

彩虹全息图和普通全息图的空间频率带宽

张幼文 蔡履中 朱伟光
(上海交通大学) (山东大学) (上海交通大学)
1981 年 6 月 15 日收到

提 要

本文从菲涅耳-基尔霍夫衍射理论出发,从单狭缝彩虹全息图入手,具体分析了物、狭缝、参考光源及全息片在不同相对位置时全息图的空间频率带宽,得出了在各种情况下对彩虹全息图和普通全息图都普遍适用的统一公式,为在实际应用中压缩空间频率带宽及胶片选取、了解全息图对目标的空间频率损失提供理论上的根据。

一、引 言

全息图的空间频率带宽受全息图有效孔径的限制,单狭缝彩虹全息图的有效孔径比普通全息图小,因此有人认为至少对彩虹全息图可用普通照相底片拍摄,甚至认为对普通全息图也可以用它拍摄。而另一些人则认为不管哪种全息图都必须用高分辨率全息干板才能拍摄。由此可见,探讨通过全息图(尤其是彩虹全息图)的最高和最低空频及其带宽具有重要意义。过去,Smith^[1]及Yu^[2]曾就普通全息图在某些情况下的空频带宽作过一些分析,但没有人讨论过彩虹全息图的空频带宽。本文运用衍射理论进行分析,求得了一个对彩虹全息图和普通全息图都普遍适用的空频带宽公式,这将给实验提供理论上的根据。

二、单狭缝彩虹全息图的空间频率带宽

从我们以前对单缝彩虹全息图的分辨率和色模糊的一维分析可知^[3,4],对空间频率的讨论也只要作一维处理即可,并且为了简单,我们将采用文献[3]中附录里的观点进行分析。

以下对狭缝、物和全息片在不同位置时分别进行讨论。

1. 狭缝与物分居全息片两侧,即 $s > 0$, $d > 0$ 。如图 1 所示。

图 1 中,1 和 2 为主全息再现时的象(对虹全息为物)的两个端点,通过狭缝向 1, 2 会聚的物光在 H 上所照亮的区域分别为 $P_{11}P_{12}$ 和 $P_{21}P_{22}$ 。从图 1 中可求得各点的 x 坐标为

$$\begin{aligned} P_{11} &= \left(\frac{d}{g} - 1\right)h_1 - \frac{dw}{2g}, & P_{12} &= \left(\frac{d}{g} - 1\right)h_1 + \frac{dw}{2g}, \\ P_{21} &= \left(\frac{d}{g} - 1\right)h_2 - \frac{dw}{2g}, & P_{22} &= \left(\frac{d}{g} - 1\right)h_2 + \frac{dw}{2g}, \end{aligned} \quad (1)$$

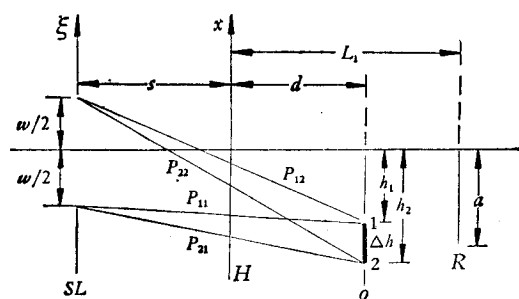


图 1

SL 为狭缝; H 为虹全息片; o 为物平面; R 为参考光源

其中 $g = s + d$.

投射到虹全息片上的与物点 1, 2 相对应的光场复振幅在傍轴近似下分别为

$$u_1 = A_1 \exp \left\{ -ik_1 \left[d + \frac{(x + h_1)^2}{2d} \right] \right\}, \quad (2)$$

$$u_2 = A_2 \exp \left\{ -ik_1 \left[d + \frac{(x + h_2)^2}{2d} \right] \right\}. \quad (3)$$

投射到虹全息片上的参考光复振幅为

$$u_3 = A_3 \exp \left\{ -ik_1 \left[L_1 + \frac{(x + a)^2}{2L_1} \right] \right\}. \quad (4)$$

以上诸式中, $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ 为记录时的波数, A_1, A_2, A_3 为适当的复常数. 于是, 记录在虹全息片上的光强为

$$I = (u_1 + u_2 + u_3)(u_1 + u_2 + u_3)^* \\ = |u_1|^2 + |u_2|^2 + |u_3|^2 + u_1 u_2^* + u_2 u_1^* + u_1 u_3^* + u_3 u_1^* + u_2 u_3^* + u_3 u_2^*. \quad (5)$$

对象的再现起作用的是上式中最后四项, 其中

$$u_1 u_3^* + u_3 u_1^* = 2|A_1||A_3| \cos \left\{ k_1 \left[d - L_1 + \frac{(x + h_1)^2}{2d} - \frac{(x + a)^2}{2L_1} \right] + \varphi_1 \right\}, \quad (6)$$

$$u_2 u_3^* + u_3 u_2^* = 2|A_2||A_3| \cos \left\{ k_1 \left[d - L_1 + \frac{(x + h_2)^2}{2d} - \frac{(x + a)^2}{2L_1} \right] + \varphi_2 \right\}, \quad (7)$$

式中 $\varphi_1 = \arg\{A_1 A_3^*\}$, $\varphi_2 = \arg\{A_2 A_3^*\}$ 皆为常数相角. 可见 u_1, u_2 和 u_3 产生的相移分别为

$$\phi_{13} = k_1 \left[d - L_1 + \frac{(x + h_1)^2}{2d} - \frac{(x + a)^2}{2L_1} \right] + \varphi_1, \quad (8)$$

$$\phi_{23} = k_1 \left[d - L_1 + \frac{(x + h_2)^2}{2d} - \frac{(x + a)^2}{2L_1} \right] + \varphi_2. \quad (9)$$

在 x 方向相应的空间频率可以被确定为^[2]

$$\nu_{13} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_{13}}{dx} = \frac{1}{\lambda_1} \left[\frac{x + h_1}{d} - \frac{x + a}{L_1} \right] = \frac{1}{\lambda_1} \left[\left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) x + \frac{h_1}{d} - \frac{a}{L_1} \right], \quad (10)$$

$$\nu_{23} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_{23}}{dx} = \frac{1}{\lambda_1} \left[\frac{x + h_2}{d} - \frac{x + a}{L_1} \right] = \frac{1}{\lambda_1} \left[\left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) x + \frac{h_2}{d} - \frac{a}{L_1} \right]. \quad (11)$$

究竟 P_{11} , P_{12} , P_{21} , P_{22} 各点哪一点对应的空间频率最高, 哪一点最低, 要具体分析. 以下根据参考光源的不同位置 (L_1 取不同数值时) 分别予以讨论.

(1) $L_1 > d$ 时(参考波为会聚波)

由(10)及(11)式可知 ν_{13} 和 ν_{23} 随 x 增大线性上升, 直线 $\nu_{13}(x)$ 和 $\nu_{23}(x)$ 互相平行, 斜率 $\frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) > 0$, 且 $\nu_{23}(x)$ 在 ν 轴上截距大于 $\nu_{13}(x)$ 在 ν 轴上截距, 如图 2. 通过比较可知,

$$\nu_{23\max} = \nu_{23}|_{x=P_{22}} = \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left[\left(\frac{d}{g} - 1 \right) h_2 + \frac{dw}{2g} \right] + \frac{h_2}{d} - \frac{a}{L_1} \right\}, \quad (12)$$

$$\nu_{13\max} = \nu_{13}|_{x=P_{12}} = \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left[\left(\frac{d}{g} - 1 \right) h_1 + \frac{dw}{2g} \right] + \frac{h_1}{d} - \frac{a}{L_1} \right\}. \quad (13)$$

因此

$$\begin{aligned} \nu_{13\max} - \nu_{23\max} &= \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left[\left(\frac{d}{g} - 1 \right) (h_1 - h_2) \right] + \frac{1}{d} (h_1 - h_2) \right\} \\ &= \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left[\left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left(\frac{d}{g} - 1 \right) + \frac{1}{d} \right] (h_1 - h_2) \right\}. \end{aligned}$$

注意到 $\left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left(\frac{d}{g} - 1 \right) + \frac{1}{d} = \frac{1}{L_1 g} (L_1 - d + g)$ 和 $g = s + d$, 可得

$$\left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left(\frac{d}{g} - 1 \right) + \frac{1}{d} = \frac{L_1 + s}{L_1 g},$$

故有

$$\nu_{13\max} - \nu_{23\max} = \frac{1}{\lambda_1 L_1 g} (L_1 + s)(h_1 - h_2). \quad (14)$$

由题设 $h_1 - h_2 < 0$, $L_1 > 0$, $g > 0$, $L_1 + s > 0$, 故 $\nu_{13\max} - \nu_{23\max} < 0$. 即 $\nu_{13\max} < \nu_{23\max}$. 因此, 全息片上最高频率发生在 $x = P_{22}$ 点. 同理有

$$\nu_{23\min} = \nu_{23}|_{x=P_{21}} = \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left[\left(\frac{d}{g} - 1 \right) h_2 - \frac{dw}{2g} \right] + \frac{h_2}{d} - \frac{a}{L_1} \right\}, \quad (15)$$

$$\nu_{13\min} = \nu_{13}|_{x=P_{11}} = \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left[\left(\frac{d}{g} - 1 \right) h_1 - \frac{dw}{2g} \right] + \frac{h_1}{d} - \frac{a}{L_1} \right\}. \quad (16)$$

$$\nu_{13\min} < \nu_{23\min}.$$

因此, 全息片上最低频率发生在 $x = P_{11}$ 点.

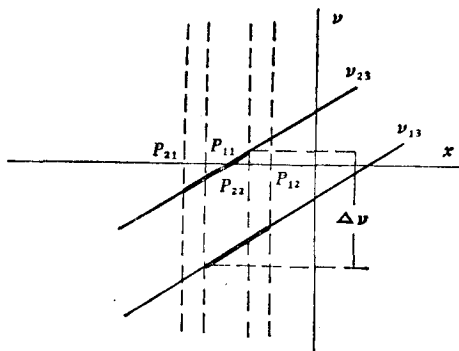


图 2

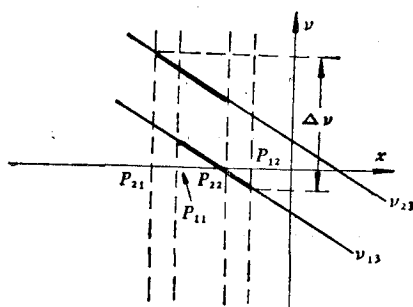


图 3

全息片的空间频率带宽为

$$\begin{aligned}\Delta\nu &= \nu_{23\max} - \nu_{13\min} = \frac{1}{\lambda_1} \left\{ \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} \right) \left[\left(\frac{d}{g} - 1 \right) (h_2 - h_1) + \frac{dw}{g} \right] + \frac{1}{d} (h_2 - h_1) \right\} \\ &= \frac{1}{\lambda_1 L_1 g} [(L_1 + s)\Delta h + (L_1 - d)w],\end{aligned}\quad (17)$$

式中 $\Delta h = h_2 - h_1 > 0$. 令

$$\Delta\nu_1 = \frac{1}{\lambda_1 L_1 g} (L_1 + s)\Delta h = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(1 + \frac{s}{L_1} \right) \Delta h, \quad (18)$$

$$\Delta\nu_2 = \frac{1}{\lambda_1 L_1 g} (L_1 - d)w = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(1 - \frac{d}{L_1} \right) w, \quad (19)$$

则

$$\Delta\nu = \Delta\nu_1 + \Delta\nu_2. \quad (20)$$

讨论: 1) $\Delta\nu_1, \Delta\nu_2$ 分别表示由于物的线度及狭缝宽度引起的空间频率频带展宽. 此时因 $L_1 > d$, 显然 $\Delta\nu_1, \Delta\nu_2$ 都是正量, 且随着 $\Delta h, w$ 的增大而增大.

2) 对点物, $\Delta h = 0, \Delta\nu_1 = 0, \Delta\nu = \Delta\nu_2$.

3) 若参考光源 R 与物 o 共面, 即 $L_1 = d$, 则 $\Delta\nu_2 = 0$. 这时

$$\Delta\nu = \Delta\nu_1 = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(1 + \frac{s}{d} \right) \Delta h = \frac{\Delta h}{\lambda_1 d}. \quad (21)$$

4) 若同时实现点物及 $L_1 = d$, 则 $\Delta\nu = 0$. 此时整个全息片上为同一空间频率 ν_0 , 此值可由(10)或(11)式中令 $L_1 = d, h_1 = h_2 = h$ 而得到

$$\nu_0 = \frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{h-a}{d} \right). \quad (22)$$

可见若 $h = a$, 则 $\nu_0 = 0$, 全息片上一片均匀, 没有记录到任何信息, 因为这时相当于没有引入参考光, 这是不允许的.

5) 若参考光为平行光, $L_1 \rightarrow \infty$, 由(17)式可得

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 g} (\Delta h + w). \quad (23)$$

这时 $\Delta\nu$ 保持定值, 不随平行光的入射角而发生变化.

6) 由(18), (19)式可见, 在 $d < L_1 < +\infty$ 的范围内, 增大 L_1 可使 $\Delta\nu_1$ 减小, 但却使 $\Delta\nu_2$ 增大. 故 L_1 如何选取(仅从压缩带宽的角度着眼时)要根据 Δh 和 w 的相对大小来决定. 当 w 较大而 Δh 较小时, 主要应减小 $\Delta\nu_2$, 使 L_1 尽量接近 d ; 反之, 则应使 L_1 尽量增大. 但需注意 $\Delta\nu_1, \Delta\nu_2$ 的作用并不是平等的, $\Delta\nu_2$ 可通过改变 L_1 使之变为零, $\Delta\nu_1$ 则恒大于 $\frac{\Delta h}{\lambda_1 g}$, 故当物很大而缝很小时, $\Delta\nu_1$ 已有一个很大的基值, 改变 L_1 对 $\Delta\nu$ 的影响已经很不显著了.

为定量分析在 $\Delta h, w$ 给定后改变 L_1 对 $\Delta\nu$ 的影响, (17)式可改写为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 g} \left[\Delta h + w + (s\Delta h - dw) \frac{1}{L_1} \right]. \quad (24)$$

可见若 $\frac{\Delta h}{w} > \frac{d}{s}$, 增大 L_1 对压缩带宽有利;

若 $\frac{\Delta h}{w} < \frac{d}{s}$, 减小 L_1 对压缩带宽有利;

若 $\frac{\Delta h}{w} = \frac{d}{s}$, $\Delta v = \frac{1}{\lambda_1 g} (\Delta h + w)$, L_1 的变化对带宽无影响.

(2) $0 < L_1 < d$ 时(参考波为会聚波)

此时 $\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} < 0$, 直线 $v_{13}(x)$, $v_{23}(x)$ 如图 3 所示. 与情况 1 不同, 此时 v_{13} 和 v_{23} 分别在 $x = P_{11}$ 和 $x = P_{21}$ 取得最大值, 在 $x = P_{12}$ 和 $x = P_{22}$ 取得最小值. 同样用比较法可知, $v_{13\max} < v_{23\max}$, $v_{13\min} < v_{23\min}$. 因此

$$\Delta v = v_{23\max} - v_{13\min} = v_{23}|_{x=P_{21}} - v_{13}|_{x=P_{12}}.$$

将(1),(10),(11)式代入上式, 经简单运算后得到

$$\Delta v = \frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(1 + \frac{s}{L_1}\right) \Delta h + \left(\frac{d}{L_1} - 1\right) w \right]. \quad (25)$$

讨论: 1) 令

$$\begin{aligned} \Delta v'_1 &= \Delta v_1 = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(1 + \frac{s}{L_1}\right) \Delta h, \\ \Delta v'_2 &= -\Delta v_2 = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(\frac{d}{L_1} - 1\right) w, \end{aligned}$$

则

$$\Delta v = \Delta v'_1 + \Delta v'_2,$$

此区间中仍有 $\Delta v'_1 > 0$, $\Delta v'_2 > 0$. Δv 随 Δh , w 的增大而增大, 情况(1)中的讨论 2) 3) 4) 此时亦同样成立.

2) (25) 式可改写为

$$\Delta v = \frac{1}{\lambda_1 g} \left[\Delta h - w + (s\Delta h + dw) \frac{1}{L_1} \right]. \quad (26)$$

可见在 $0 < L_1 < d$ 的范围内增大 L_1 对减小带宽总是有利的.

(3) $-s < L_1 < 0$ 时(参考波为发散波)

此时 $\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} > 0$, 与(1)相同的分析仍可得到(14)式, 但注意到此时 $L_1 < 0$, $L_1 + s > 0$, 故有 $v_{13\max} > v_{23\max}$, 同理有 $v_{13\min} > v_{23\min}$. 如图 4 所示. 同样计算可得

$$\begin{aligned} \Delta v &= v_{13\max} - v_{23\min} = v_{13}|_{x=P_{12}} - v_{23}|_{x=P_{21}} \\ &= \frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(-1 - \frac{s}{L_1}\right) \Delta h + \left(1 - \frac{d}{L_1}\right) w \right] \\ &= \frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(\frac{s}{|L_1|} - 1\right) \Delta h + \left(1 + \frac{d}{|L_1|}\right) w \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

讨论: 1) 若令

$$\Delta v''_1 = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(\frac{s}{|L_1|} - 1\right) \Delta h, \quad \Delta v''_2 = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(1 + \frac{d}{|L_1|}\right) w,$$

则 $\Delta v = \Delta v''_1 + \Delta v''_2$. 因 $|L_1| < s$, 故此时仍有 $\Delta v''_1 > 0$, $\Delta v''_2 > 0$. Δv 随 Δh , w 的增

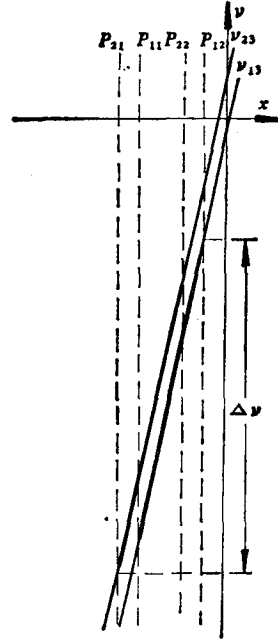


图 4

大而增大.

2) 当 $|L_1| = s$ 时,

$$\Delta\nu_1'' = 0, \Delta\nu = \Delta\nu_2'' = \frac{1}{\lambda_1 g} \left(1 + \frac{d}{s}\right) w = \frac{w}{\lambda_1 s}. \quad (28)$$

3) 一般地, (27) 式可改写为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 g} \left[w - \Delta h + (s\Delta h + dw) \frac{1}{|L_1|} \right]. \quad (29)$$

可见在此区间内 $\Delta\nu$ 随 $|L_1|$ 的增大而单调下降.

(4) $L_1 < -s$ 时(参考波为发散波)

此时仍有 $\frac{1}{d} - \frac{1}{L_1} > 0$. 与(1)相同可得(14)式. 但注意到这时 $L_1 < 0$, $L_1 + s < 0$, 故仍有 $\nu_{13\max} < \nu_{23\max}$, $\nu_{13\min} < \nu_{23\min}$. (1)中各式仍然成立, 不过其中 L_1 皆为负值. 为应用方便, 可把 L_1 写成 $-|L_1|$ 即可. 例如(24)式可改写为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 g} \left[\Delta h + w - (s\Delta h - dw) \frac{1}{|L_1|} \right]. \quad (30)$$

由此可知, 若 $\frac{\Delta h}{w} > \frac{d}{s}$, 减小 $|L_1|$ 对压缩带宽有利; 若 $\frac{\Delta h}{w} < \frac{d}{s}$, 增大 $|L_1|$ 对压缩带宽有利; 若 $\frac{\Delta h}{w} = \frac{d}{s}$, $\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 g} (\Delta h + w)$ 不随 $|L_1|$ 而变化.

以上主要结果可综合如表 1.

表 1 $d > 0, s > 0, g = s + d > 0, p$ 为傍轴近似成立的范围, $p > 0$

L_1	参考波型	$\Delta\nu$
$+\infty$	平面波	$\frac{1}{\lambda_1 g} (\Delta h + w)$
$(d, +\infty)$	会聚波	$\frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(1 + \frac{s}{L_1}\right) \Delta h + \left(1 - \frac{d}{L_1}\right) w \right]$
d	会聚波	$\frac{\Delta h}{\lambda_1 d}$
(p, d)	会聚波	$\frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(1 + \frac{s}{L_1}\right) \Delta h + \left(\frac{d}{L_1} - 1\right) w \right]$
$(-s, -p)$	发散波	$\frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(\frac{s}{ L_1 } - 1\right) \Delta h + \left(1 + \frac{d}{ L_1 }\right) w \right]$
$-s$	发散波	$\frac{w}{\lambda_1 s}$
$(-\infty, -s)$	发散波	$\frac{1}{\lambda_1 g} \left[\left(1 - \frac{s}{ L_1 }\right) \Delta h + \left(1 + \frac{d}{ L_1 }\right) w \right]$
$-\infty$	平面波	$\frac{1}{\lambda_1 g} (\Delta h + w)$

当 $d, s, \Delta h, w$ 给定后, $\Delta\nu$ 随 L_1 的变化也可用几何曲线更为直观地表示出来. 例如, 在实际应用中, 为提高分辨率和减小色模糊^[3], d 取得很小, 此时满足 $d < s$, $\Delta h/w > d/s$, $\Delta\nu$ 随 L_1 变化的曲线如图 5 所示.

三、普通全息图的空间频率带宽

在上节第3小节中令 $s = 0$, $w = L_x$, 则虹全息转化为普通全息, L_x 为全息片在 x 方向的宽度. 注意到 $g = d < 0$, (31) 式变为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 |d|} \left[\Delta h + \left| 1 - \frac{|d|}{|L_1|} \right| L_x \right]. \quad (32)$$

在 $L_1 < 0$, $|L_1| > |d|$ 时, 上式成为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1 |d|} \left[\Delta h + \left(1 - \frac{|d|}{|L_1|} \right) L_x \right] = \frac{1}{\lambda_1} \left[\frac{\Delta h}{|d|} + \left(\frac{1}{|d|} - \frac{1}{|L_1|} \right) L_x \right]. \quad (33)$$

此即 Yu 书中(10.94)式^[2]. 但应注意此式只是在这种特殊条件下才能成立, 不能外推. 例如当 $L_1 < 0$, $|L_1| < |d|$ 时, 若利用上式, 会得到 $\Delta\nu$ 随 L_x 增大而减小的结论, 显然这是不合理的. 实际上, 由(32)式, 此时公式已自动转化为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\lambda_1} \left[\frac{\Delta h}{|d|} + \left(\frac{1}{|L_1|} - \frac{1}{|d|} \right) L_x \right], \quad (34)$$

不会再有矛盾.

容易看出, 以上关于一维带宽的所有讨论完全可以推广到二维情形. 例如对普通全息而言, 若全息片在 x, y 方向的长度分别为 L_x, L_y , 物在 x, y 方向的广延度分别为 $\Delta h_x, \Delta h_y$, 则有

$$\Delta\nu_x = \frac{1}{\lambda_1 |d|} \left[\Delta h_x + \left| 1 - \frac{d}{L_1} \right| L_x \right], \quad (35)$$

$$\Delta\nu_y = \frac{1}{\lambda_1 |d|} \left[\Delta h_y + \left| 1 - \frac{d}{L_1} \right| L_y \right]. \quad (36)$$

下面举两个实例计算一下. 对普通全息片, 利用 Yu 给出的数据^[2]: $L_x = 10\text{cm}$, $\Delta h_x = 6\text{cm}$, $|d| = 20\text{cm}$, 平行光照射, 取 $\lambda = 5000 \text{ \AA} = 5 \times 10^{-4} \text{mm}$, 则

$$\begin{aligned} \Delta\nu_x &= \frac{1}{\lambda_1 |d|} (\Delta h_x + L_x) = \frac{1}{5 \times 10^{-4} \times 200} \times (60 + 100) \\ &= 1600 \text{ (条线/mm)}. \end{aligned}$$

对彩虹全息图, 利用 Chen 给出的数据^[5]: $w = 0.7\text{cm}$, $s = 83\text{cm}$, $d = 4\text{cm}$, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, 平行光照射, 仍设 $h = 6\text{cm}$, 则有

$$\Delta\nu = \frac{(h + w)}{\lambda_1 g} = \frac{7 + 60}{5 \times 10^{-4} \times (830 + 40)} \doteq 157 \text{ (条线/mm)}.$$

一般拍摄全息图时, s 往往比以上数值 (83cm) 为小, 这时 $\Delta\nu$ 值还要增大.

四、结 论

1. 在傍轴近似可以应用的条件下, 虹全息片和普通全息片的空间频率带宽都可用普适公式 (31) 来表示. 在任何情况下, $\Delta\nu$ 都随物的线度和狭缝 (对普通全息是全息片孔径) 宽度的增大而增大.

2. 一般地说, $\Delta\nu$ 随参考光源的不同位置而有所不同. 要消除 ω 对 $\Delta\nu$ 的影响, 可令 $L_1 = d$; 要消除 Δh 的影响, 可令 $L_1 = -s_1$.

3. 实际选择胶片时, 不仅要看 $\Delta\nu$, 还要看 $|\nu|_{\max}$. 但是, 由于普通照相胶片在 150 条线/mm 处已接近截止, 所以, 仅从 $\Delta\nu$ 的计算也可看到, 用普通胶片记录普通全息图是根本不行的, 即使记录彩虹全息图也是成问题的. 并且普通胶片的噪声很大, 图象质量不好. 这些结论已为实验证实.

对山东大学陈继述教授的支持和帮助表示感谢.

参 考 文 献

- [1] H. M. Smith, 全息光原理, 科学出版社, (1973).
- [2] F. T. S. Yu, Introduction to Diffraction, Information Processing and Holography, MIT Press, (1973).
- [3] 杨振寰、张幼文、庄松林、陆永祥, 上海交通大学学报, (4) (1980), 1.
- [4] S. L. Zhuang, P. H. Ruterbusch, Y. W. Zhang and F. T. S. Yu, *Appl. Opt.* **20**(1981), 872.
- [5] H. Chen, *Appl. Opt.*, **17**(1978), 3290.

SPACE FREQUENCY BANDWIDTH OF RAINBOW HOLOGRAM AND ORDINARY HOLOGRAM

ZHANG YOU-WEN

CAI LI-ZHONG

(Shanghai Jiaotong University) (Shandong University)

ZHU WEI-GUANG

(Shanghai Jiaotong University)

ABSTRACT

According to the Fresnel-Kirchhoff diffraction theory, we have analyzed systematically the space frequency bandwidth of rainbow hologram and ordinary hologram as the object, slit, reference source and holographic plate are in different relative positions. For each of these cases, a universal formula of frequency bandwidth has been derived, it is suitable not only to rainbow hologram but also to ordinary hologram. The theory given here may be useful for space frequency bandwidth compression and plate choice.