

1990년 7월

Quantum Heterostructure 광학소자의 분석 및 특성연구

Analysis and Characterization of Quantum Heterostructure Optical
Devices



한국전자통신연구원

제 출 문

한국전자통신 연구소장 귀하

본 보고서를 "Quantum heterostructure 광학소자의 분석 및 특성연구"의 최종보고서로 제출합니다.

1990년 6월 30일

연구책임자 : 박 신 중

선임연구원 : 이 창 희

선임연구원 : 정 태 형

요 약 문

I. 제 목

Quantum heterostructure 광학소자의 분석 및 특성연구

II. 연구의 목적 및 중요성

1. 연구의 목적

Quantum well 광학소자의 정특성 및 기본적인 동특성을 고찰하고 이를 이용한 subsystem의 특성을 연구한다.

2. 연구의 중요성

전자소자에서의 여러 가지 문제점을 극복할 수 있는 차세대의 소자로서 주목받고 있는 광학소자에 대한 연구는 optical neural network, optical computing의 구현에 앞서 연구되어야 할 기초분야이다. 특히 quantum heterostructure 광학소자는 기존의 bulk 반도체 등을 이용한 소자에 비해 많은 장점을 가지고 있다. 그러므로 이에 대한 연구는 미래의 system을 구현하는데 매우 중요한 기초분야이다. 본 연구에서는 quantum heterostructure 광학소자, 특히 quantum well 광학소자를 연구하고 이를 이용한 sub-system 인 극초단 레이저 펄스를 생성하는 방법을 연구하고자 한다.

III. 연구의 내용 및 범위

본 연구는 quantum heterostructure를 이용한 대표적인 광학소자인 quantum well 레이저, SEED(Self Electro-optic Effect Device)의 정특성과 기본적인 동특성을 연구한다. 이 연구 결과를 바탕으로 극초단 광펄스를 생성하는 반도체 레이저 system을 개발하고 이의 동특성을 이해한다.

IV. 연구결과 및 활용방안

1. 연구결과

극초단 고출력 광펄스를 생성하는 소형, 고효율의 광원은 비선형 광학의 연구와 초고속 photonic switching 및 optical computing의 구현에 필요하다. 본 보고서에서는 고효율이고 소형인 반도체레이저를 이용한 극초단 고출력 광펄스 생성에 관한 연구결과를 기술하였다. 저출력의 고성능 반도체레이저를 이용하여 극초단 광펄스를 생성하였고 이를 고출력 광증폭기로 증폭하였다. 먼저 능동 mode-locking 방법으로 960MHz의 반복율에 15ps의 광펄스를 생성하였고 이를 증폭하여 최대출력 3W의 광펄스를 얻었다. 펄스폭을 줄이기 위해 multiple quantum well을 포화흡수체(saturable absorber)로 사용한 혼합 mode-locked 반도체 레이저를 제안하였다. 제안한 system을 구현하여 반복율 310MHz의 4ps 광펄스를 얻었다. 이를 grating pair로 구성된 pulse compressor를 이용하여 펄스폭을 0.56ps로 압축하였다. 최종적으로 압축된 펄스를 증폭하여 최대출력 38W를 얻었다. 이는 waveguide에서의 비선형 광학 효과를 고찰할 수 있는 충분한 출력이다.

마지막으로 반도체 레이저 광증폭기의 여러 가지 증폭의 한계치를 고찰하여 반도체 레이저 광증폭기를 최적화하고, 또 새로운 고출력 광증폭기를 설계하는 방법도 고찰하였다.

연구결과에 대표적인 응용으로는 차세대의 초고속 photonic switching과 optical computing의 광원이다.

2. 활용방안

본 연구 결과인 극초단 대출력 광펄스(560fs, 38W) 장치는 초고속 광통신, photonic switching 시스템의 광원으로 사용이 기대된다. 또, 출력이 집적광학에서의 비선형 광학효과를 유지 할 수 있는 충분한 값이므로 이에의 응용도 기대된다.

아울러 극초단 광펄스의 생성원리에 대한 이해는 앞으로 보다 대출력의 극초단 광펄스를 생성할 수 있도록 하여 극히 짧은 시간에 일어나는 물리, 화학적 현상을 이해하는데 기여할 것이다.

SUMMARY

Very high peak power subpicosecond and picosecond semiconductor laser systems are demonstrated. 15ps pulses with 3W peak power are generated from an actively mode-locked external cavity semiconductor diode laser and a semiconductor laser traveling wave amplifier. Repetition rate of pulses is 960 MHz. By reducing the pulse repetition rate to 310 MHz and also introducing a multiple quantum well saturable absorber, we develop a hybrid mode-locked system with output pulse width of 4ps. We compress the output pulses to 0.56 ps by a grating pair pulse compressor. After amplification of the compressed pulses, we have 0.56 ps pulses with 38 W peak power. We also found strong dependence of chirping on the detuning of an applied RF signal. The peak powers obtained from these types of system could then make photonic switching applications possible with a compact laser source.

The limiting factors in picosecond pulse amplification by the semiconductor traveling wave amplifiers have been investigated. Achievable peak power level is limited by energy saturation for pulses that have a repetition rate lower than inverse of the gain recovery time, while power saturation limits high repetition rate pulses. We also show that the spontaneous emission degrades the performance of the amplifier considerably, especially for gain guided traveling wave amplifiers.

목 차

1. 서 론

2. 능동모드록킹과 광증폭

- (1) 실험장치의 구성
- (2) 실험결과

3. 혼합모드록킹, 펄스압축, 광증폭

- (1) 실험장치의 구성
- (2) 실험결과

4. 극초단 광펄스 증폭에의 제한요소

- (1) 서 론
- (2) 광증폭기의 모델
- (3) Simulation 결과
- (4) 결 론

5. 결 론

6. 위탁과제

7. 참 고 문 헌

8. 부 록

1. 서론

1. 서론

반도체 레이저의 소형, 높은 신뢰성, 고효율, 저렴한 가격 등은 많은 응용분야를 창출하였다. 반도체 레이저의 평균 출력은 수 mW 정도이다. 이는 저출력을 필요로 하는 응용분야인 광통신 및 광메모리 등에서의 응용에는 충분한 출력이다. 그러나, 비선형 광학 효과를 이용하는 대부분의 응용분야인 photonic switching과 optical computing 등에서의 분야에서는 보다 고출력이 요구된다[1]. 또한, 극초단 고출력 광펄스는 매우 짧은 시간에 일어나는 물리, 화학적 현상을 측정하고 규명하는데 없어서는 안될 광원이다. 대부분의 경우 색소 레이저를 고출력의 다른 레이저로 pumping하여 고출력, 극초단 광펄스를 얻고 있다. 그러나 이들의 매우 큰 부피와 낮은 효율, 또 상대적으로 큰 timing jitter는 실질적으로 photonic switching과 optical computing system 등에서의 응용에 문제점으로 지적되고 있다.

반도체 레이저는 이러한 크고 비싼 레이저 장치를 대신할 수 있는 높은 가능성을 지니고 있다. 반도체 레이저의 10THz 이상의 이득 대역폭은 50fs이하의 극초단 광펄스의 생성가능성을 시사하고 있다[2]. 반도체 레이저를 이용하여 극초단 대출력 광펄스를 생성하기 위해서는 저출력의 안정한 레이저를 모드록킹하여 극초단 광펄스를 생성하고, 이를 대출력 광증폭기로 증폭하는 방법이 좋을 것으로 사료된다. 지금까지 반도체 레이저에서 얻은 최대출력은 평균치가 수 W 정도이다. 만약 반도체레이저에서의 전자수명이 1ns이고, 모드록킹에 의해서 반복율 1GHz에 1ps의 광펄스를 얻었다고 가정하면 이는 수 kW의 최대출력을 얻을 수 있다는 것을 시사한다. 그러나 이러한 system을 구현하기 위해서는 해결해야 할 많은 문제점이 있다.

먼저 펄스를 생성하는 방법에 대해서 간단히 살펴보자. 광펄스를 생성하는 대표적인 방법에는 모드록킹과 Q-switching/gain switching이 있다[3-5]. 많은 사람들이 degraded된 레이저를 이용하여 수동모드록킹을 하였다. 이를 위해서 활성영역내의 defect를 흡수 포화매질로 이용한다. 그러나, 레이저자체가 열화되어 있기 때문에 수명이 매우 짧은 단점을 가지고 있다. 최근에 proton implaned multiple quantum well structure(MQW)을 흡수 포화매질로 하여 수동모드록킹을 함으로서 1.6ps의 광펄스를 얻었고, 이를 압출하여 0.83ps의 광펄스 생성에 성공하였다[6,7]

MQW를 이용함으로써 열화된 레이저 다이오드를 사용하지 않고 안정된 레이저를 사용할 수 있게 되어서 모드록킹된 레이저의 수명을 연장시키고 신뢰성도 향상시켰다. 그러나 이 장치의 단점은 출력이 낮다는 것으로 평균출력이 약 700 μ W 정도이다.

능동모드록킹도 초단 레이저다이오드 펄스를 생성하는 하나의 방법으로 연구되고 있다. 이 방법으로 얻은 광펄스의 폭은 대강 5ps-30ps 정도이다. 펄스폭을 줄이기 위해서 group velocity dispersion을 보상할 수 있는 광학소자를 공진기내에 넣기도 한다[8]. 능동모드록킹에 의해서 생성된 최소 펄스폭의 0.58ps이지만 이 때의 펄스는 단일 펄스 열이 아니라, 펄스의 군이다[9]. 펄스군은 외부 공진기의 왕복시간으로 반복되며 펄스간격이 다이오드 레이저의 왕복시간에 해당하는 펄스들의 집합이다. 대부분의 응용에서는 단일 펄스열이 더 우수한 특성을 나타내므로 이에 대한 개선이 요망된다.

반도체 레이저의 직접변조특성을 이용하여 이득 스위칭 방식으로도 초단 광펄스를 생성하였다. 펄스폭은 약 20-30ps 정도를 얻고 있다. 펄스폭을 줄이기 위해 펄스 압축방법이 이용되어 6ps 정도의 펄스를 얻었다[10]. 이 방법의 한계는 큰 출력의 펄스를 얻기 어렵고 펄스가 coherent하지 않다는 것이다.

지금까지 설명한 모든 초단 펄스 생성 방법은 대출력의 펄스를 생성할 수 없다. 대부분의 경우 평균출력은 수 mW정도이고, 최대출력은 1W 정도이다[11]. 대출력 반도체 레이저 광증폭기가 개발되면서 대출력 극초단 광펄스를 생성하는 반도체 레이저에 대한 관심이 고조되고 있다. 최근에 외부공진기 다이오드 레이저를 능동모드록킹하고 그 출력을 광증폭기로 증폭하여 최대출력 3W를 얻은 결과가 보고되었다[12, 13]. 12W의 최대출력을 얻은 결과도 보고되었으나, 펄스의 반복율이 매우 낮다[14]. 가장 최근에 38W의 최대출력을 갖는 반도체 레이저 system이 혼합 모드록킹된 레이저 다이오드의 펄스를 압축하고 이를 증폭하여 구현되었다[15].

이 보고서에서는 반도체레이저만으로 구성된 system에서의 대출력 광펄스 생성에 대하여 기술하였다[12, 15] 또한 반도체 레이저 광증폭기에서의 펄스의 증폭을 제한하는 요소들에 대한 연구 결과도 기술하였다. 능동 모드록킹과 광증폭으로 15ps에 3W 최대출력을 갖는 system을 구현하였다.

펄스의 반복율이 960MHz이고, 이에 대한 결과는 제 2장에 기술하였다. 최대출력을 높이기 위해서 펄스의 반복율을 감소시키고, 외부공진기에 MQW을 이용한 흡수포화매질을 삽입하여 4ps에 반복율 310MHz의 펄스를 얻었다. 이를 압축하고 증폭하여 펄스폭 0.56ps에 최대출력 38W을 얻었다. 이에 대한 결과는 제 3장에 기술하였다. 제 4장에는 레이저 다이오드 광증폭기에서 극초단 광펄스 증폭에 있어서의 한계치와 이를 개선하는 방법에 대해서 기술하였다. 제 5장에는 위탁과제의 연구결과를 간략히 기술하였으며 제 6장에는 결론이 기술되어 있다. 그리고 제 8장에는 반도체 레이저에 대한 일반적인 review 논문이 부록으로 첨부되어 있다.

2. 능동모드록킹과 광증폭

2. 능동 모드록킹과 광증폭

대출력 극초단 광펄스 반도체 레이저를 구현하기 위해서 첫번째 방법으로 반도체레이저를 능동적으로 모드록킹 하고 그 출력을 증폭하는 방법을 택하였다. 일반적으로 능동모드록킹이 수동이나 혼합 모드록킹에 비해서 용이하므로 이 방법을 택하는 것은 처음에 시작하는 사람에게는 당연한 결론이다. 대출력 레이저를 직접 모드록킹 하지 않은 것은 모드록킹이 일반적으로 발진임계(laser threshold) 부근에서만 잘되므로 레이저를 직접 모드록킹 하더라도 대출력을 얻지 못하리라는 것을 쉽게 예측할 수 있기 때문이다.

(1) 실험장치의 구성

본 실험의 개략도를 그림1에 나타내었다. Picosecond optical pulse는 외부공진기 반도체 레이저에서 생성된다. 실험에서 사용한 반도체 레이저는 angled stripe AlGaAs반도체 레이저이다. 다시 말하면 traveling wave 광증폭기이다. 이 반도체 레이저광증폭기에 대해서는 참고문헌 16에 자세히 기술되어 있다. 광증폭기의 양쪽 facet은 scandium oxide로 코팅하여 반사율을 최소화함으로써 레이저가 발진하는 것을 막고 출력도 증가시켰다. 무반사 코팅은 레이저의 facet damage 임계치를 증가시켜 레이저의 수명도 증가시킨다. 산출한 facet의 반사계수는 10^{-5} 정도이다. 이러한 상태에서 레이저는 순수한 이득매질로서 동작하므로 바이어스전류가 300mA가 되어도 출력은 자연방출 성분만이 존재한다[16]. 그림 2에 이러한 출력 spectrum을 보였다. 레이저 다이오드는 길이가 L인 외부공진기 안에 놓여 있다. 공진기의 한쪽은 750line/mm인 회절기로 구성되어 있다. 이 공진기는 레이저의 대역폭을 1Å 정도로 제한하고, 또 레이저 파장을 변화시킬 수 있게 한다. 레이저 다이오드는 회절격자로부터 L/3 되는 위치에 놓여 있다. 공진기의 다른 한쪽은 20%의 반사율을 갖는 출력결합용 거울과 렌즈 L_3 로 구성되어 있다. 이러한 구성을 cat's eye 구성이라고 부른다. 이 구성은 공진기의 안정도와 Q를 높이는데 있다. 공진기 밖에 collimating lens L_4 가 있어서 출력을 collimation 한다. 무반사 코팅된 collimating 렌즈 L_1 , L_2 는 레이저의 출력을 모으고 collimation한다.

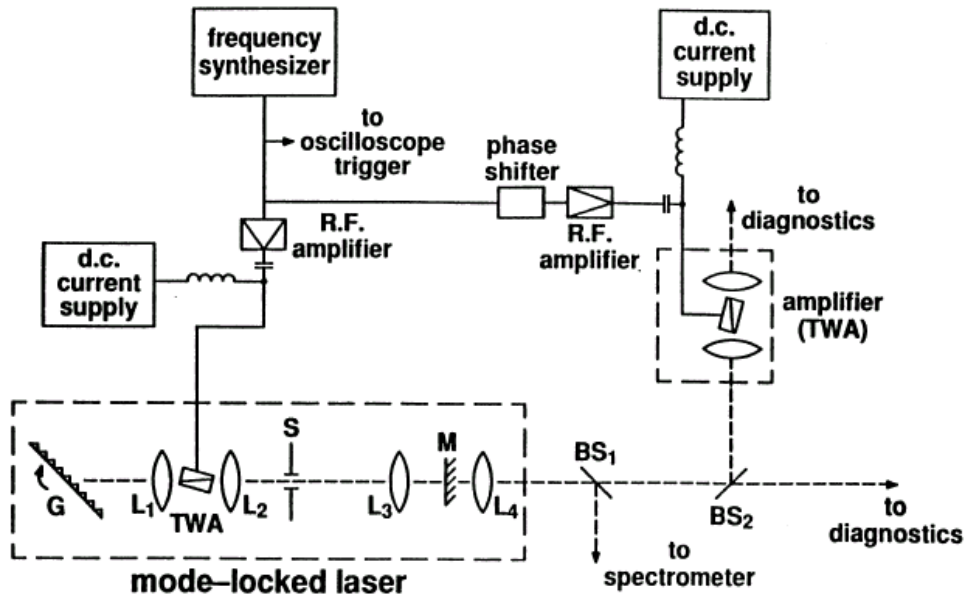


그림1. 능동모드록킹과 광증폭을 위한 실험장치의 구성도. 용어: G-회절격자, L- 렌즈, M-출력결합기, S-silt, BS-beam splitter, TWA-travline wave amplifier, 점선-광의 path, 실선-전기신호의 pacth.

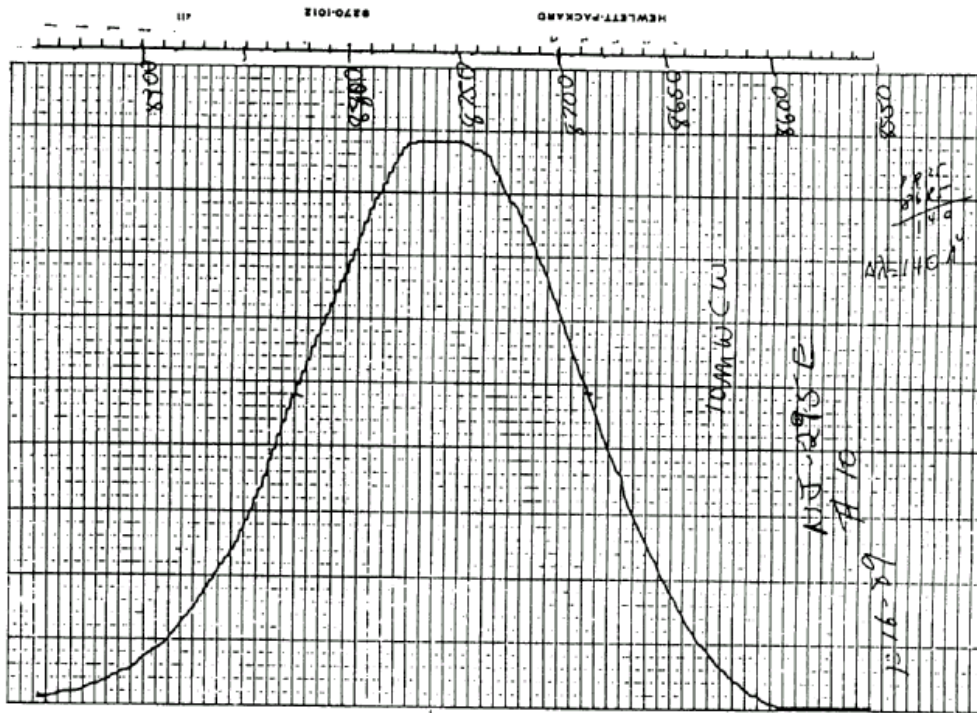


그림2. 실험에서 사용한 traveling wave amplifier의 측정된 출력 spectrum.

간격을 조정 할 수 있는 slit이 공진기내에 있어서 외부공진기 레이저의 횡모드를 단일 모드가 되도록 한다. 레이저 다이오드는 열적으로 안정화시켰다. 온도의 변화는 0.1°C 이하이고 이 안정화는 레이저의 수명을 연장하고 광증폭을 효율적으로 하는데 꼭 필요하다. 레이저 다이오드에의 전기적 power는 bias-T을 통해서 dc와 rf가 공급된다. 모드록킹된 출력은 초고속 광검출기(대역폭 15GHz)로 검출하여 sampling osc.(대역폭 20GHz)와 rf spectrum analyzer로 보내진다. 모드록킹된 출력의 일부는 0.25cm spectrometer로 보내져서 발진 spectrum을 실시간에 볼 수 있도록 한다. 이는 레이저의 정렬과 모드록킹의 진단에 매우 유용하다.

주파수합성기에서의 변조주파수는 공진기 왕복시간의 역수의 3배로 택했다. 이러한 변조는 공진기내에 3개의 펄스를 생성시킨다. 다시 말해서 3개의 종모드 group이 형성된다. 다이오드 레이저를 회절격자로부터 L/3에 놓았기 때문에 펄스가 레이저 다이오드에서 충돌하여 상호작용으로 서로 다른 종모드 group간에 상호결합이 일어난다. 이러한 상호작용은 rf spectrum analyzer에서의 이러한 주파수 성분인 공진기 왕복시간의 역수와 그의 2배에 해당하는 주파수 성분이 증가하는 것으로 알 수 있다. 이 변조방식은 레이저 다이오드를 L/2에 놓는 것보다 안정된 모드록킹된 펄스를 얻을 수 있기 때문에 택했다. 펄스폭을 최적화하기 위해서 변조주파수를 외부공진기의 왕복시간의 역수의 3배에 정확히 동기 시키고 모드록킹된 펄스를 sampling osc.로 관측하였다. 또, rf spectrum도 관측하여 변조주파수를 최적화하였다. 다음으로 dc 바이어스전류를 변화시켜서 펄스폭을 최적화하였다. 최소 펄스폭을 얻었을 때의 dc 바이어스전류는 rf가 가해지지 않았을 때의 발진임계전류보다 약 35mA보다 낮았다. 외부공진기 안에 삽입된 slit은 발진 횡모드를 단일모드로 하기 위해서 사용된다. 회절격자를 통해서 발진파장을 레이저이득이 최대인 점에서 약간 적외선 쪽으로 조정하였을 때 최대의 출력을 얻을 수 있다.

(2) 실험결과

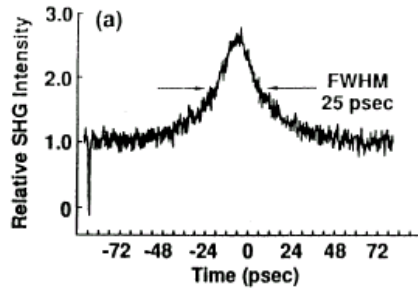
레이저가 잘 모드록킹 되었을 때는 펄스폭 12-18ps 정도를 쉽게 얻을 수 있었다.

이 때의 발진 파장은 약 870nm이고 평균출력은 약 1.2mW이다. 모드록킹 된 펄스의 대표적인 autocorrelation 곡선을 그림3(a)에 보였다. 측정된 FWHM(Full Width at Half Maximum)이 25 ps 이었다. 이 곡선에서 background와 peak의 비가 2.7 : 1 인 것은(이론적인 값은 3 : 1) autocorrelator의 각각의 arm의 광의 세기의 비가 1.7 : 1이기 때문이다. Autocorrelation 곡선에서 얻은 펄스 형태는 gaussian이 아니라는 것을 알 수 있다[17]. 이것은 펄스생성에 비선형 현상, 이득포화, 이득매질에서의 펄스의 충돌이 개입되었다는 것을 말하고 있다. Autocorrelation폭은 지속적으로 25ps정도를 보이고 있다. 이것을 gaussian 펄스라고 가정하고 deconvolve하면 펄스폭은 18ps이다.

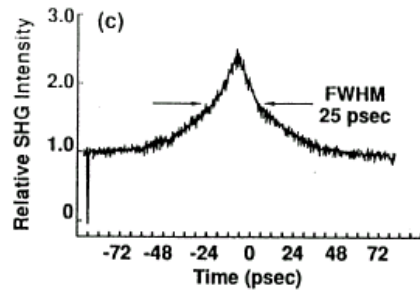
많은 경우의 반도체 레이저를 능동모드록킹하여 얻은 펄스는 비대칭성을 보이고있다. 즉 빠른 상승시간과 늦은 하강시간을 가지고 있다[18,19]. 이것을 고려하여 펄스의 shape을 one side exponential이라고 가정하면 펄스폭은 12ps 이다. 좀 안전하게 말해서 펄스폭을 15ps라고 어렵하고 이 장에서의 펄스폭은 이로 가정하였다.

모드록킹 된 펄스를 동일한 같은 wafer에서 얻은 다른 traveling wave amplifier에 입사시켜서 증폭하였다. 이는 발진기와 증폭기사이의 spectral matching과 spatial mode matching을 보장할 수 있다. 증폭기도 열적으로 안정화하였다. 이는 열적 tuning에 의해 완전한 spectral matching을 할 수 있도록 한다. 열적 안정화를 레이저를 열화 시키기 않고 대출력을 얻는데 매우 중요하다. 광증폭기와 모드록킹용 레이저간의 광학적 절연은 필요치 않았다. 이는 광증폭기용 레이저 다이오드의 facet이 입사광에 비해서 기울어져 있기 때문에 모드록킹용 레이저로 심한 광궤환이 가해지지 않기 때문이다. 여기서 한가지 중요한 것은 증폭용 레이저 다이오드에서의 자연방출이 모드록킹용 레이저로 궤환되는 것이다. 본 실험에서는 이에 의해 모드록킹이 크게 손상을 입지 않았다. 이는 증폭하기 전의 모드록킹 된 펄스와 증폭한 후의 펄스의 폭이 동일한 것으로부터 확인하였다.

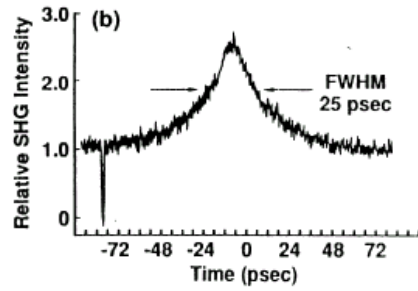
광증폭기로부터의 광출력은 교정된 광출력 측정기로 관측하였다. 광증폭기의 이득은 두 가지 방법으로 측정하였다. 먼저 일정한 값의 광신호를 injection하고 바이어스전류를 변화시키면서 광출력을 측정하였고, 다음으로 바이어스 전류를 고정하고 입사되는 광입력의 크기를 변화시키면서 광증폭기의 이득을 측정하였다. 광출력의 측정시 자연방출에 의한 출력을 고려하여 이를 보정하였다.



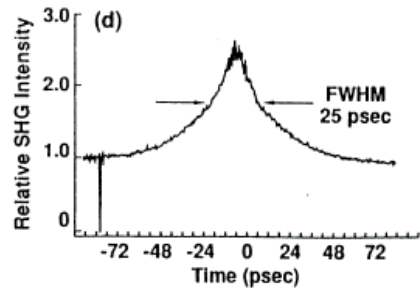
(a) 모드록킹된 펄스의 autocorrelation 곡선, FWHM이 25ps이다.



(c) 증폭기의 바이어스 전류가 275mA일때의 증폭된 펄스의 autocorrelation 곡선



(b) 증폭기의 바이어스 전류가 225mA일 때의 증폭된 펄스의 autocorrelation 곡선.



(d) 증폭기의 바이어스 전류가 275mA이고 π 가 가해진 경우의 증폭된 펄스의 autocorrelation 곡선.

그림3. 모드록킹된 레이저의 autocorrelation 곡선과 증폭된 신호의 autocorrelation 곡선들

BS₂ 밖에서의 자연방출의 출력을 입력이 입사되었을 때와 되지 않았을 때에 각각 측정하고 입력의 입사에 의해 자연방출이 감소하는 비를 계산하였다. 다음으로 입력이 입사하지 않았을 때의 출력의 자연방출을 측정하고 앞에서 계산한 비로 scaling하여 입력이 입사했을 때의 출력에의 자연방출 성분을 산출하여 총출력 power에서 이 값을 제외한 것을 증폭기의 출력 power로 하였다. 그림 4(a), (b)는 이렇게 해서 구한 실험결과를 나타낸 것이다. 그림 4(a)에는 출력광의 세기를 입력 바이어스전류의 변화에 대해 측정한 것이다. 이 때 입력광의 세기는 800 μ W이다. 이 결과로부터 증폭기의 바이어스전류가 125mA 이상이면 이득을 갖기 시작한다는 것을 알 수 있다. 출력의 세기는 바이어스전류의 세기에 선형적인 30mW까지 증가한다. 이 때의 바이어스전류는 275mA이다. 그림4(b)에는 광출력의 세기를 입력광의 세기의 함수로 측정한 것이다. 이 때 바이어스 전류는 225mA이다. 이 결과는 출력광의 세기가 입력광의 세기에 따라 증가하는 것을 보여준다. 광증폭기의 포화에 의해 이들의 관계가 직선적인 관계를 벗어나는 것을 알 수 있다. 여기서 직선의 기울기가 1보다 작은 것은 입력광의 세기가 낮을 때의 자연방출성분 때문이다. 이 결과로부터 추출한 광증폭기가 포화되기 시작하는 입력광의 세기는 약 400 μ W이다.

증폭된 광의 펄스폭도 잘 알려진 autocorrelation방식으로 측정하였다. 여러 가지 입력광의 세기와 광증폭기의 바이어스전류에서 autocorrelation을 측정하였다. 측정한 증폭된 펄스의 펄스폭은 모드록킹 된 펄스의 펄스폭과 동일하였다. 그림 3에 측정한 autocorrelation 곡선을 나타내었다. 광증폭기의 바이어스전류가 225mA이고 입력광의 세기가 480 μ W 일 때 출력광의 세기는 14mW이다. 이것은 최대광의 세기 1W에 해당한다. 이 때의 autocorrelation 곡선을 그림3(b)에 나타내었다.

바이어스전류를 275mA로 증가시켜 출력광의 세기 26mW를 얻었다. 이는 최대출력 2W를 의미한다. 이 때 증폭된 펄스의 autocorrelation 곡선을 그림3(c)에 나타내었다.

출력광의 세기를 높이기 위해 광증폭기에 약 1W정도의 rf호를 인가하였다. 이때 rf신호의 주파수는 모드록킹 주파수와 동일하다. 인가한 rf신호의 phase를 조절하여 증폭기의 이득을 극대화하였다.

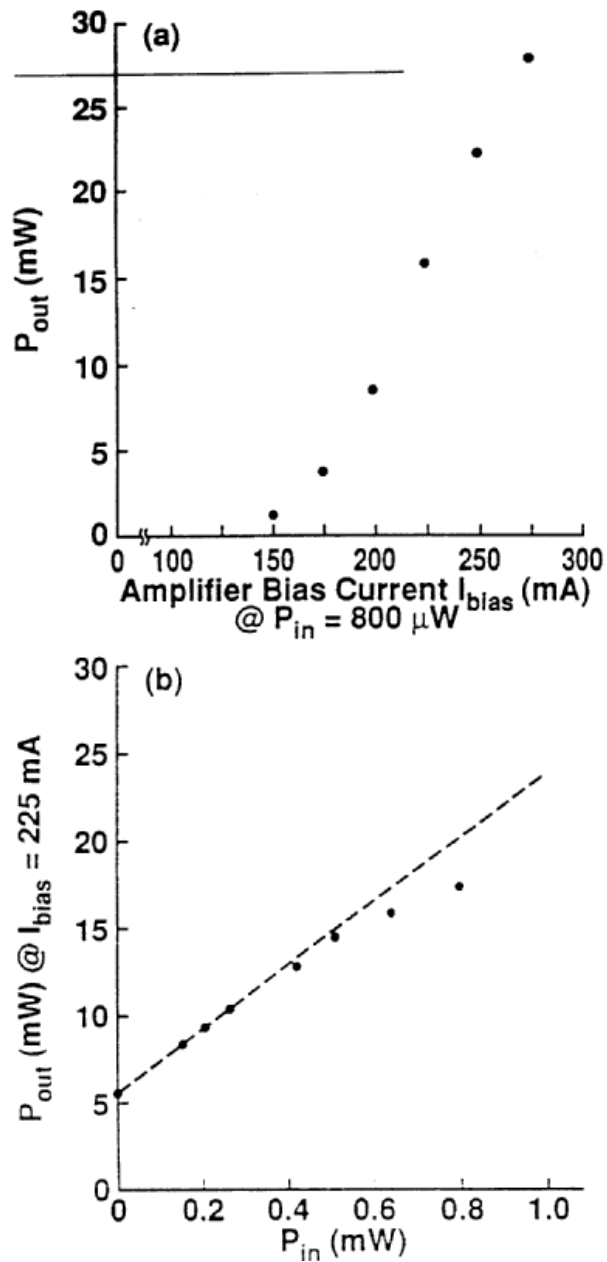


그림4. 바이어스 전류의 변화에 따른 증폭기의 출력의 변화. 이때 증폭기에 입력되는 power는 $800\mu W$ 이다. (b) 증폭기의 입력 power의 변화에 따른 출력의 변화

바이어스 전류가 275mA일 때 출력광의 세기를 38mW을 얻었다. 이 때의 autocorrelation 곡선이 그림3(d)이다. 이 때에도 펄스폭이 모드록킹된 레이저의 펄스폭과 같음을 알 수 있다. 이는 광증폭에 의해서 펄스폭의 확장이 일어나지 않는다는 것을 말해준다. 바이어스전류를 300mA로 증가시켜서 평균 광출력 56mW을 얻었다. 이 때 자연방출에 의한 성분 10mW를 제외하면 출력광의 세기는 46mW이다. 이는 펄스폭이 15ps라면 최대출력이 3W라는 것을 의미한다. 레이저가 열화될 염려가 있어서 바이어스 전류를 더 이상 증가시키지 않았다. 증폭된 광펄스의 발진 선폭도 spectrometer를 이용하여 측정하였다. 측정결과 발진선폭은 약 3Å이고 광증폭을 한 후에도 발진선이 왜곡되지 않고 발진선폭도 동일하였다. 이는 최근에 보고된 결과인 광증폭시에 발진선이 왜곡되고 선폭이 1Å정도 증가한다는 보고와는 상충된다[20]. 본 실험에서 사용한 레이저는 gain guiding으로 index guiding에 비해서 약 10배 이상의 자연방출을 가지고 있다. 이와 같은 큰 자연방출은 광증폭기가 highly saturation되는 것을 막으므로 self-phase modulation에 의한 발진선폭의 증가와 왜곡이 관측되지 않은 것으로 예측된다.

3. 혼합모드록킹, 펄스압축, 광증폭

3. 혼합 모드록킹, 펄스 압축, 증폭

이 장에서는 MQW를 포화흡수체로 사용한 외부공진기 혼성형 모드록킹 다이오드레이저와 광펄스의 압축, 그리고 이의 증폭에 관한 실험결과를 기술하고자 한다. 모드록킹에 의해서 4ps의 펄스를 생성하였고, 이를 증폭하여 100pJ 이상의 펄스에너지를 얻었다. 증폭은 2장에서 사용한 traveling wave amplifier를 이용하였다. 잘 알려진 펄스 압축기술을 이용하여 펄스를 0.56ps로 압축하였고 이를 다시 증폭하여 최대출력 38W를 얻었다.

(1) 실험장치의 구성

실험장치의 구성도는 그림 5에 나타내었다. Picosecond 광펄스는 혼성 모드록킹된 외부공진기 다이오드 레이저에서 생성된다. 혼성 모드록킹의 장점은 수동 모드록킹과 같은 짧은 펄스를 얻을 수 있고 또 능동 모드록킹에서와 같은 매우 높은 안정도를 얻을 수 있는데 있다. 실험에서 사용한 반도체 레이저는 앞의 2장에서 사용한 레이저와 동일한 것이다. 단 파장이 830nm로서 MQW를 이용할 수 있도록 하였다. 레이저는 thermoelectric cooler를 이용하여 열적으로 안정화시켰다. 2장에서와 같이 traveling wave amplifier를 모드록킹의 이득매질로 사용한 것은 facet 반사율을 최소화하여 이 때문에 생기는 기생펄스를 제거하기 위해서이다. 본 실험에서 사용한 반도체 레이저의 횡모드의 크기는 $30\mu\text{m}\times 0.5\mu\text{m}$ 정도로서 레이저 증폭기의 포화 에너지가 약 100pJ에 이른다. 또, 이를 열적으로 안정화하여 매우 안정한 동작을 유지시킬 수 있다. 이렇게 큰 포화에너지는(보통의 경우 약 10pJ 정도) 대출력을 얻는데 매우 중요하다.

모드록킹은 레이저를 외부공진기 안에 위치 시킴으로써 시작된다. 반도체 레이저로부터의 빛은 collimating 렌즈 L_2 와 L_3 로 평행빔을 만들고 외부공진기 내의 slit S를 이용하여 모드록킹 레이저의 횡 모드를 제어하여 단일 횡 모드만이 발진하도록 한다. 또, 발진과장은 etalon으로서 조정하여 발진과장이 MQW의 exciton peak에 일치하도록 한다. 실험에서 사용한 etalon은 대역폭이 10nm라는 것을 백색광을 이용하여 확인하였다.

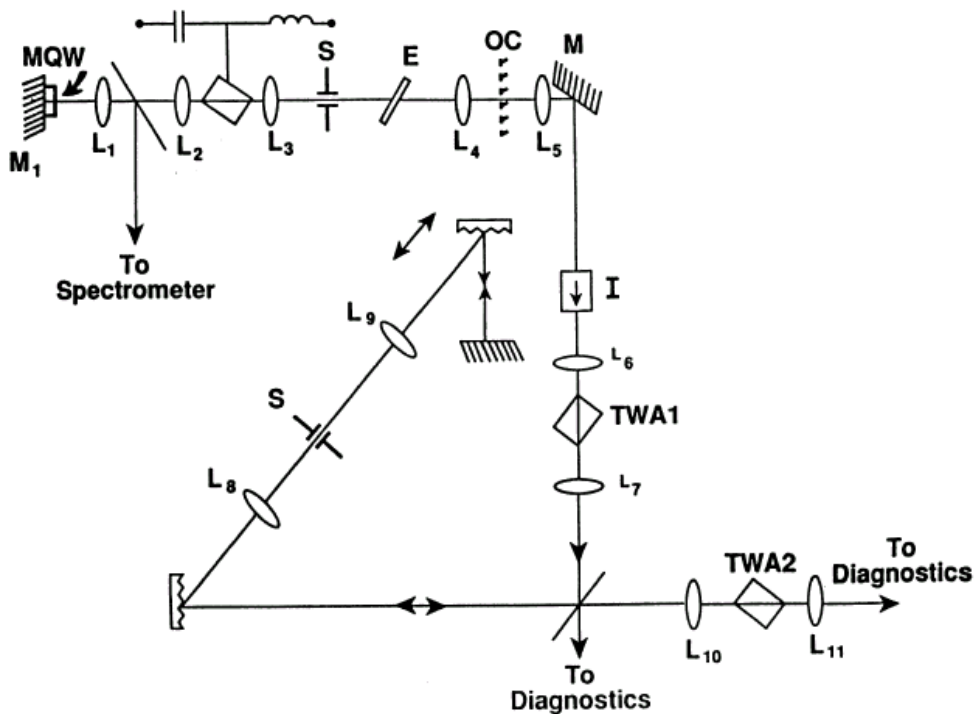
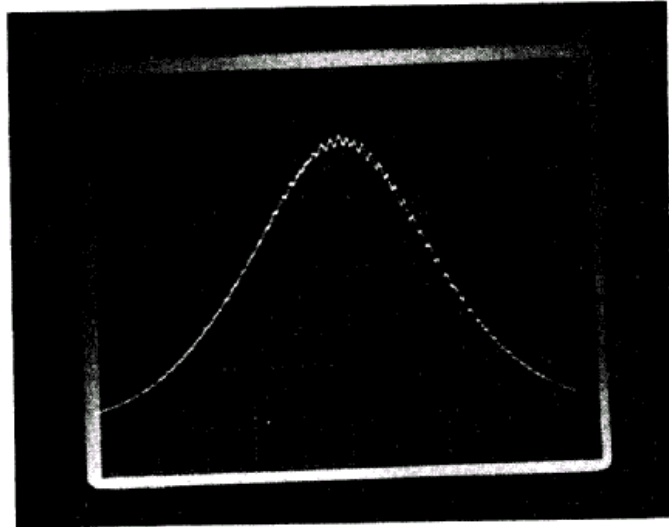
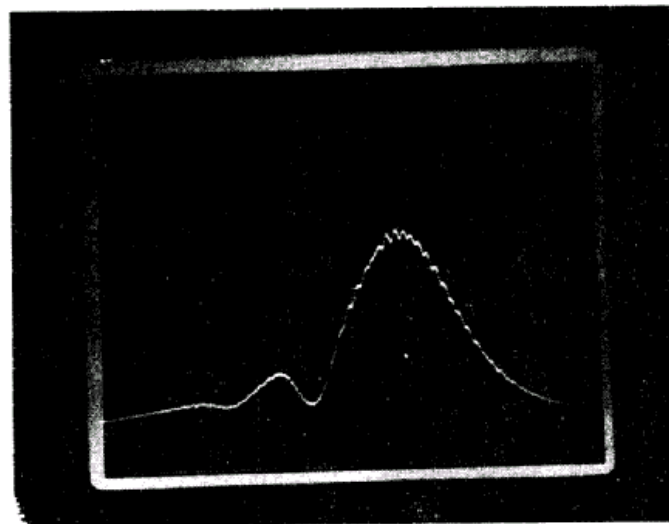


그림5. 혼합 모드 록킹과 광증폭을 위한 실험장치의 구성도



(a) MQW가 없을 때의 증폭기의 출력 spectrum

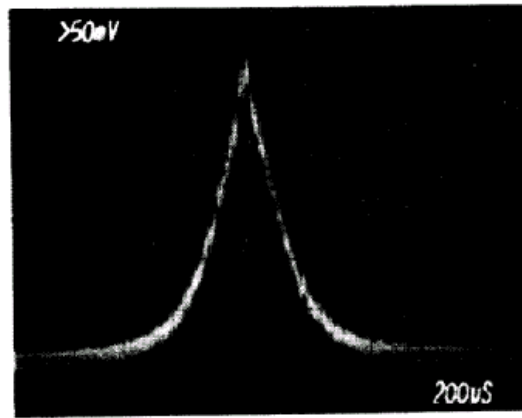


(b) MQW를 통과한 증폭기의 spectrum

그림6. 광증폭기의 출력 Spectrum과 MQW의 excitonic 흡수 spectrum.

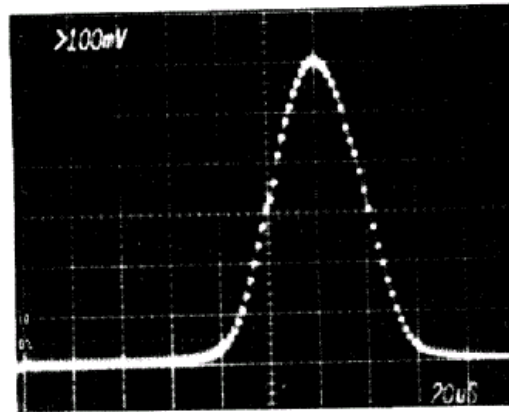
모드록킹 레이저의 외부결합기의 반사율은 70%이고 렌즈 L_4 의 초점에 위치한다. 이러한 구성에서는 공진기의 안정도와 Q를 증가시킨다. 공진기의 다른 한쪽의 반사기는 MQW가 부착된 거울이다[21]. MQW는 렌즈 L_1 의 초점에 위치한다. MQW는 포화흡수체로 동작함으로써 수동 모드록킹을 유지시키고, 또 펄스폭을 단축시키는 중요한 작용을 한다. MQW의 excitonic peak는 약 825nm로서 레이저의 최대이득점에서 장파장쪽으로 약 5nm이동되어 있다. MQW는 200keV의 에너지를 갖는 10^{13} proton/cm²로 때려서 MQW내에서의 전자의 수명을 단축시켰다. 이를 300°C에서 10분간 annealing하여 MQW를 장시간 안정된 동작을 할 수 있도록 조치하였다. MQW는 100개의 100Å barrier와 70Å의 well로 구성되어 있다. 또, well의 두께가 60Å인 것도 있다. Barrier의 Al함유량은 30%이고 well에는 Al이 전혀 없다. Sample은 GaAs 기판 위에 500Å의 AlAs층을 lift off를 위해서 기르고 그 위에 MQW를 길렀다. 그림 7에 레이저의 자연방출 spectrum과 MQW의 투과 spectrum를 나타내었다. 그림에서 MQW에서의 excitonic absorption의 위치를 쉽게 알 수 있다. 이 때의 MQW는 70Å well를 갖는 것이다. 60Å의 well를 갖는 MQW는 약 5nm정도 단파장쪽에 excitonic peak가 위치한다. MQW의 표면에도 SiO로 단층 무반사 코팅하여 MQW의 표면에서의 반사로 인한 간섭효과를 제거하였다. Pellicle beam splitter를 MQW와 반도체 레이저사이에 넣어서 MQW를 통과한 빛을 spectrometer에 입사하여 발진파장과 레이징 spectrum을 monitor한다. 그래서 발진파장을 정확히 원하는 값인 excitonic peak의 주변으로 조정하여 펄스폭을 최소화한다.

모드록킹된 레이저의 펄스는 광절연기를 통하여 traveling wave amplifier에 입사시킨다. 광절연기는 광증폭기의 자연방출이 모드록킹 레이저로 결합되는 것을 방지하고, 또, 광증폭기의 자연방출이 외부공진기의 외부결합기에서 반사되어 다시 광증폭기로 재환함으로서 생기는 레이징도 방지한다. 광증폭기로 증폭한 신호는 충분히 높아서 실시간 autocorrelator로서 펄스를 측정할 수 있다. 이로서 펄스를 실시간 monitor 할 수 있으므로 구현한 system을 쉽게 최적화 할 수 있고, 또, 펄스폭도 최소화하기에 매우 용이하다.



(a)

→ | ←
6 psec/div



(b)

→ | ←
1.2 nm/div

그림7. (a) 광증폭기 1으로 증폭된 혼합 모드 록킹된 펄스의 autocorrelation 곡선과
(b) 이 펄스의 optical spectrum. Spectrum의 FWHM은 2.5nm이다.

(2) 실험결과

수동모드록킹은 레이저의 발진과장을 MQW의 excitonic peak에 일치시킴으로서 구현할 수 있다. 이를 위해서 앞에서 설명한 것과 같이 MQW에서 반사되는 빛의 spectrum을 monitor 하면서 etalon으로 발진과장을 조정한다. 모드록킹이 되면 발진선폭이 대폭 증대되는 것을 관측할 수 있다. 모드록킹이 되는 경우의 통상적인 바이어스전류는 약 146mA이다. 또, 모드록킹을 하지 않은 경우(MQW가 없다)의 발진임계전류는 117mA이다. 수동 모드록킹이 되고 이를 최적화하면 약 5ps 정도의 펄스가 생성된다. 이 때의 과장은 828nm이고 펄스의 반복율은 외부공진기의 왕복시간과 동일하다. 즉, 310MHz이다. 출력광의 세기가 대략 500 μ W이다. 펄스폭이 가장 짧게 system을 최적화하면 autocorrelation 곡선에서 기생펄스가 관측되었다. 여기서 약 500mW 정도의 rf 전류를 인가하면 기생펄스가 제거되고 광출력도 800 μ W로 높아진다. 이 때의 변조주파수는 능동 모드록킹에서와 같이 외부공진기의 왕복시간의 역수에 해당하는 값이다. rf 주파수를 정밀히 조정하여 펄스폭을 최소화한다. 최소 펄스폭을 얻었을 때의 변조주파수는 310.42390MHz이었다. 이 경우의 광펄스의 발진선폭은 2.5nm이었다. 측정된 펄스폭과 발진선폭으로부터 펄스의 time bandwidth의 곱을 계산할 수 있다.

$$\Delta\tau \Delta\lambda \cdot c \lambda^{-2} = \text{Time-bandwidth product} = \Delta\tau \cdot \Delta f \quad (1)$$

측정된 값으로부터 계산한 결과 time-bandwidth의 곱은 5.44 이다. 이 값은 transform limit 인 경우(gaussian 펄스라고 가장 했을 때)의 약 12배에 해당하는 값이다. Traveling wave amplifier 1의 출력은 약 50mW이다. 자연방출에 의한 출력 12mW을 제외하면 펄스의 평균 출력은 38mW이다. 출력의 자연방출의 양을 제2장에서와 같은 방법으로 산출하여 보정하였다. 이 때 증폭기의 직류 바이어스 전류는 약 300mA이고 1W정도의 rf신호도 인가되어 있다. 여기서 rf주파수는 모드록킹 주파수와 동일하다. 또, rf의 위상을 조정하여 증폭기가 최대의 이득을 갖도록 하였다. 본 실험에서 얻은 광증폭기의 신호대 잡음비는 능동 모드록킹의 경우 얻은 80%보다 낮는데 이는 펄스의 반복율이 능동 모드록킹의 경우에 비해 1/3로 감소했기 때문이다. 증폭된 펄스의 평균출력 32mW는 펄스의 최대출력이 20W이상이고 펄스의 에너지가 100pJ이라는 것을 의미한다. 이는 증폭기의 포화 에너지에 해당하는 값이다.

측정한 펄스의 모양과 펄스의 큰 time bandwidth product는 펄스에 frequency chirp이 있음을 의미하고 있다. 최근에 chirping된 펄스를 spectrally 선택하여 원래의 펄스보다 훨씬 짧은 펄스를 생성한 결과가 보고되었다[22]. 그래서 모드록킹된 펄스에 chirping이 있는지 여부를 알아보기 위해서 1nm의 대역폭을 갖는 etalon을 traveling amplifier 1과 autocorrelator 사이에 넣어서 펄스폭의 변화를 고찰하였다. 그 결과 펄스폭이 3-4ps 감소되는 것을 확인하고, 모드록킹된 펄스에 많은 chirping이 있음을 확인하였다. 그래서 펄스폭을 줄이기 위해서 잘 알려진 grating pair로 구성된 펄스압축기를 구현하였다.

펄스압축기의 구성은 참고문헌 23에서 구현한 것과 매우 유사하다. 이 구성의 펄스압축기는 두번째 grating의 위치에 따라 정의 chirping과 부의 chirping을 모두 보상하여 펄스를 압축할 수 있는 장점이 있다.

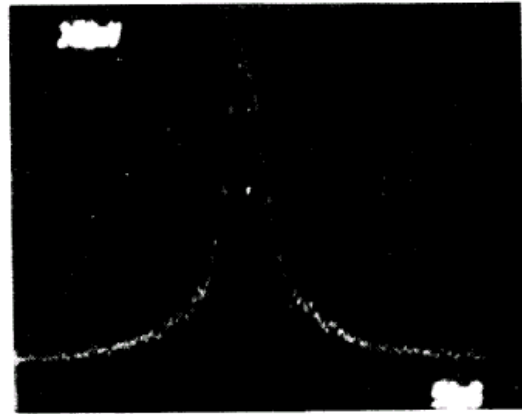
펄스 압축기는 두개의 회절격자와 15cm의 초점 거리를 갖는 두 개의 렌즈로 구성되어 있다. 회절격자는 1200grooves/mm의 선수를 가지고 있으며, 750nm에서 26.44°로 braze 되어 있다. 펄스 압축기는 double pass로 구현하였다. 회절격자의 회절효율이 50%정도로 낮아서 압축된 펄스의 출력이 매우 낮다. 통상적인 값이 500 μ W 정도이다. 펄스압축기의 길이는 출력 펄스의 폭이 최소가 되도록 조정한다.

두 번째 회절격자의 위치를 조정하여 펄스 압축기의 분산이 정이나 부가되게 하면서 출력 펄스폭을 최소화한다. 최소화한 펄스폭은 2ps 이었다. 이 때 두번째 회절격자의 위치가 정의 분산을 갖는 영역에 위치하였다. 만약 모드록킹 rf 주파수를 낮은 주파수쪽으로 약 135kHz 변화시키면 모드록킹된 펄스의 chirping의 방향이 바뀌는 것을 확인하였다. 본 실험에서 얻은 최소 펄스폭은 이 영역에서 있었다. 이 때의 회절격자의 위치는 zero dispersion점에서 약 15cm 떨어진 점이다. 이 경우의 chirping의 방향은 앞서의 수동 모드록킹에서 얻은 것과 같다[7]. 그러나 이는 순수한 능동 모드록킹에서 얻은 chirping의 방향과는 반대이다[24]. 이는 외부공진기내의 포화흡수체가 모드록킹된 펄스의 chirping에 많은 영향을 준다는 것을 말하고 있다.

일단 펄스 압축이 이루어지면 모드록킹 레이저에 공급하는 rf주파수를 미세하게 조절하여 autocorrelation 상의 펄스의 pedestal를 최소화한다. rf주파수가 미세하게 조정하고 회절격자의 간격도 미세하게 조정하여 항상 최소의 펄스폭을 갖도록 한다. 실험적으로 회절격자의 간격은 처음의 값에서 1cm이내로 움직이면 충분하다는 것을 확인하였다. 모드록킹 주파수의 변화는 모드록킹된 펄스의 chirping에 많은 영향을 준다는 것을 알았으며, 이는 레이저 다이오드 포화흡수체, 그리고 모드록킹 주파수간의 상호작용에 의한 것이라고 생각된다. 또 모드록킹 펄스의 chirping을 모드록킹 주파수로서 조절할 수 있다는 새로운 가능성을 시사하고 있다.

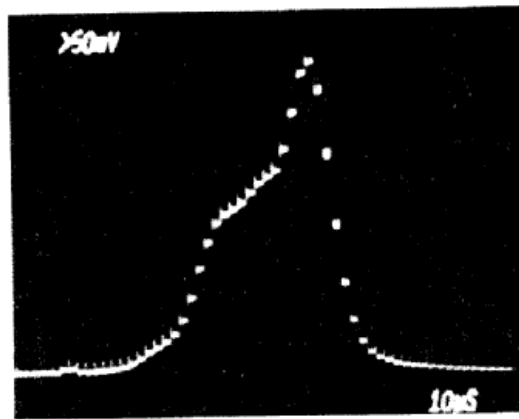
펄스 압축기의 Fourier plane에 간격을 조정할 수 있는 slit을 넣어서 펄스를 spectrum 영역에서 filtering하여 펄스에 존재하는 비선형 chirping을 제거한다. 펄스에 존재하는 비선형 chirping은 autocorrelation상에서의 심각한 pedestal을 주므로 제거하여야 한다[25]. 그렇게 하기 위해서 slit의 간격을 좁혀서 펄스의 중앙 부근에 있는 spectrum만을 선정하여 pedestal을 제거한다. 그림 8(b)는 spectrally window한 펄스의 spectrum을 나타낸 것이다. 발진선폭이 비대칭인 것은 이득 매질, 포화흡수체, 그리고 rf변조의 동특성에 기인한다. 그림 8(a)에는 펄스 압축과 spectral windowing이 가장 짧은 펄스를 갖도록 최적화되었을 때의 1ps 펄스를 나타낸 것이다. 이 때 slit의 폭은 펄스폭을 넓이지 않고 펄스의 pedestal을 제거할 수 있도록 조정되었다. 이 경우도 여전히 pedestal이 상당히 존재한다는 것을 알 수 있는데 이는 아직 펄스가 transform limited가 아니고 펄스의 압축이 비선형 chirping 때문에 충분히 되지 않았다는 것을 의미한다. 이 때의 time-bandwidth의 곱은 0.64 정도로서 transform limited된 경우의 약 1.5배이다. Traveling wave amplifier 2로 증폭된 광펄스의 평균 출력은 6.5mW이고 이 경우의 광증폭기의 바이어스 전류는 250mA이다. 이것은 증폭된 광세기의 최대치가 20W라는 것을 의미한다. 더 큰 출력을 얻지 못한 것은 증폭기의 입력 광의 세기가 사용한 회절격자의 회절효율이 낮아서, 100 μ W정도로 매우 낮기 때문이다. 참고로 통상적인 입력 광의 세기는 800 μ W-1mW정도이다.

그림9(a)와 (b)는 transform limited된 펄스의 autocorrelation 곡선과 이의 optical spectrum을 나타낸 것이다. 펄스의 폭은 1.3ps이고 발진선폭은 0.8nm이다. 그림9(a)에서 볼 수 있듯이 그림8(a)에서의 pedestal이 거의 제거된 것을 알 수 있다.



(a)

→ | ←
1.5 psec/div

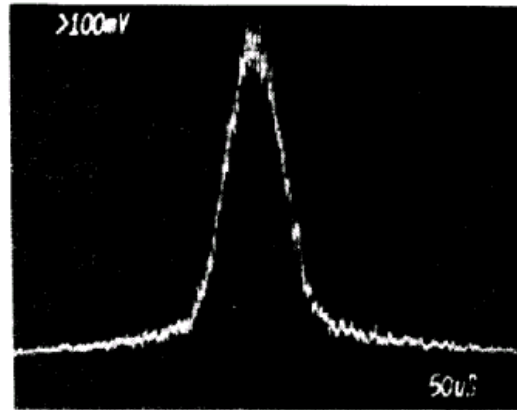


(b)

→ | ←
0.6 nm/div

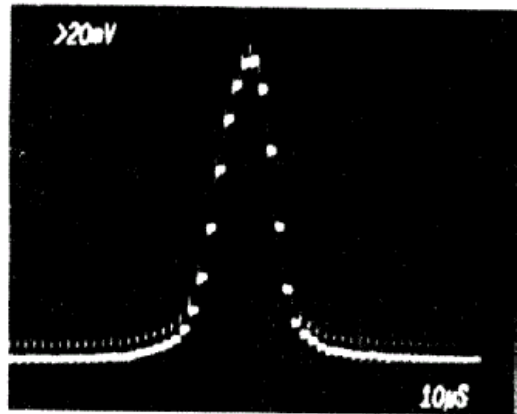
그림8. (a) 최소펄스폭을 얻도록 spectral windowing한 압축된 펄스의 autocorrelation 곡선과

(b) 이때의 펄스의 optical spectrum. Spectrum이 비대칭성을 보이고 있다.



(a)

→ | ←
1.5 psec/div



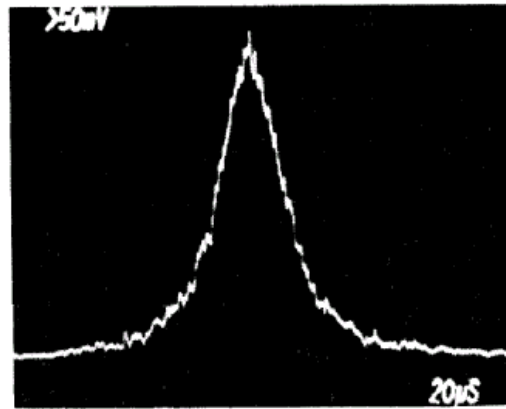
(b)

→ | ←
0.6 nm/div

그림9. (a) Transform Limit된 펄스를 얻도록 spectral windowing 한 압축된 펄스의 autocorrelation 곡선과 (b) 이 때의 펄스의 optical spectrum. 펄스폭과 발진선폭은 각각 1.8ps과 0.8nm이다.

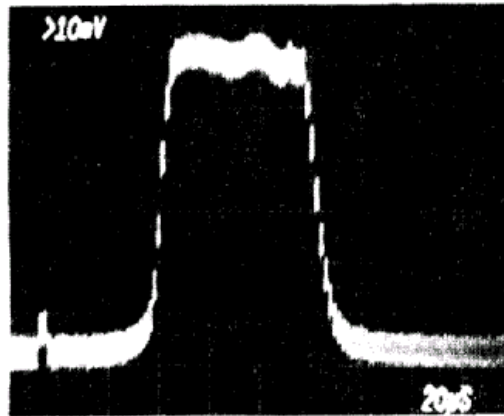
또한, 발진선폭의 대칭이라는 것을 쉽게 알 수 있다. 이는 구현한 펄스가 transform limited 라는 것을 의미한다. 이 때의 traveling wave amplifier 2의 출력은 5.5mW로 감소하였다. 이는 spectral filtering에 의해 입력광의 세기가 감소했기 때문이다. 이 때의 최대출력은 14W에 해당한다. 그림8, 9에서 보여주고 있는 것은 spectral windowing에 의해서 최소의 펄스폭을 얻을 수도 있고 또, 펄스폭을 넓게 해서 완전한 transform limited 펄스를 얻을 수 있다는 것이다.

모드록킹 레이저 공진기와 광증폭기의 광학적 정렬을 반복적으로 수행하여 모드록킹 레이저의 발진선폭을 극대화함으로써 약 4nm정도의 발진선폭을 얻었다. 이 때는 MQW가 70Å의 well를 갖는 경우이다. 이 MQW는 60Å의 경우보다 MQW의 excitonic peak가 모드록킹 레이저의 최대 이득파장과 더 잘 일치한다. 이 결과는 보다 짧은 펄스를 생성하기 위해서는 레이저의 이득 최대파장과 MQW의 excitonic peak파장을 일치시키는 것이 중요하다는 것을 의미한다. 적절한 spectral windowing 방법과 펄스압축으로 펄스폭을 0.56ps까지 단축하였다. 이는 지금까지 생성한 반도체 레이저펄스 중에서 가장 짧은 것이다. 그림10(a)와 (b)에 이 때의 autocorrelation 곡선과 window된 spectrum을 나타내었다. 이 경우의 펄스의 time bandwidth의 곱은 0.64이고 이는 sech^2 펄스라고 가정한 경우의 이상적인 펄스의 time bandwidth의 곱의 약 2배이다. 이 때 광증폭기 2의 평균출력은 6.5mW이다. 이는 최대출력이 38W라는 것을 의미한다. 이 출력도 지금까지 반도체 레이저로부터 얻은 출력 중에서 가장 높은 값이다.



(a)

0.6 psec/div



(b)

1.2 nm/div

그림10. (a) 최소 펄스폭을 얻도록 최적화된 압축한 펄스의 autocorrelation 곡선과
(b) 이 때의 펄스의 optical spectrum.

4. 극초단 광펄스 증폭에의 제한요소

4. 극초단 광펄스 증폭에의 제한요소

(1) 서론

반도체 레이저 광증폭기는 광통신에의 응용과 극초단 광펄스의 증폭용으로 많이 연구되고 있다. 반도체 레이저 광증폭기의 가장 매력적인 점은 매우 넓은 증폭대역폭이다. 대역폭은 대강 수 THz이다. 최근에 대출력 광증폭기의 개발과 함께 반도체레이저 광증폭기를 대출력 극초단 광펄스 생성에 응용하려는 연구가 활발히 진행되고 있다. 전장에서 기술한 바와 같이 혼합 모드록킹된 4ps의 광펄스를 압축하여 얻은 0.56ps의 광펄스를 증폭하여 38W에 해당하는 대출력을 얻은 결과들이 보고되고 있다. 이 때의 펄스의 반복율은 약 310MHz이다 [15]. 반면에 반복율이 매우 낮은 (약30MHz)펄스를 증폭하여 12W의 반복율을 얻은 결과도 보고되었다[14]. 또 color center 레이저의 펄스를 증폭하여 7W의 최대 출력은 얻은 결과도 보고되었다[26]. 또한, 반도체 레이저 광증폭기로 증폭한 펄스의 self-phase modulation과 spectral distortion 에 관한 연구 결과도 보고되었다[27]. 그러나, 극초단 광펄스를 증폭하는데 있어서의 제한요소들에 대한 연구는 미흡하다.

이 장에서는 반도체 레이저 광증폭기에서의 극초단 광펄스 증폭시에 생기는 여러 가지 제한요소들에 대한 이론적인 연구결과를 기술하였다. 만약 증폭기내의 자연방출의 양이 무시할 수 있을 정도로 적은 경우 증폭할 수 있는 최대출력은, 펄스의 반복율이 증폭기에서의 전자의 수명보다 충분히 낮으면, 증폭기의 포화 에너지에 의해서 제한된다. 또, 펄스의 반복율이 매우 높은 펄스 열에 대해서는 power saturation에 의해서 증폭이 제한된다. 대부분의 반도체 레이저 증폭기의 경우처럼 자연방출의 영향을 무시할 수 없는 경우는 자연방출에 의해서 증폭기의 특성이 심각하게 저하된다. 출력의 신호대 잡음비는 자연방출의 양에 매우 민감하다. 또한, 증폭기의 특성을 결정하는 상수인 등가적인 이득 회복시간과 effective saturation energy도 자연방출의 양에 매우 민감하다는 것을 알아냈다.

(2) 광증폭기의 모델

반도체 레이저의 intraband scattering 시간이 약 100fs 정도이므로 반도체 레이저 광증폭기의 동특성을 비율방정식으로 기술할 수 있다[28]. 이 때 입력 펄스의 폭은 1ps 이상인 경우이다. 만약 펄스폭이 더 짧으면 dynamic carrier heating 등의 영향을 별도로 고려하지 않으면 안 된다. 약간의 치환을 거치면 움직이는 좌표계에서 동특성은 다음의 식으로 기술할 수 있다[27].

$$\frac{dh}{d\tau} = \frac{g_0 L - h}{\tau_c} - \frac{P_{in}(\tau)}{E_{sat}} [\exp(h) - 1] \quad (2)$$

여기서 h 는 시간에 의존하는 이득상수이다. 즉 $\exp(h)$ 가 증폭기의 이득을 나타낸다. $\tau = t - z/v_g$. $P_{in}(\tau)$ 는 입력광의 세기이고, $\exp(g_0 L)$ 은 pump gain이다. 즉, 입력이 없을 때 주입된 전류에 의해서 결정되는 이득이다. τ_c 는 전자의 수명이고, v_g 는 능동 매질에서의 군속도이다. $E = h\nu_0 w d/a\Gamma$ 는 증폭기의 포화 에너지이다. 이 때 ν_0 는 증폭기의 이득 최대 주파수이며, a 는 differential gain 상수이고, w 는 활성영역의 폭이며, d 는 활성영역의 두께는, Γ 는 optical confinement factor이다. GaAlAs 광증폭기의 경우 E_{sat} 는 약 1-10pJ이다. 본 장에서는 입력 펄스를 주기적인 gaussian 펄스라고 가정하였다. 즉

$$P_{in} = \sum_m E_{in} \exp[-(\tau - m\tau_t)^2 / \tau_0^2] / \tau_0 \sqrt{\pi} + P_{sp} \quad (3)$$

로 주어진다. 여기서 E_{in} 은 입력펄스의 에너지이고, $2(\ln 2) \tau_0$ 는 입력펄스의 FWHM이다. τ_t 는 입력펄스의 주기 혹은 펄스 반복율의 역수이다. 또 $P_{sp} = h\nu_0 n_{sp} K \Delta\nu$ 는 등가적인 입력 자연방출의 세기이다[29]. 여기서 n_{sp} 는 spontaneous emission factor로 반도체 레이저 광증폭기인 경우 약 2정도이다. K 는 Petermann's 인자로서 gain guiding 레이저인 경우는 10정도이고 index guiding 레이저인 경우는 1이며 $\Delta\nu$ 는 증폭기의 대역폭이다. Index guiding GaAs 광증폭기인 경우 P_{sp} 는 수 μW 정도이다. 실제의 traveling wave optical amplifier인 경우는 반대방향으로 진행되는 자연방출도 증폭기의 특성에 영향을 미치나 본고에서는 간략화를 위해서 이를 무시하였다.

또, 펄스폭이 전자의 수명보다 충분히 짧은 경우만을 고려하고자 한다. 증폭기의 출력 펄스는

$$P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau) \exp[h(\tau)] \quad (4)$$

$$\phi_{out}(\tau) = \phi_{in}(\tau) - \frac{1}{2} \alpha h(\tau) \quad (5)$$

로 주어진다. 여기서 ϕ_{in} 는 입력펄스의 위상이고, α 는 line width enhancement factor이다. 입력펄스가 충분히 짧고 또, 펄스의 반복율도 전자의 수명에 비해 충분히 낮은 경우는 식(2)를 해석적으로 풀 수 있다. 이 결과를 이용하여 광증폭기에서의 self-phase modulation이 연구되었다[27]. 또, 증폭기가 심하게 포화되지 않은 경우에는 펄스의 증폭에 미치는 펄스반복율의 영향도 고찰되었지만[31], 자연방출의 영향에 대해서는 고찰되지 않았다. 그러나 반도체 레이저에서처럼 광증폭기인 경우도 자연방출에 의해서 광증폭기의 특성이 심각하게 저하된다는 것을 예측할 수 있다. 본 장에서는 일반적인 경우에 대해서 극초단 광펄스의 증폭에서의 여러 가지 제한요소를 고찰하기 위해서 식(2)를 자연방출을 고려해서 수치 해석적으로 풀었다.

먼저 식(2)의 성질에 대해서 간단히 알아보자. E_{sat} 와 P_{in} 을 같은 비 γ 만큼 증가시키면 출력도 이들을 증가시킨 비 γ 만큼 증가한다는 것을 쉽게 알 수 있다. 또, 식(2)의 마지막 괄호의 1은 반도체 레이저 광증폭기인 경우는 무시할 수 있다. 왜냐하면 증폭기의 이득이 1보다 매우 크기 때문이다. 그러나 이와 같은 근사가 증폭기가 충분히 포화되지 않는다는 것을 전제로 하지 않음을 여기서 밝혀둔다. 이 근사 아래서 식(2)는 다음과 같은 치환에 대해서 독립적이다.

$$h(\tau) \rightarrow h(\tau) + \ln X, \quad g_0 L \rightarrow g_0 L + \ln X, \quad P_{in} \rightarrow P_{in} / X \quad (6)$$

여기서 X 는 시간에 상관없는 상수이다. 이 관계가 의미하는 것은 증폭기의 pump gain과 입력에너지는 독립적인 관계가 아니라는 것이다. 다시 말해서 증폭기의 응답은 입력 에너지와 pump gain의 값이 상수이면 비록 실제의 이득이 포화에 의해서 pump gain보다 훨씬 낮더라도 변하지 않는다는 것이다. 선형계에서는 이러한 관계가 매우 당연한 것이나, 광증폭기와 같이 비선형계에서는 이는 특수한 경우이다.

(3) Simulation 결과

그림 11(a)에 증폭기의 최대이득(출력의 최대치를 입력의 최대치로 나눈 값)을 펄스의 반복율의 함수로 나타내었다. 중요한 것은 증폭기의 최대이득과 펄스의 출력에너지가 반복율이 증가하면 감소한다는 것이다. 사용한 변수들의 값은

$$E_{sat} = 10 \text{ pJ}, \tau_c = 1 \text{ ns}, P_{sp} = 0, \tau_o = 10 \text{ ps} \text{ 이다.}$$

계산한 effective gain recovery time τ_e 를 그림11(b)에 입력 펄스의 에너지의 함수로 나타내었다. Effective gain recovery time이란 단일 펄스만이 입사하였을 때의 이득에 비해 3dB 이득이 감소하는 점에서의 입력 펄스의 반복율이다. 이득과 입력에너지의 곱이 증폭기의 포화에너지보다 훨씬 적은 선형영역에서는 τ_e 가 실제의 이득회복시간보다 훨씬 짧다. 즉, 펄스의 대역폭(반복율에 대한)이 매우 넓다는 것이다. 그러나 pump gain이나 입력 에너지가 증가하면 effective gain recovery time이 증가하고 강하게 포화되는 한계에서는 이 값이 증폭기의 이득 회복시간의 $1/\sqrt{3}$ 정도가 된다. 입력에너지의 증가에 따라 증가적인 이득회복시간이 증가하는 것은 펄스의 증폭 후 이득의 depletion이 증가하여 이것이 다시 원래의 값으로 회복되는데 더 많은 시간이 걸리기 때문이다. 자연방출의 영향에 의해서 펄스 반복율에 대한 대역폭이 증가한다. 이는 자연방출에 의한 이득의 포화가 증폭기가 신호에 의해서 이득이 포화되는 것을 방지하기 때문이다. 즉, 신호의 이득이 작아져서 신호에 의한 이득의 포화현상이 약화된다. 본 고찰로부터 PCM통신 같이 정보를 가진 펄스 열을 상호 간섭 없이 증폭하기 위해서는 이득회복시간이 매우 짧은 광증폭기를 사용하거나, 아니면 증폭기를 선형영역에서 동작시켜야 한다는 것을 알 수 있다. Effective gain recovery time이 자연방출의 양에 매우 민감하다는 것은 증폭기의 실질적인 이득회복시간을 측정하는 것이 쉽지 않다는 것도 의미한다. 잘 알려진 pump-probe방법을 사용하는 것이 가장 좋은 측정방법이라고 생각한다.

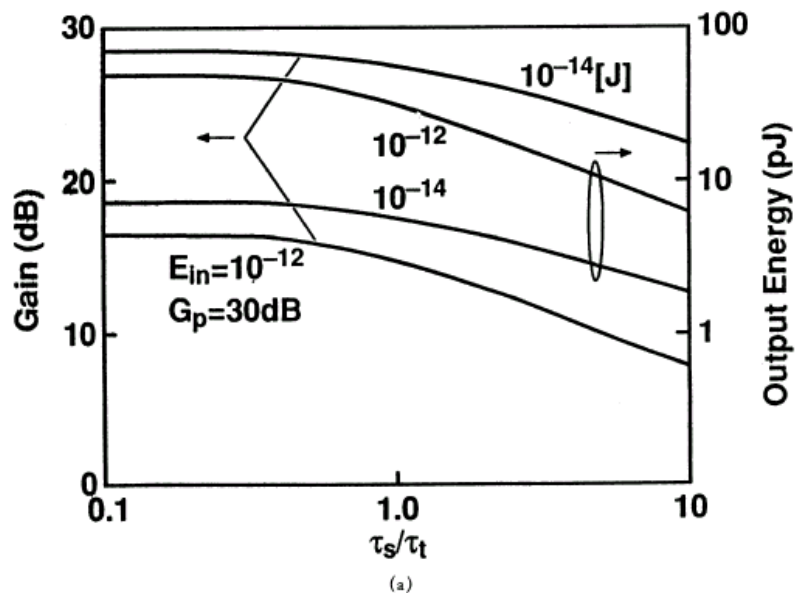


그림11. (a) $P_{sp} = 0$ 일 때의 펄스의 반복율의 변화에 따른 증폭기의 최대 이득과 출력에너지의 변화.

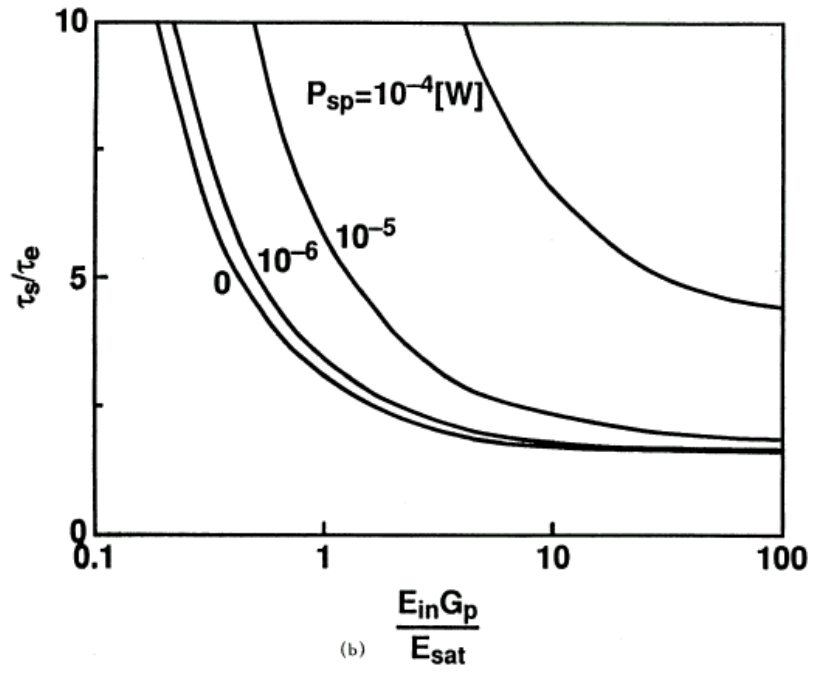


그림11. (b) 입력 펄스 에너지의 변화에 따른 증폭이 반복율에 대한 대역폭 혹은 등가적인 이득 회복시간.

그림 12(a)는 입력 에너지의 증가에 따른 최대이득과 출력에너지의 변화를 나타내었다. 입력에너지가 증가하면 최대이득은 감소하나 출력에너지는 증가함을 알 수 있다. 또, 최대이득과 출력에너지는 펄스의 반복율을 감소시키면 증가한다는 것도 알 수 있다. 즉, 반복율이 낮은 펄스가 증폭기로부터 보다 많은 에너지를 extract한다. 그래서 보다 큰 최대출력을 갖게 된다. 자연방출의 영향을 고찰하기 위해서 자연방출에 의한 최대이득의 감소를 계산하여 나타낸 것이 그림12(b)이다. 즉, 자연방출을 무시하였을 때의 최대이득과 이를 고려하였을 때의 최대이득의 차를 나타낸 것이다. 자연방출에 의한 이득의 감소는 펄스의 반복율의 증가하면 감소한다. 펄스의 반복율을 일정하게 하면, 자연방출의 영향은 특정한 입력에너지에서 최대가 된다. 최대점에서의 에너지는 펄스의 반복율이 증가하면 감소한다. 입력에너지가 매우 낮을 때 자연방출의 영향이 감소하는 것은 출력에 background level로서 더해지는 증폭된 자연방출이 신호의 크기를 큰 것처럼 하기 때문이다. 입력 에너지가 매우 낮으므로 증폭된 자연방출에 의해서 증가하는 출력의 크기가 매우 큰 영향을 미친다. 그래서 최대 이득이 증가되고 자연방출의 영향이 감소된다. 그러나, 이 경우는 출력의 신호대 잡음비가 매우 나쁘므로 실제의 응용에서는 이러한 영역을 배제해야한다. 입력에너지가 증가하면 입력에 의해서 증폭기가 포화되기 시작하고 상대적으로 자연방출의 영향은 감소한다. 입력에너지가 매우 높으면 입력에 의한 이득의 포화가 주가 되어서 자연방출의 영향은 더욱 감소하게 된다. Pump gain이 30dB인 경우 자연방출에 의한 이득 감소의 최대치는 약 5.6dB이다. 이 때의 $\tau_c / \tau_e = 0.05$ 이고 $P_{sp} = 0.1mW$ 이다.

그림 12(c)에는 effective saturation energy E_{es} 을 나타내었다. 이는 주어진 펄스의 반복율에서 최대이득이 3dB감소하는 점에서의 출력에너지이다. 입력 펄스의 반복율이 이득 회복시간의 역수보다 매우 짧은 경우 effective saturation energy는 상수이다. 이것은 펄스의 반복율이 증가하면 감소한다. Effective saturation energy의 펄스 반복율에 대한 의존도는 다른 사람들에 의해 측정되었으며, 본 장에서 기술한 것과 유사하다. E_{es} 는 자연방출의 양이 증가하면 감소하여, $P_{sp} = 0.1mW$ 인 경우에는 effective saturation energy가 거의 펄스이 반복율에 무관하다는 것을 알 수 있다. 또, E_{es} 는 광증폭기의 pump gain이 증가하면 약간 감소한다.

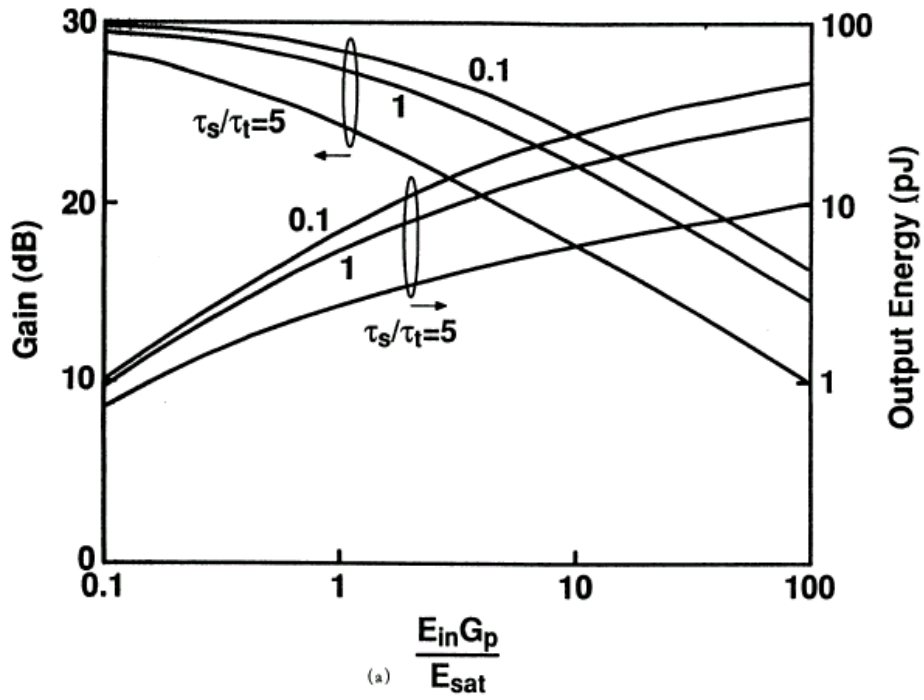


그림12. (a) $P_{sp} = 0$ 일 때의 입력 에너지의 변화에 따른 최대 이득과 출력에너지.

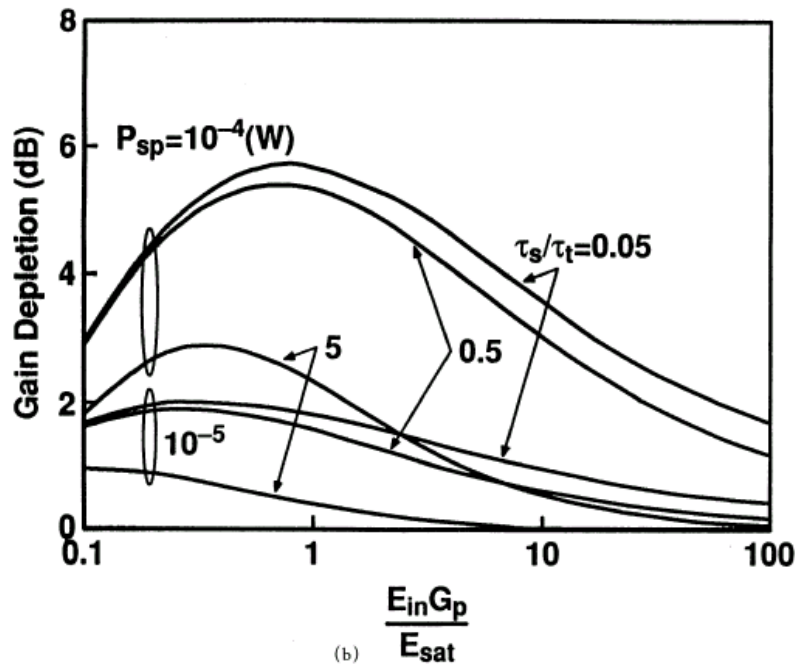


그림12. (b) 자연 방출에 의한 신호에 대한 이득의 감소.

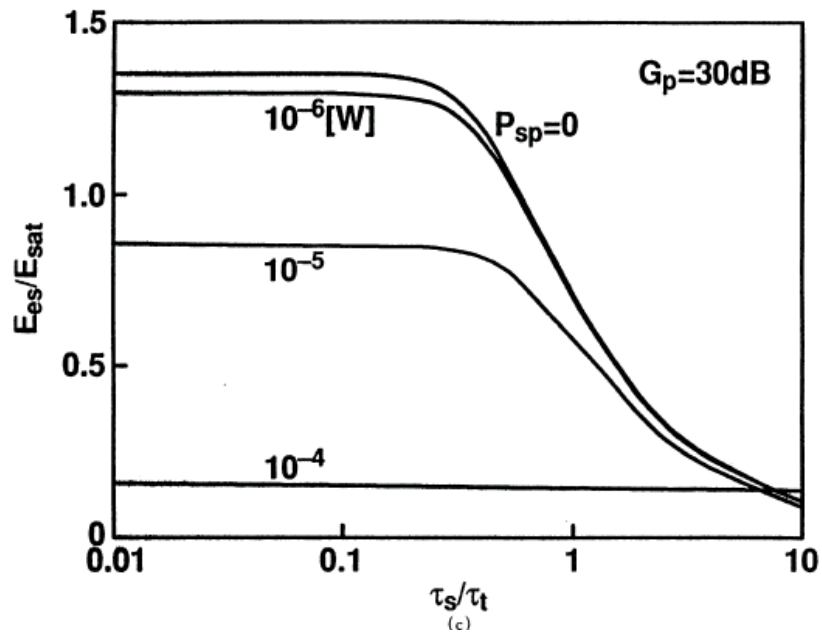


그림12. (c) 펄스의 반복율의 변화에 따른 증폭기의 등가적인 포화에너지

이러한 현상은 광증폭기의 실제의 포화 에너지를 측정하기 위해서는 자연방출의 영향과 pump gain의 영향을 보정해 주어야 한다는 것을 의미한다. 펄스의 반복율이 높을 때 effective saturation energy가 낮은 것은 이 영역에서는 증폭기의 포화가 에너지에 의한 포화가 아니라 power에 의한 포화라는 것을 의미한다. 증폭기의 saturation power는 E_{sat} / τ_c 로 주어지므로, 펄스의 반복율이 증폭기의 이득회복시간의 역수보다 빠르면 입력평균 power와 증폭기의 이득이 곱이 증폭기의 saturation power보다 훨씬 크게 된다. 그러나, 이때 입력에너지와 증폭기의 이득의 곱은 증폭기의 포화 에너지보다 작다. 이러한 영역에서 증폭기는 입력의 평균 power에 의해서 포화되므로 이를 power saturation이라 한다.

광증폭기에서의 self-phase modulation과 이득의 포화에 의한 펄스폭의 증대는 펄스의 출력 에너지가 증가하면 선형적으로 증가한다. 그러나, 펄스의 에너지가 effective saturation energy보다 낮으면 self-phase modulation과 펄스폭의 증가는 무시할 수 있을 정도로 적다. 그러므로 광증폭기에서 얻을 수 있는 최대 출력 energy를 effective saturation energy라고 볼 수 있다. 그림 12(a)에 보인 것처럼 출력 에너지는 펄스의 반복율이 증가하면 감소한다. 그러므로 대출력의 광펄스를 얻기 위해서는 펄스의 반복율이 낮을수록 자연방출의 영향이 증대하더라도 낮은 반복율의 펄스가 좋다. 그러나 다음에서 보인 바와 같이 자연방출에 의한 출력의 신호대 잡음비가 매우 심각하게 펄스의 반복율의 감소에 따라 감소한다.

자연방출이 출력 펄스의 신호대 잡음비에 미치는 영향을 고찰하기 위해서 total 출력 power와 신호만의 출력 power의 비를 계산하여 그림 13에 나타내었다. 이 보고서에서는 이 비를 신호대 잡음비라고 정의한다. 그림13(a)는 $\tau_c=10ps$ 인 경우이고 그림 13(b)는 $\tau_c=1ps$ 인 경우의 신호대 잡음비이다. 그림에서 알 수 있듯이 증폭기의 특성이 입력의 평균치 power가 같으면 입력 펄스폭에 거의 무관하다는 것을 알 수 있다. 펄스의 반복율이 이득회복시간의 역수보다 빠르면 신호대 잡음비는 포화되기 시작한다. 한가지 중요한 점은 출력의 신호대 잡음비는 항상 입력의 신호대 잡음비보다 낮다는 것이다. 그림 13(a)의 $P_{sp}=0.1mW$ 인 곡선에서의 특별한 경우 (출력의 신호대 잡음비가 입력의 그것보다 큰 경우)는 background에 더해진 증폭된 자연방출의 영향 때문이며 실제로는 증폭기를 이러한 영역에서 동작시키는 것을 피해야 한다.

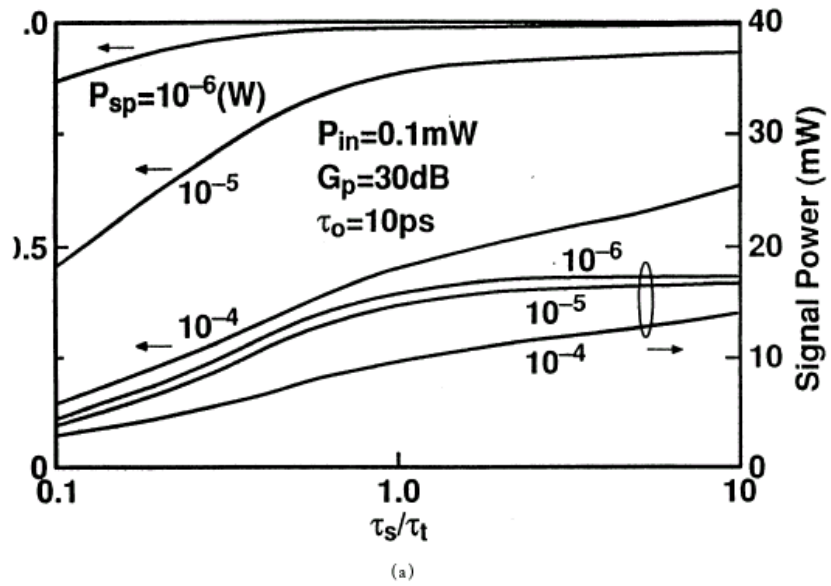
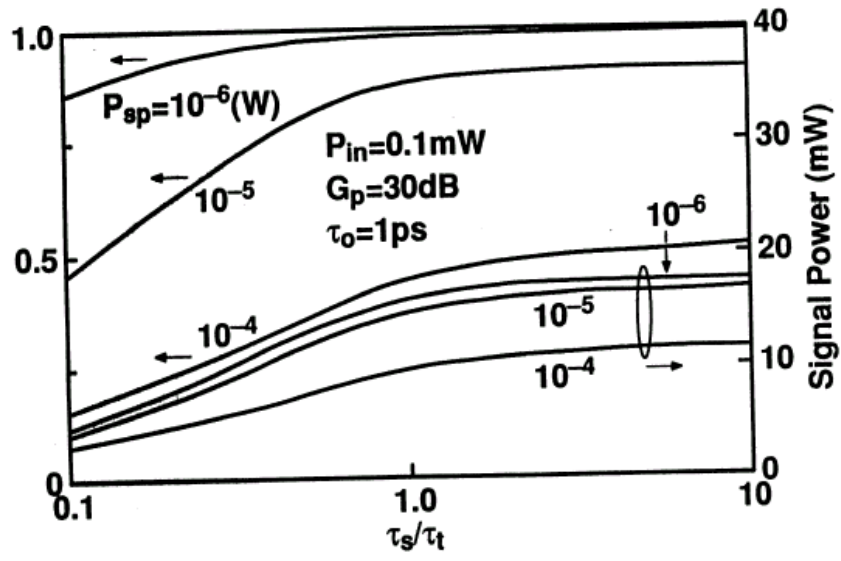


그림13. (a)와 (b)는 펄스의 반복율의 변화에 따른 출력 신호의 출력 power와 출력의 신호대 잡음비.



(b)

그림13. (a)와 (b)는 펄스의 반복율의 변화에 따른 출력 신호의 출력 power와 출력의 신호대 잡음비.

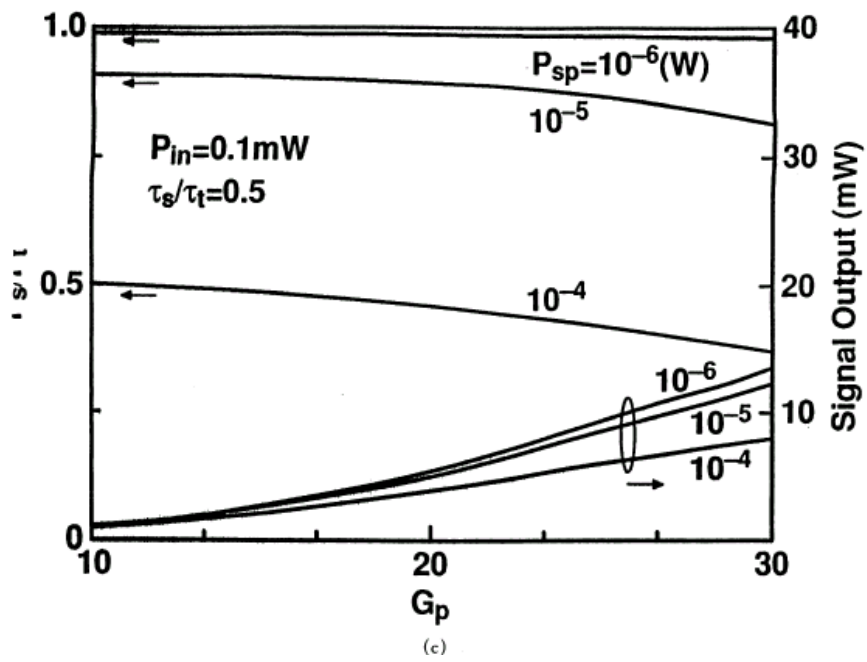


그림13. (c) Pump 이득의 변화에 따른 신호의 출력 power와 출력의 신호대 잡음비

그림 13(b)에서는 이러한 현상을 볼 수 없는데 이는 입력의 최대 power가 10배 증가했기 때문이다. 또 다른 좋지 않은 효과는 출력의 신호대 잡음비가 pump gain이 증가하면 감소한다는 것이다. 이는 신호보다 자연방출의 증폭이 더 유리하다는 의미이다. 입력의 반복율을 감소시키면 출력의 신호대 잡음비가 감소하고 이 감소하는 율이 pump gain이 증가하면 증가한다. 여기서 다시 한번 강조하는 것은 실제의 증폭기에는 자연방출의 영향이 반대방향으로 진행되는 자연방출의 영향 때문에 본 장에서 고찰한 것보다 더 심각하리라 생각된다. 본 장에서 고찰한 이론적인 결과를 확인하기 위해서 앞에서 행한 실험결과와 이론적인 계산 결과를 비교하였다. 본 실험에서 사용한 traveling wave amplifier의 포화에너지는 약 100pJ이다. 또 등가적인 입력 자연방출의 양은 약 0.1mW이다. 이러한 값들은 주어진 광증폭기에 대한 device parameter와 E_{sat} 와 P_{sp} 에 대한 식으로부터 산출한 것이다. pump gain이 약 20dB이고 펄스의 반복율이 960MHz인 경우에 82%의 신호대 잡음비를 얻었고 이때의 출력 평균치는 46mW이고 입력의 평균치는 1mW이다. 그림 13(c)의 $P_{sp}=0.01mW$ 인 경우가 이 경우에 대한 계산결과이다. 그림에서 실험치와 계산치가 잘 맞는 것을 알 수 있다. 여기서는 식 2의 scaling property를 이용한다. 즉 입력과 E_{sat} 를 10배로 하고 출력도 10을 곱한 것으로 한다. 계산치의 신호대 잡음비와 출력 power는 각각 81%와 49mW이다 제3장의 혼합모드록킹의 경우를 보면 펄스의 반복율이 1/3로 감소하여 신호대 잡음비가 64%로 감소하고 출력의 평균치는 32mW이다. 이때 증폭기의 pump gain은 23dB였으며 입력의 평균치는 650 μ W이다. 이 결과도 계산치와 잘 맞는데 계산치는 신호대 잡음비와 출력의 평균치가 각각 71%와 34mW이다.

(4) 결론

출력의 신호대 잡음비를 높이기 위해서는 반복율이 빠른 펄스가 유리하다. 이 결론은 펄스의 peak power를 높이기 위한 결론과 반대이다. 그래서 신호대 잡음비를 높이는 것과 최대 출력을 높이는 데는 절충이 필요하다.

상대적으로 높은 신호대 잡음비를 얻고 출력 펄스의 peak power를 높이기 위해서는 펄스의 반복율이 광증폭기의 이득회복시간의 역수정도가 적당하다. 또 입력의 평균치도 증가적인 자연방출입력 power P_{sp} 보다 크게 해야한다. Temporal distortion이나 spectral distortion없이 높은 출력의 광 power를 얻기 위해서는 증폭기의 횡적 단면적 (cross section)을 넓혀서 포화 에너지를 높이는 것이 중요하다. 광증폭기의 mode의 크기를 넓히기 위해서는 대출력 반도체 레이저를 개발하기 위해서 사용되고 있는 여러 가지 기술들을 이용할 수 있다. 그러나 광증폭기의 출력을 광 파이버에 효율적으로 결합시키기 위해서는 모드가 타원형이 아닌 원형의 모드를 갖는 증폭기가 유리하다. 또한 이득회복시간이 짧은 레이저 증폭기를 사용하는 것이 높은 반복율을 갖는 펄스로 높은 peak power를 얻는데 유리하다. 또 고려해야 할 점은 광증폭기에서의 자연방출의 양이다. 일반적으로 gain guiding 소자가 index guiding소자보다 자연방출의 양이 10배정도 많으므로 가능하면 index guiding 광 증폭기를 택해야 한다. 또, 2단 이상의 증폭기를 사용하는 경우는 앞단에서의 증폭된 자연방출이 두 번째 광증폭기에 입사되지 않게 하는 것이 매우 중요하다. 또한 반대의 경우에 대한 isolation도 생각하지 않으면 안 된다.

5. 결 론

5. 결 론

저출력의 고성능 반도체 레이저를 모드 록킹하고 이의 출력을 대출력 광증폭기로 증폭하는 방식으로 극초단 대출력 반도체 레이저 시스템을 구현하였다.

외부공진기 반도체 레이저를 능동적으로 모드록킹하여 15ps의 광펄스를 얻었다. 모드록킹으로 얻은 광펄스를 traveling wave optical amplifier로 증폭하여 평균출력 46mW을 얻었다. 이때 펄스의 반복율은 960 MHz이다. 그러므로 펄스의 최대 출력은 3W에 이른다.

외부 공진기 반도체 레이저에 MQW를 흡수포화매질로 삽입하여 혼합 모드록킹 방식으로 4ps의 광펄스를 얻었다. 이를 증폭하고 펄스 압축기로 펄스폭을 압축하여 펄스폭 0.56ps을 얻었으며, 이를 다시 증폭하여 최대출력 38W을 얻었다. 이때 펄스의 에너지는 100pJ에 이른다. 펄스의 반복율은 310MHz이다. 만약 구현한 시스템을 최적화하고 두 번째 증폭기에 입력되는 power를 높이면 최대 출력을 100W 이상으로 높일 수 있을 것이다. 또 펄스의 chirp이 반도체 레이저, 흡수포화 매질, 그리고 rf의 detuning 등의 dynamics에 의해서 크게 좌우되는 것을 실험적으로 알아냈다.

반도체 레이저 광증폭기에서의 펄스 증폭에 있어서 여러 가지 한계를 이론적으로 검토하였다. 연구결과 레이저 광증폭기 내의 자연방출이 광증폭기의 특성을 심각하게 저하시키는 것을 알 수 있었다. 특히, gain guiding 광증폭기에서 심하다. 레이저 광증폭기를 짧은 전기 펄스로 pumping하면 광증폭기의 특성저하를 막을 수 있을 것이다.

6. 위탁 과제

6. 위탁 연구

(1) Quantum well구조 반도체를 이용한 Fabry-Perot Etalon에 관한 연구

I. 제목

Quantum Well구조 반도체를 이용한 Fabry-Perot Etalon에 관한 연구

II. 연구의 목적 및 중요성

1) 연구의 목적

GaAs etalon에서의 비선형 현상을 해석하고, etalon소자의 모델링 및 설계 방법을 제시한다.

2) 연구의 중요성

최근 전 세계적으로 광컴퓨터 및 이에 대한 연구가 활발해지고, 국내에서도 광정보 처리 시스템 및 광컴퓨터에 대한 관심이 증대하고 있다. 광컴퓨터나 광정보 처리시스템에서 요구되는 기본소자는 광디지탈 논리소자이며, 이러한 논리소자로서 응용될 수 있는 것이 비선형 Fabry-Perot etalon이다. 비선형 Fabry-Perot etalon의 비선형 매질로서는 비선형 효과가 큰 반도체로서 GaAs, InSb, InAs, CdHgTe 등이 많이 연구되고 있다. 이 중에서도 GaAs소자가 상온에서 동작 가능하고, 속도가 대단히 빨라 가장 유망하다. 따라서 이에 대한 이론적 이해, 설계 기법 등에 대한 기초 연구가 국내에서도 이루어져야 한다.

III. 연구의 내용 및 범위

Quantum Well구조를 이용한 GaAs etalon의 모델링과 설계 방법을 연구한다. 그리고 이 etalon의 응용에 있어서 switching power와 speed, packing density, heat load등의 이론적 한계, 제작기술상의 문제점, 이의 개선 방안들을 연구한다.

IV. 연구결과 및 활용방안

1) 연구결과

GaAs 매질에서의 비선형 현상과 GaAs etalon 소자를 해석하고, etalon의 device parameter의 최적화방안에 대하여 논하였다. 본 해석 결과를 토대로 etalon 소자의 응용상의 문제점을 논하였다.

2) 활용방안

본 연구 결과는 비선형 효과가 큰 GaAs, InSb, InAs, CdHgTe 등의 반도체를 이용한 광디지털 논리소자로서의 etalon의 설계기술의 기반이 될 것이다. 또한 본 연구결과는 광컴퓨터 및 광정보처리 시스템을 위한 광디지털 논리소자의 설계시에 응용될 수 있을 것이다.

(2) SEED를 이용한 광스위칭에 관한 연구

I. 제목

SEED를 이용한 광스위칭에 관한 연구

II. 기술개발의 목적 및 중요성

결정성장 기술이 발전함에 따라서 III-V족 화합물 반도체의 Heterojunction을 이용한 Multiple Quantum Well (MQW)의 구조의 성장이 가능해 짐에 따라 이 구조의 필적할 수 없는 우수한 광 스위칭 및 변조 성능의 연구가 매우 중요하게 되었다.

이 구조의 성능을 광소자에 이용하기 위하여 광흡수 및 광전류 그리고 이것의 효과적인 Feedback을 연구하는 것이 중요한 과제가 되었다. 따라서 이 연구의 목적은 MQW에서 일어나는 광흡수 및 광전류 현상을 model 하며 이것의 효과적으로 이용할 수 있는 방법을 구상하고, 현재 가장 유망한 광전류의 전압케환을 이용하여 광을 스위칭 하는 Self Electro-optic Effect Device(SEED)를 모델 하는데 있다.

III. 연구내용 및 범위

본 연구에서 MQW의 광흡수를 model 하였고 광전류의 정특성 및 동특성을 연구하였다. 또 이를 바탕으로 SEED 소자의 광스위칭, 특히 MQW Heterojunction Phototransistor 의 동작을 연구하였다. 또 일반적으로 MQW소자의 온도 케환 특성을 이용하여 스위칭 특성을 최대화하는 방안을 제시하고 모델 하였다.

IV. 연구결과 및 활용방안

1) 연구결과

본 연구에서는 MQW에서의 광흡수를 물리적인 model로 계산하였으며 이것을 이용하여 광전류도 계산하였다. 이 결과 광흡수 spectra 의 exciton peak이 부저항(negative resistance) I-V특성을 유발하였으며 이 부저항은 광스위칭에 효과적으로 이용될 수 있었다. 대표적인 예로서 SEED의 광스위칭을 연구하였다. 또한 이 소자의 최대 스위칭 속도와 고주파 특성은 광전류의 동특성 연구 결과 정공의 tunneling time이 큰 영향을 미치는 것을 알 수 있었다. 마지막으로 MQW 광전류의 온도케환 특성은 SEED뿐만 아니라 모든 MQW 광소자의 특성을 극대화하는데 이용될 수 있다는 결과를 얻었다.

2) 활용방안

MQW의 광흡수 및 광전류 현상의 해석은 MQW 의 광소자를 새로이 제안하고 설계하는데 중요한 tool이 된다. 본 연구에서 연구된 SEED는 광의 기본 스위칭 소자로서 쓰일 수 있는 가능성이 매우 많다. 또 본 연구에서 제안된 온도케환 특성의 모든 MQW소자에의 응용성은 patent화 할만하다.

(3) Quantum Well Based OEIC Light Valve에 관한 연구

(한국과학기술원 권영세 교수)

I. 제목

Quantum Well Based OEIC Light Valve에 관한 연구

II. 연구의 목적 및 중요성

1) 연구의 목적

- Optical signal processing 용의 Light valve를 AlGaAs/GaAs Multi-Quantum Well을 사용하여 구현할 수 있는 방법을 제안하고 이 소자의 동작을 연구한다.
- MOCVD를 이용하여 MQW을 성장시켜 photoluminescence를 측정하여 봄으로써 MQW의 광학적 특성을 알아본다.

2) 연구의 중요성

최근 여러 나라에서 전기가 아니라 빛을 이용한 신호 처리기술이 미래의 통신 및 연산 방법으로 인식되어 연구되고 있다. 빛을 이용한 신호처리는 고속성과 무간섭성, 높은 fan-out, 신호처리의 병렬성등 많은 장점을 갖고 있으며, 광섬유를 이용할 경우 도파 손실도 적다. 이러한 광학신호처리 시스템을 구성하는데 있어 중요한 소자중의 하나가 입사된 빛의 크기를 조절하여 내보낼 수 있는 Light valve이다. Light valve의 구현은 발광 및 수광소자의 구현보다 어려운 문제로서 최근 가장 활발한 연구 대상이 되고 있다.

III. 연구의 내용 및 범위

연차별 구분	연구 개발 내용	연구 개발 범위
1 차년도	Light valve의 새 구조 제안과 동작연구 MQW의 성장과 PL 특성 측정	전체

IV. 연구결과

1) 연구결과 및 활용방안

- ① AlGaAs/GaAs Multi-Quantum Well을 이용하는 새로운 Light valve의 구조 및 동작
- ② MQW의 photoluminescence특성

2) 활용 방안

성공적인 Light valve의 구조가 제안되면, 실제 이를 구현하기 위한 연구가 계속되어야 한다. 일단은 단일 소자로의 성공 가능성을 연구하고 array화를 연구해야 할 것이다. 그리고 Light valve를 실제 optical computing등에 이용하려면 light guiding system이나 interconnection을 위한 연구, 집적화 방안, S/W등 주변 기술들이 발달해야 할 것이다.

7. 참고문헌

7. 참고 문헌

1. H.M.Gibbs, Optical bistability : Controlling light with light, Academic Press, Orlando FL, 1985
2. J.P. van der Ziel, "Mode locking of semiconductor lasers," in semiconductor and Semimetals, vol. 22B ed. by W.T. Tsang, Academic Press, Orlando, FL, 1985.
3. E.P.Ippen, D.J.Eilenberger, and R. V. Dixon, "Picosecond pulse generation by passive mode locking of diode lasers," Appl. Phys. Lett., 37, pp. 267-269, 1980.
4. J.P.van der Ziel, W.T.Tsang, R.A.Logan, R.M.Mikuljak, and W.M.Augustyniak, "Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor lasers," Appl. Phys. Lett., 39, pp.525-527, 1981.
5. H.Yokoyama, H.Ito, H.Inaba, "Generation of subpicosecond coherent optical pulses by passive mode locking of an AlGaAs diode laser,"Appl. Phys. Lett., 40, pp.105-1-07, 1982.
6. 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, 2, pp.1228-1236, 1985.
7. Y.Silberberg and P.W.Smith, "Subpicosecond pulses from a mode-locked semiconductor laser," IEEE J. Quantum Electron., QE-22, PP. 759-761, 1986.
8. J. Kuhl, M. Seremyi, and E.O.Gobel, "Bandwidth-limited picosecond pulse generation in an actively mode-locked GaAs laser with intracavity chirp compensation," Opt.Lett., 12, pp. 334-336, 1987.
9. S.W. Corzine, J.E.Bowers, G.Przybylek, U. Koren, B.I.Miller, and C.E. Socolich, "Actively mode-locked GaInAsP laser with subpicosecond output," Appl. Phys. Lett., 52, pp. 348-350, 1988.
- 10 M.Kuznetsov, J.M. Wiesenfeld, and L.R.Radzihovsky, "Compression of picosecond pulses from diode lasers using a modified grating-pair compressor," Opt. Lett., 15, pp. 180-182, 1990.

11. J.R.Andrews and R.D.Burnham, "High peak power and gateable picosecond optical pulses from a diode array traveling wave amplifier and a mode locked laser," Appl.Phys. Lett., 49, pp. 1004 -1006, 1986.
12. P.J.Delfyett, C.-H. 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.
13. R.A.Backer, K.C.Byron, D. Burns, and W. Sibbett, "Amplification of mode-locked semiconductor diode laser pulses in Erbium-doped fiber amplifier," Electron. Lett., 25, pp.1131-1133, 1989.
14. A.Takada, K Iwatsuki, and M.Saruwatari, "Picosecond laser diode pulse amplification up to 12 W by laser diode pumped Erbium-doped fiber," IEEE Photonic Tech. Lett., 2, pp. 122 -124, 1990.
15. P.J.Delfyett, C.-H. Lee, L.T. Florez, N.G. Stoffel, T.J. Gmitter, N.C. Andreadakis, G.A. Alphonse, and J.C. Connolly, "High peak power hybrid mode- locked semiconductor laser system," submitted to Opt. Lett.
16. G.A.Alphonse, D.B.Gilbert, M.G.Harvey, and M.Ettenberg, "High-power superluminescent diodes," IEEE J. Quantum Electron., QE-24, pp. 2454-2457, 1988.
17. D.Kuizenga and A.E.Siegman, "FM and AM mode-locking of the homogeneous laser," IEEE J. Quantum Electron., QE-6, pp. 695-715, 1970.
18. G.Eisenstein, P.B.Hansen, J.M.Wiesenfeld, R.S.Tucker, and G.Raybon, "Amplification of high repetition rate picosecond pulses using an InGaAsP traveling wave amplifier," Appl. Phys. Lett., 53, pp. 1539-1541, 1988.
19. J.M.Wiesenfeld, G.Eisenstein, R.S. Tucker, G.Raybon, and P.B.Hansen, "Distortionless picosecond pulse amplification and gain compression in a traveling wave InGaAsP optical amplifier," Appl. Phys. Lett., 53, pp. 1239-1241, 1988.
20. N.A.Olsson and G.P.Agrawal, "Spectral shift and distortion due to self-phase modulation of picosecond pulses in 1.5 μ m optical amplifiers,"Appl. Phys. Lett., 55, pp.13 -15, 1989.

21. E.Yablnovitch, T.Gmitter, J.P.Harbison, and R.Bhat, "Extreme selectivity in lift-off of epitaxial GaAs films," *Appl.Phys. Lett.*, 51, pp.2222-2224, 1987.
22. R.Dorsinville, P.J.Delfyett, and R.R.Alfano, "Generation of 3 ps pulses by spectral selection of the continuum generated by a 25 ps second harmonic Nd:YAG laser pulse in a liquid," *Appl. Opt.*, 27, pp. 16-18, 1987.
23. O.E.Martinez, "3000 times grating compressor with positive group velocity dispers-ion:Application to fiber compensation in 1.3-1.6/ μ m region," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23, pp. 59-64, 1987.
24. J.M Wiesenfeld, M.Kuznetsov, and A.S.Hou, "Tunable, picosecond pulse generation using a compressed, modelocked laser diode source," to be published in *IEEE Photonic Tech. Lett.*
25. J.P.Heritage, R.N.Thurston, W.J.Tomlinson, A.M.Weiner, and R.H.Stolen, "Spectral windowing of frequency-modulated optical pulses in a grating compressor," *Appl. Phys. Lett.*, 47, pp. 87-89, 1985.
26. S.Saitoh, H.Itoh, Y.Noguchi, S.Sudo, and T.Mukai, "Pulse energy gain saturation in subpico- and picosecond pulse amplification by a traveling wave semiconductor amplifier," *IEEE Photonic Tech. Lett.*, 1, pp. 297-199, 1989.
27. G.P.Agrawal and N.A.Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE J.Quantum Electron.*, QE-25, pp. 2297 -2306, 1989.
28. M.Yamada and Y.Suematsu, "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers," *J. Appl. Phys.*, 52, pp.2653-2664, 1981.
29. C.H.Henry, "Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers," *IEEE J. Lightwave Tech.*, LT-4 pp.288-297, 1986.
30. K.Petermann, "Calculated spontaneous emission factor for double-heterostructure injection lasers with gain-induced wave guiding," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-25, pp. 2611-2620, 1989.

31. P.B.Hansen, J.M.Wiesenfeld, G.Eisenstein, R.S.Tucker, and G.Raybon, "Repetition-rate dependence of gain compression in InGaAsP optical amplifiers using picosecond optical pulses," IEEE J. Quantum Electron., QE-25, pp. 2611-2620, 1989.

8. 부 록

8. 부 록

Semiconductor Injection Lasers

이것은 Academic Press 출판사에서 발행하는 "Encyclopedia of Lasers and Optical Technology"에 제출된 review입니다.

Glossary

Auger recombination

A three body collision involving two electrons and a hole (or two holes and an electron). The energy released by the recombination of an electron and a hole is immediately absorbed by another electron (or hole), which then dissipates the energy by emitting phonons.

band gap energy

The energy difference between the conduction and valence bands in a semiconductor material, which also corresponds to the energy required to promote an electron from the valence band to the conduction band.

conduction band

A band of energy levels above the valence band which can support the conduction of electrons.

degenerate doping

The amount of doping required to bring the Fermi energy level to a level comparable to the conduction band energy for electrons and the valence band energy for holes.

direct band gap semiconductor

A semiconductor in which the valence band maximum and the conduction band minimum occur at the same position in momentum space.

dopant

A material which is incorporated into a semiconductor material which adds excess electrons (n-type dopant) or excess holes (p-type dopant).

electron-hole recombination

A radiative (or nonradiative) process which an electron in the conduction band recombines with a hole in the valence band. In the radiative recombination process, photons are generated, while in the nonradiative recombination process, phonons are generated.

Fermi level

The energy level which represents a fifty percent chance of finding a state occupied by an electron.

indirect band gap semiconductor

A semiconductor in which the conduction band minimum and the valence band maximum do not occur at the same place in momentum space. In these semiconductors, electrons in the conduction band minimum require a change in momentum in order to recombine with a hole at the valence band maximum. The recombination process in this case usually requires a phonon.

nonlinear gain

The nonlinear part of the gain in semiconductor lasers, which manifests itself in the gain versus photon density curve. In this case, the gain decreases with an increasing photon density, due to finite intraband scattering and dynamic carrier heating.

p-n junction

A region which joins two materials of opposite doping. This occurs when n-type and p-type materials are joined to form a continuous crystal.

population inversion

A necessary condition which must occur in order for the stimulated emission process to occur. This condition occurs when the population of the upper lasing level exceeds the population of the lower lasing level.

Q-switching

A method for producing a high power pulse from a laser system. This is usually accomplished by inserting an optical shutter in the cavity to control resonant Q or quality factor.

quantum well

A material structure which can spatially confine electronic charges to spatial dimensions on the order of tens of angstroms (10^{-10} meters). These dimensions are comparable to the de Broglie wavelength of the electron / hole.

Schawlow-Townes equation

The equation which theoretically predicts the linewidth of the lasing transition of a single mode laser. The linewidth from this equation is inversely proportional to the output power and the cavity quality factor(Q-factor).

valence band

The energy band corresponding to the valence electrons of a semiconductor crystal. This energy band is normally filled, and as a result does not allow the conduction of electrical current.

window structure

A modification to the standard laser facets of a semiconductor injection laser. The modification involves processing the laser facets so the energy gap of the laser facet material is larger than the emitted photon energy. This reduces optical absorption at the laser facets and prevents irreversible facet damage.

Semiconductor injection lasers are highly efficient laser light emitting devices which are extremely small, with typical linear dimensions being on the order of a few hundred microns (1 micron= $1\mu\text{m}=10^{-6}$ meters). These lasers belong to a specific class of solid state laser, which are constructed from semiconductor materials, as opposed to conventional solid state lasers which are made from insulating crystals doped with active ions. The semiconductor injection laser derives its input power from an electrical current which is directly passed, or injected through the device. The typical threshold currents for initiating lasing in these devices is on the order of a few milliamperes, with conversion efficiencies between the injected electrons and the generated photons exceeding ninety percent. Other methods of excitation are possible, such as optical pumping and electron beam pumping. However, these methods of pumping are considered to be less attractive because they do not take advantage of the compactness of the diode laser, due to the relatively large size of the pumping sources, and the pumping scheme is normally less efficient. Semiconductor injection lasers are normally constructed from several semiconductor material systems, most notably the gallium arsenide/aluminum gallium arsenide system and the indium phosphide/indium gallium arsenide phosphide system. The material system which is used is dependent on the desired emission wavelength of the laser. The field of semiconductor injection lasers began in 1962, just three years after the first laser was invented. These early devices were very crude, however, during the past twenty seven years, tremendous advances have been made in the development of these devices. Now, many scientific, industrial and commercial applications rely on the existence of these devices. The present article reviews the basic principles of light generation in semiconductor injection lasers, surveys several important semiconductor laser structures and their applications in the scientific and commercial communities, and contemplates the future directions and trends in this rapidly growing and exciting field of research.

BRIEF HISTORICAL OVERVIEW

The first semiconductor laser devices were made from chips of gallium arsenide (see Fig.1). The gallium arsenide was grown such that a p-n junction, or diode, was formed inside the crystal. The chip had a metallic base with a wire contact attached to the top to allow the injection of the electrical current. Smooth end faces were formed on the diode, which acted as mirrors to provide the optical feedback necessary to attain laser oscillation, while the side walls of the laser chip were roughened to prevent laser oscillation in the direction perpendicular to the desired direction of lasing. These devices had very high threshold currents and could only be operated at very low temperatures. The light output characteristics from these laser chips were far from what their solid state and gas laser counterparts could produce. The laser emission from the chips suffered from a lack of coherence due to the wide spectral bandwidth inherent in all semiconductor light emitting devices, and the output beam emission was contained in a very broad far field pattern. Despite these initial drawbacks, it was apparent that semiconductor lasers would have a very promising future. Twenty eight years later, semiconductor lasers have been developed to the point where they have easily overcome the drawbacks which plagued these devices in the early days.

The techniques used today for developing semiconductor lasers are identical to the technology which is used for manufacturing electronic devices. This fact means that semiconductor lasers can be mass produced with a comparable reliability as standard electronic components. As a result of this link in processing technology, electronic devices can be integrated with semiconductor lasers on the same wafer. This feature has had a tremendous impact on the fields of integrated optoelectronics, optical communications and optical data storage, and is what makes semiconductor lasers very attractive for technological and commercial applications.

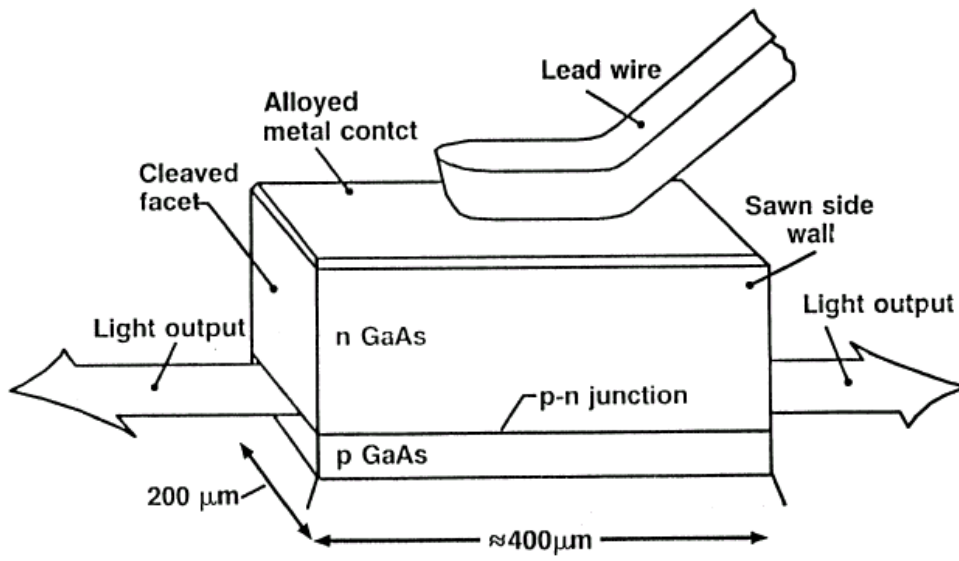


Fig. 1: Broad contact semiconductor injection laser mounted on a heat sink, with a wire contact(after reference(4)).

BASIC PRINCIPLES

The basic principles involved in the light generation process of semiconductor injection lasers can easily be described by examining the energy level diagram of a p-n junction made from a direct band gap semiconductor. Indirect band gap semiconductors are not used for semiconductor lasers due to the nonradiative processes which are the dominant mechanism for electron-hole recombination. These processes generate lattice vibrations, or phonons, which are mechanisms for generating sound and heat, and are not useful for light generation. In Fig. 2, an energy level diagram of a p-n junction is shown. Two semiconductor layers with opposite doping, are grown in contact with each other. Then doped side has an excess number of electrons; the p doped side has an excess number of holes. The doping levels are typically 10^{18} cm^{-3} and assures that the Fermi level, shown as the dotted line in Fig. 2(a), lies within the upper level or conduction band on the n doped side, and the lower level or valence band on the p doped side. When this occurs, the doping is said to be degenerate.

In thermal equilibrium, electrons and holes can not recombine with each other due to the potential barrier which exists between the p-n junction. As a forward bias voltage is applied across the junction, the potential barrier is lowered. If the forward bias voltage is increased to a level which is nearly equal to the band gap energy as in Fig. 2(b), i.e.,

$$V_{fb} \leq \frac{E_{bg}}{e} \quad (1)$$

then both electrons and holes are injected into the active region of the p-n junction. In the above equation, V_{fb} is the forward bias voltage, E_{bg} is the band gap energy of the host semiconductor in units of electron volts, and e is the electron charge. This biasing condition produces a population inversion in the active region, which is a necessary condition for the lasing process. The electrons and holes are now allowed to

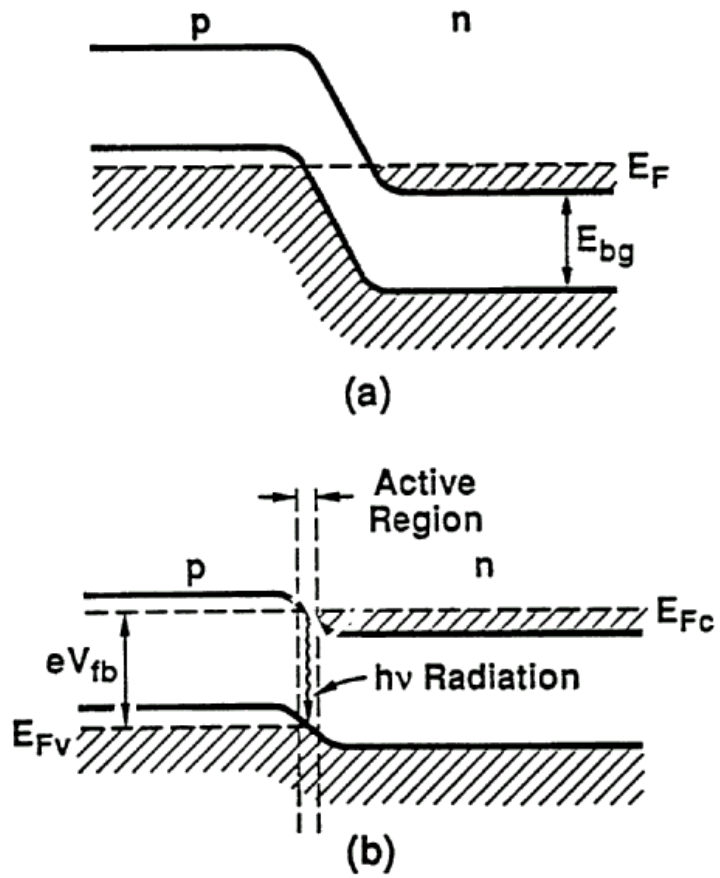


Fig. 2: (a) Degenerate p-n junction at zero bias.
 (b) Junction with a forward bias voltage comparable to the band gap energy(after reference(6)).

recombine with each other directly, emitting photons which experience a gain that satisfies the relation

$$E_{bg} < h\nu < E_{Fc} - E_{Fv} \quad (2)$$

In the above equation, E_{Fc} and E_{Fv} are the quasi Fermi levels of the conduction and valence bands, respectively, h is Planck's constant and ν is the optical frequency of the laser emission.

Once the light has been generated and amplified, the optical feedback is provided by the cleaved end facets of the semiconductor. The cleaved end facets act as mirrors which reflect the light back and forth inside the semiconductor initiating laser oscillation. The gain inside the semiconductor laser can approach 100 times in a single pass. Due to this large gain factor, relatively low reflectivities from the cleaved facets are sufficient to initiate lasing. The typical reflectivity of the cleaved facets is approximately 30 percent, as compared to sixty to ninety nine percent for solid state and dye laser mirrors.

Optical and Electronic Confinement: Transverse Confinement

The first semiconductor injection lasers developed were called homostructures. This is because the p-n junction was made from one type of semiconductor material, e. g., GaAs(gallium arsenide). In these lasers there is no mechanism to confine the injected carriers or created photons. As a result, these lasers suffered from high threshold currents and a poor quality output beam. These problems however were overcome with the development of heterostructure lasers, i.e., a semiconductor laser made from different semiconductor materials, such as gallium arsenide(GaAs) and aluminum gallium arsenide ($Al_x Ga_{1-x}As$). In this notation x is the fractional content of aluminum and is typically thirty percent.

The most common type of heterostructure laser is the double heterostructure laser, illustrated in Fig. 3. This laser is made from a combination of semiconductor materials which has different band gap energies (is made from a combination of semiconductor materials which has different band gap energies for current confinement and different optical indices of refraction for optical confinement).

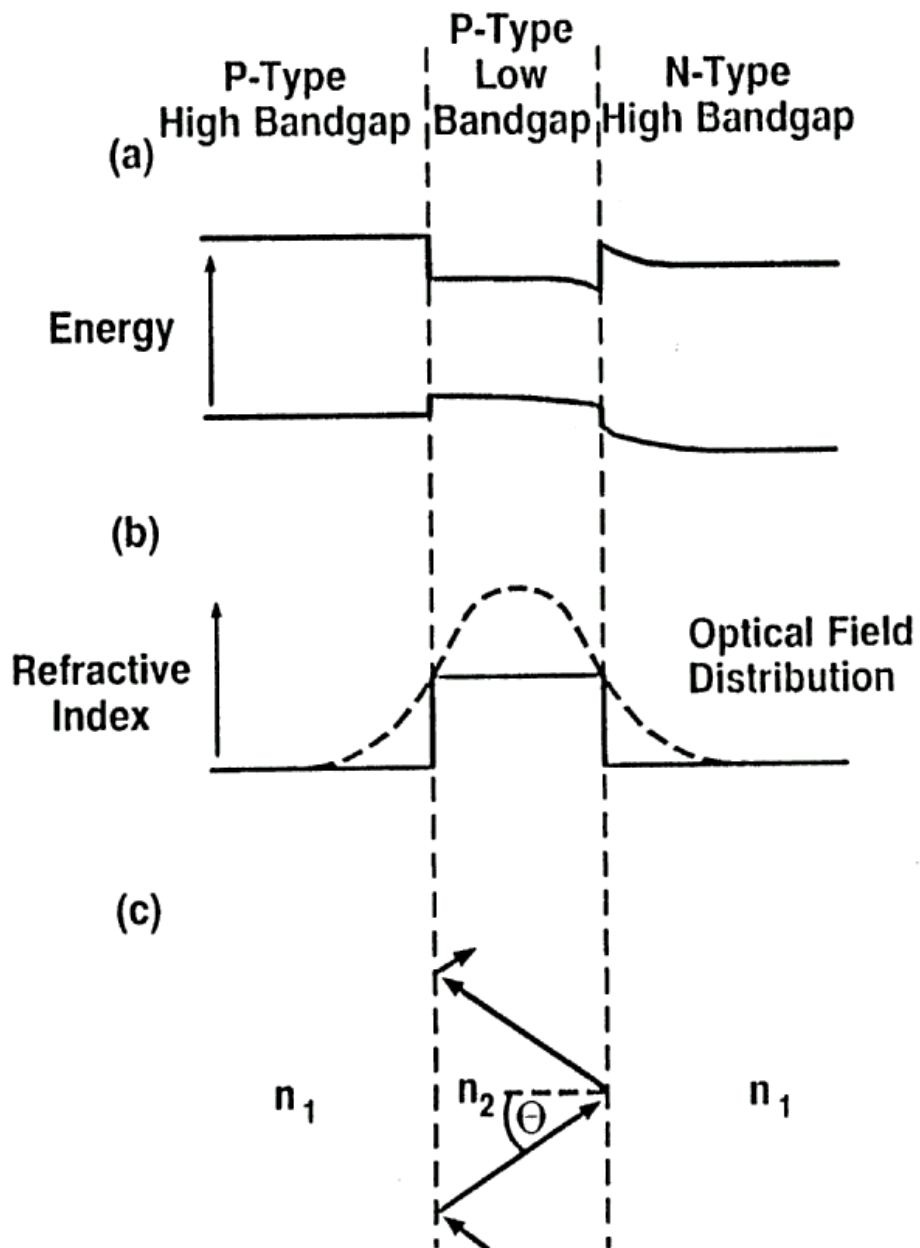


Fig. 3: Schematic of a double heterostructure laser. (a) Band diagram under forward bias. (b) Refractive index profile and optical field distribution. (c) Waveguiding effect produced by total internal reflection and the index profile shown in (b) (after reference (1)).

The double heterostructure laser is made of three types of semiconductor materials: a layer of p-type low band gap material, such as GaAs, sandwiched between a p-type and an n-type material with higher band gap, such as $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. The value of aluminum content is chosen such that the AlGaAs regions will have a higher band gap energy and a lower optical index of refraction than the GaAs active region.

With the design of the band gaps of the double heterostructure laser, as depicted in Fig. 3(a), it is possible to understand the current confinement by considering the injected carriers being trapped inside a potential well. Electrons and holes are injected into the active region from the high band gap material AlGaAs. The electrons and holes become trapped in the potential well created by the low band gap material GaAs. This potential well acts to confine the carriers in the active region of the laser. As a result, the electrons and holes cannot diffuse out of the active layer and are forced to recombine with each other in the GaAs material, contributing to the light generation.

The optical beam confinement is provided by the waveguiding properties of the AlGaAs / GaAs / AlGaAs material structure, depicted in Figs. 3(b-c). The AlGaAs layers have a lower optical index of refraction than that of the GaAs (Fig. 3(b)). This type of spatial index profile leads to the confinement of an optical beam inside the higher index material. This is because of the total internal reflection experienced by an optical beam inside the GaAs material (Fig. 3(c)). The minimum angle of incidence which an optical beam can have and still undergo total internal reflection is given by

$$\sin \theta = \frac{n_1}{n_2} \quad (3)$$

where θ is critical angle of incidence, and n_1 and n_2 are the indices of refraction of the AlGaAs and GaAs materials, respectively.

LASER STRUCTURES

The optical and electrical confinement just discussed provides confinement of the injected carriers and the optical beam in a direction which is parallel to the growth direction of the layered structure. Optical and electrical confinement are also needed in the lateral direction, i.e., in a direction parallel to the lasers. This can be provided by two means: i) gain guiding, and ii) index guiding. The physics describing the operation of these two general classes of semiconductor injection lasers can best be understood by considering some specific laser structures and is described below in the next section.

Gain Guided and Index Guided Laser Structures : Lateral Confinement

Gain guiding is one method of providing electrical and optical confinement of the injected carriers and the generated photons in a direction which is perpendicular to the direction of growth of the layered structure. It is most easily accomplished by fabricating a narrow electrical opening in an otherwise normally insulating region, forming a stripe on the top of the laser stripe. This provides optical gain only under the stripe contact, thus giving the name gain guided laser. Some specific laser structures which utilize the gain guiding principle are the oxide stripe laser and the proton implanted laser. These lasers are depicted schematically in Fig. 4(a, b).

The oxide stripe laser in Fig. 4(a) has a narrow opening on the order of several microns which is created in an electrically isolating oxide layer. A metalization layer is then deposited on top of the oxide layer to create the stripe contact. The layers located above the active region are made sufficiently thin so that the injected carriers are confined in a narrow stripe in the active region.

The proton implanted laser in Fig. 4(b) has a contact stripe which is created by implanting protons into the metalization layer, leaving only a small stripe which has not been implanted. The implanted regions become highly resistive to current injection, while the unimplanted region has a low resistivity, which serves as the electrical stripe contact.

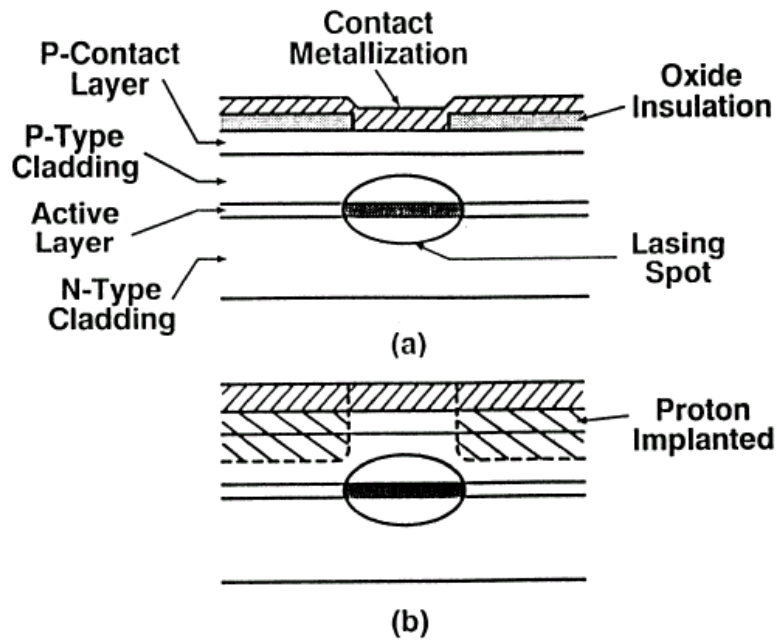


Fig. 4: Schematic cross sections of two types of gain guided laser structures. (a) The oxide stripe laser. (b) The proton implanted laser (after reference(1)).

Using this method, it is possible to control the amount of current confinement by varying the depth of proton implantation

In gain guided structures, the unpumped regions on both sides of the stripe are lossy at the lasing wavelength. This leads to a quasi-gaussian lateral gain profile. The peak of the gain profile is located directly under the stripe, while the wings of the gain profile extend into the lossy regions. This leads to guidance of the optical field in a direction along the laser stripe. The features of the gain guided optical field are not only determined by the gain distribution. Additional guiding is naturally provided by the index change due to local lateral temperature gradients and carrier density gradients in the active layer.

Alternative methods of providing lateral electrical and optical beam confinement can be seen by examining index guided structures. Index guided structures provide optical lateral confinement by fabricating a refractive index distribution which is parallel to the laser's active layer. This, in combination with the double heterostructure configuration, gives a two dimensional confinement of the optical field. The electrical confinement can be provided by a small opening in an electrically isolating layer, as in the gain guided structures, or by employing reverse biased p-n junctions which sandwich the lasing region in the lateral direction. Some types of index guided structures are the ridge waveguide laser, and the buried heterostructure(BH) laser. These laser structures are depicted schematically in Fig. 5(a,b)

In the ridge waveguide structure(Fig. 5(a)), the top of the laser device is etched down to be very close to the active layer. Only a small part of the diode is not etched. This produces a type plateau above the active layer, which ultimately becomes the lasing region. The evanescent field of the propagation wave extends into the plateau region and is efficiently guided in this process. In this structure, the electrical confinement is provided by the opening in the insulating oxide layer.

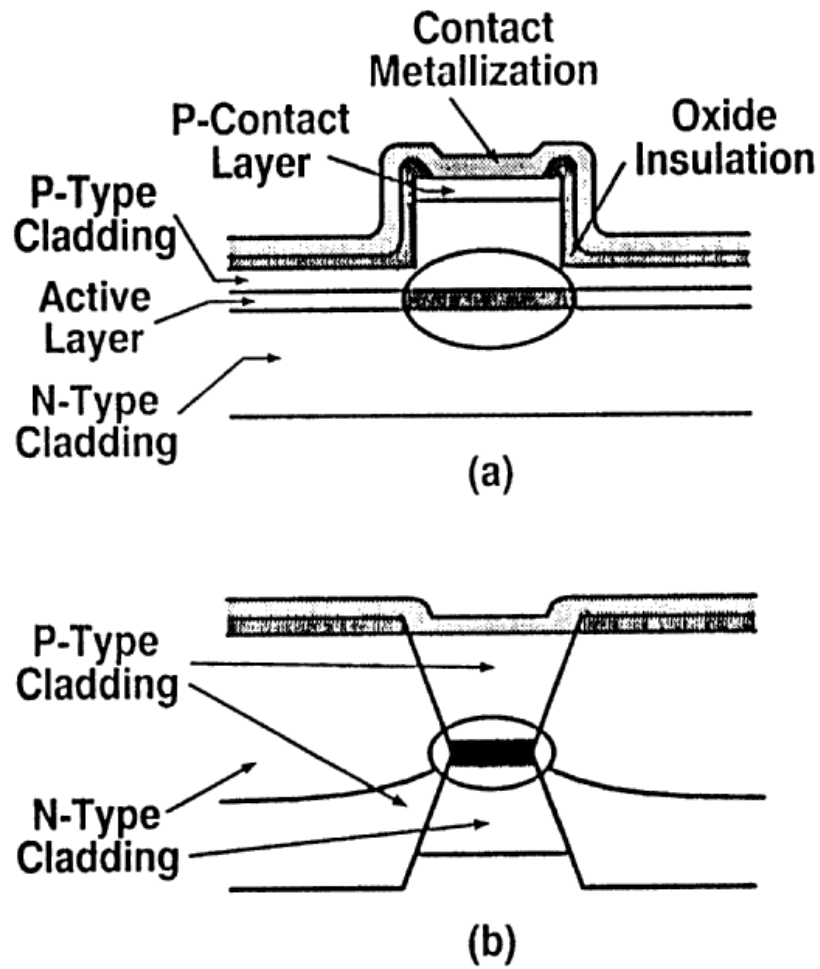


Fig. 5: Schematic cross sections of two types of index guided lasers. (a) The ridge waveguide laser. (b) The buried heterostructure laser (after reference(1)).

The buried heterostructure laser in Fig. 5(b) is designed so that the active region is completely surrounded by material which has a lower optical index and also a higher energy band gap. As a result of this two dimensional index profile, the optical beam is tightly confined in both transverse and lateral directions to the directions of propagation. This structure employs two reverse biased p-junction so that the current also becomes laterally confined to the lasing region. With this type of optical and current confinement, threshold currents of less than 1mA have been achieved.

As we have seen, there are several methods for confining both the injected electrical current and the generated optical beam. The gain guided structures are easier to fabricate than the index guided structures, however gain guided structures have higher threshold currents and an inferior output beam as compared to index guided lasers. As a general rule, by properly designing the optical and electronic properties of the semiconductor laser, the injected carriers and generated photons can be confined into a well defined region, yielding the maximum interaction, which leads to lower threshold currents and a high quality output beam.

High Power Semiconductor Lasers

Typical optical power output levels in standard single stripe diode lasers are on the order of several milliwatts. These power levels are adequate for many commercial applications which use diode lasers, e.g., fiber communications, optical discs, etc. However, for many other applications, such as optical pumping, optical time domain reflectometry, laser radar, and nonlinear optics, these power levels are not sufficient.

The most obvious way of increasing the output power of a semiconductor laser is to increase the driving current of the laser. This method works up to the point where the output power damages the facets of the laser, or until the heat generated in the active region starts to degrade the performance of the laser diode.

Other methods of increasing the output power of the laser diode rely on increasing the volume of the active region. This is typically done by either increasing the width or the thickness of the active area. Increasing the length of the laser only reduces the threshold current. The output power in this case is still limited by the catastrophic facet damage.

By increasing the active stripe width, one produces what is termed as a broad area laser. These devices have very wide active areas typically ranging from 10 μm to over 250 μm . These lasers are capable of providing large output powers on the order of a few watts with several amperes of driving current. These lasers can be used as an optical pump in solid state laser systems or in other applications which require a compact, high output power laser. The problem associated with these lasers are that they usually require large biasing currents. This leads to potentially damaging thermal effect in the active region, ultimately leading to device failure. Other problem associated with broad area lasers is that the laser tends to operate in a multi-spatial mode pattern. The poor beam quality which is produced makes it difficult to focus the beam to a small spot, making the device unsuitable for fiber optic applications. Another serious limitation to broad area lasers is due to beam filamentation. The filamentation is caused by a nonlinear optical effect called self focusing. Self focusing is caused by an increase of the optical index of refraction which is proportional to the optical intensity of a laser beam profile causes a spatial distribution of varying refractive index. This causes the beam to collapse or self focus into a filament which causes damage to the laser and ultimately into device failure.

To overcome these difficulties, new device structures were developed. The problem of high driving currents was addressed by the development of quantum well lasers. These lasers rely on properties of the electron which occur when the electron is confined to a small region in space. The active area thickness of typical quantum well lasers is approximately 100 \AA , Broad area lasers which utilize a quantum well as the active area can have threshold currents as low as 80mA with a stripe width of 100 μm , and have output powers as high as 1 watt with 1 ampere of driving current.

The problem of beam filamentation has been addressed by the development of laser arrays. A typical laser array structure is shown in Fig. 6. Several laser stripes are formed by proton implantation of an initially wide stripe. This is shown by the shaded areas of the p^+ GaAs region. The disordered regions become highly resistive to current flow, while the unimplanted region becomes the lasing stripes. The stripes which define the width of the active region are kept small, typically a few microns. This forces each individual laser to operate in the single fundamental transverse mode, which eliminates the problem of the beam filamentation. The individual stripes are positioned close enough to the neighboring stripes to allow the evanescent fields of the individual stripes to overlap and interact. This interaction allows coupling of the spatial modes of the individual stripes, forcing the laser array structure to operate coherently. Utilizing a structure with ten single emitters with 10 μ m wide stripes in an external cavity configuration, output powers in excess of 700 milliwatts have been produced in a single lobed beam.

These one dimensional array structures can be stacked on top of each other to produce a two dimensional laser array. However at the present stage of development, it is difficult to achieve coupling of all the individual stripes without the use of external optics. The highest power produced from this type of two dimensional laser array structure has exceeded 100watts. Although the emitted energy is not totally coherent, due to the inability to couple all or the individual emitters, the output power is sufficient to allow the device to be used as an optical pump to excite a solid state laser material, such as Nd:YAG. This type of application is very promising for semiconductor laser array structures.

High Modulation Frequency Lasers

The direct modulation property of semiconductor injection lasers is one of its most unique characteristics and this feature provides the potential for many scientific and commercial applications.

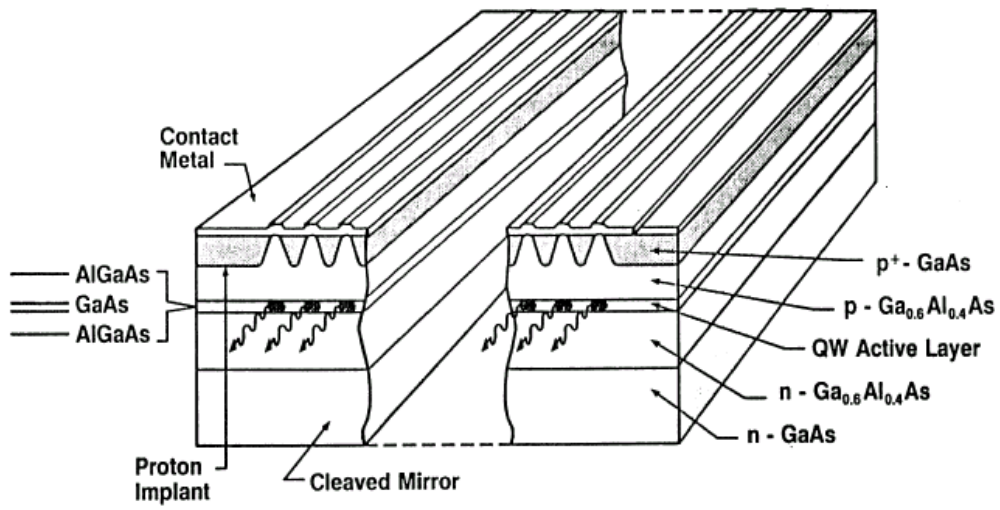


Fig. 6: Schematic cross section of a multistriple laser array (after reference(3)).

Unlike other solid state and liquid lasers, The optical output of the semiconductor injection laser can be directly controlled by modulating the injection current.

The modulation dynamics of semiconductor injection lasers can be described by the rate equations for the laser, which have been derived from the Maxwell–Bloch equations after adiabatically eliminating the atomic polarization. These equations are.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - g(1-\epsilon S)(N-N_a)S \quad (4a)$$

and

$$\frac{dS}{dt} = g(1-\epsilon S)(N-N_a)S - \frac{S}{\tau_p} + \beta \frac{N}{\tau_s} \quad (4b)$$

In these equations, N is the electron density in the active region, S is the photon density, V is the active region volume, τ_s and τ_p are the electron lifetime and photon lifetime, respectively, N_a is the carrier density at transparency, β is the spontaneous emission coupling coefficient, g is the differential gain coefficient, ϵ is the gain saturation coefficient and e is the electron charge.

By employing a small signal analysis of the laser rate equations above the lasing threshold, one can derive the resonance frequency, f_r and the damping constant α_d , for the modulation response of the photon density to the injection current. This yields.

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{gS_0}{\tau_p}} \quad (5)$$

for the resonance frequency, and

$$\alpha_d = \frac{1}{\tau_s} (1 + gS_0\tau_s) + \frac{\tau_s}{\tau_p} \left[\beta \frac{1 + g\tau_p N_a}{g\tau_s S_0} - \frac{1}{\tau_s} + \epsilon g S_0 \right] \quad (6)$$

for the damping constant, where S_0 is the steady state photon density.

In Fig. 7, typical modulation response curves which have been experimentally measured for several values of output power are shown. The circuit diagram shows how the measurement is performed. The modulating signal $i_1(\omega)$ is applied to the laser diode and varied from a low modulation frequency of ~ 200 megahertz to a high modulation frequency, ~ 10 gigahertz. In this notation, ω denotes the applied frequency.

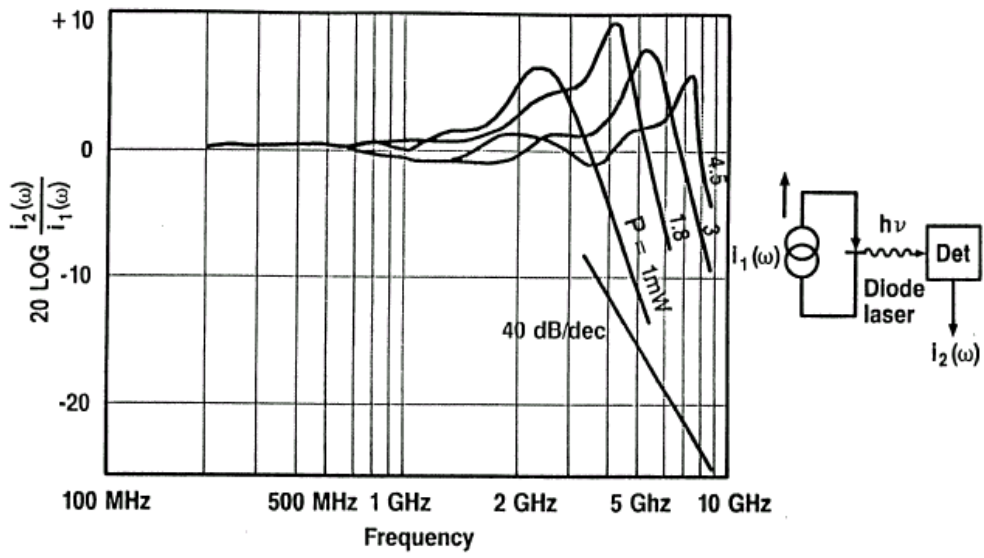


Fig. 7: Experimentally measured continuous wave output power versus current characteristic of a laser of length 120 microns. The inset shows the method of measurement(after reference(2)).

The current $i_2(\omega)$ is measured from a wide bandwidth photodiode, and the ratio of the output current to the input current is plotted on a logarithmic scale. These curves show three salient features which are characteristic of the modulation response of semiconductor laser diodes. For quasi-static modulation, the modulation frequency applied to the laser is much less than the laser resonance frequency, In this region, the optical output of the laser follows the modulating current, and the modulation efficiency is equal to the slope efficiency of the steady state light output vs. d.c. current input curve of the laser diode. At the high frequency limit, the coupled electron-photon system can not follow the modulation current, and the modulation efficiency decreases rapidly. The interesting features, i.e., the resonant enhancement of the modulation response, is observed when the modulating current is at or near the resonance frequency of the laser. This resonance peak in the modulation response is indicative of a damped oscillation of the photon density after being perturbed from the steady state.

The peak in the modulation response can be described by a strong two way interaction between two populations with a natural resonance frequency which depends on particular circumstances but is normally in the vicinity of a few gigahertz. Little damping is supplied by the optical resonator since under lasing conditions its Q is very large and the main contribution to damping comes from the spontaneous recombination time of the carriers, giving a decay time of the order of 5 nanoseconds. The resonance manifests itself as a transient oscillation during laser switching and also as an enhancement of the modulation response to a small sinusoidal current in the relevant frequency range.

The modulation bandwidth of the semiconductor injection laser, given by Eq. 5, is determined by the gain coefficient, photon lifetime, and the steady state photon density. These parameters are influenced by the structure of the laser, the operating temperature, and laser diode material system. For a given laser, the bandwidth can be increasing the injection current as shown in Fig. 7. However the maximum current is limited by the catastrophic facet damage for AlGaAs lasers and by nonlinear gain, Auger recombination, and current leakage in InGaAsP lasers.

By fabricating a window structure near the facets in AlGaAs lasers, the damage threshold can be increased due to the decrease in the optical absorption occurring at the facets.

These lasers have been demonstrated to have modulation bandwidths in excess of 11 GHz at room temperature.

Another method of increasing the modulation bandwidth is to decrease the photon lifetime. This is most easily accomplished by decreasing the laser diode cavity length. This, however, increases the laser threshold current levels and as a result, lasers with extremely low threshold current levels are required for this method. Utilizing a 40 μ m long AlGaAs multiple quantum well laser, a modulation bandwidth of 24 GHz has been achieved.

In addition to excessive current pumping and shortening the laser diode cavity length as a means to increase the modulation bandwidth, the differential gain coefficient can be increased. This can be achieved by lowering the operation temperature of the laser diode. For example, the bandwidth of a GaAs buried heterostructure laser which is 7GHz at room temperature(25 $^{\circ}$ C), can be extended to 9.5 GHz at -50 $^{\circ}$ C for a 175 μ m long cavity length. Similarly, the bandwidth of a InP constricted mesa can be increased from 16GHz at 20 $^{\circ}$ C to 26.5GHz at -60 $^{\circ}$ C. The drawback with this method is that there is a decrease in the modulation efficiency due to an increase in the series resistance of the diode which occurs at low temperatures.

Higher differential gain coefficients can also be obtained by utilizing semiconductor quantum well structures. Due to the confinement of carriers in a direction of the quantum well growth, the density of states becomes stepwise and increases the differential gain coefficient. This staircase density of states distribution increases the modulation bandwidth by a factor of 2. It is expected that another factor of 2 increase in the modulation bandwidth will be obtainable with quantum wire structures, which have a quasi-discrete density of states distribution.

Other phenomena which influence the modulation dynamics of semiconductor lasers include the spontaneous emission, gain saturation, and the external electrical connections to the device. These effects normally manifest themselves as a suppression of the relaxation oscillations which reduces the peak of the modulation response, and also reduces the modulation bandwidth.

Narrow Linewidth Lasers

The spectral linewidth of standard Fabry-Perot semiconductor lasers is typically on the order of 100 MHz. For many applications, such as holography, spectroscopy, and coherent optical communication systems, these broad linewidths are unsatisfactory. The main difficulty of obtaining narrower linewidths in semiconductor lasers is that there is a modulation of the index of refraction due to fluctuations of the excited population caused by spontaneous transitions. This has an effect of broadening the spectral linewidth of the lasing transition which is predicted by the Schawlow-Townes formula by a factor of $(1 + \alpha^2)$. The parameter α_1 is called the linewidth enhancement factor and is defined as

$$\alpha_1 = \frac{\chi_r^{(3)}}{\chi_i^{(3)}} = \frac{\partial \chi_r / \partial N}{\partial \chi_i / \partial N} \quad (7)$$

where $\chi_{r/i}^{(3)}$ is the real/imaginary part of the third order nonlinear susceptibility, χ is the linear plus nonlinear components of the susceptibility, and N is the population density. In most gas and solid state lasers, the lasing gain spectrum is symmetric due to a single atomic transition. This implies that α_1 is zero for these laser systems, and the linewidth is correctly predicted by the Schawlow-Townes equation. In semiconductor injection lasers, the gain spectrum is not symmetric, due to the density of states and the Fermi-Dirac statistics of electrons and holes. This leads to a nonzero value for α_1 in semiconductor lasers and thus a broader spectral linewidth of the lasing transition. The typical value of α_1 is ~ 5 for bulk semiconductor injection lasers, and ~ 2.5 for quantum well semiconductor injection lasers.

Because of this difficulty in obtaining inherently narrow spectral linewidths, there has been great interest in developing new laser structures and techniques which can yield linewidths less than a few megahertz. The most promising method for reducing the linewidth of a semiconductor laser incorporates a grating structure inside the semiconductor chip itself, or utilizes a grating in an external cavity configuration. The two most popular laser structures which utilize gratings as an integral part of the laser structure are 1) the distributed feedback(DFB) laser structure, and 2) the distributed Bragg reflector(DBR) laser structure. In these laser structures, a region of the semiconductor waveguide is fabricated to include a corrugated region. This region acts as a diffraction grating which couples a narrow spectral portion of the total spontaneous emission back into the laser diode. The relationship between the corrugation period and the laser emission wavelength must satisfy the relation

$$m\Lambda \simeq \frac{\lambda}{(2n)} \quad (8)$$

where Λ is the grating period, λ is the laser wavelength, n is the index of refraction, and m is an integer.

In the DFB laser, the grating structure is distributed along the entire length of the laser diode, just slightly above the gain region. This is shown schematically in Fig. 8. Due to the frequency selective feedback provided by the grating, lasing occurs at a single longitudinal frequency defined by the laser cavity. The power contained in the longitudinal modes that have frequencies which do not correspond to the Bragg condition(Eq. 8) is lower by 1000 times of that in the lasing mode. Another attractive feature of the DFB laser is that the cavity is defined by the grating structure, not by cleaved facets. This allows the DFB laser to be incorporated directly into an integrated optoelectronic device.

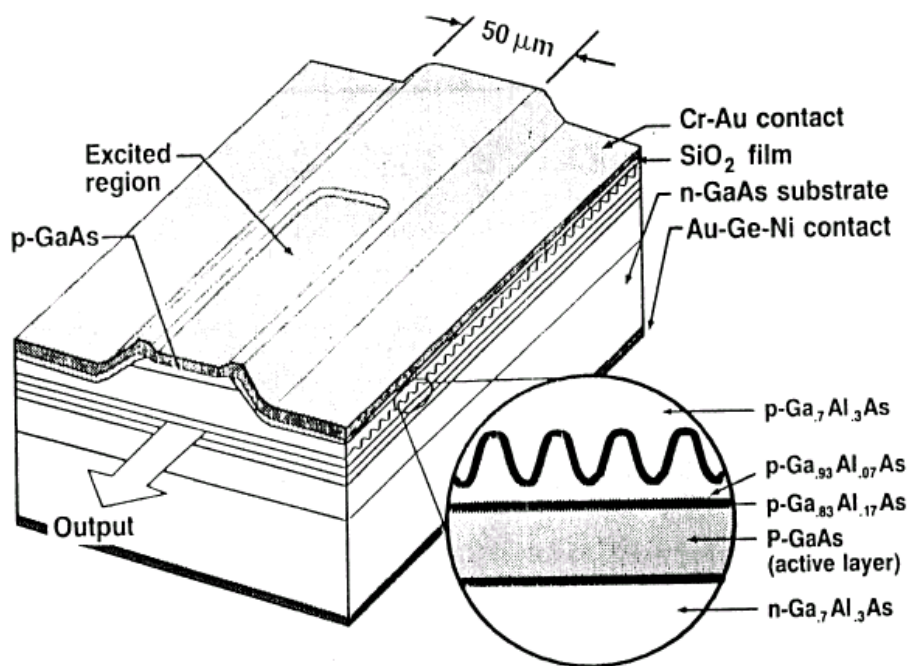


Fig. 8: Schematic of a GaAs-GaAlAs distributed feedback laser. The inset gives a detailed illustration of the lasers and the corrugated structure(after reference 5).

The distributed Bragg reflector laser is similar to the DFB laser. Both lasers incorporate grating structures directly into the waveguiding path of the laser mode. The difference between these two structures is that the DBR laser utilizes a passive waveguiding region to contain the corrugated structure. The main advantage of this type of structure is that it does not require epitaxial growth over the grating structure and hence, is easier to fabricate. The disadvantage is that the coupling efficiency between the grating structure and the active region is lower, due to the waveguide discontinuity between the active and passive regions. Both of these laser structures provide lasing emission linewidths on the order of 1 MHz, which is ~ 100 narrower than the conventional Fabry-Perot laser structure.

Narrower linewidths can be obtained by utilizing an external cavity. Typical cavities include an objective lens for collecting and collimating the laser emission, and a reflecting diffraction grating or etalon, for frequency selection. When the optical feedback from the external cavity is strong, an antireflection coating is required on the laser facet which is inside the external cavity and faces the frequency selective element. The antireflection coating is necessary because it eliminates the longitudinal modes of the Fabry-Perot structures. If the antireflection coating is not employed, there will be competition between the longitudinal modes defined by the external cavity and the cleaved facets. With external cavity semiconductor lasers employing a diffraction grating, linewidths as narrow as 1 kHz have been achieved. The disadvantage of external cavity lasers is due to the relatively large dimensions, typically on the order of several centimeters.

APPLICATIONS

Since the development of semiconductor lasers, there have been an increasing desire for their utilization in many applications, due to their compact size, efficient electrical to optical conversion, and extremely low cost. In this section, several applications of semiconductor injection lasers are reviewed, for both scientific and commercial applications.

Diode-Pumped Solid State Lasers

The advances of semiconductor laser arrays have recently caused a resurgence of research activity in the solid state laser community. This is mainly because diode laser arrays have the potential to be used as an efficient optical pump for these laser systems. The advantages of a semiconductor laser array pump as compared to a conventional flash-lamp pumped system are numerous. The semiconductor laser arrays are compact, efficient, robust and potentially inexpensive. The emission wavelength of the laser arrays can be controlled by varying the material composition during the wafer growth. As a result, the emission wavelength can be made to precisely coincide with the peak absorption lines of the solid state laser crystal, thus making the laser array a much more efficient optical pump as compared to a broadband flashlamp. In addition, diode pumps produce less undesirable heating of the solid state laser crystal and less potential damage which can occur due to the high energy photons present in a flashlamp source. Another attractive feature of a semiconductor laser array pump is that the light emitted is partially coherent, enabling the light to be efficiently focused or mode matched to the solid state laser system. Specific examples of a semiconductor laser array pump would include devices made from the AlGaAs material system. The emission wavelength can be varied from 700 to 900nm, by varying the Ga/Al composition. These emission wavelengths can be made to coincide with absorption bands of several important solid state lasing ions, such as neodymium, chromium, holmium, erbium and promethium.

Solid state lasers can be made to operate in various manners and geometric configurations, all of which can utilize a diode array as the pump source. The solid state laser can be an optical fiber, a slab, or a standard cylindrical rod. The solid state laser may operate continuous wave (CW), quasi-CW or pulsed, or Q-switched and the emission may be single or multi spatial and longitudinal mode.

Each operating condition and geometry places different requirements on the pump source. Longitudinal or end pumping is most efficient for optical fiber and rod active mediums, whereas transverse or side pumping is particularly suitable for slab active mediums.

Presently, the diode laser arrays which are used as the pump source in a longitudinally pumped solid state laser system are typically 100–200 μm wide and rated to operate ~ 5 years with 1 watt of CW output. The pumping is normally coupled by optical fibers or bulk optics so that there is mode matching between the diode pump and the solid state laser. The advantages of this geometry are the long absorption path of the pump light and the efficient utilization of the pump light resulting from a mode matched system. Figure 9 illustrates a typical longitudinally, diode pumped solid state laser system, The diode array is made from the AlGaAs material system and is mounted on a thermoelectric cooler which controls the operating temperature and the emission wavelength of the laser array. The coupling optics collect the light emission from the laser array and spatially manipulates the beam shape so that the transverse spatial mode patterns of the diode pump and the Nd:YAG laser cavity are matched. The laser rod is an Nd:YAG crystal which has high reflecting (HR) and antireflecting (AR) coatings to allow the reflection and transmission of the desired wavelengths. The 95% reflecting curved mirror serves as the output coupler of the complete Nd:YAG laser. This configuration has been used to produce over 450mW of CW output power, with approximately a 10% electrical to optical conversion efficiency.

The longitudinally pumped scheme is limited in output power by the diode output power per unit width. Higher power can be obtained by over driving the laser arrays, which ultimately reduce the operating lifetime of the array. One simple solution is to use several arrays, each coupled into an optical fiber. The fiber is then combined into a bundle and then used as the pumping source. Utilizing this method, ~ 1 watt of TEM₀₀ power was produced from an Nd:YAG laser emitting at 1.06 μm .

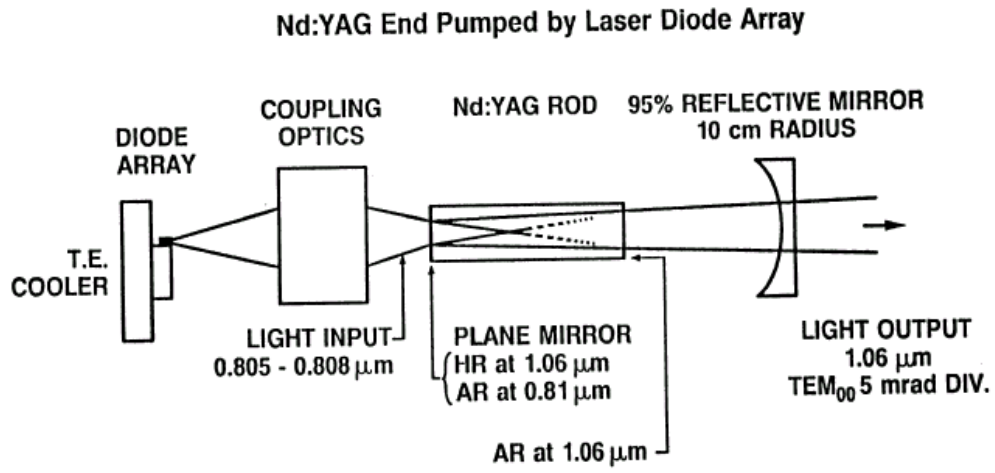


Fig. 9: Schematic of longitudinally, diode pumped Nd:YAG laser(after reference(3)).

Intracavity frequency doubling was also employed, which produced $\sim 200\text{mW}$ of light at 530nm.

Transverse pumping can be utilized in both rod and slab geometries. The advantage of this method is the large area available for pump light illumination, with the disadvantage being inferior mode matching capabilities. Utilizing a quasi-CW pumping scheme in Nd:YAG, a 0.4 cm^{-2} , 13 bar 2-D stack laser array was employed, emitting 90 watts of pumping power into the laser crystal. Particularly noteworthy are the intracavity frequency doubling results, which produced ~ 3 watts of green light at 532nm with this pumping configuration.

The field of semiconductor laser arrays is still a new and developing technology. With future advancement in achieving higher output power and higher efficiencies, their use in increasingly larger solid state laser systems will be unavoidable. In addition, as manufacturing volumes and yields increase, the cost of these pump sources will decrease with an improvement of diode quality. Even with the present state of technology, it is apparent that semiconductor laser arrays will be an important player in the field of compact solid state laser systems.

Optical Communications

Semiconductor lasers have a tremendous potential for use in optical communication systems due to their high efficiency, small size, and direct modulation capability. Because of their small size, they become the ideal source for optical radiation to be utilized in an optical fiber transmission system. The reason for developing an optical communication systems is that these systems can take advantage of the large bandwidth that optics has to offer. For example, in a conventional copper wire communication system the bandwidth of the transmission channel, i.e. the coaxial cable, is limited to approximately 300MHz. In a normal telephone conversation, frequency components up to 3kHz are required for the listener to understand the conversation.

By multiplexing many telephone conversations on different carrier frequencies, approximately 100,000 conversations can be sent through a single conventional coaxial cable without interference between conversations. However, in an optical fiber communication system, the bandwidth of the fiber is typically several terahertz. Thus by multiplexing the conversations with a suitable optical carrier signal, more than one billion conversations can be sent over a single optical fiber. This example clearly shows the potential advantage of utilizing an optically based communication system.

Communication systems have three main components ; the transmitter, the receiver, and the transmission path. Each component has certain characteristics, which ultimately defines how the communication system is to be designed. An example of this is clearly seen in the early designs of an optical communication system. These systems were based on the GaAs semiconductor laser wavelengths. The main reason for this was only due to the availability of these devices. However, due to the physical properties of the transmission channel, i.e. the optical fiber, this wavelength region was considered only to be appropriate for short distance communication networks, due to dispersive and absorption losses. Long distance communication networks which were based at this wavelength would be costly, due to the losses of the transmission channel and the necessity of a short repeater spacing. With the development of longer wavelength semiconductor injection lasers from the InP / InGaAsP material systems, communication systems can take advantage of special properties which are characteristics of glass optical fibers.

In most optical communication systems, the information is encoded onto a beam of light and transmitted through an optical fiber. In an ideal system the information is undistorted by the transmission path. However, in a real optical fiber, the power level of the signal is decreased as it is transmitted, due to absorption and scattering losses in the fiber. As a result, the signal needs to be regenerated along the transmission path in order for the signal to be detected at the receiver side. Another detrimental effect caused by the fiber is due to the chromatic or group velocity dispersion.

This has an effect of broadening bits of information, causing them to overlap in time. These detrimental effects are minimized by utilizing specific wavelengths, which take advantage of special physical properties of optical fibers. For example, optical fibers have a minimum loss window at $1.55\mu\text{m}$, typically 0.2 dB/km , and a minimum dispersion window at $1.3\mu\text{m}$, typically 3 psec / km / nm . By utilizing semiconductor lasers which emit in these wavelength regions, these problems can be minimized. The InP / InGaAsP semiconductor lasers emit in these wavelength regions and have been developed sufficiently so that long distance communication systems are being developed so that designers can take advantage of these optical windows.

The most basic type of optical communication system utilizes an intensity modulation scheme to encode information onto an optical beam. In these schemes, the coherent properties of the laser are not employed. For detection, the detector simply counts the number of incident photons during a given amount of time in order to recover the modulated signal. Although the intensity modulation scheme does not utilize the incoherent properties of the semiconductor laser output, many applications still require single longitudinal mode lasers in order to reduce the effects of chromatic dispersion in an optical fiber. These effects are most important for long distance fiber communications.

Many of the advantages of an optical communication system exploit the coherent properties of the laser output. As in a conventional radio communication system, coherent optical communication systems have a local oscillator at the receiver side. By employing a local oscillator, the detected signal sensitivity is increased by an order of magnitude. This ultimately translates into a longer repeater spacing. This feature is very important for ultralong distance communications, i.e., transoceanic optical communication links. Fig. 10 shows a typical coherent optical communication system. The transmitter consists of semiconductor injection laser, an external modulator and an amplifier, which amplifies the modulated signal before it is launched into the transmission channel.

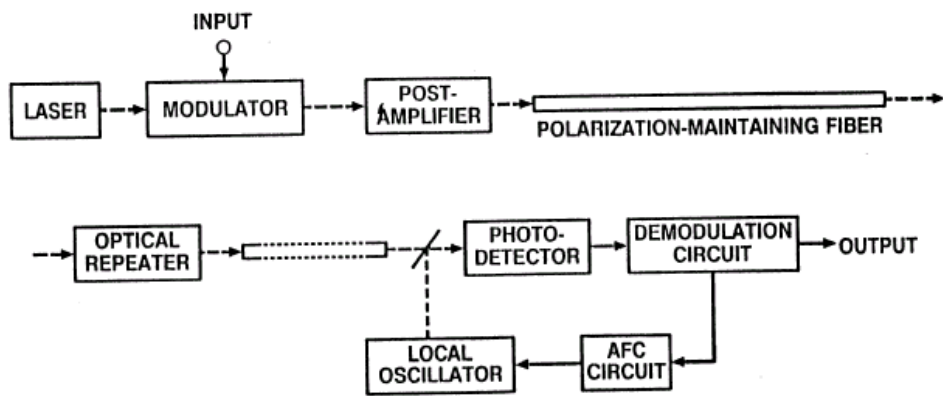


Fig. 10: Schematic of coherent optical communication system.

The transmission channel consists of an optical fiber and an optical repeater, which regenerates the transmitted signal. On the receiver end, there is a photodetector, which detects the transmitted signal along with the local oscillator signal. The demodulation circuit demodulates the signal from the photodetector to produce the desired received information. The demodulation circuit also provides a feedback signal to the automatic frequency control circuit. This circuit controls the frequency of the local oscillator so that it can track the fluctuation of the input frequency.

There are numerous modulation schemes that depend upon which parameter of the electric field is modulated, i.e., amplitude shift keying(ASK), frequency shift keying(FSK), and phase shift keying(PSK). Since the coherent properties of the laser output are utilized in these systems, the bandwidth of the transmitted signal can be reduced to the bandwidth of the modulation signal. Thus by appropriately multiplexing many signals together, whether time division multiplexing(TDM) or frequency division multiplexing(FDM), the communication system can take full advantage of the channel capacity that the optical fiber has to offer.

DIRECTIONS AND TRENDS

The field of semiconductor lasers is only twenty eight years old. Since its development, it has revolutionized the science of laser optics and gave birth to the field of integrated opto electronics. The field is growing at a tremendous rate, with new laser structures yielding lower threshold currents, and higher output power being reported in the technical journals each month. With advances such as these, it is apparent that the future will be even more exciting than the fields development up to the present. It is difficult to predict the future, however recent trends point to areas in which tremendous progress will be made. Below, a few areas of semiconductor research which will play an important part in the future development of the field are highlighted.

New semiconductor laser structures will rely on the physics of quantum wire and quantum box effects. This will enable the devices to operate with only a few microamperes of injection current. In addition, these devices will have tunable bandwidths spanning several tens of nanometers.

Two dimensional surface emitting lasers are another area which will contribute to future semiconductor laser development. These devices have the potential to impact fields of high power semiconductor laser arrays, optical storage and optical computing.

Semiconductor lasers have certainly advanced to the stage where in the near future ,they will replace the more common solid state and gas lasers which have been the workhorses in both the scientific and industrial areas. Semiconductor lasers will be successfully mode-locked and the resultant ultrashort optical pulses will be amplified to peak power levels approaching the kilowatt region. This will have a tremendous impact on the ultrafast laser community, by providing an inexpensive, efficient and compact source for ultrafast nonlinear optical studies. In addition, real time optical signal processing and optical computing will take one step closer to reality with this advancement.

New wavelengths will become available by utilizing strained layer semiconductor material.. The key difficulty to overcome in this area is to make the devices thermodynamically stable on a time scale equivalent to the human life span. These new material structures will not only provide wavelengths previously unattainable from semiconductor injection lasers, but will undoubtedly uncover new physics resulting from the combined interaction of quantum well structures and strained layer materials.

Visible diode lasers are now becoming available with wavelengths in the 600nm regime. Utilizing the wide band gap II -VI material systems, such as ZnSeTe, ZnCdTe, and CdSSe, wavelengths extending to 480nm will be available. The major hurdle in this field is that p-n junctions of sufficiently high quality are difficult to fabricate, due to the out diffusion process of the p-type dopant. However present research indicates that this problem will soon be overcome.

Another area in which semiconductor injection lasers are having a major impact is in the area of optical amplification. By simply modifying the device structure, a semiconductor injection laser can be transformed into an amplifying device. This type of device is of paramount importance in integrated optical receivers, and high power amplifiers for semiconductor mode-locked lasers.

Terabit communication systems will undoubtedly be a part of the future communication networks. This will come about with the continued development of multisegmented semiconductor injection lasers. In these devices, the laser, a modulator, and a frequency selective element are integrated on a single chip. With the continued advancements in high speed electronics, these devices will directly emit pulses on the order of a trillionth of a second, with repetition rates exceeding 100GHz.

From this brief look into the future, it is apparent that semiconductor injection lasers will tremendously impact the telecommunications, medical, scientific, and industrial communities. The advances in device technology have far exceeded the expectations of the early researchers. We can only assume that the past advances will continue into the future, bringing devices and technologies, which at this time can only be dreamed of into reality. How these new technologies will shape the development of the world and what impact it will have on society remains to be seen.

Bibliography

- 1) Kapon, E.,(1989). In "Handbook of Solid State Lasers,"(P.K.Cheo, Ed.). Markel Dekker, New York.
- 2) Lau, K., Bar-Chaim, N., Ury, I., and Yariv, A.,(1983), "Direct amplitude modulation of semiconductor GaAs lasers up to X-band frequencies," Appl. Phys. Lett.43, 11.
- 3) Streifer, W, Scifres, D., Harnagel. G., Welch, D., Berger, J., and Sakamoto, M, (1988), Advances in diode laser pumps, IEEE J. Quantum Electron. QE-24:883.
- 4) Thompson, G.H.B.,(1980), "Physics of Semiconductor Laser Devices," Wiley, New York.
- 5) Yariv, A.,(1988), "Quantum Electronics", 3rd ed., Wiley, New York.
- 6) Yariv, A.,(1975), "Quantum electronics", 2nd., Wiley, New York.

본 연구보고서는 한국전기통신공사의
출연금에 의하여 수행한 연구결과입니다.