

극초단 펄스의 새로운 생성법과 그 응용

李 昌 燾, 鄭 泰 亨

韓國電子通信研究所 基礎技術研究部

I. 서 론

물리학, 화학, 고체물리학 등에서 연구하고자 하는 초미세 구조에서 일어나는 많은 현상들의 characteristic time이 picosecond이거나 그 이하인 femtosecond이다.^[1] 특히, MBE, MOCVD 등의 epitaxy 기술의 발달로 가능해진 quantum structure에서의 전자의 이동, 비선형 광학현상, resonant tunneling 등의 현상은 매우 빠른 시간에 일어난다. 이러한 현상을 측정하기 위해서는 우리가 가지고 있는 측정장치의 시간 분해능이 이들 현상이 일어나는 시간보다 짧아야 한다는 것은 당연한 결론이다. 이러한 짧은 분해능을 가진 측정장치를 구현하기 위해서는 우선적으로 매우 짧은 전기적 혹은 광학적 펄스가 필요하다.

광을 이용하여 극초단 펄스를 생성하는 것은 같은 폭의 전기적 펄스를 생성하는 것에 비해 상대적으로 유리하다. 광을 이용하는 경우는 광의 주파수가 10^{15} Hz 정도이지만 50 femtosecond의 광펄스를 생성하기 위해서는 약 10 THz 정도의 주파수 영역만 이용하면 되기 때문이다. 즉, 매우 높은 주파수의 일부를 이용하는 것이다. 이렇게 넓은 대역폭의 주파수 성분을 생성하고 이들의 위상을 조정하여 짧은 광펄스를 얻기 위해서 공진기의 고유적 기능인 증모드를 이용한다. 증모드를 이용하면 강제적으로 필요한 주파수 성분을 여기시키는 것보다 훨씬 용이하게 새로운 주파수 성분을 여기시킬 수 있다. 즉, 외부의 변조신호나 아니면 내부의 비선형 매질에 의해서 발진하는 레이저에 레이저의 공진기 왕복시간마다 주기적으로 perturbation을 주어 새로운 증모드를 여기시키고 이들의 위상을 제어하는 방법으로 극초단 광펄스를 생성한다.^[2] 이러한 방식을 모드록킹이라고 부른

다. 모드록킹 및 고전적인 펄스 생성법에 대해서는 참고문헌^{[3][4]}에 기술되어 있으므로, 본고에서는 이러한 모드록킹 방법중에서 최근에 연구되고 있는 APM (additive pulse mode locking) 방법^[5]과 펄스압축 (pulse-compression)을 통한 극초단 펄스생성 방법^[6]을 검토하고 이의 응용에 대해서도 검토하고자 한다. 또, 최근에 많은 연구가 되고 있는 반도체 레이저의 모드록킹에 대해서도 검토하였다. 참고로 표 1에 여러가지 레이저에서 얻은 최소펄스폭과 얻을 수 있는 최소펄스폭 등을 나타내었다. 또한, 펄스의 생성도 중요하지만 생성된 펄스를 우리가 원하는 파형으로 변환하는 기술^[7]도 실제 femtosecond 펄스를 물리, 화학적 현상의 측정이나 공학적인 이용에 중요하다.

표 1. 여러가지 레이저에서 발진가능한 파장, 발진 대역폭, 그리고 생성/증폭할 수 있는 최소 펄스폭과 지금까지 생성/증폭된 최소 펄스폭

Laser	λ (nm)	$\Delta\nu$	증폭/발진 한계	증폭/발진(현재)
Nd:Glass	1.05 μ m	15THz	50fs/20fs	0.7 ps/5 ps
Nd:YAG	1.06 μ m	100GHz	3ps/1 ps	/2 ps
HeNe	633	1 GHz	/100ps	/300 ps
Ar	514.5	4 GHz	/ 50ps	/80 ps
XeCl	308	5 THz	0. 1ps	2 ps/300 ps
CO ₂ (TEA)	10.6 μ m	1 THz	0. 1ps	0. 6 ps
Rh6G (DYE)	560-630	40THz	10-30fs	40fs/27 fs
GaAlAs	760-930	4-10THz	50fs	0.56 ps/0.56 ps
InP	1.5 μ m	10THz	50fs	0.58 ps
C-Center	1.4-1.6 μ m	25THz	30fs	60 fs
Ti-Sapphire	700-1100	150THz	5fs	50 fs

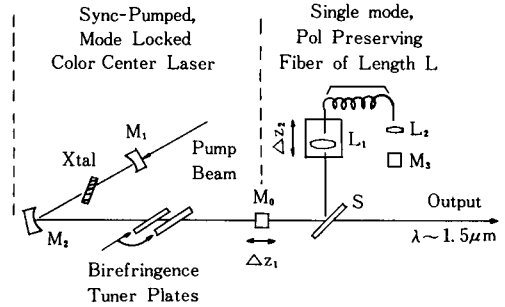
II. 펄스 생성 방법

1. Additive Pulse Mode Locking

레이저의 발진 모드의 위상을 록킹하여 극초단 광 펄스를 생성하는 모드록킹의 새로운 방식으로 최근에 연구되고 있는 additive pulse mode locking (APM)은 기존의 방식보다 최고 100배 이상 펄스폭을 단축할 수 있다.^[6] 또, 외부공진기를 사용하므로 레이저를 비선형 매질에 상관없이 독립적으로 제어할 수 있다. 외부 공진기를 사용한다고해서 APM을 CCM(couple cavity mode locking)이라고도 부른다. 무엇보다도 이 방식의 최대의 장점은 수동 모드록킹을 위해 필요한 흡수포화매질에 가해지는 여러가지 조건을 완화시키는 것이다. 대부분의 경우 비선형 매질로 광 파이버를 사용하고 따로 흡수 포화매질을 필요로 하지 않는다. 이러한 장점을 가지고 있는 APM 방식을 검토하는 것은 매우 유용하리라 생각되어 본 절에서는 이의 원리에 대해서 검토하고자 한다.

APM은 1984년 "The soliton laser"란 제목으로 발표된 논문이 그 시작이다. 그림 1에 최초로 구현된 APM의 구성도를 나타내었다.^[6] 이 레이저는 color center 레이저의 펄스 폭을 줄이기 위해 광 섬유에서의 비선형 현상인 soliton을 이용하고 있다. Soliton이란 광섬유에서의 비선형 현상인 Kerr 효과 때문에 생기는 self-phase modulation에 의한 광펄스의 압축과 선형효과인 군속도 분산에 의한 펄스의 분산이 균형을 이루어 펄스의 모양이 변하지 않고 광파이버를 진행하는 현상을 말한다. 실험에 의해 외부공진기가 없을 때의 최소 펄스폭이 8 ps이던 것이 파이버를 갖는 외부공진기를 도입한 후에는 2.0ps 이하로 감소하였다. 파이버에서의 N=2 soliton에 의해서 모드록킹이 향상되어 펄스폭이 좁아진다고 이해하였다. 이 때 파이버에서 출력되는 펄스폭은 입력의 그것과 같다.

위의 실험결과를 설명하기 위해서 많은 노력이 있었다. 상기시키고 싶은 점은 레이저에서의 모드록킹을 잘 이해하지 못하고 있는 상황에서 매우 복잡한 광파이버에서의 펄스의 진행을 함께 다루어야 하는 어려움이 있어서 이론적인 연구는 실험결과를 설명하는데 급급한 정도이다. 이 분야에서는 실험이 이론을 이끌어가고 있다고 할 수 있다. 파이버에서 N=2 soliton를 가정하고(파이버의 길이 및 입력 power, 펄스폭) 수치해석적으로 천이 상태를 풀어서 실험결과를 설명하였다.^[6] 보다 일반적인 경우를 연구



거울 Mo의 반사율은 70%, S는 50%, 그리고 M1, M2, M3은 100% 이다.

그림 1. 최초의 soliton 레이저의 구성도^[6]

하기 위해서 정의 군속도 분산을 갖는 외부공진기가 연구되어 이 경우도 펄스폭이 감소하고 모드 록킹이 향상된다는 것을 보임으로서 additive mode locking이라는 개념을 탄생시켰고,^[10] 이를 실험적으로도 증명하였다.^[11] 일반적인 경우를 다룬 두 가지 모델이 있는데 그 하나는 파이버의 self-phase modulation 효과보다는 펄스의 envelope가 부의 분산과 정의 분산때 각각 압축되고 확산되는 효과에 중점을 두고 있고,^[10] 다른 하나는 파이버의 self-phase modulation에 의한 위상의 변화에 의한 펄스의 중심에서의 보강 간섭과 펄스의 가장자리에서의 상쇄간섭에 의한 펄스의 압축에 중점을 두고^[6] additive pulse mode locking을 설명하고 있다. 이 경우는 레이저의 한쪽 거울의 반사율이 입사한 빛의 세기에 따라 반사율이 달라지는 것과 유사한 결론이 나온다.

파이버에서의 self-phase modulation에 의한 효과를 위주로 한 이론적인 결과를 조금 자세히 보자. 이론적으로 모델한 레이저의 구성도는 그림2에 나타내었다. 레이저의 외부결합용 거울에 입사되고 반사되는 파들간의 관계는 다음과 같이 주어진다.

$$b_1 = ra_1 + (1-r^2)^{1/2} a_2 \tag{1a}$$

$$b_2 = (1-r^2)^{1/2} a_1 - ra_2 \tag{1b}$$

파이버를 통과한 파 a_2 는 다음과 같이 주어진다.

$$a_2(t) = L \exp[-j(\phi + \chi[|a_2(t)|^2 - |a_2(0)|^2])] b_2(t) = L \exp[-j(\phi + \Phi)] b_2(t) \tag{2}$$

여기서 위상의 변화는 $\Phi = \chi[|a_2(t)|^2 - |a_2(0)|^2]$ 로 주어지며, 이는 비선형 특성(Kerr 효과)에 의한 위

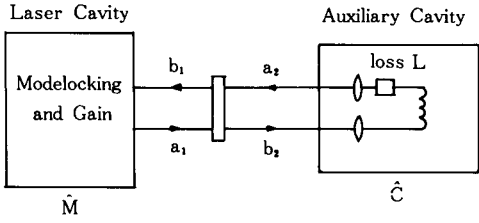


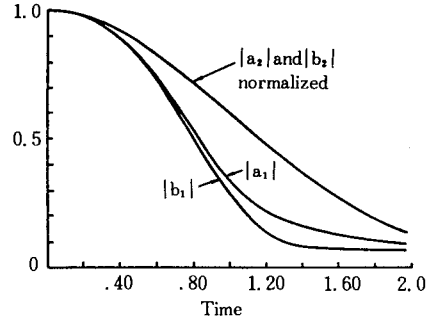
그림 2. 이론적으로 모델한 APM을 위한 레이저의 구성도^[8]

상의 변화이다. 여기서 α 는 파이버의 길이와 비선형 굴절율에 비례하는 상수이다. 이 식에서 레이저측에서 본 거울의 반사율을 구하면 다음과 같다.

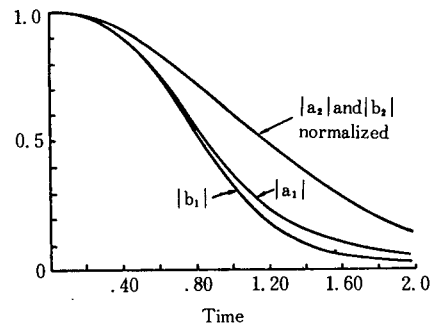
$$r = \frac{1 + r \exp[j(\phi + \Phi)]/L}{r + \exp[j(\phi + \Phi)]/L} \quad (3)$$

외부공진기에서 외부결합기로 입사되는 파를 Gaussian 펄스라고 가정하고 거울의 반사율 혹은 레이저측에서 거울로 입사되는 파와 반사되는 파의 시간에 대한 변화를 그림 3에 보였다. 그림에서 파이버내의 군속도 분산이 정이건 부이건간에 레이저측으로 반사되는 파의 펄스폭이 입사된 펄스의 폭보다도 좁다는 것을 알 수 있다. 이는 앞에서 설명한 것과 같이 self-phase modulation을 받은 펄스와 원래의 펄스가 펄스의 중앙에서는 보강간섭, 펄스의 가장자리에서는 상쇄간섭을 일으키도록 위상을 조정해서 얻은 것이다.

이 시점에서 비선형 외부공진기에 의한 모드록킹의 증가는 쉽게 설명할 수 있다. 즉, 레이저에서 외부결합기로 입사된 펄스가 압축되어 다시 레이저로 케환되므로 다음의 펄스는 처음에 입사한 펄스보다 폭이 좁다. 그러나 이 펄스도 다시 압축되어 레이저로 케환되므로 공진기를 왕복하면서 펄스는 계속 압축된다. 이러한 과정은 레이저 이득매질과 다른 bandwidth limiting 소자, 또는 다른 물리적인 효과에 의해 펄스를 팽창시키는 힘과 서로 균형이 될 때까지 계속되어 펄스가 압축되는 것이다. 이를 주파수 영역에서 보면, 외부결합기에서 압축된 펄스는 원래의 펄스보다 넓은 대역폭을 가지고 있다. 이는 새로운 중모드를 여기한다. 이러한 과정이 반복되면서 새로운 중모드를 여기하여 모드록킹을 향상시킨다. 이러한 모드록킹이 향상되는 물리적인 원리를 보면, 꼭 파이버를 사용하지 않더라도, 레이저공진기에서 볼 때



(a)



(b)

(a)는 정의 군속도 분산을 갖는 파이버가, (b)는 부의 군속도 분산을 갖는 파이버가 비선형 매질로 사용된 경우다

그림 3. 비선형 외부공진기에 의해서 펄스가 단축되는 효과를 보여주는 그림^[5]

반사율이 빛의 세기에 따라 증가되는 효과를 얻으면 모드록킹을 향상시키고 짧은 광펄스를 얻을 수 있다는 것을 알 수 있다. 즉 additive pulse mode locking의 핵심은 펄스의 addition에 의해 보다 짧은 펄스를 만들고 이를 다시 레이저로 coherent하게 케환하는 것이다.

지금까지 설명한 APM 방식은 주공진기 레이저가 모드록킹이 된 경우로서 나중에 외부공진기를 첨가한다. 그러나 경우에 따라서는 APM이 주공진기에의 모드록킹 장치가 없어도 자체적으로 시작된다. 최근에 이에 대한 연구결과가 보고되었는데 결과는 다음과 같은 조건을 만족하면 APM은 self-starting한다.^[12]

$$\zeta/g > \beta\sigma\tau_p \quad (4)$$

여기서 g 는 섭동이 가해지기 전의 포화된 이득이고, σ 는 이득 cross section이고, τ_p 는 펄스폭이며, β 는

펄스파형에 관계되는 상수이다. Gaussian 펄스인 경우 β 는 0.75이다. 외부공진기의 비선형 특성을 나타내는 상수 ξ 는 레이저 쪽에서 바라본 거울의 반사율이 빛의 세기에 비례한다고 가정할 때의 비례상수이다. 이 결과부터 비선형성이 크고, 이득이 적은 레이저일 수록 self-starting에 유리하다는 것을 알 수 있다. 또 이득 cross section이 적을 수록 self-starting에 유리하다.

2. 펄스 압축을 통한 극초단 펄스 생성

레이저 공진기 내에서 왕복하는 펄스들은 분산이 중요해 질 때까지 단축을 계속하기 때문에 이들 레이저로부터 나오는 극초단 레이저 펄스들은 phase modulation을 포함하고 있으며 chirping을 통한 frequency의 분산이 있다. 이들 분산을 줄임으로써 펄스를 보다 더 짧게 줄일 수 있으며 이러한 기술로 펄스를 압축하는 펄스 압축방법이 있다.^[13] 이 방법은 모드locking과 같은 개념은 아니지만 극초단 펄스생성에 매우 중요하게 쓰이므로 원리를 간단히 살펴보고자 한다. 보통 광펄스의 압축은 두 단계로 이루어진다. 첫번째 단계로 펄스를 chirping함으로써 주파수 영역을 넓히는 spectral broadening을 일으킨 뒤에 두번째 단계로 이 frequency sweep된 펄스를 dispersive delay line을 통하여 압축시키는 것이다. 첫번째 단계로 frequency chirping하는 것은 단순히 펄스를 optical Kerr medium으로 통과시킴으로써 얻는다. 일반적으로 상당히 강한 빛이 비선형 매질을 통과하게 되면 굴절률 n 은 전장 E 에 의해 수정된다. 즉 빛이 매질을 통과하면서 비선형 굴절률에 의해 위상이 다음과 같이 변조된다.

$$\delta\phi(t) \approx n_2 \langle E^2(t) \rangle \omega z / c \quad (5)$$

Intensity의 변화가 펄스의 trailing edge와 leading edge에서 크게 일어나므로 위상의 변화는 이 trailing과 leading edge에서 일어난다. 시간에 대한 위상의 변화율이 주파수의 변화율이므로 frequency sweep의 양은 다음과 같이 추측된다.

$$\delta\omega(t) = -d(\delta\phi)/dt \approx (\omega n_2 / c) d \langle E^2(t) \rangle / dt \quad (6)$$

여기서 ω 는 주파수, z 는 Kerr 매질을 통과한 거리, c 는 빛의 속도이다. 이 frequency chirping이 일어나는데 있어서 낮은 주파수가 높은 주파수를 앞서서 진행되는 경우를 positively chirped 되었다고 하고 그 반대는 negatively chirp 되었다고 한다. 이와같이

위상변조에 의한 spectral broadening현상을 self-phase modulation (SPM)이라고 한다. SPM은 Kerr 효과를 이용하므로 동시에 파생적으로 self-focusing 이라는 원하지 않는 현상을 또한 유발한다.^[14] 파이버내에서 SPM에 의해 펄스의 leading edge는 red-shift(긴 파장쪽 천이)하고 trailing edge는 blue-shift(짧은 파장쪽 천이)한다. 따라서 전체적으로 pulse의 spectral band width가 증가하게 된다. 여기에서 leading edge에서 생성된 red-shift된 빛은 trailing edge에서 생성된 blue shift된 빛보다 파이버내에서 군속도 분산에 의해 더욱 빨리 진행하게 되고 이것이 펄스를 spread시키는 결과가 되며 따라서 거의 구형파의 펄스가 된다.^[15] 이와 같이 leading과 trailing edge에서 새로이 생성된 주파수들은 시간에 따라 점차적으로 이동하면서 펄스폭 전반에 걸쳐서 선형적인 frequency chirping을 주게 된다(그림 4). 이로써 input pulse의 전체 power를 압축펄스 내에 포함함으로써 보다 양질의 압축펄스를 줄 수 있게 된다. 이와같이 파이버를 이용함으로써 양질의 압축을 얻는 것을 dispersive

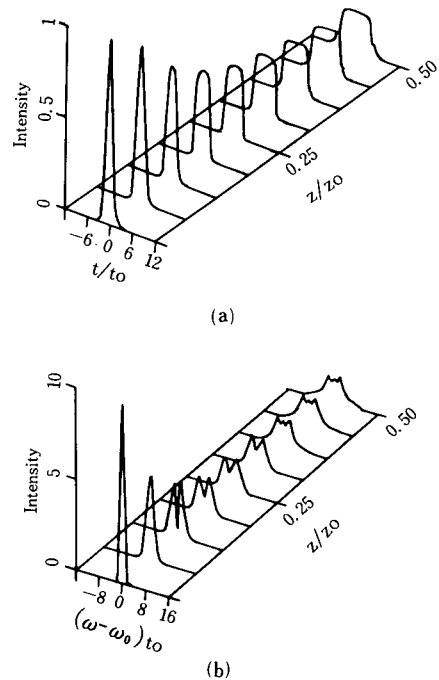


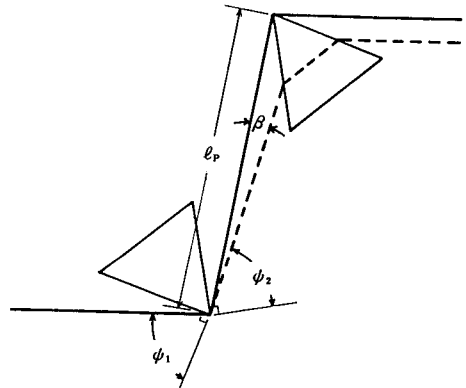
그림 4. 정의 군속도 분산의 경우에 파이버를 통과하는 펄스의 모양이 전파 거리와 시간에 따라 변화하는 것을 (a) 시간영역, (b) 주파수 영역에서 보여주고 있다.

self-phase modulation (DSPM) 이라고 한다.^[16]DSPM 으로 얻어진 펄스는 파이버 밖에서 grating pair를 통하여 압축된다. Grating pair는 단순히 주파수에 의해 delay가 좌우되는 delay line일 뿐이다. 이 grating pair는 plane-ruled 회절격자를 갖고 있으며 그 면과 ruling이 서로 평행하게 배열 되어져야 한다. 아주 선형적으로 chirp된 펄스에는 격자쌍이 이상적인 압축기이다. 보통 극초단 광펄스를 생성하는 데는 위상의 왜곡을 줄여야 하는 문제가 있다. 위상을 Taylor series로 다음과 같이 나타낼 때

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + (d\phi/d\omega)_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}(d^2\phi/d^2\omega)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}(d^3\phi/d^3\omega)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (7)$$

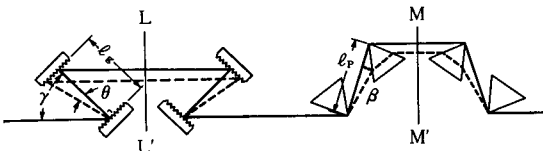
3번째 항인 quadratic phase distortion은 바로 앞에서 이야기한 격자 쌍으로 보상 되어질 수 있으나 4번째 항인 cubic phase distortion($d^3\phi/d\omega^3$) $_{\omega_0}$ 은 보상되지 않는다. 이 cubic phase distortion의 문제를 해결하는 것이 격자쌍과 프리즘 쌍을 함께 쓰는 것이다(그림 5). 이 방법을 통해서 Shank는 6fs의 펄스를 얻었다.^[17] 실제로 압축되는 factor는 single stage에서 보통 femtosecond 펄스의 경우 약 3~10배로 되고 picosecond의 경우 10~30의 factor만큼 압축된다. 초단 펄스가 공진기내에서 진행함에 있어서 생기는 정 군속도 분산을 상쇄시키기 위해 위와 같이 grating pair를 쓰는 방법 말고 프리즘을 쓰는 경우도 있다.^[18] 프리즘쌍을 쓰면 손실이 적을 뿐만 아니라 분산된 빛이 횡방향으로 변위가 일어나는 경우가 적으며 입사 빔에 collinear하게 transmission beam이 진행되는 잇점이 있다. 이 프리즘쌍은 군속도 분산을 introduce하기 위해 symmetric하게 배열하고(그림6) 모든 프리즘은 Brewster's angle에서 편향이 최소가

되도록 cut되어 있다. 부의 분산의 양은 프리즘간의 간격에 비례하며 prism의 물질 자체에서 오는 정의 분산뿐 아니라 공진기내에서 일어나는 정의 분산 모두를 상쇄시킬 만큼 커야할 것이다. 부 군속도 분산의 양은 회절격자쌍을 쓸 경우에는 크기가 크나 loss가 큰 반면에 Brewster's angle prism을 쓸 경우에는 분산의 양은 작으나 loss가 거의 없다. 프리즘쌍을 공진기내에 넣음으로써 안정되고 보다 더 짧은 펄스(27fs)를 얻은 보고가 있다.^[19]



첫 번째 프리즘면에 입사하는 작은 ψ_1 , 출구면에서는 ψ_2 의 각도로 진행한다. 꼭지점간의 이음선에 대해 β 의 각도로 벗어나 진행하며 꼭지점 간의 거리는 l_p 이다. 첫번째 프리즘의 출구면과 두번째 프리즘의 입사면은 평행이다.

그림 6. 회절격자쌍 대신에 정의 속도 분산을 상쇄시키기 위하여 사용되는 프리즘쌍의 배열



실선은 기준선이고 점선은 θ 혹은 ρ 각도 만큼 벗어난 평면파의 진행경로를 나타낸다. 면 LL'은 격자들의 대칭면이고 MM'은 프리즘 sequence의 대칭면을 나타낸다.

그림 5. Shank et al.^[16]이 6fs의 펄스를 얻기 위하여 사용한 회절격자쌍과 프리즘의 조합

III. 레이저 시스템

1. Ti:sapphire 및 다른 고체 레이저 펄스 생성

근래에 Ti:sapphire에 대한 관대한 관심은 매우 활발해지고 있다. Ti:sapphire 레이저는 넓은 파장영역(670nm 부터 1100nm)을 가지므로 반도체 물질의 특성 연구에 아주 좋다. Near IR 영역에서 색소 레이저의 이용도 가능하지만 색소 레이저는 색소의 수명이 짧으므로 자주 갈아 주어야 하는 번거로움이 있다. Ti:sapphire에서의 이득 profile은 아르곤(Ar) 레이저에 의해 pump되었을 때 발견되는 파장과 출력을 색소 레이저의 경우와 비교하면 그림 7과 같다. 이러한 장점을 갖고 있는 Ti:sapphire 레이저로 반도체,

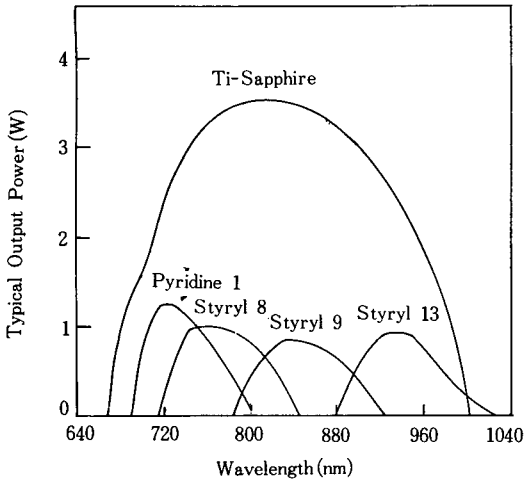
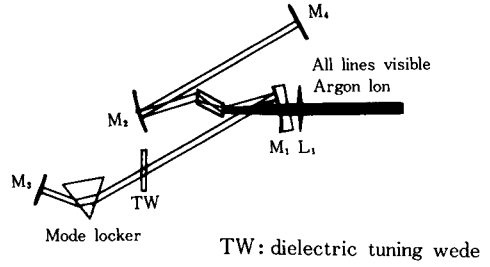
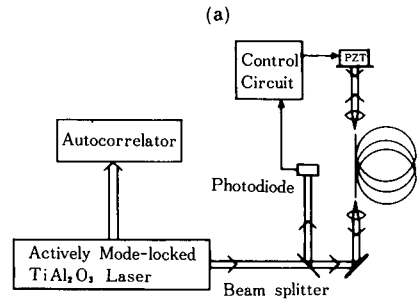


그림 7. Ti-sapphire 레이저의 발진 파장과 near IR 영역에서의 색소 레이저 발진 파장과 power의 비교



TW: dielectric tuning wedge



PZT는 piezoelectric transducer

(b)

그림 8. (a) 능동 모드록킹되는 Ti-sapphire 레이저의 cavity 개요도

(b) 비선형 외부 공진기를 포함하는 능동 모드록킹된 Ti-sapphire 레이저의 장치 배열도^[2]

화합물 반도체 내에서의 고속 물리현상을 연구하기 위해서는 극초단 펄스의 생성이 필요하다. 극초단 펄스의 생성방법에는 앞에서 논의된 APM 방법이 주이나 그외에도 여러가지가 있다. Kafka et. al.,^[20] 이 능동 모드록킹을 통하여 처음으로 10ps 이하의 펄스를 얻은 이래로 펄스폭은 빠른속도로 감소되어 왔다. APM 방법을 이용하는 첫 시도로는 역시 능동 모드록킹을 시켜서 80ps, 138MHz의 펄스를 얻은 다음 외부에 optical fiber를 포함하는 외부 공진기(external cavity)를 레이저에 couple시켜서 펄스를 압축시키는 효과를 얻어 770fs의 펄스를 생성하였다.^[21] 그림 8에 실험적 배치도를 나타내었다.

이와는 달리 Goodberlet et. al.,^[22]은 공진기 내에 모드록커를 쓰지 않고 단순히 외부공진기를 couple시켜서 1.4ps의 펄스를 얻은 수동 모드록킹 방법을 개발하였다(그림 9 참조). 생성된 펄스는 transform limit 보다 6배나 크므로 grating pair를 써서 펄스를 압축하여 약 200fs의 펄스를 생성시켰다. 이 경우에도 역시 외부 공진기에 비선형매질인 optical fiber가 들어 있다. 여기서 한걸음 더 나아가서 French et al.^[23]은 레이저 공진기 내에 능동 모드록커를 쓰지 않고 또한 외부공진기에는 비선형 매질이 없는 linear external cavity coupling을 통하여 40ps의 펄스를 얻었다. 여기서 펄스가 얻어지는 과정은 두 cavity를 이루는 거울의 미세한 움직임으로 cavity mismatch를

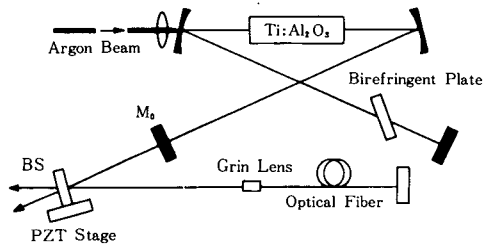


그림 9. 수동 모드록킹된 Ti-sapphire 레이저의 장치 배열도^[3]

일으키고 따라서 레이저 공진기와 외부공진기 내에서의 radiation field 사이에 진폭변조(amplitude modulation)와 Q-switching이 일어나 모드록킹이 일어나는 것으로 예측하고 있다.

APM 모드록킹 방법 이외에도 기존의 색소 레이저에서 초단펄스를 얻는 방식으로 Ti:sapphire에서

도 극초단펄스를 얻는 연구도 이루어져 왔다. 우선 앞에서 언급되었던 Kafka et al.은 Gires-Tournois 간섭계를 공진기 내에 넣고 능동 모드록킹을 하여 1.3ps의 펄스를 얻은 다음 fiber-prism 펄스압축기를 써서 50fs의 펄스를 얻었다.^[24] 반면에 Ishida et al.^[25]은 HITCI를 포화흡수체로 하는 수동 모드록킹 방법을 써서 약 10ps의 펄스를 얻고 공진기 내에 프리즘 쌍을 넣어서 펄스를 압축시켜 190fs의 극초단 펄스를 생성하였다. 그들은 펌프레이저의 펌프세기가 threshold를 넘어서면 공진기 내에 분산(dispersion)이 일어나며 이것은 sapphire rod에서 SPM(self phase modulation)이 일어나기 때문인 것으로 보고 있다. 여기서 soliton과 거의 같은 펄스를 얻어내고 있다. 마지막으로 매우 재미있는 것은 Ti:sapphire 레이저에서도 레이저 매질과 공진기 발광(radiation)사이의 비선형 상호작용 때문에 일어나는 자기 모드록킹(self mode-locking)에 의해 극초단 펄스생성이 가능하다는 것이다.^[26] 이 방법으로 약 3ps의 펄스를 얻었으며 공진기내 GVD 보상을 통해 90fs의 펄스를 얻었으나 그 매카니즘은 아직 규명되지 못하고 있다.

지금까지 본 바와 같이 Ti:sapphire 레이저는 매질이 레이저광을 낼 수 있다는 것이 알려진 이래 매우 빠른 속도로 폭넓은 파장 가변레이저 및 극초단 레이저로서 위치를 굳혀가고 있으며 앞으로도 연구할 소지가 다분히 있다. Ti:sapphire 레이저 이외에도 Nd:YAG, Nd:YLF 등 다른 고체매질에서 APM을 이용하여 극초단 펄스를 얻은 연구 보고가 있다.^[27,28,29]

2. 반도체 레이저 극초단 펄스 생성

반도체 레이저의 소형, 높은 신뢰성, 고효율, 저렴한 가격 등은 많은 응용분야를 창출하였다. 대표적인 예로 반도체 레이저의 개발은 통신방식에 혁신이라고 할 수 있는 광통신이라는 분야를 얻었다. 반도체 레이저의 또 다른 가능성은 매우 넓은 이득 대역폭을 이용하는 것이다. 통상적인 반도체 레이저의 이득 대역폭은 약 10 THz이다. 이는 이를 효율적으로 모드록킹하면 50fs 이하의 광펄스를 생성할 수 있다는 것을 의미한다. 그러나 지금까지 반도체 레이저에서 생성된 최단 펄스는 560fs로 이론적으로 예측한 것과는 많은 거리가 있다. 본 절에서는 지금까지 알려진 반도체 레이저 초단펄스 생성법과 이의 응용을 검토하고자 한다. 또, 보다 짧은 펄스를 생성하는 장애요인에 대해서도 검토하고자 한다.

먼저 펄스를 생성하는 방법에 대해서 간단히 살펴

보자. 광펄스를 생성하는 대표적인 방법에는 모드록킹과 Q-switching/gain switching이 있다. 모드록킹에는 외부의 변조신호의 여부에 따라 능동과 수동으로 나누고 이를 병합한 혼성 모드록킹도 있다. 모드록킹에 의한 펄스는 일반적으로 출력이 낮으나 펄스의 가간섭성이 좋고 펄스폭도 짧다. 반면에 이득 스위칭에 의한 펄스는 상대적으로 출력이 높으나, 펄스의 가간섭성이 나쁘고, 펄스폭이 넓다.

수동 모드록킹을 위해서는 공진기내에 그 매질에 입사되는 입력펄스보다 짧은 펄스를 출력으로 내는 비선형 매질이 필요하다. 대표적인 것이 흡수포화매질이다. 많은 사람들이 degraded된 반도체 레이저를 이용하여 수동 모드록킹을 하였다.^[30] 이를 위해서는 활성영역내의 defect를 흡수포화 매질로 이용된다. 그러나, 레이저 자체가 열화되어 있기 때문에 수명이 매우 짧은 단점을 가지고 있다. 최근에 proton implanted multiple quantum well structure(MQW)를 흡수포화 매질로하여 수동 모드록킹을 함으로써 1.6ps의 광펄스를 얻었고^[31] 이를 압축하여 0.83ps의 광펄스 생성에 성공하였다.^[32] 그림10에 MQW를 이용한 수동 모드록킹 반도체 레이저의 구성도를 나타내었다. 수동 모드록킹이 이루어지기 위해서는 흡수포화 매질의 흡수 회복시간이 레이저의 이득회복 시간보다 빨라야 한다. 이러한 MQW를 구현키 위해 MQW를 proton으로 때려서 재결합 center를 만들어 흡수 회복시간을 단축하였다. MQW를 이용함으로써 열화된 레이저 다이오드를 사용하지 않고 안정한 레이저를 사용할 수 있게 되어서 모드록킹한 레이저의 수명을 연장시키고 신뢰성도 향상시켰다.

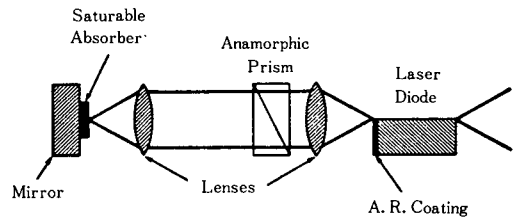


그림 10. MQW를 이용한 반도체 레이저 수동 모드록킹을 위한 구성도^[31]

능동 모드록킹도 초단 레이저 다이오드 펄스를 생성하는 하나의 방법으로 연구되고 있다. 이 방법은 수동 모드록킹에 비해 비교적 구현이 용이하나 펄스폭이 더 넓다. 이 방법으로 얻은 광펄스폭은 대강

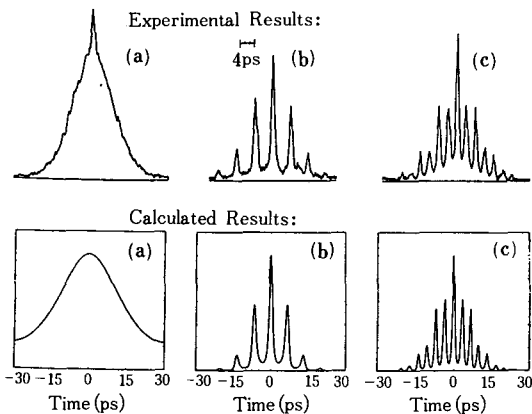
5ps-30ps 정도이다. 펄스폭을 줄이기 위해서 군속도 분산을 보상할 수 있는 광학소자를 공진기내에 넣기도 한다. 능동 모드록킹에 의해서 생성된 최소 펄스폭이 0.58ps이지만 이때 펄스는 단일 펄스열이 아니라, 펄스의 군이다. 펄스군은 외부공진기의 왕복시간으로 반복되며 펄스간격이 다이오드 레이저의 왕복시간에 해당하는 펄스들의 집합이다. 그림11은 능동 모드록킹으로 얻은 극초단 펄스를 나타낸 것이다. 극초단 펄스를 얻는데 중요한 점은 높은 주파수로(16GHz) 대신호 변조하고 레이저 다이오드의 facet의 반사율을 적당히 조정하는 것이다.^[35] 만약 facet의 반사율이 너무 낮으면 dynamic detuning에 의해서 모드록킹이 불안정해진다.^[33] 대부분의 응용에서는 단일 펄스열이 더 우수한 특성을 나타내므로 이에 대한 개선이 요망된다.

반도체 레이저의 직접변조 특성을 이용하여 이득 스위칭 방식으로도 초단 광펄스를 생성하였다. 펄스폭은 약 20-30ps 정도를 얻고 있다. 펄스폭을 줄이기 위해 펄스압축방법이 이용되어 6ps 정도의 펄스를 얻었다.^[34]

지금까지 설명한 모든 초단 펄스생성 방법은 대출력의 펄스를 생성할 수 없다. 대부분의 경우 평균출력은 수 mW 정도이고, 최대출력은 1W 정도이다. 대출력 반도체 레이저 광증폭기가 개발되면서 대출력 극초단 광펄스를 생성하는 반도체 레이저에 대한 관

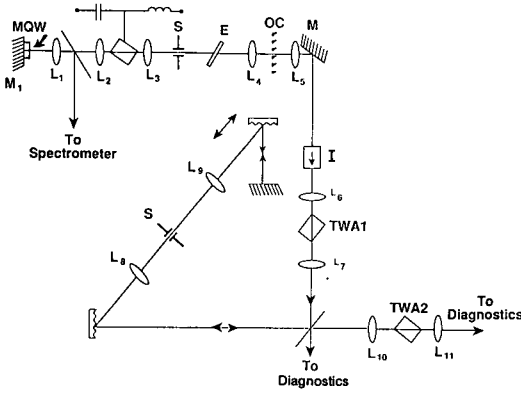
심이 고조되고 있다. 최근에 외부공진기 다이오드 레이저를 능동 모드록킹하고 그 출력을 광증폭기로 증폭하여 최대출력 3W를 얻은 결과가 보고되었다.^[35] 12W의 최대 출력을 얻은 결과도 보고되었으나, 펄스의 반복율이 매우 낮다.^[36] 가장 최근에 38W의 최대 출력을 갖는 반도체 레이저 system이 혼합모드록킹된 레이저 다이오드의 펄스를 압축하고 이를 증폭하여 구현되었다.^[37] 그림12(a)에 구현한 장치의 구성도를 나타내었다. 흡수포화매질로는 MQW가 이용되고 있다. 공진기내에 etalon과 shit을 두어서 발진파장과 레이저의 횡모드를 제어하여 최소펄스폭을 얻도록 한다. 공진기의 왕복시간과 일치하는 주기를 갖는 주파수로 레이저를 변조하는데 이는 펄스를 안정화 시키고 또, 기생 펄스를 억제하는 중요한 역할을 한다. 모드록킹된 펄스를 동일한 wafer에서 추출한 레이저 광 증폭기로 증폭하여 펄스의 출력을 높인 다음 이를 잘 알려진 grating pair로 구성된 펄스압축기로 압축한다. 이 실험에서 사용한 압축 방식은 두 번째 grating의 위치에 따라 정과 부의 분산 특성을 모두 낼 수 있다. 압축한 펄스는 그 출력이 매우 낮으므로 이를 다시 반도체 광증폭기로 증폭한다. 그림12(b)와 (c)에 이렇게 해서 얻은 최대출력 38W에 펄스폭이 0.56ps인 펄스의 자기상관 곡선과 펄스의 spectrum을 나타내었다.

반도체 레이저의 모드록킹에서의 문제점은 첫째 매우 낮은 facet의 반사율을 필요로 한다는 것이다. 능동 모드록킹의 경우 반사율이 너무 낮으면 dynamic detuning에 의해 모드록킹이 불안정해진다는 연구결과가 보고되었지만 펄스군이 아니라 단일 펄스열을 생성하기 위해서는 facet의 반사율이 낮을수록 유리하다. 요구되는 facet의 반사율은 10^{-4} 이하이다. 다음으로 문제가 되는 것은 레이저 다이오드의 굴절율이 반송자 밀도에 따라 변하기 때문에 생기는 self-phase modulation이다. 이는 모드록킹된 펄스의 발진 선폭을 증가시키고 또, 극초단 펄스를 생성하는 장애가 된다. 이론적으로 레이저 다이오드의 모드록킹을 이해하기 위해서는 지금까지의 모드록킹을 기술하는 근사를 뛰어넘는 새로운 이론적 모델이 요구된다. 통상적인 근사화인 single pass 이득이 1 정도이고 반송자가 거의 deplete되지 않는다는 근사가 레이저 다이오드인 경우는 적용되지 않기 때문이다. 또, 다른 문제점은 유한한 facet의 반사계수가 모드록킹에 미치는 영향도 아직 제대로 고찰되지 않고 있다는 것이다. 이러한 모든 문제점이 해결되고 대출력

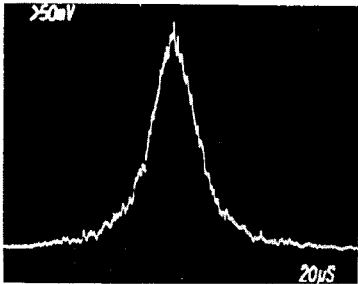


이 곡선들은 다이오드 레이저에 가하는 RF 신호의 크기를 변화시키면서 얻은 것이다. 보다 큰 RF 신호를 가하면 보다 짧은 펄스를 얻는다. 아래쪽의 곡선은 이론적인 simulation으로 얻은 것이다.

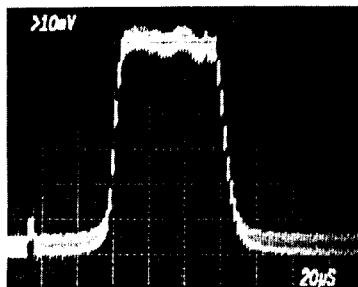
그림11. 다이오드 레이저를 능동 모드록킹하여 얻은 펄스의 자기상관곡선^[33]



(a)



(b)



(c)

그림 12. (a) 극초단 대출력 다이오드 레이저 펄스를 얻기 위한 실험장치의 구성도, (b)와 (c)는 각각 생성한 0.56ps의 광펄스와 이의 광학적 spectrum이다. 이 때 펄스의 최대 power는 38W이다

반도체 레이저 광증폭기 개발이 성공적으로 마무리 되면 극초단 대출력 반도체 레이저 펄스를 생성하여 많은 비선형 광학의 연구에 응용될 것이다.

IV. 극초단 광펄스의 응용

지금까지 극초단 레이저 펄스의 응용에 대해서 살펴보자. 대표적인 응용분야는 공학적으로는 초고속 광 신호처리와 optical communication, optical computing을 들 수 있다. 그러나, 아직까지는 구체적인 응용방법이 제시되지 않고 있다. 가장 응용이 빨리 될 것으로 예측되는 분야는 광통신이다. 제일 먼저 떠오르는 것은 시분할 방식이다. 펄스폭이 subpicosecond이므로 이를 효율적으로 시분할하면 Tbit/sec의 광통신이 가능할 것이다. 이를 위해서 많은 사람들이 시분할기와 이의 반대기능인 demultiplexer를 개발하고 있다. 또 하나의 응용은 femtosecond 펄스 코딩과 디코딩에 의한 통신방식이다.^[98] 그림13에 이 방식의 개략도를 나타내었다. 이 방식은 기존의 극초단 펄스를 직접 파이버에 전송하는 대신에 극초단 펄스를 펄스폭이 매우 넓은 잡음 펄스로 변환하여 송신하고 이를 수신측에서 다시 원래의 극초단 펄스로 바꾸는 방식이다. 극초단 펄스를 변환하기 위해서 회절격자와 렌즈를 사용하여 입력펄스를 Fourier 변환하고 주파수영역에서 위상을 변조한 다음 이를 역으로 Fourier 변환한다. 그리고 수신측에서는 송신측에의 공액에 해당하는 위상변조기를 가지고 있다. 여러개의 신호를 하나의 파이버에 실기 위해서는 각각의 채널이 서로 독립적인 유일한 변환 코드를 가지고 있어야 한다. 이 방식의 최대 장점은 multiplexing과 demultiplexing시에 시분할에서 처럼 매우 복잡하고 어려운 동기가 필요치 않다는 것이다.

통신을 제외한 분야에서의 극초단 광펄스의 응용은 아직 구체적인 아이디어가 없다. 그러나, 대부분의 광학적 비선형현상이 매우 빠른 시간에 일어나므로 광을 이용하면 초고속 시스템을 개발할 수 있리라 생각된다. 또 광의 최대장점인 병렬처리성과 무간섭의 상호접속성을 이용하고 앞에서 설명한 극초단 광펄스를 이용하면 우리가 상상하는 초고속 신호처리장치를 구현할 수 있을 것이다.

극초단 광펄스의 응용이 가장 확실히 나타나는 곳은 극초단 광펄스를 극초단 전기펄스로 바꾸고 이를 이용한 초고속 전자소자의 진단이나, 기존의 측정장치의 한계를 넘어서 매우 빠른 시간에 일어나는 전

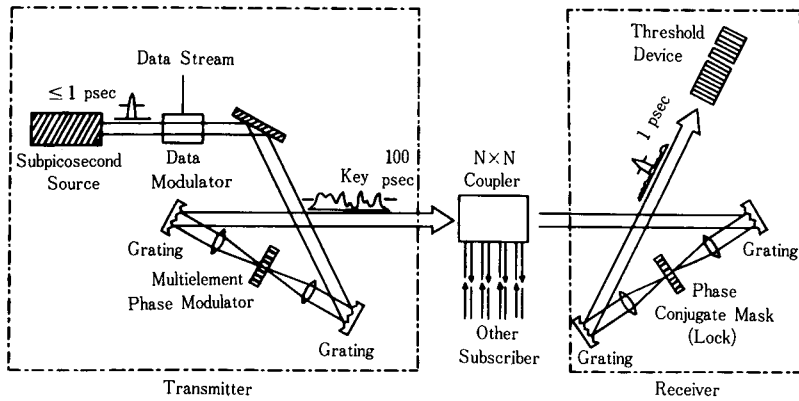


그림 13. Femtosecond 펄스의 코딩과 디코딩을 위한 장치의 개략^[39]

기적 신호의 측정의 응용이다. 먼저 극초단 전기 펄스의 생성에 대하여 살펴보자. Femtosecond의 펄스폭을 갖는 전기펄스를 전기적으로 직접 생성하는 것은 매우 어려운 일이다. 그러나, 이미 이 시간영역의 광펄스가 개발되었으므로 이를 이용하여 간접적인 방법으로 전기펄스를 생성하면 이러한 어려움을 극복할 수 있다. 그 대표적인 방법이 photoconductive switch를 이용하는 법과 광학적 비선형현상인 optical rectification을 이용하는 방법이다.

Photoconductive switch를 이용하는 방법은 빛에 의해 물질의(특히 반도체)전도도가 변하는 현상을 이용한다. 이 방식으로 생성한 전기펄스의 상승시간은 광펄스의 상승시간과 유사하다. 그러나 하강시간이 사용한 photoconductor에서의 전자 수명에 의해서 결정됨으로 photoconductor의 전자의 수명을 최소화하는 것이 중요한 연구과제이다. 전자의 수명을 줄이기 위해 반도체를 양자로 때려서 결정의 구조를 깨뜨리는 방법, 다른 이물질을 doping하여 재결합 center를 만드는 방법등이 연구되고 있다. 또, photoconductive switch를 이용하는 방법에서는 발생한 전기펄스를 coplaner transmission line을 통해서 전송하므로 이에 대한 연구도 중요하다.

반면에 광 rectification을 이용하는 방법은 광학적 비선형성을 이용하므로 전기펄스의 폭이 사용한 광펄스의 폭과 거의 같다. 그러나, 매우 높은 출력의 광펄스를 필요로 한다. 또 발생한 전기펄스를 자유공간에 방출하기 위해서는 매질의 전기펄스에 대한 굴절율이 광펄스에 대한 굴절율보다 크기 때문에 나

타나는 Cherenkov radiation을 이용한다.^[39]

지금까지 설명한 두가지 효과를 역으로 이용하는 것이 매우 빠른 전기신호를 측정하기 위한 electro-optic sampling이다. 이는 전장에 의해서 매질의 굴절율이 바뀌는 것을 매우 짧은 광펄스로 시간 영역에서 측정하는 것과 전송로를 지나는 전기펄스를 photoconductive switch로 tapping해 내는 방법이다. 이러한 방법은 현재의 sampling osc.에서의 한계라고 생각되던 20ps 이하의 전기신호의 측정을 가능케 하고 있다. 실제로 electro-optic sampling 기술은 RTD (reonan tunneling diode), GaAs IC,^[40] 등에서의 초고속 전기신호를 측정하는데 이용되고 있다.


V. 결 론

극초단 광펄스 생성의 새로운 방법과 이의 응용에 관해서 검토해 보았다. 최근에 개발된 APM 방식은 기존의 수동 모드록킹을 하고자 할 때 적당한 흡수 포화매질이 없어서 생기는 많은 제한을 극복할 수 있고 또, 보다 짧은 펄스를 생성할 수 있으므로 지금까지 개발된 Ti-sapphire, F-center, Nd:YAG 레이저 이외에도 많은 다른 레이저를 모드록킹할 수 있을 것으로 예측된다. 생성된 극초단 펄스는 펄스조형기술과 펄스증폭기술과 어울려 많은 응용분야를 창출하고, 극초단 물리, 화학적 현상을 규명하는데 기여할 것이다. 대표적인 응용분야를 보면 초고속 광통신과 초고속 전자 및 광자소자의 characterization이다. 반도체 레이저 모드록킹 기술의 발달은 소형, 고효

울의 새로운 극초단 광원을 가능케하여 여러가지 응용분야의 발전을 촉진할 것이다.

參 考 文 獻

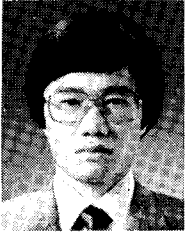
- [1] C. Weisbuch, "Fundamental properties of III-V semiconductor two-dimensional quantized structure: The basic for optical and electrical device applications," in *Semiconductors and Semimetals*, vol. 24, ed. by R. Dingle, Academic Press, 1987.
- [2] D. von der Linde, "Mode-locked laser and ultrashort light pulses," *Appl. Phys.*, vol. 2, pp. 281-296, 1973.
- [3] 김동호, "극초단 펄스 레이저의 분광학 응용," 한국광학회지, 제 1권, pp. 87-97, 1990.
- [4] 신상영, 이창희, "극초단 광펄스 생성법," 전기학회지, 제37권, pp. 20-26, 1988.
- [5] E.P. Ippen, H.A. Haus, and L.Y. Liu, "Additive pulse mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp. 1736-1745, 1989.
- [6] A.S.L. Gomes, A.S. Gouveia, and J.R. Taylor, "Optical fiber-grating pulse compressor," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 20, pp. 95-112, 1988.
- [7] A.M. Weiner, J.P. Heritage, and E.M. Kirchner, "High-resolution femtosecond pulse shaping," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, pp. 1563-1572, 1988.
- [8] L.F. Mollenauer and R.H. Stolen, "The soliton laser," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 13-15, 1984.
- [9] K.J. Blow and D. Wood, "Stability and compression of pulse in the soliton laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-22, pp. 1109-1116, 1985.
- [10] K.J. Blow and D. Wood, "Mode-locked laser with nonlinear external cavities," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, pp. 629-632, 1988.
- [11] K.J. Blow and B.P. Nelson, "Improved mode locking of an F-center laser with a non-linear nonsoliton external cavity," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 1026-1028, 1988.
- [12] E.P. Ippen, L.Y. Liu, and H.A. Haus, "Self-starting condition for additive pulse mode locked lasers," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 183-185, 1990.
- [13] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A.C. Balant "Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 47, pp. 191-194, 1981.
- [14] Y.R. Shen, *The Principle of Nonlinear Optics*, John Wiley, 1984. Chap. 17.
- [15] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and C.V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers" *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 1, pp. 139-149, 1984.
- [16] P.J. Delfyett, S.K. Gaye, and R.R. Alfano, "Ultrafast laser technology," in *Encyclopedia of Phys. Sci. Tech.*, vol. 14, Academic Press, 1987.
- [17] R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, and C.V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 483-485, 1987.
- [18] R.L. Fork, O.E. Martinez, and J.P. Gordon, "Negative dispersion using pair of prisms," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 150-152, 1984.
- [19] J.A. Valdmanis, R.L. Fork, and J.P. Gordon, "Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser blancing self-phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain," *Opt. Lett.*, vol. 10, pp. 131-133, 1985.
- [20] J.D. Kafka, A.J. Alfrey, and T. Baer, "Mode-locked continuous wave titanium sapphire laser," *Ultrafast Phenomena VI*, pp. 64-66, 1988.
- [21] P.M.W. French, J.A.R. Williams, and J.R. Taylor, "Femtosecond pulse generation from a titanium doped sapphire laser using nonlinear external cavity feedback," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 686-688, 1989.
- [22] J. Goodberlet, J. Waug, and J.G. Fujimoto, P.A. Schulz, "Femtosecond passively mode-locked Ti: Al₂O₃ laser with a nonlinear external cavity," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1125-1127, 1989.
- [23] P.M. W. French, S.M.J. Kelly, and J.R. Taylor "Mode-locking of a continuous-wave titanium-doped sapphire laser using a linear external cavity," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 378-380, 1990.

- [24] J.D. Kafka, M.L. Watts, D.J. Roach, M.S. Keirstead, H.W. Schaaf, and T. Baer, "Pulse compression of a mode-locked Ti:sapphire laser," Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, May 21-25, 1990, Anaheim, California, pp. 614-615, Paper CPDP8.
- [25] Y. Ishida, N. Sarulsura, and H. Nakam, "Soliton-like pulse shaping in CW passively mode-locked Ti: Al₂O₃ laser," Digest of Ultrafast Phenomena, May 14-17, 1990, Monterey, California, Paper PD 11.
- [26] D.E. Speuce, P.N. Keau, and W. Sibbett, "Sub-100 fs pulse generation from a self-mode locked titanium sapphire laser," Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, May 21-25, 1990, Anaheim, California, pp. 619-620, Paper CPDP10.
- [27] Ch. Spielmann, F. Krausz, E. Wintner, and A.J. Schmidt, "Self-starting additive pulse mode locking of a Nd:glass laser," Digest of Ultrafast Phenomena, May 14-17, 1990, Monterey, California, Paper PD 10.
- [28] J. Goodberler, J. Jacokson, and J.G. Fujimoto, P.A. Schulz, and T.Y. Fau, "Self-starting additive pulse mode-locking of a Nd: glass laser," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 504-506, 1990.
- [29] J.K. Chee, E.C. Cheung, M.N. Kong, and J.M. Liu, "Generation of ultrafast Nd: YLF pulses by cw passive mode locking with a nonlinear external cavity," Digest of Ultrafast Phenomena, May 14-17, 1990, Monterey, California, Paper MA 2.
- [30] J.P. van der Ziel, W.T. Tsang, R.A. Logan, R.M. Mikulyak, and W.M. Augustyniak, "Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, pp. 525-527, 1981.
- [31] P.W. Smith, Y. Silberberg, and D.A.B. Miller, "Mode-locking of semiconductor diode lasers using saturable excitonic nonlinearities," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, pp. 1228-1235, 1985.
- [32] Y. Silberberg and P.W. Smith, "Subpicosecond pulses from a mode-locked semiconductor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-22, pp. 759-761, 1986.
- [33] P.A. Morton, R.J. Helkey, and J.E. Bowers, "Dynamic detuning in acitvely mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-25, pp. 2621-2633, 1989.
- [34] M. Kuznetsov, J.M. Wiesnefeld, and L.R. Radzihovsky, "Compression of picosecond pulses from diode lasers using a modified grating-pair compressor," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 180-182, 1990.
- [35] P.J. Delfyett, Chang-Hee Lee, G.A. Alphonse, and J.C. Connolly, "High peak power picosecond pulse generation from an AlGaAs external cavity mode-locked semiconductor laser and traveling wave amplifier," Accepted for publication in *Appl. Phys. Lett.*
- [36] A. Takada, K. Iwatsuki, and M. Saruwatari, "Picosecond laser diode pulse amplification up to 12 W by laser diode pumped Erbium-doped fiber," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 2, pp. 122-124, 1990.
- [37] P.J. Delfyett, Chang-Hee Lee, L.T. Florez, N.G. Stoffel, T.J. Gmitter, N.C. Anreadakis, G.A. Alphonse, and J.C. Connelly, "High peak power hybrid mode-locked semiconductor laser system," Submitted to *Opt. Lett.*
- [38] A.M. Weiner, J.A. Salehi, J.P. Heritage, and M. Strern, "Encoding and decoding of femtosecond pulses for code-division multiple access," Digest of Photonic Switching, March 1-3, 1989, Salt Lake, Utah, U.S. A., pp. 18-20, paper ThA1.
- [39] D.H. Auston and A.C. Nuss, "Electrooptic generation and detection of femtosecond electrical transients," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-24, pp. 184-197, 1988.
- [40] K.J. Weingarten, M.J.W. Rodwell, and D.M. Bloom, "Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits," *IEEE J. Quantum Electron.*, pp. 198-220, 1988. 

감사의 글

본 논문의 초고를 읽으시고 조언을 주신 이 일항 박사님께 감사를 드립니다. 또 논문의 교정에 도움을 주신 강승구씨 에게도 고마움을 전합니다.

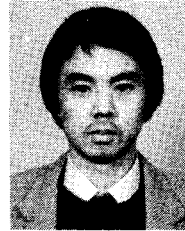
筆者紹介



李昌燾

1961年 9月 23日生
 1983年 한양대학교 전자공학과
 졸업(학사)
 1985年 한국과학기술원 전기 및
 전자공학과 졸업(석사)
 1989年 한국과학기술원 전기 및
 전자공학과 졸업(박사)

1989年 7月~1990年 6月 미국 Bellcore Post-Doc.
 1989年 3月~현재 한국전자통신연구소 기초기술
 연구부 선임연구원



鄭泰亨

1954年 9月 24日生
 1977年 서울대학교 사범대학
 화학과 졸업(학사)
 1986年 미국 텍사스 주립 공대
 (Texas Tech.) 졸업
 (이학박사)

1978年~1981年 한국과학기술연구소(KIST)
 1986年~1989年 미국 일리노이 대학(Urbana-Cham-
 paign)
 1989年~현재 한국전자통신연구소 기초기술연구부
 선임연구원