

광섬유와 회절격자를 이용한 1.319 μm 파장 광펄스의 압축

이재승 · 박희갑 · 심창섭

한국전자통신연구소

(1990년 10월 23일 받음)

광섬유에서의 자기위상변조 효과와 회절격자의 지연선 특성을 이용하여 Nd:YAG 레이저에서 얻은 1.319 μm 파장의 모드록킹된 반치폭 약 80 ps의 고출력 펄스를 2.1 ps까지 압축하였다.

I. 서 론

수피코-초($10^{-12}s=ps$) 혹은 그 이하의 짧은 광펄스의 구현은 그만큼 빠른 여러가지 자연현상들, 이를테면, 광자, 전자 및 분자들의 순간적인 운동을 이해하고 응용하는데 꼭 필요한 기술이며, 물리학, 화학 및 생물학 분야의 기본현상 연구에 이용된다^[1]. 이러한 극초단 광펄스는 주로 보다 긴 광펄스를 시간상으로 압축하여 얻으며, 따라서 펄스의 전체 에너지는 작아도 빛의 세기가 매우 크게 (~Tera Watt) 될 수 있는데, 이는 물질내의 매우 빠른 비선형 현상들을 측정시료를 가열 혹은 파괴함이 없이 측정 또는 이용할 수 있게 해준다.

극초단 광펄스의 구현 방법중 모드록킹(mode locking)된 레이저에서 나오는 수십 또는 수ps대의 광펄스를 광섬유와 회절격자를 통과시켜 펄스폭을 줄이는 방법은 수ps에서 수펨토-초($10^{-15}s=fs$)까지의 안정된 그리고 반복적인 초단 광펄스를 얻는데 매우 적합한 방법으로 알려져 있다.^[2,4] 본 논문에서는 Nd:YAG 레이저에서 얻은 1.319 μm 파장의 모드록킹된 반치폭(full width at half intensity maximum) 약 80 ps의 고출력 광펄스를 광섬유(dispersion shifted)와 한 쌍의 회절격자를 이용하여 2.1 ps까지 압축하였다. 참고로 이와 같은 실험은 국외에서 행하여진 바가 있고 1.4 ps까지의 압축결과가 발표되었으나^[5,6] 국내에서는 아직 보고된 바가 없다. 사용된 파장은 통신용 일반 광섬유의 zero dispersion 영역에 해당하며 이 영역에서 고출력 초단펄스의 광섬유 전파특성^[7] 및 InGaAsP, Ge 등으로 제작된 광소자들의 광학적 특성을 연구하기에 적합하다.

II. 기본원리

고출력 광펄스가 광섬유를 전파시 광학적 Kerr효과에 의해 광섬유의 굴절률이 다음과 같이 변화하게 된다.

$$n = n_0 + n_2 I \tag{1}$$

여기서 굴절률의 선형 성분인 n_0 는 공간 및 파장의 함수이며 광섬유의 손실을 나타내는 허수성분을 포함한다. I 는 빛의 세기(intensity)이며 비선형계수 n_2 는 선형 편광된 빛의 경우 $3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ 이다. 실제로는 빛의 편광이 광섬유를 진행하며 뒤섞이므로 그 값에 5/6을 곱해주어야 한다.^[8]

광펄스의 파장이 광섬유의 정상분산(normal dispersion) 영역에 해당될 경우, 즉 긴 파장의 군속도(group velocity)가 짧은 파장의 군속도보다 빠른 경우, 식(1)의 굴절률을 갖는 광섬유를 펄스가 전파시 그 전계의 정규화된 진폭 $q=q(\xi, \tau)$ 의 변화는 다음과 같이 손실이 포함된 비선형 Schrodinger 방정식

$$iq_\xi + i\Gamma q - q_{\tau\tau} + |q|^2 q = 0 \tag{2}$$

으로 기술할 수 있다.^[9] 여기서 ξ 좌표는 펄스의 전파 거리에 비례하는 양이며 τ 는 시간에 대한 좌표로서 펄스의 중심에서 항상 영이된다. Γ 는 광섬유의 손실 계수에 비례하는 양이다. 식 (2)의 첫째 항은 펄스가 진행하며 변화하는 것을 나타내며 나머지 세 항들의 그 변화의 원인을 의미한다. 순서대로 세 항들은 살펴보면, 손실에 의한 진폭 감소, 광섬유의 분산특성에 의한 펄스폭의 확장, 광학적 Kerr 효과에 의한 자기위상변조(self-phase

modulation) 효과^[8]를 각각 나타낸다.

그림 1에 보였듯이 시간을 고정하였을 때 광섬유에 입력되는 모드록킹된 광펄스는 펄스 앞부분에서 펄스 뒷부분에 걸쳐 위상이 선형적으로 변화한다. 광섬유를 이러한 고출력 광펄스가 통과시, 펄스 중심부로 갈수록 굴절률이 커지며 위상변화의 폭도 커지게 된다. 따라서 펄스 앞 부분에서 중심까지의 위상변화 속도는 느려지고(빛의 파장이 길어지고), 반대로 펄스 중심부에서 뒷부분까지의 위상 변화 속도는 빨라지는(빛의 파장이 짧아지는) 자기위상변조 효과가 발생한다. 참고로 식 (2)에서 손실항과 분산항들을 무시하고 자기위상변조 효과만을 고려하면

$$q(\xi, \tau) = q(0, \tau) \exp(i |q(0, \tau)|^2 \xi) \quad (3)$$

인 해를 얻는데 펄스의 위상이 펄스의 전파거리와 세기(intensity)를 곱한 양에 비례하여 증가함을 알 수 있다. 이 경우 펄스의 세기는 전파 거리에 무관하게 되는데 이는 손실과 분산이 무시된 결과이다. 이러한 자기위상변조 효과는 펄스를 압축시키기 위해 필수적으로 요구되는 넓은 스펙트럼 폭을 얻는데 이용된다. 광섬유의 분산특성이 정상분산일 경우, 자기위상변조 효과에 의해 생긴 새로운 파장성분들은 펄스의 앞부분에서 뒷부분까지 파장의 길이가 짧아지는 순으로 위치의 교환 없이 차례로 분포하게 되며, 펄스의 폭도 광섬유의 분산특성에 의해 늘어나게 된다. 이와 같은 자기위상변조 효과는 펄스가 광섬유를 따라 전파하며 누적되어서, 광펄스의 에너지가 클수록 또한 광섬유의 길이가 길수록 펄스내에 새로운 파장성분들이 많이 발생하게 된다. 단일모드 광섬유의

단면방향 빛의 분포는 광섬유를 도파하는 모드의 모양으로 안정하게 유지되므로, 도파모드가 많거나 아니면 도파구조가 없는 경우에 발생하기 쉬운 단면방향의 instability나 self focusing 등의 영향을 받지 않는다. 또한 광섬유의 분산특성에 의해, 광섬유의 길이가 충분히 길 경우, 펄스 내에는 거의 선형적 파장분포가 이루어 지므로 선형 지연선(delay line) 특성을 지닌 경로를 통과 시켜서 펄스의 앞부분과 뒷부분이 한지점에서 겹치도록 만들면 매우 깨끗하게 압축된 펄스를 얻을 수 있다. 그러나 광섬유의 길이가 너무 길면 광섬유의 손실문제가 중요해지며 출력 펄스의 폭이 매우 커진다. 이 때문에 펄스 내의 빛의 세기가 전반적으로 낮아져서 자기 위상변조 효과에 의한 새로운 파장성분들의 생성이 둔화되며, 또한 펄스를 압축시키기 위해 요구되는 지연시간이 너무 커지는 단점이 있다. 선형에 가까운 지연선 특성을 갖는 구조로는 보통 두개의 서로 마주보고 있는 반사형 회절격자가 사용되는데, 입사된 빛의 파장이 짧을수록 회절되는 각도가 작고 통과시간이 빨라, 펄스 뒷부분이 펄스 앞부분과 겹치게 되며 결과적으로 펄스폭이 줄어 들게 된다.^[10]

III. 실험장치

실험장치의 구성도는 그림 2와 같다. 사용된 Nd:YAG 레이저는 Quantronix model 116으로 100 MHz 반복율의 모드록킹된 1.319 μm 파장의 가우시안(Gaussian) 펄스들을 850 mW 평균출력(average power)으로 발생한다. 광섬유는 실험과장영역에서 단일모드이며 정상분산 특성을 갖는 dispersion-shifted fiber를 사용하였다. 이 광섬유의 zero dispersion 파장은 1.544 μm 근방이며, 모드필드직경(mode field diameter)은 약 7 μm, 손실은 0.38 dB/km이다. 광섬유의 색분산 계수는 20 ps/nm km, ^[11] 길이는 1 km이고, 입력 및 출력용 대물렌즈는 ×18과 ×10의 대물렌즈들이 각각 사용되었다. 참고문헌 5와 6에서는 각각 2 km와 200 m의 dispersion-shifted fiber가 사용되었다. 입력결합 효율은 최대 59%로서 평균출력 500 mW까지 광섬유로 결합되었으며, 선형 translator로 입력쪽 광섬유의 위치를 미세하게 이동시켜서 광섬유를 통과하는 펄스의 세기를 조절할 수 있었다. 광섬유의 자기위상변조 효과에 의해 스펙트럼폭이 넓어지고 시간 영역에서도 폭이 늘어난 펄스를 두 회절 격자를 이용하여 압축하였다. 회절격자로는 1200 lines/mm가 사용되었고, 입사각은 75도로 하였다. 두 격자를 통과한 후의 펄스 폭은 LiNbO₃ 결정이 내장된 background-free second

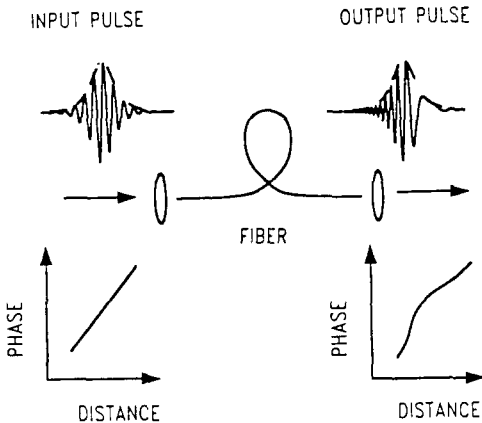


그림 1. 자기위상변조 효과에 의한 새로운 파장의 생성. 일정 시간에 대해 도시하였으며 수평축은 공간 거리를 나타낸다.

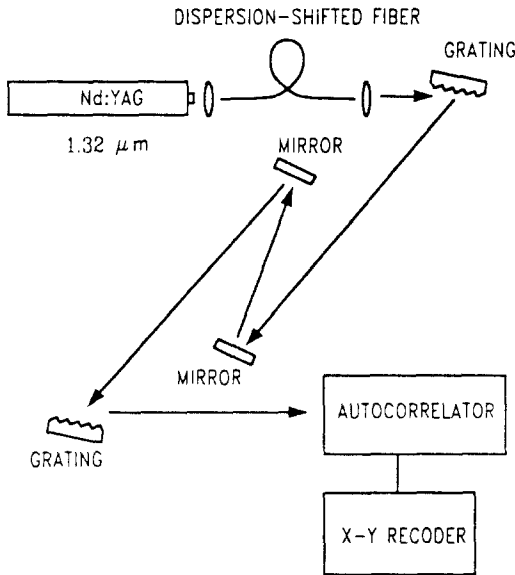


그림 2. 광펄스 압축 실험장치의 구성도.

harmonic autocorrelator로 측정하였다. 이 장비의 정확도는 0.1 ps 미만이며 최대 측정 범위는 168 ps이다. 펄스의 모양을 sech^2 형태로 간주하여 펄스폭을 계산하였다.

IV. 결과 및 검토

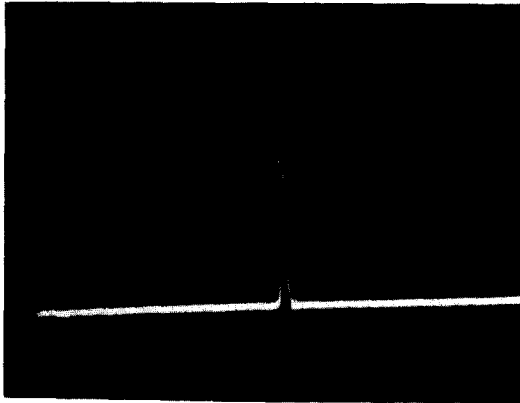
결합된 광출력을 변화 시키면서, 광섬유를 통과한 출력펄스의 스펙트럼을 spectrometer로 측정하여 그림 3에 보였다. 한 늑금간의 간격은 1 nm이며, 광섬유에 결합된 빛의 평균출력이 490 mW일때 출력펄스의 스펙트럼 폭이 약 4 nm까지 증가하고 있다. 참고로 광섬유에 입력된 80 ps 가우시안 펄스의 변환제한된 (transform limited) 스펙트럼 폭은 0.03 nm이다. Raman 효과에 의한 영향은 펄스의 walk off 및 OH 기의 1.38 μm 대역에 대한 흡수특성 때문에 무시될 수 있었다.^[5] 그러나 Nd:YAG 레이저를 모드록킹에 이어 Q-switching까지 하면 Raman 효과가 관측되었다.

결합효율이 최대일 때의 평균출력 500 mW에서 광섬유를 통과하기 전의 펄스 모양과 통과한 후의 펄스모양을 그림 4에 비교하였다. 반치폭이 약 157 ps에서 188 ps로 증가하고 있다. 사용된 Ge 광검출기와 오실로스코우프의 impulse에 대한 전체반응 파형은 실험에서 얻은 2.1 ps의 펄스를 Ge 광검출기에 인가하고 오실로스코우프로

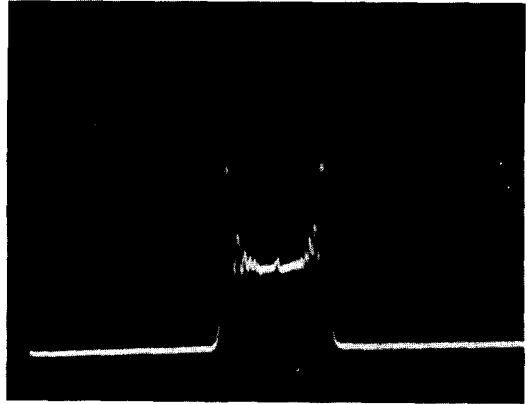
측정한 결과 반치폭 약 135 ps인 가우시안으로 나타났다. 광섬유에 결합되는 모드록킹된 펄스는 이론상 가우시안이므로 광섬유에 결합되는 실제의 펄스폭을 $(157^2 - 135^2)^{1/2}$ ps = 80 ps로 볼 수 있다. 이는 참고문헌 7에서 streak camera를 사용하여 본실험과 동일한 모델인 레이저에 대해 측정하여 얻은 85 ps와 근사한 값이다. 광섬유를 통과한 펄스의 모양은 가우시안이 아니고 구형으로 변화하므로,^[4] 그림 4-b로부터 그 반치폭을 추정함은 주의가 필요하다.

실험치에 대한 이론적 비교를 위해 광섬유에 결합된 빛의 평균출력이 500 mW인 경우에 대해 비선형 Shrodinger 방정식 (2)의 해를 finite difference method를 이용한 수치해석 방법으로 구하여 펄스의 모양 및 스펙트럼의 변화를 그림 5에 보였다. 입력된 80 ps 가우시안 펄스가 점차 구형으로 변화하고 있고 반치폭도 163 ps로 증가하고 있다. 수치해석에서 얻은 광섬유의 출력 펄스를 같은 반치폭의 구형 펄스로 근사하고 이를 실험과 같은 광검출 시스템으로 검출한 경우에 대한 계산 결과, 185 ps 반치폭의 펄스를 얻었는데, 이는 앞의 실험치 188 ps와 잘 일치하고 있다. 광섬유를 통과한 펄스의 스펙트럼 모양 및 폭도 실험결과와 거의 유사하며, 이로부터 식 (2)에 의한 이론적 계산이 매우 정확함을 알 수 있다.

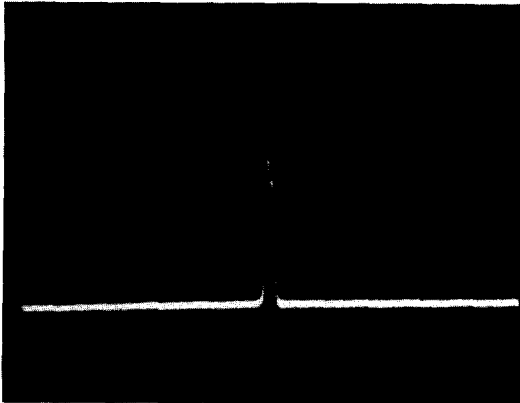
두 회절격자간의 간격을 변화해가며 펄스폭이 최소로 되는 위치를 찾아보았다. 격자간격이 323 cm일때, 2.1 ps의 가장 짧은 펄스를 얻었으며, 이때 광섬유에 결합된 평균출력은 450 mW였다. 이 경우의 autocorrelation 측정결과를 그림 6에 보였는데 펄스의 모양도 깨끗함을 알 수 있다. 그림 7에 광섬유로 결합된 평균출력의 변화에 따라 두 격자를 통과한 펄스폭이 변화하는 관계를 측정하여 나타내었다. 격자간격이 이보다 작은 279 cm의 경우, 최소 반치폭은 500 mW에서 3.1 ps였다. 이보다 격자간격이 클 경우 수십 cm의 변화에는 큰 차이가 없었고 그 이상의 변화에서는 펄스폭이 다시 증가하였다. 참고로 반치폭 4 nm에 해당하는 변환제한된 sech^2 펄스의 반치폭은 0.46 ps이다. 또한 실험에 사용된 500 mW 평균출력의 80 ps 가우시안 펄스에 대한 참고문헌 4의 예상 최적치는 2 km 광섬유 및 4.5 m 격자간격에서 최소 반치폭이 0.82 ps이다. 그러나 이때 사용된 식은 본 실험보다 7배 이상 낮은 출력에서 얻은 수치해석 결과들로부터 extrapolation을 통하여 얻은 것으로 그 정확도는 의심스러운 것이다. 그림 7에서 입력된 평균출력이 증가함에 따라 펄스의 폭이 줄어들고 있으며, 그 줄어드는 효과가 평균출력이 높아질수록 점차 포화됨을 알 수 있다. 이는 각 스펙트럼 성분들에 대한 회절격자의 지



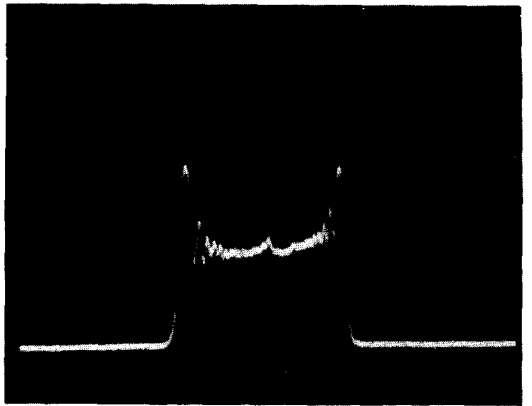
(a)



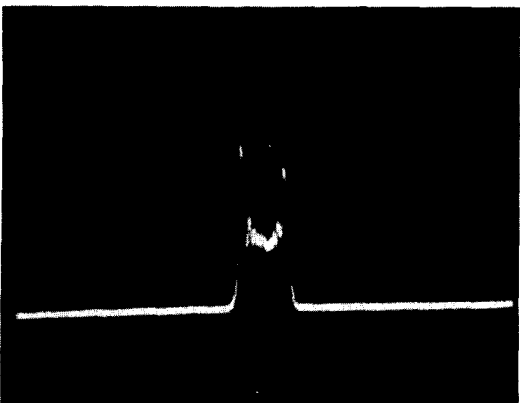
(d)



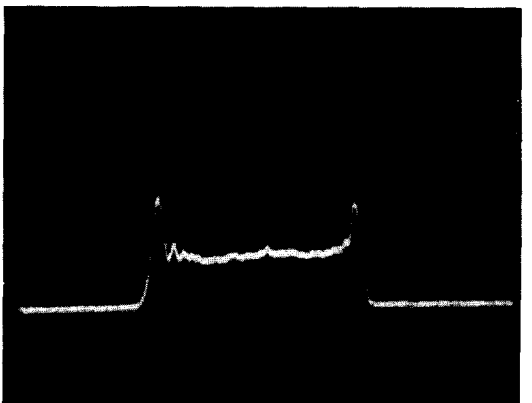
(b)



(e)

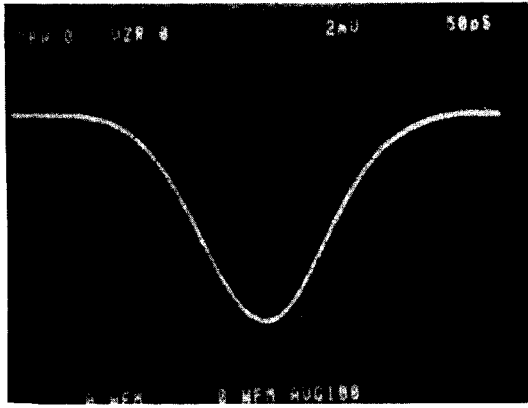


(c)

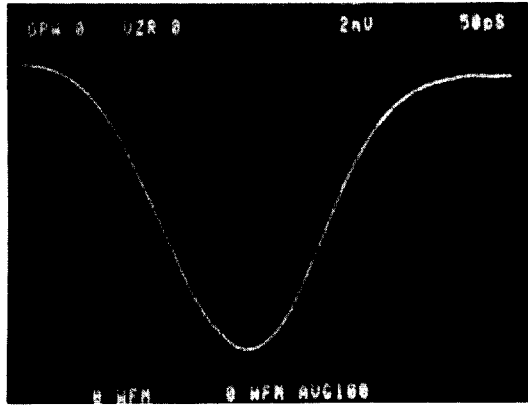


(f)

그림 3. 자기위상변조된 스펙트럼 (1 nm/div.). 광섬유로 결합된 평균출력: (a) 2 mW, (b) 10 mW, (c) 100 mW, (d) 240 mW, (e) 400 mW, (f) 490 mW.



(a)



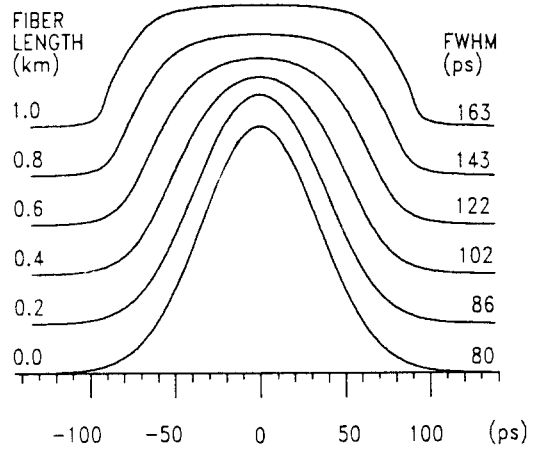
(b)

그림 4. Ge 광검출기로 측정된 펄스의 모양 (50 ps/div.).
(a) 광섬유 입력펄스, (b) 광섬유 출력펄스.

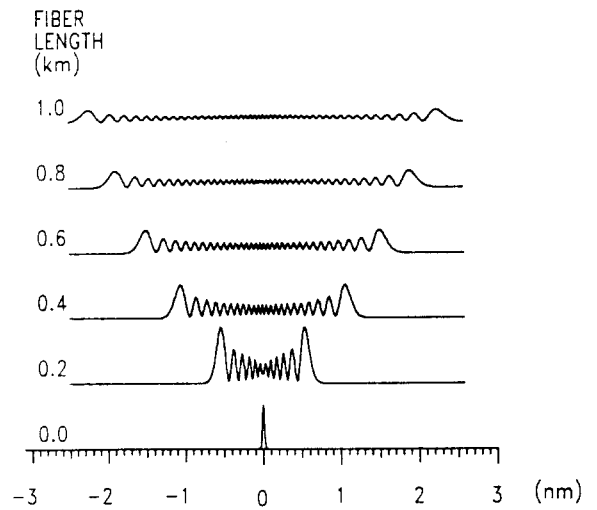
연선티성이 불완전하여 발생하는 오차들이 제한요인으로 작용하기 때문이다. 격자간격이 323 cm일때 450 mW 보다 더 평균출력을 증가시키면 첫번째 격자에 의해 회절된 빛의 범위가 두번째 격자의 크기(폭 2.9 cm)를 초과하므로 스펙트럼의 손실을 가져와 펄스폭이 오히려 늘어나고 있다. 보다 더 큰 크기의 회절격자를 사용하면 좀 더 짧은 펄스를 얻을 수 있을 것이다

V. 결 론

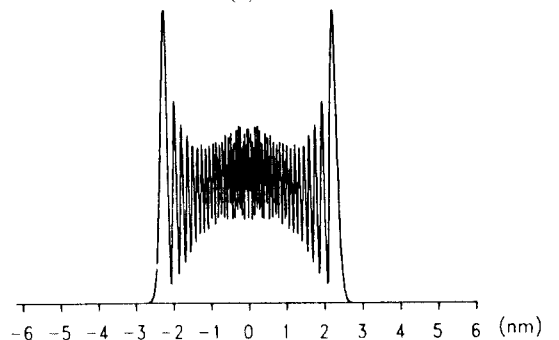
광섬유에서의 자기위상변조 효과와 회절격자의 자연선 특성을 이용하여 Nd:YAG 레이저에서 얻은 1.319 μm 파장의 모드록킹된 반치폭 약 80 ps의 고출력 펄스를 2.1 ps까지 압축하였다. 사용된 파장은 통신용 일반 광



(a)



(b)



(c)

그림 5. 자기위상변조 효과의 수재해석. (a) 펄스 모양의 변화, (b) 펄스 스펙트럼의 변화, (c) 출력펄스의 스펙트럼.

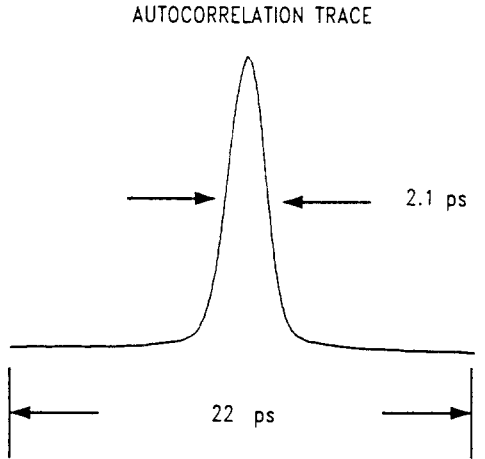


그림 6. 압축된 펄스의 autocorrelation 파형.

섬유의 zero dispersion 영역에 해당하며, 본 논문의 결과는 이 영역에서 고출력 초단 펄스(솔리톤)의 전파특성을 연구하는데 활용될 예정이다.

감사의 글

스펙트럼을 측정하는데 많은 도움을 주신 김상배 박사님과 장동훈 박사님께 감사를 드리며, 광섬유에 대한 관련자료를 제공해 주신 전영운, 박재동씨에게도 감사를 드립니다. 아울러 실험을 허락해 주신 이용탁 박사님과 이일향 박사님께도 감사를 표합니다.

참 문

[1] S. L. Shapiro, "Ultrashort Light Pulses," (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York), (1977).
 [2] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen and W. J. Tomlinson, Appl. Phys. Lett., **40**, 761

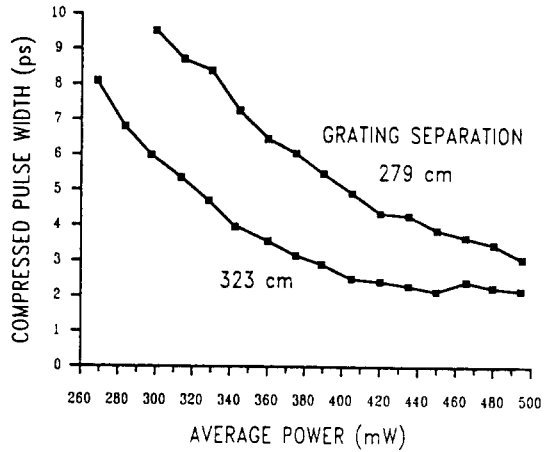


그림 7. 광섬유에 결합된 광출력 및 회절격자간의 거리에 따른 압축된 펄스의 반치폭 변화.

(1982).

[3] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank and J. A. Valdmanis, Appl. Phys. Lett., **46**, 1120 (1985).
 [4] W. J. Tomlinson and W. H. Knox, J. Opt. Soc. Am. B., **4**, 1404 (1987).
 [5] K. Tai and A. Tomita, Appl. Phys. Lett., **23**, 309 (1986).
 [6] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes and J. R. Taylor, Opt. Quantum Electron, **18**, 423 (1986).
 [7] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes and J. R. Taylor, Opt. Lett., **12**, 395 (1987).
 [8] R. H. Stolen and Chinlon Lin, Phys. Rev. A., **17**, 1448 (1978).
 [9] A. Hasegawa, "Optical Solitons in Fibers," (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg and AT&T Bell Laboratories), (1989).
 [10] E. B. Treacy, IEEE J. Quantum Electron, **QE-5**, 454 (1969).
 [11] 박재동, "색분산의 최적 fitting 방정식," 한국전자통신연구소 내부기술문서 (TM89-1401-1), (1989).

Optical Pulse Compression at 1.319 μm Through Fiber-grating Pair

Jae-Seung Lee, Hee-Gap Park and Chang-Sup Shim
Electronics and Telecommunications Research Institute

(Received: October 23, 1990)

Utilizing self-phase modulation effects of a dispersion-shifted fiber and delayline characteristics of two gratings, mode-locked 80 ps pulses at 1.319 μm wavelength from a Nd:YAG laser are compressed to 2.1 ps. This experiment is suitable for studying the transmission characteristics of high energy short pulses along normal fibers in zero dispersion regime.