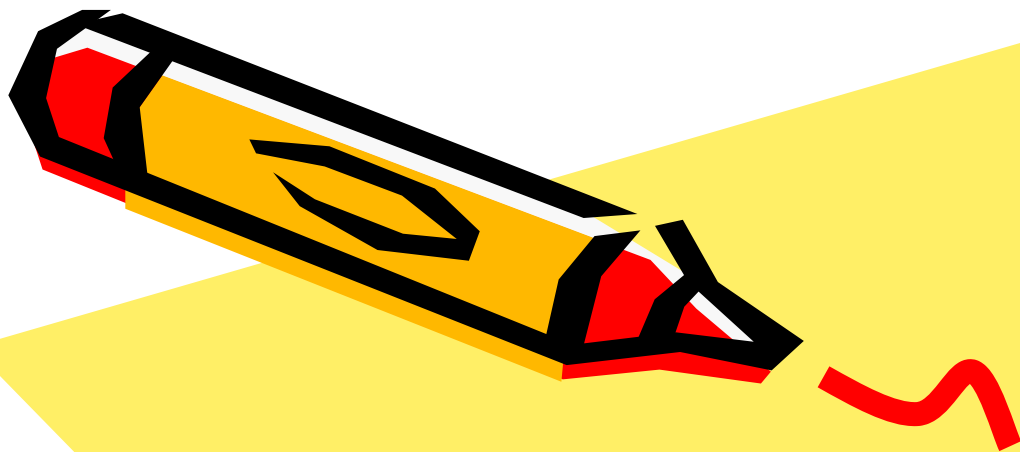
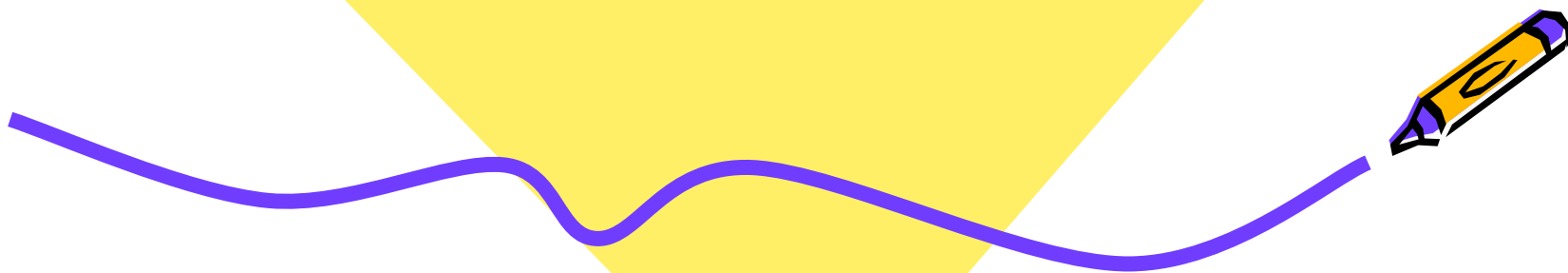




激光散斑

姚焜

2007.1.30



引言

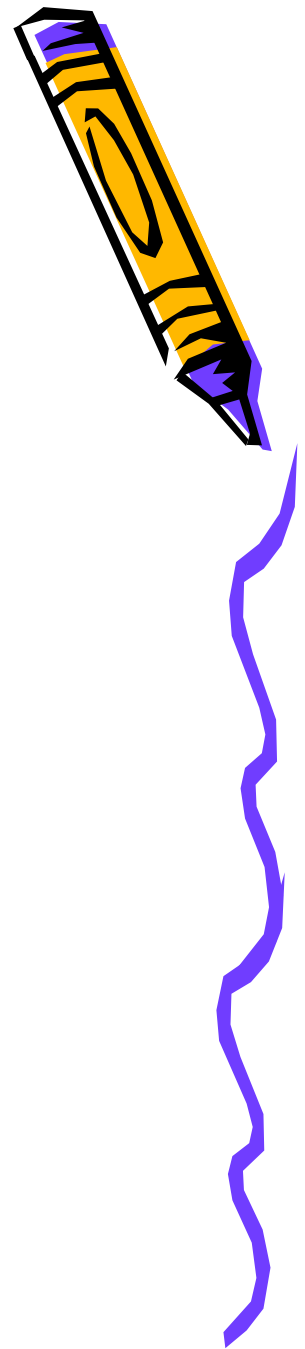


- **1730**年牛顿已经注意到“恒星闪烁”而行星不闪烁
- 光源发出的光被随机介质散射在空间形成的一种斑纹图样。
- **1960**年世界出现了激光器，高度相干性的激光照在粗糙表面很容易看到这种图样，散斑携带大量有用信息。
- 散斑在工程技术方面等各方面有广泛的应用。
- 散斑的理论是统计光学的一部分，与光的相干理论在很多地方是相似和相通的。



内容简介

- 散斑的类型和成因
- 基本理论简述
- 正态散斑——主观散斑和客观散斑
- 激光散斑用于测量粗糙物体表面位移
- 激光散斑用于信息处理——图像相减
- 激光散斑用于热物理量测试
- 散斑干涉技术测量
- 动态散斑和应用



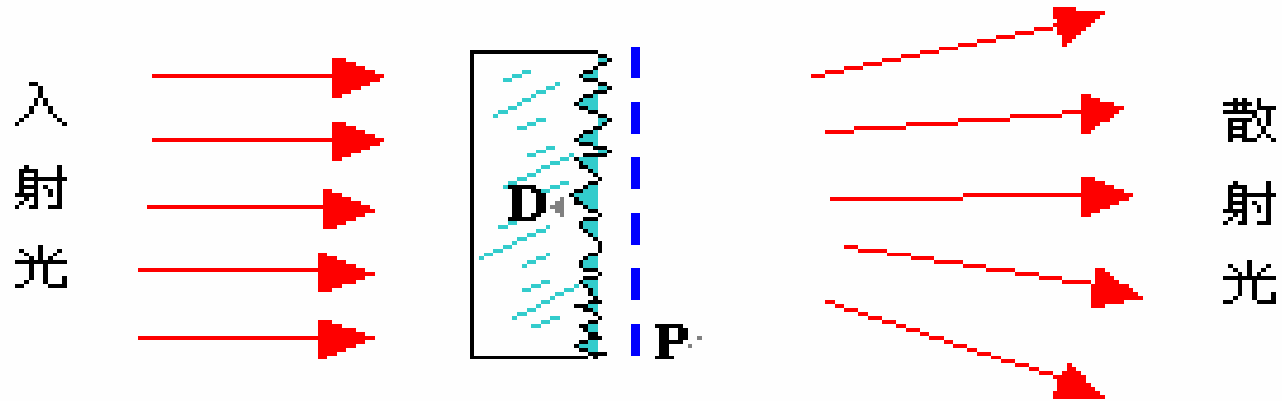
散斑的成因和类型



- 电磁波或粒子束经受介质的无规散射后，都会形成一种无规分布的散射场
- 可见光形成的散斑
- 光源——完全相干光，部分相干光和非相干光
- 散射体——强散射屏和弱散射屏



正态散斑形成



$$A_0(x_0, y_0) = a_0(x_0, y_0) \exp(i\phi_0(x_0, y_0))$$

基本理论假设：

当散射屏的表面非常粗糙，表面起伏高度的标准差远大于照明光的波长时，认为散射屏出射平面P上光场的位相在区间 $[-\pi, \pi]$ 均匀分布。

散射屏出射平面上光场复振幅在各点是相互独立的。

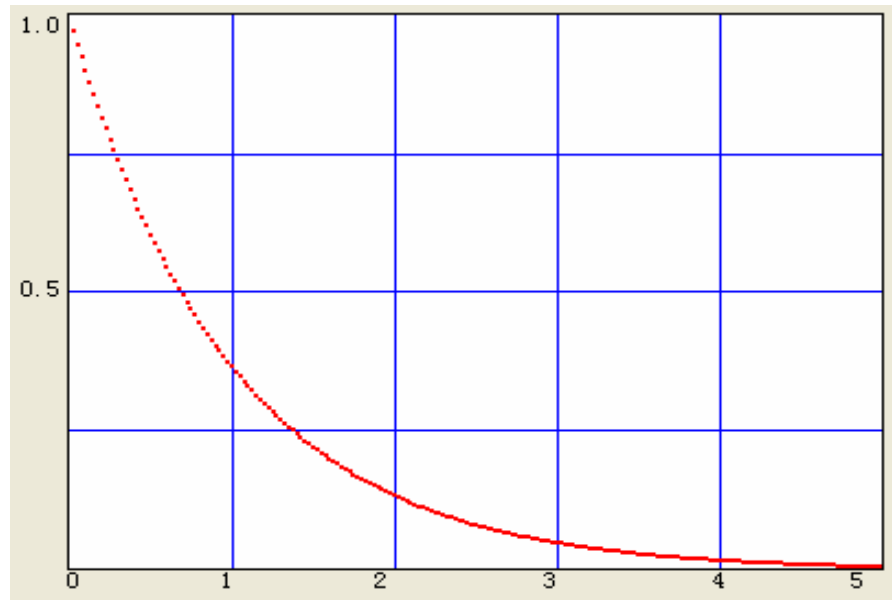
满足以上假设的光场当传播到观察面上时，形成的散斑就称作“正态散斑”。这种散射屏就是强散射屏。（弱散射屏）

正态散斑的基本性质

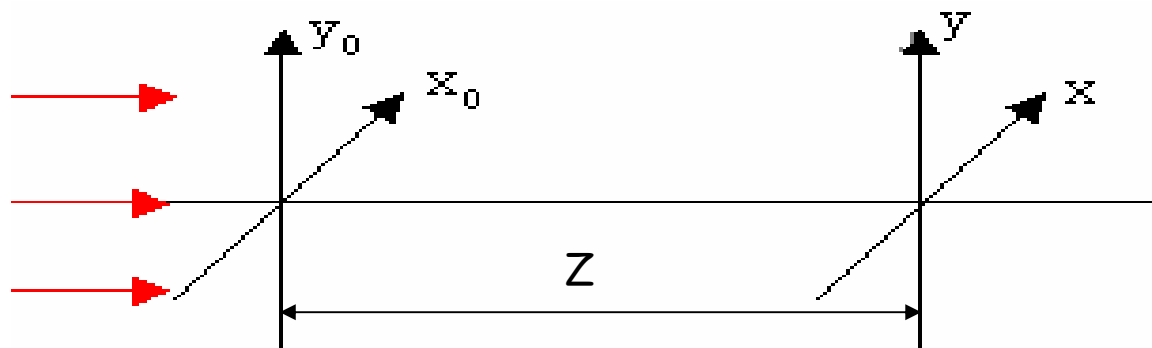
- 散斑光强的概率密度函数：

$$P_I(I(x, y)) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left[-\frac{I(x, y)}{\langle I \rangle}\right], & I(x, y) \geq 0 \\ 0 & I(x, y) < 0 \end{cases}$$

由此可以得出：正态散斑的对比度为**1**。
正态散斑场中任一点处出现暗区的概率大。
与表面粗糙度无关



光的自由空间的传播过程

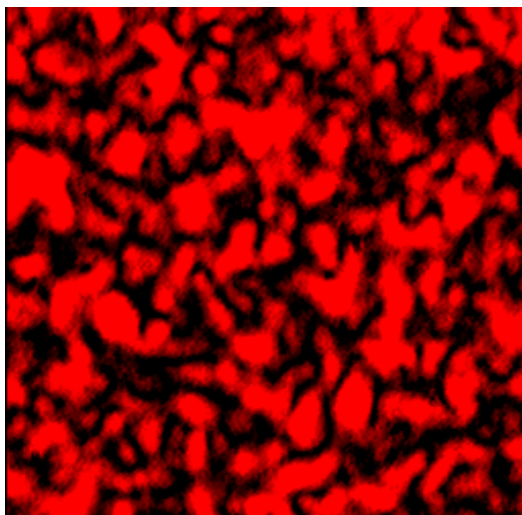


$$A(x, y) = \iint_S A_0(x_0, y_0) h(x_0, y_0; x, y) dx_0 dy_0$$

自由空间为菲涅尔衍射

$$h(x_0, y_0; x, y) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left\{i \frac{k}{2z} [(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2]\right\}$$

客观散斑

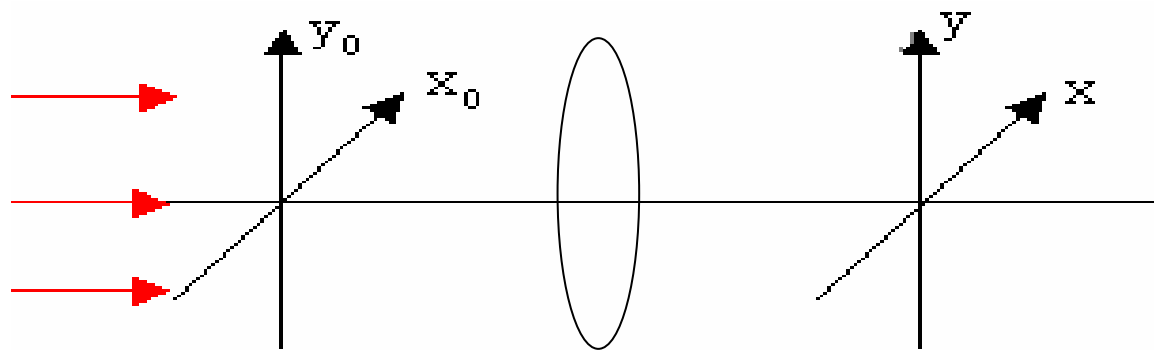


当激光穿过或被粗糙表面反射在距表面任意距离处形成
在不同距离 Z 的各点都可以
用屏接受到散斑

散斑的统计平均大小随距离 Z 增大而变大



经过成像系统形成主观散斑



被相干光照明的毛玻璃
通过透镜成像在象平
面，也叫做像面散斑。

大小与光瞳关系

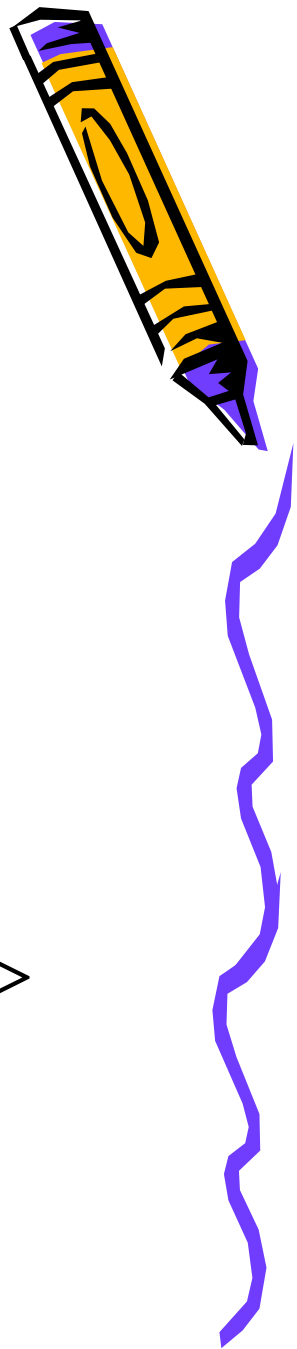
正态散斑场的光强和光强自相关函数

光强与复振幅的关系

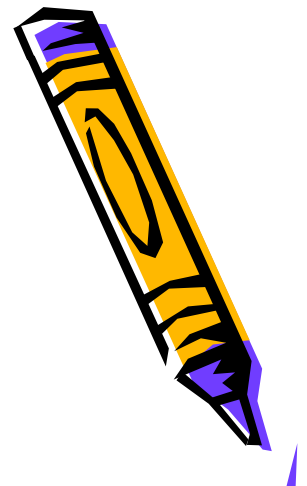
$$I(x, y) = A(x, y)A^*(x, y)$$

光强的自相关函数

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I(x, y)I(x + \Delta x, y + \Delta y) \rangle$$



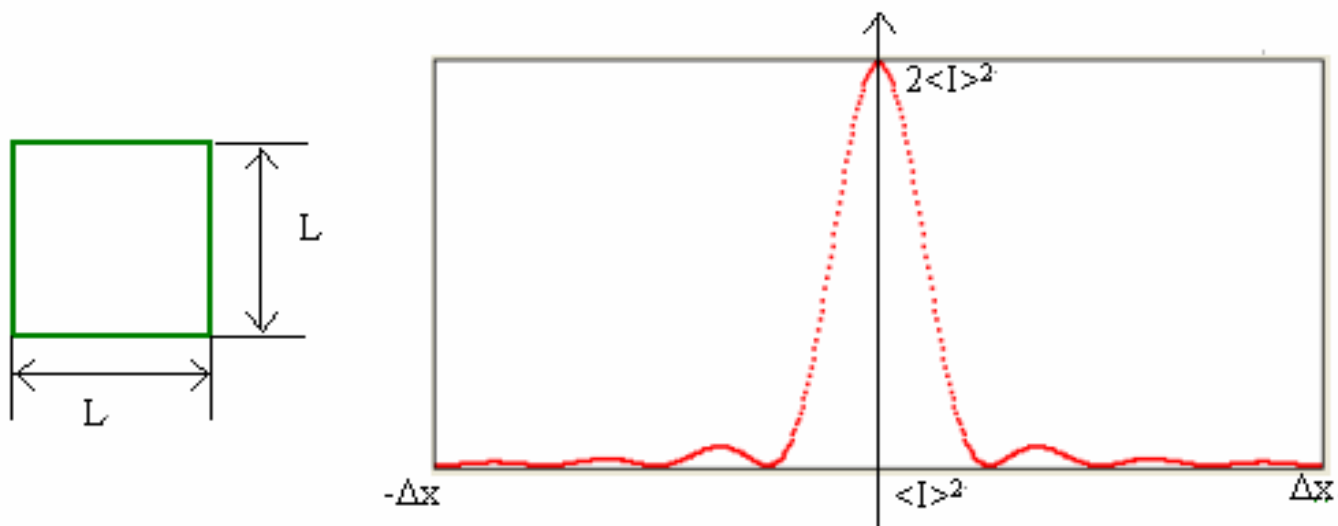
客观散斑自相关函数与照明的孔径函数有关



$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left\{ 1 + \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |P(x_0, y_0)|^2 \exp\left[-i \frac{k}{z} (x_0 \Delta x + y_0 \Delta y)\right] dx_0 dy_0 \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |P(x_0, y_0)|^2 dx_0 dy_0} \right\}$$



孔径函数为方形区域

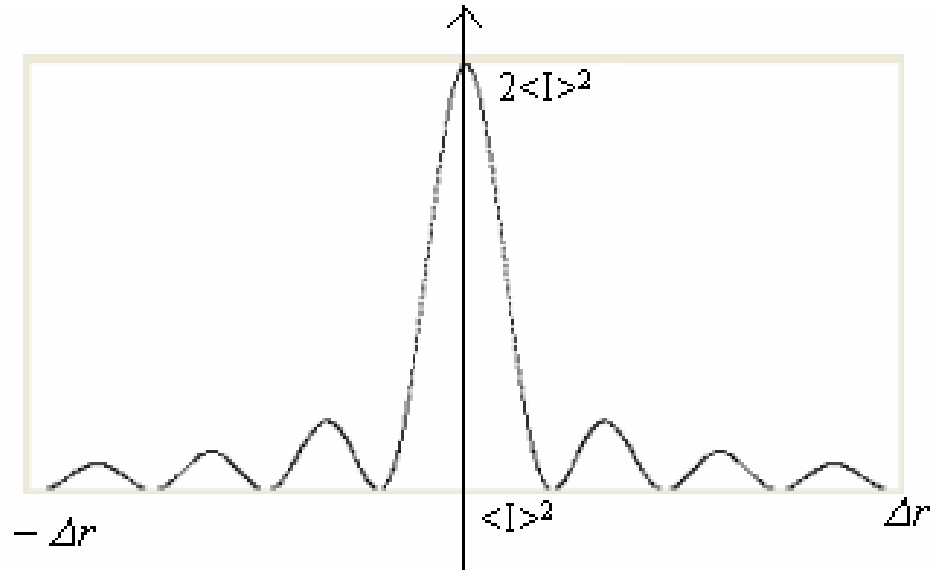
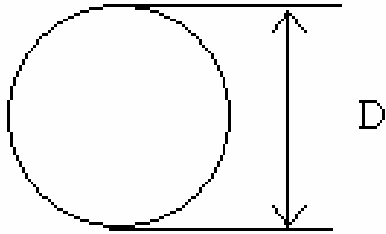


$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \text{sinc}^2\left(\frac{L \Delta x}{\lambda z}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{L \Delta y}{\lambda z}\right) \right]$$

孔径函数为方形时散斑光强自相关函数的一维示意图，归一化自相关函数降到1

$$\frac{\lambda z}{L}$$

孔径函数为圆形区域

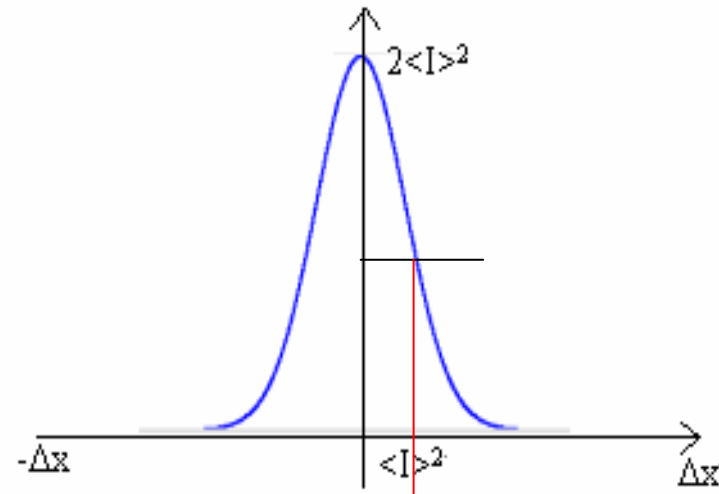
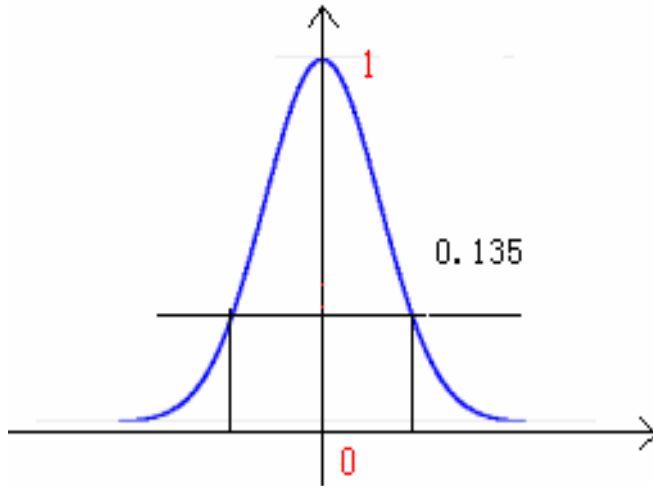


$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \left| 2J_1\left(\frac{\pi D r}{\lambda z}\right) / \frac{\pi D r}{\lambda z} \right|^2 \right]$$

孔径函数为圆形时散斑光强自相关函数的一维示意图，归一化自相关函数降到1

$$1.22 \frac{\lambda z}{D}$$

孔径函数为高斯函数

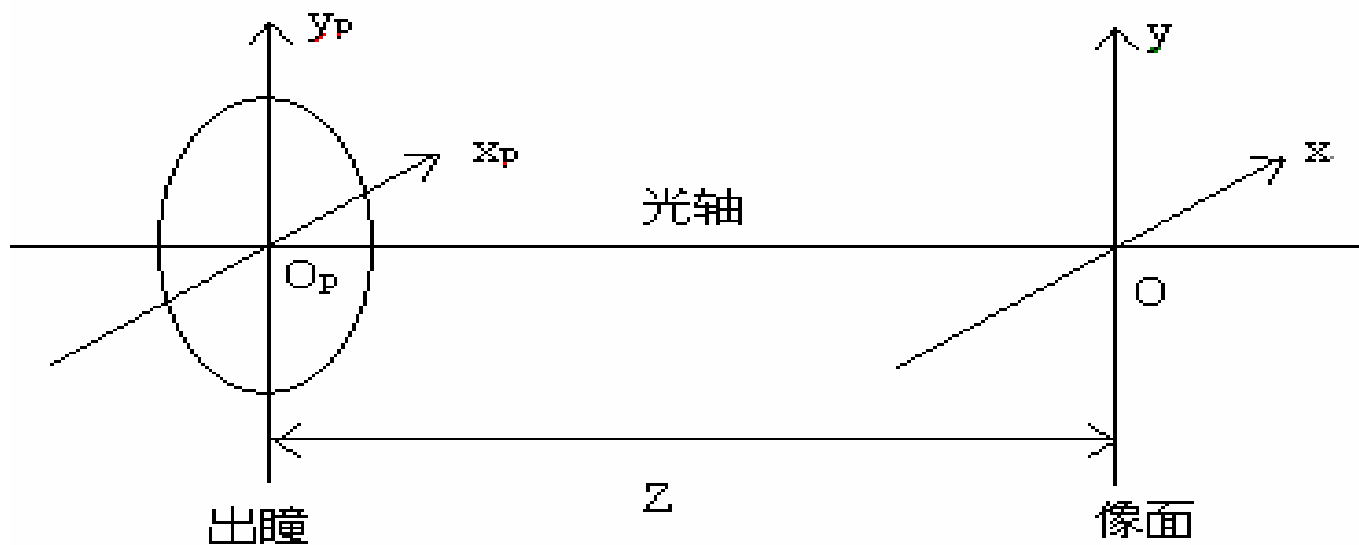


$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \exp\left[-\frac{(\Delta x^2 + \Delta y^2)}{s^2}\right] \right]$$

(归一化自相关函数的值 $1 + e^{-1}$)

$$S = \frac{\lambda z}{\pi w}$$

主观散斑的自相关函数



$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left\{ 1 + \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} |P_P(x_P, y_P)|^2 \exp\left[-i \frac{k}{Z} (x_P \Delta x + y_P \Delta y)\right] dx_P dy_P \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |P_P(x_P, y_P)|^2 dx_P dy_P} \right\}$$

圆形均匀照明的主观散斑的颗粒粗细

$$\delta r = 1.22 \frac{\lambda z}{D} = 1.22 (1 + M) / \lambda F$$

$$F = \frac{D}{f}$$

M 为透镜的垂轴放大率



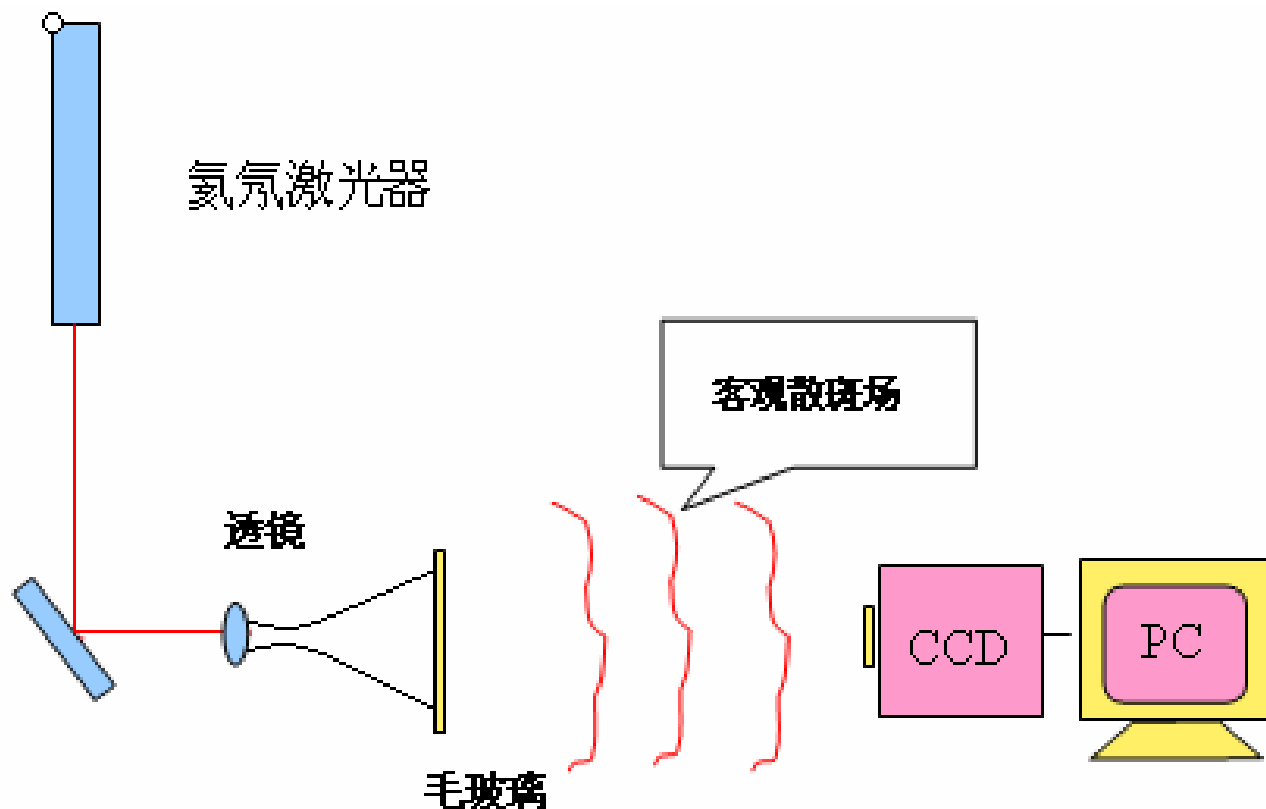
散斑自相关函数的物理意义



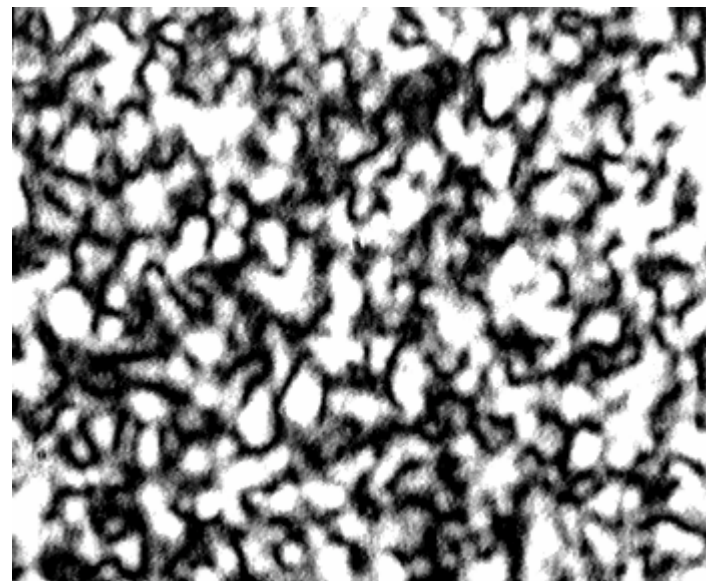
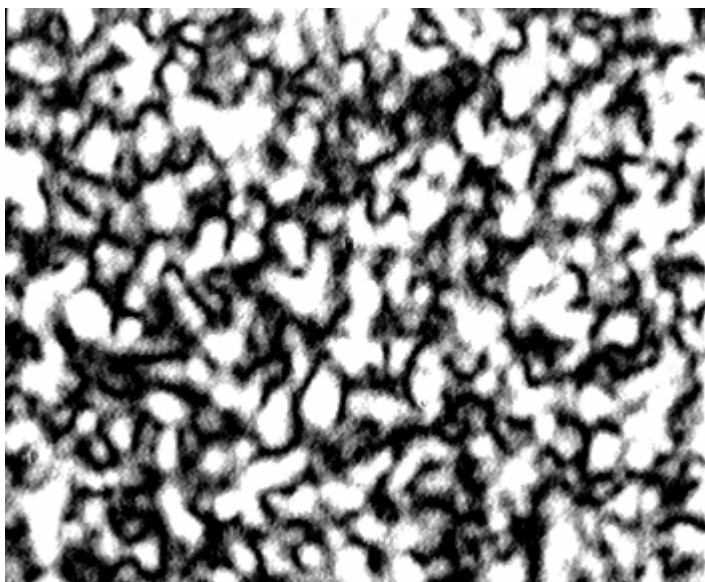
- 从散斑图我们可以看出散斑颗粒大小虽然是无规分布的，但它们的统计平均值我们可以看出是有规律的，与光路参数是有关系的。
- 在客观散斑的情形，散斑大小与激光照明光斑的直径和观察屏的距离有关。在主观散斑的情形，散斑的大小与透镜的通光孔径和象距有关。
- 同一个散斑图中两个点光强的相关函数描述了散斑颗粒大小的统计规律。由于是同一个图的所以叫做自相关函数。



客观散斑实验光路图



实验中采集的散斑图



毛玻璃横向移动



激光散斑用于测量粗糙物体表面面内位移

- 互相关函数为

$$S = \frac{\lambda P_2}{\pi W}$$

$$R_C(\Delta x, \Delta y) = \langle I_1(x, y) I_2(x + \Delta x, y + \Delta y) \rangle$$

$$= \langle I \rangle^2 \left\{ 1 + \exp \left\{ - \frac{[\Delta x + d_\xi (1 + P_2 / \rho(P_1))]^2}{S} \right\} \exp \left\{ - \frac{[\Delta y + d_\eta (1 + P_2 / \rho(P_1))]^2}{S} \right\} \right\}$$

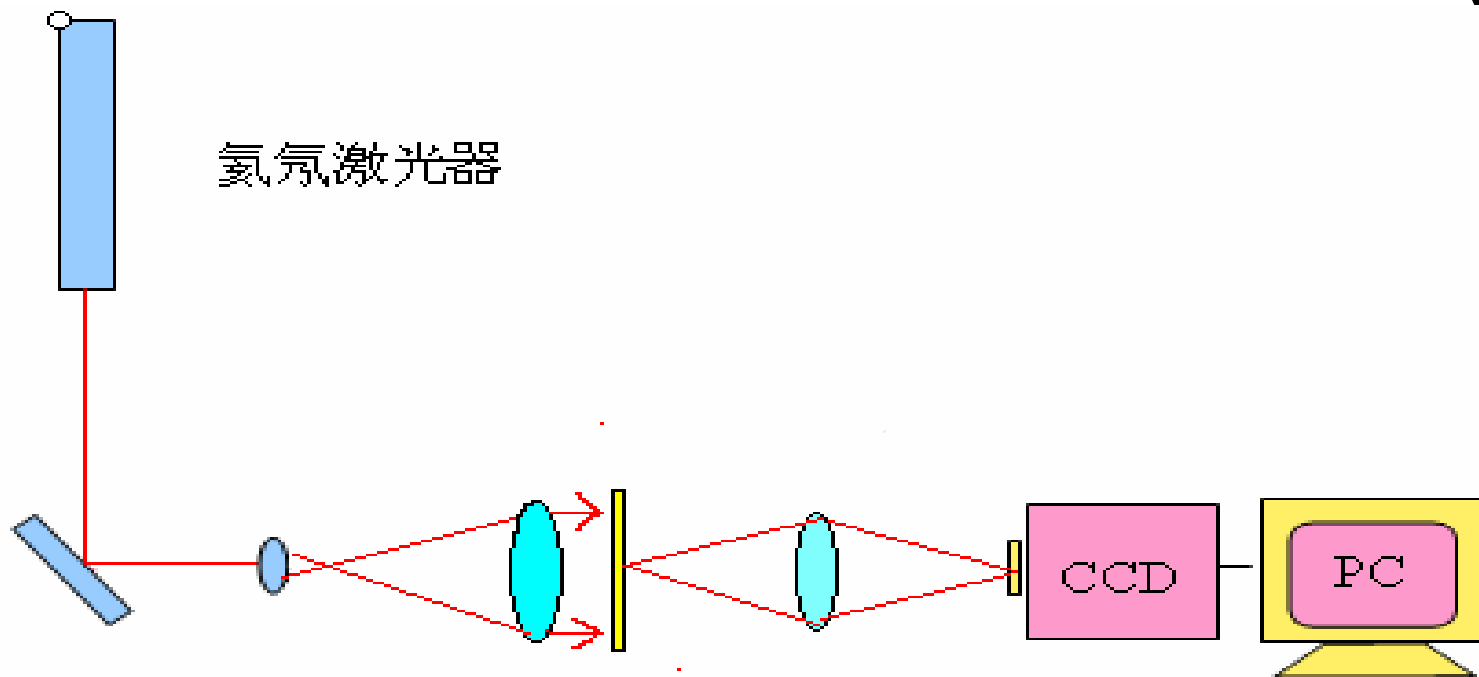
$$\Delta x = d_\xi \left(1 + \frac{P_2}{\rho(P_1)} \right)$$

$$\Delta y = d_\eta \left(1 + \frac{P_2}{\rho(P_1)} \right)$$

$$d_0 = \sqrt{d_\xi^2 + d_\eta^2}$$



主观散斑实验光路图



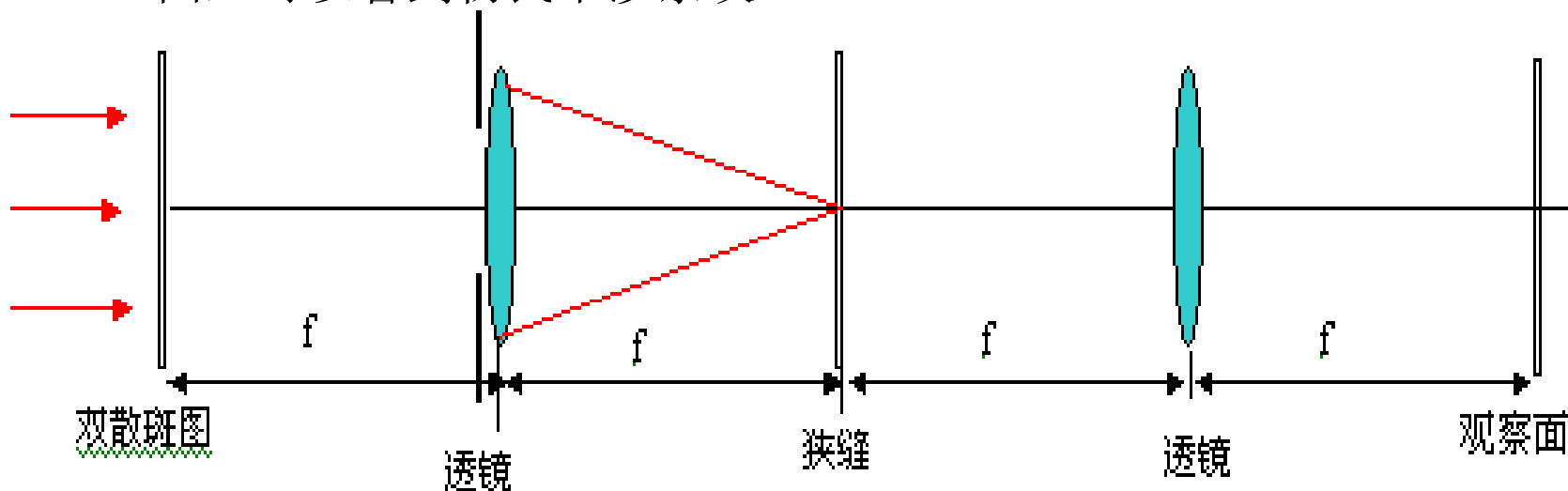
测量面内位移——互相关函数峰
值为

$$\Delta x = Md_{\xi}$$

$$\Delta y = Md_{\eta}$$

激光散斑用于信息处理—图像相减

用上面的方法如果把这两次的散斑图都记录在同一张全息干板上，就会形成很规律的双散斑图。每对散斑的距离都是 Δx ，但散斑对之间的分布仍是无规分布的。因此将这样曝光的散斑图放在傅立叶透镜的前面，在傅立叶透镜的后焦平面上可以看到杨氏干涉条纹。





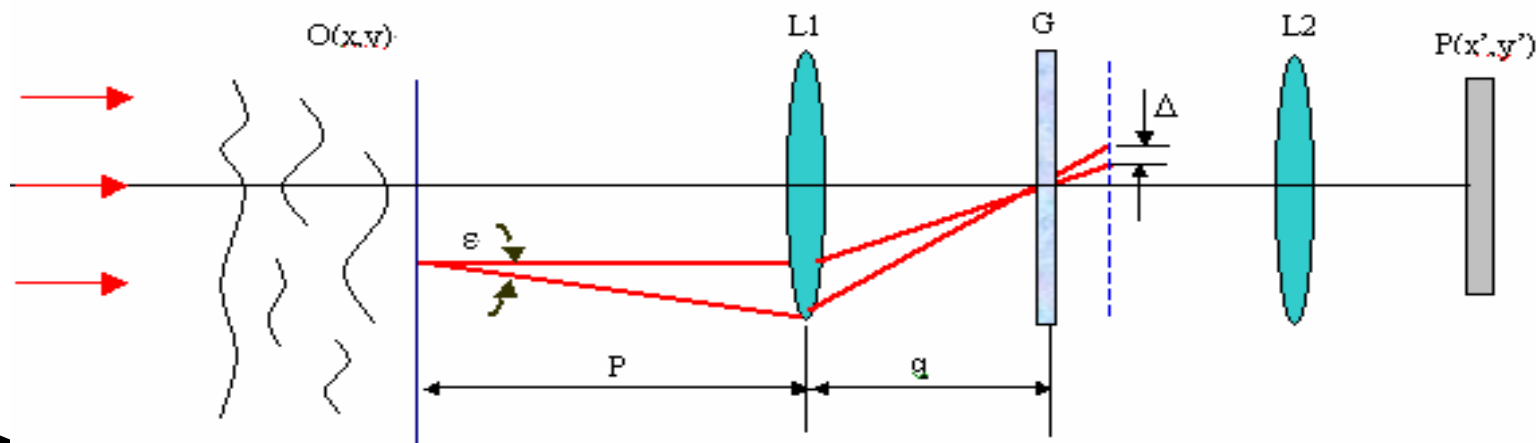
- 上述的散斑是在均匀的圆形的照明下形成的，如果在毛玻璃上贴上图案则散斑的形状就会发生变化，每一个散斑颗粒就携带了图案的信息，如果两次曝光时图案是一样的，则杨氏条纹的暗纹的光强为0，如果两次曝光时图案是不同的，则杨氏条纹的暗纹的光强不为0，容易想象此时在杨氏条纹的暗纹的光强中包含了两个图像差别的信息，从而利用散斑照相可以实现图像相减。



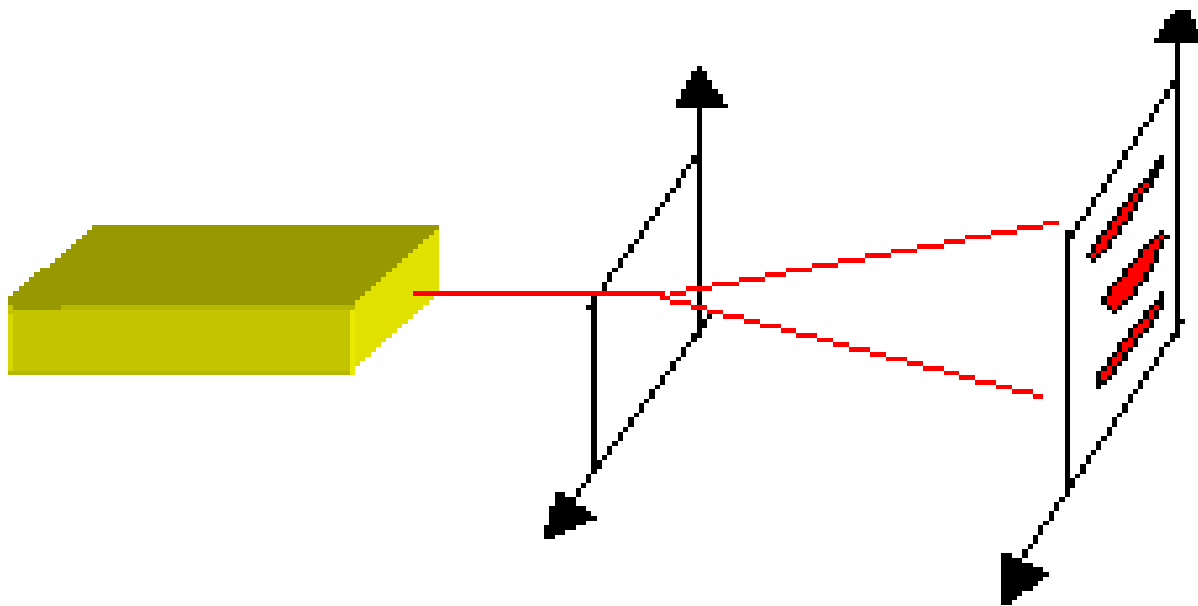
激光散斑照相测量位相物体折射率分布的基本原理和方法



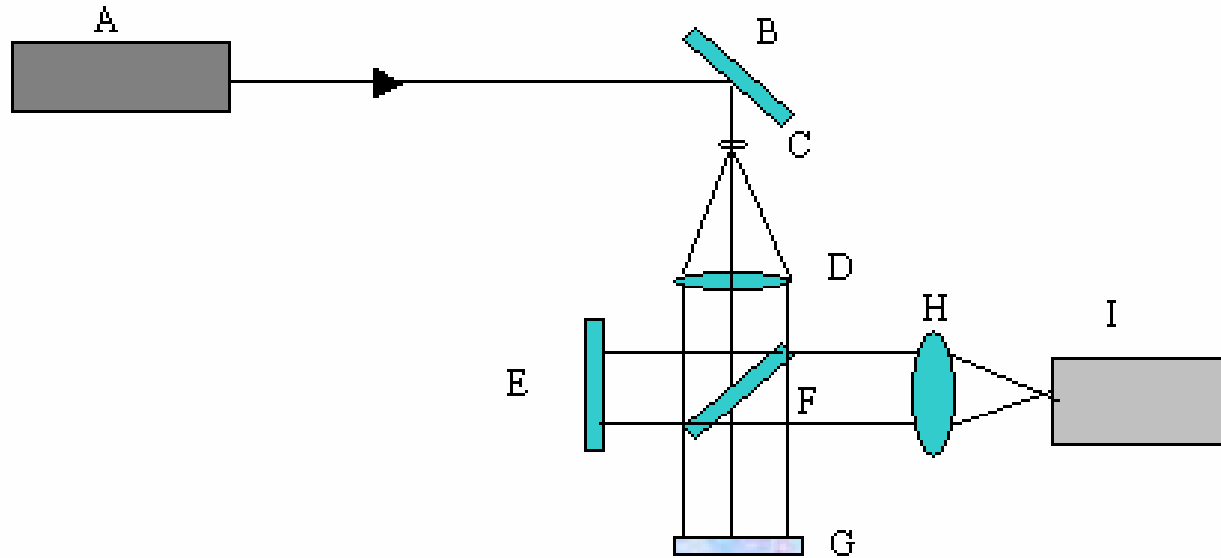
- 利用激光散斑照相测量流体的密度场、浓度场和温度场等效于测量流体的折射率场的分布。
- 当光束通过非均匀的折射率场时，光束的传播方向会发生扰动，这样的光束通过漫射体时，空间散斑会发生位移。测量散斑的位移就可以求出流体的折射率场的分布。



逐点扫描法



散斑干涉技术测量



G的散斑场

$$A_s = A_0 \exp\{i\phi_0\}$$

E的参考光

$$A_R = A_r \exp\{i\phi_r\}$$

合成光波的复振幅为

$$A_P = A_s + A_R = A_0 \exp\{i\phi_0\} + A_r \exp\{i\phi_r\}$$

相应的光强为 $I = A_P A_P^* = A_0^2 + A_r^2 + 2A_0 A_r \cos(\phi_0 - \phi_r)$

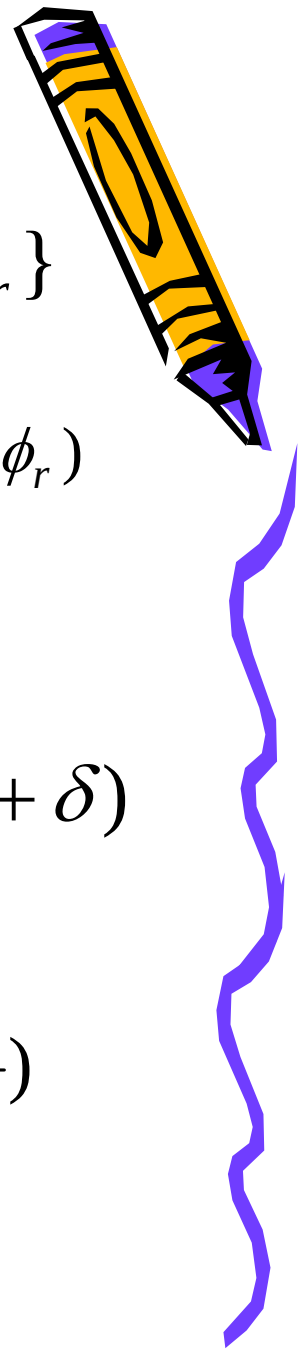
变化后，物光相位改变 δ ，参考光不变 合成光强为

$$I' = A_P A_P^* = A_0^2 + A_r^2 + 2A_0 A_r \cos(\phi_0 - \phi_r + \delta)$$

若此时把两次光强相减，则差为

$$I = |I - I'| = 4A_0 A_r \cos(\Delta\phi + \frac{\delta}{2}) \sin(\frac{\delta}{2})$$

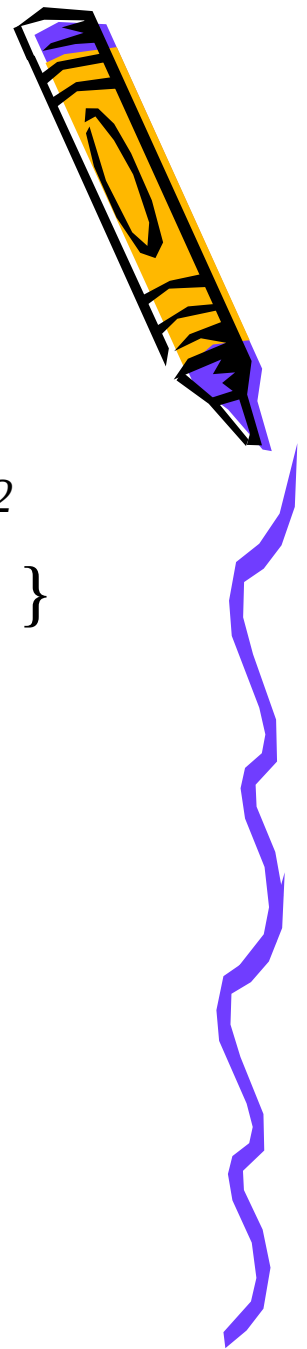
式中 $\Delta\phi = \phi_0 - \phi_r$



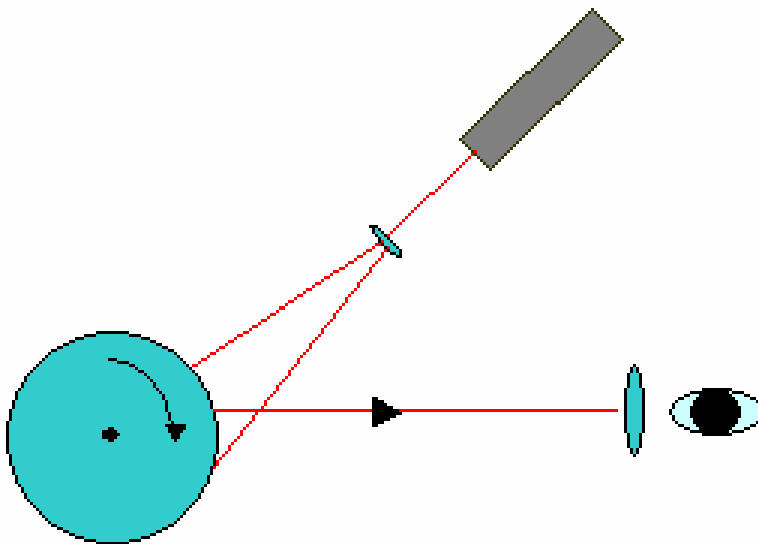
动态散斑的时间相关函数

$$R_C(x, y, \tau) = \langle I_1(x, y) I_2(x, y, \tau) \rangle$$
$$= \langle I \rangle^2 \left\{ 1 + \exp \left\{ - \left[\frac{\nu \tau}{W(z_0)} \right]^2 \exp \left[- \frac{\pi W(z_0) |\sigma \nu \tau|}{\lambda z} \right]^2 \right\} \right\}$$

$$\sigma = 1 + \frac{z}{\rho(z_0)}$$



激光动态散斑用于人眼视力测量



人眼通过一个镜片看6m远的毛玻璃上的激光散斑，毛玻璃圆筒（直径30cm）用一个电机带动进行旋转（转速为1rpm），如果镜片度数合适，人眼就不会觉察到散斑的运动。否则，近视眼将看到散斑运动方向与毛玻璃运动方向相反，远视眼将看到散斑运动方向与毛玻璃运动方向相同。

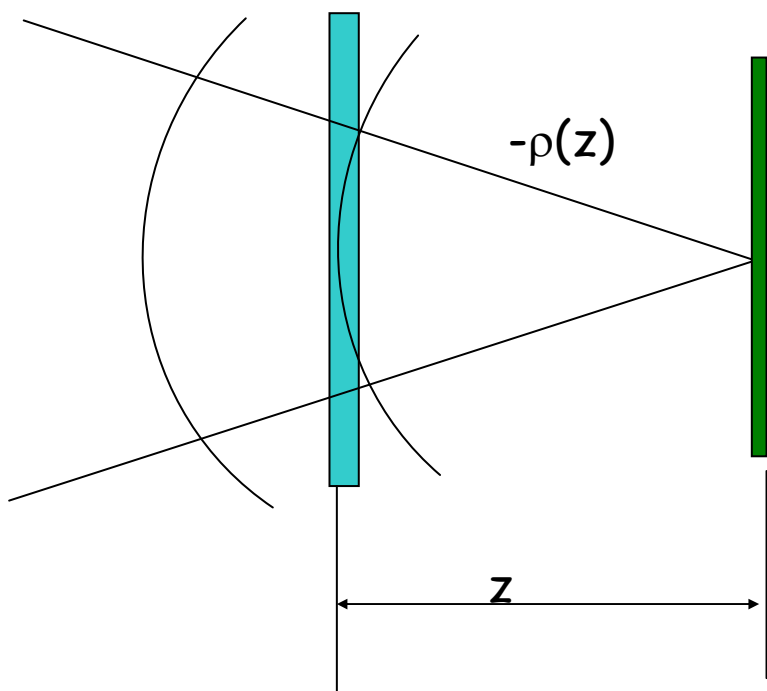
利用动态散斑产生赝热光

根据光的相干性理论可得这时光场的相干时间为

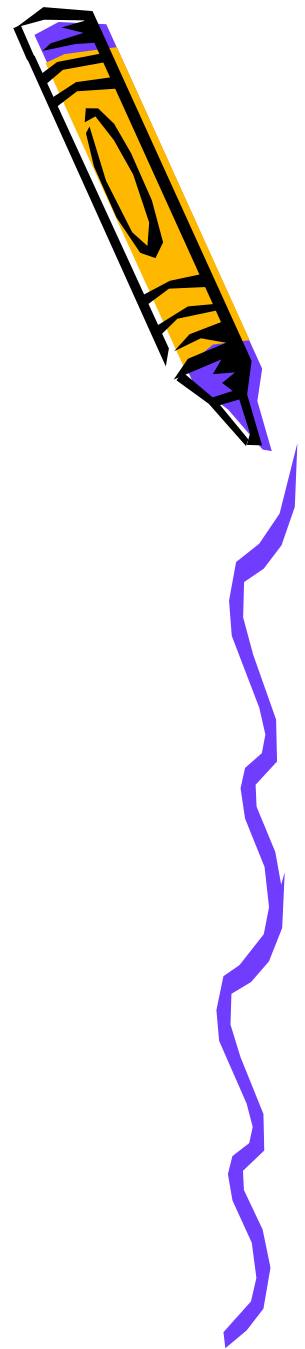
$$\tau_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} r_C(x, y, \tau) d\tau = \frac{W}{|v|} \sqrt{\pi}$$

可见只要调整 W 和 v

就可以得到任意相干时间的热光了。



谢谢大家



大学物理实验讲座