第 21 卷 第 12 期 中 国 激 光 Vol. A21, No. 12
1994 年 12 月 CHINESE JOURNAL OF LASERS December, 1994

有关光束质量的若干基本问题及其新进展 *

钱列加 范滇元 张筑虹 朱宝强 詹庭宇
(中国科学院上海光机所高功率激光物理实验室，上海 201800)

提要 提出并研究了光束传输领域有待解决的三类基本问题：1) 光束质量的定义及实际测量方法比较；2) 任意光束经实际光学系统的传输；3) 任意实际光束的非线性传输。主要着重于提出解决问题的方法，具体地以高斯随机变量模拟位相畸变，解析地分析了光束质量与位相畸变特征量间的关联；以按空间频谱展开方法，处理任意光束的非线性谐波转换过程。

关键词 光束质量，位相畸变，空间频谱，谐波转换

1 引 言

光束质量和光束传输特性的研究是激光光学的一个重要领域，它能为光学系统的设计、光束的传输变换和光束质量的控制提供理论依据，相关的研究可主要参阅文献[1～3]。自 Siegman 提出基于光束空间角谱二阶矩定义的远场发散角和束宽二阶矩定义[4]以来，对光束主要特征量如光束质量、束宽和远场发散角及其传输变换的研究进入一个新的层次，已延拓至非衍射转换极限非高斯光束的实际任意光束[5,6]。这一基于二阶矩定义的光束质量 M^2 因子，同时也能使得我们更客观、至少在物理上更客观地评价某些特殊光学元件和激光系统象二元位相板等[7]。但对这方面的研究尚存在不少根本性的问题有待解决或回答，主要归纳为以下三类：1) 至今为止有许多曾被用作衡量光束质量的物理量或方法，究竟哪一个最能反映光束的物理特征？哪一个最具有实用价值？2) 如何处理任意光束经具有一定光学畸变的实际光学系统的传输问题？特别有实际应用价值的问题是如何由光束和畸变光学系统的某些物理特征量确定或近似确定传输变换光束的光束质量，而这些物理量应该是实际可测的；3) 如何处理任意实际光束的非线性相互作用，以及非线性过程对光束质量的影响程度？这里我们将试图回答这些问题，主要着重于提出解决这些问题的方法。

2 描述光束质量的物理量及相互比较

光束质量的描述必须用一具体的量值表示，它应该是从完整描述光波的无穷多信息中抽取组合成的最能反映光束特征、最具有物理内涵的一个量值，可供选择的物理量有：1) M^2 因子；2) 亮度或可聚焦功率密度；3) 远场发散角或衍射极限倍数；4) 空间相干性或相干度；5)

* 本项研究受国家 863 计划、上海市科委启明星计划和国家自然科学基金共同支持。
收稿日期：1994 年 5 月 10 日；收到修改稿日期：1994 年 7 月 12 日

斯特列尔比。作为描述光束最本质特性的光束质量,其定义应该遵循这样的判据:1)在概念尽可能简单的前提下,其定义必须严格且普遍,可应用于无规的或多模激光束;2)可表示光束远场发散特征和光束高阶模含量;3)可为光学传输系统的设计提供依据;4)针对实际激光束,其测量应较为简单;5)应可被方便地用于光学系统的设计计算。以下,我们将分别对上述物理量进行分析讨论和比较,以其明了各物理量的物理内涵和作为衡量光束质量的实际应用价值。

2.1 M^2 因子

Siegman 将基于实际光束的空间和空间频谱的二阶矩表示的束宽积来定义光束质量 M^2 因子,它相当于从描述光波的复振幅的无穷多信息中,通过二阶矩形式来抽取组合出 M^2 因子,而且可以证明它是一自由空间传输不变量,相当于几何光学中的拉格朗日不变量[7]。它能反映光束的基本特性,并具众多优点:

1)能在物理上客观地反映光束远场发散角和高阶模含量,而且这一方式定义的光束质量具有最小值,它对应了理想的高斯光束,表明任意光束的光束质量不可能优于衍射转换极限。而其他的束宽或发散角定义方式,有可能导致光束质量优于衍射转换极限这一谬误[8]。

2)光束质量为 M^2 的光束的瑞利距离比理想高斯光束短 M^2 倍,瑞利距离是表示光束聚焦特性的重要物理量[9]。

3)可以解析地表示任意光束束宽的传输变换关系[4]。

4)可以将高斯光束的 *ABCD* 定律推广至任意光束,它在光学系统的设计中有着重要应用价值[5]。

M^2 因子可以由光束三个不同位置的束宽决定,但其精确测量,需要知道完整的光强分布,这将受限于探测系统 CCD 的分辨率,M^2 因子测量仪(Mode-Master)[10]将不适用于存在极高频光强调制的光束。

2.2 激光束的亮度

它是描述光束可聚焦功率密度的重要物理量,但它并不是最基本的物理量,其大小取决于功率水平及束宽的定义。

2.3 光束束宽测量的"$1/e$ 或 $1/e^2$"法则

它是经常被使用的一种方法,目前不少光束测量 CCD 系统的软件乃采用这一法则,如 Big Sky 等。它存在着不少根本性的缺陷:1)与 M^2 因子相比,上述定义的束宽不存在轴向束宽变化的解析表示式;2)不适用于存在尖峰(Hot-spots)和凹陷(Nulls)的光束,由此法则定义的光束质量有可能会导致严重偏离实际情况。

2.4 刀口法与"10%至 90%"定义

作为上述按强度定义的束宽法则的改进,刀口旋转法按能量(或功率)来定义束宽,一般将对应 10%和 90%能量的截断点间距离定义为束宽。这一方法可避免"$1/e$ 或 $1/e^2$"法则用于无规光束的困难,能用于极无规的极差光束质量的光束,具有重要的实际应用价值。但这一方法同样不存在束宽的轴向变化解析表达式。

与刀口法按能量定义束宽相似的,还有"桶中能量"法(Power in the Bucket),但所有这些以束宽为基础的方法,均存在着究竟如何定义光束质量的本质性问题。

2.5 相干理论

相干理论通常用多变量的相干函数来处理问题,它没有为描述光束的质量或相干性提供

单一量值。高光束质量意味着高空间相干性,反之则不然。因此相干函数不适宜用来描述光束质量,但它可用于反映耦合激光列阵的相干度,也可被用作快速确定光束质量是否极差。

2.6　斯特列尔比

斯特列尔比只关心远场轴上光强,而忽略任何其他周围光强分布的信息。它在光学雷达和通讯中有着重要意义。但至今乃缺乏对斯特列尔比作明确普遍的定义,Siegman 建议将它定义为实际光束的远场峰值强度与具有同样功率均匀分布于同一光阑的位相均匀光束之比[11]。与空间相干性只反映光束位相均匀情况不同,斯特列尔比还包含着光强分布的信息,对恒定位相的光束,在透过光阑中均匀光强分布的光束将得到最大的远场光强。同时与光束质量 M^2 因子相似,光束小尺度的位相畸变对斯特列尔比的影响远较光强调制严重。因此斯特列尔比可以粗略地反映光束质量,只是它在光学系统的设计中不能提供非常有用的指导,而且其随光强调制和位相畸变的变化没有 M^2 因子那么敏感[12]。

综上所述,M^2 因子能够在物理本质上最充分地体现光束质量,较为适用于光束的理论研究,并在光学系统的设计中有着重要作用,只是其精确测量需要知道光强分布的详尽细节,可能 受限于探测系统的空间分辨率。对实际任意光束,特别对高功率激光象万瓦级 CO_2 激光器等,旋转刀口法或"桶中能量"法是最为实用的衡量和测量光束质量的方法。

3　任意光束经畸变光学系统的传输

对任意光束经畸变光学系统的传输的严格理论描述,需要知道光束及光学系统畸变的完整细节。事实上,在实际应用中我们更对如何由光学系统的畸变特征量确定输出光束的质量感兴趣,由此可为光学系统的设计提供理论依据,同时实际上我们也不可能知道畸变光学系统的所有细节。对此,我们必须对光束和畸变光学系统作某些适当的近似,以期能解析地表示光束质量与畸变特征量间的关联。通常对高功率激光器而言,可以用高斯型随机变量来描述位相畸变[13],而且在我们的处理中将忽略光强调制对光束质量的影响,因其影响在通常情况下均远小于位相畸变造成的影响。基于这些假定,输出光束的 M^2 因子可近似解析表示为[12]

$$M^2 \simeq \sqrt{(M_0^2)^2 + \sigma_\phi^2} \tag{1}$$

这里 M_0^2 是入射光束质量,σ_ϕ^2 是光学系统高斯随机位相畸变的方均值,上式在 $\sigma_\phi^2 < 1$ 时,具有较高 的近似精度。特殊地,对具有球差 $\exp\{-i(2\pi/\lambda)C_4X^4\}$ 畸变的一维光学系统,畸变对光束质量的影响可写成[11]

$$M_x^2 = \sqrt{(M_{x0}^2)^2 + (M_{x1}^2)^2} \tag{2}$$

$$M_{x1}^2 = \frac{16\pi\beta_x}{\lambda} C_4 \overline{X^4} \tag{3}$$

在上述表示式中 $\overline{X^4}$ 是 X 的四阶矩,$\beta_x = [(\overline{X^2}\,\overline{X^6} - \overline{X^4}^2)/\overline{X^4}^2]^{1/2}$ 是约为 0.5 的无量纲因子,其具体数值由光强分布决定。

对光学系统含多个畸变光学元件的情况,特别是在高能激光器中,材料受强激光辐照也将导 致光学元件的畸变,这样的光学系统一般由窗口和多个反射镜组成,其位相畸变量 σ_ϕ^2 可按照 D. A. Holmes 建立的几何光学方法进行估算[14],为实际应用方便起见,可假定所有由光束感应的畸变都是相干可加的,而其他畸变都是独立不可抵消的:

$$\sigma_\phi^2 = 2\sigma_\omega^2(n-1)^2 + l(\Delta n)^2 + I_{\mathrm{rms}}^2\frac{bt}{c}\left(\frac{n-1}{l}\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}T} + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\right) + 4\sigma_M^2\sum\cos^2\theta_i - 2\xi\alpha I_{\mathrm{rms}}^2\sum\cos^2\theta_i \tag{4}$$

上式中整个光学系统的畸变量 σ_ϕ^2 包含：1) 窗口元件的畸变，它由三部分组成，一是表面畸变 σ_w^2，二是材料固有的折射率不均匀畸变项 $(l\Delta n)^2$，三是受强激光辐照引起的与光强 I_{rms} 有关的热畸变项，其中 b 是吸收系数，c 是材料比热，t 是激光作用时间；2) 多个反射镜的畸变，由两部分组成，一是表面畸变 $4\sigma_M^2\cos^2\theta_i$，并假定每个镜的畸变量 σ_M^2 相同，而 θ_i 是入射角，第二部分是与光强有关的热畸变，其中 α 是吸收系数，而 ξ 是具有量纲 cm^3/W 的畸变系数。

上述任意光束经实际光学系统光束质量变换的理论模型的建立，使得我们可能解析地分析强激光光学系统，并可根据最终目标来设计强激光与其光学系统。尽管我们在此理论模型中，作了不少近似，特别是弱畸变近似 $\sigma_\phi^2 < 1$，但它至少可以给我们提供指导性依据。因事实上我们不可能精确地知道光束复振幅和光学系统的畸变细节，该模型的正确性可能不会比基于光束传输理论的数值计算结果差。

4 任意光束的非线性谐波转换

对具有位相畸变的任意光束的非线性传输的研究，我们将以谐波转换过程作为分析研究的对象。现今的谐波转换理论大都只局限于平面波和高斯光束这样的理想光束[15,16]，尚无现成的理论适用于位相不均匀或畸变的激光束，对位相畸变光束谐波转换的理论研究同时也是非常有价值的，因实际光束都不可能是严格的平面波或高斯光束；都会有一定程度的位相畸变和光强不均匀。这里我们将以按平面波展开的空间频谱方法处理位相畸变光束的非线性耦合问题。我们对位相畸变光束的谐波转换的理论研究，乃将从最基本的矢量波动方程出发：

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \mu_0\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{D}_L + \frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{P}_{NL}\right) \tag{5}$$

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{3}\{E_j(x,y,z)\exp[i(k_{jo}z - \omega_j t)] + c.c\}\hat{e}_j \tag{6}$$

这里 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$，假定光束沿 z 方向传播，E_j 是 z 的慢变函数且与时间 t 无关，$\hat{e}_j$ 是特定的偏振基矢(平行于晶体的 o 或 e 方向)，$k_{jo}^2 = \mu_0\omega_j^2\varepsilon(k_x = 0, k_y = 0)$，而 $\varepsilon(k_x, k_y)$ 是具有 x, y 方向 k_x, k_y 波矢分量的介电常数。$\boldsymbol{D}_L$ 是线性电位移矢量，$\boldsymbol{P}_{NL} = \chi^{(2)} \vdots \boldsymbol{EE}$ 是源于晶体非线性极化率的非线性极化矢量。

对具有位相畸变的光束，$E_j(x,y,z)$ 并非 x, y 的慢变函数，特别是对应晶体的介电常数 ε 与 k_x, k_y 有关，为处理它们在晶体中的非线性耦合，我们将 $E_j(x,y,z)$ 按具有空间波矢 k_x, k_y 的平面波进行展开：

$$E_j(x,y,z) = \iint E_j(k_x,k_y,z)\exp[i(k_x x + k_y y)]\,dk_x dk_y \tag{7}$$

对位相畸变不太严重的激光束而言，其空间频谱范围较窄，高频成份很弱，因此 $k_x, k_y \ll k_{j0}$，可以忽略 k_x, k_y 的二次或更高阶项，对(5)式进行形如(7)式的 2D 傅氏变换，并注意到 $E_j(k_x, k_y, z)$ 也是 z 的慢变函数，且 $D_j(k_x,k_y,z) = \varepsilon(k_x,k_y)E_j(k_x,k_y,z)$，我们可以得到

$$\frac{1}{2\pi}\left[k_j^2(k_x,k_y) - k_{jo}^2 + 2ik_{j0}\frac{\partial}{\partial z}\right]\iint E_j(x,y,z)\,e^{-i(k_x x+k_y y)}\,dx\,dy = -\mu_0\omega_j^2 e^{-ik_{j0}z}P_{NLj}(k_x,k_y,z) \tag{8}$$

对 $k_j(k_x, k_y)$ 作泰勒展开，只保留 k_x, k_y 的一阶项

$$k_j(k_x,k_y) \simeq k_{j0} + \frac{\partial k_j}{\partial k_x}k_x + \frac{\partial k_j}{\partial k_y}k_y \tag{9}$$

同样这里我们再次用到激光束的位相畸变不太严重的假定，忽略上述展开式中的高阶项。对(8)式作 2D 逆傅氏变换，可以得到

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\partial k_j}{\partial k_x}\frac{\partial}{\partial x}-\frac{\partial k_j}{\partial k_y}\frac{\partial}{\partial y}\right)E_j(x,y,z)=-\frac{i\mu_0}{2k_{j0}}e^{-i(k_{j0}z-\omega_j t)}\frac{\partial^2}{\partial t^2}P_{NLj}(x,y,z) \tag{10}$$

在非线性极化项中对每一频率成份保留其合适的二阶项[17]，我们可以将三波耦合方程写成

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\partial k_1}{\partial k_x}\frac{\partial}{\partial x}-\frac{\partial k_1}{\partial k_y}\frac{\partial}{\partial y}\right)E_1(x,y,z)=\frac{i\omega_1^2\Gamma}{k_1\cos^2\alpha_1}E_2^*E_3e^{i\Delta kz} \tag{11a}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\partial k_2}{\partial k_x}\frac{\partial}{\partial x}-\frac{\partial k_2}{\partial k_y}\frac{\partial}{\partial y}\right)E_2(x,y,z)=\frac{i\omega_2^2\Gamma}{k_2\cos^2\alpha_2}E_1^*E_3e^{i\Delta kz} \tag{11b}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\partial k_3}{\partial k_x}\frac{\partial}{\partial x}-\frac{\partial k_3}{\partial k_y}\frac{\partial}{\partial y}\right)E_3(x,y,z)=\frac{i\omega_3^2\Gamma}{k_3\cos^2\alpha_3}E_1E_2e^{-i\Delta kz} \tag{11c}$$

这里 Γ 是晶体的非线性系数，$\Delta k=k_{30}-k_{20}-k_{10}$，$\alpha_j$ 是晶体中第 j 波的相速度与群速度间的夹角[17]。对 x,y 作如下形式的坐标变换：

$$\eta=x+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_1}{\partial k_x}+\frac{\partial k_2}{\partial k_x}+\frac{\partial k_3}{\partial k_x}\right)z \tag{12a}$$

$$\xi=y+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_1}{\partial k_y}+\frac{\partial k_2}{\partial k_y}+\frac{\partial k_3}{\partial k_y}\right)z \tag{12b}$$

上述三波耦合方程(11a) ~ (11c) 可写成

$$\left[\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_2}{\partial k_x}+\frac{\partial k_3}{\partial k_x}-2\frac{\partial k_1}{\partial k_x}\right)\frac{\partial}{\partial \eta}+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_2}{\partial k_y}+\frac{\partial k_3}{\partial k_y}-2\frac{\partial k_1}{\partial k_y}\right)\frac{\partial}{\partial \xi}\right]E_1(\eta,\xi,z)$$
$$=\frac{i\omega_1^2\Gamma}{k_1\cos^2\alpha_1}E_2^*(\eta,\xi,z)\ E_3(\eta,\xi,z)e^{i\Delta kz} \tag{13a}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_1}{\partial k_x}+\frac{\partial k_3}{\partial k_x}-2\frac{\partial k_2}{\partial k_x}\right)\frac{\partial}{\partial \eta}+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_1}{\partial k_y}+\frac{\partial k_3}{\partial k_y}-2\frac{\partial k_2}{\partial k_y}\right)\frac{\partial}{\partial \xi}\right]E_2(\eta,\xi,z)$$
$$=\frac{i\omega_2^2\Gamma}{k_2\cos^2\alpha_2}E_1^*(\eta,\xi,z)\ E_3(\eta,\xi,z)e^{i\Delta kz} \tag{13b}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_1}{\partial k_x}+\frac{\partial k_2}{\partial k_x}-2\frac{\partial k_3}{\partial k_x}\right)\frac{\partial}{\partial \eta}+\frac{1}{3}\left(\frac{\partial k_1}{\partial k_y}+\frac{\partial k_2}{\partial k_y}-2\frac{\partial k_3}{\partial k_y}\right)\frac{\partial}{\partial \xi}\right]E_3(\eta,\xi,z)$$
$$=\frac{i\omega_3^2\Gamma}{k_3\cos^2\alpha_3}E_1(\eta,\xi,z)\ E_2(\eta,\xi,z)e^{-i\Delta kz} \tag{13c}$$

为简化方程，我们作变换 $\eta_j=x+(\partial k_j/\partial k_x)z$，$\xi_j=y+(\partial k_j/\partial k_y)z$，并将 $E_j(\eta,\xi,z)$ 用新的包络函数 $A_j(\eta,\xi,z)$ 表示

$$E_j(\eta,\xi,z)=A_j(\eta,\xi,z)\ \exp\left[i\frac{\omega_j}{\omega_1}\phi(\eta_j,\xi_j)\right] \tag{14}$$

我们要求 $A_j(\eta,\xi,z=0)=A_1(x,y,0)$ 是实数，这样可以确定入射面的位相函数 $\phi(\eta_1,\xi_1)=\phi(x,y,z=0)$。将 E_j 写成(14)式的形式，并不意味着 ω_1、ω_2 及 ω_3 光波具有完全相同的位相分布，因 A_j 可以是复数。但在弱畸变近似下，三波位相分布间的偏差不会太严重，$\phi(\eta_j,\xi_j)$ 包含了位相的主要部分，我们可以假定 A_j 的变化远慢于 ϕ 的变化，而可在上述组(13a) ~ (13c) 中忽略 A_j 对 ξ,η 的微分。如果我们定义

$$\Phi(\eta,\xi)=\frac{\omega_3}{\omega_1}\phi(\eta_3,\xi_3)-\frac{\omega_2}{\omega_1}\phi(\eta_2,\xi_2)-\phi(\eta_1,\xi_1) \tag{15}$$

对(15)式进行泰勒展开,保留其一阶项,我们有

$$\Phi(\eta,\xi)\simeq\Delta k_{\rm eff}(\eta,\xi)z-\Delta kz \tag{16}$$

这里

$$\Delta k_{\rm eff}(\eta,\xi)=\Delta k+\left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\frac{\partial k_3}{\partial k_x}-\frac{\omega_2}{\omega_1}\frac{\partial k_2}{\partial k_x}-\frac{\partial k_1}{\partial k_x}\right)\frac{\partial\phi}{\partial\eta}+\left(\frac{\omega_3}{\omega_1}\frac{\partial k_3}{\partial k_y}-\frac{\omega_2}{\omega_1}\frac{\partial k_2}{\partial k_y}-\frac{\partial k_1}{\partial k_y}\right)\frac{\partial\phi}{\partial\xi} \tag{17}$$

将(14)式代入(13)式,并利用(15)～(17)式,且忽略所有的$\partial A_j/\partial\eta$, $\partial A_j/\partial\xi$项,我们可以得到本文的主要结果

$$\frac{\partial}{\partial z}A_1(\eta,\xi,z)=\frac{i\omega_1^2\Gamma}{k_1\cos^2\alpha_1}A_2^*(\eta,\xi,z)\,A_3(\eta,\xi,z)\,e^{i\Delta k_{\rm eff}(\eta,\xi)z} \tag{18a}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}A_2(\eta,\xi,z)=\frac{i\omega_2^2\Gamma}{k_2\cos^2\alpha_2}A_1^*(\eta,\xi,z)\,A_3(\eta,\xi,z)\,e^{i\Delta k_{\rm eff}(\eta,\xi)z} \tag{18b}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}A_3(\eta,\xi,z)=\frac{i\omega_3^2\Gamma}{k_3\cos^2\alpha_3}A_1(\eta,\xi,z)\,A_2(\eta,\xi,z)\,e^{-i\Delta k_{\rm eff}(\eta,\xi)z} \tag{18c}$$

在上述耦合波方程(18a)～(18c)中,当$\Phi(\eta,\xi)$是常数,即光束无位相畸变,那么正象可以预期的那样,上述方程可简化成单色平面波情况的耦合波方程。另外,值得注意的是变量η,ξ只是作为参数隐含在方程中,这些适用于位相畸变光束的耦合波方程在形式上完全相似于单色平面波情况的耦合波方程,因此$\Delta k_{\rm eff}$是位相畸变光束意义下的波矢失配。同单色平面波情况一样,波矢失配$\Delta k_{\rm eff}$的大小是影响谐波转换效率的主要因素,由于存在位相畸变,不可能实现光束全口径范围内的波矢匹配$\Delta k_{\rm eff}=0$,因此位相畸变光束谐波转换的效率始终低于平面波情况。

一旦我们从耦合波方程(18a)～(18c)计算得谐波光束复振幅$E_3(\eta,\xi,L)=A_3(\eta,\xi,L)\exp[i(\omega_3/\omega_1)\phi(\eta_3,\xi_3)]$,其$M^2$因子可直接按定义求得。作为一般性结论:

1)光强不均匀分布的情况,在小信号低效率时,谐波转换过程将增强光束的强度调制,而大信号高效率时,谐波过程则减弱光束强度调制。由于低强度的旁斑在谐波转换过程中将被抑制,一般而言这将导致M^2因子下降。

2)对位相不均匀分布,如果基波位相畸变十分严重,其空间频谱具有较多高频成分,谐波转换过程相当于低通滤波器,光束质量将变好,其代价是转换效率显著下降。对畸变较小的情况,由于各空间频率成分间存在耦合,不可能简单地判断光束质量的变化规律。

参 考 文 献

1 A. E. Siegman. Lasers. California: University Science Books, Mill Valley, 1986. 629～811
2 W. Koechner. Solid-state Laser Engineering, 2nd Ed. Berlin: Springer, 1988. 350～381
3 吕百达. 激光光学, 第二版. 成都: 四川大学出版社, 1992. 16～120
4 A. E. Siegman. New developments in laser resonators. Laser Resonators, *Proc. SPIE*, 1990, **1224**: 1～12
5 P. A. Belanger. Beam propagation and the *ABCD* ray matrices. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(4): 196～198
6 C. Pare, P. A. Belanger. Resonators using graded-phase mirrors. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, **QE-28**(2): 355～359
7 A. E. Siegman. Binary phase plate cannot improve laser beam quality. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(9): 675～677
8 T. F. Johnston. M^2 concept characterizes beam quality. *Laser Focus World*, 1990, **26**(2): 173～183
9 钱列加. 高光学质量、高平均功率非稳腔Nd:YAG激光器. 光学学报, 1995, **15**(1): 待发表
10 A. C. Ashmead. Watch out for diffraction effects on laser beam profiles. *Laser Focus World*, 1991, **27**(3): 83

~92

11 A. E. Siegman. Private communication. See, for instance, "Defining and measuring laser beam quality: the M^2 fastor" (Not published), and "Defining and measuring laser beam quality", Elba International Physics Center Marciana Marina, Elba, Italy, Aug. 31~Sept. 11, 1992

12 钱列加，张筑虹，范滇元．位相畸变光束的聚焦特性与光束质量．光学学报，1994，**15**(1)：待发表

13 K. R. Manes, W. W. Simmons. Statistical optics applied to high power glass lasers. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(4): 528~638

14 D. A. Holems, P. V. Avizonis. Approximate optical system model. *Appl. Opt.*, 1975, **15**(4): 1075~1082

15 A. 亚里夫．量子电子学．上海：上海科技出版社，1982. 432~447

16 G. D. Boyd, D. A. Kleinman. Second harmonic generations of Gaussian laser beams. *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**(13): 3597~3618

17 J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(7): 1918~1939

On Some Basic Issues Related to Light Beam Quality

Qian Liejia　Fan Dianyuan　Zhang Zhuhong　Zhu Baoqiang　Zhan Tingyu

(*National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai* 201800)

Abstract　In this paper we have proposed and studied the following 3 basic problems in beam propagation: 1) defination of beam quality and its measurements; 2) arbitrary beam propagation through real optical systems and 3) nonlinear propagation of real laser beams. Here, we are interested in the methods to solve these problems. We have analytically investigated the beam quality by assuming the phase aberrations as Gaussian random variables. For the nonlinear harmonic conversion of real laser beams, we have developed a theory by applying the spatial spectrum analysis to the nonlinear coupling.

Key words　beam quality, phase aberration, spatial spectrum, harmonic conversion

自锁模掺钛蓝宝石激光超短脉冲脉宽小于 31 fs

我们利用自己生长出的高质量、高掺杂的掺钛蓝宝石晶体，获得了高效率的超短脉冲激光输出。$Ti^{3+}:Al_2O_3$ 激光棒尺寸为 4×4×5 mm³，吸收系数 $\alpha_{490}=6.2\ cm^{-1}$，品质因数 FOM＝120。采用自锁模技术，当氩离子激光(488 nm 和 514 nm 全线)泵浦功率为 6 W 时(激光棒的吸收功率约 4.5 W)，激光棒输出的超短脉冲脉宽小于 31 fs，激光输出功率大于 150 mW，系统光-光转换效率(输出功率/输入功率)约 2.5%，泵浦阈值为 5 W，输出激光波长为 780 nm；当泵浦激光功率为 6.5 W 时(激光棒的吸收功率约 5 W)，单次启动自锁模可连续运行 2 h。

(中国科学院上海光机所　张　强 乔景文 邓佩珍；天津大学精仪系　戴建明 王清月
中国科学院北京化学所　袁庆华　孔繁敖　收稿日期：1994 年 10 月 19 日)