

# 关于二级光谱问题的探讨

姜会林

(长春光学精密机械研究所)

## 提 要

本文从波差理论出发,由前组色差引起的后组入射光线坐标变化,导出了衍生二级光谱计算公式,并应用于分离薄透镜系统,得到了简明的结论。

本文又把等效玻璃概念的应用加以推广,提出了用普通玻璃密接薄透镜组校正二级光谱的设计方法。

## 一、引 言

在光学系统中,对某两种波长校正色差后,第三种波长仍对这两种波长有残余色差,通常称之为二级光谱。一般情况下,光学系统对  $C$ 、 $F$  线消色差,用  $D$  线与  $C$ 、 $F$  线的轴向像点位置差表示二级光谱,其波差用  $W_{DF}$  表示,二级光谱系数记为  $C_{DF}$ ,几何量为  $l'_{DF} = \frac{C_{DF}}{n'u'^2}$ 。

为了下面讨论问题方便起见,我们称此公式计算的  $l'_{DF}$  值为本征二级光谱。

我们在设计一个长焦距照相物镜时,为了校正二级光谱,曾采用解下述方程组的方法。

$$\begin{cases} \frac{D}{2f'} = h_a\phi_a + h_b\phi_b + h_c\phi_c, \\ c_1 = c_{1a} + c_{1b} + c_{1c}, \\ C_{DF} = h_a^2\phi_a\alpha_a + h_b^2\phi_b\alpha_b + h_c^2\phi_c\alpha_c - c_{1b}(\beta_b - \beta_a), \\ S_{1V} = j^2 \sum \frac{\phi}{n}, \\ c_{11} = \frac{h_{pa}}{h_a} c_{1a} + \frac{h_{pc}}{h_c} c_{1c}, \end{cases} \quad (1)$$

式中:

$$\alpha = \frac{P_1 - P_2}{\nu_1 - \nu_2}, \quad \beta = \frac{\nu_2 P_1 - \nu_1 P_2}{\nu_1 - \nu_3}。$$

我们采取两种设计方案,经过追迹光线计算发现,如果解方程组(1)时,令  $C_{DF}$  为零,对于这两种方案(取  $f' = 1000$ ),光线计算得到的  $C_{DF}$  值均为正值,而且都在 0.0005 左右,几何量约为 0.1。同时,我们还发现,不论各组透镜顺序如何调换,光阑位置及曲率半径如何变化,只要光焦度分配及间隔一定,其  $C_{DF}$  值基本不变。那么,此值来自何处呢?它有什么变化规律呢?在光焦度分配及间隔确定以后,又怎样进行具体计算呢?这就是本文要讨论的第一个问题。

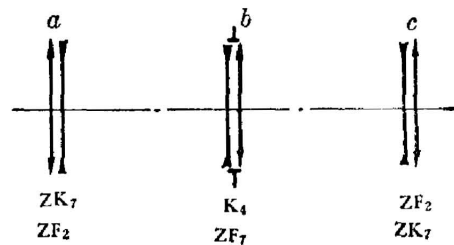


图 1

另外,近年来一些研究者,例如 C. G. Wynne 证明<sup>[1]</sup>,用普通玻璃校正二级光谱,在结构上允许相对复杂的情况下,用分离透镜系统是可以办得到的。那么,密接薄透镜组是否也可以用普通玻璃校正二级光谱呢?如果可以,又怎样进行具体设计呢?这就是本文要讨论的第二个问题。

## 二、衍生二级光谱来源及计算公式

为了寻求上述系统二级光谱增量的来源,搞清楚为什么  $C_{DF}$  与实际值会有差别,首先必须追溯一下  $C_{DF}$  公式的来历。



图 2

由色差理论可知,  $C_1$  是波色差  $W_c$  的初级位置色差系数,对  $D$ 、 $F$  光来说,  $C_1$  就是

$$C_{DF} = h^2 \phi \frac{P}{\nu};$$

而波色差  $W_c = \sum (D_a - D_b) \delta_n$ , 其准确性是建立在 Fermat 原理上的<sup>[2]</sup>。

由 Fermat 原理,可得到

$$\sum n_F D_F - \sum n_c D_c \doteq \sum (n_F - n_c) D_{c0} \quad (2)$$

由此得到波色差

$$W_{FC} = W_F - W_C = \sum (D_a - D_b) \delta n_{FC0} \quad (3)$$

进而求得初级位置色差系数  $c_1 = \sum h^2 \phi / \nu$  及二级光谱系数  $C_{DF} = \sum h^2 \phi P / \nu$ 。

从这一过程可知,当一系统满足上述条件时,公式  $C_{DF}$  是准确的,即系统只存在本征二级光谱,如薄透镜或密接薄透镜组。而当光学系统不满足上述条件时,由方程求解的  $C_{DF}$  与实际值就不能很好地符合了,例如色差符号相反、彼此相距很远的两组透镜组合系统或厚透镜。我们所设计的系统即属这种情况。

由此可见,在薄透镜组间隔拉长或透镜很厚、且前组(或面)的  $D$ 、 $F$  光有色差时,其出射光线的光路差别变大,因而影响了后组,进而影响了整个系统的二级光谱值。参考其它衍生物差的概念<sup>[3]</sup>,我们将此量(即  $D$ 、 $F$  光轴向位置差对后组的二级光谱贡献量)称为衍生二级光谱,其波差及系数分别用  $\Delta W_{DF}$  和  $\Delta C_{DF}$  表示。

从文献[3]和文献[4]出发,可以得到衍生二级光谱计算公式(推导见附录1)。对整个系统有

$$\Delta C_{DF} = \sum \left[ \frac{1}{j} (c_1 \overleftarrow{c}_{11} - \overleftarrow{c}_1 c_{11}) - c_1 \Delta \frac{\delta_n}{n} \right]. \quad (4)$$

当系统中无厚透镜,而只是由分离的薄透镜组成时,(4)式变为

$$\Delta C_{DF} = \sum \frac{1}{j} (c_1 \overleftarrow{c}_{11} - \overleftarrow{c}_1 c_{11}), \quad (5)$$

式中  $c_1$ 、 $c_{11}$  均指  $D$ 、 $F$  光的色差系数。

需要说明:当系统已对  $C$ 、 $F$  线完全消色差时,用(4)、(5)式算出的  $\Delta C_{DF}$  值就是所求解的衍生二级光谱系数;当系统尚未对  $C$ 、 $F$  线完全消色差时,则需用同样的公式算出  $\Delta C_{DC}$  值,然后再用  $[(\Delta C_{DF} - \Delta C_{DC}) / 3.5 + \Delta C_{DC}]$  近似表示实际的衍生二级光谱系数,其中“3.5”的来源是:多数玻璃平均的  $\delta n_{DF} / \delta n_{DC}$  约为 -2.5。当  $C$ 、 $F$  线的像点还残留有轴向位置差时,

若使二者重合, 则  $F$  光与  $C$  光将以 2.5:1 的速率比趋近于重合点。(当然, 对于其它谱线, 应算出相应的比例系数)。

### 三、公式的应用及计算举例

#### 1. 双分离薄透镜组

为了分析问题方便起见, 将光阑放在后组(光阑位置对轴上色差无影响), 如图 3 所示。

$a$  组:  $\because \bar{c}_1 = \bar{c}_{11} = 0, \therefore \Delta C_{DFa} = 0$ 。说明密

接薄透镜组衍生二级光谱为零。

$b$  组:  $\because j = nu\eta = -nh_b h_{pa}/d_1$ , 当  $n=1$  时,

$$j = -h_b h_{pa}/d_1, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \therefore \Delta C_{DFb} &= \sum \frac{1}{j} (c_1 \bar{c}_{11} - \bar{c}_1 c_{11}) \\ &= \frac{-d_1}{h_b h_{pa}} c_{1a} c_{1b} \frac{h_{pa}}{h_a} = -\frac{d_1 c_{1a} c_{1b}}{h_a h_b}. \quad (7) \end{aligned}$$

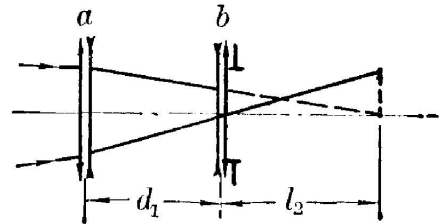


图 3

此值即为整个系统的  $\Delta C_{DF}$  值。在(7)式中,  $h_a, h_b, d_1$  皆大于零, 若设计时考虑校正本征二级光谱, 即  $c_{1a} + c_{1b} = 0$ , 说明  $c_{1a}$  与  $c_{1b}$  反号, 由此可知, 衍生二级光谱是正的, 其值与间隔  $d_1$  成正比。

#### 2. 三分离薄透镜组

如图 1 所示, 对前两组分析同 1。即  $\Delta C_{DFa,b} = -d_1 c_{1a} c_{1b} / h_a h_b$ 。对  $c$  组的分析, 采用同上的方法, 可知  $\Delta C_{DFc} = 0$ 。所以, 整个三分离系统的衍生二级光谱系数为:

$$\Delta C_{DF} = -\frac{d_1 c_{1a} c_{1b}}{h_a h_b}. \quad (8)$$

从以上两种情况中, 可得出如下结论:

- (1) 密接薄透镜组的  $\Delta C_{DF} = 0$ ;
- (2) 分离薄透镜系统(联合消色差时)的  $\Delta C_{DF} > 0$ , 且与间隔  $d_1$  以及各组色差的大小成正比;
- (3) 分离薄透镜系统的  $\Delta C_{DF}$  值与各组的透镜顺序、透镜弯曲以及光阑位置等无关。

下面, 举例进行具体计算, 如图 1 所示。

$f' = 1000, D/f' = 1:7, 2\omega = 18^\circ, f'_a = 714.29, f'_b = -551.76, f'_c = 772.46, d_1 = 162.53, d_2 = 125.53$ 。

解方程组(1)时令  $C_{DF} = 0$ 。由(8)式, 可算出  $\Delta C_{DF} = 0.00134, \Delta C_{DC} = 0.00015$ 。所以衍生二级光谱系数 = 0.00049。

实际光线计算结果与本征的  $C_{DF}$ (此例为零)之差即衍生二级光谱系数是 0.0005, 说明用上述公式计算与实际值是符合的\*。

对于二级光谱理论问题, C. G. Wynne 发表过论文<sup>[5]</sup>, 他从基本的几何成像公式出发, 推出了“普遍的初级色差理论”表达式, 其中第二项与衍生二级光谱公式(9)式完全相同; 不

\* (4)、(5)式是求衍生二级光谱的普遍式; (7)、(8)式是由(5)式导出的双分离、三分离系统计算式; 对其它系统, 均可用类似方法从(4)、(5)式求出。

过,是从不同角度、用不同方法得到的(见附录2)。

对于间隔很大的薄透镜系统,只要把衍生二级光谱  $\Delta C_{DF}$  加上本征二级光谱  $C_{DF}$ ,就得到了普遍的初级色差理论。计算表明,即使间隔比较大的系统,其衍生量仍然是比较小的。我们认为,作为一种较完整的色差理论,应是本征量和衍生量两部分所组成,其中包括色差与二级光谱,以及初级和高级两个方面。

#### 四、密接薄透镜组校正二级光谱的一种设计方法

设有一双胶合透镜,由二块单透镜  $(\varphi_1, \nu_1, P_1)$  和  $(\varphi_2, \nu_2, P_2)$  组成,则其等效的  $P_{\#}$ 、 $\nu_{\#}$ <sup>[6]</sup> 如下:

$$\frac{1}{\nu_{\#}} = \frac{1}{\nu_2} + \frac{\varphi_1}{\varphi_{\#}} \left( -\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} \right), \quad (9)$$

$$P_{\#} = \frac{P_1 - P_2}{\nu_1 - \nu_2} \nu_{\#} - \frac{\nu_2 P_1 - \nu_1 P_2}{\nu_1 - \nu_2} \quad \text{记为} \quad \alpha \nu_{\#} - \beta_0. \quad (10)$$

$P_{\#}$ 、 $\nu_{\#}$  也被称为等效玻璃的  $P$ 、 $\nu$  值。

等效玻璃这一概念,过去曾被应用在一种等效玻璃与另一种玻璃的组合上;文献[7]所作的报道,其原理实际上与此相同。这样做,同一  $P$  值的  $\Delta\nu$  仍然很小,所以在玻璃选择上和应用上受到了限制。我们在允许结构相对地较复杂的情况下,把两块等效玻璃组合起来。这样,由于把  $P$ - $\nu$  图上的二线段延拓成为二直线,因此增大了  $\Delta\nu$  值,从而可得出一些新的设计结果。

用等效玻璃的  $P$ 、 $\nu$  为参变量,对于两个等效玻璃组成的密接薄透镜组,由校正  $C_1$ 、 $C_{DF}$ 、满足总光焦度及  $P_{\#}$ 、 $\nu_{\#}$  的计算公式,可联立推得下述方程组:

$$\left. \begin{aligned} \nu_a &= \frac{\alpha_b}{\alpha_a} \nu_b + \frac{\beta_a - \beta_b}{\alpha_a}; & \varphi_a &= \frac{\nu_a}{\nu_a - \nu_b} \Phi; & \varphi_b &= -\frac{\nu_b}{\nu_a - \nu_b} \Phi; \\ \varphi_{1a} &= \frac{\nu_{1a}(\nu_a - \nu_{2a})\Phi}{(\nu_{1a} - \nu_{2a})(\nu_a - \nu_b)}; & \varphi_{1b} &= \frac{-\nu_{1b}(\nu_b - \nu_{2b})\Phi}{(\nu_{1b} - \nu_{2b})(\nu_a - \nu_b)}; \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中  $\nu_a$ 、 $\nu_b$  分别表示  $a$  组和  $b$  组的  $\nu_{\#}$ 。由(11)式可解出一系列的  $\nu_a$ 、 $\nu_b$ 、 $\varphi_a$ 、 $\varphi_b$ 、 $\varphi_{1a}$  和  $\varphi_{1b}$ ,可列表或画出曲线,选取最佳解。

[例] 用密接薄透镜作平行光管物镜

(1)  $f' = 1000$ ,  $D/f' = 1/10$ 。

选  $a$  组: ZK<sub>9</sub>-TF<sub>3</sub>;  $b$  组: K<sub>4</sub>-BaF<sub>6</sub>。

求解方程组(11)后,再进行初步的像差平衡,结果如下:二块等效玻璃间的  $\Delta\nu = 38.3$  如图4所示;系统结构如图5所示; $D$ 、 $C$ 、 $F$  光球差曲线如图6所示。

残留二级光谱几何量,按轴上计算只有  $-0.02$ ,  $0.7$  带为  $-0.04$ ,相当于五分之一焦深;边缘球差三分之一焦深,带球差二分之一焦深;  $OSC = 0.0001$ ,  $(d-D)\delta n = -0.0002$ 。

(2) 若把 TF<sub>3</sub> 换成 F<sub>9</sub>,需用六块透镜,其  $\Delta\nu = 76.5$ ,残留二级光谱几何量为  $-0.09$ ,边缘球差二分之一焦深,带球差三倍焦深;  $OSC = 0.00005$ ;  $(d-D)\delta n = -0.00015$ 。

(3)  $f' = 3000$ ,  $D/f' = 1/12$ ,仍用例(1)中玻璃,四块透镜。残留二级光谱几何量为  $-0.07$ ;边缘球差和带球差均为1倍焦深;  $OSC = 0.00016$ ;  $(d-D)\delta n = -0.00023$ 。

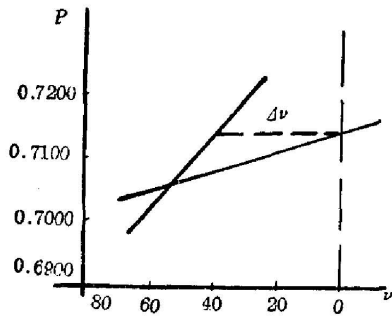


图 4

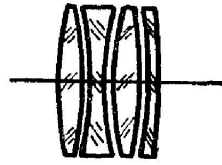


图 5

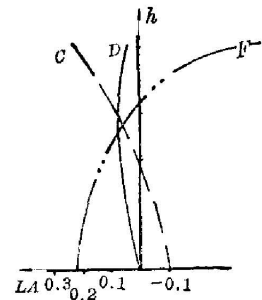


图 6

为了校正二级光谱, C. G. Wynne 采取加二级光谱校正器<sup>[1]</sup>的办法。组成校正器的两种玻璃在中心波长处的折射率相等, 在光谱范围两端二块玻璃间折射率差等值反号, 这样可对称分配残余量, 达到完善校正二级光谱的目的。此外, 还要求透镜组之间必须有足够大的间隔。

我们采取本文所述办法进行设计, 用密接薄透镜组也可达到同样的效果。选玻璃时只需要注意二块等效玻璃在  $P-\nu$  图上直线间夹角尽量大以及组成等效玻璃的二块玻璃间的  $\Delta\nu$  尽量大即可。

按照参考文献 [1] 所设计的系统完全相同的要求, 我们设计了如图 7 和图 8 所示的系统。

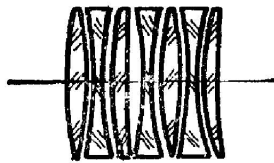


图 7

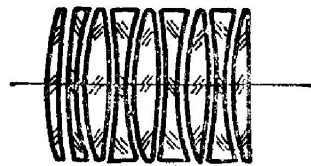


图 8

图 7 系统结构参数		
$r$	$d$	材 料
23.55 -118.69	3 1	SK <sub>16</sub>
-219.49 18.11	1 1.2	K <sub>2</sub> FS <sub>1</sub>
27.86 -380.67	2 1	SK <sub>16</sub>
-83.31 17.61	1 0.2	K <sub>2</sub> FS <sub>1</sub>
18.04 -138.47	3.4 0.2	SK <sub>16</sub>
-164.73 37.85	1 0.2	LaK <sub>24</sub>
28.38 85	2	SF <sub>8</sub>

图 8 系统结构参数		
$r$	$d$	材 料
28.72 -226.38	3 1	PK <sub>50</sub>
82.22 19.68	1 1	LaK <sub>3</sub>
26.31 -60.64	3 1	PK <sub>50</sub>
-58.81 48.31	1 1	LaK <sub>3</sub>
25.96 -69.3	3 1	PK <sub>50</sub>
-63.58 42.74	1 1	LaK <sub>3</sub>
27.44 -71.23	3 1	PK <sub>50</sub>
-64.31 40.61	1 1	LaK <sub>24</sub>
56.62 -291.85	1	SF <sub>8</sub>

参考文献[1]给出的系统用  $A$  代表, 我们设计的系统分别用  $B$  和  $C$  代表。设计结果如下:

$A$ : 9 片透镜, 最前镜面到最后镜面的距离与  $f'$  之比为 1.1/1;

$B$ : 7 片透镜, 最前镜面到最后镜面的距离与  $f'$  之比为 0.20/1;

$C$ : 9 片透镜, 最前镜面到最后镜面的距离与  $f'$  之比为 0.30/1。

各波长的离焦量如下表和图 9 所示。显然, 按本文方法设计的系统在 404.7 nm 至 706.0 nm 波段可以有较小的二级光谱, 并且结构长度小得多。

系统	波 长 (nm)					
	404.7	480.0	486.1	589.3	656.3	706.0
	离 焦 量 $(-\Delta f')$					
$A$	-0.1044	0	0.011	0.1205	0.1395	0.133
$B$	-0.0849	0	0.004	0.006	0.007	0.0108
$C$	-0.109	0	0.006	0.0434	0.0333	-0.0134

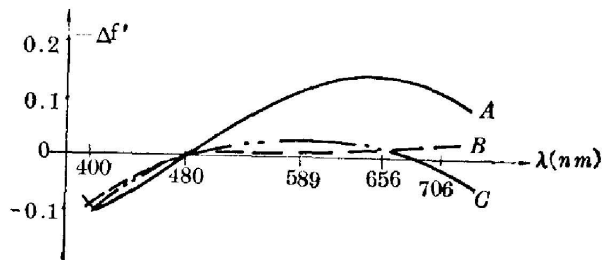


图 9

### 附 录 1

从文献[3]和文献[4]出发, 推导衍生二级光谱计算公式。

设入射光线坐标为  $Y, Z$  (光栏坐标),  $H, \xi$  (物面坐标); 其归一化坐标为  $y = \frac{Y}{y_0}, z = \frac{Z}{y_0}, \eta = \frac{H}{\eta_0}, \xi = \frac{\xi}{\eta}$ 。

如果一个透镜组之前已有像差, 其入射光线坐标相应变为:  $y - TA_y/y_0, z - TA_z/y_0, \eta - TA_\eta/\eta_0$  和  $\xi - TA_\xi/\eta_0$  并相应记为:  $y + \Delta y, z + \Delta z, \eta + \Delta \eta$  和  $\xi + \Delta \xi$ , 其中:  $TA_y$  和  $TA_z$  为物面像差;  $TA_\eta$  和  $TA_\xi$  为光栏像差。用  $\epsilon_1, \epsilon_{11}$  表示一透镜组或面元前的  $D, F$  光色差系数, 则  $\epsilon_1, \epsilon_{11}$  引起的入射光线坐标变化量为<sup>[3]</sup>:

$$\begin{cases} -2j\Delta\eta = \epsilon_{1y} + \epsilon_{11}\eta \\ -2j\Delta\xi = \epsilon_{1z} \\ 2j\Delta y = \epsilon_{1\eta}\eta + \left(\epsilon_{11} - j\Delta \frac{\delta n}{n}\right)y, \\ 2j\Delta z = \left(\epsilon_{11} - j\Delta \frac{\delta n}{n}\right)z. \end{cases} \quad (12)$$

对于薄透镜或密接薄透镜组, (12)式变为:

$$\begin{cases} -2j\Delta\eta = \epsilon_{1y} + \epsilon_{11}\eta, \\ -2j\Delta\xi = \epsilon_{1z}, \\ 2j\Delta y = \epsilon_{1\eta}\eta + \epsilon_{11}y, \\ 2j\Delta z = \epsilon_{11}z. \end{cases} \quad (13)$$

对初级色差公式

$$W_0 = \frac{1}{2} c_1(y^2 + z^2) + c_{11}(y\eta + z\xi). \quad (14)$$

作全微分, 并令  $\xi=0$ , 得:

$$\Delta W_0 = (c_1y + c_{11}\eta)\Delta y + c_{1z}\Delta z + c_{11y}\Delta\eta + c_{11z}\Delta\xi. \quad (15)$$

将(12)式代入(15)式, 得:

$$\begin{aligned} \Delta W_C = & \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{j} (c_1 \bar{c}_{11} - \bar{c}_1 c_{11}) - c_1 \Delta \frac{\delta n}{n} \right] (y^2 + z^2) \\ & + \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{j} c_1 \bar{c}_{1p} - c_{11} \Delta \frac{\delta n}{n} \right] y \eta + \frac{1}{2j} c_{11} \bar{c}_{1p} \eta^2. \end{aligned} \quad (16)$$

因二级光谱属轴上点像差,所以衍生二级光谱波差为:

$$\Delta W_{DF} = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{j} (c_1 \bar{c}_{11} - \bar{c}_1 c_{11}) - c_1 \Delta \frac{\delta n}{n} \right] (y^2 + z^2). \quad (17)$$

将(17)式与(14)式相对比,可知衍生二级光谱系数为:

$$\Delta C_{DF} = \frac{1}{j} (c_1 \bar{c}_{11} - \bar{c}_1 c_{11}) - c_1 \Delta \frac{\delta n}{n}. \quad (18)$$

对于整个系统,则

$$\Delta C_{DF} = \Sigma \left[ \frac{1}{j} (c_1 \bar{c}_{11} - \bar{c}_1 c_{11}) - c_1 \Delta \frac{\delta n}{n} \right]. \quad (19)$$

当系统中无厚透镜,而只是由分离的薄透镜组成时,(19)式变为:

$$\Delta C_{DF} = \Sigma \frac{1}{j} (c_1 \bar{c}_{11} - \bar{c}_1 c_{11}). \quad (20)$$

## 附 录 2

C. G. Wynne 从基本的几何成像公式出发推导的初级位置色差表达式为:

$$n'_q u'_q \delta \eta'_q - n_1 u_1 \delta \eta_1 = \Sigma [c_1 + h \delta h \delta \phi + h \Delta (\delta n \delta u)].$$

如果系统只由薄透镜组成,则

$$n'_q u'_q \delta \eta'_q - n_1 u_1 \delta \eta_1 = \Sigma [c_1 + h \delta h \delta \phi].$$

对于三分离系统,则有

$$u'_3 \delta \eta'_3 = \Sigma c_1 - d_1 h_1 \delta \phi_1 h_2 \delta \phi_2.$$

其中  $\delta \phi = \frac{\delta n' - \delta n}{r}$ , 称为色光焦度。

我们把他的结果再往下推。先设

$$\Delta C = -d_1 h_1 \delta \phi_1 h_2 \delta \phi_2 \stackrel{\text{记为}}{=} -d_1 h_a \delta \phi_a h_b \delta \phi_b.$$

对于单薄透镜,

$$\delta \phi = \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \delta n = \phi \frac{\delta n}{n-1},$$

代入  $\Delta C$  中,由此可推得:

$$\Delta C = -\frac{d_1 c_{1a} c_{1b}}{h_a h_b}.$$

对于薄透镜组,则  $\delta \phi = \Sigma \phi \delta n / (n-1)$ , 代入  $\Delta C$  中,亦可得到

$$\Delta C = -\frac{d_1 c_{1a} c_{1b}}{h_a h_b}.$$

此式与衍生二级光谱公式(19)完全相同。

## 参 考 文 献

- [1] C. G. Wynne; *Opt. Commun.*, 1977, **21**, No. 3 (Jun), 419.
- [2] 王之江;《光学设计理论基础》(科学出版社, 1965), 第五章, 176.
- [3] 王之江;《光学设计理论基础》(科学出版社, 1965), 第六章, 231.
- [4] 薛鸣球, 林大键;《物理学报》, 1980, **29**, No. 2 (Feb), 260.
- [5] C. G. Wynne; *Opt. Acta*, 1978, **25**, No. 8 (Aug), 627.
- [6] R. E. Stephens; *J. O. S. A.*, 1959, **49**, No. 4 (Apr), 398.
- [7] Б. Л. Нефедов, Ю. А. Кальянов; *О. М. П.*, 1973, No. 10, 16.

## On the secondary spectrum

JIANG HUILIN

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics Academia Sinica)

(Received 15 June 1981)

### Abstract

In this paper, calculation formula for derivative secondary spectrum is derived based on the wave aberration theory, using the change of coordinates for incidence ray on the back group from the front group which has some chromatic aberration. When applying this formula to separated thin lens system, a brief conclusion is obtained.

Besides, the concept of equivalent glass is used and extended to develop a design method for correcting the secondary spectrum by means of closed thin groups with normal glasses.

### 自由电子激光专题讨论会

一九八一年六月二十二日至二十五日在美国爱达荷州(Idaho)阳谷(Sun Valley)举行了第三次“自由电子激光”专题讨论会(Workshop)。这次会议是在美国量子电子物理学会的赞助下由海军研究办公室负责主办的。前二次专题讨论会是分别于1977和1979年举行的。

这次会议的共同组织者是美国新墨西哥大学物理天文系的司科里(Marlan O. Scully)教授、海军研究办公室的皮洛夫(Herschel S. Pilloff)和斯坦福大学的斯比茨(Richard Spitzer)教授。新墨西哥大学物理天文系的莫尔(Gerald T. Moore)博士是大会协调人。

会议共进行了四天,每天上午和晚上举行两次,共八个单元。此外还分别在每天下午进行了一小时的会下交流(Post Session)。

向这次会议提供报告的有美国的亚利桑那大学、贝尔实验室、布鲁海文实验室、加利福尼亚大学、哥伦比亚大学、休斯公司、劳伦斯·利费莫尔、洛斯·阿拉莫斯、海军实验室、新墨西哥大学、斯坦福大学等,以及英、法、西德、意大利、日本和以色列等国的30多个单位。共有近50篇的报告。

这次讨论会的内容相当丰富,讨论的议题相当广泛。讨论会涉及的议题有:自由电子激光物理和加速器物理的关系;谐波的产生(包括准周期场的谐波产生、反切连科夫(Cerenkov)效应谐波产生、倍频光子速调管等);自由电子激光中脉冲的传播以及自由电子激光中场结构;自由电子激光的谐振腔和模结构;自由电子激光的二维理论和三维理论以及大量结合各实验室具体情况的数值模拟;自由电子激光器的摆动场(Wiggler);慢波自由电子激光(主要是Smith-Purcell FBL);以及自由电子激光的应用等。此外还有大量的有关各实验室状态的报告;某些参量的测量报告,新自由电子激光器运转的报告;实验计划和设想等。

这次会议给人一个总的感觉是:有关自由电子激光的研究已经有大量的实验结果。特点是使用了高能电子束,例如法国的Orsay使用了470 MeV;意大利的Frascati使用了600 MeV;纽约的Brookhaven使用了400~750 MeV。某些单位获得了由可见到紫外的激光输出(0.45~0.2 $\mu$ )。自由电子激光的研究具有十分美好的前景。用一位代表的话说“我们看到了一束非常美丽的绿光”。

(方洪烈)