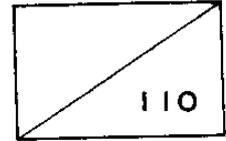


'88국책연구개발사업 과제
“레이저 광계측시스템 개발”
사업의 세부과제



FIBER OPTIC SENSORS 시스템 기술 개발 연구

Research on the Development of Fiber-optic
Sensors System Technology

연구기관
한국과학기술연구원

과 학 기 술 처

제 출 문

과학기술처장관 귀하

본 보고서를 “레이저 광계측 시스템 개발” 사업의 세부과제인 “FIBER OPTIC SENSORS 시스템 기술개발 연구” 사업의 최종보고서로 제출합니다.

1989. 6.

주관연구기관 : 한국과학기술연구원

총괄연구책임자 : 최상삼 (한국과학기술연구원 책임연구원)

연구책임자 : 최상삼 (한국과학기술연구원 책임연구원)

책임연구원 : 강광남

선임연구원 : 조재철, 김상국, 이정일

연구원 : 김명옥, 이상배, 한기관, 한일기, 김상혁

조운조, 이경목, 김동명, 이유종

연구조원 : 김신근, 오봉환, 이재하

책임연구원(위촉) : 정기호 (육사 화학과 교수)

위탁과제책임자 : 김진승 (전북대학교 물리과 교수)

요 약 문

I. 제 목

FIBER OPTIC SENSORS 시스템 기술개발 연구

II. 연구개발의 목적 및 중요성

본 연구에서는 광섬유를 이용하여 동시에 여러 물량 또는 여러장소에서 하나의 물량변화 등을 정밀히 계측함으로써 공장자동화, 원격제어계측, 로보틱스 등 주요 분야에 응용할 목적으로 광섬유센서어레이 시스템에 관련된 제반 요소기술을 개발하는 것이 그 목적이다.

이 기술개발을 위해서는 기본물량계측에 사용될 수 있는 광섬유센서의 제작관련기술과 이에 소요되는 주요 광소자제조기술 그리고, 계측시스템구현기술 등이 우선 확립되어야 하는데 본 연구실에서 그동안 축적된 광섬유제조 및 집적광학기술을 토대로하여 연구가 진행되고 있다.

이러한 시스템구현 기술이 확립되면 전자적간섭이 많거나 화재위험이 있는 열악한 환경에서도 정밀계측이 가능한 광계측 시스템의 개발이 가능해져 생산라인에서의 이 분야의 응용성은 대단히 높다. 또한, 연구수행과정에서 축적되는 광센서기술은 기존의 역학적 또는, 전자적 계측기에 비해 많은 장점을 갖고 있는 계측기의 제작이 가능해져 광전자산업분야의 선진화에 주요 촉매가 될 수 있

고 집적광학기술을 이용하여 제조되는 각종 광소자제조기술은 기존의 광전자기기의 소형화와 차세대 광통신 및 광계측소자의 국내개발에 큰 활력소가 될 수 있다.

Ⅲ. 연구개발의 내용 및 범위

우선 광센서에 소요되는 주요 광소자가운데 fiber-coupler, 편광분할기, 위상변조기 등에 대한 연구가 수행되었다. Fiber-coupler는 두개의 단일모드광섬유를 서로 밀착시키고 이곳에 열을 가하여 용융시키며 광섬유축방향으로 인장을 함으로써 제조되는 tapered fusion 법을 사용하였다. 이 fiber-coupler는 계측시스템구현에 가장 중요한 광소자로 사용되었다. 또한, 위상변조기는 fiber 형태와 집적광학형태의 두가지 종류에 대해 연구가 수행되어 fiber 형태에서는 PZT의 전압에 따른 운동특성을 이용하였고 집적광학형태에서는 LiNbO_3 기판위에 박막도파로를 형성하고 이에 전압을 가하여 굴절율변화를 발생시켜 위상변화를 주는 방법이 수행되었다. 그외에 광편광분할기는 역시 LiNbO_3 기판에 박막도파로를 형성하고 도파로내에서의 모오드간의 간섭효과를 응용하는 방법이 수행되었다.

광섬유를 이용한 광센서에서는 유체의 유속을 비접촉으로 정밀히 계측할 수 있는 fiber-LDV에 대한 연구가 수행되었으며 fiber-coupler 내부에서 제조시에 발생하는 내부 복굴절을 이용하여 물량변화를 계측할 수 있는 polarimetric sensor에 대해 연구가 수행되었다.

광섬유센서 시스템 구현을 위해서 시간분할방식(TDM)에 의해 각 센서의 물량변화를 동시에 감지할 수 있는 시스템의 기본구성을 도모하고 광펄스를 구현하여 각 센서를 지나온 광펄스들의 간섭현상을 관측함으로써 차후 시스템구현을 위한 예비실험에 대한 연구가 수행되었다.

시스템 및 광센서로부터 입력되는 계측신호를 display 하기 위해 사용되는 광계측용 I/O 소자의 개발이 또한 진행되었는데 우선 매우 빠른 반응속도를 갖는 photodetector array의 개발의 예비단계로써 하나의 광검출소자의 제조 및 설계 등에 대한 연구가 진행되었다.

그외에 광섬유내부로 빛이 진행할 경우 내부 흡수 및 산란에 의해 그 세기가 점점 감쇄되는데 이 감쇄를 보완할 수 있는 광섬유증폭기 제조를 위해 기존의 MCVD와 solution doping 법을 도입하여 Nd가 첨가된 실리카베이스 광섬유증폭기와 build-in casting 법에 의해 ZrF_4 베이스 광섬유증폭기의 제조가 수행되었다. 이 소자는 많은 광센서를 어레이로 구성하는 계측시스템의 경우에도 빛의 감쇄보상에 효율적으로 이용될 예정이며 장파장영역에서 발진되는 fiber-laser의 주요 광증폭매체로 사용될 계획이다.

IV. 연구개발 결과 및 활용에 대한 건의

본 연구에서 수행된 결과는 다음과 같다.

1. 광섬유센서 및 센서시스템용 광소자 제조

가. Fiber-coupler 제조

Tapered fusion 법을 사용하여 내부 광손실이 0.1dB 이하인 여러값의 광교환율을 갖는 단일모드광섬유 coupler 를 제조하였다.

나. 위상변조기 제조

Synthetic heterodyne 방식의 광계측에 사용될 수 있는 위상변조기는 원통형 PZT 위에 광섬유를 부착시키고 PZT 양면에 전압을 가하여 광섬유의 길이변화를 유도하는 방식과 집적광학기술에 의해 LiNbO_3 기판위에 형성시킨 박막도파로에 전압을 가하여 도파로의 굴절율을 변화시키는 방식 등 두가지 형태의 소자가 제조되었다.

다. 편광분할기 제조

LiNbO_3 기판위에 단일모오드와 two 모오드 박막도파로를 형성시켜 two 모오드 도파로에서의 모오드간섭효과를 이용해 TE와 TM 모오드를 100% 분리시킬 수 있는 소자가 제조되었으며 이 방식은 기존의 방식과는 다른 특성을 갖는다.

라. 광섬유증폭기 제조

MCVD와 Solution doping 법으로 코아에 Nd가 첨가된 실리카베이스 광섬유가 제조되어 장파장영역의 광섬유증폭기가 제조되었으며, 또한 build-in casting 법으로 ZrF_4 베이스 halide fiber 의 코아에 Er 을 첨가시켜 제조되는 광섬유증폭기가 제조되었다. 제조된 증폭기의 광증폭도는 5 dB 이상의 좋은 특성을 보였다.

2. 광섬유 센서제조

가. Fiber-LDV 제조

본 연구에서는 fiber-LDV 구현의 예비단계로 LDV를 위한 기본 광학계를 광섬유를 사용하여 구성하였으며 형성된 빛의 간섭 패턴에 유속입자를 진행시켜 이로부터 유속정보를 얻고 이를 분석하는 단계까지 연구가 진행되었다.

나. Polarimetric 센서

임의의 물량변화를 넓은 범위에서 측정할 수 있는 polarimetric 센서가 제조된 fiber-coupler 내부의 복굴절 현상에 의한 광교환율의 변화를 응용하여 제조되었다.

3. 광섬유센서어레이 시스템 구성

본 연구에서는 광섬유센서어레이 시스템 구성의 예비단계로써 하나의 광센서와 위상보상부분으로 이루어진 기본시스템을 재현하였으며 10 nsec의 짧은 광펄스를 pulse slicer를 사용하여 발생시키고 이를 시스템에 입사시켜 센싱부분의 위상변화에 따른 광펄스간의 간섭현상을 관찰하였다.

4. 광계측용 I/O 소자 제조

본 연구에서는 광계측용 I/O 소자 가운데 핵심요소인 arrayed detector의 제조의 기본단계로써 photoconductive 및 Schottky type detector의 전류/전압특성과 이 결과로부터 얻어진 정보를 이용하여 기본적인 detector 상수들에 대한 계산을

시도하였다. 이 결과 이미 발표된 여러 소자들에 비해 특성이 양호한 것으로 확인되었다.

본 연구결과에 대한 활용방안은 다음과 같다.

본 연구에서 제조된 fiber-coupler와 fiber type 위상변조기 등은 4개의 광섬유센서(간섭 type)로 구성되는 광계측시스템의 구현에 이용하고 각 센서들이 계측방법을 synthetic heterodyne 방식으로 선택하여 간섭계 형태의 고감도 광계측시스템을 실현해야 될 것이다. 이와 더불어 가장 간단한 intensity 형 광섬유센서에 대해 연구하여 TDM 방식의 실제 실용화 가능성이 높은 광계측시스템 구현을 위해 다중모드광섬유 coupler를 활용할 계획이다.

특히, 광섬유센서 가운데 가장 응용성이 높고 관련기술의 파급효과가 크며 실용화 가능성이 매우 높은 LDV의 제작기술을 기존 집적광학기술에 의해 얻어진 위상변조기와 광편광분할기 제조기술을 활용하고 차기년도에 수행되는 주파수변위기 및 광편광조절기 등의 제조기술을 활용하여 수행할 계획이다. 이로인해 기존 계측기의 I.O.화 가능성을 보여 주게 될 것이다.

또한, 광섬유광증폭기의 증폭도와 사용파장의 변화를 줄 수 있는 Er, Tb 등의 휘토류원소가 첨가되는 경우에 대한 연구에 Nd가 첨가된 실리카베이스 광섬유증폭기와 Er이 첨가된 ZrF₄베이스 halide fiber 제조기술을 활용할 것이다. 이를 통해 장파장영역에서 발진할 수 있는 fiber-laser의 제작이 시도될 것이

다.

본 연구에서 시도된 광계측시스템 기본기술을 토대로 4개의 광섬유센서로 구성되는 TDM 방식 광계측시스템의 구현을 시도하고 시스템으로부터의 계측신호들을 시간분할하여 P.C.에 interface 시키는 과정에 대한 연구가 차기년도에 계속 진행될 것이다.

SUMMARY

I. Title

Research on the development of fiber-optic sensors system technology.

II. Purpose and Importance of the Research

The purpose of this research is in the development of fiber-optic sensors system technology. In order to realize such a system, special optical elements such as fiber-amplifier, polarization splitter or controller, frequency shifter, phase modulator, and fiber-couplers must be used.

Thus, in this research, fabrication technology of above elements will be studied, and the optical fiber sensor such as fiber-LDV and polarimetric sensors will be constructed.

By using the constructed fiber sensor the fiber-optic sensors system with TDM method will be realized and I/O device used in that system also studied. Specially, the basic technology for PC and MSM detector will be developed.

For many sensor applications it is desirable to have several sensors monitoring a particular environmental parameter at multiple locations, or to monitor several different parameters simultaneously. In such a situation, it is advantageous to have as many sensors as possible arranged on a

single fiber bus. Substantial savings may result if many sensors can be powered by a single optical source and the light can travel along a single fiber between the sensors and the signal processing location.

The applications of such a fiber-optic sensors system are primarily in a few areas. In medicine there is an interest in small and/or flexible passive sensors which can gather data in real time without endangering or discomforting the patient. The aerospace industry has pursued this system primarily for their light weight and immunity to electromagnetic interference. Industries would like to be able to monitor corrosive, high voltage, high temperature, or electrically noisy environments.

II. Contents and Scope of the Research

1. Fabrication of the optical elements used in fiber-optic sensor system
 - a. Fiber-coupler fabrication by using a tapered fusion method
 - b. Fabrication of fiber amplifiers such as Nd doped silica based fiber and Er doped ZBLAN fiber.
 - c. Fabrication of a phase modulator and a polarization splitter by using an integrated optic technology.

2. Fabrication of fiber-optic sensors
 - a. Fiber-LDV → the fundamental optical system
 - b. Polarimetric sensor → by the intrinsic birefringence effect of a fiber-coupler
3. Realization of a fiber-optic sensors system with TDM method
4. I/O device fabrication for the system

The basic technology for the fabrication of PC and MSM detector.

IV. Results of the Research and Suggestions for Practical Applications

Results of this research and development are as following:

1. For the optical elements used in the system
 - a. Fabrication of single-mode fiber couplers to have the optical loss less than 0.1dB
 - b. Fabrication of fiber amplifiers to have the gross gain of above 5dB
 - c. Fabrication of ultra high speed phase modulators (waveguide type)
 - d. Fabrication of polarization splitters (waveguide type)

2. For the fiber-optic sensor

a. Fabrication of a fiber-LDV

- Construction of dual beam interferometer by using single-mode fiber couplers
- Signal detection from the travelling particle with constant velocity

b. Fabrication of a polarimetric sensor

Rotation angle sensor fabrication by using the variation effect of a coupling coefficient as an incident polarization angle of the fabricated fiber-coupler.

3. Construction of the basic scheme for the fiber-optic sensors system

The basic system with TDM method have been constructed with fiber-couplers and a 10 nsec He-Ne laser pulse. This system consists of one sensor and the phase compensating part.

4. Establishments of the fundamental technology for the fabrication of I/O devices used in the system

- . Design and fabrication of PC and MSM photodetectors
- . Measurement of V/I characteristics of the fabricated detector
- . Calculation of some parameters from the measured results

Next research processes are as follows:

1. The TDM system consisted of 4 fiber-optic sensors (the interferometric type) will be constructed and the demux circuit with P.C. interface fabricated.
2. Signal processing system for the sign detection of sensor's phase variation
3. Fabrication process of polarization controller and frequency shifter used in fiber-LDV system
4. Fabrication of Er-doped silica based fiber by MCVD and solution doping method
5. Analysis of co-doping effect in Er-doped ZBLAN fiber → single-mode fiber laser construction
6. The TDM system consisted of few sensors (the intensity type)
7. Signal processing system for the flow velocity measurement by a fiber-LDV

CONTENTS

Chapter 1. Introduction.....	25
Chapter 2. Fabrication of fiber-amplifiers.....	27
Section 1. Introduction.....	27
Section 2. Nd-doped silica based fiber-amplifier.....	29
1. Introduction.....	29
2. Fabrication.....	30
3. Measurements.....	40
4. Conclusions.....	58
Section 3. Er-doped ZBLEAN fiber-amplifier.....	59
1. Introduction.....	59
2. Fabrication of ZrF_4 based halide glass.....	73
3. Optical characteristics of Er^{3+} doped glass.....	88
4. Conclusions.....	98
Chapter 3. Fabrication of optical elements used in optical sensing system.....	100
Section 1. Introduction.....	100
Section 2. Fiber-coupler.....	103
1. Introduction.....	103
2. Fiber-coupler.....	104
3. Fused biconical taper coupler.....	117

4. Fabrication.....	134
5. Conclusions.....	145
Section 3. Phase modulator.....	146
1. Introduction.....	146
2. Fiber-PZT phase modulator.....	147
3. Thin-film waveguide type phase modulator.....	164
4. Conslusions.....	180
Section 4. Polarization Splitter.....	181
1. Introduction.....	181
2. Fabrication and measurements of a polariza- tion splitter.....	196
3. Conclusions.....	222
Chapter 4. Fabrication of optical fiber sensors.....	224
Section 1. Introduction.....	224
1. Concepts of optical fiber sensors.....	224
2. A kind of a fiber-coupler.....	225
3. Measuring principle of a fiber-coupler.....	228
Section 2. Polarimetric sensor.....	236
1. Polarization characteristics of fiber- coupler.....	236
2. Application of rotation angle measurement.....	237
Section 3. Fiber-LDV (Sub-project).....	239
1. Introduction.....	239

2. Principle.....	241
3. Construction of optical system.....	249
4. Fiber-LDV apparatus.....	257
5. Conclusions.....	265
Chapter 5. Fabrication of fiber-optic sensors array	
system.....	266
Section 1. Introduction.....	266
1. Wavelength and Mode Multiplexing method.....	267
2. FMCW Multiplexing method.....	268
3. Heterodyne Time-domain Multiplexing method....	270
4. Coherence Multiplexing method.....	272
Section 2. Theory of TDM method.....	282
1. Operation principle of TDM.....	282
2. Output optical power of sensors array system..	285
3. Sensitivity and SNR of sensors array system...	290
4. Analysis of optical signal by DC and AC	
detectors.....	299
5. Signal analysis of two sensors array	
system with TDM.....	302
Section 3. Construction of TDM-sensors array	
system and interference experiments.....	334
Section 4. Conclusions.....	334

Chapter 6. I/O devices for optical sensing.....	345
Section 1. Introduction.....	345
Section 2. High speed optical detector.....	350
1. Structure and principle of optical detectors.....	350
2. Applications of optical detectors and arrayed detectors.....	364
Section 3. Design and fabrication process of optical detectors.....	369
1. Design.....	369
2. Fabrication process.....	369
Section 4. Measurements and results.....	376
Section 5. Theoretical treatments.....	379
1. Bandwidth.....	379
2. Capacitance.....	381
Section 6. Conclusions.....	385
Chapter 7. Conclusions and Discussion.....	386
References.....	389

목 차

제 1 장 서 설	25
제 2 장 광섬유증폭기 제조	27
제 1 절 서 론	27
제 2 절 Nd가 첨가된 실리카광섬유 증폭기	29
1. 서 론	29
2. 제 조	30
3. 측 정	40
4. 결 론	58
제 3 절 Er-doped ZBLEAN fiber-amplifier	59
1. 서 론	59
2. 지르코늄 플르오린 화합물유리의 제조	73
3. Er ³⁺ 가 첨가된 유리의 광학적 특성	88
4. 결 론	98
제 3 장 광계측용 광소자 제조	100
제 1 절 서 론	100
제 2 절 광섬유 결합기	103
1. 서 론	103
2. 광결합기의 분류와 평가	104

3 . Fused biconical taper 결합기.....	117
4 . 결합기의 제조	134
5 . 결 론	145
제 3 절 위상변조기	146
1 . 서 론	146
2 . Fiber-PZT 위상변조기	147
3 . 박막도파형 위상변조기	164
4 . 결 론	180
제 4 절 편광분리기의 제작	181
1 . 서 론	181
2 . 편광분리기의 제작 및 측정.....	196
3 . 결 론	222
제 4 장 광섬유센서 제작	224
제 1 절 서 론	224
1 . 광섬유센서의 개념	224
2 . 광섬유센서의 분류	225
3 . 광섬유센서의 측정원리	228
제 2 절 광섬유결합기의 편광특성을 이용한 센서	236
1 . 광섬유결합기의 편광특성	236
2 . 각도측정에의 이용	237
제 3 절 광섬유를 이용한 레이저도플러 속도측정장치 (위탁연구).....	239

1. 서론	239
2. 레이저도플러 속도측정법의 원리	241
3. 레이저도플러 속도측정법장치의 구성	249
4. 광섬유레이저-도플러 속도측정장치	257
5. 결론	265
제 5 장 광섬유센서 어레이시스템제작	266
제 1 절 서론	266
1. Wavelength 와 Mode Multiplexing 법	267
2. FMCW Multiplexing 법	268
3. Heterodyne Time-domain Multiplexing 법	270
4. Coherence Multiplexing 법	272
제 2 절 TDM 방식에 대한 이론	282
1. TDM 방식의 동작원리	282
2. 센서어레이의 출력 광전력	285
3. 센서어레이 시스템의 감도와 SNR 비	290
4. DC 와 AC detector coupling 에 의한 광정보해석	299
5. TDM 방식을 이용한 2 단센서어레이 시스템의 신호해석	302
제 3 절 TDM 센서어레이 시스템의 구성 및 간섭실험	334
제 4 절 결론	344

제 6 장 광계측용 I/O 소자	345
제 1 절 서 론	345
제 2 절 고속수광소자	350
1. 수광소자의 구조와 원리	350
2. 수광소자의 응용과 arrayed detector	364
제 3 절 수광소자의 설계 및 공정.....	369
1. 설 계	369
2. 공 정	369
제 4 절 측정 및 결과	376
제 5 절 이론적 고찰	379
1. 대역폭	379
2. 정전용량	381
제 6 절 결 론	385
 제 7 장 결론 및 토의	 386
 참 고 문 헌.....	 389

제 1 장 서 설

실리카광섬유가 실용화되어 전세계적으로 이를 이용한 광통신 시스템의 보급이 점차 확산되고 있고 국내에서도 이미 여러장소에 설치되어 운영되고 있는데 최근에 이러한 광섬유들의 특성을 이용하여 각종 기본물량들을 기존의 계측기보다도 정밀하게 계측할 수 있는 이른바 광섬유센서에 대한 연구가 활발히 진행되고 있어 가까운 장래에 실용화될 전망이다. 선진각국에서는 이미 100여종에 달하는 광섬유센서의 연구보고가 있었고 이들중 일부는 시판되고 있는 실정이다. 이러한 센서들은 전기적 간섭이 전혀 없고, 가볍고 소형이며, 강도가 높고, 고온이나 화재위험성이 있는 열악한 환경에서도 작동이 용이한 많은 장점들을 내포하고 있다. 또한, 10여년에 걸쳐 진행되어온 집적광학기술을 이용하여 여러가지 필요한 광소자들을 극소형으로 제조하여 이를 광섬유센서에 이용하려는 시도가 최근에 이루어지고 있으며 여러개의 광섬유센서를 어레이로 구성함으로써 동시에 여러장소에서의 물량변화를 감지하거나 제어하는 fiber-optic sensors 시스템에 대한 연구가 진행되고 있는 상황이다. 이들 센서 가운데 빛의 감쇄율을 이용하는 intensity sensor가 가장 먼저 실용화되고 있고 간섭효과를 이용하는 interferometric sensor의 경우에는 여러가지 환경요인에 따른 stability 향상이 문제가 되고 있어 아직은 실용화되지 못하고 있는 추세이다. 이러한 관점에서 볼 때, 이에 대한 연구시도는 적절한

시기에 시작되었다고 보며 1차년도 연구내용은 다음과 같다.

우선, 센서어레이 시스템의 가장 기본이 되는 광섬유센서에 대한 연구를 진행하여 특히, fiber-LDV를 중심으로 이에 필요한 광소자와 신호처리기술을 확립하여 차후 각종 센서의 실용화를 위한 기본기술을 확립하고자 하였다. 다음으로는 이들 센서를 어레이로 구성하여 공장자동화, 정밀제어계측, 로봇틱스 등에 응용될 수 있는 시스템 기본기술을 확립하기 위해 간섭센서와 intensity 센서들로 이루어진 시간분할방식(time-division multiplexing method)에 의한 광계측시스템을 구현하고 이에 소요되는 기본 광소자들을 제조함으로써 차후 이의 실용화에 대비하고자 하였다. 특히, 소요 광소자가운데 집적광학기술을 이용하여 제조되는 위상변조기, 진동수변위기, 편광 분할 및 조절기 등은 이 분야뿐만 아니라 다른 광전자산업분야에의 응용성이 매우 높다. 코아에 Nd, Er 등의 휘토류천이원소가 함유된 광섬유를 제조하여 광통신 및 fiber-laser 등의 기술연구에 활용할 계획으로 이들에 대한 제조연구가 기존의 MCVD 장치와 I.R. 광섬유제조설비를 이용하여 수행되었으며 광계측에 필요한 광발전 및 검출소자제조기술 확립을 위해 우선 일차로 반도체형태의 photoconductor와 metal-semiconductor-metal(MSM) detector의 제조공정에 필요한 기본 기술을 확립하고자 하였다.

제 2 장 광섬유 증폭기 제조

제 1 절 서 론

광통신 시스템이 실용화되고 개선됨에 따라 high bandwidth repeater 에 대한 요구가 점점증하게 되었다. 광증폭기들은 대체적으로 stimulated emission 혹은 비선형 효과들을 이용한 것이며 대표적인 optical repeater 는 반도체 레이저 증폭기²⁻¹⁾ 와 라만 증폭기²⁻²⁾ 등이 있으나 새로운 시도로써 rare earth halide 가 첨가된 광섬유를 광증폭기로 제안²⁻³⁾ 함으로써 광섬유 시스템과 연결특성이 뛰어난 장점을 지닌 광증폭기로 개발되었다.

이러한 광섬유 증폭기는 기학학적 구조가 기존의 광섬유와 같아 특별한 장치없이 광섬유와 연결이 가능하며, 여기광의 에너지가 좁은 면적의 광섬유 코아에 집중되어 낮은 문턱에너지를 가지므로 범용의 레이저 다이오드로서 쉽게 광증폭을 시킬 수 있는 장점이 있으며 여기광과 신호광은 그림 2-1 과 같이 dichronic 광섬유 결합기(coupler)를 통해 결합할 수 있다.

Rare earth halide 가 첨가된 광섬유가 광증폭기로 사용되기 위해서는 기존 광섬유의 저손실 window 인 $1.33 \mu\text{m}$, $1.55 \mu\text{m}$ 에서 적절한 이득을 나타내는 물질이 있어야 한다. 광범위한 실험²⁻⁴⁾ 을 통해 Nd^{+3} 이온의 $1.36 \mu\text{m}$ 와 Er^{+3} 이온의 $1.54 \mu\text{m}$ 근방의 fluorescence 가 저손실 window 와 일치하여 광통신 시스템의 광

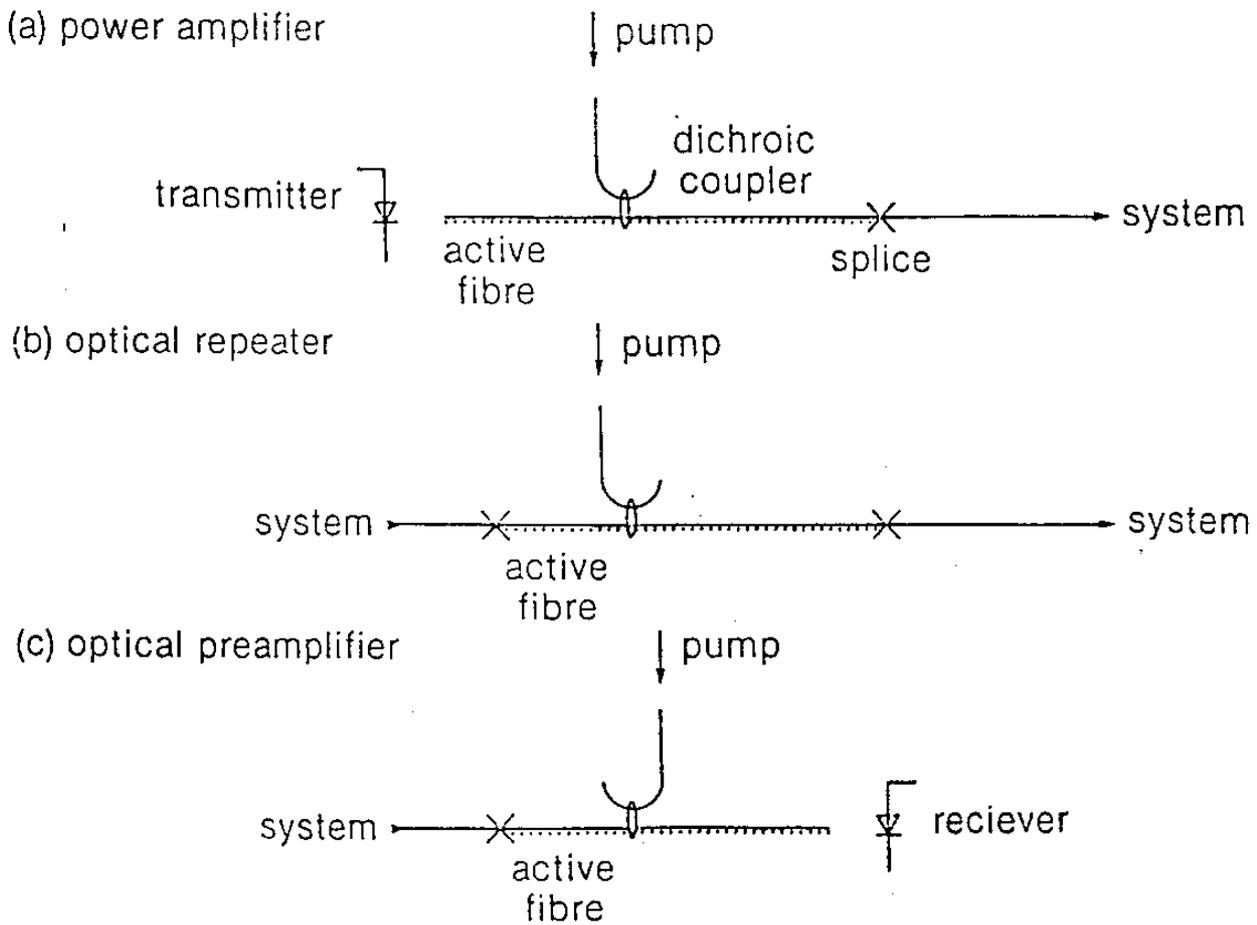


Fig.2-1 . 광통신에서 rare earth doped 광섬유 증폭기의 응용

증폭기로서 사용될 수 있음을 알았다.

또한 기존 광섬유의 끝부분에 rare earth material 을 고농도로 첨가한 광섬유를 연결하여 온도 변화에 따른 fluorescence life time 의 변화나 광흡수 계수의 변화²⁻⁵⁾ 등을 관측함으로써 광섬유 온도 검지기로 사용할 수도 있다.

본 연구에서는 기존의 MCVD 법을 개선한 solution doping

법²⁻⁶⁾에 의해 실리카 광섬유의 코아에 Nd를 첨가하였고, 이 시료의 광흡수 스펙트럼, fluorescence 특성과 life time 등을 측정하였으며 1.06 μm fluorescence 영역에서 small signal gain을 측정하였다.

한편 실리카 유리에 비해 중적외선 광손실이 적은 ZBLAN 유리에 ErF_3 를 첨가하여 적외선 영역의 광증폭기 혹은 레이저 매질로 사용할 수 있도록 개발하였으며 가시영역과 적외선 영역에서의 형광특성과 1.5 μm 에서 small signal gain을 측정하였다. Er이 첨가된 ZBLAN 유리는 실리카 유리와는 달리 가시영역과 적외선 영역에서 많은 emission band가 있으므로 적외선 영역의 극저손실 특성과 결합하면 발진 파장이 다양하고 이득이 큰 적외선 광증폭기 및 레이저로 개발할 수 있다.

제 2 절 Nd가 첨가된 실리카광섬유 증폭기

1. 서 론

광섬유 형태의 광증폭기는 1963년 E. Snitzer²⁻⁷⁾ 등에 의해 최초로 실험되었다. 그 당시의 관심은 Nd가 첨가된 광섬유를 flash lamp 주위에 코일 형태로 감아 여기 효율을 높이고 새로운 형태의 레이저로 발전시킬 수 있다는 것이었다. 1965년 J.T. Tippett 등에 의해 광정보 처리에 광섬유 레이저의 사용 가능성이 고려되었으며 관련되는 연구가 소수 진행되었으나 본격적으로 연구되지 못하였다. 1970년대에 들어와 실리카 유리를 재료

로 하는 광섬유의 저손실화에 성공하였으며, 광통신을 위한 광도파로로서 광섬유가 실용화 되었다. 1985년 S.B. Poole²⁻³⁾ 등이 새로운 형태의 광증폭기로서 rare earth 물질이 첨가된 광섬유를 제작하였고 본격적으로 광섬유 광증폭기와 레이저가 연구되기 시작하였다. 이러한 연구가 진행될 때까지는 부차적인 기술발전의 도움이 있었는데 그것은 높은 출력을 얻을 수 있는 레이저 다이오드 제조기술과 저손실 단일모드 광섬유 제조 기술 그리고 광섬유 결합기 (coupler) 제조기술의 확립 등이다.

지난 몇 년 동안 광섬유 형태의 광증폭기와 레이저가 많이 연구²⁻⁸⁾ 되어 rare earth 물질이 첨가된 광섬유는 기존의 MCVD 법을 약간 개선하여 손쉽게 고농도로 첨가할 수 있는 제조방법을 확립하였고, 레이저 다이오드와 광섬유 결합기 그리고 약간의 rare earth doped 광섬유에 의해 inline repeater 와 같은 광증폭기가 제조되었다.

본 연구에서는 Nd가 첨가된 광섬유를 solution doping 법으로 제조하였으며, 제조된 광섬유의 fluorescence 특성, 광흡수 특성 그리고 small signal gain 등을 측정하였다.

2. 제 조

Rare earth halide가 첨가된 광섬유의 제조는 일반적인 광섬유와 같은 저손실을 유지하기 위하여 MCVD 방식을 기본으로 하며 dopant를 첨가하는 방식에 따라 gas phase doping 법과 solution doping 법이 있다.

가. gas phase doping 법²⁻³⁾

이 방법은 기존 MCVD 방식을 약간 개선한 것으로서 rare earth halide를 증기압 이상으로 가열하여 코어 구성 물질인 SiO_2 , GeO_2 와 같이 증착되게 하는 방식이며 제조과정은 그림 2-2와 같다.

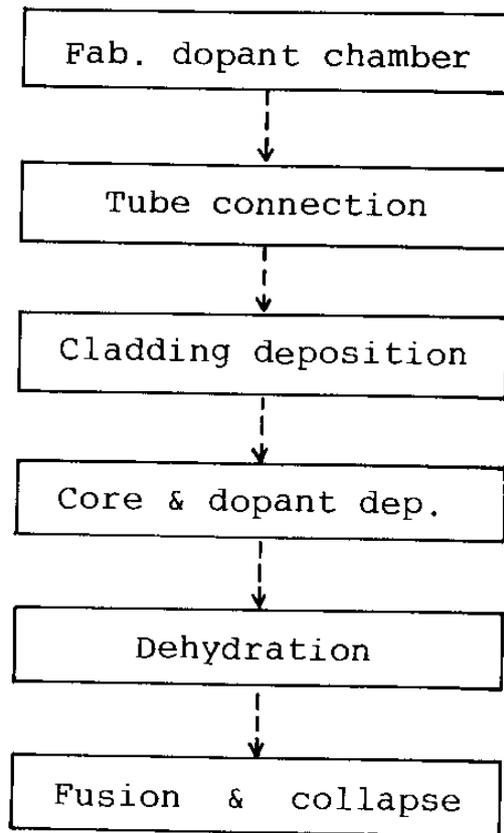


Fig.2-2. Gas phase doping법에 의한 rare earth doped 광섬유 제조 과정

광섬유 모재를 제조하기 전에 그림 2-3과 같은 dopant carrier chamber를 만들어 순도 99.99% 이상의 $\text{NdCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 를 넣고 Cl_2 와 SF_6 를 흘리며 dopant의 용융점보다 100℃정

도 높은 온도에서 녹여 fused, anhydrous 층을 carrier chamber 내벽에 형성시킨다. 이 과정에서 일차적인 dehydration이 이루어지나 만족할만한 OH⁻의 광흡수 손실을 제거시킬 수 없으므로 나중에 2차적인 dehydration 시킨다.

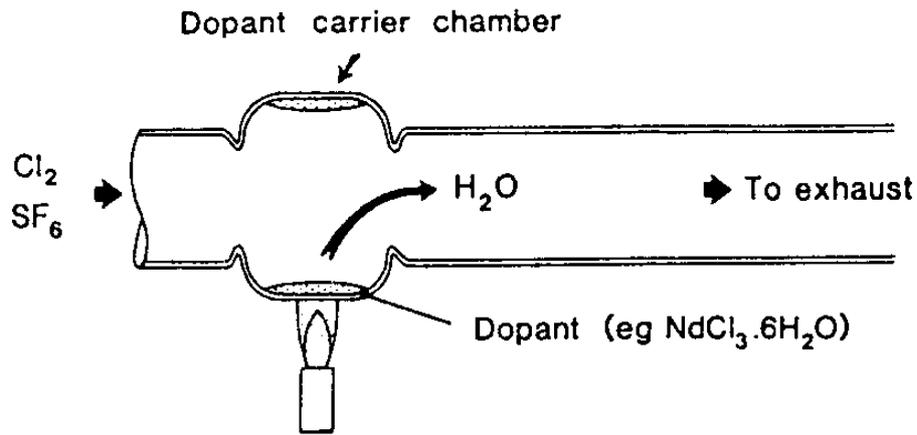


Fig.2-3. Gas phase dipping법을 위한 dopant carrier chamber

위의 정제 과정동안 광섬유 모재 제조용 석영관에 불필요하게 증착된 rare earth 물질은 SF₆에 의한 에칭 과정을 통해 석영관 내에서 제거시킨다. 그후 정상적인 MCVD 방식으로 클래딩과 코아의 비가 7 : 1 이상이 되도록 클래딩을 SiO₂-P₂O₅-F 혹은 SiO₂-B₂O₃ 혹은 SiO₂만으로 증착시킨다.

코아를 증착하기 전에 dopant carrier chamber를 이차 버너로 1000 °C 정도로 가열하여 용융 rare earth chloride의 증기압을 증가시킨다. 이때 iodide 혹은 bromide salt 등을 첨가하여 증기압을 증가시킬 수도 있는데 광섬유 코아 부분에 증착되는 dopant의 양은 2차 버너의 온도와 물질의 증기압 특성

에 의해 좌우된다. 그림 2-4에 rare earth 물질들의 증기압 곡선이 4와 같다.

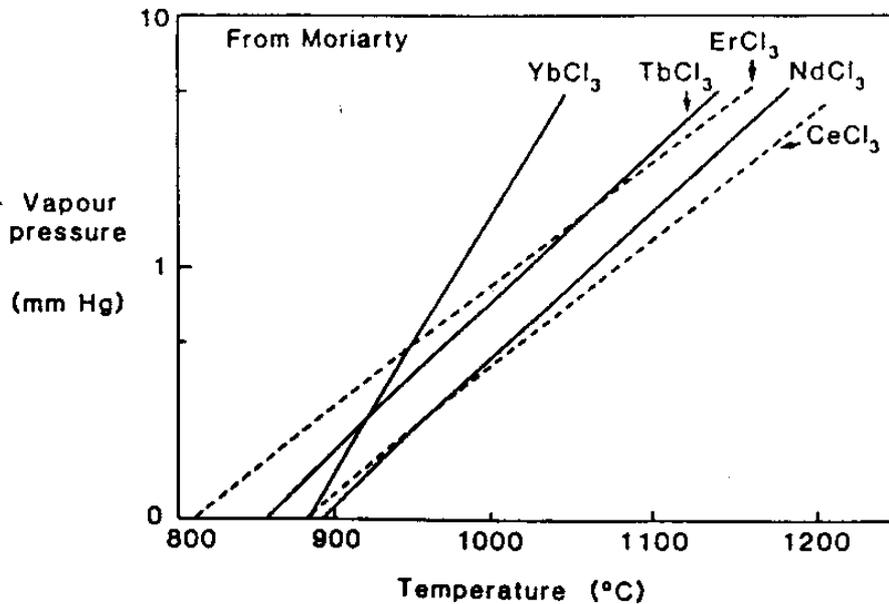


Fig.2-4. Rare earth 물질들의 증기압 곡선

1000 °C 근방에서 각 물질의 증기압은 1 torr 이상이며 이 온도에서 SiCl_4 나 GeCl_4 는 산화 반응을 하지 않으므로 rare earth halide의 증기와 혼합되어 광섬유 제조용 석영관 내에 들어간다. 여기서 1차 버너에 의해 산화 반응을 일으켜 관의 내벽에 증착되는데 이때 2차 dehydration을 위해 유리층이 용융되지 않을 정도의 온도로 가열한다.

증착된 porous한 코아층에 Cl_2 가스를 흘리며 900 °C의 온도에서 30분 정도 2차 dehydration을 한다. 이 과정은 rare earth 물질과 결합해 있는 수분에 의해 발생하는 광섬유 코아의 광손실을 방지하기 위함이다. 그 다음 코아층을 용융하여 유리층을

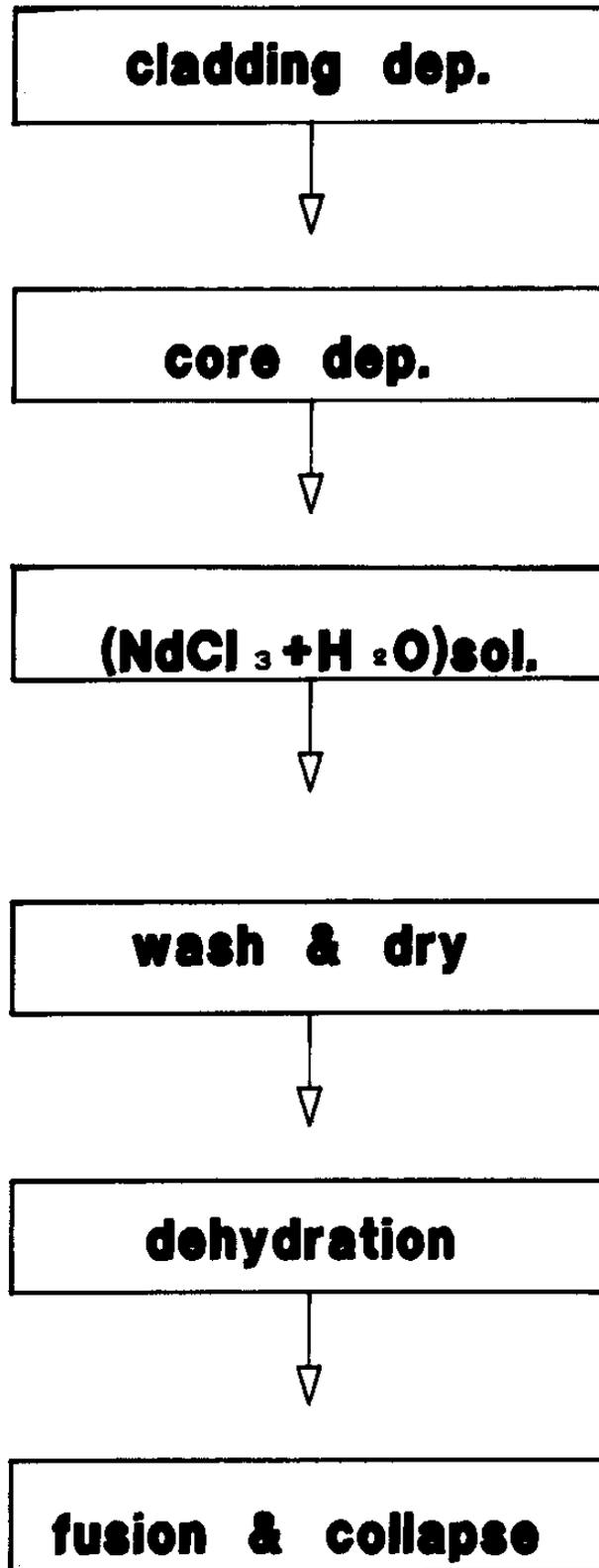


Fig.2-5. Solution doping 법에 의한 rare earth doped 광섬유 제조 공정

만든 다음 collapse 를 한다.

나. Solution doping 법 ²⁻⁶⁾

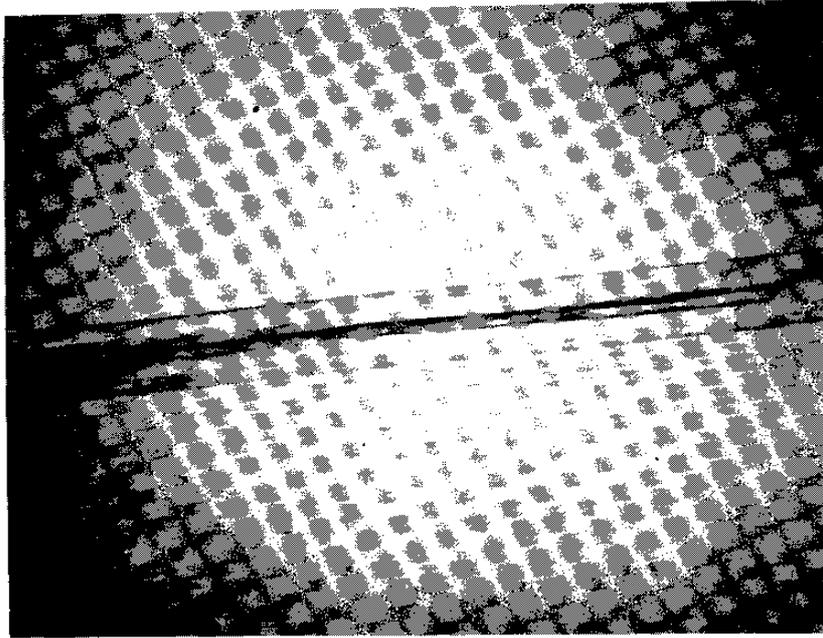
Solution doping 법은 rare earth halide 를 H_2O 에 용해시킨 수용액을 사용하는 방식으로 그 제조 과정은 그림 2-5 와 같다. 먼저 기존의 MCVD 법과 같이 클래딩을 증착한 후, 낮은 온도에서 코어를 porous 한 상태로 증착한다. 광섬유 제조용 선반에서 모재용 석영관을 분리하여 $NdCl_3$ 용액에 담귀 porous 한 soot 사이로 $NdCl_3$ 용액이 침투하도록 한 뒤 세척하고 건조한 후 선반에 다시 부착하여 dehydration 을 하고 용융하고 collapse 를 하면 rare earth 물질이 doping된 광섬유 모재를 제조할 수 있다. 본 연구에서는 이 방식으로 시료를 제작하였으며 자세한 제조 조건은 다음 절에 기술하겠다.

다. 시료의 제조

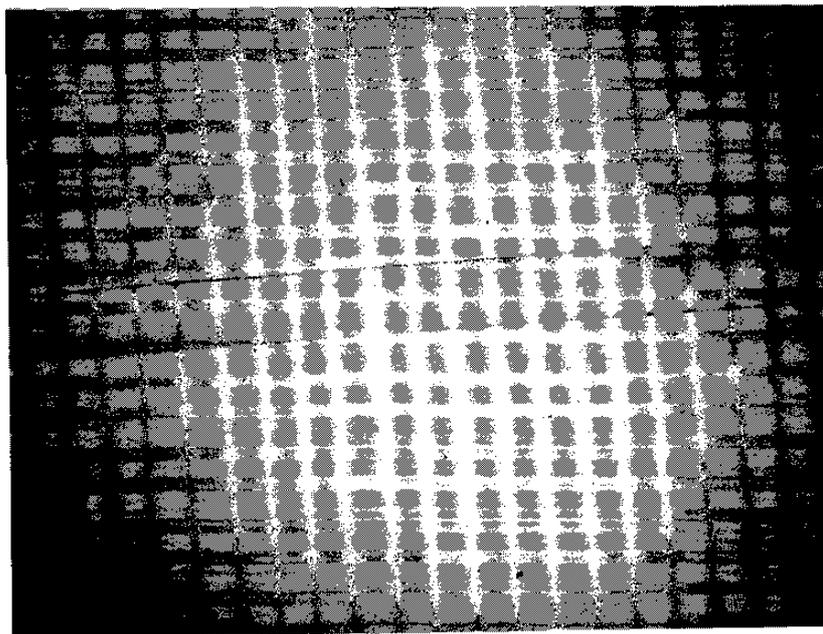
실험에 사용될 시료는 solution doping 법으로 마련하였는데 그 이유는 gas phase doping 법에서의 dopant carrier chamber 를 준비하는 과정에서 발생하는 번거로운 과정을 생략할 수 있으며, 2 차 버너의 정밀한 온도 조절이 dopant 의 균일한 doping 을 가능케 하거나, 두가지 물질을 co-doping 하는 과정에서 각 물질의 증기압들이 특정 온도에서 일정함에 따른 doping 비의 조정 불가능한 경우를 모두 배제시킬 수 있으며, 많은 양의 dopant 를 doping 할 수 있는 장점이 있기 때문이다.

Solution doping 법에서 doping되는 정도는 rare earth solution 의 농도와 모재용 석영관이 담겨 있는 시간의 함수이며 codoping되는 정도는 두가지 rare earth solution 의 몰 농도의 비에 좌우되므로 자유자재로 co-doping 의 비를 조정할 수가 있다.

본 실험에서 각 공정에 따른 제조 조건은 그림 2-5 와 같다. 먼저 광섬유 제조용 석영관(Helaus, 외경 20 mm, 내경 17 mm)을 증류수로 깨끗하게 세척한 후 무수알콜로 수분을 제거하고 선반에 고정시켜 1800 °C 이상의 온도를 불꽃세척을 한다. 그 다음 SiCl₄, POCl₃ 를 고순도 산소로 bubbling시켜 CCl₂F₂ 와 함께 운반 가스인 He 과 O₂ 에 의해 석영관 내로 들어가며 산소 수소 버너에 의해 유리관 내벽에 증착한다. 그 다음 산소, 수소 버너의 온도를 1300 °C 정도로 내려 코아를 SiO₂, GeO₂ 의 구성으로 porous 한 층을 1 ~ 2 회 증착한 후 석영관을 그림 2-6 과 같이 준비된 0.14 M NdCl₃ 용액에 30 분 ~ 1 시간 담군다. 만약 코아층을 낮은 온도에서 증착하게 되면 유리관과의 접촉면이 단단하지 못하여 용액과 접촉한 후 증착층이 일어나게 되며, 높은 온도에서 증착하게 되면 porous 한 층이 제대로 형성되지 않아 NdCl₃ 용액이 제대로 침투하지 못해 doping되는 양이 적으므로 1300 °C 근방의 온도에서 증착하는 것이 좋다. NdCl₃ 용액의 농도가 높으면 많은 doping이 가능하나 SiO₂ 유리층에 dopant로서 작용하지 못하고 그림 2-6 (a)와 같이 광섬유 코아내에 Nd³⁺ 이온들이 부분적인 microscope clustering 을 형성하여 광손실을 증가시킨다.



(a)



(b)

Fig.2-6. 제조된 Nd가 첨가된 광섬유 모재 사진

(a) Nd가 부분적으로 결정화된 모재

(b) Nd의 결정화가 없는 모재

또한 NdCl_3 용액에서 꺼낸후 석영관의 내벽을 타고 흘러내리는 용액을 충분히 제거하지 않으면 역시 clustering을 발생시킨다. 그러므로 NdCl_3 용액은 0.1 ~ 0.14 M 정도의 농도로 하고 석영관을 NdCl_3 용액에서 꺼낸후 내벽의 용액을 아세톤에 의해 제거한 후 N_2 로 dry 한다. 보고된 바에 의하면 0.14 M 용액의 농도로 1시간 처리했을 경우 최대 4000 ppm의 Nd^{+3} 가 doping되었다고 하며 이는 gas phase doping법보다 약 4배 이상 높은 농도이다. dehydration 과정은 광섬유 구성물질이 수분이 있는 용액에 직접 접촉함으로써 발생하는 OH^- 이온에 의한 광손실을 막기 위한 필수적인 과정이다. 이는 soot 상태 VAD 모재의 dehydration 과정과 유사하나 높은 온도에서 rare-earth halide가 휘발하는 것을 막기 위해 600 ~ 700 °C의 온도에서 Cl_2 와 O_2 의 비를 5 : 2로 흘리며 30분 ~ 1시간 dehydration을 한다. 이때 광섬유 코아에 남아있는 OH^- 기의 농도와 drying 시간과의 관계 그래프가 그림 2-7이다. dehydration 과정이 끝난후 He의 분위기에서 1600 °C 이상의 고온으로 porous한 층을 용융시키며 collapse하여 모재를 제조한다.

고온으로 가열할 때 Nd^{+3} 이 doping된 부분은 붉은색 계통의 색으로 보이며 이 색깔의 농도나 균일성에 의해 Nd^{+3} 이 제대로 doping이 되었는지 여부를 알 수 있다. solution doping 법으로 제조할 때 가장 중요한 것은 코아 부분의 soot 층을 형성시킬 때 soot 층의 균일도와 석영관의 접촉면의 상태이며 부분적으로는 세척과정에서 soot 층 내에 침투한 NdCl_3 용액을

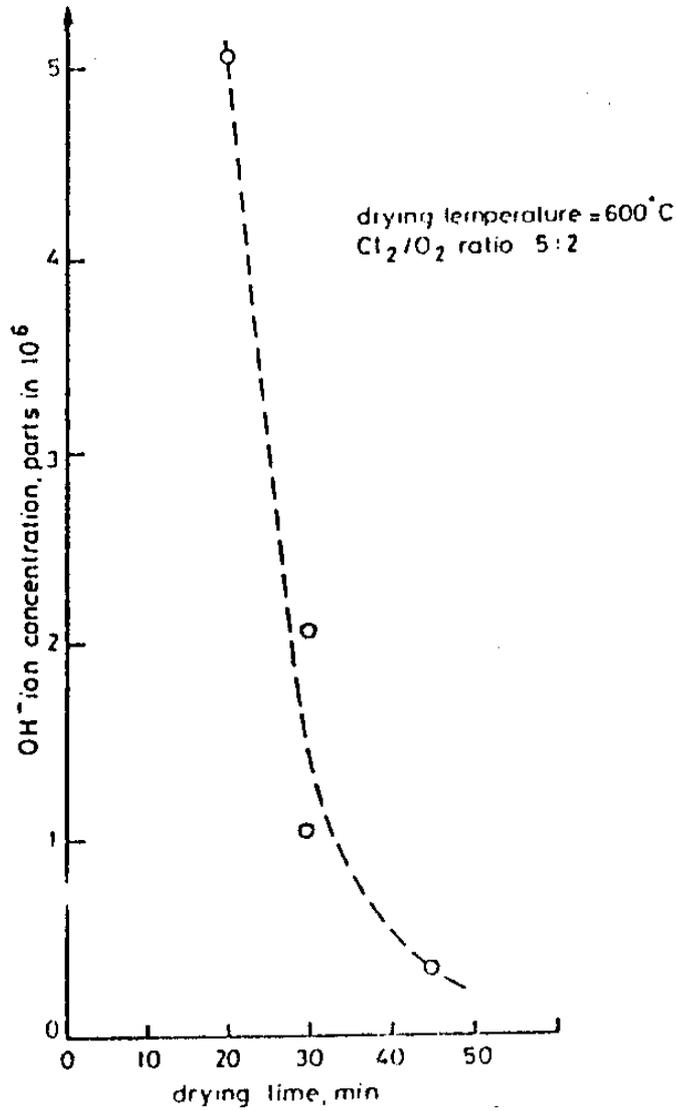


Fig. 2-7. dehydration 시간에 따른 OH⁻ 함유농도

제외한 나머지를 효과적으로 제거할 수 있는지의 여부이다. 이와같이 제조된 광섬유 모재의 사진이 그림 2-6이다. 여기서 그림 2-6의 (a)는 제대로 투명화가 되지 않은 광섬유 모재이며 (b)는 제대로 제조된 것이다. ND-106 광섬유 모재의 경우 ICP(Inductive coupled plasma) 법으로 측정된 결과 968 ppm의 Nd⁺³가 do-

ing 되었음을 알 수 있었다.

3. 측 정

가. 광흡수 측정

Rare earth 물질이 첨가된 광섬유의 광흡수 스펙트럼의 측정은 광섬유를 증폭기 혹은 레이저로 사용할 수 있도록 하기 위한 여기 광원의 파장을 결정해준다. 광섬유에서 광흡수 스펙트럼은 광섬유를 길이 방향으로 잘라나가며 측정하는 multiple cutback 방법으로 투과광의 스펙트럼들을 구하여 서로의 차를 빼고 검지기의 특성곡선으로 보정함으로써 구해졌다. 이때 외부의 잡음을 제거하기 위해 Lock in amp.를 사용하였고, 검지기는 Si 혹은 Ge를 사용하여 측정하였다. 이 실험의 장치는 그림 2-8 과 같다.

그림 2-8에서 광원은 텅스텐 할로겐 램프와 렌즈를 사용하여 평행광으로 만든 후 monochrometer에 입사시키고 출력광을 평행광으로 한뒤 light chopper로 자르고 현미경 대물렌즈로 집광하여 광섬유에 입사시킨다. 광섬유는 최초 10 m의 길이에서 조금씩 잘라나가며 투과된 빛의 스펙트럼을 구하며, 광섬유의 클래딩 모드를 제거하기 위하여 검지기로 입사되기 직전 외피복을 벗기고 글리세린으로 mode stripping을 하였다. 1 μm 에서 braze 되어있고 1200 line/mm의 grating을 내장한 monochrometer를 거쳐 분광된 빛 중 짧은 파장의 2차 회절에 의한 효과는 700 nm cuton 필터를 사용하여 제거한 뒤 광섬유에 입사하였으며 Si 후

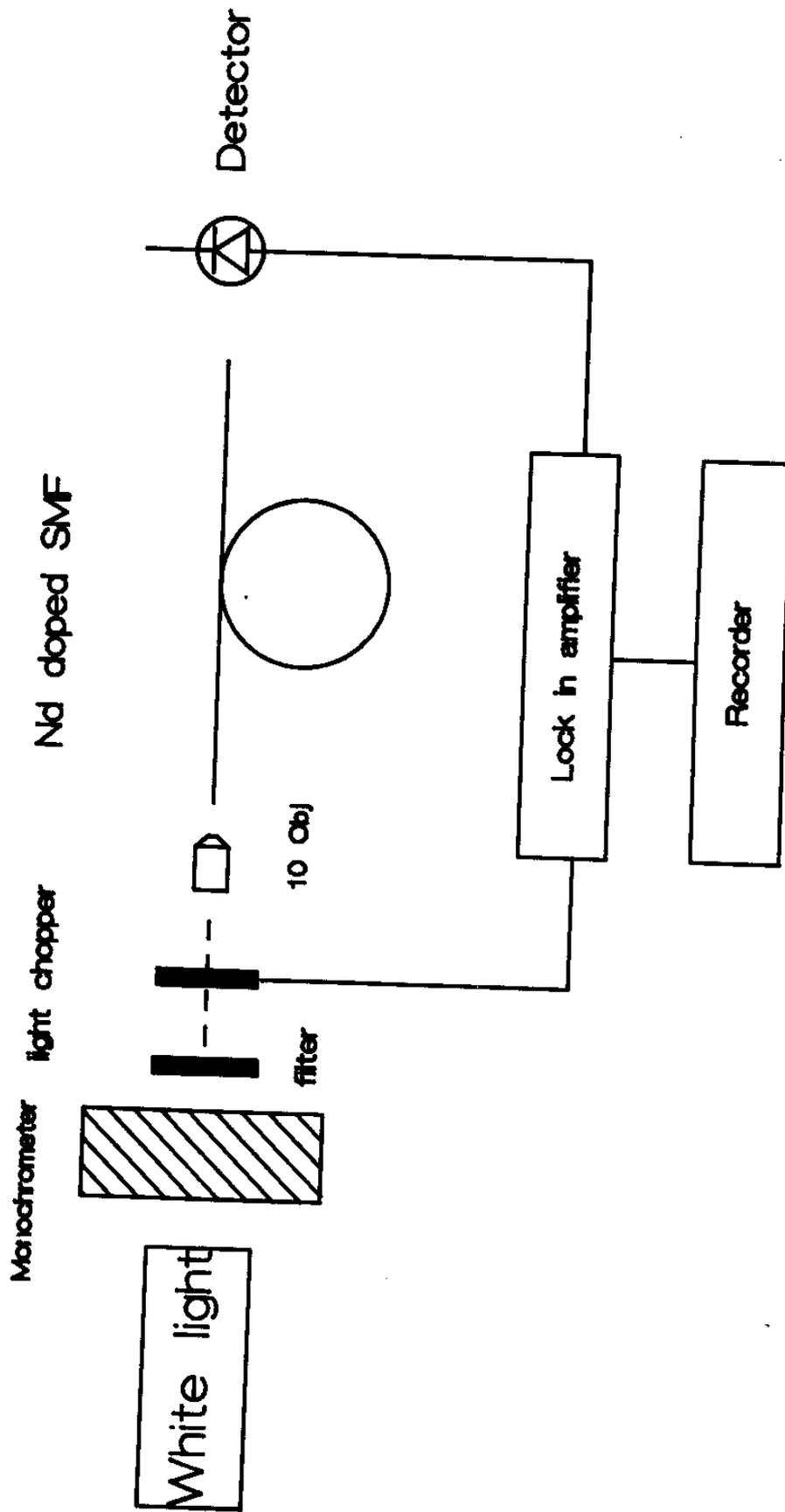


Fig. 2-9. 광흡수 스펙트럼 측정 장치도

은 Ge detector 의 신호는 Lock-in amp 를 거쳐 S/N비를 높여 측정하였다. 이와 같이 측정된 Nd 가 첨가된 광섬유의 광흡수 스펙트럼이 그림 2-9 이다.

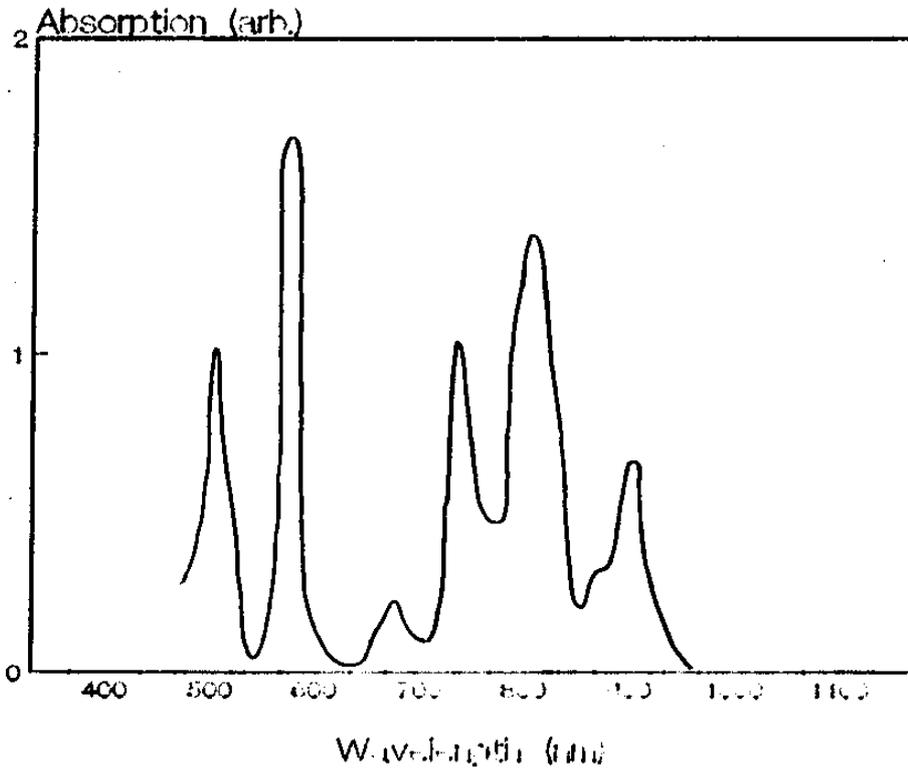


Fig.2-9. Nd 가 첨가된 광섬유의 광흡수 스펙트럼

그림 2-9 에서 510 nm, 590 nm, 750 nm, 810 nm, 900 nm 근방에서 강한 흡수를 보였는데 문헌²⁻⁹⁾에 의하면 그림 2-10 에서 $^4I_{9/2}$ 준위에서 $^2K_{13/2}$, $^2G_{7/2}$, $^2G_{5/2}$, $^3S_{3/2}$ 혹은 $^4F_{7/2}$, $^2H_{9/2}$ 혹은 $^4F_{5/2}$, 그리고 $^4F_{3/2}$ 준위로 여기되면서 흡수되는 파장과 일치됨을 알 수 있다. 여기서 최대의 흡수를 나타내는 파장은 590 nm (Ar-dye 레이저 파장)이며 관심이 증대되는 곳은 가장 널리 쓰이는 상용 다이오드 레이저의 파장인 810nm 근방이다. 서론에서 언급한

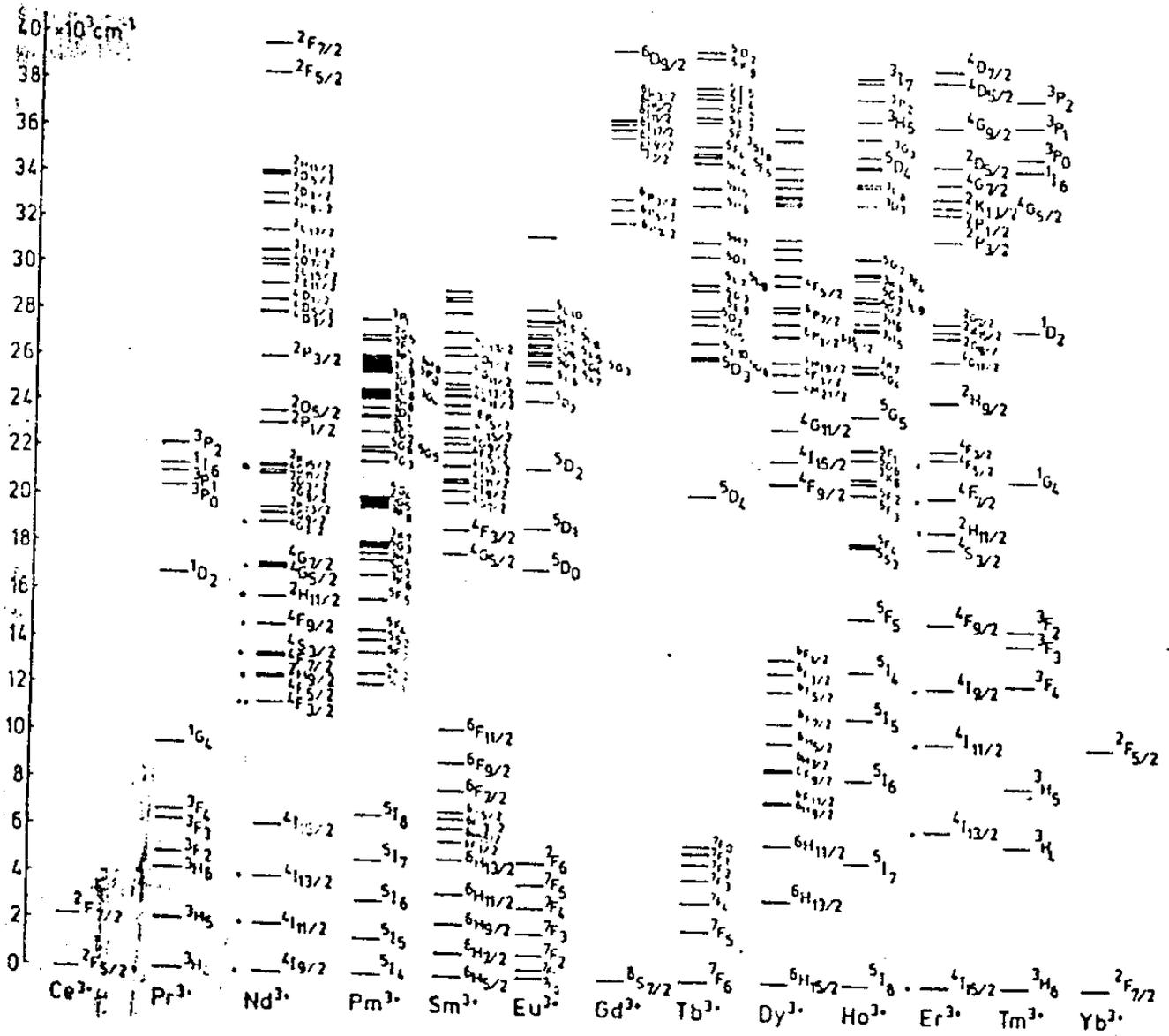


Fig.2-10. Rare earth 물질의 에너지준위

바와 같이 Nd가 첨가된 광섬유의 경우 단위 면적당 에너지 집중도가 높아 광섬유 레이저도 연속 발전시킬 경우 문턱에너지가 5 mW 이내이므로 810 nm의 범용 레이저 다이오드로서도 충분히 여기가 가능하다. 이는 bulk glass 레이저의 경우에는 불가능한 것이다.

그림 2-11의 광흡수 계수는 주위 환경의 온도에 의해 변화함이 보고되었다. 그러므로 590 nm와 같이 광흡수가 큰 파장에서 일반 광섬유에 Nd가 첨가된 광섬유를 splicing하여 doped 광섬유 부분에서의 온도 변화에 따른 광흡수 계수의 변화를 관측하면 온도 센서로 사용할 수도 있을 것이다. 참고문헌 2-4에 의하면 온도 변화에 따른 흡수 계수의 변화는 그림 2-12와 같다.

한편, 본 실험에서 주로 사용하는 파장인 $1.06 \mu\text{m}$ 에서 loss를 측정하였다. 이것은 나중에 측정할 small signal gross gain

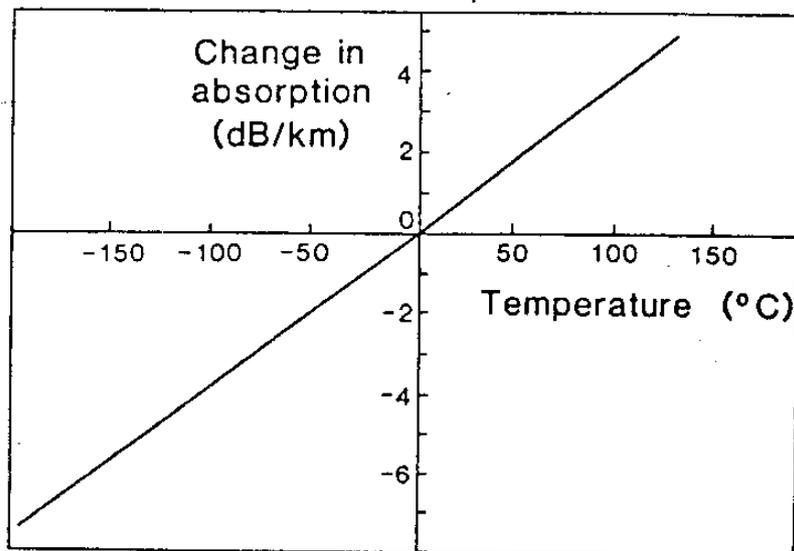


Fig.2-11. 온도 변화에 따른 광흡수 계수의 변화

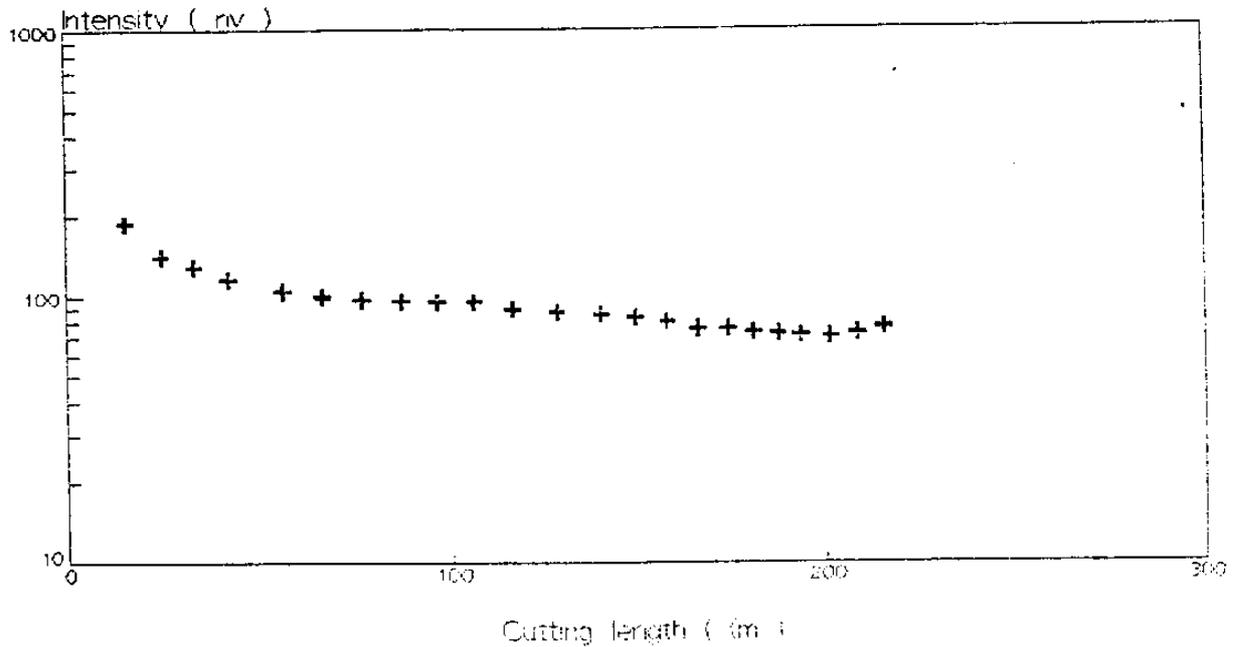


Fig.2-12. Nd가 첨가된 광섬유의 1.06 μm 에서 길이에 따른 광손실

과 연관시켜 net gain을 환산할 수 있으며 또한 광섬유를 증폭기나 레이저로 사용할 때 매질내에서의 손실과 Nd를 첨가하지 않은 광섬유와 비교하여 Nd를 첨가함에 따른 추가적인 손실을 알 수 있다.

나. Fluorescence 특성

Fluorescence spectrum은 우리가 Nd-doped 광섬유를 증폭기 혹은 레이저로써 사용할 수 있는 파장을 결정해주며 사용가능한 파장의 폭을 알 수 있도록 해준다. 이러한 fluorescence를 효율적으로 얻기 위하여 (a)의 광흡수 스펙트럼중 흡수가 큰

파장에서 여기하여 광의 흡수가 많게 하는 것이 좋다. 본 실험에서는 Ar 레이저의 514.5 nm를 주로 사용하여 여기하였으며 실험 장치도는 그림 2-13 과 같다.

514.5 nm Ar 레이저를 light chopper를 거쳐 현미경 대물렌즈로 집광하여 ND-106 광섬유에 입사시킨뒤 출력은 monochrometer를 거쳐 Si 혹은 Ge detector로 측정하고 그 신호는 Lock in amp에 의해 처리하였다. 광섬유는 (개)에서와 같이 mode stripping하여 클래드 모드를 제거하였으며 최종의 신호는 strip chart recorder로 기록하였다. 측정된 Nd 첨가 광섬유의 fluorescence spectrum은 그림 2-14 와 같다. 939nm, 1.086 μm , 1.36 μm 에서 강한 peak가 나타났다. 이것은 그림 2-10에서 ${}^4F_{3/2}$ 준위에서 ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ 준위로의 전이에 의한 것이며 939nm의 fluorescence는 quasi 3 준위 상태이며 나머지는 4 준위 상태 전이이다. 그러므로 939 nm에서는 그림 2-9의 광흡수 스펙트럼에서 보는 바와 같이 흡수와 fluorescence가 동시에 존재하며 1.086 μm , 1.36 μm 파장에서는 fluorescence만 있다. 그리고 최대 peak의 크기는 939 nm, 1.086 μm , 1.36 μm 의 순서이나 Al_2O_3 , P_2O_5 등과 같은 불순물을 첨가함으로써 fluorescence의 peak 위치 혹은 넓이 등을 변화시킬 수 있다. 그림 2-14에 의하면 1.086 μm 에 중심을 둔 fluorescence는 최대폭 100 nm를 가지며 peak의 위치가 Nd-YAG 결정에 비해 장파장 쪽으로 0.026 μm 이동하였다. Amorphous glass에 의한 fluorescence bandwidth가 결정 구조보다

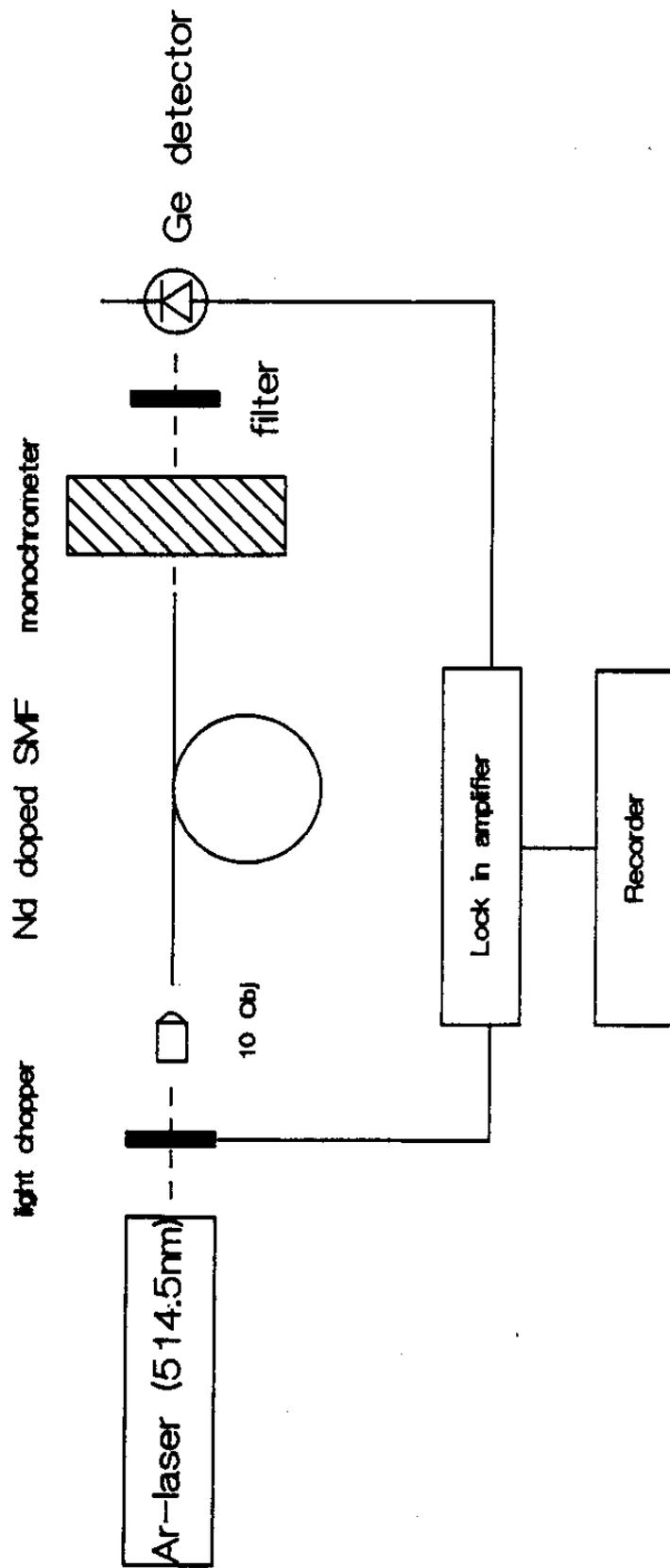


Fig. 2-13. Nd가 첨가된 광섬유의 fluorescence 측정 장치도

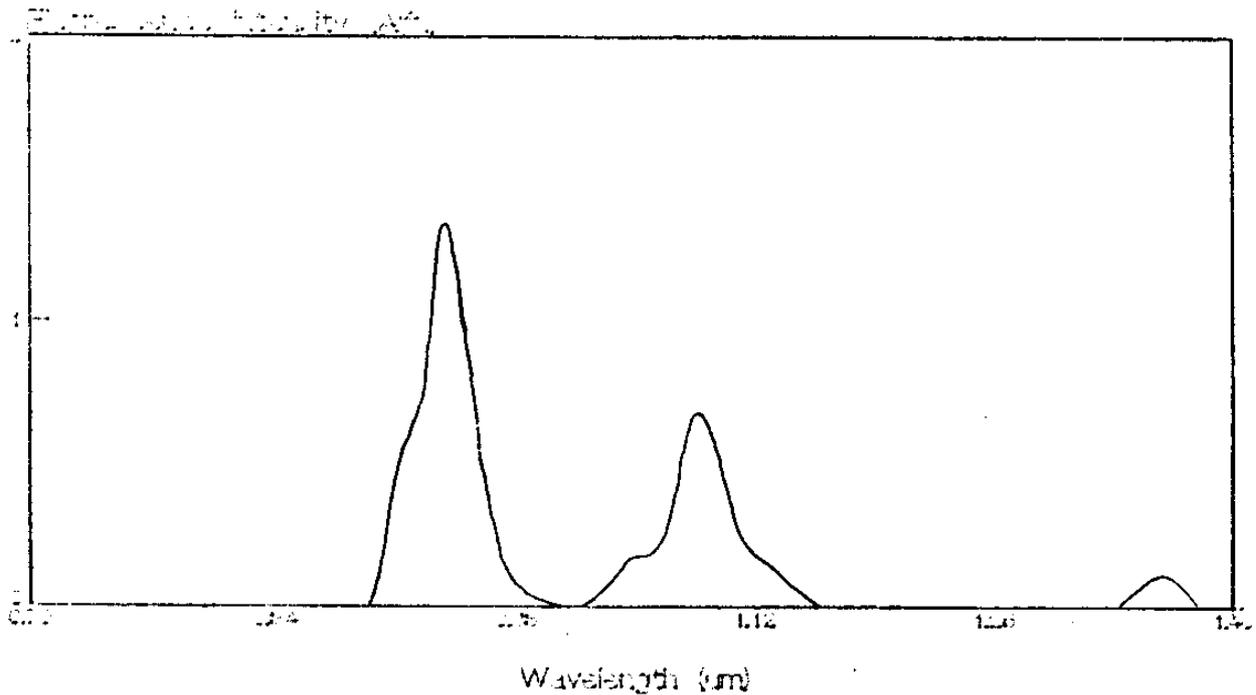


Fig.2-14. ND-106 광섬유의 fluorescence spectrum

5 배 정도 크며 fluorescence peak이 이동한 것도 Nd 이온을 둘러싼 SiO_2 의 crystal field가 서로 다르기 때문이다. 참고문헌 2-10에 의하며 Al_2O_3 와 P_2O_5 를 각기 첨가함으로써 fluorescence efficiency를 증가시키고 각 전이의 peak의 위치를 변화시킬 수 있다. 이것은 SiO_2 코아 내의 Nd 이온들은 주위의 solvation shell을 형성하는 co-dopant oxide를 통해 SiO_2 glase network 속에 잘 혼합됨으로써 microclusering에 의한 효과를 줄일 수 있기 때문이다(그림 2-15 참조).

그림 2-14의 fluorescence spectrum에 의해 광증폭기나 레이저로 사용할 수 있다. 파장은 939 nm, 1.086 μm , 1.36 μm 이며 사용 가능한 파장의 폭이 crystal의 경우보다 넓다는 것을 알

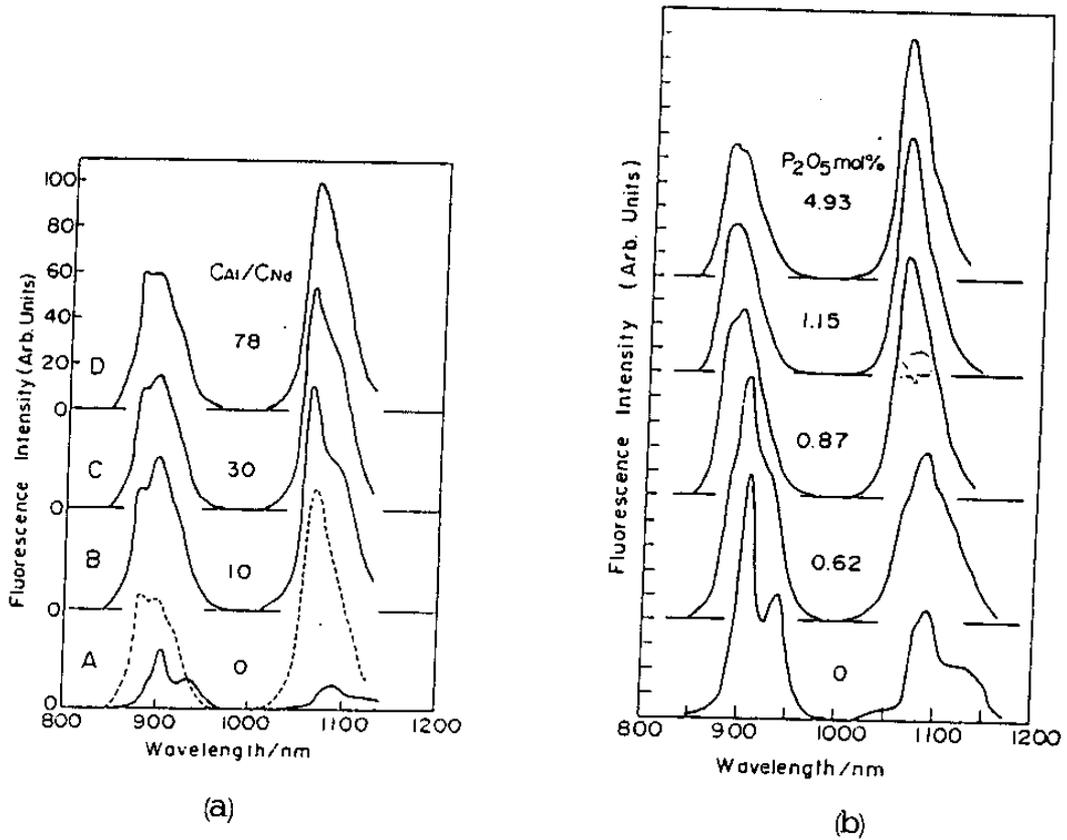


Fig.2-15. Nd가 첨가된 광섬유에 co-dopant에 의한 fluorescence 변화

(a) Al_2O_3 첨가시 (b) P_2O_5 첨가시

수 있다.

한편 absorption이 큰 파장에서 여기하였을 때와 그렇지 않았을 때 얻은 fluorescence spectrum이 그림 2-16이다. 그림 2-16의 a,b,c는 Ar 레이저 514.5 nm, 488.0 nm, 457.9 nm에서 여기하였을 때 측정한 0.939 nm와 1.086 nm의 fluorescence인데 여기에 나타난 small peak들은 Nd의 Clustering 효과에 의해 나타난 peak들이다. 그림 2-16에서 나타난 바와 같이 514.5 nm에서 fluorescence 효율이 좋았고 그다음 488 nm이다.

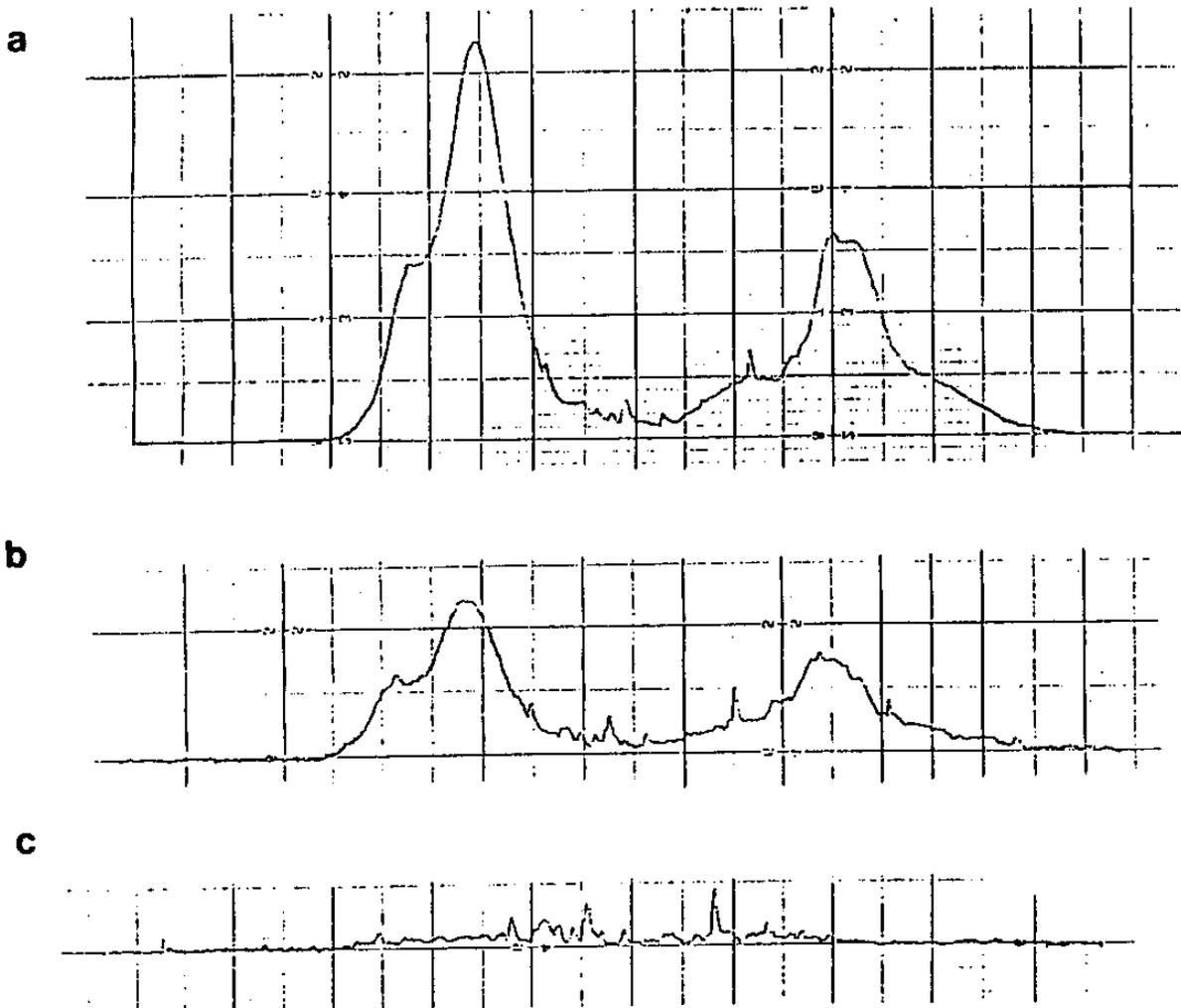


Fig.2.16 . pump 파장 변화에 따른 fluorescence
 (800 nm- 1200 nm). pump 파장은
 (a) 514.5 nm (b) 488 nm (c) 457.9 nm

다. fluorescence life time의 측정

그림 2-14에서 나타난 각 fluorescence의 발생은 ${}^4F_{3/2}$ 준위에서 ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ 준위로의 자연천이(spontaneous emission)에 의한 것이며 일반적으로 fl. decay time, $\tau = \frac{1}{A}$ 으로 알려져 있다. 여기서 A는 Einstein A계수이다. 우리는 τ 를 앞으로써 fiber laser saturation intensity와 lasing threshold를 계산할 수 있다. 참고문헌 2-10에 의하면 fluorescence는 빠르게 그리고 늦게 감소하는 두가지가 있으며 $1\mu\text{s}$ 이하의 빠른 감쇠는 concentration quenching에 기인하는 nonradiative 감쇠와 경쟁하는 clustering Nd^{+3} 이온들로부터 나오는 것이며, 수백 μs 이상의 늦은 감쇠는 ${}^4F_{3/2}$ 준위로 부터의 자연 천이에 의한 것이다.

한편 fluorescence 감쇠시간은 주위 온도에 의한 영향으로 변화하므로 일반 광섬유의 끝단에 Nd 첨가 광섬유를 연결하여 sensing arm으로서 사용한다면 온도 센서로서 사용할 수도 있다.

실험에 사용된 실험장치는 그림 2-17과 같다. 514.5 nm로 연속 발진되는 Ar 레이저를 A-O 변조기와 pulse generator를 사용하여 pulse화 하였다. 변조된 Ar 레이저는 펄스폭 100 μs 주기 2 μs 이었으며 ND-106 광섬유를 통과한 뒤 monochrometer에 의해 939 nm, 1.086 μm , 1.36 μm 각각의 파장에 대해 분리한 후 Si 혹은 Ge detector와 Oscilloscope으로 측정한후 HP 컴퓨터로 출력하였다. 이와 같이 측정된 fluorescence decay 곡

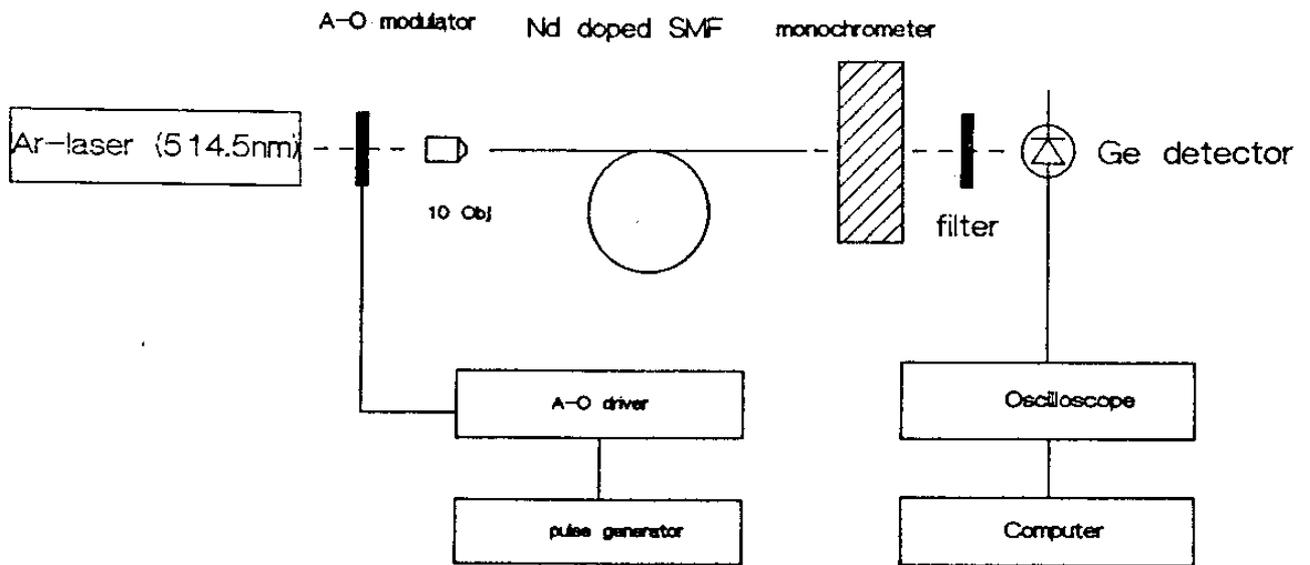


Fig.2-17. ND-106 광섬유의 fluorescence life time 측정 장치도

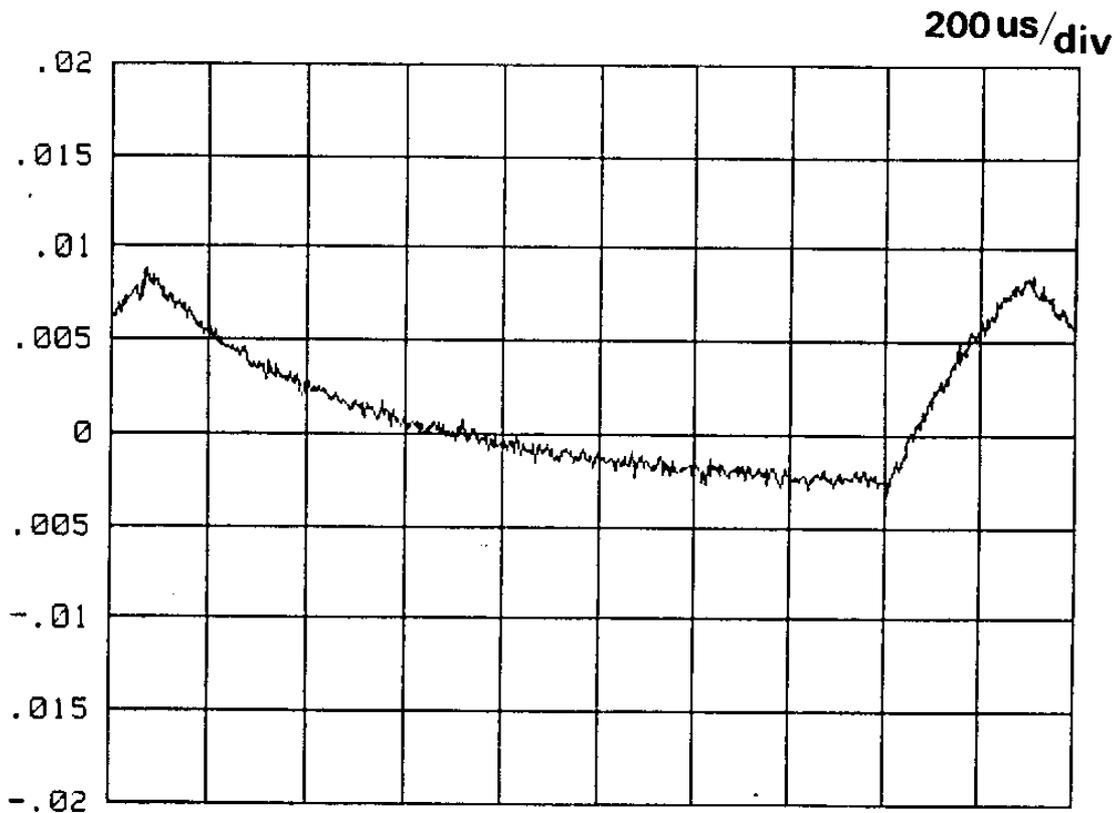


Fig.2-18. ND-106 광섬유의 fluorescence 감쇠시간 측정그래프 $\tau \approx 440 \mu\text{s}$ 이다

선이 그림 2-18이다. 측정결과 위의 3가지 fluorescence는 모두 같은 $440\ \mu\text{s}$ 정도의 life time을 갖음을 알 수 있다. 이 decay time은 fluorescence의 세기가 1/2로 떨어지는 지점의 시간을 측정하여 $\tau_{1/e} = 1.44 \tau_{1/2}$ 의 관계식을 이용하여 세기가 1/e로 감소하는 시간을 측정한 것이다.

라. Small signal gain의 측정

Nd가 첨가된 광섬유는 광섬유의 한쪽 끝에서 여기광이 입사되어 광섬유의 길이 방향으로 진행하며 여기광의 세기가 감소되며 신호광은 여기광과 같은 방향 혹은 반대 방향으로 진행하며 이득을 얻는다. 이와같은 guided waveguide 내에서 광증폭에 관계되는 많은 요인들 즉, mode overlapping 혹은 여기파장 등에 의해 광증폭의 크기가 좌우되며 여기광과 신호광의 진행방향이 서로 같거나 다른 경우에 따라 S/N비가 좌우되기도 한다.

본 실험에서는 $1.06\ \mu\text{m}$ 에서 단일모드이고 여기파장인 514.5nm 에서 two mode인 ND-106 광섬유를 사용하여 그림 2-19와 같은 장치로 small signal gain을 측정하였다. 여기광은 514.5nm Ar 레이저를 연속 발진시켜 사용하였고 신호광은 할로겐 텅스텐 광원을 dichronic beam spilit로 반사시켜 현미경 대물렌즈를 통해 광섬유에 입사시켰다. 이 실험에서 사용된 dichronic beam spilitter는 국내에서 제작된 것으로 514.5nm 여기파장에서 90% 이상의 투과율을 가지고 $1.06\ \mu\text{m}$ 신호파장에서 99%에서 반사율을 가진다. 이 beam splitter의 파장에 대한 특성곡선이 그

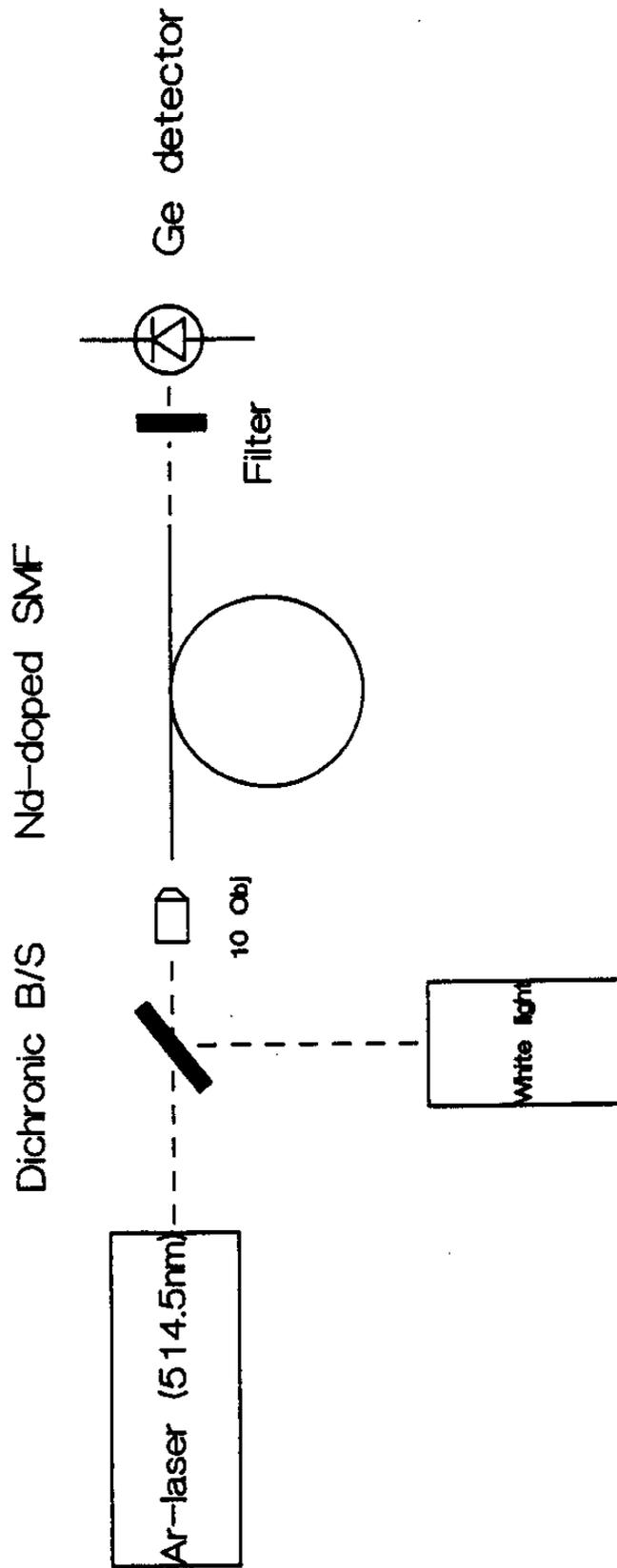


Fig. 2-19 . Small signal gain 측정 을 위한 장치도

립 2-20 이다. Si 혹은 Ge detector 앞에 $1.06\ \mu\text{m}$ band pass filter 를 사용하여 pump 광을 제거시킨 뒤 small signal gain 을 측정하였다. 이러한 실험에 사용되는 광섬유의 길이를 결정하는 데에 몇 가지 원칙이 있다. Nd의 $1.06\ \mu\text{m}$ 전이와 같은 4 준위 시스템은 광섬유 길이 방향을 따라 진행하는 여기광이 점점 흡수 되어 $1/e$ 의 세기가 될때 최대의 효율을 나타내며 이때의 광섬유 길이를 적정길이라고 한다. 만약 광섬유 길이가 너무 짧다면 active medium 내에서 여기광이 적게 흡수되어 충분한 효율을 나타내지 못할 것이고, 만약 광섬유 길이가 너무 길다면 active medium의 상당 부분이 population inversion이 없는 unpumped 상태로 남아 있어 threshold power가 증가하게 된다. 후자의 경우, Er을 첨가했을 때의 $1.55\ \mu\text{m}$ 의 3 준위 system에서는 매우 중요한 문제를 발생시키는데 그것은 fluorescence가 발생하는 파장에 광흡수가 동시에 존재하게 되어 여기가 되지 않는 active medium은 신호광을 흡수하게 되므로 광증폭의 효율이 떨어지게 된다. 그러므로 적정길이는 여기광의 광흡수 계수의 역수를 취한 길이이며 본 실험에서는 $56\ \text{cm}$ 의 ND-106 광섬유를 시료로서 사용하였다.

본 실험에서는 여기광의 세기와 광섬유 길이 변화에 따른 small signal gain을 측정하였다. 먼저 광섬유 길이를 잘라나가며 측정한 small signal gain의 변화가 그림 2-21이다. 이 실험은 $514.5\ \text{nm}$ 여기광과 $1.06\ \mu\text{m}$ 신호광을 모두 연속으로 입사시켰으며 광섬유에서 클래딩 모드를 제거하기 위해 피복을 벗기고

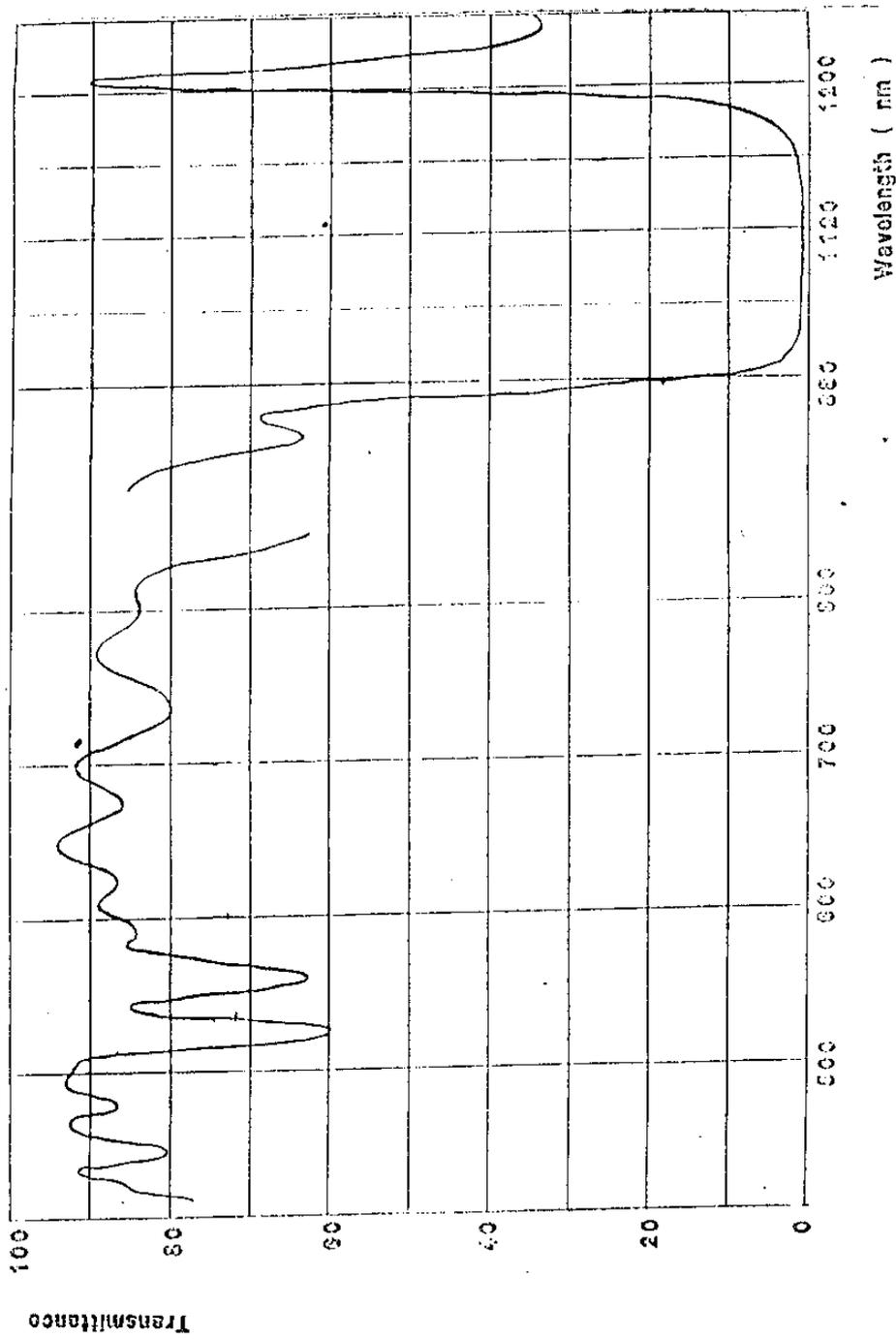


Fig. 2-20 . Dichronic 광분할기의 특성 곡선

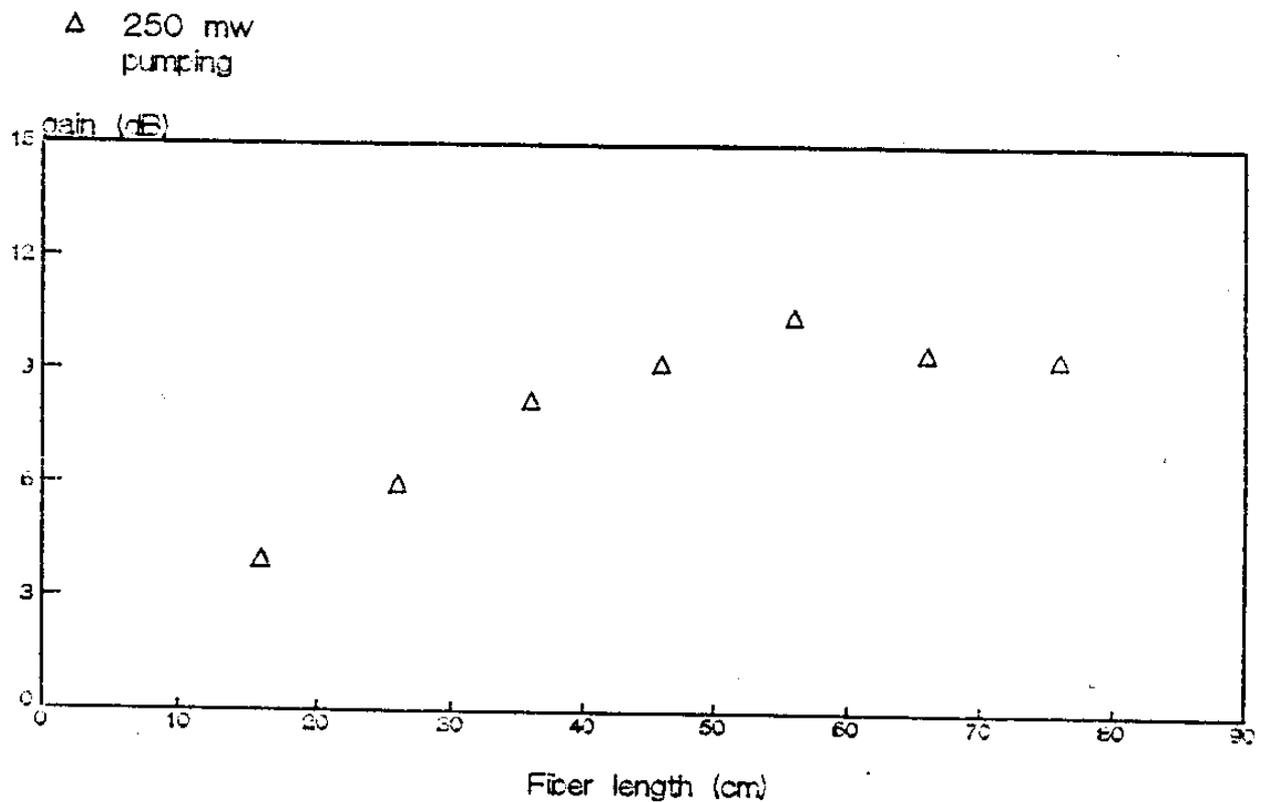


Fig.2-21. ND-106 광섬유의 길이 변화에 따른 small signal gain

글리세린으로 mode stripping을 하였다. 250mw 여기광에 대해 광섬유 길이를 따라 점차적으로 gain이 증가하였으며 56cm 일때 최대의 gain 10.5dB가 측정되었다. 최대의 gain을 나타낸 지점으로부터 gain medium의 길이가 늘어나도 더이상의 gain의 증가를 나타내지 못했고 우리가 앞에서 언급한 적정길이가 56cm 근방임을 알 수가 있다. 또한 이 실험을 근거로 56cm의 광섬유에서 여기광의 세기를 변화시키며 small signal gain을 측정하였다.

그림 2-22 와 같이 여기광의 출력을 증가함에 따라 비례하여

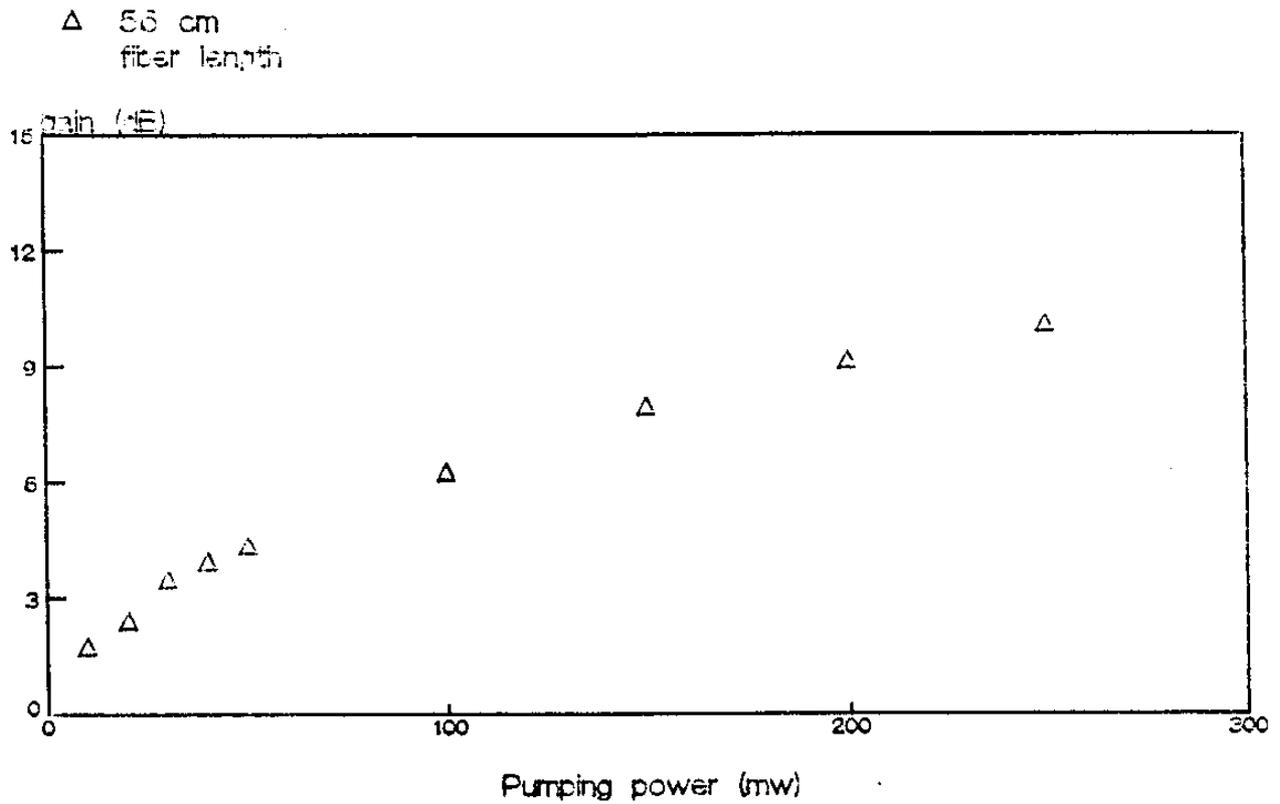


Fig. 2-22. ND-106 광섬유의 pump power 변화에 따른 small signal gain

gain이 증가하였으며 250 mw pump시 최대의 gain 10.5dB를 나타냈으며 gain의 saturation 효과는 관측되지 않았다. 고이득 광증폭기를 제조하기 위해 우선 시료를 Nd의 clustering이 없는 상태로 제조하고 여기광과 신호광의 mode overlap의 적정화²⁻¹¹와 effective interactive 면적의 최소화 하는 것이 필요하다.

4. 결 론

광섬유 형태의 광증폭기를 실험하기 위하여 MCVD 법과 so-

lution doping 방법으로 광섬유 코아에 소량의 Nd를 첨가하였다. 제조된 광섬유의 여기 가능한 파장을 결정할 수 있도록 가시영역과 근적외선 영역에서 광흡수 스펙트럼을 측정하였고 514.5nm Ar 레이저로 여기하여 발생하는 fluorescence spectrum과 fluorescence life time을 측정하였다. 또한 1.06 μm 파장에서 small signal gain을 측정하여 광증폭기로서 사용 가능성을 조사하여 보았다. 이와같은 실험을 기본으로 하여 차기년도에는 Er^{+3} 을 첨가하여 광통신의 제 3 window인 1.55 μm 근방에서 광증폭이 이루어지도록 하며, fluorescence의 효율을 높이기 위해 Al_2O_3 혹은 P_2O_5 등을 첨가하는 연구가 수행되어야 하겠다. 또한 원형 형태의 광도파로인 광섬유에서 여기광과 신호광의 mode overlapping 효과를 크게하여 높은 gain을 얻을 수 있도록 신호광을 다양한 파장으로 변화시키며 small signal gain을 측정하는 방법도 모색되어야 하며 실용적인 구성을 하기 위해 고출력 레이저 다이오드와 dichronic coupler로 광증폭기를 구성하는 연구도 아울러 고려되어야 할 것이다.

제 3 절 Er-doped ZBLEAN fiber-amplifier

1. 서 론

불화물 유리는 주기율표의 VII족에 해당되는 원소를 음이온으로 갖는 할라이드 유리에 속하는 비공질 화합물이다. 자연계에 존재하는 국산화물을 주원료로하는 산화물 유리와는 대조적으로 할라

이드 무기 화합물을 재료로하여 제조되는 비정질 물질은 인공 화합물이며, 70년대 중반에 개발되었다.²⁻¹²⁾

1975년 이전에는 몇몇 할라이드계가 유리를 형성한다고 알려졌으며, 이런 유리들에 대해 학술적 관심만으로 연구하였다. BeF_2 와 ZnCl_2 두 할로젠 화합물이 가열했을 때 점성을 갖는 물질이 되며 냉각 과정에서 쉽게 유리를 형성한다고 알려져 있었다. 이상하게도 이들 두 유리는 거의 같은 구조이며 SiO_2 유리와 동일하다. 즉 3차원의 비주기적 구조는 BeF_4 , ZnCl_4 , SiO_4 의 형태로 꼭지점을 공유하는 4면체이다.

BeF_2 가 유리를 형성하는 것은 약 50년 전에 알려졌으며, 선형 굴절율과 비선형 굴절율이 낮고, 분산값이 낮아서 소위 플르오로베릴레이트 유리는 고출력 레이저의 수동 소자로서 관심이 높다. 그러나 이 유리는 실투성에 대해 대단히 안정하지만, BeF_2 를 기본조성으로 한 물질이 극히 독성을 띄며, 흡습성이 강한 단점이 있다.

염소 화합물중에는 다른 염소 화합물과 함께 조합하지 않고 가열하고 냉각하여 비정질 물질이 되는 화합물은 ZnCl_2 뿐이다. 이들 유리는 자외선 영역에서부터 적외선 $12\ \mu\text{m}$ 까지 걸치는 넓은 투과 특성을 갖고 있으나, 흡습성이 강하여 ZnCl_2 를 기본조성으로 한 유리 개발이 힘들다.

AlF_3 를 기본조성으로 한 유리는 용융액으로부터 급격한 냉각이 필요하며, 실투 성향 때문에 광학 재료로서의 관심은 적다.

1974년 ZrF_4 가 유리 형성을 한다는 특성이 발견되어 커

다란 진척을 보았다. 플르오로 지르코네이트 유리는 기본 조성으로 ZrF_4 가 50 mol% 이상이고, 주요 첨가물로 BaF_2 가 약 30mol% 그리고 기타 ThF_4 , LnF_3 가 첨가되며, 중적외선 영역에서 응용되는 매우 유용한 물질이다.

그 결과, 다른 많은 불화물 유리가 발견되었으며, 천이 금속 불화물 유리가 개발되었고²⁻¹³⁾, 토륨과 희토류 금속, 인듐, 아연, 바륨 불화물 등을 기본으로 하는 중금속 불화물 유리가 개발²⁻¹⁴⁾되었다. 이들 지르코늄이 없는 불화물 유리는 할라이드 유리의 2세대가 되었으며, 적외선 영역이 8 μm 근처까지 걸쳐있어 투과 특성이 넓어서 응용 범위가 넓다.

적외선 투과 유리는 레이저 윈도우, 적외선 도움, 렌즈, 필터, 레이저 호스트 등, 넓은 영역에서 사용되는 광소자의 재료로서 유용하다. 그러나, 이러한 새로운 유리의 가장 큰 장점은 실리카 유리의 100배 정도의 투과 특성과, 중적외선 광섬유로서의 응용 등이다.

플르오라이드 유리의 광특성, 특히 적외선 광섬유로서의 가능성이 미국, 일본, 영국, 프랑스 등지에서 연구되어왔으며, 지난 10년간 플르오로 지르코네이트 유리의 투과 특성이 수천 dB/Km에서 0.7 dB/Km로 급격히 향상되었다. 이 값은 그 이론적인 광손실 값인 10^{-2} dB/Km에 못미치나 광통신 분야에 희망을 주고 있다.

더구나 플르오라이드 유리의 광특성중 중요한 결과가 발견되었다. 그중 가장 중요한 특성들이 저굴절률, 저분산, 낮은 Rayleigh scattering 값, 레이저 파손에 대한 큰 저항력, 중적외선 영

역에서 발전하는 레이저 호스트 등이다.

가. 플르오라이드 화합물의 유리 형성

불소 원자는 그 전자 구조가 $1S_2, 2S_2, 2P_5$ 로서 주기율 표에서 가장 전기 음성도가 높으며, 1개의 전자를 끌어 당겨져 안정한 네온 구조(S_2P_6)를 이루려는 경향이 크다.

금속 플르오라이드 화합물(MF_n)의 경우에, 그 화학 결합의 특성은 주로 전하량과 금속(M)의 크기와 관계된다. 예를 들어 소듐 플르오르화합물(NaF)은 기본적으로 coulombic forces를 받는 안정한 이온 결합 물질이다. 고온에서, 이것은 Na^+ 와 F^- 로 분리되어 용융된다. 이들 이온은 결합력이 약하고, 유동성이 높아서, 냉각될 때 얻어지는 고체는 완전히 결정이다.

BeF_2, ZnF_2, BaF_2 로 대표되는 MF_2 화합물은 같은 화학식을 갖고 있음에도 불구하고, F^- 이온이 4개의 Ba^{+2} 이온과 결합되어 있는 순수 이온 결합 화합물인 BaF_2 와, 불소가 두개의 Be 원자로 둘러져 있고, 공유 결합 특성이 강한 BeF_2 로 구분되기 때문에 흥미롭다. 이런 구조는 꼭지점을 공유하는 사면체에 의하여 3차원적인 공유결합 망사구조를 형성하며, SiO_2 크리스토팔라이트 형에 속한다(그림 2-23).

ZnF_6 의 경우는 TiO_2 rutile 구조에 속하며 아연 원자가 팔면체의 중심에 결합되어 있고 불소 원자는 Sp_2 구조로 결합되어 있다. 이것은 중간 상태이며 격자가 ZnF_6 8면체로서 모서리와 꼭지점을 공유하고 있다(그림 2-24).

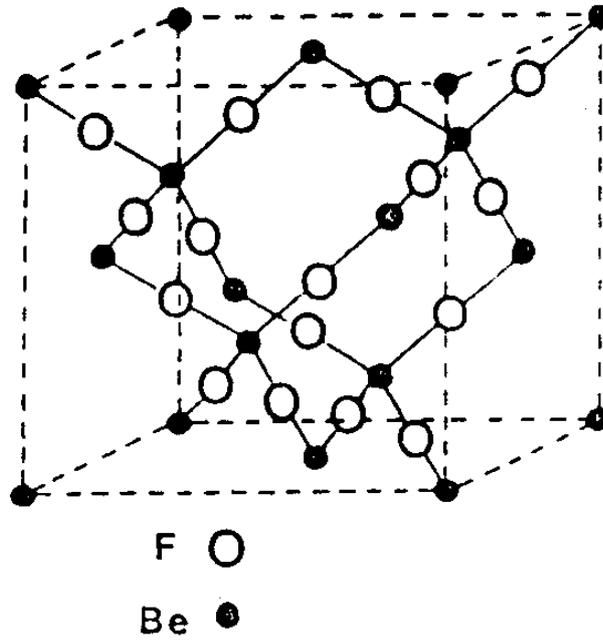


Fig.2-23. SiO_2 , cristoballite 구조를 갖는 BeF_2 의 결정 모델

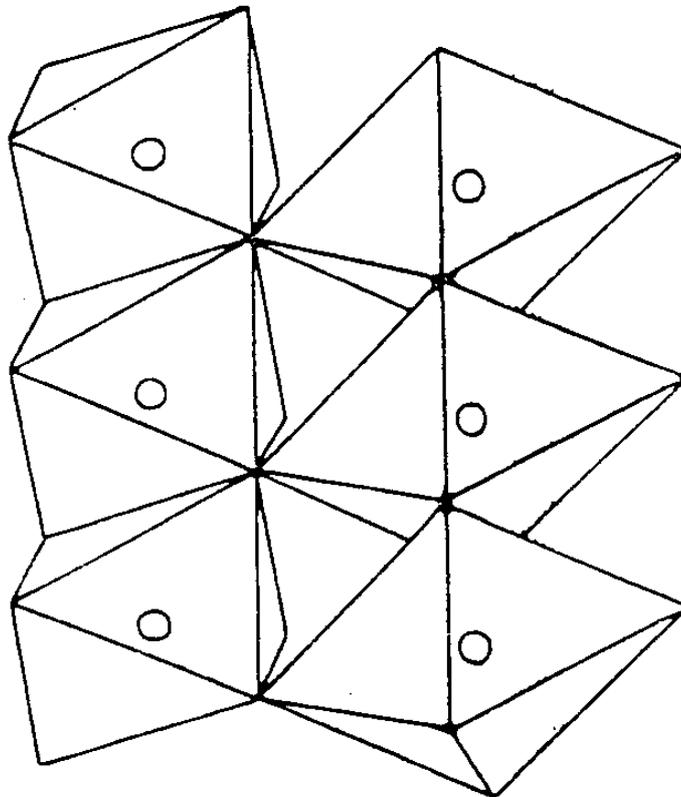


Fig.2-24. 원자가 2인 플루오라이드의 rutile 구조

AlF_3 , FeF_3 , CrF_3 등으로 대표되는 MF_3 계는 매우 간단한 구조이며, M이 8면체로 결합되어 있고 F는 단지 두개의 M 원자로 둘러져 있다. 8면체의 꼭지점을 공유하고 있기 때문에 매우 영성한 망목구조를 이루며, 약간의 힘으로도 쉽게 비틀린다 (그림 2-25).

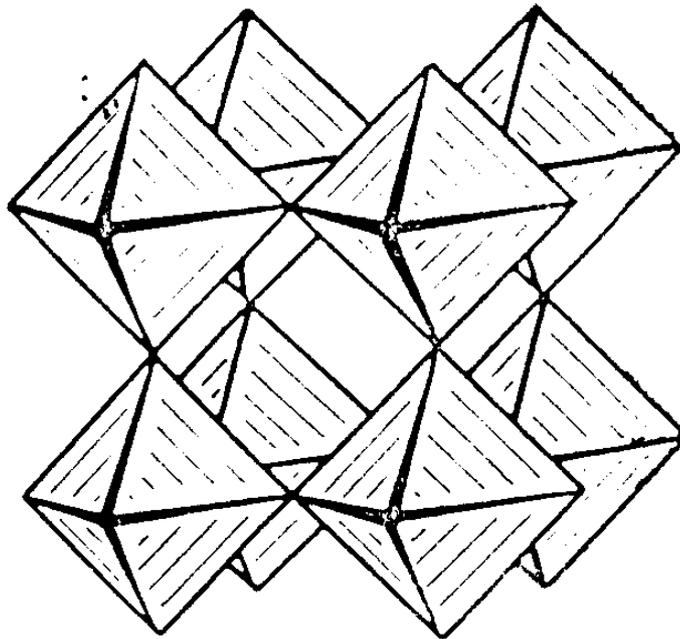


Fig.2-25. MF_6 fluoride의 3차원 망목구조

ZrF_4 , UF_4 , ThF_4 세가지 플루오린 화합물은 동일 구조이다. 이들의 저온 형태는 꼭지점을 공유하는 MF_6 다면체의 3차원적 망목구조이다. 플루오라이드 원자는 그림 2-26 처럼 두개의 결합이다.

기술된 모든 MF_1 , MF_2 , MF_3 , MF_4 화합물은 유리제조에 사용된다. 몇몇 화합물은 유리 former로서 3차원 망목구조를 형성하고, BaF_2 나 NaF 처럼 다소 이온 결합 물질은 격자 modifier

로 작용한다.

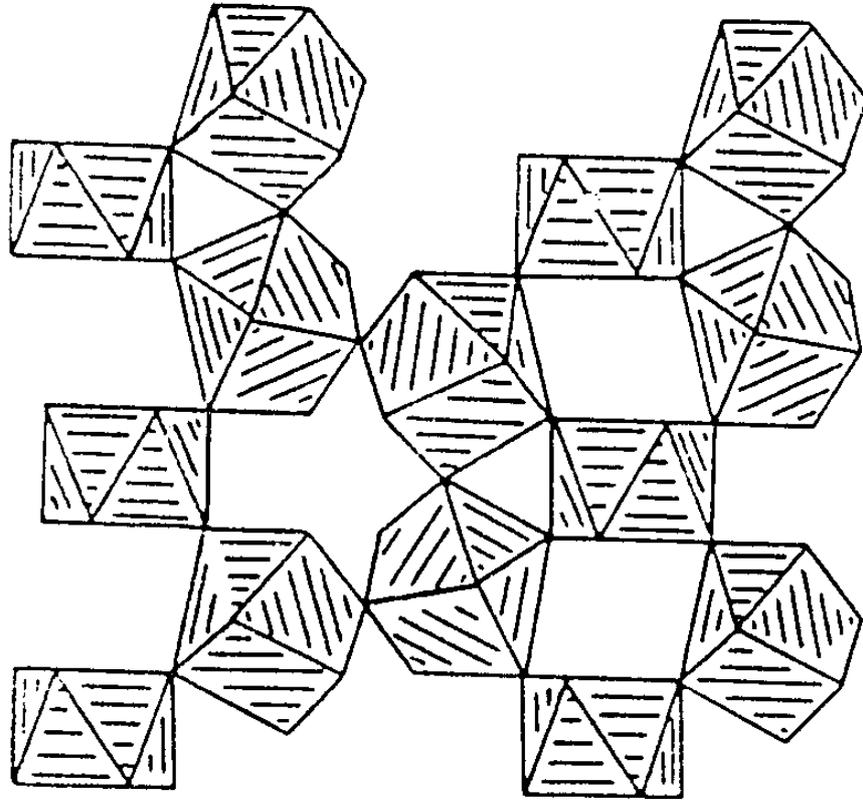


Fig.2-26. ZrF_8 다면체로 구성된 ZrF_4 구조

나. 플르오린 화합물계의 유리-결정화 경향

언급한 바와같이, 유리제조를 위한 첫째 조건은 3차원적 공유결합 망목구조를 갖는 것이며, 이것은 순수한 이온 결합과, 순수한 분자의 중간 상태이다. 그러나 이 망목구조는 액상으로부터 고체상으로 냉각되는 과정에서 용융액의 동일한 구조와 비주기성을 유지하여야 한다.

이 과정에서, 액상의 흐뜨러진 상태를 유지하려는 경향과, 단위포를 형성하여 재배열하려는 경향이 서로 경쟁한다. 이 과정에서

미세결정, 즉 핵을 형성하게 되고, 용융액 전체가 결정화가 되어버린다.

이러한 현상에는 두가지 열역학 요인 즉 용융액에서 다른 이온들의 확산과, 냉각 속도가 상호 경쟁적으로 작용한다.

용융액이 꼭지점과, 모서리를 공유하는 MF_6 , MF_7 , MF_8 , MF_9 다면체의 경우처럼 다중화된 이온들로 구성되어 있다면, 용융액의 점도는 증가할 것이며, 각각의 원자들이 단위포를 형성하기 위하여 확산되는 속도가 느려질 것이다. 용융액의 이러한 상태는 Zr^{4+} 와 F^- 의 경우에 특히 중요하다. 실제로, ZrF_n 다면체의 수와 여러 형태가 결정 화학분야에서 중요하다.

모든 경우에, 꼭지점과 모서리를 공유함으로써 커다란 음이온을 형성하려는 경향이 중요하다. 플르오린 화합물의 용융액은 결정화하려는 경향이 크고, 용융액이 액상일때 급냉시켜야 유리를 얻을 수 있다. 다른 각도에서 보면 유리 조성을 적당히 조절하면, 액상에서 고상으로 되는 임계 영역이 적절한 냉각 속도와 부합되어 쉽게 실패되지 않는 유리질을 얻을 수 있다.

다. 구조로 분류할 플르오린 화합물 유리

앞 절에서 언급한 바와 같이, 유리 형성 조건은 대략 MF_2 와 MF_4 사이의 화학조성을 갖는 물질이어야 한다. 3차원 비주기적 망목 구조를 형성하는 것이 목표이므로, 플르오린 유리는 망목 구조의 단위포로 분류하여야 한다.

MF_2 를 기본 조성으로하는 유리는 BeF_2 유리가 대표적 유

리이며, 실험에 대하여 상당히 안정하다. 이 비정질 물질은 SiO_2 유리와 같은 구조를 갖고 있다.²⁻¹⁵⁾ X-ray 분석이나, 분자역학에 의하면 기본 단위가 BeF_4 4면체이며, 망목구조는 4면체들의 회전이나 휨에 의하여 주기성을 상실한다. 베릴리움 플르오린 화합물은 다른 양이온을 첨가하지 않아도 쉽게 비정질이 되는 유일한 플르오린 화합물이다. BeF_2 가 KF 와 같은 다른 플르오린 화합물과 반응하면 그 유리에는 두 가지의 플르오린 화합물과 반응하면 그 유리에는 플르오린이 존재한다. 그 하나는 Be-F-Be 형태로 존재하는 것이고, 또 하나는 Be-F... K^+ 로 존재한다.

베릴리움이 독성이 강하고, 유리 조성을 여러가지로 변화시켜도 흡습성이 강하기 때문에, 이들 유리는 고출력 레이저의 host와 같은 특별한 응용 분야를 제외하면 그다지 유용하지 못한다. 이들 유리는 용융 온도가 낮아서 T_g 가 350°C 근처이며, 액화 온도는 550°C 정도이다.

MF_3 를 기본 조성으로 하는 유리는 천이 금속 플르오린 화합물 유리라고도 불리는데, 꼭지점을 공유하는 MF_6 8면체의 비주기적 격자에 의하여 유리가 생성된다. 적절한 다른 플르오린 화합물과 반응하여 유리를 만드는 MF_3 물질은 AlF_3 , FeF_3 , CrF_3 , GaF_3 이다. 또한 MF_3 화합물은 ZnF_2 , MnF_2 와 같은 MF_2 화합물과 반응시켜야 하며, 일반적으로 PbF_2 를 modifier로 첨가²⁻¹⁶⁾한다. 좋은 예로써, $\text{FeF}_3\text{-MnF}_2\text{-PbF}_2$ 3상계가 있다(그림 2-27). PbFeMnF_7 유리 조성은 비정질 영역에 포함되는데 저온에서 spin-glass 특성을 보이는 자기적 양이온이 많은 유리이다.

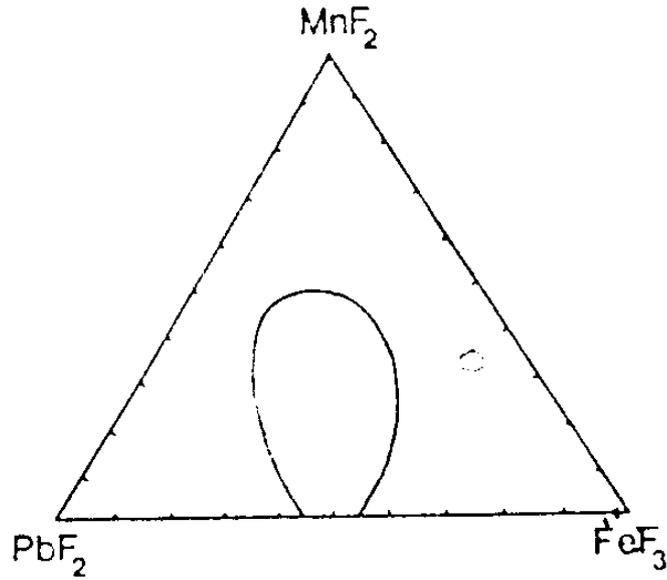


Fig.2-27. FeF_3 - MnF_2 - PbF_2 3 상계의 유리화 영역

이 MF_3 유리계는, 유리화 온도가 $300^\circ\text{C} \sim 400^\circ\text{C}$ 부근이며, 결정화는 450°C 부근에서 일어나고, 650°C 에서 액화된다. 이 유리의 대부분은 실투되기 쉬우며, 특히 수분에 대한 반응성 때문에 실투가 가속된다.

X-ray 분석과 EXAFS 분석에 의하면 M-F 거리는 약 0.19에서 0.20 nm 정도이며 이는 모체인 결정 화합물의 값과 일치한다. M 주변의 F 갯수는 여섯이며, MF_6 8면체가 이들 유리의 기본 단위이다.

중성자, X-ray 모델링에 의하면, M-M 거리는 정확하게 M-F 거리의 2배에 해당되지 않는다. M...M 거리의 평균값은 대략 0.38 nm이며, 이로써 M-F-M이 직선연결이 아니며, 8면체가 회전 또는 휨에 의하여 비틀려 있음을 알 수 있다.

PbF_2 가 유리 안정화를 위해 사용되면, Pb^{2+} 첨가가 분명히

modifier로 작용한다. Pb^{+2} 양이온의 첨가로 8면체의 회전과 비틀림이 생겨 주기성을 상실하게 되고, non-bridging 플르오린을 만들어 망목구조의 규칙성을 깨뜨린다.

ZrF_4 를 기본 조성으로하는 유리는 플르오린 유리 개발의 시초이다. 비록, ZrF_4 가 단독으로 유리 형성을 하지 못하지만, BaF_2 와 같은 modifier 플르오린 화합물과 반응하면, 급격히 냉각시킬 때 간단한 2상 유리가 된다. 그림 2-28에서 보듯이 이 유리는 ThF_4 또는 LaF_3 를 첨가함으로써, 실투에 대한 안정성이 크게 향상 된다. 그림은 ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 계의 유리화 영역을 표시하고 있다. 실투에 대해 가장 안정한 영역은 유리 영역의 중앙이다. 결정화 속도는 AlF_3 를 소량 첨가함으로써 급격히 감소된다. 예를들어, ZBLA라고 표현되는 적정 조성은 $56ZrF_4$ - $34BaF_2$ - $6LaF_3$ - $4AlF_3$ 이다. 이들 유리의 기본 단위는 ZrF_7 과 ZrF_8 다면체이며, 더 정확히 표현하면 모서리를 공유하는 Zr_2F_{13} dimer

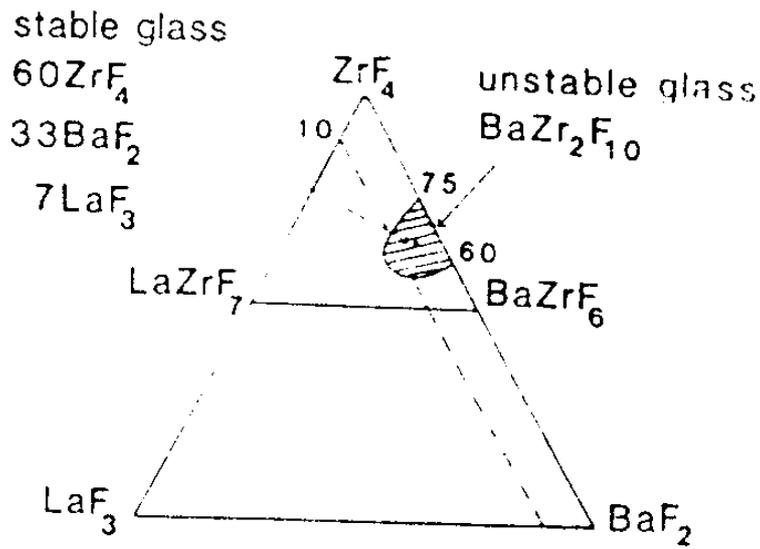


Fig.2-28. ZrF_4 3상계의 유리 형성 영역

이며, 이것은 꼭지점을 공유함으로써 3차원적 비주기성 망목구조를 만든다.

라. 중금속 플르오린 화합물 유리의 구조적 고찰

비정질 물질의 구조는 명확하게 규명할 수 없으나, 여러가지 방법으로, 열역학, 분광학, 전기적 특성 등 관찰된 물리적 특성에 부합되는 모델을 찾아가고 있다.

기본적으로, 구성 성분이 여러가지인 유리는 상호 작용하는 원자 쌍이 많기 때문에 쉽게 모델을 만들 수 없다. 그러므로 $Zr-F_4$ 가 없는 유리도 ZrF_4 유리와 비슷한 구조를 갖는데, 그 이유는 ZrF_n 다면체가 MF_n 으로 대체되기 때문이다.

BaF_2-ZrF_4 2상계는 플르오로 지르코네이트 유리의 가장 간단한 보기이다. 유리화 영역은 ZrF_4 가 50%에서 75%까지 이르며, 적절한 급냉으로 가장 쉽게 얻어지는 물질은 $BaZr_2F_{10}$ 이다.

구조를 살펴보면, 지르코늄 원자는 플르오린 원자로 둘러싸여 있고 $Zr-F$ 거리는 0.21 nm이다. 배위수는 7.5이며 이로써 ZrF_7 과 ZrF_9 이 거의 동일하게 분포되어 있음을 알 수 있다.

바륨 원자는 11개의 플르오린 원자로 둘러싸여 있으며, 그 분포는 7.5개의 짧은 $Ba-F$ 와 3.5개의 긴 $Ba-F$ 로 되어있다.

$Zr-Zr$ 짝은 의심할 바 없이 모서리를 공유하는 $Zr-Zr$ 거리는 0.415 nm이다.

$Zr \cdots Ba^{2+}$ 짝은 0.4에서 0.5 nm 정도이며 $Zr-F \cdots Ba^{2+}$ 의 긴 결합과, 모서리를 지나는 짧은 결합을 생각할 수 있다.

Eu²⁺, Eu³⁺, Nd³⁺, Er³⁺, Ho³⁺, Pr³⁺ 과 같은 희토류 금속과 같은 희토류 금속에 대한 흡수 및 발광 분광학과, Eu²⁺, Eu³⁺에 대한 Mossbauer 분광학으로 지역적인 구조를 알 수 있다. 종합하면, 희토류 금속 이온을 결정처럼 배위가 정확하다. 반면에 산화물 유리에서는 희토류 금속 이온이 modifier로 작용하므로 배위가 부정확하다. 결론으로 지르코늄 유리의 희토류 금속 이온은 유리 망목구조의 내부에 존재하며, 란타넘 원자 종류에 따라 8개 또 9개의 플르오린 원자를 정확한 배위수로 결합하고 있다.

결론적으로 지르코늄 플르오라이드 유리의 ZrF₇ 과 ZrF₈ 다면체를 기본 단위로 갖으며, 정확하게 표현하면 그림 2-29처럼 두

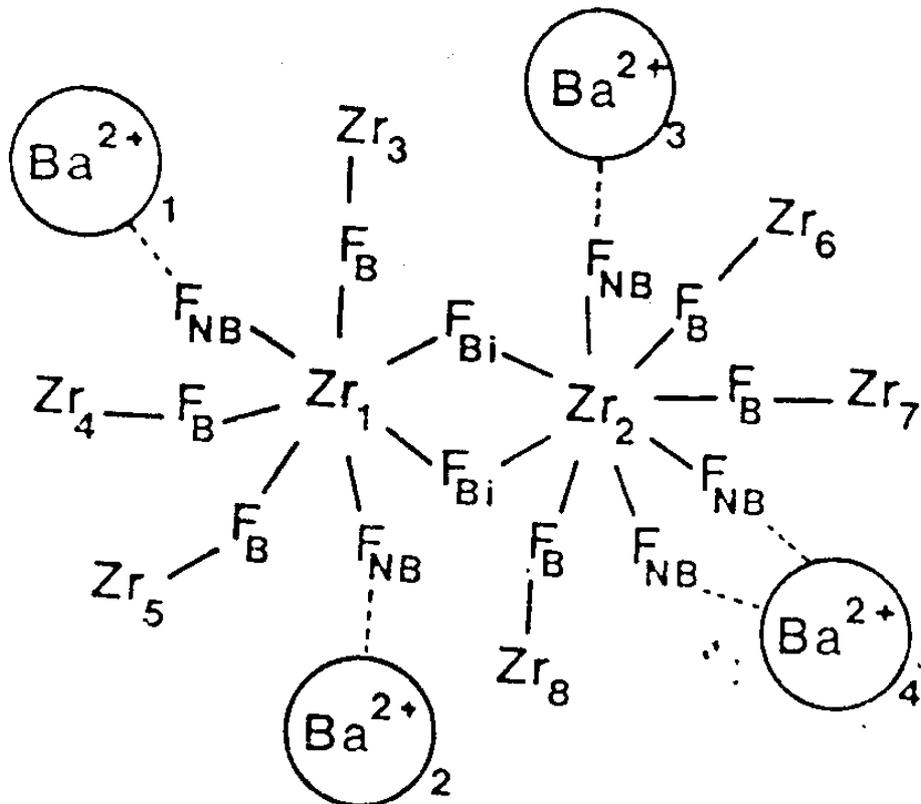


Fig. 2-29. Zr₂F₁₃ 의 구조, ZrF₇ 과 ZrF₈ 이 모서리를 공유하고 있다.

다면체가 모서리를 공유하는 Zr_2F_{13} 다면체로 구성되어 있다. 3차원적 비주기성은 이 Zr_2F_{13} 다면체가 꼭지점을 공유하며 망목구조를 그림 2-30 처럼 구성한다. Ba^{2+} 양이온은 그 자체의 반발력 때문에 산만하게 분산되어 있으며, 비결합 플르오린 원자와 강한 이온 결합을 하고 있다.

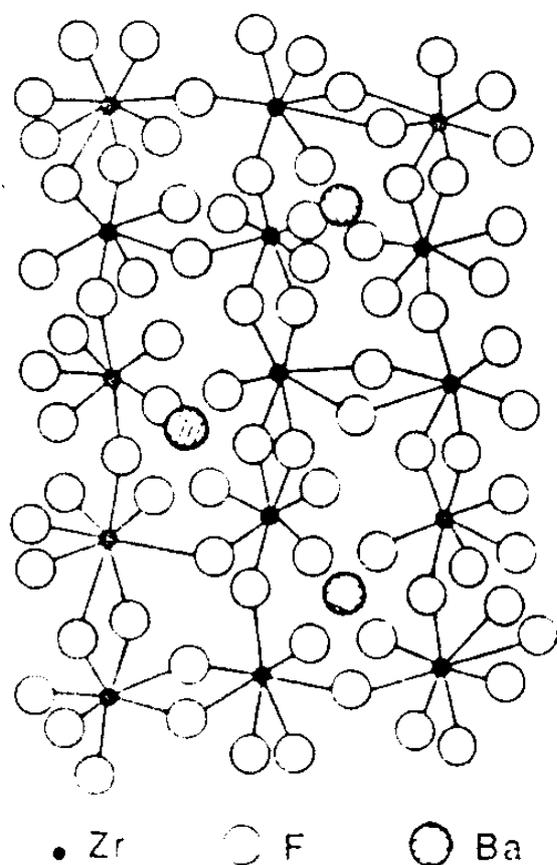


Fig. 2-30. $BaZr_2F_{10}$ 유리의 3차원적 비주기성 망목구조

2. 지르코늄 플르오린 화합물 유리의 제조

가. 조성의 선택과 불순물 제거

저손실 지르코늄 플르오린 화합물 유리를 제조하기 위한 유리 조성 선택은 다음의 몇 가지 기준으로 하여야 한다. 광섬유 제조용 유리는 built-in-casting 방법으로 모재를 제조할 경우 clad casting과 core casting 그리고 광섬유 인출 등 계속적인 열처리 작업이 반복되므로 결정화가 잘 일어나지 않는 안정한 유리 조성이어야 한다. 또한 clad 유리와 core 유리의 열팽창 계수가 비슷하여야 제조된 clad에 core 유리 용융액을 casting할 때 광섬유 모재(특히 clad)가 파손되지 않으며 core와 clad의 계면이 깨끗하여서 광손실이 적어진다.

단일 모드 광섬유를 제조하기 위하여는 core와 clad의 굴절율 차(Δn)가 최소 0.005 이상이어야 한다. 보통 사용되는 굴절율 조절 방법은 clad 유리에서 지르코늄 대신 하프늄으로 치환하여 clad 유리의 굴절율을 낮추거나, core 유리의 납을 첨가하여 core 유리의 굴절율을 높인다. 또한 유리의 AlF_3 와 NaF 조성을 변화시켜 유리의 굴절율을 조절한다.

따라서 광섬유 모재 제조용 지르코늄 플르오린 유리의 조성 선택은 유리의 결정화에 대한 안정성, core 유리와 clad 유리의 열팽창 계수, core 유리와 clad 유리의 굴절율 차이, 점도의 온도에 따른 변화율 등을 고려하여야 한다.

지르코늄 플르오린 유리 단일 모드 광섬유 제조에 사용되

는 조성은 대개 표 2-1 과 같으며 ²⁻¹⁷⁾ 본 연구에서 선택된 유리

표 2-1. 광섬유 제조용 지르코늄 플루오린 유리의 조성 관계

TABLE I
COMPOSITIONS AND SELECTED PROPERTIES OF CORE AND CLAD GLASSES
(NaF DOPANT)

	Zr	Ba	Na	La	Al	Ref. Index (n _D)	Acti. Energy (Kcal/mol)	Therm. Exp. α(10 ⁻⁶ /°C)
CORE	53	30	10	4	3	1.5092	189	—
CLAD	53	20	20	4	3	1.4991	176	2.5

TABLE II
COMPOSITIONS AND SELECTED PROPERTIES OF CORE AND CLAD GLASSES
(LiF-PbF₂)

	Zr	Ba	Li	La	Al	Pb	Ref. Index (n _D)	Acti. Energy (Kcal/mol)	Therm. Exp. α(10 ⁻⁶ /°C)
CORE	51	16	20	5	3	5	1.5224	108	1.34*
CLAD	53	20	20	4	3	—	1.5086	112	1.41*

*Values are quoted from [8].

TABLE III
COMPOSITIONS AND SELECTED PROPERTIES OF CORE AND CLAD GLASSES
(NaF-PbF₂)

	Zr	Ba	Na	La	Al	Pb	Ref. Index (n _D)	Acti. Energy (Kcal/mol)	Therm. Exp. α(10 ⁻⁶ /°C)
CORE	53	15	20	4	3	5	1.5106	151	2.87
CLAD	53	20	20	4	3	—	1.4991	176	2.75

TABLE IV
COMPOSITIONS AND SELECTED PROPERTIES OF CORE AND CLAD GLASSES
(GdF₃-AlF₃)

	Zr	Ba	Gd	Al	Ref. Index (n _D)	Acti. Energy (Kcal/mol)	Therm. Exp. α(10 ⁻⁶ /°C)
CORE	61	32	4	3	1.5162	144	1.69*
CLAD	59.6	31.2	3.8	5.4	1.5132	158	1.63*

*Values are quoted from [10].

TABLE V
COMPOSITIONS AND SELECTED PROPERTIES OF CORE AND CLAD GLASSES
(NaF-AlF₃)

	Zr	Ba	Na	La	Al	Ref. Index (n _D)	Acti. Energy (Kcal/mol)	Therm. Exp. α(10 ⁻⁶ /°C)
CORE	53	20	20	4	3	1.4991	176	2.75
CLAD	51.4	19.4	19.4	3.9	5.9	1.4948	148	—

조성은 ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF 계이다. 표에서 보는 바와 같이 굴절을 조절을 위하여 첨가되는 첨가물은 NaF , LiF , PbF_2 , GdF_3 , AlF_3 등이며, 열팽창 계수가 중요한 조건이다.

할로젠 화합물 유리의 광손실은 주로 원료의 불순물에 의한 광손실이며, 철, 니켈, 코발트 등과 같은 천이 금속이나 희토류 금속, 그리고 optical window 근처의 흡수 대역을 갖는 OH^- 기 등의 불순물에 의하여 주로 광손실이 유발된다. 따라서 각 원료의 정제 방법이 중요하며 $2.55 \mu m$ 에서 $0.01 dB/Km$ 이하의 광손실을 얻기 위해서는 불순물 함량이 PPD 이하여야 한다.

천이 금속 이온을 제거하는 시료 정제 방법으로 ZrF_4 의 경우 $7 \sim 10 N$ 까지 가능한 승화법²⁻¹⁸⁾, NaF 의 경우 $7 \sim 11 N$ 까지 가능한 Na_2CO_3 를 이용한 용매 추출법 등이 있다. OH^- 기 등 음이온 불순물 정제는 건조 분위기 사용, $NH_4F \cdot HF$ 첨가, NF_3 , CCl_4 등 반응 가스를 이용한 reactive atmosphere process (RAP) 등으로 이루어진다.

플르오린 화합물 유리를 제조하는 일반적인 방법은 비정질 탄소, 금, 백금 등으로 제작하는 도가니에 출발 플르오린 화합물을 넣고 불활성 분위기에서 용융시킨다. 중금속 플르오린 화합물 유리의 액화 온도는 $550^\circ C$ 에서 $650^\circ C$ 근처이며 균일한 용융액을 얻기 위한 가열 온도는 $800^\circ C$ 에서 $850^\circ C$ 정도이다.

용융액을 얻는 또 다른 방법은, 산화물을 플르오린 화합물로 쉽게 반응시키는 $NH_4F \cdot HF$ 를 사용한다. 이 반응은 $300^\circ C$ 에서 $400^\circ C$ 근처의 온도에서 일어나며, 암모니움 플르오린 화합물을 과량 첨가

하여야 되는데, 금속 암모니움 플르오린 화합물에 포함되어 있는 산화물을 완전히 플르오린 화합물로 반응시키기 위함이다. 금속 암모니움 플르오린 화합물은 800 °C에서 가열하면 분해된다. 이러한 절차로 과량의 $\text{NH}_4\text{F} \cdot \text{HF}$ 를 제거한다.

광특성이 우수한 유리나 광섬유를 제조하기 위한 조건은 고순도 원료를 제조하는 것이며, 천이 금속, 희토류 금속, 복합 음이온 (OH^- , SO_4^{2-} , PO_4^{3-}) 등을 제거하여야 한다. 이들 이온들은 플르오린 유리의 optical window에서 광흡수를 일으킨다.

용매 추출법 뿐만 아니라, ZrF_4 와 같은 휘발성 플르오린 화합물은 승화법에 의하여 Fe^{2+} , Cu^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Nd^{3+} , Ce^{3+} , Pr^{3+} 등 광특성을 해치는 양이온들을 제거한다. 이들 불순물이 1 ppm만 포함되어 있어도, 10 ~ 100 dB/Km의 흡수를 일으키며, 이론적 투과율을 얻으려면 Ppd 이하로 정제하여야 한다.

화학 증착법 (CVD)을 이용한 정제도 천이 금속을 분리하기 위한 한 방법이 된다. 예를들어, ZrCl_4 와 ZrBr_4 의 증기압은 천이 금속 화합물보다 수 배정도 더 높다. 증기 상태에서 플르오린 가스와 반응시켜 ZrF_4 를 제조하면 고순도 출발물질을 얻을 수 있다.

플르오린 화합물은 흡습성 때문에 OH^- 기가 불순물로 유입된다. OH^- 기는 optical window의 한 가운데에 큰 흡수대를 형성하며, OH^- 기를 줄이기 위하여 Robinson이 최초로 반응 가스 분위기법 (RAP)를 개발하였다.²⁻¹⁹⁾ CCl_4 , SF_6 , NF_3 , CS_2 가스를 용융액 위로 흘려서 OH^- 기, O^{2-} 기 등의 불순물을 Cl^- , S^{2-} 로

치환한다. NF_3 분위기는 용융액 위를 산화 분위기로 유지시켜, 철 불순물을 Fe^{3+} 상태로 있게 해주며, Fe^{3+} 는 적외선 영역에서 흡수대가 없다.

플르오린 화합물 유리에서 O^{2-} 불순물이 두 가지 역할을 한다. 산소는 M-O 진동 모드를 형성하여 multiphonon 흡수대에 변화를 주는데, multiphonon 영역에 shoulder를 만든다. 산소의 양에 따라서, O^{2-} 는 ZrO_2 결정을 만들며, 격자 에너지가 높아서, 그 입자가 $0.2 \mu m$ 이하라도 Rayleigh 산란에 나쁜 영향을 준다.²⁻²⁰⁾ 따라서 유리에 산소 불순물을 제거하기 위하여 반응 가스 분위기 제조법(RAP)을 사용하는 것이 통신용 광섬유 제조에 특히 유용하다.

나. 희토류 금속 이온 첨가

$1.5 \mu m \sim 1.6 \mu m$ 밴드에서 발진되는 레이저는 해운, 기상, 광통신, 의학 등의 분야에 유용하다.²⁻²¹⁾ 이러한 파장의 발진은 단결정이나 유리 호스트에 Er^{3+} 이온을 첨가하여 Er 이온의 ${}^4I_{13/2}$ 준위에서 ${}^4I_{15/2}$ 에너지 준위로의 전자 천이를 이용하면 가능하다. 이 천이에는 ${}^4I_{15/2}$ 가 기저 에너지 준위이므로 펌핑 에너지 준위와 함께 3개의 에너지 준위가 연관되어 있으므로 3-level 이라고 부르며, Er 이온의 농도가 1% 이하여야 레이저 발진이 가능하다. Er 이온은 흡수 천이가 약해서 펌프광의 흡수율이 낮다.

적당한 촉매제를 플르오드 지르코늄 유리에 첨가시켜, Er 레이저의 ${}^4I_{13/2}$ 에서 ${}^4I_{15/2}$ 로의 천이 효율을 높일 수 있는데

Yb 이온을 촉매제로 이용한 Er 유리 레이저가 그 예이다. 그러나 레이저 발진 문턱 파워가 높아 실용화하기에는 효율이 낮다는 문제점을 갖고 있다.

천이 금속과 희토류 금속 플르오린 화합물은 플르오린 유리 에 쉽게 용해되고, 부분적으로 채워진 3d 또는 4f 전자 궤도가 존재하기 때문에 여러가지 광학적 현상을 보인다. 이들 착색된 유리들은 구조 분석을 위해서 연구되기도 하고, 레이저 발진용 형광을 방출하기 위해서도 연구되고 있다.

지르코늄 플르오린 화합물 유리의 구조에 관해 언급했던 대로, 이 유리에 들어있는 희토류 금속 이온은 매우 특별한 ligand field를 형성하며, 유리의 former 로써 작용하고, 흡수나, 형광 등의 분광학적 측면에서 고찰할 때 단결정 내에 존재하는 란타늄 원자들과 같은 양상을 보인다.

예를들면, 플르오린 화합물 유리 에 있는 Nd^{3+} 이온과 Nd-ZrF₇ 단결정 내에 있는 Nd^{3+} 이온의 형광 spectrum을 비교할 수 있다 (그림 2-31).

비정질 host 의 경우 두개의 주 peak 밴드 폭이 결정의 경우와 거의 동일하다. Eu^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+} 과 같은 다른 희토류 금속 이온의 형광 peak 또한 지르코늄 플르오린 화합물 유리의 경우가, 실리케이트나 phosphate 유리 와 비교해 볼때 밴드 폭이 더 좁다.²⁻²²⁾

한편, R.S. Quimby 등은 중금속 플르오린 화합물 유리 에 Nd^{3+} 이온을 첨가하여, 다중 모드 광섬유를 인출하여 1.05 μm 와

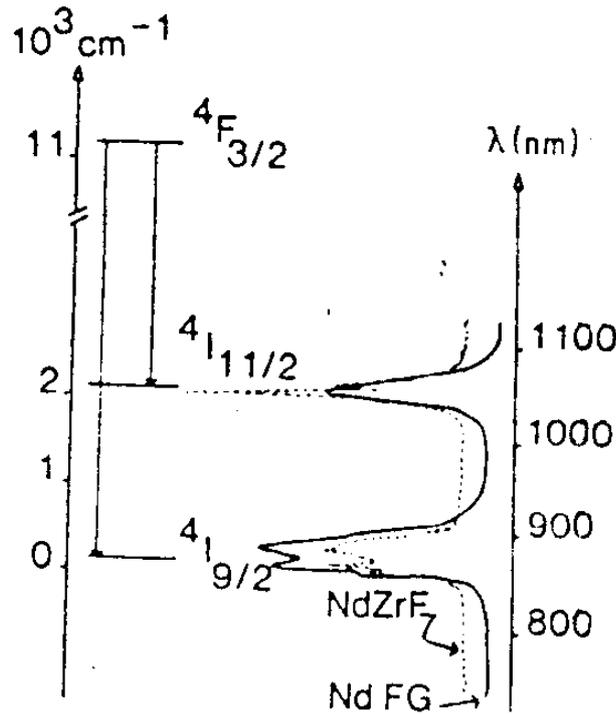


Fig.2-31. Nd^{3+} 가 첨가된 플르오린 화합물 유리 NdZrF_7 단결정의 형광 spectrum 비교

$1.3 \mu\text{m}$ 에서 레이저를 발진시켰다.²⁻²³⁾ 산란에 의한 광섬유의 손실이 크기 때문에 1.5 몰% NdF_3 를 첨가하였으며, 이 농도는 concentration quenching 효과를 피하여 짧은 광섬유로 레이저를 발진시킬 수 있는 농도이다. 광섬유의 손실은 $1.05 \mu\text{m}$ 에서 1.0 dB/m $1.3 \mu\text{m}$ 에서 9 dB/m 였다.

레이저 발진은 광섬유 끝을 연마한 후 거울을 바짝 붙인다. Nd^{3+} 의 lifetime이 0.4 ms 정도이므로 펌핑 시간은 이보다 약 10배 정도 길게 하였다. $1.3 \mu\text{m}$ 를 발진시킬 경우는 반사율이 $1 \mu\text{m}$ 에서 50% 이하이고, $1.3 \sim 1.4 \mu\text{m}$ 에서 98% 이상되는 거울을 사용하면 된다. 문턱 파워는 514 nm 로 펌핑할 경우 $1.05 \mu\text{m}$ 발진이 0.2 W , $1.3 \mu\text{m}$ 발진이 0.7 W 정도였다.

본 연구에서는 지르코늄 플루오린 화합물 유리를 이용하여 1.5 ~ 1.6 μm 밴드 폭에서의 광섬유 광신호 증폭기를 개발하고, 나아가서, 광섬유 레이저를 제작하려는 것이 연구 목표이므로, 지르코늄 플루오린 화합물 유리의 조성을 $53\text{ZrF}_4 - 20\text{BaF}_2 - 4\text{LaF}_3 - 3\text{AlF}_3 - 20\text{NaF}$ 로 선택하였고, ErF_3 를 0.2 몰%에서 4 몰% 까지 첨가하여 유리를 제조하였다.

다. 광섬유 모재 제조

선택된 유리 조성에 대한 각 성분 무게 백분율을 batch 무게 10 g ~ 40 g으로 계산하여 각 원료 분말을 전기 balance로 칭량하였다. 사용된 원료는 미국 Anderson 회사 제품인 순도 99.9%인 무수 플루오린 화합물들이다. 염산과 질산 그리고 붕산 수용액으로 백금 도가니를 깨끗이 씻고 증류수로 세척하여 건조시킨 후, 백금 도가니에 원료 분말을 넣고, 원료 무게의 30% 정도 되는 $\text{NH}_4\text{F} \cdot \text{HF}$ 를 첨가하여 후드 안에서 혼합 및 분쇄한다.

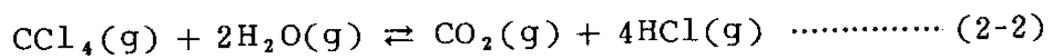
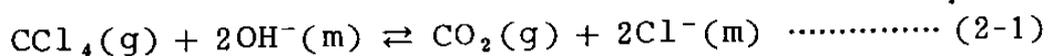
혼합된 원료를 백금 도가니 뚜껑을 덮어, 수직로에 넣고 온도를 높인다. 수직로는 분위기 조절이 가능하며, 후드가 수직로의 위에 덮여 있어서 반응 중 발생하는 가스를 안전하게 배출시킨다.

수직로의 온도는 programmable 온도 조절기로 조절되며, 열전대는 R-type이다. 수직로의 뚜껑을 덮고 N_2 가스를 유입하기 위하여 Al_2O_3 관을 사용하였으며, 질소 유속은 2 ~ 4 lpm 이었고, 질소의 순도는 4 N이다. 상온에서 약 400 $^\circ\text{C}$ 까지 시간당 300 $^\circ\text{C}$ 의 승온 속도로 가열하였으며, 400 $^\circ\text{C}$ 약 1시간 유지시켰는

데 이것은 원료중에 포함되어 있을 수 있는 산화물을 플르오린 화합물로 반응시키기 위함이다. 원료중에 산화물이 남아 있으면, 유리화 과정에서 산화물이 결정핵으로 작용하여 유리가 전체적으로 결정화가 되어 우유 및 불투명 물질이 되거나, 작은 미세 결정들로 남아서 산란 center 가 되어 유리의 광손실을 유발하는 큰 원인이 된다.

Fluorination 이 끝난 후, 800 °C ~ 900 °C로 질소 분위기에서 가열하여 약 3시간 정도 용융시킨 유리 용융액을 700 °C로 온도를 낮추어 약 15분간 2% CCl₄ 가스로 수직로의 분위기를 조절하여 유리에 녹아 있는 OH⁻기를 제거한다. CCl₄ 가스 처리를 위한 유리 제조 장치의 개괄도를 그림 2-32에 나타내었다.

OH⁻기는 3400 cm⁻¹ 근처에서 광흡수의 원인이 되며 CCl₄ 분위기에서 행해지는 RAP 반응은 OH⁻기를 제거하기 위한 공정이다. CCl₄ 가스의 경우 OH⁻기와의 반응식은 다음과 같다.²⁻²⁴⁾



OH⁻기가 제거된 용융유리를 그 유리의 유리화 온도보다 약간 낮은 온도로 예열된 brass mole에 부어 급냉시켜 원통형의 막대 모양으로 만들고, 유리화 온도에서 약 2시간 annealing시켜 냉각 과정 중에 유기된 stress를 제거하고 상온까지 노냉시켰다.

지르코늄 플르오린 화합물 유리를 제조하기 위한 온도 스

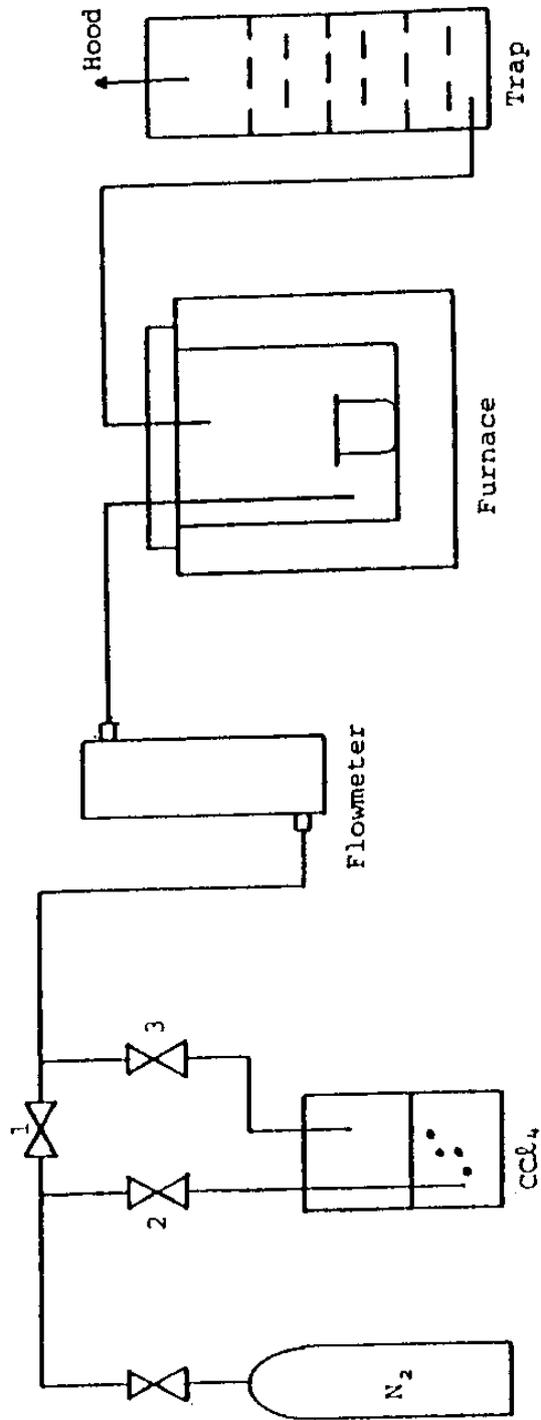


Fig. 2-32. 유리 제조 장치의 개괄도

케줄을 그림 2-33에 나타내었다.

플르오린 화합물 유리는 실투되기 쉬우며, 광섬유를 제조할 때 미세 결정들의 형성을 막기 위하여 대단히 중요한 문제이다. 그림 2-34에 step index 광섬유 모재를 제조하기 위한 여러가지 방법들을 나타내었다. 광신호가 광섬유를 통해 전파되려면 광섬유 내부에서 전반사가 일어나야 하므로 core의 굴절율이 clad의 굴절율보다 약간 높아야 한다. 유리의 화학 조성을 조금 바꾸면 굴절율이 변화되는데, 가장 대표적인 방법은 core에 PbF_3 를 첨가하여 core의 굴절율을 높이거나, clad 유리에 LiF 를 첨가하여 clad 유리의 굴절율을 낮춘다.

현재 플르오린 화합물 유리 광섬유 기술은 주로 모재 casting 기술이 중요하다. core 유리 용융액을 clad 유리에 직접 부어 waveguide 모재를 제작한다. clad 유리의 두께를 균일하게 만들기 위해서는 rotational casting법이 유용하다. 제조된 광섬유 모재는 유리 연화 온도인 $350^\circ C$ 부근에서 광섬유 인출을 한다. 이 온도가 유리의 결정화를 피하는 온도이다. 지름 10 mm 길이 20 cm 정도되는 모재를 인출하면 광섬유는 통상 $150\mu m$ 의 직경을 갖는다. 모재 제조법은 광섬유 길이를 길게 인출하지 못하는 단점이 있으므로 저손실 광섬유 연결 방법을 생각하여 되는 또 다른 문제를 일으킨다.

긴 광섬유를 인출하기 위하여 연속적인 제조 공정이 필요하다. 그림에서 보는 바와 같이 double-crucible법은 두개의 용융액으로부터 광섬유를 직접 인출하는 방법이다. 그러나 플르오린

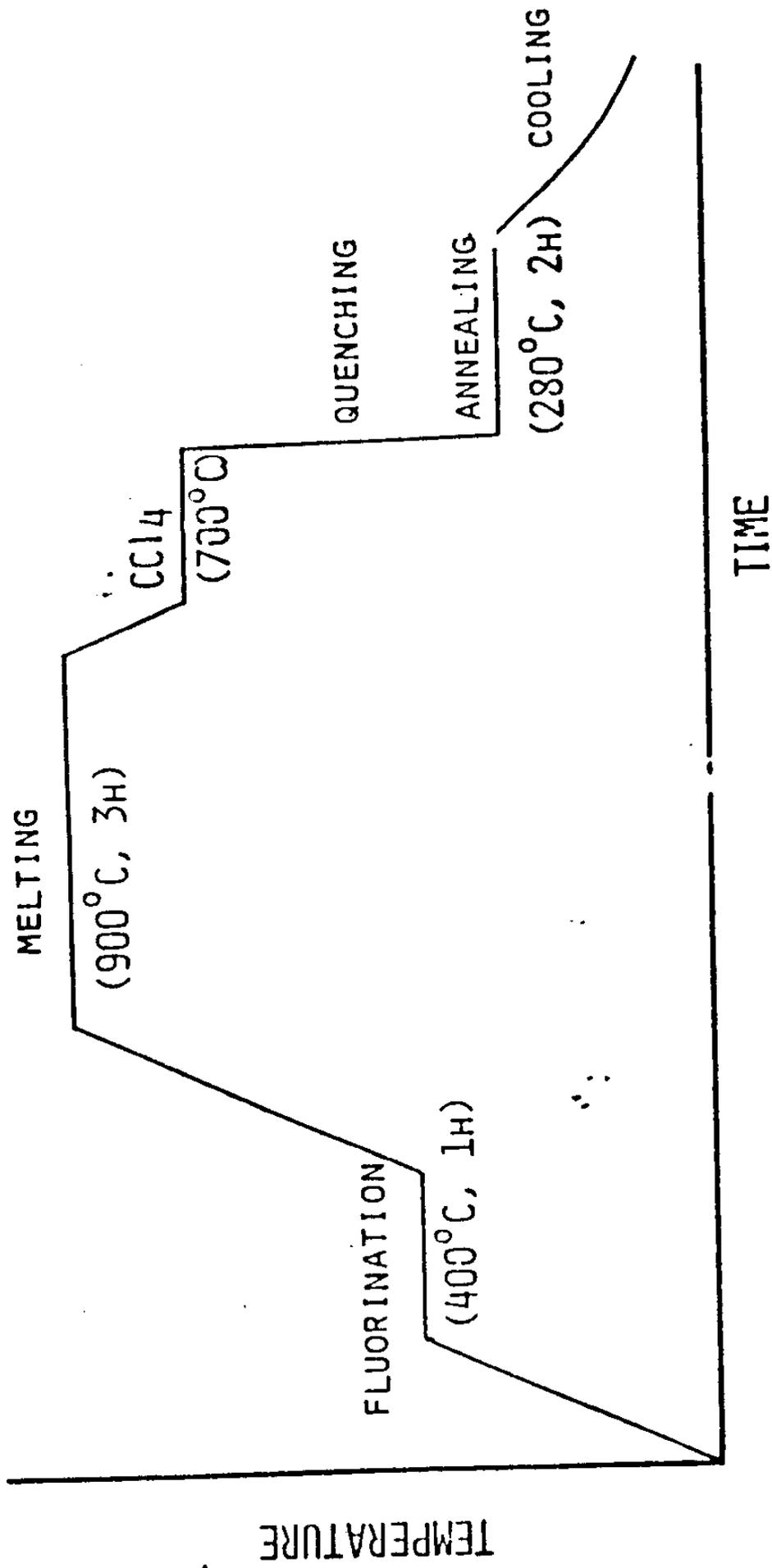


Fig. 2-33. ZrF₄ 를 기본 조성으로 한 유리의 제조 공정도

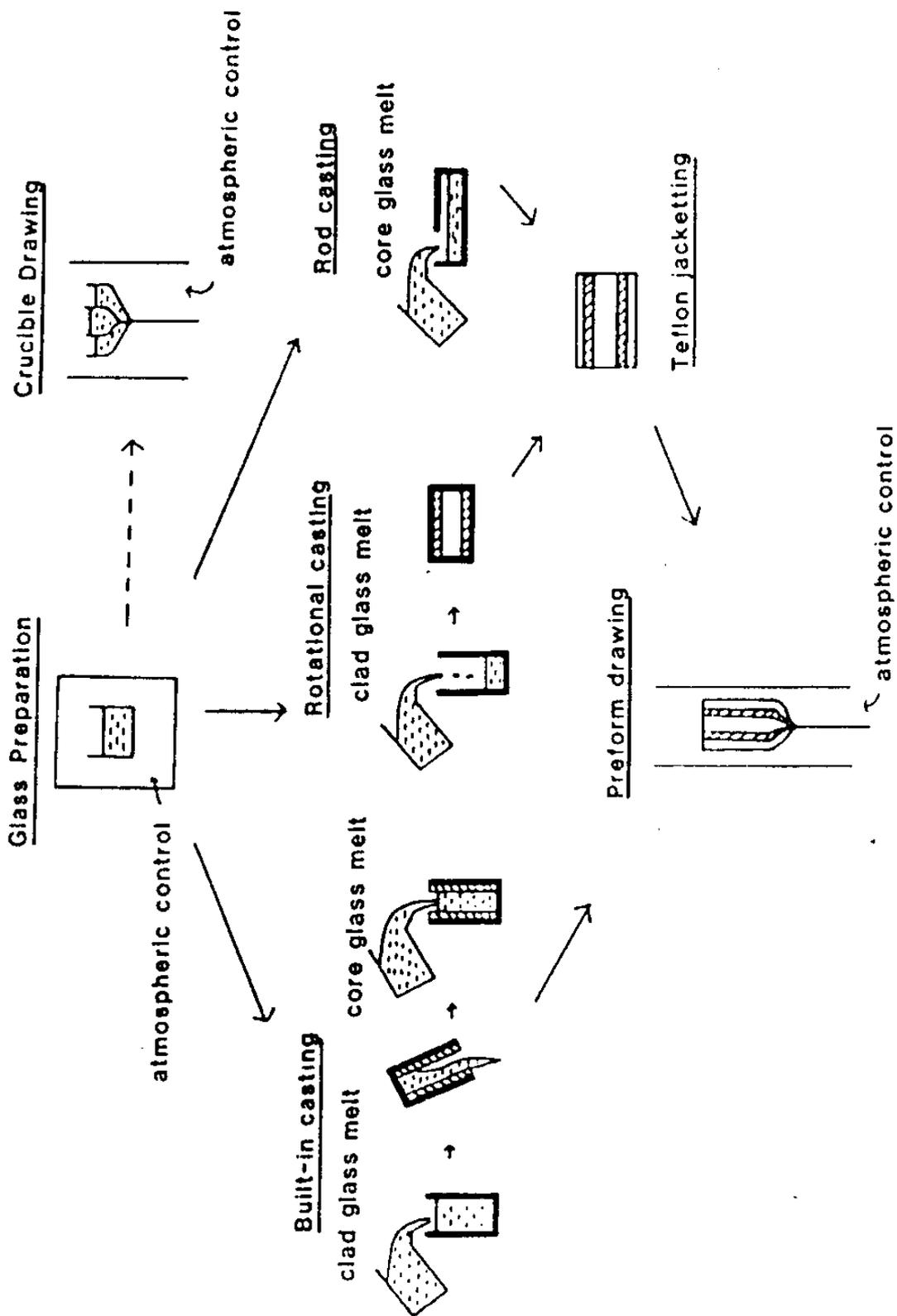


Fig. 2-34. ZrF₄ 유리의 광섬유 모재 제조 및 광섬유 인출 방법

화합물 유리는 온도에 따른 점도 변화가 급격하여서 광섬유의 직경을 일정하게 유지하려면, 용융액의 온도 조절이 정확하여야 한다.

중금속 플르오린 화합물 유보를 제조할 때 중요한 문제는 유리화 온도 이상에서 유리가 결정화 되는 경향이다. 용융액을 냉각하는 과정에서 용융액의 결정화를 피할 수 있는 임계 냉각 속도가 있다. 플르오린 화합물 유리의 열적 성질중 중요한 것이 점도의 온도에 대한 변화이다. 그림 2-35에서 보는 것처럼 고온 영역의 점도 곡선과 유리화 온도 근처의 점도 곡선 사이에 데이터가 없다. 이것은 유리의 액화 온도 이하에서 점도가 수 poise 정도 밖에 되지 않으므로 이온들의 mobility가 높아서 핵형성과 결정 성장을 쉽게 할 수 있어 용융액이 결정화 되는 경향 때문이다.

그림은 두가지 좋은 유리를 비교하고 있는데, ZBLA는 $55\text{ZrF}_4 - 35\text{BaF}_2 - 6\text{LaF}_3 - 4\text{AlF}_3$ 조성이고, ZBLAN은 $55\text{ZrF}_4 - 17\text{BaF}_2 - 6\text{LaF}_3 - 4\text{AlF}_3 - 18\text{NaF}$ 조성이다. ZBLAN은 ZBLA보다 실투성에 대해 더 안정하며 광섬유 인출용으로 적당한 유리이다. 이것은 두개의 결정형태 사이의 결정화에 대한 상호확산 barrier로서 설명된다. 즉 modifier 양이온인 Ba^{2+} 를 Na^+ 로 부분적으로 치환할 경우 결정화 과정에서 sodium fluorozirconate와 barium zirconate 두가지 결정이 서로 성장하려는 경향이 있기 때문에 실투 현상이 억제된다.

이러한 발견은 “confusion principle”이라는 원리를 보여주고 있으며, 유리 용융액에 또 다른 화합물을 첨가하여, 최초의

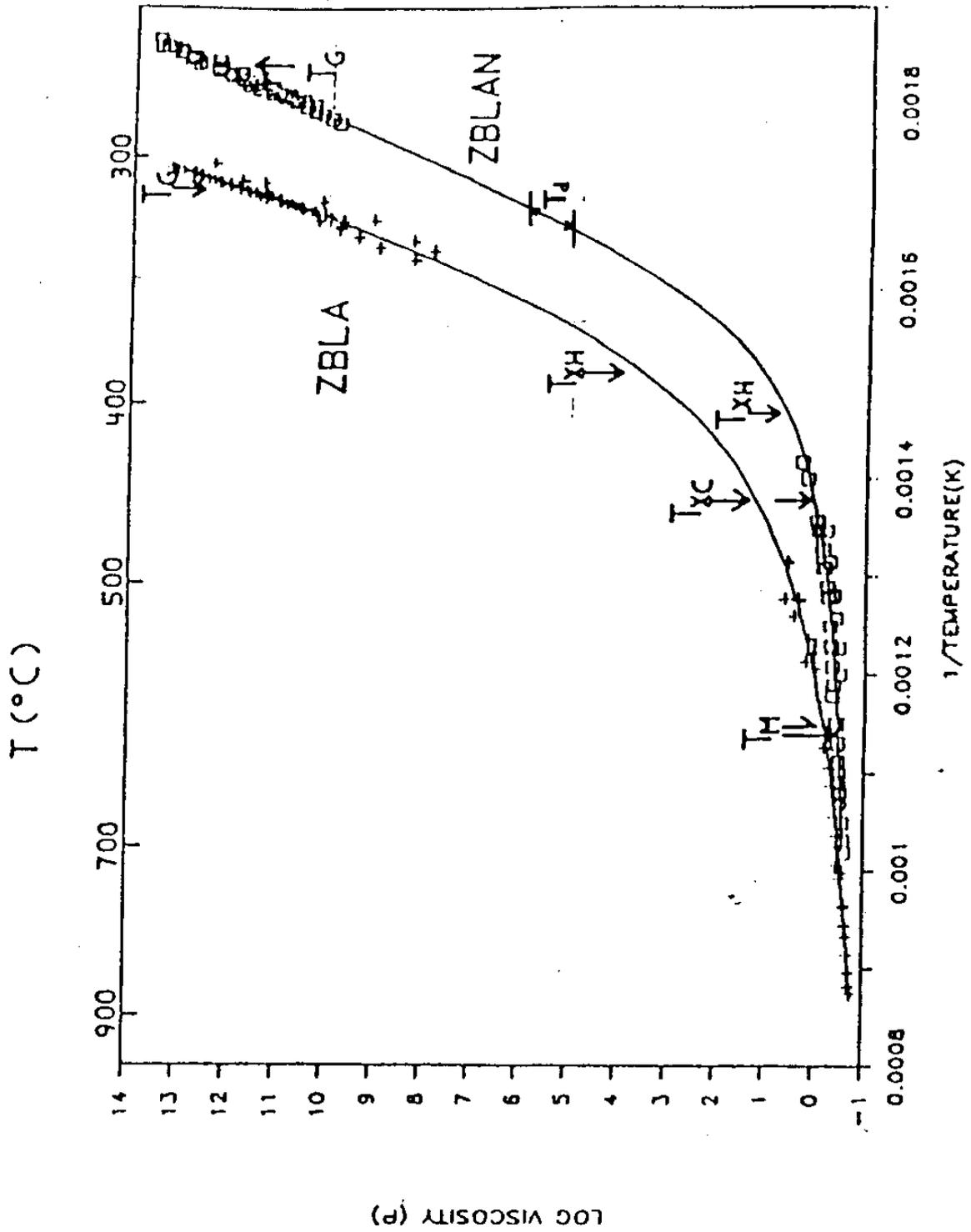


Fig. 2-35. ZBLA 유리와 ZBLAN 유리의 온도에 대한 점도 곡선 (2-25)

결정이 성장하려는 경향을 억제하여 새로운 안정된 유리를 찾는 방법이 된다.

3. E_r^{3+} 가 첨가된 유리의 광학적 특성

가. 지르코늄 플루오라이드 유리의 E_r^{3+} 이온 형광

광섬유 레이저의 형광과 출력은 활성 이온의 주변 상태에 따라 다르다. 지르코늄 플루오라이드 광섬유의 경우 nonradiative decay에 대한 lifetime이 실리카 유리의 경우 보다 크다. lifetime이 긴 이유는 흡수 edge가 적외선 쪽으로 더 치우친 물질이 더 낮은 에너지의 phonon을 갖고 있기 때문이다. 즉 어떤 일정한 에너지의 감소에 대해 더 많은 phonon이 방출된다. decay 속도는 phonon의 수에 따라 증가한다. nonradiative decay는 가능성이 적어지고, 따라서 일정한 pumping 에너지에 대해서 더 많은 형광을 얻을 수 있고 더 효율적인 레이저를 제작할 수 있다.

E_r^{3+} 이온의 에너지 준위는 그림 2-36와 같다. 본 연구에서는 제조된 E_r^{3+} -doped ZBLAN 유리를 Ar 레이저 488 nm line으로 펌핑하여 monochromator를 이용하여 가시광선과 적외선 영역에서의 형광 특성을 관찰하였다. 에너지 준위 도표와 비교하여서 각 형광 peak을 indexing하였다. 본 연구에서 관심 갖고 있는 1.5 μm 형광은 밴드폭이 넓은 이유는 단결정과는 달리 host가 유리이기 때문에 inhomogeneous broadening이 생기기 때문이다.

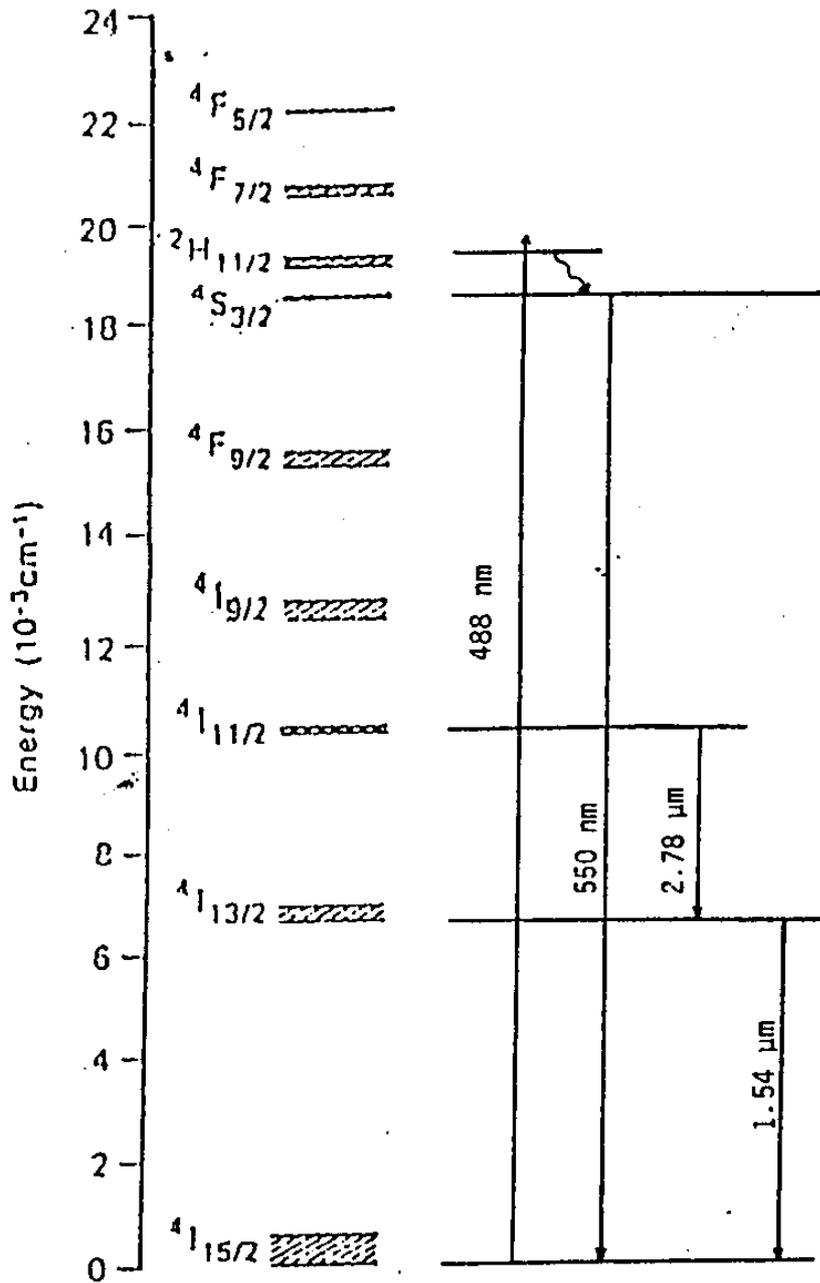


Fig.2-36. Er^{3+} 이온의 에너지 준위 도표

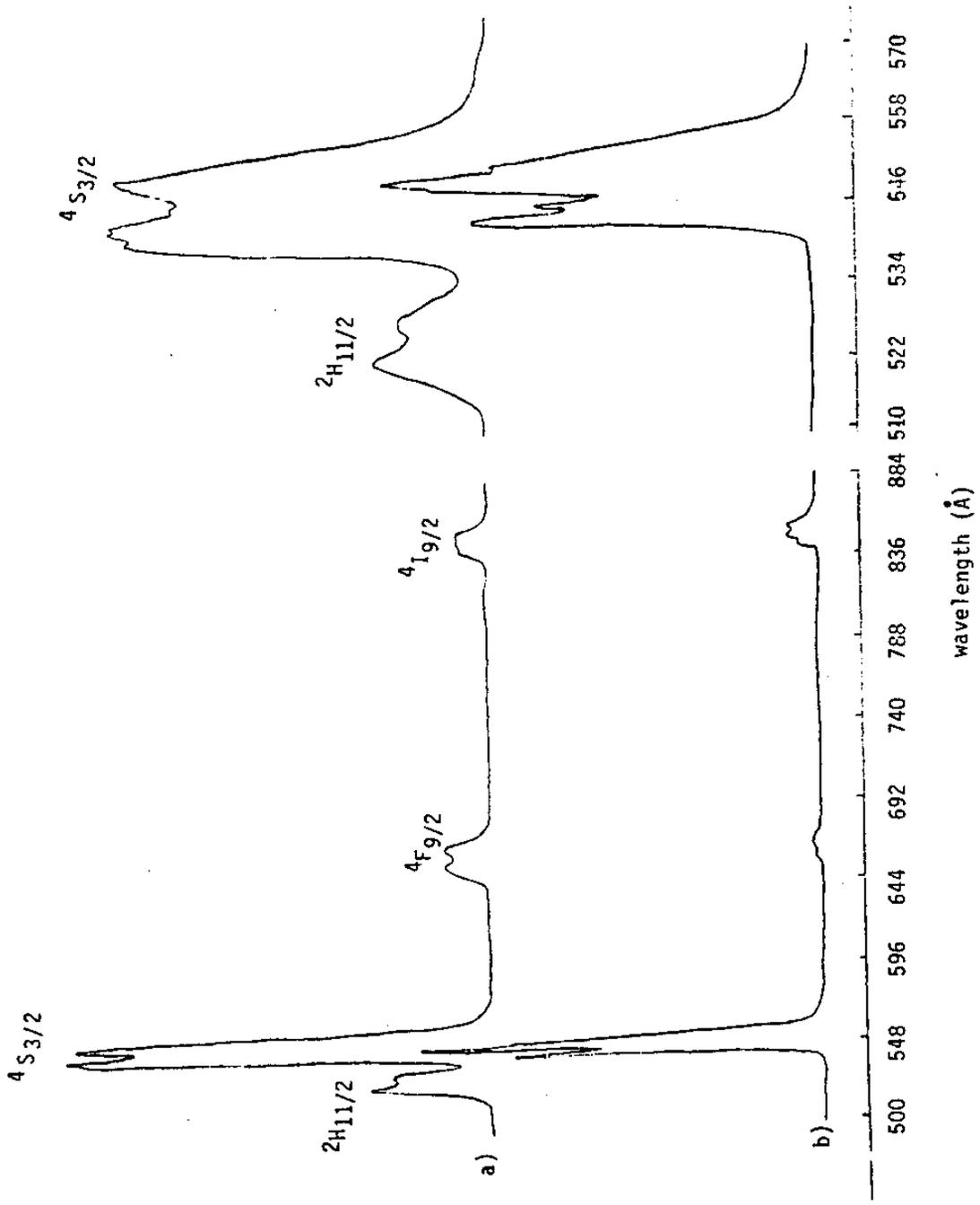


Fig. 2-37. Er^{3+} 가 첨가된 ZBLAN 유리의 가시 광선 형광
 (a) 상 온 (b) 20 K

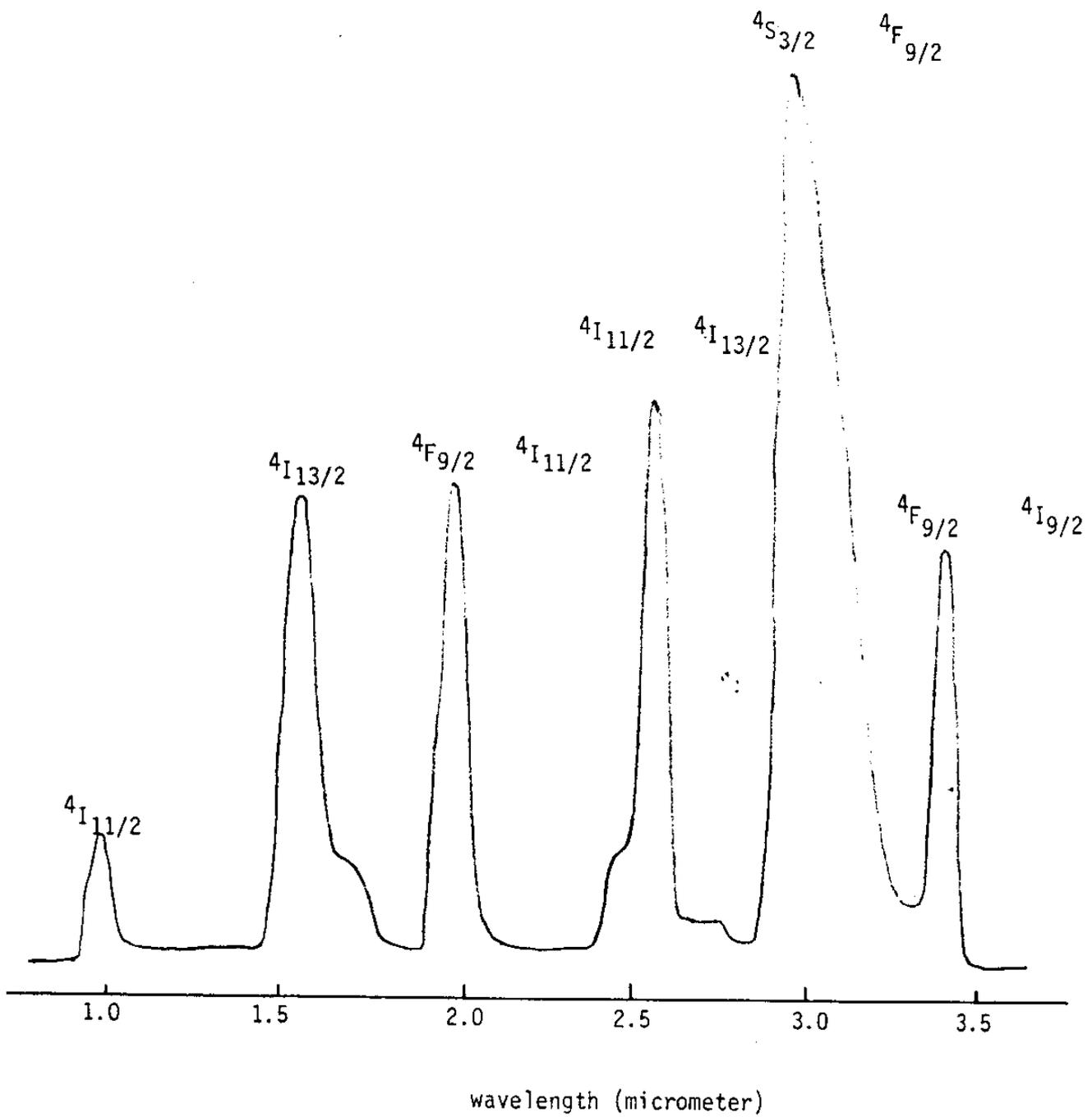


Fig.2-38. Er^{3+} 이온이 첨가된 ZBLAN 유리의 적외선 형광

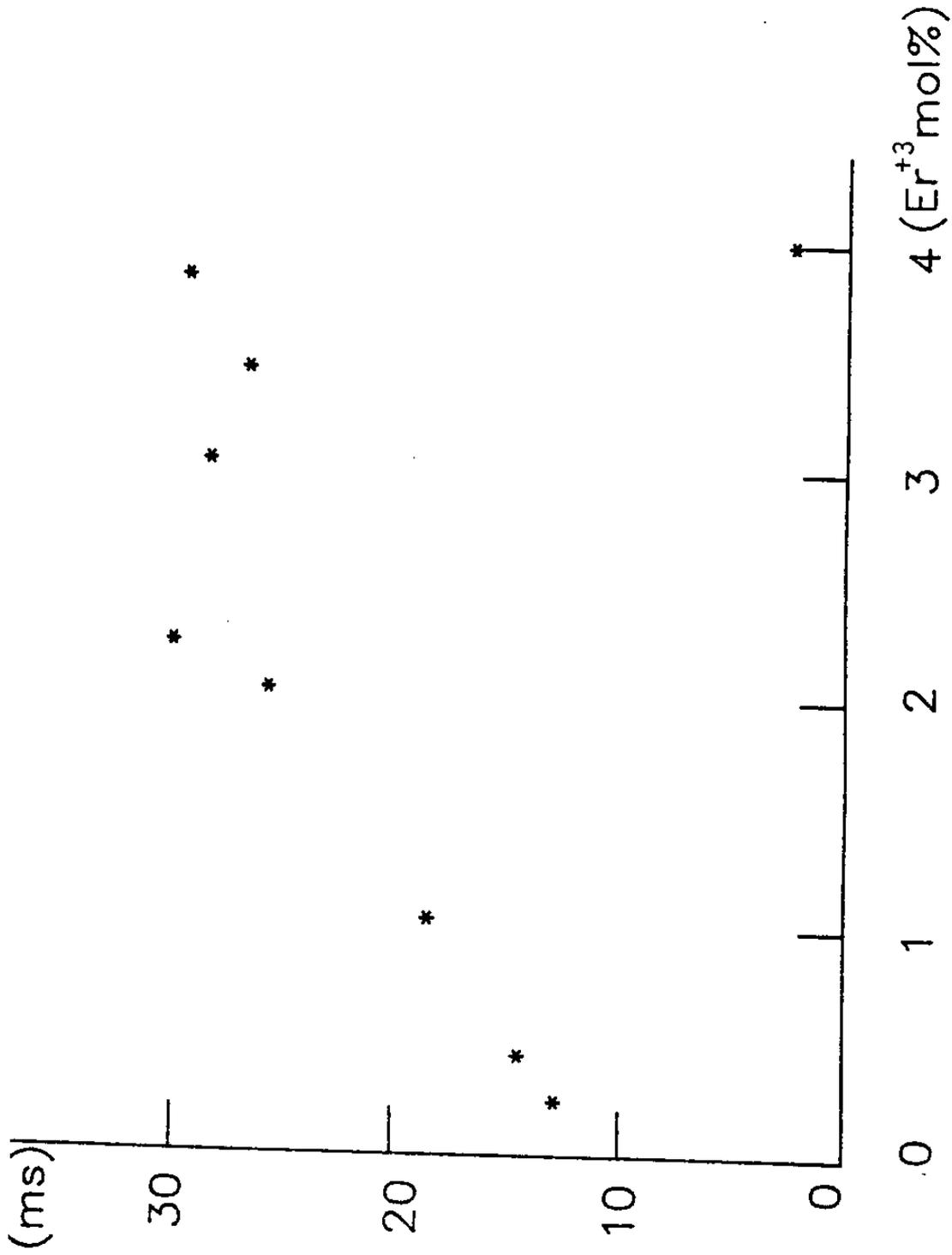
나. E_r^{3+} 이온이 첨가된 ZBLAN 유리의 ${}^4I_{13/2}$ lifetime
 E_r^{3+} 이온의 ${}^4I_{13/2}$ 준위 lifetime은 그림 2-39에서 보듯이 농도에 따라 변화하였다. E_r^{3+} 이온이 0.2 몰% 첨가되었을 때 lifetime은 12 msec 이고 2 몰%까지 순차적으로 26 msec 까지 증가하였다. E_r^{3+} 이온이 2.2 몰%부터 3.8 몰%까지 첨가된 유리는 평균 28 msec의 lifetime을 갖으며 가장 긴 lifetime이다. 그러나, E_r^{3+} 이온이 4 몰% 첨가된 유리는 4 msec로 급격히 감소하며 이는 E_r^{3+} 이온간의 상호 에너지 전이에 의한 concentration quenching 효과이다. 3 준위 레이저의 경우, population inversion이 일어날 수 있는 pump power I_p 와 lifetime τ_{21} 과의 관계는 다음과 같다.

$$I_p = \frac{h\nu_p}{\sigma_A \tau_{21}} \dots\dots\dots (2-3)$$

식에서 ν_p 는 펌프 레이저의 진동수, σ_A 는 흡수 cross section이다.

식에서 보는 바와 같이 lifetime τ_{21} 이 길면 I_p 가 작아지므로 레이저 발진을 위한 문턱 파워가 낮아진다. 따라서 제조된 유리를 $1.54 \mu\text{m}$ 발진용 광섬유 레이저 재료를 사용할 경우 첨가된 E_r^{3+} 이온의 농도는 2.2 몰%에서 3.8 몰%이다.

희토류 금속 이온의 여기 준위의 depopulation은 두가지 과정을 통해 일어난다. 첫째, 더 낮은 에너지 준위로 직접 천이하여서 에너지가 소모되는 phonon-assisted 천이가 있다. 따라서 어떤 에너지 준위의 전체 lifetime은 빛을 방출하는 과정과,



Er ION CONCENTRATION (mol%)

Fig.2-39. E_r^{3+} 이 첨가된 ZBLAN 유리의 E_r^{3+} 및 $I_{1/2}$ 의 Lifetime

빛을 방출하지 않는 과정의 확률에 의해 결정된다.

$$1/\tau = W^R + W^{NR} \dots\dots\dots (2-4)$$

식에서 τ 는 lifetime R은 radiative NR은 non-radiative, W는 천이 확률이다. lifetime이 phonon-assisted transition에 의하여 영향을 받기 때문에 매질의 온도를 낮춤에 따라 radiative lifetime은 온도의 함수이다.

다. E_r^{3+} 이온의 첨가된 ZBLAN 광섬유의 1.5 μm gain

E_r^{3+} 이온이 0.2몰% 첨가된 ZBLAN 유리를 용융액 상태에서 적당한 속도로 clab가 없는 광섬유를 인출하였다. 인출된 광섬유의 gross gain을 측정하였으며 그림 2-40에서 보는 방법으로 실험하였다.

signal은 텅스텐 lamp를 사용하였으며 1.5~1.6 μm bandpass filter를 사용하여 1.5 μm signal을 만들었다. 렌즈를 통해 광섬유에 집속시켰으며, mechanical chopper로 signal을 modulation시켰다. 광섬유 반대쪽에서 아르곤 레이저 488 nm 출사광으로 광섬유를 펌핑시켰다. 광 분할기를 광섬유 끝단에 두어 증폭된 signal의 power를 Ge-detector로 측정하였다.

펌핑되지 않은 광섬유의 경우에, 흡수와 산란에 의한 광손실을 센티미터 단위로 표현한 값을 α 로 표현하면 intensity I는

amplified signal

photodiode



monitor photodiode

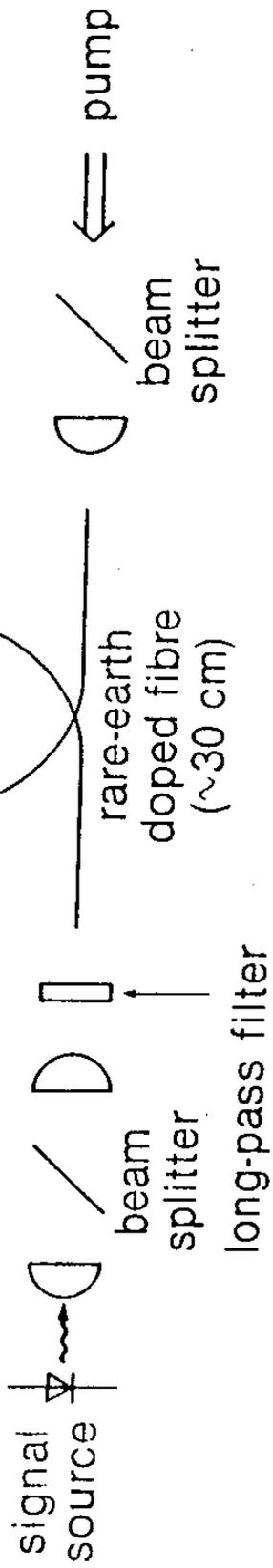


Fig. 2-40. Small signal gain 을 측정하기 위한 실험 장치도

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \dots\dots\dots (2-5)$$

와 같이 감소하며 x 는 광섬유의 길이 이고, I_0 는 $k = 0$ 에서의 intensity이다.

펌핑된 광섬유의 경우 단위 센티미터 길이당 활성 원자에 의해 얻어진 이득을 β 라고 표현하면, 단위 센티미터 길이에 대한 net gain은 $\beta - \alpha$ 이다.

$$I_p = I_0 e^{(\beta - \alpha)x} \dots\dots\dots (2-6)$$

실제로는 광섬유의 전체 길이 l_t 는 펌핑된 길이 l_p 보다 다소 길기 때문에 복잡한 문제가 생긴다. 펌핑된 길이를 통하여 β 값이 일정하고 α 로 표현된 흡수가 saturation 되지 않는다면 gain은

$$G = I_p / I_0 = e^{\beta l_p - \alpha l_t} \dots\dots\dots (2-7)$$

광섬유가 펌핑되지 않았을 때의 Intensity I_u 는

$$I_u / I_0 = e^{-\alpha l_t} \dots\dots\dots (2-8)$$

물론 gain을 측정하려면, 증폭된 신호를 비교하여야 한다. 광섬유에 들어가는 input 신호 즉 광섬유에 실제로 coupling된 신호의 파워를 측정하는 것은 대단히 어렵다. 그러나 신호가 광섬유가 펌핑되지 않은 상태에서 광섬유를 통과한 신호의 파워는 쉽게 측정된다. 펌핑되지 않은 광섬유를 통과한 신호와 펌핑된 광섬유를

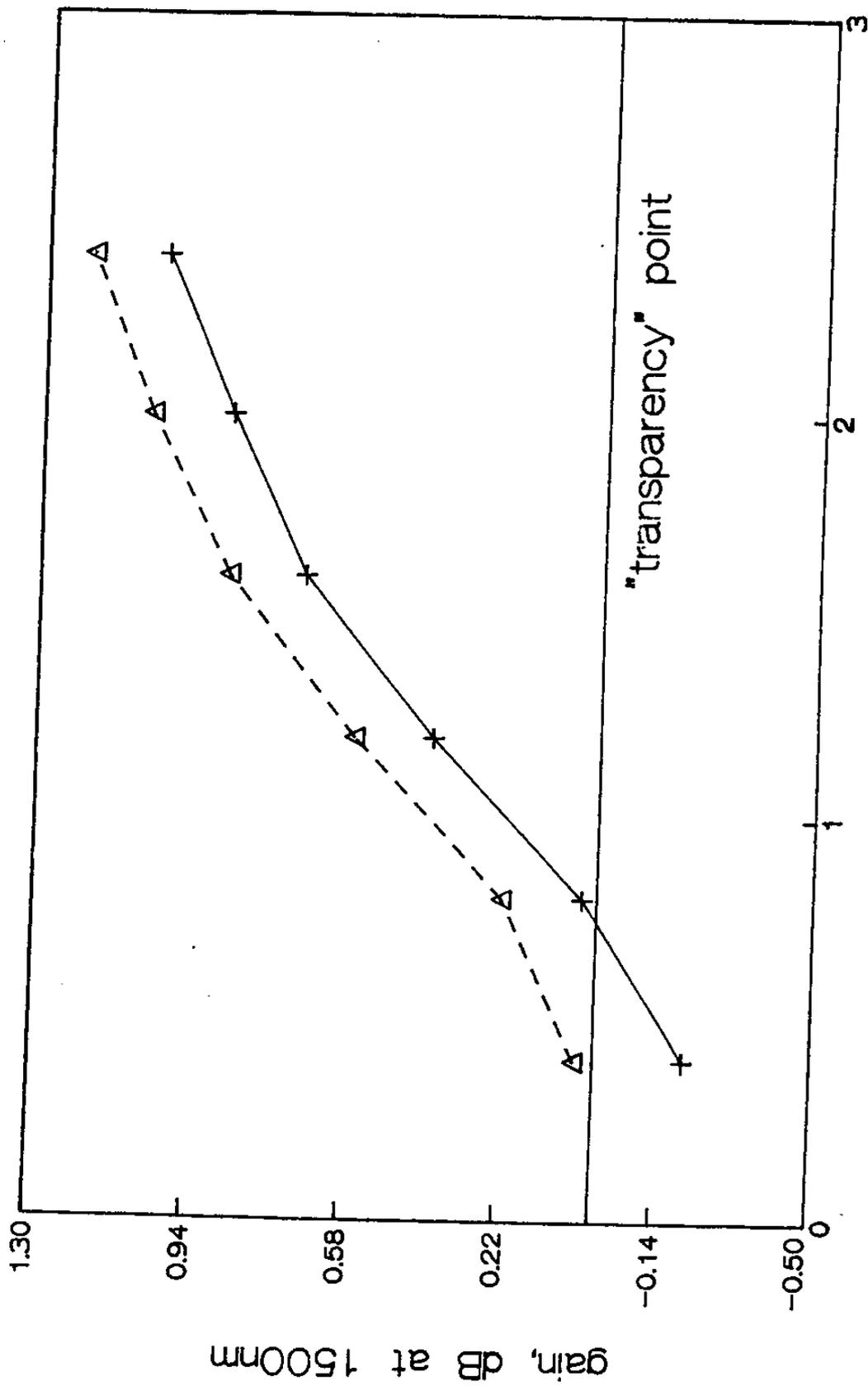


Fig. 2-41. E_r^{3+} 이온이 첨가된 ZBLAN 유리의 $1.5 \mu m$ gross gain

통과한 신호의 비율 (gross gain)은 다음과 같다. (2-26)

$$I_p/I_u = e^{\beta I_p} \dots\dots\dots (2-9)$$

그림 2-41는 1.5 μm small signal에 대한 gross gain 곡선이다. 그림에서 보는 바와 같이 최초의 펌핑되지 않은 광섬유를 통과한 signal의 intensity I_u 는 흡수되지만, 펌핑 파워를 증가시키면 입사된 신호의 intensity I_0 와 동일하게 된다. $I_u = I_0$ 가 되는 파워가 transparency point이다. 점차 펌핑 파워를 증가시키면, 신호가 증폭되면서, saturation이 된다.

본 연구에서 실험한 Er^{3+} 0.2 몰% 첨가된 ZBLAN 유리 광섬유의 1.5 μm small signal에 대한 gross gain은 dB/cm였다.

4. 결 론

$\text{ZrF}_4 - \text{BaF}_2 - \text{LaF}_3 - \text{AlF}_3 - \text{NaF}$ 계 지르코늄 플루오린 화합물 계 유리를 제조하였다. 제조된 ZBLAN 유리의 유리화 온도는 546 K, 결정화 온도는 685 K이며 작업 온도 즉, $T_x - T_g$ 는 140 $^\circ\text{C}$ 였다. ZBLAN계 유리는 ZBLA 유리 보다 결정화 되려는 경향이 적기 때문에 본 연구에서 채택하였으며, ZBLAN유리의 LaF_3 를 ErF_3 로 치환한 ZBLEAN계 유리를 제조하였다. ErF_3 의 농도는 0.2몰%부터 순차적으로 4몰% 까지 첨가되었다. ErF_3 를 첨가제로 사용한 이유는 Er^{3+} 이온의 $^4I_{13/2}$ 에너지 준위에서 $^4I_{15/2}$ 기저 준위로의 전자 천이 때 방출되는 1.54 μm 파장의 형광을 이

용한 광증폭기를 개발하기 위함이다.

제조된 ZBLEAN 유리는 기저 준위 $^4I_{15/2}$ 에서 여기 준위까지의 흡수 파장이 아르곤 레이저의 488 nm 출사광과 비슷하므로 Ar 레이저 488 nm 출사광으로 펌핑시켜 ZBLEAN 유리의 가시광선 및 적외선 형광을 관찰하였다. 본 연구에서 관심있는 E_r^{3+} 이온의 $^4I_{13/2}$ 준위에서 $^4I_{15/2}$ 준위로의 전자 전이 때 방출되는 적외선은 중심 파장 $1.54 \mu\text{m}$, 밴드폭 $90 \mu\text{m}$ 였다.

E_r^{3+} 이온이 0.2 몰%에서 4 몰%까지 첨가된 ZBLEAN 유리의 E_r^{3+} $^4I_{13/2}$ 준위에 대한 lifetime을 E_r^{3+} 이온의 각 농도에 따라 측정하였다. E_r^{3+} 이온이 0.2 몰% 첨가되었을 때 lifetime은 12 msec 이고 2 몰%까지 순차적으로 26 msec 까지 증가하였다. E_r^{3+} 이온이 2.2 몰%에서 3.8 몰%까지 첨가된 유리는 평균 28 msec의 lifetime으로 sataration 되었다. 그러나 E_r^{3+} 이온이 4 몰% 첨가된 유리는 lifetime이 4 msec로 급격히 감소되었다. 이와 같이 lifetime 급격히 감소하는 것은 $E_r^{3+} - E_r^{3+}$ 이온간의 상호 에너지 전이에 의한 concentration quching 효과이다.

0.2 몰% E_r^{3+} 이 첨가된 ZBLEAN 유리를 용융액 상태에서 clad 없이 core만으로 광섬유를 인출하여, $1.5 \mu\text{m}$ 광신호에 대한 gross gain을 측정하였으며 그 값은 0.86 dB/cm 였다.

E_r^{3+} 이온이 첨가된 유리에서 gain을 구했으므로 built-in casting법으로 clad가 있는 광섬유를 제작하여 광섬유 양쪽 끝단에 거울을 붙여 $1.54 \mu\text{m}$ 레이저 발진을 시키는 것이 차후 과제이다.

제 3 장 광계측용 광소자 제조

제 1 절 서 론

광섬유 센서 시스템의 성능 향상 및 그 실용화를 위해서는 고도의 정밀도 및 신뢰도를 가지는 광섬유 센서 소자 못지않게 광신호를 광섬유 센서 입력 및 출력 부분에서 원하는 형태로 변환시켜 줄 수 있는 신호처리 장치가 필요하다. 이러한 신호처리장치는 기존의 전자기술을 사용하여 만들 수 있으나, 이렇게 전자장치만을 사용하여 만들 경우 우선 광신호를 전자신호로 바꾸어주는 수광소자 및 전자회로에 의해 처리된 전자신호를 다시 광신호로 바꾸어 주는 발광소자를 필요로 한다. 이렇기 때문에 전체의 광신호처리 시스템의 크기가 커지게되며 이 시스템의 신뢰도 역시 문제가 된다. 이러한 문제점을 해결해 주기 위해서 광신호 자체의 광량, 편광상태, 위상, 주파수등 각종 변수들을 직접적으로 조절해 줄 수 있는 광신호 처리장치가 광섬유 센서 시스템의 개발 및 차세대 통신기술인 광통신 기술의 개발을 위하여 많이 연구되고 있다.

광섬유 센서 시스템에 필요한 광정보처리 장치들을 보면 우선한 광섬유 내의 빛의 세기를 원하는 비율로 두개 또는 여러개의 광섬유로 분리할 수 있는 광분할기와 두개 또는 여러개의 광섬유의 빛을 한 광섬유로 모으는 광결합기를 들 수 있다. 이러한 광분할기 및 광결합기는 광신호의 위상을 변조시켜 광계측을 하

는 위상변환 광섬유 센서 시스템에서 기준광과의 간섭을 위해서 절대적으로 필요하며, 더우기 동시에 여러 위치에서의 광계측을 할 수 있는 광섬유 센서 어레이 시스템에서도 중요한 부품이다.

그 다음으로 중요한 장치로 광섬유 내에서의 빛의 편광 성질을 조절시킬 수 있는 부품들을 생각할 수 있다. 이러한 부품들로는 광섬유 내에서 광신호 처리에 불필요한 편광성분을 제거하는 편광기, 두개의 편광성분을 각각 다른 방향으로 분리해 내는 편광분리기, 그리고 임의의 편광 형태로 들어오는 빛을 우리가 원하는 편광형태로 바꾸어주는 편광 제어기 등이 있다. 이러한 편광을 조절할 수 있는 부품들을 광섬유 센서 시스템에 사용하면, 광신호와 잡음을 쉽게 구분할 수 있게하여 센서 시스템의 신호처리 능력을 크게 향상시킬 수 있다.

그리고 위상 변환기는 위상 변화 광섬유 센서에서 광신호의 위상을 위상변화의 폭이 가장 큰 영역에서 동작할 수 있도록 이동시킬 수 있기 때문에 센서의 감도를 높이기 위해 필수적인 부품이며, 주파수 변환기 역시 빛의 파장을 약간 변화시켜 광신호 사이의 헤테로다인 디텍션을 가능케하기 때문에 광섬유 센서 시스템에서 중요한 신호처리 부품으로 인식되고 있다.

다음, 이러한 장치들을 만들기 위해서는 먼저 어떠한 재료를 사용하는 것이 가장 바람직한가를 검토하여야 한다. 역시 광섬유 센서 시스템에서는 가능한한 모든 부품들을 광섬유를 사용하여 제작하는 것이 광섬유와의 접속시 생기는 광손실, 기계적 신뢰성 등의 문제를 최소화시킬 수 있기 때문에 바람직하다. 이러한 이유 때문

에 광섬유를 직접 이용하여 광신호 처리 소자를 제작하려는 연구가 활발히 진행되고 있으며, 그 결과 광분할기 및 광결합기, 그리고 기계적인 조정이 가능한 편광 변환기가 직접 광섬유를 사용하여 만들어졌으며, 유리의 광탄성 효과를 이용한 위상 변환기 및 주파수 변환기가 비록 그 성능이 만족스럽지는 않지만 광섬유를 이용하여 제작되었다.

이러한 광섬유를 이용한 장치들은 광섬유의 주성분인 실리카계 유리의 특성에 의한 전기 및 자기 광학적 효과가 작기 때문에 전기광학 효과가 큰 다른 물질에 비해 응답속도, 필요한 전력 소모량 등에서 많은 문제점을 가지고 있다. 이러한 문제점을 해결하기 위해서는 전기광학 효과가 뛰어난 물질을 이용하여야 할 필요가 있으며, 특히 이때에는 광학계의 정확한 배열에 문제점이 있는 벌크 형태의 장치 대신 집적광학 회로를 제작하여 사용하는 것이 바람직하다.

광신호처리에 필요한 광집적회로의 제작을 위해 리튬나이오베이트, 갈륨아세나이드, 그리고 유리등이 기판물질로 많이 연구되고 있으나 아직까지는 리튬나이오베이트가 전기광학 효과가 클뿐만 아니라 광손실이 적기때문에 실제의 신호처리 장치에 주로 사용되고 있다. 이렇게 리튬나이오베이트를 사용하여 만든 집적광학 광신호처리 장치로는 리튬나이오베이트의 전기광학 효과 및 음향광학 효과를 이용할 수 있는 위상 변환기, 주파수 변환기, 편광변환기 등을 들 수 있다.

본 연구에서는 이러한 광섬유 센서 시스템에서의 광신호처리 장

치의 개발의 중요성을 인식하고, 우선 광섬유를 이용한 광분할기 및 광위상 변환기를 개발하였으며, 또한 리튬나이오베이트를 이용하여 집적광학 광위상 변환기 및 광분할기를 제작하였다. 제 2절에서는 응용방법을 이용하여 제작한 단일모드 광섬유 분할기 및 결합기의 제조방법 및 특성에 대해 설명하였으며, 제 3절에서는 광섬유 및 광집적회로를 이용한 위상 변조기의 제작에 대해 설명하였다. 그리고 제 4절에서는 기존의 방법과는 달리 새로운 방법을 사용하여 제작한 집적광학 편광분할기의 동작원리 및 그 특성에 대해 설명하였다.

제 2절 광섬유 결합기

1. 서 론

최근 광통신 기술은 비약적인 발전을 이루었다. 광섬유를 이용한 광통신의 초기 기술은 주로 전화회선에의 사용을 목적으로 국간 중계용으로 다중모드 광섬유가 주로 연구되어 왔으나 1984년 전후에 들어서면서 손실이 작고 주파수 대역폭이 넓어 중계거리가 긴 단일모드 광섬유를 이용한 국간 광통신 기술이 실용화되고 있다. 최근에는 광통신을 이용한 가입자망 즉 근거리 통신망(Local Area Network)이 실용화되고 있으며 통신기술에 있어서 궁극적인 목표라고 할 수 있는 종합정보 통신망에의 광통신 기술의 응용이 기대되고 있다.

광통신 기술에 있어서 관련 부품 기술은 필수적인 것으로 광

섬유 연구의 초기부터 연결부품, 결합기등은 동시에 연구되어왔다. 본 연구의 주제인 결합기는 광섬유를 이용한 근거리 통신망 또는 선박, 항공기등의 제어장치 및 통신장치, CATV 시스템에 필요 불가결한 부품이다. 또한 광섬유를 이용한 센서에서 결합기의 사용이 요구된다. 센서의 array화와 센서장치에서 빛을 나누거나 합할때 또는 간섭을 발생시킬 때 기존의 광학 부품에 비하여 소형화, 경량화할 수 있고 광축의 조절이 필요없으며, 충격·진동등에 강한 시스템을 구성할 수 있다.³⁻¹⁾

방향성 결합기는 크게 기존의 광학부품을 이용하는 방법과 광섬유를 이용하는 방법으로 나눌 수 있고, 광섬유를 이용하는 방법으로 다시 세가지 방법으로 구별될 수 있다. 첫째 광섬유 또는 광도파로를 이용한 분포결합형 결합기, 둘째 면적분할 결합기, 셋째 광속분할 결합기로 구분할 수 있다. 현재 방향성 결합기는 주로 분포결합형 결합기가 제품으로 생산되고 있으며 일부 광원의 모니터링 방향 통신에 사용하게 제작된 소자등에는 광속분할 방법도 상당히 이용되고 있다. 이들은 각각의 제조방법에 따라 장단점을 지니게 된다. 각 제조방법의 장단점을 비교 평가하면 본 연구에 택하게 될 제조방법의 선택의 방향을 알 수 있다.

2. 광결합기의 분류와 평가

가. 개요

일반적으로 광섬유 결합기의 응용을 다음과 같이 구분할 수

있다.

- (1) 임의의 Package로 부터 나와있는 세개 또는 그이상의 광섬유 혹은 코넥터가 모두다 서로 결합되어 있는 경우
- (2) 두개 또는 그이상의 광섬유가 위에서처럼 하나 또는 더 많은 Port와 연결되어 빛이 들어오거나 나가는 즉, 입력, 출력단이 정해지는 경우

기능적으로 결합기는 방향성 또는 분배형 결합기로 구별할 수 있다. 방향성 결합기는 제조방법에 따라 3개 또는 4개의 입출력단을 갖고 있다. 많은 경우에 있어서 네번째단은 필요없는 때도 있다. 즉, 사용목적에 따라 실제로 사용하지 않은 경우가 있다. 방향성 결합기는 단순한 양방향의 분리, 파장 양방향 분리, 광량 모니터, OTDR의 광섬유 결합위치와 광손실 측정등에 이용할 수 있다. 광량의 모니터기능을 하는 경우 검지기가 결합기에 일체화되어 있는 경우가 있다. 방향성 결합기는 또한 loop 형태의 데이터·버스 시스템의 소자로도 사용할 수 있다.

Star 형의 데이터 버스 시스템의 중앙분배형 결합기는 일반적으로 M개의 입력단과 N개의 출력단의 M×N 구조를 갖는다. 입력과 출력단은 투과분배형 결합기에서는 구별되지만 반사분배형 결합기에서는 두개는 동일하다. 반사형 결합기는 한 광섬유로 입출력 양쪽을 다쓰는 duplex 모드에 이용하거나 입출력을 따로하는 방법으로 사용할 수 있다.

방향성 결합기는 일반적으로 임의의 입력단에 의해 여기되는

출력단의 행렬로 특성을 나타낸다. 따라서 세개의 입출력단을 가진 결합기는 3×3 행렬로 특성을 나타낸다. 흔히 행렬의 각 요소가 주어진 응용에 대하여 모두 필요한 것은 아니다. 예를 들면 대각선 요소들은 입력에 대한 후방산란된 출력을 나타내는데 어떤 응용에는 중요하지 않다. 만약 후방산란이 다른 port에 입력되는 것이 필요하지 않다면 단지 한 port에서 다른 두출력단으로 빛을 나누는 것과 다른 두출력단으로 부터 한 port의 역방향의 네요소만이 필요하다. 방향성 결합기에서의 excess loss는 빛을 가르는 방향의 출력의 합으로 구할 수 있다. 4 port 방향성 결합기도 마찬가지로 고려할 수 있다. $M \times N$ 분배형 결합기의 정확한 평가는 $(M+N)$ 의 정방형 행렬로 나타낼 수 있다. 4개 보다 훨씬 많은 $M \times N$ port에 대한 데이터를 구한다는 것은 매우 복잡하다. 출력단들은 조합하여 각 입력단에 대한 최대와 최소되는 것들을 조합함으로써 출력량의 편차를 줄일 수 있다. 위와 같은 행렬에 의한 표현은 평균 excess loss는 물론 최대 excess loss와 광손실의 변화를 알 수 있다. 그림 3-2의 방향성 결합기의 성능을 표현하는 변수들은 다음과 같이 정의한다. Port 1에 만 빛이 입사되고 다른 Port 들은 출력단이라고 생각하면

$$\text{결합비 (Coupling ratio)} = \frac{P_3}{P_3 + P_4} \times 100\%$$

$$\text{결합효율 (Coupling efficiency)} = \frac{P_3}{P_1} \times 100\%$$

$$\text{과잉손실 (excess loss)} = 10 \log \frac{P_3 + P_4}{P_1} \text{ dB}$$

$$\text{방향성 (directivity)} = 10 \log \frac{P_2}{P_1}$$

로 나타낸다.

나. 결합기의 종류

결합기는 기본적인 원리에 따라 크게 세가지로 나눌 수 있다. 이 구분은 다음과 같이 할 수 있다.

- a. 분포 결합형 (또는 확산형)
- b. 면적 분할형
- c. 광속 분할형

(1) 분포 결합형 결합기

분포 결합형 결합기는 광섬유 코아영역밖의 유도되는 광의 전달로 설명할 수 있다. 그림 3-1에 그 예를 나타낸다. 인접한 단일모드 광섬유의 클래딩 영역에 깊숙히 퍼져있는 소산파(evanescent wave)를 통하여 결합이 발생하는 경우이다. 두개의 단일모드 광섬유가 일정한 거리를 아주 가까이 있을때 첫번째 광섬유로부터의 소산파가 다른 광섬유의 코아내로 유도된다. 또 다른 방법으로 광섬유에 급격한 휨을 주어 한쪽 광섬유로부터 코아내부를 진행하는 빛을 밖으로 방사시키고 그 역과정을 통하여 다른 광섬유 코아내부로 빛이 전달되게 하는 방법이 있다.³⁻²⁾ 그러나 이 방법은 실용상 많은 광량의 결합이 어렵고 휨에 의한 손실발생이 크므로 실용적이지 못하다. 소산파 결합을 그림 3-1에서 처럼 다중모드 광

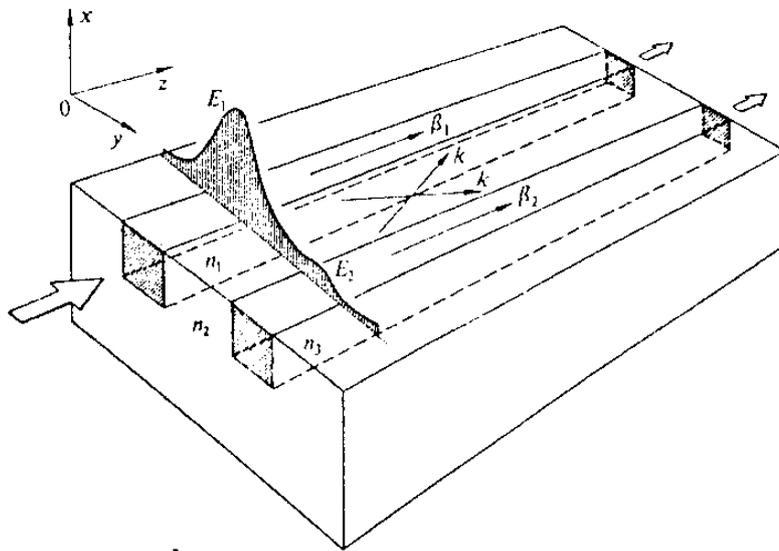
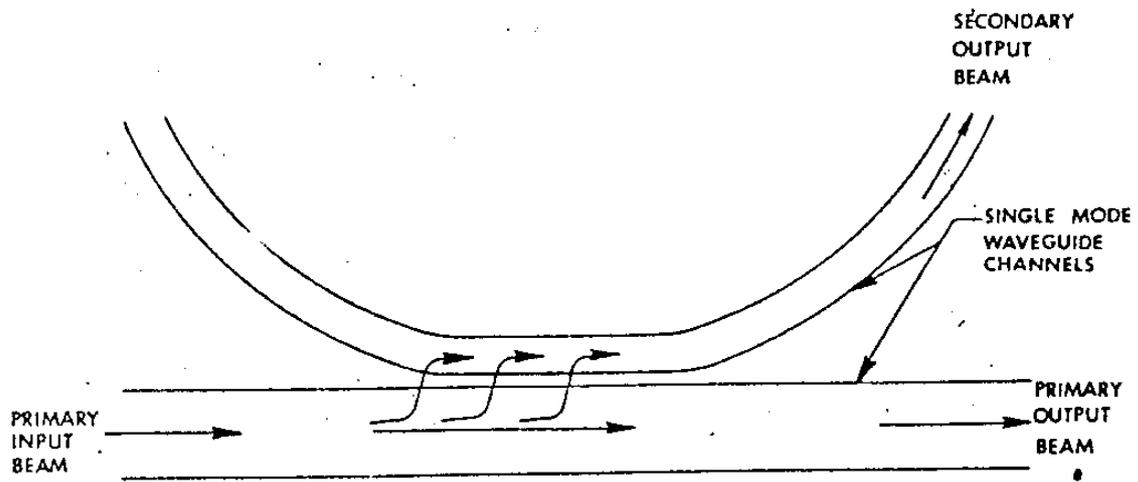


Fig.3-1 광섬유와 광도파로의 분포결합형 결합의 모식도

섬유에도 적용할 수 있다. 이 경우 클래딩 영역을 연마 또는 에칭으로 상당부분을 줄이지 않는 한 결합은 상당히 약하다.³⁻³⁾ 이 경우 또다른 기술적 어려움이 있는데 한 광섬유에서 다른 광섬유에 어느 정도의 빛이 전달된 뒤에는 다시 역방향으로 고차 모드들부터의 빛 전달이 일어나게 된다. 이와 같은 경우를 없애기 위해서는 접촉 부분을 변형시키거나 결합길이를 아주 길게해야 한다. 실제 제조시 결합비를 높이는 것이 어렵다.

단일모드 광섬유 결합기 제조에 널리 알려진 방법의 하나는 연마에 의한 클래딩영역의 제거에 의하여 결합효율을 높이는 방법이다.³⁻⁴⁾ 이 제조방법에서는 단일모드 광섬유의 코아 근처까지 클래딩을 연마에 의하여 제거해야 하므로 결합효율 및 결합비가 높기 위해서는 면의 거칠기가 좋아야하며, 코아중심으로 부터 연마면까지의 거리를 정확하게 제어할 수 있어야 한다. 연마된 두개의 광섬유를 연마된 면을 접촉시켜 두 광섬유사이에 결합이 일어나게 한다. 이때 코아간의 간격을 조절하면 임의의 결합비를 얻을 수 있다. 이와 같은 특성을 이용하여 두 파장의 결합비를 최대와 최소가 되게 하여 합파기 및 분파기에로의 응용이 가능하다. 그림 3-3에 이 방법에 의한 결합기의 개략도를 나타낸다. 최근에는 전파상수가 서로 다른 단일모드 광섬유 즉 코아의 크기가 다른 두 광섬유 사이의 결합을 이용하여 파장 다중화 장치에의 응용에 연구가 이루어지고 있다.³⁻⁶⁾ 이 제조방법은 연마장치 이외에 별다른 장치가 요구되지 않는 장점이 있으나, 결합시의 효율과 결합비를 높이기 위해서는 연마면이 균일해야 하고 코아부터 연마면까지의 거리를 정

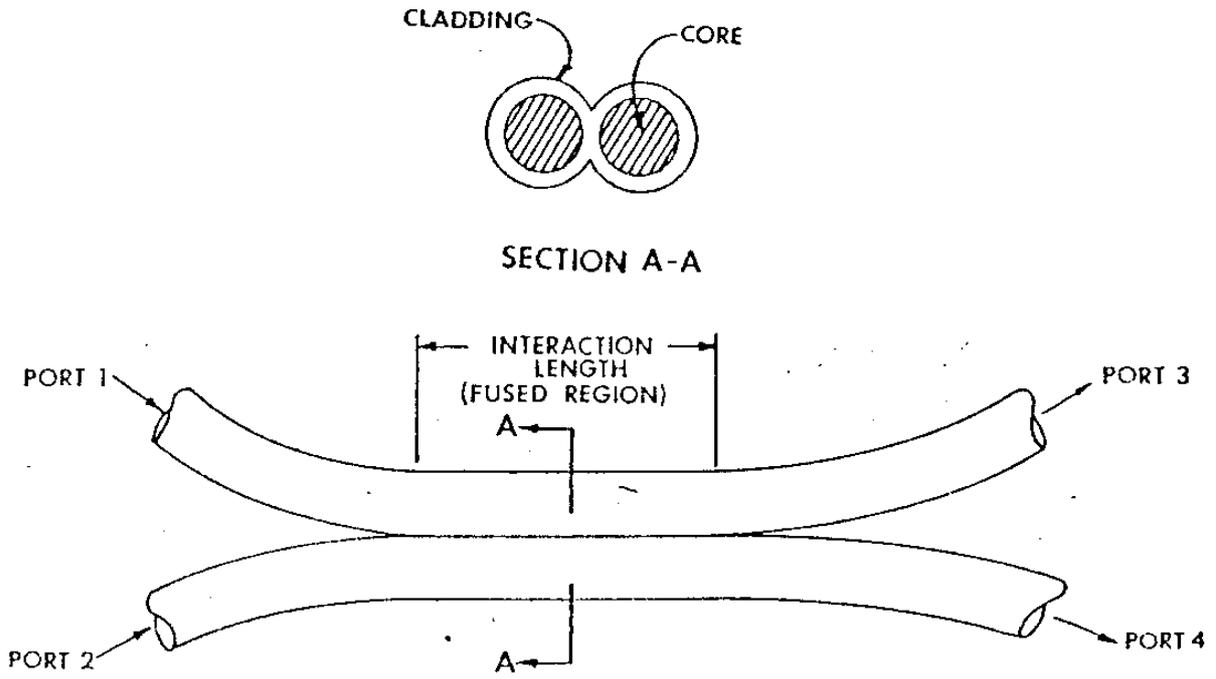


Fig.3-2 소산과 결합에 의한 용융다중모드 광섬유 결합기

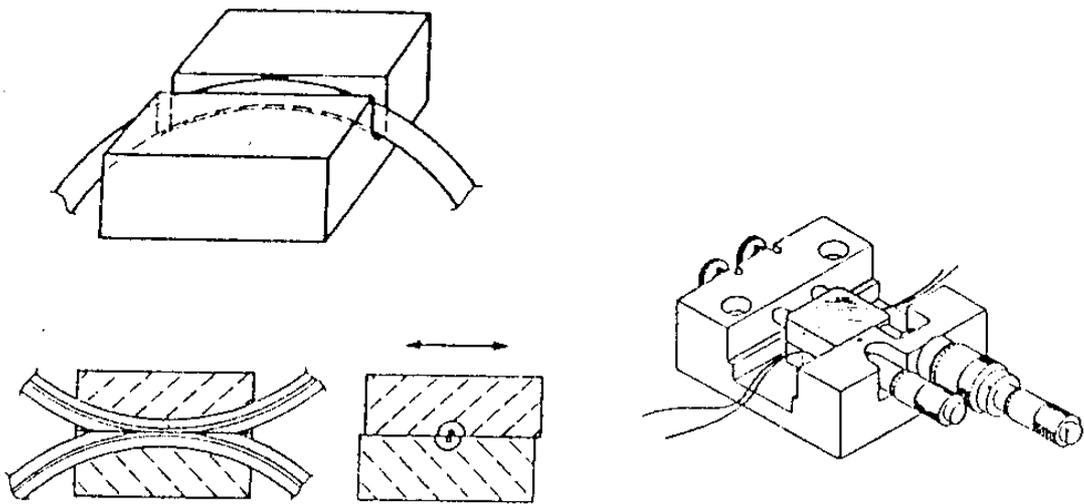


Fig.3-3 연마에 의한 결합기의 개략도와 코아간의 간격을 조절하기 위한 장치의 모습

확히 제어해야하는 어려움 때문에 고도의 숙련된 연마기술이 요구된다.

단순하면서도 상당히 효과적인 다른 형태의 분포결합을 이용하여 결합기를 제조할 수 있다. 이 소자는 그림 3-4에 나타낸 fused biconical tapered coupler 이다.³⁻⁷⁾ 이 결합기는 두개의 같은 광섬유를 꼬아 가운데 부분을 열을 가하여 용융시키며 늘려서 만들 수 있다. 장력과 열에 의한 유리의 녹음때문에 두 광섬유의 클래딩부분이 서로 녹아 붙으며 taper 지게 된다. 먼저 다중모드 광섬유에 관하여 설명하면, 결합기의 한 광섬유에 들어간 빛은 taper가 가늘어지는 영역에서 코아밖으로 나오게 된다. 이 빛은 core로 부터 방사되어 코아내에 손실이 발생하게 되지만 클래딩과 주위의 공기와의 높은 굴절율차로 인하여 광섬유의 클래딩내에 갇혀있게 된다. 이 갇혀있는 빛들은 두 광섬유의 클래딩이 용융되어 있는 곳에서 섞이게 된다. 즉, 두 광섬유에 이 클래딩에 갇혀있는 빛이 반분되게 된다. 이들 빛들은 taper가 굵어지는 부분을 지나면서 다시 core 내로 진행하게 된다. 이 경우는 면적분

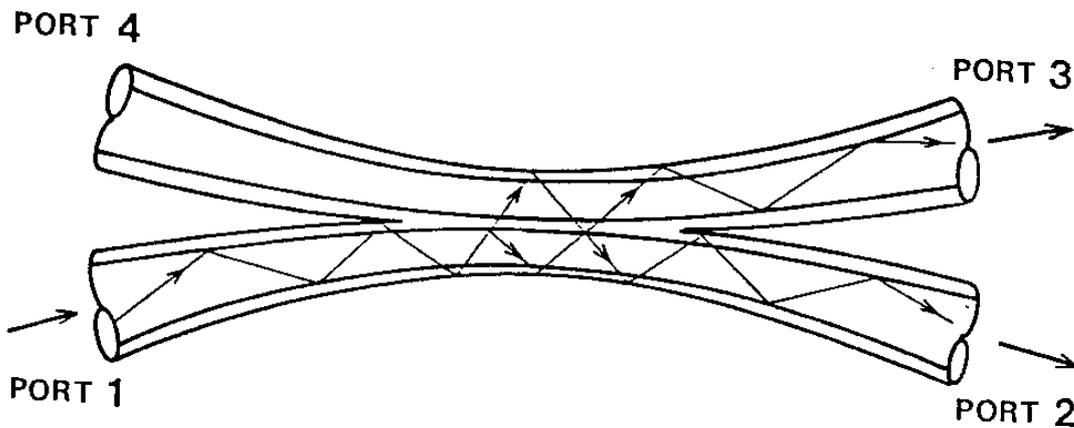


그림 3-4. Fused biconical taper couple의 개략도

할에 의한 방법에 가깝지만 제조기술상 이곳에 포함시킨다. 이 방법으로 두개 이상의 광섬유를 이용한 M×N 결합기의 제조도 가능하다.³⁻⁸⁾ 단일모드 광섬유에서는 taper로 인한 코어의 직경변화로 기본모드의 분포가 클래딩에 넓게 퍼져 이웃한 광섬유간의 결합효율을 높여주는 것이 기본 개념이다.³⁻⁹⁾

이 제조방법의 가장 큰 장점은 제조기술이 어렵지 않다는 점이다. 제조장치 또한 비교적 저가격으로 구성할 수 있다. 제조시 결합비율을 계속 관찰하여 원하는 결합비율이 되었을 때 결합을 고정시켜야 한다. 한번 고정된 결합비율을 바꿀 수 없는 것과 taper진 부분이 가늘어 기계적으로 약하다는 것이 약점이다.

(2) 면적 분할 결합기

다중모드 광섬유의 면적분할 결합기는 진행되는 구조내에서의 면적의 분리에 의해 광량을 나누는 것으로 그 특성을 나타낼 수 있다. 그림 3-5에서의 개략도를 예를 들어 생각해보면, 결합기의 단면에서 코어의 단면을 원으로 직경 D_1 , D_2 와 D_3 에 의해 나타낼 수 있다.

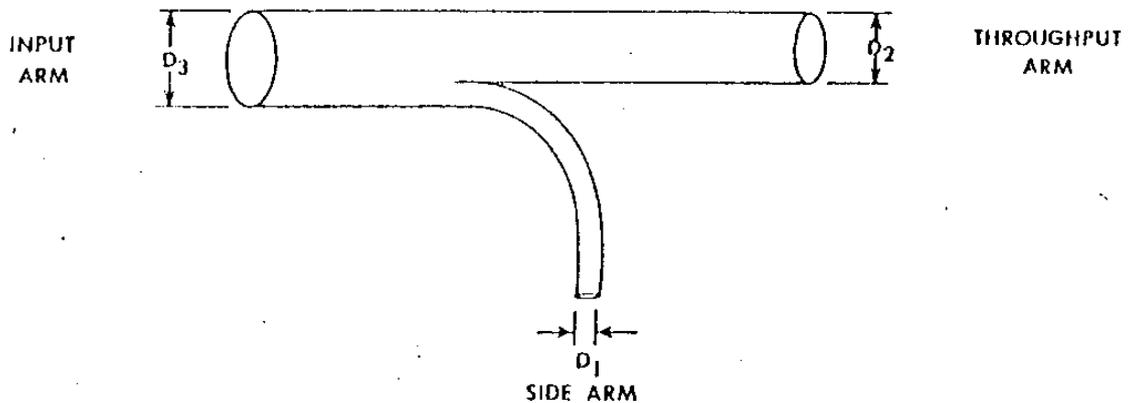


Fig.3-5 면적분할형 광섬유결합기의 개략도

$$D_3^2 = D_1^2 + D_2^2$$

하나의 원이 궁극적으로 두개의 분리된 원으로 변형되는 결합기내의 전이영역을 완만하고 매끄럽게 제조할 수 있다면 과잉손실을 극소화할 수 있다. 플라스틱 클래딩 실리카 광섬유로 이와 같은 방법에 의해 제조된 방향성 결합기는 0.5 dB 이하의 손실을 기록했다. 그림 3-6에서 개략적으로 나타낸 Star 결합기는 같은 원리에 의한 보다 진전된 예이다. 이런 소자는 중앙분배형 광통신 데이터 버스 시스템에서 몇 개의 송신기로부터 결합되어 있는 모든 수신기에 광신호를 분배하는 목적에 적용할 수 있다. 그림 3-6에 보인 결합기는 중앙분배로부터 각 단말까지 각각 송신기와 수신기에 대하여 2중 광섬유 케이블이 요구된다. 반면에 그림 3-7의 반사형 결합기는 각 송수신기에 3 단자 방향성 결합기를 조합하면 단일 케이블로도 가능하다. 후자의 경우 설치의 단순함은 결합효율의 감소를 요구한다. 실리카 광섬유의 중앙분배형 결합기는 코아와 클래딩의 비율이 1 이하인 이유로 발생하는 packing fraction 손실이 발생되어 과잉손실을 증가시킨다. 클래딩을 제거하여 packing 시의 빈틈을 없게하여 최대한 packing이 되게 하고 변형이 완만하고 매끄럽게 되면 packing fraction 손실을 최소화할 수 있다. 중앙분배형 결합기에 요구되는 또다른 하나는 모든 출력단의 균일성이다. 이것은 믹서영역의 균일성이 중요한 것을 말한다.

이 제조방법중 연마에 의해 제조된 다중모드 광섬유 결합기는 과잉손실이 작으나 2×2 결합기³⁻¹⁰⁾ 1×2 결합기³⁻¹¹⁾ 이외의

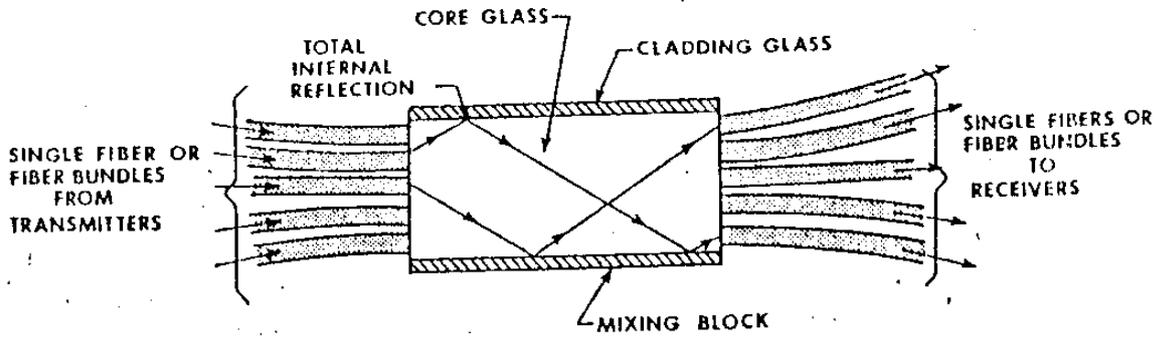


Fig.3-6 면적분할 투과형 'Star' 결합기

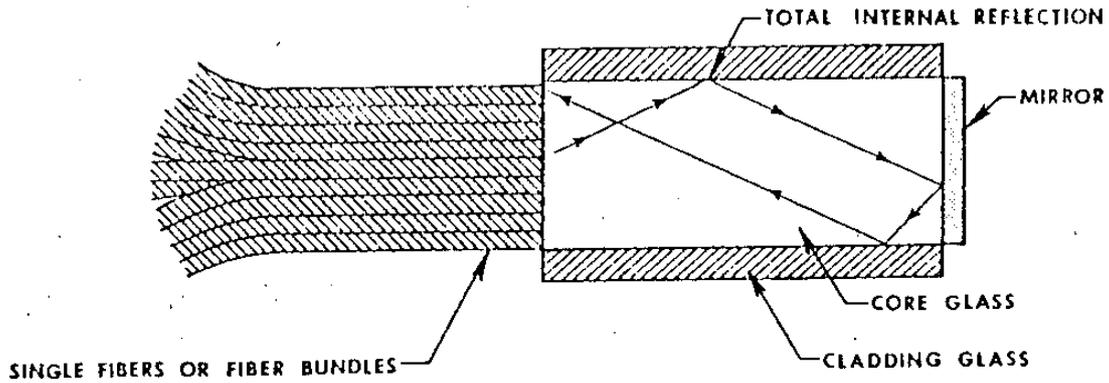


Fig.3-7 면적분할 반사형 'Star' 결합기

M×N 결합기의 제조와 단일모드 광섬유 결합기의 제조는 매우 어렵다. 단일모드 광섬유의 경우는 코아의 직경이 작기때문에 제조가 현실적으로 불가능하다. 면적분할에 의한 결합기 제조는 port 수가 많은 N×M의 Star 결합기의 제조에 유용하다. taper 방법과 Mixing rod를 같이 사용하는 방법도 연구되었다.³⁻⁸⁾ 최근 arc fusion splicing에 의한 1×2 결합기의 제조에 저손실의 결과가 발표되었다.³⁻¹²⁾

(3) 광속분할 결합기

또다른 결합기 제조방법으로 그림 3-8에서 나타낸 것처럼 부분반사에 의한 광속분리 방법이 있다. 이 경우 부분반사면은 임의의 각도로 연마된 광섬유면에 붙게 된다. 부분반사는 주로 유전체의 다층박막의 증착에 의하여 얻는다. 이와 같은 방법으로 넓은 범위의 결합비를 얻을 수 있다. 이런 형태의 소자를 반도체 레이저의 수명 또는 온도에 대한 광량의 안정화를 위한 모니터에의 사용이 알려져 있다. 그림 3-9에 나타낸 것과 같은 또다른 방법으로

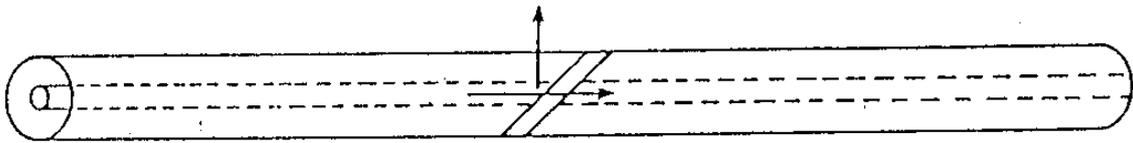


Fig.3-8 부분반사에 의한 결합기의 개략도

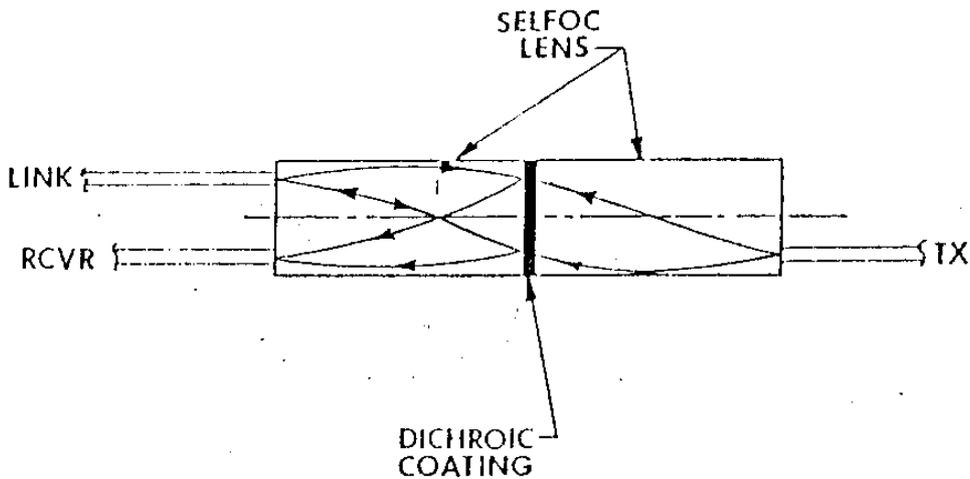


Fig3-9 미소광학 소자를 이용한 결합기의 개략도

결합기를 구성할 수 있다. 이 경우 광속분할기를 한쌍의 grin rod 렌즈사이에 넣는다. 이 제조방법은 광섬유 이전부터 널리 사용된 방법으로 잘 알려져 있다. 이 제조방법은 광섬유간 또는 미소광학 부품과 광섬유간의 정렬에 많은 노력이 필요한 반면 부분반사면을 이색성 필터로 교환하면 합파기 또는 분파기로써의 기능을 갖게되는 장점이 있다.

(4) 제조방법의 선택

제조방법의 선택시 고려해야할 사항으로 제조방법에 따른 결합기의 성능, 장치의 규모와 가격, 기술의 난이도 등이 있다. 이러한 점들을 고려해 볼때 fused biconical taper 결합기의 제조방법이 본 연구에 가장 적합하다고 판단된다. 이 제조방법의 장점과 단점을 다른 방법들과 비교하여 열거하여 보면 다음과 같다.

- 장점
- 제조장비의 저렴
 - 제조기술의 용이
 - 낮은 과잉손실
 - 단일모드 다중모드 양쪽에 적용가능성
 - 제조시간이 짧음

- 단점
- taper진 부분이 기계적으로 약함
 - 다중모드에서 결합비에 따라 모드 분포가 다름
 - 가열원으로 가스사용시 취급에 위험

최근 단일모드 결합기중에서 손실특성이 가장 좋은 결과를 얻은 보

고가 있으며, 3-13) 다중모드 광섬유 결합기도 손실특성이 다른 방법과 비교해 볼때 만족할만 하다.

3. Fused biconical taper 결합기

가. 단일모드의 경우

(1) taper의 효과

결합기 제조에 있어서 taper는 결합을 발생시키며 또한 과잉손실의 원인이 되므로 taper진 광섬유에 대하여 이해하는 것이 중요하다. taper의 기하학적 구조를 알아야 taper 내에서의 빛의 진행에 대하여 분석할 수 있다.

그림 3-10은 거리 S만큼 가열하고 양쪽 끝은 $\frac{P}{2}$ 만큼 늘린 광섬유를 나타낸다. 따라서 taper 길이는 P+S만큼 되고 이 부분에서 광섬유 코아내를 진행하는 빛이 코아 밖으로 방사하게 된다. 당겨진 광섬유의 taper부분의 모양을 지수함수적으로 가정하면 taper가 시작되는 부분으로부터 임의점의 반경은

$$r(z) = r_0 e^{-z/q} \dots\dots\dots (3-1)$$

r_0 : 초기반경

q : 감쇄량

로 나타나고 이 위치의 경사는

$$M(z) = dr/dz = -r(z)/q \dots\dots\dots (3-2)$$

로 나타난다.

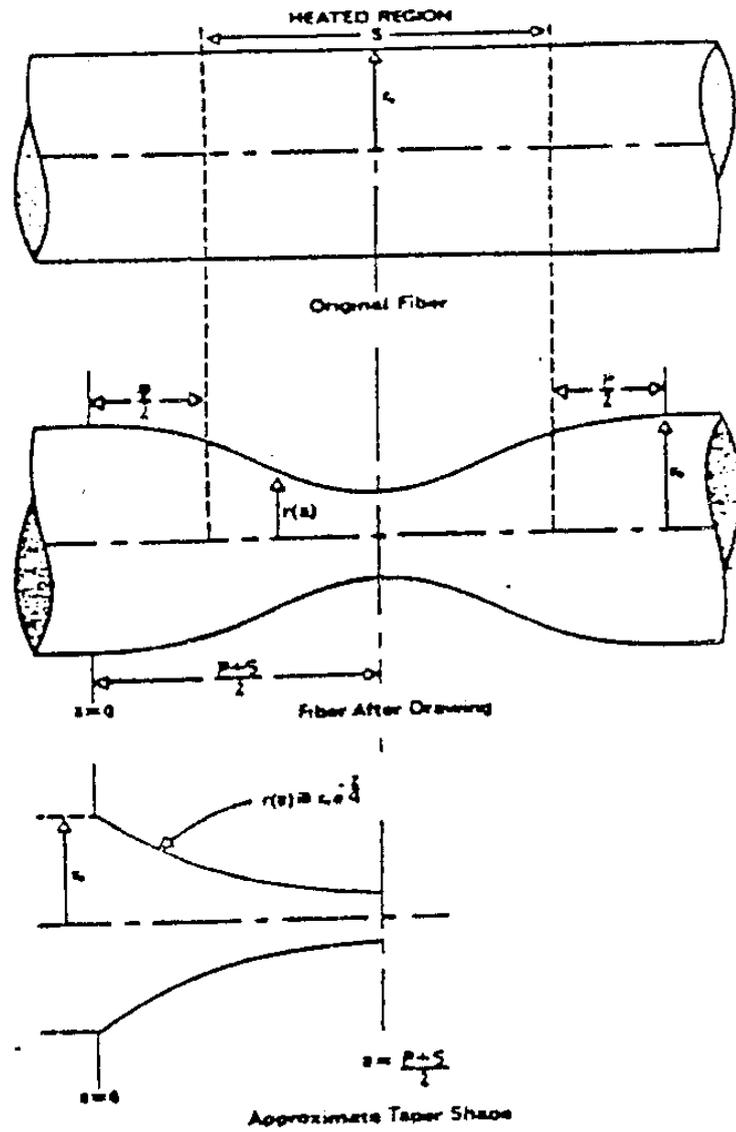


Fig.3-10 광섬유 taper의 형태

Snyder에 의하면³⁻¹³⁾ taper진 부분으로 빛이 진행할 수 있기 위해서는

$$M(z) < (2\Delta)^{1/2} W_z^2 / 4\pi V_z \quad \dots\dots\dots (3-3)$$

V_z, W_z, Δ 는 광섬유에서 잘 알려져 있는 변수를 만족하여야 한다.

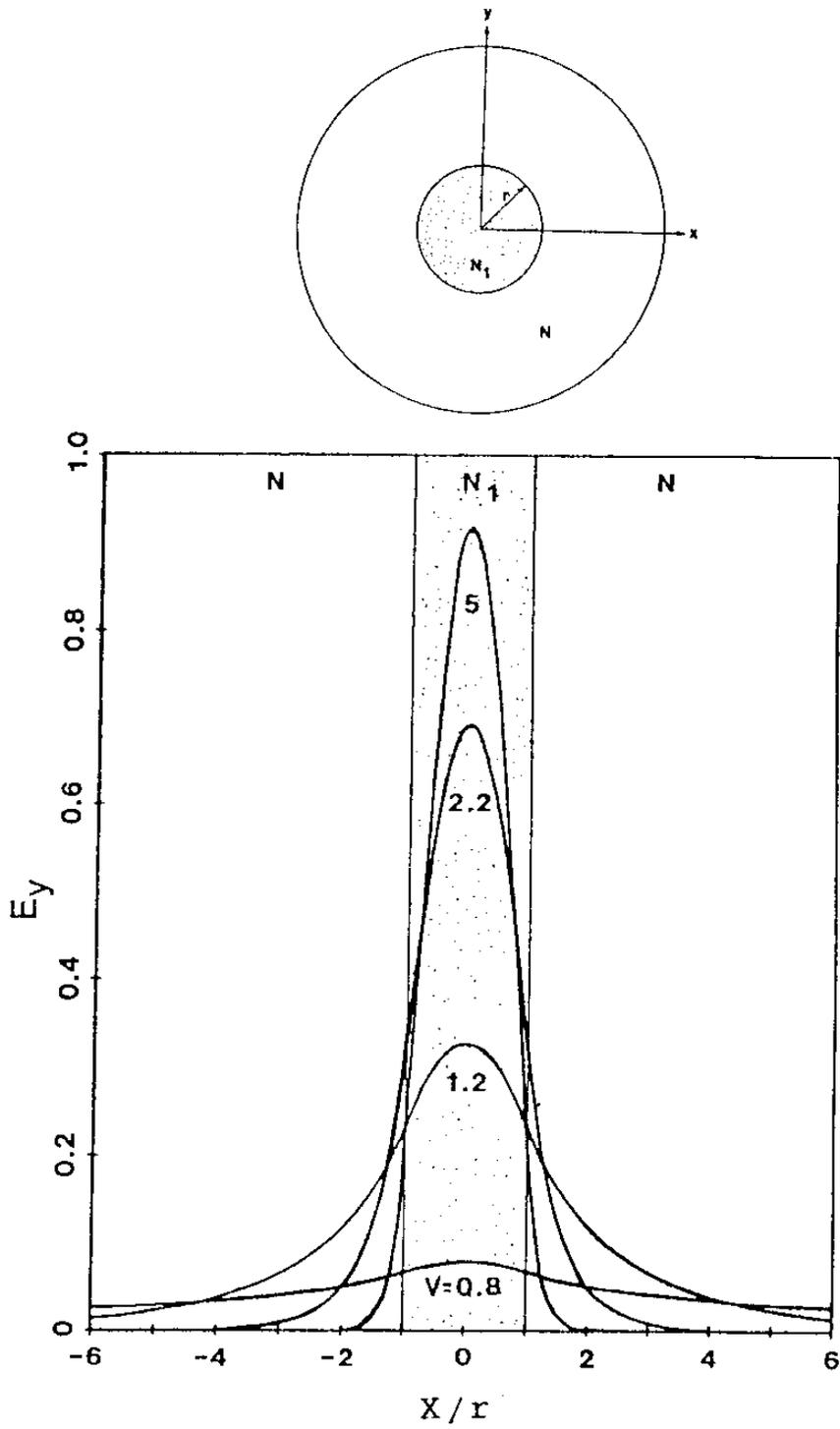


Fig.3-11 광섬유의 단면과 V 값에 따른 기본모드의 분포

결국 $M(Z)$ 가 taper의 각도를 나타내므로 각도를 완만하게 만드는 것이 과잉손실을 줄이는데에 관건이 된다.

단일모드의 경우 기본모드만이 존재하므로 반경변화에 따른 모드분포만 고려하면 된다. taper에 따라 코아의 반경이 변하고 또 V 값이 변하게 된다. 즉 코아반경이 작아짐에 따라 V 값이 작아져 기본모드의 분포가 클래딩 영역까지 넓게 분포되게 된다. V 값에 따른 기본모드의 분포를 그림 3-11에 나타낸다. W형의 굴절률 분포를 갖는 광섬유는 기본모드의 cut off 때문에 taper 영역에서의 모드의 행동이 다르게 나타난다. 따라서 matched 클래딩 광섬유의 광섬유는 이 제조방법에의 적용이 곤란하다. taper의 구조와 모드의 행동에 대한 더 구체적인 해석을 참고문헌으로 대신한다.³⁻¹⁴⁻¹⁷⁾

(2) 결합비와 결합효율

결합에 관하여 해석적으로 정확하게 분석하기는 매우 어렵다. 결합에 대하여 수치해석적으로 계산하는 연구가 행하여지고 있으나³⁻¹⁸⁾ 참고문헌으로만 나타내고 여기서는 이상적인 경우에 대하여 다룬다.

두개의 단일모드 광섬유가 서로 평행하게 있을 때 한쪽 광섬유의 기본모드가 이웃한 광섬유와 상호작용하여 둘사이의 빛이 결합하게 된다. 간섭의 정도 즉, 결합은 두 광섬유 코아간의 간격과 모드의 분포가 클래딩에 퍼져있는 정도에 의하여 결정된다. 기본모드가 분포되는 정도는 규격화 주파수 $V = 2\pi a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} / \lambda$ 에 의해 결정된다. (a 는 코아반경, n_1, n_2 는 코아, 클래딩의 굴절률,

λ 는 파장). 일반적으로 단일모드 광섬유가 cut-off 근처에 있는 경우, 즉 $V=2.4$ 에 근접한 경우 기본모드는 코아에 접속되어 있고 클래딩이 두 코아 사이에 결합이 발생하지 못할 정도로 두껍다. 그러나 광섬유를 taper지게 하면 코아의 반경이 줄어들게 되어 기본모드의 분포가 넓어지게 되고 따라서 두 광섬유사이의 상호작용이 증가하여 결합이 강하게 나타난다.³⁻¹⁹⁾ 그림 3-12가 이 관계를 나타낸다. 또한 결합의 정도는 결합의 길이 즉 모드분포에 의한 상호작용하는 광섬유의 길이에도 관계된다. 결합의 길이를 증가시킴에 따라 결합량이 증가 감소를 반복한다. 결합길이 L 를 한쪽의 광량이 다른 한쪽으로 전달되는 길이로 정의한다. taper 길이를 증가시키면 V 값이 작아져 모드간의 간섭이 증가되어 결합길이가 감소

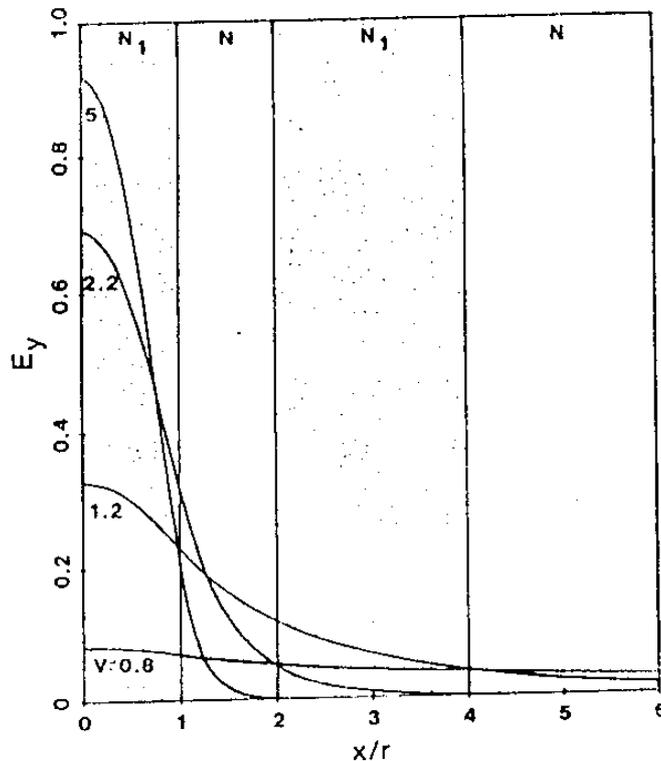


Fig.3-12 V 값에 따른 이웃한 광섬유에의 기본모드의 분포

한다. 초기의 이론적인 연구는 클래딩이 무한하다는 가정하에서 두 단일모드 광섬유의 모드간의 결합으로 계산하였다. 그러나 최근에는 V값이 작을때 즉 taper의 중간영역에서 코아부분은 중요하지 않게되어 결합은 클래딩의 굴절율 n_2 와 주위매질의 굴절율 n_3 에 의하여 유도되는 두 모드간의 결합으로 설명된다. taper 광섬유를 따라 발생하는 결합의 표현은 그림 3-14에서와 같이 3층의 광도파로 구조로 설명된다. Cut off 근처에서 기본모드는 클래딩에 넓게 퍼지지 않기때문에 굴절율 n_3 (일반적으로 공기)에 의한 효과는 무시된다. 즉, 클래딩이 무한하다고 할 수 있다. 따라서 결합계수는

$$C(V) = \frac{N \cdot A \cdot U^2 K_0(Wd/a)}{n_1 a V^3 K_1^2(W)} \dots\dots\dots (3-4)$$

a : 코아반경

b : 광섬유 중심간의 거리

U, W : 코아와 클래딩에서의 모드의 고유치

K_n : modified Bessel 함수

로 주어진다.³⁻¹⁹⁾

그러나 taper 영역에서는 V, U, W와 a가 변하고 따라서 C(V) 길이에 따라 달라진다. 한쪽 광섬유가 단위 광량으로 입사되었다면 각각의 광섬유의 출력은

$$P_1(Z) = \cos^2(\bar{C}(Z)Z) \dots\dots\dots (3-5)$$

$$P_2(Z) = \sin^2(\bar{C}(Z)Z)$$

$$\bar{C}(Z) = \frac{1}{Z} \int_0^Z C(Z') dz' \dots\dots\dots (3-6)$$

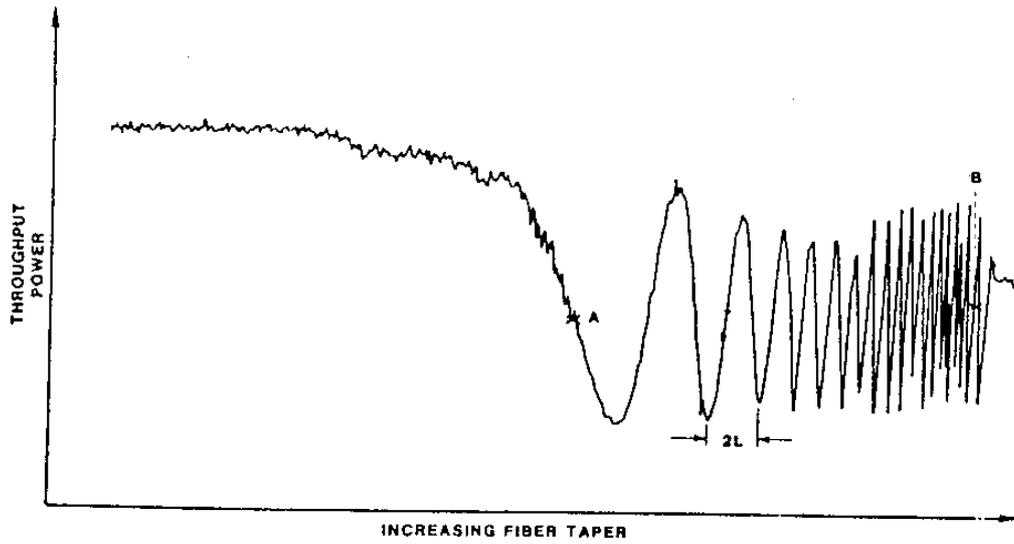


Fig. 3-13 인장에 따른 결합의 변화

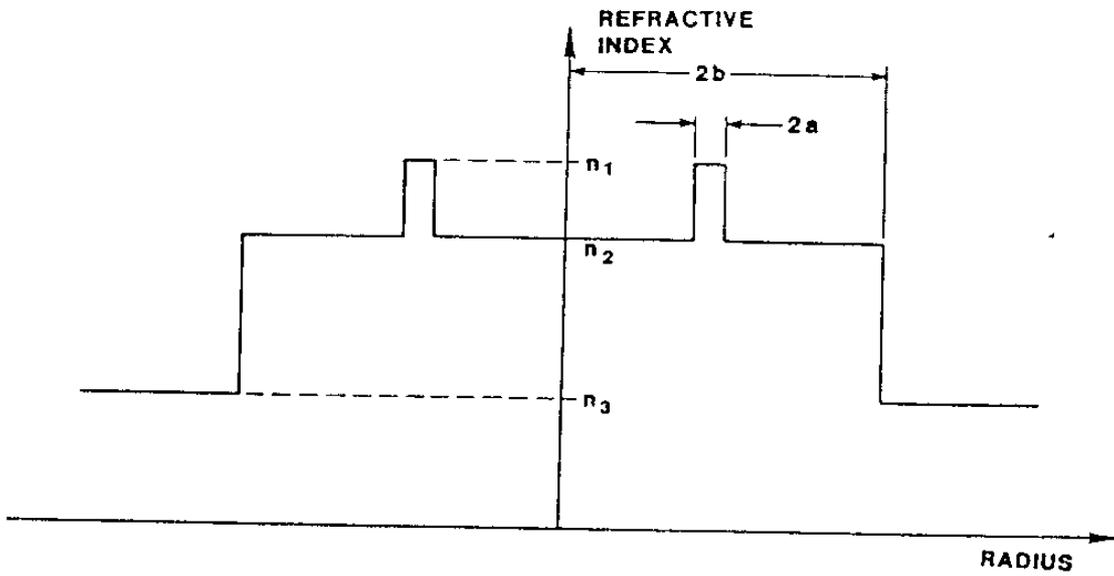


Fig. 3-14 굴절율 n_3 가 주변매질인 용융된 두 단일모드 광섬유의 굴절율분포 (n_1 : 코아의 굴절율, n_2 : 클래딩의 굴절율
 a : 코아경 b : 광섬유직경)

C(Z)는 taper에 따르는 결합계수로 균일한 광섬유의 경우 일정하다.

광섬유를 taper지게 하여 코아반경을 줄이면 기본모드가 클래딩에 넓게 퍼지게 되어 n_3 의 효과가 생기게 되고 중요한 영향을 미치게 된다. V값이 상당히 줄어들면 코아영역이 중요하지 않게 되어 n_2 와 n_3 에 의하여 형성되는 구조에 의해³⁻²⁰⁾ 유도되는 두 모드 사이의 결합으로 결합을 설명할 수 있다. 이런 경우 식(3-4)에 의해 주어진 결합계수에 광섬유의 반경을 코아반경 대신, n_1 을 n_2, n_2 를 n_3 로 대신하여 표현된다.³⁻²¹⁾ 원리적으로 기본모드는 광섬유가 아무리 가늘어져도 진행하므로 손실이 없지만 taper 각이 급격하면 코아내를 진행하지 못하므로 손실이 발생하게 되고 광섬유 표면의 불균일, 이물질에 의한 오염, taper 부분의 휨등에 의하여 손실이 발생하게 된다.

나. 다중모드의 경우

(1) taper의 효과

다중모드 광섬유에서의 taper부분을 진행하는 빛의 행동을 정확하게 표현하는 것은 매우 어려운 일이다. 다중모드 광섬유 taper에서의 빛의 진행에 관한 자세한 해석은 참고문헌으로 대신하고^{3-22,23)} 현실적으로 타당성이 있고 실제적인 가정으로 문제를 다루는 것이 유용하다.

간단을 기하기 위하여 그림 3-15에서와 같은 taper진 step형 굴절을 분포를 갖는 광섬유를 가정한다.³⁻²⁴⁾ 즉 taper각이 일

정하다고 생각한다. taper가 가늘어지기 전의 입사각을 ϕ_0 라면 가늘어지는 taper 방향으로 진행할수록 입사각은 작아지게 된다.

$$\cos \phi_n = \frac{r_1 \cos \Omega}{r_2} \dots\dots\dots (3-7)$$

ϕ_n : taper를 빠져나오는 마지막 각도

r_1, r_2 : taper가 시작되는 지점과 끝나는 지점의 코아의 반경

Ω : taper의 절반각

식(3-7)이 정확하지는 않지만 근사적으로 충분히 충분하다고 생각할 수 있다. ϕ_n 가 용융(fusion)영역에서 코아면에 대한 입사각이라면

$$\cos \phi_n = \frac{r_1 \cos \Omega}{r_2} \cos \phi_0 \dots\dots\dots (3-8)$$

taper 부분에 입사하기 전에 균일한 코아에 의해 빛이 진행되므로 ϕ_0 는

$$\cos \phi_n \leq \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-9)$$

를 만족해야 한다. 용융영역에서 ϕ_n 가 아주 작다면 빛은 공기-클래딩간의 경계를 빠져나가게 된다. 이 조건을 피하기 위해서는

$$\cos \phi_n \leq \frac{(n_1^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-10)$$

를 만족해야 한다. 식(3-8)과 식(3-10)을 합하면

$$\cos \phi_0 \leq \frac{r_2}{r_1 \cos \Omega} \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-11)$$

로 표현되고, 이것은, 가늘어지는 taper 를 진행한 뒤 주변 매질로 빠져나가지 않을 즉, 용융영역에서 최소한 클래딩에 남아있을 초기 조건이다. 또한 taper 영역을 진행한 뒤 용융영역에서 빛이 코아 내를 남아 있을 조건을

$$\cos \phi_0 = \frac{r_2}{r_1 \cos \Omega} \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-12)$$

식 (3-9), (3-10), (3-12) 에 의해 제한되는 조건으로부터 세개의 특별한 각을 구한다.

$$\cos \phi_{OM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-13)$$

$$\cos \phi_{OM}' = \frac{r_2}{r_1 \cos \Omega} \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-14)$$

$$\cos \phi_{OM}'' = \frac{r_2}{r_1 \cos \Omega} \frac{(n_1^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-15)$$

로 나타내며, ϕ_{OM} 은 균일한 광섬유에서 가늘어지는 taper 로 진행되는 초기 입사각 ϕ_0 의 최소값, ϕ_{OM}' 은 빛이 계속 코아에 남아 있는 최소값, ϕ_{OM}'' 은 공기 - 클래딩 경계를 빠져나가지 않을 최소값이다.

$$\phi_{OM}'' < \phi_{OM} \text{ 일때} \dots\dots\dots (3-16)$$

$$r_2 < r_1 \cos \Omega \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (3-17)$$

이 되고 이때 초기조건 입사각 ϕ_0 가 ϕ_{OM} 과 ϕ_{OM}'' 사이에 있는 빛들은 공기 - 클래딩 경계를 빠져나가게 된다.

$$\phi_{OM}'' \geq \phi_{OM} \quad \dots\dots\dots (3-18)$$

를 만족할 때

$$r_2 \geq r_1 \cos \Omega \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (3-19)$$

가 성립되고 균일한 광섬유 내를 진행하는 빛은 광섬유내를 빠져나지 않고 모두 가늘어지는 taper 부분을 진행한다.

그림 3-16 에서 θ 를 광축과 광섬유축과의 각, γ 를 방위각이라고 하면

$$\cos \phi_0 = \sin \theta \cos \gamma \quad \dots\dots\dots (3-20)$$

$$\sin \theta_M = \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \quad \dots\dots\dots (3-21)$$

$$\cos \gamma = \frac{\sin \theta_M}{\sin \theta} \quad \dots\dots\dots (3-22)$$

$$\sin \theta_c = \frac{n_0}{n_1} \quad \dots\dots\dots (3-23)$$

으로 내 고, 균일한 광섬유 내에서의 빛의 전체 분포는

$$F_{su} = 8\pi r^2 \int_{\theta=0}^{\theta_M} \int_{r=0}^r I(\theta) t' t'' \alpha^m(\theta) e^{-\beta L} \times \cos^2 \gamma \sin \theta dr d\theta$$

$$+ 8\pi r^2 \int_{\theta=\theta_M}^{\theta_c} \int_{r=\bar{r}(\theta)}^r I(\theta) t' t'' \alpha^m(\theta) e^{-\beta L} \times \cos^2 \gamma \sin \theta dr d\theta$$

\dots\dots\dots (3-24)

t', t'' : $n_0/n_1, n_1/n_0$ 경계에서의 Fresnel 투과

$\alpha(\theta)$: 내부반사에 대한 반사계수

β : 흡수율

m : 반사회수

L : 빛의 총진행 거리

r : 광섬유 반경

I(θ) : 빛의 각분포

로 주어진다. 이상적인 광학계에서는

$$I(\theta) = \begin{cases} 1 & \theta \leq \theta_c \\ 0 & \theta > \theta_c \end{cases} \dots\dots\dots (3-25)$$

meridional (광섬유축에 평행한) 빛에 대하여 $\theta > \theta_M$ 이면 입사되지 못하므로 식 (3-24) 에서 두번째 항은 없어진다.

$$\sin \theta'_M = \frac{r_2}{r_1 \cos \Omega} \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-26)$$

$$\sin \theta_M = \frac{r_2}{r_1 \cos \Omega} \frac{(n_1^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}}}{n_1} \dots\dots\dots (3-27)$$

$$\cos r'(\theta) = \frac{\sin \theta'_M}{\sin \theta} \dots\dots\dots (3-28)$$

$$\cos \bar{r}''(\theta) = \frac{\sin \theta''_M}{\sin \theta} \dots\dots\dots (3-29)$$

로 앞서서와 같이 정의하면

가늘어지는 taper 에 입사되는 빛은

$$P_1 = F(\theta_M) \dots\dots\dots (3-30)$$

taper 를 통과할 때 코아에 남는 빛은

$$P' = F_1(\theta'_M) \dots\dots\dots (3-31)$$

taper에서 공기-클래딩 경계를 빠져나가지 않는 빛은

$$P'' = F_1(\theta_M'') \dots\dots\dots (3-32)$$

로 표현할 수 있다.

Snyder³⁻²⁵⁾에 의하면 meridional 빛의 동일한 두 광섬유 사이에서의 결합은

$$\eta_m = \frac{P_c}{P'} \simeq \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\sin(S_z)}{S_z} \right] \dots\dots\dots (3-33)$$

P' : 첫번째 광섬유의 총광량

P_c : 두번째 광섬유에 나타나는 결합광량

Z : 결합길이

$$S = \frac{2 \sin \theta_M}{r} \frac{e^{-V(t/r)}}{[\pi V (1 + \frac{t}{2r})]^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (3-34)$$

$$V = Rr (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (3-35)$$

r : 광섬유 반경

t : 클래딩의 두께

로 표현되며 결합은 두 광섬유의 코아의 간격에 아주 민감한 것을 알 수 있다. Ogawa는³⁻²⁶⁾ 두 광섬유 사이의 결합에 대해 다음과 같은 가정으로 연구하였다.

- ① 광원이 이상적이다. 즉 식 (3-25)와 같은 각 분포를 갖는다. 이것은 모든 모드가 같은 Power의 세기를 갖는다는 것을 뜻한다.

- ㉔ 두 광섬유가 동일하다.
- ㉕ 결합은 같은 전파상수를 갖는 모드사이에서만 발생한다.
- ㉖ 클래딩의 두께 t 는 광섬유의 직경에 비하여 매우 적다.

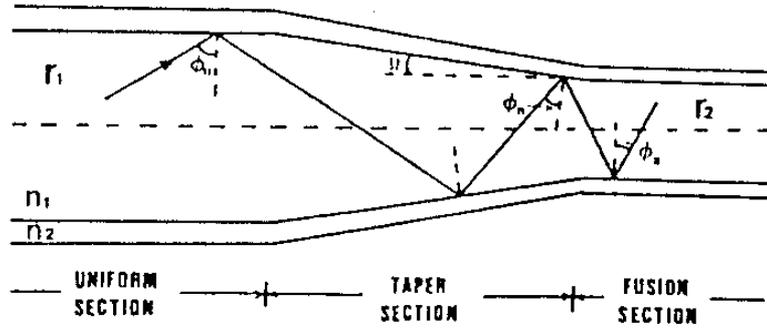


Fig.3-15 단순화된 taper의 개략도와 빛의 진행

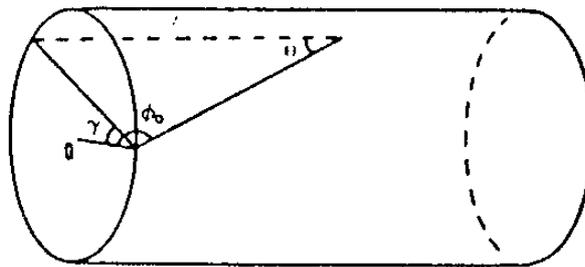


Fig.3-16 광섬유내를 축과 어긋나게 진행하는 빛 (Skew ray)의 표현

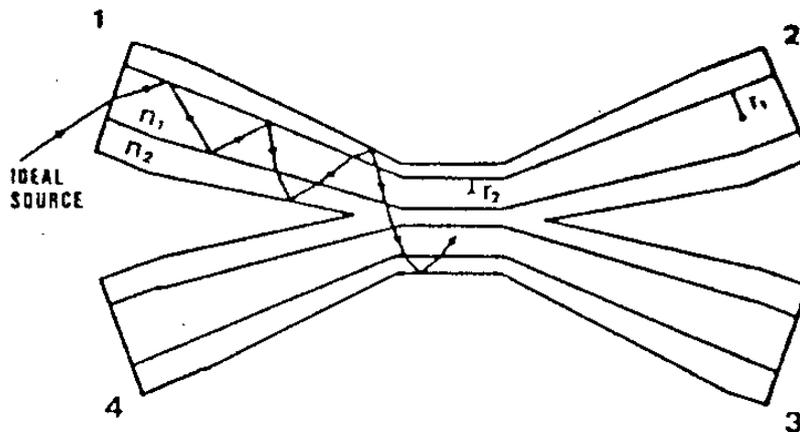


Fig.3-17 다중모드 biconical taper 결합기의 개략도

이런 가정 하에서

$$\eta_s = \int_0^1 \sin^2 (C_z) d\xi \dots\dots\dots (3-36)$$

$$C = \frac{2^{\frac{3}{2}} \Delta^{\frac{1}{2}}}{(R\pi n_1)^{\frac{1}{2}} r^{\frac{3}{2}} (2 + \frac{t}{r})} \xi (1-\xi)^{\frac{1}{2}} + \exp [- \frac{t}{r} (2N)^{\frac{1}{2}} (1-\xi)^{\frac{1}{2}}] \dots\dots\dots (3-37)$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \dots\dots\dots (3-38)$$

$$N = \frac{1}{2} k^2 r^2 (n_1 - n_2^2) \dots\dots\dots (3-39)$$

모드의 총갯수로 표현되며 앞에서와 마찬가지로 결합이 코아간격에 민감하다는 것을 알 수 있다.

(2) 결합비와 결합효율

식 (3-17), (3-19) 의 표현으로 부터 두 경우를 생각할 수 있다.

① 반경 r_2 (용융영역) 가 부등식

$$r_2 \geq \cos \Omega \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

을 만족하게 충분히 크면 이 경우는 광섬유를 빠져나가는 빛은 없게된다. P_2 에 들어가는 광량은

$$P_2 = \frac{1}{2} (P_1 + P') - P_c = \frac{1}{2} P_1 + \left(\frac{1}{2} - \eta \right) P' \dots\dots\dots (3-40)$$

P_3 에 들어가는 광량은

$$\begin{aligned}
 P_3 &= \frac{1}{2} (P_1 - P') + P_c \\
 &= \frac{1}{2} R_1 - \left(\frac{1}{2} - \eta\right) P' \dots\dots\dots (3-41)
 \end{aligned}$$

로 나타나고, 결합효율은

$$C_A = \frac{P_3}{P_1} = \frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} - \eta\right) \frac{P'}{P_1} \dots\dots\dots (3-42)$$

결합비는

$$R_A = \frac{P_3}{P_2 + P_3} = \frac{P_3}{P_1} = C_A \dots\dots\dots (3-43)$$

② 용융영역에서 r_2 가 부등식

$$r_2 < r_1 \cos \Omega \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

를 만족할만큼 작은 경우

$$\begin{aligned}
 P_2 &= \frac{1}{2} (P' + P'') - \eta P' \\
 &= \frac{1}{2} P'' + \left(\frac{1}{2} - \eta\right) P' \dots\dots\dots (3-44)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_3 &= \frac{1}{2} (P'' - P') + \eta P' \\
 &= \frac{1}{2} P'' - \left(\frac{1}{2} - \eta\right) P' \dots\dots\dots (3-45)
 \end{aligned}$$

로 표현되며 결합효율과 결합비는

$$C_B = \frac{P_3}{P_1} = \frac{1}{2} \frac{P''}{P_1} - \left(\frac{1}{2} - \eta\right) \frac{P'}{P_1} \dots\dots\dots (3-46)$$

$$R_B = \frac{P_3}{P_2 + P_3} = \frac{P_3}{P''} = \frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} - \eta\right) \frac{P'}{P''} \dots\dots\dots (3-47)$$

로 나타난다.

그림 3-18, 19 에 결합효율, 결합비에 대한 예를 나타낸다.

실제 광섬유를 이용하여 결합기를 제조하는 경우 클래딩의 두께가 상당히 두껍기때문에 코아간의 결합은 발생하지 않는다. 따라서 C_A, C_A, C_B, C_B 에서 η 가 없는 경우인 Szarka³⁻²⁷⁾ 의 가정이 더욱 실제적이다. 이 경우 50% 이상의 결합비를 얻을 수 없다.

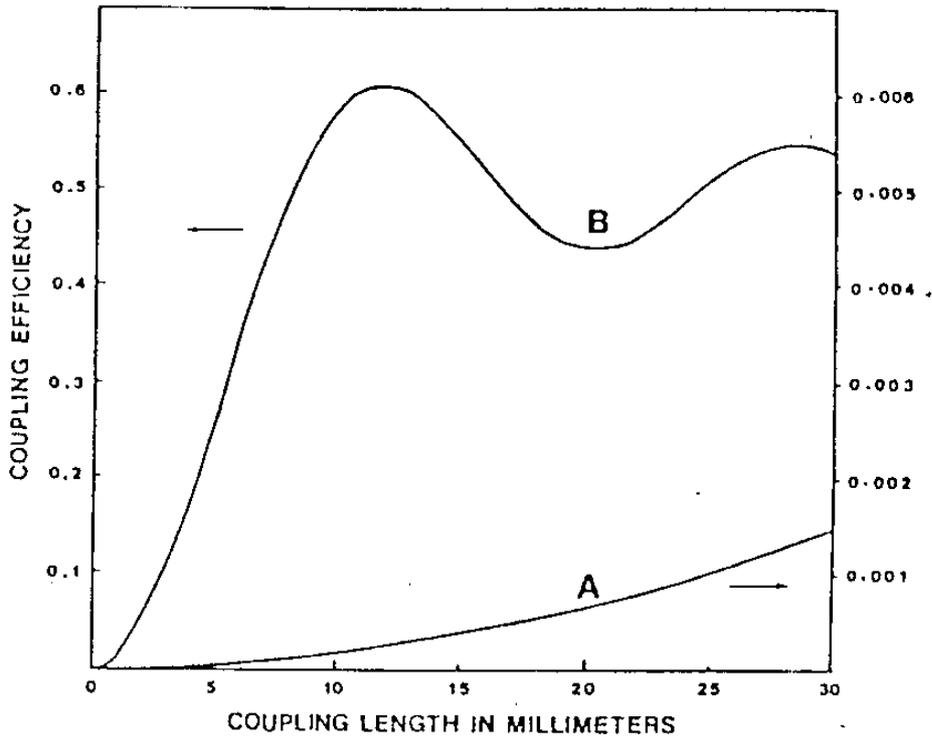


Fig. 3-18 결합길이에 따른 결합효율의 예
 $n_1 = 1.49, n_2 = 1.46, \lambda = 0.82 \mu m, \gamma = 25 \mu m$
A는 $t/r = 0.1$, B는 $t/r = 0.2$ 인 경우

따라서 그림 3-19에서 알 수 있듯이 50% 결합비의 결합기를 제조하려면 원리적으로 과잉손실을 감수해야 한다.

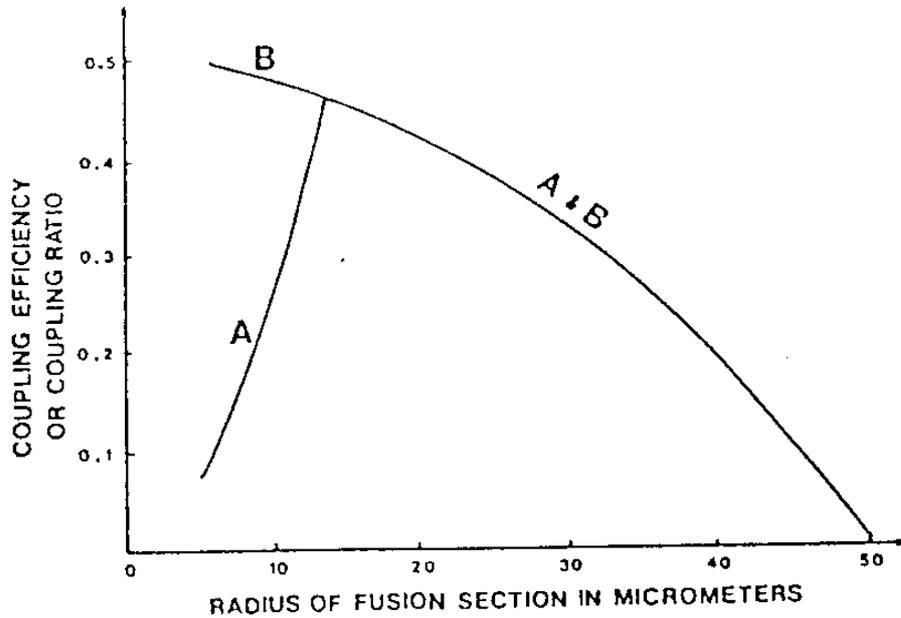


Fig.3-19 용융영역의 굵기에 따른 결합효율과 결합비
 $n_0 = 1.0, n_1 = 1.49, n_2 = 1.46, r_1 = 50 \mu\text{m}$
 A는 결합효율 B는 결합비

4. 결합기의 제조

가. 제조장치의 구성

그림 3-20에 제조장치의 개략도를 나타낸다. taper의 제조를 가열과 인장 두 요소로 나눌 수 있다. 먼저 가열부분에 대하여 고찰한다. 가열은 taper의 형태를 결정짓는 요소이다. 가열영역이 넓을수록 $M(z)$ 가 작은 값을 갖는다. 즉, taper의 경사가 완만해진다. 경사의 정도는 결합기의 성능 즉 손실 특성에 영향을 준

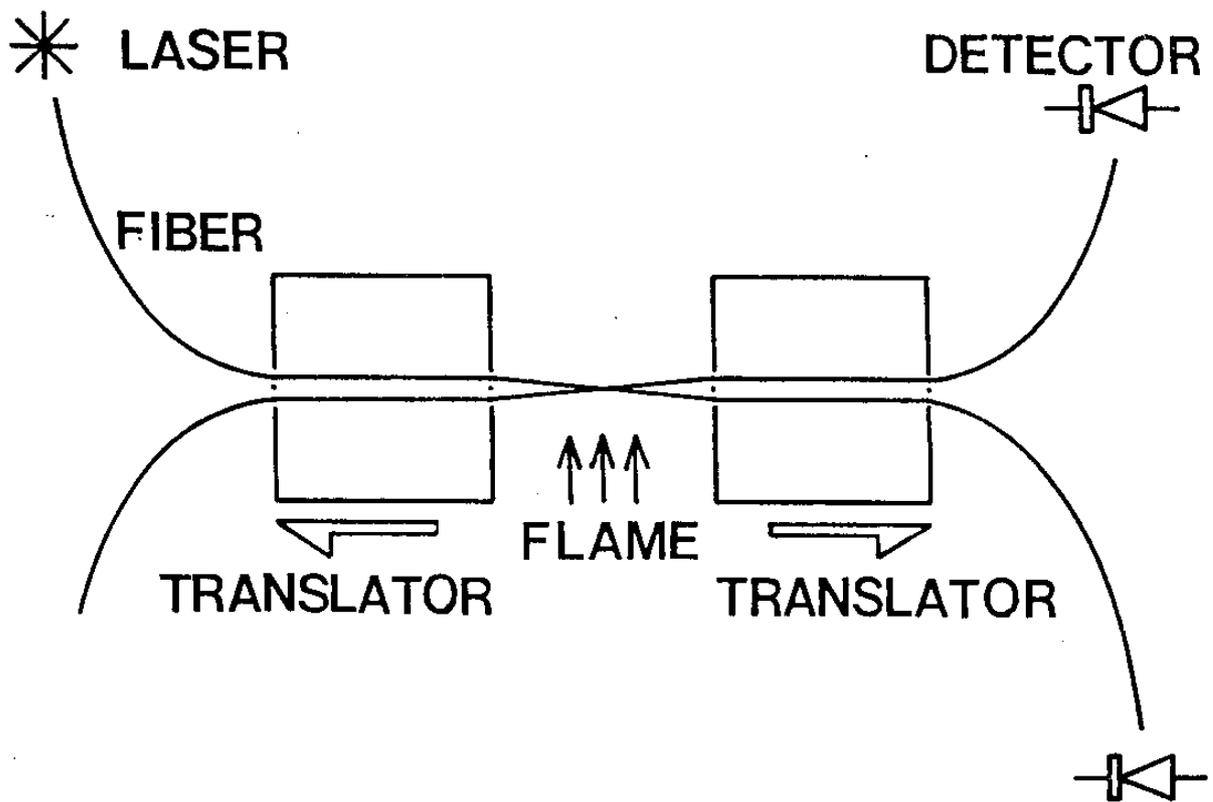


Fig.3-20 제조장치의 개략도

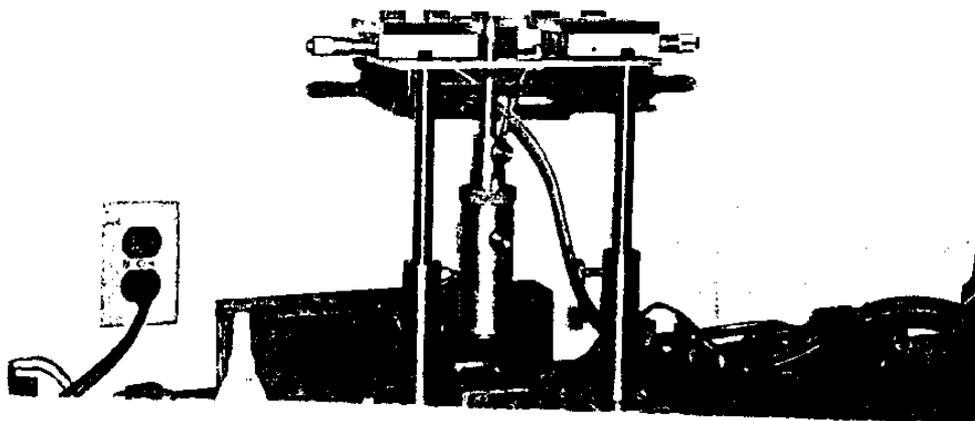


Fig.3-21 제조장치의 전경

다. 현재 통신용으로 사용되는 다중모드 광섬유의 경우 taper의 경사각이 3° 이하, 중심부의 가늘기가 $12\ \mu\text{m}$ 정도되게 이루어져야 한다. 가열원으로써 필요한 사항은 첫째 실리카 광섬유를 녹일수 있는 $1,300^\circ\text{C} \sim 1,600^\circ\text{C}$ 의 고온을 낼 수 있어야 한다. 둘째 가열 부분의 광섬유를 오염시키지 않아야 한다. 셋째 가열되는 광섬유의 축에 변형을 주지 않아야 한다. 본 연구에서는 가열원으로 부탄-산소 가스 불꽃을 사용한다. 불꽃의 크기는 토치에 의해 결정되므로 토치의 특성이 매우 중요하다. 전장에서 설명한 것처럼 가열폭의 온도가 일정하지 못하므로 몇번의 시행착오를 거쳐 알맞은 토치를 결정한다. 토치의 재료로는 석영이 깨끗한 면에서는 장점이 있지만 충격에 약하고 본 연구에서 처럼 불꽃의 크기가 크고 낮은 압력이 요구되는 경우 사용에 많은 어려움이 따른다. 본 연구에서는 두 가스가 따로 분출되는 다공형의 토치를 채택했다. 인장에 사용하는 장치로는 미세이동장치를 이용하여 가열부분 양쪽에서 당기도록 한다. 이 부분에서 가장 중요한 것은 광섬유축과 인장방향과의 일치이다. 일치하지 않는 경우 광섬유축에 힘을 발생시켜 결국 과잉손실을 증가시킨다. 본 연구에서는 광섬유를 고정시키기 위하여 V홈을 이용하였다. 미세이동장치의 위치를 이동시키면서 양쪽의 V홈의 축이 항상 일직선이 되도록 조절했다. 부탄-산소 가스의 공급 유량의 조절에는 미세조절이 가능한 Mass flow controller와 Needle Valve를 사용하였다. 한편 가스 불꽃을 사용하므로 주변 공기가 흔들리지 않도록 고려해야 한다.

나. 제조과정

먼저 광섬유의 가열부분의 코팅을 수 cm 정도 벗겨낸다. 벗겨진 부분의 표면을 이소프로필 알콜을 tissue에 묻혀 세게 문질러 세척한다. 세척된 광섬유 두가닥의 가열된 부분 양쪽을 V홈에 고정시킨다. 이때 가열된 부분이 한번정도 꼬이게하여 가열시 접촉이 유지되어 용융이 잘 되도록 한다. 다음 광섬유 한쪽에 광원을 입사시킨다. 본 연구에서는 다중모드에서는 2mw He-Ne 레이저를 이용하였으며, 단일모드의 경우는 He-Ne 레이저와, 1.3 μm narrow 밴드패스 필터와 150w 텅스텐-할로젠 램프를 이용하여 광원으로 사용하였다. 다른 한쪽끝에 detector로 광량을 측정하면서 입사량이 최대가 되도록 광섬유의 위치조절기를 조절한다. 입사단에서 조금 떨어진 위치에서 클래딩 모드를 제거한다. 이로써 결합기 제조를 위한 준비가 완료되었다. 다음은 부탄가스 밸브를 서서히 돌리면서 torch에 불을 붙인다. 이때는 불꽃이 광섬유에 닿지 않는 곳에서 행한다. 부탄가스만의 불꽃은 흔들림이 심하므로 산소의 유량을 서서히 증가시켜 불꽃모양이 안정되도록 한다. 산소의 양이 증가하면 불꽃의 크기가 작아지고 불꽃의 형태가 고정된다. 부탄과 산소의 밸브를 각각 조절하여 불꽃이 가능한한 작고 안정되게 한다. 다음 서서히 광섬유의 가열할 부분에 접근시킨다. 이때 광섬유의 가열부분을 잘 관찰한다. 광섬유가 가열되면 광섬유에서 빛을 발하게 된다. 이러한 상태가 되면 torch의 이동을 멈춘다. detector의 광량이 초기상태 즉 열이 가해지지 않은 상태보다 줄어드는데 이것은 가열에 의하여 광섬유의 굴절율과 공기의 굴절율이 달라지기

때문이다. 만약 torch가 근접했는데도 광섬유에 아무런 변화가 없다면 가스량을 조심스럽게 증가시키고 불꽃의 위치를 조금씩 이동시키면서 광섬유가 밝게 빛을 발하는 상태가 되면 멈춘다. 이때부터 출력단의 광량을 초기의 광량과 비교하면서 미세이동장치의 마이크로메타 손잡이를 조금씩 돌린다. 계속 광량을 관찰하면서 조금씩 마이크로메타를 일정간격 돌리면서 광섬유를 늘린다. 원하는 광량이 되면 가열을 멈춘다. 양쪽으로 동시에 당기는 것이 대칭성을 확실하게 하는 장점이 있다. 한쪽으로만 당겨도 차이가 없는 것을 알 수 있었다. 광량의 측정방법으로는 두 출력단의 광량을 각각 측정하는 방법과 두 광출력의 비를 측정하는 방법이 있는데 차이는 없다. 본 실험에서는 광검출기로 다중모드에서는 Photodyne 사제품 22 XL을 사용하여 측정하였고, 단일모드의 경우 United 사제품 380과 Antitsu 사제품 ML93A를 사용하였다.

다. 제조결과

먼저 다중모드의 경우 광섬유 직경 $125\ \mu\text{m}$, 코아경 $50\ \mu\text{m}$, $N.A. = 0.2$ 의 graded 굴절을 분포의 광섬유는 가열원의 폭이 약 $1\ \text{cm}$, taper 길이 $14\ \text{mm}$ 정도에서 결합비 50%, 편차 0.5 dB 이내, 과잉손실 1 dB의 결합기를 제조할 수 있다. 실험초기 torch를 석영으로 제조해 사용하였는데 가열폭이 $0.5\ \text{cm}$ 의 과잉손실 1.4 dB의 결합기를 제조할 수 있었으나 더 큰 구경의 torch는 가스의 분출압력이 낮아 불꽃이 빨려들어가 폭발하는 현상이 일어나 사용이 불가능하였다. 따라서 가열폭을 크게 하기 위하여 금속으로 제조된 가



Fig.3-22 결합기의 taper 부분중 최대각 (1°)을 이루는 부분

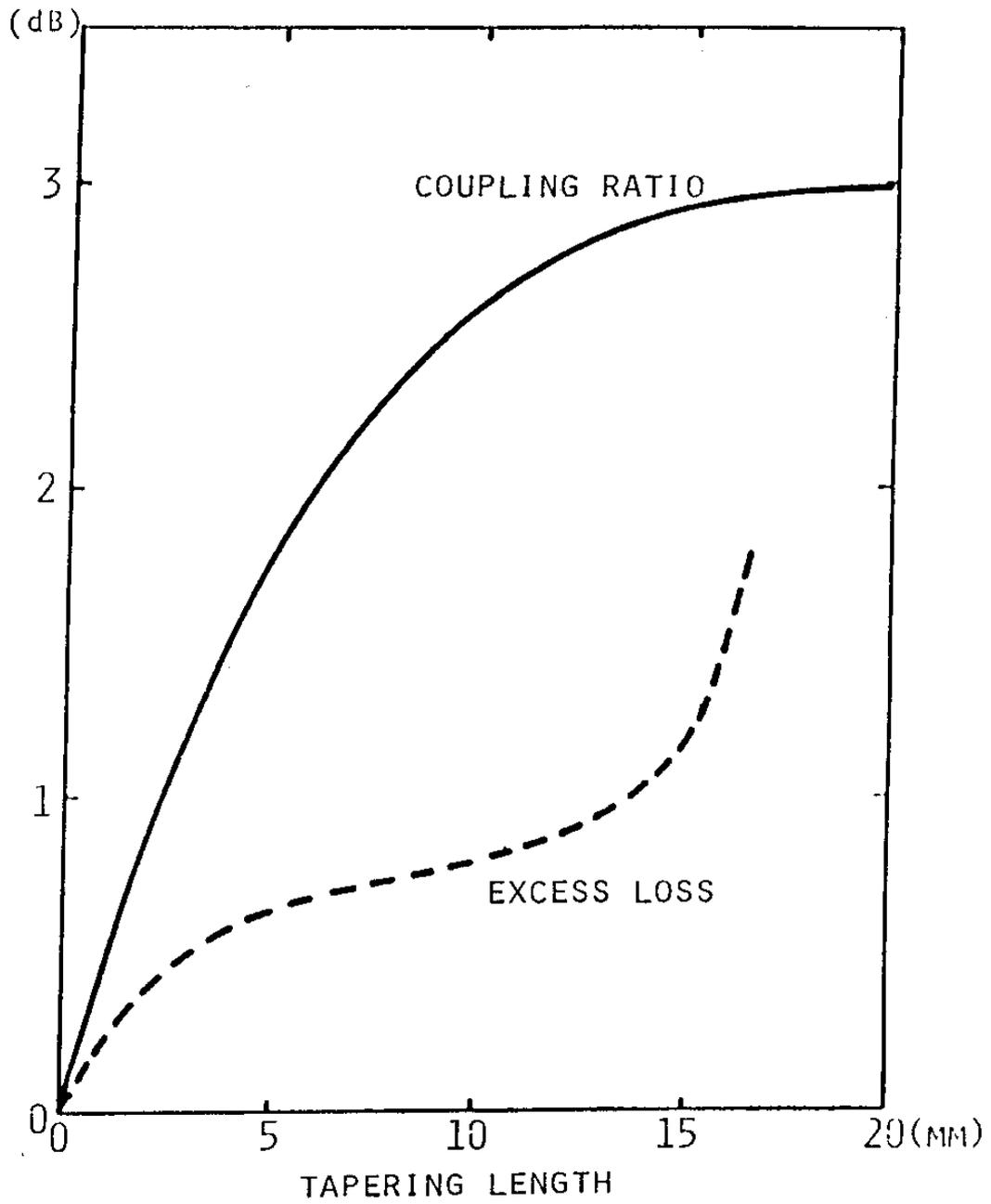


Fig. 3-23 제조된 다중모드 결합기의 taper 길이에 따른 결합비와 과잉손실의 변화

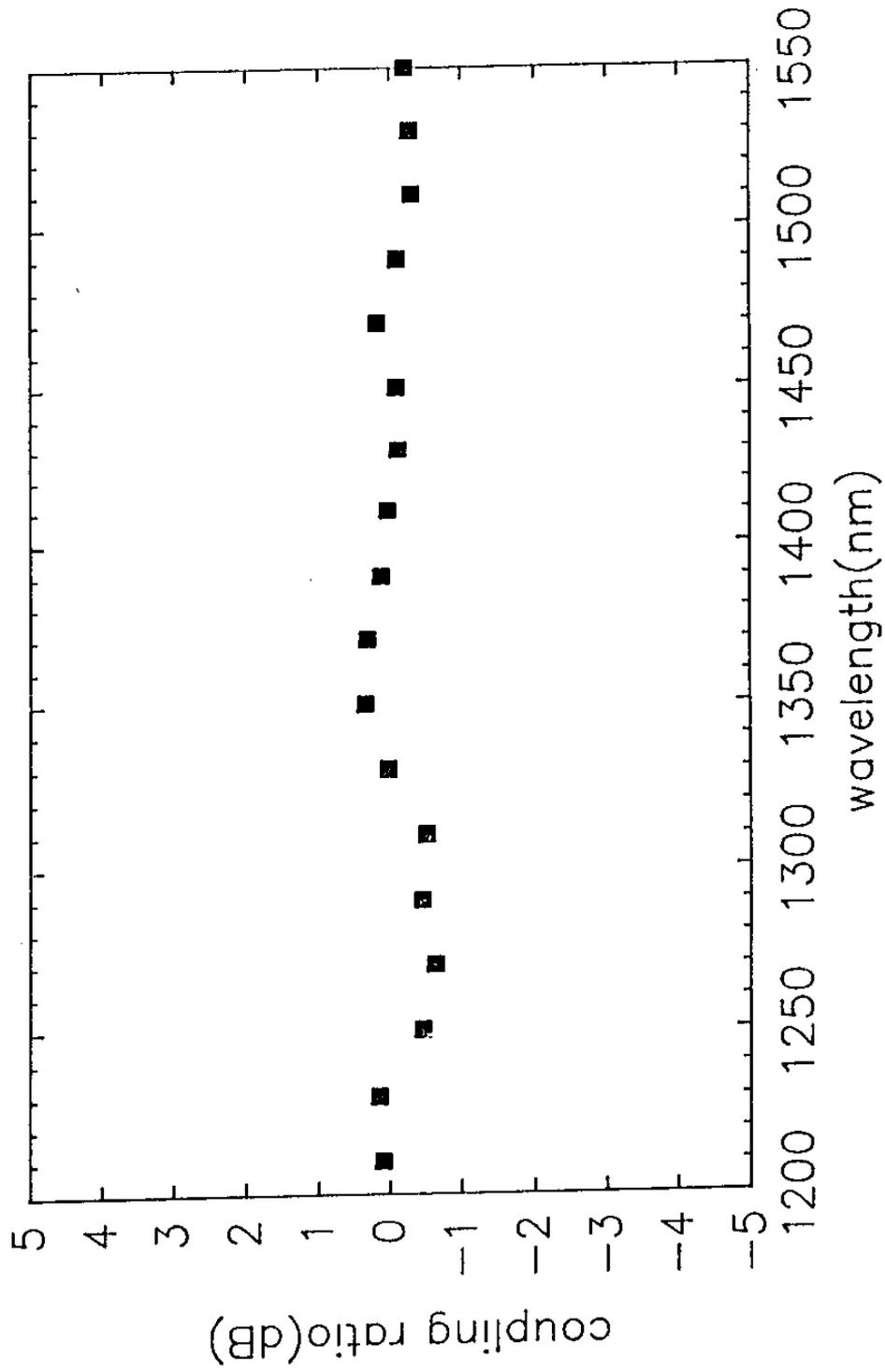


Fig. 3-24 다중모드 결합기의 파장에 따른 결합의 변화

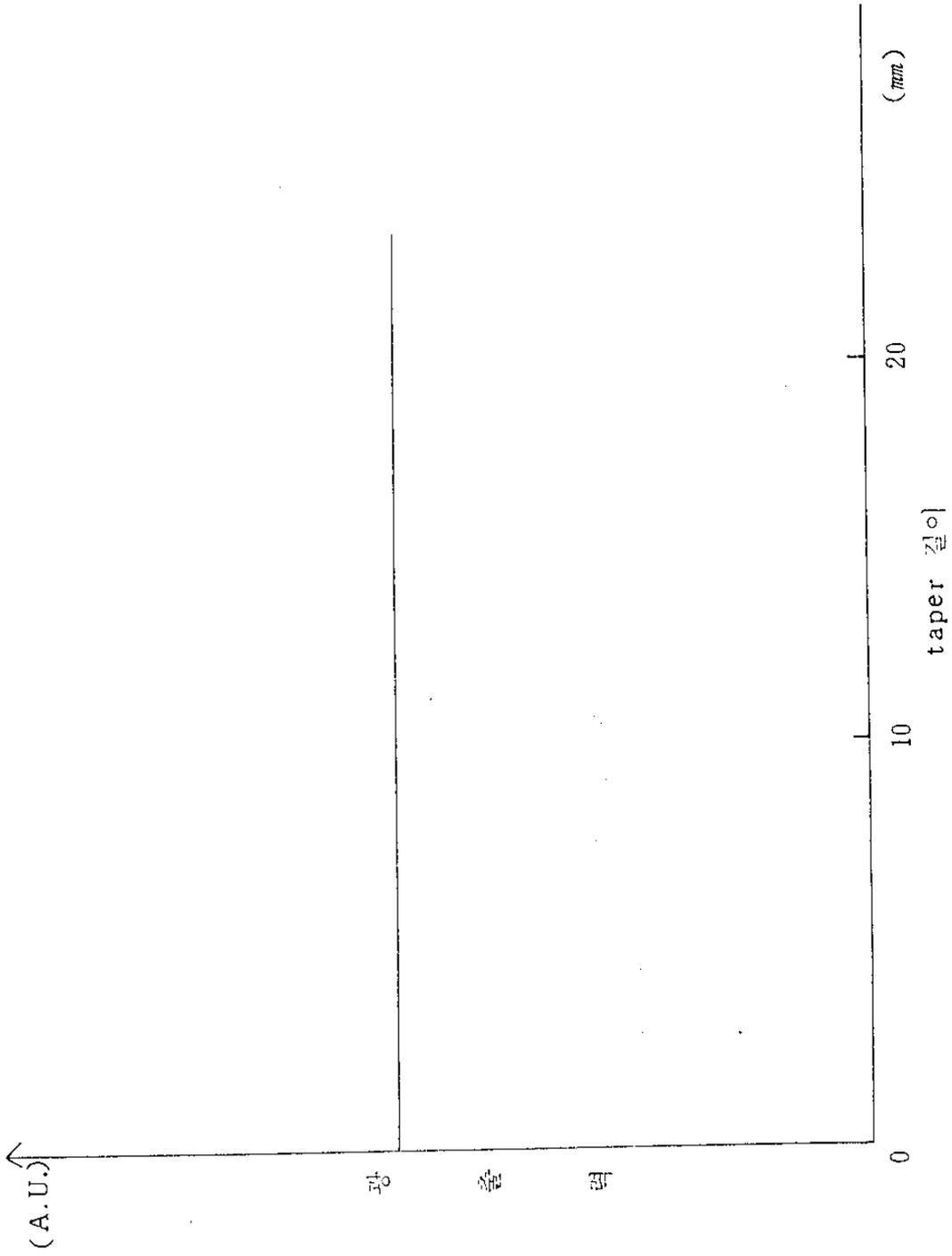


Fig. 3-25 단일모드 광섬유의 taper에 따른 출력의 변화

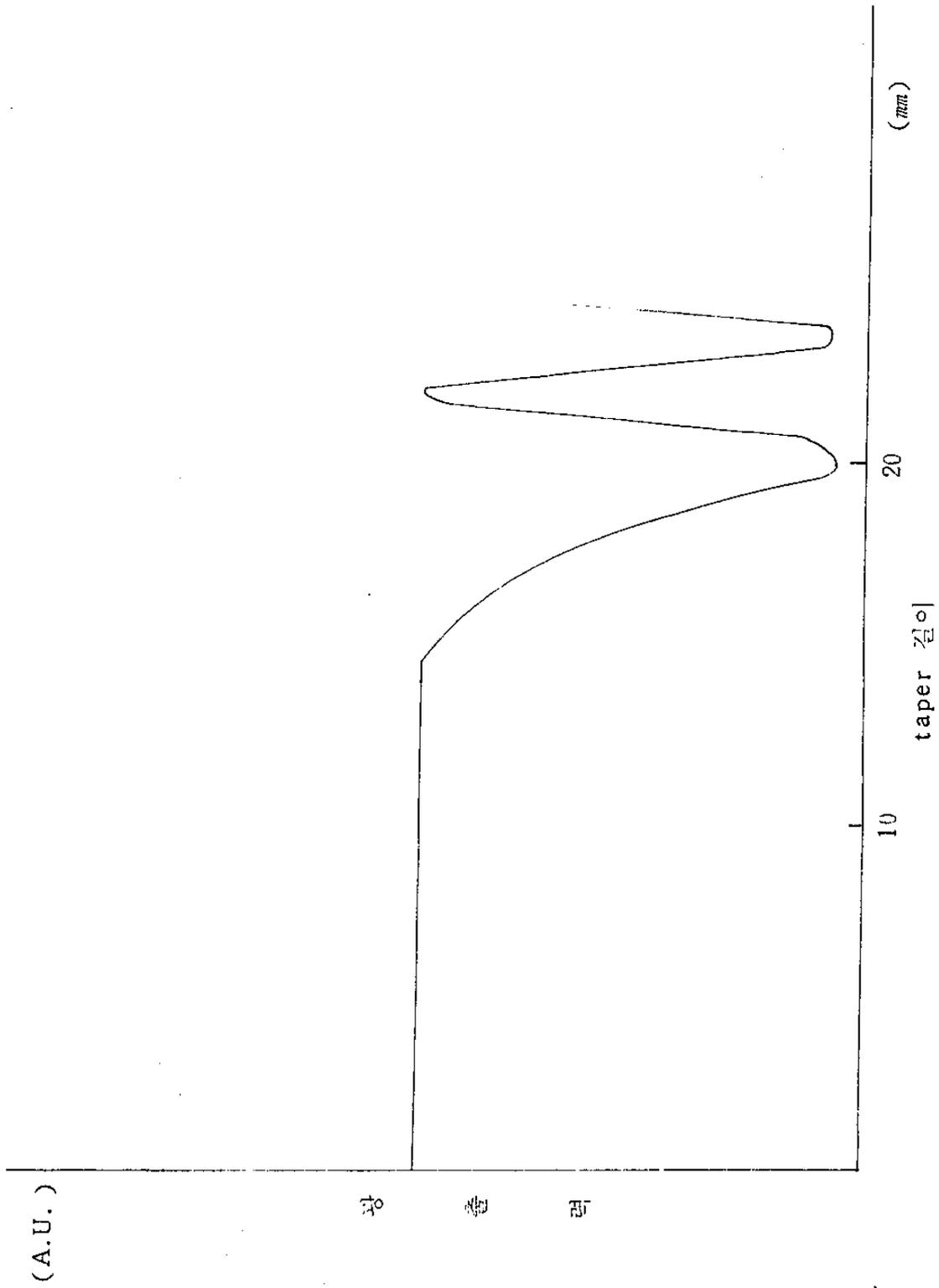


Fig. 3-26 결합기 제조시 원광섬유축의 taper에 따른
결합의 변화

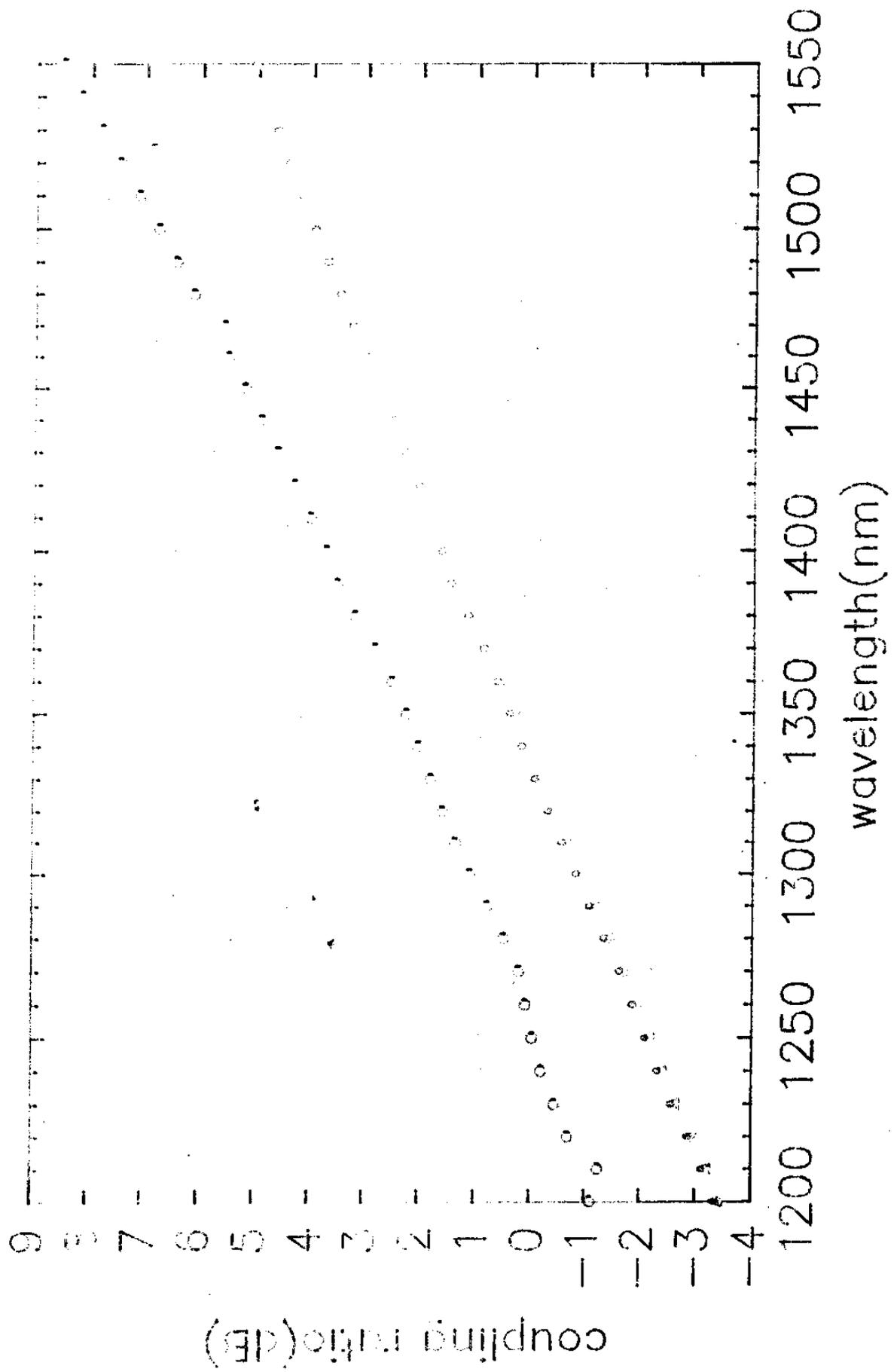


Fig. 3-27 단일모드 광섬유결합기의 파장에 따른 결합비의 변화

스 분출구가 작은 다공인 torch를 사용하였다. 제조결과 과잉손실 1 dB에서 50%의 결합을 얻을 수 있었다. 코아 경 $62.5 \mu\text{m}$ N.A. 0.29의 광섬유에서는 과잉손실 0.9 dB의 50% 결합이 얻어졌다. 제조에 걸린 시간은 약 20분 정도이다.

단일모드 광섬유의 경우 $1.3 \mu\text{m}$ 에서 단일모드인 matched 클래딩 광섬유를 사용하여 과잉손실 0.1 dB의 결합기를 제조할 수 있었다. taper 길이는 17 ~ 19 mm이었다. 광섬유 한가닥을 본 실험 장치의 최대이동거리의 24 mm까지 taper지게 했을 때 출력단의 광량변화가 전혀 없었으며 taper 길이 24 mm에서의 결합기의 출력은 그림 3-25 처럼 나타났으며 이때 과잉손실은 0.3 dB였다.

다중모드 결합기의 제조에 있어서 가열할 때와 그렇지 않을 때의 출력량에 차이가 있어 이점을 고려에 두고 제조에 임해야 하며, 단일모드의 경우 결합의 변화가 급격하므로 인장시 미세한 조절이 요구되며, 특히 본 실험에 있어서 측정장치의 한계로 과잉손실을 0.1 dB의 정확도 이상 측정할 수 없어 정확한 손실의 편차분포를 측정할 수 없었고 결합비의 정확한 제어가 어려웠다.

5. 결 론

다중모드의 경우 결합비 50%, 과잉손실 1 dB의 결합기를, 단일모드의 경우 0.1 dB 이하의 과잉손실을 갖은 결합기를 제조할 수 있었다.

위의 결과를 언제나 정확하게 반복 생산하기 위하여는 가스 조절을 MFC에 의한 자동조절과 인장시 구동을 모터에 의해 정

확하게 제어하는 것이 바람직하다고 판단되며 이와함께 torch 불꽃의 가열분포의 최적상태에 대하여 더 연구가 이루어진다면 다중모드의 경우 손실은 더 낮출 수 있을 것으로 사려된다.

단일모드의 경우 과잉손실에 대한 정확한 측정과 특히 결합비의 정확한 조절을 위하여 인장에 대하여 미세한 제어를 할 수 있어야 한다.

최근 광섬유를 응용한 센서에 결합기의 요구가 증가하고 있는데, 특히 편광상태를 이용한 응용의 경우에 적용시키기 위해서는 결합기에서의 편광상태에 관한 연구와 편광유지 광섬유를 이용한 결합기의 제조에 관한 연구가 필요하다.

실제 사용하기 위하여서는 Package에 관하여 연구되어야 하며 특히 센서에의 응용의 경우 내환경성 즉, 혹독한 환경에서도 결합기의 특성에 영향을 주지않은 Package에 대한 연구가 요청된다.

제 3절 위상변조기

1. 서 론

위상변조기에 대한 연구는, 레이저의 발달에 따라 이 광원을 광통신에 이용하려는 열망이 커지자 광원을 변조(진폭, 위상, 주파수 변조)시키고자 하는 요구에 의해서 시작되었다.³⁻²⁸⁾ 변조의 방법에는 광원을 직접 변조시키는 방법과 광원의 외부에 변조기를 부착하는 방법이 있는데, 외부에 변조기를 만드는 기본원리는 전기광

학효과, 자기광학효과, 광탄성효과 및 acousto-optic 효과를 들 수 있다. 광탄성효과를 제외한 나머지 효과들에 대한 연구는 1965년 부터 시작되었는데, ³⁻²⁹⁾ 초기에는 bulk 형태의 위상변조기가 연구 되었으며, 1971년에 channin에 의해서 bulk LiNbO_3 변조기가 구현되었는데 이것의 동작전압은 매우 높았다.³⁻³⁰⁾ 1973년에 Kaminow 등이 outdiffusion 방법에 의해서 LiNbO_3 도파로를 만들어 변조기를 구현하여 동작전압을 ~ 5 Volts 정도로 낮추는데 성공 하였다.³⁻³¹⁾ 광탄성효과를 이용한 변조기는 이러한 추세에 맞추어 광섬유가 개발되자 광섬유를 이용한 변조기를 만들게 되었다.

이러한 발전을 통하여 만들어지고 있는 변조기는 광통신에서 신호처리를 원활히 수행시키기 위해서 사용되고 있으며 또한 광섬유 gyro 등과 같은 센서시스템에도 활용되고 있다. 따라서 본 연구에서는 광탄성효과를 이용한 Fiber-PZT 위상변조기와 전기광학효과를 이용한 박막도파로 위상변조기의 제작과 특성에 대해서 연구하였다.

2. Fiber - PZT 위상변조기

단일모드 광섬유나 다중모드 광섬유에 시간적으로 방향이 변하는 기계 역학적 stress를 주면 광섬유 도파 빛의 위상이 변한다.^{3-32,41,44)} Piezoelectric transducer 위상 변조기는 Fiber-optic 간섭계 원리를 이용하는 센서들에 많이 사용된다.^{3-33,38,40)} 특히, 실린더형 PZT 표면에 광섬유를 감은 형태의 위상 변조기는 Mach - Zehnder 간섭계 센서들이나 Sagnac Gyroscope ³⁻⁴⁰⁾ 등

각종 센서시스템에 필수적으로 사용되며 시스템의 신호처리를 용이하게 한다. 본절은 PZT를 이용한 Fiber 위상 변조기의 동작 원리와 실험 결과를 보인다.

가. Piezoelectric Transducer

linear electrooptic 효과 (Pockels effect) 를 가진 crystal 은 외부 인가 전장에 따라 기계역학적 변형을 일으킨다. 또한, polar axis 를 가진 모든 crystal 은 piezoelectric transducer 이며 외부 인가전압에 따른 팽창, 수축, 비틀림, 끊어짐 등의 변형을 일으킨다. 그림 3-28 (a), (b), (c) 는 외부에서 인가한 전압에 따른 piezoelectric 효과의 동작 원리를 설명한다. 그림 3-28 (a) 는 strain 을 가하지 않은 상태의 PZT 를 보여 주며 (b) 는 stress 가 가해질때 crystal 이온들의 재분배에 의한 자유 전하가 발생한 상태를 나타낸다. 또한 외부에서 전장을 PZT 에 인가하면 그림 3-28 (b) 와 같이 PZT cell 이 변형된다. 그림 3-28 (c) 은 외부에서 인가한 전장 방향에 수직으로 piezoelectric crystal 이 수축과 팽창을 하는 경우를 나타낸다. 외부 인가전장이 정전장일때와 동적 교류 전장일때 PZT crystal 의 변형 특성은 다르다.

(1) 정전 전장에 따른 PZT 변형특성

정전 전기장을 piezoelectric crystal 에 외부에서 인가할 때 발생하는 piezoelectric 효과를 piezoelectric strain

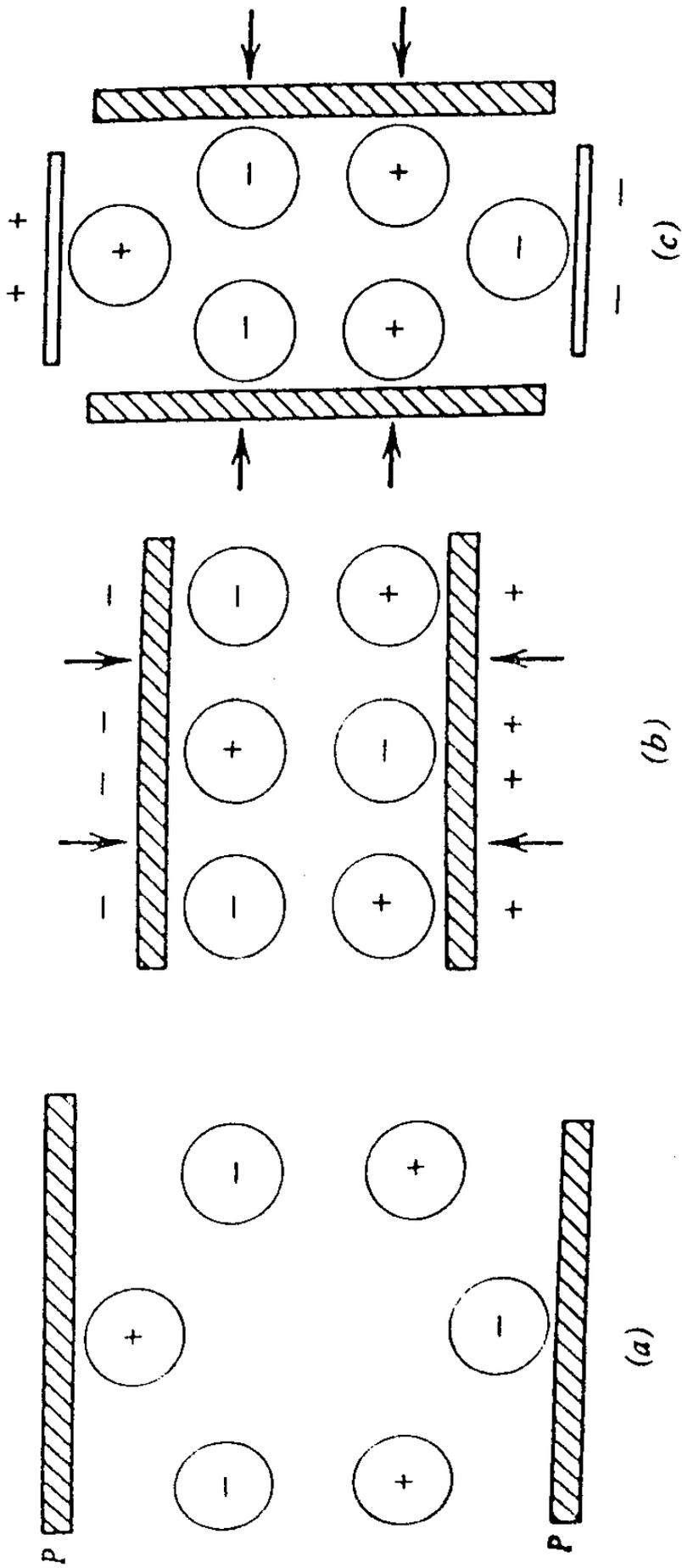


Fig.3-28 Piezoelectric crystal의 외부 인가 전장에 따른 동작 원리.
 (a) strain이 없는 상태, (b) stress가 가해진 상태,
 (c) 외부에서 전장을 인가한 상태.

상수 (d_{ip}) 와 stress 상수 (e_{ip}) 로 표시하면 다음과 같다.

$$d_{ip} = \left. \frac{\partial S_p}{\partial E_i} \right|_T = \left. \frac{\partial D_i}{\partial T_p} \right|_E \dots\dots\dots (3-48)$$

$$e_{ip} = \left. \frac{\partial T_p}{\partial E_i} \right|_S = \left. \frac{D_i}{S_p} \right|_E \dots\dots\dots (3-49)$$

여기서 S_p 와 T_p 는 strain 과 stress 를 나타낸다. E_i 와 D_i 는 전기장과 변위 전류를 나타낸다. 아래 첨자 문자와 위 첨자 문자 S, T, D, E 는 미분시 해당량이 상수라는 것을 의미한다. 그리고, $i, j = 1, 2, 3$ 이며 p, q, r 는 $1, 2, \dots, 6$ 의 값을 가진다.

외부에서 인가한 전장에 따라 stress 가 생기지 않을때 piezoelectric strain 을 외부 인가 전장 $|E_i|$ 를 사용하여 표현하면 다음과 같다.

$$\| S_p \| = \| d_{ip} \| \| E_i \| \dots\dots\dots (3-50)$$

0 volt 의 flux density 에 대한 변위 전류 D 는 stress 와 다음의 관계가 있다.

$$\| D_i \| = \| d_{ip} \| \| T_p \| \dots\dots\dots (3-51)$$

piezoelectric crystal 에 외부에서 E 의 전장을 인가할 때 crystal 내부에 발생한 strain 과 stress 를 elastic 효과와 piezoelectric 효과로 표시하기 위해 다음의 상수를 정의한다.

$$h_{ip} = - \left. \frac{\partial T_p}{\partial D_i} \right|_s = - \left. \frac{\partial E_i}{\partial S_p} \right|_D \dots\dots\dots (3-52)$$

$$g_{ip} = \left. \frac{\partial S_p}{\partial D_i} \right|_T = - \left. \frac{\partial E_i}{\partial T_p} \right|_D \dots\dots\dots (3-53)$$

식 (3-52) 과 식 (3-53) 을 사용하여 piezoelectric 효과를 표현하면

$$T_p = C_{pq}^E S_q - e_{ip} E_i = C_{pq}^D S_q - h_{ip} D_i \dots\dots\dots (3-54)$$

$$S_p = S_{pq}^E T_q + d_{ip} E_i = S_{pq}^D T_q + g_{ip} D_i \dots\dots\dots (3-55)$$

이 된다. 여기서 각 상수들은

$$d_{ip} = \epsilon_{ji}^T g_{jp} = e_{iq} S_{qp}^E \dots\dots\dots (3-56)$$

$$g_{ip} = \beta_{ji}^T d_{jp} = h_{jp} S_{qp}^D \dots\dots\dots (3-57)$$

$$e_{ip} = \epsilon_{ji}^S h_{jp} = d_{iq} C_{qp}^E \dots\dots\dots (3-58)$$

$$h_{ip} = \beta_{ji}^S e_{jp} = g_{iq} C_{qp}^D \dots\dots\dots (3-59)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{\partial D_i}{\partial E_j} \dots\dots\dots (3-60)$$

의 관계가 있다.

(2) 교류 전장에 따른 PZT 변형특성

piezoelectric crystal에 외부에서 교류 전압을 인가하면 수축과 팽창을 반복한다. 교류전압의 주파수를 가변하면서 수축

표 3-1 Acoustooptic 소자로 사용되는 Piezoelectric Transducer crystal.

PIEZOELECTRIC TRANSDUCERS FOR ACOUSTOOPTICS (Section 14.2.1.2)

Material	Point group	Density ρ (g/cm ³)	Mode ^a	Orientation	Coupling factor	Dielectric constant	Freq. const. (GHz · μ m)	Mechanical impedance (10 ⁹ kg/m ² s)
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	2mm	5.41	L	Z	0.57	32	3.075	33.3
			S	Y	0.25	227	1.83	19.8
LiGaO ₂	2mm	4.19	L	Z	0.30	8.5	3.13	26.2
Li ₂ GeO ₃	2mm	3.50	L	Z	0.31	12.1	3.25	22.8
SiO ₂	32	2.65	L	X	0.098	4.58	2.87	15.2
			S	Y	0.137	4.58	1.925	10.2
LiNbO ₃	3m	4.64	L	36°Y ^b	0.49	38.6	3.65	33.9
			S	163°Y ^b	0.62	42.9	2.24	20.8
			S	X	0.68	44.3	2.40	22.3
LiTaO ₃	3m	7.45	L	47°Y ^b	0.29	42.7	3.70	55.2
			S	X	0.44	42.6	2.11	31.4
LiIO ₃	6	4.5	L	Z	0.51	6	2.065	18.5
			S	Y	0.60	8	1.26	11.3
AlN	6mm	3.26	L	Z	0.20	8.5	5.2	34.0
ZnO	6mm	5.68	L	Z	0.27	8.8	3.18	36.2
			S	39°Y ^c	0.35	8.6	1.62	18.4
			S	Y	0.31	8.3	1.44	16.4
CdS	6mm	4.82	L	Z	0.15	9.5	2.25	21.7
			S	40°Y ^c	0.21	9.3	1.05	10.1
Bi ₁₂ GeO ₂₀	23	9.22	L	(111)	{ 0.19 {(0.155)	38.6	1.65	30.4
			S	(110)	{ 0.32 {(0.235)	38.6	0.878	16.2

^a L, longitudinal mode; S, shear mode.

^b α° Y means that the plate-normal is rotated α° from the Y axis around the X axis. Warner et al., *J. Acous. Soc. Am.* **42**, 1223 (1967).

^c The angle between the plate-normal and the c axis is given. Foster et al., *IEEE Trans. SU-15*, 28 (1968).

See Refs. 14.6 and 14.7 for the preferred nomenclature.

Source: From Uchida and Niizeki [14.8].

과 팽창 정도를 관측하면 기계역학적 PZT 공진주파수 근처에서 큰 진폭을 갖는 진동이 발생하는 것을 관측할 수가 있다. PZT 공진 주파수는 PZT의 구조에 의해 정해진다. 두께 d 를 갖는 PZT의 공진 주파수는

$$\nu_{tR} = \frac{V_a}{2d} \dots\dots\dots (3-61)$$

로 표시된다. 여기서 V_a 는 음파의 PZT crystal 내부 전파 속도이다. 식 (3-61)으로 부터 PZT 공진 주파수는 음파가 PZT 두께를 왕복하는데 소요된 시간의 역수로 표현됨을 알 수 있다.

표 3-1은 PZT의 cut, 모드, 밀도, coupling 상수, 유전율, 주파수 상수, 기계 역학적 임피던스등에 따른 종류의 piezoelectric Transducer crystal을 보여준다.

나. PZT를 이용한 광섬유 위상 변조기

PZT 표면에 팽팽하게 광섬유를 감고 외부에서 교류 전압을 인가하여 PZT가 수축과 팽창을 하게하면 광섬유를 도파하는 빛의 위상을 변조할 수가 있다. 이때 외부에서 PZT에 인가한 전압에 따른 광섬유를 도파하는 빛의 위상 변화량을 PZT crystal의 piezoelectric 효과로 표시할 수 있다. 또한 광섬유에 빛의 전파 방향으로 stress를 줄때 광섬유 재료의 strain - optic 효과와 도파 모드 dispersion 효과, 광섬유 길이방향 변화등으로 도파 빛의 위상 변화량을 표시할 수 있다.

광섬유 길이 방향으로 가한 stress 정도에 따른 광섬유 도

과 도파광의 위상 변화량 $\Delta\phi$ 는 stress를 받은 광섬유의 길이가 L 이라고 할때 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta\phi = \beta \Delta L + L \frac{d\beta}{dn} \cdot \Delta n + L \frac{d\beta}{dD} \Delta D \dots\dots\dots (3-62)$$

여기서 β 는 단일 모드 광섬유의 광섬유 전파 상수, n 은 광섬유 코어 굴절율, D 는 광섬유 코아의 직경이다.

식 (3-62)의 첫째 항은 외부에서 작용한 strain에 의한 광섬유의 길이 변화량에 의한 영향, 둘째항은 strain에 의해 유겨된 광섬유 재료의 strain - optic 효과에 의한 영향, 셋째항은 광섬유 코아의 직경 변화량에 따른 광섬유 도파 모드의 dispersion 효과에 의한 도파광의 위상 변화량을 표시한다. (그림 3-29)

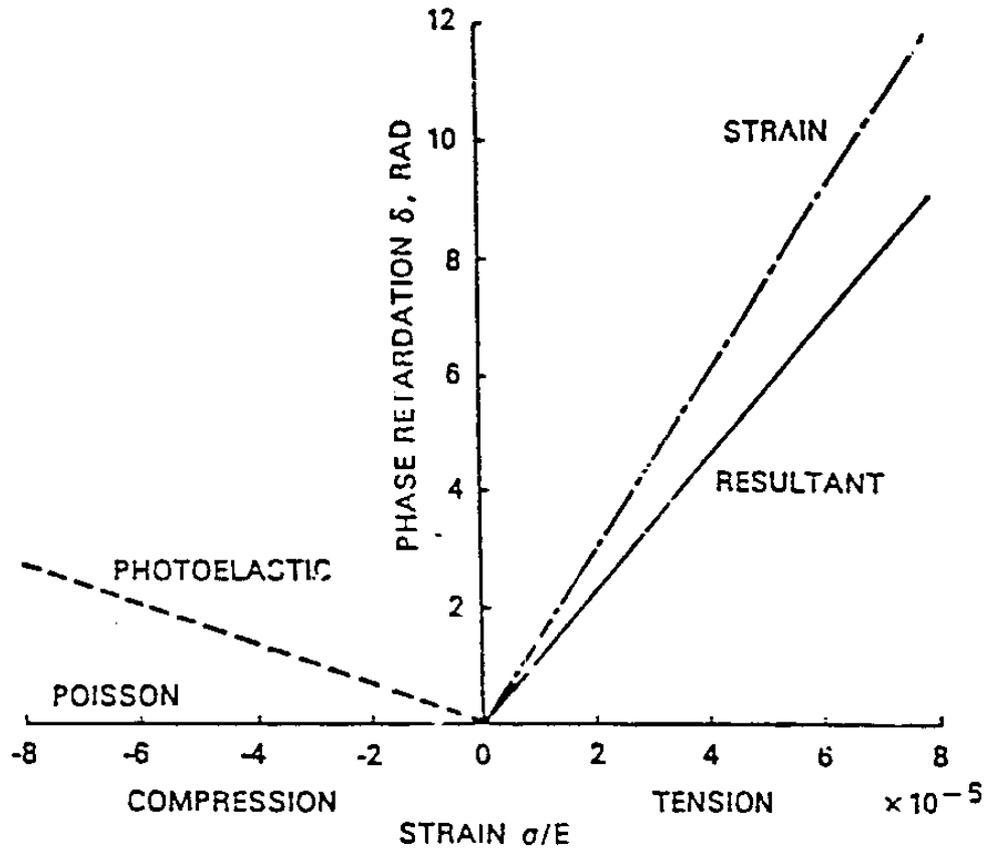


Fig.3-29. 외부에서 광섬유에 작용한 stress에 따른 광섬유 도파광의 위상 변화량

광섬유 전파 상수 β 와 광섬유 코어의 굴절을 n 과의 관계 식은

$$\beta = nK_0 \dots\dots\dots (3-63)$$

이며 굴절을 변화에 따른 전파 상수 β 의 변화량은

$$\frac{d\beta}{dn} = K_0 \dots\dots\dots (3-64)$$

이다. 여기서 K_0 는 공기중 빛의 전파 상수이다.

외부에서 광섬유에 압력 P 를 작용할때 광섬유가 받게 되는 strain과 stress를 광섬유 재료의 특성으로 표시할 수 있다. strain ϵ 와 stress σ 는 광섬유가 압력 P 에 의해 균일한 stress를 받게될 때 다음과 같이 표시된다.

$$\sigma = \begin{bmatrix} -P \\ -P \\ -P \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3-65)$$

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_X \\ \epsilon_Y \\ \epsilon_Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P(1-2\mu)/E \\ -P(1-2\mu)/E \\ -P(1-2\mu)/E \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3-66)$$

여기서 μ 는 Poisson 비율, E 는 광섬유 재료의 영률이다.

외부에서 작용한 압력에 의해 유기된 광섬유의 strain-optic 효과는 광섬유 재료의 optical Indicatrix의 변화로 표시할 수 있다.

광섬유에 shear strain이 유기되지 않을때 광섬유의 strain의 $\epsilon_4 = \epsilon_5 = \epsilon_6 = 0$ 이며 $i, j = 1, 2, 3$ 일때 strain-optic tensor 성분만 의미를 가진다.

균질이며 등방성 성질을 가진 광섬유 재료에서

$$P_{ij} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} \\ P_{12} & P_{12} & P_{12} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3-68)$$

의 관계가 있다.

식 (3-68) 을 식 (3-67) 에 대입하면 광섬유 strain-optic 효과는 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{x,y,z} = - (P/E) (1 - 2\mu) (P_{11} + 2P_{12}) \dots\dots\dots (3-69)$$

외부에서 작용한 압력 P에 의한 광섬유 코아의 굴절을 변화 정도는 광섬유 재료의 특성으로 표시된다.

$$\begin{aligned} \Delta n &= - \frac{1}{2} n^3 \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{x,y} \\ &= \frac{1}{2} n^3 (P/E) (1 - 2\mu) (2P_{12} + P_{11}) \dots\dots\dots (3-70) \end{aligned}$$

또한, 압력 P에 의한 광섬유 코아 직경 변화는

$$\Delta P = \epsilon_x D = - PD (1 - 2\mu) / E \dots\dots\dots (3-71)$$

로 표현된다.

광섬유 코아의 직경 변화에 따른 광도파 모드의 전파상수 변화량은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{dB}{dD} = \frac{dB}{db} \frac{db}{dV} \frac{dV}{dD} = \frac{V}{D} \cdot \frac{V^2}{2\beta D^2} \cdot \frac{dV}{dD} \dots\dots\dots (3-72)$$

이때 b 와 V 는 광섬유 코아 굴절율과 클래딩 굴절율로 표시된다.

$$b = \frac{\beta^2/K_0^2 - n_{clad}^2}{n_{core}^2 - n_{clad}^2} \dots\dots\dots (3-73)$$

$$V = K_0 D (n_{core}^2 - n_{clad}^2) \dots\dots\dots (3-74)$$

이상에서 유도된 식 (3-63) ~ 식 (3-74) 식을 식 (3-62)에 대입하여 광섬유 도파 광위상을 외부 압력 P 함수로 표시하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\phi}{PL} &= - \frac{\beta(1-2\mu)}{E} + \frac{\beta n^2}{2E} (1-2\mu)(2P_{12} + P_{11}) \\ &= \frac{V^3(1-2\mu)}{2\beta ED^2} \frac{db}{dV} \dots\dots\dots (3-75) \end{aligned}$$

본 연구실에서 제조된 Fused silica 광섬유에 대한 He-Ne Laser 파장에서 각 변수들은 다음과 같다.

광섬유 코아 굴절율 $n=1.456$, 광원 파장 $\lambda=0.6328 \mu\text{m}$, 전파상수 $\beta=2\pi n/\lambda=1.446 \times 10^7/\text{m}$, Poisson 비율 $\mu=0.17$, 영율 $E=7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, $P_{12}=0.27$, $P_{11}=0.121$ 이다.

광섬유의 단일모드 특성 $b-V$ dispersion 곡선은 그림 3-30에서 $V \cong 2.4$, $db/dV = 0.5$ 의 조건을 나타내며 광섬유 코아의 직경이 $5 \mu\text{m}$ 일때 단위 광섬유 길이당 도파광의 위상 변화량은

$$\frac{\Delta\phi}{P_L} = -4.09 \times 10^{-5} \text{ rad}/P_{a-m} \dots\dots\dots (3-76)$$

이 된다. 그러나, 여러 물질로 제조된 단일모드 광섬유는 재질의 종류에 따라 poisson 비율이 달라짐으로 단위 길이당 도파광 위상변화량은 조금씩 다른 값을 가진다.

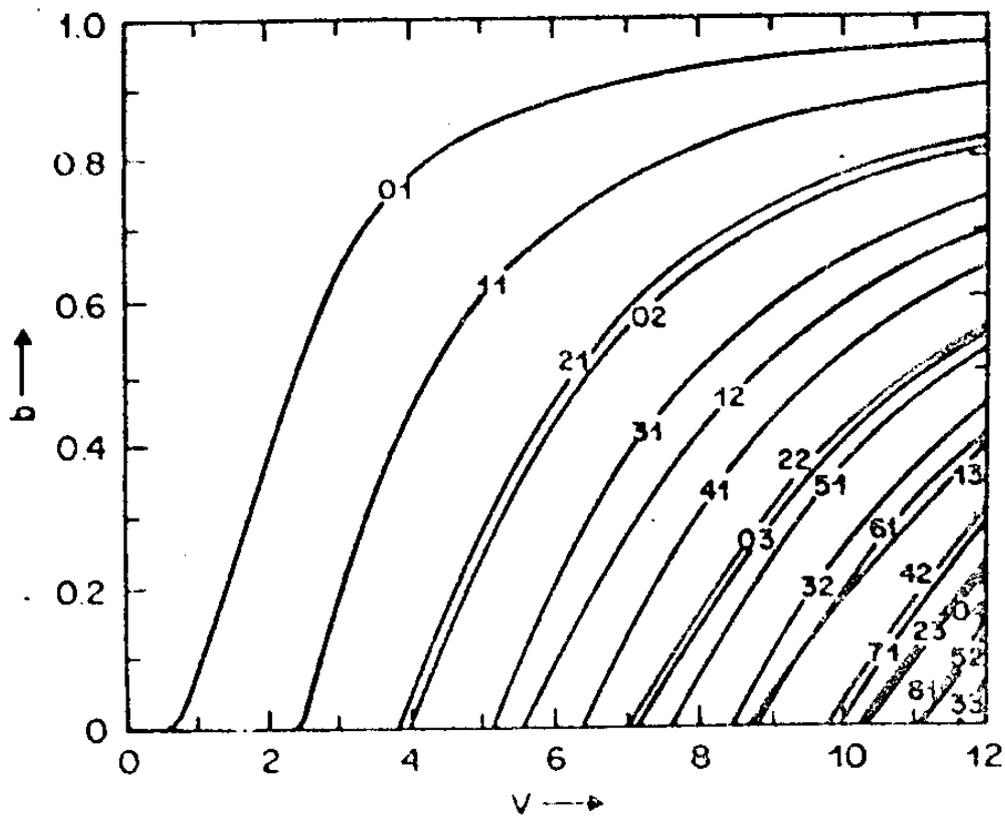


Fig.3-30 함수 V에 따른 여러 LP 모드들의 Normalize된 전파 상수들.

다. PZT 광섬유 위상 변조기의 특성실험 및 결과

PZT 광섬유 위상 변조기의 특성 실험장치도는 그림 3-31 과 같다. 광섬유 도파광의 위상변화를 광 Intensity 변화로 나타내기

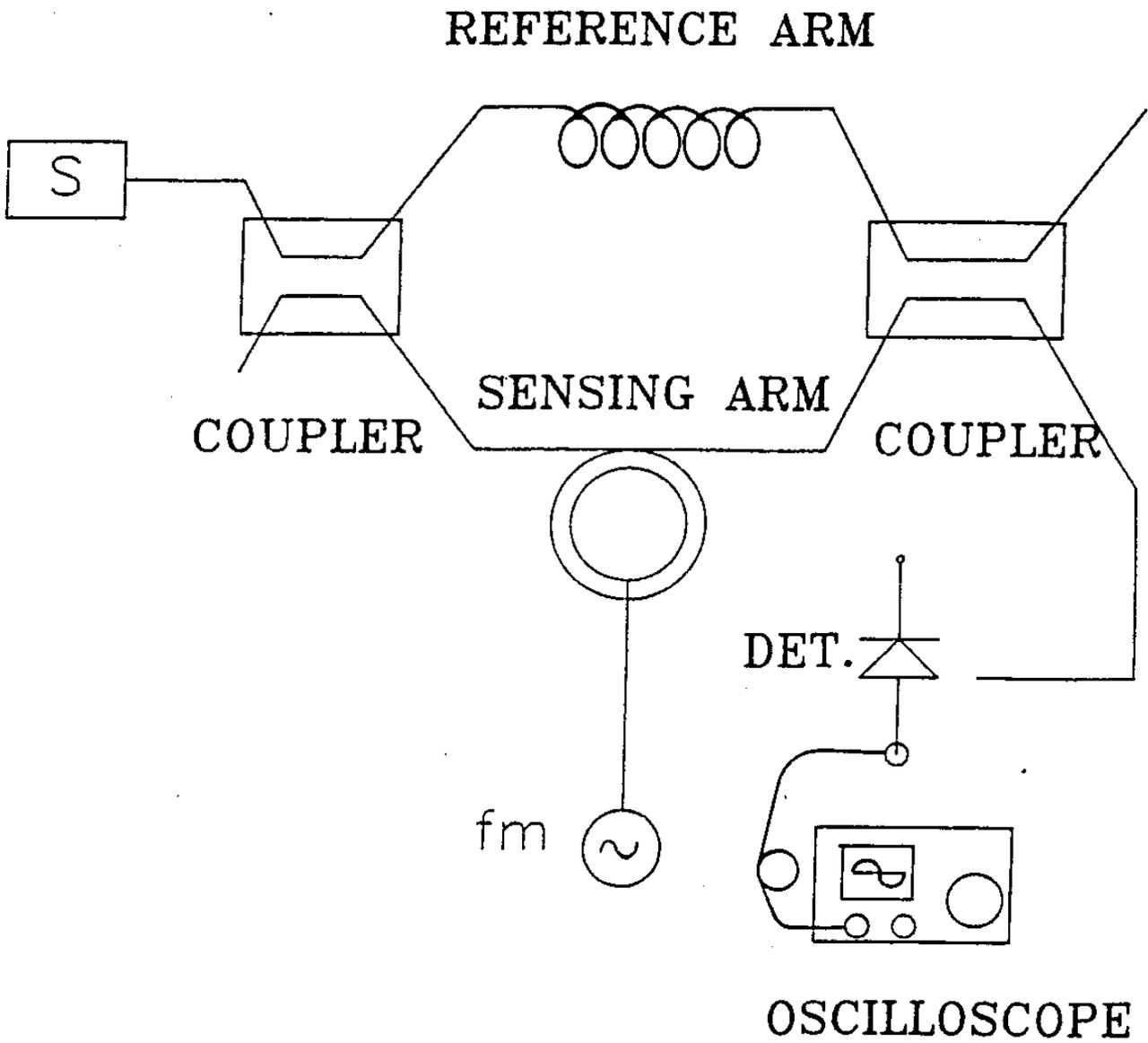


Fig.3-31 PZT 광섬유 위상 변조기 특성 실험 장치도.

위해 기준 Arm과 센서 Arm을 가진 Mach - Zehnder 간섭계를 구성한다.

30 cm coherence 길이를 지닌 6328 Å 파장의 He-Ne Laser 광원을 대물 렌즈($\times 10$)을 사용하여 3 dB 광섬유 directional coupler의 한쪽 입력단에 입사하였다. 입사된 광은 3 dB 광섬유 coupler에 의해 각각 기준 arm과 센서 arm을 통과하는 빛으로 분리된다. 이때 3 dB 광섬유 coupler는 나누어진 두 빛의 Intensity가 같도록 하는 광섬유 빔살 가르개이다. 센서 arm을 통과한 빛은 PZT 광섬유 위상변조기에 의해 위상변조되며 출력단의 3 dB 광섬유 directional coupler에 의해 기준 arm을 통과한 빛과 간섭 현상을 일으킨다.

외경 2 inch 실린더형 piezoelectric transducer 표면에 광섬유가 충분히 밀착되도록 단일모드 광섬유를 팽팽하게 5 m 감은 후 외부에서 인가한 교류 전압에 의한 PZT의 팽창과 수축 압력이 광섬유에 충분하게 전달되도록 얇은 고무막을 광섬유 실린더 위에 덮어 씌운다. 그림 3-32는 제작된 PZT 광섬유 위상 변조기를 보여 준다.

Mach - Zehnder 간섭계의 출력광을 응답 속도가 빠른 avalanche photo - diod detector로써 검지한후 Hewlett·Packard 33108 wave generator로써 PZT의 교류 전압 주파수를 가변하면서 Tektronix 7854 Oscilloscope로 간섭계 출력광 전력 변화량을 측정하였다.

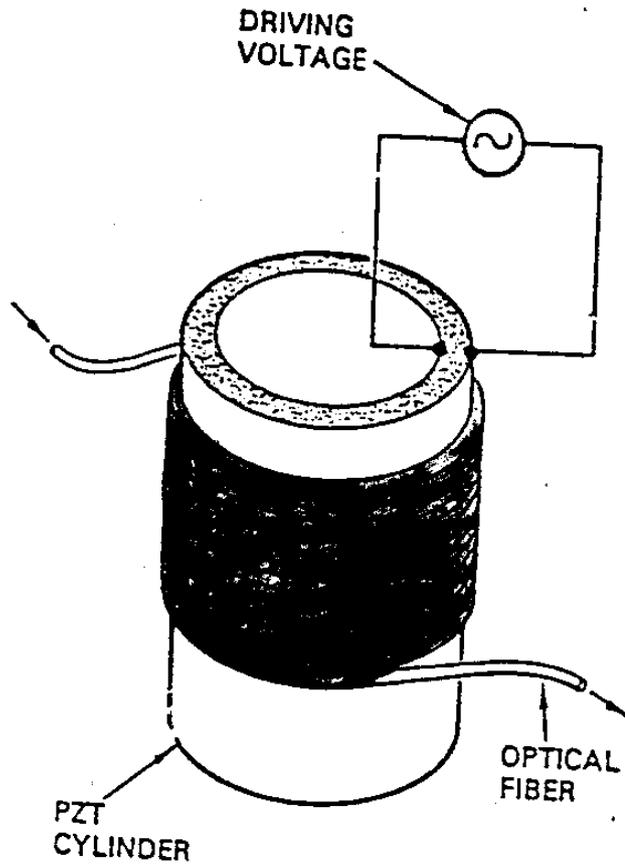
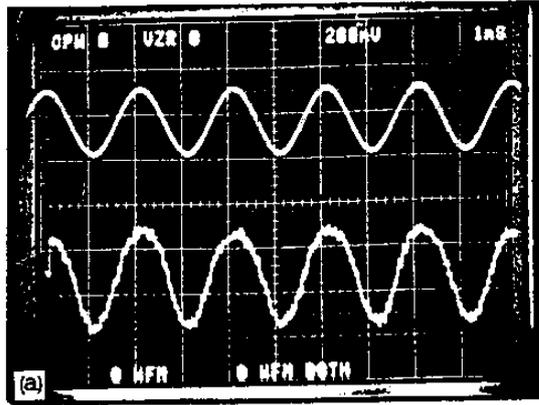


Fig. 3-32 제작된 PZT 광섬유 위상 변조기. 검은 부분은 얇은 고무막을 표시한다.

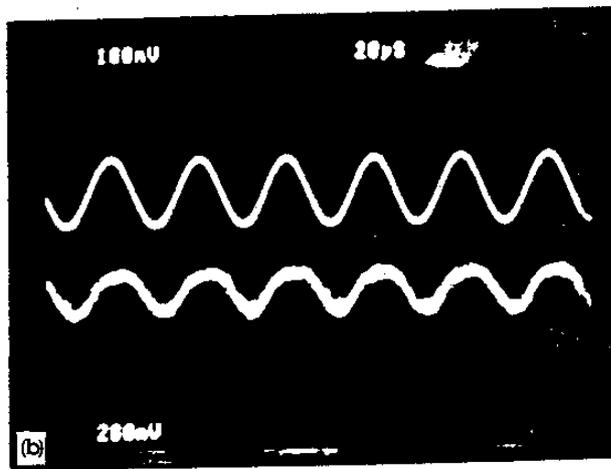
그림 3-33 (a), (b)는 500 Hz 와 30 KHz 교류 전압의 주파수에서 광섬유 도파광이 위상 변조된 Mach-Zehnder 간섭계의 출력 파형을 보여준다.

그림 3-33 (a) 파형은 1.5 Volt 교류 전압에 의한 5 m 광섬유가 2π 위상 변화될때이다. 그림 3-33 (c)는 40 Volt 를 500 Hz 주파수로 PZT에 인가할때 간섭계의 출력 파형을 보여준다. 이때 6개의 간섭계 간섭 무늬가 생겼다.

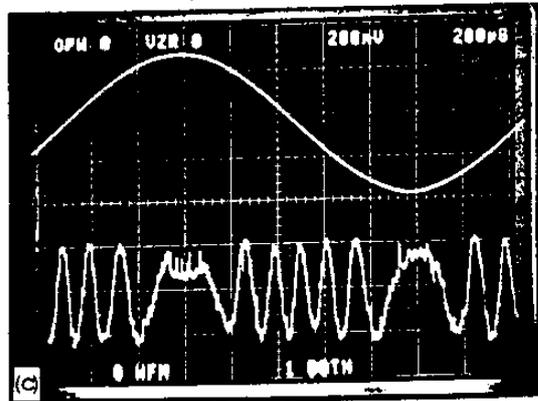
Mach-Zehnder 간섭계의 출력 광 전력을 센서 Arm의 위상 변조 량 ϕ_s 로 표시하면 다음과 같다.



(a)



(b)



(c)

Fig.3-33 PZT 광섬유 위상 변조기의 구동 전압과 Mach-Zehnder 간섭계의 출력 파형. (a) 500Hz, $1.5V_{p-p}$, UP: 변조기 구동 전압, Down 간섭계 출력 파형, (b) 30 KHz, $1.5V_{p-p}$ UP: 변조기 구동전압, Down 간섭계 출력파형, (c) 500 Hz, $40 V_{p-p}$, V_p : 변조기 구동정압, Down 간섭계 출력 파형.

$$I = \frac{1}{2} [A_1^2 + B_1^2 + 2A_1B_1 \cos(\phi_s)] \dots\dots\dots (3-77)$$

여기서 A_1 과 B_1 은 광섬유 directional coupler에 의해 결정되는 상수항이며 coupler의 coupling 비를 조정하여 $A_1 = B_1 = K$ 가 되게 하면 이때

$$I = K (1 + \cos(\phi_s)) \dots\dots\dots (3-78)$$

가 되어 센서 arm의 위상 변화량을 간섭계 출력 파형 변화로 관측됨을 보여준다. 또한, PZT 구동 전압과 광섬유 도파 광 위상 변화량 ϕ_s 와의 관계식은 식(3-54)과 식(3-75)을 사용하여 구할 수가 있다. 실험 결과들로부터 광섬유 도파 광의 위상을 2π 변조하기 위해 필요한 PZT 구동 전압은 1.5 Volt였었다. 따라서, PZT 위상 변조기의 위상 변조비율은

$$\frac{\Delta\phi}{L \cdot \text{Volt}} = 0.838 \text{ radian/m} \cdot \text{volt}$$

이 었다.

라. 결 론

Piezoelectric transducer를 이용하여 광섬유 위상 변조기를 제작하였다. PZT 광섬유 위상 변조기를 센서 arm으로 사용하는 Mach - Zehnder 간섭계를 구성하고 교류 전압을 인가하면서 간섭계 출력 파형으로부터 PZT 위상 변조기의 위상 변조율을 측정하였다. 측정된 변조기의 변조율은 0.838 radian/m.volt였었다.

3. 박막도파형 위상변조기

박막도파형 위상변조기는 장치의 크기가 작고, 동작전압이 매우 낮은 장점이 있어서, 광섬유 gyro나 그외의 광섬유를 이용하는 sensor 시스템과 coherent communication 시스템, 특히 PSK(phase shift keying) 방식의 경우에 이러한 박막도파형 위상변조기를 사용하고자 하는 시도가 많이 이루어지고 있다.⁽³⁻⁴⁵⁾

본 연구에서는 이러한 장점을 지니고 있는 박막도파형 위상변조기를 전기광학효과가 크고 제작이 용이한 장점을 지니고 있는 LiNbO_3 를 이용하여 제작하였고, 그 특성을 측정하였다.

제작한 위상변조기의 특성을 측정하기 위해서는 단순히 위상변조기만을 사용하여 직접 측정할 수는 없다. 왜냐하면 이 위상변조기에서 변조되는 것은 10^{15} Hz의 높은 주파수를 갖는 빛이기 때문이다. 따라서 이렇게 높은 주파수를 낮은 주파수로 바꾸어주는 방법이 동원되어야 하는데 여기서는 간섭을 이용하였다. 여기서 알아야 할 사항은 전기광학효과와 간섭계에 의한 신호처리가 있는데 우선 전기광학효과에 대해 알아보도록 하자.

양자론적으로 볼 때, optical dielectric impermeability tensor는 전하의 분포에 비례하므로, crystal에 전기장이 가해지면 결정내의 전하들이 움직여 재분포가 일어나고 따라서 optical impermeability tensor가 변하게 된다.³⁻⁴⁶⁾ 이러한 현상을 전기광학효과라 부르는데, 이 효과에는 첫째로 가해진 전기장에 선형으로 비례하는 경우와 둘째로 가해진 전기장의 제곱에 비례하는 경우의 두가지가 있는데 첫번째의 경우를 Pockels 효과

라하고 두번째의 경우를 Kerr 효과라 부른다. 그런데 전기광학 효과는 가해진 전기장과 결정내의 원자들 사이에 존재하는 전기장 (intraatomic electric field)의 비에 비례한다. 한편, 실제의 경우에 있어서 가해진 전기장은 intraatomic electric field ($\sim 10^8$ v/cm)에 비하여 매우 작고 따라서 Pockels 효과가 존재하는 경우에는 Kerr 효과는 무시할 수 있다. 그런데, 본 연구에서 사용한 LiNbO_3 는 Pockels 효과가 매우 크므로 Pockels 효과에 대해서만 알아보도록 하자.

결정내에서 진행하는 파동의 전파속도와 방향을 결정하는 index ellipsoid eq.을 알면 결정에 가해진 전압의 방향과 진행하는 빛의 편광상태와 진행방향에 따라 결정을 빠져나오는 때의 빛의 상태를 예측할 수 있게 된다. 따라서 index ellipsoid eq의 일반적인 형태를 먼저 생각하자

$$\eta_{ij}(\vec{E})x_i \cdot x_j = 1 \dots\dots\dots (3-79)$$

여기서 $\eta_{ij}(\vec{E})$ 는 optical dielectric impermeability tensor로써 9개의 요소를 가지고 있으며, principal value는 각각 $\eta_{11} = \frac{1}{n_x^2}$, $\eta_{22} = \frac{1}{n_y^2}$, $\eta_{33} = \frac{1}{n_z^2}$ 이다.

한편, 전기광학계수와의 관계식은 아래와 같다.

$$\eta_{ij}(\vec{E}) - \eta_{ij}(0) \equiv \Delta\eta_{ij} = r_{ijk} E_k + S_{ijkl} E_k E_l \dots\dots (3-80)$$

그런데, 여기서 S_{ijkl} 은 Kerr 효과계수이므로 무시하고 Pockels 효과계수만을 생각할 때 index ellipsoid eq은

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + \gamma_{1k} E_k\right) X^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + \gamma_{2k} E_k\right) Y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + \gamma_{3k} E_k\right) Z^2 + 2YZ\gamma_{4k} E_k + 2ZX\gamma_{5k} E_k + 2XY\gamma_{6k} E_k = 1 \dots \dots \dots (3-81)$$

이 된다.

LiNbO₃ 결정은 3m symmetry group 이므로 전기광학계수 matrix 는 아래와 같이 주어진다.

$$\begin{bmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ -\gamma_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \dots \dots \dots (3-82)$$

아래 그림 3-34 와 같이 가하는 전기장이 결정의 z 축과 평

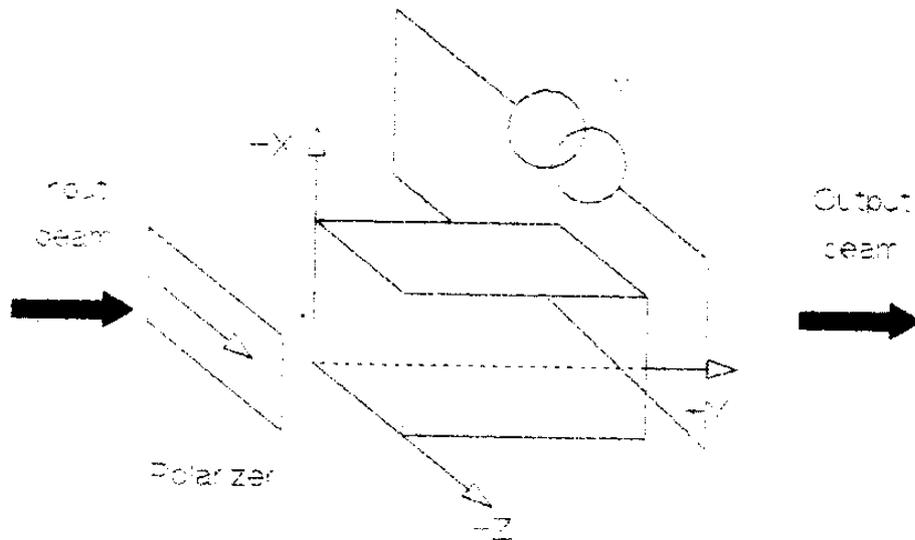


Fig.3-34. Schematic of an electro-optic phase modulator

행하고 빛이 y 축으로 진행한다고 할 때 index ellipsoid eq 은

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + \gamma_{13} E_z\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + \gamma_{13} E_z\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + \gamma_{33} E_z\right) z^2 = 1 \dots\dots\dots (3-83)$$

이 된다.

따라서 식 (3-83) 로 부터 굴절률을 구해보면,

$$\left. \begin{aligned} n_x &= n_o - \frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{13} E_z \\ n_y &= n_o - \frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{13} E_z \\ n_z &= n_e - \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E_z \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3-84)$$

이 되고, 빛이 y 축으로 전파하므로 복굴절은 아래와 같다.

$$n_z - n_x = (n_e - n_o) - \frac{1}{2} (n_e^3 \gamma_{33} - n_o^3 \gamma_{13}) E_z \dots\dots\dots (3-85)$$

따라서, phase retardation Γ 는

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) L - \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 \gamma_{33} - n_o^3 \gamma_{13}) E_z L \dots\dots\dots (3-86)$$

이 되며, 이때 빛의 편광상태가 z 방향과 일치한다고 가정하면 위 상변화량 $\Delta\phi$ 는

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 \gamma_{33} \frac{L}{d} V \dots\dots\dots (3-87)$$

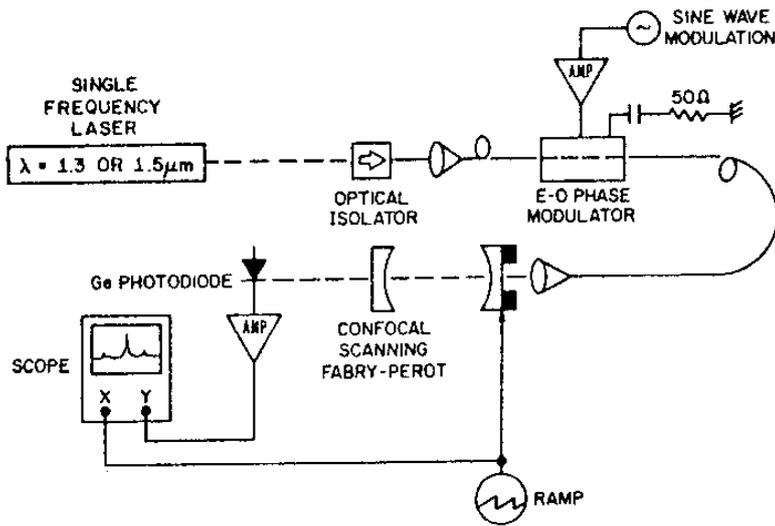
이 되고, 따라서 half wave voltage $V\pi$ 는

$$V_{\pi} = \frac{\lambda d}{n_e^3 \gamma_{33} L} \dots\dots\dots (3-88)$$

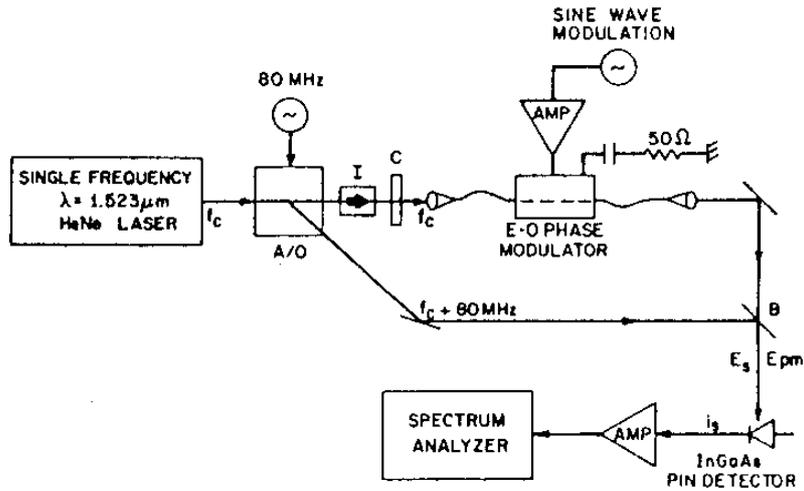
이다.

이상에서 전기광학효과에 의한 LiNbO₃ 결정의 위상변화에 대해서 알아보았는데 위상변화 $\Delta\phi$ 는 전극의 길이와 가해진 전압에 선형으로 비례하며 전극사이의 간격과 사용과장에 반비례하는 것을 알 수 있다.

이러한 위상변화 $\Delta\phi$ 를 측정하기 위해서는 여러가지 방법이 있는데 이 중에서 예를 들면 Fabry-Perot 간섭계를 이용하는 방법과 self-heterodyne 방법이 있는데 이들은 sine wave 형태의 전압에 의해서 변조되므로 변조기의 끝에서 나오는 빛의 출력 파형은 $E(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \cos 2\pi(f_c + nf_m)t$ 와 같이 된다.³⁻⁴⁷⁾ 따라서 이들의 출력을 보면 주파수가 변하게 되는 효과가 있으므로 출력의 spectrum을 관측하는 방법으로 변조특성을 측정하게 된다. 이 방법의 장치도는 아래와 같다.



(a)



(b)

Fig.3-35. (a) Experimental setup using Fabry-Perot interferometer for spectral analysis. (b) Setup using self-heterodyne technique for spectral analysis.

위에서 열거한 방법들은 그림 3-35에서 보듯이 실험장치가 복잡하고, 변조특성을 관측된 spectrum의 진폭비로써 측정해야 하는 등의 어려움이 있다. 이러한 방법대신 본 연구에서는 도파로 자체를 Mach-Zehnder 형태의 간섭계를 만들어 도파로에서의 위상변화를 빛의 세기변화로 바꾸어 위상변조 특성을 측정하는 방법을 시도하였다.

이제 Mach-Zehnder 형태의 도파로에서의 출력에 대해서 알아보자. 아래 그림 3-36과 같은 도파로에 입사된 빛은 도파로의 첫번째 "Y" branch에서 둘로 갈라져 Mach-Zehnder 간섭계의 두 경로를 각각 진행하게 되는데 이때 두 경로를 지나가는 빛들은 전기광학효과에 의해서 위상차가 생기고, 이 위상차 $\Delta\phi$ 를 지니고

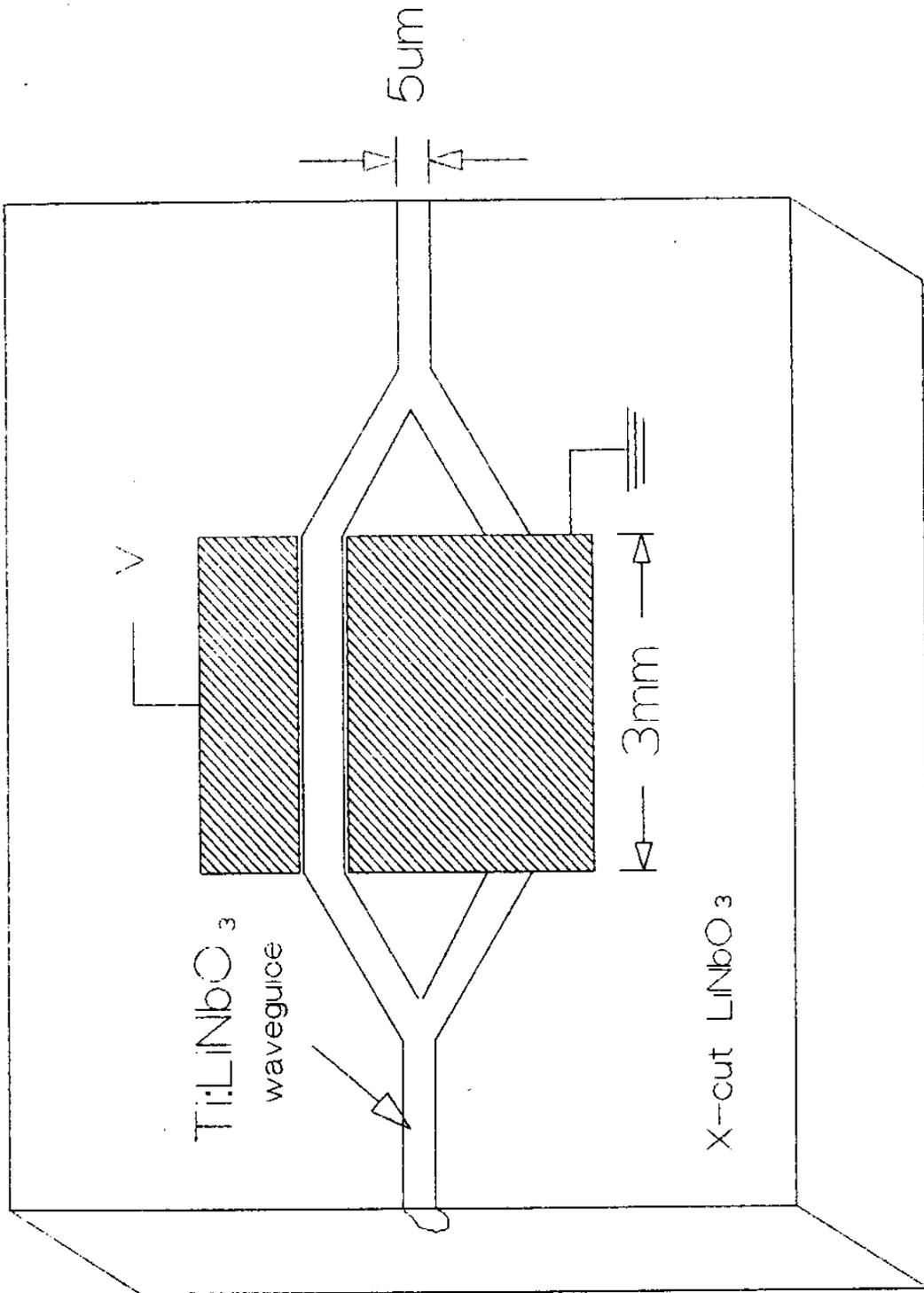


Fig. 3-36. Mach-Zehnder Interferometer

서 두번째 “Y” branch에서 간섭을 이루게된다. 이것을 수식을 써서 표현해보면, 입사된 빛을 $E_0 \exp(i\omega t)$ 라 할때 아래와 같이 된다.

$$\left. \begin{aligned} E_{out} &= \frac{1}{2} E_0 \exp(i\omega t) \cdot [\exp(i\Delta\phi) + 1] \\ I_{out} &= |E_0|^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3-89)$$

그런데 여기서 $\Delta\phi$ 는 전기광학효과에 의한 위상차이므로 앞의 식 (3-87)로부터

$$I_{out} = |E_0|^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{2\lambda} n_e^3 \gamma_{33} \frac{V}{d} L\right) \dots\dots\dots (3-90)$$

이 되고, 이때 가해진 전압 V 가 시간에 따라 변하는 삼각파 형태로 가정 하였을 때 빛의 세기 I_{out} 이 어떻게 변하는가를 computer로 simulation 하였는데 그 결과가 아래 그림 3-37와 같다. 그런데, 식 (3-89)에서 보면 위상차 $\Delta\phi$ 가 π 가 되는 전압 V_x 에서 빛의 세기 I_{out} 은 0이 되고, 이때의 전압을 half-wave voltage라고 하며, $\Delta\phi$ 가 0이나 2π 가 되는 전압에서 I_{out} 은 최대치를 갖는 것을 알수 있는데, 그림 3-37에서 보면 전압이 0 volt일 때 최대치가 나오지 않은 것은, 실제의 경우에 있어서 도파로가 symmetric하게 만들어지지 않으므로 발생하는 초기조건으로서 위상차 ϕ_0 가 존재하여 전압이 0 volt 즉 전압을 걸지 않은 간섭계만의 간섭된 출력이 최대가 되지 않는 점을 고려하여 계산과정에 초기조건을 부여한 이유로 V_x 만큼 shift된

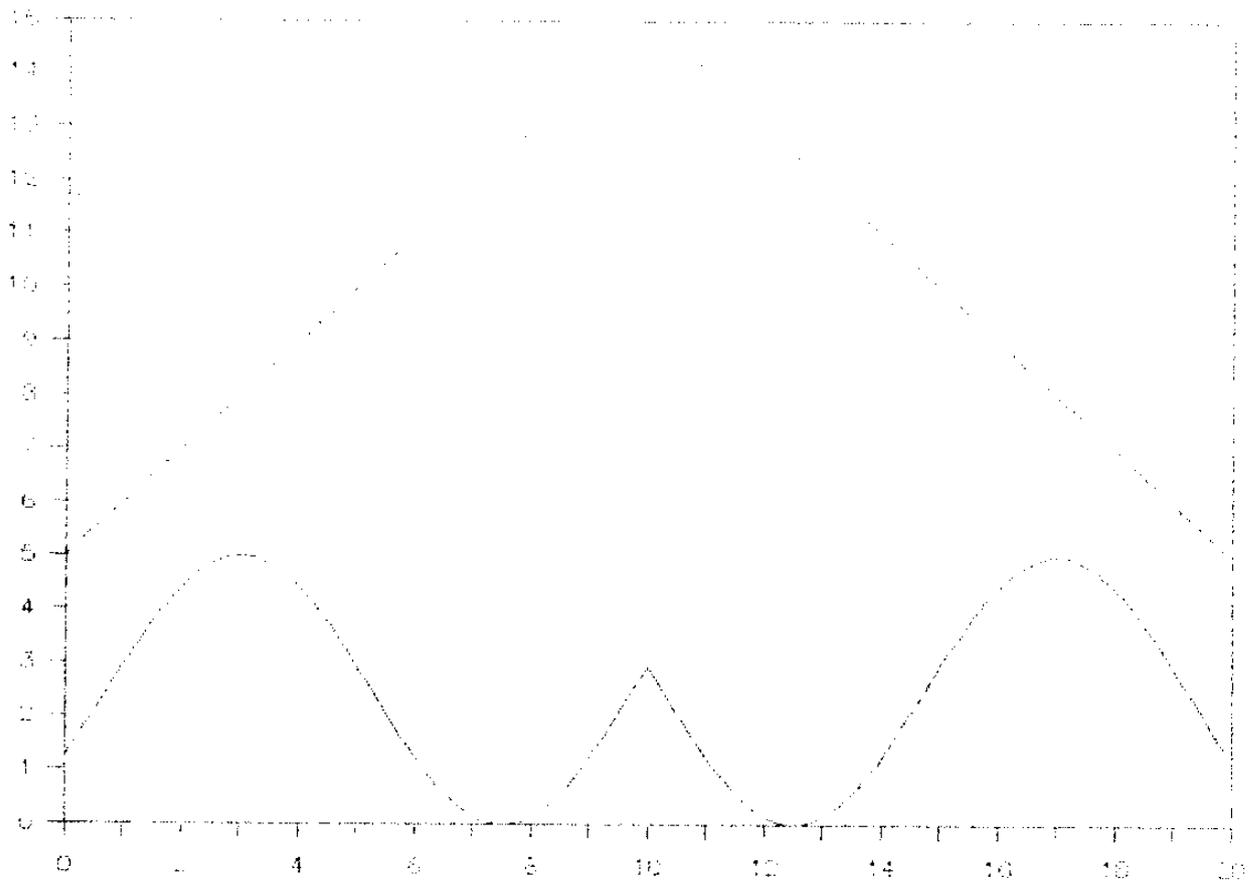


Fig.3-37. Result of computer simulation

곳에서 최대치가 나왔다. 이 shift된 전압으로부터 $V-V_s$ 의 차가 V_r 가 되는 전압에서 빛의 세기 I_{out} 이 0이 됨을 볼수 있으며 그 이상의 전압에서는 다시 세기가 증가하는 것을 알수 있으며, 가해진 전압의 최대점을 기준으로 기울기가 반대인 형태로써 대칭을 이루므로 빛의 세기변화도 대칭으로 나타나게 된다.

이상에서, 본 연구에 필요한 이론과 계산결과에 대해 알아보았는데 실제 제작한 위상변조기의 특성과 계산 결과가 일치하는가를 실험으로 살펴보자.

제작에 대해서 논의하기 앞서 $LiNbO_3$ wafer의 cutting

에 따른 선택에 관하여 알아보자. 본 연구에서는 X-cut LiNbO_3 를 선택하였는데 이 이유는 다음과 같다. 첫째로 Z-cut을 사용하는 경우 전극을 도파로 위에 놓아야 하기 때문에 손실이 생기고 이 손실을 피하기 위해 buffer 층을 쌓는 등의 공정이 늘어나며 이로 인해 동작전압이 높아지는 단점이 있는데 비하여 X-cut을 사용하면 전극을 도파로 위에 놓지 않고 옆에 놓을 수 있기 때문에 buffer 층이 불필요하며 따라서 동작전압을 Z-cut의 경우보다 낮출수 있는 장점이 있다. 둘째로는, 1987년에 Alferness 등이 보고한 바에 따르면 X-cut modulator에서 ordinary wave인 TM mode 의 insertion loss가 30 dB였음을 측정하였고 따라서 TM mode 가 modulation에 미치는 영향이 작을 것이라는 추론을 하였으며 실제로 입사 빛의 편광상태가 TE_0 mode와 일치하지 않게 입사시켜도 그 결과가 동일하게 나왔음을 보고하였다.³⁻⁴⁷⁾ 그런데 이것의 이유는 삽입 손실(insertion loss)이 매우 크므로 TM_0 mode의 cutoff 근처에서 빛이 도파되게 도파로를 고안한 결과로 생각된다.

이상의 이유로 본 연구에서는 X-cut LiNbO_3 를 선택하였으며 제작과정은 다음과 같다. X-cut LiNbO_3 wafer를 크기가 $10\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ 로 자른 후 이것을 acetone을 이용하여 세척하여 표면에 묻어있는 유기물과 무기물을 제거한다. 그리고 증류수를 사용하여 다시 세척한 후에 photo-lithography를 하기 위해 photo-resist를 입혀야 하는데, 물을 사용하여 세척하였으므로 수분을 없애기 위해 hard baking($250\text{ }^\circ\text{C} \sim 200\text{ }^\circ\text{C}$ 에서 15분) 과정

Fabrication Of Ti-Indiffused Waveguides In Lithium Niobate

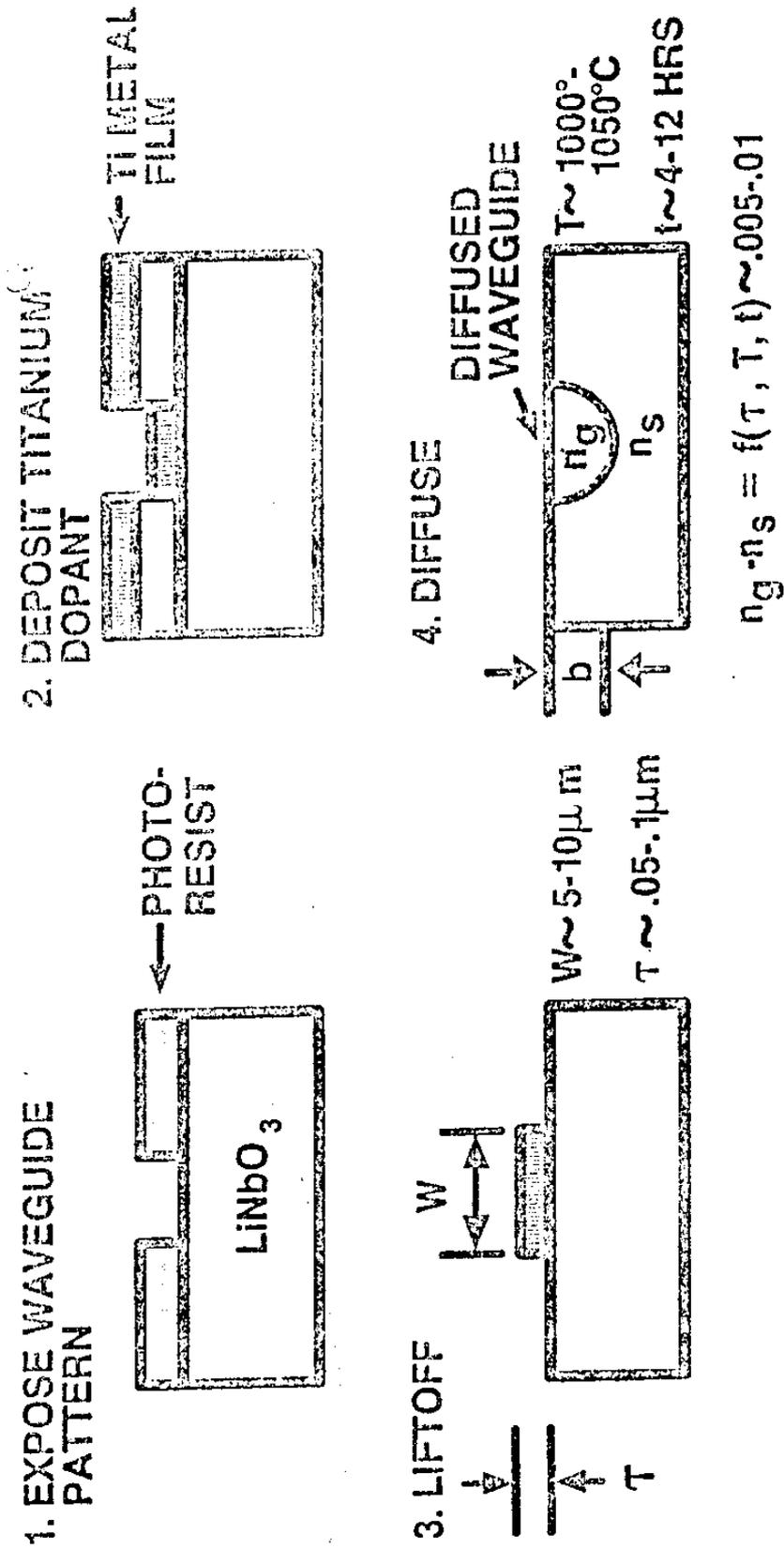
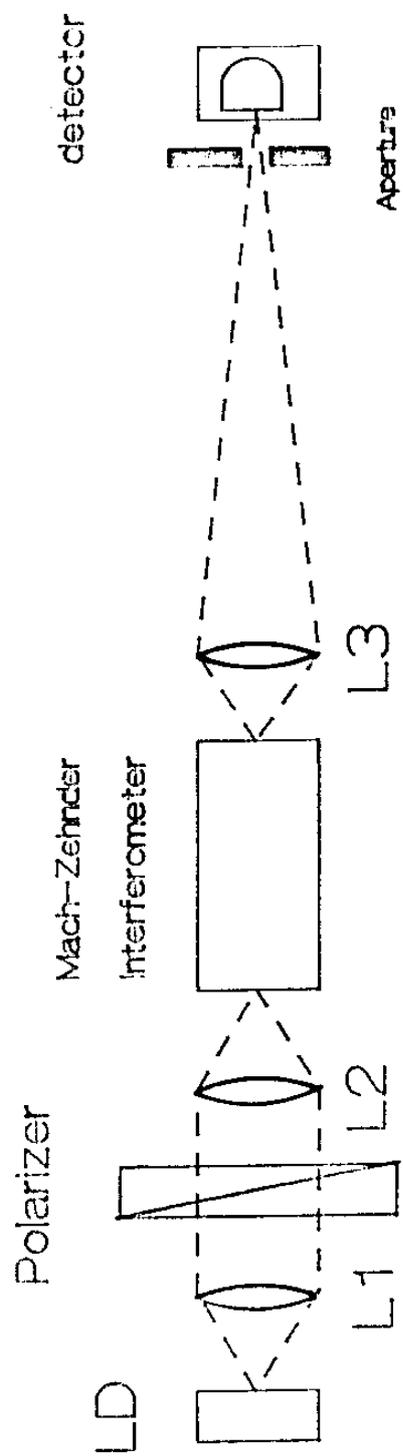


Fig. 3-38. 도파로의 제작 과정

을 거친 후 spin-coater 를 사용하여 (6000 rpm, 40 sec) P.R. 을 입혔다. Photo-lithography 방법 에 의한 도파로의 제작공정 에 대한 개략도가 그림 3-38 에 있다. 이것을 설명하면 도파로의 pattern 이 있는 mask 에 P.R. 을 입힌 LiNbO_3 를 밀착시키고 U.V. 광원 (200 ~ 400 nm) 을 비춰준다. 그 후에 이것을 현상하고 그 위에 titanium 을 400 Å 두께로 증착한 후 acetone 에 담가 P.R. 을 제거하는 lift-off 과정을 거쳐 LiNbO_3 위에 원하는 형태로 Ti 만이 남아있게 하고 이것을 전기로에서 온도 1000 °C 에서 5 시간 동안 두어 Ti 를 diffusion 시킨다.

이와같은 방법으로 제작된 도파로에 photo-lithography 방법으로 전극을 올리기 위해서 먼저 Al 을 5000 Å 의 두께로 증착시키고 photo-lithography 법에 의해서 원하는 형태로 Al 을 etching 하였다.

이와같이 만든 장치의 dimension 은 그림 3-36 에서 보듯이 도파로의 폭은 5 μm 였으며, "Y"branch 의 각도는 1° 였고 전극의 길이는 3 mm 였다. 이 장치의 특성을 알기 위해서는 LiNbO_3 의 단면을 polishing 하여 단면이 거울같이 되어야 도파로에 빛을 입사시킬 수 있다. 이와같이 제작된 도파로의 특성을 측정하기 위한 실험장치도는 그림 3-39 와 같은데, 이 그림에서 광원은 파장 λ 가 830 nm 인 LD 를 사용하였으며 이것의 power 는 c.w. 8 mW 였으며, LD 로부터 나오는 빛을 collimation 시키기 위해 lens L_1 을 사용하였다. Collimation 된 빛은, polarizer (Glan-Thompson) 를 조절하여, polarizer 를 통과하면서 편광상태가 도파로의

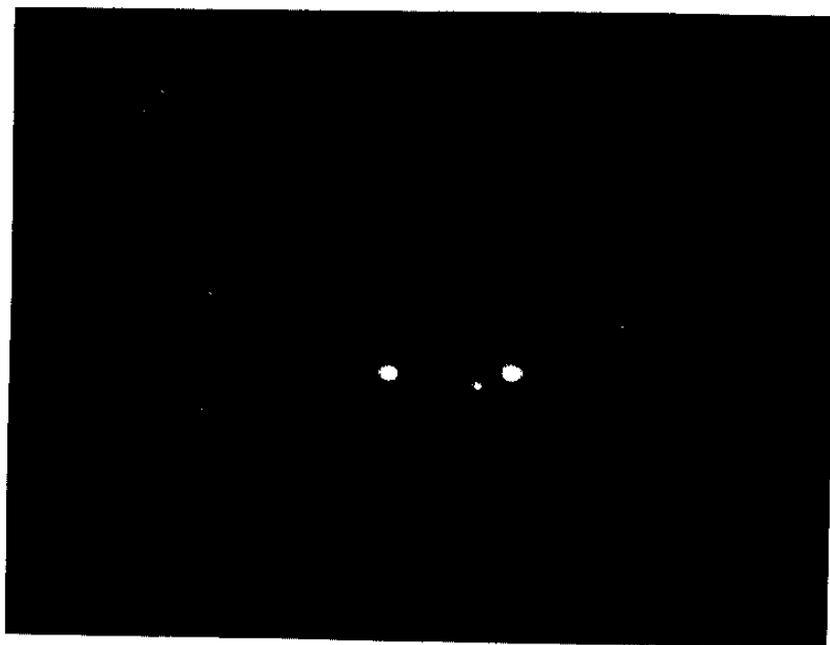


L1,L2,L3; objectives x10

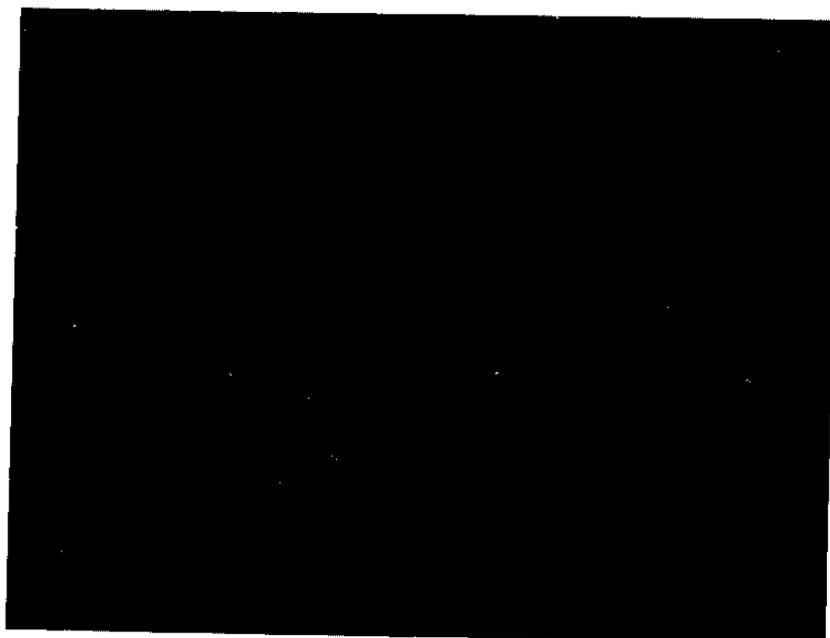
Fig.3-39. Experimental setup for measurement

TE₀ mode와 평행하게 되도록 하였으며, 이 빛을 다시 lens L₂를 사용하여 도파로에 입사시켰다. 이 입사된 빛은 이론에서 설명한 것처럼 도파로를 진행하여 도파로의 출력단에 도달하게 되는데 이것을 lens L₃를 사용하여 도파로의 출력단에서의 빛의 세기를 검출기 D에 imaging시켰다. 그런데, 검출기 앞의 aperture A는 pin-hole을 사용하여 도파로 이외의 부분에서 나오는 noise를 제거하기 위해 사용하였다. 이 noise는 LiNbO₃를 substrate로 사용하는 경우에 전기광학효과가 가장 크게 일어나도록 하기 위해서 extra-ordinary wave를 사용함으로써 발생하는 것으로, Ti를 diffusion시킬때 Ti가 없는 부분에서는 Li가 out-diffusion이 일어나, Ti가 확산된 도파로보다는 굴절율이 낮지만 원래의 LiNbO₃ 보다는 굴절율이 증가하여 이 부분도 도파로와 같은 역할을 하기 때문에 주변이 밝아지는 현상으로부터 기인한다.

위와 같은 방법으로 도파로에 빛을 도파시킨 후 function generator를 사용하여, 제작한 장치에 전기장을 가하였다. 이렇게 하여 측정된 결과가 그림 3-40 과 3-41에서 보이고 있다. 그림 3-40은 검출기 D를 CCD로 하여 전압이 0volt일 때와 V_z(= 5 volts)일때의 monitor에 나타난 상을 찍은 것으로 이 과정을 통하여, 후에 silicon-photo diode에 의한 빛의 세기변화를 관측할 때 검출기의 위치를 결정해주는, aperture의 위치를 결정하고자 수행하였고 전압의 변화에 따라 on-off되는 것을 눈으로 확인 할 수 있었다. 그림 3-41은 앞의 과정을 수행하여 aperture

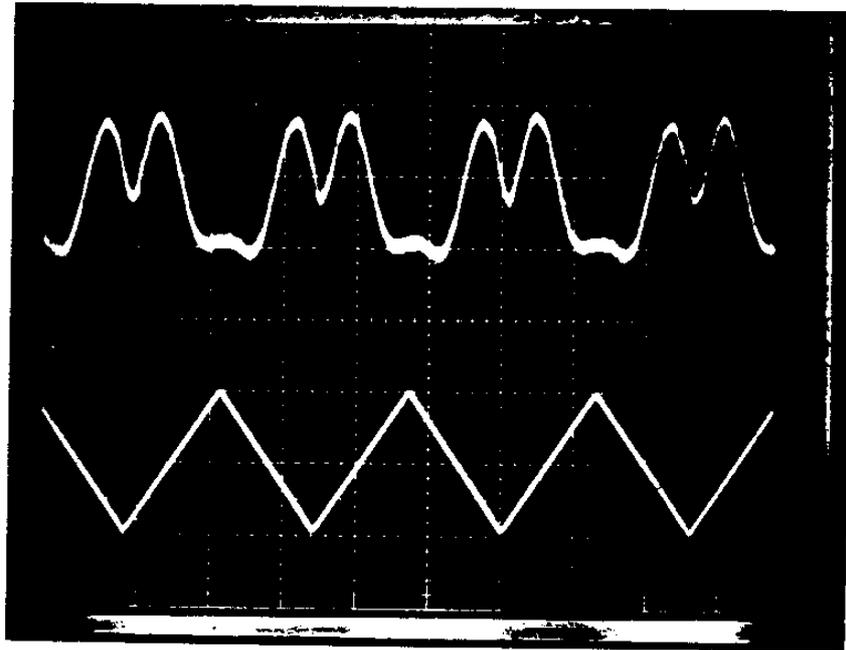


a) $V = 0$ volt



b) $V = V_*$ (≈ 5 volts)

Fig.3-40. Image of CCD



upper curve; light intensity
 lower curve; applied voltage
 triangle wave form
 $V_{pp}=5\text{volts}$

Fig.3-41. Phase-modulated Output

의 위치를 결정한 후에 검출기를 silicon photo diode로 바꾸어서 전압이 삼각파의 형태로 변하는 경우 광출력의 변화를 검출하여 oscilloscope로 전압과 광출력의 변화를 검출하여 oscilloscope로 전압과 광출력을 동시에 표현한 것인데 이때 가해진 전압의 최대치와 최소치는 각각 + 5 volts와 - 5 volts였다. 그리고 광출력의 변화에 따른 검출기의 출력은 20 mV가 최대였다. 이 그림으로부터 half-wave voltage V_r 를 구해보면 약 4.5

volts가 나오는데 이 값은 식 (3-88) 으로부터 구한 값 4.3 volts와 거의 일치하는 것을 알 수 있다. 그리고 이 그림은 앞에서 논의된 computer simulation 결과와도 잘 일치하고 있다. 이 장치의 주파수 특성은 100 KHz 까지 관측 가능하였고 그 이상의 주파수에서는 관측이 되지 않았는데 이유는 out-diffusion에 의해서 도파로내에 존재하는 mode의 confinement가 떨어지고 따라서 guide되는 빛의 세기가 적어서 이것을 검출하기 위해서는 낮은 level에서도 감도가 높은 검출기를 사용하여야 하는데 이렇게 높은 감도를 갖게하려면 검출기에서 나오는 신호를 증폭하는 회로가 필요하다. 이 증폭회로가 100 KHz 이상의 주파수에서는 제대로 동작이 되지않아서 관측이 불가능하였던 것으로 사료된다.

결론적으로는 본 연구에서 제작된 장치는 위상변조된 신호가 세기의 변화로 나타나는 amplitude 변조기로 바로 사용될 수 있으며 위상변조 특성은 이론치와 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서 수행한 위상변조기에 대한 연구는 박막도파형 위상변조기의 경우 이론치와 측정치가 잘 일치하고 있으며 앞으로 수행할 주파수 변조기에 바로 응용이 가능하다. 그런데 이것을 광섬유 센서 시스템에서 사용하기 위해서는 광섬유와 도파로의 coupling에 대한 연구가 수행되어야 할 것이다. 한편, Fiber-PZT

위상변조기는 광섬유를 사용하였기 때문에 coupling에 대한 연구는 필요 없으나 사용한 PZT의 크기가 커서 시스템을 구성하기 위해서는 보다 작은 구경의 cylinder 형태의 PZT를 사용하여 제작되어야 할 것이다.

제 4 절 편광분리기의 제작

1. 서 론

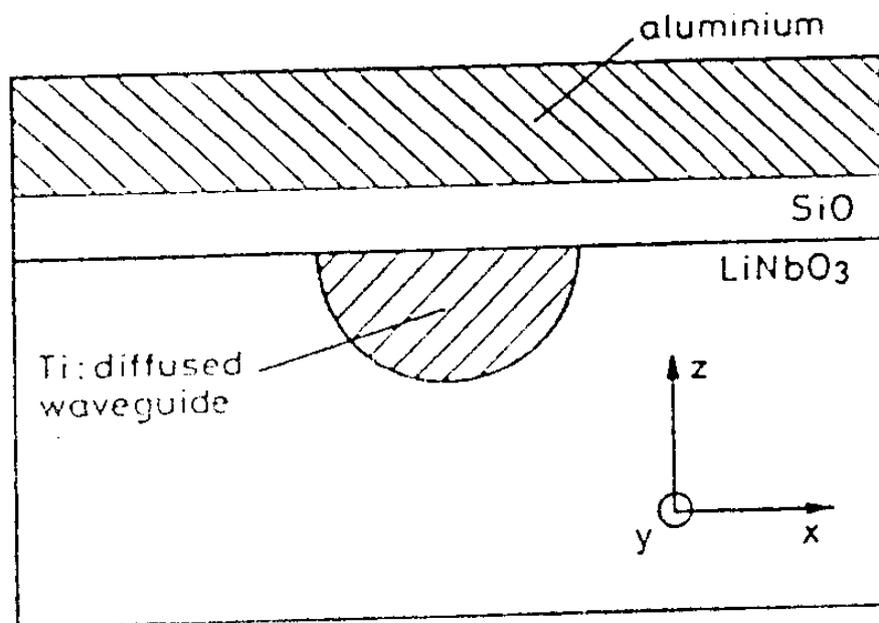
가. 광소자에서 편광의 중요성

큰 전기광학효과를 가진 LiNbO_3 는 광섬유와 결합하여 신호처리를 위한 소자로서, 또는 광을 이용한 각종 감지기로서 많이 연구되고 있다.³⁻⁴⁸⁾ LiNbO_3 로 만든 광도파로는 LiNbO_3 결정의 물리적 특성 및 광파로의 구조에서 발생하는 문제로 인하여 직교하는 두편광(일반적으로 소자의 면에 수직인 편광과 나란한 편광)에 의해 같은 광변조 효과를 가지지 못한다. 그런데 광섬유를 통해 진행하는 광의 편광상태는 유지되지 않는다. 그래서 편광이 유지되는 광섬유에 대한 연구를 많이 하여왔다.³⁻⁴⁹⁾ 그러나 현재 실용되고 있는 것은 편광이 유지되지 않는 광섬유이다. 그러므로 광섬유와 결합된 광집적소자는 편광에 관련된 문제가 발생한다.³⁻⁵⁰⁾ 즉, 하나의 편광에 대해서 신호처리를 할때 직교하는 편광은 잡음으로 남게된다. 또한 감지기나 그 밖의 광소자 등에서는 편광을 분리할 필요성이 있게되며³⁻⁵¹⁾ 그 외에도 한 편광을 다른 편광으로

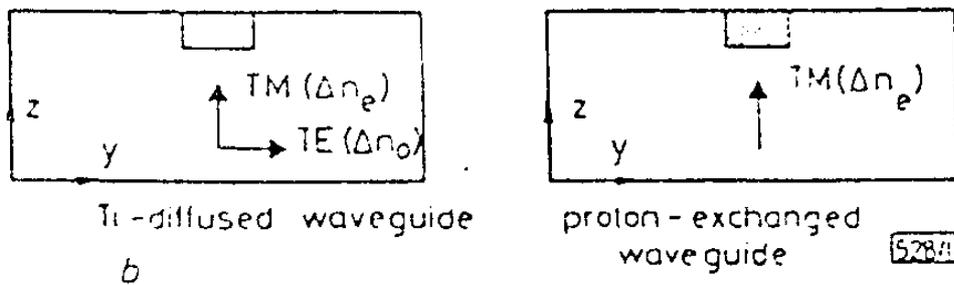
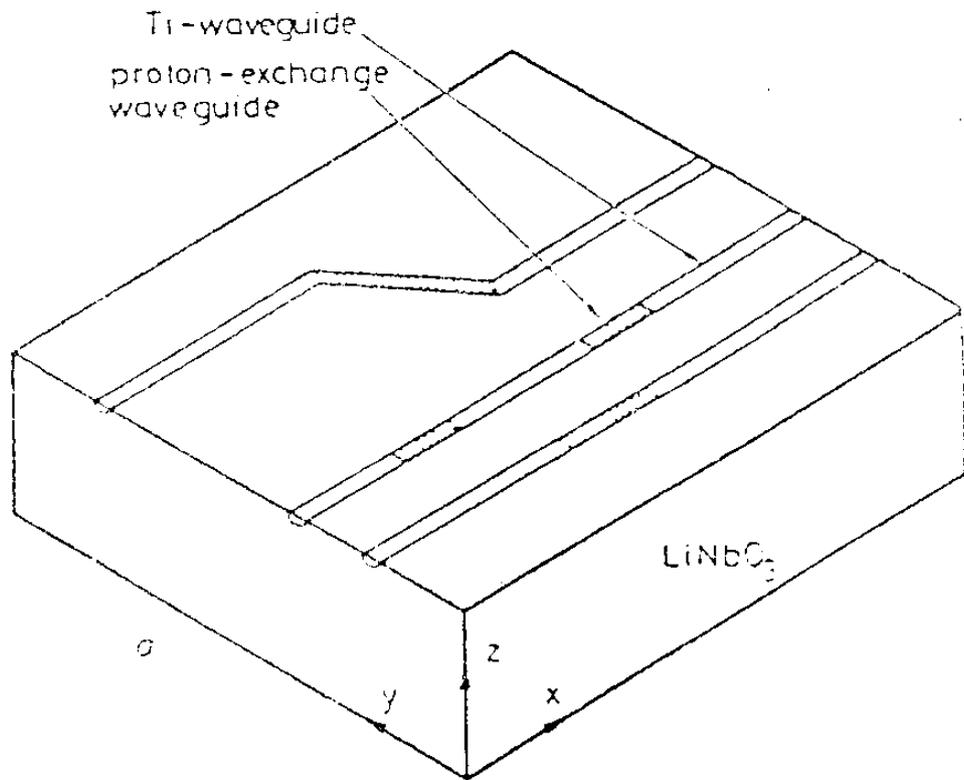
변환할 필요가 있다. 이러한 이유로 편광기 편광변환기 편광분리기 등이 연구되어 왔다.³⁻⁵²⁾ 편광기는 이들 중 가장 간단한 소자이며 광손실이 많아서 한정된 경우에 사용된다.

편광기는 일반적으로 두가지 방법으로 제작된다. 그 한가지 방법은 광도파로에 금속박막을 증착하여 도파광의 ohmic loss 를 크게 만드는 것이다.³⁻⁵³⁾ 즉 도파광이 금속의 자유전자에 의해 에너지 손실을 받게 하는 것으로, 특히 광의 전기장의 방향이 금속면과 수직인 편광(TM 모드)의 경우에 광손실이 크게된다. 그러므로 금속이 덮혀진 도파로를 지나온 빛의 편광은 TE 모드가 훨씬 많다.

또 다른 방법은 한쪽 편광에 대해서는 도파로가 형성되지 않도록 하는 방법이다. 이것은 LiNbO_3 결정의 특이한 성질을 이용한 것으로, LiNbO_3 의 Li^+ 이온을 H^+ 이온과 교환시키면 정상과



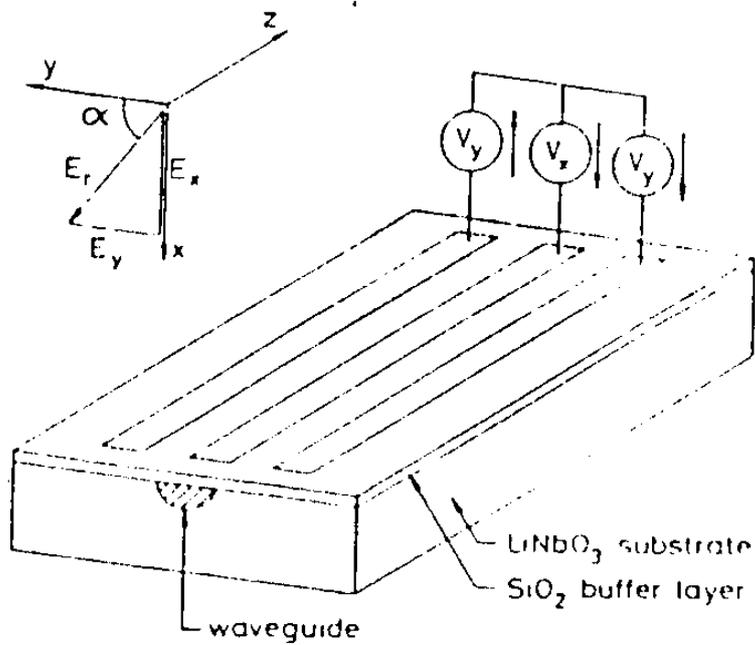
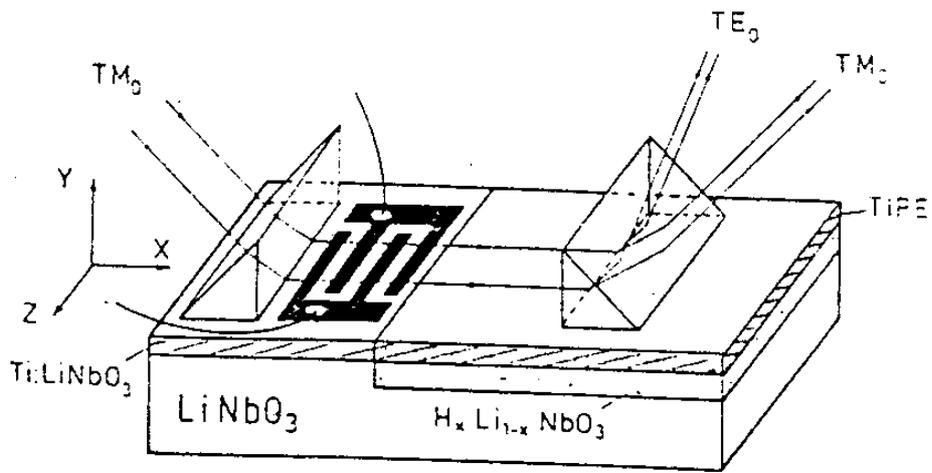
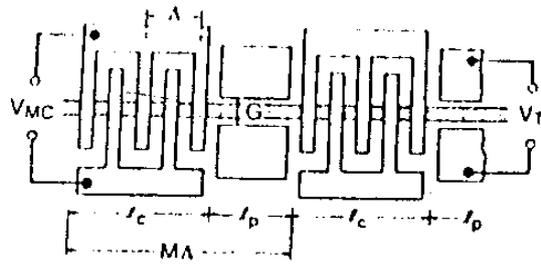
(a)



(b)

Fig.3-42. (a) 금속박막을 이용한 편광기의 예 TE 모드만 도파될 수 있다.

(b) proton 교환방법으로 제작된 편광기의 예. 우측그림은 좌측그림과는 달리 TM (extra ordinary)모드만이 도파될 수 있음을 보여준다.



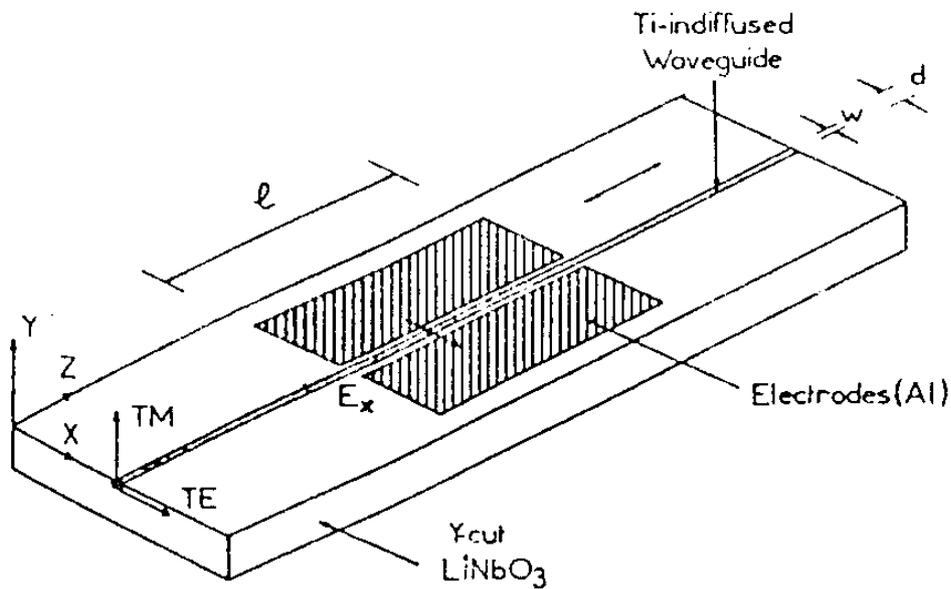


Fig.3-43. 편광 변환기의 예

(ordinary wave)에 대해서는 굴절률이 증가하고 이상파(extraordinary wave)에 대해서는 굴절률이 감소하여 도파로가 형성되지 못하는 현상을 이용한 것이다. 이와같은 방법으로 제작된 도파로가 그림 3-42에서 보여진다.^{3-54,55)}

편광변환기는 입사한 두 편광을 하나의 편광상태로 변환하므로써 입사광을 손실없이 변조할 수 있다. 이러한 소자의 예는 그림 3-43에서 보여진다.³⁻⁵⁶⁻⁵⁹⁾

편광분리기는 편광기와 같은 역할을 할 수 있을 뿐 아니라 TE/TM모드의 분리·결합이 가능하므로 WDM소자에 이용할 수 있고³⁻⁶⁰⁾ 또한 LDV와 같은 광이용 감지기에서 prove beam과

signal beam을 분리하는데 이용될 수 있다. 그림 3-44은 편광분리기의 사용예를 보여준다.

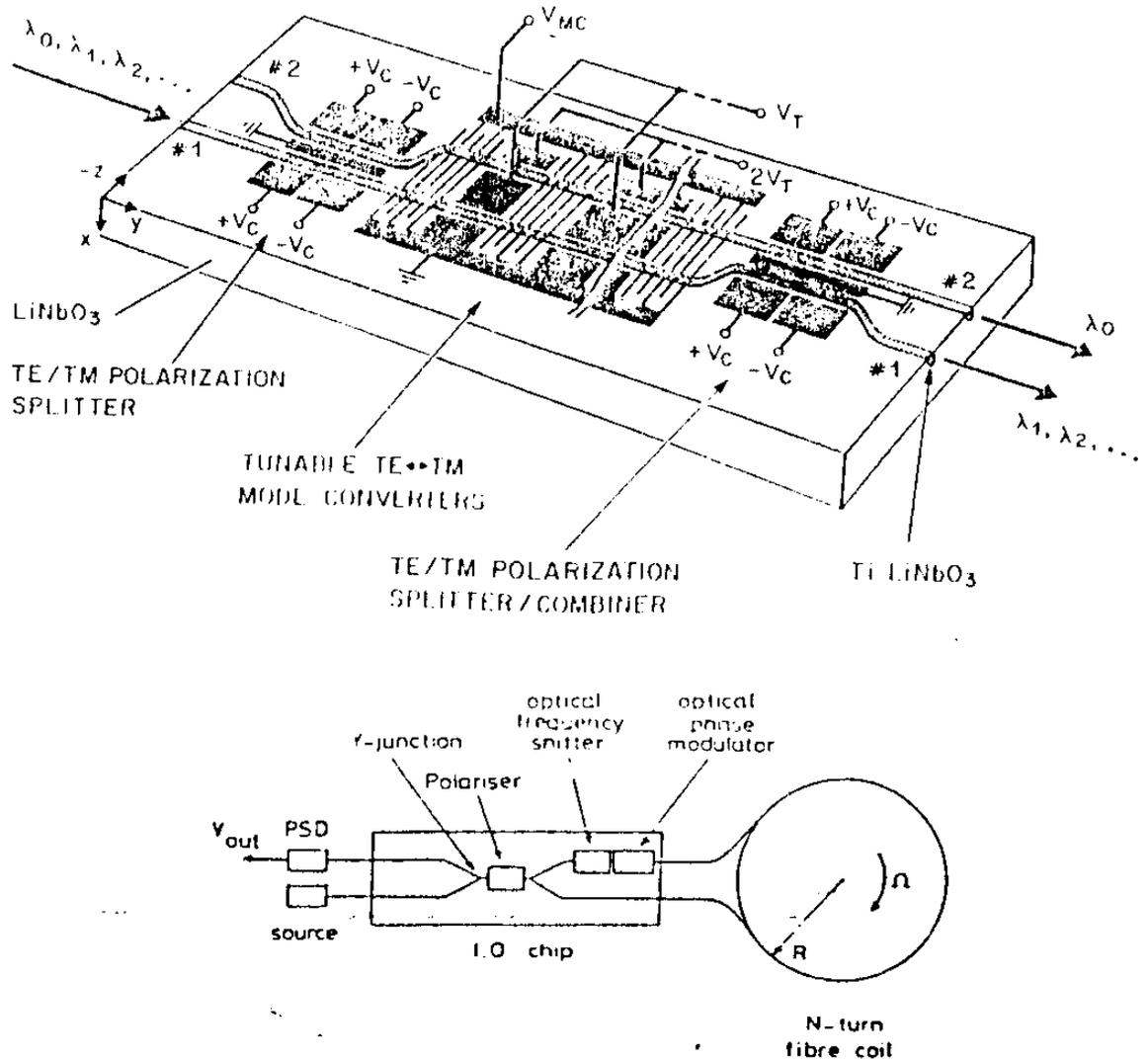
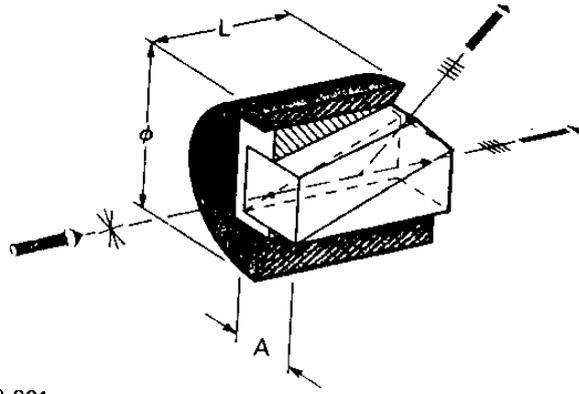


Fig.3-44. 편광분리기를 이용한 WDM소자와 Gyro Scope

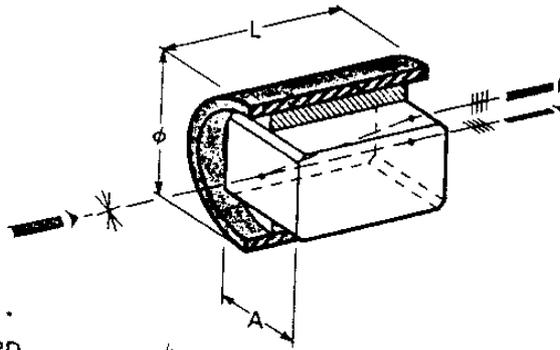
나. 편광분리기의 예

편광분리기란 두 직교하는 편광을 공간적으로 나누는 것으로 종래의 Bulk Type의 편광분리기로서는 그림 3-45에서 볼 수 있듯



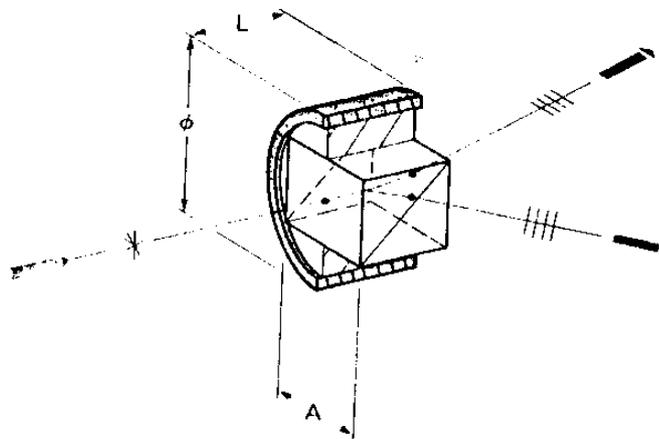
03 PTB 001

(a)



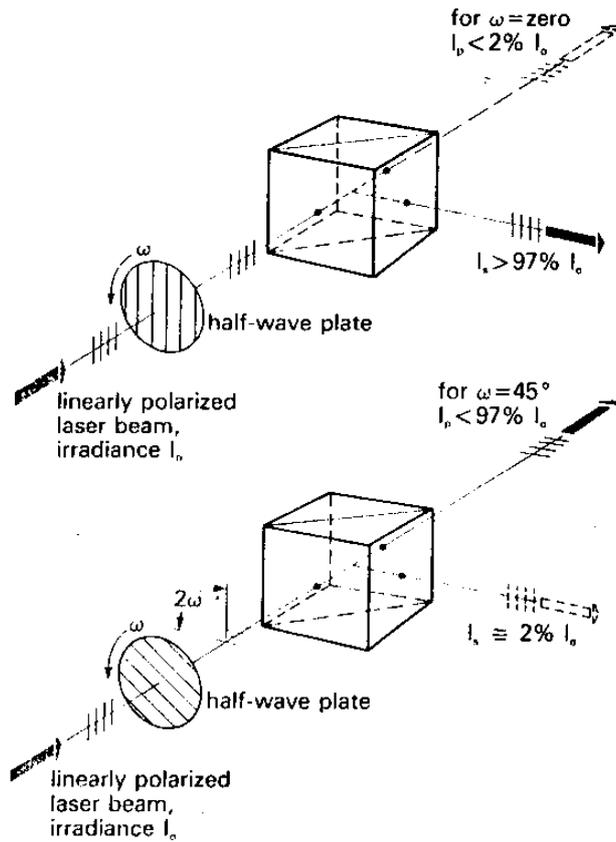
03 PPD

(b)



03 PPW

(c)



(d)

Fig.3-45. Bulk Type 편광분리기

- (a) Glan-Thompson
- (b) Glan-Taylor
- (c) Wollaston
- (d) 다층박막형 Prism

이 Glan-Thompson prism, Glan-Taylor prism, Wollaston prism, 다층박막 prism이 있다. 그러나 이런 부품은 광집적화에 적합치 않으므로 I.O.Type의 편광분리기가 요구된다.

편광분리기의 필요성에 따라 지금까지 많은 편광 분리기가 제안되어졌다. 본 절에서는 몇가지 대표적인 편광 분리기의 동작원

리와 장·단점을 검토하여 새로운 편광분리기의 필요성을 보고자 한다.

(1) TMI 수동형 편광분리기

이것은 수동형 편광분리기로서 그 구조는 그림 3-46에서 볼 수 있는 바와 같이 두개의 모드가 유지될 수 있는 도파로의 양단에 한개의 모드만이 유지될 수 있는 도파로가 붙은 형태이다. 단일 모드 도파로로 입사한 모드는 두개·모드 영역에서 두개의 모드로 여기된다. 이 두개의 모드는 간섭하여 두개 모드 영역에서

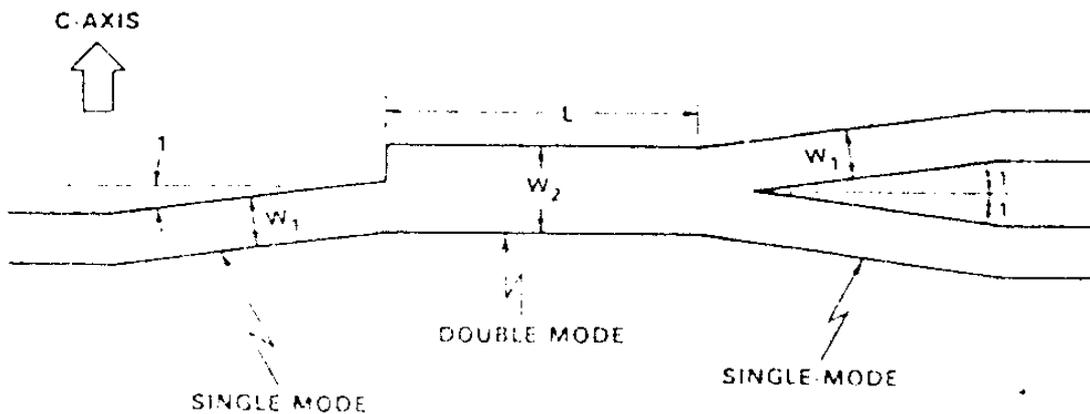


Fig.3-46. Two-mode interference(TMI) 편광분리기

에너지의 흐름이 zigzag로 진행된다.³⁻⁶¹⁾ 그러므로 출력쪽에 있는 두개의 단일모드 도파로로 나갈 때 분리되는 광에너지가 다르다. 또한 이에 수직한 편광도 이와 같이 도파되어 나간다. 그러나 두 편광의 전파상수가 다르므로 출력쪽 두 도파로의 에너지 분포는 두 편광에 대해서 다르다. 제작조건의 조절로서 두 편광을 분리할 수 있으며, 이러한 방법으로 D.Yab 등은³⁻⁶²⁾ 두 편광을 12dB 까지 분리하였다.

(2) X-branch 편광분리기

이 편광분리기도 수동소자로서 그림 3-47 과 같은 모양은 가진다. 한쪽 도파로로 입사한 두 편광은 각각 다른 전파상수 값을 가진다. 그런데 이들 중에 큰 전파상수 값을 가지는 모드가 큰 도파로, 즉, effective index가 큰 도파로로 나간다. 그림 3-47 처럼 Y-cut LiNbO_3 에서는 TM모드가 큰 전파상수를 가지므로 큰 도파로로 도파된다.

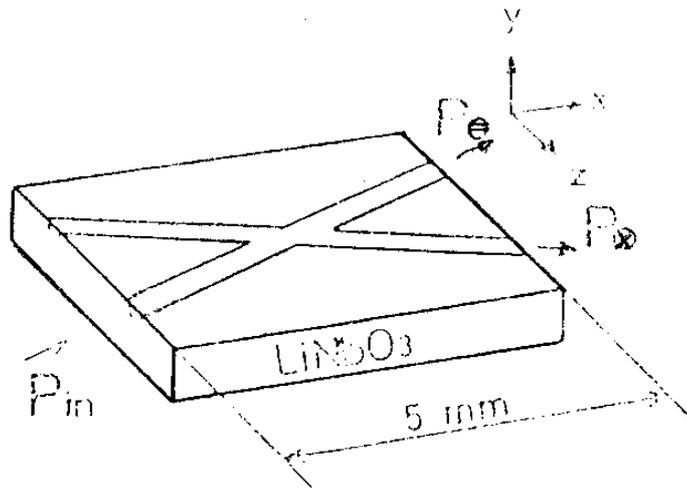


Fig.3-47. X-branch 편광분리기

이 소자의 편광분리도는 두 개의 도파로가 교차하는 각파 도파로의 유효굴절률에 관계되며 광손실이 크지 않은 범위에서 Hirochica³⁻⁶³⁾ 등은 20 dB 이하의 분리도를 얻었다.

(3) Y-branch 다중모드 편광분리기

이 소자는 외부에서 전기장을 가해 편광을 분리하는 능동소자이다. 그림 3-48 은 Y-branch 편광분리기의 외형 및 전극모양을 보여준다. Y-cut LiNbO_3 에 80 μm 폭으로 Ti를 확산시킨 도파로

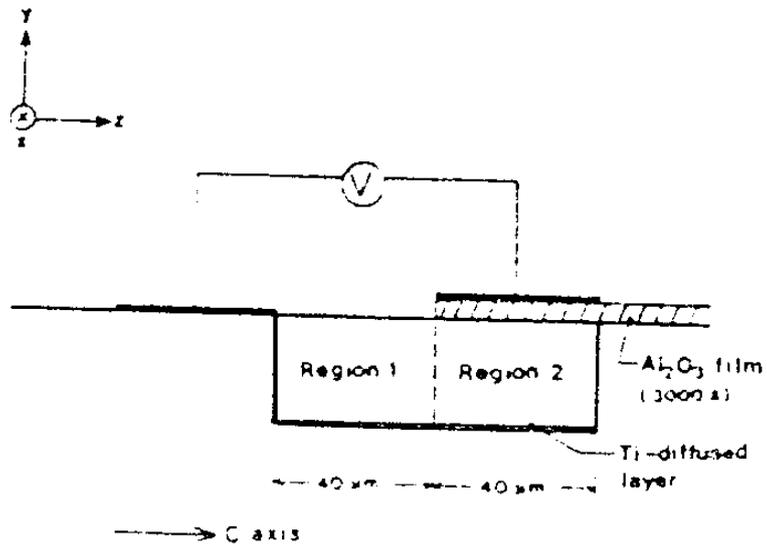
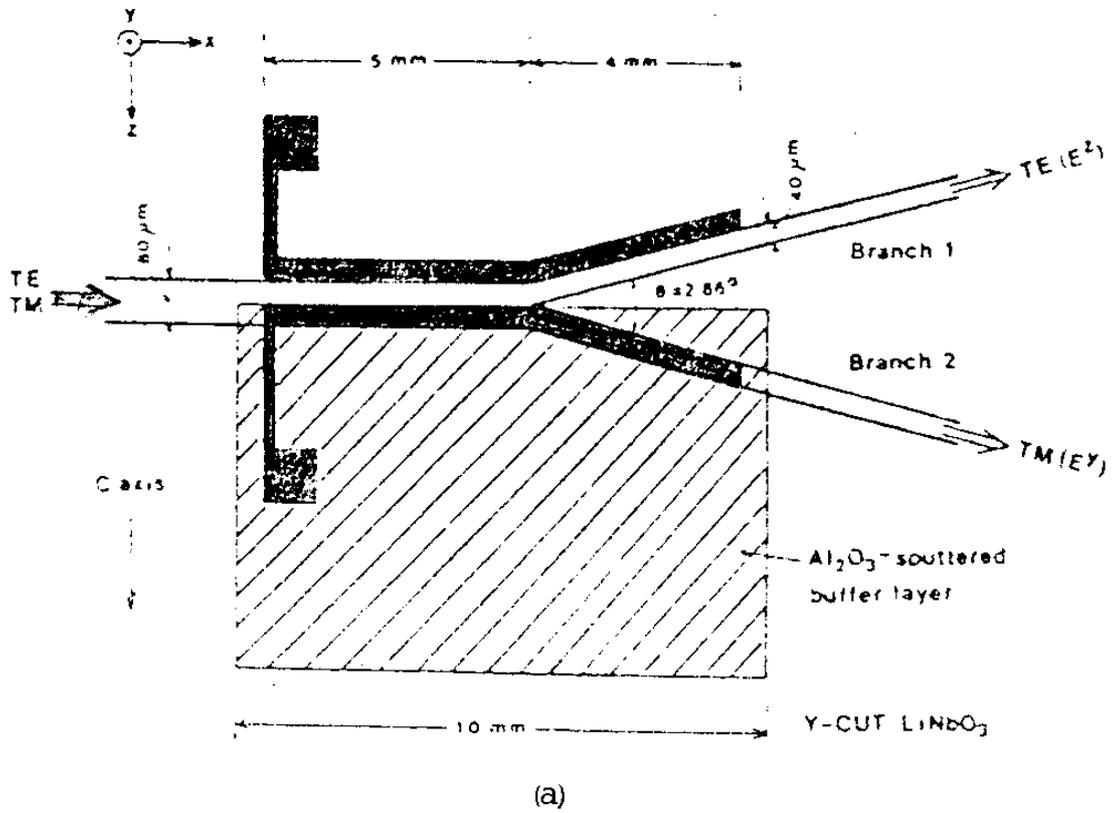


Fig.3-48. Y-branch 다중모드 편광 분리기

를 만들고 반쪽 위에 Al_2O_3 의 buffer 층과 그 위에 알루미늄 전극을 증착하였다. 다중모드 도파로에서는 굴절률이 큰 쪽으로 빛이 많이 모이게 된다. 그림과 같은 전극에 전압을 가하면 전극 아래부분에서의 전기장 방향은 표면과 수직이고 이 때의 굴절률 변화는 전기광학계수 γ_{32} 와 γ_{22} 에 의해 변한다. 그리고 도파로의 나머지 반쪽부분은 전기장의 방향이 결정의 Z축과 나란하므로 TE 모드는 전기광학계수 γ_{33} 에 의한 굴절률 변화를 보게된다. 도파로 위에 있는 Al_2O_3 의 층에 의한 도파로의 유효굴절률 증가량과 TM모드의 굴절률증가량, TE모드의 굴절률 증가량 셋을 비교해 보면, TE모드의 굴절률 증가량이 가장 크고 TM모드의 굴절률 증가량이 가장 작다. 그러므로 TE모드는 Al_2O_3 층이 없는 부분으로 모여서 TM모드와 분리된다. Masamitsu Masuda는³⁻⁶⁴⁾ 이와같은 방법으로 10 dB 이하의 분리도를 얻었다.

(4) Directional-coupler형 편광분리기

이 편광분리기는 능동소자로서 그림 3-49 과 같이 광스위치로 이용되는 reversed $\Delta\beta$ directional coupler이다. 두 도파로로 도파되는 파의 전파상수 β 의 차, $\Delta\beta$,가 커지면 그림 3-50에서 보듯이 도파되는 파가 다른 도파로로 넘어가게 된다. $\Delta\beta$ 가 더 커지면 또 다시 원래도파로로 넘어오게 된다. 그림 3-50에서 \ominus 표시는 입사광이 출력도파도를 바꾸지않고 나오는 것을 의미하며 \otimes 표는 출력광이 출력도파로를 바꾼다는 것을 의미한다. 전파상수의 차 $\Delta\beta$ 가 전극에 인가한 전압에 비례하며 같은 전압에 대해 정상파 (ordinary wave)와 이상파 (extraordinary wave)의 $\Delta\beta$ 는

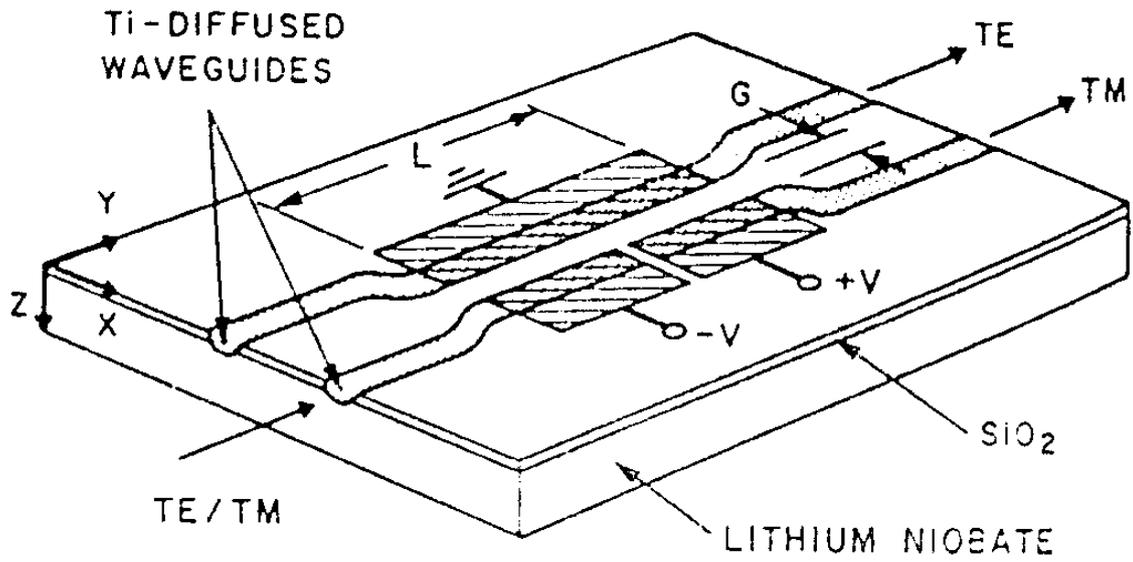


Fig.3-49. TiLiNbO_3 directional-coupler TE/TM splitter/combiner

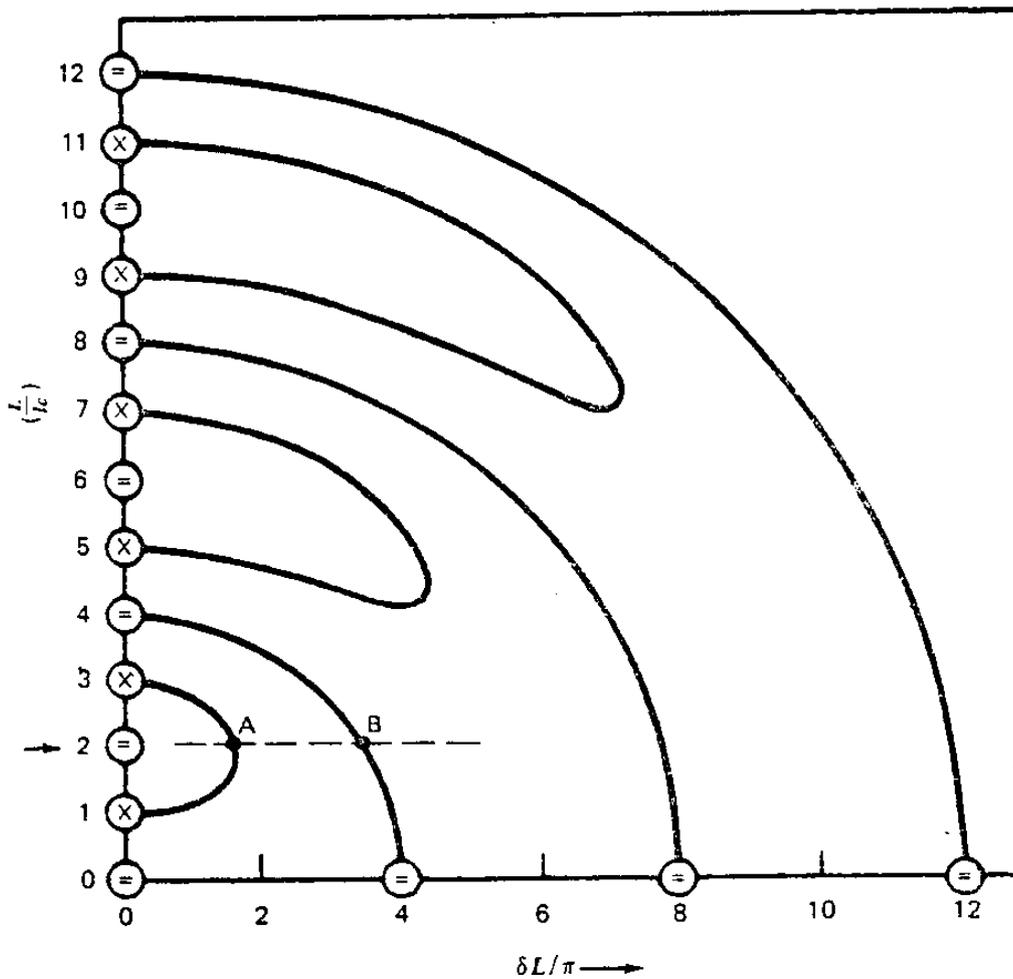


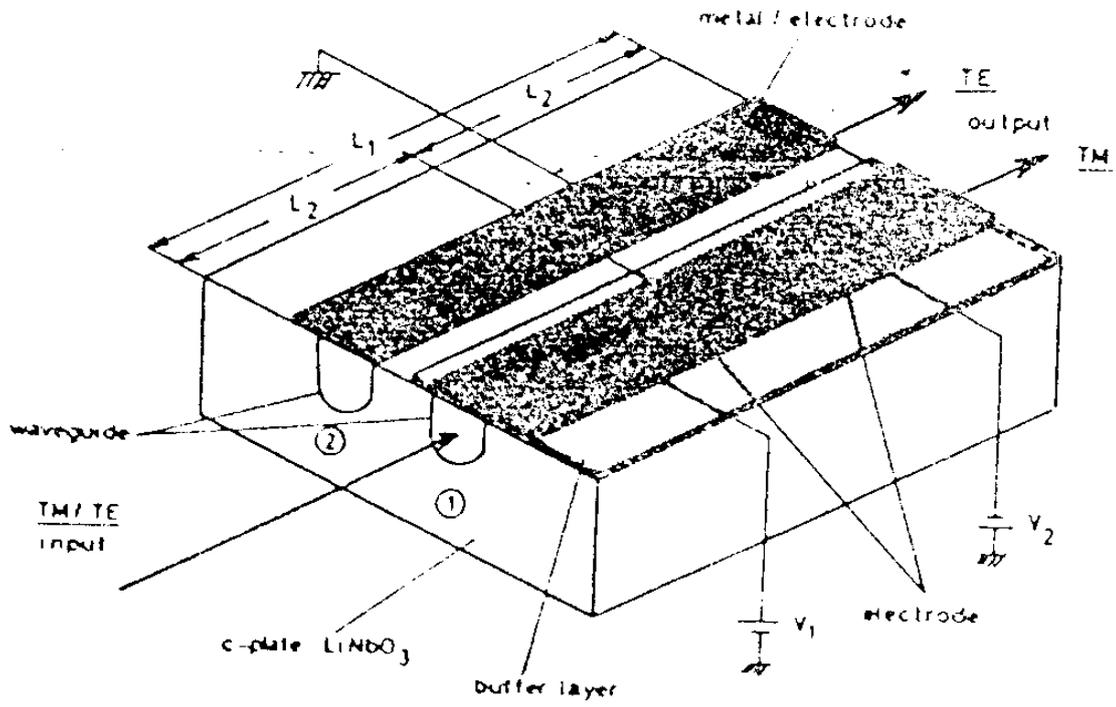
Fig.3-50. $\Delta\beta$ 와 coupling length 와의 관계

약 3 배정도 이상파가 크다. 그러므로 그림 3-50 의 점선을 따라 도파로의 $\Delta\beta$ 를 증가시켰을 때 정상파는 \otimes 상태에, 이상파는 \ominus 상태에 맞는 경우가 있다. 그러므로 두 편광은 분리되어 나간다. 그러나 실제 소자를 제작할때 그림 3-50 의 \rightarrow 표시한 조건과 꼭 맞게 제작하는 것이 쉽지않다. 그러므로 만든 소자에 따라 분리도가 차이나게되며, K.Abara 는 27 V 이하에서 14 dB의 분리도를 얻었다.³⁻⁶⁵⁻⁶⁶⁾

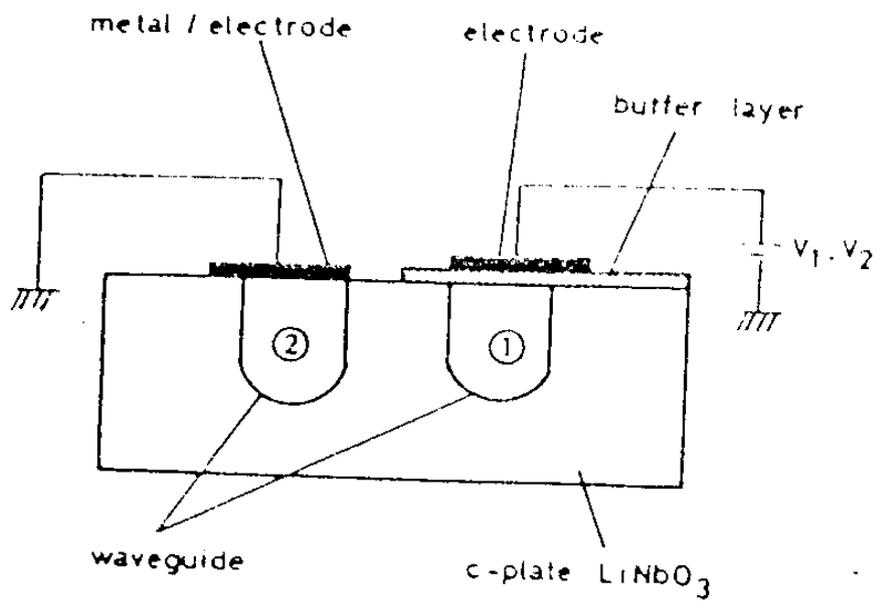
(5) Metal clading directional coupler 편광분리기

이 소자는 그림 3-49 에서 보았듯이 방향성 결합기 (directional coupler) 와 같다. 동일한 두 도파로중 한 도파로 위에 Metal clad 층을 두면 전파상수 β 값이 달라지며, 이로인해 coupling 이 잘 되지않는다. 특히 TM 모드에 대해 $\Delta\beta$ 가 커지므로 TE 모드보다 coupling 이 잘 일어나지 않는다. 예를들어 $\Delta\beta$ 가 β 의 0.03 % 이면 도파로간의 cross-talk 는 -20 dB 를 넘지않는다. 그러나 이때 TE 모드의 cross-talk 는 20 % 이다. 전기장을 인가하면 TE 모드는 다른 쪽 도파로로 coupling 된다. 그러나 TM 모드는 coupling 이 거의 일어나지 않는다. Osamu Mikami 는 이런 방법을 이용하여 20 V 이하에서 -20 dB 이하의 cross-talk 를 얻었다.³⁻⁷⁾ 그러나 이 경우 분리도를 높이기 위해서는 TM 모드에 대한 두 도파로의 $\Delta\beta$ 를 크게해야 하며, 이에따라 TE 모드를 coupling 시키기 위해서 더 높은 전압이 필요하게 된다. 또한 Metal-clad 에 의한 광손실이 문제가 된다.

지금까지 검토해 본 편광분리기는 두 편광중에서 어느 한



(a)



(b)

Fig.3-51. 비대칭형 방향성 결합기

편광에 대해서만 최적 조건으로 맞추어진다. 그러므로 낮은 분리도를 가질 수 밖에 없다. 또한 한 편광에 대해 출력도파도를 바꿀 수 없다. 즉 TE·TM 모드의 출력도파도가 고정될 수 밖에 없다. 이러한 불완전성을 개선하기 위해 두 편광을 임의로 출력을 조절할 수 있는 도파로를 제작하고자한다.

2. 편광분리기의 제작 및 측정

가. 동작원리

본 소자는 TMI 도파로를 이용한 것이므로 먼저 TMI 도파로에 대한 이해가 있어야한다.

(1) TMI 도파로

Two mode interference (TMI) 도파로의 외형은 그림 3-52에서 알 수 있듯이 두개의 모드가 유지될 수 있는 도파로의 양단에 단일 모드 도파로가 Y형으로 접합된 모양을 이루고 있다. 두개의 모드가 유지되는 부분의 도파로는 단일 모드도파로 부분보다 굴절률을 높여서 제작할 수도 있고, 폭을 크게 하여서 제작할 수도 있다. 그림 3-52의 입사쪽 도파로로 광이 입사하면 단일 모드 입사 도파로에서의 진폭은 그림에서와 우모드(실선)와 기모드(점선)의 고유모드로 분리하여 생각할 수 있다. 그런데 실제 유지되는 모드는 두개의 기본모드의 중첩된 분포를 가진다. 그러므로 도파로의 ㉓번 위치에서의 강도분포는 ㉑번 도파로에서만 나타나고 ㉒번 도파로에서는 0이다. 빛이 진행함에 따라 두 모드의 위상차

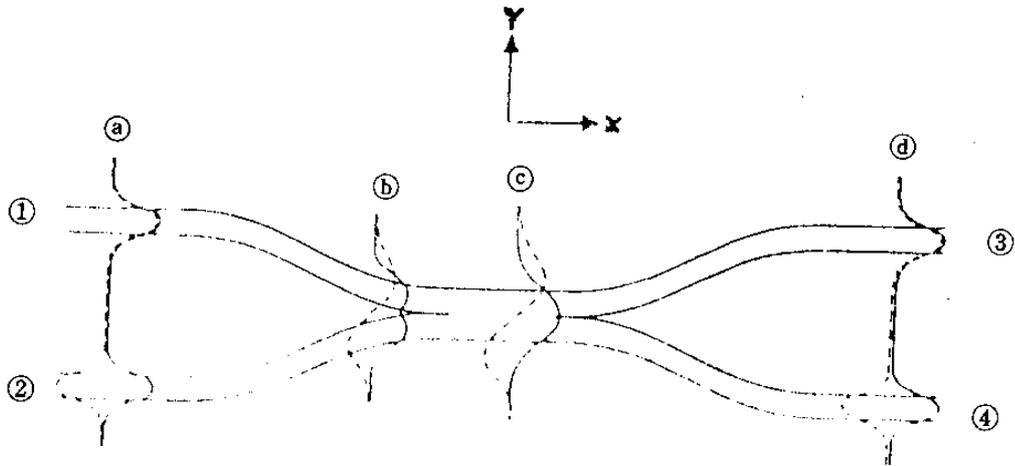


Fig.3-52. TMI도파로 실선은 가장 낮은 차수의 우모드이고 그 위 차수의 기모드이다. 실제 도파로상에서 유지되는 모드는 두 모드의 중첩으로 나타난다.

가 생긴다. 이로 인해 ②번 도파로에서도 빛이 존재하게 된다. 그러나 두 도파로의 간격이 멀면 두 모드의 전파상수차 $\Delta\beta$ 가 작으므로 빛이 ②번 도파로로 완전히 넘어오는 데는 긴 거리가 필요하다. 빛이 다른 도파로로 완전히 넘어가는 데 필요한 길이를 결합 길이(coupling length, L_c)라 한다. 도파로가 점점 가까와지면 L_c 는 짧아지게 된다. 도파로가 ㉞위치에서 처럼 두개로 구별될 수 없을 때도 이러한 빛이 전이는 있다. 이 경우는 빛이 도파로의 좌우로 zigzaging하게 되며 대개 beat length라 부른다. 그러나 여기서는 ①결합길이 L_c 라는 용어를 사용한다. 이와 같이 도파로내에서 짧은 거리에서 좌우로 이동하던(즉 coupling되던) 빛이 도파로가 멀어지므로서 다시 긴 거리에서 결합된다. 그리고 나서 ③번이나 ④번 도파로로 빠져나간다. 입사한 빛이 어느

쪽 도파로로 나가는가 하는 것은 입사쪽에서부터 출력쪽까지 coupling이 몇회 일어났는가에 달려있다. 홀수번 coupling이 일어나면 ①번도파로에 입사한 빛은 ③번 도파로로 나가며, 짝수번 coupling이 일어나면 ④번 도파로로 나간다. coupling 회수는 두 모드의 전파상수차 $\Delta\beta(=\beta_0 - \beta_1)$ 을 변화시키므로서 바꿀 수 있다. LiNbO_3 에서 TE편광을 가진 두 개의 모드의 전파상수 차이는 TM모드의 그것과 다르다. 그러므로 TE모드의 coupling회수를 m 번 TM모드의 coupling 회수를 $m+1$ 번 되도록 하면 TE·TM를 나눌 수 있다.

나. 도파로에서 coupling length의 계산

편광분리기를 제작할 때 TE모드와 TM모드의 coupling 회수가 1번차이 나도록 정확히 만드는 것이 불가능하다. 그러므로 전기광학효과를 가진 LiNbO_3 에 도파로를 만들어 외부에서 전기장을 가하여 두 편광이 분리되도록 하여야 한다. 또한 소자가 실용성을 갖기 위해서는 분리도가 높아야 되지만 그와 동시에 낮은 전압에서 조절이 가능하여야 한다. 그러므로 어떻게 만들면 coupling length의 변화를 크게할 수 있으며 이 때 필요한 전압은 얼마인가를 근사적으로나마 알아야한다.

다음의 coupling length 계산방법은 Jiri Ctyroky³⁻⁶⁸⁾ 등에 의해 주어졌으며 필요한 정보를 얻기에 충분하다.

TMI 도파로를 만들기 위해 먼저 Ti를 도파로 모양으로 증착한다. 이 때의 Ti 폭을 W 라할 때, LiNbO_3 내부의 Ti 농도

C는

$$C = C_p \exp(-x^2/a_x^2) G(y/a_y, w/a_y) \dots\dots\dots (3-90)$$

로 표시되며 여기서

$$G(\eta, \delta) = \frac{1}{2} [\text{erf}(\eta + \frac{\delta}{2}) - \text{erf}(\eta - \frac{\delta}{2})] \dots\dots\dots (3-91)$$

$$C_p = 0.125 d/a_z$$

이며 d는 Ti의 초기 두께이다. 그리고

$$a_y = 2(D_z t)^{\frac{1}{2}}, a_z = 2(D_z t)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (3-92)$$

또한 Ti 농도에 대한 굴절률 증가량 Δn 은

$$\Delta n_o \approx \Delta n_e \approx 6.5 \times 10^{-3} R(\lambda) \cdot C \dots\dots\dots (3-93)$$

이며

$$R(\lambda) = \sum_{j=0}^3 R_j \lambda^{-2j} \dots\dots\dots (3-94)$$

이다. 또한 파장 λ 에 대한 굴절률은

$$n_{os} = \sum_{j=0}^3 A_j \lambda^{-2j} \quad n_{es} = \sum_{j=0}^3 B_j \lambda^{-2j}$$

이며 R_j, A_j, B_j 는 다음 표와 같다.

j	R _j	A _j	B _j
0	0.86334	2.13385	2.20471
1	- 0.06193	0.02642	0.03251
2	0.06393	- 0.00017	- 0.00065
+ 3	- 0.00690	0.00018	0.00025

Ti 가 확산되었을 때 LiNbO₃ 의 유전 상수 ε 는

$$\epsilon(x, Y) = \epsilon_s + \Delta\epsilon_p \exp(-z^2/a_2) F(y/a_y, w/a_y, s/a_y) \quad (3-95)$$

이며 여기서 $\epsilon_s = n_s^2 \cdot \Delta\epsilon_r = 2n_s \cdot \Delta n_p$ 그리고

$$\begin{aligned} F(\eta, \delta, \sigma) &= G(\eta - \sigma/2 - \delta/2, \delta) + G(\eta + \sigma/2 + \delta/2, \delta) \\ &= \frac{1}{2} [\operatorname{erf}(\eta - \sigma/2) - \operatorname{erf}(\eta - \sigma/2 - \delta) \\ &\quad + \operatorname{erf}(\eta + \sigma/2 + \delta) - \operatorname{erf}(\eta + \sigma/2)] \dots \quad (3-96) \end{aligned}$$

이며, TMI 도파로에서 $S = 0$ 이다.

앞절에서 언급하였듯이 TMI 도파로의 coupling length L_c 는

$$L_c = \frac{\pi}{k(N_{m,n} - N_{m,n+1})} = \frac{\lambda}{2(N_{m,n} - N_{m,n+1})} \dots \dots \dots (3-97)$$

이다. 여기서 N 을 알아야 coupling length를 구할 수 있다.

Maxwell equation의 scalar approximation은

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + K^2[\epsilon(y, z) - N^2]U = 0 \dots \dots \dots (3-98)$$

으로 표현된다. 도파로의 폭이 $\sim 10 \mu m$ 깊이 $\sim 5 \mu$ 이므로 2차원 방정식은 유효굴절률방법으로 비교적 정확이 풀려진다.³⁻⁶⁹⁾ 이 접근 방법에서 $\epsilon(y,z) U(y,z)$ 의 y 에 대한 의존성은 z 에 비해 작다고 가정하면 (3-98)식은

$$\frac{d^2 U_z(y,z)}{dz^2} + K^2 [\epsilon(y,z) - N^2(y)] U_z(y,z) = 0 \quad \dots\dots (3-99)$$

그리고

$$\frac{d^2 U_y(y)}{dy^2} + K^2 [N^2(y) - N^2] U_y(y) = 0 \quad \dots\dots\dots (3-100)$$

이다. (3-99)식에서 좌표 y 는 단지 parameter의 역할을 할 뿐이다. 그리고 eigenvalue $N^2(y)$ 는 effective lateral profile을 표시한다. 또한, y 에 대한 $U_z(y,z)$ 의 의존성이 작으므로

$$U(y,z) \approx U_z(z,0) U_y(y)$$

도 취할 수 있다. $\Delta \epsilon_p \ll \epsilon_s$ 이므로 (3-99)식과 (3-100)식을 normalized form으로 쓰는 것이 편리하다.

즉,

$$[F(\eta, \delta, \sigma) V_z^2]^{-1} \frac{d^2 U_z}{d\xi^2} + [\exp(-\xi^2) - b_z(\eta)] U_z = 0 \quad \dots\dots\dots (3-101)$$

$$V_y^2 \frac{d^2 U_y}{d\eta^2} + [F(\eta, \delta, \sigma) b_z(\eta) - b] U_y = 0 \quad \dots\dots\dots (3-102)$$

여기서

$$\xi = x/a_z, \quad \eta = y/a_y,$$

$$V_z = ka_z \sqrt{\Delta \epsilon_p}, \quad V_y = ka_y \sqrt{\Delta \epsilon_p}$$

그러므로

$$b_z(\eta) = \frac{N^2(y) - \epsilon_s}{F(\eta, \delta, \sigma) \Delta \epsilon_p}, \quad b = \frac{N^2 - \epsilon_s}{\Delta \epsilon_p} \dots\dots\dots (3-103)$$

이다. 깊이 방향으로 field의 분포를 구하기 위해서 식 (3-101)은 $y=0$ (or $\eta=0$)에 대해서 풀려질 수 있다. lateral eq (3-102)의 해로서 normalized effective lateral profile $F(\eta, \delta, \sigma) b_x(\eta)$ 를 알아야 한다. 그러므로 $b_z(\eta)$ 는 어떤 요구되는 값에 대해 (3-101)식을 풀어서 구해야만 한다. Transverse resonance method는 긴 계산시간을 요구한다. 그러나 Ti 확산 도파로처럼 한 면에서 큰 불연속을 가지는 비대칭 graded index profile에 대해서 큰 오차없이 WKB method가 이용될 수 있다. WKB 근사법에서 dispersion eq.은

$$\int_0^{\xi_t} [\exp(-\xi^2) - b_z(\eta)]^{\frac{1}{2}} d\xi$$

$$= (m + \frac{3}{4})\pi / V_x \sqrt{F(\eta, \delta, \sigma)} \dots\dots\dots (3-104)$$

이다. 여기서 m 은 depth mode의 수이고 ξ_t 는 turning point이다. (3-104)식의 해 $b_z(\eta)$ 는 polynomial 표현으로

$$b_z(\eta) = \sum c_j (1 - \varphi)^{2j} \dots\dots\dots (3-105)$$

로 근사적으로 표현할 수 있다. 여기서

$$\varphi = m + \frac{3}{4} \pi \sqrt{2\pi/F(\eta, \delta, \sigma)/V_x}$$

이고 C_1 는 1.59696 C_2 는 -1.11639 C_3 는 0.51943 이다. (3-105) 식은 $\varphi < 1$ 이 정립하는 한 타당하고 $\varphi = 1$ 은 m 번째 모드의 cut off 이다.

$F(\eta, \delta, \sigma)$ 를 계산하기 위해서는 다음과 같은 erf 함수를 사용하면 된다.

$$\text{erf}(x) \approx 1 - P_5(\zeta) \exp(-x^2)$$

$$\zeta = 1/(P^x + 1) \quad P_5(\zeta) = \sum_{j=1}^5 a_j \zeta^j$$

$$a_1 = 0.254829592, \quad a_4 = -1.453152027,$$

$$a_2 = -0.284496736, \quad a_5 = 1.061405429,$$

$$a_3 = 1.421413741, \quad p = 0.3275911,$$

그러나 얻어진 normalized effective lateral profile $F(\eta, \delta, \sigma)b_z(n)$ 은 $|\eta| < \eta_{\max}$ 인 범위 내에서만 정의된다. 이 구간 내에서 depth mode 는 cut off 조건위에 있다. 즉, $\varphi < 1$ 이다.

이제 lateral eq.(3-102) 은 transversal resonance 방법으로 풀 수 있다. 여기서 도파로 구조로부터 생기는 TE/TM 모드의 차이는 매우 작으므로 무시하고 단지 TE·TM 편광에 대한 굴절률만 고려한다.

새로운 함수인 normalized transversal admittance

$$v(\eta) = \frac{dU_y}{d\eta} (U_y V_y)^{-1} \dots\dots\dots (3-106)$$

을 정의하여 (3-102) 식에 대입하면 (3-102) 식은 $\nu(\eta)$ 에 대한 1 차 Riccati 미분 방정식으로 축소된다. 즉,

$$V_{\delta}^{-1} \frac{d\nu}{d\eta} = \nu^2 + F(\eta, \delta, \sigma) b_x(\eta) - b \dots\dots\dots (3-107)$$

그리고 ν 의 pole 근방에서는 admittance 대신 $\nu = \frac{1}{\nu}$ 로 정의되는 transversal impedance 를 사용한다. 그러므로 ν 에 대한 Riccati 방정식은

$$V_{\delta}^{-1} \frac{d\nu}{d\eta} = -1 - [F(\eta, \delta, \sigma) b_z(\eta) - b] \nu^2 \dots\dots\dots (3-108)$$

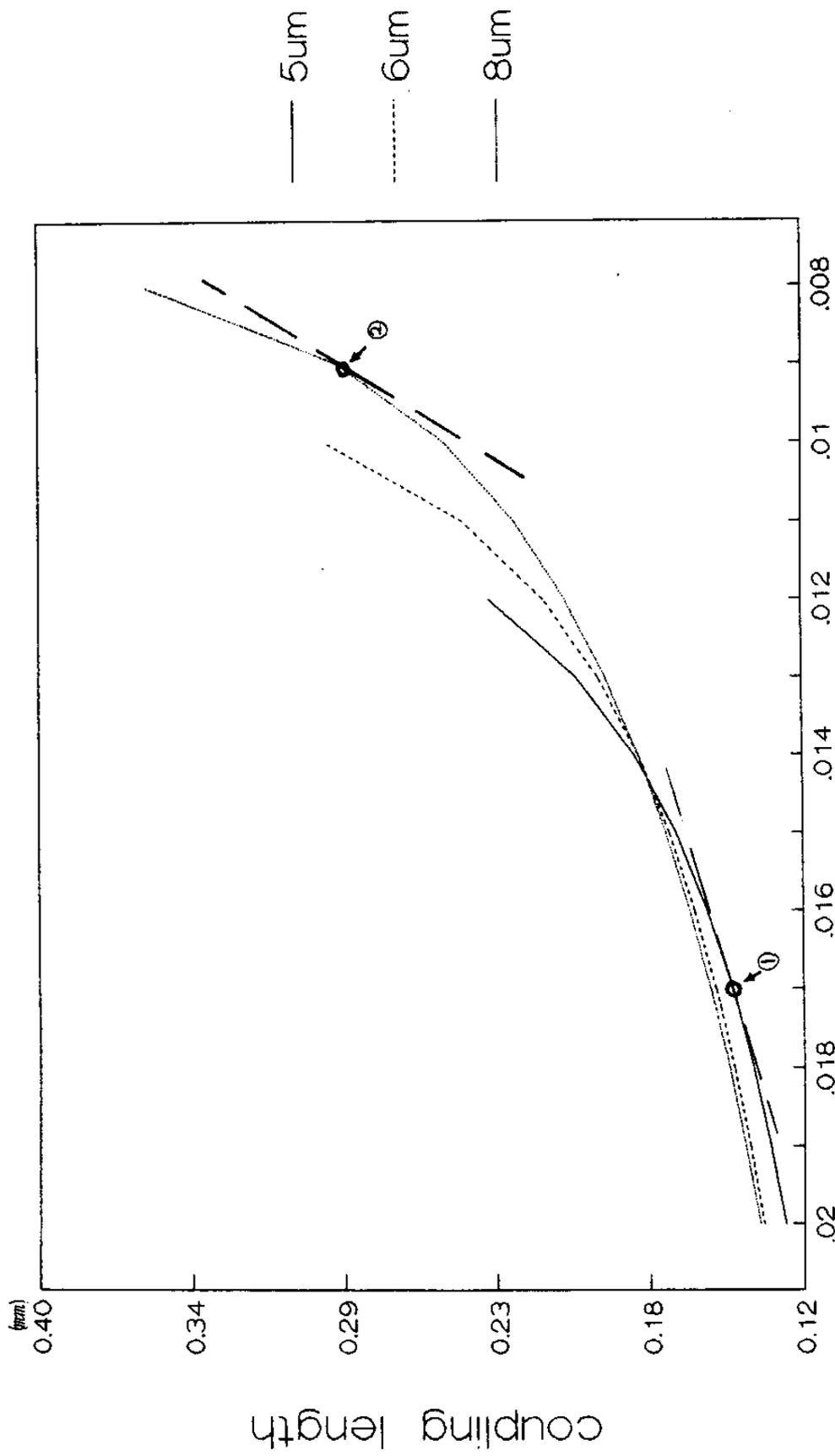
으로 표시된다. (3-102) 식의 eigen value b 는 다음과 같은 $\nu(\eta)$ 나 $\nu(\eta)$ 의 경계조건에 의해 결정된다.

- $\nu(0) = 0$ for symmetric modes
(lateral mode number $n = 0, 2, 4 \dots$)
- $\nu(0) = 0$ for anti symmetric modes
(lateral mode number $n = 1, 3, 5 \dots$)

그리고, $\nu(\eta_{\max}) = \sqrt{b}$ 이다.

처음 두 조건은 optical field의 대칭조건으로부터 따른다. 마지막 것은 $|\eta| > \eta_{\max}$ 인 영역에서 U_y field의 exponential decay의 결과이다. (3-107), (3-108) 식의 Riccati 방정식은 4 차의 Runge-Kutta 방법으로 계산될 수 있다.³⁻⁶⁹⁾

그림 3-53 는 LiNbO_3 에 Ti 가 확산된 도파로의 표면 굴절률에 따른 coupling length를 위와 같은 방법으로 계산한 결과



refractive index of waveguide surface

Fig. 3-53. Ti를 5시간 확산시킨 도파로의 표면 굴절률과 coupling length의 관계

이다. 여기서 도파로의 폭은 $5, 6, 8 \mu m$ 이며 diffusion시간은 5시간이다.

그림에서 보면 도파로의 굴절률이 클 수록 coupling length L_c 는 짧아진다. 본 실험에서 도파로의 제작은 화살표로 표시한 두 조건으로 제작하였다. 그러나 두 소자의 성능은 ②번 화살표 조건에서 만든 것이 ①번 조건에서 만든 것보다 낮은 전압으로 조절되었다. 그것은 다음과 같이 해석된다. 도파로의 optical field 분포가 가해진 전기장의 Electric field와 정확히 중첩된다고 가정한다. 가해진 전기장에 의해 도파로의 굴절률은 증가(감소)한다. 그림 3-53에서 횡축의 값이 굴절률이므로 전기장에 의해서 원래 Ti 를 확산시켜 만든 도파로의 굴절률에서 약간의 변화가 있다. 전기장에 의한 굴절률변화는 Ti 농도에 의해 다르지 않으므로 횡축에서의 변화는 어느 곳에서나 같다. 그러므로 그림 5-53에서 곡선의 기울기의 절대치가 전기장에 의해 coupling length의 변화량이 된다. 그러므로 그림 3-53에서 화살표②의 조건으로 만든 소자가 더 낮은 전압으로 조절될 수 있음을 알 수 있다.

다. $LiNbO_3$ 의 전기광학효과

앞절에서 $LiNbO_3$ 에 만들어진 TMI 도파에 전기장을 가하므로서 출력광을 조절할 수 있다는 것을 보았다. 그러나 TE TM 모드를 구별하기 위해서는 TE TM 모드를 독립적으로 조절할 수 있어야 한다. $LiNbO_3$ 는 편광방향에 따라 굴절률이 다를 뿐 아니라

인가 전기장 방향에 따라 두 편광에 대한 굴절률 변화량이 다르다. 전기광학적 효과를 좀더 명백히 보기 위해 수학적 표현을 빌리면, LiNbO_3 의 전기광학계수와 전기장의 방향과 impermeability tensor $\eta_{ij}(=\epsilon_o(\epsilon^{-1})_{ij})$ 의 관계는 다음과 같다.

$$\Delta\eta_{ij} = \gamma_{ijk} E_k$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ -\gamma_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3-110)$$

Z-cut LiNbO_3 위에 x축 방향으로 도파로를 만들면 정상파와 이상파의 굴절률의 전기장에 의한 변화량이 근사적으로

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 (\gamma_{22} E_2 + \gamma_{23} E_3)$$

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E_3 \dots\dots\dots (3-111)$$

이다. 그러므로 TM (여기서는 이상파) 모드의 coupling length는 E_3 로, TE모드는 E_2 로 조절하여 전체 도파로에서 TM모드의 coupling 회수를 m 번, TE모드의 coupling 회수를 $m+1$ 번 되게 조절할 수 있다. 그러나 도파로의 방향이 Y축이나 Z축일 때는 항상 한 전기장 방향에 의해서만 $\Delta\eta_o$ 와 $\Delta\eta_e$ 가 변하므로 앞에서와 같이 TE TM을 조절할 수 없다.

라. 편광분리기의 분리도 저하문제

소자의 구동전압을 낮추는 것은 상용 전자회로와의 결합을 고려하기 위한 것과 함께 다음과 같은 분리도 문제를 고려하기 위한 것이다.

결정의 Y축 방향으로 전기장이 가해질 때 LiNbO_3 의 index ellipsoid eq.은

$$\left[\frac{1}{n_o^2} + \gamma_{22}E_2\right]Y^2 + 2\gamma_{51}E_2YZ + \frac{1}{n_e^2}Z^2 = 1 \dots\dots\dots (3-112)$$

로 표현된다. 이 식으로부터 E_2 전기장에 의해 LiNbO_3 의 광축이 회전한다는 것을 알 수 있다. 회전된 새로운 광축을 x', y', z' 이라하면 Y', Z' 축은 X축을 축으로 θ 만큼 회전하게 되며 θ 의 값은

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{4\gamma_{51}E_2}{\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} + \gamma_{22}E_2} \right) \approx \frac{1}{2} \tan^{-1} (10\gamma_{51}E_2) \dots\dots\dots (3-113)$$

이다. 예를들어 인가 전기장의 세기가 $E_2 = 10 \text{ V}/5 \mu\text{m}$ 일때 주축이 약 0.02° 회전하며 이로 인하여 분리도는 35 dB를 넘지 못하게 된다. 그러므로 편광분리기를 만들 때, 인가전압이 가급적 낮게 되도록 전극의 길이, 폭등을 조절하여야 한다. LiNbO_3 의 전기광학계수 $\gamma_{22}, \gamma_{23}, \gamma_{33}$ 의 크기를 비교하여 보면 $\gamma_{33} \approx 3\gamma_{22} \approx 3\gamma_{23}$ 이므로 ordinary wave를 변조시키는 전극의 길이를 extra-ordinary wave를 변조시키는 전극의 길이 보다 3배정도 크게 하는 것이

낮은 전압으로 조절할 수 있는 방법이다.

분리도를 저하시키는 또하나의 요인은 Y-branch 도파로의 비대칭 문제와 도파로의 손실문제이다. 도파로의 비대칭에 의한 소자의 분리도를 보기 위해 먼저 그림 3-54 처럼 X-Z 평면에서 X축에 대해 완전히 대칭인 경우를 고려한다.

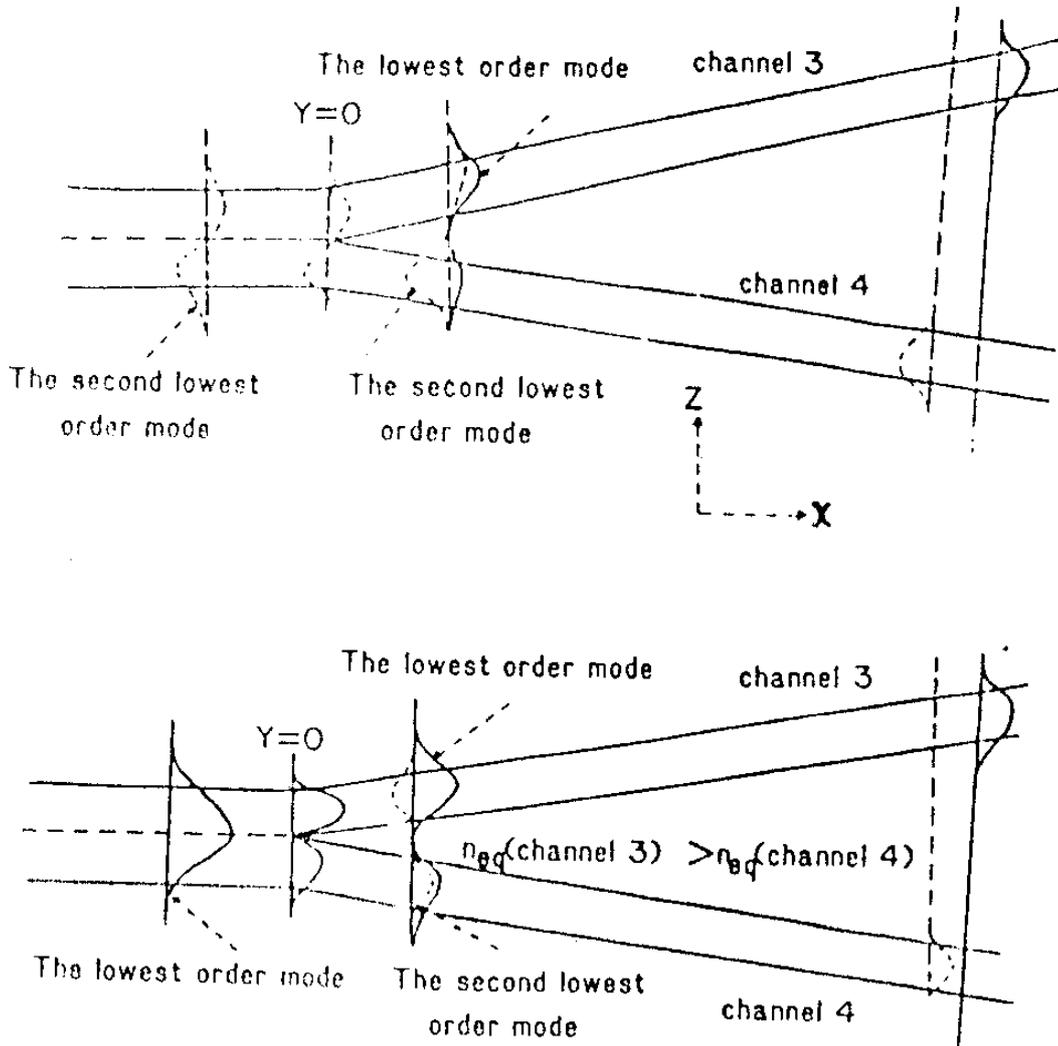


Fig.3-54. 도파로의 대칭과 비대칭에 의한 광의 분리도

그림 3-53 은 도파로 각 부분에서의 우모드와 기모드의 전기장 분포를 나타낸 것이다. 이들 두모드는 진행하면서 위상차가 생긴다. 도파로의 손실이 없다면 두 모드의 진폭은 변하지 않는다. 그리고 두 모드의 전기장에 의한 위상차는

$$\delta\beta = \int_0^L [\Delta\beta_s - \Delta\beta_a] dx \dots\dots\dots (3-114)$$

로 표시되며 L은 전구의 길이이다. $\Delta\beta$ 는 전기장에 비례하며 $\delta\beta = K_c V$ 이다. K_c 는 도파로의 제작조건에 의해 결정되는 상수이며 $\Delta\beta_s, \Delta\beta_a$ 는 전기광학효과에 의해 야기되는 두모드의 전파상수 변화이다. $\Delta\beta_s, \Delta\beta_a$ 가 x 위치에 대해 무관하면 그림 3-54의 channel ③에서의 output power는

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \sin^2(\delta\beta + \phi) \dots\dots\dots (3-115)$$

이다. phase shift ϕ 는 인가전압이 0V일때 도파로 전체에서 발생하는 위상차이다. 이상적인 도파로에서 분리도는

$$\delta\beta + \phi = n\pi (n=0, 1, 2, \dots,)$$

에서 ∞ 이다. 그러나 다음에서 볼수 있듯이 Y도파로가 비대칭일 때 분리도는 저하된다. 도파로의 비대칭은 Ti 증착시 박막두께의 차이, pattern processing에서 생기는 도파로 폭의 차이 때문에 발생한다. 그림 3-54에서 보여진 $x=0$ 에서 가장 낮은 차수모드는 $x=\infty$ 에서 낮은 두개의 모드로 전환된다. 즉 A_s 가 $x=0$ 에서의 모드라면 $x=\infty$ 에서 두 개의 모드는

$$A_1 = K_{ss} A_s$$

$$A_2 = K_{as} A_s$$

이며, A_1, A_2 는 위상과 진폭을 나타내는 복소수이다. output 도파로에서 두 모드 간섭에 의한 모드는

$$A_1 = K_{ss} A_s + K_{sa} A_a$$

$$A_2 = K_{as} A_s + K_{aa} A_a$$

이다. 만일 두 모드의 위상차가 $y=0$ 에서 π 만큼 있다면 $x=\infty$ 에서 A_1 은 0일 것이다. 그대신 도파로 ④에서 A_2 는 최대치가 될 것이다. 그러나 두 도파로의 index가 다르면 두 개의 모드의 진폭이 다르므로 $x=\infty$ 에서 A_1 이 0이 될 수 없다. 즉,

$$K_{ss} A_s + K_{sa} A_a \neq 0$$

$$K_{as} A_s + K_{aa} A_a \neq 0$$

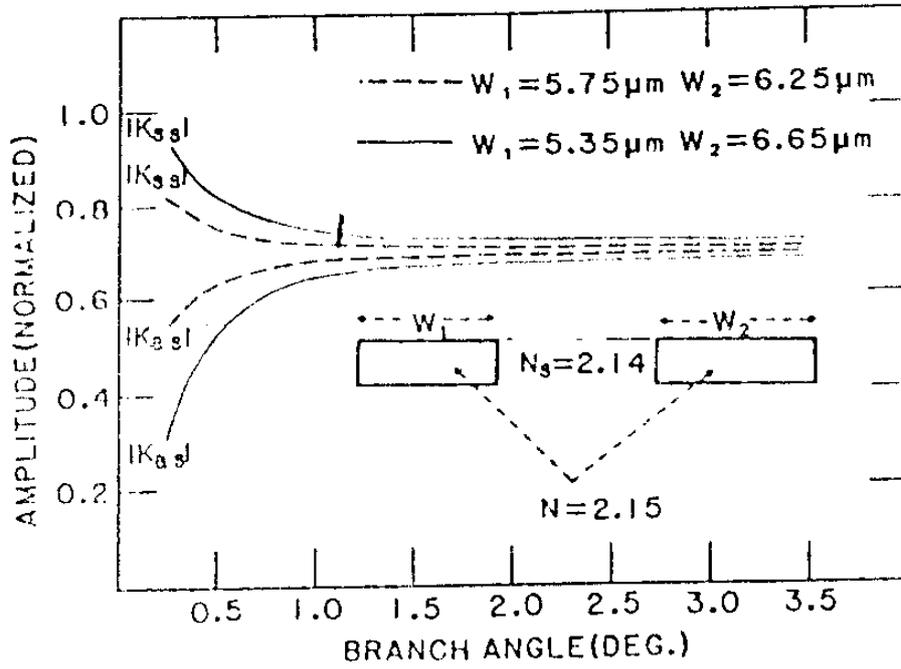
이 된다.

이때 분리도는

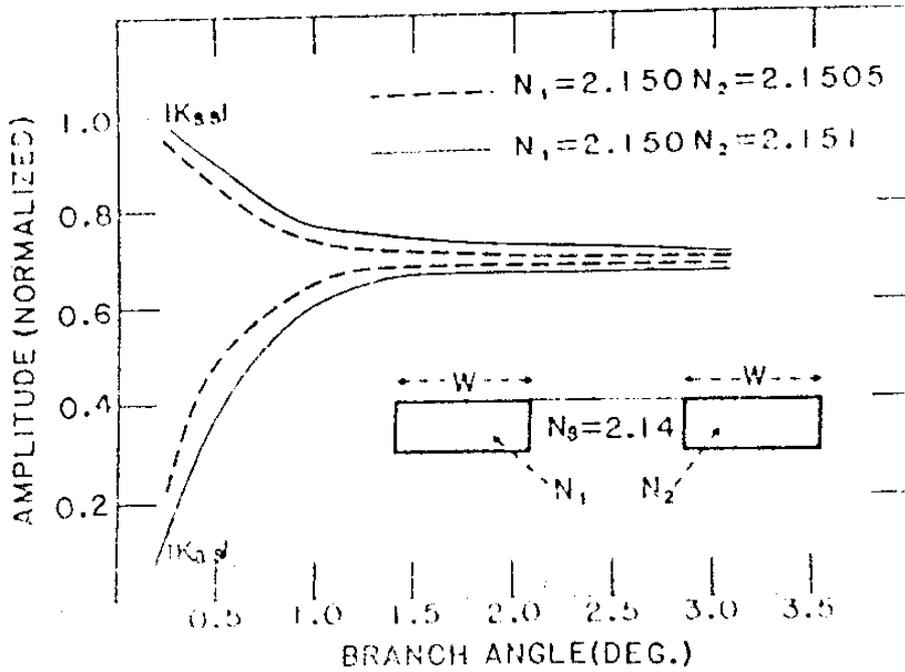
$$\zeta = 20 \log \frac{|K_{ss}| + |K_{sa}|}{|K_{aa}| + |K_{as}|}$$

로 정의된다.

그림 3-56 는 비대칭 도파로에서 분지각에 따른 분리도를 나타낸 것이다. 그림 3-56 에서 보듯이 같은 분지각일 때 비대칭이 작을 수록 분리도는 커지며 같은 비대칭이라도 분지각이 크면 또한 분리도가 커진다.

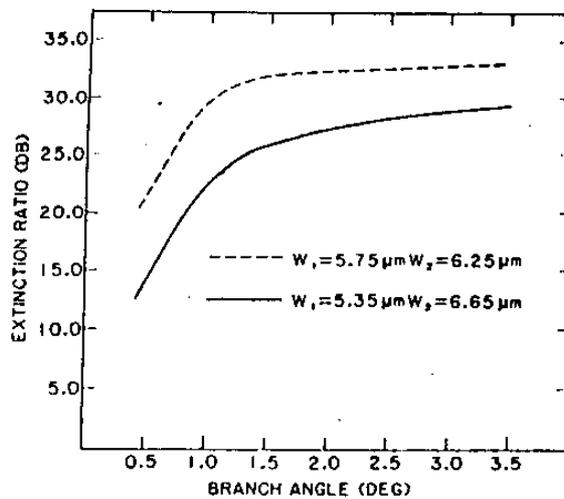


(a)

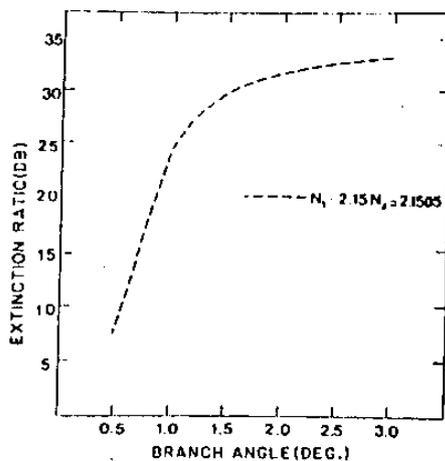


(b)

Fig.3-55. 비대칭 도파로에서 분지각에 따른 K_{ss}, K_{aa} 의 변화³⁻⁷⁰⁾

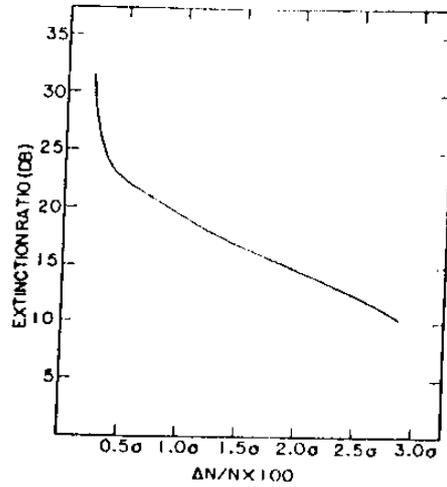


(a)

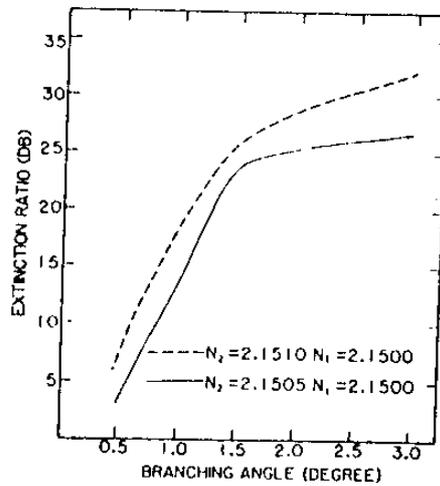


(b)

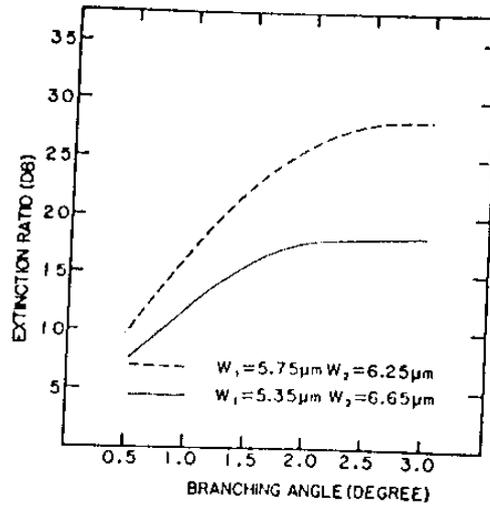
(a) Extinction ratio versus branch angle for width asymmetry between two channels W_1 and W_2 ; width of two channels. d : depth of waveguide = $3.0 \mu\text{m}$. N_s : substrate index of material = 2.14 . N : material index of channels = 2.15 , $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. (b) Extinction ratio versus branch angle for index asymmetry between two channels. N_1 and N_2 : material indexes of two channels. N_s : substrate index of material. W : width of the channel = $6.0 \mu\text{m}$. d : depth of waveguide = $3.0 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.



(c) Extinction ratio degradation of the $2\Delta n$ structure at crossing angle $\theta = 1^\circ$ for index asymmetry between two channels. W_1 and W_2 : width of two channels. d : depth of waveguide = $3.0 \mu\text{m}$. N_1 : substrate index of material = 2.14. N : material index of channels = 2.15, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $\sigma = \text{scale factor for index asymmetry} = 2 \times 10^{-4}$.



(d) Extinction ratio degradation of the $2\Delta n$ structure as a function of the branch angle for index asymmetry between two channels. N_1 and N_2 : material indexes of two channels. N_1 : substrate index of material = 2.14. W : width of channel = $6.0 \mu\text{m}$. d : depth of waveguide = $3.0 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.



(e) Extinction ratio degradation of the $2\Delta n$ structure as a function of the branch angle for width asymmetry between two channels W_1 and W_2 ; width of two channels. d : depth of waveguide = $3.0\ \mu m$. N_s : Substrate index of material = 2.14. N_c : material index of channels = 2.15, $\lambda = 1.55\ \mu m$.

Fig.3-56. 도파로의 조건에 따른 TMI 도파로의 분리도

3. 제작 및 측정

앞절에서 편광분리기 제작에 필요한 모든 조건을 모두 보았다. 본절에서는 소자의 제작, 특성측정에 대해서 기술한다. 도파로의 pattern은 그림 3-57에서 보여진 단일 모드 부분은 $5\ \mu m$ 의 폭을 가지며 두 모드 부분은 $8\ \mu m$ 이다. 그리고 사잇각은 2° 이다. 2-cut $LiNbO_3$ 위에 photoresist AZ-1350을 5000 rpm으로 spin coating한 후 30분간 $90^\circ C$ 에서 baking한다. 그리고 10분간 mono chlorobenzen에 10분간 담근 후 다시 $90^\circ C$ 에서 5분간 말린다. 그리고 나서 U.V광으로 노출시킨 후 AZ-1350 developer로 현상하여 도파로 pattern을 만든다. 진공 증착기를 이용

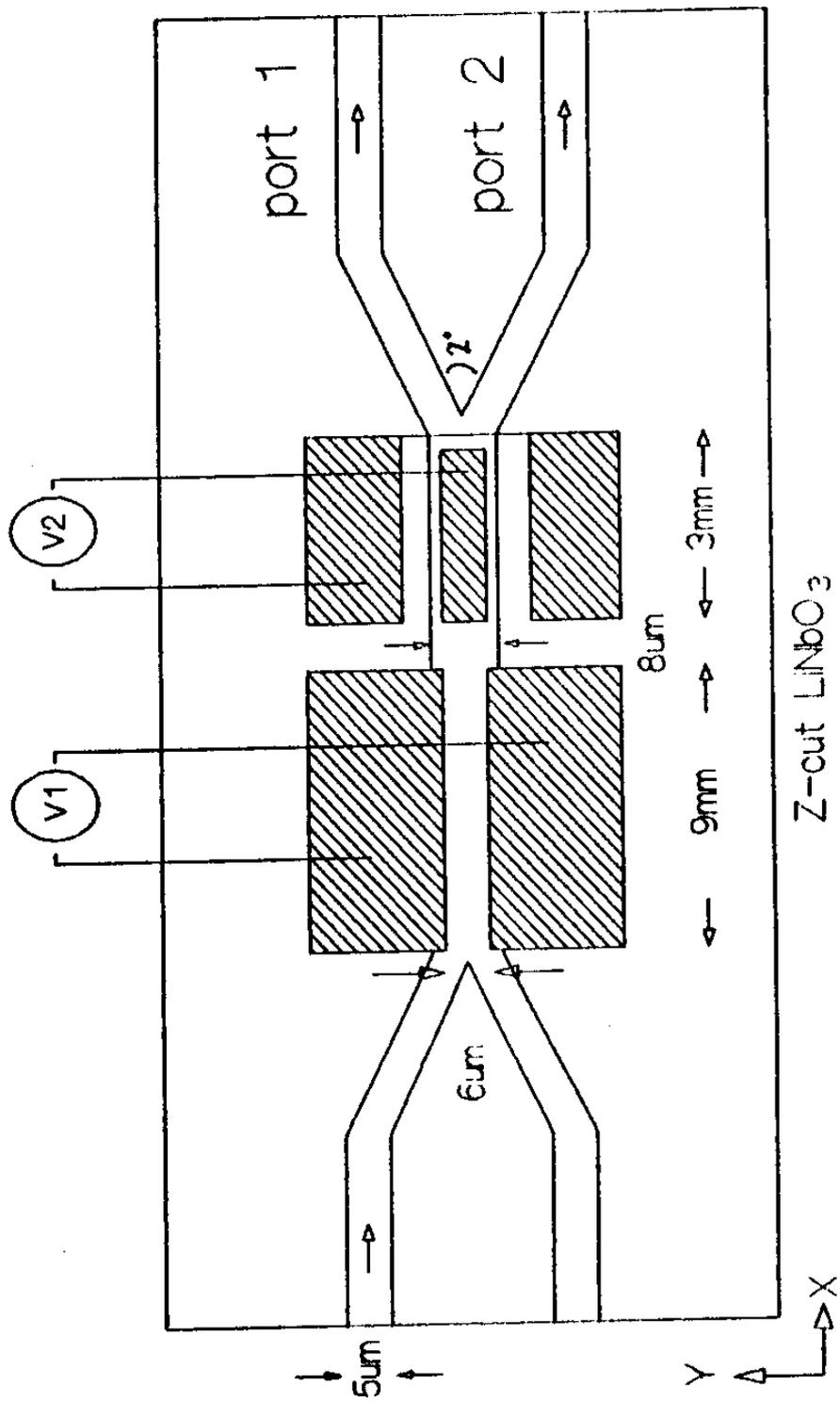


Fig. 3-57. 도파로와 진극모양

하여 Ti를 300 Å 증착하여 Aceton으로 lift off 하고 1000 °C의 습한 Ar 분위기에서 5시간 (raising-time 1.5 시간 제외) 동안 Ti를 확산시킨다. 양단면을 연마한 후 앞에서와 같은 방법으로 ITO 전극을 증착한다. 전기장 E_1 을 유도하는 전극 1의 간격은 도파로의 폭보다 $2 \mu\text{m}$ 작은 $6 \mu\text{m}$ 이며, E_2 를 유도하는 전극 2는 폭 $6 \mu\text{m}$, 간격 $5 \mu\text{m}$ 로 만들었다. 이 전극은 금선 (Gold wire)과 Indium으로 접착시켰다.

그림 3-58은 실험장치도이며 그림 3-59는 장치사진이다. 광원은 820 nm의 Laser diode를 사용하였다. 20배짜리 ($NA = 0.4$) 현미경 대물렌즈로 평행광을 만들고 10배짜리 ($NA = 0.25$) 대물렌즈를 이용하여 빛을 도파로에 입사시켰다. 도파로에 많은 광을 입사

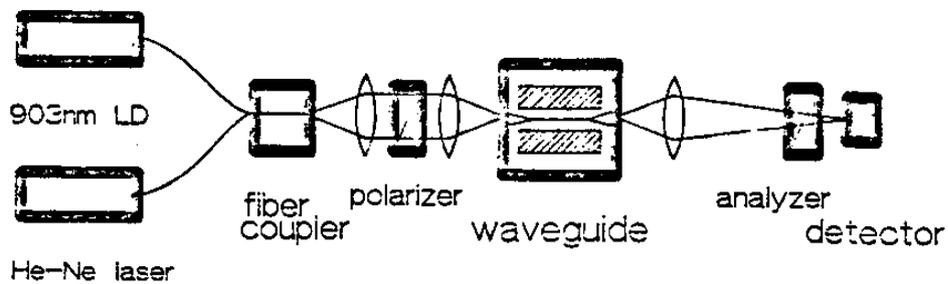


Fig.3-58. Experimental setup

시키기 위해서는 도파로의 단면을 초점에 맞추기 위해서 그림 3-58의 polarizer 위치에 beam splitter를 두었다. 평행광은 beam splitter를 거쳐 다시 10배짜리 집속렌즈에 의해 광도파로의 단면에 집속되어 도파로내로 전파된다. 그리고 광의 일부는 입사면에서 반사되어 다시 집속렌즈에 의해 평행광이 된다. 그러나

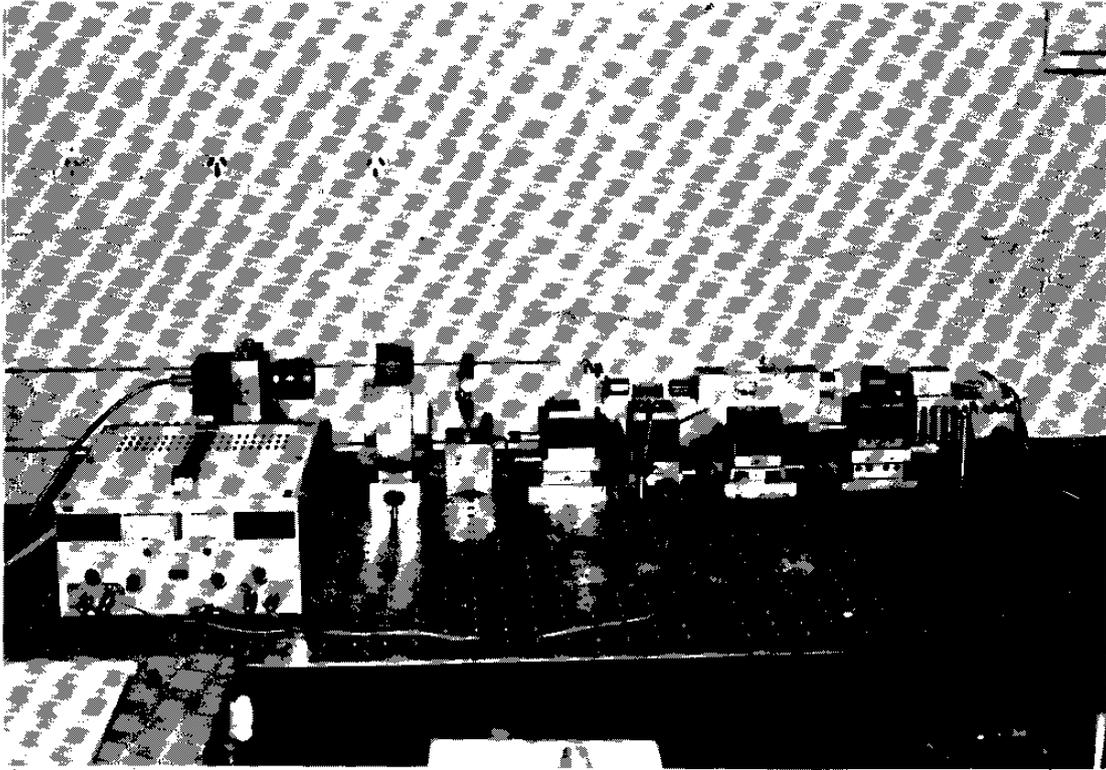


Fig.3-59. 실험 장치의 사진

도파로의 단면이 초점에 있지 않으면 되돌아 오는 빔은 평행광이 되지 못하고 발산하게 된다. 이와같이 도파로의 단면에 빛이 집속된 것이 확인되면 beam splitter를 제거한다. 그런데 이와같이 실험장치를 배열하는데 있어서 LD의 파장은 IR이므로 눈에 보이지 않아서 불편하다. 그래서 fiber coupler를 이용하여 He-Ne 레이저 빛과 CD의 빛을 coupling 시킨후 He-Ne 레이저 빛으로 실험장치를 배열시켰다.

출력쪽 도파로에서 나온 빛을 10 배짜리 대물렌즈와 CCD camera를 이용하여 near field pattern을 보였다. 그리고, TE TM을 분리하기 위하여 Glan-Taylor prism을 사용하였다.

그림 3-60는 입력전압이 0V인 상태에서의 near field pattern이다. 이 사진에서 볼수 있듯이 TE, TM이 분리되지 않은 상태로 나온다. 인가전압으로 편광을 분리하기 위해 먼저 전압에 따른 출력 변화를 보았다. 전극 1에 전압을 가하면 그림 3-57이 port1에

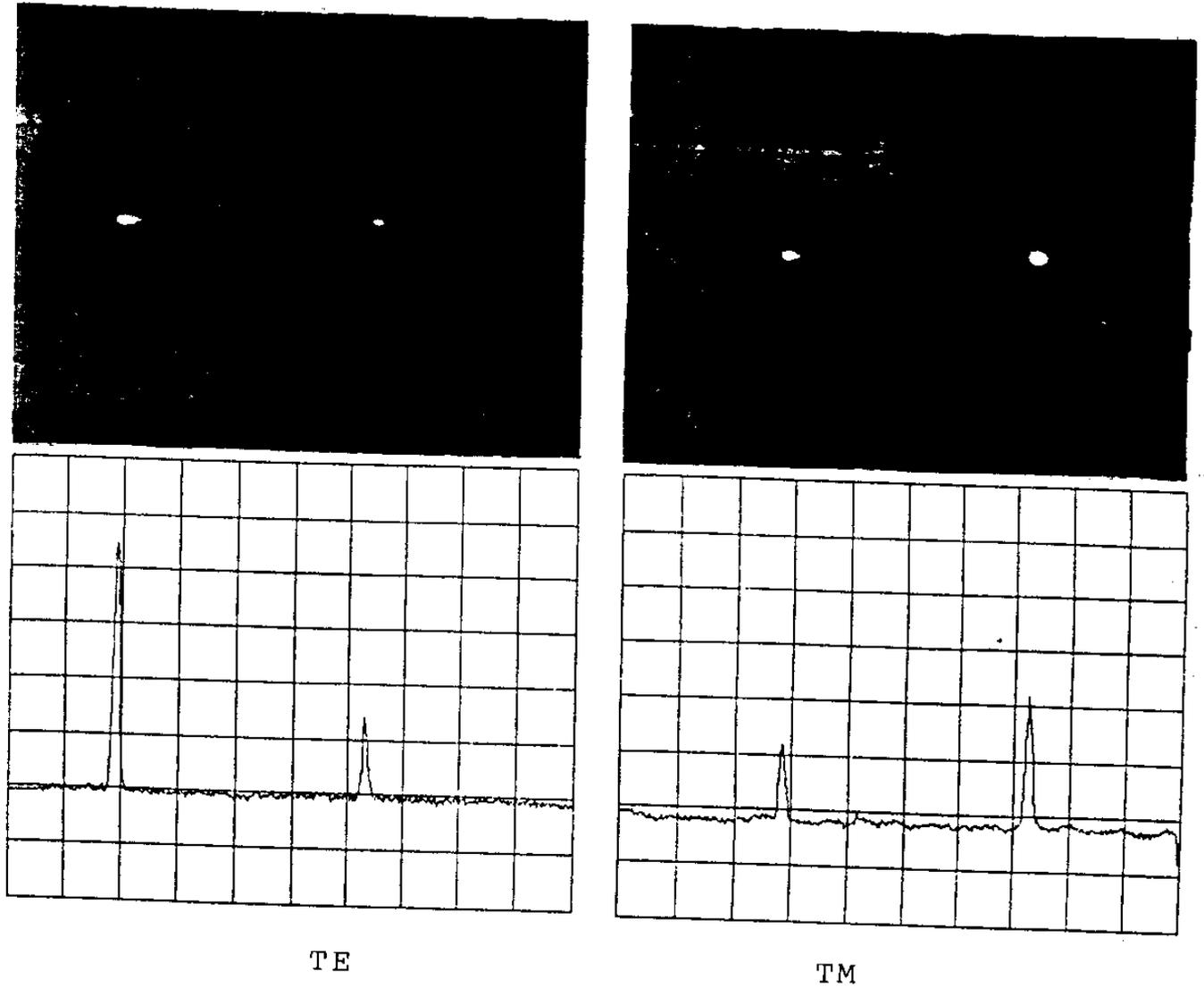


Fig.3-60. TE/TM 모드의 near field pattern 인
가전압 0V인 상태에서 두 편광은 분리되지
않는다.

서 TE와 TM 편광의 광세기를 측정하면 그림 3-61.a,b와 같은 변화를 볼 수 있었다. 다시 V_1 을 0V에 두고 V_2 를 변화시키면 port 1에서의 광세기는 그림 3-61-c,d와 같이 변하였다. 그림 3-61

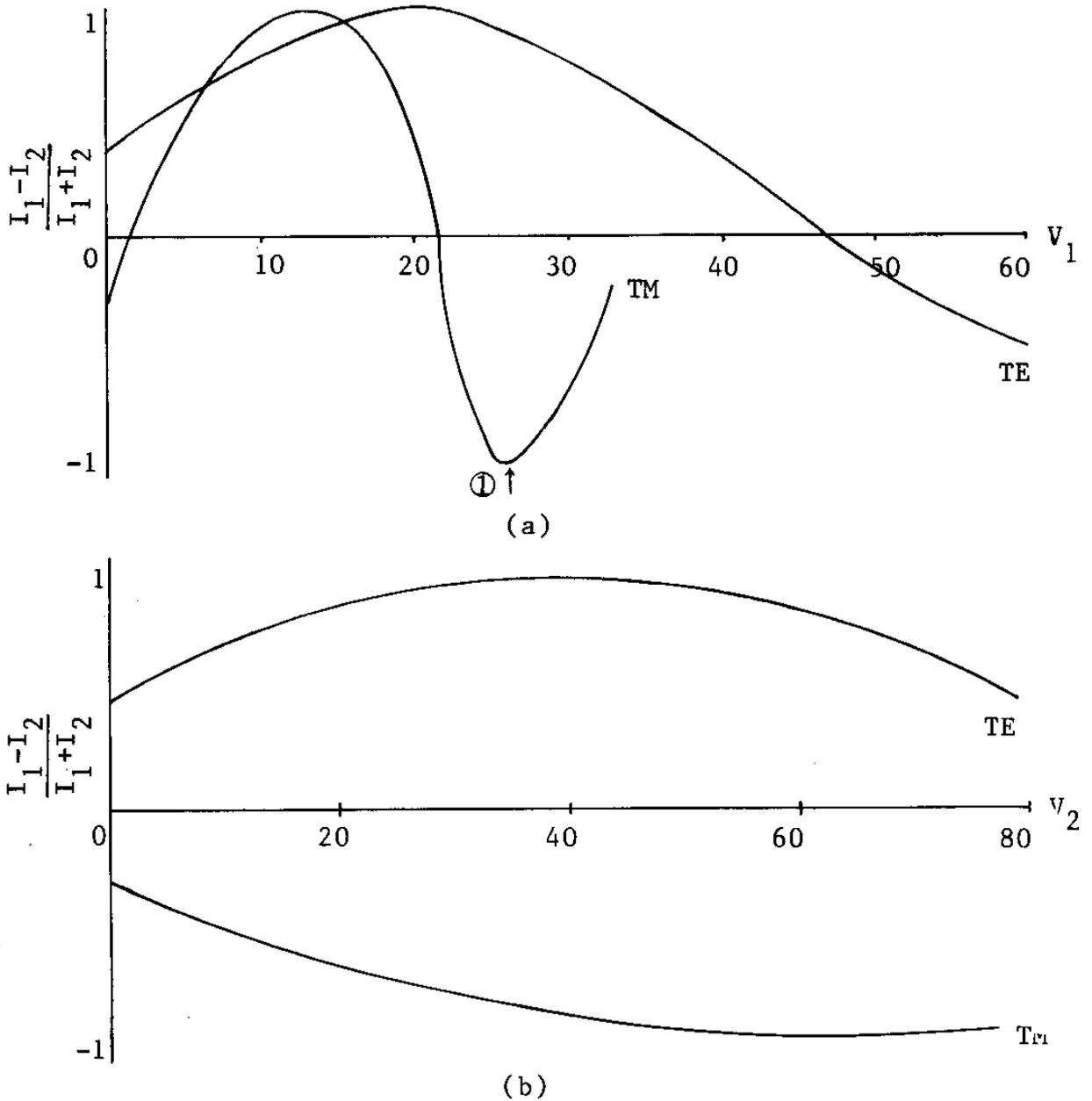


Fig.3-61. 전압변화에 따른 TE, TM모드의 port 1의 출력변화
 (a)는 V_1
 (b)는 V_2 의 변화에 따른 것이다.

에서 종축의 단위는

$$I_R = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

이다. 그러므로 I_R 이 1인 경우는 모든 빛이 1번 port로 나오는 것을 의미한다. 이 그림에서 알 수 있듯이 전압에 의한 TM

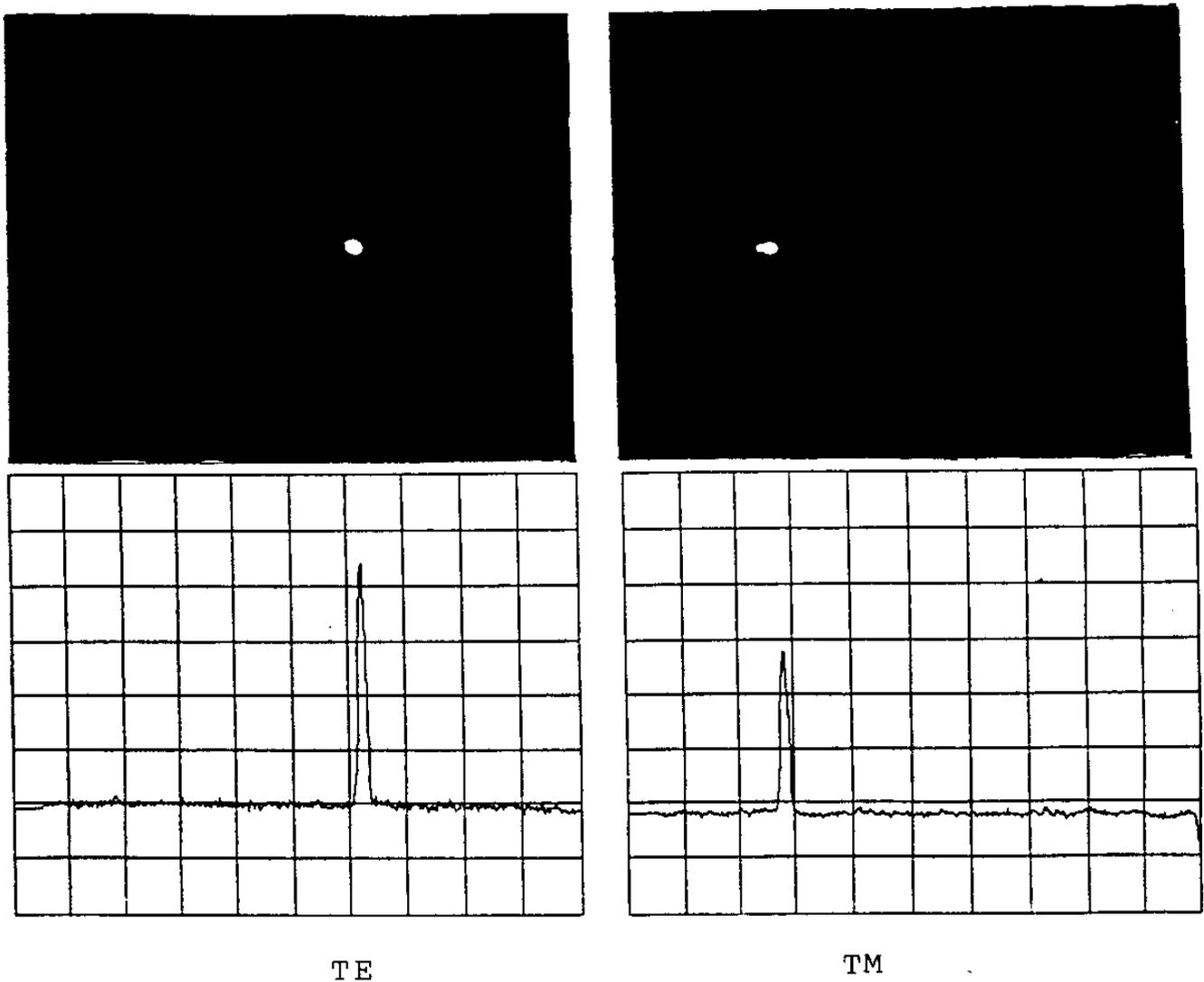


Fig.3-62. 분리된 두 편광의 near field pattern
과 intensity profile이때 인가된 전압은
 $V_1 = 20$ $V_2 = 12$ V이다.

모드의 변화는 V_2 에 의해서만 아니라 V_1 에 의해서도 변하는 것을 알 수 있다. 이것은 전극 2가 전기장 E_y 만 유도하는 것이 아니라 E_z 도 유도하기 때문이다.

두 편광을 분리하기 위해, 먼저 V_2 를 증가시켜서 그림 3-61 a)의 화살표까지 증가시킨다. 그러면 TM은 port 2로만 나온다. 그러나 TE모두의 일부가 port 2에 같이 나온다. 다시 V_1 을 증가시켜서 TE 편광이 port 1으로 나오게 조절한다. 그러나 이때 TM 모드도 약간 변하므로 다시 V_2 를 조절한다. 이와같이 몇번 반복하여 두 편광이 가장 잘 분리되는 상태로 만든다. 그림 3-62은 분리된 두 편광의 near field pattern과 intensity profile 분포이며 이때의 분리도

$$10 \log \frac{I_2}{I_1} \left(\text{or } \frac{I_1}{I_2} \right)$$

는 20 dB 이상이었다.

3. 결 론

x-propagation LiNbO_3 가 편광방향과 인가전기장의 방향에 따른 굴절률변화량이 다른 점을 이용하여 도파로형의 편광분리기를 만들었다. 종래의 편광분리기가 단지 한 편광에 대해서만 최적조건을 맞출 수 있는데 반해 본 소자는 두 편광에 대해 최적조건으로 분리할 수 있는 방법을 채택하였다. 편광분리도를 높이기 위해 광손실, 광축회전문제, 도파로의 대칭성을 고려하였다. 광손실을 작게 하기 위해 전극을 ITO로 만들었으며, 또한 얇힌 전극의 길이를

작게 하기 위해 Z-cut LiNbO_3 를 사용하였다. 높은 인가 전압에 의해 광축이 회전하고 이로 인해 분리도가 저하되는 요인을 줄이기 위해, 낮은 전압에서도 큰 변조효과를 얻을 수 있는 도파로 제작 조건을 계산하였으며 또한 실험으로 확인하였다.

이러한 고려하에서 제작된 본 편광분리기의 특성은 인가전압이 $V_1 = 20\text{ V}$ $V_2 = 12\text{ V}$ 에서 20 dB 이상의 분리도를 얻었다.

본 소자를 이용하면 polarization converter나 WDM 소자로 사용가능하리라 본다.

제 4 장 광섬유 센서의 제작

제 1 절 서 론

1. 광섬유 센서의 개념 4-1)

광섬유 센서는 종래의 전기식 센서의 개념과는 달리 단순한 감지소자로서의 기능만이 아니라 그 자체가 계측된 신호의 정보전송로로서의 기능과 더 나아가 빛과 전기신호와의 변환기능도 갖고 있어 광섬유 응용장치라 할 수 있다. 이러한 광섬유 센서는 빛과 광섬유가 갖고 있는 전자기장에 대한 부유도성, 절연성, 폭발에 대한 안정성 등을 갖고 있는 계측 시스템을 구성할 수 있어 컴퓨터를 이용하는 전자기술에 적용 응용하는데에 적합하다.

그림 4-1에 이상적인 광계측 시스템의 개념도를 나타낸다. 장래에는 광 A/D 변환, 광공간 병렬처리 등의 기능을 갖는 광정보처리 기술을 비롯하여 광정보 메모리, 광에너지 전송, 광구동장치 기술이 개발되어 완전히 광기술로만 구성된 광계측, 광전송 기술을 포함하는 광계측제어 시스템이 실현될 것으로 기대된다.

이절에서는 광섬유 센서를 광응용 센서+광섬유 전송로+광송수신기로 정의하여 계측대상으로부터의 영향에 의해 광송신기로부터 광섬유로 전파되는 빛이 변조되어 그 광신호를 광수신기에서 전기신호로 변환하여 계측신호 출력을 얻는 것으로 가정한다. 여기서는

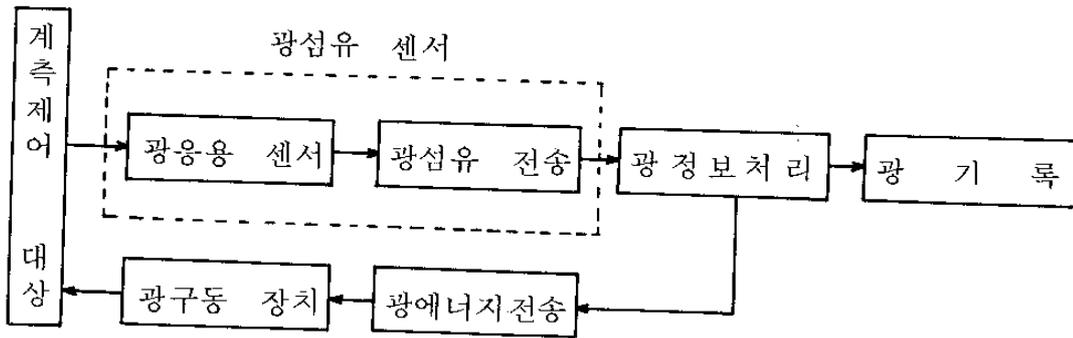


Fig.4-1 광응용 계측제어 시스템의 개념

광섬유 센서의 원리에 대하여 언급하고, 특히 광섬유의 이용방법에 따른 분류를 소개한다.

2. 광섬유 센서의 분류

광섬유 센서를 그 구성, 특히 광섬유의 이용방법에 따라 분류하면 표 4-1 과 같이 대별된다. 이제부터 이 분류에 따라 각 광섬유 센서에 관해서 기술한다.

표 4-1 광섬유 센서의 원리와 분류

	(a) 광섬유 전송로형	(b) 광섬유 픽업·푸르브형	(c) 광섬유 기능형
측정원리	광탄성 효과 전기광학 효과 자기광학 효과 광흡수·반사체 광로차단	레이저 도플러효과 발열체의 방사 이미지 광섬유	간섭현상 마흐젠더 마이켈슨 사낙 마이크로 벤딩
측정량	광강도	광주파수·광강도	광위상(광강도)
재료	개별 광부품	광섬유	광섬유
특징	구조가 간단 고신뢰성	비접촉 고감도	초고감도

가. 광섬유 전송로형 센서

이 광섬유 전송로형 센서에는 광섬유 연결에서의 1 : 1 대응되는 송수신 광섬유 사이, 또는 송수신 겸용 광섬유 끝에, 표 4-1, 4-2에 열거된 각종 광기능 재료나 기계적 변화에 의한 광학식 센서를 부착하여 구성된다.

표 4-2 광섬유 계측기술의 원리

계측물리량	빛의 변조	광 학 현 상	분 류	광 섬 유
전류·자장	편 광	파라데이효과	a, c	S, M
	위 상	간섭(자기변화)	c	S
전압·전장	편 광	포켈스효과	a	M
	위 상	간섭(자기변화)	c	S
온 도	광강도	광로차단	a	M
		반도체의 투과율 변화	a	M
	광강도·파장	형광체의 강도	b	M
		발열체의 방사	b	M
	편 광	복굴절 변화	a	M
각 속 도	위 상	사낙효과	c	S
속도·유속	주파수	도플러효과	b	S, M
진동가속도 압 력	광강도	마이크로벤딩 손실	c	M
		광로차단	a	M
		반사판에 의한 변화	a	M
	편 광	광탄성 효과	a	M
	위 상	간섭(광탄성 효과)	c	S
	주파수	도플러효과	b	S, M

광섬유는 단지 강도변조된 신호광의 전송로로서 이용되고, 특히 다중모드 광섬유와 광섬유 다발이 주로 이용된다. 송수신기의 광원과 수광소자로는 각각 LED, pin-photo diode가 이용된다. LED 출력을 일정하게 유지하는 것이 중요하다. 이 방식의 센서는 구성이 간단하고 신뢰성이 높은 특징을 갖고 있어 각종 센서가 실용화 되어 있다.

나. 광섬유 픽업·푸르브형 센서

광섬유 푸르브형 센서는 계측 대상으로부터 방사된 광정보, 또는 광원으로부터 광분할기로 나누어진 광섬유 푸르브로부터 조사된 계측 대상에서 반사 산란된 광정보를 이 광섬유로 픽업하여 광수신기로 보내는 방법으로 단일모드형, 다중모드형과 번들형의 각종 광섬유가 푸르브로서 이용된다. 이 방법의 대표적인 센서로서 광섬유 방사온도계 등이 있다. 비접촉, 고정도의 전형적인 광응용 계측의 특징을 나타낸다.

다. 광섬유 기능형 센서

끝으로 광섬유 기능형 센서에서는 광섬유 자체의 전파특성, 즉 광섬유내의 도파광의 특성이 계측대상에 의해 변화를 받아 도파광의 위상, 편광, 강도가 변조되는 것을 이용한다. 빛의 위상이나 편광의 변화를 이용하는 경우에는 단일모드 광섬유 또는 편광유지 광섬유를 이용하고, 한편 빛의 강도변화를 이용하는 경우에는 주로 다중모드 광섬유를 이용한다. 광원으로서로는 주로 헬륨-네온 레이저

와 반도체 레이저가 이용되고 수광소자로는 APD가 이용된다. 특히 빛의 위상 변화를 이용한 센서에서는 여러가지의 간섭계를 구성하여 광호모다인법 내지는 광헤테로다인법에 의하여 검출하므로 매우 감도가 높은 계측이 기대되어 최근 연구개발이 활발하게 진행되고 있다. 이 때문에 기능성 광섬유를 포함하여 광섬유 기능형 센서의 여러종류가 개발단계에 있다. 그중 가장 실용화 단계에 접근된 것은 광섬유 레이저 자이로스코프이다. 표 4-2에 각종 계측 대상에 대한 대표적인 광섬유 센서의 방법, 원리를 정리하여 놓았다.

3. 광섬유 센서의 측정원리

정현파로서 전파되는 빛의 전장 E 는 다음과 같이 나타낸다.

$$E = E_0 \sin(\omega t + \phi) \dots\dots\dots (4-1)$$

광섬유 센서에서는 식(4-1)에서

- (a) 광강도 ($|E_0|^2$)
- (b) 편 광 (벡터 E_0 의 방향)
- (c) 주파수 (ω)
- (d) 위 상 (ϕ)

이들 가운데서 계측대상에 따라 변조되는 것을 이용한다.

가. 광강도 변조방식

(1) 광흡수

물질 고유의 광흡수 특성이 계측하고자 하는 물리량이나 화

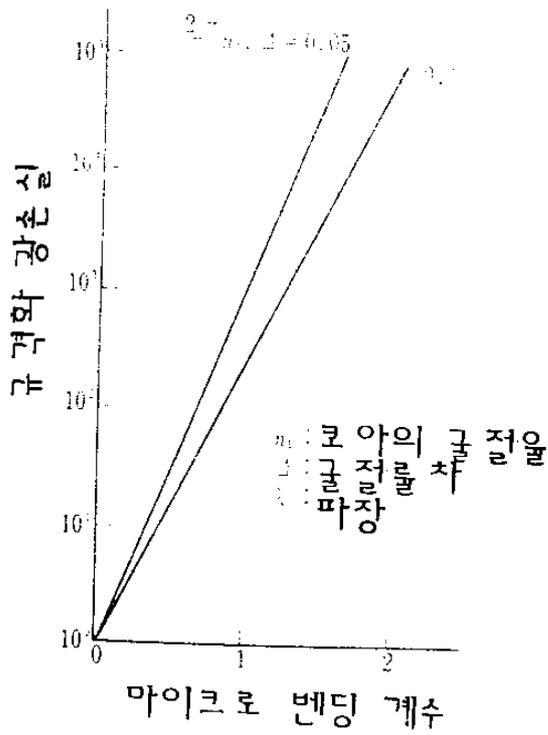


Fig. 4-2 마이크로 벤딩에 의한 전파손실

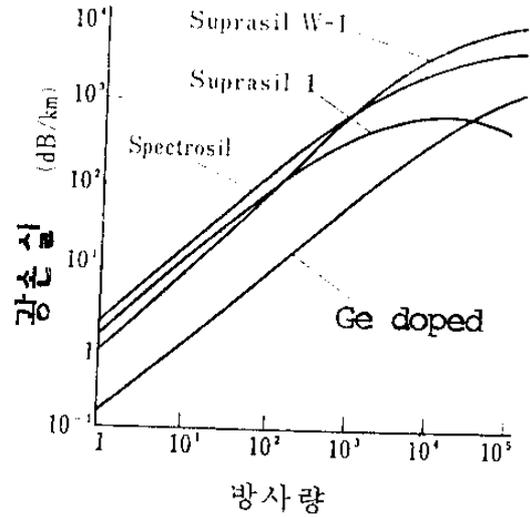


Fig. 4-3 방사선 조사에 의한 광손실의 증가

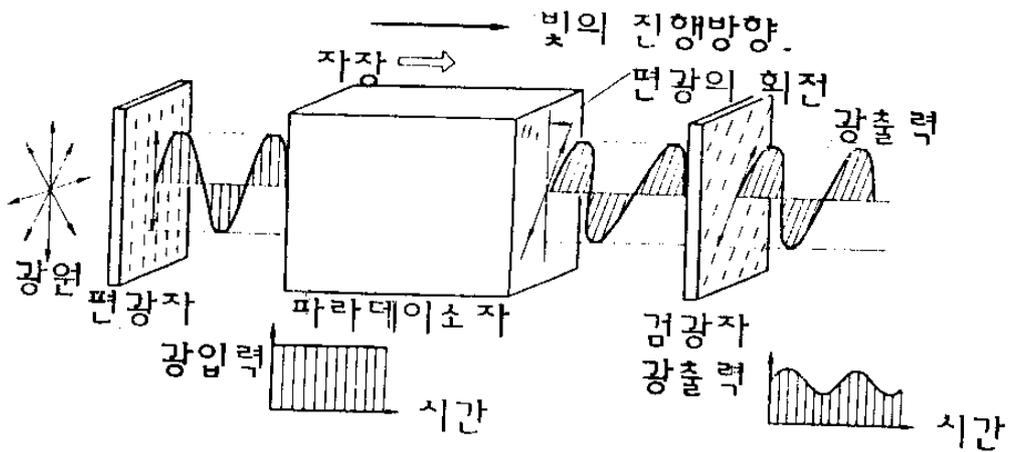


Fig. 4-4 파라데이 효과를 이용한 센서의 기본구성도

확률에 의해 변화하는 것을 이용하는 것이다. 예를 들어 반도체의 광흡수단 파장의 온도의존성, 전기장의 세기, 압력, 주위 분자의 흡수에 따른 변화등이 있다.

(2) 반 사

압력, 진동등에 의한 반사위치의 변화로부터 또는 압력, 온도의 변화에 따른 액정의 반사율의 변화로부터 반사광의 강도 변화를 이용하는 것이다.

(3) 마이크로 벤딩에 의한 손실

광섬유의 축방향에 미세한 휨을 발생시키면 광섬유내의 도파모드와 방사모드간의 에너지 변환에 따라 광 손실이 발생한다. 광섬유를 주기적인 마이크로 벤딩이 일어나게 가공된 물체 사이에 놓고 압력을 가하면 압력, 진동 변위에 따라 광강도가 변하는 센서가 된다.

(4) 루미네센스

형광체에 빛을 조사하는 경우 발광, 즉 루미네센스 스펙트럼이 온도에 따라 변화하는 현상을 이용한 온도센서가 개발되어 있다. 이외에 일렉트로 루미네센스(전압센서), 방사선에 의한 루미네센스(방사능 센서)등의 이용이 가능하다.

(5) 색중심(칼라 센터)

광섬유에 방사선이나 자외선을 조사하면 유리내의 격자 결함을 만들거나, 불순물 이온의 상태를 변화시킨다. 이 결과 이온의 원자가 높아지거나, 이온내의 전자를 포획하는 준위(칼라 센터)가 만들어져 유리에서 특정한 파장의 광흡수가 증가하여 광섬유의 광

손실이 증가한다. 석영유리를 이용한 광섬유에 Co^{60} 를 조사하면 광 흡수의 증가로 광손실의 변화가 발생한다. 이와같은 현상은 센서로서뿐만 아니라 방사능에 강한 광섬유의 개발에도 중요하다.

나. 편광 변조

(1) 파라데이효과 (자기광학)

자성체내를 빛이 전파할 때 빛의 진행방향에 따라 자기장 H 가 존재하면 빛의 편광이 회전한다. 이 현상을 파라데이효과라 한다. 자장에 따라 오른쪽 원편광과 왼쪽 원편광에 대한 자성체의 굴절율의 이방성이 있기 때문이다.

이때 편광의 회전각도는

$$\theta_F = V_r HL \quad \dots\dots\dots (4-2)$$

로 나타난다. 여기서 V_r 는 베데 (Verdet) 정수로 파라데이효과 크기를 나타내는 물질고유의 값이고, L 은 자성체내에서의 광로장이다. 파라데이효과에 의한 편광의 변화는 자장의 방향에만 관계되므로 빛의 방향이 바뀌어도 같은 결과를 보인다. 한편, 광섬유 자체에도 파라데이효과가 아주 미세하지만 있다.

(2) 포켈스효과 (전기광학효과)

어떤종류의 결정 (강유전체 결정)에 전압을 가하면, 전압에 비례하여 굴절율의 변화가 발생한다. 일반적으로 이방성을 지니고 있는 광학결정의 굴절율은 주굴절율 n_1, n_2, n_3 을 이용하여 타원방정식으로 나타낸다.

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad \dots\dots\dots (4-3)$$

이러한 굴절율을 갖는 결정내를 전파하는 항을 포켈스효과라고 부른다. 이와 같은 원리를 이용하여 전압 센서를 만들 수 있다.

(3) 광탄성효과

탄성체내의 응력변화에 따른 굴절율의 변화로 인하여 복굴절이 나타나는 현상을 광탄성효과라고 부른다. 포켈스효과와 같이 타원방정식으로 굴절율을 나타낼 수 있다. 포켈스효과는 강유전체 결정에서만 나타나지만 광탄성효과는 모든 물체에 있다. 압력, 진동, 음향 센서에 이용할 수 있다.

(4) 광섬유내의 복굴절

단일모드 광섬유내에 직교하는 두 모드 HE_{11}^x , HE_{11}^y 가 광섬유의 휨이나 응력 또는 온도변화에 따라 두 모드 사이의 전파상수가 변화한다 그 결과 입사된 직선 편광이 회전하게 된다.

다. 주파수 변조방법 (도플러 효과)

레이저광을 움직이고 있는 물체에 비추면 그 산란광의 주파수는 도플러 효과에 의해 원래의 주파수에서 이동한다. 그림 4-7에서 처럼 속도 V 로 이동하는 물체에 전파상수 k_0 벡터를 조사하여 k_s 의 산란광을 관측한 경우 도플러 주파수 f_D 는 다음 식으로 주어진다.

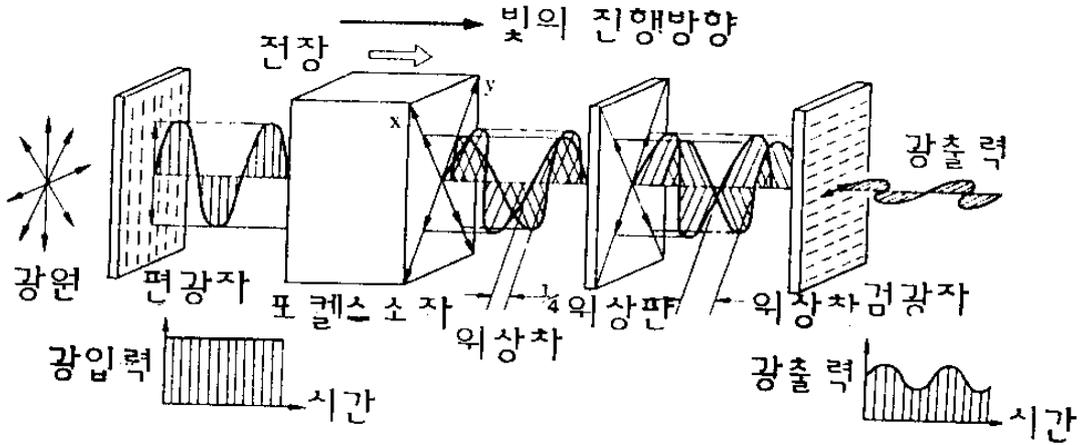
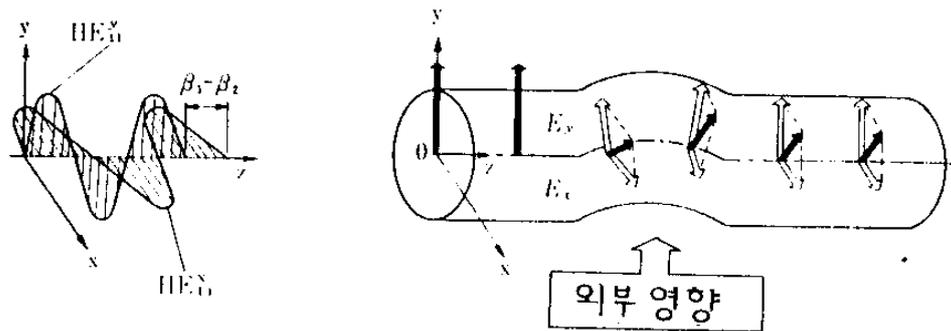


Fig.4-5 포켈스 효과를 이용한 센서의 기본구성도



(a) 2개의 직선 편광모드

(b) 편광의 변화

Fig.4-6 단일모드 광섬유의 외부영향에 의한 편광특성의 변화

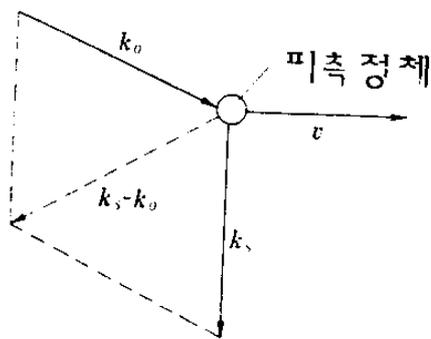


Fig.4-7 도플러 효과의 설명도

$$f_D = \frac{(k_s - k_o) v}{2\pi} \dots\dots\dots (4-4)$$

따라서, 주파수를 측정하면 물체의 속도를 알 수 있다. 이것을 이용하여 속도, 진동, 유량의 측정이 가능하다.

라. 위상 변조방법

(1) 위상변화의 검출방법

코히어런트한 빛을 나누었다 다시 중첩을 시키면 두 빛의 위상에 관계되는 간섭무늬가 얻어진다. 여러가지 간섭계를 이용하여 간섭무늬의 변화를 검출하면 두 빛사이의 위상 변화량을 측정할 수 있다. 그림 4-8에 여러가지 간섭계를 나타낸다. 각 광로에 광섬유를 대

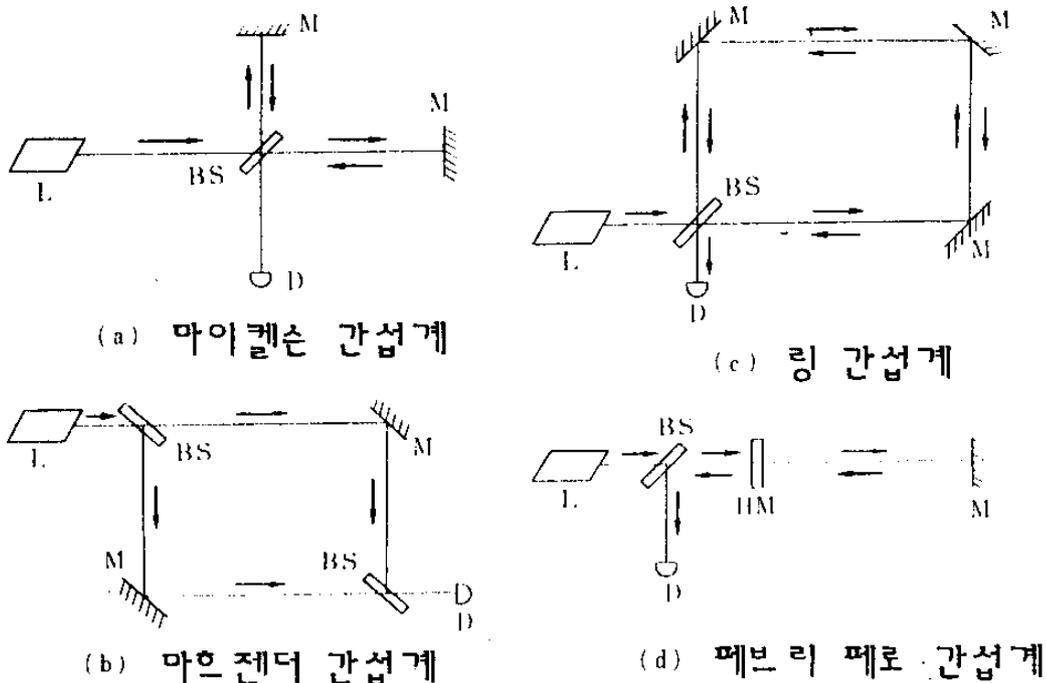


Fig.4-8 여러가지 간섭계의 기본구성도

(L : 광원, D : 광검출기, BS : 광분할기
M : 거울, HM : 반거울)

치하여 도파광에 생긴 위상변화를 다른 광로의 도파광과의 간섭무늬의 변화로 검출할 수 있다. 검출방법에는 광호모다인법과 광헤테로다인법이 있다.

(2) 사낙효과(Sagnac effect)

그림 4-9에서의 회전 간섭계에서 광원의 빛을 둘로 나눠 P_1 , P_2 각각을 서로 반대방향을 전파하게 한 다음 다시 합하여 간섭무늬를 만든다. 간섭계가 정지하고 있는 경우에는 두 빛의 경로가 같으므로 위상차가 0이다. 그러나 이 광학계가 광로면에 대하여 각속도(Ω)로 회전하면 두파간에 광로차가 발생하여 다음에 나타내는 위상차가 생긴다. 이 회전 간섭계를 광섬유로 구성하여도 완전히 똑같은 현상이 발생한다.

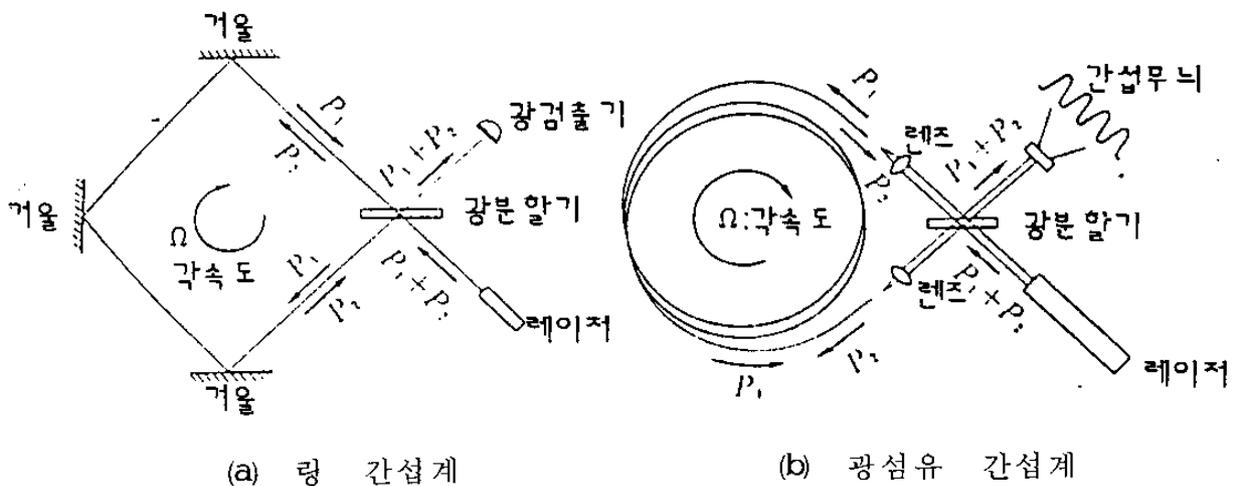


Fig.4-9 링 간섭계에 의한 사낙효과 설명도

$$\Delta \phi = \frac{3kS_A}{C} \Omega = \frac{4KNS_A}{C} \Omega \quad \dots\dots\dots (4-5)$$

여기서 k는 전파상수, S는 광로가 이루는 면적, C는 광속도, N는 광섬유의 감긴 횟수이다.

제 2 절 광섬유 결합기의 편광특성을 이용한 센서

1. 광섬유 결합기의 편광특성

제 3 장에서의 광섬유 결합기 제조시 결합이 발생하는 부분에 복굴절이 있다면 단일모드 광섬유내를 진행하는 두 편광 모드사이의 결합의 차이가 발생하여 입사되는 빛의 편광상태에 따라 두 출력단의 세기의 비가 달라지게 된다. 본 연구에서는 아직 결합부분에서의 복굴절에 관하여 분석되어지지는 않았지만 편광에 따라 결합의 차이가 큰 결합기를 제조하였다. 그 특성을 그림 4-10에 나타낸다.

Coupling ratio with incident angle

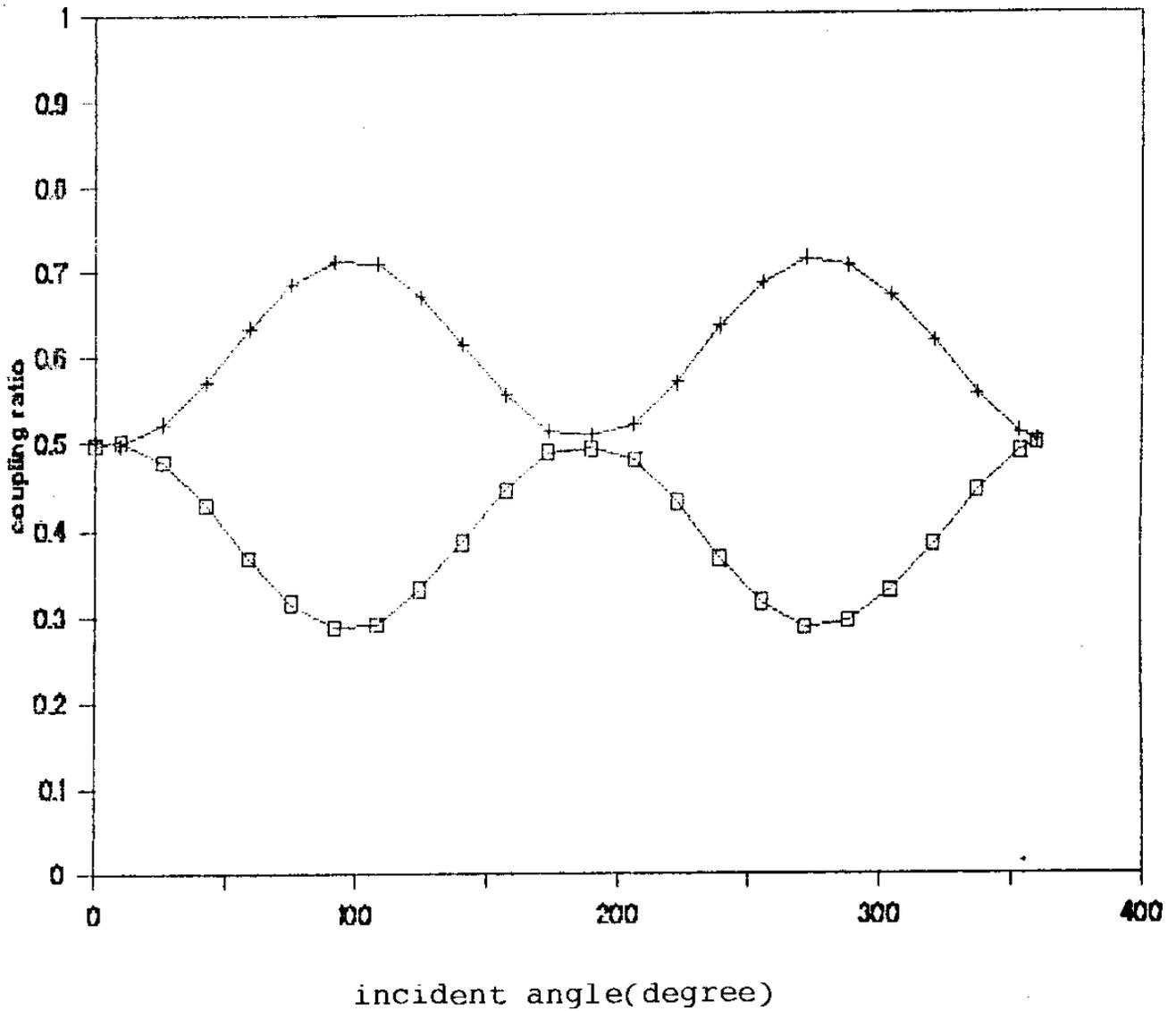


Fig. 4-10 편광의 입사각도에 따른 결합비의 변화

2. 각도측정에의 이용

이 결합기에 임의의 각도로 직선편광된 빛을 입사시킨 후 두 출력단의 세기의 비를 결합기의 회전각도에 따라 측정한다. 이와 같이 측정한 결과가 그림 4-11이다. 이와 같은 방법으로 측정할 경

우의 장점은 전기적으로 노이즈가 심한곳, 다른 광학적 방법으로는 먼지등과 같이 오염물이 많아 측정이 곤란한 곳등에서 유리하고 입사되는 빛의 세기의 변화와 관계없이 측정할 수 있다는 장점이 있다. 측정의 정도를 높이기 위해서는 더욱 복굴절이 큰 결합기가 제조되어 완전한 편광분할기와 같게 되어야 한다.

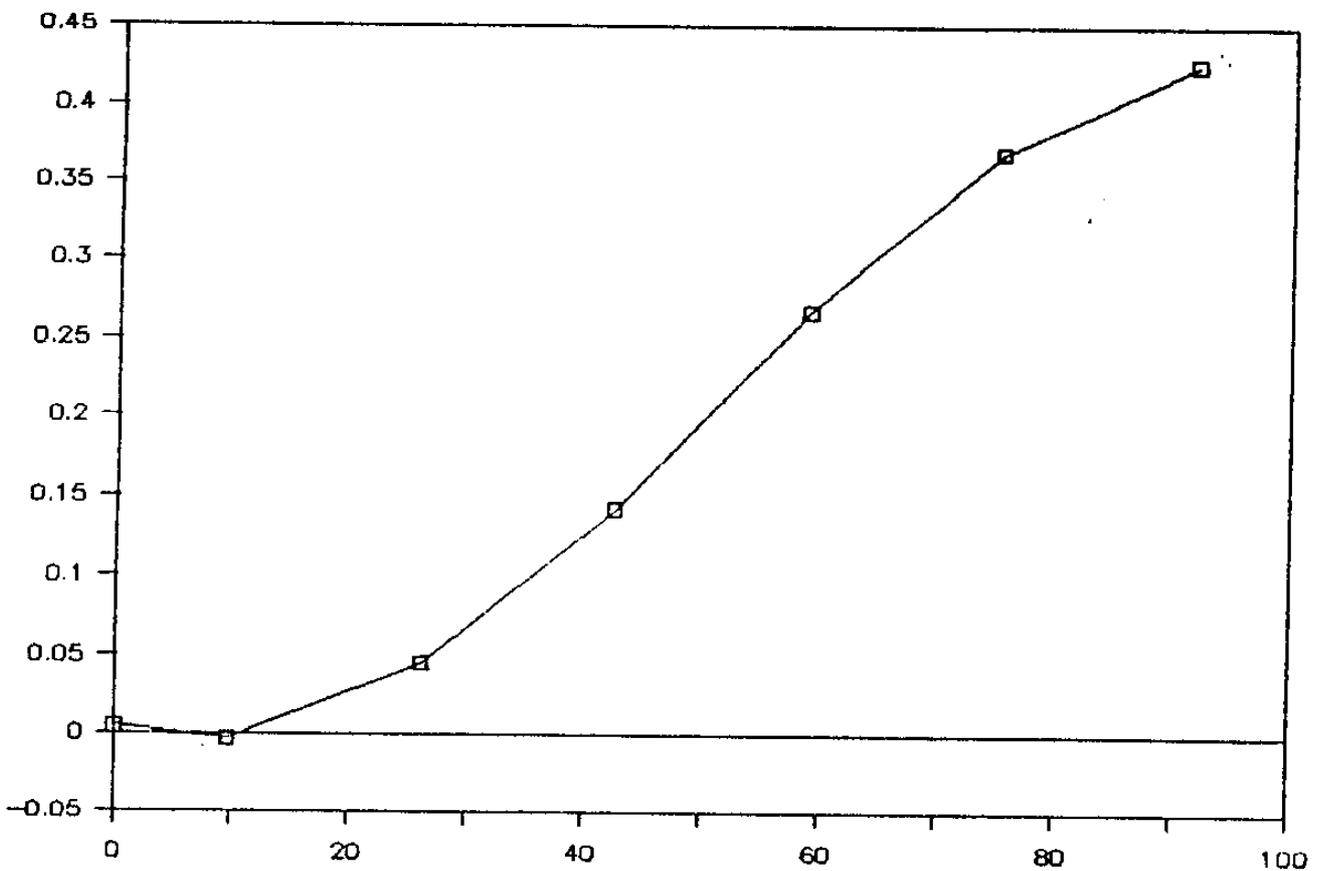


Fig.4-11 결합기의 회전각도에 따른 결합비

제 3절 광섬유를 이용한 레이저 도플러 속도 측정장치 (위탁연구)

1. 서 론

유체의 속도는 압력, 온도, 밀도와 함께 흐르는 유체의 특성을 나타내는 아주 중요한 변수이다. 그러므로 유체동역학(fluid dynamics)의 주된 문제는 주어진 물리적 상황 - 초기조건과 경계조건 - 속에서 흐르는 유체의 속도분포를 이론적으로 계산하고 실험적으로 재어 확인하는 일이다. 많은 경우 실제 상황에서는 초기조건과 경계조건이 아주 복잡하여 속도분포를 이론적으로 계산하는 일이 불가능하다. 이때는 유속을 실험적으로 직접 재고 이를 바탕으로 계산기를 써서 수치계산을 하는 것만이 흐르는 유체의 물리적 특성을 이해할 수 있는 유일한 길이다.

유속을 실험적으로 재는 방법은 크게 보아 유체의 압력을 재는 방법, 유체분자에 의한 열전달을 이용하는 방법, 그리고 빛을 이용한 방법의 세 가지로 나눌 수 있다. 첫째의 압력을 재는 방법에는 유체안의 곳곳에서 압력을 재어 Bernoulli 정리를 쓰거나 두곳의 압력의 시간상관함수를 계산하여 유속을 구하는 것인데 시공간 분해능이 나쁘고 정밀도도 낮으며 압력을 재는데 쓰이는 탐침이 유체의 흐름을 교란시키므로 평균적인 유속을 재는데만 쓰인다.⁴⁻²⁾ 둘째 방법은 가느다란 뜨거운 철사(hot wire) 또는 뜨거운 얇은 막(hot film)을 유체속에 집어넣어, 그곳을 스쳐지나가는 유체분자들이 빼앗아가는 열량을 재어 그로부터 유속을 셈한

다.⁴⁻³⁾ 이 방법은 공간분해능은 좋지만 시간분해능은 그리 좋지 않다. 또 유체가 흐르는 방향과 탐침의 방향에 따라 그리고 유체와 탐침의 온도차등에 따라 측정결과가 달라지므로 실험조건에 따라 결과를 보정해야 하는 번거로움이 있다. 그리고 이 방법 역시 탐침이 유체의 흐름을 흩뜨리는 단점이 있다. 세째로 빛을 이용한 방법에는 색깔이 있는 염료나 연기를 흐름에 섞이게 하여 그 무늬를 보고 흐름의 모양과 속도를 알아내는 방법(flow visualization), 이것을 좀더 발전시켜 정밀도를 높인 레이저 반점을 이용한 유속측정법(laser speckle velocimetry)^{4-4,5)}, 그리고 도플러 효과를 이용하여 유속을 재는 레이저 도플러 속도측정법(laser doppler velocimetry: LDV)^{4-6,7)}이 있다. 빛을 이용한 이 방법들은 압력이나 열전달을 이용한 방법들과 비교할 때 유체의 흐름을 방해하지 않는다는 결정적인 장점이 있으므로 유속분포를 정밀하게 재야할 경우에 좋다. 다만 한가지 결점은 유속을 재어야 할 곳에 빛이 이를 수 있어야 하므로 유체가 투명할 때만 적용할 수 있다는 제한이 있다.

빛을 이용한 유속측정법 가운데 정밀도가 가장 높은 것은, 레이저 도플러 속도측정법이고 따라서 가장 널리 쓰인다. 이 방법에서는 레이저 광속을 렌즈로 모아 유속을 재야할 곳에 광속의 초점이 이루어지게 한다. 유체와 함께 움직이는 지름이 수 μm 이하인 작은 입자들 가운데 그 초점을 지나는 것이 있으면 빛이 강하게 산란되며, 이렇게 산란된 빛은 레이저 광속과는 진동수가 조금 달라진다. 그 진동수 변화는 입자의 속도에 비례하며, 비례상수

는 레이저 광속과 산란광의 진행방향, 그리고 입자의 운동방향에 의해서만 정해지고 유체의 온도, 압력등과는 무관하다. 레이저 광속과 산란광의 진행방향은 광학계 배치에 따라서만 결정되므로, 산란된 빛의 진동수 변화를 재면 입자의 운동속도의 벡터성분을 알아 낼 수 있다. 레이저 광속의 초점은 지름이 수백 μm 를 넘지 않으므로 공간분해능이 좋고, 시간분해능은 산란된 빛을 재어 그 결과를 분석하는데 걸리는 시간으로 천분의 일초(m/sec)를 넘지 않는다. 그러므로 유속의 시공간 변화가 심한 난류(turbulent flow) 현상의 분석에도 쓰일 수 있다. 이러한 여러가지 좋은점에도 불구하고 레이저 도플러 속도측정 장치는 대당 가격이 이십만달러 정도로 아주 비싸서 널리 쓰이지는 못하는 형편이다.

이 보고서에서는 레이저 도플러 속도측정법의 원리는 그대로 살리되, 장치구성 비용을 줄일 수 있는 가능성을 찾아보고, 이에 따라 광섬유를 써서 만든 레이저 도플러 속도측정장치의 구성과 성능시험 결과를 보이고자 한다.

2. 레이저 도플러 속도측정법의 원리

가. 도플러 효과를 이용한 유속측정의 원리

움직이고 있는 물체에 빛을 비추면, 그 물체로부터 산란된 빛의 진동수는 물체에 비추어진 빛의 진동수와는 달라진다. 그 진

동수 차이를 도플러이동 (Doppler shift)이라 하는데, 그 크기 $\Delta\nu$ 는 빛의 진동수와 진행방향 그리고 물체의 운동속도에 따라 다음과 같이 결정된다(그림 4-12).

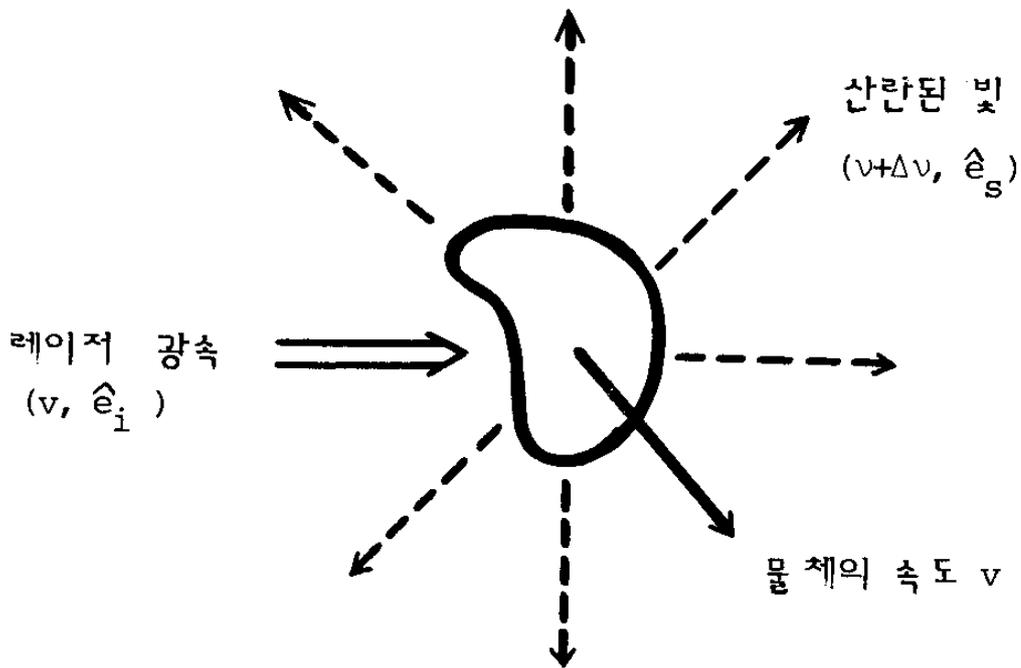


Fig.4-12 움직이는 물체에 의해 산란된 빛의 진동수 변화 진동수 ν , 진행방향 \hat{e}_i 인 레이저 광속이 속도 v 로 움직이는 물체에 의해 \hat{e}_s 방향으로 산란되면, 진동수는 $\frac{\nu}{c} v \cdot (\hat{e}_s - \hat{e}_i)$ 만큼 변한다.

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{c} v \cdot (\hat{e}_s - \hat{e}_i) \quad \dots\dots\dots (4-6)$$

여기서 c 는 진공속에서의 빛의 속도, ν 는 물체에 비추어진 빛의 진동수, \hat{e}_s 와 \hat{e}_i 는 각각 물체에 비추어진 빛과 산란된 빛의 진

행 방향의 단위벡터, 그리고 v 는 물체의 운동속도벡터이다.

레이저 도플러 속도측정법은 이 도플러 효과를 이용한 것으로, 산란된 빛의 진동수 변화를 재어 그로부터 물체의 운동속도를 알아낸다. 빛의 진동수를 직접 재려면 회절격자 분광기(Grating spectrometer)나 패브리-피로 간섭계(Fabry-Perot interferometer)를 써야 한다. 그런데 이 장치들의 한계분해능은 10^{-8} 이므로, 물체의 운동속도가 음속(340 m/s) 이상으로 아주 빨라서 진동수 변화가 수백 MHz 이상에 이르지 않는다면 빛의 진동수를 직접 재는 방법은 실용적이지 않다.⁴⁻⁸⁾ 대부분의 실제 상황에서 유체의 흐름은 음속을 넘지 않고, 이때 산란된 빛의 진동수 변화는 수백 MHz 이하이므로 빛의 맥놀이 현상(heterodyne technique)을 이용하여 도플러 이동을 잰다. 또 유체의 흐름이 음속을 넘어설 때에도 식(4-6)에 따르면 광학계의 배치를 바꾸어서 도플러 이동량을 줄일 수 있으므로 빛의 맥놀이 현상을 이용할 수 있다.

빛의 맥놀이 현상이란 진동수가 조금 다른 두 빛이 겹쳐지면, 시간이 지남에 따라 빛의 밝기가 주기적으로 변하는 것을 말한다. 이때 밝기변화의 빈도는 두 빛의 진동수 차이와 같다. 빛의 맥놀이 현상을 이용하여 도플러 이동을 재려면 산란된 빛과 진동수를 비교할 빛을 함께 광검출기(광증배관: Photo-Multiplier 또는 광다이오드: Photo-diode)에 비추어 준다. 광검출기에 들어가는 빛의 밝기가 변화함에 따라 광검출기에서 나오는 전류신호의 크기가 변하므로, 파형분석기등의 신호분석장치를 써서 맥놀이 진동

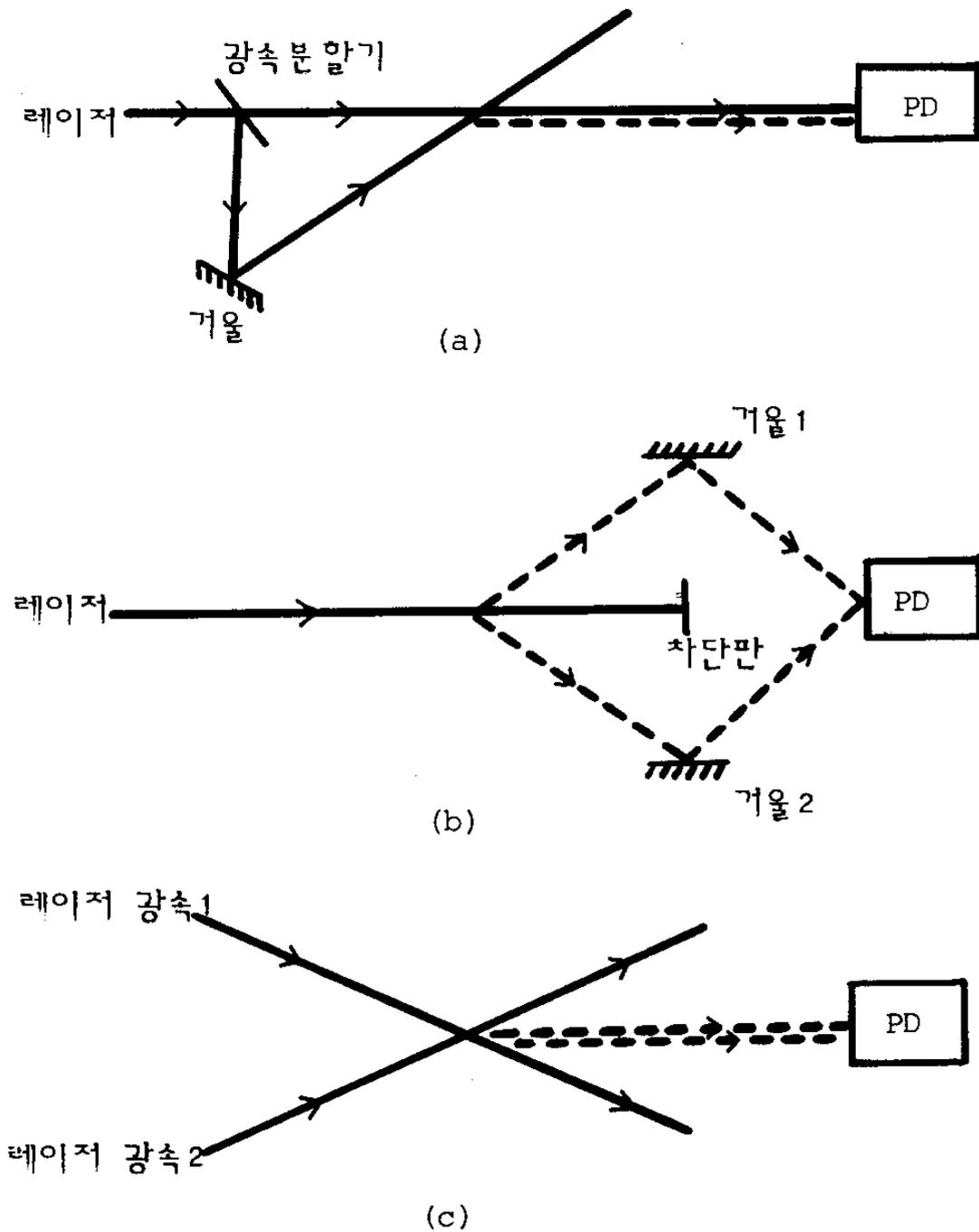


Fig.4-13 레이저 도플러 속도측정장치에 쓰이는 세가지 광학적 맥놀이 기법 (optical heterodyne techniques), 실선은 레이저 광속의 경로, 점선은 산란된 빛의 경로이다.

(a) 기준 광속법 (b) 이중 산란방법 (c) 이중광속법

수를 알 수 있다.

광검출기로 들어가는 진동수가 다른 두 빛을 섞는 방법에는 크게 세가지가 있다(그림 4-13). 첫째는 레이저에서 곧바로 나온 빛과 산란된 빛을 섞는 기준 광속법(Reference beam method) 둘째는 물체로부터 서로 다른 두 방향으로 산란된 빛을 거울과 렌즈를 써서 광검출기에 모아 섞는 이중산란광법(Dual scatter method), 그리고 세째는 레이저 광속 두가닥을 한곳에서 겹치게 하여 그곳을 지나는 물체로부터 광검출기 쪽으로 산란된 빛을 받는 이중광속법 또는 차분도플러(Dual beam method 또는 Differential doppler method)이다. 이 가운데 이중광속법에서 얻어지는 전류신호의 신호대 잡음비가 가장 높으므로 대부분의 레이저 도플러 유속측정 장치에서는 이 방법을 쓴다. 그러므로 다음에는 이중광속법을 채용하여 유체의 속도를 재는 방법의 원리와 실험장치에 관해 설명하겠다.

나. 이중광속 레이저 도플러 속도측정법 4-6)

이중광속법을 이용한 유체속도 측정장치에서 가장 핵심적인 광학계통은 그림 4-14와 같다. 레이저에서 나온 한줄기의 광속이 광속분할프리즘을 지나면서 두 갈래의 나란한 광속으로 바뀐다. 이 두 광속의 편광상태와 밝기는 똑같아야 한다. 나란한 두 광속은 구경이 큰 볼록렌즈를 지나 그 렌즈의 앞쪽 초점에서 마주쳐 겹쳐진 뒤 다시 갈라진다.

볼록렌즈에 들어오는 두 광속이 완전히 같고 나란하며, 광속

에 대해 대칭이면 초점부근의 두 광속이 겹쳐지는 곳은 타원체 모양을 이룬다. 이 타원체의 세 주축의 방향은 광축에 나란한 방향, 그리고 광축에 대해 수직이면서 두 광속이 이루는 평면에 대해 나란한 방향과 수직인 방향이다. 그림 4-14와 같이 직교 좌표 축을 정하면 타원체의 세 축의 길이는 각각 다음과 같이 결정된다.

$$a_x = \frac{w_f}{\cos \frac{\theta}{2}},$$

$$a_y = w_f,$$

$$a_z = \frac{w_f}{\sin \frac{\theta}{2}} \dots\dots\dots (4-7)$$

여기서 w_f 는 렌즈의 초점에서 두 광속들의 반지름인데, 레이저 광의 파장을 λ , 렌즈의 초점거리를 f , 렌즈에 들어올 때의 나란한 두 광속의 반지름을 w_i 라 하면 다음과 같이 결정된다.

$$w_f = \frac{\lambda f}{\pi w_i} \dots\dots\dots (4-8)$$

θ 는 초점에서 마주치는 두 광속이 이루는 각이며, 렌즈로 들어오는 나란한 두 광속사이의 거리를 D 라 할 때 다음과 같이 구해진다.

$$\theta \approx \frac{D}{f} \dots\dots\dots (4-9)$$

이 타원체 속에서는 두 레이저 광속이 서로 간섭하여 YO-

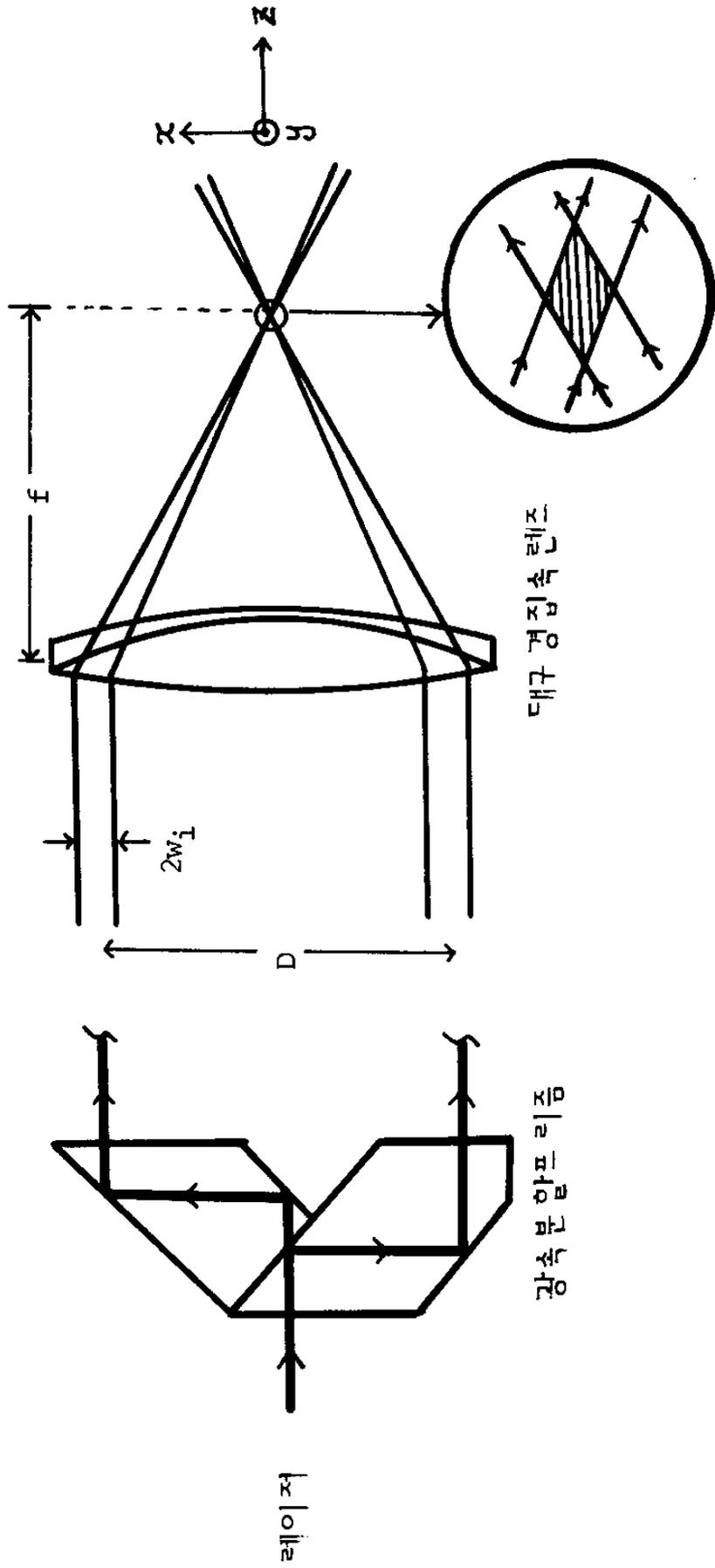


Fig. 4-14 레이저 도플러 속도측정 장치의 핵심적인 광학계통부
 D 는 나란한 두 광속사이의 거리, W_i 는 광속의 반지름, f 는 집속렌즈의 초점거리이다.

ung의 간섭무늬를 이룬다. 이 간섭무늬는 삼차원적으로 형성되므로 밝기가 같은 점들은 여러개의 서로 나란한 평면군을 이룬다. 이 평면들은 광축과는 나란하고, 마주치는 두 광속이 이루는 평면에 대해서는 수직이다. 간섭무늬 사이의 거리, 즉 밝기가 같은 이웃한 두 평면 사이의 거리 Λ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad \dots\dots\dots (4-10)$$

이제 유체를 따라 움직이는 작은 입자가 두 광속이 겹쳐서 간섭무늬가 만들어진 타원체 안으로 들어왔다고 하자. 레이저 광속의 진행경로 속에 있는 입자는 빛을 산란시키는데 그 밝기는 입자가 있는 곳에서의 빛의 밝기에 비례한다. 그러므로 타원체 속에서 입자가 있는 곳이 밝은 간섭무늬가 만들어진 곳이면 그 입자로부터 산란된 빛도 밝아지고, 어두운 간섭무늬가 만들어진 곳이면 산란된 빛도 어두워진다. 입자가 간섭무늬를 가로질러 움직이면, 입자가 산란시키는 빛의 밝기는 각 순간에 입자가 있는 곳에서의 간섭무늬의 밝기에 비례하므로, 산란된 빛이 밝아졌다 어두워지는 것을 되풀이 한다. 이 산란광의 밝기변화의 진동수는 간섭무늬 사이의 거리와 입자가 간섭무늬를 가로지르는 속도의 크기에 따라 다음과 같이 결정된다.

$$\begin{aligned} \nu_D &= \frac{U_x}{\Lambda} \\ &= \frac{2U_x}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad \dots\dots\dots (4-11) \end{aligned}$$

그러므로 산란된 빛의 밝기변화의 진동수를 재면 유속의 한 벡터 성분을 잴 수 있다.

3. 레이저 도플러 속도측정장치의 구성

레이저 도플러 속도측정장치는 1) 광원 및 광검출기부, 2) 광계통부, 그리고 3) 광전류신호 처리부의 세 부분으로 구성된다. 이 장에서는 이 세 부분의 기능과 특성을 살펴보고, 이를 바탕으로 장치구성을 보다 값싸게 할 수 있는 방법을 찾아 보고자 한다.

가. 광원 및 광검출기부

레이저 도플러 속도측정장치의 광원으로는 거의 대부분 아르곤이온 레이저 또는 헬륨-네온 레이저를 쓰고 광검출기로는 광증배관을 써왔다. 광원 및 광검출기의 선택을 결정하는 궁극적인 요인은 신호대 잡음비가 충분히 큰 광전류신호를 얻을 수 있어야 하는 점이다. 광전류신호의 세기는 광검출기에 들어오는 산란광의 밝기와 광검출기의 양자 효율에 비례한다. 산란광의 밝기는 레이저에서 나오는 빛의 밝기와 유체 속에서 빛을 산란시키는 씨앗입자들의 광산란 효율에 비례한다. 작은 입자들의 광산란 효율은 빛이 산란되는 물리적 과정에 따라 달라진다. 빛의 파장에 비하여 입자의 크기가 충분히 작아($0.5\mu\text{m}$ 이하) 레일리 산란(Rayleigh scattering)이 일어나는 경우에는 광산란 효율은 빛의 파장의 네 제곱에 반비례하고 입자가 그보다 커서 미산란(Mie scattering)이 일어나는 경우에는 대략 파장에 따라 크게 변화하지 않고 일

정하다.⁴⁻⁹⁾ 그러므로 광원과 광검출기의 선택은 서로 독립적인 것이 아니고 레이저의 출력, 광검출기의 양자효율 또는 파장별 반응감도(spectral responsivity), 그리고 유체속의 씨앗입자들의 광산란 효율을 함께 생각해야 한다.

지금까지 광검출기로는 광증배관만을 써왔다. 그 이유는 광증배관이 파장 300 ~ 650nm의 빛에 대해 감도가 좋고, 반응시간이 빠르며, 암전류가 낮아 잡음이 작기 때문이다.⁴⁻¹⁰⁾ 이 광증배관이 잘 반응하는 파장의 빛을 내는 연속발전 레이저는 아르곤이온 레이저(발전파장 488nm, 514nm), 헬륨-네온 레이저(633nm), 그리고 크립톤이온 레이저(647nm)이다. 이 가운데 아르곤이온 레이저는 출력이 크고(1watt 이상) 두 파장의 빛을 함께 낼 수 있으므로, 헬륨-네온 레이저는 비교적 값이 싸므로 광증배관에 맞는 광원으로 쓰여왔다.

그런데 광다이오드를 광증배관과 비교하면, 파장 480nm 이상, 1,100nm에 이르는 빛에 대해서는 반응감도가 훨씬 좋으며(그림 4-15) 응답속도와 잡음특성도 현저히 좋아지고 있다.⁴⁻¹⁰⁾ 더구나 광증배관은 매우 크고 고전압원을 함께 붙여써야 하는데 비해 광다이오드는 크기가 작고 가벼우며 전원등을 모두 포함한 값이 광증배관의 값보다 싸다.

광다이오드를 광검출기로 쓰면 레이저 다이오드를 광원으로 쓰는 새로운 가능성을 기대할 수 있다. 광다이오드의 반응감도는 파장 800nm에서 가장 큰데 이 파장은 GaAlAs 레이저 다이오드의 출력파장에 해당된다. 레이저 다이오드의 출력과 수명은 최근 수

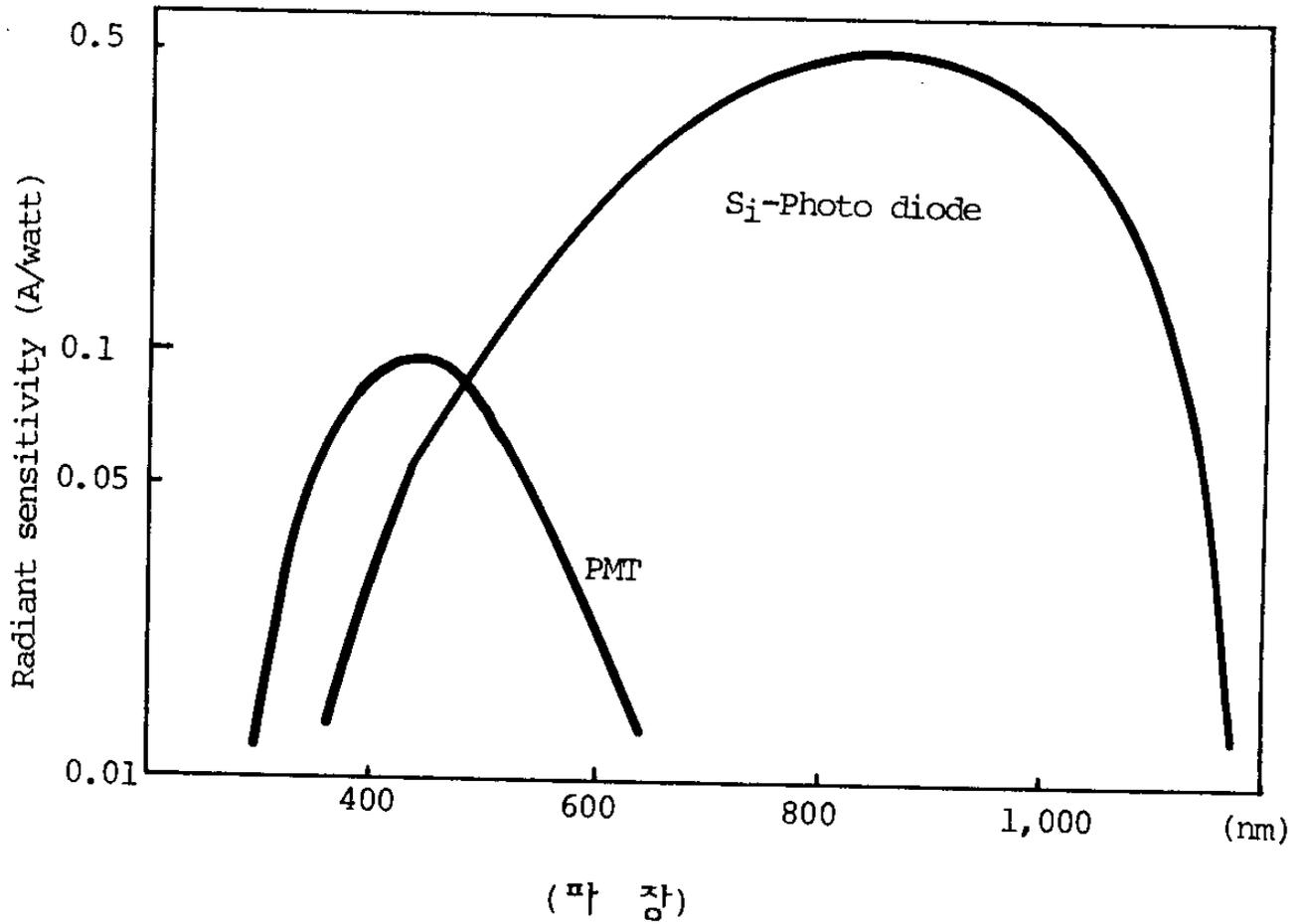


Fig. 4-15 광증배관 (Photo-Multiplier Tube) 과 실리콘 광다이오드 (Si-Photo diode) 의 파장별 반응감도

년간 계속 빠른 속도로 개선되어 지금은 연속출력 500mW에 평균수명 25,000시간 이상이 나오고 있으며, 앞으로 이는 더욱 개선될 것으로 기대된다.⁴⁻¹¹⁾ 앞으로 수년 안에는 출력 100mW 급의 레이저 다이오드를 아주 싼값에 구할 수 있을 것이다. 그러므로 레이저 다이오드를 광원으로 하고 광다이오드를 광검출기로 쓴다면 크기와 장치구성비 두가지면에서 모두 커다란 개선이 이루어질 것

을 기대할 수 있다.

나. 광학계통부

광학계통부는 레이저 광속을 이끌어 유속을 재야 할 곳에 보내는 광속전달부와 유체속에서 산란된 빛을 모아 광검출기로 보내는 수광부로 이루어진다.

(1) 광속전달부

이중광속 도플러 속도측정장치에서 광속전달부는 레이저에서 나오는 한 가닥의 광속을 밝기와 편광상태가 꼭 같은 두 가닥의 광속으로 나누어 이 두 광속의 유속을 재야할 곳에서 엇갈리면서 겹치도록 해야 한다. 따라서 광속전달부는 하나의 광속을 두 갈래로 나누어 나란한 광속으로 만드는 광속분할프리즘과, 나란한 두 광속이 유체속의 한점에서 엇갈리며 겹치게 하는 대구경 볼록렌즈로 구성된다. 두 광속이 겹치는 부분의 부피가 작을수록 유속측정의 공간분해능이 좋아지며, 또 그곳에서 산란되는 빛이 밝아져서 광전류의 신호대 잡음비가 좋아진다. 그러므로 될 수 있으면 두 광속이 겹치는 곳에서 각 광속의 초점이 이루어지도록 하며 이때 초점에서의 광속반지름은 수십 - 수백 μm 이다. 그런데 그렇게 가느다란 두 광속이 정확히 한곳에서 겹쳐지려면 광속분할 프리즘을 지나 두 갈래로 나누어진 광속이 완전히 나란히 진행해야 하며, 이 나란한 광속을 모아 초점에서 마주치게 하는 볼록렌즈의 배열도 정확해야 한다. 따라서 광속전달부를 구성하는 광학소자들은 규격을 엄밀히 맞추어야 하고 배열의 허용오차도 아주 작다.

(2) 수광부

수광부는 두 광속이 겹쳐 간섭무늬를 만든 곳을 지나서 입자들이 산란시킨 빛을 모아 광검출기에 보내어 주는 역할을 한다. 광전류신호의 신호대 잡음비를 높이려면 될 수 있는대로 산란된 빛을 많이 모아야 하므로 수광부에 쓰이는 렌즈는 구경이 커야 좋다.

실제의 유체속에서는 두 레이저 광속의 진행경로에서 두 광속이 겹친곳 말고 다른 부분을 지나쳐가는 입자들도 빛을 산란시킨다. 이들 빛도 수광렌즈를 지나 광검출기에 이르러 광전류를 만들 수 있으며, 이렇게 생긴 광전류는 유속측정을 방해하는 잡음으로 작용한다. 따라서 두 광속이 겹치는 곳 밖에서 산란된 빛은 광검출기로 들어가지 못하도록 해야한다. 그러기 위해서는 수광렌즈가 만드는 두 광속의 교차점의 상을 찾아, 그 상의평면에 차단판을 두어 교차점의 상이 생긴 곳에 작은 여과구멍을 내고, 차단판 뒤에 광검출기를 둔다. 두 광속의 경로상의 다른 곳을 지나서 입자가 산란시킨 빛은 수광렌즈를 지난 뒤 차단판의 여과구멍 바깥부분에 닿게 되므로 막혀서 광검출기 속으로 들어가지 못하고, 두 광속이 마주쳐 겹쳐지는 곳에서 산란된 빛만이 구멍을 지나 광검출기 속으로 들어가므로 잡음이 적은 깨끗한 광전류신호를 얻을 수 있다.

수광렌즈는 레이저 광속의 진행방향과 거의 나란한 방향으로 산란된 전방산란광을 모을 수도 있고, 그와는 완전히 반대방향으로 산란된 후방산란광을 모을 수도 있다.(그림 4-16). 빛을 산란시키는 입자의 크기가 아주 작아 레일리 산란이 주로 일어나는

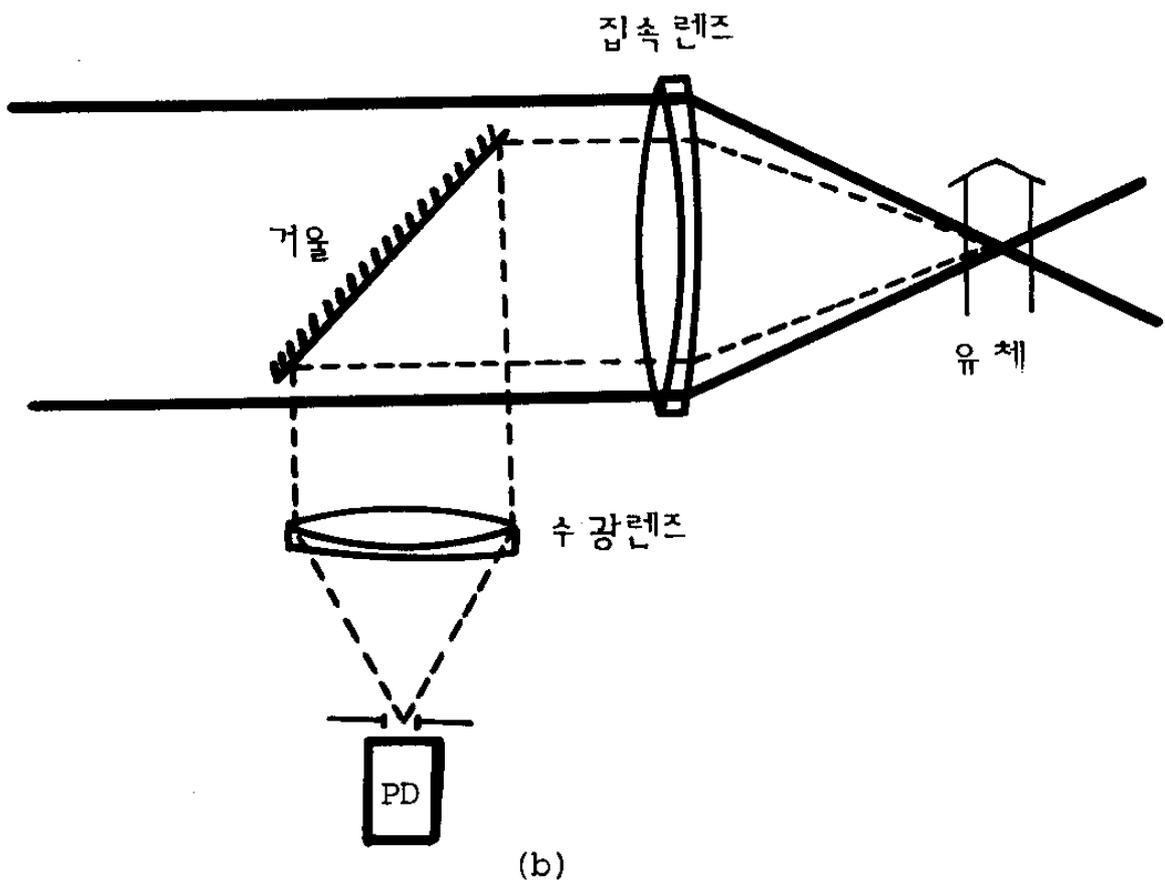
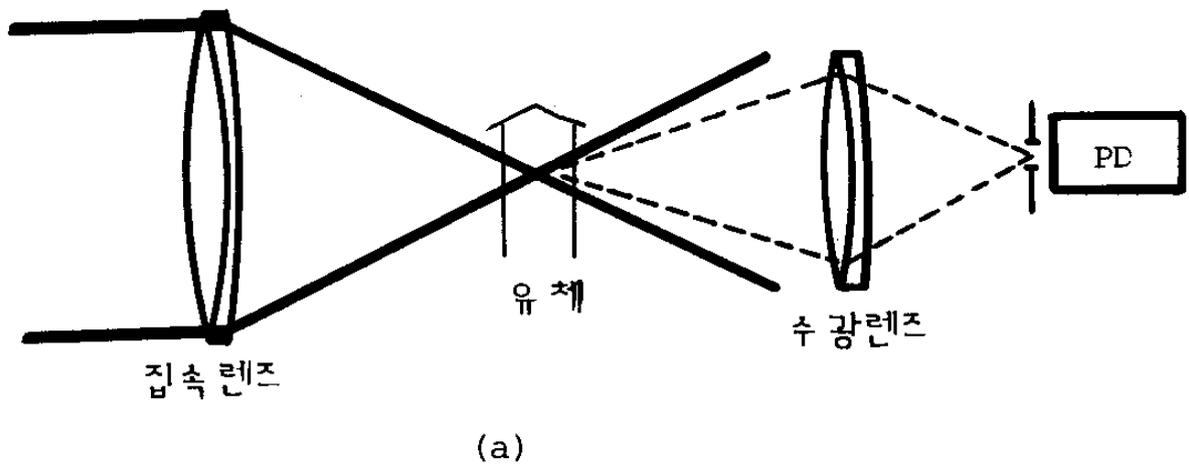


Fig. 4-16 레이저 도플러 속도측정장치의 수광부 배열방법
 실선은 레이저 광속의 경로, 점선은 산란광의 경로
 이다. PD는 광검출기
 (a) 전방산란광을 모으는 경우 (b) 후방산란광을 모으는 경우

경우에는 전·후방 산란광의 밝기가 같지만 입자의 크기가 빛의 파장보다 커서 미 산란이 주로 일어나는 경우에는 전방산란광이 후방산란광보다 백배에서 천배정도 밝다. 그러므로 전방산란광을 모으면 산란된 빛을 보다 효율적으로 이용하는 셈이 된다. 그러나 전방산란광을 모으려면 유체를 가운데로 두고 광원 및 광속전달부와 수광부 및 광검출기부가 따로 떨어져 있게 되므로 장치배열이 어려워진다. 특히 유속을 재는 장소를 여러번 바꾸고자 한다면 따로 떨어져 있는 광원 및 광속전달부와 수광부 및 광검출기부를 같이 움직이면서도 두 광속이 엇갈리며 겹치는 곳과 광검출기 앞에 있는 차단판의 여과구멍사이의 공액 관계를 그대로 유지시켜야 하므로 장치구성이 복잡해진다. 후방산란광을 모으면 빛의 이용효율은 많이 떨어지지만, 광원 및 광속전달부와 수광 및 광검출기부가 유체에 대해 같은 쪽에 있게 되므로 장치배열이 보다 쉬워진다. 특히 광속전달부에서 두 광속을 모아 교차시키는데 썼던 렌즈를 수광렌즈로 쓰면 두 부분을 한몸으로 묶을 수도 있다.

다. 광전류신호 처리부 4-6)

광신호처리부는 광검출기에서 나오는 광전류신호를 분석하여 유체의 속도를 구해내는 역할을 하는데 신호를 분석하는 방식에 따라 진동수 추적형 (frequency tracker type) 과 진동수 계산형 (frequency counter type) 의 두가지가 있다.

진동수 추적형 신호처리장치에는 광전류신호가 끊기지 않고 거의 계속하여 나올 때 쓰인다. 유체속에 산란입자들이 충분히 많이

섞여 있거나 두 광속이 엇갈리며 겹치는 부분의 부피가 적당히 크면 간섭무늬가 이루어진 곳에 어느 순간이든 평균 하나이상의 입자들이 들어 있게 된다. 따라서 이 입자들로부터 산란된 빛의 광검출기에 계속 들어가므로 광전류신호가 끊이지 않는다.

진동수를 추적하는 데는 PLL(Phase Locked Loop)을 구성하여, 신호처리장치속의 VCO(전압제어발진자: Voltage Controlled Oscillator)에서 나오는 신호와 광전류신호의 위상차를 비교한다. 두 신호의 진동수가 같으면 위상차가 일정하게 유지되므로 VCO의 전압으로부터 유속을 계산해 낼 수 있다. 두 신호의 진동수가 다르면 시간이 지날수록 두 신호의 위상차가 커지므로, 위상차의 증가율에 비례하는 전압을 VCO에 피드백 시키면 VCO에서 나오는 신호의 진동수가 이에 따라 변하여 광전류신호의 진동수와 같아지게 된다.

이와 반대로 유체속에 섞인 산란입자의 수효가 비교적 적거나, 두 광속이 엇갈려 겹친 곳의 부피가 아주 작으면 때때로 간섭무늬가 이루어진 곳에 입자가 전혀 없을 수 있다. 이때는 그곳으로부터 빛이 산란되지 않으므로 광전류신호도 없으며, 따라서 진동수를 추적할 수 없다. 이러한 경우에는 이따금씩 하나의 입자가 간섭무늬를 가로지를 때 얻어지는 광전류신호의 밝기가 변화하는 주기를 재어, 그로부터 유속을 계산하고 그것을 여러번 되풀이하여 평균유속과 통계적 이산값을 얻는다. 이것이 진동수 계산형 신호처리법이다.

전류신호를 처리하는 방법을 analogue 방식과 digital 방

으로 나눈다면 진동수 추적법은 analogue 방식이고 진동수계산법은 digital 방식이다. Analogue 방식은 언제나 전용회로를 구성해야 하지만 digital 방식은 범용 전자계산기를 써서 신호를 처리할 수 있으며 따라서 실험조건에 맞추어 신호처리방법을 바꿀 수 있는 장점이 있다. 최근에는 소형 전자계산기의 성능이 놀랄만큼 좋아졌고 값도 싸졌는데, 성능개선과 가격 하락은 앞으로도 계속될 것으로 보인다. 그러므로 소형 전자계산기를 이용하면 광전류 신호를 분석하여 유속을 구하는 신호처리 장치를 비교적 값싸게 구성할 수 있을 것이다. 즉 광검출기로부터 얻어지는 광전류신호를 적당한 수준으로 증폭하여, 고속 A/D 변환회로를 써서 이진신호로 바꾸어, 소형 전자계산기에 입력시킨 뒤, 나머지 필요한 계산은 전자계산기를 써서 수행할 수 있다. 이때 들어가는 신호처리부의 장치비용은 주로 광대역 광전류증폭기와 고속 A/D변환기 그리고 소형 전자계산기 때문인데 모두를 더해도 15,000 \$을 넘지 못하며, 프로그램 개발비를 더해도 20,000 \$을 넘지 못할 것으로 예상된다. 참고로 덧붙이면 상품화된 신호처리기는 대당 약 50,000 \$ 이상이다.

4. 광섬유 레이저 도플러 속도측정장치

가. 광섬유를 이용한 광학계통부의 구성

앞의 제 3 장에서 살펴본 바와 같이 광학계통부의 구성은 레이저에서 나오는 한가닥의 광속을 두가닥으로 나누는 일과, 유속을

재야할 곳에서 이 두 광속을 마주치게 하여 두 광속이 겹쳐지는 곳에 서로 나란한 간섭무늬 평면군을 만드는데 있다.

이때 중요한 변수는 두 광속이 완전히 겹쳐지는 부분인 타원체의 부피 (측정부피 : measurement volum이라 한다)와, 그 속에 만들어지는 나란한 간섭무늬의 방향과 간격이다.

측정부피는 타원체의 세 축의 길이 (식4-7)에 의해 결정되며, 이에따라 유속분포측정의 공간분해능이 결정된다. 광전류신호의 신호대 잡음비도 측정부피의 크기에 따라 변하는데 그 이유는 다음과 같다. 측정부피가 충분히 크면 한순간에 여러개의 입자들이 그 속에 들어있게 되고, 각 입자들이 간섭무늬를 가로지르며 내는 산란광에 의해 광전류신호가 생겨난다. 어느 순간 각 입자들이 있는 곳에서의 간섭무늬의 밝기는 저마다 다르므로, 각 입자들이 산란시킨 빛이 만들어 내는 광전류신호의 위상도 저마다 다르다. 광검출기에서 나오는 전류신호는 각 입자들이 산란시킨 빛이 만들어 내는 광전류신호를 매 순간마다 모두 더한 것이다. 그러므로 측정부피 속에 많은 입자들이 들어 있으면 위상이 저마다 다른 많은 광전류가 순간적으로 더해져서, 광검출기에서 나오는 전류신호의 평균값은 커지지만 전체 전류값에 대한 AC 진폭은 오히려 줄어든다. 그런데 입자의 운동속도는 광전류신호의 AC성분의 진동수로부터 구해내므로, 측정부피 안에 많은 입자들이 한꺼번에 들어오는 것은 바람직하지 않다. 또한 측정부피가 크면 빛에너지가 넓은 공간에 퍼져 있게 되므로, 그 속에 만들어지는 간섭무늬의 밝기가 줄어든다. 따라서 하나의 입자가 산란시키는 빛의 밝기가 줄어들고, 이로부터

얻어지는 광전류신호도 약해지므로 신호대 잡음비가 작아진다. 그러므로 하나의 입자가 측정부피를 지나갈 때 얻어지는 공간분해능을 높이려면 측정부피를 줄여야 한다. 그러나 측정부피가 너무 작으면 입자들이 그곳을 지날 확률이 줄어들기 때문에 광전류신호를 얻는 횟수가 줄어들어 측정값의 통계오차가 커진다.

측정부피 속에 형성되는 간섭무늬의 간격도 광전류신호의 신호대 잡음비를 결정하며, 덧붙여 신호처리부의 대역폭의 제한을 받는다. 작은 입자가 산란시키는 빛의 밝기는 Mie 산란영역에서는, 거의 입자의 단면적에 비례한다. 따라서 광전류신호의 진폭을 크게 하려면, 산란된 빛이 아주 밝아지도록 지름이 큰 입자를 써야 한다. 그러나 입자의 지름이 간섭무늬 간격보다 커지면 입자가 간섭무늬를 가로지를 때 생기는 산란광의 밝기 변화가 줄어들며, 따라서 광전류신호의 신호대 잡음비가 감소한다. 그러므로 유체 속에 섞인 산란입자들의 평균지름은 간섭무늬의 간격보다 커서는 안된다. 그리고 입자의 지름이 너무 크면 유체의 흐름의 국소적인 변화와 입자의 운동속도의 변화가 완전히 일치하지 않을 수 있다. 간섭무늬 간격이 좁아지면 광전류신호의 진동수가 커지므로, 이 신호를 처리해야 할 전자회로의 대역폭도 커져야 한다. 신호처리장치의 가격은 대역폭이 커질수록 비싸지므로 진동수가 너무 높은 광전류신호도 바람직하지 않다. 간섭무늬 간격이 너무 넓어지면, 광전류신호의 진동수가 낮아지는데, 그러면 $1/f$ 잡음 때문에 신호대 잡음비가 나빠진다.

레이저 광속을 두 갈래로 나누는데는 프리즘 말고도 회절

격자나^{4-12,13)} 광섬유 결합기를 쓸 수 있다. 회절격자는 아주 작게 만들수 있고 값도 싸다. 그러나 광속을 0차와 +1차의 세 방향으로 회절시키므로 실제 쓸 때는 0차 회절된 빛은 차단시킨다. 그러므로 빛의 이용효율이 떨어진다. 광섬유 결합기는 만들기가 쉽지는 않지만, 레이저 광속을 광섬유를 써서 필요한 곳으로 쉽게 끌어갈 수 있어 편리하다.

광섬유 결합기를 만드는 방법에는 광섬유 두가닥을 녹여 붙여서 만드는 용융법(fusion method), 두가닥의 외피부(cladding layer)를 갈아내어 코아(core)가 거의 드러나게 한뒤 맞붙여 만드는 연마법(polishing method), 그리고 화학약품을 써서 외피부를 녹여내어 두가닥의 코아가 가까이 되도록 하는 부식법(etching method)이 있다. 이 가운데 가장 만들기 쉬운 방법은 용융법이다.

광섬유 도플러 속도측정장치에 쓰이는 광섬유 결합기는 광속의 분할비가 각각 50%이어야 한다. 용융법으로 3dB 광섬유 결합기를 만들때는 결합기의 두 끝에서 나오는 빛의 밝기가 같아질 때까지 두 섬유의 접합부를 가열하며 꼬아 늘인다. 이렇게 만들어진 결합기에서 나오는 빛은 대개의 경우 타원편광 상태인데, 중간에 고리를 두개 만들어 돌리며 조절하면 선 편광 상태로 바꿀 수 있다.

기술적으로는 어려우나 더 바람직한 것은 편광유지 광섬유로 광섬유 결합기를 만드는 것이다.⁴⁻¹⁴⁾ 편광유지 광섬유에서의 편광축에 맞추어 선 편광된 빛을 넣어주면 광섬유에 지나치게 큰 힘

이 주어지지 않는한, 다른 끝에서 나오는 빛도 선 편광상태가 유지되므로 편광상태를 따로 조절하지 않아도 된다. 편광유지 광섬유 결합기는 연마법으로 만드는데, 광섬유의 횡단면에 서로 수직인 두 광축방향이 있으므로, 현미경으로 그 방향을 찾아내고, 그 방향을 맞추어 광섬유를 갈아낸다.

광섬유 결합기의 원리는 다음과 같다. 광섬유 속에서의 빛에너지는 대부분 코어를 통해 전파되지만, 그 일부는 클래딩에 evanescent wave로 있게 된다. 이 evanescent wave는 전파모드가 아니므로 광섬유의 코어로부터 떨어짐에 따라 그 밝기가 지수적으로 감소한다. 두가닥의 광섬유를 마련하고 클래딩을 제거하여 두 코어를 가까이 두면 한쪽 코어로부터 evanescent wave로 새어나온 빛이 다른쪽 코어로 스며들어 그 코어를 통해 전파된다. 이렇게 evanescent wave 모양으로 두 섬유사이를 옮겨가는 빛에너지의 비율은 두 코어사이의 거리와, 가까이 있는 코어의 길이를 변화시킴으로써 조절할 수 있다.

광섬유 결합기의 두 끝에서 나오는 레이저광은 큰 각도로 퍼져나가므로, 이를 렌즈를 써서 다시 집속시켜야 한다. 보통의 렌즈는 크고, 장치하기에 불편하므로, 이번 실험에서는 대신에 GRIN 막대를 썼다. Pitch 0.25인 GRIN 막대를 광섬유 끝에 붙이면, 광섬유에서 나오는 광속이 퍼지지 않고 진행한다. 집속된 이 두 광속을 나란히 가게 한뒤, 렌즈를 써서 모으면, 렌즈의 초점에서 두 광속이 마주쳐 접친뒤 다시 갈라진다.

광섬유 결합기를 써서 구성한 레이저 도플러 속도측정장치의

광학계통부의 사진이 그림 4-17이다.

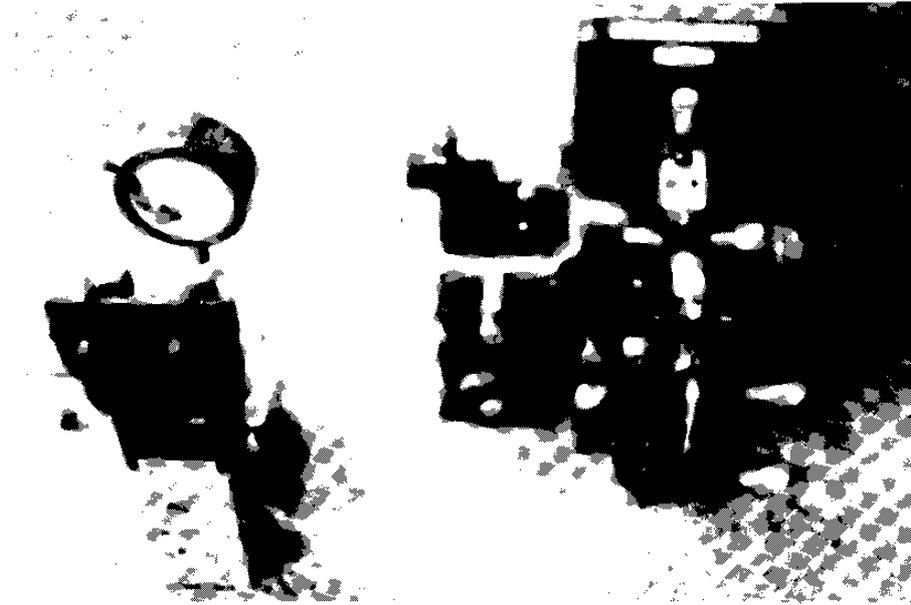
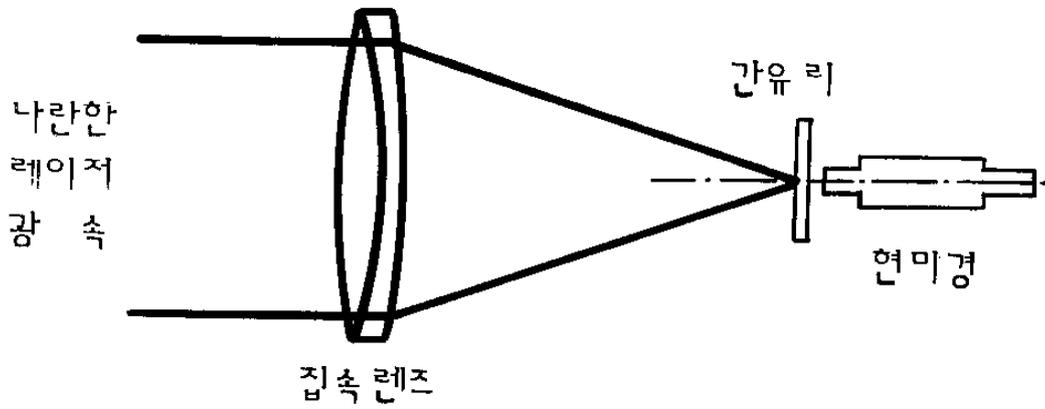


그림 4-17 광섬유 결합기를 써서 구성한 레이저 도플러 속도측정장치의 광학계통부 사진

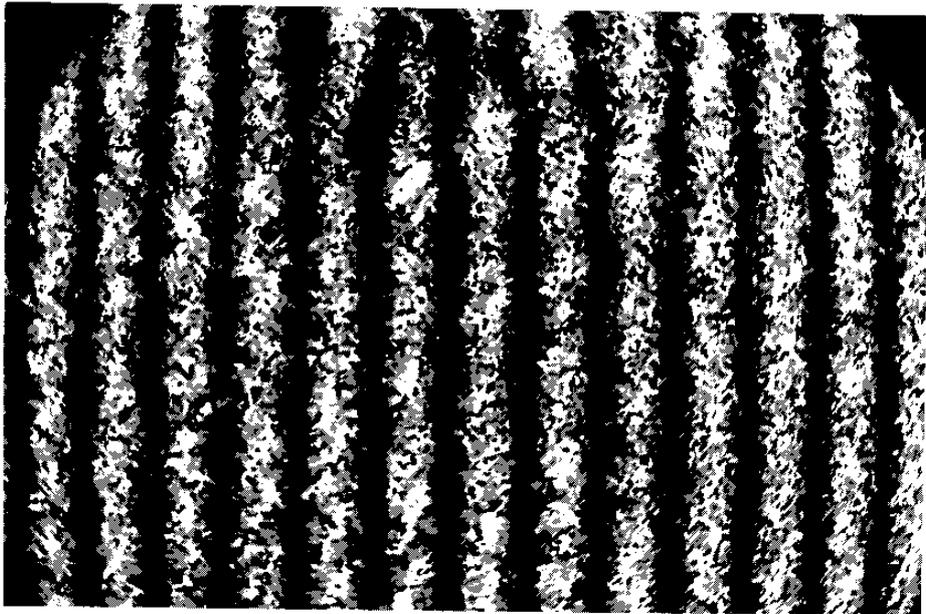
나. 실험결과

광섬유를 이용하여 광학계통부를 구성한 다음 측정부피에 간섭부피가 생겨났는지 먼저 확인하였다. 그림 4-18 (a)와 같이 간유리를 측정부피 속에 수직하게 두고 현미경으로 보면 간섭부피가 보이는데, 그림 4-18 (b)가 그 현미경 사진이다.

측정부피 속에 간섭부피가 또렷하게 생겨있음을 확인한 뒤, 분무기에서 나오는 작은 물방울들이 측정부피를 지나가게 하여, 그 물방울들이 산란시킨 빛을 볼록렌즈로 모아 광증배관으로 들어가게



(a)

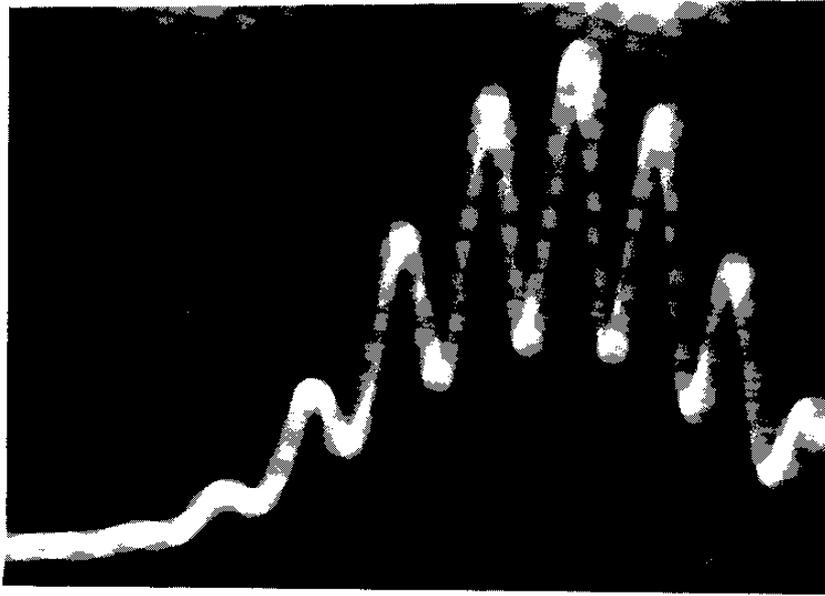


(b)

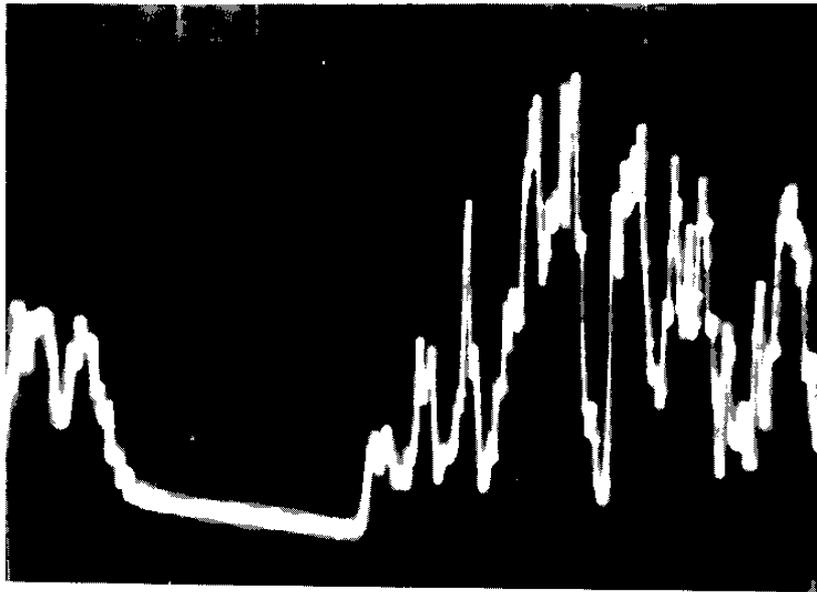
Fig. 4-18 두 레이저 광속이 교차한 부분에 만들어진 간섭무늬

(a) 간섭무늬를 확인하기 위한 장치배열 그림

(b) 간섭무늬의 현미경 사진



(a)



(b)

Fig.4-19 도플러 광전류 신호의 파형사진

(a) 하나의 물방울이 측정부피를 지나갈때의 도플러 광전류 신호

(b) 여러개의 물방울이 측정부피를 지나갈때의 도플러 광전류 신호

하였다. 이때 측정부피 아닌 다른 곳을 지나는 물방울들이 산란시킨 빛을 막기 위해 검은종이에 작은 구멍을 뚫어, 그 작은 구멍이 측정부피의 상점과 일치하게 두고, 그 뒤에 광증배관으로부터 얻은 광전류신호의 사진이 그림 4-19이다. 그림 4-19 (a)는 하나의 물방울이 측정부피를 지나갈 때 생기는 광전류신호이고, 그림 4-19 (b)는 여러 개의 물방울들이 한꺼번에 측정부피를 지나갈 때 생기는 광전류신호이다.

5. 결 론

광섬유를 써서 레이저 도플러 유속측정장치를 만들었다. 레이저에서 나오는 광속을 두가닥으로 나누어 유속측정지점까지 이끌어가는 데는 광섬유를 쓰고, 광섬유 끝에서 나오는 빛을 집속시키는 데는 GRIN 막대 렌즈를 썼다. 이렇게 만들어진 두가닥의 평행 광속을 렌즈를 써서 모아 초점에서 마주치게 하여, 두 광속이 겹치는 곳에 나란한 간섭무늬가 생기는 것을 확인하였다. 두 광속이 마주쳐 겹친 곳에 작은 물방울들을 지나가게 하여 또렷한 도플러 광전류신호를 얻을 수 있다.

제 5 장 광섬유 센서 어레이 시스템 제작

제 1 절 서 론

여러개의 광섬유 센서를 어레이 형태로 연결하여 동시에 여러 물량을 계측하거나 서로 떨어진 여러 장소의 물량을 계측하려는 시도가 최근에 미국, 일본 등지에서 주로 이루어졌다.^{5-1~4)} 그동안 두개 내지는 네개의 광섬유 센서들로 구성된 계측 시스템에 대한 연구결과가 발표된 바 있다. 이러한 시스템의 경우에는 각각의 광섬유 센서들로부터의 주위 물량변화에 의한 광로차를 정확히 서로 분리시켜 계측해야할 필요가 있다. 이 방법으로는 coherence multiplexing법⁵⁻⁵⁾, time division multiplexing법⁵⁻⁶⁾, frequency division multiplexing법⁵⁻⁷⁾, 그리고 wavelength division multiplexing법 등이 그동안 제안되어 왔다. 이 여러방법 가운데서 가장 S/N비가 높고 센싱에 주로 사용되는 heterodyne 및 homodyne식 신호처리 방법들을 사용하기가 용이한 방법으로는 time division multiplexing법이 가장 적합한 것으로 평가되고 있다.

최근에는 온도나 음파를 계측하는 광섬유 센서 어레이 시스템에 대한 연구가 발표된 바 있으며 사용되는 광섬유 센서의 수도 점점 증가하는 추세에 있다.^{5-8~9)} 이러한 계측 시스템을 구성

하려면 우선 100nsec 이하의 광펄스를 만들어야 하는데 보통은 음향광학 효과를 이용한 광변조기가 사용된다. 본 연구에서는 그러나 전기광학 효과를 이용한 pulse slicer를 사용하였다. 저손실 광섬유 결합기를 사용해야 비로소 array 형태의 구성이 가능해지며, 특히 광섬유를 서로 손실없이 연결시키는 기술이 매우 중요하다. 그외에도 출력신호로부터 각각의 광섬유 센서로부터의 광로차 변화를 빠른 속도로 분리시켜 감지하는 신호처리 기술이 요구된다.

본 연구에서는 이러한 관점에서 TDM 방식을 사용하여 광섬유 센서 어레이 시스템을 구성하고자 하였다. 먼저 서론에서 여러개의 센서를 가진 어레이 시스템에서 광정보를 각각 분리하고 신호처리하는 여러가지 multiplexing법에 대하여 고찰한다.

1. Wavelength와 mode multiplexing법

여러개의 sensor들을 multiplexing하는 가장 간단한 방법은 각 센서들에 channel을 배당하고 각 channel의 신호를 처리하는 것이다.

광파장을 이용한 신호처리 방법은 위 방법과 같이 광파장을 선택하는 광소자에 의하여 각 센서에 해당하는 channel들을 분리한다. 즉, 여러개의 파장을 실은 광섬유 Bus에서 특정한 파장만을 완전히 분리하고 각 센서에 할당된 광파장에 광위상 정보를 실은 후 다시 한가닥의 광섬유 Bus에 입사하며 원하는 위치의 센서에 해당하는 광파장을 선택하여 이 파장에 해당하는 센서가 지닌 광정보를 신호처리 한다.

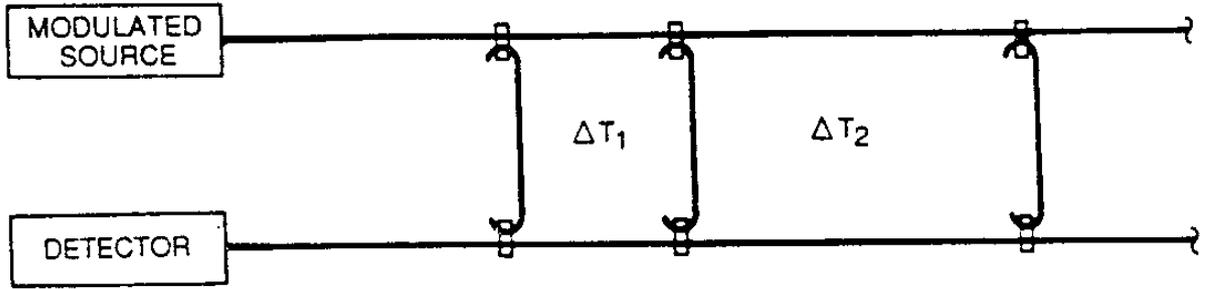
모드를 이용한 multiplexing법은 다중 모드 광섬유의 각 모드를 모드 선택소자로 선별하여 각 센서에 할당한다. 센서의 광정보를 지닌 모드광을 다시 다중모드 광섬유 Bus에 입사하며 출력단 모드 선택소자로 원하는 광 센서의 모드를 분리한 후 광정보를 처리하는 방법이다. 편광유지 광섬유를 이용한 모드 multiplexing법은 광섬유를 도파하는 2개의 서로 수직인 편광모드를 이용한다. 그러므로 2개의 센서만을 신호처리할 수 있는 2 channel multiplexing법이다.

Wavelength multiplexing법이나 모드 multiplexing법들은 필요한 광소자들이 개발되어야 하므로 아직은 실용성이 없는 방법들이다.

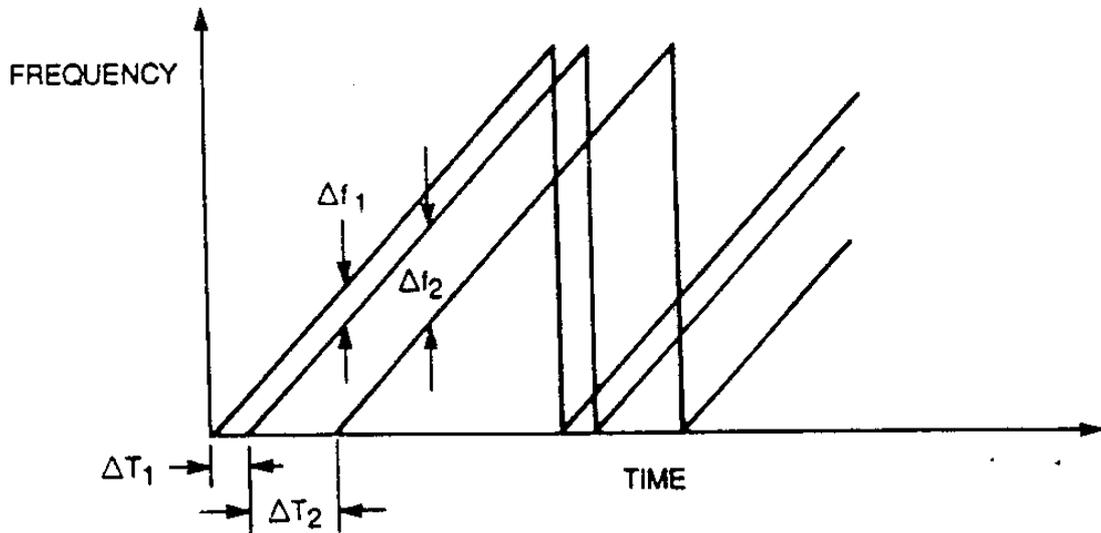
2. FMCW Multiplexing법

여러 위치에 배열된 센서들의 정보를 각각 분리하기 위해 광원을 그림 5-1과 같이 ramp 형태로 주파수 변조한다.

주파수 변조된 광을 광경로 길이가 다르게 배열된 센서 어레이에 입사한다. 각 센서들을 통과한 Detector앞 광섬유 출력단에선 빛들은 같은 순간에 각기 다른 변조 주파수를 가지며 주파수가 다른 각 센서 광들의 간섭에 의한 beat 주파수가 발생한다. 광 도파 길이가 다른 광섬유 센서들을 배열하여 각 센서에 특정한 beat 주파수를 할당한다. Beat 주파수를 선택하면 각 센서의 광신호를 분리할 수가 있다. 또한 Heterodyne multiplexing 방법을 사용함으로써 신호 fading 문제를 해결할 수



(a)



(b)

Fig.5-1 FMCW 방법에 의한 센서 어레이 Multiplexing 원리.

(a) Ladder 구조로 배열된 광경로 차이를 갖는 센서 어레이.

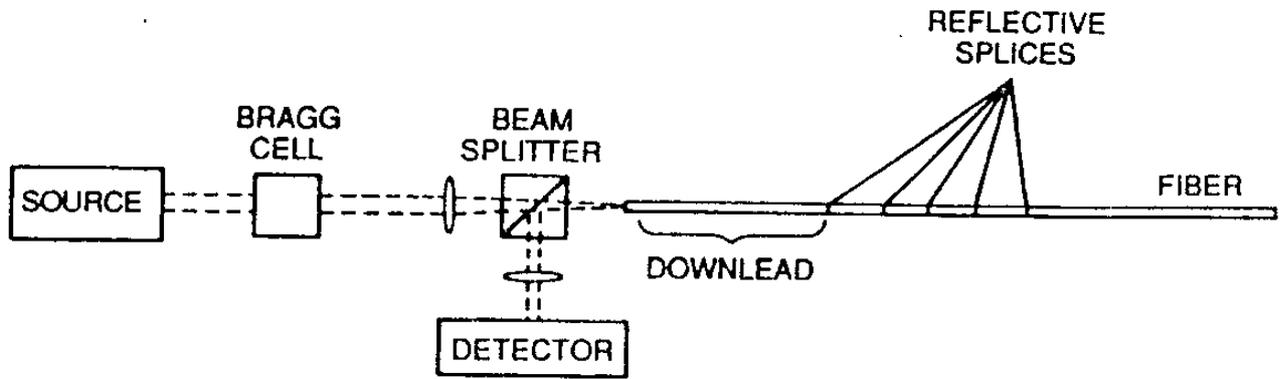
(b) 각 센서의 두 광경로를 지나온 주파수 ramp들의 합성.

있다. 그러나 그림 5-1 과 같이 광원을 ramp 모양 주파수로 변조하는 방식은 ramp 신호가 reset되는 주기동안 광 센서의 신호를 처리할 수 없다. 따라서 매 주기마다 10%의 공백시간이 생긴다. 또한 광경로 차이를 가진 광신호의 간섭현상을 이용한 신호처리 방법이므로 광원 위상 Noise에 의한 광진폭 Noise가 발생하며 따라서 여러개의 센서를 가진 시스템의 출력신호 처리엔 문제가 따른다.

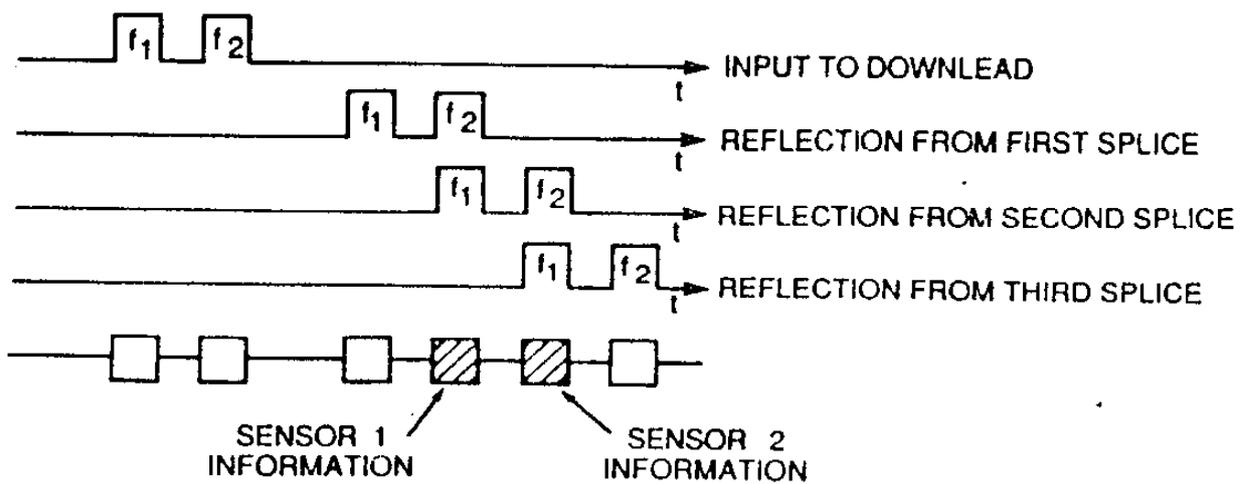
3. Heterodyne Time-Domain Multiplexing 법

Bragg cell을 사용하여 한쌍의 광 pulse들을 만든다. 첫째 광 pulse와 둘째 광 pulse를 각각 다른 주파수에서 주파수 변조를 그림 5-2 (b)와 같이 한다. 두 광 pulse를 빛살 가르개를 지나 광섬유에 입사시킨다.

광섬유 센서들은 광섬유에 부분 반사면을 만들어 Fabry-Perot 간섭계로 구성한다 (그림 5-2 (a)). 첫째 반사면에서 반사된 두번째 광 pulse와 두번째 반사면에서 반사된 첫번째 광 pulse가 중첩이 되도록 각 센서들의 길이를 조정하면 pulse들의 중첩에 의한 Heterodyne beat 주파수 $f_1 - f_2$ 를 가진 광 pulse가 발생한다. 즉, 센서의 위상정보는 beat 주파수의 side-band에 실려있다. 그러나, 광경로 길이가 다른 두 광 pulse 간섭을 이용하는 방법은 광원의 위상 Noise에 의한 심각한 광진폭 Noise 문제를 가진다. 또한, 두 광 pulse의 간섭현상이 일어나도록 센서단 두 Arm의 광섬유 길이 차이보다도 더 긴 co-



(a)



(b)

Fig.5-2 Heterodyne time-domain Multiplexing

어레이의 동작원리.

(a) Bragg cell은 각각 주파수 f_1 과 f_2 로 변조된 두 광 pulse를 만들어 광섬유로 입사한다.

(b) 광섬유의 부분 반사면에서 반사된 광 pulse들.

herence 길이를 갖는 광원을 사용하여야 한다.

4. Coherence Multiplexing 법

짧은 coherence 길이를 가진 광원을 사용하여 각 센서의 신호를 공간적으로 분리, 신호처리를 하는 방식이다. 그림 5-3은 coherence multiplexing 을 위한 구성도이다. 첫째번 간섭계 두

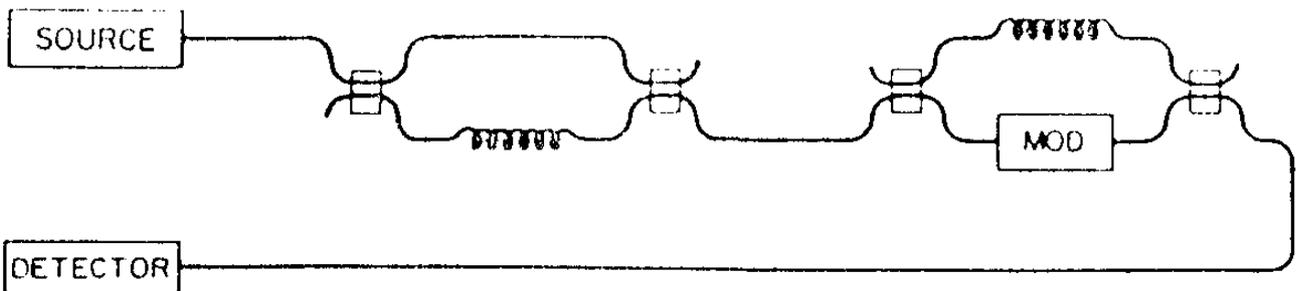


Fig.5-3 Coherence Multiplexing 의 기본 구조도

Arm의 광경로 차이를 광원의 coherence 길이보다 훨씬 길게 하여 간섭계 두 Arm의 위상변화 차이가 간섭계 출력단에서 간섭무늬 변화로 나타나지 않도록 한다. 두번째 간섭계는 첫번째 간섭계 두 Arm의 광경로 차이와 같은 광경로 차이를 갖도록 제작한다. 따라서 첫번째 간섭계의 광경로 차이를 두번째 간섭계로 보상을 하며 출력 광신호가 일어나도록 한다. 첫번째 간섭계의 한쪽 Arm을 외부 상대변화를 광 위상변화로 바꾸는 광섬유 센서로 사용하며 두번째 간섭계의 한쪽 Arm을 일정한 주파수로 위상

변조하면 synthetic heterodyne detection이 된다. 그러므로 위상 drift에 의한 signal fading 문제를 해결할 수 있다.

그림 5-4에서와 같이 두 간섭계를 통과할 수 있는 통로는 4가지 방법이 있다. 같은 길이의 광섬유를 통과한 두 빛은 coherence하며 이들 두 경로의 상대적 위상 변조량은 photodetector의 진폭 변조로 나타난다. 짧은 광경로를 지난 빛과 긴 광경로를 지난 빛의 간섭이 생기면 심각한 cross talk 현상과 함께 광원 위상 Noise에 의한 광 진폭 Noise 문제를 발생한다.

Coherence Multiplexing 방법을 이용한 센서 어레이의 기하학적 도형구조는 series와 extrinsic-reference ladder, intrinsic reference ladder 구조로 구분한다. Series 구조의 동작원리는 그림 5-5에서와 같이 2개의 센서로 구성한다. Coherence time τ_c 인 광원의 coherence 길이 $L_c = V_g \tau_c$ 이다. 여기서 V_g 는 광섬유에서 빛의 group 속도이다. 빛은 단일 모드 광섬유로 입사된 후 두 Arm차 광경로 길이 차이가 각각 l_1, l_2 인 두개의 Mach-zehnder 간섭계를 지난다. 각 간섭계는 빛을 나누는 directional coupler로 연결되며 coupler는 센서 간섭계의 광경로 길이차이 l_n 은 광원의 coherence 길이 L_c 보다 훨씬 길게 조정하므로써 간섭계 Arm 사이의 위상변화에 따른 간섭계 출력단에서 간섭무늬가 생기지 않도록 하였다. 각 센서의 출력 광에 담겨진 정보는 간섭계 두 Arm 사이의 위상정보이다. 빛이 중앙처리 시스템에 도달한 후 광원 coherence 길이에 비해 범위에서 l_1, l_2 간섭계의 광경로 차이를 보상하도록 광경로 차이 L_1

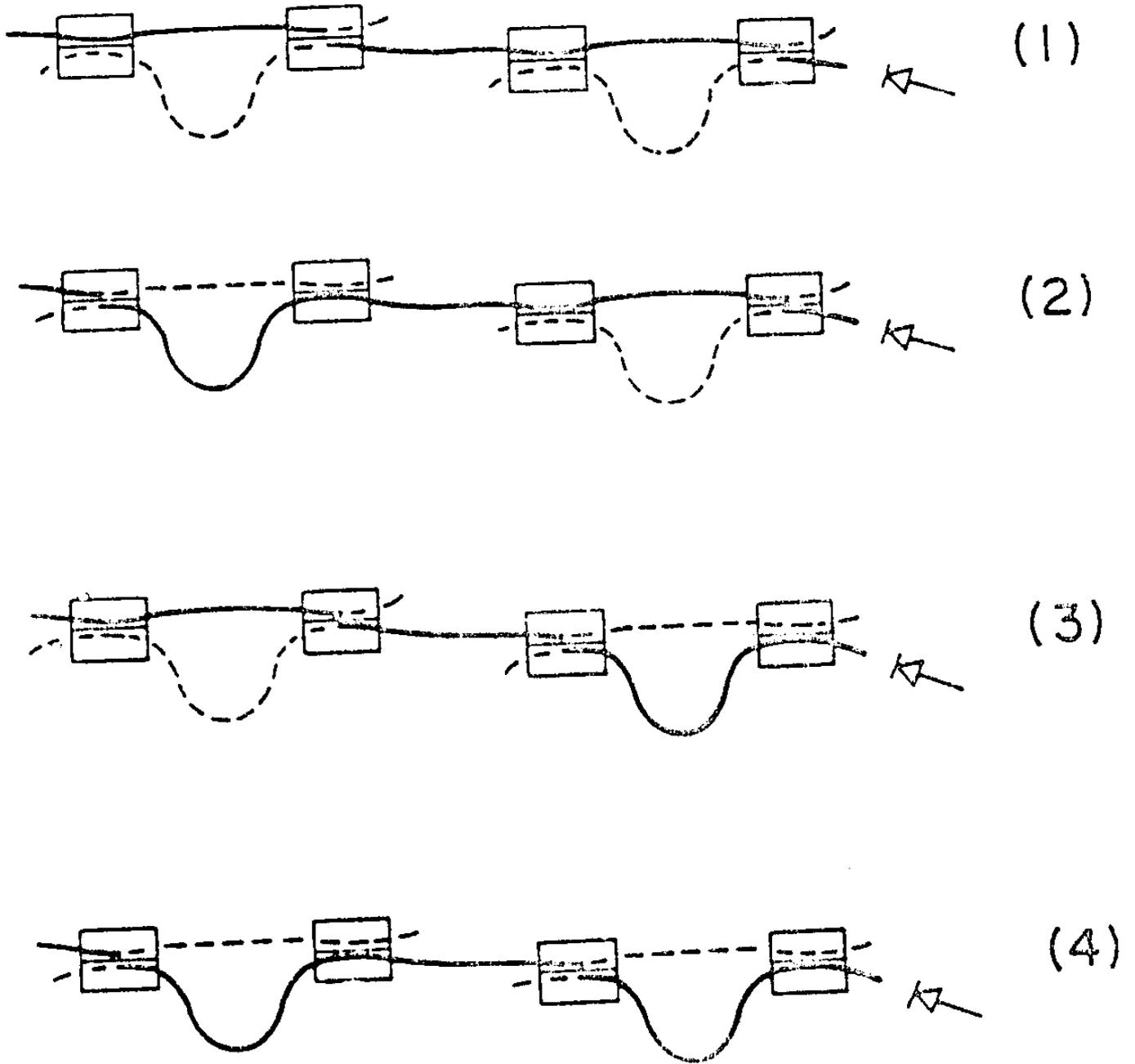


Fig.5-4 센싱 간섭계와 보상 간섭계를 통과하는 광 경로. 두 광경로들만이 경로 길이가 같으며 간섭무늬를 만든다.

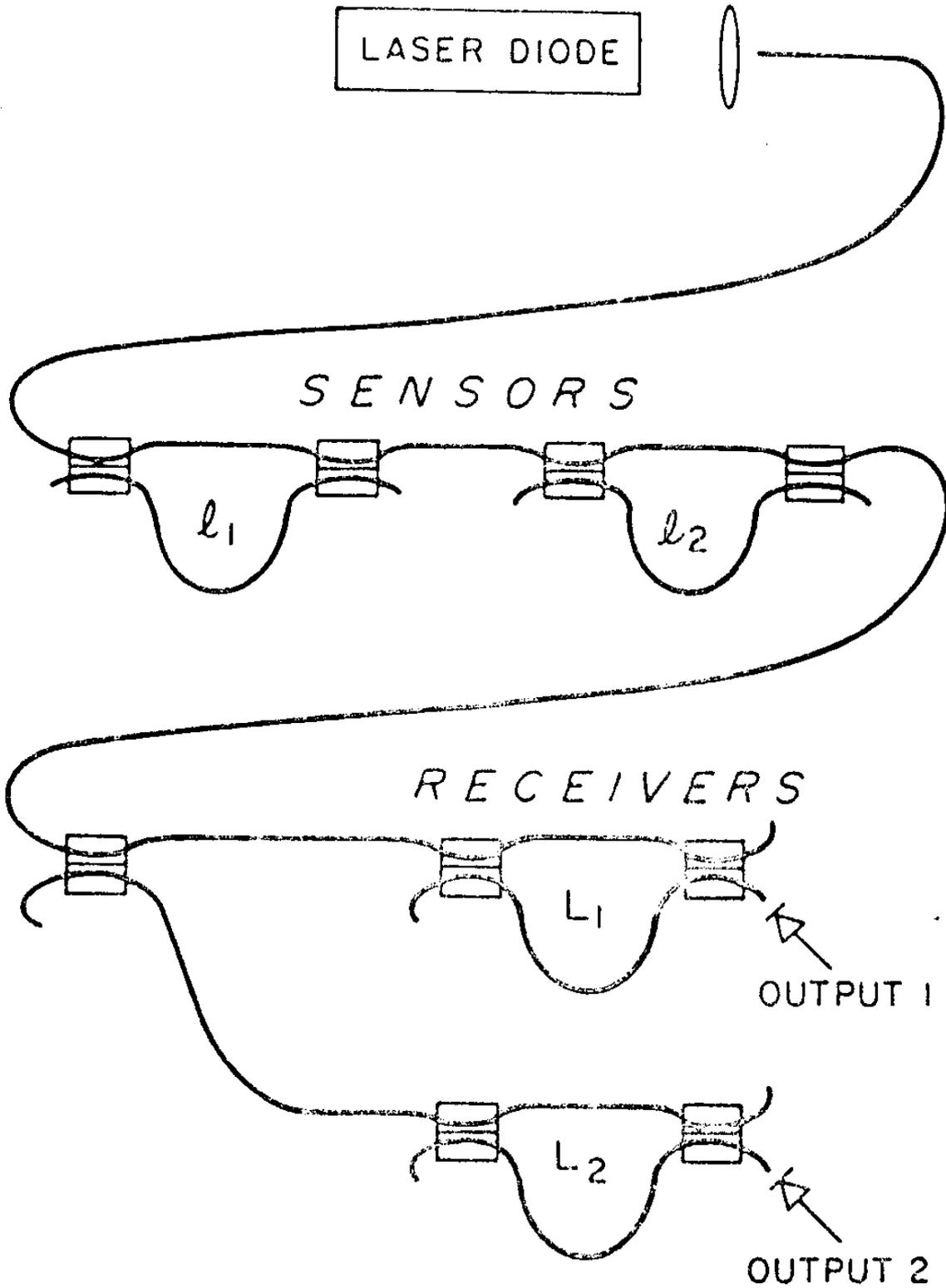


Fig.5-5 2단 센서 "series" coherence multiplexing 시스템. l_1, l_2, L_1 와 L_2 는 Mach-Zehnder 간섭계의 광경로 차이. 이상적으론 $L_1=l_1$ 이며, $L_2=l_2$ 이다.

과 L_2 를 가진 각 보상 간섭계들을 사용하여 위상정보를 분리한다. 같은 세기의 빛을 각 광섬유 수신기에 보내면 간섭되는 출력 광신호들의 세기가 같아서 최대의 visibility를 얻을 수 있다. 각각의 Mach-zehnder 간섭계는 사용하지 않는 출력단을 가지므로 광손실이 발생한다. 따라서 많은 센서들을 Multiplexing할 때 directional coupler의 coupling 상수를 잘 설계하여 광손실을 최소화 한다. 또한 그림 5-6과 같이 각 센서 간섭계를 연속으로 연결하여 광손실을 줄일 수 있다. 그러나, 그림 5-6과 같이 구성된 시스템의 모든 coupler가 50%의 coupling 상수를 가지면서 연속 연결된 두개 이상의 센서를 가지면 센서의 광정보가 발생되지 않는다. 이런 구조에선 두 광섬유 사이의 빛이 coupling될 때 생긴 $\pi/2$ 위상변조가 광정보에 심각한 영향을 미친다. 빛이 센서 간섭계의 한쪽 입력 port로부터 긴쪽 Arm으로 입사될 때 짧은쪽 Arm을 입사하는 빛 위상보다 $\pi/2$ 의 위상지연이 생긴다. 두번째 입력 port를 지난 광은 첫번째 입력 port를 들어가는 빛에 대하여 incoherent하며 $\pi/2$ radian 위상지연을 가지고 짧은쪽 Arm에 입사된다. 이런 상대적 위상지연의 차이는 두 입력 port들에 입사되는 빛에 담겨진 신호를 상쇄한다. 적절히 설계된 coupling 상수를 가진 coupler를 사용하므로 이런 시스템은 그림 5-5의 시스템보다 큰 광정보를 나타낸다. 그러나, 이 구조는 센서들을 연결하는 광섬유 수신단이 없어 고정된 센서들을 연결하여 정보처리 할 수도 있다. Coupler의 사용하지 않는 출력 port는 각 센서의 신호를 관측할 수 있게 하

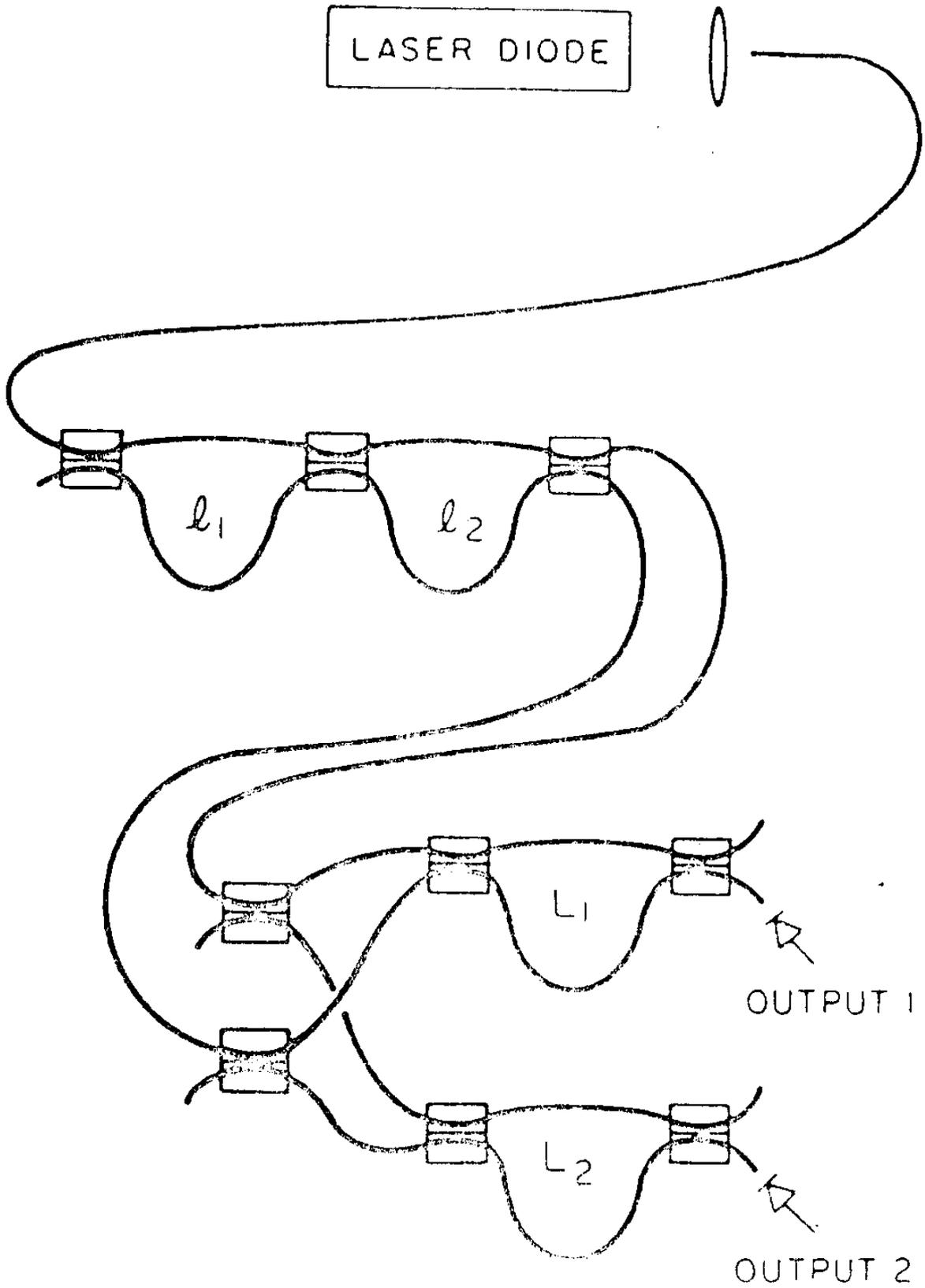


Fig.5-6 2단 센서를 가진 연속 연결된 coherence multiplexing series 시스템 구성도.

므로 시스템 구성을 쉽게 한다.

Coherence multiplexing법의 extrinsic-reference ladder 형태의 구성도는 그림 5-7 과 같다. 짧은 coherence 길 이 광원을 단일모드 광섬유에 입사한후 directional coupler을 사용하여 두 광경로로 나눈다. 일부분의 빛은 입력 광섬유 bus에 입사되어 센서를 지나며 나머지 빛은 delay line 광섬유의 기준

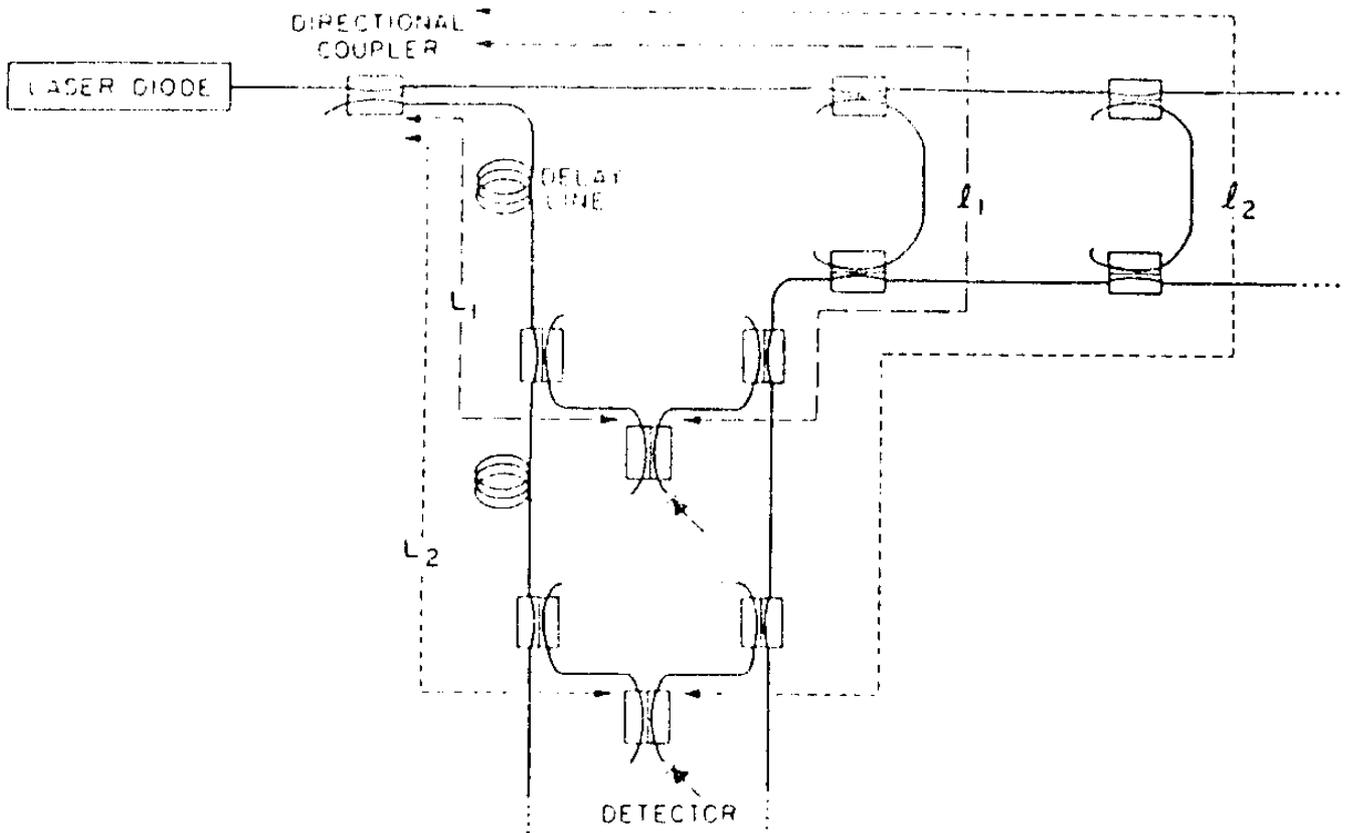


Fig.5-7 "Extrinsic-reference ladder" coherence Multiplexing 시스템 구성도.

l_1 과 l_2 는 센서 1 과 센서 2 를 지난 광경로.

보상 간섭계 Arm 은 각각 $L_1 \approx l_1$ 과 $L_2 \approx l_2$ 의 길이를 갖는다.

Arm을 지난다. 각 센서의 주위 정보는 광 위상을 변조하는 형태로 실린다. 따라서, 광섬유 return bus에서 각 센서 신호들의 간섭현상이 일어나지 않도록 센서들 사이의 광경로차가 광원 coherence 길이 L_c 보다 충분히 커야만 한다. 중앙 신호처리 위치에서 센서로부터 나온 빛은 delay line을 지나온 빛과 합하여진다. 각 센서들의 광경로 차이 l_n 을 coherence 길이 이내에 보상하는 광경로 차이 L_n 을 갖는 광섬유 수신단 간섭계로 위상정보를 분리한다. 이때 센서들을 통과한 빛과 delay line을 통과한 빛의 위상차이가 광신호 정보를 가지므로 각 detector는 각 센서들의 정보만 검지하는 것이 아니라 입력과 출력 bus에서 유기된 광 위상정보도 검지한다. 따라서 정확한 센서의 광정보를 얻기 위하여 광섬유 bus를 차폐할 필요가 있다. 또한 근접 detector들에 의해 검지된 신호를 전기적으로 상쇄하여 센서 광 위상변화를 유지하면서 bus에서 유기된 위상변화만을 제거할 수 있다.

그림 5-8은 Intrinsic-reference ladder 구조이다. Mach-Zehnder 간섭계 센서들은 광원 coherence 길이 L_c 보다 긴 광경로 차이를 갖으며 입력과 출력 bus에 병렬로 배열된다. Return bus로부터 나온 정보는 series 시스템에서와 같은 방법으로 배열된 광섬유 수신기들에 의하여 검출된다. Intrinsic-reference ladder system은 series system과 달리 유도 광섬유 부분의 외부 Noise에 영향을 받지 않는다. Extrinsic-reference ladder나 intrinsic-reference ladder cohe-

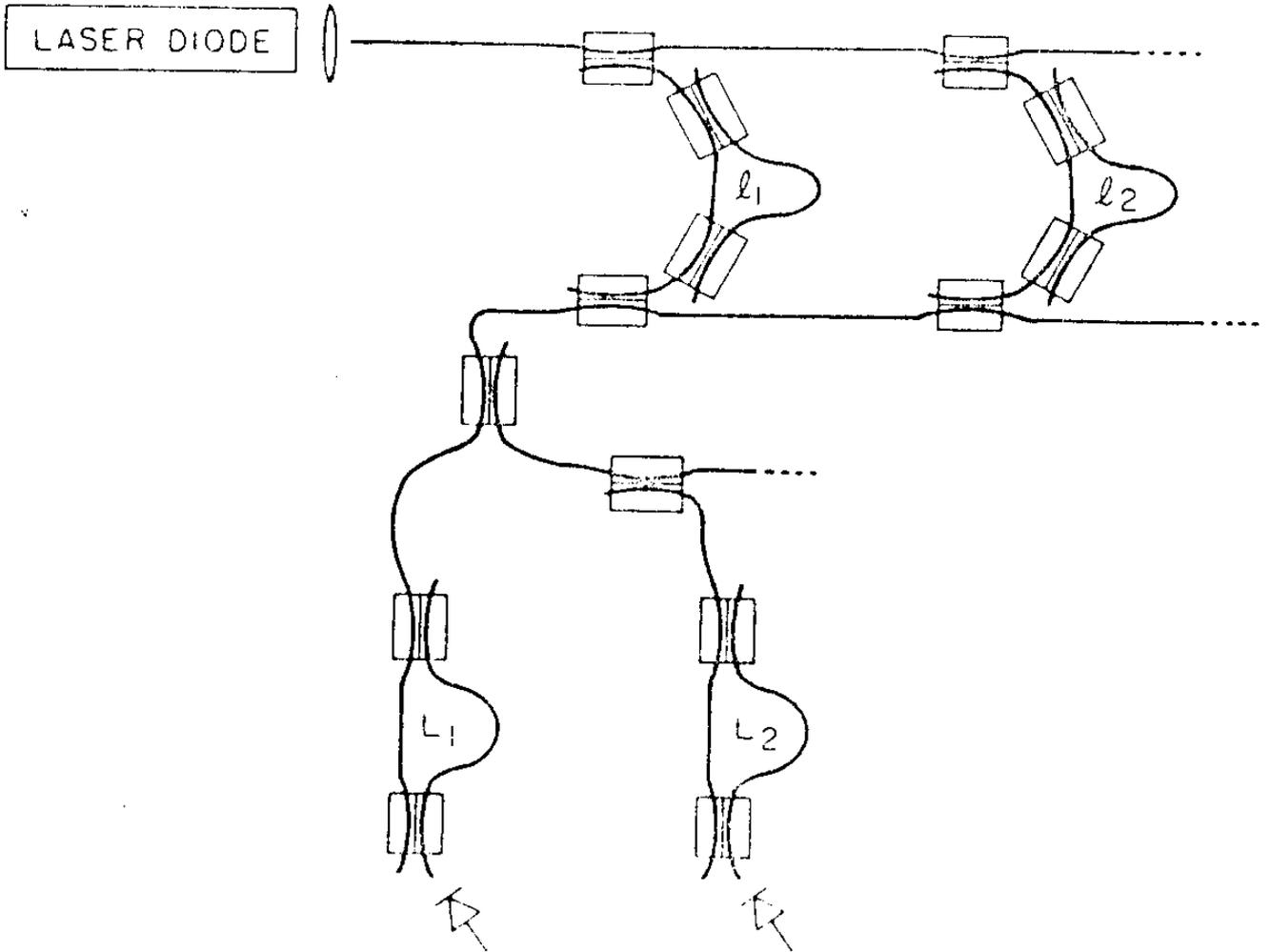


Fig.5-8 “Intrinsic-reference ladder” coherence-multiplexing 시스템의 구성도.
 L_1, L_2, l_1 과 l_2 는 각각 보상 간섭계와 센싱 간섭계의 Arm이다. $L_1 \approx l_1$ 이며,
 $L_2 \approx l_2$.

rence multiplexing 시스템은 coherence multiplexing 센서 구조로 구성된다. Coherence multiplexing 시스템은 여러 가지 형태의 Noise 들에 영향을 받는다. Shot noise 나 전기회로 증폭기의 Noise 뿐만 아니라 간섭되지 않는 광경로를 통과한 빛들의 간섭에 의한 Noise 들도 있다. 두 광경로의 광도파 길이 차이가 충분히 크지 않으면 두 광경로를 거친 빛은 약간이나마 coherence 하므로 검지된 광신호엔 간섭이 일어나지 않게 설계된 광경로를 지나온 빛의 위상지연에 의해 영향을 받는 cross talk 현상이 발생한다. 또한, 두 광경로를 지난 빛이 상대적으로 완전히 incoherence 하다고 하더라도 순간적인 간섭현상이 일어난다. 이런 간섭현상은 평균적으로 상쇄된다 하더라도 유한한 주파수 동작영역을 지닌 검출기 시스템의 intensity 동요를 완전히 제거하지 못한다. 이런 incoherence 간섭 Noise 는 광원 위상 Noise 가 intensity noise 로 변화된 것이다. 짧은 두 광경로 차이를 가진 Mach-Zehnder 간섭계에서 위상 - Intensity Noise 는 작다 할지라도 시스템 Noise 의 가장 큰 원인이 된다. 광경로 길이 차이가 클수록 Noise 는 선형 증가하며 최종엔 saturation 이 된다. Coherence-Multiplexing 시스템에선 광원 coherence 길이보다 훨씬 큰 광경로 차이를 가진 간섭계 센서들로 시스템이 구성된다 할지라도 광원 위상 Noise 에 의한 광진폭 Noise 가 발생하게 된다.

이상에서 여러개의 센서를 가진 어레이 시스템의 광정보를 분리하고 처리하는 여러가지 multiplexing 방법에 대하여 알아보

았다. 다음 절에선 여러가지 Multiplexing 방법중에서 가장 많은 센서를 한꺼번에 multiplexing할 수 있으며 센서 광정보들 사이의 cross talk 현상이 적으며 heterodyne detection을 하므로 광정보의 fading을 막을 수 있는 Time Division Multiplexing 방법에 관하여 이론적 배경을 먼저 설명을 한다.

제 2 절 TDM (Time Division Multiplexing)

1. TDM 방식의 동작원리

그림 5-9 와 그림 5-10 은 TDM 방식을 이용한 센서 어레이의 구성도를 보여준다.

그림 5-9 에서 센서 간섭계는 ladder 구조의 가지에 놓여 있다. 그림 5-10 의 구조에선 입력과 출력 bus는 센서 coil을 가지므로 delay line에 의한 근접 센서 광 pulse들을 분리할 필요가 없으며 가장 적은 숫자의 광 소자들로 구성된다. Repetition 비율 $1/\tau$ 인 pulse series를 광섬유 센서 어레이의 입력 bus에 입사한다. 각 센서는 한개의 입사 광 pulse에 대해 두개의 광 pulse를 만드는 두 Arm의 길이가 다른 Mach-Zehnder 간섭계로 구성한다. 두 광 pulse의 시간지연 ΔT 는 광 pulse폭 보다 크거나 같다. 각 센서들의 위상정보는 간섭계 두 Arm의 상대적인 위상차이로 표현된다. 두 Arm으로부터 나온 광 pulse는 중첩되지 않으며 따라서 간섭현상이 일어나지 않

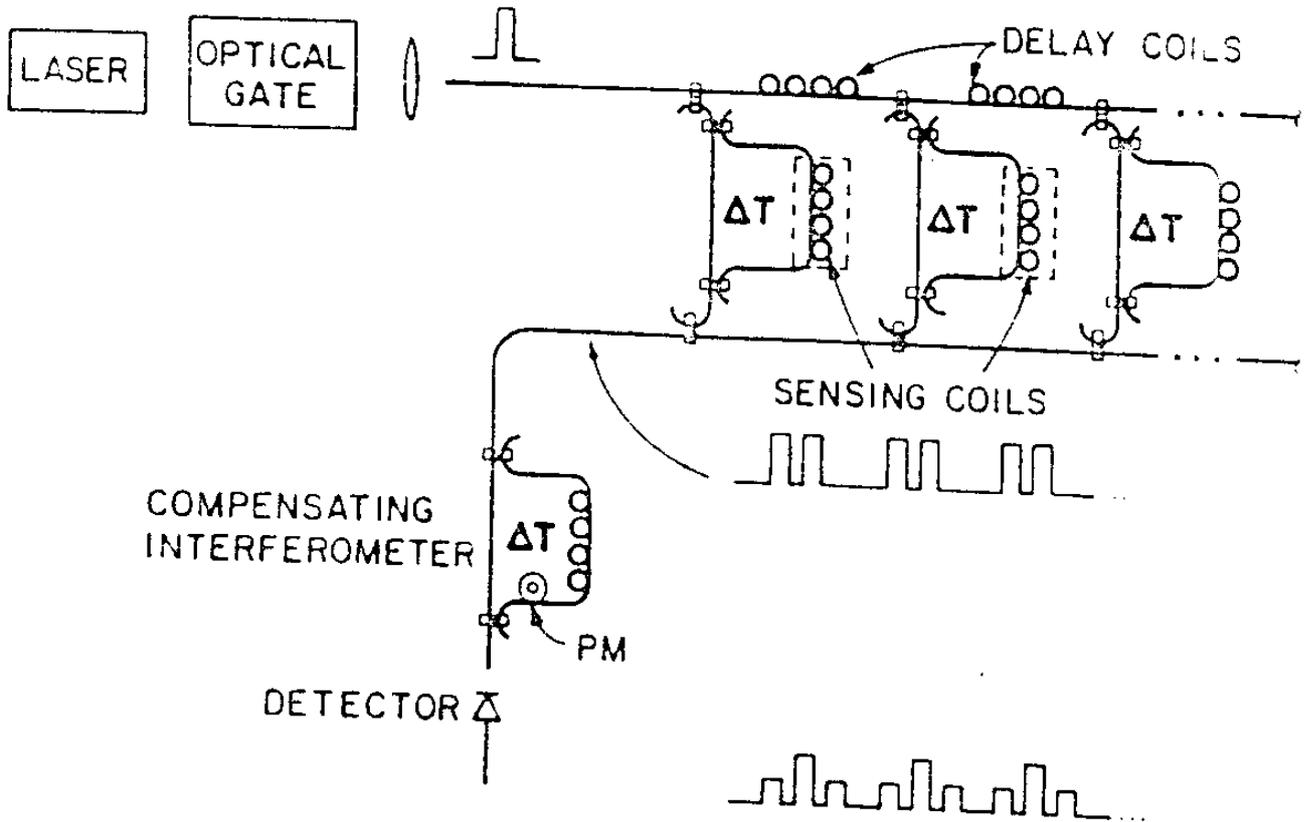


Fig.5-9 Time-division multiplexing 센서 어레이 시스템의 구성도. 센서 간섭계는 보상 간섭계와 같은 광경로 차이를 가지며 ladder에 가지로 배열된다. PM은 위상변조기.

는다. 출력단 bus를 지나온 광 pulse들은 처음 간섭계의 두 Arm 광경로 차이를 보상하는 ΔT 광경로 차를 갖는 두 Arm을 가진 보상 간섭계를 거친다. 각기 다른 광경로를 거치며 같은 광경로 길이를 지나온 두 광 pulse는 간섭하여서 센서와 보상 간섭계를 거쳐오면서 각각 다른 경로에서 발생한 미분 위상변조의 정보를 나타낸다. 보상 간섭계를 시스템의 입력단에 두고 센서 간섭계 출력단에서 간섭이 일어나게 시스템을 구성할 수도 있다. 이

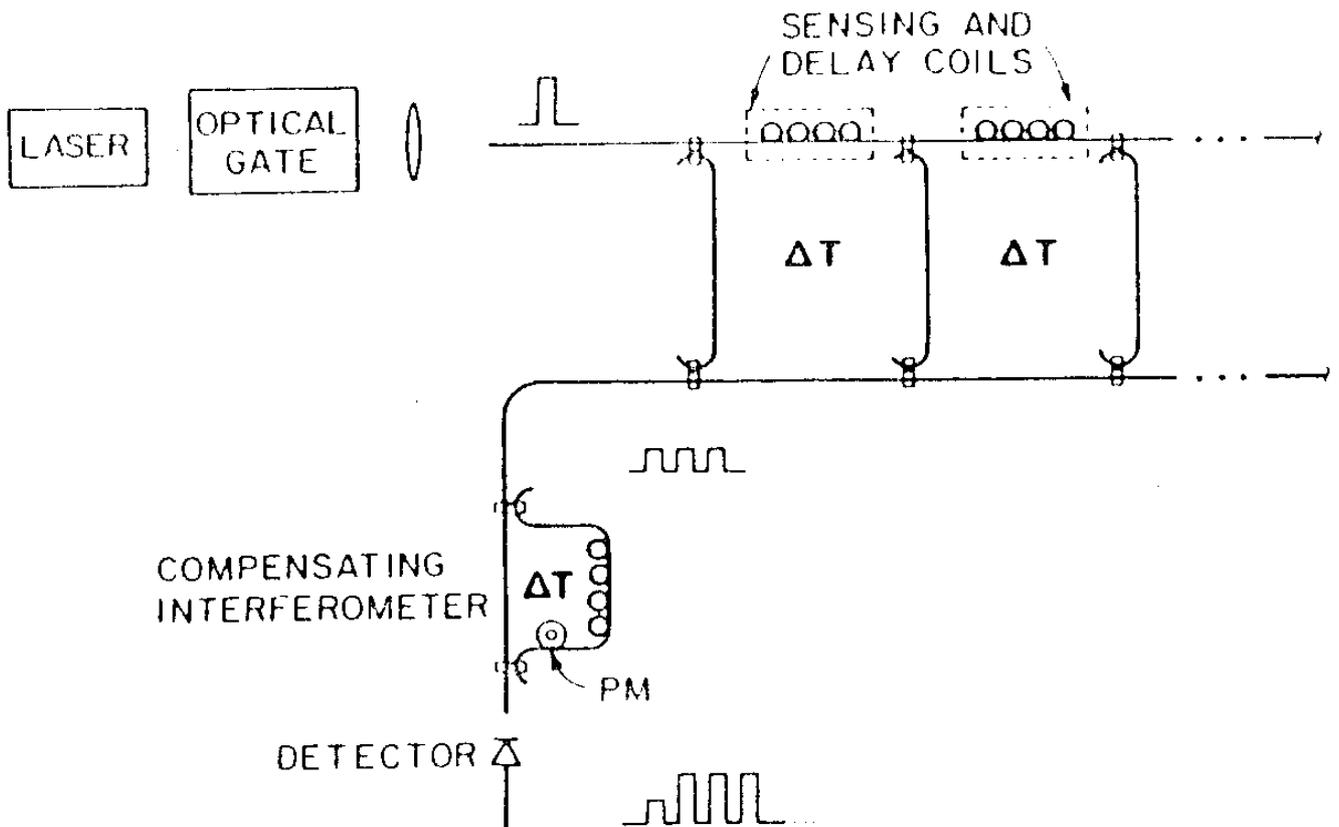


Fig.5-10 Time-division multiplexing 센서 어레이 시스템의 다른 구성도. 센서는 입력 bus 사이에 놓여 있으므로 delay line을 필요치 않는 구성도이다.

센서 어레이 시스템에서 나온 첫째와 마지막 광 pulse를 제외한 모든 광 pulse는 각 센서의 정보를 지니므로 출력 duty cycle은 높다. 이런 형태의 N개 센서 어레이 시스템에 입사된 각 입력 광 pulse는 $(N + 2)$ 출력 광 pulse들을 만든다. 입사 광 pulse의 repetition rate τ 를 $(N + 1)\Delta T$ 가 되도록 조정하면 출력 duty cycle은 $N/(N + 1)$ 로 최대가 되며

많은 갯수의 센서 어레이에선 1이 된다. 이와는 반대로, 그림 5-9 회로의 모든 2번째 출력 광 pulse는 각 센서의 광 정보를 가진다. 나머지 다른 광 pulse는 광 위상 Noise에 의한 광 진폭 Noise를 가지며 중요치 않은 센서정보를 지닌다. 이러한 어레이 구조에서 간섭계 사이의 광 전파지연이 ΔT 이라면 repetition 비율 τ 가 $2N\Delta T$ 일 때 최대 duty cycle 0.5를 가진다. 이렇게 조정된 시스템에선 광원 위상 Noise를 가진 다른 입사 광원 pulse들의 첫째와 마지막 광 pulse의 중첩에 의한 광 pulse가 발생한다. 그림 5-9와 그림 5-10의 구조에선 pulse repetition 비율 τ 를 $(N+2)\Delta T$, $(2N+1)\Delta T$ 로 조정하면 광원 위상 Noise에 의한 문제를 해결할 수 있다. 두 경우 모두 두 센서 정보를 갖지 않는 광 pulse들을 신호처리 전기회로에서 제거할 수 있다.

음파 검지기를 예로서 설명하면 센서 간섭계의 광정보는 외부 압력에 의한 광섬유 코어 굴절을 변화에 의해 광 carrier에 실린다. 광 pulse는 음파 주파수보다 높은 주파수로 음파를 sampling한다. 여러 센서들의 광 pulse들은 detector 앞단에서 광 switch를 사용하거나 photodetector로 검지한후 전기적 switch를 사용하여 신호를 분리한다. 원하는 위치의 센서의 음향정보는 광 정보처리 회로에 입력되어 측정된 정보를 나타낸다.

2. 센서 어레이의 출력 광 전력

Time division 어레이 시스템을 구성할 때 directional

coupler들의 coupling비는 시스템 출력광의 visibility나 Noise 정도를 결정한다. 가장 적합한 coupling비를 갖는 coupler를 설계하기 위하여 coupler의 coupling비에 따른 출력광의 특성변화 관계식이 필요하다. 먼저 센서 어레이와 보상 간섭계에 사용된 coupler의 coupling 상수들에 관하여 설명한다.

모든 센서들로부터 균일한 센서 감도를 얻기 위하여 ladder 어레이의 모든 분지점에서 광 pulse는 같은 세기여야 한다. 그림 5-10의 N 개의 센서 어레이의 ladder에는 $N + 1$ 개 가지가 있다. 가지를 1에서부터 $N + 1$ 까지 번호를 정한다. 입력과 return bus 사이에 directional coupler를 두었다. 빛은 입력 bus에서 각 ladder의 가지로, 그리고 각 가지에선 출력 bus로 그림 5-10과 같은 광경로를 가진다. 같은 가지의 입력과 출력 bus에 놓인 coupler들은 광정보 광전력이 최대가 되도록 같은 coupling비를 갖는다. 즉, 가지 j 가 위치한 입력과 출력 bus에 놓인 directional coupler는 K_j 의 coupling 상수를 갖는다고 가정한다. 센서 j 로부터 돌아온 빛은 입력 bus와 출력 bus에 놓여있는 1에서 j 까지의 모든 coupler를 통과한다. 1에서 $j - 1$ 까지의 각 coupler는 각각 $(1 - K_j)$ 의 빛을 센서 j 에 보낸다. 일반적으로 시스템의 광섬유에 의한 directional coupler에 의한 광손실이 발생한다. 어레이의 각 유사한 영역에선 위치에 상관없이 같은 양의 광손실이 있다고 하며 ladder의

가지를 통과하는 광전송을 α_r^2 라고 하며 입력과 출력 bus의 가지사이 ladder 부분을 통과하는 광전력 전송을 α_b^2 이라고 둔다. 가지 j로부터 중앙정보처리에 출력된 최대 광 세기는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}
 P_{1, \text{ return}} &= K_1^2 \alpha_r^2 P_{in}, \quad j=1 \\
 P_{j, \text{ return}} &= K_j^2 \alpha_r^2 \left[\prod_{i=1}^{j-1} (1-K_i)^2 \alpha_b^2 \right] P_{in}, \quad j \geq 2 \\
 &\dots\dots\dots (5-1)
 \end{aligned}$$

여기서 P_{in} 은 어레이에 입사된 광 pulse의 peak 광전력이다. 어레이의 각 가지에서부터 중앙정보처리에 출력된 모든 광 pulse가 같은 세기를 갖도록 1과 $N+1$ 사이의 j에 대하여 $P_{i, \text{ return}} = P_{j, \text{ return}}$ 관계가 성립하기 위한 directional coupler의 coupling비의 관계는

$$K_j = \frac{\alpha_b K_{j+1}}{1 + \alpha_b K_{j+1}} \dots\dots\dots (5-2)$$

이다. 마지막 가지는 빛을 공급할 센서를 갖지 않으므로 coupler를 갖지 않는다. 따라서 $K_{N+1} = 1$ 이며 (5-2)식은

$$K_j = \frac{1 - \alpha_b}{\alpha_b^{j-N-1} - \alpha_b} \dots\dots\dots (5-3)$$

로 표현된다. (5-3) 식으로부터 coupling 상수는 광섬유에 의한 광손실과 광섬유 접속점, directional coupler에 의한 광손실의 함수임을 보여준다. (5-3) 식을 (5-1) 식에 대입하면 ladder 어레이의 모든 가지를 통과한 전체 광전력을 표시할 수 있다.

$$P_{\text{return}} = \left(\frac{1 - \alpha_b}{\alpha_b^{-N} - \alpha_b} \right)^2 \alpha_r^2 P_{\text{in}} \quad \dots\dots\dots (5-4)$$

위 수식은 그림 5-10의 구조에서 directional coupler의 coupling 비를 (5-3) 식과 같이 둘 때 ladder 출력단에서 광 pulse의 peak 전력을 의미한다.

어레이 시스템에 광손실이 없다면 $\alpha_r = \alpha_b = 1$ 이며 이때 coupling 비율과 전체 광전력은

$$K_j = \frac{1}{N - j + 2} \quad \dots\dots\dots (5-5)$$

$$P_{\text{return}} = \frac{P_{\text{in}}}{(N + 1)^2} \quad \dots\dots\dots (5-6)$$

이 된다. 보상 간섭계에 입사된 광 pulse들의 세기가 같다면 최대의 센서 감도를 갖기 위한 간섭계의 directional coupler의 최적 coupling 비율을 구할 수 있다. Shot noise만 있는 검지기를 가정할 때 간섭신호의 Modulation depth는 최대가 된다. Directional coupler의 coupling 비율은 K_{c1} 과 K_{c2} 이며 같은 값이라고 가정한다. 광전력 P_c 가 광손실이 각각 α_1^2 과 α_2^2 인 긴쪽 광섬유 Arm과 짧은쪽 Arm의 보상 간섭계를 통과

한다면 각 출력 port에서 검지된 광신호의 전력세기는

$$S_s = 4P_c^2 \alpha_s^2 \alpha_i^2 K_{c1} K_{c2} (1-K_{c1})(1-K_{c2}) \Delta\phi_{rms}^2 R^2 \dots\dots\dots (5-7)$$

이 된다. Optical carrier에 실린 센서 위상 정보량 $\Delta\phi_{rms}$ 은 작으며 간섭계는 가장 큰 정보 감도를 갖는 응답특성 상태에 bias되어 있다면 detector의 응답특성 $R = e\eta / (h\nu)$ 이다. 이때 e 는 전자의 전하량, η 는 detector의 quantum 효율, h 는 planks 상수, ν 는 빛의 주파수이다. Detector에서 평균 광 전력세기는 출력 port에서 정해진다. 그림 5-10의 port에 대해 shot noise 항은

$$S_n = [(1-K_{c1})(1-K_{c2})\alpha_s^2 + K_{c1}K_{c2}\alpha_i^2] 2eRBP_c \dots\dots\dots (5-8)$$

로 표시된다. 단위 주파수당 신호대 Noise 비를 최적화 하기 위해 다음의 SNR 비를 최대화 하면

$$SNR = 4\alpha_s^2 \alpha_i^2 \left[\frac{K_{c1} K_{c2} (1-K_{c1})(1-K_{c2})}{(1-K_{c1})(1-K_{c2})\alpha_s^2 + K_{c1}K_{c2}\alpha_i^2} \right] \cdot \left(\frac{\eta}{h\nu} \right) \frac{P_c}{2B} \Delta\phi_{rms}^2 \dots\dots\dots (5-9)$$

다음의 조건이 성립되어야 한다.

$$K_{c1} = K_{c2} = \frac{1}{1 + (\alpha_i^2 / \alpha_s^2)^{1/3}} \dots\dots\dots (5-10)$$

광손실이 없다면 또는 보상 간섭계의 두 Arm의 각 상대적 광손실이 같다면 SNR 비를 최대로 하기 위한 coupling 상수는 50%가 된다. 다른 port의 단위 주파수당 SNR 비를 최대화 하기 위해 K_{c1} 이 (5-10)식의 coupling 값을 가질때 K_{c2} coupling 상수는 $K_{c2} = (1 - K_{c1})$ 이다.

(5-4)식의 peak 광전력을 가진 pulse와 보상단 간섭계를 통과한 광 pulse를 합하면 어레이를 통과한 각 간섭 pulse의 peak power에 대해 $K_{c1} = K_{c2} = K_c$ 의 조건을 가진 port에서

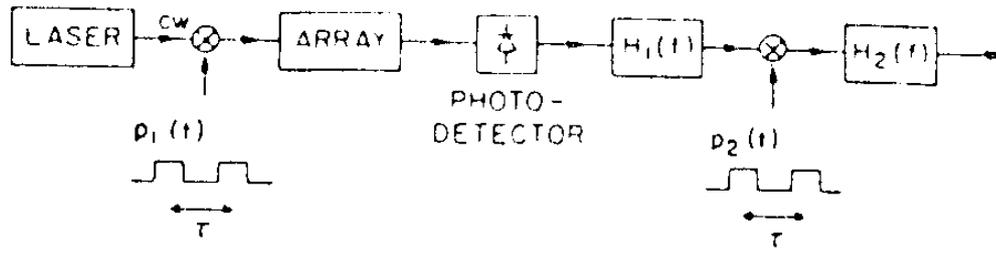
$$P_{out} = \alpha_r^2 \left(\frac{1 - \alpha_b}{\alpha_b^{1-N} - \alpha_b} \right)^2 [\alpha_f^2 K_c^2 + \alpha_s^2 (1 - K_c)^2] P_{in}$$

$$= 2rP_{in} \dots\dots\dots (5-11)$$

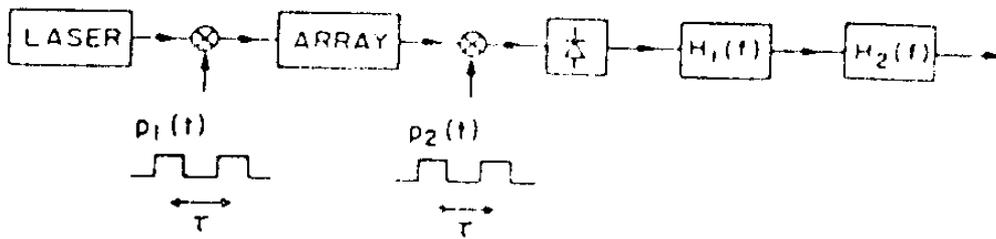
로 표현된다.

3. 센서 어레이 시스템의 감도와 SNR 비

센서의 감도 계산에서 중요한 성분이 되는 신호와 noise spectra에 관한 일반적 표현식을 나타낸다. Noise의 원인이 단지 laser의 quantum white noise라고 한다. 센서 어레이에 의해 검지된 음향신호는 0의 주파수에 중심을 둔 좁은 동작 주파수 영역을 차지한다. 전기적 demultiplexing의 경우 신호와 noise spectra 계산은 그림 5-11에서 보여주며 다음의 소자들로 구성된다.



(a)



(b)

Fig.5-11 Time domain multiplexing 센서 어레이 시스템 소자의 구성도

(a) 전기적 switch

(b) Optical switch

가. 직류 광전력은 P_{in} 이며 quantum white noise 를 가진 CW 빛의 laser source.

나. $P_1(t)$ 의 pulse 모양과 τ 의 switching 주기를 가지며 dc light와 white noise 를 가진 laser light를 sampling 하는 광 switch.

다. 광 switch의 출력으로부터 광 pulse train을 받으며 시간과 공간에서 센서신호를 검지하는 광섬유 센서 어레이. 또한 어레이는 각 센서의 출력 광신호들이 겹치지 않도록 bus에 실는 multiplexing 동작을 한다. 공간적 sampling 주기는 근접 센서 출력 광 pulse들의 시간상 분리에 의해 정해진다. 공간에 배열되어 있는 센서에 대하여 sampling 주기를 τ 라고 한다. 센서에선 noise가 없는 센서 신호만 검지된다고 가정한다.

라. 어레이로부터 출력된 광 pulse의 intensity를 측정하는 photodetector. Detector의 주파수 bandwidth는 transfer 함수 $H_1(f)$ 로 표시한다.

마. $P_2(t)$ 의 pulse 모양과 τ 의 switching 주기를 가지며 (나)의 광 switch와 시간지연 된후 동기된 전기적 switch. 이 switch는 해당 센서의 광신호만을 sampling하는 실제 demultiplexing 동작을 한다. 또한, 신호가 담기지 않은 pulse를 제거한다. 이 switch는 넓은 동작 주파수 영역을 가지며 switching speed는 $P_2(t)$ 의 pulse 모양을 갖는다.

바. Sampling된 pulse train에서 음향신호를 연속으로 검지하도록 정보 주파수 주위의 좁은 주파수 폭 transfer 함수 $H_2(f)$ 를 갖는 band pass filter. Sampling과 switching 동작을 하는 시스템에서 심각한 Noise 원인은 aliasing 효과

이다. Noise는 넓은 주파수 영역을 차지하며 sampling 주파수는 유한하기 때문에 noise의 aliasing 효과는 존재하며 무시될 수 없다. 위의 소자들을 사용하여 센서 어레이 시스템 출력 광 신호와 noise spectra를 구한다.

DC laser 출력광의 제곱 광세기 spectrum은

$$S_{s1}(f) = P_{in} \delta(f) \quad \dots\dots\dots (5-12)$$

이며 $\delta(f)$ 는 dirac delta 함수이다. Noise power spectrum은

$$S_{n1}(f) = P_{in} h\nu \quad \dots\dots\dots (5-13)$$

이다. 따라서 단위 주파수에 대한 DC laser 출력광의 신호대 noise 비의 제곱은

$$SNR_1 = P_{in} h\nu \quad \dots\dots\dots (5-14)$$

로 표시된다. 이때 $h\nu$ 는 photon energy이며 P_n 은 평균 광전력이다. 첫번째 광 switch의 출력단에서 제공된 광 Intensity spectrum은

$$S_{s1}(f) = [f_{sp}^2 \sum_{K=-\infty}^{\infty} |P_1(Kf_{sp})|^2 \delta(f - Kf_{sp})] P_{in}^2 \quad \dots\dots\dots (5-15)$$

이다. $f_{sp} = 1/Z$ 은 각 센서들의 sampling 주기이며 $P_1(f)$ 는

광 pulse의 모양 $P_1(t)$ 의 fourier transform을 나타낸다.
Noise power spectrum은

$$\begin{aligned}
 S_{n_2}(f) &= f_{SP}^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} |P_1(Kf_{SP})|^2 S_{n_1}(f - Kf_{SP}) \\
 &= [f_{SP}^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} |P_1(Kf_{SP})|^2] P_{in} h\nu \dots\dots\dots (5-16)
 \end{aligned}$$

이때 (5-13)식과 비교할 때 제한된 주파수 영역을 갖지 않는 white noise이지만 Intensity가 조금 다르다. (5-14)식은 sampling 동작후에 Noise가 alias됨을 보여준다. DC 광신호 대 noise spectral density의 제곱인 SNR_2 는

$$\begin{aligned}
 SNR_2 &= \frac{|P_1(0)|^2}{\sum_{k=-\infty}^{\infty} |P_1(Kf_{SP})|^2} \cdot \frac{P_{in}}{h\nu} \\
 &= \left(\frac{T_{ac1}}{\tau} \right) \cdot \frac{P_{in}}{h\nu} \dots\dots\dots (5-17)
 \end{aligned}$$

로 표시되며

$$T_{ac1} = \frac{[\int_{-\infty}^{\infty} P_1(t)dt]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} P_1^2(t)dt} \dots\dots\dots (5-18)$$

는 pulse 모양 $P_1(t)$ 의 autocorrelation 폭을 나타낸다. $P_1(t)$ 가 폭 T_{p1} 의 retangle 함수일때 $P_1(t)$ 의 autocorrelation 폭은 또한 T_{p1} 이 된다. 결과로서 (5-17)식의 오른쪽 부분은 한개 센서의 duty cycle과 각 센서 입력 평균 광 전력의

급이 된다. 광섬유 센서 어레이에서 sampling된 센서 신호는 어레이에 입사되는 pulse train의 Intensity (5-15)식의 spectrum에 side band를 더하게 된다. 또한 어레이 구조에 의한 광손실과 directional coupler와 광섬유 접속점등에 의한 광손실이 있다. 2번째 filter의 입사단에서 전기신호 spectrum은

$$S_{s_3}(f) = (\Gamma P_{in} R)^2 \cdot [f_{SP}^4 \sum_{k'=-\infty}^{\infty} | \sum_{k=-\infty}^{\infty} P_1(K f_{SP}) P_2(K' f_{SP} - K f_{SP}) \cdot H_1(f - K' f_{SP}) |^2 \delta(f - K' f_{SP})] \dots (5-19)$$

이다. 이때 $r = P_{out} / (2P_{in})$ 이며 $P_2(f)$ 는 pulse 모양 $P_2(t)$ 의 Fourier transform이다. 전기적 noise의 전력 spectrum은

$$S_{n_3}(f) = [f_{SP}^4 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{k'=-\infty}^{\infty} |P_1(K f_{SP})|^2 |P_2(K' f_{SP} - K f_{SP})|^2 \cdot |H_1(f - K' f_{SP} + K f_{SP})|^2] \cdot (2\gamma P_{in})(2eR) \dots (5-20)$$

이다. Single-side의 dc 전기적 신호대 noise의 spectral density SNR_3 는

$$SNR_3 = \frac{\eta [f_{SP}^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} P_1(K f_{SP}) P_2(-K f_{SP}) H_1(K f_{SP}) 2\gamma P_{in}]^2}{2h\nu [f_{SP}^4 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{k'=-\infty}^{\infty} |P_1(K f_{SP})|^2 |P_2(K' f_{SP} - K f_{SP})|^2 |H_1(-K' f_{SP})|^2]} \cdot \frac{1}{2\gamma P_{in}} \dots (5-21)$$

로 표현된다. 만약 pulse 모양 $P_2(t)$ 가 filter의 impulse

응답 $P_1(t) * h_1(t)$ 와의 곱이 될 때 모양이 변하지 않는다면 (5-21) 식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 \text{SNR}_3 &= \left(\frac{\eta}{2h\nu} \right) \frac{|P_1(0) H_1(0)|^2 2\gamma P_{in}}{\sum_{k=-\infty}^{\infty} |P_1(Kf_{SP}) H_1(Kf_{SP})|^2} \\
 &= \left(\frac{\eta}{h\nu} \right) \left(\frac{T'_{ac1}}{\tau} \right) \gamma P_{in} \dots\dots\dots (5-22)
 \end{aligned}$$

로 표현된다. 여기서 T'_{ac1} 는 $P_1(t) h_1(t)$ 의 autocorrelation 폭이다. 이 경우 주어진 pulse 모양 $P_1(t)$ 와 $h_1(t)$ 에 대하여 autocorrelation 폭 T'_{ac1} 를 계산하므로 (5-22) 식을 구할 수 있다. (5-22) 식의 신호대 noise 비를 최대화 하기 위해 T'_{ac1}/τ 비는 최대한 크게 하여야 한다. 그러나 센서들 간의 crosstalk 를 최소화 하기 위해 T'_{ac1} 는 센서들을 통과하는데 걸린 시간 지연 ΔT 보다 적어야만 한다. Switch의 동작 주파수 폭은 $T'_{ac1}/\Delta T \cong 1$ 이 되도록 충분히 커야만 한다. 그림 5-11 (b)와 같이 demultiplexing 을 위해 전기적 switch 대신 광 switch 가 사용될 때 검지기 부분에 해당하는 수식과 switching 부분에 해당하는 수식의 순서만 바꾸면 된다. 이 경우 (5-21) 식과 (5-22) 식에 의해 유도된 신호대 noise 비는 detector $H_1(f)$ 의 주파수 동작영역 폭에 무관하다. Shot noise (shot noise의 aliasing 효과를 포함한) 에 의해서 제한된 센서 감도는 다음과 같

이 주어진다.

$$\frac{\Delta \phi_{rms}}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{1}{SNR_3}} = \sqrt{\frac{h\nu}{\eta} \cdot \frac{\tau}{T'_{ac1} \gamma P_{in}}} \dots\dots\dots (5-23)$$

최대 repetition rate $\tau = (N+1)\Delta T$ 일때는

$$\frac{\Delta \phi_{rms}}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{h\nu (N+1)\Delta T}{\eta T'_{ac1} \gamma P_{in}}} \dots\dots\dots (5-24)$$

이다. 그림 5-12는 N개의 센서를 포함한 어레이의 shot noise에 의해 제한된 감도를 보인다. 이때 $\eta = 0.5$, $\nu = 3.66 \times 10^4 \text{ Hz}$, laser의 광전력은 10mw, Bragg cell의 conversion 효율은 50%로 가정하였다. 실선 a는 $T'_{ac1} / \Delta T = 1$ 의 조건을 가진 광손실 없는 어레이의 결과를 보여준다. Ideal한 시스템에서 shot noise에 의해 제한된 최소 검지가능 위상 변조량 $1\mu \cdot \text{rad} / \sqrt{\text{HZ}}$ 의 감도를 가진 13개의 센서들을 multiplexing할 수가 있다. 만약 위의 시스템이 광손실이 없으며 그러나 입사 광 pulse의 모양이 폭 ΔT 의 직사각형 모양과 다른 모양이라면 multiplexing할 수 있는 센서의 숫자는 줄어들게 된다. 예로서, 그림 5-12의 b line은 $T'_{ac1} / \Delta T = 0.5$ 일때 $1\mu \text{ rad} / \sqrt{\text{HZ}}$ 의 감도를 가진 10개의 센서를 multiplexing할 수가 있다. 그림 5-12의 점선은 ideal하지 않은 시스템에 대한 감도를 보여준다. Ladder에 붙은 각 가지들과 directional coupler들 사이의 연결 return bus, 그리고 보

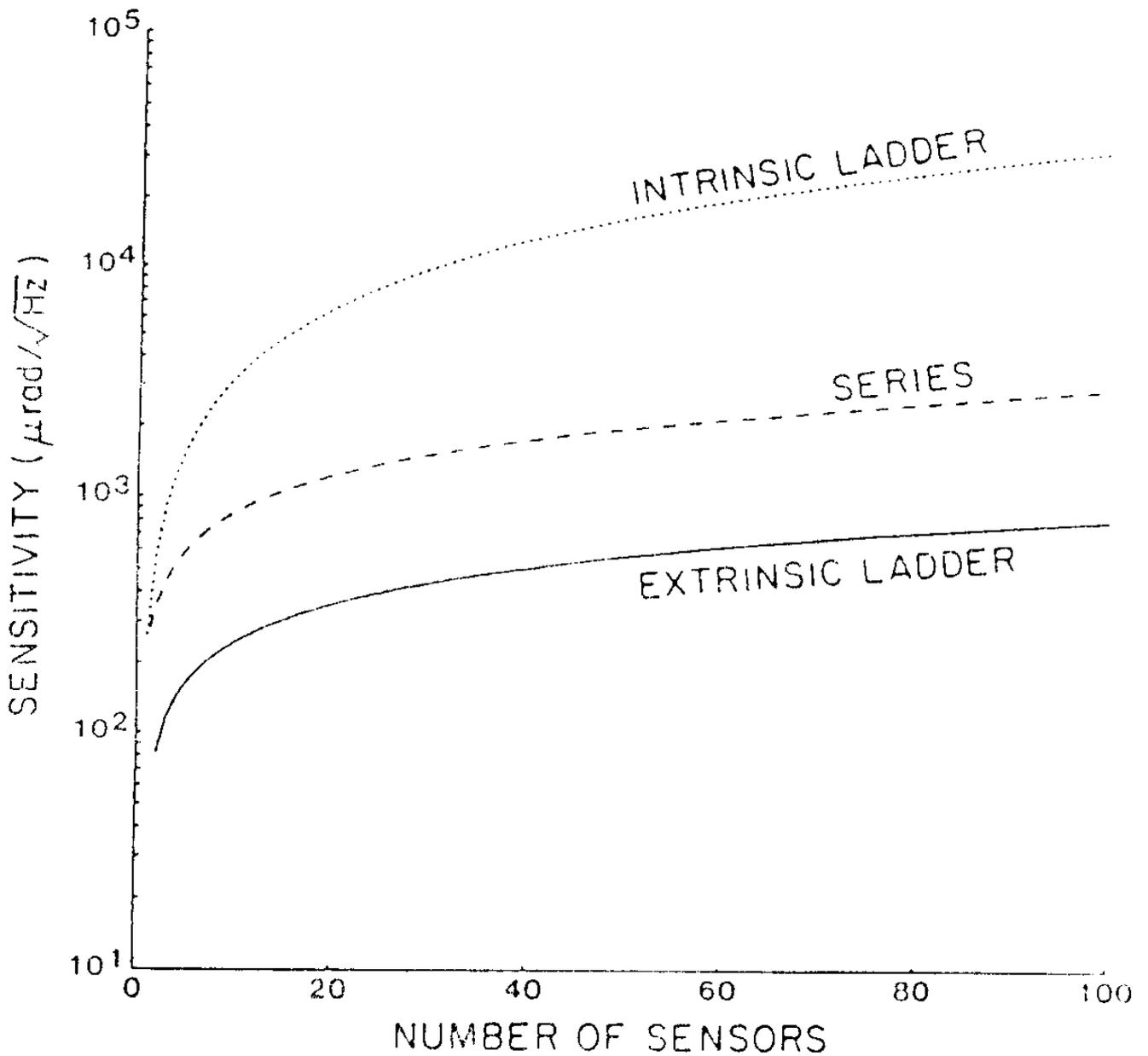


Fig.5-12 Coherence multiplexing 어레이
시스템 특성의 비교

상 간접계의 짧은쪽 Arm에 각각 한번 만의 접속점이 있다고 하며 이 splice에 의해 0.2dB 광손실을 갖는다고 한다. Delay line이 놓여진 가진 분점들 사이의 입력 bus와 보상 간접계의 긴

쪽 Arm에 두 접속점이 있다고 하며 두 접속점에 의한 광손실이 0.15dB이라고 한다. 모든 광섬유는 짧아서 광섬유에 의한 광손실을 무시한다고 한다. 각 coupler의 광손실은 0.1dB이라고 하며, 분배되는 빛의 세기는 같다. line C는 $T'_{ac_1} / \Delta T = 1$ 의 상태를 나타내며 이뎨 $1\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ 의 감도를 갖는 8개의 센서를 multiplexing할 수 있다. Line d는 $T'_{ac_1} / \Delta T = 0.5$ 의 상태며 $1\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ 의 감도를 갖는 7개의 센서를 multiplexing할 수 있다.

4. DC와 AC Detector coupling에 의한 광정보 해석

전기적 switch가 detector 다음단에서 사용되면 검출신호는 마지막 sampling에 의해 DC 성분을 갖는다. Switch 앞단의 detector 출력의 AC신호는 다른 센서들 사이의 cross-talk를 유발한다. 또한 시스템의 적합치 않은 duty cycle 때문에 정보를 포함하지 않는 두 광 pulse가 중첩된다면 중첩된 pulse에 광원 위상 noise에 의한 광 진폭 noise가 포함되며 AC coupling은 센서 pulse들에 광원 위상 noise를 유기하게 된다. 센서 1에 검출된 광 정보에 대하여 설명을 한다. Detector 출력단에서 N개의 센서들에서 나온 모든 광 pulse들의 주파수 spectrum은 다음과 같다.

$$Y_{tot}(f) = f_{SP} \sum_{n=1}^{N+1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{j2(n-1)\pi m f_{SP} \Delta T} P_1(m f_{SP}) \cdot [\delta(f - m f_{SP}) + X_{\phi_n}(f - m f_{SP})] \dots\dots\dots (5-25)$$

여기서 N 개의 가치를 갖는 ladder 구조를 가정하며 filter를 통과한 pulse에 변화가 없는 $H_1(f) = 1$ 이라고 가정했다. n pulse의 신호 혹은 noise의 spectra를 X_{ϕ_n} 이라 표현하였다. $Y_{tot}(f)$ 는 DC 성분과 pulse에 포함된 정보 spectra X_{ϕ_n} 을 포함한 어레이의 모든 pulse들의 spectrum이다. \circ 주파수부터 주파수 동작영역 폭 $\Delta B/2$ ($\Delta B/2 \ll f_{SP}$) 사이의 주파수를 가진 모든 정보를 제거하면

$$\begin{aligned}
 Y_{ac}(f) &= Y_{tot}(f) - f_{SP} \sum_{n=1}^{N+1} P_1(0) [\delta(f) + X_{\phi_n}(f)] \pi\left(\frac{f}{\Delta B}\right) \\
 &= Y_{tot}(f) - \Delta Y(f) \dots\dots\dots (5-26)
 \end{aligned}$$

이 된다. 여기서 $\pi(f/\Delta B)$ 는 rectangle 함수이며 $-\Delta B/2$ 부터 $+\Delta B/2$ 구간까지 1의 값을 가지며 다른 구간에선 0의 값을 가진다. 전기 switch를 통과한 filtering된 spectrum은

$$\begin{aligned}
 Y_{ac}(f) &* f_{SP} \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_2(mf) \delta(f - mf_{SP}) \\
 &= [Y_{tot} * f_{SP} \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_2(mf) \delta(f - mf_{SP})] - [\Delta Y(f) * f_{SP} \\
 &\quad \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_2(mf) \cdot \delta(f - mf_{SP})] \dots\dots\dots (5-27)
 \end{aligned}$$

이 되며 표식 *은 convolution을 의미한다. 대괄호안의 첫번째 수식은 DC coupling에 의한 센서 정보 영향을 나타내며 두번째 수식은 AC coupling의 영향을 표현한다. (5-27)식의 두번째 수식은

$$\begin{aligned} \Delta Y(f) * f_{SP} \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_2(mf) \delta(f - mf_{SP}) \\ = f_{SP}^2 P_1(0) \sum_{n=1}^{N+1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{P_2(mf_{SP}) + X_{\phi_n}(f - mf_{SP})\} \\ \cdot \left(\frac{f - mf_{SP}}{\Delta B} \right) \end{aligned}$$

로 표현된다. Bandwidth f_{SP} 를 가진 low pass filter 로 (5-27) 식의 신호를 filter 하면

$$\begin{aligned} Y_{LPF}(f) = f_{SP} \int_{-\infty}^{\infty} P_1(f) P_2^*(f) df [\delta(f) + X_{\phi_1}(f)] \\ - f_{SP}^2 P_1(0) P_2(0) [(N+1) \delta(f) + \sum_{n=1}^{N+1} X_{\phi_n}(f)] \pi \left(\frac{f}{\Delta B} \right) \\ \dots\dots\dots (5-29) \end{aligned}$$

이 되며 다른 형태로 표시하면

$$\begin{aligned} Y_{LPF}(f) = f_{SP} \int_{-\infty}^{\infty} P_1(t) P_2(t) dt \left\{ \left[1 - \left(\frac{T_{cc}}{(N+1)\Delta T} \right) \right] \cdot \pi \left(\frac{f}{\Delta B} \right) \right\} \\ \cdot X_{\phi_1}(f) + \left[1 - \left(\frac{T_{cc}}{\Delta T} \right) \right] \delta(f) - \left[\frac{T_{cc}}{(N+1)\Delta T} \right] \\ \cdot \pi \left(\frac{f}{\Delta B} \right) \sum_{n=2}^{N+1} X_{\phi_n}(f) \dots\dots\dots (5-30) \end{aligned}$$

과 같다. 여기서 cross correlation 폭은

$$T_{cc} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_1(t) dt \cdot \int_{-\infty}^{\infty} P_2(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} P_1(t) P_2(t) dt} \dots\dots\dots (5-31)$$

이다. 첫번째 수식은 센서 정보를 나타내며 $[T_{cc}/(N+1)\Delta T] \pi(f/$

ΔB) 만큼 감소됨을 나타낸다. 두번째 수식은 단지 DC 성분만 포함하며 센서 정보와 무관한 표현식이다. 세번째 수식은 센서들과의 cross talk를 표시하며 또한 광원 위상 Noise를 포함한 pulse의 noise도 나타낸다. $\Delta B/2$ 보다 낮은 주파수에서 다른 센서로부터 crosstalk 량의 크기는 정보량의 감소와 마찬가지로 감소된다. 따라서 $\Delta B/2$ 이내의 임의의 주파수에서 crosstalk 비는

$$C_{\text{crosstalk}} = \frac{[T_{cc}/(N+1)\Delta T]}{\{1-[T_{cc}/(N+1)\Delta T]\}} \dots\dots\dots (5-32)$$

로 표시된다. 많은 센서를 가진 어레이 ($N \gg 1$)에 대하여 ac coupling 효과는 무시될 수 있다. 그러나, 감도가 높은 센서 어레이에 대하여선 적합한 센서 갯수는 수십개였다. 주파수 동작영역 폭 $\Delta B/2$ 이내에 센서의 정보 주파수가 놓여 있다면 센서들 사이의 crosstalk 원인인 ac coupling 효과를 제거하기 위해 dc coupling해야 한다.

5. TDM 방식을 이용한 2단 센서 어레이 시스템의 신호해석

가. 센서 어레이 시스템의 구성

TDM 방식에 의한 광섬유 센서 어레이 시스템의 구조는 그림 5-13 과 같다. 두개의 광섬유 센서로 이루어진 경우의 한 예이며 센싱 Arm과 기준 Arm사이의 길이차이를 보정하기 위해 보상 Arm이 사용된다. 이 TDM 방식에서는 100 nse 이하의 광 pulse

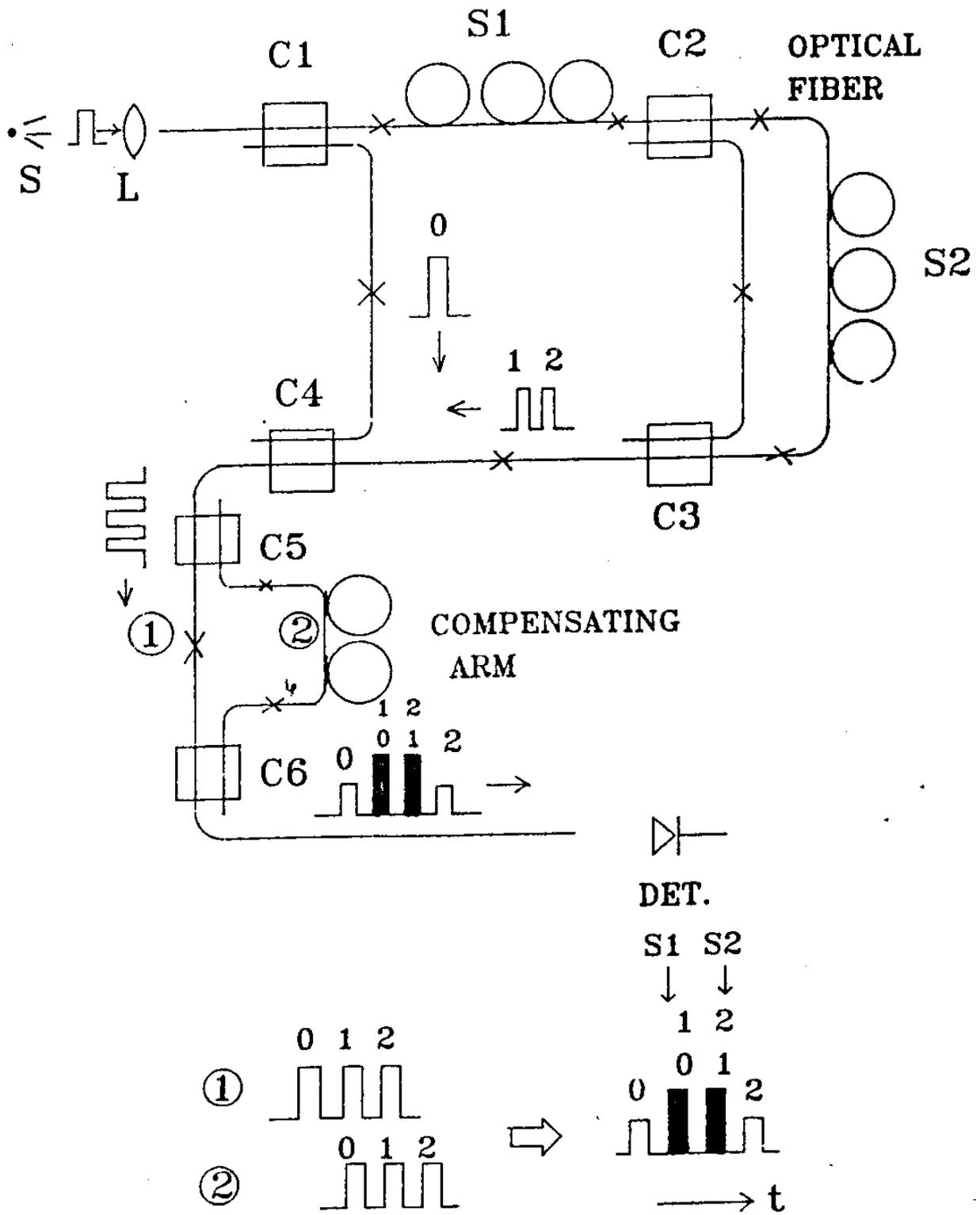


Fig.5-13 2단 센서 TDM 어레이 시스템의 구성도. C_i : 광섬유 directional coupler, S_i : 광섬유 센서, X: 광섬유 접속점.

를 센서 어레이 시스템에 입사시키게 된다. 이 광 pulse는 주로 고속 광변조가 가능한 수십 nsec의 rise time을 갖는 음향 광학 광변조기가 사용된다. 우선 광 pulse의 폭을 Δt 라 하고 그림 5-13과 같이 fiber directional coupler C_4 를 지나온 후에 3개의 광 pulse간의 시간차가 Δt 가 되도록 센싱 Arm의 길이를 설정하여 시스템을 구성하였다고 가정한다.

이러한 가정하에서 이 3개의 광 pulse가 보상 Arm을 지나가게 될때 경로 ①과 ②간에 Δt 만큼의 시간차를 갖도록 보상 Arm의 길이를 정확히 조절하여 구성하였다고 가정하면 그림 5-13에서와 같이 두 광 pulse들이 서로 중첩되게 할 수 있다. 따라서, 광 pulse 1과 광 pulse 0의 중첩에 의한 간섭신호로부터 광섬유 센서 S_1 에서의 광로차의 변화를 계측할 수 있으며, 광 pulse 2와 광 pulse 1의 중첩에 의해 광섬유 센서 S_2 에서의 광로차 변화를 계측할 수 있다. 이 광 pulse들을 광 검출기로 검출하고 이로부터의 출력 전압변화를 Δt 시간을 주기로 시간 분할하여 sampling하게 되면 동시에 센서 S_1 과 S_2 의 변화량을 계측할 수 있게 된다. 그런데, 일반적으로 광원의 간섭길이는 유한하여 He-Ne laser의 경우 보통 20~30 cm이고 레이저 다이오드의 경우 특별한 경우를 제외하면 보통 1 mm 내외가 된다. 이로인해 광 pulse들이 중첩될 때 상당히 정확하게 delay time을 조절해야 할 필요가 있다. 다시말해서, 센싱 Arm과 보상 Arm의 길이가 사용하는 광원의 간섭길이 내에서 정확히 같도록 시스템을 구성해야 한다. 일반적으로 100 nsec의 광 pulse를 시스템

에 입사시키는 경우에 센싱 Arm의 길이는 대략 20 m 정도 되는데 광원으로써 레이저 다이오드를 사용한다면 적어도 20 m 광섬유 길이를 1 mm 오차내에서 정확히 설정해야 됨을 알 수 있다. 이를 위해 최근에 광섬유 길이를 1 mm 이하의 오차 범위에서 정확히 측정할 수 있는 방법들이 제안된 바 있다.

시스템 구성에 사용되는 fiber directional coupler의 coupling ratio는 fiber coupler C₄를 지나서 형성되는 세 개의 광 pulse들의 세기가 동일하도록 하여 간섭의 visibility가 거의 1이 되도록 해줌으로써 S/N 비를 최대로 해주기 위해 각각 조절되어야 할 필요가 있으며 이때 두 광섬유를 splicing할 때 발생하는 광손실도 같이 고려되어야 한다.

나. 출력 광 pulse의 정보 해석

그림 5-13의 광섬유 센서 어레이 시스템의 출력 광 pulse에 포함된 광정보를 복소 평면파로 표현한다. 광섬유 입사면에서 광원의 전기장 E(t)를

$$E(t) = \exp(i2\pi ft) \dots\dots\dots (5-33)$$

으로 나타낸다. 그림 5-13의 두번째 출력 광 pulse와 세번째 출력 광 pulse는 중첩된 2 광 pulse의 결과이며 센서 1과 센서 2의 위상정보를 각각 포함하고 있다.

먼저 2번째 출력 광 pulse를 구성하는 두 pulse를 어레이 시스템의 출력단에서 전기장으로 표시하면

$$E_{21}(t) = A_1 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{com})}$$

$$E_{22}(t) = B_1 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{s1})} \dots\dots\dots (5-34)$$

이때 3번째 출력 광 pulse를 구성하는 두 pulse의 전기장은

$$E_{31}(t) = A_2 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{com} + \phi_{s1})}$$

$$E_{32}(t) = B_2 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{s1} + \phi_{s2})} \dots\dots\dots (5-35)$$

으로 표현된다. 여기서 A_1, A_2, B_1, B_2 는 각각 광원의 coherence 길이, directionnl coupler의 coupling 비, 광섬유 접속단과 광섬유 자체에 의한 광손실 정도에 의해 정해지는 상수항이며 ϕ_0 는 기준 Arm에서 광 위상변화량, $\phi_{s1}, \phi_{s2}, \phi_{com}$ 은 각각 센서 1, 센서 2, 보상 간섭계에서 광 위상변화량을 표시한다.

(5-35)식을 사용하여 두번째 광 pulse의 Intensity를 표현하면

$$I_2 = \frac{1}{2} |A_1 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{com})} + B_1 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_s)}|^2$$

$$= \frac{1}{2} [A_1^2 + B_1^2 + 2A_1 B_1 \cos(\phi_{com} - \phi_{s1})] \dots\dots\dots (5-36)$$

이 되며 (5-35)식을 사용하여 3번째 광 pulse의 Intensity를 표현하면

$$I_3 = \frac{1}{2} |A_2 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{s1} + \phi_{com})} + B_2 e^{i(2\pi ft + \phi_0 + \phi_{s1})}$$

$$\begin{aligned}
& + \phi_{s_2})|^2 \\
& = \frac{1}{2} [A_2^2 + B_2^2 + 2A_2B_2 \cos(\phi_{com} - \phi_{s_2})] \dots\dots\dots (5-37)
\end{aligned}$$

이다. (5-36) 식과 (5-37) 식으로부터 출력 광 pulse의 Intensity는 Mach-Zehnder 간섭계 출력 파형과 같은 수식으로 표시됨을 볼 수 있다. 또한, 광원은 유한한 coherence 길이를 가지므로 광 pulse Intensity의 visibility는 두 광 pulse의 광경로 차이의 함수가 된다.

다. 출력 광정보의 visibility

센서 어레이의 출력 신호 광 pulse들은 광경로는 다르지만 같은 길이를 지나온 두 광 pulse들의 중첩으로 표시된다. 따라서 광원의 coherence 특성에 의하여 신호광의 visibility가 정해진다.

(1) Spatial과 Temporal Coherence

선형 편광된 전자기장을 실수 scalar량 $V^{(r)}(r,t)$ 로 표현한다. 이때 $|E|$ 나 $|H|$ 혹은 Vector potential $|A|$ 의 modulus를 $V^{(r)}(r,t)$ 로 나타낸다.

위치 r 과 시간 t 의 함수인 real scalar량은 Fourier 적분으로 표현할 수 있다.

$$V^{(r)}(r,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(r,w) \exp(-iwt) dt \dots\dots\dots (5-38)$$

(5-38) 식의 inversion은 다음과 같다.

$$V(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} V^{(r)}(\mathbf{r}, t) \exp(i \omega t) dt \quad \dots\dots\dots (5-39)$$

여기서 $V^{(r)}$ 은 실수이므로 $V(\mathbf{r}, -\omega) = V^*(\mathbf{r}, \omega)$ 이며 음의 주파수 spectrum은 양의 주파수 spectrum과 같은 정보를 갖는다.

$V^{(r)}$ 대신 복소량 $V(\mathbf{r}, t)$ 를 다음과 같이 정의한다.

$$V(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty V(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad \dots\dots\dots (5-40)$$

여기서 $V(\mathbf{r}, t)$ 는 $V^{(r)}$ 을 포함한 복소 해석 신호라고 부른다.

즉, $V^{(r)} = 2\text{Re}(V)$ 의 관계가 있다. $V^{(r)}$ 이 주어지면 $V(\mathbf{r}, \omega)$ 를 구할 수 있으며 따라서 $V(\mathbf{r}, t)$ 를 구할 수가 있다. □

빛의 Intensity $I(\mathbf{r}, t)$ 는 위의 복소함수와 다음의 관계를 가진다.

$$I(\mathbf{r}, t) = V(\mathbf{r}, t)V^*(\mathbf{r}, t) \quad \dots\dots\dots (5-41)$$

위치 $|\mathbf{r}_1$ 에서 1차 correlation 함수 $\Gamma^{(1)}$ 은 다음과 같이 표현된다.

$$\Gamma^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V(\mathbf{r}_1, t-\tau)V^*(\mathbf{r}_1, t) dt \quad \dots\dots\dots (5-42)$$

위 식은 $V(\mathbf{r}, t)$ 의 autocorrelation 함수이다. 또한 $V(\mathbf{r}_1, t+\tau)V^*(\mathbf{r}_1, t)$ 의 평균값을 나타내므로 (5-42)식은

$$\Gamma^{(1)}(|\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \tau) = \langle V(|\mathbf{r}_1, t+\tau), V(|\mathbf{r}_1, t) \rangle \quad \dots\dots (5-43)$$

으로 표시된다. Normalized 함수 $\gamma^{(1)}(r, \varphi, \tau)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\gamma^{(1)} = \frac{\Gamma^{(1)}}{\langle V(r_1, t) V(r_1, t) \rangle} = \frac{\Gamma^{(1)}}{\langle I(r_1, t) \rangle} \dots\dots\dots (5-44)$$

(5-42)식으로부터 $\gamma^{(1)}(\varphi_1, \varphi_1, -\tau) = \gamma^{(1)}(\varphi_1, \varphi_1, \tau)$ 가 됨을 보여준다. 함수 $\gamma^{(1)}(\varphi_1, \varphi_1, \tau)$ 는 temporal coherence의 복소 degree라 부르며 또한 modulus $|\gamma^{(1)}|$ 은 temporal coherence의 degree라 부른다.

$\Gamma^{(1)}$ 과 $\gamma^{(1)}$ 은 같은 점에서 τ 의 시간만큼 떨어진 두 순간에 해석적 신호들 사이의 correlation 정도를 측정한다. Temporal coherence가 없는 경우엔 $\tau > 0$ 에 대하여 $\gamma^{(1)} = 0$, $\tau = 0$ 에 대하여 $\gamma^{(1)} = 1$ 의 값을 갖는다. 완전한 Temporal coherence에선, 즉 sinusoidal wave에 대하여 모든 τ 값에서 $|\gamma^{(1)}| = 1$ 이 된다. 따라서, 함수 $|\gamma^{(1)}|$ 는 0과 1사이의 값을 가지며 파형의 temporal coherence의 degree를 기술한다.

일반적으로 함수 $|\gamma^{(1)}(\tau)|$ 는 그림 5-14의 형태를 가진다. Coherence time τ_{co} 는 $|\gamma^{(1)}| = 1/2$ 가 될때의 순간이다. 완전히 coherence한 wave는 $\tau_{co} = \infty$ 의 값을 가지며 coherence하지 않는 wave는 $\tau_{co} = 0$ 의 값을 갖는다. Temporal coherence length $L_c = C\tau_{co}$ 로 표시할 수 있다.

이와 같이 같은 순간에 두 다른 위치 r_1 과 r_2 에서 1차수 correlation 함수를 다음과 같이 정의한다.

$$\Gamma^{(1)}(r_1, r_2, 0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V(r_1, t) V^*(r_2, t) dt$$

$$= \langle V(r_1, t), V(r_2, t) \rangle \dots\dots\dots (5-45)$$

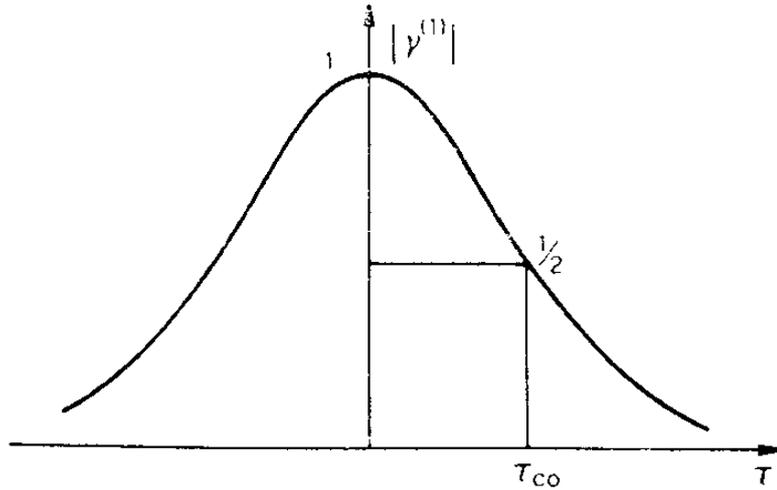


Fig.5-14 Temporal coherence의 degree $|\gamma^{(1)}(\tau)|$ 의 τ 에 따른 변화. Coherence time은 곡선이 $\frac{1}{2}$ 이 되는 τ 이다.

또한 normalize 되어진 함수 $\gamma^{(1)}(r_1, r_2, 0)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\gamma^{(1)} = \frac{\Gamma^{(1)}(r_1, r_2, 0)}{[\Gamma^{(1)}(r_1, r_1, 0) \Gamma^{(1)}(r_2, r_2, 0)]^{1/2}} \dots\dots (5-46)$$

함수 $\gamma^{(1)}(r_1, r_2, 0)$ 는 spatial coherence의 복소 degree라 부르며 modulus는 spatial coherence의 degree라 부른다. 위치 r_1 이 정해지면 $\gamma^{(1)}$ 은 r_2 의 함수로써 $(r_2 - r_1)$ 이 증

가하면 값 1에서 0 값으로 감소한다. 따라서 $\gamma^{(1)}$ 은 r_1 위치, 즉 파형의 P_1 점 근처에서 1/2 보다 큰 영역을 가질 수 있다. 이 영역을 파형의 P_1 점에서 coherence area 라고 부른다.

Spatial 과 temporal coherence 개념은 mutual coherence 함수에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\Gamma^{(1)}(r_1, r_2, \tau) = \langle V(r_1, t + \tau), V(r_2, t) \rangle \dots\dots\dots (5-47)$$

Normalize를 한 윗식은

$$\gamma^{(1)}(r_1, r_2, \tau) = \frac{\Gamma^{(1)}(r_1, r_2, \tau)}{[\Gamma^{(1)}(r_1, r_1, 0) \Gamma^{(1)}(r_2, r_2, 0)]^{1/2}} \dots\dots\dots (5-48)$$

이다. 이 함수는 coherence의 복소 degree라고 부르며 두 다른 순간들에 두 다른 위치의 파형들의 coherence 정도를 나타낸다.

(2) Visibility

그림 5-15의 위치 P에서 시간 t' 의 해석적 신호를 $V(t')$ 라고 두면 두 구멍을 통과한 신호들의 중첩에 의한 해석 함수를

$$V = K_1 V(x_1, t' - t_1) + K_2 V(x_2, t' - t_2) \dots\dots\dots (5-49)$$

로 표현된다. 이때 $t_1 = L_1/C$, $t_2 = L_2/C$ 이다. Factor K_1 과 K_2 는 L_1 과 L_2 에 역수로 비례하며 hole의 dimension과 입사파

의 입사각, x_1 과 x_2 에서 회절된 파에 의해 정해진다.

회절된 secondary 파는 항상 입사 파형과 $\pi/2$ 위상차가 있다.

$$\begin{aligned} K_1 &= |K_1| \exp(-i\pi/2) \\ K_2 &= |K_2| \exp(-i\pi/2) \dots\dots\dots (5-49) \end{aligned}$$

만약 $t=t'-t_2$, $\tau=t_2-t_1$ 이라고 정의하면 (5-48) 식은

$$V = K_1 V(x_1, t+\tau) + K_2 V(x_2, t) \dots\dots\dots (5-50)$$

가 된다. P점에서 Intensity 는

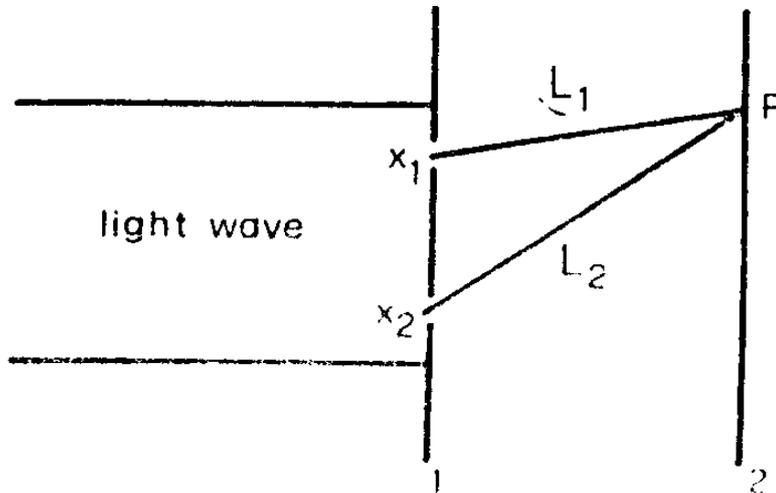


Fig.5-15 전자기장의 spatial coherence의 degree를 측정하기 위한 Young 간섭계.

$$I = VV^* = I_1(t+\tau) + I_2(t) + 2\text{Re}[K_1 K_2^* V(x_1, t+\tau) V^*(x_2, t)] \quad \dots\dots\dots (5-51)$$

가 된다. 여기서 I_1 과 I_2 는 x_1, x_2 점으로부터 입사된 P점에
서 각 파형들의 Intensity 들이다.

$$I_1 = |K_1|^2 |V(x_1, t+\tau)|^2 = |K_1|^2 I(x_1, t+\tau)$$

$$I_2 = |K_2|^2 |V(x_2, t)|^2 = |K_2|^2 I(x_2, t) \quad \dots\dots\dots (5-52)$$

이다. 여기서 $I(x_1, t+\tau)$ 와 $I(x_2, t)$ 는 위치 x_1 과 x_2 에서
Intensity 이다.

(5-51) 식의 양 수식에 시간평균을 취하고 (5-47) 식을 사
용하면

$$\langle I \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle = 2|K_1||K_2| \text{Re}[\Gamma^{(1)}(x_1, x_2, \tau)] \quad \dots\dots\dots (5-53)$$

가 된다. (5-52) 식으로부터

$$\Gamma^{(1)} = \gamma^{(1)} [\langle I(x_1, t+\tau) \rangle \langle I(x_2, t) \rangle]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5-54)$$

됨을 보여준다.

(5-54) 식을 (5-53) 식에 대입하고 (5-52) 식을 사용하면

$$\langle I \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2(\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle)^{1/2} \text{Re}[\gamma^{(1)}(x_1, x_2, \tau)]$$

$$= \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2(\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle)^{1/2} |\gamma^{(1)}| \cos[\Psi(\tau) - \langle W \rangle \tau] \quad \dots\dots\dots (5-55)$$

이 된다. $|\gamma^{(1)}|$ 과 $\Psi(\tau)$ 는 천천히 변하므로 P가 변할때 Intensity $\langle I \rangle$ 는 변수 $\langle W \rangle$ τ 의 cosine으로 변한다. 여기서 $\langle W \rangle$ 는 spectrum의 평균 주파수이다.

P점에서

$$I_{\max} = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2(\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle)^{1/2} |\gamma^{(1)}|$$

$$I_{\min} = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle - 2(\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle)^{1/2} |\gamma^{(1)}| \quad \dots\dots\dots (5-56)$$

가 되며 visibility는

$$V(p) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2[\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle]^{1/2}}{\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle} |\gamma^{(1)}(x_1, x_2, \tau)|$$

\dots\dots\dots (5-57)

로 표현된다. 그림 5-16의 Mach-Zehnder 간섭계에서 photodetector에서 wave 간섭에 의한 visibility는 (5-57)식에 의해 주어진다. 두 광경로 시간차이는 두 간섭계 Arm의 길이차이로 표시하면 $\tau = (L_1 - L_2)/C$ 이며 C는 광섬유 코아에서 빛의 전파 속도이다. 따라서 간섭계 출력의 visibility는 P점에서

$$V(p) = \frac{[\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle]^{1/2}}{\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle} |\gamma^{(1)}(x, x, \tau)| \quad \dots\dots\dots (5-58)$$

로 표현된다. $\langle I_1 \rangle$ 과 $\langle I_2 \rangle$ 는 센서 Arm과 기준 Arm에서 빛의 세기이며 입력 directional coupler의 coupling 비가 50% 라면 $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle$ 이므로 visibility

$$V(p) = \frac{1}{2} |\gamma^{(1)}(x, x, \tau)| \quad \dots\dots\dots (5-59)$$

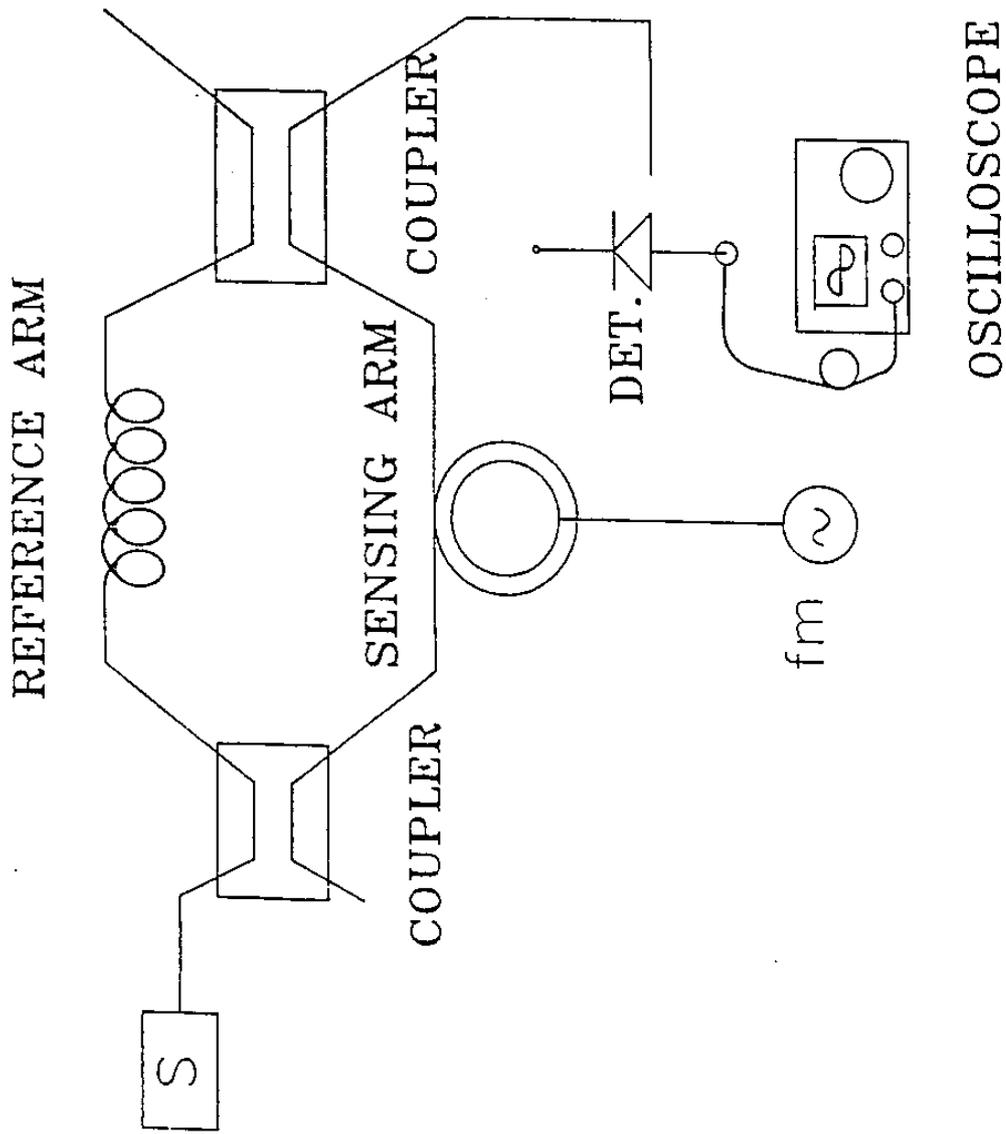


Fig. 5-16 * 광섬유 Mach-Zehnder 간섭계

OSCILLOSCOPE

가 된다. 즉 temporal coherence의 degree이며 그림 5-14에서 함수 $|\gamma^{(1)}(x, x, \tau)|$ 의 시간에 따른 변화를 보여준다.

(3) 광섬유의 광경로 길이 측정법

센서 어레이 시스템을 구성할 때 앞에서 설명한 여러 가지 이유 때문에 각 센서 간섭계 두 Arm의 광경로 길이 차이는 coherence 길이보다 훨씬 길게 설계되어야 한다. 그리고, 보상 간섭계의 두 Arm은 센서 간섭계의 광경로 차이를 보상하도록 설계되어야 한다.

광섬유 Mach-Zehnder 간섭계는 높은 주파수 filtering 특성을 가지며 이 특성을 이용하여 두 광섬유의 광경로 차이를 정확히 측정할 수 있다. 그림 5-17은 간섭계 filter의 동작원리를 보여준다. Sinusoidal하게 진폭변조된 incoherent source의 광은 길이가 다른 두 Arm을 가진 간섭계에 입사된다. 특정한 주파수로 광을 진폭변조할 때 간섭계를 통과한 빛의 두 Arm에서 상대적 지연길이는 변조파장의 배수가 되며 이때 완전한 전송이 된다. 또한 다른 특정주파수 진폭변조를 할때 간섭계 지연길이가 1/2 변조파장의 기수배가 되며 출력단에서 신호는 상쇄된다.

그림 5-18과 같이 두 Arm의 길이가 다른 Mach-Zehnder 간섭계에 coherence time τ_c 인 광원을 입사하면 두 Arm의 광경로 시간차이 $\Delta T = T_2 - T_1$ 가 τ_c 보다 훨씬 크게 간섭계를 만들면 간섭계 출력엔 간섭현상이 전혀 생기지 않는다.

광원을 진폭 변조하면 detector에 도달하는 변조광 신호는 간섭계의 두 Arm에 의해 각각 T_1, T_2 만큼 시간 지연된다.

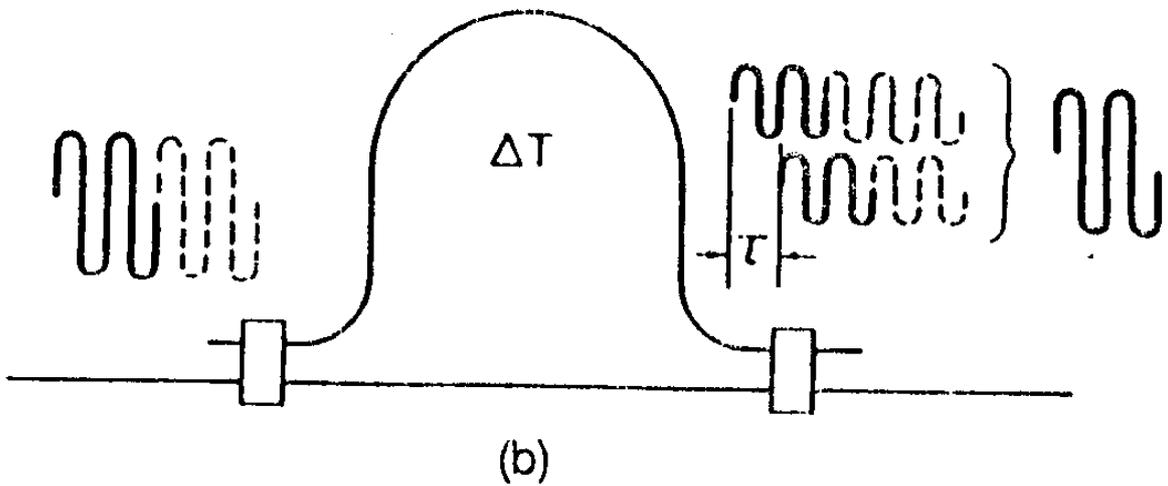
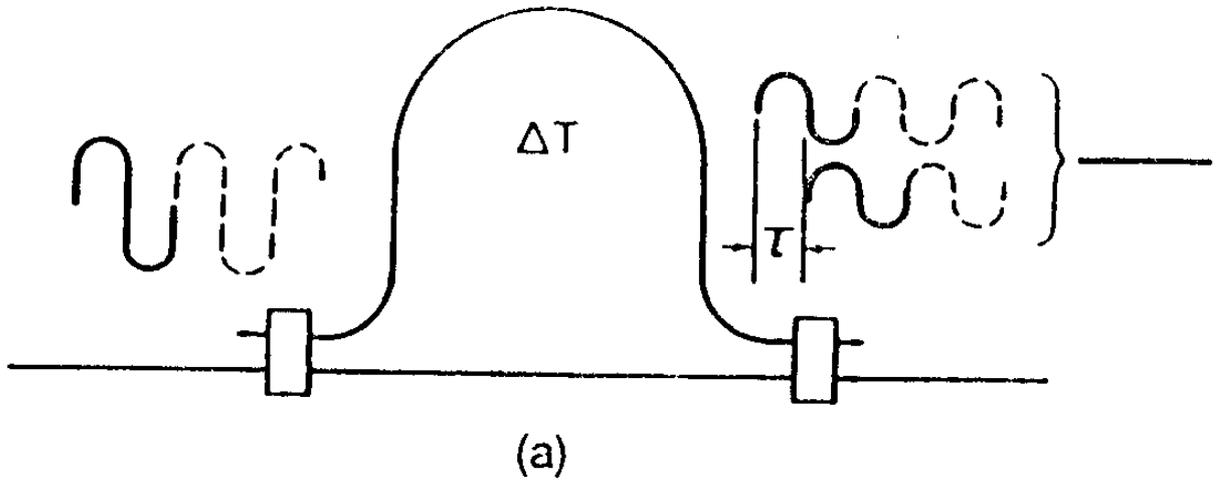


Fig.5-17 진폭 변조된 광신호를 갖는 Unbalance 간섭계.

(a) 특정 주파수에서 전송신호가 없을때와

(b) 완전한 전송이 일어날 때를 나타낸다.

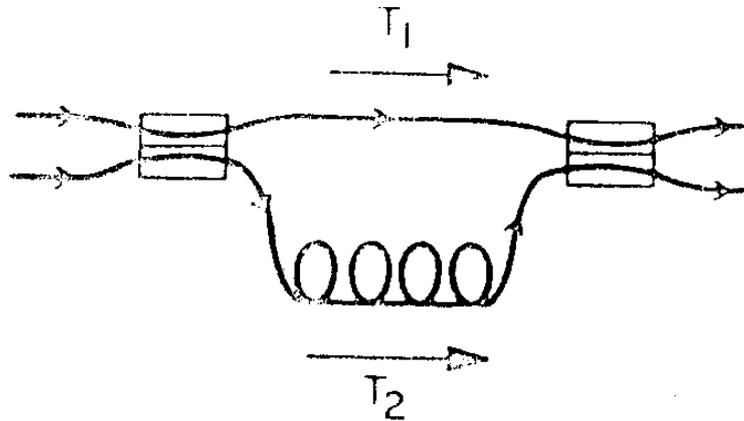


Fig. 5-18 센서 어레이에 사용된 unbalance Mach-Zehnder 간섭계. T_1 과 T_2 는 두 Arm에서 광 지연 시간을 나타낸다.

한쪽 출력 port의 광전력에 대한 입력 port의 광전력 비를 Transfer 함수 $T(f)$ 로 표시하면

$$T(f) = A_1 e^{j(2\pi f T_1)} + A_2 e^{j(2\pi f T_2)} = M(f) e^{j\theta(f)}$$

..... (5-60)

이 된다. 계수 A_1 과 A_2 는 간섭계의 각 Arm으로부터 출력된 광전력들을 나타내므로 각 Arm들의 광섬유 접속점에서 광손실이나 coupling 비 K_1 과 K_2 의 함수이다. f 는 광원의 변조 주파수이다. (5-60)식은 주파수 f 에 대한 transfer 함수의 진폭 변조량 $M(f)$ 와 위상변조량 $\theta(f)$ 로 나누어 표시한다.

Transfer 함수는 간섭계의 출력단에 photodetector를 두고 검지된 변조 광의 spectrum을 측정함으로써 구할 수 있다. 이

때 진폭 변조량 $M(f)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$M(f) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(2\pi f \Delta T)} \quad \dots\dots\dots (5-61)$$

Photodetector의 출력단의 전압은 입사 광 전력의 세기에 비례한다. Logarithm scale의 spectrum analyzer에서 진폭 변조량 $M(f)$ 는

$$\begin{aligned} M_{\log}(f) &= 20 \log |M(f)| \\ &= 10 \log (A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(2\pi f \Delta T)) \quad \dots\dots (5-62) \end{aligned}$$

이 된다. (5-62) 식은 조건 $(2\pi f \Delta T) = (2m+1)\pi$ 와 $M(f) = |A_1 - A_2|$ 에서 notch를 보인다.

Notch들이 일어나는 주파수들은

$$f_{\text{notch}} = \frac{1}{2\Delta T} + \frac{n}{\Delta T}, \quad n \text{은 정수} \quad \dots\dots\dots (5-63)$$

이다. 이들 notch들의 깊이는 $M(f)_{\text{maximum}}/M(f)_{\text{minimum}}$ 로 표현되며,

$$\begin{aligned} D &= M_{\log}(f_{\text{max}}) - M_{\log}(f_{\text{min}}) \\ &= 10 \log \left[\frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2} \right]^2 \quad \dots\dots\dots (5-64) \end{aligned}$$

이다. (5-64) 식을 사용할 때 50dB의 notch depth를 얻기 위하여 phasor 진폭 A_1, A_2 들은 $|A_1 - A_2|/|A_1 + A_2| \leq 0.003$ 의 조건을 만족해야 한다. Coupling 비를 조절할 수 있는 directional coupler를 사용하거나, 큰 광전력이 도파하는 쪽 광

섬유에 bending 을 주어 광손실을 유도하여 phasor 진폭 조건을 만족시킬 수 있다.

간접계 Arm들의 광경로 차이 ΔT 는 spectrum analyzer 상의 Notch 주파수와 (5-63) 식을 이용하여 측정할 수 있다.

실험상에서 notch 주파수 f_{notch} 측정은 측정 오차범위 Δf 에서 가능하다. Notch가 깊으면 정밀한 notch 주파수의 측정이 가능하며 측정 오차범위 Δf 는 작아진다.

실험상에선 깊은 notch 주파수 근처의 $M(f)$ 는 noise에 싸여 있으며 $M(f_{notch} \pm \Delta f) / M(f_{notch}) \geq 3dB$ 의 관계식이 만족하도록 notch 측정오차범위 Δf 를 정하면

$$2 = \frac{M(f + \Delta f_{3dB})}{M(f)} = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos[2\pi(f + \Delta f_{3dB})\Delta T]}{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} \dots\dots\dots (5-65)$$

의 관계가 있다.

(5-65) 식은 다음과 같이 간단히 표현된다.

$$\cos(2\pi(f + \Delta f_{3dB})\Delta T) = \frac{(A_1 - A_2)^2}{2A_1A_2} \dots\dots\dots (5-66)$$

왼쪽 수식에 $2\pi f_{notch}\Delta T = (2m + 1)T_1$ 의 관계식을 사용하며 co-sin Taylor 급수로 전개하면

$$\cos(2\pi(f + \Delta f_{3dB})\Delta T) = -\cos[2\pi\Delta f_{3dB}\Delta T]$$

$$\cong -1 + \frac{[2\pi\Delta f_{3dB}\Delta T]^2}{2} \dots (5-67)$$

이 되며

$$\Delta f_{3dB}\Delta T \cong \frac{A_1 - A_2}{2\pi\sqrt{A_1A_2}} \dots (5-68)$$

이 된다.

Notch 주파수 관계식 (5-63)식을 사용하면

$$\frac{\Delta f_{3dB}}{\Delta f} \cong \frac{|A_1 - A_2|}{2\pi\sqrt{A_1A_2}} \cdot \frac{1}{(0.5 + m)} \dots (5-69)$$

이 된다. 이 수식은 $M(f)$ 의 주기성은 notch의 순번에 상관없이 같은 주파수 폭을 가진다는 것을 의미한다. 따라서, 각 notch의 3dB normalize 되어진 주파수 폭은 notch의 순번 m 이 증가함에 따라 감소함을 (5-69)식은 나타낸다. 높은 주파수로 광원을 진폭 변조할 때 $\Delta f_{3dB}/f$ 의 값은 더욱 정밀하게 된다.

간섭계의 두 Arm의 광경로 차이를 측정할 때 간섭계 주위 온도, 광원의 파장등이 변하지 않는 상태에서 수행되어야 한다.

(4) 전기광학 효과를 이용한 광 변조기

Repetition rate가 높으며 짧은 폭의 광 pulse를 만들기 위해 Kerr effect 현상을 이용한 광 변조기를 사용한다. 본 절에서는 전기적 광학 효과를 이용한 변조기의 동작원리에 대한 이론에 대하여 설명한다.

그림 5-19는 Z 방향으로 인가한 전기장 E에 따른 KDP의 index ellipsoid를 보여준다. Z 방향으로 빛이 전파할 때 elli-

ipsoid 수식은

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{63}E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{63}E_z\right)y'^2 = 1 \quad \dots\dots\dots (5-70)$$

이다. 여기서 n_0 는 ordinary 방향의 굴절율이며 r_{63} 는 Elect

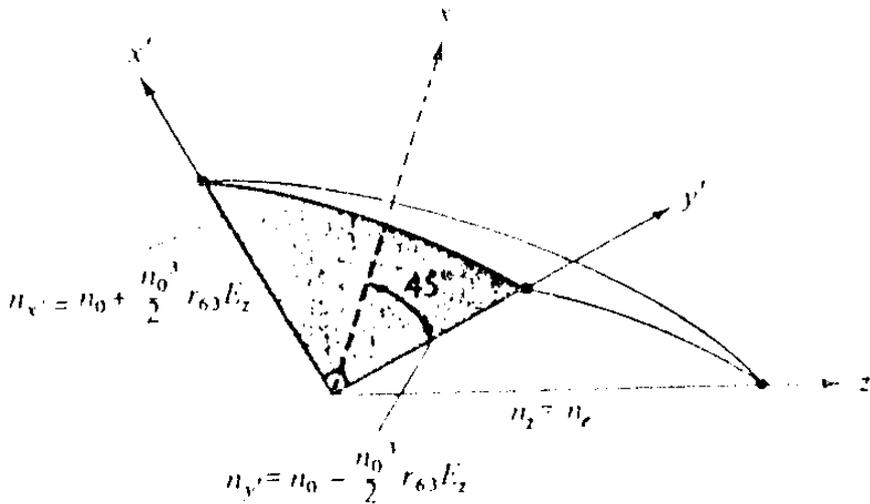


Fig.5-19 Z 축 방향으로 인가된 전자장에 의한 principal dielectric axes x' , y' 와 Z 를 보여주는 KDP 의 index ellipsoid.

rooptic 계수이다. 이때 ellipsoid 도형의 1사분면은 그림 5-19에서 검은 부분으로 표시된다. x' 와 y' 는 minor 축과 major 축을 나타낸다. 이때 두 편광방향은 x' 와 y' 이며 굴절율을 $n_{x'}$ 와 $n_{y'}$ 는 다음과 같이 표시된다.

$$n_{x'} = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z \quad \dots\dots\dots (5-71)$$

$$n_{y'} = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z \quad \dots\dots\dots (5-72)$$

x 방향 vector 성분을 지닌 빛이 $x'y'$ 평면에 입사될 때 $Z=0$ 면에서 x' 와 y' 로 편광된 두 직각 성분으로 표시할 수 있다. x' 성분의 전장 성분은

$$e_{x'} = Ae^{i[wt - (w/c)n_{x'}Z]} \dots\dots\dots (5-73)$$

이며 (5-71) 식을 대입하면

$$e_{x'} = Ae^{i\{wt - (w/c)[n_0 - (n_0^3/2)r_{63}E_z]\}} \dots\dots\dots (5-74)$$

이다. y' 성분은

$$e_{y'} = Ae^{i\{wt - (w/c)[n_0 - (n_0^3/2)r_{63}E_z]Z\}} \dots\dots\dots (5-75)$$

이다. $Z = \ell$ 출력 평면에서 두 성분의 위상차이를 나타내는 retardation 은 (5-74) 식과 (5-75) 식에 의하여

$$\Gamma = \phi_{x'} - \phi_{y'} = \frac{wn_0^3 r_{63} V}{C} \dots\dots\dots (5-76)$$

으로 표시된다. 여기서 $V = E_z \ell$, $\phi_{x'} = (wn_{x'}/C)\ell$ 이다. 그림 5-20은 같은 순간의 $e_{x'}(Z)$ 와 $e_{y'}(Z)$ 성분을 보여준다. 그림 5-20 곡선은 빛이 진행하는 전파 방향의 여러 위치에서 빛 vector 의 진폭들로 나타내었다.

$Z = 0$ 에서 retardation $\Gamma = 0$ 이며 x 방향으로 선형 편광되었다. $Z = \ell$ 위치에선 $\Gamma = \pi/2$ 이며

$$\begin{aligned} e_{x'} &= A \cos\left(wt - \frac{\pi}{2}\right) = A \sin wt \\ e_{y'} &= A \cos wt \end{aligned} \dots\dots\dots (5-77)$$

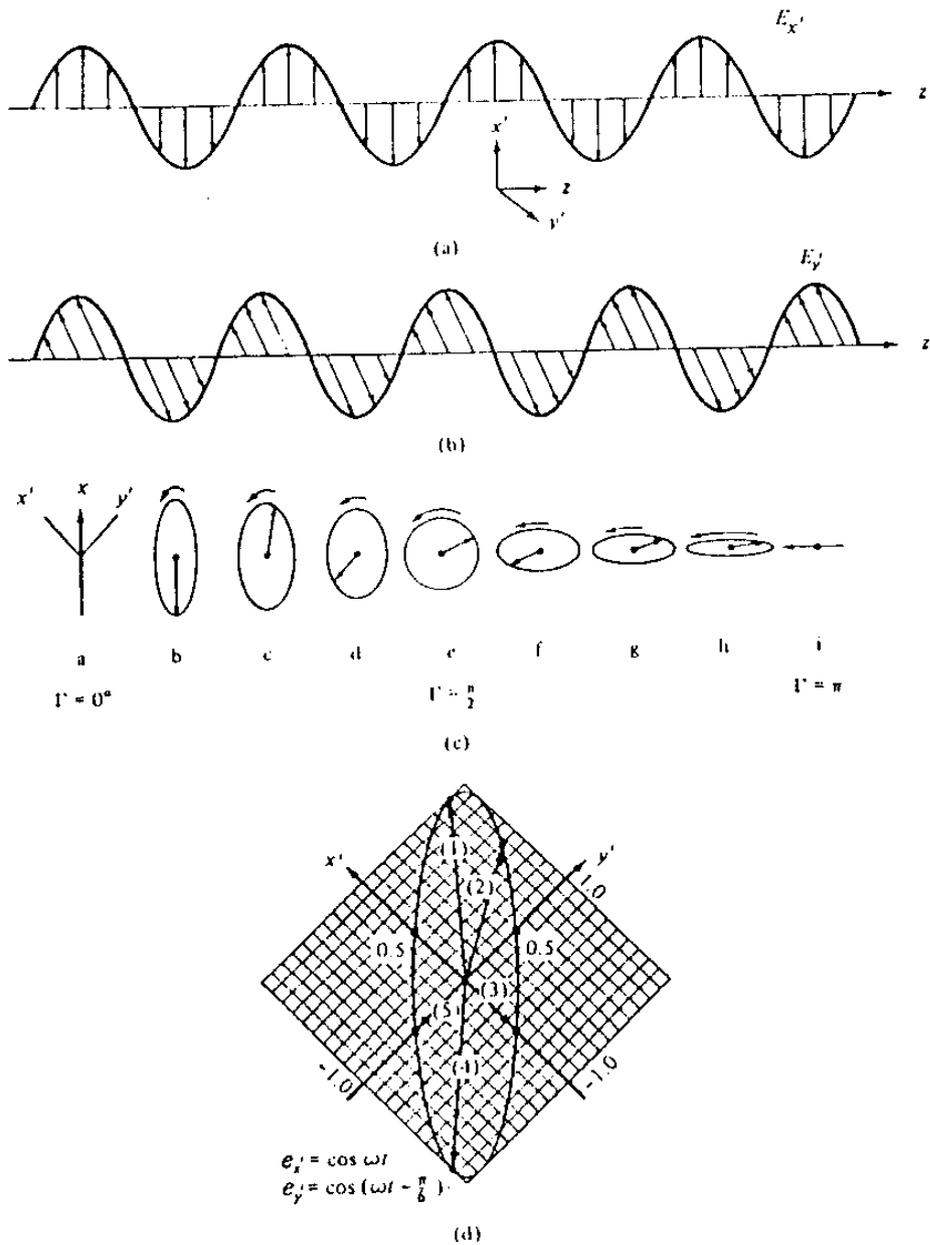


Fig.5-20 x 축 방향으로 선형 편광된 optical field 가 x' 와 y' 방향의 principal axes 를 갖 는 electrooptic crystal 에 입사된다. (a)는 crystal 의 Z 축에서 입사의 시간 t 에 서 $e_{x'}$. (b)는 $e_{y'}$ 를 나타 낸다. (c)는 $x'-y'$ 평면에서 ellipse. (d)는 두 직각 성분 $e_{x'} = \cos \omega t$ 와 $e_{y'} = \cos(\omega t - \pi/6)$ 의 시간에 따른 평광 ellipse 의 변화.

로 표시된다. 그림에서 보여준 것처럼 전기장 Vector는 반시계 방향으로 선형 편광되었다. $Z = i$ 에서 $\Gamma = \pi$ 이며

$$\begin{aligned} e_x' &= A \cos(\omega t - \pi) = -A \cos \omega t \\ e_y' &= A \cos \omega t \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5-78)$$

이다. 전기장 vector는 다시 선형 편광되었으며 y 방향으로 편광되었다. (5-76)식으로 표시된 retardation은

$$\Gamma = \pi \frac{E_z \ell}{V_x} = \pi \frac{V}{V_x} \quad \dots\dots\dots (5-79)$$

로 표시된다. V_x 는 retardation $\Gamma = \pi$ 일대의 전압이며

$$V_x = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}} \quad \dots\dots\dots (5-80)$$

이다. 이때 $\lambda = 2\pi c/\omega$ 는 공기중 광 파장이며 표 5-1의 ADP에 대하여 $\lambda = 0.5 \text{ mm}$ 에서

$$(V_x)_{ADP} = 10,000 \text{ volt}$$

임을 보여준다.

Electrooptic 변조기를 높은 주파수에서 변조할때 높은 주파수 동작을 제한하는 요소들을 고려하여야 한다. 변조기의 고주파 등가회로는 그림 5-21에서 보여준다. Electrooptic crystal은 두 전극사이에 놓여 있으며 $\omega_o/2\pi$ 근처의 주파수를 지닌 변조전압이 인가된다. R_s 는 wave generator의 내부저항이며 c 는 electrooptic crystal에 의한 평행판 capacitance이다. $R_s >$

표5-1 일반적으로 사용되는 crystal의 linear electrooptic 계수

Linear Electrooptic Coefficients of Some Commonly Used Crystals

Substance	Symmetry	Wavelength λ (μm)	Electrooptic Coefficients* r_{ij} (10^{-12} m/V)	Index of Refraction n_i	$n^2 r$ (10^{-12} m/V)	Dielectric Constant* $\epsilon_i(\epsilon_0)$
CdTe	$\bar{4}3m$	1.0	(T) $r_{41} = 4.5$	$n = 2.84$	103	(S) $\epsilon = 9.4$
		3.39	(T) $r_{41} = 6.8$			
		10.6	(T) $r_{41} = 6.8$			
GaAs	$\bar{4}3m$	23.35	(T) $r_{41} = 5.47$	$n = 2.60$	120	
		27.95	(T) $r_{41} = 5.04$	$n = 2.58$	94	
		0.9	$r_{41} = 1.1$	$n = 2.53$	82	
		1.15	(T) $r_{41} = 1.43$	$n = 3.60$	51	(S) $\epsilon = 13.2$
		3.39	(T) $r_{41} = 1.24$	$n = 3.43$	58	(T) $\epsilon = 12.3$
GaP	$\bar{4}3m$	10.6	(T) $r_{41} = 1.51$	$n = 3.3$	45	
		0.55-1.3	(T) $r_{41} = -1.0$	$n = 3.3$	54	(S) $\epsilon = 10$
		0.633	(S) $r_{41} = -0.97$	$n = 3.66-3.08$	35	
		1.15	(S) $r_{41} = -1.10$	$n = 3.32$	33	
		3.39	(S) $r_{41} = -0.97$	$n = 3.10$	27	
β -ZnS (sphalerite)	$\bar{4}3m$	0.4	(T) $r_{41} = 1.1$	$n = 3.02$	18	(T) $\epsilon = 16$
		0.5	(T) $r_{41} = 1.81$	$n = 2.52$		(S) $\epsilon = 12.5$
		0.6	(T) $r_{41} = 2.1$	$n = 2.42$		
		0.633	(S) $r_{41} = -1.6$	$n = 2.36$		
		3.39	(S) $r_{41} = -1.4$	$n = 2.35$		
ZnSe	$\bar{4}3m$	0.548	(T) $r_{41} = 2.0$	$n = 2.66$		(T) $\epsilon = 9.1$
		0.633	(S) $r_{41} = 2.0$	$n = 2.60$	35	(S) $\epsilon = 9.1$
ZnTe	$\bar{4}3m$	10.6	(T) $r_{41} = 2.2$	$n = 2.39$		
		0.589	(T) $r_{41} = 4.51$	$n = 3.06$		(T) $\epsilon = 10.1$
		0.616	(T) $r_{41} = 4.27$	$n = 3.01$	108	(S) $\epsilon = 10.1$
		0.633	(T) $r_{41} = 4.04$	$n = 2.99$		
			(S) $r_{41} = 4.3$			
		0.690	(T) $r_{41} = 3.97$	$n = 2.93$		
		3.41	(T) $r_{41} = 4.2$	$n = 2.70$	83	
		10.6	(T) $r_{41} = 3.9$	$n = 2.70$	77	

Substance	Symmetry	Wavelength λ (μm)	Electrooptic Coefficients* r_{ij} (10^{-12} m/V)	Index of Refraction n_i	$n^2 r$ (10^{-13} m/V)	Dielectric Constant* $\epsilon_i(\epsilon_0)$
Bi ₁₂ SiO ₂₀	23	0.633	$r_{41} = 5.0$	$n_o = 2.54$	82	(T) $\epsilon_1 = 9.70$ (S) $\epsilon_3 = 10.65$
	6mm	3.39	(S) $r_{13} = 1.8$	$n_e = 2.452$		
α -ZnS (wurzite)	6mm	0.633	(T) $r_{33} = 4.3$	$n_e = 2.471$		(S) $\epsilon_1 = 9.33$ (S) $\epsilon_3 = 10.20$
	∞m	0.546	(S) $r_{13} = 0.9$ (S) $r_{33} = 1.8$ $n^2 r_{33} - n_o^2 r_{13} = 2320$	$n_o = 2.347$ $n_e = 2.360$ $n_o = 2.55$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 8.7$ (S) $\epsilon_1 = 8.7$
Pb _{0.914} La _{0.086} Sr _{0.006} (Ti _{0.6} Zr _{0.4})O ₃ (PLZT)	6	0.633	(S) $r_{13} = 4.1$	$n_o = 1.8830$		
	3m	0.633	(S) $r_{41} = 1.4$ (S) $n^2 r_e = 70$ (S) $n^2 r_{33} = 29$	$n_o = 1.7367$ $n_o = 3.019$ $n_e = 2.739$		
LiIO ₃	6	0.633	(T) $r_{13} = 9.6$	$n_o = 2.286$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 75$
	3m	0.633	(T) $r_{22} = 6.8$ (T) $r_{33} = 30.9$ (T) $r_{51} = 32.6$ (T) $r_e = 21.1$	$n_e = 2.200$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 32$ (S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 43$ (S) $\epsilon_3 = 28$
Ag ₃ AsS ₃	3m	1.15	(T) $r_{12} = 5.4$	$n_o = 2.229$		
	3m	3.39	(T) $r_e = 19$ (T) $r_{22} = 3.1$ (T) $r_e = 18$	$n_e = 2.150$ $n_o = 2.156$ $n_e = 2.073$		
LiNbO ₃ ($T_r = 1230^\circ\text{C}$)	3m	0.633	(T) $r_{13} = 8.4$ (T) $r_{33} = 30.5$ (T) $r_{22} = -0.2$ (T) $r_e = 22$	$n_o = 2.176$ $n_e = 2.180$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 51$ (T) $\epsilon_3 = 45$ (S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 41$ (S) $\epsilon_3 = 43$
	3m	3.39	(S) $r_{33} = 27$ (S) $r_{13} = 4.5$ (S) $r_{51} = 15$ (S) $r_{22} = 0.3$	$n_o = 2.060$ $n_e = 2.065$		

Substance	Symmetry	Wavelength λ (μm)	Electrooptic Coefficients ^a r_{ik} (10^{-12} m/V)	Index of Refraction n_i	n^2 (10^{-12} m/V)	Dielectric Constant* $\epsilon_i(\epsilon_0)$
AgGaS ₂	42m	0.633	(T) $r_{41} = 4.0$	$n_o = 2.553$		
			(T) $r_{63} = 3.0$	$n_e = 2.507$		
			(T) $r_{41} = 14.8$	$n_x = 1.572$		
CsH ₂ AsO ₄ (CDA)	42m	0.55	(T) $r_{41} = 18.2$	$n_o = 1.550$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 42$
			(T) $r_{63} = 8.77$	$n_x = 1.5115$		(T) $\epsilon_1 = 21$
			(T) $r_{63} = 10.5$	$n_o = 1.4698$		(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 44$
KH ₂ PO ₄ (KDP)	42m	0.633	(T) $r_{41} = 8$	$n_o = 1.5074$		(S) $\epsilon_3 = 21$
			(T) $r_{63} = 11$	$n_x = 1.4669$		
			(T) $r_{63} = 9.7$			
KD ₂ PO ₄ (KD*P)	42m	0.546	(T) $r_{41} = 26.8$	$n_o = 1.5079$		(T) $\epsilon_3 = 50$
			(T) $r_{63} = 8.8$	$n_x = 1.4683$		(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 58$
			(T) $r_{63} = 24.1$	$n_o = 1.502$		(S) $\epsilon_3 = 48$
(NH ₄) ₂ H ₂ PO ₄ (ADP)	42m	0.633	(T) $r_{41} = 23.76$	$n_o = 1.5266$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 56$
			(T) $r_{63} = 8.56$	$n_x = 1.4808$		(T) $\epsilon_3 = 15$
			(T) $r_{63} = 23.41$	$n_o = 1.5220$		(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 58$
(NH ₄) ₂ D ₂ PO ₄ (AD*P)	42m	0.633	(T) $r_{41} = 27.6$	$n_o = 1.4773$		(S) $\epsilon_3 = 14$
			(T) $r_{63} = 40$	$n_x = 1.516$		
			(T) $r_{63} = 10$	$n_e = 1.475$		
BaTiO ₃ (T _c = 395 K) (K,Ta _{0.25} Nb _{0.75} O ₃) (KTNLx = 0.35 T _c = 40-60°C)	4mm	0.546	(T) $r_{51} = 1640$	$n_o = 2.437$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 3600$
			(T) $r_{51} = 108$	$n_x = 2.365$		(T) $\epsilon_3 = 135$
			(T) $r_{51} = 8000$ (T _c - 28) (T) $r_{51} = 500$ (T _c - 28) (T) $r_{51} = 3000$ (T _c - 16) (T) $r_{51} = 700$ (T _c - 16)	$n_o = 2.318$ $n_x = 2.277$ $n_o = 2.318$ $n_x = 2.281$		
Ba _{0.25} Sr _{0.75} Nb ₂ O ₆ (T _c = 395 K) x-HfO ₃	4mm	0.633	(T) $r_{13} = 67$	$n_o = 2.3117$		$\epsilon_3 = 3400$ (15 MHz)
			(T) $r_{33} = 1340$	$n_x = 2.2987$		
			(T) $r_{41} = 6.6$	$n_1 = 1.8265$		
KNbO ₃	mm2	0.633	(T) $r_{51} = 7.0$	$n_1 = 1.984$		
			(T) $r_{63} = 6.0$	$n_2 = 1.960$		
			(T) $r_{13} = 28$	$n_3 = 1.960$		
KIO ₃	1	0.500	(T) $r_{42} = 380$	$n_1 = 2.280$		
			(T) $r_{51} = 105$	$n_2 = 2.329$		
			$r_{62} = 90$	$n_3 = 2.169$		
				$n_1 = 1.700$		
				$n_2 = 1.828$ (5893 Å)		
				$n_3 = 1.832$		

*[T] = low frequency; [S] = high frequency.

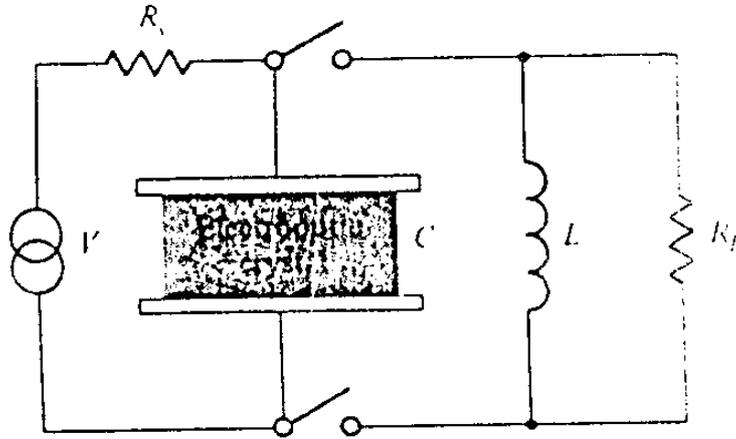


Fig.5-21 평행판 구조의 electrooptic crystal의
고주파 등가회로

$(W_0 C)^{-1}$ 의 조건에선 변조전압은 R_s 에 모두 인가된다. Crystal의 capacitance와 inductance L 성분을 조정하여 공진주파수를 바꾼다. RLC회로의 Impedance가 $W = W_0$ 에서 R_L 이 되도록 조정하면 $R_L \gg R_s$ 일때 모든 변조전압은 crystal에 인가된다. 공진회로는 유한한 동작 주파수 영역

$$\frac{\Delta W}{2\pi} \cong \frac{1}{2\pi R_L C} \dots\dots\dots (5-81)$$

을 가진다.

Retardation Γ_m 과 peak 변조전압 $V_m = (E_z)_m \ell$ 의 관계를 표시하는 (5-76)수식과 (5-81)식을 사용하여 변조주파수 동작 영역폭 $\Delta \nu = \Delta W / 2\pi$ 일때 최대 retardation Γ_m 을 얻기 위해 KDP type에 필요한 인가 전력 $V_m^2 / 2R_L$ 은

$$P = \frac{\Gamma_m^2 \lambda^2 AE \Delta V}{4\pi \ell n_o^6 r_{63}^2} \dots\dots\dots (5-82)$$

가 된다. 여기서 $n_o \ell$ 은 crystal 의 광경로 길이이며 A 는 ℓ 방향에 대한 단면적, θ 는 W_o 변조주파수에서 유전상수이다. (5-76) 식으로부터 전장 E 에 의한 electrooptic retardation 은

$$\Gamma = a E \ell \dots\dots\dots (5-83)$$

으로 표시된다. 이때 $a = W n_o^3 r_{63} / c$ 이며 ℓ 은 crystal 에서 광경로 길이이다. 전장 E 가 빛의 crystal 통과시간 $\tau_d = n\ell / c$ 동안 조금 변한다면 (5-83) 수식은

$$\Gamma(t) = a \int_0^\ell e(z) dz = a \frac{c}{n} \int_{t-\tau_d}^t e(t') dt \dots\dots\dots (5-84)$$

로 대치하여야 한다. 여기서 c 는 빛의 속도이며 $e(t')$ 는 순간적 전기장을 의미한다. 두번째 적분에서 거리 적분을 시간적분으로 바꾸었다.

빛이 $z = \ell$ 위치에 도달한 시간을 t 라 두며 z_d 이전에 빛은 crystal 에 입사되었다고 표시하였다. 또한, crystal 내에서 한순간의 $e(t)$ 성분은 균일하다고 가정하였다.

$e'(t)$ 가 sinusoid 형태이며

$$e(t') = E_m e^{iW_m t'} \dots\dots\dots (5-85)$$

(5-84) 수식으로부터 retardation 은

$$\Gamma(t) = a \frac{c}{n} E_m \int_{t-z_d}^t e^{iW_m t'} dt'$$

$$= \Gamma_0 \left[\frac{1 - e^{-iW_m \tau_d}}{iW_m \tau_d} \right] e^{iW_m t} \dots\dots\dots (5-86)$$

가 된다. 여기서 $\Gamma_0 = a(c/n)\tau_d E_m = a\ell E_m$ 은 $W_m \tau_d \ll 1$ 일때 최대 retardation을 나타낸다. (5-86) 식은 성분

$$\gamma = \frac{1 - e^{-iW_m \tau_d}}{iW_m \tau_d} \dots\dots\dots (5-87)$$

은 유한한 빛의 전파시간에 의해 감소된 peak retardation을 표시한다. $\gamma \simeq 1$ 일때 $W_m \tau_d \ll 1$ 이 되며 빛의 전파시간은 변조주기보다 훨씬 짧음을 의미한다.

그림 5-22 는 γ 의 곡선을 보여준다. $W_m \tau_d = \pi/2$ 의 조건에 대한 가장 높은 변조 주파수는 그림 5-22 에서 $|\gamma| = 0.9$ 이며 $\tau_d = n\ell/c$ 조건을 사용할때

$$(\nu_m)_{\max} = \frac{c}{4n\ell} \dots\dots\dots (5-88)$$

이 된다. $n \simeq 1.5$, 길이 $\ell = 1 \text{ cm}$ 인 KDP crystal 에 대하여

$$(\nu_m)_{\max} = 5 \times 10^9 \text{ Hz}$$

Transit-time 에 의한 변조 주파수 제한은 그림 5-23 에서 보여준것과 같은 traveling wave 변조방식에 의해 해결된다. 빛의 전파속도와 전압의 전극에서 전파속도가 같다면 crystal을 전파하는 빛은 같은 전파 전압에 의한 영향을 받는다. 따라서, Transit-time 제한 문제는 해결된다.

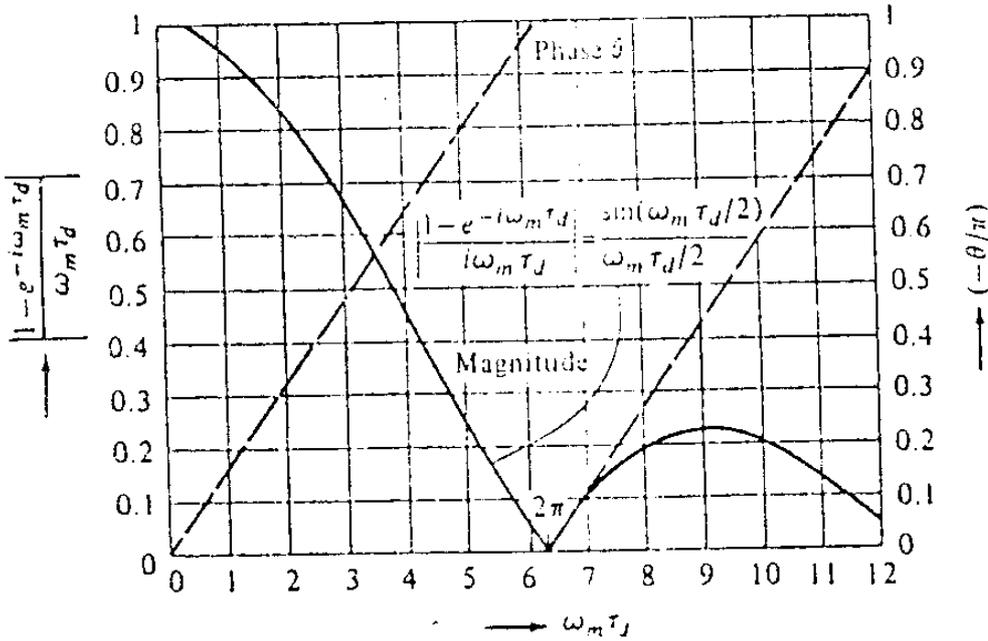


Fig.5-22 Transit-time 감소 성분 $(1 - e^{-i\omega_m \tau_d}) / i\omega_m \tau_d$ 의 위상과 진폭

시간 t 에서 $Z = 0$ 에 놓인 crystal에 입사된 빛의 진폭값이 임의의 순간 t' 에 $Z(t')$ 위치에서 같은 값을 가진다면

$$Z(t') = \frac{c}{n} (t' - t) \dots\dots\dots (5-89)$$

이 된다. 여기서 c/n 은 빛의 위상속도이다. 이 조건에서 retardation은 (5-87)식과 유사하게 표현된다.

$$\Gamma(t) = \frac{ac}{n} \int_t^{t+\tau_d} e(t', Z(t')) dt' \dots\dots\dots (5-90)$$

여기서 $e(t', Z(t'))$ 은 위상면을 따라 진행하는 관측자에게 관측된 순간의 변조 전기장이다.

전파 변조성분은

$$e(t', z) = E_m e^{i[\omega_m t' - K_m Z]} \dots\dots\dots (5-91)$$

이며 (5-89) 식을 사용하여

$$e(t', z(t')) = E_m e^{i[\omega_m t' - k_m (c/n)(t' - t)]} \dots\dots (5-92)$$

로 표시된다.

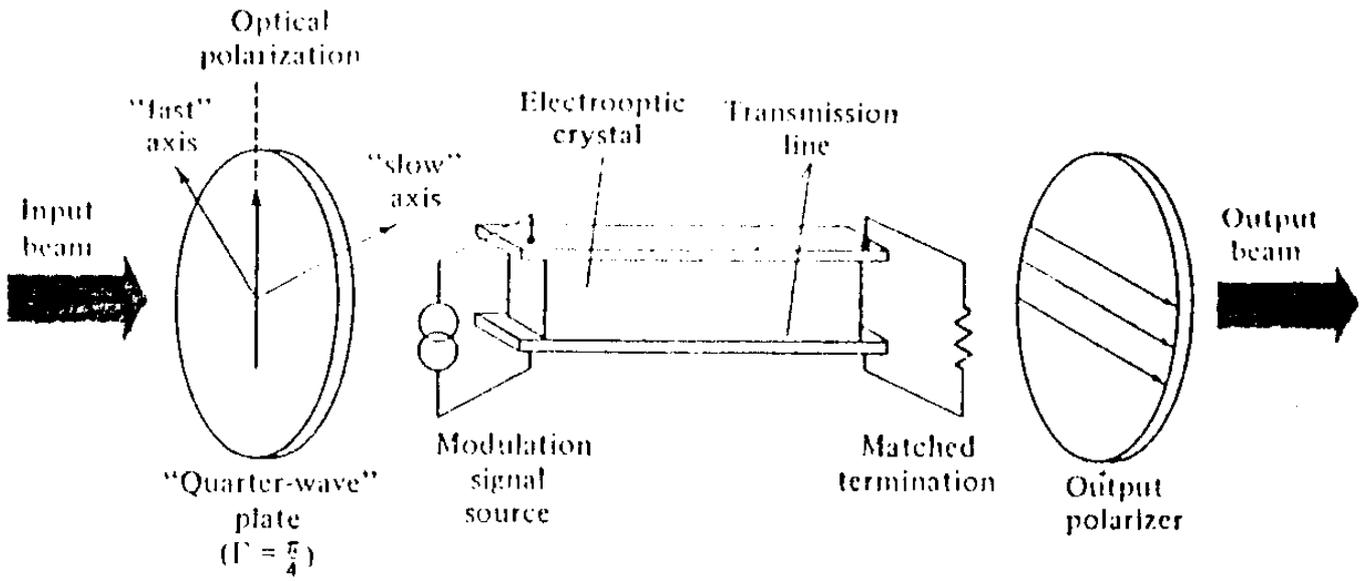


Fig. 5-23 Traveling-Wave의 electrooptic 변조기

$k_m = \omega_m / c_m$ 이며 c_m 은 변조전기장의 위상속도라고 할때 (5-92) 식을 (5-90) 식에 대입하고 적분하면

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 e^{i\omega_m t} \left[\frac{e^{i\omega_m \tau_d (1-c/n c_m)} - 1}{i\omega_m \tau_d (1-c/n c_m)} \right] \dots\dots (5-93)$$

이 된다. 이때 $\Gamma_0 = a\ell E_m = a(c/n)\tau_d E_m$ 은 dc 전기장 E_m 으로부터 얻어진 retardation이다. 감쇄성분은

$$\gamma = \frac{e^{i\omega_m \tau_d (1-c/n c_m)}}{i\omega_m \tau_d (1-c/n c_m)} \dots\dots\dots (5-94)$$

는 τ_d 가 $\tau_d(1-c/n c_m)$ 으로 대치된 lump 상수 변조기의 γ 값 (5-87) 식과 같은 형태이다. $c/n = c_m$ 이 되도록 두 위상속도를 같게 하면 $\gamma = 1$ 이 되며 crystal의 길이에 관계없이 최대의 retardation이 얻어진다.

$\omega_m \tau_d (1-c/n c_m) = \pi/2$ 조건에서 가장 높은 변조주파수는

$$(\nu_m)_{\max} = \frac{1}{4\ell n(1-c/n c_m)} \dots\dots\dots (5-95)$$

이 된다. (5-88) 식과 비교할때 동작제한 주파수가 증가함을 보여준다.

제 3 절 TDM 센서 어레이 시스템의 구성 및 간섭실험

본 연구에서는 TDM 방식의 광섬유 센서 어레이 시스템을 구성하기 위한 첫단계 실험으로 그림 5-24 와 같은 시스템을 구성하였다. 우선 10nsec 광 pulse를 만들기 위해 앞의 이론에서 기술한 동작을 하는 electrooptic effect를 가진 물질을 내장한 lasermetrics 제품의 Model 5026 pulse extraction

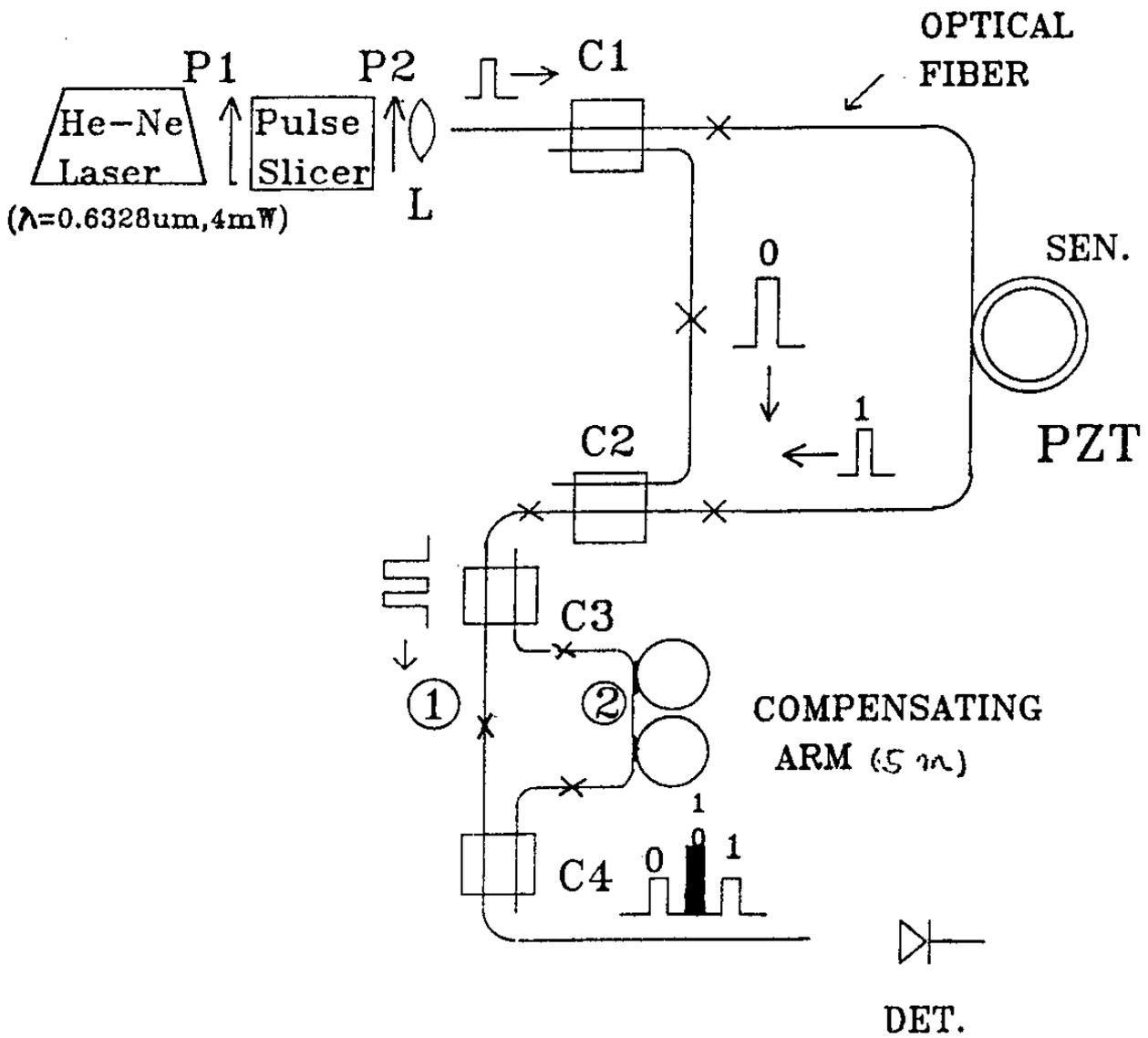


Fig.5-24 TDM 방식을 이용한 센서 어레이 시스템 구성도. P_i 는 polarizer.

system을 사용하였다. 그림 5-25는 4mw He-Ne laser를 polarizer를 사용하여 선편광 빛으로 만든후 pulse slicer에서 만들어진 짧은 광 pulse만을 Analyzer로 선별하여 출력하는 장치도를 보여준다. Machzehnder 간섭계 형태로 구성된 광섬유 센서의 센싱 Arm과 기준 Arm사이의 길이 차이를 5 m로 하였으며 이로인해 광 pulse간의 시간차는 약 25nsec가 됨을 알 수 있다. 센싱 Arm에서의 광경로 차를 변화시키기 위해서 이 부분의 광섬유의 일부를 원통형 PZT 외벽에 단단히 부착되도록 감고 이



Fig.5-25 Pulse slicer를 이용하여 10 nsec 광 pulse를 만드는 실험장치도.

A : He-Ne Laser , B:Polarizer ,
 C : Pulse slicer, D:Analyzer ,
 E : Fibdr 입사기

위에 얇은 고무막을 입혀 PZT가 가해준 전압에 따라 팽창, 수축운동을 할때 가능한 수십 KHz의 전압 변화에서도 광 경로차의 변화가 비례하여 발생되도록 하였다(그림 5-26).

또한, 보상 Arm에서도 ①과 ②의 길이 차이를 5 m 정도가 되도록 구성하였다. 이 실험에서는 사용된 광원의 간섭 길이가 대략 20 cm 정도됨을 확인하였는데 이로 인해 시스템 구성시 앞에서 논의한 출력 파형의 visibility를 높게 하기 위해 각 Arm사이의 길이 차이를 정확히 유지할 필요가 없었다. 시스템 구성에 사용된 단일모드 광섬유는 외경이 $70\mu\text{m}$, 코어 직경이 $5\mu\text{m}$ 이었으며 사용된 fiber directional coupler도 역시 이 광섬유를 이용하여 3



Fig.5-26 PZT 위에 감겨진 광섬유와 표면에 얇은 고무막을 입힌 PZT 위상 변조기.

장에서 보고된 tapering fusion법에 의해 제조하였다. 이때 가능한 fiber-coupler C_2 를 지난후에 두 광 pulse의 세기가 같아지도록 fiber-coupler의 coupling 비를 조절하여 50%가 되도록 제조하였다. 제조된 directional coupler는 3장에서 보여준다.

두 단일모드 광섬유를 splicing하는 방법으로는 본 연구실에 설치되어 있는 광섬유 drawing furnace로부터 $70\mu\text{m}$ 보다 약간 큰 내경을 갖는 매우 얇은 석영관을 제조하여 이 양단에서 연결하고자 하는 두 광섬유를 각각 삽입하고 출사광의 세기를 관측하면서 미세 이동장치에 의해 두 광섬유간의 상대위치를 석영관 내부에서 조절하여 세기가 최대가 될때 양단을 접착제로 고정시키는 방법을 사용하였다(그림 5-27). 그 결과 이러한 splicing 방법에서는 약 20%의 광손실이 발생됨을 알 수 있었다. Fiber directional coupler C_4 를 지난후의 광 pulse는 APD에 의해 검출되었으며 이것의 출력신호를 TEKTRONIX 7854 오실로스코프로 관찰하였다. 이렇게 구성한 센서 어레이 시스템의 동작에 따른 실험결과는 그림 5-28에서 보여준다. 그림 5-28(a)는 pulse slicer에 의해 만들어진 10nsec의 광 pulse를 보여준다. 그림 5-24의 보상단 ①과 ②에서 광 출력 pulse는 그림 5-28(b), (c)에서 각각 보여준다.

PZT에 변조전압을 인가하지 않은 상태에서 센서 어레이 시스템의 출력 파형은 그림 5-29(a)와 같다.

그림 5-28의 파형과 그림 5-29의 파형으로부터 2절에서 설명된 이

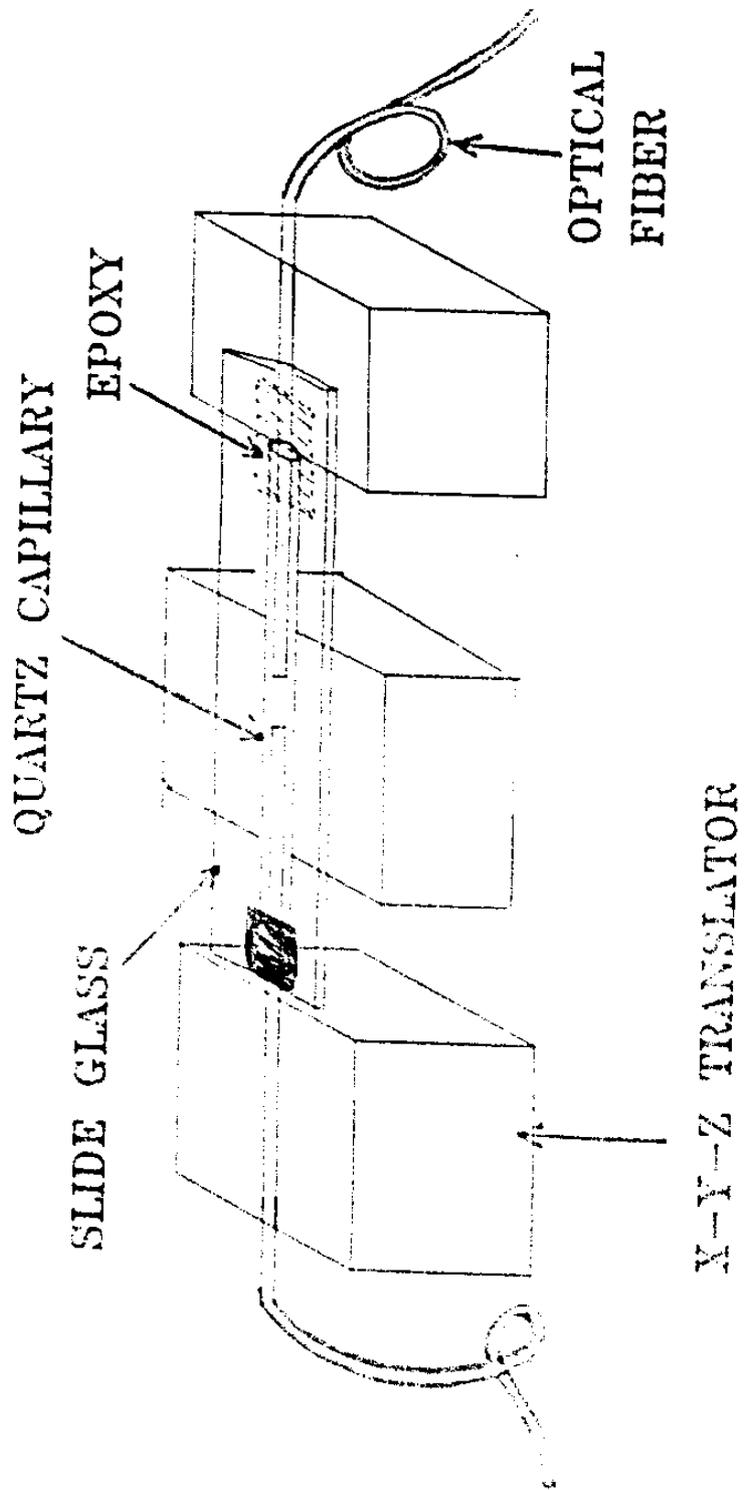


Fig. 5-27 단일모드 광섬유 접속방법. 광섬유의 외경은 $70\mu\text{m}$ 이며 capillary의 내경은 $75\mu\text{m}$ 이다.

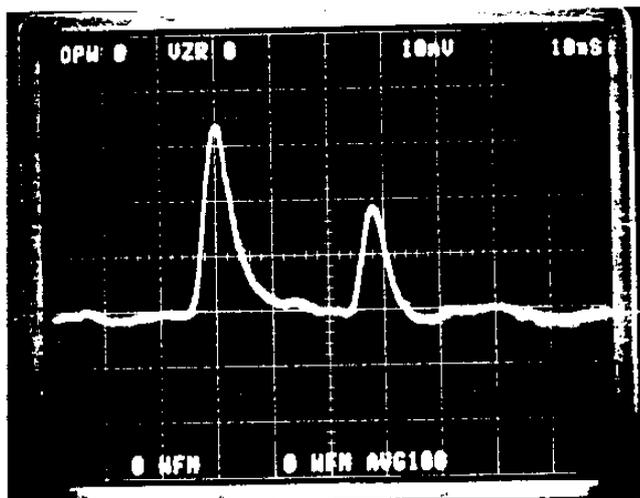
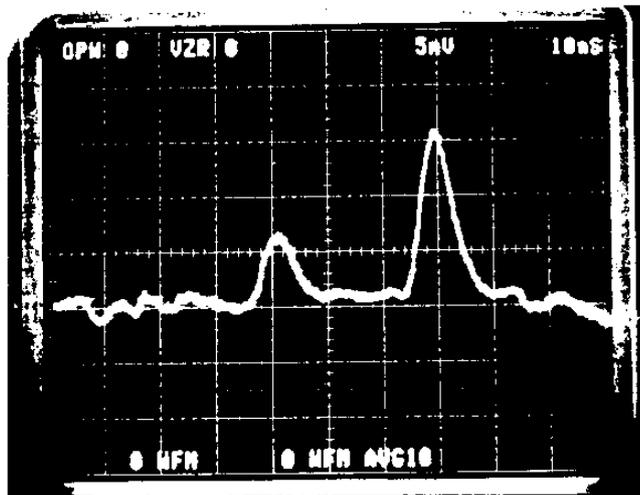
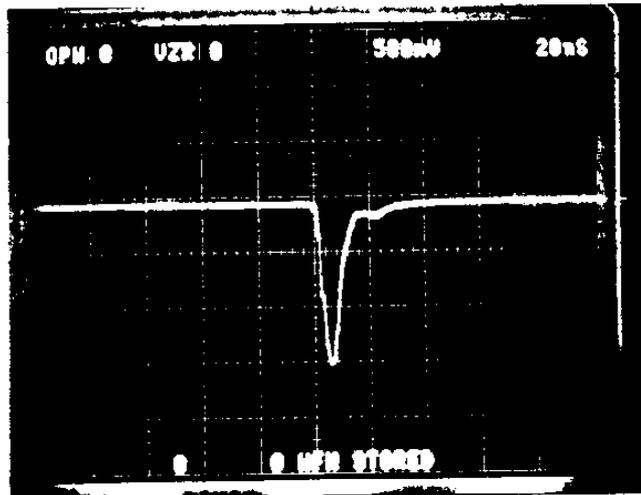
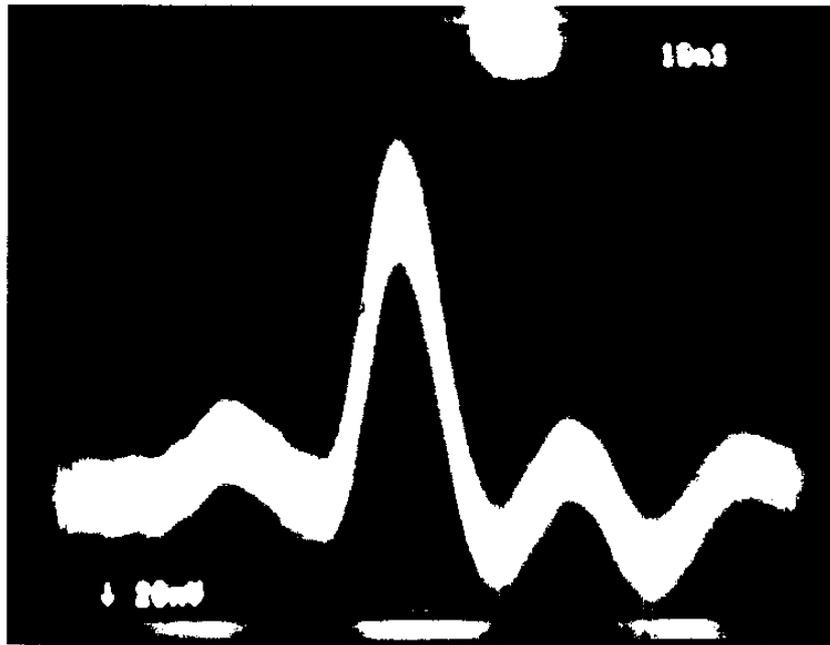
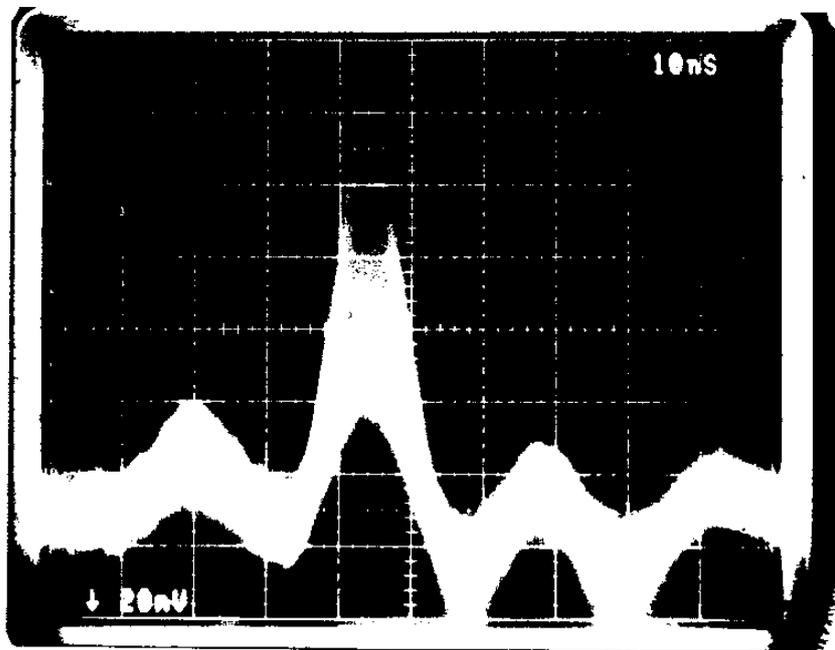


Fig.5-28 센서 어레이 시스템의 출력 파형. (a) Pulse Slicer에 의해 만들어진 광 pulse. (b)와 (c)는 각각 보상 간섭계 Arm ①과 ②에서 출력 광 pulse.



(a)



(b)

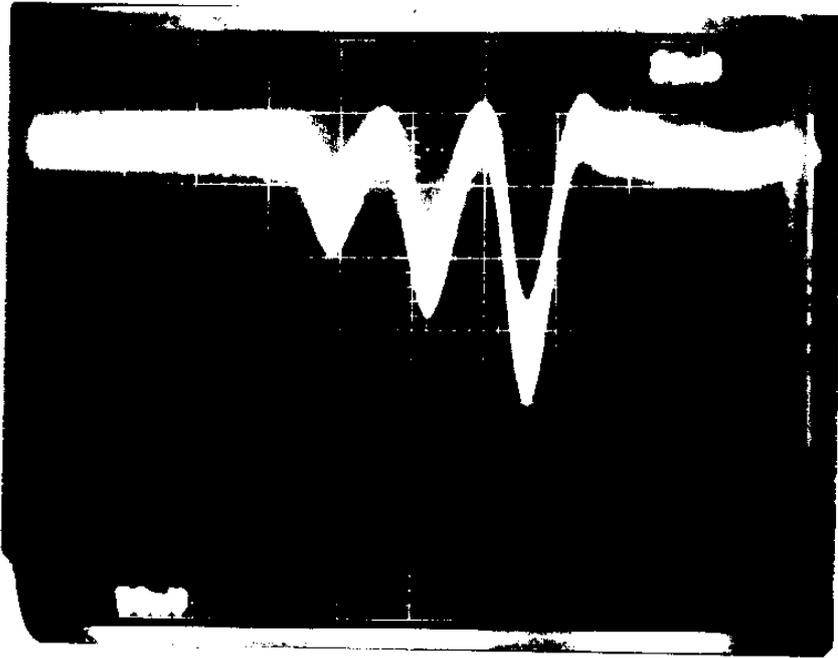
Fig.5-29 센서 어레이 시스템의 출력 파형. (a) PZT를 변조하지 않을 때. (b) PZT 변조할 때의 파형들.

론에 따라 각각 2개의 광 pulse와 3개의 출력 광 pulse가 관측되었다. 그림 5-29의 중간 광 pulse가 광섬유 센서 S의 광 경로 변화를 검지하는 역할을 하게 된다. 그런데, 앞에서 pulse slicer에 의해 형성되는 광 pulse의 반복 진동수는 250KHz이다. 따라서, 그림 5-29(a)에서는 단지 하나의 광 pulse가 시스템에 입사되는 경우로 보인다.

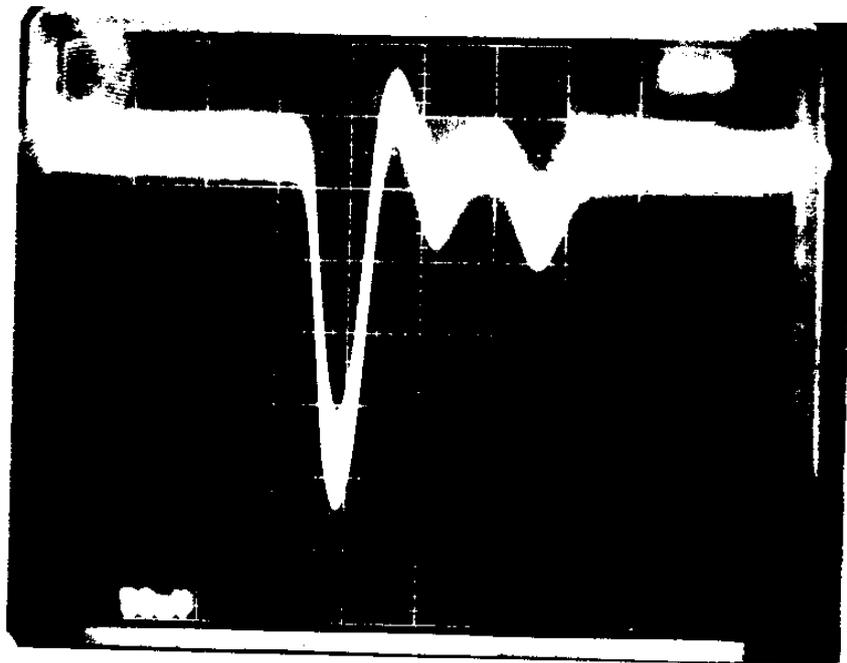
PZT에 낮은 주파수 전압을 인가할 때 센서 어레이 시스템의 출력 파형 변조는 그림 5-29(b)에서 보여준다. 두번째 광 pulse가 변조됨을 보여 주었다.

그림 5-13의 구성도에 따라 2단 센서 어레이 시스템을 구성하였었다. 그림 5-30은 보상 간섭계 ①과 ② Arm에서 광 pulse를 보여준다. 그러나, 최종 센서 어레이 시스템의 출력 광 pulse 파형은 detector의 quantum noise로 인해 관측이 불가능 하였었다. 광섬유 direactional coupler의 coupling 비를 2장에서 설명한 이론에 따라 최적화 하고 광섬유 접속점에서 광손실을 줄이며 고출력 광원을 사용하므로써 2단 센서 어레이 시스템의 출력 파형을 관측할 수가 있을 것이다.

차후 연구에서는 fiber directional coupler의 편광에 따른 coupling 비의 변화를 방지하고 시스템의 소형화를 위해서 Bragg cell에 의해 100 nsec의 광 pulse를 만들고 4개의 광섬유 센서를 연결한 시스템을 구성할 계획이며 광섬유 접속단의 광손실을 방지하기 위해 fusion splicing법을 사용할 계획이다. 또한, APD에 의한 출력 신호를 시간 분할하여 각 센서들



(a)



(b)

Fig.5-30 2 단 센서 어레이의 출력 파형. (a)와 (b)는 각각 보상 간섭계 Arm ①과 ②에서 출력 광 pulse이다.

로부터의 신호를 동시에 계측하기 위한 demux도 제작할 예정이다.

제 4 절 결 론

본 연구에서는 TDM 방식의 광섬유 센서 어레이 시스템을 구성하기 위한 첫단계로 하나의 광섬유 센서와 보상 간섭계로 구성되는 TDM 방식 시스템을 재현하여 10nsec 광 pulse를 이곳에 입사시켜 실제로 광 pulse간의 간섭을 확인하였다. 또한 2개의 광섬유 센서를 가진 센서 어레이 시스템의 구성을 시도하였다. Coherence 길이가 20 cm인 He-Ne laser 광원을 사용하므로 센서 간섭계들의 광경로 차이와 보상 간섭계 광경로 차이를 정확하게 맞추는 어려움을 해결할 수 있었다. 또한 짧은 광 pulse(10nsec)를 사용하므로 출력 광 pulse들이 모두 중첩되는 것을 막기 위해 수십 m 의 delay line을 가져야 하는 어려움도 해결할 수 있었다.

향후 연구 수행에서는 광섬유 접속사의 광손실을 줄이고 Bragg cell을 사용하여 시스템을 소형화 시키며 laser diode를 광원으로 사용하는 연구를 수행해야 하겠다.

제 6 장 광계측용 I/O 소자

제 1 절 서 론

수광소자 (Photo Detector)란 광신호를 전기적 신호로 변환시키는 기능을 가진 소자를 뜻하는 것으로 광의 신호를 직접 전기적 신호로 바꾸어주는 것과, 광에너지를 일단 열에너지로 변화시켜 이 열을 전기적인 신호로 바꾸어주는 것으로 구분할 수 있는데, 전자를 광전효과, 후자를 광감열 효과라 한다. 광전효과는 다시 광기전력 효과 (Photovoltaic effect)와 광도전 효과 (Photoconductive effect)로 구분할 수 있는데 광전산업에 있어서 주로 사용되고 있는 것은 광기전력 효과이다.

1970 년대에 들어서면서 저손실 SiO_2 광섬유의 개발과 $0.8\mu\text{m}$ 파장대의 $\text{AlGaAs} / \text{GaAs}$ 반도체 레이저 (LD : Laser Diode)의 상용 연속동작 성공으로 Si, Ge을 주종으로한 p-i-n, APD 등의 연구가 급진적으로 이루어져 고품질의 결정과 발달된 소자제조 기술을 이용한 특성이 좋은 검파기가 만들어지고 있다. 1980 년대에 들어서서는 SiO_2 광섬유의 최저손실이 $1.3\mu\text{m} \sim 1.6\mu\text{m}$ 파장대역으로 옮겨감에 따라 $\text{InGaAsP} / \text{InP}$ LD가 개발되었으며, 따라서 이를 검출할 수 있는 소자들의 개발 및 연구가 활발히 진행되어, Ge을 재료로한 APD가 $1.3\mu\text{m}$ 광섬유통신에 사용되고 있는 실정이다. 그러나 Ge - APD는 암전류와 잡음이 비교적 크고, 특히 고속응답을 필요로하는 고속통신 시스템에서는 전하이동속도가 작은 Si이나

Ge 보다는 이동속도가 큰 재료들이 요구되므로 최근에는 GaAs, InGaAs, InGaAsP, AlGaAs 등을 재료로한 연구들이 주종을 이루어 앞으로의 광전산업에 크게 이바지할 것으로 전망된다.

장파장영역 ($1.3 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$)에서의 초기의 고속 PD 연구는 InGaAs, InGaAsP, AlGaAs 등을 재료로하여, 이미 Si 이나 Ge 에 많이 연구되어온 p-i-n 이나 APD 에 관한 것이었다.⁶⁻¹⁻³⁾ 웨이퍼의 성장은 장치가 간단하면서도 고순도 결정을 성장시킬 수 있다는 점에서 거의 LPE 방법을 사용하였으나 GaAs 를 base 로 하거나 InP 를 base 로한 MOCVD 나 VPE 방법이 i) 고순도의 에피택시층을 기를 수 있고 ii) 두께를 대단히 정밀하게 제어할 수 있고 iii) 대량생산이 가능하다^{6-4,5)}는 장점때문에 최근에 MOCVD 나 VPE 방법을 많이 사용하고 있다. 그러나 GaAs 를 base 로 한 material 은 소자제조 및 공정기술이 발달된 반면 lattice mismatch 가 있기때문에, 아직 소자제조 및 공정기술이 덜 발달되었지만 lattice mismatch 가 없는 InP 를 base 로한 재료들이 PD 연구에 많이 이용되고 있다. 구조적으로 볼때 mesa 형과 planar 형으로 나눌수 있는데 초기 InGaAs 계 PD 의 대부분은 다소 간편하고 기본적인 특성의 검사가 쉽다는 점에서 mesa 형으로 제조되어왔다.⁶⁻⁶⁻⁸⁾ 그후 passivation 이나 신뢰성, 재현성등이 mesa 형에 비해 좋은 planar 형 APD 등이 제작되었으나 avalanche gain 이 매우 낮은 (< 20) 문제점^{6-9,10)}이 있었다. 이와 같은 문제점은 Si, Ge planar 형 PD 에 이미 사용된 바 있는 guard ring 을 만들어 줌으로서 해결될 수 있어^{6-1,2)} mesa 형,

planar 형이 함께 제조되었으나, 최근 광전집적회로 (OEIC : Opto-electronic Integrated circuits)에 interconnecting components, higher density, more compact circuits 등의 장점이 있다는 점에서⁶⁻¹¹⁾ planar 형이 많이 이용되고 있다. 80 년대 중반에 들어 computing and signal processing, interconnects, LAN (Local Area Network), communications 등의 응용으로서 광전집적회로의 각광은 고속 PD의 연구를 더욱 활발히 하였으며 PD의 FET와의 연관은 그 중요성을 더해가고 있다. 이와같은 OEIC의 기본소자로서 PD는 pin / FET, pin / JFET, pin / MESFET 등으로 연구되어 고감도 (-29 dBm at 560M bits/s)의 pin / JFET⁶⁻¹²⁾, 나아가서 superlattice pin - PD (SLPD)을 이용한 monolithic wavelength demultiplexer, polarization sensitive detector⁶⁻¹³⁾ 등의 응용단계까지의 보고도 있다. 그러나 pin / FET의 경우 에피층구조의 문제점, 즉 고속응답을 위한 저농도 ($\approx 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 수 μm 두께의 intrinsic layer와 high transconductance를 위한 고농도 ($\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), 수천 Å의 FET channel 두께 사이의 차이로 pin / FET제작의 어려움을 안고있고, 이를 극복하기 위한 여러 시도들, 즉 GaInAs pin - PD / InP MISFET^{6-14,15)} 등이 연구되고 있으나 InP-based transistor의 기술이 GaAs-based 보다 개발이 덜되어있어, 아직 주목할만한 성과를 얻지 못하고 있다.

한편, 단파장 (0.8 μm ~ 0.9 μm) 영역에서의 GaAs를 재료로 한 PD에 관하여도 많은 연구가 이루어졌는데 주로 PCD(photo-

conductive Detector)와 MSM (Metal - Semiconductor - Metal) - PD 분야에서 이루어졌다. 단파장영역에서의 연구는 SiO₂ 광섬유의 손실로 볼때 장파장에 비해 비교적 떨어지나 GaAs의 소자제조 및 공정기술이 많이 발달되어 LAN 등에 유리한 입장에 있다. 초기의 MSM - PD 연구는 C.J. Wei 등⁶⁻¹⁶⁾에 Mott barrier로 불리면서 높은 junction barrier에 의한 낮은 압전류, symmetrical barrier에 의한 symmetrical response 및 totally depleted channel에 의한 fast response 구조로 소개되었고 W. Roth 등⁶⁻¹⁷⁾에 의해 DSI (double Schottky interdigitated) diode로 불리어 ~10 ps의 rising, falling time과 18 GHz까지의 flat한 response를 얻었다고 보고된바 있다. 그후 MSM - PD의 OEIO용 수광소자로서의 중요성 인식은 고속응답에서 뿐만아니라, 구조적 간단함으로 인해 더욱 증가하게 되었으며, 1986년 O. Wada⁶⁻¹⁸⁾ 등에 의한 MSM - PD와 MSM/FET 연구는 receiver로서 보고된 가장좋은 저잡음(5pA/Hz^{1/2}), 고속응답(1.5 Gbits/s) 특성을 보고하였다. 현재 InP를 base로 한 장파장 대역의 heterostructure MSM - PD 연구도 활발히 진행되고 있다.^{6-19,20)}

PCD의 경우, p-i-n이나 APD보다 공정의 용이함과 MESFET과 쉽게 집적화될 수 있다는 장점으로 고속 PCD에 관한 연구도 일찍부터 행하여졌다.^{6-21,22)} C.W. Slayman 등⁶⁻²¹⁾의 Cr-doped GaAs PCD 연구는 <50 ps의 rise time과 4 GHz의 대역폭을 보고한바 있으며, 주로 잡음과 이득에 대한 연구가 활발히 이루어져

이상적인 APD보다 낮은 잡음과 높은 이득등이 보고된 바 있다.^{6-23,24)}

집적화에 대한 연구도 진행되어 1980년대 중반에 A. Antreasyan⁶⁻²⁵⁾에 의한 FET와의 집적이 pin/FET와 비교되는 고감도가 보고된 이후 현재 photomultiplier (PM) PCD array를 이용한 image detector까지 연구·보고되고 있다.⁶⁻²⁶⁾

본 장에서는 제 2절에서 광통신용 고속 PD 즉 pin-PD, APD, MSM-PD와 PCD에 관한 구조적 원리와 optical computing and signal processing, optical interconnects, LANs, optical communication 등의 FOS와 spectroscopic system, multichannel detection system, monolithic wavelength demultiplexer, polarization sensitive 등 여러 분야에서의 PD 응용을 소개하였고, 제 3절에서 구조적 간단함과 고속응답에 적합한 MSM-PD와 PCD의 설계 및 공정을 설명하였으며, 제 4절에서는 자동화된 HP-4140 측정장비로, 제작된 MSM-PD와 I-V 측정 결과를 제시하였고, 제 5절에서는 interdigitated structure의 전기용량 및 대역폭에 관한 이론적인 수식을 설명하여, 최적의 structure 설계 조건 및 계산값을 제시하고, 제 6절에 결론 및 차기연도 계획을 기술하였다.

제 2 절 고속 수광소자

1. 수광소자의 구조와 원리

수광소자의 구조와 원리를 설명하기에 앞서 먼저 수광소자의 성능을 나타내는 요소들을 알아보자.

가. Photo Detector의 성능 요소

(1) 정전용량 : 반도체 photodetector (PD)는 본질적인 특성으로 정전용량을 갖고 있으며 다음과 같이 표시된다.

$$C = \frac{\epsilon A}{d} \dots\dots\dots (6-1)$$

여기에서 A는 접합면적이고 d는 역방향 인가전압에서의 공핍층의 거리이다. 따라서 역방향 인가전압을 높일수록, 면적을 줄일수록 용량이 감소하여 PD의 RC 시정수가 감소한다.

(2) 양자효율 (quantum efficiency) : 입사된 photon의 수에 대하여 발생한 전자·호울쌍의 수로 정의되며 다음과 같이 표시된다.

$$\eta = (I_p/q) / (P_{opt}/h\nu) \dots\dots\dots (6-2)$$

여기에서 P_{opt} 는 입사된 광전력이며, I_p 는 전자·호울 발생에 의한 광전류이다. 따라서 높은 양자효율을 얻기 위해서는 광을 받는 부분의 두께가 빛의 투과거리 $1/\alpha$ 보다 커야한다. 그림 6-1은 여러

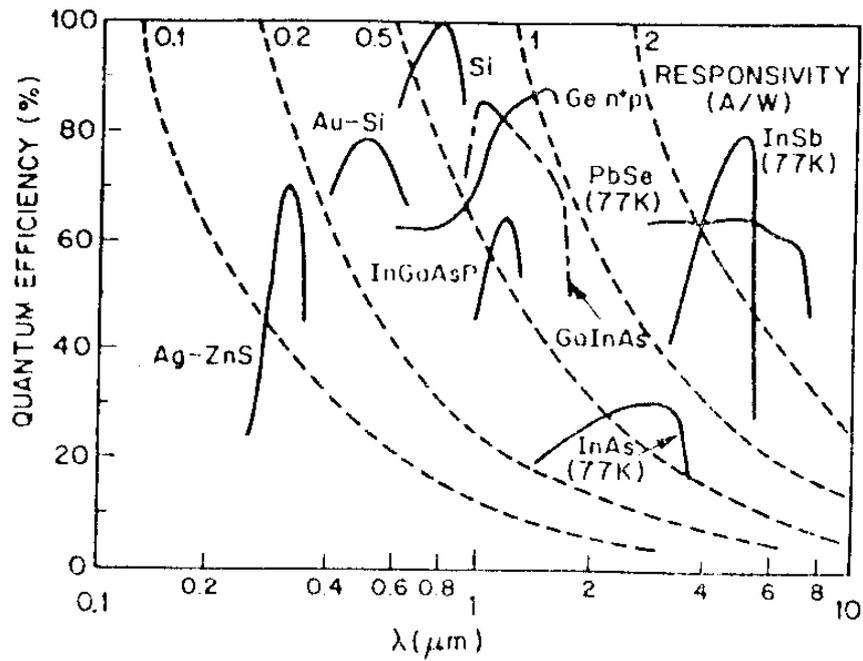


Fig.6-1. Quantum efficiency and responsivity for various photodetectors

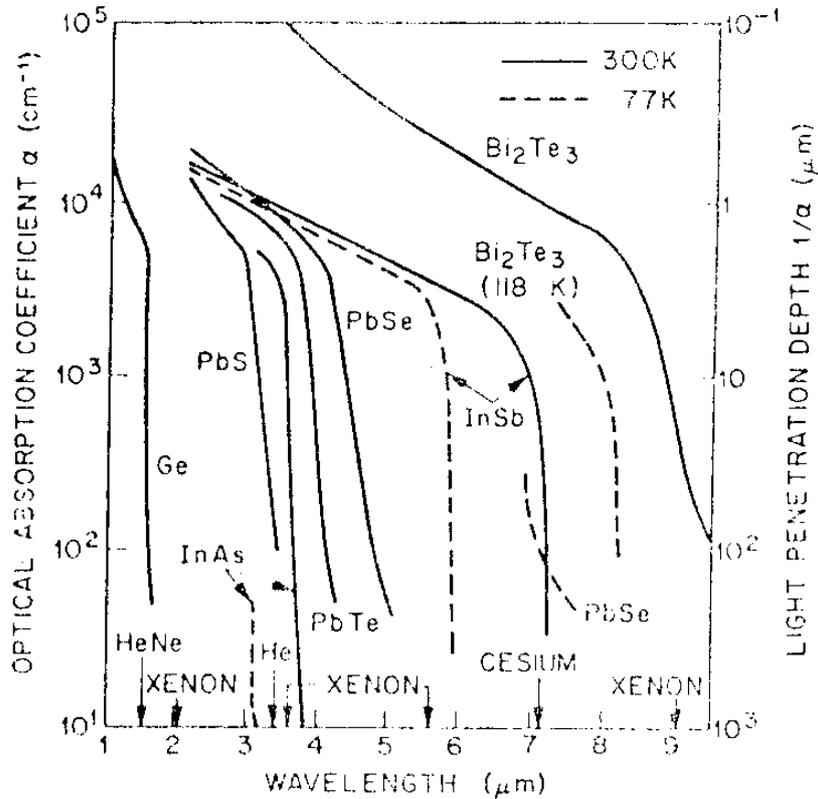


Fig.6-2. Optical absorption coefficients for infrared photodetector materials

PD의 양자효율과 응답 (responsivity) 을 나타낸 것이다. 이상적인 PD의 경우 $\eta=1$ 이며 Si, Ge 및 여러 반도체 화합물이 높은 양자효율을 갖고 있음을 알 수 있다. 그림 6-2는 여러 PD 재료들의 흡수계수를 나타낸 것으로 $0.8 \mu\text{m}$ 에서의 GaAs의 흡수계수는 상온에서 약 $\alpha=1 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ 이다.

(3) 응답속도 (response speed) : PD의 응답속도는 기본적으로 다음 요소들에 의존한다.

(가) 광에 의하여 발생한 전자·호울들의 공핍층 영역 통과시간 (transit time)

(나) 접합정전용량에 의한 RC 시정수

(다) 공핍층의 neutral region 에서 광에 의하여 발생한 전자·호울의 확산 (이것은 보통 응답속도를 느리게 한다)

고려하여야 할 점은 정전용량과 transit time 사이에 trade off 관계가 있다는 것이다 (그림 6-3 참조). (a)와 같이 광을 직접 활성층 (active layer : d) 으로 조사할 경우 (MSM, PC) 와 (b)와 같이 소자를 통과하여 조사할 경우 (Schottky - PD, pin - PD, APD), 모두 활성층 영역 d가 작아질수록 transit time이 빨라지나 상대적으로 정전용량이 커지게 된다. 또한 높은 양자효율을 얻기 위해서는 활성층이 광을 충분히 흡수할만한 두께 ((a)의 경우, $1/\alpha \simeq W$, (b)의 경우, $1/\alpha \simeq \ell_p + d$) 를 가져야하므로 정전용량과 transit time을 제한시킨다. (b)의 경우 양자효율을 고려하지 않고 정전용량과 transit time 사이의 최적조건으로, transit

time이 모듈레이션 주기의 1/2 정도되도록 활성층 두께를 결정하는 것이 적당하다.⁶⁻²⁸⁾ 포화속도가 10^7 cm/s 인 Si의 경우 10GHz의 모듈레이션 주기에 대해 활성층 영역의 두께는 약 $5 \mu\text{m}$ 이다.

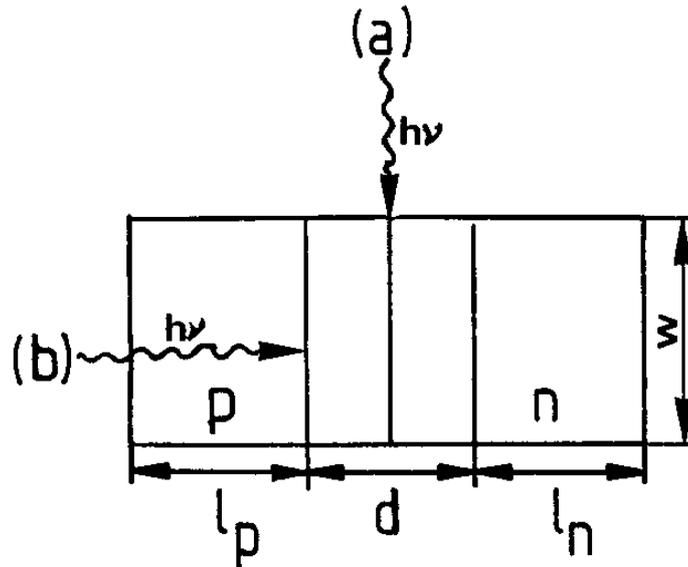


Fig.6-3 Photodetector의 수광방향

(4) 대역폭 (bandwidth) : 대역폭은 입사된 광전력에 대한 응답출력이 1/2 (-3dB)되는 주파수 대역을 뜻하는 것으로서 H. Beneking⁶⁻²⁹⁾에 의하면 대역폭은

$$B = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}} \dots\dots\dots (6-3)$$

으로 주어지고 (τ_{eff} : effective life time), low pass behavior RC circuit을 고려할때 rise time t_r 과 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$t_r = \frac{0.36}{B} \dots\dots\dots (6-4)$$

(5) 암전류 (dark current) : 암전류는 shot noise의 원인이 되므로 높은 감도를 가진 PD를 얻기 위해서는 최소화시켜야 한다. 암전류의 원인은

(가) 공핍층 영역에서의 generation - recombination current

$$I_{g-r} \propto \exp [-E_g / 2kT]$$

(나) 중성지역 (undepleted regions)에서 thermally generation된 소수운반자의 공핍층으로의 확산

(다) surface leakage

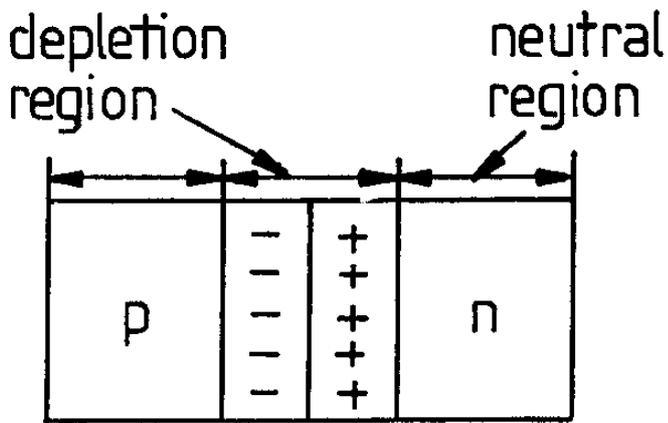
(라) p-n junction defects

(마) tunneling : 높은 인가전압에 대해, 또는 에너지밴드갭이 낮은 물질에 대해 중요함.

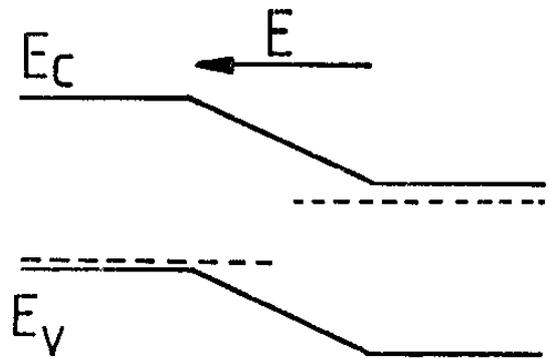
나. Photo Detector의 구조와 원리

(1) p-n 접합형

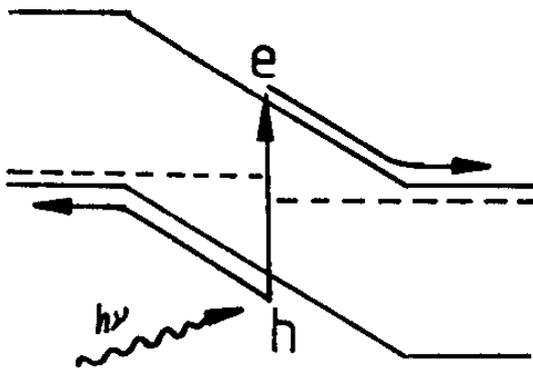
PD의 기본적인 원리가 되는 것으로 p-n diode이다. 그림 6-4는 p-n 접합 diode의 에너지 밴드 다이어그램으로 평형 상태 (그림 6-4-a, b)에서는 전류가 흐르지 않으며, n형의 접합지역에서는 전도대가 페르미 에너지 준위로 부터 떨어져 있으므로 에



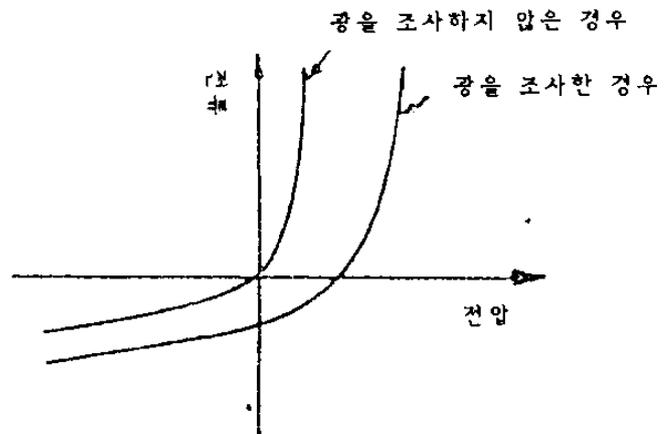
(a) 평형 상태



(b) 에너지 밴드 다이어그램 (평형상태)



(c) 에너지 밴드 다이어그램 (역방향 인가전압)



(d) p-n 접합의 I-V 특성

Fig.6-4 pn 다이오드 소자의 구조와 원리

너지 준위와 전자농도 관계식 $n = N_c \exp [(- E_c + E_f) / kT]$ 로부터 전자의 농도가 급격히 감소한다. p형의 접합지역에서도 같은 이유로 정공의 농도가 감소한다. 따라서 접합지역에서는 각각 n형, p형 쪽에 전자와 정공의 농도가 거의 없는 공핍상태(이를 공핍층이라 한다)를 만들어 움직이지 못하는 이온들(n형에는 \oplus 이온, p형에는 \ominus 이온)이 존재하며 n형에서 p형쪽으로 공간전계 E를 형성한다(그림 6-4-b). 이제 평형상태의 p-n 접합에 역방향 전압을 걸어주면(그림 6-4-c) 공핍층은 넓어지고 공간전계는 더욱 커져 전류가 거의 흐르지 않는다. 이와같은 역방향 인가전압 상태에서 광을 조사하여주면 전자와 호몰이 generation 되고, 공간전계에 의하여 전자는 n층으로, 호몰은 p층으로 확산 또는 drift 하여 외부회로가 열려있을 때는 역방향 공간전계를 줄이게되며 닫혀있을 때는 광전류가 흐르게 된다. 특성으로서 응답속도는 앞에서 설명한 조건들을 만족한다. 그림 6-4-d는 p-n 접합형 PD의 I-V 특성곡선으로 광이 없을때의 특성곡선과 닮은꼴로, 광량에 따라 발생한 광전압만큼 우측으로 평행이동시킨 형태로 된다.

(2) p-i-n 형 PD

pin-PD는 n형과 p형 소자 사이에 농도가 낮은($\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) 진성층(intrinsic layer)을 만들어준 것으로 그림 6-5는 pin-PD의 단면도를 나타낸 것이다. 농도가 낮은 진성층 i가 농도가 높은 p⁺형, n⁺형과 접합을 이루어 공핍층을 이루게 되고 광을 조사하였을 때 발생된 전자·호몰짝이 공핍층의 전계에 의해 이동

하게 되는 것은 p-n 접합형과 동일한 원리이나, 진성층 i의 두께를 조절해 줌으로써 양자효율과 응답속도를 높일 수 있는 장점을 갖고 있다. 보통 광은 그림 6-5에서 보듯이 p⁺형 표면에 조사되는데 광이 공핍층까지 충분히 도달하기 위해서는 p⁺형의 두께가 빛 투과거리 1/α보다 충분히 작아서 빛의 흡수가 대부분 진성층에서 일어나야 한다. 광의 표면반사를 고려하여 구한 양자효율은 다음과 같다.⁶⁻²⁸⁾

$$\eta = \frac{J_{tot}/q}{P_{opt}/Ah\nu} = (1-R) \left(1 - \frac{e^{-\alpha d}}{1 + \alpha L_p}\right) \dots\dots\dots (6-5)$$

(R : 굴절율, L_p : 호일의 확산길이, d : 공핍층의 두께)

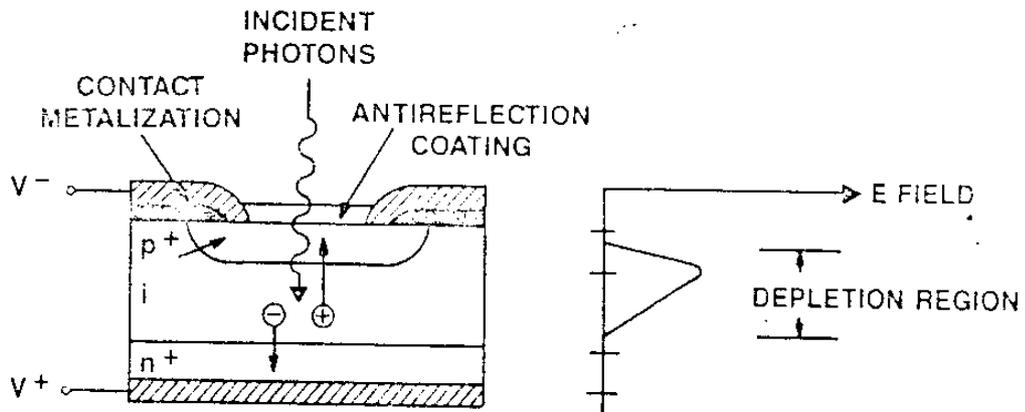


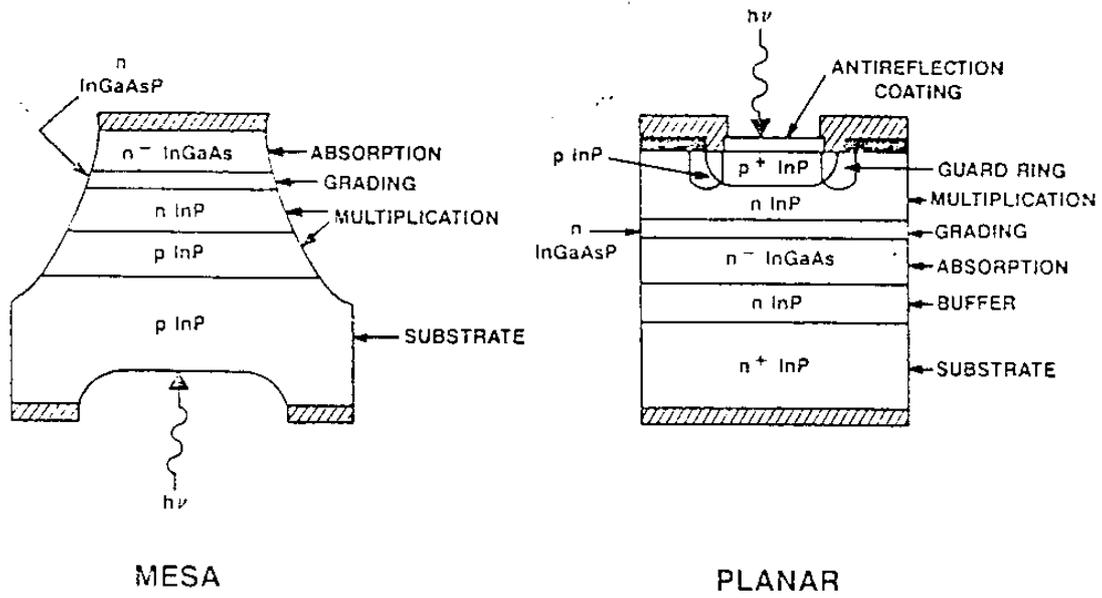
그림 6-5 pin-PD의 단면도

식 (6-5)로 부터, 높은 양자효율을 얻으려면 αd ≫ 1 이어야 하는데, 이 경우 공핍층의 두께가 늘어나 transit time이 길어지게 된다. 즉 앞에서 설명한 바와같이 양자효율 응답속도 사이에 trade

off 관계가 존재하는 데, 이들 사이의 최적조건은 공핍층의 두께가 $d=1/\alpha$ 또는 $2/\alpha$ 에서 이루어진다. (6-28)

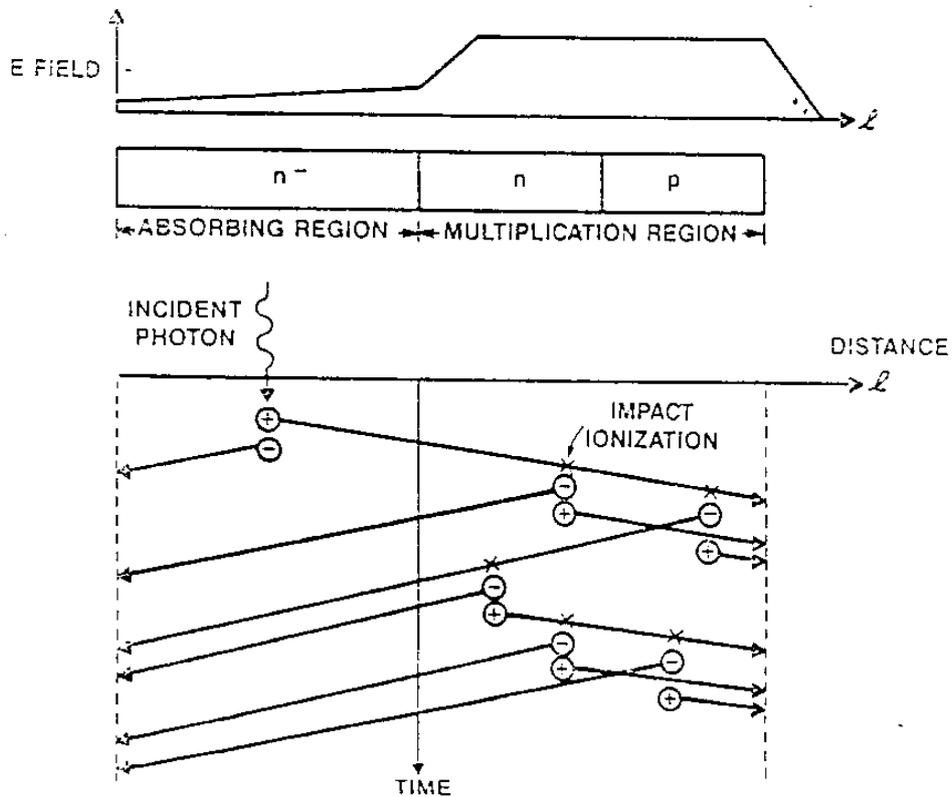
(3) APD (Avalanche Photo Diode)

APD의 기본적인 구조도 p-i-n과 마찬가지로 p-n 접합형과 같으나, APD는 광을 흡수하는 absorption region 외에, multiplication region이 존재한다. 그림 6-6은 APD의 단면도(a)와 증배과정(b)을 나타낸 것이다. 그림 6-6-b에서 보듯이 광을 받은 absorption region에서 발생한 전자·호홀이 높은 역방향 인가전압(\sim 수 10V)에 의해 충돌대에 있는 전자들을 여기시킬 수 있을 만큼 충분한 운동에너지를 갖고 multiplication region으로 들어가서 충돌에 의해 새로운 전자·호홀을 발생시키는 과정에서 전류이득을 얻는다. 응답속도를 제한시키는 요소는 앞에서 설명한 것 외에, multiplication region에서 이득을 얻기 위한 avalanche build-up time, InGaAs / InP의 경우 heterojunction에 의한 hole trapping 등이 있다. heterojunction에 의한 hole trapping은 absorption region과 multiplication region 사이에 grading layer를 형성(SAGM-APD)시켜줌으로서 해결될 수 있다. 따라서, 낮은 이득에서는 transit time과 RC time이 dominant하여 일정한 대역폭을 가지는 반면 높은 이득에서는 Avalanche build-up time이 dominant하여 이득의 증가에 따르는 대역폭의 감소를 보이는 이



(a)

Avalanche Multiplication



(b)

Fig.6-6 APD의 단면도(a)와 증배 과정(b)

득·대역폭 곱이 일정한 특성을 갖는다. 한편, APD의 shot noise가 다른 PD보다 크다는 점은 증배 과정을 통하여 수반되는 특성이라 하겠다. 증배 과정의 이론적인 해석⁶⁻³⁰⁾에 의하면, 전자만이 주입되어 증배되는 과정에서 발생하는 shot noise는 다음과 같이 표시된다.

$$\overline{i_s^2} = 2qI_0BM^2F \dots\dots\dots (6-6)$$

여기서 I_0 는 $M=1$ 일때의 광전류, B 는 대역폭, M 은 증배율, F 는 잡음지수이다. 그림 6-7은 $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ 에서 In GaAs SAGM-APD의 이득·대역폭을 나타낸 것으로서 약 70 GHz의 이득·대역폭 곱을 보여주고 있다.⁶⁻³¹⁾

(4) MSM - PD

MSM (Metal - Semiconductor - Metal) - PD는 반도체 소자에 두개의 대칭적인 Schottky barrier를 형성시킨 것으로 단면도와 에너지 밴드 다이어그램은 그림 6-8에 나타내었다. MSM의 특성에 대해 많은 연구가 보고^{6-16,17,18,29,32)}되고 있는데 C.J. Wel⁶⁻¹⁶⁾와 H. Beneking⁶⁻²⁹⁾ 등은 MSM의 대칭적인 에너지밴드 특성과 소자 전지역의 공핍층 형성이 빠른 응답속도와 1보다 큰 이득을 주며, symmetrical schottky barrier height가 암전류를 줄여 주어 PC처럼 긴 꼬리응답을 하지않는다고 한다. 빠른 응답속도는 작은 정전용량($\sim 0.1 \text{ pF}$), neutral region의 부재로 인하여 공핍층에서 generation된 전자·호울의 transit time이 응답속

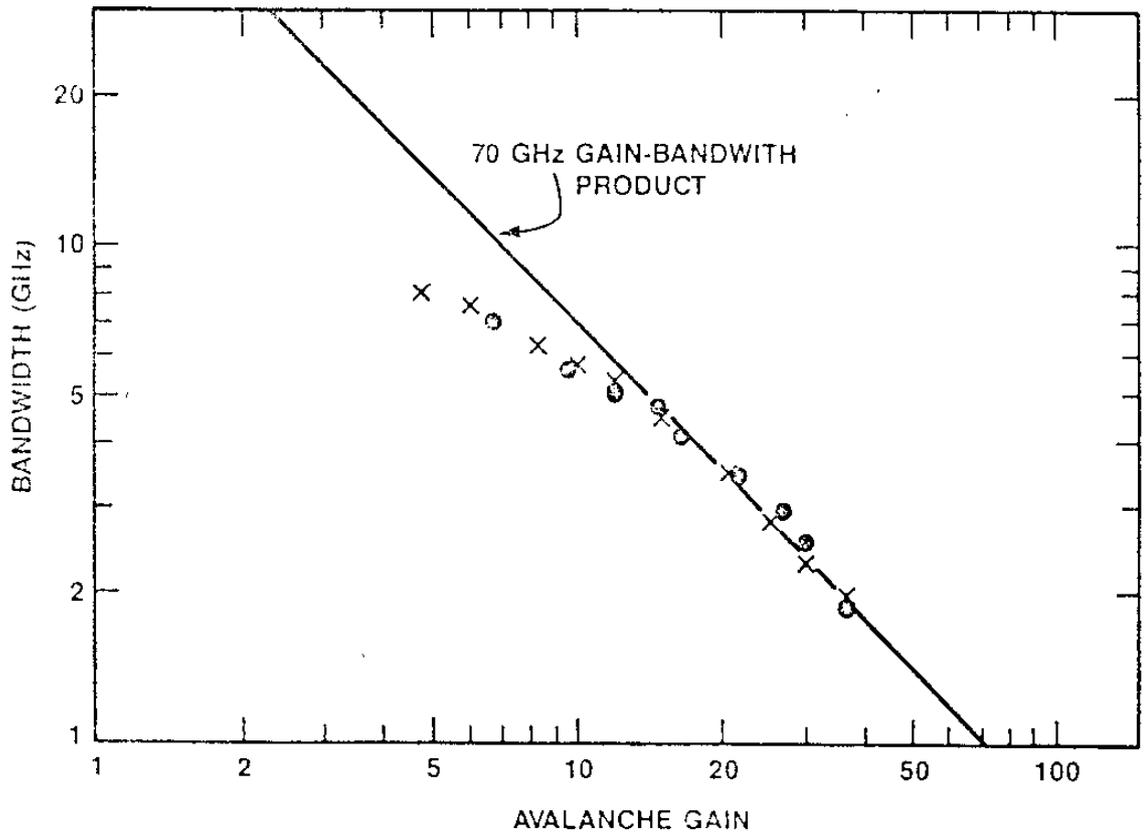


Fig.6-7. Measured frequency response($\lambda = 1.3\mu\text{m}$) of an InP/InGaAsP/InGaAs SAGM-APD versus the dc gain M_0 ⁶⁻³¹

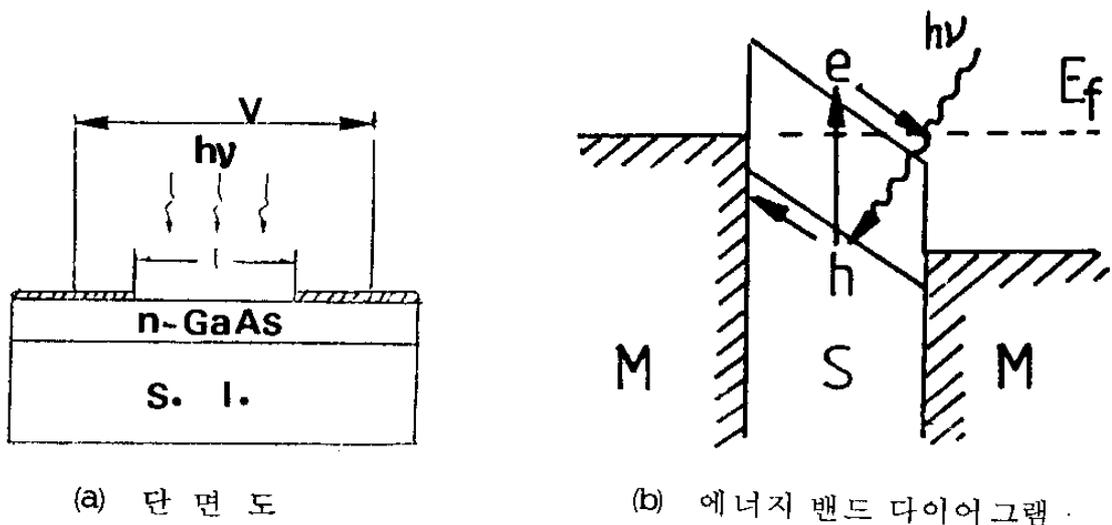


Fig.6-8 MSM-PD의 단면도(a)와 에너지 밴드 다이어그램 (b)

도의 주요결정시간이 되므로, 같은 공핍층 두께를 가진 p-n 접합이나, Schottky barrier 형보다 빠르며, 6-29) 낮은 암전류는 contact에서의 Schottky barrier height를 넘어오는 전자·호울의 주입으로 인한 것이라고 M. Ito 6-32) 등은 정성적으로 설명하고 있다. 그는 또 내부이득의 증가는 전도대에서의 notch 때문이라고 설명한다.

(5) PCD

Photoconductive detector는 반도체 소자에 두개의 ohmic contact을 하여준 것으로 광을 받았을 때 소자의 전도도 (conductivity)가 증가하는 성질을 이용한 것으로서, 전도도의 증가가 band-to-band transition에 의하여 generation된 전자·호울의 농도 증가에서 기인된 것 (intrinsic PCD)과 금지대역 (forbidden gap)에 있는 불순물의 에너지 준위에서 전도대 또는 충만대로의 전자·호울의 여기에 의하여 기인되는 것 (extrinsic PCD)로 구분할 수 있다. PCD의 대표적 장점은 이득이 다른 형태의 PD보다도 크다는 것이다. static state의 경우 이득은

$$\Gamma = \frac{\tau_{eff} (V_n + V_p)}{\ell} = \frac{\tau_{eff}}{t_r} \dots\dots\dots (6-7)$$

로 주어진다. 여기에서 τ_{eff} 는 effective lifetime, v_n, v_p 는 전자·호울 속도, ℓ 은 channel length, t_r 은 transit time이다. J.P. Viliot 6-24,33)와 M. Constant 6-34) 등은 n - GaAs

표 6-1. Photodetector의 특성

특성 PD	항복전압 (V)	정전용량 (pF)	암전류 (A)	양자효율 (%)	응답시간 (ps)	대역폭 (GHz)	참고문헌
Si-APD	140	2.4	1.4×10^{-9} at 0.9 V	90 (0.5 μm)	330	0.6	35
Si-pin	22 (동작전압)	~ 1	1×10^{-9} at 20 V	80 (0.85 μm)	270	> 1	36
GaAs-MSM	10 ~ 20 (동작전압)	0.14	$\sim 1 \times 10^{-9}$ at 10 V	-	34	-	32
GaAs-PC	< 1 (동작전압)	0.4	$> 1 \times 10^{-5}$ at 20 V	-	90 (FWHM)	4	21
Ge-APD	30	< 1.5	1.5×10^{-7} at 0.9 V	80 (1.3 ~ 1.5 μm)	200	> 2	37
GaInAs-MSM	25	0.08	0.1 A/cm^2 at 10 V	40 (1.3 μm)	60 (FWHM)	-	20
GaInAs-APD	63	0.2	3.0×10^{-8} at 57 V	75 (1.5 μm)	-	8	31
GaInAs-pin	10 (동작전압)	-	1×10^{-8} at 10 V	< 50 (1.0 ~ 1.5 μm)	35	-	38

planar PCD를 설계하여 $10^{-9} \sim 10^{-13} \text{ W}$ 에서 $10^6 \sim 10^9$ 의 이득을 보고하고 있다. 이와같은 PCD의 높은 이득은, 아무리 잘 정제된 소자라 할지라도 소자내에 hole trap들이 존재하여 effective lifetime을 증가시키기 때문이다. 그러나 effective lifetime의 증가는 상대적으로 falling time을 증가시키어 대역폭을 줄여주게 된다. 즉 APD에서처럼 이득·대역폭곱은 일정하게 주어진다. 표 6-1은 여러 PD들의 특성을 나타낸 것이다.

2. 수광소자의 응용과 arrayed detector

FET와 집적화한 고속 photodetector는 receiver(또는 multi-channel arrayed receiver)의 기본소자가 되어 FOS(Fiber Optical System) 즉 optical computing and signal processing, optical interconnets, LANs, optical communication 등에 이용된다. 그림 6-9는 pin/FET receiver의 단면도를 나타낸 것이다. pin-PD는 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 를, FET는 gate material을 SiN_x 로 한 InP-based planar형으로 집적화되었다. 최근 J.C. Renaud⁶⁻¹²⁾는 monolithic GaInAs pin/JFET 특성으로 10^{-9} BER, 560 Mbit/s에서 -29 dBm의 감도를 보고한바 있다. 그림 6-10은 GaAs-base 4-channel arrayed photoreceiver의 단면도(a)와 회로도(b)를 나타낸 것이다. 이 receiver는 1×4 array로 집적화 되었으며, 1.5 Gbits/s의 bit rates까지 인접한 channel 사이에 상호 coupling 작용이 거의 없었고, 1 Gbits/s에서의 감도는 -26 dBm으로 보고

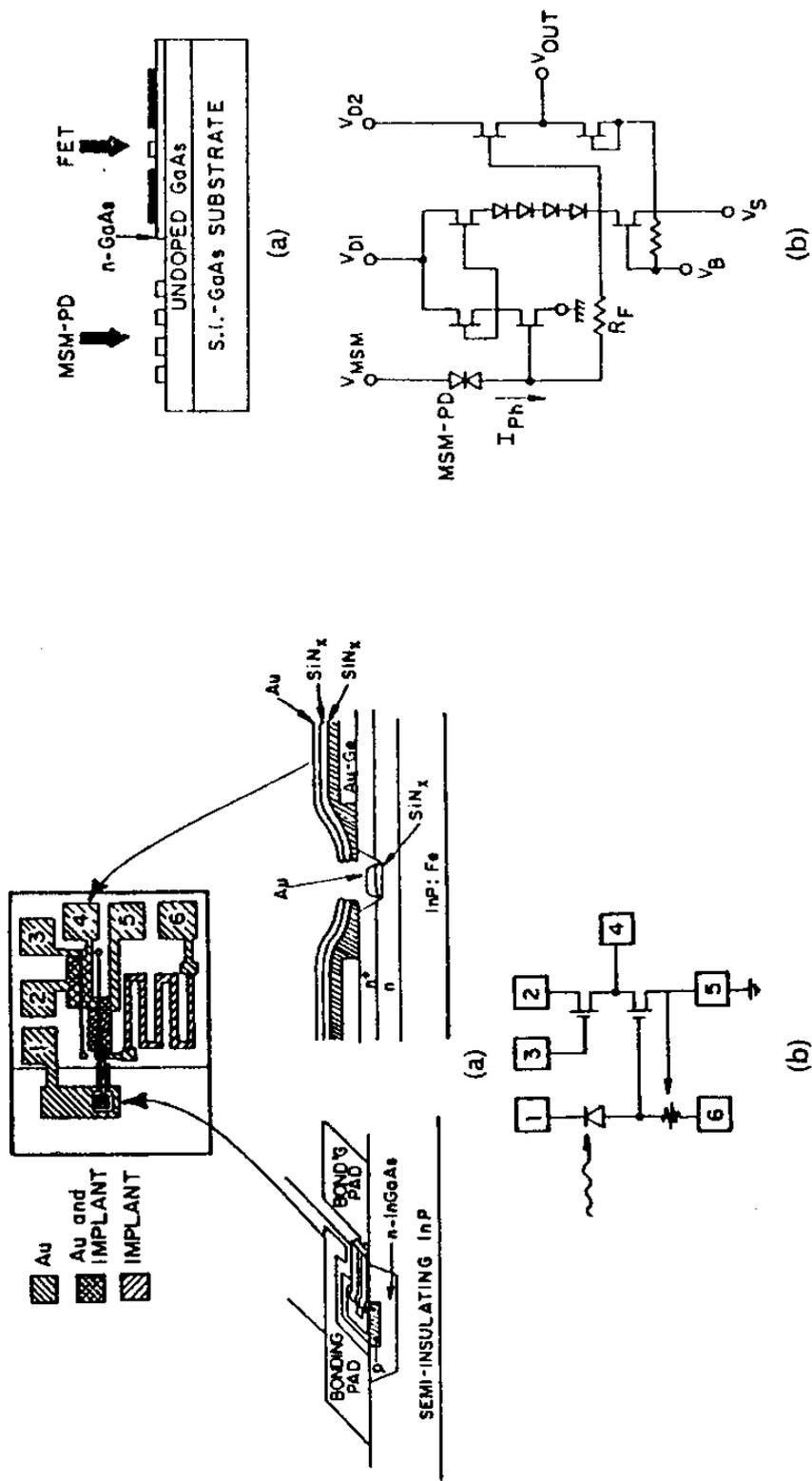


Fig.6-9. GaInAs pin/InP MESFET receiver (6-15)
 (a) 단면도 (b) 회로도

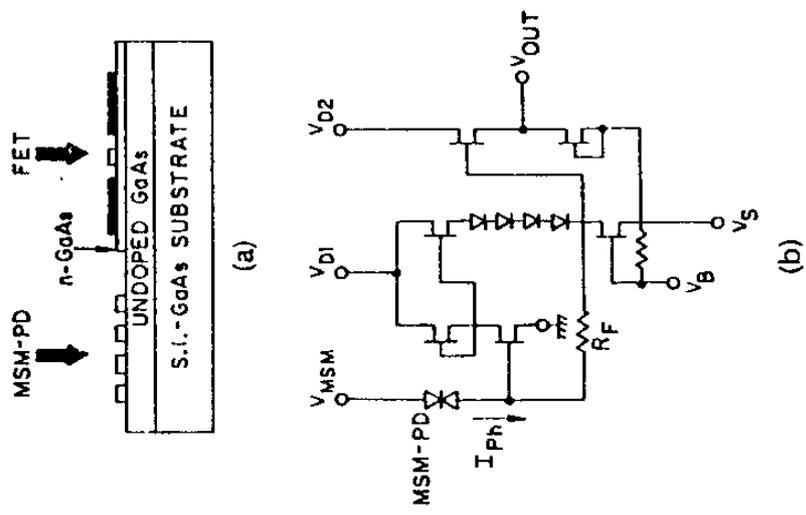


Fig.6-10. GaAs MSM/MESFET 4-channel receiver. (a) 단면도 (b) 회로도 (6-18)

되었다. 6-18)

한편, 고속 PD는 FOS 외에도 spectroscopic system, multichannel detection system, monolithic wavelength demultiplexer, polarization sensitive detection 등 여러 분야에서 응용 보고되고 있다. 그림 6-11은 wavenumber 500 ~ 1000 cm^{-1} 에서 MoO_3 의 Raman spectra를 notched GaAs PCD (a)와 Hamamatsu R268 photomultiplier (b)로 측정된 것을 비교

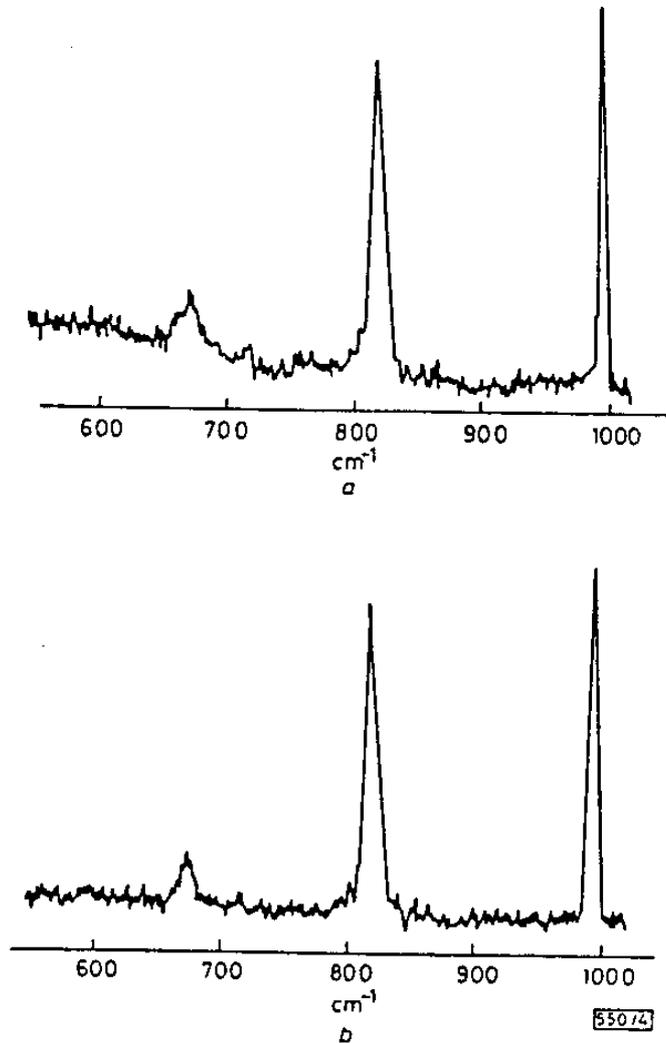


Fig.6-11. Raman spectra of MoO_3

(a) Notched photoconductor, bias voltage=1V

(b) Hamamatsu PM R268, $V_{PM} = -950V$ (6-26)

하여 나타낸 것이며, 그림 6-12는 5-element arrayed PCD의 image detection을 나타낸 것으로, 얻어진 image는 laser beam의 Gaussian distribution을 보여주어 image detection에서의 arrayed-PCD의 유용성을 알 수 있다.

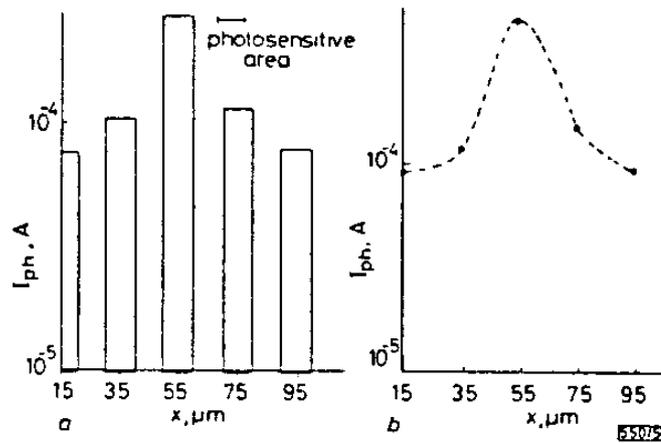
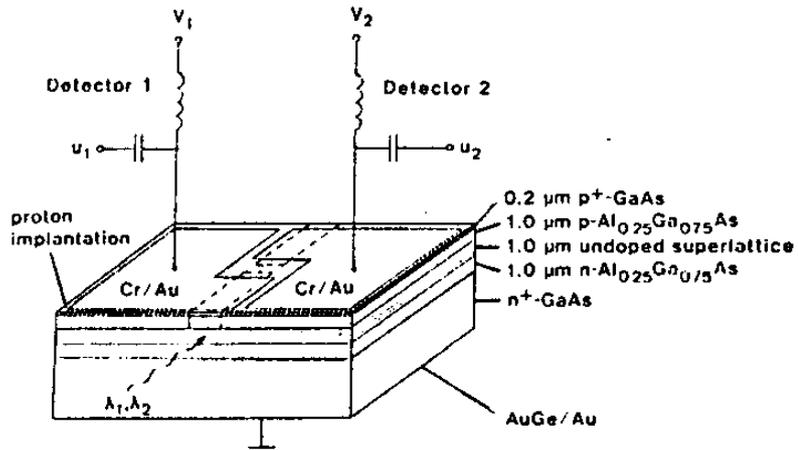


Fig.6-12. Performance test of a five-element PCD array in image detection.

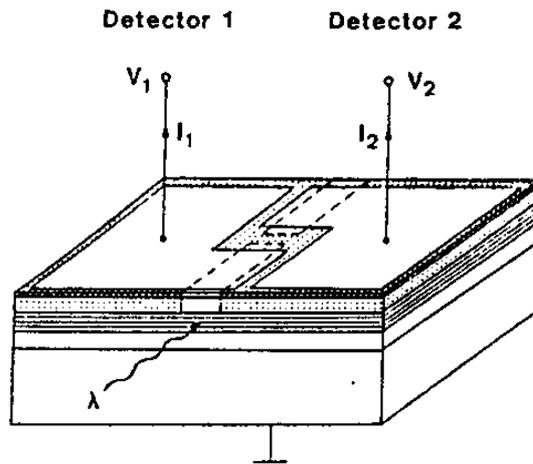
$\lambda = 630\text{nm}$, one-element bias voltage=2V,
one-element $P_L = 50\text{nW}$

- a. Measured photocurrent as a function of element position
- b. Corresponding obtained image

그림 6-13은 dual-wavelength demultiplexing pin waveguide detector array (a)와 polarization sensor의 단면도를 나타낸 것이다.



(a)



(b)

Fig.6-13. (a) Schematic view of the dual-wave length demultiplexing superlattice p-i-n waveguide detector array

(b) Schematic view of the device used as a polarization sensor⁽⁶⁻¹³⁾

제 3 절 수광소자의 설계 및 공정

1. 설 계

detector는 구조의 단순함과 고속응답에 적합한 planar MSM - type 와 PC - type 으로 선정하였으며, mask pattern 은 interdigital 로서 finger width $2.5 \mu\text{m}$, electrode spacing $1 \mu\text{m}$, finger length $145 \mu\text{m}$ 로 ohmic 및 gate 구조용 mask 로 설계하였다. substrate 는 sumitomo 사의 VPE 로 성장한 n⁻/S.I. GaAs ($n \simeq 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, $d \simeq 3 \mu\text{m}$) 를 사용하였다.

2. 공 정

그림 6-14 는 detector 의 공정과정을 나타낸 것이다. 공정과정은 크게 pattern 형성, bonding pad 형성, bonding 으로 나눌 수 있다.

가. pattern 형성

(1) 세척 : n⁻/S.I. GaAs 를 $8 \times 10 \text{mm}^2$ 으로 자른후, Trichloroethylene (TCE) 로 5 분간 끓여 주었고, Acetone, Methyl alcohol 의 순서로 각각 3 분간 끓인후, DI water 로 헹구어 N₂ gas blowing 으로 건조시키었다.

(2) photolithography

금속박막을 lift-off 방법으로 형성시켜야 하므로, PR 은 두

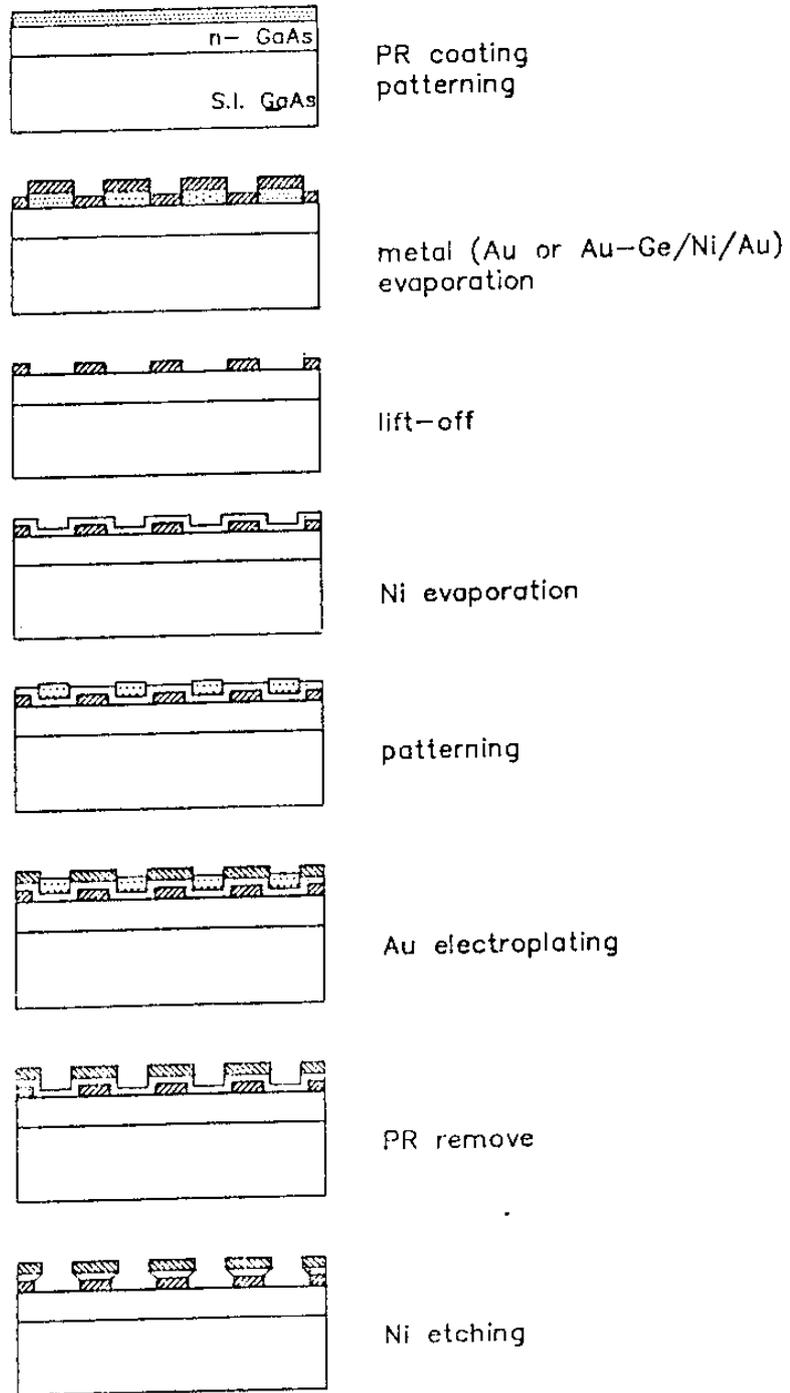


Fig.6-14 MSM-PD, PCD 제작을 위한 공정도

께가 두꺼워야 하며, T-shape overhang 형성이 바람직하다.

photolithography 공정 순서는 다음과 같다.

- (가) Prebaking : 250 °C, 15 분
- (나) PR coating : 4,500 rpm, 40 초
- (다) Soft baking : 85 °C, 5 분
- (라) Mono-chlorobenzene soaking : 15 분
- (마) N₂ gas blowing
- (바) Exposure : UV light, 65 초
- (사) Develop : AZ 400 K developer : DI water
= 1:3, 90 초.

위의 공정과정중 Prebaking (가)은 wafer 표면의 수분을 완전히 제거하여 PR 과 wafer 사이의 adhesion을 향상시키기 위한 것이다. (라)의 Mono-chlorobenzene soaking은 Mono-chlorobenzene (MCB)이 0.2 ~ 0.5 μm 까지 PR 표면을 침투하여, 침투된 PR을 경화시키므로 develop 후 T-shape overhang을 형성시키게 한다.⁶⁻³⁹⁾ 이것은 경화된 PR의 developer에 용해되는 속도가 MCB의 영향을 받지않은 안쪽의 PR보다 느리기 때문이다. overhang의 두께는 soft baking 온도나, 시간, MCB soaking 시간에 따라 달라진다.

(3) pre-evaporation treatment

photolithography 공정 이후, develop 된 부분에 남아있는 잔류 PR (polymer) 과 산화막은 Schottky contact은 물론

ohmic contact 특성을 저하시키므로 이들 잔류 PR 과 산화막 제거가 필요하다. 이 과정은 진공증착후 lift-off 공정을 위해 반드시 필요한 과정으로 진공증착 직전에 표면을 가볍게 etching 해 줌으로서 제거가 가능하다. 본 연구에서는 etchant 로 NH_4OH : DI water = 1 : 10 으로 희석된 용액을 사용하였으며, 상온에서 약 2 분간 etching 하였다. 이때 주의하여야 할점은 NH_4OH 희석용액으로 etching 한후 DI water 로 헹구어 주면 wafer 표면에 다시 산화막이 형성되므로, etching 한후 바로 N_2 gas 로 blowing 하여야 한다.

(4) 금속박막의 진공증착

PR 에 의해 선택적으로 masking 된 wafer 에 thermal evaporation 방법으로 PC-type 의 경우 70 mg 의 Au/Ge 과 10 mg 의 Ni, 150 mg 의 Au 를 차례로 증착시켰으며, MSM-type 의 경우 150 mg 의 Au 만을 증착시켰다.

(5) lift-off

lift-off 는 masking PR 위의 금속박막을 제거시키어 필요한 금속 pattern 만 남기는 것으로, 증착후 증착된 wafer 를 acetone 에 담그어 주면, PR 이 acetone 에 녹으면서 PR 위의 불필요한 금속이 제거된다. lift-off 공정이 끝난후 PC-type 은 ohmic contact 을 위하여 질소분위기 속에서, 450°C , 3 분간 열처리하여 주었다.

나. Bonding pad 형성

Bonding pad의 형성을 위해 PD의 전극부와 같은 bonding pad mask를 emulsion으로 제작하였다. 그림 6-15는 bonding pad 형성을 위한 흐름을 제시한 것으로, electroplating 전까지의 공정은 다음과 같다.

- pre-evaporation treatment : NH_4OH : DI water = 1 : 10, 3 분간
- thermal evaporation : Ni 80 mg
- 1 st PR coating : 4,500 rpm, 40 초
- soft baking : 85 °C 까지 천천히, 5 분
- 2nd PR coating : 4,500 rpm, 40 초
- soft baking : 85 °C 까지 천천히, 5 분
- bonding pad exposure : UV light, 150 초
- develop : AZ 400 K developer : DI water = 1 : 3, 120 초

develop 된 후 electroplating 공정을 수행하여야 하는데, develop 된 pad 위의 Ni과 electroplating 공정을 통한 Au 도금 사이의 산화막제거 및 adhesion을 향상시키기 위하여 Au-plating 전에 다시 NH_4OH 수용액에 3 분간 Ni을 eteching 한 후 plating 공정을 수행하였다.

Au - plating 방법에는 전극을 사용하는 electroplating 과 전극없이 도금하는 electroless plating 방법이 있으며,^{6-40,41)} 본 연구에서는 영국 Engelhard 사의 S-51 model plating set

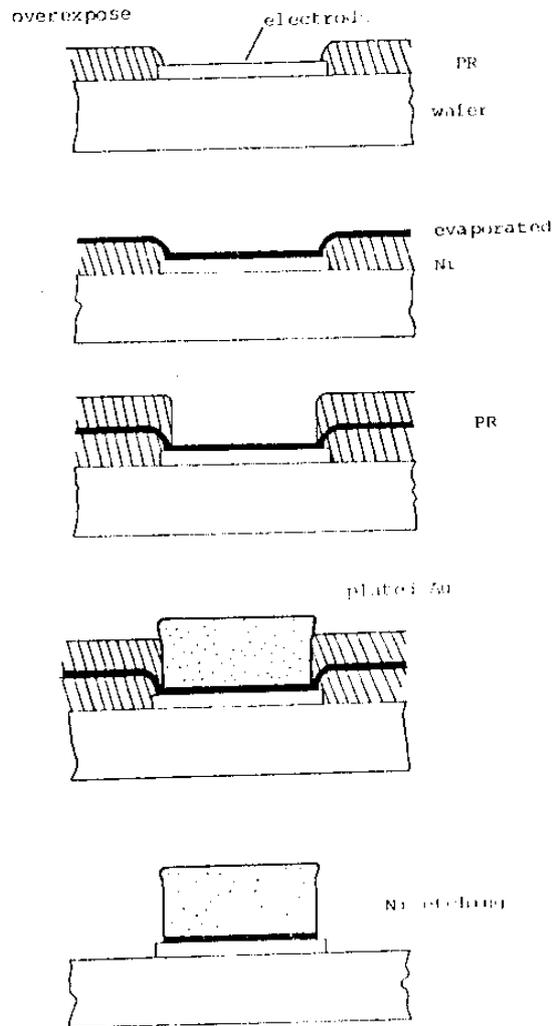


Fig.6-15 Bonding pad 형성 공정도

를 이용한 electroplating 을 채택하였다. Au-plating set 는 $\text{KAu}(\text{CN})_2$ powder 와 make up salt, make up brightner, replenish salt, replenish brightner, Acid-N 용액 등으로 구성된 중성 bath 에 속한다.⁶⁻⁴²⁾ Plating 을 위해 최초 용액을 조성하는 과정은 다음과 같다.⁶⁻⁴³⁾

- (1) 120 ml DI water 에 36 g의 make up salt를 용해시킨다.
- (2) 이 용액에 2ml의 make up brightner를 첨가시킨다.
- (3) 50ml의 DI water에 1.2g의 $\text{KAu}(\text{CN})_2$ powder를 용해시킨다. 이때 $\text{KAu}(\text{CN})_2$ 에는 68%의 Au가 포함되어 있다.
- (4) 두 용액을 섞은 후 교반한다.
- (5) DI water를 부어 전체 volume이 200 ml가 되게 한다.

그림 6-16은 Au-plating 장치의 개략도를 나타낸 것이다.

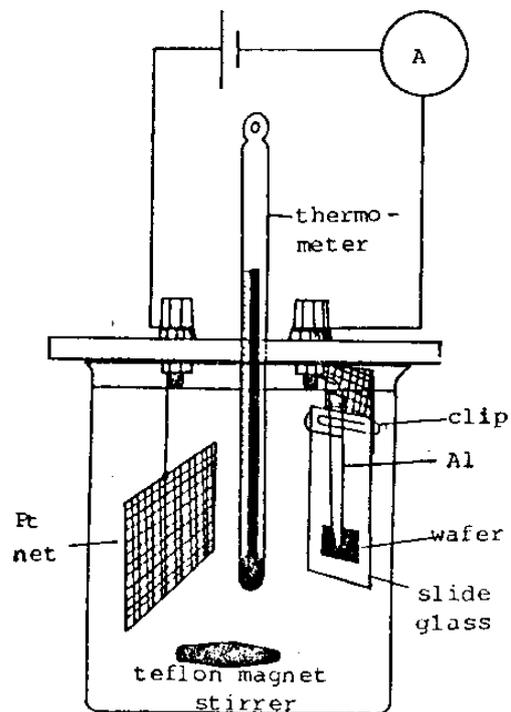


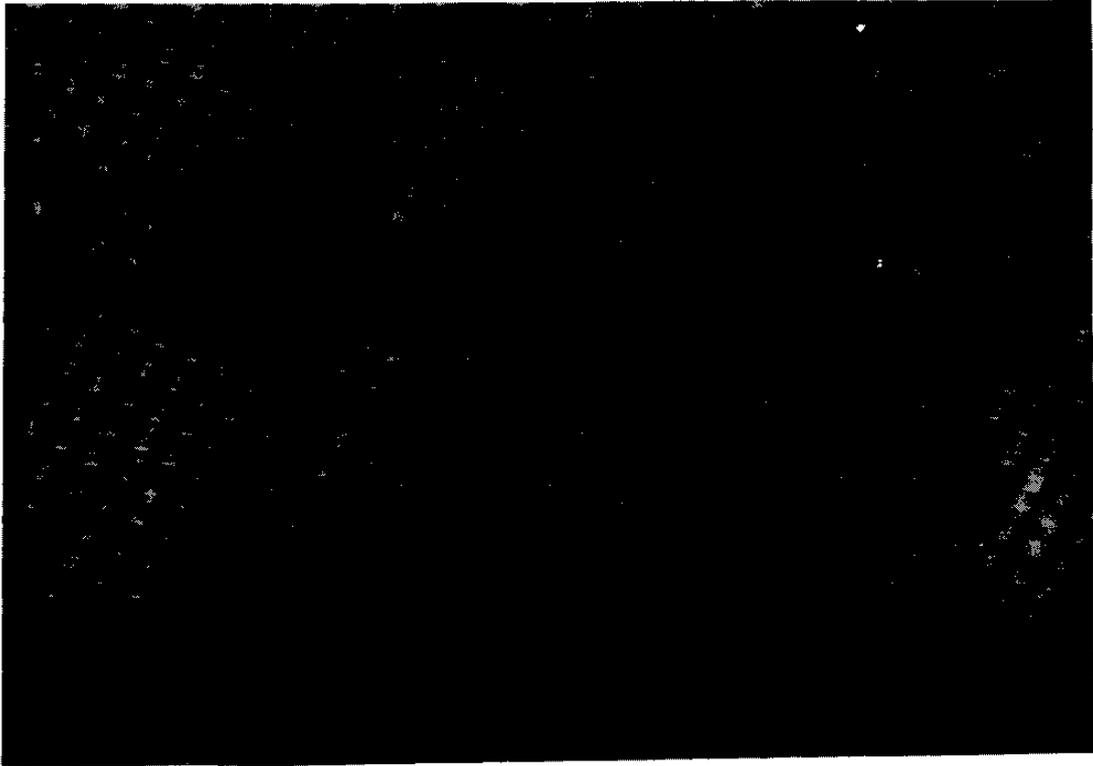
Fig.6-16 Au-plating 장치의 개략도

다. Bonding

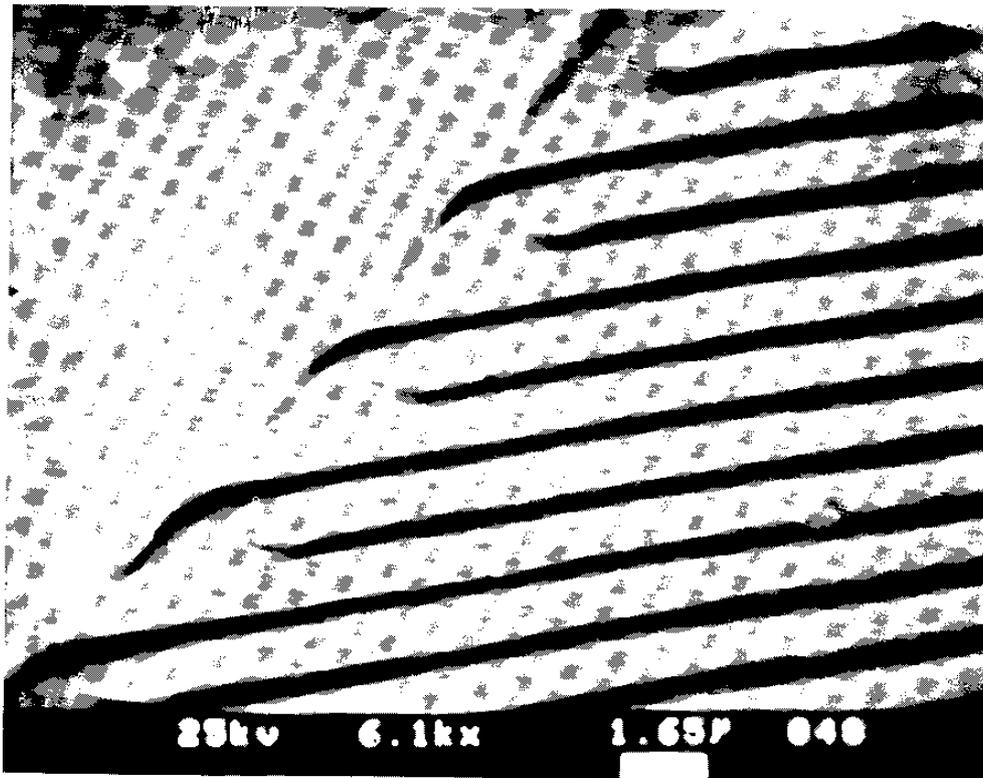
Bonding 기법에는 thermocompression bonding (TC bonding)과 ultrasonic bonding 이 널리 사용되고 있으며,⁶⁻⁴⁴⁾ 본 연구에서는 PD의 s-parameter 측정을 위하여 필수적인 소자와 microstrip 간에 bonding 을 thermosonic gold ball bonder (Kulicke and Soffa Ind. Inc. MODEL 4124)로 bonding 을 도사하였으나 최적의 bonding 공정조건을 아직 확립하지 못하여 PD 전극부가 wafer 로부터 떨어지는 문제점이 있었다.

제 4 절 측정 및 결과

그림 6-17 에 제작된 PD의 Normalsky 와 SEM 사진을 제시하였다. (a)는 제작된 PD를 Normalsky 현미경으로 400배 확대하여 본것으로 electrode 와 electrospacing 이 거의 비슷한 넓이로 균일하게 이루어진 모양을 보여준다. PD 윗 부분의 직사각형 pattern 들은 contact resistance 를 측정하기 위해 설계된 것이다. (b)는 (a)에서 본 PD의 전극부와 finger 모양을 SEM 사진으로 6,100배 확대하여 본 것이다. 그림 6-18 은 electroplating 전에 probe station 과 자동화된 HP-4140 측정장비에 의한 암전류 측정결과를 제시한 것이다. (a)는 MSM-PD 의 측정결과이며 5V의 역방향 전압에서 25~50 nA의 암전류를 측정할 수 있었으며, 항복전압은 20~35V에서 일어났다. (b)는 PCD의 측정결과이며, hysteresis가 관찰되었고, 20 μ A의 암전류, 3.5V에서 항

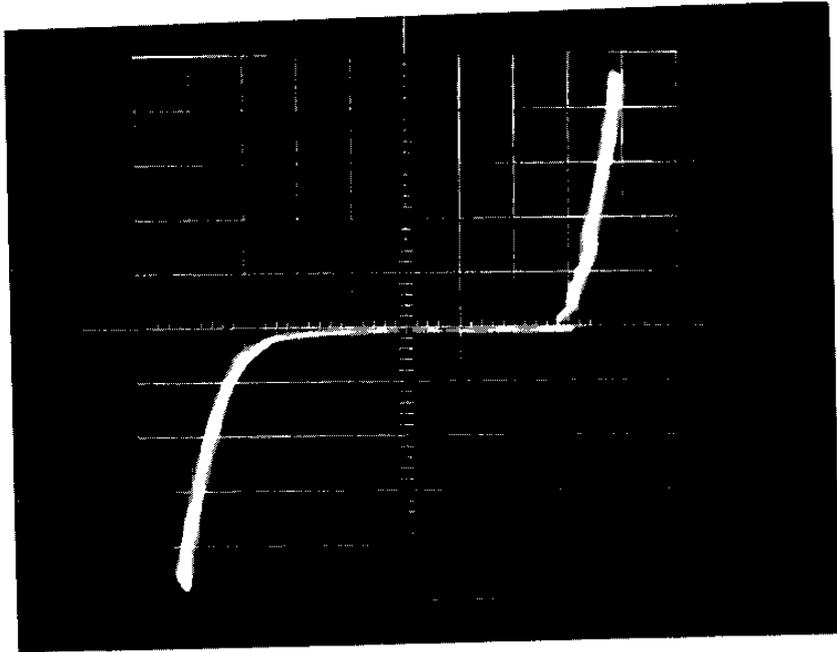


(a) 제작된 PD의 Normal-sky 사진

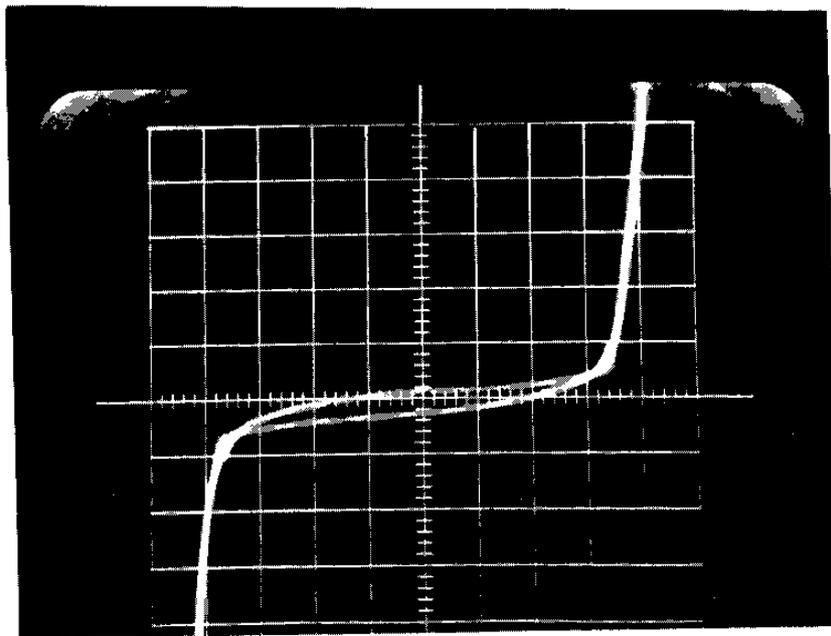


(b) 제작된 PD의 SEM 사진

Fig.6-17 제작된 PD의 Normal-sky(a)와 SEM(b) 사진



(a) MSM-PD I-V curve(dark:vol/div=5V, curr/div=0.2mA)



(b) PCD I-V curve(dark:vol/div=1V, curr/div=1μA)

Fig.6-18 제작된 PD의 I-V 측정곡선 (darkness)

복전압이 일어났다. MSM-PD의 낮은 암전류는 Au의 높은 barrier height에 의한 것으로 이해할 수 있으며, Schottky 금속으로서 WSi_x를 사용하여 ~ nA의 암전류 측정보고도 있다.⁶⁻³²⁾

제 5 절 이론적 고찰

1. 대역폭

대역폭은 제 2 절에서 언급한 식 (6-3)에 의해 $B = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}}$ 로 표시된다. 여기에서 effective lifetime τ_{eff} 는 device 구조에 의존한다.

가. MSM-PD

MSM-PD는 두개의 symmetrical Schottky barrier를 형성시켜 준것으로 보통 활성층(active layer) 전체가 공핍층이 된다. 따라서 응답속도는 RC 시정수 ($t_1 = (R_L + R_S)C$; R_L 은 load 저항, R_S 은 series 저항)와 transit time $t_2 = L/v_{sat}$ (L : 공핍층의 두께, v_{sat} : carrier의 saturating velocity)에 결정되므로 $\tau_{eff} = t_1 + t_2$ 로 표시된다.

따라서 대역폭 B는

$$B = \frac{1}{2\pi(t_1 + t_2)} = \frac{1}{2\pi(R_L + R_C)C + 2\pi\frac{L}{v_{sat}}} \dots\dots\dots (6-8)$$

와 같은 식으로 나타내어진다.

나. PCD

빛을 받는 활성층에서 단위부피당 여기된 전자의 수는, $G\tau_{eff}$ (G : generation rate, τ_{eff} : effective life time)이다. 따라서 단위부피당 여기된 전자의 밀도 Δn 은 $\Delta n = G\tau_{eff}$ 이며, 대응되는 광전류밀도 J 는 $J = q\Delta n(\mu_n + \mu_p)E$ 로서, q 는 electronic charge, μ_n, μ_p 는 각각 전자·호울 이동도이며, E 는 applied electric field이다.

한편, 이득 Γ 은

$$\Gamma = \frac{\text{photocurrent flowing between the electrodes}}{\text{primary photocurrent}}$$

이므로 V_0 가 활성층의 부피고, L 이 electrode 사이의 길이라고 할때

$$\Gamma = \frac{I}{qGV_0} = \frac{A_1 J}{q \left(\frac{\Delta n}{\tau_{eff}} \right) \cdot A_1 L} = \frac{q\Delta n(\mu_n + \mu_p) E \tau_{eff}}{q\Delta n L}$$

$$= \tau_{eff}(\mu_n + \mu_p) \frac{V}{L^2}$$

이다. PCD는 이득·대역폭곱이 일정하므로

$$\Gamma \cdot B = \tau_{eff}(\mu_n + \mu_p) \frac{V}{L^2} \cdot \left(\frac{1}{2\mu\tau_{eff}} \right) = \frac{1}{2\pi}(\mu_n + \mu_p) \cdot \frac{V}{L^2}$$

이다.

Rittner⁶⁻⁴⁵⁾에 의한 최대이득은

$$\Gamma_{max} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) \quad (\text{for n-type material})$$

또는 $\Gamma_{\max} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right)$ (for p-type material)

이므로 최대이득에서의 대역폭 B_{\min} 은 이득 · 대역폭곱으로 부터

$$B_{\min} = \frac{1}{\pi} \mu_p \frac{V}{L^2} \quad (\text{for n-type material}) \quad \dots (6-9)$$

$$B_{\min} = \frac{1}{\pi} \mu_n \frac{V}{L^2} \quad (\text{for p-type material})$$

대역폭은 위에서 구한 것처럼 active volume 요소만을 고려하는 것 이외에 device 구조나 크기에 의존하여 surface recombination, contact recombination 도 고려하여 주어야 하며, 자세한 내용은 참고문헌 (6-29) 에 소개 되었다.

2. 정전용량

여기에서는 interdigitated structure 를 가진 MSM-PD 와 PCD 의 정전용량을 구하기로 한다. finger number N , finger length ℓ , finger width w , finger spacing L 인 interdigitated structure 의 정전용량은 다음과 같이 주어진다. ⁶⁻³²⁾

$$C = C_0 (N-1) \ell \quad \dots \dots \dots (6-10)$$

C_0 는 단위길이당 finger 의 gap capacitance 로 다음과 같다. ⁶⁻⁴⁶⁾

$$C_0 = \epsilon_0 (1 + \epsilon_r) K/K' \quad \dots \dots \dots (6-11)$$

여기에서 ϵ_0, ϵ_r 은 진공의 dielectric constant 와 물질의 상

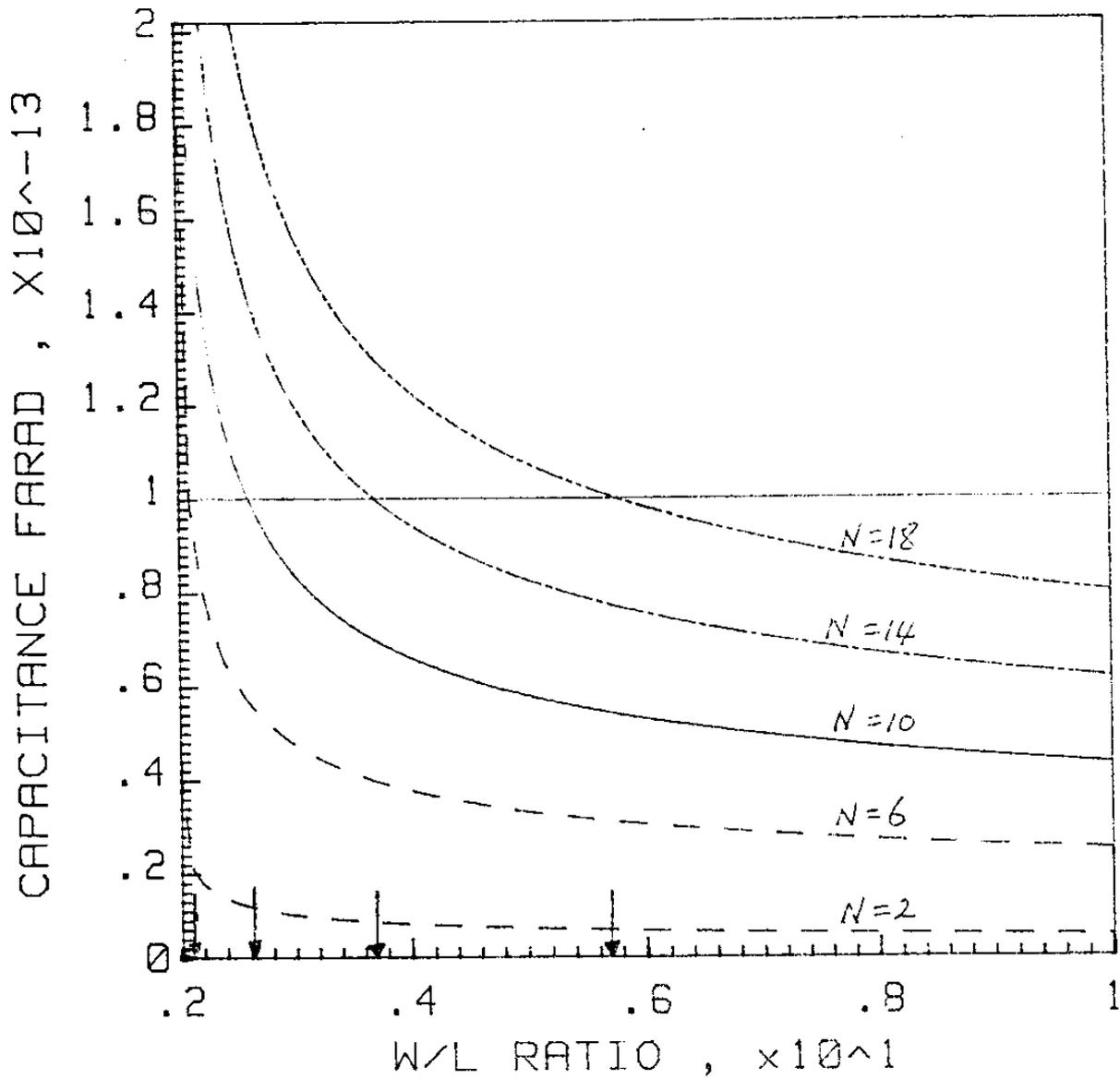


Fig.6-19. Capacitance versus W/L ratio for various finger numbers

대 dielectric constant 이고, K 와 K' 은 complete elliptic integral로서 다음과 같이 정의된다.

$$K = K(k) \triangleq \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}} \dots\dots\dots (6-12)$$

$$k = \tan^2 \frac{\pi}{4} \frac{L}{W-L}, \dots\dots\dots (6-13)$$

$$K' = K(k'), \quad k'^2 = 1 - k^2 \dots\dots\dots (6-14)$$

W. Hilberg⁶⁻⁴⁷⁾의 K/K' 에 관한 근사값

$$K/K' = \frac{\pi}{2} / \ln \left\{ 2 \sqrt{\frac{1+k'}{1-k'}} \right\} \text{ for } 0 < k < \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad 0 < \frac{K}{K'} < 1 \dots\dots\dots (6-15)$$

와 식 (6-11)을 식 (6-10)에 대입하면

$$C = \frac{\pi \epsilon_0 (1 + \epsilon_r) (N-1) \ell}{2 \ln \left\{ 2 \left(\frac{1+k'}{1-k'} \right)^{1/2} \right\}}, \quad k' = \left\{ 1 - \tan^2 \left(\frac{\pi}{4} \frac{1}{W/L-1} \right) \right\}^{1/2} \dots\dots\dots (6-16)$$

이 된다.

그림 6-19는 finger length $\ell = 145 \mu\text{m}$ 일때, finger width w 와 finger spacing L 의 비 (W/L)의 변화에 따른 정전용량 C 의 값을 계산한 것이다. 그림 6-19에 의하면 W/L 이 증가함에 따라 정전용량 C 가 급격히 감소하다가 saturation됨을 알 수 있다. saturation이 시작되는 W/L 은 finger number n 의 증가에 따라 증가한다. 따라서 PD의 responsivity를 고려할때,

finger width W 가 가능한 한 작아야 하므로 saturation이 시작되는 부분에서 W/L 의 비를 결정하여 주는 것이 바람직하다.

이제 finger length $\ell = 145 \mu\text{m}$ 이고, 10 GHz의 대역폭을 갖는 MSM-PD를 제작하려 할때 가장 알맞는 W/L 의 값을 구하여 보자. 식(6-8)에서 series 저항 $R_s=0$, load 저항 $R_L = 50 \Omega$ 이라 할때 $v_{\text{sat}} \simeq 1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 이므로 $L=1 \mu\text{m}$ 에 대하여 10 GHz의 대역폭을 얻기 위하여는 정전용량 C 는 0.1 pF 이 되어야 한다. 그림 6-19에서 0.1 pF 에 해당되는 W/L 의 비를 보면 $N=18$ 일때 $W/L=5.7$, $N=6$ 일때 $W/L=2.6$ 이 된다. 즉 finger number $N=6$, finger spacing $L=1 \mu\text{m}$, finger length $\ell = 145 \mu\text{m}$ 인 interdigitated PD의 대역폭이 10 GHz가 되기 위해서는 finger width $W > 2.6 \mu\text{m}$ 되도록 ($W/L > 2.6$) structure를 design하는 것이 바람직하다.

표 6-2는 식(6-4), 식(6-8), 식(6-9), 식(6-16)로부터 본 연구에서 제작한 MSM-PD와 PCD의 정전용량, 대역폭, rise time을 계산한 것이다. PCD의 대역폭을 구할때 $\mu_p = 250 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$, $L=1 \mu\text{m}$, $V=1$ 로 하였다.

interdigitated spec. 은 다음과 같다.

finger number	$N = 18$
finger length	$\ell = 145 \mu\text{m}$
finger width	$W = 2.5 \mu\text{m}$
finger spacing	$L = 1 \mu\text{m}$

표 6-2 MSM-PD 와 PCD 의 이론적 계산값.

	MSM-PD	PCD
정전용량 (pF)	0.2	0.2
대역폭 (GHz)	13.7	7.9 (min.)
rise time (pS)	26	45 (max.)

제 6 절 결 론

이 장에서는 광계측용 I/O 소자중 핵심인 arrayed detector의 개발을 위한 초기연도의 연구결과로 Photoconductive 및 Schottky type detector의 제조공정을 수행하여 기본 공정 기술을 개발하였다. 아울러 제작된 PC 및 MSM detector의 전류 / 전압 특성과 이 결과로부터 얻어진 data에 의한 기본적인 detector 상수들에 대한 계산의 결과들을 수록하였다. 현재까지의 결과들은 최적화되지 않은 소자들의 결과로서, 차기연도의 새로운 구조설계에 기여될 것이며 특히 MSM형 detector의 leakage current가 20 nA로서 이미 발표된 여러 소자들에 비해 손색이 없는 결과이었다. 대역폭, sensitivity 등 광학적 특성들은 차기 연도에 집중적으로 수행될 예정이다.

제 7 장 결론 및 토의

광섬유형태의 광증폭기가 MCVD 법과 Solution doping 법, Buind-in casting 법에 의해 제조되었으며 이들의 fluorescence lifetime 과 광증폭특성이 조사되어 이 결과 5 dB 이상의 광증폭이 얻어졌다. 차기년도에는 Er^{3+} 이 첨가된 실리카광섬유를 제조하고 fluorescence의 효율을 높이기 위해 Al_2O_3 나 P_2O_5 등을 첨가하는 연구가 수행되어야 하리라 보며 ZBLEAN의 경우는 단일모드광섬유를 제조하는 공정개발이 계속되어 장파장영역에서 연속발전하는 fiber-laser 개발의 예비실험이 진행되어야 할 것이다. 또는, 여러 원소들의 co-doping 효과도 병행하여 조사되어야 할 것이다.

광센서용 광소자제조에서는 결합효율을 자유로 변화시켜 제조할 수 있는 용융인장법에 의해 fiber-coupler가 제조되었으며, 원통형 PZT외벽에 광섬유를 부착하고 PZT양면에 전압을 가하여 광섬유형태의 위상변조기가 제조되었고 이의 변조특성을 조사한 결과 30 KHz 이상에서도 위상변조가 제대로 이루어짐을 알 수 있었다. 집적 광학기술에 의해 제조되는 광소자 즉, 위상변조기와 편광분리기의 제조는 $LiNbO_3$ 기판위에 Ti 확산법과 이온교환법에 의해 박막도파로를 구성하고 이위에 Al 전극을 형성함으로써 이루어졌다. 실험결과 위상변조기의 변조특성이 이미 시판되고 있는 제품과 거의 동일하였으며 편광분리기는 모오드간의 간섭효과를 응용한 새로

운 방법을 제안하였는데 제조·실험결과 TE와 TM 모오드의 완벽한 분리가 일어남을 관찰하였다. 차후에는 위상변조기의 제조경험을 토대로하여 이보다 좀더 복잡한 구조인 진동수변위기를 제조할 계획이며 편광분리기 제조기술을 활용하여 입사광의 편광방향을 임의로 조절할 수 있는 편광조절기 제조를 시도하고자 한다. 이들 광소자들은 차후 유속측정기의 IO화에 주요소자로써 활용할 계획이다.

광섬유를 이용하여 제작되는 광계측기에서는 fiber-coupler의 내부복굴절효과를 응용한 polarimetric 센서와 유속측정을 dual-beam법으로 행하는 fiber-LDV에 대해 중점적으로 연구가 수행되었다. fiber-coupler의 회전에 따른 polarimetric 센서의 출력변화를 측정한 결과 매우 민감한 변화가 있음을 알 수 있었다. Fiber-LDV에서는 두개의 광섬유에서 출사된 광들의 간섭에 의해 형성된 간섭무늬부분에 산란입자를 진행케 함으로써 유속과 관련된 측정신호를 산란광으로부터 검출하였는데 차후에는 소형광원인 레이저다이오드를 사용한 fiber-LDV연구가 진행되어야 할 것이다.

여러개의 광섬유센서를 어레이로 구성하여 제작되는 fiber-optic sensors 시스템구현을 위한 기본단계로써 하나의 광섬유센서와 광위상을 보정해주는 보강간섭계로 이루어지는 기본계측시스템을 구성하고 He-Ne 레이저(적색광)광을 pulse-slicer에 의해 10 nsec 폭으로 slicing하여 10nsec 폭의 광펄스를 만들어 TDM 방식에 의한 관계측실험이 수행되어 광펄스의 간섭효과가 광섬유센서의 위상변화에 따라 일어남을 확인하였다. 차기년도에는 A-O 광

변조기를 이용하여 100 nsec 정도의 광펄스를 얻고 2개 이상의 광섬유 센서로 구성되는 TDM 방식 계측시스템을 구현하고 시간분할회로 즉, demux circuit를 제작 이를 PC와 연결시키는 작업이 진행될 계획이다. 또한, intensity변화를 이용하는 광섬유 센서와 이를 이용한 광계측시스템을 구성하는 연구도 진행되어야 할 것이다.

광계측용 I/O 소자에서는 photoconductor와 metal-semiconductor-metal(MSM) type의 광검출기를 GaAs 기판위에 제조하는 연구가 수행되어 이들의 V/I 특성을 조사하고 이로부터, 전산시뮬에 의해 전기적 용량과 대역폭등을 계산한 결과 이미 발표된 바 있는 다른 형태의 광검출기와 거의 비슷한 특성이 얻어짐을 확인하였다. 차후연구에서는 광검출기를 하나의 기판위에 여러 형태로 구성하는 제작기술을 개발하고 제조되는 광검출기위에 electrobonding을 하여 실제로 이들의 특성변수들을 조사하여야 할 것이다.

이상의 연구결과를 고려하면 fiber-optic sensors 시스템 구현에 필요한 기본기술들 즉, 소요광소자제조, 광섬유센서제작, 광계측시스템구현을 위한 관련기술등이 차기년도연구진행에 효과적으로 활용될만큼 연구가 진행되었다고 확신한다. 따라서, 차기년도에는 이 기술들을 좀더 한단계 높여 연구가 진행되어야 할 것이며 광계측시스템은 물론이고 이 기술들을 응용한 수 있는 광기술분야에 대한 연구도 병행하여 진행되었으면 한다.

참 고 문 헌

- [2-1] T.Mukai & Y. Yamamoto, Rev. Electr. Commun. Lab., 3, 340(1983)
- [2-2] K.C. Byron, Electron. Lett., 22, 1275(1986)
- [2-3] S.B. Poole, D.N. Payne and M.E. Fermann, Electron. Lett., 21, 737(1985)
- [2-4] B.J. Ainslide, S.P. Craig and S.T. Davay, J. Lightwave Technol., LT-6, 287(1988)
- [2-5] S.B. Poole, D.N. Payne, R.J. Mears, M.E. Fermann and R.I. Laming, J. Lightwave Technol., LT-4, 870(1986)
- [2-6] J.E. Townsend, S.B. Poole and D.N. Payne, Electron. Lett., 23, 329(1987)
- [2-7] C.J. Koester and E. Snitzer, Appl. Opt., 3, 1182(1963)
- [2-8] P. Urquhart, IEE Proceedings, 135, 385(1988)
- [2-9] K. Patek, Glass laser, CRC Press, 1970
- [2-10] K. Arai et al, J. Appl. phys., 15(1986)
- [2-11] M.J.F. Digonnet and C.J. Gaeta, Appl. Opt., 24, 333 (1985)
- [2-12] J'ocques Lucas J. of Materials Science 24, 1(1989)
- [2-13] C. Jacoboni, A. Le Bail and R. De Pape, Glass Tech. 24, 167(1983)
- [2-14] J. Lucas, H. Slim and G. Fonteneau, J. Non-Cryst. Solids 44, 31(1981)

- [2-15] C.M. Baldwin, R.M. Almeida and J.D. M'ockenzie, J. of Non-Cryst. Solids 43, 309(1981)
- [2-16] K.H. Sun, J. Amer. Ceram. Soc. 30, 277(1949)
- [2-17] Hideharu Tokiwa, Yoshinori Minurd, Osamu Shinbori and Tetsuya Nakai, J. Lightwave Technology LT-3, 569(1985)
- [2-18] L.C. Folweiler and D.E. Guenther, Materials Science Forum 5, 43(1985)
- [2-19] M. Lobinson, Materials Science Forum 5, 19(1985)
- [2-20] S. Takahashi, J. of Non-Cryt. Solids 95-96, 95(1987)
- [2-21] E. Heumann et al., Appl. Phys. Lett 52(4), 255(1988)
- [2-22] J. Lucas, J. of Less Common Metals 112, 27(1985)
- [2-23] R.S. Quimby, M. G. Drexhage, and M.J. Suscavage, Electronic Letters 23(1), 32(1987)
- [2-24] M. Robinson, R. Pastor, R. Turk, D. Dever, M. Braunstein and R. Braunstein, Mat. Res. Bull., 15, 735(1980)
- [2-25] S.N. Crichton, R. Mossadegh and C.T. Moynihan, Extended Abstracts of 4th International Symposium on Halide Glasses 409(1987)
- [2-26] C.J. Koester and E. Snitzer, Applied Optics 3, 1182(1964)
- [3-1] T.G. Giallorenzi et al "Optical Fiber Sensor Technology" IEEE J. Quant. Electron. QE-18(1982) pp626-665
- [3-2] J. Pan, "Fiber Optic Directional Coupler", Digest of Technical Papers, Conference on Laser and Electro-

Optical Systems, San diego, CA(1976), THE 3

- [3-3] M.K. Barnoski and H.R. Friedrich, "Fabrication of an access coupler with single-strand multimode fiber waveguides", Appl. Optics. 15(1976) pp2629-2630
- [3-4] Bergh, R.A.G. Kotler, and H.J. Show. "Single-Mode Fiber Optic Directional Coupler", Electron. Lett., 16(1980) pp260-261
- [3-5] M.J.F Digonnet and H.J. Shaw "Analysis of a Tunable Single Mode Optical Fiber Coupler", IEEE J. Quant. Electron. QE-18(1982) pp746-754
- [3-6] R. Zengerle and O.G. Leminger, "Wavelength-Selective Directional Coupler Made of Nonidentical Single-Mode Fibers", J. Lightwave Tech. LT-4(1986) pp823-827
- [3-7] B.S. Kawasaki and K.O. Hill, "Low-loss access coupler for multimode optical fiber distribution networks", Appl. Optics, 16(1977) pp1794-1795.
- [3-8] S. Ohshima et. al., "Small Loss-Deviation Tapered Fiber Star Coupler for LAN", J. Lightwave Tech., LT-3 (1985) pp556-560
- [3-9] B.S. Kawasaki, K.O. Hill and K.G. Lamont, "Biconical taper Single-mode fiber coupler", Optics Lett. 6(1981) pp327-328.
- [3-10] T. Tanaka, H. Serizawa and Y. Tsujimoto, "Characteristics of directional couplers with lapped multimode

fibers"

Appl. Optics. 19(1980) pp2019-2024

- [3-11] D. Opielka and D. Rittich, "LOW-LOSS OPTICAL Y-BRANCH"
Electron. Lett. 15(1979) pp757-759.
- [3-12] C.A. Jack, W.L. Emkey "Optical tranceiver using a
nontapered fused fiber coupler" Papers(OFC/IIOC '87)
Digest of Technical, Reno, Nevada, (1987), TUQ17.
- [3-13] A.W. Snyder and J.D. Love, "Optical Waveguide Theory",
Chapman and Hall, New York, 1983.
- [3-14] D.T. Cassidy, D.C. Johnson, and K.O. Hill, "Wavelength-
dependent transmission of monomode optical fiber tapers"
Appl. Optics 24(1985) pp945-950.
- [3-15] S. Lacroix, R.J. Black, C Veilleux, and J. Lapierre
"Tapered single-mode fibers: external refractive-index
dependence", Appl. Optics 25(1986) pp2468-2469
- [3-16] W.K. Burns, M. Abebe, C.A. Villarruel and R.P. Moeller,
"Loss Mechanisms in Single-Mode Fiber Tapers",
J. Lightwave Tech. LT-4(1986) pp608-613
- [3-17] F. Gonthier, J. Lapierre, C. Veilleux, S. Lacroix, and
J. Bures, "Investigation of power oscillations along
tapered monomode fibers" Appl. Optics 26(1987) pp444-
449.
- [3-18] P. Kaczmariski, P. Lagasse, J. Vandewege, "Propagating-

- beam model for a single-mode-fiber coupler", IEE Proc. 134, Pt. J, (1987) pp111-116
- [3-19] McIntyre, P.D. and A.W. Snyder, "Power transfer Between Non-Parallel and Tapered Optical Fibers" J. Opt. Soc. Am. 64(1974) pp285-288.
- [3-20] R.J. Black, R. Bourbonnais, "Core-mode cutoff for finite cladding lightguides", IEE Proc. 133, Pt. J, (1986) pp377-384
- [3-21] Bures, J., S. Lacroix, and J. Lapierre, "Analyse D'un Coupleur Bidirectionnel a Fibres Optiques Monomodes Fusiannes", Appl. Optics, 22(1983) pp1918-1922
- [3-22] Yi-Fan Li and John W.Y. Lit, "Transmission properties of a multimode optical-fiber taper" J. Opt. Soc. Am. A 2(1985) pp462-468
- [3-23] D. Bertilone, C. Pask, "Exact ray paths in a graded index taper", Appl. Optics. 26(1987) pp1189-1194.
- [3-24] Yi-Fan Li John W.Y. Lit, "Coupling efficiency of a multimode biconical taper coupler", J. Opt. Soc. Am. A 2(1985) pp1301-1306.
- [3-25] A.W. Snyder and P. McIntyre, "Crosstalk between light pipes", J. Opt. Soc. Am. 66(1975) pp877-882.
- [3-26] K. Ogawa, "Simplified theory of the multimode fiber coupler", Bell Syst. Tech. J. 56(1977) pp729-745

- [3-27] F. Szarka, A. Lightstone, J. Lit, R. Hughes, "A Review of Biconical Taper Couplers," *Fiber and Integrated Optics*, 3(1980) pp285-298.
- [3-28] I.P. Kaminow and E.H. Turner, "Electrooptic Light Modulators", *proceedings of the IEEE*, 54, pp1374-1390 (1966)
- [3-29] F.S. Chen, "Modulators for Optical Communications", *proceedings of the IEEE*, 58, pp1440-1457(1970)
- [3-30] J.F. Ready and R.K. Erf, *LASER APPLICATIONS Vol. 2*, pp.304-339, ACADEMIC PRESS, INC., (1974)
- [3-31] I.P. Kaminow and J.R. Carruthers, *Appl. Phys. Lett.* 22, 9326(1973)
- [3-32] D.E.N. Davies, S. Kingsley, *Electron. Lett.* 10, 21 (1974)
- [3-33] S.C. Rashleigh, *Opt. Lett.* 5, 392(1980)
- [3-34] G.B. Hocker, *Appl. Opt.* 18, 1445 (1979)
- [3-35] J.H. Cole, R.L. Johnson, and P.G. Bhuta, *J. Acoust. Soc. Am.* 62, 1136 (1977)
- [3-36] Peter Shajenko, James P. Flatley, and Park B. hoffett, *J. Acoust. Soc. Am.* 64, 1286(1978)
- [3-37] B. Budiansky, D.C. Drucker, G.S. Kino, and J.R. Rice, *Appl. Opt.* 18, 4085(1979)
- [3-38] N. Lagakos, T.R. Hickman, J.H. Cole, and J.A. Bucaro,

- Opt. Lett. 6, 443(1981)
- [3-39] D.A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, and A.B. Tveten,
Appl. Opt. 19, 2926(1980)
- [3-40] B.Y. Kim and H.J. Shaw, Opt. Lett. 9, 378(1984)
- [3-41] B.Y. Kim and J.N. Blake, H.E. Engan, H.J. Shaw, Opt.
Lett. 11, 389(1986)
- [3-42] A. Halliyal, A.S. Bhalla, R.E. Newn ham, and L.E.
Cross, J. Appl. Phys. 53, 2871(1982)
- [3-43] Robert Y. Ting, Ferroelectrics. 49, 251(1983)
- [3-44] Ni chael N. Zervas. and Robert C. Youn. quist, OF'S
86. TOKYO, 19(1986)
- [3-45] E. Uold, "Fiber Optic Gyros", Proceedings of SPIE, 719,
pp69-160, (1986)
- [3-46] A. YARIV and P. YEH, "Optical Waves in Crystals", CH.7,
John Wiley & Sons(1983)
- [3-47] R.E. TENCH, J.M.P. DELAVALUX, L.D. TZENG, R.W. SMITH,
L.L. BUHL, and R.C. ALFERNESS, "Performance Evaluation
of Waveguide Phase Modulators for Coherent Systems at
1.3 and 1.5 μ m", J. of L.T., LT-5, pp492-501, (1987)
- [3-48] R.R.A. Syms, Optical and Quantum Elec. 20, 189(1988)
- [3-49] 「특수 광섬유와 집적 광학기술개발」 한국과학기술원 응용광
학연구보고서, N148(1)-569
- [3-50] H. Heidrich, D. Hoffman, C.H. Helmolt and H. Ahlers,
opticslett. 14, 99(1989)

- [3-51] P.G. Kazansky, IEEE Jour. Q.E., 25, 736(1989)
- [3-52] H. Heidrich, et al., Elect. Lett., 23, 336(1987)
- [3-53] G. Stock, Elect. Lett., 24, 899(1988)
- [3-54] J.R.G. Bristow, A.C.G. Nutt and R.J.R. Laybourn, Elect. Lett., 20, 1047(1984)
- [3-55] T. Findakly and B. Chel, Elect. Lett., 20, 128,(1984)
- [3-56] R.C. Alferness IEEE. Jour. Q.E., 17, 965(1981)
- [3-57] N.G. Walker, et al., Elect. Lett., 24, 103(1988)
- [3-58] H. Porte, R. Ferriere and J.P. Goedgebuer, Jour. of Light. Tech., 6, 892(1988)
- [3-59] V.P. Hinkov, R. Opitz and W. Sohler. Jour. Light. Tech. 6, 930(1988)
- [3-60] W. Warzanskyi, F. Heismann and R.C. Alferness, Appl. Phys. Lett., 53, 13(1988)
- [3-61] S. Ohno, T. Mizumoto and Y. Naito, Proceeding of OEC' 86, 24(1986).
- [3-62] D. Yap and M. Johnson, Appl. Phys. Lett., 44, 583(1984)
- [3-63] H. Nakajima, T. Horimatsu, M. Seino and I. Sowaki, IEEE Jour. Q.E., 18, 771(1982).
- [3-64] M. Masuda and G.L. Yip., Appl. Phys. Lett., 37, 20(1980)
- [3-65] K. Habara, Elect. Lett., 23, 614(1987).
- [3-66] R.C. Alferness and L.L. Buhl, Optics Lett., 10, 140 (1984)
- [3-67] O. Mikami, Appl. phys. Lett., 36, 491(1980)

- [3-68] J. C. Tyroky, M.Hofman, Jo Janta and J. Schröfel IEEE Jour. O.E., 20, 400(1984)
- [3-69] M.J. Muron, Numerical Analysis, Macmillan, 344(New York) 23, 2216(1987)
- [3-70] K. Goel and Willian S.C. Chang, IEEE Jour. Q.E., 23, 2216(1987)
- [4-1] 布下正宏外, “光アイバセンサ”(情報調査會, 1985).
- [4-2] M.S. Beck and A. Plaskowski, "Cross Correlation Flow-meters", (Adam-Hilger, Bristol, 1987).
- [4-3] TSI Inc. Technical Note "Hot Wire/Hot Film Anemometer Systems and Accessories", (1985).
- [4-4] R. Meynart, "Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry", Appl. Opt. 22, 535-540(1983).
- [4-5] C.J.D. Pickering and N.A. Halliwell, "Particle image velocimetry: fringe visibility and pedestal removal", Appl. Opt. 24, 2474-2476(1985).
- [4-6] L.E. Drain, "The Laser Doppler Techniques", (Academic, London, 1980).
- [4-7] E.O. Schultz-DuBois(ed), "Photon-Correlation Techniques in Fluid Mechanics", (Spinger, Berlin 1983)..
- [4-8] D.A. Jackson and D.M. Paul, "Rapid velocity sensor using a static confocal Fabry-Perot and a single frequency argon laser", J. Phys.

- E: Sci. Instrum 4, 170-172(1971); "Measurement of super-sonic velocity and turbulence by laser anemometry",
Ibid 4, 273-177(1971).
- [4-9] H.C. van de Hulst "Light Scattering by Small Particles",
(Dover, New York, 1981).
- [4-10] W. Budde, "Physical Detectors of Optical Radiation",
(Academic, New York, 1983).
- [4-11] "Laser Industry Report: What's ahead for high-power diode lasers?" Laser Focus World, 25, 45-46(1989).
- [4-12] J. Oldengram, "Development of rotating diffraction gratings and their use in laser anemometry", Optics and Laser Tech. Apr. 69-71(1977).
- [4-13] H.W. Jentnik, J.A.J. van Beurden, M.A. Helsdingen, F.F.M. de Mul, H.E. Suichies, J.G. Aarnoudse, and J. Greve, "A compact differential Doppler velocimeter using a semiconductor laser", J. Phys. E: Sci. Instrum. 20, 1281-1283(1987).
- [4-14] 황준암, " 단일 모드 광섬유 결합기의 제작 " 한국과학기술원 석사학위 논문 (1985).
- [5-1] M. Bernci, G. Conforti, A.G. Mignani, A.M. Scheggi, Proc. 1st, Int. Conf. on Optical Fiber Sensors, Vol. 2, Part 1, ThAA9-1 (1988)
- [5-2] A.H. Hartog et. al., Electron Lett. 21, P.1061 (1985)

- [5-3] E. Theocharous, Proc. 1st, Int. Conf. on Optical Fiber Sensors, p.10, London, April (1983)
- [5-4] M.L. Henning et. al, Proc. 1st. Int. Conf. on Optical Fiber Sensors, P.23 London, April (1983)
- [5-5] J.L. Brooks, R.M. Wentworth, R.C. Youngquist, M. Tur, B.Y. Kim, and M.J. Shaw IEEE J. Lightwave Technol. LT-3, 1062 (1985)
- [5-6] J.L. Brooks, M. Tur, B.Y. Kim, K.A. Fester, and H.J. Shaw, Opt. Lett. 11, 473(1986)
- [5-7] A. Dandridge, A.B. Tveten, A.D. Kersey, and A.M. Yurek, IEEE J. Lightwave Technol. LT-5, July 1987
- [5-8] KJELL BLOTEKJAER, ROBERT WENTWORTH, and H.J. Shaw, IEEE J. Lightwave Technol. LT-5, 229(1987)
- [5-9] A.D. Kersey et. al., Proc. SPIE Vol. 838, Fiber-Optic and Laser Sensor V, Paper #2, San Diego, CA, 1987.
- [6-1] T. Shirai, S. Yamazaki, H. Kawata, K. Nakajima, and T. Kaneda, "A Planar InP/InGaAsp Heterostructure Avalanche Photodiode," IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 29, pp.1404-1407 (1985)
- [6-2] H. Ando, N. Susa, and H. Kanbe, "Low-Temperature Zn- and Cd-Diffusion Profiles in InP and Formation of Guard Ring in InP Avalanche Photodiodes," IEEE Trans Electron Devices, Vol. 29, pp1408-1413(1982)
- [6-3] R.F. Leheny, R.E. Nahary, and M.A. Pollack, "In_{0.53}

- $\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pin photodiodes for long-wavelength fiber-optic systems," *Electron. Lett.*, Vol. 15, pp.713-715 (1979)
- [6-4] K.H. Goetz, D. Bimberg, H. Jurgensen, J. Selder, A.V. Solomonov, G.F. Glinskii, and M. Razeghi, "Optical and crystallographic properties and impurity incorporation of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ($0.44 \ll x \ll 0.49$) grown by liquid phase epitaxy, vapor phase epitaxy, and metalorganic chemical vapor deposition," *J. Appl. Phys.*, 54, pp.4543-4552 (1988)
- [6-5] P. Poulain, M. Razeghi, K. Kazmierski, R. Blondeau, and P. Philippe, "InGaAs photodiodes prepared by low-pressure MOCVD," *electron. Lett.*, vol. 21, pp.441-442 (1985)
- [6-6] S. Sakai, M. Umeno, and Y. Amemiya, "InGaAsP/InP double-heterostructure Photodiodes," *Japan J. Appl. Phys.*, vol. 17, pp.1701-1702 (1978)
- [6-7] H.H. Wieder, A.R. Clawson, and G.E. McWilliams, " $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ /InP heterojunction photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, pp.468-470 (1977)
- [6-8] C.E. Hurwitz and J.J. Hsieh, "GaInAsP/InP avalanche photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp.487-489 (1978)

- [6-9] J.P. Donnelly, C.A. Armiento, V. Diaduik, and S.H. Groves, "Planar guarded avalanche diodes in InP fabricated by ion implanatation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35, pp.74-76 (1979)
- [6-10] H. Ando, Y. Yamauchi, H. Nakagome, N. Susa, and H. Kanbe, "InGaAs/InP separated absorption and multiplication regions avalanche photodiode using liquid-and vapor-phase epitaxies," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 250-254 (1981)
- [6-11] H. Verrielle, D. Remiens, J. Ramdani, and D. Decoster, "A Planar Monolithic Integrated Photoreceiver: Association of a GaAs Schottky Photodiode with a GaAs FET," *Sensors and Actuators*, vol. 11, pp.239-250 (1987)
- [6-12] J.C. Renaud, N.L. Nguyen, M. Allovon, P. Blanconnier, S. VUYE, and A. Scavenneec, "GaInAs Monolithic Photoreceiver Integrating p-i-n/JFET with Diffused Junctions and a Resistor," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp.1507-1511 (1988)
- [6-13] A. Larsson, P.A. Andrekson, S.T. Eng, and A. Yariv, "Tunable Superlattice p-i-n Photodetectors: Characteristics, Theory, and Applications," *IEEE J.Q.E.*, vol. 24, pp.787-801 (1988)
- [6-14] K. Kasahara, J. Nayashi, K. Makita, K. Taguchi, A.

- Suzuki, H. Nomura, and S. Matushita, "Monolithically integrated InGaAs-p-i-n/InP-MISFET photoreceiver," *Electron. Lett.*, vol. 20, pp.314-315 (1984)
- [6-15] B. Tell, A.S.H. Liao, K.F. Brown Goebeler, T.J. Bridges, G. Burkhardt, T.Y. Chang, and N.S. Bergano, "Monolithic integration of a planar embedded InGaAs p-i-n detector with InP depletion-mode FET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 32, pp.2319-2321 (1985)
- [6-16] C.J. Wei, H.J. Klein, and H. Beneking, "Symmetrical Mott Barrier as a Fast Photodetector," *Electronics Letters*, vol. 17, pp.688-690 (1981)
- [6-17] W. Roth, H. Schumacher, J. Kluge, H.J. Geelen, and H. Beneking, "The DSI Diode-A Fast Large-Area Optoelectronic Detector," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 32, pp.1034-1036 (1985)
- [6-18] O. Wada, H. Hamaguchi, M. Makiuchi, T. Kumai, M. ITO, K. Nakai, T. Horimatsu, and T. Sakurai, "Monolithic Four-Channel Photodiode/Amplifier Receiver Array Integrated on a GaAs Substrate," *J. Lightwave Tech.*, vol. 4, pp.1694-1702 (1986)
- [6-19] D.L. Rogers, J.M. Woodall, G.D. Pettit, and D. McInturff, "High-Speed 1.3 μm GaInAs Detectors Fabricated on GaAs Substrates," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 9, pp. 515-517 (1988)

- [6-20] W.P. Hong, G.K. Chang, and R. Bhat, "High-Performance $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ MSM Photodetectors Grown by OMCVD," IEEE Trans. Electron Devices, vol. 36, pp659-662. (1989)
- [6-21] C.W. Slayman and L. Figueroa, "Frequency and Pulse Response of a Novel. High Speed Interdigital Surface Photoconductor (IDPC)," IEEE Electron Device Letters, vol. 2, pp.112-114 (1981)
- [6-22] W. Roth, H. Schumacher, and H. Beneking, "Fast Photoconductive GaAs Detectors Made by Laser stimulated MOCVD," Electronics Letters, vol. 19, pp.142-143 (1983)
- [6-23] D. Decoster, J.P. Vilcot, A. Boyodi, J. Ramdani, and M. Constant, "2DEG III-V photoconductive detectors: an attractive device for photoreceiver applications," Inst. Phys. Conf. Ser. No. 74: Ch.6, pp.463-467 (1985)
- [6-24] J.P. Vilcot, M. Constant, D. Decoster, and R. Fauquem-bergue, "III-V Photoconductive detectors: Gain and Noise Studies, Physica B, vol. 129, pp.488-492 (1985)
- [6-25] A. Antreasyan, P.A. Garbinski, V.D. Mattered, Jr., N.A. Olsson, and H. Temkin, " $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ultrahigh gain, high sensitivity photoconductors grown by chloride vapor-phase epitaxy, J. Appl. Phys., vol. 60, pp.1535-1537 (1986)

- [6-26] M. Constant, L. Boussekey, D. Decoster, and J.P. Vilcot, "Use of GaAs High-Gain Photoconductors as New Detectors in Spectroscopic Systems," *Electronics Letters*, vol. 24, pp.141-142 (1988)
- [6-27] S.Y. Wang and D.M. Bloom, "100GHz Bandwidth planar GaAs Schottky Photodiode," *Electronics Letters*, vol. 19, pp. 554-555 (1983)
- [6-28] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York: Wiley, Ch. 13.3.
- [6-29] H. Beneking, "Gain and Bandwidth of Fast Near-Infrared Photodetectors: A Comparison of Diodes, Phototransistors, and Photoconductive Devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 29, pp.1420-1431 (1982)
- [6-30] R.J. McIntyre, "The distribution of grins in uniformly multiplying avalanche photodiodes: Theory," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 19, pp.703-713 (1972)
- [6-31] J.C. Campbell, W.T. Tsang, G.J. Qua, and B.C. Johnson, "High-Speed InP/InGaAsP/InGaAs Avalanche Photodiodes Grown by Chemical Beam Epitaxy," *IEEE J.Q.E.*, vol. 24, pp.496-500 (1988)
- [6-32] M. ITO and O. Wada, "Low dark current GaAs Metal-Semiconductor-Metal(MSM) Photodiodes Using WSi_x Contacts," *IEEE J.Q.E.* vol. 22, pp.1073-1077 (1986)

- [6-33] J.P. Vilcot, J.L. Vaterkowski, and D. Decoster, "Temperature Effects on High-Gain Photoconductive Detectors," Electronics Letters, vol. 20, pp.86-88 (1984)
- [6-34] M. Constant, D. Lefebvre, and L. Boussekey, D. Decoster, and J.P. Vilcot, "Detectivity of High-Gain GaAs Photoconductive Detectors," Electronics Letters, vol. 24, pp.1019-1021 (1988)
- [6-35] K. Nishida, K. Ishii, K. Hinemura, and K. Taguchi, "Double epitaxial silicon avalanche photodiodes for optical fiber communication," Electronics Letters, vol. 13, pp.280-281 (1977)
- [6-36] K. Kajiyama, S. Hata, and H. Mizushima, "Au-diffused PIN Photodetector designed for frequency multiplexing optical fiber system," 1977 Device Research Conference June (1977)
- [6-37] O. Mikami, H. Ando, H. Kanbe, T. Mikawa, T. Kaneda, and Y. Toyama, "Improved germanium avalanche photodiodes," IEEE J.Q.E., vol. 16, pp.542-545 (1980)
- [6-38] R.D. Dupuis, J.C. Campbell, and J.R. Velebir, "Planar InGaAs PIN Photodetectors Grown by Metalorganic Chemical Vapour Deposition," Electronics Letters, vol. 22, pp.48-50 (1986)
- [6-39] M. Hatzakis, B.J. Canavello, and J.M. Show, "Single-step Optical Lift-off Process," IBM. J. Res. Develop.

vol. 24, pp.452-460 (1980)

- [6-40] J.B. Mohler, "Electroplating and related process,"
Chemical Publishing Co., Inc. (1969)
- [6-41] J. McDermott, "Electroless plating and coating of
metals," Noyes Data Corporation.
- [6-42] Lowenheim, "Electroplating," McGraw-Hill, Inc., 1978.
- [6-43] 광명현 , "GaAs Power MESFET 의 제작 , "KAIST 석사학위
청구논문 (1985)
- [6-44] J.W. Slemmons et al., "Interconnection-bonding Techni-
ques," from Microelectronic Packing.
- [6-45] E.S. Rittner, "Electron processes in photoconductors,"
R.G. Breckenridge, Ed., B.R. Russell, in Photoconduc-
tivity Conference. New York: Wiley (1956), pp.215-268.
- [6-46] Y.C. Lim and R.A. Moore, "Properties of alternately
charged coplanar parallel strips by conformal mapping,"
IEEE Trans. Electron. Devices, vol. 15, pp. 173-180
(1968)
- [6-47] W. Hilberg, "From approximations to exact relations
for characteristic impedances," IEEE Trans. Microwave.
Theory Tech., vol. MTT-17, pp.259-265 (1969)

주 의

1. 이 보고서는 과학기술처에서 시행한 특정연구 개발사업의 연구보고서이다.
2. 이 연구개발내용을 대외적으로 발표할 때에는 반드시 과학기술처에서 시행한 특정연구개발사업의 연구결과임을 밝혀야 한다.