第 54 卷 第 1 期 2005 年 1 月
1000-3290/2005/54(01)/0134-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54, No.1, January, 2005

双轴晶体电光调制器的最优设计*

吴丹丹 佘卫龙†

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2004 年 2 月 2 日收到; 2004 年 4 月 2 日收到修改稿)

运用新的线性电光效应的耦合波理论,对双轴晶体 KTP 电光调制器的温度特性进行了理论研究.找到了一个入射光波矢的方向,在该方向上,出射光光强不随温度的变化而变化,而且此方向在一定的角度范围内变动,温度的稳定性是可以保持的.还进一步对晶体的通光长度和外加电场的方向进行了筛选,实现了双轴晶体 KTP 电光调制器的最优设计.

关键词:电光效应, 耦合波理论, 电光调制器, 最优设计

PACC: 4265, 7820J, 4280S

1. 引 言

电光调制是重要的光信号调制方法之一,它可以实现对光波的相位、强度、频率以及偏振状态的调制.因此,在实验和工程中,电光调制有着非常广泛的应用.例如,它已被应用于电光开关[1,2],光波偏振状态的检测[3],及晶体电光系数、高电压等的测量[4,5].它还被应用到激光通讯[6]以及其他很多领域[7—12].

现有的电光调制器大多是以线性电光效应为物理基础的.由于折射率椭球理论[13]的直观和简洁,长期以来它被广泛应用于电光调制的各种理论分析中.此理论最关键的一步是使加电场后的折射率椭球方程主轴化.对单轴晶体来说,这已经是一项困难的工作,对双轴晶体其困难就更大.受此理论适应性的限制,现有电光调制器存在种种不足.首先,由于使加电场后的双轴晶体或低对称性晶体的折射率椭球方程主轴化往往难于单轴晶体,人们就不得不舍弃某些电光系数大且其他综合性能较好的双轴晶体或低对称性晶体材料,而趋向于用单轴晶体或立方晶体材料作为电光材料.其次,入射光场和外加电场的方向都只能限制在某些特殊的方向上.这样,对于一种已经选定的电光材料,有些大的电光系数常常没有被用上,也就不能获得最大的调制深度或尽可能小的半波电压.最后,入射光波矢方向和外加电场方向之间的夹角不能任意变化,导致现有的调制器采用的大多是纵向调制或横向调制[13]的方式.纵向调制要求电极做成特殊结构,且不能通过改变晶体长度来改变电光延迟.横向调制虽然可以克服这些弱点,但它因自然双折射的影响,对温度的变化极为敏感.为此,人们提出了各种改进型调制器.例如温度补偿型调制器、推挽型组合调制器、偏振光旋转反射型调制器[13]等.这些新的调制器虽然克服了温度敏感性的问题,但它们会引起入射光的损耗或者存在技术实现上的困难.

本文以 She 等人提出的线性电光效应的耦合波理论[14]为基础,借助数值分析方法,详细地分析了双轴晶体 KTP 的电光调制特性.结果找到一个入射光方向,在该方向上,出射光的光强几乎不随温度的变化而变化,并且在该方向附近,角度在一定的范围内是可调的.在此基础上,我们对外加电场的方向和晶体的通光长度进行最优设计,找到了一个恰当的外加电场方向和合适的晶体通光长度.这一设计给出的出射光光强几乎不随温度的变化而变化,零场泄漏接近零,且半波电压相对较小.

2. 基本理论

设晶体中光场场强的两个独立的垂直分量分别

* 国家自然科学基金(批准号:10074082, 10374121)、广东省自然科学基金(批准号:001192, 031567)资助的课题.

† 通讯作者.

为 $E_1(r)$，$E_2(r)$，外加场强为 $E(0)$，且

$$\boldsymbol{E}_1(r) = E_1(r)\boldsymbol{a}, \tag{1a}$$

$$\boldsymbol{E}_2(r) = E_2(r)\boldsymbol{b}, \tag{1b}$$

$$\boldsymbol{E}(0) = E_0\boldsymbol{c}. \tag{1c}$$

这里 $\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{b}=0$，$\boldsymbol{a}$，$\boldsymbol{b}$，$\boldsymbol{c}$ 为单位向量，在双轴晶体中，建立主轴坐标系 xyz，则 $\boldsymbol{a}$，$\boldsymbol{b}$ 可分别表示为[15]

$$\boldsymbol{a} = \begin{bmatrix} \cos\theta\cos\varphi\cos\delta - \sin\varphi\sin\delta \\ \cos\theta\sin\varphi\cos\delta + \cos\varphi\sin\delta \\ -\sin\theta\cos\delta \end{bmatrix}, \tag{2}$$

$$\boldsymbol{b} = \begin{bmatrix} -\cos\theta\cos\varphi\sin\delta - \sin\varphi\cos\delta \\ -\cos\theta\sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta \\ \sin\theta\sin\delta \end{bmatrix}. \tag{3}$$

这里

$$\cot\delta = \frac{\cot^2\left[\dfrac{n_x^2}{n_z^2}\left(\dfrac{n_z^2-n_y^2}{n_y^2-n_x^2}\right)\right]\sin^2\theta - \cos^2\theta\cos^2\varphi + \sin^2\varphi}{\cos\theta\sin(2\varphi)},$$

其中 θ 为入射光波矢 $\boldsymbol{k}$ 与晶体光轴（z 轴）的夹角，φ 为 $\boldsymbol{k}$ 在 xoy 面上的射影与 x 轴的夹角．n_x，n_y，n_z 分别为晶体的主折射率．若设 $\boldsymbol{c}$ 与 z 轴的夹角为 α，$\boldsymbol{c}$ 在 xoy 面上的射影与 x 轴的夹角为 ψ，则 $\boldsymbol{c}$ 可表示为

$$\boldsymbol{c} = \begin{bmatrix} \sin\alpha\cos\psi \\ \sin\alpha\sin\psi \\ \cos\psi \end{bmatrix}. \tag{4}$$

根据耦合波理论[14]，晶体的有效电光系数定义为

$$\gamma_{\text{eff1}} = \sum_{j,k,l}(\varepsilon_{jj}\varepsilon_{kk})(a_j\gamma_{jkl}b_kc_l), \tag{5a}$$

$$\gamma_{\text{eff2}} = \sum_{j,k,l}(\varepsilon_{jj}\varepsilon_{kk})(a_j\gamma_{jkl}a_kc_l), \tag{5b}$$

$$\gamma_{\text{eff3}} = \sum_{j,k,l}(\varepsilon_{jj}\varepsilon_{kk})(b_j\gamma_{jkl}b_kc_l), \tag{5c}$$

式中 γ_{jkl} 为晶体的电光张量元，$\varepsilon_{jj}=n_{jj}^2$，$\varepsilon_{kk}=n_{kk}^2$，$j$，$k$，$l=1,2,3$，进一步定义

$$d_1 = \frac{k_0}{2n_1}\gamma_{\text{eff1}}E_0, \tag{6a}$$

$$d_2 = \frac{k_0}{2n_1}\gamma_{\text{eff2}}E_0, \tag{6b}$$

$$d_3 = \frac{k_0}{2n_2}\gamma_{\text{eff1}}E_0, \tag{6c}$$

$$d_4 = \frac{k_0}{2n_2}\gamma_{\text{eff3}}E_0. \tag{6d}$$

$$\Delta k = k_2 - k_1 = k_0(n_2 - n_1), \tag{7a}$$

$$\mu = \frac{\sqrt{(\Delta k + d_2 - d_4)^2 + 4d_1d_3}}{2} \tag{7b}$$

$$\gamma = \frac{d_4 - d_2 - \Delta k}{2}, \tag{7c}$$

$$\beta = \frac{\Delta k - d_2 - d_4}{2}, \tag{7d}$$

其中 k_0 是入射光在真空中的波矢大小，n_1，n_2 是入射光在晶体中传播所对应的两个折射率．根据菲涅耳法线方程[16]，在双轴晶体中，它们可分别表示为

$$\begin{aligned}\frac{1}{n_1^2} = {} & \frac{1}{2}\left(\frac{1-\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}{n_x^2} + \frac{1-\sin^2\theta\cdot\sin^2\varphi}{n_y^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_z^2}\right) \\ & + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{1-\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}{n_x^2} + \frac{1-\sin^2\theta\cdot\sin^2\varphi}{n_y^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_z^2}\right)\right. \\ & \left. - 4\left(\frac{\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}{n_y^2n_z^2} + \frac{\sin^2\theta\cdot\sin^2\varphi}{n_z^2n_x^2} + \frac{\cos^2\theta}{n_x^2n_y^2}\right)\right]^{1/2},\end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{n_2^2} = {} & \frac{1}{2}\left(\frac{1-\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}{n_x^2} + \frac{1-\sin^2\theta\cdot\sin^2\varphi}{n_y^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_z^2}\right) \\ & - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{1-\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}{n_x^2} + \frac{1-\sin^2\theta\cdot\sin^2\varphi}{n_y^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_z^2}\right)\right. \\ & \left. - 4\left(\frac{\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}{n_y^2n_z^2} + \frac{\sin^2\theta\cdot\sin^2\varphi}{n_z^2n_x^2} + \frac{\cos^2\theta}{n_x^2n_y^2}\right)\right]^{1/2}.\end{aligned} \tag{9}$$

入射光光强的两个独立的垂直分量在晶体的入射端面设为 $E_1(0)$，$E_2(0)$，在出射端其表达式可写成[14]

$$E_1(\omega) = E_1(r)e^{ik_1r} = \rho_1(r)e^{i(k_1+\beta)r}e^{i\phi_1(r)}, \tag{10}$$

$$E_2(\omega) = E_2(r)e^{ik_2r} = \rho_2(r)e^{i(k_1+\beta)r}e^{i\phi_2(r)}, \tag{11}$$

其中

$$\rho_1(r) = \sqrt{E_1^2(0)\cos^2(\mu r) + \left[\frac{\gamma E_1(0) - d_1E_2(0)}{\mu}\right]^2\sin^2(\mu r)}, \tag{12a}$$

$$\phi_1(r) = \arg\left[E_1(0)\cos(\mu r) + i\,\frac{\gamma E_1(0) - d_1E_2(0)}{\mu}\sin(\mu r)\right], \tag{12b}$$

$$\rho_2(r) = \sqrt{E_2^2(0)\cos^2(\mu r) + \left[\frac{\gamma E_2(0) + d_3E_1(0)}{\mu}\right]^2\sin^2(\mu r)}, \tag{12c}$$

$$\phi_2(r) = \arg\left[E_2(0)\cos(\mu r) + i\,\frac{-\gamma E_2(0) - d_3E_1(0)}{\mu}\sin(\mu r)\right]. \tag{12d}$$

对于正交偏振器系统,电光调制器的出射光光强表示为

$$I_{out} = \frac{\rho_1^2(r) + \rho_2^2(r) - 2\rho_1(r)\rho_2(r)\cos[\phi_1(r) - \phi_2(r)]}{2}. \tag{13}$$

这一理论的最大优点是可以给出光在任意方向的外加电场作用下沿任意方向传播时出射光光强的表达式. 下面以 KTP 晶体为例,说明利用该理论方法实现双轴晶体电光调制器的最优化设计.

3. 双轴晶体 KTP 电光调制器的最优设计

一般地,衡量电光调制器好坏的标准主要有三个方面 温度稳定性、零场泄漏和半波电压. 要实现晶体的最优设计也应从这三方面考虑.

3.1. 温度稳定性的研究

光在双轴晶体中传播,两个相互正交的偏振模式间的相对相位延迟为

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_1 - n_2)L, \tag{14}$$

其中 L 为晶体通光方向上的长度,λ_0 为入射光在真空中的波长. 当温度发生变化时,在无热致静态相位延迟[17]方向上有

$$\frac{\partial n_1}{\partial T} - \frac{\partial n_2}{\partial T} + \xi(n_1 - n_2) = 0, \tag{15}$$

其中 T 为温度,ξ 为晶体的热胀系数,类似文献[17]的处理方法,忽略热膨胀的影响,有

$$\frac{\partial n_1}{\partial T} - \frac{\partial n_2}{\partial T} = 0. \tag{16}$$

KTP 晶体属于 2mm 点群. 根据晶体本身具有的对称性,只需要研究 θ 和 φ 在 0 到 0.5π 内变化时出射光光强的温度稳定性. 根据文献[18],KTP 晶体在入射光的波长为 $1\mu m$ 且温度为室温时,三个主折射率分别为 $n_x = 1.7416$,$n_y = 1.7496$,$n_z = 1.8323$,三个温度系数分别为 $\Delta n_x = 1.1\times10^{-5}℃^{-1}$,$\Delta n_y = 1.3\times10^{-5}℃^{-1}$,$\Delta n_z = 1.6\times10^{-5}℃^{-1}$. 考虑温度的影响,$n_1$,$n_2$ 就变成温度的函数. KTP 晶体的非零电光系数[18]为 $\gamma_{13} = 9.5\times10^{-12}m\cdot V^{-1}$,$\gamma_{23} = 15.7\times10^{-12}m\cdot V^{-1}$,$\gamma_{33} = 36.3\times10^{-12}m\cdot V^{-1}$,$\gamma_{42} = 9.3\times10^{-12}m\cdot V^{-1}$,$\gamma_{51} = 7.3\times10^{-12}m\cdot V^{-1}$. 另外,不妨设 $E_1(0) = E_2(0) = 1V/m$,把各表达式及数据代入(13)式和(16)式,并借助计算机计算,可以找出一系列符合温度稳定条件的 θ,φ 值. 我们选取了其中的一组结果($\theta = 0.229\pi$,$\varphi = 0.01\pi$)进行讨论.

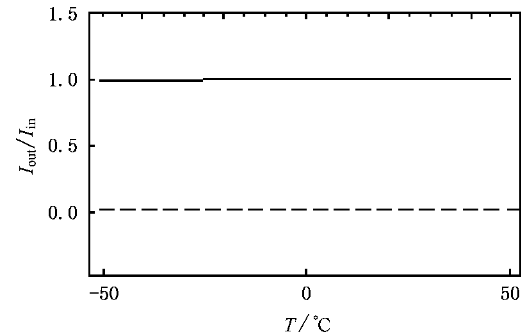

图 1 $\theta = 0.229\pi$,$\varphi = 0.01\pi$ 时出射光强与入射光强的比值随温度变化的关系图(实线为半波电压对应的情况,虚线为外加电场为 0 的情况)

图 1 表示的是不同外加电场所对应的出射光强随温度的变化关系图,其中 I_{in} 为光束在入射端面的光强. 从图 1 可以看出,在所选方向上,温度在 −50℃到 50℃的范围内变化时,对出射光光强几乎无影响. 此外,数值结果表明,在其他一些方向上出射光强受温度变化的影响很大,其中一例如图 2 所示.

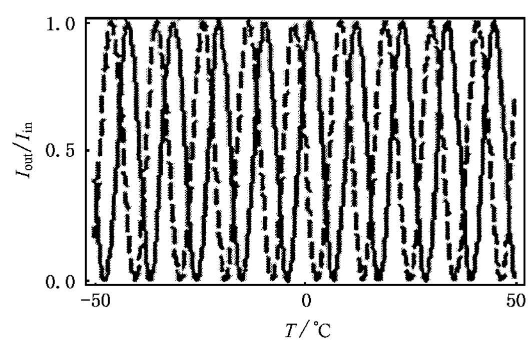

图 2 $\theta = 0.01\pi$,$\varphi = 0.09\pi$ 时出射光强与入射光强的比值随温度变化的关系图(实线为半波电压对应的情况,虚线为外加电场为 0 的情况)

我们还发现,当 $\theta = 0.229\pi$,φ 在 0 到 0.013π 的范围内变化时,调制器的温度稳定性比较好,如图 3 所示.

所以,若 θ 取 0.229π,φ 在一定范围内是可调的,从而降低了实验实现的难度. 这样,仅仅通过角度调节就找到调制器温度稳定的方向,解决了以前严重困扰电光调制器的温度敏感性问题. 同时,此器件只采用一块晶体,也不需要加 $\frac{1}{2}\lambda$ 波片或 $\frac{1}{4}\lambda$ 波片,从而避免了运用两块晶体进行温度补偿所带来

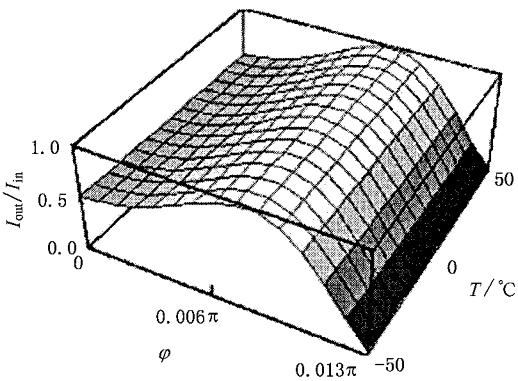

图 3　出射光强与入射光强的比值随 φ 和温度 T 的变化关系图 ($\theta=0.229\pi$)

的技术实现上的困难和由于加波片时引起的光能量的损耗.

3.2. 调节晶体的通光长度 L 以减小零场泄漏

零场泄漏(即外加电场为 0 时的出射光光强)当然是越小越好,在电光开关中这一点尤为重要.在外加电场为 0 时,出射光光强可表示为

$$I_{out} = I_{in}\sin\frac{\Gamma}{2},\tag{17}$$

其中 Γ 的表达式如(14)式所示.n_1,n_2 的值如(8),(9)式.从(17)式可以看出,Γ 的值越接近 $2m\pi$($m=0,1,2,\cdots$),零场泄漏越小.这样通过计算机计算,同样可以得出一系列的使得零场泄漏很小的 L 值.考虑到 L 值会对半波电压的大小产生影响,把这些 L 值代入到(13)式中分别观察这些影响.兼顾到此两方面,我们最终选取了 $L=2.43$cm.当 $L=2.43$cm 时,零场泄漏几乎为零,它与入射光的光强值之比小于 0.0009.如果实际情况要求零场泄漏更小,可以选取其他的 L 值,但是可能要以更大的半波电压为代价.总之,可以根据实际需要来权衡两方面的情况以决定 L 的取值.至此,解决了电光调制器的又一至关重要问题.

3.3. 调节外加电场的方向以获得最小的半波电压

这里充分运用耦合波理论可以给出光在任意方向的外加电场的作用下沿任意方向传播时出射光光强的表达式的优点,使调制方式不再局限于横向调制或纵向调制,而是让外加电场方向在整个晶体中任意转动,来寻找最小半波电压所对应的外加电场方向.最后得出在 $\varphi=0.01\pi$,$\theta=0.229\pi$,$L=2.43$cm 的情况下,当 $\alpha=0.76\pi$,$\psi=0.03\pi$ 时,达到最大输出光强所需的外加电场值最小,为 6400V/cm.此时,输出输入光强之比为 0.9951.将此设计结果用于波导型电光调制器,若选波导宽度为 20μm,则其半波电压为 12.8V.至此,可以作出 $\theta=0.229\pi$,$\varphi=0.01\pi$,$L=2.43$cm,$\alpha=0.76\pi$,$\psi=0.03\pi$ 时出射光强与入射光强的比值随外加电场 E_0 的变化曲线图,其结果如图 4 所示.

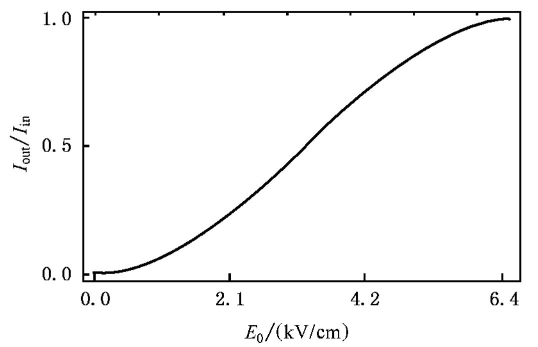

图 4　$\theta=0.229\pi$,$\varphi=0.01\pi$,$L=2.43$cm,$\alpha=0.76\pi$,$\psi=0.03\pi$ 时,出射光强与入射光强的比值随外加电场 E_0 的变化曲线

从图 4 可以看出,E_0 在 1.5×10^3V/cm 到 6×10^3V/cm 的范围内变化时,出射光光强 I_{out} 随之发生的变化接近线性,实际中可以把这一段用作信号调制.在不考虑损耗的情况下,调制的消光比(由检偏器所测得的最大输出光强和最小输出光强之比)约为 1121∶1.

4. 结　　论

本文以线性电光效应的耦合波理论为基础,研究了双轴晶体 KTP 的电光调制特性,提出了最优设计方案.性质完全相同的晶体,仅仅运用简单的角度调节,就解决了调制器温度稳定性问题,从而避免了以往设计所带来的一系列附加问题.还对晶体的通光长度和外加电场的方向进行了调节,找出了合适的通光长度和恰当的外加电场方向.最终,给出的优化设计为 $\theta=0.229\pi$,$\varphi=0.01\pi$,$L=2.43$cm,$\alpha=0.76\pi$,$\psi=0.03\pi$.对此设计,晶体的调制状态几乎不随温度的变化而变化,且 φ 在一定的角度范围内变动时这种温度的稳定性是可以保持的,零场泄漏非常小,消光比达到 1121∶1,最大输出所对应的外加电场值也相对较小,为 6400V/cm.应当指出,这里给出的参数值并不是唯一的.

[1] Lu X Q and Chen S H 1999 *Chin. J. Laser.* A **26** 321
[2] Li S C, Ni W J, Yang T X, Wang D M and Huang C 1999 *J. Optoelectron. Laser* **10** 95
[3] Yao R Y, Cui X, Li C S and Zhang W D 1997 *Chin. J. Sensor. Actuat.* **2** 43
[4] Yin X, Wang J Y and Wei J Q 2001 *Appl. Laser* **21** 21
[5] Xu Y, Chen Z P, Zhu Y, Cui Y and Ye M Y 2000 *High Volt. Engin.* **26** 59
[6] Wu J K 2003 *J. Beijing Institute. Machin.* **18** 10
[7] Benkelfat B, Horache E, Qin Z and Vinouze B 2003 *Opt. Commun.* **221** 271
[8] Wang W and Zhang G C 1994 *J. Chin. Inert. Techn.* **2** 39
[9] Hu D J, Wang C G, Gu S D and Cao Z Y 1994 *Appl. Laser* **14** 72
[10] Li K C, Zhang J M and Dai J H 2001 *High Volt. Apparat.* **37** 41
[11] Li S C, Xue T and Yu J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2018 (in Chinese) [李世忱,薛 挺,于 建 2002 物理学报 **51** 2018]
[12] Chen K X, Yi M B, Zhang D M and Hou A L 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1611 (in Chinese) [陈开鑫、衣茂斌、张大明、侯阿临 2000 物理学报 **49** 1611]
[13] Dong X Y 1987 *The Electronics of Light Wave* (Tianjin: Nankai University Press) 312
[14] She W L and Lee W K 2001 *Opt. Commun.* **195** 303
[15] Boyd R W 1992 *Nonlinear Optics* (New York: Academic Press) Chapter 1
[16] Wang S F and Zhu Z Q 1998 *The Theory of Modern Optics* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China Press) 274
[17] Lu X Q and Chen S H 1999 *Chin. J. Laser* A **26** 502
[18] Bierlein J D and Herman V 1989 *J. Opt. Soc. Am.* B **6** 622

Optimal design of electrooptic modulator of biaxial crystal*

Wu Dan-Dan She Wei-Long†
(*State Key Laboratory of Optoeletronic Materials and Technologies, Zhongshan University, Guangzhou* 510275, *China*)
(Received 2 February 2004; revised manuscript received 2 April 2004)

Abstract

The new wave coupling theory of linear electrooptic effect is used to study the thermal property of an electrooptic modulator made from biaxial crystal KTP. We find one direction, along which the output intensity of the modulator is not sensitive to temperature within an angle range of azimuth φ. Furthermore, we achieve an optimal design of the modulator by adjusting the length of the crystal and the direction of the external electric field.

Keywords: electrooptic effect, wave coupling theory, electrooptic modulator, optimal design
PACC: 4265, 7820J, 4280S

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10074082, 10374121) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 001192, 031567).

† Corresponding author.