

# 극초단 펄스 색소레이저의 특성과 응용

## Characteristics of a Ultrashort Pulse Dye Laser and its Application

임용식, 김광훈, 문희중, 고춘수, 이재형, 장준성  
서울대학교 물리학과  
서울시 관악구 신림동 산56, 151-742

피코초 및 펨토초 펄스를 얻기 위한 동기형(Synchronous mode-locking) 및 혼합형 모드결합(Hybrid mode-locking) 방식의 색소레이저에서의 출력특성에 대하여 연구하였다. 피코초 및 펨토초 펄스의 발생원리에 대하여 논하고, 군속도 분산과 자기위상변조와 같은 펨토초 펄스의 형성원리 사이의 연관성에 관하여 논한다. 또한 펨토초 펄스의 시분해 응용으로 축퇴 4광파 혼합법으로 미소반도체 CdSSe(RG645)에서 위상이완시간(Dephasing time)의 측정에 관하여 논한다.

### I. 서론

레이저 공진기로부터 모드결합된 펄스는 주파수상에서 보면 일정한 위상을 갖는 레이저 종모드 사이의 중첩의 결과이므로 보다 짧은 펄스폭을 얻기 위해서는 레이저 이득매질의 선폭이 클수록 유리하다. 유기색소는 자외선 영역에서 근적외선 영역까지의 넓은 파장영역에서 레이저 이득매질로서 널리 이용되고 있다. 대표적인 유기색소 이득매질인 Rh6G(Rhodamine 590)는 560nm~640nm 까지의 넓은 파장영역의 선폭을 보인다. 푸리에 변환한계(Fourier transform-limited)된 펄스의 펄스폭은 주파수 선폭에 반비례하므로, 이 유기색소로부터 얻을 수 있는 펄스폭은 10 fs에 이른다. 그러나 군속도분산효과 등과 같이 펄스폭을 제한하는 여러 효과에 의해 레이저로부터 얻는 펄스의 시간폭은 10 fs 보다 크다.

색소레이저에서 극초단파를 얻는 모드결합방식은 크게 수동형방식(Passive mode-locking)과 동기형방식(Synchronous mode-locking)으로 나뉜다. 수동형 모드결합방식은 여기광이 연속광이고 모드결합장치로서 포화흡수체를 사용하는데,

단일펄스를 얻기 위해서 사용되는 흡수체의 농도가 높아 안정성은 좋으나 출력이 낮고 파장 선폭성이 적다. 현재 개발되고 있는 파장가변 고체레이저도 수동형 모드결합방식을 사용하는 데, 이는 고체이득매질 내의 펄스의 자기위상변조 효과에 의해 self-focusing된 광의 mode volume를 solid aperture와 같은 포화효과가 없는 흡수체를 사용하여 조절함으로써 극초단 펄스를 얻는다는 점에서 다르다. 한편 동기형 모드결합방식은 여기광으로 모드결합된 펄스를 사용하고 공진기내에 흡수체가 없기 때문에 이득매질의 특성을 최대한 이용할 수 있어 높은 출력과 파장가변의 잇점이 있다. 그러나 단일펄스를 얻기 위하여 공진기길이를 여기광의 공진기길이와 정수비가 되도록 세밀하게 조절해야하며 또한 공진기내의 결맞지 않은 자발방출광은 불안정한 펄스의 원인이 된다. 또한 동기형 방식으로 얻는 펄스폭은 여기광의 펄스에 의존하며, 일반적으로 수동형 방식에 비하여 그 펄스폭이 크다. 혼합형 모드결합방식(Hybrid mode-locking)은 동기형방식의 공진기내에 낮은 농도의 포화흡수체를 넣는 수동형 방식의 결합방식으로 펨토초 펄스의 안정성과 높은 이득효율을

얻을 수 있다.<sup>[1]</sup> 제2절에서는 동기형 및 혼합형 모드결합방식에서의 피코초 및 펨토초 펄스의 형성원리를 기술하였고, 제3절에서는 비대칭 펄스에 대응되는 자기상관함수를 기술하였으며, 제4절에서는 비대칭 펨토초 펄스의 특성에 관하여 논하였다. 끝으로 제5절에서는 극초단 펄스의 응용의 예로서 반도체가 첨가된 색유리에서의 위상이완 시간측정에 관하여 논하였다.

## II. 극초단 펄스의 형성원리

피코초 펄스폭을 얻기 위하여 사용되는 동기형 모드결합방식에서는 여기광으로 능동형 모드결합된 펄스를 사용한다. 이때 능동형 모드결합방식에서는 주로 공진기내에 전기광학효과(Electro-optic effect) 나 초음파 광학효과(Acousto-optic effect)를 이용하여 공진기의 손실이나 펄스의 위상을 변조시켜 중모드사이에서 모드결합을 유도시키는 방법을 이용한다. 그러나 이 방법은 손실이나 위상변조를 일으키는 초음파나 DC 전기장의 변조 진폭은 느리게 변화되기 때문에, 출력펄스의 시간폭은 약 100 ps로 제한된다. 이와 같이 모드결합된 펄스를 여기광으로 사용하여 레이저의 이득을 변조시키고, 여기광 레이저의 공진기 길이와 출력레이저의 공진기 길이가 일정한 정수비로 일치시킬 때, 유도방출에 의해 보다 짧은 수 ps의 펄스폭을 얻을 수 있다. Petrov 등은 4 준위계의 이득색소에서 울방정식과 파동방정식으로부터 동기형 모드결합 펄스의 특성을 수치해석적으로 구하였다.<sup>[2]</sup> 그림 1(a)와 그림 1(b)는 위의 모델을 사용하여, 공진기길이가 일치된 조건하에서의 펄스 왕복횟수(round trip)에 따른 펄스와 이득의 변화를 나타낸다. 여기서 여기광의 펄스폭은 70 ps였고, 격자간격은 0.1 ps로 하였다.

수동형 모드결합방식이나 혼합형 모드결합방식을 이용한 펨토초 색소레이저에서 극초단 펄스형성에 기여하는 기본원리는 다음과 같이 4가지로 분류된다.

- ① 포화이득효과
  - ② 포화흡수효과
  - ③ 자기위상변조(self-phase modulation:SPM)
  - ④ 군속도분산(group velocity dispersion:GVD)
- ①, ② 느린 흡수체에서 포화흡수효과는 펄스의 세기에 비례하는 빠른 흡수체에 비해 펄스의 흡수된 에너지에 의존한다. 펄스의 앞부분(leading edge)과 같이 광의 에너지 낮을때 흡수가 크고,

광의 중앙이나 뒷부분에서는 포화에너지를 넘기 때문에 흡수가 적다. 펄스가 흡수체에 도달하여 흡수 에너지가 점차 증가함에 따라 흡수체의 포화효과가 나타나기 시작하고, 공진기의 손실은 점차 감소하여 이득보다 적어지기 시작한다. 흡수된 에너지가 포화에너지보다 높으면 포화흡수가 두드러져 공진기의 이득이 손실보다 훨씬 커져 레이저 펄스가 형성된다. 이때 짧은 펄스폭을 얻기 위해서는 이득색소에서도 부분적인 포화현상이 일어나기 시작하여야 한다. 즉 흡수체가 포화되어 투과율이 커져 공진기내의 광에너지가 증가하고, 에너지가 이득색소의 포화에너지보다 높으면 이득은 낮아진다. 이와같이 형성된 펄스는 느린 흡수체인 이득색소나 흡수색소의 형광 감쇄시간보다 훨씬 짧은 펄스폭을 갖는다. 따라서 이득색소에서의 포화이득은 광의 뒷부분(trailing edge)를 자르는 효과를 가져오며 흡수색소에서의 포화흡수효과는 광의 앞부분(leading edge)를 자르는 효과를 가져와 펄스폭이 줄어드는 효과를 얻을 수 있다.

③ 자기위상변조는 강한 세기의 광이 시간에 따라 굴절율이 변화하는 매질을 지날 때 광의 앞 또는 뒷부분이 중앙부분에 비하여 상대적으로 청색 또는 적색편이하여 선폭이 넓어지는 현상이다. 위상변위는 다음과 같이 선형 chirp 매개변수  $a$ 로 근사할 수 있다.<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \omega t - n(t) \frac{\omega l}{c} \\ &= \omega t + at^2 \end{aligned} \quad (1)$$

up-chirping(  $a > 0$ )의 경우 광의 앞부분은 적색편이되고 광의 뒷부분은 청색편이되며 down-chirping(  $a < 0$ )의 경우는 그 반대이다. 자기위상변조효과는 시간상의 위상변조이기 때문에 펄스폭의 변화는 없고 선폭의 확대를 가져와 푸리에 변환 한계값으로부터 멀어짐을 의미한다.

색소레이저에서의 자기위상변조효과로는 입력 광의 시간변화 때문에 생기는 색소용매 에틸렌글리콜의 Kerr 효과와 포화흡수 또는 포화이득의 시간변화 때문에 생기는 비공명효과(off-resonant 효과 또는 absorption saturation modulation)가 있다. 흡수색소에서의 광의 집속은 이득색소의 경우보다 강하고 파장 620nm 부근에서 이득효과가 적으므로 이득색소에서의 자기위상변조효과를 무시하면, 흡수색소에서 Kerr 효과는 up-chirping을 가져오며 비공명효과는 down-chirping을 가져온

다.<sup>[3]</sup> 특히 광의 에너지가 크고 펄스폭이 작을 때 up-chirping이 두드러짐이 잘 알려져 있다.<sup>[4]</sup>

④ 군속도분산은 파장에 의존하는 굴절율을 갖는 매질을 광이 통과할때 파장에 따라 서로 다른 경로차를 갖으므로 서로 다른 시간지연을 경험하기 때문에 생긴다. 이와 같은 효과는 아래와 같은 식으로 표현된다.<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= -k(\omega)l \\ &= -l \left[ k(\omega_0) + \frac{dk}{d\Omega} \Omega + \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d\Omega^2} \Omega^2 \right] \\ &\quad + 0(\Omega^3) \end{aligned} \quad (2)$$

여기서  $\omega_0$ 는 발진 주파수 중심이며  $\omega$ 는 발진주파수이다 ( $\Omega = \omega - \omega_0$ ). 위 식의 두번째 항은 군속도를 나타내고 세번째 항은 군속도분산(GVD)을 나타낸다. 양의 군속도( $d^2k/d\Omega^2 > 0$ )일 때 적색편이된 광의 군속도가 청색편이된 광의 군속도보다 커서 down-chirping된 펄스를 압축시킬 수 있다. 음의 군속도분산( $d^2k/d\Omega^2 < 0$ )의 경우는 그 반대이다.

색소레이저에서 군속도분산의 원인과 각각의 군속도분산의 부호는 다음과 같다.

- ㉠ 유전체 반사경의 효과 : 양 또는 음의 부호
- ㉡ 색소용매 및 프리즘의 선형분산효과 : 양의 부호
- ㉢ 비포화 이득색소의 공명효과 : 양의 부호
- ㉣ 비포화 흡수색소의 공명효과 : 음의 부호
- ㉤ 프리즘쌍의 기하학적 분산효과 : 음의 부호

특히 이득색소로 *RMG* 와 흡수색소 *DODCI* 를 사용한 혼합형 색소레이저의 경우, 가장 두드러진 군속도분산효과는 여기상태의 흡수색소의 비정상분산효과(anomalous dispersion)와 프리즘쌍에 의한 유도되는 기하학적분산효과이다.<sup>[5]</sup>

### III. 비대칭인 펄스의 느린 자기상관함수

시간축 상에서 펄스의 앞부분(leading edge)와 뒷부분(trailing edge)이 비대칭일 때 광의 전기장은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$E(t) = \frac{2}{\exp(At) + \exp(-Bt)} \quad (3)$$

여기서  $A$ 와  $B$ 는 펄스폭과 관련된 상수이다.

이때 시간평균된 제2차 자기상관함수는 다음과 같다.<sup>[6]</sup>

$$\begin{aligned} G_2(\tau) &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)^2 dt} \\ &= \frac{6 \exp(-2B\tau)}{(1-\mu)(2-\mu)(3-\mu)} \times \\ &\quad \frac{(3-\mu)\beta^{\mu-1} + (\mu-1)\beta^{\mu-2} + (1-\mu)\beta + \mu - 3}{(\beta-1)^3} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서  $\mu = 4A/(A+B)$  이고

$\beta = \exp(-(A+B)\tau)$  이다.

### IV. 펄드초 펄스의 비대칭 스펙트럼

수동형이나 혼합형 모드결합 색소레이저에서 chirping 효과는 공진기 내의 자기위상변조와 군속도분산에 의해 유도된다. 자기위상변조는 주로 색소용매의 빠른 Kerr 효과와 포화흡수색소의 비공명효과에 의해 영향을 받는다. 색소용매의 빠른 Kerr 효과에 의한 자기위상변조 효과는 색소용매의 발진파장에서 양의 비선형 굴절율 때문에 up-chirping을 유도한다. 즉 펄스의 앞부분은 적색편이되고 펄스의 뒷부분은 청색편이된다. 또한 흡수색소의 흡수파장은 레이저 발진파장보다 짧고 시간에 따라 변화하는 포화흡수율 때문에, 흡수색소에서의 자기위상변조는 down-chirping을 유도한다.

한편 군속도분산도 chirping된 스펙트럼을 유도하는데, 이때 선형대개변수와 군속도분산과의 관계식은 다음과 같이 주어진다.<sup>[7]</sup>

$$a = -\frac{d^2\phi}{d\Omega^2} / [ (d^2\phi/d\Omega^2)^2 + T^4 ] \quad (5)$$

여기서  $T$ 는 다음과 같은 가우시안 모양의 펄스폭에 비례하는 값이다.

$$I(t) = I_0 \exp[ -(t/T)^2 ] \quad (6)$$

여기서는 가우시안 펄스모양을 고려하였다. 식(5)에서 양의 군속도 분산값은 up-chirping을 유도하고, 음의 군속도 분산값은 down-chirping을 유도한다. 또한 펄스폭이 짧을수록 군속도분산에

의한 스펙트럼의 chirping이 강하게 유도된다.

한편 관측된 펄스의 스펙트럼이 비대칭적인 구조를 갖는다면, 다음과 같이 비대칭적인 구조를 같은 펄스모양을 고려할 수 있다.

$$E(f) = \frac{\exp[i(\omega t + a f^2)]}{\exp(t/T) + \exp(-\gamma t/T)} \quad (7)$$

여기서  $t$ 는 시간축에서 침투출력을 원점으로 상대적인 펄스지연을 나타내고,  $a$ 는 선형 chirp 매개변수를 의미한다.  $\gamma$ 는 시간축 상에서 펄스의 비대칭성을 나타내는 펄스의 비대칭 매개변수이다. 이때 펄스폭은  $\Delta t = 0.8354 T$  이고, 주파수 폭과 펄스폭과의 곱(transform-limits)는 0.2376 이다.

위와 같이 선형 chirping된 펄스의 스펙트럼은 시간축상의 펄스의 모양에 의존하는데 이의 특성은 다음과 같다.<sup>6)</sup>

첫째 그림 2(a) 에서처럼 측정된 스펙트럼의 모양이 침투 출력과장에 대하여 비대칭적인 구조를 보이면, 이는 시간축상의 펄스 모양도 펄스 중심에 대하여 비대칭임을 의미한다. 펄스의 모양이  $\text{sech}^2(t)$  나  $\exp(-t^2/T^2)$  등과 같이 시간축 상에서 대칭적인 구조를 갖는다면, chirp 매개변수값에 상관없이 스펙트럼은 항상 중심과장에 대해 대칭적인 구조를 보인다.

둘째로 선형 chirp 매개변수의 절대값이 커짐에 따라 에너지의 재분배에 따라 스펙트럼 선포는 증가하고 스펙트럼의 침투출력의 세기는 점차 감소한다. 이는 그림 2(b)에 잘 나타나 있다.

셋째로 그림 2(b) 에서처럼 선형매개변수가 변화함에 따라 스펙트럼의 침투과장위치는 청색 또는 적색편이한다. 이때 침투과장위치의 편이방향은 시간축상의 펄스의 비대칭적인 구조에 의존한다. 예를들어 시간축상에서 침투출력 부근의 펄스의 앞부분이 뒷부분보다 급한 기울기를 갖는 비대칭적인 구조를 갖을 때, 스펙트럼의 침투과장위치는 선형매개변수가 점차 증가함에 따라 청색편이를 한다. 시간축상에서 펄스의 비대칭적인 구조가 위와 반대인 경우는 선형매개변수가 점차 증가함에 따라 침투과장위치는 적색편이를 한다. 따라서 chirp 매개변수의 변화에 따른 chirping된 스펙트럼의 변화를 알 수 있다면, 시간축상에서 비대칭적인 펄스구조, 즉 펄스의 앞 또는 뒤 부분 중 어느쪽이 더 급한 기울기를 갖는지 결정할 수 있다.

chirping된 스펙트럼의 변화를 관측하기 위하여, 가장 작은 펄스폭을 발생시키기 위한 프리즘 쌍의 최적조건  $\Delta l = 0$  에서 프리즘의 통과길이를 변화시키면서 관측되는 펄스폭과 그에 대응되는 스펙트럼을 측정하였다. 그림 3(a)와 3(b)에서처럼 프리즘길이가 최적조건보다 음의 값으로 (이는 음의 균속도가 커짐을 의미함) 되었을 때, 스펙트럼은 침투과장 위치를 중심으로 단과장쪽이 장과장쪽보다 완만한 기울기를 보인다. 그러나 그림 3(d)와 3(e) 에서처럼 프리즘길이가 최적조건보다 양의값(이는 양 균속도분산이 커짐을 의미한다.)으로 변화되었을 때, 침투과장위치를 중심으로 단과장쪽이 장과장쪽보다 급한 기울기를 보인다. 한편 그림 3(c)와 같이 가장 짧은 펄스폭을 보이는 경우의 스펙트럼은 색소용매의 자기위상변조효과에 의해 up-chirping 구조를 보임이 잘 알려져 있다. 따라서 위와 같이 프리즘 길이의 변화, 즉 대칭적인 스펙트럼 구조의 변화로부터 앞절에서 논의한 것과 같이 시간축상에서의 펄스의 모양은 식 (7)과 같이 주어짐을 알 수 있다. 시간축상에서의 펄스의 비대칭 매개변수  $\gamma$ 와 펄스폭에 비례하는  $T$ 를 구하기 위하여, 측정된 자기상관함수를 식 (4)의 자기상관함수에 fitting 하였다. 이때 비대칭 매개변수  $\gamma = 5$  로 계산된 자기상관함수는 측정된 전 자기상관함수에 일관되게 일치하였다. 위와 같이 구한 비대칭 매개변수  $\gamma$ 와 시간폭에 비례하는  $T$ 를 가지고, 식 (7)의 펄스진폭을 푸리에 변환하면 이에 대응되는 펄스의 스펙트럼을 얻을 수 있다. 이와 같이 계산된 스펙트럼과 측정된 스펙트럼을 비교하면 스펙트럼의 chirp 매개변수  $a$ 를 얻을 수 있으며 이는 표 1에 나타나 있다.

## V. CdSSe 미소반도체의 위상이완시간 측정

최근 극초단 펄스의 개발과 함께 그 응용범위가 확대된 시분해 4광파 혼합법은 단색광을 사용하여 위상이완시간(dephasing time)을 시간영역에서 바로 측정할 수 있다는 장점과 신호 대 잡음비가 뛰어나며, 실험장치가 비교적 간단하다는 장점을 갖는다. 4광파 혼합법은 2광파를 사용하여 위상이완시간  $T_2$ 을 측정할 수 있으며, 3광파를 사용할 경우 시분해 위상이완시간 뿐 아니라 에너지(또는 에너지 밀도)의 이완시간  $T_1$ 를 측정할

수 있다.

반도체 구의 크기가 Bohr 반경(CdSe의 경우 56Å) 보다도 작아지면 에너지 띠 근처에서 여기된 exciton은 양자구속효과를 보인다. 그러나 양자구속효과를 보이지 않는 CdSSe와 같은 미소반도체에서는 에너지 띠 근처에서 bulk 반도체와 같은 exciton의 특성도 관측되지 않는다. 따라서 일반적으로 밴드구조 내 자유전자의 위상감쇄시간이 exciton에 비해 빠르므로 이와같은 미소반도체에서의 비선형특성이 자유전자 또는 exciton에 비롯되는지를 규명하기 위해서는 시분해 분광법이 매우 유용하다. 본 실험에서는 상업적으로 판매되는 CdS<sub>0.3</sub>Se<sub>0.7</sub>(Schott 사, RG645) 미소반도체의 에너지 띠 근처에서의 비선형 특성을 연구하기 위하여 시분해 4광과 혼합법으로 온도변화에 따른 위상이완시간을 측정하였다. 한편 불균질 선평확대가 매우 큰 경우 시간적분된 회절광은 다음과 같이 photon echo-like 특성을 보인다.<sup>[8]</sup>

$$I_{\frac{1}{2}}^{inhom}(T) \propto \theta(T) e^{-4\gamma_1 T} \times \left[ 1 + \left( \frac{V}{\gamma_1} \right)^2 (1 - e^{-\gamma_1 T})^2 \right] \quad (8)$$

그림 4은 절대온도 13K 에서 130K 까지의 온도변화에 대하여 시간지연에 따른 제3차 비선형 편극에 의해 발생된 회절광의 세기변화를 나타낸다. 그림 4(f)는 100 fs 자기상관함수의 펄스폭을 나타낸다. 13K 온도에서 발생된 회절광에서 양의 지연시간에서의 세기는 음의 시간지연의 세기에 비해 보다 늘어난 비대칭적인 모양을 가짐이 잘 나타나 있다. 그림 5는 온도가 각각 13K, 70K, 130K일때 상용로그를 취한 회절광 세기를 나타낸다. 그림 4 와 그림 5로부터 측정온도에서 fitting된 T<sub>2</sub>값은 표2와 같다. 온도가 상승함에 따라 위상이완시간이 짧아지는 현상이 LO 포논의 상호작용에 비롯된다고 가정하면, 위상이완시간의 감쇄율은 다음과 같이 표현된다.<sup>[9]</sup>

$$\frac{1}{\tau} = A + \frac{C}{\exp(E_{LO}/k_B T) - 1} \quad (9)$$

여기서 E<sub>LO</sub>는 LO 라만 에너지이고, k<sub>B</sub>는 Boltzman 상수이다. 식 (9)에서, A는 T = 0에서의 감쇄율로 불순물이나 반도체의 크기 및

성분의 불균질성에 의한 기여를 나타낸다. 한편 LO 포논에 의해 불균질확대된 계의 선평확대는 다음과 같이 표현되므로

$$\Gamma_{\mu}(T) = \frac{\Gamma_{LO}}{\exp(E_{LO}/k_B T) - 1} \quad (10)$$

fitting된 C 값으로부터  $\Gamma_{LO}^{inhom} = 39.5 \text{ meV}$ 을 얻었다. 선평터의 경우 상온에서 LO 포논에 의한 균질확대가 우세하므로,<sup>[10]</sup> 이를 고려하면  $\Gamma_{LO}^{hom} = 79 \text{ meV}$ 가 된다. 이 값은 다른 II-V 화합물 반도체 bulk ZnSe 나 ZnSe MQW에서 측정된 값  $\Gamma_{LO}^{hom} = 81 \text{ meV}$ 와 거의 일치한다.<sup>[11]</sup> 따라서 microstructure 선평터에서 측정된 위상이완은 bulk 상태나 MQW에서처럼 free exciton에 의한 것으로 이해된다. 또한 식 (9)로부터 상온에서의 위상이완시간을 예상할 수 있는데 상온에서 균질확대된 계의 경우 T<sub>2</sub>=29 fs가 된다. 이 값은 최근 Huang 등과 Yajima 등이 chirped pulse를 이용한 4광과 혼합법으로 수행된 상온의 Y-52, CS 2-73, RG 645 등의 선평터에서의 측정값 ~ 30fs, 20fs, 13fs와 비슷하다.<sup>[12]</sup>

## VI. 결 론

동기형 모드결합방식에서의 약 700번의 공진하였을 때 정상상태의 피코초 펄스가 발생함을 수치해석으로 보였다. 이득색소 RAG와 흡수색소 DODCI를 사용한 혼합형 모드결합방식에서 발생된 펄스폭은 시간축 상에서 비대칭구조를 갖고 있으며, 펄스의 선평확대는 공진기내의 군속도분산에 의존함을 규명하였다. 또한 펄스폭을 갖는 전방 2광과 여기광을 이용한 축퇴 4광과 혼합법으로 온도 13K의 CdSSe가 첨가된 유리에서의 위상이완시간은 약 370 fs 이었다. 위상이완시간의 온도의존성으로부터 미소반도체의 위상이완시간의 특성은 미소반도체의 불균한 크기분포에도 불구하고 bulk 상태 반도체의 free exciton과 유사한 특성을 보였다.

### 참고 문헌

- [1] F. J. Daute, L. W. Hillman, *Dye Laser Principles with Applications* (Academic Press, 1990).
- [2] V. Petrov, W. Rudolph, U. Stamm, and B. Wilhelmi, *Phys. Rev. A* **40**, 1474 (1989).
- [3] A. Finch, G. Chen, W. Sleat and W. Sibbet, *J. Mod. Opt.* **35**, 345 (1988).
- [4] R. S. Miranda, G. R. Jacobovitz, C. H. Brito Cruz, and M. A. F. Scarparo, *Opt. Lett.* **11**, 224 (1986). ; J. A. Valdmanis and R. L. Fork, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 112 (1986).
- [5] 임용식, 김광훈, 문희중, 윤선현, 이재형, 장준성, *새물리* **34**, 510 (1994). ; S. D. Silvestri, P. Laporta, and O. Svelto, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 533 (1984).
- [6] Y. S. Lim, G. H. Kim, H. J. Moon, C. S. Go, J. H. Lee, J. S. Chang, *J. Mod. Opt.*, **42**, 1631 (1995).
- [7] E. Wolf, *Progress in Optics* **29**, 209 (1991).
- [8] M. Wegner, D.S. Chemla, S. Schmitt-Rink, W. Schäffer, *Phys. Rev. A* **42**, 5675 (1990).
- [9] M. Wegner, I. Bar-Joseph, G. Sucha, M. N. Islam, N. Sauer, T. Y. Chang, D. S. Chemla, *Phys. Rev. B* **39**, 12794 (1989). ; J. Lee, E. S. Koteles, M. O. Vassell, *Phys. Rev. B* **33**, 5512 (1986).
- [10] P. Roussignol, D. Richard, C. Flytzanis, N. Neuroth, *Phys. Rev. Lett* **62**, 312 (1989).
- [11] D. S. Kim, A. Fisher, J. Hays, W. Shan, J. J. Song, D. B. Eason, J. Ren, J. F. Schetzina, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1534 (1994). ; A. Fisher, D. S. Kim, J. Hays, W. Shan, J. J. Song, D. B. Eason, J. Ren, J. F. Schetzina, H. Luo, J. K. Furdyna, Z. Q. Zhu, T. Yao, J. F. Klem, W. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2368 (1994).
- [12] G. L. Huang, H. S. Kwok, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 2019 (1992). ; T. Tokizaki, Y. Ishida, T. Yajima, *Ultrafast Phenomena VI*, pp 372, edited by T. Yajima, K. Yoshihara, C. B. Harris, S. Shionoya (Springer Verlag, Berlin, 1988). ; Y. Ishida, T. Yajima, *Revue Phys. Appl.* **22**, 1629 (1987).

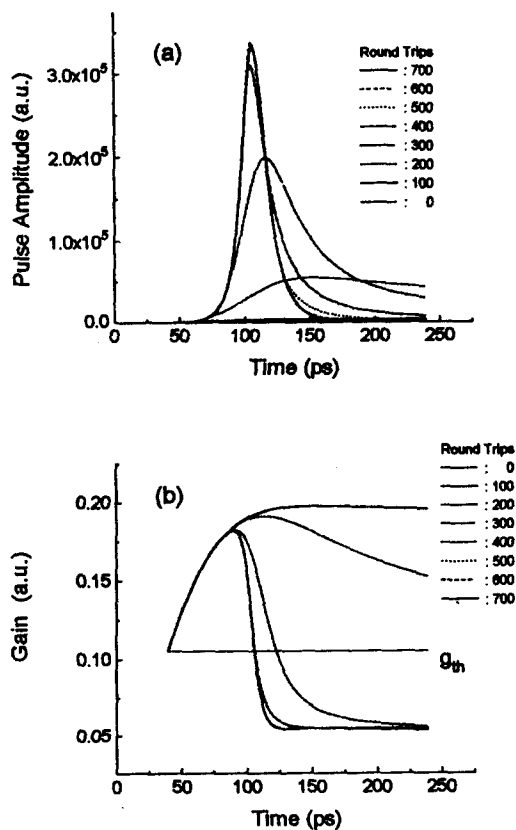


그림 1. 동기형 모드결합 방식에서 공진기 round trips에 따른 (a) 펄스와 (b) 이득의 time evolution.

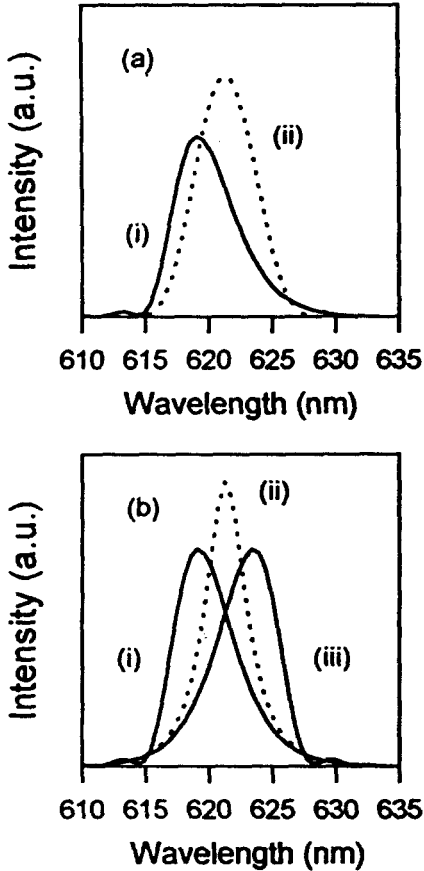


그림 2. (a) 선형 chirp 매개변수  $a=0.00005 \text{ fs}^{-2}$ 이고, (i) 방정식 (7)과 같은 비대칭 펄스 ( $T=100\text{fs}$ ,  $\gamma=5$ ), (ii) 대칭인  $\text{sech}(t/T)$  ( $T=100\text{fs}$ ) 펄스에 대응되는 스펙트럼. (b) 방정식 (31)와 같은 비대칭펄스에서 (i)  $a=0.00005\text{fs}^{-2}$ , (ii)  $a=0 \text{ fs}^{-2}$ , (iii)  $a=-0.00005 \text{ fs}^{-2}$  인 스펙트럼. 여기서 파장중심은  $\lambda_0=622\text{nm}$ 로 고정하였다.

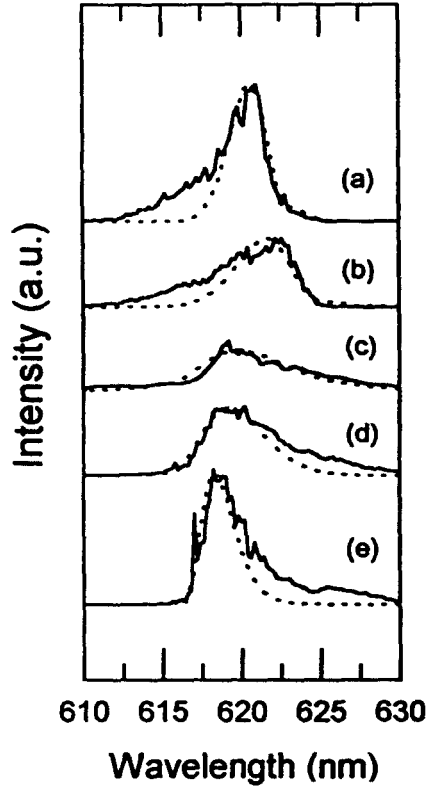


그림 3. 방정식 (7)과 같은 비대칭인 펄스에 대응되는 측정(—) 및 계산된(---) 스펙트럼. 각 프리즘의 detuning에 대응되는 fitting parameters 는 표 1에 같은 순서로 나타나 있다.

표 1. 프리즘 detuning에 따른 측정된 펄스폭과 fitting된 chirp 매개변수

프리즘의 detuning $\delta(\mu\text{m})$	펄스폭 $T(\text{fs})$	chirp 매개변수 $a(\text{fs}^{-2})$	중심파장 $\lambda_0(\text{nm})$
-900	400	-0.000014	620
-500	250	-0.00003	620.46
0	65	0.00004	622
200	175	0.00001	622
600	240	0.00001	620

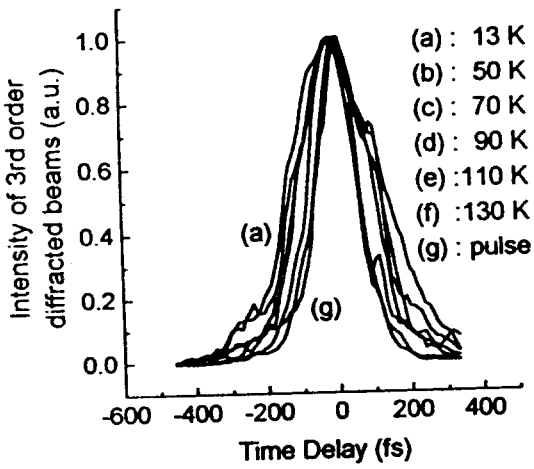


그림 4. 온도 변화에 따른 시간적분된 사광파 회절광의 세기.

표 2. 위상이완시간의 온도의존성

온도 (K)	위상 이완 시간 (fs)
13	$370 \pm 7$
70	$314 \pm 8.5$
90	$266 \pm 60$
110	$200 \pm 60$
130	$170 \pm 52$

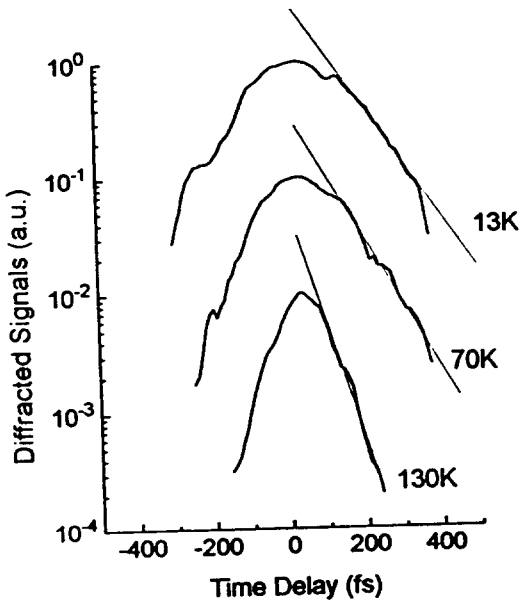


그림 5. 서로 다른 세 온도에서의 시간지연에 따른 시간적분된 사광파 회절광의 세기.