《연구논문》 Korean Journal of Optics and Photonics, Vol. 29, No. 1, February 2018, pp. 1-6
DOI: https://doi.org/10.3807/KJOP.2018.29.1.001
ISSN : 1225-6285(Print)
ISSN : 2287-321X(Online)

Dispersion Compensation of an Optical System for Femtosecond Pulses Using a Ray-Tracing Program

Seoyoung Kim[1], Hyunyong Lee[1], Tae Young Kim[1], Jeong-eun Im[2], Chal-won Kim[2], and Chang Kwon Hwangbo[1†]

[1]*Department of Physics, Inha University, 100, Inha-ro, Nam-gu, Incheon 22212, Korea*
[2]*Mutech Korea, 233, Gasan digital 1-ro, Geumcheon-gu, Seoul 08501, Korea*

(Received January 11, 2018; Revised January 15, 2018; Accepted January 15, 2018)

In this study, ray-tracing software was used to calculate the optical path length of an optical system. Using the optical path length, the optical phase, group delay (GD), group delay dispersion (GDD), and third-order dispersion (TOD) of the optical system were obtained. Pulse compressors using a prism pair or grating pair were designed to compensate the GDD of a real optical system for a femtosecond fiber laser. Also, a pulse stretcher using a grating pair with lenses or mirrors was designed. The results of this study can be used to calculate the dispersion of an optical system and optimize the performance of an ultrashort pulse laser optical system.

Keywords: Group delay dispersion, Chirped pulse, Pulse compressor, Pulse stretcher, Femtosecond
OCIS codes: (050.0050) Diffraction and gratings; (320.5520) Pulse compression; (320.2250) Femtosecond phenomena; (320.5540) Pulse shaping

광선 추적 프로그램을 이용한 펨토초 펄스 광학계의 보상설계

김서영[1] · 이현용[1] · 김태영[1] · 임정은[2] · 김철원[2] · 황보창권[1†]

[1]인하대학교 물리학과
㊞ 22212 인천광역시 남구 인하로 100

[2](주)뮤텍코리아
㊞ 08501 서울특별시 금천구 가산디지털1로 233

(2018년 1월 11일 받음, 2018년 1월 15일 수정본 받음, 2018년 1월 15일 게재 확정)

본 연구에서는 광선추적 소프트웨어를 이용하여 광학계의 광경로를 계산한 후, 이를 이용하여 위상, 그룹지연(GD), 그룹지연분산(GDD), 그리고 3차지연분산(TOD)를 계산하였다. 프리즘 쌍과 회절격자 쌍을 이용한 펄스 압축기를 설계하였으며, 실제 펨토초 광섬유 레이저의 GDD를 0으로 보정하는 펄스 압축기를 전산시늉하였다. 또한, 회절격자 쌍과 렌즈 쌍, 혹은 거울 쌍을 이용한 펄스 확장기를 설계하였다. 본 연구 결과는 광학계의 분산특성 계산과 극초단 펄스 레이저 광학계의 성능 향상에 활용할 수 있다.

Keywords: 그룹 지연 분산, 첩 펄스, 펄스 압축기, 펄스 확장기, 펨토초
OCIS codes: (050.0050) Diffraction and gratings; (320.5520) Pulse compression; (320.2250) Femtosecond phenomena; (320.5540) Pulse shaping

I. 서 론

여러 산업 분야에서 나노초(nanosecond, 10^{-9} s), 피코초(picosecond, 10^{-12} s) 등의 장펄스 레이저(long pulse laser)가 패터닝 기술 및 미세 커팅 가공기술에 활용되고 있다. 이와 같은 장 펄스레이저를 사용하면 공정 부위에 열 에너지에 의한 용융 지역(melting zone)이 발생하며, 주변으로 열에너지가 전달되는 열 효과(thermal effect) 현상이 일어난다. 또한

†E-mail: hwangbo@inha.ac.kr, ORCID: 0000-0002-8779-862X
Color versions of one or more of the figures in this paper are available online.

레이저 빔을 맞아 매질 표면에서 떨어져 나온 입자들이 다시 레이저 빔과 반응하고, 열에너지를 가진 입자들이 서로 뭉쳐 수 마이크론 크기의 덩어리가 생성되어 표면이 고르지 못하게 되며, 열 전달에 의한 충격파로 인하여 미세 균열 및 표면 손상이 발생하기도 한다.

이에 따라서 공정 부위 주변부에 피해를 입히지 않는 정밀한 가공의 중요성이 커지게 되었고, 최근 극초단 펨토초(femtosecond, 10^{-15} s) 고출력 레이저 시스템을 이용한 가공 기술이 증가하고 있다[1]. 펄스 길이(laser pulse duration)가 짧은 펨토초 레이저를 사용하면 물질의 주변부에 열 에너지를 전달하지 않아 열 손상이 적으며 충격파에 의한 미세 균열이 생기지 않는다. 즉, 장펄스 레이저에 비해 공정 표면 주변에 손상을 덜 입히고 표면이 고르게 가공되어 미세 공정에 유리하다.

일반적으로 펨토초 레이저는 공진기에서 나온 펨토초 펄스를 증폭하여 사용한다. 펨토초 레이저의 경우 첨두 출력(peak power)이 매우 강하므로 펨토초 레이저를 증폭시킬 경우, 지나치게 높은 첨두 강도로 인해 광학계를 구성하는 광부품들에 손상을 줄 수 있다. 먼저 펨토초 레이저의 공진기에서 나온 극초단 펄스를 양의 그룹지연분산(group delay dispersion, GDD)을 갖는 펄스 확장기를 이용해 펄스폭을 늘려 첨두 출력을 줄이며, 이때 펄스 확장기로는 회절격자 쌍이나 프리즘 쌍을 이용할 수 있다. 늘어난 펄스를 증폭기에서 진폭을 증폭시킨 후 음의 GDD를 갖는 펄스 압축기를 통과시켜 초기 입력된 펄스 폭으로 줄이면, 고출력의 극초단 레이저 펄스를 얻을 수 있다[2,3].

이와 같이 펨토초 광학계에서 펄스가 진행할 때, 분산 매질을 통과하는 펄스의 특성을 분석하고 펄스폭을 조절하는 것은 매우 중요하다. 광학 부품 및 시스템의 그룹지연분산 GDD) 및 고차분산을 정확히 계산 할 수 있다면, 광학계를 통과한 펨토초 펄스의 모양을 예상할 수 있고, 늘어난 펄스를 상쇄하는 보상설계가 가능하다. 즉, 광학계가 가지는 양의 GDD에 의해 증가한 펄스폭은 프리즘 쌍, 회절격자 쌍, 그리고 유전체 광학 코팅 등의 음의 GDD를 갖는 광학부품을 이용하여 보상이 가능하다[4-6].

본 연구에서는 광선 추적 프로그램인 ZEMAX의 매크로 기능을 사용하여 광학계의 분산을 계산하고 펨토초 펄스 광학계의 보상 설계를 진행하였다[7,8].

II. 위상과 분산 특성

펨토초 펄스가 그림 1(a)와 같이 두께 L_m, 굴절률이 $n(\omega)$인 분산 매질을 통과하여 진행할 때, 위상 $\phi(\omega)$은

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) L_m = \frac{\omega}{c} P(\omega) \tag{1}$$

과 같이 표현할 수 있으며, 이 때 ω, c, 그리고 $P(\omega)$는 각각 각진동수, 빛의 속도 그리고 광경로(optical path length)이다.

반송 진동수 ω_0 주위에서 위상 $\phi(\omega)$는

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2!}\phi_2(\omega-\omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\phi_3(\omega-\omega_0)^3 + \cdots \tag{2}$$

와 같이 테일러 급수로 표현할 수 있다. 여기서 두번째 항

$$\phi_1 = \left.\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right|_{\omega_0} \tag{3}$$

은 그룹지연(group delay, GD)이며, 세번째 항

$$\phi_2 = \left.\frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2}\right|_{\omega_0} \tag{4}$$

은 그룹지연분산(group delay dispersion, GDD), 그리고 네번째 항

$$\phi_3 = \left.\frac{\partial^3\phi}{\partial\omega^3}\right|_{\omega_0} \tag{5}$$

은 3차 지연분산(third-order dispersion, TOD)이다. 즉, 광학계의 광경로 $P(\omega)$를 계산한다면 해당 광학계의 GD, GDD, 그리고 TOD 등의 분산을 계산할 수 있다.

그림 1과 같은 평판 매질, 프리즘 쌍 그리고 회절격자 쌍 등의 단순 광학계는 표 1의 이론식을 이용하여, GD, GDD

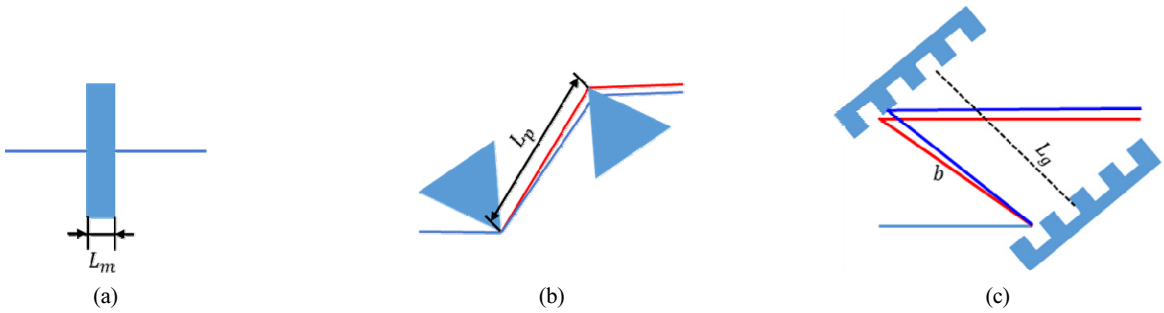


Fig. 1. Schematic and optical path of (a) slab, (b) prism pair and (c) grating pair.

Table 1. Analytical expressions of optical path length (P), GD, GDD and TOD for slab, prism pair and grating pair

Derivative	Slab	Prism pair	Grating pair
P	nL_m	$L_p\cos\theta$	$b[1+\cos(\theta_i-\theta_d)]$ (where $b=\frac{L_g}{\cos\theta_d}$)
GD $\frac{\partial\phi}{\partial\omega}$	$\frac{L_m}{c}\left(n-\lambda\frac{dn}{d\lambda}\right)$	$\frac{P}{c}-\frac{\lambda}{c}\frac{dP}{d\lambda}$	$\frac{P}{c}-\frac{\lambda}{c}\frac{dP}{d\lambda}$
GDD $\frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2}$	$\frac{L_m\lambda^3}{2\pi c^2}\frac{d^2n}{d\lambda^2}$	$\frac{\lambda^3}{2\pi c^2}\frac{d^2P}{d\lambda^2}$	$\frac{-L_g\lambda^3}{2\pi c^2 d^2\left[1-\left(\frac{\lambda}{d}-\sin\theta_i\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}$
TOD $\frac{\partial^3\phi}{\partial\omega^3}$	$\frac{-L_m\lambda^4}{4\pi^2c^3}\left(3\frac{d^2n}{d\lambda^2}+\frac{\lambda d^3n}{d\lambda^3}\right)$	$\frac{-\lambda^4}{4\pi^2c^3}\left(3\frac{d^2P}{d\lambda^2}+\lambda\frac{d^3P}{d\lambda^3}\right)$	$\frac{-3\lambda}{2\pi c}\frac{d^2\phi}{d\omega^2}\frac{(1-\sin^2\theta_i+\frac{\lambda}{d}\sin\theta_i)}{[1-(\frac{\lambda}{d}-\sin\theta_i)^2]}$

그리고 TOD 등의 분산을 계산할 수 있다[2]. 렌즈 및 거울 등의 다양한 광학 부품으로 구성된 복잡한 광학계는 광경로 $P(\omega)$를 상용 광선추적 프로그램(ZEMAX)과 참고문헌 8에서 소개한 방법을 이용하여 얻을 수 있다. 본 연구에서는 이와 같은 방법을 이용하여 광학계의 광경로 $P(\omega)$부터 위상 $\phi(\omega)$를 계산하고, 이를 미분하여 GD, GDD 그리고 TOD를 계산하고자 한다[7,8].

III. 펄스 압축기

본 연구에서는 프리즘 쌍과 회절격자 쌍을 이용하여 용융 유리(fused silica) 평판으로 이루어진 광학계 및 실제 펨토초 레이저 광학계에서 발생하는 양의 GDD를 0으로 보상하는 설계를 진행 하였다[9].

3.1. 프리즘 쌍을 이용한 펄스 압축기

10 mm 두께의 용융 유리 평판의 GDD를 광선추적 프로그램인 ZEMAX를 이용하여 계산한 결과를 그림 2에 원형점으로 표시하였다. 파장이 증가함에 따라 양의 GDD가 감소하는 것을 알 수 있으며, 중심파장 620 nm에서 GDD는 +533.908 fs^2이다. 표 1의 수식(slab)을 이용하여 계산한 GDD는 그림 2의 사각점으로 표시하였으며, ZEMAX를 이용하여 계산한 결과와 서로 일치하는 것을 알 수 있으며, 표 2에 정리하였다.

그림 1(b)와 같은 프리즘 쌍의 GDD 계산은 용융 유리 재질의 꼭지각이 68.912°인 이등변 삼각형 형태의 프리즘을 사용하였다. ZEMAX를 이용하여 두 프리즘의 GDD를 거리 L_p에 따라 그림 3(a)에 원형점으로 표시하였다. GDD의 기울기는 -15.5685 fs^2/mm이며 두 프리즘 사이의 거리 L_p가 증가함에 따라 음의 GDD가 선형적으로 증가한다. 표 1의 수식(prism pair)을 이용한 GDD는 그림 3(a)에 사각점으로 표시하였으며, ZEMAX를 이용한 계산과 일치하고 있다. 따라서 프리즘 쌍에 의한 음의 GDD를 이용하면, 그림 2의 용융 유리 평판으로 인한 양의 GDD를 상쇄하여 총 GDD가 0이 되도록 하는 보상 설계가 가능하다.

즉, 중심파장 620 nm에서 GDD가 +533.908 fs^2인 10 mm 두께의 용융 유리 평판의 경우, 총 GDD를 0이 되도록 보상하기 위해 그림 3(b) 안의 모식도와 같이 두 쌍의 프리즘 쌍을 배치하여 보상설계를 할 수 있다. 이 경우 프리즘 쌍의 거리 L_p에 따른 총 GDD는 그림 3(b)와 같고, L_p가 165 mm일 때 총 GDD는 -0.4306 fs^2로 보상된다.

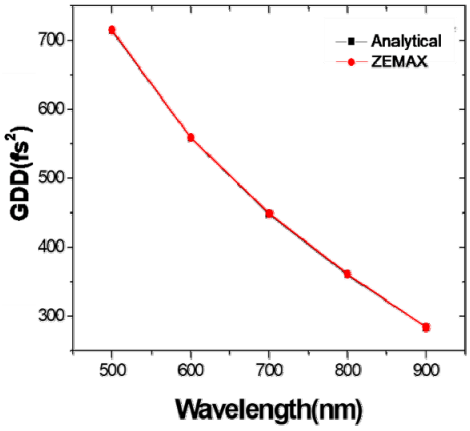
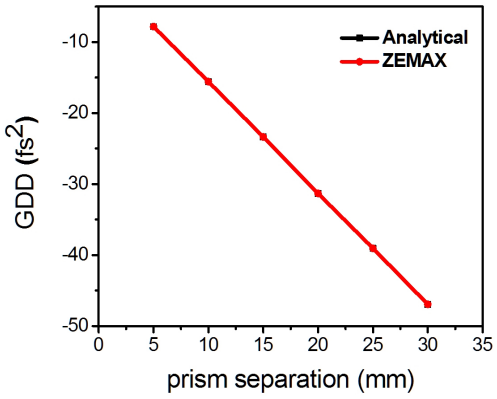


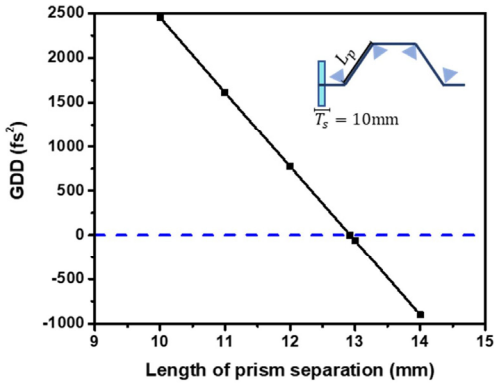
Fig. 2. (a) Positive GDD of a 10 mm-thick fused silica calculated by analytical (rectangular) formula in Table 1 and ZEMAX (circular), respectively. Results from the two methods are in good agreement.

Table 2. Positive GDD of a 10 mm-thick fused silica calculated by analytical formula in Table 1 and ZEMAX, respectively. Results from the two methods are in good agreement

Wavelength [nm]	GDD by analytical calculation [fs^2]	GDD by ZEMAX [fs^2]
500	715	714.0135
600	559.27	558.5061
700	449.29	448.6804
800	361.63	361.1205
900	284.63	284.2388

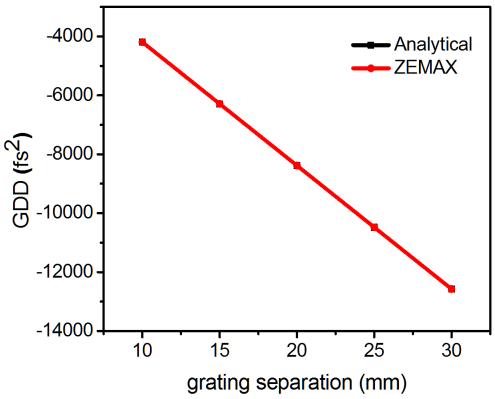


(a)

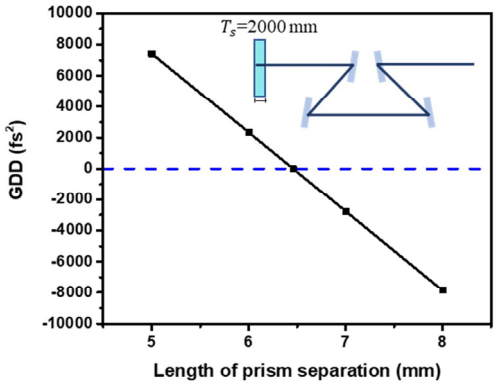


(b)

Fig. 3. (a) Negative GDD of a prism pair calculated by analytical (rectangular) formula in Table 1 and ZEMAX (circular), respectively. Results from the two methods are in good agreement. (b) GDD compensation of a slab using two prism pairs.



(a)



(b)

Fig. 4. (a) Negative GDD of a grating pair calculated by analytical (rectangular) formula in Table 1 and ZEMAX (circular), respectively. Results from the two methods are in good agreement. (b) GDD compensation of a slab using two grating pairs.

3.2. 회절격자 쌍을 이용한 펄스 압축기

그림 1(c)와 같은 회절격자 쌍의 GDD 계산은 선밀도 600 lines/mm 회절격자 쌍을 사용하였다. 두 회절격자 사이의 거리 L_g에 따른 GDD를 ZEMAX를 이용하여 계산하였으며, 그림 4(a)에 원형점으로 표시하였다. 회절격자 쌍의 GDD가 음수이며, 거리 L_g가 증가함에 따라 음의 GDD가 증가함을 알 수 있다. GDD 기울기는 -2931.3425 fs^2/mm로 선형적으로 변화한다. 표 1의 수식(grating pair)을 이용하여 계산한 GDD는 사각점으로 표시하였으며, ZEMAX의 계산과 일치함을 알 수 있다. 따라서 그림 2의 용융 유리 평판의 양의 GDD를 상쇄하여 총 GDD가 0이 되도록 회절격자 쌍을 보상 설계에 사용할 수 있다.

예를 들어 두께가 2000 mm로 두꺼운 용융 유리 평판은 +37892.725 fs^2의 매우 큰 양의 GDD를 갖는다. 두 회절격자 쌍을 그림 4(b) 안의 모식도와 같이 배치하여 보상설계 할 수 있으며, 회절격자 쌍의 거리 L_g에 따른 총 GDD는 그림 4(b)와 같다. 이 경우 두 회절격자 사이의 거리가 6.458 mm 일 때 총 GDD가 0에 가깝게 보상된다. 회절격자 쌍은 프리즘 쌍에 비해 매우 큰 음의 값을 나타내므로 양의 GDD가 큰 광학계에 유리하다.

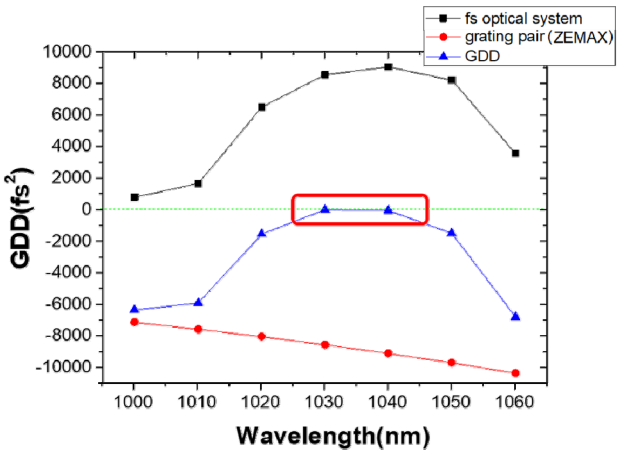


Fig. 5. A grating pair for GDD compensation of a femtosecond optical system. Positive GDD of a real femtosecond optical system (rectangular), negative GDD of a grating pair using ZEMAX (circular) and total GDD after compensation (triangular).

또한 같은 방법으로 중심파장이 1030 nm인 펨토초 레이저 광학계의 보상설계에 회절격자 쌍을 적용하였다. 펨토초 레이저 광학계의 GDD를 측정한 결과, 중심파장에서의 GDD는

그림 5의 사각점과 같이 약 +8500 fs^2이다. 본 설계는 입사각도 45°의 경우, Littrow 조건에 가까운 800 lines/mm의 선밀도를 갖는 회절격자 쌍을 이용하였다[10]. 중심파장의 GDD를 0으로 보상하기위해, 회절 격자를 이용하여 GDD가 약 -8500 fs^2가 되도록 거리 L_g를 조절하였다. 이때 회절격자 사이 거리 L_g는 1.529 mm이며, 파장에 따른 GDD는 그림 5의 원형점과 같다. 이 보상설계를 적용할 경우, 그림 5의 삼각점과 같이 약 1030~1040 nm 파장에서 총 GDD는 0에 가까우며, 이는 회절격자 쌍을 이용한 보상설계를 실제 펨토초 레이저 광학계에 적용할 수 있음을 보여준다.

IV. 펄스 확장기

4.1. 표준 펄스 확장기 설계

표준 펄스 확장기(f-2f-f system)은 그림 6(a)와 같이 회절격자 쌍과 렌즈 쌍으로 구성된다. 두 번째 회절격자(G2)를 두 번째 렌즈의 초점거리 f로부터 $\Delta z'$만큼 움직일 경우, ZEMAX를 이용하여 계산한 GDD를 그림 6(b)에 원형점으로 표시하였다. $\Delta z'$는 G2가 f에 위치할 경우 0이며, 계산 결과는

$$GDD_{ZEMAX} = -405.07 \cdot \Delta z' + 891.79 \tag{6}$$

와 같이 1차 방정식 형태로 나타낼 수 있으며, $\Delta z'$이 0일 경우 총 GDD가 0이야 하지만, 렌즈 쌍의 두께로 인해 $\Delta z' =$ 2.2511 mm일 때 GDD는 0이 된다. 그림 6(b)의 사각점 데이터는 표 1의 수식(grating pair)를 이용하여 계산한 GDD이며, 이는

$$GDD_{Analytic} = -447.53 \cdot \Delta z' + 891.79 \tag{7}$$

와 같이 표현 할 수 있다. 이 경우 $\Delta z' = 2.0285$ mm일 때 총 GDD가 0이 된다. ZEMAX를 이용한 계산한 GDD와 표 1의 수식(grating pair)를 이용한 GDD는 $|\Delta z'|$이 증가할수록 다소 차이가 있으나, 거의 일치함을 알 수 있다. 표준 펄스 확장기의 GDD는 G2가 초점거리 f_2보다 왼쪽에 위치할 경우, $\Delta z' < 0$이 되어 광학계의 $GDD > 0$가 되며 이는 펄스 확장기로 사용할 수 있다. 반대의 경우, 즉 $\Delta z' > 0$인 경우 총 $GDD < 0$가 되어 펄스 압축기의 역할을 한다.

4.2. Oeffner 확장기 설계

표준 펄스 확장기의 경우 렌즈 수차가 GDD에 영향을 주기 때문에, 그림 7(a)와 같이 회절격자 쌍과 거울을 이용한 Oeffner 확장기를 구현할 수 있다. 오목거울의 반경은 $R_1 =$ 14 mm, 볼록거울의 반경은 $R_2 = 7$ mm이고 회절격자 G1, G2는 두 거울의 공통 중심에 위치한다. G2의 위치 변화 $\Delta z'$에 따라 ZEMAX를 이용하여 계산한 GDD는 그림 7(b)와 같으며, GDD를 음부터 양까지 조절이 가능한 것을 알 수 있다.

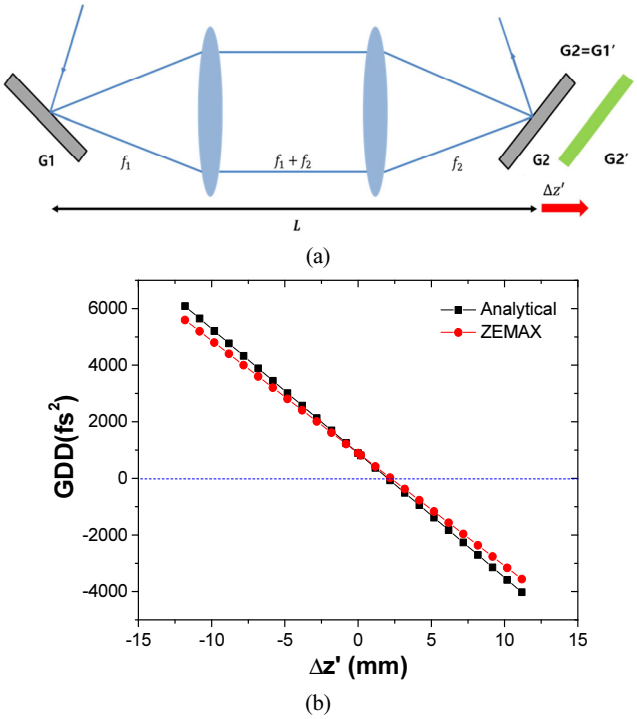


Fig. 6. (a) Schematic of standard pulse stretcher using a prism pair and a lens pair. (b) GDD of standard pulse stretcher as a function of $\Delta z'$ calculated by ZEMAX and analytical formula in Table 1, respectively.

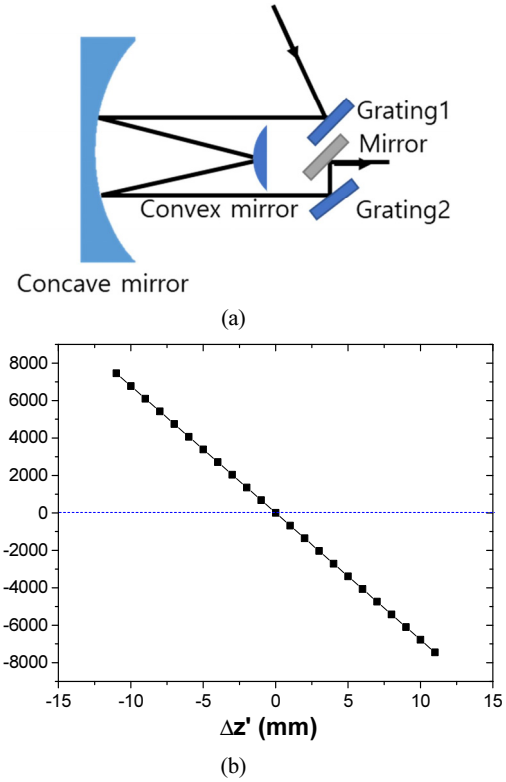


Fig. 7. (a) Oeffner pulse stretcher using a grating pair and a mirror pair. (b) GDD of Oeffner stretcher as a function of $\Delta z'$ calculated by ZEMAX.

G2가 움직이는 거리에 대해 광학계의 GDD는

$$GDD = -677.65 \cdot \Delta z' + 0.0487 \quad (8)$$

로 나타낼 수 있다. Oeffner 확장기에서 G2가 두 거울의 중심에 위치할 때 $\Delta z' = 0$이며, 이때 $GDD \cong 0$이다. G2의 위치를 중심의 안쪽으로 이동하는 경우 $\Delta z' < 0$ 되어 $GDD > 0$가 되며, 이는 펄스 확장기로 사용할 수 있다. 반대의 경우, 총 GDD는 음수로 펄스 압축기 역할을 한다.

V. 결 론

본 연구에서는 광선추적프로그램인 ZEMAX를 이용하여 광학계를 지나는 광경로를 계산하였으며, 위상으로부터 GD, GDD 그리고 TOD 등의 분산을 계산하였다. 단순한 광학계의 경우 광선추적을 이용한 GDD와 이론값이 일치함을 보여주었다. 이와 같은 방법으로 용융 유리 평판의 분산을 계산하였으며, 용융 유리 평판이 갖는 양의 GDD를 0이 되도록 프리즘 쌍 및 회절격자 쌍을 이용하여 보상설계를 하였다. 또한, 실제 측정한 펨토초 광학계의 GDD를 중심파장 주변에서 0으로 보상하는 회절격자 쌍을 설계하였다. 회절격자 쌍을 이용하면, 펄스 압축기뿐 아니라 펄스 확장기의 구현도 가능하다. 회절격자 쌍과 렌즈 쌍으로 구성하는 표준 펄스 확장기와 회절격자 쌍과 거울을 이용하는 Oeffner 확장기의 GDD가 양수가 되도록 설계하였다.

본 연구에서는 광선 추적 프로그램을 이용하여 광학계의 분산 특성을 계산할 수 있음을 보였으며, 이는 광학계를 통과한 변형된 펨토초 펄스를 보정하는 하는데 응용할 수 있으므로 극초단 초고속 레이저 펄스 광학계의 성능향상에 기여할 것으로 기대한다.

감사의 글

본 연구는 산업통상자원부와 한국산업기술진흥원의 “국제공동기술개발사업(N0001702 YOUM Flexible AMOLED 제조용 100 fs 레이저 기반 차세대 나노정밀도 미세가공 시스템 개발)”의 지원을 받아 수행된 연구결과임.

References

1. C. V. Bennett and B. H. Kolner, “Upconversion time microscope demonstrating 103X magnification of femtosecond waveforms,” Opt. Lett. **24**, 783-785 (1999).
2. R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, “Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation,” Opt. Lett. **12**, 483-485 (1987).
3. S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Mumane, and H. C. Kapteyn, “High power ultrafast lasers,” Rev. Sci. Instrum. **69**, 1207-1223 (1998).
4. Y. Shaked, S. Yefet, and A. Pe’er, “The prism-pair: Simple dispersion compensation and spectral shaping of ultrafast pulses,” Int. J. Exp. Spectrosc. Tech. **1**, 1-4 (2016).
5. R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, “Negative dispersion using pairs of prisms,” Opt. Lett. **9**, 150-152 (1984).
6. S. Yang, K. Lee, Z, Xu, X. Zhang, and X. Xu, “An accurate method to calculate the negative dispersion generated by prism pairs,” Opt. Laser Eng. **36**, 381-387 (2001).
7. http://www.zemax.com.
8. D. C. O’Shea, “Group velocity dispersion using commercial optical design programs,” Appl. Opt. **45**, 4741-4746 (2006).
9. J. P. Gordon and R. L. Fork, “Optical resonator with negative dispersion,” Opt. Lett. **9**, 153-155 (1984).
10. K. Hehl, J. Brischoff, U. Mohaupt, M. Palme, B. Schnabel, L. Wenke, R. Bodefeld, W. Theobald, E. Welsch, R. Sauerbrey, and H. Heyer, “High-efficiency dielectric reflection gratings: design, fabrication, and analysis,” Appl. Opt. **38**, 6257-6271 (1999).