

天文高分辨率像复原

仇朴章

(中国科学院云南天文台)

提 要

本文以大气、望远镜和终端接收器组成的成像系统的分辨率的讨论为出发点,从傅里叶光学和统计光学观点阐明高分辨率天文像复原的确切含义,并按统一的思路讨论了几种典型的方法。最后对此领域的现状和发展进行了评论。

一、引 言

天文高分辨率像复原是自1970年法国天文学家A. Labeyrie开创性的研究以后^[1],迅速发展起来的一个新领域。其宗旨是克服大气的限制,获取高分辨率的天文图像。解决这一问题的方法基本上可分为两种:一种是检测大气湍动引起的波前畸变,随时调整望远镜的一块辅助镜面的形状来补偿像的畸变以实现高分辨率成像,谓之自适应光学;另一种是对普通望远镜的一系列短曝光(典型的曝光时间为0.01秒)像的处理(光学的或计算机的),来重建高分辨率像。本文所要讨论的是后一种。

二、高分辨率像复原的确切含义

天文望远镜有两个基本性能:一个是集光能力,即探测暗弱天体的能力。它随望远镜口径增大而提高,与大气存在与否无关;另一个是分辨能力,即探测目标细节的能力。在不存在大气或大气为均匀的光学介质时,它也是随着口径的增大而提高。然而,当存在大气时,由于地球表面的非均匀加热和复杂的地形地貌及气象等因素引起的湍流而造成折射率的随机起伏,使天体发出的入射光波前也随机地畸变,导致了望远镜分辨率的严重衰减。

为了解理解高分辨率成像的含义,考虑由大气 S_1 , 望远镜 S_2 和终端 S_3 这三个子系统级联成的系统(图1)。天文成像过程是天体发出的光信号通过系统 S_1 , S_2 和 S_3 后的输出。由于大气折

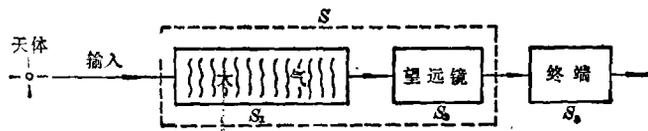


图1 大气、望远镜、终端系统

射率的随机变化, S_1 是一个随机系统, 虽然输入的是确定性信号, 其输出则为随机信号, 它又输入到系统 S_2 , 尽管望远镜是个确定性系统, 由于输入信号是随机的, 其输出也必定是随机的。故常常把 S_1 和 S_2 综合成一个随机系统, 即大气、望远镜系统 S 。它输入到终端 S_3 上的是一种随时间变化的随机信号。而终端总需要一定的积分时间(曝光时间), 这等价于终端接收到的是一种随机信号的时间平均, 其输出也必然是一种随机信号的时间平均。如果 S 给出的时间平均信号是低分辨率的(下面将说明这点), 即使终端能完全精确把它复原, 其输出也依然是低分辨率的信号, 何况任何终端本身也会引起信号的畸变。这就澄清了一种误解, 似乎只要加长望远镜的焦距或提高终端的采样密度就可提高分辨率。这是把终端的分辨率和大气、望远镜系统的分辨率混为一谈了。本文所指的分辨率首先是望远镜本身 S_2 的分辨率, 然后是大气、望远镜系统 S 的分辨率。这是最根本的, 也是天文观测实际能达到的分辨率。

说到望远镜的分辨率, 自然会想到经典的瑞利判据, 近似式为

$$\delta \approx \frac{\lambda}{D_0} \quad (1)$$

λ 是波长, D_0 是望远镜的口径。取可见光平均波长为 0.5 微米, D_0 以厘米为单位, 可得以角秒为单位的分辨率公式为

$$\delta'' \approx \frac{10}{D_0} \quad (2)$$

则口径为 1 米, 3.6 米和 5 米望远镜的分辨率应分别为 $0''.1$, $0''.03$ 和 $0''.02$ 。注意这里是 S_2 的分辨率, 没有考虑大气。大气湍动使问题变得严峻起来, 理论和实验都表明, 大气、望远镜系统 S 的分辨率实际上是

$$\delta'' \approx \frac{10}{r_0} \quad (3)$$

r_0 是与口径无关的参数, 称为 Fried 参数, 又称大气相干直径, 它是表征相干湍流元平均尺度的统计参数^[2-4]。实验表明, 在一个山顶天文台, 其典型值在 20 厘米(十分良好的视宁度)至 5 厘米(较差的视宁度)之间, 平均良好视宁度时可取为 12 厘米^[3-6], 这时 $\delta'' \approx 1''$ 。由此得到一个结论, 由于大气湍动, 望远镜的实际分辨率与口径无关, 任何口径的大望远镜的实际分辨率只和一架 12 厘米口径的望远镜相当。

瑞利判据直观而简洁, 但不能深刻和全面描述分辨率的本质。在高分辨成像中, 要用傅里叶光学和统计光学的方法来阐明分辨率的含义。

由傅里叶光学知, 光学等晕区内的非相干、空不变成像公式为

$$I(\mathbf{x}) = O(\mathbf{x}) * P(\mathbf{x}) \quad (4)$$

式中 $O(\mathbf{x})$, $I(\mathbf{x})$ 分别为目标和像的强度分布, $P(\mathbf{x})$ 称为系统的点扩展函数, \mathbf{x} 为二维空域矢量, “*” 为卷积运算符号。

经常等价地用上式的傅氏变换

$$\tilde{I}(\mathbf{u}) = \tilde{O}(\mathbf{u}) \tilde{P}(\mathbf{u}) \quad (5)$$

在空间频率域内描述。

“ \sim ”表示对应量的傅氏变换, \mathbf{u} 为二维频域矢量, $\tilde{P}(\mathbf{u})$ 称为光学传递函数(OTF), 它表征

了系统对输入信号的各种频率成份的通过能力，而正是频谱描绘了细节。因此，系统的分辨率可由物、像频谱的比较来精确描述，两者的关系由传递函数决定。仅当 $\tilde{P}(\mathbf{u}) \equiv 1$ 时，物和像才精确相同。实际的光学系统 $\tilde{P}(\mathbf{u}) \neq 1$ ，从而 $\tilde{I}(\mathbf{u}) \neq \tilde{O}(\mathbf{u})$ ，成像系统的分辨率由其传递函数所决定。

先考虑一个衍射受限系统，即一个无像差的光学系统，其成像过程只受到有限大小孔径的衍射的影响。由傅里叶光学可知，衍射受限系统的光学传递函数 $\tilde{P}_D(\mathbf{u})$ 等于光瞳函数 H 的自相关

$$\tilde{P}_D(\mathbf{u}) = H(\mathbf{u}) \star H(\mathbf{u}) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} H^*(\vec{\xi}) H(\vec{\xi} + \mathbf{u}) d\vec{\xi}}{\iint_{-\infty}^{\infty} H(\vec{\xi}) H^*(\vec{\xi}) d\vec{\xi}} \quad (6)$$

此外“ \star ”表相关运算，“ $*$ ”表复共轭， $\vec{\xi}$ 为光瞳面内的二维矢量。

因光瞳函数

$$H(\vec{\xi}) = \begin{cases} 1 & (\vec{\xi} \text{ 在光瞳面内}) \\ 0 & (\text{否 则}) \end{cases} \quad (7)$$

其自相关必定仅在一个有限区域内不为零，即 \tilde{P}_D 是带限函数，存在着截止频率。以直径为 D_0 的圆形孔径为例，其 \tilde{P}_D 为

$$\tilde{P}_D(\Omega) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\cos^{-1} \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right) - \frac{\Omega}{\Omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^2} \right] & \Omega \leq \Omega_0 \\ 0 & \Omega > \Omega_0 \end{cases} \quad (8)$$

式中 $\Omega = f |\mathbf{u}|$ ， f 为焦距，而

$$\Omega_0 = \frac{D_0}{\lambda} \quad (9)$$

称为系统截止频率。以周/弧度为单位。

图2为 \tilde{P}_D 的形状。

结合(5)式可知，即使对一个理想的成像系统，仅因其有限口径，就限制了输入信号的频率通过，而且在截止频率以内的各种频率成份也都随着趋向 Ω_0 而被衰减。任何一个衍射受限系统都相当于一个低通滤波器，这里还没有考虑大气。

大气、望远镜系统是一个随机系统，其传递函数及对应的点扩展函数均为随机过程，从而(4)和(5)式中的像和像频谱也都是随机过程，只有物和物频谱是确定性函数。傅里叶光学的描述应被统计光学的描述所取代。

时刻 i 的瞬时像为

$$I_i(\mathbf{x}) = O(\mathbf{x}) \star P_i \quad (10)$$

P_i 是时刻 i 的瞬时点扩展函数，相当于一颗不可分辨的星的短曝光像，称为斑纹，它的时间

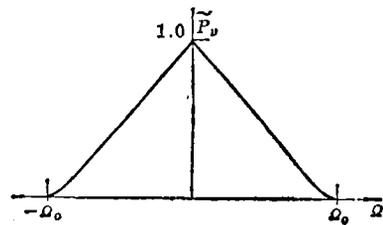


图 2⁽⁴⁾

平均就是长曝光像。在平稳随机过程遍历性假设下, 样本函数的时间平均等于随机过程的总体平均, (4), (5)两式的总体平均为

$$\langle I(\mathbf{x}) \rangle = O(\mathbf{x}) * \langle P(\mathbf{x}) \rangle \tag{11}$$

$$\langle \tilde{I}(\mathbf{u}) \rangle = \tilde{O}(\mathbf{u}) \langle \tilde{P}(\mathbf{u}) \rangle \tag{12}$$

符号 $\langle \rangle$ 表示统计平均运算。 $\langle I(\mathbf{x}) \rangle$ 就是通常天文观测的长曝光像, 而 $\langle \tilde{P}(\mathbf{u}) \rangle$ 称为长曝光传递函数。图3是典型的长、短曝光的点扩展函数(PSF)和光学传递函数(OTF)的形状。图4则是长、短曝光时, 一颗不可分辨的恒星的星像。

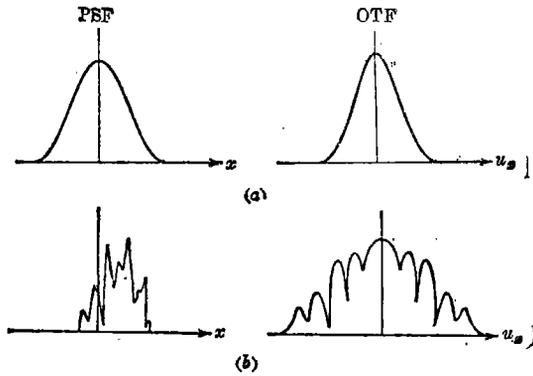


图3 长曝光(a),短曝光(b)的 PSF 和 OTF^[4]

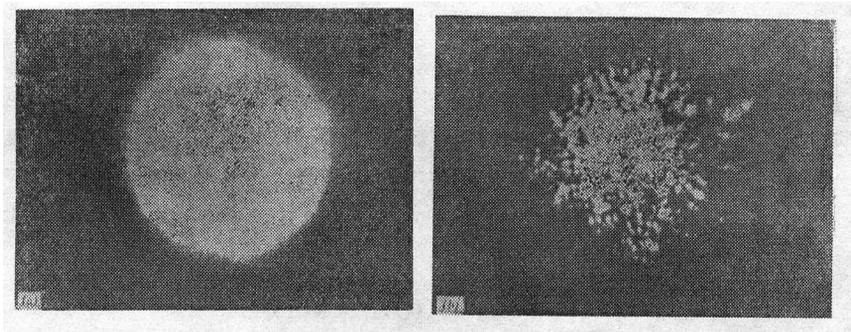


图4 长曝光(a),短曝光(b)的星像^[4]

长曝光OTF的实际测量表明, 甚至在良好的视宁度时, 大于1周/角秒的空间频率也被严重衰减^[6], 而由(9)式得到5米望远镜衍射受限截止频率为50周/角秒! 比较(2), (3)两式, 有理由把(9)式中的 D_0 用 r_0 代换后得到长曝光OTF的截止频率 Ω_L 的一个估计

$$\Omega_L = \frac{r_0}{\lambda} \tag{13}$$

和得到两种截止频率的关系

$$\frac{\Omega_L}{\Omega_0} = \frac{r_0}{D_0} \tag{14}$$

以5米望远镜为例, 取 $r=20$ 厘米时, 长曝光截止频率只相当衍射受限截止频率的1/25!

由此可见, 长曝光只能得到分辨率很低的天文图像, 其物理原因是, 长曝光像是瞬时像

的时间平均,而瞬时像对应大气的某一瞬间状态,尽管瞬间的大气状态也是不均匀的,它等效于一个随机位相型衍射屏,瞬时像仍然含有直到衍射受限截止频率以内的各种频率成份^[4],平均过程中,高频部分被削平了,高频信息损失了。由此可得到两条重要结论:

1. 某种成像方法分辨率的高低,是把这种方法所定义的传递函数和系统的衍射受限传递函数进行比较来确定。分辨率的高低体现在频谱上。

2. 短曝光(通常指曝光时间小于1/100秒,此时大气的状态可以视为不变(冻结的)像由于几乎不存在时间平均效应,从而含有直到系统衍射受限截止频率以内的各种频率。用它们来进行像重建时,重建像的分辨率强烈地依赖于所用的统计处理方法。

三、几种典型的高分辨像复原方法

1. 斑点干涉术(Speckle Interferometry)

此法由A. Labeyrie于1970年提出^[1],开创了高分辨天文像复原的新领域。

长曝光像是低分辨的,原因是频谱求平均[公式(12)]。斑点干涉术的基本点是对功率谱求平均,即

$$\langle |\tilde{I}(\mathbf{u})|^2 \rangle = |\tilde{O}(\mathbf{u})|^2 \langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle \quad (15)$$

定义 $\langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle$ 为斑点干涉术传递函数,它可通过单星观测计算出。 $\langle |\tilde{I}(\mathbf{u})|^2 \rangle$ 是一系列短曝光像的平均功率谱。由

$$|\tilde{O}(\mathbf{u})|^2 = \langle |\tilde{I}(\mathbf{u})|^2 \rangle / \langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle \quad (16)$$

可得目标的功率谱。

此法得到的是目标的功率谱,无法得到目标本身,原因是计算功率谱时,施行了复数平方运算使傅里叶位相消失。可是从目标的功率谱可得到目标的某些重要参数,如双星的角距等^[1,4],而这些参数是高分辨率的。这是由斑点干涉术传递函数 $\langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle$ 的性质所决定的。理论分析得出的 $\langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle$ 的公式证明了这点^[4-7]。Korff等^[8]给出了当 $r_0 \ll D_0$ 时的近似公式

$$\langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle \cong |\langle \tilde{P}(\mathbf{u}) \rangle|^2 + k \tilde{P}_D(\mathbf{u}) \quad (17)$$

右边第一项是长曝光传递函数的平方,第二项是一个常数因子 $k \approx \left(\frac{r_0}{D_0}\right)^2$ 和系统的衍射受限传递函数之乘积。其图形如图5所示:在低频部分的中央峰主要是长曝光传递函数的平方的贡献,高频部分则是 $k \tilde{P}_D(\mathbf{u})$ 的贡献,尽管 k 很小,但直到衍射受限截止频率 u_0 以内的各种频率均不为零,所以斑点干涉术属于一种高分辨方法。由此得到的目标的某些参数也是高分辨的。此法特别适用于双星观测。得到接近衍射受限系统极限分辨率的双星角距的实践也证明了其分辨率的性能。图6是云南天文台用斑点照相机在一米望远镜上拍摄的双星KUi23的一系列短曝光像经处理后得到的双星的功率谱和自相关(功率谱的傅里叶变换)。由此得出这对双星的角距为 $0''.24$ ^[9]。

尽管斑点干涉术不能复原像,但它证明了上一节中的第二个结论,启发人们去寻找一种更好的统计处理方法去实现高分辨像复原。

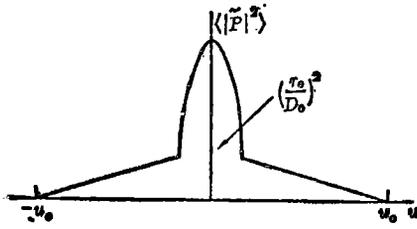
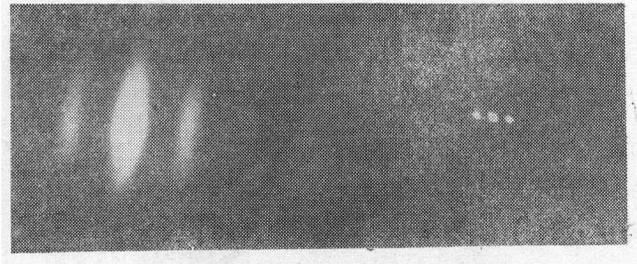
图 5^[4]

图 6 双星 KU123 的功率谱(左)和自相关(右)

2. Knox-Thompson 方法

斑点干涉术方法使用了平均功率谱, 而功率谱是自相关的傅里叶变换, 从而等价于使用了空域内的自相关, 导致了傅里叶位相的丢失。Knox 和 Thompson 于 1974 年提出了一种方法^[10, 11], 基本点是使用频域自相关, 保留了傅里叶位相, 从而实现了二维天文像复原。

由随机过程 $\tilde{I}(\mathbf{u})$ 自相关的定义及(12)式得

$$\begin{aligned} R_I(\Delta\mathbf{u}) &= E\{\tilde{I}(\mathbf{u})\tilde{I}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u})\} \\ &= \langle \tilde{I}(\mathbf{u})\tilde{I}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle \\ &= \tilde{O}(\mathbf{u})\tilde{O}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u})\langle \tilde{P}(\mathbf{u})\tilde{P}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle \end{aligned} \quad (18)$$

此处 R_I 表 \tilde{I} 的自相关, E 为数学期望运算。位移矢量 $\Delta\mathbf{u}$ 应取得比 r_0/λ 足够小, 以保证传递函数的统计自相关 $\langle \tilde{P}(\mathbf{u})\tilde{P}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle$ 有高于噪声水平的有意义值。

设目标频谱

$$\tilde{O}(\mathbf{u}) = |\tilde{O}(\mathbf{u})| e^{i\varphi(\mathbf{u})} \quad (19)$$

代入上式可得位相关系式

$$\text{phase}\langle \tilde{I}(\mathbf{u})\tilde{I}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle = \Delta\varphi(\mathbf{u}) + \text{phase}\langle \tilde{P}(\mathbf{u})\tilde{P}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle \quad (20)$$

$\langle \tilde{P}(\mathbf{u})\tilde{P}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle$ 可观测一颗单星得到。从上式就可得出目标的位相差, 对位相差求积分就可得到位相。而傅里叶模则可用斑点干涉术方法由(16)得到, 从而可求出目标的频谱, 再进行逆变换就得到了目标本身, 实现了像复原。

K-T 方法的传递函数是 $\langle \tilde{P}(\mathbf{u})\tilde{P}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle$, 在高斯位相模式假设下有

$$\langle \tilde{P}(\mathbf{u})\tilde{P}^*(\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) \rangle \cong \langle |\tilde{P}(\mathbf{u})|^2 \rangle \langle \tilde{P}(\Delta\mathbf{u}/2) \rangle^2 \quad (21)$$

右边第一个因子是斑点干涉术传递函数, 第二个因子由于 $|\Delta\mathbf{u}| \ll \frac{r_0}{\lambda}$ 而接近于 1。所以 K-T 方法的传递函数和斑点干涉术传递函数相接近, 包含直到衍射受限截止频率为止的各种频率。

3. 斑点掩模法 (Speckle Masking)

这是 Weigelt 于 1977 年提出, 到 1983 年成熟的方法^[12-17], 也称三重相关 (triple correlation) 或重谱 (bispectrum) 法, 理论上比较复杂。但本文选择这三种方法是为了有一条统一的思路, 循着这条思路去理解就比较容易了。

斑点干涉术实质上使用了空域自相关, K-T 方法则用了频域自相关, 均为二阶统计相关计算, 而掩模法使用了三阶统计相关。

定义第 n 幅斑点图 $I_n(\mathbf{x})$ 的三重相关为

$$I_n^{(3)}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \int_{-\infty}^{\infty} I_n(\mathbf{x}'') I_n(\mathbf{x}'' + \mathbf{x}') I_n(\mathbf{x}'' + \mathbf{x}) d\mathbf{x}'' \quad (22)$$

它的傅里叶变换 $I_n^{(3)}$ 称为重谱, 有关系式

$$\tilde{I}_n^{(3)}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \tilde{I}_n(\mathbf{u}) \tilde{I}_n(\mathbf{v}) \tilde{I}_n(-\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (23)$$

求随机过程(5)的三阶统计相关

$$E\{\tilde{I}(\mathbf{u})\tilde{I}(\mathbf{u})\tilde{I}(-\mathbf{u} - \mathbf{v})\}$$

并利用(23)式可得

$$\langle \tilde{I}_n^{(3)}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \rangle = \tilde{O}^{(3)}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \langle \tilde{P}_n^{(3)}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \rangle \quad (24)$$

式中 $\tilde{O}^{(3)}$ 是目标重谱, 而 $\langle \tilde{P}_n^{(3)} \rangle$ 称为斑点掩模法传递函数。理论分析^[14]证明它是实函数, 且含有直到衍射受限截止频率为止的各种频率。由于 $\langle \tilde{P}_n^{(3)} \rangle$ 是实函数, 就有

$$\text{phase}\{\langle \tilde{I}_n^{(3)}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \rangle\} = \text{phase}\{\tilde{O}^{(3)}(\mathbf{u}, \mathbf{v})\} \quad (25)$$

由此可得出目标频谱 \tilde{O} 的位相和模的递归公式^[14, 15]

$$\varphi_{p+q} = \varphi_p + \varphi_q - \beta_{p,q} \quad (26)$$

$$|\tilde{O}|_{p+q} = \frac{|\tilde{O}^3|_{p,q}}{|\tilde{O}|_p + |\tilde{O}|_q} \quad (27)$$

式中 φ 为 \tilde{O} 的位相, β 是 $\tilde{O}^{(3)}$ 即 $\langle I_n^{(3)} \rangle$ 的位相, $\langle \tilde{P}_n^{(3)} \rangle$ 可观测单星而得到, p, q 是沿频率轴 u, v 的采样序号。这就得到了目标的频谱, 实现了像复原。

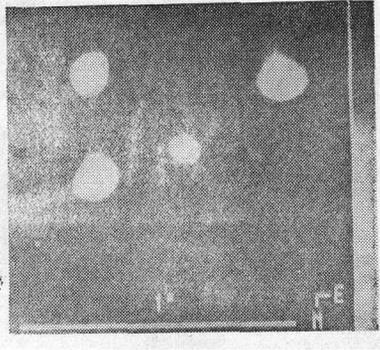
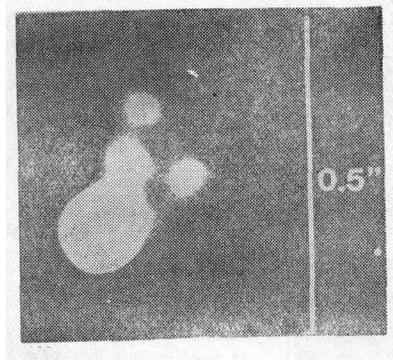
要说明的是, 三重相关和重谱均是 4 维空间内的函数, 这给计算带来一些麻烦。可是目标频谱是其重谱的一个二维超平面, 所以目标重谱包含了目标的全部信息。由于使用了更高阶的统计相关, 此法比前两种包含有更多的信息。这体现在(26)、(27)的两个递归公式上。在每个采样点 p 处, 位相和模均有多个独立计算公式, 取平均后有效地抑制了噪声, 从而有高的信噪比^[15]。

三、天文中的应用和发展动向

斑点干涉术早已用于双星观测中^[16-19]。有人甚至用于观测和研究如沃尔夫-拉叶星和类星体等, 并取得重要结果^[20, 21]。斑点掩模法则已被用于高分辨天文像复原。图7是用掩模法复原的NGC3603中心天体HD97950的发光核HD97950AB的像, 它被分辨出是由 4 个天体组成^[22]。图8是 η Car 的复原像^[23], 分辨率已到了 $0''.1$ 以内。

可以预见, 随着天文高分辨成像的应用, 必将出现一批天文前沿课题并取得重要成果。

天文高分辨像复原的发展迅速, 其动向可分为两个方面, 一个是理论的发展, 主要体现在统计处理方法上。前述几种方法是用了二阶或三阶矩统计。而除了一些特殊随机过程(如高斯过程)之外, 有限阶矩是不足以完全确定过程的统计性质的, 所以上述几种方法有其局限性, 这点体现在它们的传递函数上。即尽管传递函数含有直到衍射受限截止频率为止的各种频率, 但在中、高频部分的幅度是受到很大衰减的。这点在图5中体现为从 r_0/λ 到 D_0/λ 是一段低水平的区域, 说明了上述方法并不完美。研究新的方法将是长期的任务, 主要研究方向

图 7^[22]图 8^[23]

是寻找更好的统计方法,使其像频谱的幅度衰减尽可能地小。值得注意的是“最大熵像复原”方法,此系一种典型的统计方法,在射电天文中已被应用,在光学天文中也很有前景^[24-27]。此方法一个突出的优点是不要求处理的对象在光学等晕区内,这样可利用的视场就扩大了。

技术方面的发展主要在提高可探测星等,拓宽波段和光学望远镜综合孔径等方面。提高可探测星等主要是采用高灵敏的终端,例如使用光子计数斑点照相机,在云南天文台一米口径望远镜上可将探测星等从现在的 7 等提高到 18 等左右。波段拓宽则主要是向红外波段,随着红外电耦合面阵器件的发展,拓宽已能实现。光学望远镜综合孔径技术已经研究了多年^[2],关键问题是如何保证各望远镜的相干成像。由于许多较小口径的望远镜综合孔径后,得到综合后的孔径相当于一架大望远镜的分辨率,只要合理地排列望远镜陈列,延长基线长度,就可充分提高分辨率,这正是其诱人之处。Weigelt 等^[28,29]对此做了理论上的研究和模拟计算:用斑点掩模法处理综合孔径的像,对于地面上一公里基线的陈列,分辨率可达 10^{-4} 角秒,对于空间 40 公里基线的陈列则可达 10^{-6} 角秒。

参 考 文 献

- [1] Labeyrie, A., *Astron. Astrophys.*, 6 (1970), 85.
- [2] Labeyrie, A., *Progress in Optics*, Vol. XIV, ed. by E. Wolf, North-Holland, (1976).
- [3] Fried, D. L., *J. Opt. Soc. Am.*, 56 (1966), 1372.
- [4] Goodman, J. W., in *Statistical Optics*, p. 403, J. Wiley and Sons, (1985).
- [5] Korff, D., *J. Opt. Soc. Am.*, 63 (1973), 971.
- [6] J. C. 丹蒂, 激光斑纹及有关现象(中译本), 科学出版社。(1981).
- [7] Korff, D., *J. Opt. Soc. Am.*, 64 (1974), 1129.
- [8] Korff, D., Dryden, G. and Miller, M. G., *Opt. Commun.*, 5 (1972), 187.
- [9] 王义明, 邱耀辉, 吕瑞宁, 钱 苹, *天文学报*, 28 (1987), 410.
- [10] Knox, K. T. and Thompson, B. J., *Astron. J.*, 193 (1974), L45.
- [11] Knox, K. T., *J. Opt. Soc. Am.*, 66 (1976), 1236.
- [12] Weigelt, G., *Opt. Commun.*, 21 (1977), 55.
- [13] Weigelt, G., Wirnitzer, B., *Opt. Lett.*, 8 (1983), 389.
- [14] Lohmann, A. W., Weigelt, G. P. and Wirnitzer, B., *Appl. Opt.*, 22 (1983), 4028.
- [15] Bartelt, H., Lohmann, A. W. and Wirnitzer, B., *Appl. Opt.*, 23 (1984), 3121.
- [16] Bonneau, D., Blazit, A., Foy, R. and Labeyrie, A., *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 42 (1980), 185.
- [17] Balega, Y., Bonneau, D. and Foy, R., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 57 (1984), 31.

- [18] Bonneau, D., Balega, Y., Blazit, A., Vakili, F. and Vidal, J. L., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **65** (1986), 27.
- [19] Blazit, A., Bonneau, D. and Foy, R., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **71** (1987), 57.
- [20] Lortet, M. C., Blazit, A., Bonneau, D. and Foy, R., *Astron. Astrophys.*, **180** (1987), 117.
- [21] Foy, R., Bonneau, D. and Blazit, A., *Astron. Astrophys.*, **149** (1985), L13.
- [22] Hofmann, K. -H., and Weigelt, G., *Astron. Astrophys.*, **167** (1986), L15.
- [23] Weigelt, G., *Proc. SPIE.*, **828** (1987), 3.
- [24] Frieden, B. R., *J. Opt. Soc. Am.*, **62** (1972), 511.
- [25] Wernecke, S. J. and D'Addario, L. R., *IEEE Tran. Comput.*, **C26** (1977), 351.
- [26] Kikuchi, R., and Soffer, B. H., *J. Opt. Soc. Am.*, **67** (1977), 1656.
- [27] Frieden, B. R. and Wells, D. C., *J. Opt. Soc. Am.*, **68** (1978), 93.
- [28] Hofmann, K. -H. and Weigelt, G., *J. Opt. Soc. Am.*, **A3** (1986), 1908.
- [29] Reinheimer, T. and Weigelt, G., *Astron. Astrophys.*, **176** (1987) L17.

(责任编辑 刘金铭)

High-Resolution Image Reconstruction for Astronomy

Jiu Puzhang

(Yunnan Observatory, Academia Sinica)

Abstract

By starting from discussions on the resolution of an imaging system consisting of the earth atmosphere, a telescope and a terminal receiver, the exact meaning of the high-resolution image reconstruction for astronomy is expounded from the point of view of Fourier optics and statistical optics. Then, some typical methods are discussed according to a unitary train of thought. Finally, some comments are made on the status quo and developments of this field.