

回旋自共振微波激射器布喇格谐振腔的设计

王明常

V. L. 哥莱内斯坦

(中国科学院上海光机所) (美国马里兰大学等离子体和聚变实验室)

A. W. 弗里弗来特 R. 马可温

(美国海军实验室)

Design of Bragg cavity for CARMs

Wang Mingchang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

V. L. Granatstein

(Laboratory for Plasma and Fusion Energy Studies, University of Maryland, USA)

A. W. Fliflet, R. McCowan

(Naval Research Laboratory, USA)

提要: 本文将布喇格腔推广至频率为 100 GHz 的回旋自共振微波激射器(简称为 CARM's)。对 $TE_{6,1}$ 、 $TE_{3,2}$ 、 $TE_{2,2}$ 和 TM 模的竞争, 不等长度的布喇格腔以及器件参量的选择进行了研究。本设计考虑了波导壁的高频损耗, 损耗 Q 值约为 1.88×10^4 。而一端全反, 输出端反射 96% 的布喇格谐振腔, Q 值为 3.59×10^3 。

关键词: 回旋自共振微波激射器, 布喇格腔

一、引言

过去十年中, 布喇格谐振腔, 或称为周期波纹状的波导壁形成的分布反馈腔已广泛应用于半导体激光器^[1]、自由电子激光器^[2]和 CARM's^[3]中。

采用布喇格腔的显著优点是, 谐振腔可以同时提供单模反馈的选择性, 并且使相对论电子束通过, 从而避免了通常激光器采用的端面反射镜会阻断电子束及承受大功率破坏等问题。

布喇格腔在毫米波自由电子激光器中的应用已做过分析^[4]。作为毫米波和亚毫米波段的兆瓦级辐射源, CARM's 将是很有吸引力的另外一种形式的自由电子激光器。因为, CARM's 运转在高工作频率、高效率 (>25%)、高功率 (>10 MW), 并且是可调谐和紧凑的器件。

在 CARM's 中, 电子束和前向波的传播方向相同。电动力学系统要求具有高质量的轴向模, 并能去掉非轴向模。布喇格谐振腔可以满足这些条件。本文是将这一研究由自

收稿日期: 1987年10月15日。

由电子激光器推广至频率为 100 GHz 的 CARM's。

二、基本方程

A. W. 弗里弗来特对 CARM's 在波导中的相互作用做过综述^[5]。描述波导模的方程为

$$\omega_s^2 = (K_{\perp} C)^2 + (K_{\parallel} C)^2 \quad (1)$$

描述电子束的方程为

$$\omega_s = \beta_{\parallel} K_{\parallel} C + \Omega_c \quad (2)$$

其中, ω_s 为辐射波频率; K_{\perp} 和 K_{\parallel} 分别为横向和纵向波数;

$$\Omega_c = eB/(\gamma m)$$

为回旋频率, 而

$$\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/C$$

为归一化的纵向速度。

图 1 所示的正弦状波纹具有小振幅起伏, 且 $l_0 \ll r_0, \lambda$,

$$r - r_0 = l_0 \cos(\bar{K}z + \bar{m}\phi) \quad (3)$$

其中, r 为波导半径; r_0 为波导平均半径;

$$\bar{m} = m_+ - m_-,$$

m_{\pm} 为前向波和后向波的方向指数;

$$\bar{K} = K_{\parallel}^+ - K_{\parallel}^-,$$

K_{\parallel}^{\pm} 为前向波和后向波的波数。假定

$$m_+ = m_-.$$

如果波纹具有周期 d , 满足布喇格条件

$$\bar{K} = 2\pi/d \quad (4)$$

则基元的不均匀性会将波 E_+ 相干地散射到 E_- 中。

前向波和后向波可写为

$$\mathbf{E}_{\pm} = A_{\pm}(z) \mathbf{E}_{\pm}(r) \exp(i\omega t - iK_{\parallel}^{\pm} z) \quad (5)$$

其复振幅 A_{\pm} 服从一对耦合方程

$$\frac{dA_+}{dz} + (i\Delta - \alpha_+) A_+ = -i\sigma A_- \quad (6)$$

$$\frac{dA_-}{dz} - (i\Delta - \alpha_-) A_- = i\sigma_+ A_+ \quad (7)$$

其中, $\Delta = (K_{\parallel}^+ - K_{\parallel}^- - 2\pi/d)/2$

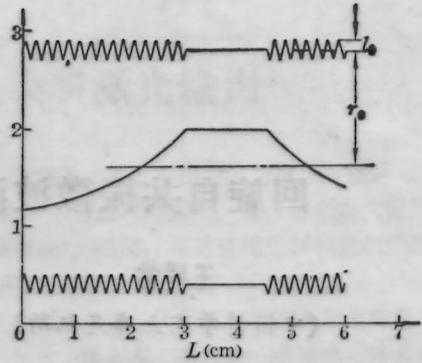


图 1

为布喇格失配量, α_{\pm} 为损耗常数。

对于 TE_{nm} 模, 波的耦合系数可由方程 (6) 和 (7) 解出^[3], 为

$$\sigma_{nm} = \frac{l_0}{2r_0^3} \frac{-X_{nm}^4 + n^2 r_0^2 [(\omega_s/C)^2 + K_{\parallel}^2]}{|K_{\parallel}| (X_{nm}^2 - n^2)} \quad (8)$$

为简化起见, 假定前向波和后向波具有相同的横向结构。因此

$$K_{\parallel}^+ = -K_{\parallel}^- = K_{\parallel}$$

$$\sigma_+ = \sigma_- = \sigma$$

考虑图 2 所示波导中, 波纹段长度为 L_1 , 平滑段长度 \bar{L} 为零。波 E_+ 入射到波纹段上, 输出端无反射波

$$A_-(L_1) = 0.$$

在这种情况下, 波的反射系数 $A_-(0)/A_+(0)$ 为

$$\begin{aligned} R(\omega) \exp[-i\phi(\omega)] \\ = \frac{i\sigma \sin h(\bar{\gamma} L_1)}{(\alpha + i\Delta) \sin h(\bar{\gamma} L_1) + \bar{\gamma} \cos h(\bar{\gamma} L_1)} \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $\bar{\gamma}^2 = \sigma^2 + (\alpha + i\Delta)^2$,

α 为前向波或后向波的衰减常数。

在两波纹段之间连接一段平滑波导, 易于增加驻波电场范围。

布喇格腔本征频率可由如下条件求出

$$\begin{aligned} \phi_1(\omega) + \phi_2(\omega) + 2\Delta \bar{L} + \bar{K} \bar{L} + \phi_0 = 2n\pi \\ n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (10)$$

其中, $\phi_{1,2}(\omega)$ 为反射镜反射系数的位相, ϕ_0

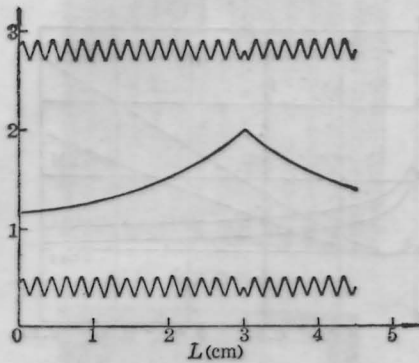


图 2

为波纹段 1 和 2 之间的位相差。如果平滑段长度 \bar{L} 足够长, $\sigma\bar{L} \gg 1$, 则谐振腔模的品质因子 Q 为

$$Q = \frac{K^2 \bar{L}}{K_f (1 - R_1 R_2)} \quad (11)$$

对于本征频率位于“禁带”中的那些模, 因子 Q 最大, 因此波纹段可起高反射镜的作用。

考虑 $\phi_0 = \pi$, 即两波纹段位相差为 π 的情况。假定谐振腔两端

$$z=0, \quad z=L$$

匹配, 则空间波没有反射

$$A_+(0) = 0, \quad A_-(L) = 0.$$

如果忽略欧姆损耗, 而且耦合足够强,

$$|\sigma|L \gg 1,$$

在“禁带”中部有一个单模, 其频率为

$$\omega_s = C \left[\left(\frac{\bar{K}}{2} \right)^2 + K_f^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$

其中, $\bar{K} = K_f^+ - K_f^- = 2K_f$,

为布喇格条件。

从谐振腔中心到两端, 高频包络指数下降,

$$A_{\pm} \sim \exp[-|\sigma|(z - L/2)].$$

谐振腔因子 Q 为

$$Q_{nm} = \frac{(\omega_s/C)^2 L_1}{2K} \frac{\exp(|\sigma_{nm}|L_1)}{|\sigma_{nm}|L_1} \times (1 + |\sigma_{nm}|\bar{L}) \quad (13)$$

其中, 整数 n 和 m 为圆周和径向变量指数。

通常我们应当考虑 TE_{nm} 模在圆柱谐振腔壁的功率损耗。有限电导率引起的谐振腔损耗的因子

$$Q_l = \omega W / P_{l_0}$$

由 Collin 表达式^[6]

$$Q_l \frac{\delta_s}{\lambda_s} = \frac{[1 - (n/X_{nm})^2] [(X_{nm})^2 + (l\pi r_0/L)^2]^{3/2}}{(2\pi [(X_{nm})^2 + (2r_0/L)(l\pi r_0/L)^2] + (1 - 2r_0/L)(nl\pi r_0/X_{nm}L)^2)} \quad (14)$$

其中, 趋肤深度

$$\delta_s = [2/(\omega_s \mu \sigma_0)]^{1/2},$$

μ 和 σ_0 为腔壁的磁导率和电导率, 铜的

$$\delta_s = 0.066 f_s^{-1/2} (m);$$

f_s 为微波频率; n 和 m 为波的径向和方位指数; l 为整数, 是腔长与半波长的整数倍。对于给定的 r_0 和 L 值, 频率 f_s 取决于模式和 l :

$$f_{nml} = \left[\left(\frac{X_{nm}}{r_0} \right)^2 + \left(\frac{l\pi}{L} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{C}{2\pi} \quad (15)$$

其中, X_{nm} 为贝塞尔函数 $J'_n(K_1 r_0)$ 的第 m 个非零根(对于 TE_{nm} 模)。数值 K_1 可写为

$$K_1 = X_{nm}/r_0.$$

三、计算和结果

表 1 为计算参量。

如果满足布喇格条件, 由方程(1)、(4)和(8)可得

$$\omega_s^2 = \omega_c^2 + \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 C^2 \quad (16)$$

其中,

$$\omega_c = K_1 C$$

为截止频率。不同周期相应于不同频率。

$$f_s = 100 \text{ GHz}$$

时求得

$$d = 0.165 \text{ cm}.$$

图 3 表明不同模式的因子 Q 作为归一化波纹深度比 l_0/r_0 的函数。图 4 表明不同模式的因子 Q 作为波纹长度 L_1 的函数。可

表 1

微波	
频率	$f_s = 100 \text{ GHz}$
模式	$\text{TE}_{6,1}$
电子束	
能量因子	$\gamma = 2.174$
纵向速度	$\beta_{\parallel} = 0.760$
横向速度	$\beta_{\perp} = 1/\gamma$
磁场	$B = 2.5 \text{ T}$
回旋频率	$\Omega_c = 2.022 \times 10^{11} \text{ Hz}$
波导	
平均半径	$r_0 = 0.779 \text{ cm}$
总长	$L = 6.0 \text{ cm}$
	包括平滑段长度 $\bar{L} = 1.5 \text{ cm}$ 。
品质因数 Q	
布喇格腔	$Q_e = 3.59 \times 10^3$
欧姆损耗	$Q_l = 1.88 \times 10^4$

可以看出，只有耳语廊模式（例如 $\text{TE}_{6,1}$ ）具有高 Q 值，并且因子 Q 随波纹深度 l_0 和长度 L_1 迅速增加。和非耳语廊模式比较， $\text{TE}_{2,2}$ 和 $\text{TE}_{3,2}$ 的因子 Q 很低，并且不随 l_0 和 L_1 变化。耳语廊模有很强的耦合，是由于它们的电磁场峰值靠近波导壁，由此可驱动很大的壁电流，而且其位相差 180° ，因此反射很强。

由图 3 可以看出， $\text{TE}_{6,1}$ 模在

$$l_0/r_0 = 0.05$$

时可以和其他模式区分开，这时

$$Q_e = 3.6 \times 10^3。$$

可见，对应于上述因子 Q_e ，要求平滑段长度

$$\bar{L} = 1.5 \text{ cm}，$$

波纹段长度 $L_1 = 4.5 \text{ cm}$ 。

为了方便耦合输出，我们设计一个两边长度不等的布喇格谐振腔。一边长为 3.0 cm ，另一边为 1.5 cm ，相应的反射率分别为

$$R_1 = 0.999, R_2 = 0.965。$$

因此，谐振腔的一端是全反射，另一端具有一定反射率作为输出。

根据电子束的色散关系，即方程 (2)，得到

$$\lambda_s = \frac{2\pi C \beta_{\parallel}}{\omega_s - \Omega_c} \quad (17)$$

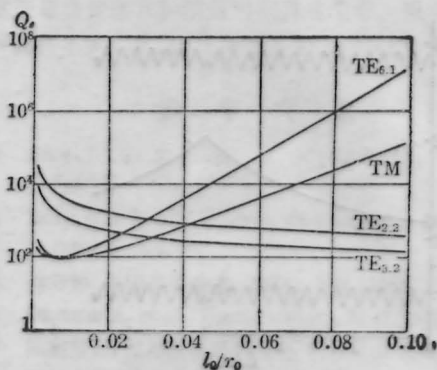


图 3

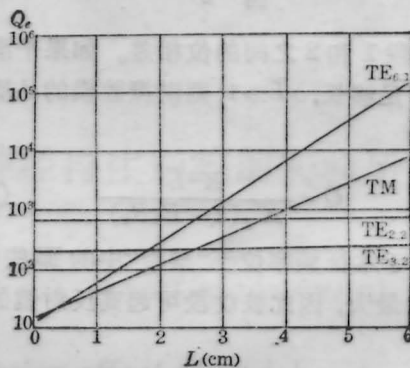


图 4

对于给定的参量，可以求得

$$\lambda_s = 0.34 \text{ cm}，$$

代入方程 (14)，得

$$Q_l = 1.88 \times 10^4。$$

由此可见，功率损耗比功率输出小 5.2 倍，说明本设计适用。

谐振腔总品质因数 Q 表示为

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_l} \quad (18)$$

求得

$$Q = 3.0 \times 10^3$$

由方程 (14) 可见，右边所有项都与频率无关。对于给定的谐振腔， Q_l 随 λ_s/δ_s 变化。当辐射频率从 100 GHz 增加到 250 GHz 时， Q_l 随 $f_s^{-1/2}$ 减少。因子 Q_l 几乎与 Q_e 相等， P_l 不再可忽略。

图 1 和图 2 分别为带和不带平滑段 \bar{L} 的布喇格谐振腔示意图，同时指出了高频电场
(下转第 202 页)

着器件的导引机构, τ_{ph} 与器件腔长 L (本计算, 设 $L=200 \mu\text{m}$)、腔面反射率有关等。所选取的 j 值越大, 光脉冲越窄, 但 j 的取值受到器件的破坏阈值 W_p 所限 (本计算, 假设 W_p 为 5 倍阈值时的功率)。因此, 利用增益开关原理, 从 LD 获得的最短光脉冲, 是由器件参数决定的。关于这一结论, 将另行讨论^[9]。

本文着重指出, 通常用户只能在一定条件下才能从给定器件获得最短的光脉冲, 如一定的直流偏置、电流脉宽、上升时间或频率。但是, 如果考虑到延迟时间对产生 ps 光脉冲的影响, 则不管采用什么电流波形, 都能比较容易地从该器件获得由器件参数决定的最短光脉冲。

虽然, 我们采用的是单模速率方程, 但计算结果与实验^[6]符合得很好。例如, 在

$$L=200 \mu\text{m}, J=5.5$$

的情况下, 我们得到的最短光脉冲的宽度约为 25 ps, 与文献[6]基本一致。又如, 当 T_0 或 f 固定时, 用矩形电流脉冲驱动 LD 比用正弦波驱动所获得的最短光脉冲的稳定性要高, 与文献[7]的结论一致。M. Danielsen 指出^[8], 为从 LD 获得最短的光脉冲, 详细的电流波形是无关紧要的, 只要由电流注入的载流子满足某些要求。在本工作中, 我们明确地显示了这些要求是什么。对不同的泵浦

电流形式, 它们可用(16)、(17)、(19)或(21)式表示。其中, (19)、(21)式是我们首次提出的经验公式。

作者衷心感谢 ICTP 的支持, 感谢 CSELT 的合作。感谢 Prof. G. Furlan, Ing. F. Tosco, Dr. B. Costa, Dr. E. Vezzoni, Dr. M. Puleo, Dr. P. Gambini 等的支持、关心和帮助, 感谢 CSELT 光纤和激光部朋友们的友好合作。

参 考 文 献

- 1 H. Ito *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 663~670(1981)
- 2 Seigo Tarucha *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 810~816(1981)
- 3 M. Suleyman Demokan *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**, 1016~1022(1984)
- 4 Carl-erik Froberg, "Introduction to Numerical Analysis", Second edition, p. 268(1979)
- 5 H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press (1978)
- 6 G. J. Aspin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 860~861(1981)
- 7 C. Lin *et al.*, *Electronics Letters*, **16**(15), 600~602(1980)
- 8 M. Danielsen, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-12**, 657~670(1976)
- 9 单振国, "用于产生超短光脉冲的半导体激光器", 第 5 届全国化合物半导体、微波器件和光电器件学术会议论文集, 1988

(上接第 196 页)

包络。图 2 还表明, 在两波纹段之间有一 σ 的相移。

参 考 文 献

- 1 M. Nokamura *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 224(1973)
- 2 V. L. Bratman *et al.*, "Free Electron Laser with Distributed Feedback," in *Relativistic HF Electronics*, edited by A. V. Gaponov-Grekhov (Inst. Appl. Phys., Gorky, U S S R., 1981), pp. 237~262; also

- V. L. Bratman *et al.*, "On the Use of Distributed Feedback in FEL's," *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. (JETP Lett.)*, **7**, 1320~1323(1981)
- 3 V. L. Bratman *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-19**, 282(1983)
- 4 M. C. Wang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(13), 817(1986)
- 5 A. W. Fliflet, *NRL Memorandum Report 5812*, August 1986
- 6 K. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering* (McGraw-Hill, Inc., New York, 1966), p. 327