

第4章 激光的基本技术

4.1.1 激光单纵模的选取

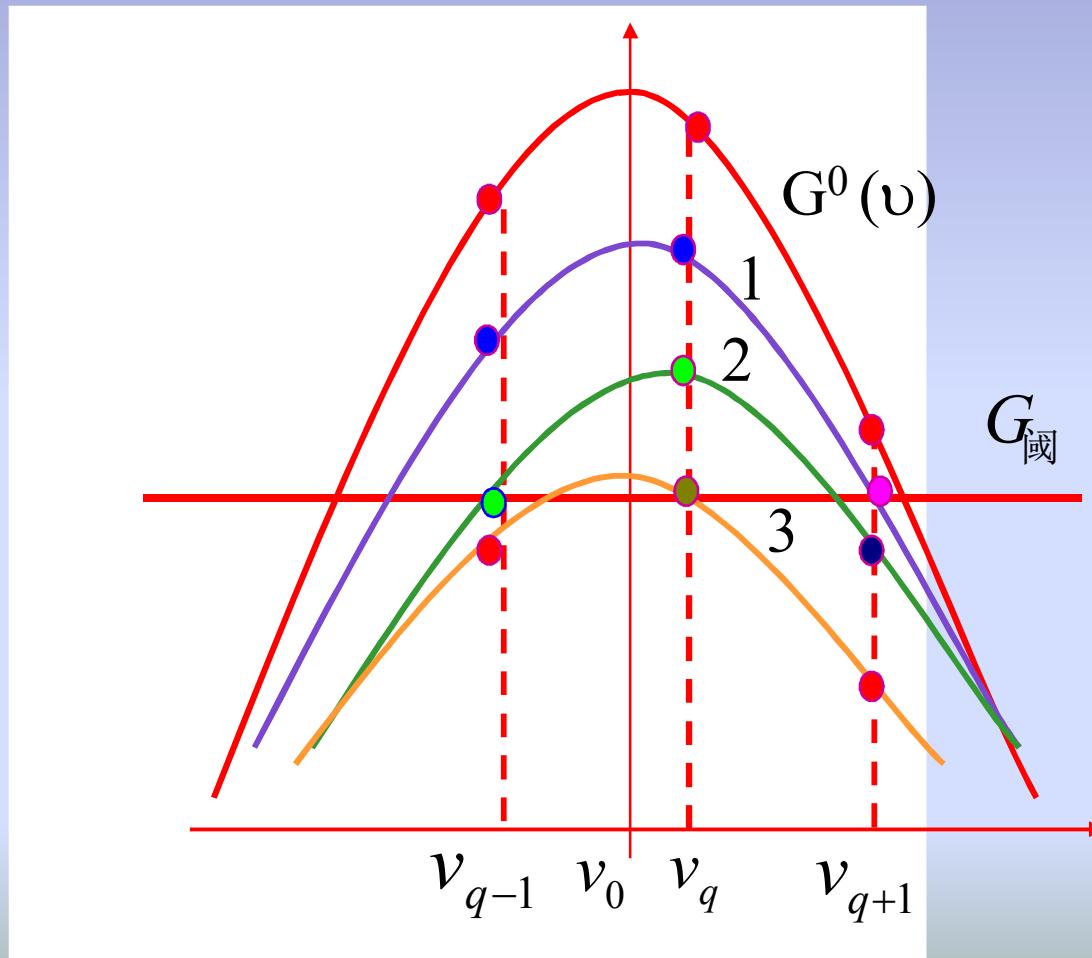
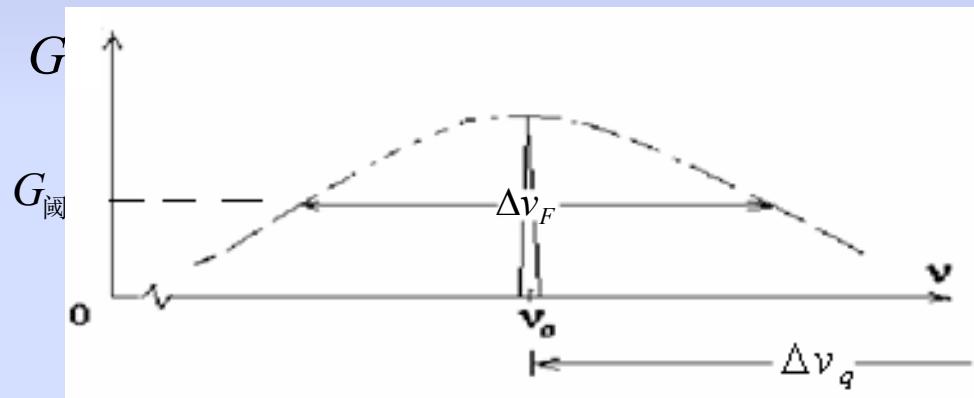
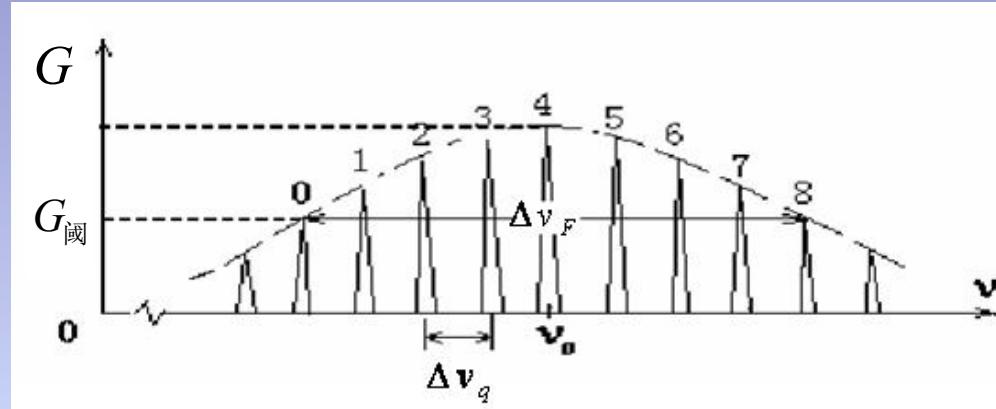


图4.1 均匀增宽型谱线纵模竞争

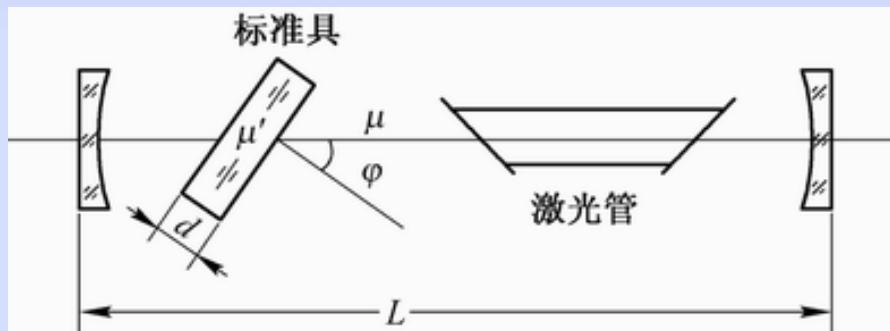
1. 短腔法



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

He-Ne激光器 L 从 1m 缩短到 0.1m，得到单纵模输出，
获得线宽极窄的 $0.6328 \mu\text{m}$ 激光，极大地提高了单色性。

2. 法布里-珀罗标准具法



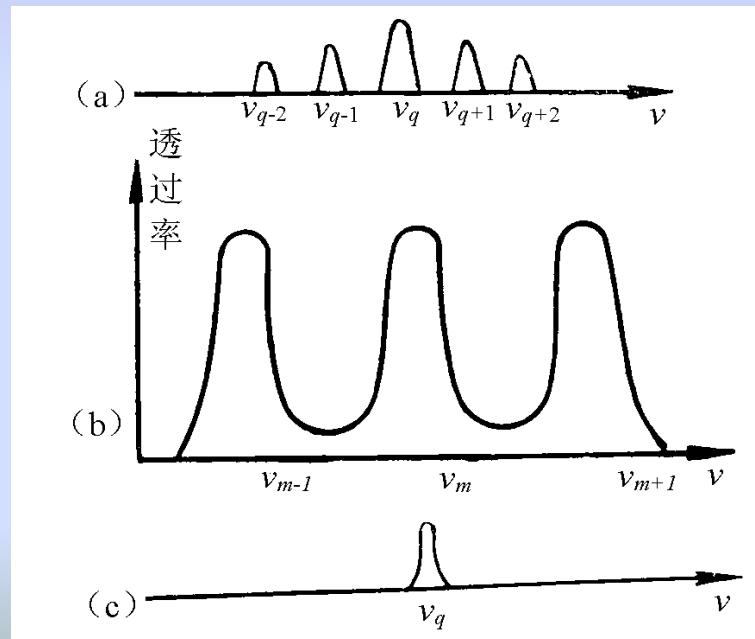
图(4-2) 法布里-珀罗标准具法示意图

具有极高的透射率

$$\nu_m = \frac{mc}{2d\sqrt{\mu'^2 - \mu^2 \sin^2 \phi}}$$

两个相邻的频率间隔

$$\Delta\nu_m = \frac{c}{2d\sqrt{\mu'^2 - \mu^2 \sin^2 \phi}}$$



3. 三反射镜法

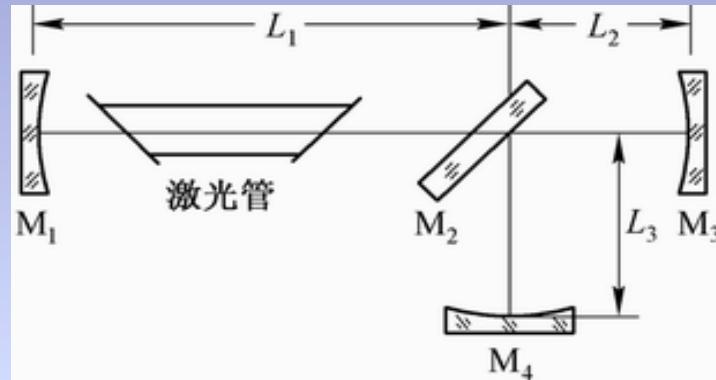


图4-3 三反射镜法

$$\Delta\nu_{\text{短}} = \frac{c}{2\mu (L_2 + L_3)} \quad \Delta\nu_{\text{长}} = \frac{c}{2\mu (L_1 + L_2)}$$

4.1.2 激光单横模的选取

球面共焦腔，镜面上基横模高斯光束光强分布

$$I(\rho) = I_0 \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w_1^2}\right)$$

单程衍射损耗 δ_D

$$\phi = \int_0^\infty I(\rho) 2\pi \rho d\rho = \pi I_0 \int_0^\infty \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w_1^2}\right) d\rho^2 = \frac{\pi I_0}{2} w_1^2$$

$$\phi' = \int_a^\infty I(\rho) 2\pi \rho d\rho = \frac{\pi I_0}{2} w_1^2 \exp\left(-\frac{2a^2}{w_1^2}\right)$$

$$\delta_D = \frac{\phi'}{\phi} = \exp\left(-\frac{2a^2}{w_1^2}\right)$$

菲涅耳数 N

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{a^2}{\lambda L} \\ w_1 &= \sqrt{\lambda L / \pi} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \delta_D = \exp(-2\pi N)$$

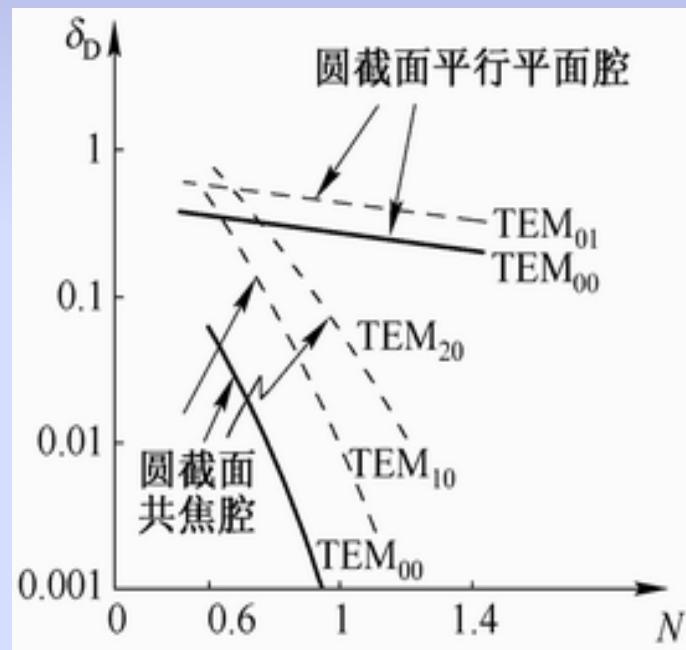
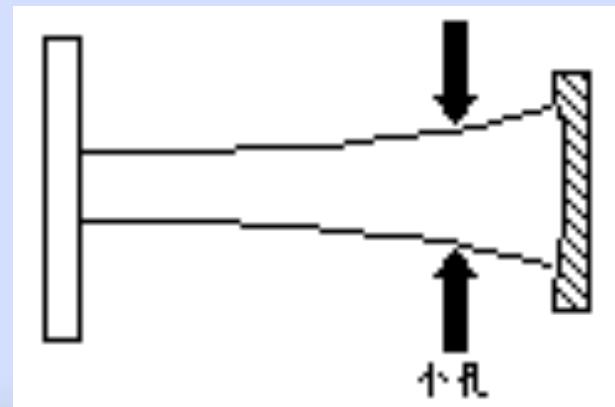


图4-5 不同腔的衍射损耗曲线

光阑法选取单横模

$$\left. \begin{array}{l} w_{ms} = \sqrt{2m+1}w_{0s} \\ w_{ns} = \sqrt{2n+1}w_{0s} \end{array} \right\}$$



聚焦光阑法和腔内望远镜法选横模

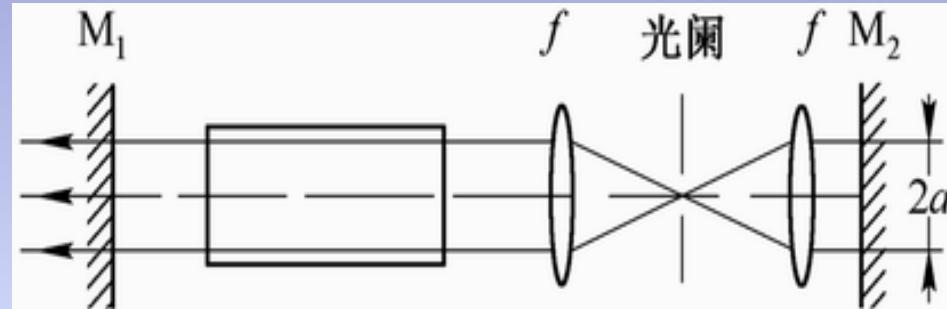


图4-6 聚焦光阑法

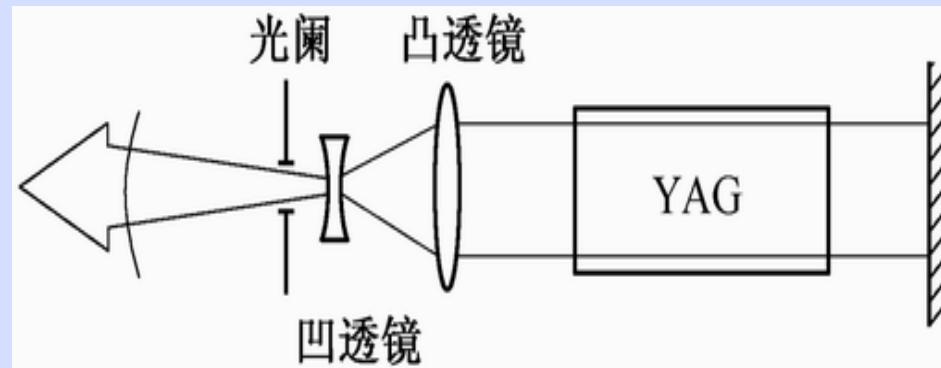


图4-7 腔内望远镜法

4.2 激光器的稳频

频率漂移：由于内部和外界条件的变化，谐振频率仍然在整个线型宽度内移动的现象。

频率稳定度： $S = \frac{\Delta\nu}{\nu}$ 稳定度已达到 $10^{-9} \sim 10^{-13}$

频率复现度： $R = \frac{\delta\nu}{\nu}$ 复现性在 $10^{-7} \sim 10^{-12}$

共焦腔 TEM_{00} 模 $\nu = \frac{c}{2\mu L} \left(q + \frac{1}{2} \right)$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta\mu}{\mu}\right)$$

一个管壁材料为硬玻璃的内腔式氦氖激光器, 当温度漂移 $\pm 1^{\circ}\text{C}$ 时, 由于腔长变化引起的频率漂移已超出增益曲线范围。

温度变化对腔长的影响 $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta L}{L} = \alpha\Delta T$

机械振动对腔长的影响

大气变化对折射率的影响

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{L - L_0}{L} (\beta_T \Delta T + \beta_P \Delta P + \beta_H \Delta H)$$

设环境温度 $T=20^0\text{C}$, 气压 $p=1.013\times 10^5\text{Pa}$, 湿度 $H=1.133\text{kPa}$, 则大气对633nm波长光的折射率变化系数分别为

$$\beta_T = \frac{1}{\mu} \left(\frac{d\mu}{dT} \right) = -9.3 \times 10^{-7} / ^0\text{C}$$

$$\beta_P = \frac{1}{\mu} \left(\frac{d\mu}{dp} \right) = 5 \times 10^{-5} / \text{Pa}$$

$$\beta_H = \frac{1}{\mu} \left(\frac{d\mu}{dH} \right) = -8 \times 10^{-6} / \text{Pa}$$

温度可恒定在 $35 \pm 0.03^{\circ}\text{C}$ 。为了防震，在所有部件之间都置有海绵垫，并将整个装置放在坚固稳定的防震台上；还采用了稳压稳流电源。

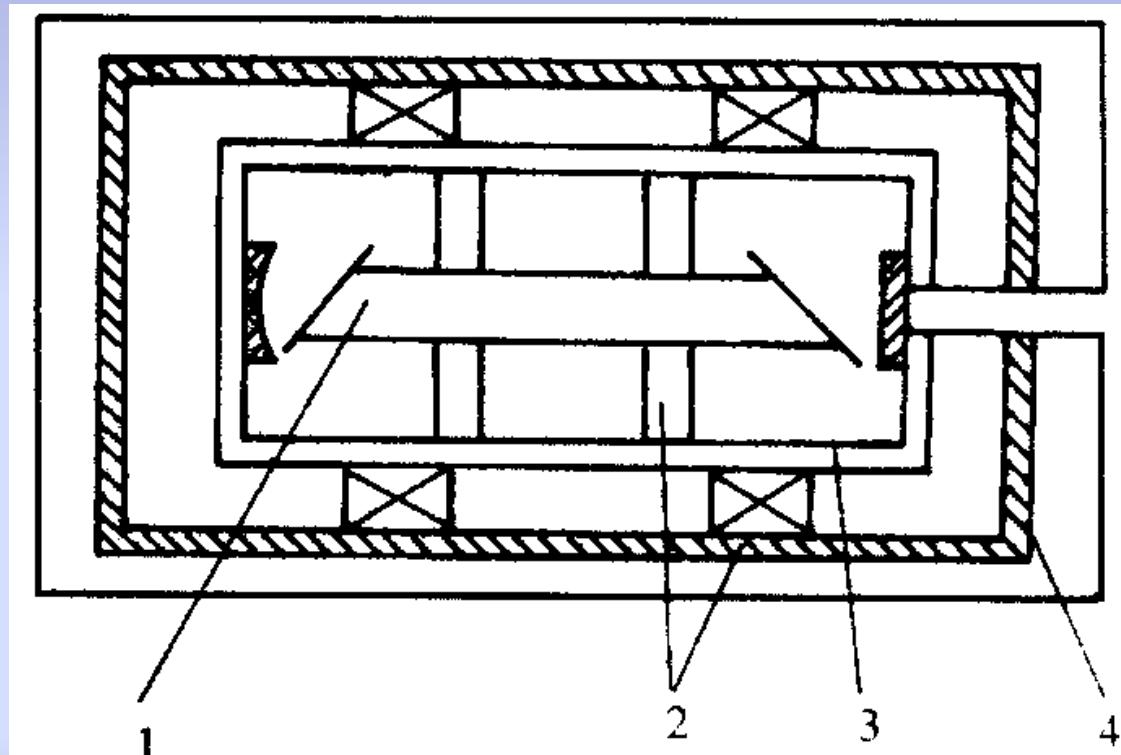


图 单频CO₂激光器防震、恒温装置

- 1.激光器 2.减震器 3.石英玻璃管 4.铅筒(外绕加热丝)

实验证明，采用恒温度、防震装置后，CO₂激光器的长期频率稳定度可达到10⁻⁷量级。但要提高到量级10⁻⁸以上，单靠这种被动式稳频方法就很难达到了，必须采用伺服控制系统对激光器进行自动控制稳频，即主动稳频的方法。

4.2.2 稳频方法概述

一. 被动式稳频

利用热膨胀系数低的材料制做谐振腔的间隔器；或用膨胀系数为负值的材料和膨胀系数为正值的材料按一定长度配合

二. 主动式稳频

稳频的原理:采用负反馈电路控制稳频技术。

4.2.3 兰姆凹陷法稳频

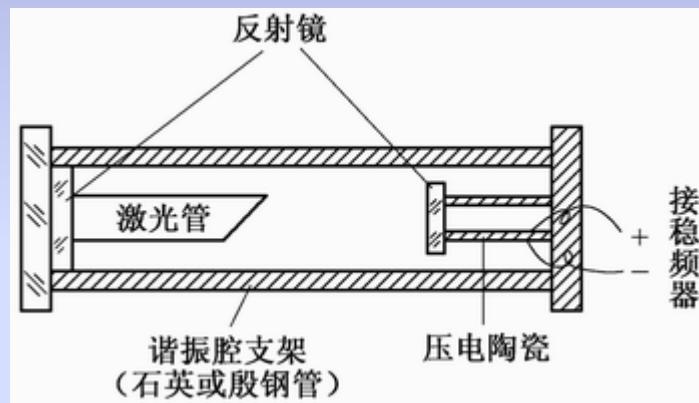
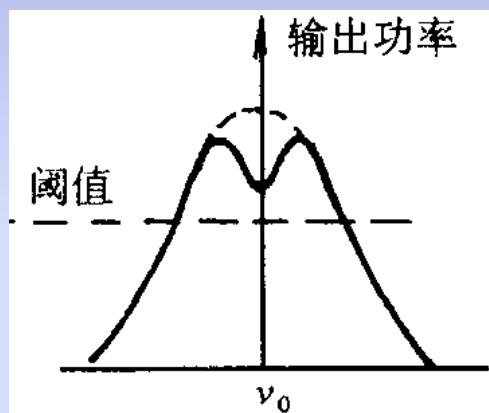


图4-8 兰姆凹陷法稳频激光器的基本结构

4.2.4 饱和吸收法稳频

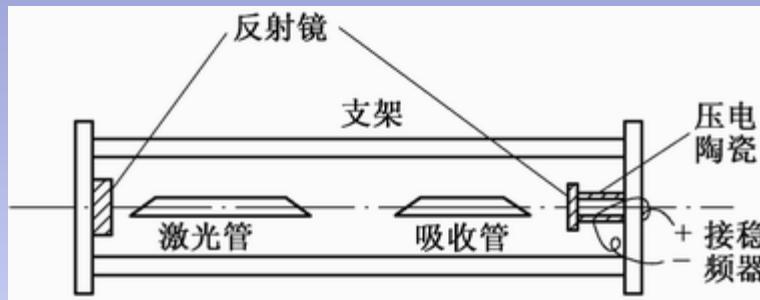


图4-12 饱和吸收法稳频的装置示意图

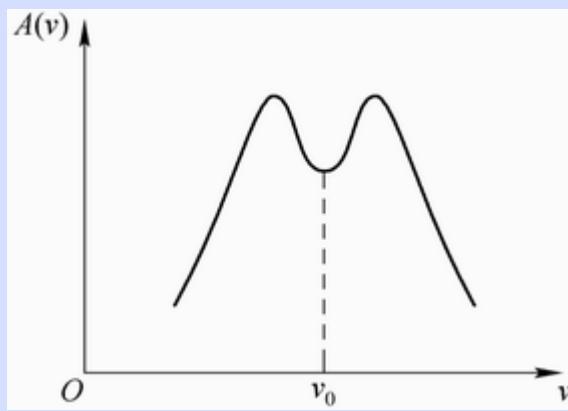
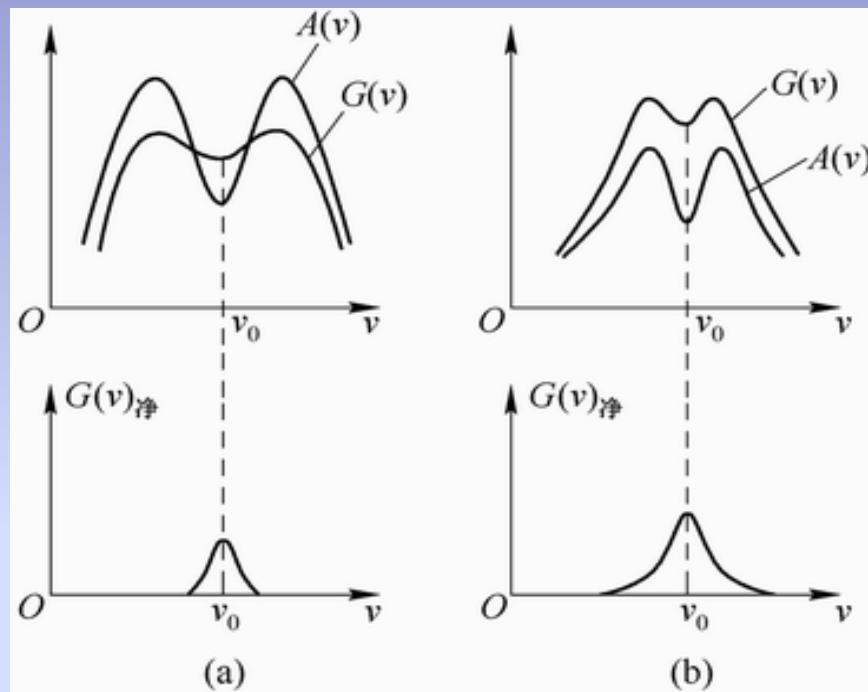


图4-13 吸收介质的吸收曲线



图(4-14) 反转兰姆凹陷

4.3 激光束的变换

4.3.1 高斯光束通过薄透镜时的变换

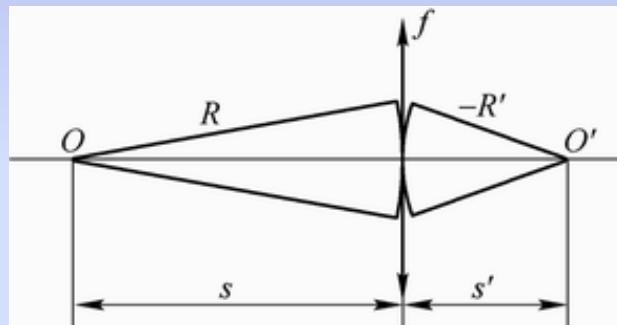


图4-15 球面波通过薄透镜的变换

$$-\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (4-15)$$

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} = \frac{1}{f} \quad (4-16)$$

薄透镜的作用改变光波波阵面的曲率半径。

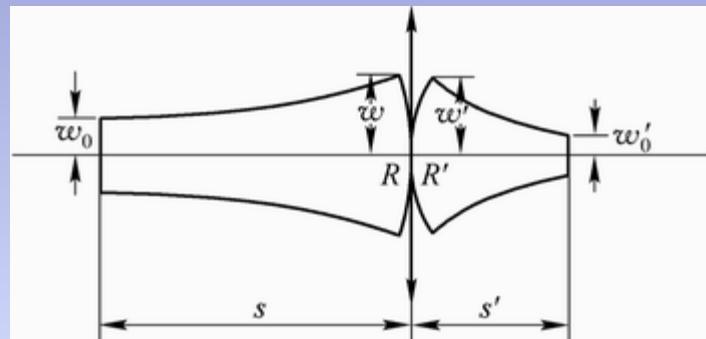
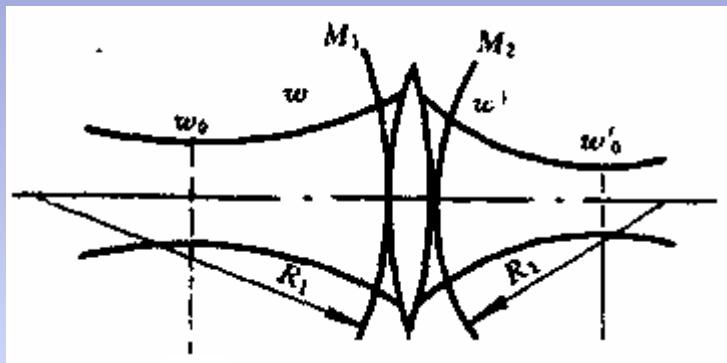


图4-16 高斯光束通过薄透镜的变换

$$w = w' \quad (4-17)$$

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \quad (4-18)$$

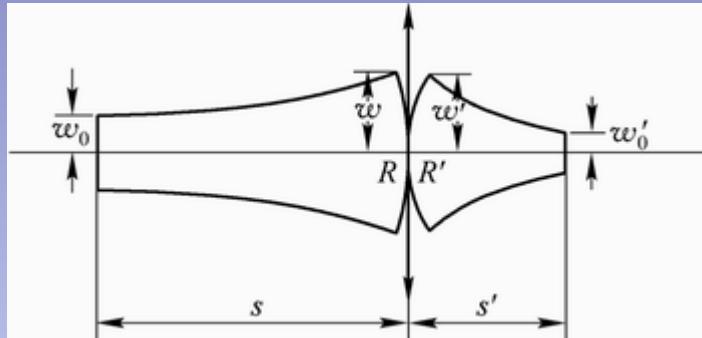


图4-16 高斯光束通过薄透镜的变换

$$w = w'$$

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}$$

$$R = s \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda s} \right)^2 \right]$$

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2} \right)^2}$$

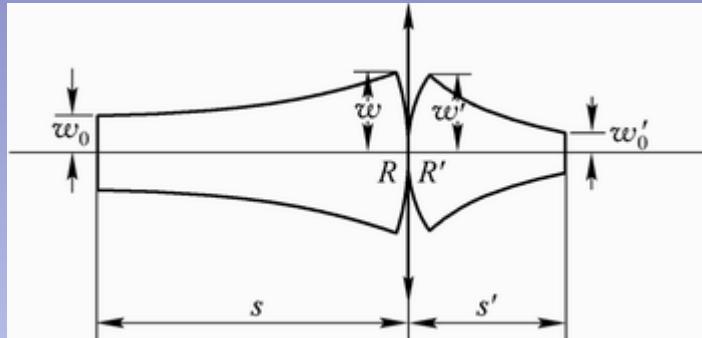


图4-16 高斯光束通过薄透镜的变换

$$\left. \begin{aligned} -R' &= s' \left[1 + \left(\frac{\pi w_0'^2}{\lambda s'} \right)^2 \right] \\ w' &= w'_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s'}{\pi w_0'^2} \right)^2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{aligned} s' &= \frac{-R'}{1 + \left(\frac{\lambda R'}{\pi w'^2} \right)^2} \\ w_0'^2 &= \frac{w'^2}{1 + \left(\frac{\pi w'^2}{\lambda R'} \right)^2} \end{aligned} \right.$$

4.3.2 高斯光束的聚焦

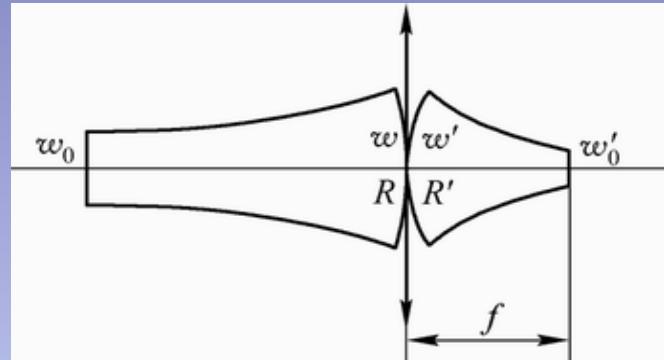


图4-17 短焦距透镜的聚焦

高斯光束入射到短焦距透镜时的聚焦 $R \gg f$

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \Rightarrow R' = \frac{-f}{1 - f/R} \approx -f$$

$$s' = \frac{-R'}{1 + \left(\frac{\lambda R'}{\pi w'^2}\right)^2}$$
$$s' \approx f \left[1 + \left(\frac{\lambda}{\pi w^2}\right)^2\right]^{-1} \approx f$$

$$w_0'^2 = \frac{w'^2}{1 + \left(\frac{\pi w'^2}{\lambda R'}\right)^2} = \frac{w^2}{1 + \left(\frac{\pi w^2}{\lambda f}\right)^2} = \left(\frac{\lambda f}{\pi w^2}\right)^2 \frac{w^2}{1 + \left(\frac{\lambda f}{\pi w^2}\right)^2} \approx \left(\frac{\lambda f}{\pi w}\right)^2$$

采用短焦距透镜，使 f 尽量减小

加大入射光在透镜面处的光斑半径

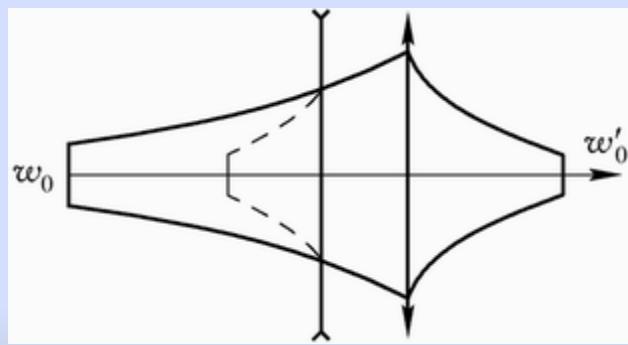


图4-18 用凹透镜直接加大发散角

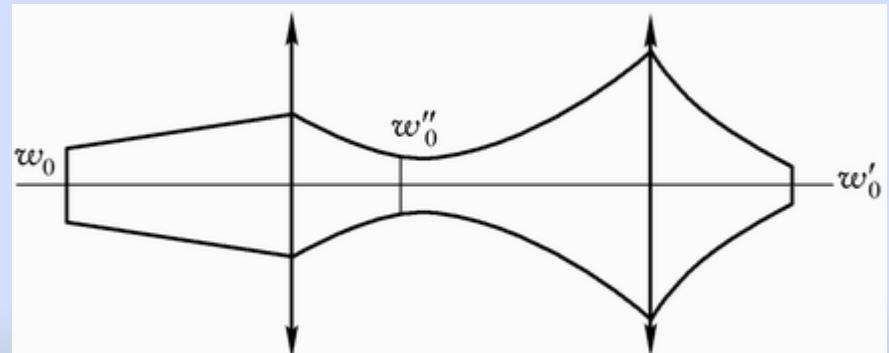


图4-19 用两个凸透镜聚焦

$$\left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2}\right)^2 \gg 1$$

$$\left. \begin{aligned} w'_0 &\approx \frac{\lambda f}{\pi w} \\ w &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2}\right)^2} \end{aligned} \right\}$$

$$w'_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2}\right)^2}} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda s} \frac{\lambda f}{\pi w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda s}\right)^2}}$$

$$s' \approx f$$

$$\frac{w'_0}{w_0} \approx \frac{f}{s} = \frac{s'}{s}$$

这与几何光学中物、象的尺寸比例关系是一致的。

入射高斯光束的腰到透镜的距离 s 等于透镜焦距 f

$$s = f$$

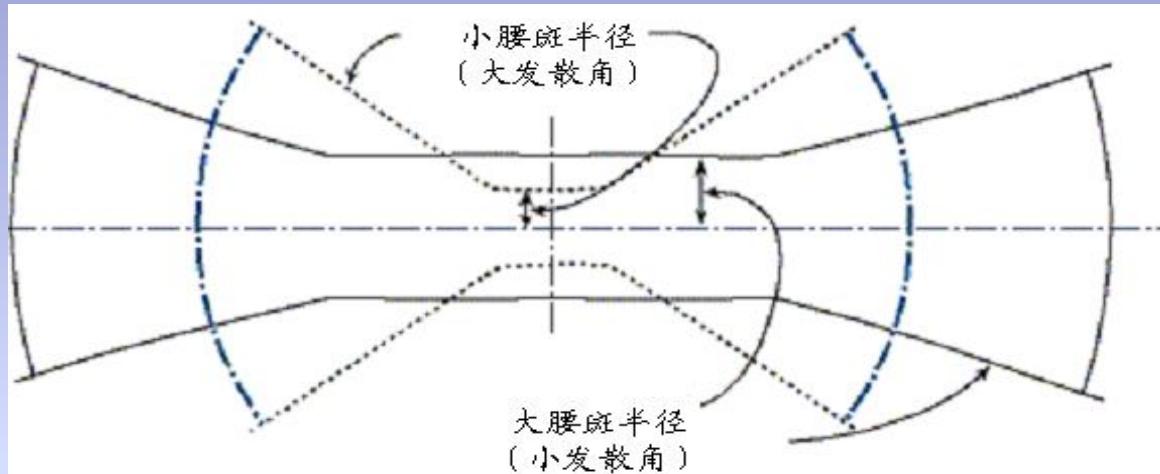
$$s' = \frac{-R'}{1 + \left(\frac{\lambda R'}{\pi w'^2}\right)^2}$$

$$s' = f$$

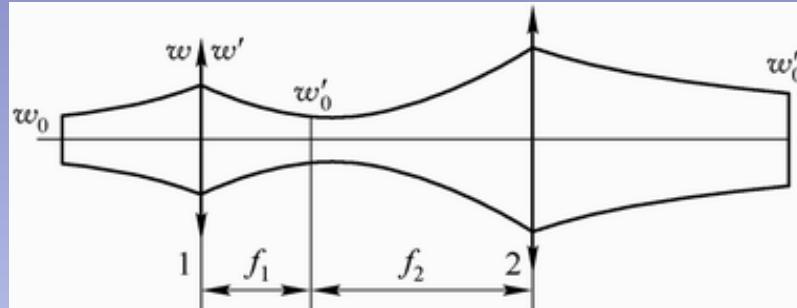
$$w_0'^2 = \frac{w'^2}{1 + \left(\frac{\pi w'^2}{\lambda R'}\right)^2}$$

$$w_0' = \frac{\lambda f}{\pi w_0}$$

4.3.3 高斯光束的准直



高斯光束发散角：
$$2\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}$$



图(4-20) 倒装望远镜系统压缩光束发散角

$$M' = \frac{2\theta}{2\theta''} \quad w'_0 \approx \frac{\lambda f_1}{\pi w} \quad w''_0 \approx \frac{\lambda f_2}{\pi w'_0} \quad w''_0 \approx \frac{f_2}{f_1} w$$

$$M = \frac{f_2}{f_1}$$

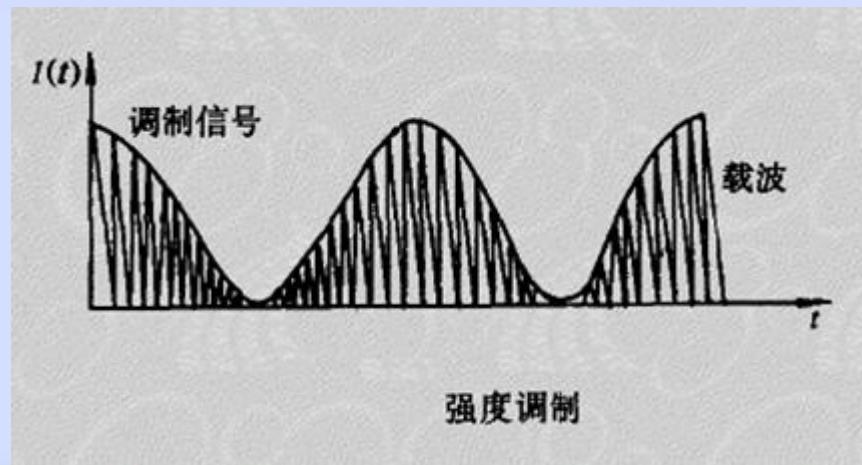
发散角的压缩比 $M' = \frac{2\theta}{2\theta''} = \frac{f_2}{f_1} \frac{w}{w_0} = M \frac{w}{w_0}$

4.4 激光调制技术

调制：将信息加载于激光的过程。

载波：激光；

调制信号：低频信息



4.4.1 激光调制的基本概念

内调制

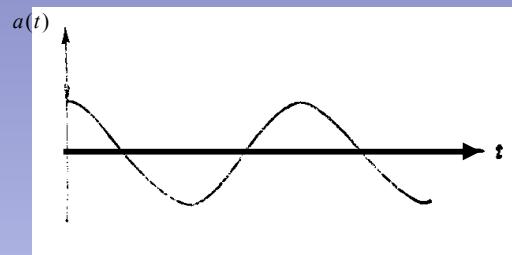
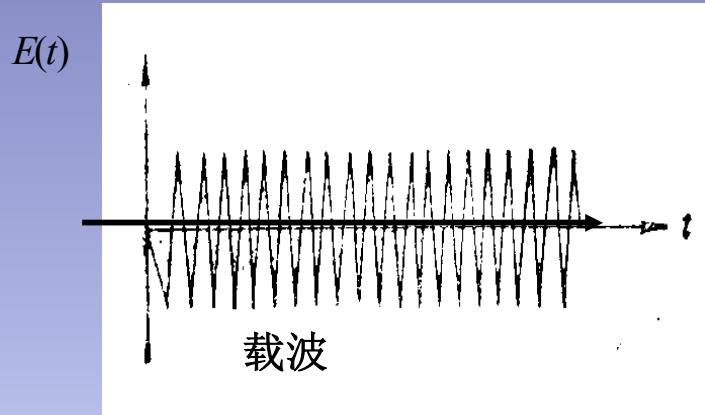
外调制

激光的瞬时光场的表达式 $E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$

瞬时光的强度 $I(t) \propto E^2(t) = E_0^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi)$

振幅、频率和相位三个之一受到外加信号的控制而发生变化，则 $E(t)$ 就成为一个被调制的震荡了。

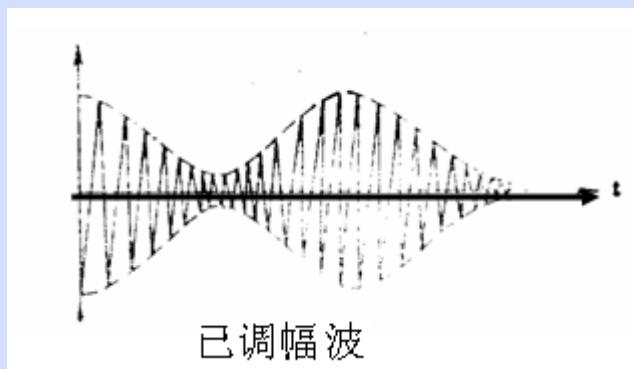
调幅、调频、调相及强度调制



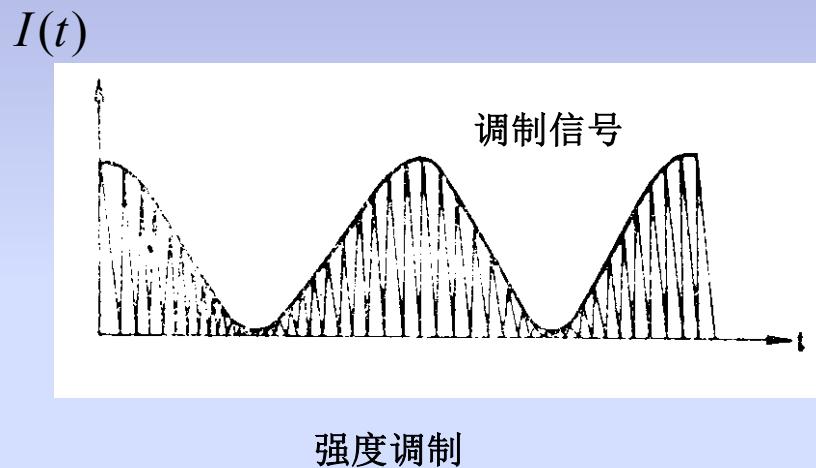
调制信号

$$a(t) = A_m \cos \omega_m t$$

$$E(t) = E_0 (1 + M \cos \omega_m t) \cos(\omega_0 t + \varphi)$$



$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} (1 + M_I \cos \omega_m t) \cos^2(\omega_0 t + \varphi)$$

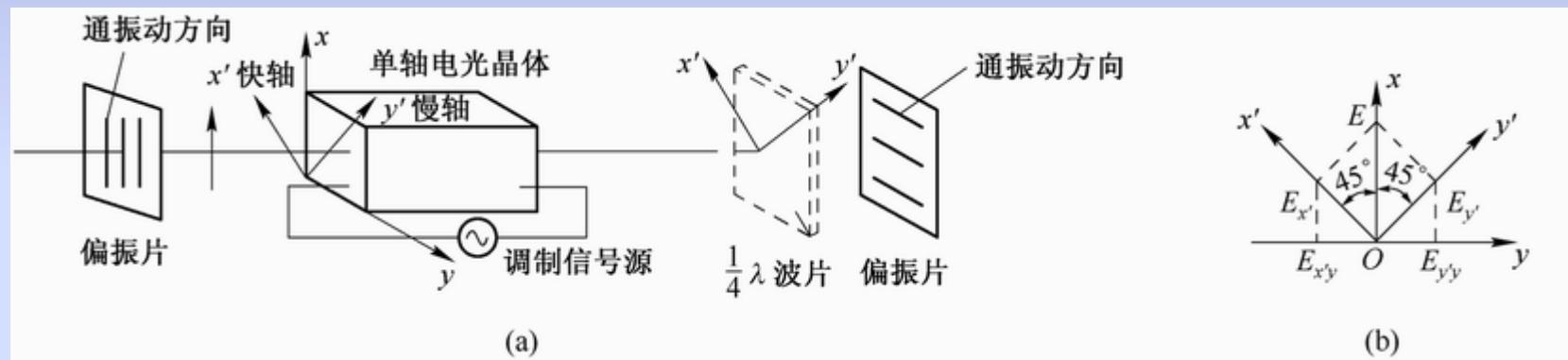


频率调制: $E_F(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + M_F \sin \omega_m t + \varphi)$

相位调制: $E_P(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + M_P \sin \omega_m t + \varphi)$

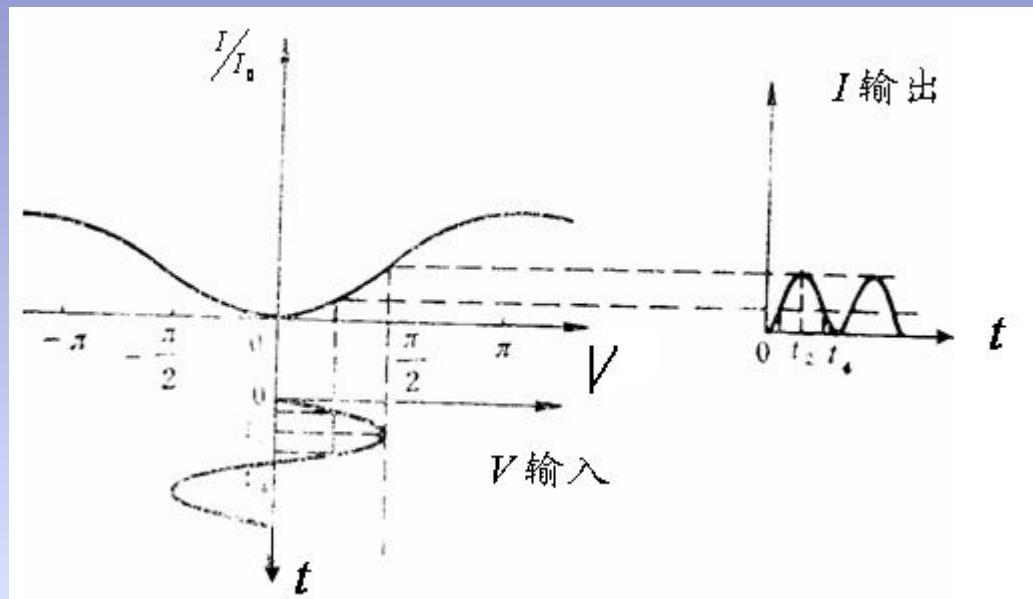
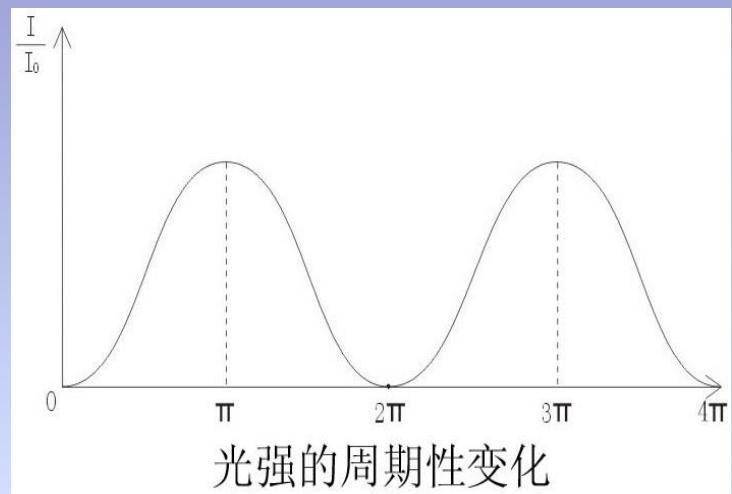
4.4.2 电光强度调制

利用晶体的电光效应，根据偏振光的干涉原理来实现强度调制。



图(4-21) 电光调制装置示意图

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\pi \mu_0^3 \gamma_{63} V}{\lambda}$$



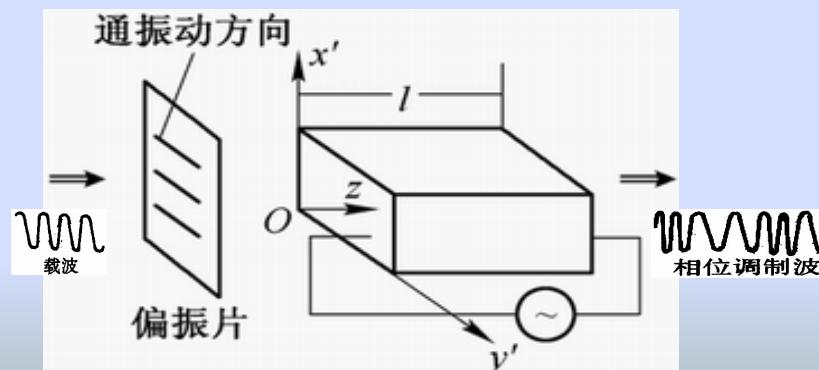
4.4.3 电光相位调制

用调制信号的规律来改变激光振荡的相位角。

正弦调制电场 $E_z = E_m \sin \omega_m t$

入射光 $U_\lambda = A \cos \omega t$

$$U_{\text{出}} = A \cos(\omega t + \beta \sin \omega_m t)$$



图(4-23) 相位调制装置示意图

4.5 激光的偏转技术

光束偏转技术是激光应用(如激光显示、传真和光存储等)的基本技术之一。它可以用机械转镜、电光效应和声光效应等来实现。

4.5.1 机械偏转

机械偏转是利用反射镜或多面反射棱镜的旋转或反射镜的振动实现光束扫描。

4.5.2 电光偏转

利用电光效应来改变光束在空间的传播方向

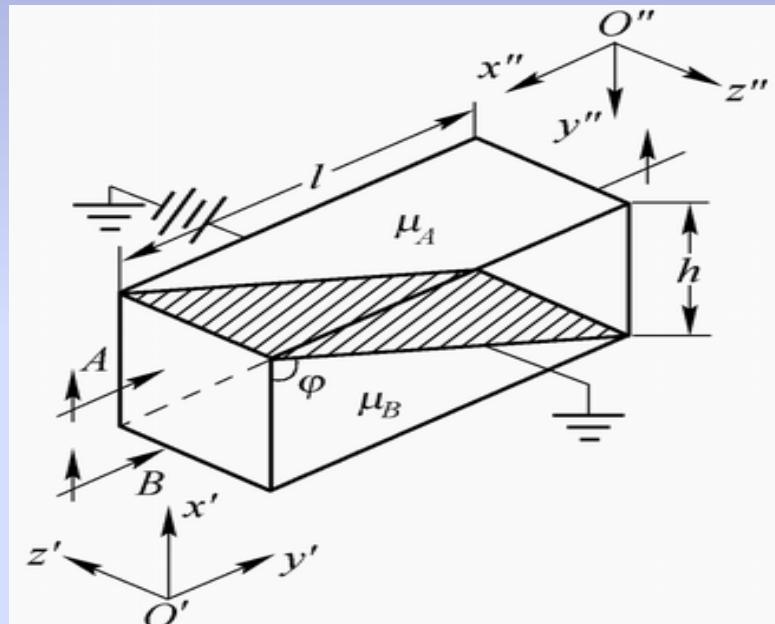


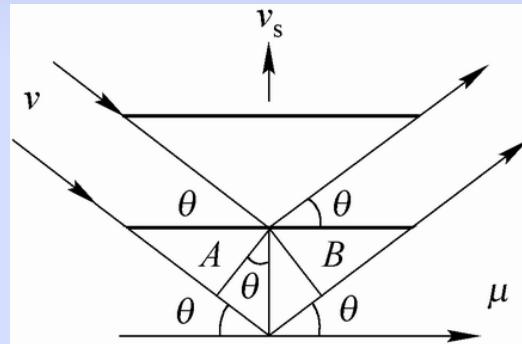
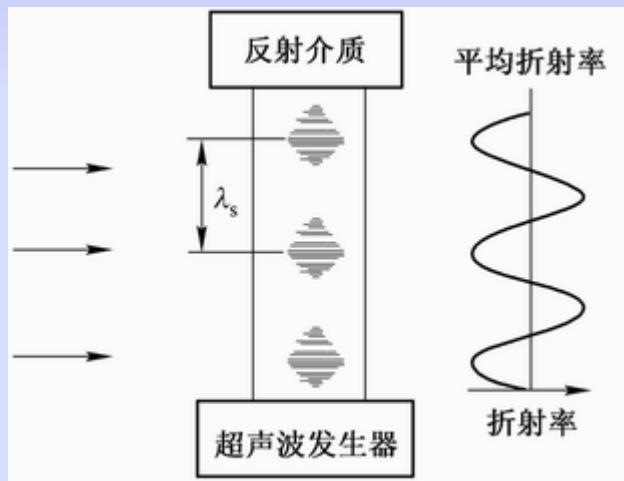
图4-24 实际的电光晶体偏转器

$$\Delta\theta = \mu_0^3 \gamma_{63} E_z \varphi$$

4.5.3 声光偏转

$$2\lambda_s \sin \theta = \frac{\lambda}{\mu} \quad \theta \approx \frac{\lambda}{2\mu\lambda_s}$$

λ_s 超声波波长



图(4-26) 布拉格条件下的衍射

图(4-25) 超声波在透明介质中的传播

4.6 激光调 Q 技术

压缩脉冲宽度， 提高峰值功率。

普通的脉冲激光器， 光脉冲的宽度约在ms级， 峰值功率也只有几十kW。

调 Q 激光器， 光脉冲的宽度可以压到ns级， 峰值功率也已达到MW。

4.6.1 激光谐振腔的品质因数Q

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

$$I = I_0 \exp(-a_{\text{总}} z) = I_0 \exp\left(-\frac{a_{\text{总}} c}{\mu} t\right)$$

$$I(t) = N(t) h \nu_0 \frac{c}{\mu} \quad N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{a_{\text{总}} c}{\mu} t\right) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right)$$

$$W = N(t) V h \nu_0 \quad P = \frac{W}{\tau_c \nu_0} = N(t) V h \frac{a_{\text{总}} c}{\mu}$$

$$Q = 2\pi \frac{W}{P} = \frac{2\pi}{\lambda a_{\text{总}}}$$

4.6.2 调 Q原理

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。或者说使腔的损耗随时间按一定程序变化的技术。

机械转镜调 Q 、电光调 Q ，声光调 Q ，染料调 Q 。

4.6.3 电光调 Q

利用晶体的电光效应，在晶体上加一阶跃式电压。
调节腔内光子的反射损耗。

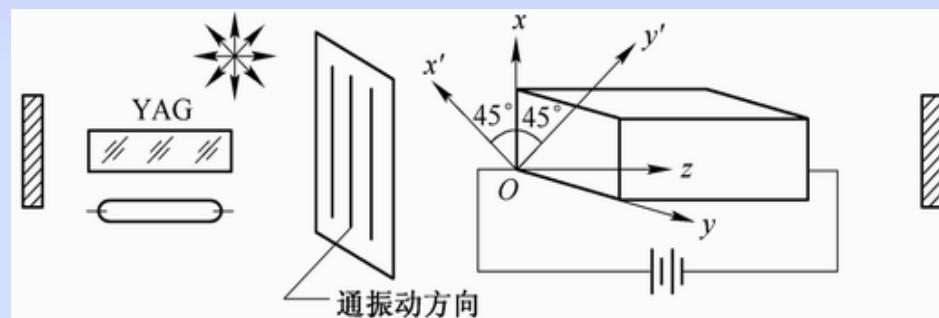


图4-27 电光调Q装置示意图

4.6.4 声光调 Q



图4-28 声光调Q装置示意图

4.6.5 染料调Q

利用有机材料对光的吸收系数会随着光强变化的特性来达到调 Q 的目的。



图(4-29) 染料调Q装置示意图

$$\alpha = \alpha_0 \frac{1}{1 + \frac{I}{I_s}}$$

4.7 激光锁模技术

Q 开关激光器一般脉宽达 $10^{-8}s$ - $10^{-9}s$ 量级，1964年后发展了锁模技术，可将脉冲压缩到 $10^{-11}\sim 10^{-14}s$ （ps）量级。

掺钛蓝宝石自锁模激光器中得到了8.5fs的超短光脉冲。

激光测距；

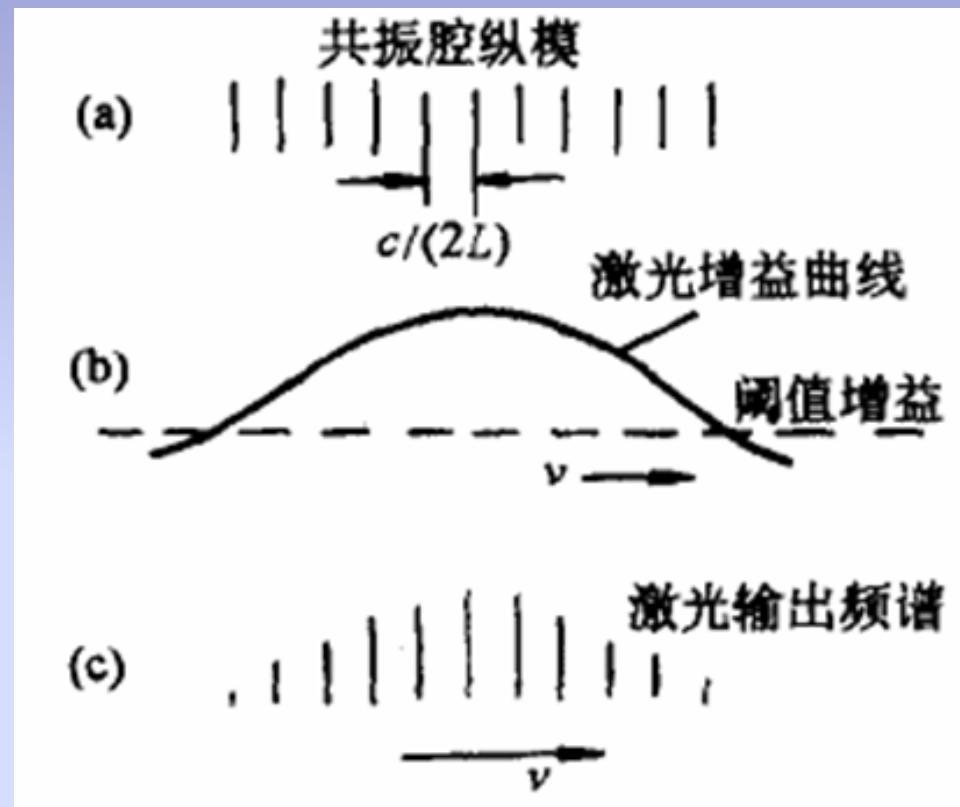
激光高速摄影；

对一些超快过程的研究：激光核聚变，激光光谱，荧光寿命的测定，非线性光学的研究等需窄的脉宽

假设在激光工作物质的净增益线宽内包含有 N 个纵模，

$$E_q(t) = E_q e^{i(\omega_q t + \varphi_q)}$$

$$E(t) = \sum_q E_q e^{i(\omega_q t + \varphi_q)}$$



如果设法使三个光波在某时刻有固定的相位关系，
例如 $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3$ ， 即按关系 $\phi_{q+1} = \phi_q = 0$ 锁定， 此时
三个光波的方程为

$$E_1 = E_0 \cos(2\pi\nu_1 t)$$

当 $t=0$ 时

$$E_2 = E_0 \cos(2\pi\nu_2 t)$$

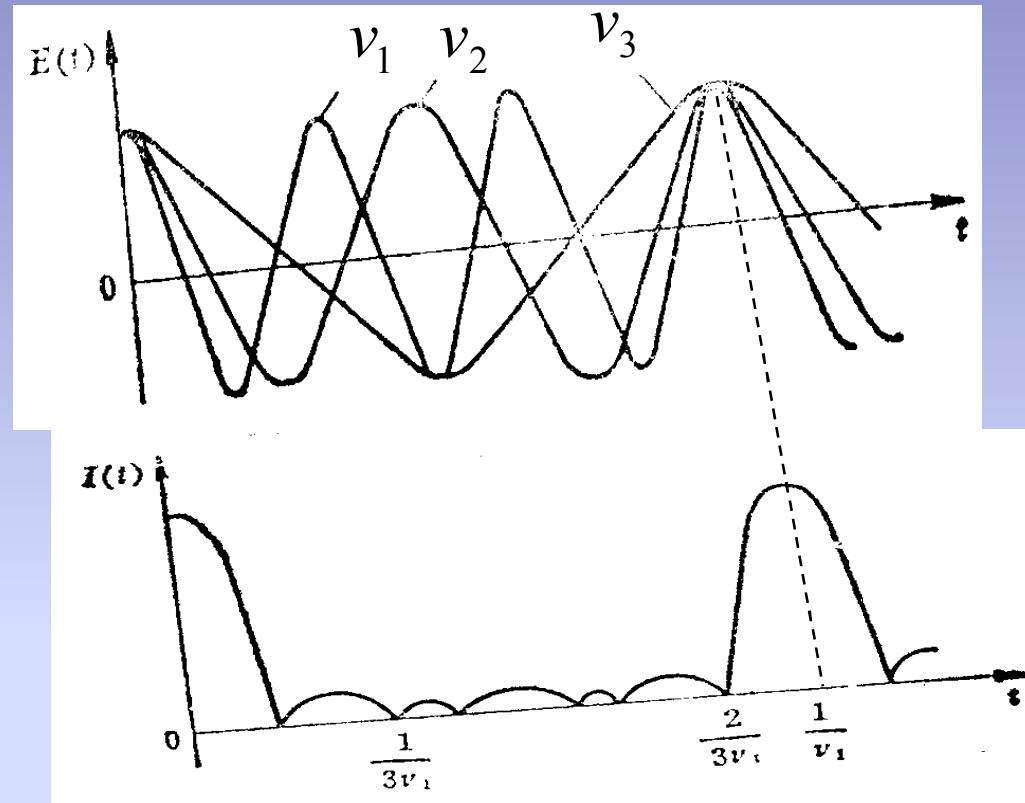
$$E_3 = E_0 \cos(2\pi\nu_3 t)$$

$$E = E_1 = E_2 = E_3 = 3E_0$$

$$E^2 = 9E_0^2$$

当 $t = \frac{1}{3\nu_1}$ 时

$$E = E_1 + E_2 + E_3 = 0$$



锁模技术让谐振腔中可能存在的纵模同步振荡，让各模的频率间隔保持相等并使各模的初位相保持为常数，激光器输出在时间上有规则的等间隔的短脉冲序列。

定义处于增益曲线中心频率的纵模 $q=0$ ，因此在腔内参与振荡的模式个数共 $2N+1$ 个

$$\therefore \Delta \nu_q = \frac{c}{2L} \quad \Delta \omega_q = \frac{2\pi c}{2L}$$

$$\therefore \omega_q = \omega_0 + q\Delta\omega_q = \omega_0 + q\Delta\omega$$

$$\therefore \omega_q - \omega_{q-1} = \frac{\pi c}{L} = \Omega = \text{常数}$$

$$\varphi_q = \varphi_{q+1} = 0 \quad E_q = E_0$$

第 q 个模式的电场强度为 $E_q(t) = E_0 e^{i(\omega_0 + q\Delta\omega)t}$

(2N+1)个模式合成之电场强度

$$E(t) = \sum_{-N}^N E_0 \exp[i(\omega_0 + q\Omega)t]$$

$$E(t) = E_0 \left(\sum_{-N}^N e^{iq\Omega t} \right) e^{i\omega_0 t} = \left\{ E_0 \frac{\sin[\frac{1}{2}(2N+1)\Omega t]}{\sin \frac{1}{2}(\Omega t)} \right\} e^{i\omega_0 t}$$

$$I(t) \propto E_0^2 \frac{\sin^2(2N+1)\left(\frac{\Omega t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right)}$$

$$A(t)_{\max} = \lim_{\frac{\Omega t}{2} = m\pi} E_0 \frac{\sin[\frac{1}{2}(2N+1)\Omega t]}{\sin \frac{1}{2}(\Omega t)} = (2N+1)E_0$$

1. 输出脉冲的峰值(最大光强) $I(t) \propto A(t)^2 = E_0^2 (2N+1)^2$

锁模后脉冲峰值功率比未锁模时提高了 $(2N+1)$ 倍。

2. 周期 (T)

相邻脉冲峰值间的时间间隔 $T = \frac{2L}{c}$

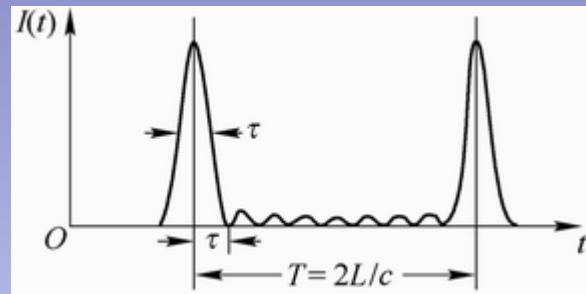


图4-30 锁模光强脉冲($2N+1=9$)

3.脉冲的宽度 (τ)

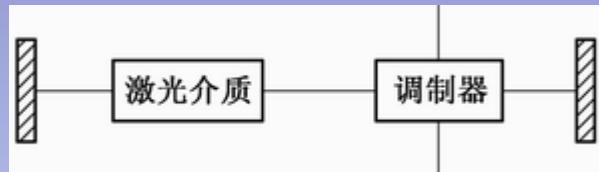
$$\tau = t_1 = \frac{1}{2N+1} \frac{2L}{c} = \frac{T}{2N+1} = \frac{1}{\Delta\nu}$$

$\Delta\nu$ 为锁模激光的带宽

4.7.2 主动锁模

1. 损耗内调制锁模

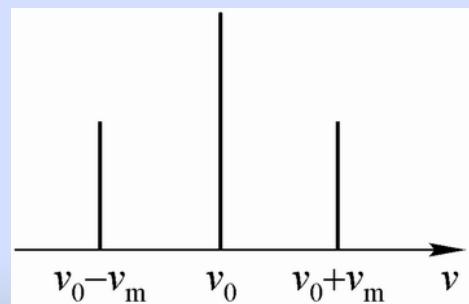
在谐振腔中插入一个电光或声光损耗调制器。设调制周期为 $T_m = 2\pi/\Omega = 2L/c$ ，调制频率 $\nu_m = c/2L$ （恰为纵模频率间隔）



图(4-31) 锁模调制示意图

$$E(t) = (E_0 + E_m \cos 2\pi\nu_m t) \cos 2\pi\nu_0 t \\ = E_0 (1 + M \cos 2\pi\nu_m t) \cos 2\pi\nu_0 t$$

$$E(t) = E_0 \cos 2\pi\nu_0 t + E_0 \frac{M}{2} \cos 2\pi(\nu_0 - \nu_m)t \\ + E_0 \frac{M}{2} \cos 2\pi(\nu_0 + \nu_m)t$$



图(4-32) 中心频 ν_0 ± ν_m 率及两边频

2. 相位内调制锁模

$$E(t) = E_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \beta \sin 2\pi\nu_m t) \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} E(t) = & E_0 [J_0(\beta) \cos 2\pi\nu_0 t + J_1(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 + \nu_m)t \\ & - J_1(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 - \nu_m)t + J_2(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 + 2\nu_m)t \\ & + J_2(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 - 2\nu_m)t + J_3(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 + 3\nu_m)t \\ & - J_3(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 - 3\nu_m)t + J_4(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 + 4\nu_m)t \\ & + J_4(\beta) \cos 2\pi(\nu_0 - 4\nu_m)t + \dots] \end{aligned}$$

4.7.3 被动锁模

饱和吸收染料的“盒”

中科院上海光学精密机械研究所在其建所40周年之际宣布：上海小型化超短超强激光功率成功突破100太瓦（1太瓦= 10^{12} 瓦）大关，输出峰值功率达到120太瓦/36飞秒，这标志着上海在这一领域已进入了国际同类研究的前沿，目前，国际上只有少数发达国家的著名实验钛宝石激光装置输出功率超过100太瓦。

在1000万亿分之36秒（ 36×10^{-15} 秒）的超短瞬间，上海超短超强激光装置迸发出相当于全球电网发电总和数十倍的强大功率。

超短超强激光所能提供极端物理条件，自然界中只有在核爆中心、恒星内部和宇宙黑洞边缘才能存在。上海光机所在实验室用人工手段获得这一极端条件，为物理学、材料学、生命科学等众多学科的研究打开了一扇“具有美丽风景的窗户”。

超短超强激光及其相关技术有望使细胞手术成为可能，不久的将来，医生也许只要在人的细胞核上打个小洞就能进行手术，对周围组织的影响降至为零，使手术创口更小、时间更短、风险更低。这种激光技术在材料的切割、粉碎等加工方面也会“指哪打哪”，损耗更微。

超短超强激光为众多学科的重大突破提供了崭新的实验手段，科学家可以在全新状态下，研究各种物质的行为、现象和规律。

判断超强超短激光系统的性能有两个重要技术指标：一是时间尺度，二是输出功率。