

## Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저에서 10 fs 이하 펄스의 발생

홍경한 · 차용호 · 강영일 · 남창희

한국과학기술원 물리학과

(1999년 7월 29일 받음, 2000년 1월 28일 수정본 받음)

Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저에서 상용화된 광학부품만을 이용하여 9 fs의 펄스를 생성하였다. 공진기 내부와 출력경을 지나면서 발생하는 군속도 분산을 각각 용융 프리즘 쌍을 이용하여 보상하였고, 넓은 스펙트럼을 얻기 위하여 광대역 거울을 사용하였다. 이전에 사용했던 광대역 거울과 반사율을 비교해 봄으로써 10 fs 미만의 극초단 펄스를 생성하기 위해서는 180 nm 이상의 넓은 반사대역을 갖는 거울을 선택하는 것이 필수적임을 확인하였다.

### I. 서 론

티타늄 사파이어 이득매질은 670 nm에서 1070 nm에 이르는 넓은 발진 스펙트럼과 우수한 물리적 특성 때문에 펨토초 레이저의 이득매질로써 가장 널리 사용되고 있으며, 이 매질에서 이론적으로 얻을 수 있는 가장 짧은 펄스폭은 800 nm 파장의 한 주기에 가까운 3 fs 정도로 알려져 있다.<sup>[1]</sup> 1991년 D. E. Spence *et al.*<sup>[2]</sup> 등이 티타늄 사파이어 레이저에서 Kerr 렌즈 모드록킹 방법을 이용하여 60 fs의 펄스를 생성한 이후 보다 짧은 펄스를 생성하는 위한 연구가 많이 진행되었다.<sup>[3,4]</sup> 최근 들어서는 10 fs 미만의 펄스 생성이 계속 보고되고 있다. 1997년에는 I. D. Jung *et al.*<sup>[5]</sup> 이 거울 자체에서 음의 군속도분산을 주는 chirped mirror와 프리즘 쌍을 이용하여 공진기에서 직접 6.5 fs의 펄스를 발생시켰고, M. Nisoli *et al.*<sup>[6]</sup>은 티타늄 사파이어 레이저의 펄스를 hollow fiber에서 자기위상변조시켜서 스펙트럼 폭을 넓힌 후 프리즘과 예뎀이 발 쌍으로 외부에서 압축하는 방법으로 5 fs 이하의 펄스를 발생시키는 데에 성공하였다. 1999년에는 U. Morgner *et al.*<sup>[7]</sup> 이 double-chirped mirror(DCM)와 프리즘쌍을 이용하여 공진기 내부와 외부에서 군속도 분산을 보상하여 5.4 fs 이하의 펄스를 발생하였고, D. H. Shutter *et al.*<sup>[8]</sup>은 DCM과 프리즘 쌍 외에 반도체 포화 흡수체 거울을 이용하여 6 fs 미만의 펄스를 생성하였음을 보고하였다. 수십 펨토초의 펄스를 발생시키는 데에는 얇으면서 높은 도핑율을 갖는 결정을 이득 매질로써 사용하는 것이 중요한 요소였으나, 얇고 높은 도핑율을 갖는 결정이 일반화되면서 10 fs 미만의 펄스 발생에서는 공진기 내부 및 외부의 군속도분산을 보상하는 것이 보다 중요한 요소로 등장하였다. 이러한 이유로 인하여 10 fs 미만의 펄스 발생에 있어서는 군속도분산을 최소화하기 위한 chirped mirror가 중요한 광학 부품으로 등장하였으나, 아직은 상용화되어 있지 않으며 매우 높은 가격을 요구하는 부품이다. Chirped mirror 외의 hollow fiber나 포화 흡수체 거울 등의 새로운 소자도 역시 고품질이고 상용화되기 어려운 단점이 있으며, 이와 같은 소자를 사용하게 됨으로 인하여 레이저 구조도 점점

복잡해지고 있다.

한편, 프리즘이나 광대역 거울 등의 상용화된 광학 부품들만을 사용하여 10 fs 미만의 펄스를 생성할 수 있음이 보고되었으며,<sup>[9]</sup> 본 연구에서도 티타늄 사파이어 레이저 발진기에서 광대역 거울과 용융 실리카 프리즘쌍만을 사용하여 10 fs 미만의 펄스를 발생시키고자 하였다. 이것을 위하여 기존의 120 nm의 반사대역을 갖는 광대역 거울을 180 nm 이상의 반사대역을 것으로 교체하였고, 공진기 내부의 프리즘쌍을 조정하여 120 nm 정도의 스펙트럼폭을 갖는 펄스를 발생시켰다. 출력경을 통과하면서 생긴 군속도분산을 다시 용융 실리카 프리즘쌍을 이용하여 보상함으로써 10 fs 이하의 시간폭을 갖는 펄스로 압축하였다.

### II. 군속도 분산과 10 fs 펄스 형성

레이저 공진기 내의 매질에서 발생하는 군속도분산이 10 fs의 형성에 어떤 영향을 미치는지 알아보기 위하여 선편광되어 있는 펄스를 생각해 보자. 공간상의 어떤 점에서 이 펄스의 전기장은 일반적인 전기장의 기술에서와 마찬가지로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$E(t) = \text{Re} \{ \sqrt{I(t)} \exp(i\omega_0 t - i\phi(t)) \} \quad (1)$$

여기서  $\tilde{I}(t)$ 는 시간에 따른 세기분포이고  $\tilde{\phi}(\omega)$ 는 중심주파수,  $\phi(t)$ 는 시간에 따른 위상이다. 또한 푸리에변환 관계에 의하여 주파수영역에서의 전기장은 다음과 같이 주어진다.

$$\tilde{E}(\omega - \omega_0) = \sqrt{\tilde{I}(\omega - \omega_0)} \exp(i\tilde{\phi}(\omega - \omega_0)) \quad (2)$$

마찬가지로  $\tilde{I}(\omega)$ 는 주파수에 따른 세기분포이고  $\tilde{\phi}(\omega)$ 는 주파수영역에서의 위상이다. (2)식에서 볼 수 있듯이 레이저 펄스의 특성은 스펙트럼의 모양과 위상의 분포에 의하여 결정된다. 스펙트럼의 모양과 위상의 분포에 영향을 미치는 요인으로는 사용하는 거울들의 반사대역과 매질을 지날 때 생기는 군속도분산, 자기위상변조 등을 들 수 있다. 보다 짧은 펄스폭을 얻기 위해서는 넓은 반사대역을 갖는 거울을 사용해야 하

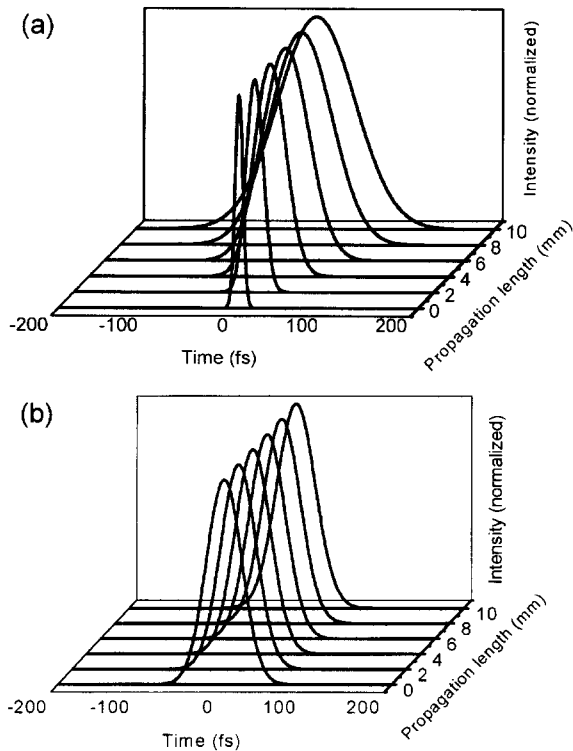


그림 1. 가우스 모양의 펄스가 용융 실리카 매질을 지날 때 군속도분산에 의하여 생기는 펄스폭의 변화. 스펙트럼폭의 차이로 인하여 10 fs 펄스는 10 mm 진행 후에 100 fs로 늘어나는 반면(a), 50 fs 펄스는 54 fs로 늘어난다(b).

는 동시에 군속도분산과 자기위상변조에 의한 위상변화를 효과적으로 제어해야한다. 군속도분산은 다음과 같은 식에서 정의된다.

$$\tilde{\phi}(\omega) = \tilde{\phi}(\omega_0) + \tilde{\phi}'(\omega_0) \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{\tilde{\phi}''(\omega_0)}{2!} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\tilde{\phi}'''(\omega_0)}{3!} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3)$$

펨토초 펄스에서와 같이 수십에서 수백 nm의 넓은 파장 영역을 갖는 전기장의 위상은 파장값 다시 말해 주파수값에 따라 다르게 나타나므로 주파수에 따른 위상함수를 중심주파수  $\omega_0$  근처에서 Taylor 전개한 것이다. 여기서 펄스폭에 가장 많은 영향을 미치는 항은 2차 미분값인 군속도분산이며 펄스폭이 짧아질수록 고차항에 따른 고차분산의 영향이 커진다.

그림 1의 (a), (b)는 각각 10 fs의 가우스형 펄스와 50 fs의 가우스형 펄스가 용융실리카 매질을 진행할 때 고차분산을 제외한 군속도분산이 시간폭에 미치는 영향을 보여준다. 용융 실리카는 10 mm 길이당 362 fs<sup>2</sup>의 군속도분산값을 갖는데, 50 fs의 펄스는 10 mm를 지난 후에 54 fs로 늘어나는 반면, 10 fs의 펄스는 100 fs으로 늘어나는 것을 볼 수 있다. 군속도분산이 없는 10 fs의 가우시안 펄스는 약 100 nm의 스펙트럼폭을 갖는 반면, 50 fs의 가우시안 펄스는 약 20 nm의 스펙트럼폭을 갖기 때문에 같은 군속도분산값을 갖는 매질을 지나더라도 10 fs에서 군속도분산에 의한 효과가 훨씬 크게 나타난다. 따라서 10 fs 수준의 짧은 펄스의 생성에 있어

서는 공진기 내외에서 군속도를 보상하는 일이 매우 중요해짐을 알 수 있다

### III. 티타늄 사파이어 레이저 공진기

그림 2은 접힌 공진기 형태의 Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저의 개략도이다.<sup>[10]</sup> 티타늄 사파이어 이득매질은 길이 4.75 mm, 가로 5 mm, 세로 8 mm이며 양면은 Brewster 각으로 연마되어 있다. 도핑율은 0.15 wt.%이며 Union Carbide사 제품이다. Kerr 렌즈 모드록킹에서는 비선형 굴절효과를 이용하기 때문에 매질 안에서의 빔의 세기가 커야하며, 이를 위하여 공진기 내에 오목거울을 사용하여 빔을 집속하는 X자 형 구조를 선택하였고 hard-aperture 방법으로 모드록킹시키기 위하여 슬릿을 설치하였다. 이 때 Brewster 각에 의한 비점수차를 보상하기 위하여 X자 형의 접힌 각도는 15.4°로 하였다.

공진기 내부에는 4개의 거울을 사용하였는데, M4 (한국전광, TLM2-800-1037-0.10Mcc-0)는 티타늄 사파이어 이득매질의 이득중심인 800 nm 부근에서 광대역 전반사 코팅이 되어 있고, M3(CVI, SWP-0-R800-T488/514-1037-0.1cc)은 펄핑파장인 488 nm에서 514 nm에서는 무반사 코팅, 발진파장인 800 nm 부근에서는 전반사 코팅되어 있다. 참고문헌[7]에서는 M3와 M4의 반사경으로 한국전광사의 SWP-0-R800-T488/514-1037-0.1cc를 사용했었으나, 보다 넓은 스펙트럼을 얻기 위하여 반사경들을 위와 같이 교체하였다. 스펙트럼에 따른 반사율의 차이는 그림 3에서 볼 수 있다. 교체 이전에는 99.5% 이상의 반사율이 유지되는 구간이 125 nm였으나, 교체 이후에는 180 nm 이상으로 증가한 것을 볼 수 있다. 한편, M1 (한국전광, TLM2-800-1037-0)은 반사율 100%인 고반사경이고, M2 (CVI, PR2-800-99-IF-1012-UV)는 출력경으로서 1%의 투과율을 가지는 부분반사경이다.

그림 1의 결과에서 보듯이 펄스는 출력경을 지날 때에도 펄스폭 증가를 경험하게 되므로 공진기 외부에서 다시 군속도분산을 보상해 주어 펄스를 압축해야 한다. 그림 2의 P1과 P2는 군속도에 의한 분산을 공진기 내부에서 보상하기 위한 프

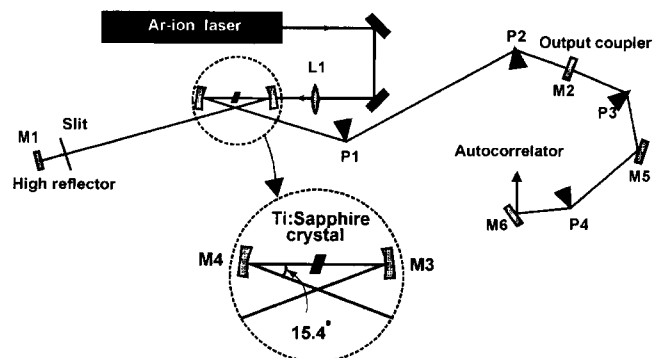


그림 2. Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저의 개략도. M1 : 100% 반사경, M2 : 99% 반사경, M3, M4 : 10 cm 초점거리 오목거울 M5, M6 : 금 코팅 반사경, P1, P2, P3, P4 : 용융 실리카 프리즘 L1 : 10 cm 초점거리 렌즈.

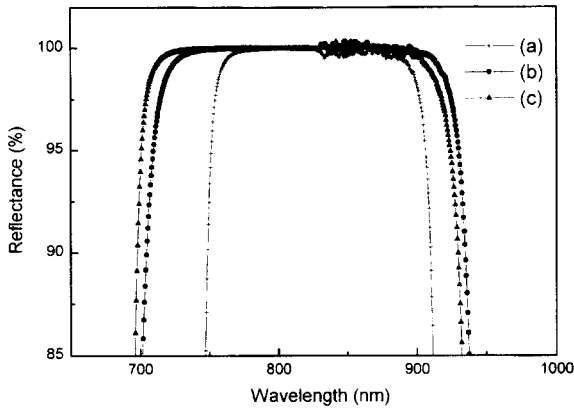


그림 3. 주요 거울들의 파장에 따른 반사율 비교 : (a)는 SWP-0-R800-T488/514-1037-0.1cc (한국전광), (b)는 SWP-0-R800-T488/514-1037-0.1cc (CVI), (c)는 TLM2-800-1037-0.10MCC-0 (한국전광)의 반사율을 각각 나타낸다. 99.5% 이상의 반사율을 유지하는 구간이 (a)의 경우 125 nm의 폭을 가지며 (b)와 (c)의 경우는 180 nm 이상의 폭을 갖는다.

리즘 쌍이고, P3와 P4는 공진기 외부에서 펄스를 압축하기 위한 프리즘 쌍으로 모두 Brewster 각도로 굴절하도록 되어 있다. 프리즘 쌍으로는 군속도 분산을 2차까지 보상할 수 있는데, 3차 분산을 최소화하기 위하여 본 연구에서는 매질 자체의 분산이 적은 용융 실리카 프리즘을 사용하였다. 프리즘 P1과 P2 간의 간격은 580 mm이며 군속도 분산을 보상하였을 때 남아 있는 3차 분산은  $-236 \text{ fs}^3$ 이었다. 이 때 유의해야 할 것은, 펄스가 프리즘 쌍을 지나면서 파장별로 공간적으로 흩어지기 때문에 P1, P2 반대쪽에 출력경을 놓는 경우, 외부 프리즘 쌍을 두 번 사용하여 공간적으로 흩어진 펄스를 다시 모아서 펄스폭을 측정해야 한다는 것이다. 그러므로 프리즘 P1, P2가 있는 쪽으로 출력경을 설치한 후 이들과 대칭이 되도록 프리즘 쌍 P3, P4를 설치하면 프리즘 쌍을 한 번만 사용하면서 공간적으로 파장에 따라 흩어지지 않은 압축된 펄스를 얻을 수 있다.

압축된 펄스는 간섭형 자체상관계를 이용하여 그 펄스폭을 측정하였다. 펨토초 펄스의 펄스폭을 측정할 때에는 측정시 매질에 의해 주어지는 군속도분산이나 자기위상변조, 그리고 2차 조화파 결정에서 생기는 위상 부정합 등으로 인하여 측정 오차가 생길 수 있는 가능성이 높다. 이러한 측정오차를 줄이기 위하여 광속분할기로 용융 실리카로 만들어진  $100 \mu\text{m}$ 의 얇은 광속분할기를 사용하였고 2차 조화파 발생을 위한 결정으로  $25 \mu\text{m}$  두께의 얇은 BBO 결정(EKSMA사)을 사용하였다. 광속분할기에서 두 개로 나누어진 펄스는 각각 고정된 경로의 반사경과 솔레노이드와 연결되어 움직이는 경로의 반사경에서 반사되어 모아진 후 2차 조화파 결정에 집속된다. 이때 집속강도를 높이고 렌즈를 사용하였을 때 생기는 분산을 방지하기 위하여 포물경을 사용하였고, 2차 조화파로부터 기본파를 제거하기 위하여 유색필터(Newport사, BG28)를 사용하였다. 2차 조화파는 광증폭관(Hamamatsu사, R550)에서 검출되어 디지털 오실로스코프를 통하여 저장되도록 하였다.

#### IV. 10 fs 이하 펄스의 발생 및 측정

티타늄 사파이어 레이저의 펌핑 광원은 최대 출력이 5 W인 Ar-ion 레이저(Coherent, Innova-90)이고 모드록킹이 일어나기 시작할 때의 펌핑출력은 2.5 W이며 본 연구에서는 3 W로 펌핑하였다. 연속발진 상태에서 슬릿으로 공진기 내부의 빔의 단면을 가려서 티타늄 사파이어 레이저의 출력이 절반 정도가 되게 하고, P1을 흔들어서 주어진 요동을 줌으로써 모드록킹을 일으켰다. 이 때 생성되는 펄스의 반복률은 90 MHz이고 평균출력은 120 mW였다.

모드록킹 후에 P1을 조정하여 스펙트럼폭이 최대가 되도록 하였다. 그림 4는 P1을 조정함에 따라 변하는 스펙트럼의 모양을 보여준다. (a)에서 (d)는 P1을 마이크로미터로 이동하여 레이저 빛이 프리즘을 통과하는 길이가 늘어나는 방향으로 스펙트럼을 본 것이다. (b)에서는 마이크로미터를 (a)에 대하여  $20 \mu\text{m}$  움직인 것이고, (c)는 (b)에 대하여  $10 \mu\text{m}$ , (d)는 (c)에 대하여  $5 \mu\text{m}$  움직인 결과이다. (d)의 경우보다 프리즘을 통과하는 길이가 길어지면 양의 분산이 너무 많아져서 공진기가 솔리톤 발생장치와 같은 효과를 내지 못하므로 모드록킹이 정지된다. 스펙트럼폭은 (a), (b)의 경우 각각 43 nm, 77 nm의 반치폭을 갖고, (c)와 (d)는 비대칭의 낙타등 모양이어서 반치폭으로 말하기는 어려우나 820 nm를 중심으로 각각 110 nm와 120 nm의 영역에 걸쳐 있었다. 짧은 펄스폭을 측정하기 위하여 스펙트럼은 (d)를 선택하였다. 한편, 그림 1의 M3와 M4를 교체하기 전인 참고문헌[10]의 공진기에서 위와 같은 방식으로 스펙트럼폭을 조정하였을 때 얻어진 최대 스펙트럼폭은 70 nm였다.

가장 짧은 펄스폭을 얻기 위하여 실시간으로 자체상관 신호

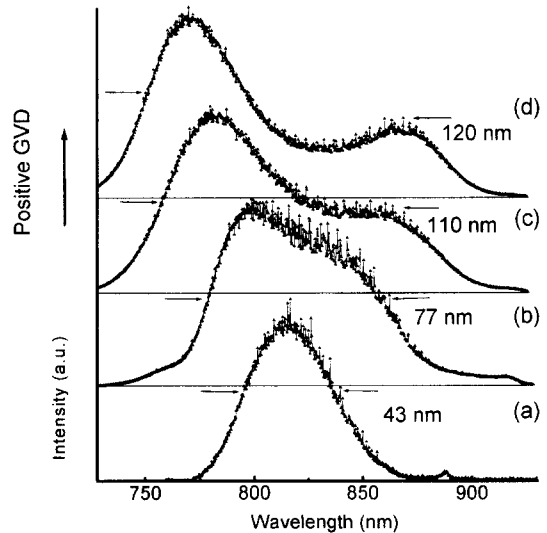


그림 4. 프리즘으로 양의 군속도분산을 조정했을 때 스펙트럼의 변화. 양의 군속도분산을 증가시키에 따라 스펙트럼폭이 넓어지며 음의 군속도분산보다 많아지면 모드록킹이 멈춘다. 스펙트럼폭은 (a), (b)의 경우 각각 43 nm, 77 nm의 반치폭을 갖고, (c)와 (d)는 비대칭의 낙타등 모양이어서 반치폭으로 말하기는 어려우나 820 nm를 중심으로 각각 110 nm와 120 nm의 영역에 걸쳐 있다.

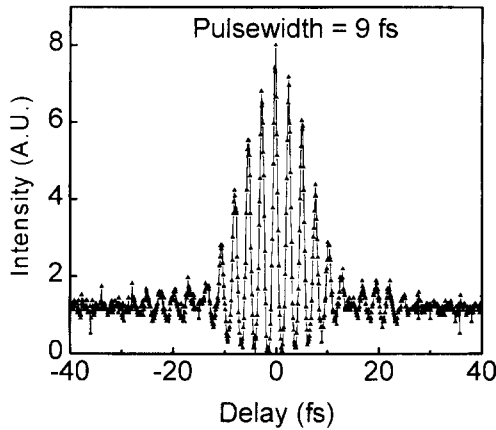


그림 5. 간섭형 자체상관계를 이용한 9 fs의 펄스폭 측정.

를 관찰하면서 외부 프리즘쌍을 조정하였다. 그림 5는 외부 프리즘쌍으로 펄스폭을 최소화했을 때의 신호를 간섭형 자체상관계를 이용하여 측정된 결과이다. M3와 M4를 교체하기 전에는 프리즘 쌍을 사용하여 51 nm의 스펙트럼폭에서 17 fs의 펄스를 얻었으나,<sup>[11]</sup> 거울들을 교체한 후에는 9 fs의 압축된 펄스를 얻을 수 있었다. 공진기에 사용하는 반사경들의 반사율 대역을 증가시킨 것이 발생하는 펄스의 스펙트럼폭을 넓히고 그에 따른 펄스폭을 줄이는 데에 매우 중요한 요소가 된 것을 확인할 수 있었다.

### 5. 결 론

Kerr 렌즈 모드록킹 방법을 이용하여 X자형 접힌 공진기 형태의 티타늄 사파이어 레이저에서 발생한 펄스폭을 프리즘쌍을 이용하여 군속도 분산을 보상하여 9 fs의 펄스를 생성하였다. 공진기 내의 프리즘의 위치를 변화시켜 양의 분산에 따른 스펙트럼을 관찰하였고 가장 넓은 스펙트럼은 820 nm를 중심으로 120 nm의 영역에 걸쳐 있는 것을 확인하였다. 생성된 펄스를 프리즘쌍을 이용하여 공진기 외부에서 압축하였고, 시간폭을 25 μm 두께의 BBO 결정을 사용한 간섭형 자체상관계를 이용하여 측정하였다. 17 fs의 펄스를 주는 경우의 반사경들과 반사율을 비교해 봄으로써 공진기 내의 반사경들의

반사율 대역을 120 nm에서 180 nm로 증가시키는 것이 짧은 펄스폭을 갖는 펄스를 생성하는 데에 중요한 역할을 했음을 확인하였다. 본 연구의 결과는 chirped mirror나 포화 흡수체 거울 등의 특별한 소자를 사용하지 않고 상용화되어 있는 광대역 거울과 프리즘 쌍만을 이용하여도 비교적 간단하게 10 fs 이하의 펄스를 생성할 수 있음을 보여준다.

### 감사의 글

레이저 공진기 해석에 조언을 주신 MIT 조성호 박사님께 감사를 드립니다. 본 연구는 전자광학특화센터의 지원으로 이루어졌습니다.

### 참고문헌

- [1] W. Koechner, *Solid-state laser engineering* (Springer, Berlin, Germany, 1995) Chap. 9, pp. 524.
- [2] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, *Opt. Lett.* **16**, 42 (1991).
- [3] P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintuer, and A. J. Schmidt, *Opt. Lett.* **18**, 54 (1993).
- [4] M. T. Asaki, C. P. Huang, D. Garvey, J. Ahou, H. C. Kepteyn, and M. M. Murnane, *Opt. Lett.* **18**, 977 (1993).
- [5] I. D. Jung, F. X. Kartner, N. Matuscheck, D. H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi, *Opt. Lett.* **22**, 1009 (1997).
- [6] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Sziocs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
- [7] U. Morgner, F. X. Kartner, S. H. Cho, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **24**, 411 (1999).
- [8] D. H. Shutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matushek, F. Morier-Genoud, and U. Keller, *Opt. Lett.* **24**, 631(1999).
- [9] E. Slobodchikov, S. Sakabe, T. Kuge, S. Kawato, M. Hashida, and Y. Izawa, *Opt. Rev.* **6**, 149 (1999).
- [10] 차용호, 강영일, 남창희, *새물리* **35**, 714-719 (1995).
- [11] 강영일, Kerr 렌즈 모드록킹된 티타늄 사파이어 레이저에서 펄스 생성과 공진기 내 이차 조화파 발생 연구 (박사학위논문, KAIST, 1999), Chap. 3.

## Generation of sub-10-fs Pulses from a kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser

Kyung-Han Hong, Yong-Ho Cha, Young-Il Kang and Chang Hee Nam

Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejon, 305-701, Korea

(Received July 29, 1999, Revised manuscript received January 28, 2000)

We generated 9-fs pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser only using commercial optical components. Two sets of prisms pair made of fused silica were used to compensate group delay dispersion inside and outside the laser oscillator respectively, and broadband mirrors were used to obtain a broad spectrum. By comparison between reflectance curves of the broadband mirrors and those of previous ones, broadband mirrors which have high reflectance bandwidth of over 180 nm were found to be essential to produce sub-10-fs pulses.