

文章编号 : 0258-7025(2002)10-0889-06

湍流大气中准直激光束的光斑特征 I . 特征半径

饶瑞中

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学研究室, 安徽合肥 230031)

提要 利用数值方法研究了不同光传播起伏条件下湍流大气中准直激光束的光斑特征, 结果表明, 光斑稳定半径 (R_{rob}) 和等效半径 (R_{eff}) 具有很好的相关性, 虽然 R_{rob} 可应用于更一般的光斑, 但它们都不适合衡量光斑质量, 而锐度半径 (R_{shp}) 可以恰当地反映光斑质量。对于准直激光束, 在极弱起伏条件下, 约有一半的光斑其质量变好或变差, 但变化幅度很小, 随起伏条件的加强, 越来越多的光斑质量变差, 但仍有一部分光斑质量变好, 且程度越来越高。

关键词 光斑特征, 特征半径, 光传播, 大气湍流

中图分类号 TN 012 文献标识码 A

Pattern Characteristics of Collimated Laser Beam in a Turbulent Atmosphere I . Characteristic Radii

RAO Rui-zhong

(Laboratory for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and
Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031)

Abstract Besides the effective radius R_{eff} , the robust radius R_{rob} and the sharpness radius R_{shp} are introduced. The validity of three kinds of radii, two characteristic radii, for describing the pattern quality are test through numerically-generated patterns of a collimated laser beam propagating through a turbulent atmosphere, and main results could be summarized as follows. R_{rob} and R_{eff} are equivalent for Gaussian beams, but the former can be used for more general patterns. Both of them are not valid for evaluating the pattern quality; and R_{shp} can well used for the purpose. For laser beam patterns in the turbulence under very weak fluctuation condition, in a very limited extent, the pattern quality for half of them will be degraded, and for another half the quality will be refined. With increase of the fluctuation condition, the quality of more and more patterns will be degraded, and there still be some patterns whose quality will be refined in a deeper extent.

Key words beam pattern, characteristic radius, light propagation, atmospheric turbulence

1 引 言

激光在湍流大气中传播时光强空间分布即光斑形状出现畸变、破碎等现象, 导致特征尺度变大、能量发散^[1]。光斑的大小是判断其光学质量的重要依据, 它通常由某种特征尺度进行定量描述。对于高斯光束, 以光斑质心为中心的等效半径 R_{eff} 作为特征尺度的量度被广泛应用在湍流介质中光传播的理

论与实验研究中。在实际应用中, 准确测量光斑尺度受到技术条件的限制^[2]: 有限的接收面积、不可忽略的背景信号以及探测器件有限宽的动态范围, 都将给等效半径的计算带来很大的误差。而更严重的是, 光斑等效半径的定义适用于高斯光束但不适用于一般光斑, 下面将要证明, 对于平面波的圆孔和方孔 Fraunhofer 衍射光斑, 等效半径并不存在。另一方

收稿日期 2001-07-09; 收到修改稿日期 2001-08-17

作者简介: 饶瑞中(1963—), 男, 研究员, 博士, 主要从事大气光学特别是激光大气传输方面的研究。E-mail: rao@aiofm.ac.

面,作为评价光学质量方法之一的等效半径内的平均光强,往往并不能很好地反映真正的光学质量。

这些问题虽然并无理论研究上的重大意义,然而在激光大气传播的实际应用中必须澄清,否则将会带来严重后果,有必要对光斑的特征尺度问题作深入的探讨。此前我们曾探讨过光斑特征尺度的测量问题^[2,1],本文则专门研究各种特征尺度的适用性,定义两种能适用于一般光斑的特征半径,即稳定(Robust)半径 R_{rbt} 和锐度(Sharpness)半径 R_{shp} ,利用数值方法研究不同光传播起伏条件下湍流大气中准直激光束的光斑特征,对上述三种方法确定的光斑半径的统计特征进行分析,以期找出合适的光斑特征尺度描述方法,进而研究由光斑特征尺度反映的光斑质量与光传播起伏条件的关系。

2 特征光斑半径

通常使用的光斑等效半径 R_{eff} 对应于光强分布 $I(x, y)$ 对光斑质心的惯量距

$$R_{\text{eff}}^2 = \frac{\iint r^2 I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \quad (1)$$

r 为点 (x, y) 至光斑质心的距离。峰值光强为 I_0 , 束腰为 w_0 的高斯光束在垂直于光轴的截面上的光强分布为

$$I(r) = I_0 \exp(-2r^2/w_0^2) \quad (2)$$

由(1)式可求得

$$R_{\text{eff}} = \sqrt{2} w_0 / 2 \quad (3)$$

(1)式分子中积分的被积项由于 r^2 的距离因素,使远离光斑质心的哪怕是微弱的光场都会产生重要的作用,当光斑破碎后,这种影响将会很大。因此在实际应用中,要按此种定义确定光斑的等效半径,必须有足够大的接收面积,背景信号足够小,探测器件又必须有足够宽的动态范围。否则将会带来很大的误差。

更为严重的是,对平面波的衍射图案(1)式分子中的积分为无穷大,所以也就不存在有限的等效半径。波数为 k 的平面波的圆孔和矩形孔 Fraunhofer 衍射光斑的光强分布分别为^[3]

$$I(r) = I_0 [2J_1(kar/f)(kar/f)]^2 \quad (4)$$

$$I(x, y) = I_0 [\text{sinc}(kax/f)(kax/f)]^2 \times [\text{sinc}(kby/f)(kby/f)]^2 \quad (5)$$

(4)式中 a 为圆孔半径,(5)式中 $2a, 2b$ 分别为矩形孔的边长, f 为光学系统焦距。容易验证,对于这两种光斑(1)式分子中的积分都为无穷大。

因此,对一般光斑必须寻求新的特征半径定义方法。可以有多种定义方法。一类方法是使距离的权重相对于光强减弱,这样,远离光斑质心的光强的作用减弱,这样定义的特征半径相对于等效半径就稳定得多。我们将下式定义的特征半径称之为稳定半径 R_{rbt}

$$R_{\text{rbt}} = \frac{\iint r I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \quad (6)$$

另一类方法是使光强的权重相对于距离增强,强度大的光强的作用大大增加,这样定义的特征半径与光斑的锐度有关^[4]。我们将下式定义的特征半径称之为锐度半径 R_{shp}

$$R_{\text{shp}}^2 = \frac{\iint r^2 I^2(x, y) dx dy}{\iint I^2(x, y) dx dy} \quad (7)$$

容易验证对于高斯光束

$$R_{\text{rbt}} = \sqrt{\pi/2} w_0 / 2, R_{\text{shp}} = w_0 / 2 \quad (8)$$

由(3)(8)两式可见,对于真空中的高斯光束,等效半径、稳定半径和锐度半径都与光腰半径成正比,它们都可以转换成光腰半径。只有对湍流中的畸变光斑才能分析三者间的区别。下一节我们就以湍流大气中准直激光束的光斑作为对象进行分析研究,将等效半径、稳定半径和锐度半径归一到光腰半径,以便于对比分析,如下列3式所示

$$R_{\text{eff}}^2 = 2 \frac{\iint r^2 I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \quad (9)$$

$$R_{\text{rbt}}^2 = 2 \sqrt{2/\pi} \frac{\iint r I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \quad (10)$$

$$R_{\text{shp}}^2 = 4 \frac{\iint r^2 I^2(x, y) dx dy}{\iint I^2(x, y) dx dy} \quad (11)$$

3 湍流大气中准直激光束的特征光斑半径

我们用数值模拟方法产生准直激光束在湍流大气中的光斑,数值运算的原理同文献^[5],使用下列有关参数:发射光束是波长为 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 的束腰 $w_0 = 30 \text{ mm}$ 的准直高斯光束,光传输距离 $L = 1000 \text{ m}$,湍流路径上使用 20 个随机相位屏,垂直于传播方向的有限平面分为 256×256 的网格,网格宽度选择接收平面上光场的菲涅耳长度 $l_f = \sqrt{\lambda L / 2\pi}$ 的 $1/15$ 和湍流内尺度的 $1/2$ 的小者。湍流谱采用 Von Karman 谱,内外尺度分别为 1 mm 和 15 m 。光强起伏强度由闪烁指数 $\beta_0^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ 确定。选择折射率结构常数 C_n 分别为 10^{-15} , 10^{-14} , 10^{-13} , 使得表征综合传播起伏条件的闪烁指数值为 $0.056, 0.56, 5.62$, 分别对应于微弱起伏条件、弱起伏

条件和近饱和起伏条件。详细参数见表 1。我们以上述参数对每种起伏条件计算了 1024 次随机的传播,利用(9)~(11)式计算了光斑的特征半径,以及

其他一些特征参量,包括峰值光强 I_{\max} ,锐度和三种特征半径对应的平均光强 I_{eff} , I_{rbt} 和 I_{shp} 。

表 1 光传播数值计算的参数

Table 1 Parameters used for the numerical simulation of light propagation

Wave type	Gaussian beam	Grid interval/mm	0.5
Wavelength/ μm	0.6328	Turbulence spectrum	von Karman
Beam waist/mm	30	Inner scale/mm	1
Propagation path/m	1000	Outer scale/m	10
Grid point number	256 \times 256	C_n^2	10^{-15} , 10^{-14} , 10^{-13}
Phase screen number	20	Scintillation index	0.056, 0.56, 5.62

为说明问题,我们首先考虑光强起伏较大的情况,闪烁指数 $\beta_0^2 = 5.62$,此时光斑畸变现象严重,随机实现的 1024 幅图像丰富多彩,体现了各种光强空间分布情况。其中连续随机实现的 9 幅湍流中的光斑(序号 1~9)和真空中的光斑(序号 0)的统计特征量列于表 2。图 1 绘出了真空光斑和 3 幅湍流光斑的三维立体图像,分别对应于表 2 中序号 0, 1, 5, 7, 各光斑的光强以真空光斑的峰值光强进行归一化。可以看出,在相同的起伏条件下,光斑的差别十分明显。

从能量集中的角度来看,图 1 中的四幅光斑图像的质量十分容易判断。光斑 1 破碎严重,质量比真空光斑差得多,光斑 5, 7 的质量则明显优于真空光斑,特别是光斑 5,其峰值光强达到真空光斑的 6 倍多。显而易见,能恰当反映光斑质量的特征半径应具有如下条件:光斑 1 的特征半径大于真空光斑,光斑 5, 7 的特征半径小于真空光斑。从表 2 可以看出,对于列出的 9 幅湍流光斑,它们的等效半径和稳定半径都大于真空光斑对应的值,不符合上述要求;而锐度半径则符合要求。

表 2 $\beta_0^2 = 5.62$ 时的光斑特征参量:峰值光强、锐度、特征半径和对应的平均光强

Table 2 Characteristic parameters of laser beam patterns in the turbulence under $\beta_0^2 = 5/62$: peak intensity, sharpness, characteristic radii and corresponding intensities

No.	I_{\max}	Sharpness	R_{eff}/mm	R_{rbt}/mm	R_{shp}/mm	I_{eff}	I_{rbt}	I_{shp}
0	1.	1.	30.6	30.6	30.7	0.4347	0.4349	0.4329
1	1.657	0.755	53.3	55.0	64.0	0.1458	0.1389	0.1094
2	2.678	1.145	45.9	45.4	43.9	0.1887	0.1912	0.1990
3	2.411	1.236	42.3	40.5	37.9	0.2230	0.2400	0.2678
4	2.145	1.292	44.0	41.8	42.3	0.2052	0.2189	0.2156
5	6.346	2.313	43.1	38.6	23.6	0.2094	0.2444	0.4608
6	3.166	1.416	39.3	36.8	32.0	0.2600	0.2862	0.3496
7	3.447	1.850	39.5	35.3	25.5	0.2518	0.2966	0.4853
8	3.639	1.637	42.0	38.6	30.5	0.2215	0.2514	0.3513
9	2.234	1.209	45.7	46.8	48.5	0.1976	0.1900	0.1793

4 湍流大气中准直激光束光斑半径的统计特征

表 2 仅仅列出了随机实现的 9 幅湍流光斑与 1 幅真空光斑的特征量。结合表 2 与图 1,虽然能清

楚地显示出 3 种特征半径体现光斑质量合适与否,但由于样本数很有限,尚需大量的数据才能说明问题,并且需要一种独立的光斑质量判据作为参照。我们选择锐度作为光斑质量的判据,其定义为

$$\text{shp} = \frac{\iint I^2(x, y) dx dy}{\iint I_{\text{vacuum}}^2(x, y) dx dy} \quad (12)$$

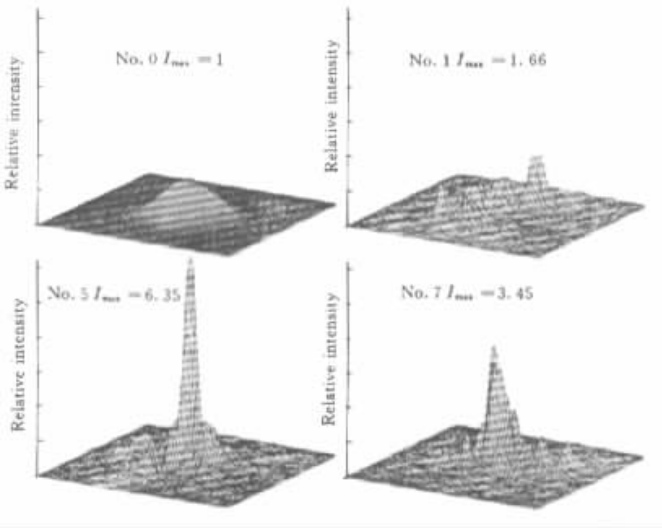


图 1 真空中的光斑(序号 0)和 $\beta_0^2 = 5.62$ 时湍流中的光斑(序号 1, 5, 7)

Fig.1 Laser beam patterns in the vacuum, No.0, and in a turbulent atmosphere under $\beta_0^2 = 5.62$: No.1, 5, and 7

锐度越大,光斑质量越高。

在实际测量应用中,通常以光斑质心周围等效半径范围内的平均光强作为衡量光斑质量的一种判据。那么如果以某种特征半径内的平均光强判定的光斑质量与以锐度判定的光斑质量相符合,则说明这种特征半径正确反映了光斑质量,反之亦然。图 2 绘出了在 $\beta_0^2 = 5.62$ 条件下随机实现的 1024 幅光斑 3 种特征半径范围内的平均光强与锐度的关系。

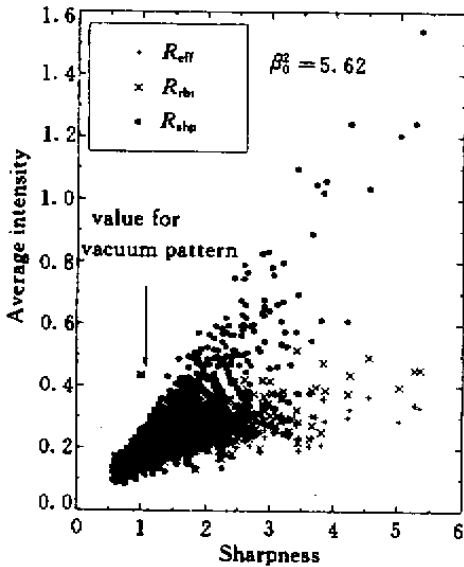


图 2 在 $\beta_0^2 = 5.62$ 条件下 3 种特征半径对应的平均光强与锐度的关系

Fig.2 Relationship between the sharpness and the average intensities corresponding to three kinds of characteristic radii of laser beam patterns in a turbulent atmosphere

可以看出,尽管锐度值在 0.5 至 5.5 的很大范围内变化,但对应于等效半径和稳定半径的平均光强变化范围很小,它们与锐度不存在明显的关系,并且大部分小于真空光斑相应的平均光强,说明等效半径和稳定半径用于衡量光斑质量是不合适的。另一方面,对应于锐度半径的平均光强随锐度的变化关系呈十分明显的线性关系,特别是在远离真空光斑半径的区域,说明锐度半径能恰当地反映光斑质量。

等效半径、稳定半径与锐度半径在反映光斑质量方面的明显差异也可以从三者之间的关系表现出来。图 3 绘出了随机实现的 1024 幅光斑三种特征半径间的相互关系。首先,等效半径与稳定半径间存在着十分稳定、明确的线性关系,对于本文的具体传输条件,二者可以拟合成 $R_{rbt} = 1.31R_{eff} - 14.91$, 离散性很小。这说明二者在描述高斯光束的光斑统计特征方面具有很好的等价性。虽然等效半径不适用诸如圆形、矩形孔径的衍射光斑等非高斯分布的情况,但稳定半径可以应用到更一般的光斑。则在一般光斑图像的处理中可舍去等效半径而代以稳定半径。其次,锐度半径与稳定半径间也存在着比较明显的线性关系,但离散性较大,二者可以拟合成 $R_{shp} = 2.15R_{eff} - 54.86$ 。这与等效半径和稳定半径的关系最显著的差别在于两个斜率相距甚大。有趣的是,三种半径都在 48 mm 附近达到一致。此外,大部分等效半径和稳定半径值都大于真空光斑的对应值,而有相当一部分锐度半径值小于真空光斑的对应值。这种现象更明确地体现在关于三种特征半径的

频数分布的图 4 中。

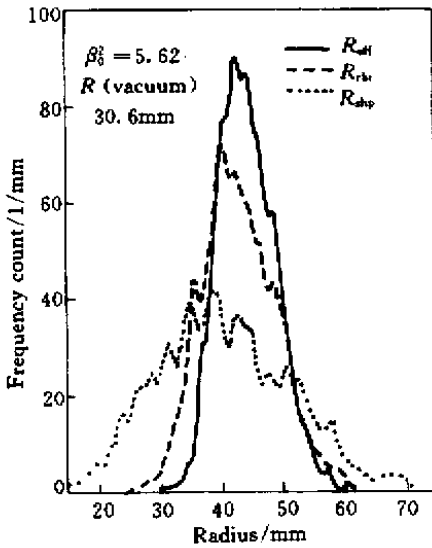


图 4 在 $\beta_0^2 = 5.62$ 条件下三种特征半径的频数分布

Fig. 4 Distribution of frequency counts for three kinds of characteristic radii of laser beam patterns in a turbulent atmosphere

从图 4 可以看出,所有光斑的等效半径值都大于真空光斑的对应值,绝大部分光斑的稳定半径值也大于真空光斑的对应值(只有 12/1024 ~ 1% 的例外),而却有一定比例的光斑的锐度半径值小于真空光斑的对应值(204/1024 = 20%)。这说明湍流的影响固然使得大部分光斑质量恶化,但也会使一部分光斑质量变好。光斑质量改变的幅度以及质量变好

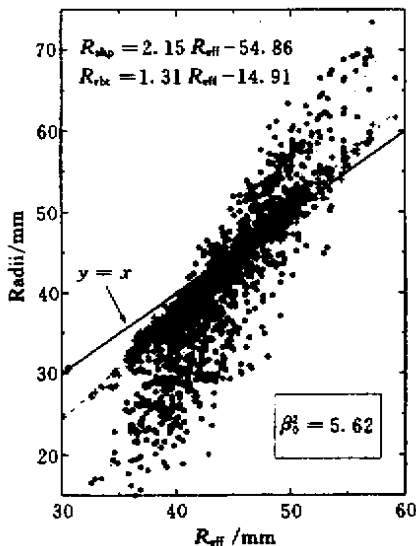


图 3 在 $\beta_0^2 = 5.62$ 条件下 3 种特征半径间的相互关系

Fig. 3 Relationship between three kinds of characteristic radii of laser beam patterns in a turbulent atmosphere

的光斑所占的比例与光传播起伏条件的关系,可以通过考察不同闪烁指数下锐度半径的频数的分布情况来分析。

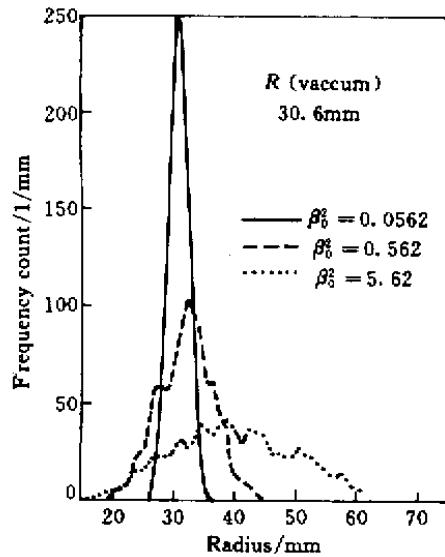


图 5 不同起伏条件下锐度半径的频数分布

Fig. 5 Distribution of frequency counts for the sharpness radius of laser beam patterns in a turbulent atmosphere under different fluctuation conditions

图 5 绘出了闪烁指数分别为 0.0562, 0.562, 5.62 三种起伏条件下锐度半径的频数分布。在 $\beta_0^2 = 0.0562$ 的微弱起伏下,锐度半径在真空半径附近很小的范围内变化,有 461/1024 = 45% 的值小于真空半径。不难推断,在极弱的起伏条件下,该分布关于真空半径对称,即有一半的锐度半径小于(或大于)真空半径,但其方差也将趋于零。随着起伏条件的增强,频数分布向大于真空半径的方向移动,即质量恶化的光斑的数量越来越多,但仍有一定比例的质量变好的光斑,而且半径的起伏方差也越来越大。在 $\beta_0^2 = 0.562$ 时,质量变好的光斑占 362/1024 = 35%。在 $\beta_0^2 = 5.62$ 时,质量变好的光斑占 204/1024 = 20%,质量最好的光斑的锐度半径仅 12 mm,不到真空半径 30.6 的一半,质量最差的光斑的锐度半径达 75 mm,超过真空半径的 2.5 倍。可见,湍流中的光斑特征变化十分剧烈,随着起伏条件的增强,其发散性很大,用一平均的扩展概念很难恰当地描述湍流在短时间内的影响。

5 结 论

通过理论分析指出传统的光斑等效半径的概念

不能通用于一般情况,从而提出了稳定半径与锐度半径的概念。对由数值方法获得的在湍流大气中传播的准直激光束的光斑特征进行了统计分析,着眼点放在这三种特征半径反映光斑质量的适用性上。得出以下主要结果:

1) 光斑等效半径的定义适用于高斯光束但不能通用于一般光斑,如平面波的圆孔和方孔 Fraunhofer 衍射光斑。

2) 稳定半径与等效半径对高斯光束在描述光斑统计特征方面具有等价性,但前者的应用范围大于后者。

3) 等效半径和稳定半径都不能用来衡量光斑质量,锐度半径则能胜任。

4) 对在湍流中传播的准直激光束,在微弱起伏条件下,约有一半的光斑其质量变好或恶化,但变化幅度很小。随着起伏条件的增强,质量恶化的光斑的比例越来越大,但仍有一部分光斑的质量变好,而且程度也越来越高。

综上所述,在进行湍流大气中激光光斑的分析处理时应使用锐度半径作为特征尺度参量以恰当地反映光斑质量。

参 考 文 献

- 1 Ishimaru. The beam case, in "Laser beam propagation in the turbulent atmosphere" [M], edited by Strohbehn. Berlin: Springer-Verlag, 1978. 129 ~ 170
- 2 Rao Ruizhong, Wang Shipeng, Liu Xiaochun. Atmospheric-turbulence-degraded light intensity images: size measurement and description of deformation characteristics [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1998, 18(4): 451 ~ 456 (in Chinese)
- 3 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M]. New York: Academic Press, 2000. 436 ~ 443
- 4 R. A. Muller, A. Buffington. Real-time correction of atmospherically degraded telescope images through image sharpening [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, 64(9): 1200 ~ 1210
- 5 J. M. Martin, S. M. Flatte. Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media [J]. *Appl. Opt.*, 1988, 27(11): 2111 ~ 2126

2002 年中国光学学会年会在长春举行

2002 年中国光学学会年会于 9 月 19 日至 22 日在长春国际会展中心隆重召开,来自全国各高校和研究所的光学界专家学者 130 多人参加了是次会议。

本届年会由中国光学学会主办,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所承办。大会于 20 日上午在庄严的国歌声中开幕,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所所长、中国光学学会副理事长兼秘书长曹健林主持大会。中国光学学会理事长母国光院士致开幕词,吉林省和长春市科技部门的有关领导在大会上讲了话。

开幕式后,两院院士王大珩作了题为“二十世纪中国光学工程的若干进展”的学术报告,随后王之江、潘君骅、王启明、母国光等院士和教授分别作了

大会特邀报告。

9 月 21 日,大会分生物学光学、光学系统与仪器、光学材料、激光技术与应用、光电信息处理、激光技术与应用、光通信与基础光学、光电子学八个方向进行了分会场报告。晚上,由长影乐团为与会代表献上了一台“光学之声”音乐会。中国光学界人士在激昂的音乐声中度过了中秋佳节。音乐会结束后,母国光理事长宣布下一届中国光学学会年会将于 2004 年 4 月在杭州举行,由浙江大学承办,第 20 届国际光学委员会(ICO)大会将由中国科学院长春光学精密机械与物理研究所承办。

本届年会论文集将由《中国激光》编辑部以增刊的形式在 2003 年初出版。

(段家喜)