

# 铌酸锂波导电光重叠积分因子的波长 依赖特性分析\*

李金洋 逯丹凤 祁志美†

(中国科学院电子学研究所, 传感技术联合国家重点实验室, 北京 100190)

(2013年11月20日收到; 2013年12月20日收到修改稿)

通过测量铌酸锂(LN)单模波导在不同波长下的半波电压, 结合半波电压与电光重叠积分因子的依赖关系, 实验发现了LN单模波导电光重叠积分因子随波长增大而迅速减小. 另一方面, 通过数值求解法分别得出了LN单模波导在不同波长的导模场分布和调制电场分布以及二者的重叠积分因子, 在理论上获得了与实验数据十分近似的结果. 进一步的仿真分析指出LN单模波导电光重叠积分因子随波长增大而减小的规律主要来自于导模的光场中心随波长增大逐渐远离波导表面, 向低电场强度区域靠近. 这种电光重叠积分因子的波长依赖特性是导致LN波导半波电压随波长增大而非线性上升的原因之一, 它将为基于LN波导的器件的设计和 optimization 提供重要参考.

**关键词:** 铌酸锂波导, 电光重叠积分因子, 半波电压, 波长依赖关系

**PACS:** 78.20.Jq, 42.82.-m, 42.79.Ry, 02.60.Cb

**DOI:** 10.7498/aps.63.077801

## 1 引言

铌酸锂(LN)集成光波导具有体积小、传输损耗小、抗环境干扰、制作方便、电光系数高等优点, 被广泛应用于光调制<sup>[1]</sup>、光开关<sup>[2,3]</sup>、波长转换<sup>[3,4]</sup>、偏振控制<sup>[5]</sup>、通信码型转换<sup>[6]</sup>、量子保密通信<sup>[7]</sup>、微光谱仪<sup>[8]</sup>、生化传感<sup>[9]</sup>和多种物理量的测量, 如温度、压力、电流、电压、电场、磁场等<sup>[10-14]</sup>. 因此, 近20年来, 国际上广泛开展了对LN集成光波导特性的研究, 研究方向包括波导折射率分布<sup>[15-17]</sup>、模式截止条件<sup>[18]</sup>、耦合损耗<sup>[19]</sup>和电光重叠积分因子等<sup>[11,20-24]</sup>. 其中, 电光重叠积分因子反映了给定取向的调制电场与对应的偏振光场在空间上的重叠情况, 是影响LN波导中导波光相位随调制电场变化幅度的重要因素. 为了获得更好的电光调制效率, 如何控制和提高电光重叠积分因子是国内外研究的重要课题. 目前, 对于LN集成光波导

电光重叠积分因子的研究主要集中于单一通信波长下电极和波导参数对电光重叠积分因子的影响. Marcuse<sup>[20]</sup>, Kim等<sup>[21]</sup>和Becker等<sup>[22]</sup>曾分别报道当波导向电极边缘靠近时, 电光重叠积分因子会在一定程度上得到提高. Yim等<sup>[11]</sup>认为将电极埋入LN基底表面可以更好地通过调节电极参数对电光重叠积分因子进行控制. Chang<sup>[23]</sup>和Wu<sup>[24]</sup>等分别讨论了通过采用脊形波导和脊侧电极提高电光重叠积分因子的方法.

但需要指出的是, 随着LN集成光波导应用领域的不断扩展, 其适用范围不再局限于单一通信波长, 例如基于LN波导的传感器需要根据被探测参量和工作条件选取合适的波长<sup>[11]</sup>, 傅里叶微光谱仪可以对一定波长范围内的光信号进行光谱识别<sup>[8]</sup>. 因此, 研究电光重叠积分因子在不同波长下的分布有助于更好地设计和优化基于LN集成光波导的各种器件. 在这种情况下, 本文在近红外范围内开展了对LN集成光波导电光重叠积分因子波长

\* 国家自然科学基金(批准号: 61078039)、北京市自然科学基金(批准号: 3131001)、国民核生化灾害防护国家重点实验室开放基金(批准号: SKLNBC2012-01K2)和中国科学院科研装备研制项目(批准号: YZ201106)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhimei-qi@mail.ie.ac.cn

依赖关系的研究,一方面在实验上得到了电光重叠积分因子随波长变化的关系,另一方面采用数值计算方法对不同波长下的电光重叠积分因子进行模拟仿真,得到了与实验数据相似的结果.仿真结果很好地解释了电光重叠积分因子随波长的变化规律.

## 2 电光重叠积分因子的实验测量

### 2.1 测量原理

对于LN波导,为获得较强的电光效应,通常使用偏振方向平行于LN晶体光轴( $z$ 轴)的导波光.在这种情况下,波导的折射率仅受调制电场的 $z$ 向分量影响,因此电光重叠积分因子( $\Gamma$ )可以表示为<sup>[11,21-24]</sup>

$$\Gamma = \frac{g}{V} \frac{\iint |E_{\text{op}}|^2 E_z dA}{\iint |E_{\text{op}}|^2 dA}, \quad (1)$$

其中, $E_{\text{op}}$ 是偏振方向平行于 $z$ 轴的导模的电场强度, $E_z$ 是调制电场在 $z$ 轴方向上的分量, $A$ 为波导横截面, $g$ 为电极间距, $V$ 为外加电压.

虽然电光重叠积分因子可以通过(1)式得到,但是一般很难直接对波导内导模场分布和调制电场分布进行测量.与之相反的是,作为衡量调制电场改变时波导中导波光相位变化幅度的参数,半波电压( $V_\pi$ )可以在实验上较容易地得到.当改变施加在电极上的外加电压时,泡克耳斯效应引起的折射率改变量随调制电场 $z$ 向分量的强度线性变化.参与导模有效折射率变化的调制电场比例取决于电场 $z$ 向分量和偏振光场在空间上的重叠状态,导模有效折射率改变量( $\Delta N$ )可以写作

$$\Delta N = \Gamma \cdot \frac{1}{2} \gamma_{33} n_e^3 (V/g), \quad (2)$$

其中, $n_e$ 和 $\gamma_{33}$ 分别为LN晶体在 $z$ 向偏振光下的折射率和电光系数.导模有效折射率变化会导致导波光相位改变.导波光相位变化 $\pi$ 所对应的外加电压改变量,即半波电压可表示为

$$V_\pi = \frac{\lambda g}{n_e^3(\lambda) \gamma_{33}(\lambda) \Gamma(\lambda) L}, \quad (3)$$

其中, $\lambda$ 为波长, $L$ 为电极长度.作为LN晶体的典型光学常数, $n_e$ 和 $\gamma_{33}$ 的波长依赖关系分别由文献<sup>[17]</sup>和文献<sup>[25]</sup>给出

$$n_e = \left( \frac{2.9804\lambda^2}{\lambda^2 - 0.02047} + \frac{0.5981\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0666} \right)^{1/2} \quad (\lambda : \mu\text{m}), \quad (4)$$

$$+ \frac{8.9543\lambda^2}{\lambda^2 - 416.08} + 1)^{1/2} \quad (\lambda : \mu\text{m}), \quad (4)$$

$$\gamma_{33} = 27.04426 + \frac{7.50588}{\lambda^2 + 3.90008} + \frac{0.75161}{\lambda^2 - 0.05138} \quad (\lambda : \mu\text{m}), \quad (5)$$

因此,通过测量LN集成光波导半波电压在不同波长下的分布,即可通过(3),(4),(5)式得到电光重叠积分因子的波长依赖关系.

### 2.2 实验过程

作为研究影响相位变化参数的主要方法之一,马赫-曾德尔(M-Z)干涉法将相位变化转化为干涉光强度的周期变化<sup>[26]</sup>.基于这种方法,本文采用JDSU公司提供的LN电光调制器,从实验上对LN集成光波导中半波电压在不同波长下的分布进行了研究.LN电光调制器由 $x$ 切割 $y$ 传播Ti扩散LN波导构成的M-Z干涉仪和平面推挽电极组成,使用电场 $z$ 向分量对横电模(TE)进行调制.光信号通过光纤耦合进入M-Z干涉仪,经调制后干涉信号由另一侧光纤耦合输出.通过显微镜下的光学表征可以发现,LN电光调制器具有两段独立的电极.偏置(BIAS)电极直接与LN基底接触,而射频调制(RF)电极与LN基底间存在一层 $\text{SiO}_2$ 缓冲层.为了排除缓冲层的影响,实验中采用BIAS电极所对应的LN波导进行半波电压的测量.将RF电极短路,则LN电光调制器可以视为在LN基底上直接加载推挽电极的M-Z干涉仪,如图1所示, $M$ 和 $W$ 分别为位于两侧和中间的平面电极的宽度.通过显微镜表征可得,电极参数分别为 $L = 10 \text{ mm}$ ,  $g = 12 \mu\text{m}$ ,  $W = 16 \mu\text{m}$ ,  $M = 24 \mu\text{m}$ .

为得到不同波长下的半波电压,实验中采用波长分别为1064 nm, 1310 nm, 1390 nm, 1450 nm, 1490 nm, 1550 nm, 1590 nm和1653.7 nm的光纤输出分布式反馈(DFB)激光器作为单色光源.首先将DFB激光器的输出光通过光纤耦合进入LN电光调制器,使用光电探测器对电光调制器尾纤输出的干涉光信号进行探测,然后在BIAS电极上施加从-60 V到60 V变化的扫描电压.在此过程中,两干涉臂中导模有效折射率连续变化,导致LN电光调制器的输出光信号发生振荡.对扫描电压和光电探测器的输出响应同步采样,可以得到LN电光调制器输出光强随扫描电压变化的干涉图谱.对于工作波长为1310 nm及以上的激光器,干涉图谱表现为以单一频率周期振荡的正弦曲线;而对于波长

为1064 nm的激光器,干涉图谱表现为多个不同频率的正弦信号的叠加.这是由于在1064 nm下LN波导中同时存在多个具有不同光场分布的导模.不同的光场分布导致了导模间电光重叠积分因子的差异,从而使波导中不同导模在同一扫描电压作用下的相位变化频率不同.为避免高阶导模与基模间不同光场分布对电光重叠积分因子的影响,本文中仅对1310 nm及以上波长对应的信号进行分析

和讨论.由于LN电光调制器采用了推挽调制电极,构成对称干涉臂的两个LN波导在调制电场作用下的折射率变化共同使M-Z干涉仪两臂导模间的相位差发生改变,因此单个LN波导的半波电压对应于干涉仪输出光强变化1个周期时的外加电压改变量.图2为在 $\lambda = 1550$  nm下得到的干涉图谱,从中可以得到, LN波导在此波长下的半波电压为11.292 V.

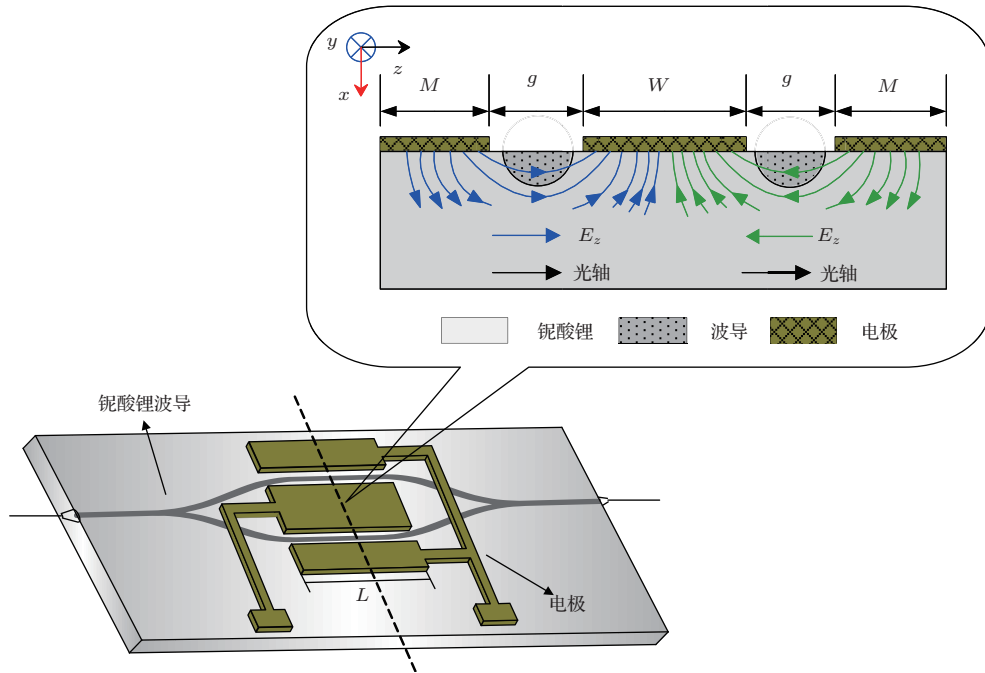


图1 在LN基底上直接加载推挽电极的M-Z干涉仪,带尾纤的M-Z干涉仪由x切割y传播Ti扩散LN波导构成

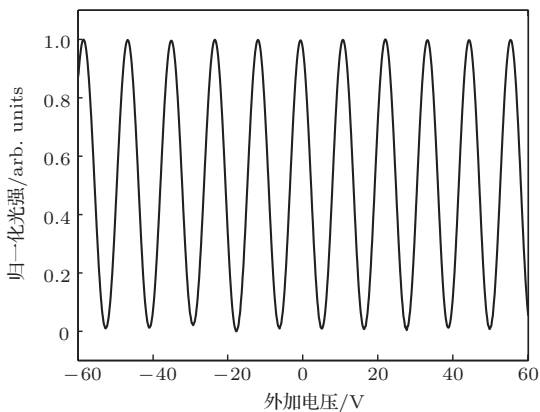


图2  $\lambda = 1550$  nm时LN电光调制器的归一化输出光强随外加电压的变化关系

由(4), (5)式可以知道,  $\lambda = 1550$  nm时  $n_e = 2.1381$ ,  $\gamma_{33} = 28.5549$ . 将  $n_e$ ,  $\gamma_{33}$ ,  $g$  和  $L$  代入(3)式,可计算得到电光重叠积分因子为  $\Gamma = 0.5902$ , 在文献报道范围以内<sup>[23,24]</sup>. 图3是在不同波长下

测得的LN波导的半波电压,半波电压随波长的增加而加速增大.代入对应波长下LN晶体的折射率、电光系数和电极参数,可以得到LN波导的电光重叠积分因子随波长的变化关系如图4所示.可以看出,电光重叠积分因子随波长的增加而迅速减小.

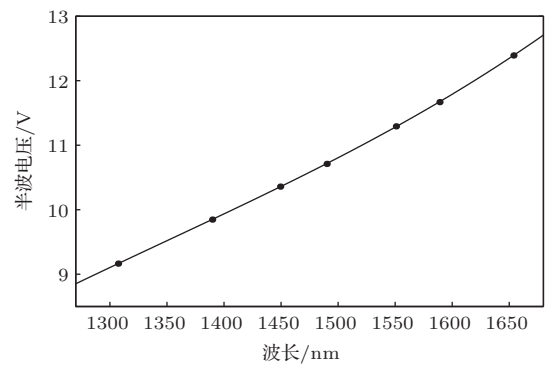


图3 不同波长下LN波导的半波电压

与LN晶体的折射率和电光系数相比,电光重叠积分因子随波长的变化幅度更为显著.由(4),(5)式可以得到,在1310 nm到1653.7 nm的波长范围内LN晶体的折射率和电光系数的变化量分别小于0.494%和1.32%,而电光重叠积分因子下降了3.77%.结合(3)式可以看出,电光重叠积分因子的波长依赖特性是导致LN波导半波电压随波长增大而非线性上升的一个重要原因.

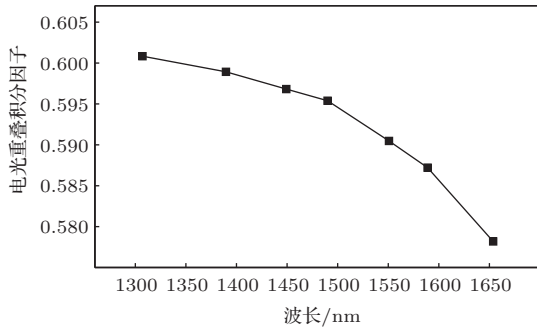


图4 LN波导电光重叠积分因子随波长的变化关系

### 3 数值仿真

为了更好地揭示电光重叠积分因子随波长的变化关系,本文采用数值计算方法对不同波长下的电光重叠积分因子进行了仿真分析.结合上述实验条件,本文以加载有平面推挽电极,由 $x$ 切割 $y$ 传播Ti扩散LN波导构成的M-Z干涉仪作为仿真模型进行讨论.由(1)式可知,电光重叠积分因子反映了调制电场 $z$ 向分量与TE模场在 $x$ - $z$ 平面上的重叠情况,可以通过在 $x$ - $z$ 平面上积分得到.在 $z$ 轴方向上的积分限是从 $-\infty$ 到 $+\infty$ ,在 $x$ 轴方向上则是从0(LN基底与空气层分界面)到 $+\infty$ (假设LN基底没有厚度限制),即只有LN基底中的调制电场 $z$ 向分量才能通过电光效应导致折射率的改变;考虑到TE模场被束缚在波导内,实际计算时可以仅在波导附近空间进行积分.

本文首先对调制电场 $z$ 向分量在波导附近的分布进行讨论.在调制电场变化频率较低的情况下,可以认为在推挽电极上施加的是静态电压.基于上述近似,本文采用超松弛迭代法<sup>[27]</sup>求解LN基底中的调制电场 $z$ 向分量.推挽调制电极结构如图1所示,选取电极参数分别为 $L = 10$  mm,  $g = 12$   $\mu\text{m}$ ,  $W = 16$   $\mu\text{m}$ ,  $M = 24$   $\mu\text{m}$ .图5为仿真得到的在外加电压 $V = 1$  V下的LN基底内的调制电场 $z$ 向分量,可以看出电场是左右反对称分布的,因此可以仅对 $z > 0$ 一侧波导附近的电场进行分析.与

文献[20—23, 28]报道一致,电场的最大值出现在电极边缘处,峰值为 $5.1 \times 10^5$  V/m.电场强度沿 $x$ 轴方向逐渐下降,远离电极后波导附近的电场 $z$ 向分量强度在 $z$ 轴上的分布趋于平缓.

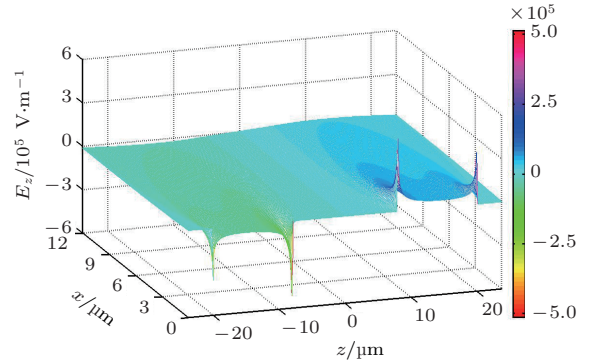


图5 外加电压 $V = 1$  V时LN基底中的调制电场 $z$ 向分量的强度分布, $x = 0$ 处为LN基底和空气层的分界面

另一方面,TE模场分布依赖于Ti扩散LN波导的折射率分布. $x$ 切割、 $y$ 传输的LN波导在TE模下由Ti扩散引入的折射率增量( $\Delta n_e$ )可表示<sup>[15,16,29]</sup>为

$$\Delta n_e(x, z) = \Delta n_e(0, z) \left[ 1 - 1.05 \tanh^2 \left( 1.035 \frac{x}{h_x} \right) \right], \quad (6)$$

其中, $h_x$ 为 $x$ 方向上的扩散深度, $\Delta n_e(0, z)$ 为波导表面折射率相对于LN基底的增量,可以表示为

$$\Delta n_e(0, z) = d_e(\lambda) C_0 J_e g(z), \quad (7)$$

其中, $J_e = 1.2 \times 10^{-23}$  cm<sup>3</sup>是Ti离子浓度与折射率增量间的映射参数, $d_e$ 是表面折射率增量在TE模下的色散因子, $C_0$ 是与LN波导中Ti离子总浓度相关的参量, $g(z)$ 为Ti离子浓度在横向上的分布,分别由下式给出:

$$d_e(\lambda) = \frac{0.839\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0645} (\lambda: \mu\text{m}), \quad (8)$$

$$C_0 = \tau / ah_x, \quad (9)$$

$$g(z) = \frac{1}{2} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{w/2 + z}{h_z} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{w/2 - z}{h_z} \right) \right], \quad (10)$$

式中, $a = 1.57 \times 10^{-23}$  cm<sup>3</sup>, $\tau$ 为初始Ti膜厚度, $w$ 为Ti膜的横向宽度, $h_z$ 为 $z$ 方向上的扩散深度.在任一方向的扩散深度( $h$ )可表示为扩散时间( $t$ )和在该方向扩散系数( $D$ )的函数 $h = 2\sqrt{D \cdot t}$ .这里 $D = D_0 \cdot \exp \left( -\frac{E_0}{k \cdot T} \right)$ , $T$ 为扩散温度, $k$ 为波尔兹

曼常数. 对于Ti在LN晶体 $z$ 方向和 $x$ 方向的扩散, 有  $D_{0z} = 2.6 \times 10^{10} \text{ mm}^2/\text{h}$ ,  $E_{0z} = 4.432 \times 10^{-19} \text{ J}$ ,  $D_{0x} = 1.35 \times 10^8 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{h}$ ,  $E_{0x} = 3.552 \times 10^{-19} \text{ J}$ . 由  $7 \text{ } \mu\text{m}$  宽、 $690 \text{ \AA}$  厚 Ti 条在  $1020 \text{ }^\circ\text{C}$  下扩散  $9 \text{ h}$  形成的 Ti 扩散埋入式 LN 波导, 在  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  下的折射率分布如图 6 所示.

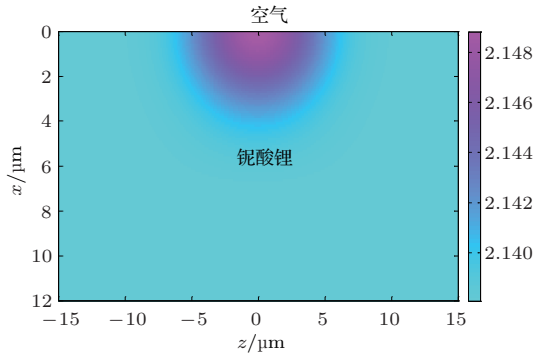


图 6 (网刊彩图)  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  时  $x$  切割  $y$  传播 Ti 扩散 LN 波导在 TE 模下的折射率分布

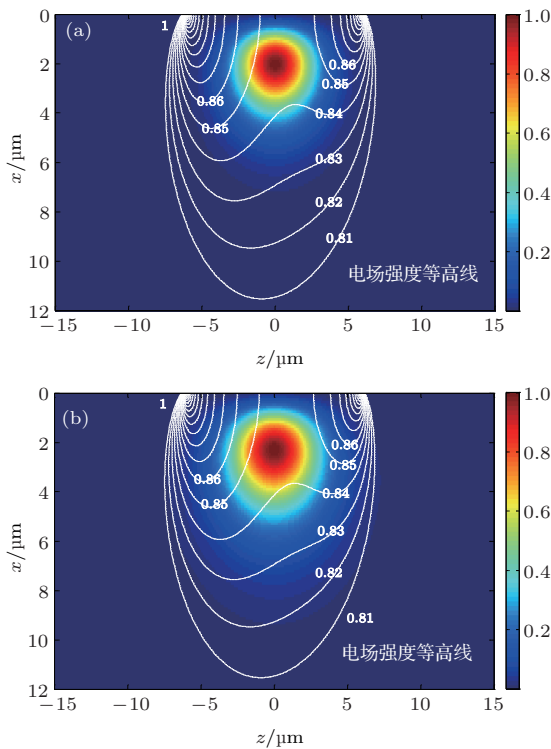


图 7 (网刊彩图) 在 (a)  $\lambda = 1310 \text{ nm}$  和 (b)  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  下 LN 波导  $x$ - $z$  平面内归一化  $\text{TE}_{00}$  模场强度和调制电场  $z$  向分量强度分布 (调制电场强度以对数坐标表示)

对于 Ti 扩散 LN 波导, 电光效应引入的折射率改变量远小于 Ti 扩散引入的折射率变化. 因此本文中近似认为, 在改变外加电压的同时, TE 模场分布保持不变, 并在此基础上通过使用半矢量有限差分法 [30] 对不同波长下的导模场分布进行了数值仿

真. 为了排除多模波导中高阶模式对电光重叠积分因子的影响, 本文在  $1300 \text{ nm}$  到  $1700 \text{ nm}$  范围内进行讨论. 仿真结果表明, 波导在上述波长范围内保持单模传输. 图 7(a) 和 (b) 分别为  $\lambda = 1310 \text{ nm}$  和  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  下的归一化  $\text{TE}_{00}$  模场强度和调制电场  $z$  向分量强度 (调制电场强度以对数坐标表示) 在 LN 波导  $x$ - $z$  平面上的分布, 其中电场  $z$  向分量强度等高线从场强最大值以 1% 的梯度下降.

从图 7(a) 和 (b) 中可以看出, 与在不同波长下保持一致的调制电场  $z$  向分量强度分布所不同的是,  $\text{TE}_{00}$  模场中心随波长的增大而逐渐远离波导表面, 同时导模场逐渐趋于发散. 这是由波导对导模的束缚能力随波长的增加而减弱导致的. 考虑调制电场  $z$  向分量和  $\text{TE}_{00}$  模场在 LN 波导  $x$ - $z$  截面上任意一点的重叠因子  $f_{\text{op}}$ , 有

$$f_{\text{op}}(x, z) = \frac{g}{V} \frac{|E_{\text{op}}(x, z)|^2 E_z(x, z)}{\iint |E_{\text{op}}(x, z)|^2 dx dz}. \quad (11)$$

对  $f_{\text{op}}$  在  $x$ - $z$  平面进行积分即可得到 LN 波导的电光重叠积分因子. 图 8 为通过 (11) 式在间距为  $0.1 \text{ } \mu\text{m}$  的均匀网格上得到的  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  下  $f_{\text{op}}$  在 LN 波导  $x$ - $z$  截面上的分布, 可以看出,  $f_{\text{op}}$  的最大值出现在光场中心附近, 并随光场强度的下降而急剧减小, 这是由于与  $\text{TE}_{00}$  模场重叠的调制电场  $z$  向分量的强度在  $x$ - $z$  平面上的变化相对平缓.

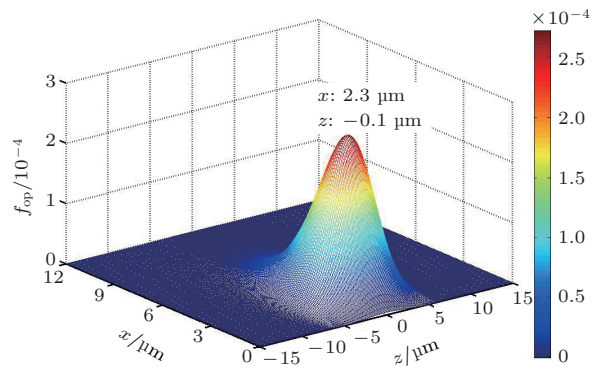


图 8 (网刊彩图)  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  时调制电场  $z$  向分量和  $\text{TE}_{00}$  模场重叠因子在 LN 波导  $x$ - $z$  截面上的分布

对  $f_{\text{op}}$  在  $x$ - $z$  平面上积分可以得到,  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  时的电光重叠积分因子为  $0.5934$ , 与实验结果比较接近. 这里仿真结果与实验数据的不同来源于数值计算的精度限制、波导折射率分布差异和电极参数测量误差. 图 9 为仿真得到的不同波长下的电光重叠积分因子, 可以看出, 随着波长的增大, 电光重叠积分因子加速减小, 与实验中得到的电光重叠积分因子随波长的变化趋势一致.

电光重叠积分因子随波长增大而下降的趋势主要来源于光场中心的移动. 在波长向截止波长靠近的过程中, 波导对导模的束缚能力急剧减弱, 光场中心逐渐远离波导表面, 向调制电场  $z$  向分量强度较低的区域移动, 如图 10 所示; 同时光场趋于发散, 光场中心强度下降, LN 基底外不参与  $f_{op}$  在  $x-z$  平面上积分的消逝场能量逐渐增大<sup>[31]</sup>, 共同导致电光重叠积分因子随波长的增大而迅速减小.

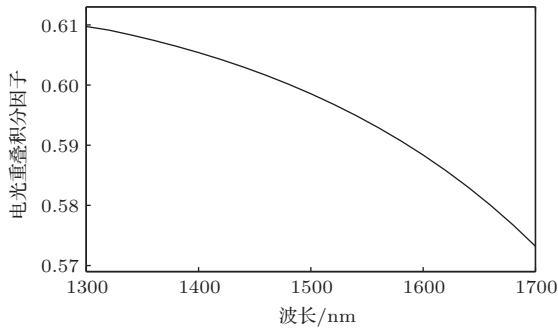


图9 数值仿真得到的电光重叠积分因子的波长依赖关系

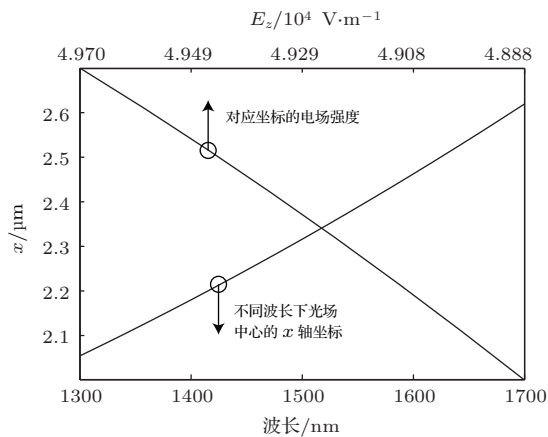


图10 TE<sub>00</sub> 模场中心随波长的变化及光场中心对应区域调制电场  $z$  向分量的强度

## 4 结 论

本文系统地研究了LN单模波导中电光重叠积分因子与波长的依赖关系. 一方面采用由LN波导构成的M-Z干涉型电光调制器, 测量了不同波长下LN波导的半波电压, 并根据LN波导半波电压与电光重叠积分因子之间的关系, 在实验上发现了LN波导的电光重叠积分因子随波长的增大迅速减小. 另一方面, 通过数值计算分别求解调制电场  $z$  向分量和TE<sub>00</sub>模场在LN波导横截面上的分布, 结合电光重叠积分因子的物理定义, 对不同波长下LN波导的电光重叠积分因子进行了仿真分析, 得到了与

实验结果一致的电光重叠积分因子随波长的变化趋势. 仿真结果表明调制电场  $z$  向分量的强度随着远离波导表面而衰减; 而随着波长的增大, 波导对导模的束缚能力减弱, TE<sub>00</sub>模场中心逐渐远离波导表面, 向调制电场  $z$  向分量强度较低的区域移动, 同时光场趋于发散, 光场中心强度下降, LN基底外消逝场逐渐增强. 光场中心移动和光场发散的共同作用解释了仿真和实验中得到的电光重叠积分因子随波长增大而加速减小的趋势. 电光重叠积分因子的波长依赖特性是导致LN波导半波电压随波长增大而非线性上升的重要原因之一, 为基于LN波导的器件的设计和优化提供了重要参考.

## 参考文献

- [1] Wooten E L, Kissa K M, Yi-Yan A, Murphy E J, Lafaw D A, Hallemeier P F, Maack D, Attanasio D V, Fritz D J, McBrien G J, Bossi D E 2000 *IEEE J.Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 69
- [2] Lee Y L, Eom T J, Shin W, Yu B A, Ko D K, Kim W K, Lee H Y 2009 *Opt. Express* **17** 10718
- [3] Xue T, Yu J, Yang T X, Ni W J, Li S C 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1521 (in Chinese)[薛挺, 于建, 杨天新, 倪文俊, 李世忱 2002 物理学报 **51** 1521]
- [4] Li G H, Jiang H L, Xu X Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 064201
- [5] Lin H Y, Ning J P, Geng F 2004 *Chin. Opt. Lett.* **2** 89
- [6] Wang D L, Sun J Q, Wang J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 252 (in Chinese)[汪大林, 孙军强, 王健 2008 物理学报 **57** 252]
- [7] Wei Z J, Wan W, Wang J D, Liao C J, Liu S H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094216 (in Chinese)[魏正军, 万伟, 王金东, 廖常俊, 刘颂豪 2011 物理学报 **60** 094216]
- [8] Bentini G G, Bianconi M, Cerutti A, Chiarini M, Pennestr G, Sada C, Argiolas N, Bazzan M, Mazzoldi P 2007 *Opt. Laser Eng.* **45** 368
- [9] Chen F, Liu R P, Qi Z M 2011 *Acta Optica Sinica* **31** 513001 (in Chinese) [陈方, 刘瑞鹏, 祁志美 2011 光学学报 **31** 513001]
- [10] Grusemann U, Zeitner B, Rottschalk M, Ruske J P, Tünnermann A, Rasch A 2002 *Appl. Opt.* **41** 6211
- [11] Yim Y S, Shin S Y 1998 *Opt. Commun.* **152** 225
- [12] Miyakawa T, Nishikawa K, Nishida K 2005 *Electron. Commun. Jpn. Part 2* **88**(4) 18
- [13] Yang Y J, Chen F S, Sun B 2006 *Chin. Opt. Lett.* **4** 110643
- [14] Jung H S 2012 *J. Opt. Soc. Korea* **16** 47
- [15] Strake E, Bava G P, Montrosset I 1988 *J. Lightwave Technol.* **6** 1126
- [16] Fouchet S, Carencio A, Daguët C, Guglielmi R, Riviere L 1987 *J. Lightwave Technol.* **LT-5** 700
- [17] Zelmon D E, Small D L, Jundt D 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3319

- [18] Lang T, Thévenaz L, Ren Z B, Robert P 1994 *Meas. Sci. Technol.* **5** 1124
- [19] Lee H Y, Yang W S, Kim W K 2004 *J. Opt. Soc. Korea* **8** 90
- [20] Marcuse D 1982 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18** 393
- [21] Kim C M, Ramaswamy R V 1989 *J. Lightwave Technol.* **7** 1063
- [22] Becker R A, Kincaid B E 1993 *J. Lightwave Technol.* **11** 2076
- [23] Chang S J, Tsai C L, Lin Y B, Liu J F, Wang W S 1999 *J. Lightwave Technol.* **17** 843
- [24] Wu Y K, Wang W S 2008 *J. Lightwave Technol.* **26** 286
- [25] Yonekura K, Jin L, Takizawa K 2008 *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 5503
- [26] Toro J A de, Serrano M D, Cabañes A G, Cabrera J M 1998 *Opt. Commun.* **154** 23
- [27] He H Y 2004 *Calculation Method for Electro-magnetic Field in Matlab* (Wuhan: Huazhong University of Science & Technology Press) p100 (in Chinese) [何红雨 2004 电磁场数值算法与 Matlab 实现 (武汉: 华中科技大学出版社) 第 100 页]
- [28] Chen J J, Li Z, Zhang J S, Gong Q H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5893 (in Chinese) [陈建军, 李智, 张家森, 龚旗煌 2008 物理学报 **57** 5893]
- [29] Li J Y, Yao Y Q, Wu J J, Qi Z M 2013 *Acta Optica Sinica* **33** 196 (in Chinese) [李金洋, 要彦清, 吴建杰, 祁志美 2013 光学学报 **33** 196]
- [30] Kawano K, Kitoh T 2001 *Introduction to Optical Waveguide Analysis* (New York: John Wiley & Sons) p-p117-164
- [31] Cao Z Q 2007 *Wave guiding Optics* (Beijing: Science Press) p26 (in Chinese) [曹庄琪 2007 导波光学 (北京: 科学出版社) 第 26 页]

## Analyses of wavelength dependence of the electro-optic overlap integral factor for LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides\*

Li Jin-Yang Lu Dan-Feng Qi Zhi-Mei<sup>†</sup>

(State Key Laboratory of Transducer Technology, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

( Received 20 November 2013; revised manuscript received 20 December 2013 )

### Abstract

Wavelength dependence of the electro-optic overlap integral factor ( $\Gamma$ ) for a single-mode LiNbO<sub>3</sub> (LN) channel waveguide was analyzed experimentally and theoretically. By measuring the half-wave voltage ( $V_{\pi}$ ) of the LN waveguide at different wavelengths and then substituting the measured values into a formula that describes the relationship between  $V_{\pi}$  and  $\Gamma$ , the quantitative dependence of  $\Gamma$  on wavelength was obtained; and it showed that  $\Gamma$  rapidly decreases with increasing wavelength. On the other hand, numerical simulations of the modulating electric field distribution, the modal field distribution, and  $\Gamma$  at different wavelengths were carried out; the calculated relationship between  $\Gamma$  and wavelength is in good agreement with the measured results. Further simulations indicate that as the wavelength increases, the center of the modal field profile gradually moves toward the weak electric field side from the waveguide surface, thus leading to a smaller  $\Gamma$  at a longer wavelength. Such a relationship between  $\Gamma$  and wavelength is partially responsible for the nonlinear dependence of  $V_{\pi}$  on wavelength obtained experimentally. This would be useful for designing and optimization of LN waveguide-based devices.

**Keywords:** LiNbO<sub>3</sub> waveguide, electro-optic overlap integral factor, half-wave voltage, wavelength dependence

**PACS:** 78.20.Jq, 42.82.-m, 42.79.Ry, 02.60.Cb

**DOI:** 10.7498/aps.63.077801

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61078039), the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 3131001), the State Key Laboratory of NBC Protection for Civilian (Grant No. SKLNBC2012-01K2), and the Research Equipment Development Project of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. YZ201106).

† Corresponding author. E-mail: zhimei-qi@mail.ie.ac.cn