第 21 卷　第 8 期
2001 年 8 月

光　学　学　报
ACTA OPTICA SINICA

Vol. 21, No. 8
August, 2001

文章编号：0253-2239(2001)08-0901-04

传输损耗对条形波导中切伦科夫倍频的影响*

钟开生　胡鸿璋　唐多强　陆樟献
(天津大学理学院应用物理系,天津 300072)

摘要： 基于耦合模理论,分析了考虑传输损耗的条形波导中切伦科夫(Cherenkov)二次谐波(SHG)的问题。结果表明,转换效率具有指数性质和饱和性质。这一结果不同于未考虑传输损耗时转换效率所具有的线性性质,这对于切伦科夫频率倍频器的研制中参数的优化具有重要的意义。

关键词： 集成光学;光学倍频;耦合模理论
中图分类号： O437.2　　**文献标识码：** A

1　引　　言

紧凑而可靠的短波长相干光源有广泛的应用前景,如高密度存储系统、彩色图像处理、激光打印、激光医疗和海底光通信等。而输出短波长的半导体激光器的研究虽然取得了很大的进展,索尼半导体公司成功地开发出 GaN 蓝色半导体激光器,但在紫光部分仍有困难[1]。光波导中的倍频即二次谐波(SHG)技术,由于有高的功率密度、很长的相互作用长度、独特的相位匹配技术,再利用半导体激光器作为基频源构成倍频器,得到紧凑而可靠的更短波长的相干光源,仍然是很有意义的研究课题。

在光波导中进行倍频,满足相位匹配条件是至关重要的。目前存在两种方案,一种是利用导模和导模之间耦合的准相位匹配技术(QPM),另一种是利用导模和辐射模之间耦合的切伦科夫方案。准相位匹配技术是共线耦合的,倍频效率较高,但对光栅周期的要求非常严格,因而对环境温度的要求也非常苛刻。而切伦科夫方案是非共线耦合的,倍频效率较低,但相位匹配能得到自动满足,因而对相位匹配波长、环境温度和波导制作误差的要求都大大放宽,所以切伦科夫倍频一直是波导倍频的研究热点[2~9],已投入市场的倍频器件都是利用这种方案。

对切伦科夫倍频的理论已有大量的研究,但这些理论都忽略了传输损耗和转换损耗[1~9]。实际上,转换损耗由于转换效率很低可以忽略,而传输损耗还是相当明显的,例如质子交换波导一般有几个 dB/cm 的损耗[9,10],因而在精确的理论分析时是不能忽略这种损耗的。

本文基于耦合模理论,研究了考虑传输损耗的条形波导中切伦科夫二次谐波,结果表明,转换效率与未考虑传输损耗时转换效率所具线性性质有明显的不同,它具有指数性质和饱和性质。

2　理论分析

2.1　耦合模方程

图 1 为条形波导的横截面示意图,这里 n_1、n_2、n_3、n_4 分别为各个区域的折射率,其中,区域(Ⅰ)为波导,区域(Ⅱ)为基底,区域(Ⅲ)为覆盖层,对于 c 切质子交换 $LiNbO_3$ 波导来说,这种波导只能支持 TM 模,其主要电磁分量为 E_x 和 E_y。二次谐波所满足的波动方程为

$$\nabla^2 E_x(\boldsymbol{r},t) = \mu\varepsilon_s \frac{\partial^2 E_x(\boldsymbol{r},t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 P_x(\boldsymbol{r},t)}{\partial t^2}, \tag{1}$$

式中,μ、ε_s 分别为二次谐波的磁导率和介电常数,P_x 为波导中由基模场引起的 x 方向的非线性极化,$E_x(\boldsymbol{r},t)$ 为二次谐波 x 方向的电场分量。因为切伦科夫二次谐波为波导的辐射模,它可以表示为频率

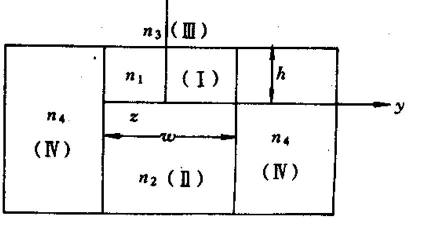

Fig. 1　Cross-section of the channel waveguide

* 国家自然科学基金(19874047)资助项目。
收稿日期:2000-01-24;收到修改稿日期:2000-04-30

与二次谐波相同的沿不同方向传播的本征辐射模的线性叠加。由于本征辐射模允许的传播方向是连续分布的，因此，线性叠加用积分形式表示

$$E_x(\boldsymbol{r},t)=\int_0^{\infty}\int_0^{\infty}\Big[\frac{\beta_s}{\omega_s\varepsilon_s}C_s(k_x,k_y,z)\times H_y(k_x,x,k_y,y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega_s t-\beta_s z)}\Big]\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y, \tag{2}$$

式中，k_x、k_y、β_s 分别为波矢 $\boldsymbol{k}_s$ 在 x、y、z 方向上的分量，β_s 即为本征辐射模在 z 方向上的传播常数(见图 2)，$H_y(k_x,x,k_y,y)$ 是 x 和 y 方向上波数分别为 k_x 和 k_y 的本征辐射模在波导中的磁场分布，$C_s(k_x,k_y,z)$ 为权重系数，ω_s 为本征辐射模的角频率。需要注意的是，在这种情况下，k_x、k_y、β_s、$\boldsymbol{k}_s$ 既用来表示某一特定的本征辐射模，也用来表示二次谐波某一特定方向的辐射。

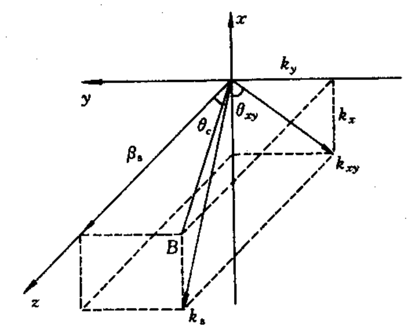

Fig. 2 The relationship of the two coordinate systems

把(2)式代入(1)式，在慢变近似条件下并利用模式正交性可以得到

$$\frac{\partial C_s(k_x,k_y,z)}{\partial z}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega_s t-\beta_s z)}=\frac{\mathrm{i}}{4\beta_s}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\mu\frac{\partial^2 P_x}{\partial t^2}H_y(k_x,x,k_y,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y, \tag{3}$$

P_x 由下式给出

$$P_x=\begin{cases} d_w C_f^2\varepsilon_x^2\mathrm{e}^{\mathrm{i}(2\omega_f t-2\beta_f z)} & \text{area}(\,\text{Ⅰ}\,),\\ d_s C_f^2\varepsilon_x^2\mathrm{e}^{\mathrm{i}(2\omega_f t-2\beta_f z)} & \text{area}(\,\text{Ⅱ}\,),\\ 0 & \text{other areas,}\end{cases} \tag{4}$$

这里，d_w、d_s 分别为波导和基底中非线性系数，ε_x 为基波的归一化电场，β_f 为基波的传播常数，$\widetilde{\omega}_f$ 为基波的角频率，C_f^2 为基波功率，经过整理得

$$\frac{\partial C_s(k_x,k_y,z)}{\partial z}=-\mathrm{i}C_0C_f^2\kappa(k_x,k_y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta z}, \tag{5}$$

式中

$$C_0=\frac{\mu\beta_f^2}{\varepsilon_0^2\beta_s}, \tag{6}$$

$$\kappa(k_x,k_y)=\int_{\infty}^{0}\int_{-w/2}^{w/2}\frac{d_s}{n_{2f}^2}H_y^2(x,y,\beta_f)H_y(k_x,x,k_y,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y+\int_0^{h}\int_{-w/2}^{w/2}\frac{d_w}{n_{1f}^4}H_y^2(x,y,\beta_f)H_y(k_x,x,k_y,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y, \tag{7}$$

$$\Delta=\beta_s-2\beta_f, \tag{8}$$

$$H_y(x,y,\beta_f)=(\omega_f\varepsilon_f/\beta_f)\varepsilon_x, \tag{9}$$

n_{1f}、n_{2f} 分别为基波在区域(Ⅰ)、(Ⅱ)中的折射率，ε_f 为基波的介电常数。

2.2 有损耗时的转换效率

在转换效率很低的情况下，忽略转换损耗，有理由认为波导中的总功率按指数衰减

$$C_f^2(z)=C_f^2\mathrm{e}^{-\alpha z}=P_0^{w}\mathrm{e}^{-\alpha z}, \tag{10}$$

这里，P_0^{ω} 为入射面上的基波功率，α 为损耗常数，把(10)式代入(5)式，可得

$$\frac{\partial C_s(k_x,k_y,z)}{\partial z}=-\mathrm{i}C_0P_0^{\omega}\kappa(k_x,k_y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta z}\mathrm{e}^{-\alpha z}, \tag{11}$$

则有

$$C_s(k_x,k_y,z)=[-\mathrm{i}C_0P_0^{\omega}\kappa(k_x,k_y)]\times\frac{\mathrm{e}^{(\mathrm{i}\Delta-\alpha)z}-1}{(\mathrm{i}\Delta-\alpha)}, \tag{12}$$

$$|C_s(k_x,k_y,z)|^2=[C_0P_0^{\omega}\kappa(k_x,k_y)]^2\times\frac{1+\mathrm{e}^{-2\alpha z}-2\mathrm{e}^{-\alpha z}\cos\Delta z}{\Delta^2+\alpha^2}. \tag{13}$$

二次谐波功率 $P^{2\omega}$ 为

$$P^{2\omega}(z)=\int_0^{\infty}\int_0^{\infty}|C_s(k_x,k_y,z)|^2\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y$$

$$P^{2\omega}(z)=\int_0^{\infty}\int_0^{\infty}[C_0P_0\kappa(k_x,k_y)]^2\times\frac{1+\mathrm{e}^{-2\alpha z}-2\mathrm{e}^{-\alpha z}\cos\Delta z}{\Delta^2+\alpha^2}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y. \tag{14}$$

将直角坐标系转换成如图 2 所示的极坐标系[6]，即 k_x、k_y 用 β_s 和 θ_{xy} 表示：

$$k_x=(k_s^2-\beta_s^2)^{1/2}\cos\theta_{xy},$$

$$k_y=(k_s^2-\beta_s^2)^{1/2}\sin\theta_{xy}\qquad\Big(-\frac{\pi}{2}\leqslant\theta_{xy}\leqslant\frac{\pi}{2}\Big),$$

则有 $\qquad \mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y=-\beta_s\mathrm{d}\beta_s\mathrm{d}\theta_{xy}$

所以，(14)式可以化为

$$P^{2\omega}(z)=\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\mathrm{d}\theta_{xy}\int_{-\infty}^{\infty}\beta_s[C_0P_0\kappa(\beta_s,\theta_{xy})]^2\times\frac{1+\mathrm{e}^{-2\alpha z}-2\mathrm{e}^{-\alpha z}\cos\Delta z}{\Delta^2+\alpha^2}\mathrm{d}\beta_s. \tag{15}$$

因为在 $\beta_s \ll 2\beta_f$ 和 $\beta_s \gg 2\beta_f$ 时，不满足相位匹配，对积分值的贡献非常有限，可忽略不计，而对于 $\beta_s \approx 2\beta_f$，$[C_0 P_0 \kappa(\beta_s, \theta_{xy})]^2$ 约为常数，故有

$$P^{2\omega}(z) = 2\beta_f [C_0 P_0]^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\kappa(2\beta_f, \theta_{xy})]^2 \mathrm{d}\theta_{xy} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + \mathrm{e}^{-2\alpha z} - 2\mathrm{e}^{-\alpha z}\cos\Delta z}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta, \tag{16}$$

式中第二个积分式可以简化为

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + \mathrm{e}^{-2\alpha z} - 2\mathrm{e}^{-\alpha z}\cos\Delta z}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + \mathrm{e}^{-2\alpha z} - \mathrm{e}^{-\alpha z}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta z} + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta z})}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta =$$
$$(1 + \mathrm{e}^{-2\alpha z}) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta + \mathrm{e}^{-\alpha z} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta z}}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta z}}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta \right], \tag{17}$$

应用留数定律，可以得到

$$\left.\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta = \frac{\pi}{\alpha}, \\ &\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta z}}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta = \\ &\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta z}}{\Delta^2 + \alpha^2} \mathrm{d}\Delta = \frac{\pi}{\alpha}\mathrm{e}^{-\alpha z}, \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

综合(16)式、(17)式、(18)式可以得到二次谐波的转换效率 $\eta(z)$ 为

$$\eta(z) = \frac{P^{2\omega}(z)}{P_0} = (2\beta_f C_0^2 P_0) \frac{\pi(1 - \mathrm{e}^{-2\alpha z})}{\alpha} \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\kappa(2\beta_f, \theta_{xy})]^2 \mathrm{d}\theta_{xy}. \tag{19}$$

3　结果分析

(19)式表明，考虑损耗时的倍频效率和两个因素有关：一是基模和辐射模的重叠积分项

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\kappa(2\beta_f, \theta_{xy})]^2 \mathrm{d}\theta_{xy};$$

二是损耗因子 $(1 - \mathrm{e}^{-2\alpha z})/\alpha$。而不考虑损耗时的倍频效率只与前者即重叠积分项有关。正是损耗因子导致了两者之间显著不同的性质：

1）在不考虑损耗时，倍频效率和传输距离成线性关系。在(19)式中，当 $\alpha \to 0$ 时，损耗因子可简化为

$$(1 - \mathrm{e}^{-2\alpha z})/\alpha \to 2z.$$

(19)式演变为：

$$\eta(z) = \frac{P^{2\omega}(z)}{P_0} = (2\beta_f C_0^2 P_0)(2\pi z) \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\kappa(2\beta_f, \theta_{xy})]^2 \mathrm{d}\theta_{xy}, \tag{20}$$

(20)式和不考虑损耗时得到的倍频效率[3]是一致的。

2）(19)式表明，考虑损耗时倍频效率具有饱和性质，这也正是损耗因子饱和性质的反映(如图 3 所示)。当 $z \to \infty$，(19)式则变为：

$$\eta(z) = \frac{P^{2\omega}(z)}{P_0} \to (2\pi\beta_f C_0^2 P_0/\alpha) \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\kappa(2\beta_f, \theta_{xy})]^2 \mathrm{d}\theta_{xy}, \tag{21}$$

上式与传输距离 z 无关，表明倍频效率已达到饱和。另外，从图中可以看出，α 越大，达到饱和的传输距离越短，倍频效率越低。

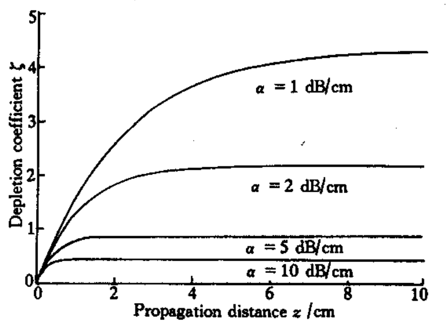

Fig. 3　The relationship between the depletion coefficient and the propagation distance

3）图 4 反映了损耗因子与损耗常数的关系，损耗因子随损耗常数 α 的增大而急剧下降，这表明倍

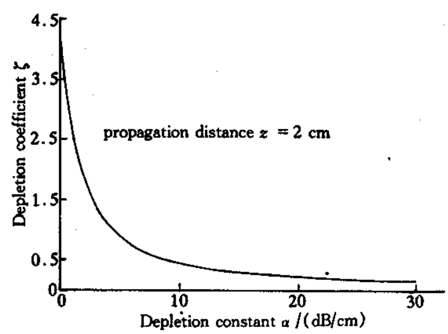

Fig. 4　The relationship between the depletion coefficient and the depletion constant ($z = 2$ cm)

频效率强烈地依赖于波导质量。在光波导的设计和制作中,应尽可能地减少各种损耗。

4) 本文结果还表明,二次谐波的辐射花样随传输距离的变化而变化,并且越来越缓慢,这和倍频功率的变化是一致的。同时,损耗对于横截面上辐射花样的相对分布也有影响。这是因为,由于材料和工艺的原因,波导中各个区域的损耗并不是一致的,这是导致出射面上辐射花样变化的一个原因[8]。

结论 倍频功率表达式中损耗因子的存在表明切伦科夫倍频器的转换效率具有指数性质,并在一定的波导长度上达到饱和,这一波导长度对应着最大的转换效率。另外,波导越长,对出射面上辐射花样的影响越大,并倍频器件的集成度越差。再则,如果我们考虑到在传播方向上基频功率转换成倍频功率的损耗和倍频功率的传输损耗,则波导长度有一最佳值,这个值可以通过综合入射光功率、对倍频功率的要求、出射面上辐射花样和倍频器件的集成度依据(19)式确定。

衷心感谢中国科学院半导体研究所集成光电子学重点实验室的支持。

参 考 文 献

[1] Nakamura S. Laser diodes emit at 450 nm for an estimated 200 hours. *Laser Foucs World*, 2000, **36**(2):13

[2] Sanford N A, Connors J M. Optimization of the Cerenkov sum-frequency generation in proton-exchanged Mg:$LiNbO_3$ channel waveguides. *J. Appl. Phys.*, 1989, **65**(4):1429~1437

[3] Tamada H. Coupled-mode analysis of second harmonic generation in the form of Cerenkov radiation from a channel optical waveguide. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(10):1821~1826

[4] 吴永健,许政权. $LiNbO_3$ 波导中切伦科夫辐射型的倍频. 光学学报, 1994, **14**(12):1333~1336

[5] 邵宗书,王继扬,卓 壮等. 各向异性晶体波导的倍频理论和实验研究. 光学学报, 1997, **17**(1):1~9

[6] Hu H Z, Yi X G, Ding R L. Theoretical analysis of second harmonic generation in the form of radiation from a rectangular optical waveguide. *Opt. Commun.*, 1998, **149**(1):101~107

[7] Hu H Z, Zhong K S, Tang D Q *et al.*. Theoretical analysis of Cherenkov frequency-doubling in a periodically poled $LiNbO_3$ waveguide. *Opt. Commun.*, 2000, **174**(1):105~118

[8] Ramponi R, Marangoni M, Osellame R *et al.*. Nonconventional characterization of single-mode planar proton-exchanged $LiNbO_3$ by Cherenkov second harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1999, **159**(1):37~42

[9] Doumuki T, Tamada H, Saitoh M. Phase-matched second-harmonic generation in a $Ta_2O_5/KTiOPO_4$ waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(20):2519~2521

[10] Lee Chingting, Huang Changting, Chen Jiengyue. Effect of SiO_x buffer layer on propagation loss in $LiNbO_3$ channel waveguide. *J. Appl. Phys.*, 1998, **84**(3):1204~1209

Effect of the Propagation Loss on the Cherenkov SHG in a Channel Waveguide

Zhong Kaisheng Hu Hongzhang Tang Duoqiang Lu Zhangxian
(*Department of Applied Physics, Tianjin University, Tianjin* 300072)

(Received 24 January 2000; revised 30 April 2000)

Abstract: Based on the coupled-mode theory, second harmonic generation (SHG) in the form of Cherenkov radiation from a channel waveguide has been investigated taking the propagation loss into account. The results show that the conversion efficiency has an exponential behaviour and a saturation characteristic, which differ from the linear behaviour in the case of omitting the propagation loss. The results play an important role in the design and fabrication of Cherenkov frequency-doubler.

Key words: integrated optics; optical frequency-doubling; coupled-mode theory