

40 펨토초 미만 펄스폭의 고출력 파장가변 티타늄사파이어 레이저

임용식

건국대학교 신소재과학부 응용물리학과

노영철 · 이기주 · 김대식 · 이재형 · 장준성

서울대학교 물리학과

(1999년 6월 30일 받음, 1999년 9월 7일 수정본 받음)

근적외선 파장영역에서 시분해 분광용 레이저 광원개발을 위해 발진파장이 반사경의 파장 선포에 의해 제한된 수십 펨토초 펄스폭의 고출력 티타늄 사파이어 레이저를 개발하였다. 한쪽 프리즘 끝에 미세 stepping-motor로 제어되는 knife-edge slits를 사용하여 발진파장을 선택하였으며, 파장가변영역은 770 nm~870 nm이었고, 이 파장영역에서 얻은 펄스폭은 40 fs 미만이었다. 가장 짧은 펄스폭은 약 17 fs이었으며 이때의 파장중심은 820 nm이고 선포는 72 nm이었다. 약 5 W 출력의 아르곤 레이저 여기광을 사용하여 위의 파장영역에서 얻은 평균출력은 440 mW~580 mW 이었다. 연속발진 경우와 Kerr-lens mode-locking 경우의 이득매질에서의 빔의 크기를 계산하여 이득변조값 $\gamma = 2.5 \times 10^{-8}$ W을 수치적으로 얻었고, 이로부터 Ginzberg-Landau 방정식을 사용하여 40 fs 미만의 펄스폭이 발생됨을 보였다.

I. 서 론

1991년 Spence 등에 의해 티타늄 사파이어 레이저의 공진기로부터 Kerr-lens mode-locking(KLM) 기법을 사용하여 60 fs 펄스폭의 극초단 펄스가 소개된 이래,^[1] 초기에는 공진기 내의 낮은 군속도분산값을 갖도록 프리즘의 교체 및 이득매질의 길이를 줄여가며 짧은 펄스폭을 얻는 기법에 대한 연구가 이루어졌다.^[2] 이득매질 특성의 개선에 따른 더 작은 두께의 이득매질과 Double-chirped mirror(DCM)를 사용하여 넓은 파장영역에서 군속도분산을 최소화하여 현재 공진기로부터 직접 10 fs 이하의 펄스폭을 쉽게 얻을 수 있다. 느린 여기 이완시간을 갖는 고체레이저에서 수동형으로 펄스를 안정하게 발생시키는 기법은 다양하지만 일반적으로 다음과 같이 크게 세가지로 분류된다. 즉 이득매질내의 비선형 Kerr 효과에 의한 유도되는 자체집속효과를 이용하여 공진기 내에 조리개를 삽입함으로써 빠른 포화흡수체를 시늉 내어 손실을 줄이는 hard-aperture 방법과, 이와 유사하지만 보다 높은 출력을 얻도록 공진기 정렬만을 통하여 발진광의 모드볼륨(mode volume)을 높임으로써 이득을 증가시키는 soft-aperture 방법, 이들에 반하여 자발발진이 가능하고 정렬의 엄격함을 완화시킬 수 있도록 공진기 내에 느린 반도체 포화흡수체(SEmiconductor Saturable Absorber Mirror:SESAM)를 사용하여 손실변조를 얻는 soliton mode-locking 방법이 있다. 현재 이와 같은 방법들은 서로 혼재 되어 사용되고 있으며, 공진기로부터 직접 얻은 최소 펄스폭들은 5.4 fs, 6.5 fs, 7 fs이고,^[3] 공진기 밖에 fiber의 자체위상변조효과를 이용하여 선포를 늘린 다음 펄스폭을 더욱 줄이는 방법으로 4.5 fs를 얻어 그 이론적인 한계인 3 fs에 더욱 근접해 있다.^[4] 대체적으로 프리즘 쌍을 사용하지 않고

반사경만으로 10 fs 미만의 펄스폭을 얻기 위해서는 공진기 내에 넓은 파장영역에 걸쳐 고 반사율과 영의 값에 가까운 음의 군속도를 갖는 DCM을 사용해야 하지만 이의 제작이 용이하지 않다. 한편 이러한 DCM을 사용하지 않고서도 공진기 내에 프리즘 쌍과 얇은 두께의 결정(약 2 mm)을 사용하여 약 9 fs의 펄스폭을 얻은 보고도 있다.^[5] 보다 짧은 펄스폭을 얻기 위해서는 얇은 두께의 결정이 유리하지만 이에 따라 얻을 수 있는 출력은 적어진다. 국내에서도 hard-aperturing 방법을 이용한 티타늄 사파이어 레이저의 자체모드록킹에 대한 연구가 꾸준히 이루어졌는데, 추한태 등이 800 nm 파장부근에서 1 ps의 펄스폭을 얻었고, 박종대 등이 약 100 fs 펄스폭, 차용호 등이 17 fs의 펄스폭을 얻은 보고가 있다.^[6]

본 연구에서는 티타늄 사파이어 레이저의 활용성을 높이기 위하여 soft-aperturing 방법을 이용한 Kerr-lens mode-locking 방식으로 발진파장이 반사경의 선포에 의해 제한되는 고출력 티타늄 사파이어 레이저를 개발하였다. 파장가변영역은 770 nm~870 nm이었고, 이 파장영역에서 얻은 펄스폭은 40 fs 미만이었다. 가장 짧은 펄스폭은 약 17 fs이었으며 이때의 파장중심은 820 nm이고 선포는 72 nm이었다. 약 5 W 출력의 아르곤 레이저 여기광을 사용하여 위의 파장영역에서 얻은 평균출력은 440 mW~580 mW 이었다. 공진기 구조에서 발진광의 침투출력에 따라 이득매질의 자체집속 효과에 의해 변화되는 집속광의 크기 변화율을 수치적으로 계산하였고, 집속광의 크기 변화에 따른 이득계수의 변화율을 계산하여 진폭변조값(amplitude modulation)을 수치적으로 구하였다. 또한 이 진폭변조값으로부터 weak pulse shape model인 Ginzberg-Landau 방정식을 적용하여 현 공진기 구조에서 40 fs 미만의 펄스폭 발생이 가능함을 보였다.

II. 이론적 배경

공진기 내의 광 펄스 전개는 연산자로 표현되는 내부 소자들과의 작용이다. 따라서 공진기 내의 광 펄스의 전개를 정확히 기술하기 위해서는 공진기 내 소자들의 순차 뿐만 아니라 왕복횟수도 고려해야 한다. 그러나 초기 펄스의 형성과정을 무시하고, 광 펄스의 왕복운동 후의 진폭변화가 적은 정상상태만을 고려할 때, 공진기 내 펄스의 진폭변화는 공진기 내의 소자들의 순차에 무관하여 이는 다음과 같이 Ginzberg-Landau 방정식으로 알려진 nonlinear Schrödinger 방정식 또는 master 방정식으로 표현된다.^[7]

$$\left[-(l+jx) + g \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) + jD \frac{d^2}{dt^2} + (\gamma - j\delta) |a|^2 \right] a = 0 \quad (1)$$

여기서 l 은 손실계수, x 는 선형 위상천이, g 는 이득계수, Ω_g 는 이득 및 필터 분산, $D = \frac{1}{2} k'' d$ 는 공진기 내의 군속도분산, γ 는 진폭변조이고, $\delta = \frac{\omega_0}{c} \frac{n_2 d}{A_{eff}}$ 는 자체위상변조를 나타낸다. 여기서는 고차 군속도분산 효과를 무시하였다. 위 방정식은 복소수 계수를 포함하므로 해는 다음과 같이 chirp 효과를 고려해야 한다.^[8]

$$a = A [\text{sech}(t/\tau)]^{1+j\beta} \quad (2)$$

식 (2)의 해를 위 식 (1)에 대입하면 다음과 같이 두 개의 항으로 각각 분리된다.

$$\text{sech}(t/\tau) \text{ term: } g - l - jx + \frac{(1+j\beta^2)}{\tau^2} \left(\frac{g}{\Omega_g^2} + jD \right) = 0 \quad (3)$$

$$\text{sech}^3(t/\tau) \text{ term: } \frac{1}{\tau^2} \left(\frac{g}{\Omega_g^2} + jD \right) (2 + 3j\beta - \beta^2) = (\gamma - j\delta) A^2 \quad (4)$$

식 (3)의 허수부분은 펄스의 위상에 관한 관계식이고, 실수부분은 다음과 같이 이득에 관한 관계식을 나타낸다.

$$g = l - \frac{1-\beta^2}{\tau^2} \frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{2\beta D}{\tau^2} \quad (5)$$

식 (4)의 허수부분은 변수들 β , δ , D 및 γ 사이의 관계식을 나타낸다. 이들을 다음과 같이 규격화할 수 있다.

$$\beta \equiv -\frac{3}{2} X \equiv \sqrt{\left(\frac{3}{2} X \right)^2 + 2} \quad (6)$$

$$X \equiv \frac{\delta D_n - \gamma}{\delta + \gamma D_n}, \quad D_n \equiv (\Omega_g^2 / g) D \quad (7)$$

한편 펄스에너지는 $W = 2A^2 \tau$ 로 표현되므로 이와 함께 식 (4)의 실수부분은 펄스폭에 관한 관계식을 나타내므로 이를 규격화하면 다음과 같다.

$$\tau_n \equiv (W \Omega_g^2 / 2g) \tau = \frac{2 - 3\beta D_n - \beta^2}{\gamma} = \frac{-2D_n - 3\beta + D_n \beta^2}{\delta} \quad (8)$$

위 식 (8)으로부터 진폭변조 γ 와 위상변조 δ 의 값이 주어

지면 식 (6)과 (7)로부터 군속도분산의 변화에 따른 펄스폭을 결정할 수 있다. 위 식의 맨 오른쪽 항으로부터 보통의 경우처럼 양의 비선형굴절율인 경우 ($\delta > 0$)에 양의 군속도분산값이 커질수록 펄스폭이 급격하게 증가됨을 알 수 있다. 음의 군속도 분산에서 최소 펄스폭을 얻을 수 있으며, 양의 부호를 갖는 위상변조 δ 의 값이 커질수록 군속도분산값의 변화에 따른 펄스폭의 변화는 둔화된다. 한편 펄스는 이득매질을 지나기 전과 후의 시점에서 손실이 이득보다 커야만, 펄스는 배경잡음 없이 안정하다. 따라서 식 (3)로부터 연속발진의 경우 ($\tau = \infty$)의 이득(이는 공진기의 손실과 같음)은 다음과 같이 펄스인 경우의 이득보다 커야한다.

$$g - g_{cw} = g - l = -\frac{1-\beta^2}{\tau^2} \frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{2\beta D}{\tau^2} < 0 \quad (9)$$

이를 앞서 정의한 규격화된 변수들로 표현하면 다음과 같다.

$$(1 - \beta^2) - 2\beta D_n > 0 \quad (10)$$

한편 위의 안정조건으로부터 진폭변조가 펄스안정에 미치는 영향을 다음과 같이 이해할 수 있다. 식 (1)의 Ginzberg-Landau 방정식으로부터

$$\int_{-\infty}^{\infty} a^* \left[g \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) - l + \gamma |a|^2 \right] a dt + c.c. = 0 \quad (11)$$

이므로 이를 부분 적분하면

$$2(g-l) \int_{-\infty}^{\infty} |a|^2 dt - \frac{2g}{\Omega_g^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{da}{dt} \right|^2 dt + 2\gamma \int_{-\infty}^{\infty} |a|^4 dt = 0 \quad (12)$$

을 얻는다. 식 (12)는 에너지(또는 출력)의 균형을 의미하는데, 펄스의 형성 시 앞의 두 항의 부호는 음의 값을 갖는 반면에 마지막 항은 진폭변조효과로 양의 값을 갖는다. 따라서 진폭변조 γ 는 펄스 안정에 기여하게 된다. 진폭변조가 미약할 때 이득이 손실보다 커서 잡음이 증폭될 기회를 갖게 되어 펄스의 안정은 깨진다.

III. 실험 장치 및 방법

개발된 티타늄 사파이어 레이저의 기본적인 공진기 구성도는 그림 1과 같이 4반사경 알파형 구조이다. 이득매질인 티타늄 사파이어 결정은 브루스터 각도로 양면이 연마되었으며, 높이가 3 mm, 폭과 두께는 5 mm이었고, 도광농도는 0.15% 이고, 여기광 출력의 약 86%를 흡수하였다. 반사경은 CVI사 제품으로 파장중심은 800 nm이고 파장제한폭은 약 100 nm이었다. 두 개의 곡률반사경(M2, M3)의 곡률반경은 100 mm이었고, 출력경(M1)은 투과율 12%로 두께 3 mm의 쇄기형이었다. 여기광을 집속시키기 위해 사용된 렌즈(L)는 양면 무반사 증착된 곡률반경 105 mm의 평면-볼록형이며, 결정 내 Kerr-lens 효과를 높이기 위해 약 5° 각도로 기울였다. 이득매질은 구리 블록 위에 고정시켰으며, 냉각효과를 높이기 위해 냉각수로 순환이 가능하도록 하였다. 이득매질과 두 반사경 사이의 접힘각(folding angle)은 약 16°이었으며, 집속렌즈(L)부터 반대쪽

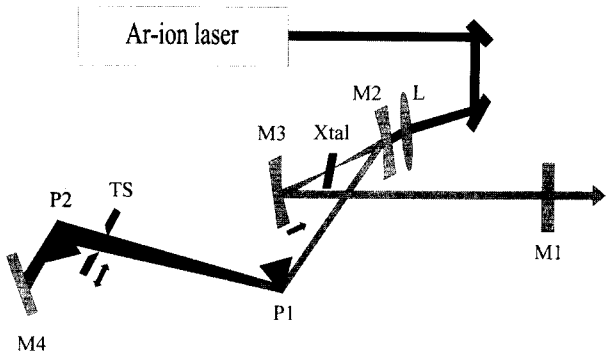


그림 1. 파장가변 티타늄 사파이어 레이저 공진기 구조.

곡률반사경(M3)까지의 주요 광학소자들은 일체형 linear motion guide 위에 설치하였고, 각각은 미세 마이크로미터로 세밀하게 거리를 조절할 수 있도록 하였다. 프리즘의 재질은 용융 실리카 이었고, 한쪽 프리즘(P2) 가까이 한 쌍의 knife-edge형 슬릿(TS)을 사용하여 발진파장을 선택할 수 있도록 하였고, 이들은 소형 stepper motors(Haydon Switch and Instrument Inc., 26443-12)로 최소 12.7 μm 씩 동시에 움직일 수 있도록 하였다. 펄스의 발진을 유도하기 위하여 또 다른 stepper motor를 한쪽 프리즘(P2)에 설치하여 주기적인 왕복운동이 가능하게 하였다. 그림 1의 공진기 구조에서 출력경(M1)과 한쪽 반사경(M3) 사이의 거리는 602 mm, 두 반사경(M2, M3) 사이의 거리는 약 110 mm, 한쪽 반사경(M2)와 한쪽 프리즘(P1) 사이의 거리는 260 mm, 프리즘쌍(P1, P2) 사이의 거리는 60.8 mm, 한쪽 프리즘(P2)과 전반사경(M4) 사이의 거리는 98 mm로 총 공진기 길이는 약 167 cm로 펄스의 반복율은 약 90 MHz이었다. 출력펄스에 잔존하는 chirp을 제거하기 위하여 공진기 밖에 별도의 프리즘 쌍(P3, P4)을 설치하였으며, 이들 사이의 거리는 약 720 mm이었다. 출력펄스의 펄스폭 측정은 GaAsP(Hamamatsu, G1117) 광다이오드의 이광자 흡수효과를 이용한 자체 제작된 실시간 마이켈슨 간섭형 자기상관계를 사용하여 이루어졌다.^[9] 광다이오드에서 이광자흡수에 의해 생성된 광전류를 증폭하기 위하여 전류증폭기(EG&G 5182)를 사용하였다. 자기상관계내의 광학소자에 의한 펄스폭의 확대를 줄이기 위하여 금 증착된 반사경을 사용하였고, 빛살가르개의 두께는 250 μm 이었고, 집속경은 초점거리 19 mm의 parabolic mirror(Melles Griot, 02POA013)를 사용하였다. 펄스의 스펙트럼은 CCD형 spectrum analyser를 사용하여 실시간으로 관측하였다. 또한 펄스의 안정된 출력상태를 유지하기 위하여 알미늄 합금으로 제작된 별도의 공진기 덮개를 설치하였다.

IV. 실험결과 및 분석

4.1. 펄스초 펄스의 출력특성

그림 2는 여기광 출력변화에 따른 발진광 출력변화를 나타낸다. 그림 1과 같은 공진기 구조에서 연속발진의 경우 문턱강도는 약 2.5 W이었으며, 여기광이 7 W 이상에서는 포화효

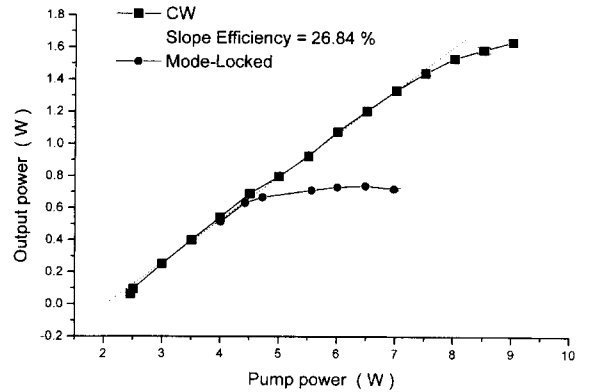


그림 2. 아르곤 레이저의 여기광 출력에 대한 발진광 평균출력.

과가 나타나기 시작하였다. 출력효율은 약 27%이었으며 기울기 효율은 약 30%이었다. 펄스발생의 경우에는 한쪽 프리즘을 조절하여 안정된 pulse가 발생하는 상태에서 평균 출력을 측정하였다. 펄스 발생의 문턱강도는 4 W이었으며, 이때의 평균출력은 출력경 바로 앞에서 515 mW이었다. 여기광이 5 W 이상이 되면 포화효과를 보였으며, 여기광이 7 W 까지 발진광의 출력은 약 730 mW로 거의 일정하였다. 7 W 이상의 여기광에서는 연속발진과 모드록킹된 펄스 발생이 혼재된 상태로 발진되었다.

그림 3은 여기광을 약 5 W로 일정하게 유지한 상태에서 공진기 내의 파장가변을 위해 knife-edge slits(이때 슬릿의 폭은 약 3 mm임)의 위치를 조정하여 발진파장을 선택하고, 공진기 안팎의 프리즘 쌍을 조절하여 얻은 최소 펄스폭과 그 스펙트럼을 나타낸다. 이때 발생된 펄스폭은 40 fs 미만이었으며, 반사경의 파장대역 제한으로 가변 가능한 발진 파장중심은 770 nm~870 nm이었다. 여기서 펄스폭을 추출하기 위하여 사용한 2차 자기상관함수는 다음과 같다.^[10]

$$G_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ [E(t-\tau) + E(t)]^2 \}^2 dt \quad (13)$$

$$= A(\tau) + 4\text{Re}\{ B(\tau)e^{i\omega\tau} \} + 2\text{Re}\{ C(\tau)e^{2i\omega\tau} \}$$

여기서 함수 $A(t)$, $B(t)$, $C(t)$ 는 각각 다음과 같다.

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ E(t-\tau)^4 + E(t)^4 + 4E(t-\tau)^2 E(t)^2 \} dt$$

$$B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t-\tau)E(t)[E(t-\tau)^2 + E(t)^2] e^{i\{\phi(t-\tau) - \phi(t)\}} dt$$

$$C(t) = \int_{-\infty}^{\infty} [E(t-\tau)^2 + E(t)^2] e^{2i\{\phi(t-\tau) - \phi(t)\}} dt \quad (14)$$

현 공진기 구조에서와 같이 chirp-free sech 함수를 가정하고 실험적으로 잘 관측이 되지 않는 $2\omega\tau$ 항을 무시하면 간섭형 자기상관함수는 다음과 같이 주어진다.

$$G_2(\tau) = 1 + 9 \frac{\tau \cosh(\tau) - \sinh(\tau)}{\sinh(\tau)^3} + 3 \frac{\sinh(2\tau) - 2\tau}{\sinh(\tau)^3} \quad (15)$$

그림 3에서 알 수 있듯이 실험적으로 측정된 펄스의 자기상관신호와 식 (15)의 자기상관함수는 대체적으로 잘 일치함을

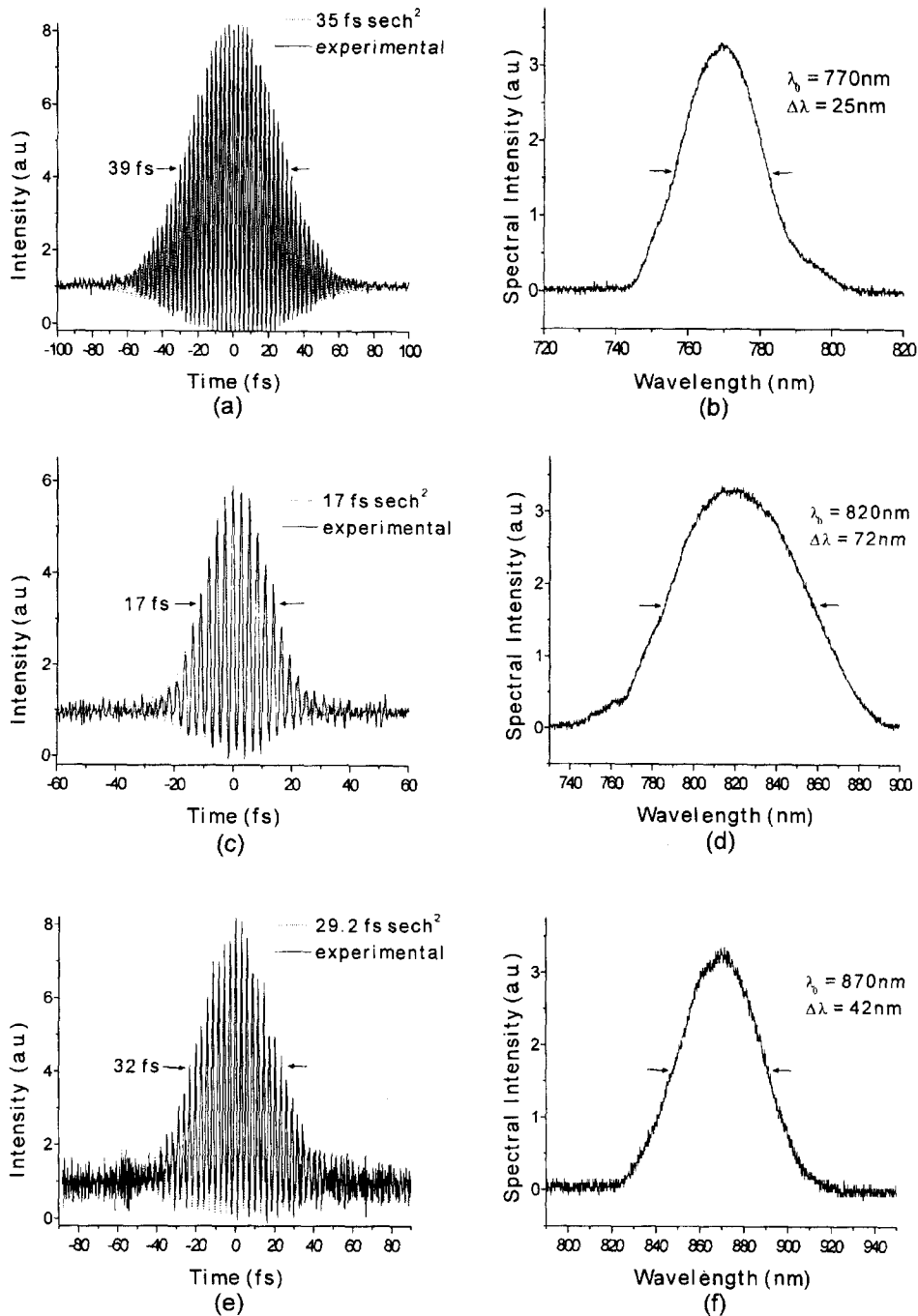


그림 3. 파장가변 티타늄 사파이어 레이저의 펄스 및 스펙트럼 특성. 반사경에 의해 제한되는 발진파장영역에서 가장 단파장으로 발진한 경우의 (a) 펄스 및 (b) 스펙트럼, 중심파장 부근에서 발진한 경우의 (c) 펄스 및 (d) 스펙트럼, 가장 장파장으로 발진한 경우의 (e) 펄스 및 (f) 스펙트럼. 자기상관신호에서 실선은 실험치이며, 점선은 식 (15)으로 계산된 자기상관신호이며, 그림 중앙의 펄스폭 수치는 흔히 사용하는 방법으로 sech 펄스의 자기상관신호의 전반치폭으로부터 보정된 펄스폭값이다.

알 수 있다. 자기상관계수에 광학소자에 의한 펄스왜곡을 피하기 위해 최소한의 광학소자만을 사용하여 측정된 자기상관 신호들은 전류증폭기가 포화될 정도로 매우 강하다. 이때 이 신호들은 전류증폭기의 제한된 slew rate에 의해 영점지연(zero delay) 부근에서 포화되어 정확하게 8:1 진폭비를 갖지 못하였다. 이와 같은 효과를 고려하여 식 (15)에서 추출 변수로서 펄스폭 또는 식 (15)의 두 번째와 세 번째 항에서 동일한 비

율로 감소된 진폭계수를 사용하였다. 이와 같은 자기상관신호 추출함수를 통해 얻은 펄스폭 값과 전반치폭 만을 고려하여 계산된 펄스폭 값과는 4 fs 이내에서 잘 일치하였다. 그러나 펄스폭이 작아짐에 따라 정확한 펄스폭의 추출과 펄스에 잔류하는 chirp 값을 고려하기 위해서는 전반치폭으로부터 펄스폭을 얻는 것보다 위 (13)-(15)식으로부터 펄스폭을 추출하는 것이 적합하다. 그림 3(a)와 3(b)에서처럼 가장 단파장으로 발진

한 경우 펄스폭은 약 35 fs이고, 발진파장중심은 770 nm, 파장선평폭은 25 nm이었다. 발진파장중심이 784 nm 일 때 파장선평폭은 43 nm이고, 펄스폭은 약 27 fs이었다. 또 발진파장중심이 795 nm일 때에 파장선평폭은 57 nm이고, 펄스폭은 약 22 fs로 점차 장파장으로 이동함에 따라 파장선평폭은 증가하는 반면에 펄스폭은 감소하였다. 그림 3(c)와 3(d)에서와 같이 대칭적인 구조를 갖는 발진 파장중심이 820 nm 일 때 펄스폭은 17 fs이었으며 선평폭은 72 nm이었다. 이 경우의 펄스폭과 파장선평폭의 곱은 0.546으로 푸리에 변환한계(Fourier transform-limit) 펄스의 이상적인 값 0.315 에 약 1.73배이다. 이는 군속도분산 이상의 3차 및 4차 분산의 영향이 있음을 의미하며 이들의 영향을 줄이기 위해서는 티타늄 사파이어 결정의 두께를 좀 더 줄여야 한다. 그러나 결정의 두께를 줄이면 출력의 감소가 수반되므로 필요로 하는 펄스폭을 따라 결정의 두께를 선택하여야 한다. 발진파장이 830 nm일 때 선평폭은 73 nm로 가장 넓었으나 펄스폭은 약 22 fs로 증가되었다. 이때의 파장선평폭은 비대칭적인 구조를 보였으며 850 nm 부근에서 선평폭이 확대된 모양이 뚜렷하다. 이는 프리즘 쌍을 사용하는 경우에 나타나는 현상으로 850 nm 근처에서 그 절대값이 작아져 군속도에 미치는 영향이 점차 줄어드는 3차 분산항과 이에 따라 그 영향이 두드러지기 시작하는 4차 분산항의 영향 때문이다.^[11] 이와같은 고차 분산항의 영향에 의해 850 nm를 중심으로 두 개의 침투모양을 갖는 파장선이 나타나기도 한다.^[12] 발진파장중심이 860 nm 일 때 파장선평폭은 47 nm이고, 펄스폭은 약 31 fs로 점차 장파장으로 갈수록 파장선 모양은 다시 대칭적인 모양을 갖지만 파장선평폭은 다시 줄었다. 그림 3(e)와 3(f)에서처럼 가장 장파장으로 발진한 경우의 발진파장중심은 870 nm이고, 파장선평폭은 42 nm, 이때의 펄스폭은 약 29 fs이었다. 공진기 내의 총 군속도효과를 고려할 때 보다 장파장영역의 반사경을 사용하면 950 nm 파장영역까지 40 fs 미만의 펄스폭을 유지하면서 가변 파장영역을 확대할 수 있으리라 예상된다.

그림 4는 여기광 출력이 약 5 W 일 때 그림 3의 발진파장에서의 평균 출력을 나타낸다. 이때의 평균출력은 공진기 밖의 프리즘 쌍과 두 개의 금 증착된 반사경을 통과한 후에 출

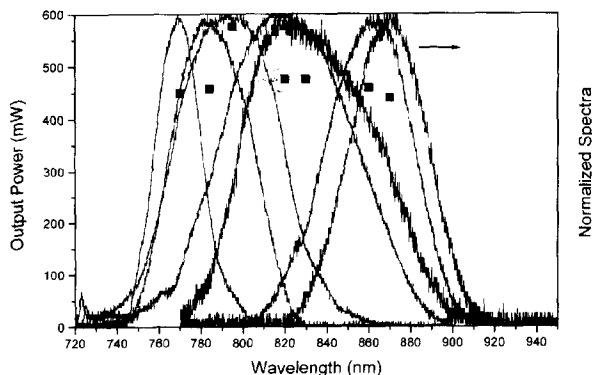


그림 4. 가변파장내 대표적인 스펙트럼들과 그들의 평균출력특성. 여기서 여기광의 출력은 약 5 W이었고, 각 스펙트럼의 발진중심파장에서 그 평균출력값을 표기하였다.

력값으로 공진기 직후의 값보다 약 14% 감소된 값이다. 발진파장이 820 nm 일 때 출력은 565 mW로 매우 높았으며, 이때의 출력효율은 약 11%이었다. 발진파장 820 nm에서 멀어질수록 출력은 다소 떨어지나 출력효율은 대체로 8.8~9.5% 이내로 일정하였다.

4.2. 진폭변조값 계산

soft-aperturing을 이용하여 Kerr-lens mode-locking을 유도하는 방법은 공진기 내의 여기광과 발진광 사이의 공간모드볼륨을 극대화시킨다. 이 경우 사파이어 레이저 결정의 비선형 Kerr 효과에 의해 결정은 렌즈역할을 하여 발진광을 자체 집속시킨다. 이와 같은 자체집속효과에 의해 발진광의 출력세기가 증대되므로, 발진광 세기와 여기광 세기에 비례하는 이득도 이에 따라 증대된다. 따라서 발진광의 출력 당 이득의 증가분을 다음과 같이 진폭변조값으로 정의할 수 있다.

$$\gamma = \frac{dg}{dP} = \frac{dg}{dw_c} \times \frac{dw_c}{dP} \tag{16}$$

여기서 g 는 이득매질의 이득계수, w_c 는 발진광의 빔크기, P 는 발진광의 출력(power)을 나타낸다. 이때 집속효과에 의해 이득의 증가를 고려할 때 이득의 포화효과를 고려해야 한다. 공진기의 왕복시간 T_R 에 비해 이득매질의 여기상태 수명시간 T_1 이 매우 크거나, 펄스폭이 매우 짧은 경우에 포화는 펄스 에너지에 의존하므로, 펄스의 왕복 후의 이득계수는 다음과 같이 표현된다.

$$g = \frac{2T_1 \sigma_a P_a}{\hbar \omega \left(\frac{1}{2} \pi w_p^2\right) \left(\frac{1}{2} \pi w_c^2\right)} \int_0^\infty \frac{\exp[-2r^2(1/w_p^2 + 1/w_c^2)]}{1 + \frac{2P_c}{\pi w_c^2 I_s} \exp[-2r^2/\pi w_c^2]} \tag{17}$$

여기서 여기광 및 발진광의 공간모드를 Gaussian 모양을 가정하였다. 또 r 은 빔의 횡방향 좌표이며, P_c 는 공진기 내부 발진광의 평균출력, $I_s (= \hbar \omega / \sigma_a T_1)$ 는 포화세기, σ_a 는 흡수 단면적, P_a 는 이득매질에 의해 흡수된 여기광의 평균출력, w_p 는 여기광의 빔크기이다.

그림 5는 현 공진기 구조에서 식 (17)에 따라 발진광의 내부 평균 출력에 대해 빔의 직경의 변화에 따른 포화이득을 나

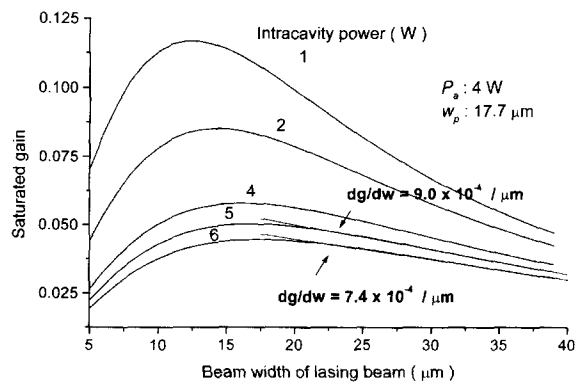


그림 5. 공진기 내부 발진광의 평균출력에 따른 포화이득계수의 특성.

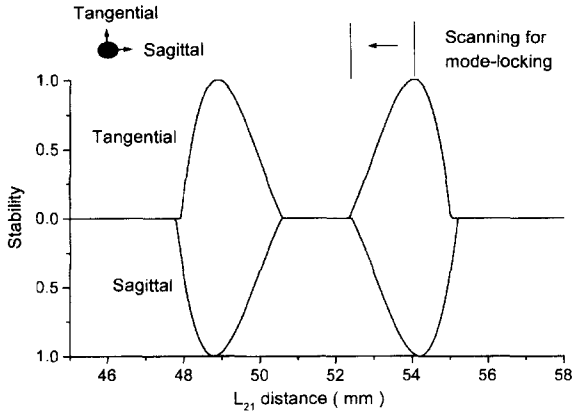
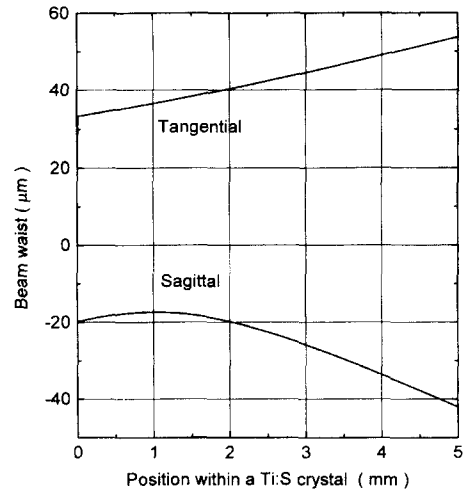


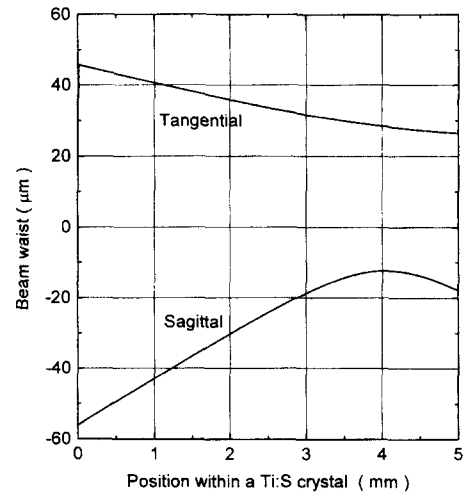
그림 6. 연속발진시 반사경(M₃)와 티타늄 사파이어 결정사이의 거리(L₂₁)변화에 따른 가우시안 공간모드의 안정조건. 여기서 티타늄 사파이어 결정과 반사경(M₂) 사이의 거리는 50 mm로 고정하였고, 두 번째 안정범위내에서 거리 L₂₁를 줄임으로써 모드록킹을 유도하였다.

타낸다. 여기서 현 공진기 구조에서 실험조건에 가깝게 흡수된 여기광의 평균출력은 4 W와 여기광의 빔의 직경은 약 18 μm로 가정하였다. 그 외 수명시간이나 방출단면적은 알려져 있는 값들을 이용하였다.^[13] 흡수단면적은 최대 흡수과장에서 알려진 값을 이용하였으며,^[14] 이의 파장의존성 때문에 이득계수의 값이 달라질 수 있으나, 빔의 크기변화에 따른 이득의 변화율은 이미 보고된 결과와 유사하다.^[15] 그림 5에서 알 수 있듯이 발진광의 출력이 증가할수록 이득의 포화효과는 커지며, 발진광과 여기광의 빔크기가 일치될 때 이득은 최대값을 갖는다. 그림 5에서처럼 발진출력을 고려하여 현 공진기 구조에서 계산된 이득변화율 $\frac{dg}{dw} = 7.4 \sim 9.0 \times 10^{-4} / \mu\text{m}$ 을 얻었다.

한편 진폭변조값을 얻기 위해서는 티타늄 사파이어 결정내의 Kerr 효과에 의해 유도되는 자체집속현상을 고려해야 한다. 이와 같은 가우시안 빔의 자체집속효과는 근사적으로 비선형 굴절율이 Kerr 효과에 의해 출력세기에 비례하고, 횡방향 좌표의 제곱에 비례하는 불균일 굴절율(parabolic index profile)를 갖는 매우 얇은 렌즈의 복합으로 간주할 수 있다.^[15] 이를 고려하여 가우시안 공간모드의 안정조건으로부터 결정면에서의 빔크기를 수치적으로 계산하였다. 연속발진의 경우 그림 1의 공진기 구조에서 반사경 M₃과 결정사이의 거리변화에 따른 안정조건은 그림 6과 같다. 여기서 출력이 높은 현 공진기 구조의 안정범위는 두 번째 부분이며, 결정의 두께는 5 mm 이고 결정과 반사경 M₂ 사이의 거리는 50 mm로 두 반사경(M₂-M₃)사이의 총 거리는 약 110 mm이다. 그림 6에서와 같이 펄스 생성을 유도하기 위하여 반사경 M₂를 결정방향으로 움직여 이들 사이의 거리를 줄이는 데, 안정범위 내의 중앙 위치와 한쪽 끝 부근에서의 연속 발진광 빔크기는 그림 7과 같다. 그림 7(a)와 7(b)로부터 반사경 M₂가 안정범위 끝 쪽에 위치하면 결정 내의 집속은 여기광 방향(그림 7에서 오른쪽 방향)으로 이동되며 결정 표면에 가까워짐을 알 수 있다. 이와 같은 경향과 함께 계산을 간략히 하기 위해 발진광의 출력세기에 따라 집속되는 빔크기 계산은 여기광 방향의 결정표면 위치에서 sagittal 평면만을 고려하였다. 그림 8(a)는 반사경



(a)



(b)

그림 7. 연속발진시 반사경(M₃)와 티타늄 사파이어 결정사이의 거리(L₂₁)가 두 번째 안정범위구간의 (a) 중앙부근과 (b) 한쪽 끝 부근에 위치할 때 사파이어 결정 내부에 tangential 및 sagittal 평면상의 빔크기.

M₂와 결정사이의 거리를 안정범위 중앙위치로부터 174 μm씩 줄였을 때, 발진광 침투출력에 따라 결정표면 위치에서 변화되는 sagittal 평면상의 빔크기를 나타낸다. 여기서 결정을 100 등분된 얇은 렌즈로 간주하였고, 곡률반사경과 평면반사경 사이의 거리변화는 무시하였다. 공간모드의 안정조건을 만족하는 비선형 방정식의 해는 Blent method를 이용하여 얻었다.^[16] 그림 8(a)에서 알 수 있듯이 안정범위의 중앙위치(L₂ = 54.2 mm)와 낮은 침투출력 조건에서 결정면 위에서의 빔의 크기는 그림 7(a)에서 보듯이 약 40 μm와 잘 일치함을 알 수 있다. 침투출력이 비교적 낮은 경우 빔의 크기는 선형적으로 감소되는 반면에 침투출력이 높아지면 빔크기 감소비율이 점차로 둔화되어 이에 따라 진폭변조가 약해지는 것을 의미한다. 여기서 침투출력이 약 370 kW 에서 공간모드의 안정조건이 깨어지는 데, 이는 얇은 렌즈 근사의 한계와 결정 내에서의 일정한 펄스폭 유지를 간주하였기 때문이다. 이를 더 정확히 기술

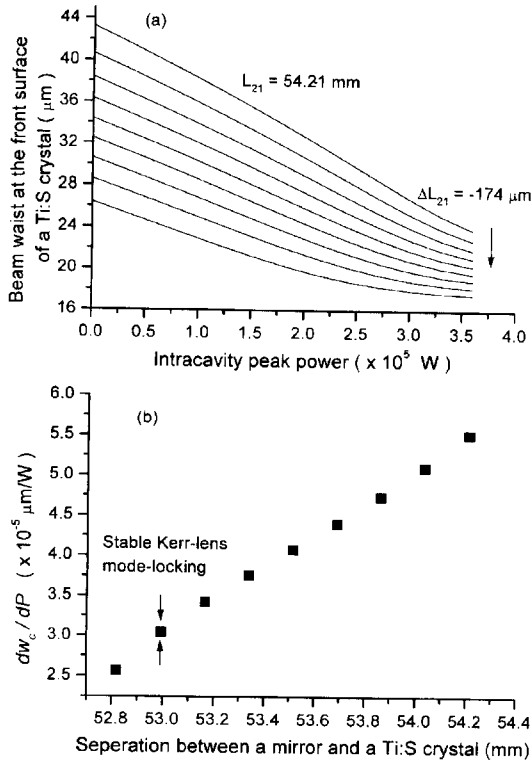


그림 8. 반사경(M₃)와 티타늄 사파이어 결정사이의 주어진 거리(L₂₁)에서 (a) 공진기 내부 발진광의 첨두 출력변화에 따라 자체집속효과에 의해 변화되는 사파이어 결정표면위 sagittal 평면상에서의 빔크기와 (b) 이에 따른 빔크기 변화율.

하기 위해서는 space-time focusing model를 사용하여 결정내의 위치에 따른 펄스폭의 변화를 고려해야 한다.^[17] 그림 8(b)는 비교적 낮은 첨두출력 조건에서 그림 8(a)로부터 얻은 첨두출력에 대한 빔크기 변화율을 나타낸다. 반사경 M₂와 결정사이의 거리가 점차로 줄어들수록 빔크기는 여기광의 빔크기 18 μm 에 근접하는 반면에 빔크기 감소율은 점차로 둔화됨을 알 수 있다. 펄스를 발생시켰을 때 반사경 M₂와 결정사이의 거리는 약 53 mm로 이때의 빔크기 변화율은 $dw_c/dP = 3.0 \times 10^{-5} \text{ mm/W}$ 이다. 따라서 이 결과와 앞서 계산된 이득변화율로부터 얻는 진폭변조율은 다음과 같다.

$$\gamma = \frac{dg}{dP} = \frac{dg}{dw_c} \times \frac{dw_c}{dP} = 2.2 \sim 2.8 \times 10^{-8} / W \quad (18)$$

이 값은 Kerr-lens mode-locking된 고체레이저에서 알려진 값 $\gamma = 10^{-6} \sim 10^{-8} / W$ 에 해당되며,^[18] 티타늄 사파이어 레이저에서 hard-aperture 방법을 사용한 경우에 알려진 $\gamma = 6 \sim 11 \times 10^{-8} / W$ 과 유사하다.^[19] 티타늄 사파이어 레이저에서 대표적인 이득 값들은 자발발진을 위한 문턱값 보다도 작기 때문에,^[20] 초기에 모드록킹을 유도하기 위해서는 외부에서 요동을 주거나 공진기 내에 실제의 포화흡수체를 사용해야 한다.

4.3. Ginzberg-Landau 방정식을 이용한 출력 펄스특성 해석
 앞서 논의한 Ginzberg-Landau 방정식과 위에서 구한 진폭변

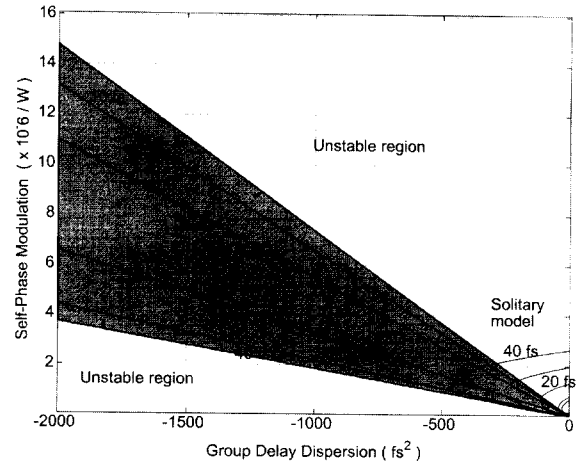


그림 9. Ginzberg-Landau 방정식에 따른 펄스들의 안정조건특성. 가는실선은 식 (19)의 Solitary model를 따르는 동일한 펄스폭들의 특성을 나타낸다.

조값과 실험조건에 맞는 여러 변수값으로부터 자체위상변조와 군속도분산에 대한 펄스폭 특성은 그림 9와 같다. 여기서 펄스당 에너지는 약 60 nJ, 진폭변조율은 평균값인 $\gamma = 2.5 \times 10^{-8} / W$ 을 사용하였다. 또한 일반적으로 이득분산에 비해 공진기 내 여타 소자들에 의한 선평 제한효과가 더 크고, 공진기 내에 선평제한으로 가장 큰 영향을 미치는 소자는 반사경이므로 이의 선평 제한효과만을 고려하였다. 이때 각 반사경의 파장선평폭으로 $\Delta\lambda = 110 \text{ nm}$ 을 가정하였다. 양의 군속도 분산값에서 펄스들은 안정조건을 만족하지 못한 반면에, 그림 9에서 알 수 있듯이 음의 군속도 분산영역에서 펄스의 안정조건을 만족하는 펄스폭은 약 10 fs~40 fs임을 알 수 있다. 이는 현 공진기 구조에서 계산된 자체위상변조율 $\delta = 6.7 \times 10^{-7} / W$ 으로 일정하므로 공진기 내의 군속도 분산값을 점차로 영에 가까게 줄이면 약 40 fs 펄스폭부터 약 10 fs 가까운 펄스를 발생시킬 수 있음을 의미한다. 이와 같은 결과는 실험적으로 얻은 40 fs 미만의 펄스폭 발생을 잘 설명하고 있다. 식 (3)으로부터 알 수 있듯이, 일반적으로 펄스의 안정조건 내에서 파장선평제한과 자체위상변조율이 적을수록, 진폭변조율과 펄스의 에너지값이 클수록 좀 더 짧은 펄스폭의 발생이 가능하다. 한편 펄스폭이 짧을 경우 공진기 내에 펄스폭에 영향을 미치는 비선형 소자들의 비호환성을 고려한 Solitary model(Strong pulse shape model)를 사용할 경우에 펄스폭은 다음과 같이 주어진다.^[18,21]

$$\tau = \frac{3.53|D|}{W\delta} + 0.25 \delta W \quad (19)$$

여기서 현 공진기 구조의 출력경 위치를 고려하였다. 이 모델의 근사 한계는 공진기 길이에 대한 솔리톤의 길이 비 $r (= \frac{W^2 \delta^2}{|D|}) < 10$ 일 때이다. 그림 9에는 $r < 10$ 조건에서 식 (19)로 표현된 펄스폭 8 fs~40 fs까지의 solitary 펄스들이 나타나 있다. 이와 같은 solitary 펄스들의 펄스특성은 위의 weak pulse shape model의 펄스특성들과 비교할 때, 영의 군속도분산 부근에서 10 fs 이내에서 잘 일치됨을 알 수 있다. 이는 Ginzberg-Landau 모델과 solitary 모델을 만족하는 펄스

들은 기본적으로 soliton-like pulse shaping mechanism에 의존하고, solitary 모델도 엄밀한 의미에서 공진기 내 소자들과의 약한 진폭변화를 가정하고 있기 때문에 이해될 수 있다. 따라서 현 공진기 구조에서 발생된 40 fs 미만 펄스의 특성을 weak pulse shape model 인 Ginzberg-Landau 방정식으로 기술할 수 있음을 알 수 있고, 이는 strong pulse shape model인 solitary model를 만족하는 펄스의 특성과 상당히 유사함을 알 수 있다. 이와 같은 결론은 펄스폭이 약 20 fs 보다 적을 경우에 solitary model를 적용해야 한다는 보고와 잘 일치하고 있다.^[22]

V. 결 론

soft-aperturing 방법을 이용한 Kerr-lens mode-locking 방식으로 파장을 가변할 수 있고, 펄스폭이 40 fs 미만인 고출력 티타늄 사파이어 레이저를 개발하였다. 한쪽 프리즘 끝 가까이 미세 stepping-motor로 제어되는 knife-edge slits를 사용하여 발진파장을 선택하였으며, 파장가변영역은 770 nm~870 nm 이었고, 발진파장은 반사경의 파장 선폰에 의해 제한되었다. 반사경의 파장중심을 보다 단파장 및 장파장인 반사경으로 교체하면 발진파장범위를 더욱 확대시킬 수 있을 것이다. 측정된 펄스폭을 sech 펄스로 가정하고 위의 파장영역에서 측정된 펄스의 자기상관신호를 추출하여 펄스폭을 얻었으며, 가장 짧은 펄스폭은 약 17 fs이었으며, 이때의 파장중심은 820 nm이었고 선폰은 72 nm이었다. 약 5 W 출력의 아르곤 레이저 여기광을 사용하여 위의 파장영역에서 얻은 평균출력은 440 mW~576 mW이었고, 출력효율은 8.8%~11%이었다. 주어진 공진기 구조에서 발진광의 첨두출력에 따라 이득매질에서의 자체집속효과에 의해 변화되는 발진광의 크기변화율을 수치적으로 계산하였고, 이득매질의 포화효과를 포함하여 발진광의 크기에 따른 이득계수의 변화율을 계산하여 진폭변조값 $\gamma = 2.2 \sim 2.8 \times 10^{-8} / W$ 를 수치적으로 구하였다. 또한 이 진폭변조값으로부터 weak pulse shape model인 Ginzberg-Landau 방정식을 적용하여 현 공진기구조에서 약 40 fs 미만의 펄스폭 발생이 가능함을 보였다. 이에 따라 실험적으로 얻은 17 fs~40 fs의 펄스폭 발생을 weak pulse shape model인 Ginzberg-Landau 방정식으로 기술할 수 있음을 알 수 있었고, 이 방정식을 만족하는 펄스특성은 strong pulse shape model인 solitary 모델을 만족하는 펄스특성과 상당히 유사함을 알 수 있었다. 또한 펄스폭을 10 fs 미만으로 줄이기 위해서는 공진기 내에 가능하면 자체위상변조값 및 군속도분산값을 최소화하기 위하여 이득매질의 결정 두께를 줄여야 하고, 아울러 발진광의 선폰제한 효과를 줄이기 위하여 반사경의 반사대역 확장도 요구됨을 알 수 있다.

감사의 글

본 연구는 과학재단(98-0702-03-01-3)과 교육부(BSRI-98-015-D00130)의 연구비지원으로 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] D. E. Spence, P. N. Keen, W. Sibbet, *Opt. Lett.* **16**, 967 (1991).
- [2] F. Krausz, Ch. Spielman, T. Brabec, E. Winter, A. J. Schmidt, *Opt. Lett.* **17**, 204 (1992); B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, *Opt. Lett.* **17**, 1367 (1992); C-P. Huang, M. Asaki, S. Backus, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **17**, 1289 (1992); M. Asaki, C-P. Huang, D. Garvey, J. Zhou, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, *Opt. Lett.* **15**, 977 (1993).
- [3] U. Morgner, F. X. K rtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, *Opt. Lett.* **24**, 411 (1999); I. Jung, F. K rtner, N. Matuschek, D. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, *Opt. Lett.* **22**, 1009 (1997); L. Xu, G. Tempea, G. Spielmann, F. Krausz, A. Stingl, K. Ferencz, S. Takano, *Opt. Lett.* **23**, 789 (1998).
- [4] A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, *Opt. Lett.* **23**, 1474 (1998).
- [5] E. Slonodchikov, S. Sakabe, T. Kuge, S. Kawato, M. Haschida, Y. Izawa, *Opt. Rev.* **6**, 149 (1999).
- [6] 추한태, 김규욱, 김용평, 새물리, **33**, 536 (1993); 박종대, 이일형, 조창호, 임용식, 이재형, 장준성, *한국광학회지*, **5**, 466 (1994); 차용호, 강영일, 홍경한, 남창희, 새물리, **37**, 469 (1997).
- [7] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2068 (1991).
- [8] O. E. Martinez, R. L. Fork, J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 753 (1985).
- [9] Y. C. Noh, J. H. Lee, J. S. Chang, Y. S. Lim, J. D. Park, *J. Opt. Soc. Korea* **3**, 27 (1999).
- [10] J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press (1996).
- [11] Ch. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, F. Krausz, *IEEE J. Quant. Elec.* **QE-30**, 1100 (1994); B. Proctor and F. Wise, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 470 (1993); F. Salin, P. Grangier, A. Brun, *Opt. Lett.* **15**, 1374 (1990).
- [12] J. Zhou, G. Taft, C.-P. Huang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, I. P. Christov, *Opt. Lett.* **19**, 1149 (1994); I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, J. Zhou, C.-P. Huang, *Opt. Lett.* **19**, 1465 (1994).
- [13] K. F. Wall, R. L. Aggarwal, R. E. Fahey, A. J. Strauss, *IEEE J. Quant. Elec.* **QE-24**, 1016 (1988).
- [14] R. L. Aggarwal, A. Sanchez, R. E. Fahey, A. J. Strauss, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1345 (1986).
- [15] F. Salin, J. Squier, M. Pich, *Opt. Lett.* **16**, 1674 (1991).
- [16] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C* (Cambridge University Press, Cambridge, 1988).
- [17] I. P. Christov, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, C.-P. Huang, J. Zhou, *Opt. Lett.* **20**, 309 (1995); I. P. Christov, V. D. Stoev, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **20**, 2111 (1995); I. P. Christov, V. D. Stoev, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **21**, 1493 (1996).
- [18] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M.

- Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Wintner, A. J. Schmidt, IEEE J. Quant. Elect. **QE-28**, 2097 (1992).
- [19] S. Chen, J. Wang, Opt. Lett. **16**, 1689 (1991); J.-L. Martin, A. Migus, G. A. Mourou, A. H. Zewail, Ultrafast Phenomena VIII (Springer-Verlag, Berlin, 1993) pp. 3-7.
- [20] E. P. Ippen, L. Y. Liu, H. A. Haus, Opt. Lett. **15**, 183 (1990); F. Krausz, T. Brabec, Ch. Spielmann, Opt. Lett. **16**, 235 (1991).
- [21] T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, Opt. Lett. **16**, 1961 (1991).
- [22] E. Winter, I. T. Sorokina, E. Sorokin, Asian Science Seminar on High-Power Laser Matter Interactions (Osaka, Feb., 1999) pp. 11Th-I-1~11Th-I-31.

High power tunable Ti:sapphire laser with sub-40 fs pulsewidth

Yong-Sik Lim

Department of Applied Physics, Konkuk University, Chungju 380-701, Korea

Young-Chul Noh, Ki Joo Yee, D. S. Kim, Jai-Hyung Lee and Joon-Sung Chang

Department of Physics, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

(Received June 30, 1999, Revised manuscript received September 7, 1999)

We have utilized soft-aperturing by gain media to develop a high-power tunable Ti:Sapphire laser with sub-40-fs and broad tuning range. The tunable spectral range was only limited by the bandwidth of mirrors. We made use of knife-edge slits near an intra-cavity prism controlled by micro-stepping-motors to tune the center wavelength continuously. The tunability of the center wavelength was ranged from 770 nm to 870 nm, and the measured pulsewidth was sub-40 fs throughout the above spectral range. The shortest pulsewidth was about 17 fs at the center wavelength of 820 nm and the spectral bandwidth was 72 nm. At 5 W pumping power of the Ar-ion laser we obtained average output power of 440 mW~580 mW. For the cw and Kerr-lens mode-locking conditions, we have evaluated the value of an amplitude modulation to be $\gamma = 2.5 \times 10^{-8}/W$ from the calculated waists of a Gaussian beam on the Ti:sapphire crystal surface. Using this result we demonstrate that the generation of sub-40-fs Kerr-lens mode-locked pulse can be described by the Ginzberg-Landau model which is a weak pulse shaping model.