

$\overline{\Delta n} \cdot l = \overline{\Delta n} \times 0.015 \times 10^3 = 3164$ 埃。 (15)
所以必须使 PLZT 产生的双折射为

$$\overline{\Delta n}_{1/2} = \frac{3164}{0.015 \times 10^3} = 211 \times 10^{-3} \quad (16)$$

我们知道在电场接近半波电压时, PLZT 的二次电光系数 r 是电场的弱函数, 因此可以认作常量并与 $\overline{\Delta n}$ 有如下关系式^[1]:

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{2} n_1^2 r E^2 \quad (17)$$

据此, 我们可以估算, 对不同电光系数的材料, 要获得半波延迟时的双折射 $\overline{\Delta n}_{1/2} = 211 \times 10^{-3}$ 时, 所需的半

表 4 电光系数 r 和半波电场 E 的关系

$r(\text{米/伏})^2$	$E^2_{1/2}(\text{伏/米})^2$	$E_{1/2}(\text{伏/米})$
1×10^{-16}	270×10^{10}	16.4×10^5
2×10^{-16}	135×10^{10}	11.6×10^5
3×10^{-16}	90×10^{10}	9.5×10^5
4×10^{-16}	67.5×10^{10}	8.2×10^5
5×10^{-16}	54×10^{10}	7.3×10^5
6×10^{-16}	45×10^{10}	6.7×10^5
7×10^{-16}	38.5×10^{10}	6.2×10^5
8×10^{-16}	34×10^{10}	5.8×10^5
9×10^{-16}	30×10^{10}	5.4×10^5
10×10^{-16}	27×10^{10}	5.1×10^5

波电压(最大开关电压), 计算结果由表 4 列出。计算结果表明, 计算值与图 5 及图 18(b) 的测量结果基本

上是吻合的。由于标称 PLZT9/65/35 材料的二次电光系数偏低, 因此, 其半波电压偏高。所以改进工艺提高材料的电光性能, 从而降低开关电压是很重要的。

综上所述, 应用 PLZT 二次电光效应, 可以制成许多有用的光开关器件, 并已在光点开关、护目镜和立体眼镜等方面得到初步应用。在选择合适的偏振片后, 零场条件下材料的均匀性对制备高对比度和好的关态特性的器件很为重要。为了降低器件的开关电压, 必须提高材料的二次电光系数。从器件应用趋向来看光开关器件将会日益扩大而进入实用化。这将会进一步涉及到光开关的开关时间、性能老化、使用寿命和温度特性等参数, 这些工作我们将继续进行。

参 考 文 献

- [1] G. H. Haertling and C. E. Land, *J. Amer. Ceram. Soc.*, 54-1(1971), 1—11.
- [2] J. Thomas Cutchin et al., *Applied Optics*, 14-8 (1975), 1866—1878.
- [3] 熊田明生, *エレクトロニクス*, 5-7 (1974), 57—63.
- [4] C. E. Land, *Proceedings of the SPIE Vol. 83: Optical Information Processing* (1976), 44—50.
- [5] F. Micheron et al., *J. Amer. Ceram. Soc.*, 57-7 (1974), 306—308.
- [6] John A. Roesse and Aida S. Khalafalla, *Ferroelectrics*, 10(1/2/3/4) (1976), 47—51.
- [7] 季寿元、王德滋编, *晶体光学*, 人民教育出版社, (1961), 153.

空间变光学信息处理述评

潘少华

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

近几年来国内外对空间变光学信息处理的研究已有若干进展。

1975 年我们曾用一种非相干光方法, 处理转动大模糊图象, 实验和理论文章已发表^[1]。在文献 [2, 3] 中论述了用平面光学元件列实现一般线性光学变换以及用迭代法求解。此后, 我们对此类系统又做了一些讨论和具体计算。

正如大家所熟悉的, 线性光学系统输出函数 $g(x,$

$y)$, 与输入函数 $f(x, y)$ 的关系, 由迭加积分表述:

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') h(x, y; x', y') dx' dy' \quad (1)$$

$h(x, y; x', y')$ 是光学系统的点扩展函数, 它表示系统在输出平面上 (x, y) 点对于输入平面上 (x', y') 点 δ 函数的响应。当它具有 $h(x - x', y - y')$ 形式时, 则此系统被称为“空间平移不变的”, 或简称为“空间不变的”。它的物理意义是: 当一个点源在输入平面移动时, 系统对于此点源输入响应仅仅在位置上产生相应移动, 而它的振幅分布或波形是不发生变化的, 也可以说在输出平面上点源的象只改变位置, 而不改变它

的函数形式。反之当不能表示成 $h(x-x', y-y')$ 形式时,则称为“空间变的”。对空间不变系统,(1)式的积分简化成卷积形式

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x', y') h(x-x', y-y') dx' dy'. \quad (2)$$

要解式(2)积分方程,可以用“频域”中简单的代数运算来代替:

$$G(u, v) = F(u, v) \cdot H(u, v), \quad (3)$$

(3)式中大写字母量,是(2)式中小写字母量的傅里叶(Fourier)变换,例如

$$H(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) e^{-i2\pi(u x + v y)} dx dy$$

称为系统的光学传递函数,它表示系统在“频域”中的效应。

由于理想薄球面透镜具有对光场振幅实现傅里叶变换的性能,所以可以用简单的相干光学系统实现(3)式的模拟运算,从而解决空间不变性问题。例如离焦和线性运动模糊图象的处理、大小和方向不变性图形的特征识别等。这些就是通常所谓“傅里叶光学”的研究课题,它是光学信息处理中较成熟的一部分。

几乎所有光学系统都是在某种程度上空间变的,空间不变系统只是某些线性光学系统的近似。在许多情况中,此近似不能被满足,例如放大率 $M \approx 1$ 的成像系统,象平面倾斜、球差以外的几种象差、转动模糊图象,以及大小和方向可变图形的特征识别等。对这些空间变问题,(2)和(3)式已不适用,需回到更一般的关系式(1)。本文开头已经提到的几项,只是解决此类问题的少许工作。F. P. Carlson 等也曾研究过平面光学元件列。此外国内外有更多工作是将数字的或光学的几何变换,同光学傅里叶变换相结合,以实现某种变换,例如角度坐标傅里叶变换,和梅林(Mellin)变换。至于光学几何变换,已有“局域空间频率”方法,和用二维系统实现一维坐标变换方法等多种。此外还有空间变系统的体积全息图表示法,特别适用于处理可作“小等晕区近似”的空间变问题。本文对其中若干种作择要述评。

二、光学几何变换

光学傅里叶变换是光学中最基本的变换,但它不能直接用来解决空间变问题。然而,只要把光学傅里叶变换同坐标变换相结合,就可以产生另一大类变换,适于处理一大类空间变问题。坐标变换可用电子数字计算机实现。此处介绍用光学方法完成图象坐标变换工作,主要有如下两方面。

1. 一维光学坐标变换

这部分指的是,用二维光学系统完成一维坐标变换,有几种类似的光学装置和方法。本文举两种为例^[4]。

设一维输入函数 $f(x)$, 要求经坐标变换后成为

$$g(y) = f[D(y)] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta[x - D(y)] dx.$$

它可用图1所示的光学系统实现。透镜组 L_2 使光场

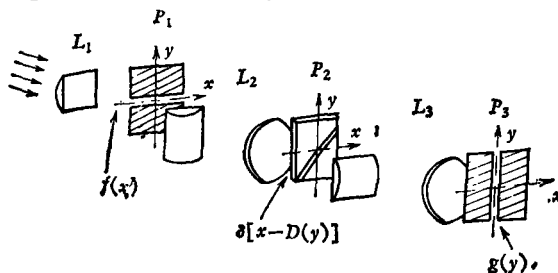


图1 实现一维坐标变换系统之一

振幅从 P_1 到 P_2 , 在水平方向成象,而在垂直方向作傅里叶变换,使得光线在 y 方向均匀地扩散开。在 P_2 面上放置 $x = D(y)$ 狭缝。透镜组 L_3 使光场振幅从 P_2 到 P_3 , 在垂直方向成象,在水平方向作傅里叶变换,在 P_3 面前放置狭缝与 oy 轴重合,于是在 P_3 面上得

$$g(y) = \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta[x - D(y)] e^{-i2\pi v x} dx \right\}_{v=0},$$

即得到所要的一维坐标变换。由于 P_2 面上进行坐标变换所需的狭缝制造时总具有有限宽度,限制了变换函数的复杂性,即使得系统的空间带宽乘积受到较大的限制。

进行坐标变换还可用另一种方法,假设 $f(x)$ 的傅里叶变换为 $F(v)$, 根据傅里叶积分定理

$$f[D(x)] = \int_{-\infty}^{+\infty} F(v) \exp[i2\pi v D(x)] dv,$$

可以利用图2装置实现坐标变换。此法比第一种方法光能利用率高。

用二维系统实现一维坐标变换,虽然原则上可逐次移动输入狭缝位置,和输出平面上记录胶片的位置,得到整个二维图象变换,但此已失光学方法的平行处

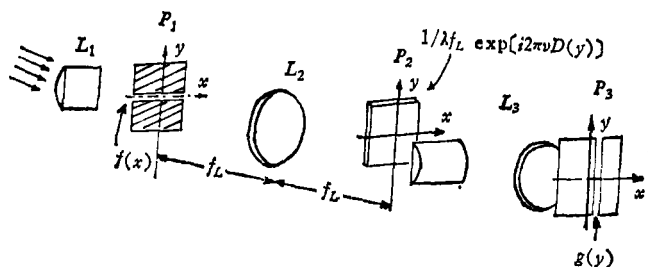


图2 实现一维坐标变换系统之二(f_L 等于球面透镜 L_2 的焦距)

理的优点。下节所述的方法可以克服此缺点。

2. 局域空间频率方法^[5]

在图3装置中,紧贴输入函数 $f(x, y)$ 的计算机产生的全息图 $\exp[i\phi(x, y)]$,使来自 $f(x, y)$ 的场受到强烈影响,当 $f(x, y)$ 的位相变化远比 $\phi(x, y)$ 的变

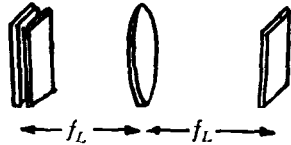


图3 二维几何变换方法

化慢而可被忽略时,则输出平面上 (u, v) 点的光振幅,主要来自输入平面中由下式规定的 (x, y) 点的贡献,

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y) = k \frac{u}{f_L}, \quad \frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y) = k \frac{v}{f_L}.$$

如果引用“局域空间频率”概念,由下式定义全息图的局域空间频率,

$$\nu_x(x, y) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y),$$

$$\nu_y(x, y) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y),$$

则上述光学坐标变换相当于后焦面上 (u, v) 点的光振幅,系来自前焦面上局域空间频率为 $\nu_x(x, y) = u/\lambda f_L$, $\nu_y(x, y) = v/\lambda f_L$ 之点的贡献。而 (x, y) 不符合此条件诸点的贡献,因位相迅速振荡而互相抵消。

这种光学几何变换方法对二维问题,保留了光学平行处理的优点。但 $f(x, y)$ 本身的位相变化必须比 $\phi(x, y)$ 慢得多。

总之,目前研究得到的光学几何变换系统,其空间带宽乘积都较低,而对于局域空间频率方法,此种限制尤为突出。这样,如将这些方法同傅里叶光学系统相结合,则明显地发生两者空间带宽乘积的不相称。这是此类空间变系统的严重缺点。

三、“形变不变性”方法

1. 坐标变换恢复图象法

一大类“空间变”问题,可以分解成“坐标变换”加“空间不变”处理。例如绕垂直于物平面固定轴转动引起的模糊象,其点扩展函数^[1]对“极坐标”是平移不变的,因此如果先对模糊象进行从直角坐标到极坐标的变换,然后就可以用光学傅里叶变换对其处理。一般说来,此类问题都可以用 A. A. Sawchuk 所称的“坐标变换恢复图象法”^[6]处理,它可以图4表示。据此方

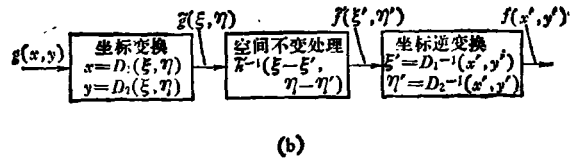
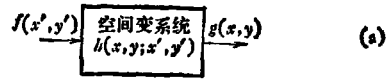


图4 空间变模糊图象(a)及坐标变换图象恢复法(b)

法, Sawchuk 曾采用光学-数字混合方式,恢复转动模糊图象。

2. “形变不变性”特征识别^[7]

匹配滤波器的概念在特征识别问题中起着重要作用,其定义如下:对于一个特定的信号 $S(x, y)$,若有一个线性的空间不变滤波器,其脉冲响应 $h(x, y)$ 为

$$h(x, y) = S^*(-x, -y),$$

则称此滤波器与信号 $S(x, y)$ 匹配。傅里叶光学的空间匹配滤波器系统,它对输入特征是平移不变的。但是,如果输入特征的大小或方向有所改变时,将使输出的信噪比降低,这个困难可以用坐标变换加以克服。以特征有尺度变化为例,如果先对它们进行坐标对数变换,则“尺度”的变化,在新坐标系统中对应于“平移”,于是可以用空间平移不变的匹配滤波器系统进行光学特征识别。它对应于对数变换加上傅里叶变换,形成梅林变换。

以上是用坐标变换,加上傅里叶变换,以形成“形变不变性”特征识别系统的一个例子。一般情形,可以用图5来表示。

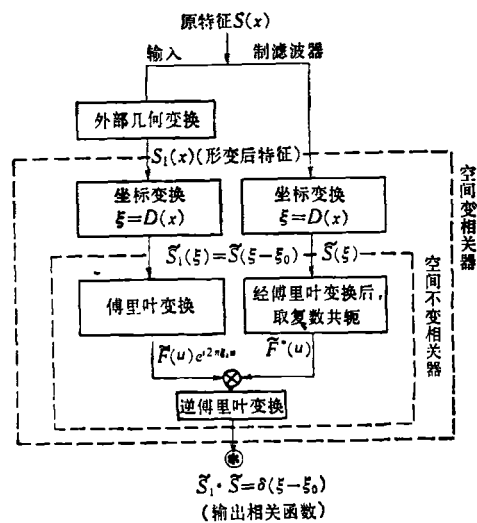


图5 形变不变的空间变相关器

四、平面光学元件列

本节讨论一种较带一般性的空间变系统，它由多个“平面光学元件”依次平行排列所组成，如图6所示。

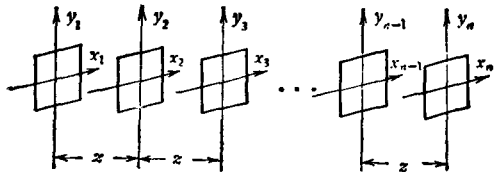


图6 平面光学元件列

对于图6系统，由于诸平面间距离的不同并不影响变换的实质^[9]，故已让所有距离都等于 z 。省略与坐标无关的因子，则在费程尔(Fresnel)近似下，从第 $(j-1)$ 个平面到第 (j) 个平面的自由空间传播函数为、为简单起见只写一维)

$$G_0(x_j; x_{j-1}) = \Psi(x_j; S)\Psi(x_{j-1}; S) \times \exp(-ikx_{j-1}x_j/z), \quad (4)$$

式中 S 是 z 的倒数， $\Psi(x; S) = \exp(iS\kappa x^2/2)$ 。设 (j) 平面的振幅透过率为 $h_j(x_j)$ 。引用文献[9]的记号，将 G_0 中 Ψ 函数与 $h_j(x_j)$ 乘在一起，记为 $k_j(x_j)$ 。同时，对第 $(2q)$ 平面(q 是正整数)引用新坐标变量 $v = x_{2q}/\lambda z$ ，并将 $(2q+1)$ 平面的坐标反向，则由(4)式的指数函数可以看出，从 $(2q-1)$ 平面至 $(2q)$ 平面，和从 $(2q)$ 平面至 $(2q+1)$ 平面之间，各相当于将光场进行一次正、逆傅里叶变换，因而从 $(2q-1)$ 平面到 $(2q+1)$ 平面，相当于一个空间不变系统(图7)，其光学传递函数为 $k_{2q}(x_{2q})$ 。或者说，系统的点扩展函数为

$$G_{2q} = \mathcal{F}^{-1}\{k_{2q}\},$$

$\mathcal{F}^{-1}\{\}$ 表示傅里叶逆变换。

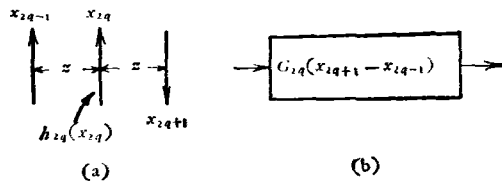


图7 $(2q)$ 平面和邻近空间(a)及其等效系统(b)

根据以上分析，综合各平面作用，可以得到 N 平面光学元件列的点扩展函数如下：

(1) 当 $N = 2n + 1$ (n 是正整数时)，

$$G(x_{2n+1}, x_1) = k_{2n+1}(x_{2n+1}) \iint \dots \int \left[\prod_{q=1}^n G_{2q}(x_{2q+1} - x_{2q-1}) k_{2q-1}(x_{2q-1}) \right] \cdot dx_{2n-1} dx_{2n-3} \dots dx_3. \quad (5)$$

(2) 当 $N = 2n$ 时，

$$G(x_{2n}, x_1) = k_{2n}(x_{2n}) \iint \dots \int k_{2n-1}(x_{2n-1}) e^{-ikx_{2n-1}x_{2n}/z} \cdot \left[\prod_{q=1}^{n-1} G_{2q}(x_{2q+1} - x_{2q-1}) \cdot k_{2q-1}(x_{2q-1}) \right] \cdot dx_{2n-1} dx_{2n-3} \dots dx_3. \quad (6)$$

以上(5)和(6)式分别对应于文献[9]的(14b)和(14a)式，但其物理含意较具体。文献[9]运用它的公式讨论过实现“某类变换”所需“最少平面数”是多少。但是由于数学上的困难，具体的进展仅限于四平面以下。

利用平面光学元件列(限于位相型的)实现“给定变换”的另一种方法，称为迭代法^[3]。用矩阵形式写出 N 平面点扩展函数，并假设可以用 N 个平面近似实现某给定变换 $G_T(x, x')$ ，即假设

$$G_T(x, x') \cong G_N(x, x') = h_N(x) G_0(x, x_{N-1}) h_{N-1}(x_{N-1}) G_0(x_{N-1}, x_{N-2}) \dots h_1(x').$$

由下式定义方程左、右两端矩阵元的“方差”(M是矩阵维数)

$$d^2 \equiv \frac{1}{M} \sum_{i, i'} |G_T(x_i, x'_i) - G_N(x_i, x'_i)|^2.$$

让 N 个平面透过率中的一个，例如 $h_j(x_j)$ 待定，其余 $N-1$ 个先确定，由 d^2 为极小值的条件求出 $h_j(x_j)$ 。再以同样方法求另一个平面透过率，例如 $h_{j+1}(x_{j+1})$ 。如此循环演算，一直到方差 d^2 降至某给定数值以下，或方差 d^2 不再减少，就是用 N 个位相型平面光学元件列逼近 $G_T(x, x')$ 所需要的解。

例如，定义“光学序”Walsh-Hadamard 8维矩阵如下：

$$W_8(8) = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -i & -i & -1 & -1 & i & i \\ 1 & -i & -1 & i & 1 & -i & -1 & i \\ 1 & -1 & i & -i & -1 & 1 & -i & i \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & -1 & -i & i & -1 & 1 & i & -i \\ 1 & i & -1 & -i & 1 & i & -1 & -i \\ -1 & 1 & i & i & -1 & -1 & -i & -i \end{bmatrix}.$$

对此矩阵，如用两个位相型光学元件来逼近它，我们用迭代法，得 $h_1(l) = e^{i\phi_1(l)}$ 和 $h_2(l) = e^{i\phi_2(l)}$ ，位相 ϕ_1 和 ϕ_2 数组见表1。

表1

l	0	1	2	3	4	5	6	7
ϕ_1	0	$-\pi/4$	$-\pi/2$	$7\pi/8$	0	$7\pi/8$	$-\pi/2$	$-\pi/8$
ϕ_2	0	0	$-\pi/2$	$3\pi/4$	0	$-\pi$	$-\pi/2$	$-\pi/4$

(根据以上数据， $h_1(l) = e^{-i\pi l^2/8}$ 是柱透镜)。相应

的方差 $d^2 = 0.0761$ 。这些理论计算结果,是实现“光学序” Walsh Hardmard 变换的实验依据。

我们还计算了 16 维“光学序” Walsh-Hardmard 变换所需的膜片,发现随着“维数”的增加,所需的膜片数目亦增加。要实现其它变换,也有类似的困难。由此可见,“平面光学元件列”虽然原则上提供了一种实现“空间变问题光学信息处理”的方案,但是靠这种纯光学方案真正可以解决的问题还是有很大的局限性。

总之,利用光学傅里叶变换以解决“空间不变问题”,是线性光学系统的一种固有能。而与此相反,想用光学系统实现非傅里叶变换,以解决“空间变问题”,现在只有某些局限性较大的方案。对此问题的完善解决,至今仍是一个难题,也可以说是光学信息处理中研究得还不充分的问题。

参 考 文 献

- [1] 中国科学院物理研究所光学信息处理组, 物理学报, 25-2(1976), 124-128.
- [2] 霍裕平、杨国桢、顾本源, 物理学报, 24-6(1975), 433-447.
- [3] 霍裕平、杨国桢、顾本源, 物理学报, 25-1(1976), 31-46.
- [4] J. W. Goodman, *Proc. IEEE*, 65-1(1977), 29-38.
- [5] O. Bryngdahl, *J. Opt. Soc. Amer.*, 64-8 (1974), 1092-1099.
- [6] A. A. Sawchuk, *J. Opt. Soc. Amer.*, 64-2(1974), 138-144.
- [7] U. Psalts and D. Casasent, *Appl. Opt.*, 16-8 (1977), 2288-2292.
- [8] 詹达三, 物理学报, 28-3(1979), 358-363.
- [9] F. P. Carlson and R. E. Francois Jr., *Proc. IRE*, 65-1 (1977), 10-18.

离子探针质谱微分析(II): LTE 模式理论及其定量分析应用

林卓然

(国家地震局地质研究所)

一、引 言

人们在解决离子探针定量分析的最初尝试中,曾想利用“工作曲线”法或与一套已知成份的标准样相比较的方法。但是实践证明,这种方法存在严重的局限性。因为,且不说标准样本身就可能存在着化学成份和物理性质的微观非均匀性问题,就样品来说,它的二次离子绝对产率极其依赖于发射二次离子表面处的电子功函数。而局部表面电子功函数又受多方面物理和化学因素的变化影响,这种局部变化在同一样品中或不同样品间是经常存在的。因此,只是在个别简单情况下,把样品和标准样的二次离子绝对产率作对比,或许才具有定量分析的实际意义。

既然使用标准样对比或“工作曲线”的定量分析存在着严重的局限性,人们逐渐倾向于发展关于二次离子产生机制的物理模式,以求得理论上具有普遍应用意义的定量分析方法。首先由 Andersen^[1], 随后由 Andersen 和 Hinthorne^[2] 所发展出来的局部热力学平衡 (Local Thermal Equilibrium, LTE) 模式及为它的复杂计算编制的计算机程序 (CARISMA), 是许多学者所作的努力中一个迄今为止解决定量分析 (尤其是多元体系) 的定量分析) 比较有成效的处理方法。本文将概述 LTE 模式的实验基础、基本原理及其定量

分析应用效果和缺陷。

二、实验基础

从实验方面来说, LTE 模式理论是具有比较广泛的基础。首先, Andersen^[1] 关于固体表面化学电子性质与二次离子发射的实验研究, 导致利用轰击离子的化学特性来控制样品表面化学性质, 以求得正负二次离子稳定和高效率地发射, 这个方法为 LTE 模式的建立和应用提供了有利的实验条件。随后, Andersen 和 Hinthorne^[2,3] 及其他一些作者对种类广泛的样品在氧离子轰击下溅射的主要产物 (正负离子、中性原子、电子、氧化物分子及其离子) 以及光发射之间的相互关系和热力学条件作了深入的实验研究, 得到若干对 LTE 模式基本假设支持意义的结果。下面将分别加以阐述。

1. 正负二次溅射离子发射

Andersen^[4] 在说明正负二次离子发射机制时提出: 由原子碰撞产生的正负溅射离子在离开固体表面时, 会受到来自局部高温表面热电离发射电子的附着 (attachment) 作用, 造成对正离子的中和或负离子的增加。热电离发射电子的多少取决于固体表面电子的 Fermi-Dirac 能量分布及表面能带结构, 或者说, 取决