

利用傅氏变换全息图的非线性记录实现图象微分*

秦卫平 杨茂田

(南京邮电学院物理教研室, 南京, 210003)

摘要: 提出一种图象边缘增强的新方法。仅简单地调整参考光和物光的光强比, 记录一个非线性条件下的傅氏变换全息图, 即可完成对图象的微分运算。从理论上分析了全息记录的非线性效应使得图象得到微分结果的原理。给出了实验结果。

关键词: 图象微分 全息图的非线性效应 傅氏变换全息图

Image edge enhancement with nonlinear effect of Fourier transformation holography

Qin Weiping, Yang Maotian

(Department of Physics, NUPT)

Abstract: This paper theoretically analyzes the Fourier transformation in a Fourier-Fraunhofer holograph system and point out that the normal first order diffraction efficiency $\eta \pm 1$ and the beam intensity ratio k has the relationship: $\eta \pm 1 \propto \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2-k)^{2n+1}}{(2n+1)(1+k)^{2n+1}}$. When $k=1$, the diffraction effectiveness has the maximum. If $k < 1$, the nonlinear hologram can be recorded. The analysis and experiments proved that the nonlinear effect can yield the edge enhancement.

Key words: edge enhancement nonlinear effect in holography Fourier transformation holograms

一、引言

光学图象微分处理在图象处理中是突出信息的一种重要方法。通过这种二维的光学运算可使图象边缘轮廓和细节增强, 因而它是图象识别的一种重要手段, 并一直是人们感兴趣的研究课题。

近一、二十年来, 已经发展了多种方法实现图象的微分运算, 早期有高通微分滤波法^[1]、复合光栅微分滤波法^[2]、散斑干涉相减法^[1, 3], 后来又有基于复合光栅滤波法的改进方案^[4]和非相干光处理方法^[5, 6]。除了近期的采用实时器件处理的方法外^[7], 上述一些方法的共性是均要根据不同的图象制作相应的专用滤波器, 然后在傅氏变换谱面进行滤波操作。本文提出一种新方法, 只要对待处理的目标图象拍摄一张非线性记录条件下的傅氏变换全息图, 即可对图象实现光学微分运算, 再现象表现为一已经过微分处理的边缘增强的图象。操作极为简便, 效果良好。

二、原理

采用傅里叶-夫琅和费全息图的记录光路。如图1所示: 设物面、傅氏变换面的座标分别

$(x_0, y_0); (x, y)$; 物面上光分布为 $O_0(x_0, y_0)$ 。经傅氏透镜 L_2 后, 入射到变换面 (x, y) 的物光为

$$O(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} O_0(x_0, y_0) \exp - j 2\pi \frac{x_0 x + y_0 y}{f'} dx_0 dy_0$$

入射到该平面的参考光为一平行光波: $R(x, y) = R_0 \exp(j 2\pi \alpha x)$

式中, $\alpha = \sin \theta / \lambda$ θ 为参考光的离轴角。

在变换面放置全息干板, 则物光和参考光在全息干板上相干迭加, 光强分布为:

$$\begin{aligned} I(x, y) &= O(x, y) + R(x, y) \quad ^2 \\ &= O(x, y) \quad ^2 + R_0 \quad ^2 + 2R_0 \\ &\quad O(x, y) \cos(\Delta \Phi) \quad (1) \end{aligned}$$

$\Delta \Phi$ 为物光与参考光的位相差, 其值为:
 $\Delta \Phi = 2\pi \alpha x + \Phi_0(x, y)$; $\Phi_0(x, y)$ 为入射

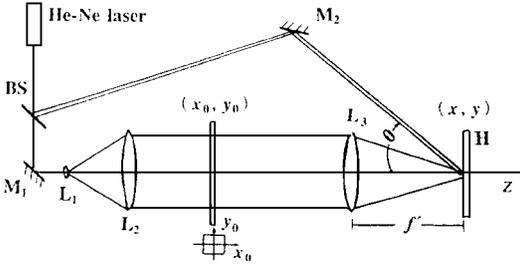


Fig. 1 Recording system for Fourier-Fraunhofer holograms

到变换面上物光的位相。

全息干板上的曝光量 $E(x, y) = I(x, y) t$, t 为曝光时间。将 (1) 式代入上式则有:

$$E(x, y) = t [|O(x, y)|^2 + R_0^2] \left[1 + \frac{2R_0 |O(x, y)| \cos(\Delta \Phi)}{R_0^2 + |O(x, y)|^2} \right]$$

如果把记录介质对于平均空间频率 ν 的调制传递函数 $M(\nu)$ 考虑进去, 则曝光量应为:

$$E(x, y) = t [|O(x, y)|^2 + R_0^2] [1 + m M(\nu) \cos(\Delta \Phi)]$$

式中, $m = 2R_0 |O(x, y)| / [|O(x, y)|^2 + R_0^2]$, 为曝光量的调制度。须指出, 这个 m 是记录介质上 (x, y) 点附近区域的局部调制度, 而非平均调制度, 也即 $m = m(x, y)$ 。调制度 m 还可写成: $m = 2k / (1 + k)$, $k = R_0^2 / |O(x, y)|^2$, 为全息图上 (x, y) 处参物比。

大部分教材及文献已给出了全息干板的振幅透射系数 $T(x, y)$ 与曝光量之间的函数关系及 $T-E$ 曲线。在线性记录条件下, $T(x, y) = T_0 - 2\alpha E(x, y)$ 。 α 为 $T-E$ 曲线中直线部分的斜率。非线性记录条件下 $T-E$ 曲线则可用泰勒级数展成:

$$T(x, y) = \alpha_0 + \alpha_1 E + \alpha_2 E^2 + \alpha_3 E^3 + \dots$$

而文献[8]指出: 事实上 $T(x, y) - \log E$ 曲线更适合于描述全息图的衍射效率。根据参考文献[8], 振幅透射系数与曝光量的对数关系为: $T(E) = T(E_0) + \alpha \log(E/E_0)$

因而
$$T(x, y) = T(E_0) + \alpha \log [1 + m M(\nu) \cos(\Delta \Phi)]$$

式中, $E_0 = t [|O(x, y)|^2 + R_0^2]$ 为平均曝光量, α 为 $T - \log(E)$ 曲线在 E_0 附近的斜率。

因而:
$$T(x, y) = T(E_0) + \alpha \log [1 + m M(\nu) \cos(\Delta \Phi)]$$

将该对数函数展开:

$$\begin{aligned} T(x, y) &= T(E_0) + 0.43\alpha m M(\nu) \cos(\Delta \Phi) - [m^2 M^2(\nu) / 2] \cos^2(\Delta \Phi) \\ &\quad + [m^3 M^3(\nu) / 3] \cos^3(\Delta \Phi) - \dots \\ &= T(E_0) + 0.43\alpha \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{[m M(\nu) \cos(\Delta \Phi)]^n}{n} \quad (2) \end{aligned}$$

如果用原参考光 $R(x) = R_0 \exp(j 2\pi \alpha x)$ 照明具有上述振幅透射系数的全息图, 则再现光波除具有零级和正、负一级外, 还将产生高级衍射光波。本文仅对一级衍射象感兴趣。注意到(2)

式中 $n = 2k + 1$ 的奇次项中因子 $\cos^{2k+1}(\Delta\varphi)$, ($k = 1, 2, 3, \dots$) 又可展成:

$$\cos^{2k+1}(\Delta\varphi) = \frac{1}{2^{2k}} \sum_{j=0}^k C_{2k+1}^j \cos[(2k - 2j + 1)(\Delta\varphi)]$$

即(2) 式中第 $n = 2k + 1$ 项中又包含了 $k + 1$ 项, 其最后一项 $i = k$ 项为: $\frac{1}{2^{2k}} C_{2k+1}^k \cos(\Delta\varphi)$

式中, $C_{2k+1}^k = (2k + 1)! / k!(k + 1)!$

这样, (2) 式中每一奇次项中都含有下述一项:

$$\frac{[mM(\nu)]^{2k+1}}{2^{2k+1}} \cdot \frac{1}{2^{2k}} \cdot C_{2k+1}^k \cdot \cos(\Delta\varphi) \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

该项物理意义为: 再现时, 每一奇次高阶项都对一级衍射象有贡献。可以证明 $C_{2k+1}^k / 2^{2k}$ 总是一个小于 1 的数, 并且与 m 相比, 可认为它是随 k 慢变的。再将 $M(\nu)$ 取为 1, 对银盐型干板, 这是合理的。这样, 再现一级衍射象 $U(x, y)$ 与 m 的关系可写为:

$$U(x, y) \approx C_0 R_0 m + (m^3/3) + (m^5/5) + \dots e^{i\phi_0}$$

式中, C_0 为一常数, 与实验条件及记录介质有关。一级象光强为:

$$H = C_0^2 R_0^2 m + (m^3/3) + (m^5/5) + \dots^2 \quad (\Delta)$$

故一级象的衍射效率 $\eta_{\pm 1}$ 为:

$$\eta_{\pm 1} \propto m + (m^3/3) + (m^5/5) + \dots^2$$

将 $m = 2k / (1 + k)$ 代入上式

$$\eta_{\pm 1} \propto \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2k)^{2n+1}}{(2n+1)(1+k)^{2n+1}}$$

$\eta_{\pm 1} + k$ 曲线见图 2, 纵座标为已归一化的一级象衍射效率, η_{\max} 与记录介质和实验条件有关, 由曲线特征可见, 衍射效率最大值在 $k = 1$ 处取得, 对于 $k > 1$ 和 $k < 1$

两种情况, k 和 $1/k$ 都可取得同一个 m , 也即相同的衍射效率, 但对同一个 m 则对应了两种记录条件, 即线性和非线性。下面对 $k > 1$ 及 $k < 1$ 两种情况分别进行讨论。

设 $k > 1$, 即 $R_0^2 > |O(x, y)|_{\max}^2$, 则 $E_0 = t[|O(x, y)|^2 + R_0^2] \approx R_0^2 t = E_B$, E_B 为偏置曝光量, 与 $|O(x, y)|^2$ 无关, 只要调整 R_0^2 的大小, 也就是调整 E_B 可使振幅透射系数与曝光量成线性关系。在线性运转区内, $\eta_{\pm 1} \propto m$ 。以一维二元振幅全息图为例, 记录的输入光强分布与衍射输出光强分布如图 3a, b 所示。在全息图上 $x_1 < x < x_2$ 区域, 因为 k 值小, 再现时衍射效率高, 即输入的物光光强处, 衍射光仍强。而在 $x < x_1$ 及 $x > x_2$ 区, 因为 k 值较大, 所以这些区域衍射效率降低, 即输入物光光弱处, 再现光仍弱。此即为线性记录, 输出衍射光与输入记录光有正比关系。所以 $k > 1$ 是线性记录的必要条件之一。一般实验室要求 $k \geq 5.8^{[9]}$ 。

反之, 如果 $k < 1$, 即 $|O(x, y)|_{\max}^2 > R_0^2$, 则记录了一张非

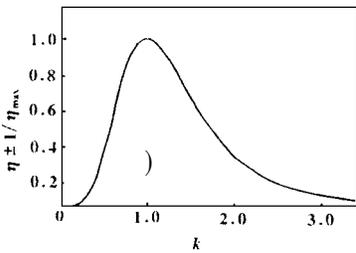


Fig. 2 Diffraction efficiency as a function of the beam ratio k

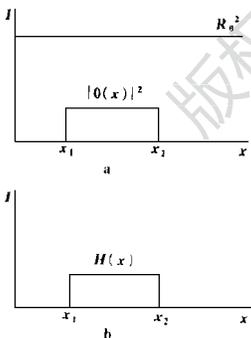


Fig. 3 Intensity distribution of recorded and diffracted light under linear recording condition

a—distribution of recorded light
b—distribution of diffracted light

线性全息图, 衍射输出象产生非线性畸变, 这是制作全息图时应竭力避免的。我们则利用了这个非线性条件实现了图象的边缘增强, 即等效于图象进行了微分运算。物理过程分析如下, 仍以一维二元图象为例, 全息干板上光强分布如图 4a。在 $x_1 < x < x_2$ 区域, 物光光强远大于参考光强, 则由 $T(x, y) - k$ 曲线可知, 该区域 k 值很小, 则衍射效率也低, 再现时光强很弱, 如 k 足够小, 则该区域衍射效率为零, 在线性记录条件下本该出现亮区的地方却呈现暗区, 即出现输出与输入的非线性效应。在 $x < x_1, x > x_2$ 区域, 因为 $|O(x)|^2$ 仍小于 R_0^2 , 所以在这些区域仍能满足线性记录条件, 但这些区域本身物光光强就为零, 所以线性再现衍射输出光仍为零, 即衍射象的暗区仍为暗。而在图象明暗交界处 x_1, x_2 , 总能找到这样一些点, 在这些点, $|O(x)|^2 = R_0^2$, 这对应着在 x_1, x_2 处。 k 值很大, 即调制度 m 很大, 所以这些点的衍射效率高。再现象中仅图象边缘处的衍射光最强, 图 4b。其它区域衍射光皆很弱, 甚至为零。再现象为反映图象边缘信息的边缘轮廓亮线。

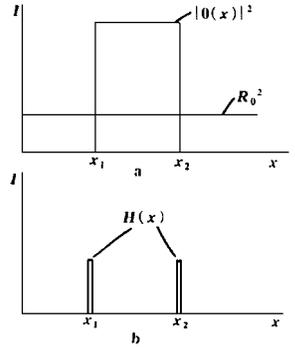


Fig. 4 Intensity distribution of recorded and diffracted light under nonlinear recording condition
a—distribution of recorded light
b—distribution of diffracted light

三、实验及结果

实验光路如图 1, 采用这种光路主要是为了能够在小功率激光源条件下, 利用傅氏透镜 L_3 的集光性, 得到大的物光光强。 L_1, L_2 分别为扩束镜和准直物镜。 M_1, M_2 为全反镜。 BS 为可调分束镜, 用它来实现不同的参物光强比 k 。 H 为天津 iv 型全息干板。参物光夹角 $\theta = 14^\circ$ 。激光功率 1.5 mW/cm^2 。拍摄时, 谱面 (x, y) 上的全息干板稍微离焦, 以便于测量 k 值。



Fig. 5 Photographs of experiment result

a—original object b— $k=10$ c— $k=0.2$ d— $k=0.05$

的再现象, c 对应于 $k=0.2$, 可见亮区光强已下降, 并小于边缘处光强。d 图则对应于 $k=0.05$, 可见亮区光已完全被非线性效应所抑制。出现极为明显的边缘增强效应。实验过程及结果中注意到线性记录条件下, 当 $k > 1$ 时, 线性衍射象的衍射效率随 k 的增大而降低。而非线性记录条件下, $k < 1$, 图象边缘处的衍射光非常强, 且大于线性衍射光的光强, 这与上述理论分析是吻合的。

实验结果见图 5。图 5a 为待处理的二元图象, 在黑纸上挖四个几何形状不同的孔。b 为在线性记录条件下全息图的再现现象, $k=10$ 。c 和 d 为 $k < 1$ 时记录全息图

四、结论及讨论

综上所述, 利用 $k < 1$ 这个非线性条件, 可以实现图象的边缘增强。缺点是由于图象边缘处的 $k=1$, 所以相干噪声严重。另外, 本文仅给出边缘增强的物理过程的分析解释, 对于这种现象, 数学上对应着微分运算。对以上物理过程所对应的数学描述工作正在进行当中。并且利用上述效应实现其它光学图象处理的工作也在进行当中。

激光放大器冷却实验研究

管富义 林康春 孟绍贤 林尊琪

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800)

摘要: 为了不断提高激光放大器输出的激光能量, 已由单灯激光光泵, 发展到多灯激光光泵。为改善对激光放大器冷却机理和方法上存在问题, 本文对激光放大器的冷却方面进行了初步探讨。为获得尽可能高的增益和尽可能小的由热引起的光泵畸变。本文从氙灯温度对激光放大器的性能影响和对激光棒的冷却实验, 以及改善机械设计等方面进行论述, 并在装置上进行应用, 获得较好的效果。

关键词: 螺旋型水流 热象差 冷却

Research on cooling means of laser amplifier

Guan Fuyi, Lin Kangchun, Meng Shaoxian, Lin Zunqi

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: Laser amplifiers are a main means to obtain high power and high energy laser. Laser amplifiers are generally pumped by several flashlights in order to increase the output energy. It is critical to design a reasonable cooling means to amplifiers for operating at high gain, excellent gain homogeneity, high rate, long lifetime, static and dynamic distortion as possible as small. In the paper, tentative research results on cooling of laser amplifier are presents.

Key words: rotational water current thermal aberration cooling

一、引言

在高功率固体激光器技术发展中, 为了不断地提高激光器输出的激光能量和进一步提高

参 考 文 献

- 1 于美文. 光学全息及信息处理, 北京: 国防工业出版社, 1984
- 2 Yao S K, Lee S H. J O S A, 1971; 61(4): 474~ 477
- 3 沈树群, 徐大雄. 北京邮电学院学报, 1981; (2): 74~ 78
- 4 冯郁芬. 中国激光, 1984; 11(3): 131~ 134
- 5 羊国光, 左 健, 吴 若. 光学学报, 1985; 5(1): 38~ 42
- 6 Kang H, Yang T X, Mu G G. Optik, 1990; 84(4): 131
- 7 康 辉, 苏 衡, 杨方正 *et al.* 中国激光, 1994, A21(8): 657~ 660
- 8 Smith H M. Holographic recording materials. Berlin, Heidelberg, New York: springer-verlag, 1977: 34~ 35, 7~ 8
- 9 Caulfield H J, 郑庸等译. 光全息手册, 北京: 科学出版社, 1988: 333

* * *

作者简介: 秦卫平(附照片), 男, 1959年9月出生。讲师。现从事大学物理课程教学及光学信息处理、光折变晶体机理和应用等方面的课题研究。

杨茂田, 男, 1964年6月出生。讲师。学士。现从事大学物理教学工作。

收稿日期: 1995-06-08 收到修改稿日期: 1996-03-18

