

# 非相干光三维成象

王之江 王能鹤

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文综述了非相干光三维成象的现状,其中包括横断面层析技术,波带片编码和随机点编码等。

## 一、引 言

光学信息处理在医学领域内有着广泛的应用。本文着重介绍 X 射线医疗诊断中三维图象的分析和重构。有关的原理对非相干辐射和粒子束的三维成象都是适用的。

普通 X 射线透射所得到的照片实质上是三维物体的二维投影,深度信息因为相互重叠而不易索取。为了寻找病变的空间位置,往往需要两个方向甚至几个方向的投影图,以及医生的丰富的临床经验。同时,经验表明,为了分辨软组织的细节,几个方向的投影还是不够的。理论指出,为了把整个三维物体的信息都重构出来,必须各个方向的投影<sup>[1]</sup>,这就不能依靠医生的肉眼判读,而要有专门的设备和技术。目前,从光学角度看,由投影重构三维图象的方法可以分为两大类。第一类方法是三维物体的二维编码成象,对编码图用适当的方法解码,可以得到物体的三维信息;第二类方法是用狭缝把 X 射线限制成很薄的一个平面束,让它通过与人体枢轴相垂直的断面,记录此断面对 X 射线的一维投影,然后, X 射线源与接收器同步地绕轴转过一个角度(或者源与接收器不动,人体绕轴旋转),记录第二个一维投影。将许多一维投影综合起来,可以组成此断面的二维图象。这样,一层又一层分析下去,便完成了三维成象,这种方法称作横断面层析术(transaxial tomography)。计算机层析扫描仪(CT Scanner)属于这后一种方法。但是,由于 CT 扫描仪价格昂贵,非一般医院所能配备,因此,长时期以来,还在不断地研究光学处理技术。近年来,许多光学信息处理实验室研究三维成象的目的之一,是希望在相同 X 射线辐照剂量下,光学模拟机的空间分辨率达到甚至超过 CT 扫描仪的分辨率,并且价格应比 CT 扫描仪便宜。

本文第二节介绍横断面层析术的理论基础,第三节列举几种正在研制中的光学模拟机,第四节叙述准全息编码成象技术,第五节讨论非冗余点编码成象技术,第六节叙述关于立体 X 光电视。

## 二、横断面层析术的理论基础

X 射线与生物组织之间相互作用的物理机制是光电效应和康普顿散射,这两种机制都

使 X 射线强度衰减。设断面中物质对 X 射线的衰减系数为  $\mu(x, y)$ , 实验表明 X 射线经过生物组织的强度衰减服从比尔定律

$$I = I_0 e^{-\int \mu(x, y) dl}, \tag{1}$$

其中  $I_0$  是入射的 X 射线强度, 积分  $\int \mu(x, y) dl$  是沿着投影方向进行的。于是, 问题归结为已知沿各个方向的投影  $I_\varphi(x')$  ( $\varphi$  表示投影方向), 求衰减系数的二维分布函数  $\mu(x, y)$ 。

显然, 必须进行的第一步处理是投影强度  $I_\varphi$  的对数变换

$$\log \frac{I_0}{I} = \int \mu(x, y) dl. \tag{2}$$

在 CT 扫描器中是用计算机完成的, 在光学模拟处理中可以用底片的特殊处理来完成。但是, 在底片的特性曲线中满足对数变换的区域只有很小的动态范围。Barrett 等用半色调 (halftone) 技术克服了困难<sup>[2]</sup>。

现在, 介绍如何由函数在各个方向的投影 (线积分) 求函数本身的关键运算。图 1 左边表示物体  $\mu(x, y)$  沿  $\varphi$  方向投影, 将坐标系  $(x, y)$  旋转  $(\varphi - \frac{\pi}{2})$  得到新坐标系  $(x', y')$ , 于是投影沿  $y'$  方向,

$$\int \mu(x, y) dl = \int \mu(x', y') dy' = f_\varphi(x'). \tag{3}$$

图 1 右边表示  $\mu(x, y)$  的二维傅里叶变换和  $f_\varphi(x')$  的一维傅里叶变换。设  $f_\varphi(x')$  的一维傅里叶变换为  $F_\varphi(\zeta')$

$$F_\varphi(\zeta') = \int_{-\infty}^{\infty} f_\varphi(x') e^{2\pi i x' \zeta'} dx'. \tag{4}$$

设  $\mu(x', y')$  的二维傅里叶变换为  $F(\zeta', \eta')$

$$F(\zeta', \eta') = \iint_{-\infty}^{\infty} \mu(x', y') e^{i2\pi(x'\zeta' + y'\eta')} dx' dy'. \tag{5}$$

容易证明

$$F(\zeta', \eta') |_{\eta'=0} = F_\varphi(\zeta'). \tag{6}$$

关系式(6)称为傅里叶变换的中心切片定理。

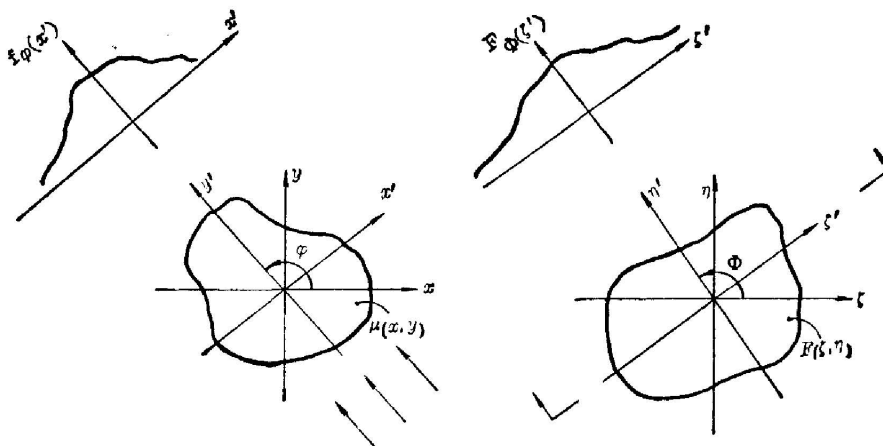


图 1

设  $\mu(x, y)$  沿各个方向  $\varphi$  的投影已知, 因此,  $F(\zeta, \eta)$  在极坐标  $(\rho, \Phi)$  中所有径向分布函数  $F_\varphi(\rho)$  都是可以求得的, 则利用极坐标下的傅里叶逆变换公式便能够求得重构函数  $\mu(r, \varphi)$ ,

$$\begin{aligned}\mu(r, \varphi) &= \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^\infty \rho d\rho F_\varphi(\rho) e^{-i2\pi\rho r \cos(\varphi-\Phi)}, \\ &= \int_0^\pi d\Phi \int_{-\infty}^\infty \zeta' d\zeta' F_\varphi(\zeta') e^{-i2\pi\zeta' r \cos(\varphi-\Phi)}.\end{aligned}\quad (7)$$

将(4)式代入(7)式得到

$$\mu(r, \varphi) = \int_0^\pi d\Phi \int_{-\infty}^\infty \zeta' d\zeta' e^{-i2\pi\zeta' r \cos(\varphi-\Phi)} \int_{-\infty}^\infty f_\varphi(x') e^{i2\pi x' \zeta'} dx'. \quad (8)$$

由(1)和(7)式可知, 从一维投影重构二维物体的基本过程是: (1)对投影辐射作对数变换; (2)作一维傅里叶变换; (3)乘以空间频率  $\zeta'$  (在断层术中, 这一步称为  $\rho$  滤波); (4)作一维傅里叶逆变换; (5)将前四步所得结果作反向投影。

诚然, 上述运算过程不是唯一的, 可以作各种变换, 例如交换运算次序以及把频率域中的滤波运算变为空间域中的卷积等。所以, 具体的光学处理机是多种多样的<sup>[3]</sup>。

除了把物体函数与投影作傅里叶变换以外, 还可以作其他分解。Hansen 和 Goodman 把  $\mu(r, \theta)$  和  $f_\varphi(x')$  作圆谐函数展开<sup>[7]</sup>,

$$\mu(r, \theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_n(r) e^{in\theta}, \quad (9)$$

$$f_\varphi(x') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n(x') e^{in\varphi}, \quad (10)$$

其中系数  $\mu_n(r)$  和  $f_n(x')$  为

$$\mu_n(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mu(r, \theta) e^{-in\theta} d\theta,$$

$$f_n(x') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(x', \varphi) e^{-in\varphi} d\varphi.$$

一维函数  $\mu_n(r)$  和  $f_n(x')$  存在如下的关系

$$\mu_n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{df_n(x')}{dx'} \cdot \frac{T_n\left(\frac{x'}{r}\right)}{(x'-r^2)^{1/2}} dx', \quad (11)$$

这里  $T_n$  是第一类契比雪夫多项式。Hansen 和 Goodman 进一步把(11)式化为梅林变换意义下的卷积:

$$a(r) = \int_0^\infty b(x') c\left(\frac{r}{x'}\right) \frac{1}{x'} dx'.$$

把它与(11)式作比较,  $b(x') = \frac{df_n(x')}{dx'}$ ,

$$c(z) = c\left(\frac{r}{x'}\right) = -\frac{1}{\pi} \frac{T_n(1/(r/x'))}{\left(1-\left(\frac{r}{x'}\right)^2\right)^{1/2}} H\left(1-\frac{r}{x'}\right),$$

这里  $H\left(1-\frac{r}{x'}\right)$  是赫维赛德阶跃函数 (the Heaviside step function), 它使(11)式的积分下限  $r$  变为 0。作梅林变换, (11)式成为

$$\bar{\mu}_n(\sigma + i\omega) = \bar{f}_n(\sigma + i\omega - 1) \cdot \bar{c}_n(\sigma + i\omega), \tag{12}$$

这里  $\bar{g}(\sigma + i\omega)$  是  $g(z)$  的梅林变换:

$$\bar{g}(\sigma + i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(z) z^{\sigma + i\omega - 1} dz.$$

作坐标变换  $z = e^{-t}$ , 代入上式, 可以找到梅林变换与傅里叶变换的如下关系

$$\bar{g}(\sigma + i\omega) = \mathcal{F}_{t \rightarrow \omega} \{ z^\sigma g(z) |_{z=e^{-t}} \}.$$

所以, (12) 式可以变换为

$$\mu_n(r) |_{r=e^{-\eta}} = e^{\sigma\eta} \cdot \mathcal{F}_{\omega \rightarrow \eta}^{-1} \{ \mathcal{F}_{t \rightarrow \omega} \{ e^{(1-\sigma)t} f_n(x') |_{x=e^{-t}} \} \cdot \bar{c}_n(\sigma + i\omega) \}. \tag{13}$$

由此可知, 由  $f(x', \varphi)$  重构  $\mu(r, \theta)$  的过程也可以是: (1) 把投影函数按投影角作谐波分析; (2) 对  $f_n(x')$  作梅林变换; (3) 乘以  $\bar{c}_n(\sigma + i\omega)$ ; (4) 作傅里叶逆变换; (5) 乘以  $e^{\sigma\eta}$ ; (6) 作对数变换  $\eta = -\ln r$ ; (7) 将所得结果作谐波综合。因为所有这些变换在光学处理中都是能够实现的, 所以, 基于这一原理的光学处理机在原则上是可以实现的。

### 三、几种典型的断层分析光学处理机

#### 1 非相干和相干混合处理机

除了各种处理机中都必须进行的对数变换  $\ln \frac{I_0}{I}$  以外, 容易证明上节第一个基本处理过程与下列过程是等效的: (1) 将投影图作反向投影; (2) 作二维傅里叶变换; (3) 进行  $\rho$  滤波与切趾; (4) 作傅里叶逆变换。Peters<sup>[5]</sup> 根据这一原理制作了一套断层光学处理机。仪器可分为两部分: 第一部分为反向投影仪, 如图 2(a) 所示, X 光经过第一个狭缝限制, 形成一个平面光束, 物体被安装在转台上, 这个断面的投影图与第二个狭缝重合, 球透镜把第二狭缝成象在底片上, 而柱透镜使狭缝象发散成一个面, 柱透镜的功能恰好是反向投影。底片也被

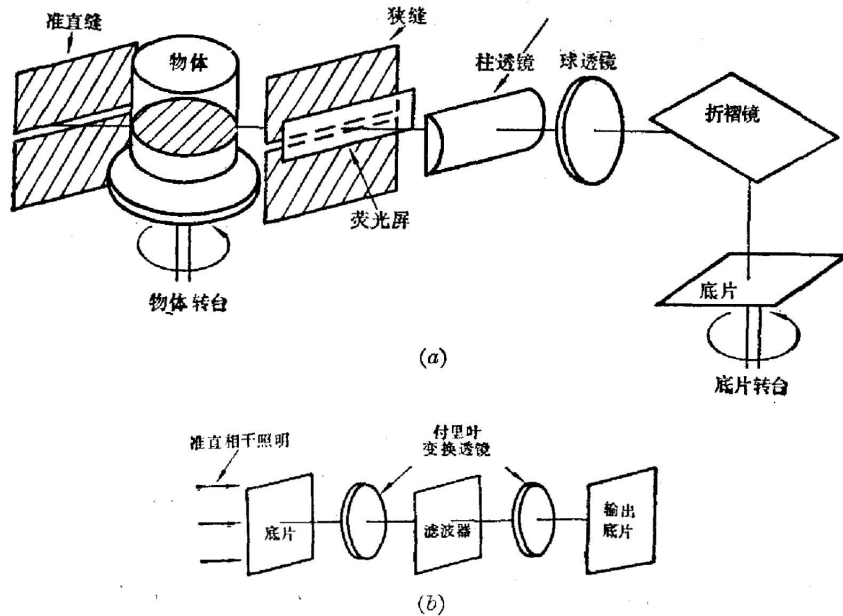


图 2

安装在一个转台上, 物体的转动与底片的转动是同步的。当物体和底片同步旋转  $180^\circ$  后, 上述第一步运算——反向投影综合便完成了。Peters 仪器的第二部分如图 2(b) 所示。这是一个标准相干光学处理机。把反向投影图放在第一块傅里叶变换透镜的前焦面上, 在两块傅里叶变换透镜的公共焦面上放着  $\rho$  滤波器, 它的透过率在中心处为 0, 向外成线性增加, 当然它在高频端是被切趾的。为了消除输入透明片的位相噪声, 反向投影图应浸泡在液池中。于是, 在第二傅里叶透镜的后焦面上便得到所需要的输出——二维重构象, 它是物函数  $\mu(r, \theta)$  与切趾函数的傅里叶变换的卷积。

Peters 利用这个仪器完成了模拟实验。但是, 正如 Barrett 等人所指出的, 反向投影图的散粒噪声以及相干处理的散斑, 使它达不到目前 CT 扫描器商品的重构质量。

## 2 卷积处理机

频率域中的相干  $\rho$  滤波也可以用空间域中非相干卷积作相应运算, 与指数切趾  $e^{-\alpha\rho}$  相对应的一维解卷积函数为<sup>[3]</sup>:

$$h_\alpha(x') = \left(-\frac{1}{2\pi}\right) \frac{d}{dx'} \left[ \frac{4\pi^2 x'}{(2\pi x')^2 + \alpha^2} \right],$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} = -\frac{1}{2\pi} \frac{d}{dx'} \left[ p\left(\frac{1}{x'}\right) \right].$$

在实际仪器中采用下列近似函数

$$h_\alpha(x') = \begin{cases} \frac{1}{2} \varepsilon, & x \leq \varepsilon, \\ -\frac{\varepsilon}{2x'^2}, & x > \varepsilon, \end{cases} \quad (14)$$

其中  $\varepsilon$  是一个足够小的数,  $h_\alpha(x')$  的函数形式如图 3 所示。

纯光学处理遇到解卷积函数双极性的困难。Edholm 用直流偏置的方法解决这个困难。但是, 直流偏置使重构象的衬度降得很低。Barrett 等人采用光学和电子学混合处理的方法实现了双极性解卷积函数, 发展了环形处理机、鼓形处理机和电荷耦合器件处理机。

在 Edholm 和 Barrett 的仪器中, 底片不是作旋转运动, 而是沿垂直于狭缝方向平动(环形处理机), 或者被敷在鼓上, 当鼓绕它的轴旋转时, 底片相对于狭缝作平动(鼓形处理机)。物体断面的一维投影在底片上对应于一条直线。当物体旋转时, 底片沿物体的旋转轴方向平行移动(为了校正扇形光束的影响, 移动的方向稍作偏离)。因此, 一个物点在底片上对应于一条正弦曲线。物点离转轴的距离对应于正弦曲线的振幅, 而物点的弧矢位置对应于正弦曲线的初始位相。如此记录的投影图被他们称作正弦图(sinogram)。

在 Barrett 的仪器中, 解卷积函数被分为正负两部分, 负的部分也被做成正的, 这样每个部分都可用一个适当的光瞳函数获得。(寻找适当的光瞳函数凑成所要的点扩散函数, 这

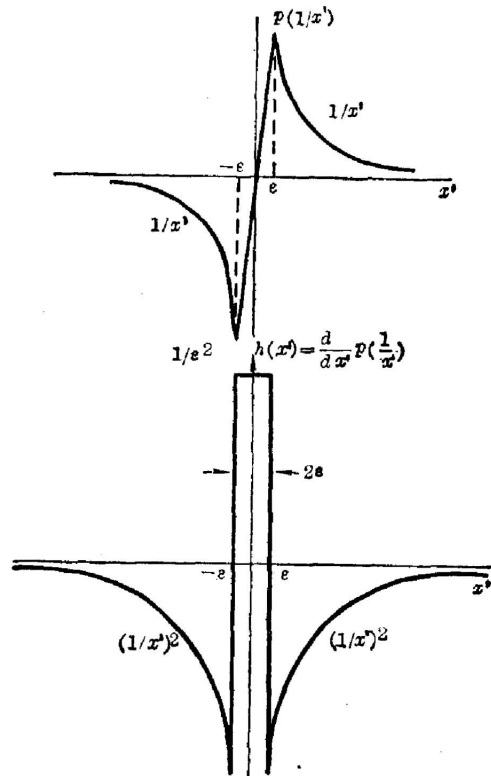


图 3

个技术称为 OTF 综合<sup>[6]</sup>。现在已经有一些方法直接综合出双极性点扩散函数)。原先,

Barrett 把解卷积函数的正瓣与负瓣分别用两个空间通道完成运算,然后用差分放大器相减。以后,他们使用时间双通道,把综合正瓣与负瓣的两个光瞳函数制作在一个斩波器的两个半圆上,组成双通道斩波器。

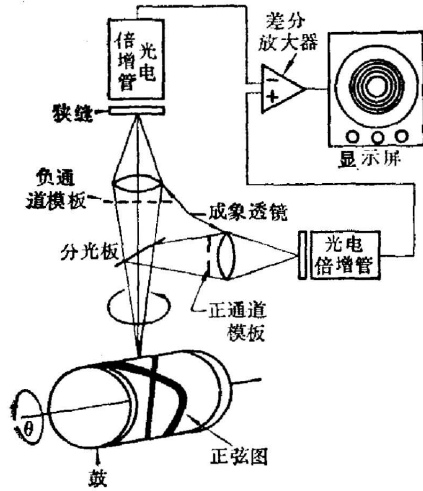


图 4

图 4 是鼓形处理机的原理图(这里没有画出记录正弦图的装置)。在环形处理机中,一个物点在底片上的轨迹为一个正弦波。当这张胶片卷在一个周长正好等于正弦波波长的鼓筒上时,这个轨迹可视为圆柱体被某个斜平面相截的割线。因此,在鼓筒的轴偏离图 4 平面一个角度的情况下,鼓筒绕本身的轴转动便可以重构确定  $r$  值和不同  $\theta$  值的物函数  $\mu(r, \theta)|_{r=r_0}$ 。在处理过程中,鼓筒除了绕本身的轴转动以外,同时也慢慢地绕光轴转动自己的轴,于是,在阴极射线管上以卷线的形式显示断面的象。

上述光学模拟机的分辨本领,在相同 X 射线辐照剂量的条件下,已达到先进的 CT 扫描仪商品的指标。但是,在光学处理机中,投影图是用照相底片记录的,因此,这是一种事后处理,速度慢,也是它们不能付之实用的主要障碍。

除了上面介绍的几种仪器之外,光学断面层析处理机的方案还有多种,例如 Hansen 和 Goodman 的梅林变换方法<sup>[7]</sup>和 Casasent 等人的方法<sup>[8]</sup>等等。

### 四、菲涅耳波带片编码成象

由投影重构三维象的方法与通常光学成象有较大的差异。众所周知,光学成象本来就是三维的。但是,因为 X 射线与  $\gamma$  射线的成象透镜受到物理机制的限制,难于实现,所以在过去 X 射线与  $\gamma$  射线成象,主要依靠针孔照相机。针孔越小,分辨率越高,但通光效率降低,曝光时间延长,量子噪声加剧。为了克服针孔照相的缺点,近年来发展了编码成象技术。

编码方式主要有两类:菲涅耳波带片编码和随机分布的点编码。后一类编码留在下一节中分析,本节讨论菲涅耳波带片成象。

首先分析一个点源,然后推广到点集与连续物体。如图 5 所示,一个发光物点经过菲涅耳波带片 FZ 后投影在屏 P 上,形成放大的菲涅耳波带阴影。这个阴影图被称为物点的菲涅耳编码图。它有全息图的性质。用相干平面波照明记录在底片上的编码图,可以再现点源的象,正象普通全息重构一样。因此,菲涅耳波带编码方法又称作准全息术。因为点源强度和波带片的透过率都不可能为负值,所以,重构象总有很强的背景,这与 Gabor 同轴全息相类似。若采用离轴波带片编码,则与 Leith 离轴全息一样,重构象和背景是分开

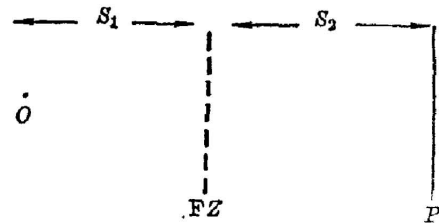


图 5

因为点源强度和波带片的透过率都不可能为负值,所以,重构象总有很强的背景,这与 Gabor 同轴全息相类似。若采用离轴波带片编码,则与 Leith 离轴全息一样,重构象和背景是分开

的。但是,离轴波带片的传递函数缺乏低频成分<sup>[9]</sup>,重构象往往只有细节和锐边。Barrett 曾用 Ronchi 光栅和半色调屏调制物体,用空间频率外差方法把物体与编码匹配起来。这样,通光效率又降低了。

菲涅耳波带片成象系统的横向分辨率  $\delta$  与纵向分辨率  $\Delta z$  可表示为

$$\delta = 1.22 \left( \frac{S_1 + S_2}{S_2} \right) \Delta r_N, \quad (14)$$

$$\Delta z = \frac{3}{8} \frac{S_1}{S_2} (S_1 + S_2) \cdot \frac{1}{N}, \quad (15)$$

其中  $\Delta r_N$  为波带片最外环的宽度,  $N$  为总的环带数目。可见,外环越窄,横向分辨率越高;环带越多,纵向分辨率越高。投影放大倍数  $(S_1 + S_2)/S_1$  不是任意的,它决定于接收元件(与物体)的尺寸。考虑到物体频谱与波带片的传递函数相匹配,可以找到一个最佳的放大倍数。

此外,信噪比还与物体的大小、结构的复杂程度有关<sup>[10]</sup>,

$$S/N \propto \delta^2 N_i^{1/2}, \quad (16)$$

这里  $\delta$  是欲分辨的最小尺寸,  $N_i$  为辐射通量。

菲涅耳波带片编码成象已经在激光等离子体的三维诊断中得到成功的应用。

## 五、非冗余点编码成象

菲涅耳波带片成象相对于针孔相机的优点是直接的。不过,对于大的复杂的物体,编码图的信噪比并没有比针孔相机有明显的提高。

对于稀疏物体,实验已表明离散的点编码成象对增加信噪比和获得三维信息是成功的<sup>[10]</sup>。在点编码成象系列中,非冗余点编码被认为是比较好的一种<sup>[11]</sup>。

由  $N$  个点组成的非冗余点编码  $P = \sum_{i=1}^N \delta(x - x_i)$  具有如下性质:它的自相关在中心有一个强度为  $n$  的峰,周围有  $N(N-1)$  个强度为 1 的次峰。图 6 是  $N=10$  和  $N=16$  的点分布及它们的自相关。如何寻找  $N$  为任意值的非冗余点阵还是一个没有解决的数学问题。

设物体  $O$  在非冗余 X 光点源列阵  $P$  的照射下得到编码图  $O'$  (图 7),则有

$$O' = O \otimes P, \quad (17)$$

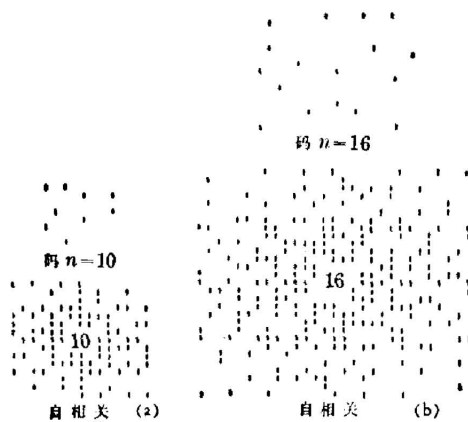


图 6

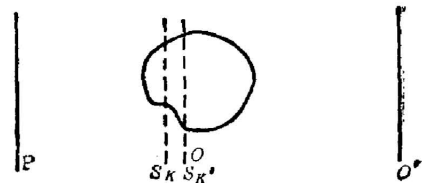


图 7

其中 $\otimes$ 表示卷积,  $P$  是系统的点扩散函数。把三维物体  $O$  沿轴分解为一层层的, 第  $k$  层为  $S_k$ ,  $P$  对第  $k$  层的投影为  $P_k$ 。  $P$  对另一层  $k'$  的投影为  $P_{k'}$ 。  $P_k$  与  $P_{k'}$  仅标度因子不同。根据非冗余点码的基本性质, 将编码图  $O'$  与编码  $P$  作相关运算就可实现解码:

$$O'' = O' \star P = O \otimes P \star P, \quad (18)$$

式中 $\star$ 表示相关。由此式可知, 为了使点编码象实现完善解码, 其充要条件为

$$P_k \star P_k = N\delta, \quad (19)$$

$$P_k \star P_l = 0 \quad (k \neq l). \quad (20)$$

辻内顺平等已经证明, 对于非相干的点码来说, (19)式是不能成立的<sup>[22]</sup>, 或者说只能近似成立。若用两个带有负值孔的相干点码, 形成两个编码图, 各自解码后再相加, 则可以实现二维物体的编码图的理想解码, 即(19)成立。至于(20)式, 一般说它是不成立的, 即  $P_k \otimes P_l$  存在若干峰值, 而且有的峰值还比较大。因此, 点编码成象的深度分辨效果不够好, 除非物体足够地稀疏。

点编码图的具体解码方法不是唯一的。最早采用的是反向投影法<sup>[10]</sup>, 以后又发展了倒数滤波的相干光处理技术<sup>[11]</sup>。反向投影实际上是  $P$  与  $O'$  的卷积。但是, 如果我们把点码图倒置, 即作坐标变换

$$x' = -x, \quad y' = -y,$$

那末,  $O'$  与  $P(x', y')$  的卷积相当于  $O'$  与  $P(x, y)$  的相关。这个方法比较简便。用这种方法, 对十分稀疏的物体已得到较好的分层象 ([10]的图 13) 如果逆滤波器制作得好, 文献 [11] 认为逆滤波器的效果将超过标准的相关解卷积结果 ([11]的图 7(c))。

## 六、立体 X 光电视

在经典光学成象技术中, 用目视的方法可将物体的两个方向上的投影图综合成三维

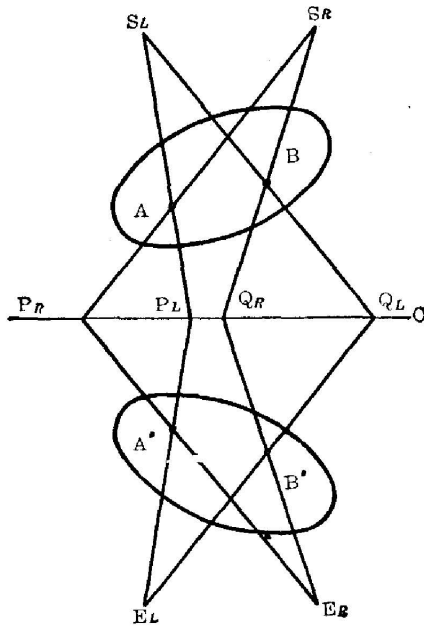


图 8

象, 这是基于双目立体视觉的原理。设物点  $A$  离眼睛的距离为  $L_A$ , 物点  $B$  离眼睛的距离为  $L_B$ , 则  $A$  和  $B$  点的立体视角  $\theta_A$  和  $\theta_B$  近似地为

$$\theta_A = \frac{b}{L_A},$$

$$\theta_B = \frac{b}{L_B},$$

其中  $b$  为双目间距。人们凭借  $\theta_A$  与  $\theta_B$  的不同来判断物体的远近。

X光立体成象的原理如图 8 所示。图中  $S_L$  和  $S_R$  为两个 X 光点源, 其中  $A$ 、 $B$  为物体的二个点,  $C$  为荧光屏。两个光源在荧光屏上产生两个物体投影  $P_L$ 、 $Q_L$  和  $P_R$ 、 $Q_R$ 。在屏  $C$  的另一边, 若用右眼观察  $S_R$  产生的投影图, 用左眼观察  $S_L$  产生的投影图, 这样,



我们就能够得到物体的三维印象。

两个光源产生的投影在屏上是重迭的。为了分离这两个投影,通常采用时间调制技术。例如,让  $S_L$  和  $S_R$  以一定频率交替发光,在观察一方对荧光屏进行斩波,实现  $E_R$  对  $S_R$ ,  $E_L$  对  $S_L$  的同步观察。

X 光立体成象和电视显示技术结合在一起形成了“立体 X 光电视”<sup>[13]</sup>。早期,在图 8 的  $E_L$  和  $E_R$  位置上要放两只摄像管,形成两个电视图象,然后用光学方法综合起来,让右眼观察右边摄像管获得的电视图象,左眼观察左边摄像管获得的电视图象。张森等人<sup>[13,14]</sup>研究成一种 X 光立体电视,他们采用特殊设计的两只三极 X 射线管以及一只摄像管,使用电子同步分象,立体显示则采用双目直视偏光显示系统,获得了立体感很强的 X 光图象。

## 七、结 束 语

非相干光(特别是 X 射线和  $\gamma$  射线)的三维成象是图象处理的重要课题。目前,图象处理的最成功方法要数计算机数字处理,它具有功能灵活和精度高的优点,但又有成本高与速度慢的缺点。对于医疗诊断来说,有时所需的分辨率是不太高的,大约为毫米数量级,精度也不要求很高,因此,光学模拟处理比较能发挥长处。目前,研究综合数字、电子学和光学方法三者优点的混合型处理系统,已成为一种趋向。非相干光三维成象是一个活跃的研究课题,新的方法还在继续出现<sup>[15]</sup>。

## 参 考 文 献

- [1] J. Radon; *Ber. Saechs. Akad. Wiss (Leipzig)*, 1917, **69**, 262.
- [2] I. Glaser, H. H. Barrett; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 13 (1 Jul), 2294.
- [3] H. H. Barrett, W. Swindell; *Proc. IEEE*, 1977, **65**, No. 1 (Jan), 89.
- [4] D. Casasent, D. Psaltis; *Opt. Engng*, 1976, **15**, No. 3 (May-Jun), 258.
- [5] T. M. Peters; *IEEE Trans. Biomed. Engng*, 1974, **BME-21**, No. 2 (Mar), 214.
- [6] J. W. Goodman; *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York 1968)
- [7] E. N. Hansen, J. W. Goodman; *Opt. Commun.*, 1978 **24**, No. 3 (Mar), 268.
- [8] M. Nishimura, D. Casasent *et al.*; *Opt Commun.*, 1978, **24**, No. 3 (Mar), 276.
- [9] H. H. Barrett, F. A. Horrigan; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 11 (Nov), 2686.
- [10] L. Algazzaz, G. L. Rogers; *J. O. S. A.*, 1975, **65**, No. 6 (Jun), 695.
- [11] H. Weiss *et al.*; *Opt. Acta*, 1977, **24**, No. 4 (Apr), 305.
- [12] N. Ohyama, T. Honda *et al.*; *Opt. Commun.*, 1978, **27**, No. 3 (Dec), 339.
- [13] 张森, 冯国良等;《杭州大学学报》, 1980, No. 1, 71.
- [14] 张森, 冯国良等;《杭州大学学报》, 1980, No. 3, 59.
- [15] S. A. Benton; *Proc. SPIE*, 1977, **120** (Aug 25~26).

## Non-coherent radiation 3-D imaging

WANG ZHIJIANG AND WANG NENGHE

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

*(Received 12 November 1980)*

### Abstract

A review of the state of the art in non-coherent radiation 3-D imaging is presented. Emphasis is given on the transaxial tomography, the zone plate code and the random dot code.