

激光器锁模用的电光晶体调制器

李世忱 倪文俊 周定文

(天津大学)

提要: 本文描述了用于激光器锁模等方面的超高频电光晶体调制器。着重讨论了该调制器的调制深度和匹配电路的设计计算, 并就 100 兆周、200 兆周和 400 兆周调制频率给出实验结果, 这些结果与理论预期相一致。

An electro-optic crystal modulator for mode-locking of lasers

Li Shichen Ni Wenjun Chou Dingwen

(Tianjin University)

Abstract: This paper describes an ultra-high frequency electro-optic crystal modulator for laser mode-locking and other cases. Modulation depth of the modulator and the design calculation of its match electronic circuit are discussed in particular, and experimental results at the modulation frequencies of 100 MHz, 200 MHz and 400 MHz, are given respectively. These results coincide with the theoretical expectations.

针对激光器主动锁模调制, 着重讨论了超高频调制器调制深度的测试和计算, 以及调制器匹配电路的设计计算两个重要问题。

理论考虑

通过调制器的一任意单色平面光波场可表示成:

$$e(t) = E_0 a(t) \exp[j\omega_p t + \delta(t)] \quad (1)$$

ω_p 是光载波频率; $a(t)$ 和 $\delta(t)$ 分别是波振幅函数和波相位函数。

对于 FM 调制(这里实际是相位调制), 令 $a(t) = \text{常数} = 1$, 和

$$\delta(t) = \delta_0 \cos \omega_m t \quad (2)$$

δ_0 称调制深度; ω_m 为调制频率。由(1)和(2)再展成第一类贝塞尔函数的级数形式有:

$$\begin{aligned} e(t)/E_0 &= \cos(\omega_p t + 2\delta_0 \sin \omega_m t) \\ &= -J_0(\delta_0) \sin \omega_p t \\ &\quad - \sum_1^{\infty} J_{2n-1}(\delta_0) \{ \sin[\omega_p + (2n-1)\omega_m]t \\ &\quad - \sin[\omega_p - (2n-1)\omega_m]t \} \\ &\quad - \sum_1^{\infty} J_{2n}(\delta_0) [\sin(\omega_p + 2n\omega_m)t \\ &\quad + \sin(\omega_p - 2n\omega_m)t] \end{aligned} \quad (3)$$

所以, 相位调制的结果使光载波场 $E_0 \exp(j\omega_p t)$ 变为调频波(3)。

对于 AM 调制(光学上通常所谓的 AM 调制实际属于光强度或损耗调制) 设 $\delta(t) = \text{常数} = 0$, 和

$$a(t) = \cos(\Delta\varphi_m/2), \quad \Delta\varphi_m = \Delta\phi_M \sin \omega_m t \quad (4)$$

这里 $\Delta\varphi_m$ 是加于电光调制晶体的正弦形调制电压引起的沿其快慢主轴的偏振光场分量间

收稿日期: 1980年7月2日。

的单程相位差角^[1]。同样展成第一类贝塞尔函数的级数形式有:

$$a(t) = J_0\left(\frac{1}{2} \Delta\phi_M\right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}\left(\frac{1}{2} \Delta\phi_M\right) \cos 2n\omega_m t \quad (5)$$

当 $\frac{1}{2} \Delta\phi_M < \frac{\pi}{2}$ 时, (5) 可近似为

$$\exp(-4J_2 \sin^2 \omega_m t),$$

因而有

$$e(t)/E_0 = \exp(-4J_2 \sin^2 \omega_m t) \exp(j\omega_p t) \quad (6)$$

此即均匀加宽介质锁模激光器理论^[2]所引用的理想振幅扰动形式, 据此, 调制深度规定为:

$$\delta_i = 2J_2 \left(\frac{1}{2} \Delta\phi_M\right) \quad (7)$$

所以 AM 调制的结果使光载波 $E_0 \exp(j\omega_p t)$ 变为脉冲形式的调幅波(6)。

对于普克尔效应电光晶体, 上述两个调制深度可分别表示成:

$$\delta_c = D_{FM} V_m \quad (8)$$

$$\delta_i = 2J_2 \left(\frac{1}{2} \Delta\phi_M\right), \Delta\phi_M = D_{AM} V_m \quad (9)$$

D_{FM} 和 D_{AM} 是余弦形或正弦形调制电压加于 FM 或 AM 调制晶体后, 调制器对光载波产生的单位电压幅值的相位延迟或振幅变化常数。它们都是与晶体种类、运用方式和光波波长有关的常数。对于铌酸锂(LN)和 DKDP 晶体可以导出表 1 所列结果。表 1 中之 l 和 d 分别为晶体通光方向和加场方向的尺寸, V_m 单位用伏特, x' 轴是指在 xy 平面内与 x 轴成 45° 的轴, x^* 为 xz 平面内与 x 轴成 45° 的轴。 z 轴加场时 γ_{33} 和 γ_{13} 值一般与场频率无关^[3], 加以其好的光学性质, LN 是较理想的调制晶体。此外由于晶体的 γ 值应与光波长有关, $\delta(0.633 \text{ 微米})$ 应比 $\delta(1.06 \text{ 微米})$ 的值稍大^[2]。

从表 1 可见对于 LN 晶体, 以 1 号和 4 号运用较有利。

另外, 众所周知, 普克尔效应晶体在外光路中作光强度调制时, 使 $\Delta\phi_m$ 有 $\pi/2$ 的偏置(电偏或光偏)有最佳的线性调制效果, 此时有

表 1 电光晶体调制器的某些运用方式和调制深度公式

| | | | |
|----|---|--|--|
| FM | 1 | LN: z 轴加调制场 z 轴光偏振 $x(y)$ 轴通光 | $D_{FM} = -(\pi/\lambda) n_e^3 \gamma_{33} l/d$ $\delta_c(1.06) = -8.46 \times 10^{-4} V_m/d$ $\delta_c(0.633) = -16.4 \times 10^{-4} V_m/d$ |
| | 2 | LN: $x(y)$ 轴加调制场 $x'(y')$ 轴光偏振 z 轴通光 | $D_{FM} = -(\pi/\lambda) n_o^3 \gamma_{22} l/d$ $\delta_c(1.06) = -1.12 \times 10^{-4} V_m/d$ $\delta_c(0.633) = -2.17 \times 10^{-4} V_m/d$ |
| | 3 | DKDP: z 轴加调制场 $x'(y')$ 轴光偏振 z 轴通光 | $D_{FM} = -(\pi/\lambda) n_o^3 \gamma_{63}$ $\delta_c(1.06) = -2.58 \times 10^{-4} V_m$ $\delta_c(0.633) = -4.42 \times 10^{-4} V_m$ |
| AM | 4 | LN: z 轴加调制场 x^* 轴光偏振 y 轴通光 | $D_{AM} = -(\pi/\lambda) (n_e^2 \gamma_{33} - n_o^2 \gamma_{13}) l/d$ $\delta_i(1.06) = 2J_2(-1.66 \times 10^{-4} V_m/d)$ $\delta_i(0.633) = 2J_2(-2.78 \times 10^{-4} V_m/d)$ |
| | 5 | LN: $x(y)$ 轴加调制场 $x(y)$ 轴光偏振 z 轴通光 | $D_{AM} = -(2\pi/\lambda) n_o^3 \gamma_{22} l/d$ $\delta_i(1.06) = 2J_2(-1.12 \times 10^{-4} V_m/d)$ $\delta_i(0.633) = 2J_2(-2.17 \times 10^{-4} V_m/d)$ |
| | 6 | DKDP: z 轴加调制场 $x(y)$ 轴光偏振 z 轴通光 | $D_{AM} = -(2\pi/\lambda) n_o^3 \gamma_{63}$ $\delta_i(1.06) = 2J_2(-4.42 \times 10^{-4} V_m)$ $\delta_i(0.633) = 2J_2(-2.82 \times 10^{-4} V_m)$ |

$$\begin{aligned}
 a(t) &= \cos(\Delta\phi_m/2 + \pi/4) \\
 &= \cos \frac{\pi}{4} \left(J_0 + 2 \sum_1^{\infty} J_{2n} \cos 2n\omega_m t \right) \\
 &\quad - \sin \frac{\pi}{4} \left(2 \sum_1^{\infty} J_{2n-1} \sin(2n-1)\omega_m t \right)
 \end{aligned} \tag{10}$$

当 $\frac{1}{2} \Delta\phi_m < \frac{\pi}{2}$ 时, (8) 可近似为

$$\begin{aligned}
 a(t) &= \cos \frac{\pi}{4} (J_0 + 2J_2 - 4J_2 \sin^2 \omega_m t) \\
 &\quad - \sin \frac{\pi}{4} (2J_1 \sin \omega_m t + J_3 \sin 3\omega_m t)
 \end{aligned} \tag{11}$$

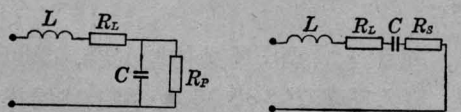
这里因为是以(6)式作为 AM 锁模激光器的理想振幅扰动, 因而(10)或(11)与(6)式中的 $a(t)$ 相去甚远, 即不能近似为高斯脉冲的形式。因此可认为基于普克尔效应的电光晶体调制器以强度调制方式用于激光器锁模调制时, 以不加任何偏置为好。幸好如此, 否则这一电偏置将给超高频调制器的匹配电路带来大的复杂性。当然, 上述结论应在锁模实验中验证, 并作进一步分析。

用通常的实验方法探测的是光功率谱, 它们是(3)或(5)的幅谱分量的平方和, 比如由(3)有

$$\begin{aligned}
 I(\omega_p) : I(\omega_p \pm \omega_m) : I(\omega_p \pm 2\omega_m) : \dots \\
 = J_0^2(\delta_c) : J_1^2(\delta_c) : J_2^2(\delta_c) : \dots
 \end{aligned} \tag{12}$$

分析实验得到的频谱, 反过来据(12)可推算出调制深度, 从而再由(8)或(9)算出加于晶体的调制电压振幅 V_m (对于超高频, 直接准确地测量 V_m 是困难的)。

调制器与源应工作在阻抗匹配状态。晶体在远离其谐振频率时的电子学特性是一电容为 C_0 的电容器, 选择适当的网络升压比 ξ , 通常的匹配电路总可归结为图 1 所示的 $L-C$ 升压网络, 于是易于得到如下关系:



(a) $L-C$ 升压网络 (b) 近似等效串联电路

图 1

网络等效阻抗: $R_L + R_S = R_0$

网络升压比: $\xi = V_m/V_0$,

$$V_0 = \sqrt{2R_0 P_{in}}$$

晶体有效 Q 值: $Q_C = V_m/V_S$

$$= \sqrt{R_p/R_S}$$

$$V_S = \frac{R_S}{R_0} V_0$$

元件 Q 值: $Q_L = \omega_m L/R_L$

网络有载 Q 值: $Q = Q_C Q_L / (Q_C + Q_L)$

$$= 1/(\omega_m C R_0)$$

C 的有效并联电阻: $R_p =$

$$Q_C / (\omega_m C)$$

晶体有效电容: $C = K C_0$

平行平板电容: $C_0 = \epsilon S / (3.6\pi d)$

微徵法

晶体功耗: $P_{FM} = \frac{1}{2} (\delta_c / D_{FM})^2 / R_p$

$$P_{AM} = \frac{1}{2} (\Delta\phi_m / D_{AM})^2 R_p$$

调制器功率效率: $\eta = P_{FM, (AM)} / P_{in}$

(13)

式中 S/d 用厘米单位。 ϵ 是晶体介电常数, LN 晶体 $\epsilon_{\perp} = 98$, $\epsilon_{\parallel} = 50$; DKDP $\epsilon_{\parallel} = 50$; 而且它们也是温度的函数。 K 是一与网络匹配形式有关的常数。 P_0 不一定等于调制源的输出阻抗(比如 π 形网络), 与匹配网络的形式有关。此外, 3 分贝带宽 $\Delta\omega_m = \omega_m/Q$ 还应由调制信号带宽所规定, 后者应小于 $\Delta\omega_m$ 。超高频时还应考虑到电感线圈分布电容和趋肤效应等对 Q_L 的影响^[4]。设计计算匹配网络而应用(13)式时主要是参照经验 Q 值着眼于可能的升压比 ξ , 从而选取适宜的 $Q_C (\geq \xi)$ 和 $R_S (\leq R_0)$, 试算其网络参数 R_p , C , L 等; 确定网络的补偿形式并计算其元件参数以保证 Q_C 值。最后借助仪器调试到最佳匹配状态, 从而考察上边 Q_C 选值的正确性。

以上讨论是 ω_m 较低, 调制器作为集总元件考虑的。频率很高时(千兆周)时, 应考虑由于电光调制的渡越时间 $\tau_T = nl/C$ 而使峰延迟减小。当 $\omega_m \tau_T = \pi/2$ 时峰值延迟减小

10%，通常规定此时之 ω_m 为集总调制器的频率上限，例如设 $n=2.1$, $l=1$ 厘米，则

$$(f_m)_{\max} = C/(4nl) \approx 3 \text{ 千兆周。}$$

对于横向运用的调制器，这一限制可用行波调制器来克服^[1,5]。

实 验

本实验以单模 He-Ne 激光束作为光载波，用共焦扫描球面干涉仪和普通示波器探测并记录调制光频谱（即 (3) 或 (5) 或 (10) 的边带振幅的平方）。图 2~8 是上述实验得到的 LN 晶体调制器在不同调制频率和调制功率下的 FM 谱结构照片。据此测量谱，利用 (12) 推算出 δ_e ，然后再用 (8) 和 (13) 算出调制器的网络升压比或有效 Q 值。例如图 5 和图 6 的情况，量度中心峰对边带比值可确定出：当 $P_{in}=0.6$ 瓦时， $\delta_e=0.82$, $V_m=370$ 伏，

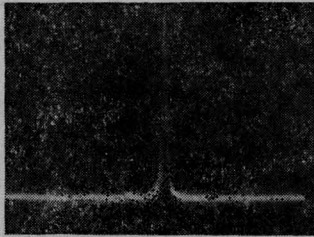


图 2 未调制 ($P_{in}=0$) 时的 He-Ne 激光束模谱

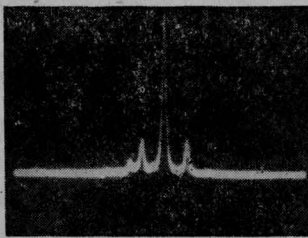


图 3 调制频率 $f_m=400$ 兆周，输入功率 $P_{in}=1.0$ 瓦时的 FM 调制谱

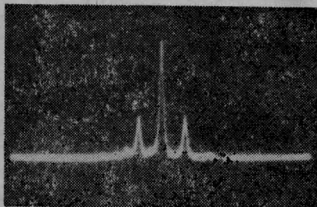


图 4 $f_m=400$ 兆周， $P_{in}=2$ 瓦时的 FM 调制谱

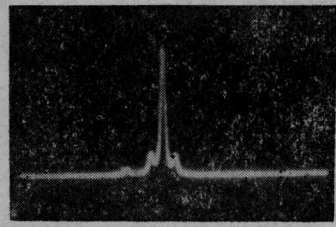


图 5 $f_m=200$ 兆周， $P_{in}=0.6$ 瓦时的 FM 调制谱

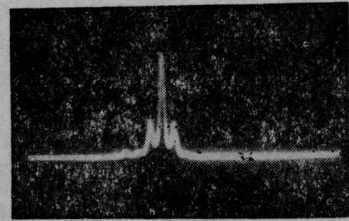


图 6 $f_m=200$ 兆周， $P_{in}=1$ 瓦时的 FM 调制谱

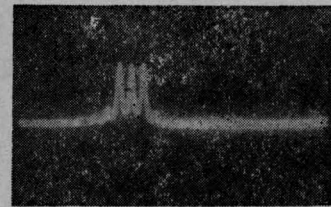


图 7 $f_m=200$ 兆周， $P_{in}=5.0$ 瓦时的 FM 调制谱

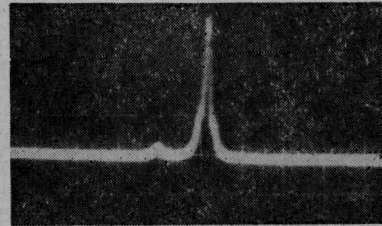


图 8 $f_m=100$ 兆周， $P_{in}=1.0$ 瓦时的 FM 调制谱（已受干涉仪分辨率的限制）

$\xi \approx 48$ ；当 $P_{in}=1.0$ 瓦时， $\delta_e=1.1$, $V_m=496$ 伏， $\xi \approx 50$ 。这与某些直接测试结果一致。另外，用射频功率计实测结果表明，上述情况下反映阻抗匹配程度的调制功率传输比不小于 95%。

对于 AM 型 LN 晶体调制器，施以电偏置，输入功率 $P_{in}=5$ 瓦时，用上述同样的实验装置，曾观察到一级上下边带。

输入功率大于 1 瓦以上时，由于我们的

调制器没有温控措施，功率传输效率随输入功率的提高而愈益下降。当 $P_m=3$ 瓦时，前述 LN 晶体调制器的实测功率反射达 50%。这是由于网络元件及晶体的电子学参数随升温而变化的结果。

本实验用共焦扫描球面干涉仪的自由光谱程 $\Delta\nu \approx 4$ 千兆周，精细常数 $F \approx 60$ 。He-Ne 激光器为腔长 25 厘米的非稳频管，其中心纵模是漂动的，图示纵模是一个模占绝对优势时拍照的，左部小峰是与此优势模相邻的另一次要模，其间隔约 600 兆周，可见这一次要模明显地出现于所有照片中。

图 9 和图 10 是利用 LN 晶体调制器，在连续 Nd:YAG 激光器上进行 FM 锁模的激光输出脉冲列照片。调制频率 $f_m=200$ 兆周。所用光探测器是国产 GT101 型 PIN 二极管，上升时间 1 毫微秒；所用示波器是 Tektronix 485 型，最快扫描速度 1 毫微秒/格。因此该锁模脉冲宽度被展宽而失真。所有纵坐标为任意单位。

曾与武瑞成同志进行的有益讨论，杨素范，张欣玫，王连义等同志对研制和试产品方面所做的工作，在此一并说明，并致谢意！

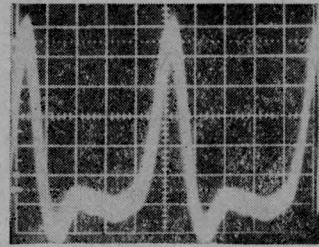


图 9 Nd:YAG 激光器频调锁模脉冲列，扫描速度 1 毫微秒/格

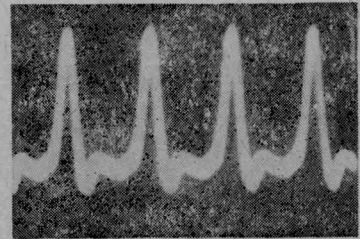


图 10 Nd:YAG 激光器频调锁模脉冲列，扫描速度 2 毫微秒/格

参 考 文 献

- [1] 李荫远，杨顺华；《非线性光学》1974 年。天津大学精仪系；《激光技术》，1972 年，第十六章。
- [2] D. J. Kuizenga, A. E. Siegman; *IEEE, J. Quant. Electr.*, 1970, **QE-6**, 694~715.
- [3] E. N. Turner; *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **8**, 303.
- [4] 《无线电原理》，陈季丹等译(1952)。
- [5] A. Yariv; *Introduction to Optical Electronics*, Second Edition, 1976.