激光器由增益介质、光学谐振腔和激励能源组成。和其它谐振腔一样，激光谐振腔有本

引言

征频率，每一个频率对应一种光场分布，叫做一种模式。由于激光谐振腔是开放式的，只要知道谐振腔轴线方向的光场分布及垂直于轴线的平面上的光场分布，则谐振腔内每个本征频率对应的光场分布状态就可以完整地描述出来。于是引进纵模和横模的概念，纵模描述轴向光场分布状态，横模描述横向光场分布状态。在讨论激光谐振腔的纵模和横模特性时，往往先讨论空腔，均匀的增益介质充入谐振腔不改变由空腔得到的模式结构，气体激光器就属于这一类。气体增益介质充入空腔后使之成为有源谐振腔，只有那些在谐振腔内往返一次增益大于损耗的光才能建立稳定的振荡，因此激光器输出的激光只包含少量的模式。

谐振腔的结构不同，它的模式也不同。Fox和i对平面谐振腔进行了模式计算，Boyd和 Gordon:将他们的计算推广到共焦腔，此后还有许多人在这方面做了大量的分析和理论计

算工作，对非共焦球面腔及其他各种类型的光学谐振腔也分别给出了模式结构的计算公式。有多种实验技术可用于研究开放式谐振腔的模式结构。其中有一种仪器叫“共焦球面扫描于涉仪”，用这种仪器可以测量激光的频谱间隔，结合激光的远场横向分布，可以分析激光器建立的激光的横模序数。

“偏振”是激光器输出光束的特性之一。当腔内有布儒斯特窗、双折射元件等偏振机制或元件时，激光器必是线偏振输出。即使无此类元件，由于激光東由受激辐射产生，光束中的光子都具有相同的偏振状态，于是大多数类型激光器输出的每一个纵模(频率)也都是线偏振的。而且相邻的两个纵模要么是正交偏振的，要么是平行偏振的

激光模分裂指的是由物理效应，如双折射和塞曼效应等把激光器的一个频率“分裂”成两个的现象。本实验研究由双折射效应引起的激光频率分裂。通过观察激光器偏振、纵模、纵模分裂和模竞争等物理现象，加深学生对物理光学中的偏振、双折射以及激光原理中的频率(纵模)、出光带宽、激光烧孔和模竞争效应的理解。同时，让学生了解物理光学原理是如何与激光技术结合产生新现象的。

实验原理

1、He-Ne激光器的纵模、横模及其

MIR

对应的频率间隔

F

F

F

(1)纵模

(a)

(b)

前面已经说过，激光器包括增益介质

和光学谐振腔。HeNe激光器谐振腔由二

片直径为2、间隔为L的介质膜反射镜和

对放置组成，如图1。图(a)是非共焦腔;图(b)是共焦腔:图()是平凹腔;图(d

(d)

是平平腔。激光工作物质He、Ne混合气体

图1激光谐振腔结构

置于二个反射镜之间，在通常的状态下，

增

工作物质的粒子数分布是下(低)能级的

益

粒子数多于上(高)能级的粒子数。用放

系

激励的方法使某个上能级E2的粒子数数多于下能级E1的粒子数，这种状态称为粒子数反当工作物质处于这种状态时，

有一東频率为v＝(E2-E)的光通过

介质时，这束光能被放大，我们就说这束

图2增益系数随频率的变化

光有了

由于各种因素的影响，能级

有一定的宽度，因此，v有一定的宽度。而不同v的光通过介质时增益不同。见图2。

A

当激光器的工作物质处于粒子数反转状态时，由于自发辐射，产生了初始的光，光通过增益介质被放大，继续向前传播到达一另一反射镜，经反射后，再通过增益介质放大，如此多次往返，往返一次增益大于损耗的那些频率的光逐渐加强，最后在谐振腔中

图3驻波的光场分布示意图

形成稳定的光场分布，便有激光输出。

两列沿细向相对传的同频率的光

相干送加形成驻波，见图3。当2AL＝1，V3V2V4

+2

+3

时，在丙我成的波场才是稳定的。式中μ是增益介质的折射率(对气体介质μ≈1)，

图4激光模谱

L是谐振腔长，入是波长，q是整数。由此可

求得谐振腔允许的激光频率

a=92L

这说明沿谐振腔轴线方向传播的光，只有那些频率是C

的整数倍的光才能形成稳定的光

2ul

场分布。这种驻波场的分布称为纵梭相邻两纵模的频率间隔为

C

2ul

(2)

其频普见图4，相邻纵模的频率间隔是相等的，x2

(2)横模

光在谐振腔中来回反射时，由于工作物质的横截面和镜面都是有限的，当平行光通过它们时，因为衍射作用，使出射光波的波阵面发生畸变，从而在垂直于光的传播方向上，也就是横向，将出现各种不同的场强分布。每种分布形式叫做一种横模。横向分布是

二维的，所以横模要用二个符号-m，n来标记。记作TEMm模。从光的直线传播

TEM

理论来看，m＝-0，n＝0对应于激光的传播图5方形腔镜(或光栏)谐振腔中的几种低阶横

方向与谐振腔轴线夹角O＝0的情况，是模的光强分布

轴上模，其横模为TEM。模。而TEM-m(m≠0，7≠0)相当于离轴模，即激光

在腔内的传播方向与谐振腔的轴线偏离O角，因而造成横向光场的变化，在亮区中

S(

间出现暗线。同时，对不同的角，光程不同，因而驻波频率不同。至此我们知道，

TEMOL

TEMIO

要完善地描述一个模式，必须有三个指

标:mm和n是横模序数，q是纵模序

图6二个横模同时振荡的合成光斑

数。m表示沿x轴场强为零的节点数，n是沿y轴场强为零的节点数，q表示驻波在激

光器轴线上，即2轴的节点数)实验中所测量的纵、横模间隔是指纵、横模序数不同的本征模式之间的频率间隔。例如

TEMOO

TEMO

TEMIO

TEMMN与 TEMMN+1，这两个模之间的频

率间隔是由纵模序数q不同而造成，故称

图7旋转轴对称的低阶横模的光强分布

“纵模间隔”。用vm表示TEMm模的频

率，则纵模的频率间隔为:

C

C

,9

2AL

L对不同的m虽然数值略有不同，但在所测精度范围内，相邻纵模频率间隔都相等。请注意:△v是对同样的横模序数mn来定义的。

横模的频率间隔

横

m,,9

△v是对同一级q来定义的。关于△v的具体公式，将在后面给出。

(4)

图5给出最简单的几种横模的光强分布。通常几个横模同时振荡，图6表示有二个横

模同时振荡的合成图样。

旋转对称腔中的模式是旋转对称模。这些模用TEM来标记，p表示暗环的数目，7

表示暗直径的数目。虽然这些模可在平面镜腔或球面镜腔中形成，但如果增益介质不均匀，或调整不仔细，就不能得到这种光斑。旋转对称的低阶横模的光强分布见图7。

谐振腔中一个确定的模式对应三维空间中的场分布，图8给出TEMo0和 TEM的光

场分布示意图

90002000000

00@00@

0000@00000

图8腔内基模及一阶横模空间分布示意图

横模的频率间隔与腔的结构有关，即与谐振腔的二块反射镜的曲率半径及腔长有关

Fox、Li、Bod和 Gordon等大做了大量工作，给出公式如下1)平行平面镜的TEM-ar2。与TEM之间的频率差△v为:

△

C

横

ALL 16Nm△m+△m2+2n△n+

(5)

其中NV＝为菲涅耳数，a为激光腔的孔径(一般为增益介质横截面的半径)，因为通

常1，所以对低阶横模有△レ。

共焦腔的横模频率间隔为

横

△

C

横

7+△7

4 LL

即相郐横模间隔为相郐纵模阆隔的一半。

(6)

3)非共焦腔的横模频率差为

△レ

C「1

横

△m+△n)cos

L

UL x

L

R八R2

(7)

其中R1和R2为两反射镜的曲率半径。若腔长L比反射镜的曲率半径小，则横模频率间隔比纵

【

模频率间隔小。图9示出三种谐振腔的频谱图。

50

激光器的出光带宽定义为在激光增益曲线内总增益大于总损耗所限定的频率范围。落到出光带宽的那些模式，由于增益超过损耗，就能够形成激光输出。因此实际的激

00q-1

V000

V01

V

光器一般包括多个纵模和横模。

009

0.C

V2q-1

q-1

2、氨氖激光器纵模分裂及模竞争

(a)共焦腔

(1).石英晶体双折射效应

石英晶体是一种单轴正晶体，既有双折射效应，又有旋光性。石英晶体双折射

V303.

效应使。光和e光具有光程差δ。在不考

虑旋光性时，有

中

δ

n)h

(8)

00q

(b)平面腔

sinO

cosO

(9

()非焦

(10)

式中是晶片的厚度，和n＂分别是o光和

图9谐振腔的频谱

e光的折射率，n。和n。分别是石英晶体的两个主折射率(对于632.8nm，

no＝1.54263，1e＝1.55169)。O是石英晶体的晶轴和光线之间的夹角。这样，Q光和e光之间的光程差δ的大小由晶体在光路中的厚度h和晶轴与光线之间的夹角O所决定，我们可以通过改y変和的大小来改变和控制光程差る的大小。

当光线方向不与晶轴垂直时，石英晶体存在旋光性。光线传播方向与晶轴平行时旋光性最大。由于旋光性的理论分析很复杂，本实验中不对其作具体分析。

(2).腔内双折射效应产生激光频率分裂原理

根据形成光驻波的条件，波长λ和激光腔总光程L应满足如下关系式

L=9

(11)

式中q为正整数。由于双折射元件对两正交偏振方向的光(即o光和e光)有不同的折射率，o光和e光在激光腔中的光程不同，所以原本唯一的谐振腔长“分裂”为两个腔长，两个诸

振腔长有不同的谐振频率，即发生了频率分裂，一个激光频率变成了面。

由式(11)我们得到激光腔长L与振荡频率v的关系为

C

(12)

2L

式中C为光速。

对(12)式两边取微分，有

△＝ーっr

229A=\_

C

△L

(13)

L

式中△L为谐振腔长的改变，△v为由△L引起的频率改变。

当一片双折射元件放入激光谐振腔中，其引入的光程差8可看成是谐振腔长之差△L，于是(13)式变为

△レ＝ー-6，

(14)

L

有关上式中的负号，应理解为折射率大的光成分(e光)频率小，而折射率小的光成分(o光)频率大。如把△v表示成△v＝vava，负号就不出现了。在实际应用中，我们可约定△v总是0光频率减去e光频率，于是可由下式

δ

(15)

在实验中，我们将通过旋转腔内石英晶片(自然双折射效应)的方法产生频率分裂。如果在激光器与扫描干涉仪之间放入偏振片P，并绕光轴旋转P，可观察分裂出的两频率之间

的偏振关系。

3.共焦球面扫描干涉仪口

(1)结构原理口

共焦球面扫描干涉仪是由二个曲率半径相等，镀以低损耗，高反射膜的球面反射镜组成。二镜之间的距离L等于曲率半径R，构成一个共焦系统。其中一面镜出射子固定不动，另一面镜子固定在压电陶瓷环上。在压电陶瓷环内外壁上加一定方向、适当幅度、适当周期的锯齿波电压，则压电陶瓷环的长度将随电压的大小而变化，其变化量与电压成正比。从而带动

反射镜

压电陶瓷环

腔长L在一定长度范围内做周期性的变化。如图10所示。

图10共焦球面扫描干涉仪的剖面结构示意图

共焦球面扫描干涉仪的光路图如图11所示。OO为干涉仪的光轴。当一東波长为入的光接近OO＇方向入射到干涉仪内时，光线在腔内反射，在忽略反射镜球面差的情况下，这些反射光线走一闭合路

F

径，即光线在干涉仪内经四次反射后正好与入射光线重合，它们的光程差

Z

△・电于一般为空气介质，故＝

图11共焦球面扫描干涉仪的光路图

从图11中可以看出，一束入射光有二组透射光，一组反射了4m次(了4m+2次(Ⅱ型)，如果相邻两束光的程差满足下式

型)，一组反射

其中K为整数，则透射光東相干送加产生千渉极天。当入射光的波长变为＂时，只要共焦

4L=K,

(16)

腔的腔长变为，使4I＝K2，则的透射死束产生干涉极大。干涉仪的腔长是透过

波长的线性函数

光通过干涉仪后用光电二极管接收，经放大，接到示波器的Y轴上，改变腔长的锯齿波电压同时加在示波器的X轴上，由此，在荧光屏上就能得到透过干涉仪的激光模谱。根

据(16)式，透过干涉仪的激光频率满足

C Kc

A 4L

因为L是在所设计的腔长L附近作极微小的变化，于是有:

(17)

L=Ln +OL

其中，＝0～应被满足。将(18)式代入(17)式，展开并取一级近似，得到

CK

(19)

将9)式移项，得到

K

CKL

说明v的变化与腔长的变化量成正比，也就是与加在压电陶瓷环上的电压成正比。示波器的

横向扫描采用与干涉仪的腔长扫描同步，示波器荧光屏上的横坐标就可表示干涉仪的频率变

化要想标定横坐标频率变化的确切数值，必须知道干涉仪的自由光谱区这一重要参数。

(2)干涉仪的自由光谱区

(16)式，干涉仪的共振波长是镜间距L的线性函数，即当满足驻波条件K＝L时，通过;当满足驻波条件K＝L2时，入2通过:当满足驻波条件K＝L时，通过

当镜间距离的变化量立＝么时，即L＝L+，相当于级次改变1，即

4

K=(K+1)

(21)

此时，波长为入及入1的光束同时透过干涉仪，因此分辨不出入;和入1，测量不再有意义。因此

我们称△sR＝;-1为干涉仪的自由光谱区，它相当于干涉级次不变，而波长改变为

△。＝

(22)

4L

可换算成频率为

C

△y

(23)

4L

たし

它的物理意义是决定干涉仪能够测量的不重序的最大波长差或最大频率差，即测量有意义的

范围

(3)扫描干涉仪的腔长设计

为了把氖激光器的所有频谱都在同一级光谱内显示，在设计扫描干涉仪的腔长时，

要使扫描干涉仪的自由光谱区△vs≥氮氖激光器工作波长的荧光线宽氨氖激光器632.8m的△v＝15×10°Hz，取△vs＝18i0MHz;可求得1

41.41mm

模式分析和测定

个打描干港仪的自由光油区是给定的。，当我们从示波器的荧光屏上看到重复出现的

」，就能标定横坐标的频率变化，从而测出各条谱线之间的频率间隔，就可以根据(2)式(5)式、(6)式、(7)式和横模的光场分布分析判断激光器包含那些模。5)描干涉仪的分根限

我们知道，当一个很窄的电脉冲通过一个响应速度慢的电子仪器后，这个脉冲就可以被加宽，即信号发生了畸变，而一束单色光通过某个于涉仪后，由于多光束干涉，透射光也

有一个光强的分布，即输出光的谱线有个宽度，我们把它的半宽度(即峰值一半处的宽度，

见图12)记作v，也就是说，对于一个实际的干

涉仪，不管入射光的单色性如何好，出射光都有

个最小半宽度为δv，这个参数除了与仪器的结构有1

关，可以由公式计算外，还与仪器的制作工艺有关。1

根据瑞利判断，当二个频率分别为v和v+△v的光同时射入扫描干涉仪时，必须满足△v≥δレ，才能

从透射光强度中辨别出二根谱线。所以Sレ被定义为

仪器的分辨极限。δv的数值往往可通过实测得到。

(6)分辨率

扫描干涉仪的分辨率定义为

R

图12

Oレ

描于涉仪分辦极限及峰值半

精细常数

宽度示意图

扫描干涉仪的精细常数定义为干涉仪的自由光谱区与分辨极限之比，即

M＝△

它表征在自由光谱区内可分辨的光谱单元的数目。它是标志干涉仪性能的一个重要参量。影响干涉仪精细常数的主要因素有反射镜的反射率及凹面反射镜的平面度等。

实验装置及其调整1、实验装置示意图

实验装置如图13所示。图中虚线方框内为计算机接口电路。接口电路的D/A输出锯齿

波接锯齿波放大器的输入，其输出分别接干涉仪的压电陶瓷环和示波器的

x轴。光电接收放大器的输出分别接N管由描干산光电

波器Y轴和采集卡的信号输入端将激光管与光具座粗调

放大

输信号

扫描干涉仪与

平行，将

入引放大

光具座粗调同轴。打开电源

各电源开关。把激光器的光束射入干

放大器

涉仪的光栏孔，运行计算机程序(此

电源

A/D

时便有锯齿波输出)，调节干涉仪的方

算

DA用机

位，使入射光与

锯齿波

O

重合，再从

干涉仪镜面的反射光

放大器니XY

干涉仪的输出孔观察，微

DlA输出

2位

调干涉仪，使输出的光最强，放上接收器，使输出光点对准光电二极管的

图13实验装置示意图

接收面，从示波器上观察模谱信号，进一步微调干涉仪，使示波器上的信号峰值最大。