# 关于单块双 45° LN 电光 Q 开关消光比的讨论

赵 三 元

（炮兵技术学院）

**提要**：给出了单块双 45° LN 电光 $Q$ 开关消光比的定义，并讨论了这种 $Q$ 开关的性能与最佳运转。介绍了这类开关的一种结构，它有理想的消光比，并具有校准方便，对沿 $Z$ 轴长度无严格限制等特点。

# Discussion on the extinction ratio of double 45° single block LN electro-optic Q-switches

*Zao Sanyan*

(Institute of Artillery Technique)

**Abstract**: The extinction ratio of double 45° single block LN electro-optic Q-switches is defined. The performances and optimum operation of such Q-switches are discussed. A structure of the switch is given, which has an ideal extinction ratio and is characterized by its easy alignment and no strict confinement of the length along Z-axis.

## 一

电光晶体的消光比，文献[1]的定义为：

$$M=I_{入}/I_{出} \quad [平行偏光镜] \tag{1}$$

式中，$M$ 为消光比；$I_{入}$ 为入射光强；$I_{出}$ 为晶体上加半波电压后的透过光强。这个定义对使用偏光镜的情况是正确的。但单块双 45°LN$Q$ 开关，情况与此有所不同。这种 $Q$ 开关它的双 45° 面起了起偏和检偏作用，但它们只能将不同振动方向的线偏振光以不同的反射定律反射，而不能象偏光镜那样将光挡去一部分。因此，不管加电压还是不加电压，透过晶体的光强总与入射光强相等。所以，将上述定义用到单块双 45° LN$Q$ 开关，是不适宜的。

## 二

为计算单块双 45° LN$Q$ 开关的消光比，必须了解 LN 晶体横向运行（$x$ 向加压）时的近轴调制性能。任一 $Z$ 切割的 LN 晶体，对偏离光轴 $Z$ $\theta$ 角，在 $xy$ 面上的投影与感应主轴 $x'$ 成 $\phi$ 角的光束 $S$，有如下计算结果[2]：

$$\Gamma=\frac{n_o^3 l}{2}\left[(\varDelta \sin^2\theta-2r_{22}E)^2+8r_{22}E\varDelta\sin^2\theta\sin^2\phi\right]^{1/2} \tag{2}$$

$$\alpha=45°+\phi-\beta \tag{3}$$

---

收稿日期：1980 年 7 月 8 日。

$$\mathrm{tg}\,2\beta=\frac{2r_{22}E\sin 2\phi}{2r_{22}E\cos 2\phi-\Delta\sin^2\theta} \tag{4}$$

式中，$\Gamma$ 为沿 $S$ 向传播的 $o$、$e$ 两光的光程差；$r_{22}$ 为电光系数，$r_{22}=6.8\times10^{-10}$ 厘米/伏；$E$ 为外加电场强度；$\alpha$ 为晶体加电压后的偏光振动方向与未加电压时的主轴 $x$ 的夹角；$\beta$ 为晶体加电压后的偏光振动方向相对于未加电压时偏光振动方向顺时针旋转的角度；$l$ 为晶体沿光轴方向的长度；$\Delta=n_e^{-2}-n_o^{-2}$。由(2)式可见，自然双折射产生的光程差为：

$$\Gamma_{自}=\frac{1}{2}n_o^3 l\Delta\sin^2\theta \tag{5}$$

加电压后偏光振动方向 $x'''$、$y'''$ 与未加电压时的主轴 $x$、$y$ 之间的关系如图1。设 $Q$ 开关采取退压式工作方式，即未加电压时，使 $o$、$e$ 两光不受调制地通过晶体；$Q$ 开关打开，加电压后，两光受到调制。我们以 $o$ 光为例，加电压后，它在出射时分成两部分：一束是仍沿 $x$ 轴振动的 $o'$ 光，是未被调制的部分，方向仍平行于入射方向。从图中可见，$o'$ 光的强度 $I_0'$ 相当于平行偏光镜下的透过光强，即：

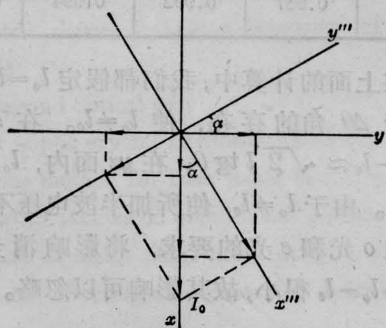


图 1

$$I_o'=I_o\left(1-\sin^2 2\alpha\sin^2\frac{\pi}{\lambda}\Gamma\right) \tag{6}$$

$I_o$ 为 $o$ 光之入射光强。另一束是沿 $y$ 轴振动的 $e''$ 光，是被调制的部分，它以一定的角度偏离入射方向出射。当加半波电压时，$I_o'$ 达最小值，所以 $o$ 光的消光比为：

$$M_0=I_o/I_o'=\frac{1}{1-\sin^2 2\alpha}$$

$I_0'$ 为加半波电压后未被调制的光强。

用同样的方法可以分析 $e$ 光。当 $\theta_o=\theta_e=\theta$ 时，$o$ 光和 $e$ 光的调制程度相同，故对自然光调制的双 45° LNQ 开关的消光比为：

$$M=\frac{1}{1-\sin^2 2\alpha}\quad [退压式工作] \tag{7}$$

$\sin^2 2\alpha$ 称调制度。由(3)式，

$$\sin^2 2\alpha=\cos^2 2(\phi-\beta)$$

故消光比 $M$ 与 $\phi$、$\beta$ 有密切关系。

## 三

由(7)式知，消光比 $M$ 由调制度 $\sin^2 2\alpha$ 所决定，讨论消光比实际上可归结为讨论调制度。为使 $Q$ 开关在加半波电压后完全"关死"，调制度 $\sin^2 2\alpha$ 必须为1，故要求 $\phi=\beta$。于是有

$$\mathrm{tg}\,2\phi=\mathrm{tg}\,2\beta=\frac{2r_{22}E\sin 2\phi}{(2r_{22}E\cos 2\phi-\Delta\sin^2\theta)}$$

即：　　$\Delta\sin^2\theta\,\mathrm{tg}\,2\phi=0$

解之得：　$\theta=0$；$\phi=0$，90°。

下面分别讨论这两种情况：

1. $\phi=0$ 或 $\phi=90°$，即光在 $x'z$ 面或 $y'z$ 面内传播。此时不管加电压与否，调制度为1且与 $\theta$ 角无关。由于退压式工作要求退压时光不受调制地通过晶体，由(6)式知，必须使 $\Gamma_{自}=n\lambda$ $(n=1, 2, \cdots)$。根据预偏置工作点选择的一般规则，这时应采用对称斜入射，且 $\Gamma_{自}=\lambda$，$\theta=\frac{\sqrt{2}}{\alpha}\Delta\theta$（$\Delta\theta$ 为晶体中 $o$ 光、$e$ 光两光分开的角度）。由(5)式，

$$l=2\lambda/n_o^3\Delta\sin^2\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\Delta\theta\right)$$

即 $l$ 由 $\Delta\theta$ 角唯一决定。当 $\lambda=1.06$ 微米时，不同的 $\Delta\theta$ 角对应的 $l$ 值见表1（假定 $\Delta\theta$ 角可以控制）。

可见，随 $\Delta\theta$ 角的减小，$l$ 迅速增加到不可接受的程度。如 $l$ 不满足上述要求，则将会因 $\Gamma_{自}$ 不等于 $\lambda$ 而引入附加调制损耗，使效率降低。

表 1

| $\Delta\theta$ | 3°02′ | 2°32′ | 2° | 1°45′ | 1°20′ | 50′ | 7′ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $l$(毫米) | 9.1 | 13.0 | 20.8 | 27.2 | 46.9 | 120 | 5776 |

当晶体沿 $x$ 轴加电压后，由(2)式可得：

$$\Gamma=\Gamma_{自}-\frac{\lambda}{2}R$$

式中，$R=V/V_{\lambda/2}$。

$$V_{\frac{\lambda}{2}}=\frac{\lambda}{2n_o^3 r_{22}}\cdot\frac{d}{l}$$

为光沿光轴方向传播且 $x$ 轴向加电压时的半波电压；$d$ 为 $x$ 向之厚度；$V$ 为此时晶体上所加的电压。为使

$$\Gamma=\frac{\lambda}{2},$$

需使 $R=1$。即此时所加的电压即为半波电压 $V_{\frac{\lambda}{2}}$。

2. $\theta=0$，即光沿光轴方向传播。由于一般情况下晶体中 $o$ 光和 $e$ 光分离一定的角度，故只适宜于线偏振光工作。

光在其它面内传播时，由于 $\phi\neq0$，$\theta\neq0$，故调制度小于1。但 $yz$ 面比较特殊，此时 $\phi=45°$。

不加电压时，因为 $\beta=0$，所以 $\alpha=90°$，$\sin^2 2\alpha=0$。此式表明，光在 $yz$ 面内传播时，如果晶体上不加电压，则晶体对 $o$ 光、$e$ 光均无调制作用，$\Gamma_{自}$ 不会引入附加调制损耗，晶体尺寸可自由选择。显而易见，在 $yz$ 面内必须采用平行对称入射，

$$\theta=\frac{1}{2}\Delta\theta。$$

加电压后，$\beta\neq0$，$\sin^2 2\alpha=\sin^2 2\beta$，所以消光比为

$$M=\lambda^2/n_o^6 l^2 \Delta^2 \sin^4\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \tag{8}$$

即

$$M\propto 1/\sin^4\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right)。$$

由(2)式，此时

$$\Gamma=\left[\Gamma_{自}^2+\left(\frac{\lambda}{2}R\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

由(8)、(9)两式即可确定 $l$ 的临界尺寸，即

$$l<\min\begin{bmatrix}\lambda/\sqrt{M}\cdot n_o^3\Delta\sin^2\left(\dfrac{\Delta\theta}{2}\right)\\ \lambda/n_o^3\Delta\sin^2\left(\dfrac{\Delta\theta}{2}\right)\end{bmatrix}$$

如取 $M=40$，$\lambda=1.06$ 微米，则不同的 $\Delta\theta$ 角对应的临界尺寸 $l$ 见表2。可见，$\Delta\theta$ 值较大时使 $l$ 值过小，减小 $\Delta\theta$ 角可使 $l$ 值有较大的选择范围。

表 2

| $\Delta\theta$ | 2°32′ | 2° | 1°45′ | 1°20′ | 50′ | 7′ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $l$(毫米) | 1.9 | 3.1 | 4.2 | 7.4 | 19.0 | 913 |

由于 $\Gamma_{自}$ 已有一定的值，故由(9)式知，$R$ 一定小于1。如 $\Delta\theta=50'$，不同的 $l$ 值对应的 $R$ 值见表3($\lambda=1.06$ 微米)。可见所加电压略小于 $V_{\frac{\lambda}{2}}$。

表 3

| $l$(毫米) | 19 | 15 | 12 | 9 |
|---|---|---|---|---|
| $R$ | 0.987 | 0.992 | 0.994 | 0.997 |

在上面的计算中，我们都假定 $l_o=l_e=l_o$，但由于 $\Delta\theta$ 角的存在，使 $l_o\neq l_e$。在 $x'z$ 面内，$l_o-l_e\approx\sqrt{2}\,l\,\mathrm{tg}\,\theta$；在 $yz$ 面内，$l_o-l_e\approx 2l\,\mathrm{tg}\,\theta$。由于 $l_o\neq l_e$，使所加半波电压不能同时满足 $o$ 光和 $e$ 光的要求，将影响消光比。但 $\Delta l=l_o-l_e$ 很小，故其影响可以忽略。

## 四

综上所述，单块双45° LNQ 开关的调制度，只有当 $\theta=0$，$\phi=0$ 或 90° 时才等于1。欲对自然光进行调制，需采用对称斜入射，使光在 $x'z$ 面或 $y'z$ 面内传播，这时消光比在理论上可达无穷大且与 $\theta$ 角无关，其缺点是对晶体光轴方向尺寸有严格要求。当光在 $yz$ 面内传播时，晶体尺寸可以在临界尺寸内自

由选择，但消光比

$$M \propto 1/\sin^4 \frac{\Delta\theta}{2}。$$

$\Delta\theta$ 角较大时可能使 $M$ 值过低而使 $Q$ 开关“关不死”，或虽可使 $M$ 满足一定的值但临界尺寸又太小(见表 2)。故双 45° LNQ 开关不宜采用这种工作方式。

因为 $\quad M \propto 1/\sin^4 \dfrac{\Delta\theta}{2}$，

如使 $\Delta\theta \to 0$，则 $M \to \infty$，而临界尺寸

$$l \propto 1/\sin^2 \frac{\Delta\theta}{2},$$

故减小 $\Delta\theta$，又可使晶体尺寸有充分的选择余地。$\Delta\theta$ 可以通过改变光轴的不同位置来选择。计算如下：

如图 2，光轴 $z$ 与晶体界面成 $\gamma$ 角，$AB$ 为全反射面。自然光正交入射(对入射面不包含光轴的准正交入射也适用)。令 $o$ 光反射后沿光轴传播，则其反射角

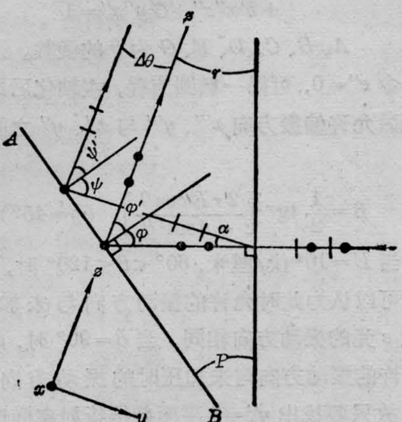


图 2

$$\varphi' = \varphi = \frac{90° - \gamma}{2}。$$

全反射面 $AB$ 与晶体界面的夹角

$$p = \varphi' = \frac{90° - \gamma}{2}。$$

$o$ 光和 $e$ 光因双折射而产生的夹角 $\alpha$ 为：

$$\alpha = \gamma - \mathrm{tg}^{-1}\left[\left(\frac{n_e}{n_o}\right)^2 \mathrm{tg}\,\gamma\right];$$

$e$ 光的入射角 $\psi$ 为

$$\psi = \alpha + \varphi';$$

其反射角 $\psi'$ 为

$$\psi' = \sin^{-1}\left[\left(\frac{n'_e}{n_o}\right)\sin\psi\right]$$

$$n'_e = n_o n_e / \left[n_e^2 \cos^2 2\varphi + n_o^2 \sin^2 2\varphi\right]^{\frac{1}{2}};$$

故全反射后 $o$ 光、$e$ 光间的夹角 $\Delta\theta$ 为

$$\Delta\theta = \varphi - \psi' = \frac{1}{2}(90° - \gamma) - \sin^{-1}$$

$$\times\left\{\frac{n'_e}{n_o}\sin\left[\frac{1}{2}(90° - \gamma) + \gamma - \mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{n_e^2}{n_o^2}\,\mathrm{tg}\,\gamma\right)\right]\right\}$$

不同的 $\gamma$ 角对应的 $\Delta\theta$ 角、$P$ 角见表 4。可见 $\Delta\theta$ 随 $\gamma$ 增大而减小，当 $\gamma = 20°10'$ 时，$o$ 光、$e$ 光传播方向基本平行，再增大 $\gamma$，$\Delta\theta$ 又增加。

当 $\gamma > 90°$ 时，计算结果表明，$\Delta\theta$ 将随 $\gamma$ 的增加而增加，故不予考虑。

根据图 2 和表 4，可以给出单块双全反射面 LNQ 开关的结构，如图 3($a$) 所示。其之所以不取 $\Delta\theta = 0$ 的理想情况(如图 3($b$))，是因为可以证明，当 $\Delta\theta = 0$ 时，加电压后 $o$ 光、$e$ 光虽都受到调制，但出射方向仍平行于未加电压时的两光的出射方向，并位于它们中间(证明见附录)。由于 $\alpha$ 角很小(约 1°17′)，当晶体沿入射光束方向的宽度为 10 毫米时，$o'$、$e'$ 两光分开的间隔仅约 0.2 毫米

表 4

| $\gamma$ | 0 | 5° | 10° | 15° | 19° | 20°10′ | 21° | 22° | 23° | 30° |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P=\varphi$ | 45° | 42°30′ | 40° | 37°30′ | 35°30′ | 34°55′ | 34°30′ | 34° | 33°30′ | 30° |
| $\alpha$ | 0 | 20′45″ | 40′57″ | 1°3′ | 1°14′5″ | 1°17′57″ | 1°20′39″ | 1°23′48″ | 1°26′51″ | 1°45′16″ |
| $\Delta\theta$ | 1°59′34″ | 1°29′37″ | 59′22″ | 26′49″ | 6′49″ | 22″ | −4′10″ | −9′31″ | −14′46″ | −48′21″ |

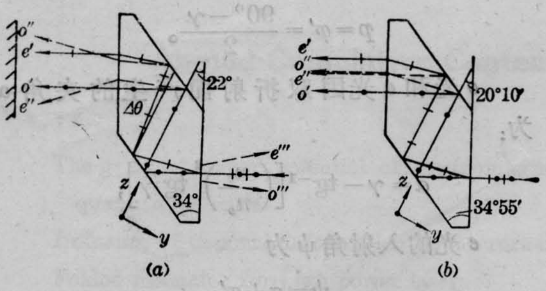


图 3 按图 2 和表 4 设计的单块双全反射面 LNQ 开关

实线——未加电压时光路；虚线——加电压后光路

左右，加上光束本身具有一定直径及发散角，所以无法把它们分开，因此起不到开关的作用。所以这种形式的 $Q$ 开关，不能在 $\Delta\theta=0$ 的情况下工作，应使 $\Delta\theta$ 有一定偏角。在图 3(a)所示的情况下，$|\Delta\theta|\approx 9'31''$。计算结果表明，加电压后 $o''$ 光、$e''$ 光向上、向下偏开未加电压时出射方向 21′ 和 24′ 左右，经全反镜反射后再通过晶体，则 $e'''$ 光、$o'''$ 光向上、向下偏开入射方向 48′ 和 42′ 左右。当激光棒直径为 $\phi 5$ 毫米，棒端距晶体 300 毫米，全反射镜距晶体 100 毫米时，可保证此返回的光束不会再通过激光棒，从而达到开关的目的。如取 $l=10$ 毫米，则由(8)式，消光比 $M$ 约为 $1.1\times10^5$。

上述结构的 LNQ 开关，其主要特点是晶体光轴向尺寸可以自由选择，方便地实现自然光输出，而且可以达到很高的消光比，调整也比较方便。

## 附 录

先证明 LN 晶体在 $x$ 向加电压后，则在 $yz$ 面内，当光线的波法线与光轴 $z$ 的夹角 $60°<\theta<120°$ 时，其光学性质与未加电压时基本相同（$\theta=90°$ 时，则完全相同）。

设未加电压时晶体的主轴为 $x$、$y$、$z$，$z$ 为光轴。加电压后感应主轴为 $x'$、$y'$、$z'$。光线的波法线为 $z''$，与光轴 $z$ 成 $\theta$ 角，如图 4 所示。$\phi$、$\beta$ 的定义如前，图中 $\phi=45°$。

LN 的感应折射率椭球为：

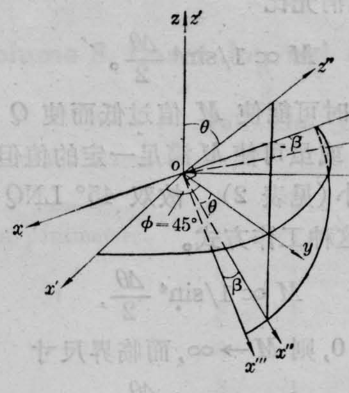


图 4

$$\left(\frac{x'}{n'_x}\right)^2+\left(\frac{y'}{n'_y}\right)^2+\left(\frac{z'}{n'_z}\right)^2=1$$

$$\left(\frac{1}{n'_x}\right)^2=\frac{1}{n_o^2}-r_{22}E,$$

$$\left(\frac{1}{n'_y}\right)^2=\frac{1}{n_o^2}+r_{22}E,\quad n'_z=n_e。$$

平面 $ox''y''$ 垂直于 $z''$，故在 $x''y''z''$ 坐标系中椭球方程为：

$$Ax''^2+By''^2+Cz''^2+Dx''y''+Fx''z''+Gy''z''=1$$

$A$、$B$、$C$、$D$、$F$、$G$ 为 $\theta$ 的函数。

令 $z''=0$，可得一椭圆方程，主轴化后即可得加电压后允许偏振方向 $x'''$、$y'''$ 与 $x''$、$y''$ 之间的夹角为

$$\beta=\frac{1}{2}\,\mathrm{tg}^{-1}\left[\frac{2rE\cos\theta}{-\Delta\sin^2\theta}\right]\quad(\phi=45°)$$

当 $E=10^4$ 伏/厘米，$60°<\theta<120°$ 时，$|\beta|<1'$。因此可以认为此时允许的振动方向与未加压时的 $o$ 光、$e$ 光的振动方向相同。当 $\theta=90°$ 时，$\beta=0$，此时允许的振动方向与未加压时的振动方向完全相同。故只要找出 $y''=0$ 平面截得折射率椭球的椭圆方程，则即可知道此时光线的传播情况。令 $y''=0$，则可得椭圆方程为：

$$Ax''^2+Cz''^2+Fx''z''=1$$

为将其主轴化，使 $z''$、$x''$ 绕 $y''$ 轴顺时针旋转 $\beta'$ 角，可得：

$$\begin{aligned}&z'''^2(C\cos^2\beta'+A\sin^2\beta'-F\cos\beta'\sin\beta')\\&+x'''^2(C\sin^2\beta'+A\cos^2\beta'+F\sin\beta'\cos\beta')\\&+x'''z'''(C\sin2\beta'-A\sin2\beta'+F\cos2\beta')\\&=1\end{aligned}$$

令交叉项 $x'''z'''$ 系数为 0，则有

$$\mathrm{tg}\,2\beta'=\frac{F}{A-C}$$

而 $F=-\Delta\sin 2\theta$.

$$A=\frac{1}{n_o^2}+\Delta\sin^2\theta,$$

$$C=\frac{1}{n_o^2}+\Delta\cos^2\theta$$

所以 $$\mathrm{tg}\,2\beta'=\mathrm{tg}\,2\theta,$$

即 $$\beta'=\theta。$$

可见此时椭圆的长、短轴仍为 $y$、$z$ 方向，而且

$$\frac{1}{n_z^2}=C\cos^2\theta+A\sin^2\theta-F\cdot\frac{1}{2}\sin 2\theta=\frac{1}{n_e^2}$$

$$\frac{1}{n_y^2}=C\sin^2\theta+A\cos^2\theta+F\cdot\frac{1}{2}\sin 2\theta$$

$$=\frac{1}{n_o^2}$$

即加电压后的椭圆与未加电压时的完全相同。因此，当光线波法线在上述角度范围内，则不管加电压与否，可以认为允许的偏振方向和光学性质不变。又因为 $n_e<n_o$，所以 $e$ 光(这里泛指在 $yz$ 面内振动的光)的光线与光轴的夹角大于其波法线与 $z$ 的夹角。

当 $\Delta\theta=0$，由上述分析及光路的对称性，易见加电压后出射光的方向必平行于未加电压时的出射方向，且位于 $o'$ 光和 $e'$ 光之间(见图 3(b))。

下面计算 $\Delta\theta$ 有一小偏角的情况。在计算中设光束正交入射，与光轴夹角为 $2\varphi$，未加电压时 $o$ 光沿光轴传播，$e$ 光偏离光轴 $\Delta\theta$ 角。

计算中需要注意的是 $e$ 光在晶体界面上的折射。简单地套用折射定律是不行的，因为惠更斯原理仅对波法线方向来讲才是正确的。在各向同性介质中，$o$ 光、$e$ 光的光线方向和波法线方向彼此重合，在各向异性介质中(单轴晶体)，$o$ 光、$e$ 光的波法线方向重合且与 $o$ 光的光线方向重合，但与 $e$ 光的光线方向不同。因此，知道了 $e$ 光之光线方向，还需求出其波法线方向，才能应用折射定律。下面求 $o$ 光加电压后的出射方向，如图 5 所示。

易见 $$\varphi'=\sin^{-1}\left[\frac{n_o}{n_o'}\sin\varphi\right]$$

式中 $$n_e'=n_o n_e/[n_e^2\cos^2 2\varphi+n_o^2\sin^2 2\varphi]^{\frac{1}{2}}$$

此时反射光与光轴的夹角为：

$$\theta'=\varphi'+\varphi$$

其与波法线 $N_e$ 的夹角 $\alpha'$ 为

$$\alpha'=\mathrm{tg}^{-1}\left[\left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2\mathrm{ctg}\,\theta'\right]+\theta'-90^\circ$$

故 $N_e$ 在分界面上的入射角为：

$$\beta=\alpha'-(\varphi'-\varphi)$$


图 5

由于出射到各向同性的空气中，故 $e$ 光光线方向与 $o$ 光光线方向重合，所以其出射角为：

$$\beta'=\sin^{-1}[n_o\sin\beta]$$

同样我们可求出由全反射镜反射后再经过晶体后的出射光线的偏角。下面列出具体的计算结果(见图 6 和表 6)。

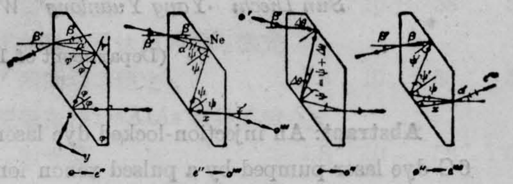

图 6 加电压后 $o$、$e$ 光前进、返回光路

表 6

| $\gamma$ | | 23° | 22° | 21° | 20° | 19° |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\varphi$ | | 33°30′ | 34° | 34°30′ | 35° | 35°30′ |
| $\beta'$ | $o''$ | 32′59″ | 21′15″ | 9′18″ | −2′51″ | −13′38″ |
| | $e''$ | 33′57″ | 24′15″ | 10′17″ | −3′11″ | −17′42″ |
| $\chi'$ | $e'''$ | 1°15′29″ | 48′16″ | 21′23″ | −6′44″ | −30′34″ |
| | $o'''$ | 1°6′50″ | 42′43″ | 18′56″ | −5′41″ | −30′52″ |
| $M$ | $\lambda=1.06\mu$, $l=$10 毫米 | $1.9\times10^4$ | $1.1\times10^5$ | $3\times10^6$ | $4\times10^8$ | $6.5\times10^5$ |

## 参 考 文 献


[1] 陈绍和、杨功成；《激光》，1979, **6**, No. 10, 42～45.

[2] 中国科技大学激光教研室，《激光讲义》下册，1977年，68～73.