

[19] 中华人民共和国国家知识产权局

[51] Int. Cl<sup>7</sup>

G02B 27/09

H01S 3/10



# [12] 发明专利申请公开说明书

[21] 申请号 01823484.4

[43] 公开日 2004年9月15日

[11] 公开号 CN 1529830A

[22] 申请日 2001.7.16 [21] 申请号 01823484.4

[86] 国际申请 PCT/FI2001/000673 2001.7.16

[87] 国际公布 WO2003/010588 英 2003.2.6

[85] 进入国家阶段日期 2004.1.16

[71] 申请人 智能控制系统有限公司

地址 芬兰赫尔辛基

[72] 发明人 J·图伦恩

[74] 专利代理机构 中国专利代理(香港)有限公司

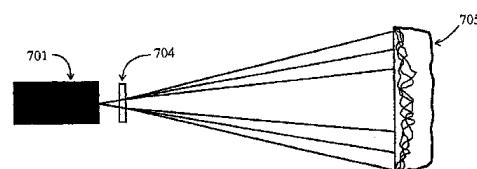
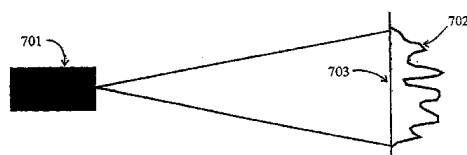
代理人 王岳 张志醒

权利要求书1页 说明书8页 附图8页

[54] 发明名称 空间部分相干光束的强度分布的衍射整形

[57] 摘要

介绍了一种借助于周期衍射光学元件(704)整形强度分布和改善由空间部分相干光源发射的光束的质量的新方法。由于出现强烈的结构性相干影响,在本发明所阐述的意义上,周期衍射元件不适合整形空间相干光场,但由多模光源发射的光场的部分空间相干抑制了这些影响。本发明可以用于在从光源有限距离处(703)或远场中,整形由激光器、发光二极管、或光纤发射的强度分布。本发明在从大功率受激准分子激光器、半导体激光器、谐振腔发光二极管、或激光器或发光二级管阵列发出的光束(702, 705)的整形和质量提高方面特别方便。



ISSN 1008-4274

1. 一种在距离光源有限距离处或在远场中控制空间部分相干光场的强度分布的单元，其特征在于，该单元在垂直于入射光场传播方向的一个或两个方向上是周期性的。

5        2. 如权利要求1所述的单元，其特征在于该单元可以用于在垂直于原来的光束传播方向的平面内整形从激光器、发光二极管、或光纤发出的多模光束的强度分布。

10       3. 如权利要求1或2所述的单元，其特征在于，如果入射光束充满整个单元区域，则该单元在垂直于光束传播方向的平面内的移动对被整形的光束几乎没有影响。

4. 如权利要求1或2所述的单元，其特征在于，该单元可以将多模激光束的快速强度波动平均化，提高脉冲形状的可再现性。

15       5. 如权利要求1或2所述的单元，其特征在于，该单元可以在垂直于传播方向的平面内的一个边界中，将多模激光器、发光二极管、或多模光纤发出的场整形为均匀或其它强度分布，该平面可以位于远场中，或自光源有限距离处。

6. 如权利要求1或2所述的单元，其特征在于，该单元可以在垂直于传播方向的平面内的一个边界中，将相互无关的多模激光器、发光二极管、和多模光纤的阵列发出的场整形为均匀强度或其它形式。

20       7. 如权利要求1或2所述的单元，其特征在于，该单元可以实现对半球形目标的均匀照射。

## 空间部分相干光束的强度分布的衍射整形

## 技术领域

- 5 本发明涉及由多模激光器和其它空间部分相干光源发射的场的强度分布的整形和质量改善。

## 背景技术

- 工业上通常使用的许多高能激光器，包括脉冲受激准分子激光器，所发射的光由大量相互无关的横向空腔构成。由这样的光源发射的光是空间部分相干的，不像由普通的氦-氖激光器或半导体二极管激光器发射的光那样。因此，多模激光器可以被考虑作为空间部分相干光的主要光源[Gori, Opt. Commun. 34, 301(1980) ; A. Starikov ja E. Wolf, J. Opt. Soc. Am. 72, 923(1982) ; S. Lavi, R. Prochaska and E. Keren, Appl. Opt. 27, 3696(1988)]。

- 15 激光束在垂直于传播方向的平面上的强度分布在激光器的几乎所有工业应用中都是一种重要的属性。例如，脉冲受激准分子激光器的光束形状通常很不理想：可以观察到明显的强度波动，光束不总是旋转对称的，而是呈显著的椭圆形，且不同脉冲的强度分布可能都不同。

- 通常，尽管不总是，多模激光束的远场分布象单模激光器的远场分布一样与高斯形非常近似。但基本的区别在于多模光束远不是衍射限制的，即，在相同的波长和初始大小的情况下，其分布要比单模光束大的多。此外，传播中的多模高能激光常常表现出强烈的局部强度振荡，而这在高质量的单模激光束中不会出现。

- 25 高斯强度分布并不总是理想的。在许多激光应用中，更需要这样的强度分布，即，在垂直于传播方向的一个平面的一定范围内，如一个圆或矩形内，是均匀的。例如，在由矩形像素组成的图案的激光束内，期望矩形光束，而在不同材料的激光打孔时圆形均匀光束是有用的。其它形式也是有用的：在激光熔化试验中，用从不同方向来的光束照射一个球形物体，在最佳情况下，每个光束应当均匀照射半个球面。
- 30 这要求一种圆形光束，其强度分布从中心开始按照余弦法则向边缘增大，最后迅速减小到零。

从高能边缘发射半导体激光器发射的光束也经常包含大量横模。这

些光束的激光的具体特征是在发光波导的方向上是空间部分相干的，但在相反的方向是（密切）相干的。通常在波导方向上光束的质量很差：可以观察到强烈的局部振荡，这种振荡最好能被消除。

不基于纯受激发射的明亮半导体光源也正在开发。其一个例子是谐振腔发光二极管（RE-LED），它居于激光器与发光二极管（LED）中间。所发射的辐射包含大量相干腔模式，且迭生的场是全局不相干的，或准均匀的。当这样的光源置于正透镜的前焦平面中时，就可获得部分相干的准校准光场，但例如远场中的强度分布是不理想的。通常该光束要利用透镜校准（成像），使得远场（像平面）强度分布近似为源表面的图像。“近似”表示透镜孔径切除了一次场的角光谱中的高空间频率。因此，获得低通滤波的图像，该图像通常没有期望的形状。此外，从多模光纤端面发射的光束是空间部分相干场，其也要求整形。

当需要高光学输出功率，特别是利用半导体光源时，通常用单个的相互无关的光源（激光器或LED）的一维或二维阵列代替单个光源。在该情况下，在透镜的像平面内出现一个光点阵列，尽管人们更希望一个均匀照亮的区域。

在远场中或距离光源有限远处整形相干光束的强度分布的任务理论上可以利用传统折射光学器件完成：在光源的前面设置一个非球面折射表面，对该表面进行优化，使得目标平面内的能量分布为期望的形状 [P. W. Rhodes 和 D. L. Shealy, Appl. Opt. 19, 3545 (1980)]。如果所获得的表面是旋转对称的，它可以用金刚石车削技术制作。如果所获得的表面不是旋转对称的，则用现有技术制作很困难。另一方面，即使可以精确制作所述表面，整个元件的功能对于入射强度分布的形状和入射光束与元件光轴的对准仍很敏感（图1）。其原因在于所述表面形状是根据几何光学优化的，这就意味着在元件平面上强度分布的局部变化对观察平面内的强度分布具有直接的局部影响。

衍射光学器件 [J. Turunen 和 F. Wyrowski, eds., Diffraction Optics for Industrial and Commercial Applications (用于工业和商业应用的衍射光学器件) (Wiley-VCH, Berlin, 1997), 以下称为“衍射光学器件”] 证明是许多相干激光束整形问题的卓越的解决方案：通过在光束路径上插入一个表面显微结构的全局平面元，原先的高斯强度分布在远场中或在有限距离上可以变换为几乎任意的（例

如, 均匀或边缘加强的) 强度分布。该表面显微结构的全局平面元调制相位、幅度或这二者 (“衍射光学器件”, 6)。衍射光学器件提供了一种解决方案, 还实现了以上提到的旋转非对称强度分布: 因为所述显微结构是通过微刻技术制作的, 所以从制作的观点看, 微结构的具体形状并不重要。但是, 元件的光学功能仍然类似于非球面透镜, 因此还存在输出分布对入射强度分布变化或光轴对准敏感的问题。在衍射光学器件中, 可以通过在微结构中包含一些受控散射来减少这些误差的影响, 但代价是转换效率降低 (“衍射光学器件”, 第 6 章)。

传统衍射光束整形元件设计的起点是假设完美的空间相干性 [W. B. Veldkamp ja C. J. Kastner, Appl. Opt. 21, 879 (1982); C. -Y. Han, Y. Ishii ja K. Murata, Appl. Opt. 22, 3644 (1982); M. T. Eisman, A. M. Tai ja J. N. Cederquist, Appl. Opt. 28, 2641 (1989); N. Roberts, Appl. Opt. 28, 31 (1989)] 尽管没有激光器能完美符合该假设, 但对于本质上一个横模内发射辐射的激光器, 其已经足够了, 尽管有若干个纵模 (即, 辐射不是完全单色的)。但是, 如果同时存在一个以上的横模, 则完美空间相干的假设就失败了。在这种情况下, 以上提到的现有技术就不一定起作用, 当然, 光束形状变化和对准公差的问题仍然存在。

US A 4410237 描述了整形完全相干激光束的一种现有技术。假设衍射结构是非周期的。US A 6157756 描述了将完全相干的激光束整形为具有大扩散角的激光线的现有技术。光纤光栅是周期性的, 但不是微结构的, 且其操作不依赖于部分相干。

US A 4790627 公开了在激光熔化试验中整形空间不相干的宽带激光束的一种方法。其主要目的是利用形状变化吸收器和图案投影来减少激光系统的色差。US A 4521075 基本上涉及同样的问题, 但公开的方法包括阶梯光栅, 将空间相干宽带光束转换为宽带但基本上空间不相干的光束。

本发明公开了一种利用衍射光学器件整形多模光学场强度分布的方法 [“衍射光学器件”]。本发明基于基本周期性的衍射元件和多模光束的部分空间衍射的应用, 即, 在于先前认为是一个问题的光属性。

本发明解决以上提到的现有技术问题。其特征在于变换的强度分布的形式不受关于入射光束的横向对准的影响, 不受入射光束形状与设

计时假设的形状的合理偏差的影响。部分空间相干如下所述加以运用。

如果使两个完全相关的光束（例如通过分裂单个激光束获得的光束）叠加，则它们的复数幅度被求和。强度分布为一种相干图案：如果两光束强度相同，则可以看到具有亮度最大值和零强度最小值的条纹。另一方面，如果使两个互不相关的光束（如，来自两个不同激光的光束）叠加，其强度分布被求和，且不发生干涉。从光学干涉理论的观点看，这是两种公知的极端情况。由多模光源发射的光不属于其中任何一种：如果将一个多模光束分为两部分，再重新组合，则观察到一种干涉图案，但当模式数量增加，且最小值的强度不为零时，条纹的可见性降低。在本发明中，我们利用了该空间部分相干光的有限干涉能力，并应用其整形多模光束。主要的观点是入射场的部分相干使得在多模光束整形中容易使用周期衍射元件，该元件将入射光束分为若干个光束。在某种意义上，这一发现可以看作以上关于两光束干涉的陈述的扩展。

已知由许多多模激光器发射的光束可以利用所谓的高斯西尔（Gaussian Schell）模型进行充分近似。描述高斯西尔模型光源的交叉谱密度函数 [L. Mandel 和 E. Wolf, *Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995)] 的形式为：

$$W_{GSM}(x_1, x_2) = \exp[(x_1^2 + x_2^2)/w_0^2] \exp[-(x_1 - x_2)^2/2\sigma_0^2], \quad (1)$$

其中， $w_0$ （强度分布的  $1/e^2$  半宽）和  $\sigma_0$ （在源平面处干涉度的 rms 宽）为常数，且全局干涉度由比例  $\alpha = \sigma_0/w_0$  表示。比例  $\alpha$  和  $\sigma_0$  可以通过测量远场束扩散来确定，因为  $1/e^2$  远场衍射角是从  $\theta = \lambda/(\pi w_0 \beta)$  获得的，其中， $\lambda$  是光的波长， $\beta = (1 + \alpha^2)^{-1/2}$ 。尽管高斯西尔模型不是对所有实际光源都精确，但对于本发明的目的来说已经足够了，即使对于没有精确的高斯远场衍射模式的许多光源。

下面参考图 2-8 描述本发明。

图 2 示出高斯西尔模型光束在自由空间（或在均匀介质）中的传播。其描述了量  $w_0$  和  $\sigma_0$ ，用图形表示所谓的传播参数，即， $1/e^2$  半宽  $w(z)$ ，干涉宽度  $\sigma(z)$ ，以及曲率半径  $R(z)$ 。这些量已知 [A. T. Friberg ja R. J. Sudol, *Opt. Commun.* 41, 297 (1982)] 由以下公式给出：

$$w(z) = w_0 [1 + (\lambda z / \pi w_0^2 \beta)^2]^{1/2} \quad (2)$$

$$\sigma(z) = \alpha w(z) \quad (3)$$

$$R(z) = z [1 + (\pi w_0^2 \beta / \lambda z)^2] \quad (4)$$

图 2 中的角  $\theta$  是上述远场强度分布的  $1/e^2$  半宽。经过一个薄透镜后，高斯西尔模型光束的特性就像曲率半径为  $R(z)$  的球形波一样。

图 3 示出一种情况，其中，在标准  $2F$  傅立叶变换几何中利用薄透镜 301 (焦距  $F$ ) 将高斯西尔模型光源傅立叶变换到平面 302 中，其中  $R(F) = \infty$ ，即，波阵面为平面。利用公式 (1) - (3) 使我们可以通过检索光束的傅立叶平面值和干涉宽度，以这样的方式调节该几何结构：光束宽度和干涉面积与在透镜平面处的入射光束匹配。再利用已知的用薄透镜进行球面波变换的法则，可以找到输出光束参数。该方法可以扩展，以便将高斯西尔模型光束传播通过任意的轴旁透镜系统 [A. T. Friberg ja J. Turunen, J. Opt. Soc. Am. A 5, 713 (1988)]。

图 4 示出一种几何结构，其中，高斯西尔模型光束照射一个周期衍射元件，该元件将一个平面波分裂为多个以略微不同的方向传播的光束。该元件在一个或两个方向上是周期性的，并且象普通衍射光栅一样，产生衍射级，其中传播方向由衍射光栅方程给出。x 和 y 方向上的光栅周期  $d_x$  和  $d_y$  通常选择为使得间隔  $\delta\theta_x \approx \lambda/d_x$  和  $\delta\theta_y \approx \lambda/d_y$  小于 x 和 y 方向上的远场扩散角  $\theta_x$  和  $\theta_y$ 。这样，就获得了一组部分叠加的高斯西尔模型光束 (图 5)，其中心在衍射级的传播方向周围。与干涉光束不同，这些高斯西尔模型光束只是部分干涉的，这将在下面描述。为简单起见，我们只考虑一个二维几何结构，但可以很容易地扩展到三维。

用  $T_m$  表示在衍射元件的出口平面上与衍射级相关的复幅度，其中， $m \in M$  是衍射级的级数， $M$  是衍射效率  $\eta_m = |T_m|^2$  显著大于 0 的衍射级的集合。则紧接着元件之后的交叉谱密度为：(5)

$$W(x_1, x_2) = W_{GSM}(x_1, x_2) \sum_{(m,n) \in M} T_m^* T_n \exp[-i2\pi(mx_1 - nx_2)/d]$$

其中  $n$  也是表示衍射级的级数， $d$  是 x 方向上的光栅周期。如果用  $u$  表示位置坐标，则在透镜 (焦距长  $F$ ) 焦平面内的强度分布为：(6)

$$I(u) = \frac{1}{\lambda F} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x_1, x_2) \exp[i2\pi(x_1 - x_2)u/\lambda F] dx_1 dx_2$$

结合公式 (1)、(5) 和 (6)，得到最终结果：公式 (7)

$$I(u) = \frac{w_0}{w_F} \sum_{(m,n) \in M} T_m * T_n \exp\left\{-\left[\frac{(u+mu_0)^2 + (u+nu_0)^2}{w_F^2}\right]\right\} \exp[-(m-n)^2 u_0^2 / 2\sigma_F^2]$$

其中,  $w_F = \lambda F / \pi w_0 \beta$ ,  $\sigma_F = \sigma_0 w_F / w_0 j a u_0 = \lambda F / d$ .

图 6 示出基于公式 (7) 对图 3 的焦平面 302 处的强度分布进行的数字仿真。其目的是利用一个衍射元件将普通的高斯强度分布变换为平顶分布, 该衍射元件将完全干涉的平面波变换为 9 个等效的衍射级  $m = -4, \dots, +4$ 。相干程度在图 6a 中是  $\alpha = 1/5$ , 在图 6b 中是  $\alpha = 1/10$ 。这对于受激准分子激光器是很典型的值。其它参数为  $w_0 = 1\text{mm}$ ,  $F = 1\text{m}$ ,  $\lambda = 250\text{nm}$ , 光栅周期  $d$  在图 5 中变化, 以找到每个值  $\alpha$  的最优值  $w_0/d$ 。

当  $d$  充分大时, 级间的角距离  $\delta\theta$  远小于扩散角  $\theta$ , 同时,  $u_0 \ll w_F$ 。在该限度内, 远场强度分布几乎不受元件的影响。当  $d$  减小时, 傅立叶域分布首先扩散, 然后当  $w_F > u_0$  时, 分为分解峰值。适当选择  $d$  (或更准确地说, 比例  $w_0/d$ ), 可以获得最优条件, 其中强度分布具有最好的均匀性。在图 6a 中, 最优值是  $d \approx 1\text{mm}$ , 在图 5b 中是  $d \approx 0.5\text{mm}$ , 即, 相干程度的减小将减小最优光栅周期, 因为它增加了光束宽度  $w_F$ 。应当注意, 在所有情况下, 总的能量是相等的: 减小  $d$  使得光束变宽, 同时减小其峰值强度。

周期  $d$  是影响光束形状的最重要的工具 (级数  $M$  也有较小的影响)。无论光源是否各向异性, 即, 无论其强度分布是否周期性, 分别在  $x$  和  $y$  方向上优化  $d$  是有好处的。图 5 示出这样的情况, 从垂直于光束传播方向的平面内观察。因为光源是各向异性的, 其远场衍射图案也是各向异性的, 但通过适当选择  $x$  和  $y$  方向上的光栅周期, 远场图案变为旋转对称形状。如果有必要, 可以在两个垂直方向使用不同光束数量。

如图 6 中的数字仿真所示, 能够将高斯光束变为均匀强度光束的元件产生对应于衍射级沿不同方向传播的高斯光束。级间的角度选择为  $\theta$  的一小部分, 但不能大到使得级分解。部分干涉的程度  $\alpha$  决定  $\Delta\theta/\theta$  的选择, 并在每种情况下根据所述数字仿真独立执行优化, 在均匀性与衍射结构的复杂性之间找到一种折中方案。通过适当选择各个级的效率, 相同的原理适用于其它光束整形元件的设计, 包括边缘增强的图案。为了清楚, 我们主要考虑了一维信号图案, 但二维远场图案可以通过简单的扩展上述概念而获得。



图 7 和图 8 举例说明了本发明的其它优点及其应用。

图 7 示出强度分布激烈快速变化的光束的质量均匀化。此处，部分相干的光束被分为沿稍微不同的方向传播的几个光束，从而其强度分布的扩散几乎感觉不到，且光束仅仅部分干涉。因此，强度波动倾向于被平均化，且选生的光束比原始光束更均匀。该方法适用于例如改善单个受激准分子激光脉冲的质量和获得较好的脉冲形状再现性。其还适用多模半导体激光束的均匀化（如图 6 所示）。

图 8 示出几个离散的相互无关的光源在观察平面内成像。这些光源可以是激光器或 LED。如果成像透镜是衍射限制的，且感觉不到地对光源的角光谱进行截短，就获得光源阵列的图像（801）。实际上，获得稍宽的分布（802）。但是，通常更需要或多或少连续的强度分布，而不是离散阵列，例如，矩形或正方形均匀的照明区域。这可以通过本发明提出的方法实现：每个光源的图像在  $x$  和  $y$  方向上相乘，使得离散光源之间的空白区域被填充。不同光源的图像可以叠加，因为这些光源是相互无关的。因此，不会产生相干，结果是不同强度分布的不相干的和（803）。

#### 附图说明

图 1：现有技术。激光束的强度分布（101）用球面透镜（102）辅助整形，使得期望的分布到达平面（103）。（a）理想情况：高斯，完美对准的光束（101）在透镜平面（103）产生平顶强度分布。（b）实际情况：与假设的入射光束强度分布的偏差或对准误差（104）导致最终强度分布（105）中不期望的失真。

图 2：高斯西尔模型光束在自由空间中的传播， $w(z)$  是强度分布的  $1/e^2$  半宽， $\sigma(z)$  是光束的空间干涉宽度， $R(z)$  是波阵面曲率的半径。

图 3：高斯西尔模型光源用薄透镜（301）傅立叶变换到平面（302）。

图 4：利用薄透镜（402）和周期衍射元件（403）进行高斯西尔模型光束的整形。

图 5：如果光栅产生衍射级（椭圆）的二维阵列，空间部分相干光束在图 3 所示类型的几何结构中的相干。椭圆的中心表示衍射级的空间频率。叠加后，这些相互部分相关的场在所示圆形区域内形成一个几乎等强度的区域。

图 6: 在图 3 所示平面 (302) 内数字仿真的强度分布, 假设衍射元件将光束分为 9 个相等强度的部分; (a)  $\sigma_0 = w_0/5$ , (b)  $\sigma_0 = w_0/10$ 。曲线 601 和 605:  $d = 10\text{mm}$ 。曲线 602 和 606:  $d = 1\text{mm}$ 。曲线 603 和 607:  $d = 0.5\text{mm}$ 。曲线 604 和 608:  $d = 0.25\text{mm}$ 。

5 图 7: 用衍射光束分裂器对多模半导体激光器 (701) 光束进行均匀化。(a) 屏幕 (703) 上的强度分布 (702) 是非均匀的。(b) 衍射元件 (704) 产生一组 (此处为清晰起见, 示出 3 个) 沿稍微不同的方向传播的光束。全部光束各自的强度分布是 (702) 所示的类型。但空间部分相干光束的叠加产生了均匀化的光束 (705)。

10 图 8: 将独立光源发射的几个相互无关的光束在光源的像平面内组合为近似平顶的图案。

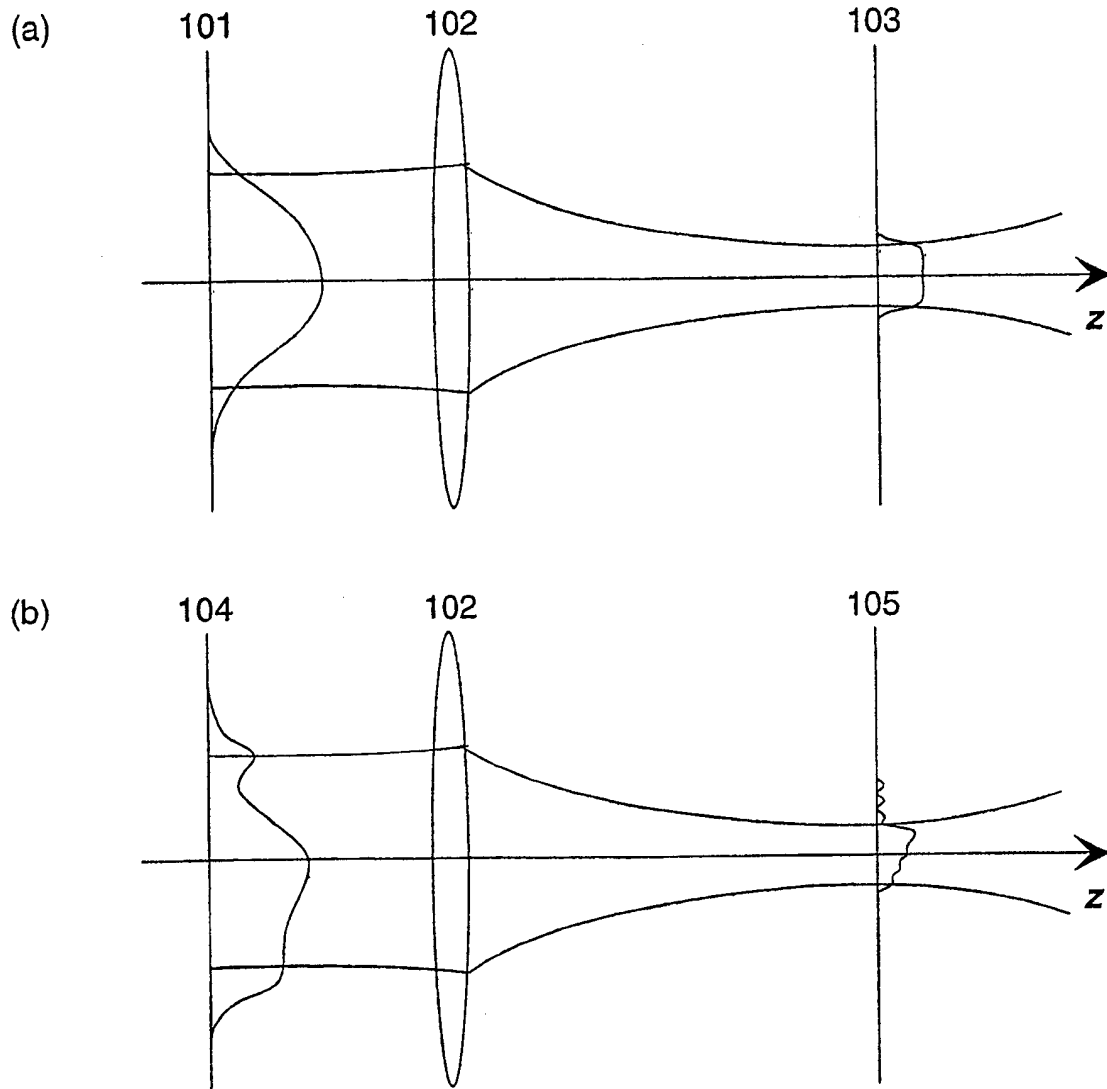


图 1

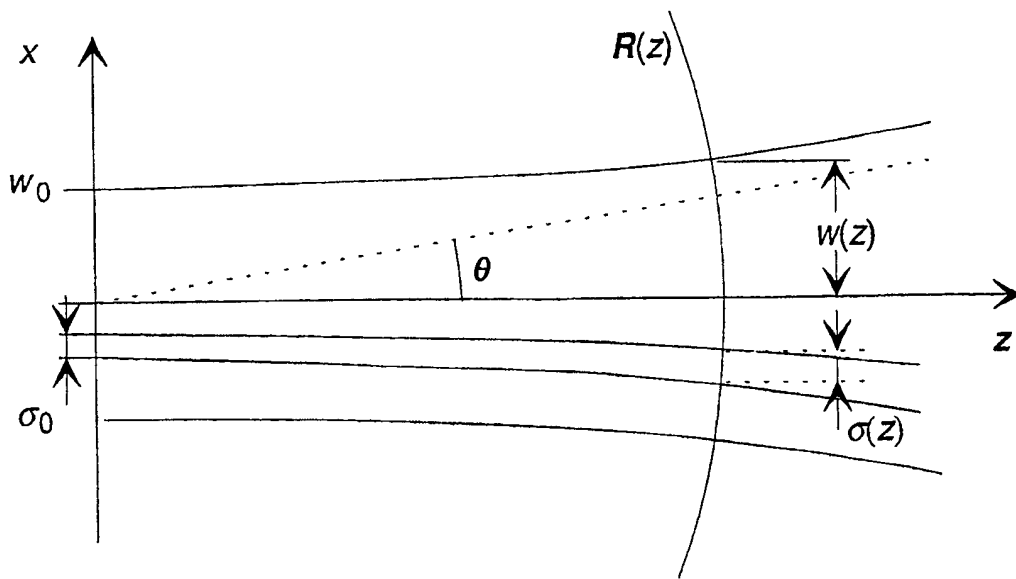


图 2

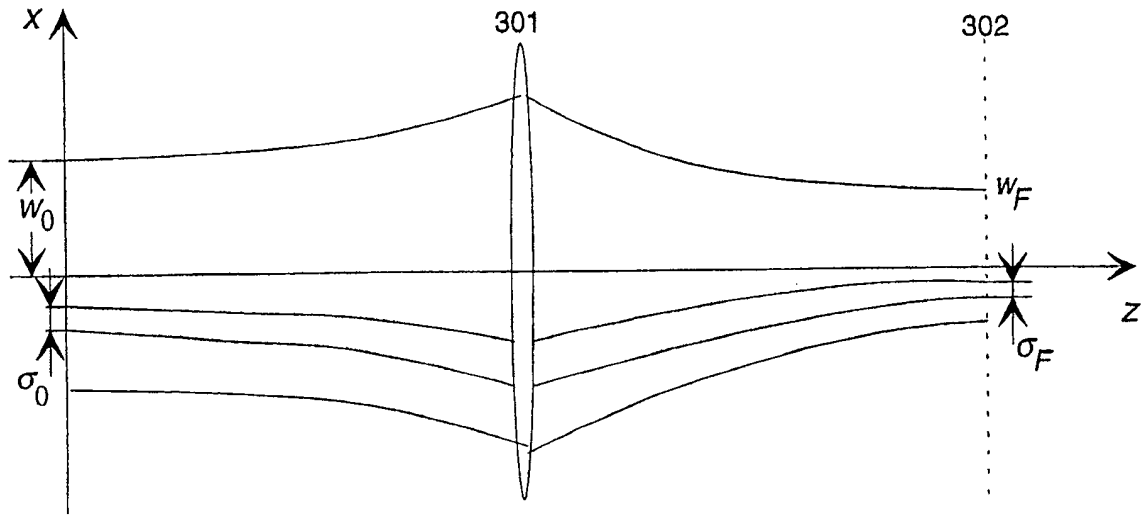


图 3

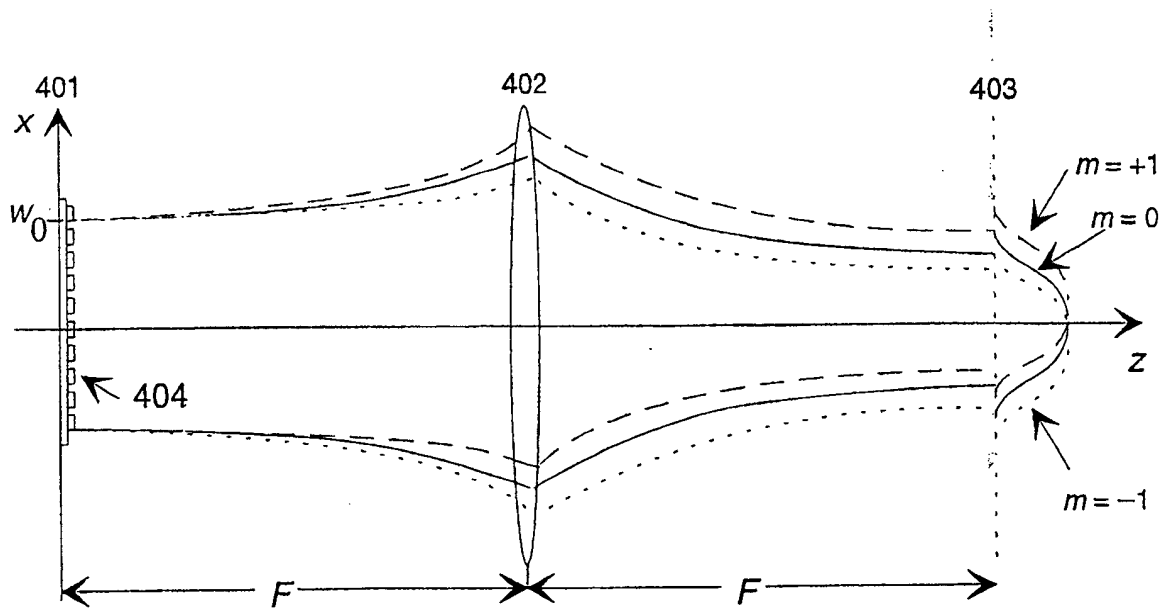


图 4

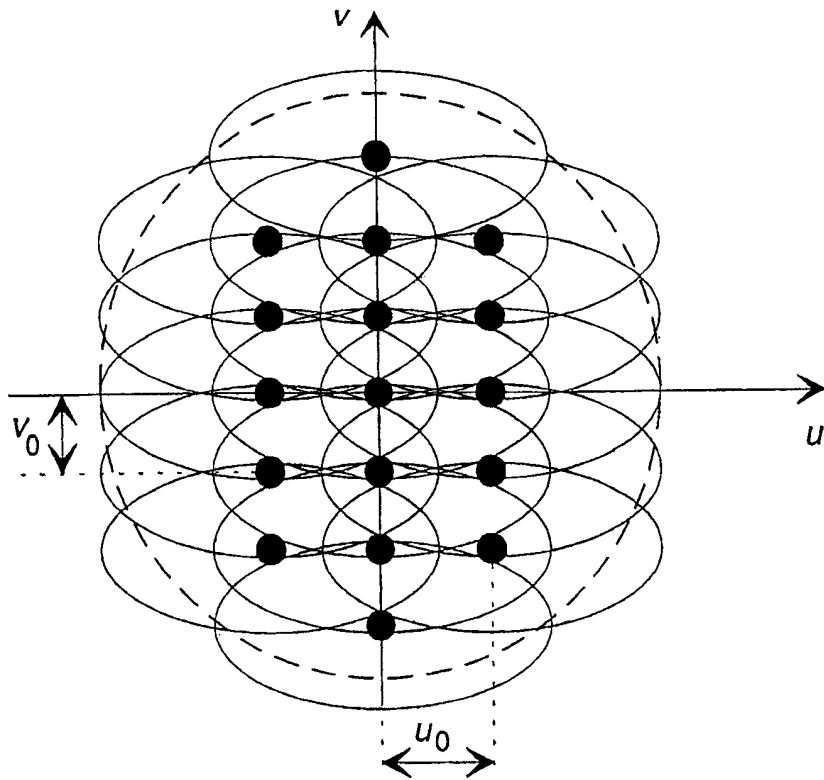


图 5

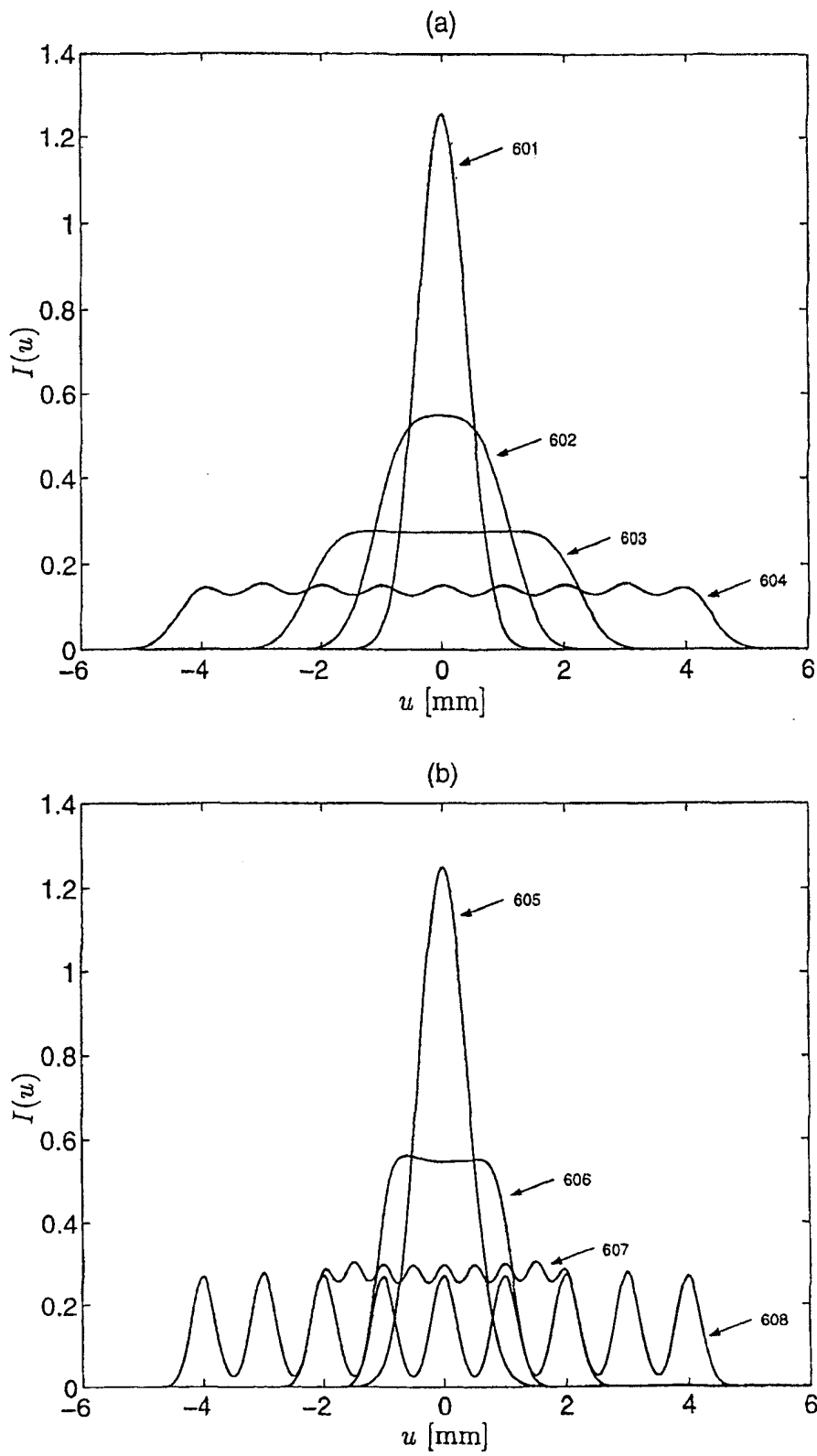


图 6



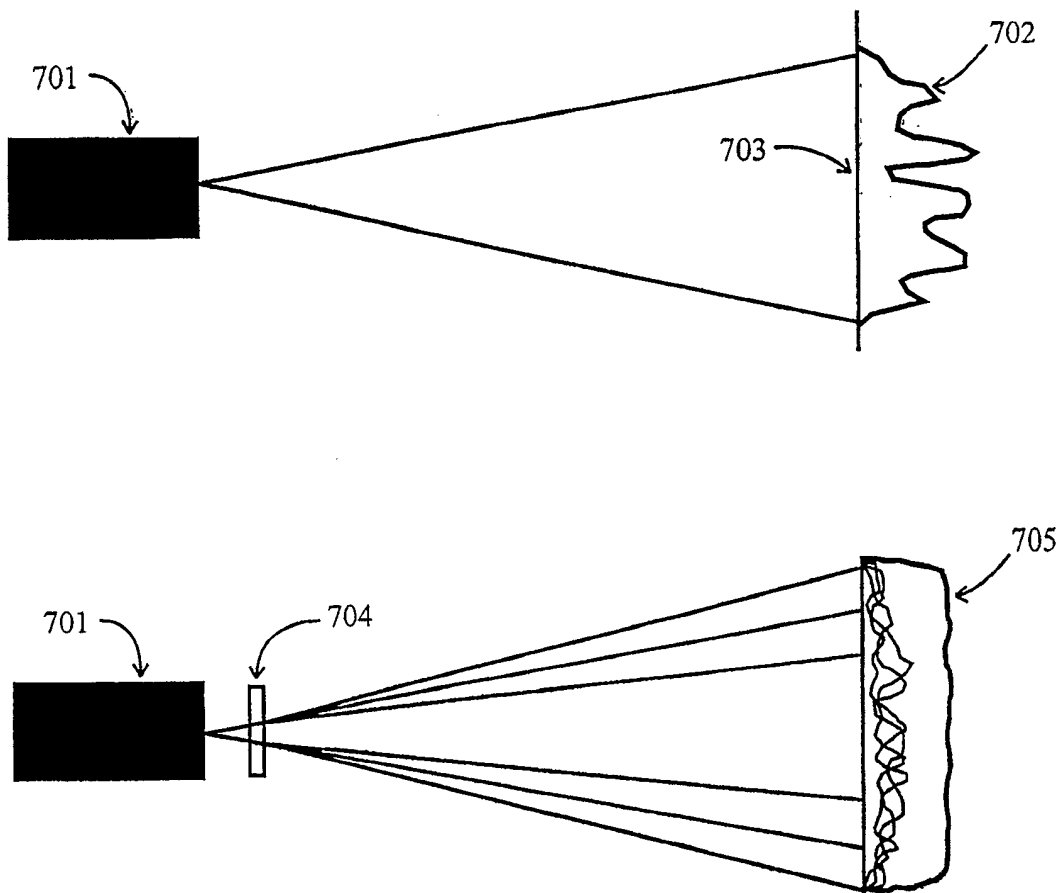


图 7

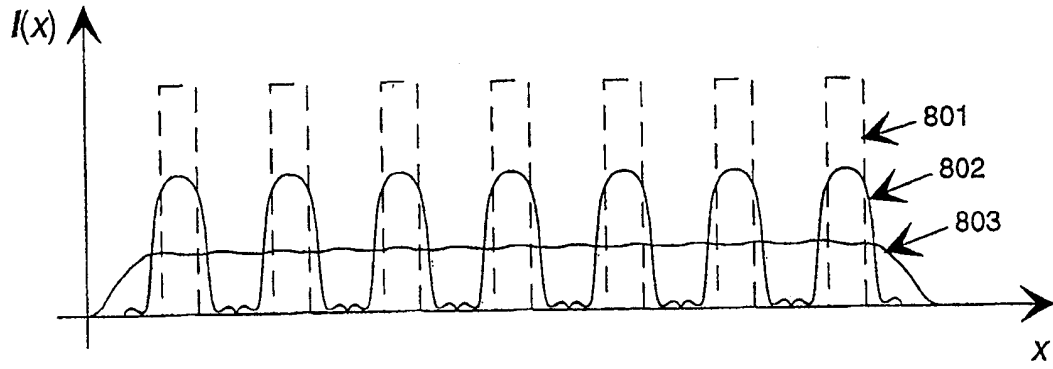


图 8