

一个更为精确的光学传递函数算式

王 琦

(中国科学院沈阳计算技术研究所)

提 要

本文从基尔霍夫衍射积分公式出发,在超出菲涅耳衍射区的近似下,给出点像振幅分布,从而应用四个傅里叶变换式,给出一个更为精确的 OTF 算式,它是对文献[1]~[3]工作的改进。

一、前 言

如所周知,以往计算波动光学传递函数(OTF)的通行方法,基于光学系统形成的点像振幅分布是光瞳函数的一次傅里叶变换。但是,人们对这些方法的数值精度,特别是应用于大数值孔径或广角光学系统时上述条件是否能完全满足还有疑问,所以, Matsui 等人^[1]提出 A 法和 B 法,为改善 OTF 的计算精度开辟了前景。然而,用数值方法确定 A 法中的 K_1 和 K_2 需要三次计算波像差, B 法为确定新的光瞳函数比 A 法需要更多的时间,这就为计算 OTF 带来了困难。本文从基尔霍夫衍射积分公式出发,重新考察近似过程,提出用三个广义光瞳函数的傅里叶变换关于像方座标变量的线性方程式表示点像的振幅分布,从而用解析法实现了 A 法和 B 法的功能,而计算波像差只需要一次。并且,将要导出的新的 OTF 算式超出了菲涅耳衍射区,比夫琅和费衍射法以及文献[2]中按菲涅耳近似所给出的公式都有较好的理论精度。

二、新光学传递函数算式的推导

考虑点光源 P_0 通过光学系统在出瞳处形成的波前面 S 对实际像面 yOz (高斯像面或有很小的离焦量)产生的衍射,如图 1 所示。根据基尔霍夫衍射积分公式,像面上任意点 P

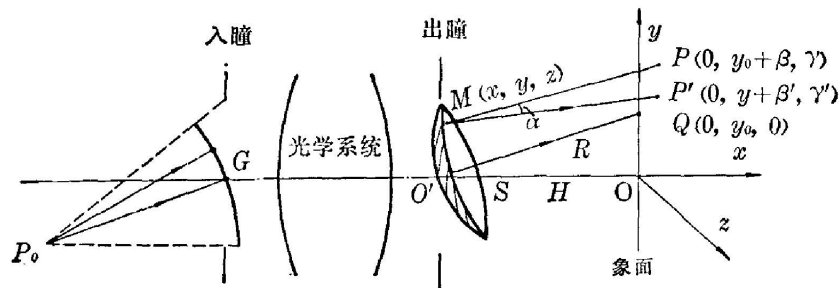


图 1 点像的振幅分布

Fig. 1. The amplitude distribution in the image of a point object

上的复合振幅 $E(P)$ 由下式给出^[1]

$$E(P) = -\frac{i}{2\lambda} \frac{c \cdot \exp(i2\pi r_0/\lambda)}{r_0} \iint_S \frac{1 + \cos \alpha}{r} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r\right) dS, \quad (1)$$

其中 λ 是光波长, c 是常数, r_0 是 P_0 到 S 的距离, 它是常数。在像方坐标系 $O-xyz$ 中, Ox 轴是该系统的光轴, r 是 S 上任意点 $M(x, y, z)$ 到像面 yOz 上任意点 $P(0, y_0 + \beta, \gamma)$ 之间的距离, 而这里的 y_0 是原物点 P_0 的实际像高, α 是曲面 S 在 M 点的法线 $\overrightarrow{MP'}$ 与向量 \overrightarrow{MP} 的夹角, 这里的点 $P'(0, y_0 + \beta', \gamma')$ 是 S 在 M 点的法线与平面 yOz 的交点。 dS 是 S 在点 M 处的曲面面元。如果把常数因子都略去, 并注意到把任何常数附加到(1)式中幅角 γ 值上时能量 $|E(P)|^2 = E(P)E(P)^*$ 的结果不变, 那么(1)式可以写成

$$E(P) = \iint_S \frac{1 + \cos \alpha}{r} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \delta\right) dS, \quad (2)$$

其中 δ 表示 r 的变化部分。

为了给出 $E(P)$ 较为精确的算式, 下面考察 $(1 + \cos \alpha)/r$ 及 δ 的展开式。

(1) 设 $\delta = \overrightarrow{MP} - \overrightarrow{O'P}$, 其中 O' 是 S 的顶点, 亦即 S 与 x 轴的交点。又设 $\overrightarrow{O'O} = H$, $\overrightarrow{O'Q} = R$, 其中 $Q(0, y_0, 0)$ 就是 P_0 的像点。那么, $R^2 = H^2 + y_0^2$ 。于是

$$\begin{aligned} \delta &= \sqrt{x^2 + (y - y_0 - \beta)^2 + (z - \gamma)^2} - \sqrt{H^2 + (y_0 + \beta)^2 + \gamma^2} \\ &= \sqrt{x^2 + (y - y_0)^2 + z^2 + 2y_0\beta - 2(y\beta + z\gamma) + \beta^2 + \gamma^2} - \sqrt{R^2 + 2y_0\beta + \beta^2 + \gamma^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

设曲面 S 由下式给出

$$x = x(y, z), \quad (y, z) \in D, \quad (4)$$

其中 D 表示 S 在 yOz 平面上的投影区域。又设

$$W(x, y) = \frac{x^2 + (y - y_0)^2 + z^2 - R^2}{2R}, \quad (5)$$

其中 x 由(4)式给出。称(5)式为一种新形式的波像差^[2]。将(5)式代入(3)式, 并按台劳公式展开后, 略去 (β/R) 和 (γ/R) 的二阶以上项得到

$$\delta \approx W - \frac{W^2}{2R} - \left[y + \frac{W}{R}(y - y_0) \right] \frac{\beta}{R} - z \left(1 + \frac{W}{R} \right) \frac{\gamma}{R}. \quad (6)$$

(2) 考察 $(1 + \cos \alpha)/r$, 我们的目的是给出如下形式的近似

$$\frac{1 + \cos \alpha}{r} \approx \Phi_0(y, z) + \Phi_1(y, z) \frac{\beta}{R} + \Phi_2(y, z) \frac{\gamma}{R}, \quad (7)$$

其中函数 $\Phi_0(y, z)$, $\Phi_1(y, z)$ 和 $\Phi_2(y, z)$ 由以下推演给出。显然, 由向量 \overrightarrow{MP} 与 $\overrightarrow{MP'}$ 的数量积得出

$$\cos \alpha = \frac{\overrightarrow{MP} \cdot \overrightarrow{MP'}}{|\overrightarrow{MP}| |\overrightarrow{MP'}|}. \quad (8)$$

从而

$$\begin{aligned} \frac{\cos \alpha}{r} &\approx \frac{\left[1 + \frac{2}{R} W - \frac{(y - y_0)\beta' + z\gamma}{R^2} - \frac{(y - y_0 - \beta')\beta + (z - \gamma')\gamma}{R^2} \right]}{R \sqrt{1 + \frac{2}{R} W - \frac{(y - y_0)\beta' + z\gamma}{R^2} + \frac{\beta'^2 + \gamma'^2}{R^2}}} \\ &\quad \times \left[1 - \frac{2}{R} W + 2 \frac{(y - y_0)\beta + z\gamma}{R^2} - \frac{\beta^2 + \gamma^2}{R^2} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

这里应用了近似展开 $(1 + b)^{-1} \approx 1 - b$, $|b| < 1$ 。略去含有 β' 和 γ' 以及 β^2 和 γ^2 的项, 得到

$$\frac{\cos \alpha}{r} \approx \frac{1}{R} \left[1 - \frac{W}{R} + \left(1 + \frac{5}{R} W \right) \frac{(y-y_0)\beta + z\gamma}{R^2} \right], \quad (10)$$

$$\text{又有} \quad \frac{1}{r} = \frac{1}{R} \left(1 + \frac{2}{R} W - 2 \frac{(y-y_0)\beta + z\gamma}{R^2} + \frac{\beta^2 + \gamma^2}{R^2} \right)^{-\frac{1}{2}},$$

从而

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{R} \left[1 - \frac{W}{R} + \left(1 - \frac{3}{R} W \right) \frac{(y-y_0)\beta + z\gamma}{R^2} \right]. \quad (11)$$

合并(10)和(11)式, 则(7)式右端的函数就是

$$\Phi_0(y, z) = \frac{2}{R} \left(1 - \frac{W}{R} \right), \quad \Phi_1(y, z) = \frac{2}{R} \left(1 + \frac{W}{R} \right) \frac{y-y_0}{R}, \quad \Phi_2(y, z) = \frac{2}{R} \left(1 + \frac{W}{R} \right) \frac{z}{R}. \quad (12)$$

为了把曲面积分(2)式化成重积分形式, 还必须用座标元 $dydz$ 表示面元 dS , 即

$$dS = dydz/\xi, \quad (13)$$

其中 ξ 表示 S 在点 M 处的法线 $\overline{MP'}$ 与 x 轴夹角的余弦, 它是 y 和 z 的函数

$$\begin{aligned} \xi &\approx |x| [x^2 + (y-y_0-\beta')^2 + (z-\gamma')^2]^{-\frac{1}{2}} \\ \xi &\approx \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2}{R} W \right) \frac{(y-y_0)^2 + z^2}{R^2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

(3) 为了使点像振幅分布成为某些广义光瞳函数傅里叶变换的迭加形式, 对(6)式中的分量因子作变量替换, 即设

$$\tilde{y} = y + \frac{W}{R}(y-y_0), \quad \tilde{z} = \left(1 + \frac{W}{R} \right) z, \quad (15)$$

因为^[2]

$$\frac{\partial W}{\partial y} = \frac{\beta'}{R}, \quad \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{\gamma}{R}, \quad (16)$$

$$\text{所以} \quad \frac{D(\tilde{y}, \tilde{z})}{D(y, z)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial \tilde{y}}{\partial y} & \frac{\partial \tilde{y}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tilde{z}}{\partial y} & \frac{\partial \tilde{z}}{\partial z} \end{vmatrix} = \left(1 + \frac{W}{R} \right) \left(1 + \frac{W}{R} + \frac{(y-y_0)\beta' + z\gamma}{R^2} \right).$$

在光学系统的像差校正得很好时, W , β' 和 γ 都很小, 而一般地说 R 很大, 所以在区域 D 中, $D(\tilde{y}, \tilde{z})/D(y, z) \neq 0$ 。这说明变量替换(15)式对于(2)式将化成的重积分是允许的。这样

$$J = \left| \frac{D(y, z)}{D(\tilde{y}, \tilde{z})} \right| = \left| \frac{D(\tilde{y}, \tilde{z})}{D(y, z)} \right|^{-1} \approx 1 - \frac{2}{R} W. \quad (17)$$

现在, 用(15)式替代(6)式中相应的部分, 用(12)式替代(7)式中的函数, 并注意到(13), (14)和(17)式, 在略去常数因子并作微小舍入后, 则曲面积分(2)成为重积分

$$E(\beta, \gamma) = \iint_{\tilde{D}} \left[\Psi_0(y, z) + \Psi_1(y, z) \frac{\beta}{R} + \Psi_2(y, z) \frac{\gamma}{R} \right] \exp \left(-2\pi i \frac{\tilde{y}\beta + \tilde{z}\gamma}{\lambda R} \right) d\tilde{y} d\tilde{z}, \quad (18)$$

其中 \tilde{D} 是在(15)式之下由区域 D 变换而成的区域,

$$\begin{aligned} \Psi_0(y, z) &= \left(1 - \frac{3}{R} W \right) F, \quad \Psi_1(y, z) \\ &= \left(1 - \frac{W}{R} \right) \frac{y-y_0}{R} F, \quad \Psi_2(y, z) = \left(1 - \frac{W}{R} \right) \frac{z}{R} F, \end{aligned} \quad (19)$$

而

$$F = \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left(W - \frac{W^2}{2R} \right) \right] \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{2}{R} W \right) \frac{(y - y_0)^2 + z^2}{R^2} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (20)$$

并且在(18)~(20)式中的 y 和 z 都由(15)式的逆变换

$$y = U(\tilde{y}, \tilde{z}), \quad z = V(\tilde{y}, \tilde{z}) \quad (21)$$

给出, 如果令函数(19)式在区域 \tilde{D} 之外为零, 那么, E 就是 $\tilde{\Psi}_0$, $\tilde{\Psi}_1$ 和 $\tilde{\Psi}_2$ 傅里叶变换的迭加

$$\begin{aligned} E(\lambda R \tilde{\beta}, \lambda R \tilde{\gamma}) = & \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Psi}_0(\tilde{y}, \tilde{z}) \exp[-2\pi i(\tilde{y}\tilde{\beta} + \tilde{z}\tilde{\gamma})] d\tilde{y} d\tilde{z} \\ & + \lambda \tilde{\beta} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Psi}_1(\tilde{y}, \tilde{z}) \exp[-2\pi i(\tilde{y}\tilde{\beta} + \tilde{z}\tilde{\gamma})] d\tilde{y} d\tilde{z} \\ & + \lambda \tilde{\gamma} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Psi}_2(\tilde{y}, \tilde{z}) \exp[-2\pi i(\tilde{y}\tilde{\beta} + \tilde{z}\tilde{\gamma})] d\tilde{y} d\tilde{z}, \end{aligned} \quad (22)$$

其中 $\tilde{\Psi}_k(\tilde{y}, \tilde{z}) = \Psi_k[U(\tilde{y}, \tilde{z}), V(\tilde{y}, \tilde{z})]$, $k=0, 1, 2$ 。这就是用三个傅里叶变换式表达的点像的振幅分布。

这样, 在对光学系统作等晕且像对物的子午放大率和弧矢放大率不变的假设下, 光学传递函数(OTF)就是

$$a \left(\frac{\mu}{\lambda R}, \frac{\nu}{\lambda R} \right) = \frac{1}{A'} \iint_{-\infty}^{+\infty} |E(\lambda R \tilde{\beta}, \lambda R \tilde{\gamma})|^2 \exp[-2\pi i(\mu \tilde{\beta} + \nu \tilde{\gamma})] d\tilde{\beta} d\tilde{\gamma}, \quad (23)$$

其中 μ 和 ν 分别表示子午和弧矢方向的空间频率, 而 A' 是归一化常数。

三、关于数值计算方法

利用数值法计算(22)式及(23)式时, 总的说来, 用快速傅里叶变换法计算积分, 而用插值法计算函数值 W , $\tilde{\Psi}_0$, $\tilde{\Psi}_1$ 和 Ψ_2 。快速傅里叶变换法是人们所熟知的, 毋须叙述。这里要说的是如何作插值计算。

设由物方 P_0 点在入射孔径内追迹任意 m 条光线。设第 k 条光线 ($k=1, 2, \dots, m$) 通过光学系统后与波前面 S 交点是 M_k , 其座标是 (x_k, y_k, z_k) , 与像面 yOz 交点是 P'_k , 其座标是 $(0, y_0 + \beta'_k, \gamma'_k)$ 。 $M_k P'_k$ 的三个方向余弦是 (ξ_k, η_k, ζ_k) , 而此光线由物点到像面与主光线 $P_0 G \dots O Q$ 的光程差是 τ_k , 那么, 这些量有如下关系

$$x_k = -(R + \tau_k) \xi_k, \quad y_k = y_0 + \beta'_k - (R + \tau_k) \eta_k, \quad z_k = \gamma_k - (R + \tau_k) \zeta_k, \quad (24)$$

将(24)式代入(5)式中, 注意 $\xi_k^2 + \eta_k^2 + \zeta_k^2 = 1$, 得到

$$W_k = \tau_k + \frac{\tau_k^2 + \beta_k'^2 + \gamma_k'^2}{2R} - \left(1 + \frac{\tau_k}{R} \right) (\beta'_k \eta_k + \gamma'_k \zeta_k). \quad (25)$$

(25)式是计算波像差(5)式的实用公式。

另外, 应用(15)式又可算出 \tilde{y}_k 和 \tilde{z}_k 。这样就建立起关系

$$\tilde{W}(\tilde{y}_k, \tilde{z}_k) = W[U(\tilde{y}_k, \tilde{z}_k), V(\tilde{y}_k, \tilde{z}_k)] = W_k, \quad (26)$$

其中 U 和 V 即为(21)式所定义,但毋须实际算出。

再则,通过计算区域 D 的边界点又可以描绘出区域 \tilde{D} 的边界。

如此, $(\tilde{y}_k, \tilde{z}_k)$ ($k=1, 2, \dots, m$) 就是 \tilde{D} 中 m 个取样点,其对应的函数值 \tilde{W}_k 由(25)式或(26)式给出。为求 \tilde{D} 中任意点 (\tilde{y}, \tilde{z}) 上的值 \tilde{W} , 只须在这 m 个取样点中找出离此点最近的三个点,例如 $(\tilde{y}_a, \tilde{z}_a)$, $(\tilde{y}_b, \tilde{z}_b)$ 和 $(\tilde{y}_c, \tilde{z}_c)$, 然后按如下线性式计算

$$\tilde{W} = \tilde{W}_a + K_1(\tilde{y} - \tilde{y}_a) + K_2(\tilde{z} - \tilde{z}_a), \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \text{其中} \quad K_1 &= [(\tilde{W}_b - \tilde{W}_a)(\tilde{z}_c - \tilde{z}_a) - (\tilde{W}_c - \tilde{W}_a)(\tilde{z}_b - \tilde{z}_a)] / \Delta, \\ K_2 &= [(\tilde{W}_c - \tilde{W}_a)(\tilde{y}_b - \tilde{y}_a) - (\tilde{W}_b - \tilde{W}_a)(\tilde{y}_c - \tilde{y}_a)] / \Delta, \\ \Delta &= (\tilde{y}_b - \tilde{y}_a)(\tilde{z}_c - \tilde{z}_a) - (\tilde{y}_c - \tilde{y}_a)(\tilde{z}_b - \tilde{z}_a). \end{aligned}$$

或者,为了更准确起见,可采用其它多点插值多项式。

在有了值 \tilde{W} 之后,利用关系式(15)以及(19)式和(20)式,就很容易算出 $\tilde{\Psi}_0$, $\tilde{\Psi}_1$ 和 $\tilde{\Psi}_2$ 在 (\tilde{y}, \tilde{z}) 上的值。只要取样点取得比较均匀,并且点的个数 m 足够多,插值计算可以达到预期的精度。

四、讨 论

计算点像振幅分布(15)式后进而计算光学传递函数(23)式共计需要作四次傅里叶变换。然而,这种复杂的公式是会给计算 OTF 带来较好的理论精度的。

首先,在求(6)式时作了这样的假设,即要求二项式展开中次高阶项所贡献的位相变化远小于 1 弧度,这相当于要求

$$R^3 \gg \frac{\pi}{\lambda} (y\beta + z\gamma)_{\max}^2 \quad (28)$$

而对菲涅耳衍射来说,孔径、观察区域以及距离 x 的相对大小则要作如下限制^[4]

$$x^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} [(y - y_0 - \beta)^2 + (z - \gamma)^2]_{\max}^2 \quad (29)$$

夫琅和费衍射是在满足(29)式之下再满足所谓远场条件

$$x \gg \frac{\pi}{\lambda} (y^2 + z^2)_{\max} \quad (30)$$

显然,条件(28)式是最弱的,它超出了菲涅耳衍射区。尽管对一个接近于理想的光学系统,条件(28)式,(29)式或(30)式对确保计算 OTF 的精度都不是必要的,事实上,在这种情况下,按(25)式,新形式的波像差 W 很接近传统的波像差(光程差), $\tilde{y} \approx y$, $\tilde{z} \approx z$, 且

$$\tilde{\Psi}_0 \approx \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \tau\right), \quad \lambda \tilde{\Psi}_1 \approx \lambda \tilde{\Psi}_2 \approx 0,$$

公式(22), (23)退化为传统的 OTF 算式^[3]。因此,无论以哪种近似(衍射)给出的 OTF 算式都将得到彼此十分接近而精确度又较好的结果;这也可看成对稳相原理的又一种解释。但是,对一般光学系统而言,不同的近似所给出的 OTF 算式将给出不同精度的结果。那么,在较弱的条件下给出的 OTF 结果应该还是比较准确的。

其次,这里的公式考虑到实际波前面 S 对像面的倾斜,即(13)式中的分母都有余弦值,这对大孔径物镜的计算也是有必要的。

此外, 和传统的公式比较, 这里不是笼统地把 $(1 + \cos \alpha)/r$ 视为常数, 而是把它展开成含有 (β/R) 和 (γ/R) 的一次项的展开式。这样就提高了计算点像振幅分布的精度, 进而也就提高了计算 OTF 的精度。

最后, 在前言中提到文献[1]中的 A 法和 B 法, 现在将本文的方法与文献[1]作比较。在符号上, 本文使用的座标 (y, z) , (β, γ) 和 (\tilde{y}, \tilde{z}) 分别对应于文献[1]中的 (η, ζ) , (y, z) 和 $(\tilde{\eta}, \tilde{\zeta})$ 。在推演上, 本文的(15)式: $\tilde{y} = y + \frac{W}{R}(y - y_0)$ 及 $\tilde{z} = \left(1 + \frac{W}{R}\right)z$ 相当于文献[1]中(18)式中的 $K_y(\eta, \zeta)\eta$ 和 $K_z(\eta, \zeta)\zeta$, 或者它的(20)式, 而本文中的(19)式和(20)式对应于文献[1]中(24)式所定义的新的光瞳函数。这样, 本文就能够实现文献[1]中 A 法和 B 法的全部功能。不仅如此, 由于这里又考虑到 $(1 + \cos \alpha)/r$ 的近似展开, 以及波前面对实际像面的倾斜, 并且计算点像振幅分布时只须计算一次波像差, 所以, 本文也可看成是对文献[1]的改进。

参 考 文 献

- [1] Y. Matsui, S. Minami *et al.*; *Opt. Acta*, 1976, **23**, No. 5 (Oct), 389.
 [2] 王琦; 《光学学报》, 1982, **2**, No. 1 (Jan), 23.
 [3] J. Macdonald; *Opt. Acta*, 1971, **18**, No. 4 (Aug), 269.
 [4] J. W. Goodman; *Introduction to Fourier Optics*, (McGraw-Hill, 1968) § 4-1.

A more accurate algorithm of the OTF

WANG QI

(Shenyang Institute of Computing Technology, Academia Sinica)

(Received 2 July 1981)

Abstract

Starting from the Kirchhoff diffraction integral formulation (1) or (2), the complex amplitude distribution (18)~(21) in the image of a point object is given with an approximation of excelling the Fresnel diffraction field. The new formula is derived by means of the wavefront surface generating the diffraction to the image plane and not introducing the reference sphere. The changing part δ of the distance r is expanded into the form (6). The $(1 + \cos \alpha)/r$ is expanded into the form (7) or (10), (11) and (12). The slant (13) of the wavefront surface toward the image plane is also investigated. The wave aberration W is defined by a new form (5) or (25). It is convenient in computing to the formula (25). In order that the amplitude distribution becomes an obvious model, the new variable \tilde{y} and \tilde{z} are quoted. There is the relation (15) between the exit pupil coordinates y, z and them. Therefore, the amplitude distribution in the image of a point object is obtained by adding the three Fourier transform(22), further-

more, the OTF is given by (23). The new algorithm is generalized for [1], [2] and [3]. In the numerical method, it is mainly explained computing the wave aberration function $W(\tilde{y}, \tilde{z})$ and the functions $\tilde{\Psi}_0$, $\tilde{\Psi}_1$ and $\tilde{\Psi}_2$, through linear interpolation in the range of the two dimension. Finally, this paper shows that deriving the new algorithm only needs the condition (28) that is weaker than the Fresnel condition (29) and more weaker than the far field condition (30).

«超短光脉冲»

S. L. Shapiro; «**Ultrashort Light Pulse-Picosecond Techniques and Applications**» Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1977.

本书是由美国、英国和西德一些从事微微秒激光物理和技术研究中的主要科学家撰写的。主要反映了1977年以前微微秒激光物理和技术的成就。现已译成俄文，莫斯科大学的C. A. Ахманов为俄文版写了绪言，在绪言中介绍了1977年到1980年超短光脉冲的成就。并补充了1977年以来的文献。

“超短光脉冲”一书中，大多数作者都是超短光脉冲研究中的先驱者。因而，可以从这本书得到第一手材料，不仅可以了解这个领域的现状，对于了解微微秒激光发展史和远景也是有所裨益的。

全书除第一章绪言外，主要内容分六章。绪言是由本书的主编、洛斯·阿拉莫斯实验室的S. L. Shapiro撰写的。他从事超短脉冲测量和微微秒非线性光学的研究。现正根据美国能源计划对光合作用的原初过程进行研究。绪言中，概要地介绍了快过程测量的历史，微微秒脉冲激光发展史，现代趋势和远景。

第二章是由英国帝国学院的D. J. Bradley撰写的，他是条纹相机的发明人之一，又是闪光灯泵浦染料微微秒可调激光器研究的开创者。他叙述了微微秒脉冲的产生方法，把模式同步产生微微秒脉冲的机理，用于模式同步激光器的可饱和吸收体的研究，微微秒脉冲频率变换方法，在可见光频率范围内可调谐微微秒脉冲的产生方法，微微秒连续锁模脉冲的获得以及条纹相机用于研究微微秒脉冲形成机理等。

第三章是由贝尔电话公司实验室的E. P. Ippen和C. V. Shank编写的，他们是同步泵浦染料锁模激光器和亚微微秒光谱学研究中的创始人。他们描述了微微秒脉冲测量中的间接方法——双光子荧光法、二次谐波法、光克尔开关法。描述了染料分子振动弛豫和分子转动弛豫测量中所采用的泵浦探测技术，阶梯板技术，多道分析器和条纹相机方法。

第四章是由贝尔电话公司实验室的D. H. Auston写的，这是一章相对独立的综述文章，它给出了详细的参考文献，可当作了解这方面工作的手册。对所有非线性光学领域用微微秒脉冲进行实验都很有利，这样强的瞬态光场可用于研究原子、分子和凝聚介质的非线性响应特性。

这一章还描述非线性光学现象和微微秒脉冲装置。用微微秒脉冲研究物质的瞬态响应，解释了对非线性折射率不同机理的贡献，描述了利用微微秒技术建立的电子开关。光电子开关是当前最快的电子开关，它使微微秒电信号的形成和控制成为可能。

第五章是由西德普朗克研究所Von der Linde撰写的。它集中反映了慕尼黑大学W. Kaiser及其学生和同事的工作，他们长期从事液体和固体内部弛豫时间的研究。

本章叙述了直接测量液体、固体和固体中电子——空穴等离子体的微微秒弛豫时间的方法。首先叙述了测量处于电子基态的分子和晶体振动激发态的解相(dephase)时间和能量弛豫时间的方法，接着讨论了固体中激子、极化子、等离子体的弛豫过程。

本章也叙述了微微秒多光子吸收、多光子离化和多光子光电效应，这是一个很值得深入研究的问题，它亦可在微微秒测量上找到应用。

(下转第366页)