

激光物理-复习

• 1. 辐射场与介质相互作用的三个过程

• 自发发射

• A_{21} : 自发发射系数

- $$A_{21} = \frac{-1}{n_2} \frac{dn_2}{dt}$$

- 其是粒子能级结构的特征量, 不受外界电场的影响

- 高能级粒子数随时间以指数递减

- $$n(t) = n(0)e^{-A_{21}t}$$

- 光功率(光强)也随时间指数递减

• 激发态寿命 τ

- 设当存在 $t = \tau$ 时, 满足 $q(\tau) = q_0/e$

- 容易验证的, $A_{21} = \frac{1}{\tau}$

- 近似给予了一个测量 A_{21} 的方法

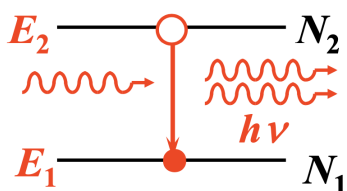
- 我们认为, 发光时间为 $0 \sim \tau$, 多余时间的光强忽略不计

• 受激辐射

• 定义

- 受到一个恰为能级差能量的光子的激励, 向低能级跃迁并发出光子

-



• 特点

- 受激发射的光子, 频率、位相、偏振等状态相同.

- 因此其是相干的

- 因此受激发射是产生激光的最重要机理

- 光场中相同光子数目增加, 光强增大, 即入射光被放大——光放大过程

- 总结一下具有的优良性质: 高亮度、方向性、单色性、相干性

• B_{21} : 受激辐射系数

- $$-dn_2 = B_{21}\rho_\nu n_2 dt$$

- 依旧是粒子能级特征量, 不受外界磁场设置的影响

• W_{21} : 受激发射跃迁几率

- $W_{21} = B_{21}\rho_v = \frac{-1}{n_2} \frac{dn_2}{dt}$

- 反映的是一种几率. 合乎常理地, 如果其他条件不变, 外加磁场越大, 受激发射跃迁的几率越大

- 受激吸收

- B_{12} : 受激吸收系数

- $dn_2 = B_{12}\rho_v n_1 dt$

- W_{12} : 受激吸收跃迁几率

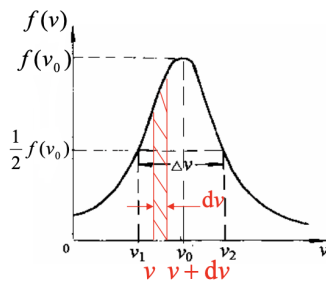
- $W_{12} = B_{12}\rho_v = \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt}$

- 2. 谱线的增宽机制

- 谱线宽度 $\Delta\nu$

- 常采用半值宽度. 其含义可如图表示

-



- 加宽种类

- 均匀加宽

- 自然加宽

- 自然增宽的线形函数(Lorentz型)

- $f_N(\nu) = \frac{1/\tau}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + (1/2\tau)^2}$

- 最大值: 4τ

- 谱线自然宽度: $\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau}$

- 最大值和 $\Delta\nu_N$ 的关系

- $f_N(\nu_0) = \frac{2}{\pi\Delta\nu_N} \approx \frac{0.637}{\Delta\nu_N}$

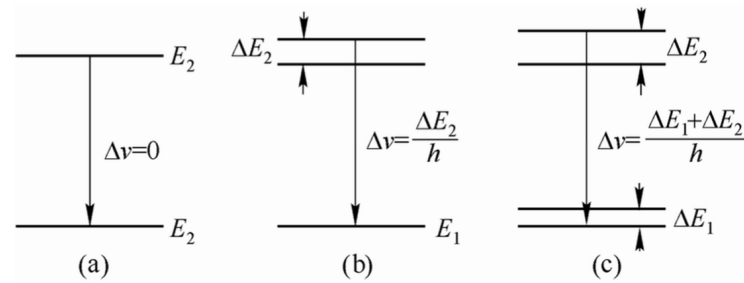
- 原理解释

- 不确定关系 $\Delta t \Delta E = h/2\pi$

- 计算说明

- 对于 初末状态 知与不知的三种情况, $\Delta\nu$ 计算方式如图

-



- 寿命加宽

- 激发态原子的平均寿命不仅决定于纯辐射寿命, 还与无辐射跃迁和其他能量衰减过程有关

- $$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi\tau_2}$$

- $1/\tau_2 = 1/\tau_{rad} + 1/\tau_{nr} + \gamma_0$

- 由能级的总平均寿命决定的光谱线加宽称为寿命加宽

- 碰撞加宽-压力加宽

- 原理

- 气体分子或原子间的碰撞作用使发光粒子突然中断发光而缩短寿命 (非弹性碰撞)
- 相位突变(弹性碰撞)

- 服从洛伦兹线形

- 洛伦兹线形的线性叠加仍未洛伦兹线形

- 热声子加宽

- 固体离子掺杂型激光介质
- 热声子加宽: 晶格场热振动所引起的频率调制加宽
 - 与浓度关系不大, 强烈依赖于晶格温度
 - 可以近似用洛伦兹线形描述

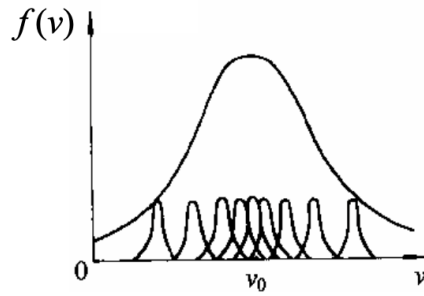
- 非均匀加宽

- 多普勒加宽

- 仅发生在气体中
- $$\nu \approx \nu_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right)$$

- 原理

- 表观中心频率不同了
-



- 线形: Gauss型.

$$f_D = \left(\frac{n}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{v-v_0}{v_0}\right)^2} \frac{c}{v_0}$$

- $\Delta\nu_D = 2\nu + 0 \left(\frac{2kT}{mc^2} \ln 2\right)^{1/2} = 7.16 \times 10^{-7} \sqrt{T/\mu_{mol}} \cdot \nu_0$
 - μ_{mol} 是原子量
 - $\Delta\nu_D \propto T^{1/2}$

- 晶格随机缺陷加宽

- 晶体的生长和制作过程中存在位错或空位. 可近似用高斯线型表示

- 综合加宽

- 均匀加宽和非均匀加宽的本质差别

- 均匀加宽个体变化即整体变化. 非均匀加宽反之

- 分类

- 强非均匀加宽
- 强均匀加宽

• 3. 速率方程、三能级与四能级系统、粒子数密度反转分布值、增益系数

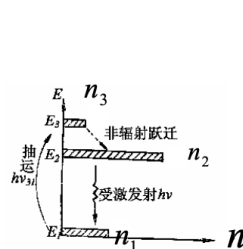
- 三能级与四能级系统

- 为何引入三能级&四能级系统

- 二能级系统实现粒子数反转impossible

- 三能级系统

- 图示



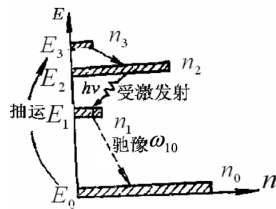
- E_1 : 基态能级, 激光下能级, 抽运能级
- E_2 : 激光上能级, 亚稳能级(ω_{21} 小)
- E_3 : 抽运能级, 非辐射跃迁几率大(ω_{32} 大)

- 特点

- 注意到激光下能级事实上是基态, 是很容易积累粒子的. 因此对抽运的要求很高, 不易实现粒子数反转

• 四能级系统

- 图示



- E_0 : 基态能级, 光抽运能级
- E_1 : 是一个激发态能级, 是激光下能级. τ_{10} 小, ω_{10} 大. 常温下基本空着.
- E_2 : 激光上能级
- E_3 光抽运能级. 具有和 E_1 类似的能级, 非发射的快速弛豫到下一层能级, 使下一层可以疯狂积累

- 特点

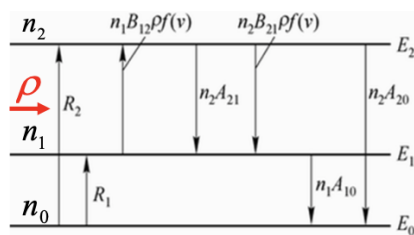
- 显然, 四能级系统想要实现粒子数反转是容易的.

• 速率方程组

- 构成

- 每一项为某一过程的几率与该过程始态能级上的粒子数之积

- 以四能级系统为例



图(2-5) 简化的四能级图

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} &= R_2 - n_2 A_{21} - n_2 W_{21} + n_1 W_{12} \\ &= R_2 - n_2 A_{21} - n_2 B_{21} \rho f(\nu) + n_1 B_{12} \rho f(\nu) \\ \frac{dn_1}{dt} &= R_1 + n_2 A_{21} + n_2 W_{21} - n_1 W_{12} - n_1 A_{10} \\ &= R_1 + n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho f(\nu) - n_1 B_{12} \rho f(\nu) - n_1 A_{10} \\ n &= n_0 + n_1 + n_2\end{aligned}$$

• 粒子数密度反转分布值

- $\Delta n = \frac{R_2 \tau_2 - (R_1 + R_2) \tau_1}{1 + \tau_2 B_{21} \rho f(\nu)}$
- Δn^0 : 小信号粒子数密度反转分布

- $\Delta n^0 = R_2 \tau_2 - (R_1 + R_2) \tau_1$
- 是粒子数密度反转分布值可能达到的最大值
- 物理条件
 - E_2 能级的寿命要长, 该能级上粒子不能轻易通过非收集辐射而离开
 - 下能级寿命要短, 可以快速离开
 - 激励能源更多的将粒子抽运到上能级, 更少地抽运到下能级
 - 即 $\tau_2 > \tau_1; R_2 > R_1$

• G :增益系数

- 定义: 标志介质受激放大能力的物理量. 是关于频率的函数
- 公式

- $G(\nu) = \Delta n B_{21} \frac{\mu}{c} f(\nu) h\nu$
- 对于小信号增益曲线, 其形状完全取决于线型函数

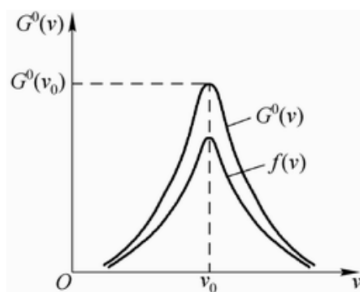


图2-7 均匀增宽介质小信号增益系数

- 均匀增宽介质增益系数 G

$$G(\nu) = \frac{G^0(\nu)}{1 + \frac{I}{I_s} \frac{f(\nu)}{f(\nu_0)}}$$

• 4. 均匀与非均匀增宽介质粒子数密度反转分布值的饱和效应和增益饱和效应

- 均匀增宽型介质的粒子数密度反转分布

•

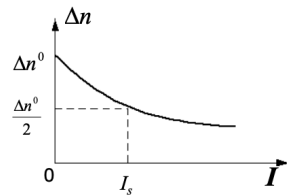
$$\Delta n = \frac{\Delta n^0}{1 + \frac{I}{I_s} \frac{f(\nu)}{f(\nu_0)}} = \begin{cases} \frac{\Delta n^0}{1 + I/I_s} & \nu = \nu_0 \\ \frac{[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2] \Delta n^0}{(\nu - \nu_0)^2 + (1 + I/I_s)(\Delta\nu/2)^2} & \nu \neq \nu_0 \end{cases}$$

- 其中 $\nu = \nu_0$ 的含义是 传播的光波频率和介质的中心频率一致.

• 饱和效应

- 介质已实现粒子数反转并达到阈值. 入射光中含有合适频率的光成分时, 强烈的受激发射使激光上能级的粒子数迅速减少. Δn 随入射光强 I 增大反而下降的现象.
- 关于饱和时 I , Δn^0 的探讨
 - $\nu = \nu_0$:

- $\Delta n = \frac{\Delta n^0}{1 + I/I_s}$
- 易得, 只要 $I \neq 0$, 就一定存在 $\Delta n < \Delta n^0$ 达到饱和效应.
- 而 $I \sim I_s$ 时, 饱和效应显著



- $\nu \neq \nu_0$
 - $\Delta n = \frac{[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2]\Delta n^0}{(\nu - \nu_0)^2 + (1 + I/I_s)(\Delta\nu/2)^2}$
 - I 不为 0, 仍有饱和效应.
 - 当 $I = I_s$, $\Delta n = \frac{3}{4}\Delta n^0$: ν 与 ν_0 偏离越远, 饱和作用越弱
- 控制 $I = I_s$ 进行讨论

频率 Δn	ν	ν_0	$\nu_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2}$	$\nu_0 \pm (1 + \frac{I}{I_s})^{1/2} \frac{\Delta\nu}{2}$	$\nu_0 \pm \Delta\nu$
Δn		$\frac{\Delta n^0}{2}$	$\frac{2}{3}\Delta n^0$	$\frac{3}{4}\Delta n^0$	$\frac{5}{6}\Delta n^0$
$\Delta n^0 - \Delta n$		$\frac{\Delta n^0}{2}$	$\frac{1}{3}\Delta n^0$	$\frac{1}{4}\Delta n^0$	$\frac{1}{6}\Delta n^0$

- 饱和光强 I_s : 衡量饱和的程度
 - 其由介质性质决定, 从手册中可以查出.
- 非均匀增宽介质粒子反转分布值
 - 处理手段
 - 把一条非均匀增宽谱线看作大量线宽极窄的均匀增宽谱线的叠加
- $$\Delta n = n_2 - n_1 = \frac{\Delta n^0}{1 + \tau_2 B_{21} \rho f(\nu)}$$
- $$\Delta n^0 = \Delta n_2^0 - \Delta n_1^0 = R_2 \tau_2 - (R_1 + R_2) \tau_1$$
- 小信号
- 非均匀增宽介质的增益饱和效应
 - 增益系数

- $G_D^0(\nu) = \Delta n^0 B_{21} \frac{\mu}{c} h\nu \cdot f_D(\nu)$

-

$$G_D^0(\nu_0) = \Delta n^0 B_{21} \frac{2\mu}{c\Delta\nu_D} h\nu_0 \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \begin{cases} \propto \frac{1}{\Delta\nu_D} \\ \propto \Delta n^0 \end{cases}$$

- 对比

- 光波I使均匀增宽型介质对各种频率的光波的增益系数都下降同样的倍数;而对非均匀增宽型介质它只能引起某个范围内的光波的增益系数下降,并且下降的倍数不同

- 原因

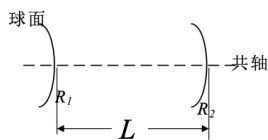
- 非均匀增宽物质中特定类型粒子只与特定频率 ν 的入射光有相互作用.

- 5. 谐振腔的稳定性条件、稳定图

- 光腔的稳定条件

- $0 < g_1 g_2 \leq 1$

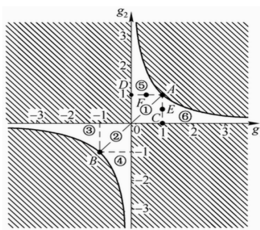
-



- $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$

- 稳定图

-



- 增益饱和效应

- 均匀增宽介质

- 增益饱和

- 在抽运速率一定的条件下,当入射光的光强很弱时,增益系数是一个常数;当入射光的光强增大到一定程度后,增益系数随光强的增大而减小。

- 分情况讨论($\nu = \nu_0$)

- 当 I 很小时,无饱和(G 和 I 无关),且 G 有最大值 $G^0(\nu_0)$

- 当 I 可以与 I_s 相比拟, G 将随 I 增大而明显下降

- 无论 ν 为何值,均有饱和现象. 有 $G(\nu) < G^0(\nu) < G^0(\nu_0)$

- 6. 激光的纵模(序数及间隔)与横模(名称)

- 看了 仿佛又什么都没看. 我知道横模纵模分别指什么, 然后他的选取约束条件了. 但说实话没什么好写的.

- 7. 共焦球面腔的高斯光束特性(纵模 横模 光束参数等)

- 8. 一般稳定球面腔的输出特性、均匀与非均匀介质的输出功率特性

- 均匀增宽-输出功率

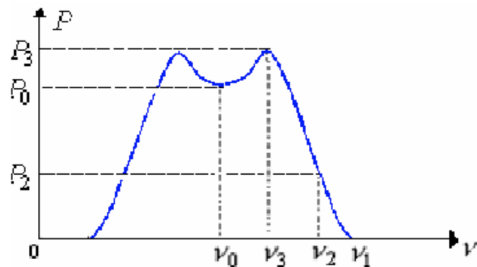
- $$P = AI_{out} = \frac{1}{2}t_1 I_s A \left(\frac{2LG^2}{a_1 + t_1} - 1 \right)$$

- 非均匀增宽

- $$P(\nu_0) = AI_{out}(\nu_0) = \frac{1}{2}At_1 I_s \left[\left(\frac{2LG_D^0(\nu_0)}{a_1 + t_1} \right)^2 - 1 \right]$$

- $$P(\nu) = AI_{out}(\nu) = At_1 I_s \left[\left(\frac{2LG_D^0(\nu)}{a_1 + t_1} \right)^2 - 1 \right]$$

-



- 9. 选模技术

- 定义

- 激光纵模选择, 就是通过使激光器只允许有一种频率振荡, 二其余的频率则均被抑制。

- 纵模竞争

- 均匀加宽

- 理想情况下, 均匀加宽稳态激光器的输出应是单纵模, 其频率在增益曲线中心频率附近, 其它纵模被抑制而熄灭。在模的竞争过程中, 频率越远离中心频率的光越先熄灭。

- 非均匀加宽

- 非均匀增宽激光器的输出一般都具有多个纵模

- 单纵模的选取

- $$\Delta\mu = \frac{c}{2\mu L}$$

- 短腔法

- 原理: $L \downarrow, \Delta\mu \uparrow$.

- 特点

- 结构简单

- 输出功率减小
 - 只适用于增益介质线宽窄的气体激光器中.
- 法布里-珀罗标准具法
 - 原理:F-P只能对某些特定频率的光通过。产生振荡的频率不仅要符合谐振腔共振条件, 还要对标准具有最大的透过率
 - 缺点: 标准具总会带来透射损失对低增益的激光器(He-Ne激光器)不合适, 但对高增益的激光器(CO2激光器)则很有效。
- 三反射镜法
 - 原理: 这个组合相当于两个谐振腔的耦合. 只有同时满足两个腔的谐振条件的光才能形成振荡.
 - 特点
 - 优: 不引入附加的腔内无用损耗;可通过改变干涉仪的光路长度实现可调单频振荡。
 - 缺: 结构复杂, 调整困难
- 单横模的选取
 - 原则:
 - 只留基模, 其他抑制.
 - 基模的衍射损耗最小, 随阶数增高, 衍射损耗将迅速增加.
 - 于是我们应该尽量增大高阶模式和基模的衍射损耗比.
 - 衍射损耗和菲涅耳数
 - $\delta_D = \frac{\phi'}{\phi} = \exp(-2\pi N)$
 - $N = \frac{a^2}{\lambda L}$
 - 我们称 δ_D 为单程衍射损耗. 称 N 为菲涅耳数.
 - 可以观察到, N 越大, 单程衍射损耗越小
 - 选取方法
 - 光阑法选取单横模
 - 原理: 基模具有最小的光束半径,其他高阶模光束半径依次增大. 如果用一个小孔光阑,其半径与基模半径相当,那么基模可以顺利通过, 而光斑尺寸较大的高阶横模却受到阻拦而遭受较大的损耗。
 - 缺点
 - 输出功率比较小
 - 腔内功率密度高时, 小孔容易损坏
 - 聚焦光阑法
 - 原理: 小孔光阑前后加透镜. 充分利用激活介质. 其他方向光线聚焦后被小孔阻截
 - 特点

- 优:保持了小孔光阑的横模特性,又扩大了模体积,提高激活介质的利用率,增大激光输出功率.
- 缺: 由于附加两个透镜,增加腔内损耗,并较难于调整.
- 腔内望远镜法
 - 原理: 基本还是那套原理. 不过让光阑离开了焦点位置.

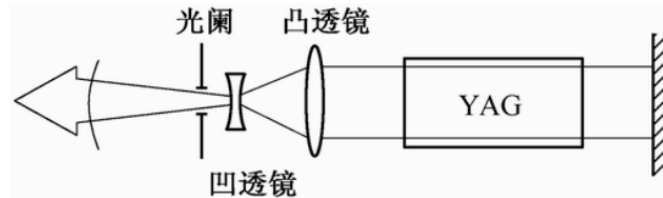


图4-7 腔内望远镜法

- 特点:
 - (1)能获得大模体积的基模输出.
 - (2)可以通过调节望远镜个离焦量,得到热稳定性很好的激光输出.
 - (3)输出光斑适当,不致光学元件损坏.

• 10. 稳频技术

- $$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta\mu}{\mu}\right)$$
- 腔长变化的主要原因
 - 温度造成的热膨胀
 - 外界机械振动引起谐振腔支架振动
 - 光学元件的变化
 - 布儒斯特窗位置变化
 - 支撑物有磁性-外磁场引起腔长变化
- 引起折射率变化的因素
 - 暴露在大气腔体, 当大气条件(气压、温度、湿度)变化时, 空气折射率将产生变化, 从而导致谐振频率变化。
- 稳频方法
 - 被动式稳频(更进一步很难)
 - 采用膨胀系数小的材料制作;
 - 恒温控制
 - 限震
 - 密封隔声
 - 稳定电流
 -
 - 主动式稳频

- 原理:采用负反馈电路控制稳频技术。选取一个稳定的参考标准频率,当外界影响使激光频率偏离标准频率时,鉴频器给出误差讯号,通过负反馈电路去控制腔长,使激光频率自动回到标准频率上

- 具体方法

- lamb凹陷稳频法

- 原理: 利用lamb凹陷(非均匀加宽激光介质, 其输出功率图像中央是凹陷的),

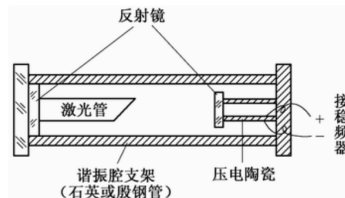


图4-8 兰姆凹陷法稳频激光器的基本结构

- 注意问题:

- 必须是单纵模, 单横模.
 - lamb凹陷深度为输出功率的1/8
 - 对称性也很重要

- 饱和吸收法稳频

- 原理: 通过放置一个吸收管, 在吸收系数曲线上人为制造一个凹陷.

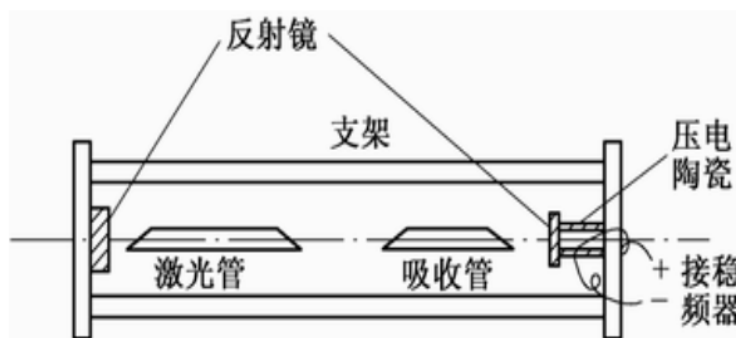


图4-12 饱和吸收法稳频的装置示意图

- 11. 激光聚焦于准直的基本知识

- 目的: 改善光束的方向性, 即压缩光束的发散角

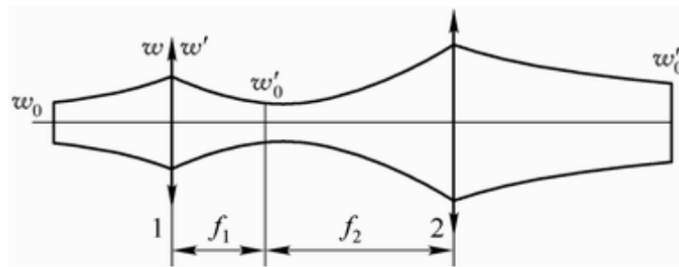
- 方法

- 单透镜

- 用单个透镜将高斯光束转换成平面波, 从原理上说, 是不可能实现的。

- 望远镜

- 首先利用一个短焦距透镜将高斯光束聚焦, 获得极小的腰斑;然后再利用一个长焦距透镜改善光束的方向性, 达到准直的目的。



图(4-20) 倒装望远镜系统压缩光束发散角

• 12. 调Q技术

• Q值定义

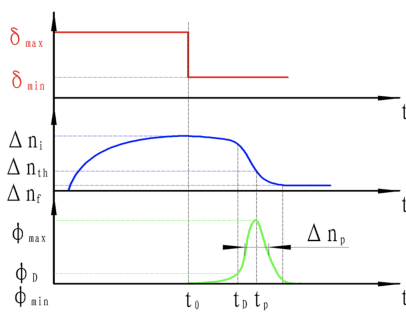
- $Q = 2\pi \frac{\text{谐振腔内储存的能量}}{\text{每振荡周期损耗的能量}}$
- $Q = 2\pi \frac{Q}{P} = \frac{2\pi}{\lambda a_{\text{总}}}$

• 调Q的基本原理

- 要使上能级积累大量的粒子，可以设法通过改变(增加)激光器的阈值来实现(其实他是想获得超大功率的激光器xd)
- 调Q技术就是通过某种方法使腔的Q值随时间按一定程序变化的技术

• 两阶段

- 储能阶段(延迟时间)反转粒子数达最大值
- 激光产生输出
-



• 调制方法

- 原理: 因为Q和损耗 $a_{\text{总}}$ 成反比. 因此, 按一定规律改变 $a_{\text{总}}$ 就可以使Q发生相应的变化.
- 电光调Q:
 - 原理: 通过控制电光晶体两端的电压达成

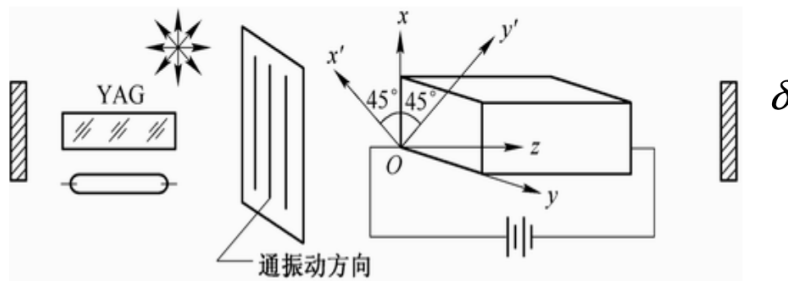


图4-27 电光调Q装置示意图

- 特点

- 有较高的动态损耗和插入损耗
- 开关速度快, 同步性能好.
- 宽度窄, 峰值功率大
- 不适用于连续泵浦激光器

- 声光调Q

- 原理: 在声光器件工作时产生很高的衍射损耗, 此时, 腔具有很低的Q值, Q开关处于关状态; 在某一特定时间, 撤去超声, 光束则顺利通过均匀的声光介质, 此时Q开关处于开状态;

-



图4-28 声光调Q装置示意图

- 特点:

- 是快开关类型
- 适用于连续泵浦激光器
- 但不适应于高能调Q

- 染料调Q

- 原理: 可饱和吸收染料. 即其吸收系数并不是常数, 当在较强激光作用下, 其吸收系数随光强的增加而减小直至饱和, 对光呈现透明的特性.

-



图(4-29) 染料调Q装置示意图

- 特点
 - 吸收峰中心波长应与激光器激光波长吻合
 - 饱和光强 I_s 要适当

• 13. 背景知识

• 第一台激光器

- 美国休斯公司实验室一位从事红宝石荧光研究的年轻人梅曼(T.H.Maiman)在**1960.5.16**利用**红宝石棒**首次观察到激光；
- 梅曼等人研制成功的第一台激光器的工作物质是长2cm、直径1cm的掺钕红宝石棒，它的两端被磨平后镀银，其中一个镀银面中心有一个直径1mm的透光孔，泵浦光源为螺旋形氙灯。

• 激光器的基本组成部分

- 工作物质
 - 粒子有适当能级结构, 可实现粒子数反转
- 激励能源:
 - 抽运(又叫泵浦), 即把大量粒子激励到激光上能级(高能级)
- 光学谐振腔:
 - 选模(提高 \bar{n} 即相干性), 实现光学正反馈。

• 14. 共焦腔的等相面

- 在近轴情况下，等相位面是顶点位于 z_0 的旋转抛物面
- 等位相面在近轴区域可看成半径为 R_0 的球面

•

