

반도체의 분광학

유성규 · 추장희 · 김동호

한국표준과학연구원 분광그룹

박 승 한

연세대학교, 물리학과

이 종 현

경북대학교, 전자공학과

(1994년 1월 9일 받음)

반도체 양자구조에 대한 광특성을 이해하기 위하여 정상상태에서의 흡수 스펙트럼과 광여기 발광(photoluminescence) 측정을 통하여 양자구속효과 등의 선형 광특성에 대해 알아보았다. 또한 반도체 양자구조를 이용한 광소자 개발에 있어서 매우 중요한 반도체의 비선형 광특성을 이해하기 위하여 비선형성을 일으키는 쿨롱 스크리닝(Coulomb screening), 띠채움(bandfilling), 밴드갭 재규격화(bandgap renormalization), 그리고 열효과 등에 대해 알아보았다. 그리고 광여기에 의해 생성되는 운반자(carrier) 들의 동역학에 대해 알아보고, 이러한 운반자들의 시간에 따른 움직임을 측정하는 degenerate four-wave mixing과 differential transmission spectroscopy 등의 시간 분해 분광학에 대해 소개하였다.

I. 서 론

21세기 대용량, 초고속 정보통신 시대를 앞두고 전자 소자가 갖고 있는 한계점을 극복하여 대용량 기억소자와 고속으로 정보를 처리할 수 있는 광소자에 대한 필요성이 날로 증가하고 있다. 이러한 요구에 부응하는 새로운 소자로서 반도체 양자구조의 광특성을 이용한 소자 개발에 많은 연구가 이루어 지고 있다. 1969년 Esaki와 Tsu가 반도체 초격자구조에 대해 제안함으로써¹⁾ 시작된 반도체 양자구조에 대한 연구는 molecular beam epitaxy와 metalorganic chemical vapor deposition 등의 반도체 양자구조 제조기술의 발달로 많은 발전을 거듭해 왔다. 특히 반도체 다중양자우물구조(multiple quantum well; MQW)의 광의 세기에 의존하는 비선형 광학적 특성을 이용한 광전소자(optoelectronic device), 광결합기(optical coupler), 광논리소자(optical logic gate), 그리고 광스위칭소자(optical switching device, self-enhanced electrooptic device(SEED)^{2,3)} 등의 개발에 많은 연구가 진행되고 있다. 이러한 광소자들은 대부분 반도체 양자구조의 비선형 광학적 특성을⁴⁾ 이용하기 때문에 반도체 양자구조를 이용한 광소자를 개발하기 위해서는 반드시 반도체 양자구조의 광특성을 이해하여야 한다.

본 연구에서는 반도체 양자구조의 광특성을 이해하기 위하여 정상상태(steady-state)에서의 선형 광특성인 흡수 스펙트럼과 광여기 발광(photoluminescence; PL) 측정을 통하여 저차원 양자구조에서 크게 나타나는 양자구속효과(quantum confinement effect)와 양자우물구조(quantum well; QW)에서 우물의 크기가 작아질수록 경계면의 불균질(interface roughness)에 의해 생기는 흡수 스펙트럼의 퍼짐(broadening)에 대해 알아보려고 한다. 또한 반도체 양자구조를 이용한 광소자 개발에 있어서 매우 중요한 비선형 광학적 특성을 이해하기 위하여 반도체의 광학적 비선형성을 일으키는 쿨롱 스크리닝, 띠채움, 밴드갭 재규격화, 그리고 열효과 등에 대해 알아보고, 이러한 비선형 광학적 특성을 측정하는 비선형 분광학인 degenerate four-wave mixing spectroscopy와 differential transmission spectroscopy 등에 대해 소개하고자 한다.

II. 반도체의 선형 분광학

(Linear spectroscopy in semiconductors)

전도대에 형성된 전자와 가전자대의 정공(hole)은 서로 쿨롱 인력에 의해 전자-정공 쌍을 형성하여 구속상태를

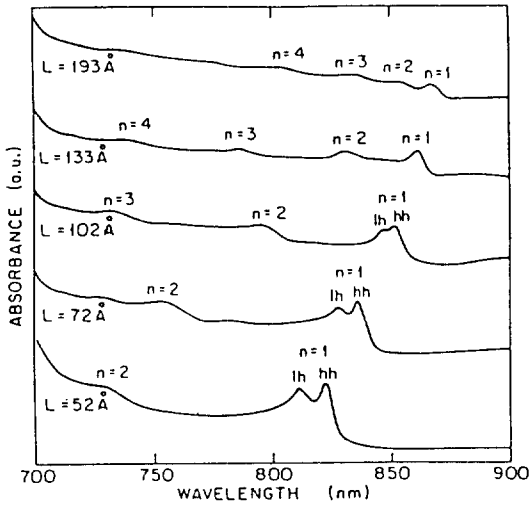


그림 1. 우물의 크기에 따른 GaAs/Al_{0.32}Ga_{0.68}As 다중양자우물구조의 실온에서의 흡수 스펙트럼.

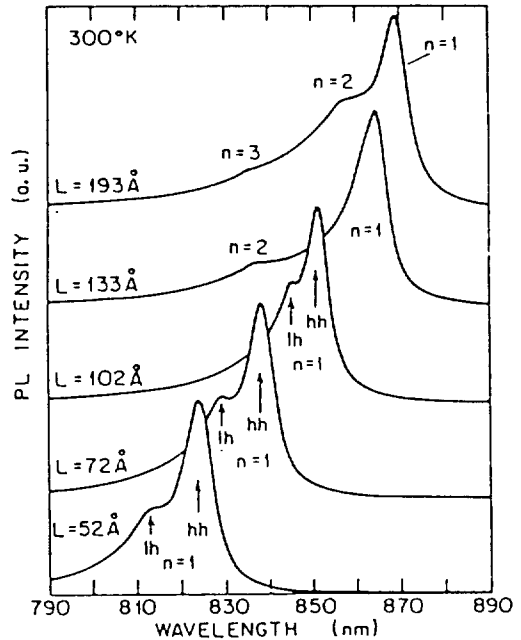


그림 2. GaAs/Al_{0.32}Ga_{0.68}As 다중양자우물구조의 광여기 발광 스펙트럼.

아른다. 이 구속상태를 엑시톤(exciton)이라 하며, 엑시톤은 반도체의 광특성에 매우 중요한 역할을 하기 때문에 엑시톤에 대한 연구가 매우 활발하다. 반도체의 광특성이 여기광의 세기에 무관할 때를 선형특성이라 하며 정상 상태에서의 반도체의 선형 특성을 측정하는 분광학을 선형 분광학이라 한다. 선형 분광학에는 흡수율 측정, PL 분광학, 광여기 발광 여기 분광학(photoluminescence excitation spectroscopy) 등이 있다. 반도체 성장기술의 발달로 양자우물구조, 양자선구조, 그리고 양자구슬구조의 제조가 용이해졌으며, bulk에 비해 저차원 양자구조로 갈수록 전자의 운동이 구속되기 때문에 여러가지 구속 효과가 나타난다.

양자구속효과는 전자의 운동이 차원에 따라 구속되기 때문에 나타나는 현상으로 엑시톤 상태에 있는 전자와 정공의 상대적 거리가 3차원 bulk에 비해 저차원으로 갈수록 줄어들기 때문에 같은 단위 셀에 있을 확률이 bulk에 비해 저차원 양자구조가 훨씬 커지며(더 큰 엑시톤 oscillator strength를 갖는다) 더 큰 엑시톤 결합 에너지를 갖는다. 따라서 양자구속효과는 저차원 양자구조로 갈수록 더 크게 나타나며, 같은 양자우물구조에 있어서도 우물의 크기가 작을수록 더 큰 양자구속효과를 나타낸다. Bulk GaAs에서는 heavy hole(hh)과 light hole(lh) 준위가 서로 축퇴(degenerate)되어 분리가 되지 않는다. 그러나 양자우물구조에서는 우물의 크기가 작아지면 작아질수록 양자구속효과에 의해 서로 분리가 잘 일어나며 hh과 lh 사이의 에너지차도 커지게 된다. 그림

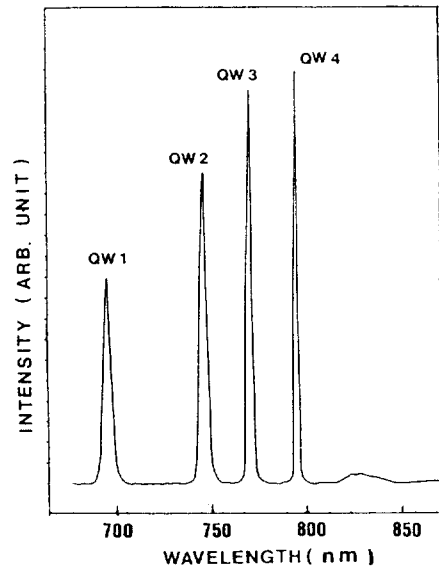


그림 3. GaAs/AlGaAs 양자우물구조의 10 K에서의 광여기 발광 스펙트럼.

1은 GaAs/Al_{0.32}Ga_{0.68}As 다중 양자 우물구조에 대한 실온에서 측정된 우물의 크기에 따른 흡수율을 나타낸다.¹⁾ 양자우물구조에서 우물의 크기를 L, 라 하였을때 전자의

에너지는

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(n \frac{\pi}{L_z} \right)^2 \quad (1)$$

로 주어지며, 우물의 크기가 작아지면 작아질수록 $n=1$ 엑시톤의 흡수 피크가 청색 쪽으로 이동됨을 볼 수 있고 hh 과 lh 사이의 에너지 차가 커짐을 볼 수 있다. 또한 $n=1$ 엑시톤과 $n=2$ 엑시톤 사이의 에너지 차도 우물의 크기가 작아질수록 커짐을 볼 수 있다. 그림 2는 GaAs/Al_{0.32}Ga_{0.68}As MQW의 PL 데이터를 나타낸다.^[6] 그림 3은 GaAs/AlGaAs MQW의 우물의 크기에 따른 PL 특성을 나타낸다.^[7] QW1, QW2, QW3, 그리고 QW4는 우물의 크기가 각각 20 Å, 40 Å, 60 Å, 그리고 100 Å, 장벽(barrier)이 300 Å인 GaAs/AlGaAs MQW을 나타낸다. 흡수 스펙트럼에서와 마찬가지로 우물의 크기가 작아질수록 PL 피크가 청색 쪽으로 이동함을 볼 수 있다. MQW에서 우물의 크기가 작아지면 성장과정에서 생기는 경계면의 불균질에 의해 엑시톤 피크의 퍼짐이 생긴다. 이것은 양자우물구조에서 각 양자상태 사이의 전이 에너지는 식 (1)에 의해 결정되며 우물의 크기 L_z 의 변화 $L_z \pm \Delta L_z$ 는 전이 에너지의 변화 $E \pm \Delta E$ 를 가져오고 이것에 의한 전이선의 중첩에 의해 비균질(inhomogeneous) 퍼짐이 생긴다. 그림 3에서 우물의 크기가 작아질수록 양자크기효과에 의한 퍼짐이 더 커짐을 볼 수 있다. 이러한 엑시톤 피크의 퍼짐은 우물의 크기가 100 Å인 양자우물 구조에서는 대략 2 meV, bulk에서는 0.1 meV로 저차원 양자구조에서 훨씬 크게 일어난다.^[5]

III. 반도체의 광학적 비선형성 (Optical nonlinearities in semiconductors)

광의 세기가 낮을 때에는 반도체의 광흡수율 및 굴절율은 일반적으로 광의 세기에 선형적으로 응답하나 광의 세기가 높은 영역에서는 밴드갭 근처에서 광흡수율 및 굴절율이 광의 세기에 의존하며 크게 변화한다. 반도체의 이러한 광흡수율과 굴절율의 광세기 의존성을 광학적 비선형성이라 한다.

광학적 비선형성은 차원을 줄이면 줄일수록 크게 일어날 뿐만 아니라 빠른 응답특성을 나타내기 때문에 저차원 반도체 양자구조에 대한 연구가 활발히 수행되고 있으며, 이러한 비선형 광학적 특성은 광스위치소자, 광논리소자, 그리고 광기억소자 등에 활용되고 있다. 반도체의 광학적 비선형성을 일으키는 주요 요인은 다음과 같다.

1. 쿨롱 스크리닝

광여기에 의해 고농도의 전자와 정공이 전도대와 가전자대에 생성되면 전도대에 있는 전자와 가전자대에 있는 정공은 서로 쿨롱 상호작용을 하게 된다. 이러한 쿨롱 상호작용에 의해 엑시톤이 형성되며 흡수 스펙트럼에서의 엑시톤 피크가 나타나게 된다. 그런데 고농도의 운반자들이 생성되면 한 전자의 쿨롱 포텐셜(potential)은 다른 많은 전하들이 존재하므로써 스크린되며, 결과적으로 스크린된 쿨롱 포텐셜이 형성된다. 이러한 스크리닝은 전자와 정공사이의 상호작용을 약화시키며 엑시톤을 이온화시킨다. 따라서 흡수 스펙트럼에서 엑시톤 피크 근방에서 흡수율이 현저하게 줄어드는 큰 광학적 비선형성을 나타내게 된다. 즉, 반도체의 밴드갭 근처의 파장으로 광여기 시키면 고농도의 전자와 정공이 생성되며 이들은 스크린된 쿨롱 포텐셜을 형성시켜 결과적으로 전자와 정공사이의 결합력을 약화시킨다. 전자와 정공사이의 결합력의 약화는 엑시톤을 이온화시키게 되고 엑시톤이 더 이상 구속상태(bound state)로 존재할 수 없게 한다(자유운반자로 존재). 따라서 밴드갭 근처에서 흡수율이 크게 변화되는 비선형 광학현상을 나타내게 된다. 그림 4는 bulk GaAs의 밴드갭 근처에서의 흡수

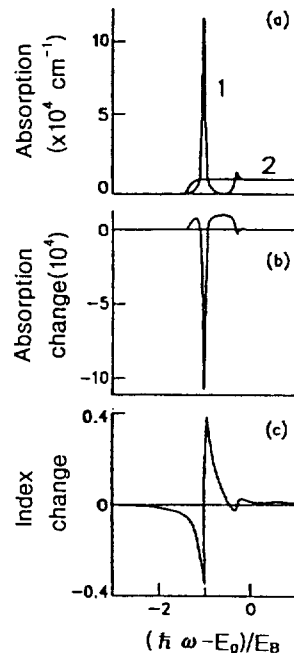


그림 4. GaAs의 광학적 비선형성 (a) 운반자 농도가 낮을 때 (1)와 높을 때의 흡수 스펙트럼 (b) 흡수계수의 변화량 (c) 굴절율의 변화량.

스펙트럼을 나타내는 것으로 운반자 농도가 낮을 때 (1)와 Mott 농도 이상에서 (2)의 데이터이다.^[5] 운반자농도가 높을 때 쿨롱 스크리닝에 의해 엑시톤에 의한 흡수율의 변화가 크게 일어남을 볼 수 있다. 그림 (c)는 Kramers-Kronig 관계식

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \text{pr} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2)$$

에 의해 흡수율의 변화 $\Delta\alpha$ 로부터 바로 계산된 굴절율의 변화를 나타낸다.

2. 띠채움

전자와 정공은 Fermion이므로 Pauli 배타원리(exclusion principle)에 따라 양자상태를 채우게 된다. 반도체의 밴드에 있는 한 양자상태는 spin up상태와 down 상태의 두 운반자만 들어갈 수 있다. 만일 허용된 양자상태에 이미 운반자가 차 있다면 이 양자상태에는 더 이상의 운반자가 들어갈 수 없게 되므로 이 양자상태에 대한 흡수는 일어날 수 없게 된다. 이와 같이 광여기에 의해 허용된 양자상태가 채워지는 현상을 띠채움(bandfilling 또는 phase space filling)이라 한다. 그림 5는 띠채움에 의한 비선형성을 나타내는 것으로 운반자의 농도가 높을 때 흡수밴드가 높은 에너지 쪽으로 이동함을 볼 수 있다.^[5]

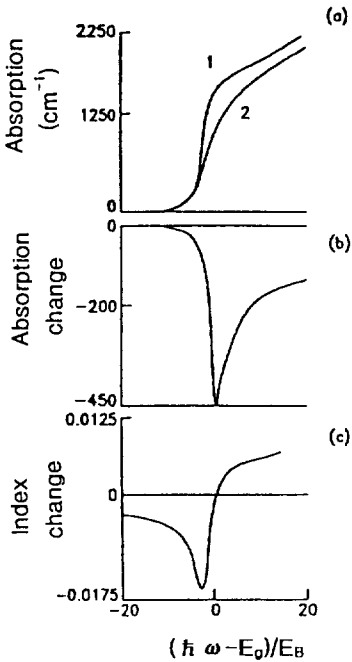


그림 5. 띠채움 효과에 의한 광학적 비선형성.

3. 밴드갭 재규격화

전도대와 가전자대에 생성된 전자와 정공은 서로 쿨롱 상호작용에 의해 결합 에너지(binding energy)를 형성한다. 그러나 전자와 전자, 정공과 정공끼리의 쿨롱 상호작용도 존재하며 이러한 상호작용은 전자와 전자, 정공과 정공이 서로 가깝게 존재하는 것을 방해한다. 그리하여 같은 전하를 띤 운반자 들이 서로 멀리 존재하

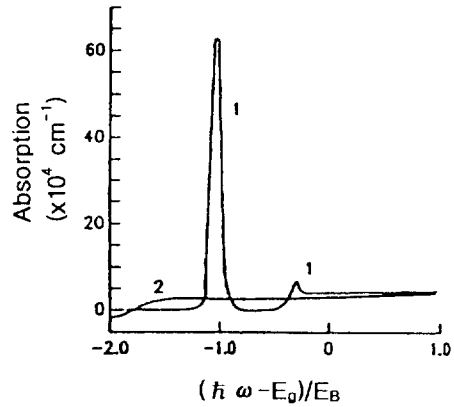


그림 6. Bulk CdS의 밴드갭 재규격화에 의한 30 K에서의 광학적 비선형성.

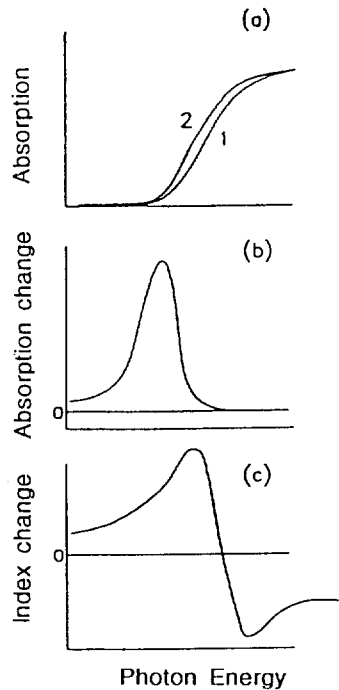


그림 7. 열 효과에 의한 광학적 비선형성.

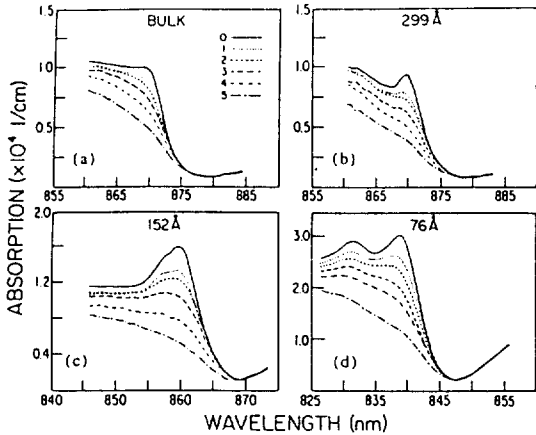


그림 8. Pump 빔의 세기(W/cm^2)에 따른 ((0) 0, (1) 670, (2) 1270, (3) 2650, (4) 5400, 그리고 (5) 11700) (a) bulk GaAs, (b) 299 Å, (c) 152 Å, 그리고 (d) 76 Å 다중양자우물구조에 대한 실온에서의 흡수 스펙트럼.

므로 해서 쿨롱 에너지가 줄어들게 되고 이것은 밴드갭 에너지를 작아지게 한다. 이와 같이 밴드갭이 줄어드는 현상을 밴드갭 재규격화라 한다. 그림 6은 밴드갭 재규격화에 의한 흡수율의 비선형성을 나타내는 것으로 높은 운반자 농도에서 밴드갭이 줄어들므로 해서 $n=1$ 엑시톤 에너지 이하에서의 흡수가 증가함을 볼 수 있다.^[5]

4. 열 효과

광여기로 생성된 전자와 정공은 포논(phonon)과의 상호작용으로 포논을 내놓고 격자에 에너지를 전달하며 비방사 재결합(nonradiative recombination)을 하기도 한다. 이러한 과정을 통해 격자는 에너지를 받아 격자 온도가 상승하게 되며, 일반적으로 반도체에서 격자 온도가 상승하면 밴드갭 에너지가 낮아지게 되므로 흡수 밴드의 적색편이를 가져오는 비선형 현상을 일으킨다. 이를 열 효과라 한다. 열효과는 응답 특성이 느리며 밴드갭 재규격화에 의한 비선형성과 구별된다. 그림 7은 흡수율의 열효과를 나타낸다.^[5] 한편 bulk에 비해 저차원 양자구조로 갈수록 상태밀도(density of state)의 수가 줄어들기 때문에 쿨롱 스크리닝 효과는 저차원 양자구조에 비해 bulk에서 훨씬 크게 일어난다. 그러나 락스 효과는 저차원 양자구조에서 훨씬 크다.

그림 8은 GaAs/AlGaAs MQW의 우물 크기에 따른 흡수율의 비선형성을 나타내고 있으며, 그림 9는 Kramers-Kronig 관계식으로부터 계산된 굴절율의 변화를 나타낸다. 그림 8에서 우물의 크기가 작으면 작을수록

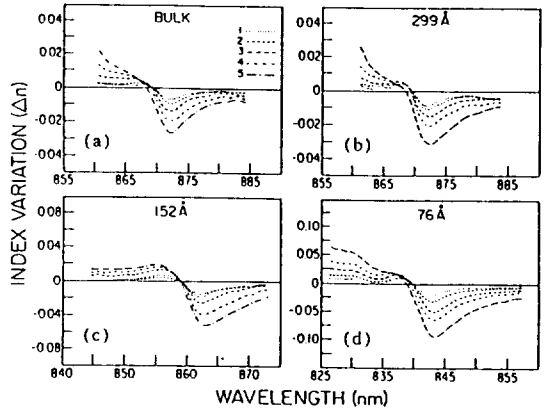


그림 9. 그림 8의 데이터로부터 계산된 굴절율의 변화량.

비선형 효과가 더 크게 일어남을 볼 수 있다.^[8]

IV. 운반자 동역학 (Carrier dynamics)

펨토초(femtosecond) 펄스폭을 갖는 레이저를 반도체에 입사시켰을 때 반도체내에서 일어나는 운반자 동역학에 대한 연구는 반도체의 비선형 광학적 특성을 밝혀내는데 매우 중요한 역할을 한다. 펄스 레이저로 반도체를 펌핑하였을 때 일어나는 운반자들의 거동은 대략 다음의 네단계로 설명되어 진다.^[5]

1. Collision-free regime

반도체의 밴드갭 근처의 에너지(과장)를 갖는 펨토초 레이저 빔(laser beam)으로 반도체를 광여기 시키면 고농도의 전자와 정공이 전도대와 가전자대에 각각 생성되어 서로 쌍을 이루어 엑시톤을 형성하거나 자유운반자로 작용하게 된다. 이러한 운반자의 생성은 매우 빠르게 이루어지며 이렇게 생성된 운반자들은 매우 높은 비평형상태에 있게 되며, 이들은 비열적 분포함수(non-thermal distribution function)에 의해 기술된다. 그리고 입사된 레이저 펄스(electromagnetic field)는 전도대와 가전자대 사이의 coherent coupling, 즉 coherent polarization을 유도시킨다. 다시 말하면, 반도체의 밴드갭 근처의 에너지를 가진 레이저 펄스로 반도체를 광여기시키면 광여기가 일어나는 순간 전도대와 가전자대에 각각 전자와 정공이 생성되고 이들은 서로 쿨롱 상호작용에 의해 엑시톤을 형성하거나 자유운반자로 되어, 서로 상호작용을 하거나 포논과의 상호작용을 막 시작하려는 순간이다. 그리고 레이저 펄스에 의한 coherent polariza-

tion이 유도된 순간이다.

2. Coherent regime, 1-2 collisions

광여기에 의해 생성된 많은 운반자들은 서로 상호작용을 하게 되는데 이 시간대는 운반자들이 한두번 정도의 충돌을 일으킬 정도의 짧은 시간대로써 막 상호작용이 일어나려는 순간이다. 이때 레이저 펄스에 의해 유도된 optical phase coherence가 소멸되는 위상 완화(phase relaxation)가 일어난다. 그러나 이러한 위상 완화과정은 운반자와 운반자, 운반자와 포논과의 많은 상호작용에 의해 일어나는 것이 아니라 기껏 한두번 정도의 충돌(상호작용)에 의해 벌써 phase coherence가 깨어지기 때문에 이러한 위상 완화과정을 연구하고 위상 완화시간을 측정하기 위해서는 펨토초 정도의 극초단 펄스레이저가 필수적이다.

반도체내에서 일어나는 위상 완화시간을 측정하는 방법으로는 degenerate four-wave mixing spectroscopy를 들 수 있다.

3. Collision regime

이 시간대에서는 운반자와 운반자 사이의 상호작용, 운반자와 포논과의 상호작용에 의해 확산(diffusion), 충돌(collision), 재결합(recombination) 등이 일어나는 과정으로 전도대에서 가전대로의 전자전이(electron transition)가 일어난다. 광여기에 의해 여기된 전자들은 Pauli 배타원리에 따라 허용된 양자 상태를 채우게 되므로 광여기 과정에 의해서 허용된 양자 상태가 모두 채워지는 때 채움이 일어나게 되면 그 양자 상태에 해당하는 빛은 더 이상 흡수가 일어나지 않게 되는 흡수밴드의 청색편이가 일어나게 된다.

즉, 광여기 과정이 어느 정도 진행된 후에는 띠채움에 의해 흡수 브리칭(absorption bleaching)이 일어나게 되며 허용된 전자준위 사이의 전자전이가 일어난다. 이러한 흡수 브리칭, 브리칭 회복시간, 그리고 에너지 완화시간(energy relaxation time) T_1 을 측정하는 방법으로 펄스 폭이 짧고 광세기가 큰 펌프(pump) 빔으로 광여기 시킨 후 밴드폭이 넓고 광세기가 작은 조사(probe) 빔으로 펌프 빔에 의한 투과율의 변화를 측정하는 pump-probe spectroscopy가 있다.

이 방법으로 반도체 양자 우물구조의 광학적 비선형성을 측정할 수 있으며, 측정된 $\Delta T/T_0$ 로부터 흡수율의 변화 $\Delta\alpha$ 를 알 수 있으며 또한 $\Delta\alpha$ 를 알면 Kramers-Kronig 관계식에 의해 굴절율의 변화 Δn 을 알 수가 있게 된다.

4. Quasi-equilibrium regime

이 시간대에서는 광여기에 의해 생성되는 운반자 생성율(generation rate)과 방사(radiative) 또는 비방사 재결합율(recombination rate)이 서로 같아 평형상태에 도달하게 된다.

V. 시간분해 분광학 (Time-Resolved Spectroscopy)

반도체 소자의 빠른 응답 특성과 비선형 광특성을 측정하기 위해서는 운반자들의 움직임을 시간의 함수로 측정할 수 있어야 한다. 빠른 펄스 레이저로 반도체를 광여기 시켰을때 광여기로 생성된 운반자들이 시간에 따라 어떻게 움직이는가에 대한 연구(운반자 동력학)는 반도체소자의 광특성 평가에 있어서 매우 중요한 요소이다. 운반자들의 시간에 따른 움직임을 측정하는 방법을 시간분해 분광학이라 하며, degenerate four-wave mixing spectroscopy와 differential transmission spectroscopy 등을 들 수 있다.

1. Degenerate Four-wave mixing Spectroscopy

비선형 매질내에 둘 이상의 빔이 입사되었을 때 매질내에서 이들 빔에 의한 간섭(interference)이 일어나게 되고 이러한 간섭 패턴은 회절격자(grating)라고 부르는 형태를 띠게 된다. 그리고 매질 내에서 이러한 회절격자를 형성하는 빔과 이 회절격자에 의해 회절된 빔의 파장이 서로 같을 때를 degenerate라 부른다. 따라서 degenerate four-wave mixing (DFWM)은 같은 파장을 갖는 세 빔이 매질에서 간섭을 일으켜 이들에 의한 회절격자가 형성되고 이 회절격자에 의해 운동량 정합(momentum-matched) 방향으로 입사 빔과 같은 파장을 갖는 회절된 빔이 형성되는 제 3차 비선형 현상을 나타낸다. DFWM 실험을 통하여 회절된 빔을 검출하므로써 매질에 형성된 회절격자가 얼마나 빠르게 소멸되는가를 나타내는 phase coherence가 깨져가는 시간, 즉 위상 완화시간(phase relaxation time, dephasing time) T_2 를 측정할 수 있다.

1.1 Photon Echo Spectroscopy

그림 10은 대표적인 DFWM 실험 구조를 나타낸다. 펄스 1과 펄스 2의 편광(polarization) 방향이 같고 펄스 3의 편광 방향이 다른 경우를 population grating 방법이라 하며 T_2 와 T_1 을 측정할 수 있다. 또 펄스 1과 펄스 2의 편광 방향이 서로 수직일 때를 orientational grating 방법이라 한다. DFWM 실험 방법 중에서 가장 간단한

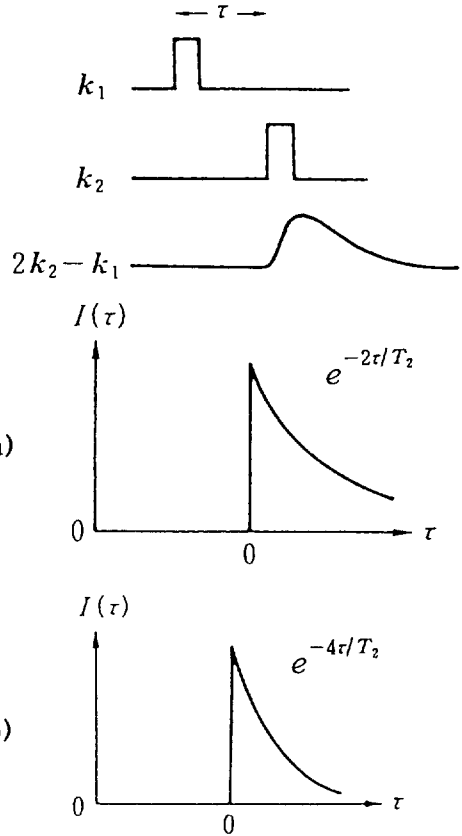
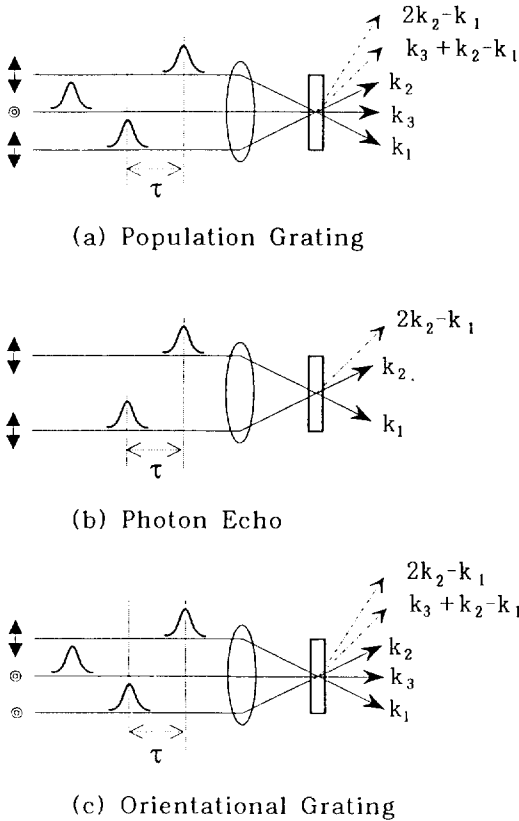


그림 10. 여러가지 degenerate four-wave mixing 실험 장치.

그림 11. (a) 균질 퍼짐전이 (b) 비균질 퍼짐전이에 대한 두 준위 모형에 의한 DFWM 신호.

구조를 갖는 것은 두 빔 자체회절 광 에코(two-pulse self-diffracted photon echo) 방법으로, 펄스 1이 매질에 입사되면 이 펄스에 의해 매질에 coherent polarization이 유도되고, 펄스 2가 펄스 1과의 지연시간 τ 를 갖고 매질에 입사되면 매질에 회절격자가 형성되어 이 회절격자에 의해 펄스 2가 회절되며 이 회절된 빔이 운동량정합 방향 $2k_2 - k_1$ (또는 $2k_1 - k_2$)으로 전파되게 된다.

Yajima와 Taira¹⁰⁾는 엑시톤과 레이저 펄스에 의해 유도된 편광과의 상호작용만 고려한 두준위 모형(two-level model)을 사용하여 레이저 펄스를 δ 함수라 가정하고 운동량정합 방향으로 회절된 신호의 시간에 따른 광세기를 계산하였다(그림 11). 균질 퍼짐 전이(homogeneous broadened transition) 일 때의 광세기는

$$I(\tau) \approx \begin{cases} 0 & \tau < 0 \\ \exp(-2\tau/T_2) & \tau > 0 \end{cases} \quad (3)$$

으로 주어지며, 비균질 퍼짐 전이(inhomogeneous broadened transition)의 경우에는

$$I(\tau) \approx \begin{cases} 0 & \tau < 0 \\ \exp(-4\tau/T_2) & \tau > 0 \end{cases} \quad (4)$$

으로 두 경우 모두 $\tau < 0$ 일 때 회절신호가 없는 것으로 계산되었다. 그러나 최근에 Stafford, Schmitt-Rink, 그리고 Schäfer^[24] 등은 엑시톤과 레이저 펄스(전기장) 사이의 상호작용 뿐만 아니라 엑시톤과 엑시톤 사이의 쿨롱 상호작용을 고려하여^[25,26,28] 회절신호의 광세기를 계산하였다(그림 12).^[27] 균질 퍼짐 전이의 경우에는

$$I(\tau) \approx \begin{cases} \exp(4\tau/T_2) & \tau < 0 \\ \exp(-2\tau/T_2) & \tau > 0 \end{cases} \quad (5)$$

으로 주어지며, 강한 비균질 퍼짐전이가 있는 경우에는

$$I(\tau) \approx \begin{cases} 0 & \tau < 0 \\ \exp(-4\tau/T_2) & \tau > 0 \end{cases} \quad (6)$$

으로 계산되었다. 식 (5)는 $\tau < 0$ 에서도 회절신호가 있음을

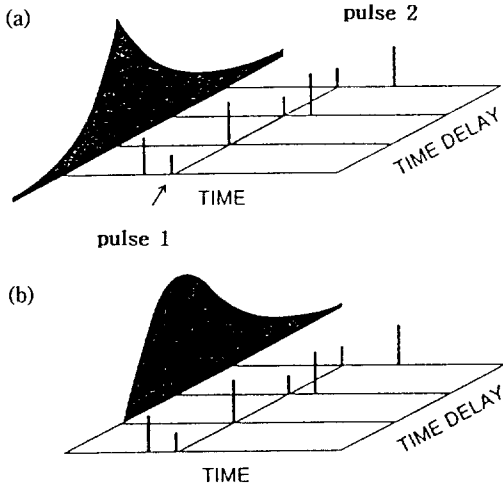


그림 12. (a) 균질 퍼짐전이에 (b) 비균질 퍼짐전이에 대한 엑시톤과 엑시톤 사이의 상호작용을 고려할 경우의 DFWM 신호.

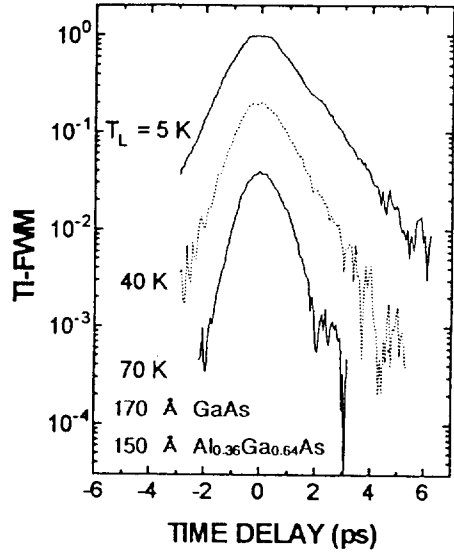


그림 14. 격자온도에 따른 GaAs/AlGaAs 양자우물구조의 DFWM 신호.

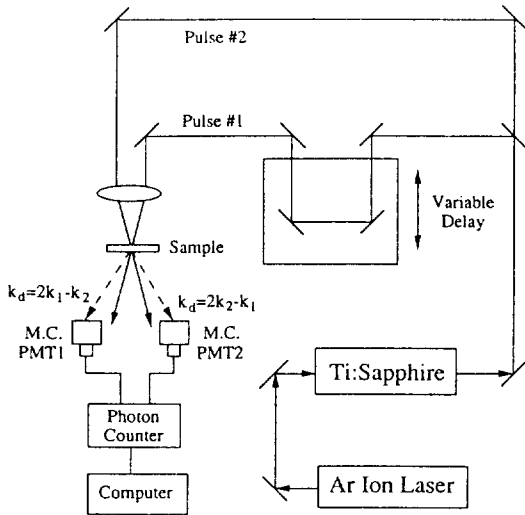


그림 13. DFWM 실험 장치.

보여주고 있다. 즉, 엑시톤과 레이저 펄스에 의해 유도된 편광과의 상호작용만 고려할 경우에는 $\tau < 0$ 에서 회절 신호가 없는 것으로 계산된다. 그러나 엑시톤과 레이저 펄스에 의해 유도된 편광 사이의 상호작용 뿐만 아니라 엑시톤과 다른 엑시톤에 의한 편광과의 상호작용도 고려할 경우에는 식 (5)와 같이 균질 퍼짐 전이의 경우 $\tau < 0$ 에서도 회절 신호가 있는 것으로 계산된다. 그러나 강한 비균질 퍼짐 전이가 있는 경우에는 $\tau < 0$ 에서 회절 신호가 관측되지 않는다.^[28,30]

이와 같이 회절된 빛의 세기를 두 펄스 사이의 지연 시간의 함수로 측정하여 그 세기가 반으로 줄어드는 시간을 계산하면 그 값이 바로 에코 소멸시간 T_{echo} 을 나타내며, 위상 완화 시간 T_2 는 $T_2 = 2T_{echo}$ (균질 퍼짐의 경우)와 $T_2 = 4T_{echo}$ (비균질 퍼짐의 경우)의 관계식으로 부터 쉽게 구할 수 있다.^[9,11]

그림 13은 펌프초 Ti:Sapphire 레이저를 이용한 DFWM의 실험 장치를 나타낸다. Step motor로 구동되는 delay line에 의해 두 펄스 사이의 지연시간을 만들어 주고 이 지연시간의 함수로 운동량 접합 방향 $2k_2 - k_1$ (또는 $2k_1 - k_2$)에서 회절된 신호를 측정하면 위상 완화 시간을 측정할 수 있다. 따라서 이러한 DFWM 실험을 통하여 반도체내에서 일어나는 비선형 광학 현상 및 광 여기후 빠른 시간내에서 일어나는 위상 완화시간을 측정할 수 있다.

그림 14는 우물의 두께가 170 Å, 장벽의 두께가 150 Å인 GaAs/Al_{0.36}Ga_{0.64}As 양자우물구조에 대한 FWM 신호의 온도 의존성을 나타낸다.^[15] 식 (5)의 결과처럼 $\tau < 0$ 에서도 회절 신호가 관측되며, 지연시간이 음인 영역($\tau < 0$)을 상승시간(rise time), 양의 영역을 소멸시간(decay time)이라 한다. 온도가 증가할수록 소멸시간이 빨라짐을 볼 수 있는데 이것은 온도가 증가할수록 포논과의 상호작용이 더 커지기 때문이다. 그림 15는 그림 14에서의 상승시간과 소멸시간의 온도 의존성을 나타내며, 식 (5)에서 알 수 있듯이 소멸시간이 상승시간에 비해 2배 정도

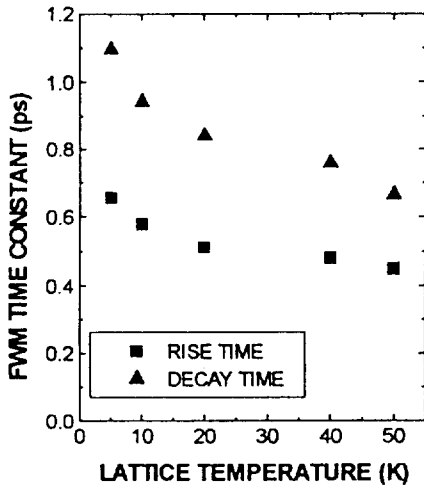


그림 15. 그림 14에서의 DFWM 신호의 상승시간과 소멸시간의 격자온도 의존성.

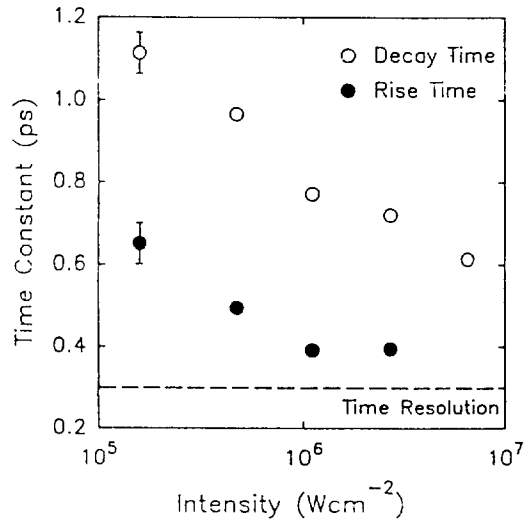


그림 17. 그림 16에서의 여기광의 세기에 대한 상승시간과 소멸시간.

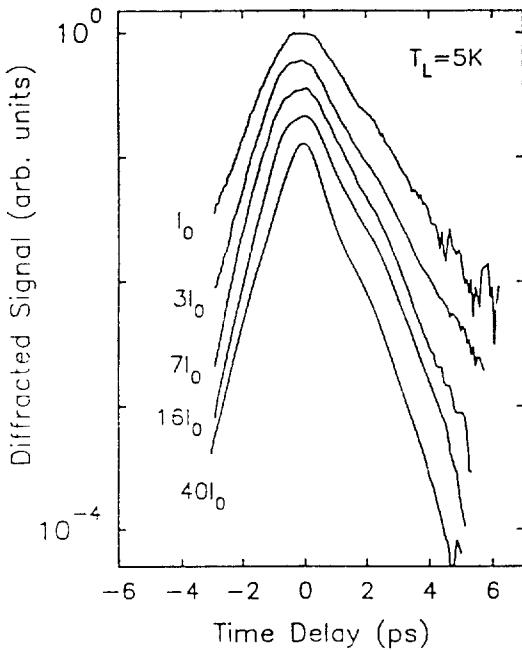


그림 16. 그림 14의 시료에 대한 여기광의 세기에 따른 온도 5K에서의 DFWM 신호 ($I_0 = 160 \text{ kW/cm}^2$).

길어짐을 볼 수 있다. 그림 16은 같은 시료에 대한 온도 5K에서 측정된 여기광의 광세기($I_0 = 160 \text{ kW/cm}^2$)에 따른 FWM 신호를 나타낸다.²⁷ 그림 17은 소멸시간과 상승시간의 광세기 의존성을 나타낸다. 광세기가 증가할수록 소멸시간이 짧아짐을 볼 수 있으며, 이것은 광세

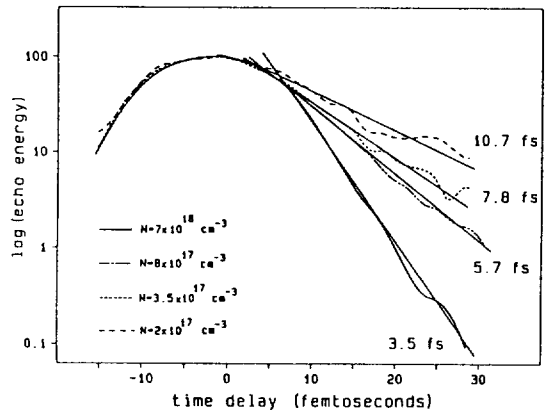


그림 18. 실온에서의 운반자 농도에 대한 GaAs의 DFWM 신호.

기가 높을수록 운반자와 운반자 사이의 상호작용이 더 활발하기 때문이다. 그림 15에서의 마찬가지로 소멸시간이 상승시간 보다 2배 정도 더 큰 값을 갖는다. 그러나 높은 광세기에서 상승시간이 갑자기 증가하는데 이것은 쿨롱 스크리닝에 의한 것으로 여겨지나 원인이 명확하게 밝혀져 있지 않다. 그림 18은 bulk GaAs에 대한 광 에코 신호의 운반자 농도 의존성을 나타낸다.^[13] 운반자 농도가 증가할수록 위상 완화시간이 짧아짐을 볼 수 있는데 이것은 운반자 농도가 증가할수록 운반자와 운반자 사이의 상호작용이 일어날 확률이 더 커지게 되고 상호작용이 많아지면 많아질수록 위상 완화가 더 빨리 일

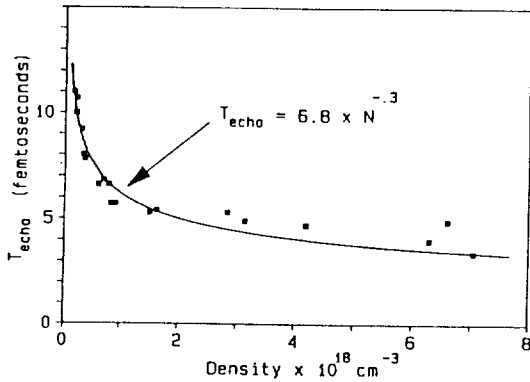


그림 19. 그림 18에서의 Echo 소멸시간의 농도 의존성.

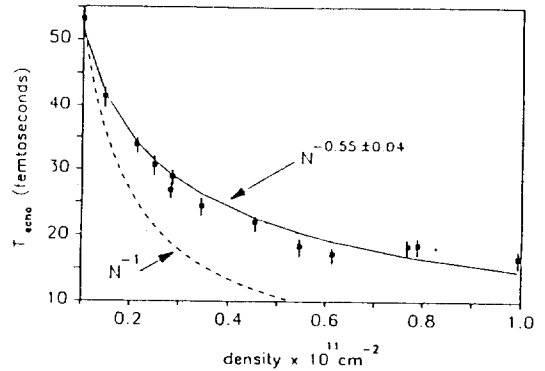


그림 21. 그림 20에 대한 Echo 소멸시간의 농도 의존성 (점선은 쿨롱 스크리닝을 고려하지 않을 때).

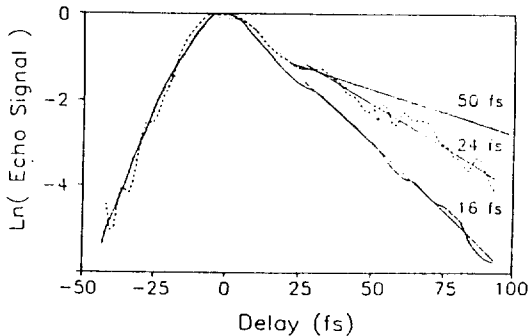


그림 20. 실온에서의 운반자 농도에 따른 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As의 DFWM 신호 (50 fs: $N=10^{10} \text{ cm}^{-2}$, 24 fs: $N=3.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, 16 fs: $N=10^{11} \text{ cm}^{-2}$).

어나기 때문이다. 그림 20은 우물의 두께가 96 Å, 장벽의 두께가 98 Å인 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 양자우물구조에 대한 에코 소멸시간의 운반자 농도 의존성을 나타낸다.^[16] 그림 19, 21은 각각 그림 18, 20에 대한 운반자 농도에 따른 에코 소멸시간을 나타내며, bulk GaAs에 대한 에코 소멸시간의 운반자 농도의존성은 $T_{echo} = 6.8 \times N^{0.3}$ 이며 양자우물구조의 농도의존성은 $T_{echo} = N^{0.55}$ 이다. 이 데이터에서 알 수 있는 것은 bulk 보다 양자우물구조가 같은 운반자 농도에서 훨씬 빨리 위상이 완화됨을 알 수 있다. P. C. Becker와 J.-Y. Bigot 등은^[13,16,32] 이것을 소멸시간은 $T_{echo} \approx N^{-1/d}$ (여기서 d 는 양자구조의 차원)로 해석하여 쿨롱 스크리닝 효과가 우세한 것으로 설명하였다. 그러나 Dai-Sik Kim 등은^[31] 쿨롱 스크리닝 효과가 우세한 것이 아니라 광 포논과 음향(acoustic) 포논에 의한 영향을 고려해 주지 않았기 때문이며 이 영향을 고려해 주면 위상 완화율(dephasing rate, 소멸시간의 역수)은 운반자 농도에 비례한다고 설명하였다. 그림 22는 bulk ZnSe에

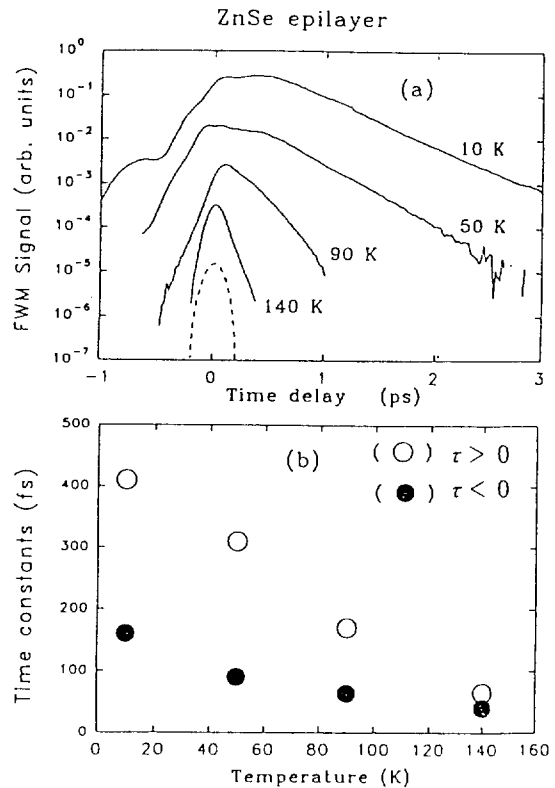


그림 22. (a) ZnSe epilayer의 10, 50, 90, 그리고 140 K에서의 DFWM 신호 (b) 상승시간과 소멸시간의 온도 의존성.

대한 DFWM 신호의 온도의존성을 나타낸다.^[29] GaAs에서와 마찬가지로 온도가 증가할수록 소멸시간이 짧아짐을 알 수 있고, 지연시간이 음인 영역에서도 신호가 있음을 알 수 있다. 그러나 ZnSe/ZnCdSe 양자우물구

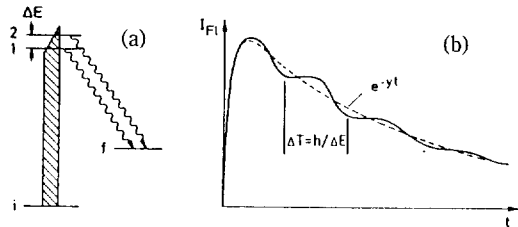


그림 23. Quantum Beat 분광학 (a) 인접한 두 준위 (b) 양자 역학적 간섭에 의한 Quantum Beat.

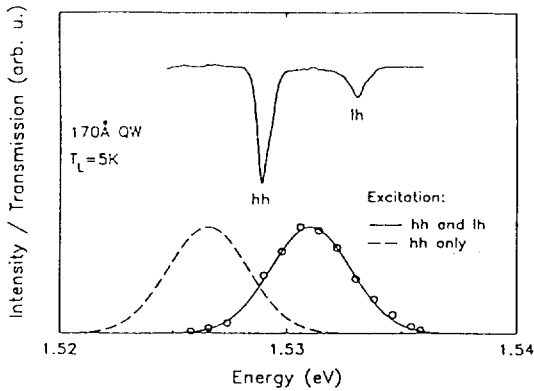


그림 24. GaAs/Al_{0.36}Ga_{0.64}As 양자우물구조의 투과 스펙트럼(위 그림). Heavy-hole(hh)과 light-hole(lh)을 동시에 광여기시켰을 때(실선)와 hh만 광여기시켰을 때(점선)의 레이저 펄스(아래 그림).

조에서는 지연시간이 음인 영역에서 신호를 관측할 수 없었는데 이것은 bulk에 비해 양자우물구조가 비균질 피침 전이가 강하기 때문인 것으로 알려져 있다.²⁰⁾

1.2 Quantum Beat Spectroscopy

그림 23의 (a)와 같이 인접한 두 준위사이의 에너지 차가 매우 적은 경우에 두 준위가 동시에 광여기 되었을 때(coherently excited) 두 준위에서 나오는 형광(fluorescence)은 서로 양자 역학적인 간섭을 일으키게 되며 이 간섭에 의해 진동하는 신호를 관측할 수 있다(b). 이때 진동시간(beat time)을 측정하면 두 준위사이의 에너지 차를 측정할 수 있으며 이와 같은 방법을 quantum beat 분광학이라 한다. 두 준위사이의 에너지 차를 ΔE , 진동시간을 ΔT 라 하면 불확정성 원리에 의해 $\Delta E = h/\Delta T$ 로 표시되므로 쉽게 두 준위사이의 에너지 차 ΔE 를 구할 수 있다.^{18,19)}

그림 24는 우물의 두께가 170 Å, 장벽의 크기가 150 Å인 GaAs/Al_{0.36}Ga_{0.64}As 양자우물구조의 투과 스펙트럼

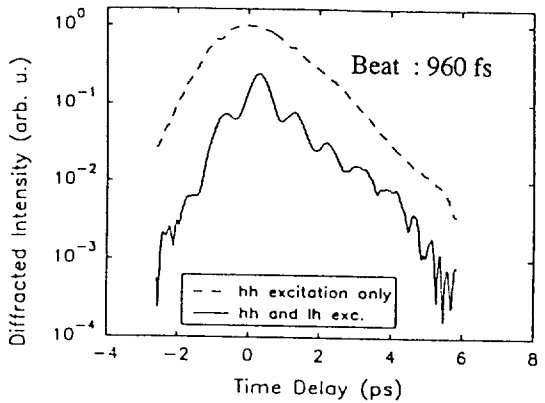


그림 25. 그림 24에 대한 DFM 신호.

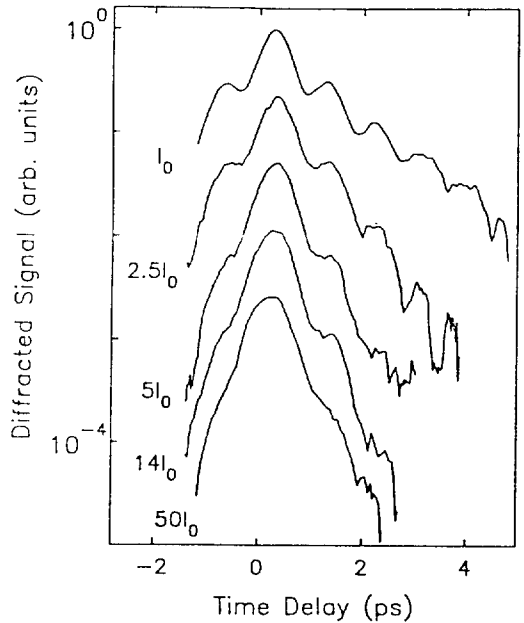


그림 26. 그림 24에 대한 여기광의 세기에 따른 hh와 lh을 동시에 광여기시켰을 때의 DFM 신호.

과 여기광의 스펙트럼을 나타내는 것으로, hh와 lh 엑시톤의 흡수 피크가 잘 나타나 있다.¹⁷⁾ 그림 25는 hh 엑시톤만 광여기시켰을 때(점선)와 hh와 lh 엑시톤을 동시에 광여기시켰을 때(실선)의 FWM 신호를 나타내는 것으로, hh 엑시톤만 광여기시켰을 때는 quantum beat 신호를 쉽게 관측할 수 없지만 hh와 lh 엑시톤을 동시에 광여기시켰을 때는 hh 엑시톤과 lh 엑시톤 준위에 의한 quantum beat 신호가 관측됨을 볼 수 있다. 측정된 진동시간은 약 960 fs으로 이것으로부터 hh와 lh 사이의

에너지 차를 계산하면 4.3 meV로 흡수 스펙트럼으로부터 측정된 4.23 meV와 잘 일치한다. 그림 26은 여기광의 광세기에 따른 회절된 빔의 세기를 나타내는 것으로^[27], 여기광의 세기가 높을수록 변조(modulation, beating)가 약해짐을 볼 수 있는데 그 이유는 아직 분명하지 않다.

이와 같이 DFWM 실험을 통하여 반도체 미세구조에서의 운반자와 운반자 사이의 상호작용 및 운반자와 포논과의 상호작용에 의한 위상 완화 과정에 대한 연구 그리고 이웃한 두 준위 사이의 quantum beat에 대한 연구 등을 수행할 수 있다.

2. Differential Transmission Spectroscopy

Differential transmission spectroscopy(DTS)는 반도체의 운반자 동력학과 비선형 광학현상 연구에 활용되고 있는 시간분해 분광학의 주요 기술로, 극초단 펄스 레이저로 반도체의 밴드갭 근처의 에너지로 반도체를 광 여기시켜 투과율의 변화를 유도하고 이러한 투과율의 변화를 넓은대역(broad band) 조사 빔으로 검출해 내는 방법이다. 여기서 펌프 빔은 단지 투과율의 변화(반도체의 광학적 비선형성)를 유도하는 빔으로 사용되고 이 펌프 빔에 의해 유도된 투과율의 변화를 측정하기 위하여 투과율의 변화를 일으키지 않을 정도의 아주 작은 광 세기를 갖는 넓은대역 조사 빔을 사용하여 이 변화량을 검출해 낸다. 또 검출해 낼 수 있는 해상도는 펌프와 조사 펄스의 펄스폭에 의존하기 때문에 될 수 있으면 짧은

극초단 펄스가 유리하고, 조사 펄스는 넓은 대역이라야 원하는 파장에 대한 정보를 얻을 수 있게 된다. 그래서 이러한 넓은대역 조사 빔을 얻기 위하여 일반적으로 증폭된 빔을 증류수, ethylene glycol, 그리고 수정(quartz) 등에 집속시켜 자체위상변조(self-phase modulation)에 의한 백색광을^[20] 생성시켜 이 백색광을 조사 빔으로 사용한다.

그림 27은 Ti:Sapphire 레이저와 Ti:Sapphire Regenerative Amplifier를 이용한 DTS 실험장치를 나타내고 있다. 증폭된 빔을 둘로 나누어 하나는 펌프 빔으로 사용하고, 다른 하나는 백색광을 생성시켜 이것을 조사 빔으로 사용하였다. 이와같은 방법으로 펌프 빔과 조사 빔 사이의 지연시간의 함수로 $\Delta T/T$ 를 측정하므로써 반도체내에 형성되는 엑시톤들의 엑시톤 브리칭과 브리칭 회복시간을 측정할 수 있으며, 여기상태의 에너지 완화시간 T_1 을 측정할 수 있다.

그림 28은 ZnSe의 엑시톤 브리칭 회복시간의 ZnSe 크기 의존성을 나타내는 것으로, 두 펄스사이의 지연시간의 함수로 투과율의 변화량을 측정하였다.^[21] 크기가 작아질 수록 회복시간이 빨라짐을 볼 수 있는데 이것은 크기가 작아질수록 전자와 정공이 결합할 수 있는 공간적 겹치기(overlap)가 더 커지기(더 큰 oscillator strength를 갖는다) 때문이다. 그림 29는 우물의 크기가 96 Å, 장벽의 크기가 98 Å인 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As MQW의 DTS로 측정된 투과율의 변화량을 나타낸다.^[22] 광여기는 $n=1$ 엑시톤보다 높은 에너지인 1.509 eV에서 이루어졌고, $n=1$ 의 hh 과 lh 그리고 $n=2$ 의 엑시톤들에 대한 투과율의 변화량을 측정하였다. 지연시간 $t=0$ 에서 여기 파장영역

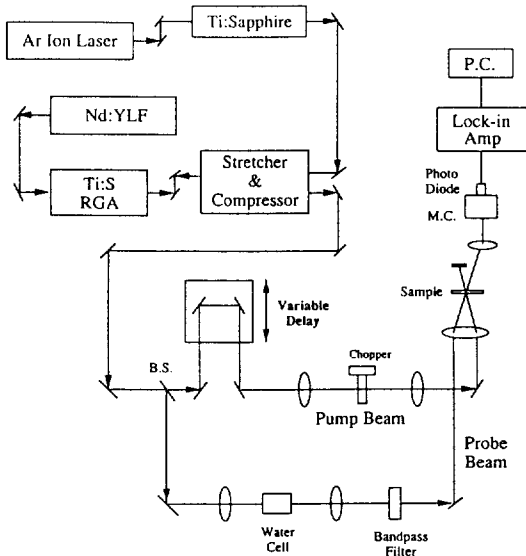


그림 27. Differential transmission spectroscopy 실험 장치.

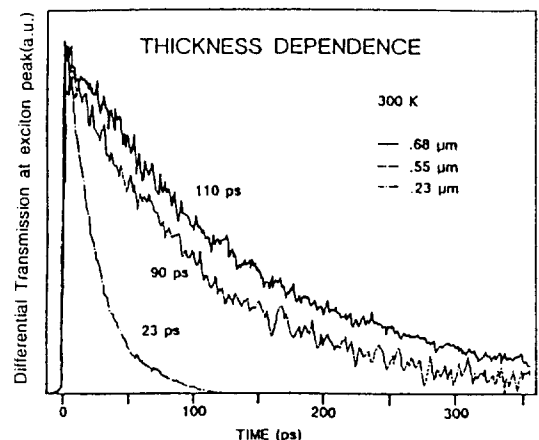


그림 28. 두께 0.23 μm, 0.55 μm, 그리고 0.68 μm의 ZnSe에 대한 실험에서의 $\Delta T/T$.

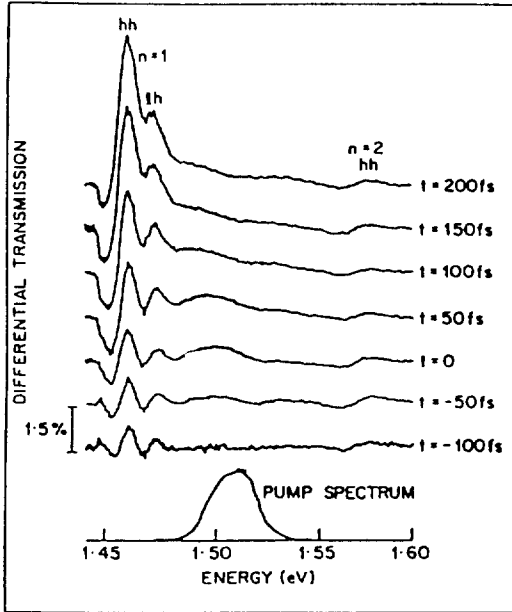


그림 29. GaAs/AlGaAs 다중양자우물구조의 지연시간에 따른 $\Delta T/T$.

에서 강한 스펙트럴 홀(spectral hole)이 생겼음을 볼 수 있고 이 스펙트럴 홀은 200 fs 후에 회복됨을 볼 수 있다. 또한 $n=2$ 엑시톤의 밀도는 광여기 전후에 별다른 변화가 없으며, $n=1$ 의 hh 과 lh 엑시톤은 광여기 후에 점점 채움이 일어나기 시작하여 200 fs 후에 흡수율의 브리칭이 일어남을 볼 수 있다.

또한 DTS 방법을 통하여 양자우물구조에서의 전자준위 사이의 전자 완화과정(electron relaxation process)에 대한 연구를 할 수 있다. 우물의 크기가 150 Å(시료 A), 200 Å(시료 B), 장벽의 크기가 200 Å인 GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As 양자우물구조에 대하여 DTS 방법으로 E_2 전자준위에서 E_1 준위로, E_3 준위에서 E_1 준위로의 전자 완화시간을 측정하였다.^[23] 시료 A의 E_2 와 E_1 사이의 에너지차는 50 meV, 시료 B의 E_3 와 E_1 사이의 에너지차는 82 meV, E_2 와 E_1 사이는 31 meV였다. 또 두 시료의 longitudinal optical(LO) 포논 에너지는 36 meV였다. 그림 30은 시료 A에 대한 DTS로 측정된 각 준위의 밀도를 나타내는 것으로, 광여기는 E_2H_2 엑시톤 레벨로 하였고 측정은 실온에서 하였다. E_3 전자밀도(electron population)는 광여기 전후에 변화가 없으며 E_2 전자밀도는 광여기 후 160 fs 내에 완화되며, E_2 의 완화와 동시에 E_1 전자밀도가 증가함을 나타낸다. 이것은 E_2 와 E_1 사이의 에너지차가 LO-phonon 에너지 36 meV 보다 크기 때문

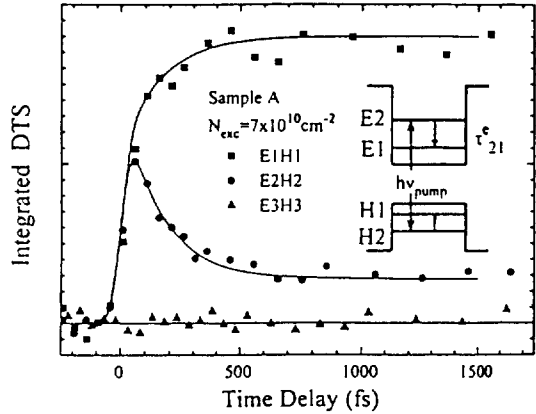


그림 30. 우물의 크기가 150 Å인 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.65}As 양자우물구조의 지연시간에 따른 $\Delta T/T$. E_2 준위에서 E_1 준위로의 전자 완화시간 160 fs.

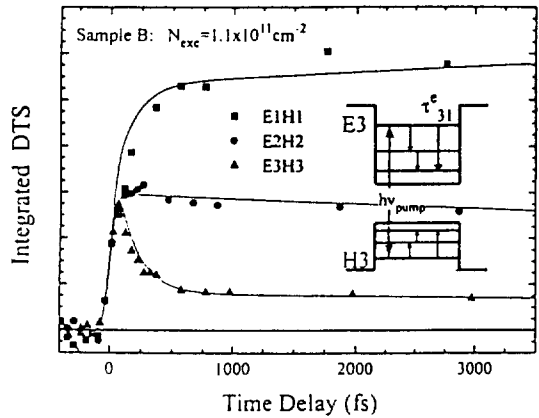


그림 31. 우물의 크기가 150 Å인 GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As 지연시간에 따른 $\Delta T/T$. E_3 준위에서 E_1 준위로, E_2 준위에서 E_1 준위로의 전자 완화시간은 각각 170 fs과 20 ps.

에 전자와 포논과의 상호작용에 의해 E_2 준위에서 E_1 준위로 전자가 빠르게 완화됨을 나타낸다. 그림 31은 시료 B에 대한 것으로 광여기는 E_3H_3 엑시톤 레벨로 하였고 측정조건은 그림 30에서와 같다. 따라서 E_3 전자밀도의 변화가 나타난다. E_3 전자밀도는 그림 30의 E_2 전자밀도 처럼 빠르게 완화되나(170 fs) E_2 전자밀도는 매우 느리게 완화된다(20 ps). 이것은 E_3 와 E_1 사이의 에너지차는 82 meV로 LO-phonon 에너지 보다 훨씬 크기 때문에 포논과의 상호작용에 의해 E_3 준위에서 E_1 준위로 전자가 빠르게 완화되나 E_2 와 E_1 사이의 에너지차는 LO-phonon 에너지 보다 작기 때문에 훨씬 느

리게 완화됨을 나타낸다.

이와같이 DTS 방법으로 양자우물구조에서의 엑시톤 브리칭, 브리칭 회복시간, 그리고 전자준위 사이의 전자 완화시간 등을 측정할 수 있다.

VI. 결 론

반도체 양자구조에 대한 광특성을 이해하기 위하여 정상상태에서의 흡수 스펙트럼과 PL 측정을 통하여 양자구속효과 등의 선형 광특성에 대해 알아보았다. 또한 반도체 양자구조를 이용한 광스위치소자, 광결합기, 광논리소자, 그리고 광기억소자 등의 광소자 개발에 있어서 매우 중요한 반도체의 비선형 광특성을 이해하기 위하여 비선형성을 일으키는 쿨롱 스크리닝, 띠탈음, 밴드갭 재규격화, 그리고 열효과 등에 대해 알아 보았다. 그리고 광여기에 의해 생성되는 운반자들의 동력학에 대해 알아 보고, 이러한 운반자들의 시간에 따른 움직임을 측정하는 DFWM과 DTS 등의 시간분해 분광학에 대해 소개하였다. DFWM 실험을 통하여 광여기 후 빠른 시간내에서 일어나는 위상 완화시간을 측정할 수 있음을 알 수 있었다. 또 DTS 실험을 통하여 엑시톤이 브리칭되는 과정과 여기 상태의 전자 완화시간을 측정할 수 있음을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

[1] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
 [2] G. D. Boyd, A. M. Fox, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, L. A. D'asaro, J. M. Kuo, R. F. Kopf and A. L. Lentine, Appl. Phys. Lett. **57**, 1843 (1990).
 [3] P. Likamwa, A. Miller, C. B. Park, J. S. Roberts, and P. N. Robson, Appl. Phys. Lett. **57**, 1846 (1990).
 [4] 박승환, 광학회지, **3**, 280 (1992).
 [5] N. Peyghambarian, S. W. Koch, and A. Mysyrowicz, *Introduction to semiconductor optics*, (Prentice-Hall International, Inc., Englewood Cliffs, 1993).
 [6] H. C. Lee, A. Kost, M. Kawase, A. Hariz, P. D. Dapkus, and E. M. Garmire, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 1581(1988).
 [7] 정홍식, 박사학위 논문, 연세대학교 물리학과, 서울 (1992).
 [8] S. H. Park, J. F. Morhange, A. D. Jeffery, R. A.

Morgan, A. Chavez-Pirson, H. M. Gibbs, S. W. Koch, N. Peyghambarian, M. Derstine, A. C. Gos-sard, J. H. English and W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. **52**, 1201 (1988).
 [9] T. Kobayashi, Nonlinear Optics, **1**, 91 (1991).
 [10] T. Yajima and Y. Taira, Jpn. J. Phys. Soc., **47**, 1620 (1979).
 [11] K. Leo, M. Wegener, J. Shah, D. S. Chemla, E. O. Göbel and T. C. Damen, Phys. Rev. Lett., **65**, 1340 (1990).
 [12] P. C. Becker, H. L. Fragnito, J. Y. Bigot, C. H. Brito Cruz, R. L. Fork and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett., **63**, 505 (1989).
 [13] P. C. Becker, H. L. Fragnito, C. H. Brito Cruz, R. L. Fork, J. E. Cunningham, J. E. Henry and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett. **61**, 1647 (1988).
 [14] Dai-Sik Kim, J. Shah, J. E. Cunningham and T. C. Dumen, Phys. Rev. Lett., **68**, 2838 (1992).
 [15] K. Leo, M. Wegener, J. Shah, D. S. Chemla, E. O. Göbel, T. C. Damen, S. Schmitt-Rink and W. Schäfer, Phys. Rev. Lett. **65**, 1340 (1990).
 [16] J. -Y. Bigot, M. T. Portella, R. W. Schoenlein, J. E. Cunningham, and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett. **67**, 636 (1991).
 [17] K. Leo, T. C. Damen and J. Shah, Appl. Phys. Lett., **57**, 19 (1990).
 [18] E. O. Göbel, K. Leo, T. C. Damen and J. Shah, Phys. Rev. Lett., **64**, 1801 (1990).
 [19] M. A. Mycek, S. Weiss, J. Y. Bigot, S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla and W. Schäfer, Appl. Phys. Lett. **60**, 2666 (1992).
 [20] R. R. Alfano, L. L. Hope and S. L. Shapiro, Phys. **A6**, 433 (1972).
 [21] Seung-Han Park, Ph. D. Thesis, Optical Sciences Center, University of Arizona, Tucson (1988).
 [22] W. H. Knox, C. Hirlimann, D. A. B. Miller, J. Shah, D. S. Chemla and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett., **56**, 1191 (1986).
 [23] S. Hunsche, K. Leo, H. Kurz and K. Köhler, Phys. Rev. **B**, **50**, 5791 (1994).
 [24] C. Stafford, S. Schmitt-Rink and W. Sch fer, Phys. Rev. **B**, **41**, 10 000 (1990).
 [25] S. Scmitt-Rink and D. S. Chemla, Phys. Rev. Lett., **57**, 2752 (1986).
 [26] S. Scmitt-Rink, D. S. Chemla and H. Haug, Phys. Rev. **B**, **37**, 941 (1988).
 [27] K. Leo, E. O. Göbel, T. C. Damen, J. Shah, S. Schmitt-Rink, W. Schäfer, J. F. Müller, K. Köhler, and P. Ganser, Phys. Rev. **B**, **44**, 5726 (1991).

- [28] A. J. Fischer, 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 and W. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2368 (1994).
- [29] D. S. Kim, A. J. Fischer, J. Hays, W. Shan, J. J. Song, D. B. Eason, J. Ren and J. F. Schetzina, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1534 (1994).
- [30] M. Wegener, D. S. Chemla, S. Schmitt-Rink and W. Schäfer, *Phys. Rev. A*, **42**, 5675 (1990).
- [31] Dai-Sik Kim, Jagdeep Shah, J. E. Cunningham, T. C. Damen, W. Schäfer, M. Hartmann and S. Schmitt-Rink, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1006 (1992).
- [32] M. T. Portella, J. -Y. Bigot, R. W. Schoenlein, J. E. Cunningham and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2123 (1992).

Spectroscopy in Semiconductors

Sungkyu Yu, Jang Hee Chu, Dongho Kim

Spectroscopy Laboratory, Korea Research Institute of Standards and Science, Taejon 305-600, Korea

Seung-Han Park

Dept. of Physics, Yonsei University, Seoul 120-749, Korea

Jong Hyun Lee

Dept. of Electronics, Kyungpook Nat. University, Taegu 702-701, Korea

(Received: January 9, 1994)

Semiconductor microstructures have been extensively studied for possible applications to future optoelectronic devices, because they have large and fast optical nonlinearities in the vicinity of their band edges. The steady-state spectroscopies such as absorption and photoluminescence are essential to understand the fundamental physics of the semiconductors including the quantum confinement effect and the blue shift of absorption edge with decreasing well size in quantum well structures. The time-resolved degenerate four-wave mixing gives direct insight into the dynamics of the photoexcited carriers and the dephasing processes. The differential transmission spectroscopy is well suited to study the exciton bleaching processes, nonlinear absorption, electron intersubband relaxation processes, and population relaxation processes.

In this article, we presented these laser spectroscopic techniques which are useful to understand the optical nonlinearities in the semiconductors.