

可调谐方向性空间滤波

朱自强 邹勇坚 许玉

(四川大学物理系)

提要: 利用 Fabry-Perot 标准具在象平面对图象中的线性构造进行方向性增强, 其方向和空间频率值均可任意调节。本文讨论了这个方法的原理和实验结果, 并和其它滤波方法的结果作了比较。

Tunable directional spatial filtering

Zhu Ziqiang, Zou Yongjian, Xu Yu

(Department of Physics, Sichuan University)

Abstract: Linear structures in the pictures can be enhanced by using a Fabry-Perot etalon in their image planes. The directionality and spatial frequency enhanced are tunable. This paper discusses the principle of this method which has been proved experimentally. The obtained results have been compared with those of some other methods of spatial filtering.

引言

方向性空间滤波可以突出图象在某一方向的线性构造, 在图象(尤其是遥感图象)处理中有非常重要的意义。通常的方向性滤波是在频率域中置狭缝滤波器, 以突出图象中垂直于狭缝方向上的线性构造^[1,2]。但是, 当图象构造较为复杂时, 会给制作滤波器带来一些困难。而且这种方法只能将某一方向的线性构造全部突出, 而不能有选择地加强线性构造中的某些部分。

这里介绍一种在空间域利用 Fabry-Perot 标准具对图象进行角谱滤波的新方法, 它在增强图象中线性构造时, 方向和频率值

均可任意调节。与此同时, 图象的轮廓也得到了较完整的保存, 以利于图象的判析工作。

F-P 角谱滤波器

1. 角谱滤波

众所周知, 一个透过率为 $f(x, y)$ 的图象经单色平行光照明后其傅里叶谱为

$$F(u, v)$$

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-2\pi i(ux + vy)] dx dy$$

式中 u, v 分别是 $f(x, y)$ 沿 x 和 y 方向的傅里叶频率。空间频率滤波就是将滤波器置于

收稿日期: 1985年1月31日。

傅里叶平面上, 滤去 $F(u, v)$ 中的某些成分, 并再进行一次傅里叶变换, 就得到滤波后的图象。

另一方面, 从角谱的观点来看, $f(x, y)$ 经单色平行光照明后, 其角谱为

$$A(\alpha, \beta) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y)$$

$$\times \exp\left[-z\pi i\left(\frac{\alpha}{\lambda}x + \frac{\beta}{\lambda}y\right)\right] dx dy$$

式中 $\alpha = \lambda u$, $\beta = \lambda v$ 分别为光波矢对 x 、 y 轴的方向余弦。角谱滤波就是将滤波器置于 xy 平面上, 滤去 $A(\alpha, \beta)$ 中的某些部分, 让其余部分通过系统成象, 即得滤波后的图象。

由此可见, 虽然在傅里叶平面上的空间频率滤波和在物平面(或象平面)上的角谱滤波在本质上是—致的, 但实现滤波的方法明显不同。

F-P 标准具由于其独特的透光性能, 正好可以充任角谱滤波器。

2. F-P 标准具的透光特性

对于由折射率为 n 的平行平晶表面上镀膜而成的 F-P 标准具, 若光波从空气中入射, 入射角为 θ , 折射角为 θ_1 , 则 F-P 标准具的强度透射率函数为^[3]

$$T(\delta) = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (1)$$

式中

$$\delta = \frac{4\pi nd}{\lambda} \cos \theta_1 \quad (2)$$

为相继二透射光束之间的位相差, d 为 F-P 标准具的间距,

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (3)$$

是 F-P 标准具的锐度系数, R 为 F-P 标准具反射板的反射率。透射率函数各峰值的半宽度可写为

$$\Delta\delta \approx \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (4)$$

由此得到 F-P 标准具的 $T-\delta$ 曲线如图 1 所示。可见 F-P 标准具的透光性能对 δ 即对

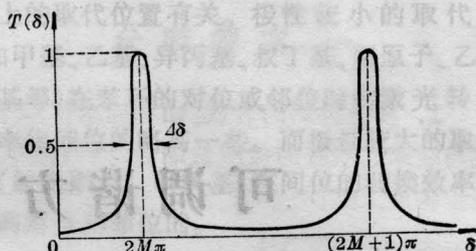


图 1

θ 有明显的选择性。这就是 F-P 标准具能作为角谱滤波器的依据。

3. 共振频率

我们称 $f(x, y)$ 中那些被加强部分的原频率为共振频率, 现在来分析产生共振频率的条件。

对于沿与系统光轴夹角为 θ 方向传播的光波, 经 F-P 标准具表面折射后的方向为

$$\cos \theta_1 = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n^2}},$$

取牛顿二项式前两项

$$\cos \theta_1 = 1 - \frac{\sin^2 \theta}{2n^2} \quad (5)$$

又由解析几何公式和空间频率 u 、 v 、 ρ 的定义有

$$\sin^2 \theta = \alpha^2 + \beta^2 = \lambda^2(u^2 + v^2) = \lambda^2\rho^2$$

即

$$\sin \theta = \lambda\rho \quad (6)$$

由(6)和(5)式

$$\cos \theta_1 = 1 - \frac{\lambda^2\rho^2}{2n^2} \quad (7)$$

再由(7)和(2)式

$$\delta = \frac{4\pi nd}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda^2\rho^2}{2n^2}\right) \quad (8)$$

显然, 当 $\delta = 2\pi M$ 时空间频率为 ρ [或与光波传播方向夹角为 $\theta = \arcsin(\lambda\rho)$] 的光波正好得到加强。设此时 F-P 标准具干涉环的中心级次为 N , 即

$$\delta_{\text{中}} = \frac{4\pi nd}{\lambda} = 2N\pi$$

代入(8)式得

$$2\pi M = 2\pi N \left(1 - \frac{\lambda^2\rho^2}{2n^2}\right) \quad (9)$$

设 $k=N-M$ 表示干涉环的级次, 从内到外依次为 $k=0, 1, 2, \dots$ 。再取 $N=\frac{2nd}{\lambda}$, 代入(9)式得

$$\rho_k = \sqrt{\frac{n}{\lambda d}} k \quad (10)$$

这就是 F-P 标准具第 k 级极大可能携带的 $f(x, y)$ 的傅里叶频率。

我们知道, 若 $f(x, y)$ 中某一部分的原频率为 ρ_0 , 则其傅里叶频率为 $\rho_0, 2\rho_0, 3\rho_0, \dots$ 。再由(10)式可知, 若有 $\rho_k = \rho_0$, 则 $\rho_{4k} = 2\rho_0$, $\rho_{9k} = 3\rho_0, \dots$, 所以, ρ_0 的每一傅里叶频率均得到了加强, 从而在 $f(x, y)$ 中原频率为 ρ_0 的部分得到了加强。可见共振频率 $\rho_k = \rho_0$ 。由此可见, 要想 $f(x, y)$ 中原频率为 ρ_0 的那一部分图象得到加强, 必须是该部分的原频率 ρ_0 与由公式(10)规定的 ρ_k 相一致才有可能。

4. 共振带宽

ρ_k 有一定带宽, 可表为

$$\Delta\rho_k = \left| \frac{d\rho}{d\delta} \right| \Delta\delta \quad (11)$$

可见带宽由 $\Delta\delta$ 决定。由式(8)得

$$\left| \frac{d\rho}{d\delta} \right| = \frac{4\pi\lambda d}{n} \rho \quad (12)$$

代(4)、(12)入(11)式得

$$\Delta\rho_k = \frac{n}{4\pi\lambda d \rho_k} \Delta\delta = \frac{n}{\pi\lambda d \rho_k \sqrt{F}} \quad (13)$$

这就是理论上的共振带宽公式, 而实际上的带宽还要宽些。因此, 只要原频率 ρ_0 和 ρ_k 相差很小, 其差值接近 $\Delta\rho_k$ 值时也能产生共振。

可调谐方向性滤波

由共振频率公式(10)可知, 调节 F-P 标准具的间距 d ^[4], 就可改变 ρ_k , 从而使图象中被增强的部分也要发生变化。但是, 此时的 ρ_k 却无一致的方向性, 只要是空间频率为 ρ_k 的区域, 不管其方向性如何均被增强。

为了达到方向性滤波的目的, 我们采用

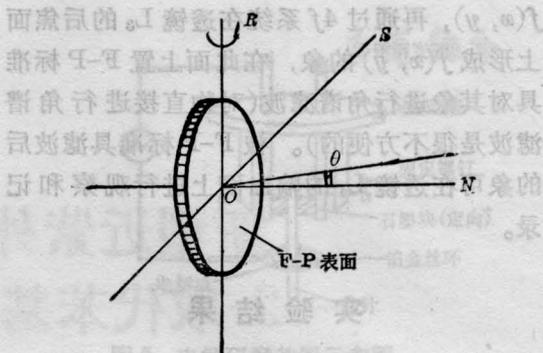


图2 方向性滤波原理图

N: F-P标准具表面法线; R: 旋转轴;
SON: 子午面

了旋转标准具的方法。如图2所示, 旋转标准具即是调节光在与旋转轴 R 垂直的子午面 SON 内的入射角 θ , 由(6)式可得

$$\Delta\rho = \frac{\cos\theta}{\lambda} \Delta\theta \quad (14)$$

故旋转标准具后平行于 R 轴方向的共振频率变为

$$\rho'_k = \rho_k \pm |\Delta\rho| \\ = \sqrt{\frac{n}{\lambda d}} k \pm \frac{\cos\theta}{\lambda} |\Delta\theta| \quad (15)$$

由于上式只是描述某一方向上的共振频率的变化规律, 于是只要连续改变入射角 θ , 便可改变该方向上的空间频率。同时, 选择不同的子午面又可使增强的方向改变, 于是便达到了可调谐方向性滤波的目的。

角谱滤波装置

图3为角谱滤波装置的光路图。由 He-Ne 激光器发出的波长 $\lambda=632.8\text{nm}$ 的单色光, 经针孔滤波、扩束和准直后, 照明透明物

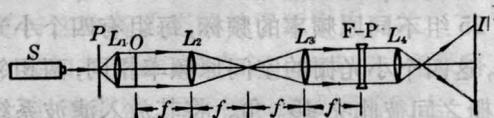


图3

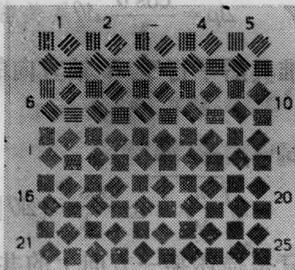
S: He-Ne 激光器; P: 针孔滤波器; L_1 : 准直透镜; I: 输出面; O: 输入面 ($f(x, y)$ 所在处); F-P: 标准具; $d=2\text{mm}$, $R=90^\circ$; L_2, L_3 : $4f$ 系统中的傅里叶变换透镜。

$f(x, y)$, 再通过 $4f$ 系统在透镜 L_3 的后焦面上形成 $f(x, y)$ 的象, 在此面上置 F-P 标准具对其象进行角谱滤波(对物直接进行角谱滤波是很不方便的)。被 F-P 标准具滤波后的象可在透镜 L_4 的输出面上进行观察和记录。

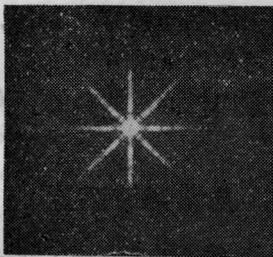
实验结果

我们的实验主要是对旋转 F-P 标准具实现方向性增强的方法进行验证, 并将这个方法与普通方向滤波方法以及调节 F-P 标准具间距 d 进行角谱滤波方法在实验效果上作了一些比较。

1. 物及频谱



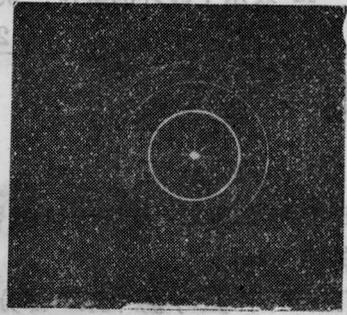
a. 放大的物



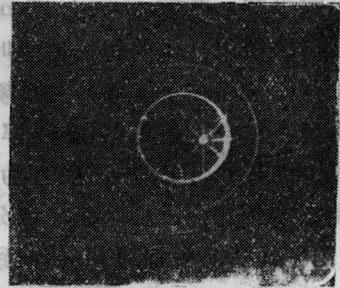
b. 放大的频谱

图 4

物 $f(x, y)$ 及其频谱如图 4 所示, 此物包含 25 组不同原频率的频标, 每组有四个小光栅, 这四个小光栅的空间原频率相同, 两相邻光栅之间彼此夹 45° 角。将其放入滤波系统后, 在透镜 L_3 的后焦面上摄得的频谱如图 5 照片所示。从中可以看出旋转滤波前后频谱的变化, 充分体现了旋转滤波的效果和产生共振的原因。



a. 旋转前



b. 旋转后

图 5 放大的滤波后的频谱

2. 共振频率大小的调节

一维旋转 F-P 标准具, 可得到同一方向上不同的共振频率, 如图 6 所示。图 6(a)、(b)、(c) 分别表示随着东西方向上旋转角 θ 的不同, 其被增强的空间频率不同。这三张照片充分显示出调频效果。

3. 共振频率方向的调节

将 F-P 标准具置于一个二维调节支架上, 就能使它沿任一旋转轴旋转, 从而增强任一方向上的线性构造。图 7 是分别沿四个方向增强的照片, 从这四张照片看出方向性增强的效果是明显的。

4. 三种滤波方法的比较

我们分别用调 F-P 标准具的间距 d 和普通狭缝滤波方法与本方法在实验上作了比较。实验结果如图 8 照片所示。由这三张照片可以看出, 调 d 法滤波只能选频, 而普通狭缝滤波只能选择方向, 只有旋转滤波方法才能既能选频, 又能选择方向, 综合了两者的长处。

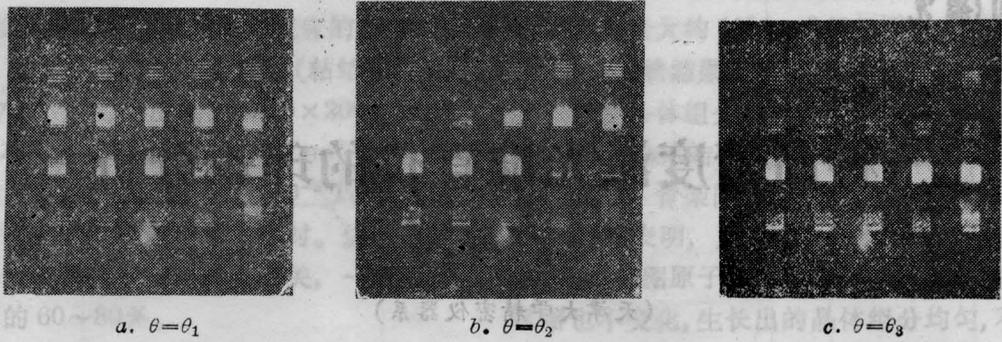
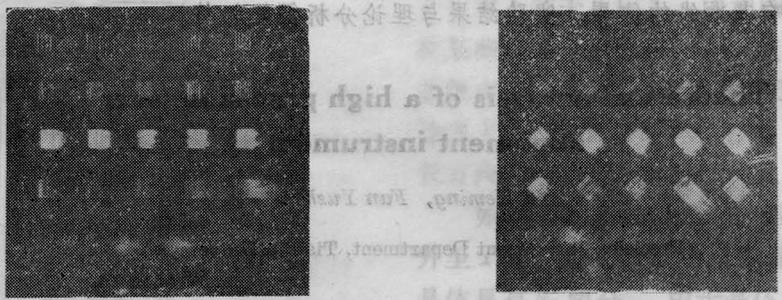
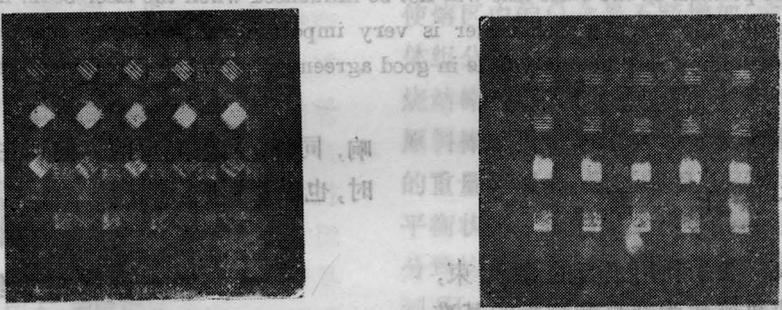


图6 共振频率随 θ 的变化



(a) 沿N0°S方向增强

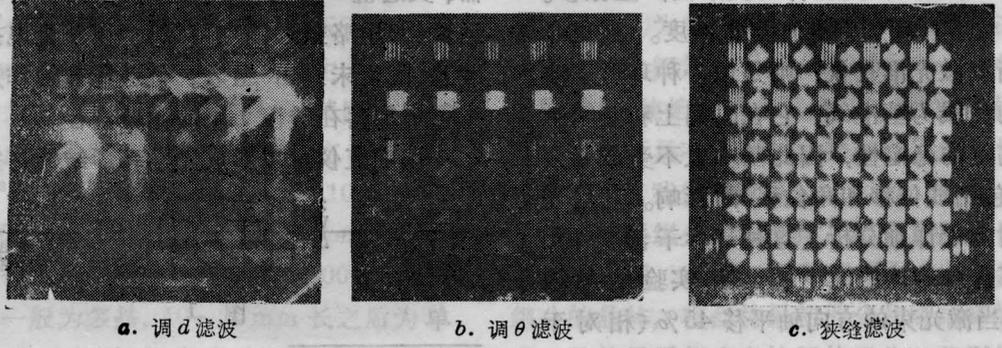
(b) 沿N45°E方向增强



(c) 沿N45°W方向增强

(d) 沿W0°E方向增强

图7 方向性增强照片



a. 调d滤波

b. 调 θ 滤波

c. 狭缝滤波

图8 三种滤波方法效果的比较 (下转第224页)

2. 测定调谐范围与激光转换效率: 按图 1 实验装置测量调谐范围, 调谐曲线见图 2。按图 3 实验装置测量激光转换效率, 结果列于表 1。氮分子激光器作泵浦源, 其输出能量为 4.5 mJ/脉冲, 脉冲宽度约为 5 ns。

二、结果与讨论

1. 从表 1 来看, PBO 中的苯基被烷基、甲氧基、氟、氯和乙酰胺基取代, 其激光转换效率有一定程度的提高, 其中以化合物 IX 和 XI 的效率最高(增加 20% 至 25%)。从有机结构理论的角度来看, 这些取代基的极性都比较小, 其 Hammett 取代基常数(σ_p)的绝对值都没有超过 0.3。如果提高取代基的极性, 相应化合物的激光转换效率会明显下降。例如, 化合物 IX 的乙酰胺基水解为 $|\sigma_p|$ 值等于 0.66 的氨基时, 其转换效率要减少 55%。化合物 V 和 XI 的甲氧基被极性大的羟基替换后, 其转换效率也要明显减小。

2. 由图 2 所示, 各化合物的激光调谐曲线基本与 PBO 的相似, 并在激光调谐范围出现两个峰值。多数化合物(特别是烷基与氟取代的)激光波长峰值和调谐范围与 PBO 一致。某些取代基, 如氯、甲氧基和乙酰胺基则使化合物的激光波长移向长波范围。乙酰胺基的取代物最为明显, 使 PBO 的调谐范围的下限由 421.5 nm 延展至 429.5 nm。

3. 化合物的激光特性也与取代基在苯环上的取代位置有关。极性较小的取代基(如甲基、乙基、异丙基、叔丁基、氟原子、乙酰氨基等)在苯环的对位或邻位时的激光转换效率比间位的略高一些。而极性较大的取代基(如氯原子、甲氧基)在间位的转换效率则略高对位和邻位的。

4. 各化合物与 PBO 一样具有良好的光稳定性。其工作溶液被激光多次辐射和长期搁置后, 激光性能变化甚小。除化合物 I 与 VI, 其余的溶解性皆优于 PBO。

5. 荧光量子产率与激光转换效率有一定关系。当化合物的荧光量子产率大于一定值时(0.7 以上), 化合物才有明显的激光转换作用, 但荧光量子产率与激光效率之间不存在简单的线性关系。如果化合物的荧光量子产率小于一定值时, 其激光效率会急剧地减少。量子产率愈低, 激光效率也愈小。如对位被溴和氨基取代的 PBO 衍生物的量子产率分别为 0.64 和 0.67^[3], 其激光效率只有 PBO 的 50% 左右。对位硝基取代的衍生物, 量子产率约为 0.01^[3], 激光效率则为零。

参 考 文 献

- [1] M. Maeda *et al.*; *Japan. J. Appl. Phys.*, 1974, **13**, 827.
- [2] 高振衡等;《高等学校化学学报》, 1982, **3**, No. 3, 359.
- [3] 李翔等;《南开大学学报》(自然科学版), 1984, **1**, 137.

(上接第 229 页)

结 束 语

本文提出的可调谐方向性滤波方法, 由于具有方向性增强的功能, 故可分析图象中的线性构造; 同时由其可调谐性, 故又集低通、高通、带通和多通道滤波诸多功能于一身。从而显示了它在图象处理时的灵活性和应用前景。

对郭履容教授、陈祯培副教授和杨经国老师给予的支持表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 逮小靖等;《光学学报》, 1982, **2**, No. 4, 360.
- [2] 朱自强等;《四川大学学报(自然科学版)》, 1981, No. 2, 57~61.
- [3] 王其祥;“工程光学原理”, 江苏科学技术出版社, 1983.
- [4] G. Indebetouw; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, No. 5, 761.