

# 共线声光效应中模式转换效率的理论分析

周 愚\* 巫 柳 刘永智

(电子科技大学 宽带光纤传输与通信系统技术国家重点实验室 成都 610054)

【摘要】利用多层结构声表面波的精确模型对决定衍射光栅常数的声表面波传播特性进行了研究，其衍射光栅可使波导中导模向漏模转换，这一现象可用耦合模理论解释。模式转换效率可化作声波频率、声光作用长度、波导厚度和声波功率密度的函数，并利用数值计算得出结果。

关键词 共线声光效应；模式转换效率；耦合模理论

中图分类号 TN204 文献标识码 A

## Theory Analysis of Mode Conversion Efficiency in Collinear Acoustooptic Interaction

Zhou Yu Wu Liu Liu Yongzhi

(State Key Laboratory of Broadband Optical Fiber Transmission and Communication Networks, UEST of China Chengdu 610054)

**Abstract** The collinear surface acoustic wave properties that determine the induced grating parameters have been investigated using a rigorous modeling of the surface acoustoic wave propagation in multiplayer. The guided-to-leaky mode conversion by the induced diffraction grating from surface acoustoic wave is analyzed using a generalized multimode formulation of the coupled mode theory. Mode conversion efficiency has been calculated as functions of acoustic frequency, interaction length, guiding layer thickness, and acoustic drive power density.

**Key words** collinear acoustooptic interaction; mode conversion efficiency; coupled mode theory

近年来由于光通信在线解复用系统具有潜在的应用前景，利用入射波、声表面波(SAW)和漏射波相互作用的共线声光器件日益引起人们的重视。相对于声光Bragg衍射器件，由于共线声光器件光波与声波传播方向共线，叉指换能器(IDT)可以沿波导传播方向制作，其结构紧凑，可以在同一基片上制作多路声光相互作用波导，实现多路宽带在线解复用。但这一器件要达到实用化必须有很高的模式转换效率，而质子交换铌酸锂波导的模式转换效率远远高于钛扩散铌酸锂(Ti:LiNbO<sub>3</sub>)波导，本文则选择质子交换铌酸锂波导进行分析计算。

### 1 原 理

共线声光互作用器件结构如图1所示。先在铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)衬底通过质子交换形成质子交换铌酸锂波导，再在波导上生成声表面波叉指换能器，其中声表面波传播方向为负 $x_1$ 方向，而入射光的自由空间传播常数 $k_0$ 方向则为正 $x_1$ 方向。当相位匹配条件满足时

$$\mathbf{b} - K_a = \mathbf{b} - (2\pi/V_a) f_a = k_0 n_s \cos \mathbf{g} \quad (1)$$

2002年12月20日收稿

\* 男 25岁 硕士生 主要从事集成光学声光滤波器方面的研究

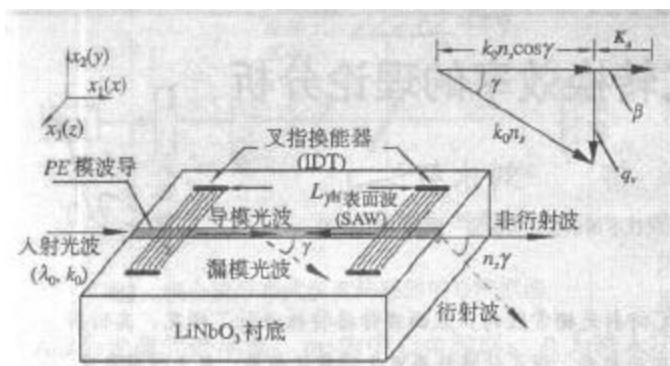


图1 共线声光相互作用质子交换铌酸锂波导几何结构图

式中  $b$ 、 $K_a$ 、 $V_a$ 和 $f_a$ 为入射光传播常数、声表面波传播常数、声表面波波速和频率。图1中,  $k_0 n_s \cos \gamma$ 是漏射波传播常数在 $x_1$ 方向的分量,  $g$ 为漏射光由波导进入衬底的偏转角。

由式(1)给出的入射波与漏射波之间的耦合会导致能量损失<sup>[1]</sup>, 同时因为漏射波不是波导的本征模式, 其传播区域随长度的增加呈指数增长, 所以直接利用耦合模理论无法求出结果, 因此可将入射波向漏射波的转换看作导模向连续谱辐射模的转换, 即可以利用耦合模理论进行求解<sup>[2]</sup>。

## 2 声表面波导致的折射率变化

声表面波与光波相互作用是实现机械运动与电磁场运动的相互转换, 利用联系两种运动形态的压电性能方程, 并考虑准电场近似和连续介质中的牛顿第二运动定律, 可以得到声表面波的基本方程

$$\begin{cases} \mathbf{r} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_j}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_k}{\partial x_i \partial x_l} = e_{kij} \frac{\partial^2 \mathbf{f}}{\partial x_i \partial x_k} & i, j, k, l = 1, 2, 3 \\ \mathbf{e}_{ik} \frac{\partial^2 \mathbf{f}}{\partial x_i \partial x_k} = e_{ikl} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_k}{\partial x_i \partial x_l} \end{cases} \quad (2)$$

式中  $\mathbf{u}_j$ 为质点位移矢量;  $c_{ijkl}$ 为弹性劲度系数张量;  $e_{kij}$ 为压电系数张量;  $\mathbf{e}_{ik}$ 为介电系数。

式(2)的平面波解不满足边界条件, 若振幅不随深度而衰减, 则不是声表面波, 所以其振幅必须具有一定的横向分布, 因此考虑下列类型的解<sup>[3]</sup>

$$\begin{cases} \mathbf{u}_k^{(m)} = \sum_p C_p^{(m)} A_k^{(p,m)} \exp[\mathbf{j} \mathbf{g}_p^{(m)} K_a x_2] \exp[\mathbf{j} K_a (x_1 + V_a t)] \\ \mathbf{f}^{(m)} = \sum_p C_p^{(m)} A_4^{(p,m)} \exp[\mathbf{j} \mathbf{g}_p^{(m)} K_a x_2] \exp[\mathbf{j} K_a (x_1 + V_a t)] \end{cases} \quad k=1,2,3 \quad (3)$$

式中  $A_k^{(p,m)}$ 为第 $m$ 层第 $p$ 阶分波不同方向上分量的振幅;  $\mathbf{g}_p^{(m)}$ 为第 $m$ 层振幅随深度衰减的指数因子(一般为复数),  $p$ 为分波数量, 对于导波层 $p$ 由1~8, 对于衬底层 $p$ 由1~4;  $C_p^{(m)}$ 为第 $m$ 层与 $p$ 阶分波相关的权重。通过选择一定的权重 $C_p^{(m)}$ , 可以使以上线性方程组满足相应的力学和电学边界条件<sup>[4]</sup>。应力产生的介电系数张量变化量与声表面波的机械和电学特性有关, 并由下式给出

$$[\Delta \mathbf{e}] = \frac{1}{2} [\Delta \mathbf{e}(x_2)] \exp(\mathbf{j} K_a x_1) + \text{c.c.} = \sum_{q=-1,1} [\Delta \mathbf{e}_q(x_2)] \exp(-\mathbf{j} q K_a x_1) \quad (4)$$

## 3 声光互作用模型

根据耦合模理论, 声光互作用区域中模场分布可写成导模和辐射模的总和

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x_1, x_2) = \sum_{m=0}^{M-1} A_m(x_1) \mathbf{E}_m(x_2) \exp(-\mathbf{j} \mathbf{b}_m x_1) + \int [a_u(x_1) \mathbf{E}_u(x_1) \exp(-\mathbf{j} \mathbf{b}_u x_1)] dq_u \quad (5)$$

式中  $M$ 为波导能激励起的导模数量以及连续谱辐射模的积分上限;  $A_m(x_1)$ 和 $a_u(x_1)$ 为第 $m$ 阶导模和第 $u$ 阶辐射模的振幅,  $\mathbf{b}_m$ 、 $\mathbf{b}_u$ 为沿 $x_1$ 方向的导模和辐射模传播常数;  $q_u$ 为第 $u$ 阶辐射模传播常数在 $x_2$ 方向上的分量。

利用耦合模方程(5)可推导出一组微分方程, 即可确定第 $n$ 阶导模的振幅与 $m$ 阶导模以及连续谱辐射模振幅之间的关系, 其微分方程如下

$$\begin{aligned} \frac{dA_n(x_1)}{dx_1} = & -\mathbf{j} \sum_{m=0}^{M-1} A_m(x_1) \sum_{q=-1,1} K_{mn}^{q*} \exp[+\mathbf{j}(\mathbf{j}(\mathbf{b}_n + qK_a - \mathbf{b}_m)x_1)] - \\ & \mathbf{j} \sum_{q=-1,1} \int [a_u x K_{un}^{q*} \exp(+\mathbf{j}(\mathbf{b}_n + qK_a - \mathbf{b}_u)x_1)] dq_u \quad n = 0, 1, 2, \dots, M-1 \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\frac{da_u(x_1)}{dx_1} = -j \sum_{m=0}^{M-1} A_m(x_1) \sum_{q=-1,1} [K_{um}^q \exp(-j(\mathbf{b}_m + qK_a - \mathbf{b}_u)x_1)] \quad (6b)$$

考虑导模  $A_m(x_1)$  的空间变化足够缓慢, 式(6b)可解得

$$a_u(x_1) = -j \sum_{m=0}^{M-1} A_m(x_1) \sum_{q=-1,1} \left\{ K_{um}^q \left[ \frac{\sin(\Delta_{um}^q)}{\Delta_{um}^q} \exp(j\Delta_{um}^q x_1) \right] \right\} \quad (7)$$

将式(7)代入式(6a)整理得

$$\frac{dA_n(x_1)}{dx_1} = -j \sum_{m=0}^{M-1} A_m(x_1) \left\{ \sum_{q=-1,1} K_{mn}^q \exp[+j(\mathbf{b}_n + qK_a - \mathbf{b}_m)x_1] - j\mathbf{a}_{mn}^q(x_1) \exp[j(\mathbf{b}_n - \mathbf{b}_m)x_1] - j\mathbf{a}_{mn}^{-q}(x_1) \exp[j(\mathbf{b}_n + 2qK_a - \mathbf{b}_m)x_1] \right\} \quad n=0,1,\dots,M-1 \quad (8)$$

#### 4 模式转换效率

式(8)中的微分方程描述了入射光波与共线声表面波之间的声光互作用, 其数值解可以计算出由于入射导模与连续谱辐射模之间耦合导致的能量损失, 其中入射导模转换为连续谱辐射模的效率为

$$\mathbf{h} = P_0 \left\{ 1 - \sum_{m=0}^{M-1} |A_m(L)|^2 \right\} \times 100\% \quad (9)$$

式中  $P_0$  为入射光功率;  $L$  为声光互作用长度。由式(1)可知不满足相位匹配条件导模间不会有足够的能量交换, 所以可以忽略导模与导模间的耦合, 故式(8)的微分方程可化简为

$$\frac{dA_0(x_1)}{dx_1} = -A_0(x_1) \mathbf{a}_u \quad (10)$$

式中  $A_0$  为与入射导模相关的归一化振幅, 其中

$$\mathbf{a}_u = |K_{u0}^{-1}|^2 \pi \cot g_u \quad (11)$$

式(10)入射导模(入射处有  $A_0(x_1=0)=1$ )的解为

$$A_0(x_1) = \exp(-\mathbf{a}_u x_1) \quad (12)$$

可以得到在总长为  $L$  的声光互作用区域中, 模式转换效率为

$$\mathbf{h} = \{1 - \exp(-2\mathbf{a}_u L)\} \times 100\% \quad (13)$$

利用自适应步长控制的龙格-库塔算法对式(8)的微分方程进行数值求解(声波功率密度由0~50 mW/mm)<sup>[5]</sup>, 根据计算结果可知对于导模-导模的模式转换效率小于  $10^{-4}\%$ , 因此可以将其忽略。由数值计算结果可知当波导深度为2.5  $\mu\text{m}$ , 声波频率为427 MHz, 对于波导深度为2.5  $\mu\text{m}$  的  $x$  切质子交换铌酸锂波导, 其模式转换效率最大, 令其波导长度为20 mm, 声驱动功率密度为10 mW/mm时, 由式(13)可以得到  $\text{TE}_0$   $\text{TM}_u$  转换效率可达47%。

#### 参 考 文 献

- [1] Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguide[M]. New York, Academic Press, 1991
- [2] Pesrov P V. Therole of radiation modes in planar acoustooptic interactoon[J]. Opt, Commun, 1985, 6: 90-99
- [3] Farnell G W, Adler E L. Elastic wave propagation in thin layer[J]. Physic Acoustic, 1972, 9: 35-127
- [4] Matteo A M, Passaro V M, High performance guide-wave acoustic-optic bragg cells in LiNbO<sub>3</sub> and GaAs-based structure[J]. IEEE Trans Ultrason, Ferroelect, Freq. Contr, 1996, 43: 270-279
- [5] Press W H, Teukolsky S A. The art of scientific computing[M]. Cambridge University Press[M]. 1992

编辑 徐培红