

LiNbO₃ 波导中切伦科夫辐射型的倍频

吴永健 许政权

(上海交通大学应用物理系, 上海 200030)

摘 要 对条波导中切伦科夫辐射型的倍频作了简要分析, 着重分析了产生切伦科夫辐射倍频的条件, 并从实验上实现了条波导中 1.06 μm 红外光到 0.53 μm 绿光的倍频辐射, 转换效率为 0.9%, 对应的输入光功率为 10 mW.

关键词 切伦科夫辐射, 倍频, 位相匹配.

1 引 言

短波长的相干光源在许多领域中都有广泛应用. (例如: 光盘的写入和读出、海底光通信, 激光医疗等方面). 而输出短波长的半导体激光器目前尚未成熟, 因此, 采用普通半导体激光器(输出波长为 0.82 μm~0.84 μm)与一个波导倍频器组合而得到短波长激光光源是一种可行的设想.

波导倍频器较体倍频器而言, 有特有的优点. 因为在导波区, 基波光场被很好地压缩, 在 1 mW 的入射光功率下, 导波区的基波光功率密度可达 10⁶ W/cm². 而倍频的转换效率与基波的功率密度成正比. 所以采用波导倍频方式有助于提高倍频的转换效率. 其次, 波导倍频的相位匹配也有很突出的优点.

2 理论分析

分析如图 1 所示的铌酸锂波导的倍频. 基波的模式为 TM 模, 晶体的光轴沿图中的 Y 轴方向. (当基波的模式为 TE 模时, 铌酸锂波导的晶体光轴应当沿图中的 X 轴方向^[1].) 二次谐波的麦克斯韦方程形式为^[2]:

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (2)$$

式中 \mathbf{P} 为非线性驱动项 P_{nl} , 如果将基波形式表示成:

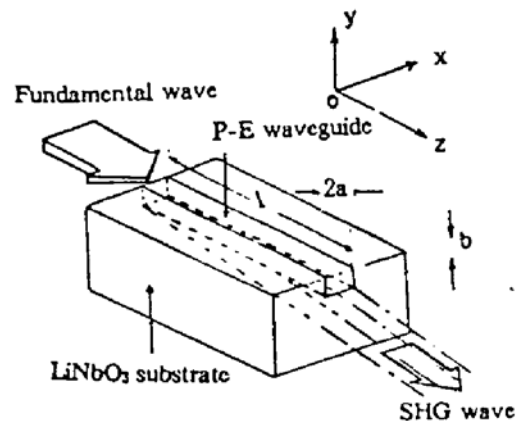


Fig. 1

$$E(x, y, z, \beta_1, t) = E_0(x, y, \beta_1) \exp [i(\beta_1 z - \omega_1 t)]. \tag{3}$$

那么 P 就可以表示为:

$$P(2\omega_1) = 2[E_0(x, y, \beta_1)]^2 d_{33} \exp [2i(\beta_1 z_1 - \omega_1 t)]. \tag{4}$$

假设基波不衰减(实际上二次谐波的辐射相当小, 所以这个条件完全可以满足), 在分析方程的时候, 因为条波导的深度远小于其宽度, 所以 $K_x \ll K_y$, K_x 为 X 方向的传播常数, K_y 为 y 方向的传播常数. 故可采用平板波导近似, 最后可得到二次谐波在导波层和衬底层的场分布为^[2]:

$$E_y = [a_2 \exp(-ik_y^2 y) + a_3 \exp(ik_y^2 y) + A \cos 2(k_{y1} y + \phi) + b] \exp [i(\beta z - \omega t)], \tag{5}$$

$$E_z = [a_4 \exp(-ik_y^2 y) + A_s \exp(2\gamma_{y1} y)] \exp [i(\beta z - \omega t)]. \tag{6}$$

切伦科夫辐射功率应当是导波区在界面 $0 \leq z \leq l$; $-a \leq x \leq a$; $y = -b$ 上沿 Y 方向辐射出的功率, 正比于波印廷矢量的模 $|E_s \times H_x|$:

功率可以表示为:

$$I_y = \iint \left| \frac{K_0^2 K_y^2 \epsilon_y^2 a_4^2}{\beta^2 \mu_0 \omega \epsilon_z} \right| dx dz = \frac{3a}{4} \frac{L K_0^2 K_y^2 \epsilon_y^2 |a_4|^2}{\beta^2 \mu_0 \omega \epsilon_z} \tag{7}$$

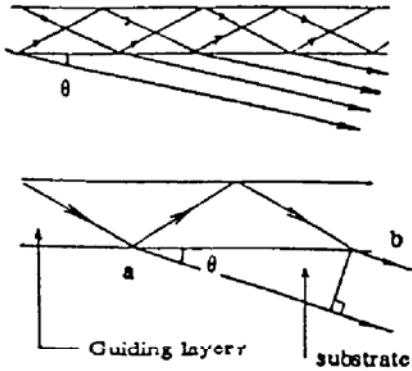


Fig. 2

值得注意的是, 在上述的推导过程中采用的相位匹配条件: $\beta_z = \beta \cos \theta$. 这就是切伦科夫辐射的相位匹配条件. 它的意义是二次谐波的波矢在波导传播方向的分量与基波波矢匹配. 如图 2 所示: θ 为切伦科夫辐射角, N^ω 代表导波区的有效折射率, $N^{2\omega}$ 为衬底区二次谐波对应的折射率, 则相位匹配条件可以表示成折射率匹配条件: $N_s^{2\omega} \cos \theta = N^\omega$.

因而发现导波区有效折射率 N^ω 应满足的范围为:

$$N_g^\omega < N^\omega < N_s^{2\omega}. \text{ 其中 } N_g^\omega \text{ 是基波在导波区对应的折射率.}$$

方程式的左边是保证导波存在, 右边保证切伦科夫辐射条件的满足. 因为 N^ω 直接联系到波导的深度, 这实际上限制了切伦科夫辐射型二次谐波波导的深度范围. 这一限制条件可以从图样 3(a)中明显看出.

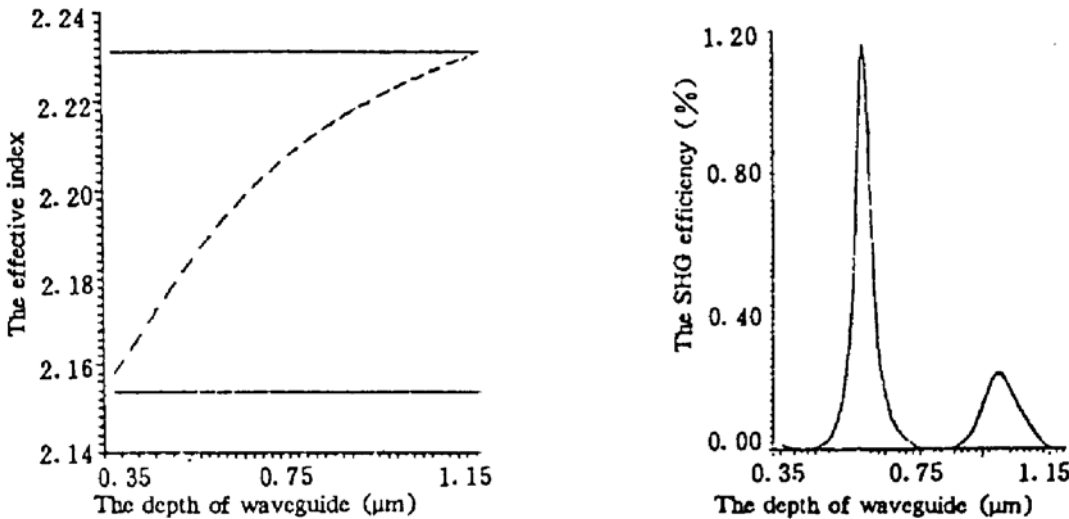


Fig. 3

3 数值计算

首先计算切伦科夫辐射允许的波导深度范围, 即 $N_y^\omega < N^\omega < N_s^{2\omega}$. 其中 d 的范围, 按照波导有效折射率的公式: $N^\omega(d) = \beta_\omega/K$, 可以得到图 3(a) 所示的曲线, 可以看出波导的允许深度在 $0.35 \mu\text{m} \sim 1.15 \mu\text{m}$ 的范围.

在二次谐波的功率表达式中, 二次谐波功率与波导长度 L 成正比. 但与波导深度的关系不十分明显, 计算在切伦科夫辐射允许的波导深度范围内的倍频转换效率与深度的关系. 即 $\eta \sim d$ 的关系, 结果如图 3(b) 所示.

可以看出, 倍频转换效率与深度存在非常敏感的关系, 在实际的倍频器中, 只有在一定的深度下, 才能达到输出谐波功率的极大值. 大约为 $d = 0.62 \mu\text{m}$, 这就要求严格控制波导的质子交换时间和温度, 以满足上述的条件.

按照切伦科夫辐射的相位匹配条件 $\cos \theta = N^\omega/N_s^{2\omega}$, 切伦科夫辐射角 θ 与波导深度的依赖关系如图 4 所示, 可以发现在 $d = 0.35 \mu\text{m}$ 时角度 θ 最大, 约为 15° . 在 $d = 1.15 \mu\text{m}$ 时, θ 角降到零度, 波导深度 d 再增大, 就不再产生切伦科夫辐射.

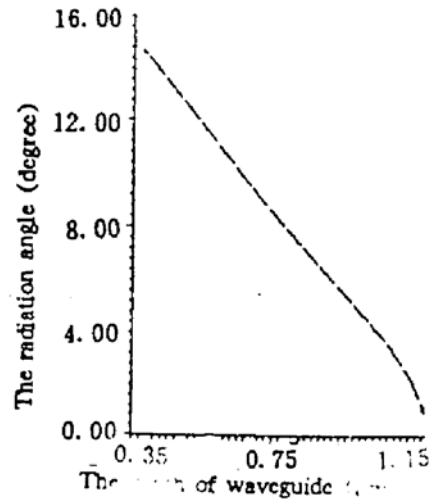


Fig. 4

4 实验结果及讨论

实验装置如图 5 所示. 图中 a 为 Nd:YAG 激光器, 输出波长为 $1.06 \mu\text{m}$, b 为分光板, c 为氦氖激光器 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$), d 为聚光物镜 ($\times 10$), e 为铌酸锂波导样品, f 为探测器, g 为小孔光栏. 氦氖激光器是用来调整光路的, 实验中采用的两块铌酸锂波导样品的质子交换时间分别为 20 和 21 sec, 波导宽度都是 $6 \mu\text{m}$, 具体结果如表 1 所示.

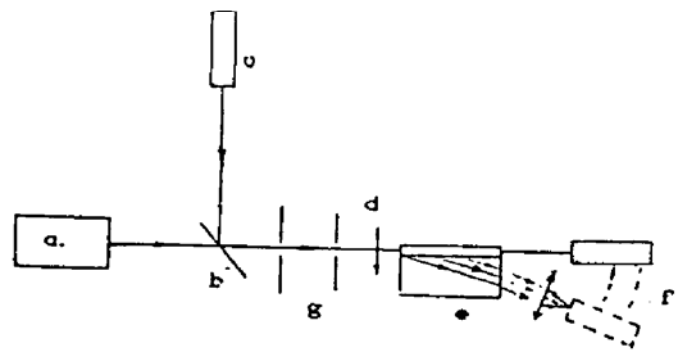


Fig. 5

Table 1. The second Harmonic output of two samples under different input fundamental power

sample	time of P-E (min)	input power (mW)	output power (mW)	SHG power (μW)
1	20	3.42	2.80	6.80
		4.32	3.74	24.2
		9.75	6.73	89.0
2	21	2.80	1.92	3.70
		3.42	2.51	10.3
		7.95	4.24	43.2

讨 论 1) 将本文的数值计算结果与参考文献[1]、文献[2]、文献[3]相比, 本文的结果与参考文献[3]的结果符合得较好.

2) 尽管输出的谐波功率比较小, 但对于光盘读出已经足够. 如果采用掺氧化镁的铌酸锂波导样品以提高波导的光损伤阈值, 那么可以提高基波的入射功率, 从而提高倍频转换效率.

3) 通过本文的理论计算, 可以看出, 要达到最大的谐波转换效率, 必需控制好波导深度, 这在实验上是可行的. 如果实验条件允许的话, 可以测试不同质子交换时间的一组波导样品的倍频转换效率, 就可以验证样品的倍频转换效率与深度的关系, 即 $\eta \sim d$ 的关系. 本实验中仅测试了两块不同质子交换时间的样品, 它们具有不同的导波层厚度, 所以在相近的入射功率下的倍频转换效率相差很大.

4) 由于谐波功率的出射方向随波导深度变化, 为了达到对输出谐波光会的聚和准直, 必须采用不同的消象差透镜.

参 考 文 献

- [1] N. A. Sanford, J. M. Connors, Optimization of the cherenkov sum-frequency generation in proton-exchanged Mg:LiNbO₃ channel waveguide. *J. Appl. Phys.*, 1989, **65**(4): 15
- [2] Hitoshi, Coupled-mode analysis of second harmonic generation in the form of cherenkov radiation from a channel optical waveguide. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **26**(10)
- [3] G. Leo, R. R. Drenten, J. Jongerius, Cherenkov second harmonic generation in multilayer waveguide structures. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **28**(2)

SHG Cherenkov Radiation in LiNbO₃ Waveguide

Wu Yongjian Xu Zhengquan

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)

(Received 31 May 1993; revised 14 October 1993)

Abstract In this paper, the optical second harmonic generation (SHG) of cherenkov scheme in channel waveguide was analyzed and the condition of waveguide for Cherenkov type SHG was discussed in detail. We obtained the SHG power at wavelength of 0.53 μm by coupling 1.06 μm fundamental power into the guide. The conversion efficiency is about 0.9% corresponding to the 10 mW input power.

Key words cherenkov radiation, second harmonic generation phase matching.