

광학렌즈 설계 및 평가

-육군사관학교 교수 홍경희 박사-

이 논문은 한국광학 기기협회에서 개최한 제2회 한국광학기술 세미나에서 발표된 논문중 2편으로서 3회분중 마지막회를 실는다.

제 4 장 간섭광학에 의한 성능평가

4.1 두 광파의 중첩

$E_1 = A_1 \exp [i(kx - \omega t)]$ 의 진폭분포를 갖는 평면파와 $E_2 = A_2 \exp [i(ix - \omega t + \phi)]$ 의 진폭분포를 갖는 평면파가 중첩이 되면 중첩파의 진폭분포는 $E = E_1 + E_2 = A_1 \exp [i(kx - \omega t)] + A_2 \exp [i(kx - \omega t + \phi)]$ (4-1)

로 된다. 또한 광파의 강도분포는 진폭분포의 복소수 자승이다. 따라서, 각 평면파의 강도분포 $I_1 = E_1 E_1^*$ 및 $I_2 = E_2 E_2^*$ 이며 중첩파의 강도분포 $I = I_1 + I_2 + 2A_1 A_2 \cos \phi = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi$ (4-2)

으로 된다. 이때 간섭이 일어나므로 간섭무늬의 형태로 강도분포가 나타난다. 무늬의 대비 (contrast 또는 visibility) V

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$= \frac{4\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi}{2(I_1 + I_2)} \dots (4-3)$$

로 된다. 대비가 가장 최대가 되려면 두 광파의 강도가 서로 같아야 한다.

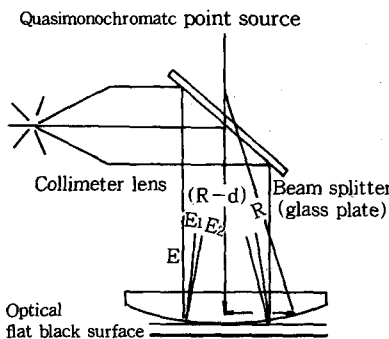
4.2 간섭무늬 해석

1) Newton ring

그림 4-1에서 보는 바와 같이 중심의 접촉점으로부터 m번째 어두운선까지의 수평거리가 x 이고, 평면과 구면사이의 공기 간격이 d이며 입사된 광파의 파장이 λ 라면 구면의 곡률반경 R 은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$X^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2 \dots (4-4)$$

그림4-1 Newton ring



이며 $R \gg d$ 이므로 $X^2 = 2Rd$ 로 근사할 수 있다. 또한 얇은 막에 의한 간섭에서 중심에서 m차 어두운선이 생기는 조건은, $2d = m\lambda$ 이다. 따라서

$$R = m\lambda X^2 \dots (4-5)$$

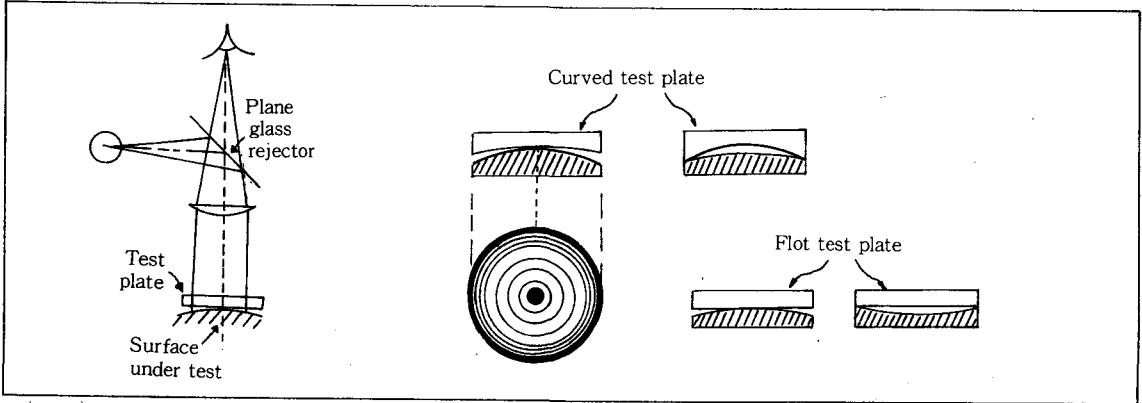
으로 결정된다.

2) Fizeau 간섭무늬의 해석

참고면과 가공하고 있는 광학면사이에서 반사에 의한 Fizeau 간섭무늬가 나타날 때 加工面이 오목한 것인지 볼록한 것인지 구분할 필요가 있다. 그 판별은 다음과 같다. 눈의 위치를 위에서 아래쪽으로 이동할 때 무늬가 중앙으로부터 외곽으로 퍼져나오면 중앙이 접촉되고 외곽이 열려있는 볼록한 상태이고, 무늬가 외곽으로부터 중앙으로 들어오면 외곽이 접촉되고 중앙이 사이가 뜬 오목한 상태이다. 다른 방법으로는 어느 한 지점을 약한 힘으로 누를때 무늬가 접촉지점으로부터 떨어져 나가면 오목한 형태이고 무늬의 이동이 없이 무늬숫자가 증가하면 볼록한 형태이다.

또한 광학평행판을 참고평면

그림4-2 fizeau무늬로 면의 상태판별



과 조합하여 Fizeau간섭무늬를 얻었을 때 평행판 재질의 굴절률이 n , 무늬간격이 d , 입사광을 λ , 비균질에 의한 무늬의 의곡된 최대폭이 k , 평행판 두께가 t 일때 평행판의 경사각 θ 와 굴절률의 오차 Δn 는 다음과 같다.

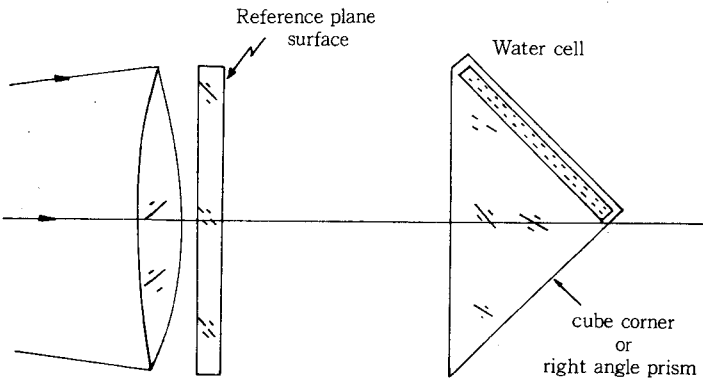
$$\theta = \frac{\lambda}{2nd'} \quad \Delta n = \frac{k}{d} \frac{\lambda}{2t} \dots\dots\dots(4-6)$$

또한 직각프리즘의 각도편차를 검사할 때 Fizeau무늬가 그림 4-3과 같이 나타난 경우 프리즘 빔면의 폭을 $2L$ 이라 하면 편차각의 radian값 ϵ 은 다음과 같다.

$$\epsilon = \frac{k}{d} \frac{\lambda}{4nL} \dots\dots\dots(4-7)$$

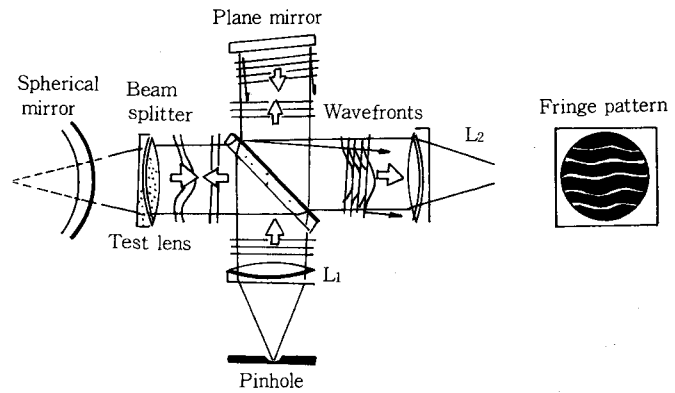
3) Twyman - Green간섭계
위의 Fizeau간섭무늬를 얻는 방법과 장치에는 여러가지가 있으나 그 중에서도 가장 많이 이용되고 있으며 대표적인 장치가 Twyman - Green간섭계이다.

그림4-3 직각프리즘의 각편차 측정



Fizeau interferometer as in figure 22

그림4-4 Twyman Green 간섭계의 동작원리



므로 앞 절에서 설명한 바와 같이 식(5-9)가 성립한다. 식(5-9)의 양변을 각각 Fourier 변환하면

$$U_g(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} u(x_0, y_0) \exp[-j2\pi(f_x x_0 + f_y y_0)] dx_0 dy_0$$

$$U_i(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} u(x_i, y_i) \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i \dots\dots\dots (5-10)$$

$$H(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x_i, y_i) \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i$$

으로 되어

$$U_i(f_x, f_y) = CH(f_x, f_y) U_g(f_x, f_y) \dots\dots\dots (5-11)$$

의 관계식으로 된다. 여기서 $H(f_x, f_y)$ 를 coherent transfer function이라한다. Impulse response가 pupil function의 Fourier 변환함수이므로 coherent transfer function은

$$H(f_x, f_y) = \mathcal{F}\{\mathcal{F}\{P(\lambda d, f_x, \lambda d, f_y)\}\} = P(-\lambda d, f_x, -\lambda d, f_y) \dots\dots\dots (5-12)$$

으로 되어 반사된 pupil function이 된다. 따라서 반사된 좌표계에서는 $f_x = -f_x, f_y = -f_y$ 로 되므로 $H(f_x, f_y) = P(\lambda d, f_x, \lambda d, f_y)$ 로 되어 pupil 함수 자체가 coherent transfer function이라 할 수 있다.

Holography에 사용하는 광학계에서는 위에 설명한 coherent transfer function을 측정함으로써 그 성능을 평가하고 있으나, 비가간섭 조명에

의해 상이 형성되는 광학계에 대해서는 다음에 설명한 OTF에 의해 그 성능을 평가한다.

나. Optical Transfer Function(OTF)

비가간섭 조명에 의해 상이 형성될 경우에는 상의 진폭함수와 물체의 진폭함수는 선형 관계를 갖지 못하고, 상의 강도분포함수와 물체의 강도분포함수가 선형적인 관계를 이루게 된다. 따라서 상의 강도분포함수를 $I(x_i, y_i)$, 물체의 강도분포함수를 $I_0(x_0, y_0)$ 이라 하면 Gauss상의 강도분포를 $I_g(x_0, y_0)$ 라 할 때

$$I(x_i, y_i) = C \iint_{-\infty}^{\infty} |h(x_i - x_0, y_i - y_0)|^2 I_g(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \dots\dots\dots (5-13)$$

의 관계가 된다. 여기서 C 은 복소수 상수이다. 식(5-13)을

살펴보면 상의 강도분포함수 $I(x_i, y_i)$ 은 Gauss상의 강도분포함수 $I_g(x_0, y_0)$ 와 impulse response의 복소수제곱인 point spread function의 convolution이 됨을 알 수 있다. 즉,

$$I(x_i, y_i) = C' |h(x_i, y_i)|^2 * I_g(x_0, y_0) \dots\dots\dots (5-14)$$

으로 표현될 수 있다. 양변을 Fourier 변환하여 규격화하면

$$G_i(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} I(x_i, y_i) \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i / \iint_{-\infty}^{\infty} I(x_i, y_i) dx_i dy_i$$

$$G_g(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} I_g(x_0, y_0) \exp[-j2\pi(f_x x_0 + f_y y_0)] dx_0 dy_0 / \iint_{-\infty}^{\infty} I_g(x_0, y_0) dx_0 dy_0$$

$$O(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} |h(x_i, y_i)|^2 \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i / \iint_{-\infty}^{\infty} |h(x_i, y_i)|^2 dx_i dy_i$$

$$\dots\dots\dots (5-15)$$

이라고 할 때

$$G_i(f_x, f_y) = O(f_x, f_y) G_g(f_x, f_y) \dots\dots\dots (5-16)$$

의 관계식이 성립한다. 여기서 $G_i(f_x, f_y)$ 는 상의 공간주파수 스펙트럼, $G_g(f_x, f_y)$ 는 Gaussian상의 공간주파수 스펙트럼 또는 물체의 공간주파수 스펙트럼이다. 이는 앞의 결상에 관한 회절이론에서 설명한 바와 같이 Gauss상이 물체와 거의 유사한 형태를 가지므로 규격화하면 Gauss상의 공간주파수 스펙트럼과 물체의 공간주파수 스펙트럼이 서로 일치하기 때문이다. 따라서 식(5-16)으로부터

$$O(f_x, f_y) = G_i(f_x, f_y) / G_g(f_x, f_y) \dots\dots\dots (5-17)$$

으로 나타낼 수 있으며 여기서 $O(f_x, f_y)$ 를 optical transfer function (OTF)이라 한다. 다시 말하면, OTF는 상의 공간주파수 스펙트럼과 물체 또는 Gauss상의 공간주파수 스펙트럼의 비이며 이는 또한 상의 contrast를 물체의 contrast로 나누어준 값이다. 한

편 coherent transfer function
 은 $H(f_x, f_y) = F\{h(x_i, y_i)\}$ 이며
 OTF는 $O(f_x, f_y) = \{ |h(x_i, y_i)|^2 \}$
 이므로, OTF는 $H(f_x, f_y)$ 의
 autocorrelation이 된다. 따라서
 이를 규격화 하면

$$O(f_x, f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} H(\xi', \eta') H^*(\xi' + f_x, \eta' + f_y) d\xi' d\eta'}{\iint_{-\infty}^{\infty} |H(\xi', \eta')|^2 d\xi' d\eta'}$$

이 된다. 위의 식에서 $\xi = \xi' + f_x/2$, $\eta = \eta' + f_y/2$ 로 두었을 때
 $H(f_x, f_y) = P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y)$ 이므로
 OTF는

$$O(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} P\left(\xi - \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta - \frac{\lambda d_i f_y}{2}\right) P^*\left(\xi + \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta + \frac{\lambda d_i f_y}{2}\right) d\xi d\eta$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \dots\dots\dots (5-18)$$

으로 나타내며 pupil function
 의 autocorrelation이 된다.
 따라서 무수차계에서는 Fig.
 5-2에서와 같이 기하학적 해
 석이 가능하다.

즉,
 $O(f_x, f_y) = \frac{\text{중첩된 면적}}{\text{pupil 전체면적}}$

예를 들어 광학계가 회전대칭
 성을 가지고 있는 full circular
 aperture로 되어 있고 반
 경이 r_0 이라 하면 무수차 OTF
 즉 이상적 OTF는

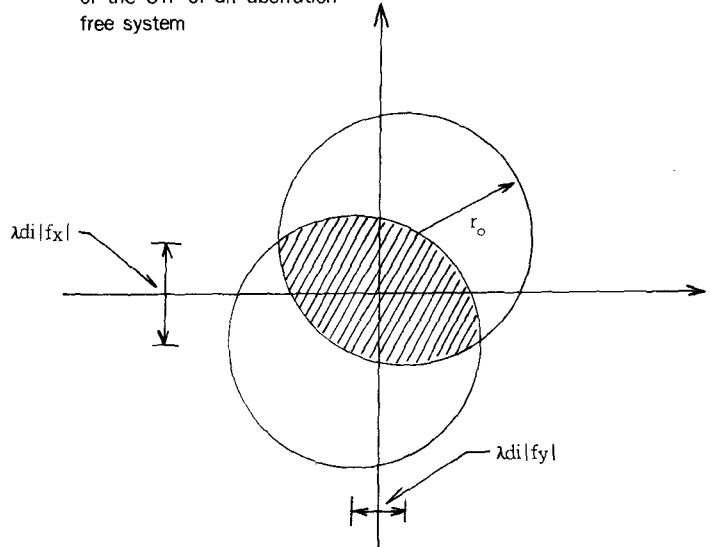
$$O(f_x, f_y) = \left\{ (r_0 - \lambda d_i |f_x|) (r_0 - \lambda d_i |f_y|) \right\}, \text{ 단,}$$

$$f_x \leq \frac{r_0}{\lambda d_i}, f_y \leq \frac{r_0}{\lambda d_i}$$

$$O(f_x, f_y) = 0, \text{ otherwise}$$

나눈것을 상대적 공간주파수
 (relative spatial frequency)
 또는 환산공간주파수(reduced

Fig5-2. Geometrical Interpretation
 of the OTF of an aberration
 free system



으로서 해석적 함수가 된다.
 $F/n_0 = \frac{f}{2r_0}$ 를 F 로 표시하면
 Rayleigh criterion에 의하여 한
 계분해능(limit of resolution
 or cut-off frequency)
 f_{max} 은 $f_{max} = \frac{2r_0}{\lambda d_i} = \frac{1}{\lambda F}$ 이 된다.
 공간주파수를 한계분해능으로

spatial frequency)라 한다.
 앞으로는 편의상 $s = f_x/f_{max}$, $t = f_y/f_{max}$ 으로 표시하겠다.

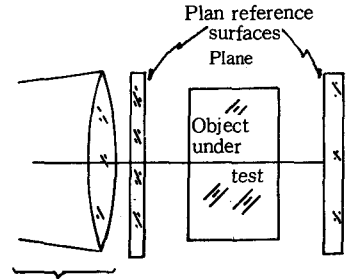
Aperture가 full circular인 무
 수차계의 OTF를 일차원적으로
 계산한 결과가 Table 5-1에
 나타나 있다. 일반적으로 OTF
 는 복소수함수이며 그 진폭을

Table 5-1. OTF of a perfect circular aperture.

s	OTF	s	OTF
0.00	1.00000	0.50	0.391002
0.75	0.936395	0.55	0.336830
0.10	9.872889	0.60	0.284757
0.15	0.809733	0.65	0.235075
0.20	0.747060	0.70	0.188120
0.25	0.685038	0.75	0.144294
0.30	0.623838	0.80	0.104088
0.35	0.563640	0.85	0.068147
0.40	0.504632	0.90	0.037386
0.45	0.447014	0.95	0.013320

앞에서 예를 든 바와같이 광학 평행판의 평행도를 측정한다든가, 굴절률의 비균질도를 측정한다든가, 렌즈의 수차 및 프리즘의 가공상태를 측정하는데에 두루 사용되고 있다. 그림4-4는 그 장치의 원리를 보여주고 있다. 그림4-5는 perfect lens

의 간섭무늬이며 그림4-6은 렌즈의 구면수차가 있는 경우 간섭무늬이다. 이와같은 무늬를 수차함수로 해석하여 동함수를 결정한다. 수차함수 $W(x,y)$ 는 통상 Zernike polynomial로 fitting하며 3차원 그래프로 나타난다. 동함수(pupil func-



Fizeau interferometer as in figure
그림 4-7 Schematic arrangement of a Fizeau interferometer for testing the homogeneity of Solid samples of glass, fused quartz, and so on.

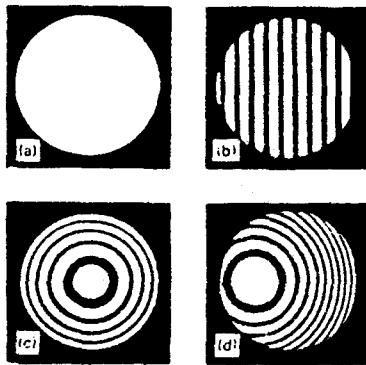


그림 4-5 perfect lens의 간섭무늬

tion) p 는

$$P(x,y) = \exp[jW(x,y)],$$

when $r \leq 1.0$

= 0 when $r > 1.0$

이며 동함수의 autocorrelation을 취하면 OTF가 되고 동함수를 fourier변환하여 복소수 상승하면 point spread function(PSF)가 된다.

제 5 장 회절광학에 의한 성능평가

5.1 결상에 관한 회절이론

Fig.5-1과 같은 좌표계에서 파장 λ 인 단색광으로 조명되는 물체가 주어진 광학계에 의해 상이 형성될 때 물체의 진폭함수를 $u_0(x_0, y_0)$ 라 하자. Rayleigh의 회절방정식에 의하면 경사인자를 1로 근사할 때 두 함수 사이에 다음과 같은 관계가 성립된다.

$$u_i(x_i, y_i) = \frac{1}{\lambda^2 d_i d_0} \iint_{-\infty}^{\infty} h(x_i,$$

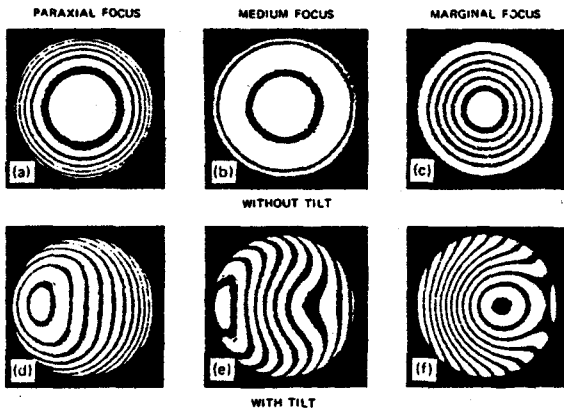


그림 4-6 렌즈의 구면수차가 있는 경우 간섭무늬

$$y_i; x_0, y_0) u_0(x_0, y_0) dX_0 dy_0 \dots\dots\dots (5-1)$$

단, $h(x_i, y_i; x_0, y_0) = A \iint_{-\infty}^{\infty} P(\xi, \eta) \exp[j \frac{k\varepsilon}{2} (\xi^2, \eta^2)] \exp\{-jk[(\frac{x_0}{d_0} + \frac{y_0}{d_i})\xi + (\frac{x_0}{d_0} + \frac{y_0}{d_i})\eta]\} d\xi d\eta$ (5-2)

여기서 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 는 광전파상수 이며 $j = \sqrt{-1}$ 이고, $A = \exp[j \frac{k}{2d_i} (x_0^2 + y_0^2)] \cdot \exp[j \frac{k}{2d_0} (x_0^2 + y_0^2)]$

$\varepsilon = \frac{1}{d_0} + \frac{1}{d_i} - \frac{1}{f}$ f는 광학계의 초점거리이며 $p(\xi, \eta)$ 는 동함수로 수차가 없는 광학계에서는 유효반경 내에서는 1이고 그 밖에서는 0이 되는 함수이다. 기하광학에서 배율 $m = d_i/d_0$ 이고 렌즈공식에서 초점이 정확히 맞으면 물체와 상과의 관계에서 $\varepsilon = 0$ 으로 된다. 공간주파수는

$f_x = -\frac{\xi}{\lambda d_i}, f_y = -\frac{\eta}{\lambda d_i}$ 로 정의되고 식(5-2)는 $h(x_i, y_i; x_0, y_0) \propto \iint_{-\infty}^{\infty} P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \exp\{-j2\pi[(x_i + mx_0)f_x + (y_i + my_0)f_y]\} df_x df_y \dots\dots (5-3)$

으로 고쳐 쓸 수 있다. 파장에 비하여 aperture를 무한대로 볼 수 있을 때에는 aperture에 의한 회절을 무시할 수 있으므로, 수차가 없다면 상은 배율에 따라 물체와 거의 유사한 형태가 될 것이고 Gauss 광학적인 상이 되므로 $h(x_i, y_i; x_0, y_0) \propto m \delta(x_i + mx_0, y_i + my_0)$

$$= \frac{1}{m} \delta(\frac{x_i}{m} + x_0, \frac{y_i}{m} + y_0) \dots\dots\dots (5-4)$$

$$u_i(x_i, y_i) = \frac{1}{m} u_0(\frac{x_i}{m}, \frac{y_i}{m}) = u_g(mx_0, my_0) \dots\dots\dots (5-5)$$

이 된다. 따라서 물체의 진폭함수 u_0 와 Gauss상의 진폭함수 u_g 와는 상수를 곱한 관계가 있

다. 한편 $x_0 = -mx_0, y_0 = -my_0$ 로 놓으면 유한한 aperture에서는

$$h(x_i, y_i; x_0, y_0) \propto m \iint_{-\infty}^{\infty} P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \cdot \exp\{-j2\pi[(x_i - x_0)f_x + (y_i - y_0)f_y]\} df_x df_y \dots\dots\dots (5-6)$$

으로 된다. 일반 광학계에서는 도치실상이 생기므로 반사좌표계로 나타내면

$$u_i(x_i, y_i) = C \iint_{-\infty}^{\infty} h(x_i - x_0, y_i - y_0) u_g(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \dots\dots\dots (5-7)$$

으로 표현할 수 있다. 여기에서 C는 복소수 상수이며

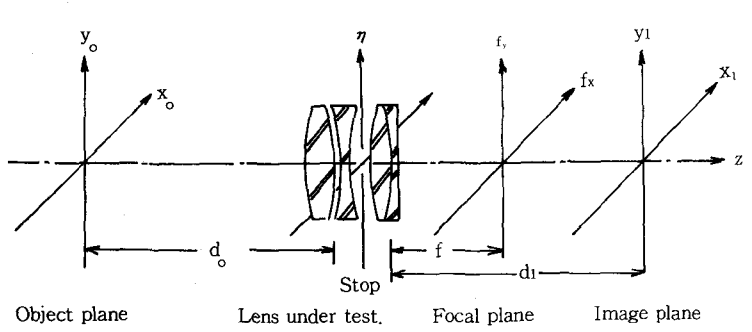
$$h(x_i, y_i) \propto \iint_{-\infty}^{\infty} P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \exp[-j2\pi(x_i f_x + y_i f_y)] df_x df_y \dots\dots\dots (5-8)$$

로 놓으면 (5-7)식에서 볼 때 상의 진폭함수, $u_i(x_i, y_i)$ 는 Gauss 상의 진폭함수 $u_g(x_0, y_0)$ 와 $h(x_i, y_i)$ 와의 convolution으로 된다. 즉,

$$u_i(x_i, y_i) = Ch(x_i, y_i) \cdot u_g(x_0, y_0) \dots\dots\dots (5-9)$$

으로 나타낼 수 있으며 $h(x_i, y_i)$ 를 impulse response라 한다.

Fig.5-1. Imaging system



5.2 무수차계의 Optical Transfer Function

가. Coherent transfer function

물체가 가간섭성 조명에 의해 상이 형성될 경우에는 상의 진폭함수와 선형관계가 성립되

MTF(modulation transfer function), 위상을 OTF(phase transfer function)이라 한다.

5-3 수차계의 Optical Transfer Function

일반적인 pupil function은 복소수함수로 나타낼 수 있으며 무수차 pupil function을 $P(\xi, \eta)$ 이라 하고 주어진 광학계 aperture에서 수차 함수를 $W(\xi, \eta)$ 라 하면 수차가 있는 광학계의 pupil function $P'(\xi, \eta)$ 는

$$P'(\xi, \eta) = P(\xi, \eta) \exp[jkW(\xi, \eta)] \dots\dots\dots (5-19)$$

으로 표현되며 여기서 $kW(\xi, \eta)$ 는 aperture의 위치 (ξ, η) 에서 수차에 의한 위상차를 나타낸다. 따라서 coherent transfer function $H(f_x, f_y)$ 는 $H(f_x, f_y) = P'(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) = P'(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \exp[jkW(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y)]$

으로 나타낼 수 있고, OTF는 pupil의 중첩된 면적에 있어서의 일반적 pupil function의 autocorrelation을 pupil의 전체면적으로 나눈 값이 된다.

즉,

$$O(f_x, f_y) = \iint_{\Sigma(f_x, f_y)} \exp\{jk\{W(\xi \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta \frac{\lambda d_i f_y}{2}) - W(\xi + \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta + \frac{\lambda d_i f_y}{2})\}\} d\xi d\eta / \iint_{\Sigma(0,0)} d\xi d\eta \dots\dots\dots (5-20)$$

이다.

Schwarz' inequality에 의하면

$$\iint_{\Sigma(f_x, f_y)} \exp\{jk\{W(\xi \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta \frac{\lambda d_i f_y}{2}) - W(\xi + \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta + \frac{\lambda d_i f_y}{2})\}\} d\xi d\eta / \iint_{\Sigma(0,0)} d\xi d\eta / ^2$$

이므로

무수차 OTF, $O(f_x, f_y)$ 가 수차 OTF, $O'(f_x, f_y)$ 보다 크거나 같다. 즉

$$O(f_x, f_y) \geq O'(f_x, f_y)$$

이와 같이 수차 때문에 실제적인 광학계의 OTF는 무수차계의 이상적 OTF보다 작은 값을 갖게 되며 생산제품의 성능을 평가할 때나 설계를 평가할 때 이상적인 OTF와 수차 OTF를 비교함으로써 그 우열을 가릴 수 있다. 그러나 광학계는 aperture의 크기나 F/no 가 다양하므로 절대적인 OTF를 비교하는 것보다는 주어진 조건하에서 상대적인 비교를 하는 것이 더욱 의의가 있다. 따라서 반경이 r_0 인 aperture의 좌표 ξ, η 인 $x = \xi / r_0, y = \eta / r_0$ 로 정의된 좌표 x, y 로 공간주파수는 상대적인 공간주파수 s, t 로 나타내고, 수차함수 $W(\xi, \eta)$ 도 새로운 좌표 x, y 에서의 위상차값으로 표현하여 $W'(x, y) = kW(\xi, \eta)$ 로 정의하면 식(5-20)은

$$O'(s, t) = \frac{1}{\Sigma_t} \iint_{\Sigma} \exp[jW'(x + s, y + t) - jW'(x - s, y - t)] d_x d_y \dots\dots\dots (5-21)$$

으로 변화된다. 여기서 Σ 는 pupil이 겹쳐진 면적, Σ_t 는 pupil의 전체면적을 나타내고 있다. 일차원적 OTF는

$$O'(s, 0) = \frac{1}{\Sigma_t} \iint_{\Sigma} \exp[jW'(x + s, y) - jW'(x - s, y)] d_x d_y$$

으로 나타낼 수 있다.

이므로 무수차 OTF, $O(f_x, f_y)$ 가 수차 OTF, $O'(f_x, f_y)$ 보다 크거나 같다.

즉,

$$O(f_x, f_y) \geq O'(f_x, f_y)$$

이와 같이 수차때문에 실제적인 광학계의 OTF는 무수차계의 이상적 OTF보다 작은 값을 갖게 되며 생산제품의 성능을 평가할 때나 설계를 평가할 때 이상적인 OTF와 수차 OTF를 비교함으로써 그 우열을 가릴 수 있다. 그러나 광학계는 aperture의 크기나 F/no 가 다양하므로 절대적인 OTF를 비교하는 것보다는 주어진 조건하에서 상대적인 비교를 하는 것이 더욱 의의가 있다. 따라서 반경이 r_0 인 aperture의 좌표 ξ, η 는 $x = \xi / r_0, y = \eta / r_0$ 로 정의된 좌표 x, y 로 공간주파수는 상대적인

공간 주파수 s, t 로 나타내고, 수차함수 $W(\xi, \eta)$ 도 새로운 좌표 x, y 에서의 위상차값으로 표현하여 $W'(x, y) = kW(\xi, \eta)$ 로 정의하면 식(5-20)은

$$O'(s, t) = \frac{1}{\sum_x \sum_y} \iint \exp[jW'(x + s, y + t) - jW'(x - s, y - t)] d_x d_y$$

.....(5-21)

으로 변환된다. 여기서 \sum 는 pupil이 겹쳐진 면적, $\sum_x \sum_y$ 는 pupil의 전체면적을 나타내고 있다. 일차원적 OTF는

$$O'(s, 0) = \frac{1}{\sum_x} \int \exp[jW'(x + s, y) - jW'(x - s, y)] d_x$$

으로 나타낼 수 있다.

5-4. 칼날 주사방법

OTF는 측정방법중 칼날 주사방법은 다시 칼날이나 slit에 의해 상을 주사하는 간접주사방법과 주기적인 격자를 사용하여 slit의 상을 주사하거나 격자의 상을 slit으로 주사하는 직접주사방법으로 나뉜다. 간접주사방법 중에서 칼날에 의한 방법은 측정시간이 늦은 단점이 있으나 측정장치의 제작이 비교적 간편하고 MTF 및 PTF를 동시에 측정할 수 있으며 측정정밀도가 높아서

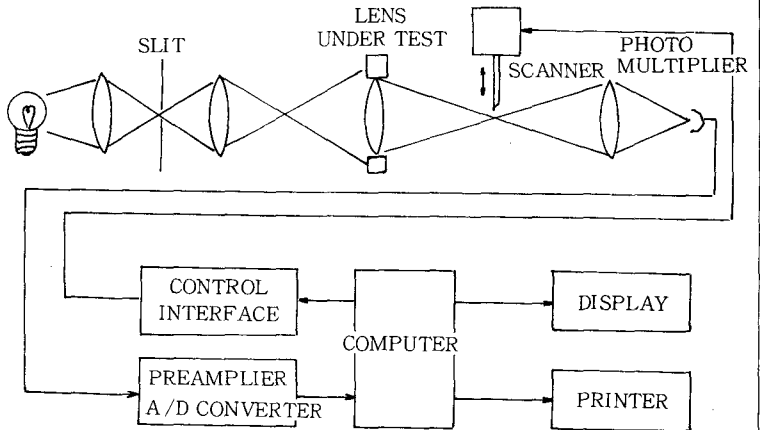
세계적으로 많이 사용되고 있다. 본 절에서는 칼날주사방법의 실험장치 및 측정 data처리에 관하여 논하였다.

가. 실험장치

Fig.5-3은 실험장치에 대

시켜 광검출기로 보내준다. 칼날과 검출기 사이에는 flip mirror가 있어서 신호를 검출하지 않을 때는 검출기로 들어가는 빛을 차단하여 보호할 수 있으며 선정렬시에는 상부에 있는 접안경과 더불어 현미경

Fig.5-3. Optical system for measuring the OTF of Camera lenses.



한 schematic diagram을 나타내고 있다. 광원은 단색광을 내는 각종 방전램프와 텅스텐 필라멘트 램프들이 주로 사용되어지며, 물체는 바늘구멍, 좁은 slit격자 등이 사용된다. 단색광에 대한 OTF를 측정하기 위하여 좁은 파장영역의 투과특성을 가지는 간섭필터를 이용한다. OTF를 측정하고자 하는 lens에 의해 결상된 상은 일정한 회전속도를 가진 DC motor나 stepping motor에 부착된 날카로운 칼날에 의해 주사된다. 칼날 뒤에는 현미경 대물렌즈가 위치하여 상평면을 지나 발산하는 광속을 집속

으로 사용할 수 있어서 정확한 상평면에 칼날이 위치하는가를 확인할 수 있다.

이러한 OTF측정장치를 구성하고 측정조건에 따라 필요한 각 부품을 지지하기 위하여 광학대 장치가 요구된다. 광학대는 비축상물점 및 무한물체에 대한 OTF측정방법에 따라 type로 나누어지며 무한물체에 대한 OTF측정시 보조 광학계가 필요하다.

나. 실험방법 및 측정 data 처리

실험에 사용된 물체로 매우 폭이 좁은 slit을 사용할 경우

제2절 식(2-13)에 나타난 $I_g(x_0, y_0)$ 의 분포는 OTF를 측정하고자 하는 파장에 비해 매우 좁게 되어 1차원적인 선물체로 근사할 수 있게 된다. 따라서 point spread function 대신 line spread function을 사용한다. Line spread function $L(x_i)$ 는

$$L(x_i) = \int_{-\infty}^{\infty} |h(x_i, y_i)|^2 dy_i \quad \dots\dots\dots (5-22)$$

로 정의되며 이때 상의 강도분포함수 $I(x_i)$ 는

$$I(x_i) \propto \int_{-\infty}^{\infty} L(x_i - x_0) I_g(x_0) dx_0 \quad \dots\dots\dots (5-23)$$

가 된다. 여기서 $I_g(x_0)$ 로 근사할 수 있으며 상의 강도분포가 곧 line spread function으로 볼 수 있다. 그러나 칼날로 주사하여 얻은 함수 $E(x_i)$ 는 상의 강도분포함수의 적분이 된다. 즉,

$$L(x_i) = \frac{dE(x_i)}{dx_i} \quad \dots\dots\dots (5-24)$$

이다. 일차원적인 OTF $O(f_x)$ 는 line spread function $L(x_i)$ 의 Fourier 변환함수로 아래 식으로 표현된다.

$$O(f_x) = \int_{-\infty}^{\infty} L(x_i) \exp[j2\pi f_x x_i] dx_i / \int_{-\infty}^{\infty} L(x_i) dx_i \quad \dots\dots\dots (5-25)$$

실제 실험에서는 주사하는 강도분포의 구간이 유한하여 연속적인 Fourier 변환을 할 수 없으므로 표본을 결정해야 한다. 표본이론(sampling theorem)에 의하면 OTF값을

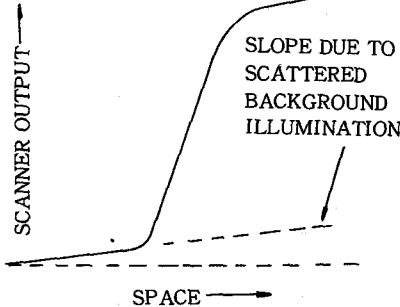
알고자 하는 공간주파수 간격을 δf_x 라 할때 필요한 주사구간이 $-x$ 부터 $+x$ 라고 하면 $|x| = 1/\delta f_x \dots\dots\dots (5-26)$ 의 관계가 있다. 이때 측정해야 하는 표본간격 δx_i 는 측정되어지는 광학계의 한계분해능(limit of resolution) f_{max} 에 관계되어

$$\delta x_i = \frac{1}{2f_{max}} \quad \dots\dots\dots (5-27)$$

이 된다. 이때 주사구간은 주사함수의 변화가 거의 없는 정도까지 넓게 택해야 한다. 렌즈의 표면반사 또는 mount에 의해 반사된 광은 상을 흐리게 만든다. 렌즈의 표면이 상하거나 거칠게 연마가 잘되지 않았을 때도 산란광이 상을 흐리게 하여 OTF값이 낮아진다. 대체로 이러한 back ground에 의한 noise는 칼날 주사함에서 신형적인 증가추세로 가정하여 이를 미분한 line spread function $L(x)$ 에서는 일정한 값을 갖게 된다고 판단한다. Fig.5-4는 칼날 주사함

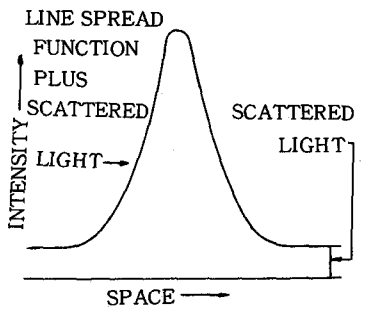
의 출력 그래프를 보여 준다. Fig.5-3에 나타난 바와 같이 line spread function에서 최소가 0이 되도록 하면 back ground에 기인한 효과를 제거한 것으로 해석하고 있다. 이때 광원이 단색광인 경우는 분광 감응특성을 고려하여 광검출기를 선택하여야 하며 검출기로는 P.M관이 주로 사용되어지나 최근에는 주사하는 대신 CCD array를 사용하는 경우도 있다. 표본론에 의해 선택된 주사구간에서 주사함수의 값은 chart recorder로 기록하여 기록된 값들을 컴퓨터에 입력시키거나 전자장치를 제작하여 직접 컴퓨터가 주사함수의 값을 읽어들이도록 한다. 컴퓨터에 입력한 주사함수 $E(x_i)$ 의 값은 OTF 측정 computer pro-

Fig5-4. Output of a knife-edge scanner when scattered light is present



수와 back ground에 의한 효과를 나타내고 Fig.5-5는 칼

Fig5-5. Image of a slit light source in which the lens has introduced scattered light.



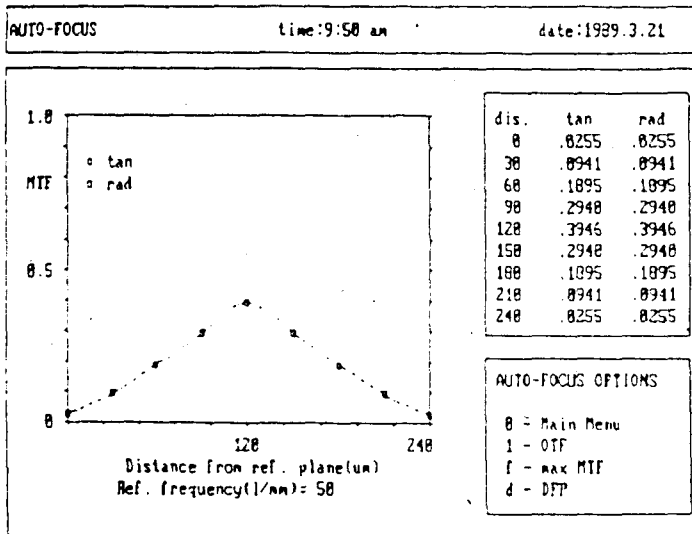
날 주사함수를 일차 미분한 line spread function을 보여 준다. Fig.5-3에 나타난 바와 같이 line spread function에서 최소가 0이 되도록 하면 back ground에 기인한 효과를 제거한 것으로 해석하고 있다. 이때 광원이 단색광인 경우는 분광 감응특성을 고려하여 광검출기를 선택하여야 하며 검출기로는 P.M관이 주로 사용되어지나 최근에는 주사하는 대신 CCD array를 사용하는 경우도 있다. 표본론에 의해 선택된 주사구간에서 주사함수의 값은 chart recorder로 기록하여 기록된 값들을 컴퓨터에 입력시키거나 전자장치를 제작하여 직접 컴퓨터가 주사함수의 값을 읽어들이도록 한다. 컴퓨터에 입력한 주사함수 $E(x_i)$ 의 값은 OTF 측정 computer pro-

gram에 의해 일차 미분된 line spread function $L(x_i)$ 의 값으로 변환되며 이 $L(x_i)$ 를 Fourier변환하여 OTF를 계산한다. 일반적으로 OTF는 복소수 함수이며 그 절대값이 MTF이고 위상값은 PTF이다.

5-5. 성능평가 및 검토

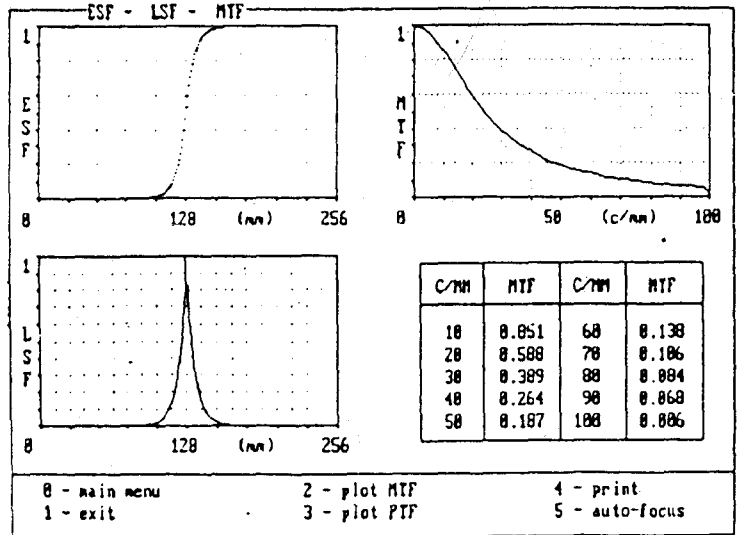
제작된 OTF장치를 성능평가하기 위하여 임의의 국산 카메라 렌즈를 사용하여 시험측정하였다. Fig.5-6은 best

Fig.5-6. MTF curves of auto-focus program



focus plane을 찾기 위하여 defocusing하면서 공간주파수 50에서 측정된 MTF 그래프이며 Fig.5-7는 MTF 측정결과

Fig.5-7. Result of developed OTF measurement program.



함으로써 사용자가 단번에 결과를 알아 볼 수 있게 하였으며 또한 MTF값은 수치로도 나타내었다.

측정장치의 정확도와 재현성 그리고 본 연구소 측정장치와의 상호 비교는 측정부품과 원리가 서로 같으므로 부록 2, 3, 4, 5로써 대체하였다.

제작된 OTF 측정장치는 현재 외국에서 시판하는 측정장치들 보다 매우 사용하기가 편리하며 국내 실정에 알맞게 개발되었다고 생각한다. 그리고 측정장치의 컴퓨터 프로그램을 사용자가 직접 응용할 수 있게 함으로써 더욱 응용범주를 넓게 하였다고 생각되며 국산 광학제품의 품질관리 및 신제품개발연구에 많은 공헌을 하리라고 판단된다.

이다. Edge spread function, line spread function 그리고 modulation spread function 그림을 한 화면에 동시에 표시