

## Nonlinear Amplifying Loop Mirror를 사용하여 모우드 록킹된 Erbium 첨가 광섬유 레이저에서 발생하는 솔리톤 펄스\*

박희갑 · 임경아

전북대학교 물리학과

(1995년 2월 2일 받음)

광섬유 loop mirror를 사용하여 수동형 모우드 록킹된 '8'자 고리형 erbium 첨가 광섬유 레이저로부터 솔리톤 광펄스 출력을 얻었다. 광섬유 loop mirror는 loop내의 한쪽 끝에 erbium 첨가 광섬유를 포함하는 증폭형 loop mirror 형태로 구성되었으며 비선형 매질로서 길이 504m의 분산천이 광섬유가 사용되었다. 파장 1.48  $\mu\text{m}$ 의 반도체레이저로 펄핑하고 공진기내 편광조절기를 조절함으로써, 공진기 일주시간에 해당하는 기본주기로 반복되는 솔리톤 펄스군을 얻을 수 있었다. 솔리톤 펄스군은 중심파장 1574 nm, 파장폭 1.2 nm 로 나타났으며 기본주기내에서 임의 시간간격의 펄스패턴을 가지고 있었다. 자기상관계를 이용하여 2.4 ps의 펄스 폭을 측정하였는데 이는 이론에 의한 예측치와 거의 일치하는 값이다. 또한 펄스폭과 주파수 대역폭의 곱이 0.348로서 transform limit에 가까운 펄스임을 알 수 있었다.

### I. 서 론

오늘날의 광통신은 급격히 대용량화되고 있으며 또한 초장거리화하는 추세에 있어서 이에 걸맞는 새로운 전송기술이 요구되고 있다. 이러한 요구에 부응할 수 있는 차세대 광전송 기술의 하나로서 광 솔리톤(soliton) 전송 방식이 활발히 연구되고 있다.<sup>[1-3]</sup> 광 솔리톤 전송이란 분산(dispersion)에 의한 펄스의 퍼짐을 광섬유내 비선형 효과를 이용하여 상쇄시킴으로써 초단 광펄스를 펄스의 퍼짐 없이 초장거리 전송하는 방식이다.<sup>[1]</sup>

광 솔리톤 전송을 위해서는 궁극적으로 수 ps 또는 그 이하의 폭을 가지는 초단펄스 광원이 필요하다. 또한 전송용 광섬유와의 결합이 용이해야 한다. 이러한 관점에서 광섬유 레이저는 미래의 광통신용 초단펄스 광원으로서 유망한 장점을 가지고 있다. 레이저 공진기를 이루는 광섬유내에 펄스의 생성과 압축에 필요한 요소들, 즉 이득, 분산, 비선형성 등의 요소를 모두 가지고 있기 때문이다.

광섬유 레이저로부터 초단펄스를 얻는 방법은 주로 모우드 록킹에 의해 공진기 광섬유내에서 솔리톤 펄스가

형성되는 것을 이용한다. Mollenauer 등은 레이저 공진기내에 광섬유를 두어 이 광섬유 내에서의 솔리톤 효과를 이용하여 펄스를 압축하는 '솔리톤 레이저'를 제안하였다.<sup>[4]</sup> 또한 Kafka 등이 erbium 첨가 광섬유 레이저를  $\text{LiNbO}_3$  변조기를 이용하여 모우드 록킹시켜 광섬유 공진기내에서 솔리톤 펄스가 형성됨을 관찰하였다.<sup>[5]</sup>

이어서 광섬유를 이용한 nonlinear amplifying loop mirror (NALM) 방식이 제안되어<sup>[6]</sup> all-fiber의 형태로 수동형 모우드 록킹(passive mode locking)된 광섬유 레이저의 구성이 가능해졌다.<sup>[7,8]</sup> Nonlinear amplifying loop mirror는 비선형 loop mirror<sup>[9]</sup>의 일종으로서, 광섬유로 이루어진 Sagnac loop내의 한쪽 끝에 비대칭적으로 광증폭기를 두어 loop를 서로 반대방향으로 도는 두 빛간에 강도차이가 있도록 함으로써 비선형적 위상차가 생기도록 한 것이다. 따라서 NALM은 포화흡수체(saturable absorber)와 마찬가지로 투과율이 입사광의 강도에 따라 변화하는 비선형적인 특성을 가지므로 레이저의 수동형 모우드 록킹에 이용할 수 있다. 한편 솔리톤 펄스는 펄스 envelope 전체가 같은 위상으로 진행하므로 NALM에 입사하는 솔리톤 펄스의 power가 NALM의 스위칭 power와 같은 경우에 펄스 envelope 전체가 전혀 에너지의 손실이나 파형 변화없이 NALM을 투과할 수 있다.<sup>[7]</sup> 따라서 이러한 방식으로 모우드 록

\*본 연구는 1994년도 한국과학재단 광전자연구센터 연구비 지원에 의한 연구결과임(과제번호 94-04-01-1).

킹된 광섬유 레이저는 매우 짧은 폭의 솔리톤 펄스 광 원으로서 관심을 모으고 있다.

본 논문에서는 erbium 첨가 광섬유가 포함된 NALM을 이용하여 '8'자 고리형 공진기를 구성하고 이를 모드 록킹시켜 솔리톤 펄스 발생 실험을 행한 결과를 보고 하고자 한다. NALM 내의 비선형 매질로서 비교적 긴 길이의 분산천이 광섬유(dispersion-shifted fiber,  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ )를 사용하여 레이저 발진과장에서 분산이 작도 록 함으로써 반도체 레이저를 이용한 낮은 펄스 power에서도 솔리톤 펄스 생성이 가능하도록 하였다. 발생된 솔리톤 펄스에 대하여 펄스폭과 스펙트럼을 측정 하였으며 이론에 의한 예측치와 비교해 보았다.

## II. Nonlinear Amplifying Loop Mirror (NALM)의 투과특성

본 논문에서 레이저 구성의 핵심부분인 NALM의 개념도를 그림 1에 나타내었다. Loop내에는 비선형적 위상차를 유도하기 위한 loop 광섬유(길이: L)와 함께 loop의 한쪽 끝에 광증폭기(이득: G)가 포함되어 있다.

NALM의 입력단으로 빛이 입사하면 50:50의 광 power 결합비를 갖는 방향성 결합기(directional coupler)에서 나뉘어진다. 나뉘진 두 빛은 각기 반대방향으로 loop를 일주한 후 방향성 결합기에서 다시 합쳐지며, 출력단에서 두 빛간의 위상차에 따라 간섭에 의해 투과율이 변화하게 된다. 그런데 그림 1에서 loop를 시계방향으로 도는 빛은 먼저 광증폭기에서 증폭된 후 높은 강도로 loop 광섬유를 지나게 되며, 반시계 방향으로 도는 빛은 일주를 거의 완료한 후 비로소 증폭된다. 즉, loop 광섬유를 따라 진행하는 빛의 강도가 양방향간에 서로 다르며, 따라서 빛의 강도에 따른 비선형적 위상변화가 서로 다른 크기로 유도된다. 본 논문에서 NALM에 입사되는 빛은 짧은 폭의 펄스 이므로 자기위상변조(self-phase modulation)만을 고려하고 반대방향의 빛에 의한 상호위상변조(cross-phase modulation)효과는 무시한다.

일반적으로 빛의 강도에 따른 굴절율 변화량  $\delta n$ 은

$$\delta n = n_2 \frac{P}{A_{eff}} \quad (1)$$

로 주어진다. 여기서  $n_2$ 는 비선형(Kerr) 계수이며  $P$ 는 진행광 power,  $A_{eff}$ 는 유효 코어면적이다. 그림 1과 같이 입사광 power  $P_{in}$ 이 NALM에 입사하여 50:50 방향성 결합기에서 나뉘어지고, 시계방향과 반시계방향으로 loop를 돈 후의 비선형적 위상변화량을 각각  $\delta\phi_{cw}$ ,  $\delta\phi_{ccw}$ 라

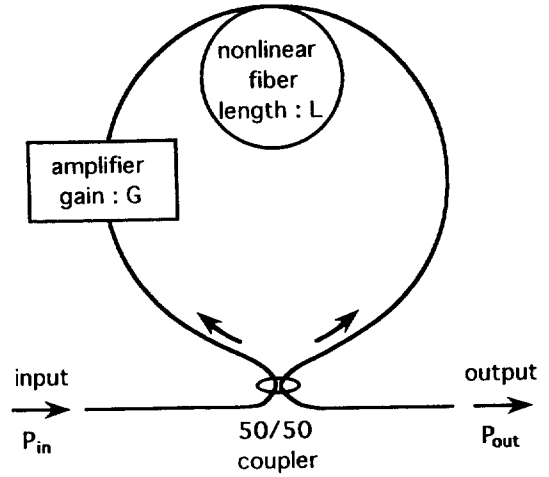


그림 1. 광섬유로 이루어진 nonlinear amplifying loop mirror의 개념도.

할 때,

$$\delta\phi_{cw} = \frac{\pi}{\lambda} n_2 \frac{GP_{in}}{A_{eff}} L \quad (2)$$

$$\delta\phi_{ccw} = \frac{\pi}{\lambda} n_2 \frac{GP_{in}}{A_{eff}} L \quad (3)$$

이 된다. 위의 식에서  $\lambda$ 는 진공 중에서의 빛의 파장이 다.

(2)식과 (3)식으로부터 loop를 돈 후에 두 빛간의 비선형적 위상차  $\Delta\phi_{NL}$ 은

$$\Delta\phi_{NL} = \delta\phi_{cw} - \delta\phi_{ccw} = \frac{\pi}{\lambda} n_2 \frac{P_{in}}{A_{eff}} (G-1)L \quad (4)$$

이 된다. 그런데, 방향성 결합기에서 한번 coupling이 이루어질때 마다  $\frac{\pi}{2}$ 씩의 위상변화가 있으므로 NALM의 출력단에서 두 빛이 만나 보강간섭하기 위한 조건은 (4)식으로 주어지는 비선형적 위상차가  $\pi$ 인 경우이다. 따라서 투과율이 100%가 되는 입사광 power, 즉 스위칭 power  $P_s$ 는  $\Delta\phi_{NL} = \pi$ 로부터

$$P_s = \frac{\lambda A_{eff}}{n_2 L (G-1)} \quad (5)$$

가 된다.

한편, 최저차인 1차 솔리톤(fundamental soliton)의 경우에 솔리톤 펄스의 peak power  $P_1$ 은

$$P_1 = \frac{0.776\lambda^3}{\pi^2 c n_2} \frac{|D| A_{eff}}{\tau^2} \quad (6)$$

으로 주어진다.<sup>[4]</sup> 여기서  $c$ 는 진공 중에서의 빛의 속도,  $D$ 는 광섬유의 분산,  $\tau$ 는 펄스폭을 나타낸다. 솔리톤 펄스는 펄스 envelope 전체가 같은 위상으로 진행하므로 NALM에 입사하는 솔리톤 펄스의 peak power가 (5)식으로 주어지는 NALM의 스위칭 power  $P_s$ 와 같은 경우에 펄스 envelope 전체가 전혀 에너지의 손실이나 파형변화없이 NALM을 통과할 수 있다.<sup>[7]</sup> 즉, NALM의 통과 광이 레이저 발진에 기여하도록 고리형으로 공진기를 구성하는 경우에  $P_1 = P_s$ 를 만족하는 솔리톤 펄스는 공진기를 손실없이 지속적으로 순환하며 발진할 수 있다. 이 경우에 솔리톤 펄스의 폭과 다른 변수들 간에는 (5)식과 (6)식으로 부터

$$\tau^2 = \frac{0.776\lambda^2}{\pi^2 c} |D| L(G-1) \quad (7)$$

의 관계식을 얻는다. (7)식에서 비선형 loop 광섬유의 분산이 작고 길이가 짧을수록 짧은 펄스를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 그러나 길이가 짧을수록 (5)식에서 볼 수 있듯이 스위칭 power는 증가하게 된다.

### III. 실험 및 결과

광섬유 레이저와 실험장치의 구성도를 그림 2에 나타내었다.

그림 2에서 '8'자 모양의 윗부분의 loop는 NALM이며, 아랫부분은 광 isolator를 포함하는 단방향성 loop로 되어 있어 전체적으로 고리형 공진기를 이루고 있다. NALM의 한쪽 끝에는 레이저의 이득매질로서 길이 37.7 m의 erbium 첨가 광섬유가 있으며 1.48  $\mu\text{m}$  파장의 반도체 레이저로 WDM(wavelength division multiplexer)을 통하여 펌핑된다. 사용된 erbium 첨가 광섬유는 erbium 첨가 밀도가 약 300 ppm, LP<sub>11</sub> 모우드의 차단파장이 1.0  $\mu\text{m}$ , 코어-클래딩간 굴절률차는  $n=0.023$ 이다. NALM 내의 비선형 매질로서 길이 504 m, 영분산 파장이 1.55  $\mu\text{m}$ 인 분산천이 광섬유가 사용되었으며, NALM과 단방향성 loop는 50:50의 결합비를 갖는 광섬유 방향성 결합기로 연결되어 있다. 공진기 전체의 길이는 약 580 m이며, 공진기 전체의 손실은 loop mirror의 투과율이 최대일 경우에 약 10 dB 수준이다. NALM과 단방향성 loop내에는 각각 편광조절기를 두어 공진기내의 복굴절 상태를 조절할 수 있도록 하였다. 광섬유 레이저의 출력은 단방향성 loop에서 50:50 방향성 결합기를 사용하여 뽑아

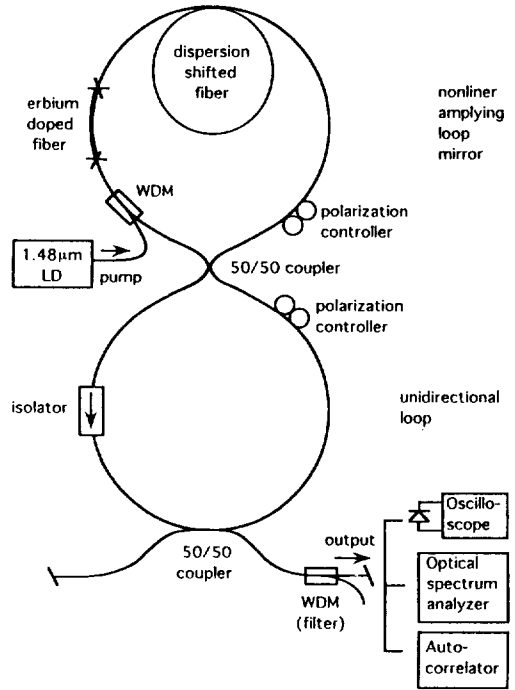


그림 2. 광섬유 레이저 및 실험장치의 구성도

내었으며 InGaAs-PIN photodiode로 검출하여 오실로스코프로 펄스 패턴을 관찰하고 광스펙트럼 분석기(optical spectrum analyzer)로써 파장특성을 측정하였다.

또한 당 연구실내에서 제작된 자기상관계(auto-correlator)를 이용하여 출력 펄스의 폭을 측정하였는데 자기상관계는 그림 3과 같이 구성되었다. 그림 3에서 광섬유 레이저로부터의 출력펄스가 GRIN 렌즈에 의해 평행광으로 만들어지고 빔 분할기에서 둘로 나뉘어진다. 나뉘어진 펄스는 각각 고정거울과 이동거울에 의해 반사된 후 LiIO<sub>3</sub> 결정내로 집속된다. LiIO<sub>3</sub> 결정은 제2차 고조파 발생(second harmonic generation) 용으로서 1.56  $\mu\text{m}$  파장대에서 1종 위상정합되도록 절단된 것이다. 빔 분할기에서 분할된 두 펄스가 집속되어 LiIO<sub>3</sub> 결정내에서 시공간적으로 중첩될 때 두 빔이 이루는 각의 중앙방향으로 제2차 고조파 광이 발생하는데 이를 광증배관(photo-multiplier tube)으로 검출하였다. 신호대 잡음비를 높이기 위해 협대역 투과필터(중심파장 0.78  $\mu\text{m}$ )를 광증배관 입구에 두었으며 lock-in amplifier를 사용하였다. 이동거울을 움직여 두 펄스간의 지연 시간을 변화시키며 제2차 고조파 발생출력을 지연시간의 함수로 측정함으로써 자기상관곡선을 구할 수 있다. 이 자기상관계는 평균출력 1 mW이하, 그리고 1 ps 이하의 짧은 펄스폭에

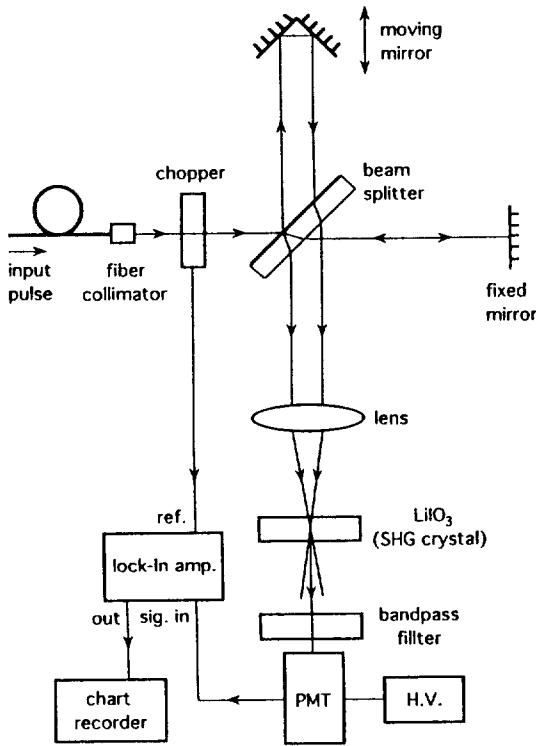


그림 3. 제작된 자기상관계(autocorrelator)의 구성도 (PMT: photo-multiplier tube, HV: high voltage)

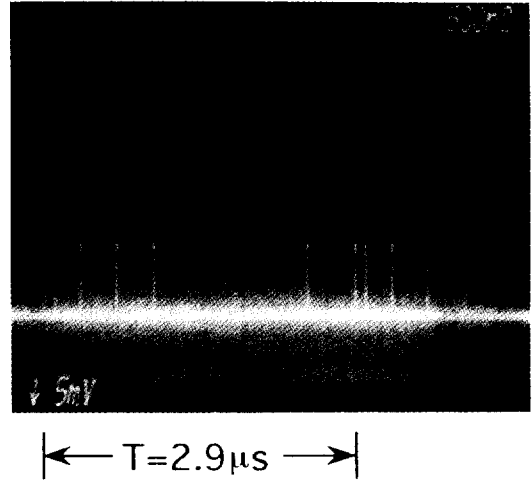


그림 4. 솔리톤 펄스출력 패턴

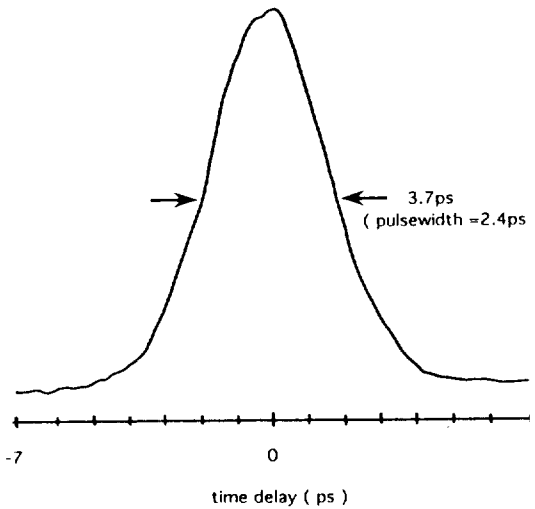
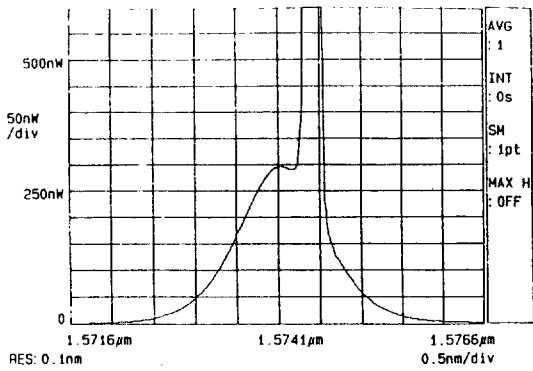


그림 5. 솔리톤 펄스에 대한 자기상관곡선 (자기상관곡선의 폭은 3.7ps이나 펄스파형을  $\text{sech}^2$  함수꼴로 가정하여 환산된 실제 펄스폭(FWHM)은 2.4ps 임.)

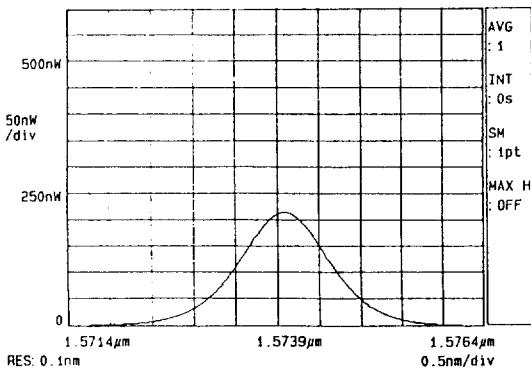
대해서도 측정이 가능하도록 설계되었다.

광섬유 레이저를 연속발진의 문턱치보다 충분히 크게 펌핑해 주고 공진기내 두개의 편광조절기를 조절하면서 오실로스코프로 레이저의 출력을 관찰하였다. 편광조절기의 조절상태에 따라서 공진기 순환주기와 같은 주기로 모우드 록킹된 'square' 펄스가 나타나기도 하고 경우에 따라서는 무수한 펄스가 밀집한 펄스군의 형태가 나타나기도 한다. 이러한 밀집 펄스군은 noise spike와 비슷하게 보이나 펄스패턴이 공진기 순환주기와 같은 일정한 주기로 반복되는 솔리톤 펄스군으로서 오실로스코프의 화면상에 정지되어 나타난다. 솔리톤 펄스의 수가 너무 많아 상태 파악이 되지 않으므로 이를 분간하기 위하여 이러한 상태에서 펌프 power를 감소시켜 가면 펄스의 수가 점차 감소하여 펄스들을 분간할 수 있는 상태가 된다. 펌프 power를 더욱 감소시키면 펄스패턴의 반복주기와 개개의 펄스의 높이는 그대로 유지한 채 한 주기내의 펄스의 수가 계속 감소하는데 문턱치 펌프 power ( $P_{pump} \cong 6 \text{ mW}$ ) 부근에서 그림 4와 같은 펄스패턴을 얻었다.

그림 4의 사진에서 펄스패턴이 약  $2.9 \mu\text{s}$ 를 기본주기로 반복되고 있으며 이 기본주기내에서 펄스들이 임의의 시간간격을 가지고 있음을 볼 수 있다. 펄스패턴의 주기  $2.9 \mu\text{s}$ 는 이 레이저 공진기의 일주시간과 일치한다. 따라서 그림 4의 상태는 레이저 공진기내에 6개의 펄스가 임의의 간격을 가지고 순환하고 있는 상태를 알 수 있다. 펌프 power를 더욱 미소 감소시키면 단 한 개의 펄스만이 기본 주기로 공진기를 순환하는 것을 관찰할 수



(a)



(b)

그림 6. 솔리톤 펄스 출력에 대한 광 스펙트럼 (a) 연속발진 성분이 포함된 경우 (b) 연속발진 성분이 제거된 경우

있었다.

한편 광검출기와 오실로스코프를 포함한 전체 측정계의 반응시간이 약 2 ns 정도로서 펄스폭(그림 5 측정결과에서 2.4 ps)에 비해 매우 긴 까닭에 오실로스코프의 화면상에 나타나는 펄스 높이가 순간 power가 아닌 펄스 에너지를 대변하는 것으로 이해할 수 있다. 펄스 power가 감소하더라도 펄스의 수만 감소하고 펄스당 에너지가 그대로 유지되는 것은 펄스의 에너지가 모두 같고 양자화(quantization) 되어 있음을 보여주고 있는 것이다. 이와 같이 양자화된 펄스에너지와 준주기적(quasi-periodic)인 펄스패턴은 광섬유 loop로 이루어진 레이저에서 발생되는 솔리톤 펄스의 전형적인 형태로 알려져 있다.<sup>[9]</sup>

그림 5는 솔리톤 펄스에 대해 측정된 자기상관곡선인데 시간지연폭이 약 3.7 ps로 나타나 있다. 최저차 솔리톤 펄스 envelope 파형의 이상적인 형태는  $\text{sech}^2$  형

수꼴이므로 이러한 함수꼴을 가정하여 실제의 펄스폭(FWHM)으로 환산해보면 약 2.4 ps가 된다.

그림 6은 솔리톤 펄스의 스펙트럼을 광 스펙트럼 분석기로 측정한 결과이다. 솔리톤 펄스가 안정된 상태에서는 그림 6(a)와 같은 스펙트럼을 얻었다. 그러나 이 경우는 솔리톤 펄스 외에 약간의 연속발진(CW) 성분이 포함된 상태인데, 이 상태에서 펌프 power를 약간 줄이면 연속발진 성분을 제거하고 순수한 펄스성분만이 존재하도록 할 수 있으며 이 경우의 스펙트럼은 그림 6(b)와 같다. 그러나 (b)의 상태에서는 펄스패턴이 불안정하여 오래 지속되지 못하고 곧 펄스의 수가 약간 감소하면서 없어진 펄스에너지의 일부가 연속발진성분으로 바뀌어 (a)와 유사한 형태의 스펙트럼으로 변화하고 다시 안정됨을 관찰할 수 있었다. 즉, 순수한 솔리톤 펄스 성분에 대한 스펙트럼은 그림 6(b)에서와 같이 중심파장 1574 nm이고 선폭이 1.2 nm이며, 이와 함께 연속발진 성분이 그림 6(a)에서 볼 수 있는 바와 같이 솔리톤 중심파장에서 다소 벗어난 위치에 있음을 알 수 있다.

한편 펄스폭의 측정치를 (7)식으로 주어지는 이론치와 비교해 보기 위하여 (7)식에  $\lambda = 1574 \text{ nm}$ ,  $|D| \cong 2 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$ ,  $L = 0.504 \text{ km}$ 를 대입하고, 이득은 공진기 손실과 같은 크기에 고정되므로  $G = 10$ 을 대입한 후 펄스폭을 계산해 보면  $\tau = 2.42 \text{ ps}$ 이 되는데 이는 측정치와 잘 일치하는 값이다. 이러한 펄스폭을 가지는 1차 솔리톤 펄스의 peak power는 (6)식에  $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , 그리고 유효 코어 반경을  $3.5 \mu\text{m}$ 로 취하여  $A_{\text{eff}} = 38.5 \text{ m}^2$ 를 대입하면  $P_1 = 0.43 \text{ W}$ 로 계산된다.

최저차인 솔리톤 펄스의 경우에  $\text{sech}^2$  함수꼴의 envelope 파형을 가지는데 이상적인 경우에 transform limit에서 펄스폭과 주파수 대역폭의 곱은 0.315이다. 본 논문의 실험의 경우에 측정된 파장선폭(1.2 nm)을 주파수 대역폭으로 환산하면 145 GHz인데, 펄스폭 측정치(2.4 ps)와 주파수 대역폭 측정치(145 GHz)의 곱은 0.348이 된다. 따라서 본 실험에서 발생된 솔리톤 펄스는 transform limit에 근접하는 펄스임을 알 수 있다.

#### IV. 결 론

광섬유로 이루어진 nonlinear amplifying loop mirror를 사용하여 수동형 모우드 록킹된 erbium 첨가 광섬유로부터 솔리톤 펄스를 발생시켰다. 발생된 솔리톤 펄스는 레이저 공진기의 일주시간에 해당하는 모우드 록킹의 기본주기에 내에서 임의의 시간간격을 갖는 펄스군의 형태로 관찰되었다. 자기상관계를 이용한 측정

으로부터 2.4 ps의 펄스폭을 얻었는데, 이는 이론에 의한 예측치와 거의 일치하는 결과이다. 또한 1.2 nm의 파장 선폭이 측정되었는데, 측정된 펄스폭과 주파수 대역폭의 곱이 0.348로서 이 솔리톤 펄스는 transform limit에 가까운 상태임을 알 수 있었다.

솔리톤 펄스의 폭을 더욱 줄이려면 loop mirror내의 비선형 광섬유의 길이를 줄이거나 분산이 더욱 작은 파장 영역에서 발진시켜야 한다. 그러나 비선형 광섬유의 길이를 줄이는 경우에, loop mirror의 switching에 필요한 비선형적 위상차를 유도하기 위해서는 큰 power가 필요하며 이를 위해서는 충분한 펌핑이 이루어져야 한다. 따라서 공진기내에 적당한 투과 대역폭을 갖는 가변파장필터를 사용하여 광섬유의 영분산 파장 부근에서 동작시키면 반도체 레이저의 작은 펌프 power로도 더욱 짧은 솔리톤 펄스를 얻을 수 있을 것으로 생각된다.

참 고 문 헌

[1] N. J. Doran and K. J. Blow, IEEE J. Quantum

Electron. **19**, 1883 (1983).  
 [2] L. F. Mollenauer, E. Lichtman, M. J. Neubelt, and G. T. Harvey, Electron. Lett. **29**, 910(1993).  
 [3] M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yomada, H. Kubota, Y. Kimura, and T. Takayama, Electron. Lett. **29**, 729(1993).  
 [4] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, Opt. Lett. **9**, 13(1984).  
 [5] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, Opt. Lett. **14**, 1269(1989).  
 [6] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, Opt. Lett. **15**, 752(1990).  
 [7] I. N. Duling, III, Electron. Lett. **27**, 544(1991).  
 [8] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, M. W. Phillips and V. J. Matsas, Electron. Lett. **27**, 731(1991).  
 [9] N. J. Doran and D. Wood, Opt. Lett. **13**, 56(1988).  
 [10] A. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, Electron. Lett. **28**, 67(1992).

**Soliton Pulse Generation with Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser Using Nonlinear Amplifying Loop Mirror**

Hee Gap Park and Kyoung Ah Lim

Department of Physics, Chonbuk National University, Chonju, 560-756 Korea

(Received: February 2, 1995)

Soliton pulse outputs are generated with figure '8' type erbium-doped fiber laser mode-locked by using a fiber loop mirror. The fiber loop mirror consists of an erbium-doped fiber amplifier at the one end of the loop, and 504 m-long dispersion-shifted fiber as a nonlinear medium. By pumping with a 1.48  $\mu\text{m}$  wavelength laser diode and adjusting the polarization controllers inside the loop, soliton pulses are generated with 1574 nm center wavelength and 1.2 nm linewidth. The soliton pulses are found randomly spaced within the fundamental period corresponding to cavity round trip time. The autocorrelation trace shows that the pulse width is 2.4 ps, which is in good agreement with the theoretical prediction. The pulsewidth-bandwidth product is found to be 0.348 which means that the pulses are nearly transform-limited.