

광섬유와 회절격자쌍을 이용한 Additive-Pulse Mode-Locking된 CW Nd:YLF 레이저의 광펄스 압축

안승준 · 지경구 · 전영민 · 공홍진

한국과학기술원 물리학과

(1993년 2월 1일 받음)

파장이 1.053 μm 에서 연속 발진하는 Nd:YLF 레이저에, 비선형 매질로서 단일모드 광섬유를 이용한 외부 공진기를 연결하여 additive-pulse mode-locking(APM)된 펄스를 얻었다. APM 펄스의 펄스폭은 4.5 ps이며 평균 출력은 1.5 W이다. APM 펄스를 광섬유와 회절격자쌍을 이용하여 peak power가 17 kW인 210 fs의 극초단 펄스로 압축하였다.

I. 서 론

Nd:YAG와 Nd:YLF와 같은 고체 레이저의 mode-locking은 고출력(high power) 레이저 개발을 위한 강력한 source이며, 다른 레이저를 펌핑하거나 ultrafast spectroscopy의 중요한 tool로 이용되고 있다. 이러한 필요성 때문에 mode-locking기술은 많은 발전을 거듭해 왔다. 다이오드 펌핑에 의한 Nd:YAG, Nd:YLF, 그리고 Nd:glass 레이저에서 진폭 변조(amplitude modulation)나 위상 변조(phase modulation)를 이용한 능동형 mode-locking^[1,2]이 수행되었다. 능동형 mode-locking은 수동형 mode-locking에 비해 복잡하며 장치들이 고가인 결점이 있다. 또, 능동형 mode-locking에 의해 얻어지는 펄스의 펄스폭은 이득 선폭(gain bandwidth)의 자승근(square root)에 역비례하는 반면, 수동형 mode-locking에 의해 얻어진 펄스의 펄스폭은 이득 선폭에 역비례하기 때문에 수동형 mode-locking이 능동형 mode-locking보다 더 짧은 펄스를 구현할 수 있다.^[3] 그러나 유기 색소를 포화 흡수체로 사용하는 수동형 mode-locking 기술은 여러가지 문제점(Q-switching의 동반, 용매의 휘발성이 강하며 내구성이 없으며 출력의 fluctuation과 재현성이 낮다)을 동반하게 된다.

최근에 이르러, 이득 매질(gain medium)의 선폭이 넓은 고체 레이저에서 비선형 외부 공진기(external cavity)를 주 공진기(main cavity)에 연결(coupling)하여 극초단 펄스를 발생하는 연구^[4-6]가 활발히 이루어지고 있다. 이

새로운 기술은 펄스를 짧게하는 mechanism이 외부 공진기에서 주 공진기로 되먹임(feedback)되는 펄스들의 가간섭적 합성(coherent addition)에 의해 기술할 수 있기 때문에 additive-pulse mode-locking(APM)^[4,7]이라고 한다. APM process는 순수한 수동형 mode-locking이기 때문에 장치들이 간단하며 유기 색소를 포화 흡수체로 사용한 수동형 mode-locking에서 수반되는 여러가지 문제점을 제거한, 그리고 능동형 mode-locking에서 얻을 수 있는 펄스보다 펄스폭이 더 짧은 펄스를 얻을 수 있다.

본 연구에서는 연속 발진하는 Nd:YLF 레이저에 비선형 외부 공진기를 연결하여 수 ps의 APM 펄스를 발생시킨 다음 이것을 광섬유와 회절격자쌍을 이용하여 수 백 fs의 펄스로 압축하였다.

II. 이 론

1. APM 펄스의 생성 이론

일반적으로 능동형 mode-locking에 비해 수동형 mode-locking이 일어나는 mechanism은 상당히 복잡하고 정확하지 않다. Ippen^[9]과 Spielmann^[10]은 외부 공진기에서 일어나는 자기 위상변조(self-phase modulation: 이하 SPM)에 의해 주 공진기의 출력경(output coupler)이 강도 의존성 거울(intensity dependent mirror)로 동작하게 되는 모델을 세워 APM 현상을 설명하였다. 즉, 출력경을 통과하여 외부 공진기를 되돌아 나온 빛을

출력경에서 다른 빛과 가간섭적으로 더하여져 주 공진기로 되돌아가게 된다. 이때 외부 공진기의 길이와 주 공진기의 길이가 정확히 일치하게 되면 mode-locking이 시작된다는 것이다.

이 관계를 자세히 살펴보기 위해 그림 1의 레이저 출력경을 생각해 보자. 주 공진기와 외부 공진기로부터 출력경으로 입사되는 전자기파의 진폭(amplitude)을 a_1 , a_2 라고 하고 출력경으로부터 주 공진기와 외부 공진기로 반사되어 나가는 전자기파의 진폭을 b_1 , b_2 라고 하자. 그러면 출력경에서 이들의 표현은,

$$b_1 = ra_1 + \sqrt{1-r^2} a_2 \quad (1)$$

$$b_2 = \sqrt{1-r^2} a_1 - ra_2 \quad (2)$$

이다. 이때 r 은 출력경의 반사율 계수(reflection coefficient)이다.

레이저 출력경을 통과한 빛의 진폭 b_2 는 외부 공진기를 되돌아 L 만큼 감쇠되고 외부 공진기를 왕복하는 시간만큼 그 위상이 지연되어 다시 출력경에서 진폭 a_2 로 되돌아오게 된다. 이때 지연되는 시간이 주 공진기를 왕복하는 주기의 정수배와 정확히 일치하면 이 외부 공진기를 왕복하여 생기는 위상지연은 무시되는데, 이것을 식으로 표현하면

$$a_2(t) = L \exp[-j(\phi + \Phi)] b_2(t) \quad (3)$$

$$\Phi = \kappa(|a_2(t)|^2 - |a_2(0)|^2) \quad (4)$$

로 표시된다. 여기서 ϕ 는 외부 공진기의 길이가 antiresonance로부터 벗어났을 때의 위상 변화량이며, Φ 는 광섬유의 비선형성 때문에 생기는 위상 변화량이다. 그리고 κ 는 광섬유의 길이와 비선형 굴절률에 비례하는 매개 변수이다. 이 식을 이용해 a_1 과 b_1 을 다시 쓰면,

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \left\{ r + \frac{1}{L} \exp[j(\phi + \Phi)] \right\} a_2 \quad (5)$$

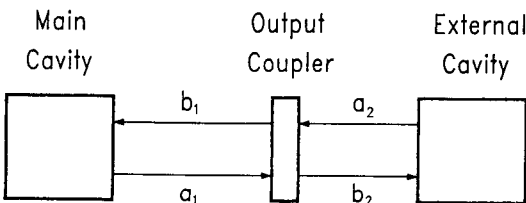


그림 1. Schematic diagram of main cavity and external cavity in the additive-pulse mode-locking.

$$b_1 = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \left\{ r + \frac{r}{L} \exp[j(\phi + \Phi)] \right\} a_2 \quad (5)$$

이 된다.

선형 위상 변화량 ϕ 는 주파수의 함수이나 레이저 펄스의 선폭이 충분히 좁기 때문에 상수로 간주될 수 있으며, 따라서 반사율은 비선형 위상변화량에 의해 결정되어진다. 다시 말해서, $a_2(t)$ 의 크기가 펄스의 중심부와 양 날개쪽에서 다르기 때문에 a_1 과는 시간적으로 다른 분포를 갖는 모양으로 a_1 과 간섭해 b_1 을 생성한다. 반사 계수(reflection coefficient) Γ 는,

$$\Gamma = \frac{b_1}{a_1} = \frac{1 + \frac{r}{L} \exp[j(\phi + \Phi)]}{1 + \frac{1}{L} \exp[j(\phi + \Phi)]} \quad (7)$$

로 나타나는데, $L \ll 1$ 의 근사를 하면,

$$\Gamma \approx r + L(1-r^2) \exp[-j(\phi + \Phi)] \quad (8)$$

가 된다. 그리고 Φ 도 작다고 가정하면,

$$\Gamma \approx r + L(1-r^2) e^{-j\phi} (1-j\Phi) \quad (9)$$

이다. Φ 의 변화에 따라 Γ 의 변화가 가장 크게 되려면 $\phi = -\pi/2$ 일때 인데, 이때 Γ 의 표현은

$$|\Gamma| \approx r + L(1-r^2)\Phi \quad (10)$$

가 된다. 위 식은 펄스의 중심에서 반사율이 가장 크고 가장자리(edge)로 갈수록 반사율이 줄어들어 펄스 shortening이 일어나는 mechanism을 직관적으로 보여주고 있다.

이 출력경에서 전자기파의 가간섭적 합성(coherent addition)에 의한 펄스 shortening을 구체적으로 알아보기 위해서 외부 공진기로부터 레이저 출력경으로 입사하는 빛의 진폭모양이 시간에 대해 Gaussian 펄스 모양을 갖는 경우를 생각해 보자. 즉,

$$a_2(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0}\right) \quad (11)$$

의 가정을 하자, 이 펄스가 가운데 부분과 양 날개 부분에서 강도가 다르기 때문에 광섬유를 왕복하여 오는 동안 다른 위상 변화량을 가지게 되어, 이렇게 변한 모양이 식 (5)와 식 (6)에 따라서 반사되는 펄스 a_1 과 b_1 을 만들어 낸다.

한 예로서 $\phi = -\pi/2$, $\Phi_0 = \pi/2$, $r = 0.8$, $L = 0.3$, $\tau_0 = 1$ 의 가정을 하였을 때 이들 펄스들의 모양 변화를 그림 2⁽⁹⁾의

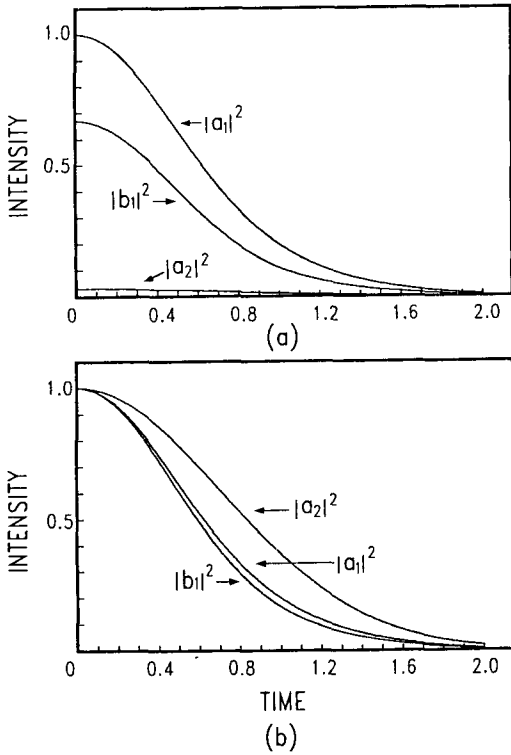


그림 2. The pulse shortening of APM.: $\phi = -\pi/2$, $\Phi_0 = \pi/2$, $r = 0.8$, $L = 0.3$, $\tau_0 = 1$, no dispersion; (a) a_1 normalized to unity peak amplitude; (b) all pulsed normalized to unity peak amplitude.

(a)에 나타내었다. 이 그림에서 b_1 에 외부 공진기의 진폭 a_2 가 가장섭적으로 더하여져서 b_1 의 중심부는 강도가 더욱 증가하고 가장자리쪽은 오히려 감소함을 볼 수 있다. 이들의 모양을 정규화(normalization)하여 다시 그린 그림이 그림 2의 (b)이다.

2. 광펄스의 압축 이론

일반적으로 광학 매질(optical medium)에 전기장이 가해지면 편극(polarization)이 유도된다. 매질에 가해진 전기장 E 가 점점 커지면 유기되는 편극이 비선형성을 갖게 되는데, 이러한 현상을 optical Kerr effect라고 한다. 투명한 유전물질에 전기장이 가해지면 그 물질내의 전자운(electron-charge cloud)들이 변형(distortion)하는데, 이는 물질내의 분자들이 가해진 전기장과 분자의 편극 방향이 같도록 재 정렬하기 때문이다. 전기장이 약할 때는 유전상수(또는 선형 굴절률)가 선형적이지만 전기장이 강해지게 되면, 물질에 유기되는 편극은 전기장에

대해 비선형적이 되어진다. 즉,

$$P = \chi_{(1)} \epsilon_0 E + \chi_{(2)} E^2 + \chi_{(3)} E^3 + \dots \quad (12)$$

이며 $\chi_{(1)}$ 은 선형 감수율(linear susceptibility)이고, $\chi_{(2)}$ 와 $\chi_{(3)}$ 은 2차, 3차 유전상수를 나타낸다. $\chi_{(2)}E^2$ 항은 2차 비선형성을 나타내는데 SHG는 이항 때문에 발생된다. 원자들이 centrosymmetric 정렬을 하는 물질은 $\chi_{(2)}E^2$ 항이 0인데 non-centrosymmetric 정렬을 하는 BaTiO₃, quartz, KDP, ADP, LiNbO₃에서는 0이 아니다. 3차 감수율까지만 편극 P 에 고려하여 전기 변위(total electric displacement) D 를 표현하면

$$D = \epsilon_0 E + \chi_{(1)} E + \chi_{(1)} \epsilon_0 E + \chi_{(3)} E^3 \\ = \epsilon_0 [1 + \chi_{(1)} + \epsilon_0^{-1} \chi_{(3)} E^2] E \quad (13)$$

이며, 유전상수 $\tilde{\epsilon}$ 는

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + \epsilon_2 E^2 \quad (14)$$

이다. 여기서 $\epsilon_1 = \epsilon_0 [1 + \sigma_{(1)}]$ 은 1차 유전상수이고, $\epsilon_2 E^2 = \sigma_{(3)} E^2$ 는 가해진 전기장 때문에 생성된 비선형성 유전상수이다.

굴절률은 n 은 $n = \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon_0}}$ 로 주어지므로

$$n = n_0 + n_2 E^2 \\ = n_0 + n_2 I \quad (15)$$

로 표현할 수 있다. 여기서 $n_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}}$, $n_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_0}}$ 이다.

유한한 Kerr 상수를 갖는 길이 L 의 유전 매질을 강도 $I(t)$ 가 충분히 커서 굴절률의 비선형 항을 고려해야 한다면 굴절률의 변화는 $\Delta n = n_2 I(t)$ 이며 굴절률의 변화에 의한 광파의 광로정 변화는 $\Delta n \cdot L$ 만큼 생기게 된다. 따라서 이 광파는 시간에 따라서 위상이 변하게 되는데, 위상변화는

$$\Delta\phi(t) = -\frac{2\pi\Delta n(t)L}{\lambda} \\ = -\frac{2\pi n_2 LI(t)}{\lambda} \quad (16)$$

로 주어진다.

이와같이 입사하는 광파의 강도에 따라 위상이 변하는 현상을 자기 위상변조(SPM)^[11-13]라고 한다. SPM은 광파의 강도에 따라 굴절률이 변하게 되는데, 이 때문에 광펄스가 광섬유를 전파해 나가는 동안 선폭이 넓어지는 주파수 chirping이 생성되어 진다. SPM에 의해 유기되는

chirping은 광펄스의 강도 포락선(envelope)의 시간 미분에 비례하게 되는데 n_2 가 양이면 시간에 따른 위상변화 $\Delta\omega(t)$ 는

$$\Delta\omega(t) = \frac{\partial\Delta\phi(t)}{\partial t} \propto \frac{\partial I(t)}{\partial t} < 0 \quad (17)$$

이므로 펄스의 전단부에서는 주파수가 낮아지며(적색편이) 후단부에서는 주파수가 증가하게(청색편이) 되어 주파수가 chirping된다(그림 3 참조).

이렇게 chirping된 펄스를 선형 분산 지연선(linearly dispersive delay line)을 사용하여 펄스의 후단부(청색편이 쪽)가 전단부(적색편이 쪽)보다 빨리 진행하게 하여 펄스를 압축시킨다. 가시광선이나 근적외선 영역($\lambda < 1.3 \mu\text{m}$)에서는 선형 분산 지연선으로 회절격자쌍이 광펄스 압축에 보통 많이 쓰이는데, 회절격자쌍의 역할은 광섬유를 지나는 동안 양으로 chirping된 광펄스에 비정상 군속도 분산(group-velocity dispersion: 이하 GVD)을 일으키는 것이다. 즉, 펄스에서 다른 진동수 성분(component)은 근소하게 다른 각으로 회절하게 되며, 회절격자쌍을 지나는 동안 펄스의 다른 진동수 성분은 다른 경로를 진행하게 되어 진동수 성분에 따라 각각 다른 시간지연(다른 광로정)을 경험하게 된다. 따라서 펄스의 청색편이 쪽이 적색편이 쪽보다 더 빨리 회절격자쌍을

지나게 된다. 그러므로 청색편이 쪽이 적색편이 쪽보다 더 빨리 회절격자쌍을 지나게 된다. 그러므로 청색편이 쪽인 펄스의 꼬리(trailing edge)가 적색편이 쪽인 펄스의 머리(leading edge)를 따라잡게 되어 펄스는 압축된다.

III. 실험 및 실험방법

그림 4는 APM Nd:YLF 레이저의 광펄스 압축을 위한 실험 장치도이다. 주 공진기는 이득 매질이 $\phi 2 \text{ mm} \times 79 \text{ mm}$ (평면/평면)인 Nd:YLF 봉, 전반사경(평면), 그리고 출력경($R=120 \text{ cm}$, 투과율 $T=12\%$)으로 구성된 Quantaronix사 model No. 4216 Nd:YLF 레이저이다. 발진 파장은 $1.053 \mu\text{m}$ 이고 왕복시간(round trip time)은 10 ns 이다.

APM을 얻기 위하여 주 공진기를 비선형 외부 공진기와 연결(coupling)하였다. 외부 공진기는 주 공진기의 출력경, 반사율이 0.78인 광분할기, 단일모드 편광 비보존(nonpolarization-preserving) 광섬유, 그리고 translation stage에 부착된 되반사용(retroreflecting) 거울 M으로 이루어져 있다.

외부 공진기의 비선형성은 core직경이 $6.7 \mu\text{m}$, cladding 직경이 $125 \mu\text{m}$, $\lambda=1.053 \mu\text{m}$ 에서의 분산이 $38 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$ 그리고 N.A가 0.11인 Newport사 model F-SY 단일모드 편광 비보존 광섬유(길이 710 mm)를 사용하여 유기시킨다. 외부 공진기의 편광기와 Faraday isolator는 광섬유에 레이저 빛을 launching시킬 때 광섬유의 표면이나 현미경 대물렌즈에서 레이저 빛이 반사되어 다시 주 공진기로 되돌아 가는 것을 방지하는 장치이다. 만일

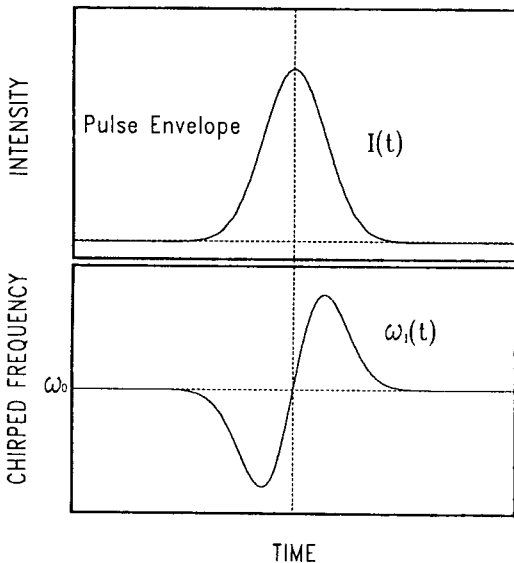


그림 3. The initial effect of intensity-dependent SPM is to lower the frequency on the leading edge and raise the frequency on the trailing edge of a pulse, thus producing a chirp.

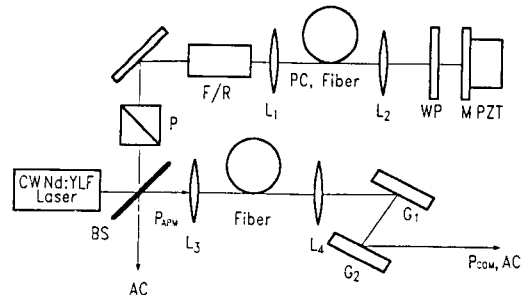


그림 4. Experimental setup for compressing the APM pulse generated from the cw Nd:YLF laser. BS, beam splitter; P, polarizer; PC, polarization controller; WP, $\lambda/4$ wave plate; M, mirror; PZT, piezoelectric transducer; L, microscope objective; G, grating; F/R, Faraday rotator; AC, autocorrelator.

주 공진기로 이러한 빛들이 되반사 되면 주 공진기의 출력이 매우 불안정하게 되어 spiking이나 relaxation oscillation이 일어나게 되며, 이로 인해 광섬유의 끝이 손상을 입기도 한다. 광섬유는 편광 제어기(polarization controller)^[14]에 잠겨져 있는데, 이는 광섬유에 stress를 가하여 줌으로써 광섬유를 통과한 레이저 빛의 편광을 조절하는 장치이다. 광섬유는 통과한 레이저 빛은 두번째 현미경 대물렌즈 $L_2(10\times)$ 에 의해 collimation되며 반사율이 높은 되반사용 거울 M에 의해 다시 광섬유로 launching되어 진다.

APM을 위해서는 주 공진기와 외부 공진기의 길이가 정확히 정수배로 일치(matching)되어야 한다. Translation stage위에 부착된 되반사용 거울 M을 움직여서 두 공진기의 길이가 근사적으로 일치되면, 불안정하지만 APM 펄스가 나타나기 시작한다. 두 공진기 길이가 정확히 일치되면 APM 펄스열이 안정되게 나타난다. 본 실험에서는 piezoelectric transducer(PZT)를 되반사용 거울에 부착시켜서 상대적인 공진기 길이를 파장 비율보다 더 정확히 일치시켜 안정된 APM 펄스를 얻었다.

APM 펄스의 출력 P_{APM} 이 충분히 크기 때문에 광섬유와 회절격자쌍을 이용한 광펄스 압축을 수행하면 훨씬 더 짧은(\sim 수백 fs), 고출력의 펄스를 얻을 수 있다. APM 펄스는 세번째 현미경 대물렌즈 $L_3(10\times)$ 에 의해 20 m의 단일모드 광섬유(APM에 사용한 것과 동일한 광섬유임)에 launching 시켰으며 광섬유를 통과하여 나온 레이저 펄스를 배율이 20 \times 인 현미경 대물렌즈 L_4 를 사용하여 collimation시켰다.

광섬유를 통과한 펄스는 펄스의 강도에 의존하여 주 파수가 chirping되는데 chirping된 펄스를 적절한 GVD를 일으키는 자연선으로 지나가게 하면 펄스가 압축되게 된다. 선형 분산 자연선으로 American Horographic사의 holographic 회절격자쌍(1700 lines/mm)을 사용하였다.

IV. 실험결과 및 토의

APM 펄스의 발생은 공진기내에 손실을 변조(modulation)하는 장치가 필요 없으며 이에 필요한 RF 발생기나 증폭기가 필요없기 때문에 소형의 극초단 펄스 발생기로 적당하다. 본 연구에서는 CW Nd:YLF 레이저에 비선형 외부 공진기를 연결하여 수 ps의 APM 펄스를 발생시킨 다음 이것을 광섬유의 회절격자쌍을 이용한 공펄스 압축에서 SPM을 유기시키기 위하여 비선형 매질로서 단일모드 광섬유를 사용하였는데, 단일모드 광섬유는 자기초점화(self-focusing)와 같은 복잡한 다른

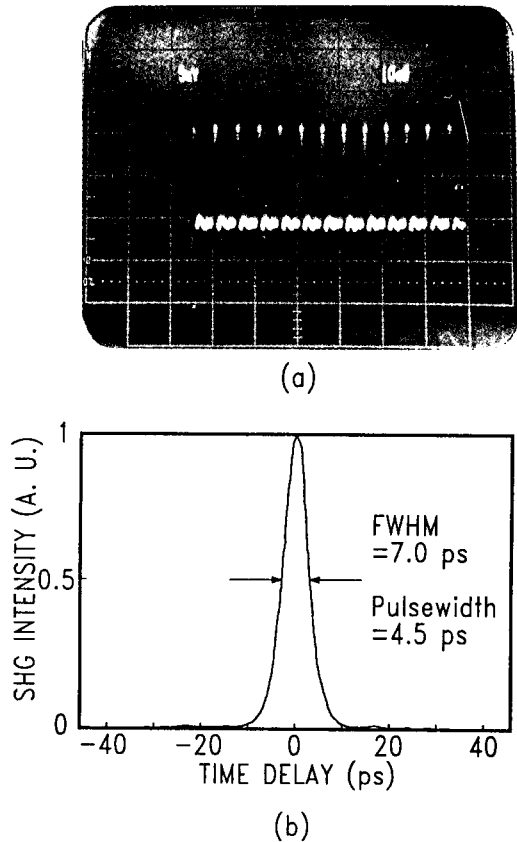


그림 5. (a) Photograph of the mode-locked pulse train when the main cavity and the external cavity are well matched (10 ns/division). (b) Autocorrelation trace of the APM Nd:YLF pulse train. The pulsewidth is measured to be 4.5-ps assuming sech^2 pulse shape.

비선형 현상들이 없이 SPM이 안정되고 반복적으로 일어나기 때문이다.

APM 펄스를 발생시키기 위해 외부 공진기에 비선형 매질로서 광섬유를 사용하였는데, 광섬유의 길이를 500~800 mm까지 변화시켜 보았으나 APM 펄스의 펄스폭은 크게 변하지 않아서 본 실험에서는 외부 공진기의 길이를 710 mm로 고정시켰다. 그림 5(a)는 주 공진기와 외부 공진기가 잘 일치되었을 때 얻어진 mode-locking된 펄스의 oscilloscope 사진이며, 그림 5(b)는 비공선1중 SHG에 의한 APM Nd:YLF 레이저 펄스의 무배경(background free) autocorrelation trace이다. 펄스 형(shape)을 sech^2 으로 가정하면 펄스폭이 4.5 psec임을 알 수 있다. 이때 평균 출력 P_{APM} 은 1.2 W인데 이는 2.7 kW의 peak power에 해당한다.

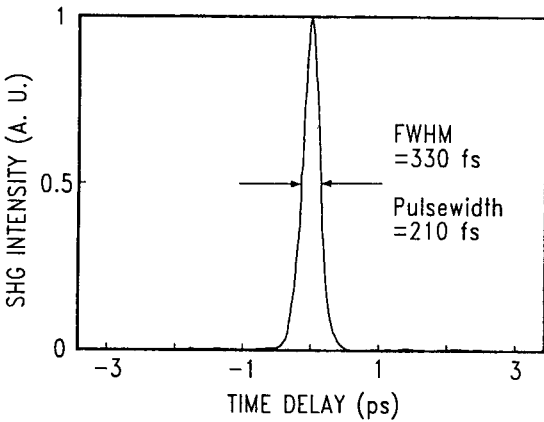


그림 6. Autocorrelation trace of the APM pulse compressed by an optical fiber and a grating pair. The pulsewidth is measured to be 210 fs assuming sech^2 pulse shape.

광펄스를 압축하는데 있어서 회절격자쌍 사이의 거리는 입력 펄스폭, 입력 펄스의 power와 함께 중요한 인자이다. 본 실험에서는 4.5 ps의 APM 펄스를 광섬유와 회절격자쌍을 이용하여 ~210 fs의 극초단 펄스로 압축하였다. 이때 광섬유의 길이는 20 m, 회절격자쌍의 간격은 8 cm로 결정하였는데, 이것은 Tomlinson^[15]이 비선형 Schrödinger 방정식을 수치해석한 결과를 이용하여 결정하였다. 그림 6은 회절격자쌍 사이의 거리가 8 cm, 광섬유의 길이가 20 m일때 압축된 APM 펄스의 무배경 autocorrelation trace이다. 펄스 형을 sech^2 으로 가정하면 펄스폭이 210 fs임을 알 수 있다. 이때 압축된 APM 펄스의 평균 출력 P_{COM} 은 360 mW이며, 이것은 17 kW의 peak power에 해당한다. 이것은 지금까지 Nd:YLF 레이저에서 얻은 가장 짧은 펄스라고 생각된다.

V. 결 론

극초단 레이저 펄스의 발생은 mode-locking에 의해 가능하게 되었다. Mode-locking에 의해 발생된 수십~수백 ps의 광펄스를 광섬유와 회절격자쌍을 통과시켜 펄스폭을 압축하는 방법은 수 ps에서 수 fs까지 안정되고 반복적인 극초단 펄스를 얻는데 매우 적합한 것으로 알려져 있다.

본 연구에서는 710 mm의 편광 비보존 단일모드 광섬유를 비선형 외부 공진기에 사용하여 펄스폭이 4.5 ps, 평균출력 1.2 W, peak power 2.7 W인 APM 펄스를 얻었으며, 비선형 외부 공진기를 주 공진기에 연결(coupling)

하여 얻은 4.5 ps의 APM 펄스를 광섬유와 회절 격자쌍을 이용하여 다시 압축하여 peak power가 17 kW인 210 fs의 극초단 펄스를 얻었다.

광펄스를 압축시키는데 있어서 중요한 것은 압축 인자와 압축된 펄스에 얼마나 많은 에너지가 포함되는가이다. 광펄스가 압축되고 나면 펄스의 양쪽옆에 wing이 생기는 데, 압축된 APM 펄스는 wing이 거의 없어서 대부분의 에너지가 main 펄스내에 존재하게 되어 고출력 레이저 system의 seed 펄스^[16]와 ultrafast spectroscopy의 light source로 이용될 수 있다. APM 펄스의 발생과 압축은 그 재현성과 안정화를 개선시키면 소형 고출력 레이저 개발의 좋은 근간이 될 것이라고 확신하는 바이다.

참 고 문 헌

- [1] G. T. Maker and A. I. Ferguson, Appl. Phys. Lett., **54**, 403 (1989).
- [2] G. T. Maker and A. I. Ferguson, Opt. Lett., **14**, 788 (1989).
- [3] H. A. Haus, J. Appl. Phys., **46**, 3049 (1975).
- [4] K. J. Blow and D. Wood, J. Opt. Soc. Am., **B5**, 629 (1988).
- [5] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus and E. P. Ippen, Opt. Lett., **14**, 48 (1989).
- [6] J. Goodberlet, J. Wang, J. G. Fujimoto and P. A. Schulz, Opt. Lett., **14**, 1125 (1989).
- [7] L. Y. Liu, J. M. Huxley, E. P. Ippen and H. A. Haus, Opt. Lett., **15**, 553 (1990).
- [8] G. P. A. Malcolm, P. F. Curley and A. I. Ferguson, Opt. Lett., **15**, 1303 (1990).
- [9] E. P. Ippen, H. A. Haus and L. Y. Liu, J. Opt. Soc. Am., **B6**, 1736 (1989).
- [10] Ch. Spielmann, F. Krausz, T. Brabec, E. Wintner and A. J. Schmidt, IEEE J. Quantum Electron., **QE-27**, 1207 (1991).
- [11] R. C. Miller, Phys. Lett. **26A**, 177 (1968).
- [12] D. Gischkowsky, Appl. Phys. Lett. **25**, 566 (1974).
- [13] C. H. Lin, T. K. Gustafson, IEEE J. Quantum Electron., **QE-8**, 429 (1972).
- [14] H. C. Lefevre, Electron. Lett., **16**, 778 (1980).
- [15] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen and C. V. Shank, J. Opt. Soc. Am., **B1**, 139 (1984).
- [16] Y. H. Chuang, D. D. Meyerhofer, S. Augst, H. Chen, J. Peatross, S. Uchida, J. Opt. Soc. Am., **B8**, 1226 (1991).

**Pulse Compression of an Additive-Pulse Mode-Locked CW Nd:YLF Laser
by Using an Optical Fiber and a Grating Pair**

Seung Joon Ahn, Kyeong Koo Chi, Young Min Jhon and Hong Jin Kong
Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejon 305-701, Korea

(Received: February 1, 1993)

Additive-pulse mode-locking (APM) was performed in a $1.053\ \mu\text{m}$ cw Nd:YLF laser by coupling a nonlinear external external cavity to the main cavity. The APM pulsewidth was 4.5 ps and the average output power was 1.5 W. This APM pulse was compressed by an optical fiber and a grating pair to be as short as 210 fs with a peak power of 17 kW.