

改正重谱中噪声偏差的正性约束方法和天文高分辨率像复原实验

刘 忠 邱耀辉 楼 柯 卢汝为
(中国科学院云南天文台, 昆明 650011)

摘 要 虽然斑纹掩模法能有效地消除大气湍流噪声引起的像质衰变, 实现望远镜衍射极限分辨率像复原, 但实际的斑纹探测器都不同程度地存在着多种噪声, 它们在斑纹图平均功率谱和重谱中产生的偏差将使模和位相的复原受到严重干扰而最终导致像复原的失败。本文讨论了斑纹掩模法像复原中的噪声问题, 提出了改正重谱噪声偏差的正性约束方法, 报道了对天文目标: 双星 ADS16800和三星 H1d171(ADS16648) 的高分辨率像复原观测。

关键词 重谱, 噪声, 像复原。

1 引 言

因受地球大气湍流的影响, 当使用传统长曝光天体摄影术时, 地基大型天文望远镜的角分辨率被限制在 $1''$ 左右, 图1(a)和图2(a)分别为用云台(云南天文台)一米望远镜观测的目标双星 ADS16800和三星 H1d171(ADS16648)的长曝光像, 而斑纹掩模法(Speckle Masking)^[1-3]能有效地消除大气湍流噪声的影响, 实现望远镜衍射极限分辨率像复原。使用光子计数像探测器后, 大大提高了对暗弱天文目标或人造天体的像复原观测能力, 但却引入了新问题: 原始数据中存在着光子噪声、探测器附加噪声和其它复杂噪声, 形成了斑纹图功率谱和重谱的噪声偏差而导致像复原失败。提出了改正重谱噪声偏差的正约束方法, 达到了对双星和三星高分辨率像复原的观测。

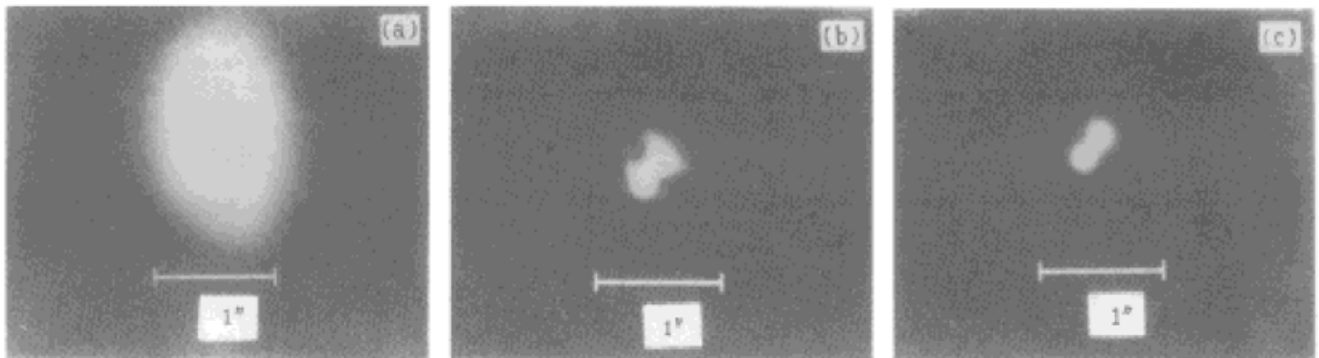


Fig. 1 (a) Long-exposure image of binary ADS16800, (b) Distorted image of binary ADS16800 got from bispectrum with a negative noise bias, (c) Image of binary ADS16800 reconstructed from bispectrum without noise bias

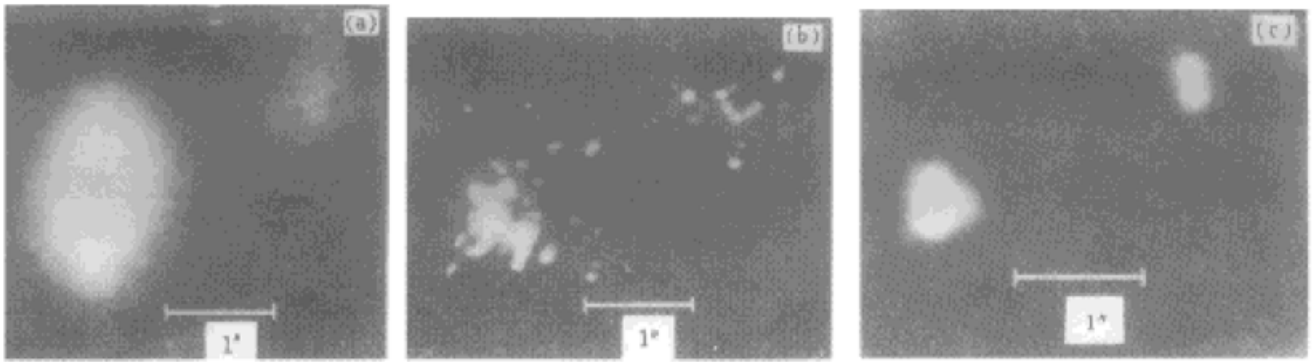


Fig. 2 (a) Long-exposure image of triple star H1d171 (ADS16648), (b) A specklegram of triple star H1d171 (ADS16648), (c) Image of triple star H1d171 (ADS16648) reconstructed from bispectrum without noise bias

2 斑纹掩模法的基本定义

在高亮度目标和低噪声的非光子计数模式下,斑纹掩模法中有关量的经典强度表示法定义如下:设目标的强度分布为 $o(x)$, 其中 x 为二维空间坐标变量, 设某时刻大气-望远镜综合系统的瞬时点扩展函数为 $p(x)$, 此时得到的目标瞬时像——斑纹图为 $i(x)$, 若目标在等晕区内, 它们应满足下面的线性空间不变卷积成像公式:

$$i(x) = o(x) \odot p(x) \quad (1)$$

式中 \odot 为卷积算符, (1) 式的傅里叶变换为:

$$I(u) = O(u)P(u) \quad (2)$$

其中大写字母表示相应量的傅里叶变换, u 为二维空间频率坐标变量。用 $I^{(2)}(u)$ 和 $I^{(3)}(u, v)$ 分别表示斑纹图 $i(x)$ 的功率谱和四维重谱。它们的定义分别为:

$$I^{(2)}(u) = I(u)I(-u), \quad \text{和} \quad I^{(3)}(u, v) = I(u)I(v)I(w) \quad (3)$$

式中 v 和 $w = -u - v$ 均为二维空间频率坐标变量。传统的长曝光摄影术计算的是大量斑纹图的时间平均即1阶统计, 也是求谱的数学期望:

$$E[I(u)] = O(u)E[P(u)] \quad (4)$$

其中 $E[\]$ 表示对括号内的函数求数学期望, $E[P(u)]$ 为长曝光传递函数, 由于是简单的平均, 斑纹图中的高频信息消失了, 成为低分辨率成像方式。

斑纹干涉术^[4]计算的是大量斑纹图的二阶统计, 即功率谱的数学期望:

$$E[I^{(2)}(u)] = O^{(2)}(u)E[P^{(2)}(u)] \quad (5)$$

式中 $E[P^{(2)}(u)]$ 为斑纹干涉术传递函数, 理论^[5]和实践都表明, 它具有望远镜的衍射极限截止频率, 是位相为零的实函数, 可由在时间和空间上均与目标相近的一点源单星(定标星)大量斑纹图的平均功率谱得到, 由下面的消卷积式或得到目标功率谱:

$$O^{(2)}(u) = E[I^{(2)}(u)]/E[P^{(2)}(u)] \quad (6)$$

由功率谱可复原得到目标的傅里叶模。

斑纹掩模法计算的是大量斑纹图的三阶统计, 即重谱的数学期望:

$$E[I^{(3)}(u, v)] = O^{(3)}(u)E[P^{(3)}(u, v)] \quad (7)$$

式中 $E[P^{(3)}(u)]$ 为斑纹掩模法传递函数, 理论和实践都表明, 它具有望远镜的衍射极限截止频率, 是位相为零的实函数, 因此有下面复原目标位相的递推公式:

$$\mathcal{Q}(u + v) = \mathcal{Q}(u) + \mathcal{Q}(v) - \beta(u, v) \quad (8)$$

式中 \mathcal{Q} 为目标谱的位相, $\beta(u, v)$ 为斑纹图平均重谱的位相。由上面复原的模和位相得到了消除大气湍流噪声干扰后的具有望远镜衍射极限截止频率的目标傅里叶谱, 经傅里叶逆变换得到目标高分辨率复原像。

3 噪声模型和功率谱噪声偏差的改正

为了提高对暗弱目标的观测能力, 云南天文台1995年研制了新型斑纹像探测系统, 探测器为增强型视频 ICCD(德国 SIM-ICCD-05/S), 其光灵敏度为 $1 \times 10^{-6} \text{ lx}$, 可对较暗目标进行斑纹成像观测, 属于时间分幅型二维光子计数像探测器。此时对斑纹图的探测处于所谓“光子计数模式”之下。目标的斑纹图呈现为离散的光子事件, 称为“光子噪声”, 同时还严重地存在着大量离散事件组成的探测器附加噪声和其它第三种更复杂的噪声。对于光子噪声, Goodman^[6]、Winitzer^[7]等已先后进行了透彻的研究, 而对于共同存在光子噪声和探测器离散附加噪声的情况, Pehlemann^[8]等人已提出了噪声的模型和改正方法, 本文针对实际情况, 讨论了上述三种噪声都存在的复杂情况, 给出了相应的噪声模型和有效的正性约束改正方法。

3.1 噪声模型

细查观测的目标斑纹图, 发现由众多光子事件组成, 单个光子事件具有一定的扩展形状, 称为探测器的“光子响应形状函数”, 它比望远镜的衍射极限爱里(Airy)斑小, 而大于一个像元, 图2(b)为目标三星 H1d171(ADS16648)的一幅斑纹图。此外还存在着慧目标信号引起的、由大量离散事件组成的探测器附加噪声, 它们也具有自己的事件响应形状函数。Pehlemann 等人从其探测器的实际情况出发, 用 $g(x)$ 和 $g'(x)$ 分别表示形状相差较大的目标信号光子事件和附加噪声事件的响应形状函数。而对于本文的探测器, 大量抽样观察发现二者相差很小, 都可用同一个 $g(x)$ 来表示, 则目标信号的光子事件 $d(x)$ 和附加噪声事件 $r'(x)$ 分别为一组 δ 函数与 $g_i(x)$ 和 $g_k(x)$ 的卷积:

$$d(x) = \sum_{j=1}^N g_j(x) \odot a_j \delta(x - x_j), \quad r'(x) = \sum_{k=1}^{N'} g_k(x) \odot a'_k \delta(x - x'_k) \quad (9)$$

式中 N 和 N' 分别表示一幅斑纹图中目标信号的光子事件数和附加噪声的事件数, $g_j(x)$ 、 $g_k(x)$ 是形状函数, a_j 、 a'_k 为峰值, x_j 和 x'_k 为事件的位置。上述各量都是相互独立的随机变量, 服从泊松统计规律。目标信号事件出现在 x_j 处的概率正比于斑点图的经典强度分布 $i(x)$, 而附加噪声事件出现 x'_k 处的概率为 $1/\iint d^2x$ 。斑纹图的强度分布可表示为二者之和。在实际操作中, 最困难的是去求无数个事件的随机形状函数 $g_j(x)$ 和 $g_k(x)$, 因此本文假设所有事件都具有相同的形状, 用规一化的 $g(x)$ 表示, 即有: $\iint g(x) d^2x = G(0) = 1$, 则最终的斑纹图强度分布 $d'(x)$ 可表示为:

$$d'(x) = g(x) \odot \left[\sum_{j=1}^N a_j \delta(x - x_j) + \sum_{k=1}^{N'} a'_k \delta(x - x'_k) \right] \quad (10)$$

其傅里叶变换为:

$$D'(u) = G(u) \left[\sum_{j=1}^N a_j \exp(-i2\pi u x_j) + \sum_{k=1}^{N'} a'_k \exp(-i2\pi u x'_k) \right] \quad (11)$$

这就是本文探测的目标斑纹图噪声模型, 遗憾的是至今还没找到描述更加复杂的第三种噪声的数学模型, 本文先暂时不考虑它的影响, 对所得到的斑纹图求其平均的功率谱和平均重

谱。因模型与 Pehlemann 等人的相似, 统计方法相同(参见文献[6]), 加之篇幅有限, 这里不再给出详细统计推导, 在分别计算 $D'(u)$ 的 2、3 阶统计, 并忽略掉不影响位相复原的那些项 [含有 $\delta(u)$ 函数的, 分别位于功率谱中坐标原点 $u = 0$ 处和重谱中位相为零的功率谱分平面: 分别垂直于 u 、 v 、 w 的分平面: u_{\perp} 、 v_{\perp} 、 w_{\perp} , 详见 3.2 节] 之后, 得到的目标斑纹图平均功率谱 $E[D^{(2)}(u)]$ 和平均四维重谱 $E[D^{(3)}(u, v)]$ 分别为:

$$E[D^{(2)}(u)] = [C_{p0} J^{(2)}(u) + C_{p1}] G^{(2)}(u) \quad (12)$$

$$E[D^{(3)}(u, v)] = \{C_{b0} J^{(3)}(u, v) + C_{b1}[J^{(2)}(u) + J^{(2)}(v) + J^{(2)}(w)] + C_{b2}\} G^{(3)}(u, v) \quad (13)$$

其中 $J(u)$ 为目标斑纹图经典强度分布 $i(x)$ 的归一化傅里叶谱, 即有 $J(0) = 1$, 系数 $C_{p0} = \overline{N^2 a^2}$, $C_{p1} = \overline{N a^2} + \overline{N' a^2}$, $C_{b0} = \overline{N^3 a^3}$, $C_{b1} = \overline{N^2 a^2} + \overline{N' a^2}$, $C_{b2} = \overline{N a^3} + \overline{N' a^3}$, 这里的 \overline{N} 、 $\overline{N'}$ 分别为 N 和 N' 的平均值, \overline{a} 、 $\overline{a^2}$ 、 $\overline{a^3}$ 和 $\overline{a^2}$ 、 $\overline{a^3}$ 分别为 a_j 、 a_k 的 1、2、3 阶矩统计。可见, 这些系数均为正的实常数。 $G^{(2)}(u)$ 和 $G^{(3)}(u, v)$ 分别为形状函数 $g(x)$ 的归一化的功率谱和重谱。上两式即为在光子噪声和附加噪声影响下含有噪声偏差的斑纹图平均功率谱和重谱。为了得到无偏的功率谱和重谱, 必须首先测定 $G^{(2)}(u)$ 和 $G^{(3)}(u, v)$ 。

3.2 对探测器响应形状函数功率谱和重谱的估计

由于通过探测系统对一均匀面光源得到的瞬时短曝光像(瞬时平场)中, 同时含有外来信号和探测器附加噪声事件, 同样假设它们具有相同的形状函数 $g(x)$, 则一幅瞬时平场 $f(x)$ 和其傅里叶变换分别表示为:

$$f(x) = g(x) \textcircled{*} \sum_{j=1}^{N''} a_j'' \delta(x - x_j'') \quad (14)$$

$$F(u) = G(u) \sum_{j=1}^{N''} a_j'' \exp(-i2\pi u x_j'') \quad (15)$$

这里两种离散事件出现在 x_j'' 处的概率均为 $1/\iint d^2x$, 对 100 幅 $f(x)$ 求其平均的功率谱 $E[F^{(2)}(u)]$ 和四维重谱 $E[F^{(3)}(u, v)]$, 其统计方法与文献[6](参阅其附录 A.2.1. 和 A.2.2.) 中对附加噪声平均功率谱和平均重谱的统计完全相同, 则有平场的平均功率谱 $E[F^{(2)}(u)]$ 和重谱 $E[F^{(3)}(u, v)]$ 分别为:

$$E[F^{(2)}(u)] = [C_{1p} + C_{2p} \delta^{(2)}(u)] G^{(2)}(u) \quad (16)$$

$$E[F^{(3)}(u, v)] = \{C_{1b} + C_{2b} \delta^{(3)}(u, v) + C_{3b}[\delta^{(2)}(u) + \delta^{(2)}(v) + \delta^{(2)}(w)]\} G^{(3)}(u, v) \quad (17)$$

注意到 δ 分布, (16) 式中的 $C_{2p} \delta^{(2)}(u) G^{(2)}(u)$ 仅在原点 $u = 0$ 处有值 C_{2p} , 它加在平均功率谱峰值 $E[F^{(2)}(0)]$ 之上, 易于测量得到, 在减去 C_{2p} 后得到该峰值 C_{1p} 也易于测出, 因此形状函数 $g(x)$ 归一化的功率谱为:

$$G^{(2)}(u) = \{E[F^{(2)}(u)] - C_{2p} \delta^{(2)}(u)\} / C_{1p} \quad (18)$$

(17) 式中的 $\delta^{(2)}(u)$ 、 $\delta^{(2)}(v)$ 、 $\delta^{(2)}(w)$ 与 $G^{(3)}(u, v)$ 之积为四维重谱中的分别与 u 、 v 和 w 垂直的功率谱二维分平面, 例如 $\delta^{(2)}(u) G^{(3)}(u, v)$, 有 $u = 0$, 为在 u_{\perp} 分平面: 由(4) 式有 $w = -v$, 则 $G^{(3)}(0, v) = G(0) G(v) G(-v) = G^{(2)}(v)$; 对应 $\delta^{(2)}(v) G^{(3)}(u, v)$, 有 $v = 0$, 为 v_{\perp} 分平面: 有 $w = -u$, 则 $G^{(3)}(u, 0) = G(0) G(u) G(-u) = G^{(2)}(u)$; 对应 $\delta^{(2)}(w) G^{(3)}(u, v)$, 有 $w = 0$, 为 w_{\perp} 分平面: 有 $u = -v = 2u/2 = \frac{u-v}{2}$, 则 $G^{(3)}(u, v) = G^{(2)}(\frac{u-v}{2})$ 。由于功率谱与位相无关, 可忽略之。类似(18) 式中的常系数, C_{1b} 和 C_{2b} 均为可测定的正值实常数。由

此可得到形状函数 $g(x)$ 归一化的重谱为:

$$G^{(3)}(u, v) = \{E[F^{(3)}(u, v)] - C_{2b}\delta^{(3)}(u, v)\}/C_{1b} \quad (19)$$

3.3 斑纹图功率谱噪声偏差的改正

因事件响应形状函数 $g(x)$ 小于望远镜的衍射爱里斑, 则 $G(u)$ 的截止频率 f_b 大于望远镜的衍射极限截止频率 f_c [也即目标斑纹图的平均功率谱 $\mathcal{J}^{(2)}(u)$ 和重谱 $\mathcal{J}^{(3)}(u, v)$ 的截止频率], 因此(12)式右边各项所处的频率域为:

$$C_{p0} \mathcal{J}^{(2)}(u) \rangle G^{(2)}(u) \quad |u| \leq f_c; \quad c_{p1} G^{(2)}(u) \quad |u| \leq f_b.$$

注意到 $\mathcal{J}^{(2)}(0) \rangle = 1$ 和 $G^{(2)}(u)$ 为已知量, 在原点 $u = 0$ 处可测定 C_{p0} , 在频率区 $f_c < |u| \leq f_b$ 内, (8)式变为:

$$E[D^{(2)}(u)] = C_{p1} G^{(2)}(u) \quad (20)$$

令 $S = E[D^{(2)}(u)]$, $Z = G^{(2)}(u)$, 选 n 个点, 在第 i 点上有:

$$S_i = Z_i C_{p1} \quad (21)$$

则有 n 个方程, 用最小二乘方法求解得:

$$C_{p1} = (\sum_{i=1}^n Z_i S_i) / \sum_{i=1}^n Z_i^2 \quad (22)$$

再由下式得到斑纹图的归一化的无偏平均功率谱:

$$\mathcal{J}^{(2)}(u) \rangle = \frac{E[D^{(2)}(u)]/G^{(2)}(u) - C_{p1}}{C_{p0}} \quad (23)$$

4 重谱噪声偏差的改正

4.1 光子噪声和探测器附加噪声偏差的改正

类似(12)式中各项的情况, (13)式右边各项所处的频率域分别为:

$$\begin{aligned} C_{b0} \mathcal{J}^{(3)}(u, v) \rangle G^{(3)}(u, v) & \quad |u| \wedge |v| \wedge |w| \leq f_c \\ C_{b1} [\mathcal{J}^{(2)}(u) \rangle + \mathcal{J}^{(2)}(v) \rangle] & \quad |u| \vee |v| \vee |w| \leq f_c \\ + \mathcal{J}^{(2)}(w) \rangle] G^{(3)}(u, v) & \quad |u| \wedge |v| \wedge |w| \leq f_b \\ C_{b2} G^{(3)}(u, v) & \quad |u| \wedge |v| \wedge |w| \leq f_b \end{aligned}$$

其中 \vee 表示逻辑“与”, \wedge 表示逻辑“或”, 则偏差项的系数 C_{b1} 和 C_{b2} 可在下面的几个频率域中用最小二乘方法拟合得到:

$$\mathcal{R} = \{(u, v) | f_c < |u| \wedge |v| \wedge |w| < f_b\}$$

$$\mathcal{R} = \{(u, v) | |u| < f_c < |v| \wedge |w| < f_b\}$$

$$\mathcal{R} = \{(u, v) | |u| \wedge |v| < f_c < |w| < f_b\}$$

例如: 在 \mathcal{R} 中, 含 C_{b0} 和 C_{b1} 的项都为零, 求 $E[D^{(3)}(u, v)]/G^{(3)}(u, v)$ 的 n 个点的平均值可得 C_{b2} 。若在 \mathcal{R} 中, 下式成立:

$$E[D^{(3)}(u, v)]/G^{(3)}(u, v) = C_{b1} \mathcal{J}^{(2)}(u) \rangle + C_{b2} \quad (24)$$

当在 \mathcal{R} 中, 有:

$$E[D^{(3)}(u, v)]/G^{(3)}(u, v) = C_{b1} [\mathcal{J}^{(2)}(u) \rangle + \mathcal{J}^{(2)}(v) \rangle] + C_{b2} \quad (25)$$

在 \mathcal{R} 中, 分别令 $B = E[D^{(3)}(u, v)]/G^{(3)}(u, v)$ 、 $T = \mathcal{J}^{(2)}(u) \rangle$ 均为已知量, 在 n 个点上测出 B_i 和 $T_i (i = 1, 2, \dots, n)$, 得到 n 个方程:

$$B_i = T_i C_{b1} + C_{b2} \quad (26)$$

用最小二乘法方法解之得到:

$$C_{b1} = \frac{n \sum_i^n B_i T_i - \sum_i^n T_i \sum_i^n B_i}{n \sum_i^n T_i^2 - (\sum_i^n T_i)^2} \quad C_{b2} = \frac{\sum_i^n B_i \sum_i^n T_i^2 - \sum_i^n T_i \sum_i^n T_i B_i}{n \sum_i^n T_i^2 - (\sum_i^n T_i)^2} \quad (27)$$

在 \mathcal{R} 中也可进行类似的计算, 把由上述三个频率区中得到的 C_{b1} 、 C_{b2} 平均后得到它们的最后结果, 再由下式得到消除了光子噪声和探测器附加噪声后的斑纹图的平均四维重谱:

$$C_{b0} \langle f^{(3)}(u, v) \rangle = E[D^{(3)}(u, v)]/G^{(3)}(u, v) - C_{b1}[\langle f^{(2)}(u) \rangle + \langle f^{(2)}(v) \rangle + \langle f^{(2)}(w) \rangle] - C_{b2} \quad (28)$$

4.2 改正重谱噪声偏差的正性约束算法

若斑纹图中仅有光子噪声和探测器的附加噪声, 由(28)式得到的将是无偏平均重谱, 用斑纹掩模法处理后应该得到目标高质量的复原像。然而, 本文的实际结果是: 1) 由(27)式得到的重谱基底 C_{b2} 为负值, 这完全违反了其应为实正值常数 $\overline{Na^3} + \overline{N'a^3}$ 的物理本质; 2) 用(28)式得到的重谱进行位相复原之后, 导致了像复原的失败, 说明其仍存在噪声偏差。例如本文选用双星 ADS16800 作为检验像复原质量的目标, 其特点为: 已由星表^[10]给出有关参数, 两个成员 A、B 的光谱型都为 F7V, 这可避免因光谱型不同而产生亮度比的测量误差; 已精确给出亮度比 A·B 为 1.0·1.0 (星等均为 8.1^m); 角距为 0.1" 以上, 均处于云台新探测系统的最佳探测范围之内。但对之复原的结果为图 1(b) 所示的畸变像, 两个成员的亮度比 A·B (图中的左-右) 为 0.7·1.0, 离正确值相差甚远。对其它目标的复原实验也同样如此。

对以上事实的解释是, 本文的探测系统还严重地存在着第三种更复杂的噪声, 如系统误差、非线性噪声和其它复杂噪声, 它们引起了重谱的非物理性负基底, 使由重谱得到的目标位相谱产生大的畸变而严重影响了复原的像质。可惜迄今还没有描述此类噪声的数学模型。在用二阶矩统计进行模和位相的复原中, 一种被称为“凸投影”^[9, 10]的方法已被广泛用于消除由复杂噪声引起的非物理性负基底, 较好地解决了用(7)式消卷积的非物理性问题和增强了高频部分复原的信噪比, 而“正性约束”是该方法中的主要约束条件, 在它的启发下, 本文首次将其用于重谱中非物理性负基底的改正, 提出了在上述模型基础上的正性约束算法, 有效地改正了重谱中的噪声偏差, 实现了高像质复原。

非物理性负基底 C_{b2} 是第三种噪声在上述模型中的必然反映, 可以推断, 另一偏差项的系数 C_{b1} 也将受影响, 在尚无理想模型的情况下, 作者提出下述有效的正性约束算法, 即先对(26)式中的基底项 C_{b2} 强加一正性约束条件: 令 $C_{b2} = 0$, 得到如下符合物理意义的约束方程组:

$$B_i = T_i C_{pb} \quad (29)$$

其中 C_{pb} 为新的正性约束条件下的待求偏差项系数, 再次用最小二乘法解之得到:

$$C_{pb} = (\sum_{i=1}^n T_i B_i) / \sum_{i=1}^n T_i^2 \quad (30)$$

作为正性约束算法的中间结果之一的 $C_{b2} = 0$, 意味着消除了所有三种噪声产生的重谱基底偏差, 而剩下的 C_{pb} 综合反映了所有三种噪声产生的重谱偏差, 因此, 将它们重新代入(29)式后得到了真正的斑纹图的无偏重谱, 由它得到的是无畸变的目标位相谱, 实现了高像质复原, 图 1(c) 是用该法得到的双星 ADS16800 的高质量复原像, 经测量, 几何和亮度关系均有很大改善。

5 对两个天文目标的像复原观测

观测时间	1995年7月31日
望远镜	云台1米望远镜
斑纹探测器	SIM-HCCD-05/S 探测器
滤光器参数	中心波长: 530 nm, 波带宽: 50 nm
等效焦距	125 m
每幅斑纹图曝光时间	0.02 s
大气条件	大气视宁度参数 r_0 约 10 cm

所记录目标和参考星的斑纹图幅数: 双星 ADS16800 及定标星各 3000 幅和 2496 幅; 三星 H1d171(ADS16648) 及定标星各 4000 和 3713 幅, 每幅斑纹图大小为 128×128 像元。

5.1 本次观测所用的斑纹掩模法处理步骤

1) 由 100 幅斑纹图平均计算探测器响应的形状函数 $g(x)$ 的归一化功率谱 $G^{(2)}(u)$ 和重谱 $G^{(3)}(u, v)$ 。

2) 先分别计算目标和定标星斑纹图的平均功率谱, 再由(23)式计算目标和定标星斑纹图的无偏归一化平均功率谱 $\mathcal{J}^{(2)}(u)$, $\mathcal{R}^{(2)}(u)$ 。

3) 用斑纹干涉术由目标和定标星斑纹图的无偏归一化平均功率谱求(复原)目标的功率谱 $O^{(2)}(u)$ 或模 $|O(u)|$ 。

4) 先后计算目标斑纹图的平均重谱和无偏平均重谱。

5) 用斑纹掩模法由目标斑纹图的无偏平均重谱递推(复原)得到目标的位相谱 $\mathcal{Q}(u)$ 。

6) 对复原得到的目标的谱 $|O(u)| \exp[i\mathcal{Q}(u)]$ 进行傅里叶逆变换, 得到目标的具有望远镜衍射极限分辨率的复原像。

5.2 测量结果和讨论

双星 ADS16800 的像复原结果如图 1(c) 所示, 图 2(a) 为三星 H1d171(ADS16648) 的长曝光像, 图 2(c) 为像复原结果。

下面给出图 1(c) 和图 2(c) 的测量结果以及它们在星表^[11]中(历元 1995 年的)预测数据:

ADS16800 的实测数据		ADS16800 的预测数据	
角距(") $A \leftrightarrow B$	亮度比 A/B	角距(") $A \leftrightarrow B$	亮度比 A/B
0.17	0.9/1.0	0.24	1.0/1.0

与星表预测数相比, 双星 ADS16800 的实测角距离有一定的差异, 用经典的斑纹干涉术进行了验证, 表明实测结果是可信的; 两成员亮度比仍略有误差, 属位相递推中的误差累积所至, 这将在另文中讨论。由于星表(包括星表[12])没有三星目标 H1d171(ADS16648) 在 1995 年的有效数据, 它的实测结果可作为本次观测得到的天文结果, 实测数据为: 目标(成员 A 、 B 、 C , 图 2(c) 中由左至右) 间角距("): $A \leftrightarrow B$ 、 $A \leftrightarrow C$ 、 $B \leftrightarrow C$ 为 2.26、2.23、0.15; 亮度比 $A/B/C$: 1.0/0.1/0.1。这些实测结果表明, 用斑纹掩模法消除了大气湍流噪声的严重影响, 而对噪声模型中的重谱基底施行的正性约束算法有效地克服了光子噪声、附加噪声和第三种复杂噪声对重谱的严重影响, 得到了无畸变的位相谱, 对天文目标实现了望远镜衍射极限分辨率的高像质复原。

参 考 文 献

- [1] G. Weigelt. Modified speckle interferometry: Speckle masking. *Opt. Commun.*, 1977, **21**(1) : 55~ 59
- [2] A. W. Lohmann, G. P. Weigelt, B. Wirnitzer. Speckle masking in astronomy triple correlation theory and application. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(24) : 4028~ 4037
- [3] H. Bartelt, A. W. Lohmann, B. Wirnitzer. Phase and amplitude recovery from bispectra. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(18) : 3121~ 3129
- [4] A. Labeyrie. Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analyzing speckle patterns in star images. *Astron. Astrophys.*, 1970, **6**(1) : 85~ 87
- [5] D. Korff. Analysis of a method for obtaining near diffraction limited information in presence of atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, **63**(8) : 971~ 980
- [6] J. W. 顾德门. 统计光学. 北京: 科学出版社, 1992. 461
- [7] B. Wirnitzer. Bispectra analysis at low light levels and astronomical speckle masking. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1985, **2**(1) : 14~ 21
- [8] E. Pehlemann, K. -H. Hofmann, G. Weigelt. Photon bias compensation in triple correlation imaging and observation of R136. *Astron. Astrophys.*, 1992, **256**(2) : 701~ 714
- [9] J. R. Fienup. Space imaging through the turbulent atmosphere. *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 1978, **149**(1) : 72~ 76
- [10] S. Ebstein. Stellar speckle interferometry energy spectrum recovery by convex projection. *Appl. Opt.*, 1987, **26**(8) : 1530~ 1536
- [11] 阎林山, 储宗元, 潘大钊等. 736 对目视双星历表和视轨道总表. 上海: 上海科学技术出版社, 1985. 276, 286
- [12] Sky catalogue 2000.0 Vol. 2 Double Stars. *Variable Stars and Nonstellar Objects*. Edited by Alan Hirschfeld and Roger W. Sinnott, New York: Press Syndicate of the University of Cambridge, 1985

A Positive Restriction Method to Correct Noise Bias Terms in Bispectrum and the Experiment in Astronomical High Resolution Image Reconstruction

Liu Zhong Qiu Yaohui Lou Ke Lu Ruwei
(Yunnan Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)
(Received 18 November 1997; revised 26 January 1998)

Abstract Though the image quality degradation caused by atmosphere turbulent noise can be overcome and the diffraction-limited resolution image reconstruction of the telescope can be achieved with the method of speckle masking, there are many kinds of noise in varying degrees in a real speckle detector, which introduce bias terms into the average power spectrum and bispectrum of speckle images and distort gravely the recovery of module and phase. The noise problem in image reconstruction observation with the method of speckle masking was discussed and a positive restriction method used to correct the noise bias terms in bispectrum, then a high resolution image reconstruction observation of objects: binary ADS16800 and triple star H1d171 (ADS16648) was reported.

Key words bispectrum, noise, image reconstruction.