个目标。

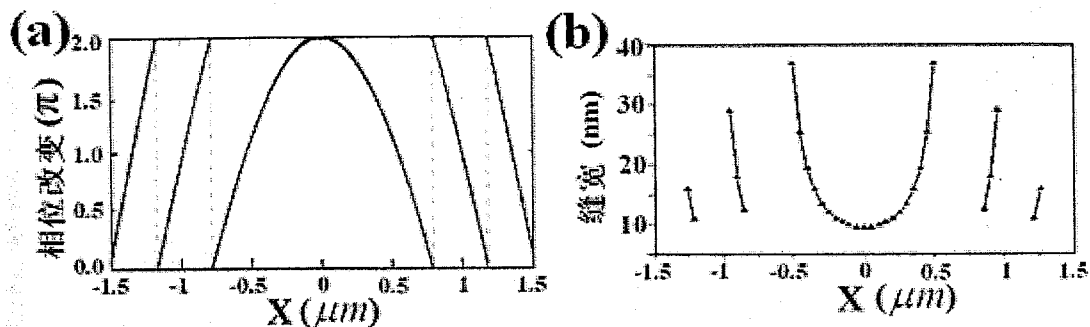


图 3-4 (a) 对于位于 $x=0$ 轴上的物体进行点对点成像需要的相位改变与小缝位置 x 的关系。(b) 经过计算设计的金属透镜上的小缝缝宽和位置。

一方面, 我们从式 (3-4) 中可以看出当入射波长改变时, 假如保证有效波长 λ/n_d 不变, x 位置处所需要的相位改变量是不变的, 其数值如图 3-4 (a) 所示。换句话说, 只要有效波长 λ/n_d 保持不变, 我们就能在同一位置对同一物体成像。另一方面, 当各个小缝的位置和缝宽固定时, 在不同入射波长情况下, 通过各个小缝的电磁波的相位改变量也应保持不变, 这样就能满足图 3-4 (a) 所示的不变的相位分布。我们很幸运地从式 (3-2) 发现, 在入射波长变化的情况下, 当改变介质材料 ($\epsilon_d = n_d^2$) 来满足有效波长 λ/n_d 保持不变的条件下, 各个小缝的传播常数 β 变化非常小以致于可以忽略不计。这就意味着通过各个小缝的相位改变量 $\Delta\phi = \text{Re}(\beta d)$ 在不同入射波长情况下是保持不变的。所以, 在不同入射波长条件下, 只需要改变金属透镜周围的介质材料, 理论上需要的相位改变量和实际通过金属透镜小缝阵列的相位改变量都是不变的。也就是说成像过程几乎不受波长变化的影响。

例如, 我们选择另外两个不同的入射波长 810 nm 和 910 nm , 对应的流体介质的介电常数分别为 2.2 (carbon tetrachloride, CCl_4) 和 2.846 (phosphorus tribromide, PBr_3) [60]。其他的结构参数和前面提到是一样的。根据公式 (3-2) 和 (3-3) 的计算, 从图 3-5 (a) 中可以看到在不同入射波长下, 通过各个具有相同缝宽小缝的电磁波的相位改变量的差异是很小的。两个相邻小缝间的距离必须大于金属的趋肤深度, 这样就可以避免传输过程中各小缝间的 SPPs 互相耦合。我们把最大的缝宽设为 60 纳米。当各个小缝的缝宽和位置如图 3-4 (b) 中所示固定时, 在三种不同入射波长情况下, 同一小缝阵列组成的金属透镜对波前各个位置处的相位调制是一致的, 如图 3-5 (b) 所示。

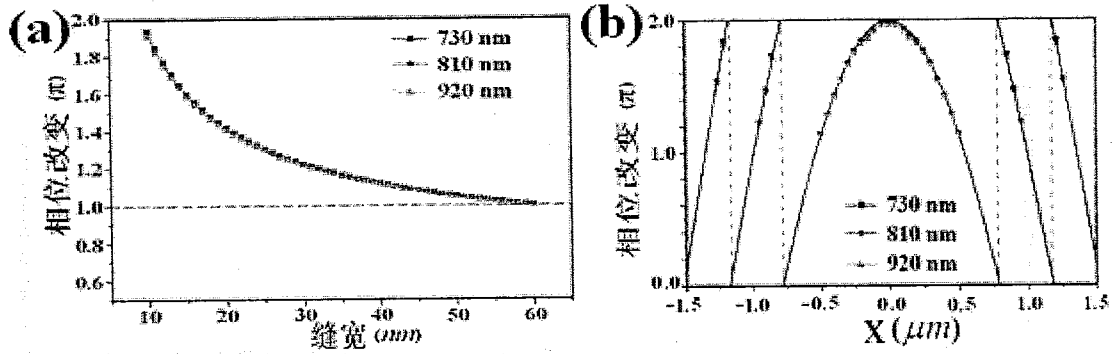


图 3-5 (a) 在三个不同入射光情况下, 相位改变和缝宽的关系。入射波长分别为 730 nm , 810 nm 和 920 nm 。(b) 当金属透镜上的各个小缝的缝宽和位置固定时, 在三种不同入射光波长情况下, 计算出的位置在 x 的各个小缝组成的小缝阵列对入射电磁波波前的改变。蓝线表示对某一物体成像时波前各个位置所需要的相位改变量。

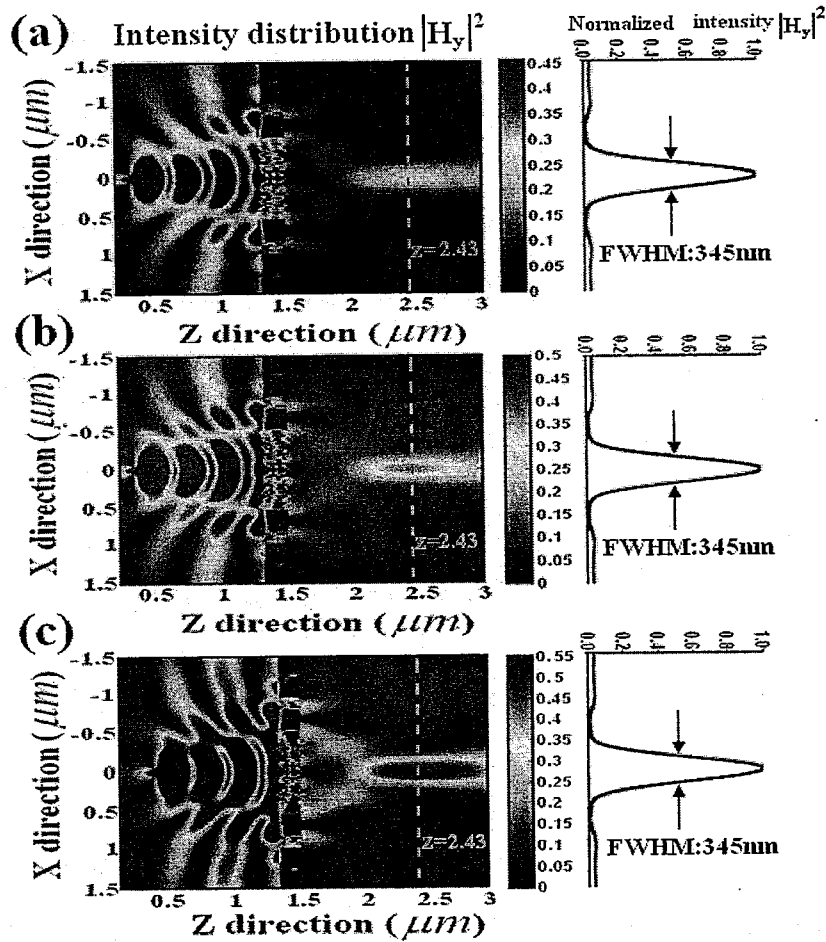


图 3-6 模拟计算出的光场的分布图 (左) 和位于 $z=2.43\text{ }\mu\text{m}$ 处像面的横截面场强分布图 (右), 对应的入射波长分别为(a) 730 nm , (b) 810 nm and (c) 920 nm 。点光源位于 $x=0, z=0.3\text{ }\mu\text{m}$ 处, 金属透镜位于 $z=1.3\text{ }\mu\text{m}$ 和 $z=1.5\text{ }\mu\text{m}$ 之间。

我们采用有限时域差分数值模拟方法来验证这种可调型远场亚波长成像的金属透镜的正确性。模拟区域的大小是 $3\times 3\text{ }\mu\text{m}^2$, 划分的网格大小是 2 nm 。位

于 $x=0, z=0.3\mu\text{m}$ 处点光源必须足够小, 我们把它的大小设定为 $\lambda/10$ 。金属透镜位于平面 $z=1.3\mu\text{m}$ 和 $z=1.5\mu\text{m}$ 之间。模拟区域周围采用完全匹配层的边界条件。入射波长分别为 730nm , 810nm 和 920nm , 对应的流体介质的介电常数分别为 1.769, 2.2 和 2.846, 其他参数如前所示。模拟计算的光场分布如图 3-6 (a), (b) 和(c)的左边所示。位于 $z=2.43\mu\text{m}$ 的像面的横截面的场强分布如图 3-6 (a), (b) 和(c)的右边所示。

从图 3-6 (a), (b) 和(c)的左边三幅光场分布图可以看出, 在三种不同入射光波长下光场的分布是相似的。并且如图 3-6 (a), (b) 和(c)的右图所示, 像点的半高宽(FWHM)在不同入射光条件下都是等于 345nm ($0.37\lambda\sim 0.47\lambda$)。这一点很好理解, 因为在三种不同的入射光波长条件下, 成像所需要的相位改变量和通过同一小缝阵列的电磁波相位改变量都是不变的。成像的过程受到波长变化的影响很小, 像点的半高宽也就彼此相等。而图 3-6 中三种光场的强度是有差异的, 这主要是因为当波长增加时, 点光源的大小也会增加 ($\lambda/10$), 这样入射的光强也会相应地增加。另外, 理论上像点应该是位于 $x=0, z=2.5\mu\text{m}$ 处, 因为设计的像距是 $b=1\mu\text{m}$ 。而大概为 70nm 的像点漂移量主要是由于纳米小缝阵列的不连续性和相邻小缝间的 SPPs 耦合效应引起的。

3.2 一维人工电磁材料多波长超分辨成像器件

在本节中, 我们提出一种能够通过控制入射光倏逝波成分传播方向的一维人工电磁材料结构对深亚波长尺度的结构进行超分辨成像的方法。我们将详细介绍这种超分辨成像的机理, 并且讨论影响成像质量的一些因素。二维有限元方法被用来验证这种成像机理理论上的正确性。另外, 在不同的入射波长情况下, 我们都能在成像器件的远端得到超衍射极限的像。

近年来, 针对亚波长成像的目的, 世界上各个研究小组发展出很多种在纳米尺度控制调节电磁波的方法。其中一种方法是利用金属表面的褶皱结构, 例如小缝、小孔或沟槽结构来控制电磁波的行为[30,41,61]。另外一种方法则依赖于人工材料的特殊光学性质[24,62]。第二种方法不需要加工纳米尺度的表面褶皱结构, 所以它比第一种方法更加可行。但是它需要使用不同的材料按照一定的顺序来组成我们所需要的特定的结构。最近, 由交替的金属/介质材料层组成

的一维人工电磁材料结构 (ODMS) 在很多文献中被报道。它有很多有趣的性质, 例如对入射场倏失成分的定向传输特性[24], 对入射场的某些特定的傅立叶分量进行滤波[45,46], 等等。

自从2000年Pendry第一次提出利用完美透镜进行超分辨成像的方法后[8], 具有各向异性性质 $\epsilon_T = (c_1\epsilon_1 + c_2\epsilon_2)/(c_1 + c_2) \rightarrow 0$ 的人工电磁材料也被提出来进行超分辨成像[21,63]。但是, 当入射波频率改变时, 金属的介电常数也会发生改变, 导致人工电磁材料结构每个组成单元中的金属/介质的厚度比例 (c_1/c_2) 必须改变来满足 $\epsilon_T \rightarrow 0$ 的条件。这就意味着某一种固定结构的人工电磁材料只能对特定波长的入射光进行成像。在本节中, 我们提出另外一种可以进行超分辨成像的器件, 它是由两部分不同结构的一维人工电磁材料组合而成。其中, 第一部分是由多层交替的金属/介质薄膜单元构成, 第二部分是由与第一部分相同的多层金属/介质薄膜结构旋转 90° 而成, 如图 3-7 所示。当入射光波长变化时, 我们可以通过改变第二部分结构的总厚度, 而不是改变每个组成单元内部金属/介质薄膜的厚度比例, 来进行超衍射极限的成像。另外, 我们可以根据实际需要来任意调节工作距离。接下来, 我们将详细介绍这种超分辨成像方法。

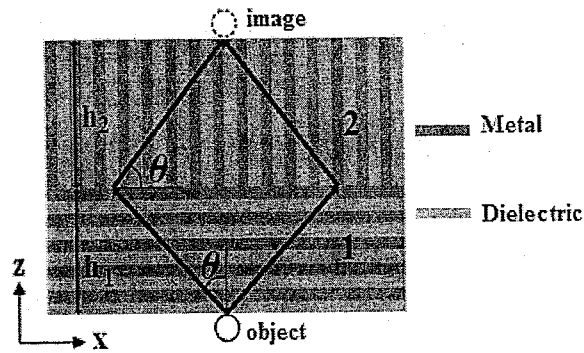


图 3-7 我们提出的一维电磁材料超分辨成像器件的示意图。黑色带箭头的线表示在此器件中传播的倏失波的传播方向, 用角度 θ 来表示。第一部分是由多层交替的金属/介质薄膜单元构成, 第二部分是由与第一部分相同的多层金属/介质薄膜结构旋转 90° 而成。

3.2.1 一维人工电磁材料超分辨成像器件的成像原理

超衍射极限的像可以通过如图 3-7 所示的成像器件得到, 这种器件能够使入射光的倏失波成分沿某特定方向传播。该器件由周期性的厚度为 t_1/t_2 的金属/介质薄膜单元组成。金属和介质的介电常数分别为 ϵ_m 和 ϵ_d 。根据有效介质理论

(EMT) [64], 当单元厚度 (t_1+t_2) 远小于工作波长时, 该人工结构的等效介电常数能够近似为:

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \varepsilon_y = (t_1\varepsilon_m + t_2\varepsilon_d)/(t_1 + t_2) \\ \varepsilon_z &= (t_1 + t_2)\varepsilon_m\varepsilon_d/(t_1\varepsilon_d + t_2\varepsilon_m)\end{aligned}\quad (3-5)$$

此人工电磁材料结构可以被认为是各向异性的介质, 其介电张量为:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}\quad (3-6)$$

合适地选择单元结构中金属和介质薄膜的厚度能够产生或正或负的 ε_x 和 ε_z 。

TM 偏振的平面波色散方程为 $k_x^2/\varepsilon_z + k_z^2/\varepsilon_x = (\omega/c)^2$, 其中 ω 是电磁波的频率, c 表示真空中的光速, k_x 和 k_z 分别表示横向和法向的波矢。不同的 ε_x 和 ε_z 组合能够使 TM 偏振的平面波表现出不同色散关系。在我们的结构中, 金属和介质层的厚度彼此相等。为了使我们对 Poynting 矢量的方向有一个更清晰的认识, 在 $\varepsilon_x < 0, \varepsilon_z > 0$ 和 $\varepsilon_x > 0, \varepsilon_z < 0$ 两种情况下的色散关系曲线分别如图 3-8(a)和(b)所示。图 3-8 (a) 表示成像器件第一部分结构的色散关系; 我们旋转第一部分结构 90° 使之成为成像器件的第二个组成部分, 图 3-8 (b) 所示的第二部分结构的色散曲线是图 3-8 (a) 中的色散曲线旋转 90° 而成。

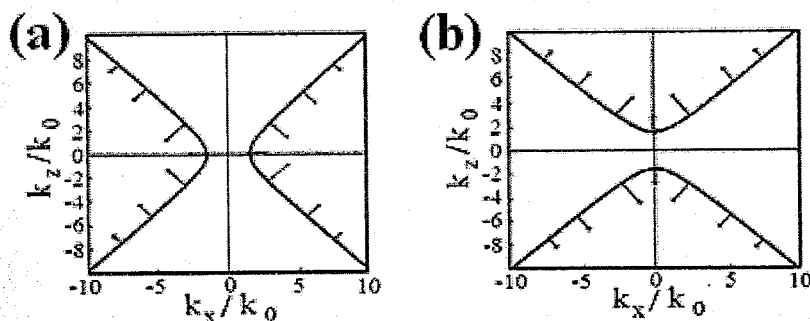


图 3-8 (a) 成像器件第一个组成部分的色散曲线; (b) 第二部分结构的色散曲线。群速度的方向和色散曲线垂直, 如箭头所示。

根据群速度的定义 $v_g = \nabla_k \omega(k)$, 电磁场能量流的传输方向垂直于某固定频率下的色散曲线[24], 如图 3-8 (a) 和 (b) 中箭头所示。在两种情况下我们可以看出两个共同的特性: 1) 在自然存在的光学物质中本来是倏逝成分的具有很

大波矢的倏逝波分量能够在这种一维人工电磁材料成像器件中传播；2) 具有大波矢 k_x 的所有分量几乎都沿同一方向传输。这个方向由与法向所成角度 θ 表示：

$$\theta = \arctan \sqrt{-\varepsilon_x / \varepsilon_z} \quad (3-7)$$

现在我们考虑一个位于成像器件底面的点光源，如图 3-7 所示。从点光源发出的入射光，包括携带亚波长信息的倏逝波成分，进入成像器件的第一部分并且沿着对称的两个方向分开。然后进入成像器件的第二部分，并且重新会聚而形成点光源的一个像。电磁波在器件内部的传输模式和具有大波矢的入射波互相发生耦合，我们在成像器件的出射面得到远超过衍射极限的超分辨的像。成像器件第一部分和第二部分的总厚度分别为 h_1 和 h_2 。经过简单的几何处理， h_1 和 h_2 之间的关系可以表示为：

$$h_2 = h_1 \cdot \tan^2 \theta = -h_1 \varepsilon_x / \varepsilon_z \quad (3-8)$$

由公式 (3-5) 和 (3-7) 可以得到，当入射光波长变化时，成像结构的等效介电常数 (ε_x 和 ε_z) 会发生变化，最终将导致传输方向 (θ) 的变化。当 h_1 固定时，我们可以仅仅改变 h_2 的大小来满足式 (3-8)，而不需要改变成像器件的每个单元里面的内部结构。另外，成像器件的工作距离，也就是成像器件底面到顶面的距离，是由成像器件所有组成部分的总厚度：

$$d = h_1 + h_2 = h_1 (1 - \varepsilon_x / \varepsilon_z) \quad (3-9)$$

决定的。所以，针对不同的实际需要，工作距离可以通过改变 h_1 进行任意调节。

3.2.2 有限元方法的模拟计算结果及讨论

基于二维有限元方法的数值模拟被用来验证这种超分辨成像方法的正确性。金属银的介电常数在工作波长 442 nm 时为 $-5.77 + 0.225i$ [65]。我们选择银是因为在光频段相对其他贵金属来说，例如金和铜、银的光学损耗非常小。介质材料设为介电常数是 1 的空气，因为我们想在这里为以后的验证性实验提供理论指导，其中我们将用到金属-空气-金属波导结构。TM 偏振的平面波垂直入射到厚度为 50 nm 的铬层，它被用来屏蔽不需要的入射光。铬膜上有一个 20 nm 宽允许光通过的小缝，它可以被认为是 20 nm 宽的点光源。连续边界条件被应用到成像系统的内部结构中。完美磁导体边界条件被应用到铬膜和第一部分成像

器件的交界面处来消除散射光的扰动。金属和介质膜厚度都被设定为 5 nm 。从公式 (3-5) 和 (3-7) 可以得到传播方向角 θ 为 44.49° 。如果第一部分成像器件的总厚度 h_1 为 80 nm ，从公式 (3-8) 可以得到 h_2 为 90 nm 。所以总的工作距离是 170 nm 。

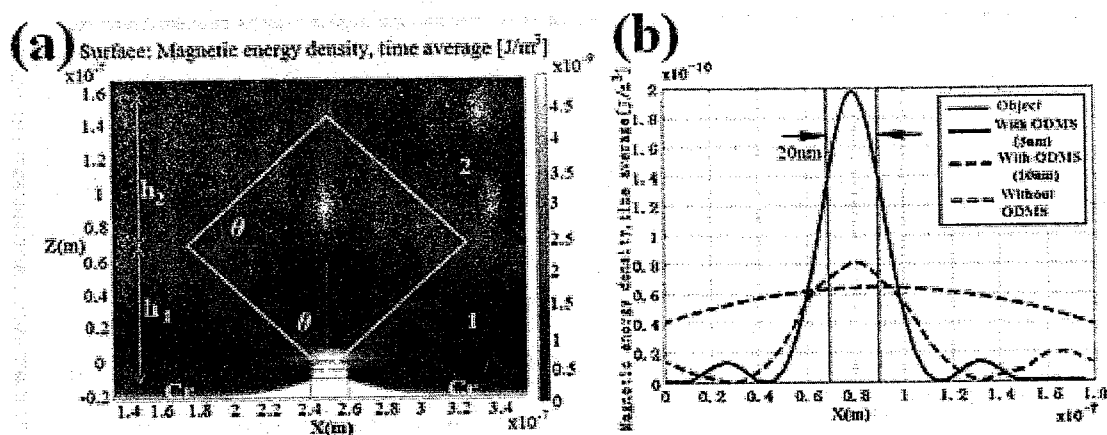


图 3-9 (a) 超分辨成像器件的场强分布模拟计算结果。(b) 距离成像器件出射面 10 nm 远处的像。缝宽是 20 nm ，如红色实线所示。黑色实线表示每层金属介质厚度为 5 nm ；黑色虚线表示每层金属介质厚度为 10 nm 。每部分成像器件的总厚度不变。蓝色虚线是在自由空间中传播时相同位置处的场强分布。

模拟计算的场分布结果如图 3-9 (a) 所示。和我们预期一样，入射光从小缝进入成像器件，然后沿着两个对称的方向进行传播。这个数值计算的结果和理论预期符合得非常好。如图 3-9 (b) 中黑色实线所示，距离小缝 180 nm 远处的场强分布半高宽是 25 nm ，大概是入射波长的 $1/18$ 。如果没有该成像器件，我们不能在同一位置得到突破衍射极限的像，如图 3-9 (b) 中蓝色虚线所示。我们还可以从如图 3-9 (b) 中得出，当成像器件的总厚度不变，每层厚度增加，层数减少，像的质量是变差的。它主要是受到两个因素的影响：金属/介质层的有限厚度和光学吸收损耗。

第一，我们考虑到组成该成像结构的每层薄膜都有一定的厚度，该结构真实的色散曲线就会偏离有效介质理论的色散曲线。所以严格耦合波分析方法，例如转移矩阵法，就很有必要被用来研究这种根据有效介质理论设计的成像器件。图 3-10 (a) 给出分别根据有效介质理论和转移矩阵方法画出的色散曲线。从图中可以清晰地看到，根据两种不同理论画出的色散曲线在 k_x 比较小时吻合地非常好，但是随着 k_x 的增加曲线会偏离彼此。当每部分器件的总厚度不变而每层膜厚增加时，色散曲线偏离有效介质理论越来越远。在这里我们想强调一下，这种负面的效果并不是来源于物理机制，而是来自计算上的偏差。所以，

由于这些小偏差的存在，不同的 k_x 分量并不是严格地沿着同一方向传播，这就导致了像点的扩展和分辨率的下降。

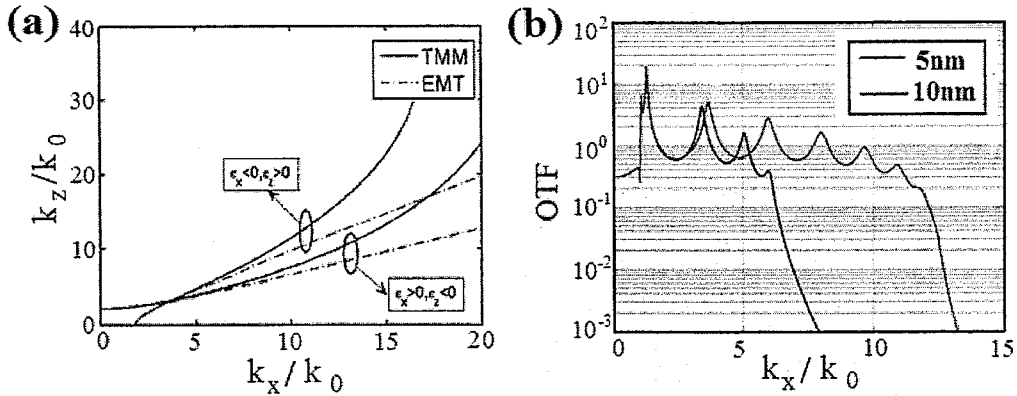


图 3-10 (a) 根据有效介质理论 (EMT) 和转移矩阵方法 (TMM) 计算出的色散曲线。(b) 文中提到的成像器件的光学传递函数 (OTF)。红色和黑色的曲线分别表示每层膜厚分别为 5nm 和 10nm 。成像器件每部分总厚度不变。

第二点，由于金属材料的固有光学损耗，当每层膜厚增加时，具有大 k_x 的波矢分量的透过率会迅速降低，这也对成像器件的超分辨成像能力有负面影响。器件的超分辨成像能力可以用光学传递函数 (OTF) 的幅值来表示。如图 3-10

(b) 所示，大波矢分量 k_x 被增强并传输通过成像器件，形成了超分辨的像。另外，当成像器件每部分总厚度不变而每层膜厚增加时，金属膜层的光学损耗增加，能够通过器件的波矢分量 k_x 减少。但是我们需要在这里强调，该成像器件的超分辨成像能力不仅仅来源于对大波矢分量的增强和传输，还由于该器件对大波矢分量的定向传输性质。

表3-1 当入射波长改变时，满足由公式 (3-8) 表示的成像要求的成像器件的第二部分的不同厚度 h_2 理论值和模拟计算中实际选用的数值。

Wavelength(nm)	Permittivity of silver	$\theta(^{\circ})$	Theoretical h_2 (nm)	Practical h_2 (nm)
365	-2.5070 + 0.2320i	24.39	16.5	25
382	-3.4720 + 0.1864i	33.56	35.2	40
414	-5.1731 + 0.2275i	42.53	67.3	70
442	-5.7701 + 0.2046i	44.49	78.9	90

如表 3-1 所示，当入射波长从 365nm 变化到 442nm 时，金属银的介电常数

是变化的[65], 根据公式(3-5)和(3-7)会产生不同的传输方向角 θ 。当 h_1 固定在 80 nm 时, 我们根据公式(3-8)计算出理论上的 h_2 值来满足成像的要求。考虑到成像质量和加工的可操作性, 我们在模拟计算中采用表3-1中所给出的实际的 h_2 数值, 它们是从很多的模拟计算结果中选取的一些能够较好展示超分辨成像能力的数值。理论上的 h_2 和实际选用的 h_2 值是有一些差别的, 我们将在后面讨论这个问题。如图3-11所示, 当入射波长从 365 nm 变化到 442 nm 时, 我们选取不同的厚度 h_2 仍然能都得到超分辨的像。在不同的入射波长情况下, 两个相距 40 nm 、宽 20 nm 的小缝能够被很好的分辨出来。

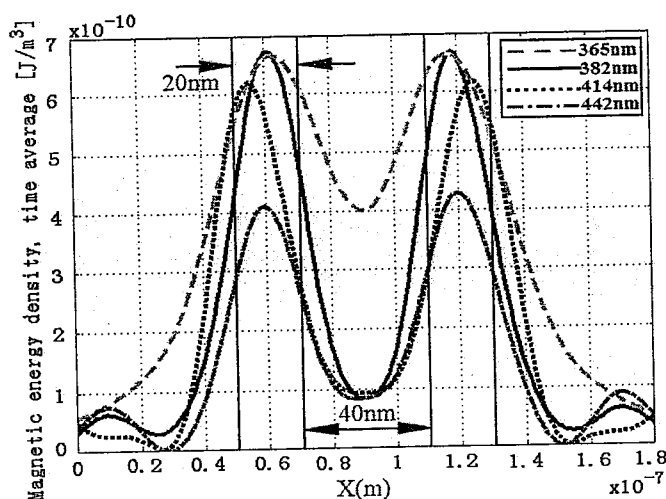


图3-11 离出射面 10 nm 处像的场强分布。每个小缝缝宽 20 nm , 彼此相距 40 nm , 如黑色实线所示。入射波长分别为 $365, 382, 414$ 和 442 nm 。器件的结构参数除 h_2 外都保持不变。

在这里需指出, 理论上的 h_2 和实际计算采用的 h_2 的差异主要来自于三个方面的因素。第一, 由于金属/介质膜层都是有一定厚度的, 所以成像器件的真实色散曲线会偏离根据有效介质理论得出的色散曲线。也就是说, 等效介质理论的近似不能够严格满足。所以, 不同的倏逝波分量不会沿着理论上理想的方向传播。第二, 在出射面处的表面等离子体激元(SPPs)会与第二部分成像器件中的SPPs发生相互作用, 这会导致在多层人工电磁材料中传播的倏逝波成分的传播方向发生改变。第三, 在成像器件的第一部分与第二部分的交界面处存在着很大的散射和损耗。这一点在进行有效介质近似时也没有被考虑。这三个物理机制同时作用, 影响倏逝波的传播方向, 并导致实际 h_2 和理论 h_2 值产生一定的偏差。

另外，这种成像结构的加工难度能够通过简化该结构到平面空间上而得到减小。通过电子束光刻方法，我们能够得到具有理想膜厚和膜层数量的成像结构。这种方法已经被用来验证光频段 Hyperlens 结构的成像[22]。另外，3 nm 宽的金属-介质-金属结构在 2006 年的时候已经被加工出来[66]，其空间结构的尺寸甚至比我们的结构更小。实验加工的问题将再以后的工作中进行讨论。

最后，我们可以指出在超分辨光刻中，我们提出的两种成像器件可以代替传统的光学透镜，可以拉大掩模和光刻胶的距离，这样就能突破近场超分辨光刻中掩模和光刻胶必须具有很小间距的限制条件，如图 3-12 所示。

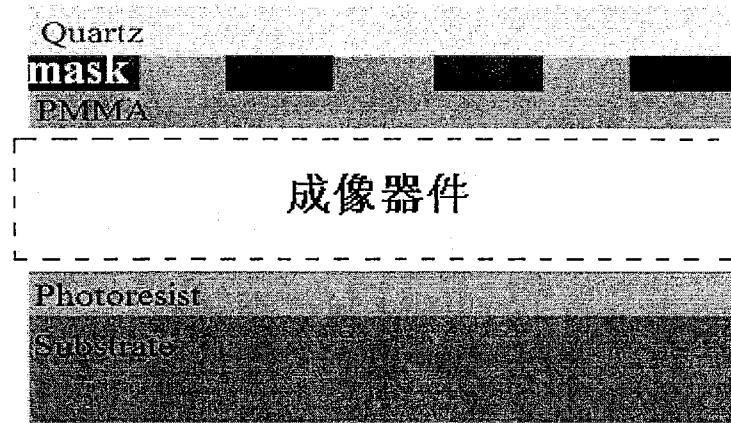


图 3-12 提出的新型成像器件在超分辨光刻中的应用示意图。

3.3 本章小结

在本章中，我们从基本原理出发，提出两种能够进行亚波长成像的新型成像器件。他们都可以用来替代传统的光学透镜，在超分辨光刻中有着潜在的应用价值。对于第一种远场可调型亚波长成像金属透镜，我们从分析电磁波在亚波长金属小缝表面等离子体波导的传播特性入手，讨论了影响电磁波相位的几个决定性因素。然后分析了金属小缝阵列透镜对入射波波前的调制作用，当各个小缝位置和缝宽固定时，我们可以改变其它参数针对不同波长的入射波进行远场亚波长成像。针对第二种成像器件，我们利用具有大横向波矢的倏逝波成分在一维人工电磁材料中的定向传输特性，来对深亚波长尺度的结构进行超分辨成像。我们详细介绍了这种超分辨成像的机理，并且讨论了影响成像质量的一些因素。另外，在不同的入射波长情况下，我们通过改变成像器件的总厚度，能在成像器件的远端得到超衍射极限的像。本章的研究在超分辨光刻等应用领域具有重要价值，而且在其他相关微纳光子器件的设计上具有普遍的借鉴意义。

第4章 双层平板银镜表面等离子体超分辨干涉光刻

相对于其他的光刻技术，近场光学光刻有着其特殊的优势，例如可重复性、易于大面积加工，并且能够使用普通光源突破传统的光学衍射极限进行亚 100nm 的光刻，成本低廉。而表面等离子体波是一种局域在金属表面近场的电磁波模式，它的一些特殊的性质正好可以被用来改进近场纳米光刻技术。

最近，世界上各个研究小组提出了多种结合表面等离子体波（SPW）的近场光学光刻方法，能够利用简单的传统光源得到纳米尺度的光刻图形[41-43]。它们主要是利用金属光栅激发具有短波长的表面等离子体波干涉来产生深亚波长的干涉图形。我们知道，在金属薄膜中，表面等离子体波将分裂为对称模式和非对称模式两种模式 [67]。由于非对称模式的表面等离子体波具有很大的波矢，它在近场纳米光学光刻中有着潜在的应用价值。所以，有些小组提出了实现非对称模式表面等离子体波干涉光刻的方法，例如金属覆层光刻和人工麦塔材料光刻 [45,68]。然而这些方法存在着一些问题，例如干涉图形的对比度较低和加工难度太大，这就限制了这些方法的实用价值。

为了克服这些困难，我们提出一种双层平板银镜表面等离子体滤波结构来进行近场光刻[69]。将这种表面等离子体结构加在普通的铬掩模之下，使用普通光源照射的情况下，我们可以得到特征尺寸远远超过衍射极限并具有足够对比度的图形。另外，一些影响干涉图形尺寸的因素，例如银层和介质层厚度，也都被详细讨论。基于理论上的推导，我们对表面等离子体干涉光刻提出了分辨率极限为 $1/12$ 波长。接下来，我们详细讨论这种方法的原理和特征。

4.1 理论分析和数值模拟结果

我们提出的结构由铬掩模光栅，一层 PMMA，两层 $\text{Ag}-\text{Al}_2\text{O}_3$ 复合层，光刻胶和硅基底组成，如图 4-1 所示。所有 y 方向的分量都被认为是半无限大的。在我们的结构中， Ag ，PMMA 和 Al_2O_3 膜层厚度都被设为 30nm 厚。铬掩模的厚度设为 50nm 。PMMA， Al_2O_3 和光刻胶的介电常数分别被设为 $\varepsilon_{\text{PMMA}} = 2.31$ ， $\varepsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 3.22$ 和 $\varepsilon_{\text{pr}} = 2.89$ [60]。Drude 模型

$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + iV_c)]$ 被用来描述银的介电常数, $\varepsilon_0 = 4.9638$, $\omega_p = 1.4497 \times 10^{16}$ rad/s, $V_c = 8.33689 \times 10^{13}$ rad/s。通过此模型计算出来在 442 nm 波长入射光情况下银的介电常数为 $\varepsilon_{Ag} = -6.5875 + 0.2258i$, 这个值和实验数据吻合得非常好[65]。所有的材料被认为是无磁性的, 这样磁导率 μ 就可以被认为是 1, 只需要考虑材料的介电常数 ε 。

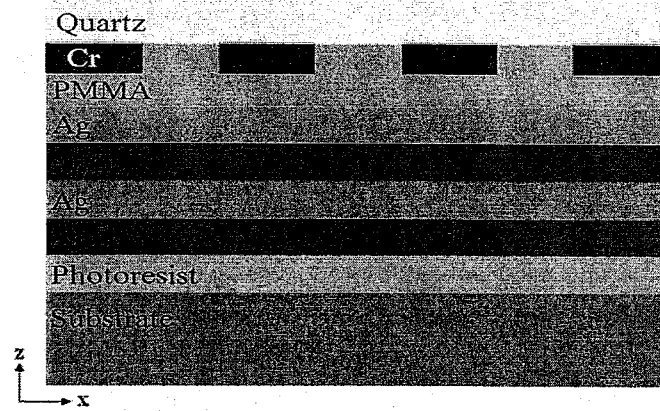


图 4-1 双层平板银镜表面等离子体干涉光刻的示意图。PMMA, Ag 和 Al_2O_3 厚度都为 30 nm。

根据波导理论, 当银层和 Al_2O_3 膜厚减少时, 存在于金属-介质界面处的表面等离子体波的模式将分裂为非对称/对称模式对[67]。例如, 对于存在于金属-介质-金属结构中 TM 偏振的电磁波, 横向波矢 k_x 由以下的色散关系确定:

$$\varepsilon_1 k_{z2} + \varepsilon_2 k_{z1} \tanh\left(\frac{-ik_{z1}d}{2}\right) = 0, \quad \text{非对称模式} \quad (4-1)$$

$$\varepsilon_1 k_{z2} + \varepsilon_2 k_{z1} \coth\left(\frac{-ik_{z1}d}{2}\right) = 0, \quad \text{对称模式} \quad (4-2)$$

k_z 由动量守恒定律确定:

$$k_{z1,2}^2 = \varepsilon_{1,2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2 \quad (4-3)$$

角标 1 和 2 分别表示在 Al_2O_3 和银层中的情况, d 表示 Al_2O_3 的厚度, Al_2O_3 和银层厚度决定了耦合表面等离子体波的波矢大小, 我们需要选择合适的厚度来保证在金属-介质界面处表面等离子体波互相作用形成耦合模式。我们将在以后讨论

这一点。另外，耦合模式的表面波其电场分布形成倍频的驻波。

在此结构中，具有亚波长周期 Λ 的铬掩模光栅扮演的是光栅耦合器的角色，而不是在超透镜成像结构中作为成像的物体[12]。根据光栅定律：

$$k_x = k_0 \sin \theta + 2m\pi / \Lambda \quad (4-4)$$

入射光通过掩模光栅后分为多个衍射级次， k_x 表示透过分量的横向波矢； k_0 和 θ 分别表示入射光的波矢和角度； m 是衍射级次。当入射平面波垂直入射到掩模上时，光栅定律 (4-4) 可以简化成 $k_x = 2m\pi / \Lambda$ 。为了得到均匀的干涉条纹，必须保证只有一对相同级次的 ($\pm 1, \pm 2 \dots$) 衍射光通过我们所设计的双层平板银镜表面等离子体结构并且彼此发生干涉作用。虽然 ± 2 级 ($m = \pm 2$) 的透过成分也能够和 ± 1 级 ($m = \pm 1$) 分量一样产生干涉条纹，但是图形是不规则的。主要原因是如果我们选择合适的膜层厚度使 ± 2 级分量能够透过该结构， ± 1 级分量也将不可避免地以很大的振幅通过该结构并和 ± 2 级分量相互混合产生不规则的图形。这会在光学传递函数曲线上清晰地反映出来，我们在后面讨论这一点。所以，在我们的分析中只有 ± 1 级衍射分量通过双层平板银镜结构并产生干涉图形。

在图 4-2 (a) 和 (b) 中，非对称模式表面等离子体波的总电场分布是由二维严格耦合波分析方法计算的[70]。模拟的结构如图 4-1 所示。从 4-2 (a) 可以看出，在银层表面激发了非对称模式的表面等离子体波，并且总的电场强度分布是倍频的驻波形式。如图 4-2 (b) 所示，在光刻胶上形成了周期为 82 nm 的均匀干涉电场分布图。如果以半高宽 (hp) 作为特征尺寸的话，我们就得到了特征尺寸为 41 nm 大概 $1/11$ 入射波长的干涉图形。

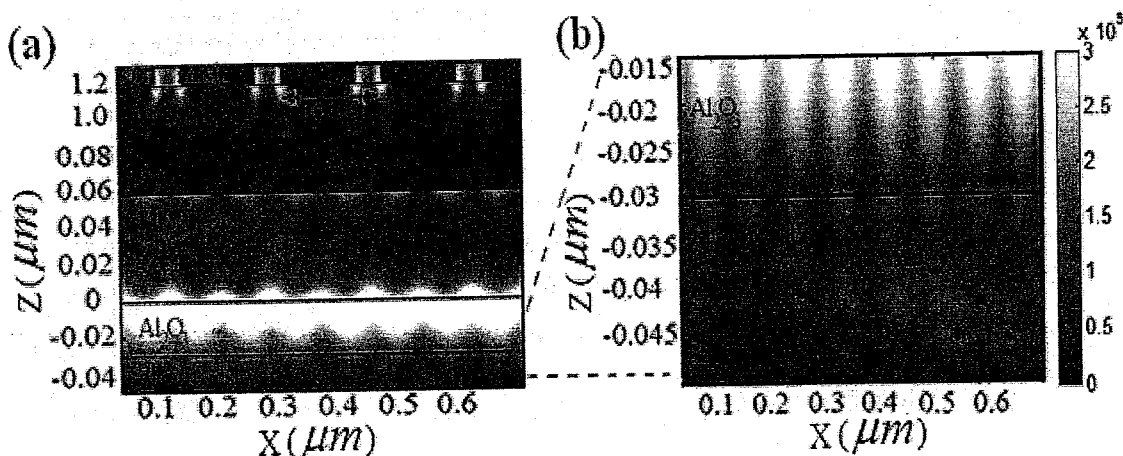


图 4-2 (a) (b) 双层平板银镜结构总的电场强度分布图。几何参数如前所示。

对于 TM 偏振入射波，图 4-3 给出在光刻胶层表面处的磁场透过率，它是入射波长和通过双层平板银镜结构入射波分量的横向波数为变量。结构参数如上文所示。从图中可以看出，两个主要的模式可以很清晰地分辨出来，并且在相同波长情况下（如 442 nm ）非对称模式的横向波矢比对称模式大[68]。另外，从图 4-3 (a) 中可以看出，当波长接近 365 nm 时，两个分裂的模式开始会聚。这是由于在 $\text{Re}(\epsilon_m) \approx -\epsilon_d$ 情况下的表面等离子体激元的共振激发现象。它意味着很宽范围内具有大的横向波矢的分量都能够被增强并且透过该结构，这一点已经被应用于超衍射极限的成像结构和双层平板银镜光刻中[8,23,71]。但是，在干涉光刻中我们则不希望出现这种情况，因为具有不同横向波矢的倏逝波成分互相干涉会产生不规则的图形。所以，当我们选择工作波长为 442 nm 时两个分裂模式之间的间隙足够宽，只有某些具有特定波矢大小的分量能够被放大增强并且透过双层平板银镜结构。如图 4-3 (a) 所示，入射波长为 442 nm 时，非对称模式的横向波矢是 $2.7k_0$ ，并且由上文中提到的光栅定律知对应的光栅周期应该为 164 nm ($k_x = 2m\pi / \Lambda$)。光栅的占空比设为 0.25 来减少光栅缝隙对干涉条纹的影响。

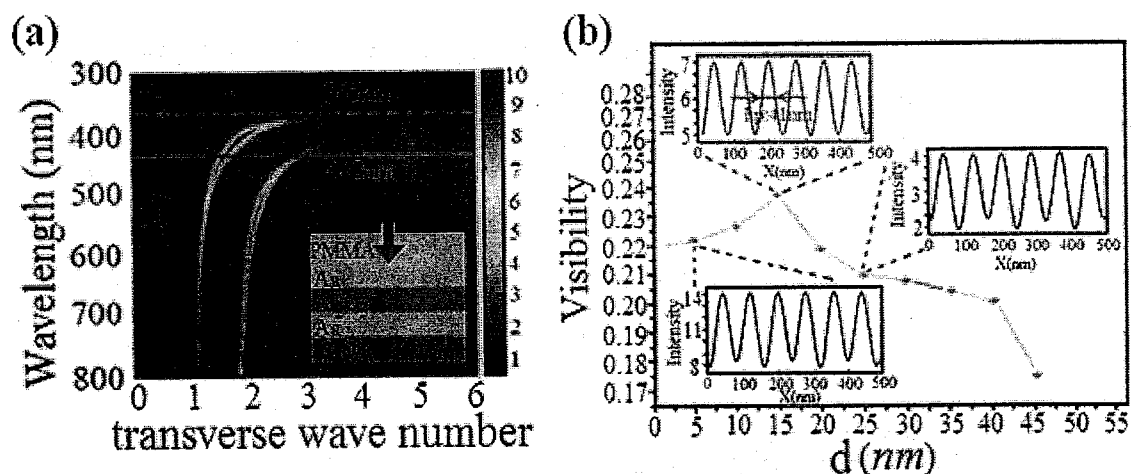


图 4-3 (a) 以波长和横向波矢为自变量的双层平板银镜结构的磁场透过率。红色虚线表示入射波长为 365 nm ，红色实线表示波长为 442 nm 。(b) 离结构出射面不同距离处的横截面上干涉图形的对比度， d 表示出射面和横截面间的距离。插图表示距出射面不同距离处的电场强度分布图。

图形的对比度在光刻方法中是一个重要的参数，我们需要特别关注它。理论上，由于 TM 偏振的电磁波 E_x 和 E_z 分量之间存在半波相移，它的干涉图形的对比度如下式表示（仅考虑通过光栅的 ± 1 级衍射分量）：

$$\begin{aligned}
 \text{Visibility} &= (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = (E_z^2 - E_x^2) / (E_x^2 + E_z^2) \\
 &= \varepsilon_{pr} k_0^2 / (2k_x^2 - \varepsilon_{pr} k_0^2)
 \end{aligned} \tag{4-5}$$

与之前的单层银膜结构相比[68], 双层平板银镜结构能够在近场区域更彻底地过滤掉不需要的成分, 除了某一特定的分量外, 所有的波矢噪声和背景场都比单层银膜结构过滤地更加彻底。所以, 我们使用双层平板银镜结构能得到更均匀、对比度更高的图形。在图 4-3 (b) 中, 光刻胶不同横截面处的干涉图形的对比度被表示成离双层平板银镜结构出射面距离 d 的函数。由于普通光刻胶光刻需要的最小对比度为 0.2[72], 在此结构中距离出射面 0~40 nm 范围内对比度都是满足要求的。而在以前提出的方案中, 出射面附近的图形对比度小于 0.2, 所以就很难满足光刻的要求。另外, 如图 4-3 (b) 中插图所示, 图形的对比度在距出射面 15 nm 处达到了峰值。总的电场强度分布会从周期性均匀一致变得有点不太均匀。这主要是由于直流成分的相位会在传播过程中发生改变, 所以在距出射面 15 nm 处图形是均匀规则的, 而对比度也达到了最大值。理论上, 如果我们增加更多的银层到滤波结构中, 图形的对比度会比使用双层平板银镜结构时增加一点, 并且由于直流成分的影响减小, 图形也会更加均匀一致[45]。但是制造这样的多层膜结构将会非常困难, 并且很容易引起制造误差。所以, 双层平板银镜结构是非对称模式表面等离子体干涉光刻最佳的选择。

4.2 一些影响干涉图形的重要因素的讨论

(1) 银层厚度的影响

接下来, 我们使用传统的光学传递函数 (OTF) 来考虑银层厚度对非对称模式表面等离子体波的影响。光学传递函数 (OTF) 是由在给定横向波矢 k_x 时, 像的磁场与物体磁场的比值, H_{img} / H_{obj} , 定义的[73]。图 4-4 (a) 给出了不同银层厚度时, 结构的 OTF 与横向波数的函数关系。这里入射波长是 442 nm, 其它参数和前文一致。在图 4-4 (a) 中, 随着银层厚度的减小, 对应着非对称模式的 OTF 曲线第二个峰值会移向大波矢的位置。当银层的厚度减小到 10 nm 时, 非对称模式消失了。由于表面等离子体共振与金属中的固有损耗之间的竞争, 30 nm 厚的银层是最佳选择。如果我们选择更薄的银层, 峰值移动到大波矢的位置会产生更高分辨率的图形, 但是由于损耗的存在第二个峰值会随着减小甚至消失, 如图 4-4 (a) 中绿色和蓝色曲线所示。这是一个限制干涉图形分辨率的因素。

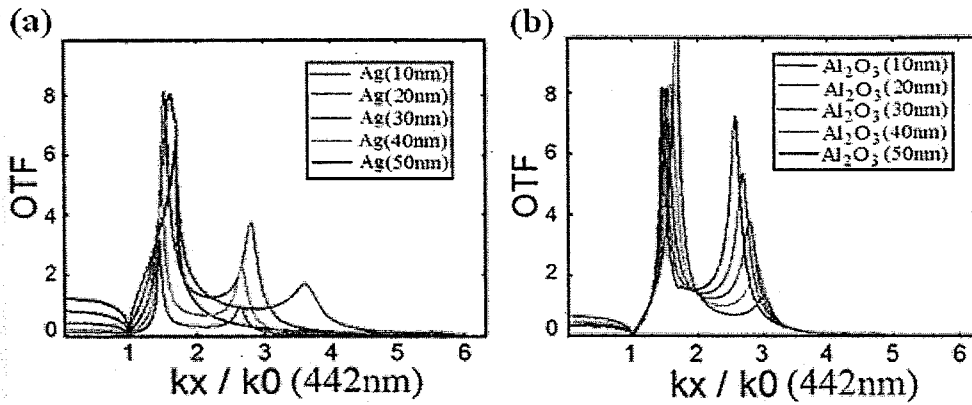


图 4-4 双层平板银镜结构的 OTF 与横向波矢和 (a) 介质层厚度固定在 30nm 时银层厚度变化; (b) 银层厚度固定时介质厚度变化之间的关系。入射波长 442nm ，其它参数和前文一致。

(2) 介质层厚度的影响

另一方面，当银层厚度固定在 30nm 时，以 Al_2O_3 厚度和横向波矢为变量的 OTF 曲线如图 4-4 (b) 所示。可以清晰得看到当 Al_2O_3 厚度增加时，OTF 曲线的第二个峰值移向大波矢的位置。这意味着采用厚的 Al_2O_3 膜和合适的掩模光栅周期能够产生更小的干涉图形。但是，如果 Al_2O_3 厚度超过 50nm ，由于表面等离子体波在离开金属-介质界面后迅速衰减的性质，非对称模式将消失。

(3) 光栅掩模周期的影响

如图 4-4 (a) 或 (b) 中红色曲线所示，第二个峰值的位置是 $2.7k_0$ ，根据前面提到的光栅定律，它对应着入射光经过掩模光栅后 ± 1 级衍射分量的横向波矢。如果我们改变光栅周期使 ± 2 级衍射分量的横向波矢和第二个峰值的位置相对应，这时对应波矢大小为 $1.35k_0$ 的 ± 1 级分量也将以很大的振幅通过双层银板结构，并和 ± 2 级衍射分量互相混合产生不规则图形。这就是我们为什么只选择 ± 1 级衍射分量来制作干涉图形。

从上面的分析中知，如果我们优化各种结构参数，如银层和介质膜的厚度，这种方法可以被用来制作具有不同周期的干涉图形。另外，当入射波长、银层和 Al_2O_3 厚度分别被设为 442nm ， 30nm ， 30nm 时，如图 4-4 (a) 或 (b) 中红色曲线所示，在 OTF 曲线第二个峰值附近波矢大小为 $2.2k_0$ 到 $3k_0$ 范围内的倏逝波成分都能够被放大增强并通过双层银板结构。如图 4-5 所示，当其它参数固定不变时，改变掩模光栅的周期能够得到不同特征尺寸的干涉图形。

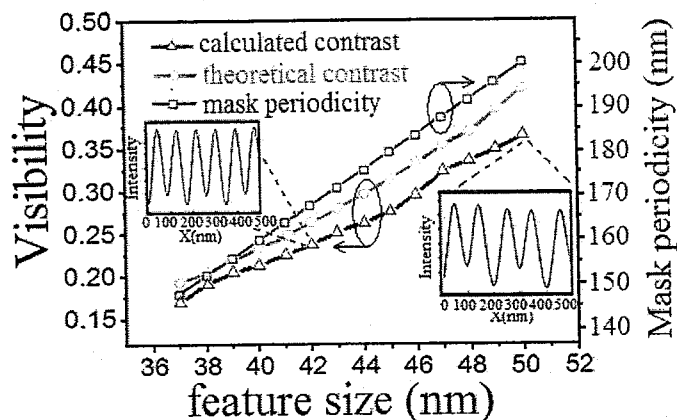


图 4-5 图形特征尺寸和光栅周期与对比度的关系。里面的插图是不同掩模周期情况下干涉图形的强度分布。

根据公式 (4-5)，图 4-5 中绿色曲线表示了特征尺寸和理论对比度之间的关系。当特征尺寸减小到 37 nm ，图形对比度减小到 0.2，这就很难应用到实际光刻中。另一方面，当入射波长和其它结构参数都固定时，特征尺寸和实际对比度的关系可以由二维严格耦合波分析方法进行计算。基于同一横截面处电场强度分布计算出来的特征尺寸和对比度的关系，如图 4-5 中红色曲线所示，和理论上的关系有一些不同。这主要是存在波矢噪声和背景场的影响。蓝色线表示理想状态下只有 ± 1 级衍射级次的成分互相干涉形成图形的特征尺寸与光栅周期的关系。考虑到可用的对比度为 0.2，当其他参数固定不变时，使用不同周期的光栅掩模能够得到特征尺寸 $40\text{ nm} \sim 50\text{ nm}$ 的周期性图形。

(4) 三个限制最小特征尺寸的因素

从上面的分析可以得到表面等离子体干涉图形的最小特征尺寸主要受限于三个因素。第一个限制因素来自于金属的固有损耗。理论上，通过减少银膜的厚度能够激发具有无限小波长的表面等离子体模式。但是具有大波矢的非对称模式表面等离子体波会受到金属损耗的严重影响，导致了低的透过率，图形的对比度也就下降。直流分量透过双层银板结构是另外一个限制因素。如图 4-4 中 OTF 曲线所示，零级直流分量不会被完全过滤掉，因为金属膜层数是有限的。由于这些不必要成分的影响，干涉图形将变得不均匀一致，对比度也会下降，如图 4-5 中插图所示。增加更多层的银膜到双层平板银镜结构中会减小直流分量，但是考虑到加工问题和随之而来的其他影响这种方法是不实际的。

第三个限制因素，也是最主要的因素，和表面等离子体波的 TM 偏振特性有关。 E_x 和 E_z 分量之间的 $\pi/2$ 相移导致干涉图形特征尺寸远远小于衍射极限时对比度的急剧减少。如果我们假设金属材料的损耗很低，并且该结构能过滤掉所有

不需要的成分，最小的特征尺寸是由表面等离子体波的偏振特性决定的。在理想情况下（材料无损耗并且没有直流分量的影响），由于表面等离子体波的 TM 偏振特性，干涉图形的对比度由式 (4-5) 决定 ($Visibility = \varepsilon_{pr} k_0^2 / (2k_x^2 - \varepsilon_{pr} k_0^2)$)。

从此方程可以清晰地看到当光刻胶介电常数 (ε_{pr}) 和入射波长 ($k_0 = 2\pi / \lambda_0$) 固定时，随着干涉图形的特征尺寸减小 ($k_x = \pi / (2\Delta)$, Δ 表示干涉图形的特征尺寸) 对比度也会减小。如果我们将 0.2 作为对比度的最小极限，理论上的分辨率极限就可以确定。所以，表面等离子体波的偏振特性从理论上限制了干涉图形的最小特征尺寸。例如，考虑到最小的对比度为 0.2，当入射波长固定在 442 nm 时，最小的特征尺寸为 $\Delta = \pi / (2k_x) = \pi / 2 \cdot (3\varepsilon_{pr})^{1/2} k_0 \approx 37\text{nm}$ ($\sim 1/12$ 波长)。所以我们可以给出表面等离子体干涉光刻的理论分辨率极限是大约 1/12 入射波长。另外，利用负折射率材料能够得到具有更高分辨率的图形，其中金属的损耗是影响分辨率的决定性因素。

4.3 本章小结

本章中，我们针对光学光刻中人们普遍关心的核心指标分辨率，从理论上提出了改进的方法。针对非对称模式表面等离子体波干涉光刻方法中存在的一些问题，例如干涉图形的对比度较低和加工难度太大，我们提出一种双层平板银镜表面等离子体结构来进行超分辨干涉光刻。一些影响干涉图形尺寸的因素，例如银层和介质层厚度，也都被详细研究。另外，我们对表面等离子体干涉光刻提出了分辨率极限为 1/12 入射波长。

第 5 章 沟槽结构激发表面等离子体共振的改进型超分辨光刻

近场光刻提供了一种得到突破衍射极限图形的有效、低成本简单方法[37,38,74,75]。可是在实际的光刻过程中,金属掩模上单独亚波长尺度小孔的光学透过率是很低的。并且当单独小孔和小孔阵列共同存在金属掩模上时,由于它们的光学透过率存在很大的差异,我们很难在光刻胶上曝光得到均匀一致的图形。为了解决这个问题,我们提出在掩模上的亚波长金属狭缝周围加上设计合适的沟槽结构来提高透过率。

在结合了表面等离子体光学后,近场光刻方法得到了很大的加强和延伸。结合表面等离子体的近场光刻能够得到更高的分辨率和光刻效率[41-43,76]。例如,铝膜表面的二维金属小孔激发的表面等离子体共振能够大大提高近场光刻的效率[76]。我们知道,虽然在亚波长类光栅的金属小缝阵列中 TM 偏振光的透过率很高[3,77,78],但是孤立的亚波长开口结构(小缝或小孔)的光学透过率却很低[79]。在我们的计算中,狭缝阵列(各个狭缝之间间隔很近)的光学透过率是单独小缝(各个狭缝之间间隔足够远)的三倍。一种潜在的解决方法是结合牛眼结构[61]。在该结构中,由于激发了表面等离子体共振,同心的沟槽结构能够提高中央亚波长小缝的光学透过率和发散光的方向性。

接下来,基于 FDTD 的数值模拟计算显示采用特殊设计的掩模能够得到提高的光刻效率,并且针对阵列和孤立的两种不同小缝结构能得到几乎均匀一致的光刻图形。我们将对不同几何参数的结构进行详细和系统的分析。

5.1 数值分析和模拟结果

一个具有代表性的改进型近场光刻掩模结构如图 5-1 所示。它是由附着在熔融石英基底的银膜构成,银膜中央小缝周围围绕着一些周期性的亚波长沟槽结构。沟槽和小缝的宽度 a 都为 70 nm 。银膜的出射面处有一层很薄的 Cr (或 Ti) 保护层。Cr (或 Ti) 保护层的作用是防止在光刻胶交界面附近激发不需要的表面波模式。银膜厚度 w , Cr (或 Ti) 膜厚度 t , 沟槽深度 h 和沟槽周期 d 分别为 230 nm , 20 nm , 70 nm 和 280 nm 。所有的分量在 y 方向都被认为是半无限大。在光刻过程中,附着在抗反射膜上的 (ARC) 光刻胶 ($n=1.53$) 被认为是和掩模完全接触的。从汞灯发出的磁场分量沿着 y 轴的 TM 偏振光从熔融石英垂直入射到掩模上。这里银的介电常数由 Drude 模型 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + iV_c)]$ 表示,

其中 $\epsilon_0=4.9638$, 等离子体频率 $\omega_p=1.4497e16$ rad/s 和碰撞频率 $V_c=8.33689e13$ rad/s[80]。在可见光波段 $350\text{ nm} \sim 600\text{ nm}$, 由该模型计算出的介电常数和实验值符合得很好[65]。

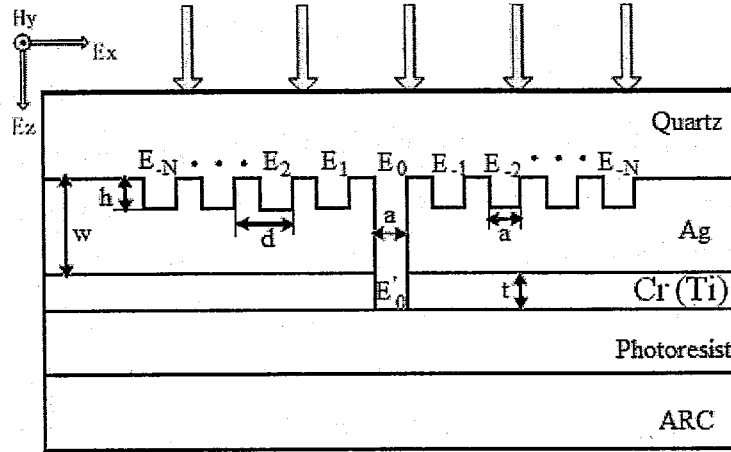


图 5-1 改进型近场光刻掩模示意图。所有分量在 y 方向都被认为是半无穷大。

图 5-2 (a)描述了不同沟槽数目时计算出的透过率光谱。该光谱显示在 436 nm 的入射光时, 局域光强得到很大的提高。另一个比较低的峰在 330 nm 处, 这是光在缝隙波导结构中的共振引起的。最大光强受到沟槽数目和入射波长两个因素的影响。对于在银膜上没有附加沟槽结构的单个小缝, 出射面处的光场强度是非常小的, 只在 330 nm 处有一个由于缝隙波导共振产生的小峰值。增强效果在 $N=1$ 时已经比较明显, 是没有沟槽结构时光强的 4 倍。如果再增加一个沟槽, 由于更多的入射光转化为局域在沟槽中的表面电磁波模式, 这时局域光强几乎又增倍。 $N=3$ 时透过光强是 $N=1$ 时的 3 倍。在 $N \geq 4$ 时透过光强的提高几乎达到饱和, 大概是 10 倍。另外, 当沟槽数目增加时, 由于相邻沟槽之间的相互作用透过峰的位置有轻微的红移。

图 5-2 (a)也画出了用 Cr 代替银膜的模拟计算结果。无沟槽结构的光谱图在入射波长直到深紫外波段时仍然没有任何明显的变化。在 330 nm 处也没有任何峰值。另外, 就算加上一些沟槽结构到 Cr 膜的入射面仍然没有观察到任何的增强。这是因为在 Cr 膜中没有发生表面等离子体共振。但是如果我们使用其它具有高传导率的金属来代替银, 例如金和铝, 当我们改变结构的几何参数时仍然能得到透射光增强的效果。图 5-2 (b) 画出了当入射波长为 436 nm 时, 离小缝的出射面 50 nm 处的总电场分布。该图显示出 $N=4$ 时总电场相对于 $N=0$ 时提高了大概 10 倍。电场分布的半高宽始终保持 160 nm 不变。

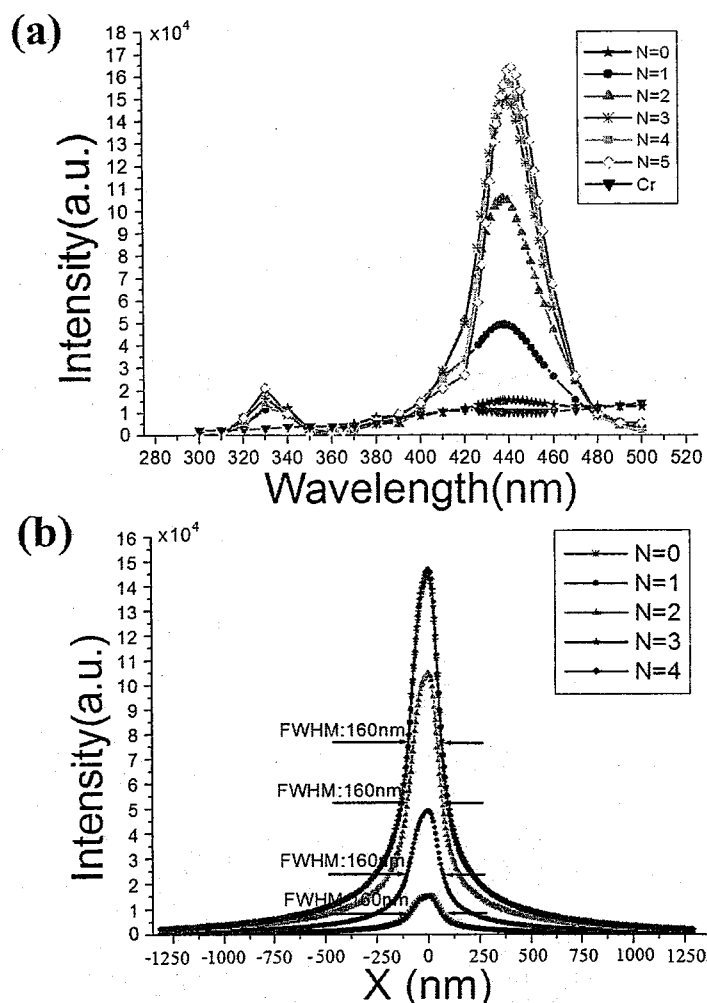


图 5-2 (a) 在 $z=0.76\mu\text{m}$ 横截面 (距离小缝出射面 50nm) 中心处的电场强度与沟槽数目和入射波长的关系; (b) 在 $z=0.76\mu\text{m}$ 横截面上沿着 x 方向的电场强度分布图。结构参数为 $\lambda=436\text{nm}$, $a=70\text{nm}$, $d=280\text{nm}$, $w=230\text{nm}$ 和 $h=70\text{nm}$ 。 N 表示 $2N$ 个沟槽对称性地分布于中央的小缝周围。

基于透过率提高的沟槽结构,对于孤立的线条之类的光刻图形不仅能得到高的光刻效率,而且能得到均匀的光强分布。图 5-3 展示出了具有不同间距的三个亚波长小缝的透过光强的分布图。在图 5-3 (a) 中,各个小缝间距为 $1.4\mu\text{m}$,每个小缝入射面周围都对称性地围绕着八个沟槽结构,其他参数都不变。在 5-3 (b) 中,各个小缝间距为 $0.84\mu\text{m}$,只够容纳两个沟槽结构。当缝间间距减少到 $0.56\mu\text{m}$ 时,相邻小缝间只够容纳一个沟槽结构,如图 5-3 (c) 所示。当小缝间距减少到 $0.2\mu\text{m}$,相邻小缝间就没有沟槽结构,如图 5-3 (d) 所示。对于普通没有沟槽结构的掩模,如图 5-3 中黑色实线所示,我们看到具有不同缝间间距的各个小缝组间光强差异非常大。例如图 5-3 (c) 中黑色曲线所代表的透过小缝的光强是图 5-3 (a) 中的四倍。当掩模上各个线条之间间距不同时,这些现象将会导致产生不均匀曝光图形的严重后果。而对于那些具有沟槽结构的掩模,这个

问题就能得到很好的解决,因为具有不同缝间间距的各小缝组之间的光强透过率差异非常小,如图 5-3 中红色曲线所示,我们很惊奇的发现四种不同的小缝组的光强透过率几乎是一样的。我们认为有两种因素起到了决定性的作用。第一,相邻的小缝可以互相作用来提高透过率,就像沟槽结构所起的作用一样。第二,引起透过率增强的表面等离子体共振被局域在一定数量的沟槽和小缝周围。这一点能从图 5-2 (a) 中所所示的饱和效应看出。

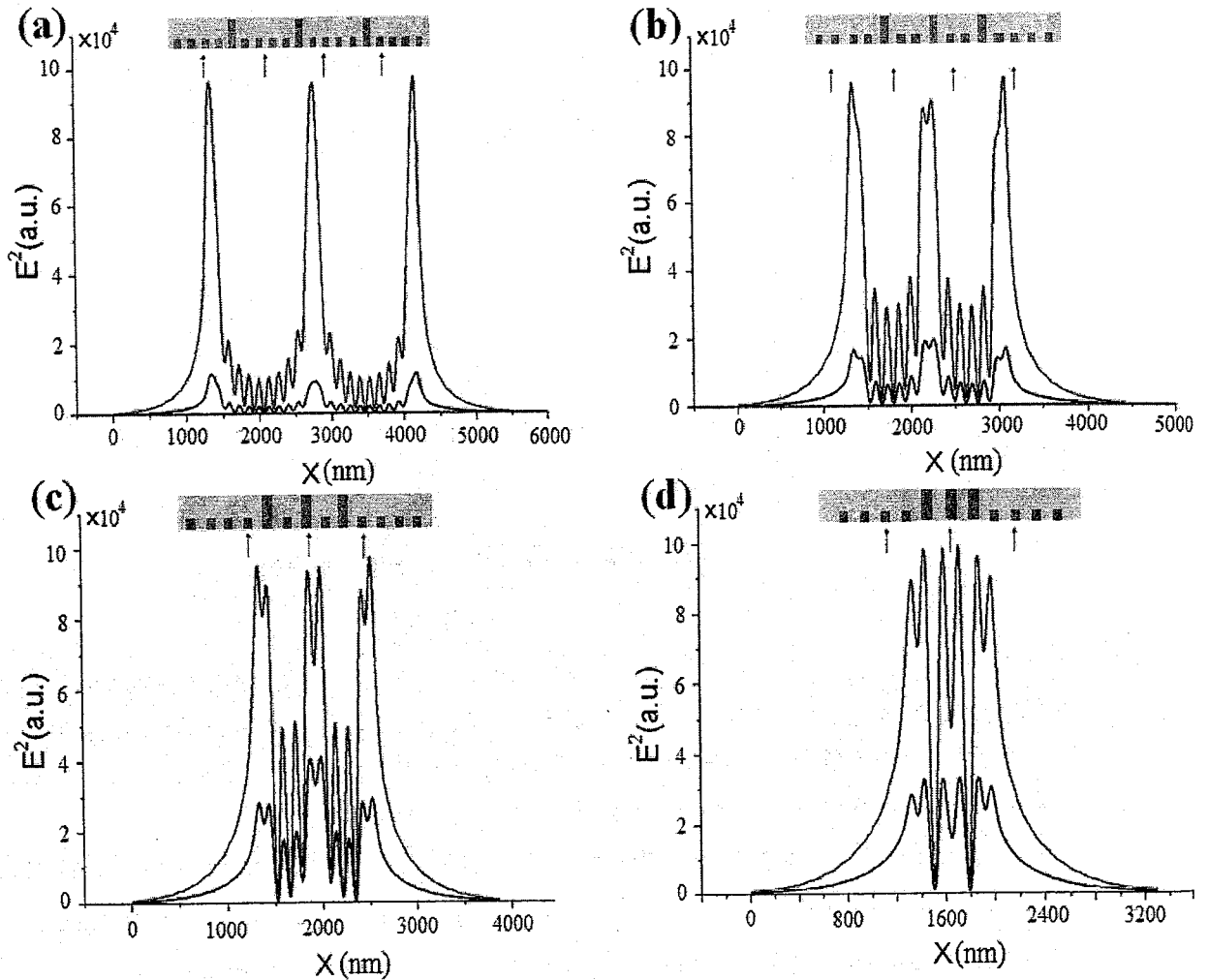


图 5-3 具有沟槽结构的小缝组在 $z=0.76\mu\text{m}$ 横截面上 (距离小缝出射面 50nm) 沿着 x 方向的电场强度分布图,如各图中红色曲线所示。在各个不同的情况下缝间间距是各不相同的。在各个相邻的小缝之间分别有 (a) 四个沟槽; (b) 两个沟槽; (c) 一个沟槽; (d) 没有沟槽。各图中的黑色曲线都表示没有沟槽结构的情况下的电场分布。各几何参数和图 4-7 中一样。

5.2 讨论

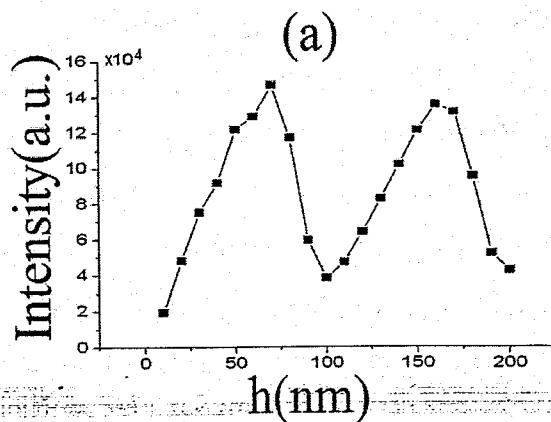
现在我们将要讨论光强透过率的提高对结构几何参数的依赖性。对此结构理论上的描述可以参考文献[81],其中一系列的方程式被用来描述周围具有沟槽结

构的亚波长金属小缝的光透过和辐射现象。在这里我们提出指导设计结构参数的三个普遍原理。

第一，最适宜的沟槽深度 h 应该是满足 $\lambda \approx 4h / (2n+1)$ ($n=0,1,2,\dots$)，这里假设沟槽足够狭窄而忽略沟槽内的高阶模式。图 5-4 (a) 显示透过光强的峰值是随着深度 h 的增加而周期性变化的。但是，计算出来的周期为 100 nm ，小于理论值 140 nm 。我们认为这个差异是由于沟槽不够狭窄而引起的。

在沟槽的周期 d 满足 $\lambda \approx d$ 条件时，各个沟槽结构再发射出的电磁波到达其他沟槽和小缝处才是同相的。如果沟槽的周期偏离了理论值，从各个沟槽再发射出的电磁波可能会彼此相消，这就会导致通过中央小缝的光强会非常弱。从图 5-4 (b) 可以看到当沟槽周期小于 250 nm 或者是大于 320 nm 时，透过光强是非常弱的。

第三个最佳条件的规则是小缝的厚度 w 满足 $\lambda \approx 2w/n$ (n 是整数)，它是和小缝波导里的 F-P 共振效应相联系的。图 5-4 (c) 表明透过光强的峰值是随着小缝的厚度 w 增加而周期性变化的。这里计算出来的周期是 100 nm ，小于理论周期值 140 nm 。这主要是由于金属介电常数变化和小缝宽度变化的影响。另外，从图 5-4 (c) 可以很明显地看出来，随着小缝厚度 w 增加透过光强的峰值是减小的，这主要是由于随着中央小缝厚度 w 的增加经过小缝的电场能量损耗是逐渐增大的。



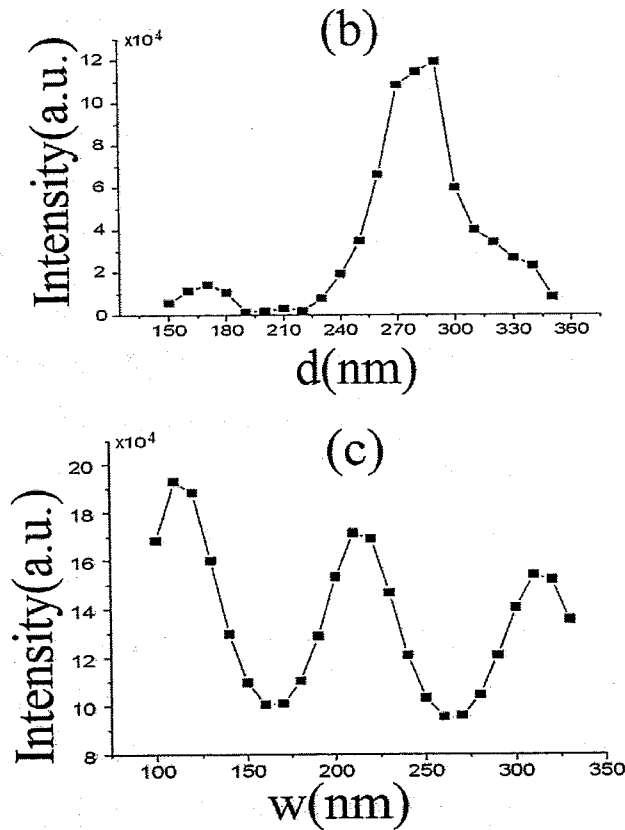


图 5-4 在 $z = 0.76\mu\text{m}$ 横截面 (距离小缝出射面 50nm) 中心处的电场强度与 (a) 沟槽深度 h ; (b) 沟槽周期 d ; (c) 银膜厚度 w 之间的关系。这里 $\lambda = 436\text{nm}$, $a = 70\text{nm}$ 和 $N = 4$ 。

在最后, 我们想分析一下实际实验中可能存在的一些问题。在结构制作过程中表面粗糙度是一个无法回避的问题。我们在模拟计算中假定表面是完美平滑的。但是我们认为表面粗糙度并不会在近场光刻中引起严重的问题。第一, 特殊的平面化工艺能够被使用来减少表面粗糙度, 例如在超透镜光刻中使用的机械化学抛光方法能够得到粗糙度的均方根为 $1\sim 2\text{nm}$ 。另外, 由合适的沟槽和小缝结构激发的表面等离子体共振才是亚波长小缝异常透射现象的主要原因, 金属表面粗糙度的影响可以忽略不计[3,79]。虽然提高的透射光强的数值可能在数值模拟和实验数据上有些不同, 但是指导增强效果的原理和规则是可信的, 并且基于FDTD的模拟结果也是被广泛接受的, 如文献[82,83]所述。所以, 为了展示在光刻掩模中透过率提高的现象, 我们在模拟计算中假设银膜平滑和均匀是合理的。虽然一些小小的影响能被预料到, 例如光强透过峰值大小或者峰值的位置可能会有所不同, 但是这不会对我们提出的改进型光刻方法产生有害的影响。我们会在将来研究表面粗糙度对透过率增强效果的影响。

5.3 本章小结

在本章中,我们提出在近场超分辨光刻方法中使用的掩模上的亚波长金属狭缝周围加上设计合适的沟槽结构来提高其光学透过率。采用特殊设计的掩模能够得到提高的光刻效率,并且针对阵列和孤立的两种不同小缝结构在光刻胶上能得到光强透过率几乎均匀一致的光刻图形。这种方法在理论上解决了近场超分辨光刻中存在的一个严重问题,在实际应用中具有重要的价值。

第 6 章 总结与展望

本文利用亚波长金属结构和人工电磁材料对电磁波的独特控制能力,重点分析了基于表面等离子体共振的各种微纳器件的电磁响应特性及其在超分辨光刻中的应用。提出了改进型的超分辨光刻方法,具有很大的实际应用价值。本论文的主要创新点与结论总结如下:

6.1 主要创新点及结论

1. 应用时域有限差分法仿真软件 Opti-FDTD, 并结合自编的 Matlab, Mathematica 程序, 从分析电磁波在亚波长金属小缝表面等离子体波导中的传播特性入手, 详细讨论了影响电磁波相位的几个决定性因素。并提出了一种通过改变纳米小缝周围介质材料, 能够在不同入射波长下进行突破衍射极限远场成像的平板金属透镜。
2. 基于倏逝波在多层金属介质膜组成的人工电磁材料中的定向传输特性, 提出一种能够进行超分辨成像的新型一维人工电磁材料成像器件。另外, 当入射光波长变化时, 我们可以进行超衍射极限的成像。我们从理论上提出成像器件的几何结构, 并利用基于有限元方法的仿真软件 COMSOL 对此结构进行数值模拟验证。
3. 提出将具有滤波特性的双层银板透镜结构应用在表面等离子体超分辨干涉光刻中, 简化了多层膜滤波表面等离子体干涉光刻的结构。在使用普通光源照射的情况下, 我们可以得到特征尺寸远远超过衍射极限并具有足够对比度的图形。并且从理论上提出了在干涉图形对比度高于 0.2 的情况下, 在类似的表面等离子体干涉光刻中的干涉图形的分辨率极限约为入射波长的 $1/12$, 此结构在超分辨光学光刻中具有重要的实用价值。
4. 针对近场超分辨光刻中光刻掩模上周期性的亚波长小缝阵列和单个亚波长小缝同时存在时的光强透过率差异很大的情况, 我们从理论上提出了一种改进型的掩模结构。使用这种改进型的掩模能够提高光刻效率, 并且针对阵列和孤立的两种不同小缝结构能在光刻胶上得到几乎均匀一致的光刻图形。

6.2 未来工作展望

本文就基于表面等离子体共振的各种表面等离子体器件在超分辨光刻中的应用做了探索性的分析研究。我们从基本物理机制出发,提出具有新颖性质的各种结构,并且运用各种数值计算方法对结构的正确性进行理论验证和仿真分析,为以后的实验研究奠定了重要的基础。由于表面等离子体亚波长光学是一个刚刚起步的学科,其相关机理和应用研究还需要我们继续进行大量细致的工作,我们相信这一新兴学科会为我们的生活带来巨大的改变。下一步比较有前景的研究方向大致为:

- 1) 各个波段电磁波与亚波长金属结构的相互作用机理的深入研究
- 2) 亚波长金属结构对电磁波行为控制的理论研究
- 3) 表面等离子体近场局域增强引起的非线性效应的研究
- 4) 各种表面等离子体器件工作带宽的拓展
- 5) 表面等离子体器件在太阳能电池中的应用
- 6) 与生物传感、微流体等学科领域的相互交叉
- 7) 光波段的亚波长金属结构的微细加工

未来的表面等离子体超分辨光刻的研究正向多维化、实用化方向发展,随着加工手段的不断进步,我们相信它会给未来的科研及微电子产业带来革命性的变化。这也是一个充满着挑战与机遇的研究方向。