

(一) 波导激光器的结构与工作原理

1. 波导激光器的主要特点 图1.3—51是 CO_2 波导激光器的示意图。与普通激光器相比,其主要区别是放电管的孔径很细、约1毫米左右。由于孔径很细,衍射损耗太大,故不能传输横向电磁波(即TEM波)。但理论表明在一定条件下它能低损耗地传输低阶准横向电磁波(即波导模),故称波导激光器。根据气体放电的相似定律($pd = \text{常数}$),为在细管径中得到稳定的放电,就需相应提高其气体压强,因此波导激光器的工作气压常可高达几百托。由公式(1.3—20)可知线宽与气压成正比,故波导激光器的频率调谐宽度较大,一般可达 ± 600 兆赫。同时由于放电管孔径很细,而单位体积的输出功率又较高,这就有利于器件的紧凑和小型化。以 CO_2 波导激光器而言,每立方厘米输出功率达10W以上,为普通 CO_2 激光器的25倍。

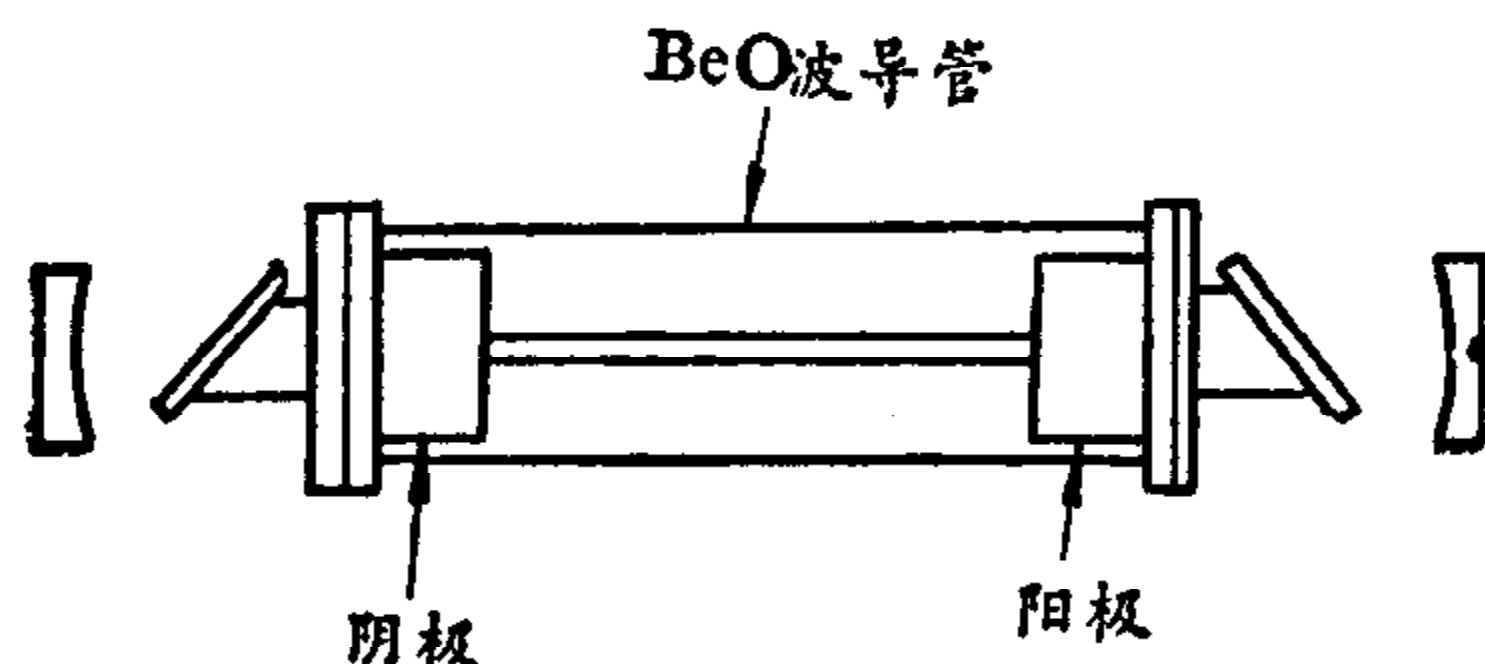


图1.3—51 波导激光器

2. 光在空心介质波导中的传播 空心介质波导管中的放大介质是气体放电的等离子体。一般等离子体的折射率 n_0 小于波导材料的折射率 n_1 。根据光学反射定律在 $n_0 < n_1$ 的介质表面是不能产生全反射的,因而对传播光来说意味着产生损耗。但介质材料只要选得合适(如玻璃、氧化铍陶瓷、氮化硼陶瓷等),当光在掠射角很小的光学面上入射时,便可得到很高的费涅耳反射,从而可能在横向尺寸远大于光波波长的空心波导管中低损耗地传输低阶波导模。故亦有人称之为漏过模。

波导模就是指在空心介质波导中低损耗传播光的电磁场结构方式,它是在下列假设条件下求解麦克斯韦方程得到的。其假设条件为:①空心波导管的横向尺寸(圆孔的半径、方孔边宽的一半)远大于一个波长;②只考虑低阶、低损耗模,其传播常数 r 与平面波的数值大约相等。在上述假设条件下可以求出的波导模有三类:横圆电模(TE_{0m}),横圆磁模(TM_{0m}),和混合模($\text{EH}_{n,m}$),这里 n' 可为正数,也可为负数,且 $|n'| \geq 1$ 。一般在空心介质波导中,混合模 $\text{EH}_{n,m}$ 模,特别是 $\text{EH}_{1,1}$ 模损耗最低,也最常用。它是一个包括 λ/a 项的相当复杂的场分量近似表达式,式中 λ 是波长, a 是波导管的半径或方形孔边宽的1/2。当取 λ/a 量级的近似时,混合模 $\text{EH}_{n,m}$ 的电场和磁场的 Z -分量不为零。然而若所研究的波导足够大,以致量级为 λ/a 的项可忽略时,场就有接近于简单的TEM—型解。为了实用的目的,下面给出 $\text{EH}_{1,1}$ 模的场方程和吸收系数,并作简要讨论。

(1) 圆孔介质波导中的 $\text{EH}_{1,1}$ 模

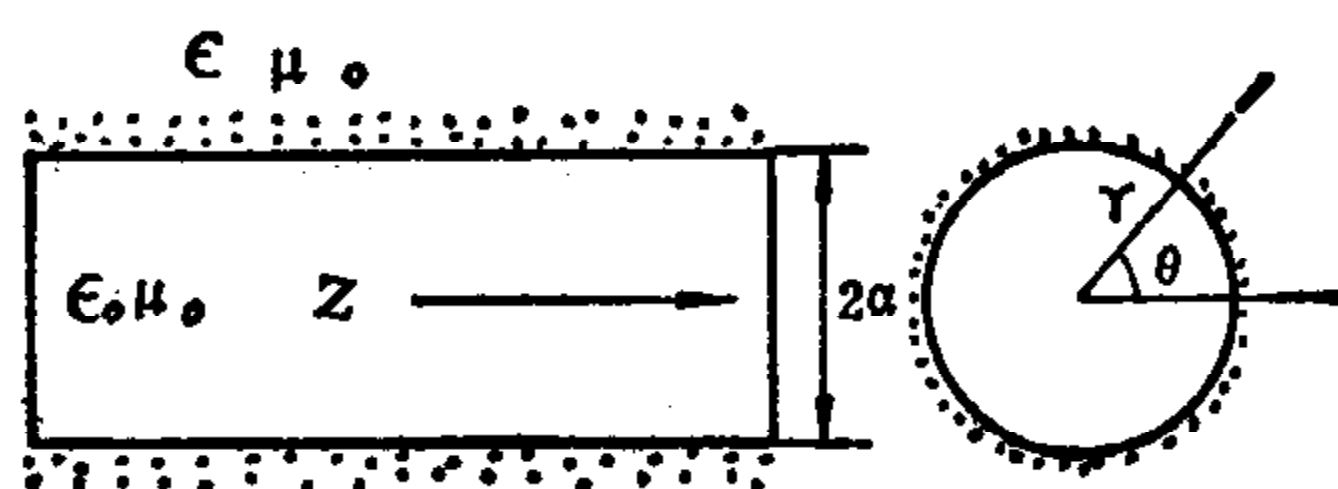


图1.3—52 空心圆柱介质波导简图

$$\left. \begin{aligned} E_\varphi &= J_0(u_{11}r/a)\cos\varphi \\ E_r &= J_0(u_{11}r/a)\sin\varphi \\ H_\varphi &= (\sqrt{\epsilon_0/\mu_0})E_r, & H_r &= (-\sqrt{\epsilon_0/\mu_0})E_\varphi \\ E_z &= 0(\lambda/a), & H_z &= 0(\lambda/a) \end{aligned} \right\} e^{i(\gamma z - \omega t)} \quad (1.3-55)$$

式中符号 $0(\lambda/a)$ 表示场分量的大小与主要场分量相比约减少 (λ/a) 倍; $J_0(u_{11}r/a)$ 是零阶贝塞耳函数, u_{11} 是贝塞耳函数的一次根, 即 $J_0(u_{11})=0$; r 是传播常数。因为, 在传播方向 z 上, 同时存在电场和磁场分量, 故称混合模。又由于 EH_{11} 模的 z 向电磁场分量很小, 故可视为准横向, 其横向场结构可由电力线微分方程推出。

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} = \frac{E_r}{E_\varphi} \quad (1.3-56)$$

将式(1.3—55)的场分量代入式(1.3—56) 即可求得: $\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} = \tan\varphi$ 。积分后可得

$$(r/r_0)\cos\varphi = 1 \quad (1.3-57)$$

方程式(1.3—57)代表一组平行线。由此可以看出, EH_{11} 模的横向电场结构为一组平行线, 如图1.3—53所示。可见 EH_{11} 模具有偏振特性。其吸收系数可表示为

$$\alpha_{11} = I_m(\gamma) = \left(\frac{u_{11}}{k}\right)^2 \frac{1}{a^3} \text{Re}(v_n) \quad (1.3-58)$$

式中: $v_n = (\nu^2 + 1)/2\sqrt{\nu^2 + 1}$, $\nu = \sqrt{\epsilon_1/\epsilon_0} = n + ik$, ν 称管壁材料的复折射率; u_{11} 是贝塞耳函数的一次根, 即 $J_0(u_{11})=0$; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。

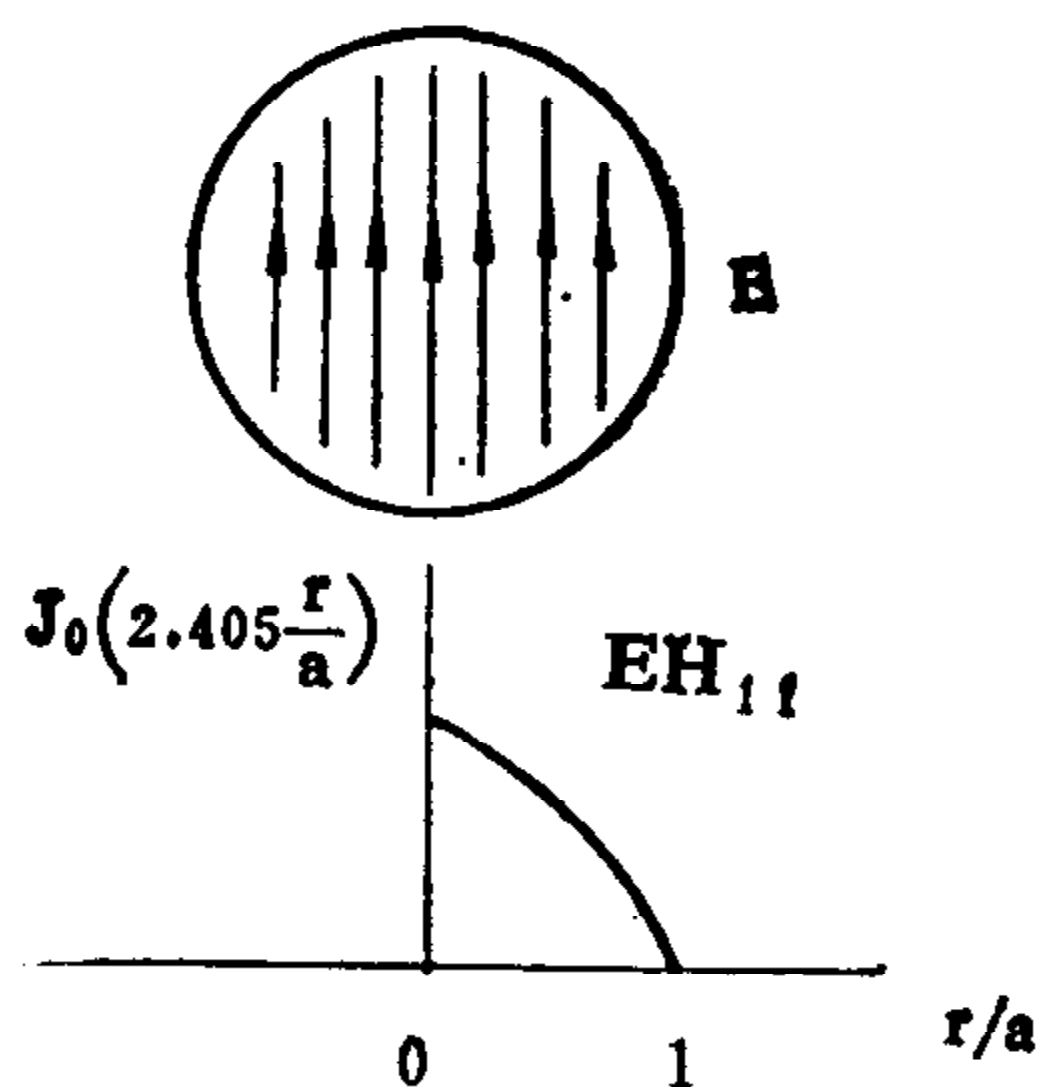


图1.3—53 EH_{11} 模模向电场结构

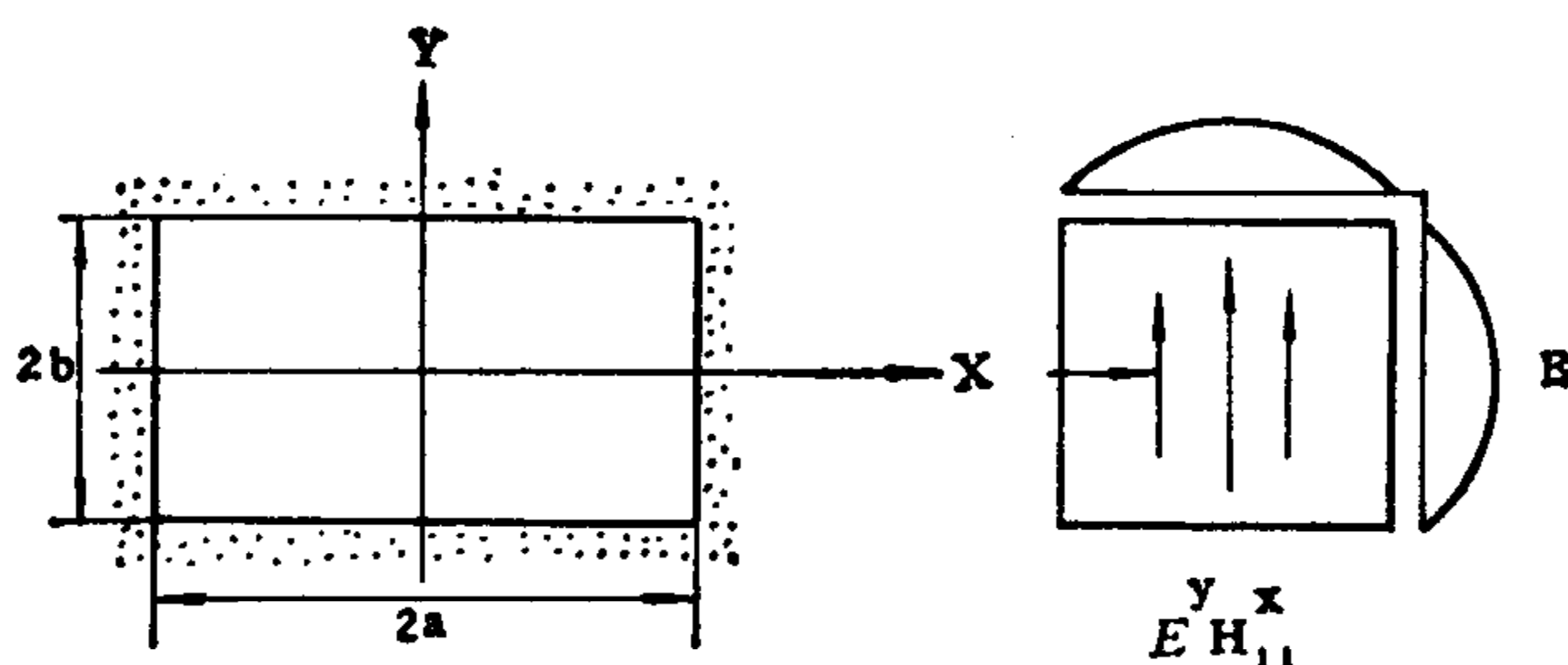


图1.3—54 方孔介质波导与 EH_{11} 模模向电场结构

(2) 方孔介质波导中的 EH_{11} 模

$$\left. \begin{aligned} E_y &= (\cos\pi x/2a \cos\pi y/2b) \cdot e^{i(\gamma z - \omega t)}, & E_z &= 0 \cdot (\lambda/a) \\ H_x &= -\sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \cdot E_y, & H_z &= 0 \cdot (\lambda/a) \end{aligned} \right\} \quad (1.3-59)$$

方孔介质波导中 EH_{11} 模的吸收系数为

$$\alpha_{11} = \frac{\pi}{4k^2} \left[\frac{1}{a^3} \text{Re} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \right\} + \frac{1}{b^3} \text{Re} \left\{ \frac{\nu^2}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \right\} \right] \quad (1.3-60)$$

EH_{11} 模的横向电场结构示于图1.3—54中。

EH_{11} 模的吸收系数除了与波导尺寸 (λ^2/a^3) 及波导材料的性质有关以外, 还与波导管的

弯曲有关。曾有人导出弯曲圆孔波导的吸收系数为

$$\alpha_{11} = \left(1 + \eta_{11} \frac{a^6}{\lambda^4 R^2}\right) \left(\frac{u_{11}}{2\pi}\right)^2 \operatorname{Re}(\nu_n) \frac{\lambda^2}{a^3} \quad (1.3-61)$$

式中 a 为波导管半径； R 为波导管弯曲半径； η_{11} 是损耗因数。

由式(1.3—61)可知，弯曲波导的吸收损耗比例于管半径的三次方，可见管径越大对波导的直度要求也越高。例如：一支 $a=400$ 微米的石英玻璃波导，若 $R=\infty$ ，则可算出 $\alpha_{11}=0.35$ 米⁻¹，此时，光通过一米长度的光强损失为50%；若 $R=4$ 米，则可算出 $\alpha_{11}=0.7$ 米⁻¹，光此时通过一米的长度后就只有原来光强的25%。由此可见，波导弯曲引起的损失相当大。

此外，由式(1.3—58)，(1.3—60)可知吸收系数还与管壁材料的折射率有关，即 $\operatorname{Re}(\nu_n)$ 越小吸收系数也越小。管壁材料的折射率为 $\sqrt{3} \sim 2.02$ 时， EH_{11} 模的吸收系数最小。例如：石英玻璃的 $\alpha_{11}=0.14$ (分贝/米)；氧化铍陶瓷的 $\alpha_{11}=0.032$ (分贝/米)。故氧化铍陶瓷是一种较为理想的材料。还须指出，波导管壁的光洁度也会影响吸收系数，因为光的传播是通过介质表面的多次反射进行的。

以上对波导模 EH_{11} 作了较为详细的介绍，实际上在一定条件下，空心介质波导还可以低损耗地传输TE(横电)模与TM(横磁)模。特别是在复合波导中(即两壁为金属、两壁为介质的波导)，TE模的吸收系数比任何波导模的都小。例如在 1×1 (毫米)²的氧化铍—金属波导中就只有0.016分贝/米。

3. 波导谐振腔的腔镜耦合损失 在使用外部反射镜的波导谐振腔中，由于反射镜的耦合作用，腔内的共振模一般不同于波导模。可将波导口视为一个等效的“光源”，其场分布是在特定边界条件下的麦克斯韦方程的解，或者说是许可存在的波导模的线性组合。当其射向自由空间之后，通过外部反射镜的反射，部分地反馈给波导中的传播模，其余部分就变成了损耗。可见波导模能否在谐振腔中存在，还要看外部反射镜的耦合是否有效。

理论分析表明， EH_{11} 模在空心介质波导中的损失最小。这种模射出波导口进入自由空间传播时，光强沿横截面的分布与 TEM_{00} 模很相似如图1.3—55所示。图中示出在中心主瓣中

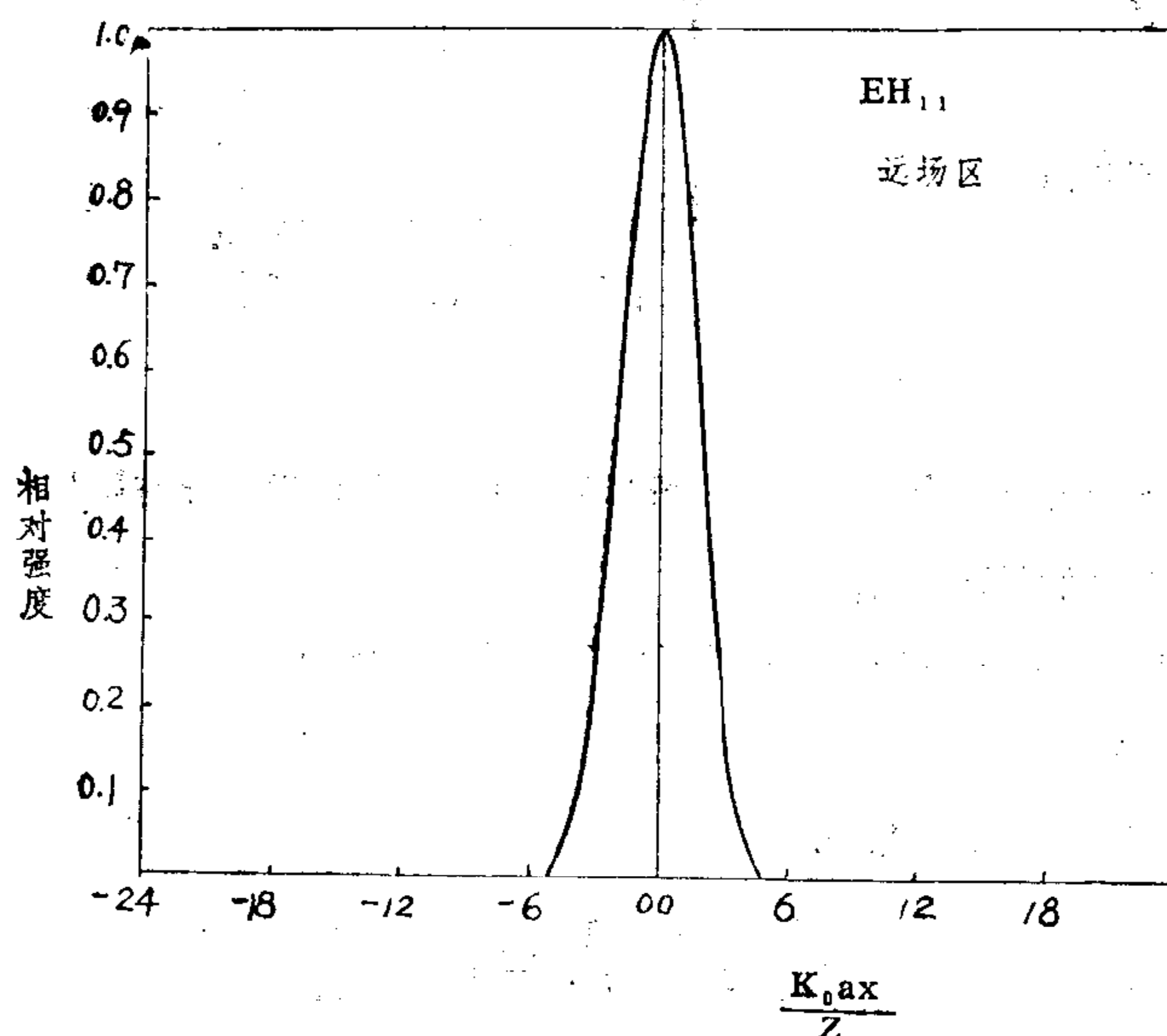


图1.3—55 EH_{11} 模的远场结构

k_0 —自由空间的传播常数； a —波导管半径； x —观察面上的一个横向笛卡儿坐标； Z —观察面至波导口距离。

包含的光束能量在98%以上，而边瓣甚小，无法在线性座标上显示出来。实际上欲得到稳定单模振荡的激光器，问题就在于怎样配置反射镜，方能使得EH₁₁模的耦合最有效，或耦合损失最少。

有人曾在理论上对EH₁₁模耦合损耗与反射镜参数、位置之间的关系作了定量的计算，其结果示于图1.3—56。图中曲线上的数字表示反射镜曲率半径R与共焦参数b的比值，即R/b。

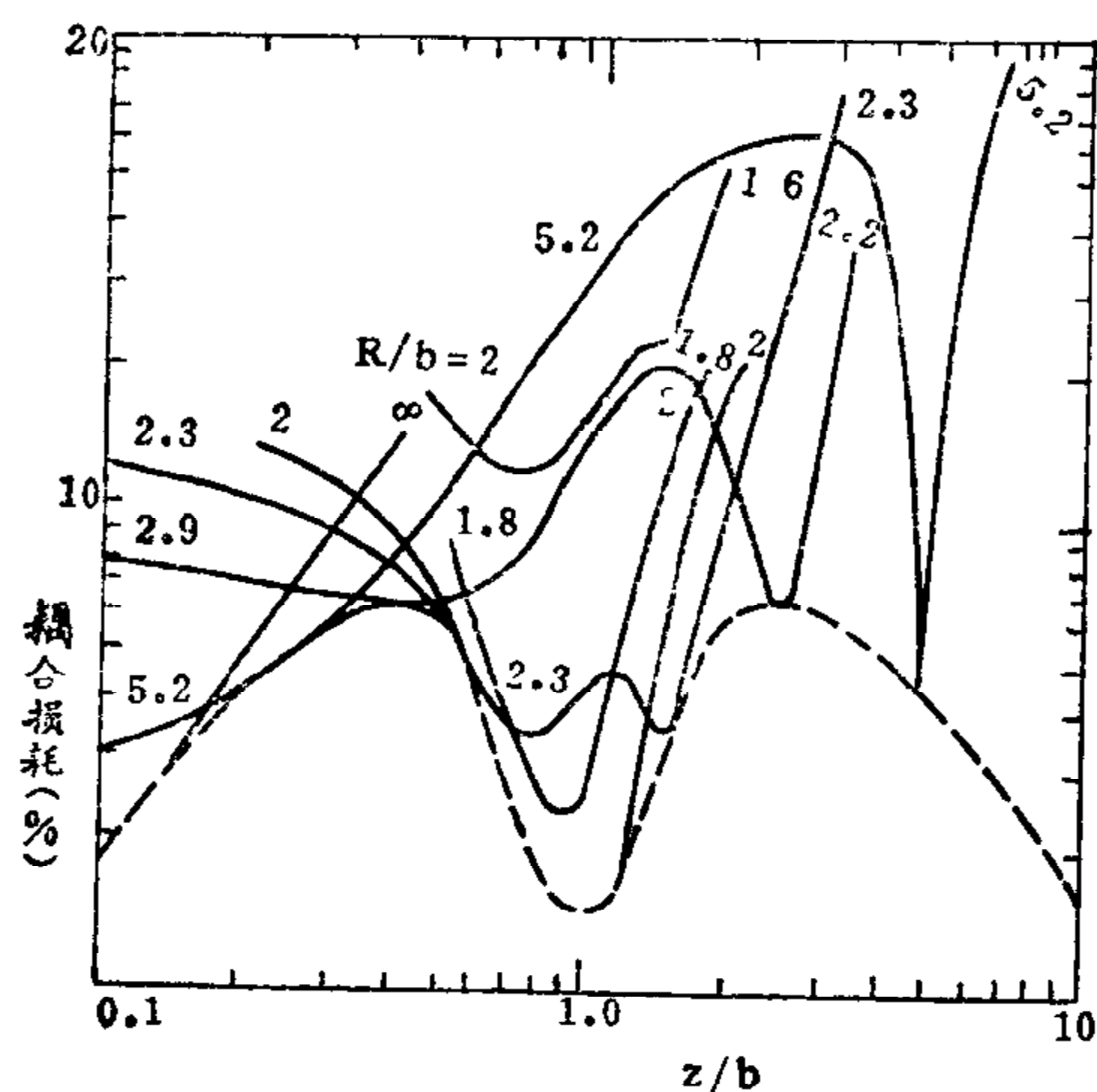


图1.3—56 EH₁₁模的耦合损耗与约化反射镜间隔的关系

理论的假设条件是把介质波导视为EH₁₁模的滤波器，意即除EH₁₁模外的任何模都不能在波导中传播；并视波导管口与反射镜间隔构成的光学腔为一“等效的共焦腔”，光束束腰就在波导口的轴心上。根据定义共焦参数可表示为

$$b = \pi \omega_0^2 / \lambda_0 \quad (1.3-62)$$

式中 λ_0 为自由空间波长， ω_0 为束腰半径，当 $\omega_0 = 0.6435a$ 时高斯束与EH₁₁模的场分布具有最大的重叠，即耦合损耗最小。

根据共焦腔原理，离开束腰 z 处的波前曲率可表示为 $R' = b(z/b + b/z)$ 。当反射镜的曲率与光束的波前相匹配时，可以得到最有效的耦合。因为这时所有的光辐射都可从原路返回。图1.3—56中的虚线就表示在匹配情况下，耦合损耗与反射镜位置之间的关系。实线表示R/b为定值时耦合损耗与z/b之间的关系。当R/b > 2时，由上式可知，每条实线应与虚线分别在z/b > 1和z/b < 1的地方相交两次。即当反射镜曲率半径较大时，可分别在近波导口处和远离波导口处得到最低的耦合损耗；当R/b < 2时，损耗曲线与虚线无交点。

根据图1.3—56可归纳出三种比较实用的反射镜配置方案，其中每一方案的耦合损失都小于2%。

- ①平面反射镜： $R/b = \infty$ ； $z/b \leq 0.1$ 。
- ②大曲率半径的凹面镜： $R/b \geq 8$ ； $z/b \geq 8$ 。
- ③小曲率半径的凹面镜： $R/b = 2$ ； $z/b = 1$ 。

在后两种方案中，凹面镜的曲率中心应与波导孔中心相重合。方案(a)使用时最简便，只需将平面镜垂直于管轴并贴在波导口上便可得到100%的耦合，即无耦合损耗。当平面镜离波导口的距离增大时，可用下式计算其损失，即

$$a_c = 57(z/b)^{3/2} (\%) \quad (1.3-63)$$

上式的适用范围是： $z/b \leq 0.4$ 。

方孔介质波导谐振腔反射镜的配置方法与圆孔介质波导的相似，只是束腰半径 ω_0 的取值不同，即 $\omega_0 = 0.7032a$ 。式中 a 为方孔边宽的一半。

4. 冷却问题 由相似定律得知，欲获得最佳放电状态，波导激光器与普通激光器单位长度的输入电功率应该相同。但由于波导管孔径很小，使得散热面积按平方关系减小。因而对波导材料的导热性能提出了更高的要求，否则就不能有效的将放电区的热量导出。实验表明，若用玻璃作波导，当其管径小于1毫米时，就不能产生激光，其原因在于玻璃的导热系数不高，可见介质材料的导热系数也是一个重要的参数。现将一些常见材料的导热系数列于表1~13。

表1—13 一些波导材料的导热系数

材 料 名 称	氧化铍陶瓷	氮化硼陶瓷	普通陶瓷	玻 璃
导 热 系 数 $\left(\frac{\text{卡} \cdot \text{厘米}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{秒} \cdot ^\circ\text{C}}\right)$	0.52	0.16	0.07	0.01

5. 频率调谐宽度 波导激光器的频率调谐宽度系改变谐振腔元件的参数使其共振频率为 $\pm \nu_c$ ，激光器输出功率为零时所对应的频带宽度，也叫最大可调谐宽度，用 $BW = 2 |\nu_c - \nu_0|$ 表示， ν_0 为谱线中心频率。最大可调谐宽度 BW 显然可用均匀展宽情况下输出功率的表达式求出，即

$$P(\nu) = I_s(\nu_0) \cdot S \cdot \sqrt{R_1} \cdot T \left\{ g_c l + \left(1 + \frac{4(\nu - \nu_0)^2}{\Delta \nu_c^2} \right) \ln(R_1 R_2)^{1/2} \right\} / \left\{ (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) [1 - (R_1 R_2)^{1/2}] \right\} \quad (1.3-64)$$

式中： $P(\nu)$ 是激光振荡频率为 ν 时的输出功率； $\Delta \nu_c$ 为均匀展宽线宽； $R_1 = 1 - a$ ， $R_2 = 1 - a - T$ 分别表示全反射镜与输出镜的反射率， a 为光学损耗。显然，当 $\nu = \nu_c$ 时，上式应为零。因此可以求得

$$|\nu_c - \nu_0| = \frac{\Delta \nu_c}{2} \left(\frac{g_0 l}{[\ln(\sqrt{R_1 R_2})^{-1}] - 1} - 1 \right)^{1/2} \quad (1.3-65)$$

将等式(1.3—20)，(1.3—23)代入式(1.3—65)即可得出

$$|\nu_c - \nu_0| = \frac{\alpha p_0}{2} \left(\frac{p}{p_0} \right) \left\{ \frac{g_{\max} l \exp[-B(p/p_0 - 1)]}{\ln(\sqrt{R_1 R_2})^{-1}} - 1 \right\}^{1/2} \quad (1.3-66)$$

由等式(1.3—66)看出： $|\nu_c - \nu_0|$ 并不一定随气压 p 增加，因为小信号增益 g_0 在 $p = p_0$ 之后，随气压的增加而下降，故只有当某一气压 $p = p_{\text{opt}}$ 时，才能得到最大的调谐宽度，增加激活介质长度 l 和降低腔内损耗亦有助于增加调谐宽度。

(二) 参数计算

1. 最大调谐宽度的气压 现令等式(1.3—66)对气压 p 的一阶导数为零，即可求得相应最大调谐宽度的最佳气压关系式为

$$\frac{g_{\max} l e^{\beta}}{\ln(\sqrt{R_1 R_2})^{-1}} = \frac{\exp(2p_{opt}/p_c)}{1 - p_{opt}/p_c}$$

并令 $x_2 = \frac{g_{\max} l e^{\beta}}{\ln(\sqrt{R_1 R_2})^{-1}} = \frac{\exp(2p_{opt}/p_c)}{1 - p_{opt}/p_c}$ (1.3—67)

式中 p_c 定义为临界压强，一般对应于最大调谐宽度的气压不能超过此值。 p_c 可表示为 $p_c = 2p_0/\beta$ 。由式(1.3—67)可知：最佳气压 p_{opt} 是气体分子参数 g_{\max} 、 β 、激活长度 l 以及反射镜反射率 R_1 、 R_2 的函数。

将式(1.3—67)代入等式(1.3—66)即可求出相对最大调谐宽度，令其为 x_3 ，则有

$$x_3 = \frac{\nu_c - \nu_0}{\frac{1}{2} a p_c} = \frac{p_{opt}}{p_c} \left(\frac{p_{opt}}{1 - p_{opt}/p_c} \right)^{1/2} \quad (1.3—68)$$

上式表示最大调谐宽度亦即最大输出功率的条件，因为在 $\nu = \nu_0$ 时两者与 p 的函数关系是相似的，仅差一个常数因子，将最佳条件代入式(1.3—64)即可得出谱线中心频率 ν_0 时的最大输出功率为

$$p(\nu_0) \approx \sigma \cdot p_c \cdot s \frac{T}{2} \frac{(p_{opt}/p_c)^3}{1 - p_{opt}/p_c} \quad (1.3—69)$$

式中假定饱和光强 $I_s(\nu_0) = \sigma p^2$ (σ 为实验常数，在 $\text{He:CO}_2 = 6:1$ 的混合气体中 $\sigma = 0.4$ 瓦/厘米²·托²)， S 为输出光束的横截面， T 为输出镜透过率。

为便于计算将式(1.3—67)、(1.3—68)绘成曲线示于图1.3—57和图1.3—58中。图(1.3—57)还示出了 g_0 与 p 的关系。

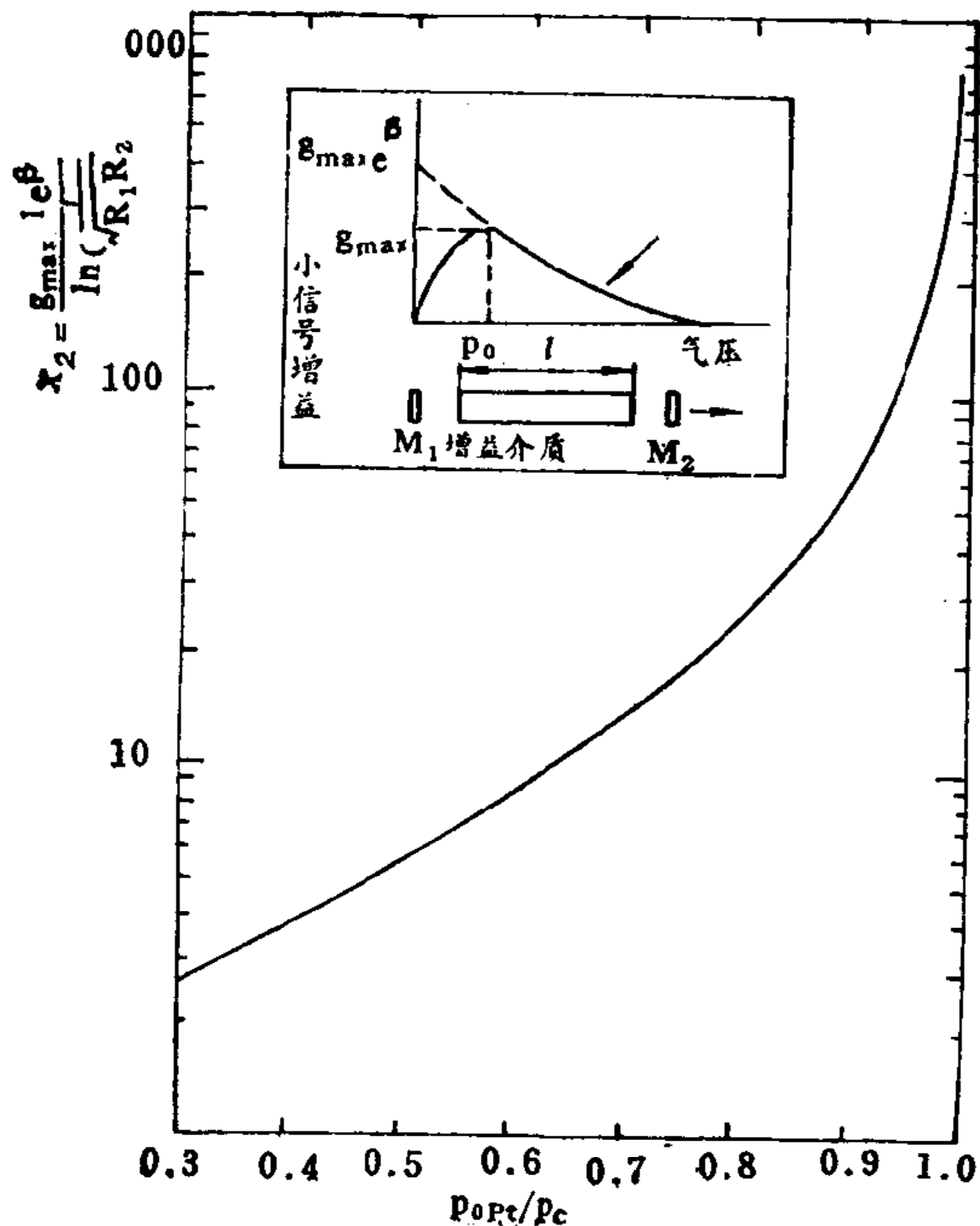


图1.3—57 x_2 与 p_{opt}/p_c 的关系

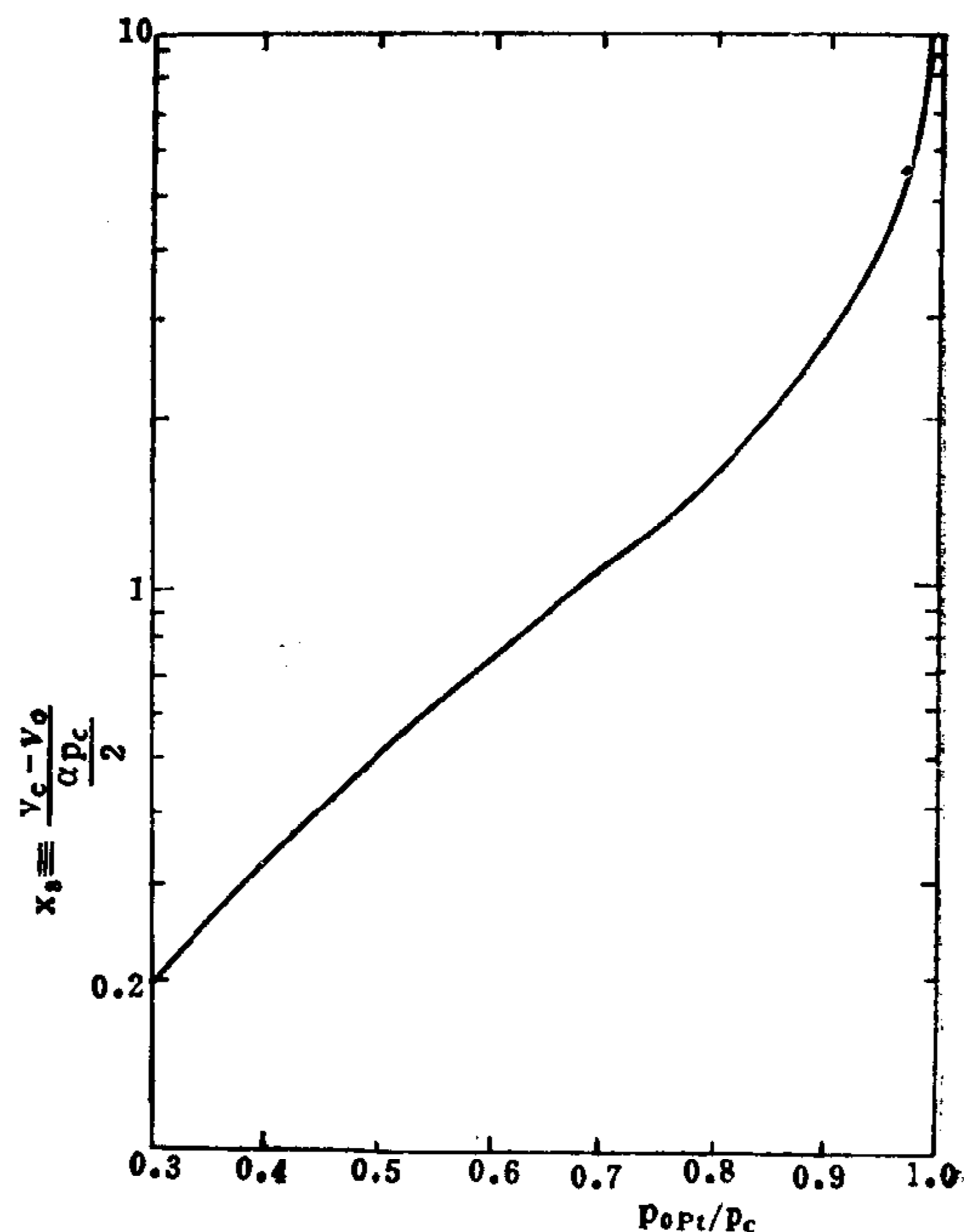


图1.3—58 x_3 与 p_{opt}/p_c 的关系

以上是对最佳气压计算的讨论，从计算中可知，当气压为最佳时，能同时满足最大功率

与最大调谐宽度的要求。增加激活介质长度 l 也可同时满足两者都增大的要求。但输出镜的透过率 T 的作用则较复杂, 下面就此问题予以讨论。

2. 输出反射镜的透过率 对于一支给定参数的激光器, 输出镜的透过率也有最佳值, 当透过率为最佳时, 输出功率则最大。但透过率对调谐宽度的影响则又当别论。

由方程(1.3—64)可求出最佳透过率为

$$T_{opt} = 2[g_0 l \bar{a}]^{1/2} - 2\bar{a} \quad (1.3-70)$$

式中 $\bar{a} = \frac{1}{2}(a_1 + a_2)$ 表示平均单程光学损耗; $g_0 = g_{\max} \exp[-\beta(p/p_0 - 1)] = g_{\max} e^{-2p/p_c} \cdot e^{\beta}$ 。

再由等式(1.3—67)可解出透过率 T 为

$$T + 2\bar{a} \approx 2g_{\max} l e^{\beta} [1 - (p_{opt}/p_c) / \exp(2p_{opt}/p_c)] \quad (1.3-71)$$

然后将等式(1.3—71)比(1.3—70)即可求得

$$\frac{T + 2\bar{a}}{T_{opt} + 2\bar{a}} = \left(\frac{g_{\max} l e^{\beta}}{\bar{a}} \right)^{1/2} \left[\frac{1 - p_{opt}/p_c}{\exp(2p_{opt}/p_c)} \right] \quad (1.3-72)$$

若式(1.3—73)大于1则表明: 按照最大调谐宽度定出的透过率, 超过了输出功率最大时所定出的透过率。激光器此时将工作于过耦合状态, 很不经济。这时, 降低透过率可同时使输出功率和调谐宽度得到提高。故式(1.3—72)只有等于1或小于1才合理。即应为

$$\left(\frac{g_{\max} l e^{\beta}}{\bar{a}} \right)^{1/2} \left[\frac{1 - p_{opt}/p_c}{\exp(p_{opt}/p_c)} \right] \leq 1 \quad (1.3-73)$$

(1.3—73)亦可写为

$$x_4 = \frac{1 - p_{opt}/p_c}{\exp(p_{opt}/p_c)} \geq \left(\frac{g_{\max} l e^{\beta}}{\bar{a}} \right)^{1/2} \quad (1.3-74)$$

不等式(1.3—74)给出了一个最低的工作气压。如果以前定出的气压低于此值, 则说明计算不合理, 因为这样会导致激光器过耦合。为了便于计算将式(1.3—17)绘成曲线示于图1.3—59,

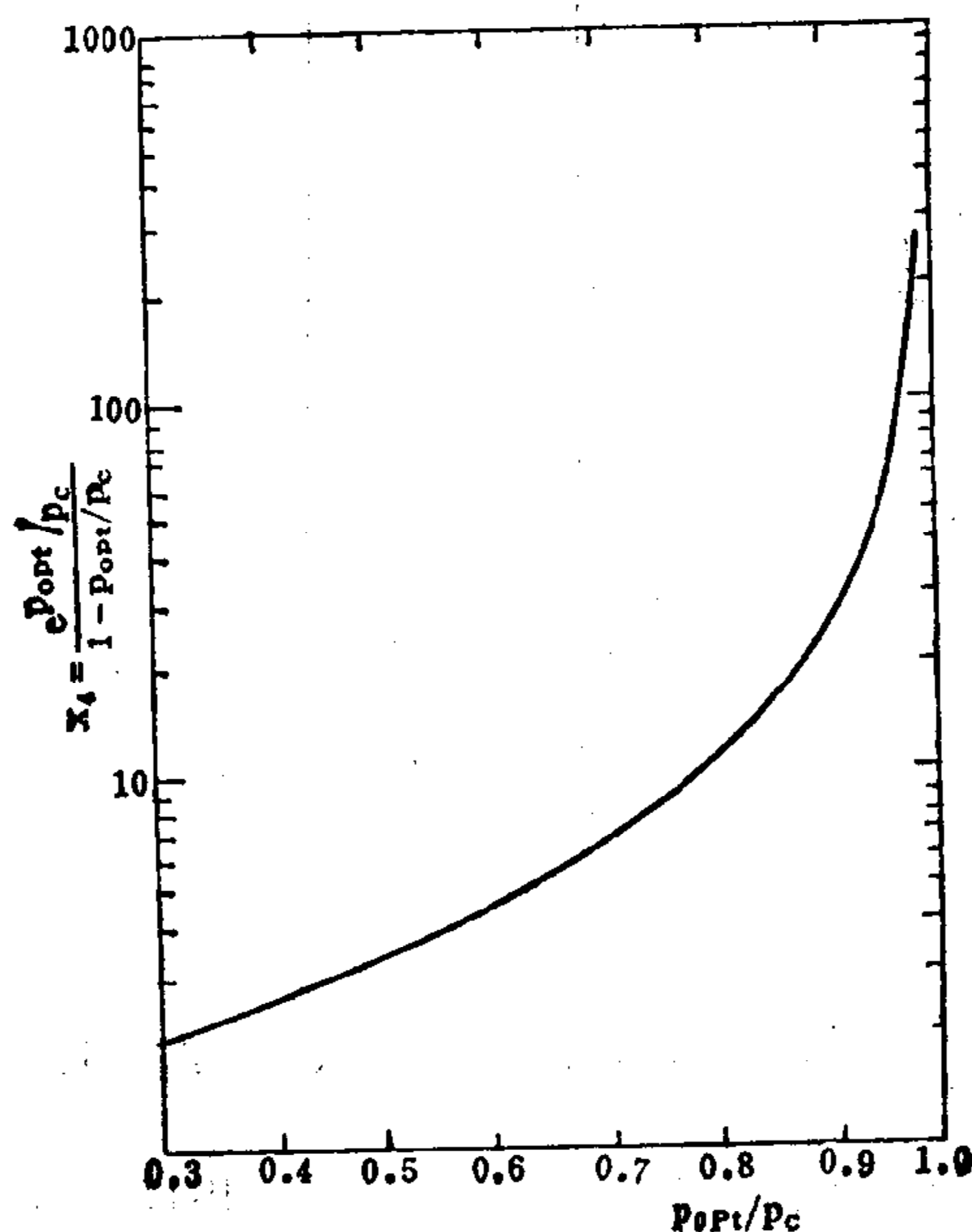


图1.3—59 x_4 与 p_{opt}/p_c 的关系

可给计算带来方便，作为参数计算的最后判据。

(三) 设计步骤

图1.3—57, 1.3—58, 1.3—59 所给出的曲线都是相对临界气压 p_c 约化了的。可简化计算步骤。气体的分子常数 α 、 β 、 σ 、 p_0 与 g_{\max} 决定于气体种类、流动情况、管壁温度及管壁材料的热传导等。当以上常数给定后，剩下的设计参数就只是激活长度 l 和输出镜透过率 T 。其计算步骤如下：

一般设计激光器时输出功率和最大调谐宽度是给定的。根据调谐宽度 $|\nu_c - \nu_0|$ 首先在图1.3—58中定出 p_{opt}/p_c 值，然后在图1.3—57中定出 x_2 。利用方程(1.3—68)求得激活长度 l 为

$$l = \frac{x_2}{g_{\max} \cdot e^j} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \approx \frac{x_2}{g_{\max}} \cdot e^j \left(\frac{T}{2} + \frac{\bar{a}}{2} \right) \quad (1.3-75)$$

再根据给定的功率和调谐宽度，用式(1.3—69)求得透过率，

$$T = \frac{2}{x_2} \frac{P(\nu_0)}{\sigma P_c^2 S} \quad (1.3-76)$$

并将此值代入式(1.3—75)即可求得激活长度 l ，但必须注意最大调谐宽度不能超过谐振腔的纵模间隔，即

$$|\nu_c - \nu_0| \leq c/4l \quad (1.3-77)$$

最后由图1.3—59曲线求出 x_1 ，利用不等式(1.3—74)进行检验，若不等式不能成立，则需重新提高工作气压进行计算，直到不等式成立为止。

为了便于计算这里给出封离型BeO波导激光器的一些实验常数(实验管的气体配比为 He: CO₂ = 6:1，放电管内径 $d = 1.5$ 毫米)：

$$\begin{aligned} g_{\max} &= 0.015 \text{ 厘米}^{-1}, & p_0 &= 70 \text{ 托}, \\ \beta &= 0.45, & \sigma &= 0.4 \text{ 瓦/厘米}^2 \cdot \text{托}^2, \\ \alpha &= 5 \text{ 兆赫/托}, & p_c &= 311 \text{ 托}, \\ S &= 3.7 \times 10^{-3} \text{ 厘米}^2. \end{aligned}$$

§ 1.3.8 高压二氧化碳激光器

(一) 高压横向激励二氧化碳激光器

以上各节所介绍的CO₂激光器，基本上都是连续运转的，能连续输出激光。但在某些应用中，如打孔、切割、焊接、光雷达等，需要时间极短、瞬时功率较高的脉冲激光，类似大部分固体激光器的输出。一般是采用下述方法来满足此要求：一是采用Q调制技术，利用CO₂分子激光上能级寿命较长的特点来提高瞬时脉冲功率。但这样做还不理想，所得峰值功率仍不大，仅比同类器件连续运转的输出功率大2~3个数量级。另一种方法是采用脉冲供电，使激光输出也是脉冲的，这种方法在一般激光器中所得到的功率也不大，较之同类器件连续运转的输出功率大2个数量级。

气体激光器脉冲峰值功率不高的原因，可直接从小信号增益 g_0 的表达式中找出。小信号增益正比于粒子数反转值。故提高气压即可提高增益系数，从而提高输出功率。但在一般激

光器中最佳气压很低(几托~几百托), 其原因是气压升高后, 能级的弛豫时间缩短, 降低了反转密度; 再者是气压升高后, 出现了不均匀放电, 破坏了激活介质的均匀性。前者的解决方法是在 CO_2 分子激光上能级的弛豫时间内, 向激光器注入足够的泵浦能量, 即提高泵浦速率, 让激光器在 $\Delta t \leq \tau_3$ 的时间内实现粒子数反转。其中 τ_3 是 00^0_1 能级的弛豫时间, 对于大气压 CO_2 激光器 $\tau_3 \approx 10$ 微秒。后者应在研究大气压均匀放电的基础上获得解决。

1. 器件结构和工作特性

(1) 器件结构 图 1.3—60 是初期大气压激光器采用的电阻针状电极结构。其阳极是一

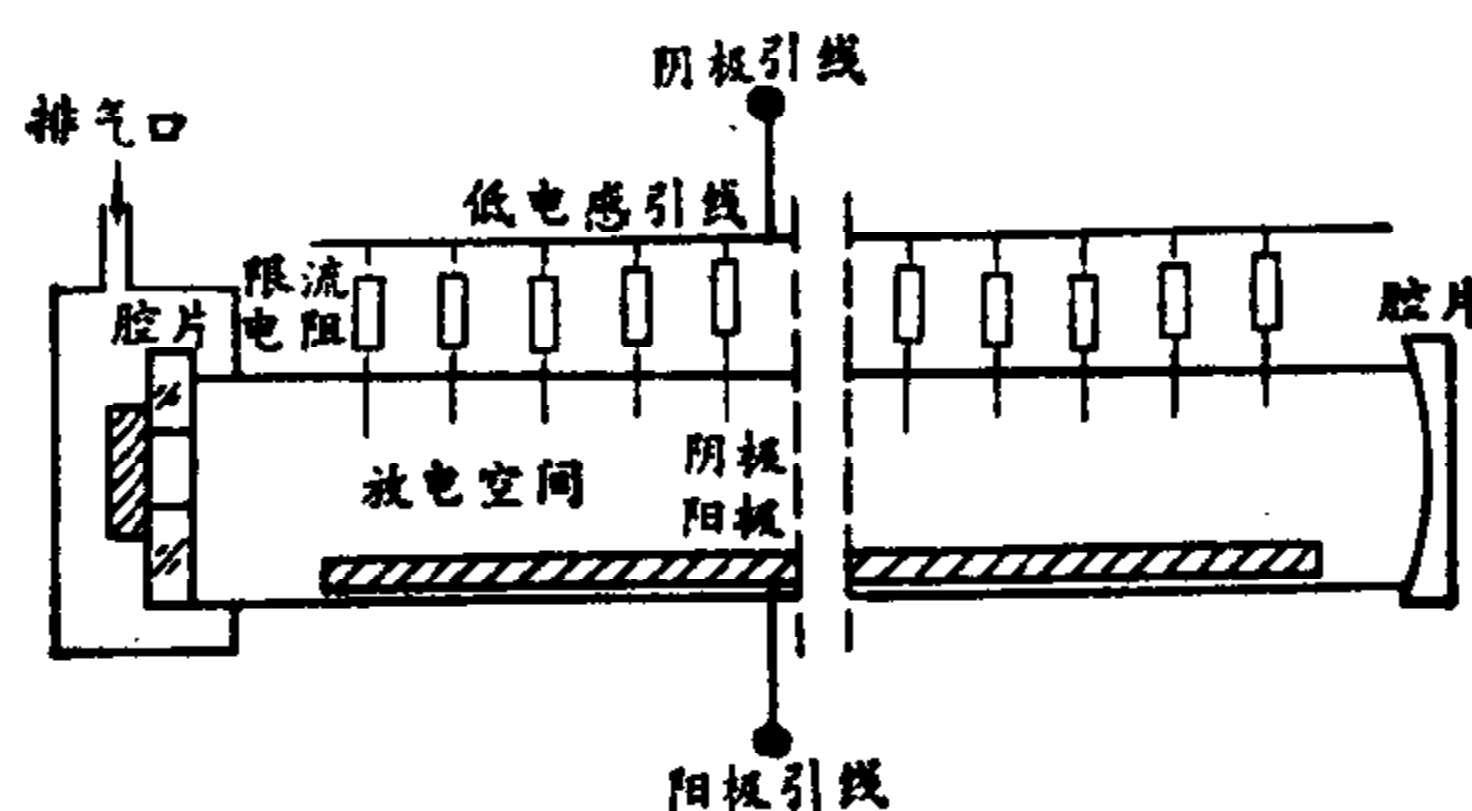


图1.3—60 电阻针状电极大气压激光器简图

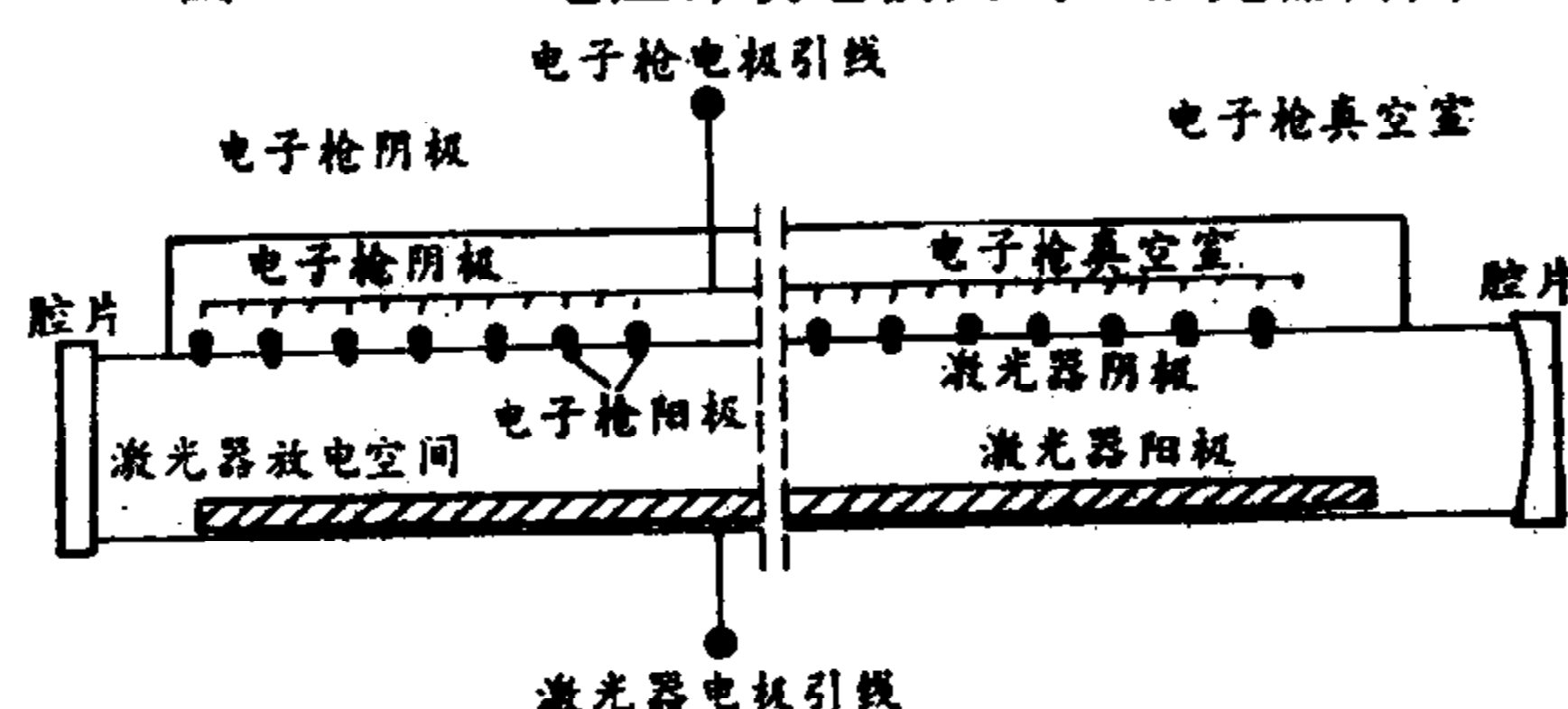


图1.3—61 电子束电离气体控制放电大气压激光器简图

根金属棒, 阴极则是一组针头, 每根针串接一个电阻, 起着平衡每根电极放电电流的作用。图 1.3—61 是利用高能电子束电离气体, 控制放电的器件结构示意图。对器件的主要部件要求如下:

(2) 器壁材料 由于高压激光器的工作气压与环境气压相近, 因此对器壁材料的真空密封性要求较低, 但对绝缘性能要求高。有机玻璃板、塑料板、陶瓷、环氧树脂布板等均属常用材料。

(3) 电源和放电特性 高压 CO_2 激光器一般用宽度很窄的脉冲放电激发, 同时要能保持足够高的泵浦功率。图1.3—62是几种常用高压脉冲电源装置。图1.3—62(a)是普通的高压脉冲电路。高压直流电源通过充电电阻 R 向电容 C 充电。使用时给高压开关 K 输入一个触发电脉冲, 充电电阻两端便有高压电流脉冲输出。高压开关 K 一般选用火花隙, 利用短脉冲激光触发可使开关上升时间很短。这种高压脉冲电源输出的峰值电压等于充电电源的电压, 从而限制了更高电压的采用。图 1.3—62(b)、(c)两种装置的充电电源是用脉冲变压器和高压发生器。输出的电压脉冲峰值电压能是充电电压的几倍到几十倍, 这样便能大大降低充电电源的电压。

电脉冲的宽度与放电回路的阻抗、高压脉冲开关性能及电源容量等数据有关。若要求电脉冲波形接近矩形, 则可用若干级LC网络组成仿真线取代储能电容, 若要求电脉冲很窄, 如

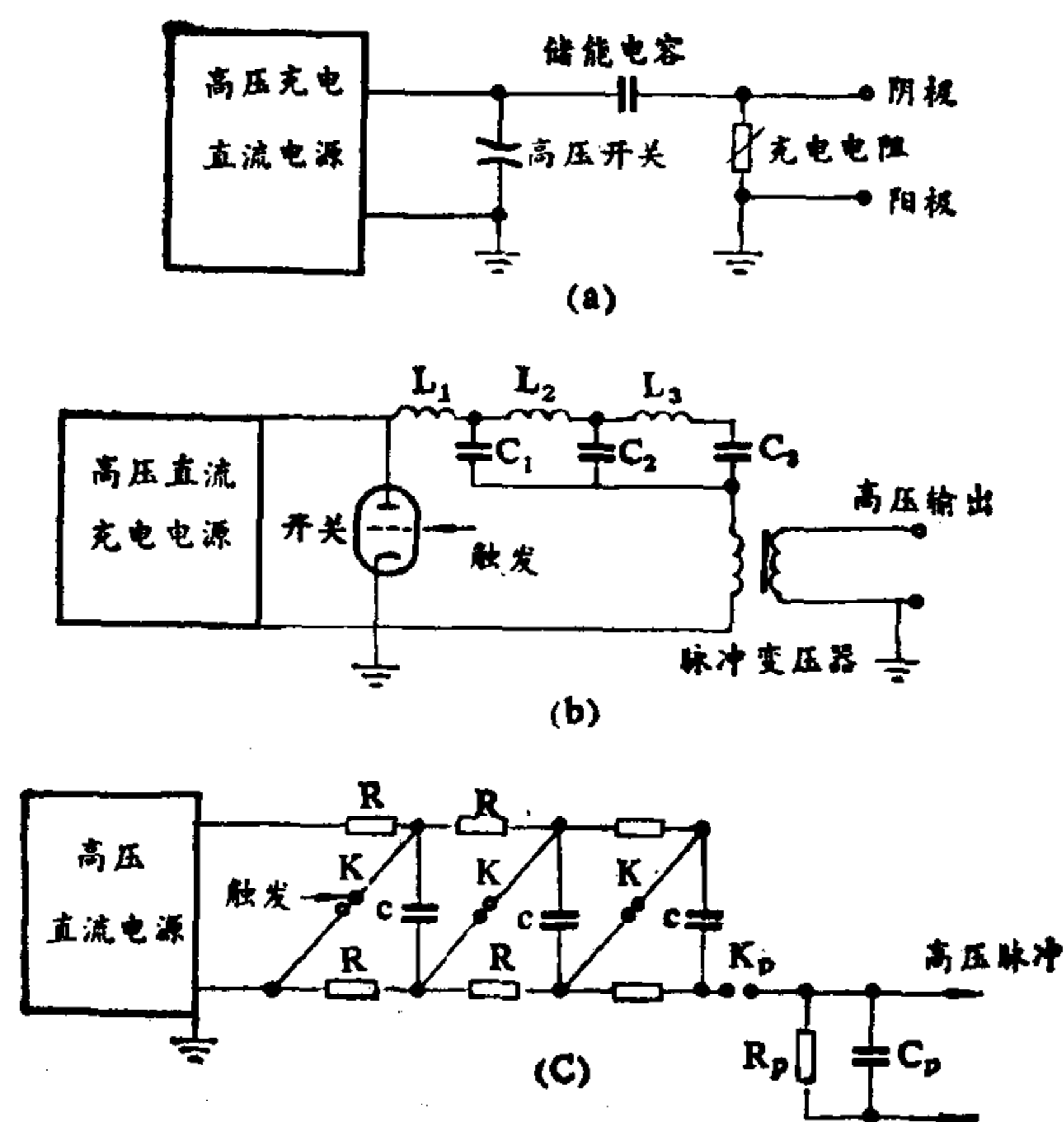


图1.3—62 几种常用高压脉冲电源简图

数量级为100毫微秒，则要求回路阻抗很低，特别要求回路的电感量降低至100毫微亨到10毫微亨数量级。

(4) 工作气压 高气压 CO_2 激光器使用的 $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ 的比例范围很宽， $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ 从 $1:0.6:36 \sim 1:0.7:1.7$ 。He 的作用与普通低气压激光器中的不同，主要用来改善放电特性。在较难实现均匀放电中如针电极结构的器件中，充入 He 气的比例就较高。如采用了适当均匀放电措施后，He 的比例就可降低。例如，用电子束控制均匀放电的器件， CO_2 与 He 的比例可降为 1:3 左右。

(5) 实现均匀放电的方法 高气压放电的主要问题是难以获得大体积的均匀激发，在放电时往往会形成一根或几根很细的丝状放电通道。其中电流密度很大，可达 $10^3 \sim 10^4$ 安培/厘米²；气体温度很高。显然，这样的放电状态是非常不利于 CO_2 分子建立能级粒子数反转的。故高气压激光器的关键之一是如何获得大体积均匀放电，常用的方法有：1) 分组放电 此法是采用许多组电极，相邻两组电极之间的距离以放电时不致短路为限。图 1.3—63 就是一个这样的放电电路简图。一个个小电容（例如500微微法）均作为许多独立的小电源，其一端为电极A，另一端并接在电源的一端，另一电极既可采用与电极A一一对应的电极B，亦可用

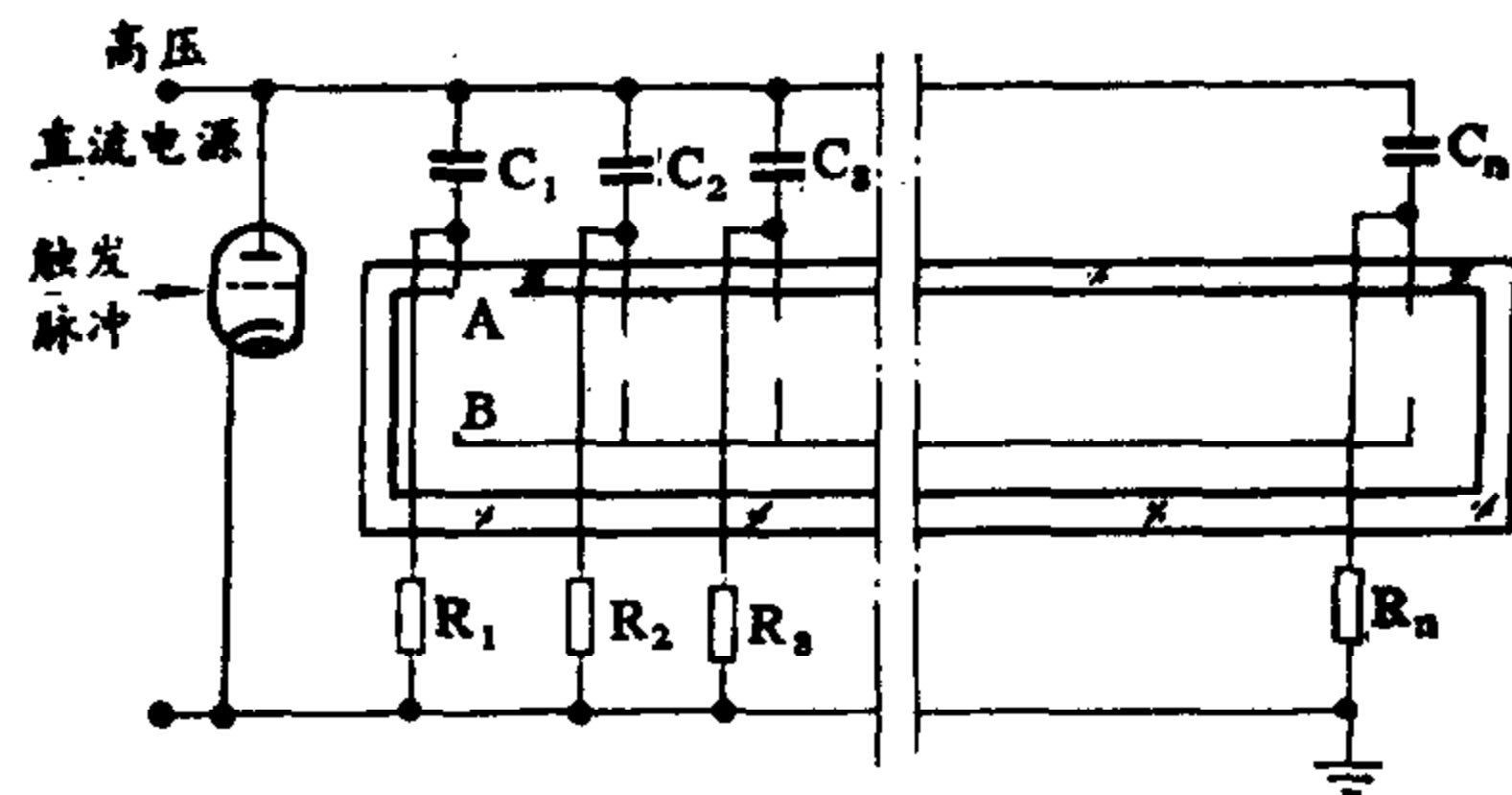


图1.3—63 多组电极的放电线路简图