

S-190实验用的多用对接器窗口

Martin Marietta/NASA 把 S-190 实验室用的多用对接器窗口装置的设计、制造、实验和设备转定合同给 Actron。这篇文章主要讨论设计中的热学光学分析方面的问题。窗口是嵌一块 BK-7 玻璃 (长 59.18 厘米, 宽 44.91 厘米, 厚 4.06 厘米)。虽然条件必须满足很多机械规格, 但是最严格的还是 S-190 多波段相机系统的光学要求, 即高清晰度和无畸变。在工作条件下, 对于任何以 7.6 厘米为直径圆面积从最好配合面的最大均方根误差必须小于 12.0 毫微米, 而从通过整个窗口的参考面最大均方根误差必须小于 60 毫微米。

引 言

在天空实验室多用对接器中, 对 S-190 实验所用的窗口工作的光学规格要求进行精密分析和设计研究, 接着是窗口和装置的精密制造并进行各种规定的机械和热条件下的精确的光学实验。S-190 实验装置是用来完成多光谱摄影任务的。因此为了详查地球资源, 环境和生态学要通过多用对接器窗口采用高分辨率、低畸变的多光谱摄影。工程设计以最大努力来满足窗口的光学规格, 这对于这样大的尺寸是非常严峻的。对最好配合面最大均方根波前误差不超过 12.0 毫微米 (对直径为 7.6 厘米任意观察面积上), 从参考面对任意 7.6 厘米为直径圆面积通过整个观察窗口面积 (34.29 厘米 \times 50.19 厘米) 最大均方根波前误差要小于 60 毫微米。这是在工作条件下入射角 0° — 15° 都适用。用氦氖激光源做干涉实验, 12.0 毫微米和 60 毫微米均方根误差大致各自对应 $1/50$ 和 $1/10$ 个波长。

紧密窗口规格存在的理由将是十分明显的, 就象差和畸变方面的贡献而言, 窗口是和 S-190 实验用的透镜组一样重要的光学单元, 就其本质来讲, 这透镜组转换平面波为球面波聚焦于一个象点。窗口必须透过平面波而不影响其平面性或传播的方向。由窗口引进任何波前变形就像透镜象差一样降低图象质量。如果平面波前倾斜, 象将在位置上

移动。除非这种倾斜对整个窗口在量和方向上两者都是一致的, 则对六个多光谱图象的 S-190 实验窗口的畸度将很困难做到精确的记录。光学规格所要求的均匀性使材料选择受到限制。另外是它大, 又要用在卫星轨道的不良环境上, 再有交货期限紧, 更使受选择的范围缩小。所以就根据工艺和供应情况选择窗口材料, BK-7 硼冕玻璃就是所选的玻璃。

用对接器窗口是一个 59.18 厘米 \times 44.91 厘米 \times 4.06 厘米长方形板、由于热梯度 (外面冷, 里面热) 和压强负载 (外面零个大气压, 里面 0.42 个大气压), 这个窗口的各个角在和压力相反方面翘起。这位移的不利影响用变圆的角 (其极限这个窗口将成为圆形面) 将能减少到最小。变圆的这些角是要大约使一个简单地支持着的长方形面作等弯曲的外形。按窗口的尺寸和材料, 0.42 个大气压, 作压强差通过嵌玻璃的窗口产生 2.76×10^7 达因/厘米² 的最大弯曲应力, 这认为是很安全的。

早在提出阶段, 就认识了窗口的热变形对光学性能降低是主要来源。在窗框上加发热器要使横向温度梯度变得最小, (实际上造成均方根波前误差的不是温度对空间的第一阶微商或梯度而是温度对空间的较高阶微商)。当必要时, 为了防止水分凝结用电传导薄膜涂在窗口外面, 保持窗口里面在露点以上。电传导加热器也能用来控制温度分布。

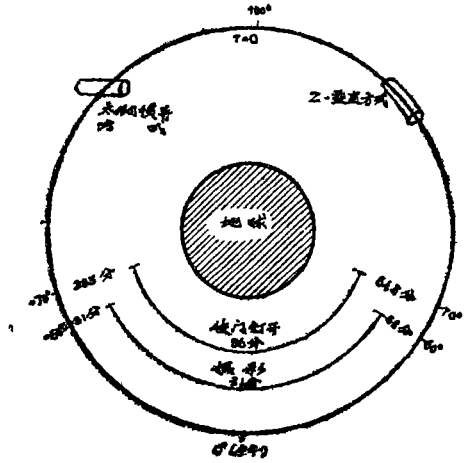
为了保证 S-190 实验的高质量窗口的性能和在轨道中保持着成象清晰,做了热—机械—光学分析去预告通过玻璃的波前畸变。当多用对接器随轨道位置变化而热输入也变化时,就要作传输热分析和玻璃温度分布的计算。计算所得的最后的变形加上压强变形。利用预告的整个窗口的温度分布和变形写出一个专门程序并在几处通过玻璃窗追迹在 7.6 厘米直径范围内的光束陈列,这几束估计有最大的光学畸度。

在工作和实验的情况下,将计算的光束的偏差用在 Monte Carlo 模型中并预告波前误差。在硬件的研制和程序实验形式上都已经成功地用了这模拟结果。例如,明确了一片框发热器满足不了热调节,因此,最后设计两个 C 型框发热器。

热的分析

多用对接器窗口有两种工作方式:太阳惯性方式(SI)和 Z-当地垂(Z-LV)方式,如图 1 所示。S-190 在 Z-LV 方式中执行摄影工作,当宇宙飞行观察时将能采用两种工作方式任何一种。S-190 工作时,窗口总是对着地球,和在 SI 方式中窗口总是背着太阳的直接辐射。另外,除了宇宙飞行观察和 S-190 摄影外,整个窗口外面总是用全隔离的罩子遮盖着,起保护作用。窗口接受从地球发射的辐射热和反射太阳辐射热以及窗口传送热和它的内部大气对热的辐射、对流和传导。另外有热加到窗口上的电传导膜和框发热器。

从地球发射的热和反射太阳的辐射热的热输入是轨道位置的函数,用数字计算机程序来计算。附加辅助程序用来计算表面形状因数(红外光谱仪和对接部分所呈现的)对窗口接受热辐射的影响。热输入的总和传给窗口,密封框和窗口界面的热模型,瞬时态的热分析用计算机 Heatran 程序来执行。实际上在整个窗口对隔开的 140 个点,计算其温度对时间的函数。



轨道周期93分高度435公里

图 1 轨道参数

图 2 是窗口热模型的断面,多用对接器的分界面。共计用 20 个点来模拟铝框,40 个点用到弹性体窗口封口和 4 个点用到多用对接器壁上。多用对接器外部表面靠近窗口处包括对接口、宇宙尘罩和红外光谱仪。在大体上外部结构是确定在对接器上 4 个点上所作用的函数温度。例如,窗口边上的红外光谱仪上的点比对边上的点可低 9°C ,这样导致通过窗口的最大温度梯度。

最初仅准备用一个框发热器及其调节器。然而,后来发现必须用两个片框发热器(各自有自己的调节器)。由于主要施加热到冷的一边,这可能控制热梯度。实际上金属热敏电阻要装在玻璃框和多用对接器上。框发热器从开到关在玻璃和框之间的温差是 0.056°C 。为了提高计算机计算的稳定性,在热模拟中温差假定为 0.56°C 。这种假设使

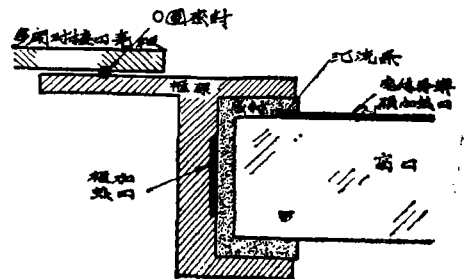


图 2 窗/框断面图,

结果有点保守。为了限制框温度和测量的玻璃温度之间温差最大值为 0.56°C ，调节框加热器。除非允许玻璃有其自己的温度和把热传到框，强制框跟随玻璃变，就要使玻璃和框两者在 0.56°C 范围内跟随测量的多用对接器的平均温度而变。计算机模拟强制框上一点跟随玻璃上的一点（离开封口，但尚接近边），它要求热输入从框加热器到框。

计算机运算基本上有三种类型：（1）热情况；（2）冷情况；（3）太阳惯性情况。只在太阳惯性的情况下，计算机运算一次为了保证电传导薄膜的性能以防止在宇宙观察期间冷凝。热情况下是对多用对接器受热参数在数值上取得最大热辐射。相反，在冷的情况下，参数值取最小热辐射。

这参数对所有计算保持常数，（除上述例外）即取 Z -当地垂直方式的435公里圆形轨道。在午前18分钟窗口罩打开而午后18分关闭。做两次通过。表1是用在冷和热情况下的常数表。这些数值是所能期望的极值，和从它们的最坏最坏的情况下得到的计算机计算结果。几次计算机结果之后确定了在热情况下有最坏热梯度。因此，实行光学分析最好用热情况下温度数据来进行，就水分凝结来说冷的太阳惯性轨道提供最坏的情况。发现用一个能提供40瓦的功率工作的电传导薄膜在高空长期（4次轨道绕行）观察的情况下能防止冷凝。

在热轨道的情况下，有涂层的玻璃趋向自热而电传导薄膜无功功率要求，但将加热到框以防止框比玻璃温度低，以便缩小温度梯度。在多用对接器和框的交界面上所存在的温差是玻璃中感受的横向温度梯度的主要来源。在最坏的情况下大约分开91厘米各点上的温差可达 9°C 。在机械结构限制的范围内不可能使窗口与大温差相隔绝。这样大的温度梯度要求两个框加热器。图3用2个框加热器调节温度梯度对窗口里面和外面的温度。在这温度状态中满足了光学规格。

由于自热趋向，热轨道情况下表示最大

表 1 热 常 数

	冷情况	热情况
反照率	0.12	0.48
轨道角 β	60°	0°
太阳常数 S 瓦/厘米 ²	0.126	0.144
地球发射 E 瓦/厘米 ²	0.017	0.030
最大电传导薄膜功率瓦	80^a	0
最大框功率 瓦	35	115^b

a. 平均功率消耗小于40瓦

b. 用两框加热器时每个要求100瓦

热梯度。在冷轨道时玻璃冷却趋向是小于热轨道中的热趋向。电传导薄膜的作用主要去防止冷轨道中的冷凝。然而，热辐射性质（特别是吸收率对放射的比率）即使在电传导薄膜无功功率时也起主要作用，就分析结果而论，已考虑了最坏的情况。仅用了最小和最大热辐射输入，随着这些热辐射输入叠加上最大边界温度差。推测至少80%的工作条件不致太严峻。

热 变 形

虽然实际的稳定态是不存在的，但是，当多用对接器在轨道上运行时，温度变化足够慢的就满足确定热变形必要简化假定。问题的第一步是解决在恒定热传导性的均匀物体中的拉布拉斯方程，给出稳定态温度的分布。假定板中温度可表示为双重付里叶级数形式乘以厚度 Z 方向的独立可变函数。在解决问题选择的方式中，热可以从板面的任意边或表面在假定稳定态的附加条件下传送。

每个表面采取一个参考温度（是表面上的平均温度值）。当 $z=0$ ，给出温度分布是 $T_1(x, y, z)$ ，和它的平均温度值 \bar{T}_1 ，当 $z=c$ ，给出的温度 $T_2(x, y, c)$ 和平均值 \bar{T}_2 。矩形板面宽为 a 长为 b ，现在不去详细的解决，可以证明用直接代入法可得温度分布。

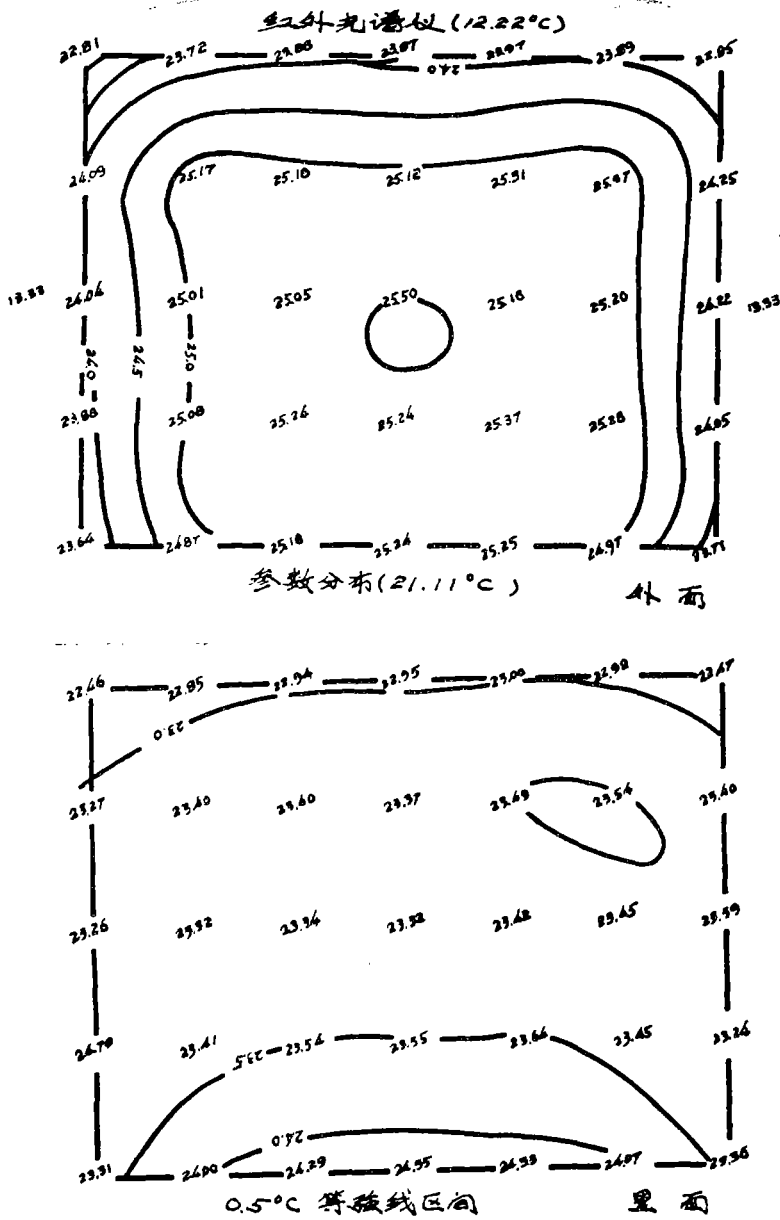


图3 具有热情况下的系统参数和两片框发热器时典型表面温度分布

$$T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{C} z + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [\Lambda_{mn} \exp(K_{mn} z) + B_{mn} \exp(-K_{mn} z)] \cdot \sin(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b) \quad (1)$$

如果 $K_{mn}^2 = (n\pi/a)^2 + (m\pi/b)^2$, 则温度分布是满足拉普拉斯方程的

$$\Delta^2 T = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = 0$$

常数 Λ_{mn} 和 B_{mn} 从下面一对联立方程求得

$$\Lambda_{mn} + B_{mn} = \frac{4}{ab} \int_0^a \int_0^b (T_1 - \bar{T}) \sin(m\pi x/a) \times \sin(n\pi y/b) dx dy$$

$$A_{mn} \exp(K_{mn} z) + B_{mn} \exp(-K_{mn} z) = \frac{4}{ab} \int_0^a \int_0^b (T_2 - \bar{T}) \sin(m\pi x/a) \times \sin(n\pi y/b) dx dy$$

平均温度从下式计算

$$\bar{T}_i = \frac{1}{ab} \int_0^a \int_0^b T_i(x,y) dx dy \quad i = 1, 2$$

这双重积分应用快速付里叶变换于热分析(看图3)所产生的表面温度数据,进行数值求解。

势函数 $\psi(x,y,z)$ 可以表示热变形(参考1)。这热函数必须满足泊松方程:

$$\Delta^2 \psi = [(1+\nu)/(1-\nu)] \alpha T$$

$$\begin{aligned} \psi = & \frac{1}{6} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\alpha}{C} (\bar{T}_2 - \bar{T}_1) z^3 + \frac{1}{2} \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha \bar{T}_1 z^2 + \frac{\alpha}{2} \frac{1+\nu}{1-\nu} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z}{K_{mn}} [A_{mn} \exp(K_{mn} z) - B_{mn} \exp(-K_{mn} z)] \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \times [C_{mn} \exp(K_{mn} z) + D_{mn} \exp(-K_{mn} z)] \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \end{aligned}$$

在当 K_{mn} 、 A_{mn} 和 B_{mn} 是按先前规定时,则势和温度的关系将满足泊松方程。 C_{mn} 和 D_{mn} 是从应力的边界条件来确定的。在光线追迹

其中 T 是预先测定的温度, ν 是泊松比, α 是热膨胀系数。当 ψ 确定时,在 x, y, z 方向上的位移各可用下式表示出:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

这些位移和有关的应变和应力很小,但玻璃的光学性能是受这些应力的强烈影响,特别在 x 和 y 方向 w 的梯度。

可以用直接代入法来证实,势

的分析中,垂直方向位移 ω 用 ψ 函数对 z 微分得到,因此

$$\begin{aligned} \omega_0 = & \frac{1}{2} \frac{1+\nu}{1-\nu} [(\bar{T}_2 - \bar{T}_1) \frac{z^2}{c} + 2(\bar{T}_1 - T_0) z] + \frac{1}{2} \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \\ & \left\{ \left[A_{mn} \left(z + \frac{1}{K_{mn}} \right) \exp(K_{mn} z) + B_{mn} \left(z - \frac{1}{K_{mn}} \right) \exp(-K_{mn} z) \right] \right. \\ & \left. - c \left[A_{mn} \exp(K_{mn} c) - B_{mn} \exp(-K_{mn} c) \right] \cdot \left[\frac{\exp(K_{mn} z) + \exp(-K_{mn} z)}{\exp(K_{mn} c) - \exp(-K_{mn} c)} \right] \right\} \\ & \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \end{aligned} \quad (2)$$

式子的第一部分已经考虑了一个参考或设备的温度 T_0 。(它表示由于温度中平均变化而产生的),因为只有相对于设备的变形是主要的。

从导致未补偿的负载的边的横向位移得到的应力分布必须在对面加相等的负载才能平衡。这些负载产生的球面弯曲项加到已经上面求得的垂直方向的位移上 ω_0 。位移的大小从两个表面的平均温度差中得到,由

下式表示

$$\omega_1 = [\alpha (\bar{T}_2 - \bar{T}_1) / 2c] \cdot [x(a-x) + y(b-y)] \quad (3)$$

从式中可以看出,如果 $\bar{T}_2 > \bar{T}_1$, ω 是正的,玻璃如所期望那样向热方向弯曲。总的垂直变形是 $\omega = \omega_0 + \omega_1$ 为了进行波前畸变分析,就要求 T 和 ω 对 x, y, z 方向的微商,但不需要在这里写出。

压强变形

对接器窗口内部额定压强是0.42个大气压，自由空间外面大气压几乎是0。压强差是0.42个大气压。因此对光学窗口产生弯曲力，第一项分析表示离焦，弯曲感生，以波

$$\omega_p = \frac{p}{768D} \left(16x^4 - 24a^2x^2 + 5a^4 + 16y^4 - 24b^2y^2 + 5b^4 \right) + \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \left(A_n \cos h \frac{n\pi y}{a} \cos \frac{n\pi y}{a} + B_n \cosh \frac{n\pi x}{b} \cos \frac{n\pi y}{b} + C_n y \sinh \frac{n\pi y}{a} \cos \frac{n\pi x}{a} + D_n x \sinh \frac{n\pi x}{b} \cos \frac{n\pi y}{b} \right) + \Delta, \quad (5)$$

其中 p 是压强差， a 和 b 是预先知道的 x 和 y 方向中窗口横向尺寸， $D = Eh^3/12(1-\nu^2)$ 是窗口的劲度。 E 是弹性膜量， h 是窗的厚度， ν 是泊松比， Δ 是封口上窗口的刚体变形。 $\Delta, A_n, B_n, C_n, D_n$ 用联立边界方程来计算。一般取级数到 $n = 7$

光线追迹分析

光线追迹是很容易用例证来说明，图4中一个平面波达到热变形和机械弯曲的窗。然后被窗折射，平面波前畸变成非平面形状。为了确定对高清晰度和低畸变摄影系统的影响并满足波前规格，必须计算对于最好配合面的波前均方根偏差(在最小二乘式意义上)和最佳配合面对参考面以及对入射方向的角偏差。在窗口规格中，通过清楚的观察区域波前配合最好的平面用作主要参考。

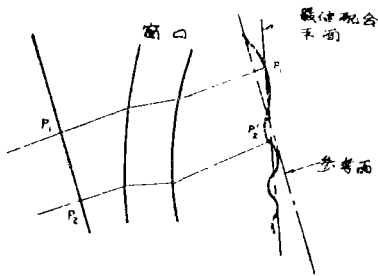


图4 波前曲线图

前误差表示总计小于0.1毫微米。进一步分析较高次项在光学性能上可忽略它们的影响。因此为了完全起见，压强变形 ω_p 加到热变形项上，总的变形是：

$$\omega = \omega_1 + \omega_1 + \omega_p \quad (4)$$

ω_p 由下式给出

大部分情况，光线追迹用7.6厘米直径光束进行，这与S-190透镜入射孔径(入射到窗口的观察)相一致。这光线追迹理论进行归结如下。

l 是用积分定限两点(p 和 p')间的光程长度，

$$l = \int_p^{p'} n ds$$

其中 n 是折射率， ds 是沿光线所量度的几何长度增量。 p'_1 和 p'_2 要在同一波前上的条件是

$$\int_{p_1}^{p'_1} n ds = \int_{p_2}^{p'_2} n ds$$

(见图4)一般， l 是用进入足够小的增量(通过任何一增量中折射率认为是不变的)实行数字上的积分得到。(仅有一些有限的情况下以闭合的形式解出了在连续介质中的光路长度积分。这些情况部分是起源于地震学。许多地理区域大致发生纵向弹性速度增量与深度作线性增长，这就导致问题的解决。其他的简单速度—深度函数，如指数式增长的，导致出闭合式的解)，追迹光线时遵守斯涅尔定律和直线传播原理通过每个增量的边界到下一边界。

对于透镜系统，每个单元的折射率通常是不变的，所以增量和物理边界是相一致的。在S-190窗口中，折射率的变化是温度的连续函数。事实上由于热胀冷缩以及压强弯曲

使窗口几何变形,这一分析进一步复杂化了。因此对弯曲的窗口进行具体分析时要特别注意。

为了追迹光线, S-190 窗口分成标称等厚度 (0.254厘米) 的整数层 (通常16层), 实际厚度应取决于热膨胀。每层边界是当地的等温表面。每层的折射率是由较低等温面温度所决定的。

因为波前变形是小的, 这里忽略了颜色的影响, 仅有了随温度变化的 d (582.6毫微米) 的折射率。在 20°C 关于 d 的 BK-7 玻璃的相对折射率是 $n_d = 1.51680$ (参考 2)。这里的相对是指对于空气, 在 20°C 760毫米水银柱高度大气压为 1.00030。窗口的外表面是曝露到空间 (真空), 真空中的折射率为 1.00000。因此窗口问题必须以绝对折射率为基础。

$$n_d = 1.51680 \times 1.00030 = 1.51726$$

从参考2中, 以 20°C 为中心用内插法求出绝对折射率随温度的变化为 $\Delta n_d / \Delta T = 1.4 \times 10^{-6} / ^{\circ}\text{C}$ 。因此在温度 T 时的折射率 $n_d = 1.51726 + 1.4 \times 10^{-6} (T - 20)$ 作为窗口的折射率。外面窗口折射率假定为 1.00000, 里面是 1.00012, 这是在 0.42 个大气压空气的折射率。

这均方根波前变形应认为是一个平面波前的偏差是以区域加权的量度, 而不是真实误差。照此, 为了计算就要追踪大量相等间隔的光线。因为规格是 7.6 厘米直径的圆形区域, 故追迹光线以通过六极阵列比描出光线通过方形栅极为方便。六极阵列提供足够近似的相等区域, 因此在计算均方根误差时不需要区域加权因素。

在分析中, 将不详细的讲, 却可将光线追迹的办法归结为紧跟经典的 Smith-Weinstein 途径的。第一步是转换到下一等温面或外表面的标定位置上的平面 (xy)。然后用叠代 (Newton-Raphson) 相交过程来确定光线和等温度面或外表面相交的实际位置。叠代 (Newton-Raphson) 现在这个和前一个

等温表面, 以及用这等温表面上的温度去确定新的折射率。用另一叠代过程在等温面上解斯涅尔定律得出折射。在相交的计算中的一步叠代计算将求出垂直于等温面的方向余弦和窗口的两个变形的外表面。

从数学上讲, 它们很容易用温度 T 的温度得到, 如在方程 (1) 中给出的, 以及 ω , 如在方程 (4) 中给出的。在膨胀方程中, 光线描述的程序可以十分冗长, 虽然是直接的计算, 这取决于项数。

在光线描述的程序中, 我们计算个别光束与封窗口内部的参考面 (常量 z) 的交点 x 和 y , 和到参考面的光程。实际上, 所有的坐标和光程是通过六极阵列中的主光线来量度的。

平面 $\bar{z} = Ax + By + C$ 是用最小二乘式的方法来配合光路差的, 其中 A 、 B 和 C 是用适合 S 的最小误差平方总和来确定的。

$$S = \sum_{i=1}^N (z_i - \bar{z}_i)^2$$

其中 z_i 是表示 i 光路光线上的光程差, N 是光线总数目。均方根波前误差的最好估计用下面式子给出

$$S = [S / (N - 3)]^{1/2}$$

当光线射到最坏热变形窗口区域时, 量 s 完全扼要地表示了该区域的热分析。然而由于其他许多波前变形源, 所以量 s 不能简单确定窗口满足规格与否。例如, s 可能相当小, 而窗口因为生产上的误差而失败。显然, 需要有一种方便的方法来结合这些误差。

波前误差模型

要把系统误差和随机误差, 独立误差和不独立误差等结合起来是很难直接表达出来的。可是, 这问题很服从 Mont Carlo 模型。在 S-190 窗口的模型中, 随机光路误差加到 7.6 厘米直径光束中每条光线的热光学模型预计的光程差里。个别的随机光路误差用适

当概率分布的取样来确定。然后将最好的配合面适当地通过合成波前，再计算从最好配合面和平均偏离面两者求出均方根偏差。在实验和工作条件下，每次模拟输出都算出两个均方根偏差。实际上，这过程重复100次，以确定4个概率分布。

在计划中早已知道动态实验状态和生产是主要误差源。与横向温度梯度结合的波前变形不能真正认为是误差。无论怎样，随着预计过程是有一个误差的，这取决于热模型的精度，假设的有效度，所有近似的数字精度等等。实验中的误差有一部分是难测量好。在地面精确的模拟空间飞行环境（包括所有轨道方面的考虑）的极端困难也引起这

些误差。实际上，建立实验，包括干涉图的解释能引起像工作热环境的波前变形。主要对波前误差起作用的是生产过程。在模型中，考虑到其他误差源，但可以忽略其影响，这些误差源是：由于多用对接器的框和框中安装玻璃上的应力，由于从1g到0g的环境改变所生应力，和轴向热梯度引起的应力。

三个主要误差源的光路误差，以及它们用在模型中的概率密度分布和基线系统的不变量列成表II，这些不变量适用输入到Mont Carlo模型程序ERR 190中，照此可以容易的变成比较好的可利用数据。此模拟用了三个不同概率密度分布一用Gaussian（正常）， $\cos\sin$ ，以及 $(\cos\sin)^8$ 。

表 II 光路长度误差源

生产误差	$p_1(x) = (3a_1/4)\cos^8(a_1x)$ $a_1 = 0.495/\sigma_1$	$\sigma_1 = 6.0$ 毫微米（可几误差） $= 9.0$ 毫微米（最大值） $= 10.0$ 毫微米（契约的）
模向梯度	$r_2 \delta^* + n.r.v.$ $p_r(x) = (a_2/2)\cos a_2 x$ $a_2 = \pi/2x_2$ x_2 可靠的极限 $\delta^* =$ 用热模型预计的OPD	$x_2 = 0.3$ $\sigma_2 = 0.3$ 毫微米 $\mu_2 = 0.0$
模拟误差	$p_3(x) = (a_3/2)\cos a_3 x$ $a_3 = 0.684/\sigma_3$	$\sigma_3 = 6.5$ 毫微米

由于玻璃的不均匀性，实际表面的形状，涂层不规则性等所有误差包含在生产误差之中。至今在光学文献中还没有公布过程生产误差的概率分布。然而已经在经验的基础上很容易导出误差分布，它能适合所有观察数据。

Gaussian 假设下可以允许无限大的程差不能实际容许。光学工作者通常规定对一个参考面的最大偏差作为表面质量说明，因此，要求带限制的概率密度分布，为此目的，研究了若干概率密度，全有平均值零和

全对称。选择了 $(\cos\sin)^8$ 分布，因为它具有峰值 (δ) 对均方根偏差 (σ) 的比为3.17，这接近3—5的结果，是光学工作者认为最好的指标。

因此，卖者在装配玻璃规格上写入均方根偏差，写出使 $|x| < \delta$ 的分布

$$p_1(x) = (3a_1/2)\cos^8(a_1x)$$

用 σ_1 给出 a_1 ，即

$$a_1 = 0.49515541/\sigma_1$$

按照引进这分布用一个分布成矩形（伪）的随机误差数达到取样这分布。

$$p_1(x) = \int_{-\infty}^x p_1(x') dx' = 1/4 \sin a_1 x$$

$$(\cos^2 a_1 x + 2) + 2$$

概率分布实际上比求导数的原理好， $p_1(x)$ 是密度函数。由于产生误差小于 x ，随机光路误差 e_1 的概率是 $p_1(x)$ 。以上面实验为基础，卖方期望所交付玻璃最好配合对于任意直径为7.6厘米区域最大均方根误差达6.0毫微米。(定契约保证10.0毫微米)。对最好模型用了两个保守的数值9.0或10.0。明显的，产生的误差消耗对预计总均方根误差(12.0毫微米)是相当不坏的部分。

光学蜕化的另一主要来源是在空间飞行器环境中的窗口的横向温度梯度。这些光路误差加上由于压强负载产生的误差已由前面所说的程序首先计算出来。假定对任何一条光线已算出程差为 δ^* 。在 Monte Carlo 模拟中假定与热-光模型中还有一个与计算误差有关的在 δ^* 中的相对误差，这些大多是由于用一群有限的点和层以及变动的物理参数值来近似连续介质的结果。

再则，在模型中，将一个小随机误差加到预计光路偏差上，所以光路偏差包括误差项写成下式：

$$OPD = (1 + r_2)\delta^* + e_2$$

随机变量 r_2 保守地假设为余弦梯度分布

$$p_r(x) = (a_2/2)\cos a_2 x$$

其中 a_2 以置信度 x_2 给出

$$a_2 = \pi/2x_2$$

随机变量 e_2 假设为正常分布的和具有零平均值的。

大多数情况，可置信程度 x_2 采取30%，和正常分布的标准偏差 σ_2 采取为0.3毫微米，这些估计是保守的。

先前两个误差源是动态的，即是随着安装在运行轨道中的对接器的窗口工作的，在窗口实验期间发生新的误差。这是部分因为在实验中，精确的模拟空间飞行器环境是不可能得到的。它们也包括产生干涉图样，条纹的数字化和化简数据而引起的所有测量误

差。

在这误差模型中，这些光路误差 e_3 假设按余弦分布规律

$$p_3(x) = (a_3/2)\cos a_3 x$$

这里以均方根偏差给出常量

$$a_3(a_3 = 0.68366739/\sigma_3)$$

最初估计 σ_3 是6.5毫微米。这估计是根据在移去参考波而简化干涉图样时的数据简化的实验中误差达3.5毫微米的数量级。

总之，在六极阵列中为每条光计算4个随机光路偏差。数量 δ_1 和 δ_2 分别是在工作和实验条件下最好配合面的情况下的光路偏差。从下式可计算

$$\delta_1 = (1 + r_2)\delta^* + e_1 + e_2$$

$$e\delta_2 = \delta_1 + e_3$$

对于平均偏差波情况计算类似的光路偏差组 δ_3 和 δ_4 。按同样的程序，但具有不同的常数组。例如，平均偏差波的均方根生产误差采取20.0毫微米，两倍于最好配合面的情况。最好配合面适于通过所有4个 δ 和计算4个均方根偏差。

实 例

以图5中表示模拟一个结果为例，其中4条曲线是概率分布，纵坐标是均方根波前偏差的概率，比横坐标给出的数值要小。该特殊模拟是图3表示的热情况。假设是最坏情况的生产误差。再者任何一光路误差假设

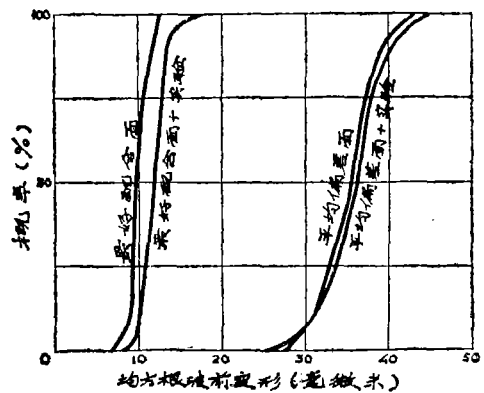


图5 概率分布

与任何其他光线无关。实际上在光线之间空间相关性取决于如下因素：抛光工具的尺寸，冲程的长度等。从一个平面考虑均方根偏差假设其统计不相关是十分保守的。

在表Ⅲ中列出图5的数据摘要。要注意

到不论工作或实验的条件下，用整个嵌玻璃窗口的平均光学偏差确定从这面通过任何7.6厘米直径光束的均方根变化是小于60毫米的规格15毫米的。因此没有困难满足这规格。

表Ⅲ 3周、18分钟20情况的统计摘要

	最好配合面	最好配合面+实验	平均偏差面	平均偏差面+实验
范 围	7.1—12.6	8.8—16.3	27.1—44.2	26.8—44.7
平 均	10.3	12.0	35.4	35.8
标准偏差	1.13	1.44	3.30	3.39

所有偏差都以毫米来计量

也就是在最坏的情况下，至少是在工作的情况下从最好配合面的均方根变化满足或超过（在反面的意义下）12.0毫米规格的机会比92%要好。在实验的条件下至少按照这种模拟均方根变化将小于15毫米的机会达98%。可是要注意到仅涉及到两个取样虽然表面上满意的完全统计的叙述是有其局限性的。例如，如果15毫米是窗口在动态实验情况下确立指标，接受两窗口的可靠因素是 $(98\%)^2 = 96\%$ 。

结 束 语

为了对S-190实验的天空实验室多用对接器窗口的热学光学问题，设计和进行了完

整分析和计算图式。此研究形式已证明可为其他窗口所利用。S-190窗口所特有的是其波前误差模型要求要用两片框加热器。也预言了，在最坏情况轨道中窗口将满足或超过光学波前规格机会是92%。同样热模型也证实了用电传导薄膜去防止水分冷凝的可能性和在冷轨道条件下计算出最大功率（40瓦）。分析结果也用来为实验和其相联系的精度要求作详细说明，并设计出一种特殊的试验室以模拟在轨道中的多用对接器的热的和压力的环境。

译自 “Applied Optics”

Vol 13, No 11, 1974

p 2629—2637.

(吴桂英译·芦寿村校)