

## 第一章 半导体激光器

### 第一节 半导体激光器的工作原理

半导体激光器是以半导体材料为工作物质的一类激光器，因其体积小、寿命长、可靠性高、使用方便、价格低廉等优点，在光纤通信、激光打印、材料加工等方面获得广泛应用。

作为一类激光器，半导体激光器也必须具备激光器工作所需的必要条件：增益介质、泵浦源和谐振腔。处在粒子数反转状态的增益介质在受激辐射的作用下，通过谐振腔的放大作用，输出相位一致的激光。

半导体晶体是半导体激光器的增益介质，一般为IV族晶体或III-V族化合物。在这些半导体晶体中，电子的运动状态和单个原子时的情况大不相同，尤其是其外层电子有了明显的变化，即所谓的“共有化运动”。当N个原子相接近形成晶体时，由于共有化运动，原来单个原子中的每一个允许能级要分裂成N个与原来能级很接近的新能级。在实际的晶体中，由于原子数目N非常大，新能级又与原来能级非常接近，所以两个新能级间距离很小，可把这一段能级看作是连续的，称为“能带”。不同的能带之间有一定的能量间隔，称为“禁带”。此间距用禁带宽度 $E_g$ 来衡量。图1.1.1说明了原子中电子轨道、能级及能带之间的对应关系<sup>[1]</sup>。

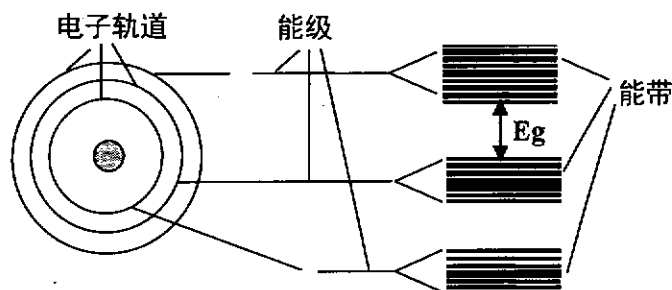


图 1.1.1 能带的形成

有价电子能级分裂而成的能带称为“价带”，比价带更高的能带称为“导带”，价带电子受到激发会跃迁到导带，同时在价带上留下一些空能级，称为“空穴”。电子和空穴统称为载流子。在纯净、不含杂质的本征半导体中，价带上空穴数量

等于导带上的电子数量。掺入杂质后，能形成价带空穴多于导带电子的 P 型半导体和导带电子多于价带空穴的 N 型半导体。

无论是 P 型半导体还是 N 型半导体，其价带电子均多于导带电子，不能形成粒子数反转。在由 P 型半导体和 N 型半导体形成的 PN 结中，由于扩散作用，N 型半导体中的电子扩散到 P 型半导体中与空穴复合，留下不能移动的正电荷，使得 N 型半导体侧的 PN 结带正电，而 PN 结中 P 型半导体由于得到多余的电子而带负电。这样在 PN 结中就形成一个自建电场。载流子在自建电场的作用下，形成漂移运动。扩散运动和漂移运动在没有外场作用是将达到平衡。在 P 型半导体连接到阳极，N 型半导体连接到阴极时，PN 结处于正向偏置。此时，PN 结区域的导带电子超过价带电子形成粒子数反转（如图 1.1.2）。

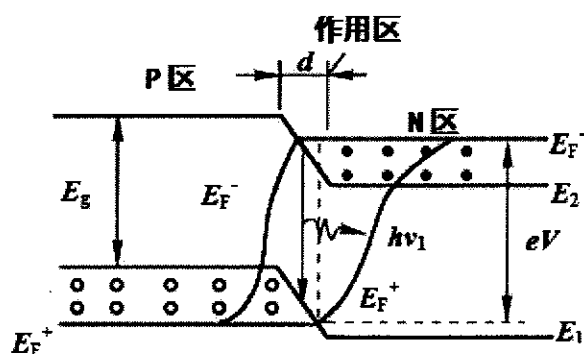


图 1.1.2 正向电压时的 PN 结

在受激辐射的作用下，导带电子跃迁回价带与空穴复合，释放出光子。在外电场的帮助下，电子和空穴不断地在 PN 结中复合，从而形成持续的激光。显然，激光的能量来自于电能，激光器的实质是将电能转化为光能。光子的能量等于和价带与导带之间的能量差，即禁带宽度。由式 1.1.2 可知，激光器的波长和半导体的材料有关。

$$Eg = \hbar \nu \tag{1.1.1}$$

$$\lambda = \frac{\hbar c}{Eg} \tag{1.1.2}$$

半导体激光器也存在谐振腔，但不同于其它激光器由反射镜构成，半导体激光器的谐振腔由半导体的自然解理面形成的。如图 1.1.3 所示。用半导体解理面构成的谐振腔，能获得的反射率一般只有 30% 左右，为适应某些应用的要求，

在有源层两侧各交替迭加许多层折射率不同的半导体材料，形成高反射率。

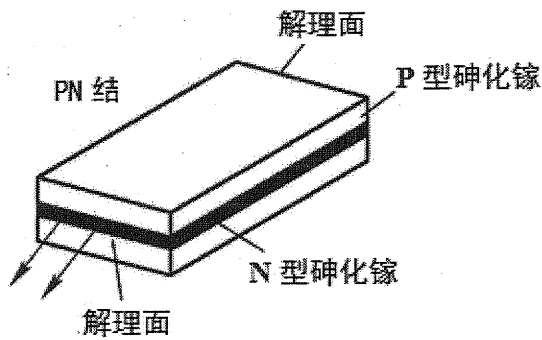


图 1.1.3 GaAs 激光器的结构

## 第二节 半导体激光器的种类

由于半导体激光器的优良性质和广泛应用，半导体激光器自诞生之日起，就受到了高度的重视和广泛的研究。目前已经出现多种半导体激光器，主要有法布里-珀罗（FP）激光器，外腔反馈激光器，分布反馈激光器（DFB），分布布拉格反馈激光器（DBR），垂直腔面激光器（VCSEL）等。

- FP 激光器，又称为半导体激光二极管，与普通的发光二极管最大不同的是它具备激光器必需的谐振腔。780nm 波长的 FP 激光器，由于 CD/DVD 光盘读写的需要，工艺较成熟，价格也相对低廉，其线宽一般在百 MHz 量级。结构如图 1.1.3 所示。
- 外腔反馈激光器，是在 FP 激光器的基础，通过光反馈，即通过光栅，将输出光束反馈回 FP 激光器，使激光器中各纵模所获得的净增益发生变化，从而使特定的模式振荡同时抑制其它模式。主要有 Littrow 结构<sup>[2]</sup>和 Littman-Metcalf 结构<sup>[3]</sup>两类。如图 1.2.1 和 1.2.2 所示。

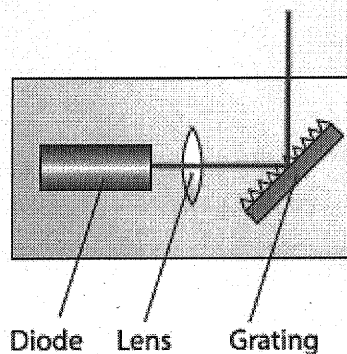


图 1.2.1 Littrow 结构

在 Littrow 结构方式中，经光栅衍射后产生的一级衍射光直接沿入射光路反馈回激光器，零级光作为输出光。

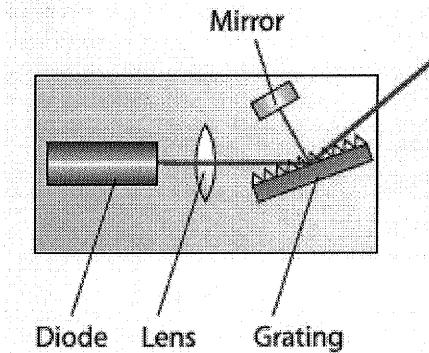


图 1.2.2 Littman-Metcalf 结构

在 Littman-Metcalf 结构方式中，经光栅衍射后产生的一级衍射光先投射到一个反射镜上，由反射镜原路反射回光栅，产生第二次衍射使一级衍射光反馈回激光器，仍然是零级光作为输出光。

- 分布反馈激光器 (DFB)，是将布拉格(Bragg)光栅集成到激光器内部的有源层中（也就是增益介质中），这样在谐振腔内即形成选模结构。

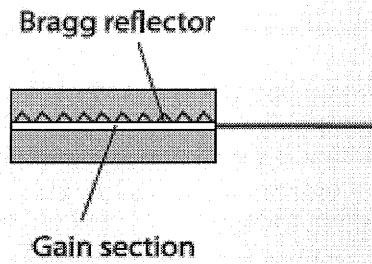


图 1.2.3 分布反馈激光器

- 分布布拉格反馈激光器 (DBR)，类似于 DFB 激光器，不同的是，布拉格光栅虽然也在谐振腔内，但和增益介质分离。其结构一般由有源区、相位区和布拉格光栅区三部分组成。

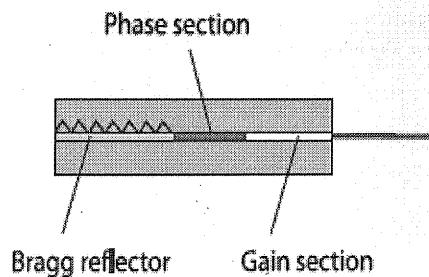


图 1.2.4 分布布拉格反馈激光器

- 垂直腔面激光器 (VCSEL), 内部集成了两种分布布拉格光栅, 将有源层夹在其中, 构成的谐振腔垂直于外延片, 因此激光输出也垂直于外延片。

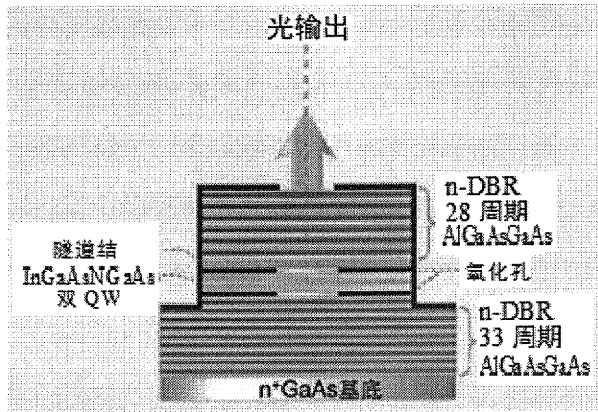


图 1.2.5 垂直腔面激光器

### 第三节 各种半导体激光器性能比较

FP 激光器是应用最为广泛的一类半导体激光器, 在直流工作状态时, 由于模式竞争效应, 谐振腔内只有一个纵模能获得足够的增益, 可以实现静态单模工作。但在高速调制或温度和电流变化时, 会出现模式跳跃和谱线展宽。改变 FP 激光器的温度和电流, 可以对输出激光的中心波长进行粗略调谐, 但是会发生剧烈的模式跳变, 导致频率不能被连续调谐, 而存在一些频率间隙。有时所需要的激光频率正好落在这种频率间隙内, 仅靠改变温度和注入电流无法使其工作在所需要的频率区段。此外, FP 激光器在自由运转时, 其线宽在 5-100MHz 范围, 这对于一般应用 (如光纤通信, 激光印刷, 激光测距等) 已经满足要求, 但对于冷原子物理, 激光光谱, 非线性光学等基础科研领域不能满足要求<sup>[4-5]</sup>。

1980 年, R. Lang 和 K. Kobayash 首次将外腔反馈技术运用到半导体激光器中<sup>[6]</sup>。激光纵模线宽的计算公式为

$$\Delta\nu = \frac{c(1-R)}{2\pi nL\sqrt{R}} \quad (1.3.1)$$

式中  $c$  为光速,  $R$  为谐振腔端面的反射率,  $n$  为折射率,  $L$  为腔长。在其它条件相同时, 激光线宽和激光腔长成反比。外腔反馈激光器就是利用光栅反馈来增加激光腔长, 从而压窄激光的线宽。但是在含有机械式衍射光栅后, 输出激光波长和方向对光栅的稳定性非常敏感, 机械结构复杂, 温度稳定性差, 并且和 FP 激

光器一样，波长的可连续调谐范围都较小，一般为 30GHz 左右。

DFB 激光器将光栅集成在管芯中，相比 FP 激光器和外腔反馈激光器，可以实现完全单模工作（如图 1.3.1 和 1.3.2 所示），激光线宽的典型值为 2-4MHz。有效地解决了激光线宽和长期稳定性的问题，既增加了半导体激光管的有效腔长，又减小了因引入外腔而增加的机械不稳定性，还使激光器的体积极大地减小。此外，DFB 激光器的可连续调谐范围达到 1-3nm，在 780nm 附近即为 500-1500GHz，远大于外腔反馈激光器。DBR 激光器也具有类似的特点。

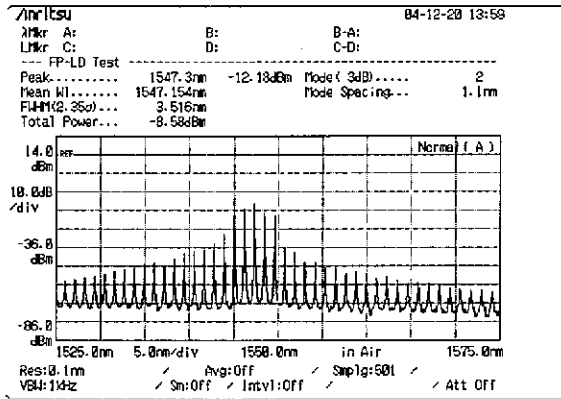


图 1.3.1 FP 激光器的输出激光模式

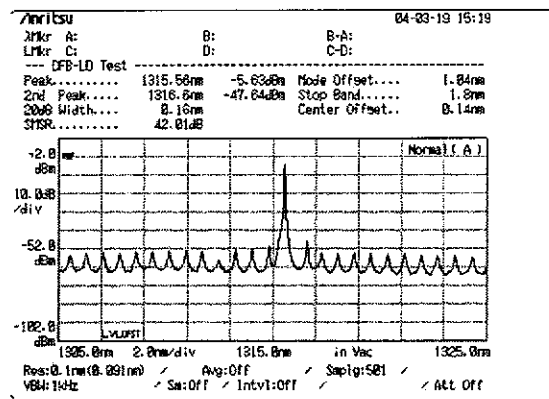


图 1.3.2 DFB 激光器的输出激光模式

VCSEL 激光器也可实现完全单纵模工作，其输出光束近圆形，发散角小，与光纤耦合效率高，且调制速率高，多用于光纤通信。

#### 第四节 国内外研究现状与发展趋势

自 1962 年第一台半导体激光器问世以来<sup>[7]</sup>，半导体激光器发展迅速，已经覆盖了从近红外光到可见光的整个波段。目前，半导体激光器主要有两个大的发展方向：以泵浦光源为驱动力的大功率半导体激光器的研究和以光纤通信、基础科学研究为驱动力的可调谐、窄线宽激光器的研究。本节主要探讨后者的研究现状和发展趋势。

1964 年，J. W. Crowc 和 R. M. Craig Jr. 提出了外腔理论<sup>[8]</sup>。1980 年，R. Lang 和 K. Kobayash 将外腔反馈技术运用到半导体激光器中<sup>[6]</sup>。从此，价格低廉，输出光谱较宽的 FP 激光器性能得到大幅改善，各种类型的外腔反馈半导体激光器(ECDL)也大量出现。由于其窄线宽和可谐调性的优良性能，外腔反馈半导体激光器在高分辨率光谱测量、光外差传感、相干光纤通信、相干检测和光电

检测等领域有着广泛的应用。

外腔反馈半导体激光器主要有 Littrow 结构和 Littman-Metcalf 结构两种类型, 由于 Littman-Metcalf 结构需要额外的反射镜, 结构较复杂, 输出效率较低, 因此 Littrow 结构更加常见。但是 Littrow 结构的输出光方向与输出波长有关, 当进行波长调谐时, 激光输出方向也会发生变化, 这给实际使用带来很大的不便。为使输出激光方向与波长无关, 各研究小组给出了多种解决方案: M. G. Boshier 小组在外腔内增加分束棱镜<sup>[9]</sup>; C. J. Hawthorn 小组在腔外通过反射镜输出激光<sup>[10]</sup>; Akifumi Takamizawa 小组在腔外增加三角棱镜以输出激光<sup>[11]</sup>。Rebecca Merrill 小组结合 Littrow 结构和 Littman-Metcalf 结构两者的优点, 通过在外腔内加入法拉第光隔离器<sup>[12]</sup>, 实现输出激光方向与波长无关, 并将激光线宽压窄到 370KHz, 无跳模连续调谐范围达 7GHz。

然而, 增加光栅的外腔方式, 使得输出激光波长和方向对光栅的稳定性非常敏感, 于是研究人员想到将光栅集成到半导体激光器内部, 从而研制出单片集成可调谐半导体激光器。一般来讲, 单片集成可调谐半导体激光器由增益单元、波长调谐单元和相位调节单元等几个部分组成, 通过直接或间接改变激光器谐振腔的光学长度来实现波长调谐, 再通过波长选择单元、相位调节单元进行腔模对准和波长选择输出。

可调谐 DFB 激光器是在常规 DFB 激光器的基础上制作微型加热电极, 用电流驱动温度变化, 而有效折射率和温度有关, 最终导致光栅峰值波长的改变, 这样利用热调谐原理实现了 DFB 激光器的波长调谐。基于热调谐机制的单个可调谐 DFB 激光器的调谐范围一般在 5 nm 左右。而通过多个热调谐 DFB 激光器的级联或并联组成波长可选单片集成 DFB 激光器阵列, 实现宽带波长可调谐, 即选择不同波长范围的 DFB 激光器进行粗调, 再通过调节温度来实现该范围的波长精调, 可以达到 30nm 以上的调谐范围。

在单片集成可调谐半导体激光器的发展过程中, 基于 DBR 激光器的可调谐技术一直受到人们的普遍关注。最简单的可调谐 DBR 激光器由三部分组成: 有源区、位相区和布拉格反射区, 并在各区做有电极。通过改变布拉格反射区上的注入电流来改变反射区材料的折射率, 从而使布拉格反射波长发生变化, 实现波长调谐。在调节反射区电流的同时, 还需调节位相区的电流使腔模与反射峰一致,

以实现波长的精细调谐。不过采用这种方法的可调谐 DBR 激光器的波长调谐范围最大只能达到约 16nm。为了进一步扩大调谐范围，研究者们提出了各种改进结构的可调谐 DBR 激光器，最有代表性的是取样光栅 DBR 激光器、超结构光栅 DBR 激光器和光栅耦合取样反射激光器，其波长可调谐范围可达 70nm 左右。

由于 VCSEL 激光器的优良输出特性，可调谐 VCSEL 激光器也发展很快。可调谐 VCSEL 激光器是设法使谐振腔的某个反射镜发生移动，从而改变腔的长度进行波长调谐。典型的可调谐 VCSEL 激光器，其底部为高反射的布拉格反射镜，顶部为表面弯曲的可移动布拉格反射镜。镜面做成弯曲的形状是为了形成一个对 TEM<sub>00</sub> 模具有低散射损耗的稳定腔。此弯曲镜由一个膜片支撑，当改变加在膜片和基底之间的偏置电压时，膜片会在静电力作用下上下移动，带动其上的弯曲反射镜移动，从而改变谐振腔的腔长，实现波长调谐。这种结构的 VCSEL 激光器的波长调谐范围在 44nm 左右。

国际上对可调谐半导体激光器的研制十分活跃，进展也很快。国内在可调谐半导体激光器方面几乎还是空白，与国际水平尚有很大差距，对可调谐半导体激光器的研究仍处于探索阶段。但是相信在基础科学研究的需要和光纤通信的巨大推动下，国内科研机构必定会持续不断地加大在可调谐半导体激光器领域的投入，以实现可调谐半导体激光器的突破。

## 第二章 原子陀螺仪对半导体激光器的需求分析

## 第一节 原子陀螺仪简介

光学陀螺仪是一种基于 Sagnac 效应<sup>[13]</sup>来测量转动角速度的仪器。如图 2.1.1 所示, 假设干涉环路的半径为  $R$ , 以角速度  $\Omega$  顺时针旋转, 两路激光同时从起点顺时针和逆时针沿干涉环路以光速  $c$  传播。以转动的干涉环路为参考系, 两束激光束的速度分别为

$$V_1 = c - \Omega R \quad (2.1.1)$$

$$V_2 = c + \Omega R \quad (2.1.2)$$

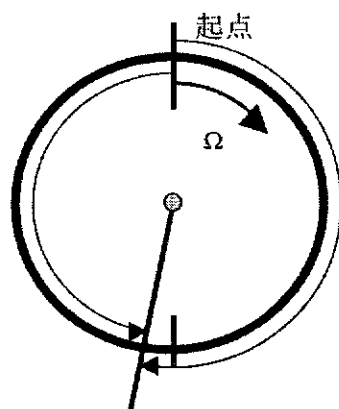


图 2.1.1 Sagnac 效应原理图

当两束激光相遇时, 所花费的时间差为

$$\Delta t = \frac{\pi R}{V_1} - \frac{\pi R}{V_2} = \pi R \left( \frac{1}{c - \Omega R} - \frac{1}{c + \Omega R} \right) \quad (2.1.3)$$

$$\Delta t = \frac{2\pi R^2 \Omega}{c^2 \left( 1 - \frac{\Omega^2 R^2}{c^2} \right)} \quad (2.1.4)$$

因  $\frac{\Omega^2 R^2}{c^2} \ll 1$ , 上式可简化为

$$\Delta t = \frac{2\pi R^2 \Omega}{c^2} \quad (2.1.5)$$

则两束激光的光程差为

$$\Delta = c\Delta t = \frac{2A\Omega}{c} \quad (2.1.6)$$

$A = \pi R^2$  为干涉仪包围的面积，由此光程差引起的相位差为

$$\Delta\phi_{Laser} = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{4\pi A\Omega}{\lambda c} \quad (2.1.7)$$

式中  $\lambda$  为激光波长， $c$  为光速。当为原子干涉仪时，上式可改写为

$$\Delta\phi_{Atom} = \frac{4\pi A\Omega}{\lambda_{dB}v} = \frac{4\pi mA\Omega}{\hbar} \quad (2.1.8)$$

其中， $\lambda_{dB} = \hbar/mv$  为原子的德布罗意波长， $m$  为原子质量。在相同的环路条件下，以铷原子干涉仪和氦氖激光器为例，比较原子干涉仪和激光干涉仪的相位灵敏度。将(2.1.7)、(2.1.8)相除，得：

$$\frac{\Delta\phi_{Atom}}{\Delta\phi_{Laser}} = mc^2 / \hbar\omega \sim 10^{10} \quad (2.1.9)$$

由此可以看出，原子干涉仪的理论灵敏度是激光干涉仪的 $10^{10}$ 倍，这是非常诱人的前景。但是由于原子干涉仪的环路面积远远小于激光干涉仪，原子干涉仪的潜力还没有充分发挥出来。

中性原子干涉仪用于转动角速度的测量最早是由 Altshuler 和 Frantz 在 1973 年提出<sup>[14]</sup>。中性原子干涉仪的实现在 1991 年被多个小组报道，他们采用了不同的方法：Carnal 小组利用杨氏双缝<sup>[15]</sup>，Pitchard 小组用三组机械光栅<sup>[16]</sup>，Borde 小组采用四个激光驻波场<sup>[17]</sup>，Steven Chu 小组则采用  $\pi/2 - \pi - \pi/2$  构型的双光子受激拉曼跃迁激光脉冲<sup>[18]</sup>。其中，Steven Chu 小组的方案被认为是最有前景的，被称之为第二代原子干涉仪，后来有较大影响力的原子干涉仪都是基于这种原理。

原子干涉仪用于转动角速度的测量最早实现于 1997 年<sup>[19]</sup>，Kasevich，Steven Chu 小组用三束受激拉曼激光脉冲 ( $\pi/2 - \pi - \pi/2$ )，对热原子进行了分束-转向

-合束的空间相干操作，实现了短期灵敏度达到  $2 \times 10^{-8} (\text{rad/s})/\sqrt{\text{Hz}}$  的原子陀螺仪转动测量。这个灵敏度可以媲美最好的主动型光纤陀螺仪，比当时其他类型的陀螺仪高出两个数量级。1998 年，Kasevich 小组采用对射的热原子束形成两个原子干涉仪环路，共用用于相干操作的受激拉曼激光脉冲，通过两个测量结果相减，消除随机噪声误差和系统误差，将短期转动灵敏度提高到  $3 \times 10^{-9} \text{rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$  [20]。2000 年，仍然是 M. A. Kasevich 小组，将原子陀螺仪的短期灵敏度提高到  $6 \times 10^{-10} \text{rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，测得自转的速度为  $\Omega_E = 7.24 \times 10^{-5} \text{rad/s}$ （测量地点：耶鲁大学） [21]。在短期灵敏度提高的同时，长期稳定性也得到很大提高，2006 年，M. A. Kasevich 小组的原子陀螺仪偏置稳定度小于  $70 \mu\text{deg/h}$ ，标度因子的稳定度好于 5ppm，精度已可用于惯性导航 [22]。同年，法国 B. Canuel 小组应用冷原子技术设计出六维的导航用陀螺仪，如图 2.1.2 所示 [23]。该实验采用两个对抛的冷原子团取代了热原子束，用三维的 Raman 光操控原子，在相互垂直的三个方向上形成环路，可以分时测量三维的加速度和转动角速度。经过 10 分钟的数据平均后，可测得加速度灵敏度达到  $6.4 \times 10^{-7} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ ，转动灵敏度达到  $1.4 \times 10^{-7} \text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ，测得的地球自转角速度为  $5.50 \times 10^{-5} \text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ （测量地点：巴黎）。

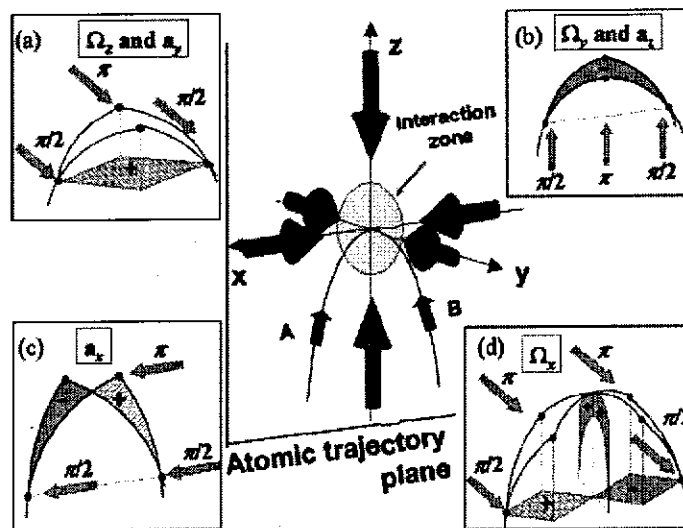


图 2.1.2 六轴惯性测量示意图

原子陀螺仪的最直接用途是惯性导航系统。由于 GPS 对转动不敏感，并且

GPS 信号的主要传输频率为 1.6GHz，传播穿透性较弱，在室内，水下，地下，甚至于天气状况不好时，都会受到很大的衰减而无法接收。而原子陀螺仪只需要对自身的加速度和转动角加速度进行积分即可，无需外界参考物。因此，原子陀螺仪用于惯性导航系统，将和 GPS 形成互补，实现舰艇，潜艇，飞行器等物体的全天候全方位导航，具有很大的军事和经济意义。

## 第二节 相关原子能级与激光频率的选取

我们设计的原子陀螺仪结构如图 2.2.1 所示，在 $10^{-7}$  Pa 的真空中，饱和蒸汽压下的铷原子，经过二维冷却后，定向扩散到两个对称的三维磁光阱中。用激光囚禁技术将铷原子分别囚禁其中，形成冷原子团，再采用运动光学粘胶技术，即通过调节上下囚禁光的频率失谐，将两团冷原子同时对抛。它们以相反方向沿着对称的抛物线轨迹形成冷原子束，再用光泵技术和拉曼速度选择技术将原子制备到一个基态作为初始内态后，用 $\pi - \frac{\pi}{2} - \pi$  构型的受激拉曼激光脉冲对形成干涉环路。通过扫描其中一个拉曼脉冲的激光相位，用激光诱导荧光法测量另一个基态的布居数分布，就可以得到原子干涉条纹，进而得到系统一个方向的加速度和转动角速度。改变受激拉曼激光脉冲与冷原子束的作用方向，重复上述步骤，便可以得到其它两个方向的转动角速度。

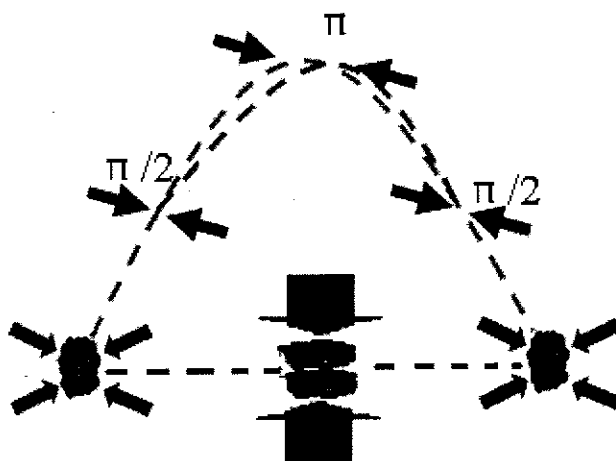


图 2.2.1 原子陀螺仪结构示意图

(垂直于纸面的第三对冷却光未画出)

用于原子陀螺仪的 Rb 原子，为碱金属元素，位于第 5 周期 IA 族，原子序数为 37，原子量为 85.4678。常温下为银白色金属固体，熔点 38.89°C，沸点 68.80°C，密度为 1.532g/cm<sup>3</sup>(固体)，1.475g/cm<sup>3</sup>(液体)。在自然界以化合物的形式存在，存在于云母或光卤石中。Rb 原子有两种同位素有两种同位素：<sup>85</sup>Rb 和 <sup>87</sup>Rb，二者的比例为 72.17: 27.83。气室中的 Rb 蒸气是这两种同位素的混合体，可通过调谐激光波长选择其中一种进行激光冷却与囚禁。我们选用的是 <sup>85</sup>Rb 原子，图 2.2.2 是 <sup>85</sup>Rb 原子的能级结构图和选取的相应激光波长分布。

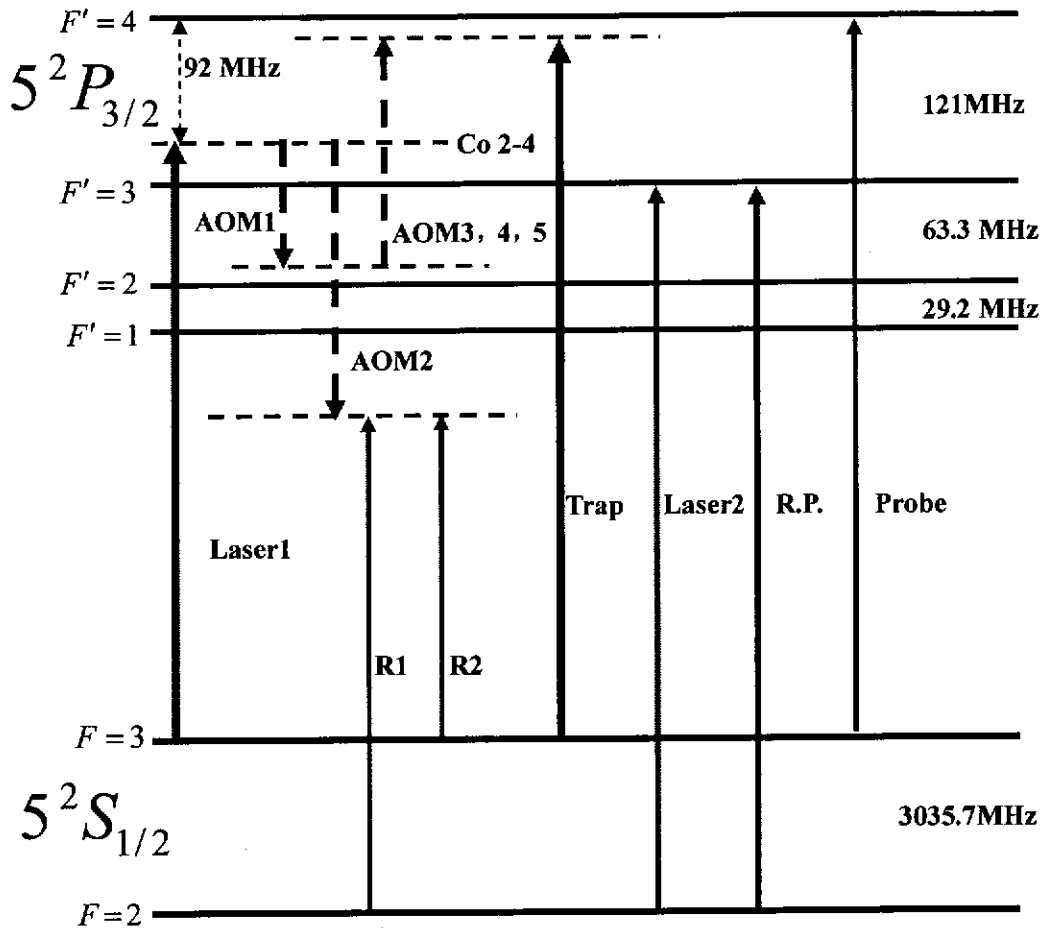


图 2.2.2 <sup>85</sup>Rb 原子的能级结构图

(红色箭头表示所需激光波长选择，紫色箭头表示拉曼激光波长选择，

黑色箭头分别表示囚禁光，回泵光，探测光的波长选择，

黑色虚线箭头表示声光调制器产生的频率移动)

在磁光阱囚禁中，我们选用铷原子 D2 线  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  的跃迁作为冷却光。在红失谐情况下，该体系不是完全的封闭体系，还需  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  的跃迁作为

回泵光，将落入  $F=2$  态逃离冷却循环的原子泵回到  $F'=3$ 。选用基态  $F=2, m_F=0$  和  $F=3, m_F=0$  作为原子的相干态，两束对射的拉曼光频率相差  $3.0357\text{GHz}$ ，即  $^{85}\text{Rb}$  原子的基态能级差。

### 第三节 原子陀螺仪对半导体激光器的需求

在不同的冷原子物理实验中，对激光器的波长、线宽的要求不尽相同，对功率的最低需求和采取的光路及器件密切相关。在我们的原子陀螺仪实验中，采取如图 2.3.1 所示的光路设计。

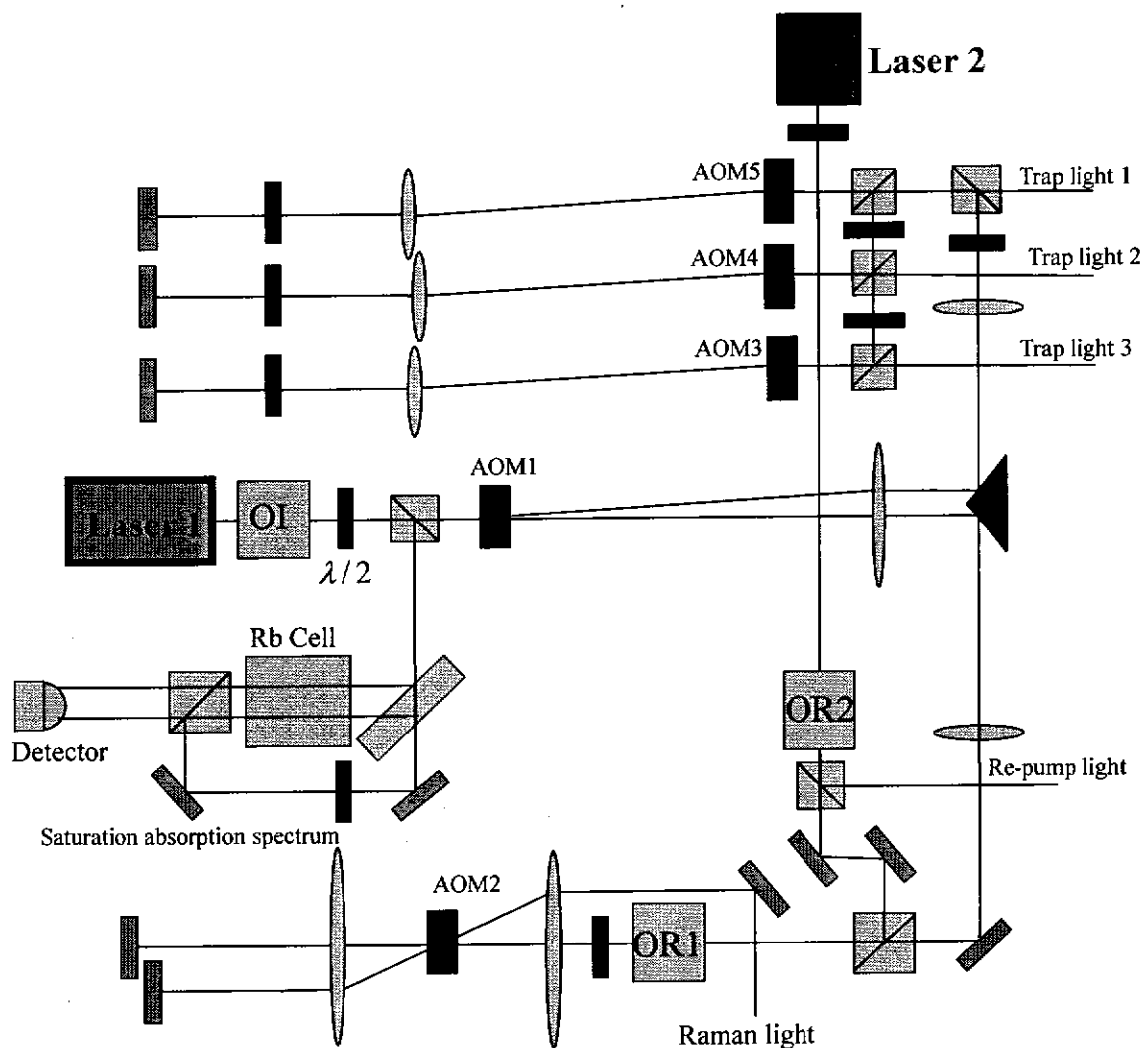


图 2.3.1 原子陀螺仪光路设计

在图中，我们需要用到两个激光器。铷原子  $D_2$  线  $F=3 \rightarrow F'=4$  的跃迁在  $780\text{nm}$  附近。因此，Laser1 作为主要激光器，输出波长亦为  $780\text{nm}$ 。其输出激光

被锁定在铷原子超精细结构的交叉峰  $Co(2,4)$  上, 通过两个声光调制器三次移频后, 作为冷却光。一对拉曼光通过一个微波声光调制器移频得到, 并和冷却光分时使用激光器输出功率, 即在原子上抛后, 将冷却光关闭, 所有激光器功率都用于拉曼光的产生。Laser2 在注入锁定后, 提供回泵光。因此, 其输出波长也为 780nm。

铷原子跃迁的自然线宽约为 6MHz, 但激光冷却与囚禁原子对激光器的频率稳定性要求较高, 稳定的磁光阱一般要求小于 1MHz。而自由运转的 FP 激光器和外腔激光器, 其频率漂移每天达 GHz; DFB 激光器在电路指标满足条件后, 频率漂移在 MHz 量级, 但其输出线宽为 2-4MHz。因此, 要获得稳定的磁光阱, 需要对输出激光做饱和吸收稳频, 以压窄激光器的有效线宽和锁定激光器频率。

由于需要制备双磁光阱, 对激光功率的要求较大, 通过粗略地估算, 我们能明确对激光器功率的要求。以每束冷却光需要 8mW 计, 两个磁光阱就需要约 100mW 的功率。而冷却光是通过单模保偏光纤从光路中连接到真空系统的, 按照单模光纤 50% 的耦合效率计算, 从光路出来的功率需要 200mW。在光路中, 至少要三次通过 80MHz 的声光调制器, 按照 75% 的衍射效率计算, 激光器 Laser1 的输出功率需要 270mW。拉曼光和冷却光分时使用, 则拉曼光功率不需要累加进去。回泵光由激光器 Laser2 注入得到, 注入激光功率很小, 可以忽略, 也不需要累加到激光器 Laser1 的功率需求里去。但是, 二维磁光阱的功率需要预留出来。虽然二维磁光阱的只需四束冷却光, 但其冷却囚禁面积较大, 以 60mW 计算, 折算到激光器 Laser1 输出需要 160mW。因此, 总计需要 430mW 的激光功率。这是理想情况的功率需求, 考虑 50mW 左右的功率余量, 那么激光器 Laser1 的功率输出要在 500mW 左右, 才能保证我们原子陀螺仪的需求。

此外, 在潜艇、卫星等这些原子陀螺仪的应用场景中, 使用空间极其有限, 对仪器设备的体积和重量要求很高。激光光路作为原子陀螺仪的重要组成部分, 在使用相同的材料时, 激光器体积越小, 激光光路越短, 其重量就会越轻, 并且稳定性也会越高。但是同时我们也认识到激光器体积越小, 激光光路越短, 对机械结构的设计要求越高, 对机械加工的精度要求也越高, 而可调节性会越差。因此, 我们在现有的机械加工条件下, 兼顾可调节性的前提下, 通过降低光路高度, 小型化光学调整架, 尽量减少激光器的体积和激光光路的长度。

### 第三章 半导体激光器的设计

#### 第一节 整体设计方案

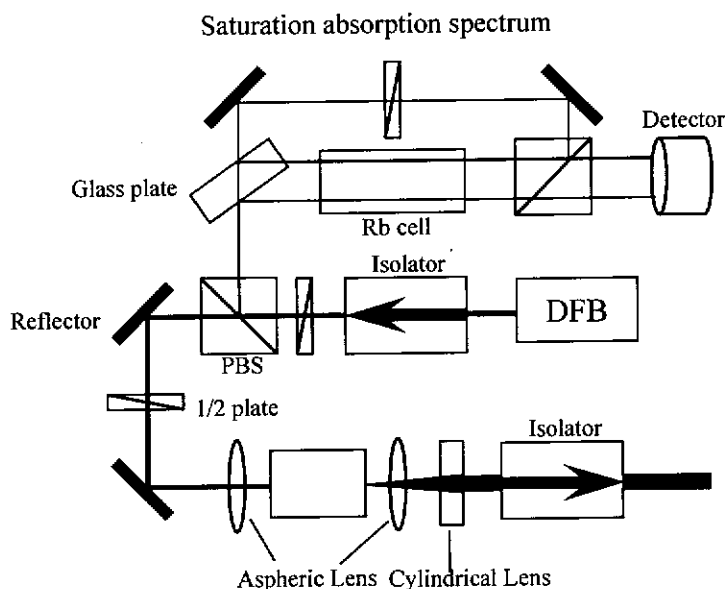


图 3.1.1 激光器系统整体设计方案

在上一章，我们分析了原子陀螺仪对激光器功率的需求。对于激光器 Laser2 的功率要求很低，我们采用的是注入锁定的 FP 激光器。而激光器 Laser1 的功率需求在 500mW 左右。中心波长在 780nm，单管功率 500mW 的激光器在市场上比较少见。因此，对于激光器系统 Laser1，我们采用如图 3.1.1 所示的设计方案。DFB 输出的主激光束，经过隔离器后，一小部分被二分之一波片和偏振分束棱镜组成的分光系统取出，用于自制的小型化饱和吸收系统中，作饱和吸收稳频。绝大部分激光作为种子光，通过反射镜和聚焦透镜耦合进入 TA。从 TA 输出功率可达 1 W 的激光，经非球面镜和柱面镜准直，通过隔离器后，用于后续的实验光路。系统中用到的光学调整架都是自制的小型化调整架，以减少激光器的体积。半导体激光器的温度控制电路和恒流电路也都是自制的。下面将详细介绍激光器系统 Laser1 的机械，光路和电路的设计。

## 第二节 激光管与放大芯片的选取

作为主激光的 DFB 激光管，其 PN 结工作区内集成了具有选模作用的布拉格衍射光栅，能够实现完全单纵模运作。布拉格光栅常数会随温度和电流的变化而改变，从而改变激光管的输出波长。因此，利用这个性质，可通过控制温度和电流实现输出波长的连续可调谐。目前 DFB 激光管在 780 nm 附近的输出功率可达 80 mW，等效输出线宽在 3 MHz 的范围。通过饱和吸收稳频后，压窄至 1 MHz，完全可满足实验要求。

我们使用的 DFB 激光管是 TOPTICA 公司的 LD-0780-0080-DFB-1，内置热电制冷模块和功率监测二极管。共有三路输入输出端，分别为电流输入端，温度控制输入端，光功率监测电流输出端。

TA 放大芯片是提供大功率输出的关键部件。我们使用的 TA 放大芯片是德国 m2k Laser 公司的产品，型号是 TA785-1000，芯片的尺寸大小为  $210\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ ，底座为 C-Mount 结构。如图 3.2.1 所示。在 780 nm 波长处的最大输出功率为 1 W，输出波长及线宽与注入激光一致。其厂家提供的 TA 芯片工作电流和工作电压、输出光功率的关系如图 3.2.2 所示。

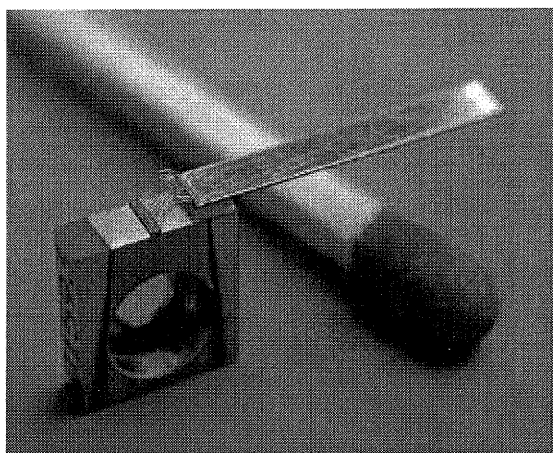


图 3.2.1 TA 实物图

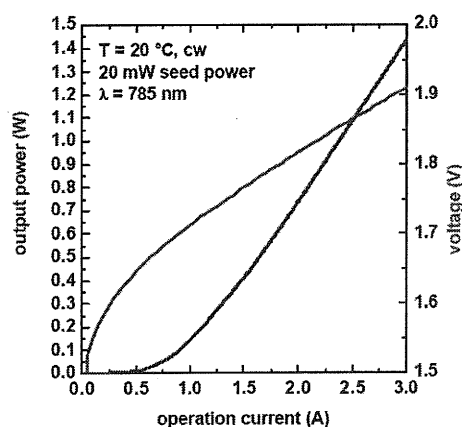


图 3.2.2 TA 芯片的 P-I-V 曲线

## 第三节 机械结构设计

由于 TA 芯片尺寸微小，输出功率大，输出端面上几个微米大小的灰尘颗粒，在高功率激光的照射下，即可导致芯片局部温度过大，从而烧毁芯片。因此，在

设计机械结构时，一个很重要的方面是保持机械结构相对封闭性，以保持洁净的工作环境，延长 TA 芯片的使用寿命。

同时，TA 芯片工作时会产生大量的热量，需要及时的散热。TA 芯片的放大效率除与电流有关外，对温度也比较敏感。为保证 TA 芯片的正常工作和输出功率的稳定性，我们采用热敏电阻用于温度变化的测量，采用半导体制冷器用于温度的恒定。因此，热敏电阻和半导体制冷器的安装位置也需要在机械设计时进行考虑。

此外，限于机械加工的精度，为了保证透镜和 TA 芯片的同轴性，耦合和准直的可调节性，对于透镜安装需要可调节的设计。对于耦合透镜和准直透镜，都需要调节前后的距离，和上下左右的位置。

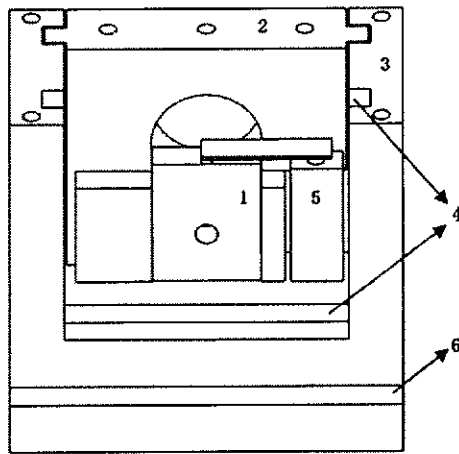


图 3.3.1 TA 芯片的安装基座示意图

(1) TA 芯片；(2) 透镜适配器；(3)侧壁；(4)凹槽；(5)陶瓷电极；(6)半导体制冷器。

TA 芯片安装基座的设计如图 3.3.1 所示。整个基座都由黄铜做成，具有良好的导热性能，并能保持足够的机械强度。凹槽处放置透镜适配器，左右侧壁安装有螺丝，可左右微调和固定适配器，保证透镜和放大芯片的同轴性。透镜在适配器内能旋进旋出，调节离放大芯片的距离。适配器上面中间的螺孔，用于在透镜前后距离调节合适后，进行锁定，增强稳定性。两侧的螺孔则可以上下微调调节适配器。整个基座的上部由一块完整的铜块覆盖（图中未画出），加上透镜适配器安装的凹槽设计，使芯片处于相对封闭的机械结构里，保证了芯片工作环境长时间的洁净。芯片工作时的热量通过黄铜基座，一部分直接辐射到空气中，大部分通过基座底部的半导体制冷器，导入光学平台，再散发到空气中。在基座

底部侧壁处，开有小孔，通向芯片的正下方，用以安装热敏电阻，热敏电阻和小孔之间涂覆导热硅胶。因为芯片和铜制基座之间及铜制基座内部，都存在着温度梯度，这样的设计是为了使热敏电阻尽量靠近芯片，从而更准确和快速地反映芯片的温度变化。

芯片的电流输入引脚细小，所需的输入电流一般在几安培，这要求电流接线端接触面大且紧密，并且由于芯片性质的要求，要避免焊接时的静电和胶合时的胶水挥发粘附在芯片表面，以致损坏芯片。因此，我们采用螺栓紧固压接的方式，以保证充分连接。

#### 第四节 耦合透镜选取和准直光路设计

TA 芯片的有效注入区域只有  $1\mu\text{m}^2$ ，而种子光束直径约为  $3\text{mm}$ ，因此需要用透镜将光束聚焦，才能将大部分的激光功率耦合进 TA。在种子光功率相同时，耦合的程度直接决定 TA 芯片的放大效率，并且在后续的调试过程中我们发现耦合的好坏对放大光束的质量也有影响。将种子光耦合至 TA 芯片中，类似于将激光束耦合至单模光纤中，耦合透镜焦距的合理选择直接决定最大的耦合效率。

从半导体激光器出来的激光光束是高斯光束，其束腰半径为  $\omega_1$ ，经过焦距  $f$  的透镜聚焦后，束腰半径为  $\omega_2$ 。由高斯光束的性质和传播规律可知，这些参数有如下关系：

$$\omega_2 = \frac{\lambda f}{\pi \omega_1} \quad (3.4.1)$$

在入射光束确定的情况下，聚焦后的束腰半径  $\omega_2$  与透镜焦距  $f$  成正比。显然，聚焦后的光束直径要小于 TA 芯片的有效注入区域 ( $1\mu\text{m}$ )。但是，光束的直径也不是越小越好。因为，高斯光束的远场发散角和半径有如下关系：

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi \omega} \quad (3.4.2)$$

在波长确定时，激光光束的远场发散角和束腰成反比。光束直径越小，光束

的发散角越大。由前述 TA 芯片的结构可以看出，在 TA 芯片的入射前端，是一段横截面积为  $1\mu\text{m}^2$  的波导区。因此入射光束越准直，经过波导区进入放大区的激光功率就越大。从这个角度出发，聚焦后的光束直径越大越好。

因此，根据厂家的产品规格，我们选用的耦合透镜是 Thorlabs 公司的 C350TM-B，焦距 4.5 mm，数值孔径 4.1。用公式 3.4.1 计算得知，聚焦后的光束直径为  $0.744\mu\text{m}$ ，小于 TA 芯片的有效注入区域。

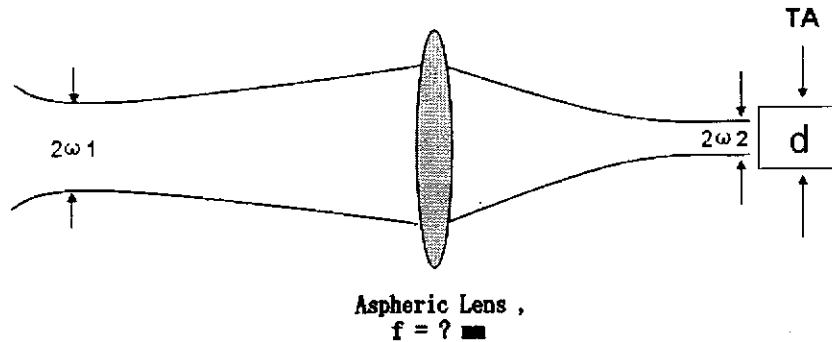


图 3.4.1 种子光耦合至 TA 的示意图

TA 芯片出射端面的宽高比高达 210:1，导致出射激光光束在子午面 ( $y-z$  面) 方向和弧矢面 ( $x-z$  面) 方向的发散角相差很大，用单个非球面准直镜无法同时在两方向上实现准直。弧矢平面方向的全发散角约为  $45^\circ$ ，称为快轴方向；子午平面方向的全发散角约为  $15^\circ$ ，与芯片的温度和电流有关系，称为慢轴方向<sup>[24]</sup>。

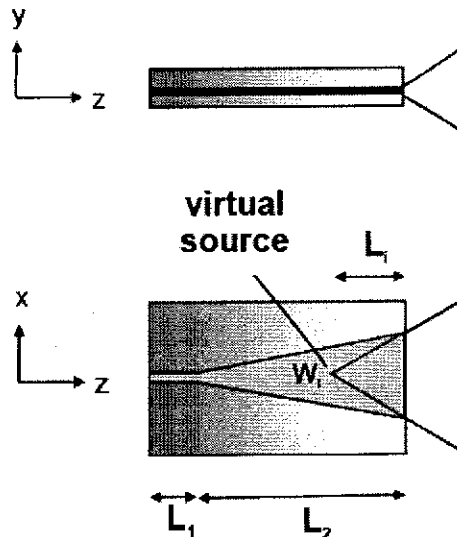


图 3.4.2 TA 芯片的快轴和慢轴

图 3.4.3 中， $\omega_1$ 、 $\omega_2$  分别为快慢轴方向光束的束腰，两束腰的距离  $L_i$  为像散，也与 TA 芯片的温度和电流有关系，一般在  $\mu\text{m}$  量级，与准直镜 mm 量级的焦距

相比，可以忽略。因此，光束整形时主要考虑准直问题。我们采用非球面物镜准直快轴方向的发散光束，用柱面镜准直慢轴方向的发散光束<sup>[25]</sup>。非球面物镜用ThorLabs公司的C330TM-B，焦距3.1 mm，数值孔径6.8。柱面镜用福建华科的PCX0501，焦距100 mm。

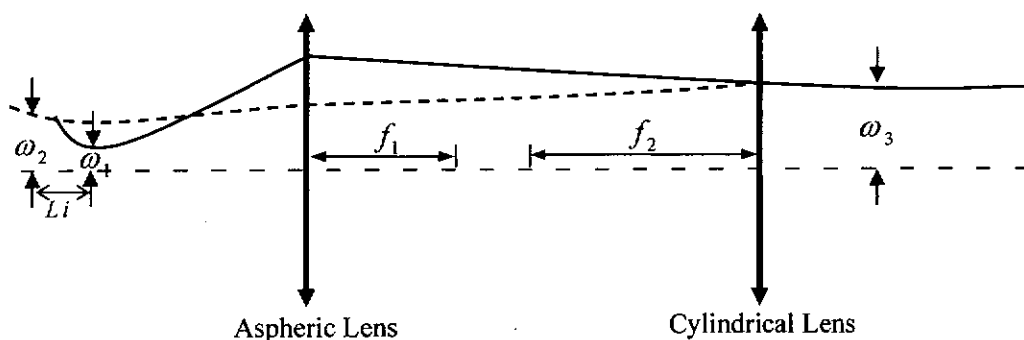


图 3.4.3 准直光路设计

### 第五节 温控电路设计

从图 3.2.2 中可知，当 TA 的输出光功率为 1W 时，其工作电流和工作电压分别约为 2A 和 1.5V。由能量守恒，此时有 2W 左右的热量从 TA 芯片中产生，需要通过基座和半导体制冷器导走。因此，TA 芯片的温度控制是 TA 芯片正常工作的保证。我们制作了基于比例-积分-微分调节的温度控制电路，其设计框图如图 3.5.1 所示。

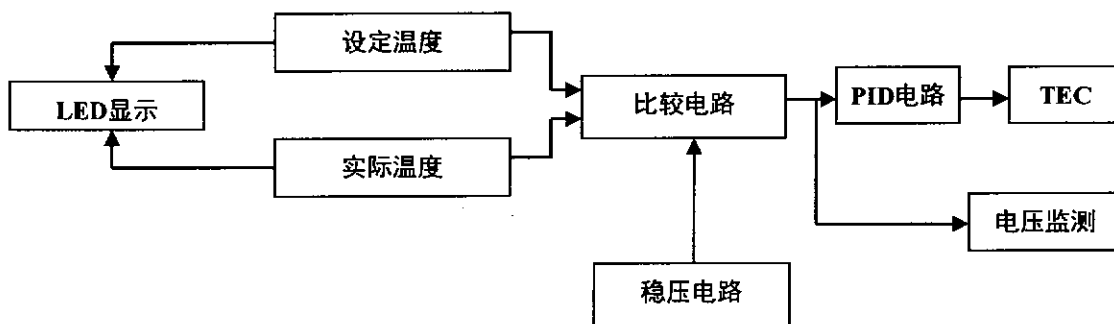


图 3.5.1 温度控制电路设计框图

温度控制电路图如图 3.5.2 所示。框(1)内，三个运算放大电路分别起着比例放大，积分放大和微分放大的作用，这些控制信号最后转化为控制电流驱动半导体加热制冷器工作。框(2)内是电阻电桥，热敏电阻作为电桥中的一端，通过感激光器温度变化而改变电阻，在经过 T 型滤波电路后，得到直流的温度偏差

信号，提供给比例-积分-微分电路。框(3)内是由 LM399 芯片构成的稳压电路，给电阻电桥提供稳定的参考电压。

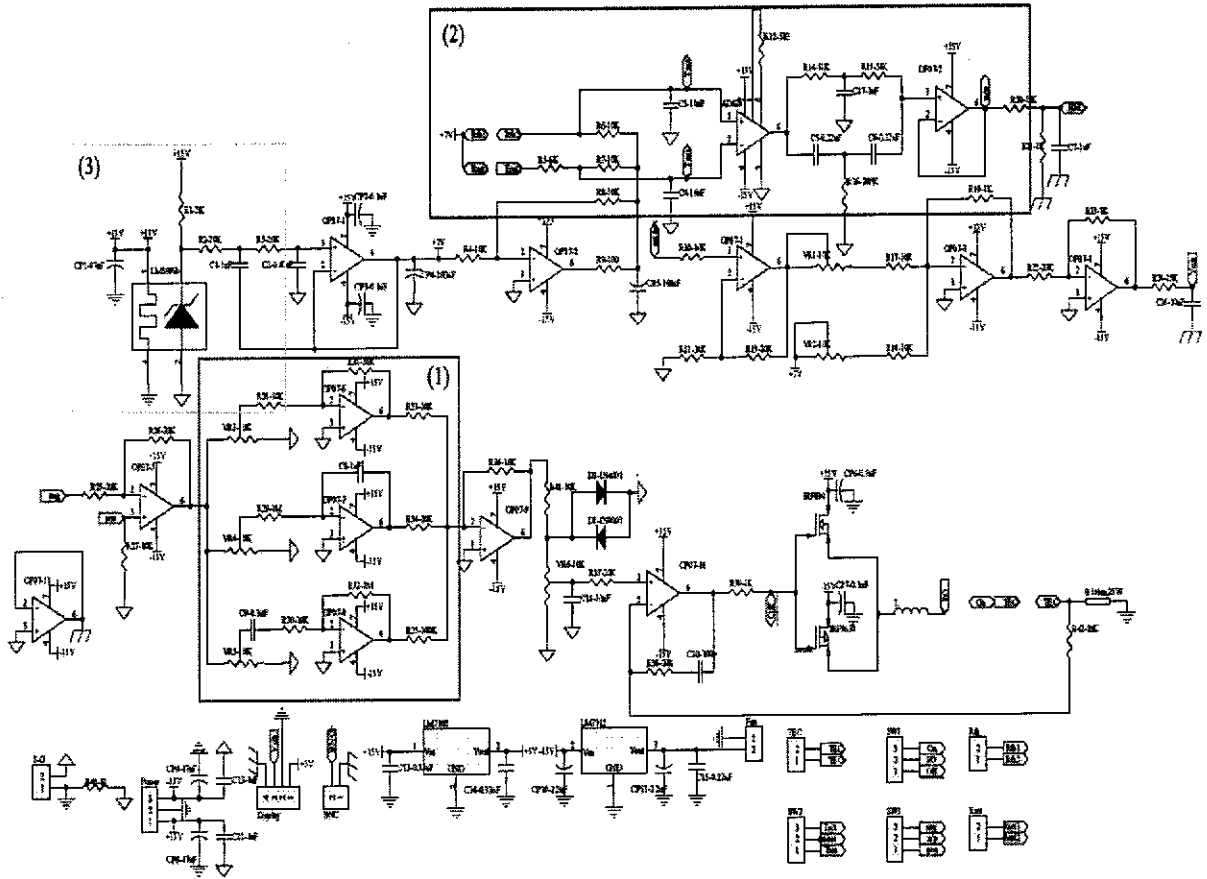


图 3.5.2 温度控制电路图

## 第六节 恒流电路设计

我们的恒流电路是参照文献[25]中的电路来做的，电路图如图 3.6.1 所示。

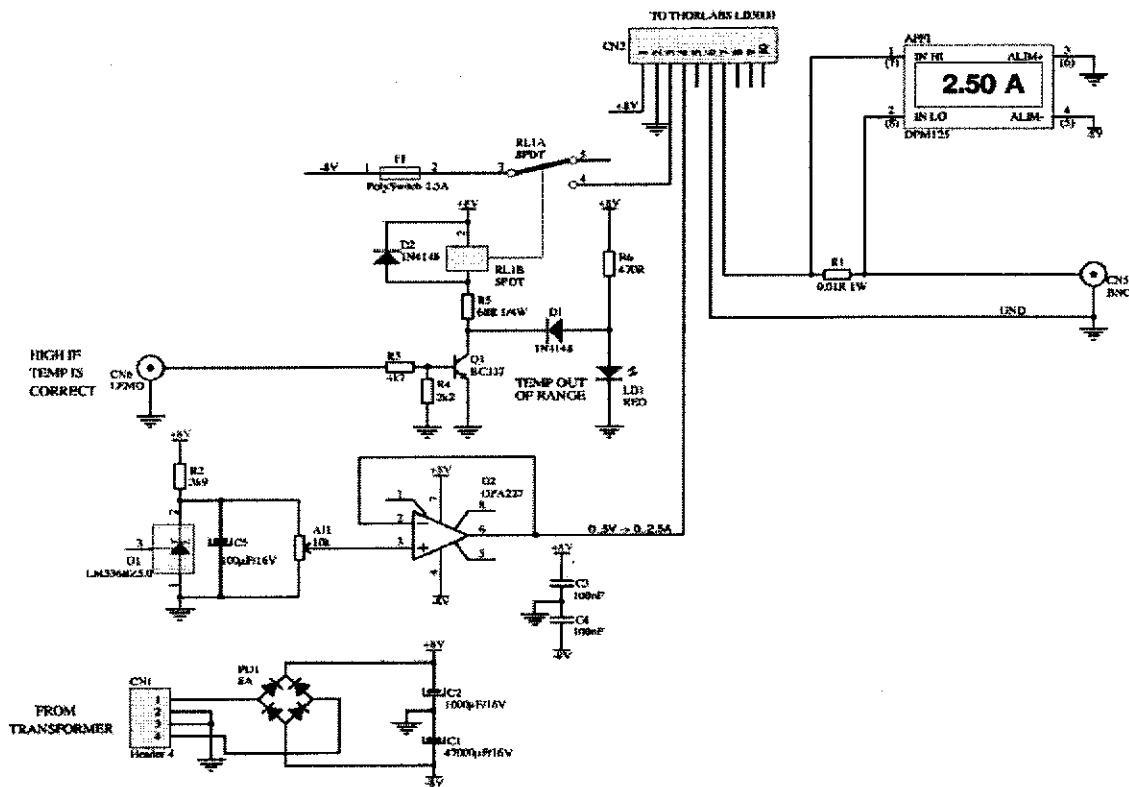


图 3.6.1 恒流电路图

图中 2.5A 的电流模块是 Thorlabs 公司的 LD3000，电流噪声小于  $1\mu\text{A}$ ，最大输出 2.5A 电流，具有缓启动功能，避免电流尖峰对激光器的损害。在电流输出端采用二极管保护电路，以防止开关电源时的脉冲电压损坏激光管。

DFB 激光器的恒流电路也是采用相同的电路设计，采用的电流模块是 Thorlabs 公司的 LD1255，最大输出 250mA，电流噪声小于  $1\mu\text{A}$ 。同样采用二极管保护电路。

## 第四章 半导体激光器的组装与调试

### 第一节 机械结构的组装

为保证在芯片安装、调试和使用时的环境洁净，我们制作了如图 4.1.1 所示的超净操作间。以铝型材作为支撑结构，上面放着层流罩，三面用透明的有机玻璃围住，形成相对封闭的操作间，并且在 TA 芯片的上方持续充入干燥纯净的氮气。

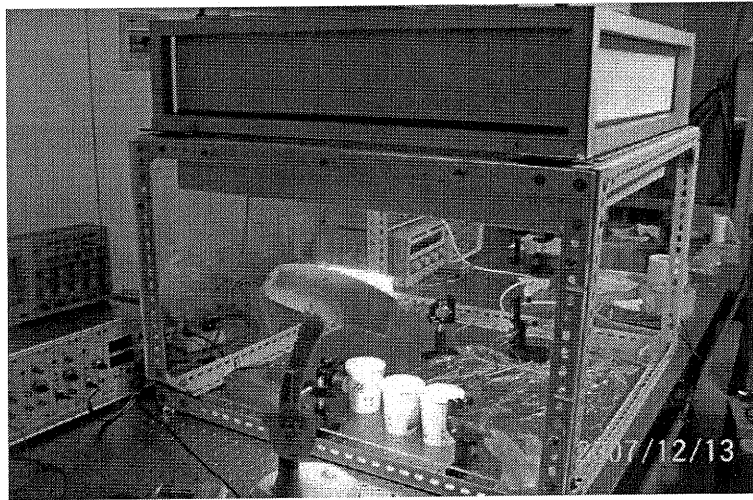


图 4.1.1 TA 激光器的调试和工作环境

TA 芯片安装在图 4.1.2 中的方框内，右边是带有绝缘套的阴极连接柱，整个基座构成阳极。中间两根导线连接的是热敏电阻，另外两根导线连接的是半导体加热制冷器。图 4.1.3 是 TA 基座的外部结构，整个基座是以 TA 芯片为中心对称，方框内均为通孔，最左边一列中，前面的通孔，用于调节螺栓将侧壁固定在底座上，后面的通孔和侧壁上的螺纹孔配合，通过螺栓将顶盖、底座和侧壁连接成一体，构成整个基座的骨架；中间一列通孔，用于透镜适配器的调节，螺栓通过中间的通孔和底座上的螺纹孔将透镜适配器下压，通过两侧的通孔和透镜适配器上的螺纹孔将透镜适配器上移，从而微调透镜主轴的高低位置；右边的通孔，则用于固定透镜在合适的前后距离上。



图 4.1.2 TA 基座的内部结构



图 4.1.3 TA 基座的外部结构

## 第二节 电路的组装与调试

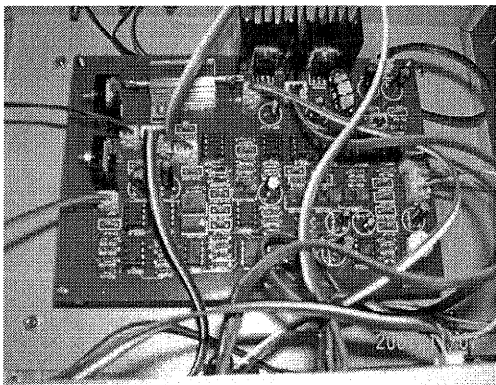


图 4.2.1(a) 温度控制电路

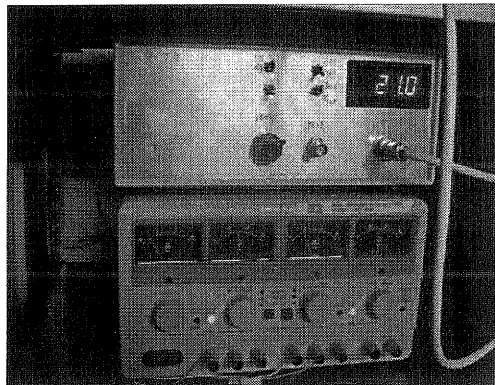


图 4.2.1(b) 温度控制电路盒

温度控制电路实物图如 4.2.1(a)、(b)所示。在温度控制电路面板上，有一个 LED 显示屏，用于显示温度值；有一个可调变阻器，用于调节设定的温度值；有三个单刀双掷开关，分别用于实际温度和设定温度的显示切换，半导体加热制冷器的极性切换，温度控制的开关。控制信息的输入输出是通过一根四芯电缆连接到热敏电阻和半导体加热制冷器。在做好电路盒后，四芯电缆中的哪些导线连接热敏电阻，哪些导线用于连接半导体加热制冷块，有一个简便的办法可以判断。先打开温度控制开关，用一个发光二极管，连接任意两根导线，若能够点亮，并且在拨动极性切换开关后会熄灭，则这两根电线连接半导体加热制冷块。

整个电路盒由商用稳压电源供给 $\pm 15\text{V}$ 电压，商用稳压电源则由 UPS 供电，以防止激光器工作时突然停电对激光器造成损坏。

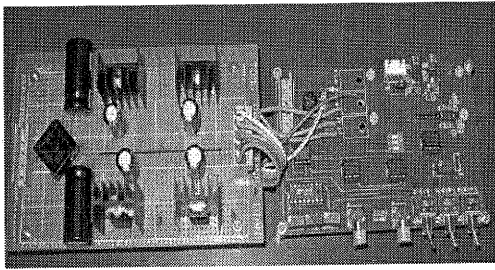


图 4.2.2(a) 恒流电路

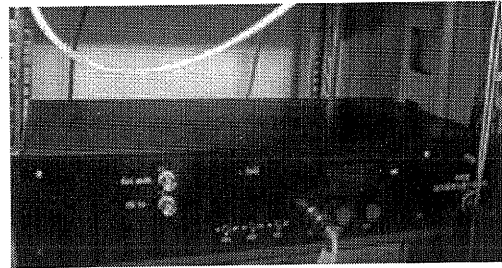


图 4.2.2(b) 恒流电路盒

恒流电路的实物图如 4.2.2(a)、(b)所示。恒流电路盒由 UPS 直接供电，内部有电压转换电路，能将 220V 交流电转换成额定电压的直流电。恒流电路的开关进行过精心的设计，总开关是锁型开关，需要钥匙才能启动。这样保证电路只有熟悉激光器使用的授权人员才能使用。总开关启动后，LED 显示器即显示设定的电流值，但此时没有电流输出，只有按下左侧绿色按钮电流才会输出。关闭时，先按下右侧红色按钮，在关掉总开关。设置绿色和红色两个按钮的目的在于，如果直接关闭总开关，下次再开启时，仍然需要按下左侧绿色按钮才会有电流的输出。

### 第三节 分布反馈激光器的调节与测试

采用 TO-3 封装的 DFB 激光管，内置有热敏电阻和半导体加热制冷块，其机械结构相对简单，如图 4.3.1 所示。准直透镜选用 Thorlabs 公司的非球面镜，其型号是 C350TM-B，焦距 4.5 毫米，数值孔径 4.1。温度控制电路和恒流电路在调试时采用 Toptica 公司的商用电路控制盒。

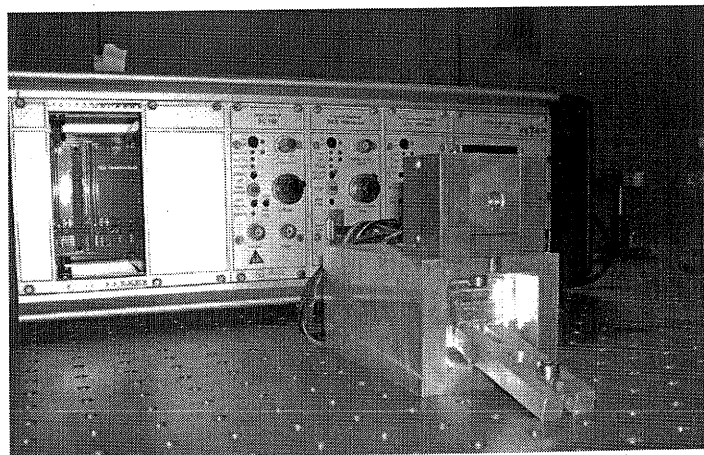


图 4.3.1 DFB 半导体激光器

进行温度控制后逐渐增加电流,DFB 半导体激光器输出功率和电流的依赖关系如图 4.3.2 所示。从图上可知,DFB 半导体激光器的阈值电流是 35mA,当工作电流为 80mA 时可以得到 50mW 的输出功率。

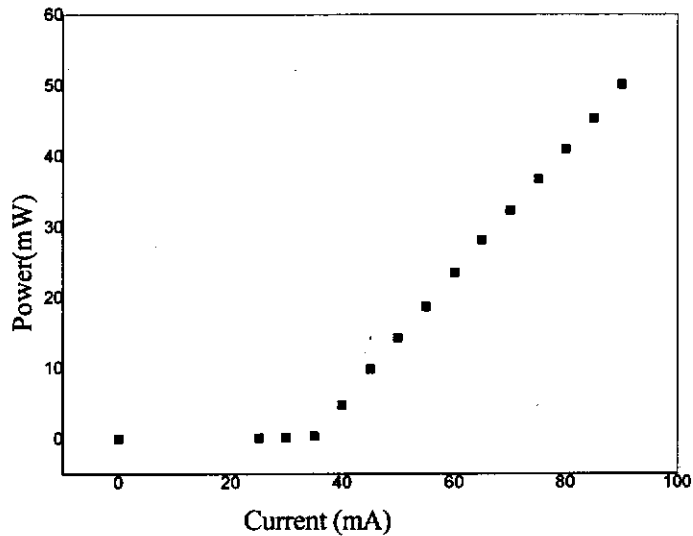


图 4.3.2 DFB 激光器输出功率和电流的关系

#### 第四节 TA 激光器的调节和测试

TA 半导体激光器的调节如图 4.4.1 所示,DFB 半导体激光器(1)输出的种子激光通过光隔离器(2),用两个反射镜(3)和(4)将其耦合至 TA 激光器(5),当两个激光器(1)和(5)中间加 1/2 波片调节,以使种子激光的偏振满足 TA 激光器(5)的需要。

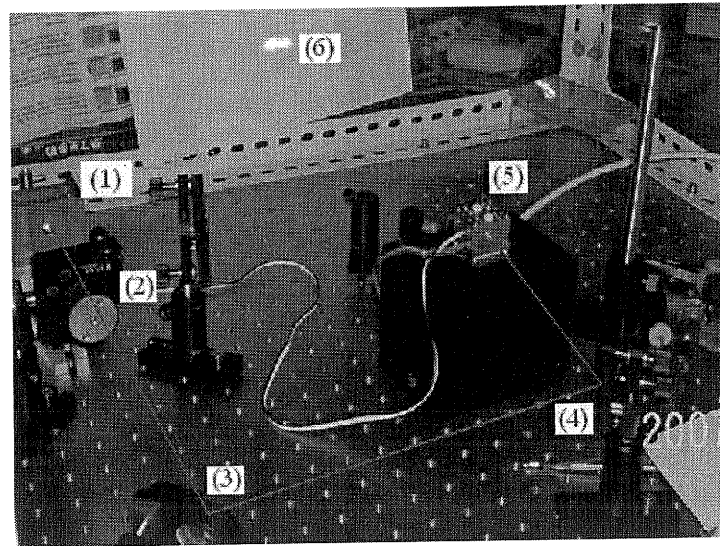


图 4.4.1 TA 半导体激光器调试示意图

在耦合调节时，需要充分利用 TA 芯片的自发辐射荧光。在 TA 芯片加上电后，其前端和后端都会有荧光输出。先调节输入端耦合透镜到 TA 芯片的前后距离，使后向输出荧光尽量准直，再通过两个反射镜(3)和(4)的调节，改变种子激光的俯仰角度，使后向荧光和种子激光的中心重合。由光路可逆知，此时的耦合效率能达到最高。整个调节过程中，都要用光功率计实时监测 TA 芯片输出光功率的变化。图 4.4.2(a)和(b)分别为通过准直透镜后尚未经柱面镜整形的荧光输出和放大激光输出在较远处的图像。可以看到荧光输出非常均匀，而放大激光输出并不均匀，这主要是种子激光耦合不均匀充分的原因。

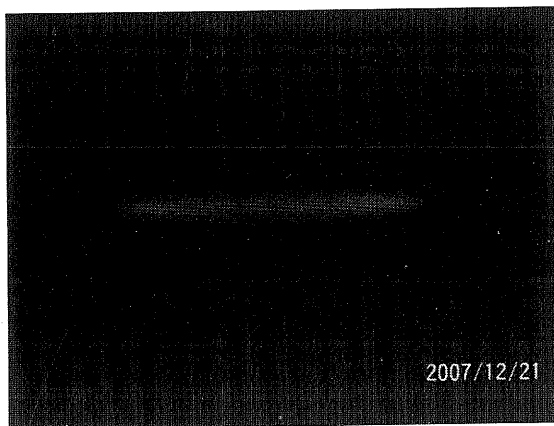


图 4.4.2(a) TA 的荧光输出（未整形）

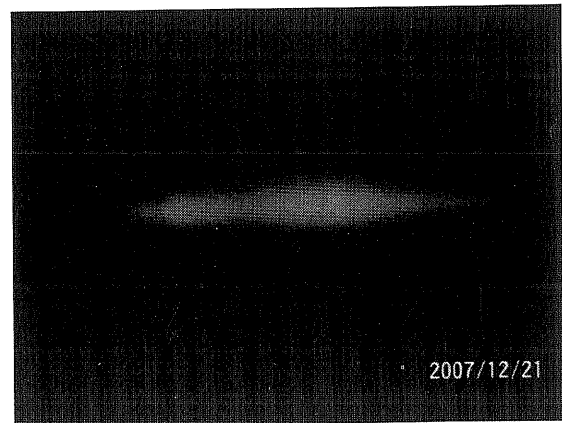


图 4.4.2(b) TA 的放大激光输出（未整形）

TA 芯片加电后, 在没有种子光注入自由运转时, 自发辐射输出较为均匀的发散荧光, 荧光功率(图 4.4.3 中实心圆点曲线)随电流增加缓慢增大。在种子光注入后, 产生激光放大, 输出和种子光波长、线宽一致的放大激光。输入的种子光功率为 25mW 时, 放大功率(图 4.3.3 中空心方块曲线)在经过大约 500mA 的阈值电流后, 随电流增加迅速增大。当电流升高到 2A 时, 输出功率达到 700mW。事实上, 电流继续升高到 2.5A 时, 输出功率可到 1W。

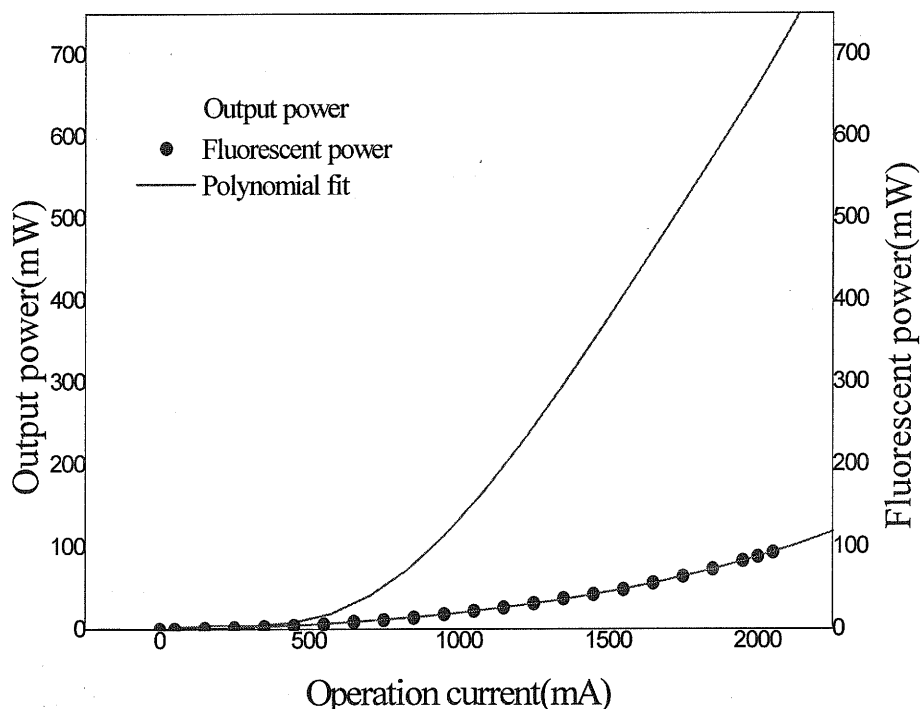


图 4.4.3 荧光功率和放大功率随电流的变化关系(种子光功率为 25 mW)

保持 TA 激光器的工作电流在 1250mA, 逐渐增大 DFB 激光器的电流, 即增加种子光的功率, 从图 4.4.4 中可以看出, 激光器的荧光功率不变, 放大输出功率逐渐增大, 并趋于饱和。

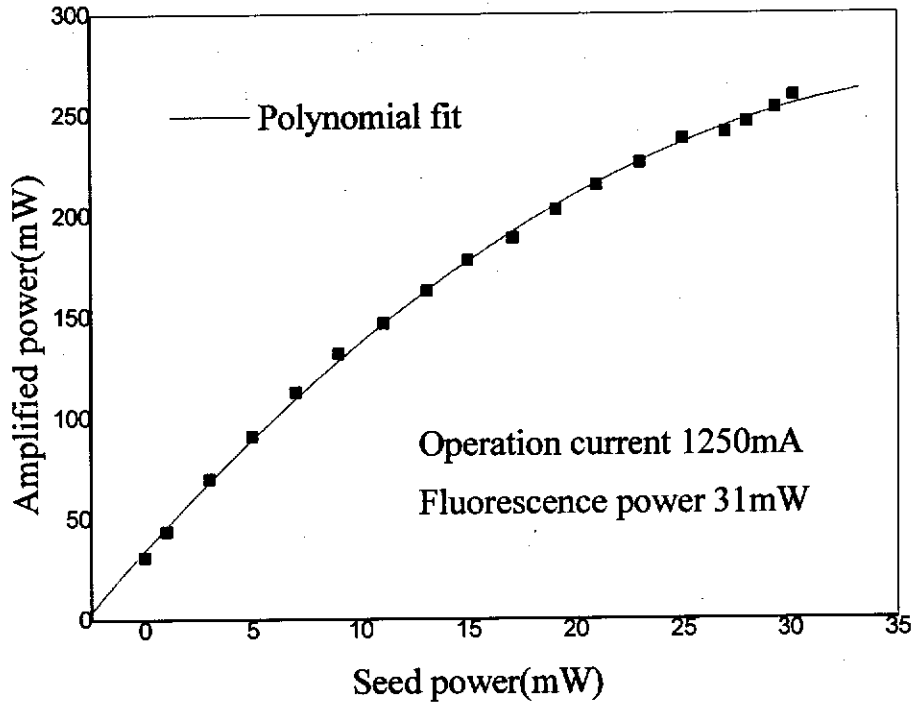


图 4.4.4 放大功率和种子光功率的关系（工作电流 1250mA）

### 第五节 激光器性能参数的测试

DFB 激光管内集成有布拉格光栅，布拉格光栅常数会随激光管的温度或电流的变化而改变，从而使种子光波长随之变化，最终使激光器的输出波长也随之改变。综合图 4.5.1 和图 4.5.2 可知，通过调节 DFB 激光管温度和电流，可以实现激光器输出波长连续调谐范围大于 1nm（约 500GHz）的连续调谐范围，显著高于 DL100 激光器的 30GHz 连续调谐范围。

我们保持 TA 芯片温度和电流的恒定（温度：21.0℃；电流：1846mA），分别测量了 DFB 激光管的温度和电流变化对输出波长的影响。在图 4.5.1 中，保持 DFB 激光管温度恒定在 16.4℃，从 45mA 起，以 5mA 的步长，测量了 11 组数据，经线性拟合后，得到变化斜率为 0.00226nm/mA；在图 4.5.2 中，保持 DFB 激光管输入电流为 93.6mA，从 15℃起，每升高约 1℃，待温度稳定后测量数据。共测量了 20 组数据，经线性拟合后，得到变化斜率为 0.04642nm/℃。由此可知，输入电流噪声小于 1μA，温度灵敏度小于 0.1mK 时，激光频率的稳定度在 2.6MHz

以内。

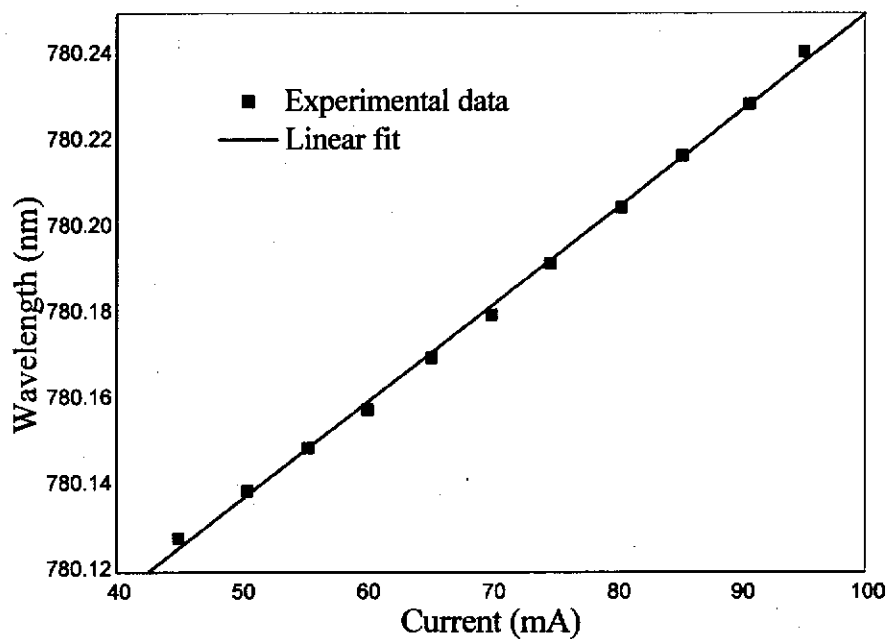


图 4.5.1 激光器输出波长和电流的关系 (温度 16.4°C)

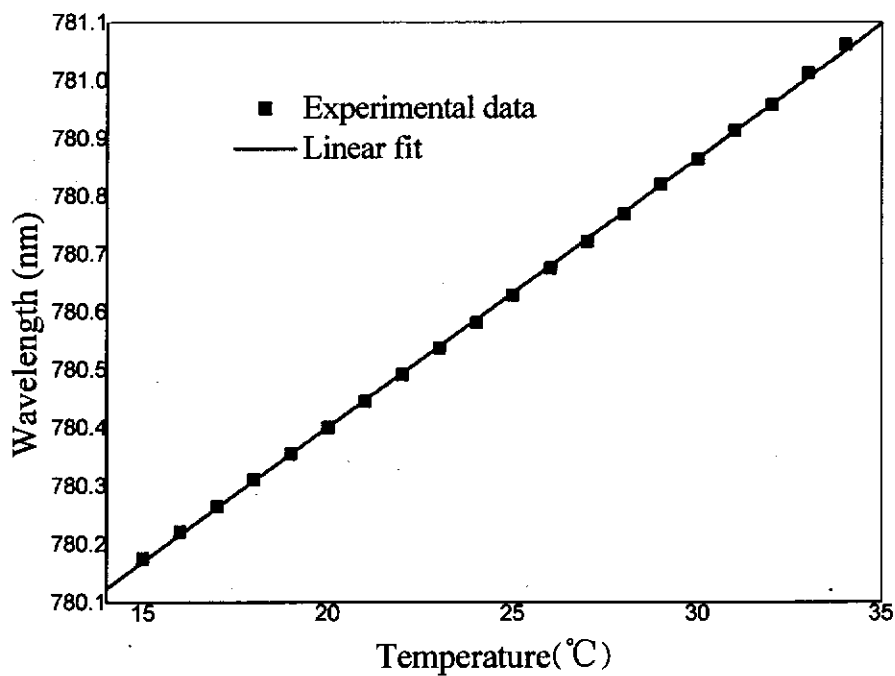


图 4.5.2 激光器输出波长和温度的关系(电流 93.6mA)

## 第五章 半导体激光器的应用

### 第一节 Rb 原子饱和吸收光谱

在图2.3.1中，激光器的输出光分出2 mW 用于铷原子饱和吸收谱线的观测。激光首先以45度角入射到一块厚度为10mm 的光学玻璃，玻璃前后两个表面反射的激光再通过装有铷原子蒸汽的玻璃泡，被两个光电探测器接收。如图5.1.1所示。其中一束称为饱和吸收光，另一束称为参考光，两束光信号相减之后可以消除饱和和吸收谱线的本底。用两个反射镜，1/2波片和偏振分束器PBS使从玻璃透射的强光与饱和吸收光对射重合，以达到饱和吸收的效果。饱和吸收探测系统的实物图见图5.1.2。

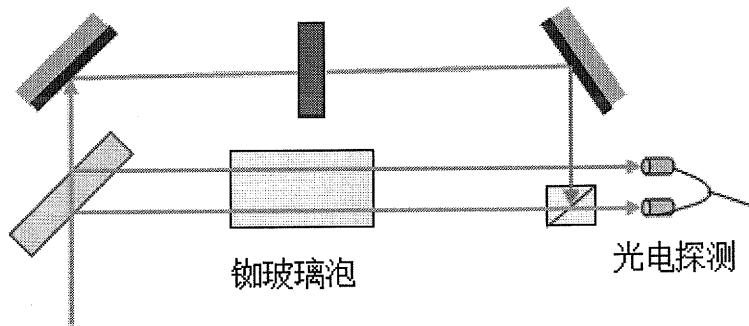


图 5.1.1 饱和吸收探测系统示意图

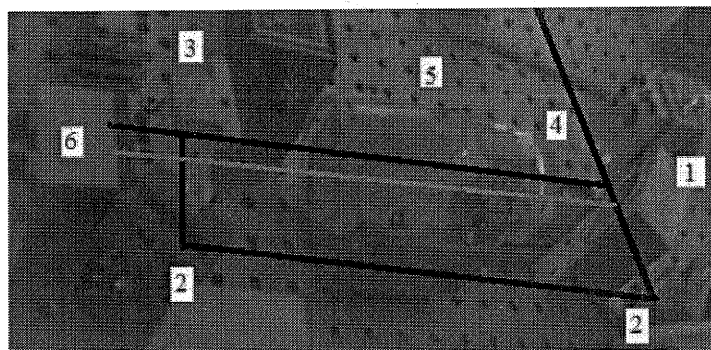


图 5.1.2 饱和吸收探测系统

(1)厚玻璃片 (2)反射镜 (3)偏振分束器 (4)1/2 波片 (5)铷泡 (6)探测器

扫描半导体激光器的电流时，激光器频率跟着变化，从而得到铷原子的

饱和吸收谱线，如图 5.1.3 所示。上面谱线为 Laser2 的饱和吸收谱线，共有两个峰，从左到右分别为  $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=1$  到  $5^2\text{P}_{3/2}$ ， $^{85}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=2$  到  $5^2\text{P}_{3/2}$ 。下面谱线为 Laser1 的饱和吸收谱线，共有四个饱和吸收峰，从左到右，依次为  $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=1$  到  $5^2\text{P}_{3/2}$ ， $^{85}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=2$  到  $5^2\text{P}_{3/2}$ ， $^{85}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=3$  到  $5^2\text{P}_{3/2}$ ， $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=2$  到  $5^2\text{P}_{3/2}$ 。两个  $^{87}\text{Rb}$  的吸收峰相差 6835MHz，两个  $^{85}\text{Rb}$  的吸收峰相差 3036MHz，相邻  $^{87}\text{Rb}$  与  $^{85}\text{Rb}$  的吸收峰分别相差 1300MHz, 2500MHz。

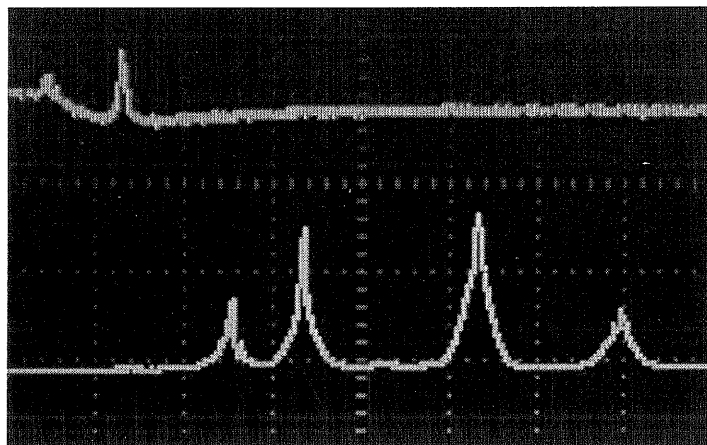


图 5.1.3 饱和吸收谱线，上面为 laser2 (F-P 激光器) 的饱和吸收谱线，  
下面为 laser1 的饱和吸收谱线

## 第二节 激光器的稳频

原子陀螺仪实验中，我们在铷原子饱和吸收谱的基础上，对激光器采用了饱和吸收稳频<sup>[26]</sup>，这是实现铷原子磁光阱的关键。饱和吸收稳频是一种主动稳频，其频率稳定度可达  $10^{-8}$  以上。原理框图见图 5.2.1 所示。振荡器产生扫描信号，分成两路，一路叠加到半导体激光器的驱动电流源，一路用于相位检测，以从饱和吸收探测系统出来的饱和吸收光和参考光的差分信号中提取出误差信号。误差信号经过比例-积分电路反馈到半导体激光器的驱动电流源，使激光频率与原子的特定跃迁谱线一致。半导体激光器的稳频电路图和稳频电路盒分别如图 5.2.2 和 5.2.3 所示。

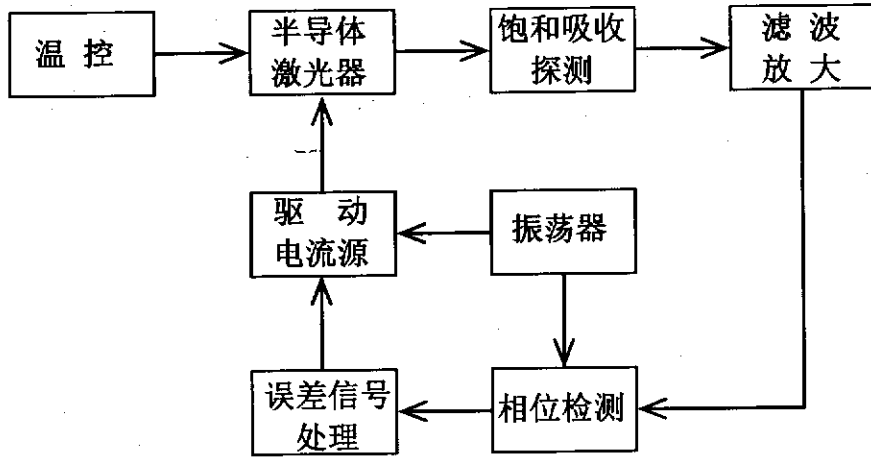


图 5.2.1 半导体激光器稳频原理基本框图

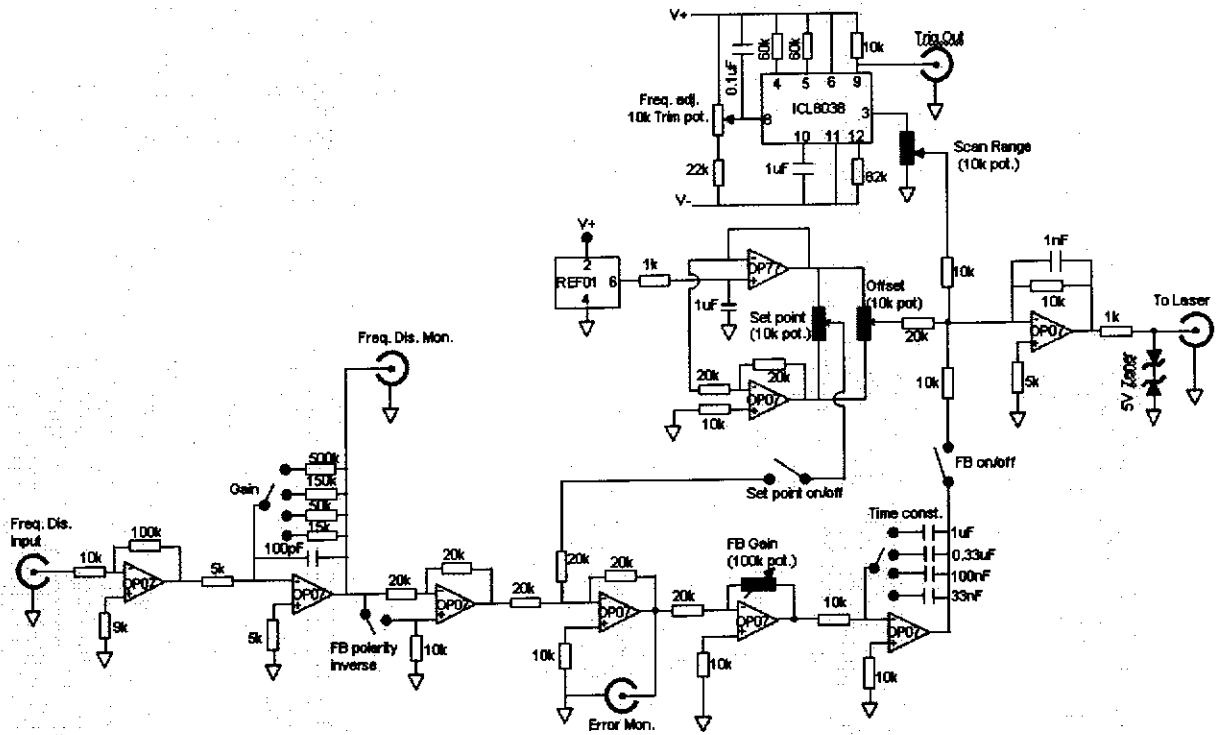


图 5.2.2 半导体激光器稳频电路图

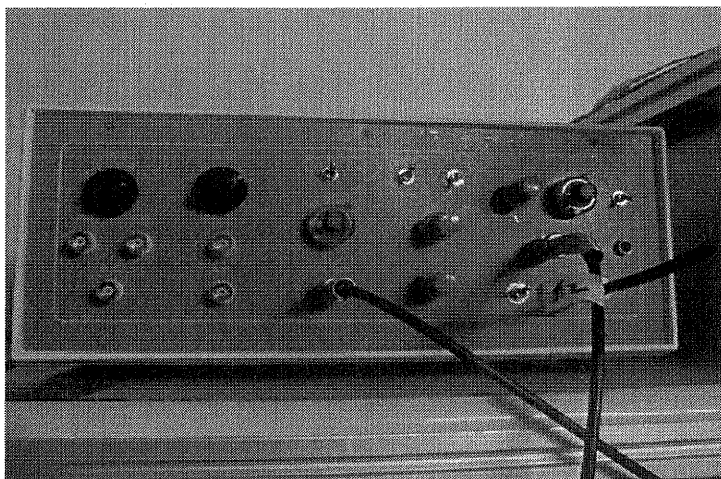


图 5.2.3 半导体激光器稳频电路盒

实际操作时，先不加入反馈电路，使电路工作在开环状态。扫描激光器频率得到铷原子的饱和吸收谱，调节激光器的温度和电流找到需要的谱线，然后调节扫描偏置，缩小扫描范围，使扫描范围内只有需要锁定的吸收峰，再逐步停止扫描，并加入负反馈回路，使激光器频率锁定。将 laser1 的频率锁定在  $F=3 \rightarrow Co(2,4)$  上，laser2 以锁定的 laser1 频率为基准，调节 laser2 的温度和电流，使频率满足回泵光的要求。

### 第三节 Rb 原子的激光冷却与囚禁

在将 laser1 的频率锁定在铷原子跃迁谱线  $F=3 \rightarrow Co(2,4)$  后，输出激光三次通过 80MHz 的声光调制器，其中两次为上调 80MHz，一次为下调 80MHz。这样将 laser1 的频率从  $F=3 \rightarrow Co(2,4)$  移到  $F=3 \rightarrow F'=4$  红失谐 12MHz（约 2 个自然线宽），以达到激光冷却的频率要求。

建立了原子陀螺仪的真空装置和电路控制系统，搭建好激光光路后，用这套激光器系统，在实验中实现了原子的冷却和囚禁，磁光阱的实物照片如图 5.3.1 所示。进行饱和吸收稳频和移频后，激光通过光纤引导到真空系统上，将准直后直径为 15mm 的激光送入磁光阱中，六束激光正交分布（其中四束为左旋圆偏振光，两束为右旋圆偏振光），每束光的光强为 8mW。磁场线圈的电流调节为 1.72 安培，得到的冷原子团如图 5.3.2 所示。

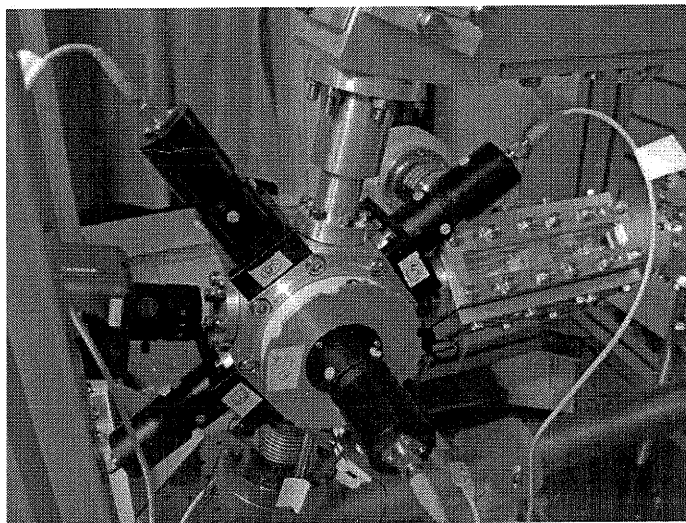


图 5.3.1 原子陀螺仪磁光阱系统

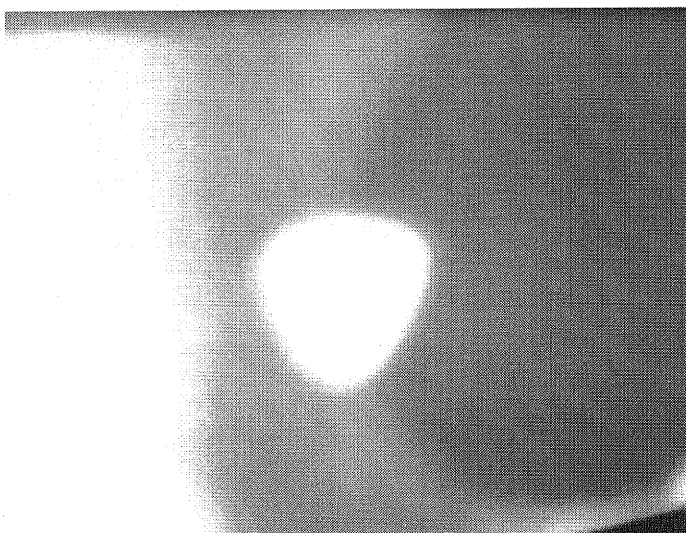


图 5.3.2 原子陀螺仪磁光阱中的冷原子团

#### 第四节 小结与展望

本文的主要内容有：

- 1 对原子陀螺仪的研究历史及发展状况进行了深入调研，阐明了原子陀螺仪对半导体激光器的需求；
- 2 详细分析和比较了各半导体激光器的性能差异，确定了一套用于原子陀螺仪的半导体激光器系统方案；
- 3 设计和制作了一套用于原子陀螺仪的半导体激光器系统，测试了相关性能参数；

- 4 用这套激光器,得到了铷原子的饱和吸收谱。对激光器进行了饱和吸收稳频,压窄了激光器的有效线宽,使其能用于铷原子的激光冷却和囚禁;
- 5 用这套激光器,实现了铷原子的激光冷却和囚禁,为原子陀螺仪实验奠定了基础。

对以后工作的安排:

- 1 进一步对激光器的机械结构和电路集成进行改进,减少激光器的体积,提高激光器的可调节性;
- 2 测量磁光阱中的铷原子的温度,数量的基本参数,优化原子陀螺仪的光路系统;
- 3 摸索移动光学黏胶技术,上抛原子,向着实现双环路原子陀螺仪样机的目标持续不断地前进。