

正入射时双轴晶体中偏振光出射点随 晶体取向而变化的轨迹^{*}

袁 林

(淮阴师范专科学校物理系, 淮阴 223001)

(1994 年 12 月 13 日收到)

单色光波正入射到任意取向的双轴晶体上的情况, 求得了双轴晶体中偏振光的传播方向及相应入射分量的折反系数的计算公式, 并得出了偏振光的振动方向恒在折射面内、两折射面恒正交的重要结论. 最后就 NaNO_2 晶体的相应计算数据, 画出晶体中偏振光出射点随晶体取向而变化的轨迹图及反射系数变化图予以讨论. 这些结果为应用新的方法测量双轴晶体光学参量提供了可能性.

PACC: 7820F

1 引 言

研究正入射情况下晶体的双折射现象是了解晶体性质和取向的一个重要途径. 对于单轴晶体, 正入射时晶体中产生的两束偏振光均在主截面内(一束沿入射方向, 一束偏离入射方向), 情况较简单. 但对双轴晶体, 两束偏振光一般均偏离入射方向, 也不在任何主截面内, 情况就比较复杂了. 本文从晶体光学的普遍原理出发, 就单色光波正入射到任意取向的双轴晶体上的情况, 研究晶体中两光束的偏振方向、传播方向及相应入射分量的折反系数等问题. 并举例就双轴晶体取向变化时相应计算数据, 画出晶体中偏振光出射点的轨迹图及反射系数变化图, 予以讨论.

2 计 算 公 式

2.1 E 变换与 E, D 关系

设一束单色平面光波正入射到双轴晶体上并产生双折射. 以折射表面上折射点 o 作原点, 建立主轴坐标系: $ox''y''z''$. 在这个坐标系中, 折射光的电矢量 $\mathbf{E}(E_x'', E_y'', E_z'')$ 和 $\mathbf{D}(D_x'', D_y'', D_z'')$ 之间的关系是^[1]

$$\begin{pmatrix} D_x'' \\ D_y'' \\ D_z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x'' \\ E_y'' \\ E_z'' \end{pmatrix}, \quad (1)$$

^{*} 江苏省教育委员会自然科学基金资助的课题.

式中 n_1, n_2 和 n_3 是晶体的三个主折射率.

又取晶面作 $x'y'$ 平面、 x'' 轴在晶面上的投影作 x' 轴、晶面外法线方向作 z' 轴正方向建立坐标系 $ox'y'z'$. 它可看成是由主轴系统 x'' 轴转过 $90^\circ - \psi$ 角后, 再绕 y' 轴转过 θ 角而成(见图 1). 从 $x''y''z''$ 到 $x'y'z'$ 的 E (或 D) 分量的变换关系为

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x'' \\ E_y'' \\ E_z'' \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin\psi & \cos\psi \\ 0 & -\cos\psi & \sin\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x' \\ E_y' \\ E_z' \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ -\sin\theta\cos\psi & \sin\psi & \cos\theta\cos\psi \\ -\sin\theta\sin\psi & -\cos\psi & \cos\theta\sin\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x' \\ E_y' \\ E_z' \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2)$$

再取晶面作 xy 平面、折射面作 xz 平面、 z 轴与 z' 轴同向建立坐标系 $oxyz$. 它可看成是由 $x'y'z'$ 绕 z' 轴转过 φ 角而成. φ 是折射面与 $x'y'$ 平面之间的夹角(见图 1). 从 $x''y''z''$ 到 xyz 的 E (或 D) 分量的变换关系为

$$\begin{pmatrix} E_x'' \\ E_y'' \\ E_z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ -\sin\theta\cos\psi & \sin\psi & \cos\theta\cos\psi \\ -\sin\theta\sin\psi & -\cos\psi & \cos\theta\sin\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi & 0 \\ \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (3)$$

于是在 $oxyz$ 系中, $E(E_x, E_y, E_z)$, $D(D_x, D_y, D_z)$ 之间的关系可表为

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (\epsilon) \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi & 0 \\ \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (4)$$

式中

$$\begin{aligned} (\epsilon) &= \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta\cos\psi & -\sin\theta\sin\psi \\ 0 & \sin\psi & -\cos\psi \\ \sin\theta & \cos\theta\cos\psi & \cos\theta\sin\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ -\sin\theta\cos\psi & \sin\psi & \cos\theta\cos\psi \\ -\sin\theta\sin\psi & -\cos\psi & \cos\theta\sin\psi \end{pmatrix} \end{aligned}$$

是表征晶体电磁性质的张量.

2.2 一个重要结论

设与折射光对应的入射光电、磁矢量分别为 $E_0(E_{0x}, E_{0y}, E_{0z})$, $H_0(H_{0x}, H_{0y}, H_{0z})$, 反射光分别为 $E_1(E_{1x}, E_{1y}, E_{1z})$, $H_1(H_{1x}, H_{1y}, H_{1z})$, 则电矢量的边值关系为(n 是晶体外媒质的折射率)^[1]

$$E_x = E_{0x} + E_{1x}, \quad E_y = E_{0y} + E_{1y}, \quad D_x = n^2(E_{0x} + E_{1x}). \quad (5)$$

磁矢量的边值关系为

$$H_x = H_{0x} + H_{1x}, \quad H_y = H_{0y} + H_{1y}, \quad H_z = H_{0z} + H_{1z}. \quad (6)$$

对于正入射, $E_{0z} = E_{1z} = 0$, $H_{0z} = H_{1z} = H_z = 0$, 故在 xz 平面内偏折的折射光束由入射光的 E_{0x} , H_{0y} 产生(见图 2); 而 E_{0y} , H_{0x} 则贡献于另一折射光束, 此光束必在 yz 平面内.

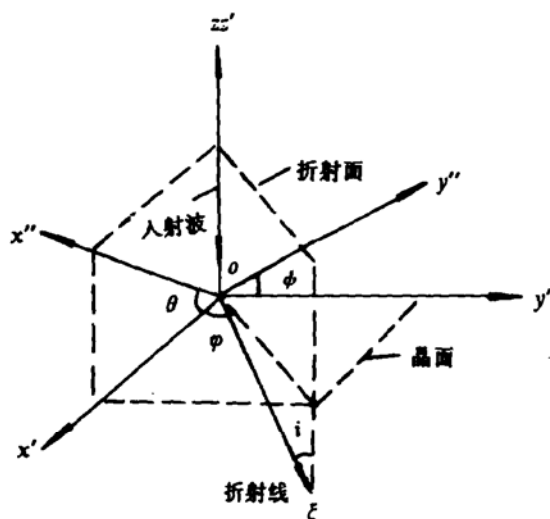


图 1 晶体取向和光线方位

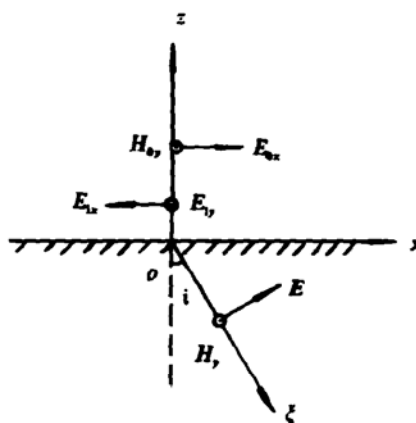


图 2 正入射时两束偏振光的电矢量在各自的折射面内

于是得出结论:正入射时双轴晶体(无论晶体的取向如何)中两束偏振光的电矢量均在各自的折射面内,且两折射面必正交.

2.3 偏振光传播方位的计算公式

仍以 xz 平面内的折射光束作研究对象. 设折射角为 i , 则 $E_x = E \cos i$, $E_z = E \sin i$. 从(5)式知 $Dz = 0$, 再虑及(4)式, 便得出折射方位(i, φ)所满足的一个方程为

$$\left\{ [n_1^2 - (n_2^2 \cos^2 \psi + n_3^2 \sin^2 \psi)] \sin \theta \cos \varphi + (n_2^2 - n_3^2) \sin \psi \cos \psi \sin \varphi \right\} \cos \theta \cos i + [n_1^2 \sin^2 \theta + (n_2^2 \cos^2 \psi + n_3^2 \sin^2 \psi) \cos^2 \theta] \sin i = 0. \quad (7)$$

为寻找折射方位满足的另一方程, 令折射光的能量密度^[1] $u = \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = 1$ (折射方位与 u 的大小无关). 故在 $oxyz$ 系中, 菲涅耳椭球(面)方程为

$$(E_x, E_y, E_z) \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (\epsilon) \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 1, \quad (8)$$

取折射波线作 ξ 轴、 η 轴与 y 轴同向建立坐标系 $o\xi\eta\zeta$. xyz 到 $\xi\eta\zeta$ 的 E 分量变换关系是(见图 1, 2)

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin i & 0 & \cos i \\ 0 & 1 & 0 \\ -\cos i & 0 & \sin i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_\xi \\ E_\eta \\ E_\zeta \end{pmatrix}. \quad (9)$$

椭球面(8)式被 $\eta\zeta$ 平面所截的椭圆截口在 $o\xi\eta\zeta$ 系中的方程可写成

$$AE_{\eta}^2 + BE_{\zeta}^2 - 2CE_{\eta}E_{\zeta} = 1, \quad (10)$$

式中

$$A = (-\sin\varphi \cos\varphi \ 0)(\epsilon) \begin{pmatrix} -\sin\varphi \\ \cos\varphi \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$B = (\cos i \cos\varphi \ \cos i \sin\varphi \ \sin i)(\epsilon) \begin{pmatrix} \cos i \cos\varphi \\ \cos i \sin\varphi \\ \sin i \end{pmatrix},$$

$$C = (-\sin\varphi \cos\varphi \ 0)(\epsilon) \begin{pmatrix} \cos i \cos\varphi \\ \cos i \sin\varphi \\ \sin i \end{pmatrix}.$$

在本文情况下, $E_{\eta} = E_y = 0$, $E_{\zeta} = E$, 故椭圆(10)式是两个半轴分别在 η 和 ζ 轴线上的正椭圆, 这要求 $C = 0$. 由此即得折射方位 (i, φ) 所满足的另一方程为

$$\begin{aligned} & [(n_2^2 - n_1^2)\cos^2\theta - (n_3^2 - n_2^2)(\sin^2\theta \cos^2\psi - \sin^2\psi)]\sin\varphi \cos\varphi \\ & + (n_3^2 - n_2^2)\sin\theta \sin\psi \cos\psi \cos 2\varphi - \{ [n_1^2 - (n_2^2 \cos^2\psi + n_3^2 \sin^2\psi)]\sin\theta \sin\varphi \\ & + (n_3^2 - n_2^2)\sin\psi \cos\psi \cos\varphi \} \cos\theta \operatorname{tg} i = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

折射光束的方位 (i, φ) 由(7), (11)式完全确定, 由这两个方程可解出两束偏振光的方位 (φ_+, i_+) 和 (φ_-, i_-) 为^[2]

$$\varphi_{\pm} = \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{1 \pm \sqrt{S^2 + 1}}{S} \right] = \cos^{-1} \sqrt{\frac{\sqrt{S^2 + 1} \mp 1}{2\sqrt{S^2 + 1}}},$$

$$i_{\pm} = \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{\cos\theta \sqrt{\sqrt{S^2 + 1} \mp 1} [(n_2^2 \cos^2\psi + n_3^2 \sin^2\psi - n_1^2)S \sin\theta + (n_3^2 - n_2^2)\sin\psi \cos\psi (1 \pm \sqrt{S^2 + 1})]}{S \sqrt{2\sqrt{S^2 + 1}} (n_2^2 \cos^2\psi + n_3^2 \sin^2\psi + n_1^2 \sin^2\theta)} \right\}, \quad (12)$$

式中

$$S = \frac{2n_1^2(n_3^2 - n_2^2)\sin\theta \sin\psi \cos\psi}{n_2^2 n_3^2 \cos^2\theta + n_1^2 [n_2^2(\sin^2\theta \sin^2\psi - \cos^2\psi) + n_3^2(\sin^2\theta \cos^2\psi - \sin^2\psi)],}$$

并已规定 $n_3 > n_2 > n_1$ 和各角量的取值范围为

$$0^\circ - i_{\pm} \text{ 或 } \theta - 90^\circ, 0^\circ - \varphi_{\pm} - \pm 180^\circ, 0^\circ - \psi - \pm 90^\circ,$$

按(12)式, 当主截面 $x'' = 0$, $y'' = 0$ 和 $z'' = 0$ 均不与晶面垂直或平行时, $i_{\pm} \neq 0$, 但恒有 $\varphi_+ - \varphi_- = \pm 90^\circ$. 特殊地, 当主截面之一与晶面平行时(如 $\theta = 90^\circ$), $i_{\pm} = 0$; 当主截面之一与晶面正交时(如 $\theta = 0$), $i_{\pm}$ 之一为零(与单轴晶体情况类似).

必须指出, (12) 式在锥形折射情况下不成立. 如当 $\psi = \pm 90^\circ$, $\theta = \theta_0 = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{n_3}{n_1} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}} \right)$

时, 由(7)式和(11)式均得出 $n_1 n_3 \operatorname{tg} i = \cos\varphi \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)(n_3^2 - n_2^2)}$, (i, φ) 不确定, 即产生内锥形折射.

2.4 折反系数的计算公式

由边值关系(5),(6)式容易证明,正入射时光在双轴晶体上的折射系数和反射系数具有与非晶体相类似的形式,分别写出为

$$T_{\pm} = \frac{4nn_{r\pm} \cos i_{\pm}}{(n \cos i_{\pm} + n_{r\pm})^2}, \quad R_{\pm} = \left(\frac{n \cos i_{\pm} - n_{r\pm}}{n \cos i_{\pm} + n_{r\pm}} \right)^2, \quad (13)$$

式中 $n_{r\pm}$ 是折射光沿传播方向(i_+ , φ_+)和(i_- , φ_-)的折射率.按(10)式的几何意义和物理意义

$$n_{r\pm}^2 = B_{\pm} = \frac{n_1^2 n_2^2 + n_2^2 (n_3^2 - n_1^2) \cos^2 \theta \sin^2 \varphi_{\pm} + n_1^2 (n_3^2 - n_2^2) (\sin \psi \cos \varphi_{\pm} + \cos \psi \sin \theta \sin \varphi_{\pm})^2}{n_1^2 \sin^2 \theta + (n_2^2 \cos^2 \psi + n_3^2 \sin^2 \psi) \cos^2 \theta} \cos^2 i_{\pm}, \quad (14)$$

虑及(12)–(14)式, $T_{\pm}$, $R_{\pm}$ 完全确定.

对锥形折射, $n_r = n_2 \cos i$; 因每一条折射线所对应的电矢量均在自身的折射面内, 故

$$T = \frac{4nn_2}{(n + n_2)^2}, \quad R = \left(\frac{n - n_2}{n + n_2} \right)^2,$$

入射光的折反系数仅与 n 和 n_2 有关.

3 晶体取向变化时偏振光出射点的轨迹与反射系数

从所得(12),(13)式知,正入射时双轴晶体中两条偏振光的传播方位及对应入射光分量的折反系数与晶体的性质(n_1, n_2, n_3)和取向(θ, ψ)有着比较复杂的关系.特别是晶体取向变化时,偏振光线和折反系数如何变,很难直观看出.为此,就等厚 NaNO_2 (亚硝酸钠)晶体相应数据,画出晶体中偏振光随晶体取向变化时的出射点轨迹及对应的反射系数(注: $R_{\pm} + T_{\pm} = 1$),讨论其规律.

设晶体厚度为 h , 取偏振光出射表面作 XY 平面, 并令 $(X, Y, Z) = (x, y, z + h)$ 建立坐标系 $O'XYZ$. 以出射点为末端的偏振光线在 XY 平面上的投影长度是 $h \operatorname{tg} i_{\pm}$, 故出射点的坐标方程为

$$X_{\pm} = h \operatorname{tg} i_{\pm} \cos \varphi_{\pm}, \quad Y_{\pm} = h \operatorname{tg} i_{\pm} \sin \varphi_{\pm}. \quad (15)$$

对 NaNO_2 晶体($n_1 = 1.344$, $n_2 = 1.411$, $n_3 = 1.651$, $\lambda_0 = 0.5893 \mu\text{m}$), 取 $h = 10^{-3} \text{ m}$, 按(12)–(15)式算出当 θ 分别取 $0^\circ, 10^\circ, 28^\circ$ ($R_{\pm}$ 为 20°), $31.63^\circ, 80^\circ$ ($R_{\pm}$ 为 60°), 90° , φ 为各种值(一般间隔 5°)时的 $X_{\pm}$, $Y_{\pm}$ 和 $R_{\pm}$ 值, 并由这些值画出 $Y_{\pm}(X_{\pm})$ 曲线和 $R_{\pm}(\varphi)$ 曲线如图 3, 4 所示. 图中带“ $\times$ ”号和带“-”号的曲线分别对应于 $Y_+(X_+)$, $R_+(\varphi)$ 和 $Y_-(X_-)$, $R_-(\varphi)$, “ $\circ$ ”是“ $\times$ ”、“-”曲线间的连接点(图 3 中所标角度为 φ 值).

从图 3, 4 明显可见, $Y_{\pm}(X_{\pm})$ 和 $R_{\pm}(\varphi)$ 曲线均为对称曲线. $\varphi = \pm 45^\circ$ 为界线(见图中“ $\circ$ ”连线)将“ $\times$ ”、“-”曲线分为两个区域, “ $\times$ ”曲线分布区域是 $\pm 45^\circ - \varphi_+ - \pm 90^\circ$, “-”曲线分布区域是 $0 - \pm 45^\circ$. $\varphi = \pm 45^\circ$ 对应于 $S \rightarrow \infty$, 即

$$\cos^2 \psi = \frac{\operatorname{tg}^2 \theta - \operatorname{tg}^2 \theta_0}{1 + 2\operatorname{tg}^2 \theta},$$

式中 $\theta_0 = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{n_3}{n_1} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}} \right) = 31.63^\circ$. 显然, 欲使上式成立, 必须 $\theta \geq \theta_0$ (或 $|\psi| \geq 45^\circ$).

据此, 可分三种情况讨论如下.

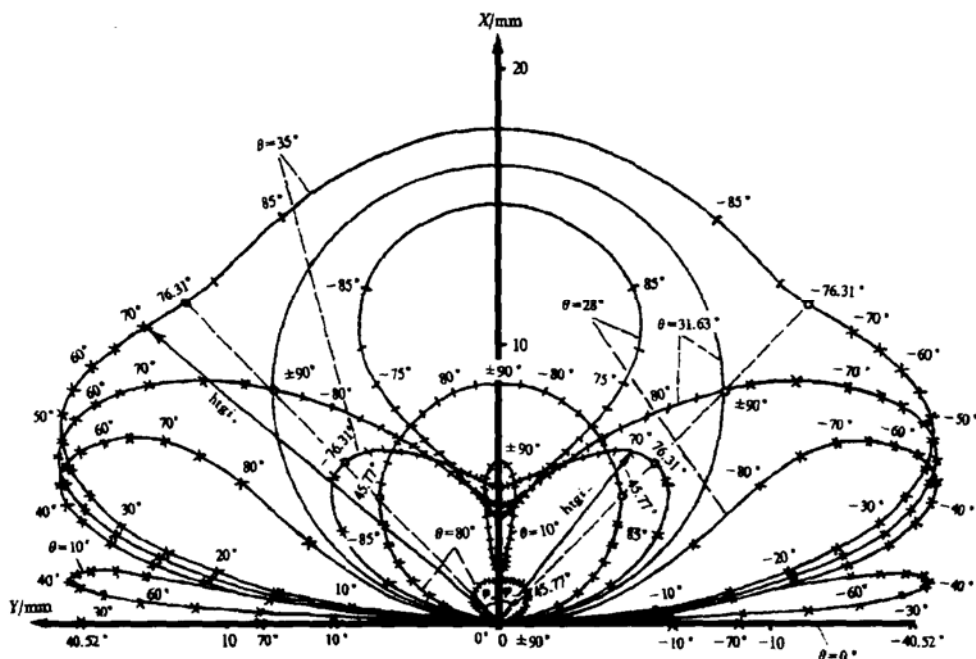


图 3 晶体取向变化时两束偏振光出射点的轨迹

3.1 $\theta < \theta_0$ 情况

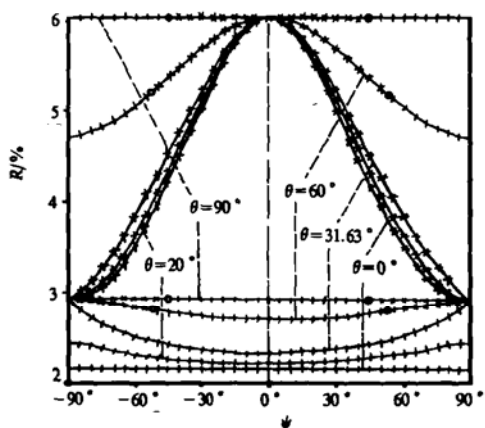


图 4 晶体取向变化时与两束偏振光效应的入射分量的反射系数

“×”, “-”曲线是两条互不交切的独立闭合曲线($R_{\pm}(\psi)$ 曲线可将图 4 在 $\psi = \pm 90^\circ$ 处粘贴起来看). 对“×”曲线, Y_+ (X_+) 曲线有些像 β 形, 点 O' 点交切, 且随 θ 的减少而贴着 Y 轴被扁, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 变为 Y 轴上一条直线; $R_+(\psi)$ 曲线较陡, $\psi = 0$ 附近上凸, 有些像正弦曲线, 除 $\psi = 0, \psi = \pm 90^\circ$ 处为与 θ 无关的定值外, 其它 ψ 值 R_+ 随 θ 变化亦很小, 故在一定近似程度下, 可认为此情况 $R_+(\psi)$ 与 θ 无关($\theta \approx 0^\circ$). 对于“-”曲线, $Y_-(X_-)$ 无交切点, 其所围面积随 θ 的减小而逐渐缩小, 并向 O' 点趋近, 当 $\theta = 0^\circ$ 时缩为 O' 处

的一点($i_- = 0$); $R_-(\psi)$ 曲线较平坦, $\psi = 0$ 附近下凹, 且随 θ 变小整体下降并逐渐拉直, $\theta = 0^\circ$ 时完全拉直.

3.2 $\theta = \theta_0$ 情况

$Y_\pm(X_\pm)$ 曲线是由“ $\times$ ”、“ $-$ ”曲线段连成的 β 形曲线和一个圆构成, 后者对应于锥形折射($\psi = \pm 90^\circ$), 它与前者有三个交切点(见图 3); $R_\pm(\psi)$ 曲线也是由“ $+$ ”, “ $-$ ”曲线段连成的(闭合)曲线, 但锥形折射是对应于“ $\times$ ”、“ $-$ ”曲线段的相接点($\psi = \pm 90^\circ$).

3.3 $\theta > \theta_0$ 情况

图 3, 4 的曲线成为两条自不交切、互不相交的闭合曲线, 每条均是由“ $\times$ ”、“ $-$ ”两曲线段光滑连接而成, 连接点在 $\varphi = \pm 45^\circ$ 处; 凡曲线穿过 $\varphi = \pm 45^\circ$ 界线的均属此种情况($\theta < \theta_0$ 情况无此特征). 对 $Y_\pm(X_\pm)$, 两闭合曲线相切于 O' 点; 随着 θ 增大, 而曲线所围面积(一大一小)逐渐缩小, $\theta = 90^\circ$ 时缩为 O' 处的一点($i_\pm = 0$). 对 $R_\pm(\psi)$, 两曲线不相切; 随着 θ 增大它们(一条以 $\psi = 0^\circ$ 处作不动点, 另一条以 $\psi = \pm 90^\circ$ 处作不动点)逐渐被拉直, $\theta = 90^\circ$ 时完全拉直.

其次, 令 $\Delta R = R_+ - R_-$, 则从图 4 可看出, 除锥形折射外, 无论 θ 为何值, 在 $\psi = 0^\circ$ 处 ΔR 均取最大, $\psi = \pm 90^\circ$ 处 $|\Delta R|$ 均取最小. 如果 $\theta < \theta_0$, 则 $\Delta R > 0$; 如果 $\theta > \theta_0$, 则 $|\varphi| > 45^\circ$ 时, $\Delta R > 0$; $|\varphi| < 45^\circ$ 时, $\Delta R < 0$.

以上图示与讨论使偏振光线方位和对应的折反系数随晶体取向变化而变化的规律清晰可见.

4 应 用

晶体光学参数的测量通常应用偏光显微镜、费德洛夫台等^[3]; 上面的讨论为研究测量双轴晶体参数的新方法提供了可能性. 按(12)式, 我们只须测定 $i_\pm$, 并知 φ_+ (或 φ_-) 和五个晶体参数($n_1, n_2, n_3, \theta, \psi$)之三, 即可确定其它三个参数. 例如: (1) 知道相对主折射率($n_{31} = \frac{n_3}{n_1}, n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, n_{11} = 1$), 可确定晶体取向(先由条件 $|\varphi_+| > 45^\circ > |\varphi_-|$ 试算以确定“ $\times$ ”, “ $-$ ”偏振光束). (2) 知道 x' 主轴的取向(即 θ 角、 x 轴已知, 这时 φ_+ (或 φ_-) 容易测定), 可确定另两个主轴的取向(确定 ψ) 和相对主折射率. 另外, 除测定 $i_\pm$ 外, 还可测定折射系数 $T_\pm$; 这时, φ_+ (或 φ_-), n_{21}, n_{31}, θ 和 ψ 便可由(12)—(14)式完全确定.

[1] M. 玻恩, E. 沃耳夫著, 光学原理(下), (北京: 科学出版社, 1981), 第 887—919 页.

[2] 袁 林, 计算物理, 10(1993), 175.

[3] 张之翔, 物理学报, 29(1980), 1483.

EMERGENT POINTS' LOCUSES OF POLARIZED LIGHT IN BIAXIAL CRYSTAL WITH NORMAL INCIDENCE AS CRYSTAL MAKING DIRECTION CHANGES

YUAN LIN

(*Department of Physics, Huaiyin Teacher's College, Huaiyin 223001*)

(Received 13 December 1994)

ABSTRACT

In this paper, it is discussed that when monochromatic light incident normally on an arbitrarily making directional biaxial crystal. The formulas can be deduced for propagating directions of polarized light and the transmittance—reflectances of incident components. An important conclusion is obtained that directions of polarization are always on the refractive planes and the two refractive planes are perpendicular with each other. And finally, the numerical results are plotted in curvilinear diagrams for NaNO_2 , it is seen that the changes of the emergent points of polarized light and that of the reflectances are obvious as the crystal making directions change. These results offer a new possibility for determination of crystal optical constants.

PACC: 7820F