

[19] 中华人民共和国国家知识产权局



[12] 发明专利申请公布说明书

[21] 申请号 200610032398.2

[51] Int. Cl.

G02B 27/10 (2006.01)

G02B 6/26 (2006.01)

[43] 公开日 2008年4月16日

[11] 公开号 CN 101162295A

[22] 申请日 2006.10.12

[21] 申请号 200610032398.2

[71] 申请人 朱开成

地址 410083 湖南省长沙市岳麓区麓山南路
中南大学物理科学与技术学院

[72] 发明人 朱开成 朱洁 唐慧琴

权利要求书1页 说明书7页 附图1页

[54] 发明名称

基于余(正)弦场振幅型调制器和菲涅尔变换系统组合的保模结构分束器

[57] 摘要

一种基于余(正)弦振幅型光调制器和菲涅尔变换系统复合而成的保持光场模式结构不变的分束器,可用于光通信等领域。主要结构为由输入光纤输出的光信号经过余(正)弦型场振幅调制器(如复周期余(正)弦振幅型全息光栅)调制后,对振幅调制后的光场完成菲涅尔变换,在菲涅尔变换面上可得到模场结构与输入光束一样的分束光,再用光纤阵列引出。此外,在分束的同时还能实现对分光束的束腰宽度进行调整,并可通过调节余(正)弦场振幅型调制器的空间频率对分光束之间隔实行控制。

1. 一种主体由余(正)弦振幅型光调制器和菲涅尔变换系统构成的光学分束器,包括输出端附有准直器(101)的输入光纤(1)、余(正)弦型场振幅调制器(如复周期余(正)弦振幅型光栅)(2)、具有输入界面(301)和输出界面(302)的菲涅尔变换系统(3)以及附有聚光器(401)光纤阵列(4)。光束从输入光纤(1)输出端处的准直器(101)出射后,出射光束入射到余(正)弦型场振幅调制器(2)调制,并使余(正)弦型场振幅调制器(2)位于准直器输出光的束腰处,而余(正)弦型场振幅调制器(2)出射光经过菲涅尔变换系统(3)的输入界面(301)耦合进该系统,其特征在于适当选择菲涅尔变换系统(3)的参数后,则在菲涅尔变换系统(3)的输出界面上可得分束光,输出界面(302)也是分束光的束腰平面,并经位于输出界面处的附有聚光器(401)光纤阵列(4)引出输出分束光。
2. 根据权利要求1所述的光学分束器,其特征在于输入光纤(1)与余(正)弦型场振幅调制器(2)之间不用准直器而直接耦合。
3. 根据权利要求1所述的光学分束器,其特征在于菲涅尔变换系统也可以由聚焦镜(如凸透镜、菲涅尔波带片等)或梯度折射率波导(光纤)构成。
4. 根据权利要求1所述的光学分束器,其特征还在于输入光纤(1)、余(正)弦型场振幅调制器(如复周期余(正)弦振幅型光栅)(2)、菲涅尔变换系统(3)及输出光纤阵列(4)可以部分集成或整体集成,如首先将输入光纤(1)、梯度折射率光纤(3)及输出光纤阵列(4)集成一起,再利用目前广泛应用的光纤布喇格光栅写入技术,将余(正)弦型场振幅调制器(2)写入到输入光纤(1)与梯度折射率光纤(3)的联接处。

基于余(正)弦场振幅型调制器和菲涅尔变换系统组合的保模结构分束器

技术领域:

本发明涉及光学分束器,特别涉及一种基于菲涅尔变换的保模场结构不变的分束器。适用于光通信、光互联、光计算、图像处理等领域。

背景技术:

分束器在光的传输与变换中一直扮演着十分重要的角色,随着科学技术的不断进步,从最早的迈克尔逊干涉仪到现在的数字阵列扫描干涉成像光谱技术,甚至在实现量子光场量子态的缠绕、量子图像处理等方面,光学分束器都是不可或缺的光学元件,并且对其提出了越来越高的要求。光学分束器是能把一束光分成两束或多束光的光学元件,不过就笔者所知,当前的这些分束器都只考虑了光束功率分配而没有考虑各分光束的模式结构问题。目前常用的分束器大致可分为如下三类:一类是由蒸镀金属膜或介质膜的玻璃板构成的分束器(见凌德洪编《物理学词典》(光学分册),科学出版社(1988),P.83),用于对光束功率进行两束或多束间实现分配;另一类是基于双折射原理构成双折射晶体偏振分束器(PBS),它用于把入射光中两种不同偏振状态的光分开(参见李红斌等,偏振分束器对电学电流传感器稳定性的影响,光子学报,32(2)(2003),160-162);再就是利用色散光学元件(如光栅)的色散特性构成的分束器,用于将不同波长的光分开(参见张耀举等,用三角形闪耀光栅实现分束器,光学技术,29(3)(2003),367-369)。但上述分束器都无法保证输入光场的模式结构与输出分光束的模式完全相同或各分光束具有完全相同的模式结构,如由输入具有高斯模式光束分出的两束或多束光并不一定仍具有高斯模式,这将不能满足某些应用中对模结构的要求。

发明内容:

本发明的目的是提供一种基于菲涅尔变换的具有保持输入光束模场结构不变功能的分束器,其制作工艺简单、结构稳定,能实现输出各分光束模式结构与输入光模式结构相同、光强度相等、分光束间间隔容易调节、同时对分光束光斑大小实现控制的功能,在用梯度折射率自聚焦波导(光纤)构成菲涅尔变换系统时还容易集成。

本发明的目的是通过附图1所示的模块结构实现的:图中各模块分别是附有

准直器(101)的输入光纤(1),余(正)弦场振幅型调制器(如复周期余(正)弦振幅型全息光栅)(2),具有输入界面(301)和输出界面(302)的非涅尔变换光学系统(如聚焦镜(凸透镜、菲涅尔波带)、梯度折射率波导(光纤))(3)及带有聚光器(401)的输出光纤阵列(4)。从输入光纤(1)输入的光经准直器(101)出射后,经余(正)弦型场振幅调制器调制,其出射面光场复振幅为输入场振幅与调制器调制函数乘积。然后将调制后的场经菲涅尔变换系统的输入界面(301)耦合进菲涅尔变换系统,适当控制菲涅尔变换光学系统的参数,在菲涅尔变换系统输出界面上可获得模式结构与输入光束完全一样的分束输出光。输出光纤阵列(4)的每个光纤列阵元的头部带有聚光器(401)的目的是使自梯度折射率介质中的分束光耦合到输出光纤阵列(4)中。

实际上,如以梯度折射率光纤构成菲涅尔变换系统,以现有技术,输入光纤(1)、具有输入界面(301)和输入界面(302)梯度折射率波导(光纤)(3)及输出光纤阵列(4)可以部分或整体集成,或再利用制作光纤布喇格光栅的相似技术,将余(正)弦型场振幅调制器直接写入输入光纤(1)与梯度折射率波导(光纤)(3)的输入界面处,整个光束分束器集成一体。

本发明中余(正)弦型场振幅调制器(2)典型实现元件可是余(正)弦振幅型全息光栅,而非涅尔变换系统(3)可以是具有适当焦距的凸透镜、菲涅尔波带片等聚焦镜或一段梯度折射率自聚焦光纤。准直器(101)所在平面、余(正)弦型场振幅调制器(2)所在平面、菲涅尔变换系统(3)的输入界面(301)相互平行且间距可调,在菲涅尔变换系统(3)之输出界面(302)上输出的各分光束都与入射光纤输入的光束有相同的模式结构。当其它参数确定时,调节余(正)弦场振幅型调制器的结构周期可控制输出分光束间的间隔,调节菲涅尔变换的系统参数可控制输出分光束光斑大小。当余(正)弦型场振幅调制器为一维单周期结构时,可得关于光轴对称的三束输出光,其中一束中心位于光轴上;而当其具有一维 n 周期复式结构时,可得关于光轴对称的直线排列的 $2n+1$ 束输出光;如其为二维余(正)弦型场振幅调制器时,分束数目相应增加,分光束可形成二维阵列。

本发明所基于的原理如下:考虑最简单的情况,设输入到余(正)弦型场振幅调制器(下面为讨论方便用单周期余弦振幅型全息光栅为例,复周期振幅型光栅的情形与之相似)上的单色光场模式结构具有一维 m 阶厄米-高斯函数形式,而更

一般结构的模场可用不同阶厄米-高斯函数展开。单周期余弦振幅型光栅的透过率函数有形式

$$T_{1x}(x) = T_0 + (1 - T_0) \cos(ux) \quad (1)$$

其中 u 是单周期余弦振幅型全息光栅的空间频率，其倒数代表其调制周期， $1/2 \leq A \leq 1$ 为透过率振幅。于是在调制器出射面也即菲涅尔变换系统输入界面(301) (见附图 1) 上的光场复振幅可表为

$$u(x) = E_0 H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w} \right) \exp \left(-\frac{x^2}{w^2} - \frac{ikx}{2R} \right) T_{1x}(x) \quad (2)$$

这里 w 是相关高斯光束的束腰宽度， E_0 是光场振幅， R 是波面曲率半径， $k=2\pi/\lambda$ 是波数而 λ 是波长， H_m 是 m 阶厄米多项式。根据柯里斯 (Collins) 衍射积分 (见 D. M. Zhao (赵道木), H. D. Mao, W. C. Zhang, S. M. Wang, Propagation of off-axial Hermite - cosine - Gaussian beams through an apertured and misaligned ABCD optical system, Optics Communications 224 (2003) 5 - 12), 也即对 (2) 实行菲涅尔变换

$$E(x) = \sqrt{\frac{i}{\lambda B}} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_1) \exp \left[-\frac{ik}{2B} (Ax_1^2 - 2xx_1 + Dx^2) \right] dx_1 \quad (3)$$

其中 ABCD 是传输矩阵元，可得菲涅尔变换系统输出界面 (302) (见附图 1) 上的场复振幅为

$$\begin{aligned} E(x) = & \frac{E_0}{2} \sqrt{\frac{iN_\lambda}{B\Omega}} \exp \left(-\frac{ikD}{2B} x^2 - im\Phi \right) \left\{ T_0 \exp \left(-\frac{k^2 w^2 x^2}{4\Omega B^2} \right) H_m \left(\frac{kwx}{\sqrt{2}|\Omega|B} \right) \right. \\ & + \frac{1-T_0}{2} \exp \left[-\frac{1}{\Omega} \left(\frac{kwx}{2B} + \frac{uw}{2} \right)^2 \right] H_m \left[\frac{\sqrt{2}}{|\Omega|} \left(\frac{kwx}{2B} + \frac{uw}{2} \right) \right] \\ & \left. + \frac{1-T_0}{2} \exp \left[-\frac{1}{\Omega} \left(\frac{kwx}{2B} - \frac{uw}{2} \right)^2 \right] H_m \left[\frac{\sqrt{2}}{|\Omega|} \left(\frac{kwx}{2B} - \frac{uw}{2} \right) \right] \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

其中 $\Omega = 1 + iN_\lambda \left(\frac{1}{R} + \frac{A}{B} \right)$, $N_\lambda = \frac{\pi w^2}{\lambda}$ 是共焦参数, $\Phi = \arctan \left[N_\lambda \left(\frac{1}{R} + \frac{A}{B} \right) \right]$ (此全局相因子对讨论结果无影响下面将省去)。

如以梯度折射率波导(光纤)构成菲涅尔变换系统(见附图2), 其折射率为 $n = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2 r^2 \right)$ (可达到 β 典型值在 10^{-1}mm^{-1} 量级或小) (见 J. M. Rivas-Moscoso, D.

Nieto, and C. Gómez-Reino, Focusing of light by zone plates in Selfoc gradient-index lenses, *Optics Letters* 28(22)(2003), 2180-2182), 传输矩阵元ABCD为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta L & \sin \beta L / \beta \\ -\beta \sin \beta L & \cos \beta L \end{pmatrix} \quad (5)$$

于是当菲涅尔变换系统输出界面位于 $L = L_0 = \frac{\pi}{2\beta}$ 时, $A=D=0$, $B=1/\beta$, 有

$$E_{L_0}(x) = \frac{E_0}{2} \sqrt{\frac{iN_{\lambda}\beta}{|\Omega_0|}} \left\{ T_0 \exp\left(-\frac{X_0^2}{\Omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}X_0}{|\Omega_0|}\right) + \frac{1-T_0}{2} \left[\exp\left(-\frac{X_+^2}{\Omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}X_+}{|\Omega_0|}\right) + \exp\left(-\frac{X_-^2}{\Omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}X_-}{|\Omega_0|}\right) \right] \right\} \quad (6)$$

其中 $X_p = \frac{N_{\lambda}\beta}{w} \left(x + p \frac{uw^2}{2\beta N_{\lambda}} \right)$ ($p=0, \pm$), $\Omega_0 = 1 + \frac{iN_{\lambda}}{R}$ 。因此在 L_0 的输出界面上

可得到三个振幅不同的 m 阶厄米-高斯光束, 波阵面仍为球面(半径与输入光束不同), 排列在一直线上, 一个中心位于光轴上, 另两束光的中心分别对称地位于光轴两旁。两边光束的强度相等, 而边上光束的强度与中央光束的强度之比是

$\frac{1-T_0}{2T_0}$, 如 $T_0=1/2$ 时, 此比值是 $1/2$ 。而若余弦振幅型光栅处于准直器输出光的束

腰位置, 即 $R \rightarrow \infty$, 则 L_0 处也是分光束束腰位置。分光束中心的间距为

$$\frac{uw^2}{2\beta N_{\lambda}} = \frac{u\lambda}{2\pi\beta}, \text{ 而分光束腰宽为 } \frac{w}{\beta N_{\lambda} |\Omega_0|}。$$

类似地, 如菲涅尔变换系统是由透镜构成时(见附图3), 则

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -z/f & f+z-zs/f \\ -1/f & 1-s/f \end{pmatrix} \quad (7)$$

当菲涅尔变换系统输出界面(302)与透镜焦平面一致时, $z=0$, 有

$$E_f(x) = \frac{E_0}{2} \sqrt{\frac{iN_{\lambda}}{f|\Omega_0|}} \exp\left(-\frac{ik(1-s/f)}{2f} x^2\right) \left\{ T_0 \exp\left(-\frac{X_0^2}{\Omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}X_0}{|\Omega_0|}\right) + \frac{1-T_0}{2} \left[\exp\left(-\frac{X_+^2}{\Omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}X_+}{|\Omega_0|}\right) + \exp\left(-\frac{X_-^2}{\Omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}X_-}{|\Omega_0|}\right) \right] \right\} \quad (8)$$

这时 $X_p = \frac{N_{\lambda}}{fw} \left(x + p \frac{fuw^2}{2N_{\lambda}} \right)$ ($p=0, \pm$)。因此在透镜焦平面上也可得到三个 m 阶厄

米-高斯光束，但波阵面不再是球面，束中心分别排列在透镜光轴上及两旁；而如单周期余弦振幅型全息光栅处于准直器输出光束腰位置， $R \rightarrow \infty$ ，并 $s=f$ 时，则透镜焦平面也是分光束束腰位置。分光束中心间距为 $fuw^2/2N_\lambda = fu\lambda/2\pi$ ，分光束腰宽为 $\frac{fw}{N_\lambda|\Omega_0|}$ 。

实际上，输入二维(m,n)阶厄米-高斯光束时，上述两种情况也有类似结果。因此这一余(正)弦振幅型调制器(2)-菲涅尔变换系统(3)为主体的组合可实现将输入光束分为三个模结构与输入光束相同的分光束。

如余(正)弦场振幅型调制器(2)具有一维n周期结构，在菲涅尔变换输出界面(302)上可得沿光轴两旁直线排列的 $2n+1$ 个分光束。如

$$T_{2x}(x) \propto T_0 + T_1 \cos(u_1x) + T_2 \cos(u_2x) \quad (u_2 > u_1, T_0, T_1, T_2 \text{ 为正常数, 且 } T_0 + T_1 + T_2 = 1)$$

时，就可得五束腰宽均为 fw/N_λ 的分光束，其模结构彼此相同且与输入光束相同，

以透镜为例则中央三束间距为 $fu_1\lambda/2\pi$ ，而边上两光束的间距为 $f\lambda(u_2 - u_1)/2\pi$ 。

如果采用二维复周期余(正)弦振幅光栅(2)和二维厄米-高斯光束入射，菲涅尔变换系统输出界面(302)处的二维厄米-高斯分光束数目将相应增加，例如，当x方向是p周期而y方向是q周期时，分束数目将是 $4p \times q + 1$ ，它们是以光轴为中心的矩形阵列，等等。调整余(正)弦振幅型光栅(2)的空间频率就能控制各分光束间的间隔。

再者，利用本发明装置在对光束进行分束的同时，还能实现对光斑大小的控制，如用透镜时，分束后的腰斑为 $\frac{fw}{N_\lambda|\Omega_0|}$ ，因此适当选择透镜焦距即可实现对

分光束光斑大小的控制。

又因分光束中心间距与光栅空间频率u成正比，故可通过改变光栅空间频率来调节分束间隔。另外，分光束中心间距还与入射光波长成正比，如用单周期余(正)弦振幅型光栅，并以透镜构成菲涅尔变换系统时，边上两光束与中央光束间距为 $u\lambda f/2\pi$ 。因此当入射光束是由不同波长 λ_1 和 λ_2 的光构成时，边上两波长分光束会分裂，其分开间距为 $|\lambda_1 - \lambda_2|fu/2\pi$ ，从而可实现部分色散元件功能。

与已有技术相比,本发明结构简单、制作方便,在用梯度折射率波导(光纤)做为菲涅尔变换系统时容易集成,而其最主要特点是分束光的模结构与输入光的模结构保持相同,即能实现模结构不变。主体构件之一的起余(正)弦型光振幅调制器作用的复周期余(正)弦振幅型全息光栅可用全息方法经多次曝光制得,后文的例子表明,本发明中的分束器对全息光栅的空间频率要求在几个到几十个 mm^{-1} 范围内,现已有成熟的制作技术。

数值模拟结果证明上述理论结果是正确的;而利用主体由单周期余弦振幅型全息光栅和透镜构成的系统进行实验也初步证实上述构想是可行的。

本发明的分束器充分利用了光学信息处理并行、快速的优势,在实现光功率分配的同时,还实现了对光斑大小的控制及分光束间间隔的调节;特别地,它不改变输入光场的模式结构特征,这些新特点将在对光场模式结构有更高要求的分束应用中具有新的实用价值。

具体实施示例 1—梯度折射率波导(光纤)方式:

如附图 2 所示结构,当复周期余弦振幅型光栅是两周期,设其空间频率分别为 u_1 和 $u_2=2u_1$,并以梯度折射率波导(光纤)构成菲涅尔变换系统。对于具有高斯模式的输入光束,则在波导的 $L_0 = \pi/2\beta$ 输出界面(302)上可得到五个高斯光束,分光束中心分列于光纤轴线上及两旁。如取 $\beta=0.05\text{mm}^{-1}$ (较典型值偏小),波长 $\lambda=1\mu\text{m}$,输入束宽 $w=1\text{mm}$ (讨论 $R=\infty$ 情形)时,则有 $\beta N_\lambda \approx 157$,在 $L_0 \approx 31.4\text{mm}$ 界面上可得五个腰宽都约为 0.010 的分光束。为实现对腰宽 0.010mm 的各分高斯光束的分束,如取其边上两光束之间距为 0.030mm,则 $u_1 \approx 10\text{mm}^{-1}$ 即可,此时中央分光束中心间距约为 0.032mm。

具体实施方式 2—聚焦镜方式:

如前述具体实施方式 1 情形,只是以聚焦镜(为用语方便,设为焦距为 f 的凸透镜,其实菲涅尔波带片也一样)构成菲涅尔变换系统(见附图 3 所示结构)。则对高斯光束输入,在焦平面为输出界面(302)上可得到五个高斯光束,排列于透镜光轴的两旁。如焦距 $f=500\text{mm}$,波长 $\lambda=1\mu\text{m}$,输入束宽 $w=2\text{mm}$ (讨论 $R=\infty$ 情形),此时菲涅尔数 $N_\lambda/f \approx 25$,在焦平面处可得五个腰宽都约为 0.08mm 的分光束。为分开这些光束,可取 $u_1=2\text{mm}^{-1}$,则分光束中心间距均约为 0.16mm,达分高斯光束束腰的两倍。

具体实施方式 3—聚焦镜方式：

与实施方式 2 类似，但周期余弦振幅型光栅是单周期，即空间频率为 u ，如若焦距 $f=20\text{m}$ ，波长 $\lambda=1\mu\text{m}$ ，输入束宽 $w=2\text{mm}$ (讨论 $R=\infty$ 情形)，此时菲涅尔数 $N_\lambda/f \approx 0.63$ ，分高斯光束的腰宽都约为 3.2mm ，这时取 $u_f=1\text{mm}^{-1}$ ，则分光束中心间距就可达约 3.3mm 。

附图 1 所示为分束器系统总体结构图。其中 1 是附有准直器 101 的输入光纤；2 是余(正)弦场振幅型调制器(如复周期余(正)弦振幅型全息光栅)；3 是附图 2 或附图 3 所示的菲涅尔变换系统模块，而 301 和 302 分别是其输入和输出介面；4 是附有准直器 401 的输出光纤阵列。

附图 2 所示的是长为 L 的梯度折射率波导(光纤)构成的菲涅尔变换系统模块。其折射率分布具有 $n(r) = n_0(1 - \frac{1}{2}\beta r^2)$ 形式， r 是考察点处到光轴的距离，其输入介面 301 和输出介面 302 间距离 L 为 $\frac{\pi}{2\beta}$ 。实际中利用目前广泛应用的光纤布喇

格光栅写入技术，将余(正)弦型场振幅调制器(2)写入到梯度折射率光纤(3)的输入端，应可将余(正)弦型场振幅调制器(2)与梯度折射率光纤(3)集成到一起。另外，也很容易将整个系统集成为一体。

附图 3 是用聚焦镜(凸透镜或菲涅尔波带片)构成的菲涅尔变换系统模块，其中 f 是透镜长度， s 和 $z+f$ 分别是输入介面 301、输出介面 302 与透镜中心的距离。

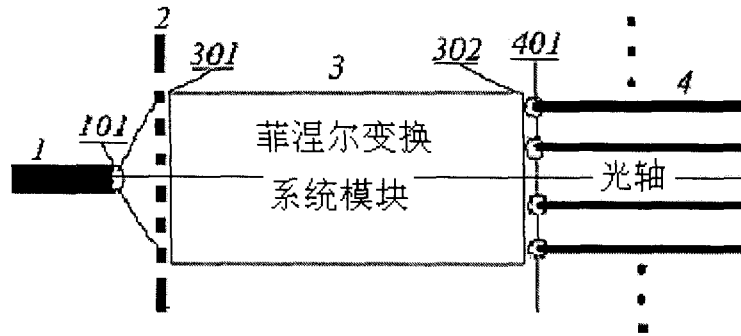


图 1

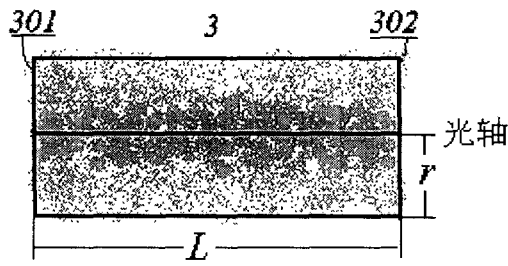


图 2

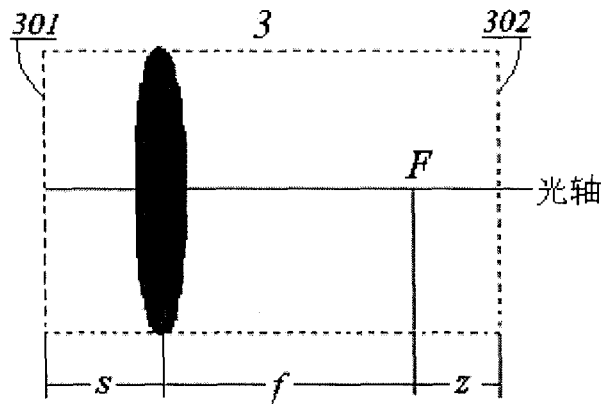


图 3