2016 届研究生硕士学位论文

分类号: <u>043</u>	学校代码:	10269
密 级:	学 号:	51132000030



East China Normal University

硕士学位论文

MASTER'S DISSERTATION

# <sup>论文题目</sup>: 基于亚波长光栅结构的原子分子 表面光囚禁的理论研究

- 院 系: <u>精密光谱科学与技术国家重点实验室</u>
- 专业:
   光学

   研究方向:
   原子分子光学和量子光学
- 指导教师: \_\_\_\_\_\_夏勇 副教授

2016 年 3月 25日

Dissertation for master's degree in 2016

Student ID: 51132000030 University code: 10269

# East China Normal University

# Title:Theoretical study of atomic and molecular surfacephoto-confinement based on subwavelength grating structures

Department:	State Key Laboratory of Precision Spectroscopy
Major:	Optics
Research direction:	atomic and molecular optics and quantum optics
Supervisor:	Yong Xia, Associate Professor
Candidate:	Hui Zhang

March, 2016

# 华东师范大学学位论文原创性声明

郑重声明:本人呈交的学位<u>《基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究》</u>,是在华东师范大学攻读硕↓/博士(请勾选)学位期间,在导师的指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除文中已经注明引用的内容外,本论文不包含其他个人已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体,均已在文中作了明确说明并表示谢意。

作者签名: 日期: 年 月 日

# 华东师范大学学位论文著作权使用声明

《基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究》 系本人在华 东师范大学攻读学位期间在导师指导下完成的硕士《博士(请勾选)学位论文, 本论文的著作权归本人所有。本人同意华东师范大学根据相关规定保留和使用此 学位论文,并向主管部门和学校指定的相关机构送交学位论文的印刷版和电子版; 允许学位论文进入华东师范大学图书馆及数据库被查阅、借阅;同意学校将学位 论文加入全国博士、硕士学位论文共建单位数据库进行检索,将学位论文的标题 和摘要汇编出版,采用影印、缩印或者其它方式合理复制学位论文。

本学位论文属于(请勾选)

( )1.经华东师范大学相关部门审查核定的"内部"或"涉密"学位论文\*,于 年 月 日解密,解密后适用上述授权。

(↓)2.不保密,适用上述授权。



\*"涉密"学位论文应是已经华东师范大学学位评定委员会办公室或保密委员会审定过的学位论文(需附获批的《华东师范大学研究生申请学位论文"涉密" 审批表》方为有效),未经上述部门审定的学位论文均为公开学位论文。此声明 栏不填写的,默认为公开学位论文,均适用上述授权)。

# <u>张慧</u>硕士学位论文答辩委员会成员名单

姓名	职称	单位	备注
邓联忠	副教授	华东师范大学	主席
汪海玲	副教授	华东师范大学	
尹亚玲	副教授	华东师范大学	

# 摘要

亚波长高对比度光栅具有低损耗、高反射率、带宽可调、较强的相位匹配和 聚焦能力,并且结构简单,可以通过微纳米制造技术进行制备,在原子光学领域 具有广阔的应用前景。

在论文中,我们首先提出了一种新型的弧形高对比度亚波长光栅反射器作为 光学偶极阱来囚禁冷原子。由于一维的平面光栅结构具有高反射和宽频带的光学 性质,因此我们在这基础上设计了一个二维弧形光栅结构,这种结构除了具备一 维光栅的光学性质,还具有强聚焦功能。尤其是在弧形光栅焦点处的光强,几乎 增强了 100 倍。如此强的聚焦光场能够提供足够大的阱深去囚禁冷原子。下面我 们对这个方案的可行性从以下几个方面进行了计算和讨论:(1)囚禁在表面的冷 原子受到的范德瓦耳斯势非常小,几乎没有影响;(2)通过计算得到囚禁<sup>87</sup>Rb 原子的最大阱深达到 1.14mK,因此足够用来囚禁在 Rb 磁光阱中温度为 120μK 的冷原子,且在阱中的最大光子散射低于 1/s;(3)由弧形光栅列阵构成的介质 芯片也可以用来操控冷分子和微米尺寸的粒子。

其次,我们提出用两个完全相同的高对比度亚波长平面光栅构成一个光学腔, 采用有限元软件对其光场分布进行计算模拟,结果发现当从腔的底部垂直入射波 长为1064nm的偏振波,在腔中会形成相干的驻波场,如果分子入射到驻波场中, 会受到光学偶极力的作用,改变它的运动轨迹,因此这种驻波腔光场可以用来沉 积分子。接着我们用蒙特卡洛法对分子沉积进行模拟,结果发现大部分分子沉积 在光强最大的区域,并且分子沉积图案与驻波场分布十分的吻合。

关键词: 亚波长结构、高对比度光栅、光束聚焦、原子囚禁、分子沉积

## ABSTRACT

High contrast subwavelength grating (HCGs) have many unique properties, such as low loss, high reflectivity, bandwidth adjustable, simple structure as well as phase matching and strong focusing ability. They can be fabricated with the micro/nano manufacturing technology and they have broad application prospects in the field of quantum optics.

In this paper, we first propose a novel scheme of a concave grating reflector as an optical dipole trap for trapping atoms. A reflector of one-dimension flat grating structure designed shows high reflectivity and wide wavelength-tuning bandwidth. Then it is extended to two-dimension grating structure, in addition to having the above optical features, the structure exhibits great focusing ability. Especially, the light intensity at the focal point is about 100 times higher than that of the incident light. As a result, such strong focusing optical field reflected from the curved grating structure can be enough to provide the deep potential to trap cold atoms. We discuss the feasibility on the 2D concave grating structure as an optical dipole trap from the following aspects: (1) Van der Waals potential to the surface has a low effect on trapped neutral atoms. (2) The maximum trapping potential 1.14 mK for cold <sup>87</sup>Rb atoms, which is high enough to trap cold atoms from a standard Rb magneto-optical trap with a temperature of  $120\mu$ K, and the maximum photon scattering rate of Rb atoms in the optical trap is lower than 1/s. (3) Microtrap array on a dielectric chip that can manipulate and control cold molecules and microscopy particles.

Next, we propose an optical cavity composed of two identical high-contrast subwavelength flat grating structures. And we simulate the distribution of the optical field with finite element software and the result shows that when a beam of light of the incident wavelength of 1064nm enters the bottom of the cavity, a coherent standing wave field will be formed in the cavity, if a molecule enters the standing wave field, it will suffer from an optical dipole force and its trajectory will be changed, therefore the optical field can be used for molecular deposition. Then we use the monte carlo method to simulate molecular deposition and the result shows that most of the molecules are deposited in the region of the largest light intensity, and the pattern of molecular deposition is nearly the same as the distribution of optical field.

**Keywords:** Subwavelength structures, high-contrast gratings, beam focusing, laser trapping, molecular deposition

第1章	5 绪论	1
1.1	亚波长光栅的研究背景	1
1.2	亚波长光栅的基本物理原理	3
1.2.1	理论介绍	3
1.2.2	模拟方法	8
1.2.3	光栅设计方法	10
1.3	亚波长光栅的应用	12
1.3.1	垂直于表面的宽频反射器	12
1.3.2	垂直于表面的高Q值谐振器	14
1.3.3	斜角反射器	15
1.4	论文的主要研究内容	17
第2章	面 采用弧形的光栅反射器作为微光阱用来囚禁原子	.19
2.1	引言	19
2.2	用弧形光栅反射器来囚禁原子的设计方案	20
2.3	方案可行性及讨论	27
2.3.1	光学势和偶极力	27
2.3.2	散射速率	28
2.3.3	表面范德瓦尔斯势	29
2.3.4	采用微光阱列阵集成一个介质芯片	30
2.4	本章小结	31
第3章	<b>玉田周期平面介质光栅腔的分子光学沉积的理论研究</b> …	.33
3.1	引言	33
3.2	光学腔设计与计算模拟	33
3.3	模拟结果分析	38
3.4	表面分子沉积讨论	39
3.5	本章小结	41

# 目 录

第4章	总结与展望	43
4.1	论文工作总结	43
4.2	展望	44
参考文	献	45
在学期	间所取得的科研成果	
后记		51

# 插图和附表

图 1-1	Hertz 的实验原理图
图 1-2	亚波长衍射光栅结构图
图 1-3	周期波导的 TE <sub>0</sub> 的分布图,泄漏模的传播常数被分为(a)实数和(b)虚数部
	分; (c)传导模和激发波进出阻带的方向4
图 1-4	在第二阻带处的导模共振结构原理分布图
图 1-5	无底亚波长光栅结构的宽频反射光谱,选取的参数为: n <sub>1H</sub> =3.48,
	$n_{1L}=n_c=n_s=1$ , f=0.5, $\Lambda=1\mu m$ , $d_1=0.32\mu m \ln n_{eff}=2.566$
图 1-6	多晶硅底亚波长光栅的宽频反射光谱(参数同图 1-5)7
图 1-7	导模共振结构反射光谱;光栅的反射率与(a)占空比和波长的关系以及(b)
	与光栅厚度和波长的关系9
图 1-8	严格耦合波分析法计算模拟出两种不同光栅结构的反射光谱10
图 1-9	(a) TM-HCG 和 (b) TE-HCG 的结构原理图13
图 1-10	(a) TE-HCG 和(b)TM-HCG 在 x 方向(蓝色实线)和 y 方向(红色虚线)
	的电场反射光谱13
图 1-11	严格耦合波法计算得出的 HCG 反射光谱以及对应的 Fano 共振公式的线
	形拟合结果14
图 1-12	光斜入射的 HCG 结构原理图15
图 1-13	TE 偏振波得到的反射光谱,其参数为光栅周期(Λ)=665nm,厚度(t)
	=410nm,占空比 (η) =46%,入射 θ=3°和 ψ=0°16
图 1-14	入射波长为 1550nm 时反射率与入射角之间的关系17
图 2-1	TM 偏振光垂直入射到高对比度亚波长平面光栅的原理图20
图 2-2	严格耦合波分析法计算得到的光栅反射系数分布图,(a)中Si条宽度的
	扫描范围为 0.05μm 到 0.8μm,波长的扫描范围为 1.2μm 到 2.0μm;(b)
	中光栅的反射系数分布图, Si 条厚度的扫描范围为 0.05µm 到 0.5µm, 波
	长的扫描范围为 1.2μm 到 2.0μm

图 2-3	光栅周期 T=1 μm, Si 条宽度 t=0.2 μm 和厚度 d=0.25 μm 时的计算出的反
	射系数和反射相位图
图 2-4	二维高对比度亚波长环形聚焦反射器的结构原理图
图 2-5	焦距 L=10.5μm 时的反射相差24
图 2-6	二维光学阱结构囚禁原子的原理图24
图 2-7	当用平面波入射到弧形光栅上时,在(a)xy和(b)yz平面内的二维光
	场分布
图 2-8	(a)和(b)分别是图 2-7(a)和(b)中沿 x 轴和 y 轴进行的数值拟合
图 2-9	<sup>87</sup> Rb 原子在激光场中受到的沿 y 方向的(a)阱深和(b)偶极力27
图 2-10	P=100mW 和 $ω_0$ =20 $µm$ 时的 <sup>87</sup> Rb 在偶极阱中的散射速率29
图 2-11	原子在焦点处受到的范德瓦尔斯势
图 2-12	弧形光栅反射器构成的微光阱列阵结构原理图
图 3-1	玻璃底上的 Si 光栅结构图
图 3-2	平面光栅的(a)二维光强分布以及(b)在 x=0 处的一维光强分布35
图 3-3	光学腔的结构原理图
图 3-4	入射波长为 1064nm 时的光学腔的二维光强分布
图 3-5	(a)当 x=0 时,沿 y 轴的光强分布;(b)当 y=0 时,沿 x 轴的光强分布37
图 3-6	光学腔中驻波 $E ^2$ 与 a 和 $\Delta$ 的关系
图 3-7	光学腔中驻波光强最大值与驻波数的关系
图 3-8	分子束射入光学腔中的示意图40
图 3-9	(a)少量和(b)大量分子进入腔内模拟得到的空间沉积图案;(c)和
	(d)分别是对应图 b 中沿 x 轴和 y 轴的分子沉积归一化分布41

# 第1章 绪论

#### 1.1 亚波长光栅的研究背景

1902年,Wood 在《Philosophical Magazine》杂志上发表了一篇非常著名的 文章[1],首次报道了衍射光栅光谱上出现的非均匀分布现象,这是第一次在微 纳结构阵列中观察到共振现象。Wood 设计了一种由平面金属凹槽构成的衍射光 栅,将白光入射到光栅表面,获得的反射光谱出现明显的亮暗条纹,且其位置会 随着入射角度的变化而变化。后来,他在 1912年和 1935年发表了一系列相关实 验研究成果[2-3]。直到几十年后,这种反常光谱现象才被 Fano、Hessel 和 Oliner 进行了合理的解释,指出这是由于光栅的表面波被激发而产生的共振现象[4-5]。

在 20 世纪 70 年代,研究者最先提出严格耦合波法来研究光栅的理论原理[6]。 在这个时期,全息光栅的设计以及金属表面光栅的理论研究都得到了迅速发展, 并取得了很多研究成果[7]。到八九十年代,由于计算机的发展、新颖数据处理 方法的出现以及微纳结构制作技术的发展,共振光栅的研究逐渐向更多样性的结 构和更宽的波长范围延伸。在这期间,光子晶体[8-9]和导模共振结构[10]的出现 促进了对微纳介质光栅的研究。1998 年,Ebbesen 发表文章介绍了透过金属薄膜 上的亚波长光栅能够观察到令人惊叹的光波传输现象[11],这一发现引起了科研 工作者的广泛关注。尽管经过了一个漫长的研究历史,但是科学界对共振金属和 微纳介质光栅结构的研究一直经久不衰,取得的科研成果依然令人瞩目。

周期性亚波长光栅结构由间距足够小的不同物质构成,从而来降低由于周期 性结构所产生的衍射效应。在19世纪后期,Hertz首次利用无线电波进行实验[12]。 他将火花发射器和检测器嵌入在柱形金属反射器上用来发出和接收信号(图 1-1)。 为了研究无线电波的偏振性,他采用了周期远小于波长的电线光栅结构,当光栅 的方向平行于入射波的偏振方向时,光波的传输被阻碍,反之,垂直于入射波的 方向时则对光波传输没有影响。正如后来讨论所得,这个目前被人们所熟知的效 应是源于这个亚波长结构装置的自然属性。Lord Rayleigh 从理论上对周期性结构 物质进行了研究,首次预测了双折射现象,即现在人们所熟知的在平行介质圆柱 2016 届硕士研究生学位论文 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究 体阵列中产生的双折射现象[13]。然而,直到 1940 年,人们才开始研究电磁波 在亚波长金属和介质结构中的传播[14]。在 20 世纪 50 年代,Rytov 提出了完整 的亚波长结构理论[15],他提出将这些结构看作均匀的介质板,并且它的折射率 取决于它们的自身结构和入射波的偏振态。在 20 世纪 60 年代,Bernhard 和 Miller 在一种飞蛾的眼角膜中发现了亚波长光学结构[16],这种结构可以降低眼睛的反射性来隐藏自己,保护自身免受夜行捕食者的攻击。在 20 世纪 70 年代早期,受飞蛾眼睛结构的启发,Clapham 和 Hutley 设计出了一种抗反射的亚波长结构[17]。亚波长效应被广泛应用于自由空间光学器件[18],包括双反射光学器件 [19-20]和偏振片合抗反射表面结构[21-23]等。Van der Ziel 提出用双反射亚波长 结构实现非线性频率转换,并且用 GaAs 波导结构进行了实验演示[24-25]。



图1-1 Hertz 的实验原理图

Fig. 1-1 The experimental principle diagram of Hertz

最近,光电技术和高分辨光刻技术得到迅速发展,亚波长结构已经被广泛应 用到集成光学器件中。目前,这些结构可以通过简单地光刻技术刻蚀出不同的图 案获得宽范围的折射率[26],进而优化光纤芯片光栅耦合器[27]、垂直腔面发射 激光器件[28]和波长多工器[26],设计低损耗波导[29]、高Q值谐振腔[30]和超宽 频多模干涉耦合器[31]。随着研究的不断深入,在 2004 年,一种新型的高对比 2016 届硕士研究生学位论文 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究 度亚波长光栅(HCG)被提出,当光束的传播方向垂直于光栅平面时,可以将 其作为宽频反射器。与传统的亚波长光栅相比,HCG 光栅条周围全部填充了低 指数物质,使得这种结构具有较高的指数对比,可以在入射方向上产生极高的宽 频反射,反射率可以达到 99%以上。

## 1.2 亚波长光栅的基本物理原理

#### 1.2.1 理论介绍



图1-2 亚波长衍射光栅结构图

Fig. 1-2 Schematic of a simple subwavelength grating.

最简单的亚波长光栅结构是由几个矩形条沿同一方向周期性排列,并且高指数矩形条周围围绕着低指数物质,如图 1-2 所示[32]。入射到光栅表面的光束将被分成几级反射光和透射光,其衍射级数主要取决于入射光的波长和角度和光栅的周期以及光栅上下区域的折射率。在图 1-2 中,nc 是覆盖层折射率,ns 是基底折射率,n<sub>1H</sub> 是光栅条折射率,n<sub>1L</sub> 是光栅条之间的折射率,d<sub>1</sub> 是光栅厚度, Λ 是光栅周期,θ<sub>0</sub> 是入射角[32]。光栅衍射级次由光栅方程决定,

$$\Lambda(\mathbf{n}_{c} \sin \theta_{0} + \mathbf{n}_{c,s} \sin \theta_{m}) = m\lambda$$
(1.1)

m=0, ±1, ±2, ...是衍射级次, θ<sub>m</sub>是 m 级衍射角, λ 是入射波长, n<sub>c,s</sub>是覆盖层 或者基底层的折射率(取决于是研究反射光的衍射级还是透射光的衍射级)[32]。

这里主要研究零级衍射,这就意味着光栅的周期是小于入射波长的。为了寻 找衍射级的限制条件,可以先简单的设置 m=1,然后带入方程(1.1)得到一个

- 3 -

不等式,

$$\Lambda(\mathbf{n}_{c} \sin \theta_{0} + \max(\mathbf{n}_{c}, \mathbf{n}_{s}) \leq 1\lambda$$
(1.2)

θ<sub>m</sub>的上限是 90°, 因此 sinθ<sub>m</sub>等于 1。对不等式重新整理一下,得到零级衍射条件 下的光栅周期方程为

$$\Lambda < \lambda / (n_c \sin \theta_0 + \max(n_c, n_s))$$
(1.3)

根据上述计算,光栅衍射级次的限制条件是很明确的,从而可以解释这种结构具 有很高或者很低反射性的原因和条件。



图1-3 周期波导的 TE<sub>0</sub>的分布图,泄漏模的传播常数被分为(a)实数和(b)虚数部分; (c)传导模和激发波进出阻带的方向

Fig. 1-3 Dispersion plots for the TE<sub>0</sub> mode in a periodic waveguide.(a)The blue line shows the real part of propagation.(b)represents the imaginary propagation constant.(c)shows the directions of modes and excited wave in the stop bands.

也可以用另一种观点去解释这种反射特性。由于光栅的周期是小于入射波长的,可以将光栅看成一个沿 x 方向的波导,折射率被定义为

$$n_{eff} = \left[ n_{1H}^2 f + n_{1L(1-f)}^2 \right]^{1/2}$$
(1.4)

- 4 -

其中f是占空比,用光栅高指数条的宽度与光栅周期的比值来定义[32-33]。作为 一个波导(假定 n<sub>eff</sub>>n<sub>c</sub>,n<sub>s</sub>),光栅自然会有沿 x 方向传播的波导模。然而,当这些 导模沿着光栅波导传播,折射率不同的介质间相互作用引起导模能量泄漏进覆盖 层或者基底。这些导模被称为泄漏模,是正在讨论的二元光栅结构所特有的。在 结构的横向上,除了存在泄漏模,也会激发垂直于光栅表面的入射波导模。当一 束光垂直入射到衍射光栅表面时,平行于光栅周期的方向上存在倏逝波衍射级。 当光栅的倏逝波高阶衍射模和泄漏模完全重叠,能量将被传递到光栅波导模中, 这就被称为导模共振[33]。入射波和横向波导模的相位匹配条件可以写为(光束 垂直入射且假定 n<sub>c</sub>>n<sub>s</sub>),

$$k_0 n_c - \frac{m_2 \pi}{\Lambda} = \beta \tag{1.5}$$

通过图像可以生动地看到支持泄漏模的条件,图中标出了在波导中的传播常数和前几个倏逝波衍射级的光路。几个例子来说,如图 1-3 所示[33],结构中  $n_c=1$ , d=0.5µm,  $\Lambda=1$ µm,  $n_h=2.05$ ,  $n_s=1.5$ , f=0.4 和  $n_f=n_{eff}$ 。

在图 1-3(b)中,我们看到由于倏逝波高阶衍射模和波导泄漏模共振引起的各种光栅阻带(也可以看成图 1-3(a)中红蓝线的交叉处)。为了获得反射特性,需要在第二阻带上进行操控,在这个地方两个传播方向相反的波导模在光栅层形成了一个稳定波[34]。同样需要重点注意的是,单个倏逝波衍射级能在波导光栅里激发多个泄漏模。通常用 TE<sub>m,n</sub>表示耦合模,m 表示衍射级数,n 表示泄漏模数[32-33]。在图 1-4 中[34],光栅的色散图展示了反射比与波长的关系。正如图中所示,在一级和二级泄漏模阻带之间,反射比值出现了一个峰值,这正好对应了图 1-3(b)中传播常数虚拟部分出现的峰值。

至此, 衍射光栅的零级衍射机制已经建立起来, 即通过导模共振效应可以使 光栅波导层激发的泄漏模与倏逝波衍射模完全重合。如果能够准确地调制光栅结 构, 就可以通过操控第二阻带使泄漏模将能量传递到零级反射或透射波中[34]。 通过调节光栅的参数可以进一步改变光栅的特性, 选取合适的光栅厚度, 在光栅 结构的一端会形成相消干涉, 从而阻止泄漏模里的光从耦合处进入传输波。因此, 几乎所有的能量都集中在反射级, 形成高反射。所有这些效应加起来就是亚波长

- 5 -

光栅具有高反射能力的原因[35]。



图1-4 在第二阻带处的导模共振结构原理分布图

Fig. 1-4 Schematic dispersion plots of a guide-mode resonance structure in the second stop band corresponding to the second-order grating.



图1-5 无底亚波长光栅结构的宽频反射光谱,选取的参数为:  $n_{1H}$ =3.48,  $n_{1L}$ = $n_c$ = $n_s$ =1, f=0.5, \Lambda =1 \mu m,  $d_1$ =0.32 $\mu$ m 和  $n_{eff}$ =2.56

Fig. 1-5 Spectra of a wideband reflection subwavelength grating structure shown in Fig.1-2. ( $n_{1H}$ =3.48,  $n_{1L}$ = $n_c$ = $n_s$ =1, f=0.5,  $\Lambda$ =1 $\mu$ m, d<sub>1</sub>=0.32 $\mu$ m and  $n_{eff}$ =2.56).

下面主要介绍这些亚波长光栅如何获得宽频高反射的性质。最初光栅只可以 产生窄的传输峰和反射峰;然而,正是发现了高频空间光栅,才让获得更宽频光 谱成为可能[36]。从本质上来说,这是由于倏逝波衍射模与泄漏模的重叠,从而 形成了更宽的光谱频带。此外,如果高反射区域的峰值靠得足够近,则会重叠形 成宽频高反射区域。图 1-5 显示了第一次尝试绘出宽频反射镜的传输系数,坐标 刻度用对数表示[32],这突出了由衍射级相互耦合——一对泄漏模产生的低传输 阻带。在图 1-6 中,通过改变光栅的结构使这两个阻带重合在一起能够产生更宽 的反射带,且Δλ/λ>17%, R>99%[32],这种宽频反射器可以被应用到各种激光 器中。

图 1-6 中,在光栅结构底部加上一层薄薄的高指数介质就可以获得 TE<sub>1,1</sub>和 TE<sub>1,0</sub>模式的最大值。从本质上来说,只是增加了光栅波导层的有效指数和厚度。 在这个例子中,没有必要使导模共振效应达到最大效果,只要两个峰值重叠的区 域足够大,就可以得到类似的宽频高反射性能。



图1-6 多晶硅底亚波长光栅的宽频反射光谱(参数同图 1-5)

Fig. 1-6 Spectra of a wideband reflection grating structure adding a Ploy-Si thin film under the grating.

为了获得宽频高反射性,在设计亚波长光栅时,需要将一级衍射模与零级和一级泄漏模相耦合来获得较高的耦合系数,同时也要保持在散射态的零级衍射机制中[33]。此外,即使没有通过公式推导,也可以发现这些性质是依赖于结构参数的设计,无论是入射 TE 波还是 TM 波,都存在这些光学特性。但是,导模共振的光谱位置和阻带位置会随着入射波偏振方向的不同而发生变化。因此,亚波

2016 届硕士研究生学位论文 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究

长光栅结构的反射特性与入射波的偏振也是相关的。

#### 1.2.2 模拟方法

从数学的角度去解释亚波长光栅的反射特性是非常有用的,但是上面所描述 的数学推导过程并不能被有效地用来模拟这些结构。在设计过程中,最关键的是 快速建立结构并准确模拟。在这个过程中,需要解决两个主要问题:首先,如何 能快速描述出光栅结构参数对反射光谱的影响,其次,如何能看出光栅在特定条 件下是如何运作的。下面第一种模拟方法主要是解决第一个问题。

在 1981 年, Moharam 和 Gaylord 第一次将严格耦合波分析法(RCWA)运 用到现代技术中,尤其是光栅中。从而使采用近似理念进行严格准确计算成为了 可能,但是仍需进一步研究[37]。为了获得更高的计算效率,很多专业软件进行 了大幅改革[38-40]。如果不考虑细节,严格耦合波法可以将任意一维周期性结构 近似成几个二元矩形薄层,并且能解决所有随之而来的边界条件。当然,针对二 元的矩形剖面光栅结构,仍可以通过严格耦合波法进行准确计算。在计算过程中, 光栅结构用每一层介质的介电系数傅里叶展开来表示,从而将相位匹配问题转化 为矩阵形式,快速地解决每个衍射级的衍射系数(本质上是能量转移的百分比) [39]。当然,在零级衍射机制中,衍射级系数只是简单地被认为是反射系数 R 和 传输系数 T[41]。

严格耦合波分析法对于亚波长光栅的设计是非常重要的,因为借助这一方法 可以使结构设计在程序中很容易实现,例如在 MATLAB 中可以扫描任意两个参 数得到一个曲面图,用来表示得到的反射系数。在各种各样的应用中,宽频反射 性是光栅结构最重要的品质之一,而同样让人感兴趣的检测参数则是波长范围。 利用严格耦合波法可以很容易地检验出引起宽频特性的具体参数值。在下面图 1-7 中展示了一些例子[42]。如果想要非常直观地看出结构参数对反射光谱的影 响,这些表面曲线图就将变得十分的重要。



# 图1-7 导模共振结构反射光谱;光栅的反射率与(a)占空比和波长的关系以及(b) 与光栅厚度和波长的关系

Fig. 1-7 Reflection coefficient of the guide-mode resonance mirror.(a)The relationship of the reflectivity to the fill factor and wavelength.(b)The relationship of the reflectivity to the thicknesses and wavelength.

正如上面所提到的,研究者期待的第二种模拟方法需要能够快速地模拟出电 磁波与光栅结构相互作用的结果。其最典型的模拟方法之一是时域有限差分法 (FDTD)。这种方法通常被运用到亚波长的光子光栅结构中并且在模拟的时候 能够清楚地看到能量是在哪里传播以及如何传播的。简单来说,用时域有限差分 法进行模拟,会把空间分成几大块并且每一块都由自己独立的介电系数,然后把 时间也分为相同的间隔。通过这两种处理将空间和时间的步长都减小了,从而可 以实现更高分辨的模拟,但同时也增加了计算时间。在模拟过程中,首先要设置 入射光的频率和起始点的方向,然后从这点开始反复解麦克斯韦方程,举个例子 来说,就是先找到该点在 t<sub>0</sub>时的电场条件,然后用这个条件去解 t<sub>0</sub>+0.5 Δt 时的 磁场,接着用解出来的磁场去求解在 t<sub>0</sub>+Δt 时的电场。接着这个过程,并同时 满足结构所给出的边界条件,就可以简单地解出电磁场随时间的传播。这种建模 方法既可以计算出光栅对给定波长的反射能力,也能够确保能量可以在任意复杂 结构中流动。

#### 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究

#### 1.2.3 光栅设计方法

上面已经从理论上介绍了亚波长光栅反射特性的形成原因和结构模拟方法, 接下来需要解决的问题是如何设计光栅。利用严格耦合波法不仅可以快速有效地 计算出一定参数范围内的反射系数,而且在大多数设计算法中起到关键的作用。 在大多数情况下,物质都已经被选定,只需要研究结构的具体参数来确定光栅结 构的物理形状。因为光谱的范围和位置取决于光栅的物理尺寸,最简单的方法就 是将亚波长光栅结构的参数以一定比例扩大或缩小,则所得到的反射光谱也跟着 扩大或缩小相同的倍数,在图 2-4 中可以明显看出这种功能。图中显示当将光栅 的波长扩大 6.5 倍时,计算得到的反射弧线形状仍然是相同的,只有光谱位置发 生了改变[43]。



图1-8 严格耦合波分析法计算模拟出两种不同光栅结构的反射光谱 Fig. 1-8 Simulation of the reflectivity of two different grating structure with RCWA.

这种方法的主要局限性是如果想要中心波长有较大的变化,只改变光栅的物 理尺寸是无法实现的。除此之外,这种方法可能更倾向于特定的应用,比如,从 低反射系数光谱变成宽频反射光谱。这种设计方法不能考虑到所有的优化方式, 当然,光栅设计的最大挑战是对光栅有特定的要求。为此,有几篇文章提出 了用计算机程序算法进行反复改进。所有的此类算法,从本质上可以归纳为先定 义一些数学度量标准来衡量衍射光栅的品质,然后再确定参数的范围和边界条件。 其中两个改进过的设计程序是遗传算法和粒子群优化技术[44-45]。

Tibuleac和 Magnusson 设计的遗传算法程序是先设置一组离散波长和一组折射率供从中选择,然后输入期望得到的反应。接着给出合理的边界条件,用严格耦合波分析法搜索剩下的光栅参数并对每个"价值函数"进行计算,公式定义为:

$$MF = \left[\frac{1}{M}\sum_{i=1}^{M}\omega_i \left| DE_{GA,i} - DE_{ref,i} \right|^n \right]^{1/n}$$
(1.6)

公式中, *DE<sub>GA,i</sub>*在遗传算法中表示在波长指数为 i 处的衍射系数, *DE<sub>ref,i</sub>*表示参考数据点中的衍射系数。M 表示算法中提供的参考数据点的总数。从本质上来说,这个算法计算了参数范围内的所有可能性,将返回的最小函数值作为最优设计[44]。

粒子群优化法是近来提出的迭代计算机算法。和遗传算法比较相似,程序自 己定义一个值用来衡量设计品质,这个值叫作适合因子(FF),被定义为,

$$FF = \left[\frac{1}{M}\sum_{\lambda i} \left[R_{desired}(\lambda) - R_{design}(\lambda)\right]\right]^{1/2}$$
(1.7)

公式中, M 是参考集合中数据点总数。和遗传算法不同的是, 粒子群优化 算法中首先生成一个"粒子"集合, 包含指定范围内的所有参数。每个粒子给定 一随意的"速度", 即不同物理量的变化速度。在每个迭代阶段, 测量各个粒子的 FF 值然后再通过改变它的速度来改变它的FF 值同时也成功地改变了其他粒子的 FF 值。当其中一个粒子已经接近最优值, 那么剩余的粒子会快速变成这个速度 值, 从而使整个集"群"达到最优值[45]。

这两个迭代算法设计,最吸引人的一个特性是能够定义最优值或合适值去包含应用所需的所有约束条件。对于亚波长光栅的基本应用,简单地缩放结构比例或者用严格耦合波分析法作出的曲面图对现有结构进行微调是十分有用的。但是对于更加专业化的结构或者寻求新的设计时,利用这些迭代的计算程序则显得十分重要。

#### 1.3 亚波长光栅的应用

#### 1.3.1 垂直于表面的宽频反射器

宽频反射器具有非常好的反射性能,因此被广泛应用于光电设备中,如半导体反射器,光学滤波器以及可调光设备。金属反射器具有很宽的反射频带,但是由于金属的强吸收损耗,大部分的金属反射器的反射率很难超过99%。这些反射器也不能应用于传输设备。分布布拉格反射镜(DBR)由多层介电物质交替组成且折射率呈周期性变化,它被广泛应用于表面发射激光器中,作为高反射镜。然而,由于在模拟材料体系中可用的指数对比比较小,要想在一对DBR中获得高反射率,必然会引起更多的挑战。

在 2004 年, 亚波长高对比度光栅第一次被提出用来作为表面宽频带高反射 镜[43]。在这个结构中,用 Si 作为高指数材料, air 和 SiO<sub>2</sub> 作为低指数材料,然 后将 Si 晶体放在绝缘体上进行制造。严格耦合波分析法和时域有限差分法这两 种方法被提出对这种光栅结构进行理论计算模拟[37,46]。通过这两种方法的计 算,得到了一个超宽频(Δλ/λ ~ 35%)高反射率(>99%)光谱。同年,通过实验证明 了一个 Si/SiO<sub>2</sub> 的高对比度光栅结构能够获得宽频的高反射性(1.12-1.62μm)。

通常,高对比度亚波长光栅对 TM 偏振波(电场方向垂直于光栅条的方向) 或者 TE 偏振波(电场方向平行于光栅条方向)有很强的反射性[47],反射率相 当于40对GaAs/AlAs分布布拉格反射镜。在图1-9(a)和(b)中分别展示了TM-HCG 和 TE-HCG 两种结构。这两个光栅的波长设为 850nm,是由周期性的 Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As (高指数材料)光栅条被空气(低指数材料)包围所构成[48]。对于 TM-HCG, 结构参数为:周期(Λ)=380nm,间距(a)=130nm,厚度(t)=235nm。对于 TE-HCG,周期(Λ)=620nm,间距(a)=400nm,厚度(t)=140nm。除了用 Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As/air 制成的光栅可以作为宽频反射镜,几乎所有由高对比度材料制成 的结构都具有这样的功能,例如 Si/air/SiO<sub>2</sub>,GaAs/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,GaN/air 和 ZnSe/CaF<sub>2</sub> 等。通常,指数对比越大,高反射频带就越宽。

- 12 -



图1-9 (a) TM-HCG 和 (b) TE-HCG 的结构原理图

(a)

(b)

Fig. 1-9 Schematic of (a)TM polarized HCG and (b) TE polarized HCG.

用严格耦合波分析法计算出的 TM-HCG 和 TE-HCG 反射光谱如图 1-10 所示, 分别用绿色实线和红色虚线表示。从图中明显看出当电场在一个方向上的反射率 (>99.5%)达到最高,另一个反而更低。这说明光栅结构的反射性能对光场偏振有 很强的依赖性[48]。这一性质可以应用于需要进行偏振选择的光学设备中,例如 表面发射激光器。



图1-10 (a) TE-HCG 和(b)TM-HCG 在 x 方向(蓝色实线)和 y 方向(红色虚线) 的电场反射光谱



下面简单地对高反射性能的物理基理进行解释。由于材料指数的高对比度和 边界条件的匹配,入射的平面波子进入光栅结构后会立即激发平面内的谐振波。 这些谐振波以不同的速度在结构内传播(在z方向上)并且在光栅的后面端口处 的平均能量为0。这些谐振波不能和平面波模在光栅后面端口外部区域耦合,也 就是说没有传输波被激发。因此,反射率几乎达到100%。值得注意的是,对于 同样的中心波长,TE-HCG的结构比TM-HCG更薄[49]。这主要是因为前者结构 的折射率要更大,只要通过简单地设置边界条件以及电场和位移场的空间比重就 可以进行计算模拟[50]。

高对比度光栅另一个需要注意但并不突出的性质是它们可以伸缩波长范围。 只要将光栅结构尺寸乘以一个常数,然后保持其他参数不变,只要折射率改变不 大,就会以同样的比例伸缩光栅的波长范围[43]。因为许多材料的折射率是一样 的,所以可以利用这一特点根据波长的不同需求对光栅结构的材料进行优化。





图1-11 严格耦合波法计算得出的 HCG 反射光谱以及对应的 Fano 共振公式的线 形拟合结果

Fig. 1-11 Reflectivity spectrum of HCG with RCWA shown and the fitted

Fano-resonance line shap.

通过选择合适的结构参数也可以将高对比度亚波长光栅设计成窄频反射器 或高 Q 值谐振器,例如光栅前后端口处在 z 方向的平均能量为零。在这里提出 了一个波长为 1550nm 的窄频反射器。光栅采用的高指数材料是 Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As,折 射率为 n=3.0789,低指数材料是空气,折射率 n=1。用一束 TE 偏振光射入光栅。 结构参数为周期(Λ)=812nm,厚度(t)=625nm,占空比(η)=64%。假定光 栅的周期是无限的。用 RCWA 对计算出光栅的反射光谱如图 1-11 所示[48]。从图 中可以看出反射光谱差不多是一条非对称的线形,反射率从 0 变化到 1 时,只经 过了非常窄的波长范围。

把这种非对称共振叫作 Fano 共振。这是入射波与光栅平面内共振波相干的结果。Q值共振通过拟合反射光谱得到 Fano 共振等式[51]:

$$R = \frac{r^{2}(\omega - \omega_{0})^{2} + t^{2}(1/\tau)^{2} - 2rt(\omega - \omega_{0})(1/\tau)}{(\omega - \omega_{0})^{2} + (1/\tau)^{2}}$$
(1-8)

公式中, $\omega_0$ 和 $\tau$ 是中心频率和共振周期,r和t是折射率和厚度与HCG 层都相同的均匀板的电场反射率和透射率。共振Q值可以通过公式Q= $\omega_0 \tau$ 进行计算。图 1-11 中的红线表示根据公式(1-8) 拟合的 Fano 共振曲线。提取的Q值要高于 500000。

## 1.3.3 斜角反射器

前面讨论的光栅设计应用都是光垂直于表面入射的。但也有许多宽频反射器 的应用中,需要光斜入射到结构表面。在这里提出一种光栅结构进行优化作为小 倾斜角反射器。



图1-12 光斜入射的 HCG 结构原理图

Fig. 1-12 Schematic of a HCG with oblique incident light.

图 1-12 中展示了光斜入射的光栅结构图。θ 和 ψ 是两个入射特征角度,都 可以用来表示入射角。θ 和 ψ 分别是入射角与 y-z 平面和 x-z 平面之间的夹角。 对于特定的 θ 和 ψ,可以通过用严格耦合波法对光栅的参数大小进行优化从而获 得高反射率。对于小角度入射的光栅反射器在[52]由更加具体的解释。



图1-13 TE 偏振波得到的反射光谱,其参数为光栅周期(Λ)=665nm,厚度(t)
 =410nm,占空比(η)=46%,入射θ=3°和ψ=0°

Fig. 1-13 Reflectivity spectrum of HCG with grating period ( $\Lambda$ )=665nm, thickness(t)=410nm, duty cycle( $\eta$ )=46%, for $\theta$ =3°  $\pi \psi$ =0°TE-polarized light.

这里的光栅结构是通过微调 θ 和 ψ 来进行优化。光栅采用的高指数材料折射 率为 3.6,低指数材料折射率为 1,入射 θ=3°和 ψ=0°的 TE 偏振波,且光栅的参 数为周期 (Λ) =665nm,厚度 (t) =410nm,占空比 (η) =46%。用严格耦合波 法模拟得到的反射光谱如图 1-13 所示。从图中可以看到光谱呈现宽频(~500nm), 高反射率(>99%)。除了入射 TE 偏振波,也可以通过调节合适的参数使 TM-HCG 也得到宽频高反射率光谱。

为了研究在入射波长为 1550nm 时反射率与入射角之间的关系,我们对入射 角 θ 和 ψ 进行扫描,然后计算光栅的反射率,如图 1-14 所示[52]。通过模拟计算 发现,斜入射的高对比度光栅结构也可以在一个宽范围的 θ 和 ψ 内获得高反射率

- 16 -

(>99.99%)。



图1-14 入射波长为 1550nm 时反射率与入射角之间的关系

Fig. 1-14 Reflectivity of HCG for 1550nm TE-polarized light when  $\theta$  and  $\psi$  are scanned.

## 1.4 论文的主要研究内容

这篇论文主要介绍了亚波长高对比度光栅的结构设计和应用。通过严格耦合 波法和时域有限差分法对光栅结构的反射光谱和电场分布进行计算模拟,然后根 据模拟结果选择合适的参数,得到想要的结构设计。

第一章主要介绍了亚波长光栅的研究背景,以及研究这种结构所采用的计算 模拟方法和设计方案,最后还对一些比较常见的应用进行了简单介绍。

第二章主要设计了一个弧形高对比度亚波长光栅结构,利用这个结构形成的 聚焦光来囚禁原子。用严格耦合波法和时域有限差分法对光栅结构的反射性和电 场分布进行计算模拟,结果发现这种光栅结构具有非常好的聚焦效果,在焦点处 光场几乎增强了100倍。接着从范德瓦耳斯势和光子散射速率等方面进行计算讨 论方案的可行性。

第三章提出了用两个完全相同的平面高对比度亚波长介质光栅构成一个光 学腔,采用时域有限差分法对其光场分布进行计算,结果发现当从腔的底部垂直

- 17 -

入射波长为1064nm的平面波,在腔中会形成相干的驻波场,可以用来沉积中性分子。接着用蒙特卡洛法进行分子沉积模拟,可以明显看出分子沉积图案与驻波场分布十分吻合,同时也具有比较宽的分辨率。

第四章主要是对所做工作进行一个总结,以及对后续工作的展望。

# 第2章 采用弧形的光栅反射器作为微光阱用来囚禁原子

# 2.1 引言

光聚焦和电磁波被广泛应用于各种元器件中,例如,各种各样的天线集成的 球形反射器[53-54]和抛物线型金属表面反射器。在光学中,弧形表面可以聚光 [55],在集成光学中,通过调节平面光栅的周期参数可以使光栅产生的波导模进 行耦合聚焦[56]。由于加工困难,弧形聚焦元件一直没有被广泛应用于集成光学 中。然而,已经有人建议将弧形反射光栅应用于集成设备中,例如波长信号分离 器[57]。近年来,光栅已经成为一个非常热门的光学元件,尤其是高对比度亚波 长光栅。这种光栅有一个非常重要的特性,即通过调节光栅的参数来控制反射光 的相位,同时能保持很高的反射率(或者诱射率)。具体地说,可以通过精确调 节光栅的周期或者占空比, 使反射光 (或者透射光) 的相位形成一个抛物线状的 曲线,从而使光栅具有非常好的聚焦效果。最先被提出的具有聚焦功能的光栅结 构是一种由 Si 材料构成的非周期平面光栅结构[58]。随后, 各种各样的平面光栅 结构被提出来研究其聚焦性能[59-64]。正如大家所熟知的,二能级原子在非均匀 的光场中会受到一个光学偶极力, 使它运动[65]。如果平面(或弧面)光栅结构 能够利用反射产生很强的聚焦光场就能提供足够大的阱深用来囚禁冷原子,冷分 子等粒子。因为由聚焦的大的红失谐激光束构成的光学阱对冷原子能够进行有效 地囚禁和操控,所以吸引了很多人去设计一些表面微光阱结构去探究它们在原子 分子和量子光学领域中的潜在应用。

在这一章,我们提出了一个方案,通过设计一个弧形高对比度亚波长光栅的 新型结构产生强聚焦光去囚禁冷原子。在这个方案中,我们首先采用了严格耦合 波法对平面光栅进行计算模拟获得它的反射光谱,来证明亚波长高对比度光栅具 备非常好的反射性以及可调的宽波长频带,其次采用时域有限差分法对所设计的 弧形光栅结构的光场进行模拟,检测其聚焦能力,最后我们以<sup>87</sup>Rb 原子为例, 对其在光场中受到的囚禁势、囚禁力以及在光栅表面的范德瓦耳斯势进行计算来 分析这个方案的可行性。这个由环形介质构成的光栅结构不仅具有很好的聚焦效 果,而且能够保持非常高的反射率。我们方案的最大优点是,光栅结构在焦点处 的光强增强倍数要远远超过平面光栅。

# 2.2 用弧形光栅反射器来囚禁原子的设计方案



图2-1 TM 偏振光垂直入射到高对比度亚波长平面光栅的原理图 Fig. 2-1 Schematic of a planar HCG structure at subwavelength scale under TM-polarized illumination.

我们首先设计一个共振的亚波长光栅结构作为宽频反射器,这个结构是由低 指数材料(空气)围绕着高指数材料(硅)构成,如图 2-1 所示。光栅的参数包 括周期 T,光栅条的宽度 t,占空比 f=t/T 以及光栅的厚度 d。这个结构的光学性 质主要受周期 T 与波长 λ 的比例影响。在短波长机制中(λ ≪ T),这种光栅可 以看作一个衍射光栅。在长波长机制中(λ ≫ T),这种光栅可以作为一个具有有 效折射率的均匀板。然而在亚波长机制中,光栅的光学性质发生了很大的变化, 它会表现出宽频带、高反射率等性质[66-67]。在图 2-2 (a)中,我们用严格耦合 波法计算模拟了当光栅的周期 T=1µm,光栅厚度 d=200nm 时光栅的反射系数与 入射波长 λ 以及光栅条宽度 t 之间的关系。在图中,可以看到几个明显的边界, 这说明光栅的性质随着光栅条的宽度 t 与波长 λ 的变化发生急剧的改变。除此之 外,光栅的反射系数也受光栅厚度 d 的影响。为了获得更高的反射率,我们需要 选择合适的光栅厚度,使入射光在光栅出口平面处发生相消干涉,这样可以防止 光的透射[68]。



图2-2 严格耦合波分析法计算得到的光栅反射系数分布图,(a)中 Si 条宽度的 扫描范围为 0.05µm 到 0.8µm,波长的扫描范围为 1.2µm 到 2.0µm;(b)中光栅 的反射系数分布图,Si 条厚度的扫描范围为 0.05µm 到 0.5µm,波长的扫描范围 为 1.2µm 到 2.0µm

Fig. 2-2 (a) The reflectivity distributions calculated by RCWA methods for the Si-bar width t from 0.05  $\mu$ m to 0.8  $\mu$ m and wavelength from 1.2  $\mu$ m to 2.0  $\mu$ m.(b) The reflectivity distributions for the Si-bar thickness d from 0.05  $\mu$ m to 0.5  $\mu$ m and wavelength from 1.2  $\mu$ m to 2.0  $\mu$ m.

在图 2-2(b)中显示了当光栅的周期 T=1µm, t=250nm 时,反射系数与光

栅的厚度 d 与入射波长 λ 的关系。从图中可以明显看到一个 S 形的高反射区域, 并且在很宽的波长范围内,反射系数都几乎接近 1.0。图 2-3 中可以看出在波长 从 1.3μm 到 1.6μm,它的反射系数要高于 90%,其对应的反射相位覆盖了整个相 位 (0 到 2π)。



图2-3 光栅周期 T=1 μm, Si 条宽度 t=0.2 μm 和厚度 d=0.25 μm 时的计算出的反射系数和反射相位图

Fig. 2-3 Reflection coefficient and phase for a strictly periodic Si grating with T=1  $\mu$ m, t=0.2  $\mu$ m and d=0.25  $\mu$ m.

通过上面的计算模拟可以看出一维的平面光栅反射器有着高反射率和宽频带的特点,这种特点也可以延伸到二维的曲面光栅结构中,用一束平面波垂直入射到光栅曲面,会明显看到反射光的聚焦现象。通常平面光栅结构主要是通过调节结构参数,使光栅的反射相位构成一个抛物线形并保持较高的反射率,从而达到聚焦的效果。而我们设计的这个光栅结构的曲面就是一个抛物线的形状,再利用亚波长光栅高反射性的特点,很容易就可以达到聚光的效果。我们设计的二维环形介质光栅结构如图 2-4 所示。其中,光栅表面的几何形状用公式表示为:

$$x + \sqrt{x^2 + y^2} = 2L \tag{2-1}$$

在公式(2-1)中,L 表示焦距,焦点为坐标原点。根据结构原理图可以得到入 射光从入射点到焦点处的空间相差公式为:

- 22 -

基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究

$$\Delta \phi(x) = \phi(x) - \phi(0) = \frac{2\pi n_F}{\lambda} \left( \sqrt{x^2 + y^2} + x + H - L \right)$$
(2-2)

公式中 λ 是入射波长, L 是焦距, n<sub>F</sub>是介质的折射率, H 是入射波前到弧形光栅 底部的距离。根据公式(2-2) 作Δφ(x)与坐标 y 的关系图, 如图 2-5 所示。从图 中可以看出当入射波长 λ =1.55μm, 焦距 L=10.5μm 时,弧形反射器在焦点处的 空间反射相差相同,因此反射光在焦点处会发生相干干涉,从而光场在焦点处被 增强。



图2-4 二维高对比度亚波长环形聚焦反射器的结构原理图

#### Fig. 2-4 Schematic of a 2D HCG focusing dielectric-ring reflector.

环形光栅反射得到的光场空间分布可以通过解麦克斯韦方程求得。在这里我 们采用了一个有限元软件,利用这个软件对环形光栅进行求解麦克斯韦方程,从 而得到空间光场分布。光栅沿 x 方向是对称的,因此电场可以用下面的波动方程 表示:

$$[\nabla^2 + n^2 k^2] \overrightarrow{E_t}(y, z) = \beta^2 \overrightarrow{E_t}(y, z)$$
(2-3)

在等式中, $\vec{E_t}(y,z)$ 是电场的横向分量,n是反射率,k是波数, $\beta$ 是传播常数。





Fig. 2-5 Reflection phase-difference for focal length L=10.5  $\mu$ m.



图2-6 二维光学阱结构囚禁原子的原理图

Fig. 2-6 Schematic of a 2D strong optical focusing confinement for atoms.

为了便于集成原子芯片,在环形光栅结构的基础上加了一个深度为 2.88µm 的 SiO<sub>2</sub> 底,如图 2-6 所示。





图2-7 当用平面波入射到弧形光栅上时,在(a) xy 和(b) yz 平面内的二维光场分布

Fig. 2-7 2D intensity distribution of the focused beam on the (a) xy and (b) yz plane when plane waves illuminate from the curved Si-grating side.

用时域有限差分法对光栅结构进行计算模拟得到的光场分布如图 2-7(a)和

(b) 所示。图 2-8 (a) 和 (b) 分别展示了在 xy 平面 (z=0) 上和焦平面 (yz 平面, x=0) 上的光场强度分布,这两幅图都显示了这种环形光栅结构具有非常 强的聚焦能力。在焦平面上,光强分布的半高宽为 0.849µm。最显著的特点是, 在焦点处的光场强度相比于入射光增强了 100 多倍。这种弧形光栅结构利用反射 光形成非常强的聚焦光场,足以提供囚禁冷原子,冷分子等粒子的阱深。



图2-8 (a)和(b)分别是图 2-7(a)和(b)中沿 x 轴和 y 轴进行的数值拟合 Fig. 2-8 Data simulation for Figure 2-7(a) and (b).

# 2.3 方案可行性及讨论

# 2.3.1 光学势和偶极力





图2-9 <sup>87</sup>Rb 原子在激光场中受到的沿 y 方向的(a)阱深和(b)偶极力 Fig. 2-9 (a) Potential depth and (b) dipole force that <sup>87</sup>Rb atoms in the laser field suffering from along the y direction.

当一个中性原子被放入激光场中,它会和电场 E 相互作用,产生一个偶极势,表示为[65]:

基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \boldsymbol{p} \boldsymbol{E} \rangle = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} R \boldsymbol{e}(\alpha) \boldsymbol{I}$$
(2-4)

$$F_{dip}(r) = -\nabla U_{dip}(r) = \frac{1}{2\varepsilon_0 c} Re(\alpha) \nabla I(r)$$
(2-5)

公式中 $\alpha$ 是原子极化率, **p** 是偶极矩, 光场强度为I = 2 $\epsilon_0 c |E|^2$ 。偶极力是对 偶极势求梯度,这是一个保守力,并且正比于场强梯度。当光场为红失谐,原子 会被吸引到光场最强的地方。因此原子能够被囚禁在红失谐焦点处。以<sup>87</sup>Rb 为 例,设定激光参数: P=100mW,  $\omega_0$  = 20 $\mu$ m,通过公式(2-4)和(2-5)可以计 算出原子受到的囚禁势和偶极力,如图 2-9 所示。从图像上可以看出囚禁 Rb 原 子的最大阱深为  $W(y)_{max}$ =1.14 mK,足够囚禁来自温度为 120 $\mu$ K 的<sup>87</sup>Rb 磁光阱中 的冷原子,受到的最大偶极力  $F(y)_{max}$ = 2.8×10<sup>-23</sup> N,这至少是<sup>87</sup>Rb 原子重力的 20 倍。这表明偶极力是足够平衡原子受到的重力作用。

#### 2.3.2 散射速率

当激光频率远离于共振频率,由于红失谐激光场中的自发散射,热效应将成为原子损失的主要原因。为了能够定量计算原子阱的效率,我们需要对原子的散射速率进行计算。因此,在这里以<sup>87</sup>Rb原子为例,散射速率用Γ<sub>sc</sub>表示,在偶极阱中的原子散射速率公式可以表示为[65]:

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\hbar \varepsilon_0 c} \operatorname{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_0^3} (\frac{\omega}{\omega_0})^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(\mathbf{r})$$
(2-6)

公式中 c 是光速, ω<sub>0</sub>是共振频率, ħ为普朗克常数, Γ是阻尼速度。通过公式(2-6) 可以计算出<sup>87</sup>Rb 原子的散射速率,如图 2-10 所示。从图中可以看出,散射速率 的最大值约为 1,也就是说,散射速率对原子损失的贡献非常小。



图2-10 P=100mW 和  $\omega_0$ =20µm 时的 <sup>87</sup>Rb 在偶极阱中的散射速率 Fig. 2-10 The scattering rate for <sup>87</sup>Rb in the optical trap when P=100mW and  $\omega_0$ =20µm.

#### 2.3.3 表面范德瓦尔斯势

对于几微米大小的结构,当囚禁的原子靠近介质表面,那么原子和结构表面 介质的相互作用将不能被忽略。范德瓦尔斯势可能会改变阱深。为了对这一影响 进行定量分析,我们采用了一个 Lennard-Jones 势作一个近似,用公式表示为[69]: 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究

$$V_{vdw} = -\frac{c_3}{d^3}$$
(2-7)

$$c_3 = \frac{3}{16} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \lambda^3 \hbar \Gamma$$
(2-8)

公式中 $\varepsilon_r$ 是表面相对介电常数,  $\lambda$ =1550 nm 和 $\Gamma/2\pi$ =6MHz 是波长和从 (Rb) 基态 跃迁的主要线宽。对于金属或者高指数介质,比如硅,系数( $\varepsilon_r$ -1)/( $\varepsilon_r$ +1)约等 于1。对于介质硅来说,可以求得 $c_3$ = 2.5×10<sup>-48</sup>Jm<sup>3</sup>。通过公式 (2-6),我们计 算得到环形光栅的表面范德瓦尔斯势,如图 2-11 所示。从图中可以看出结构的 表面范德瓦尔斯势对囚禁中性原子几乎没有影响,这有利于构成一个稳定的偶极 阱。



图2-11 原子在焦点处受到的范德瓦尔斯势

Fig. 2-11 The van der Waals potential for an atom located in the focal point.

#### 2.3.4 采用微光阱列阵集成一个介质芯片

原子芯片有望成为一种新型的量子信息科学平台。它们包含了两个优势,第 一,中性原子与周围的物质有很弱的耦合作用并伴随着较长的相干时间。第二, 能够使使固态系统进行紧密、大规模集成。此外,原子芯片能够被用来实现中性 冷原子的单模波导和德布罗意波包的相干量子操控。

二维的弧形光栅反射器不仅具有很高的反射性和可调节的宽波频带,而且能

2016 届硕士研究生学位论文 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究 够获得非常好的聚焦能力。图 2-12 展示了一个由微光阱列阵集成的原子芯片结 构图。从磁光阱中释放出来的超冷 Rb 原子云可以被囚禁在原子芯片上方 10.5µm 处的焦平面上。当冷原子被加载进二维的偶极阱列阵中,将形成一个新型的二维 光学晶格,并且晶格常数可以被调节,这类似于一个二维持续波的光学晶格。但 是其晶格常数能够被调节的远大于持续波形成的光学晶格。这样的微光阱列阵也 可以用来囚禁介质球,金属颗粒和一些细胞等[70]。



图2-12 弧形光栅反射器构成的微光阱列阵结构原理图

Fig. 2-12 Schematic diagram of the microtrap array of the curved grating reflector.

此外,我们把设计的弧形光栅反射器的聚焦能力与一个全 Si 的抛物线型表 面反射器的聚焦能力进行了比较,发现全 Si 反射器具有同样强的聚焦效果,而 且在焦点处的光强要比弧形光栅反射器强 40%左右。但是通过反应粒子深度刻蚀 技术加工制作抛物线型表面的全 Si 反射器要比弧形光栅结构困难的多。因此这 种弧形光栅反射器是一种更高效地聚光设备。

## 2.4 本章小结

在本章中,我们提出了一种新型的弧形光栅反射器,利用其聚焦光来囚禁冷 原子。通过我们对光栅作出的一系列计算模拟和理论分析表明这种弧形光栅结构 不仅具有很高的反射性能和可调节的宽波长频带,而且也具备高效地聚焦能力。 当入射波长为1.55μm的偏振波后,光栅反射器会形成一个聚焦区域,焦距约为 10.5μm。这种弧形光栅反射器利用反射光形成的强聚焦光场能够产生足够大的囚 禁势,囚禁温度为120μK 的<sup>87</sup>Rb 磁光阱中释放出的冷原子,并且在偶极阱中的 2016 届硕士研究生学位论文 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究 光子最大散射速率要低于 1/s。我们的方案可以被用来构造各种各样的表面微光 结构,用来囚禁冷原子。此外,构成的微阱列阵也能够用来操作控制冷分子或者 显微镜下的粒子,例如介质球、金属颗粒和活细胞等。

# 第3章 采用周期平面介质光栅腔的分子光学沉积的理论研究 3.1 引言

在 20 世纪 90 年代初,共振效应首次被证明存在于介质光栅中[10],这一发 现被广泛应用于自由空间光学滤波器[71]和传感器[72]等。这种共振效应通常发 生于亚波长光栅中,主要是因为光栅的一级衍射模并不是自由传输光而是囚禁在 介质层中的导波。这个囚禁波被散射进零级衍射并与入射光发生相干干涉,对传 输光和反射光产生了明显的调谐作用。当使用高对比度光栅时,这个导波将被迅 速散射进零级衍射而不向两侧传播。在这种情况下,可以将这种光栅看成一个耦 合共振系统,每个高指数凹槽看成一个有损耗的腔。在这种高对比度亚波长光栅 中,能够观察到宽频带的传输或反射光谱,因此它们可以被应用于新型的高反射 镜[73]。最近,亚波长光栅反射镜已经被用来代替垂直腔表面发射激光器顶部的 介质栈组[28]和新型的微机电系统设备[74]中。相比于介质栈组,这种光栅结构 除了更简洁、便宜,还具有新的光学特性,例如偏振控制等。

本章中,我们提出了一个方案,用两个完全相同的平面亚波长高对比度光栅 组合成的光学腔产生驻波光场去沉积分子。在方案中,我们首先设计了一个平面 亚波长高对比度光栅结构,通过对结构参数的设计来有效地控制反射光束的相位, 同时又可以保持着高反射性。随后,我们将两个完全相同的平面光栅构成一个光 学腔,通过有限元软件对这个光学腔进行计算模拟,得到了一个稳定的驻波场分 布。将中性分子束射入驻波场中,分子会受到一个光学偶极力作用,这个力正比 于光强的空间梯度。最后通过用蒙特卡洛法进行分子沉积模拟发现分子的轨迹与 模拟得到的驻波场分布是十分吻合的。

#### 3.2 光学腔设计与计算模拟

为了解释亚波长光栅理论,光栅内部的电磁场分布既不能被近似(在深度亚 波长机制中)也不能被忽略(在衍射机制中)。可以完全采用严格耦合波理论来 解释亚波长光栅机制,但其中涉及大量的数学公式。为了简化数学计算,一种耦 合布洛赫模式的近似分析法被提出。然而,由于包含了太多条件,要想得到一个

- 33 -

2016 届硕士研究生学位论文 基于亚波长光栅结构的原子分子表面光囚禁的理论研究 简单直观的物理理论去解释文献中的现象并不容易。最近,有人提出了一种简单 的分析公式其解释宽频反射和共振。共振现象是两列垂直于表面的波导模(源于 光栅材料指数急剧的对比)发生相干干涉产生的,反之,宽频反射则是由于相消 干涉。



#### 图3-1 玻璃底上的 Si 光栅结构图

Fig. 3-1 Schematic diagram of a Si grating on a glass substrate.

我们首先提出了一种亚波长光栅结构,如图 3-1,用硅制成 11 个光栅条,放 置在二氧化硅衬底上,整个装置位于真空中,光栅条的宽度为 a<sub>i</sub>,光栅槽的宽度 为 b<sub>i</sub>, a<sub>i</sub>=a-(i-1)Δ,i=1、2、3……,b<sub>i</sub>=b+(i-1)Δ,i=1、2、3……,光栅的周期为 T=a<sub>i</sub>+b<sub>i</sub>=a+b,光栅的占空比 f=a/T,光栅的厚度为 d。这种结构的性质主要依赖 于周期 T 与波长 λ 的比例和占空比 f。当波长 λ 远小于周期 T 时,光栅相当于一 个衍射光栅。当波长 λ 远大于周期 T 时,光栅就相当于一块高折射率的均匀平面 板。但是,当波长 λ 与周期 T 接近时,光栅的性质发生了急剧的变化,能够呈现 宽频高反射性质。当然,光栅的占空比 f 对光栅的性质同样也有着重要的影响, 当局部的调节光栅的占空比 f 可以使光栅的反射相位随位置呈抛物线分布,从而 使光栅具有聚焦功能。我们用有限元软件对这个结构进行计算模拟,用一束波长 λ=1064nm 的平面波从光栅顶部垂直入射,从而得到它的光场空间分布,如图 3-2 (a)所示。从图中可以看出入射光经光栅反射后,出现了明显的会聚现象,形 所示,驻波场相对于入射光场增强了4倍左右。



图3-2 平面光栅的(a)二维光强分布以及(b)在 x=0 处的一维光强分布 Fig. 3-2 (a)The calculated 2D light intensity distribution reflected by a flat grating mirror;(b) the 1D intensity distribution at x=0.



图3-3 光学腔的结构原理图

Fig. 3-3 Schematic diagram of the cavity design.



图3-4 入射波长为 1064nm 时的光学腔的二维光强分布

Fig. 3-4 2D intensity distribution of  $|E|^2$  at 1064nm for a cavity.

通过对上述单个平面光栅结构进行计算模拟发现入射光垂直于表面入射后, 经反射会形成驻波光场。在此基础上我们采用两个相同的上述光栅结构组成一个 光学腔,如图 3-3 所示,当用一束平面波垂直入射到光栅上后,经光栅透射至光 学腔内,再经亚波长结构的共振腔对光的相位调制,最终会在腔内形成特殊的共 振条纹,即进入腔内的能量聚焦在共振条纹上。



图3-5 (a)当 x=0 时, 沿 y 轴的光强分布; (b)当 y=0 时, 沿 x 轴的光强分布 Fig. 3-5 (a) |E<sub>x</sub>|<sup>2</sup> distribution along the y axis at x=0; (b) |E<sub>y</sub>|<sup>2</sup> distribution along the x axis at y=0.

我们选取 a=196nm, b=232nm, Δ=20nm, 通过有限元软件对光学腔进行计 算模拟,得到相应的光场分布如图 3-4 所示。从图中可以看到 λ=1064nm 的入射 光经过共振腔发生共振,产生了三条共振条纹,且每条共振条纹的光强都很相似, 中间的条纹相对稍微强一点,光强最大处的强度大约是入射光强的 30 倍。每个 条纹的 x 方向长度大约为 1500nm, y 轴方向的宽度大约为 500nm。腔中的共振

- 37 -

条纹处于腔的中心,两侧的光强较弱,入射进入到腔中的能量基本上都积聚在了 条纹上了。我们对 x=0 时沿 y 轴的光强分布进行数据拟合如图 3-5(a)所示,图中 出现了明显的聚焦效果,形成了稳定的驻波;图 3-5(b)显示了当 y=0 时,沿 x 轴 的光强分布,它的半高宽为 0.904um。

## 3.3 模拟结果分析

在用有限元软件模拟光场分布的过程中,如果适当地减小参数 a,会发现共振条纹的形状在慢慢地变小,且条纹的强度也趋向减小,最后共振腔中的条纹从一列变成为两列;而在增大Δ的过程中,同样会发现共振条纹形状在变小,并且强度也在减小。假设 3 个条纹最大值的平均值为[E]<sup>2</sup>,保持 a+b 的值不变,光场强度[E]<sup>2</sup>随着 a 发生的变化如图 3-6。从图中可以看出,最大光场强度处于 a=196nm 处,它两侧的最大光强分别趋向减小。同样改变Δ值的大小,也会使光场强度发生变化,从图中得出在 Δ=20nm 附近, [E]<sup>2</sup>可以取到最佳值,它的两侧同样也是相应的减小。



图3-6 光学腔中驻波 $E|^2$ 与 a 和  $\Delta$  的关系

Fig. 3-6 The  $E^2$  inside the standing-wave cavity for various a and delta.

当改变两个光栅之间的距离时,我们可以发现,随着距离的增加,共振条纹 也在增加,但是最大光强是先逐渐变强后逐渐变弱,而条纹形状逐渐变地扁长,

- 38 -

如图 3-7 所示。但并不是任意的距离都能够形成较清晰的共振条纹,只有到了相 对优化值附近才会出现清晰条纹。当距离值处于两个相邻最优值之间的时候,微 结构腔中的光场分布并不是十分的美观,光场分布图会很杂乱.当取到优化解的 时候,如图4中所示,我们可以看到[E]<sup>2</sup>与条纹数之间的关系,当条纹数较小(N<2) 时,E]<sup>2</sup>也较小,并且从模拟结果来看条纹形状也不是很清晰,条纹周围的衍射 光场也比较杂乱。当条纹数 N=3 的时候,[E]<sup>2</sup>取到最大值,此时的共振条纹呈现 出较为清楚的形状,条纹周围的衍射光场也相对最弱。当继续增加两个光栅之间 的距离时,可以看到出现了更多的条纹数,但是每条共振条纹的光强在随之减小. 并且随着相对距离的增加,条纹形状变得较为扁长。



图3-7 光学腔中驻波光强最大值与驻波数的关系



# 3.4 表面分子沉积讨论

分子束以一定的速度进入到非均匀光场中,会受到光学偶极力的作用,改 变原有的运动状态,而且运动轨迹会受光场分布的影响,沉积的图案与光场分布 大致吻合。这样我们就可以通过改变光场分布来调节分子沉积图案。分子在红失

- 39 -

谐光场中受到的电势能为U(x,y) =  $-\alpha I(x,y)/(2c\varepsilon_0)$ ,  $\alpha$ 表示分子平均极化率,  $\varepsilon_0$ 表示真空介电常数, c 表示真空中的光速[75]。而受到的分子偶极力大小由  $\vec{F}(x,y) = -\nabla U(x,y)$ 决定,方向指向波腹。分子沉积模拟就类似于在几何光学中 对分子进行光操控一样,在这里我们用微腔结构产生的光场来控制分子运动轨 迹。



图3-8 分子束射入光学腔中的示意图

Fig. 3-8 Schematic diagram of a molecular beam entering the optical cavity.

在该方案中,我们采用 Monte Carlo 方法来研究分子沉积的动力学过程。假 定每个分子轨迹可以单独处理,分子的初始状态服从一定的统计分布,最终大量 分子沉积分布就是大量单分子轨迹的统计结果。在这个方案中我们采用低速 C<sub>60</sub> 分子,分子的纵向速度分布大致为65m/s±20m/s,横向发散角 θ=10mrad.假定 分子的横向、纵向分布服从高斯分布。所采用的入射光强的大小为*I*<sub>0</sub>=7× 10<sup>8</sup>*W*/*cm*<sup>2</sup>、波长λ = 1064nm的光源,来自常用的 YAG 激光器。然后将一束分 子落入腔中,如图 3-8 所示。图 3-9(a) 描述的是分子在光学偶极力的作用下,分 子下落的运动轨迹.可以看到处于光强较大处的粒子数较多.我们再来模拟当大量 分子落入该光场中时,分子在腔内的粒子分布。图 3-9(b)表示分子最终的沉积图 样。从图中我们可以看到大部分分子沉积在光强最大的区域,但是由于分子具有 一定的初始横向分布,导致在波腹两侧也有一定的数目的分子。图 3-9(c)、和(d) 是对应的统计归一化分布图。从 y 轴上的分布可以看出,沉积分子线几乎是平行的,周期大约为 550nm,半高全宽为 44nm。



图3-9 (a) 少量和(b) 大量分子进入腔内模拟得到的空间沉积图案; (c) 和 (d) 分别是对应图 b 中沿 x 轴和 y 轴的分子沉积归一化分布

Fig. 3-9 When (a) a small molecules or (b) a large number of molecules enter the cavity, the simulated spatial distribution of the deposited molecules; (c) the normalized flux distribution of the deposited molecules in the x direction; (d) the normalized flux distribution of the deposited molecules in the y direction.

# 3.5 本章小结

在这章中我们主要提出了用两个完全相同的高对比度亚波长光栅结构形成 一个光学腔,采用有限元软件对其光场分布进行计算,结果发现当从腔的底部垂

-41 -

直入射波长为1064nm的平面波,在腔中会形成相干的驻波场,可以用来沉积中 性分子。接着用蒙特卡洛法对落入腔中光场的C<sub>60</sub>分子进行沉积模拟,可以明显 看出分子沉积图案与驻波场分布十分吻合。为了实现在较低光强下的分子纳米沉 积,具有较小发散角的分子束最终形成的沉积图样较好。另外我们还采用了低速 分子束来实现纳米沉积。这个方案中,只需恰当地对微结构的参数进行设计,并 采用较为常见的1064nm的入射光,就可以实现分子沉积。

## 第4章 总结与展望

## 4.1 论文工作总结

亚波长高对比度光栅 (HCGs) 具有低损耗、高反射率、高质量的谐振能力,制作成光学元件可以在通信、显示、成像和传感领域对光进行操控。应用在光电子领域,包括半导体激光器、光学滤波器、可调谐的光学设备。

论文的第一章主要介绍了亚波长光栅的研究背景,以及研究这种结构所采用 的计算模拟方法和设计方案,最后还对一些比较常见的高对比度亚波长光栅结构 的应用进行了简单的介绍。

第二章中我们提出了一种新型的弧形高对比度亚波长光栅反射器作为光学 偶极阱来囚禁冷原子。这种结构不仅具有高反射性和宽频带的光学性质,还具 有强聚焦功能。尤其是在弧形光栅焦点处的光强,几乎增强了 100 倍。如此强 的聚焦光场能够提供足够大的阱深去囚禁冷原子。下面我们对这个方案的可行 性从以下几个方面进行了计算和讨论:

(1) 囚禁在表面的冷原子受到的范德瓦耳斯势非常小,几乎没有影响;

(2) 通过计算得到囚禁<sup>87</sup>Rb 原子的最大阱深达到 1.14mK,因此足够用 来囚禁在 Rb 磁光阱中温度为 120μK 的冷原子,且在阱中的最大光子散射低于 1/s。

(3) 由弧形光栅列阵构成的介质芯片也可以用来操控冷分子和微米尺寸的粒子。

第三章我们提出用两个完全相同的高对比度亚波长平面光栅构成一个光学 腔,用有限元法计算模拟其光场分布,结果发现当从腔的底部垂直入射波长为 1064nm 的偏振波,在腔中会形成相干的驻波场,分子束进入驻波场中,会受到 光学偶极力的作用,改变它的运动轨迹,因此可以用驻波场来沉积分子。接着 我们用蒙特卡洛法对分子沉积进行模拟,结果发现大部分分子沉积在光强最大 的区域,并且分子沉积图案与驻波场分布十分的吻合。

- 43 -

## 4.2 展望

亚波长光栅具有低损耗和宽频高反射的独特光学性质,可以被广泛用于研制 和改进滤波器、高透射率的空芯波导、高效光电探测器、原子光学芯片和高质量 因子谐振器件等。

我们的工作主要是从理论上对所设计的两种亚波长光栅结构进行了研究,并 未通过实验加以验证。因此,接下来需要借助具体实验对其可行性加以验证。

# 参考文献

- [1] Wood, R. Phil. Mag. [J]. 1902, 4 (21), 396.
- [2] Wood, R. Phil. Mag. [J]. 1912, 23 (134), 310.
- [3] Wood, R. Phys. Rev. [J]. 1935, 48 (12), 928.
- [4] Fano, U. J. Opt. Soc. Am. [J]. 1941, 31 (3), 213.
- [5] Hessel, A.; Oliner, A. Appl. Opt. [J]. 1965, 4 (10), 1275.
- [6] Petit, R. A tutorial introduction. In *Electromagnetic Theory of Gratings*, Springer: 1980; pp 1.
- [7] Hutley, M.; Maystre, D. Opt. Commun. [J]. 1976, 19 (3), 431.
- [8] Yablonovitch, E. Phys. Rev. Lett. [J]. 1987, 58 (20), 2059.
- [9] John, S. Phys. Rev. Lett. [J]. 1987, 58 (23), 2486.
- [10] Wang, S.; Moharam, M.; Magnusson, R.; Bagby, J. J. Opt. Soc. Am. A [J]. 1990, 7 (8), 1470.
- [11] Ebbesen, T. W.; Lezec, H. J.; Ghaemi, H.; Thio, T.; Wolff, P. Nature [J]. 1998, 391 (6668), 667.
- [12] Hertz, H. Ann. Phys. [J]. 1889, 272 (4), 769.
- [13] Rayleigh, L. Phil. Mag. [J]. 1892, 34 (211), 481.
- [14] Tamm, I.; Ginzburg, V. Izv. Akad. Nauk SSSR [J]. 1943, 7, 30.
- [15] Rytov, S. Sov. Phys. JETP [J]. 1956, 2 (3), 466.
- [16] WEVER, H. Verhandlungen der Deutschen Gesellschaft für Gynäkologie: Fünfunddreissigste Versammlung Abgehalten zu München vom 13. bis 17. Oktober 1964 Wissenschaftlicher Teil [J]. 2013, 35, 369.
- [17] Clapham, P.; Hutley, M. [J]. 1973.
- [18] Mait, J. N.; Prather, D. W. Selected papers on subwavelength diffractive optics. Society of Photo Optical: 2001.
- [19] Yeh, P. Opt. Commun. [J]. 1978, 26 (3), 289.
- [20] Grann, E. B.; Moharam, M.; Pommet, D. A. J. Opt. Soc. Am. A [J]. 1994, 11 (10), 2695.

- [21] Wilson, S.; Hutley, M. J. Mod. Opt. [J]. 1982, 29 (7), 993.
- [22] Enger, R. C.; Case, S. K. Appl. Opt. [J]. 1983, 22 (20), 3220.
- [23] Motamedi, M.; Southwell, W. H.; Gunning, W. J. Appl. Opt. [J]. 1992, 31 (22), 4371.
- [24] Van der Ziel, J. Appl. Phys. Lett. [J]. 1975, 26 (2), 60.
- [25] Fiore, A.; Berger, V.; Rosencher, E.; Bravetti, P.; Nagle, J. Nature [J]. 1998, 391 (6666), 463.
- [26] Cheben, P.; Bock, P. J.; Schmid, J. H.; Lapointe, J.; Janz, S.; Xu, D.-X.; Densmore, A.; Del âge, A.; Lamontagne, B.; Hall, T. J. *Opt. Lett.* [J]. 2010, 35 (15), 2526.
- [27] Halir, R.; Cheben, P.; Janz, S.; Xu, D.-X.; Molina-Fern ández, Í;
   Wang üemert-P érez, J. G. *Opt. Lett.* [J]. 2009, *34* (9), 1408.
- [28] Huang, M. C.; Zhou, Y.; Chang-Hasnain, C. J. Nature Photon. [J]. 2007, 1 (2), 119.
- [29] Bock, P. J.; Cheben, P.; Schmid, J. H.; Lapointe, J.; Delâge, A.; Xu, D.-X.; Janz, S.; Densmore, A.; Hall, T. J. *Opt. Express* [J]. 2010, *18* (15), 16146.
- [30] Wang, J.; Glesk, I.; Chen, L. R. Opt. Express [J]. 2014, 22 (13), 15335.
- [31] Maese-Novo, A.; Halir, R.; Romero-Garc á, S.; Pérez-Galacho, D.;
  Zavargo-Peche, L.; Ortega-Moñux, A.; Molina-Fern ández, I.; Wang üemert-Pérez,
  J.; Cheben, P. *Opt. Express* [J]. 2013, 21 (6), 7033.
- [32] Tian, S.; Li, W.; Shiyin, J.; Yiqin, J.; Hong, C.; Zhanshan, W. J. Opt. Soc. Am. A
  [J]. 2009, 26 (3), 559.
- [33] Ding, Y., .; Magnusson, R., . Opt. Express [J]. 2007, 15 (2), 680.
- [34] Magnusson, R.; Shokooh-Saremi, M. Opt. Express [J]. 2008, 16 (5), 3456.
- [35] Sharon, A.; Glasberg, S.; Rosenblatt, D.; Friesem, A. A. *IEEE J. Quantum Elect.*[J]. **1997**, *33* (11), 2038.
- [36] Brundrett, D. L.; Glytsis, E. N.; Gaylord, T. K. Opt. Lett. [J]. 1998, 23 (9), 700.
- [37] Moharam, M. G.; Gaylord, T. K. J. Opt. Soc. Am. [J]. 1981, 71 (7), 811.

- [38] Moharam, M. G.; Gaylord, T. K.; Pommet, D. A.; Grann, E. B. J. Opt. Soc. Am. A [J]. 1995, 12 (5), 1077.
- [39] Moharam, M. G.; Gaylord, T. K.; Grann, E. B.; Pommet, D. A. J. Opt. Soc. Am. A [J]. 1995, 12 (5), 1068.
- [40] Lalanne, P.; Morris, G. M. J. Opt. Soc. Am. A [J]. 1996, 13 (4), 779.
- [41] Ye, J. S.; Kanamori, Y.; Hu, F. R.; Hane, K. J. Mod. Opt. [J]. 2006, 53 (14), 1995.
- [42] Kontio, J. M.; Janne, S.; Kari, L.; Markku, K.; Tapio, N. Opt. Lett. [J]. 2010, 35 (15), 2564.
- [43] Mateus, C. F. R.; Huang, M. C. Y.; Deng, Y.; Neureuther, A. R. IEEE Photonic Tech. L. [J]. 2004, 16 (2), 518.
- [44] Tibuleac, S.; Magnusson, R. Opt. Lett. [J]. 2001, 26 (9), 584.
- [45] Mehrdad, S. S.; Robert, M. Particle swarm optimization and its application to the design of diffraction grating filters. Springer Berlin Heidelberg: 2007; p 644.
- [46] Sheen, D. M.; Ali, S. M.; Abouzahra, M. D.; Kong, J. A. *IEEE T. Microw. Theory*[J]. **1990**, *38* (7), 849.
- [47] Karagodsky, V.; Huang, M. C.; Chang-Hasnain, C. J. Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies[C]. San Jose, California: Optical Society of America. 2008, JTuA128.
- [48] Zhou, Y.; Huang, M. C. Y.; Chase, C.; Karagodsky, V.; Moewe, M.; Pesala, B.; Sedgwick, F. G.; Chang-Hasnain, C. J. *IEEE J. Sel. Top. Quant.* [J]. **2009**, *15* (5), 1485.
- [49] Vadim, K.; Sedgwick, F. G.; Chang-Hasnain, C. J. Opt. Express [J]. 2010, 18 (16), 16973.
- [50] Gustavsson, J. S.; Haglund, Å.; Vukušić, J. A.; Bengtsson, J.; Jedrasik, P.; Larsson, A. Opt. Express [J]. 2005, 13 (17), 6626.
- [51] Shanhui, F.; Wonjoo, S.; Joannopoulos, J. D. J. Opt. Soc. Am. A [J]. 2003, 20 (3), 569.

- [52] Zhou, Y.; Karagodsky, V.; Pesala, B.; Sedgwick, F. G.; Chang-Hasnain, C. J. Opt. Express [J]. 2009, 17 (3), 1508.
- [53] Xu, S.; Rahmat-Samii, Y. IEEE T. Antenn. Propag. [J]. 2010, 58 (2), 307.
- [54] Balanis, C. A. Antenna Theory: Analysis and Design. Wiley-Interscience: 2005.
- [55] Khoo, E. H.; Liu, A. Q.; Cheng, T. H.; Li, J.; Pinjala, D. Appl. Phys. Lett. [J].
  2007, 91 (22), 221105.
- [56] Naruna, M.; Nishihara, H. Journal of the Japan Society of Precision Engineering[J]. 1990, 56 (3), 469.
- [57] Vincent, P.; Nevière, M. Appl. Phys. [J]. 1979, 20 (4), 345.
- [58] Fattal, D.; Li, J.; Peng, Z.; Fiorentino, M.; Beausoleil, R. G. *Nature Photon*. [J]. **2010**, *4* (7), 466.
- [59] Lu, F.; Sedgwick, F. G.; Karagodsky, V.; Chase, C.; Chang-Hasnain, C. J. Opt. Express [J]. 2010, 18 (12), 12606.
- [60] Klemm, A. B.; Stellinga, D.; Martins, E. R.; Lewis, L.; Huyet, G.; O'Faolain, L.;
   Krauss, T. F. *Opt. Lett.* [J]. 2013, 38 (17), 3410.
- [61] Lee, J. H.; Yoon, J. W.; Jung, M. J.; Hong, J. K.; Song, S. H.; Magnusson, R. Appl. Phys. Lett. [J]. 2014, 104 (23), 233505.
- [62] Ji-Bao, Y.; Hua, M.; Jia-Fu, W.; Yong-Feng, L.; Ming-De, F.; Shao-Bo, Q. Chin.
   Phys. B [J]. 2015, 24 (9), 098102.
- [63] Duan, X.; Zhou, G.; Huang, Y.; Shang, Y.; Ren, X. Opt. Express [J]. 2015, 23 (3), 2639.
- [64] Grimm, R.; Weidemüller, M.; Ovchinnikov, Y. B. arXiv preprint physics/9902072 [J]. 1999.
- [65] Karagodsky, V.; Chang-Hasnain, C. J. Opt. Express [J]. 2012, 20 (10), 10888.
- [66] Collin, S. Rep. Prog. Phys. [J]. 2014, 77 (12), 126402.
- [67] Chang-Hasnain, C. J.; Yang, W. Adv. Opt. Photonics [J]. 2012, 4 (3), 379.
- [68] Landragin, A.; Courtois, J.-Y.; Labeyrie, G.; Vansteenkiste, N.; Westbrook, C.; Aspect, A. Phys. Rev. Lett. [J]. 1996, 77 (8), 1464.

- [69] Kim, J.-D.; Lee, Y.-G. Biomed. Opt. Express [J]. 2014, 5 (8), 2471.
- [70] McGilligan, J. P.; Griffin, P. F.; Riis, E.; Arnold, A. S. *Opt. Express* [J]. 2015, 23
   (7), 8948.
- [71] Wang, S.; Magnusson, R. Appl. Opt. [J]. 1993, 32 (14), 2606.
- [72] Magnusson, R.; Ding, Y.; Lee, K.; Priambodo, P.; Wawro, D. Optics East 2005[C]. International Society for Optics and Photonics. 2005, 60080U.
- [73] Mateus, C. F.; Huang, M. C.; Deng, Y.; Neureuther, A. R.; Chang-Hasnain, C. J. *IEEE Photonic Tech. L.* [J]. 2004, 16 (2), 518.
- [74] Jung, I. W.; Kim, S.; Solgaard, O. Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference. TRANSDUCERS 2007. International[C]. IEEE. 2007, 1513.
- [75] Yin, Y.; Zhou, Q.; Deng, L.; Xia, Y.; Yin, J. Opt. Express [J]. 2009, 17 (13), 10706.

# 在学期间所取得的科研成果

- [1] Zhang, H.; Li T.; Yin, Y.; Li, X.; Xia Y. and Yin, J. Microtrap on a concave grating reflector for atom trapping. *Chin. Phys. B* [J]. **2016**, *in press*.
- [2] 方银飞,许亮,戴大鹏,李兴佳,杜向丽,尹燕宁,张慧,夏勇,印建平.
   氟化镁分子电子基态和激发态振转光谱的计算.光学学报[J]. 2015, 35(1), 0102002.
- [3] 郑公爵, 戴大鹏, 方银飞, 李兴佳, 杜向丽, 尹燕宁, 张慧, 杨秀秀, 夏勇, 印建平. 基于 PDH 技术的光学传递腔的锁定[J]. 激光与光电子学进展.
  2014, 51(12), 121401.

# 后记

我整个工作的完成离不开很多人的帮助和支持。首先,我要向本论文的指导 教师夏勇副教授表示由衷地感谢,感谢他对我的引导、支持和提点!夏老师教会 了我对未知的事物要充满好奇心和探索兴趣,将不可能变成可能,同时他一直关 心我的研究进展,但却一直不满足于我所取得的小的成绩,激励我在科研的道路 上一直努力前进。

在此还要感谢方银飞、戴大鹏和李兴佳三位师兄的大力帮助。方银飞师兄在 我的研究方向上给与了我大量的指导帮助和无微不至的体贴关怀,戴大鹏和李兴 佳师兄在科研上也给了我很多指点和协助,丰富了我学习生活中的很多知识。感 谢洪明同学在数据整理和论文写作过程中给予的大力帮助。感谢尹燕宁和杨秀秀、 徐素鹏、和夏梦等在组内的互帮互助,本课题组具有良好的学术氛围,这也是我 能出色地完成本次工作的前提和保证。感谢郑春杰、张雅芸和张欣宇等人在我生 活中给予我的帮助。还要感谢李涛教授给予的讨论和帮助。

感谢父母对我的科研道路的支持,在完成课题研究过程中给予了我极大的关 心和鼓励。感谢周围所有的朋友和同学,他们给我创造了良好的生活环境,让我 有精力全身心地投入到科研工作中来。