

温度对玻璃折射率和光程长影响的实验测定

摘要用斐索干涉量度法测定了二十种Corning厂新光学玻璃在六个波长的光程长随着温度的变化。试样是带几秒劈度的抛光方块，放在双筒室内。温度用循环的水和甘油混合物维持在 -20°C 到 $+80^{\circ}\text{C}$ 范围以内。观察仪器用Gaertner干涉仪修改、加监视头。用这监视头可以光电检测条纹，同时目观条纹。热膨胀用Plummer-Hagy高精度膨胀计测量，可以从光程测量中求得绝对折射率的温度系数。在玻璃温度下、对标准空气的折射率系数进一步用Edlén方程归纳数据求得。折射率实验值作为温度函数和Fortran程序用曲线拟合，曲线斜率计算给出系数的即时值。拟合的平均差约为 1.0×10^{-6} 。绝对系数值的误差估计是 $\pm 0.05 \times 10^{-6}$ ，给了一种玻璃的代表性数据、作为这工作可得结果的例证。

导 言

作为Corning新光学玻璃目前发展计划的一部分，计划中每种玻璃在六个波长下测定温度对折射率和光程长的影响。因为这些高质量玻璃用于高分辨率透镜系统，必须需要热光系数的精确数据，使环境变化中有最佳的光学特性。

测定在 -20°C 到 $+80^{\circ}\text{C}$ 范围内光程变化和热膨胀，从结果计算出绝对折射率和对空气的折射率的热系数，还有因数 Γ 是一个光程系数，它是评价光学材料的热敏度的因数。

本文描述所用实验程序和仪器，并讨论测量精度，方法举例是编号8280的硼酸火石玻璃613—443型的检测结果。

历 史

多年来一般认为温度对玻璃折射率影响是由于两重相反因素造成：对热膨胀正系数的玻璃，温度提高、密度下降，趋势使折射率下降，但又是温度上升时本征紫外吸收带

向长波方向位移趋势是提高折射率。从这两因素结合测定出的变化结果，而折射率变化的大小和方向决定于玻璃的类型和性能。

这些影响由很多研究者研究过，大多数主要关心他们的结果对光学设计的应用。BaaK最近一篇文章对大部分以前的工作给了参考文献。Ramachandran在一系列文章中对这专题发展了一个有用的理论处理，并应用到光学玻璃和其它光学材料。Perry和Sliusarier讨论了温度对光学系统特性的影响。

测量的方法

折射率随着温度的变化是由温度变化后玻璃中光程长变化的程量决定的。这可以很容易用斐索干涉仪技术观察从干涉仪内腔的几乎平行的平板两表面反射的光束间所形成的干涉条纹的通过而精确办到。

考虑这样一个玻璃板，在温度 T 。原始厚度为 L_0 。在斐索装置中用准直光束垂直照明。于是在玻璃内光学路程 N_0 。用波长表示(从第二表面反射回来的光在材料内经过两次)得

$$N_0 = 2L_0 \left(\lambda_v / n_v \right) = 2n_v L_0 / \lambda_v, \quad (1)$$

这里 λ_v 是所用光的真空波长，而 n_v 是玻璃的原始绝对折射率，即真空中的折射率。在不同温度下，

$$N_1 = (2/\lambda_v)(n_v + \Delta n_v)(L_0 + \Delta L) \quad (2)$$

从温度 T_0 变到 T 时条纹计数 m 是（略去高级项 $\Delta n \Delta L$ ）

$$m = N_1 - N_0 = (2n_v \Delta L + 2L_0 \Delta n_v) / \lambda_v \quad (3)$$

$$\text{或 } \Delta n_v = m(\lambda_v / 2L_0) - n_v(\Delta L / L_0) \quad (4)$$

方程（4）是这里描述的测量的工作方程。注意热膨胀 $\Delta L / L_0$ 必须测到折射率变化 Δn_v 的计算允许值。这是用 Plummer和Hagy所描写的精确膨胀计完成的。

折射率热率化和热膨胀的实验结果和需要温度下计算斜度 dn_v/dT 和膨胀系数 α 的方程吻合，对于光在空气中通过单个玻璃元件的光、光程的热系数 dP/dT 由下式给出

$$dP/dT = L_0 [\alpha (n_v - 1) + (dn_v/dT)] \quad (5)$$

这里 L_0 是原始的物理光程长度（空气折射率假定为1）。括弧内的量称为 Γ ，作为光程系数，也是用这方法计算得到的。还有对相对折射率的温度系数也做了计算。

取 样

这发展计划中玻璃在多数情况下浇铸成直径64厘米、厚13厘米的大圆板，以后精细退火、使全体积的极大应力双折射不超过5毫微米/厘米，极大折光率变化不超过 4×10^{-6} 。在铸件内取出小片、约10厘米 \times 5厘米、以制备试样。切下两块（约10.5厘米 \times 0.7厘米 \times 0.7厘米）在膨胀计上作热膨胀测量之用。留下邻近材料用作制备两个直径2.3厘米干涉试样之用，各厚0.5厘米和1.0厘米。试样由 Unertl 光学公司制备，光学平面平度达 $\lambda/8$ 、大约8秒劈形，约在2厘米孔径内有三到四个干涉条纹：这样观察和测量起来都比较方便。

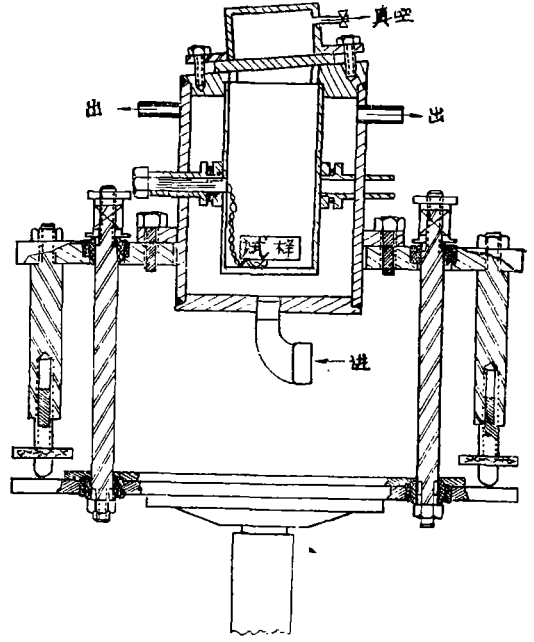


图1 试样室装置。内室3.8厘米直径，8厘米深。

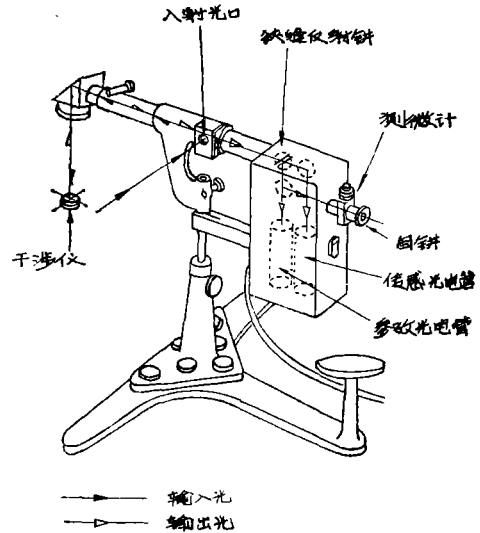


图2 观察装置

干涉仪样品室

光程试样放在双层墙的室内、如图1所示。内部容器由紫铜制成，外壳黄铜制成后者周围用纤维绝热（未画出）。室内温度用Haake FE 型常温循环器和Polyscience KR-

30型冷却单元串联、使 50—50 水-甘油混合物循环来控制。循环器备有-35℃到+100℃ Jumo水银温度控制器、通过一个Triac作用控制到精度 $\pm 0.005^\circ\text{C}$

试样放在三角架上，位置约如图1所示。它的温度用T型（铜-康铜）热电偶接触玻璃下表面来测量。热电偶是用Leeds & Narthrup公司标定的直径0.025厘米(B&S规30号)线制成。温度用Leeds & Northrup 8686型微伏电位计（读数+3 μV 的精度 $\pm 0.03\%$ ）和T型热电偶、从美国材料试验学会标准E230或NBS刊物561温度-电动势表内读出、准到 0.01°C 。

试样室顶部用抽空的双重窗封闭。这结构所以需要是防止低温下窗面起雾，虽然它有良好绝热和室内有最佳的匀温。这窗留有大约 5° 左右的倾斜角，以消除从窗表面反射的不必要的光。整个装置安排在一个可旋转的平台上、可以调正条纹使之对准观察仪器的狭缝开口。

干涉仪观察器

图2表示观察仪器。这基本是Gaertner I-1121型Pulfrich观察器由Gaertner修改，将目镜部件改变为一个监视头，可以同时光电和目视测量条纹，和监视头结合的有电子底盘、上面包括必要的控制。

这仪器是为了监控直线干涉条纹设计的。入射光被一个立方光束分裂器沿光轴反射，并被反射到干涉仪前用一个物镜使准直，干涉仪位于观察系统的焦面上。一个带有各种不同大小孔径的光阑片放在入射口可以控制光的发散，也即控制条纹衬比，并提供调整到最优光强的方法。

准直器和望远镜结合把干涉仪来的条纹聚焦到玻璃反射镜上刻出的狭缝，这反射镜前表面是镀铝的。通过狭缝的光被第二个前表面反射镜反射到传感光电管，剩下的光由带狭缝的反射镜反射到第一个光束分裂器。

透射的光束继续射到参考光电管，首先通过中性密度滤光片按设计使参考光束衰减到和传感光大约相等的强度。从狭缝反射反射的光束通过一个中继透镜系统进入带测丝的测微计目镜为目观监控。

用两个光电管在一个电桥型线路中减少了光源起伏或光电管响应变化对输出信号的影响。参考光电管接收从整个视场来的光，传感光电管接收通过狭缝的光，这狭缝比条纹宽度为小，它的输出因此反比例于条纹的不透光度。从参考信号减掉传感信号消除了对两光电管同样变化的影响，而所得系统输出比例于条纹不透光度。

图3显示电子线路。为了得到宽光谱响应应用RCA4463光电倍增管带一个S-20光谱响应器(300—750毫微米)。精确电阻用于电压分配器网路、使适当电压供给光电管的倍增极。高压源是动力设计型2K— 10^7 。每个光

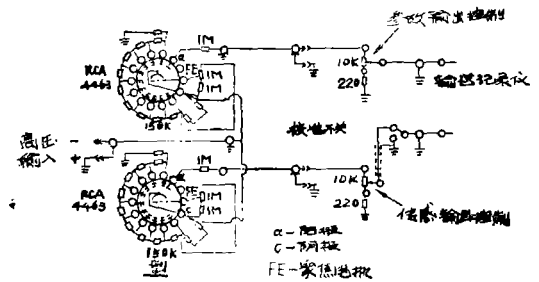


图3 电子线路

电管输出端串联接一个1兆欧电阻为管子阳极提供超载保护。高压电源和控制板都放在一个电子架柜里。

在控制板上每个光电管的输出接到10000欧电位计和220欧电阻串联的两端。在正常操作下，每个电位计的擦除器连接到一个电桥型线路输出端、用了些控制获得参考和传感输出信号的平衡。

输出端可有电压直到100毫伏，电源阻抗在25000欧以下。备有一个瞬时用的开关为校准之用。当压下时它把传感输出端接地，使输出端只有参考信号。高压供应和照明电平于是可以调整到所要的参考输出。

一个Leed和Northrup H型带式图型记录器，灵敏度0—1毫伏联接在输出端，用来记录跨过狭缝的条纹（见图4）。

光源

测量在表1所列六个波长处进行。汞线来自198汞灯，用带有Ortho Evenson腔和功率计的Raytheon CMD—4型Microtherm发出的2450兆赫辐射激发。镉灯来自Philips。氩灯是Osram—Gates型。大半工作中用的激光是Perkin—Elmer 5200型，虽然为了改进的无噪音记录最好用稳定化激光

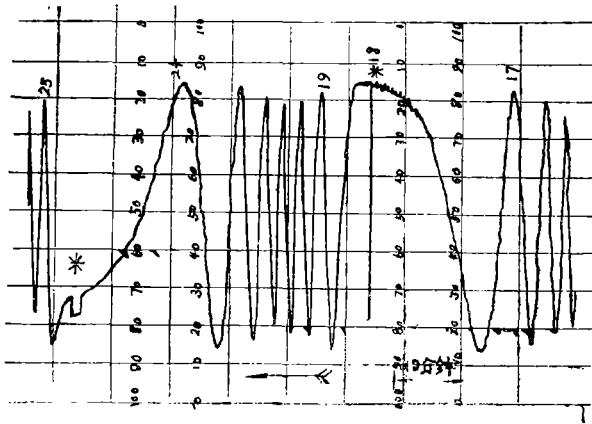


图4 条纹数记图的一段，部分条纹在有*号标记处读出

光程测量

为了测量光程，图1中的试样和室首先调整到条纹适当取向和可见度，于是冷却到最低温度近 -17°C 。记录下热电偶的电动势，用测丝目镜读出原始部分条纹。控温器于是调到另一温度。约高上去 $13-16^{\circ}\text{C}$ ，发现在八分钟的时候循环液达到规定点，需要40分钟才能使1厘米厚的玻璃试样温度和条纹数记录达到稳定，0.5厘米厚的试样，则需要25分钟达到稳定。在这新温度条纹数要由记录图记下，还加上目镜读出部分条纹。于是再提高一步温度。这样继续下去，给出从 -17°C

如Spectra—Physics 119型。使用Corion干涉滤光片，带宽从5到10毫微米、为了从三种放电光源来的谱线分离之用。

如图2所示Gaertner做了进一步的改进，把光入射口放到I—1121型观察器通常位置的 90° 处，让光更易进入仪器。

热膨胀

PH精密测膨胀法用来测定热膨胀。在这领域中大半过去研究人为决定这性质选用试样长1厘米。如果条纹计数要决定到 ± 0.05 条纹，在热膨胀 $\Delta L/L$ 中达到精度百万分之 ± 1.5 的现实目标。实际上用10厘米试样

时PH膨胀计是超过这精度的。干涉仪的精度如用较长试样可以改进。可是由于这方法要一个真空室来达到极大精度（这样免去空气改正）因而均匀加热的困难使长试样温度不均匀的热问题尖锐化，特别是光学玻璃通常膨胀系数比较高。在玻璃膨胀系数 $8 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ ，长10厘米时，只要 0.5°C 温度差即造成 $\Delta L/L$ 百万分之4的误差（在光程测量中温度均匀度不是问题因为图1的室不是抽真空的）。

到 $+75^{\circ}\text{C}$ 七个总的的数据。

这逐步程序可以用程序化的连续升温连续记录温度所代替。这个方法的经验，极大速率 $0.4^{\circ}\text{C}/\text{分钟}$ 可以满意地避免1厘米厚试样中严重的温度滞后。可是没有这样试，因为温度读出精度和它对条纹计数短暂相关的不肯定的原因。

虽然测丝目镜测出部分条纹，但较早数据，是先在每个温度照相照出条纹场、于是在胶片上测出条纹。分析证明这和目视同样精确，但工作不很方便。

应该说明条纹的参考点是监视头中的刻划狭缝。这不是一个基准点刻在试样上的，但做过实验可以保证这种标志在温度循环中使

试样和狭缝相对位置不变。

用1厘米厚的试样在 g, F', e 和激光线条纹所得衬比良好,但在 d 和 C' 要用0.5厘米厚的才行。从He灯来的 d 线太宽在较厚玻璃中难得满意的衬比。 C' 线够窄的,但可见度很低,使目视困难。发现用 C' 决定的精度低于其它波长。因此 C' 性质的直接测量停止了。现在 C' 结果是通过其它线的点所作曲线用图形外插法得出的,指出应最重视激光线,它和 C' 波长接近。

设计干涉仪时传感条纹运动方向是认为不必要的。几乎所有光学材料在实用关心的温度范围中光程的温度系数都是正的。几种少数玻璃如氟冕玻璃型有负系数,但那些在

一次行程中就可以从条纹计数的状态中查出。

图4是一个1厘米厚试样记录的条纹计数的一段。有星号处表示在那点试样被稳定化,温度和条纹部分都给读出。

数 据 处 理

一次行程读出的七对温度和条纹计数送给计算机。还给了下面这些:(1)所用真空波长 λ , (表2); (2)测到 10^{-4} 厘米的原始长度;(3)在22°C, 760托对空气的原始折射率达六位数,从制造厂记录取得,(4)适合于

表 I 光谱线源和空气折射率

波长 (毫微米)		字母标记	光源	在22°C ($n_{\text{空气}}-1$) 10^6
标 称	真 空			
435.8	435.96	g	Hg	274
480.0	480.12	F'	Cd	273
546.1	546.2	e	Hg	271
587.6	587.72	d	He	271
632.8	632.99	—	He-Ne/激光	270
643.8	644.02	C'	Cd	270

PH膨胀计数据的一个热膨胀 $\Delta L/L$ 多项式。

报告是对于空气的相对折射率,必须化成绝对折射率。表I值是照Edlén在22°C标准空气的折射率给出的。计器机选用了近似值作为所给折射率的乘数、在计算中转化为绝对折射率。

随着Fortran常规,计算机计算出并印出下面这些(1)用方程(4)折射率 Δn ,从第一温度点起在各点的变化;(2)适合于上面结果的二次多项式,带有剩余;(3)在十个选定温度:(a) Δn , (b)(2)的斜度 bn_v/dT , (c)热膨胀系数 α , (d)光程系数 Γ ;(4)在五个20°间隔中平均斜度 $\Delta n/\Delta T$ 。

计算机程序表还包括印出玻璃在同温度

下对空气的相对折射率的热系数值,假定标准气压760托,要这样做,先要算出和保存着一个表列出照表1所列波长处十个报告温度的空气折射率 $n_{(\text{空气})T}$ 。所用方程是

$$[n_{(\text{空气})T}-1] = [n_{(\text{空气})22^\circ} - 1] [1.0808 / (1 + 0.003671T)] \quad (6)$$

这里 $n_{(\text{空气})22^\circ}$ 是表1所给值。

适当的一套空气折射率值选出后、应用到已计算出来的 Δn ,数来计算和印出:(5)在十个温度处的 Δn (相对);(6)适合结果的二次多项式,带剩余;(7)在十个温度处的斜度 dn/dT (相对);(8)在五个20°间隔的平均斜度 $\Delta n/\Delta T$ (相对)。

表 II 计 划 中 的 玻 璃

类 型	d_n/dT , (百万分之几)	类 型	d_n/dT^* (百万分之几)
冕石		火石型 (续)	
511—604	-0.03	581—409	0.99
517—642	1.54	620—364	2.96
522—595	0.34	648—339	3.18
523—602	0.69	699—301	4.46
钡冕		755—276	7.24
573—575	1.03	805—254	9.21
6.13—586	1.14	钡火石	
613—574	1.57	650—392	1.80
618—551	3.09	670—471	2.42
620—603	0.75	702—410	b
镧冕		硼酸火石	
652—585	-0.74	613—443	4.14
691—547	b	653—397	b
720—504	b	镧火石	
火石型		717—480	b
526—510	1.95	744—448	b
548—458	1.12		

a 绝对, 546.1毫微米线, 22℃

b 在写的时候还未完成

测量的精度

计算适合曲线的剩余是对这些结果里面的一套内部精度唯一可得的实验量度。对计划中头二十种玻璃的 Δn 测量, 总平均绝对差 ($\Delta n_{(测)} - \Delta n_{(点)}$) 是百万分之0.8。

热膨胀方程用图示方法和测量结果相吻合。对膨胀方程平均绝对差是百万分之1.0可是PH膨胀计原设计的5—50℃窄范围内平均是百分之0.6, 在这计划中扩大到-80℃到+100℃范围, 变为百分之1.4。应该认识上面 Δn 的差确是包括 $\Delta L/L$ 的误差影响, 因为 Δn 用了方程(4)。

干涉仪实验的主要误差来源是条纹计数。估计现在条纹计数精度至少是 ± 0.05 个条纹。在15°范围内, 典型测量中误差 ± 0.05

条纹将带给 Δn , 百万分之 ± 1.5 级误差, 给平均 $\Delta n_v/\Delta T$ 误差约百分之 ± 0.05 。

这些观察, 加上多少种玻璃反复行程的结果, 引起到现在对 d_n/dT 的精度估计约百万分之 ± 0.05 。

相对折射率系数的精度可能小些; 因为它又依赖于给定空气折射率的值。但是这和充分估计的误差无关, 因报告这系数的值实际上不需要的。它们是在假定标准大气压下计算的, 而在实验中很少出现。

结 果

为了举例说明从这实验计划可得的结果, 将一种玻璃编码8280第613—443型的硼酸火石玻璃, Corning标号Bo F-61的某些数据提出:

试样: 编码8280; 盘号113,
 厚度: 0.9746厘米用g, F'e, 激光线测量,
 0.4780厘米用d线测量,
 热膨胀方程:
 $\Delta L/L(\text{百万分}) = 4.30T + 0.0049T^2,$
 $T^\circ\text{用}^\circ\text{C表}$ (7)
 平均差 = 百万分之1.5
 = 百万分之0.5在5 - 50 C.

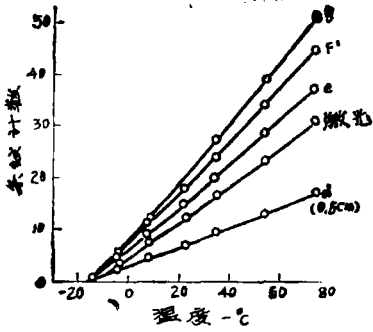


图5 编码8280硼酸火石玻璃在五个波长处的条纹计数数据

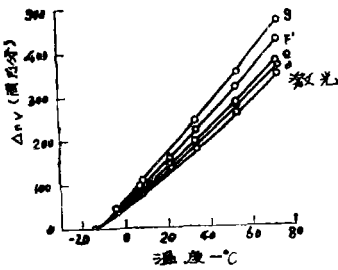


图6 编码8280硼酸火石玻璃, 在五个波长处温度对绝对折射率的影响

图5是在5个波长处光程测量的原始条纹计数数据曲线。

图6是在同样波长处 Δn_v 的相应结果温度的变化(照方程4计算)。

在-20°C到+60°C的T范围内, 在e线, 波长546.1毫微米处, 有两个方程推导绝对和相对折射率随温度的变化: 分别为

$$\Delta n_v = 3.8574 + 0.006429T^2 \quad (8)$$

$$\Delta n_{\text{相对}} = 5.585T + 0.00161T^2 \quad (9)$$

方程(8)是对于在图(6)中e线曲线的方程。方程(8)和(9)在图7内画出了。那里每个的 $\Delta n_{22^\circ\text{C}}$ 在归一化为零。在图7中右方的纵坐标也表示出在e线处标准空气折射率随

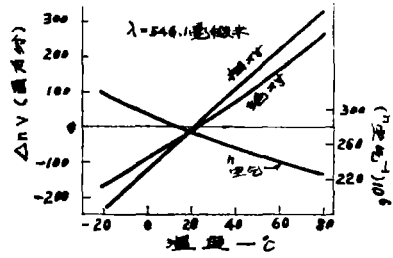


图7 编码8280硼酸火石玻璃, 温度对在C线的绝对和相对折射率的影响, 又图示空气折射率曲线用右手纵坐标玻璃在22°C的 Δn 调准到零

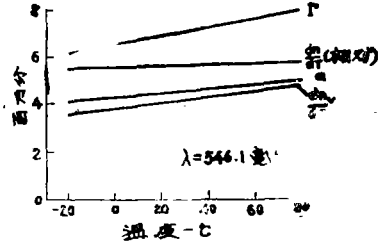


图8 编码8280硼酸火石玻璃, $T = \alpha(n_v - 1) + \left(\frac{dn_v}{dT}\right)$

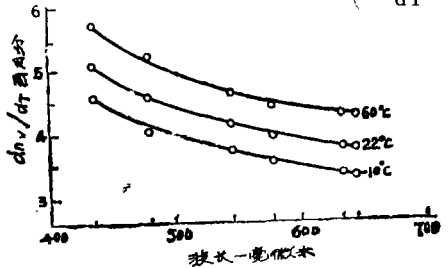


图9 编码8280硼酸火石玻璃, 绝对折射率的温度系数对波长的依存。

温度变化的曲线。这说明空气折射率温度变化对 Δn_v 相对和 Δn 相对间关系的影响。

最后图8表示计算方程(7)、(8)和(9)斜度的结果给出从计划要求在e线的热光系数。对另五个波长也得到类似数据。图9表示十个报告温度中的三个 dn_v/dT 对波长的依赖。

对编码8280玻璃举例结果, 对其它计划的玻璃也都求得了。这些列在表II中和在e线的 dn_v/dT 值在一起。在写这篇文章时有几种玻璃工作还未做完, 如表II所示。

译自“Appl. Optics”, Vol. 10, No. 9, P2137 - 2143, 1971.