

部分相干信息处理系统的噪声演绩(I) ——时间部分相干照明

庄松林 F. T. S. Yu
(上海光学仪器研究所) (美国宾夕法尼亚州立大学)

提 要

本文研究了时间相干性对光学信息处理系统噪声演绩的影响。用 Wolf 的部分相干光理论评价了输出信噪比。用输出信噪比作为信息处理系统噪声演绩的度量。输入及傅里叶平面上记录介质的颗粒噪声及相位起伏作为两个主要的噪声源。结果表明,除了在输入平面上的颗粒噪声外,输出信噪比一般都可以通过使用时间部分相干照明而得到改善。

一、引 言

相干光学信息处理系统具有: 1) 平行处理运算; 2) 高数据处理率; 3) 傅里叶变换处理等能力。例如相关及卷积运算, 相加及相减运算, 滤波波等等。但是由于它要求较严格的实验环境及不可避免的相干噪声, 从而限制了它的发展及应用。

本文发展了一种白光信息处理技术^[1~3]旨在消除相干系统的主要缺点, 这个系统能够象相干系统那样处理复振幅信号, 又同时能象非相干系统那样抑制相干噪声^[4, 5]。Charal 及 Lowenthal^[6, 7]详细地分析了成像系统的噪声和相干性之间的关系。指出, 由于光瞳所引起的噪声起伏总可以用非相干或部分相干照明进行抑制, 而对物平面上的颗粒噪声则不能奏效。但是, 他们的分析主要是基于低频输入信号; Leith 及 Roth^[8]报道了一种消色差相干光学系统的噪声演绩, 他们用三维传递函数来表示系统中噪声抑制的性质。指出, 用宽

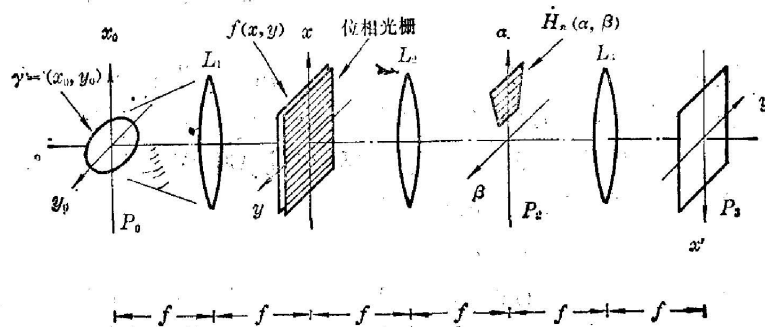


图1 白光信号处理系统
Fig. 1 A white-light optical signal processor

谱带光源可以降低系统的噪声,并考虑了与信号有关及无关的两种噪声。此系统的性质非常类似于非相干成象系统。

本文分析了白光信息处理系统^[1~5](或者说部分相干光学信息处理系统)的噪声演绩。该系统如图 1 所示。用输出信噪比作为噪声演绩的度量。噪声源是在输入及傅里叶平面上记录介质的颗粒噪声及平面度噪声。系统的输出信噪比和系统的时间及空间相干性密切相关,本文仅分析时间相干性的作用,关于空间相干性将另文讨论。

二、一般公式

在这一节中,我们将研究如图 1 所示的部分相干信息处理系统的噪声演绩。首先研究输出平面上光强分布的统计性质。光强分布可以用下式表示:

$$I(x', y') = \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma(x_0, y_0; \lambda) S(\lambda) C(\lambda) \left| \iint_{-\infty}^{\infty} S(x_0 + \alpha - \lambda f \nu_0, y_0 + \beta) \right. \\ \left. \times H(\alpha, \beta) \exp\{-i(2\pi/\lambda f)(x'\alpha + y'\beta)\} \right|^2 dx_0 dy_0 d\lambda. \quad (1)$$

这儿 $\gamma(x_0, y_0)$ 是白光光源的辐射强度分布; $S(\lambda)$ 及 $C(\lambda)$ 分别为光源的相对光谱强度分布及探测器的光谱灵敏度; λ_i 及 λ_h 分别为光源中所含的最短及最长的波长; $S(x_0 + \alpha - \lambda f \nu_0, y_0 + \beta)$ 表示输入信号 $S(x, y)$ 的傅里叶谱; ν_0 是相位光栅的频率; $H(\alpha, \beta)$ 是傅里叶平面上的滤波函数, f 是傅里叶变换物镜的焦距。

为了研究时间相干性的影响,假定采用宽谱带点光源照明。这样,光源的强度分布可以用函数表示,即 $\gamma(x_0, y_0) = \delta(x_0, y_0)$ 。为简单起见,假定 $S(\lambda)$ 及 $C(\lambda)$ 为常数,这样方程(1)可以简化成

$$I(x', y') = \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} S(x_0 + \alpha + \lambda f \nu_0, y_0 + \beta) H(\alpha, \beta) \right. \\ \left. \times \exp[-i(2\pi/\lambda f)(\alpha x' + \beta y')] d\alpha d\beta \right|^2 d\lambda. \quad (2)$$

在式中,为方便起见,略去了常数因子。在分析时,假定输入是沿着 y 向的一维信号,而在输入平面上的衍射光栅是垂直于 y 方向的,可以表示为 $\exp(i2\pi\nu_0 x)$ 。相应的傅里叶谱是沿 β 方向的一维函数,在 α 方向上弥散成彩虹状。如果在傅里叶平面上空间滤波器的宽度为 $\Delta\alpha$,则相当的光谱宽度 $\Delta\lambda$ 可近似地由下式确定

$$\Delta\lambda = (\lambda_h - \lambda_i) = \Delta\alpha / (\nu_0 f). \quad (3)$$

也就是说,当确定滤波器宽度 $\Delta\alpha$ 后,滤波信号的冗余度正比于光谱宽度 $\Delta\lambda$ 。由于冗余度的大小确定了输出信噪比的高低,所以由(3)式可知,采用较低频率的相位光栅或者较短焦距的变换透镜都可以使输出信噪比得到改善。

输出光强的起伏,主要取决于噪声的相位或振幅的统计性质。定义输出信噪比是输出光强 $I(y)$ 的系综平均除以它的方差 σ_I , 即

$$SNR(y') = E[I(y')]/\sigma_I, \quad (4)$$

这里

$$\sigma_I = \{E[I^2(y)] - E[I(y)]^2\}^{1/2}. \quad (5)$$

符号 $E[x]$ 表示随机变量 x 的系综平均, 为了更明确地表示部分相干照明对提高信噪比的作用, 定义规格化的信噪比:

$$\overline{SNR(y')} \triangleq \frac{SNR(y') \text{ 部分相干照明}}{SNR(y') \text{ 相干照明}}, \quad (6)$$

它等于部分相干情形下的信噪比被相干情形时的相除。对于整个输出平面上的信噪比可以用下面两种方式计算:

a) 连续情形

$$\overline{SNR} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \overline{SNR}(y') dy', \quad (7)$$

这儿 L 是输出象的线度。

b) 分立情形

$$\overline{SNR} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M SNR(y'_m), \quad (8)$$

这里 M 是在输出平面上取样点的总数。由定义 [(6) 式] 可知, 在严格相干的情形下规格化的信噪比等于 1, 它随着相干度的降低而增加。(4) ~ (8) 式将被用来评价信息处理系统的噪声演绩。

在讨论信噪比之前, 简要地确定相位噪声及颗粒噪声的统计性质。采用重迭模型^[11] 来表示记录介质的颗粒度, 对这种模型, 假定:

a) 如图 2 所示, 基元颗粒是正方形的, 它随机地出现在记录平板上。

b) 颗粒的几率密度服从泊松分布, 即

$$G_N(m) = \frac{N!}{m!(N-m)!} P^m (1-P)^{N-m}, \quad (9)$$

式中 P 是颗粒出现的几率。其数学期望为

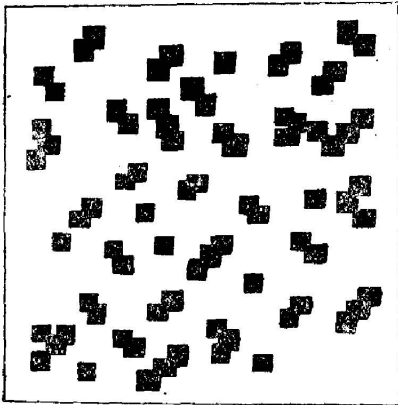


图 2 底片颗粒度的重迭模型
Fig. 2 Overlapping model of film granularity

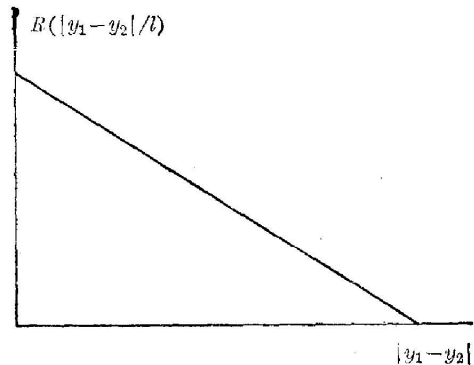


图 3 $|y_1 - y_2|$ 的函数 $R(|y_1 - y_2|/l)$
Fig. 3 Variation of $R(|y_1 - y_2|/l)$ as a function of $|y_1 - y_2|$

$$E[G(y)] = C_A, \quad (10)$$

式中 C_A 为常数。相关函数 (= 阶矩) 为

$$E[G(y_1)G(y_2)] = C_A^2 \exp[2.3DR(|y_1 - y_2|/l)], \quad (11)$$

式中 D 是照相底版的密度; l 是相关距离; 而函数

$$R\left(\frac{|y_1 - y_2|}{l}\right) \triangleq \begin{cases} 1 - |y_1 - y_2|/l, & |y_1 - y_2| < l, \\ 0, & \text{其余。} \end{cases} \quad (12)$$

函数 $R(|y_1 - y_2|/l)$ 如图 3 所示。

严格地说, 记录介质的颗粒度是非稳态的马尔可夫过程^[12], 但为方便起见, 我们把它近似地看成稳态过程。

对于相位噪声, 其相位起伏 $\phi(y)$ 是由于记录介质膜的厚度变化或者是折射率的变化所造成, 假定:

a) $\phi(y)$ 是稳态随机函数, 在全部记录介质上其概率密度分布是相同的。

b) $\phi(y)$ 的数学期望为零, 即 $E[\phi(y)] = 0$ 。

c) 因为 $\phi(y)$ 是稳态随机变量, 所以其相关函数只与距离 $|y_1 - y_2|$ 有关, 它可以有各种不同的表示形式, 例如高斯型或指数型, 它们分别为

$$E[\phi(y_1)\phi(y_2)] = \sigma^2 \exp[-(y_1 - y_2)^2/d^2], \quad (13)$$

及

$$E[\phi(y_1)\phi(y_2)] = \sigma^2 \exp[-|y_1 - y_2|/d]。 \quad (14)$$

式中 σ^2 是 $\phi(y)$ 的方差, d 是相关距离。

三、噪声在输入平面上的情况

这一节, 我们用高斯型来讨论和评价噪声出现在输入平面上时, 输出信噪比的性质。由 (2) 式, 利用帕色伐 (Parseval) 定理, 输出光强分布为

$$I(y') = \int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \left| (1/f\lambda)t(y') \otimes \int_{-\infty}^{\infty} H(\beta) \exp[-i(2\pi/\lambda f)\beta y'] d\beta \right|^2 d\lambda。 \quad (15)$$

式中符号 \otimes 表示卷积运算, $t(y')$ 是带有复数噪声的输入信号。这里相位噪声及颗粒噪声分别是相乘及相加型式的噪声。为了评价输出信噪比和输入信号的空间频率之间的关系, 令输入是频率为 ν 的正弦信号。则

$$t(y) = (1 + \sin 2\pi\nu y) \exp[ik\phi(y)] + G(y)。 \quad (16)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, 下面分别研究相位噪声及颗粒噪声对输出信噪比的影响。

1. 输入平面上的相位噪声

在此情况下, 假定傅里叶平面上的滤波函数为

$$H(\beta) = \text{rect}(\beta/2\lambda f\nu)。 \quad (17)$$

将上式代入 (15) 式, 得到

$$I(y') = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \sin 2\pi\nu y) \exp[ik\phi(y)] \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} dy \right|^2 d\lambda, \quad (18)$$

取上式的系综平均值, 得到

$$E[I(y')] = \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \iint_{-\infty}^{\infty} (1 + \sin 2\pi\nu y) (1 + \sin 2\pi\nu \bar{y}) \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} \\ \times \frac{\sin 2\pi\nu(y' - \bar{y})}{\pi(y' - \bar{y})} E[\exp\{ik[\phi(y) - \phi(\bar{y})]\}] dy d\bar{y} d\lambda. \quad (19)$$

对于随机相位分布 $\phi(y)$, 在满足下述两个假定之一时, 上式可以进一步得到简化。即 a) $k\phi(y) < 1$, 弱相位噪声的情形。b) $\phi(y)$ 的高阶矩比其二阶矩小得多。这样, 由泰勒展开, (19)式中指数项的系综平均为

$$E[\exp\{ik[\phi(y_1) - \phi(y_2)]\}] = 1 - k^2\sigma^2 + k^2\sigma^2 \exp(-|y_1 - y_2|/d). \quad (20)$$

由此可得

$$E[I(y')] = I_1^2(y') \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \left(1 - \frac{4\pi^2\sigma^2}{\lambda^2}\right) d\lambda + I_2(y') I_3(y') \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \frac{4\pi^2\sigma^2}{\nu_0 f \lambda} d\lambda \\ = \Delta\lambda I_1^2(y') - \frac{4\pi^2\sigma^2\Delta\lambda}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} [I_1^2(y') - I_2(y') I_3(y')], \quad (21)$$

这里

$$I_1(y') \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \sin 2\pi\nu y) \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} dy, \quad (22a)$$

$$I_2(y') \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \sin 2\pi\nu y) \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} \exp(y/d) dy, \quad (22b)$$

$$I_3(y') \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \sin 2\pi\nu y) \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} \exp(-y/d) dy. \quad (22c)$$

输出平面上光强分布平方的系综平均为

$$E[I^2(y')] = \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} d\lambda_1 \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} d\lambda_2 \iiint_{-\infty}^{\infty} (1 + \sin 2\pi\nu y_1) (1 + \sin 2\pi\nu \bar{y}_1) (1 + \sin 2\pi\nu y_2) \\ \times (1 + \sin 2\pi\nu \bar{y}_2) \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y_1)}{\pi(y' - y_1)} \frac{\sin 2\pi\nu(y' - \bar{y}_1)}{\pi(y' - \bar{y}_1)} \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y_2)}{\pi(y' - y_2)} \\ \times \frac{\sin 2\pi\nu(y' - \bar{y}_2)}{\pi(y' - \bar{y}_2)} E[\exp\{ik_1[\phi(y_1) - \phi(\bar{y}_1)] + ik_2[\phi(y_2) - \phi(\bar{y}_2)]\}] \\ \times dy_1 d\bar{y}_1 dy_2 d\bar{y}_2. \quad (23)$$

同样, 对于弱相位或者是小高阶矩的相位噪声, 存在

$$E[\exp\{ik_1[\phi(y_1) - \phi(\bar{y}_1)] + ik_2[\phi(y_2) - \phi(\bar{y}_2)]\}] \\ = 1 - (k_1^2 + k_2^2)\sigma^2 - k_1^2 E[\phi(y_1)\phi(y_2)] - k_2^2 E[\phi(\bar{y}_1)\phi(\bar{y}_2)] \\ + k_1 k_2 E[\phi(y_1)\phi(\bar{y}_1)] - E[\phi(y_1)\phi(\bar{y}_2)] - E[\phi(y_2)\phi(\bar{y}_1)] \\ + E[\phi(y_2)\phi(\bar{y}_2)]. \quad (24)$$

将上式及(11)式代入(23)式, 并利用被积函数对于参数 (y_1, y_2) 及 (\bar{y}_1, \bar{y}_2) 的对称性质, 得到

$$E[I^2(y')] = (\lambda_h - \lambda_i)^2 I_1^4(y') - 8\pi^2\sigma^2 \frac{(\lambda_h - \lambda_i)^2}{\lambda_h - \lambda_i} I_1^2(y') \\ \times [I_1^2(y') - I_2(y') I_3(y')]. \quad (25)$$

按照(4)式所示的信噪比的定义, 得到

$$SNR^{(1)}(y') = \frac{\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i}\right) I_1^2(y') - \frac{4\pi^2\sigma^2}{\lambda_i} [I_1^2(y') - I_2(y')I_3(y')]}{\left| \frac{4\pi^2\sigma^2}{\lambda_i^2} [I_1^2(y') - I_2(y')I_3(y')] \right|} \quad (26)$$

这里上标(1)表示与输入平面上的相位噪声有关的输出信噪比, $\Delta\lambda = \lambda_h - \lambda_l$ 是由 $H(\beta)$ 所限制的光谱宽度。按(6)式所表示的定义, 输出的规格化信噪比为

$$\overline{SNR}^{(1)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left\{ 1 + \frac{(\Delta\lambda/\lambda_i) I_1^2(y'_m)}{\left| (1 - 4\pi^2\sigma^2/\lambda_i^2) [I_1^2(y'_m) - I_2(y'_m)I_3(y'_m)] \right|} \right\} \quad (27)$$

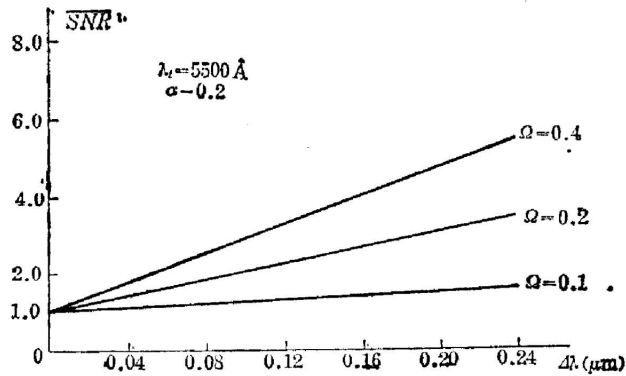


图4 $\overline{SNR}^{(1)}$ 在不同的 Ω 与 $\Delta\lambda$ 的函数关系

Fig. 4 Plots of $\overline{SNR}^{(1)}$ as a function of $\Delta\lambda$, for various Ω

用上式来估计白光信息处理系统的输入相位噪声的演绩。首先研究 $\overline{SNR}^{(1)}$ 作为 $\Delta\lambda$ 的函数的某些性质, 定义规格化空间频率 Ω 为

$$\Omega \triangleq \frac{\nu}{\nu_c}, \quad (28)$$

式中 ν 是输入信号的空间频率, ν_c 是光学处理系统的截止频率。图4表示了 $\overline{SNR}^{(1)}$ 随 $\Delta\lambda$ 的变化规律, 由图我们可以看到输出信噪比随着 $\Delta\lambda$ 的增大(即时间相干性的降低)而增加。但是对于低频信号, 在输出平面上有相位噪声时, 采用增加照明光谱宽度的方法并不能使输出信噪比有明显的改善。

图5画出了在各种不同的下限波长 λ_l 时, $\overline{SNR}^{(1)}$ 与 $\Delta\lambda$ 的关系。可以清楚地看到, $\overline{SNR}^{(1)}$ 随着 $\Delta\lambda$ 的增加而增加。而在短波部分输出信噪比可望得到较大的改善。

2. 输入平面上的颗粒噪声

由于颗粒噪声是振幅型的, 一般并不能区分信号还是噪声, 所以改变照明波长只能得到

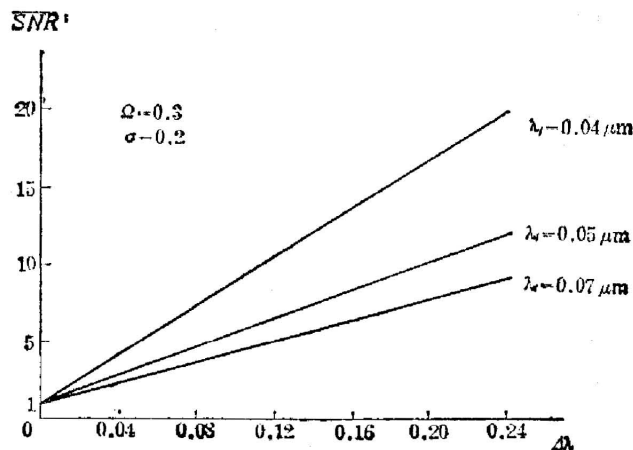


图5 与输入平面上相位噪声有关的信噪比与 $\Delta\lambda$ 的关系

Fig. 5 Plots of normalized signal to noise ratio $\overline{SNR}^{(1)}$ due to phase-noise at input plane, as a function of spectral bandwidth $\Delta\lambda$ for various normalized spatial frequency.

完全相同的输出。也就是说，时间部分相干照明并不能降低输入平面上颗粒噪声对输出信噪比的影响。下面对此进行定量的分析。

与分析相位噪声相似，输出光强分布的系综平均为

$$E[I(y')] = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} [(1 + \sin 2\pi\nu y)(1 + \sin 2\pi\nu \bar{y}) + (1 + \sin 2\pi\nu y)E[G(\bar{y})] + (1 + \sin 2\pi\nu \bar{y})E[G(y)] + E[G(y)G(\bar{y})] \right. \\ \left. \times \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} \frac{\sin 2\pi\nu(y' - \bar{y})}{\pi(y' - \bar{y})} dy d\bar{y}] d\lambda \right\} \quad (29)$$

按(11)式的定义，可以看到函数 $E[G(y)G(\bar{y})]$ 在 $|y - \bar{y}| = l$ 处存在不连续点，这样(29)式就不容易处理。为此，我们用一个连续函数去近似地表示 $G(y)$ 的二阶矩阵，即：

$$E[G(y)G(\bar{y})] = C_A^2 \{ [\exp(2.3D) - 1] \times \exp(-|y - \bar{y}|/a) + 1 \}, \quad (30)$$

式中 $C_A = E[G(y)]$ ，而 $a = 1/\{2.3 + \ln[\exp(2.3D) - 1]\}$ 。图6表示(30)式的近似表达式和实际函数之间的差别。可以看到，它们之间的差别是很小的，在下面的分析中不会因此而引起太大的误差。

将(30)式代入(29)式，得到

$$E[I(y')] = I_1^2(y') + 2C_A I_0(y') + C_A^2 [\exp(2.3D) - 1] I_4(y') I_5(y') + C_A^2 I_0^2(y'), \quad (31)$$

式中

$$I_0(y') \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} dy, \quad (32a)$$

$$I_4(y') \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} \exp(-y/a) dy, \quad (32b)$$

$$I_5(y') \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin 2\pi\nu(y' - y)}{\pi(y' - y)} \exp(y/a) dy. \quad (32c)$$

同样对光强的平方的系综平均值可以得到

$$E[I^2(y')] = I_1^4(y') + 4C_A I_1^3(y') I_0(y') + 6C_A^2 [\exp(2.3D) - 1] \times I_1^2(y') I_4(y') I_5(y') + 6C_A^2 I_1^2(y') I_0^2(y'). \quad (33)$$

由输出信噪比的定义，输入颗粒噪声所导致的输出规格化信噪比，最后可以表示成

$$\overline{SNR}^{(2)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \{ I_1^2(y'_m) + 2C_A I_0(y'_m) I_1(y'_m) + C_A^2 [I_0^2(y'_m) + C_A^2 [I_0^2(y'_m) + (\exp(2.3D) - 1) I_4(y'_m) I_5(y'_m)]] / C_A \{ 4[\exp(2.3D) - 1] \times I_1^2(y'_m) I_4(y'_m) I_5(y'_m) - 4C_A I_0(y'_m) I_1(y'_m) [I_0(y'_m) + [\exp(2.3D) - 1] \times I_4(y'_m) I_5(y'_m)] - C_A^2 [I_0^2(y'_m) + (\exp(2.3D) - 1) I_4(y'_m) I_5(y'_m)]^2 \}^{1/2}, \quad (34)$$

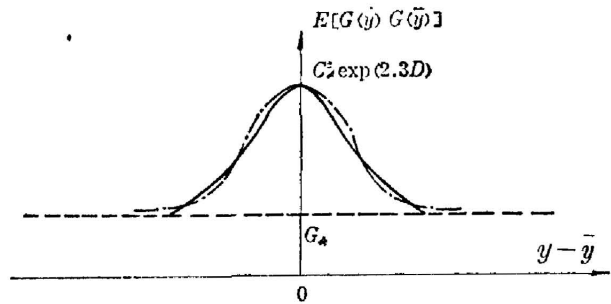


图6 底片颗粒噪声的自相关函数的近似表达式
实线为 $C_A^2 \exp[2.3D \exp(-|y - \bar{y}|/a) + 1]$
点划线为 $C_A^2 \{ [\exp(2.3D) - 1] \exp(-|y - \bar{y}|/a) + 1 \}$
Fig. 6 Approximation for the autocorrelation of the film-grain noise

式中上标(2)表示与输入颗粒噪声有关的输出信噪比。

如果 $C_A \ll 1$, 则(34)式可以进一步简化成

$$\overline{SNR}^{(2)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{I_1(y'_m)}{2C_A \{ [\exp(2.3D) - 1] I_4(y'_m) I_5(y'_m) \}^{1/2}} \quad (35)$$

由上式可以清楚地看到 $\overline{SNR}^{(2)}$ 与光源的光谱宽度 $\Delta\lambda$ 无关。换句话说, 与输入平面上的颗粒噪声有关的输出信噪比并不能通过时间部分相干照明而加以改善, 这和上面的物理分析是一致的。这一点和我们在上一小节中所讨论的输入相位噪声的性质是十分不相同的。但由(35)式, 我们可以得到某些结论: 图7表示 $\overline{SNR}^{(2)}$ 随着颗粒噪声的均值 C_A 的增加而很快地减少, 而图8则表示 $\overline{SNR}^{(2)}$ 和光谱宽度 $\Delta\lambda$ 是无关的。

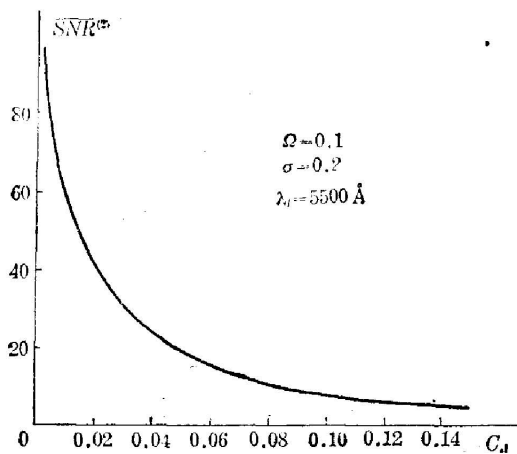


图7 与输入平面上颗粒噪声有关的规格化信噪比与 C_A 的关系

Fig. 7 Plots of normalized signal to noise ratio $\overline{SNR}^{(2)}$ due to grain noise at input plane as a function of the mean value C_A of the film granularity

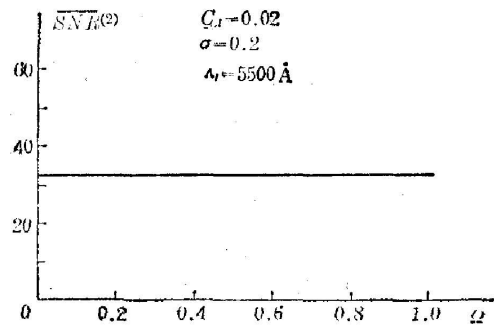


图8 $\overline{SNR}^{(2)}$ 和规格化输入空间频率 Ω 的函数关系

Fig. 8 Plots of $\overline{SNR}^{(2)}$ as a function of normalized input spatial frequency Ω

四、噪声在傅里叶平面上的情况

在这一节我们将讨论噪声出现在傅里叶平面上时输出信噪比的性质。由于照相底板经常被用来记录信号处理用的空间滤波器, 所以它们的相位变化及颗粒噪声将会明显地影响光信息处理系统的噪声性质。虽然光信息处理系统的装置噪声(setup-noise)主要是基于光学元件表面的反射及散射, 但假定所有的光学元件离开输入平面足够地远, 即比系统的焦深大得多。在这种情况下, 可以认为所有的装置噪声都等效地出现在傅里叶平面上。如果光学元件的加工质量足够高, 事实上装置噪声和照相底板的相位或颗粒噪声相比是十分小的。这样在傅里叶平面上的噪声分布可以写成

$$H(\beta) = [\exp(ik\phi(\beta) + G(\beta))] \text{rect}\left(\frac{\beta}{v\lambda f}\right), \quad (36)$$

式中 $\phi(\beta)$ 及 $G(\beta)$ 分别是随机相位及颗粒噪声分布, 而矩形函数表示在傅里叶平面上空间

滤波器的大小,它是由输入信号的空间频率 ν 所确定。在这里,为方便起见,仍采用一维表达式。

下面分别分析相位及颗粒噪声对输入信噪比的影响。

1. 傅里叶平面上的相位噪声

以正弦光栅作为输入信号,则输入平面上的复振幅分布为

$$t(x, y) = (1 + \cos 2\pi\nu y) \exp(i2\pi\nu_0 x), \quad (37)$$

相应的傅里叶谱为

$$S(\alpha - \nu_0 f\lambda, \beta) = \delta(\alpha - \nu_0 f\lambda) \left[\delta(\beta) + \frac{1}{2} \delta(\beta - \nu f\lambda) + \frac{1}{2} \delta(\beta + \nu f\lambda) \right]. \quad (38)$$

由(2)式,输出光强的系综平均值为

$$\begin{aligned} E[I(y')] &= \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\alpha_1 - \nu_0 f\lambda) \left[\delta(\beta_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_1 - \nu f\lambda) + \frac{1}{2} \delta(\beta_1 + \nu f\lambda) \right] \\ &\quad \times \delta(\alpha_2 - \nu_0 f\lambda) \left[\delta(\beta_2) + \frac{1}{2} \delta(\beta_2 - \nu f\lambda) + \frac{1}{2} \delta(\beta_2 + \nu f\lambda) \right] \\ &\quad \times \text{rect}\left(\frac{\beta_1}{\nu f\lambda}\right) \text{rect}\left(\frac{\beta_2}{\nu f\lambda}\right) E[\exp\{ik[\phi(\beta_1) - \phi(\beta_2)]\}] \\ &\quad \times \exp\left\{-ik\frac{2\pi}{\lambda f} [(\alpha_1 - \alpha_2)x + (\beta_1 - \beta_2)y]\right\} d\alpha_1 d\alpha_2 d\beta_1 d\beta_2 d\lambda. \end{aligned} \quad (39)$$

由(22)式,上式可以进一步写成

$$\begin{aligned} E[I(y')] &= \Delta\lambda (1 + \cos 2\pi\nu y')^2 - 4\pi^2 \sigma^2 \left\{ 4 \left[\frac{1}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} - 4K_2(\Delta\lambda) \right] \cos 2\pi\nu y' \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{1}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} - 4K_1(\Delta\lambda) \right] \cos 4\pi\nu y' \right\}, \end{aligned} \quad (40)$$

式中

$$\begin{aligned} K_1(\Delta\lambda) &= \frac{\lambda_h \exp(-\lambda_h f\nu/d) - \lambda_i \exp(-\lambda_i f\nu/d)}{\lambda_h \lambda_i} \\ &\quad - \frac{f\nu}{d} [Ei(-\lambda_h f\nu/d) - Ei(-\lambda_i f\nu/d)], \end{aligned} \quad (41a)$$

及

$$Ei(t) \triangleq \int_{-\infty}^t \frac{1}{y} \exp(y) dy. \quad (41b)$$

用同法可得 $I^2(y')$ 的系综平均为

$$\begin{aligned} E[I^2(y')] &= \int_{\lambda_i}^{\lambda_h} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\delta(\beta_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_1 - \nu f\lambda_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_1 + \nu f\lambda_1) \right] \\ &\quad \times \left[\delta(\beta_2) + \frac{1}{2} \delta(\beta_2 - \nu f\lambda_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_2 + \nu f\lambda_1) \right] \\ &\quad \times \left[\delta(\bar{\beta}_1) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_1 - \nu f\lambda_2) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_1 + \nu f\lambda_2) \right] \\ &\quad \times \left[\delta(\bar{\beta}_2) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_2 - \nu f\lambda_2) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_2 + \nu f\lambda_2) \right] \\ &\quad \times \{1 - (k_1^2 + k_2^2) \sigma^2 + k_1^2 E[\phi(\beta_1)\phi(\beta_2)] + k_1 k_2 [E[\phi(\beta_1)\phi(\bar{\beta}_1)] \\ &\quad + E[\phi(\beta_1)\phi(\bar{\beta}_2)] + E[\phi(\beta_2)\phi(\bar{\beta}_1)] - E[\phi(\beta_2)\phi(\bar{\beta}_2)]] \\ &\quad + k_2^2 E[\phi(\bar{\beta}_1)\phi(\bar{\beta}_2)] \text{rect}\left(\frac{\beta_1}{\nu f\lambda_1}\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \operatorname{rect}\left(\frac{\bar{\beta}_1}{\nu f \lambda_1}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{\beta_2}{\nu f \lambda_2}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{\bar{\beta}_2}{\nu f \lambda_2}\right) \\ & \times \exp\left\{-i \frac{2\pi}{\lambda_1 f}(\beta_1 - \beta_2)y - i \frac{2\pi}{\lambda_2 f}(\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2)y'\right\} \\ & \times d\beta_1 d\beta_2 d\bar{\beta}_1 d\bar{\beta}_2 d\lambda_1 d\lambda_2. \end{aligned} \quad (42)$$

将(14)式所表示的 $\phi(\beta)$ 的自相关函数指数形式代入上式, 经过冗长的运算得到

$$\begin{aligned} E[I^2(y')] &= \Delta\lambda^2 \left[1 - \frac{4\pi^2\sigma^2}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)}\right] (1 + \cos 2\pi\nu y')^2 + 4\pi^2\sigma^2\Delta\lambda(1 + \cos 2\pi\nu y')^2 \\ & \times \left[\frac{3\Delta\lambda}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} + K_5(\Delta\lambda)\cos 2\pi\nu y' + K_6(\Delta\lambda)\cos 4\pi\nu y'\right] \\ & + 4\pi^2\sigma^2 K_3(\Delta\lambda)[K_4(\Delta\lambda) - K_3(\Delta\lambda)](1 - \cos 4\pi\nu y')(1 + \cos 2\pi\nu y')^2, \end{aligned} \quad (43)$$

式中

$$K_3(\Delta\lambda) = E_i(-\lambda_i f\nu/2d) - E_i(-\lambda_i f\nu/2d), \quad (44a)$$

$$K_4(\Delta\lambda) = E_i(\lambda_n f\nu/2d) - E_i(\lambda_i f\nu/2d), \quad (44b)$$

$$K_5(\Delta\lambda) \triangleq 2K_2(\Delta\lambda) - \frac{4d}{f\nu\lambda_i\lambda_n} [\exp(-\lambda_n f\nu/2d) - \exp(-\lambda_i f\nu/2d)], \quad (44c)$$

及

$$K_6(\Delta\lambda) \triangleq K_1(\Delta\lambda)/2 - \frac{d}{f\nu\lambda_i\lambda_n} [\exp(-\lambda_n f\nu/d) - \exp(-\lambda_i f\nu/d)]. \quad (44d)$$

按照输出信噪比的定义我们得到

$$\begin{aligned} \overline{SNR}^{(3)}(y) &= \Delta\lambda \left\{ (1 + \cos 2\pi\nu y')^2 - 4\pi^2\sigma^2 \left[4\left(\frac{1}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} - 4K_2(\Delta\lambda)\cos 2\pi\nu y' \right. \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} - 4K_1(\Delta\lambda)\cos 4\pi\nu y' \right] \right\} / \left\{ 4\pi^2\sigma^2(1 + \cos 2\pi\nu y')^2 \right. \\ & \times (K_3(\Delta\lambda)(K_4(\Delta\lambda) - K_6(\Delta\lambda))/\Delta\lambda \\ & \left. + (K_5(\Delta\lambda) - 4K_2(\Delta\lambda) + \frac{4\Delta\lambda}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)})\cos 2\pi\nu y' \right. \\ & \left. + \left[K_6(\Delta\lambda) - K_1(\Delta\lambda) - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i(\lambda_i + \Delta\lambda)} - K_3(\Delta\lambda)[K_4(\Delta\lambda) - K_3(\Delta\lambda)]/\Delta\lambda \right] \right. \\ & \left. \times \cos 4\pi\nu y' \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (45)$$

这里, 上标(3)表示傅里叶平面上相位噪声的情况。对于 $\Delta\lambda=0$ 的极限情况, 有

$$\begin{aligned} \overline{SNR}^{(3)}(y)_{\Delta\lambda \rightarrow 0} &= \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \overline{SNR}^{(3)}(y) \\ &= \left\{ (1 + \cos 2\pi\nu y')^2 - 4\pi^2\sigma^2 \left[\frac{4}{\lambda_i^2} \cos 2\pi\nu y' + \frac{1}{\lambda_i^2} \cos 4\pi\nu y' \right] \right\} / \\ & \left\{ 4\pi^2\sigma^2(1 + \cos 2\pi\nu y')^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{\nu f}{2d} \right) \frac{f\nu}{d} \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{2}{\lambda_i} + \frac{\nu f}{\lambda_i d} + \frac{2}{\lambda_i^2} \exp(-\lambda_i f\nu/2d) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. \times \cos 2\pi\nu y' + \left(\left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{f\nu}{2d} + \frac{1}{2\lambda_i^2} + \frac{f\nu}{2\lambda_i d} \right) \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{1}{\lambda_i^2} \exp(-\lambda_i f\nu/d) \right) \cos 4\pi\nu y' \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (46)$$

最后,规格化输出信噪比为

$$\overline{SNR}^{(3)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M SNR^{(3)}(y'_m) / SNR^{(3)}(y')_{\text{非干}} \quad (47)$$

由于(45)及(46)式十分复杂,很难用它们来评价输出信噪比的性质。为此,我们限制输入信号的归一化空间频率的范围为

$$\Omega < \frac{d}{f\lambda\nu_0} \quad (48)$$

式中 d 是相关距离, f 是变换物镜的焦距, λ 是照明波长及 ν_0 是光学系统的截止频率。相位起伏的相关长度可以假定与光学系统的极限分辨距离同数量级。在低频近似下,方程(47)退化成非常适合于数字估计的形式

$$\begin{aligned} \overline{SNR}^{(3)} = & \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left[(1 + \cos 2\pi\nu y'_m)^2 - \frac{4\pi^2\sigma^2 f}{d} \frac{\ln(1 + \Delta\lambda/\lambda_i)}{\Delta\lambda} \right. \\ & \times (\cos 2\pi\nu y'_m + \cos 4\pi\nu y'_m) \left. \right] (1 + 5 \cos 2\pi\nu y'_m + 2 \cos 4\pi\nu y'_m) / \\ & \left\{ \left[(1 + \cos 2\pi\nu y'_m)^2 - \frac{4\pi^2\sigma^2 f\nu}{\lambda_i d} (2 \cos 2\pi\nu y'_m + \cos 4\pi\nu y'_m) \right] \right. \\ & \times \left[(1 + \cos 2\pi\nu y'_m) \frac{\lambda_i \ln(1 + \Delta\lambda/\lambda_i)}{\Delta\lambda} \right. \\ & \left. \left. + (2 \cos 2\pi\nu y'_m + \cos 4\pi\nu y'_m) \frac{2\lambda_i + \Delta\lambda}{\lambda_i + \Delta\lambda} \right] \right\} \quad (49) \end{aligned}$$

在上式中, $\ln(1 + \Delta\lambda/\lambda_i)/\Delta\lambda$ 是光谱宽度 $\Delta\lambda$ 的单调下降函数,这意味着 $\Delta\lambda$ 愈宽,信噪比 $\overline{SNR}^{(3)}$ 就愈高,即采用时间部分相干照明将会改善输出平面上的噪声情况。另一方面,由于 $\Delta\lambda$ 反比于输入平面上相位光栅的频率 ν_0 ,这意味着用较低的 ν_0 可以得到较高的输出信噪比。

为了得到某些关于信噪比与 $\Delta\lambda$ 之间关系的直观判断,我们研究下述非相干照明,即 $\Delta\lambda \rightarrow \infty$ 的极限情况。此时(49)式成为

$$\begin{aligned} \overline{SNR}^{(3)} = & \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left\{ (1 + \cos 2\pi\nu y'_m) (1 + 5 \cos 2\pi\nu y'_m + 2 \cos 4\pi\nu y'_m) \right\} / \\ & \left\{ \left[(1 + \cos 2\pi\nu y'_m)^2 - \frac{4\pi^2\sigma^2 f\nu}{\lambda_i d} (2 \cos 2\pi\nu y'_m + \cos 4\pi\nu y'_m) \right] \right. \\ & \left. \times (2 \cos 2\pi\nu y'_m + \cos 4\pi\nu y'_m) \right\}, \quad \text{当 } \Delta\lambda \rightarrow \infty \quad (50) \end{aligned}$$

由上式可以清楚地看到 $\overline{SNR}^{(3)}$ 随着输入信号的空间频率的增加而增加。换句话说,对较高频的输入信号,用宽光谱照明来改善输出噪声比是较有意义的。图9表示在各种归一化空间频率 Ω 时, $\overline{SNR}^{(3)}$ 随 $\Delta\lambda$ 的变化情况。图中的曲线在低频时 ($\Omega = 0.1$) 由(49)式算得;对 $\Omega = 0.4$ 时用(47)式算得。从图中可以得出结论,傅里叶平面上的相位噪声可以通过采用时间部分相干照明而得到明显的改善,这和输入平面上的相位噪声的性质十分相似(图4)。对

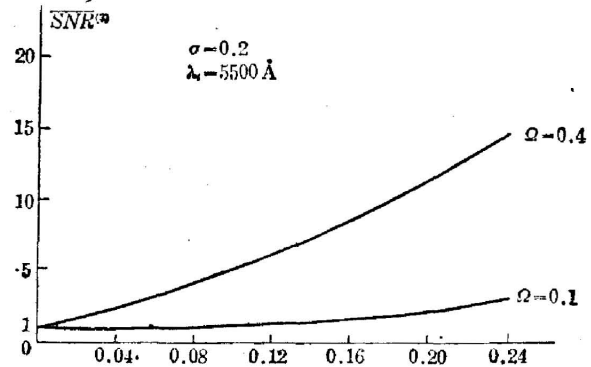


图9 $\overline{SNR}^{(3)}$ 与 $\Delta\lambda$ 的函数关系

Fig. 9 Plots of $\overline{SNR}^{(3)}$ due to phase noise at Fourier plane as a function of $\Delta\lambda$ for various Ω

高频输入信号, 信噪比可以提高几十倍。对短波区域的改进尤为明显。对于各种不同的下

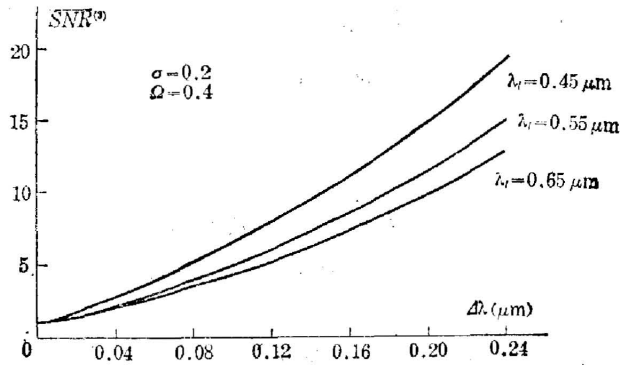


图 10 $\overline{SNR}^{(3)}$ 与 $\Delta\lambda$ 的函数关系

Fig. 10 Plots of $\overline{SNR}^{(3)}$ due to phase-noise at Fourier plane as a function of $\Delta\lambda$ for various λ_1 .

限波长, $\overline{SNR}^{(3)}$ 与 $\Delta\lambda$ 的关系表示在图 10 中。从这些结果中可以看到 $\overline{SNR}^{(3)}$ 是 $\Delta\lambda$ 的指数函数。

2. 傅里叶平面上的颗粒噪声

研究傅里叶平面上的颗粒噪声对输出信噪比的影响比前几种情况都为复杂。由于信号谱的尺度正比于照明光波的波长, 所以不同波长在傅里叶平面上的衍射性质就不相同。当用宽光谱光源时傅里叶平面上颗粒噪声在输出平面上引起的噪声就可以得到某种程度的平滑化。所以我们可以预计

此时有高的输出信噪比。下面对这种情况作定量地分析。

傅里叶平面上的滤波函数为

$$H(\beta) = \left[1 + G(\beta) \operatorname{rect} \left(\frac{\beta}{\nu f \lambda} \right) \right]. \quad (51)$$

将上式代入(2)式, 并用类似于分析相位的方法, 可以得到输出光强的系综平均值为

$$E[I(y')] = \Delta\lambda (1 + C_A)^2 (1 + \cos 2\pi\nu y')^2 + \frac{1}{2} C_A^2 [\exp(2.3D) - 1] \times \left[3\Delta\lambda + \frac{a}{f\nu} 8K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y' + K'_0(\Delta\lambda) \cos 4\pi\nu y' \right], \quad (52)$$

这里

$$K_0(\Delta\lambda) \triangleq \exp(-\lambda_1 f \nu / 2a) [1 - \exp(-\Delta\lambda f \nu / 2a)], \quad (53a)$$

及

$$K'_0(\Delta\lambda) \triangleq \exp(-\lambda_1 f \nu / a) [1 - \exp(-\Delta\lambda f \nu / a)]. \quad (53b)$$

对于光强分布平方的系综平均值, 有

$$E[I^2(y')] = E \left\{ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\delta(\beta_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_1 - \nu f \lambda_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_1 + \nu f \lambda_1) \right] \times \left[\delta(\beta_2) + \frac{1}{2} \delta(\beta_2 - \nu f \lambda_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_2 + \nu f \lambda_1) \right] \times \left[\delta(\bar{\beta}_1) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_1 - \nu f \lambda_2) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_1 + \nu f \lambda_2) \right] \times \left[\delta(\bar{\beta}_2) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_2 - \nu f \lambda_2) + \frac{1}{2} \delta(\bar{\beta}_2 + \nu f \lambda_2) \right] \times [1 + G(\beta_1) + G(\beta_2) + G(\bar{\beta}_1) + G(\bar{\beta}_2) + G(\bar{\beta}_1)G(\beta_2) + G(\beta_1)G(\bar{\beta}_1) + G(\beta_1)G(\bar{\beta}_2) + G(\beta_2)G(\bar{\beta}_1) + G(\beta_2)G(\bar{\beta}_2) + G(\beta_1)G(\bar{\beta}_2)] \times \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (\beta_1 - \beta_2) y' - i \frac{2\pi}{\lambda_2 f} (\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2) y' \right] \times d\beta_1 d\beta_2 d\bar{\beta}_1 d\bar{\beta}_2 d\lambda_1 d\lambda_2 \right\}. \quad (54)$$

将底片颗粒度的均值及自相关函数代入上式, 经过直接而冗长的计算可以得到

$$E[I^2(y')] = \Delta\lambda^2(1+4C_A+6C_A^2)(1+\cos 2\pi\nu y')^4 + 2C_A^2[\exp(2.3D)-1](1+\cos 2\pi\nu y')^2 \times \left\{ 1 + \frac{10a}{f\nu\Delta\lambda} K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y' + \frac{a^3}{f^3\nu^3\Delta\lambda^3} K_7(\Delta\lambda) \cos 4\pi\nu y' \right\}, \quad (55)$$

这里

$$K_7(\Delta\lambda) \triangleq \exp(\Delta\lambda f\nu/2a) + \exp(-\Delta\lambda f\nu/2a) - 2 + \exp(\lambda_i f\nu/a) \times [1 - \exp(-\Delta\lambda f\nu/a)] - 2 \exp[-(2\lambda_i + \Delta\lambda)/2a]. \quad (56)$$

按照信噪比的定义,在时间部分相干照明下,和傅里叶平面上的颗粒噪声有关的输出信噪比为

$$SNR^{(4)}(y') = \left\{ (1+C_A)^2(1+\cos 2\pi\nu y')^2 + \frac{1}{2} C_A^2[\exp(2.3D)-1] \times \left[3 + \frac{a}{f\nu\Delta\lambda} (8K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y' + K_7(\Delta\lambda) \cos 4\pi\nu y') \right] \right\} / \left\{ C_A^2(1+\cos 2\pi\nu y')^2[\exp(2.3D)-1] \left[4 + \frac{12a}{f\nu\Delta\lambda} K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y' + \frac{a}{2f\nu\Delta\lambda} \left(\frac{4}{f\nu\Delta\lambda} K_7(\Delta\lambda) - K_7'(\Delta\lambda) \right) \cos 4\pi\nu y' \right] \right\}^{1/2}. \quad (57)$$

式中上标(4)表示傅里叶平面上颗粒噪声的效果。让 $\Delta\lambda$ 等于零,(57)式即退化成严格相干照明时的输出信噪比,而规格化信噪比为

$$\overline{SNR}^{(4)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left\{ (1+C_A)^2(1+\cos 2\pi\nu y'_m)^2 + \frac{1}{2} C_A^2[\exp(2.3D)-1] \times \left[3 + \frac{a}{f\nu\Delta\lambda} (8K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y'_m + K_7(\Delta\lambda) \cos 4\pi\nu y'_m) \right] \right\} / \left\{ \left[4 + 6 \exp(-\lambda_i f\nu/2a) \cos 2\pi\nu y'_m - \frac{1}{2} \exp(-\lambda_i f\nu/a) \cos 4\pi\nu y'_m \right] \right\}^{1/2} \times \left\{ \left[4 + \frac{12a}{f\nu\Delta\lambda} K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y'_m + \frac{a}{2f\nu\Delta\lambda} \left(\frac{4}{f\nu\Delta\lambda} K_7(\Delta\lambda) - K_7'(\Delta\lambda) \right) \cos 4\pi\nu y'_m \right] \right\}^{1/2} \times \left[(1+C_A)^2(1+\cos 2\pi\nu y'_m)^2 + \frac{1}{2} C_A^2[\exp(2.3D)-1] \times [3 + 2 \exp(-\lambda_i f\nu/2a) \cos 2\pi\nu y'_m + \exp(-\lambda_i f\nu/a) \cos 4\pi\nu y'_m] \right\}. \quad (58)$$

事实上,在多数的情形下,颗粒噪声的均值 C_A 比1小得多,即存在 $C_A^2 \ll C_A$ 。这样(58)式可以简化成

$$\overline{SNR}^{(4)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left\{ 4 + 6 \exp(-\lambda_i f\nu/2a) \cos 2\pi\nu y'_m - \frac{1}{2} \exp(-\lambda_i f\nu/a) \cos 4\pi\nu y'_m \right\} / \left\{ 4 + \frac{12a}{f\nu\Delta\lambda} K_0(\Delta\lambda) \cos 2\pi\nu y'_m + \frac{a}{2f\nu\Delta\lambda} \times \left(\frac{4}{f\nu\Delta\lambda} K_7(\Delta\lambda) - K_7'(\Delta\lambda) \cos 4\pi\nu y'_m \right) \right\}. \quad (59)$$

对于低频输入信号,上式可进一步退化成

$$\overline{SNR}^{(4)} = \left(4 - \frac{2f\nu}{a} \lambda_i \right)^{1/2} / \left[4 - \frac{f\nu}{a} (2\lambda_i + \Delta\lambda) \right]^{1/2}. \quad (60)$$

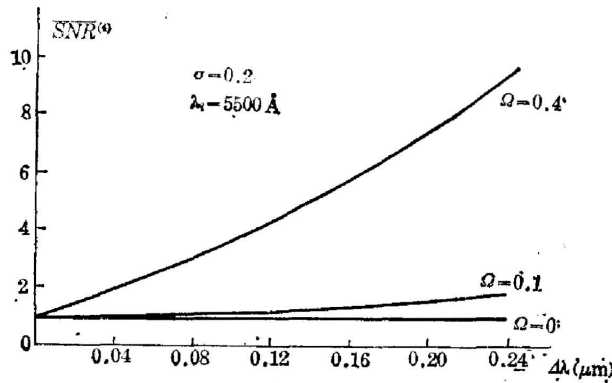
图 11 $\overline{SNR}^{(4)}$ 与 $\Delta\lambda$ 的函数关系

Fig. 11 Plots of $\overline{SNR}^{(4)}$, due to grain-noise at Fourier plane as a function of $\Delta\lambda$ for various Ω

号, $\overline{SNR}^{(3)}$ 总可以用时间部分相干照明而得到改善。此时,

$$\overline{SNR}^{(3)}|_{\nu=0} = \frac{8}{\frac{2\lambda_l(1+\Delta\lambda/\lambda_l)}{\Delta\lambda} + \frac{3(2\lambda_l+\Delta\lambda)}{\lambda_l+\Delta\lambda}}, \quad (61)$$

对于相干照明

$$\overline{SNR}^{(3)}|_{\substack{\nu=0 \\ \Delta\lambda=0}} = 1, \quad (62)$$

而对于完全非相干照明

$$\overline{SNR}^{(3)}|_{\substack{\nu=0 \\ \Delta\lambda \rightarrow \infty}} = \frac{8}{3}. \quad (63)$$

(62)及(63)式说明采用非相干照明,即使对于零频信号可以使输出信噪比 $\overline{SNR}^{(3)}$ 提高将近3倍。而对于 $\overline{SNR}^{(4)}$

$$\overline{SNR}^{(4)}|_{\substack{\nu=0 \\ \Delta\lambda \rightarrow \infty}} = 1. \quad (64)$$

即对于低频信号, $\overline{SNR}^{(4)}$ 和光谱宽度无关。另一方面, $\overline{SNR}^{(3)}$ 是颗粒度的均值 C_A 的单调递减函数(如图7所示),但 $\overline{SNR}^{(4)}$ 却和 C_A 无关,即如(60)式所示。

五、结 论

本文定量地研究了部分相干信息处理系统的噪声性质,考虑了输入平面及傅里叶平面上的相位及颗粒噪声。输出信噪比和时间相干性之间的关系可以归结如下:

1. 宽带时间部分相干照明能明显地抑止输出平面上由三种情况所引起的噪声:即,傅里叶平面上的颗粒噪声、输入平面及傅里叶平面上的相位噪声。

2. 输入平面上的颗粒噪声所导致的输出噪声和时间相干性无关。

3. 除了输入平面上的颗粒噪声以外,规格化输出信噪比 \overline{SNR} 随输入信号的空间频率的增加而增高。

4. 在光谱宽度 $\Delta\lambda$ 相同时,波长愈短(即 λ_l 愈小),规格化信噪比的改善也愈显著。

5. $\overline{SNR}^{(2)}$ 随颗粒度的均值 C_A 的增加而单调地减少,而 $\overline{SNR}^{(4)}$ 则与 C_A 的大小无关。

总之,采用时间部分相干照明可以抑止系统的噪声,但是它的效果和空间部分相干照明相比较为逊色,关于这一点,我们将在另文中进行讨论。

作者感谢美国空军隆姆发展中心在本研究工作中给予的财政支持(研究合同 No. F19638-81-K-0038)。

参 考 文 献

- [1] F. T. S. Yu; *Opt. Comm.*, 1978, **27**, 23.
- [2] F. T. S. Yu; *Appl. Opt.*, 1978, **17**, 3571.
- [3] F. T. S. Yu; *SPIE*, 1980, **232**, 9.
- [4] S. L. Zhuang, T. H. Chao and F. T. S. Yu; *Opt. Lett.*, 1981, **6**, 102.
- [5] F. T. S. Yu; *«Optical Information Processing»*, (Wiley-Interscience, New York, 1983), Chapters 8 and 9.
- [6] P. Chaval and S. Lowenthal; *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**, 721.
- [7] P. Chaval; *J. Opt. Soc. Am.*, 1980, **79**, 935.
- [8] E. N. Leith and J. Roth; *Appl. Opt.*, 1979, **16**, 2803.
- [9] M. Born and E. Wolf; *«Principles of Optics»*, (2nd rev. ed. Pergamon Press, New York, 1964).
- [10] S. L. Zhuang and F. T. S. Yu; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, 2537.
- [11] E. L. O'Neill; *«Introduction to Statistical Optics»*, (Addison-Wesley Press Reading, MA, 1963).
- [12] F. T. S. Yu; *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, **5**, 342.
- [13] B. J. Uscinski; *«The Elements of Wave Propagation in Radon Medium»*, (McGraw-Hill, New York, 1977).
- [14] T. H. Chao, S. L. Zhuang, S. Z. Mao and F. T. S. Yu; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, 1439.

Noise performance of a white light optical signal processor; part I—temporally partial coherent illumination

ZHUANG SONGLIN

F. T. S. YU

(Shanghai Institute of Optical Instrument)

(Pennsylvania State University)

(Received 28 November 1983; revised 20 June 1984)

Abstract

The effect on noise performance of a white-light optical signal processor under temporally partial coherent illumination is presented. The output signal-to-noise ratio (SNR) is evaluated through the well-known partial coherence theory. This output SNR is used as a means of measurement for the noise performance of the proposed white-light processing system. The sources of noise considered are the grain-noise and the phase-noise at the input and Fourier plane. Except for the grain-noise at the input plane, we show that the output SNR can be improved considerably by using a broadband temporally partial coherent illumination.