

분수차 푸리에 변환을 위한 평판집적 광학계 구현

박선택 · 김필수 · 오차환

한양대학교 물리학과

송 석 호

한국전자통신연구소 기초기술연구부

(1996년 7월 9일 받음)

기존 푸리에 변환의 일반화된 형식인 분수차 푸리에 변환(fractional Fourier transform : FRT)을 평판집적 광학계(planar integrated optics)로 구현하였다. 구현된 평판집적 광학계는, 동일한 2차원 입력 패턴에 대해 서로 다른 분수차를 갖는 4개의 FRT의 결과를 얻을 수 있는 구조를 가지며, 모든 부품들은 레이저 빔 묘화장치를 이용하여 하나의 유리판에 동시에 제작되었다. FRT 실험결과를 계산치와 비교 분석함으로써, 평판집적 광학계가 기존의 자유공간 광학계가 갖는 3차원적 광신호 전달 특성과 이에 따른 높은 신호의 공간대역폭(space bandwidth product)을 가지고 매우 정확한 FRT를 수행할 수 있음을 검증하였다.

I. 서 론

1980년에 분수차 푸리에 변환(fractional Fourier transform: FRT)이 수학적으로 소개되어진 이후^[1,2], 최근 들어 FRT의 수학적 정의와 일치하는 광학계 구성방식들이 제안되고 있다.^[3] 분수차 푸리에 변환은 연속굴절률 매질(graded-index-medium)에서의 공간정보 변환함수 또는 위그너 분포함수(Wigner-distribution-function: WDF)를 근간으로 정의될 수 있는데,^[4] 본 논문에서는 기존의 자유공간 광학계를 이용하여 쉽게 해석이 될 수 있는 WDF 정의에 중점을 두고 FRT를 분석하였다. 분수차 푸리에 변환은 신호의 공간좌표 성분과 주파수 성분에 관한 정보를 모두 가지고 있기 때문에, 푸리에 변환된 공간주파수 성분만을 이용하는 기존의 공간불변(space-invariant) 신호인식 방식과는 달리, 공간좌표 및 주파수 성분을 동시에 이용하는 공간가변(space-variant) 신호인식이 가능해진다. 따라서, FRT를 이용한 신호인식 방식은 더욱 좁은 대역폭에 대한 높은 상관 결과치(correlation peak)를 얻을 수 있으며 신호와 잡음을 보다 분명히 분리할 수 있는 분수차 상관기(fractional correlation)를 가능하게 해준다.^[5,6] 그러나, 이러한 FRT의 공간가변적인 특성은 기존의 공간불변 광학계에 비해 매우 높은 광학계의 정렬정확도와 정렬안정도를 요구한다. 즉, 기존의 자유공간 광학계에서와 같이 여러개의 광학부품

들을 개별적으로 정렬하고 이를 유지해야 하는 FRT 광학계 구성방식들은, 매우 정교한 광학계 정렬장치와 외부로부터의 충격에 대해 안정된 정렬유지장치를 필요로 한다. 따라서, 기존의 광학계 구성방식으로는 FRT의 정확성에 한계를 가질 수 밖에 없으며, 실용화를 고려한 공간가변 분수차 상관기의 구현을 위해서도, 매우 비싼 광학계 구성비용이 요구될 뿐만 아니라 광학계를 소규모로 집적하는데에 많은 한계를 갖고 있다.

본 논문에서는, 이러한 기존 자유공간 광학계에 기반을 둔 FRT 구현방식이 갖는 한계들을 극복하기 위해, 높은 FRT정확도, 정렬정확도 및 정렬안정도, 그리고 높은 광학계 집적도 등을 갖는 평판집적 광학계가 제안되어 있으며, 실험적으로 검증되어 있다. 제작된 평판집적 광학계를 이용하여 얻어진 실험결과들이 계산에 의해 예측된 결과들과 비교 분석되어 있다. 평판집적 광학계^[7,8]를 이루는 모든 광학부품들은, 레이저 빔 묘화장치(laser beam writing system)^[9]에 의하여 한 장의 유리기판에 동시에 제작되어 있기 때문에, 광학부품 간의 정렬정확도가 1 마이크로미터 이내로 유지될 수 있을 뿐만 아니라, 외부로부터의 충격에 대해 거의 영향을 받지 않는 정렬안정성이 보장될 수 있다. 또한, 구현된 평판집적 광학계는 기존의 자유공간 광학계가 갖는 3차원적 광신호 전달 특성과 이에 따른 높은 신호의 공간대역폭(space bandwidth product)을 가지고 매우 정확한 FRT를 수

행할 수 있음이, 실험결과들에 관한 분석을 통하여 검증되어 있다.

II. WDF를 이용한 분수차 푸리에 변환(FRT)

분수차 푸리에 변환에 관한 수식을 보다 간략하게 표현하기 위하여, 본 논문에서는 1차원 신호에 대한 WDF를 근간으로 하여 FRT를 정의하고자 한다. 일반적인 1차원 입력신호의 공간적 분포함수를 $u_0(x)$ 라 하고, 주파수 분포함수를 $\hat{u}(v)$ 라 정의하면, 이들 두 함수는 다음과 같은 푸리에 변환 관계를 만족한다.

$$\hat{u}(v) = \int u_0(x) \exp(-2\pi i v x) dx. \tag{1}$$

따라서, 입력신호에 대한 WDF는

$$W_0(x, v) = \int u_0\left(x + \frac{x'}{2}\right) u_0^*\left(x - \frac{x'}{2}\right) \exp(-2\pi i x' v) dx' \tag{2}$$

와 같이 $u_0(x)$ 로서 정의될 수 있는 반면에, 수식 (1)에 의하여 다음과 같이 $\hat{u}(v)$ 를 갖는 표현으로 유도될 수 있다.^[10]

$$W_0(x, v) = \int \hat{u}_0\left(v + \frac{v'}{2}\right) \hat{u}_0^*\left(v - \frac{v'}{2}\right) \exp(-2\pi i v' x) dv'. \tag{3}$$

그런데, 실제 푸리에 변환된 $\hat{u}(v)$ 함수를 다시 푸리에 평면에서의 공간좌표 (편의상 동일한 좌표변수 χ 로 표기토록 하자.) 로 나타내면, 수식 (2)에서 입력신호 $u_0(x)$ 가 WDF로서 정의 되는 것과 같이, $\hat{u}(x)$ 에 대한 WDF는

$$W_F(x, v) = \int \hat{u}\left(x + \frac{x'}{2}\right) \hat{u}^*\left(x - \frac{x'}{2}\right) \exp(-2\pi i v x') dx' \tag{4}$$

로 정의된다. 입력평면에서 유도되는 수식 (3)의 WDF와 푸리에 평면에서 정의된 수식 (4)의 WDF를 비교하여 보면, 식 (3)의 좌표 χ, v 를 각각 $-v, \chi$ 로 바꾸면 식 (4)가 됨을 알 수 있다. 즉, 입력신호 $u_0(x)$ 에 대한 푸리에 변환을 χ 와 v 로 표현되는 위그너 공간에서 고려하면,

$$W_0(x, v) \rightarrow W_F(x, v) = W_0(-v, x) \tag{5}$$

가 된다. 그러므로, 입력신호 $u_0(x)$ 에 대한 기존의 푸리에 변환을 위그너 공간에서 보면, 그림 1에서 보는 바와 같이 서로 수직한 두 좌표축 χ, v 가 시계방향으로 90° 회전하여 $-v, \chi$ 로 변환된 것으로 표현할 수 있다. 위그너 공간에서 WDF가 회전한 각도를 Φ 라 정의하면,

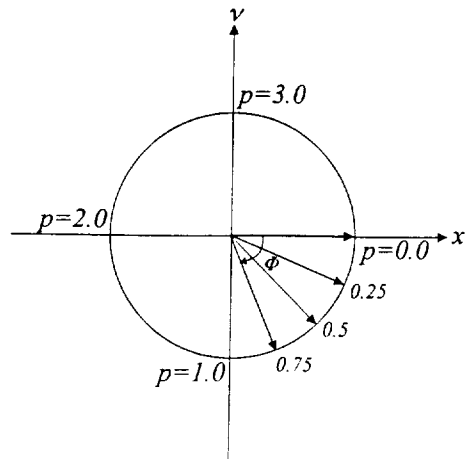


그림 1. 위그너 공간에서의 분수차 푸리에 변환.

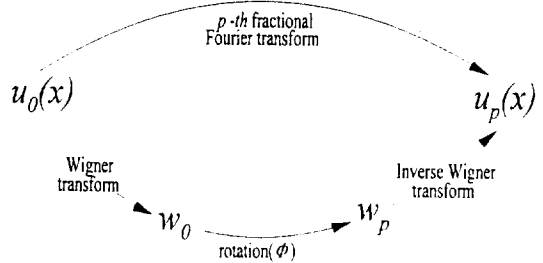


그림 2. 분수차 푸리에 변환의 개념도.

$$\Phi = p \frac{\pi}{2} \tag{6}$$

와 같이 변수 p 를 도입하여, 임의의 회전 각도에 따른 변환을 표현할 수 있다. 즉, $p=1.0$ 일 때가 푸리에 변환이 되고, $p=2.0$ 이면 역 푸리에 변환이 되며, $p=4.0$ 이면 원래의 입력신호와 동일한 함수를 갖는다. 그림 1에서 보는 바와 같이 분수차 p 가 정수가 아닌 일반적인 경우에 대해서도 동일한 개념으로서 분석될 수 있게된다. 따라서, 임의의 입력신호 $u_0(x)$ 에 대한 WDF가 Φ 만큼 회전할 때에 대응되는 변환결과를 p -분수차 푸리에 변환 (p -th fractional Fourier transform)으로 정의하고, 일반적인 p -th FRT 과정을 개념적으로 표현하면, 그림 2와 같다. 즉, $u_0(x)$ 의 입력신호를 위그너 공간에서의 함수인 WDF로 변환한 다음, WDF를 Φ 만큼 회전시키고, 다시 역으로 입력신호 공간으로 변환을 하게되면 p -th FRT인 $u_p(x)$ 를 구할 수 있다.

$W(x, v)$ 함수가 위그너 공간에서 회전하는 것을 보다 자세히 살펴보면 x 와 v 값의 변화를 가져오게 된다.^[3]

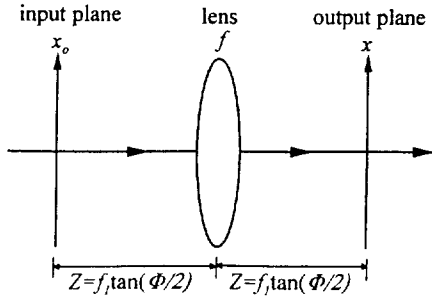


그림 3. FRT를 구현하기 위한 자유공간 광학계.

이러한 값의 변화를 광학계에서의 신호변환 과정으로 나타내면, 위그너 공간에서 x 값의 변화는 자유공간에서 z 축 방향으로 전파되는 것을 의미하고, v 값의 변화는 렌즈를 통과한 효과에 대응될 수 있다. 그러므로, 위그너 공간에서 WDF의 회전으로 정의되는 FRT는 그림 3과 같이 단일 렌즈를 갖는 간단한 광학계에서의 광신호 변환과정으로 이해될 수 있다. f 는 렌즈의 초점거리, z 는 렌즈와 입력면 또는 렌즈와 출력면 사이의 거리, 그리고 f_1 은 임의의 상수로서, f_1 과 z 는 다음과 같이 정의된다.

$$f_1 = f \sin \Phi,$$

$$z = f_1 \tan\left(\frac{\Phi}{2}\right) = 2f \left(\sin\frac{\Phi}{2}\right)^2. \quad (7)$$

입력신호 $u_0(x_0)$ 가 2-f 광학계에서와는 달리, z 와 f 가 동일하지 않은 일반적인 광학계를 지나는 효과를 고려하여, p -th FRT를 수학적으로 유도하게 되면, 다음과 같이 일반화된 푸리에 변환 형식으로 표현될 수 있다.^[3]

$$u_p(x) = \int u_0(x_0) \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda f_1 \tan \Phi} (x_0^2 + x^2)\right] \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda f_1 \sin \Phi} x x_0\right] dx_0. \quad (8)$$

여기서, x_0 는 입력 면에서의 공간좌표이고 x 는 출력 면에서의 공간좌표이다. $p=1.0$ 이면 식 (6)에 의해 Φ 가 90° 가 되어 수식 (8)에서 $\tan \Phi$ 는 무한대가 되고 $\sin \Phi$ 는 1이 된다. 그러므로, 첫 번째 $\exp[\]$ 항은 1이 되므로, 식 (8)은 식 (1)과 같이 공간주파수 v 만의 함수로 나타내는 기존의 푸리에 변환과 동일하게 된다. 그러나, p 가 정수가 아니면 식 (8)은 첫 번째 $\exp[\]$ 항이 0이나 1이 아닌 x_0, x 에 의존하는 임의의 어떤 값을 가지므로, 식 (8)은 공간주파수 v 와 공간좌표 x_0, x 로 동시에 표현된다. 즉, 일반적으로 FRT는 공간주파수 뿐만 아니라 입력면과 출력면의 공간좌표에 의존하는 공간-가변적인 성질을

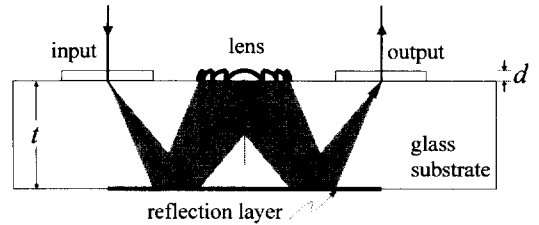


그림 4. FRT용 평판집적 광학계 구조의 개략도.

갖게 되는 것이다. 그러나, 이러한 공간-가변 특성은 FRT를 구현하기 위한 광학계를 구성할 때, 기존의 푸리에 변환을 이용하는 경우보다 더욱 정교한 광학계 정렬과 안정성이 요구되어 진다. 특히, FRT의 공간-가변적 특성을 이용하는 분수차 상관기(fractional correlator)를 구현하는 경우에 더욱 중요하게 되어, 자유공간 광학계로써 상관기를 구현하기에는 많은 한계들이 따른다. 그러나, 이러한 공간-가변적인 광학계를 정렬과 안정성에 있어서 장점을 갖는 평판집적광학계로 구성한다면, 정확한 광학적 FRT 결과를 얻을 수 있으며, 따라서, 보다 다양한 응용분야로의 확장을 도모할 수 있을 것이다.

III. 평판집적 광학계(Planar Integrated Optics)

평판집적 광학계란 광학계 구성에 필요한 모든 광학부품들을 마이크로 광학부품들로 대체하여 한 장의 유리기판위에 집적하는 새로운 광학계 구성방식이다.^[7,8] 평판집적광학계를 이루는 광학부품들은 주로 기존의 리소그래피 기술을 이용한 이진위상(binary phase)형태로 제작되거나, EBL(Electorn Beam Lithography) 혹은 LBL(Laser Beam Lithography) 등을 이용하여 연속위상(continuous phase)형태로 제작된다. 특히, 모든 광학부품들이 한 번의 정렬 공정으로 제작될 수 있기 때문에, 정확한 정렬 정확성을 얻을 수 있고 광학계 구성 후에도 주변환경(온도, 외부의 충격 등)의 변화에 대해 안정성을 유지할 수 있다. 또한 마이크로 광학부품들로 광학계를 구성하므로 소규모로 광학계를 집적화 할 수 있다는 장점을 가지고 있다.

그림 4는 그림 3의 자유공간 광학계와 동일한 광 신호변환 특성을 갖는 평판집적 광학계 구조의 개략도이다. 유리기판 윗면에 입력면(input), 렌즈(lens), 출력면(output)이 일직선으로 배열되어 있고, 렌즈 윗면과 유리기판 아랫면은 빛이 반사될 수 있도록 금속박막이 코팅되어 있다. 입력면으로부터 입사된 빔은 기판 아랫면-렌즈-아

랫면에서 차례로 반사되어 출력면으로 진행된다. 이때, 진행하는 빔의 광축은 렌즈에 대해 수직하지 않고 θ 만큼의 각을 이루므로, 광축수차를 줄이기 위해서는 비축 렌즈(off-axis lens)가 사용되어야 한다. 본 연구에서는, 높은 회절효율과 정확한 촛점거리 등을 얻기 위하여 Fresnel 렌즈가 사용되었는데, 렌즈의 최대두께 d 는 입사빔의 파장 λ , 입사각 θ 그리고 렌즈를 이루는 물질의 굴절률 n_s 에 따라 다음과 같이 주어진다.

$$d = \frac{\lambda}{2n_s} \cos\theta. \quad (9)$$

Fresnel 렌즈의 위상분포는 광축에 대해 평행한 평면파 형태의 기준광과 광축에 대해 θ 각을 갖고 거리 f 에 놓인 점 광원으로부터 나오는 구면파 형태의 신호광 간의 간섭에서 얻어지는 위상분포로서 정의될 수 있는데, 최대 위상값이 2π 가 되도록 위상분포 $\phi_m(x, y)$ 를 표현하면 다음과 같다.^[9]

$$\phi_m(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda(n_s - n_a)} \times \frac{[\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - 2yf \sin\theta - f] - 2\pi m, \quad (10)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

f 는 렌즈의 촛점거리이고 n_a 는 공기의 굴절률이다. θ 가 0일 때는 정축(on-axis) Fresnel 렌즈가 되고, θ 가 0이 아니면 비축 Fresnel 렌즈가 된다. 따라서, 그림 4에 도시된 유리기판의 두께를 t 라 할 때, 식 (7)에 정의된 z 와 f 의 관계와 $z = 2t/\cos\theta$ 인 조건으로부터,

$$f = \frac{t}{\left(\sin\frac{\Phi}{2}\right)^2 \cos\theta} \quad (11)$$

와 같이 비축 Fresnel 렌즈의 촛점거리를 구할 수 있다.

IV. 실험

그림 5는 실험에서 구현된 FRT용 평판집적 광학계의 개략도로서, 그림 3에 도시된 자유공간 광학계를 하나의 단위로 하여 서로 다른 분수차인 $p=0.25, 0.5, 0.75$ 그리고, 1.0인 경우에 대한 FRT특성을 갖는 4개의 단위가 집적되어 있다. 그림 5의 평판집적 광학계는 평행광이 입사되기 위한 창(window), 입력패턴(input pattern), 비축 Fresnel 렌즈, 그리고, FRT 결과를 얻기 위한 격자 접속기(grating coupler) 등의 마이크로 부품들이 한 장의

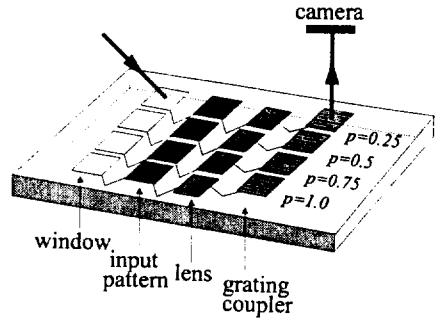


그림 5. p 가 0.25, 0.5, 0.75, 1.0인 4개의 FRT를 구현하기 위한 평판집적 광학계의 개략도.

유리기판 위에 직접 제작되어 정확한 위치에 배열되어 있다. 입사 빔이 유리기판 내부에서 진행되는 각 θ 는 10° 로 설계되었으며, LBL방식인 레이저 빔 묘화장치에 의해 모든 마이크로 광학소자들은 이진위상 및 연속위상 형태로 제작되었다.

레이저 빔 묘화장치는 하나의 점으로 집속된 광속에 의하여 xy-스테이지 위에 놓인 감광물질에 원하는 모양을 그리는 장치로서, 노출 광의 세기를 변화시킴으로써 임의의 표면굴곡 형태를 제작할 수 있다. 즉, 기존의 리소그래피에 의해 형성되는 이진 위상형태 뿐만 아니라, 임의의 연속 위상분포를 갖는 마이크로 광학부품들(Fresnel 렌즈등)을 한 번의 쓰기공정(writing process)으로 제작할 수 있으며, 광학부품들 간의 배치를 μm 이내의 정확도로 행할 수 있기 때문에, 많은 수의 부품들을 집적하여 평판광학계를 구성하는데 있어서 매우 용이하다. 그림 6는 실험에 사용된 레이저 빔 묘화 장치의 개략도이다.

레이저 빔 묘화장치는 광원(laser), 광세기 변조기(acousto-optic modulator: AOM), 빔 분리기(beam splitter), 대물렌즈(objective lens), 거울(mirror), xy-스테이지, 카메라(CCD camera) 등으로 구성되어 있다. 광원은 파장이 458 nm인 Uniphase사의 2014 시리즈 공냉식 아르곤 레이저를 사용하였고, xy-스테이지는 $0.1\mu\text{m}$ 이동분해능을 갖는 Newport사의 UT100이고, 대물렌즈는 배율이 40배이고 NA가 0.65로서 집속된 빔의 Airy disc의 직경은 $2.3\mu\text{m}$ 정도이다. 노출광의 촛점면을 정확하게 유리기판(glass substrate)위의 감광물질에 맞추기 위해, 그림 6에 표기된 ①②④의 경로를 갖는 기판에서 반사된 빛과 ①③④의 경로를 갖는 거울에서 반사된 빛들 간에 발생하는 간섭무늬를 이용하였다. 즉, 최적의 촛점정렬 상태일 때 직선모양의 간섭무늬가 얻어지며, 벗어날수록 간섭무늬가 점차 곡선모양이 되기 때문에,

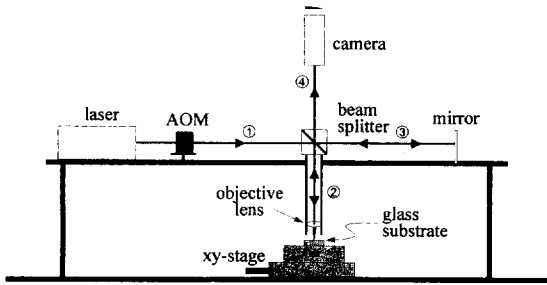


그림 6. 레이저 빔 묘화장치의 개략도.

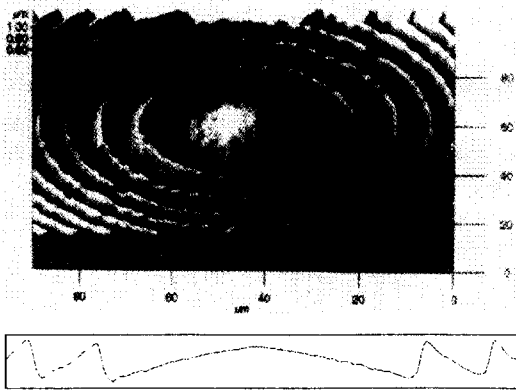


그림 7. 레이저 빔 묘화장치에 의해 제작된 정축 Fresnel 렌즈의 AFM 사진과 중심에서의 렌즈 단면도.

카메라에서 얻어진 간섭무늬를 보면서 정확한 정렬을 할 수 있다. 원하는 패턴을 유리기판위에 그리기 위해서는 패턴을 $1\ \mu\text{m}$ 크기의 화소로 나누어 각 화소마다 8비트(0-255)의 이진(binary) 데이터 화일로 만들고, xy-스테이지가 $1\ \mu\text{m}$ 씩 이동할 때마다 저장된 화소값에 대한 전기신호를 광세기 변조기에 입력시킴으로써 노출광의 세기를 변조시킨다. 단, 패턴을 그리는 동안에는 거울로 진행하는 경로의 빔은 차단된다. 그림 7은 레이저 묘화장치를 이용하여 제작된 하나의 Fresnel 렌즈에 대한 AFM(atomic force microscope) 사진과, Fresnel 렌즈가 갖는 기울어진 표면굴곡에 대한 단면곡선이 도시되어 있다.

두 곡면간의 경계를 이루는 수직단면은 설계상의 90° 와는 다르게 약 80° 로 제작되었는데, 이는 노출광의 초점크기가 $2.3\ \mu\text{m}$ 정도로 유한하기 때문이다. 사용된 xy-스테이지는 기계적 접촉면을 따라 이동하는 방식으로, 직진도(straightness)가 약 $0.5\ \mu\text{m}$ 이상이었기 때문에 사진에서 볼 수 있듯이 표면에 미세한 굴곡들이 나타나 있다. 만일 공기접촉식 xy-스테이지를 이용하게

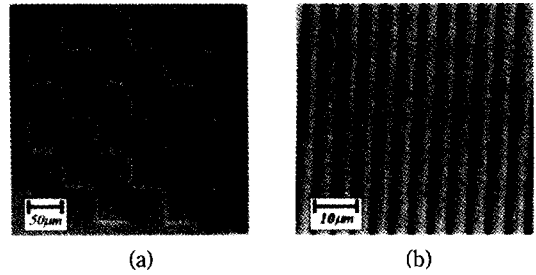


그림 8. (a) 실험에서 제작된 바둑판 모양의 입력상과 (b) 격자 접속기.

되면, 직진도를 $0.3\ \mu\text{m}$ 이내로 줄일 수 있기 때문에 더욱 정밀한 곡면을 얻을 수 있을 것으로 예상된다.

그림 5의 유리기판은 두께가 6 mm, 크기가 $2\ \text{cm} \times 2\ \text{cm}$ 인 BK-7 유리로서, 감광제(Photoresist: PR)를 유리 표면에 스핀 코팅하였다. PR로는 굴절률이 1.62인 Hoechst사의 AZ HKT501 positive PR을 사용하였으며, 파장이 $632.8\ \text{nm}$ 인 헬륨 네온 레이저로 측정하기 위해 식(9)에 따라 PR의 두께를 $0.19\ \mu\text{m}$ 로 하였다. PR은 희석제(thinner)와 4:6으로 섞어 사용하였고, 스핀코팅은 3000 rpm으로 30초 동안 하였다. 코팅된 유리기판은 희석제의 제거와 박막의 밀도를 높여서 재현성 있는 결과를 얻기 위해, 오븐 내에서 100°C 로 10분간 미리굽기를 한 다음, 레이저 빔 묘화장치를 이용하여 노출시킨 후에 AZ300 Developer(Hoechst)를 사용하여 30초 동안 현상하였다.

입력상은 $300\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ 크기의 바둑판 모양을 사용하였고, 퓨리에 변환렌즈는 $1000\ \mu\text{m} \times 1000\ \mu\text{m}$ 크기의 비축 Fresnel 렌즈를 사용하였다. 출력면을 통과한 빛을 카메라로 정확하게 측정하기 위해, 출력면에 격자접속기(grating coupler)를 제작하여 그림 5에서 보는 바와 같이 빛을 수직으로 편향시켰다.

그림 8의 (a)는 제작된 바둑판 모양의 사진으로서, 박스 하나의 크기는 $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ 이다. 그림 8의 (b)는 전체 크기가 $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ 이고 격자 주기가 $5\ \mu\text{m}$ 인 격자 접속기의 확대사진이다. 입력 창과 격자접속기를 제외한 유리기판 양면에 알루미늄 금속 반사층을 코팅하였고, 입력 창을 통해 입사한 빛이 10° 의 각도로 유리기판내에서 입력상, 렌즈 그리고 격자접속기를 지나도록 구성하였다. 그림 9에 하나의 FRT에 대한 평판집적 광학계의 일부분을 자세히 도시하였다.

그림 9에서 보는 바와 같이 구현된 평판집적 광학계는 부품들이 y축 방향으로 유리기판위에 일직선으로 배열될 때 발생하기 쉬운 잡음, 즉, 마이크로 광학부품에서 회절되지 않고 그대로 통과하는 빛이나 부품의 제작결함

으로 발생하는 잡음 등을 제거하기 위해, 비축 Fresnel 렌즈를 사용하여 빛을 x 축 방향으로 10° 편향시킴으로서, 신호-대-잡음 비를 증가시킬 수 있는 구조를 갖는다. 실험에서 구현된 평판집적 광학계는 서로 다른 4개의 p -분수차 0.25, 0.5, 0.75, 1.0를 갖는 FRT가 동시에 한 유리기판 상에 구성되어 있을 때, 각각의 FRT를 구성

하는 광학계의 길이가 동일하도록 z 를 $26.969 \mu\text{m}$ 로 고정시키고 렌즈의 초점거리를 변화시켰다. p 에 따른 f 의 값은 다음과 같이 주어진다.

$$f = \frac{z}{\tan\left(p\frac{\pi}{4}\right)\sin\left(p\frac{\pi}{2}\right)} \quad (11)$$

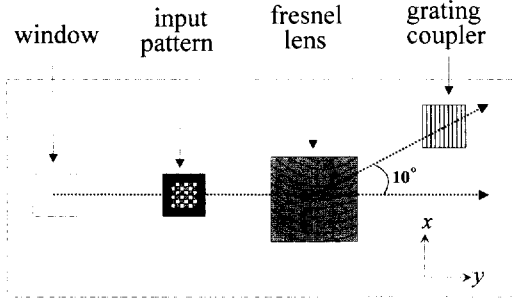


그림 9. 하나의 FRT에 대한 평판집적 광학계를 위에서 본 모양.

하나의 FRT를 구성하는 평판광학계의 y 축 방향의 총 길이는 15.478 mm 로 설계되어졌다. 실험에 사용된 변수들의 값은 표 1과 같고, 제작된 각 p 값에 해당하는 비축 Fresnel 렌즈들의 사진이 그림 10에 나타나있다. 초점거리는 식 (11)에 의해 정의된 바와 같이 p 가 0.25, 0.5, 0.75, 1.0으로 증가함에 따라 353.854 mm , 92.141 mm , 43.694 mm , 26.969 mm 로 짧아지고, 초점거리가 짧아수록 무늬의 곡률반경이 감소함을 알 수 있다. 렌즈의 중심이 왼쪽 방향으로 편향되어 있는 것은, 비축 렌즈에 입사되는 빔들이 x 축 방향으로 10° 만큼 편향될 수 있도록 설계하였기 때문이다.

표 1. 실험에 사용된 분수차 p 에 따른 변수들의 값.

p	0.25	0.5	0.75	1.0
Φ	22.5	45.0	67.5	90.0
$f(\text{mm})$	353.854	92.141	43.694	26.969
$z(\text{mm})$	26.969			

V. 결과 및 논의

그림 11은 제작된 평판집적광학계를 이용하여 얻은 4개의 서로 다른 p 값에 따른 FRT의 실험결과들로서, (a)-(d)들은 각각 p 가 0.25, 0.5, 0.75, 1.0인 경우에 대해 카

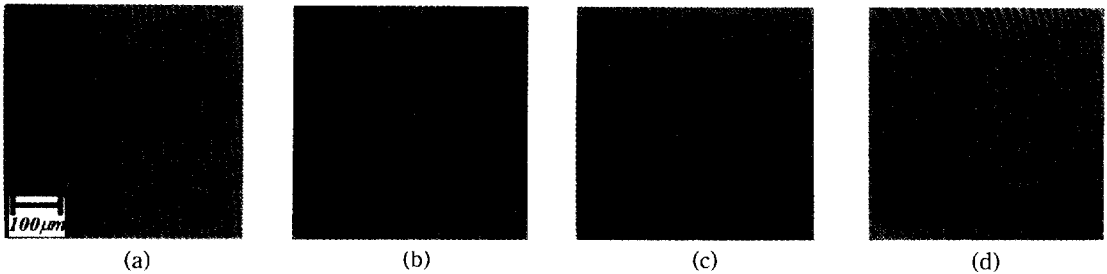


그림 10. FRT용 평판집적 광학계에서 사용된 비축 Fresnel 렌즈들의 사진. (a) $p=0.25$, (b) $p=0.5$, (c) $p=0.75$, (d) $p=1.0$.

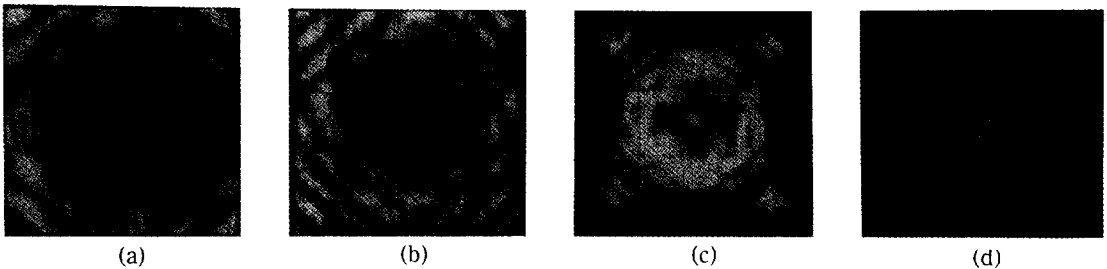


그림 11. FRT용 평판집적 광학계에서 얻어진 실험결과. (a) $p=0.25$, (b) $p=0.5$, (c) $p=0.75$, (d) $p=1.0$.

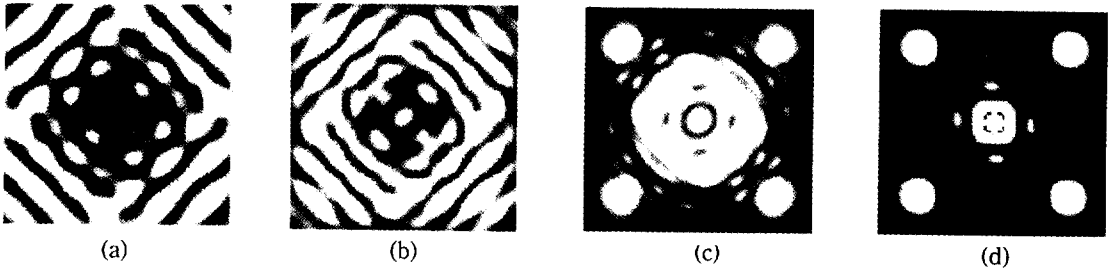


그림 12. FRT 계산결과. (a) $p=0.25$, (b) $p=0.5$, (c) $p=0.75$, (d) $p=1.0$.

베라로부터 얻은 사진들로서, 각각의 상의 크기는 $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ 이다. p 값이 증가함에 따라 중심축 방향으로 점차 집중이되어, p 가 1.0인 (d)의 경우에는 기존의 푸리에 변환된 모양과 동일한 결과가 얻어진다. p 값이 1.0에 근접할수록 상의 모양이 급격히 변화하는데, 이것은 식 (8)에 첫 번째 $\exp[\]$ 항의 $\tan\Phi$ 가 p 값이 1.0에 가까워지면 무한대로 발산하기 때문이다. 그리고, 평판광학계 구성이 입력면에서 렌즈까지의 거리와 렌즈에서 출력면까지의 거리가 모든 p 에 대하여 동일하도록 되어있기 때문에, p 값에 따라 초점거리 f 가 다르게 구성되어 상의 배율이 다르게 측정되었다. 그림 12는 FRT 정의 수식들을 이용하여 계산한 결과로서, 그림 11의 실험결과들과 거의 일치하고 있음을 알 수 있다. 즉, 평판집적 광학계에서는 정확한 렌즈의 초점거리를 쉽게 맞출 수 있기 때문에, 보다 정확한 FRT 결과들이 얻어진 것으로 판단된다. 그러나 두 FRT 결과들을 비교하여 보면, p 값이 0.25와 0.5인 경우에 가운데 부분의 모양이 약간 다르게 보이고 0.75인 경우에는 계산치가 실험치처럼 외곽부분의 줄무늬가 뚜렷하게 나타나지 않았다. 이러한 차이들은 다음과 같은 이유들로부터 기인하고 있다. 입사되는 빔의 크기는 $300\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ 인 위상형태의 입력상 보다 크고 빔의 모양도 원형이 아니며 빔의 세기분포를 알 수가 없어 계산하는데 정확히 고려되지 않은데서 발생한 것으로 사료된다. 그러나 자세히 살펴보면, 실험치와 계산치의 윗모서리부분의 줄무늬의 개수가 정확히 일치하고 모든 결과들의 모양이 광의 세기의 차이는 있지만 일치함을 알 수 있다. 물론 p 값이 1.0인 푸리에 변환의 경우 실험치와 계산치의 크기와 모양이 정확히 일치한다. 위의 실험결과와 계산결과가 일치함을 통해 FRT가 평판집적 광학계로 정확히 구현되었음을 알 수 있다. 만약 계산시 입력빔의 모양과 세기분포를 정확히 고려한다면 실험치와 계산치가 정확히 일치하는 결과를 얻을 수 있을 것으로 예상된다.

VI. 결 론

분수차 푸리에 변환은 신호의 공간좌표 성분과 주파수 성분에 관한 정보를 모두 가지고 있는 공간가변적 신호변환으로서, 매우 우수한 신호-대-잡음 비를 갖는 신호인식용 상관기에 큰 응용성을 갖고 있는데 반하여, 지금까지는 기존의 공간불변 광학계에 비해 매우 높은 광학계의 정렬정확도와 정렬안정도를 요구한다. 본 논문에서는, 이러한 기존 자유공간 광학계에 기반을 둔 FRT 구현방식이 갖는 한계들을 극복하기 위해, 높은 정렬정확도 및 정렬안정도, 그리고 높은 광학계 집적도 등을 갖는 FRT용 평판집적 광학계의 구현방식을 제안하였으며, FRT용 평판집적 광학계를 제작하여 계산치와 거의 일치하는 실험결과들을 얻었다. 그리고, 실험을 통하여 $1\ \mu\text{m}$ 이내의 정렬의 정확성과 안정성, 그리고, 수 cm이내로 고집적된 FRT 광학계를 구현할 수 있음을 증명하였다. 실험에서 구현된 평판집적 광학계에서는, 레이저 빔 묘화장치에 의하여 한 장의 유리기판에 임의의 초점거리를 갖는 렌즈를 정확하게 제작할 수 있었기 때문에, 광학부품 간의 정렬정확도가 1 마이크로 이내로 유지될 수 있을 뿐만 아니라, 동일한 길이를 갖는 여러 가지의 p -th FRT를 동시에 구현하는 등, 다양한 마이크로 광학계 제작이 가능할 수 있었다. 그리고, 기존의 자유공간 광학계가 갖는 3차원적 광신호 전달 특성과 이에 따른 높은 신호의 공간대역폭을 가지고 매우 정확한 FRT를 수행할 수 있음을 실험결과들에 대한 분석을 통하여 검증할 수 있었다. 따라서, FRT가 갖는 공간가변적 신호변환을 이용한 FRT 상관기를 구현하는데 있어서, 평판집적 광학계가 매우 유용한 방식임을 알 수 있었다. 또한 평판집적 광학계로 구성하는 방식은 multi-channel FRT 뿐만 아니라 FRT를 이용하는 신호처리와 패턴인식 등의 광학적 시스템의 실현 가능성을 보다 구체화 할 수 있을 것으로 예상된다.

참 고 문 헌

- [1] V. Namias, *J. Inst. Math. Appl.* **25**, 241-265(1980).
- [2] A. C. McBride and F. H. Kerr, *IMA J. Appl. Math.* **39**, 159-175(1987).
- [3] A. W. Lohmann, *J. Opt. Soc. Am. A.* **10**, 2181-2186 (1993).
- [4] D. Mendlovic, H. M. Ozaktas and A. W. Lohmann, *Appl. Opt.* **33**, 6188-6193(1994).
- [5] D. Mendlovic, H. M. Ozaktas and A. W. Lohmann, *Appl. Opt.* **34**, 303-309(1995).
- [6] D. Mendlovic, Y. Bitran, R. G. Dorsch and A. W. Lohmann, *J. Opt. Soc. Am. A.* **12**, 1665-1670(1995).
- [7] S. H. Song, E. H. Lee, C. D. Carauy, D. R. Selviah and J. E. Midwinter, *Opt. lett.* **17**, 1253-1255(1992).
- [8] J. Jahns and A. Huang, *Appl. Opt.* **28**, 1602-1605 (1989).
- [9] S. H. Song, E. H. Lee, *ETRI Journal*, **17**(2), (1995).
- [10] H. O. Bartelt, K. -H. Brenner and A. W. Lohmann, *Opt. Commun.* **32**, 32-38(1980).

Planar Integrated Optics for Implementation of Fractional Fourier Transform

Suntak Park, Pill Soo Kim, and Cha Hwan Oh
Hanyang University, Department of Physics, Seoul 133-791, Korea

Seok Ho Song
Electronics and Telecommunications Research Institute(ETRI), Research Department, Taejon 305-600, Korea

(Received: July 9, 1996)

We have implemented a planar integrated optics for the fractional Fourier transform (FRT) which has recently been developed as a generalized form of the conventional Fourier transform. FRT optical systems provide versatile tools for analyzing signals and designing hardware, but require high accuracy and stability in the arrangement of optical components because of their shift-variant characteristic. The planar optical FRT setup composed of free-space optical components integrated on a single glass block makes the FRT of 2-dimensional(2-D) input patterns through the 3-D glass-space. Therefore, taking advantage of the compactness, easy alignment and thermal/mechanical stability, the planar optics can provide a useful approach to realizing an optical fractional correlation system in a practical way. In the experiment, we have obtained accurate FRT results by using the planar integrated optics with 4 different fractional orders of 0.25, 0.5, 0.75, and 1.0.