

上节课程内容回顾

§3.5 激光振荡器

- 一、激光振荡器及阈值
- 二、阈值粒子数的反转密度
- 三、谐振器的输出谱线宽度
- 四、激光振荡器的列举

下一节课程内容

§3-6 激光器的频率特性和 稳频与模式选择原理

- 一、非均匀谱线增宽多模振荡
- 二、均匀谱线增宽多模振荡
- 三、稳频原理
- 四、模式选择技术

思考问题

- ◆ 激光器输出频率： 单纵模？多纵模？
- ◆ 模式（横模与纵模）可以选择吗？
- ◆ 频率稳定性意义？
- ◆ 频率稳定性的方法？
- ◆ 非均匀加宽介质与均匀加宽介质之差别？
- ◆ 兰姆凹陷发生条件及稳频应用？

§3-6 激光器的频率特性和稳频与模式选择原理

一、非均匀谱线增宽多模振荡

◆ **动态过程:** 抽运使 ΔN 增大；受激发射使 ΔN 减小,限制了 ΔN 无限增大；

◆ 由于工作物质谱线增宽机制不同，致使振荡器中增益饱和性质不一样！

(一) 烧孔效应

(二) 单模振荡、兰姆凹陷

(三) 多模振荡

(四) 非均匀加宽模式竞争

(五) 非均匀谱线增宽激光输出功率

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(一) 烧孔效应

◆一般气体激光器的气压都在毫毛至几十毛的范围，主要增宽机制是热运动增宽。

如：He-Ne激光器， $\lambda_0 = 6328\text{\AA}$

$$\nu_0 = 4.74 \times 10^{14} \text{ Hz}$$

Ne 原子质量 $M=20$ ，温度 $T=400\text{K}$ ， $L=30\text{cm}$ 。

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(一) 烧孔效应

增宽结果有：
$$\Delta \nu_D = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} = 1.518 \times 10^9 \text{ Hz}$$

而
$$\Delta \nu_q = \Delta \nu_c = \frac{c}{2L} = 0.5 \times 10^9 \text{ Hz}$$

假如调节谐振腔长度使

$$\nu_q = \nu_0 + \frac{\Delta \nu_q}{2} = \nu_0 \left(1 + \frac{V_z}{c} \right)$$
$$\nu_{q-1} = \nu_0 - \frac{\Delta \nu_q}{2} = \nu_0 \left(1 - \frac{V_z}{c} \right)$$

其中
$$V_z = 1.58 \times 10^4 \text{ cm/s}$$

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(一) 烧孔效应

- 当在 $h\nu_q$ 光子的作用下，速度为 V_z 的那部分激发原子才产生受激发射，导致这部分原子的损耗，即速度为 V_z 的原子数 N_2 下降。
- 而其他速度的激发原子不会参加到频率为 ν_q 的受激发射中，因此在增益曲线上 ν_q 处增益下降至阈值，产生了一个凹穴。
- 同理在 ν_{q-1} 上有另一凹穴，称为烧孔效应。

烧孔效应

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(一) 烧孔效应

- 这种只有部分激发原子参与受激发射，而不是整个原子集合，这样的谱线增宽现象称为“非均匀增宽”。
- 烧孔宽度： $\Delta\nu_h$ 在阈值附近 $\Delta\nu_h \approx \Delta\nu_N$ ；激发增加时孔也增大。
- 烧孔深度： $H = \ln G - \ln G^s$
- 激光输出功率： $\overline{P} \propto 2H \cdot \Delta\nu_h$

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(二) 单模振荡、兰姆凹陷

- 假如调整腔长使 $\nu_q = \nu_0$, 则只有 $\nu_z=0$ 的激发原子参与受激发射, 只有一个烧孔。
- 输出功率出现极小值 $\bar{P} \propto H \bullet \Delta \nu_h$

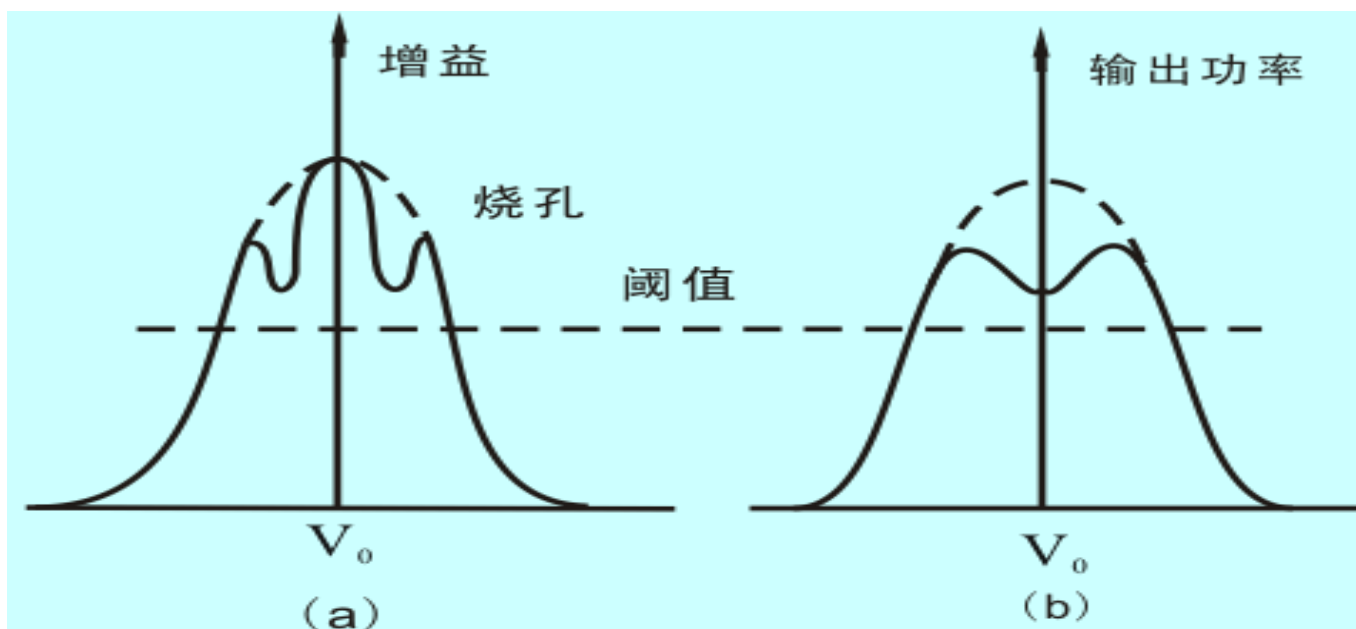


图6. 2-1 (a)增益曲线的烧孔效应和 (b) 兰姆凹陷

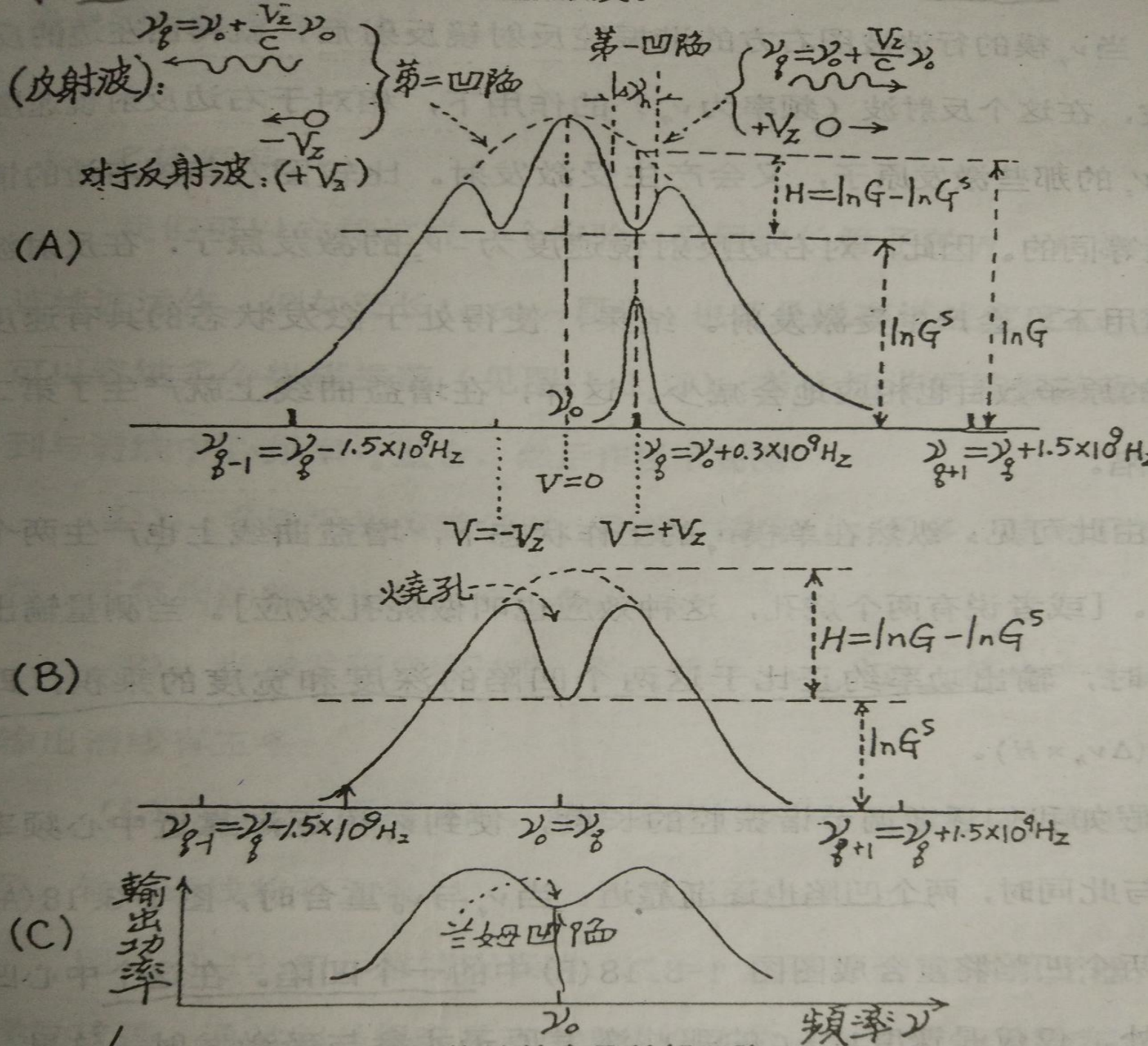


图 1-3. 18 双烧孔效应及兰姆凹陷

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(三) 多模振荡

◆当谱线宽度 $\Delta\nu_D$ ($>\Delta\nu_q$) 范围内容纳多个纵模

◆低压1毛--几十毛下 (热运动增宽--非均匀增宽)

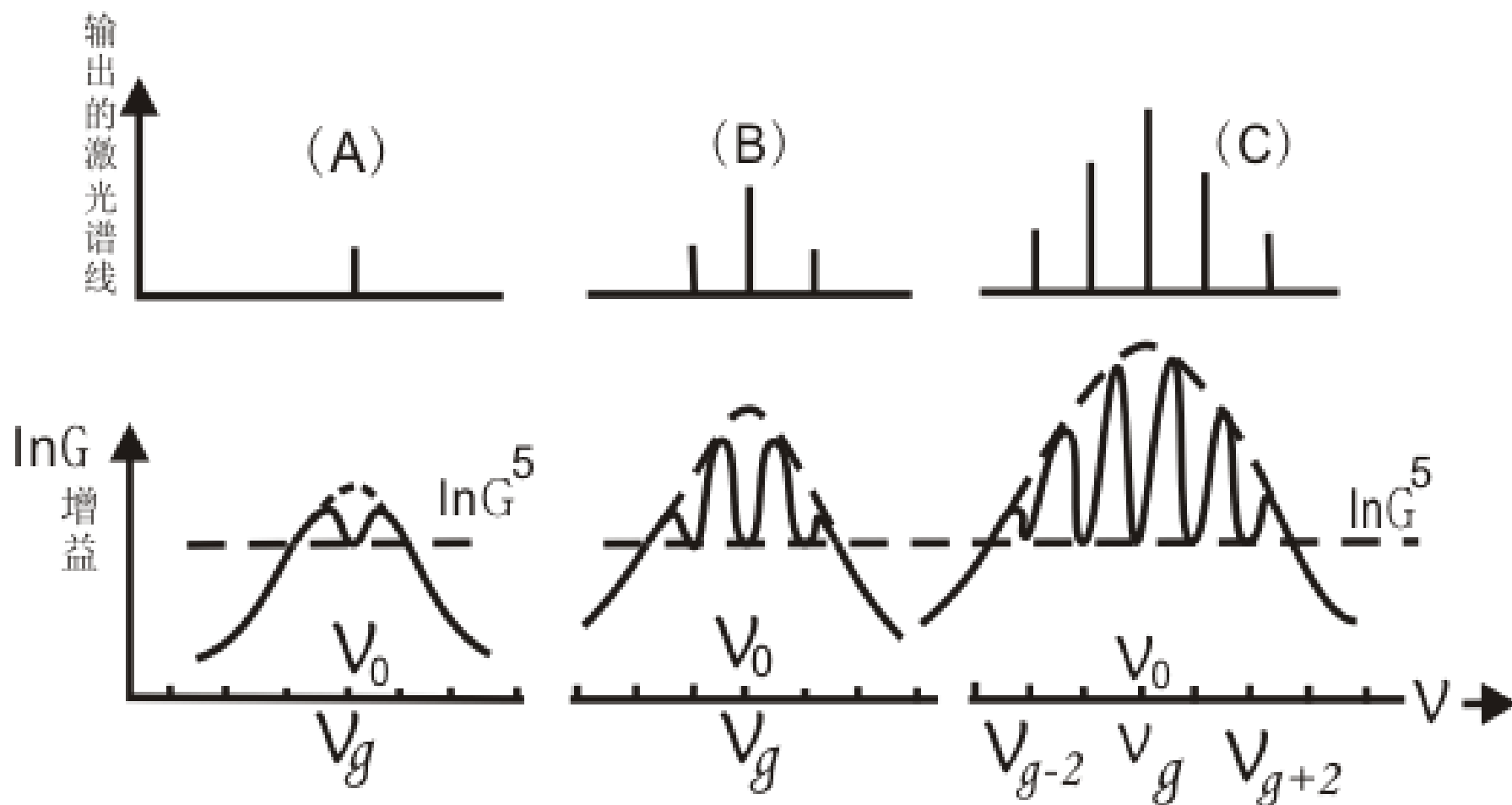
◆原子碰撞间隔 $10^{-6} \rightarrow 10^{-7} s$

◆原子自发发射寿命 $10^{-8} s$

导致：瞬间速度 $\pm V_z$ 的激发态粒子数特别减少

一、非均匀谱线增宽多模振荡

(三) 多模振荡



随着激励程度的增加,可能有更多的振盈模被激发

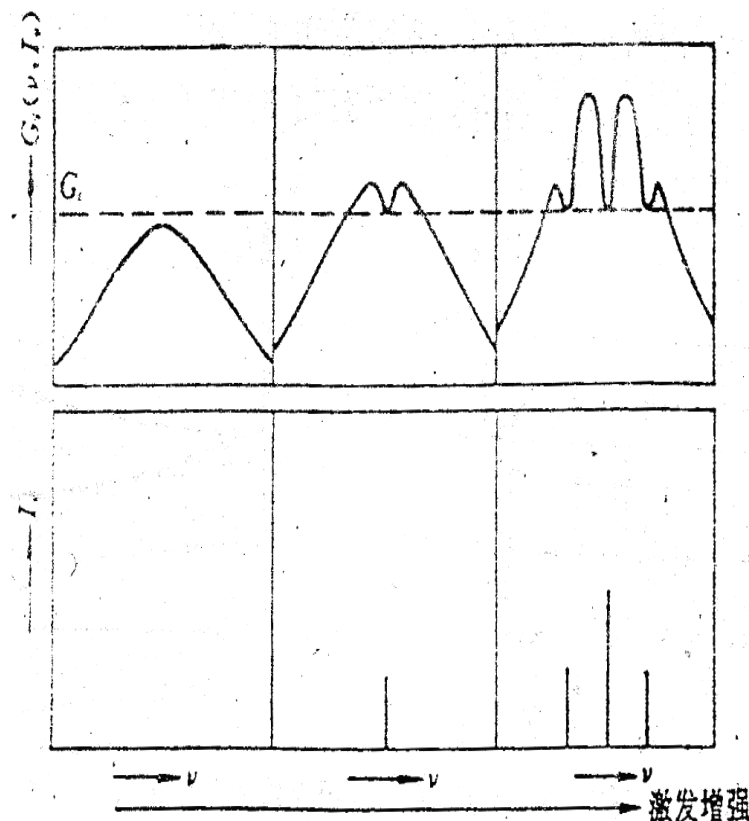
一、非均匀谱线增宽多模振荡

(四) 非均匀加宽模式竞争

◆ 对不同频率 ν 的入射光，只会引起频率范围 $\nu \pm d\nu$ 内的增益饱和，而其他的频率可以顺利形成振荡；

◆ 多普勒展宽情况下，每个不等于 ν_0 的入射光将会引发 ν_0 两侧对称的两个烧孔，若 $\nu_q = \nu_0$ ，则 ν_{q+1} 与 ν_{q-1} 将会产生竞争，其输出功率为两种模式的随机起伏，为什么？

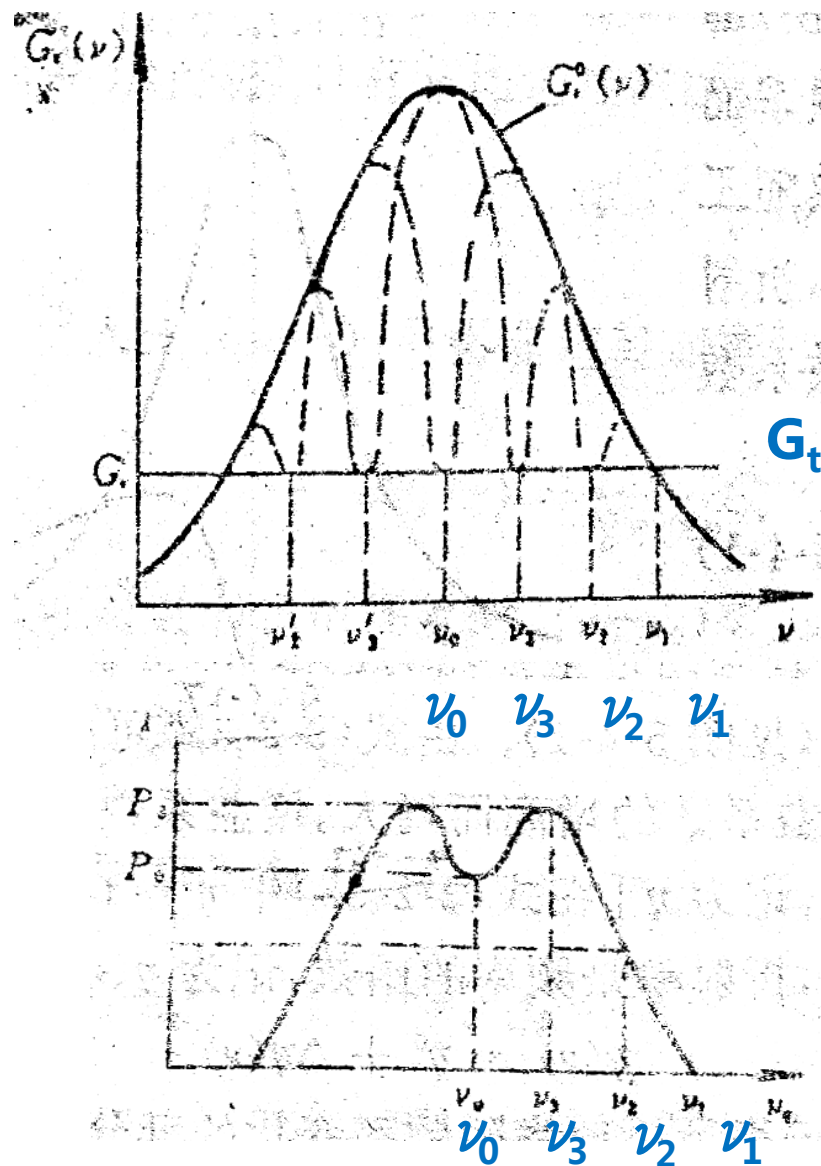
◆ 若 ν_q 与 ν_{q+1} 之间频率间隔不大于烧孔宽度，他们的烧孔会重合，也会产生模式竞争。



一、非均匀谱线增宽多模振荡

(五) 非均匀谱线增宽激光输出功率

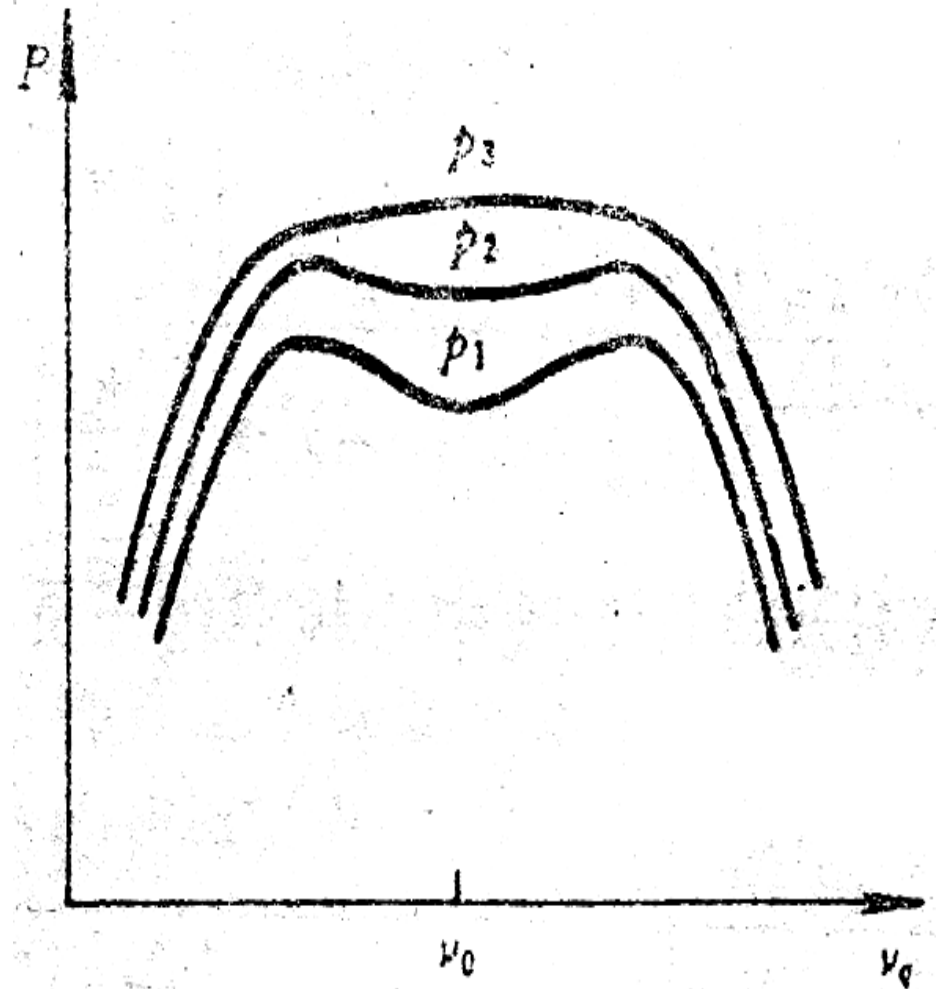
- ◆ 当 $\nu_q = \nu_1$ 时, $G^0 < G_t$, $P=0$;
- ◆ 当 $\nu_q = \nu_2$ 时, 在增益曲线上烧两个孔, P 正比于孔的面积。
- ◆ 当 $\nu_q = \nu_3$ 时, 烧孔面积增大, P 增大;
- ◆ 当 $\nu_q \rightarrow \nu_0$ 时, 两个孔部分重叠, P 开始减小, 在 ν_0 处有最小值;
- ◆ 功率-频率曲线上的这种凹陷-----兰姆凹陷;



一、非均匀谱线增宽多模振荡

(五) 非均匀谱线增宽激光输出功率

◆ 当气体激光器气压增高时，多普勒展宽效应下降，谱线逐步过渡到均匀展宽，则兰姆凹陷会逐渐变宽、变浅，最终消失。P1, P2, P3分别是气压增加。



补充说明：兰姆凹陷的发现和应用

- ◆是科学与技术，理论与实践密切结合取得重要成果的又一个极好例证。
- ◆ 1962年(He-Ne激光器发明两年后)，诺贝尔物理奖得主小W.E.兰姆教授（耶鲁大学）对氦氖激光器作理论分析：根据原子在电磁场作用下振荡的经典模型，计算激光强度随空腔参数改变的关系。

兰姆凹陷的发现和应用

- ◆**兰姆原来预计**：空腔原子有一定的自然跃迁频率，当空腔频率与原子跃迁频率一致时，会因为谐振而使激光强度达最高值。
- ◆**可是出乎兰姆的意料**：计算所得的曲线却在谐振处呈现极小值，形成一凹陷。证实计算没有问题！

兰姆凹陷的发现和应用

- ◆ **兰姆敏感地预见到**：这一凹陷有助于频率的稳定，因为他在理论计算中参考了二十年代电子学家范德泡尔（van der Pol）关于多频振荡器的理论，这一理论证明只要满足一定条件就可以出现频率锁定现象。
- ◆ 当时，兰姆并不知道这就是由于**饱和和多普勒频宽引起烧孔效应**的后果。

兰姆凹陷的发现和应用

- ◆兰姆作出理论预测后，并没有马上发表：而是将手稿寄给激光器的另外两位先驱，贾万（伊朗人）和本勒特（Bennett），请他们发表意见。
- ◆贾万回信说：他虽然没有观察到这个现象，但相信会有，因为他曾观察到与之有关的推频效应。
- ◆本勒特则把自己的实验记录寄给兰姆：他在激光输出随调谐频率变化的曲线中没有找到凹陷信号，表示对此没有信心。

兰姆凹陷的发现和应用

- ◆ 贝尔实验室同事R.A.麦克发伦：得知后对这个问题产生了兴趣，主动承担起实验研究工作。
- ◆ 麦克发伦用磁致伸缩方法使氦氖激光器的光学腔改变长度：从而调整谐振频率，开始时，他的激光管中用的是自然丰度的气体（氖的成分为 ^{20}Ne ，90.92%； ^{21}Ne ，0.26%； ^{22}Ne ，8.82%），在谐振曲线上也没有观察到凹陷，但他注意到曲线有些不对称，似乎是两种频率叠加而成的。他意识到这可能是氖的同位素效应。
- ◆ 在贾万的帮助下，做了 ^{22}Ne （纯度达99.5%）的氦氖激光器：在中心频率附近出现了微浅的凹陷信号。功率加大后，凹陷随之变深，形成明显的驼峰曲线。

兰姆凹陷的发现和应用

- ◆ 麦克发伦、本勒特和兰姆三人联名于1963年发表了实验结果，正式宣布兰姆凹陷的存在。与此同时，贾万也发表了类似报告。
- ◆ 从此，单模稳频氦氖激光器登上了精密计量工作的舞台：在长度和频率的计量中发挥了重要作用，并且开辟了激光稳频的广阔领域。

二、均匀谱线增宽多模振荡

(一) 高压气体激光器中均匀谱线增宽效应

◆当气压 > 0.1 大气压或者更高时

压力增宽-----碰撞频繁 ($10^{-8} \rightarrow 10^{-9} \text{ s}$)

$\pm V_z$ 的激发粒子得到补充

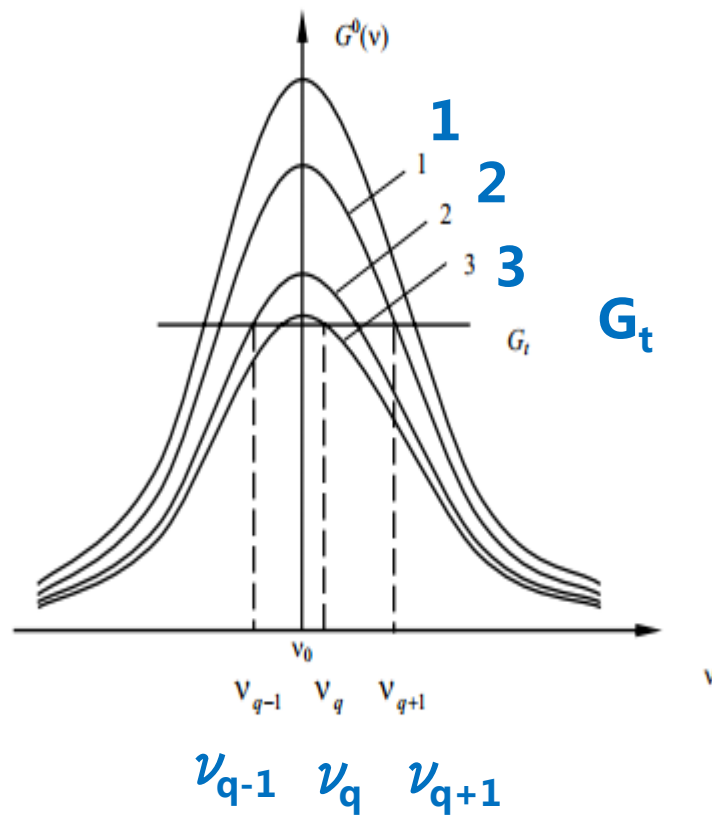
◆导致：增益曲线上不会产生凹陷，而是整体下降-----谱线均匀加宽

◆在阈值时，只有 ν_0 附近的模式运转，大于阈值时也是多模运转。

二、均匀谱线增宽多模振荡

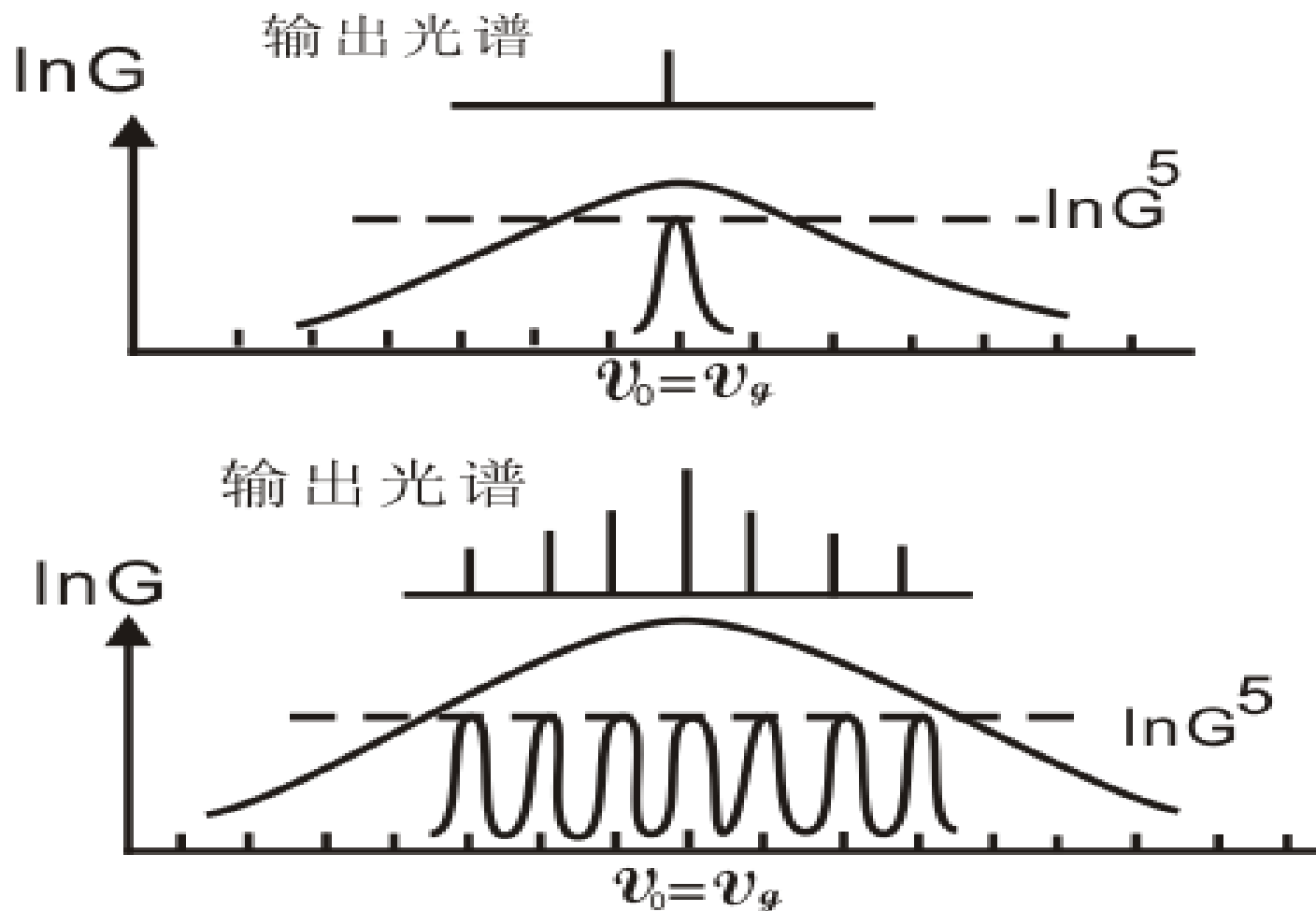
(二) 均匀加宽的纵模竞争

- ◆开始时 $G_0 > G_t$ ， ν_q ， ν_{q+1} ， ν_{q-1} 都能形成自激振荡；
- ◆当 G 下降到曲线1时， $G(\nu_{q+1}) = G_t$ ，此时 $I_{\nu_{q+1}}$ 不再增加，而 I_{ν_q} 和 $I_{\nu_{q-1}}$ 会继续增加；
- ◆当 G 下降到曲线2时， $G(\nu_{q+1}) < G_t$ ，此时 $I_{\nu_{q+1}}$ 会逐渐减小而熄灭， $G(\nu_{q-1}) = G_t$ ，则 $I_{\nu_{q-1}}$ 不会再增加，而 I_{ν_q} 会继续增加；
- ◆当 G 下降到3时， $G(\nu_{q-1}) < G_t$ ，此时 $I_{\nu_{q-1}}$ 会逐渐减小而熄灭， $G(\nu_q) = G_t$ ，即腔内只剩下频率为 ν_q 的模式继续存在。



二、均匀谱线增宽多模振荡

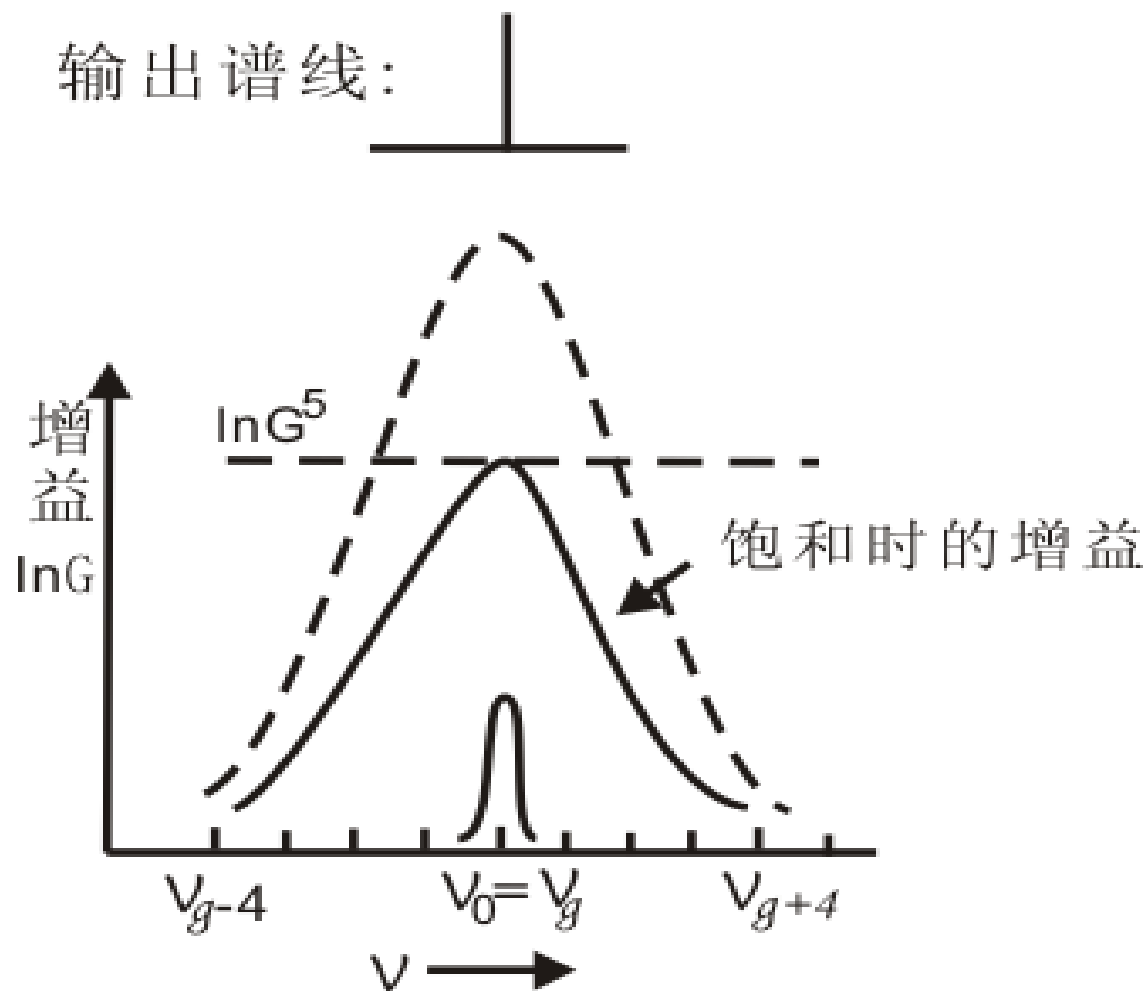
(二) 均匀加宽的纵模竞争



按频率分布表示的增益曲线

二、均匀谱线增宽多模振荡

(二) 均匀加宽的纵模竞争



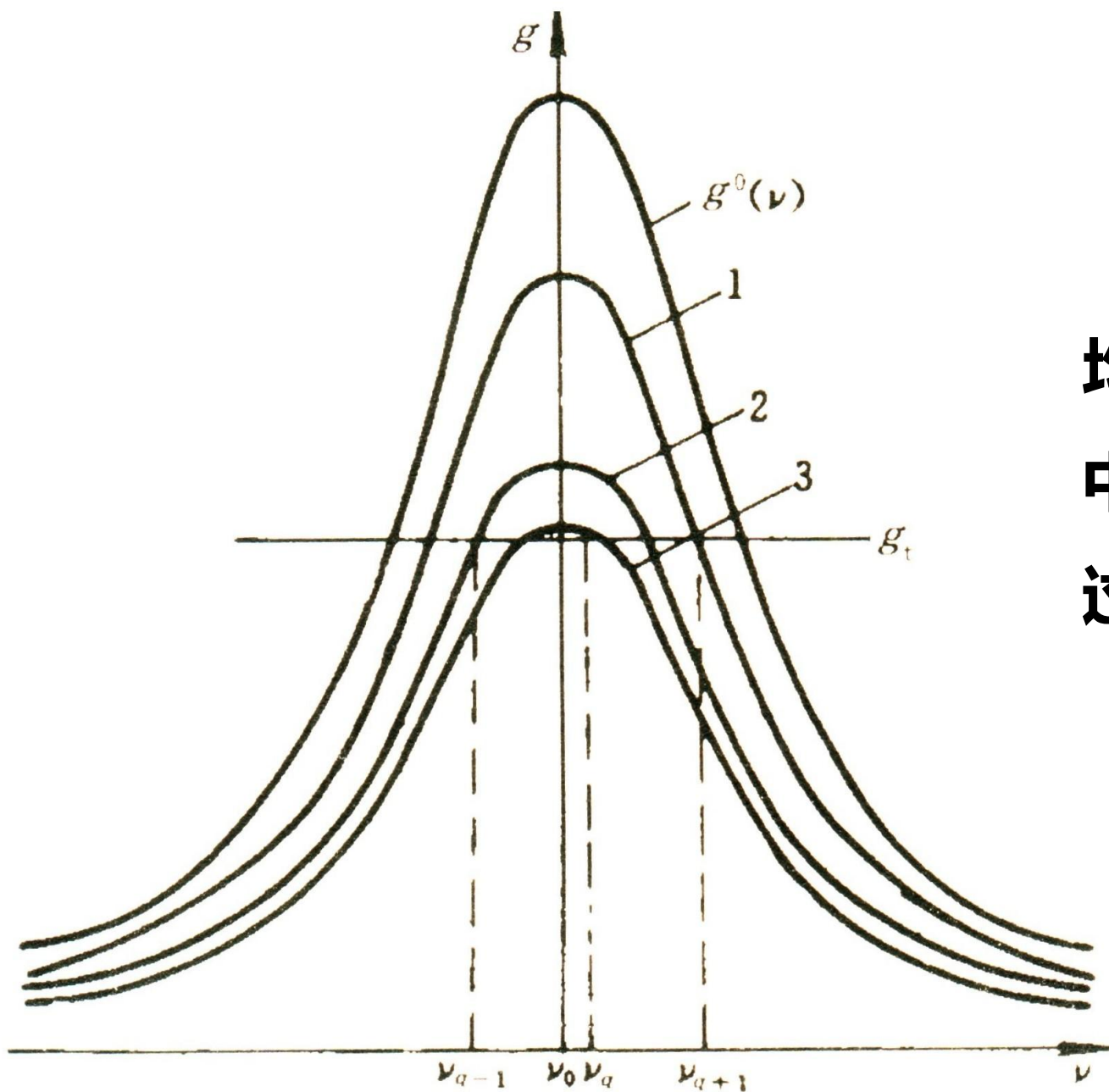
谱线均匀增宽情况

◆对均匀加宽，总是靠近中心频率的纵模在竞争中获胜，即均匀加宽稳态激光器可以单纵模输出的。

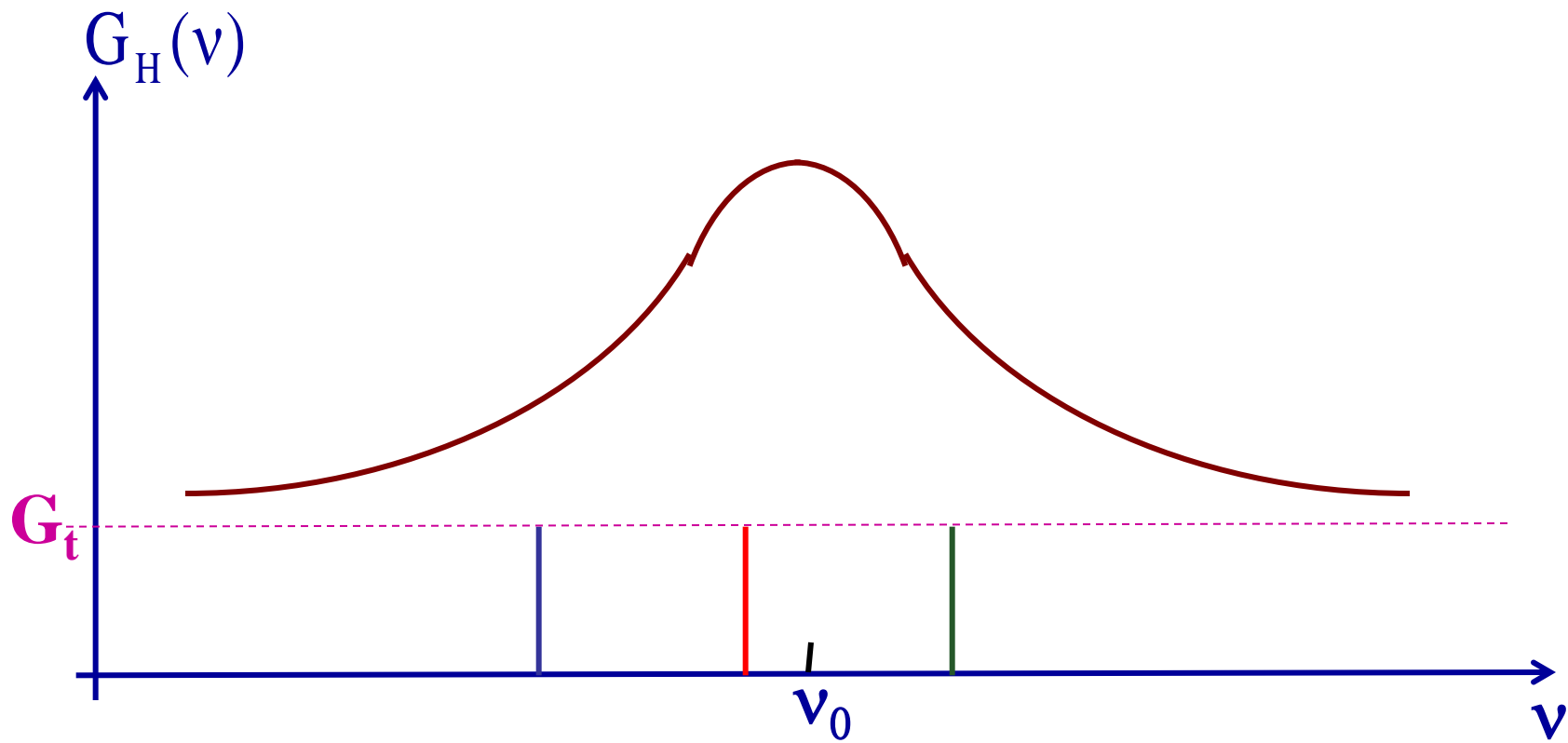
讨论：均匀加宽激光器中的模竞争

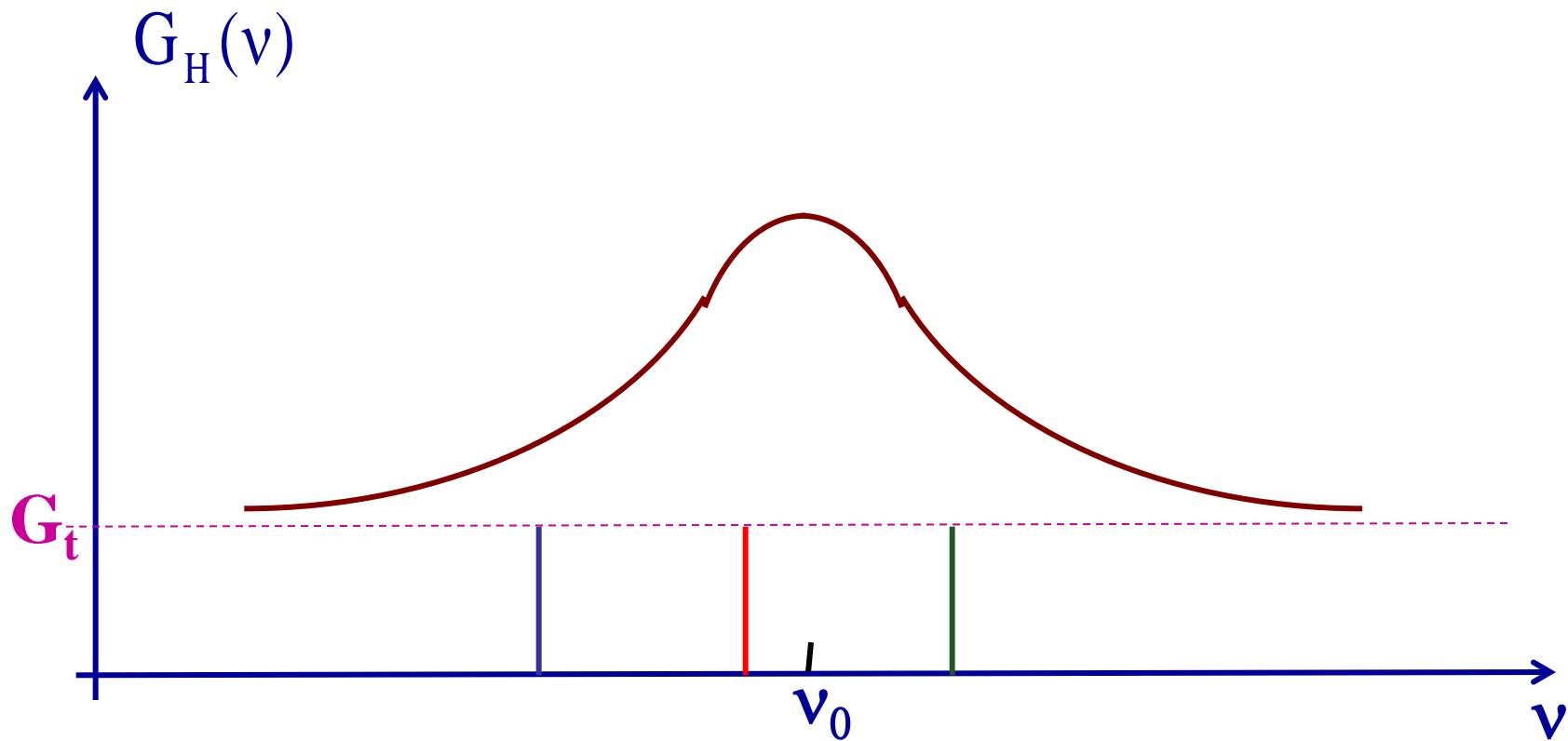
增益曲线均匀饱和引起的自选模作用

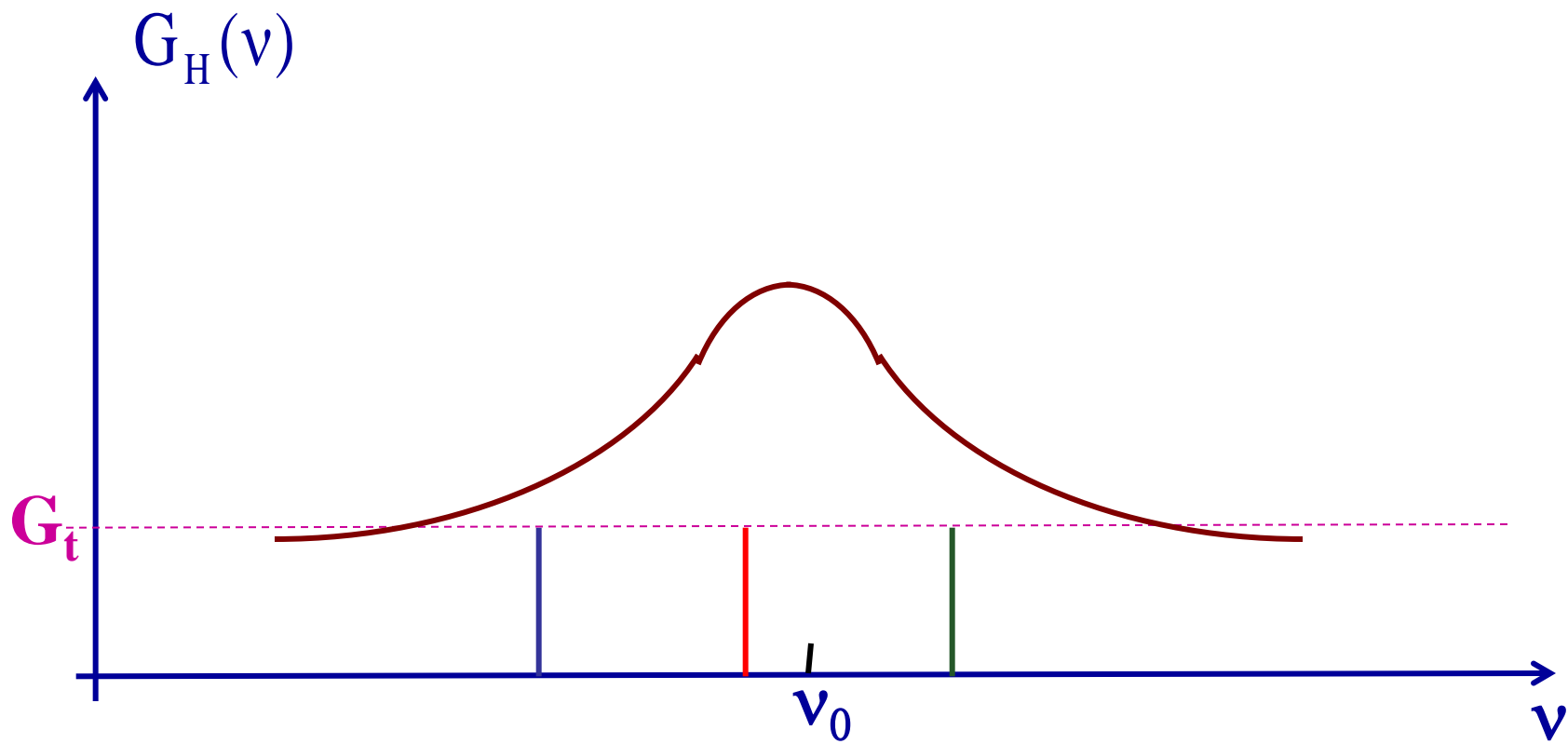
Q：如果有多个模式的谐振频率落在均匀加宽增益曲线范围内，且小信号增益系数 $g^0(\nu)$ 都大于 g_t ，这些模式是否都能维持稳态振荡？

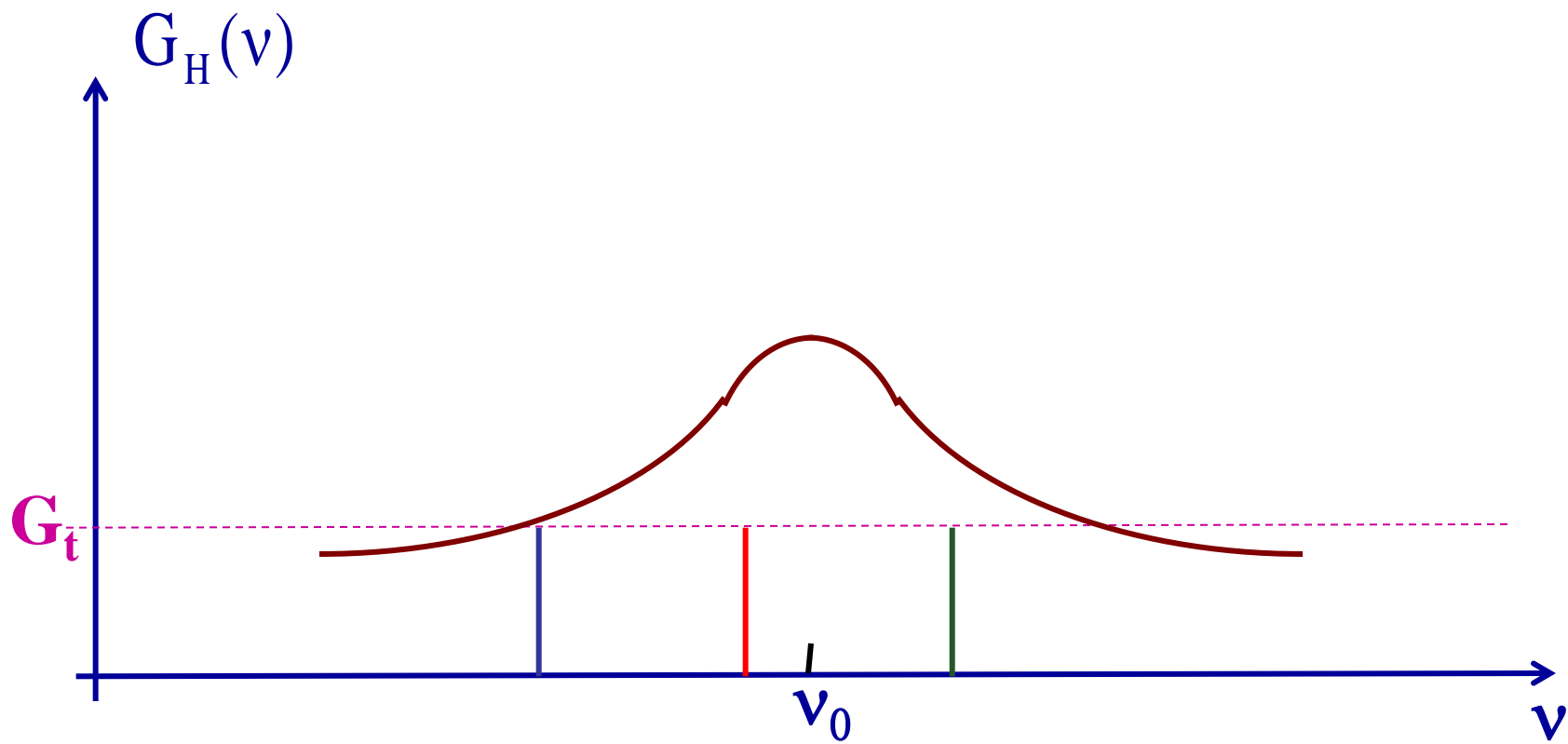


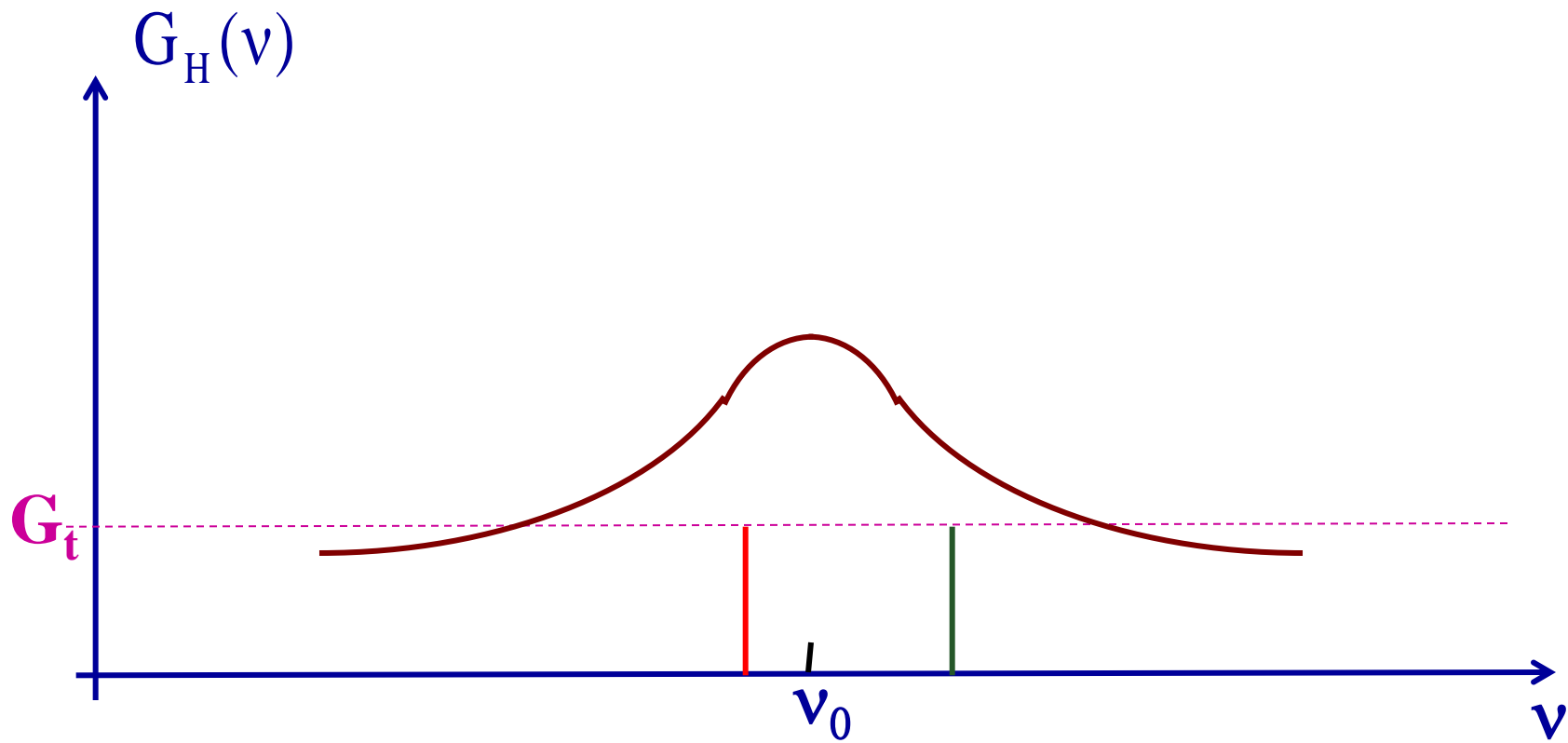
**均匀加宽激光器
中建立稳态振荡
过程中的模竞争**

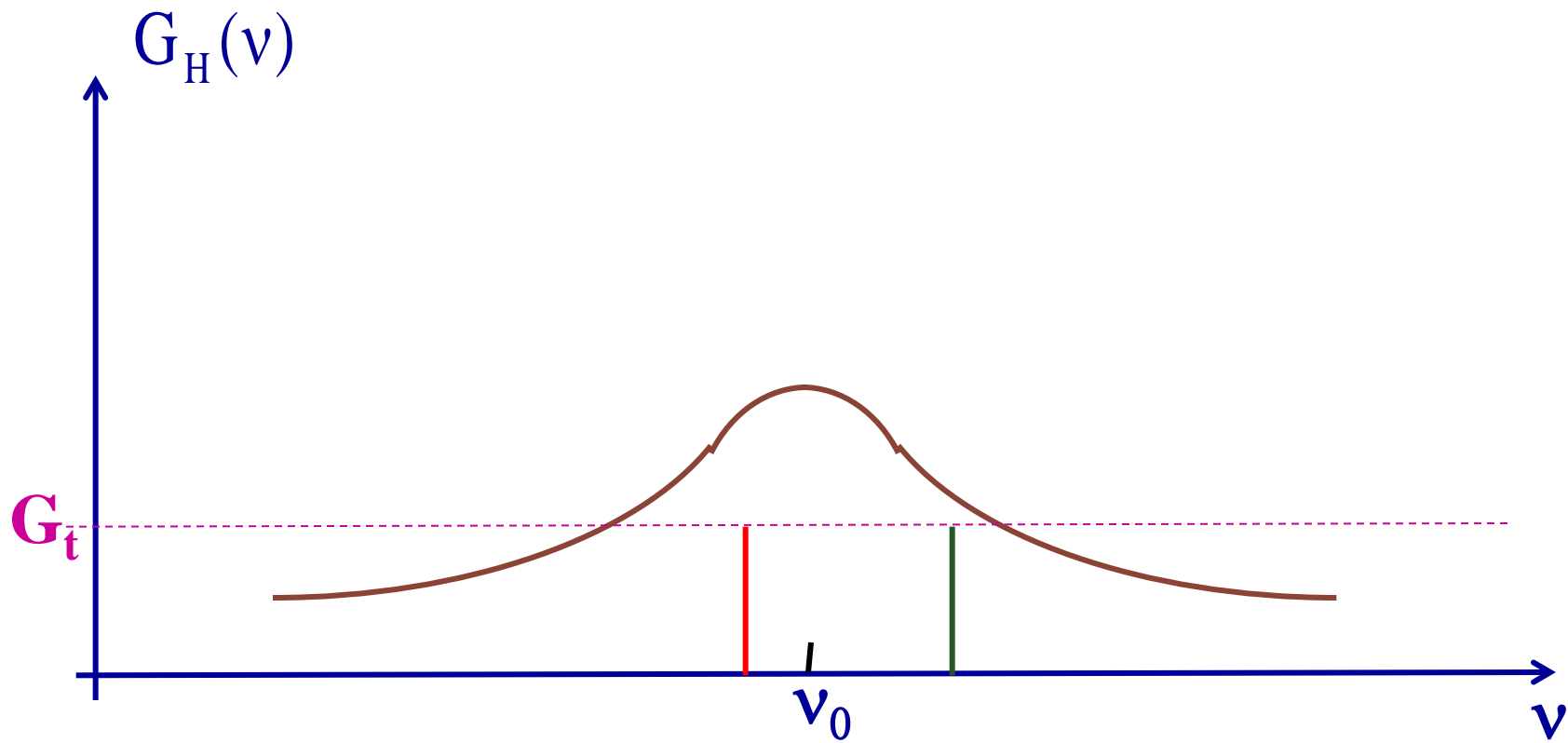


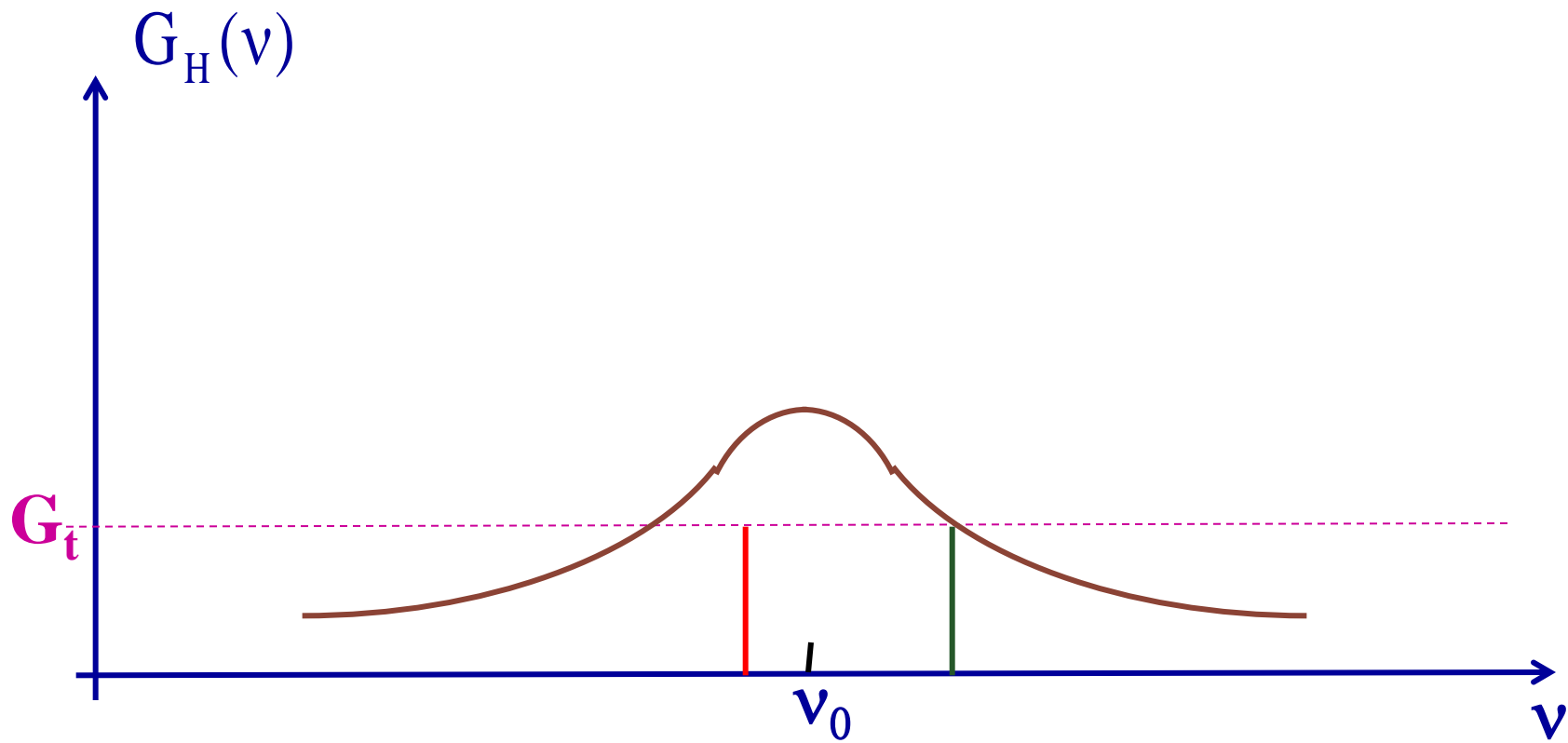


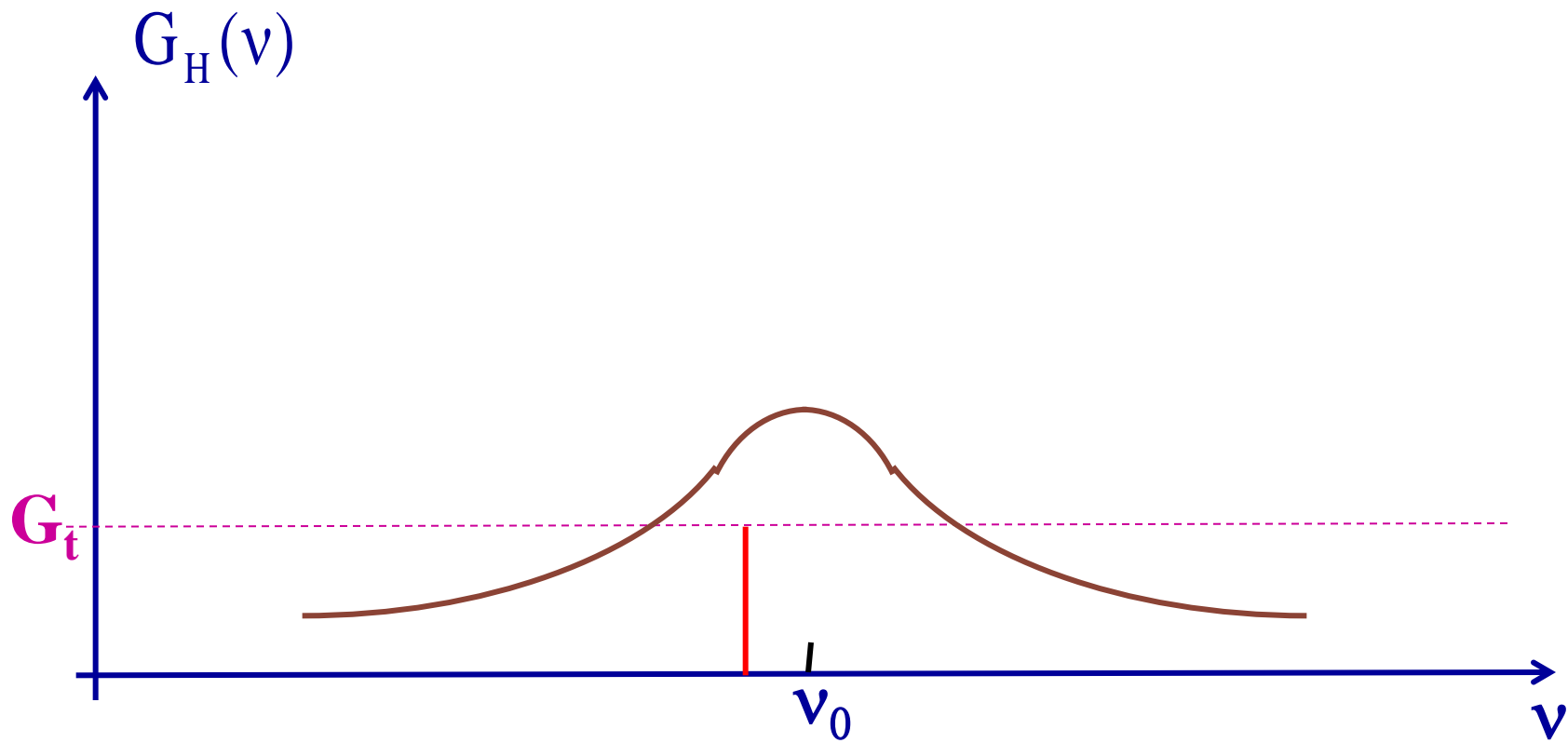


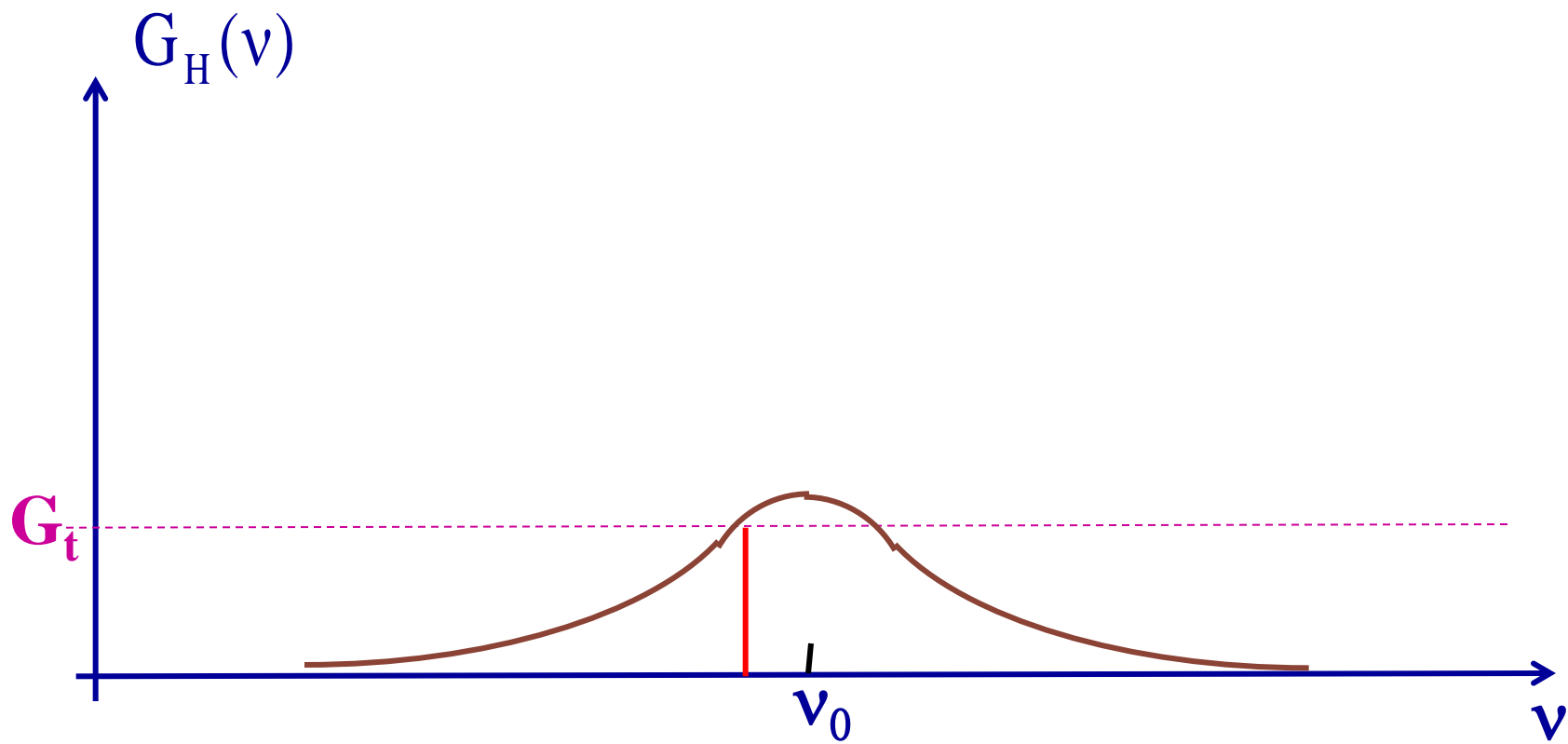












结论：

- 在均匀加宽激光器中，几个满足阈值条件的纵模在振荡过程中互相竞争，结果总是靠近中心频率 ν_0 的一个纵模得胜，形成稳定振荡，其它纵模都被抑制而熄灭。
- 理想情况下，均匀加宽稳态激光器的输出应是单纵模的，其频率总是落在谱线中心附近。

二、均匀谱线增宽多模振荡

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

◆晶格振动时间（热化作用 $10^{-13} s$

◆晶体中激发离子自发发射时间：

$$10^{-3} \rightarrow 10^{-4} s$$

◆均匀增宽

二、均匀谱线增宽多模振荡

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

空间烧孔引起多模振荡

频率为 ν 的纵模在腔内形成稳定振荡时，腔内形成一个驻波场，波腹处光强最大，波节处光强最小，使轴向各点的反转集居数密度和增益系数不同，波腹处增益系数（反转集居数密度）最小，波节处增益系数（反转集居数密度）最大，这种现象称为增益的空间烧孔效应 (spatial hole burning)。

二、均匀谱线增宽多模振荡

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

空间烧孔引起的多模振荡：

1、多纵模

成因如右图：

◆当空间中剩下反转粒子数较大的区域，若有另一纵模也可能形成振荡；空间烧孔会引起多纵模振荡；

◆对气体激光器而言，不易出现空间烧孔，而固体激光器一般都存在空间烧孔；

2、多横模：由于不同横模具有不同的横向分布，故消耗反转粒子数也具有横向分布，也能引起多横模振荡。

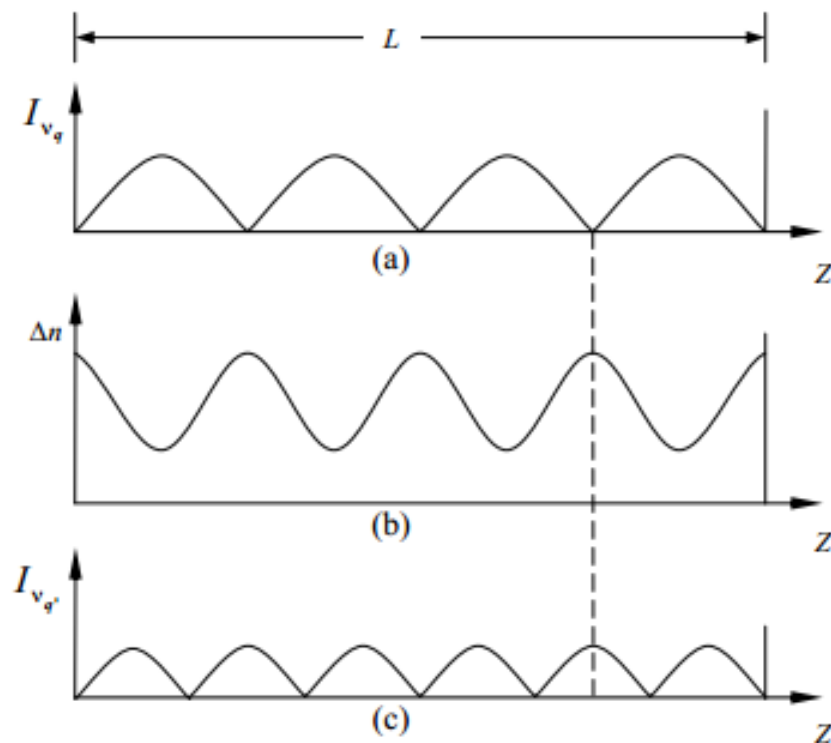


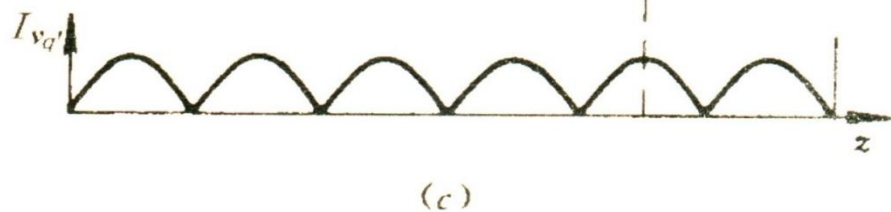
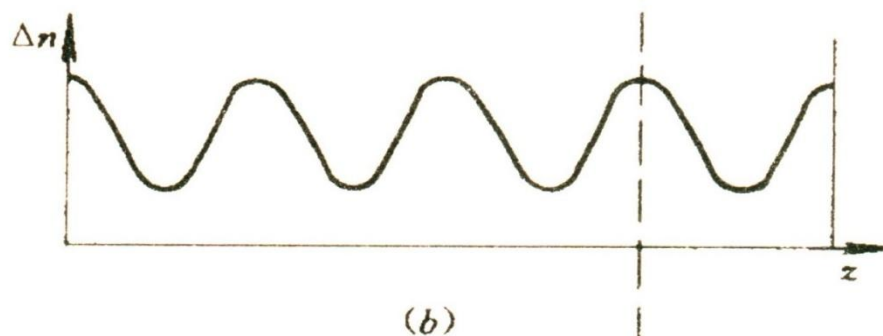
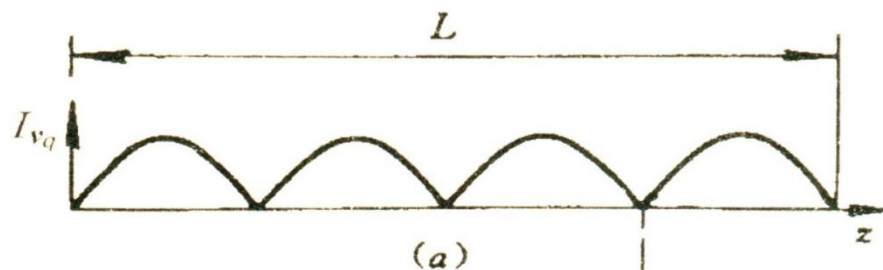
图 5-3 空间烧孔效应示间图

(a) q 模腔内光强分布；(b) 只有 q 模存在时反转粒子的分布；

(c) q' 模腔内光强分布

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

1、多纵模



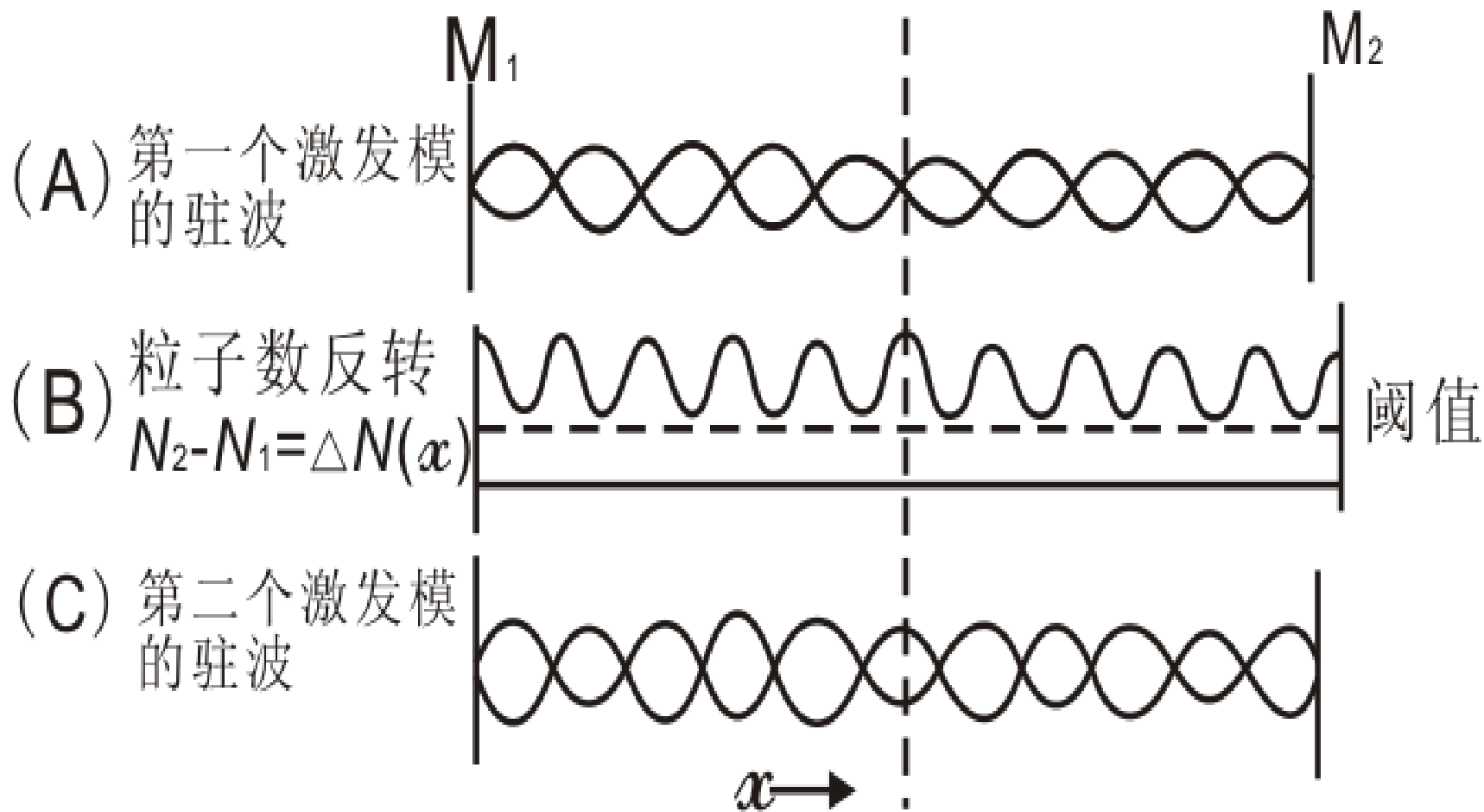
q模腔内光强分布

**只有q模存在时的反转
集居数密度的分布**

q'模腔内光强分布图

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

1、多纵模



空间周期性粒子数反转的分布饱和情况

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

- **固态激光器输出纵模的空间竞争**：由于轴向空间烧孔效应，不同纵模可以使用不同空间的激活粒子而同时产生振荡。
- **空间烧孔便无法形成**：激活粒子的空间转移很迅速。
- **以均匀加宽为主的高气压激光器可获得单纵模振荡**：气体工作物质中，粒子作无规则热运动，迅速的热运动消除了空间烧孔，

(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

- **均匀加宽为主的固体激光器一般为多纵模振荡：**固体工作物质中，激活粒子被束缚在晶格上，借助粒子和晶格的能量交换形成激发态粒子的空间转移，激发态粒子在空间转移半个波长所需的时间远远大于激光形成所需的时间，**所以空间烧孔不能消除。**

怎样消除？采用含光隔离器的环形行波腔：在含光隔离器的环形行波腔内，光强沿轴向均匀分布，不存在轴向空间烧孔效应，可实现单纵模输出。

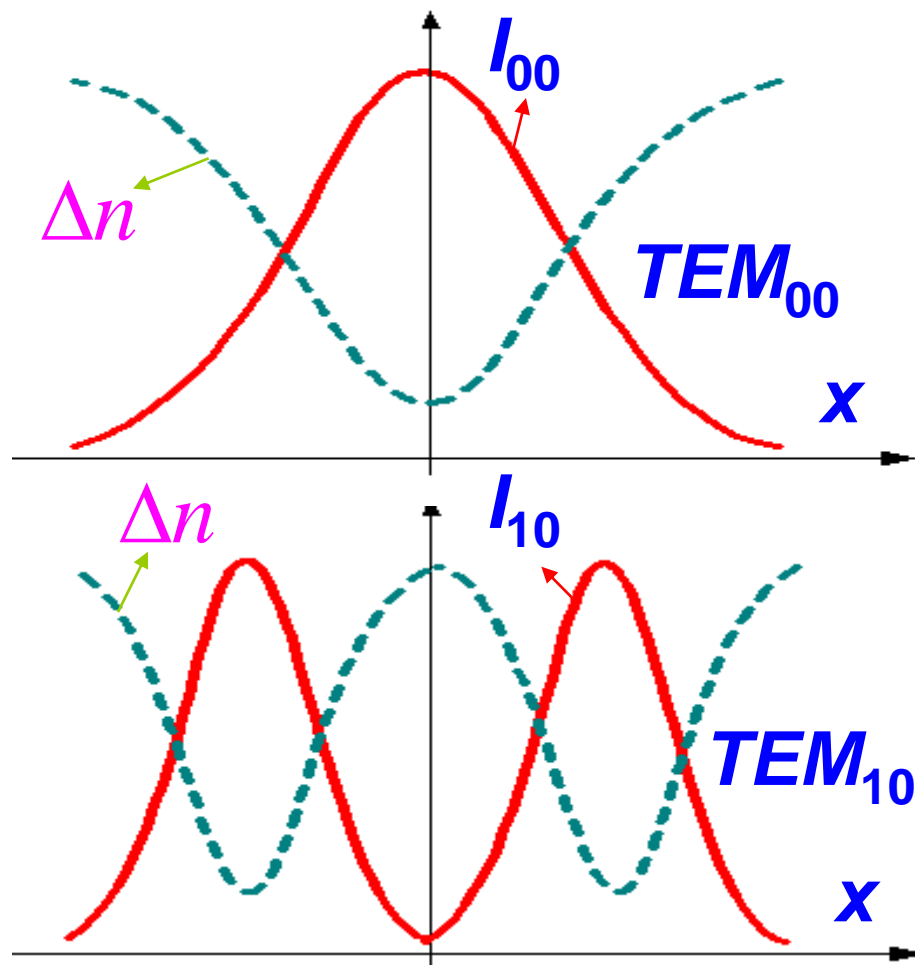
(三) 固体激光器中空间周期性粒子数反转分布

2、多横模：

- **横向空间烧孔：**由于横模在横截面上光场分布的不均匀性，导致横向的增益分布不均匀而形成。存在横向的空间烧孔：不同横模的光场分布不同，它们分别使用不同空间的激活粒子，当光强足够强时，可形成多横模振荡。

●横模的空间竞争

横向 烧孔尺度较大(mm量级)，粒子的迁移不能消除这种不均匀性。所以，当激励作用足够强时，不同横模可以 分别使用不同横向空间的激活粒子而形成 多横模振荡。



小结：

1、当激发较弱时，均匀加宽激光器可实现单纵模、单横模振荡输出。

2、当激发较强时，由于增益空间烧孔的形成，不同模式的光可分用不同空间的反转粒子而实现多模振荡。轴向(纵向)空间烧孔导致多纵模振荡，横向空间烧孔导致多横模振荡。

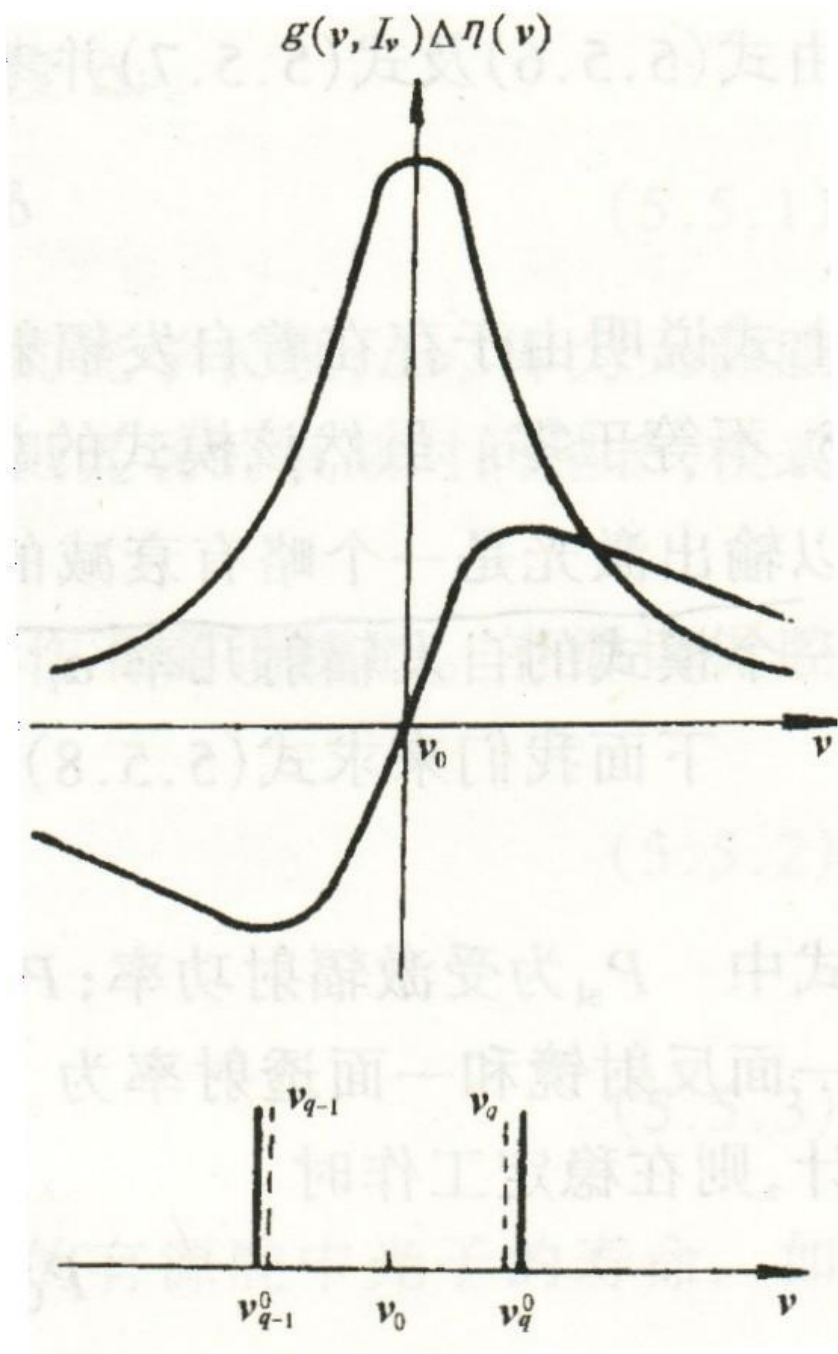
三 激光器的频率牵引

(一) 色散现象 (Dispersion)

从光和物质相互作用的经典理论得知：激光工作物质在增益（或吸收）曲线中心频率 ν_0 附近呈现强烈的色散，即**折射率随频率而急剧变化**；色散随工作物质增益系数的增高而增大。

$$\eta = 1 - \left(\frac{\Delta n e^2}{16 \pi^2 m \nu_0 \epsilon_0} \right) \frac{\nu_0 - \nu}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_H}{2} \right)^2}$$

$$\eta = 1 - \frac{(\nu_0 - \nu)c}{\Delta \nu_H \omega} g$$



**增益曲线、色散曲线
及谐振腔模谱**

(二) 频率牵引(frequency pulling)

在无源谐振腔中，纵模频率表示为 $\nu_q^0 = \frac{qc}{2\eta^0 L}$

在有源谐振腔中，由于色散的存在，纵模频率变为

$$\nu_q = \frac{qc}{2\eta L} = \frac{qc}{2[\eta^0 + \Delta\eta(\nu)]L}$$

显然它偏离了无源腔的纵模频率，偏离量为

$$\nu_q - \nu_q^0 = \frac{qc}{2[\eta^0 + \Delta\eta(\nu_q)]L} - \frac{qc}{2\eta^0 L} \approx -\frac{\Delta\eta(\nu_q)}{\eta^0} \nu_q^0$$

- 当 $\nu_q^0 > \nu_0$ 时, $\Delta\eta(\nu_q) > 0$, 因而 $\nu_q - \nu_q^0 < 0$;
 当 $\nu_q^0 < \nu_0$ 时, $\Delta\eta(\nu_q) < 0$, 因而 $\nu_q - \nu_q^0 > 0$ 。

在有源腔中, 由于增益物质的色散, 使纵模频率比无源腔纵模更靠近中心频率, 这种现象称为频率牵引。

- (If the passive cavity resonance ν_q^0 is not equal to the atomic line center ν_0 , oscillation takes place near ν_q^0 but is shifted slightly toward ν_0 . This phenomenon is referred to as frequency pulling.)

四、稳频原理

激光稳频技术

激光器的输出**波长或频率**在某些应用场合下是**不希望发生无规变化的**：

特别是用作：

- 1、高精度光谱测量
- 2、有关计量标准等，

不但要求输出激光：

- 1、有尽可能高的单色性（为此可采用**选纵模技术**）
- 2、而且还进一步要求振荡激光的精确频率位置不发生随机式的漂移变化。

四、稳频原理

激光稳频技术

什么原因引起激光振荡频率的漂移式变化？

共振腔的等价腔长（光程长度）的漂移变化所引起的！！

首先应保证几何腔长和腔内各固定元件的机械稳定性，并同时保证器件运转环境和有关物理参量(特别是温度和腔内通光媒质的折射率)的稳定。

即使在做到上述各点之后，由于激光振荡过程多种因素的影响，仍然有可能使振荡频率发生微小程度的漂移和变化。

四、稳频原理

有效的频率自动稳定控制系统。由以下三部分组成。

① 误差信号监测装置：该装置的作用是监测输出激光频率变动并给出与偏移量成正比的光电误差信号；

例如：法布里 - 珀罗干涉仪、频谱分析仪、具有固定窄吸收峰的饱和吸收媒质以及具有稳频本机振荡器的光学外差接收器等装置，均可起到上述监测作用。

② 误差信号反馈放大装置：通常为的一组电子线路，其功能是将误差信号以电信号形式加以检测放大，然后反馈输入到自动校正装置。

四、稳频原理

③ 频率自动校正装置：

激光振荡频率的严格数值是由共振腔光学长度所决定的，因此当实际振荡频率偏离预定的数值时，由反馈系统输入的误差信号可

(A) 通过压电作用调整共振腔反射镜的前后位置以改变几何腔长;

(B) 通过线性电光效应改变置于腔内的电光晶体的折射率 (相当于改变腔的光程长度) 。

使激光振荡频率向相反的方向发生变动，以抵消已产生的偏差影响，从而可保持实际激光振荡频率的自动稳定控制。

目前采用以饱和吸收媒质为监测手段的气体激光器稳频系统，**频谱精度 $\delta\nu/\nu$** (这里 ν 为激光频率, $\delta\nu$ 为频率漂移量) 可达 **$10^{-11} \sim 10^{-13}$** 量级左右。

(一) 影响激光频率稳定的因素:

单纵模单横模激光器的纵模频率为：

$$\nu_q = q \frac{c}{2\eta L}$$

谐振腔长度及工作物质折射率受外界因素影响，造成纵模频率发生变化。

$$\Delta \nu_q = \frac{\partial \nu_q}{\partial \eta} \Delta \eta + \frac{\partial \nu_q}{\partial L} \Delta L = -\nu_q \left(\frac{\Delta \eta}{\eta} + \frac{\Delta L}{L} \right)$$

硬玻璃的内腔式氦氖激光器，当温度漂移 $\pm 1^\circ\text{C}$ 时，由于腔长变化频率漂移：

$$\left| \frac{\Delta \nu}{\nu} \right| \approx \frac{1500 \times 10^6}{4.7 \times 10^{14}} \approx 3 \times 10^{-6}$$

电子伺服系统-当激光频率偏离标准频率时，鉴频器给出误差信号控制腔长，使激光频率自动回到标准频率。主要兰姆凹陷稳频、塞曼稳频、饱和吸收稳频和无源腔稳频等。

四、稳频原理

(二) 激光器主动稳频的方法

(a) 兰姆凹陷稳频法：利用原子谱线中心频率作为鉴别器稳定，简单，稳定度 10^{-9}

(b) 饱和吸收稳频法：利用外界参考频率工作作为鉴别器稳频，稳定度 $10^{-12} \rightarrow 10^{-14}$

(c) 塞曼效应稳频：纵向磁场，双频稳频激光器

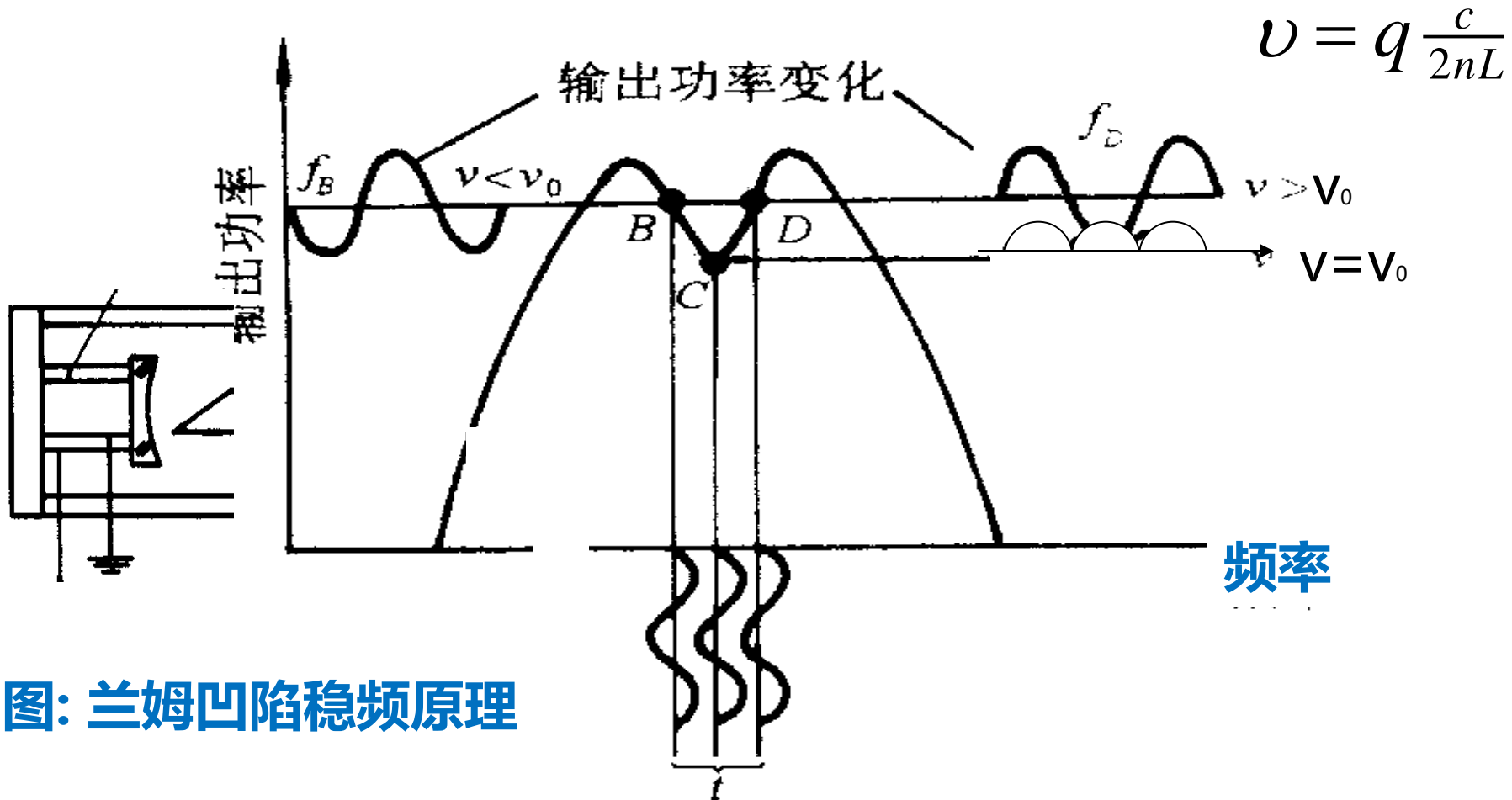
(三) 兰姆凹陷的稳频原理

以 ν_0 作参考频率，反馈控制腔长（压电陶瓷）从而稳定

$$\nu_q = q \frac{c}{2nl} \equiv \nu_0$$

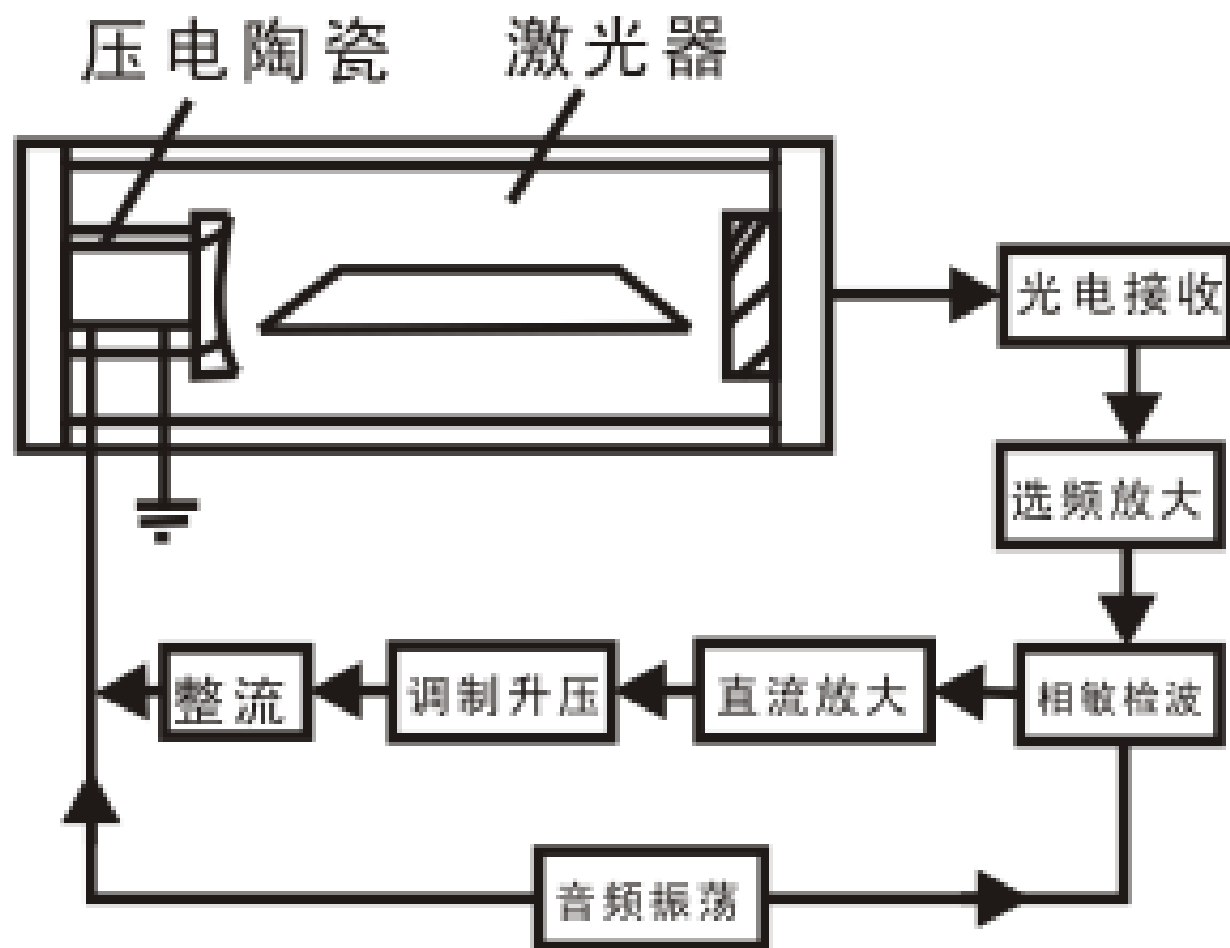
下图示出了激光输出功率—频率曲线。输出功率在原子谱线中心频率 ν_0 处有一极小值，选择它作为频率稳定点。其稳频工作过程如下：

输出一负直流电压馈送到压电陶瓷上，这电压使压电陶瓷环缩短，从而使腔长伸长，于是激光振荡频率又回到 ν_0 处。



图：兰姆凹陷稳频原理

四、稳频原理



兰姆凹陷稳频装置示意图

四、稳频原理

表 6.1-1 稳频激光器的发展概况一览表

稳频激光器	波 长	参考频率标准	频率稳定度	复现性	时间(年)
He-Ne	633nm	增益曲线中心			1963
He-Ne	1.15 μ m	兰姆凹陷	$10^{-9} \sim 10^{-10}$	10^{-7}	1965
He-Ne	633nm	兰姆凹陷	$10^{-9} \sim 10^{-10}$	10^{-7}	1965
He-Ne, Ne	633nm	饱和吸收			1967
He-Ne, CH ₄	3.39 μ m	饱和吸收	$10^{-13}/\sqrt{\tau}$	3×10^{-12}	1969
CO ₂ , CO ₂	所有各支线	饱和吸收	10^{-12}	1.5×10^{-10}	1970
He-Ne, I ₂	633nm	饱和吸收	5×10^{-13}	10^{-10}	1972
dye		无源腔			1973
Ar ⁺ , I ₂	515nm	饱和吸收	5×10^{-14}	1.5×10^{-12}	1977
He-Ne, I ₂	612nm	饱和吸收	5×10^{-13}	10^{-12}	1979
CO ₂ , SF ₆	10.6 μ m	饱和吸收	5×10^{-14}	10^{-10}	1980
He-Ne, I ₂	640nm	饱和吸收			1983

五、模式选择技术

(一) 横模和纵模选择的意义

为什么选横模？

精细激光加工：光斑直径=透镜焦距*发散角

超强超快激光应用：

激光通信、雷达、测距等：

希望作用距离大，发散角小。

为什么选纵模？

精密干涉测量，全息照相，高分辨光谱等要求单色性、相干性高的单频光源。

(二) 横模选择

- ① 在稳定腔中，基模的衍射损耗最小，随着横模阶次的增高，衍射损耗将迅速增加。
- ② 谐振腔中不同的横模具有不同的衍射损耗是横模选择的物理基础。
- ③ 为了提高模式的鉴别能力，应该尽量增大高阶模式和基模的衍射损耗比，同时，还应该尽量增大衍射损耗在总损耗中占有的比例。
- ④ 衍射损耗的大小及模鉴别能力的值与谐振腔的腔型及菲涅耳系数有关。

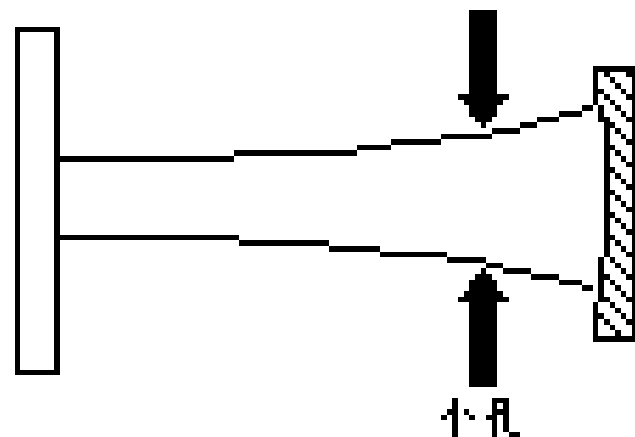
1、小孔光阑选模-减小腔的菲涅耳数N

物理基础：对平面腔、共心腔或各种稳定腔，模式的损耗随菲涅耳数N值的减小而急剧增大。

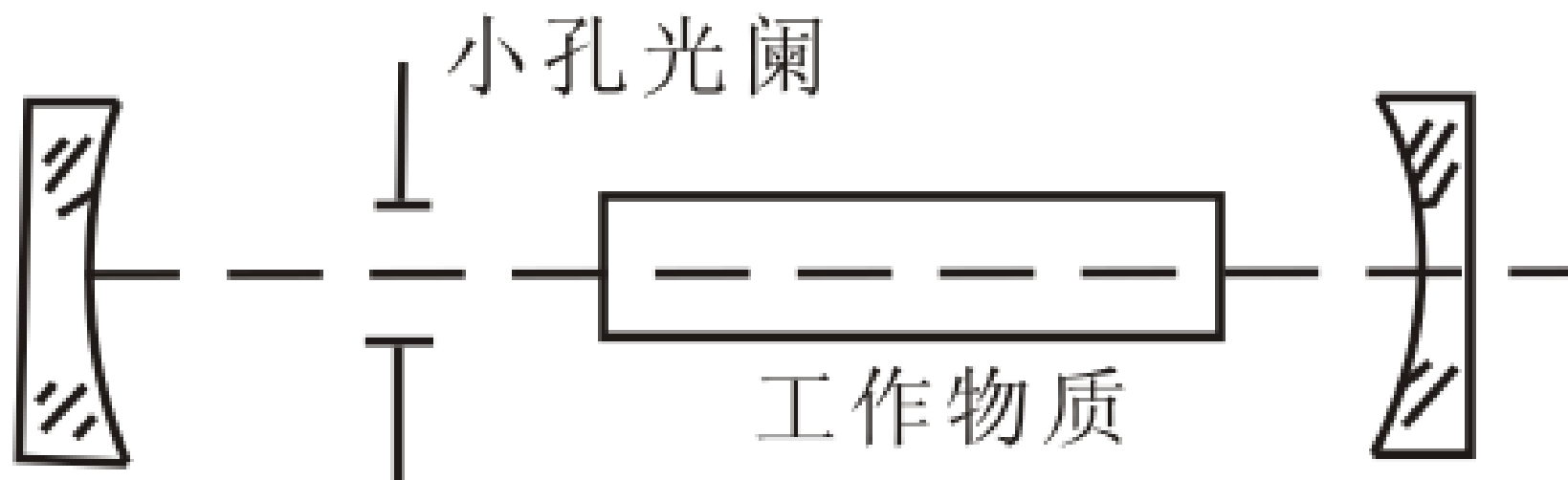
- ◆ 在谐振腔内设置小孔光阑和限制工作物质横截面面积可以降低谐振腔的菲涅耳系数，增加衍射损耗，使激光器单模运行。

$$N = \frac{a^2}{\lambda L}$$

- ◆ 因为高阶模分布在腔内光斑外围，其光腰比低阶模大，如小孔光阑可将高阶模拦截损耗，固体激光器采用。

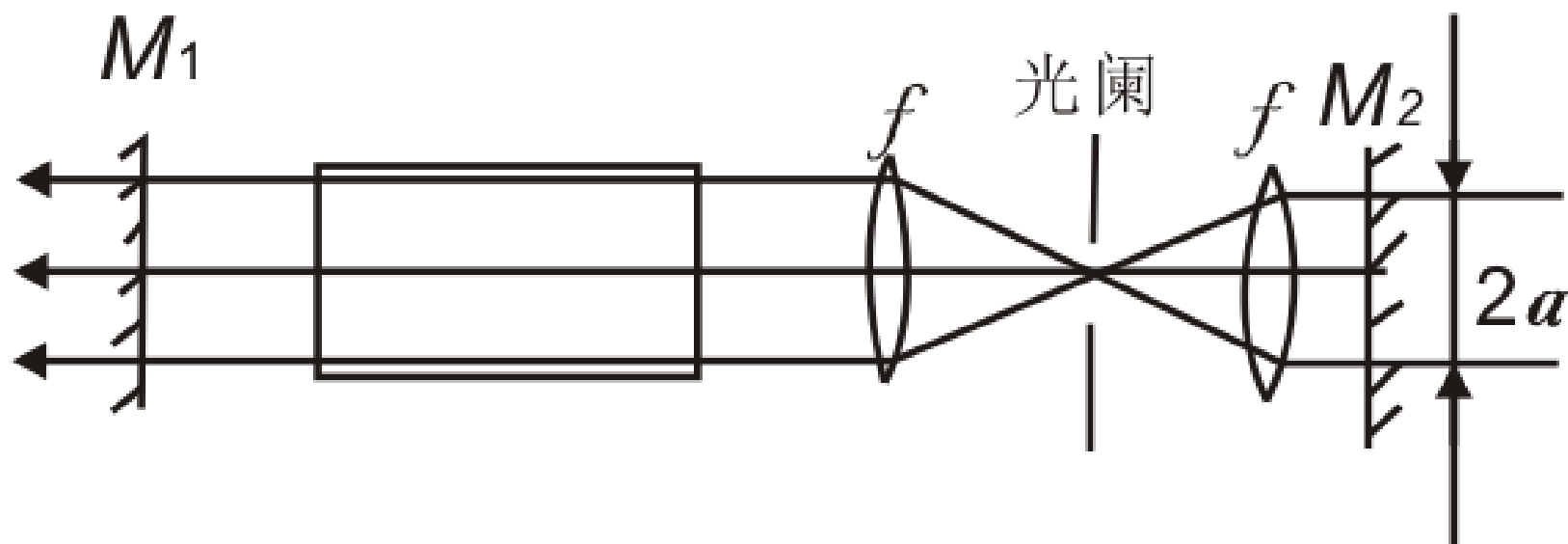


五、模式选择技术



小孔光阑选模

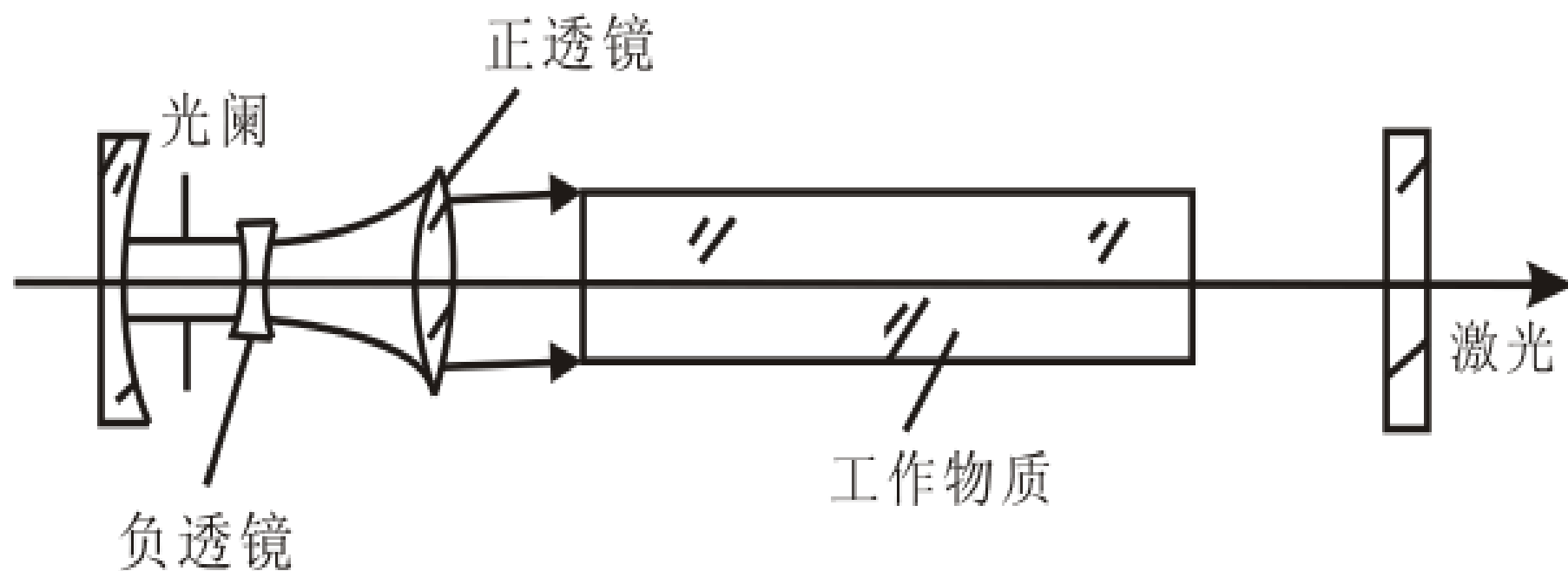
腔内加光阑(聚焦光阑选模)



聚焦光阑法选模

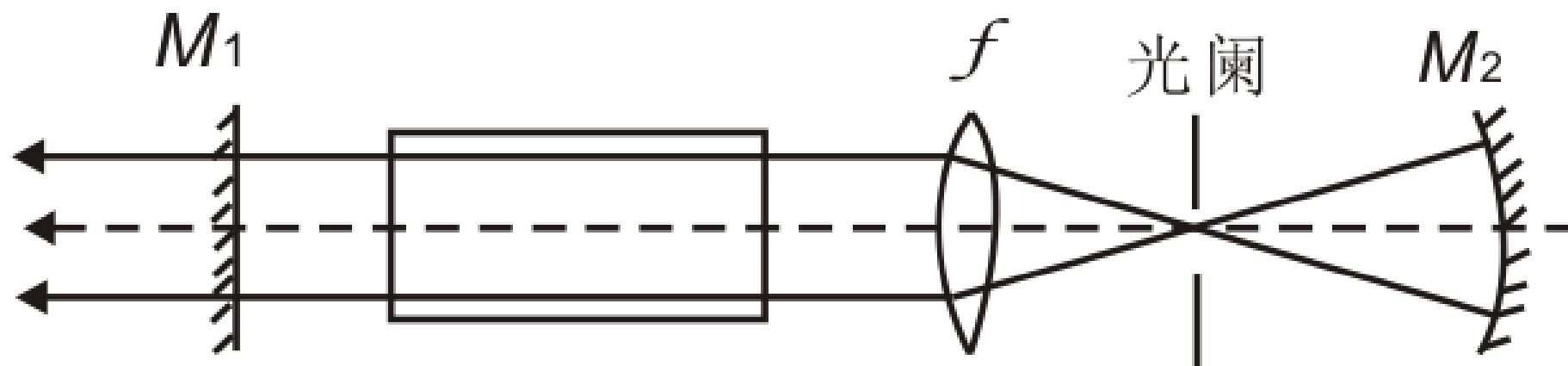
因为光阑限制了腔内光斑大小，不能充分利用工作物质有效体积，固在腔内将光斑在工作物质处抗束，光阑在光腰（焦点）外。为了扩大基模体积充分利用工作物质，通常采用聚焦光阑选模。

五、模式选择技术



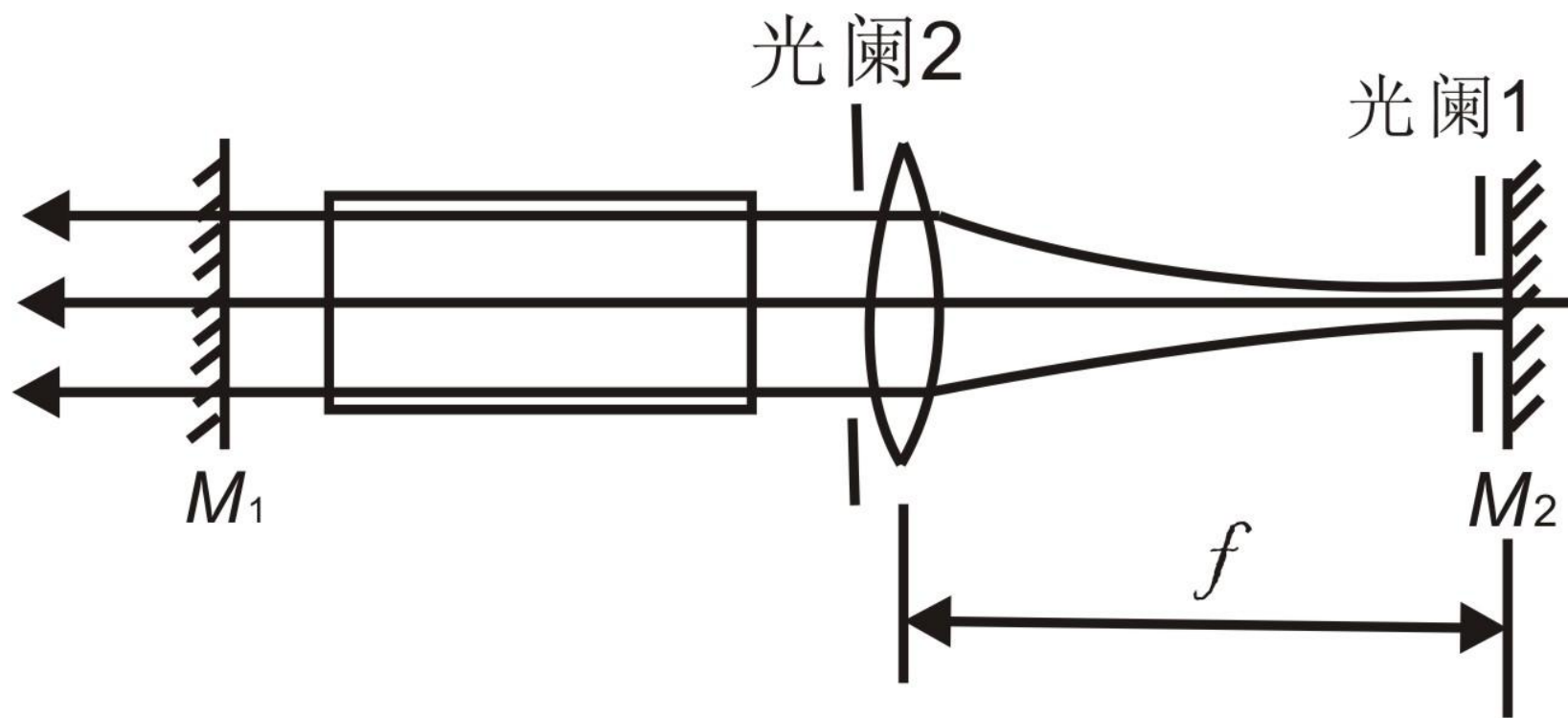
望远镜选模示意图

五、模式选择技术



单透镜聚焦选模

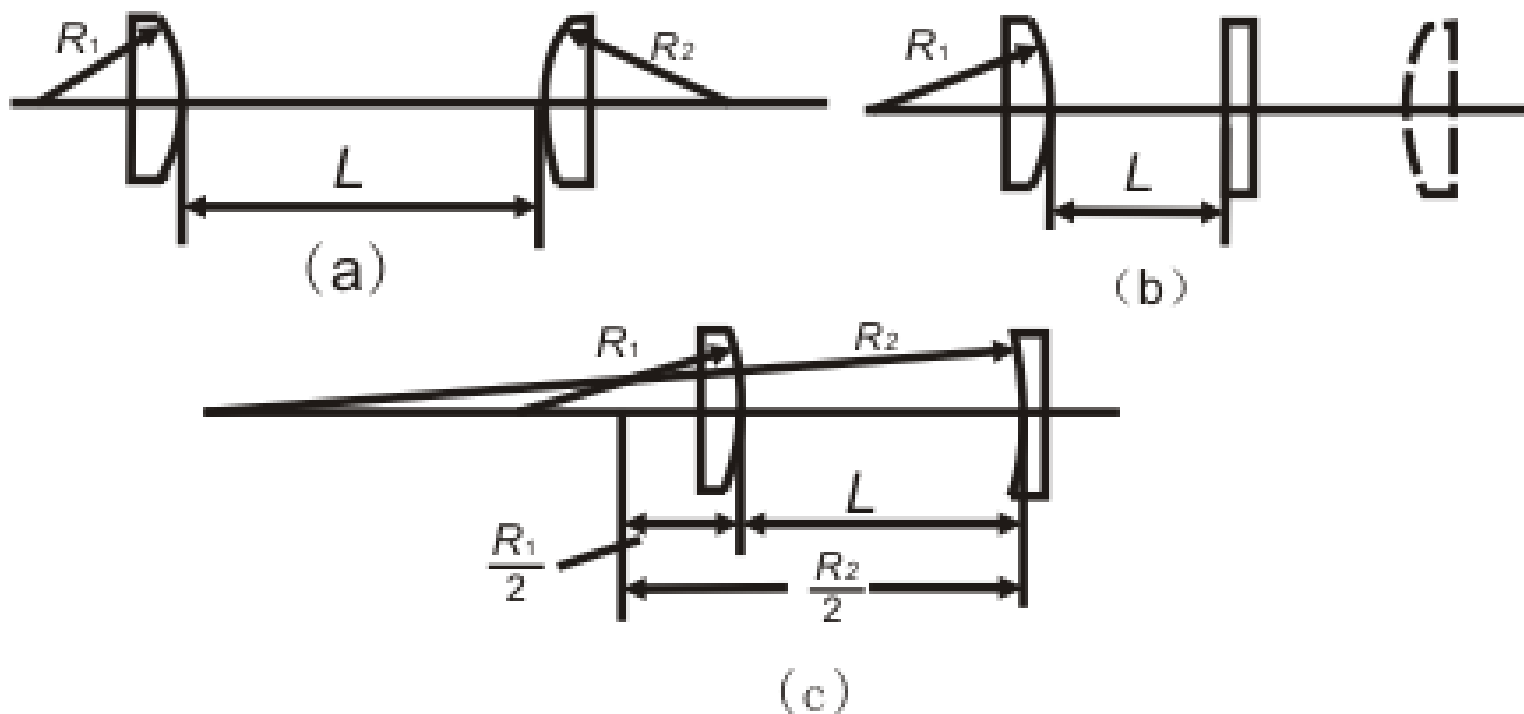
五、模式选择技术



猫眼腔选模

2、非稳腔选模

物理基础：非稳腔是高损耗腔，不同横模的损耗有很大差异。



三种非稳腔结构示意图

3、改变谐振腔结构和参数选择法

物理基础：各模衍射损耗有较大差别，高阶模损耗大。
气体激光器采用。

4、微调谐振腔（倾斜腔镜法）

物理基础：对于稳定腔，基模体积最小，高阶模的体积较大，当腔镜发生倾斜时，高阶横模损耗显著增大，基模受到的影响较小。

小结：横模选择方法

1、小孔光阑选模-减小腔的菲涅耳数 N

2、非稳腔选模

3、改变谐振腔结构和参数选择法

4、微调谐振腔（倾斜腔镜法）

(三) 纵模的选择

在激光工作物质中，往往存在多对激光振荡能级，可以利用（1）窄带介质膜反射镜；（2）光栅；（3）棱镜等，组成色散腔获得特定波长的跃迁振荡。

一般的谐振腔中，不同的纵模具有相同的损耗，因而进行模式鉴别和选择时应可以利用不同纵模的不同增益。同时，也可以引入人为的损耗差。

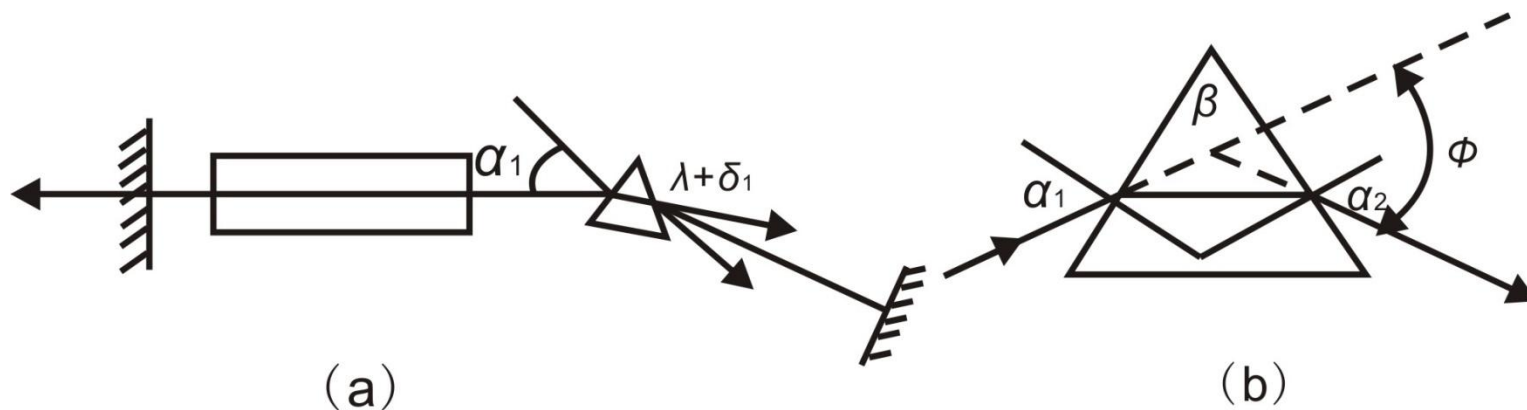
五、模式选择技术

(三) 纵模的选择

纵模选择的方法

纵模数 $\frac{\Delta \nu_0}{\Delta \nu_q}$, $\Delta \nu_0$ 是增益阈值带宽。

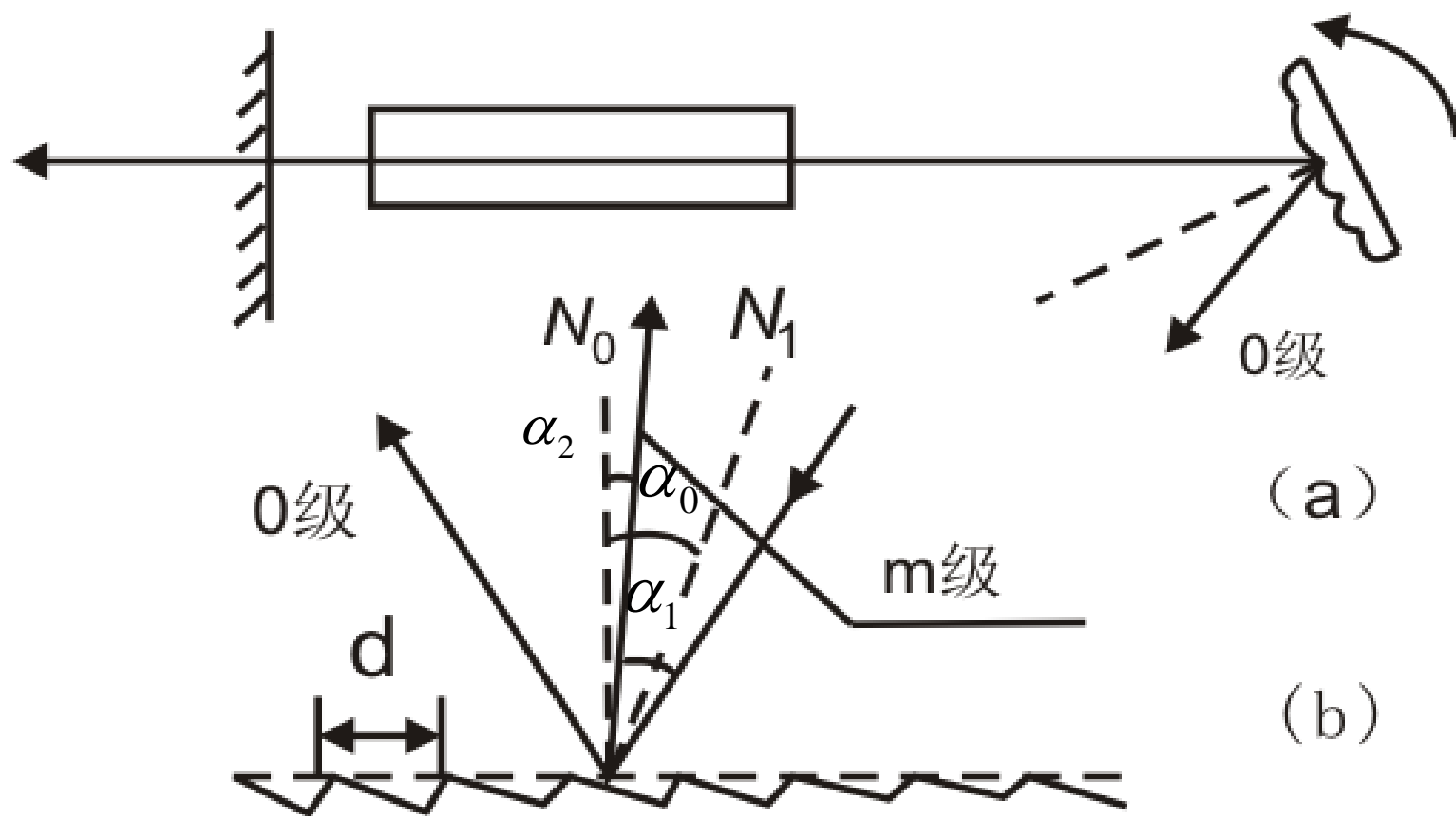
1、色散腔粗选频率：采用棱镜，光栅色散



棱镜色散粗选装置

五、模式选择技术

(三) 纵模的选择



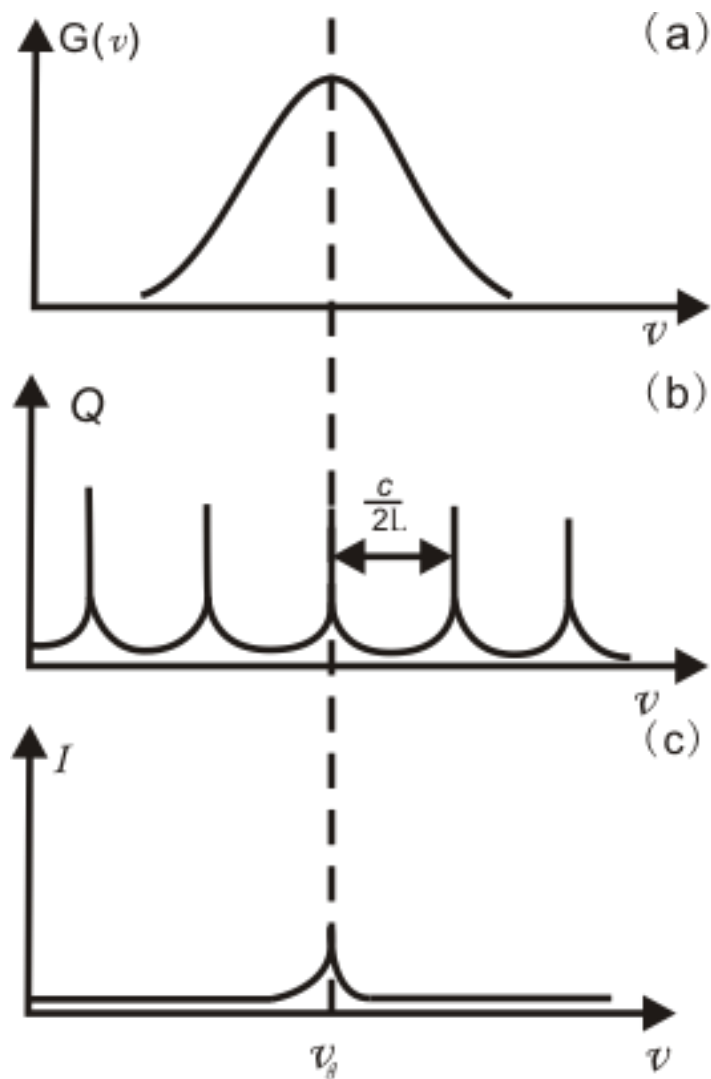
光栅色散腔

五、模式选择技术

(三) 纵模的选择

2、短腔法：

纵模间距越大
越好



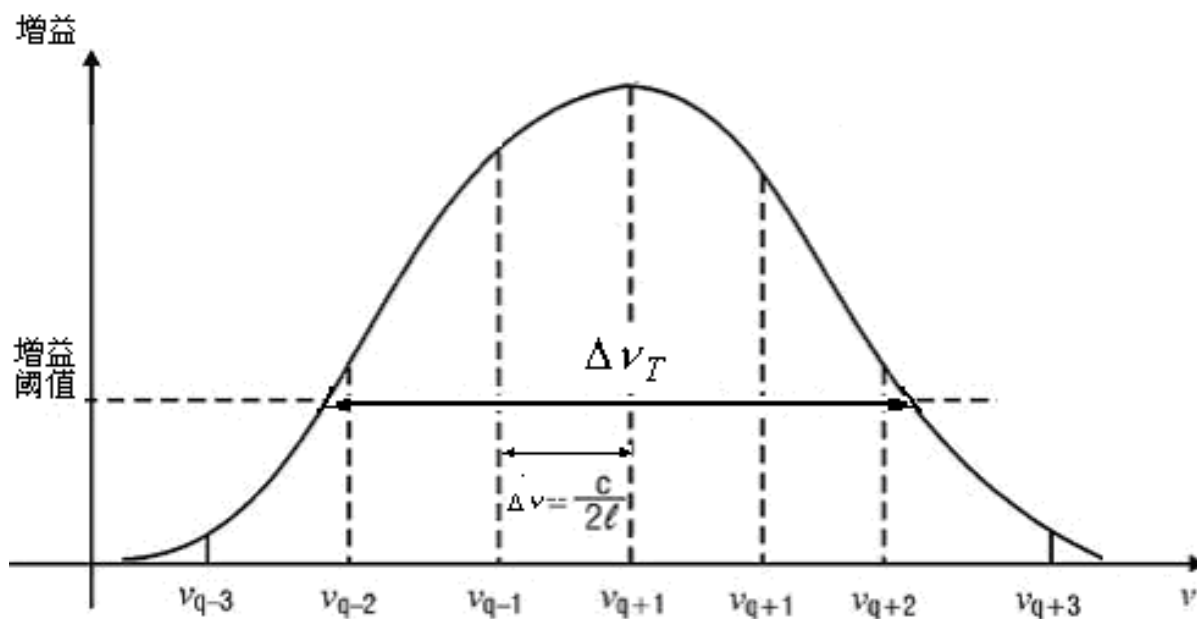
短腔法选模原理

(三) 纵模的选择

2、短腔法

相邻两个纵模的频率差： $\Delta \nu_q = \nu_q - \nu_{q-1} = \frac{c}{2L'}$

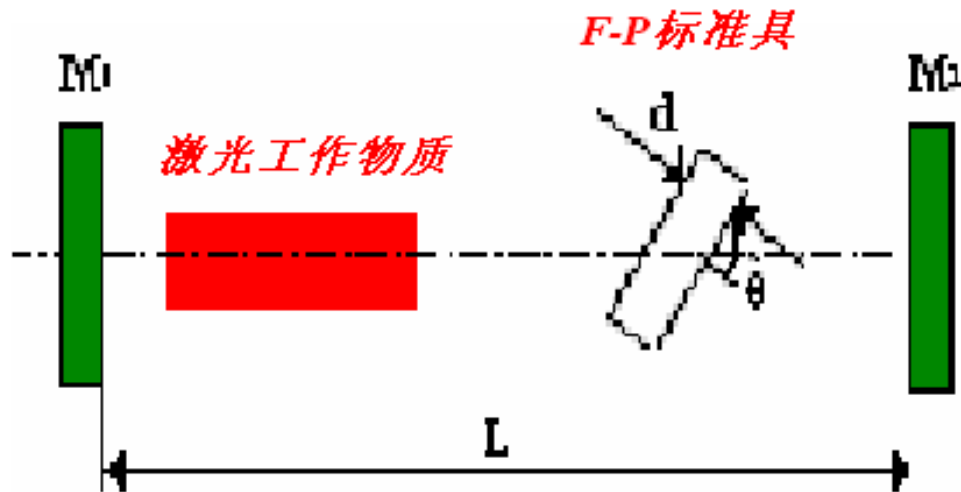
则当： $\Delta \nu_q = \frac{c}{2L'} > \Delta \nu_T$ 时可以实现单纵模谐振。



缺点：腔长太短，输出功率低。

(三) 纵模的选择

3、 F-P标准具法(选择性损耗法)



物理基础： 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。标准具透射率峰对应的频率：

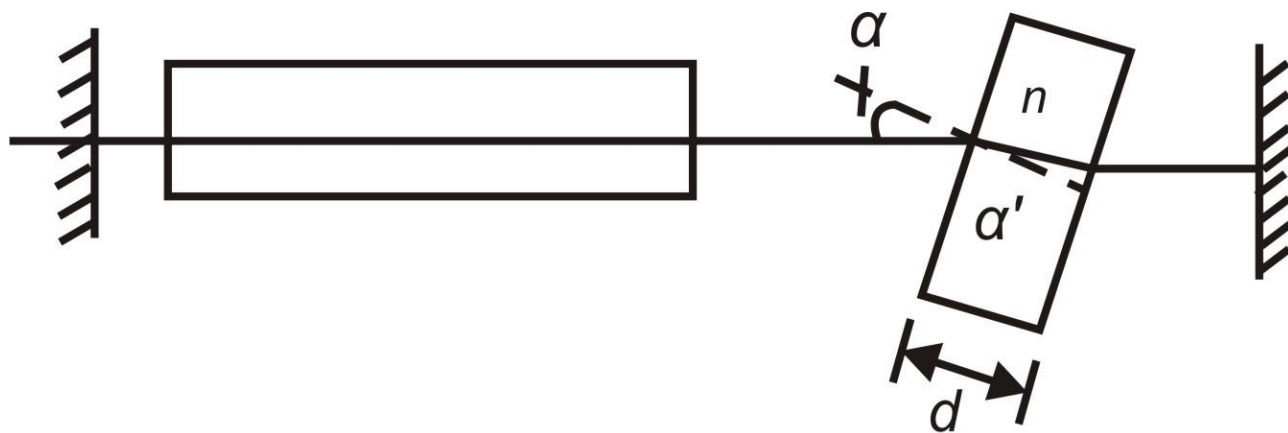
$$\nu_j = j \frac{c}{2\mu d \cos \theta}$$

式中j为正整数； μ 为标准具二镜间介质折射率；d标准具长度。

(三) 纵模的选择

3、F-P标准具法：

不同的波长有不同的透射率



F-P标准具法选纵模

(三) 纵模的选择

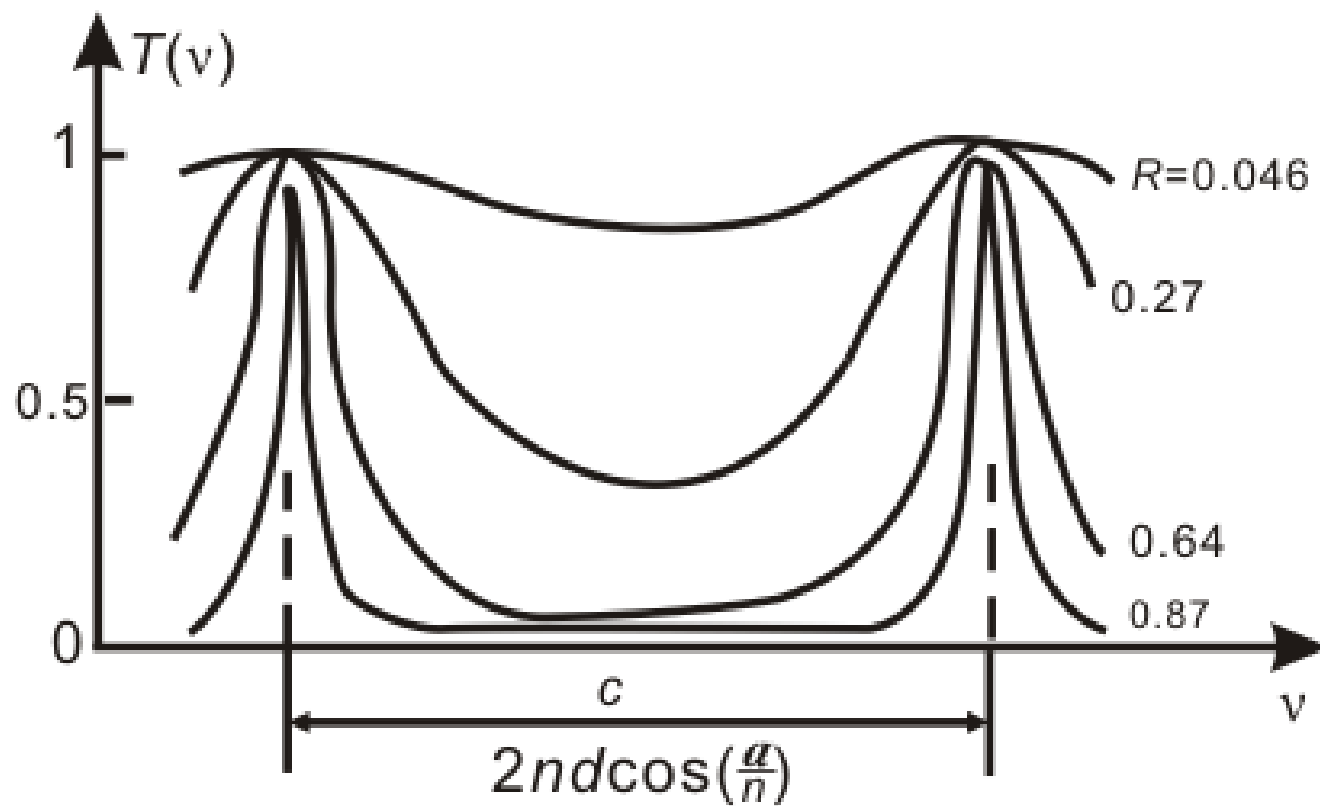
$$T(\lambda) = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right)}$$

- 精细度

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}$$

R是光的反射率，d是厚度

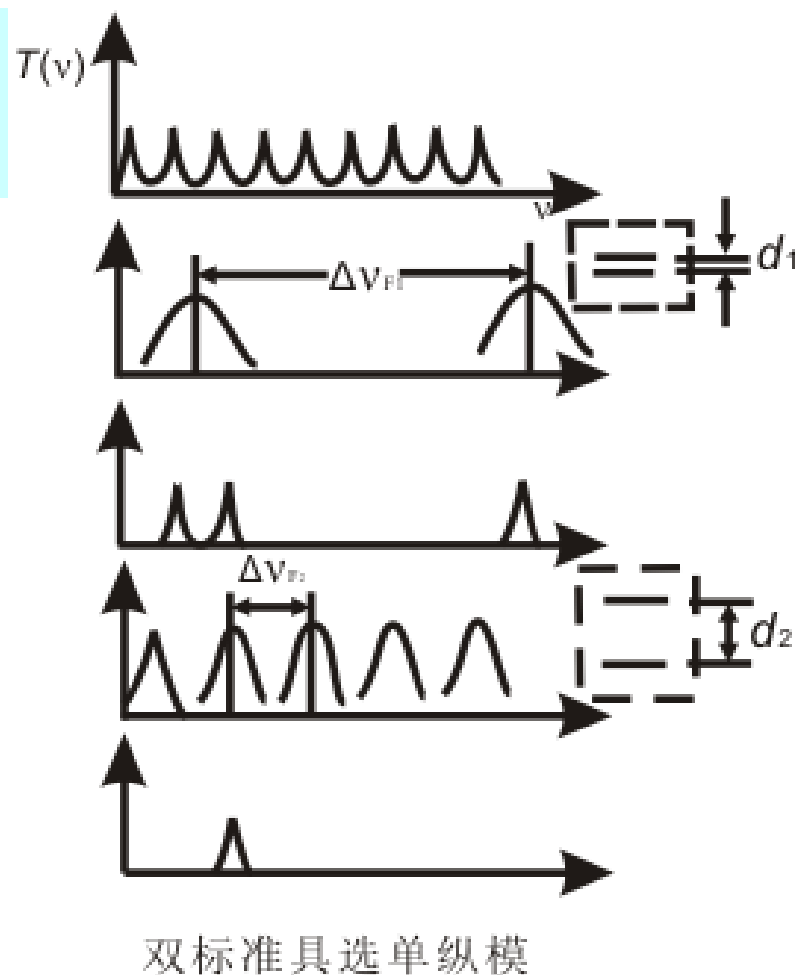
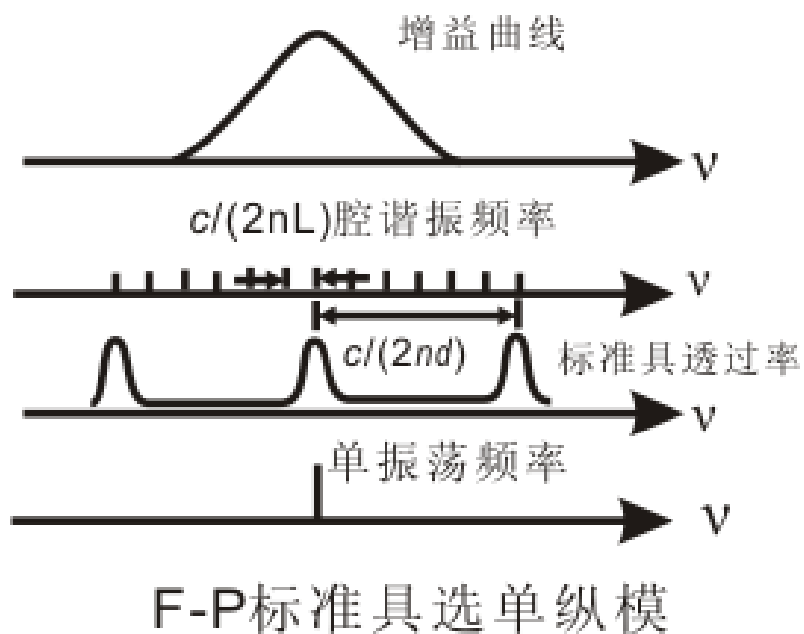
(三) 纵模的选择



F-P标准具的透过率

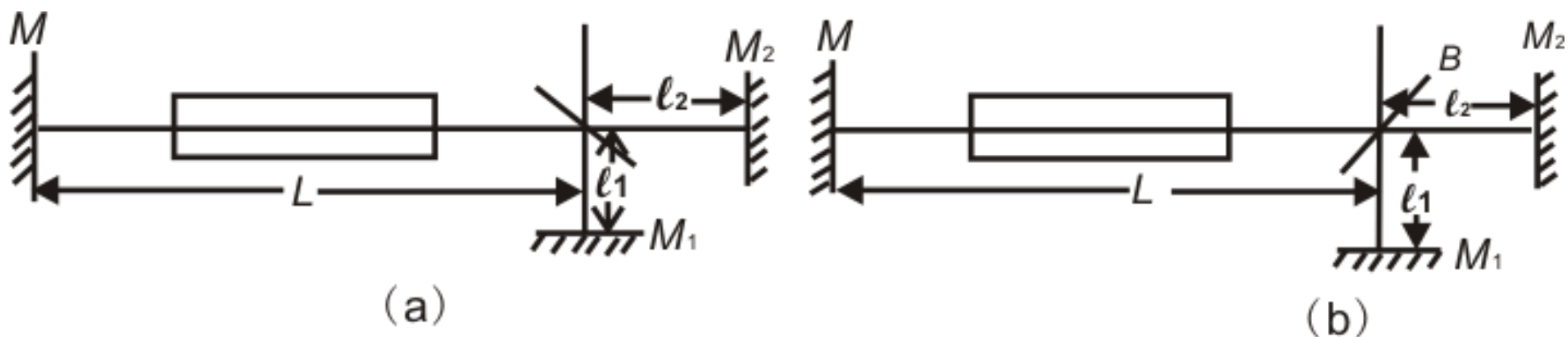
(三) 纵模的选择

- 气体激光器荧光较窄：用单标准具
- 固体激光器荧光较宽：用双标准具



(三) 纵模的选择

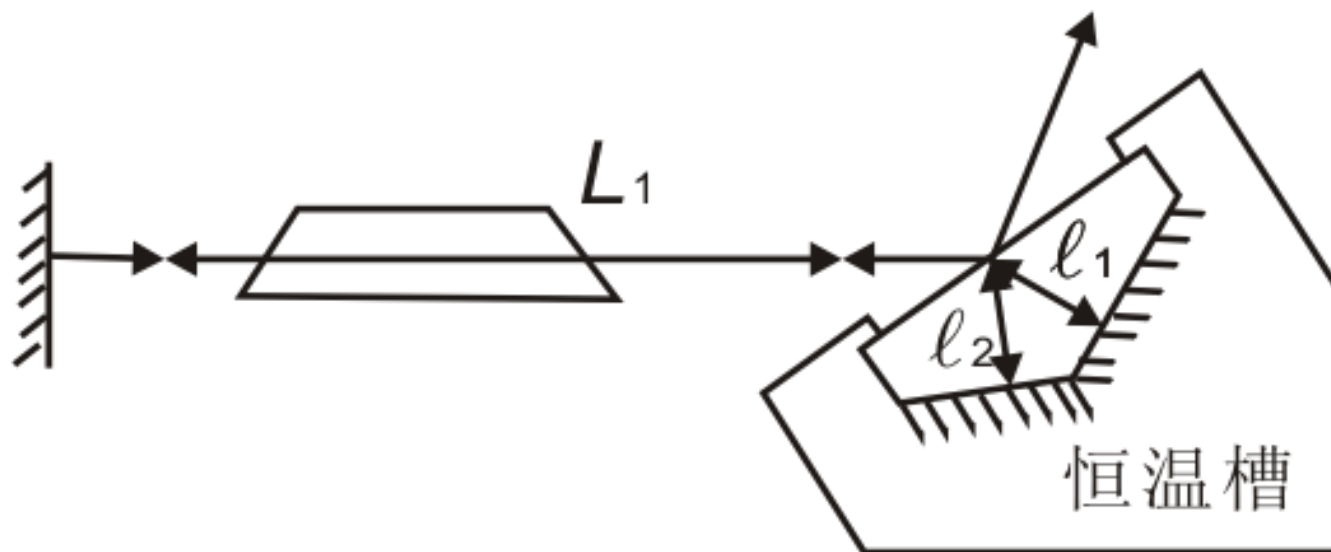
4、复合腔法（相当于短腔）



复合腔选模

$$\Delta \nu_q = \frac{c}{2(l_1 - l_2)}$$

(三) 纵模的选择



棱镜复合腔选模

$$\Delta \nu_q = \frac{c}{2(l_1 + l_2)}$$

(三) 纵模的选择

5、利用Q开关选单纵模

◆关时：

只有单纵模在阈值附近起振

◆开时：

输出单纵模

小结：纵模的选择技术

- 1、色散腔粗选频率：采用棱镜，光栅色散**
- 2、短腔法：**
- 3、F-P标准具法：**
- 4、复合腔法（相当于短腔）**
- 5、利用Q开关选单纵模**

六、单模激光器的极限线宽

无源腔内的光强为：
$$I(t) = I_0 e^{-\frac{fc}{l} \cdot t} = I_0 e^{-t/t_c}$$

则光场振幅为：
$$A(t) = A_0 e^{-t/2t_c}$$

故光场为：
$$E(t) = A(t)e^{-i\omega t} = A_0 e^{-t/2t_c} e^{-i\omega t}$$

上式表示的衰减振动将具有有限的谱线宽度：

$$\Delta \nu_c = \frac{1}{2\pi t_c} = \frac{c\delta}{2\pi L}$$

τ_c 为腔内光子寿命， δ 为无源腔单程损耗， L 为腔光学长度， l 为增益介质长度， $\Delta \nu_c$ 为无源腔中本征模式的谱线宽度。

六、单模激光器的极限线宽

对有源腔，其单程净损耗为： $\delta_s = \delta - G(\nu, I_\nu)l$

则线宽为： $\Delta\nu_s = c\delta_s / 2\pi L$

稳态工作时有 $G(\nu, I_\nu)l = \delta$ ，则理论上 $\Delta\nu_s = 0$

由于存在自发辐射， $\Delta\nu_s$ 不可能为0，由四能级系统单位体积第 l 模的光子数速率方程有：

$$\frac{dN_l}{dt} = \Delta n \sigma_{21}(\nu, \nu_0) c N_l + a_l n_2 - \frac{N_l}{\tau_c}$$

a_l 为分配到该模式上的自发辐射几率：

$$a_l = \frac{A_{21} g(\nu, \nu_0)}{n_\nu SL} = \frac{\sigma_{21}(\nu, \nu_0) c}{SL} \quad n_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

六、单模激光器的极限线宽

稳定运行时：

$$\frac{dN_l}{dt} = 0 \quad \tau_c = L/\delta c$$

则：

$$\delta_s = \delta - G(\nu, I_\nu)l = a_l n_{2t} \frac{L}{cN_l}$$

由于有自发辐射， δ_s 不为零。

六、单模激光器的极限线宽

实际激光器中由于自发辐射的存在，使得激光器的输出功率包括受激辐射功率和自发辐射功率两部分：

$P_0 = P_{st} + P_{sp}$ 。由于 P_{st} 小于 P_0 ，稳态振荡时，受激过程的增益略小于损耗，其不足的部分由自发辐射补充。但自发辐射具有随机的相位，所以输出激光是一个略有衰减的有限长波列，因此具有一定的谱线宽度 $\Delta\nu_s$ 。这种线宽是由于自发辐射的存在而产生的，因而是无法排除的，所以称为线宽极限。

六、单模激光器的极限线宽

●输出功率 $P_0 = P_{st} + P_{sp}$, P_{st} 为受激辐射 , P_{sp} 为分配到该模式的自发辐射功率 , $P_{sp} \ll P_{st}$ 。

●如果除了输出镜的透过率 T 外 , 其他损耗不计 , 则稳定工作时 :

$$P_0 \approx P_{st} = \Delta n_l \sigma_{21}(\nu, \nu_0) c N_l S L h \nu$$

$$P_0 = c N_l S h \nu T / 2$$

$$P_0 \approx \Delta n_l a_l N_l (SL)^2 h \nu$$

$$N_l = \frac{2P_0}{TcSh\nu}$$

$$a_l = \frac{Tc}{2SL^2 \Delta n_l}$$

六、单模激光器的极限线宽

将以上得到的式子代入到 $\Delta\nu_s$ 的表达式中可以求出：

$$\Delta V_S = \frac{c\delta_s}{2\pi L} \quad \delta_s = \delta - G(\nu, I_\nu)l = a_1 n_{2t} \frac{L}{cN_1}$$

$$\Delta\nu_s = \frac{n_{2t}}{\Delta n_t} \frac{2\pi(\Delta\nu_c)^2 h\nu}{P_0} \approx \frac{n_{2t}}{\Delta n_t} \frac{2\pi(\Delta\nu_c)^2 h\nu_0}{P_0}$$

例：对于长度30cm， $T=0.02$ ， $P_0=1\text{mW}$ 的He-Ne激光器，可以求出：

$$\Delta\nu_c = \frac{cT}{4\pi\eta L} = 1.6 \times 10^6 \text{ Hz}$$

六、单模激光器的极限线宽

例1 某激光器中心频率为 $\nu_0 = 5 \times 10^{14} \text{Hz}$ ，谐振腔长 $L = 0.8 \text{m}$ ，单程损耗率 $\delta = 0.04$ ，中心频率模式的输出功率为 $P = 0.05 \text{W}$ ，求此模式的线宽极限。

解
$$\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} = \frac{\delta}{2\pi L} = \frac{0.04 \times 3 \times 10^8}{2 \times 3.14 \times 0.8} = 0.024 \times 10^8 \text{Hz} = 2.4 \text{MHz}$$

$$\begin{aligned}\Delta\nu_s &= \frac{2\pi\hbar\nu_0}{P} (\Delta\nu_c)^2 = \frac{2 \times 3.14 \times 6.63 \times 10^{-34} \times 5 \times 10^{14} \times (2.4 \times 10^6)^2}{0.05} \\ &= 240 \times 10^{-6} \text{Hz} = 2.4 \times 10^{-4} \text{Hz}\end{aligned}$$

六、单模激光器的极限线宽

结论：

◆ **线宽极限**：由于自发辐射而产生的，无法排除。

实际激光器中由于各种不稳定因素，纵模频率漂移**远大于极限线宽**；

◆ **输出功率 P_0 越大，极限线宽越窄**：因随着 P_0 增大，同一个模式内的相干光子数增加，受激辐射功率与自发辐射功率比之增大，因此线宽变窄；

◆ **单程损耗 δ 下降或者谐振腔长度增加也会引起线宽下降**；