

위상 변조기와 분산 광섬유를 이용한 광펄스 압축

명승일 · 한상진 · 서동선

명지대학교 전자정보통신공학부 및 정보통신교육연구센터

최영완

중앙대학교 전자통신공학부

박재동 · 주무정

한국전자통신연구원 광통신연구부

(1999년 2월 19일 받음, 1999년 5월 19일 수정본 받음)

정현파로 구동되는 위상변조기로 주파수 첩이 유기된 펄스를 발생시키고, 이 첩이 유기된 펄스를 분산이 있는 광섬유로 압축하는, 첩된 펄스의 압축에 의한 고속의 선천적으로 안정된 변환 제한급 광펄스 발생에 대해 보고한다. 실험결과 ~14 피코초의 시간 대역폭이 ~0.34인 Sech^2 형태의 펄스를 10 GHz의 반복율로 성공적으로 발생시킬 수 있음을 보였다. 본 첩근 방법은 고차 솔리톤 효과를 이용한 펄스 압축과 같은 여타 방법과는 다르게 광전력에 무관하기 때문에, 저 전력 레이저에 아주 유용하게 응용될 수 있다.

I. 서 론

고속의 초단펄스 발생기술은 광학적 시분할다중화(OTDM)에 의한 초고속 광통신 및 광 솔리톤에 의한 장거리 광통신 시스템의 핵심기술로 인식되어져 왔다. 즉, EDFA의 개발로 인해 광섬유의 손실에 의한 전송거리 제한요소가 실질적으로 제거됨으로써, 현대 광통신 시스템의 장거리 정보전송능력은 주로 광섬유의 분산에 의해 제한되게 되었고, 이 분산을 극복하기 위한 광 솔리톤 펄스에 의한 정보전송 방법이 각광 받게 되었다. 그러나, 초단 펄스열이 이 같은 초고속의 장거리 전송 시스템의 광원으로 이용되기 위해서는 펄스의 지터(jitter)가 거의 없어야하고, 변환 제한급의 초단 펄스특성 및 광 솔리톤 형성이 용이하도록 Sech^2 의 형태를 갖추어야한다.

동기 또는 구동 신호에 의한 초단 펄스 발생기술로는 고전적인 방법이긴 하나 반도체 레이저의 이득 스위칭과 능동 모드 잠김 기술이 많이 이용되어 왔다.^[1,2] 이득 스위칭 방법은 매우 간단하다는 장점은 있으나, 발생된 펄스에 첩이 존재하고 출력 펄스의 지터가 크다는 단점이 있다. 반면, 모드 잠김 방법은 동기 신호가 변환 제한급의 펄스를 발생시키는 장점은 있으나, 기계적인 불안정성이 상존하는 외부 공진기가 필요하고 펄스 발생속도가 외부 공진기의 공진 주파수에 의해 제한되는 단점이 있다. 90년대 이후에는 광섬유 증폭기의 개발과 더불어 어븀(Er)이 첨가된 광섬유 링(ring) 레이저의 모드 잠김에 의한 펄스발생 방법이 널리 연구되어 왔다.^[3,4] 광섬유 레이저는 출력 펄스 자체가 광 솔리톤을 형성하고 있으며 광섬유에 커플링이 용이한 장점을 갖으나, 그 특성상 공진기의 길이가 수 10 m로서 매우 길기 때문에, 온도 및 진동 등의 외부 여건 변화에 따른 공진기 길이의 변화 가능성이 상존 하는

단점이 있다. 더욱이, 10 GHz 정도의 속도를 갖는 펄스를 발생시키기 위해서는 수 10차에 이르는 고주파 모드 잠김이 요구되어, 공진기 길이 변화에 대해 보다 큰 선천적인 불안정성을 동반할 수밖에 없다는 단점이 있다. 한편, 고속의 초단 펄스를 발생시키는 방법으로서 두 개의 안정된 레이저 반송파를 간섭시킨 맥놀이 신호 발생 및 펄스 압축 방법이 연구된 바 있다.^[5] 그러나, 이 방법 역시 초고속의 펄스발생이라는 장점에 도 불구하고 반송파 광원으로 이용되는 반도체 레이저의 넓은 선폭 및 온도에 대한 불안정성으로 인해 지터가 크고 속도가 불안정할 뿐만 아니라, 펄스 압축을 얻기 위해 매우 큰 전력이 필요하고 펄스 속도와 동기된 신호를 얻어야하는 단점이 있다.

본 연구에서는 안정성을 최대로 증진시키기 위해 강도 변조기에 의해 강도 변조된 펄스열에 위상변조기를 이용하여 선형 첩(chirp)을 유기 시키고, 분산 특성을 갖는 광섬유로 첩의 보상과 동시에 펄스를 압축함으로써, 초단 펄스열을 얻는 방법을 이용하고자한다. 기존의 광 솔리톤 효과에 의한 펄스 압축 방법은 높은 광전력을 요구할 뿐만 아니라, 펄스 반침이 유기되는 단점이 있다.^[6] 반면, 본 연구의 대상인 첩이 유기된 펄스에 대한 압축은 광섬유 내의 비선형 현상을 이용한 압축이 아니기 때문에 광전력에 무관한 펄스 압축이 가능할 뿐만 아니라, 변조기를 안정된 정현파로 구동하므로써 지터를 최소화할 수 있고 펄스 발생 속도도 임의로 조절 할 수 있는 장점이 있다.^[7,8] 물론 위상 변조기에 인가되는 RF 정현파 전력을 조절하여 유기 되는 선형 첩의 양을 조절할 수 있기 때문에, 출력 펄스의 폭 자체도 임의로 조절할 수 있다.

서론에 이어서 2장에서는 위상변조기를 이용한 선형 첩된 10 GHz 펄스 발생 장치 및 실험 방법에 대해 논하고, 3장에

서는 광섬유를 이용하여 유기된 칩 보상에 의한 펄스 압축에 대해 논한 후, 4장에서 결론을 맺는다.

II. 선형 칩된 10 GHz 펄스 발생

강도 변조된 신호에 선형 칩을 유기 시키고, 유기된 칩 보상 및 펄스 압축에 의한 안정된 고속의 초단 펄스열을 발생시키기 위한 전체 실험 장치는 그림 1에 보인바와 같다. 본 장에서는 선형 칩된 고속의 펄스를 얻는 방법에 대해 논하고, 다음 장에서 칩 보상에 의한 펄스 압축에 대해 논한다. DC 바이어스된 일반적인 DFB 레이저의 연속(CW) 출력 광을 강도 변조한 출력 펄스의 폭은 좁을수록, 주 펄스 구간에서 선형 칩을 얻기가 쉬워서 초단 펄스를 얻는데도 유리하다. 본 연구에서와 같이 간섭계 형의 마하젠더(Mach-Zehnder) 강도 변조기(I/M)를 이용하는 경우에는, 변조기 내의 두 팔 사이를 반분되어 통과하는 두 광파의 위상 차에 따른 보강 및 감쇠에 의해 강도 변조된 광펄스를 얻는다. 반도체 레이저를 자체 변조하여 강도 변조된 펄스를 얻을 수도 있으나, 10 GHz의 높은 반복률로 자체 변조하는 것은 커다란 비선형 칩을 유기하여 펄스 압축이 불가능할 뿐만 아니라 변환 제한급의 광펄스를 얻을 수도 없다. 강도 변조기에 인가되는 DC 바이어스와 RF 정현파의 전력을 적절히 조절하므로써 구동 주파수와 동일하거나 두 배 주파수에 해당하는 출력 광펄스 열을 얻을 수 있다. 즉, 강도변조기에 인가되는 RF 전력과 바이어스 준위를 조절하여, 정현파가 최소 값을 가질 때 위상 차이가 π 로서 출력이 나오지 않도록 하고 정현파의 한 주기 동안 위상 차 변화가 $0 \sim \pi$ 이내에 머무르도록 하면, 출력의 속도는 인가된 정현파의 주파수와 일치하게된다. 이 때, 발생된 펄스의 형태는 정현파를 그대로 따르게되어 전치반폭은 주기의 $\sim 1/2$ 가 된다. 정현파가 최고 값에 도달할 때 위상 차이가 영(0)에 못 미치면 소멸비(extinction ratio)는 최대를 유지하나 변조 효율이 떨어지고, 정현파의 최소 값에서 위상 차이가 π 에 못 미치면 변조 효율도 떨어질 뿐만 아니라 소멸비도 떨어지게 된다. 그러나, 출력 펄스의 형태(즉, 강도 변조 출력의 포락선)는 인가된 정현파를 그대로 유지한다.

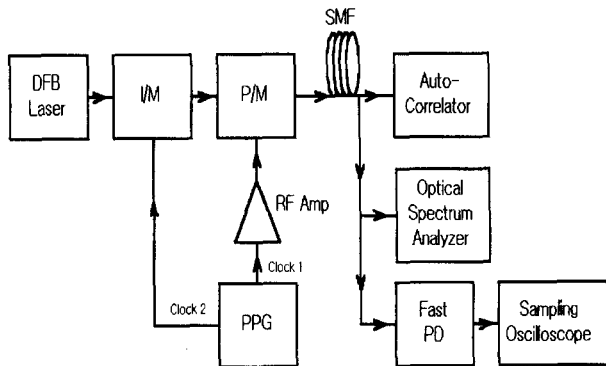


그림 1. 위상 변조기와 분산 광섬유를 이용한 광 펄스열 발생 실험 장치의 개략도(I/M: 강도변조기, P/M: 위상변조기, PPG: 펄스 패턴 발생기, SMF: 단일모드 광섬유, PD: 광 검출기).

한편, 강도변조기에서 최대(위상 차 0) 또는 최소(위상 차 π) 출력이 나오는 지점에 바이어스 준위를 설정하면, 정현파의 극성에 따라 정(positive) 및 부(negative)의 위상 차가 발생하여 정현파가 한 주기 변하는 동안 펄스는 2번 발생하여 펄스 발생 주기는 구동 정현파 주파수의 2배가된다. 이 같은 2배 주파수의 펄스는 바이어스를 중심으로한 대칭성에서 비롯된 것이기 때문에, 정해진 바이어스 준위를 이탈하면 2배 주파수의 펄스 대신 모양이 다른 2개의 펄스가 번갈아 나타난다. 강도 변조 출력의 전치반폭은 바이어스된 지점에 따라 다르게 나타나는 데, 최대 점(위상 차 0)이면 펄스의 전치반폭은 펄스 주기의 $\sim 1/3$ 까지 줄일 수 있고, 최소 점(위상 차 π)이면 전치반폭은 펄스 주기의 $\sim 2/3$ 정도가 되어 펄스로서의 효율성이 떨어져서 펄스 발생을 위한 기술로는 부적절한 편이다. 어느 경우이든 최대의 변조 효율을 얻기 위해서는 바이어스 점을 중심으로 정현파의 한 주기 내에서 정확히 $\pm\pi$ 의 위상 차 변화가 나타나도록 해야한다. 정현파의 변화에 의한 위상 차 변화 범위는 $\pm\pi$ 를 넘으면, 정현파의 한 주기내에 모양이 다른 여러 개의 펄스가 나타나서 펄스열로서의 기능을 상실한다.

강도 변조기를 구동하는 정현파의 2배에 해당하는 속도로 펄스를 발생시키는 방법은 안정된 펄스를 발생시키기 위한 조건이 까다롭고 강도 변조 신호의 제2고주파에 해당하는 위상 변조 신호와의 동기가 어렵기 때문에, 본 연구에서는 보다 안정된 펄스를 얻기 위해 구동 정현파와 같은 속도 및 모양에서 최대의 변조 효율을 갖는 펄스가 발생하도록 바이어스와 RF 전력을 선택하였다. 즉, PPG(pulse pattern generator)의 Clock2 출력인 -2 dBm의 10 GHz 정현파를 마하젠더 강도 변조기(shmitomo사, 대역폭 10 GHz)에 인가시켜 그림 2에 보인 바와 같은 듀티 비(duty ratio)가 $\sim 45\%$ (즉, 펄스폭 ~ 45 ps)인 강도 변조 신호를 발생시켰다. 이 같이 듀티 비가 50%에 다소 못 미치는 것은 $0 \sim \pi$ 의 위상 차 변화 범위가 실제로는 π 의 위상 차 쪽으로 다소 치우친 때문으로 판단된다.

위상변조기(PM)를 고속으로 구동하기 위해서는 정현파로 구동하는 것이 가장 유리하며, 정현파의 선형영역만을 이용하여야 선형 칩을 얻을 수 있다. 이를 위해서는 강도 변조 출력과 위상 변조 구동파는 잘 동기 되어야 한다. 강도 변조된 펄스열에 칩을 유기 시키기 위해, PPG Clock1의 출력을 RF 증폭기로 증폭한 24 dBm의 10 GHz 정현파를 위상 변조기

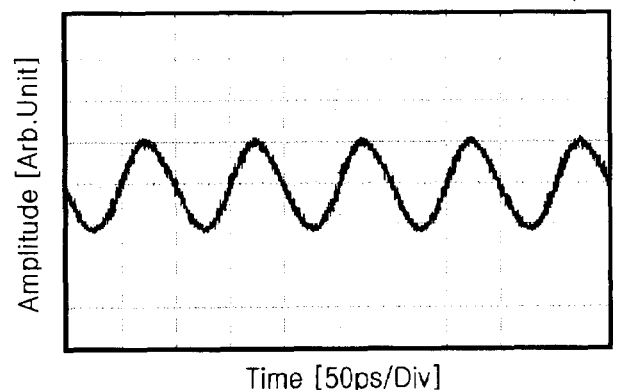


그림 2. 정현파로 강도 변조된 변조기 출력 파형.

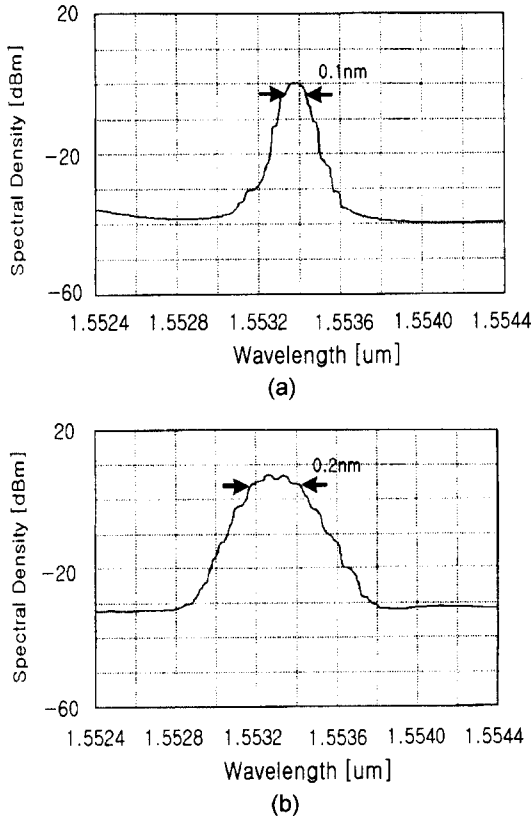


그림 3. 주파수 침을 유기시키기 전과 후의 광 스펙트럼; (a) 유기 전, (b) 유기 후.

(KETI, 대역폭 7 GHz)에 인가하였다. 이 때, 강도변조기와 위상 변조기에 인가되는 정현파의 상대적인 위상 차를 적절히 조절하므로써 강도 변조된 펄스의 주 펄스 에너지 구간에서 최대의 선형 침평을 얻고자하였다.

그림 3은 위상 변조 전과 후의 스펙트럼을 보여 주고 있다. 그림 3(a)는 10 GHz로 강도 변조된 출력의 스펙트럼으로서 스펙트럼 폭이 측정기의 분해능 한계에 의해 제한된 0.1 nm로서 침은 거의 볼 수 없다. 그림 3(b)는 침이 유기되어 스펙트럼 폭이 0.2 nm로 확장된 모양을 보여주고 있다. 펄스 폭이 45 ps이므로 침유기 지수 $(\frac{\Delta\lambda}{\Delta t})$ 는 0.004 nm/ps가 된다. 그림 3(b)의 확장된 스펙트럼 폭(즉, 침 유기 지수)은 위상 변조기에 인가되는 RF 신호의 전력과 주파수에 비례한다.

III. 침 보상에 의한 펄스 압축

2장에서 얻은 선형 침된 펄스열을 분산이 있는 광섬유를 통과시키면, 침 보상에 의한 압축된 펄스를 얻을 수 있다. 이 때, 광섬유의 길이 L 은 유기된 침을 완전하게 보상하기 위한 조건으로부터 다음과 같이 주어진다.^[9]

$$L = -\frac{1}{D} \frac{\Delta t}{\Delta \lambda} \quad (2)$$

여기에서 음의 부호는 보상을 의미하고, D 는 분산, Δt 는 펄스 폭, $\Delta \lambda$ 는 스펙트럼 폭을 나타낸다.

위상 변조할 때, 강도 변조된 펄스가 존재하는 구간에서 위

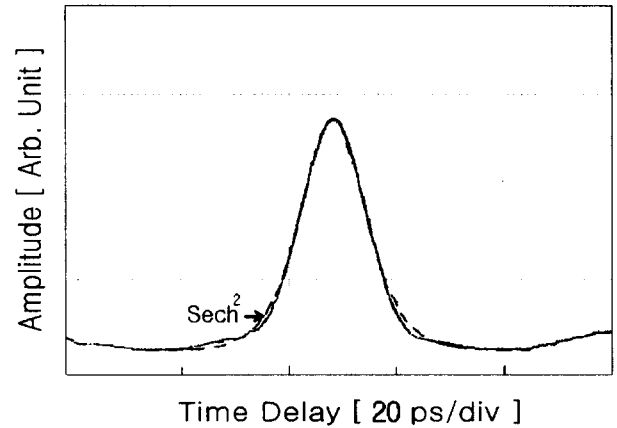


그림 4. 전치반폭이 14 ps임을 보이는 최적으로 압축된 펄스의 자기 상관 계적(긴 점선은 Sech² 형태의 이상적인 펄스에 대한 자기 상관 계적임).

상변조기에 인가되는 동기된 RF 파형의 기울기 부호에 따라 선형적인 적색 또는 청색 침을 유기시킬 수 있는데, 이 같은 유기된 침의 방향에 따라 이를 음(negative)의 분산 값을 갖는 분산보상광섬유(DCF: dispersion compensation fiber) 또는 양(positive)의 분산 값을 갖는 일반적인 단일모드 광섬유(SMF: single mode fiber)로 압축을 할 수 있다. 그림 4의 실선은 강도 변조된 펄스에 최적의 선형 청색 침을 유기시켜, 분산 값이 17 ps/nm/km인 10 km의 SMF를 통과시켜 압축된 펄스를 자기 상관기로 관측한 계적을 보이고 있다. 펄스 형태의 비교를 위해 광 솔리톤 전송에 적합한 Sech² 형태의 펄스에 대해 계산된 자기 상관 계적을 긴 실선으로 보였다. 그림 4에서 우리는 압축된 펄스가 Sech² 형태에 가까운 ~14 ps 펄스 폭을 갖으며, 시간 대역 곱은 ~0.34로서 침이 거의 완벽하게 보상된 변환 제한된 펄스임을 알 수 있다. 식 (1)에 의한 계산에서 광섬유 길이 L 은 13.2 km가 나오는데, 실험과 계산결과 사이의 차이는 스펙트럼 분석기의 분해능이 0.1 nm로서 정확한 스펙트럼 측정이 불가능했던 것이 주된 원인으로 예측된다. 즉, 측정된 스펙트럼 폭 0.2 nm 보다 실제 폭은 측정기 분해능 이내에서 다소 넓은 것으로 예측된다. 여기에, 강도 변조된 펄스의 폭이 주기의 45%로 지나치게 넓어서, 강도 변조된 펄스의 중앙 부근에만 선형 침이 유기 되고 양끝에는 비선형 침이 유기 되었기 때문으로 판단된다.

앞서 언급한 바와 같이 강도변조기와 위상변조기 사이의 동기는 선형 침을 유기시키는 데 매우 중요하다. 그림 5는 강도 변조기와 위상변조기에 인가되는 RF 신호의 위상 차에 따른 10 km SMF로 압축된 펄스의 형태를 샘플링 스코프로 직접 관찰한 결과를 보여주고 있다. 그림 5(a)는 최적 조건에서 압축된 펄스를 보이고, (b), (c) 및 (d)는 두개의 변조기에 인가되는 정현파가 최적조건으로부터 각각 0.2π , 0.4π , 및 0.5π 에 해당하는 위상 차를 가질 때 압축된 펄스의 형태를 보이고 있다. 위상 차가 클수록 강도 변조된 주 펄스 구간에서 선형 침이 인가되지 못함으로써 펄스 압축이 제대로 이루어지지 못하게 되고, 위상 차가 0.5π 에 이르면 선형 침이 유기 되지 않을 뿐만 아니라 강도 변조된 펄스 앞단과 뒷단에 각각 반대

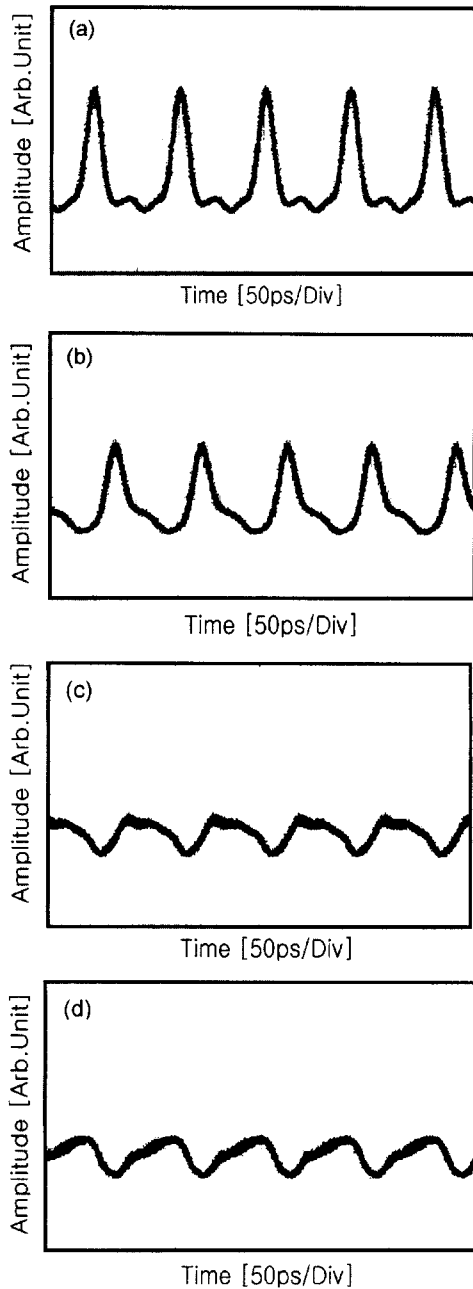


그림 5. 강도 변조기와 위상 변조기 사이의 위상 차에 따른 압축된 펄스 파형; (a) 0, (b) 0.2π , (c) 0.4π , 및 (d) 0.5π .

부호의 칩이 유기 되어 정상적인 펄스의 형태조차 유지하지 못하게 된다. 실험에서 $\pm 0.1\pi$ 정도의 위상 차에 대해서는 최적 조건과 매우 유사한 출력특성을 보임을 확인하였다. 이는 강

도 변조기와 위상변조기 사이에 지연선을 두어 위상을 조절하기에 충분한 여유도 있기 때문에, 최적의 위상 제어가 비교적 쉬운 장점도 가질 수 있다.

강도변조 펄스에 적색 칩을 유기 시켰을 경우에는 분산 값이 음인 통상의 분산보상광섬유를 이용하여 압축된 펄스를 얻을 수 있다. 즉, 청색이나 적색의 어떤 칩을 유기하든지 선형 칩이 유기 되기만 하면 유기된 칩을 보상할 수 있는 광섬유를 이용하여 쉽게 압축된 펄스를 얻을 수 있다.

IV. 결 론

본 논문에서는 위상 변조기를 이용하여 칩을 유기 시키고, 유기된 칩의 보상에 의한 압축된 고속의 초단 펄스열 발생에 관한 연구를 수행하였다. 그 결과 10 GHz의 Sech^2 형태에 가까운 솔리톤 펄스열을 얻을 수 있었다. 출력 펄스열의 폭은 ~ 14 ps이고 시간 대역 곱은 ~ 0.34 로서, 변환 제한급의 시간 지터가 거의 없는 초단 펄스를 성공적으로 발생시켰음을 확인하였다. 이는 제시된 방법에 의해 발생된 펄스열이 광 솔리톤에 의한 장거리 정보 전송에 적합한 형태임을 보였다.

감사의 글

본 연구는 1998년도 한국학술진흥재단 공모과제 및 정보통신부 정보통신우수시범학교 지원사업에 의하여 연구되었음.

참고문헌

- [1] P. M. Downey, J. E. Bowers, R. S. Turcker, and E. Agyekum, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1039 (1987).
- [2] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar, and S. W. Corzine, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 1426 (1989).
- [3] X. Shan, D. Cleland, and A. Ellis, *Electron. Lett.* **27**, 182 (1992).
- [4] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **31**, 292 (1995).
- [5] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2247 (1991).
- [6] H. F. Liu, Y. Ogawa, S. Oshiba, and T. Nonaka, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1655 (1991).
- [7] J. J. Veselka and S. K. Korotky, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **2**, 300 (1996).
- [8] E. A. Swanson and S. R. Chinn, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 114 (1995).
- [9] H. F. Liu, Y. Ogawa, and S. Oshiba, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1284 (1991).

Optical pulse compression using a phase modulator and a dispersive optical fiber

Seung-Il Myong, Sang-Jin Han and Dong-Sun Seo

*Department of Electronics/Research Center for Education on Informations & Communications,
Myong-Ji University, Yongin 449-728, Korea*

Yong-Wan Choi

Department of Electronics, Chung-Ang University, Seoul 156-756, Korea

Jae-Dong Park and Moo-Jung Chu

Optical Communication Department, ETRI, Taejon 305-350, Korea

(Received February 19, 1999, Revised manuscript received May 19, 1999)

We report the generation of inherently stable, high-speed, nearly transform-limited, optical pulses by chirped pulse compression, in which sinusoidally driven phase modulator generates frequency chirped pulses that are subsequently compressed by a dispersive optical fiber. Experimental results show that sech^2 shape pulses with a pulse width of ~14 ps and a time bandwidth product of ~0.34 are successfully generated at 10 GHz repetition rate. In contrast to other methods, such as higher order soliton compression, this approach does not depend on the optical power and thus shows promise for application to low-power lasers.