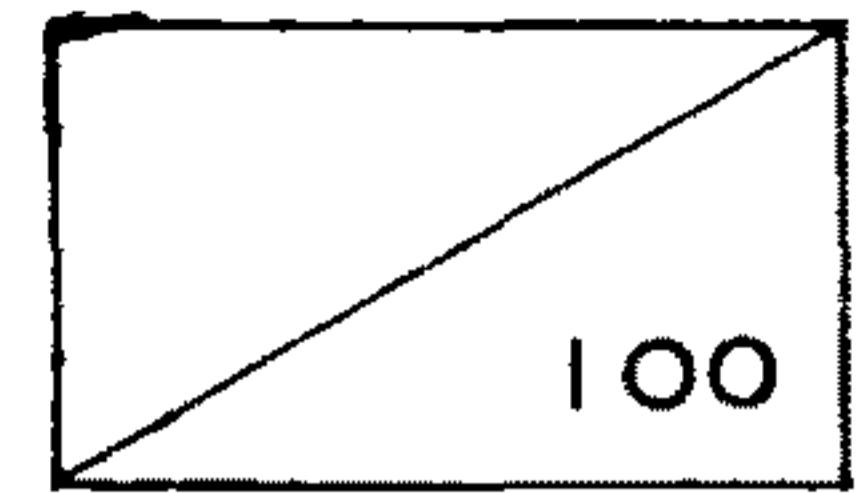


제 3 차 년 도
최 종 보 고 서



레이저 기술개발

FIBER OPTIC SENSORS와 광계측 제어시스템 개발에 관한 연구

Research on the Development of Fiber-optic Sensors
System Technology

연구기관
한국과학기술연구원

贈
一九九一年八月二十
과 학 기 술 처

과 학 기 술 처

제 출 문

과학기술처장관 귀하

본 보고서를 “레이저 광계측 시스템 개발” 사업의 세부과제인 “Fiber Optic Sensors와 광계측 제어시스템 개발에 관한 연구” 사업의 보고서로 제출합니다.

1991. 6.

주관연구기관: 한국과학기술연구원

총괄연구책임자: 최상삼(한국과학기술연구원 책임연구원)

연구책임자: 최상삼(한국과학기술연구원 책임연구원)

책임연구원: 조재철, 정기호(위촉)

김상국, 김병윤(위촉)

선임연구원: 김동환

연구원: 이상배, 김상혁, 한기관, 김명욱

조운조, 김유민(위촉)

연구조원: 오봉환, 김신근, 이재하

여 백

요 약 문

I. 제 목

FIBER OPTIC SENSORS와 광계측 제어시스템 개발

II. 연구개발의 목적 및 중요성

본 연구는 국내에서의 광섬유센서에 대한 시장성이 창출되기에 앞서 사전 연구의 성격을 갖고 있으며 이로 인해 본 연구에서는 주로 광섬유센서 관련 제반 핵심기술들을 개발함으로써 광섬유센서의 실용화에 크게 활용될 수 있는 기술들을 미리 확보하는데 그 목적이 있다. 본 연구는 크게 광섬유센서용 광소자, 광섬유센서, 광섬유센서 어레이 등의 세 분야로 추진되었으며 선진각국에서 연구 개발중에 있거나 이미 개발이 완료된 여러가지 기술들을 확립하는 데 그 본 목적을 두고 있다.

이 광섬유센서는 광섬유 내부에서 광섬유를 따라 빛이 계속 유도될 수 있는 특성을 이용하여 제작될 수 있는데 기존의 계측 방법에 비해 전자적 간섭이 전혀 없어 전자적 노이즈가 많은 발전소나 공장 등에 활용될 수 있고, 고감도 계측이 가능하고 분포 계측 및 어레이형 계측이 가능한 장점을 갖고 있어 그동안 선진 각국에서 많은 연구가 진행되고 있으며 일부는 이미 개발완료되어 시판중에 있다. 광섬유센서는 물량변화에 대한 광섬유 내부에서 유도되는 빛의 세기변화나 위상변화로부터 감지하게 되어 광섬유를

이용한 광 LAN과 쉽게 접목되어 사용될 수 있다. 최근에는 의료용 광섬유센서의 개발이 활발히 진행되고 있어 종래의 계측방법에 비해 계측이 용이하고 계측 정밀도가 대단히 높은 계측방법들이 개발되고 있다.

Ⅲ. 연구개발의 내용 및 범위

본 연구는 크게 광섬유센서용 광소자, 광섬유센서, 광섬유센서 어레이 등의 세 분야로 구분하여 추진되었다. 각 분야에서의 구체적인 연구내용은 다음과 같다.

1. 광섬유센서용 광소자 분야

- 장파장용 광증폭매체 제조 기술
 - Er-Al 첨가 실리카 광섬유의 제조
 - Er 첨가 ZBLAN fiber 제조
 - 광증폭 특성 측정 및 분석
 - 광증폭 모듈 제작
- 광섬유 결합기 제조 기술
 - 용융법과 연마법으로 제조
- 광섬유 편광분리기 및 위상변조기 제작
- 박막형 광소자 제조 기술
 - 박막형 광주파수 변위기 제조
 - 박막형 광편광분리기 제조

2. 광섬유센서 분야

- Intensity형 광섬유 온도센서 제작
 - Si wafer의 온도에 따른 흡수율 변화를 이용
- fiber-LDV 제작(위탁연구로 추진)
- All fiber gyroscope 제작

3. 광섬유센서 어레이 구성 기술

- 세개의 Michelson형 광섬유 간섭센서를 이용하여 센서어레이 시스템을 구성

IV. 연구개발 결과 및 활용에 대한 건의

본 연구의 개발결과는 다음과 같다.

1. 광섬유센서용 광소자 분야

- 장파장용 광증폭 매체 제조(Er-Al 첨가, 광증폭도=20dB at $0.5\mu\text{m}$ 파장)
- 장파장용 광증폭 모듈의 제작
- 광섬유 결합기 제조
- 광섬유 편광분리기 제조
- 광섬유 위상변조기 제조
- 박막형 광주파수 변위기 제조(변환효율=40dB)
- 박막형 광편광분리기 제조(분리도=20dB)

2. 광섬유센서 분야

- Intensity형 광섬유 온도센서 제작(Si wafer, plastic fiber 이용)
- fiber-LDV 제작
- All fiber gyroscope 제작

3. 광섬유센서 어레이 분야

세계의 Michelson형 광섬유 간섭센서를 이용하여 시간분할방식의 센서어레이를 구성

본 연구로 인해 광섬유센서의 제작에 필요한 관련 제반 기술들이 거의 확립되었다고 확신하며 이 확립된 기술을 적극 활용하여 광섬유센서의 실용화에 대한 연구를 계속 기업체와 공동으로 추진할 계획이며 특히, 가장 시장성이 좋고 활용성이 제일 많은 광섬유 온도센서의 실용화를 우선 추진할 계획이다. 또한, 집적광학 기술을 이용하여 개발된 박막형 광소자를 광섬유센서에 접목시키는 연구도 계속 추진할 계획이다. 장파장용 광증폭 매체 제조에 대한 기술은 장거리 광통신에 사용될 수 있는 광증폭시스템의 개발에 적극 활용할 계획이다.

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 the development of fundamental technologies for realization of fiber-optic sensors and fiber-optic measurement systems. These technologies include fiber-optic sensors, fiber-optic and integrated-optic devices for signal processing, fiber array sensor systems, and so on.

These results will be helpful for realization of fiber-optic sensor systems which have the advantages of high accuracy as well as immunity from electromagnetic noise over conventional mechanical or electronic sensors.

III. Contents and Range of the Research

Contents of this research are as followings

1. Optical devices for fiber sensors
 - a) fabrication of long wavelength fiber amplifiers
 - Er doped optical fiber amplifiers,
 - Er doped ZBLAN fiber amplifiers,

- chracterization technology,
 - an amplifier module
- b) fabrication of fiber and integrated optical elements
- fiber couplers, polarizaton splitters, and phase shifters,
 - IO polarization splitters and optical frequency shifters
2. fabrication of fiber optic sensors
- an intensity type fiber optic temperature sensor,
 - a fiber gyroscope
 - a fiber laser Doppler velocimeter
3. fabrication of fiber optic sensor array system which contains three Michelson interferometers

IV. Results and Suggestion for Practical Applications

As a result of this research, many devices are fabricated

1. 20dB gain Er doped fiber amplifiers
2. an Er doped optical fiber amplifier module
3. SMF polarization splitters (splitting ratio ; over 30dB)
4. IO polarization splitters operated at low voltages
5. IO frequency shifters (frequency shift : 5KHz, conversion efficiency ; over 40dB)
6. a fiber-optic temperature sensor
7. an all-fiber gyroscope
8. a Laser Doppler Velocimeter

9. a Michelson interferometry type fiber sensor array with three point time division multiplexing scheme.

With these results, we believe that the technology of fiber-optic sensors as well as optical signal processing devices which are essential for optical fiber sensor systems is well established. The system development for practical applications should be followed in cooperation with manufacturing companies. Especially, the fiber amplifier technology developed in this research will be utilized for long distance fiber-optic communication systems.

여 백

CONTENTS

Chapter 1. Introduction	21
Chapter 2. Fabrication of Optical Fiber Amplifier	24
Section 1. Rare-earth Metal Doped Silica Fiber Amplifier	24
1. Introduction	24
2. Principle of Er-doped Optical Fiber.....	26
3. Fabrication of Doped Optical Fibers	30
4. Optical Characteristics of Doped Optical Fibers	43
5. Fabrication of Amplifier	79
6. Conclusion.....	81
Section 2. Er-doped ZBLAN Fluoride Optical Fiber Amplifier ...	82
1. Introduction	82
2. Principle of Amplification	86
3. Fabrication	91
4. Characterization of Amplification	105
5. Conclusion.....	108
Chapter 3. Optical Source for Fiber Sensors : Fiber Laser	
Fabrication	110
Section 1. Introduction	110

Section 2. Theory of Optical Fiber Laser	112
1. Basic Assumption & General Formula	112
2. Optical Fiber Laser	118
Section 3. Fabrication of Nd-doped Optical Fiber Laser	121
1. Fabrication of Nd-doped Optical Fiber Laser	121
2. Characterization of Lasing	123
3. Lasing properties with Mirror Reflectivities	126
Section 4. Er-doped Optical Fiber Laser	128
1. Characterization of Lasing	128
Section 5. Conclusion	131
Chapter 4. Optical Devices for Optical Sensing System	133
Section 1. Fiber Coupler	133
1. Coupler Fabrication by Polishing	133
2. Polarization Maintaining Fiber Coupler	152
3. Polarization Splitting Fiber Coupler	154
Section 2. Integrated Optical Polarization Splitter	158
1. Introduction	158
2. Classification of Polarization Splitter	158
3. TMI Waveguide Polarization Splitter	165
4. Fabrication and Results	181
5. Polarization Splitting by Mode Separation	185
6. Conclusion	195

Section 3. Integrated optical Frequency Shifter	198
1. Introduction	198
2. Serrodyne Method	200
3. Fabrication of Frequency Shifter	204
4. Characterization of Frequency Shifter	218
5. Discussion	224
Chapter 5. Fabrication of Optical Fiber Sensors	225
Section 1. Fiber Optic Gyroscope	225
1. Introduction	225
2. Merits & Classification of Optical Gyroscope	227
3. Fiber Optic Gyroscope	229
4. Fabrication and Characteristics	232
5. Noise Problems	241
6. Discussion and Conclusion	244
Section 2. Fiber Optic Temperature Sensor	246
1. Temperature Dependency of Absorption Spectrum of Semiconductor	247
2. Fabrication of Sensor	250
3. Conclusion	256
Chapter 6. Fiber Optic Sensor Array by TDM Method	257
Section 1. Introduction	257

Section 2. Classification of TDM	259
1. Fabry-Perot Interferometric Array	259
2. Tapped Serial Array	261
3. Ladder Array	263
Section 3. Michelson Type Fiber Optic Sensor Array	265
1. Principle and Theory	265
2. Experiments and Results	271
Section 4. Demultiplexing and Demodulation	278
1. Demultiplexing	278
2. Demodulation	279
Section 5. Discussion and Conclusion	285
Chapter 7. Conclusion	287
References	289

목 차

제1장 서 설	21
제2장 광섬유 광증폭 매체 제조	24
제1절 희토류 금속 첨가 실리카 광섬유 광증폭 매체	24
1. 서 론	24
2. Er 첨가 광섬유의 광증폭 원리	26
가. Propagation & rate equation	26
나. Spatial mode modeling	28
3. 광증폭 매체 제조	30
가. 제조 방법	31
나. Nd 첨가 광섬유 제조	37
다. Er 첨가 광섬유 제조	40
4. 광증폭 특성	43
가. Nd 첨가 광섬유	43
나. Er 첨가 광섬유	59
5. 광증폭기 제작	79
6. 결 론	81
제2절 Er 첨가 ZBLAN fluoride 광섬유 광증폭 매체	82
1. 서 론	82
2. 광증폭 원리	86

가. ZBLAN 유리의 Er^{3+} 이온 형광 특성	86
나. Er^{3+} 이온이 첨가된 ZBLAN 광섬유의 $1.5\mu m$ gain 측정원리	90
3. 제조 방법	91
가. 유리의 조성 선택	91
나. 일반적인 광섬유 인출법	95
다. fiber-in tube casting	97
4. 광증폭 특성	105
5. 결 론	108
제3장 광섬유 센서용 광원 : fiber laser 제작	110
제1절 서 론	110
제2절 광섬유 레이저 이론	112
1. 기본 가정 및 일반형식	112
2. 광섬유 레이저	118
가. $F_{\mu\nu nm}$ 계수	118
나. 문턱 에너지	120
다. Slope 효율	120
제3절 Nd 첨가 광섬유 레이저 제작	121
1. Nd 첨가 광섬유 레이저 제작	121
2. Nd 첨가 광섬유 레이저 발진 특성	123
3. 반사율이 다른 거울에 의한 광섬유 레이저 특성	126
제4절 Er 첨가 광섬유 레이저	128

1. Er 첨가 광섬유 레이저 발진 특성	128
제5절 결 론	131
제4장 광섬유 센서용 광소자 제조	133
제1절 광섬유 결합기	133
1. 측면 연마법에 의한 결합기의 제조	133
가. 서 론	133
나. 결합에 대한 이론적 고찰	134
다. 제조장치 및 준비	143
1) 석영유리 블록의 준비와 홈내기 장치	143
2) 연마장치와 기구	144
3) 결합기의 제조과정	146
4) 결합 결과	150
2. 편광유지 광섬유 결합기	152
3. 편광분할 광섬유 결합기	154
제2절 박막형 편광분리기	158
1. 서 론	158
2. 종래의 편광분리기	158
가. 금속 부착형	158
나. 양자 교환도파로형	159
다. X자형	159
라. Mach-Zehnder형	160
마. 금속 박막을 얹은 coupler형	161

가. 실험방법	218
나. 결 과	223
다. 시제품 제작	223
5. 토 의	224
제5장 광섬유 센서 제작	225
제1절 광섬유 자이로스코프	225
1. 서 론	225
2. 광자이로의 특징과 구성 분류	227
3. 광섬유 자이로	229
4. 광섬유 자이로의 제작과 특성측정	232
가. 광섬유 자이로 광학계의 구성	232
나. 신호의 측정	235
5. 잡음의 발생원인과 대책	241
6. 검토 및 결론	244
제2절 광섬유 온도센서	246
1. 온도에 대한 반도체 흡수 스펙트럼 변화	247
2. 온도 센서의 제작	250
가. 감지부 구조	252
나. 온도 표시방법	254
다. Bending loss의 문제점	254
3. 결 론	256

제6장 시간 분할방식 광섬유 센서 어레이 제작.....	257
제1절 서 론.....	257
제2절 TDM 방식의 분류	259
1. Fabry-Perot 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이	259
2. Tapped Serial Array	261
3. Ladder Array	263
제3절 Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이	265
1. 구성 원리 및 이론	265
가. 구성원리	265
나. 결합계수	268
2. 실험방법 및 결과	271
제4절 Demultiplexing과 demodulation	278
1. Demultiplexing	278
2. Demodulation	279
가. NRL Approach	282
나. Stanford Approach	283
제5절 결론 및 토의	285
제7장 결 론.....	287
참 고 문 헌	289

제 1 장 서 설

온도, 압력, 속도, 진동, 가속도, 음파, 회전각속도, pH, 기체 농도, 액면준위 등을 정밀하게 측정할 수 있는 측정방법에는 역학적, 전자적, 화학적 방법 등의 여러가지가 있는데 본 연구에서는 최근에 선진국에서 실용화되어 이미 활용되고 있고 점차로 그 시장규모가 증가추세에 있는 광섬유센서를 제작하는데 필요한 여러가지 기본 광소자들의 제조방법과 광섬유센서 제작 및 어레이 형태의 측정시스템의 구현에 필요한 제반 기술들을 개발하고자 하였다.

광섬유는 그 내부에서 빛을 계속 유도시킬 수 있으며 특히, 단일모드 광섬유는 빛의 위상정보를 같이 유지시킬 수 있는 특징이 있다. 따라서 이 특징을 이용하여 각종 기본물량들을 정밀 측정할 수 있는 광섬유센서에 대한 개발이 선진각국에서 활발히 진행되어 왔으며 현재에도 계속 연구가 진행되고 있다. 광섬유센서에는 크게 빛의 세기변화를 이용하는 방법과 빛의 광로정 즉, 위상변화를 이용하는 방법의 두가지로 구분된다. 전자는 이미 많은 종류의 것들이 시판되고 있으며 특히, 온도센서의 경우 그 시장규모가 제일 크다. 그러나, 후자는 외부 환경변화에 매우 민감하여 기본물량들의 절대치보다는 상대적 변화만을 정밀 측정하고자 하는 경우에 사용되고 있으며 주로 초고감도 센서에 이용되고 있다.

광섬유를 이용하는 측정방법은 기존 측정방법에 비해 많은 장점을 갖고 있다. 우선 제일 큰 장점으로 전자적 간섭이 전혀

없이 발전소나 전자적 노이즈가 많은 공장내에서도 사용이 가능하고, 고감도 계측이 용이하며 동시에 여러 장소에서의 물량변화를 계측하는 어레이형 계측이 가능하고 수km 이상의 장거리에 걸친 온도변화 분포를 쉽게 계측할 수 있다. 또한 광LAN과의 접목을 통해 광계측제어가 용이하다. 최근에는 의료용 센서에 대한 연구도 활발히 진행되고 있어 인체내의 혈류속도나 산소농도 등을 계측할 수 있는 제품들이 이미 사용되고 있다.

그런데, 국내에서는 선진국의 경우와는 다르게 아직 광섬유센서에 대한 활용성이 크게 인식되어 있지 않은데 최근에 점차 이에 대한 관심이 증가되고 있다. 따라서, 본 연구는 국내에서의 광섬유 산업의 부가가치를 높이고 광섬유센서의 활용이 국내에서 이루어지기 전의 사전연구 성격을 갖고 추진되었으며 본 연구의 결과는 광섬유센서 분야뿐만 아니라 광통신 분야에도 크게 활용될 수 있다.

본 연구는 크게 세가지로 구분하여 추진되었다. 첫째 분야는 광섬유센서 구성에 필요한 각종 광소자를 광섬유와 박막 광도파로를 이용하여 제조하는 것이며 두번째는 이를 이용하여 온도, 회전각속도, 유속 등을 계측할 수 있는 광섬유센서를 제작하는데 필요한 제반 기술들을 개발하는 것이고 세째는 여러개의 광섬유센서들을 어레이 형태로 구성하여 동시에 여러 장소에서의 물량변화를 계측하는 기술을 개발하는 것이다. 광섬유센서용 광소자로서 광섬유 결합기, 광섬유위상변조기, 광섬유 편광분리기, 광증폭매체, 박막형 광편광분리기, 박막형 광주파수변위기 등의 제조기술을 개발하고자

하였으며 이에는 기존의 실리카광섬유 제조장치인 MCVD장치와 집적광학 제조장비가 사용되었다. 광섬유센서로써는 Fabry-Perot간섭계를 이용한 온도계측, all fiber gyroscope, intensity형 온도센서, fiber-LDV 등의 제작이 수행되었고 광섬유센서 어레이는 세계의 Michelson형 광섬유 간섭센서를 광섬유결합기들을 이용하여 구성하고 시간분할방식(TDM)으로 각 센서들의 정보를 분리시키는 기술에 대한 연구가 수행되었다.

본 연구는 그동안 3년동안 추진되어 왔으며 금년은 제 3차년도 연구에 해당된다. 따라서 본 연구의 1단계 연구기간이 완료되는 시점에서 그동안 추진되었던 연구분야에 대한 주요 결과를 종합적으로 체계적으로 정리하여 본 최종보고서를 작성하고자 하였다.

제 2 장 광섬유 광증폭 매체 제조

제 1 절 희토류 금속첨가 실리카 광섬유 광증폭 매체

1. 서 론

실리카 유리 광섬유의 저손실 창인 $1.33\mu\text{m}$ 와 $1.55\mu\text{m}$ 파장에서 광통신이 구현된지도 이미 십수년이 지났다. 그러나 기존 광섬유에 의한 광통신은 입력단에서부터 출력단까지 완전히 광에 의한 통신이 아니라 전자회로로 구성된 repeater를 사용하여 광손실을 보상함으로써 연결효율이 떨어지거나 많은 전자회로들이 필요한 등 여러가지 제약을 받아왔다. 그러나 많은 연구자들의 노력에 의해 희토류 금속(대표적으로 Nd, Er)을 첨가한 광섬유²⁻¹⁻¹⁾가 개발되었고, 이에 의한 광증폭 특성이 우수하여 거의 실용화²⁻¹⁻²⁾단계에 이르렀다. Er을 첨가한 광섬유는 광통신이 가능한 $1.55\mu\text{m}$ 파장에서 여기 광원에 의해 큰 Stimulated gain을 가지며 독특한 몇가지 특성을 가지고 있다. 먼저 Er첨가 광섬유는 기존 광섬유와 동일한 구조를 가지므로 특별한 장치없이 통신용 광섬유와 연결이 가능하며 연결 손실이 적고, 여기광의 에너지가 좁은 면적의 광섬유 코아에 집중되어 낮은 문턱에너지를 가지므로 레이저 다이오드로써 쉽게 광증폭시킬 수 있는 장점이 있으며, 여기광과 신호광을 광섬유 결합기를 통해 결합할 수 있다. 또한 Er첨가 광섬유는 stimulated gain을 가지므로 수십dB의 소신호²⁻¹⁻³⁾이득을 얻으며

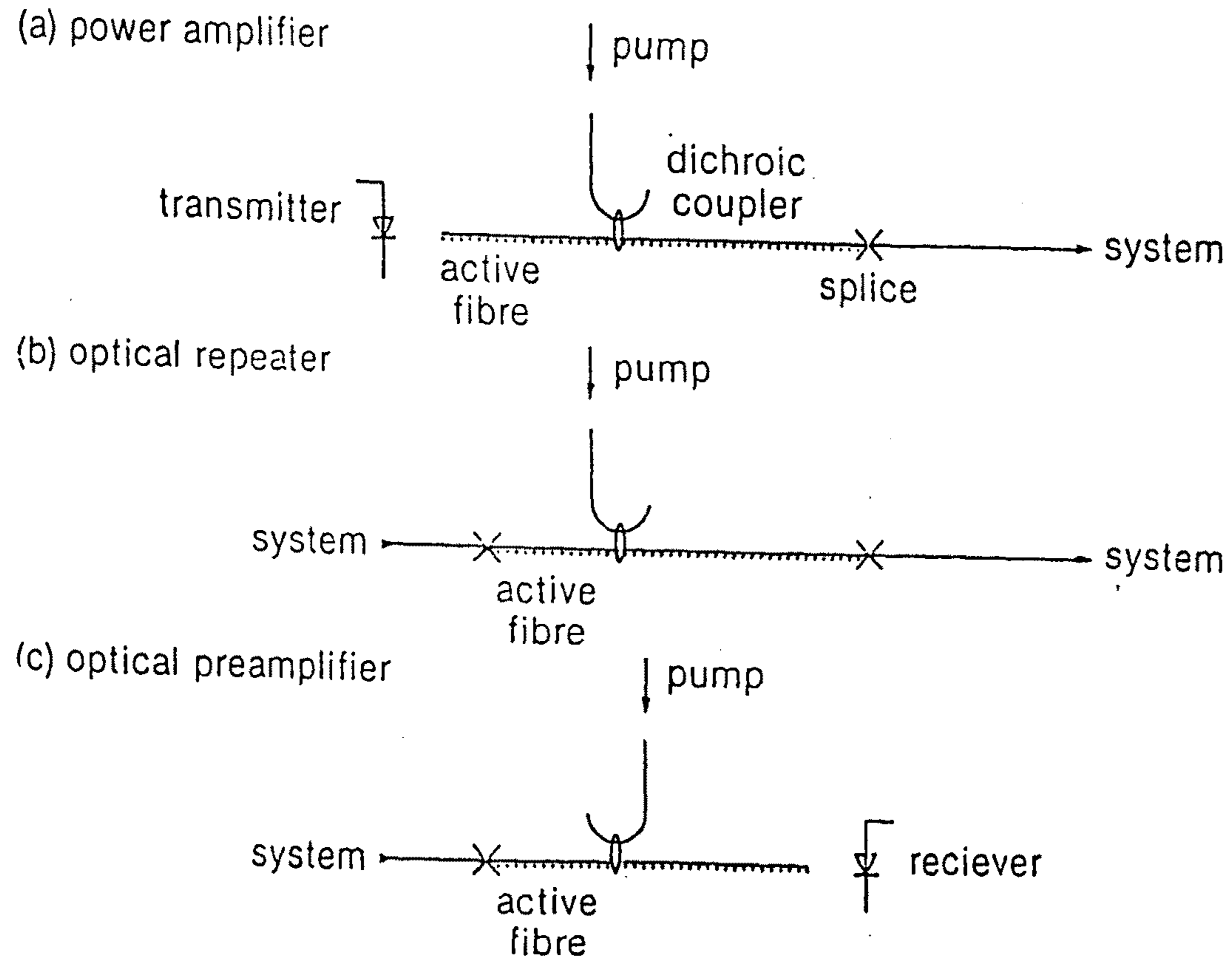


그림 2-1-1. 광통신에서 rare earth doped 광섬유 증폭기의 응용

20GHz 이상의 초고속 신호처리²⁻¹⁻⁴⁾가 가능하여 사용 대역이 넓으며, 편광에 무관한 이득을 얻을 수 있다. 그러므로 이러한 광섬유를 이용하여 광증계기를 만들면 차후 통신 bit rate를 높이더라도 증계기의 교환없이 사용할 수 있다.

본 연구는 MCVD법과 액체첨가법²⁻¹⁻⁵⁾을 이용하여 Nd와 Er이 첨가된 광섬유를 제조하였으며, 이 시료들의 광학적 특성을 측정하고 소신호 이득을 측정하였다. 또한 dichroic 광 결합기를 제작하였고, 이를 이용하여 시작품인 광섬유 광증폭기 모듈을 제작하였다.

2. Er첨가 광섬유의 광증폭 원리²⁻¹⁻⁶⁾

가. Propagation and Rate equation

Er이 첨가된 광섬유를 Modeling하기 전에 우선 두가지 가정을 한다. 첫째, Er첨가 광섬유는 homogeneous gain 효과만 고려한다. 이것은 많은 실험을 통해서 homogeneous model로 훌륭하게 설명되었으므로 이러한 가정에 무리가 없다. 둘째, 증폭기 이득물질의 2준위 모델만 고려한다. 이는 980nm로 여기시킬 경우에도 그림 2-4-14의 ${}^4I_{11/2}$ 준위의 population은 빠른 nonradiative decay로 인해 거의 무시할 수 있으므로 ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$ 준위 사이의 전이만 고려한 2준위 모델은 설득력이 있다.

먼저 파장 $\lambda_k=c/\nu_k$ 에 중심을 두고 주파수 선포이 $\Delta\nu_k$ 인 광원이 증폭기내를 진행하는 경우를 생각해 보자. 이 경우 여기광과 신호광 및 broadband ASE까지 고려된다. optical frequency에 대한

적분은 k에 대한 합으로 근사할 수 있는데, k번째 빛 $I_k(r, \phi, z)$ 의 세기 분포를 원통좌표계에서 적분을 하면 광섬유 광증폭기의 z위치에서 빔의 총 power $P_k(z)$ 를 얻게 되는데

$$P_k(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty I_k(r, \phi, z) r dr d\phi \dots\dots\dots(2-1-1)$$

규격화된 optical intensity는

$$i_k(r, \phi) = I_k(r, \phi, z) / P_k(z) \dots\dots\dots(2-1-2)$$

Rate eq는 ground와 metastable 상태의 밀도에 광흡수 효과, 유도 방사, 자연방사 등의 효과를 기술한다. k optical beam을 갖는 2준위 계에 대해

$$\frac{dn_2}{dt} = \sum_k \frac{P_k i_k \sigma_{ek}}{h\nu_k} n_1(r, \phi, z) - \sum_k \frac{P_k i_k \sigma_{ek}}{h\nu_k} n_2(r, \phi, z) - \frac{n_2(r, \phi, z)}{\tau} \dots\dots\dots(2-1-3)$$

$$n_t(r, \phi, z) = n_1(r, \phi, z) + n_2(r, \phi, z) \dots\dots\dots(2-1-4)$$

여기서 σ_{ak} k번째 beam의 absorption cross section, σ_{ek} 는 emission cross section이다. 식(2-1-4)는 2준위 계에서의 광자 보존을 뜻하며 $n_t(r, \phi, z)$ 는 local erbium ion density이다. 광섬유를 통해 진행되는 빛의 기술은

$$\begin{aligned} \frac{dP_k}{dz} = & U_k \sigma_{ek} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) n_2(r, \phi, z) r dr d\phi (P_k(z) + m h \nu_k \Delta \nu_k) \\ & - U_k \sigma_{ak} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) n_1(r, \phi, z) r dr d\phi (P_k(z)) \dots\dots\dots(2-1-5) \end{aligned}$$

여기서 모드의 수 m 은 보통 2인데 이것은 최저차 모우드의 두개의 편광 상태를 나타낸다. k 번째 빔의 경계조건은 $z=0, L$ 로 규정되며 steady state의 경우 (2-1-3)식은 0이다.

나. Spatial mode modeling

좋은 증폭기는 높은 효율, 낮은 잡음비 그리고 낮은 문턱에너지 등의 조건을 갖추어야 한다. 이런 조건에 영향을 미치는 것은 여기광과 신호광의 spatial mode들과 erbium 이온의 분포들이다. 작은 mode size는 광섬유 코아에 높은 여기광을 집속시킬 수 있으므로 낮은 문턱에너지로 높은 효율을 갖는 광 증폭기를 구성할 수 있도록 해준다.

코아 굴절율 profile에 step 근사와 optical mode 분포에 weakly guide 근사를 사용하여 광섬유 설계를 해보자. 코아반경 a , 굴절율 n_{core} 클래딩 굴절율 n_{clad} 를 갖는 광섬유의 LP₀₁모드의 규격화된 intensity 분포는

$$\begin{aligned} i(r) = & \frac{1}{\pi} \left[\frac{v}{aV} \frac{J_0(ur/a)}{J_1(u)} \right]^2 & r < a \\ = & \frac{1}{\pi} \left[\frac{u}{aV} \frac{K_0(ur/a)}{K_1(v)} \right]^2 & r \geq a \dots\dots\dots(2-1-6) \end{aligned}$$

여기서 $J_{0,1}$ 과 $K_{0,1}$ 은 Bessel과 modified Bessel 함수이고, $V=2\pi a/\lambda_k$ ($n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2$)이며 변수 v 과 u 는 $r=a$ 에서의 해에 대응되는 것으로서 $1 \leq V \leq 3$ 일때 $v=1.1428V-0.9960$, $u=(V^2-v^2)^{1/2}$ 이다. 이 Model은 LP₁₁모드의 여기광에 대해서도 적용 가능하나, 670nm나 532nm와 같은 단파장의 여기광이나 여기광원 파장보다 낮은 차단파장을 갖는 광섬유에 대해서는 적용이 불가능하다. 이온과 optical 모드들의 분포의 향으로써 광섬유의 광흡수와 이득 스펙트럼 α_k 와 g_k^* 를 표현하면

$$\alpha_k = \sigma_{ak} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) n_t(r, \phi, z) r dr d\phi$$

$$g_k^* = \sigma_{ek} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) n_t(r, \phi, z) r dr d\phi \dots\dots\dots(2-1-7)$$

와 같이 된다. 만약 erbium 이온이 광섬유 코어의 반경 b 의 disk에 균일하게 분포되어 있다면 α_k 와 g_k^* 는

$$\alpha_k = \sigma_{ak} \Gamma_k n_t$$

$$g_k = \sigma_{ek} \Gamma_k n_t \dots\dots\dots(2-1-8)$$

dopant와 optical mode 사이의 overlap integral Γ_k 는

$$\Gamma_k = \int_0^{2\pi} \int_0^b i_k(r, \phi) r dr d\phi \dots\dots\dots(2-1-9)$$

이 새로운 변수를 사용하여 증폭기 propagation 방정식은

$$\frac{dP_k}{dz} = \frac{\alpha_k + g_k^*}{\Gamma_k} P_k \int_0^{2\pi} \int_0^b \frac{n_2(r, \phi, z)}{n_t} i_k r dr d\phi - (\alpha_k + \ell_k) P_k + \frac{g_k^*}{\Gamma_k} m h \nu_k \Delta \nu_k \int_0^{2\pi} \int_0^b \frac{n_2(r, \phi, z)}{n_t} i_k r dr d\phi \dots\dots\dots(2-1-10)$$

추가적인 손실항 ℓ_k 는 광섬유에서 OH에 의한 손실, high index 코아에 의한 산란손실 등과 같은 것이다.

metastable 밀도에 대한 steady state 근사는 식(2-1-3)에서 부터

$$n_2(r, \phi, z) = n_t \frac{\sum_k \frac{\tau \sigma_{ak}}{h \nu_k} P_{k|k}}{1 + \sum_k \tau \frac{(\sigma_{ak} + \sigma_{ek})}{h \nu_k} P_{k|k}} \dots\dots\dots(2-1-11)$$

식(2-1-10)과 (2-1-11)의 해는 numerical 적분법에 의해 구해진다. 이 식에는 ASE는 고려하지 않았는데, 고출력 증폭기의 경우 여기광과 신호광의 크기에 따라 ASE의 bandwidth가 크게 변하므로 큰 k값에 대해 적절한 ASE 스펙트럼을 분석하여 풀어야 한다.

3. 광증폭 매체 제조

광섬유 형태의 광증폭기는 1963년 E. Snitzer²⁻¹⁻⁷⁾ 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 고려되

었으며 관련되는 연구가 소수 진행되었으나 본격적으로 연구되지 못하였다. 1970년대에 들어와 실리카 유리를 재료로 하는 광섬유의 저손실화에 성공하였으며, 광통신을 위한 광도파로로서 광섬유가 실용화되었다. 1985년 S.B. Poole²⁻¹⁻¹⁾ 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 제조기술 그리고 광섬유 결합기(coupler) 제조기술의 확립 등이다.

지난 몇년동안 광섬유 형태의 광증폭기와 레이저가 많이 연구²⁻¹⁻⁸⁾되어 rare earth 물질이 첨가된 광섬유는 기존의 MCVD법을 약간 개선하여 손쉽게 첨가할 수 있는 제조방법을 확립하였고, 레이저 다이오드와 광섬유 결합기 그리고 rare earth doped 광섬유에 의해 power amplifier와 같은 광증폭기가 제조되었다.

가. 제조방법

Rare earth halide가 첨가된 광섬유의 제조는 일반적인 광섬유와 같은 저손실을 유지하기 위하여 MCVD 방식을 기본으로 하며 dopant를 첨가하는 방식에 따라 gas phase doping법²⁻¹⁻¹⁾과 solution doping법²⁻¹⁻⁵⁾, Aerosol doping법²⁻¹⁻⁹⁾ 등이 있다.

1) gas phase doping법²⁻¹⁻¹

이 방법은 기존 MCVD 방식을 약간 개선한 것으로서 rare earth halide를 증기압 이상으로 가열하여 코어 구성물질인 SiO₂, GeO₂와 같이 증착되게 하는 방식이며 제조과정은 그림 2-1-1과 같다.

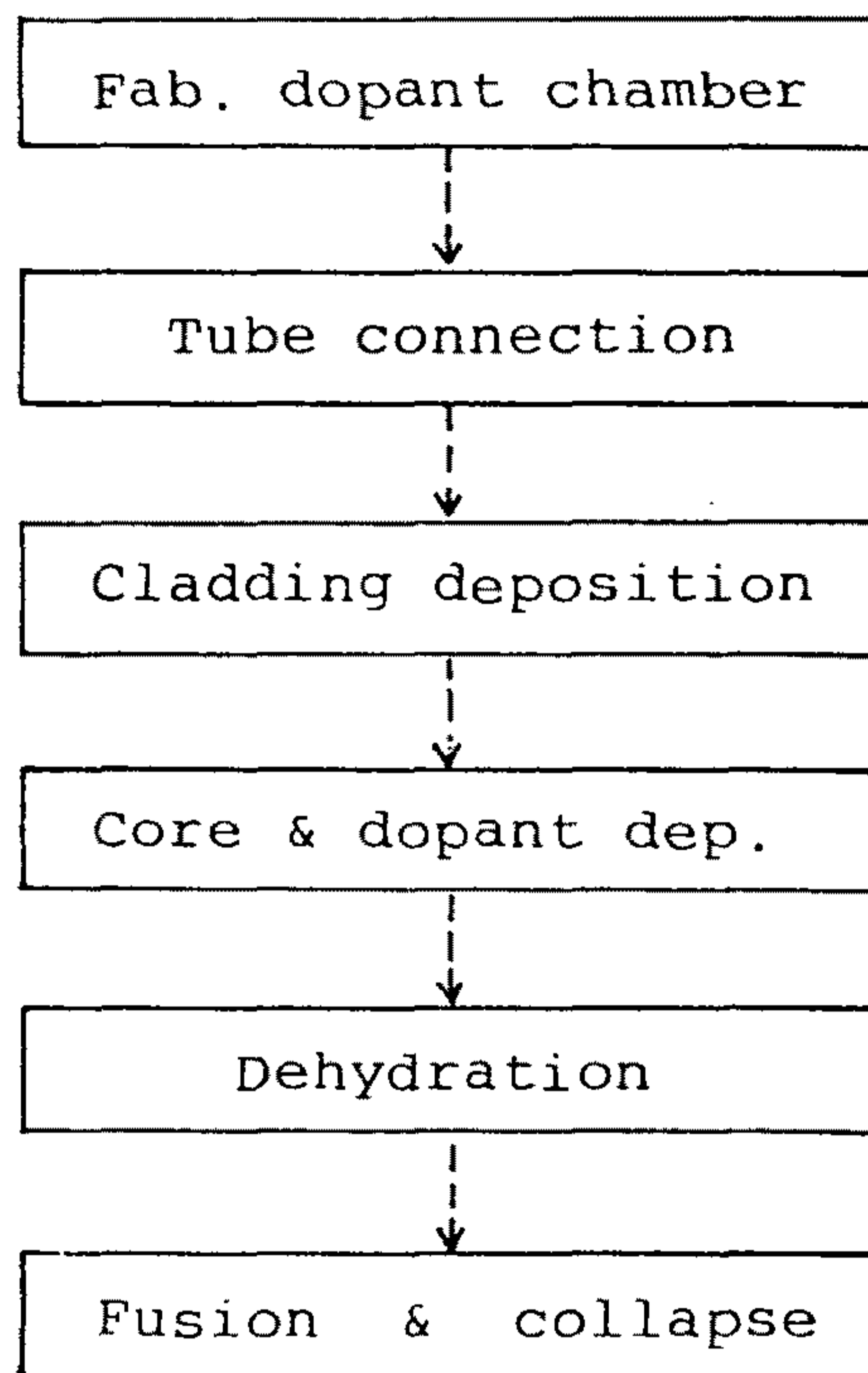


그림 2-1-1. Gas phase doping법에 의한 rare earth doped 광섬유 제조과정

광섬유 모재를 제조하기 전에 그림 2-1-2와 같은 dopant carrier chamber를 만들어 순도 99.99% 이상의 NdCl₃·6H₂O를 넣고 Cl₂와 SF₆를 흘리며 dopant의 용융점보다 100°C정도 높은 온도에서

녹여 fused, anhydrous층을 carrier chamber 내벽에 형성시킨다. 이 과정에서 일차적인 dehydration이 이루어지나 만족할만한 OH⁻의 광 흡수 손실을 제거시킬 수 없으므로 나중에 2차적인 dehydration시킨다.

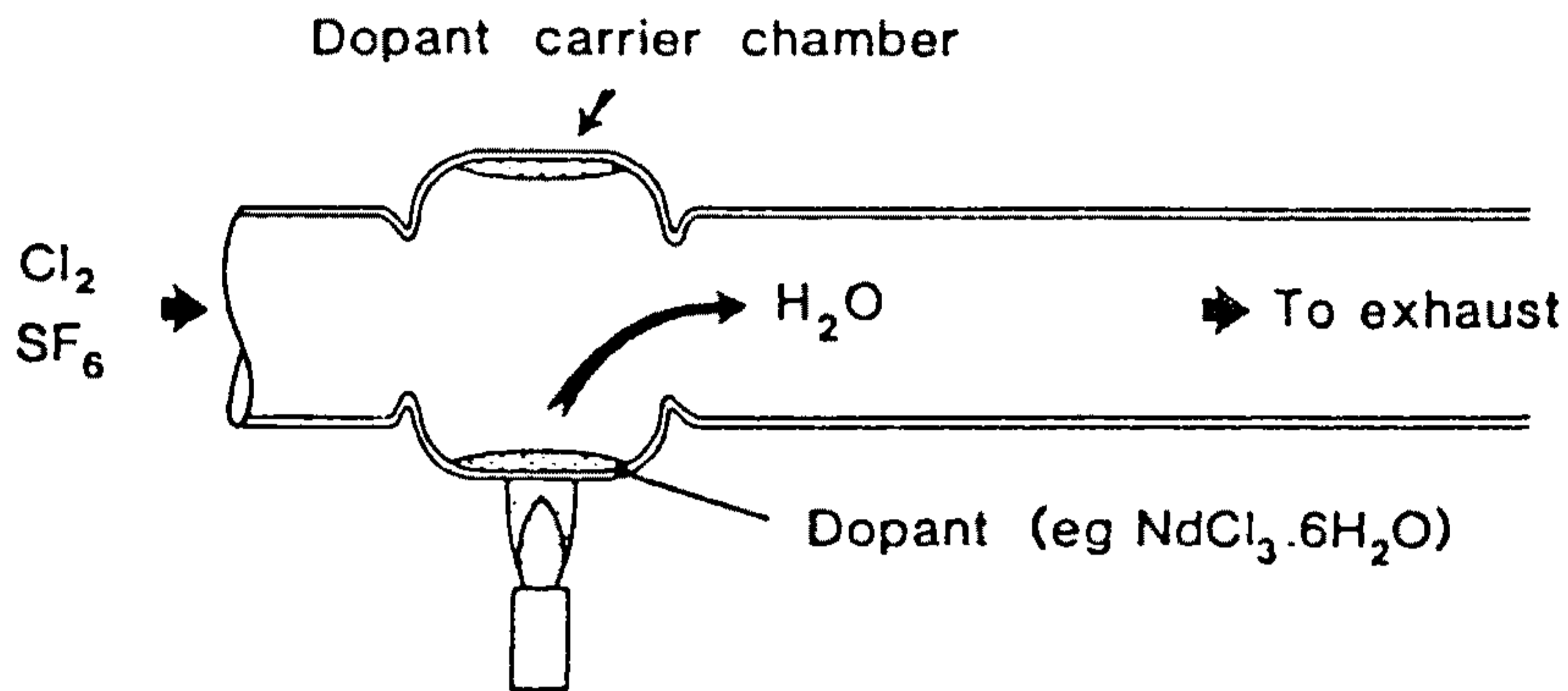


그림 2-1-2. Gas phase doping법을 위한 dopant carrier chamber

위의 정제과정 동안 광섬유 모재 제조용 석영관에 불필요하게 증착된 rare earth 물질은 SF₆에 의한 에칭과정을 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 2차 버너로 1000°C 정도로 가열하여 용융 rare earth chloride의 증기압을 증가시킨다. 이때 iodide 혹은 bromide salt 등을 첨가하여 증기압을 증가

시킬 수도 있는데 광섬유 코어 부분에 증착되는 dopant의 양은 2차 버너의 온도와 물질의 증기압 특성에 의해 좌우된다. 그림 2-1-3에 rare earth 물질들의 증기압 곡선이 나와 있다.

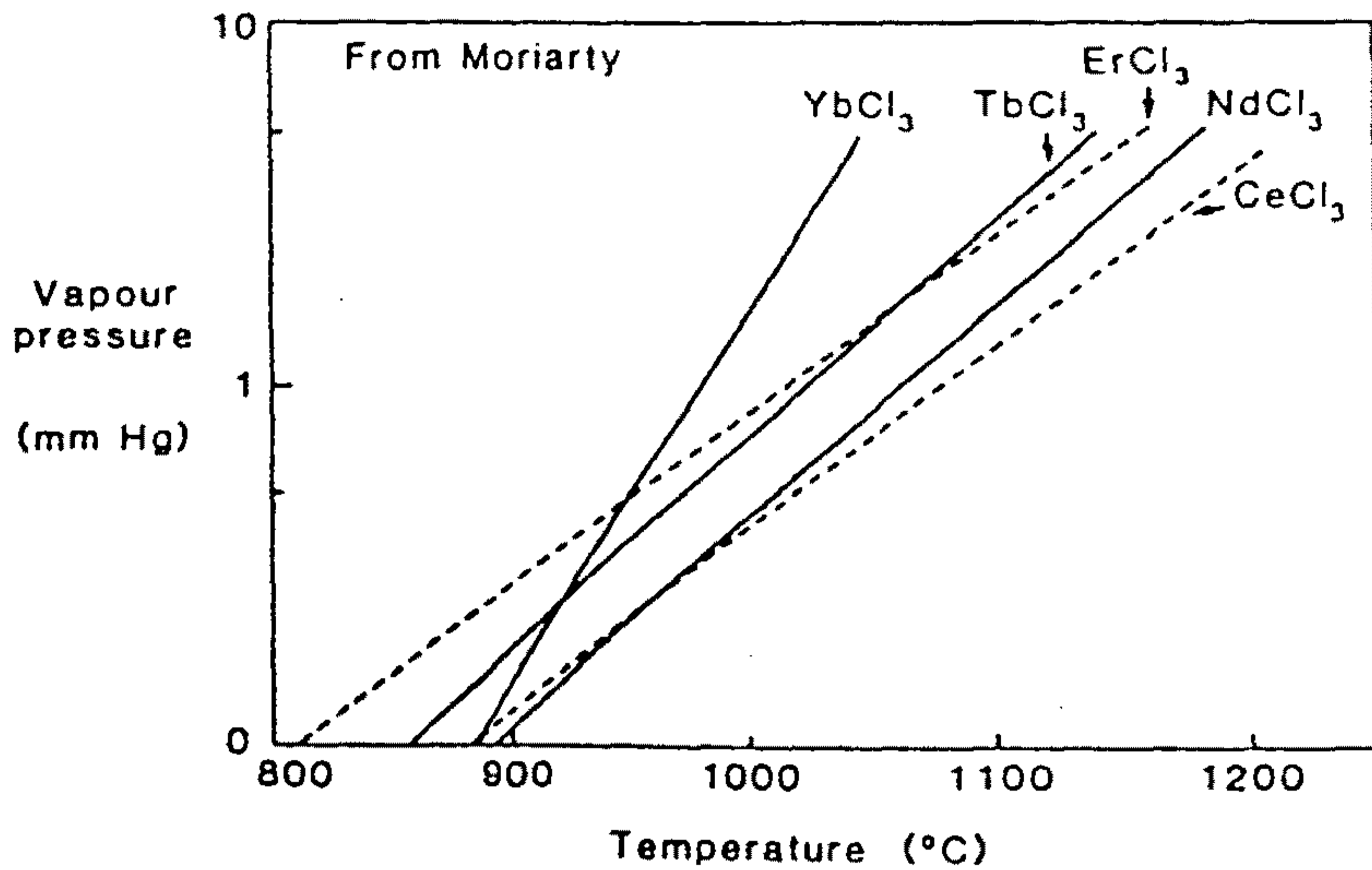


그림 2-1-3. Rare earth 물질들의 증기압 곡선

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

증착된 porous한 코어층에 Cl_2 가스를 흘리며 900°C의 온도에서 30분정도 2차 dehydration을 한다. 이 과정은 rare earth 물

질과 결합해있는 수분에 의해 발생하는 광섬유 코어의 광손실을 방지하기 위함이다. 그 다음 코아층을 용융하여 유리층을 만든 다음 collapse를 한다.

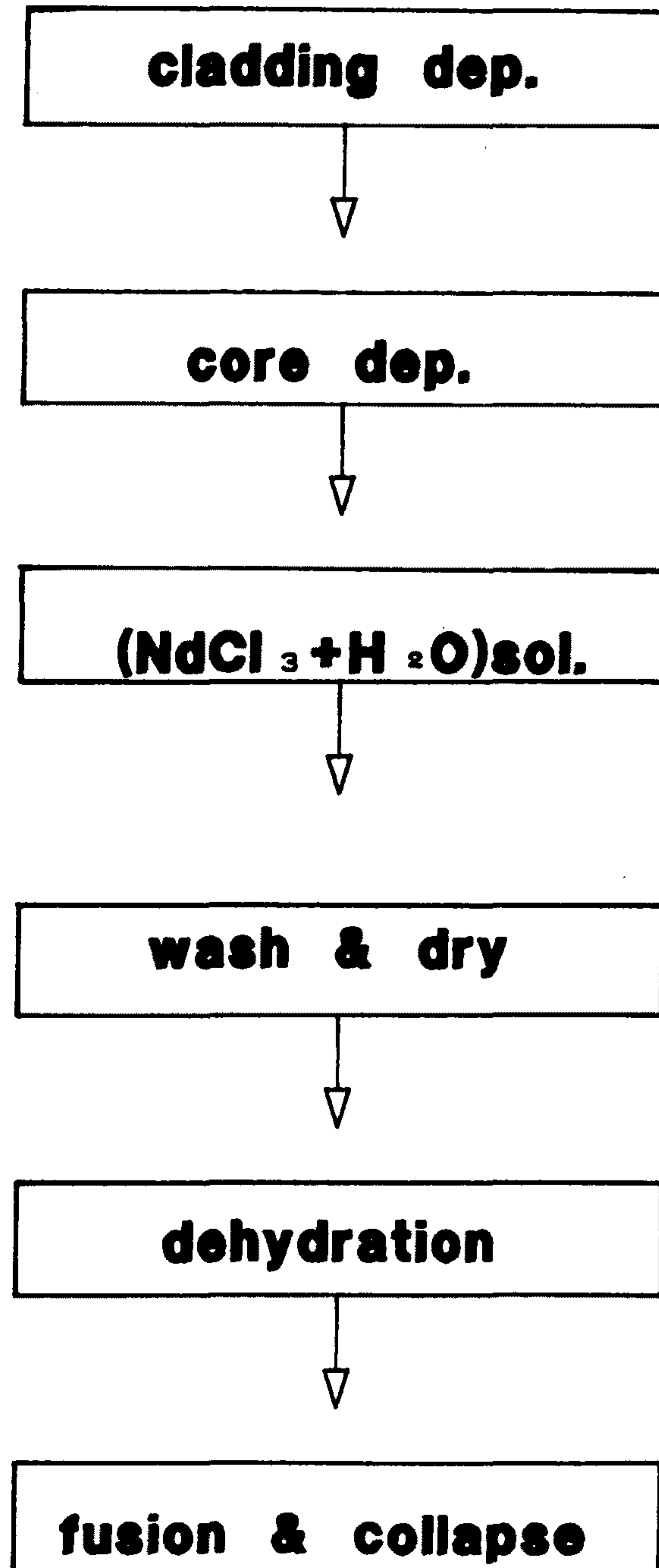
2) Solution doping법²⁻¹⁻⁵⁾

Solution doping법은 rare earth halide를 물 혹은 알콜에 용해시킨 수용액을 사용하는 방식으로 그 제조과정은 표 2-1-1과 같다. 먼저 기존의 MCVD법과 같이 클래딩을 증착한 후, 낮은 온도에서 코어를 porous한 상태로 증착한다. 광섬유 제조용 선반에서 모재용 석영관을 분리하여 수용액에 담귀 porous한 soot 사이로 수용액이 침투하도록 한 뒤 세척하고 건조한 후 선반에 다시 부착하여 dehydration을 하고 용융하고 collapse를 하면 rare earth 물질이 doping된 광섬유 모재를 제조할 수 있다. 본 연구에서는 이 방식으로 시료를 제작하였으며 자세한 제조조건은 다음 절에 기술하겠다.

3) Aerosol doping법²⁻¹⁻⁹⁾

Aerosol doping법은 그림 2-1-4 와 같이 rare earth halide 수용액을 Ultrasonic transducer로 기화시켜 광섬유 제조용 화학물질 (SiCl_4 , GeCl_4 , POCl_3)과 함께 증착하는 방법으로써 고농도의 rare earth halide를 첨가할 수 있으며, 증착층에 따라 첨가되는 농도를 조절할 수 있으므로 GRIN렌즈 등을 제조하기에 좋고 dopant와 마찬가지로 host glass도 aerosol로 증착할 수 있으므로 Microscopic level에서 균일성을 유지할 수 있다.

표 2-1-1. Solution doping법에 의한 rare earth doped
광섬유 제조 공정



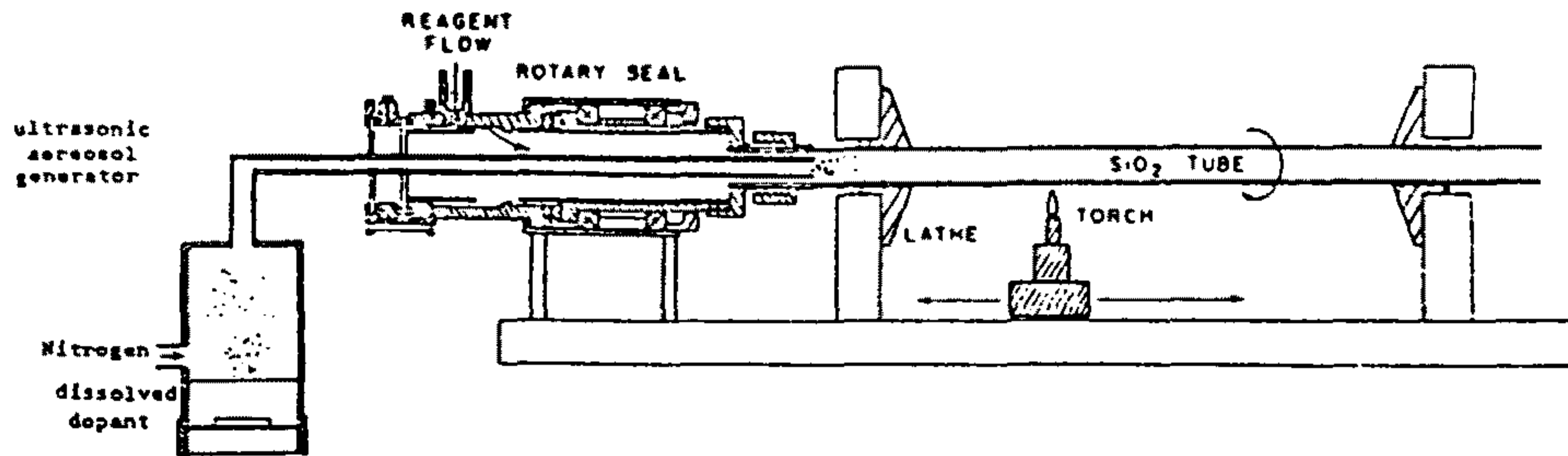


그림 2-1-4. MCVD Aerosol doping법의 rotating seal

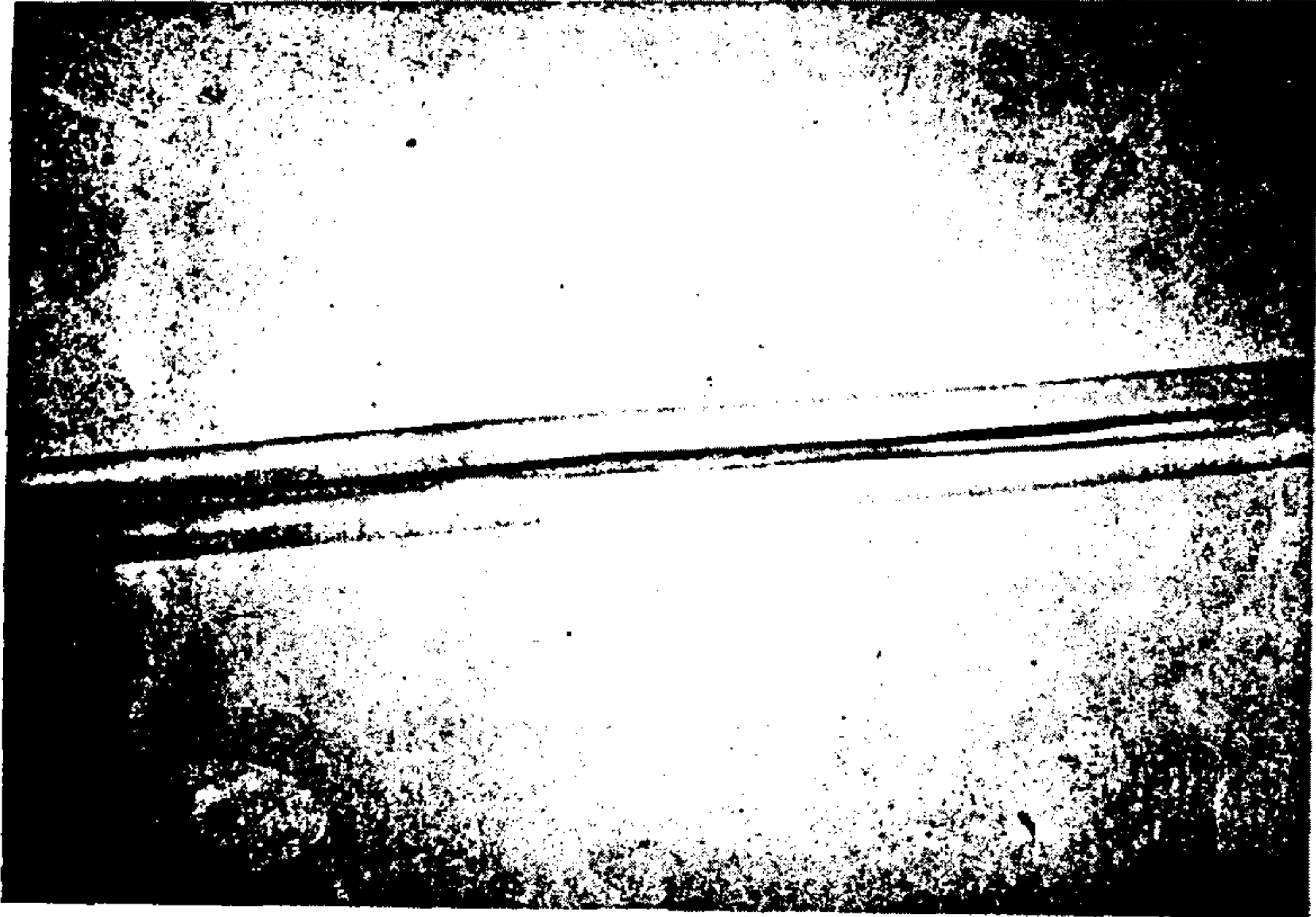
나. Nd첨가 광섬유 제조

실험에 사용될 시료는 solution doping법으로 마련하였는데 그 이유는 gas phase doping법에서의 dopant carrier chamber를 준비하는 과정에서 발생하는 번거로운 과정을 생략할 수 있으며, 2차 버너의 정밀한 온도 조절이 dopant의 균일한 doping을 가능케 하거나, 두가지 물질을 co-doping하는 과정에서의 각 물질의 증기압들이 특정 온도에서 일정함에 따른 doping비의 조정 불가능한 경우를 모두 배제시킬 수 있으며, 많은 양의 dopant를 doping할 수 있는 장점이 있기 때문이다.

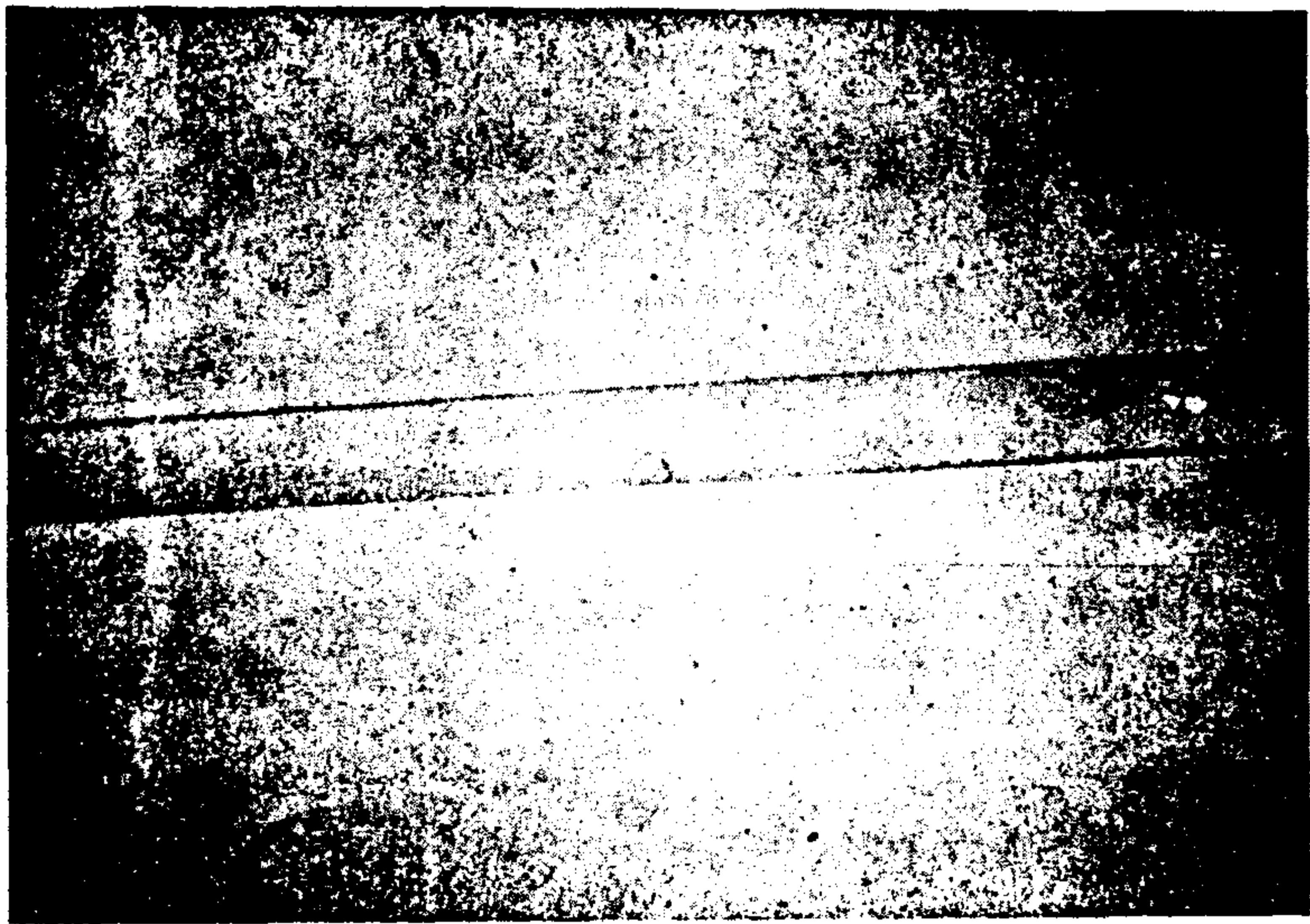
Solution doping법에서 doping되는 정도는 rare earth solution의 농도와 모재용 석영관이 담겨있는 시간의 함수이며 co-doping되는 정도는 두가지 rare earth solution의 물농도의 비에 좌우되므로 자유자재로 co-doping의 비를 조정할 수가 있다.

본 실험에서 각 공정에 따른 제조조건은 다음과 같다. 먼저 광섬유 제조용 석영관(Helaus, 외경 20mm, 내경 17mm)을 증류수로

깨끗하게 세척한 후 무수알콜로 수분을 제거하고 선반에 고정시켜 1800°C 이상의 온도로 불꽃세척을 한다. 그 다음 SiCl_4 , POCl_3 를 고순도 산소로 bubbling시켜 CCl_2F_2 와 함께 운반가스인 He과 O_2 에 의해 석영관 내로 들어가며 산소, 수소 버너에 의해 유리관 내벽에 증착한다. 그 다음 산소, 수소 버너의 온도를 1300°C 정도로 내려 코아를 SiO_2 , GeO_2 의 구성으로 porous한 층을 1~2회 증착한 후 석영관을 준비된 0.14M NdCl_3 용액에 30분~1시간 담군다. 만약 코아층을 낮은 온도에서 증착하게 되면 유리관과의 접촉면이 단단하지 못하여 용액과 접촉한 후 증착층이 일어나게 되며, 높은 온도에서 증착하게 되면 porous한 층이 제대로 형성되지 않아 NdCl_3 용액이 제대로 침투하지 못해 doping되는 양이 적으므로 1300°C 근방의 온도에서 증착하는 것이 좋다. NdCl_3 용액의 농도가 높으면 많은 doping이 가능하나 SiO_2 유리층에 dopant로서 작용하지 못하고 그림 2-1-5의 (a)와 같이 광섬유 코아내에 Nd^{+3} 이온들이 부분적인 microscope clustering을 형성하여 광손실을 증가시킨다 또한 NdCl_3 용액에서 꺼낸 후 석영관의 내벽을 타고 흘러내리는 용액을 충분히 제거하지 않으면 역시 clustering을 발생시킨다. 그러므로 NdCl_3 용액은 0.1~0.14M 정도의 농도로 하고 석영관을 NdCl_3 용액에서 꺼낸 후 내벽의 용액을 아세톤에 의해 제거한 후 N_2 로 dry한다. 보고된 바에 의하면 0.14M 용액의 농도로 1시간 처리했을 경우 최대 4000ppm의 Nd^{+3} 가 doping되었다고 하며 이는 gas phase doping법보다 약 4배 이상 높은 농도이다. dehydration 과정은 광섬유 구성물질이 수분이 있는 용액에 직접 접촉함으로써 발



(a)



(b)

그림 2-1-5. 제조된 Nd가 첨가된 광섬유 모재 사진
(a) Nd가 부분적으로 결정화된 모재
(b) Nd의 결정화가 없는 모재

생되는 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 $600\sim 700^\circ\text{C}$ 의 온도에서 Cl_2 와 O_2 의 비를 5:2로 흘리며 30분~1시간 dehydration을 한다. dehydration 과정이 끝난 후 He의 분위기에서 1600°C 이상의 고온으로 porous한 층을 용융시키며 collapse하여 모재를 제조한다.

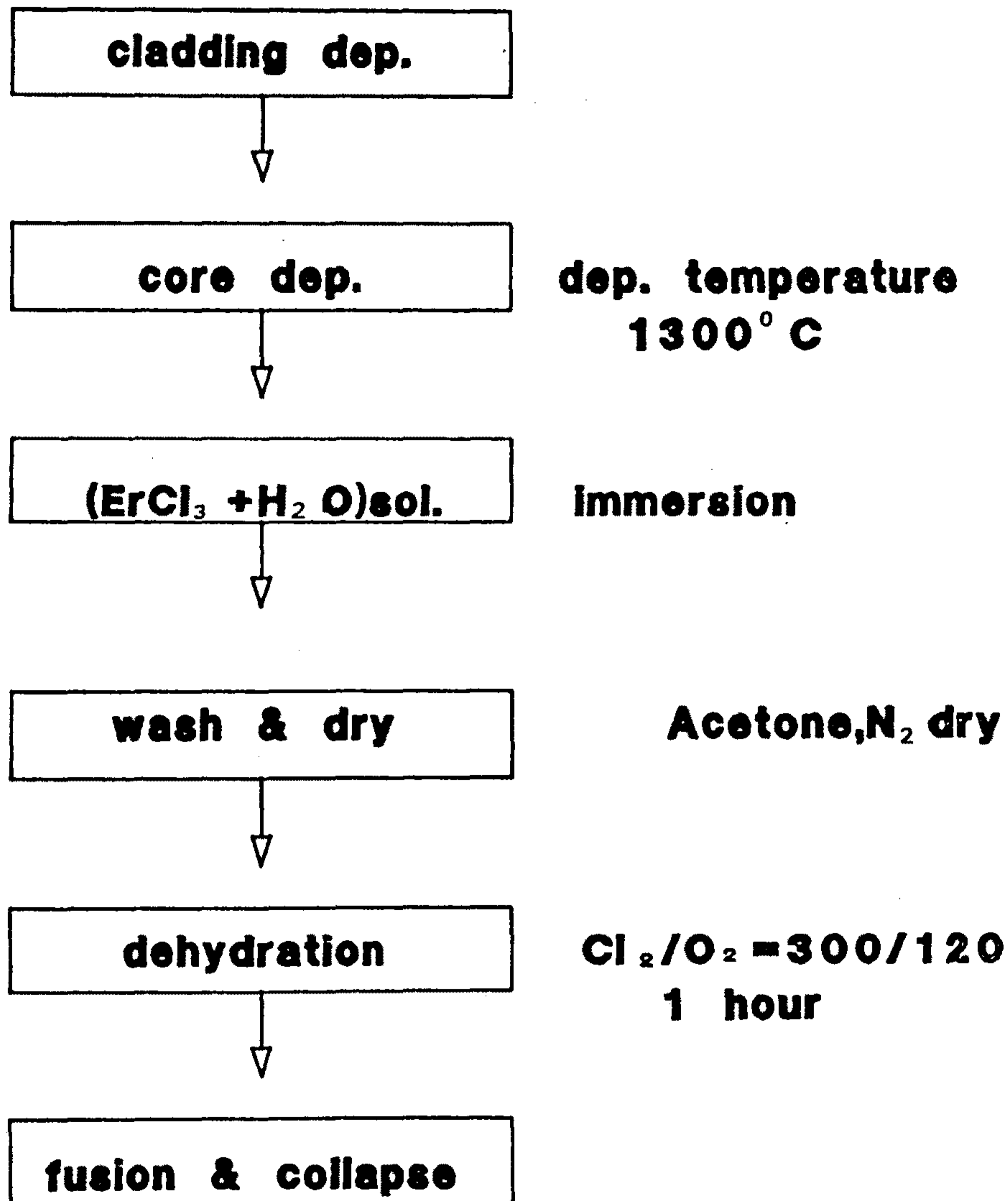
고온으로 가열할 때 Nd^{+3} 이 doping된 부분은 붉은색 계통의 색으로 보이며 이 색깔의 농도나 균일성에 의해 Nd^{+3} 이 제대로 doping이 되었는지 여부를 알 수 있다. solution doping법으로 제조할 때 가장 중요한 것은 코어 부분의 soot층을 형성시킬 때 soot층의 균일도와 석영관의 접촉면의 상태이며 부분적으로는 세척과정에서 soot층 내에 침투한 NdCl_3 용액을 제외한 나머지를 효과적으로 제거할 수 있는지의 여부이다. 이와같이 제조된 광섬유 모재의 사진이 그림 2-1-5이다. 여기서 그림 2-1-5의 (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 $968\mu\text{m}$ 의 Nd^{+3} 가 doping 되었음을 알 수 있었다.

다. Er첨가 광섬유 제조

광섬유 제조용 석영관(Heraus사 optical grade : 외경 25mm, 내경 20mm)에 $\text{SiO}_2-\text{P}_2\text{O}_5-\text{F}_2$ 의 구성으로 클래딩 층을 7~8회 증착한 후 $\text{SiO}_2-\text{GeO}_2$ 의 구성으로 1300°C 의 온도에서 1~2회 코어층을 쌓

는다. 이때 코아층은 porous하게 증착하여야 하는데 증착시의 온도에 따라 코아층의 상태가 결정된다. 낮은 온도로 증착하면 porous한 코아층이 유리면과의 접촉면이 단단하지 못하여 Er수용액과 접촉한 후 박리되며, 너무 높은 온도로 증착했을 경우 코아층이 porous하게 증착되지 못하고 거의 유리화되므로, 기공이 거의 형성되지 못하여 Er 수용액이 코아층에 침투되지 못하므로 Er의 첨가를 높일 수가 없다. 그러므로 적정온도 1300°C 근방에서 증착하는 것이 좋다. 코아층의 증착이 끝난 광섬유 제조용 석영관을 선반에서 분리하여 0.1M ErCl₃ 수용액에 담군다. Porous한 코아층의 상태에 따라 용액에 담구는 시간이 달라지나 보통 수분에서부터 1시간정도까지 처리한 후 꺼내어 석영관 내벽을 타고 흘러내리는 용액이나 외부에 묻어있는 Er 수용액을 아세톤으로 세척하고 질소로 건조시킨다. 이 과정은 이미 코아층에 침투한 Er 수용액이 빠져 나오거나 혹은 특정한 부위에 모여 불균일하게 첨가되지 않도록 조심스럽게 수행해야 한다. 건조가 끝난 광섬유 제조용 석영관을 선반에 장치하여 Cl₂와 O₂의 분위기에서 탈수화시킨다. Er 수용액의 OH⁻ 이온이 광섬유 코아에 많이 잔류하면 광손실이 크게 증가하므로 600°C의 온도에서 1시간정도 탈수화를 시킨다. 만약 이 과정의 온도가 1000°C 이상이 되면 ErCl₃ 자체가 휘발되므로 적정 온도를 유지해야 한다. 탈수화가 끝난 광섬유 제조용 석영관을 1800°C 이상의 고온으로 가열하여 porous한 층을 유리화시키고 collapse하여 Er이 첨가된 광섬유 모재를 제조한다. Kist ErAl 1128 광섬유는 0.1M AlCl₃, 0.01M ErCl₃ 용액에 10분간 담군 뒤 1시간

표 2-1-2. 액체상태 첨가법에 의한 Er첨가 광섬유 제조 도표



탈수화시켜 제조하였는데, 광섬유 외경이 $110\mu\text{m}$, 코아 직경 $5\mu\text{m}$, N.A 0.21 그리고 $1.54\mu\text{m}$ 에서 V값이 2.2이었으며 광섬유 코아의 Er이 $418\mu\text{m}$ 첨가되었다.

4. 광 증폭 특성

가. Nd 첨가 광섬유

1) 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 길이 50cm 의 광섬유를 기준 광섬유로 하여 길이 3m 의 Nd 첨가 광섬유의 파장에 따른 광손실을 측정하였다.

광원은 텅스텐 할로겐 램프와 렌즈를 사용하여 광섬유에 입사시키고 출력광을 GRIN 렌즈가 붙어있는 다중모우드 광섬유를 통해 optical spectrum analyzer로 입사시킨다. 광섬유의 클래딩 모드를 제거하기 위하여 검지기로 입사되기 직전 외피복을 벗기고 글리세린으로 mode stripping을 하였다.

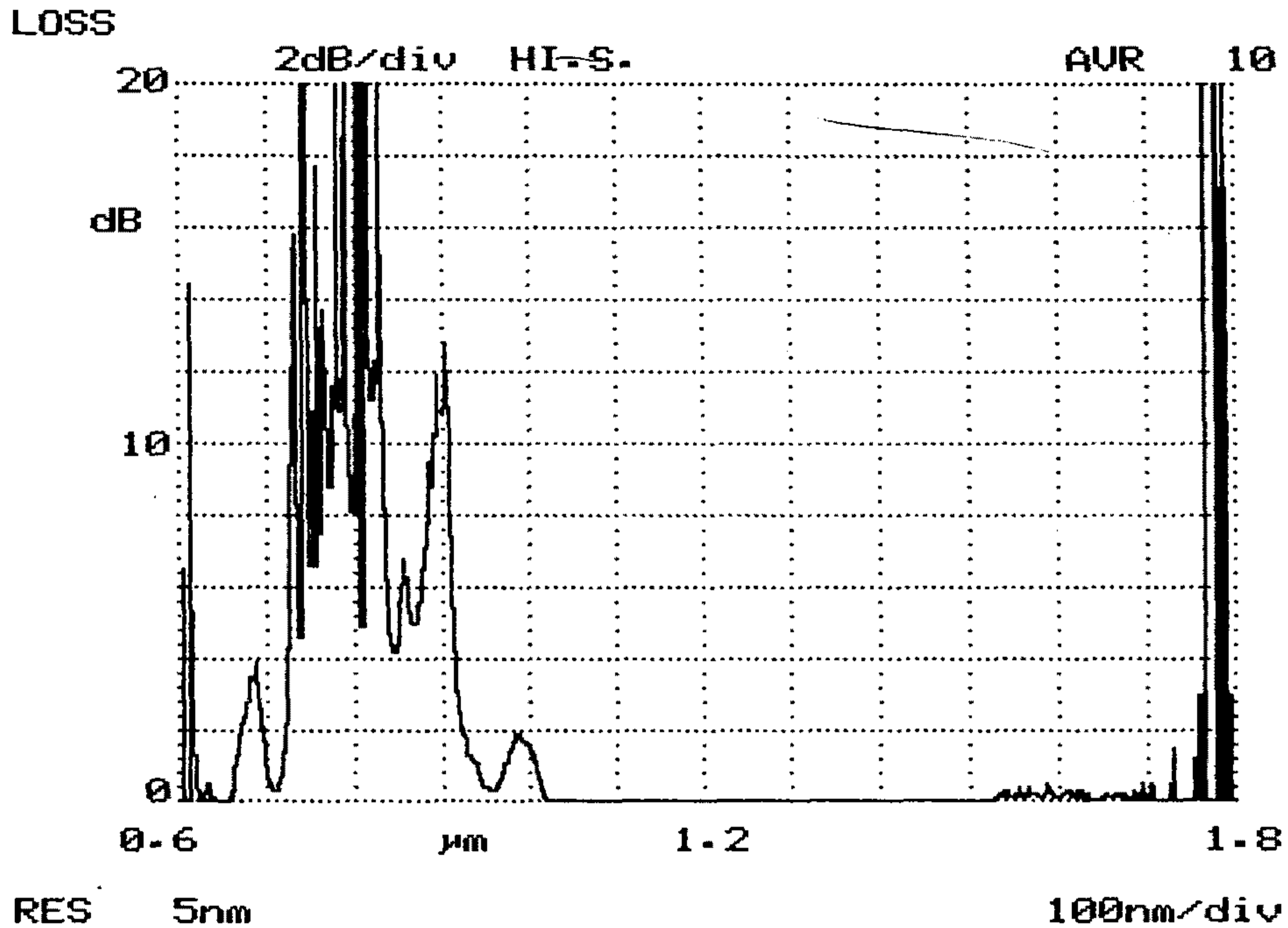


그림 2-1-6. Nd 첨가 광섬유의 파장에 따른 광손실 곡선

그림 2-1-6은 측정된 Nd 첨가 광섬유의 파장에 따른 광손실 스펙트럼이다. peaky한 선들은 Noise에 기인한 것이며 장파장쪽의 Noise는 detector의 측정범위를 넘어선 영역이다.

그림 2-1-6에서 750nm, 810nm, 900nm 근방에서 강한 흡수를 보였는데 문헌²⁻¹⁻¹⁰⁾에 의하면 그림 2-1-7에서 $^4I_{9/2}$ 준위에서 $^2G_{5/2}$, $^3S_{3/2}$ 혹은 $^4F_{7/2}$, $^2H_{9/2}$ 혹은 $^4F_{5/2}$, 그리고 $^4F_{3/2}$ 준위로 여기되면서 흡수되는 파장과 일치됨을 알 수 있다. 문헌에 의하면²⁻¹⁻¹⁰⁾ 최대의 흡수를 나타내는 파장은 590nm(Ar-dye 레이저 파장)이며 관심이 증대되는 곳은 가장 널리 쓰이는 상용 다이오드 레이저의 파

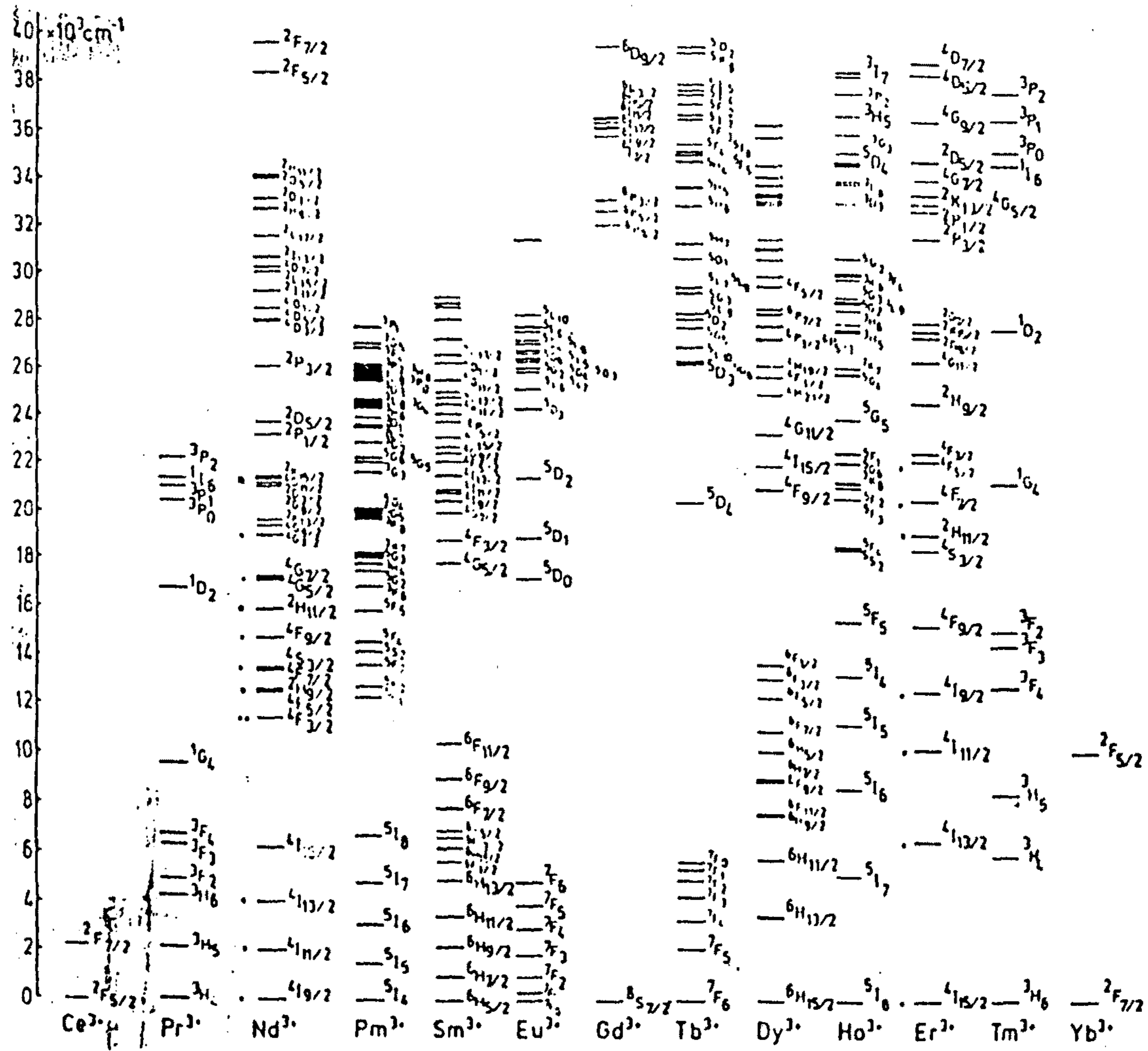


그림 2-1-7. Rare earth 물질의 에너지준위

장인 810nm 근방이다. 서론에서 언급한 바와 같이 Nd가 첨가된 광섬유의 경우 단위면적당 에너지 집중도가 높아 광섬유 레이저로 연속 발진시킬 경우 문턱에너지가 5mW 이내이므로 810nm의 범용 레이저 다이오드로서도 충분히 여기가 가능하다. 이는 bulk glass 레이저의 경우에는 불가능한 것이다.

그림 2-1-7의 광흡수 계수는 주위환경의 온도에 의해 변화함이 보고되었다. 그러므로 590nm와 같이 광흡수가 큰 파장에서 일반 광섬유에 Nd가 첨가된 광섬유를 splicing하여 doped 광섬유 부분에서의 온도변화에 따른 광흡수 계수의 변화를 관측하면 온도 센서로 사용할 수도 있을 것이다. 참고문헌²⁻¹⁻¹¹⁾에 의하면 온도변화에 따른 흡수계수의 변화는 그림 2-1-7과 같다.

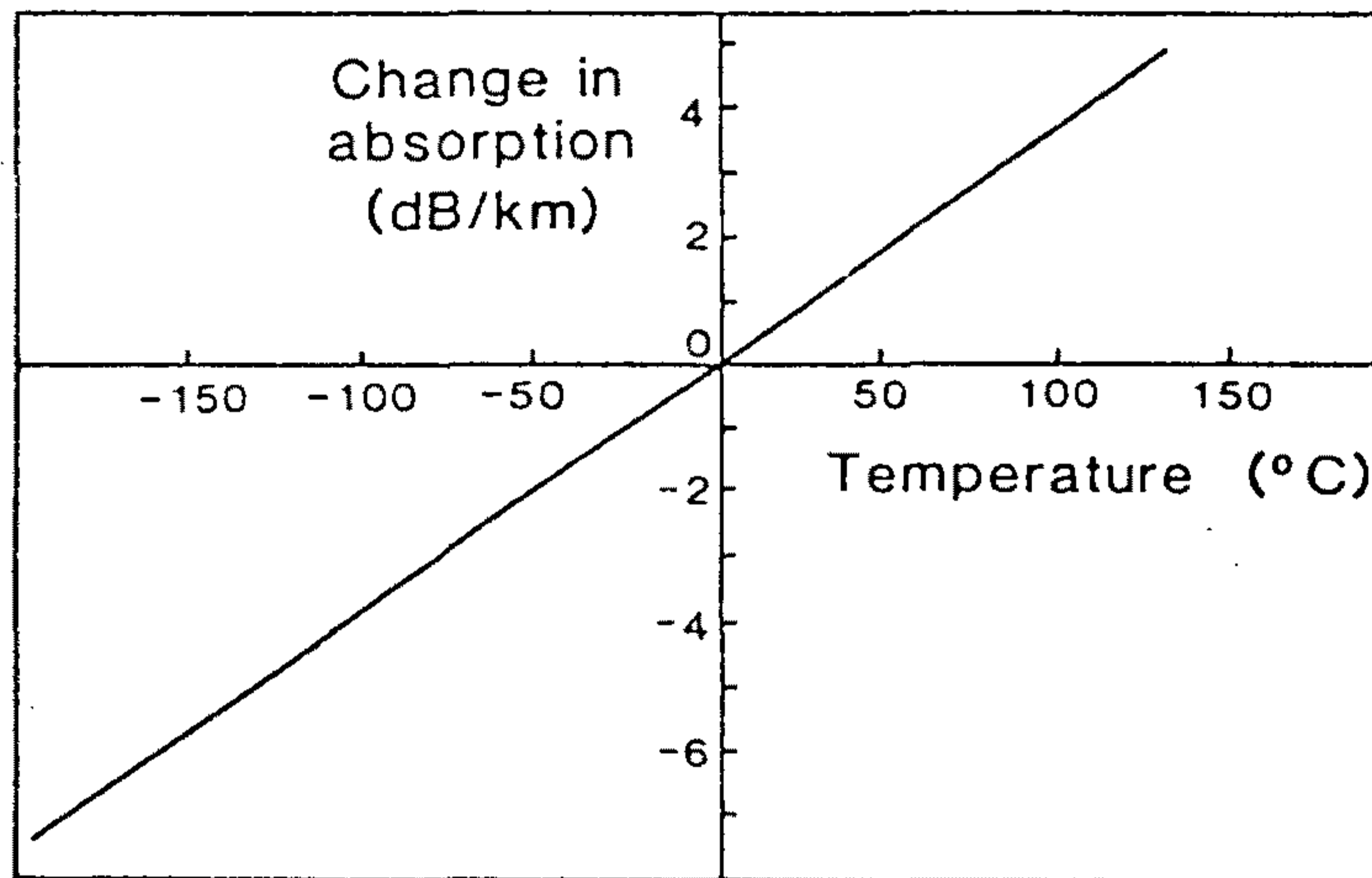


그림 2-1-7. 온도변화에 따른 광흡수 계수의 변화

한편, 본 실험에서 주로 사용하는 파장인 $1.06\mu\text{m}$ 에서 loss를 측정하였다. 이것은 나중에 측정할 small signal gross gain과 연관시켜 net gain을 환산할 수 있으며, 또한 광섬유를 광증폭기나 레이저로 사용할 때 매질내에서의 손실과 Nd를 첨가하지 않은 광섬유와 비교하여 Nd를 첨가함에 따른 추가적인 손실을 알 수 있다.

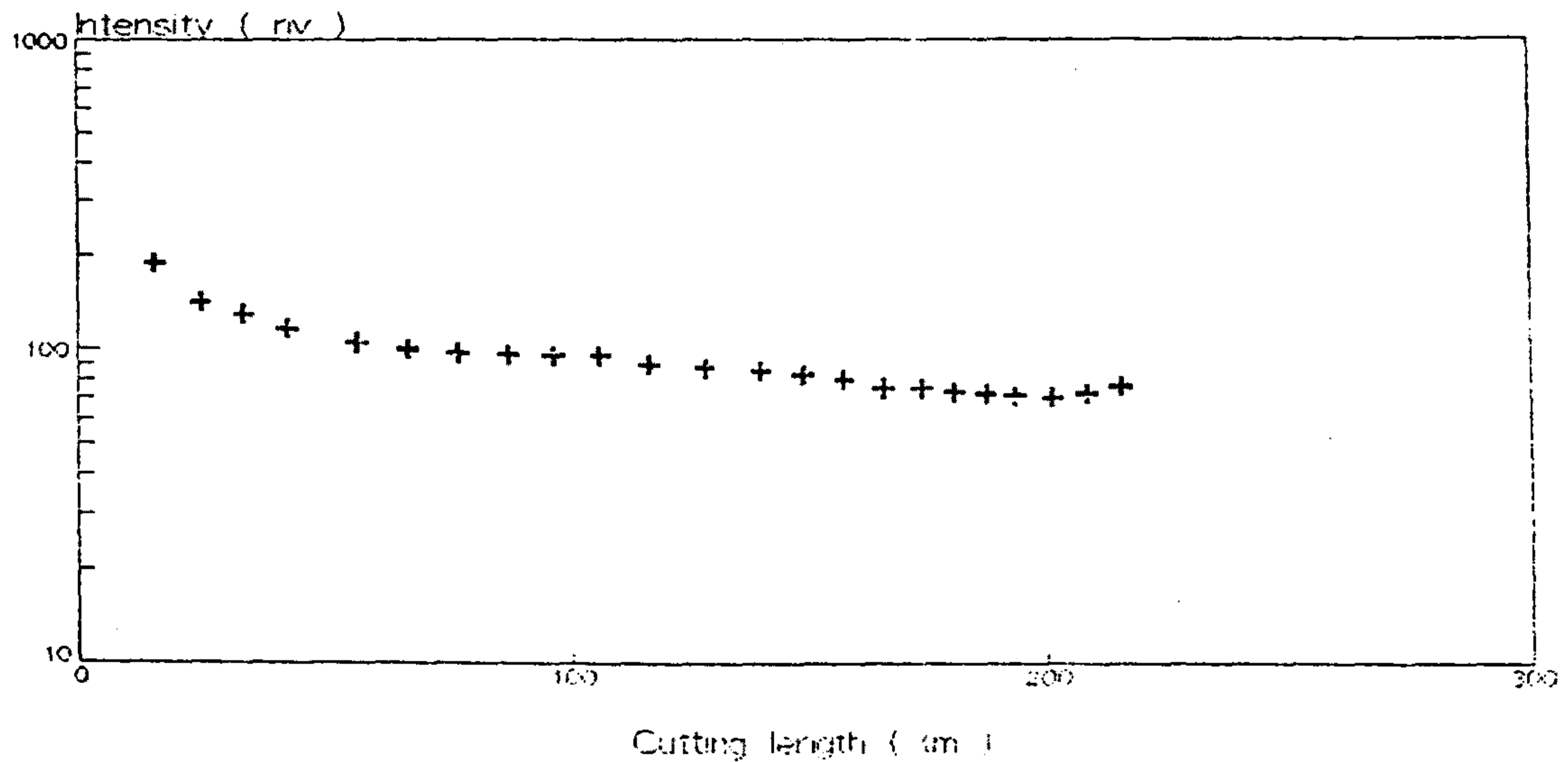


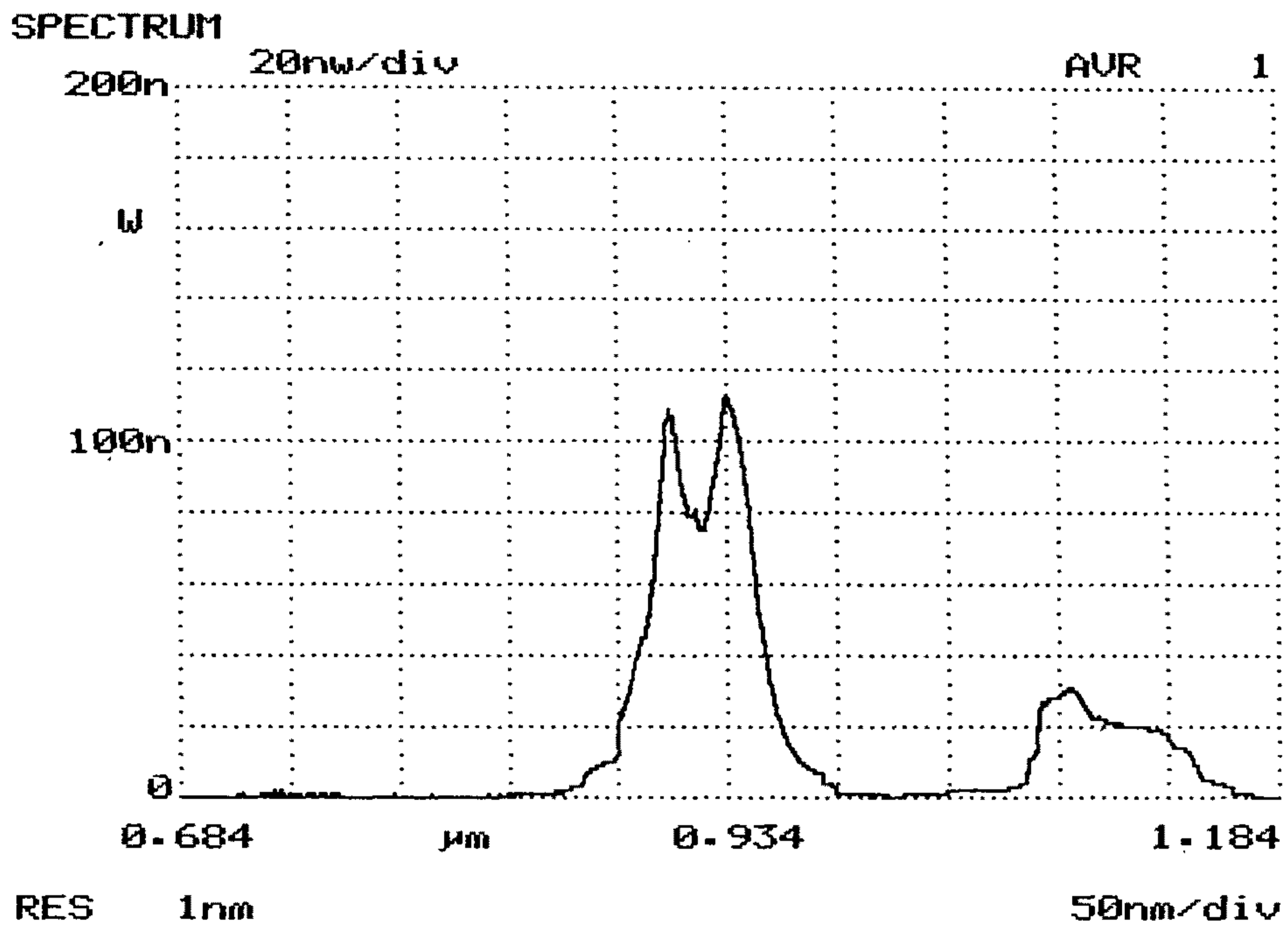
그림 2-1-8. Nd가 첨가된 광섬유의 $1.06\mu\text{m}$ 에서 길이에 따른 광손실

2) Fluorescence 특성

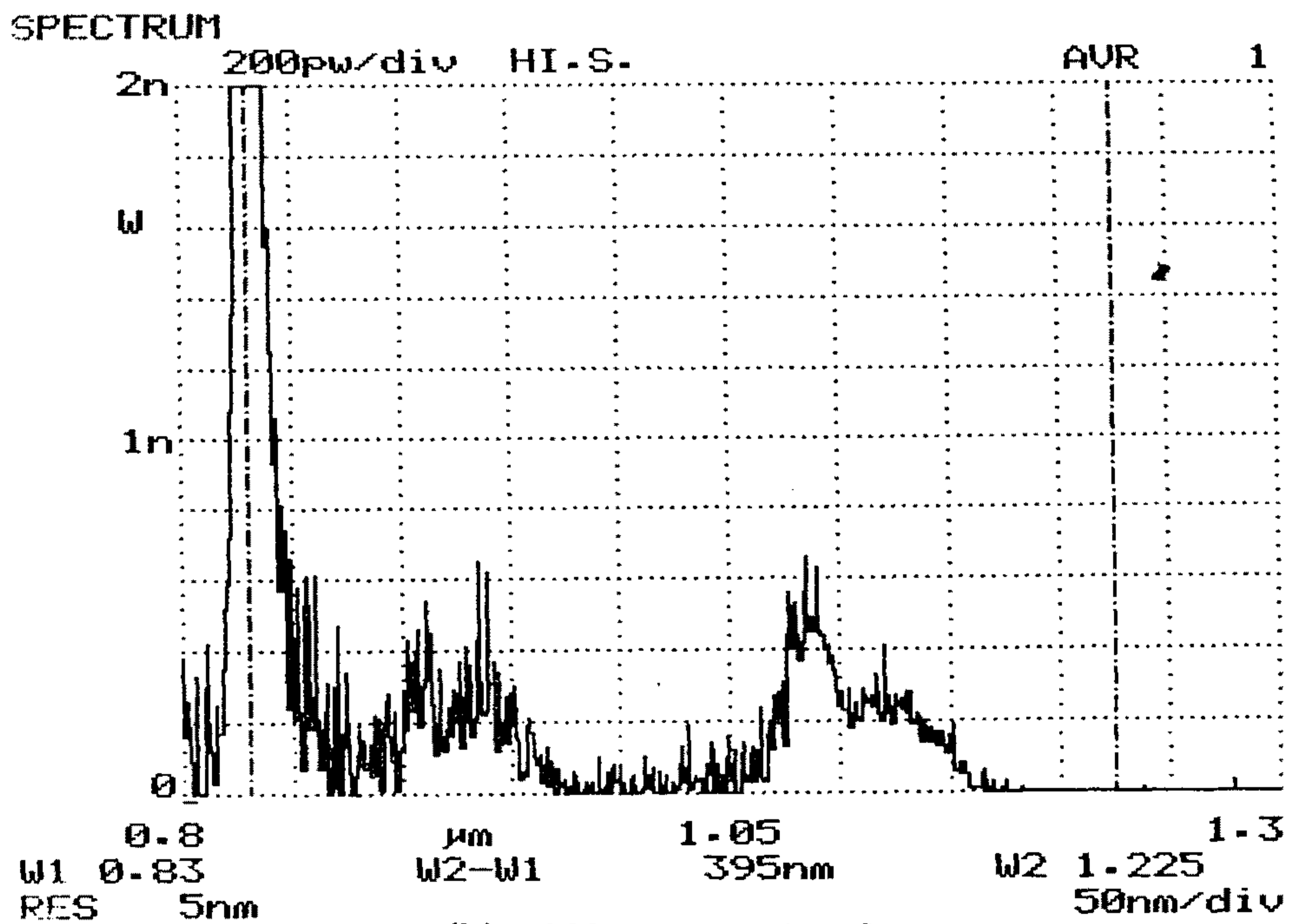
Fluorescence spectrum은 우리가 Nd-doped 광섬유를 증폭기 혹은 레이저로써 사용할 수 있는 파장을 결정해주며 사용 가능한 파장의 폭을 알 수 있도록 해준다. 이러한 fluorescence를 효율적으로 얻기 위하여 (가)의 광흡수 스펙트럼중 흡수가 큰 파장에서

여기하여 광의 흡수가 많게 하는 것이 좋다. 본 실험에서는 Ar 레이저의 514.5nm을 사용하여 여기하였다.

514.5nm Ar 레이저를 현미경 대물렌즈로 집광하여 ND-106 광섬유에 입사시킨 뒤 출력은 700nm cuton 필터로 여기광원을 제거한 후 optical spectrum으로 측정하였다. 광섬유는 (1)에서와 같이 mode stripping하여 클래드 모드를 제거하였다. 측정된 Nd 첨가 광섬유의 fluorescence spectrum은 그림 2-1-9 (a)와 같고, 830nm LD로 여기했을 때 fluorescence spectrum은 그림 2-1-9 (b)와 같다. 939nm, 1.086 μ m, 강한 peak 그리고 1.36 μ m 근방의 약한 peak 가 나타났다. 이것은 그림 2-1-7에서 $^4F_{3/2}$ 준위에서 $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ 준위의 전이에 의한 것이며 939nm의 fluorescence는 quasi 3준위 상태이며 나머지는 4준위 상태 전이이다. 그러므로 939nm에서는 그림 2-1-6의 광흡수 스펙트럼에서 보는 바와 같이 흡수와 fluorescence가 동시에 존재하며 1.086 μ m 파장에서는 fluorescence만 있다. 그리고 최대 peak의 크기는 939nm, 1.086 μ m의 순서이나 Al₂O₃, P₂O₅ 등과 같은 불순물을 첨가함으로써 fluorescence의 peak 위치 혹은 넓이 등을 변화시킬 수 있다. 그림 2-1-10에 의하면 1.086 μ m 에 중심을 둔 fluorescence는 최대폭 100nm를 가지며 peak의 위치가 Nd-YAG 결정에 비해 장파장 쪽으로 0.026 μ m 이동하였다. Amorphouse glass에 의한 fluorescence bandwidth가 결정구조보다 5배 정도 크며 fluorescence peak이 이동한 것도 Nd 이온을 둘러싼 SiO₂의 crystal field가 서로 다르기 때문이다. 참고문헌²⁻¹⁻¹²에 의하며 Al₂O₃와 P₂O₅를 각기 첨가함으로써 fluorescence efficiency를 증



(a) 514.5nm pumping시



(b) 830nm pumping시

그림 2-1-9. ND-106 광섬유의 형광 spectrum

가시킴과 각 전이의 peak의 위치를 변화시킬 수 있다. 이것은 SiO_2 코아 내의 Nd 이온들은 주위의 solvation shell을 형성하는 co-dopant oxide를 통해 SiO_2 glass network속에 잘 혼합됨으로써 microclustering에 의한 효과를 줄일 수 있기 때문이다(그림 2-1-10 참조).

그림 2-1-9의 fluorescence spectrum에 의해 광증폭기나 레이저로 사용할 수 있다. 파장은 939nm, 1.086 μm 이며 사용 가능한 파장의 폭이 crystal의 경우보다 넓다는 것을 알 수 있다.

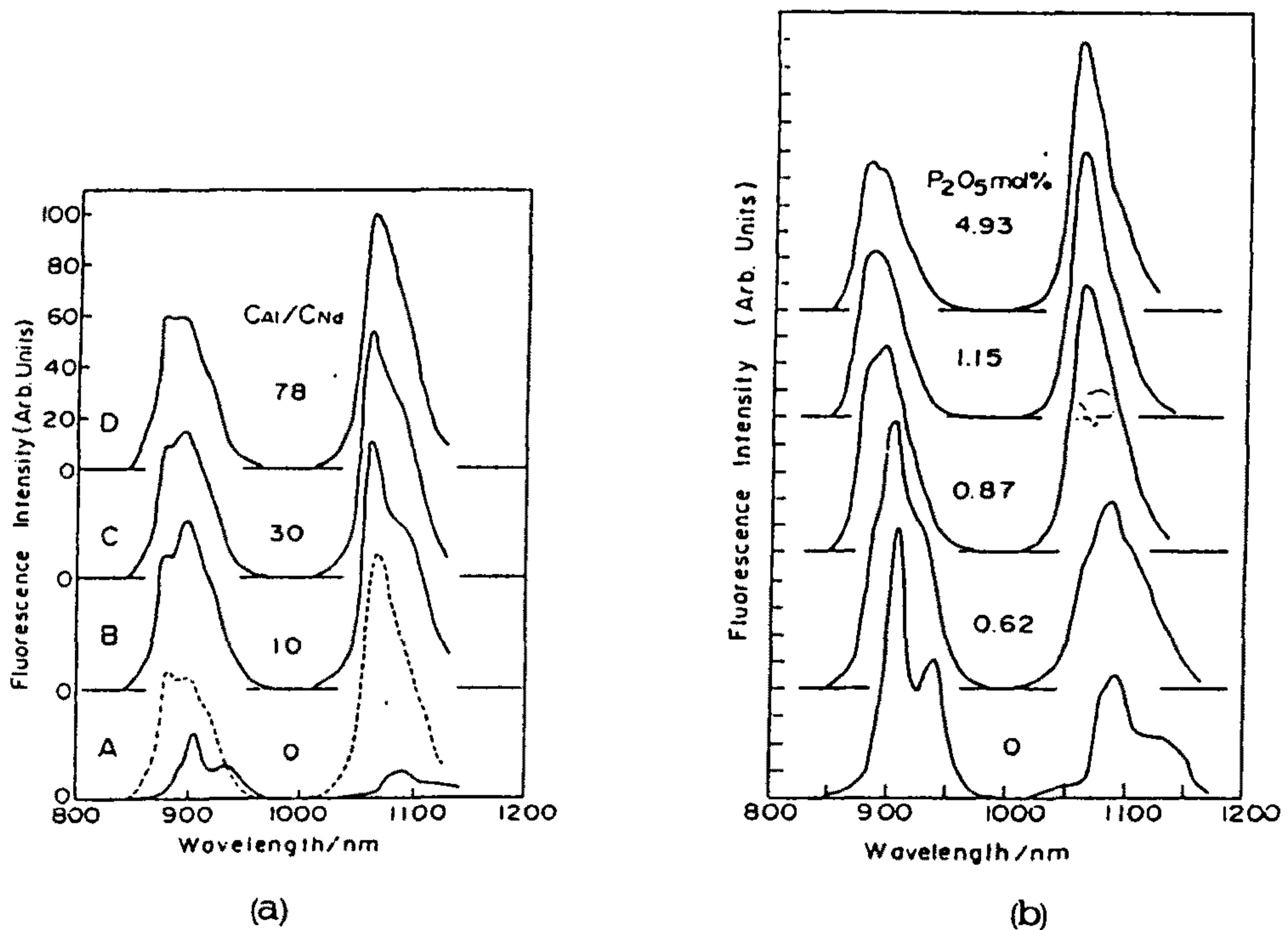


그림 2-1-10. Nd가 첨가된 광섬유에 co-dopant에 의한 fluorescence 변화
 (a) Al_2O_3 첨가시 (b) P_2O_5 첨가시

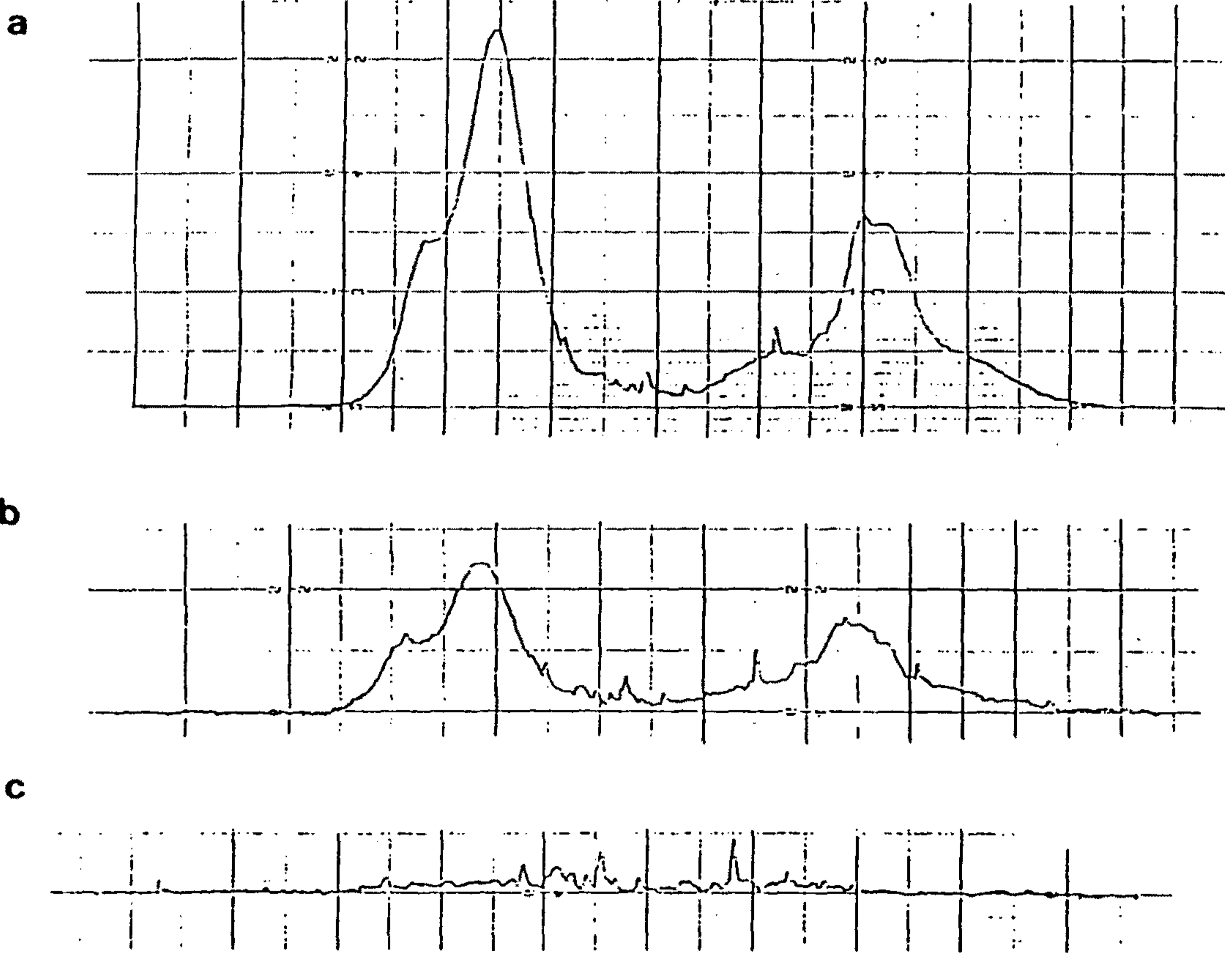


그림 2-1-11. pump 파장 변화에 따른 fluorescene
 (800nm-1200nm). pump 파장은
 (a) 514.5nm (b) 488nm (c) 457.9nm

한편 absorption이 큰 파장에서 여기하였을 때와 그렇지 않았을 때 얻은 fluorescence spectrum이 그림 2-1-11이다. 그림 2-1-11의 a, b, c는 Ar 레이저 514.5nm, 488.0nm, 457.9nm에서 여기하였을 때 측정된 0.939nm와 1.086nm의 fluorescence인데 여기에 나타난 small peak들은 Nd의 Clustering 효과에 의해 나타난 peak들이다. 그림 2-1-11에서 나타난 바와 같이 514.5nm에서 fluorescence 효율이 좋았고 그 다음 488nm이다.

3) fluorescence life time의 측정

그림 2-1-9에서 나타난 각 fluorescence의 발생은 ${}^4F_{3/2}$ 준위에서 ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ 준위로의 자연천이(spontaneous emission)에 의한 것이며 일반적으로 fl. decay time, $\tau = \frac{1}{A}$ 으로 알려져 있다. 여기서 A는 Einstein A 계수이다. 우리는 τ 를 앞으로써 fiber laser saturation intensity와 lasing threshold를 계산할 수 있다. 참고문헌²⁻¹⁻¹²에 의하면 fluorescence는 빠르게 그리고 늦게 감소하는 두가지가 있으며 $1\mu s$ 이하의 빠른 감쇠는 concentration quenching에 기인하는 nonradiative 감쇠와 경쟁하는 clustering Nd^{+3} 이온들로부터 나오는 것이며, 수백 μs 이상의 늦은 감쇠는 ${}^4F_{3/2}$ 준위로부터의 천이에 의한 것이다.

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

실험에 사용된 실험장치는 그림 2-1-12와 같다. 514.5nm로 연속 발진되는 Ar 레이저를 A-O 변조기와 pulse generator를 사용하여 pulse화 하였다. 변조된 Ar 레이저는 펄스폭 100 μ s 주기 2ms이었으며 ND-106 광섬유를 통과한 뒤 monochrometer에 의해 939nm, 1.086 μ m, 1.36 μ m 각각의 파장에 대해 분리한 후 Si 혹은 Ge detector와 Oscilloscope으로 측정한 후 HP 컴퓨터로 출력하였다.

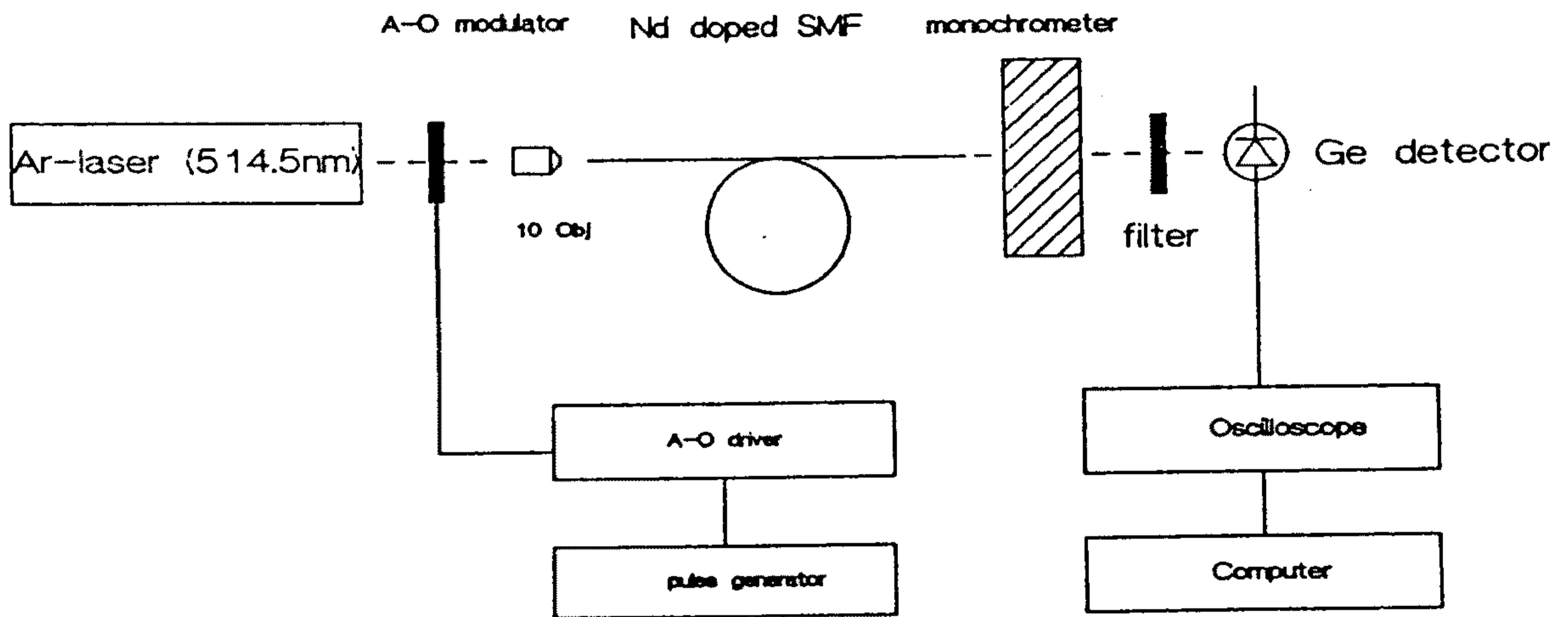


그림 2-1-12. ND-106 광섬유의 fluorescence life time 측정 장치도

측정결과 위의 3가지 fluorescences는 모두 같은 440 μ s 정도의 life time을 갖음을 알 수 있다. 이 decay time은 fluorescences의 세기가 1/2로 떨어지는 지점의 시간을 측정하여 $\tau_{1/e} = 1.44\tau_{1/2}$ 의 관계식을 이용하여 세기가 1/e로 감소하는 시간을 측정하는 것이다.

4) Small signal gain의 측정

Nd가 첨가된 광섬유는 광섬유의 한쪽 끝에서 여기광이 입사되어 광섬유의 길이 방향으로 진행하며, 여기광의 세기가 감쇄되고, 신호광은 여기광과 같은 방향 혹은 반대방향으로 진행하며 이득을 얻는다. 이와같은 guided waveguide내에서 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 2-1-13과 같은 장치로 small signal gain을 측정하였다. 여기광은 514.5nm Ar 레이저를 연속 발진시켜 사용하였고 신호광은 할로겐 텅스텐 광원을 dichronic beam splitter로 반사시켜 현미경 대물렌즈를 통해 광섬유에 입사시켰다. 이 실험에서 사용된 dichroic beam splitter는 국내에서 제작된 것으로 514.5nm 여기파장에서 80% 이상의 투과율을 가지고 $1.06\mu\text{m}$ 신호파장에서 99%에서 반사율을 가진다. 이 beam splitter의 $1.06\mu\text{m}$ 파장에 대한 광투과 곡선이 그림 2-1-14이다. Si 혹은 Ge detector 앞에 $1.06\mu\text{m}$ band pass filter를 사용하여 pump광을 제거시킨 뒤 small signal gain을 측정하였다. 이러한 실험에 사용되는 광섬유의 길이를 결정하는 데에 몇가지 원칙이 있다. Nd의 $1.06\mu\text{m}$ 전이와 같은 4준위 시스템은 광섬유 길이 방향을 따라 진행하는 여기광이 점점 흡수되어 최대의 효율을 나타내며 이때의 광섬유 길이를 적정길이라고 한다. 이 적정길이는 여기광원의 세기에 좌우

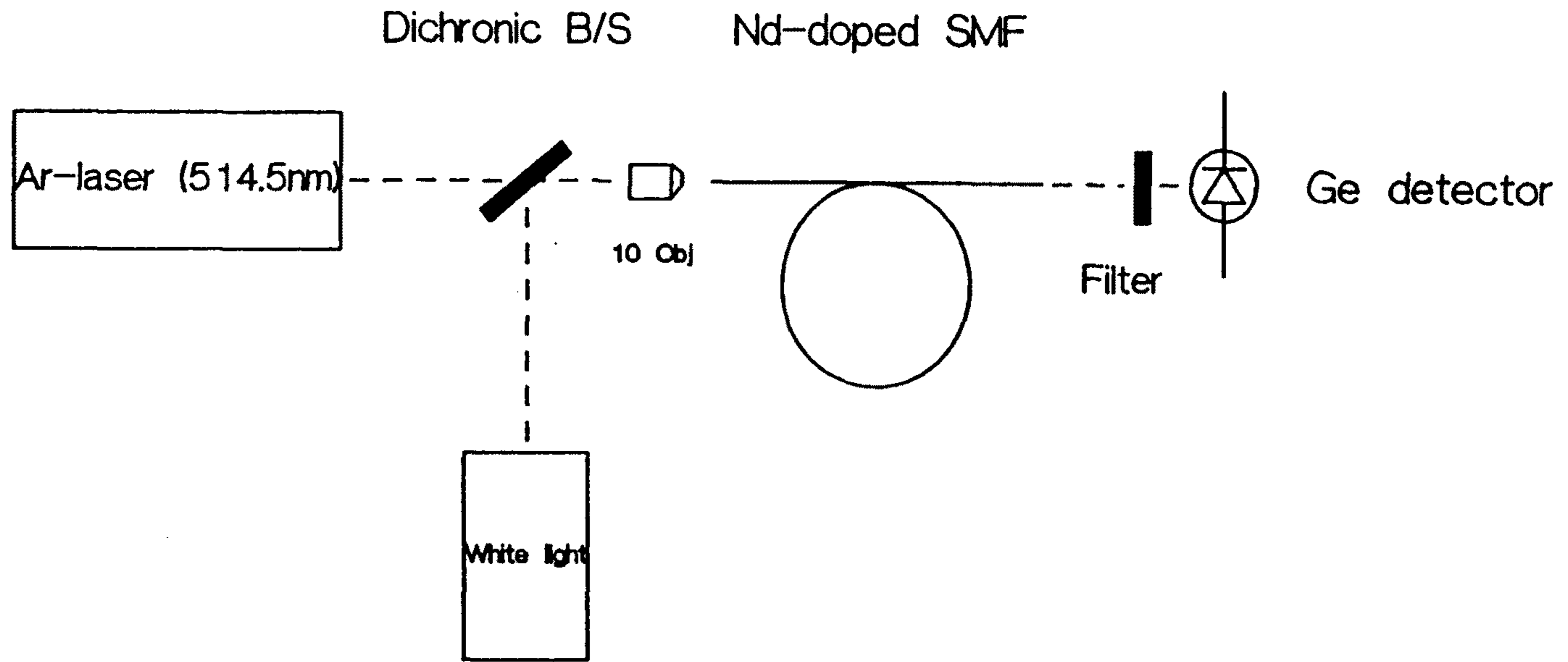


그림 2-1-13. Small signal gain 측정을 위한 장치도

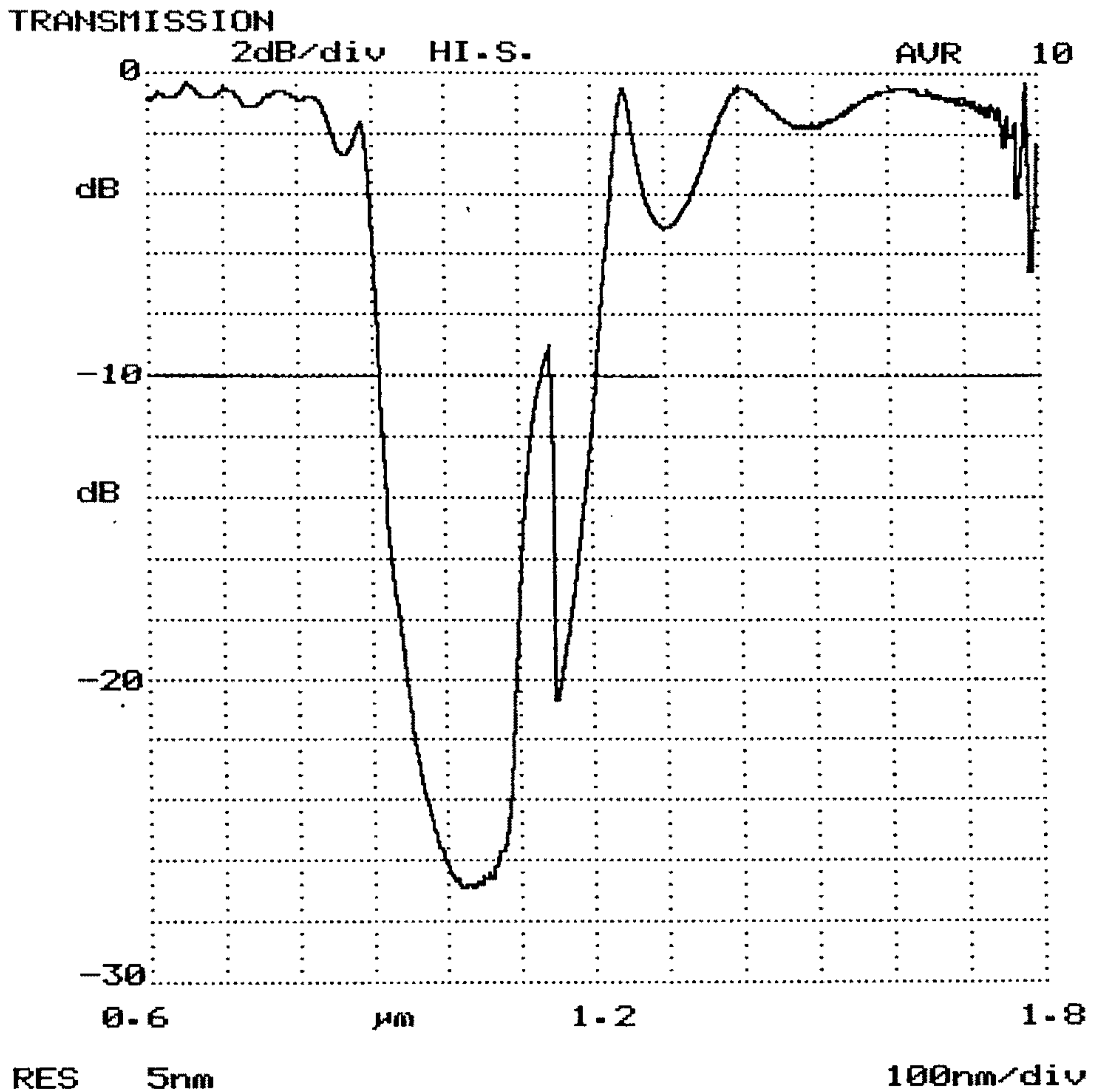


그림 2-1-14. Dichroic 광분할기의 광 투과 특성 곡선

된다. 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 남아있어 threshold power가 증가하게 된다. 후자의 경우, Er을 첨가했을 때의 $1.55\mu\text{m}$

의 3준위 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.

본 실험에서는 여기광의 세기와 광섬유 길이변화에 따른 small signal gain을 측정하였다. 먼저 광섬유 길이를 잘라나가며 측정한 small signal gain의 변화가 그림 2-1-15이다. 이 실험은 514.5nm 여기광과 1.06 μ m 신호광을 모두 연속으로 입사시켰으며 광섬유에서 클래딩 모드를 제거하기 위해 피복을 벗기고 글리세린으로 mode stripping을 하였다. 250mw 여기광에 대해 광섬유 길이를

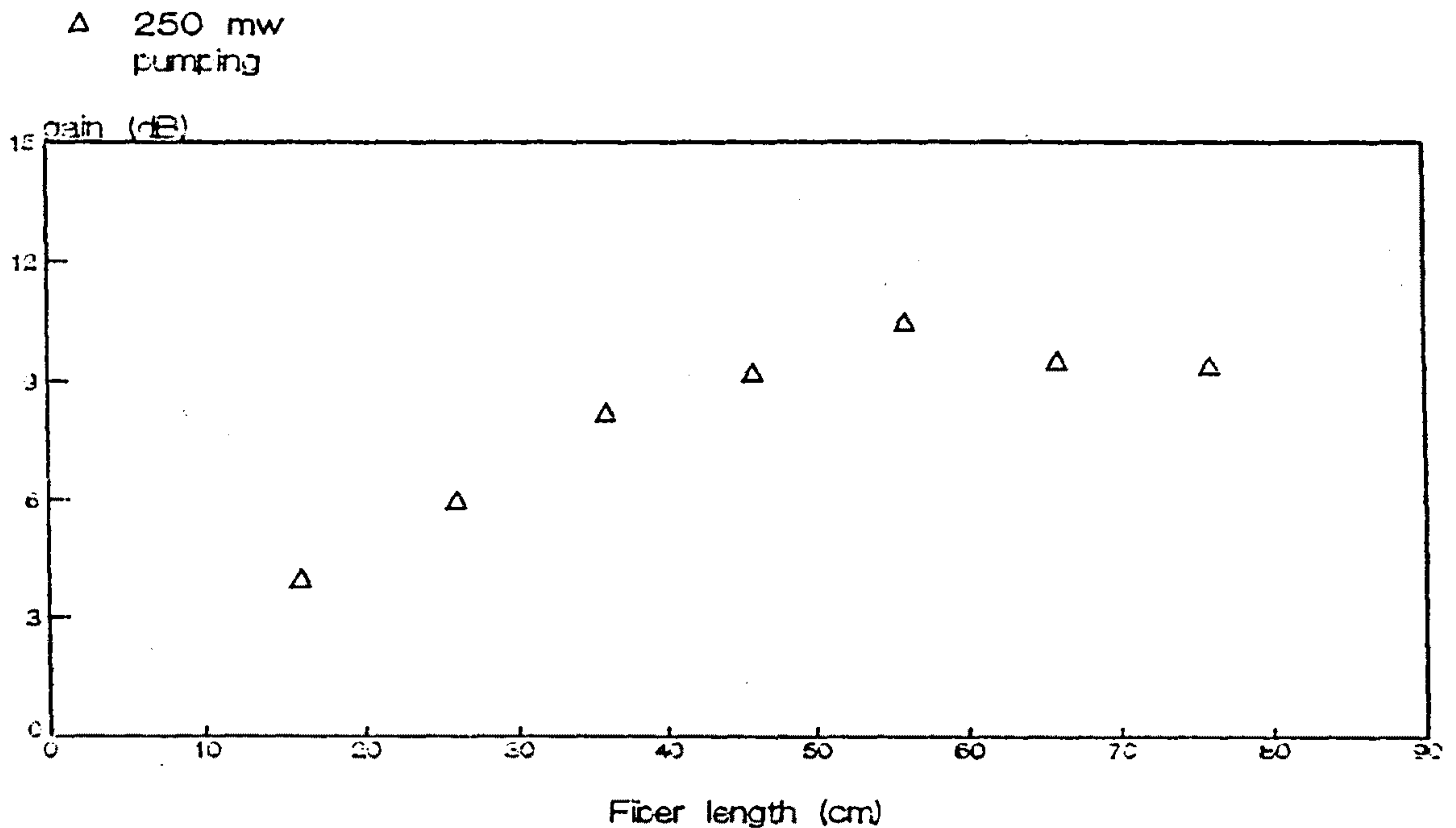


그림 2-1-15. ND-106 광섬유의 길이 변화에 따른 small signal gain

따라 점차적으로 gain이 증가하였으며 56cm일때 최대의 gain 10.5dB가 측정되었다. 최대의 gain을 나타낸 지점으로부터 gain medium의 길이가 늘어나도 더이상의 gain의 증가를 나타내지 못했다.

이 실험을 근거로 56cm의 광섬유에서 여기광의 세기를 변화시키며 small signal gain을 측정하였다.

그림 2-1-16와 같이 여기광의 출력을 증가함에 따라 비례하여 gain이 증가하였으며 250mw pump시 최대의 gain 10.5dB를 나타냈으며 gain의 saturation 효과는 관측되지 않았다. 고이득 광증폭기를 제작하기 위해 우선 시료를 Nd의 clustering이 없는 상태로 제조하고 여기광과 신호광의 mode overlap의 적정화와 effective interactive 면적의 최소화하는 것이 필요하다.

△ 56 cm
fiber length

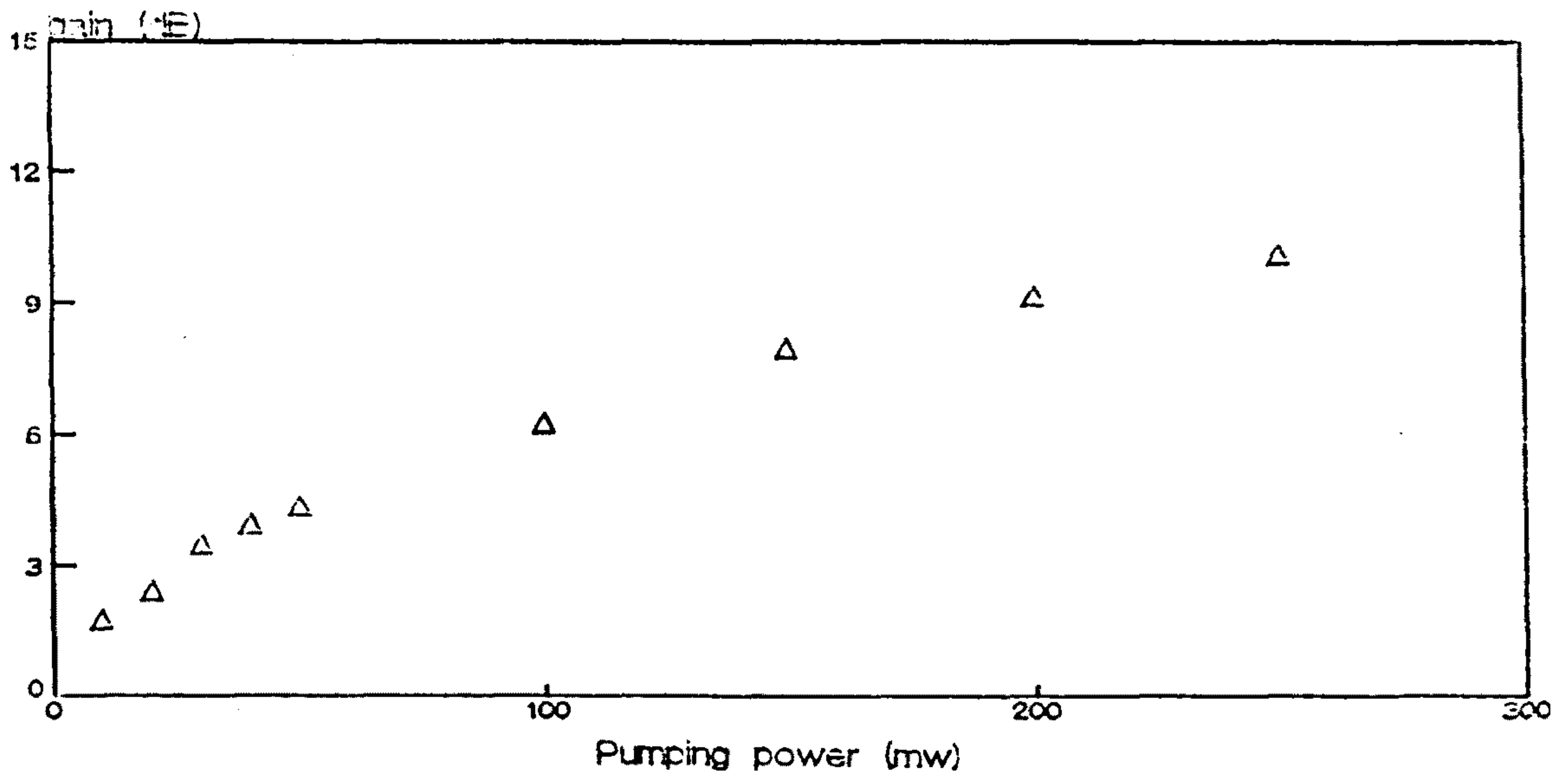


그림 2-1-16. ND-106 광섬유의 pump power 변화에 따른 small signal gain

나. Er 첨가 광섬유

1) 광흡수 측정

Er이 첨가된 광섬유의 광흡수 스펙트럼으로서, 광섬유 광증폭기의 여기 가능한 파장을 결정할 수 있다. 그림 2-1-17은 발표된 Er 첨가 $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$ 실리카 유리의 광흡수 스펙트럼이다. 그리고 그림 2-1-18은 OH 흡수대가 포함된 Er 첨가 유리의 광흡수 스펙트럼이다²⁻¹⁻⁷⁾. 최대의 흡수는 ${}^4\text{I}_{15/2}\rightarrow{}^2\text{H}_{11/2}$ 과 ${}^4\text{I}_{15/2}\rightarrow{}^2\text{I}_{13/2}$ 의 전이에 의한(그림 2-1-19 참조) 530nm, 1540nm 근방의 흡수띠이며, ${}^4\text{I}_{15/2}\rightarrow{}^2\text{I}_{9/2}$ 로의 전이에 의한 광흡수띠는 범용 레이저 다이오드의 발진선인 800nm와 일치한다. 그러므로 레이저 다이오드에 의해 여기가 가능하고 반도체 레이저를 여기광원으로 사용하여 광섬유 광증폭기를 구성할 수 있음을 나타낸다. 그 외에도 ${}^4\text{I}_{15/2}\rightarrow{}^4\text{S}_{9/2}$ 전이에 의한 680nm 근방의 흡수띠, ${}^4\text{I}_{15/2}\rightarrow{}^4\text{I}_{11/2}$ 전이에 의한 980nm 근방의 흡수띠가 있다. 본 연구에서는 Ar 레이저 514.5nm 발진선을 이용하여 ${}^4\text{I}_{15/2}\rightarrow{}^2\text{H}_{11/2}$ 전이선으로 여기시킨 후 ${}^2\text{H}_{11/2}\rightarrow{}^4\text{I}_{13/2}$ 전이선으로 비방사 전이된 전자들이 다시 ${}^4\text{I}_{15/2}$ 준위로 전이할 때 발생하는 발광띠를 이용하여 광증폭 실험을 하였다.

희토류 금속을 첨가한 실리카 광섬유를 이용하여 광섬유 광증폭기를 제작할 때 이득을 크게 하기 위해 적정길이를 선택하여야 한다. Nd 첨가 광섬유의 1.09 μm 근방의 발광과 같이 4준위계에서는 발광 파장에서 광 흡수가 일어나지 않으므로 적정길이보다 다소 길어도 크게 영향을 받지 않으나 본 연구에서와 같이 Er 첨가 광섬유의 1.54 μm 근방의 발광 파장과 같은 3준위계는

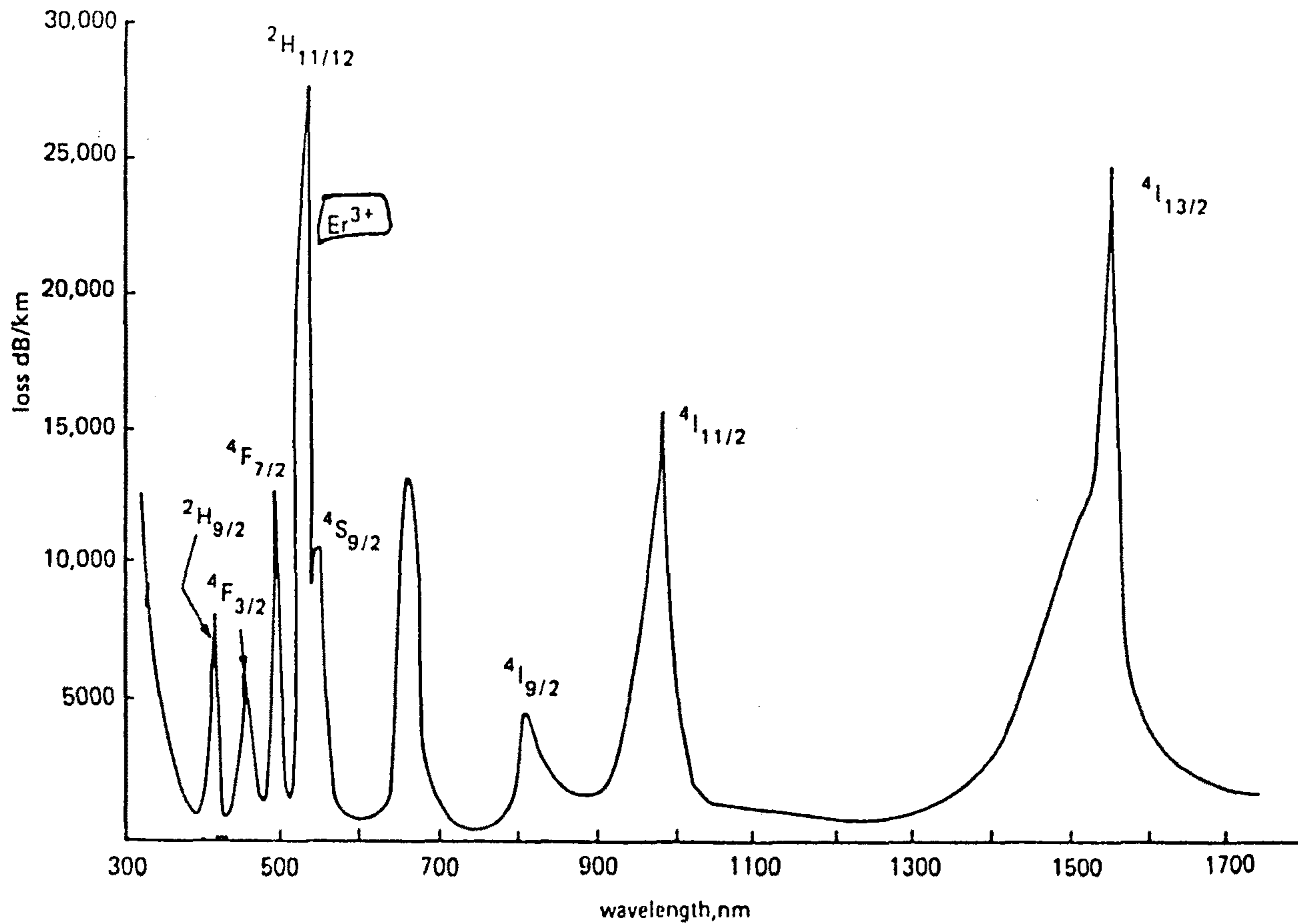


그림 2-1-17. Er 첨가 실리카 유리의 광흡수 스펙트럼(참고문헌 2-1-11)

발광 영역에 광흡수띠가 동시에 존재하므로 적정길이보다 긴 광섬유를 사용할 경우 발광된 빛이 다시 재흡수되어 이득이 크게 감소하게 된다. 이러한 적정길이는 전적으로 여기광원의 세기에 좌우되는데 일정한 여기광원의 세기에 따른 small signal gain이 가장 큰 광섬유 길이를 적정길이라고 정의한다.

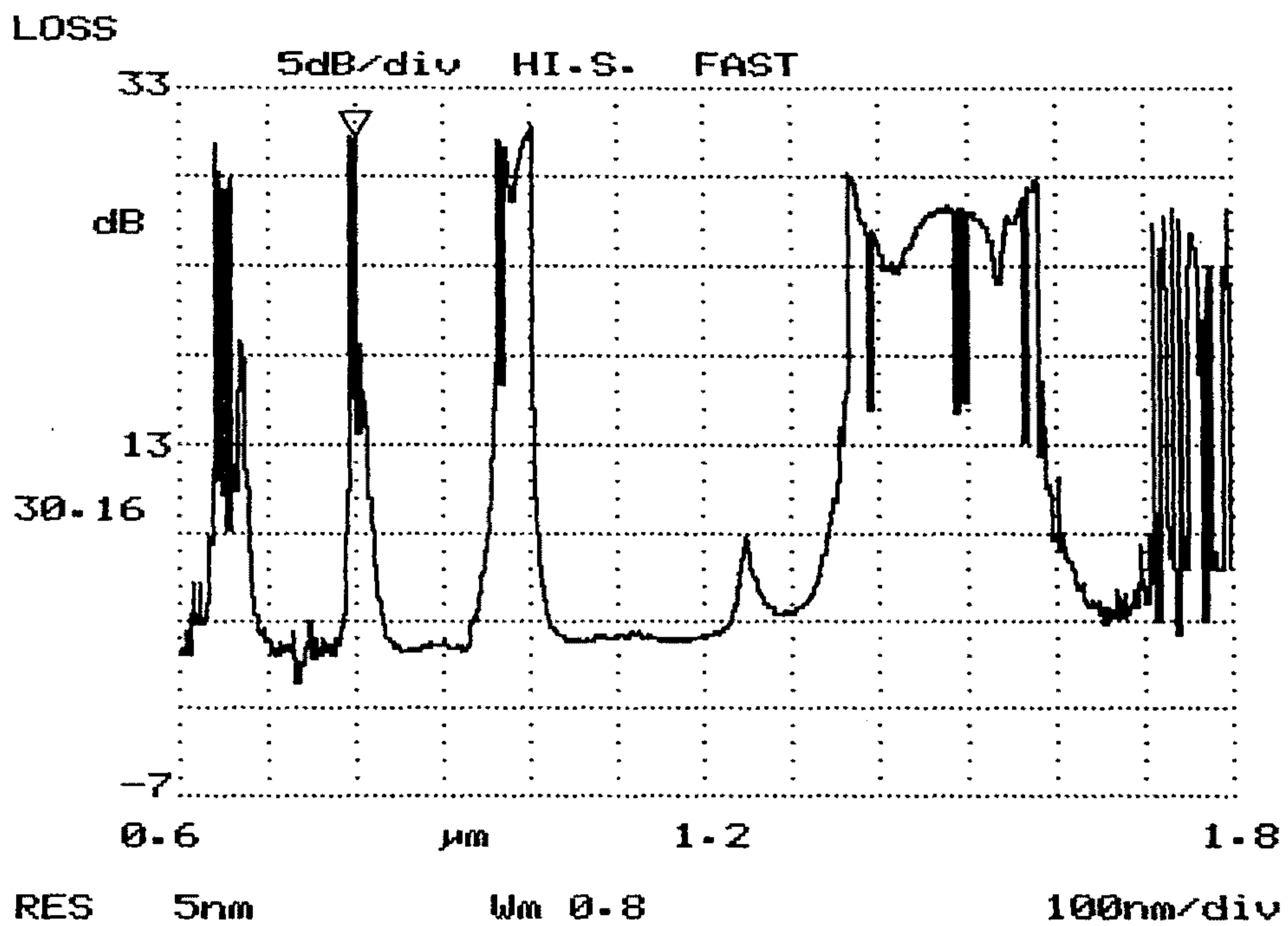


그림 2-1-18. Er 첨가 광섬유의 광손실곡선 OH에 의한 손실이 포함된 곡선이다

2) 발광특성

Er이 첨가된 실리카 광섬유의 발광 스펙트럼은 광증폭이 가

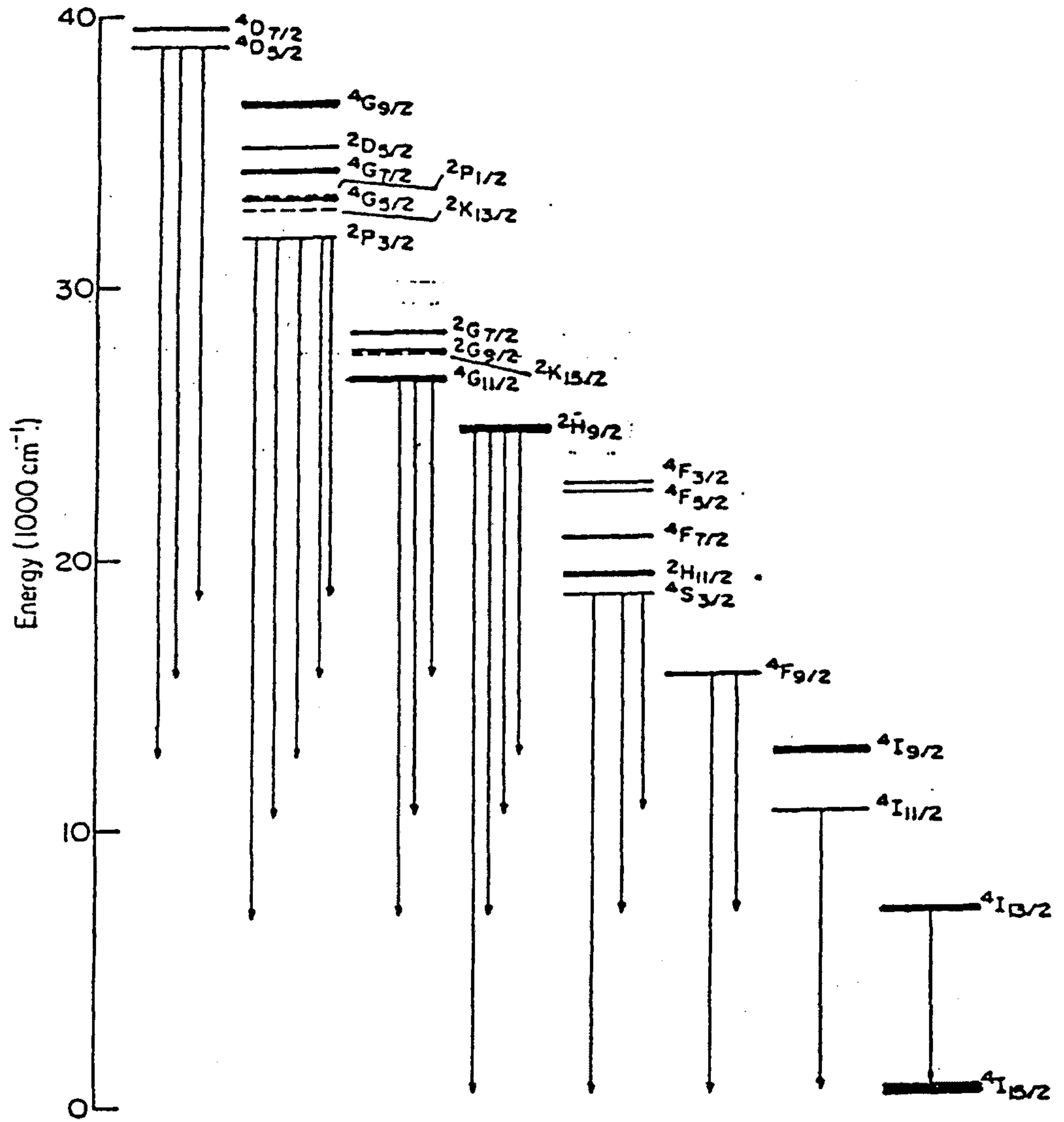


그림 2-1-19. Er이 첨가된 실리카 유리의 에너지 준위

능한 파장을 결정해주며, 사용 가능한 파장의 폭을 알 수 있도록 해준다. 본 실험은 여기광원을 현미경 대물렌즈(배율×10)로 집광하여 광섬유 코어에 입사시킨 뒤, 광섬유로부터 출사된 광에 포함된 여기광원을 제거하기 위해 700nm에서 cut-on되는 filter를 거쳐 optical analyzer(Anritsu model MS9001B)로 검지하였다. 측정된 Er 첨가 실리카 광섬유의 발광 스펙트럼은 그림 2-1-20과 같다. 그림 2-1-20에서와 같이 1.534 μ m 근방에서 발광이 있었으며, 이것은 $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 로의 전이에 의한 것이다. 이 발광은 유일하게 1.54 μ m 근방에만 존재하였는데 가시영역 전체에 걸쳐 여러개의 발광선이 나오는 불화물 유리와는 다른 특성이다.

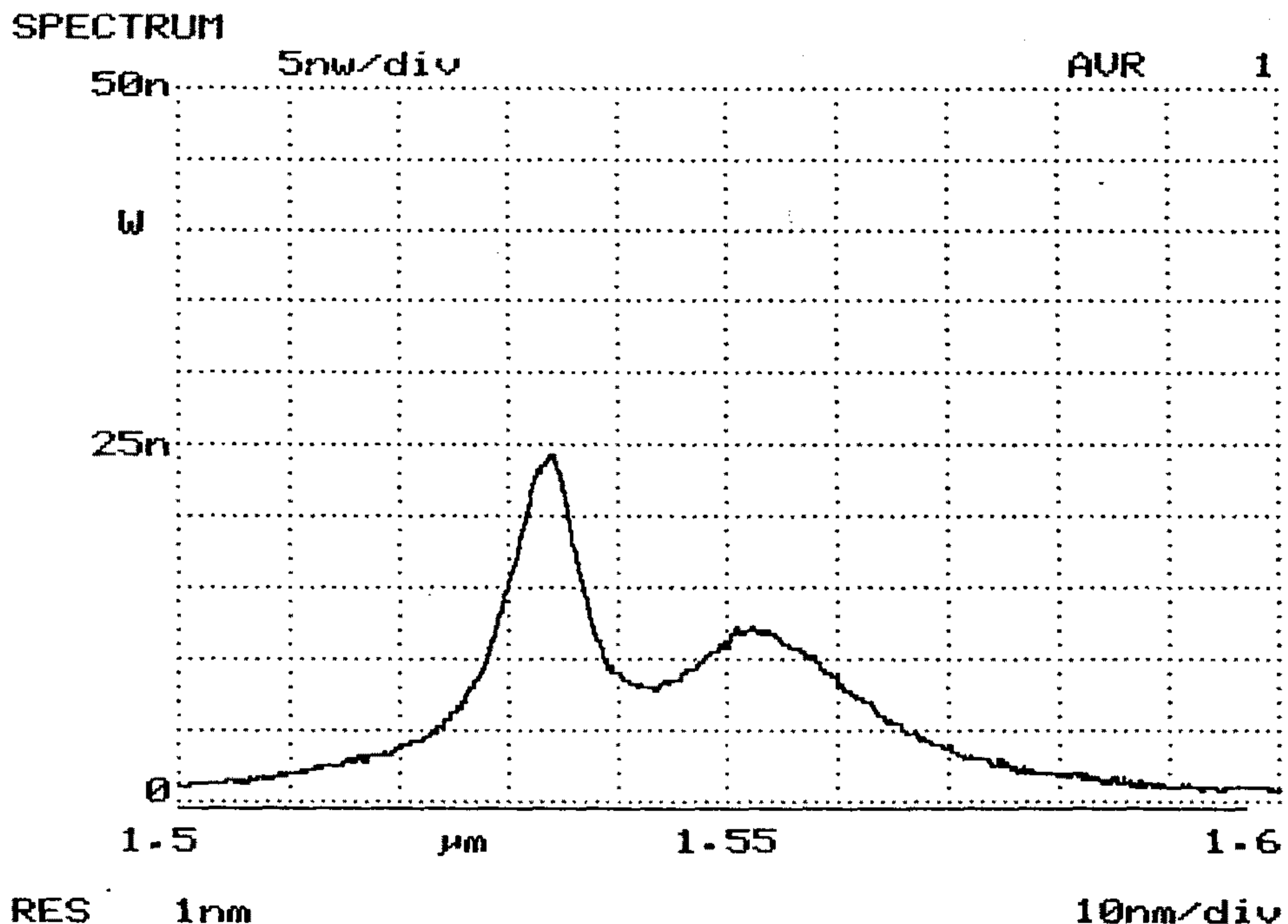


그림 2-1-20. KIST1128 광섬유의 fluorescence spectrum

이 광섬유를 830nm 1.48 μm 레이저 다이오드로 여기시켜 측정한 발광 스펙트럼은 그림 2-1-21 (a) (b)와 같다. 아직 흡수되지 않은 여기광원의 스펙트럼이 동시에 표현되어 있다.

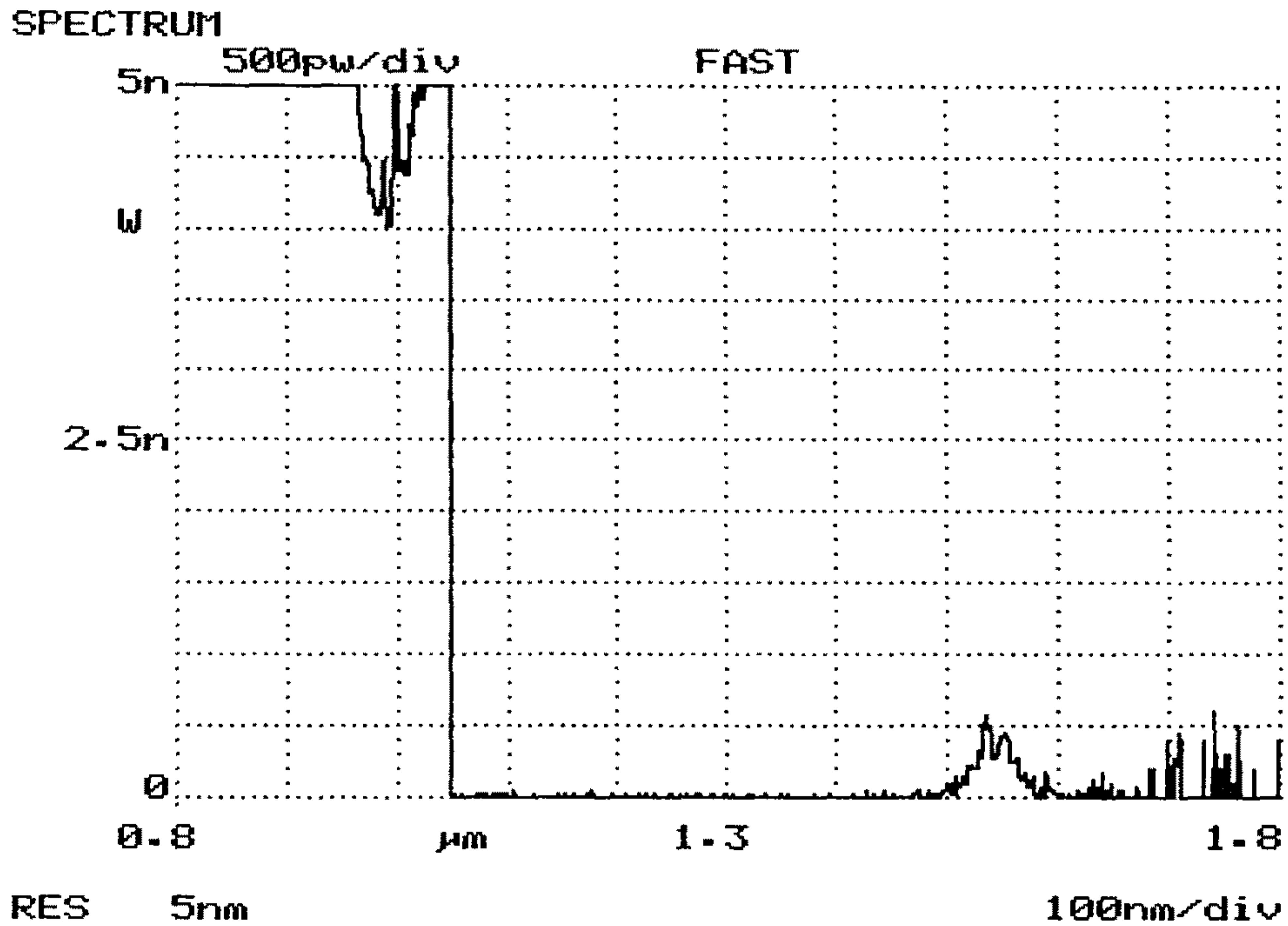


그림 2-1-21. (a) 830nm LD 여기시 Er첨가 광섬유의 형광 스펙트럼

514.5nm 여기광원의 세기에 따라 발광 스펙트럼의 변화 그래프가 그림 2-1-21 (c)~(h)이다. 여기광원의 세기가 작을 때는 1.55 μm 근방의 peak이 커지다가 점차 1.534 μm 근방의 peak이 커져 결국에는 레이징을 하게 된다. 이에 대한 자세한 논의는 참고문헌 2-1-13을 참고하기 바란다.

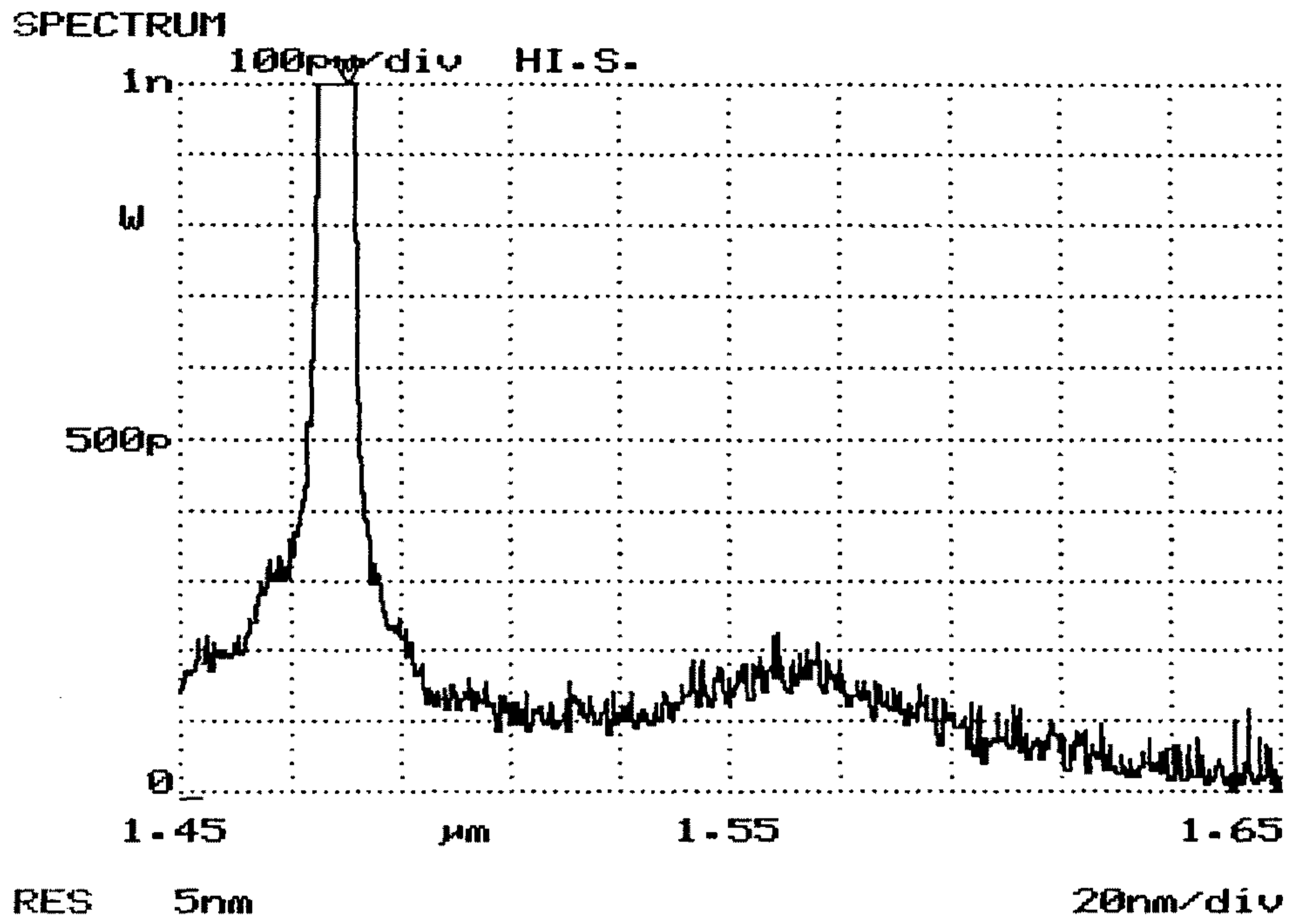
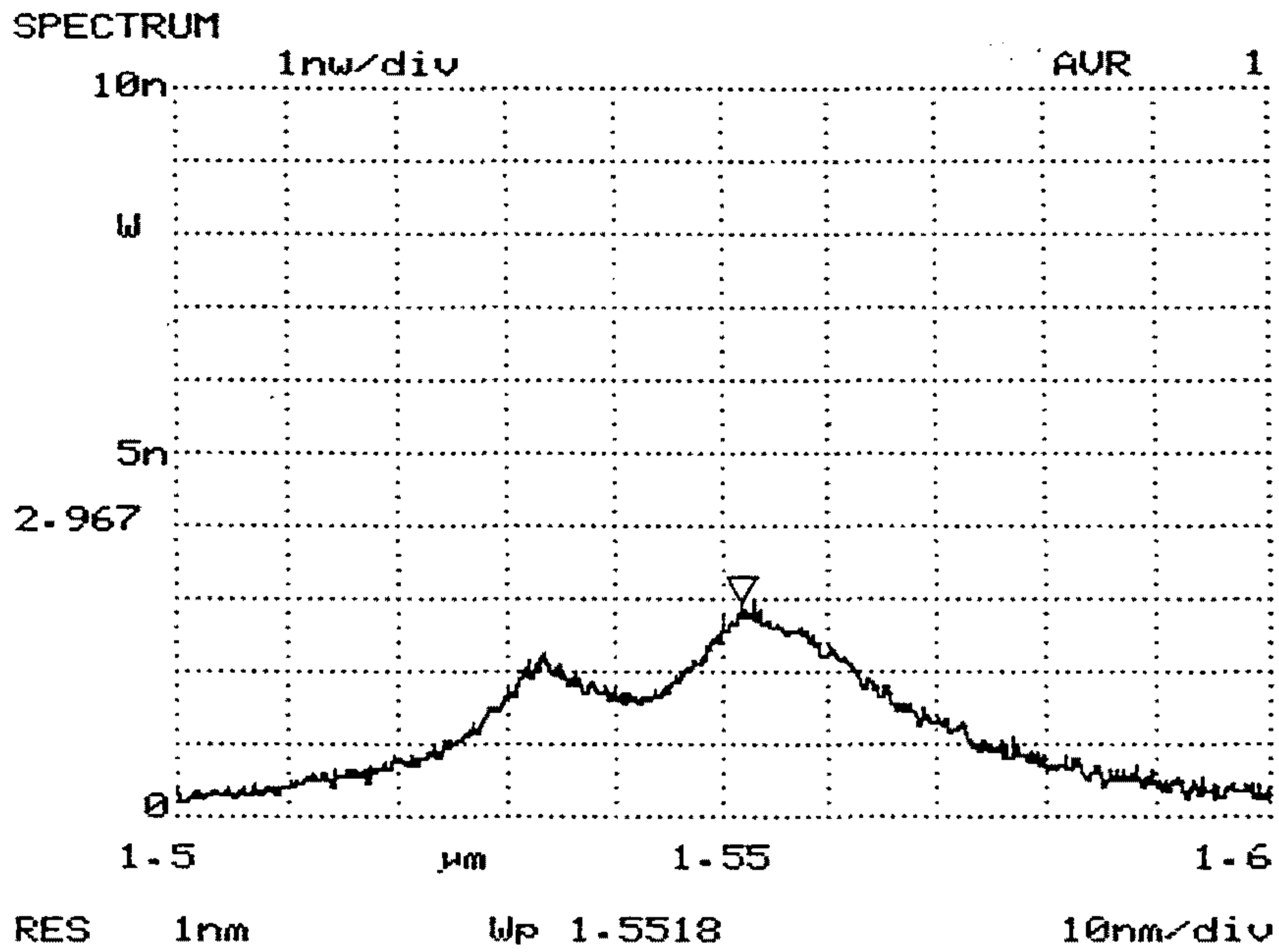
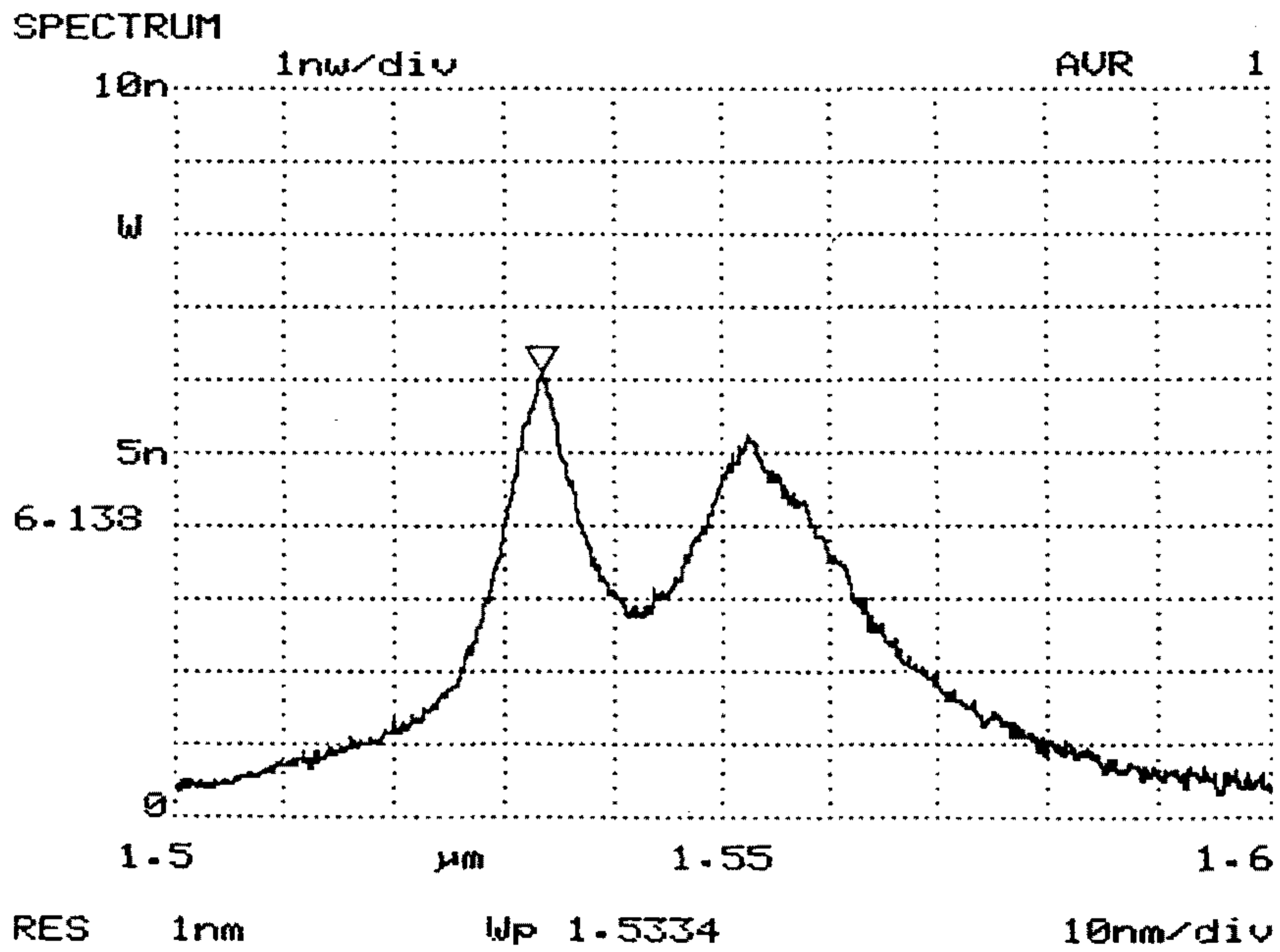


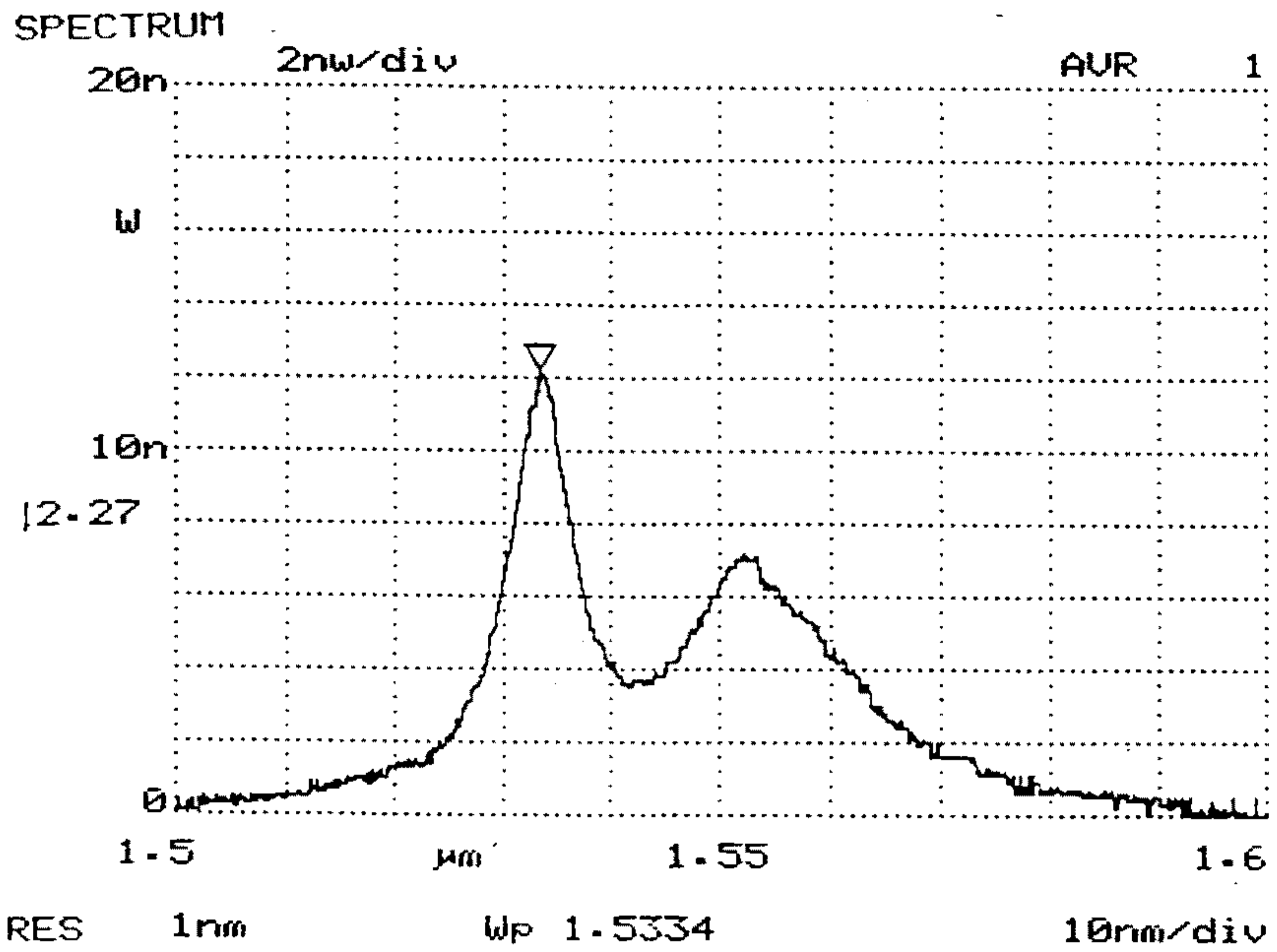
그림 2-1-21(b) 1.48 μm LD여기서 Er 첨가
 광섬유의 형광 스펙트럼



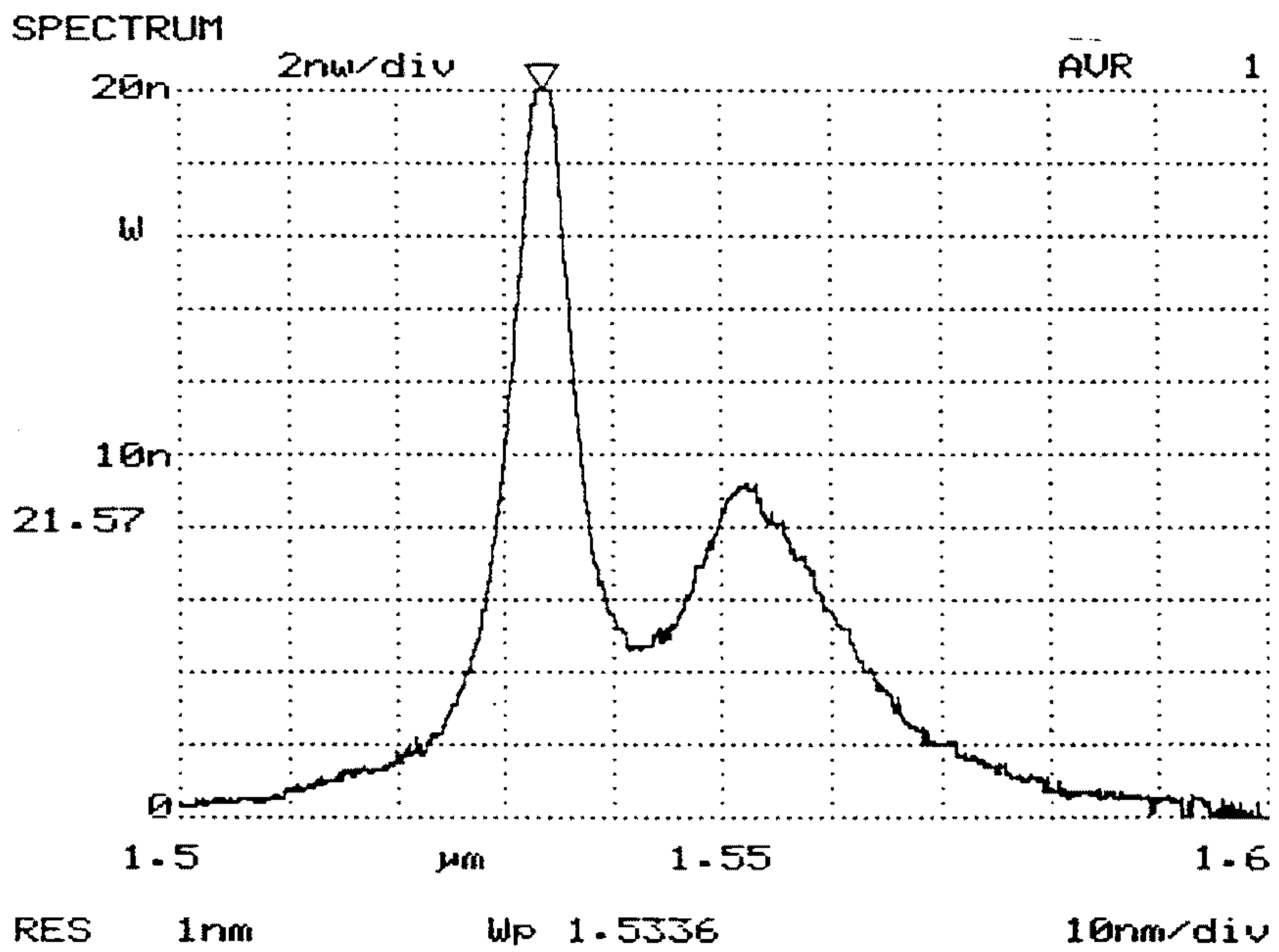
(c) $P_p = 150\text{mw}$



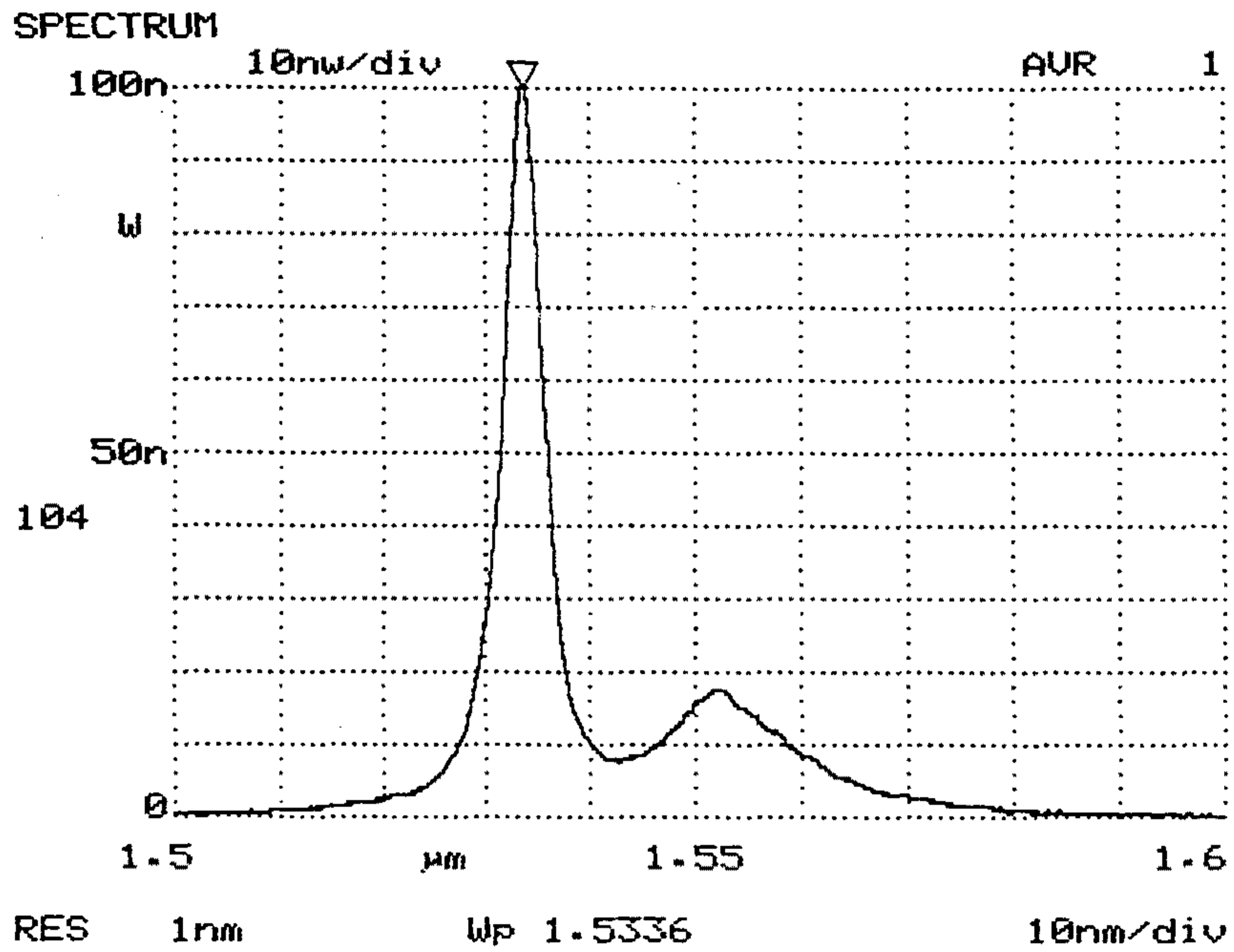
(d) $P_p = 200\text{mw}$



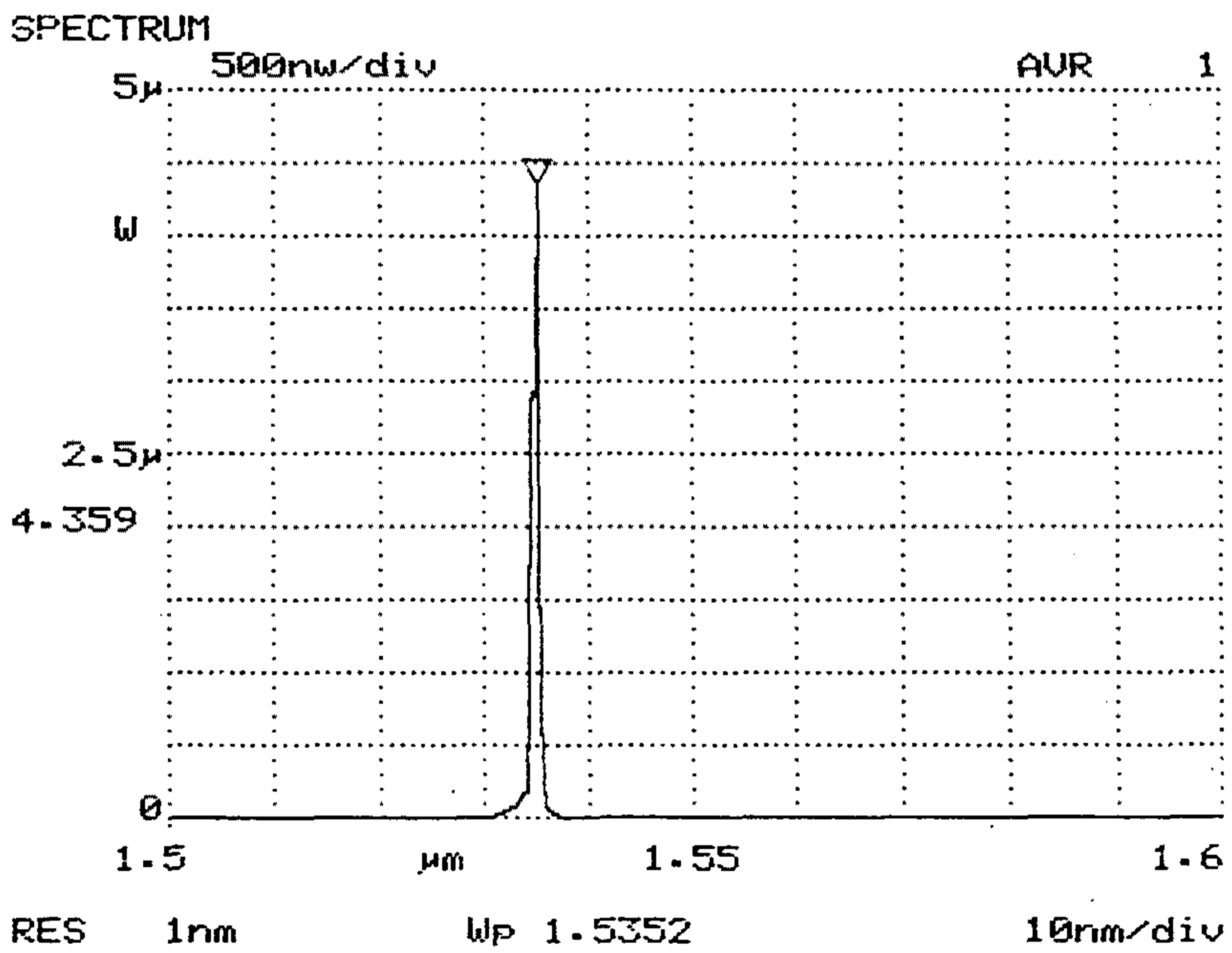
(e) $P_p=250\text{mw}$



(f) $P_p=300\text{mw}$



(g) $P_p = 500\text{mw}$



(h) $P_p = 700\text{mw}$

그림 2-1-21. (c)~(h) 514.5nm 여기광원 세기에 따라 발생하는 형광 및 ASE 변화

3) 발광 수명 측정

그림 2-1-20의 $1.54\mu\text{m}$ 근방의 발광은 ${}^4I_{13/2}$ 준위에서 ${}^4I_{15/2}$ 준위로의 자연 천이에 의한 것이며, 일반적으로 발광수명 τ 는 $1/A$ 로 알려져 있다(여기서 A 는 Einstein A 계수이다). 이 발광수명 τ 는 온도가 증가함에 따라 감소되는 특성이 있으므로 Er첨가 광섬유를 온도 센서로 사용할 수 있다.

발광수명을 측정하기 위한 실험장치는 그림 2-1-22와 같다. 514.5nm 에서 연속 발진되는 Ar 레이저를 현미경 대물렌즈(배율 $\times 10$)로 집광하여 빛살 가르개(light chopper)를 거쳐 광섬유에 입사시킨다. 광섬유에서 출사되는 빛은 monochromator로 분광하고 여기 광원의 영향을 제거하기 위해 700nm 에서 cut-on되는 filter를 거쳐 Ge 검지기(Anritsu model ML93A)로 검지하여 oscilloscope로 display 하였다. 이와같이 측정된 oscilloscope상의 decay 곡선은 그림 2-1-23과 같고 $\text{Er } 9005t_{1/2}=10.16\text{ms}$, 형광 수명 $\tau=14.6\text{ms}$ 이었다.

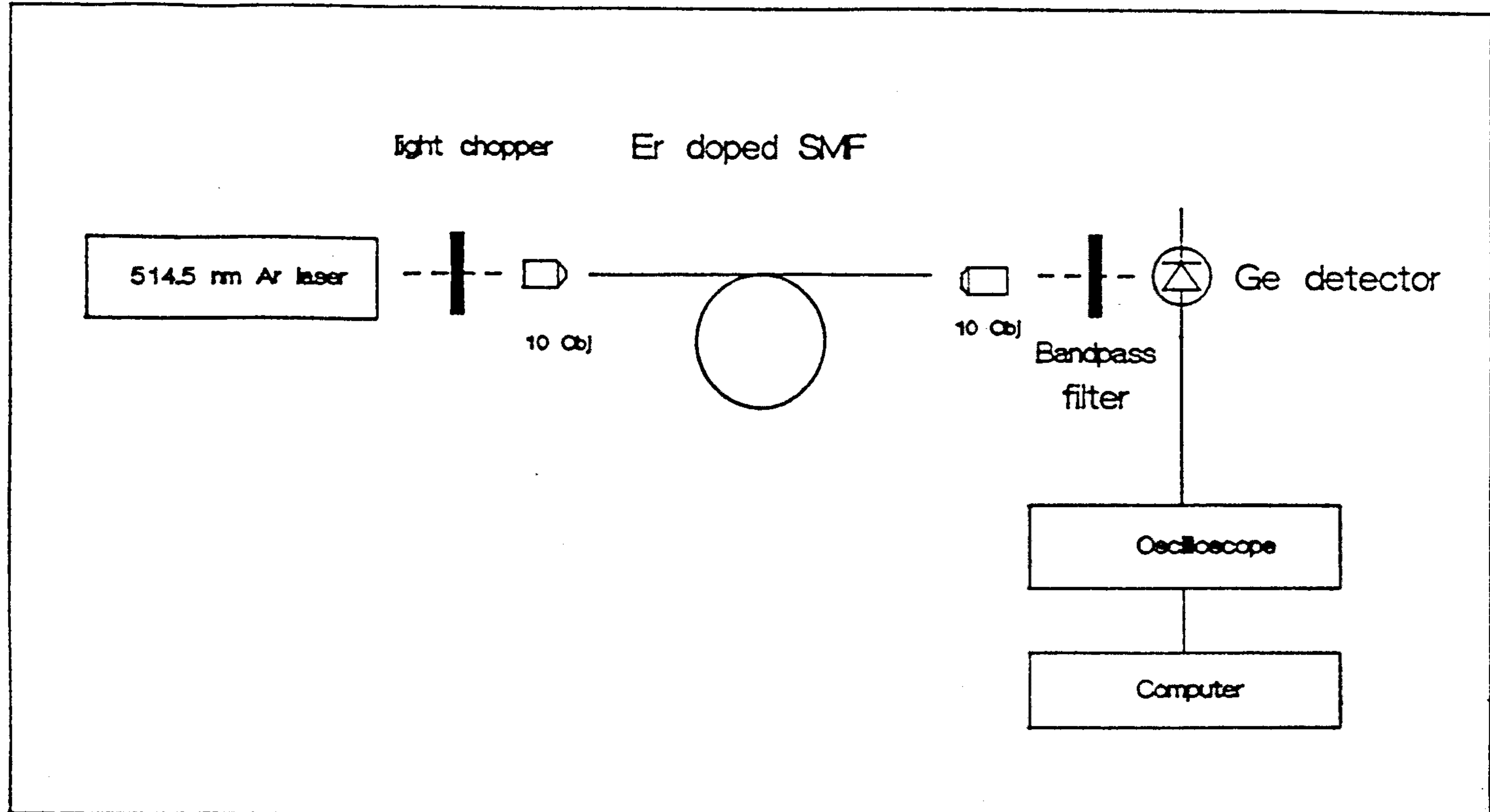


그림 2-1-22. Er첨가 실리카 광섬유의 형광 수명 측정 장치도

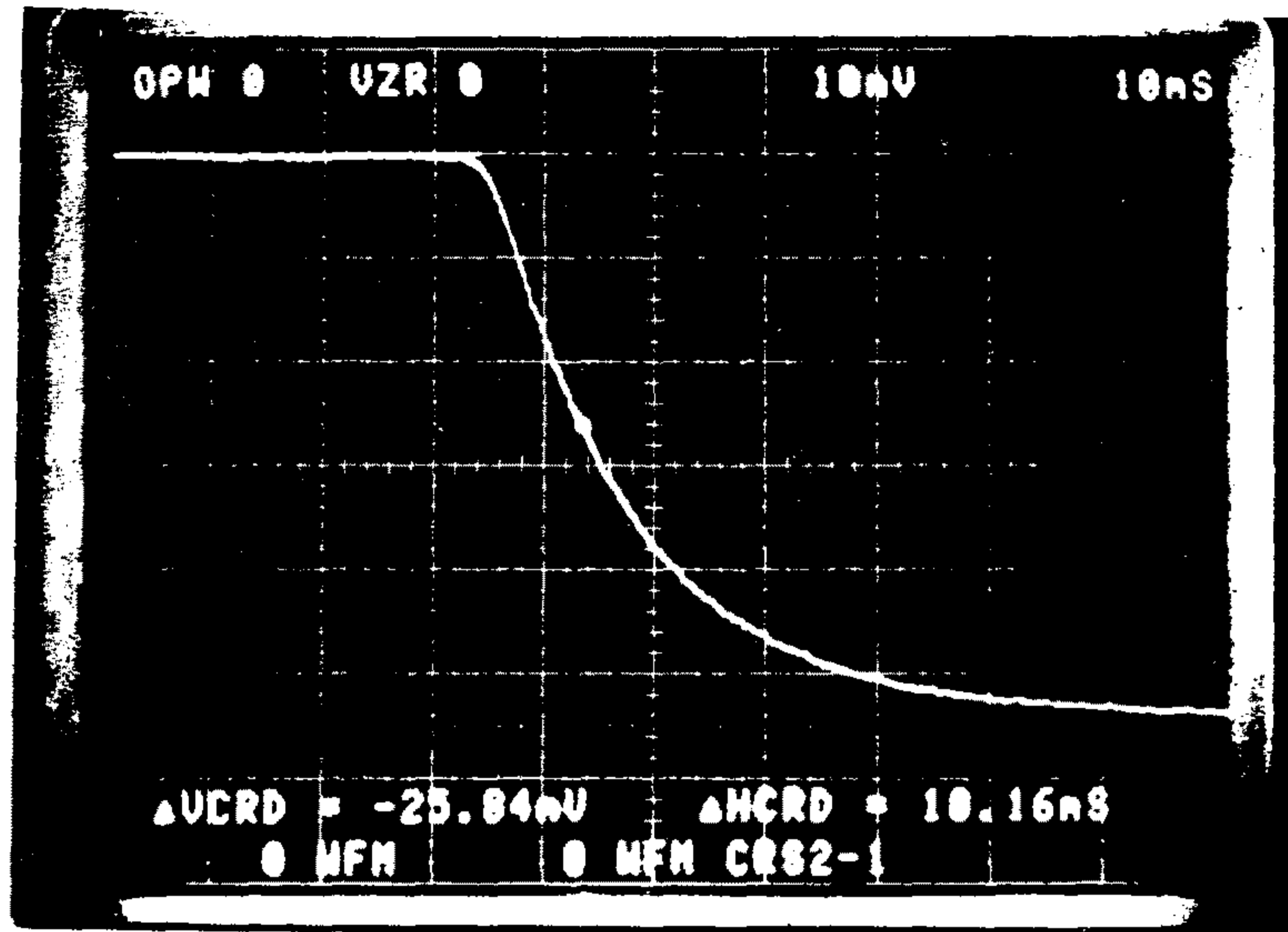


그림 2-1-23. Er첨가 실리카 광섬유의 life time 측정 곡선
 ($t_{1/2}=10.16\text{ms}$, $\tau=14.6\text{ms}$)

4) 소신호 이득(small signal gain)의 측정

Er첨가 실리카 광섬유가 능동 광섬유 소자로서 광증폭기나 광섬유 레이저로 사용할 수 있음을 언급하였다. 그중에서도 능동 광섬유 소자를 이용한 광증폭은 몇가지 독특한 특성 때문에 과거의 증폭기에 비해 몇가지 장점이 있다. 첫째, 기존 광통신에 시도된 반도체 광증폭기나²⁻¹⁻¹⁴⁾라만 증폭기²⁻¹⁻¹⁵⁾와 같은 광증폭기는 광섬유를 연결 사용하는 과정에서 상호간의 구조가 달라 손실이 증가하고 실제 광증폭 효율은 상당히 떨어지게 된다. 그러나 능동 광섬유 소자는 통신용 광섬유와 똑같은 구조를 가지므로 연결손실

1dB 이하로 유지하며 광증폭을 할 수 있으므로 소자 자체의 이득을 증가하기만 하면 그대로 실제에 적용할 수 있다. 둘째, 광섬유 광증폭기는 유도 방사(stimulated emission)를 이용한 광과 광의 직접 증폭(optical-optical amplification)이므로 복잡한 전자 회로가 필요없이 광증폭 회로를 구성할 수 있다는 것이다. 셋째, 단순한 구성으로 유용한 광증폭기를 구성할 수 있다는 것인데 그림 2-1-25와 같은 실험장치에서 여기광원으로 pigtail되어 있는 범용 반도체 레이저를 사용하고 신호 광원 대신 통신용 광섬유를 연결한다면 모두 움직일 수 없는 부분으로 구성되므로 집적되고도 견고한 광증폭 시스템을 구성할 수 있게 된다. 본 연구에서는 위와 같은 장점을 가진 Er이 첨가된 광섬유 광증폭기에 대한 기초실험으로써 광섬유 길이에 따른 그리고 여기광원의 세기변화에 따른 광증폭 실험을 그림 2-1-25와 같이 장치하여 실험하였다. 먼저 514.5nm Ar 레이저 여기광원을 현미경 대물렌즈(배율×10)로 집속시켜 dichroic 광섬유 광결합기의 다른 끝으로 입사시킨다. 출력 부분의 광결합기의 한쪽 끝에 Er첨가 광섬유를 인접시켜 놓고 광섬유를 통해 출사되는 광 중에서 여기광원은 700nm에서 cuton되는 band-pass filter로 제거한 뒤 1.55 μ m 신호 광원을 Ge 검지기로 측정하였다. 실험에 사용된 신호광원용 반도체 레이저는 Laser Diode사의 LANA 2015-003(그림 2-1-24)와 같이 중심 파장 1536nm로 발진하였다.

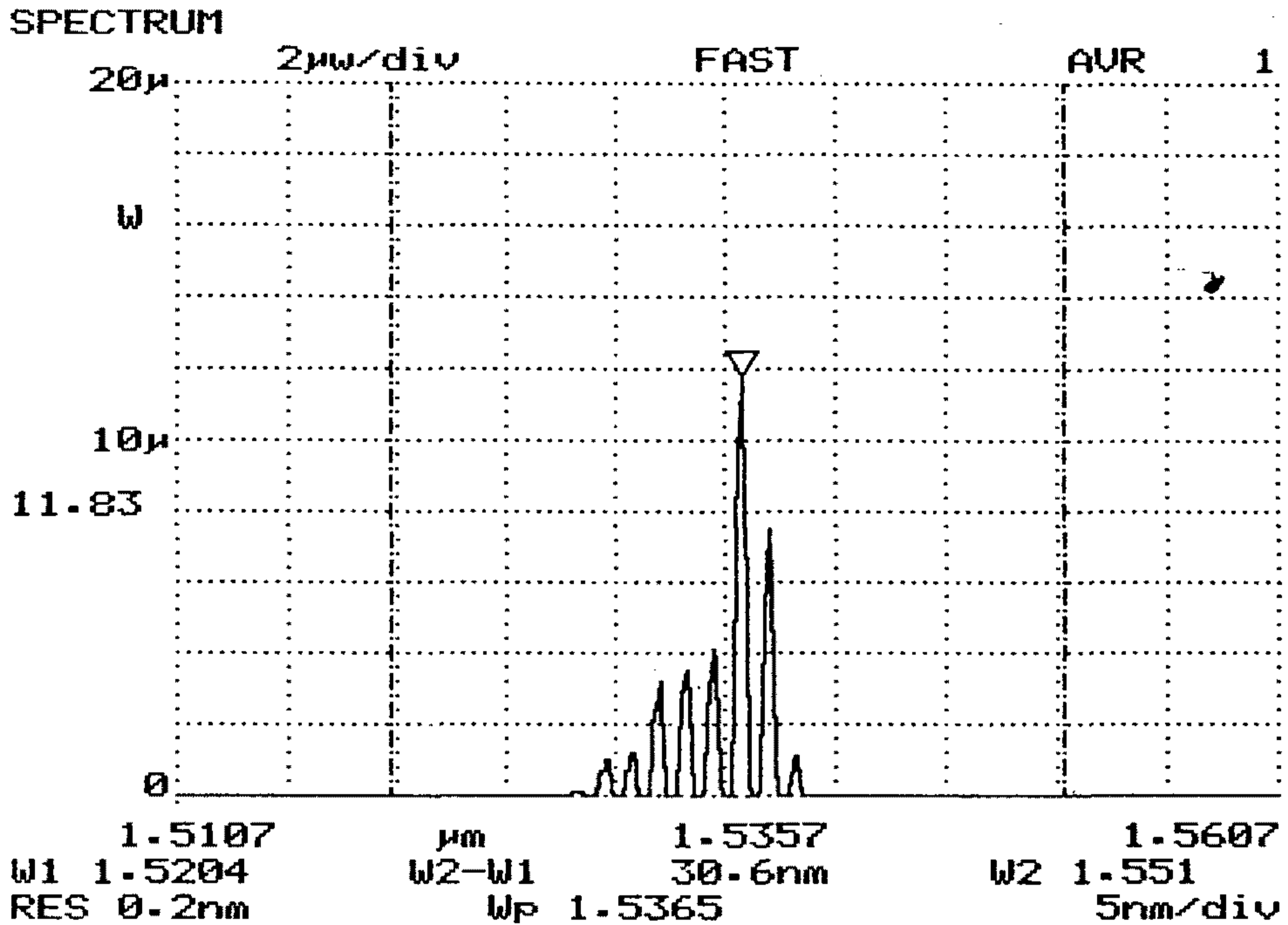


그림 2-1-24. 신호광원용 반도체 레이저 spectrum

먼저 광섬유 길이의 함수로써 측정된 $1.536\mu\text{m}$ 의 소신호 이득 곡선이 그림 2-1-26 (a)이다. 광섬유에 입사된 신호광의 세기가 $3.56\mu\text{m}$ 일때 흡수된 여기광원이 180mw, 90mw, 30mw일때의 이득 곡선이며 광섬유는 12m를 1m 간격으로 잘라나가며 측정하였다. KIST 1128 광섬유의 신호광 흡수계수는 0.8/m이며 여기광 흡수계수는 1.5/m이었다. 그림 2-1-26 (a)의 곡선은 noise인 ASE의 출력도 포함되었으며 이 ASE는 광섬유 길이 7m에서 여기광이 180mw일때 약 7dB가 되었다. 이 ASE는 자연 천이된 광자들이

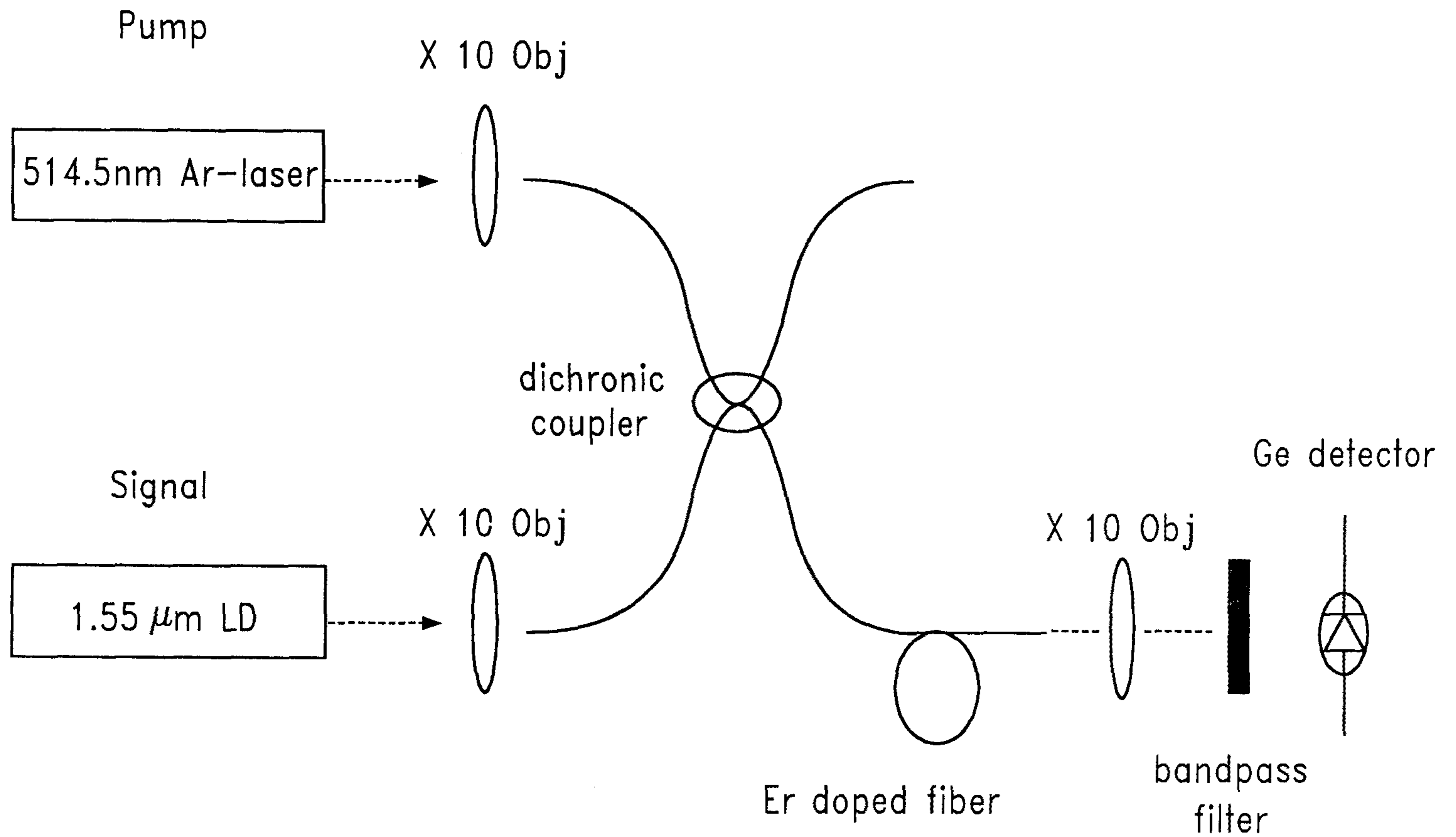


그림 2-1-25. 광섬유 광증폭기의 소신호 이득을 측정하기 위한 실험장치도

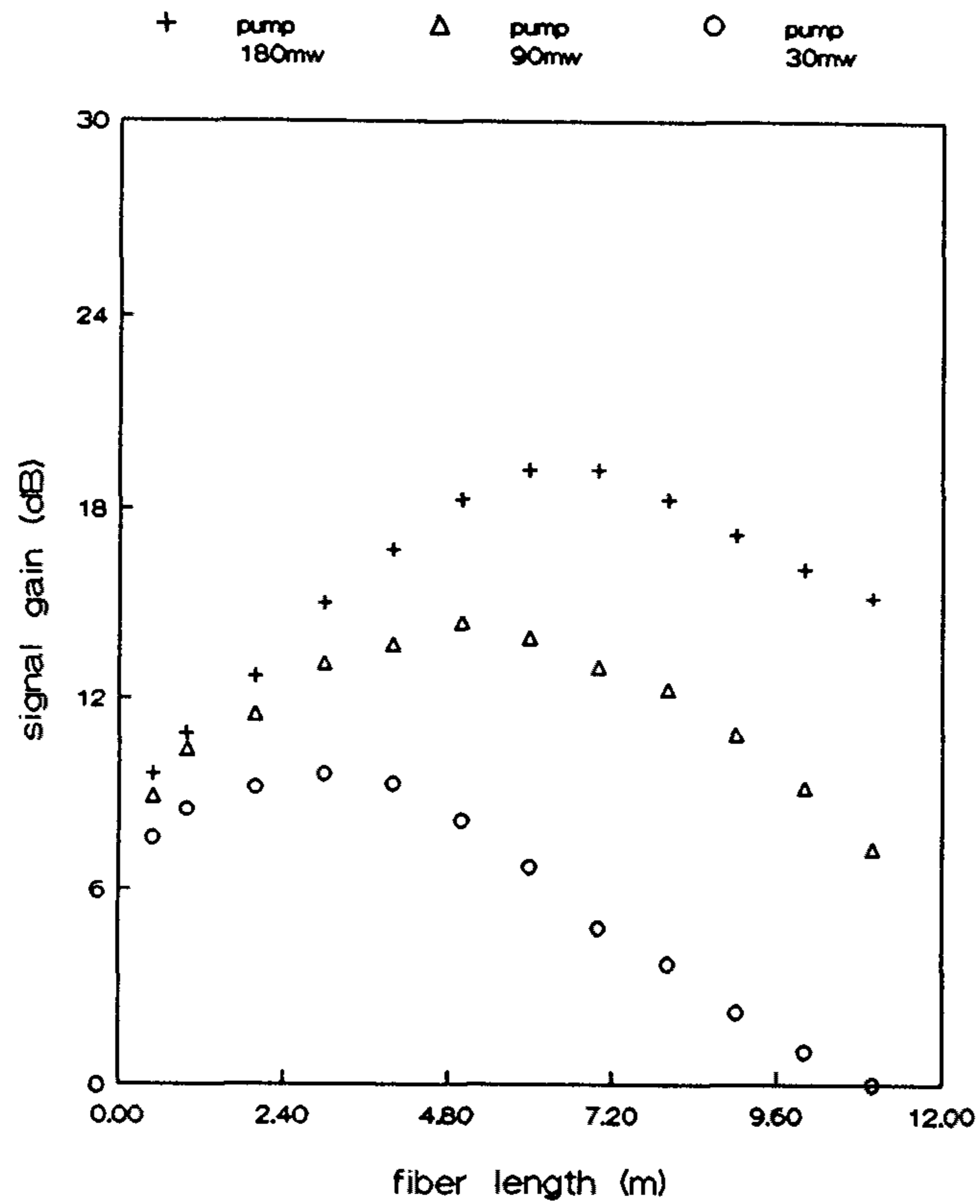
광섬유 앞 뒤 방향으로 진행하며 유도천이를 일으켜 유도 자연 방사(Amplified Spontaneous Emission) ASE를 발생시킨다. 이 ASE는 광신호의 증폭에는 도움을 주지 못하고 background noise로 작용하므로 일정한 포화 이득 내에 가능하면 작게 발생하는 것이 좋다. 그러므로 광섬유의 양끝단을 index matching oil에 담구거나 무반사 코팅을 하거나 일정한 각을 갖도록 절단하는 것이 ASE를 줄이는데 도움을 준다. 문헌²⁻¹⁻¹⁶에 의하면 100mW 514.5nm 여기광원에서 ASE는 8dB정도 되었으며 980nm 여기광원에서는 최소 3dB 1480nm 여기광원에서는 최소 5dB라고 알려져 있다²⁻¹⁻¹⁷).

그림 2-1-26 (a)의 곡선에서 여기광원의 세기가 셀수록 최대의 이득을 나타내는 광섬유의 길이가 늘어나며, 30mw의 여기광에서는 발생된 ASE 신호도 광섬유를 진행함에 따라 급격하게 흡수됨을 알 수 있다. 그러므로 Er첨가 광섬유를 이용하여 광증폭기를 구성하고자 할 때 최대의 이득을 얻기 위하여 사용 여기광원 파장에서 소신호 이득을 측정하고 최대의 이득을 나타내는 길이를 선택하여 광증폭기를 구성해야 된다.

소신호 이득곡선은 입사 신호광원의 크기에 따라 달라질수도 있다. 이에 대해서는 작년도 보고서에 자세하게 나와 있으며 일반적으로 $-30\text{dBm} \sim -10\text{dBm}$ 의 신호광에는 비슷한 소신호 이득을 가지다가 그 이상의 신호광에는 이득이 감소하는 것으로 알려져 있다.

그림 2-1-26 (b)는 여기광원의 세기에 따른 소신호 이득 곡선이다. 최대의 이득은 광섬유 길이 7m일때 최고 20dB가 되었으

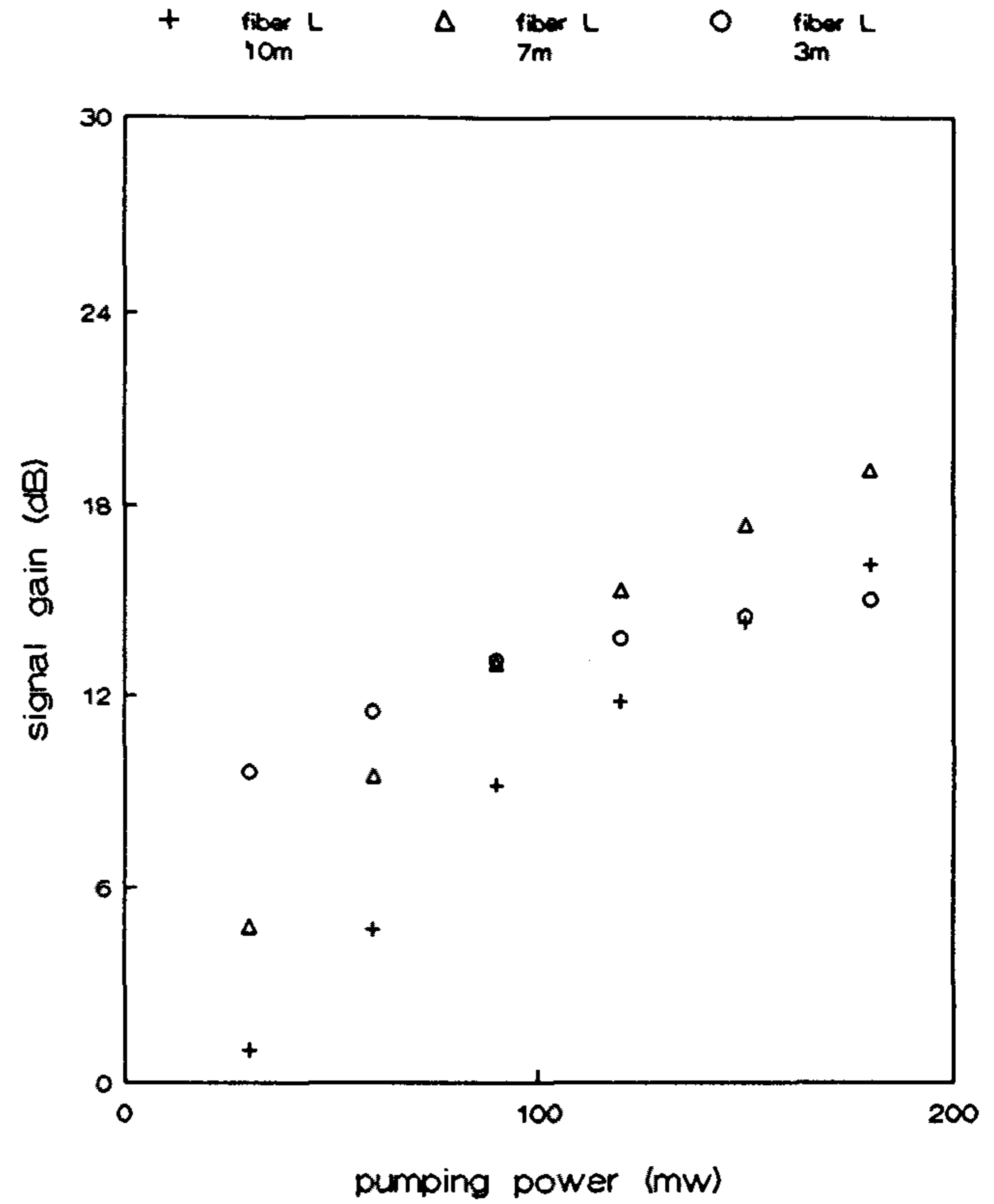
fiber length v.s. gain



($\lambda_p \approx 0.514\mu\text{m}$, $\lambda_s \approx 1.536\mu\text{m}$)

(a) 광섬유 길이에 따른 소신호 이득 곡선

Gain Characteristics

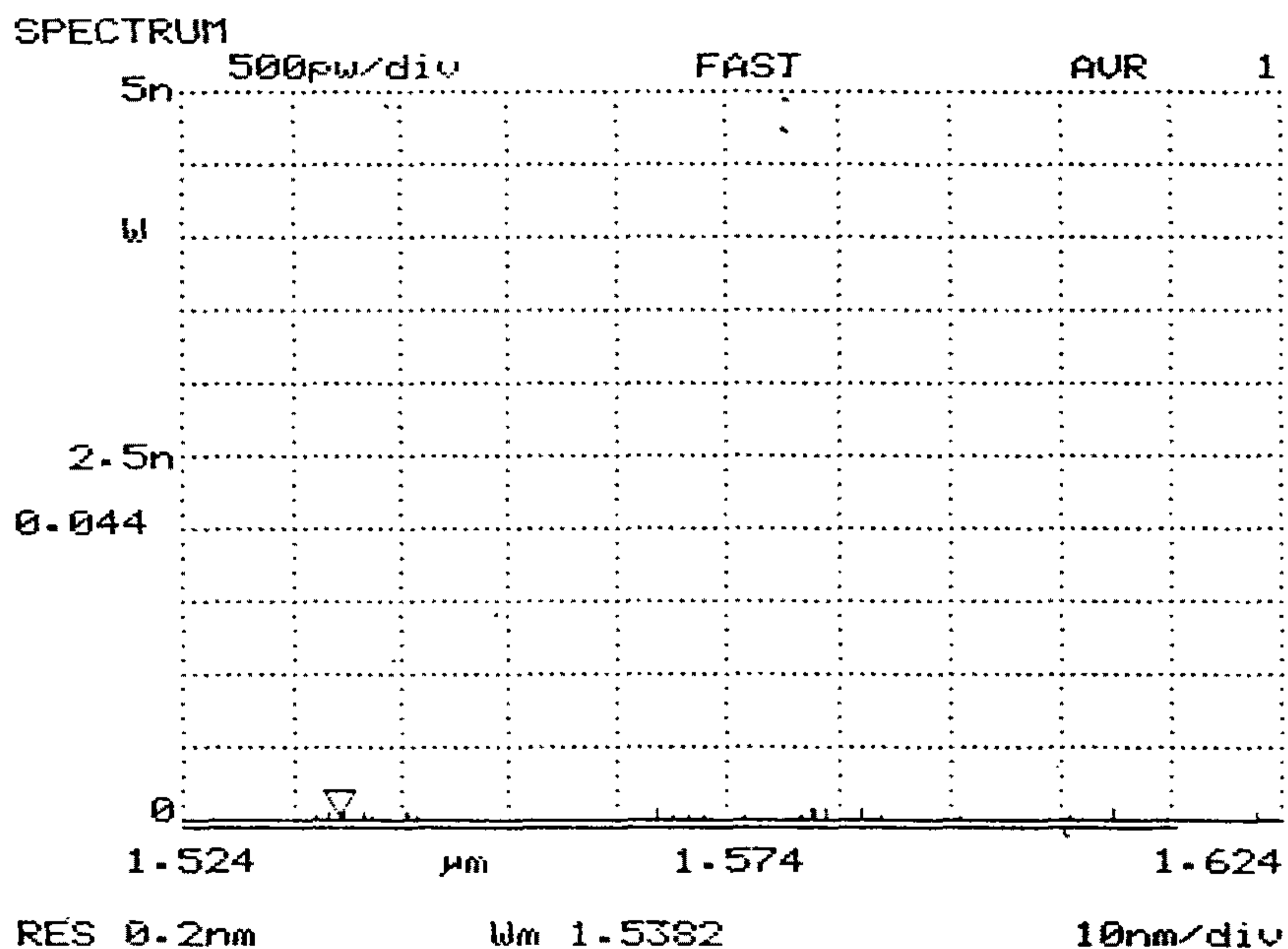


($\lambda_p \approx 0.514\mu\text{m}$, $\lambda_s \approx 1.536\mu\text{m}$)

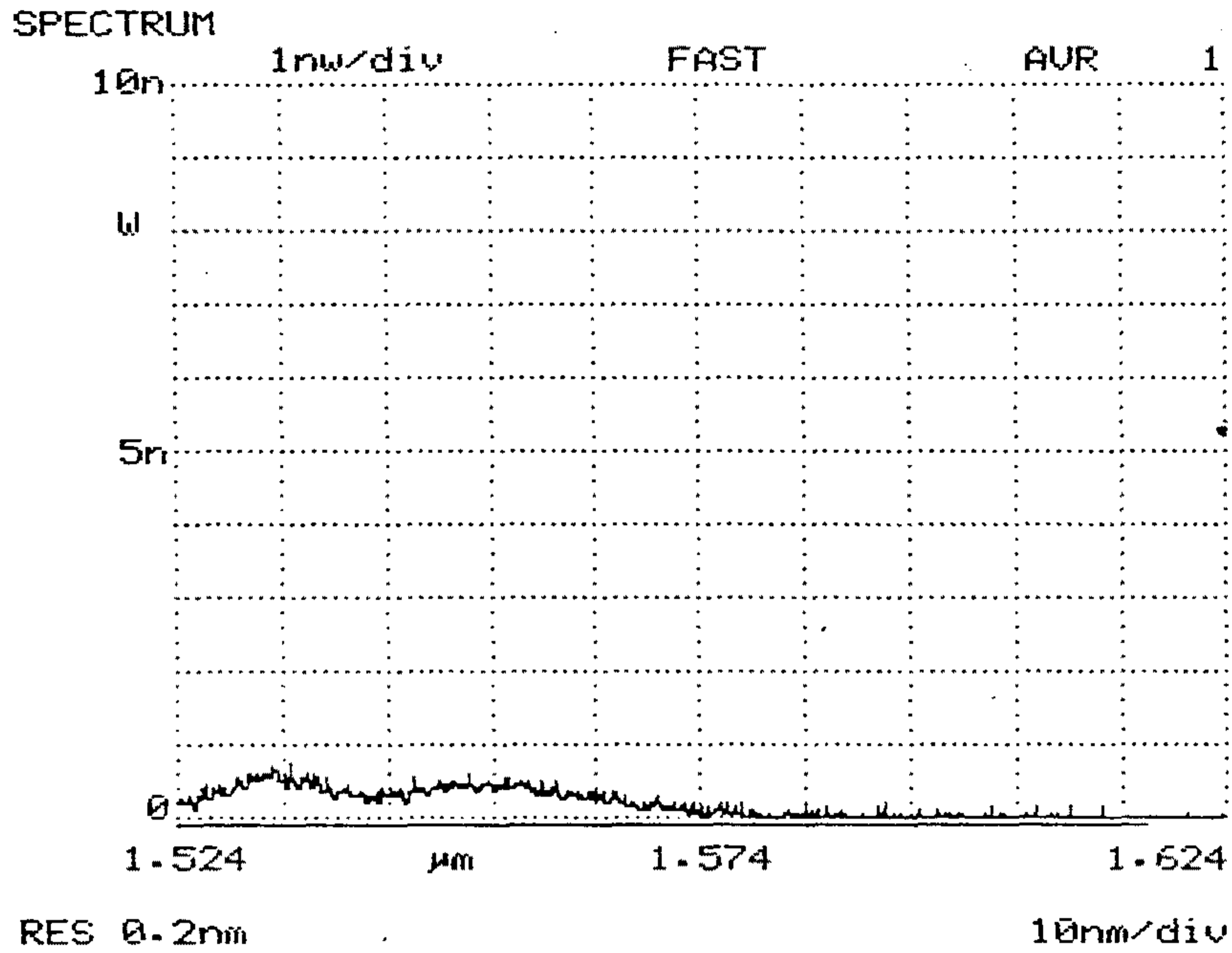
(b) 여기광원의 세기에 따른 소신호 이득 곡선

그림 2-1-26. Er첨가 광섬유의 소신호 이득 곡선

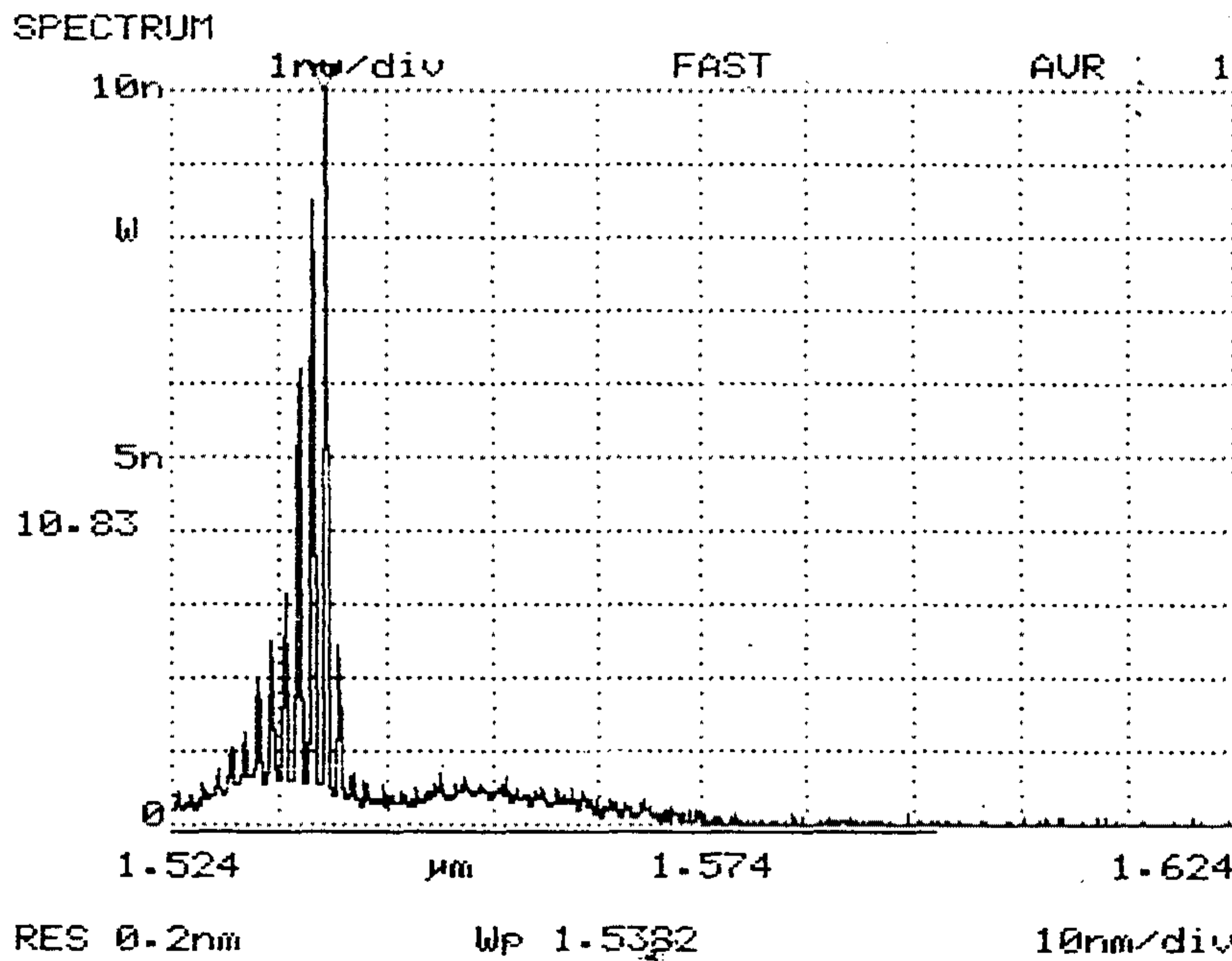
며 이때 출력은 약 0.4mw이었다. 그러나 그림 2-1-26 (b)의 곡선을 볼 때 곡선의 기울기가 포화영역에 도달한 것 같지 않으며 더욱 센 입사광원에 대해 더욱 이득이 높아질 가능성이 있는 것 같다. 그림 2-1-27은 소신호가 증폭되는 모습을 극적으로 보여주는 그래프이다. 여기광원이 없을 때와 있을 때 출력의 파장에 따른 곡선이다. 그림 2-1-26의 두 곡선에서 Er첨가 광섬유의 소신호 이득에 대한 특성을 고찰하여 보았다. 이와 같은 실험을 토대로 더 많은 소신호 이득을 얻기 위하여 첫째, Er첨가 광섬유에서 광흡수율이 좋고 바람직하지 않은 ESA가 없는 여기광원 0.98 μm 나 1.48 μm LD로 여기하거나 둘째, 특별한 구조의 광섬유 코어를 갖는 광



(a) 여기광원이 없을 때 출력단의 신호광원



(b) 신호광원이 없을 때 여기광원에 의한 fluorescence



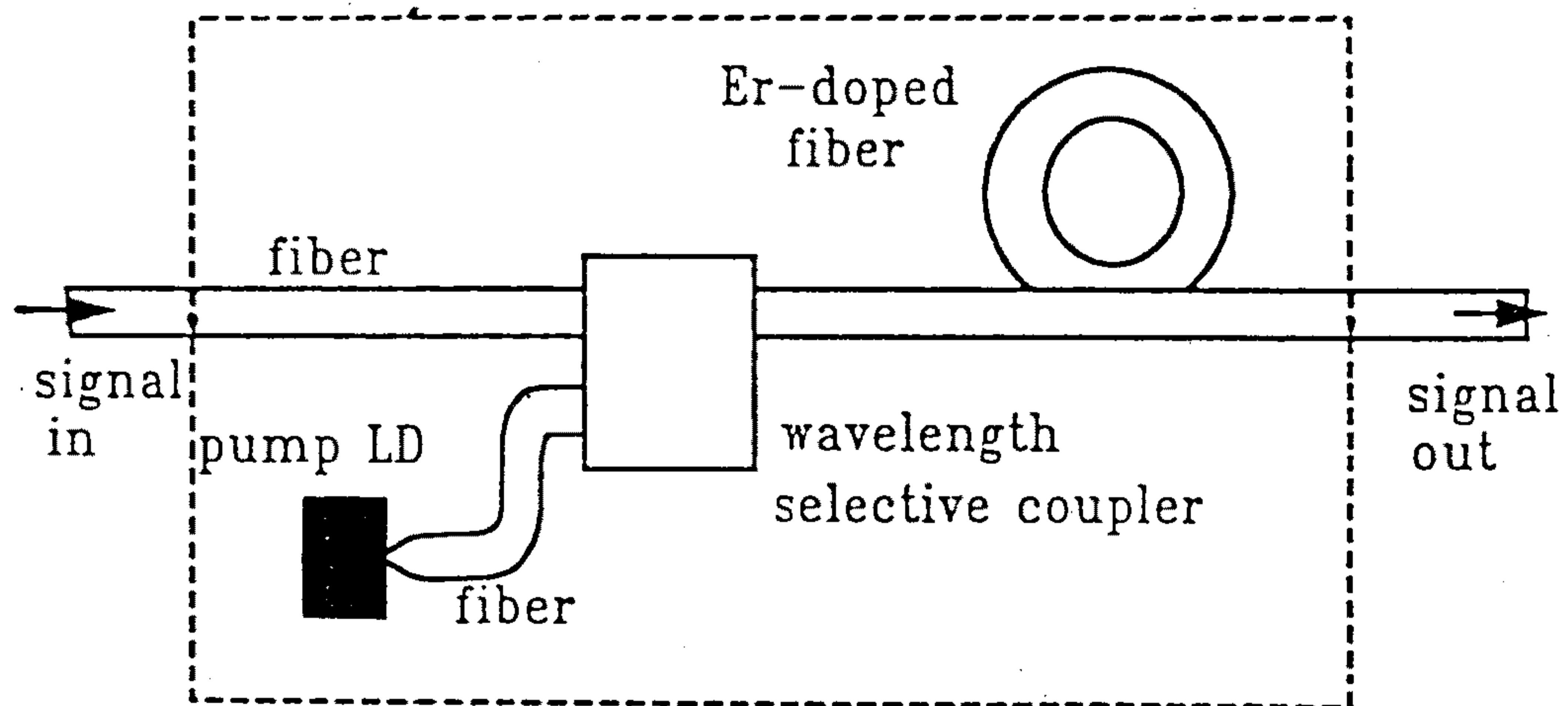
(c) 여기광원과 신호광원이 있을 때 (a)의 신호가 증폭되어 급격히 커짐을 알 수 있다.

그림 2-1-27. Er첨가 광섬유의 소신호 증폭 그래프

섬유의 제조, 그리고 더 나은 이득을 갖는 광섬유 재료물질의 개발 및 첨가물의 선택 등이 있을 것이다.

5. 광증폭기의 제작

본 연구실에서는 파장 선택형 광섬유 결합기와 광섬유 connector를 사용하여 광섬유 광증폭기 모듈을 제작하였다. 기본적인 구조는 그림 2-1-28과 같다. 고출력 여기광원용 에너지 레이저 다이오드는 packaging상 다소 문제가 있어 내장하지 못하고 여기광원 입력, 신호광원 입력, 신호광원 출력단을 모두 Biconic adapter (금성 OFA-FF-BS)를 이용하여 외부와 연결하였고, 내부의 광섬유는 Biconic connector(금성 GS-2001) jump선에 arc fusion splicing 하였다. splicing loss는 0.2dB 이하이었으나 Er 첨가 광섬유와의 연결 부위는 core size 및 index차에 의해 1dB 이상의



Fiber Amplifier

그림 2-1-28. EDFA Model의 열개

splicing loss가 발생하였다.

과장 선택형 광섬유 결합기는 석영판에 $R=25\text{cm}$ 의 홈을 파 광섬유를 심고 연마한 것으로 위 아래의 두 block을 좌우로 어긋나게 함으로써 여기광원과 신호광원의 결합비를 조절할 수 있도록 하였다. 사용한 index matching oil의 index는 1.460이고 95% 이상의 여기광원이 coupling되도록 하였다.

사용한 Er첨가 광섬유는 NA가 0.2, $1.55\mu\text{m}$ 에서 V값이 1.7인 광섬유 20m를 사용했으며 직경이 6cm되는 아크릴 드럼에 광섬유를 감아 사용하였다. 제작시 광섬유가 과도한 bending에 의해 광손실이 발생하지 않도록 주의해야 한다. 제작된 Module은 -30dBm 의 신호광원에서 15dB 이상의 소신호 이득을 얻었으며 현재 고출력

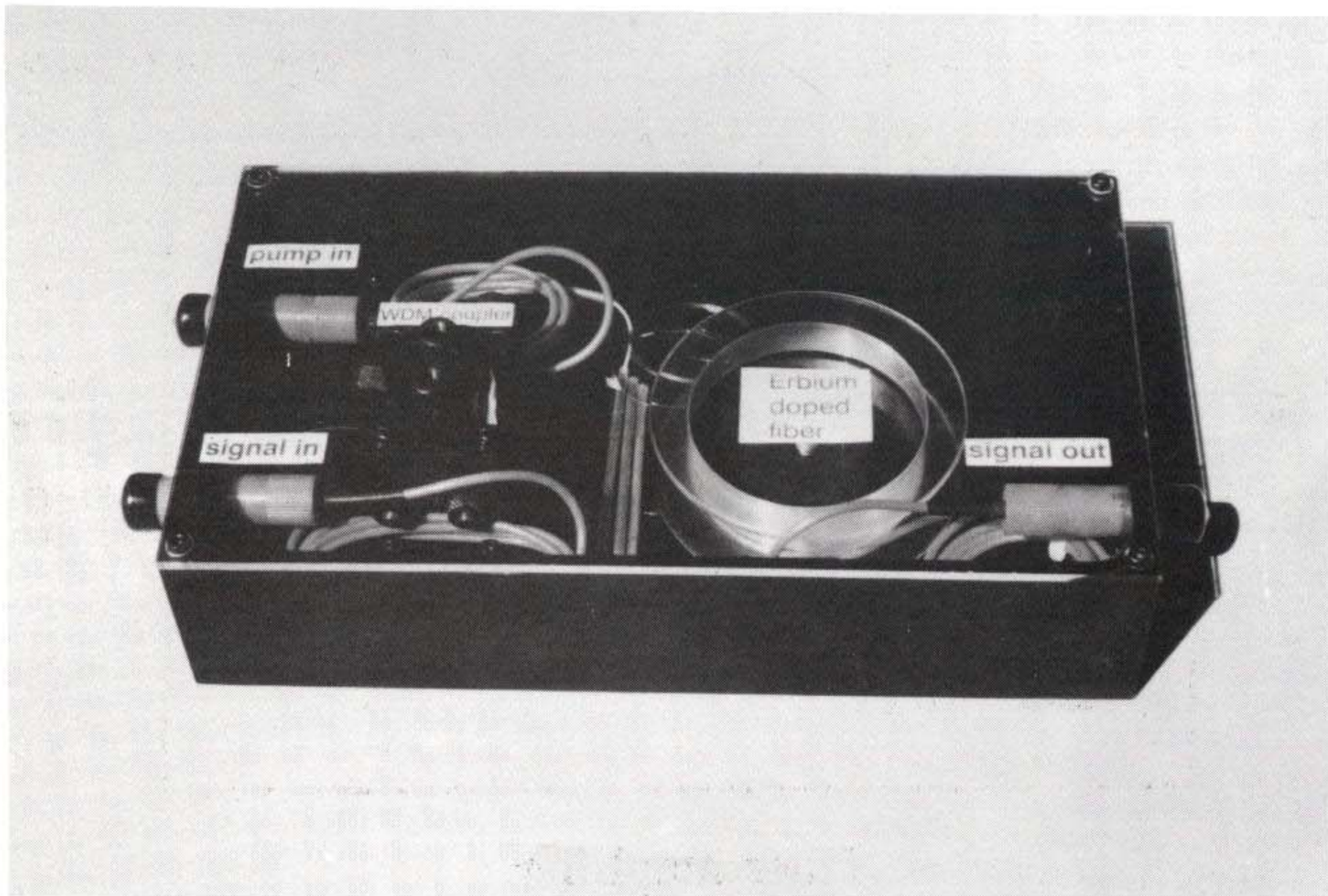


그림 2-1-29. EDFA Module

1.48 laser diode를 내장시켜 이득을 측정하기 위한 실험이 진행중이다. 제작된 광섬유 광증폭기의 사진은 그림 2-1-29와 같다.

6. 결 론

MCVD법과 Solution doping법으로 광섬유 코아에 희토류 금속인 Nd와 Er을 첨가하였다. 그리고 그 첨가율을 ICP(Inductive Coupled Plasma) 방법으로 측정하였으며 제조된 광섬유의 광흡수 스펙트럼 및 514.5nm Ar 레이저로 여기했을 때의 발광 스펙트럼 및 발광 수명을 측정하였다. 특히 Er첨가 광섬유의 경우 830nm와 1.48 μ m LD로 여기했을 때의 발광 스펙트럼도 측정하였다.

제조된 Nd 첨가 광섬유의 1.06 μ m 파장에서의 소신호 이득은 250mw의 여기광원에서 10.5dB 나왔으며, Er첨가 광섬유는 1.536 μ m 파장의 신호광원에서 180mw의 여기광원으로 20dB의 소신호 이득을 얻었다.

그리고 연마형 dichroic 광섬유 광결합기와 Er첨가 광섬유로 광증폭기 모듈을 제작하였으며 현재 1.48 μ m 여기 LD를 내장한 광섬유 광증폭기 모듈을 제작중이다.

현재의 연구를 토대로 Nd 첨가 광섬유의 경우 고출력 광섬유 레이저용 광섬유 개발 및 1.36 μ m의 파장에서 큰 이득을 가질 수 있는 첨가물의 개발 그리고 Er첨가 광섬유의 경우 고 대역, 고 이득을 구현하기 위한 광섬유 코아의 구조변경 및 첨가물의 개발이 필요할 것으로 사료된다.

제 2 절 Er 첨가 ZBLAN fluoride 광섬유 광증폭 매체

1. 서 론

불화물 유리는 주기율표의 VII족에 해당되는 원소를 음이온으로 갖는 할라이드 유리에 속하는 비정질 화합물이다. 자연계에 존재하는 산화물을 주원료로 하는 산화물 유리와는 대조적으로 할라이드 무기 화합물을 재료로 하여 제조되는 비정질 물질은 인공 화합물이며, 70년대 중반에 개발되었다²⁻²⁻¹⁾.

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 50년전에 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.

1974년 ZrF_4 가 유리 형성을 한다는 특성이 발견되어 커다란 진척을 보았다. 플르오로 지르코네이트 유리는 기본 조성으로 ZrF_4 가 50mol% 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 개발되었고²⁻²⁻²⁾, 토륨과 희토류 금속, 인듐, 아연, 바륨 불화물 등을 기본으로 하는 중금속 불화물 유리가 개발²⁻²⁻³⁾되었다. 이들 지르코늄이 없는 불화물 유리는 할라이드 유리의 2세대가 되었으며, 적외선 영역이 $8\mu\text{m}$ 근처까지 걸쳐있어 투과 특성이 넓어서 응용 범위가 넓다.

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

지난 10여년간 할라이드계 유리의 이론적 광손실값인 10^{-2}dB/km 에 도달하기 위하여 할라이드계 유리의 원료 정제, 광섬유 인출 기술 개발, 결정화 동향, 유리 제조 분위기 등등 많은 연구가 진척되었으나 현재의 광손실은 0.7dB/km 를 기록하고 있다. 따라서 할라이드계 유리의 광손실값을 낮추려는 연구에서 새로운 응용을 찾기 시작하였으며, 그 대표적인 응용은 광통신용 광증폭 매체 개발이다.

현 광통신 시스템은 광신호가 장거리 전파중에 발생하는 신호 감쇄를 보정하기 위하여 통신망에 regenerative 중계기를 사용한

다. 통상 사용되는 증계기는 광신호를 전기 신호로 전환한 다음 반도체 전자회로를 통해 전기 신호를 증폭한다. 증폭된 전기 신호는 반도체 레이저 다이오드를 통해 광신호로 전환되며, 이 광신호를 광섬유에 입사시킨다. 만약 광신호를 직접 증폭할 수 있다면, 증계기는 현 증계기보다 크기가 작아지고, 가격이 저렴해진다. 또한 branching loss도 광증폭기에 의해 쉽게 보상된다. 이렇게 되면 광신호를 빛으로만 쉽게 다룰 수 있으므로 all-optical 통신이 가능해진다²⁻²⁻⁴).

광증폭기는 Erbium이 첨가된 광섬유, 광섬유 라만, 반도체 레이저 등이 있다. 광섬유 광증폭기는 전송선에 직접 연결할 수 있고, 연결 손실도 적다. 따라서 이런 증폭기는 광섬유 전송 시스템에 쉽게 사용할 수 있다. 광섬유 증폭기는 빛을 power source로 사용하기 때문에 새로운 응용 분야가 많다.

반도체 레이저 증폭기는 크기가 작고, power 손실이 적은 장점이 있는 반면 온도 안정성이 문제된다. 반도체 레이저 증폭기는 광집적 회로와 광전집적 회로와 함께 조합으로 사용할 수 있다.

이들 광증폭기는 신호 대역이 넓어 1THz에 이르며 이는 carrier가 빛이기 때문이다. 기존의 전자 증폭기는 10GHz의 대역을 갖고 있기 때문에 넓은 신호 대역을 갖는 광증폭기가 시스템 설계에 새로이 적용될 것이다.

Erbium이 첨가된 광섬유 증폭기의 장점과 응용 분야를 그림 2-2-1에 나타내었다. 장점으로는 잡음이 적고 대역이 넓으며, 출

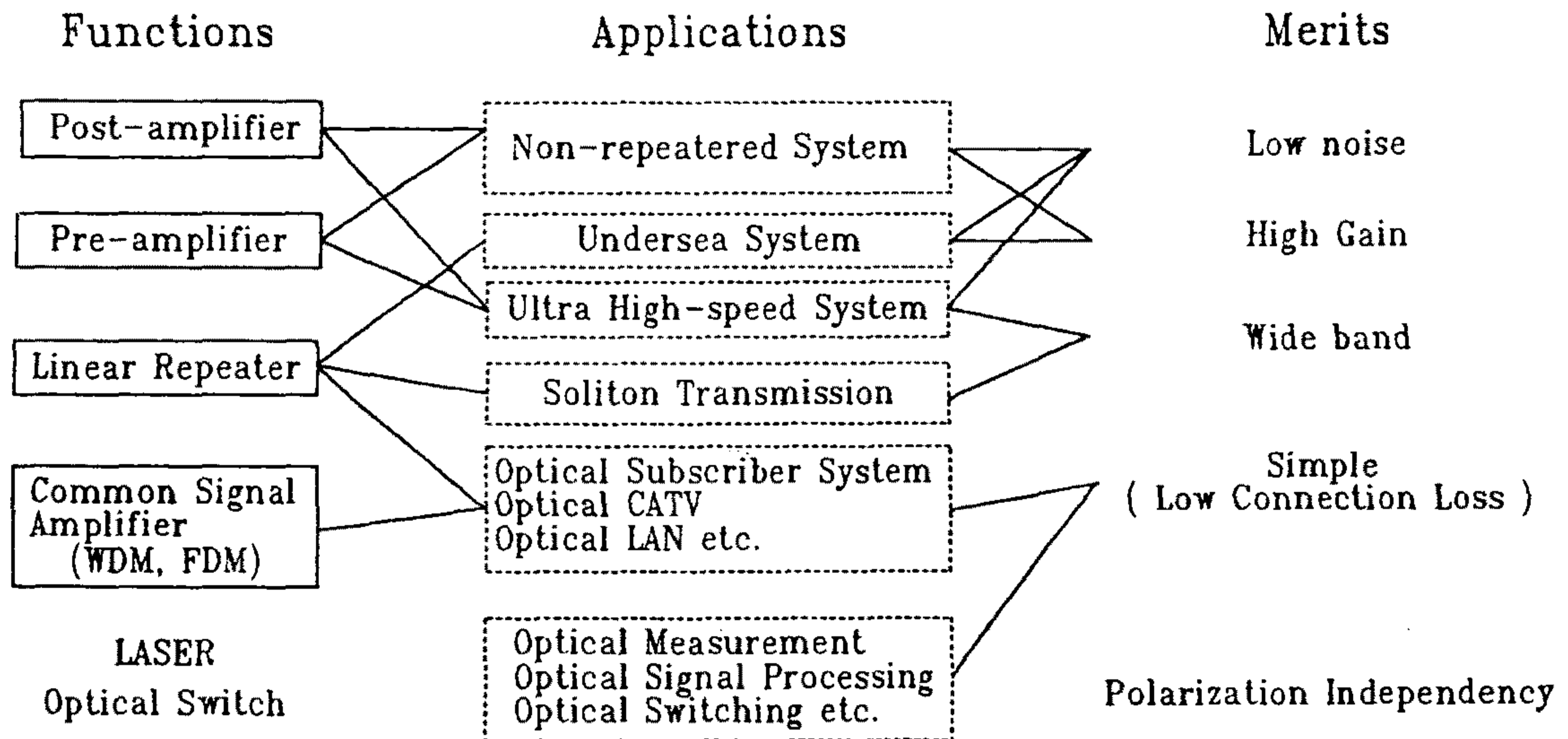


그림 2-2-1. Erbium이 첨가된 광섬유 증폭기의 응용

력이 크다. 용량이 크고 중계거리가 길기 때문에 지상 및 해저 전송 시스템에 효율적으로 사용될 수 있다. 더구나 광부스터 증폭기로 사용하면 CATV나 분포형 통신망에 사용 가능하다²⁻²⁻⁴⁾.

기존의 기술과 비교해 볼 때, 광증폭기는 전송단에서는 출력이 높으며, 수신 감도가 좋고, 전자 회로가 감소될 뿐 아니라, 고속 광대역 광신호 처리가 가능하며 파장 다중 신호를 동시에 증폭하는 등 여러가지 장점들이 있다. 처음 두가지 장점은 중계거리를 연장할 수 있게 되고, 나머지는 통신 장비를 간소화시키고 응용분야를 확장시킬 수 있다.

광증폭기를 전송선에 사용하면 증폭기는 1R(reshaping) 중계기라고 하는 all-optical 중계기로서 동작한다. 1R 중계기 시스템에서는 중계기를 여러번 지나면 잡음이 축적된다. 더구나 장거리 전송

때는 광파의 모양이 찌그러진다. 이러한 찌그러짐을 줄이기 위해 2R 중계기(reshaping and regenerating) 또는 3R(retiming, reshaping and regenerating)를 사용한다.

이와 같이 Er 이온이 첨가된 광섬유 광증폭기는 효율성이 좋으며, 실리카 유리 광섬유에 Erbium을 첨가하여 광증폭기를 제조하는 연구가 많이 진척되어 있다. 실리카 유리의 경우에는 실리카 유리의 구조가 촘촘하여 Erbium 이온이 첨가되는 양이 적어 광섬유의 길이가 길어야 되는 단점이 있다.

본 연구의 할라이드계 유리는 첨가 이온의 농도를 조절하기 쉽고, 다량 첨가할 수 있어 광증폭기의 길이를 짧게 할 수 있는 장점이 있다.

2. 광증폭 원리

가. ZBLAN 유리의 Er^{+3} 이온 형광 특성

광섬유 레이저의 형광과 출력은 활성 이온의 주변상태에 따라 다르다. 지르코늄 플루오라이드 광섬유의 경우 nonradiative decay에 대한 lifetime이 실리카 유리의 경우보다 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 광증폭기를 제작할 수 있다.

Er^{+3} 이온의 에너지 준위는 그림 2-2-2와 같다. 본 연구에서는 제조된 Er^{+3} -doped ZBLAN 유리를 Ar 레이저 488nm line으로 펌핑하여 monochromator를 이용하여 가시광선과 적외선 영역에서의 형광 특성을 관찰하였다. 본 연구에서 관심 갖고 있는 $1.5\mu\text{m}$ 형광은 밴드폭이 넓은 이유는 단결정과는 달리 host가 유리이기 때문에 inhomogeneous broadening이 생기기 때문이다.

지르코늄 플루오라이드 유리에서 Erbium 이온은 녹색의 가시광선 형광을 방출하는데 이것은 에너지 준위도표에서 Erbium 이

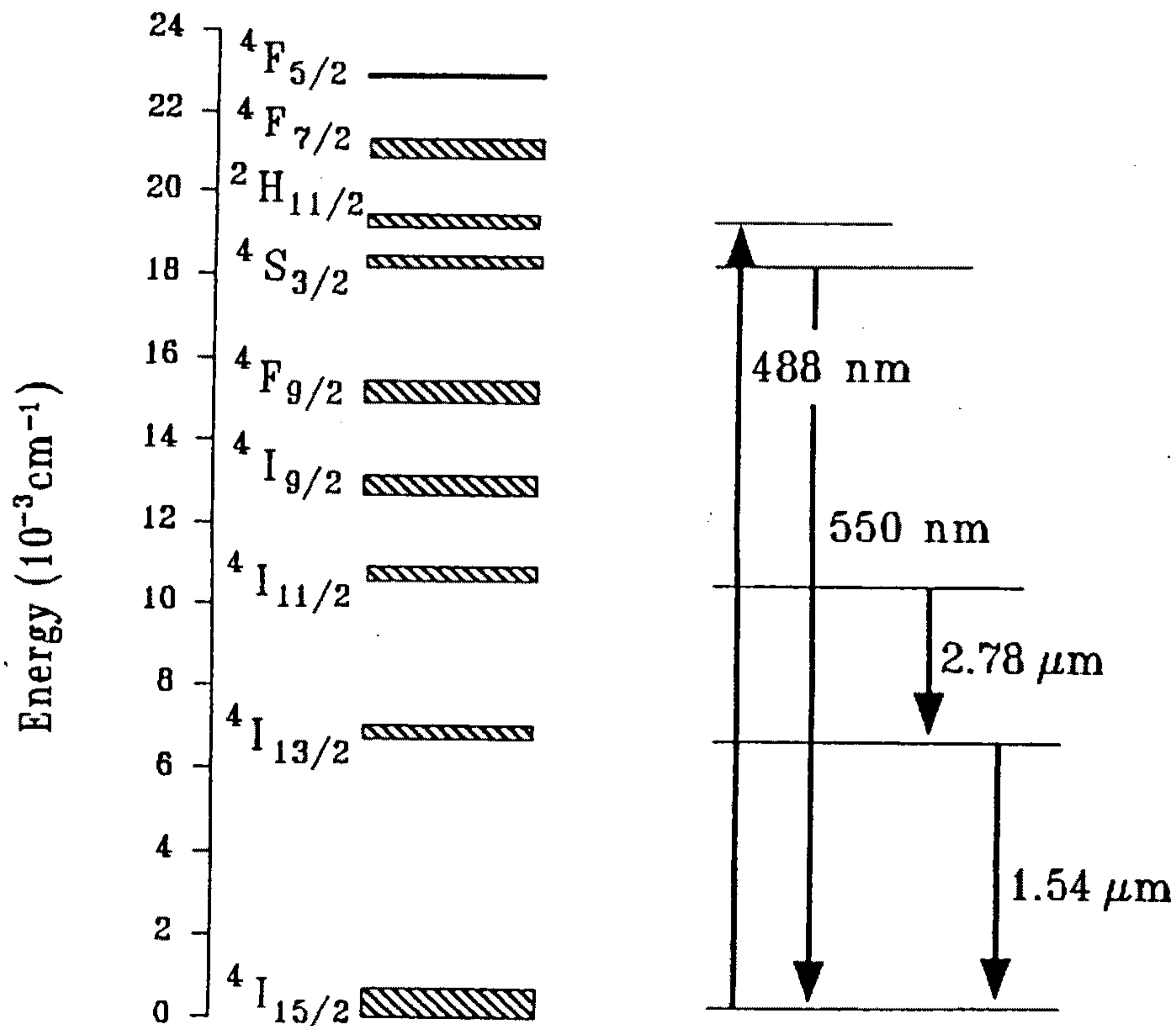


그림 2-2-2. Er^{+3} 이온의 에너지 준위 도표

온의 $^4S_{3/2}$ 준위의 형광이다. 실리카 유리의 경우에는 Erbium 이온의 녹색 형광 peak를 관찰하기 곤란한데 반하여 지르코늄 플루오라이드 유리의 큰 특성이다.

Er^{+3} 이온의 $^4I_{13/2}$ 준위 lifetime은 그림 2-2-3에서 보듯이 농도에 따라 변화하였다. Er^{+3} 이온이 0.2몰% 첨가되었을 때 lifetime은 12msec이고 2몰%까지 순차적으로 26msec까지 증가하였다. Er^{+3} 이온이 2.2몰%부터 3.8몰%까지 첨가된 유리는 평균 28msec의 lifetime을 가지며 가장 긴 lifetime이다. 그러나 Er^{+3} 이온이 4몰% 첨가된 유리는 4msec로 급격히 감소하며 이는 Er^{+3} 이온간의 상호 에너지 전이에 의한 concentration quenching에 의한 것이다.

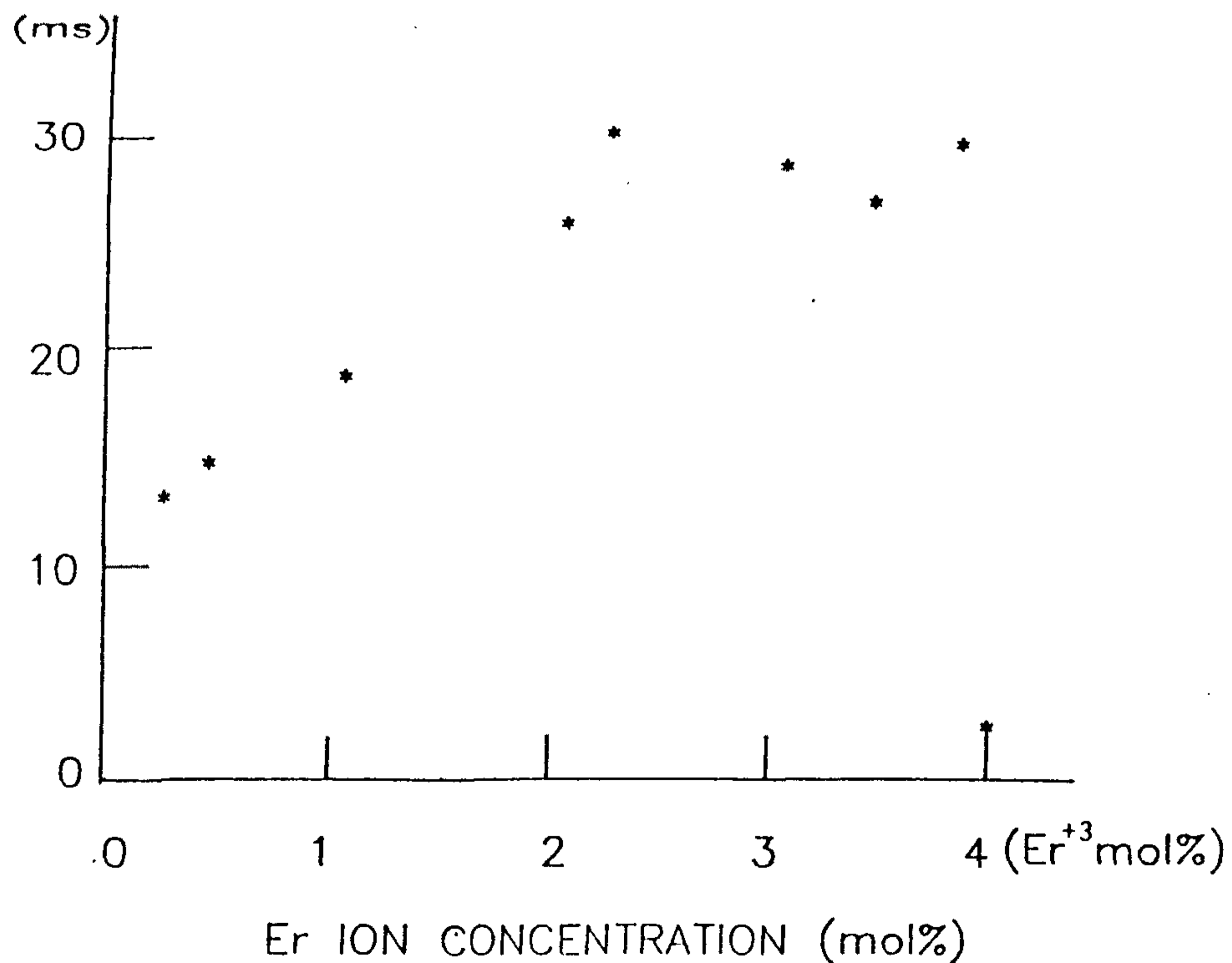


그림 2-2-3. ZBLAN:Er 유리의 Er 농도에 따른 $^4I_{13/2}$ 준위의 lifetime

레이저의 경우 population inversion이 일어날 수 있는 pump power I_p 와 lifetime τ_{21} 과의 관계는 다음과 같다.

$$I_p = \frac{h\nu_p}{\sigma A \tau_{21}} \dots\dots\dots(2-2-1)$$

식에서 ν_p 는 펌프 레이저의 진동수, σ_A 는 흡수 cross section 이다.

식에서 보는 바와 같이 lifetime τ_{21} 이 길면 I_p 가 작아지므로 레이저 발진을 위한 문턱 파워가 낮아진다. 따라서 제조된 유리를 1.54 μ m 발진용 광섬유 레이저 재료를 사용할 경우 첨가된 Er^{+3} 이온의 농도는 2.2몰%에서 3.8몰%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 빛을 방출하지 않는 과정의 확률에 의해 결정된다.

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

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

나. Er^{+3} 이온이 첨가된 ZBLAN 광섬유의 $1.5\mu\text{m}$ gain 측정 원리
 펌핑되지 않은 광섬유의 경우에 흡수와 산란에 의한 광손실을
 센티미터 단위로 표현한 값을 α 로 표현하면 intensity I 는

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \dots\dots\dots(2-2-3)$$

와 같이 감소하며 x 는 광섬유의 길이이고, I_0 는 $k=0$ 에서의 강도이다.

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

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

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

$$G = I_p / I_0 = e^{\beta l_p - \alpha l} \dots\dots\dots(2-2-5)$$

광섬유가 펌핑되지 않았을 때의 Intensity I_u 는

$$I_u / I_0 = e^{-\alpha l} \dots\dots\dots(2-2-6)$$

물론 gain을 측정하려면 증폭된 신호를 비교하여야 한다. 광섬유에
 들어가는 input 신호 즉 광섬유에 실제로 coupling된 신호의 파워
 를 측정하는 것은 대단히 어렵다. 그러나 신호가 광섬유가 펌핑되
 지 않은 상태에서 광섬유를 통과한 신호의 파워는 쉽게 측정된다.

펌핑되지 않은 광섬유를 통과한 신호와 펌핑된 광섬유를 통과한 신호의 비율(gross gain)은 다음과 같다²⁻²⁻⁵⁾.

$$I_p/I_u = e^{\beta L} \dots \dots \dots (2-2-7)$$

3. 제조 방법

가. 유리의 조성 선택

저손실 지르코늄 플루오라이드 화합물 유리를 제조하기 위한 유리 조성 선택은 다음의 몇가지 기준으로 하여야 한다. 광섬유 제조용 유리는 built-in-casting법으로 모재를 제조할 경우 clad casting과 core casting 그리고 광섬유 인출 등 지속적인 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.

단일모드 광섬유를 제조하기 위하여는 core와 clad의 굴절율 차(Δn)가 최소 0.005 이상이어야 한다. 보통 사용되는 굴절율 조절방법은 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 플루오라이드 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 플루오라이드 유리 단일모드 광섬유 제조에 사용되는 조성은 대개 표 2-2-1과 같으며²⁻²⁻⁶⁾ 본 연구에서 선택한 유리 조성은 $ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF$ 계이다. 표에서 보는 바와 같이 ZrF_4 가 Network former로써 작용하고 있으며 AlF_3 와 NaF 등이 modifier로 작용하고 있다.

사용된 원료는 미국 Anderson 회사제품인 순도 99.9%인 무수 플루오린 화합물이다. Anderson 회사의 시약은 독일의 알파제품과 일본의 히토류 금속제품과 비교하여 볼 때 순도가 정확하고 입도가 미세하고 균일하여 본 연구와 같이 여러가지 화합물을 혼합하여 새로운 화합물을 제조하는 경우에 적절하였다.

혼합된 원료를 백금 도가니 뚜껑을 덮어 수직로에 넣고 온도를 높인다. 수직로는 분위기 조절이 가능하며, 후드가 수직로의 위에 덮여 있어서 반응중 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 2~4lpm 이었고, 질소의 순도는 4N이다. 상온에서 약 400°C까지 시간당 300°C의 승온 속도로 가열하였으며, 400°C 약 1시간 유지시켰는데 이것은 원료중에 포함되어 있을 수 있는 산화물을 플루오린 화합물로 반응시키기

표 2-2-1. 광섬유 제조용 지르코늄 플루오라이드 화합물 유리의 조성, 굴절율, 열팽창 계수의 상관관계²⁻²⁻⁷⁾

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

	Zr	Ba	Na	La	Al	Ref. Index (n _d)	Act. 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)	Act. 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)	Act. 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)	Act. 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)	Act. 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	—

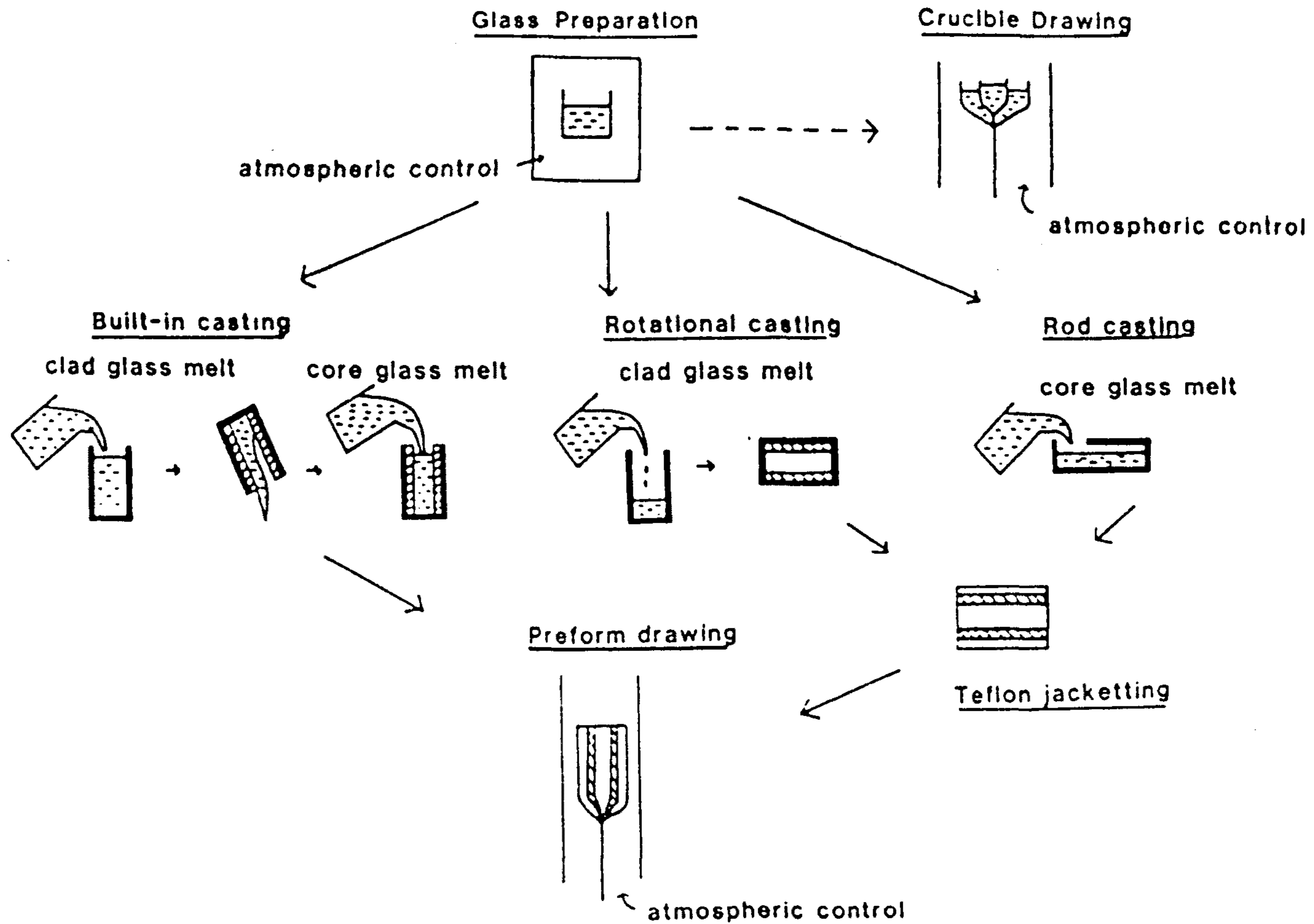


그림 2-2-4. 할라이드계 화합물 유리로 광섬유를 인출하는 방법²⁻²⁻¹⁾

위함이다. 원료중에 산화물이 남아있으면 유리화 과정에서 산화물이 결정핵으로 작용하여 유리가 전체적으로 결정화가 되어 우유 및 불투명 물질이 되거나, 작은 미세 결정들로 남아서 산란 center가 되어 유리의 광손실을 유발하는 큰 원인이 된다.

Fluorination이 끝난 후, 800°C~900°C로 질소 분위기에서 가열하여 약 3시간정도 용융시킨 유리 용융액을 700°C로 온도를 낮추어 약 15분간 2% CCl₄ 가스로 수직로의 분위기를 조절하여 유리에 녹아 있는 OH⁻기를 제거한다.

상기한 유리 제조 공정을 그림 2-2-5에 나타내었다.

나. 일반적인 광섬유 인출법

단일모드 광섬유를 제작하려면 코아의 지름이 작아야 되는데 광섬유의 외경을 자유로이 줄일 수 없으므로 모재 상태에서 클래드가 두꺼운 광섬유 모재를 제작할 수 있어야 한다. 그러나 기존의 플르오라이드 유리 광섬유 제조방법²⁻²⁻¹⁾ - Built-in casting, Rotational casting, Rod-in casting, multicrucible drawing 등 - 으로는 코아 지름과 클래드 두께를 자유로이 조절할 수 있다. Rotational casting법으로 제작할 경우 클래드 두께를 주형에 부어 넣는 용융 유리의 양에 따라 조절할 수 있으나 그 조절범위가 작아서 단일모드 광섬유 인출에는 부적절하다. 본 연구에서는 코아 지름과 클래드 두께 비율을 자유로이 조절할 수 있어서 플르오라이드 유리 단일모드 광섬유를 인출할 수 있는 fiber-in tube casting법을 개발하였다.

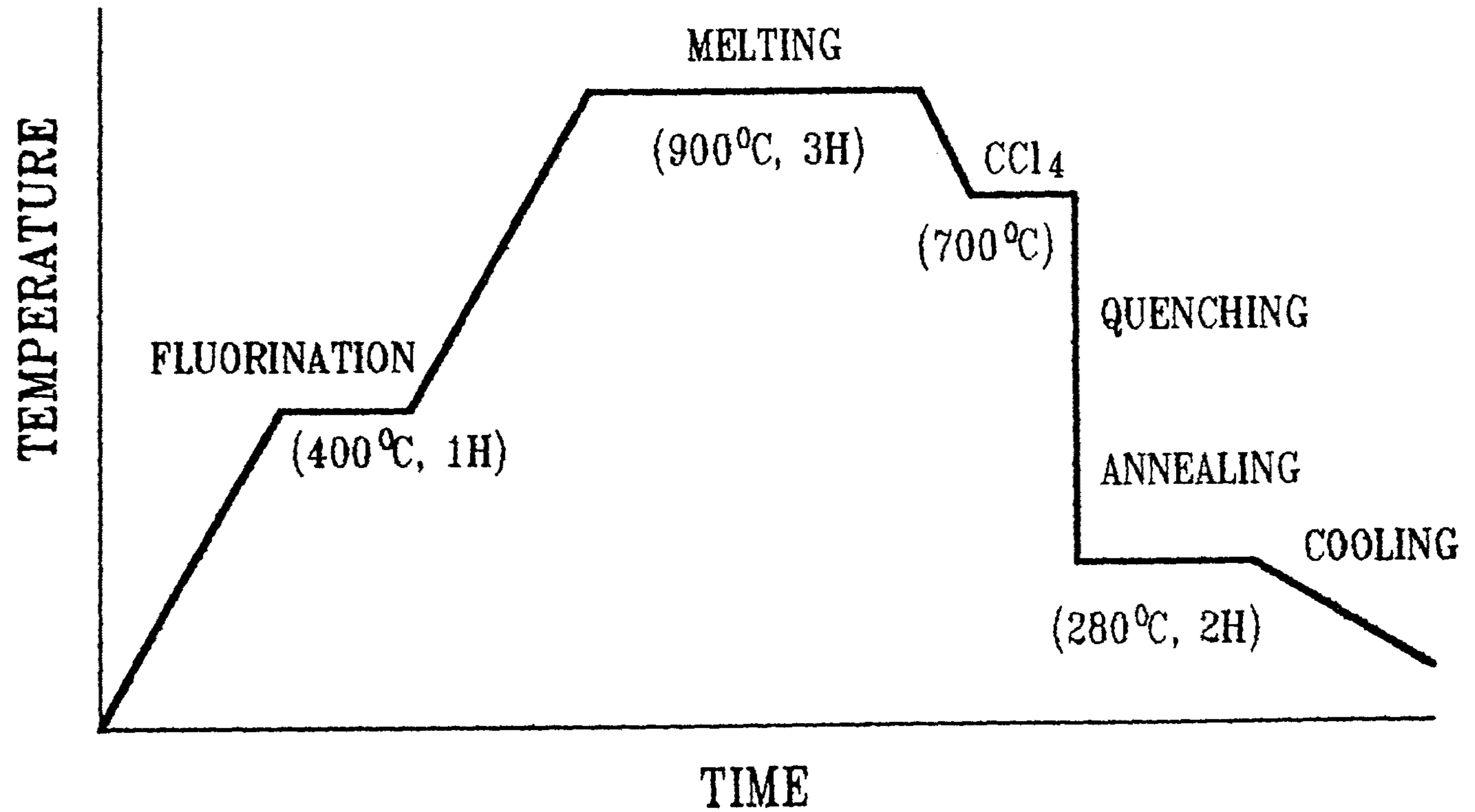


그림 2-2-5. ZBLAN 유리의 일반적인 제조 공정도

먼저 ZBLAN계 유리로 광섬유 모재를 제작하는 일반적인 방법을 설명하면 다음과 같다.

ZBLAN계 유리조성에 대한 각 성분 무게 백분율을 배치 무게 10g~40g으로 계산하여 각 원료 분말을 전기 balance로 측량하였다. 이때 배치무게의 결정은 제작하고자 하는 모재의 크기에 따라 결정이 되며 대략 10g의 배치로 지름 10mm, 길이 20mm 정도의 원주형 유리 모재를 만들 수 있다. 또한 클래드를 제작할 때에는 유리 모재의 끝부분을 잘라내야 하므로 예상하는 크기보다 더 크게 클래드를 만들어야 한다. 이때 사용되는 배치의 양은 40g정도이며 외경 10mm 길이 50mm 정도의 시험관 모양의 클래드를 만들 수 있다.

다. fiber-in tube casting

본 연구에서는 광섬유 광증폭기의 이득 효율을 높이기 위하여 단일모드 광섬유를 인출하였으며 사용된 fiber-in tube casting법을 상세히 설명하면 다음과 같다.

먼저 $53\text{ZrF}_4-20\text{BaF}_2-4\text{LaF}_3-3\text{AlF}_3-20\text{NaF}$ (mol %) $\text{NH}_4\text{F} \cdot \text{HF}$ 와 혼합하여 백금 도가니에 넣고 400°C 에서 1시간 플르오르화 반응시킨 후 $800^\circ\text{C} \sim 900^\circ\text{C}$ 에서 1시간~3시간 용융시켜 700°C 부근으로 냉각시킨다. 유리 전이 온도로 예열된 실린더 모양의 황동 주형에 클래드 유리를 부어 넣은 후 주형을 즉시 뒤집어 시험관 모양의 클래드관을 제작한다.

이때 용융 유리의 온도와 용융 유리는 주형에 붙는 속도,

주형의 각도, 주형의 예열온도, 주형 내벽의 표면상태 등에 따라 클래드의 상태가 달라진다. 용융 유리의 온도가 너무 높으면 유리를 주형에 부을 때 유리 내부에 기포가 생겨 유리질이 나빠진다. 또한 주형의 온도를 높이는 효과가 있어 유리가 유리의 결정화 온도보다 높아져 미세한 결정들이 생성되어 유리가 불투명하게 된다.

주형의 내벽이 거칠거나 산화되어 있으면 유리가 주형 내벽에 붙어 클래드가 떨어져 나오지 않게 되고 무리한 힘을 주면 클래드가 깨져 버린다. 이러한 유리의 용착을 방지하기 위하여 주형을 예열하기 전에 주형의 내벽을 미세한 알루미나 분말이나 사포로 산화막 등 이물질들을 깨끗하게 제거하여야 한다.

다음으로 $53\text{ZrF}_4-25\text{BaF}_2-4\text{LaF}_3-3\text{AlF}_3-15\text{NaF}$ (mol %)를 클래드 유리제조 방법과 동일하게 용융시켜 황동 주형과 함께 클래드 유리관을 유리 전이 온도 근처로 예열시켜 용융 코아 유리를 부어넣는다. 그리고 예열 전기로 안에서 천천히 상온까지 냉각시킨다. 코아 굴절율은 1.504이고 비굴절율차는 0.003이다²⁻²⁻⁷⁾. 이와 같이 1차적으로 Built-in casting법을 사용하는 이유는 코아와 클래드 계면이 다른 방법과는 달리 매끈하기 때문이다. 상온으로 냉각된 광섬유 모재를 통상의 방법으로 인출하면 다중모드 광섬유가 얻어지는데 본 연구에서는 바깥 지름 0.3mm로 인출하였다.

클래드 유리관을 예열하기 전에 클래드 유리관 입구를 잘라내어 입구가 커지게 하여 코아 유리가 쉽게 클래드 유리관에 흘러 들어가도록 주의해야 한다.

통상 유리 광섬유를 인출하기 위해서는 인출시의 유리 점도가 중요한데 유리의 점도가 $10^4 \sim 10^6$ 근처에서 인출한다. 그림 2-2-6은 ZBLAN 유리의 온도에 따른 점도 곡선이다. 그림에서 보는 바와 같이 ZBLAN계 유리는 온도에 따른 점도의 변화가 급격하여 광섬유 인출시에 전기로의 온도조절이 중요한 공정변수가 되고 있다. 또한 주변 대기의 공기흐름에 전기로의 온도가 쉽게 변하지 않아야 되며, 가열부위가 좁아야 유리가 결정화가 되지 않고, 양질의 광섬유를 인출할 수 있다.

두번째 단계로 주형의 중앙 부분에 실리카 유리막대(외경 0.4mm)를 세우고 주형에 클래드 용융 유리를 부어 넣는다. 이 두번째 단계가 fiber-in tube casting이다. 실리카 유리막대를 빼어내면 벽이 두꺼운 클래드관이 만들어진다. 첫번째 단계에서 제작한 다중모드 광섬유를 두꺼운 클래드관에 끼워 넣으면 fiber-in tube casting법의 모재가 얻어진다. 실리카 유리막대의 외경은 1차 인출한 다중모드 광섬유보다 약간 크면 되고 클래드관의 외경과 내경의 비율에 따라서 광섬유의 코어 지름과 외경 비율이 자유로이 조절된다.

두꺼운 클래드관을 제작하기 위하여 주형의 중앙부분에 세우는 막대는 여러가지 재질을 사용할 수 있다. 클래드 유리와 정착되지 않는 재질이고 클래드 유리를 냉각과정때 지지해 줄 수 있는 강도를 갖고 있으면 충분하다.

실리카 유리는 지르코늄 플르오라이드 유리보다 용융온도가 높고, 지르코늄 플르오라이드 용융 유리가 wetting되지 않으며, 열충격에 강해서 두꺼운 클래드관을 제조하기 위한 지지봉으로써

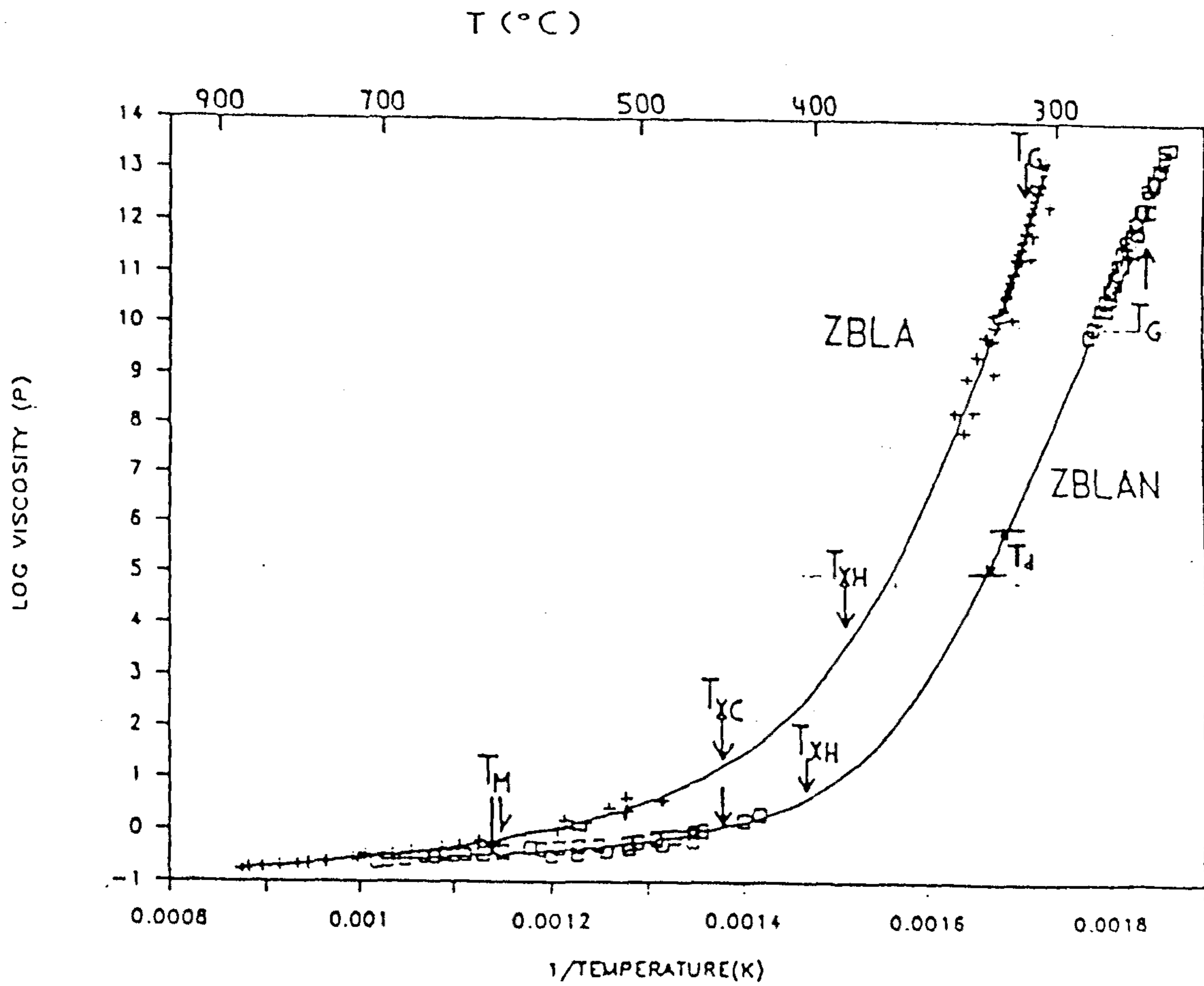


그림 2-2-6. ZBLAN계 유리의 온도에 따른 점도 곡선

적합한 재질이다.

테프론 막대도 지지봉으로 적당하나 굵기 조절이 용이하지 않고 원주형의 막대를 제작하기가 곤란하다. 또한 강도가 약해서 지르코늄 플루오라이드 용융 유리를 지지해주려면 지지봉의 지름이 굵어져야 하므로 가느다란 광섬유를 인출하는 목적에는 부적당하다.

길이 1.5cm, 바깥지름 1cm인 fiber-in tube casted 광섬유 모재로부터 지르코늄 플루오라이드 광섬유 7~8m를 인출하였다. 인출할 수 있는 광섬유의 길이는 광섬유의 굵기를 조절함으로써 변화가 가능하다. 광섬유 광증폭기 또는 광섬유 레이저용 광섬유의 길이가 보통 50cm정도이므로 7~8m 길이는 광증폭기 제조용으로 충분하다고 생각된다.

광섬유의 외경은 인출속도에 따라서 $200\mu\text{m}\sim 500\mu\text{m}$ 정도였다. 대개의 경우 지르코늄 플루오라이드 유리 광섬유의 바깥지름은 $150\mu\text{m}$ 정도까지 조절이 가능하며 바깥지름이 가늘면 유연성이 좋아져서 보관하기는 좋으나 다루기가 불편하다.

본 연구에서는 두꺼운 클래드관의 바깥지름과 코어 광섬유의 바깥지름의 비율이 30정도이므로 인출한 광섬유의 코어 지름은 $7\mu\text{m}\sim 17\mu\text{m}$ 범위이다.

optical waveguide에서 단일모드 빛이 전파되기 위한 조건은 다음이 브이 값(V value)로부터 예측할 수 있으며 브이 값이 2.405 이하여야 단일모드가 전파된다²⁻²⁻⁸).

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{2} \cdot n_{co} \sqrt{2\Delta} < 2.405 \dots\dots\dots(2-2-8)$$

상기 식 2-2-1에서 d는 코아 지름, n_{co} 는 코아의 굴절율, λ 는 빛의 파장, Δ 는 코아와 클래드의 굴절율차(relative index difference)이다.

$$\Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2 \simeq (n_{co} - n_{cl}) / n_{co} \dots\dots\dots(2-2-9)$$

코아 굴절율 1.5, 비굴절율차(Δ) 0.003인 유리로 1.54 μ m에서 단일모드 조건을 만족시키려면 코아 지름은 9.6 μ m 이하로 제작하여야 한다. 그림 2-2-4은 본 연구에서 사용한 ZrF₄를 기본 조성으로 한 유리의 제조 공정도이며 그림 2-2-7는 본 연구에서 개발한 fiber-in tube casting법을 개략적으로 나타낸 개략도이다.

단일모드 광섬유를 제작하기 위한 변수로는 식에서 보는 바와 같이 코아 유리의 굴절율, 코아 유리와 클래드 유리의 비굴절율차, 코아의 지름 등이나 코아 유리의 굴절율은 유리의 조성을 변화시키면 조절이 가능해지지만, 새로운 유리의 결정화 온도, 작업 온도 등이 바뀌므로 제조공정 변수가 복잡하게 된다. 따라서 단일모드 조건이 만족되는 파장 영역을 조절하기 위해서는 두꺼운 클래드판을 제작할 때, 지지봉의 외경을 조절하는 방법이 편리하다.

그림 2-2-8은 fiber-in tube casting법으로 인출한 플르오르 지르코네이트 유리 광섬유의 단면을 광학 현미경으로 촬영한 사진이다. 광섬유의 가운데에서 밝게 빛나는 점이 빛이 전파되어 나오는 코아의 이미지이다. 광섬유를 절단하였을 때 생긴 파단면을 연마하

Glass Preparation

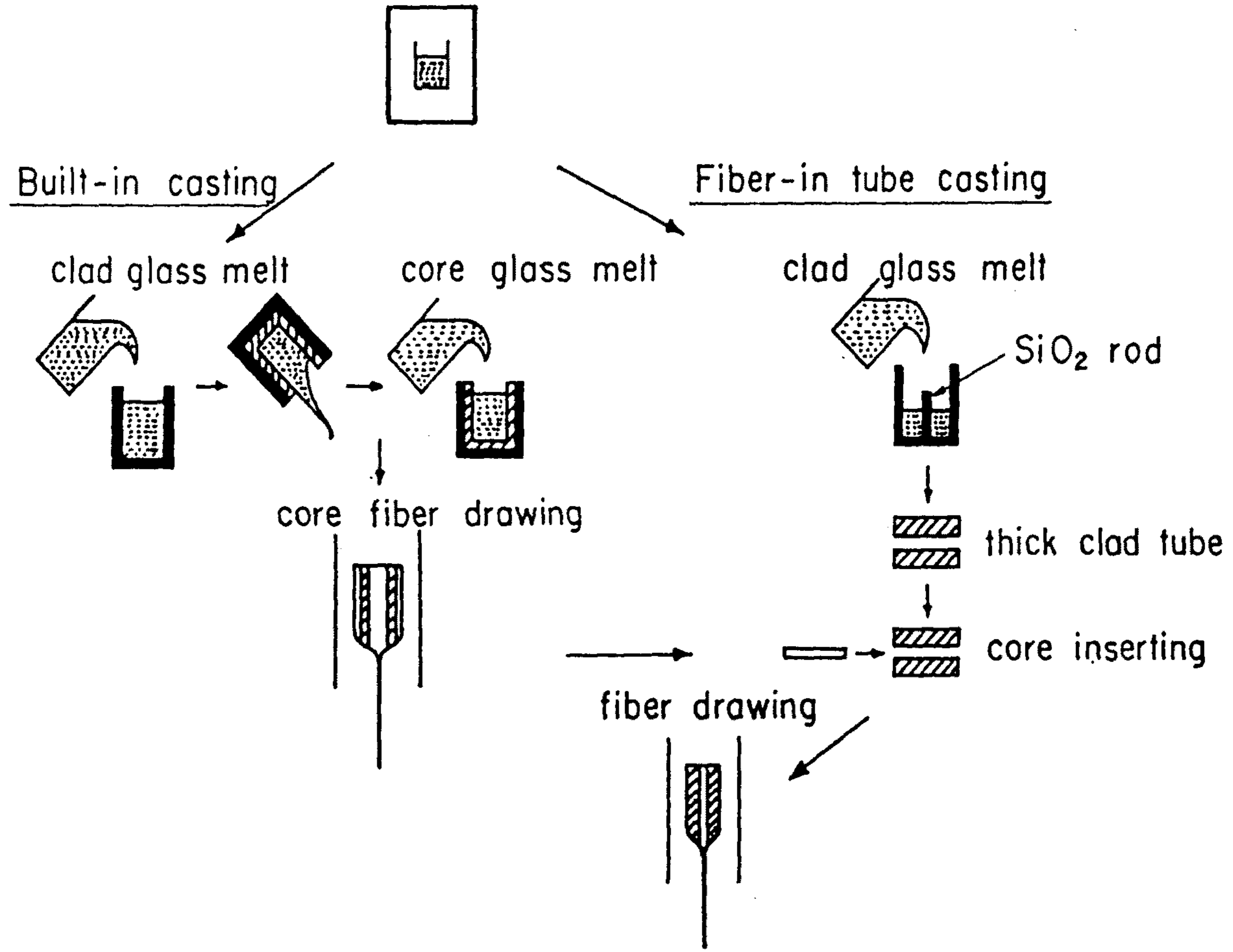


그림 2-2-7. fiber-in tube casting법에 의한 단일모드 광섬유 제조

지 않았기 때문에 클래드 부분이 얼룩덜룩하다. 광섬유의 단면이 완전한 원형이 아니고 조금 찌그러진 이유는 광섬유를 인출할 때 아직 충분히 굳어지지 못한 광섬유가 capstan 사이의 압력에 눌렸기 때문이다.

결론적으로 본 연구에서 개발한 fiber-in tube casting으로 코아와 클래드 지름 비율을 자유로이 변화시킬 수 있었으며 따라서 여러 파장에서 단일모드 조건을 만족시킬 수 있는 플르오르 지르코네이트 유리 광섬유를 쉽게 제작할 수 있었다.

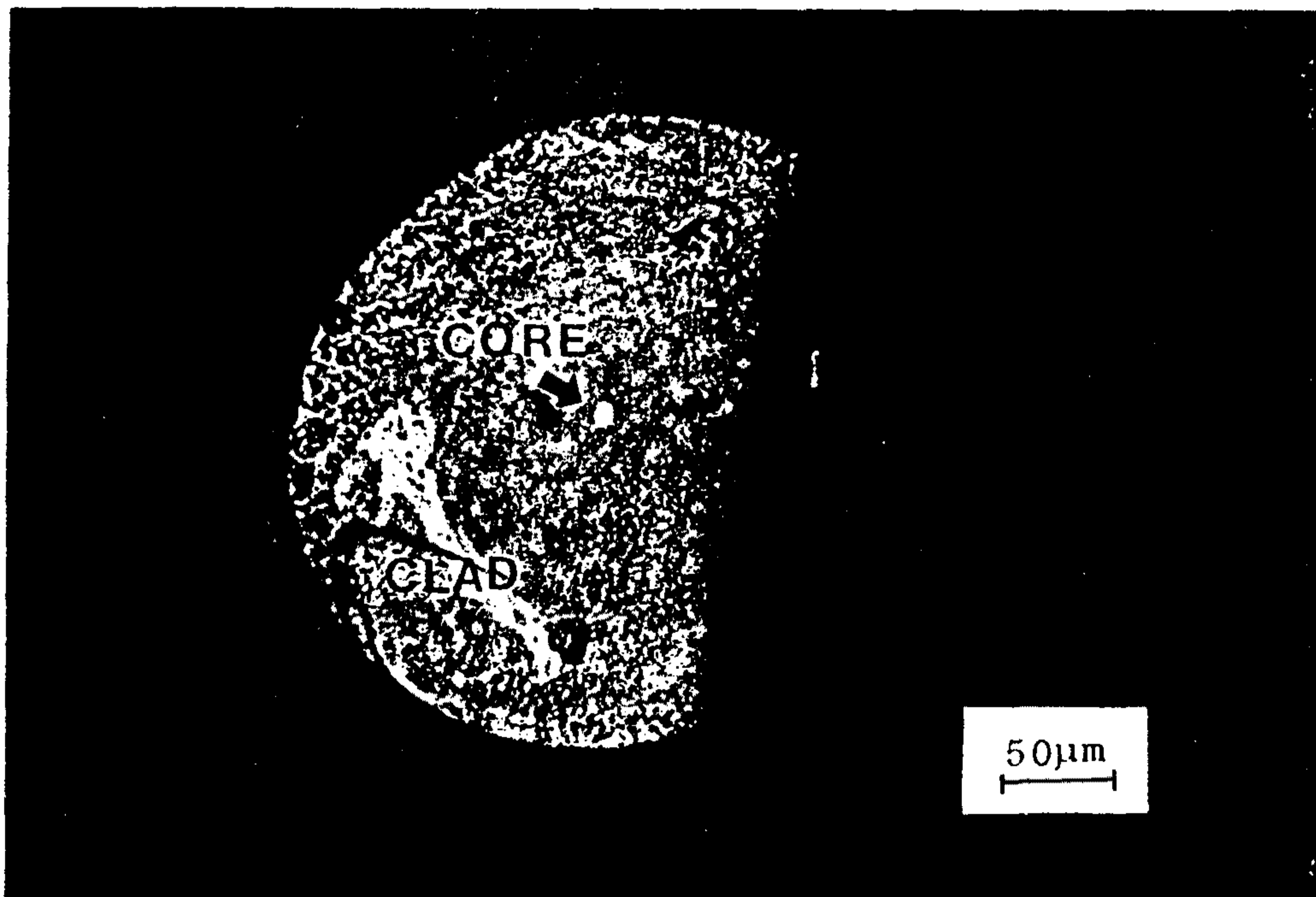


그림 2-2-8. fiber-in casting법으로 인출한 광섬유의 단면도

4. 광증폭 특성

1990년에 일본의 미야지마 등은 Erbium이 첨가된 지르코늄 플루오라이드 유리 광섬유의 1.55 μm 에서의 이득 측정을 연구 발표하였다²⁻²⁻⁹). 이들은 50cm 길이의 지르코늄 플루오라이드 유리 광섬유를 사용하여 20dB의 이득을 얻었으며 광섬유의 길이가 짧으면 여러가지 광소자로서 용이하게 사용될 수 있다고 제안하였다.

본 연구에서는 자체 개발한 fiber-in tube법으로 Erbium 이온이 0.2몰% 첨가된 단일모드 지르코늄 플루오라이드 광섬유를 인출하여 길이 3cm 정도의 비교적 짧은 광섬유로 1.5 μm 에서의 이득을 측정하였으며 그 실험방법은 다음과 같다.

클래드 유리와 코어 유리의 조성은 각각 $53\text{ZrF}_4-20\text{BaF}_2-4\text{LaF}_3-3\text{AlF}_3-20\text{NaF}$ (몰%)와 $53\text{ZrF}_3-25\text{BaF}_2-4\text{LaF}_3-3\text{AlF}_3-15\text{NaF}$ (몰%)를 사용하였다. 코어의 유리에는 0.2몰 %의 Er^{+3} 이온이 첨가되어 있다. 단일모드 광섬유 인출은 연구 개발한 fiber-in tube casting법을 사용하였다.

인출된 광섬유는 코어 지름 8.4 μm , 클래드 바깥지름 323 μm , cutoff 파장 1.27 μm 였다. 광섬유의 길이는 28mm이다.

그림 2-2-9는 광이득 측정을 위한 실험 장치도이다. 아르곤 레이저의 514.5 μm 를 펌핑 광원으로 사용하였다. 신호 광원으로는 120W 텅스텐-할로젠 램프를 사용하였다. 펌프광과 신호광을 혼합하기 위하여 단일모드 광섬유 coupler를 사용하였는데 이 coupler는 본 연구실에서 용융 인장법으로 제작한 것이며 손실이 1dB 이하이다. 결합 비율은 514.5 μm 에서 3:2이고 1.5 μm 에서 1000:1이다.

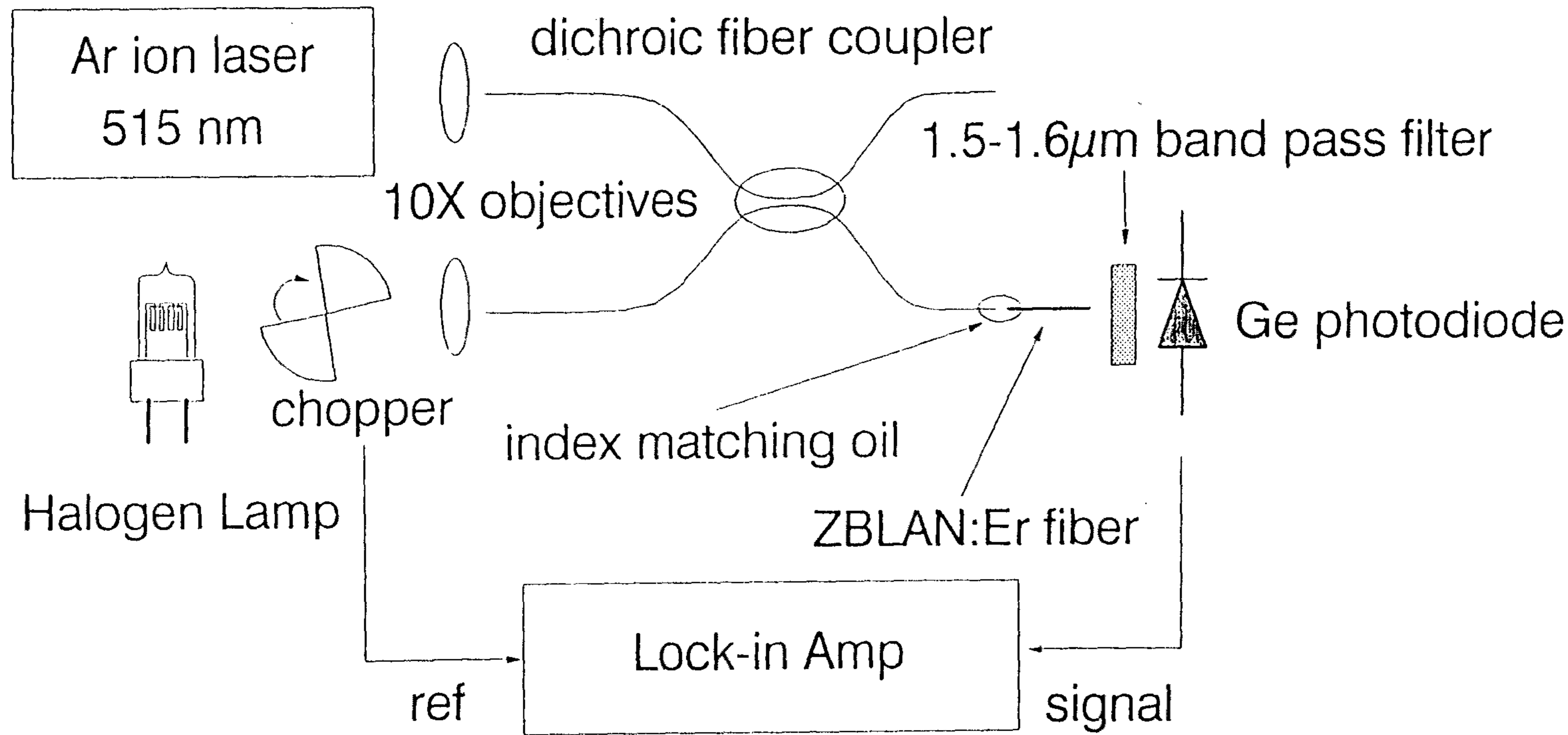


그림 2-2-9. ZBLAN:Er 광섬유의 gain 측정 장치도

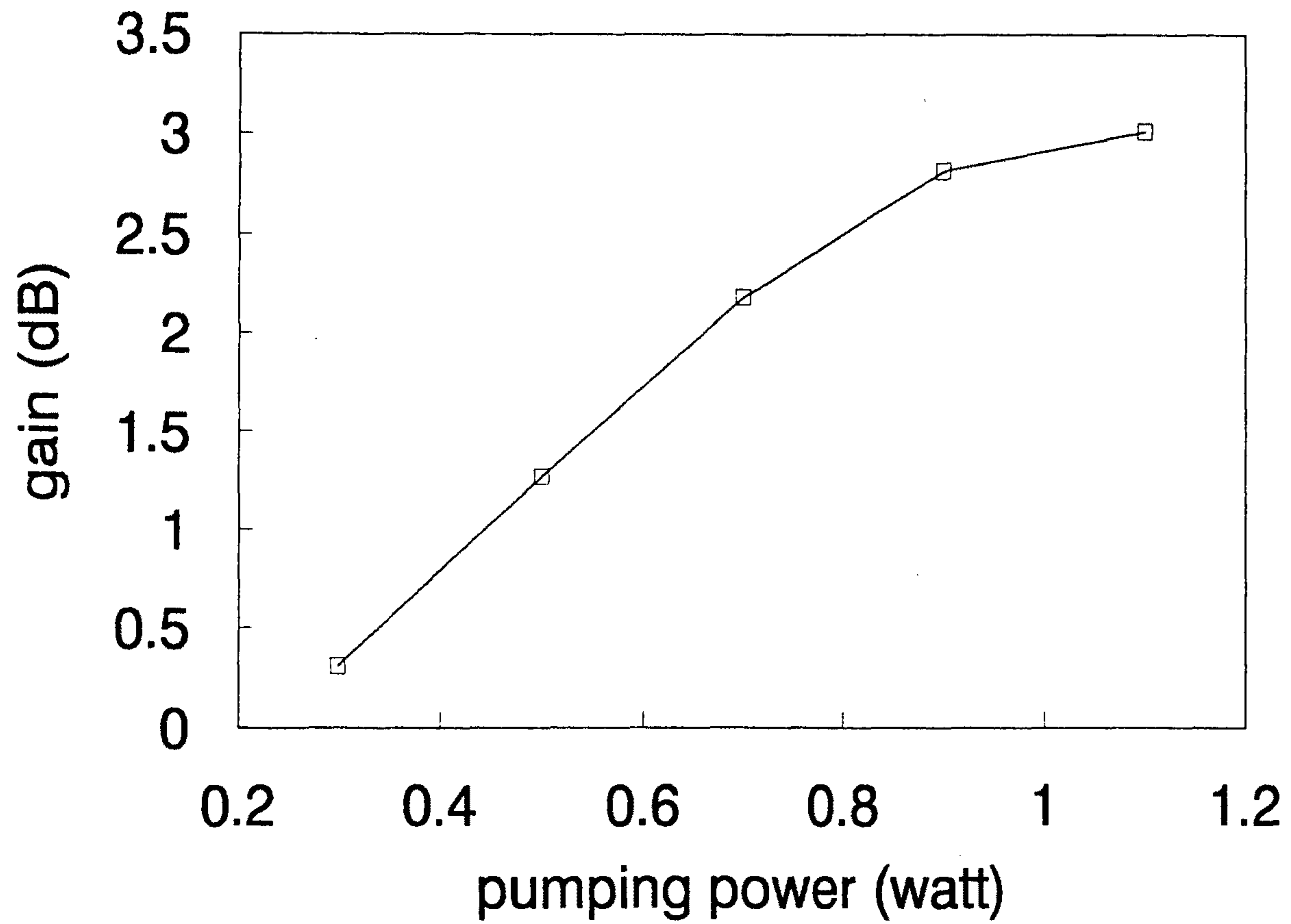


그림 2-2-10. ZBLAN:Er 광섬유의 1.5 μm 이득 곡선

band pass filter는 $1.5\mu\text{m}\sim 1.6\mu\text{m}$ 파장 영역을 투과시키며 펌프 광원을 차단시킨다. 펌프광과 신호광은 10배의 대물렌즈로 coupler에 집속하였으며, coupler의 한쪽 끝을 Er 이온이 첨가된 ZBLAN 광섬유에 붙여서 최대의 효율을 갖도록 위치를 맞추었다. index matching oil로 두 광섬유 끝단의 공간을 채웠다.

펌프광이 제작된 광증폭기에 집속되면 광증폭기는 녹색의 빛을 발하게 되는데 이것은 Er^{+3} 이온에서 $550\mu\text{m}$ 의 빛이 발광하기 때문이며 이 빛의 세기로도 펌프광의 집속 정도를 알 수 있다.

그림 2-2-10은 펌프광의 세기에 따른 이득을 나타낸 그림이다. 레이저 출력단에서의 펌프광의 세기는 1.1W 였으며 이때 이득은 3dB 이다. 신호광의 파장 분포가 넓기 때문에 짧은 파장 영역의 신호광이 펌핑에 기여할 수 있다. 그러나, 할로겐 램프의 전체 세기는 단일모드 광섬유내에서 수 마이크로와트 이하이다. 더구나 단일모드 광섬유 결합기는 짧은 파장의 빛이 긴 파장의 빛보다 결합 효율이 낮기 때문에 일종의 band pass filter로 작용한다. 펌핑 파워에 비교하여 신호광의 세기가 약하기 때문에 신호광에 의한 펌핑효과는 무시된다.

5. 결 론

$\text{ZrF}_4-\text{BaF}_2-\text{LaF}_3-\text{AlF}_3-\text{NaF}$ 계 지르코늄 플루오라이드 화합물계 유리를 제조하였다. 제조된 ZBLAN 유리의 유리화 온도는 546K , 결정화 온도는 685K 이며 작업온도 즉, T_x-T_g 는 140°C 였다. ZBLAN계 유리는 ZBLA 유리보다 결정화되려는 경향이 적기 때문

에 본 연구에서 채택하였으며, ZBLAN 유리의 LaF_3 를 ErF_3 로 치환한 ZBLEAN계 유리를 제조하였다.

단일모드 지르코늄 플루오라이드 유리 광섬유를 용이하게 제작할 수 있는 fiber-in tube casting법을 개발하였다. ZBLAN계 유리로 클래드와 코어를 제작하여 클래드와 코어의 지름 비율을 30으로 하여 코어 지름 $7\mu\text{m}\sim 17\mu\text{m}$ 인 광섬유를 인출하였다. 이 광섬유는 비굴절율차 0.005일때 $1.4\mu\text{m}\sim 3.3\mu\text{m}$ 파장의 빛에 대해서 단일모드 조건을 만족시킨다.

코어 지름 $8.4\mu\text{m}$, 클래드 지름 $323\mu\text{m}$, cutoff 파장 $8.4\mu\text{m}$, 길이 $28\mu\text{m}$ 인 Er 이온이 첨가된 ZBLAN 단일모드 광섬유 광증폭기를 제작하였다. 아르곤 레이저 $514.5\mu\text{m}$, 1.1W로 펌핑했을 때 $1.5\mu\text{m}$ 광신호에 대하여 3dB의 이득을 얻었다.

본 연구에서 개발한 fiber-in tube casting법으로 제조된 ZBLAN 단일모드 광섬유 광증폭기는 $800\mu\text{m}$, $980\mu\text{m}$, $1.48\mu\text{m}$ 등의 빛으로 펌핑하여 더 좋은 이득을 얻을 수 있다고 생각되며, 크기가 작기 때문에 여러가지 광소자에 응용될 수 있다²⁻²⁻¹⁹).

제 3 장 광섬유 센서용 광원 : fiber laser 제작

제 1 절 서 론

최근에 희토류 금속을 첨가한 광섬유 레이저에 관한 연구가 활발하게 진행되고 있다^{3-1-1) 3-1-2)}. 새로운 형태의 광섬유 레이저는 광섬유 코아에 첨가되는 물질에 따라 쉽게 새로운 파장의 광원을 얻을 수 있으며 특히 Nd^{+3} 과 Er^{+3} 을 첨가한 광섬유는 광통신의 제 2, 제 3의 저손실 영역인 $1.3\mu m$ 와 $1.5\mu m$ 파장에서 직접적인 광증폭기 혹은 광통신용 광원으로 사용 가능하므로 특히 많은 연구가 이루어지고 있다³⁻¹⁻³⁾.

이러한 광섬유 레이저는 일반 glass 레이저와는 달리 특별한 기하학적인 구조를 가짐으로써 몇가지 독특한 특성을 나타내고 있다. 첫째 광섬유 코아에 강한 레이저 광을 집속시켜 보내므로 낮은 문턱에너지에서 쉽게 레이저 발진이 가능하며, 둘째 광섬유 코아체적에 비해 클래딩 영역의 체적이 수백배 이상이며, 코아의 표면적이 넓어 냉각이 잘 되므로 연속 발진이 쉽게 일어난다. 셋째, 광섬유 레이저의 공진기는 유연성이 있어서 마음대로 휘거나 구부릴 수 있으므로 특수한 응용영역 즉 센서나 의료용 레이저로 사용이 기대된다.

이와 같은 광섬유 레이저는 low power decive뿐만 아니라 제법 큰 power level로 동작될 수 있는데 현재까지 보고된 바에 의

하면 Nd 첨가 광섬유 레이저를 LD로 여기했을 때 $1.0\mu\text{m}$ 영역에서 120mW의 출력을 얻었으며, Er 첨가 광섬유 레이저를 Ar 레이저로 여기했을 때 $1.55\mu\text{m}$ 에서 99mW의 출력 그리고 CW Nd-YAG로 여기한 Tm 첨가 광섬유 레이저는 $2.0\mu\text{m}$ 영역에서 50mW의 출력이 보고된 바 있다³⁻¹⁻⁴⁾.

또한 광섬유 레이저는 다양한 발진 파장 선택성과 diode 레이저로 여기 가능성 그리고 수십 nm에서부터 100nm까지의 파장 가변성 등의 장점으로 인해 spectroscopic source나 lidar 응용 등의 새로운 용도를 찾을 수 있으며 distributed sensor나 superfluorescence source로도 사용될 전망이다.

Rare earth 물질이 silica가 아닌 다른 glass host에 들어가면 transition의 위치, 선폭, strength와 lifetime에 중요한 영향을 미치는데 flurozirconate 유리의 경우 silica보다 적은 phonon energy를 가지므로 $2\mu\text{m}$ 가 넘는 영역에서도 낮은 비방사 감쇠비를 가지므로 transparent하다. 그러므로 Er 첨가시 $2.7\mu\text{m}$ 영역, Tm 첨가시 $2.3\mu\text{m}$ 의 그리고 Ho 첨가시 $2.1\mu\text{m}$ 에서 레이저 발진이 가능하다.

본 연구에서는 Nd가 첨가된 광섬유 레이저를 구성하고 Ar 레이저로 여기하여 $1.09\mu\text{m}$ 근방의 파장에서 레이징 특성을 조사하였으며, Er이 첨가된 광섬유를 Ar 레이저로 여기시켜 반사경이 없이 발진되는 $1.53\mu\text{m}$ 레이저의 동작 특성을 조사하여 보았다.

제 2 절 광섬유 레이저 이론³⁻²⁻¹⁾

1. 기본 가정 및 일반형식

파장 λ_p 의 여기 빛살에 의해 end pump되고, 광증폭기 혹은 공진기로써 사용되는 길이 l 의 4준위 레이저 매질에 대해 생각해 보자. 이 매질은 여기광과 같이 진행되는 파장 λ_s 인 소신호에 의해 조사된다고 가정하며 레이저 매질은 외부 공진기 사이에 위치해 있다고 가정하자.

여기광원에 의해 여기된 레이저 시스템에서 excitation은 자연 방사와 유도방사로 대변되는 광자 밀도와 상호작용을 하는 밀도 반전을 일으킨다. 단위체적 $r(x, y, z)$ 당 여기 비율 즉 밀도 반전 density $n(x, y, z)$ 와 i 번째 모드의 신호광 density $S_i(x, y, z)$ 사이의 상호작용은 레이저 율 방정식으로 표현되는데 참고문헌³⁻²⁻²에 도입된 표현을 따르면 정상상태에서 아래와 같이 표현할 수가 있다.

$$\frac{dn(x, y, z)}{dt} = r(x, y, z) - \frac{n(x, y, z)}{\tau_i} - \frac{c\sigma n(x, y, z)}{n_1} \sum_{j=1}^N S_j(x, y, z) = 0$$

..... (3-2-1)

$$\frac{dS_i}{dt} = \frac{c\sigma}{n_1} \int_{\text{cavity}} n(x, y, z) S_i(x, y, z) dv - \frac{c\delta_i}{2ln_1} S_i = 0 \text{(3-2-2)}$$

여기서 c 는 빛의 속도, n_1 은 레이저 매질의 굴절율 그리고 δ_i 는 i 번째 모드에 대한 round trip loss이다. 식(3-2-1)의 Σ 는 공

진기 내에 존재하는 N개의 횡모드에 대한 합을 나타낸 것이다.

뒤에 유도된 single pass gain 표현은 Traveling wave amplifier 일때 적용되는 것이며 이점은 TW amplifier에 대해 만족되는 $\partial S_i / \partial z$ 를 식 3-2-2에 도입함으로써 수학적으로 보여질 수 있다. 그리고 threshold 이상에서 device output에 자연 방사가 미치는 영향은 미미하므로 식 3-2-2에서는 무시한다. 분산함수 $r_o(x, y, z)$ 와 $S_{o,i}(x, y, z)$ 를 전 공간에 대해 규격화하면

$$r(x, y, z) = R r_o(x, y, z) \dots\dots\dots(3-2-3)$$

$$s_i(x, y, z) = S_{i s_{o,i}}(x, y, z) \dots\dots\dots(3-2-4)$$

여기서 R은 pumping rate이고 S_i 는 i번째 모드에서 signal photon의 총수이다. $n(x, y, z)$ 에 대해 식(3-2-1)을 풀고 식(3-2-2)의 결과를 넣으면 signal photon S_i 의 정상상태 수를 기술하는 방정식이 나온다.

$$J_i(S_1, S_2, \dots\dots S_N) = \frac{\delta_i}{2\ell\sigma\tau_f R} \dots\dots\dots(3-2-5)$$

여기서

$$J_i(S_1, S_2, \dots\dots S_N) = \int_{\text{cavity}} \frac{s_{o,i}(x, y, z) r_o(x, y, z)}{1 + \frac{c\sigma\tau_f}{n_1} + \sum_{j=1}^N S_{j s_{o,j}}(x, y, z)} d\nu \dots\dots\dots(3-2-6)$$

식 3-2-5는 다른 신호 mode들이 존재하는 곳에서 i번째 모드에 있는 신호광자의 총수에 대한 기본적인 표현이다. 기대하는 대로

이 식은 여기광과 신호광 분포사이의 공간적 overlap의 정도와 threshold 위의($S_j \neq 0$) signal 모드들로부터 기인되는 gain saturation 등을 포함한 표현이다.

N개의 모드가 발진할때는 N개의 그러한 방정식이 있으며 그것들의 해는 pumping rate에 대한 그들의 dependence와 마찬가지로 주어진 pumping rate에서 각 모드들의 photon의 수로 기술된다. 비록 매우 multimode가 된 laser device에 대한 식(3-2-6)의 일반 해는 단순한 형태로 표현하기에는 어렵다. 그러나 단일 발진 모드 S_1 의 경우에는 쉽게 표현이 된다.

사실상 이것은 mode loss와 gain competition이 항상 oscillating mode들의 수에 dramatically 한정되어 있는 실제 device들을 공통적으로 고려한 단순하고도 가장 중요한 상황이다.

단일모드 동작은 대부분 amplifier에서 매우 바람직하므로 식 3-2-5와 식 3-2-6에 $S_2=S_3=S_4 \dots S_N=0$ 으로 두면

$$J_1(S_1) = \frac{\delta_1}{2l\sigma\tau_f R} \dots\dots\dots(3-2-7)$$

여기서

$$\begin{aligned} J_1(S_1) &= J_1(S_1, 0, 0, 0 \dots\dots 0) \\ &= \int_{\text{cavity}} \frac{r_o(x, y, z)S_{0,1}(x, y, z)}{1 + \frac{c\sigma\tau_f}{n_1}S_{is0,1}(x, y, z)} dV \dots\dots\dots(3-2-7) \end{aligned}$$

공진기의 경우 문턱에너지에 도달하기 위한 여기비는 식(3-2-7)과

식(3-2-8)에서 $S_1=0$ 으로 놓음으로써 얻어진다.

active material에 의해 흡수되는 총 여기 power 항에서 문턱 에너지를 표현하는 것이 유용하다. end pumped device에서 입력 여기 power P_p 가 관계되는 것은

$$P_{abs} = P_p [1 - \exp(-\alpha'_a l)] \dots\dots\dots(3-2-9)$$

여기서 평면파 흡수계수 α_a 는 유효 흡수 계수 $\alpha'_a = \alpha_a \eta_p$ 에 의해 대체되었는데, η_p 는 광섬유 코아에 함유된 fractional 여기 에너지이다. 여기비의 정의에 의해 $R = P_{abs}/h\nu_p$ 여기서 $h\nu_p$ 는 여기광과 에너지이다. 공진 문턱에너지에 도달하기 위한 흡수 여기 power는

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma\tau_f} \frac{\delta_l}{2l} \frac{1}{J_1(0)} \dots\dots\dots(3-2-10)$$

여기서

$$J_1(0) = J(0, 0, 0, \dots, 0) = \int_{cavity} r_0(x, y, z) s_{0,1}(x, y, z) d\nu \dots(3-2-11)$$

문턱에서 signal pass loss $\delta_l/2$ 과 gain은 같고 공진기로서 active medium의 비포화 signal pass gain factor 혹은 진행파 증폭기는

$$r = \frac{\sigma\tau_f}{h\nu_p} \frac{P_{abs}}{A_p^*} \dots\dots\dots(3-2-12)$$

와 같다.

유효 여기 단면적 A_p^* 는

$$A_p^* = \frac{1}{\ell J_1(0)} \dots \dots \dots (3-2-13)$$

P_{abs}/A_p^* 는 active medium에 존재하는 유효 여기 intensity를 말하며 이 양은 단순 overlap integral $J_1(0)$ 를 통해 여기와 신호 모우드들의 함수이다. filling factor $F_{\mu\nu nm}$ 의 개념을 정의에 의해 도입하는데

$$A_p^* = \frac{A_f}{F_{\mu\nu nm}} \text{ (fiber 경우)} \dots \dots \dots (3-2-14)$$

$$A_p^* = \frac{A_p}{F_{\mu\nu nm}} \text{ (unguided 경우)} \dots \dots \dots (3-2-15)$$

index 쌍 $(\nu, \mu)(n, m)$ 은 신호와 여기광의 모우드들을 나타낸다. 식 3-2-12의 증폭기 이득 factor를 이 표현에 의해 쓰면

$$r = r_0 F_{\mu\nu nm} \dots \dots \dots (3-2-16)$$

r_0 은 신호와 여기광의 모우드 구조를 무시할 때 기대되는 이득이다. 광섬유의 경우

$$r_0 = \frac{\sigma \tau_f}{h\nu_p} \frac{P_{abs}}{A_f} \dots \dots \dots (3-2-17)$$

이다.

실제 상황에서 F계수는 정확하게 계산될 수 있으며 다중모드 여기광에 의해 광학적으로 여기되는 레이저의 경우에도 쉽게 확장될 수 있다. 식 3-2-16의 gain 표현에 들어가는 filling factor는 weighted factor에 의해 대치되는데

$$\langle F \rangle = \sum_{n, m} \rho_{nm} F_{\mu\nu nm} \dots\dots\dots(3-2-18)$$

여기서 ρ_{nm} 은 여기광 모드(n, m)에 의해 운반되는 여기광 에너지의 부분이다. 그러므로 광학적으로 여기된 단일모우드 레이저와 증폭기에서 이득의 해석을 단순화하는데 이 수식은 크게 도움이 된다.

여기 비 R에서 레이저 출력은

$$P_{out} = T_1 \frac{h\nu_s}{2\ell n_1} c S_1 \dots\dots\dots(3-2-19)$$

T_1 은 출력 거울 투과율이며 다른 거울은 전반사경이므로 $T_2=0$ 이다. 식 3-2-19는 S_1 만한 광자의 수를 포함하고 있다. 레이저 공진기 내 문턱에너지 위에서 동작하는 광학에너지 밀도는 매우 크다. 포화 intensity와 비교하여 식 3-2-6에서 포화항은 발진이 일어난 후 매우 커진다. 그리고 overlap integral $J_1(S_1)$ 은 S_1 에 대해 1차로 확장할 수 있는데

$$\frac{1}{J_1(S_1)} = \frac{1}{J_1(0)} + \frac{c\sigma\tau_f}{n_1} \frac{S_1}{\eta_p} \dots\dots\dots(3-2-20)$$

여기서 η_p 는 active 영역에 의해 도출된 여기 광원 fraction이다.

$$\eta_p = \int_{\text{active region}} r_o(x, y, z) d\nu \dots\dots\dots(3-2-21)$$

식(3-2-19)와 (3-2-20) 사이에 S_1 을 제거하고 흡수된 여기 광원의 함수로써 $J_1(S_1)$ 와 $J_1(0)$ 를 대치하면, 레이저 slope 효율은

active material에 의해 흡수된 여기 광원으로 표현되는데

$$S = \frac{P_{out}}{P_{abs} - P_{th}} = \eta_p \frac{T_1}{\delta_l} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} \dots\dots\dots(3-2-22)$$

이 결과는 레이저가 문턱에너지보다 높은 곳에서 동작한다는 가정 아래 유도된 것이지만 근사해와 정확한 해를 비교해보면 문턱 근방에서도 유용함을 알 수 있다.

2. 광섬유 레이저

가. $F_{\mu\nu nm}$ 계수

NdiYAG fiber laser에서 몇개의 저 차수 여기광과 신호광 모드에 대한 광섬유 V 계수의 $F_{\mu\nu nm}$ 의 종속성을 그림 3-2-1에 보여준다.

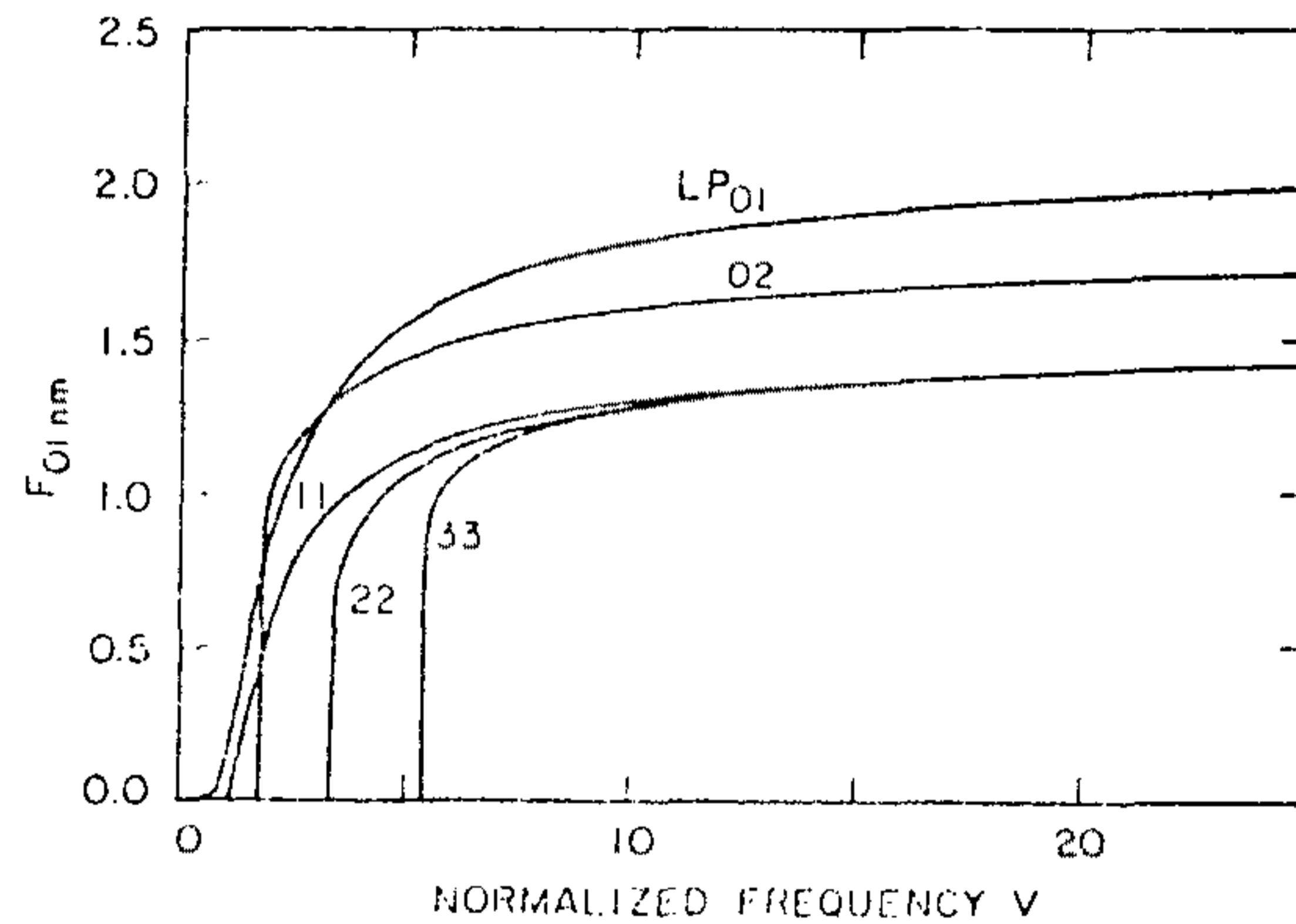


그림 3-2-1. 광섬유 V계수에 따른 $F_{0l nm}$ 계수의 변화
 $\lambda_s = 1.064\mu m$, $\lambda_p = 0.5145\mu m$, $n_1 = 1.820$, $n_2 = 1.815$

그리고 수 모드 여기 광원에 대해 계산된 큰 V계수에서 filling factor의 값을 모은 것이 표 3-2-1이다. 여기서 cut off와 동떨어진 영역에서 도파 모우드는 파장에 무관하며 이 모우드들 사이의 overlap은 모우드들의 교환에도 불변이다. 즉

$$F_{\mu\nu nm} = F_{nm\nu\mu} (V \gg V_c) \dots\dots\dots(3-2-23)$$

표 3-2-1. 수 모드 신호와 여기 모우드에 대한 Modal overlap $F_{\mu\nu nm}$ 의 점근값($V \rightarrow \infty$)

Signal→ pump	01	02	11	12
01	2.098	1.800	1.435	1.677
02	1.800	2.743	0.9422	1.576
11	1.435	0.9422	2.327	1.681
12	1.677	1.576	1.681	2.943

그리고 신호광이 LP_{01} 일때 여기 광원의 모우드가 변화할 때 $F_{\nu\mu nm}$ 의 변화는 그림 3-2-2와 같다.

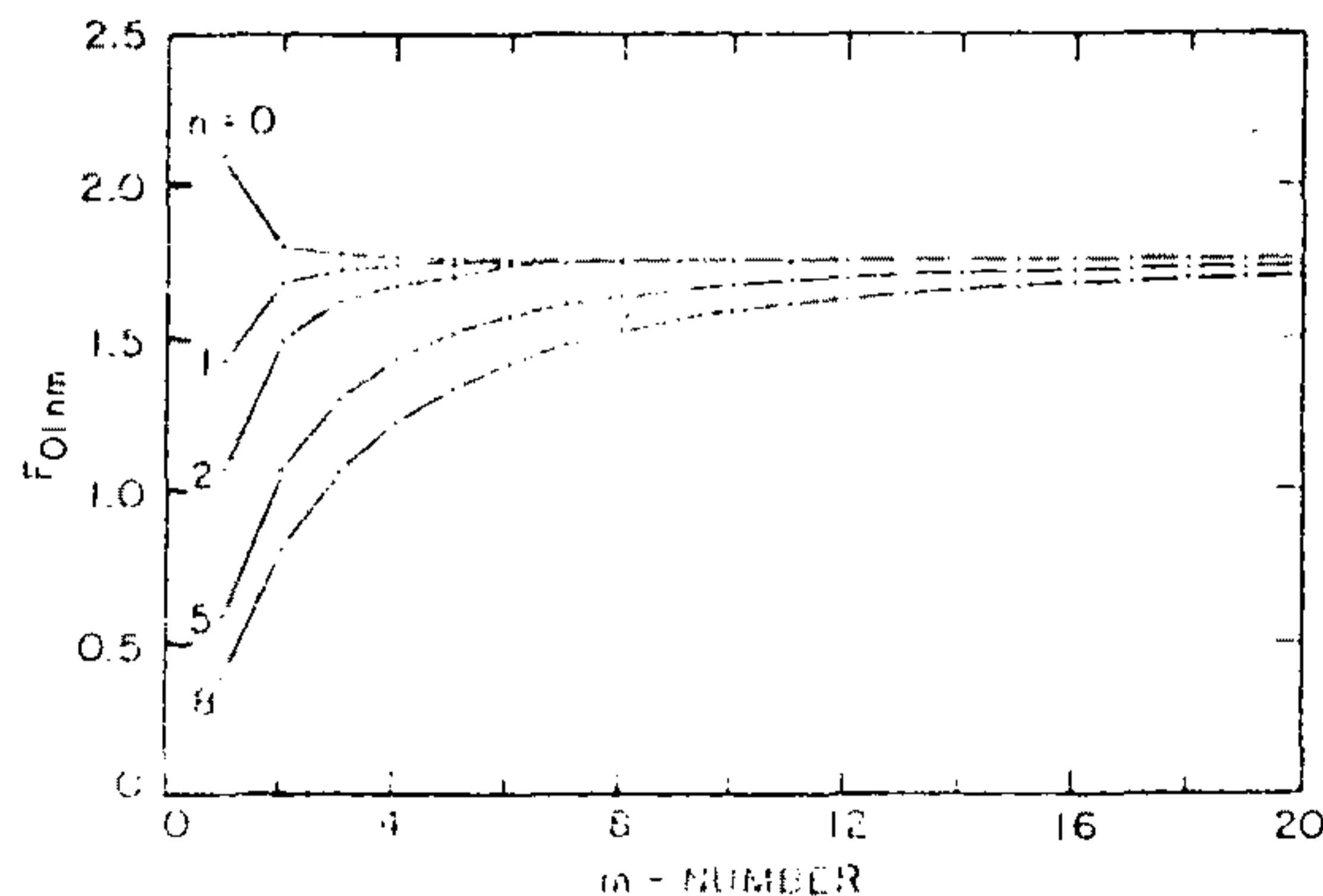


그림 3-2-2. 모우드수 m이 증가함에 따라 overlap 계수 F_{01nm} 의 전개

나. 문턱에너지

식(3-2-14)의 A_p^* 의 정의로부터 광섬유 레이저 문턱에너지는

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma\tau_f} \frac{\delta\nu\mu}{2} \frac{A_f}{F_{\nu\mu nm}} \dots\dots\dots(3-2-24)$$

문턱 근방에서 $z=0$ 에서 광섬유로 입사되는 여기광은 식(3-2-24)와 같이 표현되는데 그것은

$$P_{th, inc} = \frac{h\nu_p}{\sigma\tau_f} \frac{\delta\nu\mu}{2} \frac{A_f}{F_{\nu\mu nm}} \frac{1}{[1 - \exp(-\alpha'_a \ell)]} \dots\dots\dots(3-2-25)$$

과 같다.

다. Slope 효율

광섬유 V계수에 따른 광섬유 레이저의 slope 효율의 변화는 식 3-2-22에서와 같이 그림 3-2-3에 나와있다. 이 그림은 기본 신호광 모우드에 대해 다른 여기광 모우드일때 slope 효율의 변화가 표현되어 있다.

Slope 효율은 $V \sim V_c$ 에서 0으로부터 급격하게 증가하며 $V \gg V_c$ 일때 접근값을 갖는다. Slope 효율의 접근값은 식 3-2-22식에 의해 주어진다.

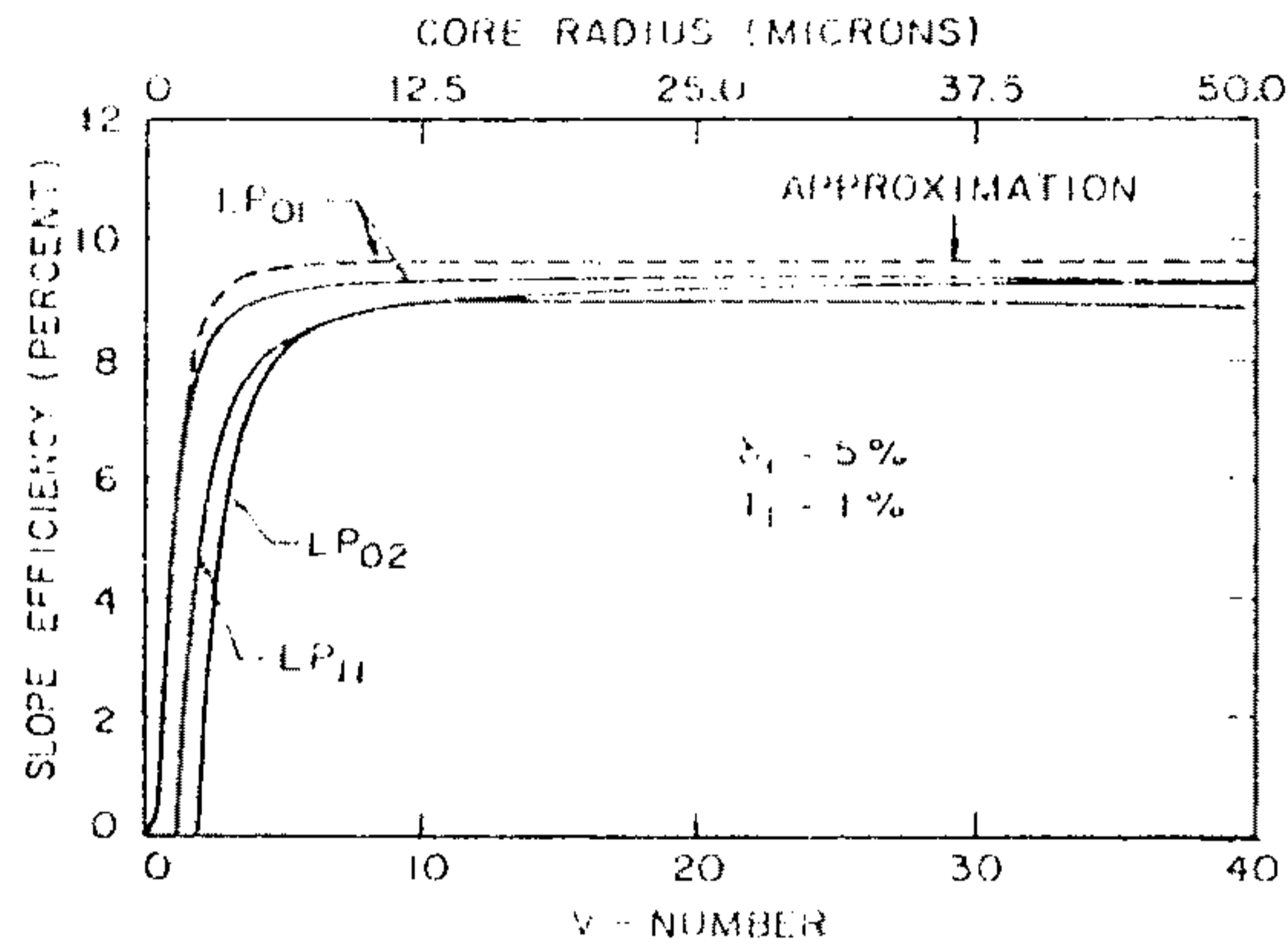


그림 3-2-3. LP₀₁ 신호광 모드와 여러가지 여기광 모드에 대해 광섬유 V계수에 따른 slope 효율의 의존성

제 3 절 Nd첨가 광섬유 레이저 제작³⁻³⁻¹⁾

1. Nd첨가 광섬유 레이저 제작

Nd가 첨가된 광섬유로 Fabry-Perot 공진기 형태의 레이저를 구성할 때 일반 Nd-YAG 레이저나 Nd-Glass 레이저와는 다소 상이하게 제작한다. 첫째, 여기광원을 수 μ m 크기의 광섬유 코아에 효율적으로 입사시키기 위해 현미경 대물렌즈(배율 $\times 10$ 혹은 $\times 20$)를 사용하는데, 이 렌즈들은 초점거리가 짧고 beam spot이 작으므로 가능한한 얇은 레이저 거울을 사용하는 것이 좋다. 둘째, 여기광에 의해 광섬유 코아내에서 발생한 발광이 코아와 클래딩의 경계면에서 계속 반사되며 진행하므로 빛이 퍼지지 않고 광섬유 내에서 코아 크기로 유지되므로 레이저 거울은 광섬유 끝단에 직접 부착하여 레이저를 구성한다. 셋째, 레이저 거울은 여기광을 잘 투과시

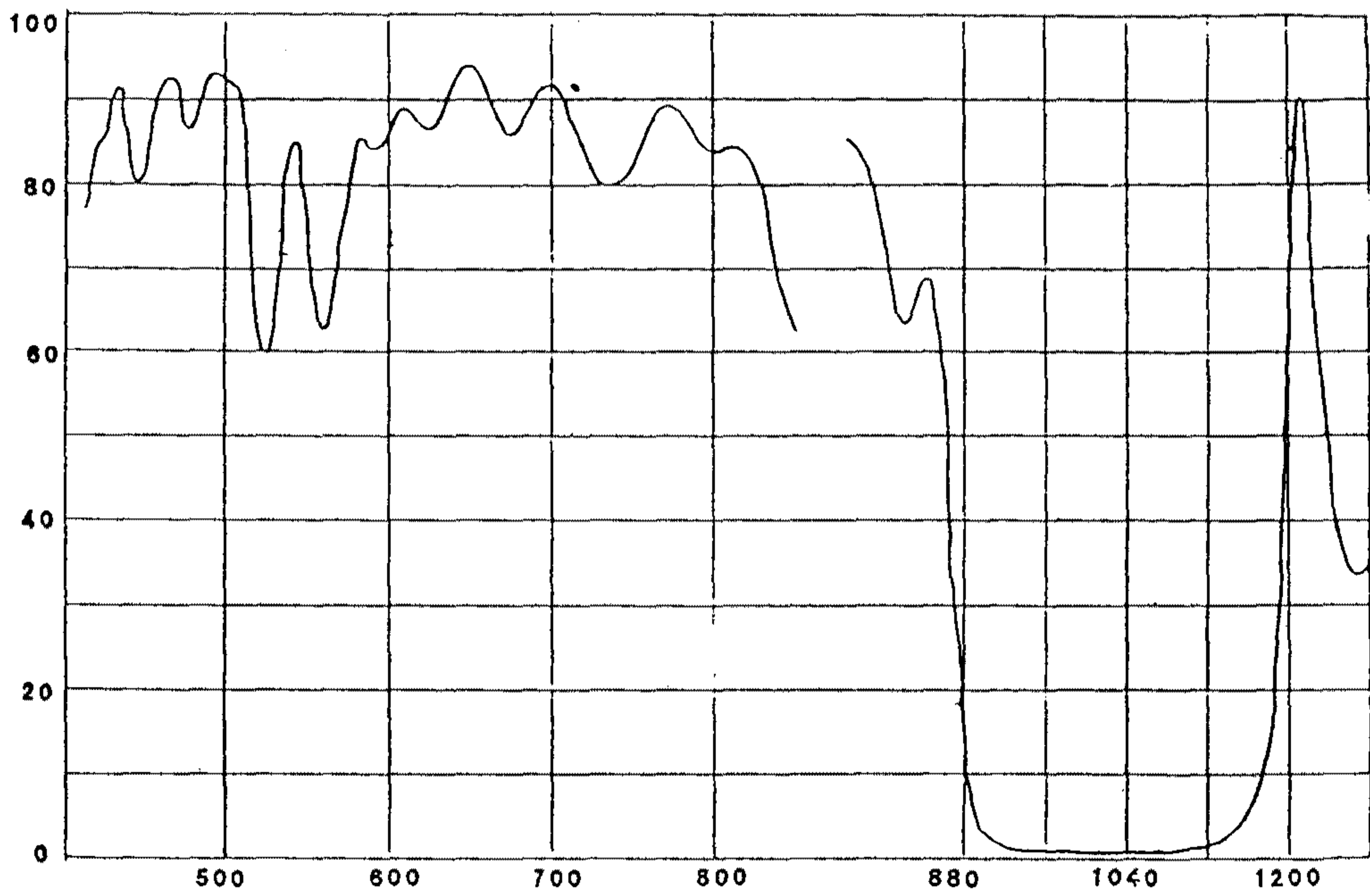


그림 3-3-1. dichroic 레이저 거울의 광투과 특성

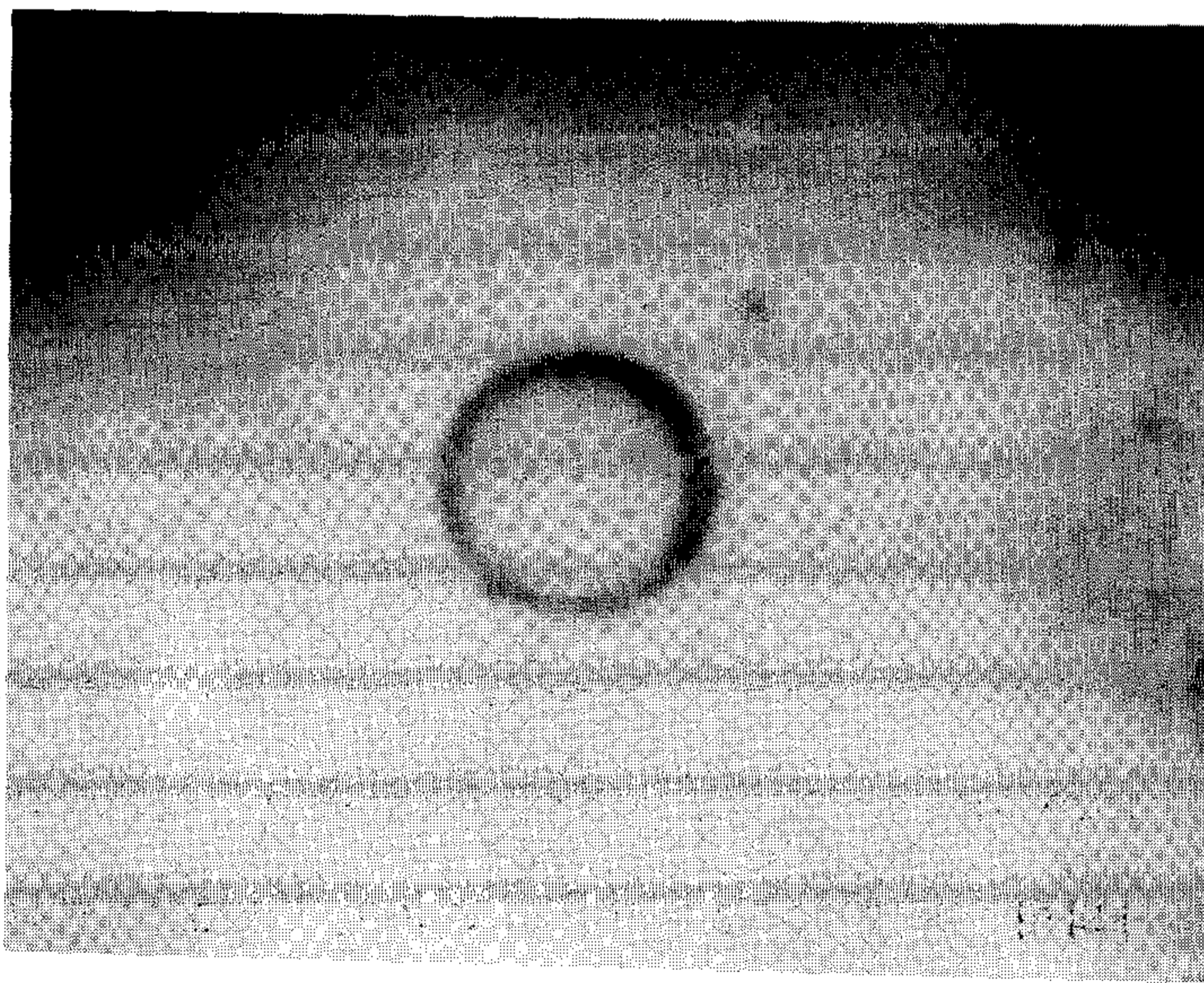


그림 3-3-2. 연마된 광섬유 단면의 모습

키고 발진 파장에서는 반사가 잘되는 dichroic 거울을 사용해야 한다. 본 실험에 사용한 dichroic 레이저 거울은 두께가 0.1mm이고 여기광인 514.5nm에서 80% 투과율을 지니며, 발진 파장에서 99% 반사율을 가진 것을 사용하였다. 이와 같은 거울을 이용하여 광섬유 레이저를 제작하기 위해 광섬유의 양 끝단은 깨끗하게 연마해야 하는데, 광섬유의 외경이 120 μ m 내외이므로 직접 연마할 수 없고 외경 7mm, 내경 150 μ m인 유리관속에 에폭시로 광섬유를 고정시킨 뒤 연마하였다. 연마된 면 위에 접착제로 직접 레이저 거울을 부착하는데, 광섬유 끝단과 거울사이에 공기층이 있으면 Fabry-Perot etalon이 형성되어 출력 레이저의 빛살모양이 나빠지므로 유의해야 한다.

그림 3-3-2는 두개의 capillary관 속에 고정하여 연마한 광섬유 단면의 모습이다.

2. Nd첨가 광섬유 레이저 발진특성

광섬유 레이저를 3절과 같이 구성한 후 그림 3-3-3과 같이 장치하여 레이저를 발진시켰다. 514.5nm 여기광원을 현미경 대물렌즈(배율 $\times 10$)로 집광시켜 dichroic 레이저 거울을 통해 광섬유 코아에 입사시켰다. 출사광에는 발진된 레이저광과 Nd첨가 광섬유에 흡수되지 않은 여기 광원이 동시에 나오므로 700nm에서 cut-on되는 filter를 사용하여 여기 광원을 제거하였고 광섬유 레이저 출력은 Ge 검지기로 측정하였다. 양쪽 공진기 거울의 발진 파장에서의 반사율이 모두 99%일때 여기 광원의 세기에 따라 1.096 μ m 파장에서

연속 발진하는 광섬유 레이저 출력관계 그래프가 그림 3-3-4이다. 광섬유 레이저는 514.5nm 여기 광원이 13mW 흡수되었을때 발진되기 시작하였으며 여기 파장이 116mW 흡수되었을때 광섬유 레이저 최대출력 0.27mW가 나왔으며 slope의 효율은 0.25%로 측정되었다. Slope의 효율과 출력이 낮은 것은 광섬유 레이저의 거울의 반사율이 높기 때문이며 더 많은 출력을 얻기 위해 출력 거울의 반사율을 조절하여 실험하였다.

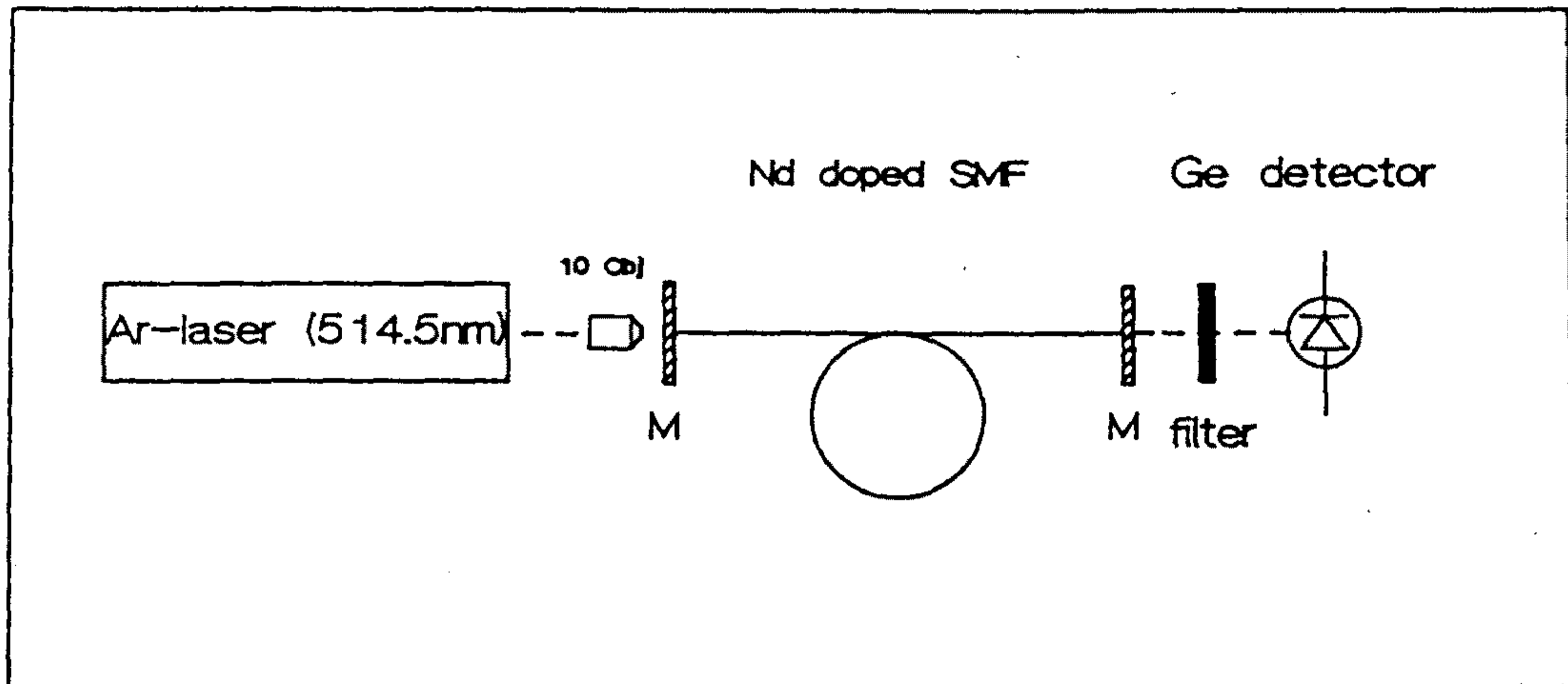


그림 3-3-3. Nd첨가 광섬유 레이저 실험장치도
M : dichroic 레이저 거울

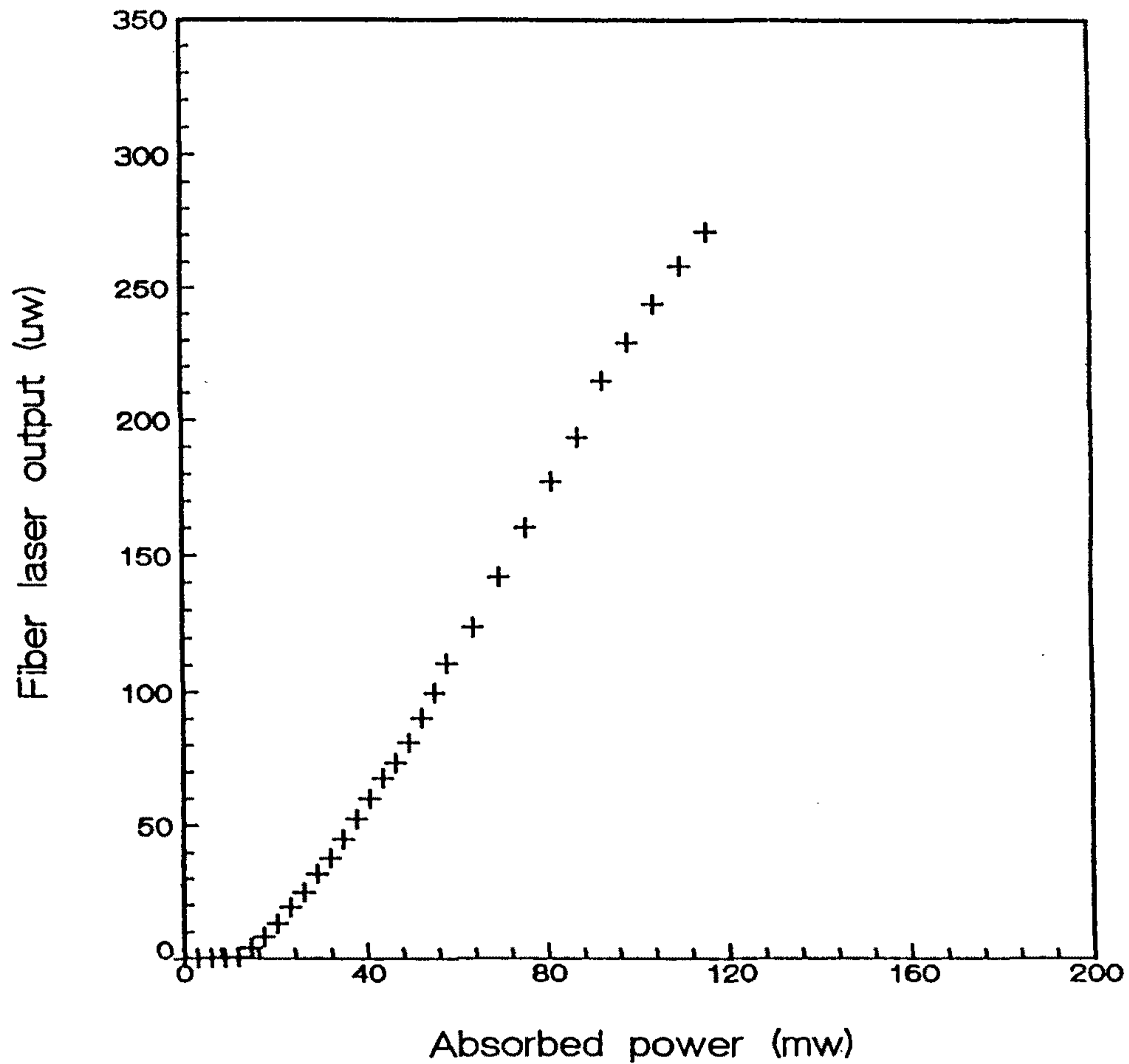


그림 3-3-4. 1.096 μm 에서 발진되는 Nd첨가 광섬유 레이저의 발진특성 곡선

Nd가 첨가된 광섬유 레이저의 횡모드는 그림 3-3-3의 실험 장치에서 Ge 검지기 대신 스크린을 설치하고 Si CCD 카메라로 촬영하였다. 측정된 횡모드 형태는 그림 3-3-5와 같이 1.096 μm 파장에서 LP₀₁ 단일모드로 관측되었다. 광섬유 레이저의 횡모드 형태는 사용한 광섬유의 cut-off 주파수와 직접적으로 관련되며, 만약

발전 파장에서 LP_{11} 모드를 갖는 광섬유를 사용한다면 횡모드가 LP_{11} 모드인 광섬유 레이저가 발전될 것이다.

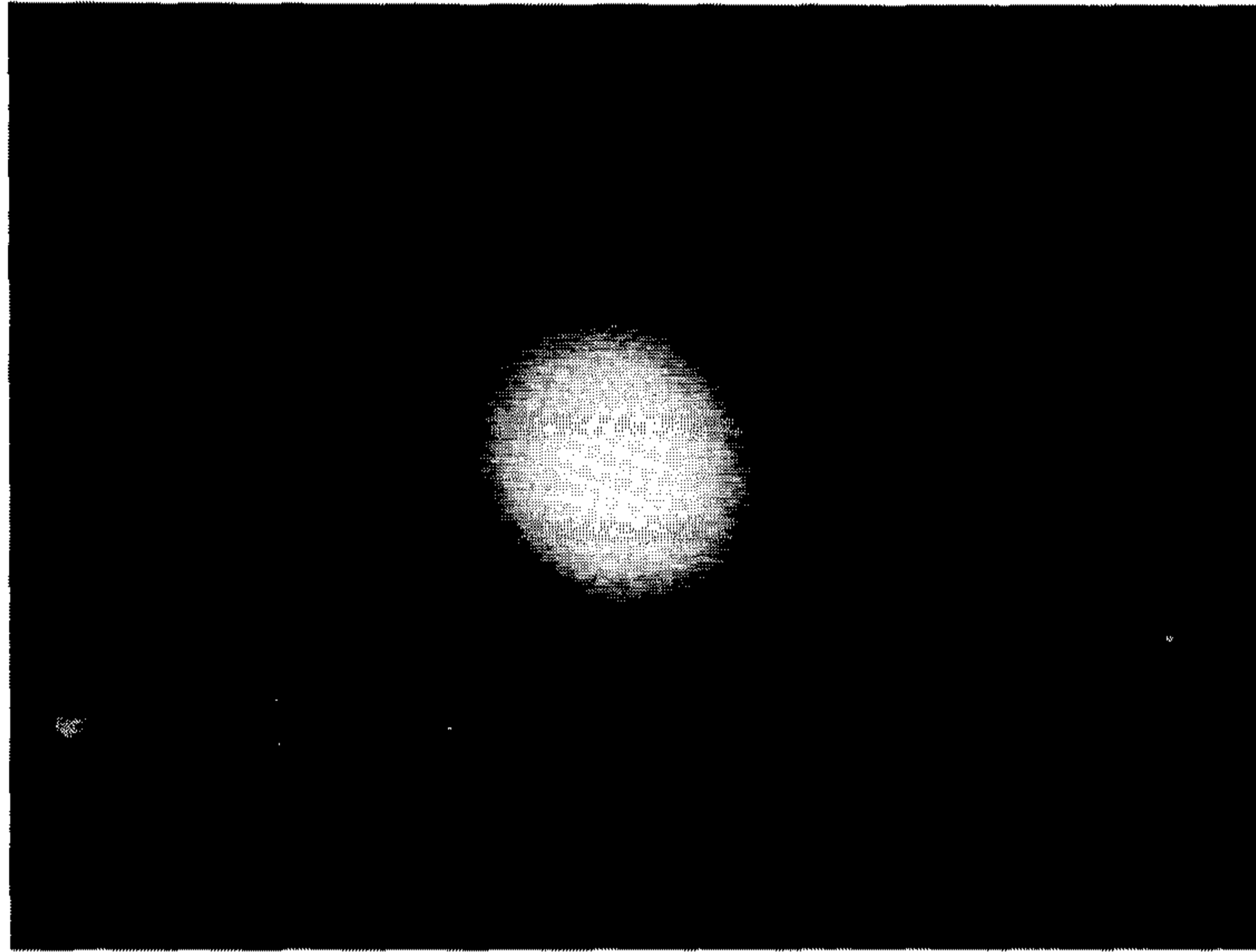


그림 3-3-5. 광섬유 레이저 횡모드 형태

3. 반사율이 다른 거울에 의한 광섬유 레이저 특성³⁻³⁻²⁾

광섬유 레이저의 출력을 높이기 위해 그림 3-3-3의 실험 장치도에서 광섬유 레이저 출력단에 부착된 거울을 떼어내고 현미경 대물렌즈(배율×20)와 홀드에 부착된 레이저 거울에 의해 Fabry-Perot 공진기를 그림 3-3-6과 같이 구성하였다. 출력 거울의 반사율은 99%, 95%, 90%, 67.5%, 50%이었으며, 이때 발전 특성 곡선은 그림 3-3-7과 같다. 각각의 slope 효율은 0.22%, 0.69%, 0.89%,

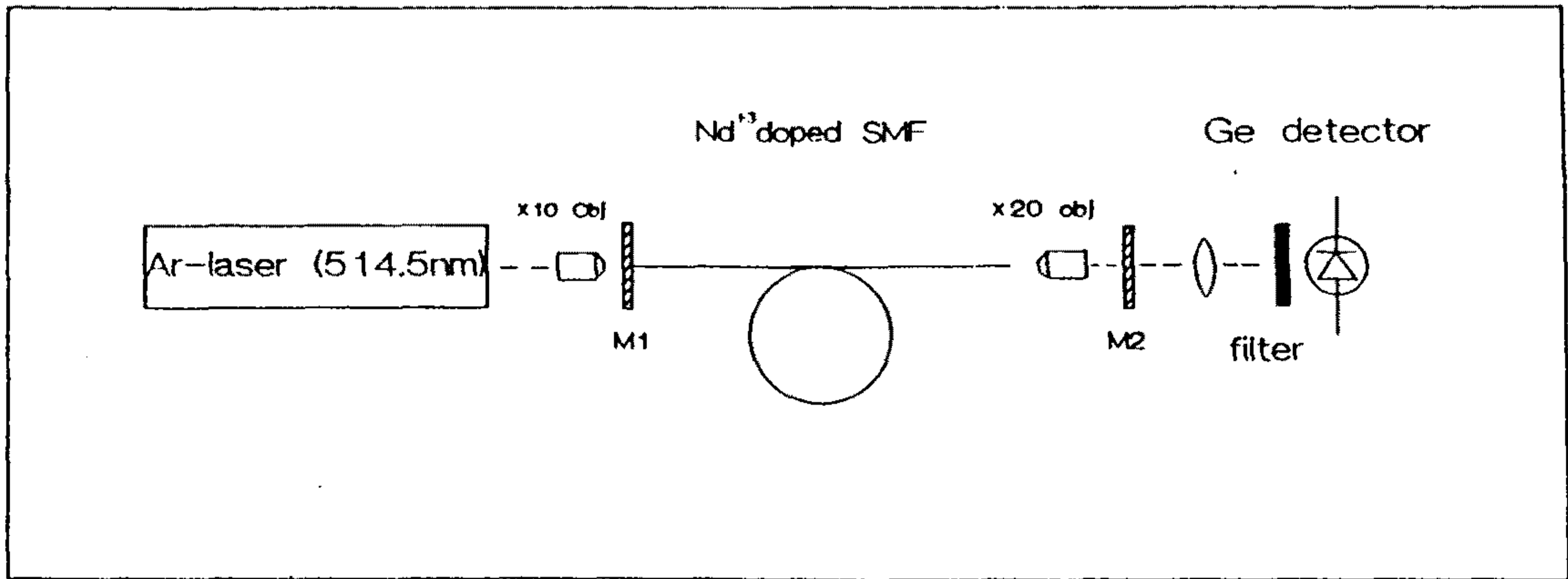


그림 3-3-6. 반사율이 다른 출력 거울을 쓴 광섬유 레이저 실험 장치도

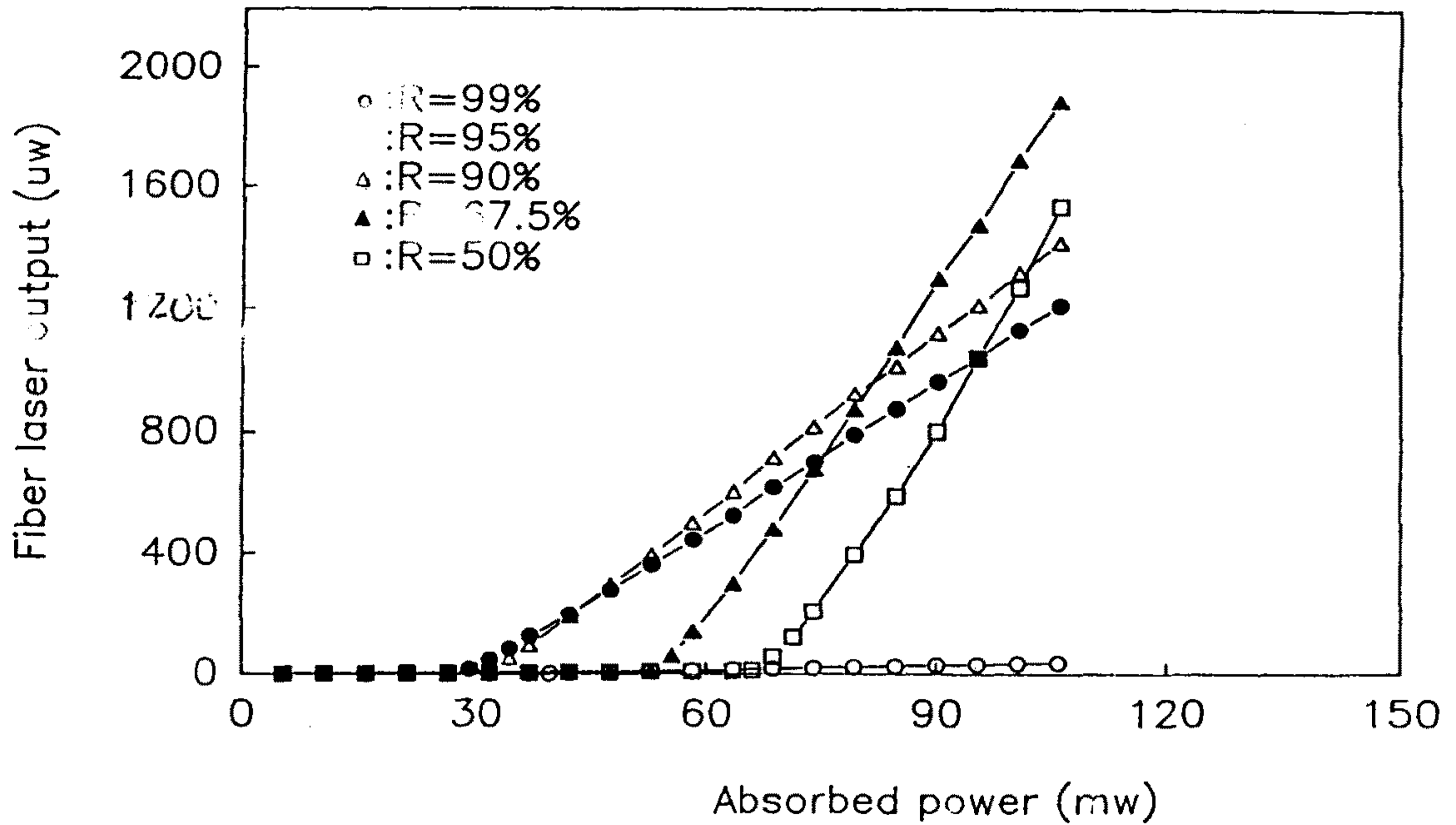


그림 3-3-7. 다양한 출력 거울 반사율에 따른 레이저 특성곡선

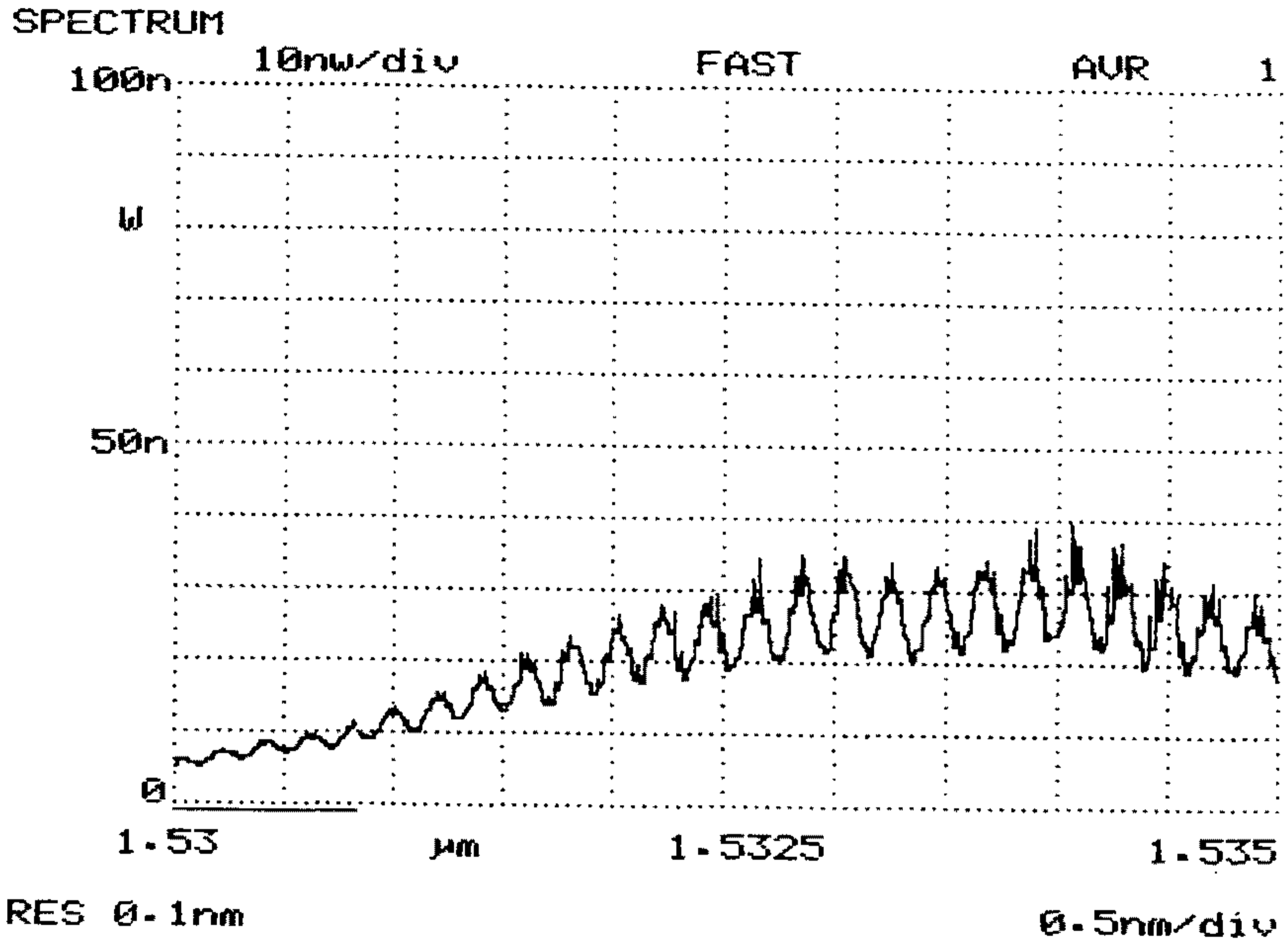
1.28%, 1.153%이었으며, $1.096\mu\text{m}$ 파장에서 최대의 광섬유 레이저 출력은 여기 광원의 세기가 200mW이고 출력 거울의 반사율이 67.5%일때, 1.88mW이었고, 이때의 threshold 세기는 53mW이었다.

제 4 절 Er첨가 광섬유 레이저

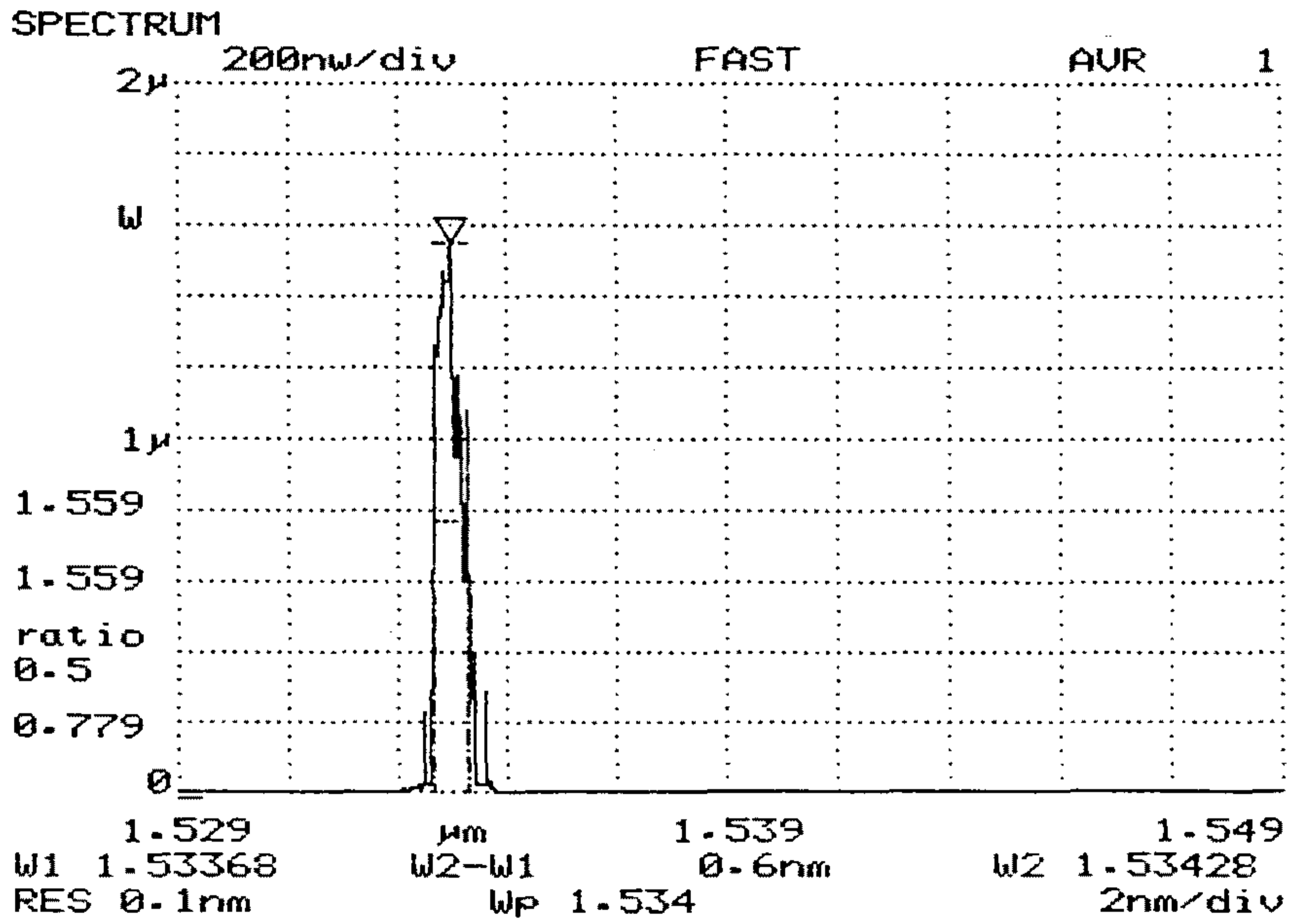
1. Er첨가 광섬유 레이저 발진 특성

Er첨가 광섬유의 이득이 클 경우 광섬유의 양끝단의 Fresnel 반사에 의해 레이저가 발진된다. Er첨가 광섬유는 ${}^4I_{15/2}$ 준위와 ${}^4I_{13/2}$ 준위 사이에서의 유도전이에 의해 $1.5\mu\text{m}$ 에서 $1.6\mu\text{m}$ 영역에서 걸쳐 넓은 형광 스펙트럼을 발생한다. 앞에서 언급한 바와 같이 이 형광 스펙트럼은 여기 광원의 세기에 따라 다른 모습을 지나 최대의 이득을 얻을 경우 $1.53\mu\text{m}$ 근방의 이득이 급격하게 커져 결국 발진하게 된다. 본 실험은 514.5nm Ar 레이저를 여기 광원으로 하여 Er과 Al이 첨가된 광섬유에 입사시켜 출력 스펙트럼을 optical spectrum analyzer로 측정하였으며 그 실험장치는 그림 3-3-3에서 양 레이저 거울을 제거한 것과 같다.

실험에 사용한 광섬유는 Er이 418ppm, Al이 4660 ppm 첨가되고 NA는 0.21이며 코어 직경은 $5\mu\text{m}$ 인 광섬유이며 실험에 사용한 광섬유 길이는 7m이었다. Er첨가 광섬유의 양끝단의 반사율은 4%이며 광섬유와 공기층 사이의 Fresnel 반사에 의해 레이저 발진이 일어나게 된다. 발진된 Er첨가 광섬유 레이저 스펙트럼은 그림 3-4-1 (b)와 같다. 발진 중심 $1.534\mu\text{m}$ 이고 발진 선폭 0.6nm인 레이



(a)



(b)

그림 3-4-1. Mirrorless Er첨가 광섬유 레이저 발진 스펙트럼

(a) 문턱에너지 이하일때 $P_p=300\text{mW}$

(b) 문턱에너지 이상일때 $P_p=600\text{mW}$

저가 발견되었으며 약 4nm의 영역내에서 발진중심이 변화하였다. 문턱에너지 이하에서 여기 광원을 입사시키기 위한 현미경 대물렌즈와 광섬유 사이의 Fabry-Perot etalon 효과에 의해 0.2nm 간격의 주기적인 모우드가 나타나는데 이 수치로 환산한 렌즈와 광섬유 사이의 간격은 5.8mm임을 알 수 있다.

반사경이 없는 광섬유의 경우 발진 중심파장은 전적으로 Er 첨가 광섬유의 광흡수 스펙트럼과 형광 스펙트럼에 의해 결정이 된다. 그러므로 광섬유의 길이를 다소 길게하면 발진 중심파장은 $1.55\mu\text{m}$ 근방으로 이동하는데 이는 전적으로 광섬유 길이에 따라 각 파장에서의 광 흡수율이 다르기 때문이다. 그림 3-4-2는 반사

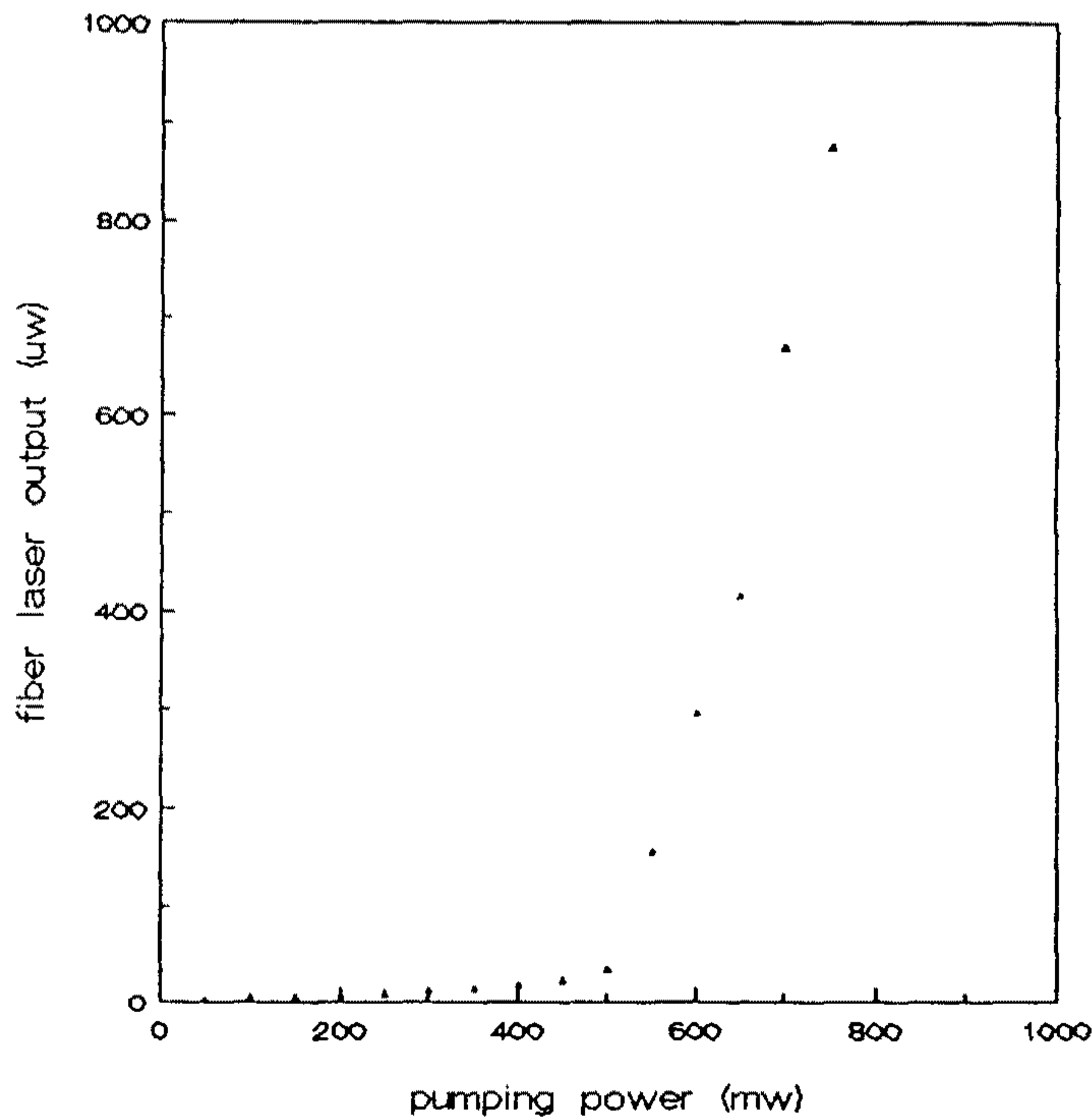


그림 3-4-2. 반사경이 없는 광섬유 레이저의 발진 특성 곡선
여기파장 $0.5\mu\text{m}$, 발진파장 $1.53\mu\text{m}$

경이 없는 광섬유 레이저의 발진 특성 곡선이다.

여기 광원의 세기가 500mW일때 발진이 시작되어 700mW일때 약 0.9mW의 출력이 나왔으며 slope 효율은 약 0.2% 정도 되었다. 이 slope 효율은 여기 광원의 여기 효율과 광섬유의 파장에 따른 광손실에 크게 좌우되므로 0.98 μ m 혹은 1.48 μ m 발진 레이저를 여기 광원으로 사용한다면 더 좋은 slope 효율을 얻을 수 있을 것이다. 또한 광섬유의 어느 한쪽 면에 반사경을 설치하거나 광섬유의 양 끝단에 반사경을 설치한다면 훨씬 효율이 좋은 광섬유 레이저를 만들 수 있을 것이다.

제 5 절 결 론

Nd가 첨가된 광섬유를 capillary 유리관에 에폭시로 고정시켜 연마한 뒤, 여기 광원에서 투과율 80%인 발진 파장에서 반사율 99%인 dichroic 레이저 거울을 부착시키고 514.5nm Ar 레이저를 여기 광원으로 하여 1.096 μ m에서 발진하는 광섬유 레이저를 제작하였다. 여기 광원의 세기에 따라 광섬유 레이저의 발진 특성을 조사하였으며, 출력 거울의 반사율을 다양하게 조절하여 발진 특성을 조사해본 결과 출력 거울의 반사율이 67.5%일때 slope 효율 1.28% 최대 발진 출력 1.88mW를 얻었다. 또한 Er이 첨가된 광섬유를 제작하여 514.5 Ar 레이저로 여기시킨 결과 레이저 거울없이 광섬유 자체의 반사율만으로 레이저 발진이 가능하였다. 광섬유 7m 길이에서 발진된 레이저는 발진 중심 1.534 μ m이고 발진 선폭 0.6nm이었으며

약 4nm의 영역내에서 발진 중심이 변화하였다.

이와 같은 연구결과를 토대로 다른 희토류 금속이 첨가된 광섬유 레이저를 제작하거나 적절한 레이저 거울을 사용하여 효율을 높일 수 있는 실험을 수행함과 동시에 넓은 파장영역을 가변하여 발진시킬 수 있는 파장 가변 레이저 및 좁은 선폭의 광섬유 레이저를 제작함으로써 차세대 광통신의 통신용 광원 및 광섬유 센서에 응용할 수 있는 연구가 수행되어야 할 것이다.

제 4 장 광섬유 센서용 광소자 제조

제 1 절 광섬유 결합기

1. 측면 연마법에 의한 결합기의 제조

가. 서 론

단일모드 광섬유 결합기는 광섬유를 이용한 모든 광회로 구성에 필수 불가결한 소자로서 결합기의 제조기술을 개발 확립하는 일은 매우 중요한 일이다. 단일모드 광섬유 결합기를 제조하는 방법으로는 크게 용융인장법, 측면연마법, 부식법으로 구별할 수 있다^{4-1-1, 2, 3)}. 이 가운데 부식법은 손실이 클뿐만 아니라 실제로 쓰일 수 있도록 제작 포장하는 기술에서 극복하여야 할 점이 많으므로 현재 실제적으로 쓰이고 있지 않다.

용융인장법은 손실과 제조의 단순함, 포장면에서 성능, 안정성, 소형화 등에 뛰어나므로 가장 널리 이용되고 있다. 따라서 본 연구실에서도 그동안 이 방법을 이용하여 결합기를 제조하는 방법을 연구 개발하여 왔으며 이에 대하여는 전년도 보고서에서 다루었으므로 본 보고서에서는 구체적인 면은 생략한다. 반면에 용융인장법은 제조장치에 많은 부품 및 장비가 필요하고, matched cladding 단일모드 광섬유가 필요하며, 제조후 결합비를 임의로 조절하기가 용이하지 못한 단점이 있다. 특히 이점은 연구개발 수준

에서 광섬유 회로를 구성하는 경우 많은 제약을 주게 된다. 또한 단일모드 광섬유를 이용한 간섭형 센서의 가장 큰 문제점인 편광의 변화를 없애기 위한 방법으로 편광유지 광섬유를 사용함에 있어서 결합기도 편광유지 광섬유로 제작하여야 하므로 결합기 제조시 광섬유의 편광축을 조절할 필요성이 요구되는데 용융인장법은 이점에 있어서 어려운 점이 많다. 이에 비하여 측면연마법은 제조에 있어서 정교함이 요구되고, 손실면에서 약간 성능이 떨어지나 제조후 필요에 따라 결합율을 임의로 조절할 수 있으며, 편광유지 광섬유 결합기 제조가 비교적 용이한 등의 장점을 갖고 있어, 측면연마법에 의한 결합기의 제조기술을 개발할 필요성이 있다.

나. 결합에 대한 이론적 고찰

광섬유 결합기의 특성을 이해하려면 먼저 단일모드 광섬유의 특성을 이해하여야 한다. 단일모드 광섬유에 관한 자세한 해설은 이미 발간된 본 연구실의 보고서나 다른 서적들을 참고로 하고 본 절에서는 결합에 필요한 부분만을 다루기로 한다.

광섬유의 특성을 나타내는 파라메타 V 가 2.405보다 작은 광섬유는 하나의 모드만을 진행시키므로 이 경우 단일모드 광섬유라 말한다. 파라메타 V 는 다른 파라메타 U , W 와

$$V^2 = U^2 + W^2 \dots\dots\dots(4-1-1)$$

의 관계를 만족하며, 계단형 굴절을 분포형 광섬유의 경우 U 와 W 는 단일모드의 고유치 방정식

$$U \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = W \frac{K_1(W)}{K_0(W)} \dots\dots\dots(4-1-2)$$

의 관계를 만족하며, 근사적으로

$$U = \frac{(1 + \sqrt{2})V}{1 + (4 + V^4)^{1/4}} \dots\dots\dots(4-1-3)$$

로 나타낼 수 있다. 계단형 굴절을 분포를 갖는 단일모드 광섬유의 경우 V값에 따른 U, W의 변화를 조사하여 보면 그림 4-1-1과 같이 나타나며, 이 경우 뒤에 다룰 결합식에서 광섬유의 조건에 따른 변화를 고려하여 W를 V의 함수로 표현하면 근사적으로

$$W = 1.12V - 0.95 \dots\dots\dots(4-1-4)$$

나타낼 수 있다.

측면연마법으로 제조한 결합기의 구조를 그림 4-1-2에 나타낸다. 결합기 제조시 광섬유의 일부 구간의 측면을 연마하기 위하여는 광섬유를 석영유리판에 적당한 반경을 이루어 고정되도록 하는 방법이 제조에 비교적 쉬우며 이론적 계산도 편리하게 할 수 있다. 결합의 설명에 이용한 광섬유의 특성을 나타내는 파라메타들이나 기호는 일반적으로 쓰이고 있는 것으로 나타내므로 구체적인 정의나 설명은 생략하기로 한다. 그림 4-1-3에 결합의 고찰에 필요한 결합기의 단면과 파라메타들을 나타내었다. 이 경우 단순화를 위하여 동일한 광섬유를 사용하고 있다고 생각하기로 한다.

단일모드 광섬유내를 진행하는 모드는 진폭이

Relation of V, U and W in step index core single mode fiber

U & W value

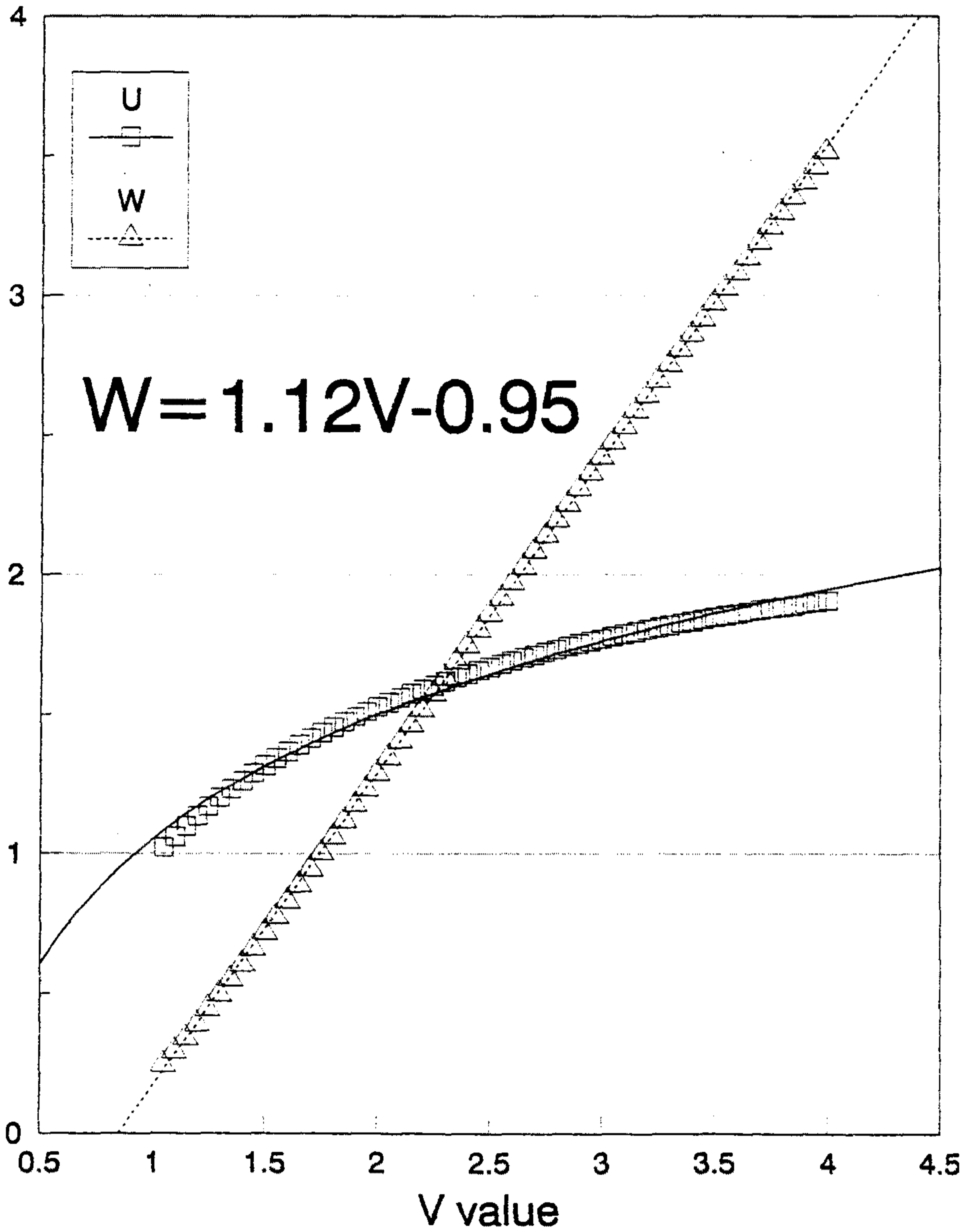


그림 4-1-1. 변수 V, U와 W 사이의 관계를 나타낸 그래프

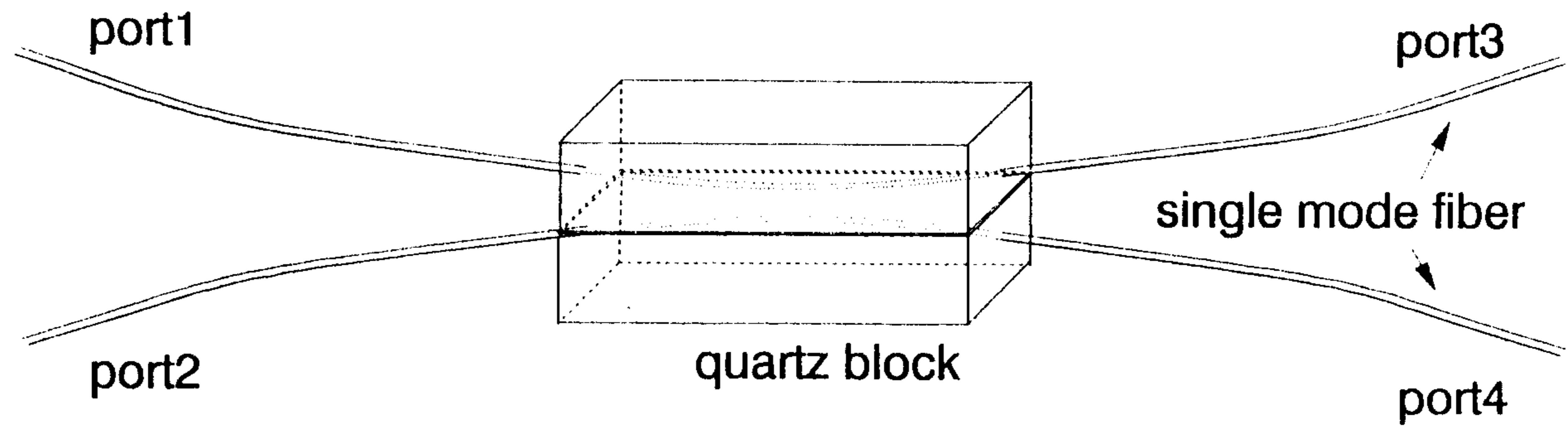


그림 4-1-2. 측면연마 결합기의 모습

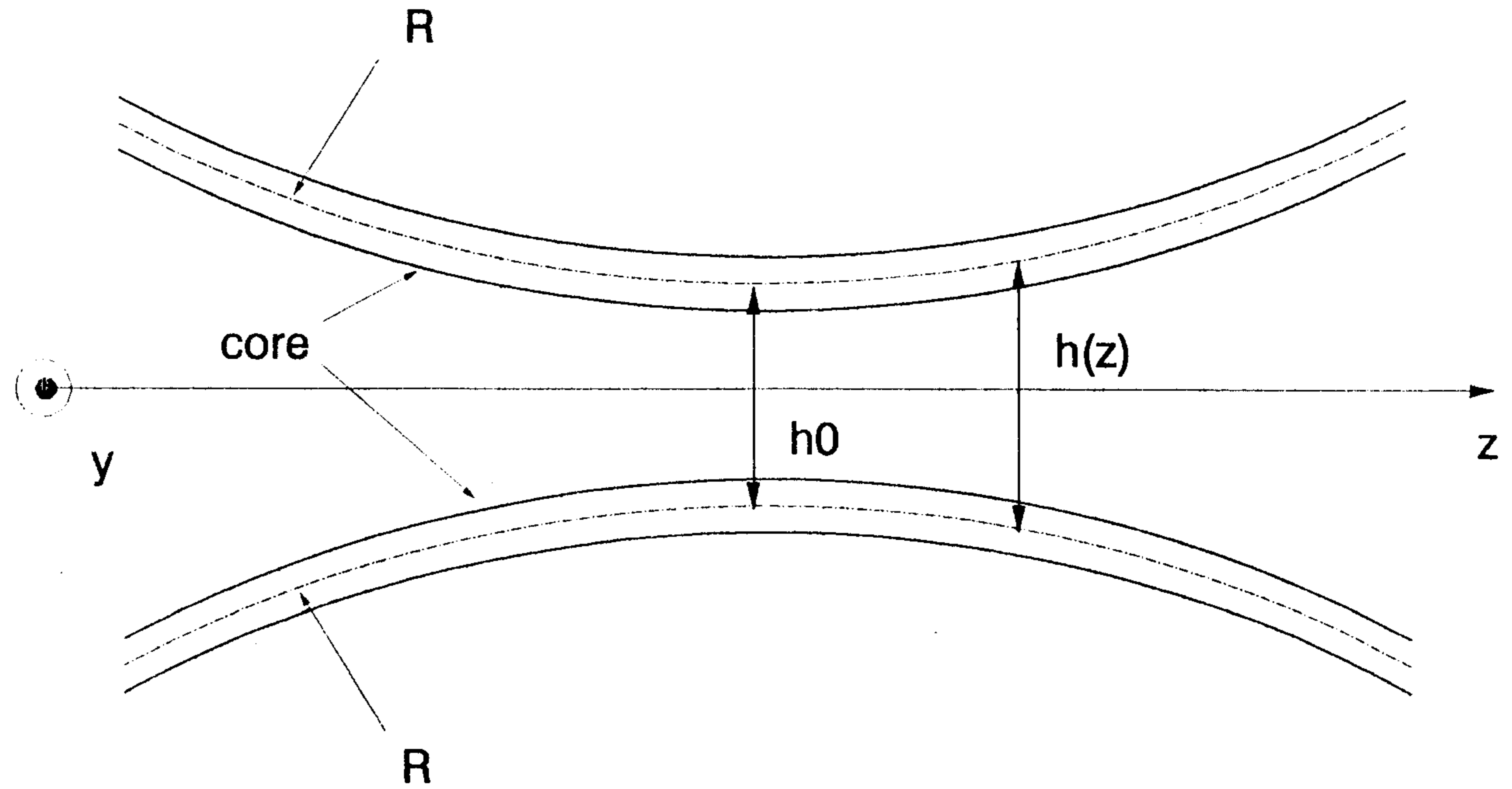


그림 4-1-3. 결합기의 주요 변수

Comparison K0 & Asymtotic Series

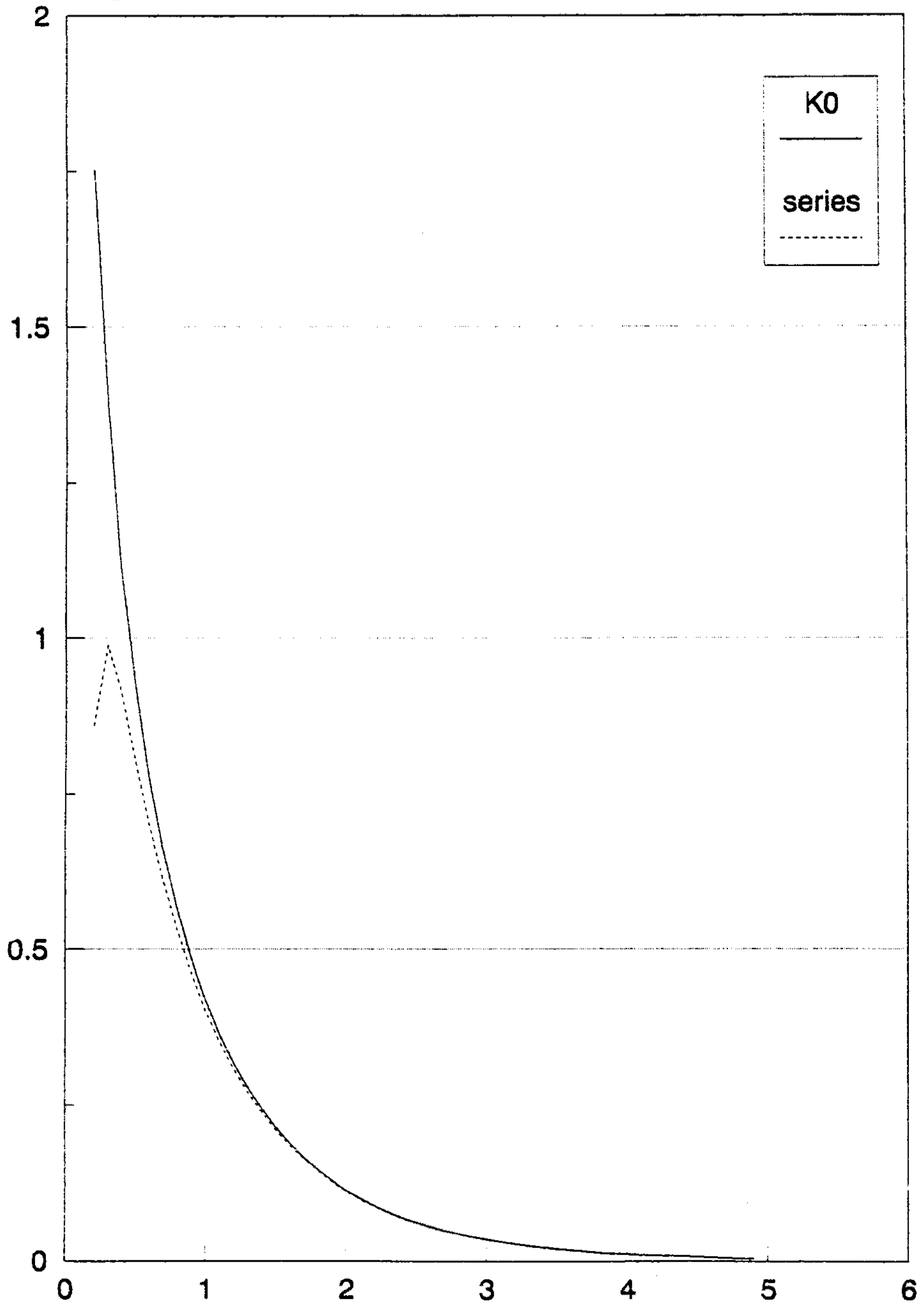


그림 4-1-4. 베셀함수의 값과 계산에 사용한 근사식과의 비교

$$a_n = A_n e^{-i\beta_n z} \dots \dots \dots (4-1-5)$$

의 함수로 표현될 수 있고, 두 광섬유간의 결합 방정식은

$$\frac{da_1(z)}{dz} = iB_1 a_1(z) + iCa_2(z)$$

$$\frac{da_2(z)}{dz} = iB_2 a_2(z) + iCa_1(z) \dots \dots \dots (4-1-6)$$

여기서 결합계수 c는

$$C = \frac{\omega \epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n^2 - n_0^2) \vec{E}^* \cdot \vec{E} dx dy \dots \dots \dots (4-1-7)$$

으로 나타난다. w는 코아내를 진행하는 빛의 주파수이고, E는 광섬유내의 단면의 전기분포, n₁, n₂는 코아와 클래딩의 굴절율, P는 광전력을 나타낸다. 이 결합계수는 근사적으로

$$C = \frac{\lambda U K_0 (Wh/a)}{2\pi n_1 a^2 V^2 K_1^2(W)} \dots \dots \dots (4-1-8)$$

으로 널리 사용한다.

코아내의 전기분포에 해당하는 (4-1-1)식을 (4-1-2)식에 대입하면

$$\ddot{A}_1(z) - \frac{\dot{C}(z)}{C(z)} \dot{A}_1(z) + C^2(z) A_1(z) = 0$$

$$A_2(z) - \frac{\dot{C}(z)}{C(z)} A_2(z) + C^2(z) A_2(z) = 0 \dots \dots \dots (4-1-9)$$

로 표현되는데, 일반적으로 결합계수의 일차 미분항은 결합계수에 비하여 충분히 작으므로 즉,

$$\left| \frac{\dot{C}(z)}{C(z)} \right| \ll C^2(z) \dots\dots\dots(4-1-10)$$

의 관계를 가지므로 일차미분항은 무시할 수 있어 아래와 같이 결합방정식이 표현된다.

$$\begin{aligned} \ddot{A}_1(z) + C^2(z)A_1(z) &= 0 \\ \ddot{A}_2(z) + C^2(z)A_2(z) &= 0 \dots\dots\dots(4-1-11) \end{aligned}$$

결합기의 한쪽 입사단으로만 빛이 입사되는 초기조건을 고려하면

$$\begin{aligned} |a_1(0)|^2 &= 1 \\ |a_2(0)|^2 &= 0 \dots\dots\dots(4-1-12) \end{aligned}$$

이고, 그 해는

$$\begin{aligned} P_1(z) &= \cos^2(A(z)) \\ P_2(z) &= \sin^2(A(z)) \\ A(z) &= \int_{-z}^z C(z)dz \dots\dots\dots(4-1-13) \end{aligned}$$

로 나타난다.

한편 광섬유 코아간의 간격은 그림 4-1-3에서 알 수 있듯이 결합이 이루어지는 코아간의 거리는 y 및 z 의 함수로 표현된다. 두 코아 중심간의 최소거리를 h_0 라 하면

$$h \cong \sqrt{\left(h_0 + \frac{z^2}{R}\right)^2 + y^2} \dots\dots\dots(4-1-14)$$

결합계수는 z 의 함수로 나타나므로 좀더 쉽게 해석할 수 있게 결합이 일어나는 구간에서의 결합계수를 최소거리일 때의 결합계수로 일정하게 생각하면 즉, 코아간의 간격이 일정하다고 생각하면 이에 상응되는 유효결합 길이를 아래와 같이 정의할 수 있다.

$$L_{\text{eff}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} C(z) dz}{C(z=0)} \dots\dots\dots(4-1-15)$$

결합계수를 나타내는 식의 베셀함수는 코아간의 거리가 충분히 멀다고 가정하면 지수함수로 나타낼 수 있다. 따라서

$$L_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{h_0}{h}} e^{-w(h-h_0)/a} dz \dots\dots\dots(4-1-16)$$

로 나타낼 수 있고, 적분 구간을 적당한 범위로 고려하고(L 의 값을 수mm정도 정하면 충분하다.), h 를 정리하여 근사식

$$L_{\text{eff}} = \int_{-L/2}^{L/2} \sqrt{\frac{h_0}{h}} e^{-w(h-h_0)/a} dz \dots\dots\dots(4-1-17)$$

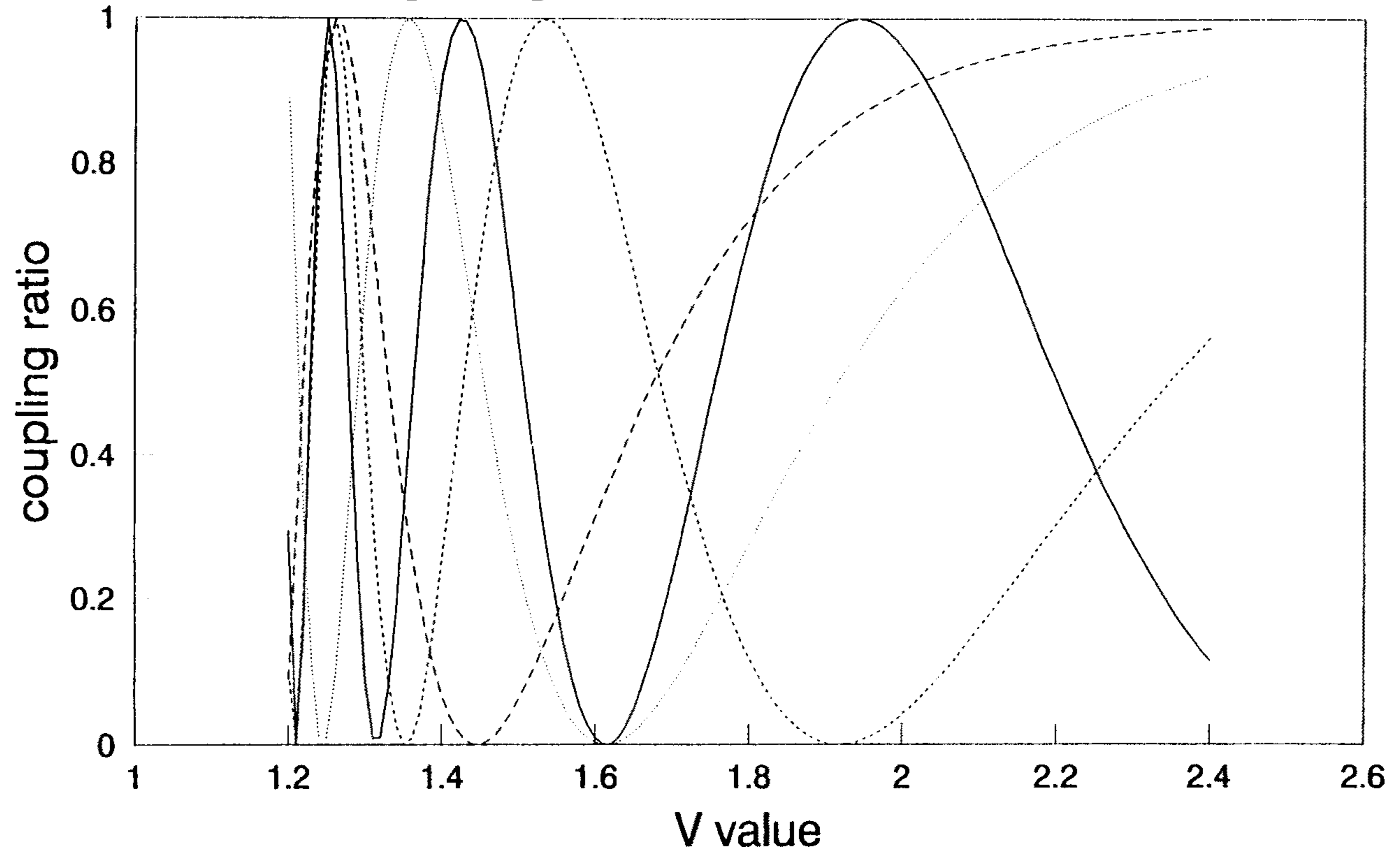
으로 나타내면 유효결합 길이는

$$L_{\text{eff}} \cong e^{-\frac{wy^2}{2ah_0}} \sqrt{\frac{\pi Ra}{W}} \dots\dots\dots(4-1-18)$$

로 간결하게 표현할 수 있다.

이 식으로부터 결합기 제조시 필요한 변수들의 크기를 고려

Coupling ratio with V value



gap is 0 μ m gap is 1 μ m gap is 2 μ m gap is 3 μ m

그림 4-1-5. 코어 간격 변화에 대한 결합율의 변화

할 수 있다. 실제의 결합기에 필요한 변수에 대하여 생각해 보면, 식(4-1-9)로부터 100% 결합이 발생되기 위해서는 $C(0) \times L_{\text{eff}}$ 의 값이 1.571정도가 되어야 한다는 것을 알 수 있다. 실제 제작에 앞서 먼저 연마 깊이 즉, 광섬유 코아로부터 연마면까지의 거리를 어느 정도로 하여야 하는가를 고찰할 필요가 있다. 이때 베셀 함수를 근사적인 다항식을 사용하게 되는게 그림 4-1-4에서 알 수 있듯이 계산에 사용된 다항식과 원함수와의 차이는 실제로 적용되는 범위에서 차이를 없음을 알 수 있고, 그림 4-1-5에 각 변수에 따른 결합의 변화를 나타내었다.

다. 제조장치 및 준비

1) 석영유리 블록의 준비와 홈내기 장치

결합기 제조를 위한 첫번째 단계로 광섬유를 고정시켜 주는 블록을 준비한다. 블록의 재질로는 광섬유와 같은 재질인 석영유리가 가장 적합하다고 생각된다. 본 실험에서는 두께 3mm 석영유리 판을 구입, 다이아몬드 원판 절단기를 이용하여 알맞은 크기로 잘랐다. 블록의 크기는 특별하게 정하는 규칙은 없으나 가능한한 작으면서 취급하기에 용이한 크기가 좋으며, 본 실험에서는 25mm×3, 5mm×3mm의 크기로 정하였다. 이와 같이 하여 준비된 석영유리 블록에 광섬유를 일정한 반경으로 고정시키기 위한 홈을 내야 하는데 상용화된 장치는 없으므로 본 연구실에서 제작하였다. 먼저 반경의 크기를 고려하여야 하는데, 그 크기는 앞절에서의 이론적인 고찰에서의 유효결합 길이, 코아간의 최소거리 등을 고려하고, 장치

의 크기, 제작 가능성을 고려하여 정한다. 본 실험에서는 반경을 200mm로 정하였다. 이렇게 정해진 반경의 홈을 석영유리 블록에 내는 방법으로는 여러가지가 있겠으나 여기서는 다이아몬드 휠을 고정된 축에서 회전시키면서, 석영유리 블록을 길이 200mm로 준비한 금속 막대기의 한쪽 끝에 고정시키고 이 막대기의 다른 한쪽 끝을 회전축으로 하여 움직일 수 있도록 하고 다시 이 축은 X, Y 미세조절 이동장치로 위치를 조절하여 홈의 위치와 깊이를 조절할 수 있도록 장치를 구성하였다(그림 4-1-6).

2) 연마장치와 치구

연마기는 기존에 본 연구실에 있는 영국 Logitec사 제품의 연마기를 사용하기로 하였다. 이 연마기는 실험실 수준에서 작은 시료면의 정도를 좋게 연마하기에 적합하기에 사용하기로 하였다. 한편 연마시료를, 여기서는 광섬유가 심어져 있는 석영유리 블록에 해당, 연마판 위에서 잘 위치하도록 하는 치구가 필요한데 이 연마기에 알맞는 치구가 기존의 제품으로 있으나, 결합기의 제조에는 적합하지 않은 것으로 판단되어 개량 제작하였다(그림 4-1-7). 치구의 제작시 고려하여야 할 점으로 블록 양쪽에 길게 나오는 광섬유를 잘 고정하여 상하지 않도록 할 것, 연마시 블록이 연마판과 항상 일정한 상태로 접촉을 유지하여 평면도가 좋도록 할 것, 블록의 측면 특히 광섬유가 나와있는 부분이 상하지 않도록 고려하여야 한다.

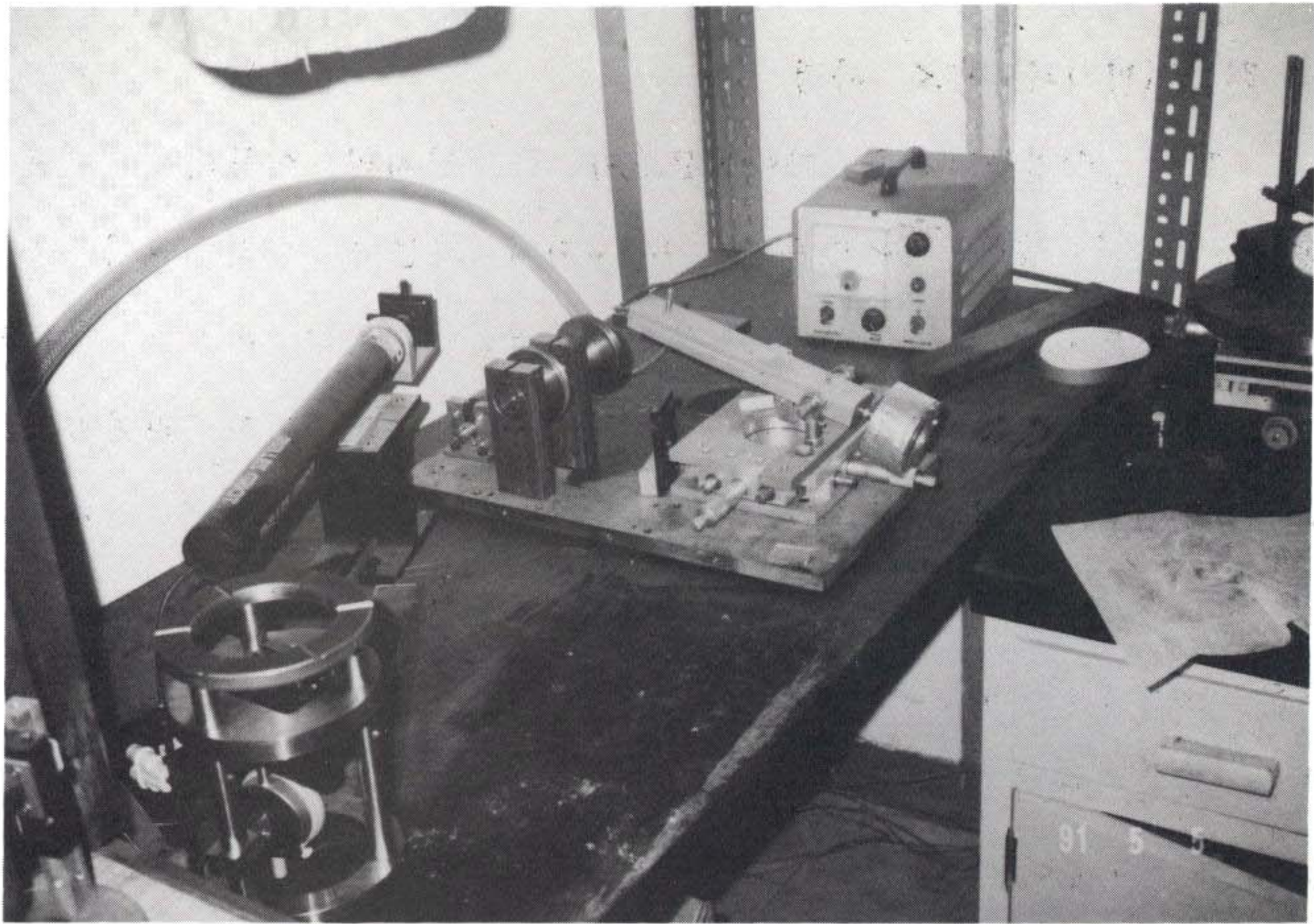


그림 4-1-6. 석영유리 블록에 흠내는 장치

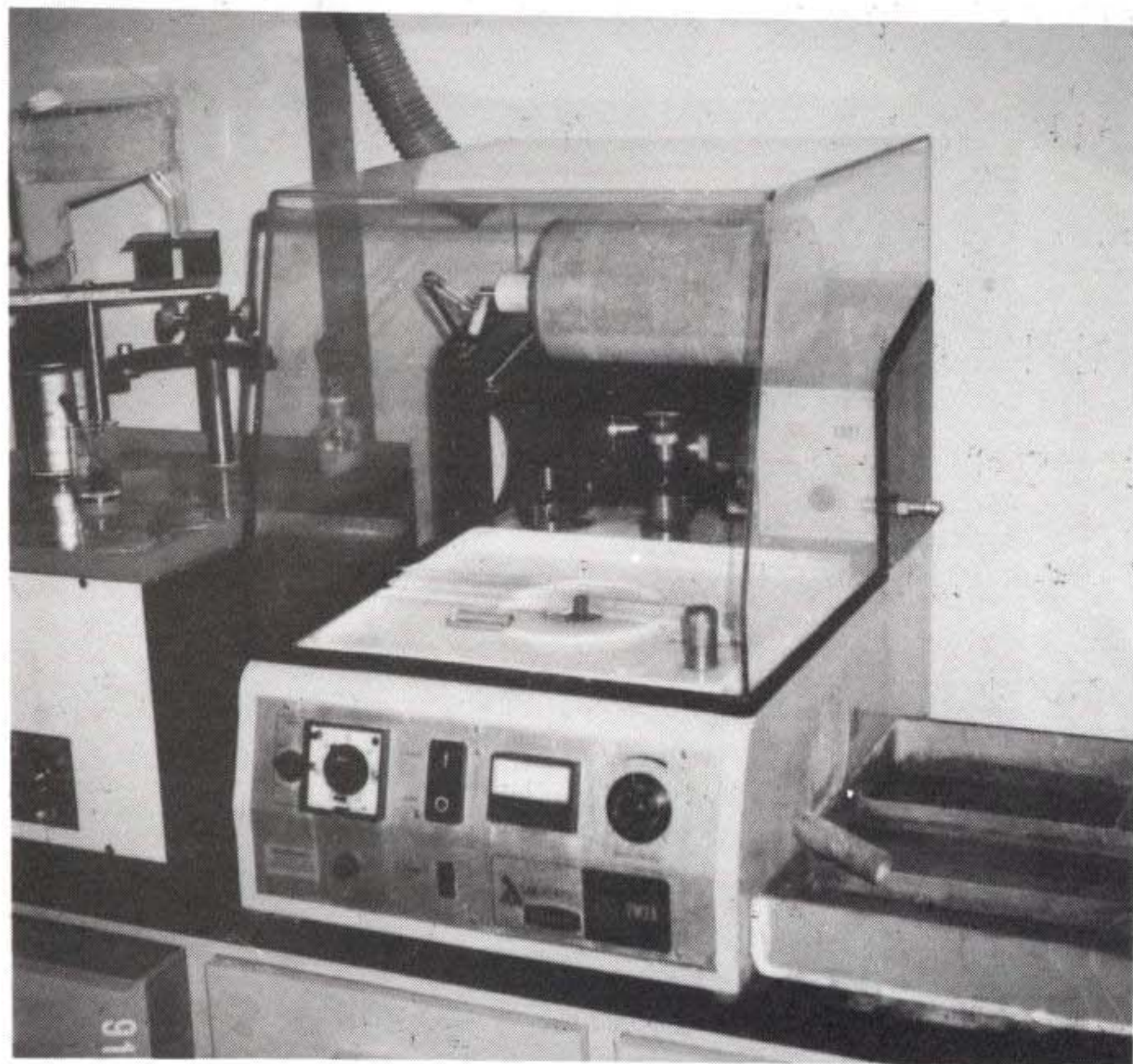


그림 4-1-7. 연마 장치

3) 결합기의 제조 과정

먼저 석영유리판을 다이아몬드휠 톱 장치의 이동대에 고정시키고, 앞에서 정한 치수만큼씩 이동시키며 자른다. 이와 같이 하여 준비된 석영유리 블록을 금속블록에 일정한 위치에 왁스를 사용하여 붙인다. 다음 이 금속 블록을 연마치구에 고정시키고 연마판 위에 올려 놓고 연마하여 평면을 다듬는다. 이때 연마제는 입자크기가 $5\mu\text{m}$ 인 것을 사용한다. 연마깊이는 연마시 일정한 주기로 연마면을 보면서 완전히 하나의 평면으로 연마된 것이 확인될 때까지 한다. 다음 단계로는 이 금속 블록을 홈내기 장치의 금속팔에 고정시키고 미세이동 장치를 조절하여 다이아몬드휠이 석영유리 블록의 중심을 지나도록 조절하여 홈을 낸다. 이때 광섬유가 홈내에서 항상 일정한 위치에 있도록 하기 위하여는 홈의 폭이 광섬유의 굵기보다 약간 큰 경우가 가장 좋다고 생각되나, 본 실험에서는 구입할 수 있는 것으로 $140\mu\text{m}$ 두께의 휠을 사용하였다. 홈의 깊이는 $150\mu\text{m}$ 가 되도록 하였다.

이와 같이 준비한 다음 광섬유가 적당한 세기로 팽팽하게 당겨지게 한 밑에 금속 블록을 위치시켜 위로 올리면 광섬유가 홈안에 놓일 수 있도록 한다. 블록의 홈에 접착제를 가능한한 작은 양으로 홈내에 기공이 없도록 바른 다음 블록을 서서히 위로 올려 광섬유가 홈내에 완전히 들어가게 한 다음 그 상태로 굳기를 기다린다. 접착제는 시중에서 구입할 수 있는 것들로 시험하여 일반적으로 2톤 에폭시라 불리우는 불투명한 접착제를 선택하였다. 빨리 굳어 시간면에서 유리한 순간 접착제는 기포를 없애기가 어

럽고, 투명한 에폭시는 완전히 굳어도 무른 편이라 연마에 적합하지 않았다. 접착제가 완전히 굳는 데에는 십수시간이 걸리므로 하루정도 그대로 둔다.

접착제가 완전히 굳은 블록을 다시 연마치구에 고정시킨 다음 연마를 다시 한다. 본 실험에서 처음에는 연마깊이의 측정을 연마치구에 장치한 다이알 게이지로 측정하는 방법을 시도하였다. 이 방법은 광섬유의 직경과 광섬유가 블록에 휘어진 상태의 반경을 알면 간단한 기하학적 계산으로 연마깊이를 알 수 있다는 점을 이용한 것으로 실제적 수치를 넣어 계산한 결과를 그림 4-1-8, 9에 나타낸다. 연마를 시작한 후 일정한 시간 간격으로 블록의 연마상태를 확인하여 광섬유가 노출되면 그때의 노출된 광섬유의 폭과 길이를 현미경으로 측정하여 연마된 깊이를 확인하고, 다시 연마를 계속하여 다이알 게이지의 눈금이 알맞은 위치에 오면 연마를 멈춘다.

연마치구에 장치한 다이알 게이지는 $1\mu\text{m}$ 정도의 것으로 사용하였다. 이와 같은 방법은 제작에 있어서 표준화하여 균일한 특성의 결합기를 제조하기에 편리한 방법이나 실제적인 문제에 있어서 연마판이 바뀌면 눈금의 위치가 달라지며 같은 연마판 위에서도 위치에 따라 변하므로 실현성이 없다는 것을 알게 되었다. 연마면이 광섬유 코아로부터 수 μm 정도 위치하여야 하는데 광섬유의 코아가 광섬유의 중심에 위치하는 정도가 수준이므로 이러한 방법으로 연마깊이를 제어하는 것은 곤란하다. 다른 방법으로 연마하기전 광섬유에 빛을 입사시켜 출력의 세기를 관찰하는 방법이 있다. 광섬유

Determination of polishing depth

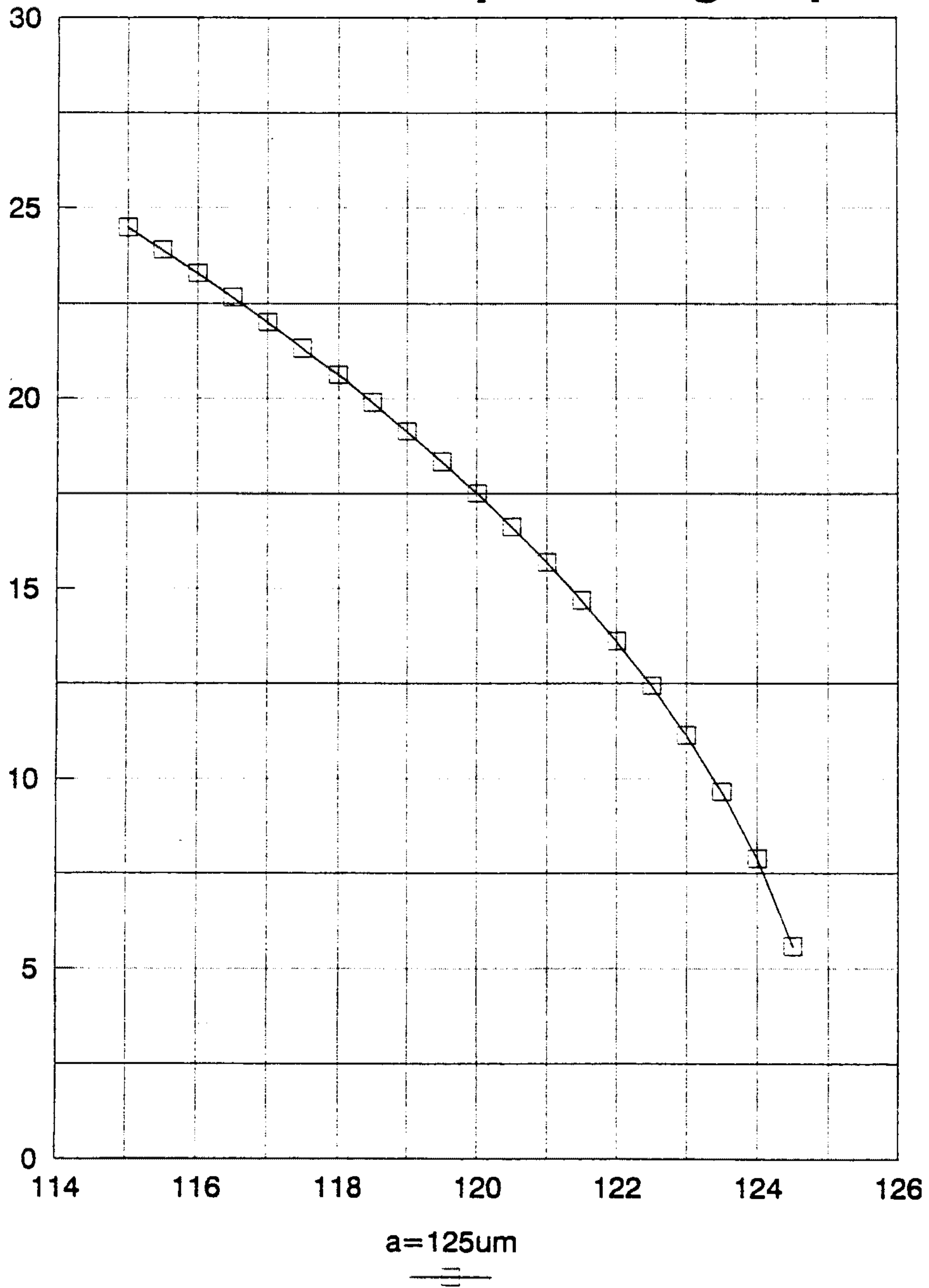
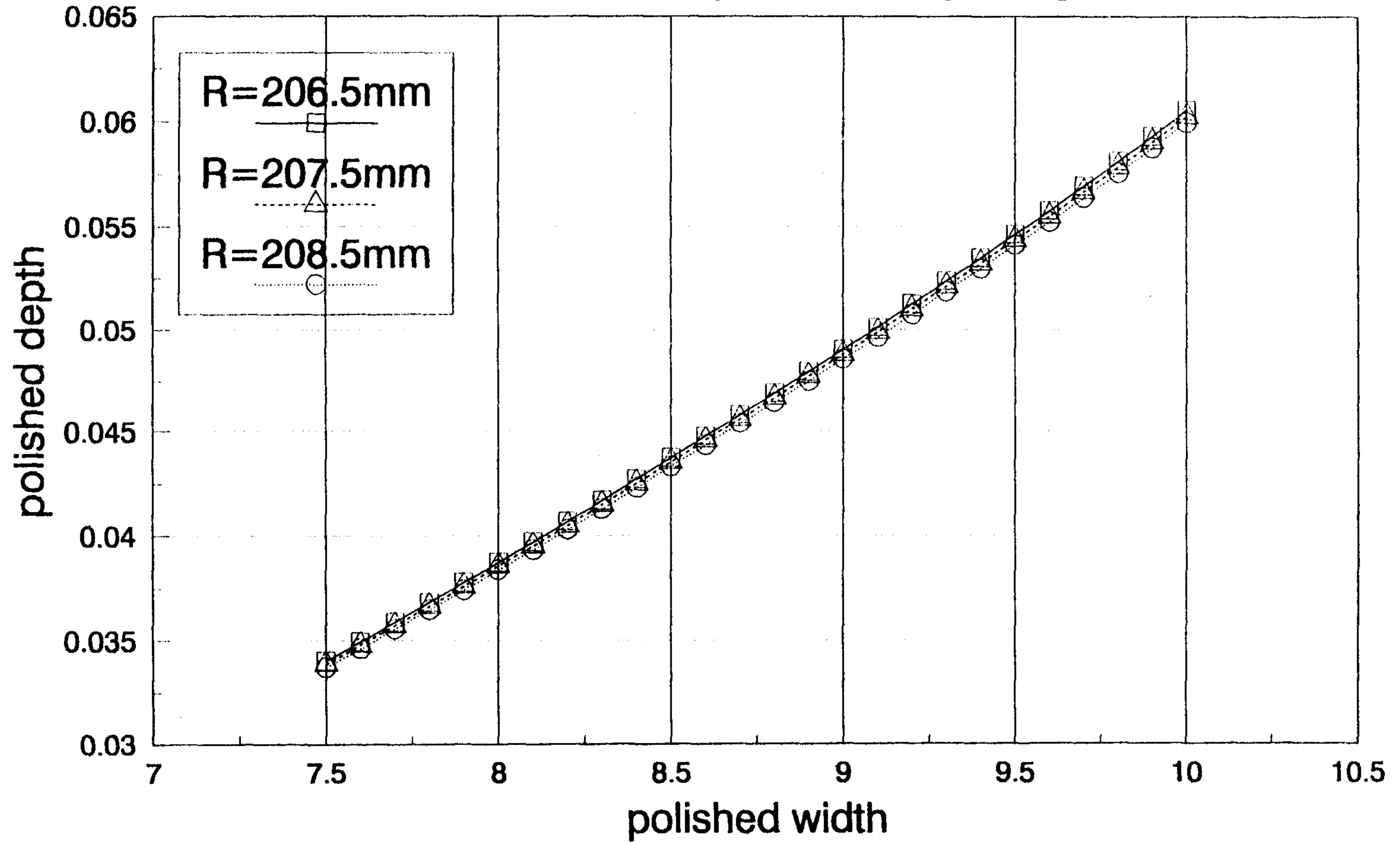


그림 4-1-8. 광섬유의 연마된 폭에 따른 연마깊이

Determination of polishing depth



149

그림 4-1-9. 연마된 광섬유 길이에 따른 연마 깊이

내를 진행하는 빛은 클래딩에도 어느정도 분포하고 있으므로 클래딩이 연마되면 연마용액과 연마제가 클래딩 역할을 하게 되어 클래딩의 굴절율이 변하는 것이 되고 광흡수와 산란이 증가하여 광섬유의 구조가 바뀌는 것이므로 코어로 진행하는 빛의 세기가 변하게 된다. 따라서 어느정도 연마되면 빛의 세기가 감소하기 시작한다. 따라서 광출력이 일정한 크기로 감소하였을때 연마를 멈추면 연마깊이를 정확하게 제어할 수 있다. 이와 같이 하여 연마된 면의 상태는 아직 간유리와 같은 정도이므로 다시 우레탄 연마판으로 교환하여 실리카 에멀전 용액을 연마제로 사용하여 약 1시간정도 연마하여 완전한 거울면이 되도록 한다.

4) 결합결과

연마하여 완성된 석영유리 블록의 사진과 연마면을 그림 4-1-10에 나타냈다. 한쪽 블록의 광섬유에 빛을 입사시키고 연마된 두개의 블록을 서로 연마면이 포개지도록 하여 위치를 조절하면서 다른 쪽의 광섬유 끝으로 나오는 빛의 세기를 관찰한다. 이때 두면 사이에는 접착이 잘되게 하기 위하여 굴절율 정합 기름을 약간 바른다. 이 굴절율 정합 기름의 굴절율에 따라 결합손실이 일어나게 되는데 코아 또는 클래딩의 굴절율과 같은 것이 좋다. 본 실험에서는 현재 연구실에 사용중인 것을 이용하였으나 굴절율이 약간 높은 편이다. 블록을 두개 붙여서 결합기로 사용할 때 두개의 상대위치가 고정되어 외부로부터의 영향에 무관하도록 해야하는데 첫번째 방법으로 굴절율 정합 기름 대신 광학 에폭시와 같은

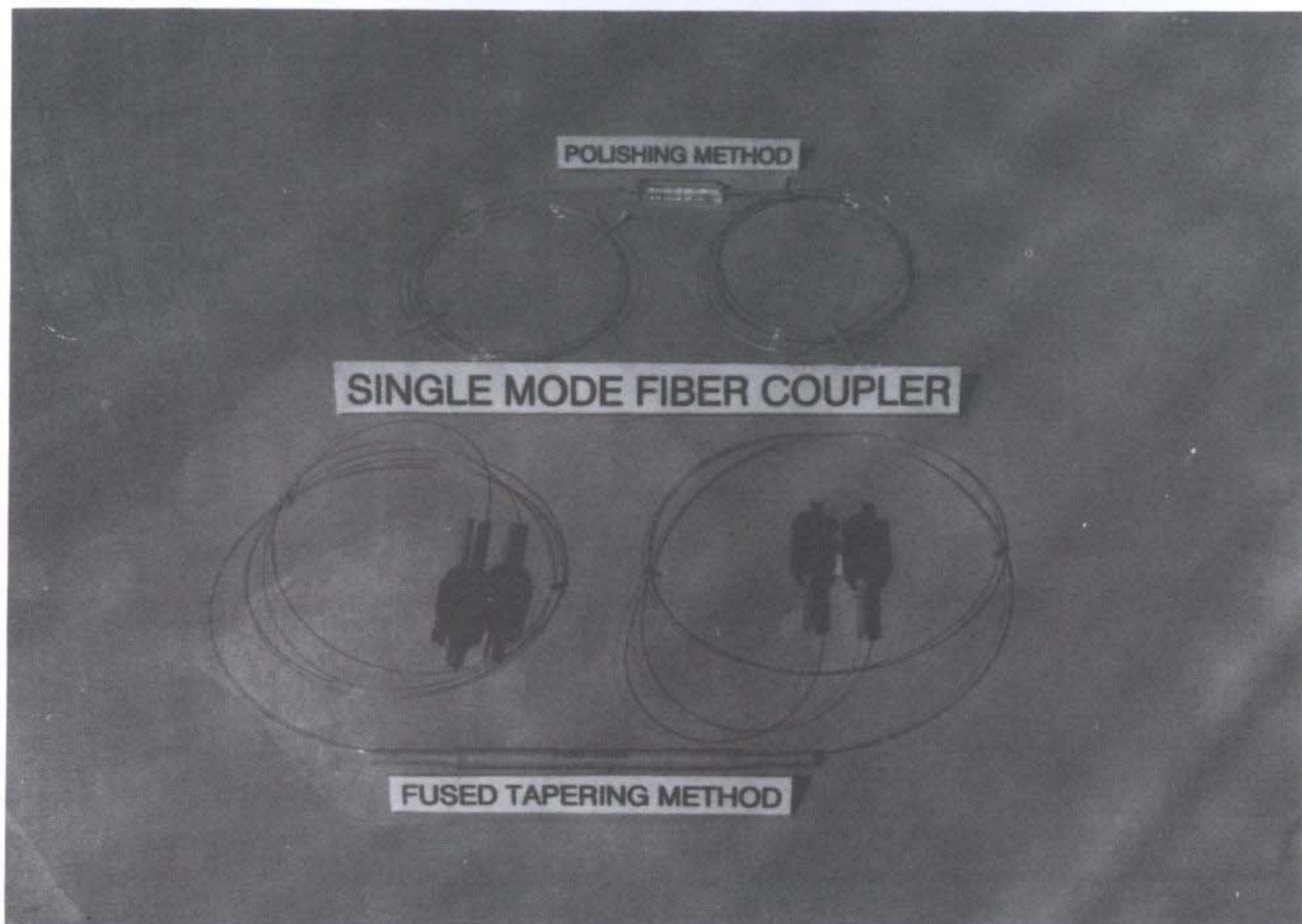
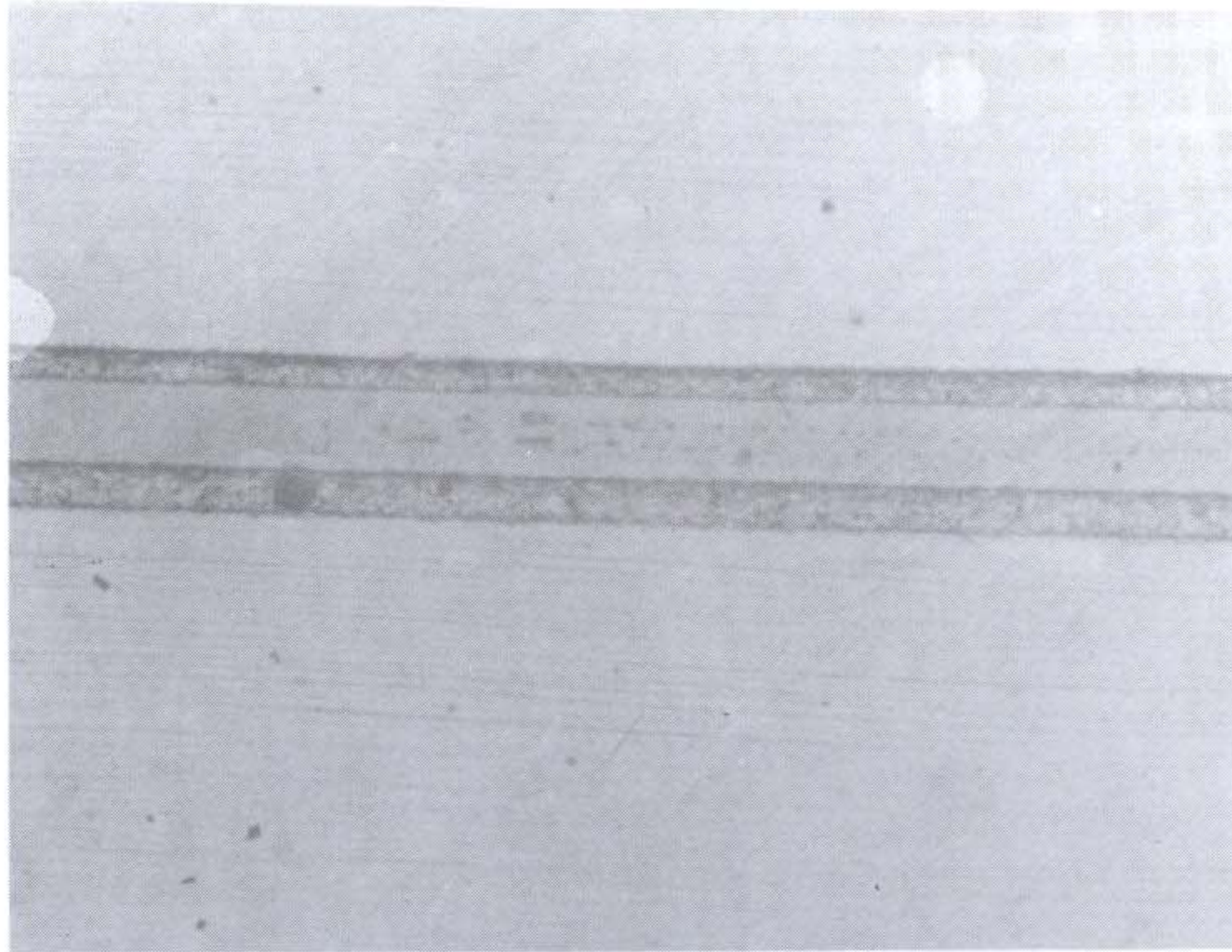


그림 4-1-10. 연마면과 제조된 결합기의 모습

접착제를 사용하여 적당한 결합비로 조절하여 굳히는 방법을 생각할 수 있다. 다음으로는 두개의 블록을 고정시켜 위치를 조절하여 결합을 변화시킬 수 있는 장치를 생각할 수 있다. 이 장치의 개념이나 구조는 잘 알려져 있다.

2. 편광유지 광섬유 결합기

편광유지 광섬유는 여러가지 형태가 있는데 현재 널리 사용하는 것으로 기하학적 구조를 이용하는 방법과 스트레스를 이용하는 방법으로 대별된다. 어느 것이든 단면구조가 비대칭이므로 결합기를 제조하기 위해서는 광섬유의 비대칭 광축을 정확하게 알아내는 것이 매우 중요한 일이다. 편광유지 광섬유를 이용하여 결합기를 제조하는 방법으로는 앞서서와 같이 크게 연마방법과 용융인장법으로 구별할 수 있다. 용융인장법으로도 편광유지 광섬유를 이용 결합기를 제조할 수 있으나 제조장치가 복잡하여지고, 일반적인 결합기 제조시의 꼬임에 의한 접착유지방법 등을 이용할 수 없으므로 제조의 어려움이 발생되고 현재 본 연구실에서 구입가능하고 널리 쓰이고 있는 보우타이형 광섬유는 굴절을 분포에 의한 기본모드의 차단이 있으므로 용융인장법으로 결합기를 제조할 수 없다. 따라서 본 연구에서는 연마법에 의한 보우타이형 편광유지 광섬유 결합기를 제조하였다.

연마에 의한 편광유지 광섬유 결합기의 제조는 원칙적으로는 일반적인 광섬유의 연마에 의한 방법과 같고 다만 석영유리 블록에 광섬유를 고정시킬 때 광섬유 단면의 편광축이 일정한 상태로 고정되도록 실제적으로는 편광축의 방향이 연마면에 나란하거나 수

적이 되도록 한다. 따라서 본 절에서는 광축을 찾는 방법에 관한 것에만 중점을 두어 기술한다.

편광유지 광섬유의 편광축을 찾는 방법으로는 단면을 에칭하거나 광섬유내에 빛을 입사시켜 단면을 관찰하는 방법과 측면으로 힘을 가하여 입사된 편광의 변화를 관찰하여 축을 찾는 법과 측면으로 빛을 비추어 광섬유를 통과한 빛의 변화를 관찰하여 알아내는 방법 등이 있는데 그중에서 단면을 관찰하여 찾는 방법은 광섬유가 축에 따라 뒤틀려 있으므로 결합기 제조에 적용하는 것은 적합하지 못하다. 측면을 관찰하는 방법중 측면에 스트레스를 가하여 진행하는 빛의 편광상태의 변화를 관찰하는 방법은 정확도에서는 실제의 광축을 알 수 있으므로 매우 좋은 방법이나 많은 장치가 요구되어 실용성이 없다. 따라서 본 연구에서는 광섬유의 측면에 빛을 입사시키면 광섬유의 측면을 통과한 빛을 현미경으로 관찰하여 빛의 분포 상태로부터 광축을 찾는 방법을 이용하였다. 이와 같은 개념은 기본적으로 광섬유의 굴절을 분포를 측정하는 방법으로부터 찾을 수 있다. 이에 관하여는 본 연구실의 광섬유 제조에 관한 보고서를 참조하기로 한다.

광축을 찾기 위한 장치의 구성으로 먼저 앞에서 일반적인 광섬유로 제조할때 광섬유를 석영유리 블록에 굳히기 전단계의 상태에서 광섬유를 축으로 한쪽에는 광원을 다른 한쪽에는 현미경과 관찰하기 쉽게 비디오 카메라를 설치한다. 다음 현미경의 초점위치를 이동시키면서 광섬유의 중심부를 관찰하도록 한다. 또한 광섬유를 축방향으로 회전시키면서, 광원의 위치를 이동 또는 렌즈를 사용하여 광원의 입사상태를 바꾸면서 관찰을 한다. 이와 같이 하면 광축에 따라 빛세

기의 분포가 다른 것을 알 수 있고, 광섬유의 축을 중심으로 대칭인 형태가 나타날때 입사된 빛의 방향과 광축중의 하나가 일치했다고 할 수 있다. 이와 같이 하여 광축을 맞춘 다음 그 상태가 유지되도록 하여 광원과 현미경 카메라 등을 치위 광섬유 및에 석영유리 블록을 위치하게 하여 앞에서의 일반적인 광섬유의 과정과 같게 한다.

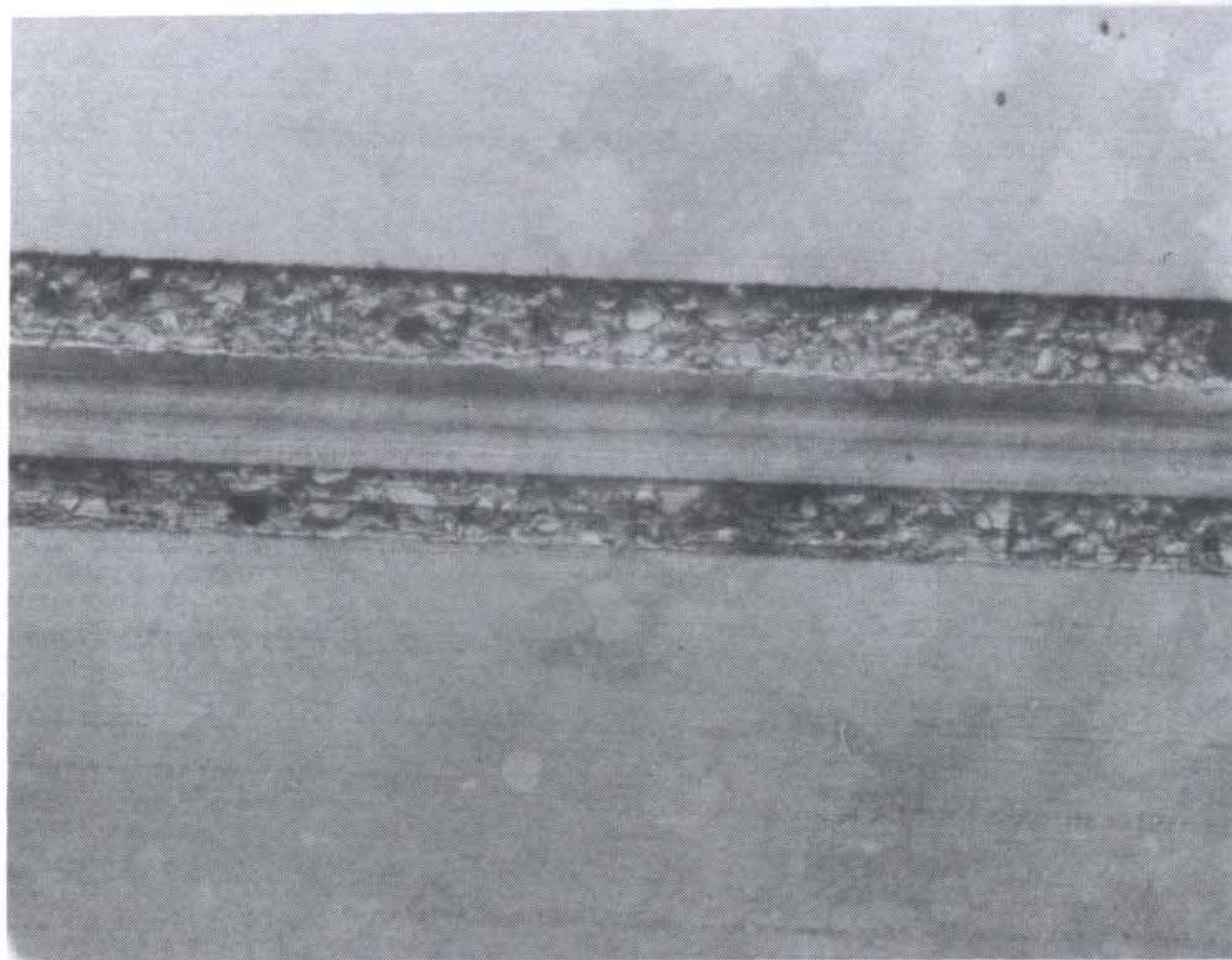


그림 4-1-11. 편광유지 광섬유의 측면연마 상태의 현미경 사진

3. 편광분할 광섬유 결합기

광섬유 결합기는 일반광학 부품에서 광분할기에 대응되는 부품으로서 일반적인 광분할기중 편광분할기가 있듯이 편광을 분할할 수 있는 기능의 소자가 요구되는 경우가 있으며 이에 편광분할

광섬유 결합기가 필요하다.

광섬유를 이용하여 편광분할기를 제조하는 경우 기본적으로 단일모드 광섬유에서의 광섬유 결합기에 편광에 따른 결합특성이 고려된 것으로 생각할 수 있다. 따라서 기존의 단일모드 광섬유의 제조방법에 결합부분에 복굴절이 발생되도록 하여 편광에 따라 결합율이 다르게 나타나도록 한다. 앞에서의 연마법으로 결합기를 제조하는 경우 연마면이 복굴절 재료를 입히거나 다층막을 증착, 또는 금속막을 증착하여 결합부분에서 복굴절이 존재하도록 하며 용융인장방법에서는 결합부분에 복굴절을 나타내는 방법으로 비원대칭의 굴절을 분포가 일어나게 한다. 이론적인 면과 제조결과는 전년도 보고서에서 다루었으므로 본 보고서에서는 결과에 대한 분석을 중심으로 다루고자 한다. 전년도의 결과를 그림 4-1-12에 나타내었다. 이 결과에서 초기상태 즉 결합부분을 당기지 않았는데에도 편광에 대한 변화가 보이고 있다. 이 실험에서 초기상태의 조건이 확실하지 않아 실험을 다시 수행하여 그림 4-1-13과 같은 결과를 얻었다. 또한 그림의 좌측 상단에 결합부분의 단면을 나타내었다. 이 단면을 고려하여 결합부분을 균일하다고 가정하여 이론적으로 계산하여 보면 복굴절의 크기가 약 1.3×10^{-6} 정도로 나타난다. 이 정도의 크기는 본 실험에서 만들어진 결합기의 결합부분에 단면의 형태에 의한 복굴절 외에 다른 요인이 있다는 것을 나타낸다. 이 요인은 광섬유를 인장할 때 완전하게 녹은 상태가 아니므로 비대칭적인 스트레스가 발생하기 때문이라고 여겨진다.

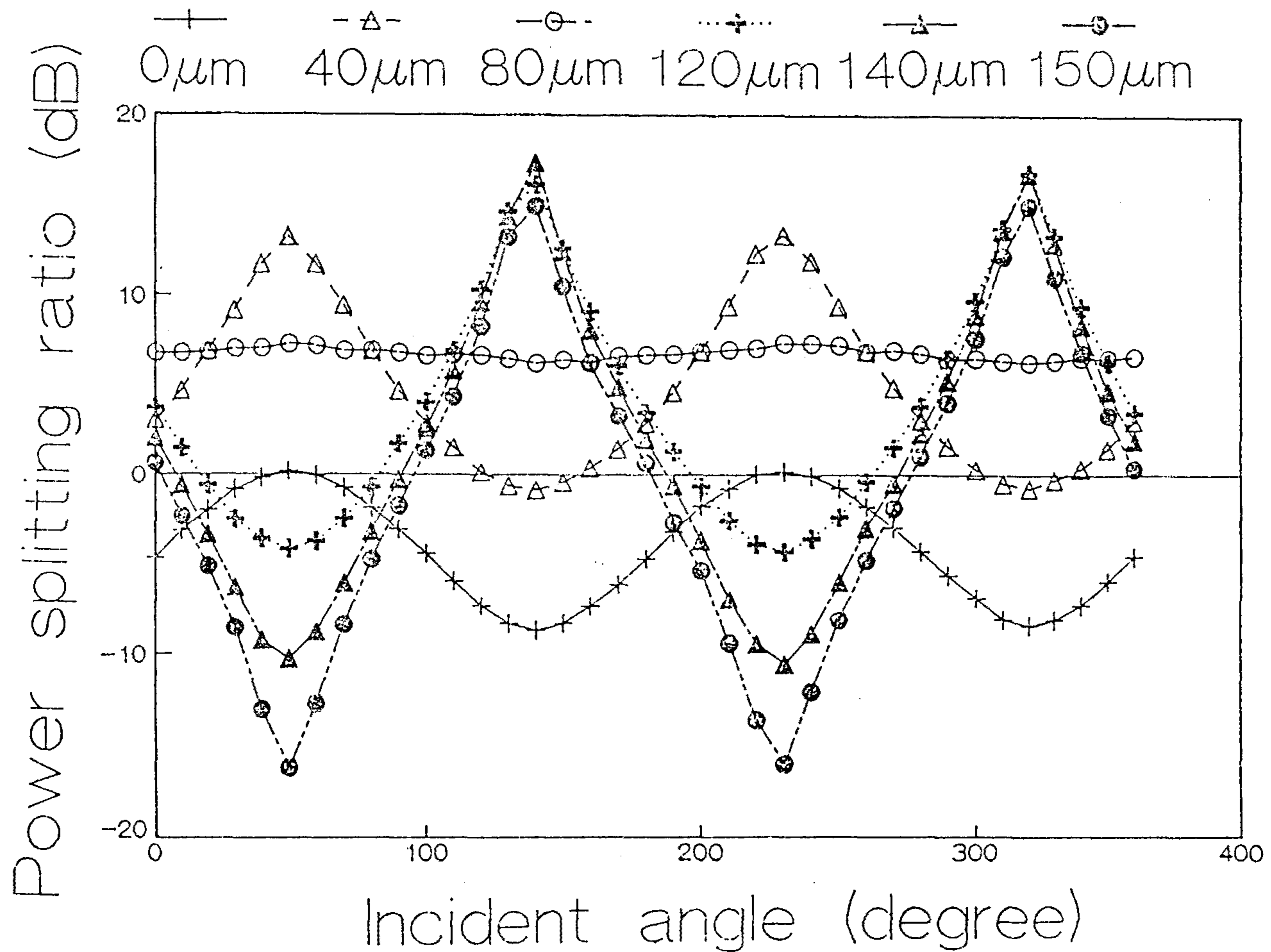


그림 4-1-12. 광섬유 결합기의 편광상태에 따른 광출력비의 변화

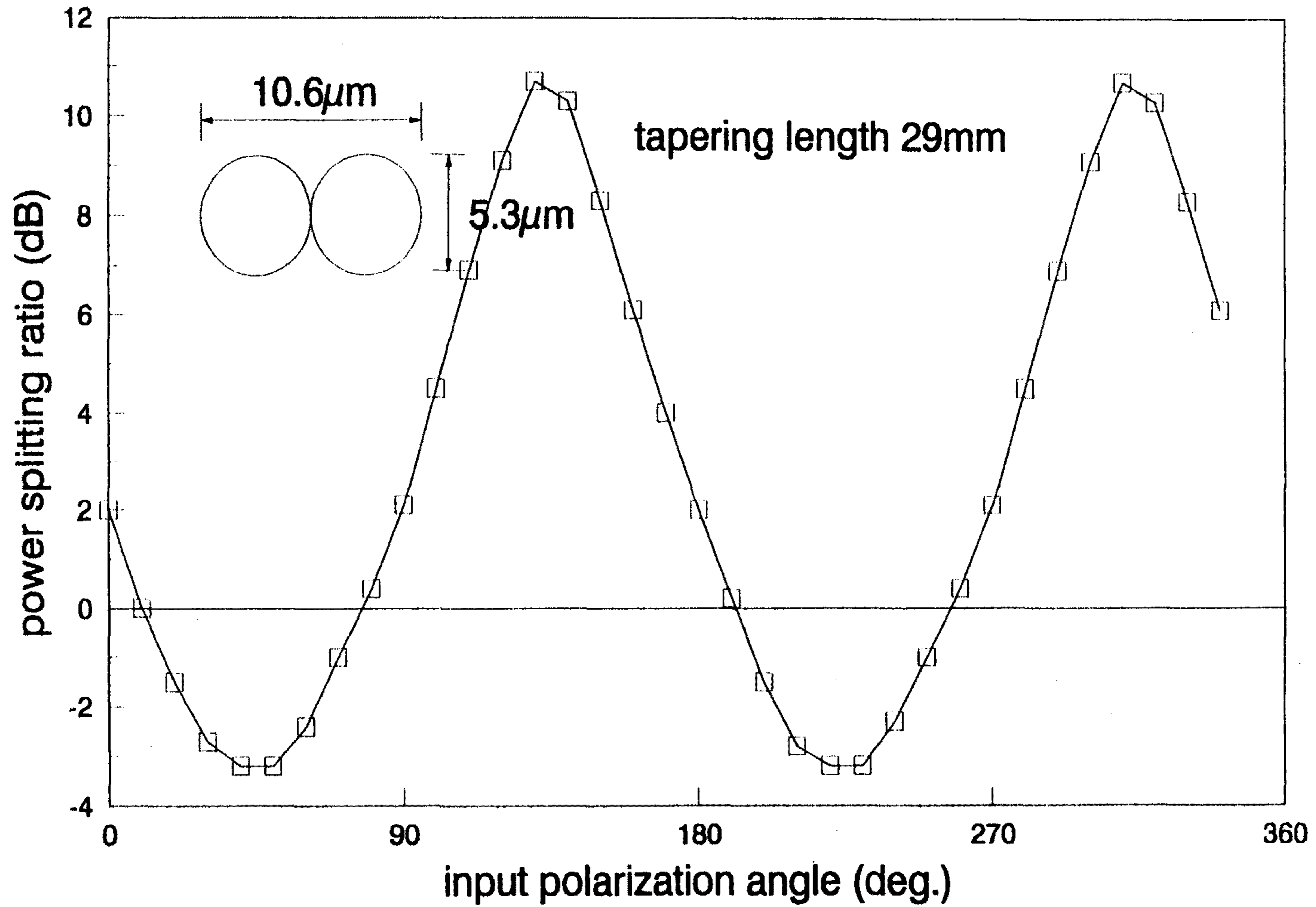


그림 4-1-13. 인장이 전혀 없을 때의 편광에 따른 출력변화와 단면의 모습

제 2 절 박막형 편광분리기

1. 서 론

박막형 편광분리기는 미래의 coherent 광통신이나 광집적 소자형 센서에 사용하기 위하여 여러가지 형태로 제안되었다. 그러나 여러 문헌에 보고된 편광기 또는 편광분리기가 좋은 성능을 가지고 있지만 몇가지 결점이 있어서, 본 연구실에서는 새로운 편광분리기를 개발하였다. 새로운 편광분리기를 상술하기 전에 앞서 보고되었던 대표적인 편광기 및 편광분리기에 대해 검토하는 것이 본 연구실에 개발한 소자를 이해하는데 도움이 될 것으로 본다.

2. 종래의 편광분리기

가. 금속 부착형

가장 간단한 형태의 편광분리기는 광도파로 위에 금속박막을 부착시킨 것이다.⁴⁻²⁻¹⁾ 금속박막이 도파로 위에 있으면 도파로의 TM 모드 광손실이 TE 모드보다 훨씬 커진다. TE 모드의 광손실은 무시할 만큼 적은 반면 TM 모드의 손실은 10dB/cm 이다. 그리고 이러한 TM 광손실은 금속층과 도파로층 사이에 SiO₂와 같은 유전체를 둘 때 더욱 증가하여, TE와 TM의 광손실차를 30dB/cm 만큼 크게 할 수 있다.⁴⁻²⁻²⁾

나. 양자교환도파로형(proton exchange)

LiNbO₃를 산성용액이나 용융된 산에 넣으면 Li⁺과 H⁺ 이온이 교환되어 도파로가 만들어진다.⁴⁻²⁻³⁾ 그러나 이도파로는 extraordinary wave만 도파하고 ordinary wave는 도파하지 못한다. 그러므로 도파로를 만들 때 도파로의 방향을 X축 또는 Y축과 일치시켜야 한다. 이 편광기의 장점은 분리도가 아주 크고 소자길이가 짧다는 것이다. 그리고 사용하는 파장에 대한 제한이 없다. 그런데 양자교환에 의해 도파로를 만들면 LiNbO₃가 손상을 입는다. 이러한 손상을 피하기 위해 먼저 LiNbO₃면에 Ti를 확산시켜 도파로를 만들고 나서 양자교환을 한다. Ti를 확산시킨 LiNbO₃는 ordinary wave에 대해 굴절률이 증가하지만 양자교환에 의해 다시 굴절률이 감소하므로 이 wave는 도파로에서 산란 소멸하게 된다. 이 편광분리기는 40dB나 되는 분리도를 보였다.⁴⁻²⁻⁴⁾

다. X자형

앞의 두 경우는 한 편광이 소멸되므로써 또 다른 편광만이 선택되는 방법이었다. 그러나 다음의 경우들은 두 편광이 공간적으로 분리되는 방법이다. 이러한 기능을 가진 소자중 가장 간단한 것은 X자형 편광분리기이다.

도파로의 굴절률은 확산된 Ti의 농도에 따라 결정된다. 두 도파로를 X자로 교차하게 만들면 교차되는 부분의 굴절률이 다른 곳보다 더 증가한다. 그러므로 각각의 도파로가 단일모드만 유지될 수 있다. 도파로가 다중모드를 유지할 수 있으면 도파로 내부에서

진행하는 빛의 분포는 일정하지 못하고 좌우로 진동하며 진행한다. 그리고 다시 도파로가 분리될 때 빛은 두 도파로로 같은 양이 나가는 것이 아니고 어느 한 쪽으로 많이 나가게 된다. 그런데 복굴절이 있는 LiNbO_3 결정면 위에 이와같은 도파로를 만들면 두 편광의 출력이 다르게 된다. 즉, 두 편광은 공간적으로 분리된다. 교차각이 $1\sim 2^\circ$ 일 때 두 편광의 분리도는 15dB정도 얻을 수 있다고 보고되었다.⁴⁻²⁻⁵⁾

라. Mach-Zehnder형

Mach-Zehnder형 편광 분리기는 다음에 논의하게 되는, 본 연구실에서 제작한 소자와 공통되는 점이 있으므로 특히 중요하다.⁴⁻²⁻⁶⁾ 이 소자의 구조는 그림4-2-1에서 보는 바와 같이 두개의 3dB coupler와 phase를 변화시킬 수 있는 Mach-Zehnder 간섭계이다. 3dB coupler란 bulk type 간섭계의 half mirror에 해당하는 것으로 입사한 빛을 $\frac{1}{2}$ 씩 나누는 역할을 한다. 그러나 half mirror에서 반

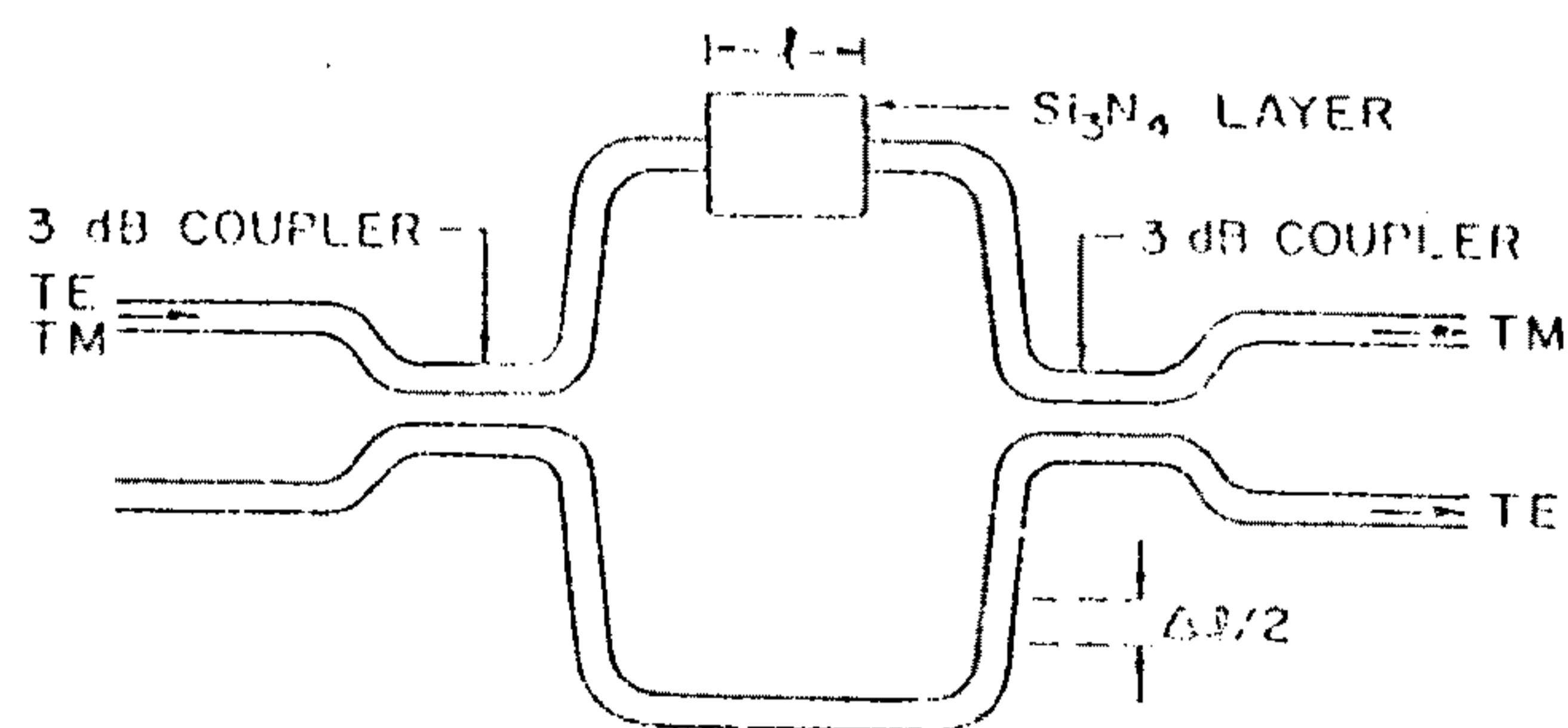


그림4-2-1. Mach-Zehnder형 편광분리기

사 및 투과되는 빛의 위상은 π 만큼 차이나는 것에 비해, 3dB coupler의 경우는 $\frac{\pi}{2}$ 만큼 위상차가 난다. 그러나 이 소자의 경우 3dB coupler란 엄밀히 TE, TM 편광을 각각 $\frac{1}{2}$ 씩 나누지는 못한다. 왜냐하면, 비록 도파로를 복굴절이 없는 유전체 위에 제작했다 할지라도, 도파로가 가지는 비대칭으로 인해 생기는 도파로의 복굴절 때문에 어느 한 편광에 대해서만 3dB coupler가 된다. 그러나 이러한 점을 무시하고 이 소자의 원리를 설명하면 다음과 같다.

그림4-2-1에서 보듯이 두 편광이 입사하여 3dB coupler에서 각각 $\frac{1}{2}$ 씩 나뉘어 진다. 그리고 다른 도파로로 이러한 빛은 $\frac{\pi}{2}$ 만큼 위상이 늦어진다. 이렇게 나뉘어진 빛은 한 쪽 도파로에만 있는 위상변환기(phase shifter)에 의해 위상이 변하게 된다. 그러나, 두 편광이 모두 같은 위상변이를 가지는 것이 아니라 각각 π 와 2π 만큼 위상차가 난다. 출력측 두 도파로에서 다시 결합된 두 빛은 위상차가 π 이면 소멸되고, 2π 이면 소멸되지 않고 나오게 된다. 그러나 이 소자의 단점은 사용파장에 따라 coupler의 분리특성이 저하될 뿐만아니라 한 파장에 대해서도 두 편광을 각각 $\frac{1}{2}$ 씩 나누지 못한다. 그 결과 편광분리기의 분리도가 저하된다.

마. 금속박막을 덮은 coupler형⁴⁻²⁻⁷⁾

앞 절(라)에서 언급하였듯이 directional coupler는 두 편광에 대해 coupling length가 다르다. 그러므로 coupler의 길이가 두 편광

의 coupling length에 비해 n 과 $n+1$ 배 만큼 길게 한다면 두 편광은 단지 coupler에 의해서 공간적으로 분리된다. 그런데 정수 n 은 매우 큰 값을 가지게 되므로 도파로의 길이가 너무 길게 되어서 실용적이지 못하게 된다. 그래서 본 절(다)와 다음 절에서는 coupler에 전극을 부착하여 위의 정수 n 을 줄이는 방법을 이용한 편광분리기를 소개한다.

그림4-2-2는 금속박막을 덮은 coupler형 편광분리기이다. Ti를 확산시켜, 두개의 직선 도파로가 전기광학 효과를 가진 LiNbO_3 결정면 위에 나란하도록 만든다. Coupler의 길이는 L_1 이라 표시한다. 그림에서 도파로 ②는 금속박막이 덮혀 있고 도파로 ①은 SiO_2 buffer층을 사이에 두고 덮혀 있다.

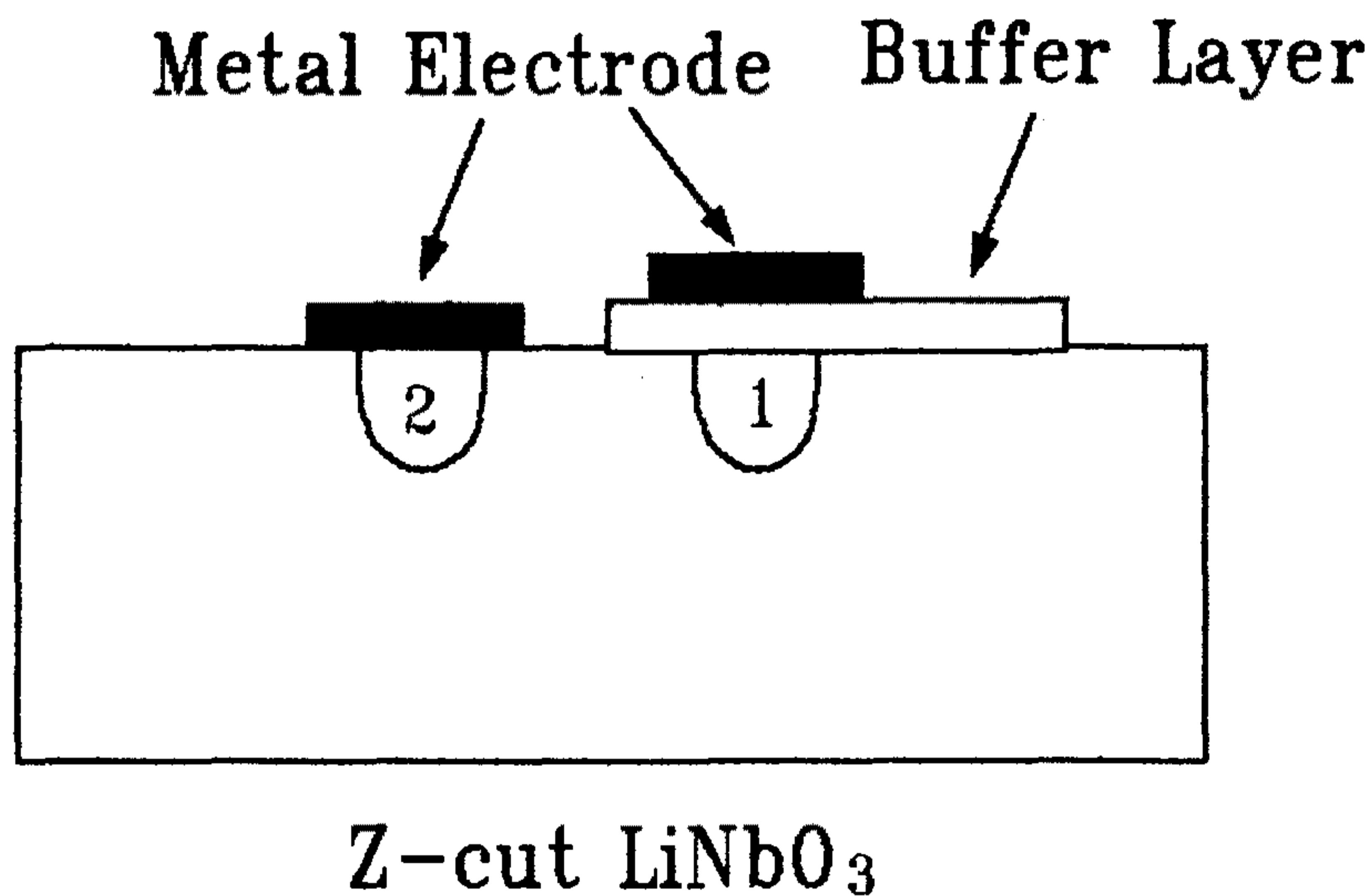


그림4-2-2. 금속박막을 덮은 coupler형 편광분리기

그리고 전극의 길이는 각각 $\frac{L_1}{2}$ 이며, 도파로의 길이 L_1 은 TE 편광의 coupling length L_0 와 $L_0 < L_1 < 3L_0$ 인 관계가 있다. 그러나 이 조건은 TM 편광에 비해서는 적용되지 않는다. 인접한 두 도파로 사이의 coupling은 $L_0 |\beta_1 - \beta_2| \gg 1$ 이면 거의 일어나지 않는다. 여기서 β_1 과 β_2 는 각각 ①번 도파로와 ②번 도파로의 전파상수이다. TM 편광에 대해 coupling되는 양(cross talk)은 $(\beta_1 - \beta_2)/\beta_1$ 이 0.03% 이면 -20dB 이하가 된다. 이것은 그림4-2-2에서와 같이 한쪽 도파로에 금속박막을 덮으므로써 가능하다. 가장 간단한 방법으로, 알루미늄을 증착하면 TM 편광에 대해 $(\beta_1 - \beta_2)/\beta_1$ 이 0.03%가 된다. 물론 금속박막에 의한 TM 편광의 광손실이 문제가 되나 빛을 buffer층이 있는 ①번 도파로에 입사시키면 TM 편광은 coupling되지 않으므로 광손실이 적다. 금속박막에 의해 TE 편광의 광손실은 적을 뿐만 아니라 전파상수 β_1 의 변화도 거의 없다. 그래서 TE 편광은 ②번 도파로로 coupling 된다. 그리고 TE 편광의 완전한 coupling은 전극에 전압 V_1, V_2 를 인가하므로써 가능하다. 그런데 이 편광분리기는 빛을 입사시키는 도파로가 고정된다는 점과, coupler형이기 때문에 제작조건의 허용오차가 적다는 단점이 있다.

바. 역 $\Delta\beta$ coupler형⁴⁻²⁻⁸⁾

이 소자도 앞 절(마)에서 소개한 편광분리기처럼 전압으로 조절가능한 능동형 소자이다. 또한 coupler를 이용한 소자이다. 그림4-2-3은 역 $\Delta\beta$ coupler형 편광분리기를 보여준다.

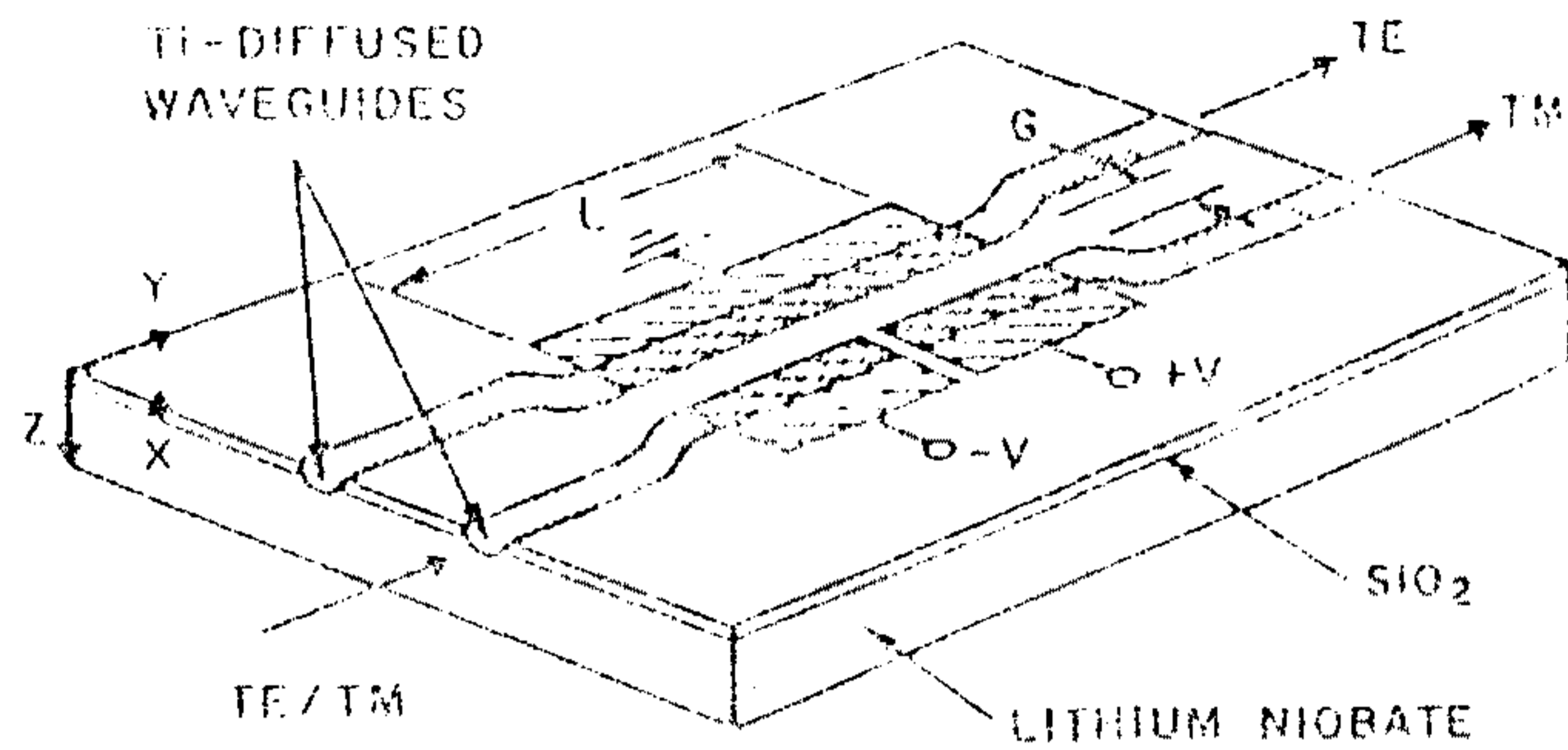


그림4-2-3. 역 $\Delta\beta$ coupler를 이용한 편광분리기

이 소자의 특징은 두 도파로의 각 도파로에 가해진 전기장의 방향이 절반은 +이고 나머지 절반은 -이다. 이와같이 하므로써 coupler의 modulation 효과, 즉, 두 도파로간의 빛의 이동이 개선된다. 그런데 이 coupler를 LiNbO_3 의 Z-cut면 위에 X축 방향으로 만들면 편광분리기로서 사용할 수 있다. Z-cut LiNbO_3 에 외부전기장을 Z축 방향으로 가하면, 편광방향이 Z축 방향과 나란한 빛에 대한 굴절률의 변화량이 Y축과 나란한 빛에 대한 굴절률의 변화량보다 3배 크므로, 두 편광에 대한 coupler의 길이가 홀수배, 즉 $n=1$ 와 짝수배, 즉 $n=2$ 가 되도록 할 수 있다. 그렇게 하므로써 두 편광은 분리될 수 있다. 그러나 이 소자의 단점은 두 편광에 대해 동시에 $n=1$, $n=2$ 가 되도록 만들기가 매우 어렵다는 것이다. 그 이유는 두 편광의 coupling length를 조절하는데 실제로는 한개의 전극만(두개가 독립적이지 않으므로)을 이용하기 때문이다. 그러므로 이런 단점을 보완하기 위해서는 두 편광을 독립적인 두개의 전극으로 분리해야만 한다. 다음 절에서는 본 연구실에서 연구 제

작한 편광분리기에 대해서 상세히 논한다.

3. TMI 도파로를 이용한 편광분리기⁴⁻²⁻⁹⁾

가. 동작원리

본 소자는 TMI 도파로를 이용한 것이므로 먼저 TMI 도파로에 대한 이해가 있어야 한다.

1) TMI 도파로⁴⁻²⁻¹⁰⁾

Two Mode Interference (TMI) 도파로의 외형은 그림4-2-4에서 보듯이 두개의 모드가 유지될 수 있는 도파로의 양단에 단일 모드 도파로가 Y형으로 접합된 모양을 이루고 있다.

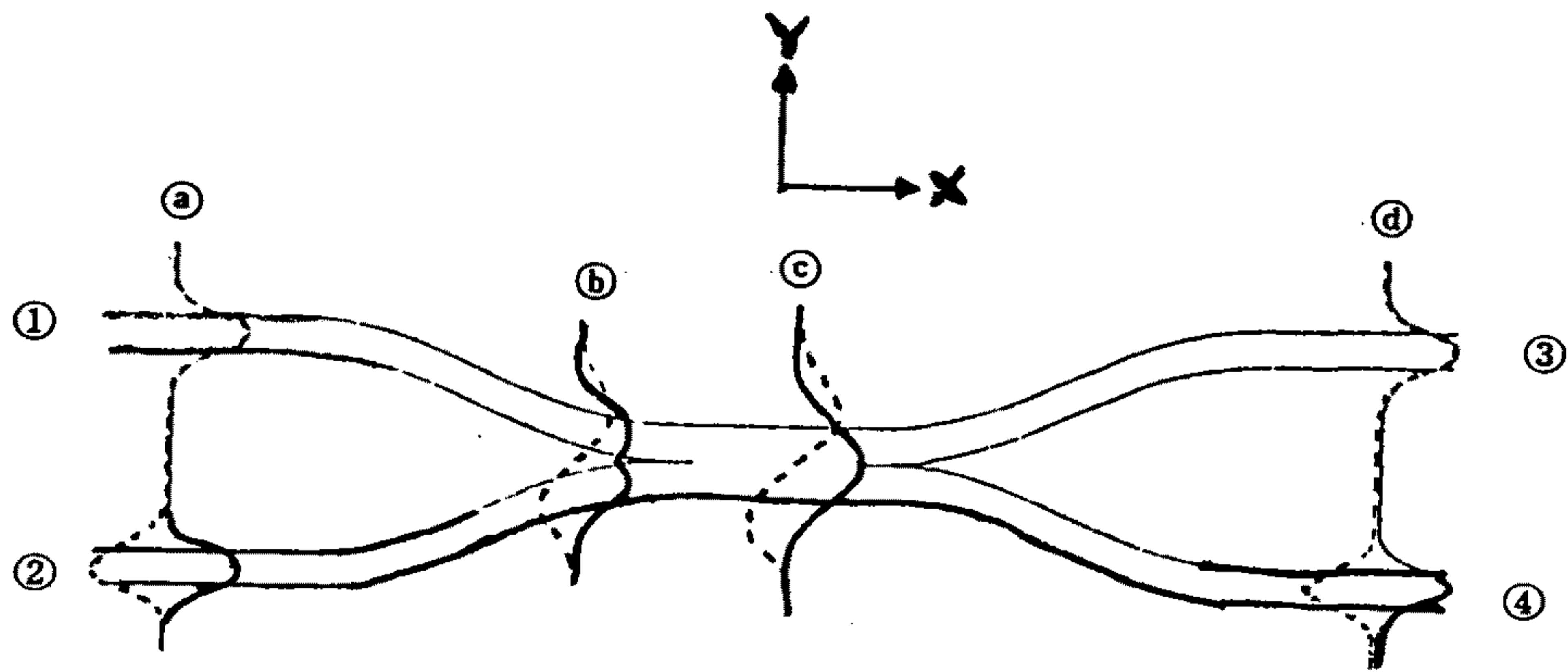


그림4-2-4. TMI 도파로 실선은 가장 낮은 차수의 우모드이고 그 위 차수의 기모드이다. 실제 도파로 상에서 유지되는 모드는 두 모드의 중첩으로 나타난다.

두 개의 모드가 유지되는 부분의 도파로는 단일모드 도파로 부분보다 굴절률을 높여서 제작할 수도 있고, 도파로의 폭을 크게 해서 만들 수도 있다. 그림의 입사쪽 도파로로 광이 입사하면 단일모드 입사 도파로에서의 진폭은 그림에서와 같이 우모드(실선)와 기모드(점선)의 고유모드로 분리하여 생각할 수 있다. 그런데 실제 유지되는 모드는 두개의 eigen mode가 중첩되어 나타난다. 그러므로 도파로의 ㉠번 위치에서 강도분포는 ①번 도파로에서만 나타나고 ②번 도파로에서는 0이다. 빛이 진행함에 따라 두 모드의 위상차가 생긴다. 이로인해 ②번 도파로에서도 coupling된 빛이 진행하게 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 coupling length(L_c , 결합길이)라 한다. 도파로가 점점 가까워지면 L_c 는 짧아지게 된다. 도파로가 ㉢번 위치에서처럼 극단적으로 가까워져서 두개로 구별될 수 없을 때도 coupling의 개념을 적용할 수 있다. 이런 경우 빛이 도파로의 좌우로 zigzaging하게 되며, 이 때의 coupling length는 특별히 beat length라 부른다. 그러나 여기서는 계속 coupling length라 사용한다.

이와같이 도파로 내에서 짧은 거리에서 좌우로 이동하던 빛이 도파로가 멀어지므로써 다시 긴 coupling length를 가진다. 그리고 나서 ③번이나 ④번 도파로로 빠져나간다. 입사한 빛이 어느 쪽 도파로로 나가는가 하는 것은 입사쪽에서 부터 출력쪽까지 coupling이 몇회 일어났는가에 달려있다. 홀수번 coupling이 일어나면

다른 쪽 도파로로 나가며(기호로 \otimes 로 표시), 짝수번 일어나면 같은 쪽으로 빛이 나간다(기호로 \ominus 로 표시). coupling 회수는 두 모드의 전파상수차 $\Delta\beta(=\beta_0-\beta_1)$ 을 변화시키므로써 바꿀 수 있다. LiNbO₃에서 TE 편광이 가지는 두개 모드의 전파상수차 $\Delta\beta_{TE}$ 는 TM의 $\Delta\beta_{TM}$ 과 다르다. 그러므로 TE 모드의 coupling 회수를 m번, TM 모드의 coupling 회수를 m+1번 되도록 하면 TE·TM 편광을 나눌 수 있다.

2) 도파로에서 coupling length의 계산⁴⁻²⁻¹¹⁾

편광분리기를 제작할 때 TE 모드와 TM 모드의 coupling 회수를 정확히 한번 차이나도록 만드는 것은 매우 어렵다. 그러므로 전기광학 효과를 가진 LiNbO₃ 결정면에 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 크게 할 수 있으며, 이때 필요한 전압은 얼마인가를 근사적으로나마 알아야 한다.

다음의 coupling length 계산방법은 Jirictyoty 등에 의해 주어졌으며 필요한 정보를 얻기에 충분하다.

TMI 도파로를 만들기 위해 먼저 Ti를 도파로 모양으로 동착한다. 이 때의 Ti 폭을 w라 할 때, LiNbO₃ 내부의 Ti 농도 C는

$$C=C_p \exp(-x^2/a_x^2)G(y/a_y, w/a_y) \dots\dots\dots(4-2-1)$$

로 표시되며 여기서

$$G(\eta, \delta) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\eta + \frac{\delta}{2} \right) - \operatorname{erf} \left(\eta - \frac{\delta}{2} \right) \right] \dots\dots\dots(4-2-2)$$

$$C_p = 0.125d/a_z$$

이때 d 는 Ti 의 초기 두께이다. 그리고

$$a_y = 2(D_z t)^{1/2}, \quad a_z = 2(D_z t)^{1/2} \dots\dots\dots(4-2-3)$$

또한 Ti 농도에 대한 굴절률 증가량 Δn 은

$$\Delta n_o \approx \Delta n_e \approx 6.5 \times 10^{-3} R(\lambda) \cdot C \dots\dots\dots(4-2-4)$$

이때

$$R(\lambda) = \sum_{j=0}^a R_j \lambda^{-2j} \dots\dots\dots(4-2-5)$$

이다. 또한 파장 λ 에 대한 굴절률은

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

이때 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

Ti가 확산되었을 때 LiNbO₃의 유전상수 ϵ 는

$$\epsilon(x, y) = \epsilon_s + \Delta\epsilon_p \exp(-2^2/a_2) F(y/a_y, w/a_y, s/a_y) \dots\dots\dots(4-2-6)$$

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

$$\begin{aligned} F(\eta, \delta, \sigma) &= G(\eta - \sigma/2 - \delta/2, \delta) + G(\eta + \sigma/2 + \delta/2, \delta) \\ &= \frac{1}{2} [\text{erf}(\eta - \sigma/2) - \text{erf}(\eta - \sigma/2 - \delta) \\ &\quad + \text{erf}(\eta + \sigma/2 + \delta) - \text{erf}(\eta + \sigma/2)] \dots\dots\dots(4-2-7) \end{aligned}$$

이며, TMI 도파로에서 $S=0$ 이다.

앞 절에서 언급하였듯이 TMI 도파로의 coupling length L_c 는

$$L_c = \frac{\pi}{k(N_{m,n} - N_{m,n+1})} = \frac{\lambda}{2(N_{m,n} - N_{m,n+1})} \dots\dots\dots(4-2-8)$$

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

Maxwell equation의 scalar approximation은

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + K^2[\epsilon(y, z) - N^2]U = 0 \dots\dots\dots(4-2-9)$$

으로 표현된다. 도파로의 폭이 $\sim 10\mu\text{m}$, 깊이가 $5\mu\text{m}$ 이므로 2차원 방정식은 유효굴절을 방법으로 비교적 정확히 풀린다.

이 접근방법에서 $\epsilon(y, z)$, $U(y, z)$ 의 y 에 대한 의존성은 z 에 비해 작다고 가정하면 (4-2-9)식은

$$\frac{d^2U_z(y, z)}{dz^2} + K^2[\epsilon(y, z) - N^2(y)]U_z(y, z) = 0 \dots\dots\dots(4-2-10)$$

그리고

$$\frac{d^2U_y(y)}{dy^2} + K^2[N^2(y) - N^2]U_y(y) = 0 \dots\dots\dots(4-2-11)$$

이다. (4-2-10)식에서 좌표 y 는 단지 parameter의 역할을 할 뿐이다. 그리고 eigen value $N^2(y)$ 는 effective lateral profile을 표시한다. 또한 y 에 대한 $U_z(y, z)$ 의 의존성이 작으므로

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

로 취할 수 있다. $\Delta\epsilon_p \ll \epsilon_s$ 이므로 (4-2-10)식과 (4-2-11)식을 normalized form으로 쓰는 것이 편리하다.

즉,

$$[F(\eta, \delta, \sigma)V_z^2]^{-1} \frac{d^2U_z}{d\xi^2} + [\exp(-\xi^2) - b_z(\eta)]U_z = 0 \dots\dots\dots(4-2-12)$$

$$V_y^{-2} \frac{d^2U_y}{d\eta^2} + [F(\eta, \delta, \sigma)_z(\eta) - b]U_y = U_y = 0 \dots\dots\dots(4-2-13)$$

여기서

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

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

그리고

$$b_z(\eta) = \frac{N^2(y) - \epsilon_s}{F(\eta, \delta, \sigma) \Delta \epsilon_p}, \quad b = \frac{N^2 - \epsilon_s}{\Delta \epsilon_p} \quad \dots\dots\dots(4-2-14)$$

이다. 깊이 방향으로 field의 분포를 구하기 위해서 식(4-2-12)는 $y=0$ (or $\eta=0$)에 대해서 풀려질 수 있다. Lateral eq. (4-2-13)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 (4-2-12)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

$$\int_0^{\xi_t} [\exp(-\xi^2) - b_z(\eta)]^{1/2} d\xi = (m + \frac{3}{4})\pi / V_x \sqrt{F(\eta, \delta, \sigma)} \quad \dots\dots\dots(4-2-15)$$

이다. 여기서 m 은 depth mode의 수이고 ξ_t 는 turning point 이다. (4-2-15)식의 해 $b_z(\eta)$ 는 polynomial 표현으로

$$b_z(\eta) = \sum C_i (1 - \varphi)^{2i} \quad \dots\dots\dots(4-2-16)$$

로 근사적으로 표현할 수 있다. 여기서

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

이고 $C_1=1.59696$, C_2 는 -1.11639 , C_3 는 0.51943 이다. (4-2-16)식

은 $\varphi < 1$ 이 성립하는 한 타당하고, $\varphi = 1$ 은 m 번째 모드의 cut off 이다.

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

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

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

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

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

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

그러나 얻어진 normalized effective lateral profile $F(\eta, \delta, \sigma)b_2(n)$ 은 $|\eta| < \eta_{\max}$ 인 범위 내에서만 정의된다. 이 구간 내에서 depth mode는 cut off 조건 위에 있다. 즉 $\varphi < 1$ 이다.

이제 lateral eq.(4-2-13)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

$$v(\eta) = \frac{dU_y}{d\eta} (U_y V_y)^{-1} \dots\dots\dots(4-2-17)$$

을 정의하여 (4-2-13)식에 대입하면 $v(\eta)$ 에 대한 1차 Riccati 미분 방정식으로 축소된다. 즉,

$$V\delta^{-1} = \frac{d\nu}{d\eta} = \nu^2 + F(\eta, \delta, \sigma)b_x(\eta) - b \dots\dots\dots(4-2-18)$$

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

$$V\delta^{-1} \frac{d\nu}{d\eta} = -1 - [F(\eta, \delta, \sigma)b_z(\eta) - b]\nu^2 \dots\dots\dots(4-2-19)$$

으로 표시된다. (4-2-13)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. (4-2-18), (4-2-19)식의 Riccati 방정식은 4차의 Runge-Kutta 방법으로 계산될 수 있다. 그림4-2-5는 LiNbO₃에 Ti가 확산된 도파로의 표면굴절률(최대 굴절률)에 따른 coupling length를 위와 같은 방법으로 계산한 결과이다. 여기서 도파로의 폭은 5, 6, 8 μ m이면 Ti 확산시간은 5시간이다. 그림에서 보면 도파로의 굴절률이 클수록 coupling length L_c 는 짧아진다. 본

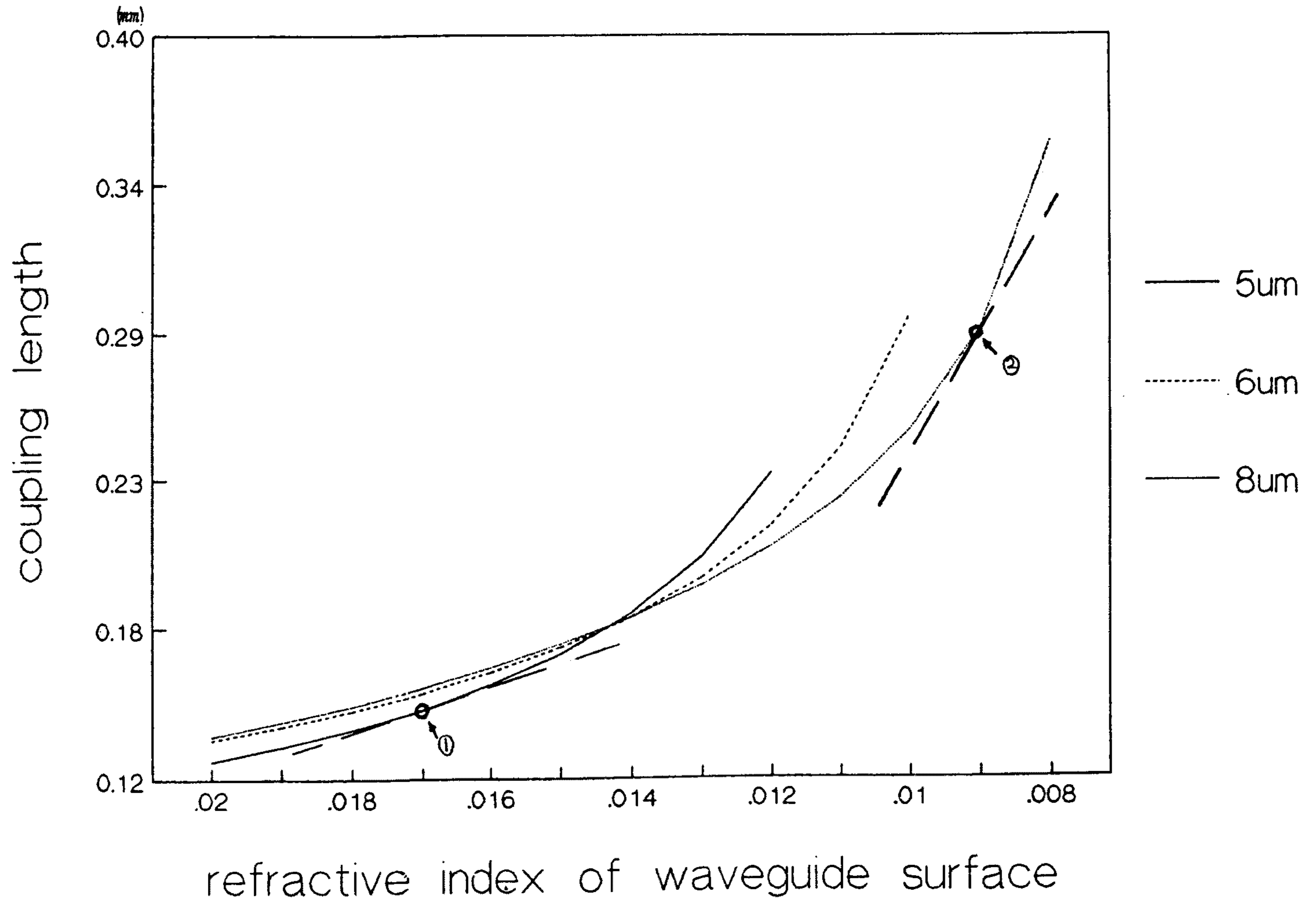


그림4-2-5. Ti를 5시간 확산시킨 도파로의 표면 굴절률과 coupling length의 관계

실험에서 도파로의 제작은 화살표로 표시한 두 조건으로 제작하였다. 그러나 두 소자의 성능은 ②번 조건에서 만든 것이 ①번 조건에서 만든 것보다 낮은 전압으로 조절되었다. 그 이유는 다음과 같이 해석된다. 도파로의 optical field 분포가, 인가된 전기장의 Electric field와 정확히 중첩된다고 가정하면 가해진 전위장에 의해 도파로의 굴절률은 증가 또는 감소한다. 그림4-2-5에서 횡축의 값이 굴절률이므로 전기장에 의해서 원래 Ti를 확산시켜 만든 도파로의 굴절률에서 약간의 변화가 있다. 전기장에 의한 굴절률 변화는 Ti 농도에 의해 다르지 않으므로 횡축에서의 변화는 어느 곳에서나 같다. 그러므로 그림4-2-5에서 곡선의 기울기의 절대치가 전기장에 의해 coupling length의 변화량이 된다. 그러므로 그림4-2-5에서 ②의 조건으로 만든 소자가 더 낮은 전압으로 조절될 수 있음을 알 수 있다. 다음은 위에서 설명한 것에 대한 computer 계산 program이다.


```

10 DIM L(20)
20 ! PRINT "Antisymmetric mode? yes(1),no(0)"
30 ! Ns=2.150 ! Extraordinary index
40 Ns=2.229 ! Ordinary index
50 Ns0=Ns
60 FOR Dn=.01 TO 0 STEP -.001
70 FOR Anti=0 TO 1
170 Lamda=.903
180 K=2*PI/Lamda
190 H=.05
200 Dx=7.5E-17 ! VERTICAL DIFFUSION COEFFICIENT
210 Dy=6E-17 ! LATERAL " (m^2/sec)
220 T=5*60*60 ! DIFFUSION TIME (SEC)
230 Ay=2*SQR(Dy*T)*1E6! DIFFUSION DEPTH OF LATERAL
DIRECTION
240 Ax=2*SQR(Dx*T)*1E6! DIFFUSION DEPTH OF VERTICAL
DIRECTION
250 Cp=6.5E-3*.85124
260 Dti=40 ! INITIAL Ti THICKNESS (NANO METER)
270 ! Dn=Cp*.125*Dti/Ax ! INDEX INCREASE OF SURFACE ,Dti;
,
Ti THICKNESS
280 Es=Ns^2
290 De=2*Ns*Dn
300 U=0
310 W=4 ! Ti STRIPE WIDTH
320 S=0 ! EDGE TO EDGE SEPARATION ===== <----> =====
330 D=W/Ay ! NORMALIZED WIDTH
340 Q=S/Ay ! NORMALIZED SEPARATION
350 Vx=K*Ax*SQR(2*Ns*Dn)
360 Vy=K*Ay*SQR(2*Ns*Dn)
370 Y=2*W+S
380 Y1=Y/Ay
390 A1=.254829592
400 A2=-.28449673
410 A3=1.421413741
420 A4=-1.453152027
430 A5=1.061405429
440 P=.3275911
450 C1=1.59696
460 C2=-1.11639
470 C3=.51943
480 A=.131986
490 B=2.04355
500 C=2.21624
510 M=0
520 DEF FNF(X,Q,D)=(FNERf(X+Q/2+D)-FNERf(X+Q/2)+FNERf
(X-Q/2)-FNERf(X-Q/2-D))/2

```

```

530 DEF FNErf(X)=1-(A1/(P*X+1)+A2/(P*X+1)^2+A3/(P*X+1)
^3+A4/(P*X+1)^4+A5/(P*X+1)^5)*EXP(-X*X)
560 DEF FNTanh(X)=(EXP(X)-EXP(-X))/(EXP(X)+EXP(-X))
570 DEF FNB(X)=C1*(1-FNPI(X))^2+C2*(1-FNPI(X))^4+C3*
(1-FNPI(X))^6
580 DEF FNPI(X)=(M+3/4)*SQR(2*PI/FNF(X,Q,D))/Vx
590 DEF FNUd(X,U)=(U^2+FNB(X)*FNF(X,Q,D)-B)*Vy
600 DEF FNVd(X,V)=(-1-(FNF(X,Q,D)*FNB(X)-B)*V^2)*Vy
610 B1=.001
620 B2=.999
630 B=1
640 MOVE 0,0
650 IF ABS(SQR(B)-U)<.001 THEN GOTO 1080
660 IF SQR(B)<U THEN GOTO 690
670 B2=B
680 GOTO 700
690 B1=B
700 B=(B1+B2)/2
710 PRINT "B=";B
720 IF B<.001001 THEN GOTO 1341
730 U=0
740 V=0
750 Z=0
760 IF Anti=0 THEN GOTO 920
770 FOR Z=0 TO .5 STEP H
780 M1=FNVD(Z,V)
790 M2=FNVD(Z+H/2,V+H*M1/2)
800 M3=FNVD(Z+H/2,V+H*M2/2)
810 M4=FNVD(Z+H,V+H*M3)
820 V=V+H/6*(M1+2*M2+2*M3+M4)
830 PLOT Z,1/V
840 IF ABS(V)<1 THEN GOTO 900
850 M1=0
860 M2=0
870 M3=0
880 M4=0
890 NEXT Z
900 U=1/V
910 X=Z
920 FOR X=Z TO 5 STEP H
930 IF FNPI(X)>1 THEN GOTO 640
940 IF U>10 THEN GOTO 1060
950 ! PRINT "U=";U
960 ! PLOT X,U
970 M1=FNUd(X,U)
980 M2=FNUd(X+H/2,U+H*M1/2)
990 M3=FNUd(X+H/2,U+H*M2/2)
1000 M4=FNUd(X+H,U+H*M3)
1010 U=U+H/6*(M1+2*M2+2*M3+M4)

```

```

1020 M1=0
1030 M2=0
1040 M3=0
1050 M4=0
1060 NEXT X
1070 PRINT ABS(SQR(B)-U)
1080 PRINTER IS 0
1090 IF Anti=0 THEN PRINT "Symmetric mode";
1100 IF Anti=1 THEN PRINT "Antisymmetric mode";
1110 IF Anti=0 THEN Bsymm=B
1120 IF Anti=1 THEN Banti=B
1130 PRINT "B=";B,"(U(max)^2)=";U^2
1140 PRINTER IS 16
1150 U=0
1160 MOVE 0,0
1170 NEXT Anti
1180 Lc=Lamda/2/(SQR(Es+Bsymm*De)-SQR(Es+Banti*De))
1190 PRINTER IS 0
1200 PRINT "Dn=";Dn;"          Ns=";Ns,
1210 Lc=Lc/1000
1220 PRINT "Coupling length=";Lc;"MM"
1230 PRINT "W=";W,"S=";S
1240 PRINT "DIFFUSION TIME=";T/3600
1250 PRINT "Ti THICKNESS=";Dti,
1260 PLOT Dn,Lc
1270 PRINT "Wave length=";Lamda;"um"
1280 I=I+1
1290 ! L(I)=Lc
1300 PRINT
1310 PRINT
1320 PRINT
1330 PRINT
1341 IF B<.001001 THEN PRINT "SINGLE MODE"
1342 PRINT
1343 PRINT
1345 PRINTER IS 16
1350 NEXT Dn
1360 PLOTTER IS "GRAPHICS"
1370 GRAPHICS
1380 LOCATE 8,120,8,95
1390 FRAME
1400 SCALE .01,.012,0,10
1410 LAXES .0005,.1,.01,0,-1,5,0
1420 FOR I=0 TO 5
1430 ! PLOT Dn,L(I)
1440 NEXT I
1450 ! DUMP GRAPHICS
1460 END

```

3) LiNbO₃의 전기광학 효과

앞 절에서 LiNbO₃에 만들어진 TMI 도파로에 전기장을 가하므로써 출력광을 조절할 수 있다는 것을 보았다. 그러나 TE TM 모드를 구별하기 위해서는 TE TM 모드를 독립적으로 조절할 수 있어야 한다. LiNbO₃는 편광방향에 따라 굴절률이 다를 뿐 아니라 전기장 방향에 따라 두 편광에 대한 굴절률 변화량이 다르다. 전기광학 효과를 좀더 명백히 보기 위해 수학적 표현을 빌리면, LiNbO₃의 전기광학 계수와 전기장의 방향과 impermeability tensor $\eta_{ij}(=\epsilon_0(\epsilon^{-1})_{ij})$ 의 관계는 다음과 같다.

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

$$= \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \dots\dots\dots(4-2-20)$$

z-cut LiNbO₃ 위에 X축 방향으로 도파로를 만들면 정상파, 이상파(ordinary, extraordinary wave) 굴절률의 전기장에 의한 변화량이 근사적으로

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 (r_{22} E_2 + r_{33} E_3)$$

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_3 \dots\dots\dots(4-2-21)$$

으로 표시된다. 그러므로 TM(z-cut에서는 이상파) 모드의 coupling length는 E_3 로, TE 모드는 E_2 로 조절하여 전체 도파로에서 TE 모드의 coupling 회수를 m 번, TM 모드의 coupling 회수를 $m \pm 1$ 번이 되게 조절할 수 있다. 그러나 도파로의 방향이 Y축이나 Z축일 때는 항상 한 전기장 방향에 의해서만 Δn_o 와 Δn_e 가 변하므로 앞에서와 같이 TE TM을 조절할 수 없다.

4) 편광분리기의 분리도 저하문제

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

결정의 Y축 방향으로 전기장이 가해질 때, LiNbO₃의 index ellipsoid equation은

$$\left[\frac{1}{n_o^2} + r_{22} E_2 \right] y^2 + 2r_{51} E_2 yz + \frac{1}{n_e^2} z^2 = 1 \dots\dots\dots(4-2-22)$$

로 표현된다. 이 식으로부터 E_2 전기장에 의해 LiNbO₃의 광축이 회전한다는 것을 알 수 있다. 회전된 새로운 광축을 X', Y', Z'이라 하면 Y', Z'축은 X축을 축으로 θ 만큼 회전하게 되며 θ 의 값은

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{4r_{51} E_2}{\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} + r_{22} E_2} \right) \approx \frac{1}{2} \tan^{-1} (10r_{51} E_2) \dots\dots\dots(4-2-23)$$

이다. 예를들어 인가 전기장의 세기가 $E_2=10\text{v}/\mu\text{m}$ 일 때 주축이 0.02° 가량 회전하므로 이로 인하여 분리도는 35dB를 넘지 못하게 된다. 그럼,로 편광 분리를 만들 때, 인가전압이 가급적 낮게 되도록 전극의 길이, 폭등을 조절하여야 한다. LiNbO_3 의 전기광학계수 r_{22} , r_{23} , r_{33} 의 크기를 비교하여 보면 $r_{33} \approx 3r_{22} = 3r_{23}$ 이므로 ordinary wave를 변조시키는 전극의 길이를 extra-ordinary wave를 변조시키는 전극의 길이보다 3배 정도 크게 하는 것이 낮은 전압으로 조절할 수 있는 방법이다. 분리도를 저하시키는 더 큰 요인은 Y-branch 도파로의 비대칭문제와 도파로의 손실문제이다. 도파로의 손실 중 전극에 의한 손실은 second order mode (anti symmetric mode)가 더 크므로 이것을 피하기 위해서 전극을 금속으로 하지 않고 ITO와 같은 투명전극을 사용하면 된다. 그리고 도파로의 비대칭에 의한 분리도 저하는 IEEE Jour. Q.E., 23 (K. Goel and William S.C. Chang) pp.2216 (1987) 문헌에 자세히 보고되었으므로 본 보고서에서는 생략한다(참고 88국책 연구개발사업과제 “레이저 광계측시스템 개발 사업의 세부과제” N508(1)-3611-3).

4. 제작 및 측정

앞절에서 편광분리기 제작에 필요한 모든 조건을 보았다. 본 절에서는 소자의 제작, 특성 측정에 대해서 기술한다. 도파로의 pattern은 그림4-2-6에서 볼 수 있듯이 단일모드 부분은 폭이 5

μm 이고 두 모드 부분은 $8\mu\text{m}$ 이다. 그리고 사잇각은 2° 이다. z-cut LiNbO_3 위에 photoresister AZ-1350을 5000 rpm으로 spin coating한 후 30분간 90°C 에서 baking한다. 그리고 10분간 monochlorobenzene에 10분간 담근 후 다시 90°C 에서 5분간 말린다. 그리고 나서 U.V 광으로 노출시킨 후 AZ-1350 developer로 현상하여 도파로 pattern을 만든다. 진공증착기를 이용하여 Ti를 300\AA 증착하여 Aceton에 담근 후 초음파 세척기를 써서 Lift off하고 1000°C 의 습한 Ar 분위기에서 5시간(raising time 1.5시간 제외) 동안 Ti를 확산시킨다. 양 단면을 연마한 후 앞에서와 같은 방법으로 ITO 전극을 증착한다. 전기장 E_y 를 유도하는 전극 1의 간격은 도파로의 폭보다 $2\mu\text{m}$ 작은 $6\mu\text{m}$ 이며, E_2 를 유도하는 전극 2는 폭이 $6\mu\text{m}$ 간격 $5\mu\text{m}$ 로 만들었다. 이 전극은 금선과 Indium으로 접촉시켰다.

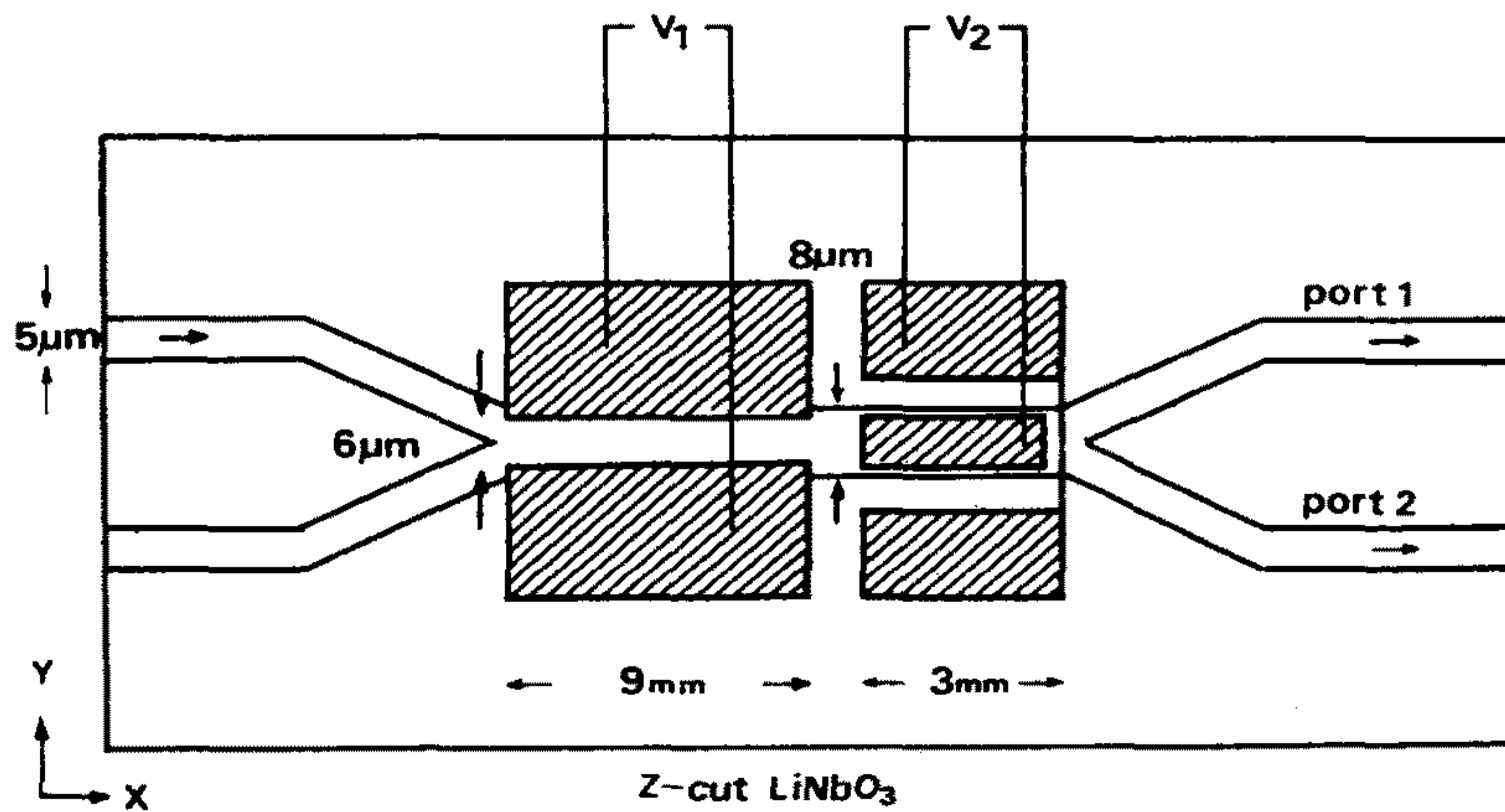


그림4-2-6. TMI 도파로를 이용한 편광분리기의 구조

그림4-2-7은 실험장치도이며 그림4-2-8은 장치사진이다.

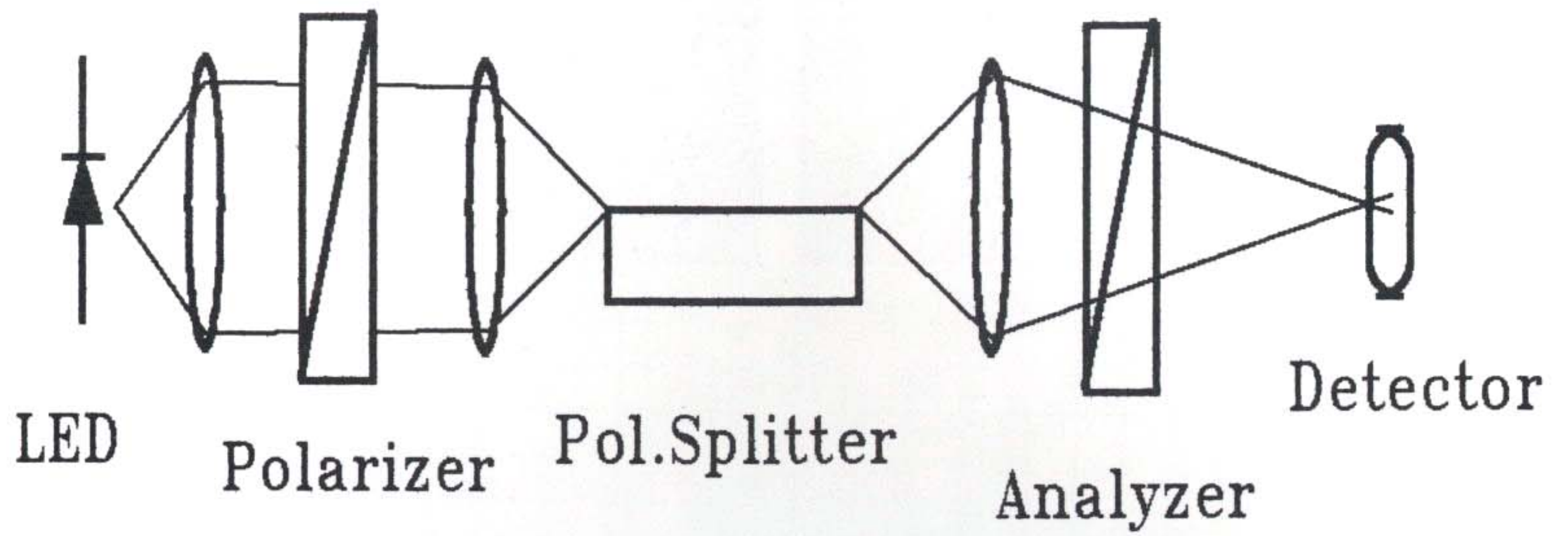


그림4-2-7. 실험장치도

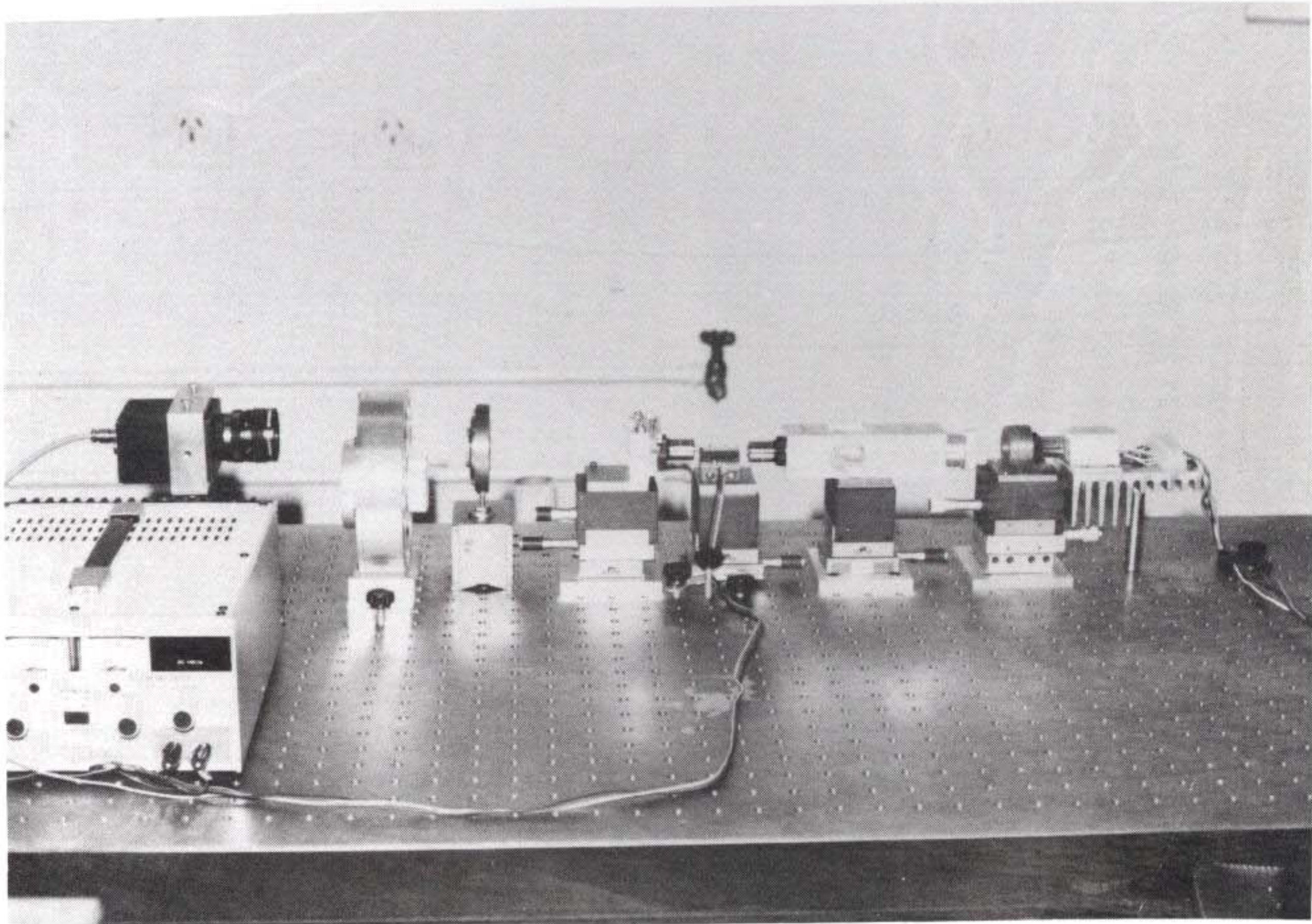


그림4-2-8. 실험장치사진

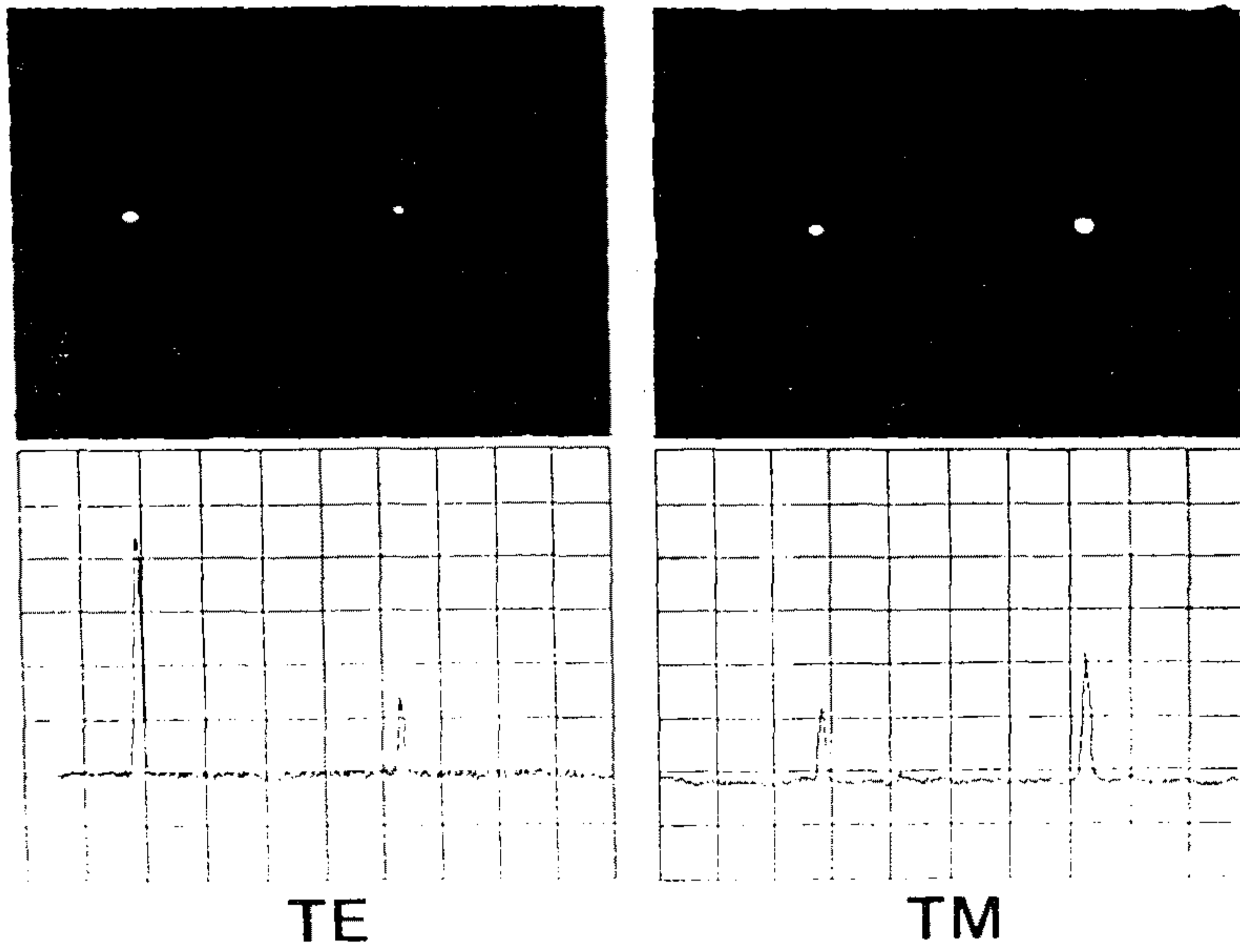


그림4-2-9. 인가전압이 없을 때 광출력

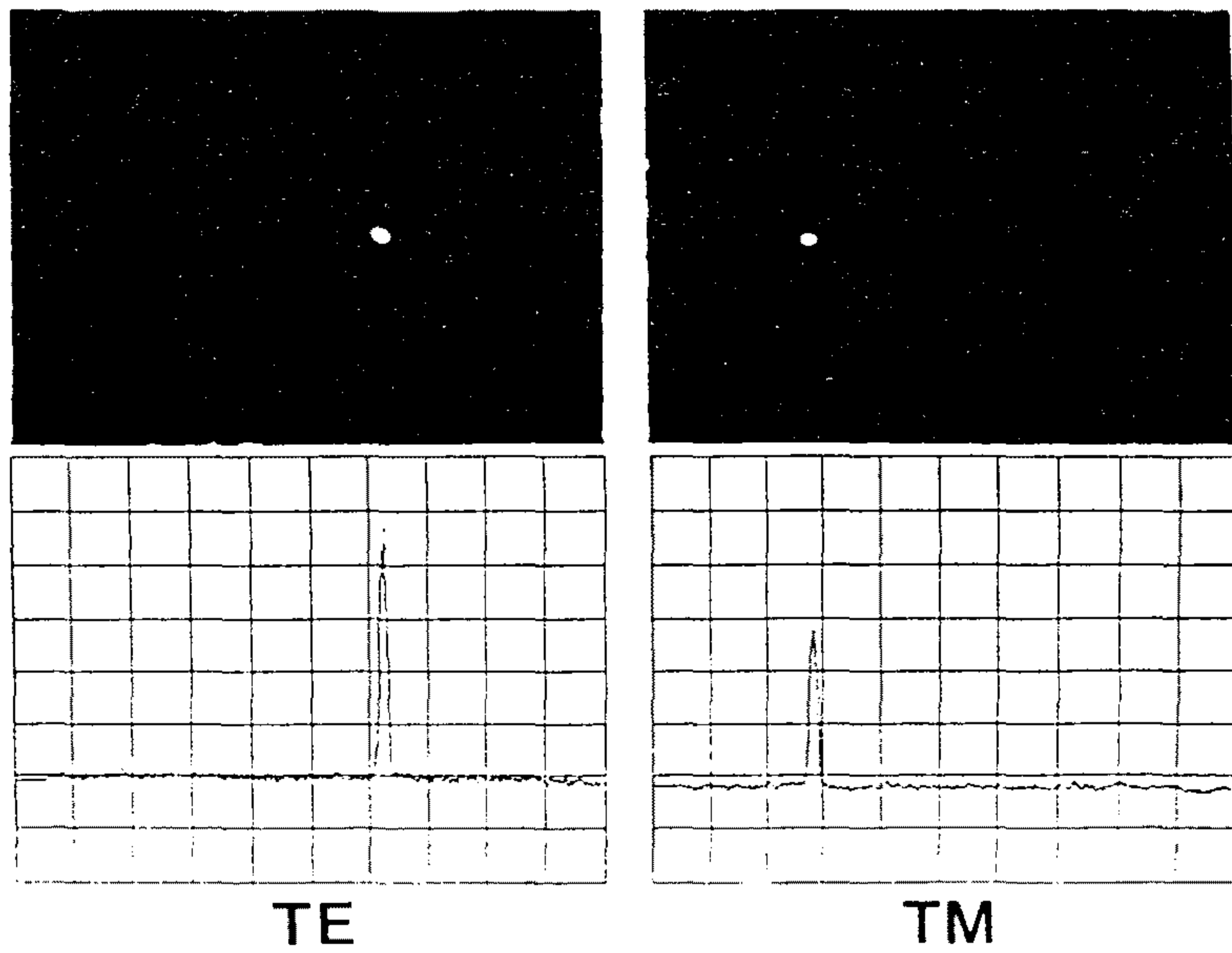


그림4-2-10. 분리된 두 편광
 $V_1=20V$, $V_2=12V$ 에서 두 편광이 분리됨

광원은 820nm의 Laser Diode를 사용하였다. 그림4-2-9는 입력전압이 0V인 상태에서 nearfield pattern이다. 이 사진에서 볼 수 있듯이 TE TM이 분리되지 않은 상태로 나온다.

이 소자에 전압 $V_1=20V$, $V_2=12V$ 를 인가하면 그림4-2-10처럼 두 편광은 각각 분리되어 나온다. 이 때의 분리도는

$$10 \times \log (I_2/I_1)$$

으로 정의하였을 때, 20dB 이상이였다.

5. 모드 분리를 이용한 편광분리기

본 연구실에서 연구·제작한 능동형 편광분리기로써 「모드분리를 이용한 편광분리기」가 있다. 이 소자의 개발목적은 종전의 편광분리기(앞 절의 TMI 편광분리기)가 매우 뛰어난 성능을 가졌지만 LiNbO_3 의 Z축 방향으로 도파로를 만들 수 없다는 단점을 가진다. 도파로를 LiNbO_3 의 Z축으로 만들 경우 전기광학효과는 작지만 Li_2O 의 이탈(out diffusion)의 영향이 없어서 field pattern이 좋으며, 광에 의한 결정의 손상도 없다. 본 절에서 설명하는 편광분리기는 LiNbO_3 의 Z축으로 만들 수 있는 소자이다. 이 소자가 가지는 편광분리 기능은 다음과 같다. 먼저 두 편광이 입사하면 두 편광을 두 개의 도파모드로 변환시킨다. 그리고 모드분리기를 이용해서 두 모드 즉, 두 편광을 분리하는 것이다.

가. 동작원리

1) 모드분리기

모드분리기란 multi mode 도파로 내 여러개 eigen modes를 공간적으로 분리해 내는 소자를 말한다⁴⁻²⁻¹²⁾ 특히 우리가 관심을 가지는 것은 double mode 도파로의 fundamental even mode와 odd mode를 분리하는 것이다. 모드분리기의 구조는 그림4-2-11과 같이, double mode 도파로에 연결된 두 개의 single 모드 도파로가 1~3m rad 정도의 작은 각으로 결합된 Y-branching wave guide이다.

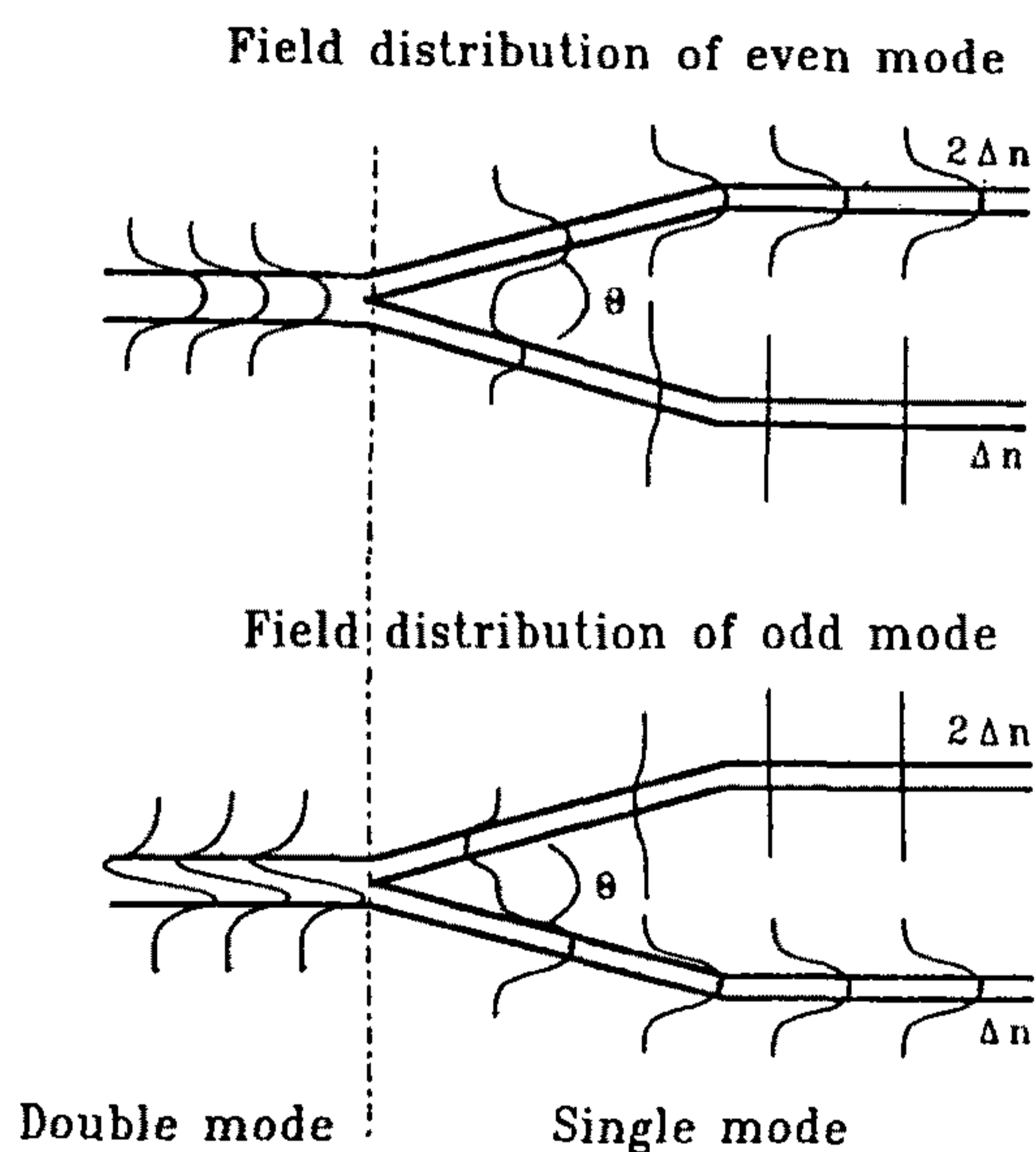


그림4-2-11. mode splitter가 even mode와 odd mode를 분리하는 원리
 위의 그림은 even mode가 굴절률이 큰쪽 도파로로 진행하는 것을 보여주며, 아래는 odd mode가 작은 쪽 도파로로 진행하는 것을 보여준다.

그런데 두 개의 분지도파로는 굴절률이나 도파로 폭이 서로 다르다. 이와 같이 만들면 1st mode(even)는 큰 쪽 도파로로 진행하며 2nd mode(odd)는 작은 쪽 도파로로 나가게 된다. 그림4-1-12는 Y분지 도파로의 분지각에 따른 even mode와 odd mode의 분리도를, 도파로의 길이가 다른 3가지 경우에 대해 Beam Propagation Method⁴⁻²⁻¹³⁾로 계산하여 보여준다. 도파로의 길이는 6mm, 10mm, 12mm이며 굴절률 분포는 $\Delta n \cosh^2(x/h)$ 로 가정하였다. 여기서 $\Delta n = 6 \times 10^{-4}$, $h = 5 \mu\text{m}$ 이며 x 는 도파로의 횡단면 좌표이다. 도파로의 분리도는 그림4-2-12 경우에서 고려한 도파로의 각과 길이에 따라

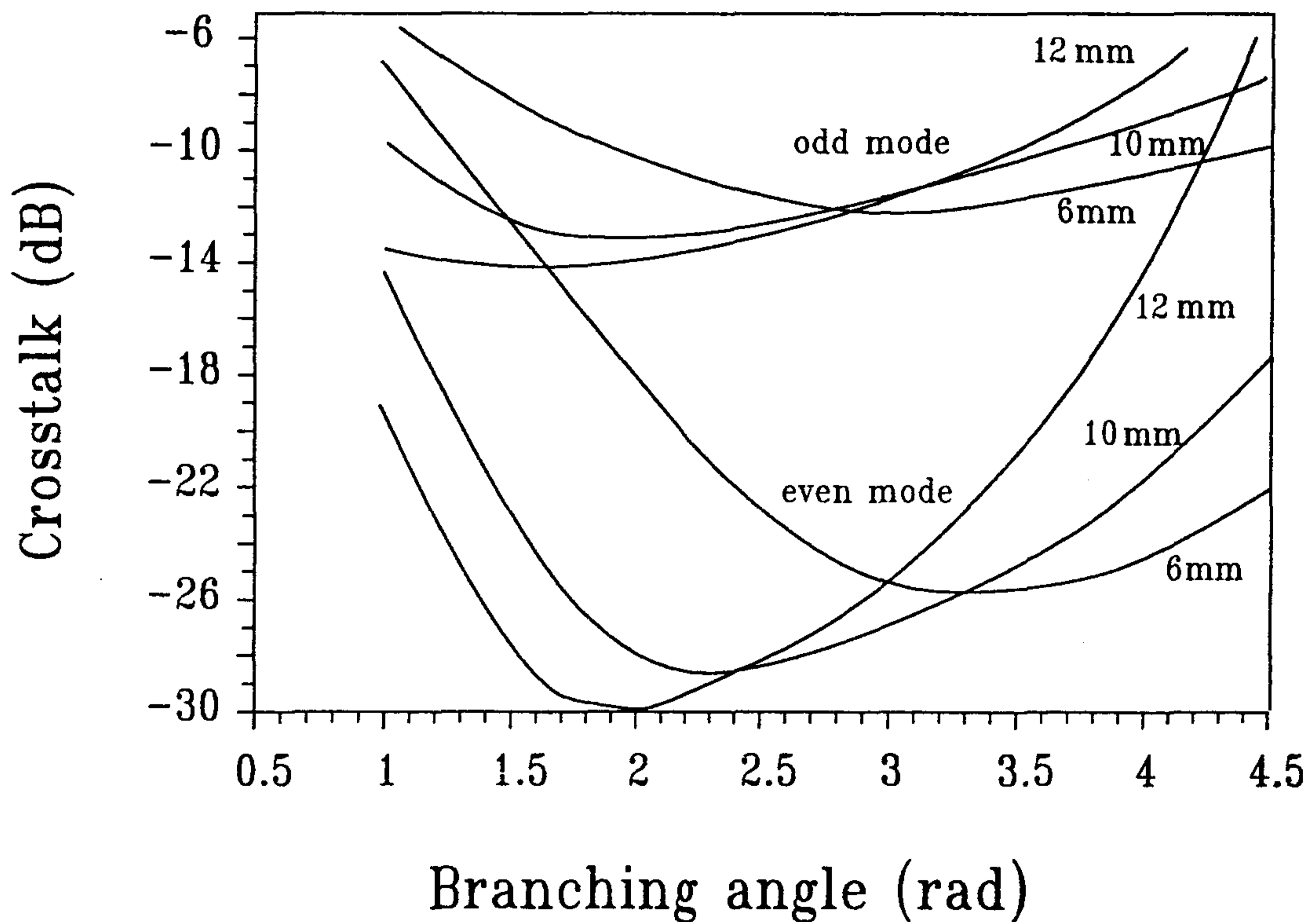


그림4-2-12. 모드 분리기의 길이와 사이각 변화에 따른 cross talk의 변화, 파장 $\lambda = 820\text{nm}$

달라질 뿐만 아니라, 두 도파로의 effective index 차이에 따라 변한다. 이것은 그림4-2-13에서 보여진다. 두 도파로의 굴절률이 같아질수록 even mode의 분리도는 급격히 저하되어, 결국 3dB coupler에 접근하게 된다. odd mode의 분리도는 굴절률 변화에 따라 많이 변하지 않으나 원래의 분리도가 낮다.

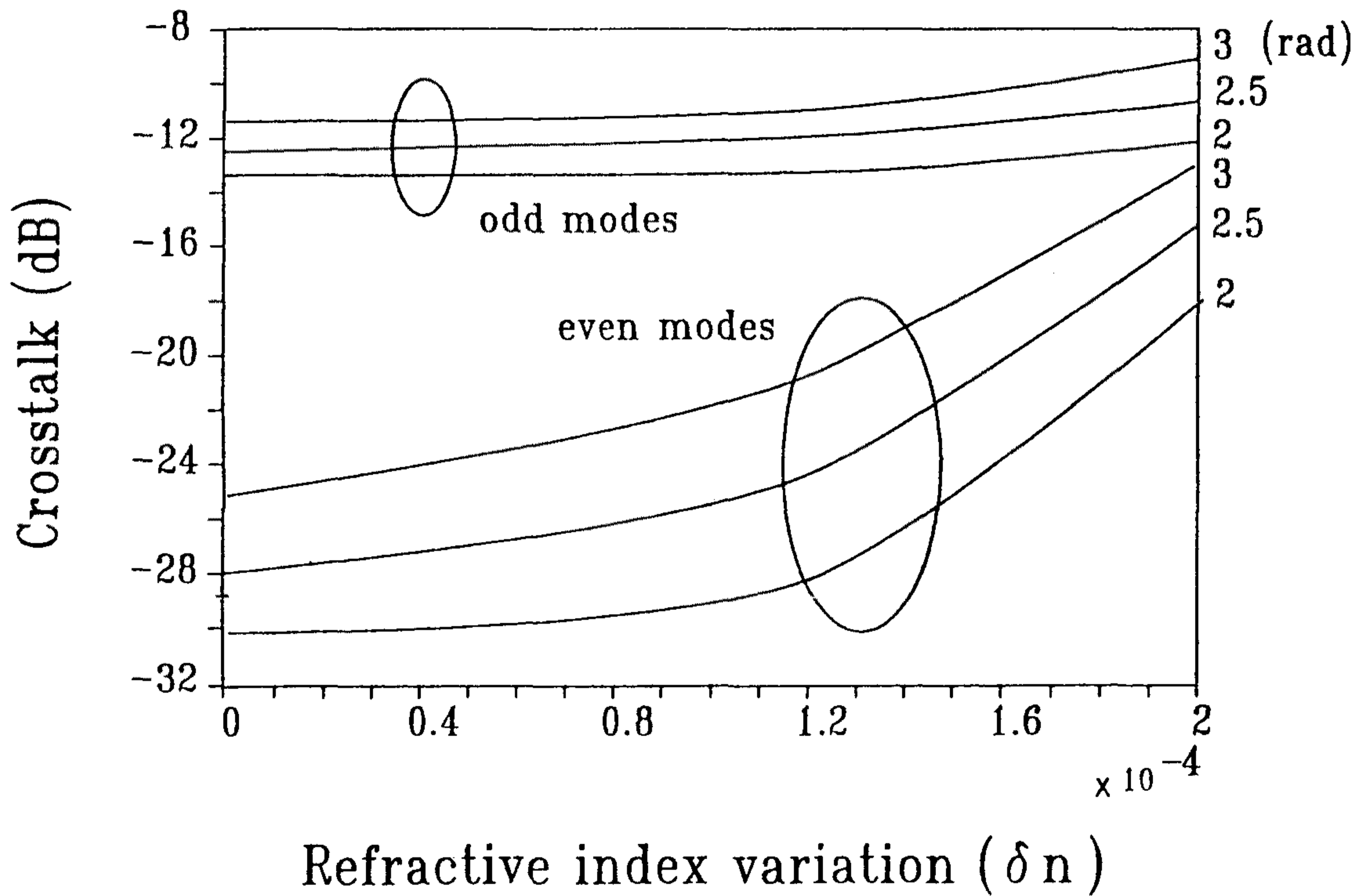


그림4-2-13. 모드 분리기의 두 도파로 굴절률에 따른 cross talk
 작은 도파로 굴절률 ; $n' = n + \Delta n + \delta n$
 큰 도파로 굴절률 ; $n' = n + 2\Delta n - \delta n$
 $n = 2.173$
 $\Delta n = 6 \times 10^{-4}$
 길이 ; 10mm

일반적으로 도파되는 빛은 도파로의 effective index가 다른 두 도파로의 경계를 통과할 때 광손실이 나타난다. 그림4-2-14는 비대칭 도파로의 분지각이 1~3.5m rad일 때 odd mode와 even mode의 광 손실을 나타낸 것이다. 이때 두 도파로의 굴절률은 6×10^{-4} , 1.2×10^{-3} 이다.

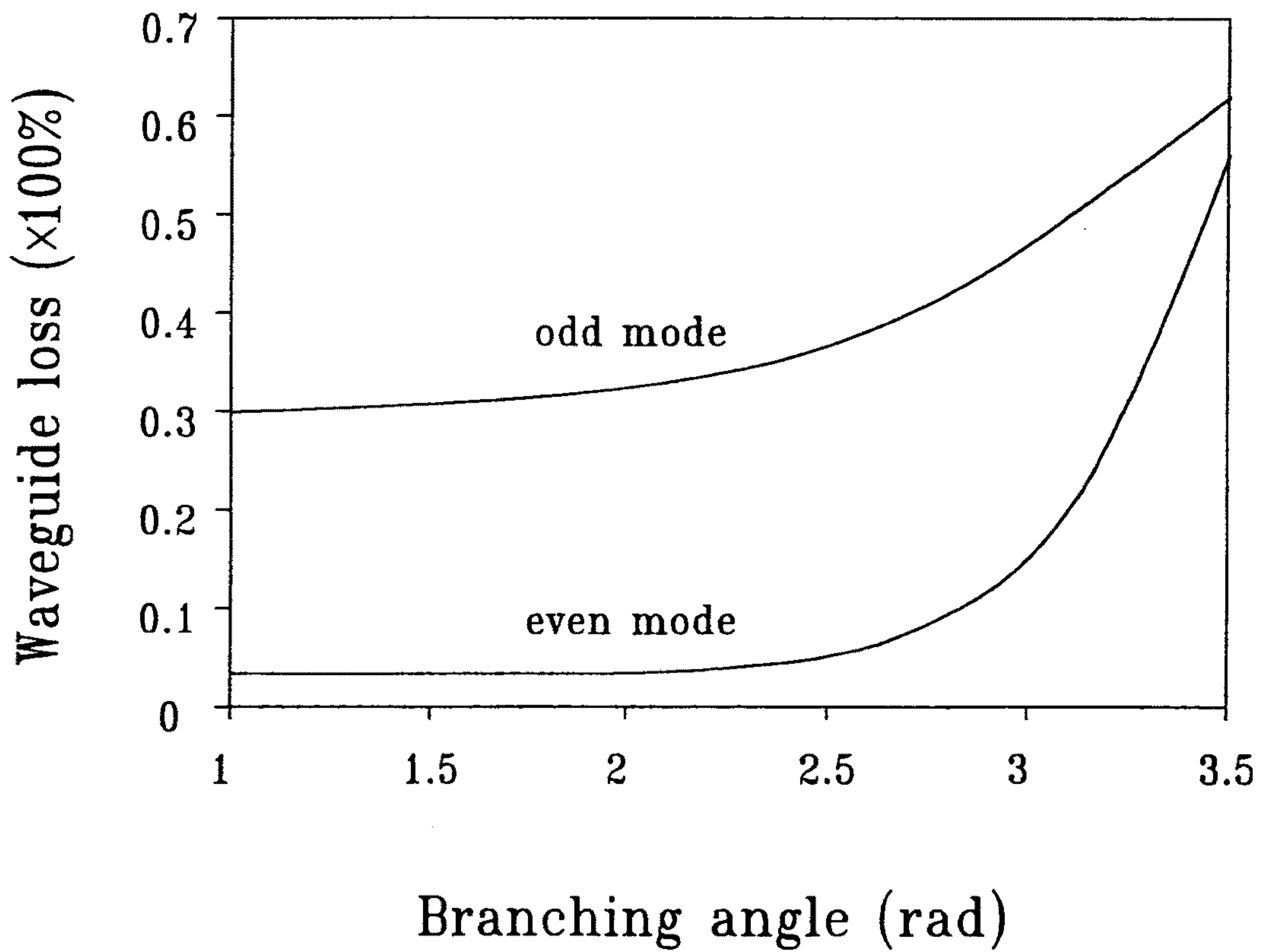


그림4-2-14. branching angle에 대한 광손실

2) 모드변환기

앞 절에서 설명한 모드분리기는 두 개의 모드를 공간적으로 분리할 수 있음을 보여주었다. 그러므로 두 편광을 두 개의 모드로 변환시키기만 하면 두 편광은 분리된다. 또한, 편광상태는 같고 파장이 다른 두 파를 두 개의 모드로 변환시키면 두 파도 분리할 수 있다. 이 절에서는 도파로의 방향이 LiNbO_3 의 X축과 Z축인 경우에 대해 두 편광을 두 개의 모드로 변환시키는 방법을 설명한다.

가) X축 방향 도파로에서 두 편광의 모드변환

모드변환기의 기본구조는 그림4-2-15에서처럼 Mach-Zehnder 간섭계와 같다. 단 출력측 도파로만 double mode 도파로이고 나머지

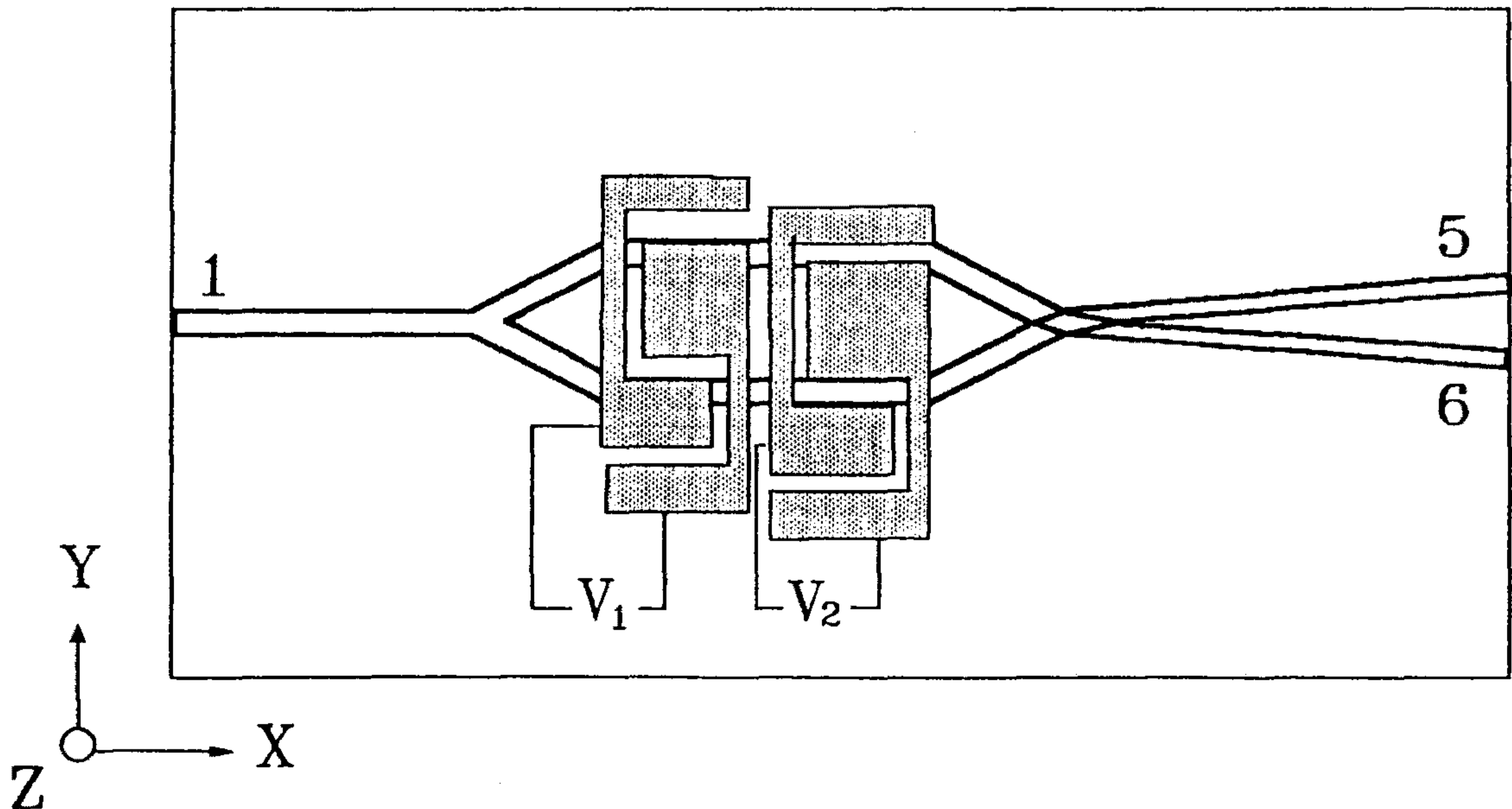


그림4-2-15. X축 전파방향 도파로 모양 및 전극 구조

부분, 즉, 입력측 도파로와 나뉘어진 두 도파로는 모두 single mode 도파로이다. 그림에서 검은 부분은 전극이며, Z축 방향으로 도파로를 만들 때는 다음 절에서 볼 수 있듯이 전극 배치와 역할이 조금 다르다.

X축 방향으로 만들어진 single mode 도파로에 입사한 하나의 편광(먼저 TE를 고려)은 사이각이 1° 인 Y-branching 도파로에 의해 광세기가 $\frac{1}{2}$ 씩 나뉘어진다. 전극 1에 의해 두 도파로의 굴절률은

$$\Delta n = \frac{1}{2} r_{23} n_0^3 E_2 \dots \dots \dots (\text{TE 편광에 대해}) \dots \dots \dots (4-2-24)$$

만큼 변하게 된다. 그런데 전극의 구조상 윗쪽 도파로와 아래쪽 도파로의 굴절률 변화는 반대로 변한다. 왜냐하면 전장의 방향이 $+E_2$ 와 $-E_2$ 이며 (4-2-24)식에 보듯이 Δn 은 E의 1차에 비례하기 때문이다. 두 도파로에서 누적된 위상차를 $\Delta\phi$ 라 정의할 때

$$\Delta\phi = 2n\pi \quad (n=0, 1, 2, \dots) \dots \dots \dots (4-2-25)$$

이며 TE 편광은 even mode가 된다. 그런데

$$\Delta\phi = (2n+1)\pi \quad (n=0, 1, 2, \dots) \dots \dots \dots (4-2-26)$$

이면 TE 편광은 odd mode가 된다.

TM 편광에 대한 굴절률 변화는 전극 1에 의해

$$\Delta n = \frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_2 \dots \dots \dots (4-2-27)$$

만큼 변하게 된다. TE와 마찬가지로 TM 편광도 (4-2-25)식과 (4-2-26)식을 만족할 때 odd나 even mode가 된다. 그런데 전극 1에 의해서만 TE는 odd(또는 even) TM은 even(또는 odd)로 맞추어 질 수 없다. 그러므로 전극 2에 의해 TE 편광에 대해서는 다시 보상을 해주어야 한다. 이때 2번 전극에 의한 TE 편광의 굴절률 변화는

$$\Delta n = \frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y \dots \dots \dots (4-2-28)$$

이다.

나) Z축 방향 도파로에서 두 편광의 모드변화

LiNbO₃의 Y면상에 Z축 방향으로 도파로를 만들 경우, 앞 절에서와 같이 두 편광을 각각 조절할 수 있는 전극을 만들 수 없다. 왜냐하면 두 방향의 전기장 E_y, E_y 중에서 E_x는 광축을 회전시키는 역할만 할 뿐이다. 두 편광을 다루기 위해서는 두 개의 변화량이 필요한데, 여기서는 E_y 뿐이므로 또 다른 하나의 변수를 만들어 주어야 한다. 그런데 다행히도 E_y를 변화시킬 때, 두 편광의 굴절률 변화는

$$\Delta n = \frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y \quad \text{TE에 대해}$$

$$\Delta n = -\frac{1}{2} r_{22} n_o^3 E_y \quad \text{TM에 대해} \dots \dots \dots (4-2-29)$$

가 된다. 즉 두 편광에 대한 굴절을 변화는 서로 반대이다. 그림 4-2-16에서 전극 1에 전압을 가하여 두 도파로에서 TE 편광의 위상차가 $+\frac{\pi}{2}$ 만큼 나게 하면 이때 TM 편광의 두 도파로간의 위상

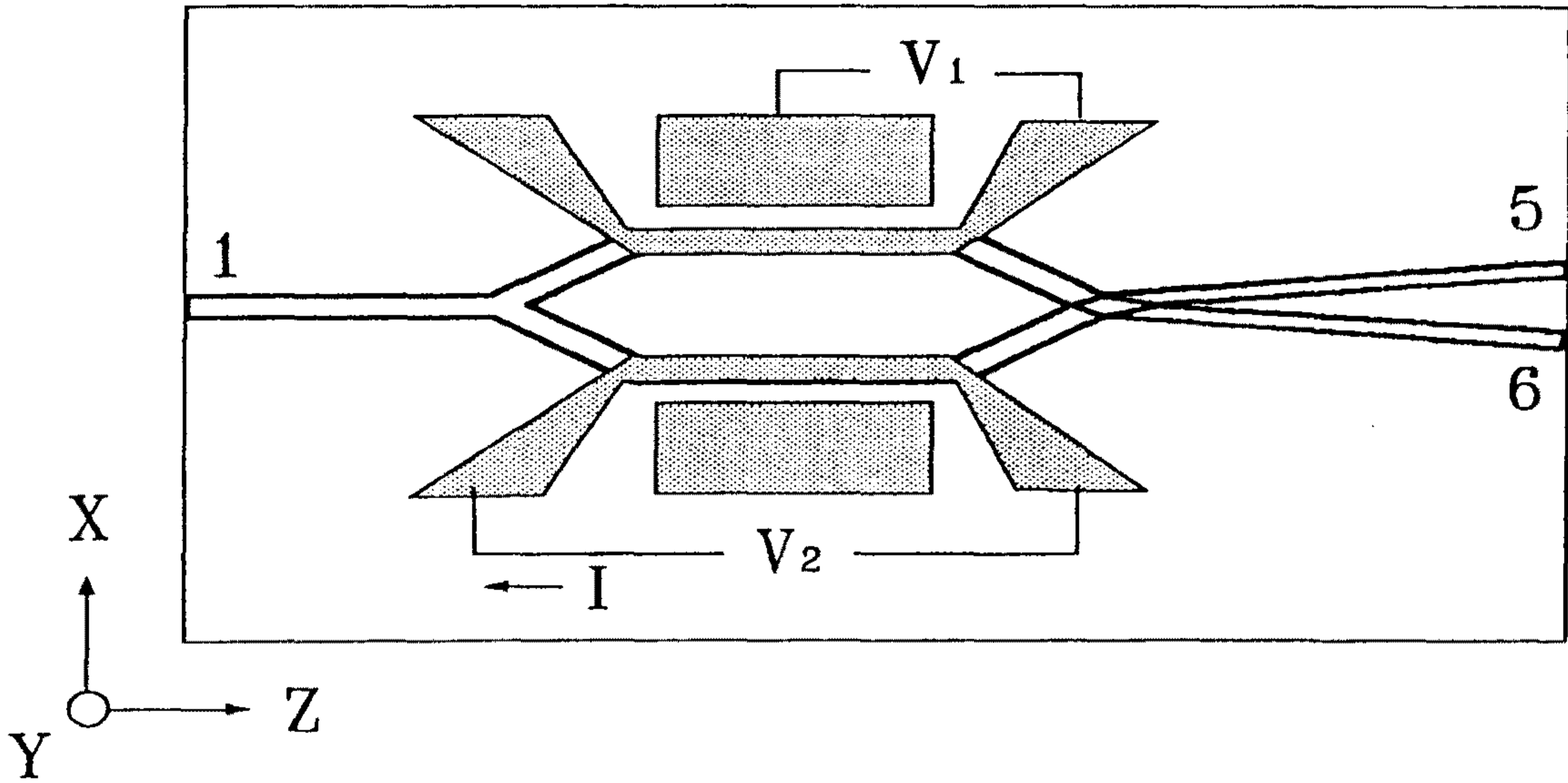


그림4-2-16. Z축 전파방향 도파로일 경우 전극 모양

차는 $-\frac{\pi}{2}$ 만큼 나게 된다. 이제 윗쪽 도파로에 어떤 변화를 주어서 두 편광의 위상차가 똑같이 $\frac{\pi}{2}$ 만큼 나게 하면 TE 편광의 두 도파로에서의 위상차는

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{2} (\text{전기장}) + \frac{\pi}{2} (\text{또 다른 변화량}) = \pi \quad (\text{TE 편광에 대해})$$

.....(4-2-30)

가 되어, double mode 도파로에서 odd mode가 된다. 반면

TM 편광에 대해서는

$$\Delta\phi = -\frac{\pi}{2}(\text{전기장}) + \frac{\pi}{2}(\text{또 다른 변화량}) = 0 \dots\dots\dots(4-2-31)$$

가 되어 even mode가 된다. 여기서 “또 다른 변화량”이란 그림 4-2-16의 아래쪽 도파로 위에 부착된 열선에 의한 위상변화량을 일컫는다. LiNbO₃의 선팽창계수 α 는 다른 crystal에 대해 비교적 크고 이방성이며, Z축방향일 경우, α_{33} 은 $5 \times 10^{-6}/T$ 이다.⁴⁻²⁻¹⁴⁾ 또한 온도상승에 따른 굴절률 변화는 정상파(ordinary wave)에 대해 $4 \times 10^{-6}/T$ 이다.⁴⁻²⁻¹⁵⁾ 그러므로 이들 두 변화량은 도파로의 광도정을 증가시키는 작용을 하며, 온도 1°C 상승에 대해 길이가 1cm인 도파로에서 광도정이 약 150nm 증가하게 된다. 그러므로 파장이 820nm인 빛에 대해 $\frac{\pi}{2}$ 만큼 위상이 변한다.

나. 실험방법 및 결과

도파로의 제작은 통상 사용하는 Ti의 열확산법을 이용하였다. 도파로의 제작조건은 그림4-2-17에 상술하였다.

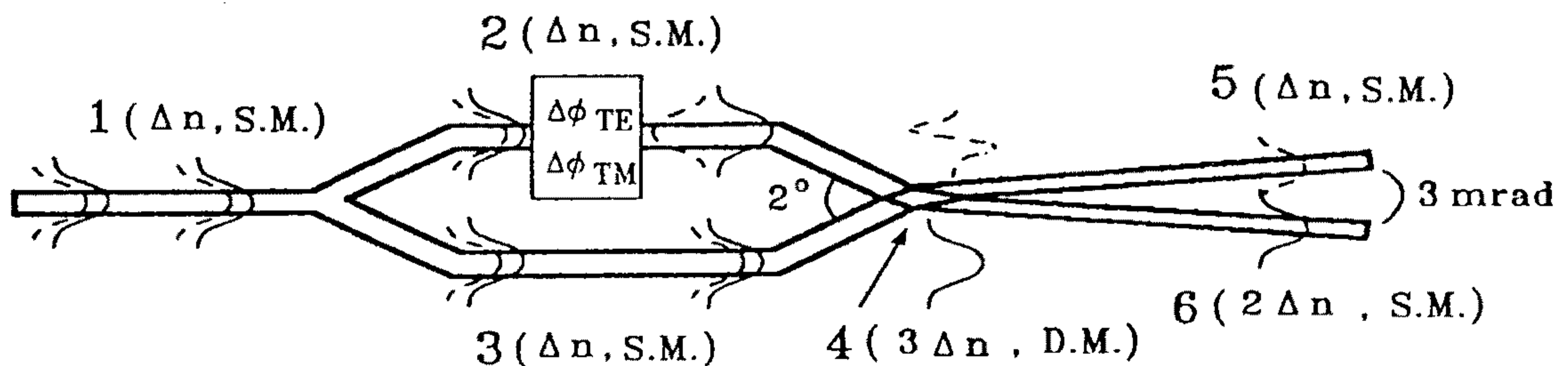


그림4-2-17. 도파로 구조 및 도파모드의 광분포
 SM : Single mode wave guide
 DM : Double mode wave guide

제작된 도파로의 양단면을 잘 연마한 후, 파장이 820nm인 빛을 광섬유를 이용하여 도파로에 입사시켰다. 이 때 편광상태는 단면과 수직을 이루게 하였다. 도파로의 동작특성을 보기 위해 그림4-2-15의 전극 2의 전압을 변화시켜서 출력측 도파로로 나오는 빛의 세기를 측정하여 그림4-2-18에 나타내었다. 그림에서 횡축은 인가전압이며 종축은 두 도파로의 출력을 $10\log(I_1/I_2)$ 로 표시하였다. 여기서 I_1 은 작은 쪽 도파로로 나오는 빛의 세기이며 I_2 는 작은 쪽 도파로로 나오는 빛의 세기이다. 이때 사용한 도파로의 분지각은 3m rad이며 길이 6mm 였다. 그림에서 보듯이 두 극대값의 차이는 odd mode의 광손실이 even mode보다 커서 생긴 결과이다. 측정결과 $I_{\text{odd}}/I_{\text{even}}$ 은 0.56, 즉 odd mode의 최대세기는 even mode의 최대 세기의 56% 였다.

Z축 단면위에 X축 방향으로 도파로를 만들고 전극을 그림 4-2-15 처럼 만들었을 때, 전극의 길이가 5mm인 경우 두 편광을 분리하는데 인가된 전압은 $V_1=9V$, $V_2=14V$ 였다.

Y단면위에 Z축 방향으로 도파로를 만들고 전극을 그림4-2-16 처럼 만들었을 때 $V_1=10V$ 가 필요하며 옆선에 입력된 전력은 25m W가 필요하였다.

편광분리기의 분리도는 12dB였다.

그림4-2-19는 Fiber와 연결시킨 편광분리기의 완성된 모습이다.

6. 결 론

TMI 도파로를 이용한 편광분리기와 모드분리기를 이용한 편광

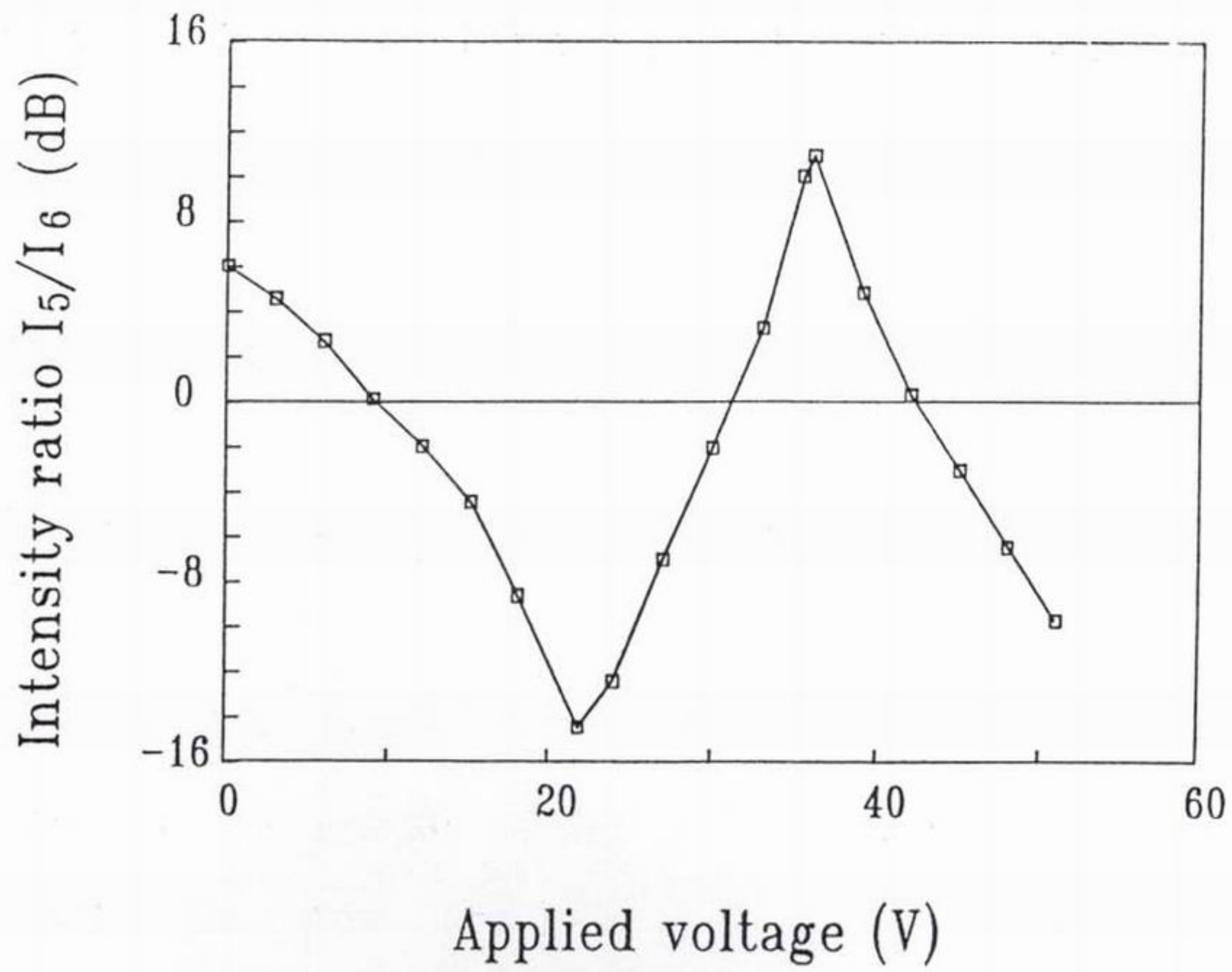


그림4-2-18. 인가전압에 따른 출력의 변화(TM 편광)

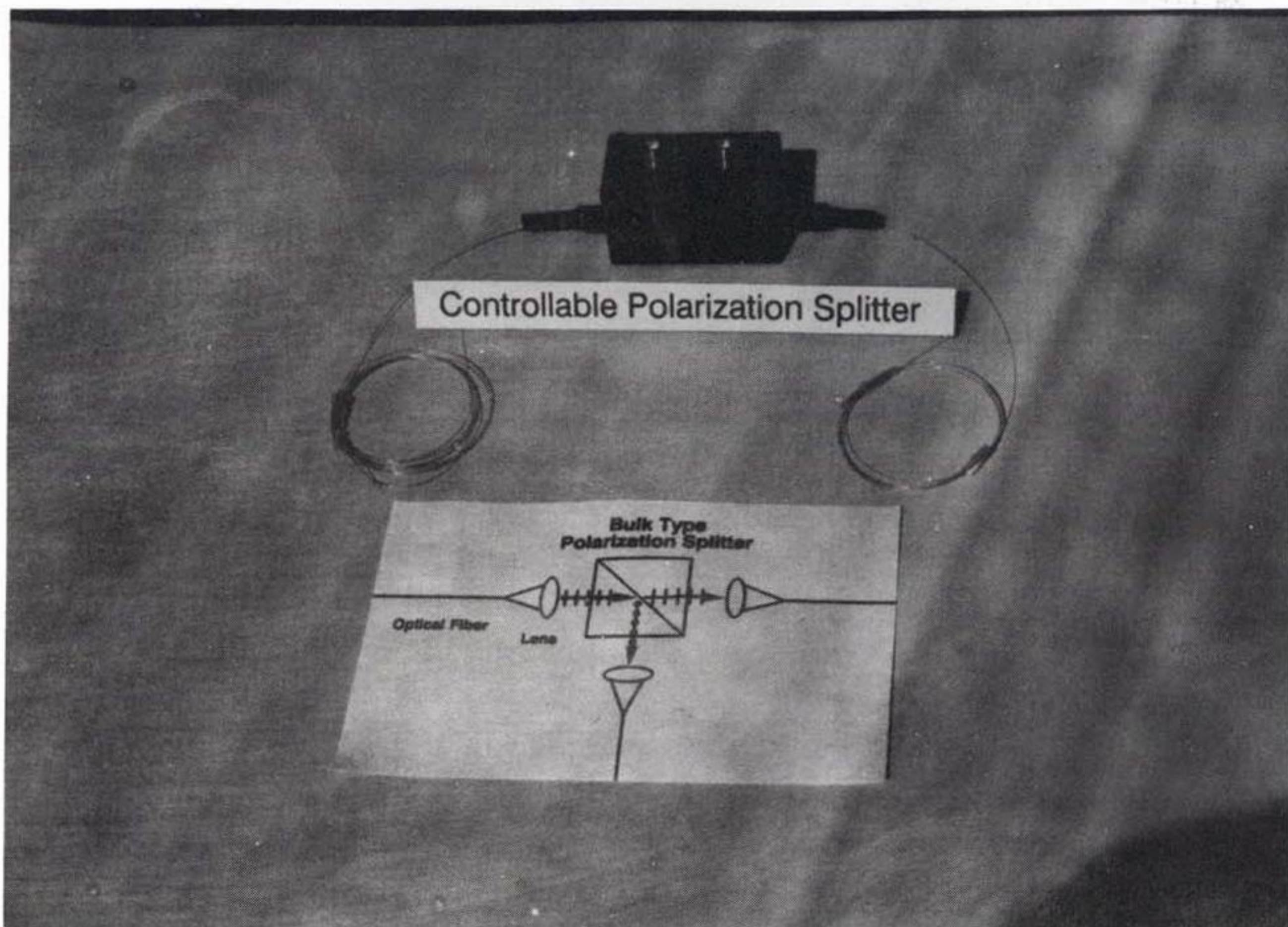


그림4-2-19. 완성된 편광분리기

분리기를 연구·제작하였다.

TMI 도파로를 이용한 편광분리기는 X-propagation LiNbO_3 가 편광방향과 인가전압의 방향에 따라 굴절을 변화량이 다른 점을 이용하여 만들었다. 종래의 편광분리기가 단지 한 편광에 대해서만 최적 조건을 맞출 수 있는데 반해, 본 소자는 두 편광에 대해 최적조건으로 분리할 수 있는 방법을 채택하였다. 편광분리도를 높이기 위해 광손실, 광축회전문제, 도파로의 대칭성을 고려하였다. 광손실을 적게하기 위해 ITO로 전극을 만들었으며, 또한 얇은 전극의 길이를 짧게 하기 위해 z-cut LiNbO_3 를 사용했다. 인가전압 $V_1=20$, $V_2=12\text{V}$ 에서 20dB의 분리도를 얻었다.

TMI 도파로를 이용한 편광분리기에 비해 분리도는 나쁘더라도 z-propagation 도파로를 사용할 수 있는 모드분리기를 이용한 편광분리기를 제작하였다. 도파로의 방향을 Z축으로 만들 경우 Li_2O 의 이탈이 없어서 field pattern이 좋을 뿐 아니라 광에 의한 손상이 없어서 큰 에너지를 보낼 수 있다는 장점이 있다. Z축으로 만든 소자의 경우 편광을 분리하는데 10V의 전압과 25mW의 전력이 필요하였으며, X축 방향으로 만들었을 때 9V와 14V의 전압이 필요하였다. 소자의 광손실은 fiberdevice-fiber 결합시 20dB의 손실이 있었다. 이러한 손실은 주로 fiber와 device의 mode mismatch로부터 기인한다. 그러므로 도파로와 fiber의 mode profile을 가능한 유사하게 만들 필요가 있다.

본 연구실에서 제작된 편광분리기는 기존의 편광분리기가 가지고 있던 모든 단점을 보완한 뛰어난 소자로서, 앞으로 이용될 coherent communication에서 큰 역할을 하리라 본다.

제 3 절 박막형 광주파수 변환기 제조

1. 서 론

박막 광도파로는 다음의 두가지 장점, 즉 첫째로 빛의 파장 크기 정도의 지역에 빛을 집중시킬 수 있어 변조를 시키는데 필요한 전기장의 크기가 작아질 수 있고, 둘째로 빛이 도파되고 있는 한 회절이 없기 때문에 변조경로(modulation length)를 길게 할 수 있는 장점이 있다. 따라서 박막 광도파로를 이용한 장치는 기존의 bulk optical components에 비해서 전기적으로 넓은 대역폭과 낮은 운용전력(low driving power) 및 광섬유와의 혼용 등의 중요한 장점이 있다. 이러한 장점때문에 박막형 광도파로를 이용한 장치에 대한 연구가 활발히 수행되고 있으며, 그 중에서도 박막형 광주파수 변환기(optical frequency shifter)는 진동수가 10^{15} Hz로 높은 빛의 주파수를 검출기가 감지할 수 있는 정도의 낮은 주파수로 바꾸는 장치로써, 광섬유 센서 시스템(optical gyroscope, fiber-LDV system etc.) 또는 coherent communication system 등에 응용될 수 있도록 다양하게 개발되고 있다. 예를 들어서 광섬유 Doppler 속도계의 경우⁴⁻³⁻¹⁾, 움직이는 물체에 의해서 반사되어 들어오는 광신호 속에 숨어있는 물체에 대한 정보-속력과 움직이는 방향 등을 검출하는데 있어서 serrodyne방식의 광주파수 변환기를 사용하여 LDV장치의 소형화 및 간편성 그리고 높은 S/N비를 얻었다. 그리고 coherent receiver circuit의 경우⁴⁻³⁻²⁾, single Mach-Zehnder 방식의 주파수 변환기를 사용하여 local oscillator의 주파수를 크게 shift시켜

광대역의 기준주파수를 발생시켜 들어오는 신호를 처리하는 방법을 사용하고 있다. 현재까지 박막 광도파로를 이용하여 제작된 광주파수 변환기는 용도에 따라 여러가지 다른 방법이 구상되었는데 이들은 double Mach-Zehnder 방식과⁴⁻³⁻³⁾, Traveling wave TE/TM mode conversion 방법⁴⁻³⁻⁴⁾ 및 Serrodyne 방법⁴⁻³⁻⁵⁾, 그리고 Acousto-optic 방식⁴⁻³⁻⁶⁾ 등이 있는데 이들은 각각의 성능에 있어서 장점을 가지고 있다. 예를 들어서 double Mach-Zehnder 방법의 경우에는 2GHz의 주파수 shift를 얻어 frequency shift range가 커야 하는 즉 광대역을 요구하는 곳에 사용할 수 있으며 Serrodyne 방식의 경우에는 높은 sideband suppression을 얻어 S/N비가 높아야 하는 곳에 사용 가능하다.

본 연구에서는 sideband suppression에 장점이 있는 serrodyne 방식을 채택하여 광주파수 변환기의 제작 및 그 특성에 관하여 연구를 수행하였다. Serrodyne 방식은 광도파로를 제작한 물질의 전기광학효과를 이용하여, 광도파로를 지나는 빛에 시간에 따라 선형적으로 위상차를 주므로써 결과적으로 주파수가 shift하는 원리를 이용한 것으로 이상적으로는 100%의 변환(conversion)효율을 갖게 된다. 그러나 실제적으로는 위상차를 주기 위해 가해주는 전압의 falling time이 존재하기 때문에 100%는 되지 못하고 그 값에 근접하게 된다. 본 연구에서는 위의 실제적인 문제를 계산하여 실험적으로 얻어질 수 있는 결과를 유추할 수 있었다.

2. Serrodyne 방식의 광주파수 변환기

가. 동작원리

Serrodyne 방식의 광주파수 변환기는 아래 그림 4-3-1의 원리도에서 보듯이 기본적으로는 위상변조기의 형태를 가지고 있으며, 위상변조기에 들어가는 빛을 $E_0 \exp(i\omega t)$ 라 하고 위상변조 신호를 $\Phi(t)$ 라 하면, 이 위상변조기의 출력은 $E_0 \exp(i\omega t) \exp[i\Phi(t)]$ 가 되는데 이때 위상변조 신호 $\Phi(t)$ 가 톱니파 형태를 가지며 그것의 최대치가 2π 의 정수배가 되는 경우에 출력은 다시 $E_0 \exp[i(\omega + \Delta\omega)t]$ 가 되며 이때 위상변조 신호의 주기를 T 라 하면 $\Delta\omega$ 는 $2\pi/T$ 의 정수배가 된다. 즉 위상변조기에 걸어주는 신호를 시간에 대해 선형적으로 2π 의 정수배까지 증가시키면 이 위상변조기를 지나는 빛은 주파수가 $1/T$ 의 정수배만큼 shift하는 결과를 얻게 된다. 이것을 수식을 사용하면 표현해보면 아래와 같이 된다.

$$E(Z, t) = E \exp\{i[\omega t + \Phi(t) - kz]\} \dots\dots\dots(4-3-1)$$

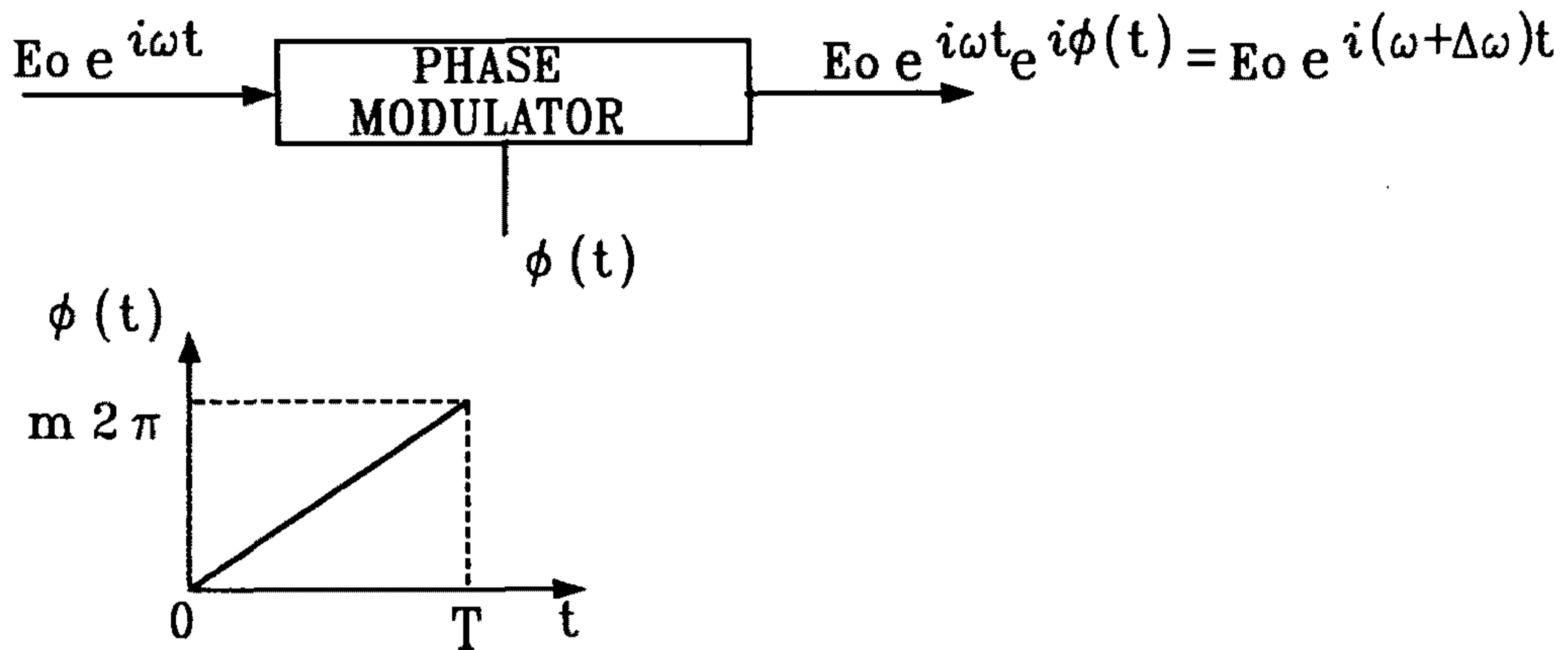
가 되고 일반화된 주파수는

$$\omega' = \omega + \frac{d\Phi}{dt} \dots\dots\dots(4-3-2)$$

와 같이 정의할 수 있는데, 여기서 $d\Phi/dt$ 는 위상변조신호의 기울기에 해당하는 것으로 $m2\pi/T$ 가 되며 $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ 이므로 주파수변환은

$$\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{m}{T} \dots\dots\dots(4-3-3)$$

와 같이 된다. 그리고, 이 경우에 falling time이 존재하지 않기 때문에 이론적으로는 sideband가 존재하지 않는다. 그러나 실제로는 위상변조 신호가 falling time을 가지고 있어서 sideband들이 존재하게 되고, 이것이 광주파수 변환기의 성능에 영향을 미친다.



FREQUENCY SHIFT, $\Delta f = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{m}{T}$

그림 4-3-1. Serrodyne 방식 광주파수 변환기의 동작 원리도

나. Falling Time이 주파수 변환효율에 미치는 효과

위상변조 신호로 사용하는 톱니파형을 발생시키는 경우에 일반적으로 정전류원(constant current source)를 사용하여 capacitor를 충전과 방전을 시키는데 capacitor에 충전된 전하가 transistor를 통

해서 방전될 때 transistor의 내부저항이 존재하므로 결과적으로 RC time이 존재하여 falling time을 0으로 만들 수가 없다. 따라서 이 falling time이 sideband에 미치는 영향을 알아보기 위해서 위상변조 신호가 그림 4-3-2와 같이 주기가 T이며 falling time이 T_F 라 가정하여, 이때 광주파수 변환기의 출력 $E_0 \exp[i\omega t + i\Phi(t)]$ 중에서 위상변조 신호에 해당하는 $\exp[i\Phi(t)]$ 를 Fourier 급수 전개를 하였다.

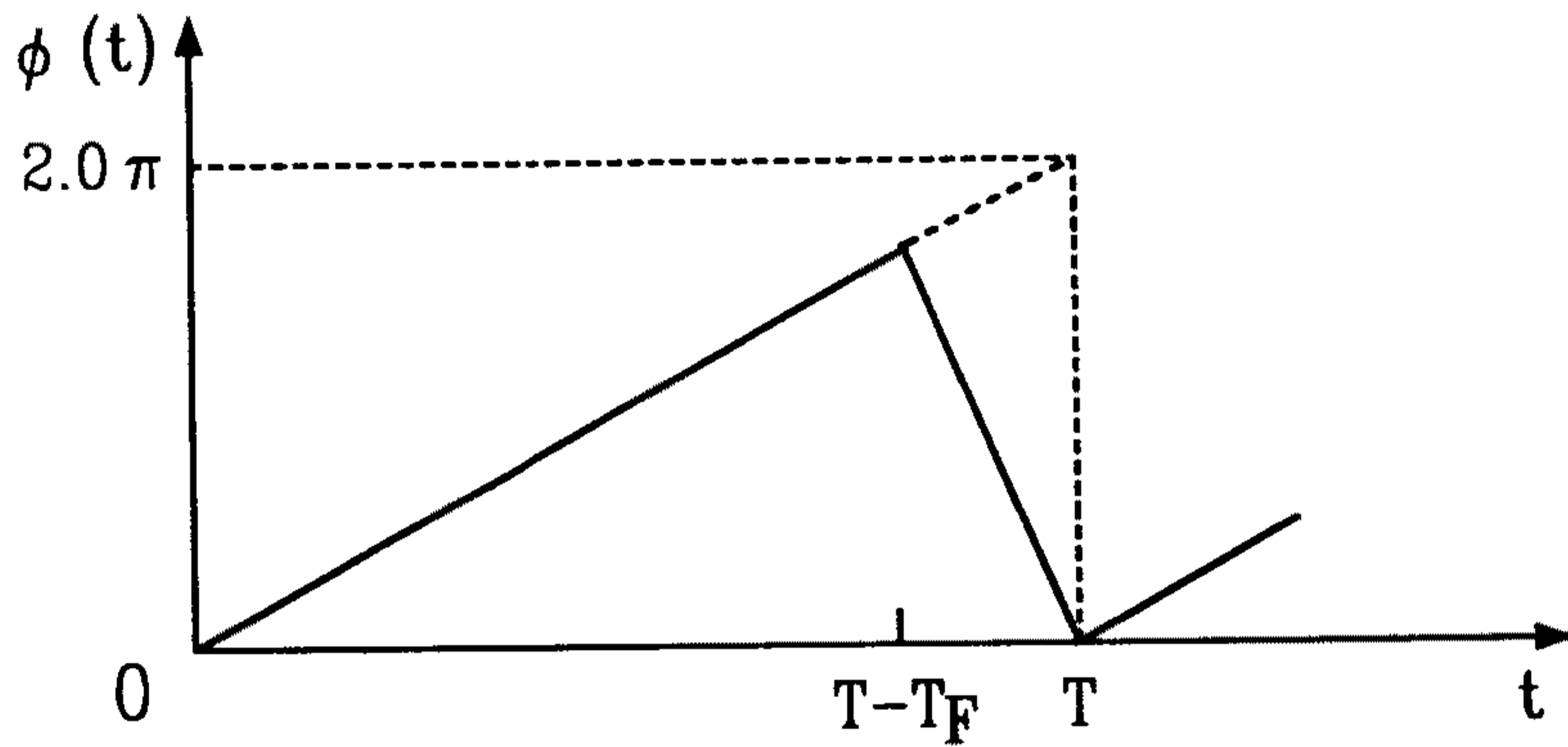


그림 4-3-2. Computer계산을 위한 위상변조신호의 모델

즉, 광주파수 변환기의 출력이 $E_0 \exp[i\omega t + i\Phi(t)]$ 이므로 Fourier 급수 전개는

$$E_0 \exp(i\omega t) \sum A_n \exp[i(2\pi n t/T)] \dots\dots\dots(4-3-4)$$

가 되고 이때, A_n 은 Fourier 급수전개의 계수로써

$$A_n = (1/T) \int_{-T/2}^{T/2} \exp\{i[\Phi(t) - (2\pi n t/T)]\} dt \dots\dots\dots(4-3-5)$$

Calculated sideband power level for phase = 2π rad.

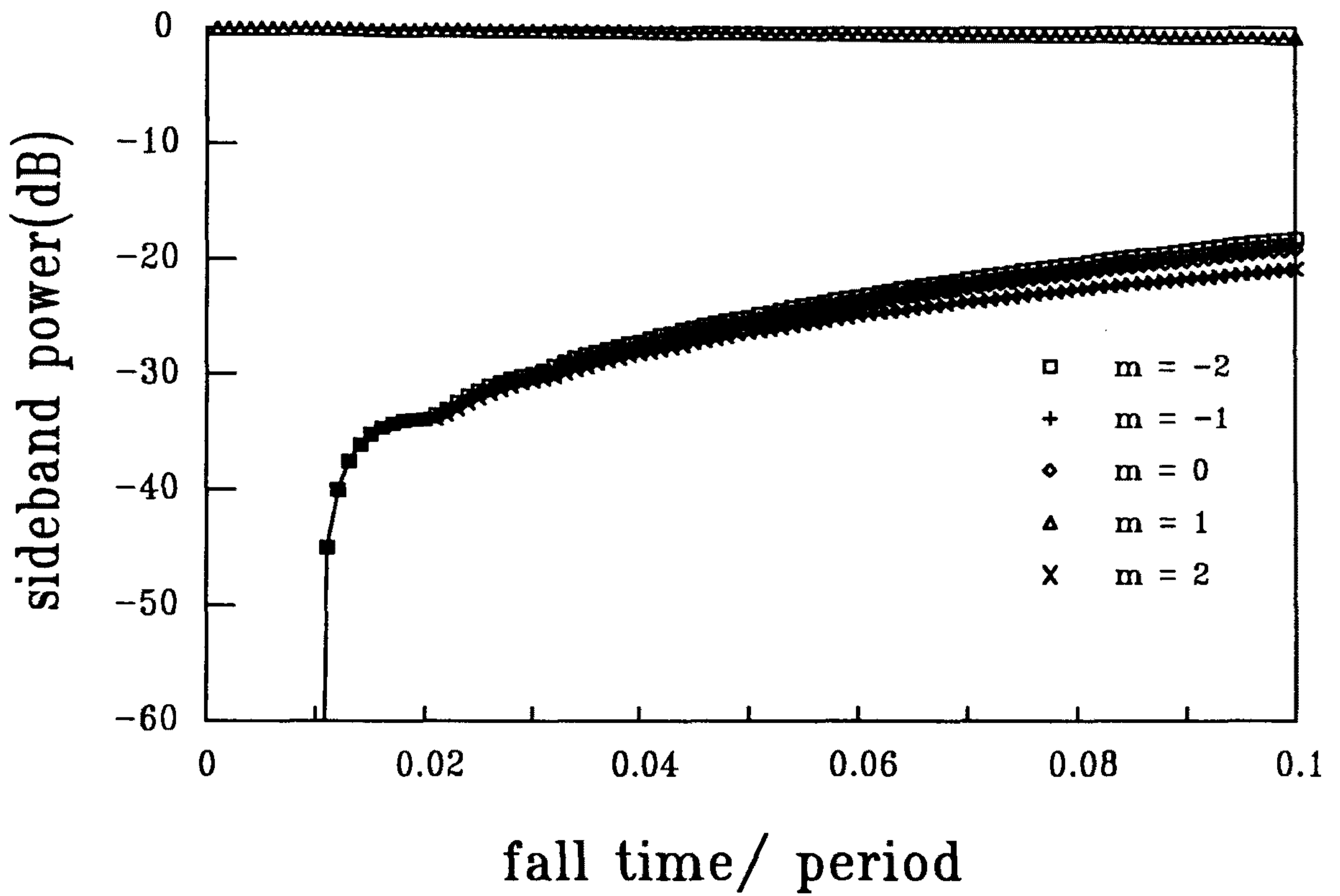


그림 4-3-3. Falling time의 변화에 따른 sideband power들 사이의 관계

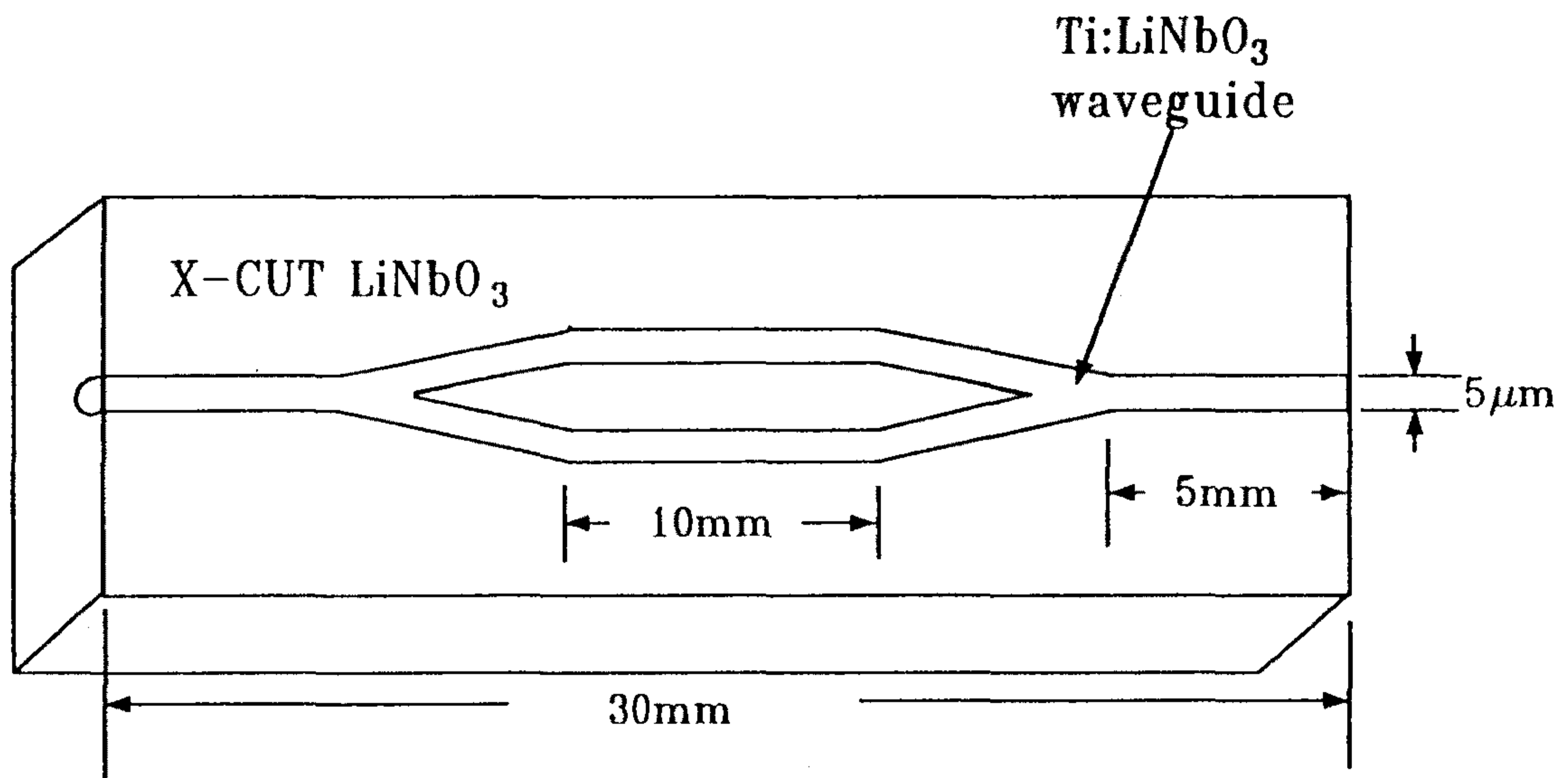
와 같다. 그리고 이 계수들이 sideband들의 진폭이 된다. 주기를 T 라 하고 falling time을 T_F 라 하면 이 계수들의 절대치의 자승이 falling time/period(T_F/T)의 값의 변화에 따라 어떻게 변화하는가를 알면 실제의 경우에 falling time이 serrodyne 방식의 광주파수 변환기의 효율에 어떤 영향을 주는가를 알 수 있다. Computer를 사용하여 위상변조 신호의 모양이 그림 4-3-2와 같을때 Fourier 급수의 계수 A_n 을 계산한 결과를 그림 4-3-3에 보이고 있는데 이것은 A_n 의 절대치의 자승을 T_F/T 의 값의 변화에 따라 plotting한 것이다. 이 그림으로부터 falling time/period의 값이 0.1 이하에서는 Fourier 급수의 1차항의 세기가 0차항과 -1차항 그리고 고차항의 세기에 비해서 20dB 이상의 높은 비율을 갖게 되는 것을 알 수 있으며, 또한 falling time/period의 값이 0.01이하가 되면 sideband간의 세기의 비율이 40dB 이상이 되는 것을 알 수 있다. 따라서 톱니파 형태를 갖는 위상변조 신호의 falling time/period의 값이 0.01 이하가 되도록 위상변조 신호를 발생시키면 serrodyne 방식의 광주파수 변환기는 40dB 이상의 변환효율을 갖게 된다.

3. 광주파수 변환기의 제조

가. 도파로의 제조

박막형 광주파수 변환기의 제조를 위해서 광도파로의 제조가 필요하다. 본 연구에서는 도파로의 물질로써 전기광학효과가 큰 LiNbO_3 결정을 선택하였으며 결정축은 X-cut이었고, 나중에 주파수

변환특성을 쉽게 조사하기 위해서 그림 4-3-4와 같이 Mach-Zehnder 간섭계 형태의 도파로를 photo-lithography에 의하여 만들었다. 즉, LiNbO_3 결정 위에 P.R.(AZ1350)을 spin-coating시킨 후 그림 4-3-4와 같은 모양을 가지고 있는 mask에 밀착하여 U.V.광원(365~436nm)을 조사시키고 현상하므로써, 결정 위에 P.R.로써 광도파로의 음각형태를 만든후 titanium을 e-beam 증착기를 사용하여 300Å 정도의 두께로 증착시키고 acetone에 담가 P.R.을 제거하는 life-off 과정을 거쳐 결정 위에 원하는 형태로 titanium이 남게하고 이것을 1000°C에서 5시간동안 diffusion시켰다. 이러한 방법에 의해

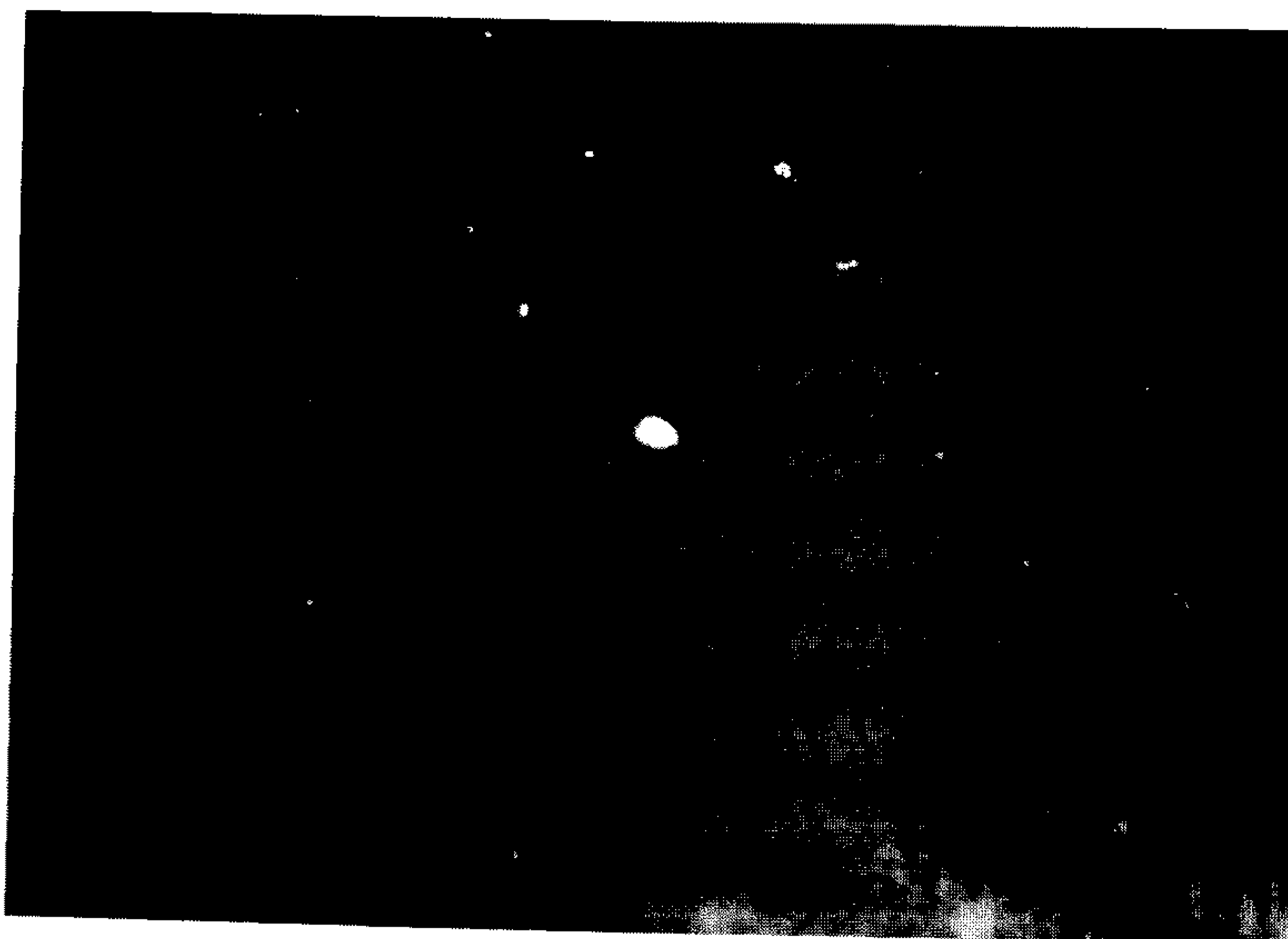


Mach-Zehnder Interferometer

그림 4-3-4. Mach-Zehnder 간섭계 형태의 도파로

서 만들어진 광도파로는 $5\mu\text{m}$ 의 폭을 가지며 전체 길이가 30mm 가 되었다.

이렇게 만들어진 도파로는 파장이 860nm 인 빛을 도파시켰을 때 도파모드에 대한 사진을 그림 4-3-5에 보이고 있으며 이것으로부터 도파모드가 단일모드임을 알 수 있는데 ordinary (TM) mode의 경우에는 mode pattern이 깨끗하게 잘 나왔으나 extraordinary (TE) mode의 경우에는 out-diffusion이 보이고 있으며 사진 밑부분에는 substrate mode가 일부 보이고 있다. 리튬나이오베이트 (LiNbO_3) 결정은 그의 광학적, 전기광학적인 성질에서 좋은 특성을 가지고 있고 또한 제조과정도 비교적 쉽다는 장점을 가지고 있어서 박막 광도파로를 이용한 장치(device)에 능동소자로 많이 사용되고 있다. 그런데 리튬나이오베이트 결정을 사용하여 도파로를 만드는 방법으로는 일반적으로 높은 온도(통상적으로 $900^\circ\text{C} \sim 1150^\circ\text{C}$)에서 타이타늄(Ti)을 확산시키는 방법을 사용하는데 이 방법에는 한가지 문제점이 있다. 그것은 전기광학효과가 크게 하기 위해서 입사시키는 광원을 주로 이상광선(extraordinary wave)으로 사용하는데 이때 의도한 도파로외의 표면으로의 기대하지 않는 도파가 일어나는 것으로써 이 표면도파는 리튬나이오베이트 결정에 타이타늄(Ti) 등의 다른 물질을 열확산시켜 도파로를 형성하는 과정에서 결정으로부터 리튬옥사이드가 빠져나오는 삼출 현상(outdiffusion)이 일어나서 표면 근처의 굴절율이 결정 내부의 굴절율보다 상대적으로 높아져 일종의 도파로 구실을 하기 때문에 나타나는 현상⁴⁻³⁻⁷⁾, ⁴⁻³⁻⁸⁾인데, 이때 이 삼출 층(outdiffusion layer)의 깊이가 의도하는



ordinary



Extra-ordinary

그림 4-3-5. 도파모드

도파로의 깊이와 유사한 경우에 이 표면도파와 의도한 도파로 사이에 결합(coupling)을 일으켜 도파손실을 유도하므로 도파로의 도파성능을 감소시키게 된다^{4-3-9), 4-3-10)}. 따라서 이러한 문제를 극복하여야 할 필요가 있다. 현재까지 이 문제를 극복하기 위한 즉 표면도파를 방지하거나 감소시키려는 여러가지 방법들이 제안되었는데 이들을 몇가지로 분류할 수 있다. 첫째로 시료에 대한 리튬옥사이드의 분압(partial pressure)을 조절하여 리튬의 삼출(outdiffusion)을 막거나 리튬(lithium)의 양이 더 많게하는 방법이 있고, 둘째로는 리튬나리오베이트 결정보다 굴절율이 낮은 물질을 동시에 확산시켜 리튬의 손실에 의한 굴절율의 증가를 보상하는 방법이 있으며, 셋째로 확산(diffusion)시의 분위기 가스 또는 온도의 적당한 선택을 하는 방법, 넷째로는 리튬나리오베이트 결정의 성분비가 화학양론적(stoichiometric)으로 안정한 조성에 가까운 시료를 택하여 도파로를 만드는 방법 등으로 나눌 수 있다. 그런데 이 방법들 중에서 첫째 방법이 리튬의 삼출을 막는 방법으로 가장 좋은 특성을 가지고 있으나, 이 방법은 도가니를 특별히 제조하는 등의 번거로운 작업을 필요로 하는 단점이 있다^{4-3-11), 4-3-12)}

본 연구에서는 이제까지 제안된 방법이 아닌 새로운 방법으로서 리튬나리오베이트 결정에 타이테늄을 포토리소그래피(photo-lithography)에 의하여 증착시키고 그 위에 다시 실리콘다이옥사이드(SiO_2)를 리튬나리오베이트 결정표면 전면에 증착한 후에 확산시키는 방법을 제안하였다.

이 방법의 공정도는 아래 그림 4-3-6과 같다. 이 방법에서

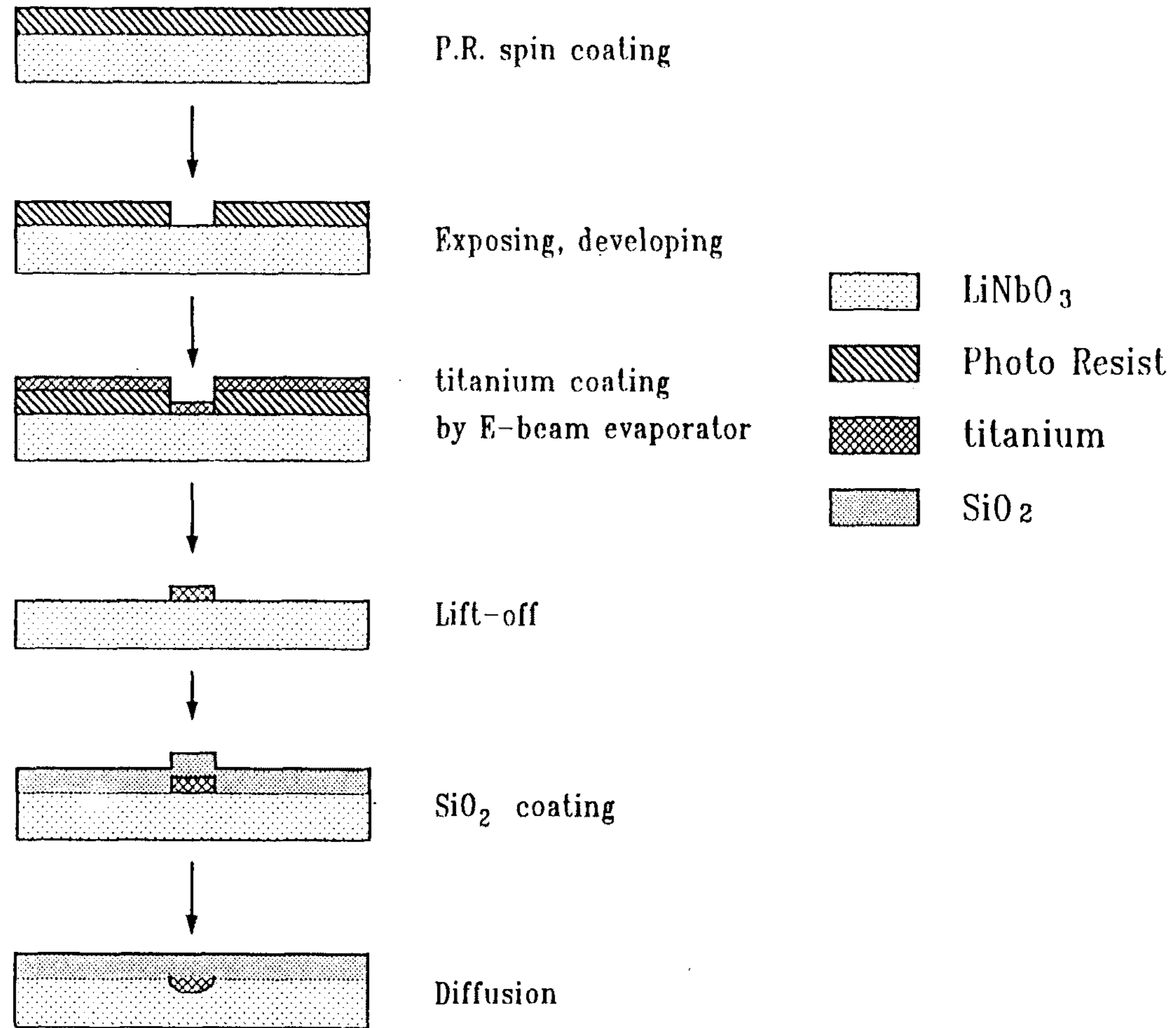
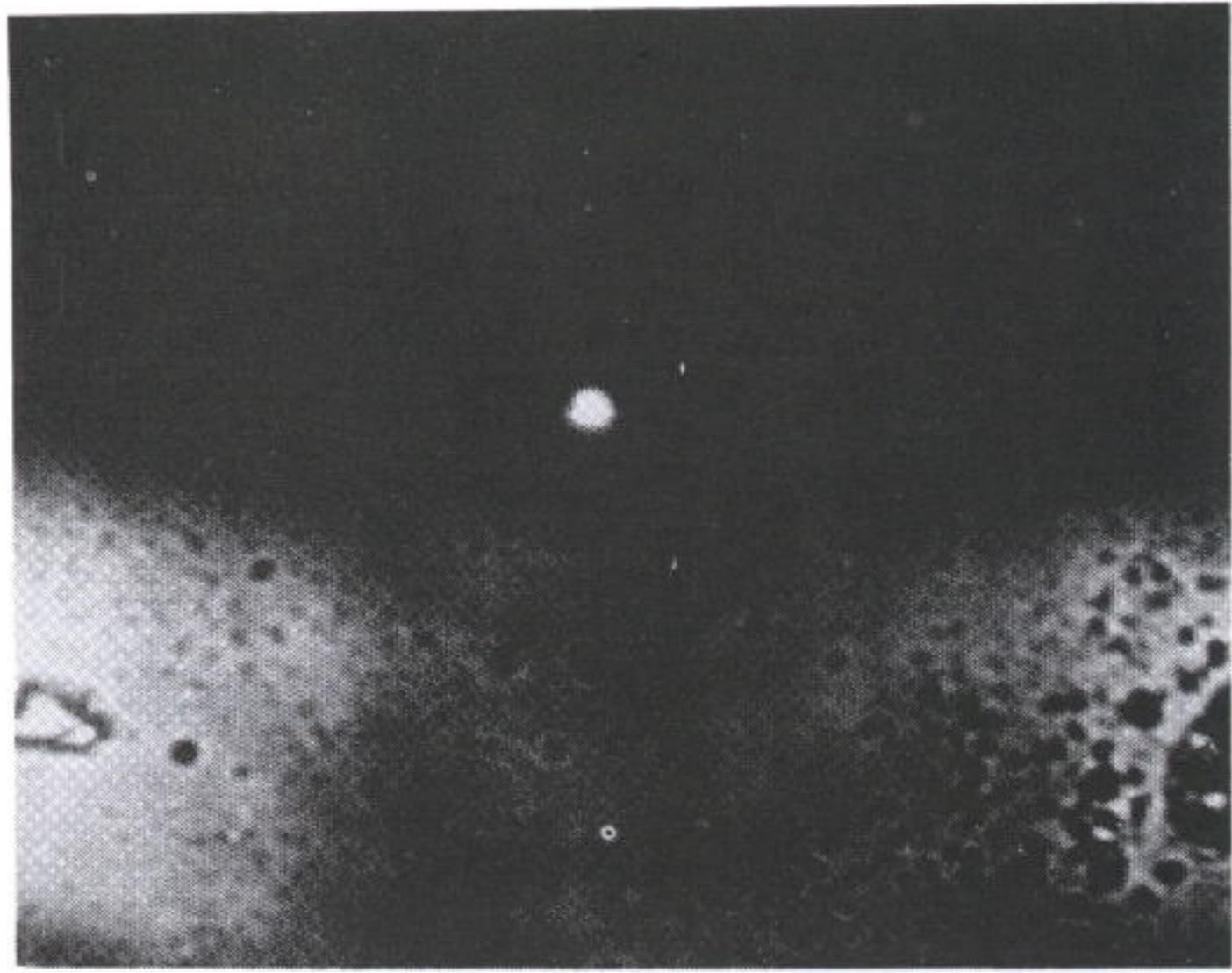


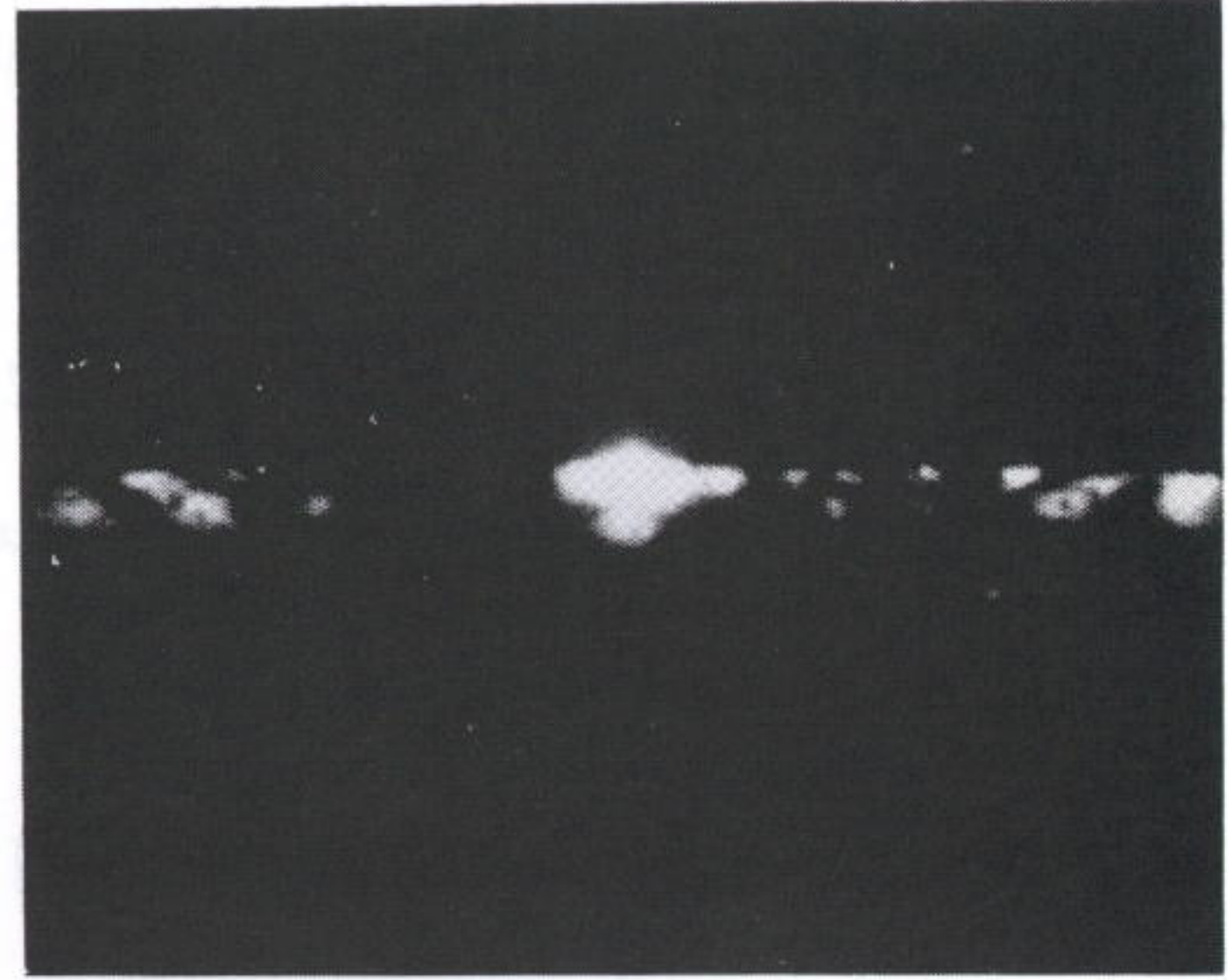
그림 4-3-6. 개선된 도파로 제작 공정의 개략도

특기할 사항은 리프트오프에 의해 타이테니움이 남아있는 리튬나이오베이트 결정 위에 실리콘다이옥사이드(SiO_2)를 입혀서 동시에 확산시키는 것이며, 이 방법에 의해 제작되는 경우 리튬옥사이드가 삼출(outdiffusion)이 되더라도 리튬옥사이드의 삼출 속도를 많이 늦출 수 있거나 삼출이 일어나지 않을 것으로 예상된다. 이것을 확인하기 위해 아래와 같이 실험을 하였다.

결정면이 x축에 평행하게 잘린 리튬나이오베이트 결정 위에 포토레지스트를 입히고, 자외선(365~436nm)을 포토레지스트에 조사시켜 감광을 시킨 후에 이것을 현상하는 포토리소그래피에 의하여 폭이 $5\mu\text{m}$ 의 도파로 형태가 되도록 한 후, 진공증착기(전자총 방식)를 사용하여 그 위에 타이테니움을 300\AA 두께로 입히고, 아세톤에 담가 포토레지스트를 녹여내는 리프트오프(lift-off) 방식으로 도파로 형태를 만들고 이위에 실리콘다이옥사이드(SiO_2)를 250\AA 의 두께로 입힌 후에 1000°C 에서 5시간동안 확산시켰다. 이 방법에 의해 제작된 도파로의 도파모드의 near field pattern이 아래 그림 4-3-7에 나타나 있다. 트랜스버스 마그네틱(TM) 모드의 경우에 도파가 잘되고 있는 것을 볼 수 있으며 트랜스버스 일렉트릭(TE) 모드의 경우에는 2-3개의 모드가 도파되고 있는 것처럼 보이나 이것은 도파로의 도파모드가 아니고 삼출(out-diffusion)에 의한 표면 도파가 보이고 있는 것으로 타이테니움(Ti) 위에 덮은 실리콘다이옥사이드(SiO_2)의 두께가 얇아서 삼출(out-diffusion)이 타이테니움 바로 옆에서 중점적으로 일어나 도파로의 도파손실을 매우 크게 일으켜 도파모드를 알아볼 수 없게 만든 것으로 추정된다. 그러나



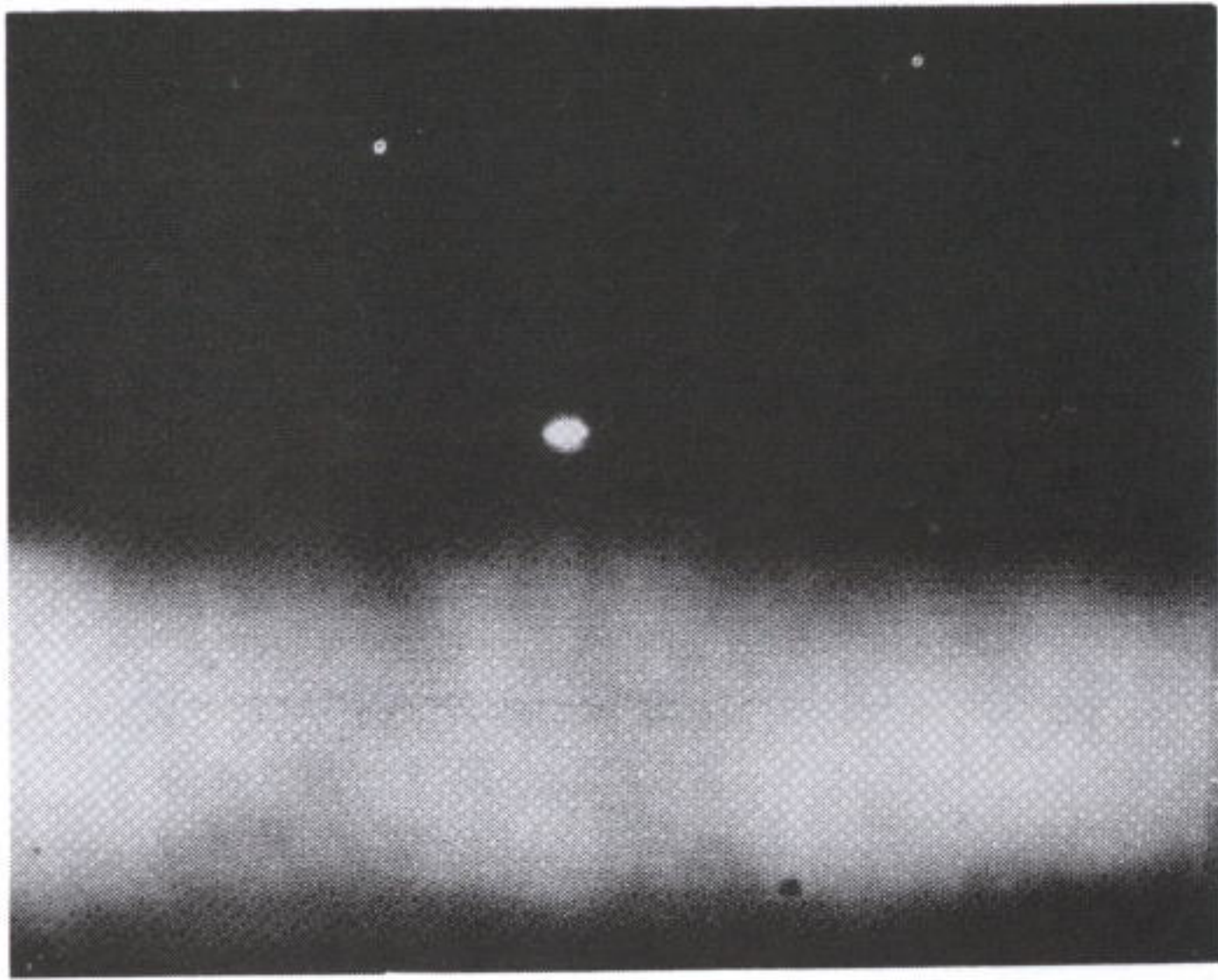
Ordinary



Extra-ordinary

Ti thickness; 300 Å

no SiO₂ coating



Ordinary



Extra-ordinary

Ti thickness; 300 Å

SiO₂ thickness; 250 Å

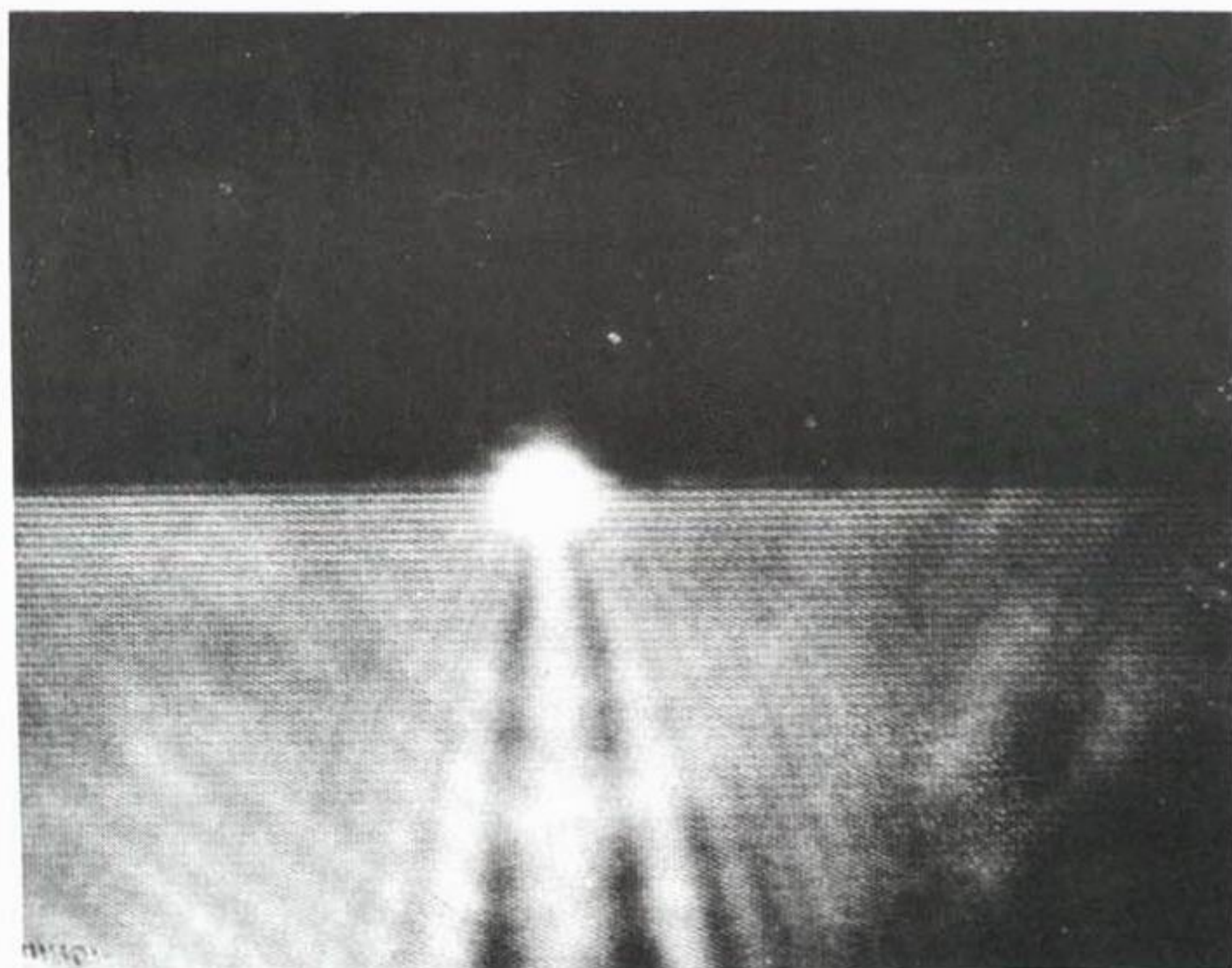
그림 4-3-7. 기존 방법에 의해 제작된 도파로와 250 Å 두께의 SiO₂ 박막을 입혀 제작한 도파로의 도파모드

이 실험에서 도파로 근처를 제외한 표면에서의 outdiffusion을 제거한 것은 확인할 수 있었다.

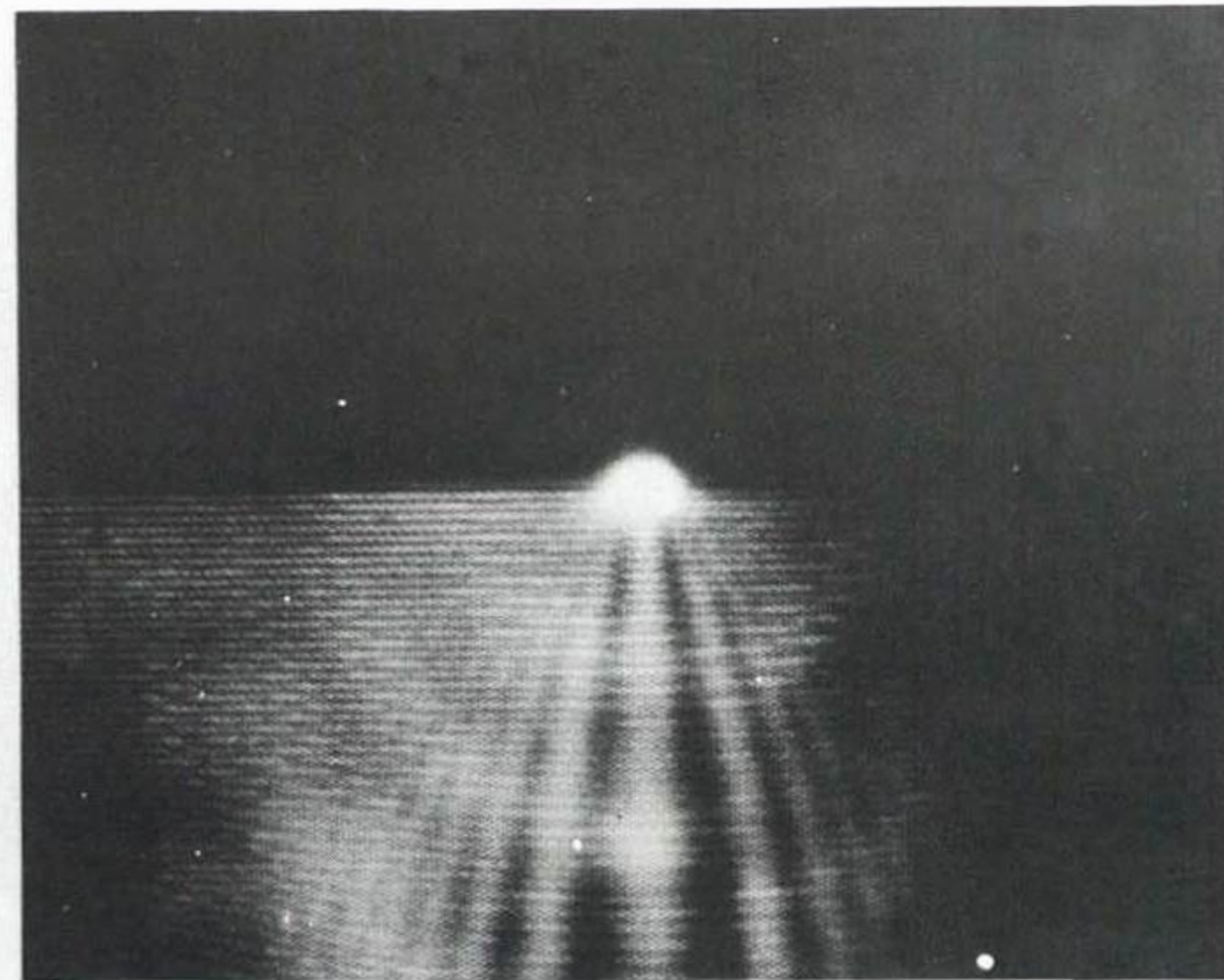
따라서 이번에는 실리콘다이옥사이드(SiO_2)를 1100 \AA 의 두께로 타이테니움 위에 입혀 확산시켰다. 이 경우 트랜스버스 일렉트릭 모드와 트랜스버스 마그네틱 모드의 도파특성은 아래 그림 4-3-8과 같이 나타났다. 이 그림에서 outdiffusion이 전혀 보이지 않고 있으며 모드의 형태는 원형에 가깝다. 따라서 outdiffusion layer와 도파로 사이의 coupling이 일어나지 않으므로 도파특성이 향상되리라는 것을 알 수 있다. 또한 도파모드 외의 부분은 substrate 모드로서 입사조건을 조절하면 없앨 수 있는 것이다. 따라서 제안한 이 방법에 의해 도파로를 제작하는 경우 outdiffusion에 의한 영향을 최대한 줄일 수 있다는 것을 알 수 있다.

본 연구에서 고려하여야 할 점은 실리콘다이옥사이드층과 타이테니움, 그리고 리튬나이오베이트 결정 사이에 어떠한 반응이 일어날 수 있으나, 이것을 조사하기 위해서는 ASE(Auger Electron Spectroscopy)나 SIMS(Secondary-Ion Mass Spectrometry)와 같은 장비를 사용해야 하므로 현재까지는 이 부분에 대한 연구는 하지 못하였다.

도파로를 만든 후, 위상변조 신호를 가하기 위해, aluminum을 도파로가 형성된 LiNbO_3 결정 위에 1000 \AA 의 두께로 입힌 후에 이것을 etching하여 그림 4-3-9와 같은 모양의 전극을 만들기 위해서 결정 위에 증착된 aluminum 위에 P.R. (AZ1350)을 같은 방법으로 spin coating한 후 photo-lithography에 의해 그림 4-3-9와



Ordinary

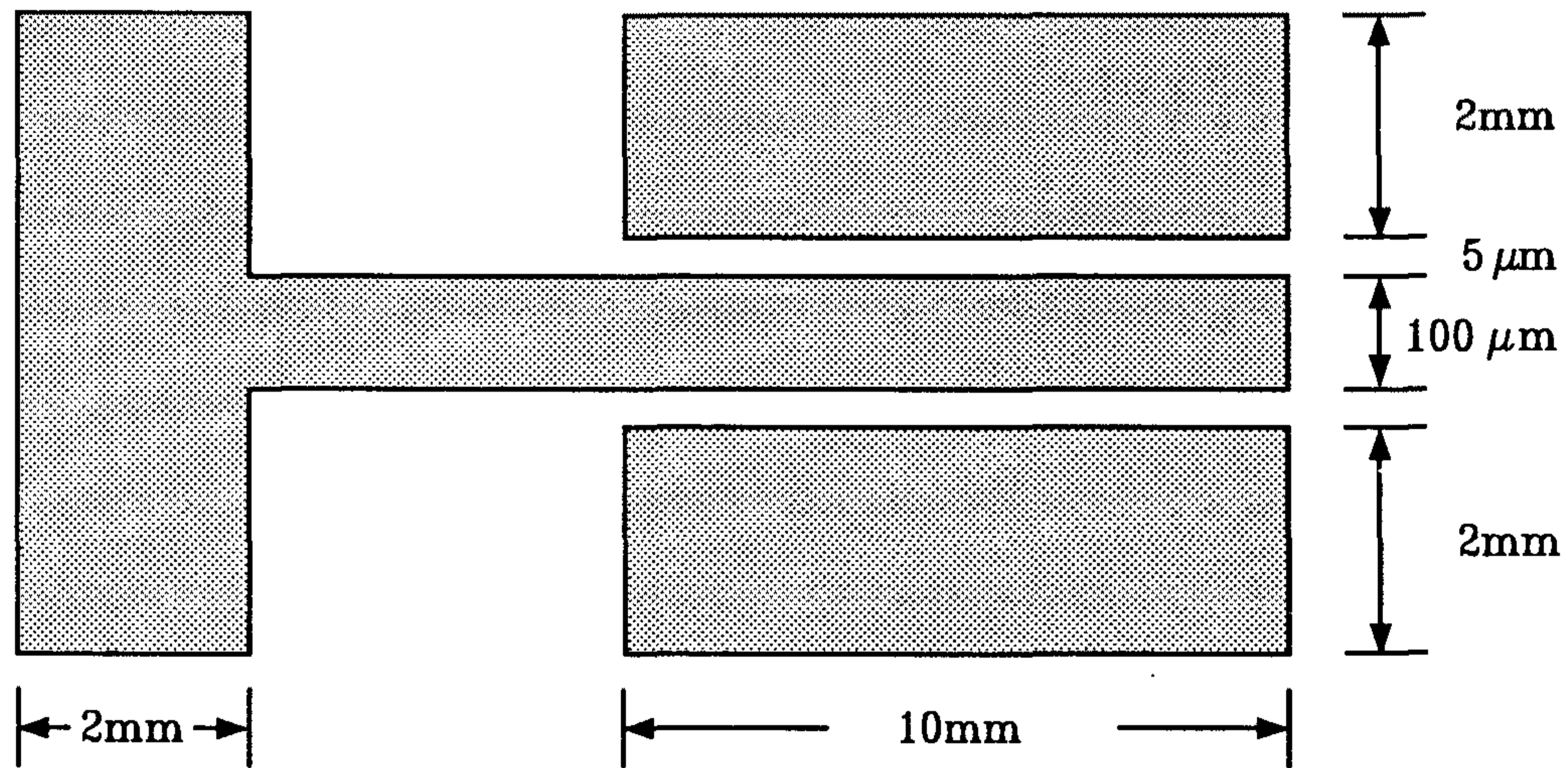


Extra-ordinary

Ti thickness; 300 Å

SiO₂ thickness; 1100 Å

그림 4-3-8. 두께가 1100 Å인 SiO₂박막을 입혀 제작한 도파로의 도파모드



electrode pattern

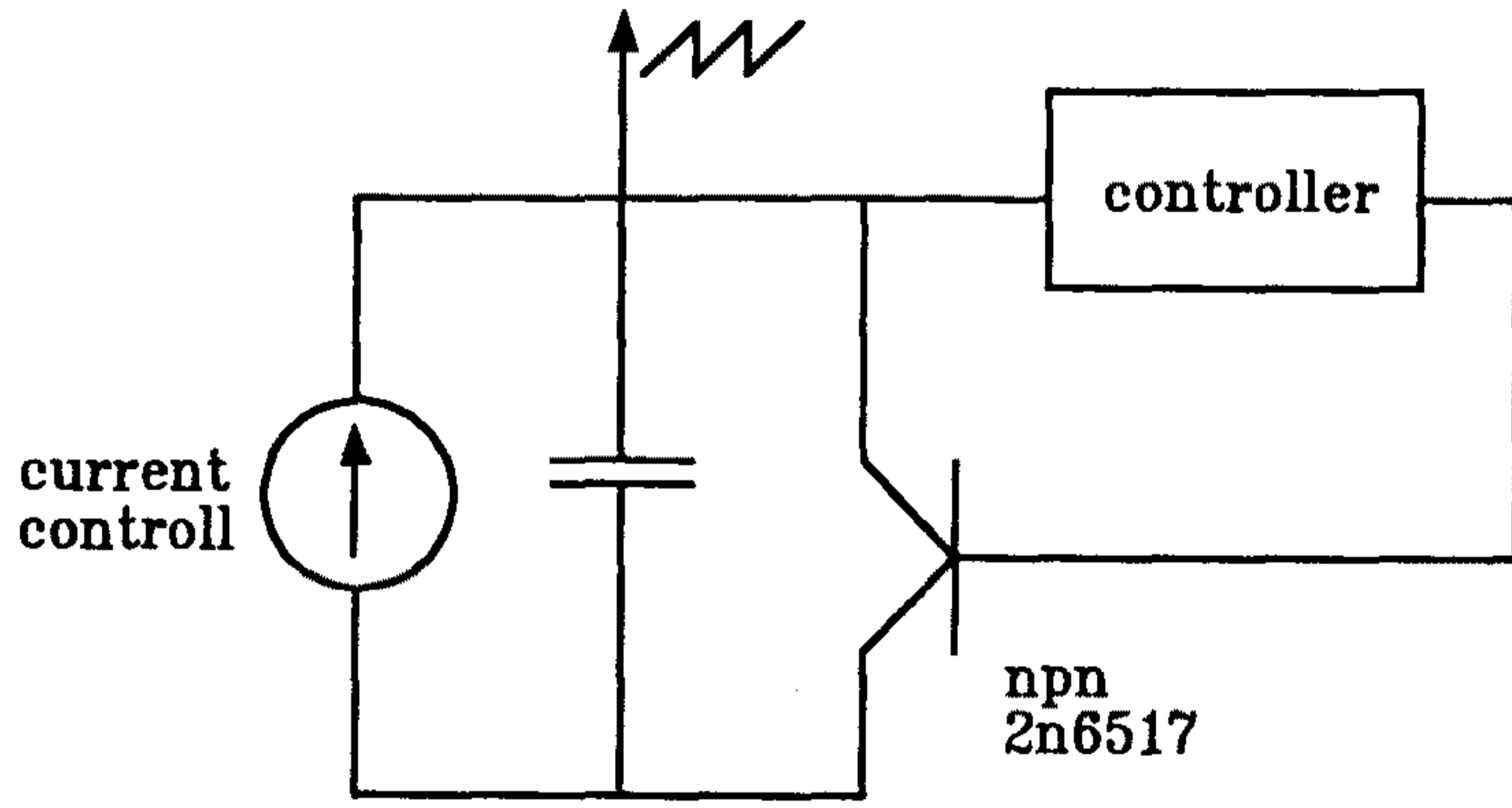
그림 4-3-9. 주파수 변환기의 전극 모양

같은 모양을 가지고 있는 mask를 사용하여 P.R.로써 양각 형태의 전극 모양을 만든 후 aluminum etchant를 $H_3PO_4:HNO_3:H_2O=80\sim 90:5:0\sim 20$ 와 같은 비율로 만들어 aluminum을 etching시켰다. 그런데 이러한 etching 방법을 사용한 것은 전극을 만들 때 전극 mask가 그림 4-3-9의 반대인 positive-여기서 positive라 하는 것은 사용한 photo resist가 positive로서 빛을 받은 부분이 현상할때 제거되는 데에서 기인한 것임-인 경우에 lift-off 방법을 써서 전극을 만들어야 하는데 이때 폭이 $5\mu m$ 이고 길이가 10mm인 P.R. strip이 남아 현상 후 현상액을 세척할 때 이것이 제대로 붙어있지 못하는 문제가 발생하였다. 따라서 전극 mask를 그림 4-3-9와

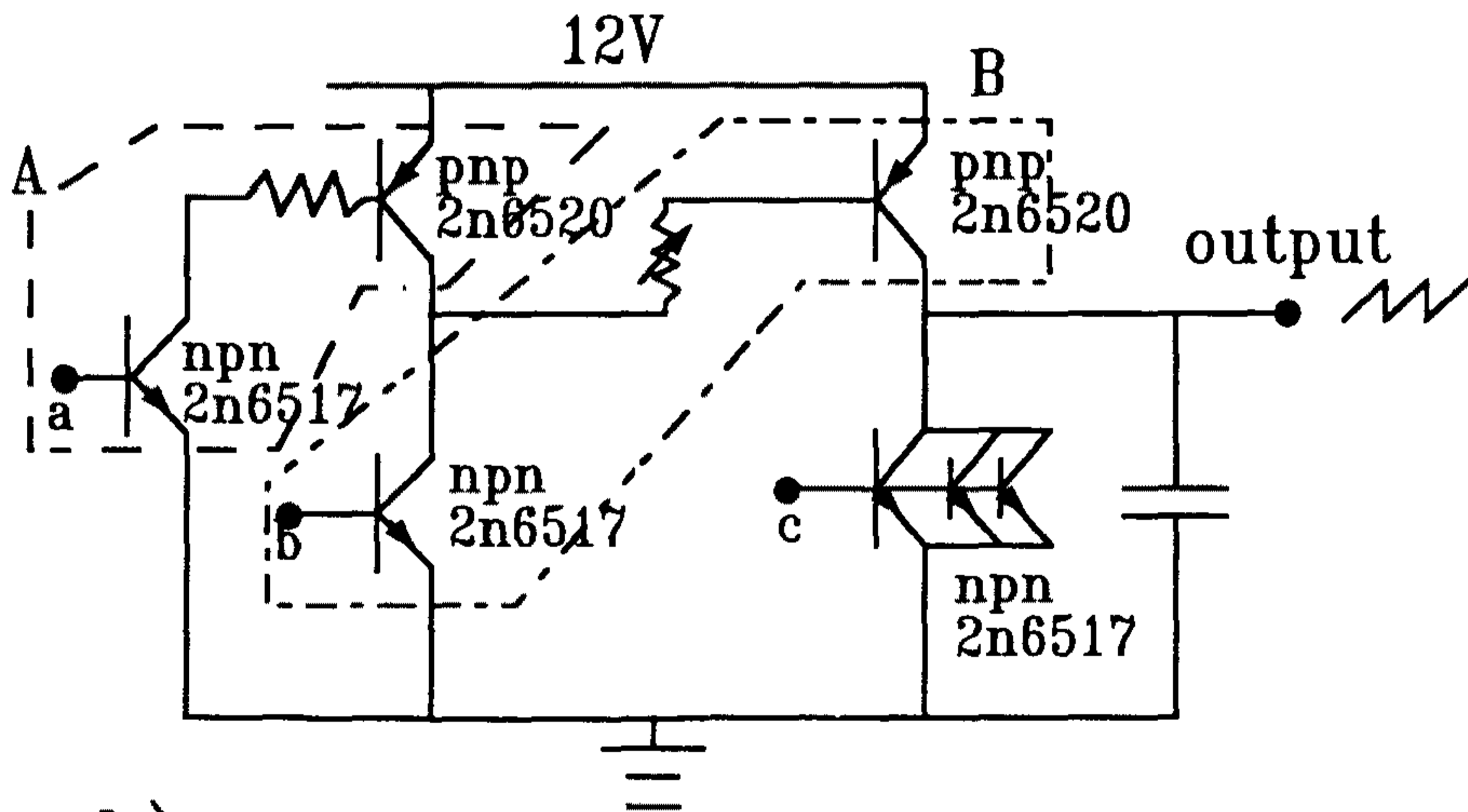
같이 negative 형태로 만들고 etching 방법을 사용하였다. 전극과 전극 사이의 간격이 $5\mu\text{m}$ 인 것은 photo-lithography 과정에서 이미 만들어진 Mach-Zehnder 간섭계 형태의 도파로의 두 경로와 전극 mask를 일치시키기 위한 것이다.

나. 위상변조신호기의 제작

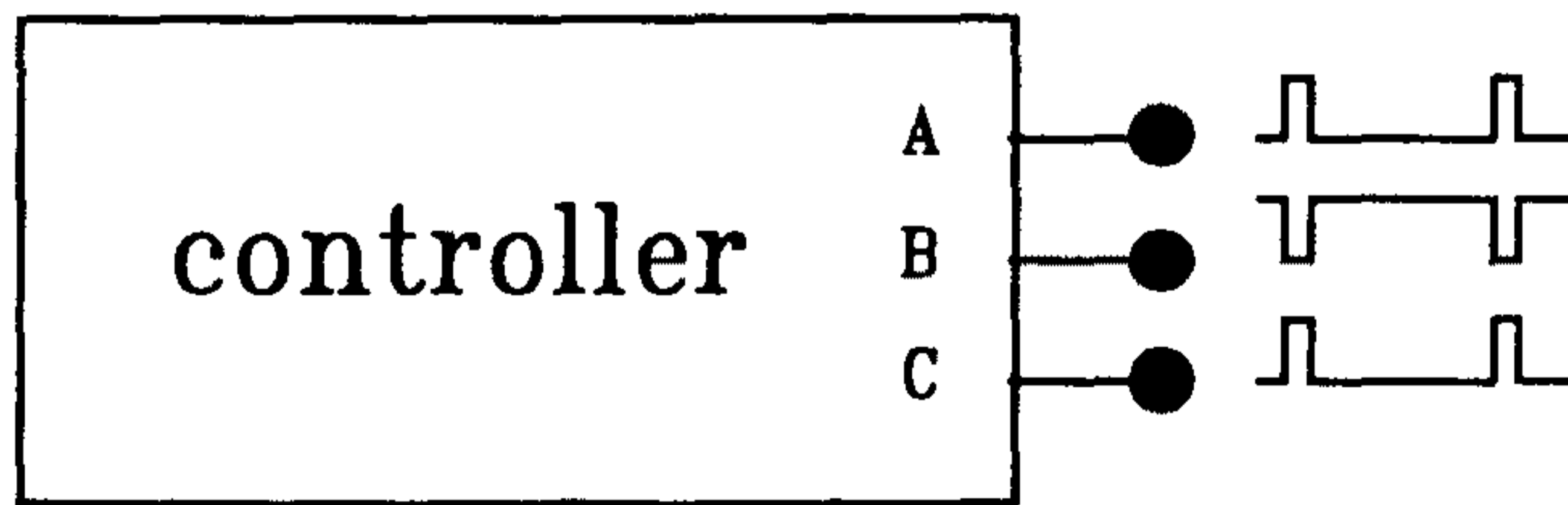
앞에서 이론적으로 검토한 바와 같이 serrodyne 방식의 광주파수 변환기의 효율을 높이기 위해서는 광위상변조기와 변조신호기의 band width가 실제 사용하고자 하는 주파수에 비해서 100배 정도가 되어야 하는 것이 중요하다. 따라서 위상변조신호기의 제작에서 고려하여야 할 것은 falling time T_F 가 변환시키고자 하는 주파수 즉, 위상변조신호의 주기 T 의 $1/100$ 배 이하가 되도록 설계하는 것이며, 이때 40dB 이상의 효율을 얻을 수 있게 된다. 본 연구에서는 이점을 고려하여 아래 그림 4-3-10과 같이 회로를 제작하였다. 이 그림에서 그림 a)는 개략도이고, b)와 c)는 이것을 자세하게 표현한 것이며 이 그림 b)의 B부분은 capacitor를 충전시키기 위한 정전류원이며 A부분은 정전류원인 B부분이 off될 때 이것을 돕기 위한 부가회로로써 전체회로의 동작은 다음과 같다. 즉, controller로 부터의 신호가 그림 c)와 같다고 하면 그림 b)의 a점과 c점에 controller로부터 off상태의 신호가 들어갈 때 b점에는 on상태의 신호가 들어오기 때문에 a점과 c점의 TR은 off상태이고 b점의 TR이 on되어서 가변저항에 비례하는 전류가 capacitor에 충전된다. 그래서 이 회로의 출력단의 전압은 계속 증가하는데, 이때



a)



b)



c)

그림 4-3-10. 제작한 위상변조신호기의 회로도

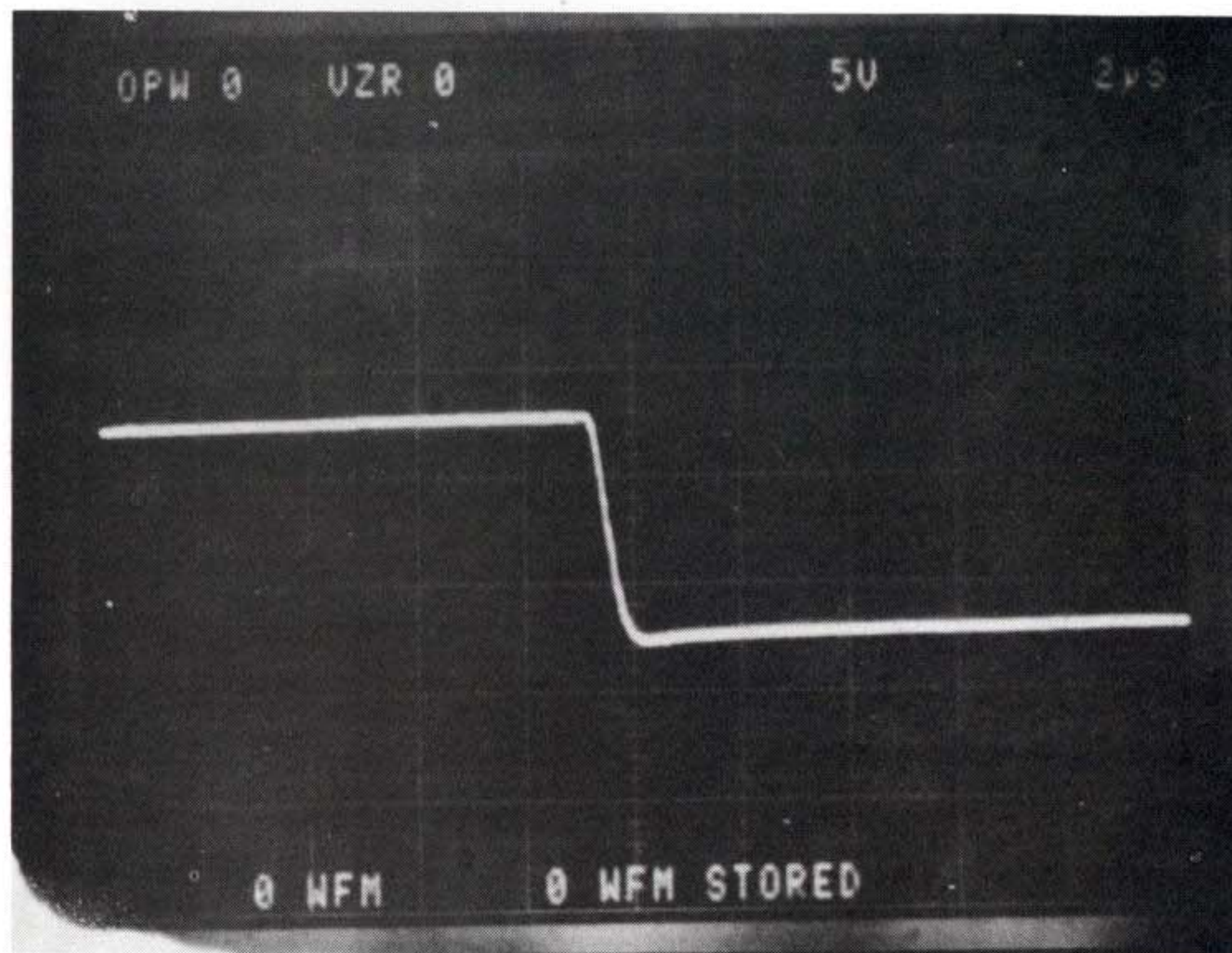
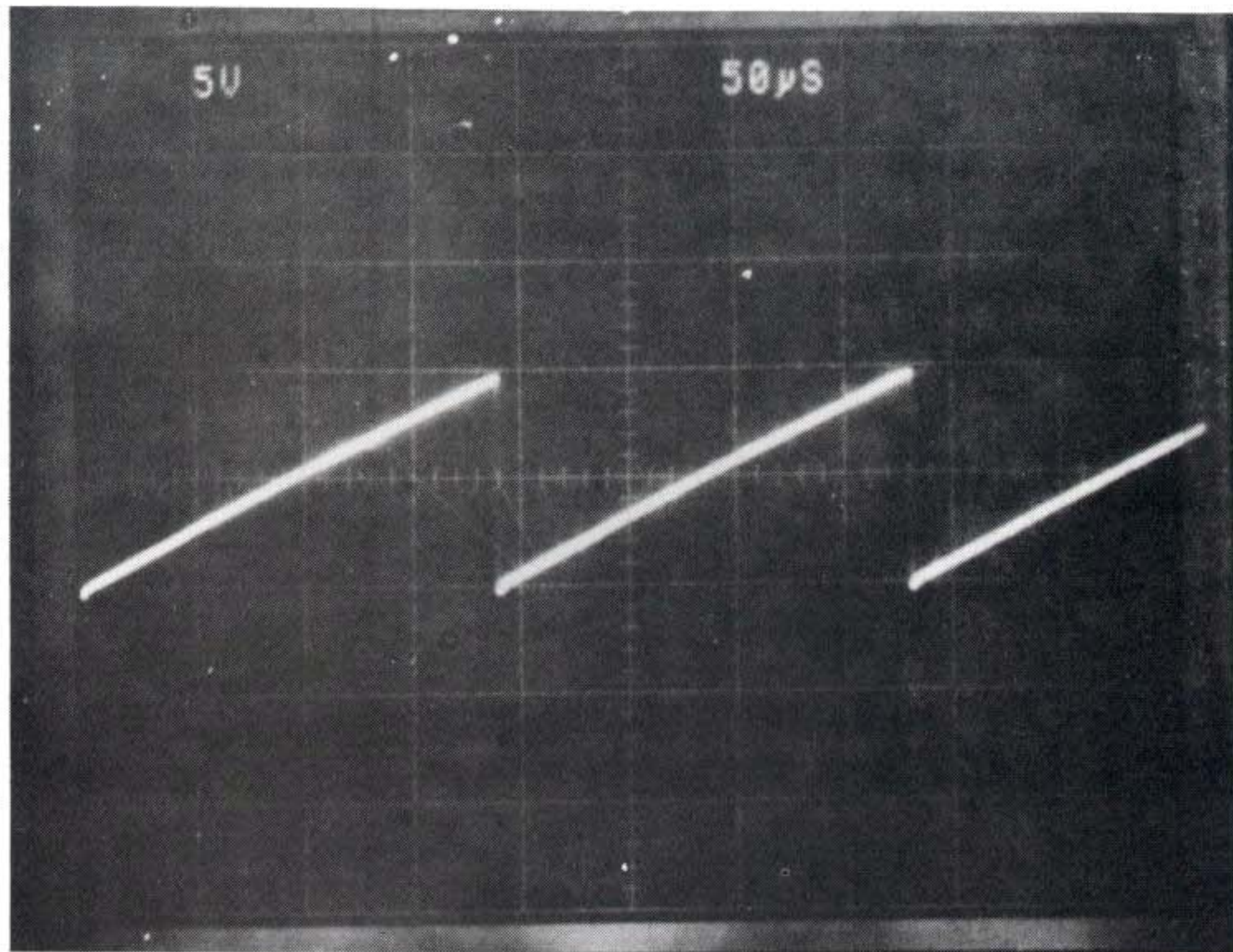


그림 4-3-11. 위상변조신호기의 출력

점 a와 c에 on상태의 신호가 들어오면 b점에는 off상태의 신호가 들어와 더이상 정전류가 흐르지 못하게 되고 따라서 capacitor에 충전되었던 전하가 c점의 TR을 통해 방전이 되어 출력단의 전압이 0으로 떨어지게 된다. 그런데 이 회로는 capacitor를 방전시키기 위해서 사용한 transistor의 내부저항에 의해서 falling time이 사용 주파수에 관계없이 약 $1\mu s$ 로써 결정되어 사용 주파수를 10KHz 이상이 되게 하면 T_F/T 의 값이 1/100 이상이 되기 때문에 안정되게 사용하고자 주파수를 5KHz로 하였다. 이 회로의 출력특성이 그림 4-3-11에 나타나 있는데 이것으로부터 위상변조신호는 주파수가 5KHz이고 falling time이 $1\mu s$ 이하임을 알 수 있다. 즉, 이 회로의 band width가 1MHz로 사용 주파수의 200배가 됨을 알 수 있다.

4. 주파수 변환 특성 조사

가. 실험 방법

주파수 변환특성을 조사하기 위해 앞서, 위상변조 신호기의 band width는 변환시키고자 하는 주파수인 5KHz의 200배가 되게 제작되었는데, 위상 변조기인 도파로와 전극의 band width가 얼마인가를 알아야 하기 때문에 이것의 변조 특성에 대하여 먼저 아래와 같이 실험을 하였다. 우선, Mach-Zehnder 간섭계 형태를 갖는 이 장치의 반파장 전압(half wave voltage) $V\pi$ 를 먼저 알기 위해서 두 전극의 한쪽에만 function generator(HP8116A)의 출력을 걸어 주었

을 때, 이 위상변조기의 출력이 on-off되는 전압을 찾아 보았는데 이 전압은 대략 5volts였으며, 따라서 V_{π} 가 5volts임을 알 수 있었다. 그리고 function generator에서 나오는 출력의 주파수를 변화시켜 가면서 위상변조기의 변조 특성을 조사하여 보았다. 1.5MHz의 주파수까지는 위상변조기의 출력이 찌그러짐이 없이 잘 나왔다. 이것에 대한 결과가 그림4-3-12에 보이고 있는데, 이 그림의 위 부분의 curve는 function generator의 출력이고 아래 부분의 curve는 위상 변조기의 출력을 나타내고 있다. 따라서 이 위상변조기의 band width는 1.5MHz 임을 알 수 있고, 5KHz의 주파수 변환을 시킬 때 이 주파수의 100배 이상이 됨을 알 수 있었다.

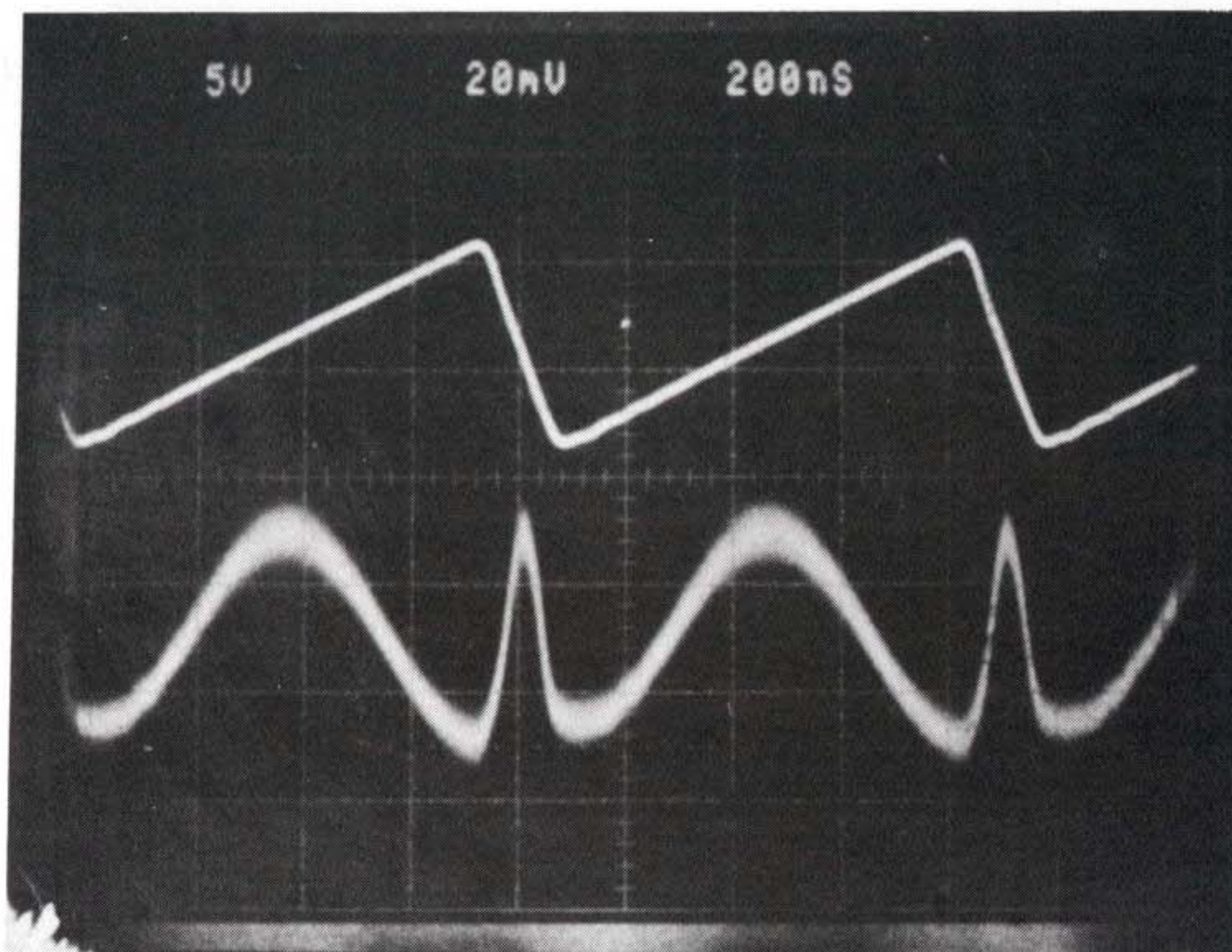


그림 4-3-12. 광주파수 변환기의 위상변조 특성

위에서 제조한 박막 광주파수 변환기의 주파수 변환 특성에 대한 실험을 하기 위해서 그림 4-3-13과 같은 실험 장치를 설치 하였다. 이 그림에서 보듯이 광원으로는 파장이 860nm이고 최대 출력이 10mW인 레이저 다이오드를 사용하였고, 이 광원으로부터 나오는 빛을 10X의 대물렌즈를 사용하여 평행광을 만들었으며 편광판을 사용하여 입사광의 편광 방향을 조절할 수 있게 하였다. 편광판을 지난 평행광을 제조한 주파수 변환기의 도파로에 입사시키기 위해서 10X의 대물 렌즈(L2)를 사용하여 focusing 시켰으며, 입사를 잘 시키기 위해서 도파로의 양쪽 끝 단면을 도파로 제조과정의 끝에 연마하여 거울면(mirror surface)을 만들었다. 이 도파로를 지나서 나오는 빛을 10X의 대물렌즈(L3)로 C.C.D. camera(SONY XC-38)에 imaging하여 monitor로 확인 하였으며, 이것의 결과를 앞의 그림4-3-5에 보였다. 후에 detector(OPTO-ELECTRO.Inc. AD230)를 사용하여 빛의 세기를 검출하기 위해서 위치 선정을 하여야 하므로 50 μ m의 직경을 갖는 pin-hole을 사용하였다. 광주파수 변환기의 전극의 한쪽에 앞에서 제작한 위상변조 신호기의 출력(주파수 5KHz, fall time < 1 μ s, V_{P.P.} = 10volts)을 걸어주었고 다른 한쪽에는 기존의 function generator를 사용하여 40KHz의 중간 주파수의 신호를 걸어 주었으며, detector의 출력은 spectrum analyzer(HP 3580A)로 들어가 이 장치에 의해서 주파수 변환 특성을 알게 된다.

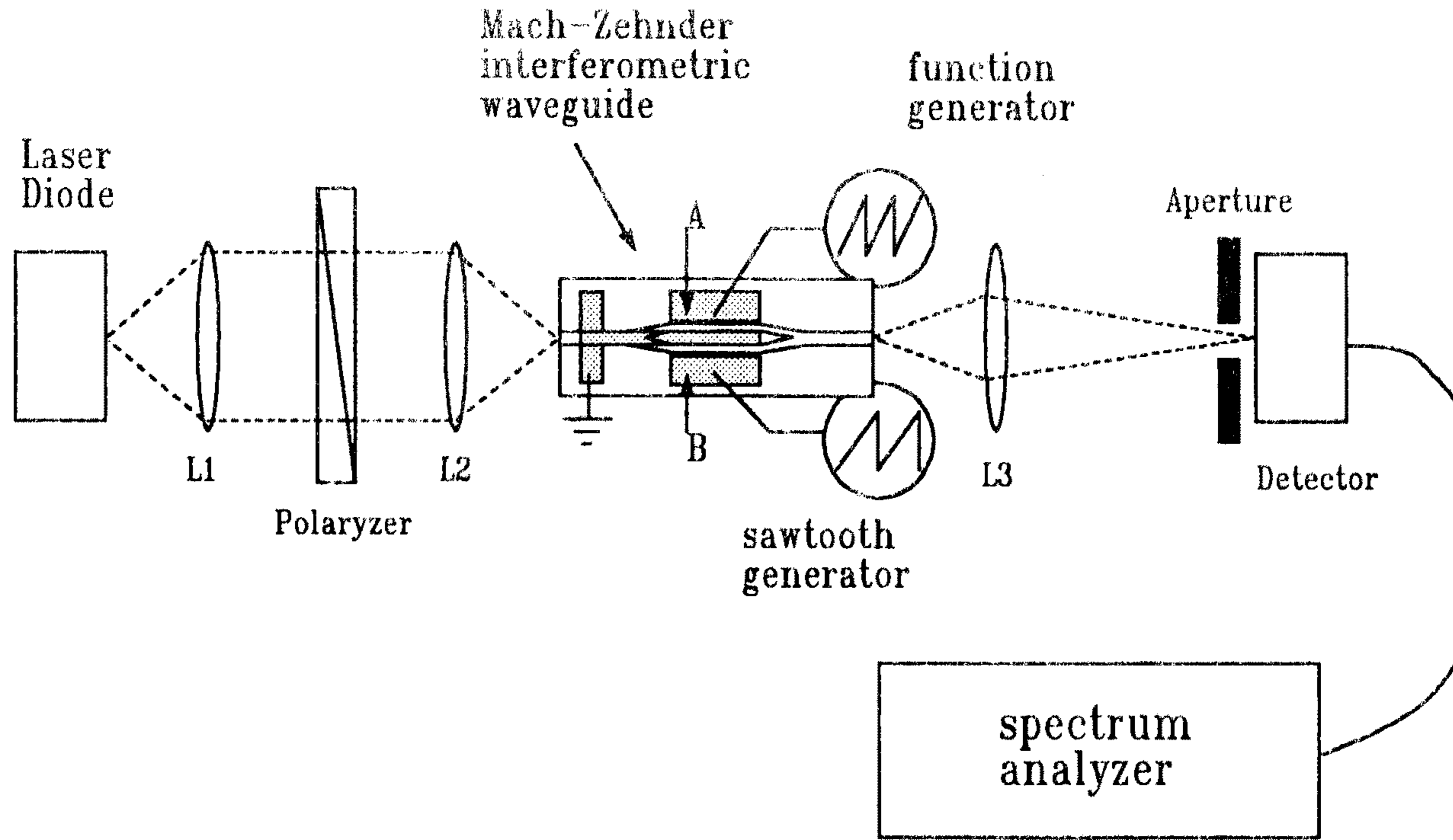
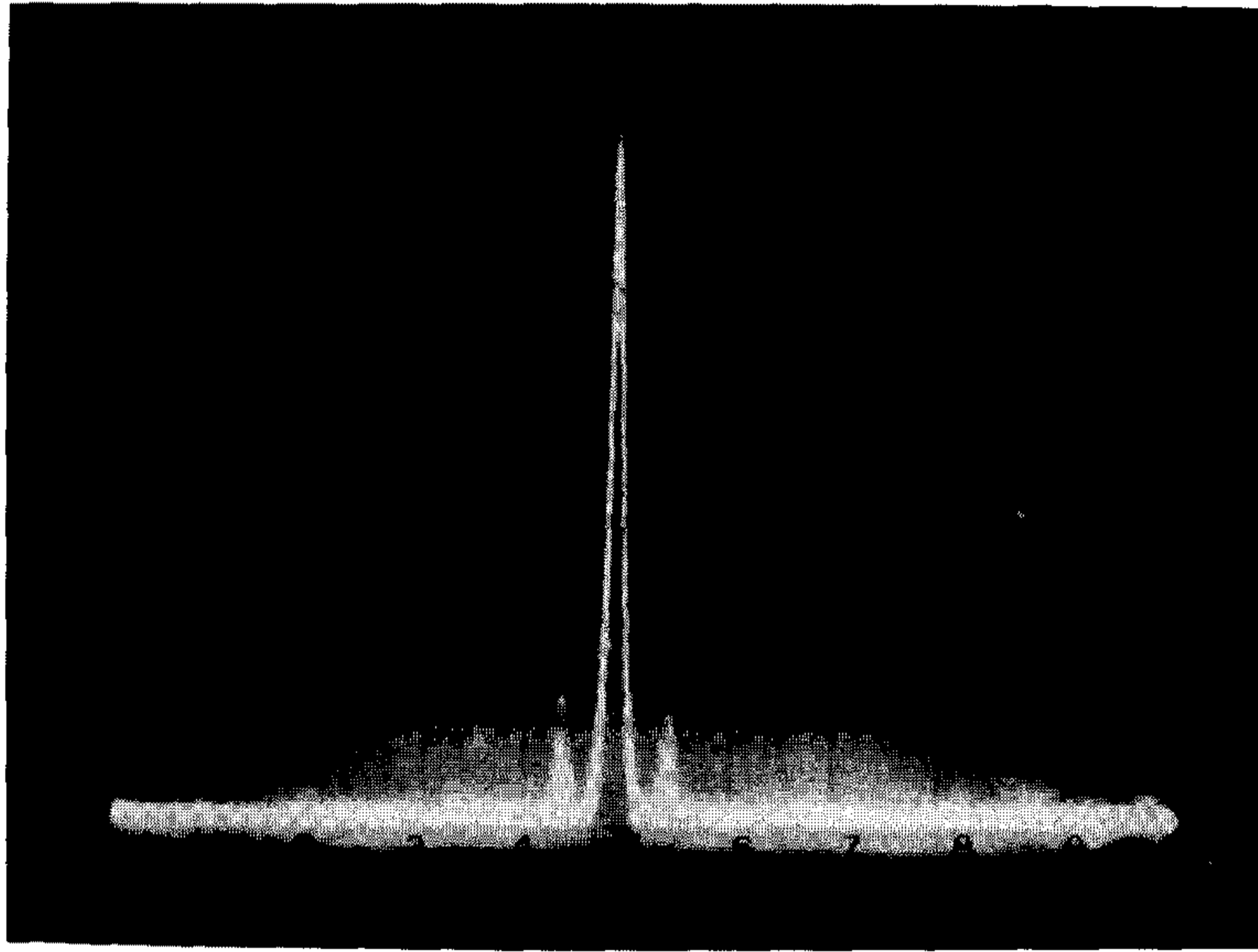
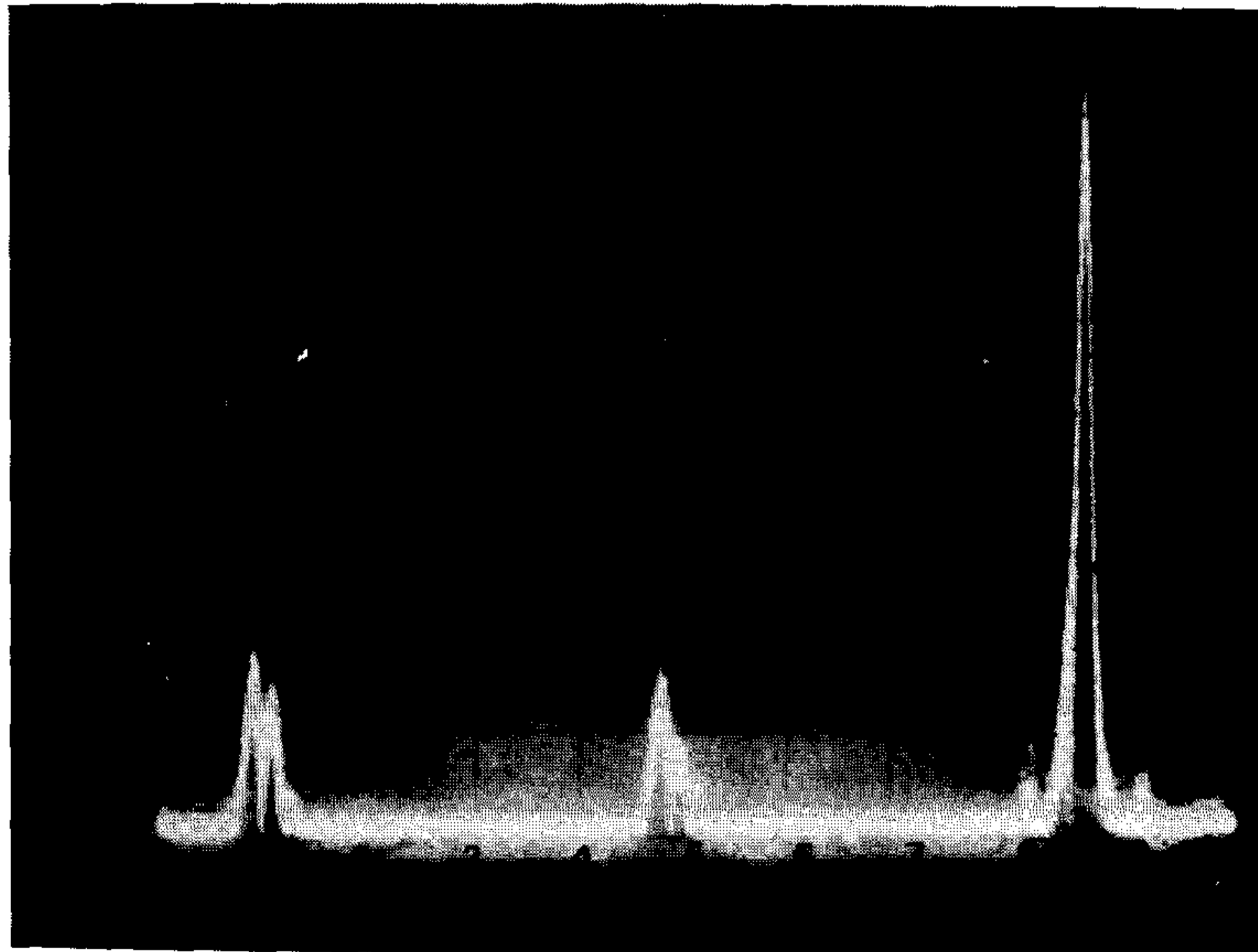


그림 4-3-13. 주파수 변환 특성 측정 장치도



A)



B)

그림 4-3-14. 주파수 변환 특성

나. 결과

위 방법에 의해서 실험을 한 결과가 그림 4-3-14에 보이고 있는데, 그림 a)는 위상변조 신호기의 출력 즉 낮은 주파수인 5KHz를 걸어주지 않고 function generator의 출력만 한쪽 전극에 걸어 주었을 때 spectrum analyzer의 화면 사진으로 광주파수가 40KHz의 중간 주파수로 변환된 것을 보이고 있으며 이 경우에 기준되는 주파수가 없으므로 변환효율을 알 수 없다. 그림 b)는 5KHz의 주파수를 갖는 위에서 특별히 제작한 위상 변조 신호기의 출력과 40KHz의 center frequency와 5KHz up shift된 신호와 -5KHz down shift된 신호사이, 즉 +1,0,-1 차간의 band spectrum의 세기를 보이고 있는 spectrum analyzer의 화면 사진이다. 여기서 +1차항의 세기가 0차와 -1차항의 세기에 비하여 매우 큰 것을 볼 수 있으며 이 값은 40dB였다.

다. 시제품 제작

위에서 만든 광주파수 변환기의 시제품의 모습은 그림4-3-15에 보이고 있는 것과 같으며, 이것은 광섬유를 사용하여, LiNbO₃에 결합을 시킨것으로 이때 결합손실은 15~20dB 정도였다.

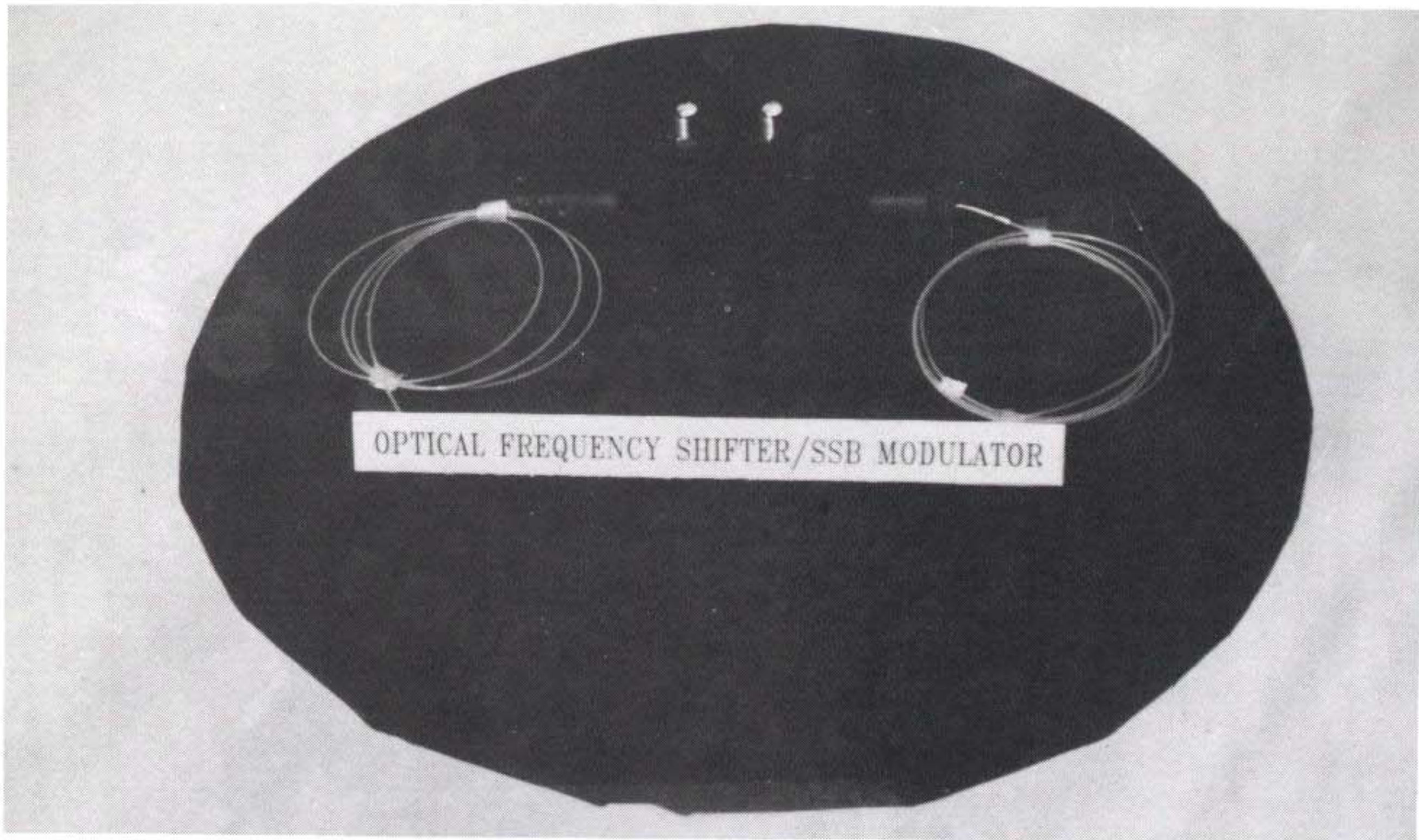


그림 4-3-15. 박막형 광주파수 변환기의 시제품

5. 토의

본 연구에서 행한 serrodyne 방식의 박막 광주파수 변환기는 낮은 주파수(수 KHz)에서는 그 변환 효율이 40 dB로 매우 높았으나, 이것을 높은 주파수(1MHz 이상)에서도 그 변환 효율을 40dB 이상이 되도록 하려면, 앞에서도 언급한 바와 같이 전기회로와 위상변조기인 도파로의 band width가 100MHz 이상이어야 하는데, 전기회로의 band width가 100MHz 이상이 되려면 RC time이 10nsec이하가 되어야 하므로 이것은 현실적으로 매우 어렵다. 한편, 이론적으로 살펴볼 때 위상변조 신호의 전압을 높여서 위상변화가 2.2π 가 되도록 해주면 50nsec의 RC time을 갖는 경우에도 1MHz의 주파수 변환을 40dB의 효율로 변환시킬 수 있다. 그러나 큰 주파수 변환을 요구하는 곳에는 다른 방식의 주파수 변환 방식이 요구된다.

제 5 장 광섬유 센서 제작

제 1 절 광섬유 자이로스코프

1. 서론

자이스코프란 관성공간에 대한 회전 센서로서, 항공기나 선박에 탑재되어 있는 관성항법 장치중의 주요한 센서이다. 이런 항공기등은, 자이로스코프에 의해 외부로부터 기준을 구하지 않고도 그 자세나 위치를 알수 있다.(이외에 석유 시추 드릴의 방향 제어, 카메라 또는 안테나 받침대의 안정화, 로봇의 자세 제어 등 항법이외에도 그 이용가치가 크다. 또한 최근에는 자동차의 자동내지는 무인 운전과 승차감의 개선도 이용하려는 연구도 있다.)

지금까지의 자이로는 기계적인 원리를 기본으로 한 것이 대부분으로, 팽이와 같은 회전체의 각운동량의 보존법칙을 이용하여 왔다. 항공기의 관성항법용 등의 고급의 용도에는 그림5-1-1에 나타낸 바와 같이, 분해능과 영점 안정도가 0.01도/시간(1,500일에 1회전)이 요구되고, 스케일 팩터의 안정성은 약 10ppm이 필요하다. 이와 같은 정밀도를 얻기 위해서는 상당한 크기와 많은 정밀 기계부품들과 긴 예비 가동시간이 요구된다. 따라서, 가동부분이 있는 기계식 자이로는 사용하기 쉬운 센서라고 할 수 없다.

지난 수십년동안 광섬유를 기본으로 하는 간섭기술을 회전의 측정에 응용하려는 연구가 진행되어 왔으며, 1970년대 중반에 Vali

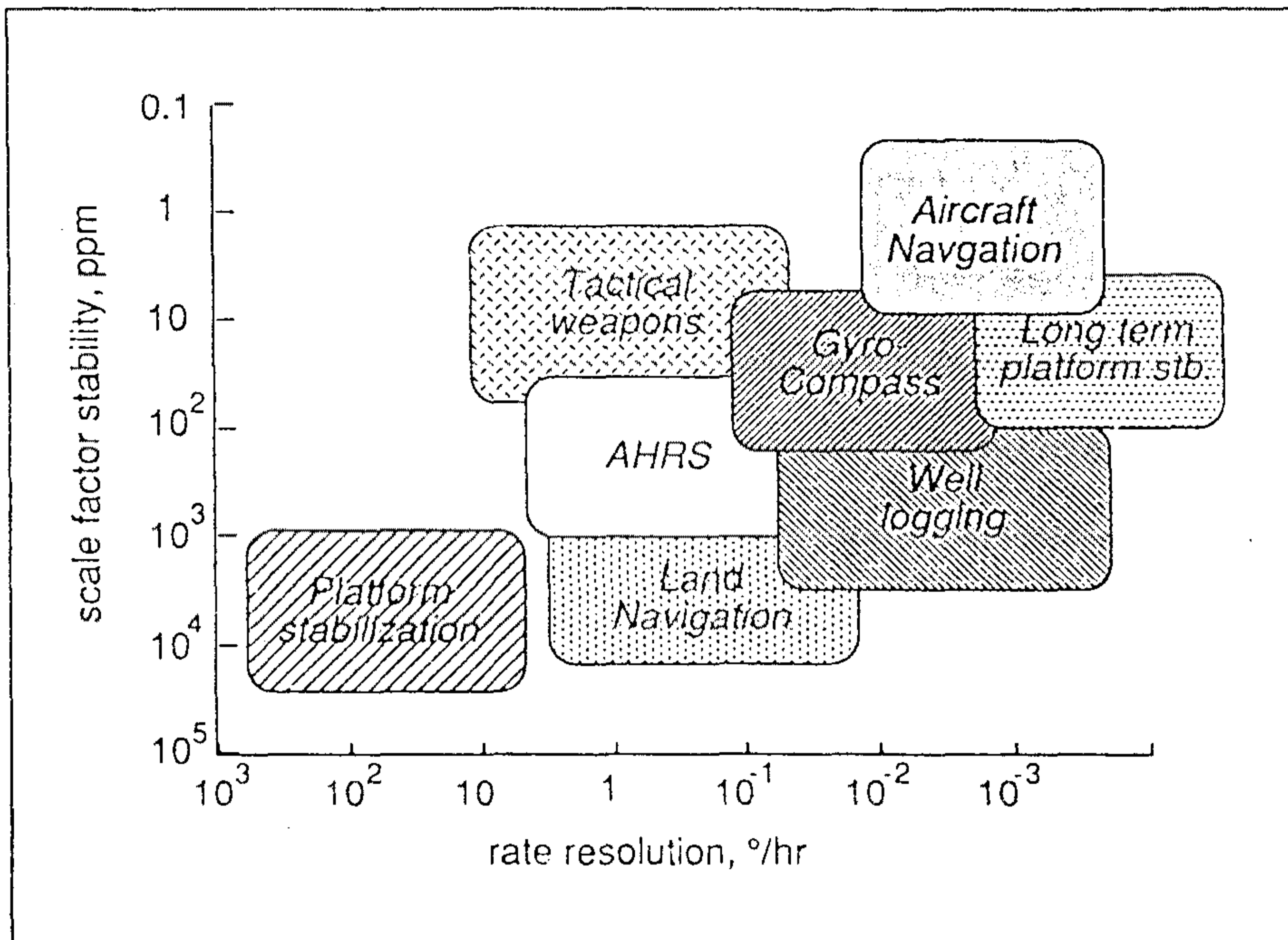


그림 5-1-1. 용도에 따라 요구되는 자이로스코프의 특성

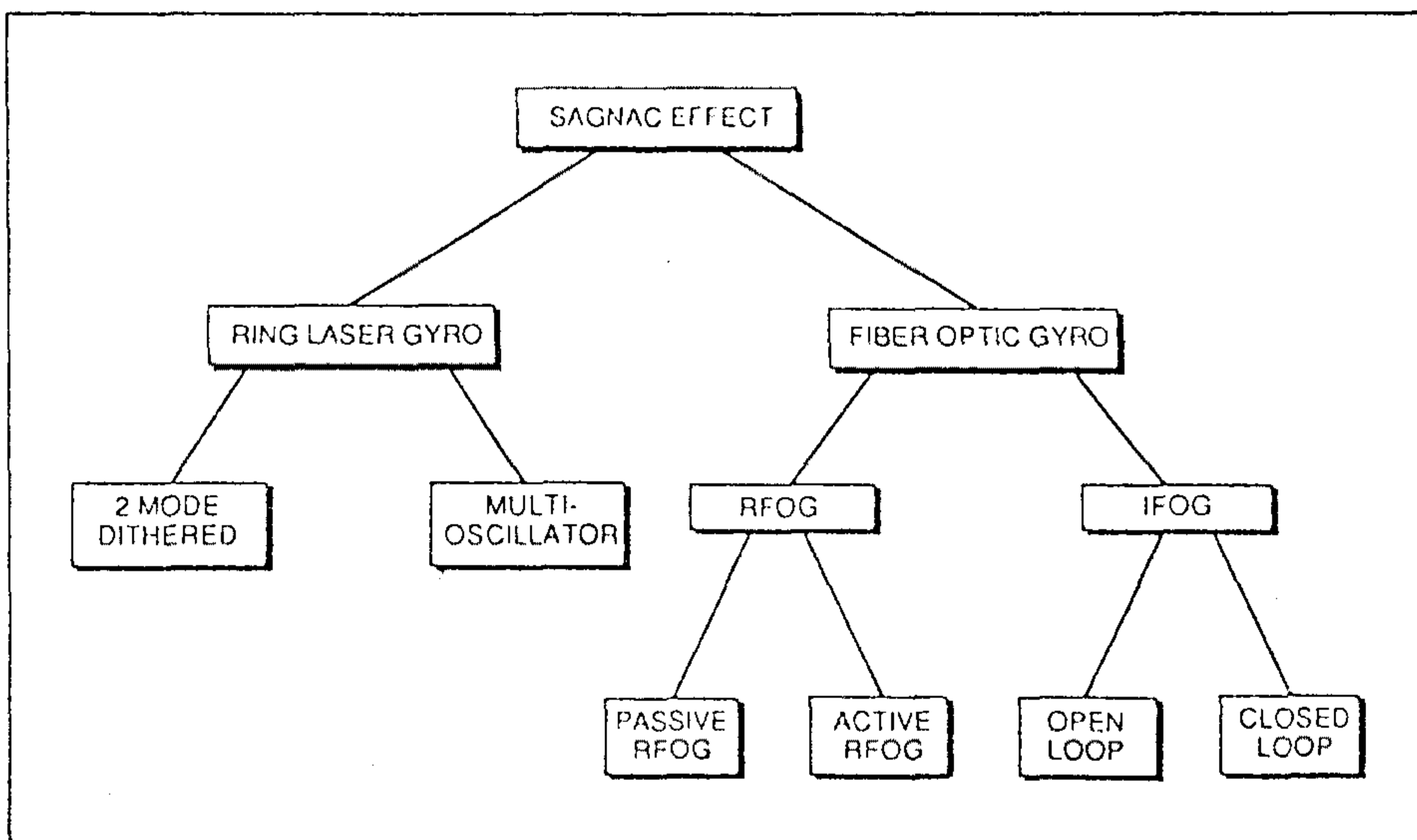


그림 5-1-2. 사냥효과를 이용한 광자이로의 계통도

와 Shorthill에 의한 최초의 개척적인 실험 발표가 광섬유를 이용한 회전센서의 연구의 출발점이 되었다.⁵⁻¹⁻¹⁾ 이후 이 분야에 관한 연구노력은 전세계적으로 확산되었으며, 이에 관련된 부품분야, 특히 편광유지 광섬유, 편광유지 결합기, 광섬유 편광자, 광원 등의 분야에 상당한 진전을 이루게 되었다. 해를 거듭한 광섬유 자이로스코프의 성능향상은 여러가지 중요한 발전과 매우 관계가 깊은데, 그중 광로를 일치시켜야 한다는 가역성(reciprocity)의 발견과, Rayleigh 후방산란 노이즈의 제거와 Kerr 효과에 의한 드리프트의 제거에 결정적으로 기여한 superluminescent diode의 도입은 광섬유 자이로의 성능향상에 중요한 기여를 하였다. 이러한 많은 발전과 노력은 이 기술을 실험실 수준에서 실용적인 수준의 단계로 발전하게 하였다.

본 연구실에서는 이미 사낙효과를 이용한 광섬유 자이로스코프의 기초연구로 회전에 따른 간섭무늬의 세기변화를 관찰한 바 있다. 본 보고서에서는 사낙효과에 대한 자세한 설명이나, 광섬유 자이로의 세부적인 것에 관한 사항은 기존의 많은 해설 문헌을 참조하는 것으로 대신하기로 한다.^{5-1-2,3,4,5,6)} 그동안 본 연구실에서 연구된 단일모드 광섬유, 결합기, 위상 변조기등을 이용하여 용이하게 구성할 수 있는 간섭형 광섬유를 제작하였으므로 이를 중심으로 서술하고, 문제점과 개선 방향에 대하여 논의하고자 한다.

2. 광자이로의 특징과 구성분류

빛을 폐곡선의 광로에 전파시키면, 이광로 자체가 회전하는

경우 오른쪽으로 도는 빛과 왼쪽으로 도는 빛 사이에 위상차가 생긴다. 사냐(Sagnac)효과라고 불리는 이 현상이 광자이로의 원리이다. 이 효과의 감도는 광루프 즉, 광로가 이루고 있는 폐곡선의 면적에 비례하는데, 매우 작다. 1930년대에 Michelson과 Gail이 이 효과를 이용하여 지구의 자전(15도/시)을 측정했을 때, 약 $600 \times 300\text{m}^2$ 의 광로가 이용되었다.

이 문제를 해결한 발명이 지금까지 3가지로, 1962년에 처음 실험된 Ring Laser Gyro (RLG), 1976년에 제안된 간섭형 광섬유 자이로 (Fiber Optic Gyro : FOG)와 수동형 링 공진 방식 자이로 (Optical Passive Ring Resonator Gyro : OPRG)가 있다. 이들 방법은 레이저와 광섬유가 발명되므로서 실현될 수 있게 되었다. 이중 RLG는 이미 실용화 되어 Boeing 757/767등의 항공기에 관성항법장치로서 이용되고 있다. 이것은 사냐효과 의해 링레이저의 발진 주파수가 오른쪽과 왼쪽으로 도는 빛이 서로 다른 현상을 이용하고 있다. 레이저의 발진 주파수는 약 300THz로 매우 높으므로 상대적으로 아주 작은 주파수의 변화도 충분히 측정가능하여 자이로의 실현이 가능하다.

광자이로가 기계식 자이로에 비하여 우수한 점으로는

- (1) 가동부분이 없어 가속도에 강하다.
- (2) 기동시간이 짧다.
- (3) 측정범위가 넓다.
- (4) 작고 가볍다.

등을 들 수 있다.

3. 광섬유 자이로

전광학계가 광섬유로 구성된 자이로스코프의 기본적인 구성에는 두가지, 간섭형 광섬유 자이로와 광섬유 공진기가 있다. 그림5-1-3에 이들의 기본적인 구성을 보인다. 사냥 간섭계에서, 광원으로 부터 나온 빛은 광분할기에 의하여 두성분으로 나뉘어진다. 이 두 성분의 빛은 각각 N번 감긴 광섬유에 오른쪽과 왼쪽으로 도는 빛으로 입사된다. 광섬유의 광로를 거친후 두 성분의 빛은 다시 광분할기에 의하여 합쳐지고 간섭하여 검지되게 한다. 회전하는 관성계에서 사냥 효과는 한쪽 경로의 빛은 광로장을 증가시키는 반면, 반대 방향의 광로장은 감소시킨다. 그 결과 두 성분의 위상차가

$$2\phi_s = 4\pi RL\Omega / \lambda_0 C \dots\dots\dots(5-1-1)$$

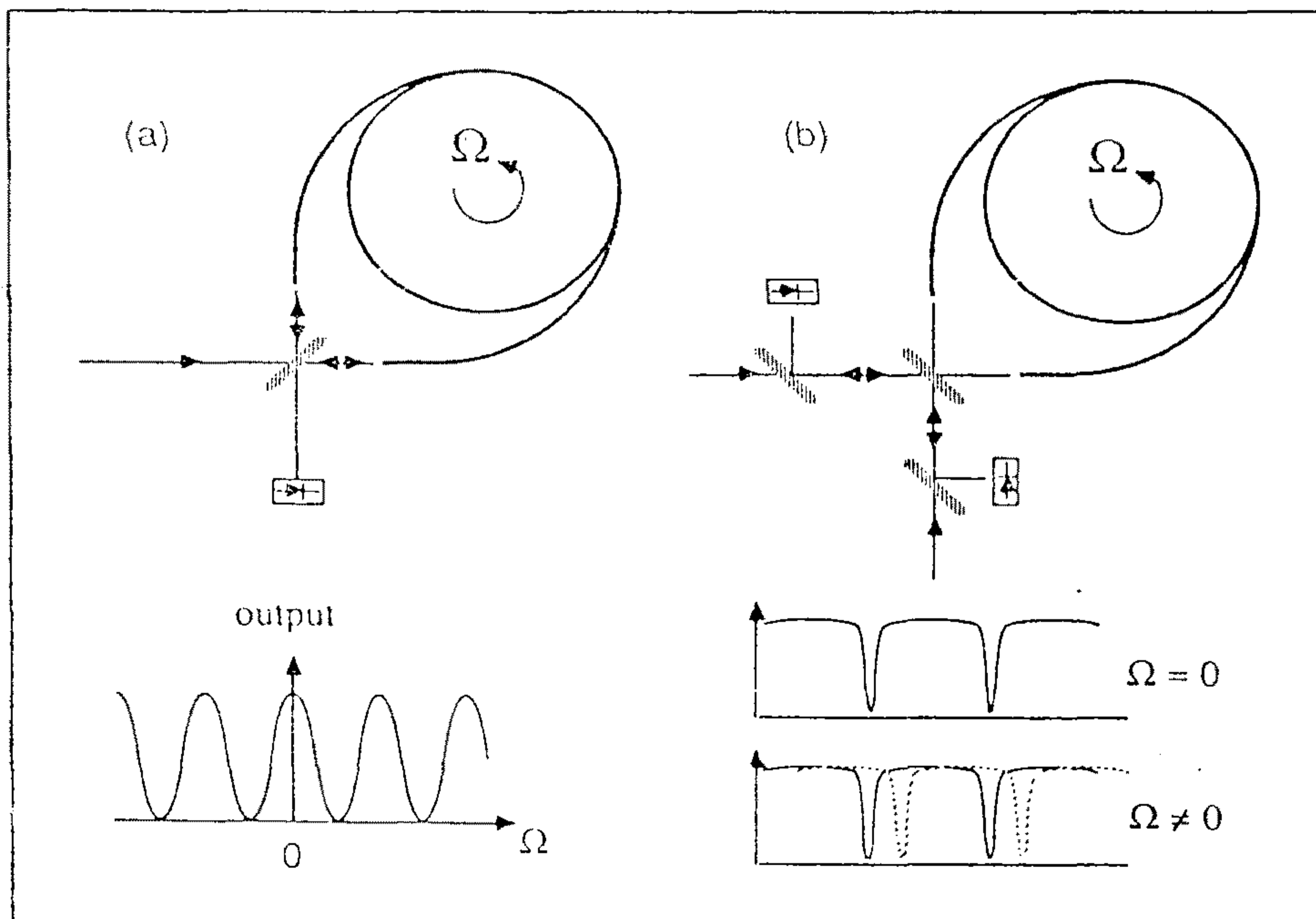


그림 5-1-3. 광섬유를 이용한 광자이로의 기본 구성도

로 주어진다. 여기서 R 는 광섬유 코일의 반경, L 는 폐경로의 광섬유 전체길이, λ_0 는 진공에서의 광원의 파장, C 는 빛의 속도, 그리고 Ω 는 회전 각속도이다. 위상차 $2\phi_s$ 는 사낙효과에 의한 위상차이다. 이 효과의 크기를 이해하기 위하여 예를 들어본다. 20cm 직경에 1000번 감은 광섬유 코일이 1도/시간의 각속도로 회전하면 $1\mu\text{m}$ 의 광원일 경우 사낙효과에 의한 위상차는 10^{-5} 라디안 정도 된다. 결국 0.01도/시 정도 수준의 각속도를 재기 위해서는 10^{-7} 라디안 정도의 위상차를 측정할 수 있어야 한다. 이것을 길이로 생각하면 광섬유 코일의 길이의 10^{-17} 분의 1정도를 분별해야 한다.

이 정도의 정확성을 얻기 위해서는 자이로가 정지하고 있을 때의 두 경로가 동일해야 한다. 즉, 가역성이 있어야 한다. 이 조건을 만족하는 광학계를 소위 ‘최초 구성(minimum configuration)’이라 부르며 그림5-1-4에 나타내었다. 여기서 출력은 입력과 같은 결합기의 가지에서 뽑아내며, 편광기는 광섬유 루프의 입사단에 사용한다. 이것은 단일 공간모드와 단일 편광모드로 작동하게끔 하여 광섬유 루프내에서의 가역성 유지를 확실하게 한다. 사낙 간섭계의 출력은 그림4에서와 같이 삼각함수의 형태로

$$S=1+\cos(\phi_{nr}+2\phi_s) \dots\dots\dots(5-1-2)$$

의 꼴로 주어진다. 여기서 ϕ_{nr} 는 비가역 위상편이 이고, $2\phi_s$ 는 회전에 의해서 발생하는 사낙 위상이다. 가역적 구상에서는 $\phi_{nr}=0$ 이고 사낙 위상의 감도는 $\partial S/\partial(2\phi_s)=0$ 이고, 만약 ϕ_{nr} 가 $\pi/2$ 이면 감도는 최대가 된다. 비가역적인 위상 편이를 발생시키기 위한 몇가

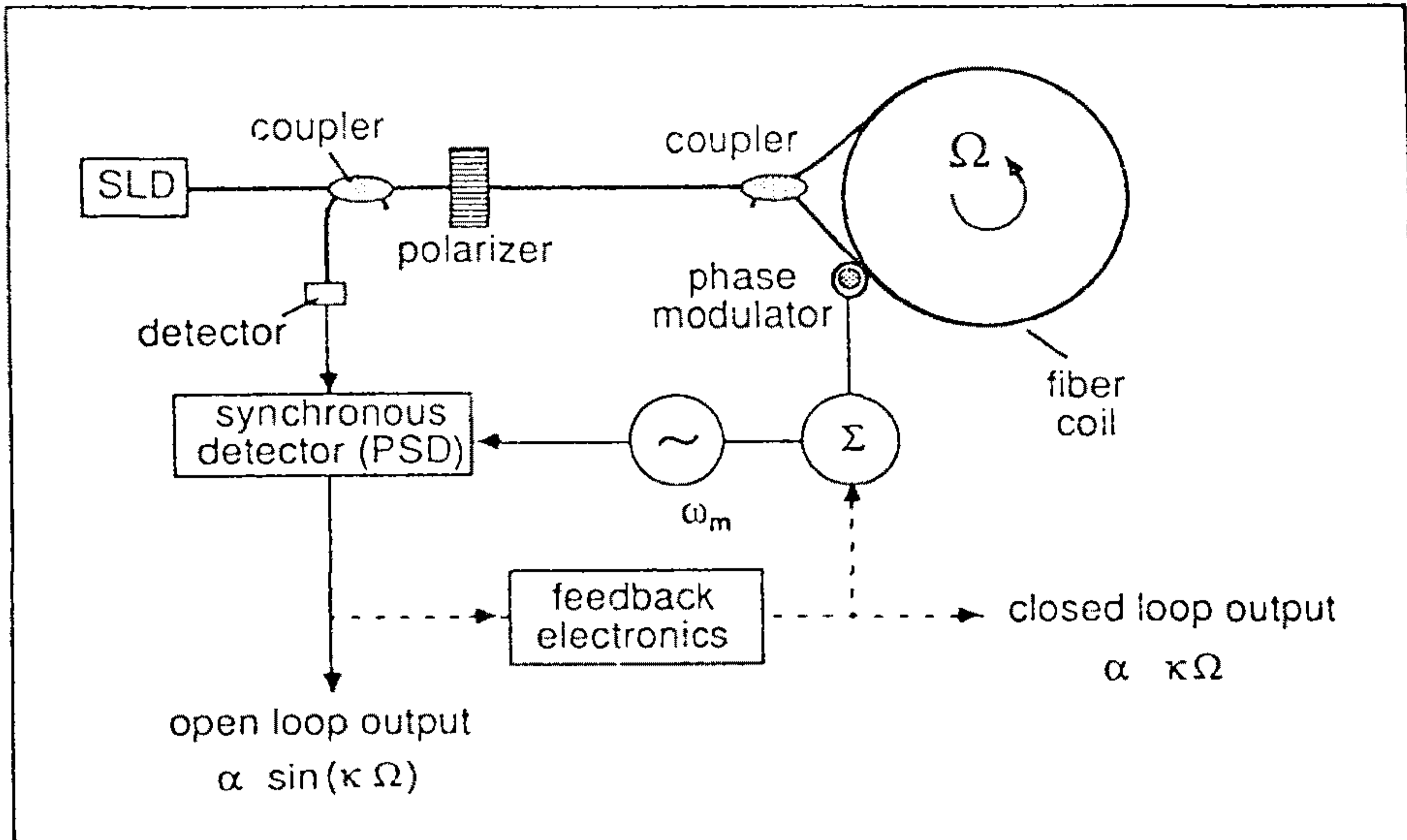


그림 5-1-4. 간섭계형 광섬유자이로의 최소부분에 의한 구성과 신호처리의 개념도

지 방법들이 제안되었다. 그 중에서 가장 널리 사용되고 있는 방법은 광섬유 코일의 한쪽 끝단에 위상 변조기를 위치시켜 $\phi_{nr} = \phi_m \sin \omega_m t$ 의 꼴로 시간에 따라 변조되는 동적인 위상 바이어스를 걸어 주는 방법이다. 자이로가 정지하고 있을 때 이 변조된 바이어스에 의하여 발생하는 출력은 대칭이다. 그러나 회전하는 경우 사냥 효과가 offset을 발생시켜 비대칭 출력이 나타나게 된다. 변조 주파수와 같은 주파수 성분의 출력은

$$S(\omega_m) = J_1(\phi_m) \sin(2\phi_s) \dots \dots \dots (5-1-3)$$

으로 나타난다. 최적 변조 주파수는 광섬유 코일의 길이에 관계되며 $\omega_m = \pi/\tau$ 로 주어지며, τ 는 빛이 광섬유 코일을 전파하는 시간에 해당한다.

4. 광섬유 자이로의 제작과 특성 측정

가. 광섬유 자이로 광학계의 구성

광섬유 자이로의 제작에 앞서 어떤 구성을 선택해야 하는가 하는 문제에 직면하게 되는데, 이미 발표된 문헌에서 발표된 감도 및 특성과, 본 연구실에서의 광섬유에 대한 연구 이력과 장비등을 고려하여 볼때, 간섭형의 구성이 적합하다고 판단되었으며, 신호처리에 있어서는 동적인 위상변조 방법을 선택하였다.

그림5-1-5에 제작한 광섬유 자이로의 구성을 나타내었다. 광원은 단일모드 반도체 레이저 LTO15MD(일본 SHARP사 제품, 파장 830nm, $P_0=30\text{nW}$)이다. 이 반도체 레이저와 광섬유 자이로에 이용된 광섬유는 일반적인 광섬유로 외경 $100\mu\text{m}$, 코아경 $4\mu\text{m}$, cutoff 파장이 $0.6\mu\text{m}$ 인 단일모드 광섬유를 사용하였다. 아크릴로 코일을 감을 수 있는 직경9cm, 높이 2.5cm의 원통형의 납작한 보빈을 제작 하였다. 이 보빈에 광섬유를 감아 사냥 효과가 일어나는 광로로 이용하게 하였다. 감은 광섬유 코일의 길이는 약 130m로, 이 길이는 OTDR 방법을 이용하여 측정하였으며 측정결과를 그림5-16에 나타내었다.

광섬유를 폐경로로 구성하게 하는 광분할기로는 광섬유 결합기를 사용하였다. 사용된 광섬유 결합기는 광섬유 코일로 사용한 것과 동일한 것을 사용하여, 본 연구실에서 용융인장법으로 제작하여 사용하였다. 광섬유 위상 변조는 직경 5cm, 높이 5cm의 원통형 PZT 소자에 광섬유를 10m가량 감아 사용하였다. 광검지기는 다중

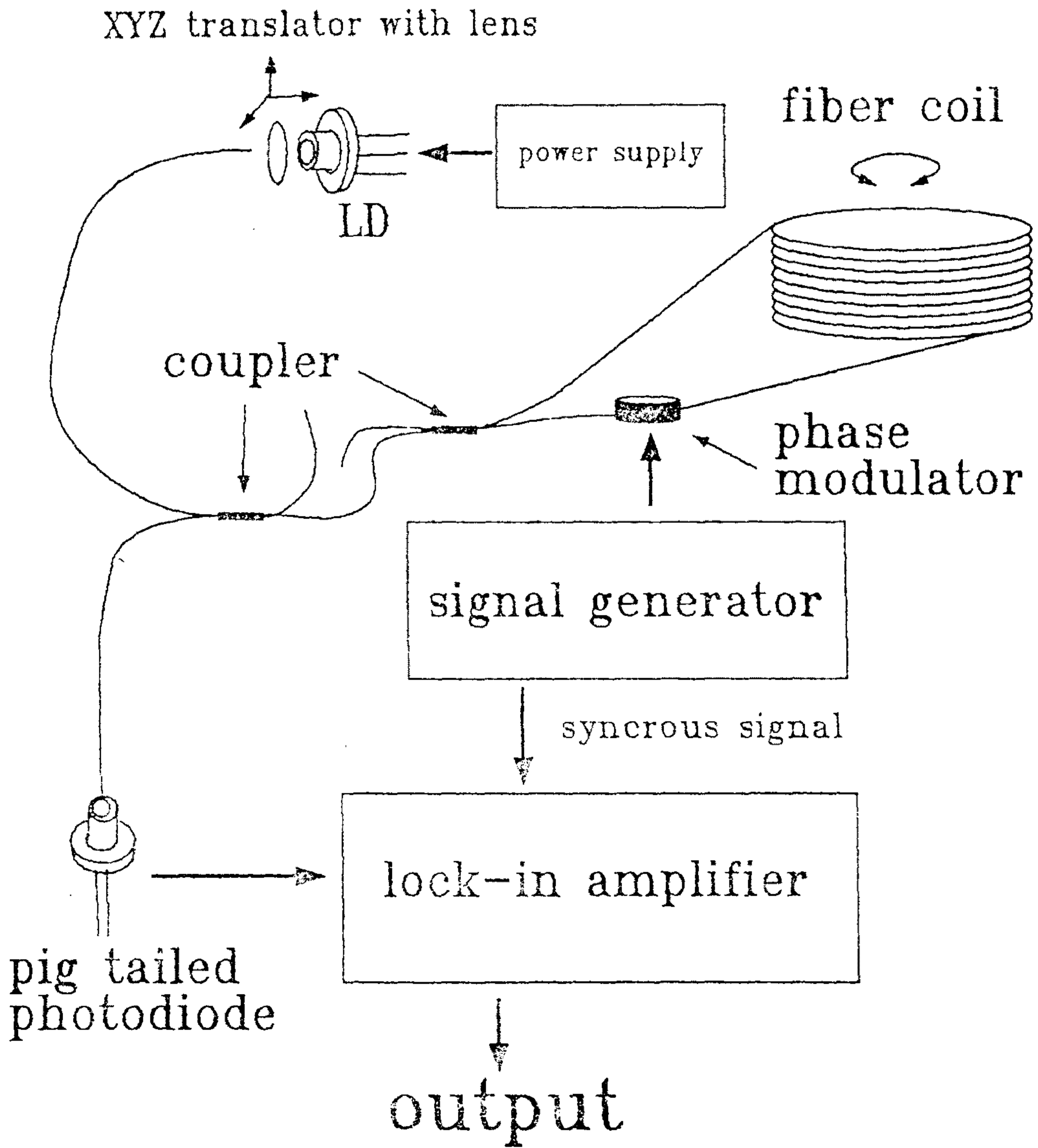


그림 5-1-5. 본 실험에서 구상한 광섬유 자이로

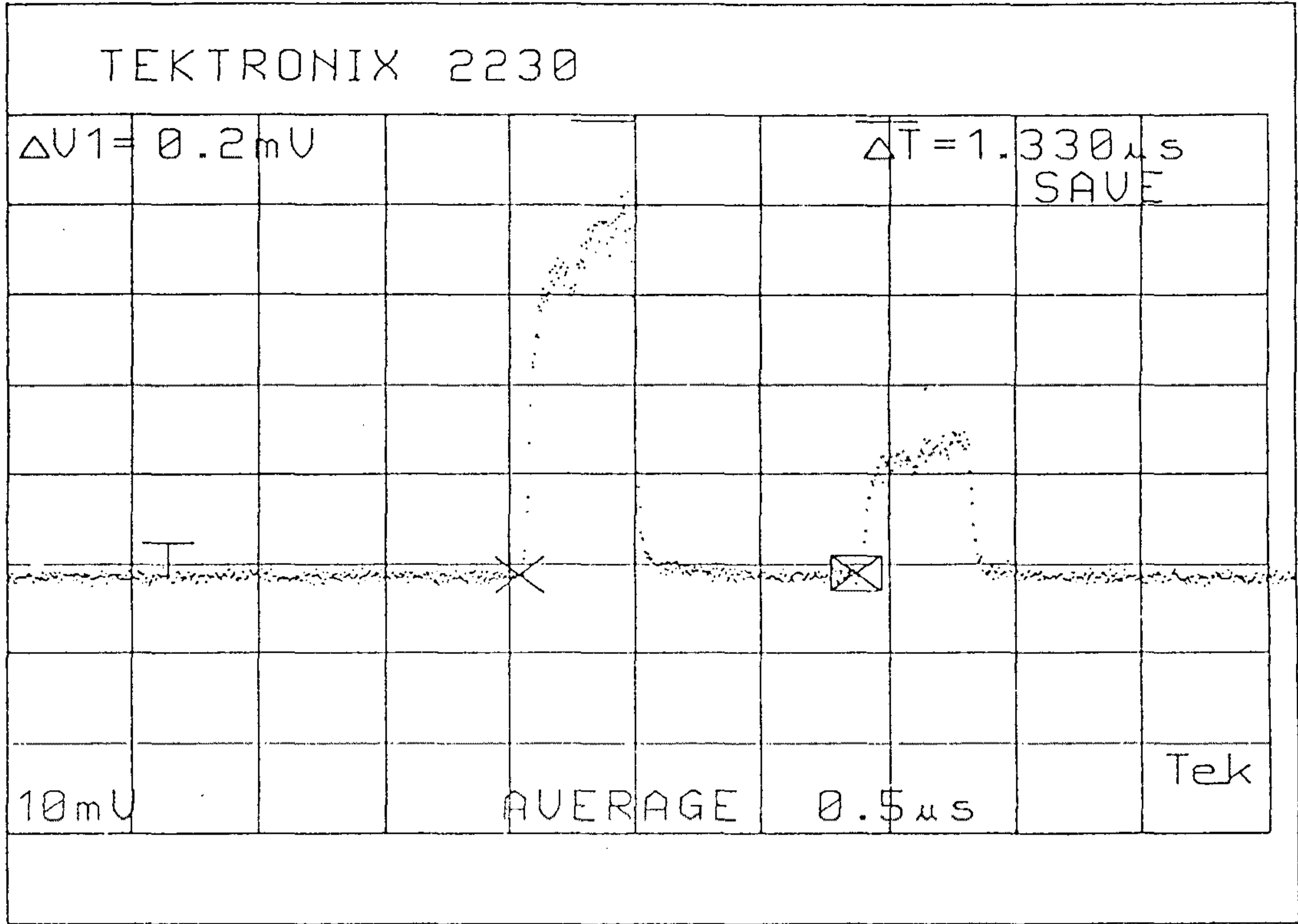


그림 5-1-6. 사용된 광섬유의 O.T.D.R에 의한 길이의 측정

모드 광섬유와 결합되어 있는 (PIG TAILED) 실리콘 포토다이오드 (RCA사 제품, C30971E)를 사용하였다. 앞에서의 최소 구성에는 편광자도 사용되고 있으나, 광섬유 편광자는 본 연구실에서 아직 연구상태에 있지 않아 구입이 어렵고, 실험실에서 측정에는 광섬유 내의 편광상태를 조절 유지하여 실험 측정할 수 있으므로, 본 실험에서는 편광자는 사용하지 않았다. 이들 광섬유 부품을 접속하기 위하여 직류 방전을 이용한 용착 장치를 제작 사용하였다. 이 용착 장치는, 두 광섬유의 끝단을 정확하게 정렬시키기 위한 미세

위치 조절기로 $0.1\mu\text{m}$ 의 정도를 갖는 New Port사 제품을 사용하여 정렬 시켰으며, 직류 방전장치는 제작하여 사용하였다. 용착시 발생하는 광손실은 0.5내지 1dB 수준으로 나타났다.

나. 신호의 측정

광섬유 코일이 회전시 나타나는 사낙효과를 직접 전기적인 신호로 얻기 위하여 위상 변조법을 이용하였다. 코일의 한쪽 끝에 붙어 있는 위상 변조기에 주파수 19.4kHz, 전압 1.84 볼트를 가하여 동적인 위상변조를 발생시켰다. 이 신호와 동기되는 방형파 신호를 lock-in amp에 기준 주파수로 하고 광섬유 자이로의 레이저 입사단과 같은 쪽에 있는 다른 결합기의 가지에 있는 광검출기의 출력을 신호로 입력 시킨다. 이때 사용된 파형 발생장치는 Hewlett-Packard사 제품 8165A programable signal source를 사용하였고, lock-in amp는 EG&G사 제품 model 5301 LOCK-IN AMPLIFIER를 사용하였다. 그림5-1-7에 위상 변조기에 신호를 가했을 때 검출기에 간섭에 의한 세기변화의 오실로스코프에 나타난 신호를 나타내었다. 가)는 정지해 있을 때의 신호이고 나)는 회전시 나타나는 신호이다. 본 실험에서는 편광자를 사용하지 않았기 때문에 광학계의 임의의 부분에 있는 광섬유를 변형시키면 편광상태가 변하여 정지시라도 나)와 같은 비대칭의 파형을 나타내는 것을 알 수 있었다. 이와 같은 검지기의 신호를 위상 변조기의 주파수에 동기된 lock-in amp에 입력시켜 출력을 얻는다. 그림5-1-8이 광섬유 코일을 직류모터를 이용하여 2.2도/초의 각속도로 진동시켰을

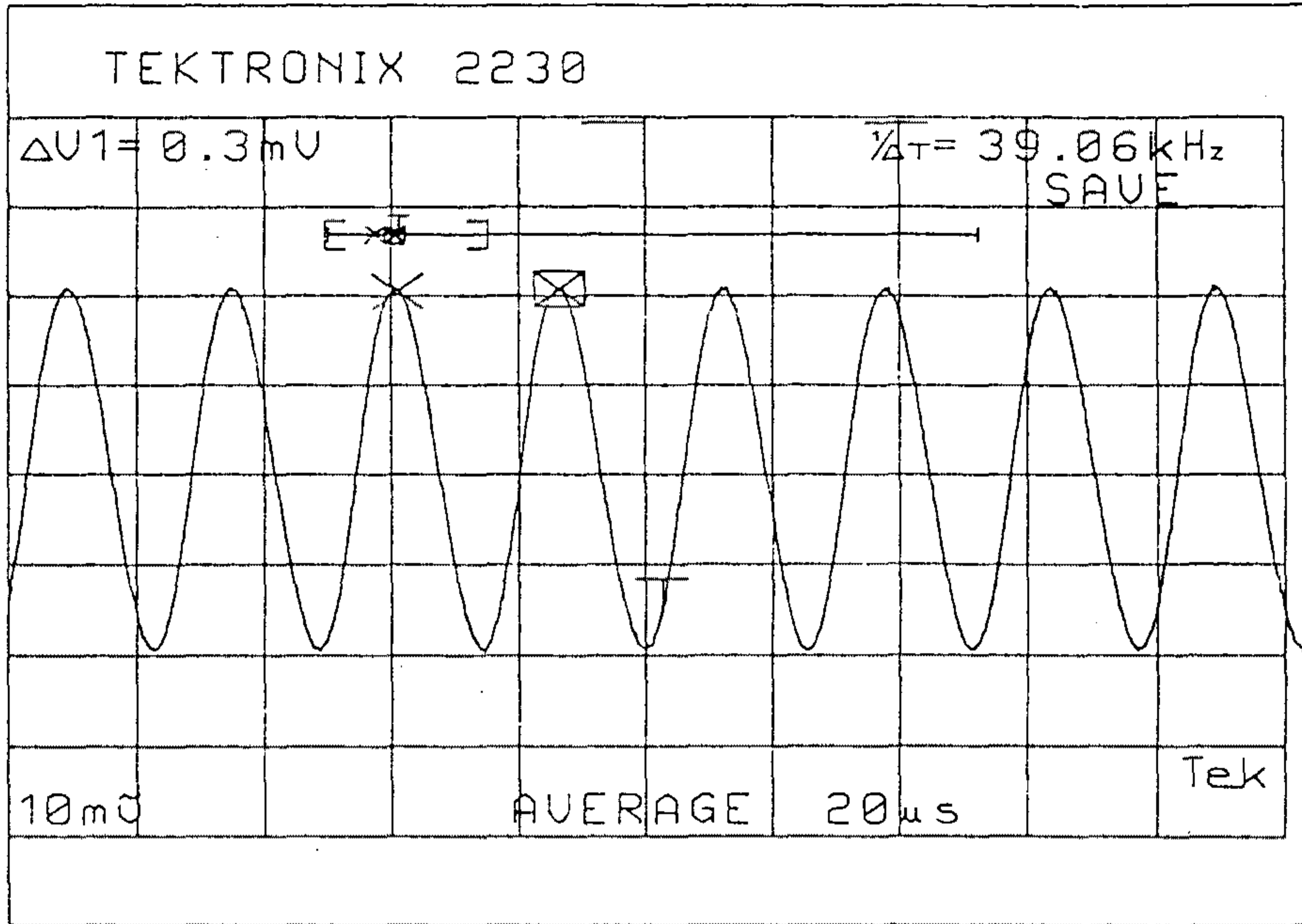


그림 5-1-7. 광자이로의 위상변조에 의한 출력의 변화
가) 광자이로가 정지시

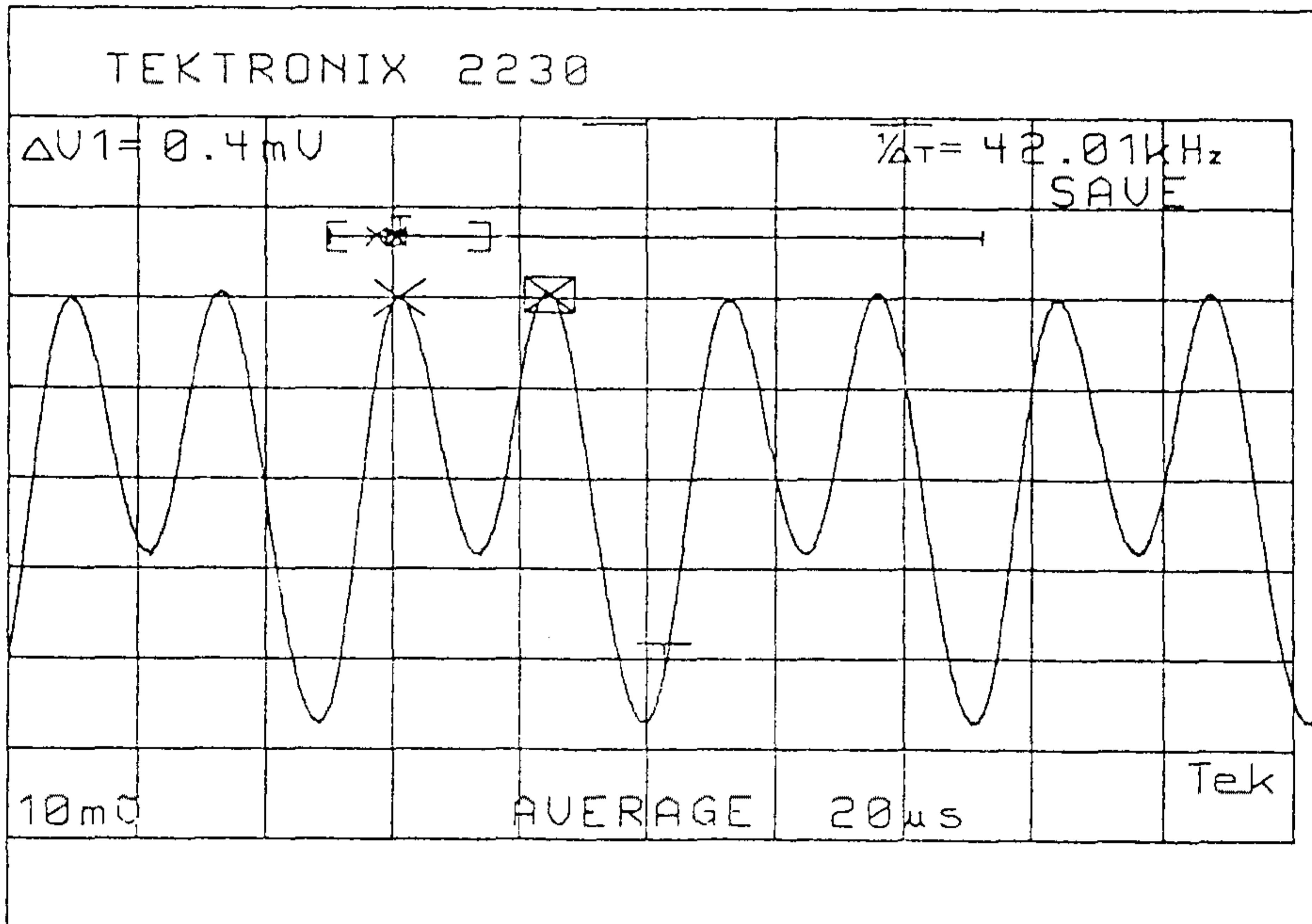


그림 5-1-7. 나) 광섬유자이로가 회전시 또는 양쪽으로 회전하는 빛의 경로가 일치하지 않을때

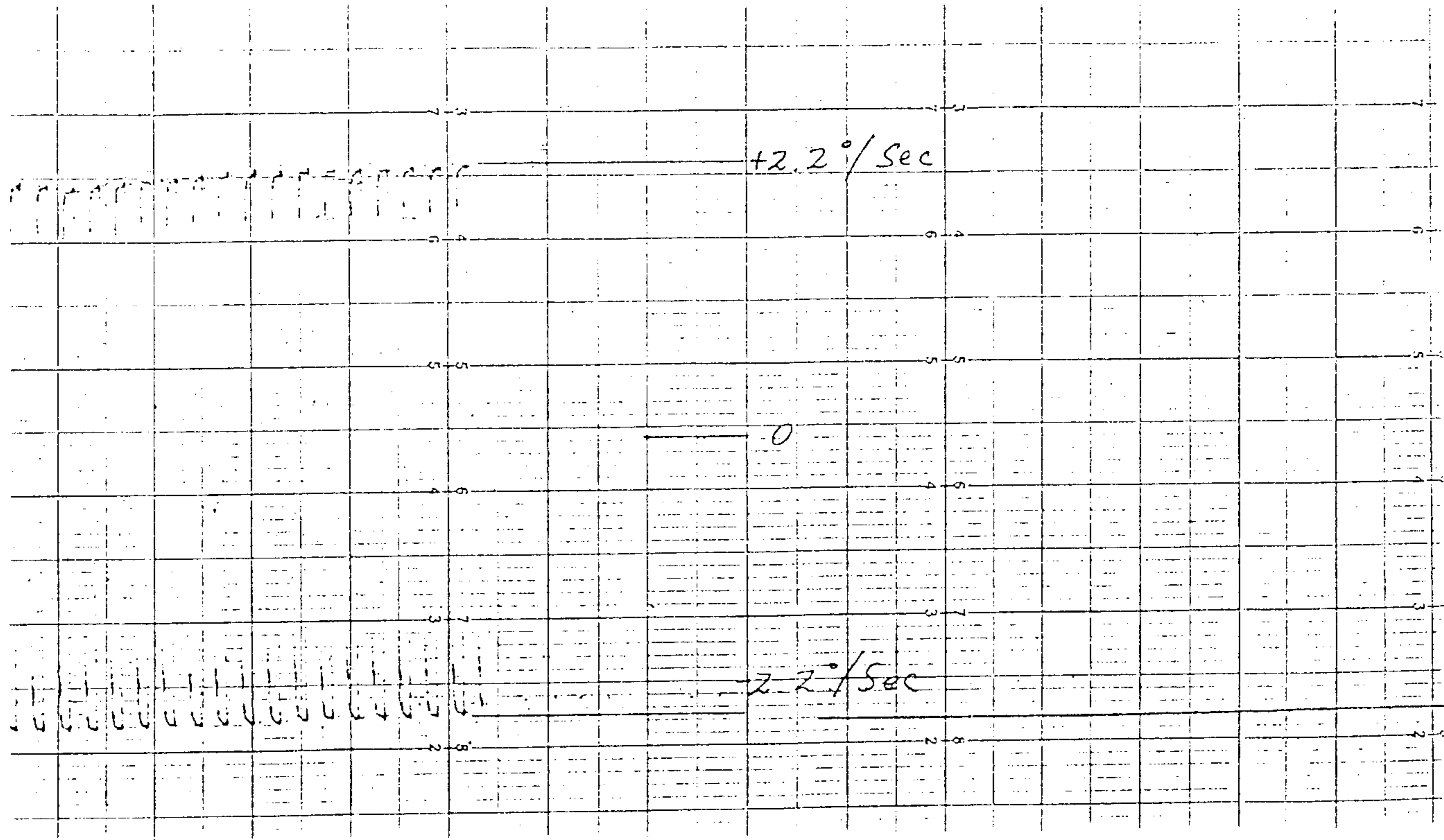


그림 5-1-8. 광섬유자이로를 회전진동시켰을 때 Lock-in Amp의 출력의 변화

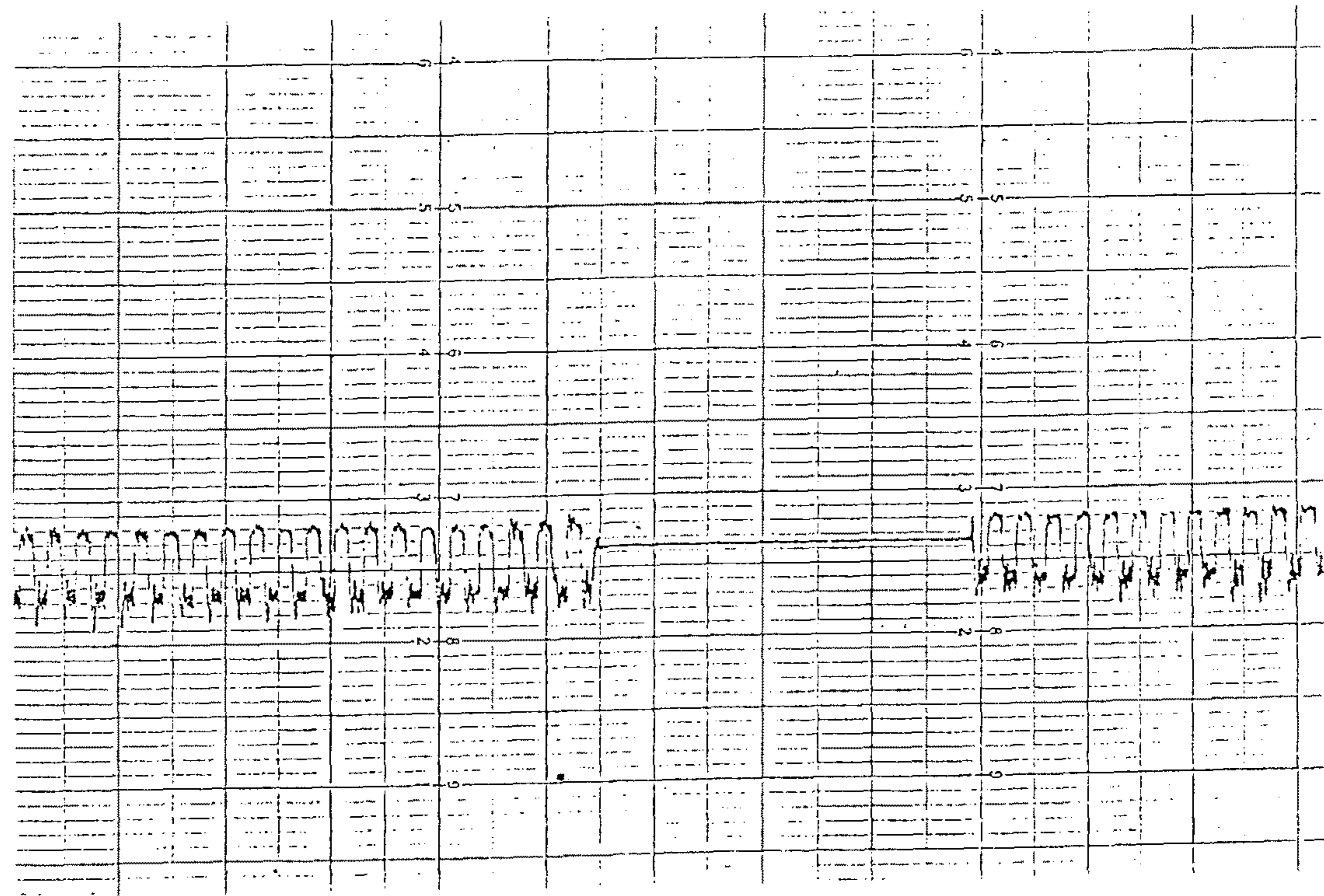


그림 5-1-9. 그림 5-1-8과 같은 회전속도의 출력이나 편광상태가 변하여 출력진폭이 감소하고 정지시에 대하여 서로 반대 방향의 출력이 다른 것을 보여준다.

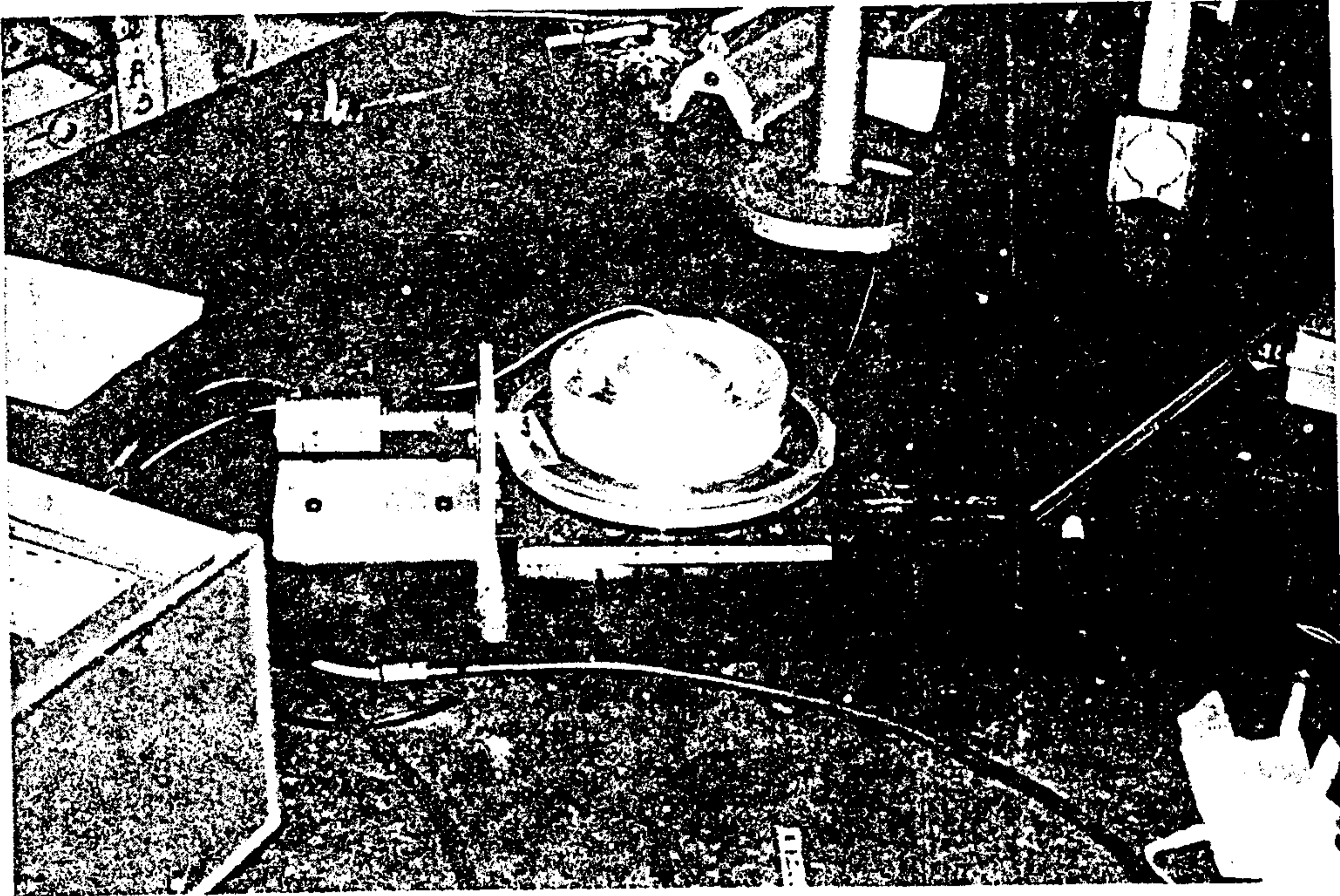


그림 5-1-10. 사용된 광섬유 자이로스코프의 전경
(광섬유 보빈, 위상변조기, 회전을 가하는 직류모터)

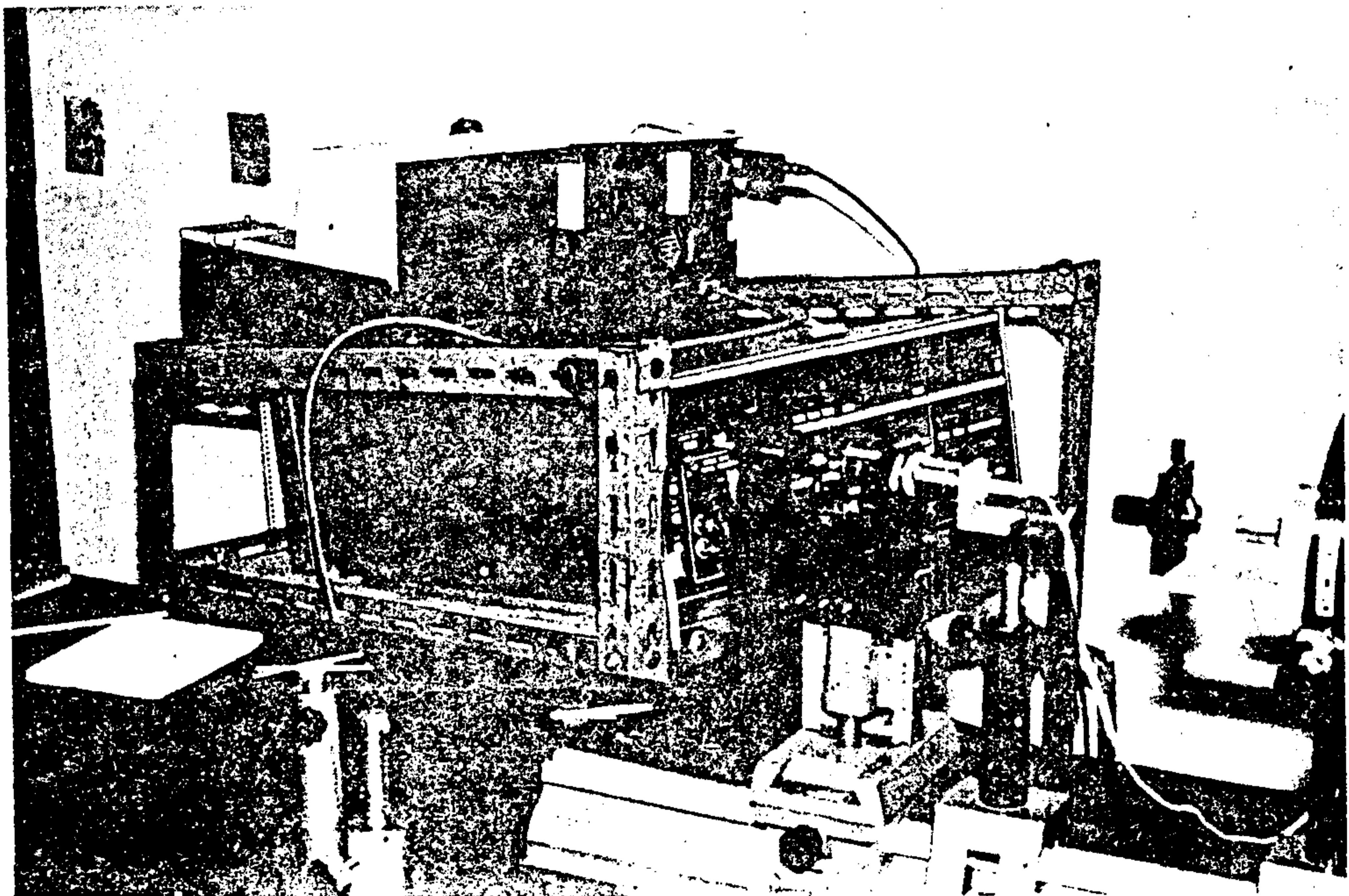
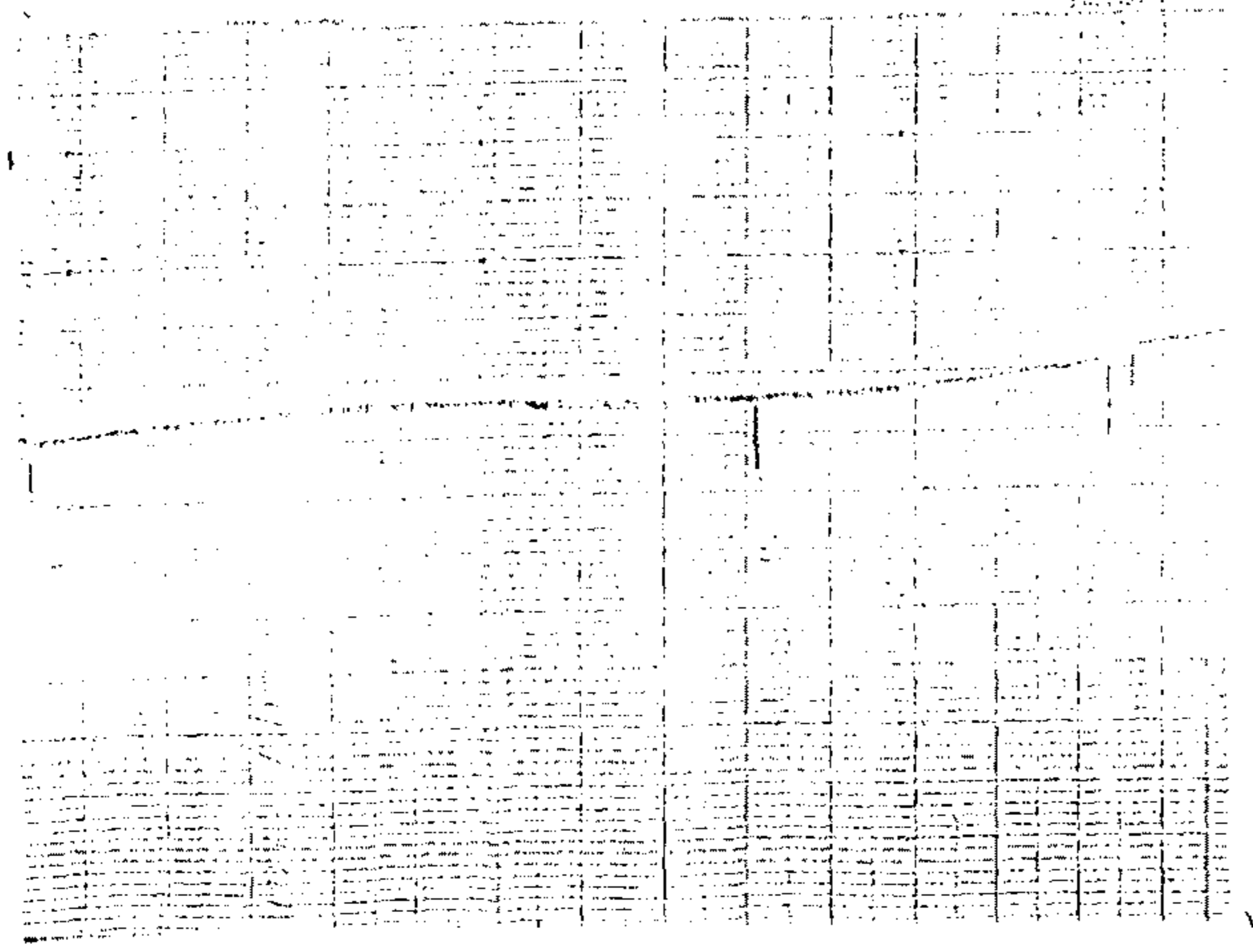
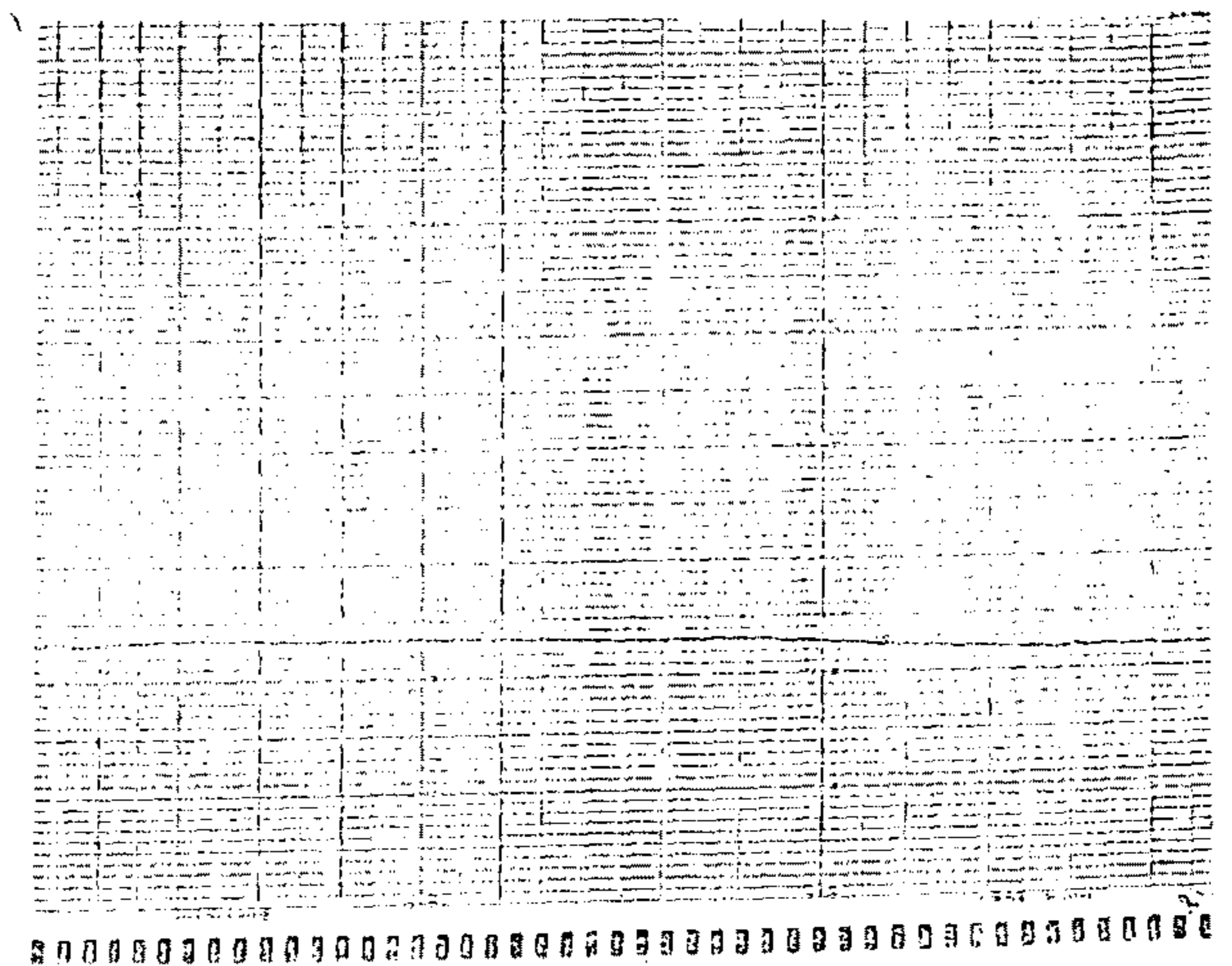


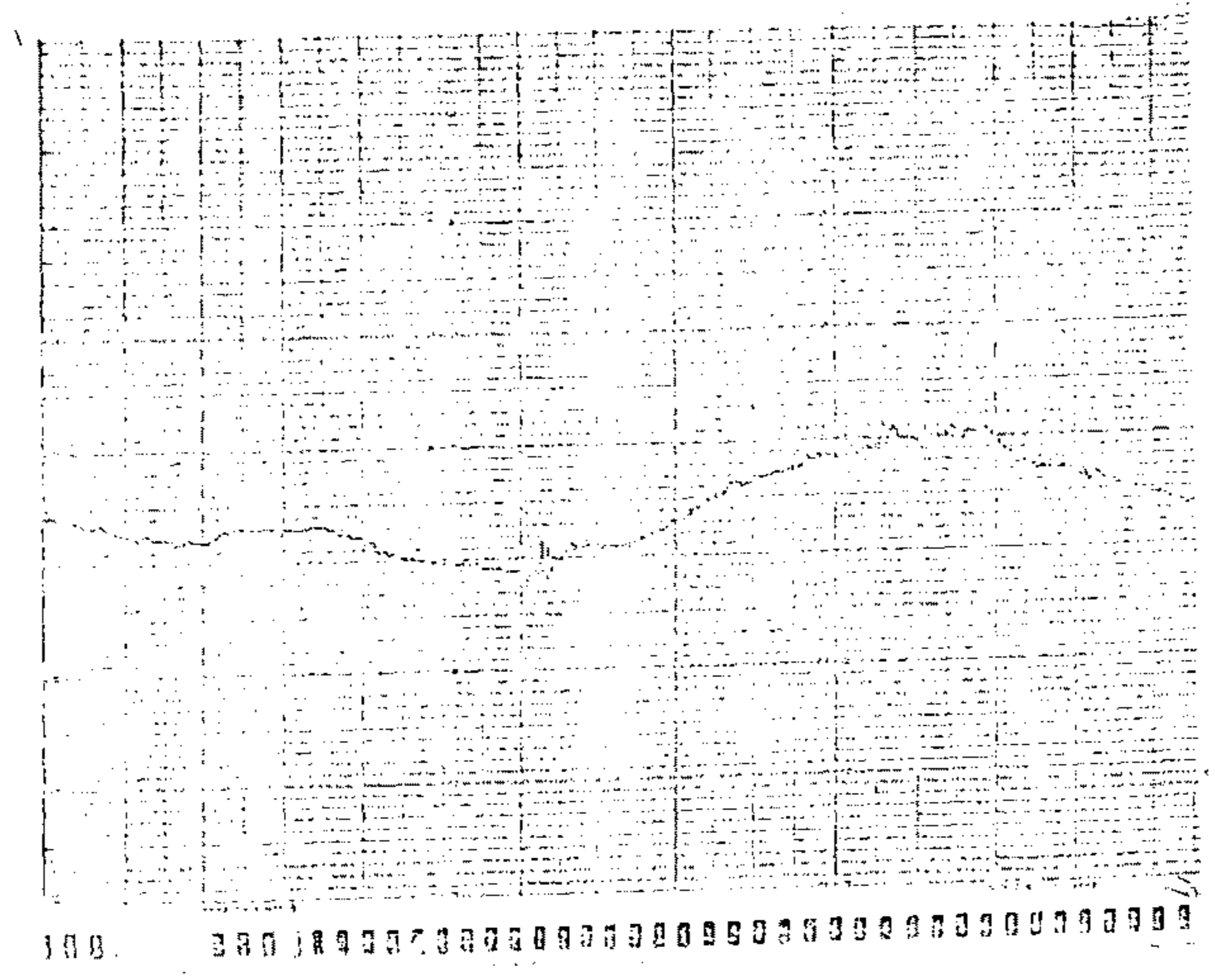
그림 5-1-11. 광섬유 자이로스코프에 사용된 레이저 다이오드 광섬유 결합기와 신호처리에 사용된 Lock-in amp와 Chart recorder의 전경



a) 밤



b) 새벽녘



c) 아침

그림 5-1-12 영점출력의 시간에 따른 변화

때의 출력을 차트 레코더로 그린 것이다.

앞의 결과에서 편광에 따라 출력신호의 변화가 있는 것을 알았는데 이에 대하여 자이로의 안정성을 조사하기 위하여 장시간 각속도를 가하지 않은 상태에서 측정하여 보았다. 오후 6시부터 다음날 10시까지의 출력변화를 관찰하였으며 그중 초기 저녁무렵, 새벽녘, 다음날 아침무렵의 세부부의 출력 상태를 그림5-1-12에 나타낸다. 이것으로 부터 외부의 영향이 거의 없는 상태가 되어야 자이로의 안정성이 보장된다는 것을 알 수 있다.

5. 잡음의 발생 원인과 대책

광섬유 자이로의 감도를 제한하는 근본적인 것은 양자적인 shot 잡음이다. 이것은 물론 입사되는 광량의 세기, 광섬유 자체와 소자의 광손실, 광섬유의 길이, 코일의 반경등에 관계된다. shot 잡음에 의하여 제한 받는 최저 감도의 각속도는

$$\Omega = k_c \lambda_0 / 4\pi LR [Bq / DP_d]^{1/2} \dots\dots\dots (5-1-4)$$

로 주어진다. 여기서 B는 측정 대역폭, $P_d = (1/4)P_0 \exp(\alpha L/4.3)$ 는 광검출기에 입사되는 광량의 최대치로 α 는 광섬유의 손실 계수로 단위는 dB/m, D는 광검출기의 감도(A/W), q는 전하량 이고 k는 약 2.3으로 바이어스 변조에 의해 고려되는 값이다. 실제 시스템에서의 수치로 예를 들어 보면, 광섬유 길이 1km, 코일 반경 5cm, 입사광량 1mW, 파장 $1.3\mu m$ (D는 약 0.77A/W)이고, shot 잡음에 의한 제한은 1Hz 대역폭일 때,

$$\Omega_{\min} = 10^{-2} \text{도 시간} \dots\dots\dots(5-1-5)$$

로 나타나고, 이에 대응되는 랜덤 드리프트 또는 random walk coefficient(RWC)는 $RWC = 2 \times 10^{-4} \text{도/시간}^{1/2}$ 이다. 그림 13에 코일의 반경이 5cm이고, 입사광량이 1mW 일때 몇개의 파장에서의 광섬유 길이에 대한 RWC의 관계를 나타낸다. 이와 같은 감도의 제한은 많은 실제적인 적용에 충분한 정확도를 줄 수 있지만, 또한 $1.3\mu\text{m}$ 의 파장에서 광섬유의 길이가 최적인 경우 코일의 반경을 10배

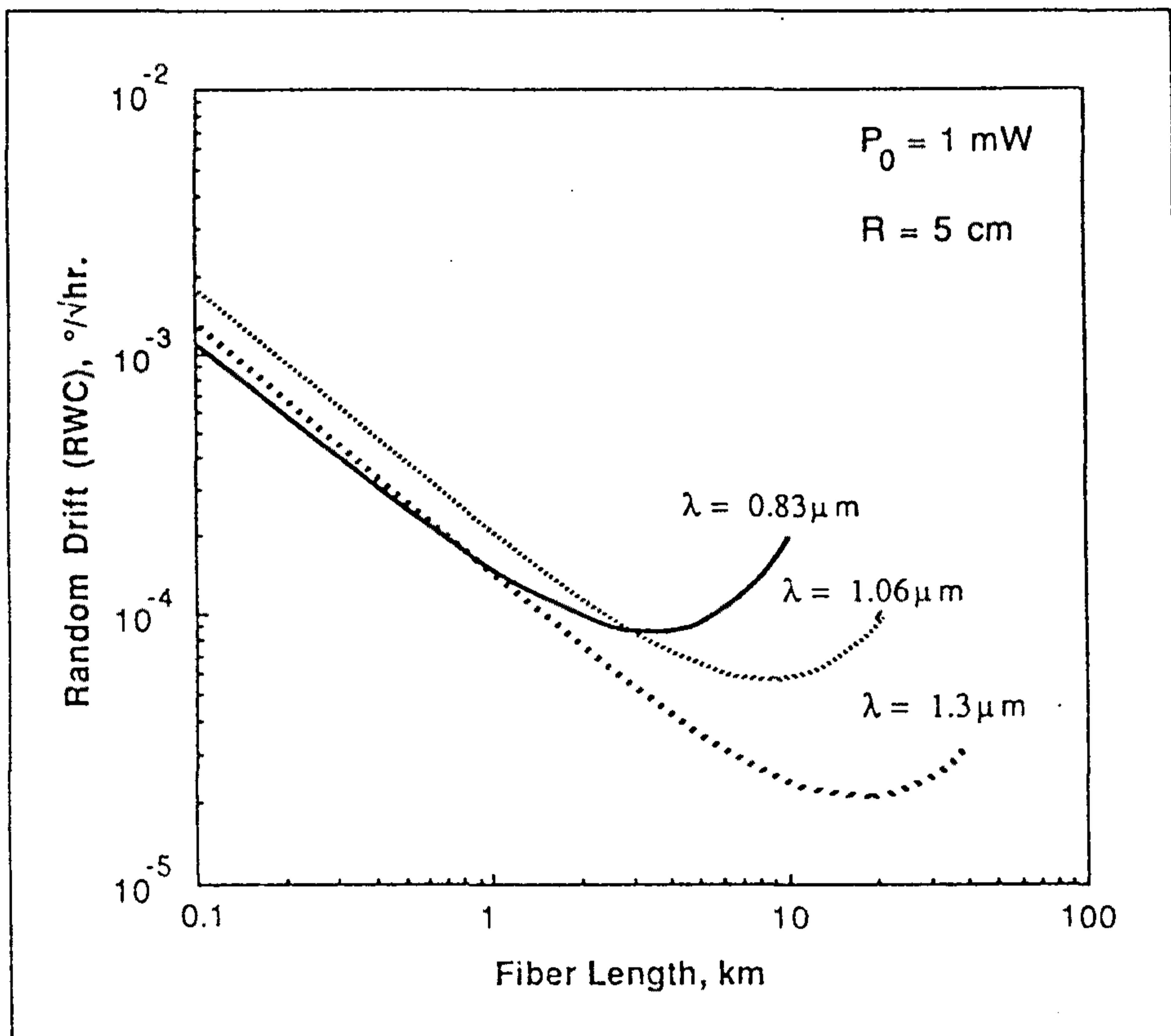


그림 5-1-13. 간섭계형 광자이로에서 길이와 파장에 따른 잡음의 이론적 한계

정도 늘린다면 RWC는 약 10^{-5} 도/시간^{1/2} 정도로 낮아진다. 이 정도의 정확도라면 우주 항공기의 이용에서의 장기적인 안정성에도 충분하여 광섬유 자이로로 대부분의 응용에 적용할 수 있다.

실제에 있어서 다른 잡음 요인들, 코일의 주변환경으로 부터의 섭동, 광섬유내에서 후방으로 산란되는 빛, 시간에 따라 변하는 비가역적인 효과, 편광잡음, 광원의 안정성, 전자 장치들의 잡음과 드리프트 등이 광섬유 자이로의 성능을 제한한다.

자력선에 의하여 편광이 회전하는 파라데이 효과는 비가역적 효과로 신호와 분리할 수 없어 자이로 출력의 잡음과 드리프트로 작용한다. 이 효과를 줄이기 위하여 자력선의 차폐, 편광유지 광섬유의 사용 방법이 이용되고 있다. 비가역적인 또 다른 효과로는 Kerr 효과가 있으며 4광자 혼합과 관계 있는 비선형효과로 빛의 세기에 관계된다. 광섬유 자이로에서 양방향으로 진행하는 빛의 세기가 다르면 두 빛의 전파상수가 달라진다. 이것은 파라데이 효과와 마찬가지로 사냐 위상과 구별할 수 없는 비가역 위상변화를 발생시킨다. 하지만 이와 같은 드리프트는 superluminescent diode와 같은 파장폭이 넓은 광원을 사용하여 매우 작게 감소시킬 수 있다. 모든 파장에서의 이 효과를 합하면 Kerr 효과에 의한 위상차는 평균되어 없어진다.

또다른 비가역 동작의 원인으로는 광섬유 코일내에서의 편광 모드의 결합이 있을 수 있다. 일반적인 단일모드 광섬유는 거의 비슷한 전파상수를 갖는 두개의 편광모드가 동시에 진행될 수 있다. 이 두 모드는 코일의 휨이나 광섬유에 임의의 섭동이 가해지

면 서로 결합할 수 있다. 즉, 편광상태가 달라지게 된다. 이로 인하여 양방향으로 진행하는 빛 사이에 경로차가 발생하여 비가역 동작이 일어나게 된다. 이 결합이 일어나는 위치는 열 또는 기계적인 효과에 의하여 빠르게 임의 위치에서 발생하므로 이 효과는 자이로 출력에 잡음을 일으키게 한다. 이 문제를 해결하기 위한 방법으로는 자이로 코일로 편광유지 광섬유를 사용하는 것이다.

Rayleigh 후방산란 역시 잡음원중의 하나이다. 이 잡음원의 발견을 고성능 자이로의 개발에 중요한 기여를 하여 초기 광섬유 자이로가 초당 각도의 변화를 측정하던 감도 수준을 시간당 각도의 변화를 측정할 수 있는 수준에 이르게끔 하였다. Rayleigh 후방산란은 광섬유내의 각각의 산란 중심으로 부터의 성분의 중첩에 의한 합으로 나타난다. 광섬유의 열적 또는 음향에 의한 섭동으로 후방산란 세기는 시간에 따라 빠르게 변화하는 양으로 나타난다. 광섬유 자이로에서는 후방산란 신호가 반대 방향의 빛과 섞여 사냥 위상차와 구별할 수 없게 된다. Rayleigh 후방산란은 간섭성 길이가 짧은 다중모드 다이오드 레이저나 SLD를 사용하여 극복할 수 있다.

6. 검토 및 결론

본 실험에서 모든 광학계를 광섬유로 구성하여 간섭형 자이로스코프를 제작하였다. 이정도의 실험은 아직 전광학계를 광섬유로 구성하였다는 데에 의의를 갖는 단계이다. 앞으로의 개선을 위하여 검토하여야 할 점에 대하여 알아 보도록 하자. 먼저 신호의 영점

변화가 심하게 나타나며 또한 신호의 크기도 변화하는 것을 관찰할 수 있는데 이것은 광섬유내를 진행하는 빛의 편광상태의 변화에 의한 것으로 외부에서의 영향 즉 주위의 공기의 흐름열의 변화 진동등이 광섬유에 전달되면 빛의 편광상태가 달라지는 것에 의한 것이다. 이와 같은 상태를 없애기 위해서는 현광학계를 그대로 사용한다면 외부의 영향을 완전히 차단하는 방법으로 편광상태를 유지하여야 하는데 이것은 현실적이지 못하다. 따라서 이에 대하여는 편광유지 광섬유를 사용하는 것이 바람직하다고 판단된다. 또한 광원과 광섬유의 결합에 있어서도 미세이동장치로 회전대 밖에서 결합시켰는데 회전시 회전대까지의 광섬유의 진동에 의하여서도 출력의 변화가 관찰되는 것을 확인할 수 있다. 또한 그림에서 알 수 있는 것과 같이 영점의 위치도 한 가운데 있지 않아 좌우 경로에 차이가 있음을 알 수 있는데 이것은 경로 중간에 편광을 조절하여 해결할 수 있으나 무엇보다 광섬유내의 편광상태를 유지하는 것이 중요하며 실용적으로 사용되기 위해서는 편광유지 광섬유의 사용이 가장 유리한 방법이라고 생각된다. 이외에 다른 잡음원에 대한 평가가 각각의 개별소자에 관련하여 이루어져야 할 것이다. 또한 실용적인면에서 볼때 현재 제작된 부품중 광원과 광섬유사이의 결합방법이 개선 되어야 한다. 레이저 다이오드와 광섬유가 직접 결합되어 있는 pig tailed 레이저다이오드를 구입하여 사용하는 것이 현 상태에서는 가장 손쉬운 방법이고 더 나아가 국내에서 이러한 부분의 연구가 이루어져 보다 좋은 결합효율과 안정성을 얻을 수 있는 기술이 개발되는 것이 바람직하다고 여겨진

다. 또한 현재 사용되고 있는 위상변조기는 제작이 단순하고 구동 전압이 낮아 좋은 면이 있는 반면 구성부품중 가장 무거우며 크기도 커서 취급이 불편하며 특히 주파수 대역이 낮아 새로운 방법에 의한 부품 개발이 요구된다. 또한 보다 정정밀한 관찰을 위하여는 회전대의 정밀성을 높여야할 필요가 있으며 광학계의 구성에 있어서도 기능 향상을 고려한 집적광학회로의 도입, 폐회로 측정방법과 같은 다른 방법과의 비교를 위한 검토 및 실험과, 실용적인 면을 고려한 보다 단순한 구조의 기능성등에 관한 검토가 계속되어야 한다.

제 2 절 광섬유 온도센서

광을 이용한 센서(senser)에는 다음과 같은 두 가지 방법, 즉, 빛의 위상변화를 감지하는 방법과 빛의 세기 변화를 감지하는 방법으로 크게 나누어 진다. 위상 변화를 감지하는 방법을 이용한 센서는 앞절과 6장에서 보여준 바와 같다. 이 절에서는 빛의 세기변화를 일으키는 센서에 대한 연구결과를 기술한다. 실제 빛의 위상변화를 측정하기는 어렵다. 그러므로 감지부의 위상변화를 측정하기 위해서 간섭방법을 이용한다.^{5-2-1~2)} 그러므로 최종 정보처리는 빛의 세기 변화를 이용할 수 밖에 없다. 그러나 이 절에서 논하는 센서는 측정부분에서 물리량(온도)의 변화가 바로 광세기의 변화로 바뀌는 것이다. 반도체의 흡수스펙트럼 변화는 바로 이와 같은 센서가 될 수 있는 좋은 예이다.

1. 온도에 대한 반도체(Si, GaAs) 흡수스펙트럼 변화

Si나 GaAs반도체의 band gap에 해당하는 광파장은 근적외선 영역, 즉 0.9~1.1 μ m파장에 있다. 그러므로 이들 반도체의 흡수 스펙트럼은 0.9~1.1 μ m파장에서 급격히 변하게 된다. 그림5-2-1과 5-2-2는 GaAs와 Si단결정의 흡수스펙트럼을 보여준다. 시편의 온도가 올라가면 energy band gap은 줄어들어 그림5-2-1과 같은 흡수스펙트럼이 장파장쪽으로 이동한다. 그림5-2-3은 반도체의 흡수특성을 조사하기 위한 실험장치도이며, 그림5-2-4는 GaAs의 흡수스펙트럼이 온도가 올라감에 따라 이동된 모양을 보여준다. 온도변화에 따른 반도체의 band gap 변화는 다음과 같은 관계가 있다.⁵⁻²⁻³⁾

GaAs의 경우

$$E_g = 1.52 - (5.4 \times 10^{-4})T^2 / (T + 204) \text{ (eV)} \dots\dots\dots(5-2-1)$$

Si의 경우

$$E_g = 1.17 - (4.73 \times 10^{-4})T^2 / (T + 636) \text{ (eV)} \dots\dots\dots(5-2-2)$$

여기서 T는 절대온도를 나타낸다.

이러한 반도체를 이용해서 온도계를 만들 때, 온도계의 Sensitivity는 온도변화에 대한 band gap의 변화도, 즉, $\frac{dE_g}{dT}$ 에 따른다.

GaAs경우가 Si보다 더 큰 값을 가진다.

$$\left| \frac{dE_g}{dT} \right| (\text{GaAs}) > \left| \frac{dE_g}{dT} \right| (\text{Si}) \dots\dots\dots(5-2-3)$$

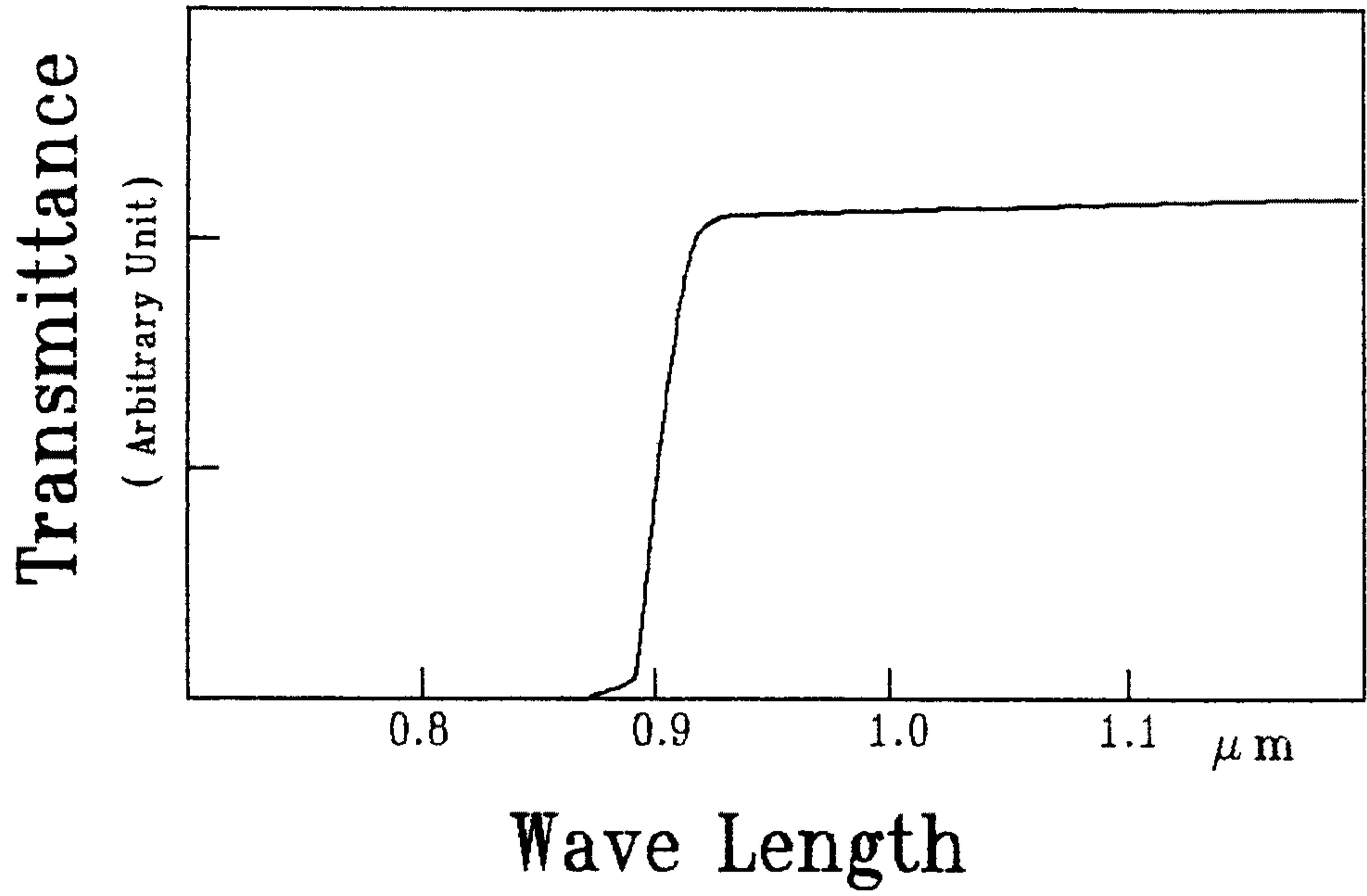


그림 5-2-1. GaAs의 광투과 Spectrum

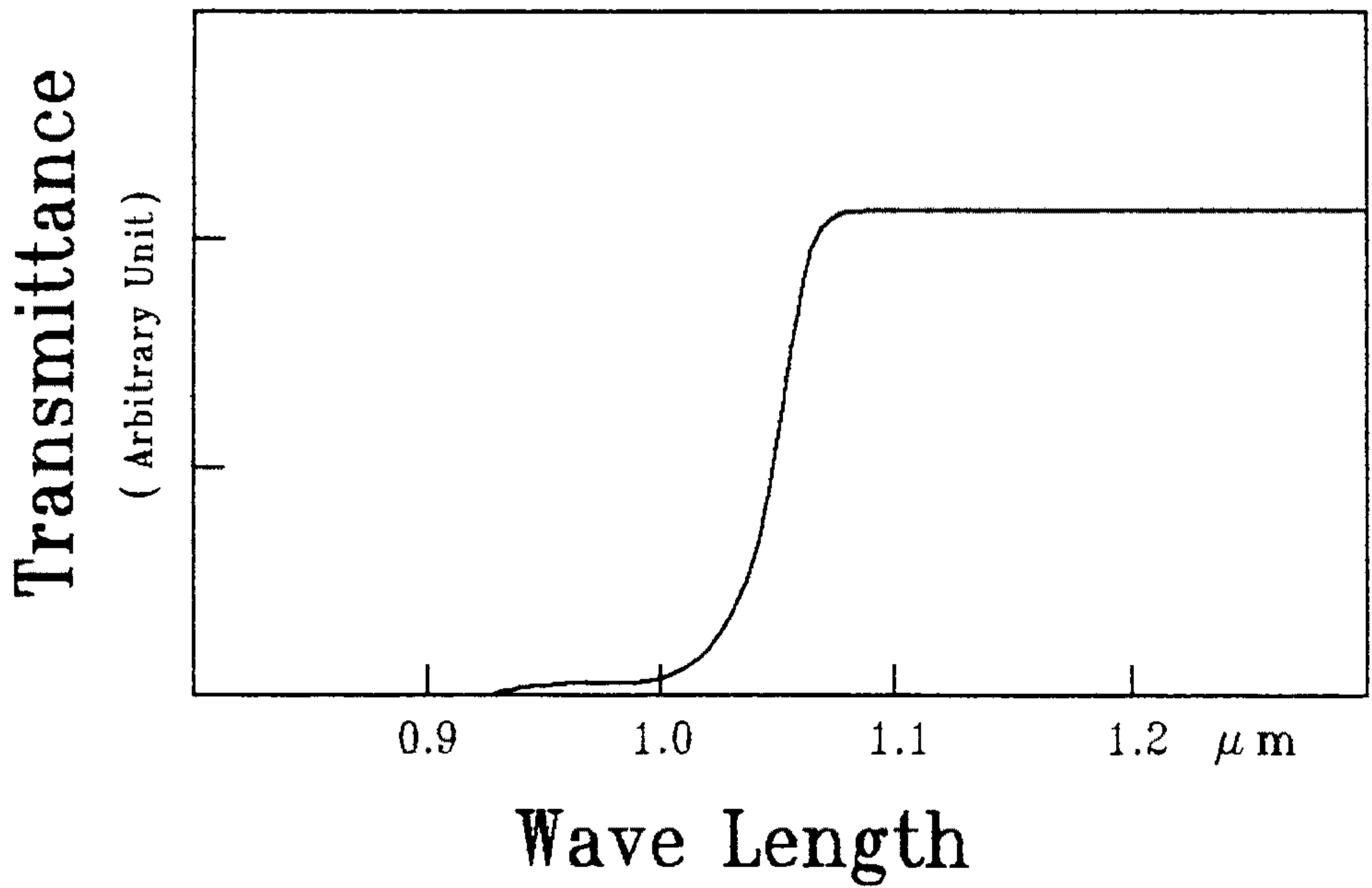


그림 5-2-2. Si의 광투과 Spectrum

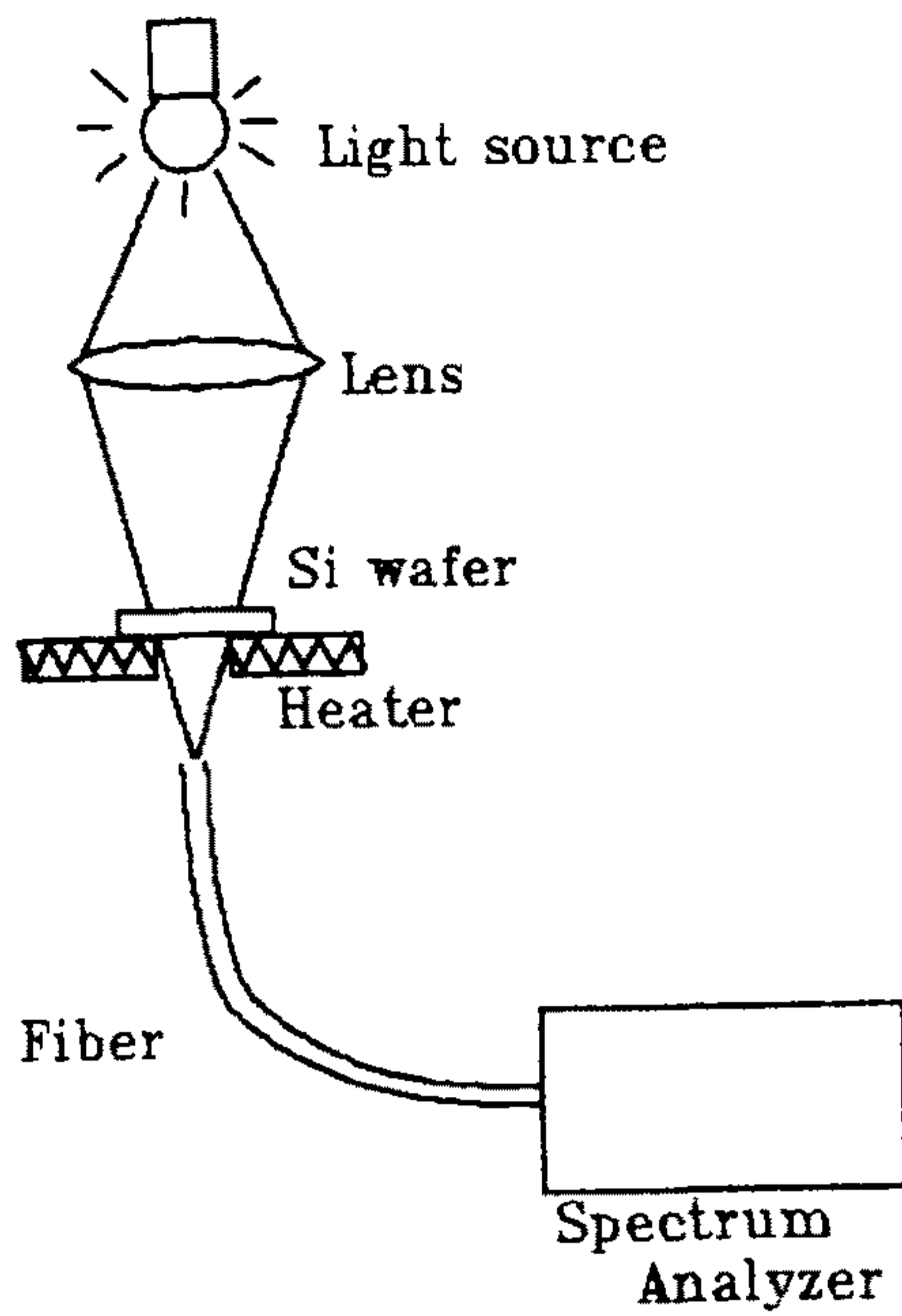


그림 5-2-3. 투과 Spectrum 측정장치

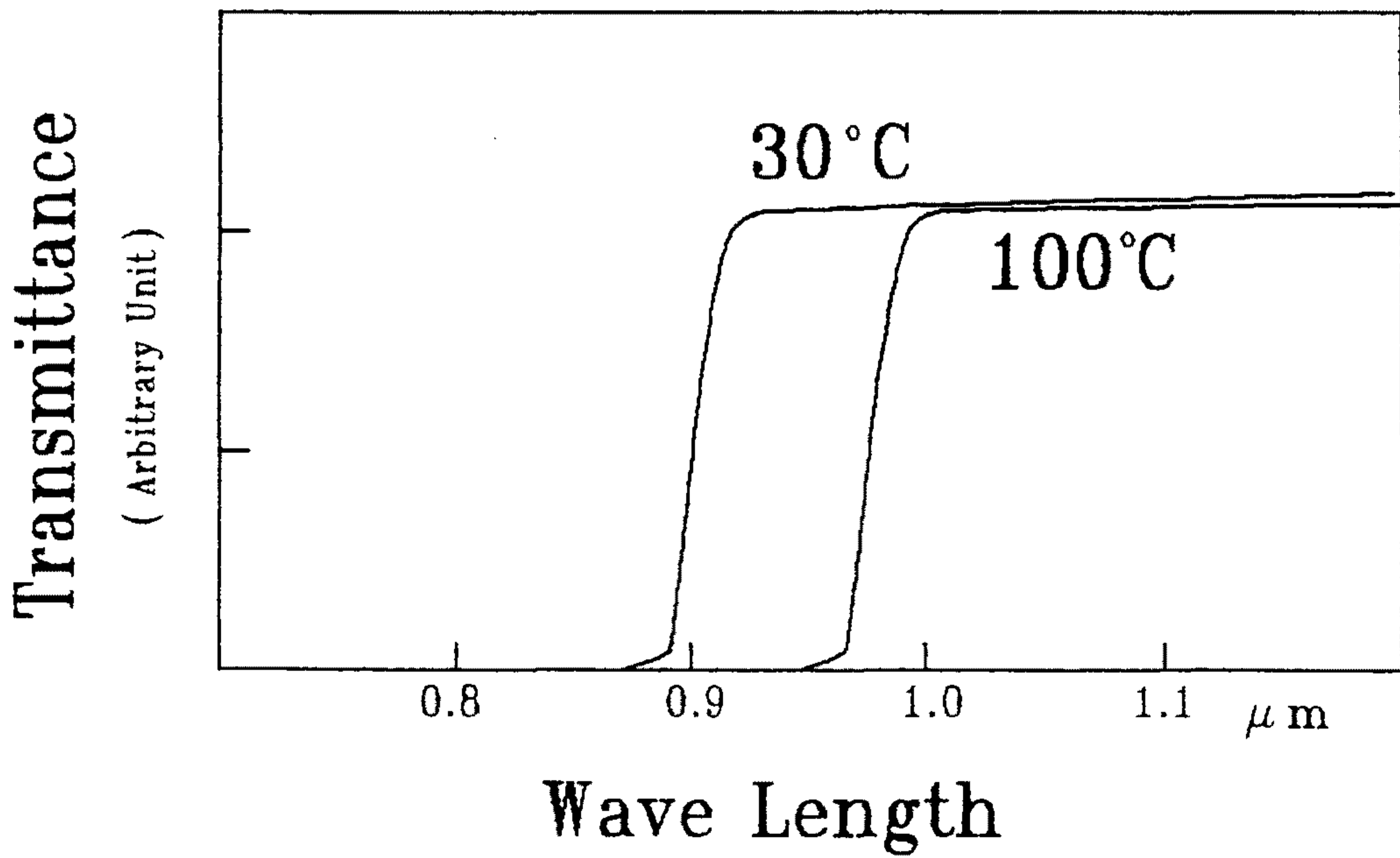


그림 5-2-4. 온도 변화에 따른 반도체의 투과 Spectrum 변화

그러므로 GaAs로 만든 온도계가 Si로 만든 것보다 감도가 더 좋다.

2. 온도센서의 제작

광섬유와 반도체를 이용한 온도계의 구조는 그림3-2-5와 같다. 그리고, 감지부(sensing part)의 구조는 사용하는 광Fiber에 따라 그림5-2-6과 같은 형태로 만들 수 있다.

Silica fiber를 광도파로로 사용할 경우 core의 직경이 작아서 Grin lens를 써야만 빛의 손실을 막을 수 있다. 그러나 core 직경이 큰 plastic fiber를 사용할 경우 시편의 두께에 비해 집광면적이 넓으므로 광손실이 적다. 그러므로 감지부의 구조가 간단해서 제작이 용이할 뿐만 아니라, 감지부의 작은 부피로 인해 열용량이 적어서 silica fiber의 경우 보다 빠른 온도감지가 가능하다. 그래서 본 연구에서는 plastic fiber를 사용하였다. 그런데 plastic fiber의 빛 투과도는 모든 파장에 대해 일정하지 못하며 그림5-2-7과 같은 흡수스펙트럼을 가진다. 그러므로 사용할 수 있는 광원의 파장도 $0.95\mu\text{m}$ 부근이어야 한다. 또한 감지부에 사용할 수 있는 반도체의 band gap도 $0.95\mu\text{m}$ 파장에 해당되어야 한다. 그래서 본 연구에서는 $\frac{dE_g}{dT}$ 가 GaAs보다 작음에도 불구하고 Si를 사용하였으며, 광원으로는 일본 Sharp사의 LED EL1kL5를 채택하였다. 그림3-2-7에 GaAs, Si과 plastic Fiber의 흡수스펙트럼과 광의 발광스펙트럼을 모두 나타내었다.

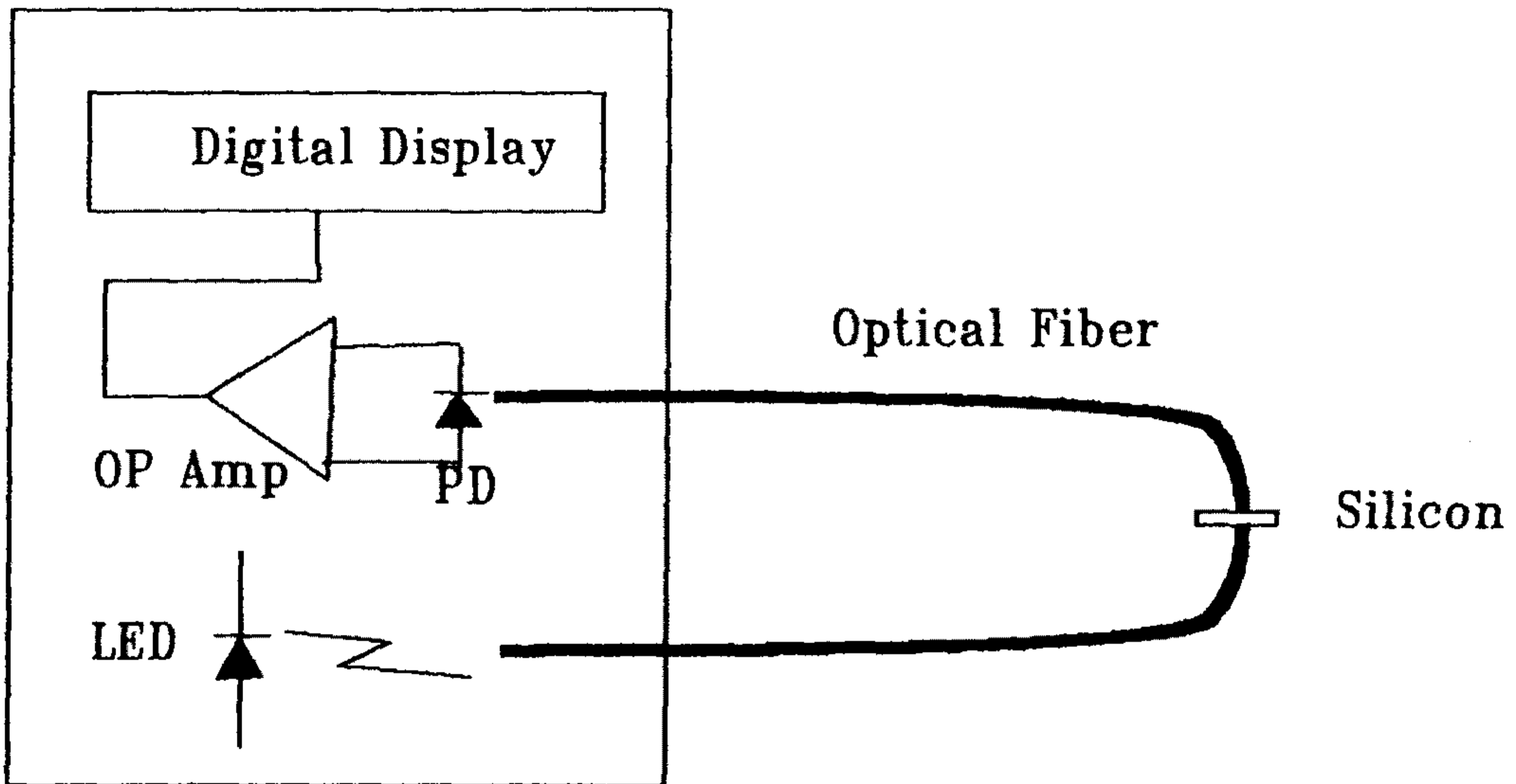


그림 5-2-5. Si를 이용한 온도계의 구조

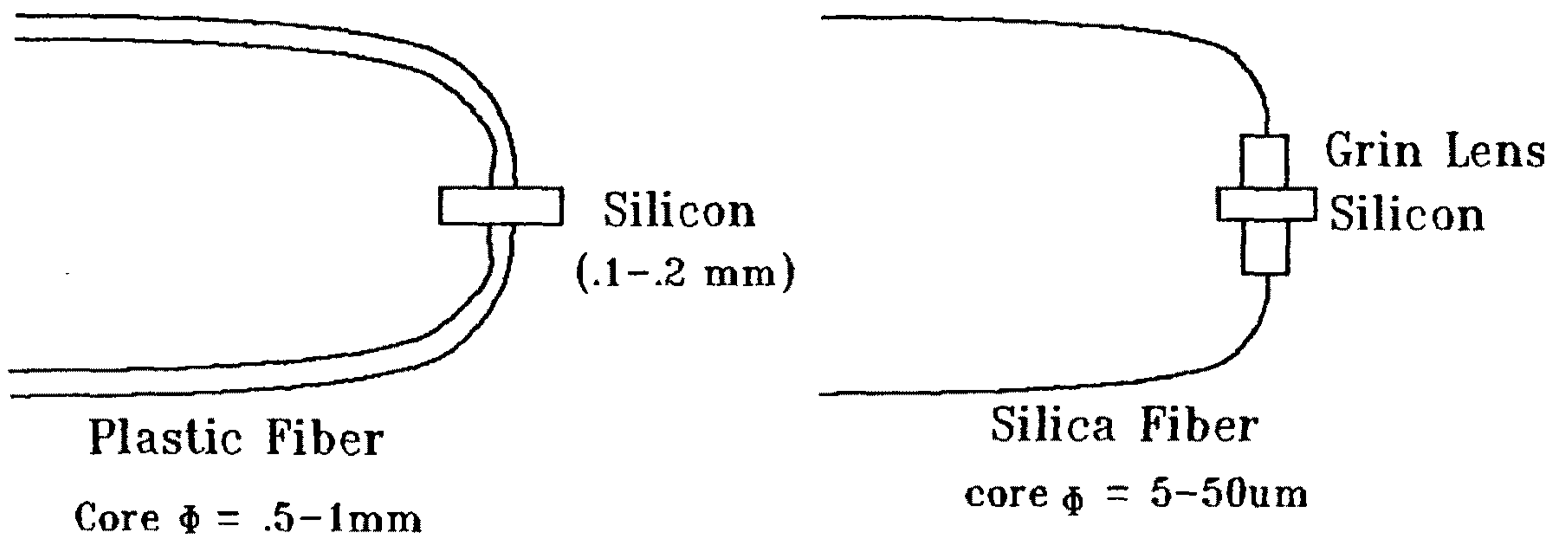


그림 5-2-6. 감지부의 구조

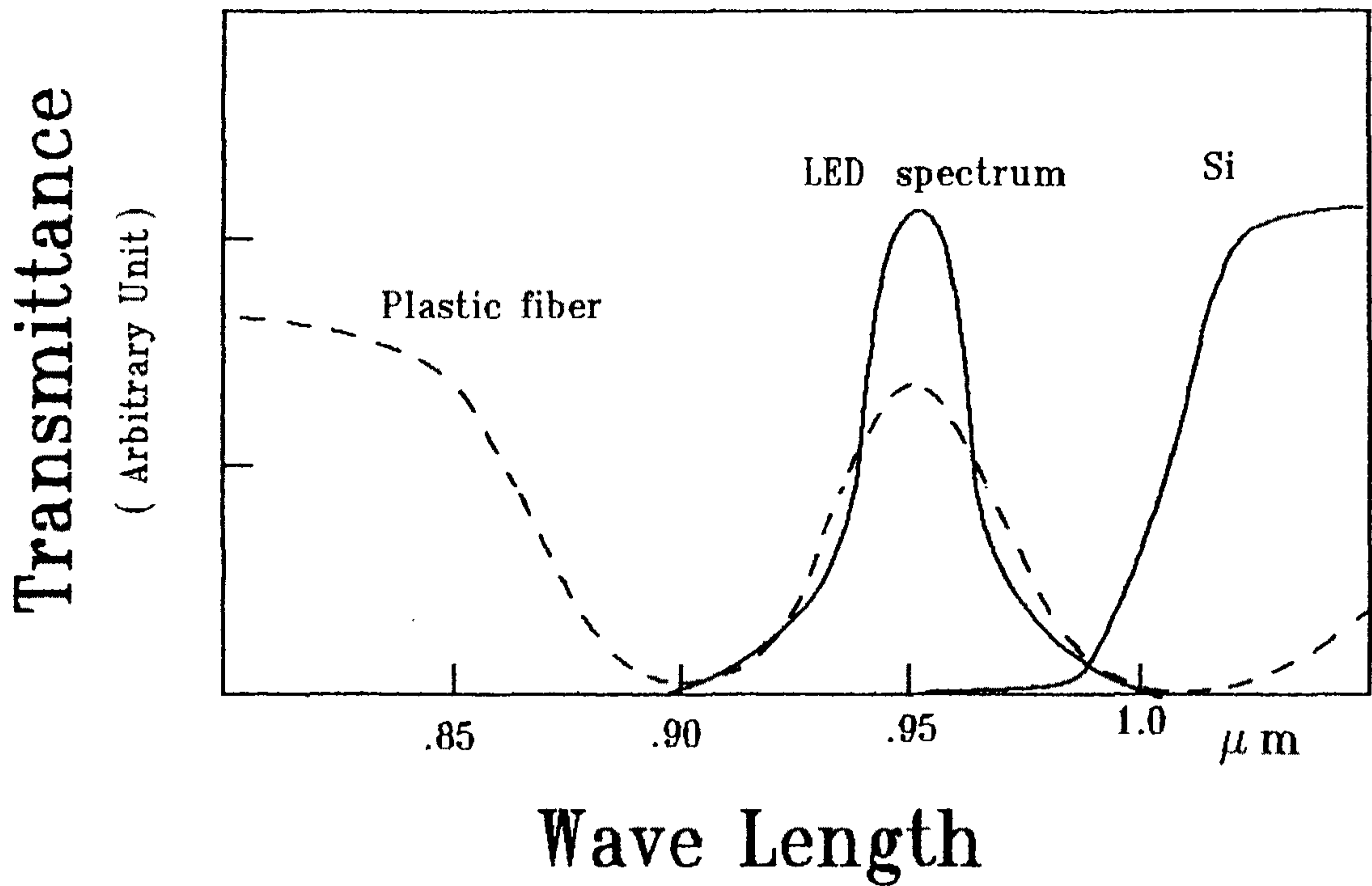


그림 5-2-7. fiber, si의 광투과 spectrum 및 LED의 발광 spectrum

가. 감지부구조

그림5-2-8은 감지부의 구조를 보여준다. 감지부의 열용량을 적게 하기 위해 가능한 작게 만들었으며, 또한 열전도가 큰 Brass를 사용하였다. 그림5-2-8에서 보듯이 Si를 투과하는 빛의 양이 매우 작으므로 광손실을 줄이기 위해 Si wafer를 200~300μm 정도로 얇게 연마하였다. 그리고 Plastic fiber도 열을 가하여 단면을 고르게 하였다.

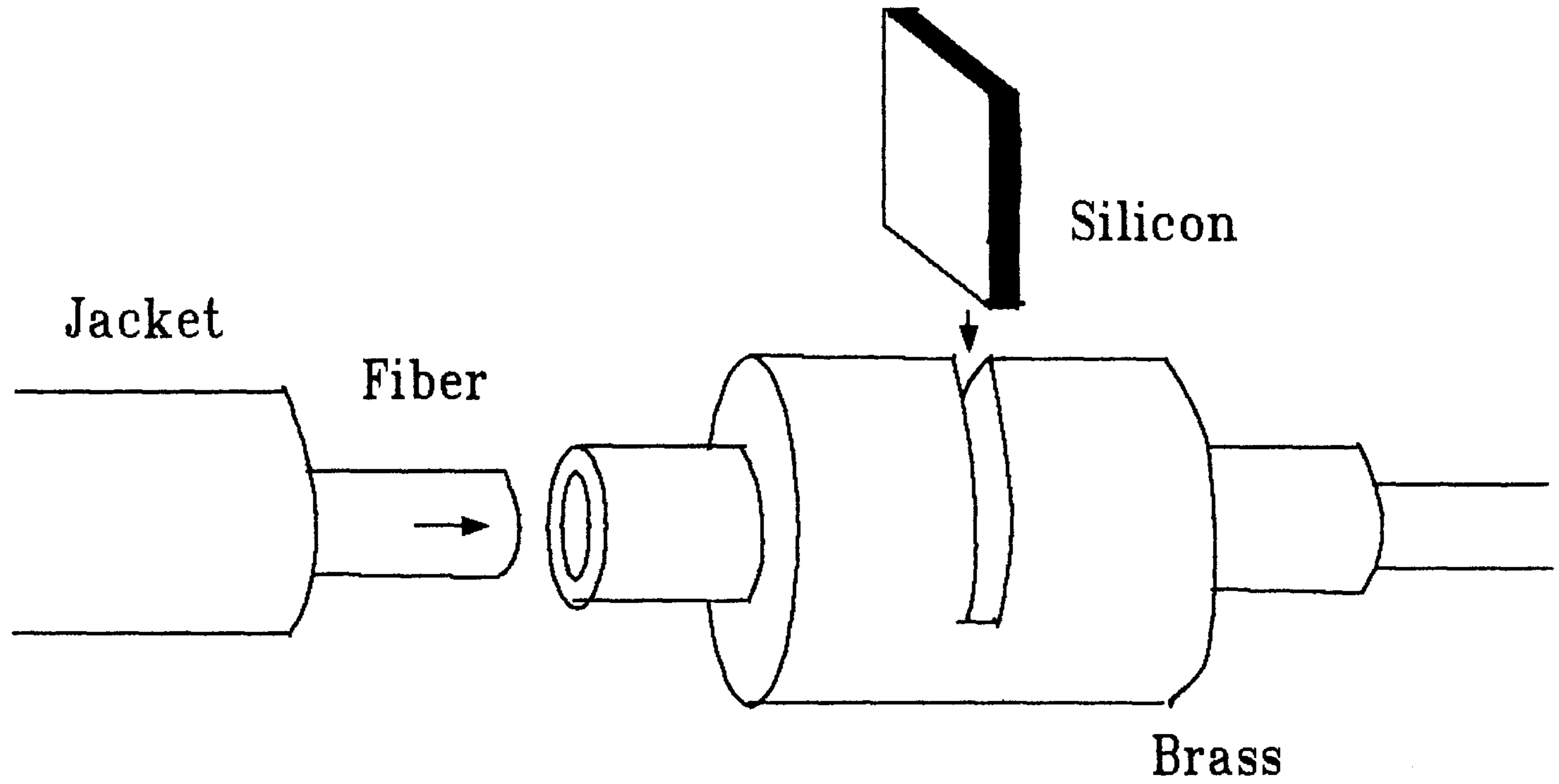


그림 3-2-8.

나. 온도표시 방법

Si을 투과한 빛의 세기를 표시하는 데는 Analog, digital display와 computer를 사용할 수 있다. Analog display는 온도와 수광소자의 출력값(저항, 전류 또는 전압등)의 일차적 관계(선형성)가 없더라도 사용할 수 있다. 그러나 표시기의 판독에 정확성이 없다. digital display는 판독은 쉬우나 온도와 수광소자 출력값과의 일차적 관계가 없다면 사용할 수 없다. computer를 이용한 digital display는 위의 두 단점을 해결할 수 있는 방법이지만 현재로선 소형화가 어렵다. 본 연구실에서 제작한 온도계의 경우, 온도와 수광소자 출력값이 비선형이긴 하지만 큰 편차를 나타내지 않으므로 digital display를 채택하였다. 완성된 온도계의 측정오차는 $-30^{\circ}\text{C} \sim +70^{\circ}\text{C}$ 범위에서 $\pm 1^{\circ}\text{C}$ 이다.

다. Bending loss이 문제점

빛의 전송을 유연한 plastic fiber를 사용하므로 Bending loss를 고려치 않을 수 없다. 본 온도계의 경우 Fiber를 반경이 2cm되도록 180° 구부렸을 때 1°C 의 오차를 만든다. 이런 문제점을 해결하기 위해 두 파장을 사용할 수 있다.

그림5-2-9처럼 온도에 영향을 받지 않은 장파장 쪽의 광원을 채택하므로써 이 파장은 단지 Bending loss의 정보만을 가지므로 단파장과 장파장의 세기를 비교하므로써 Bending loss에 의한 측정오차를 줄일 수 있다. 그림5-2-10은 완성된 온도계의 사진이다.

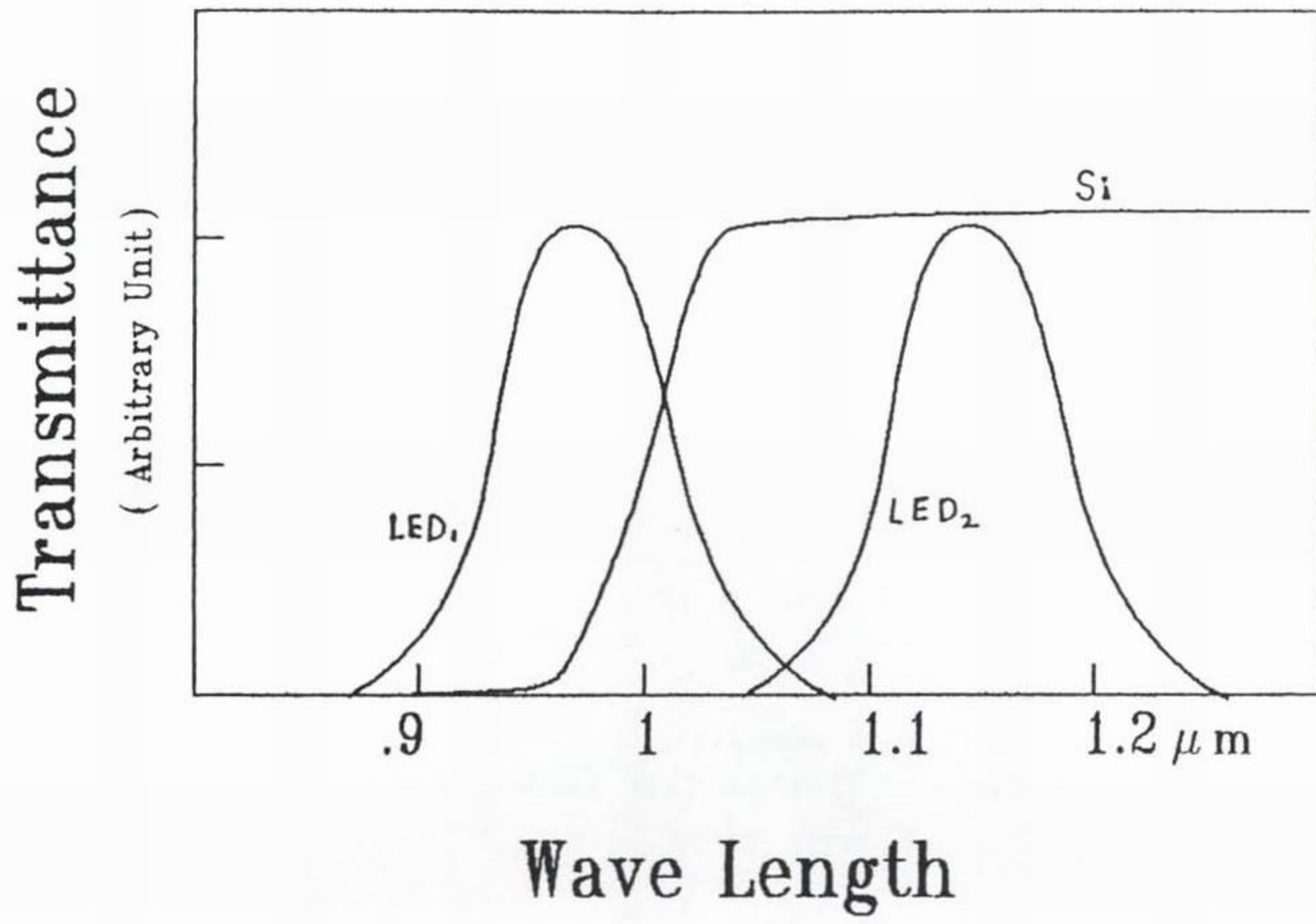


그림 5-2-9. 두파장을 사용한 방법

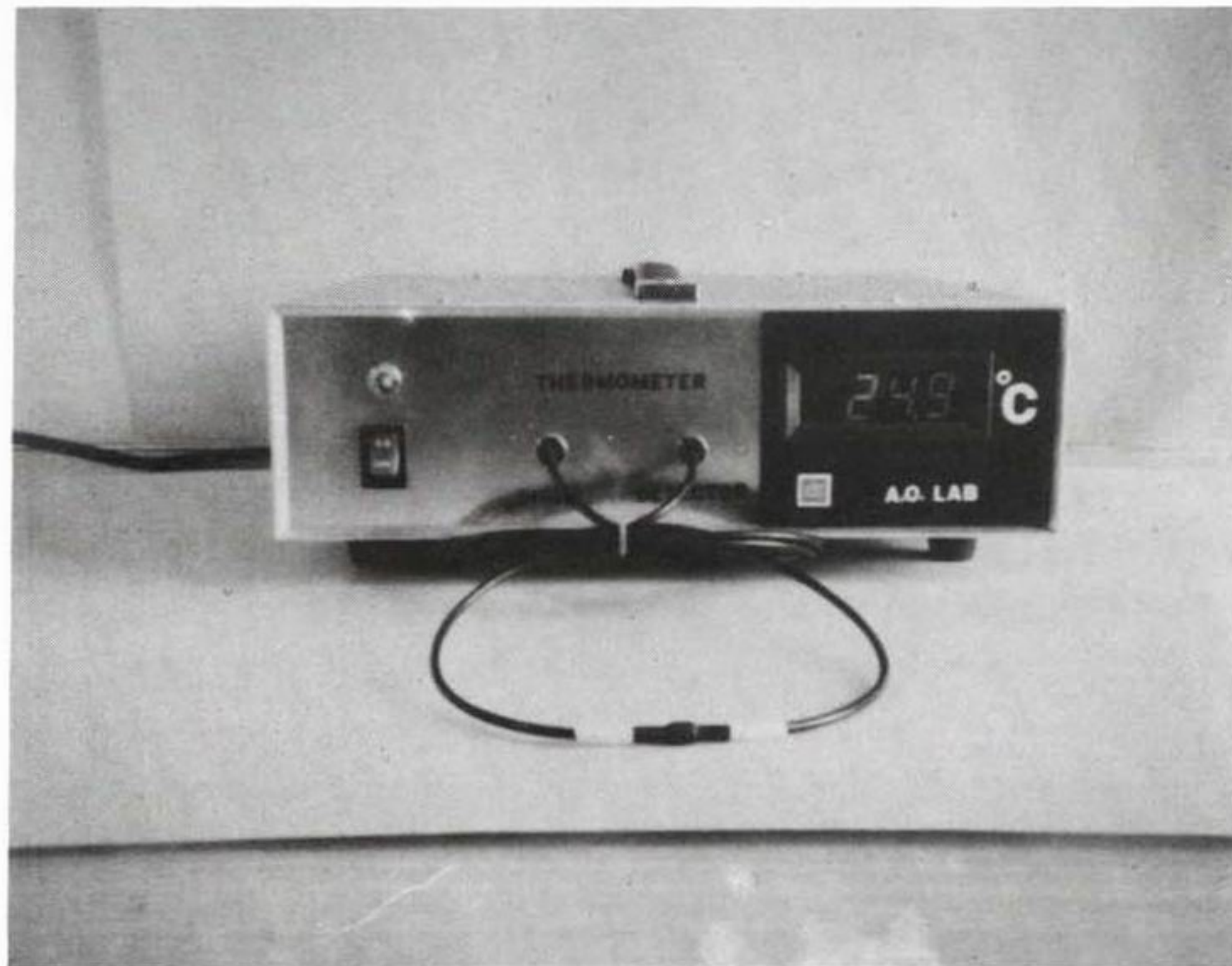


그림 5-2-10. 완성된 온도계의 모습

3. 결론

Si단결정의 energy band gap이 온도에 따라 변하는 현상을 이용하여 온도계를 제작하였다. 광원으로서는 LED를 사용하였으며 도파로로서 Plastic Fiber를 사용하였다. 온도측정 오차는 $-30\sim+70^{\circ}\text{C}$ 에서 $\pm 1^{\circ}\text{C}$ 내의 정확도를 가졌다. 온도측정의 정확도를 기하기 위해서 Bending loss문제를 해결할 수 있는 방법이 채택되어야 하며, 또한 computer를 이용한 display가 온도와 측정값의 비선형성을 제거할 수 있는 방법이다.

본 온도계는 전자기적 간섭을 받지 않으므로 고전계가 형성되는 송전시설등에서 온도측정할 때에 매우 유용하리라 본다.

제 6 장 시간 분할 방식 광섬유 센서 어레이 제작

제 1 절 서 론

광섬유 센서는 전자기파의 방해를 받지 않고 소형 경량으로 감도가 높다. 특히 기존의 센서가 사용될 수 없는 특수 목적의 사용에 적합하며, 측정하고자 하는 물리량의 변화를 빛의 간섭에 의하여 감지하면 감도가 매우 높아지므로 이점을 이용하여 온도 압력 회전 음향등의 신호를 측정하기 위한 연구가 다방면으로 진행되고 있다.^{6-1-1~5)}

최근 이 광섬유 간섭형 센서를 어레이 형태로 구성하여 여러가지 물리량의 변화, 또는 여러곳에서 일어나는 물리량의 변화를 한곳에서 동시에 측정하고자 하는 Multiplexing에 관한 연구가 활발하게 진행되고 있다. 일반적으로 측정하고자 하는 장소와 물리량의 수 만큼 센서가 필요하고 이에 따라 많은 수의 광학적 전기적 소자들이 요구된다. 이에 비하여 광섬유 간섭형센서 어레이는 광학적 전기적 소자들을 공유하여 사용할 수 있고, 각 센서들이 한가닥의 광섬유로 이어 지므로 소자의 수와 비용이 감소되며 다 점측정이 요구되는 화학공장의 공정제어등에 응용될 수 있다.

광섬유 센서 어레이 시스템은 크게 광원 부분, multiplexing

부분, 센서부분 그리고 센서, 각센서의 신호를 분리하는 demultiplexing 부분으로 구성된다. 각부분은 서로 유기적으로 연관되므로 효율적인 시스템을 구성하기 위해서는 다음사항을 고려하여야 한다.

1. 고감도의 유지 및 시스템의 신뢰성 확보
2. 국소적인 측정이 가능할 것
3. 각 센서로부터의 신호 사이에 간섭이 적을 것
4. 센서이외의 구성 소자가 가능하면 적을 것
5. 센서와 센서 사이에 영향이 없을 것
6. 전체 전력에 대한 배려
7. 샘플링 방법의 고찰
8. 주파수 대역에 대한 고려
9. 노이즈에 관한 고려

이러한 광섬유 간접센서 어레이는 multiplexing 방법에 따라 time division multiplexing (TDM), frequency division multiplexing (FDM), wavelength division multiplexing (WDM) 등으로 나눌 수 있으며, 이중 본 연구실에서 실현 가능한 점을 고려할 때 TDM 방식이 적합하다. 또한 기존의 TDM 방식의 단점을 고려하여 마이켈슨 간섭계형의 어레이를 제안하였다. 마이켈슨 간섭계형은 이미 널리 알려져 있는 마흐젠더형의 센서 어레이보다 구성 소자가 작고 따라서 구성이 간단하며 원격 감시기능에서 유리한 면이 있다.

제 2 절 TDM 방식의 분류

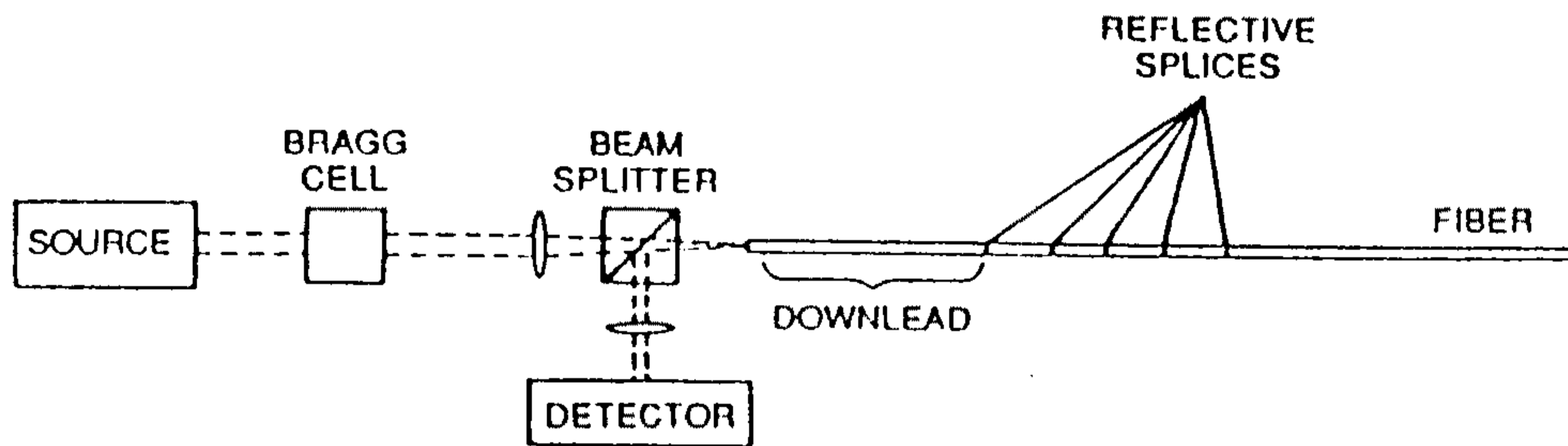
TDM 방식 광섬유 간섭센서 어레이는 각 센서에 대하여 광원으로 부터 검지기까지 광학적 신호의 진행시간의 차에 근거한다. 즉, 광원으로 부터 발생된 레이저 빛살은 시간에 따라 진폭 변조되고 변조된 빛살이 광섬유에 입사되면 빛살은 각기 다른 시간에 여러 센서들을 거치게 되고, 따라서 그 출력도 각각 다른 시간에 출력 광섬유 bus를 지나 검지기에 도달하게 되는 원리를 이용한 것이다. 최초의 TDM 방식 광섬유 간섭센서 어레이는 Fabry-Perot 간섭계형 어레이로써 시도 되었다.⁶⁻²⁻¹⁾ 이 방식은 구성이 매우 간단하다는 장점이 있지만 가간섭성(coherence) 길이가 매우 긴 광원을 요하고 intrinsic crosstalk level이 높기 때문에 유용한 방법이 못되며, 최근에는 센서 어레이의 출력단에 보상 간섭계를 두어 신호 처리가 용이하고 보다 효율적인 Tapped Serial Array⁶⁻²⁻³⁾ Ladder 어레이,⁶⁻²⁻⁴⁾ 등이 보고 되었다.

1. Fabry-Perot 간섭형 광섬유 간섭센서 어레이

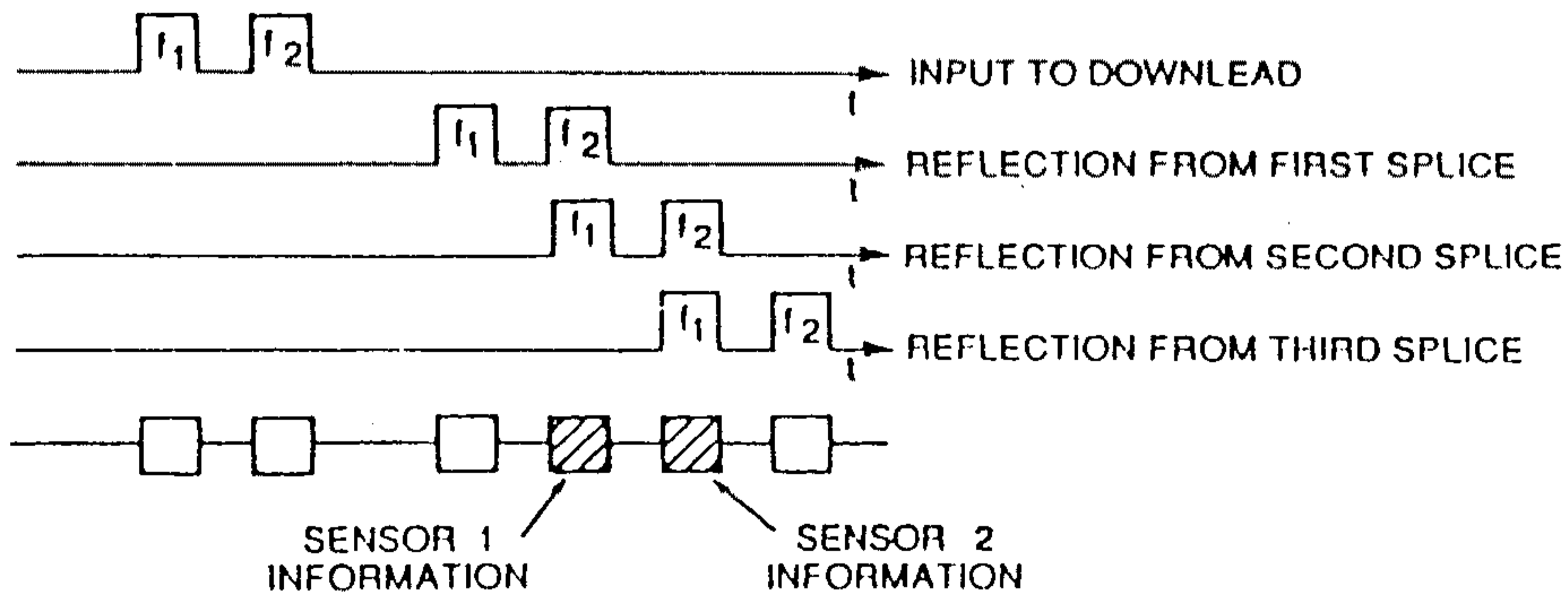
그림6-2-1(a)와 같이 광섬유를 reflective splicing하여 반사율이 낮은 Fabry-Perot 간섭계의 어레이를 만들고, Bragg cell을 이용해 레이저 빛살을 진폭변조 시켜 광학적 주파수가 각각 f_1 , f_2 인 광펄스를 쌍으로 만들어 광섬유에 입사 시킨다. 입사된 광펄스들은 각 접속지점에서 일부는 반사되어 검지기로 진행하고 나머지는 투과한다. 이때, 접속지점 사이의 왕복 시간 간격을 각 쌍의 첫번째

와 두번째 광펄스 간의 시간 지연과 같게 해주면 그림6-2-1(b)와 같이 센서의 위상 정보를 포함하는 heterodyne beat frequency $f_1 - f_2$ 를 갖는 광펄스가 발생한다.

그러나 이 방법은 다음과 같은 두가지 큰 문제점이 있다. 첫째, 각각 다른 접속지점에서 반사된 두 광펄스가 그림6-2-1-(b)와 같이 겹쳐서 간섭이 일어나기 위해서는 가간섭성(coherence)길이 가 긴 광원을 써야 하므로 gas 레이저만을 쓸 수 있고, 레이저



(a)



(b)

그림 6-2-1. Fabry-Perot 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이

(a) 구성 원리도

(b) 신호 광펄스의 발생 원리

다이오드는 쓸 수 없다. 두번째 문제점은 Fabry-Perot 간섭계 형태에 기인한 다중반사에 의한 intrinsic crosstalk의 존재이다. 이러한 crosstalk는 반사율이 증가 할수록 커지므로 반사율을 매우 작게 함으로써 줄일 수 있으나, 이 경우 검지되는 power level도 떨어지게 되므로 적절한 해결책이 되지 못한다. 1985년에 같은 형태의 어레이의 출력단에 보상간섭계를 두어 PMDI DEMOD를 이용하는 방법이 제안 되었다.⁶⁻²⁻²⁾ 이 방법은 가간섭성(coherence) 길이가 긴 광원을 요하지 않으므로 첫번째 광원 문제는 해결될 수 있으나, 다중 반사에 의한 intrinsic crosstalk의 문제는 여전히 해결할 수 없다.

이러한 문제점들 때문에 Fabry-Perot 간섭계형 어레이는 구성이 단단하고 구성 소자의 수가 매우 적음에도 불구하고 효과적인 multiplexing 방법으로 생각되지 못하고 있다.

2. Tapped Serial Array(TSA)

Mach-Zehnder 간섭계의 직렬연결 형태이지만 원리상으로 Fabry-Perot 간섭계의 투과 특성을 이용한 TDM 방식의 Tapped Serial Array가 최근에 보고 되었다.⁶⁻²⁻³⁾

그림 6-2-2와 같이 N개 센서의 어레이 일때, Bragg cell에 의하여 만들어진 광펄스를 각 센서 section 길이가 L_s 인 센서의 series에 입사 시키면, 광펄스는 각각의 광섬유 결합기에서 κ_n 만큼 출력 광섬유 bus로 coupling되고 나머지는 다음 센서 section으로 진행한다. 이때, 각 센서의 시간 지연을 입사 펄스의 폭보다 크게

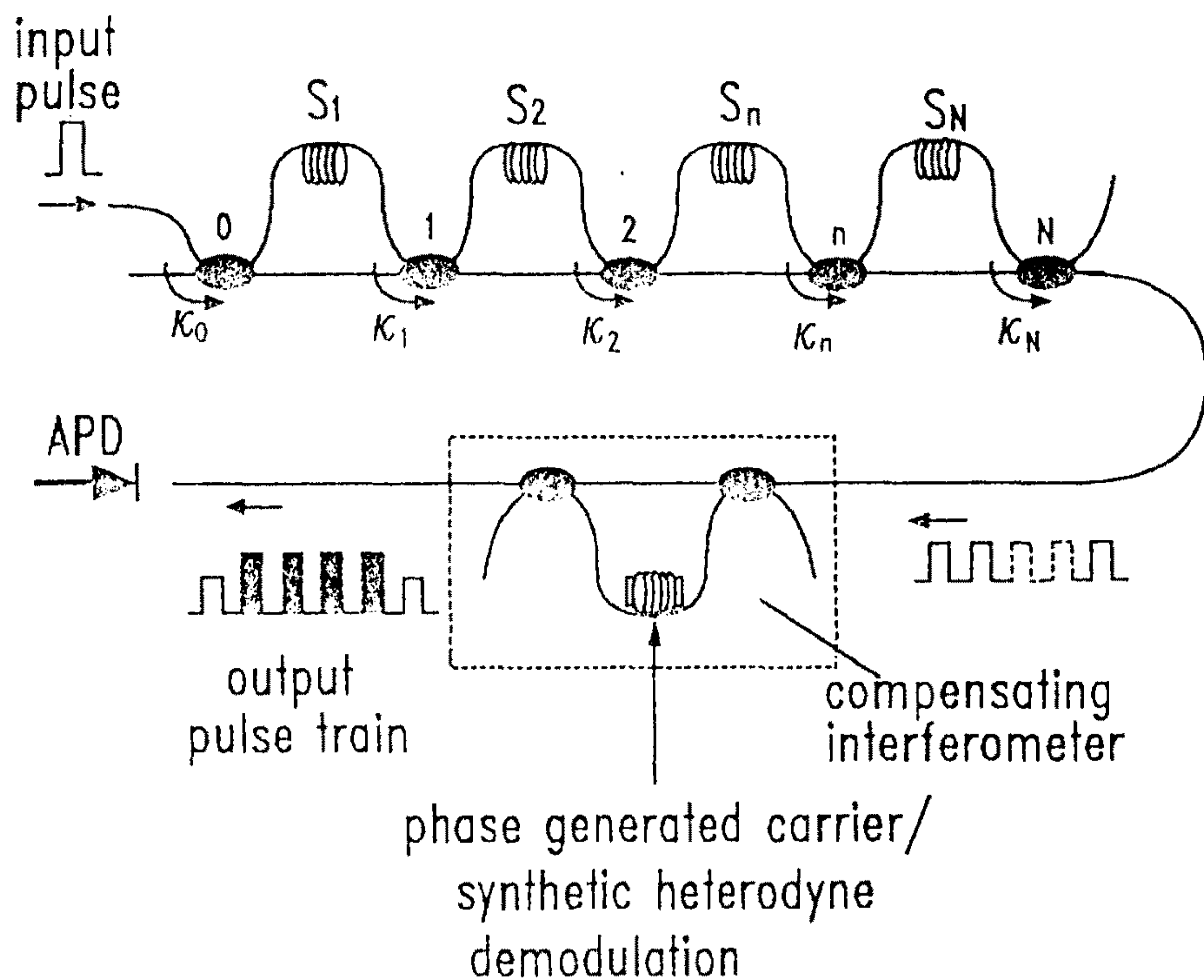


그림 6-2-2. Tapped Serial Array의 구성원리

하면 하나의 입력 광펄스에 대하여 $N+1$ 개의 pulse train이 만들어지고, 보상 간섭계를 거치면 처음과 마지막을 제외한 N 개의 광펄스들이 각 센서의 위상 정보를 포함하게 된다.

각각의 tap으로 부터 돌아오는 power가 같기 위한 결합 계수는, multiple cross coupling을 고려하지 않으면 첫번째 tap과 n 번째 ($1 < n < N$) tap으로부터의 power를 같게 놓으면 된다. 즉,

$$\begin{aligned} \kappa_1^2(1-\kappa_2^2) (1-\kappa_3^2)\cdots(1-\kappa_{N+1}^2) &= (1-\kappa_1^2)(1-\kappa_2^2) \\ \cdots(1-\kappa_{N-1}^2) \kappa_N^2\cdots(1-\kappa_{N+1}^2) &\cdots\cdots\cdots(6-2-1) \end{aligned}$$

$$\frac{\kappa_1^2}{1-\kappa_1^2} = \frac{\kappa_n^2}{1-\kappa_n^2} \cdots\cdots\cdots(6-2-2)$$

따라서, 결합 계수를 모두 같게 하면 돌아오는 광펄스의 세기는 같게 되고 입사 광펄스의 세기를 P_0 라 하면 n 번째 tap으로 부터의 세기 P_n 은

$$P_n = \eta P_0 = \kappa^2 (1 - \kappa^2)^N P_0 \dots \dots \dots (6-2-3)$$

이러한 형태의 어레이는 multiple cross coupling에 의한 intrinsic crosstalk가 존재하며 1차 crosstalk effect만을 고려할 때, $t = n\tau$ 동안의 crosstalk 펄스의 수 M 과 시간 평균 crosstalk level (r)는 각각 다음과 같다.

$$M = Nn - n^2 \dots \dots \dots (6-2-4)$$

$$r = \frac{\kappa^2}{\sqrt{2}} \dots \dots \dots (6-2-5)$$

3. Ladder Array⁶⁻²⁻⁴⁾

이 방법은 광섬유 센서를 ladder 형태로 어레이화 한 것으로서, 앞에서 설명한 Fabry-Perot 간섭계형 어레이나 TSA에서와 같은 intrinsic crosstalk는 없으나 구성이 다소 복잡한 단점이 있다. 그림 6-2-3과 같이 ladder 어레이에 반복 비율이 τ 인 광펄스를 입사시키면 입사된 광펄스는 각각의 결합기에서 일부가 coupling되어 출력 광섬유 bus의 결합기를 지나 보상 간섭계에 도달하게 된다. 각 센서를 지난 광펄스들은 경로차가 ΔT 인 보상 간섭계를 거쳐서 경로는 다르나 같은 노정(optical path length)을 지난 광펄스간에 간섭이 일어나게 된다. 하나의 광펄스가 N 개 센서의 어레이

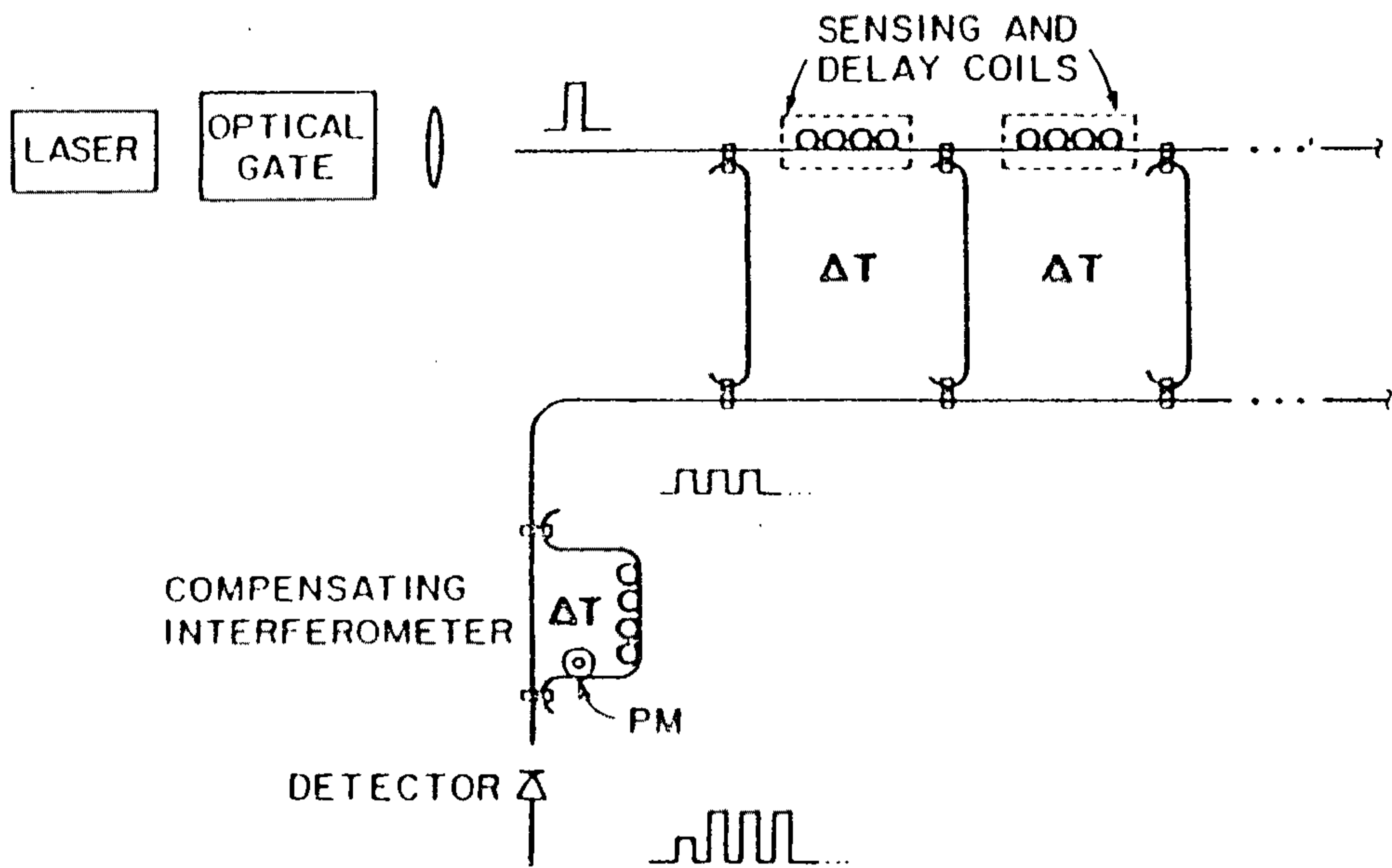


그림 6-2-3. Ladder Array의 구성 원리

에 입사 되면 $N+2$ 개의 출력 광펄스가 생기고, 반복 비율 τ 를 $\tau = (N+1)\Delta T$ 로 하면 최대 출력 duty cycle은 $N/(N+1)$ 이 되며, 센서의 수가 많아지면 1에 가까와 진다.

한편, N 개 센서의 어레이에 대하여 출력 광섬유 bus로 되돌아 오는 광펄스의 세기를 같게 하기 위한 j 번째 광섬유 결합기의 결합계수 κ_j 는 광손실이 없는 시스템의 경우

$$\kappa_j^2 = \frac{1}{N-j+2} \dots\dots\dots(6-2-6)$$

이고, 따라서 되돌아오는 광펄스의 세기 P_r 은 다음과 같다.

$$P_r = \frac{P_{in}}{(N+1)^2} \dots\dots\dots(6-2-7)$$

제 3 절 Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이

1. 구성 원리 및 이론

가. 구성 원리

본 연구에서는 제2절에서 설명한 다른 TDM 방식 광섬유 간섭센서 어레이보다 구성이 간단하고, 소자의 수가 상대적으로 적으며, 시스템화 하기에 용이한 Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이를 구성하였다.

그림 6-3-1과 같이 n 개의 광섬유 결합기를 ΔT 의 시간 간격을 두어 연결하고 각 결합기에서 분지되는 광섬유 가지에 mirror를 부착하여 광섬유 Michelson 간섭계의 어레이를 만들고 반복비율이 τ 인 광펄스를 입사시킨다. 입사된 광펄스는 각각의 결합기에서 결합기의 결합비율 만큼의 양이 coupling되고, coupling된 광펄스는 mirror에서 반사되어 결합기를 거쳐 출력 광섬유 bus로 진행한다. 이때, mirror와 mirror사이의 시간 간격 ΔT 를 광펄스의 폭과 같게 하면 하나의 입사 광펄스에 대하여 펄스들간의 시간 지연이 $2\Delta T$ 인 $n+1$ 개의 광펄스 train은 긴 arm이 짧은 arm에 대하여 $2\Delta T$ 의 시간 지연을 갖는 Mach-Zehnder 간섭계 형태의 보상 간섭계를 지나면 $n+2$ 개의 광펄스가 발생하고 경로는 다르나 같은 노정(optical path length)을 지난 이웃하는 mirror에서 반사된 광펄스 끼리 간섭이 일어나게 된다. 따라서 처음과 마지막 광펄스를 제외한 n 개의 간섭 신호는 각 센서의 위상 정보를 포함하게 된다.

그림 6-3-2에 그림6-3-1과 다소 다른 구조를 갖는

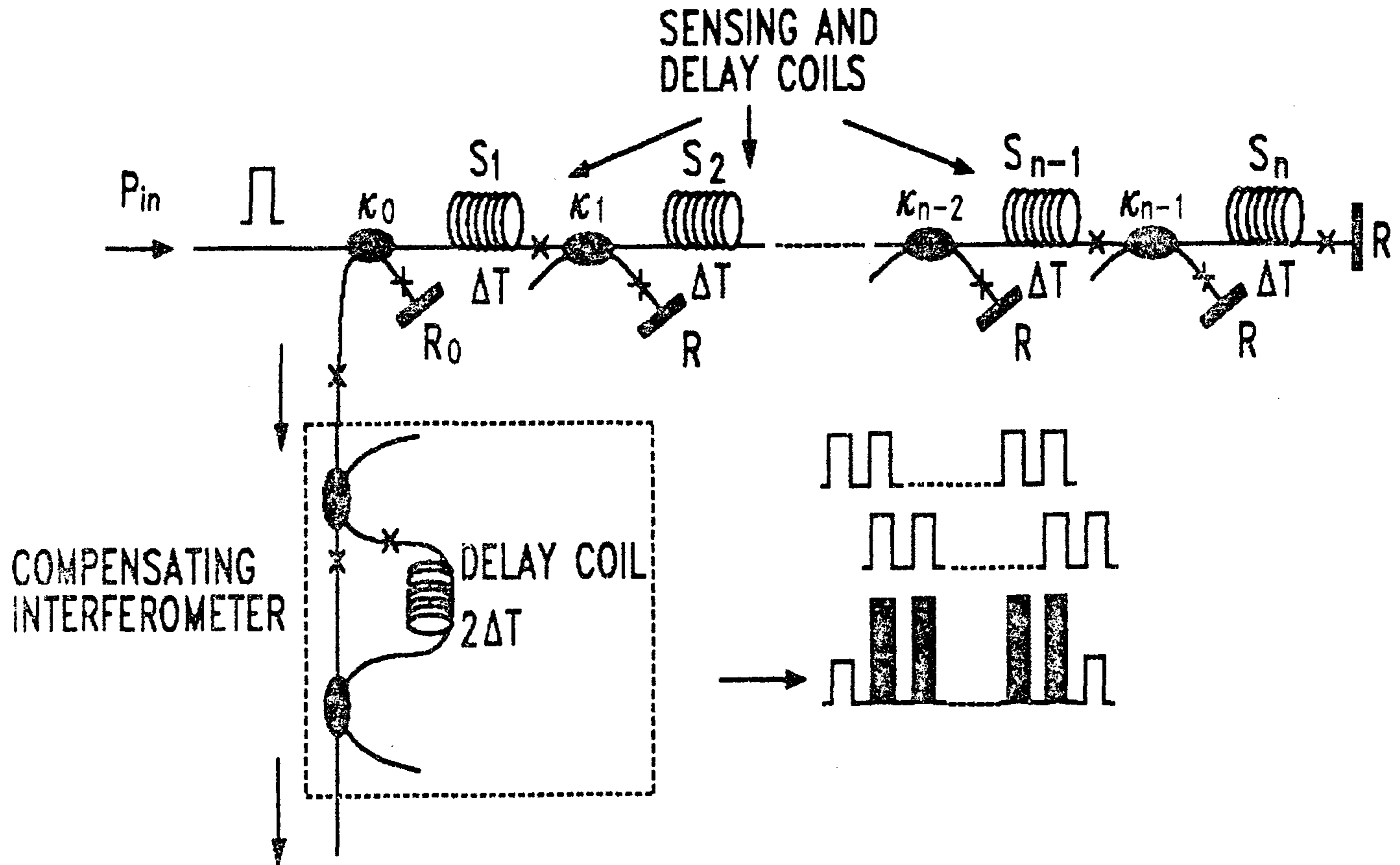


그림 6-3-1. Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이의 구성 원리
 × ; splicing point

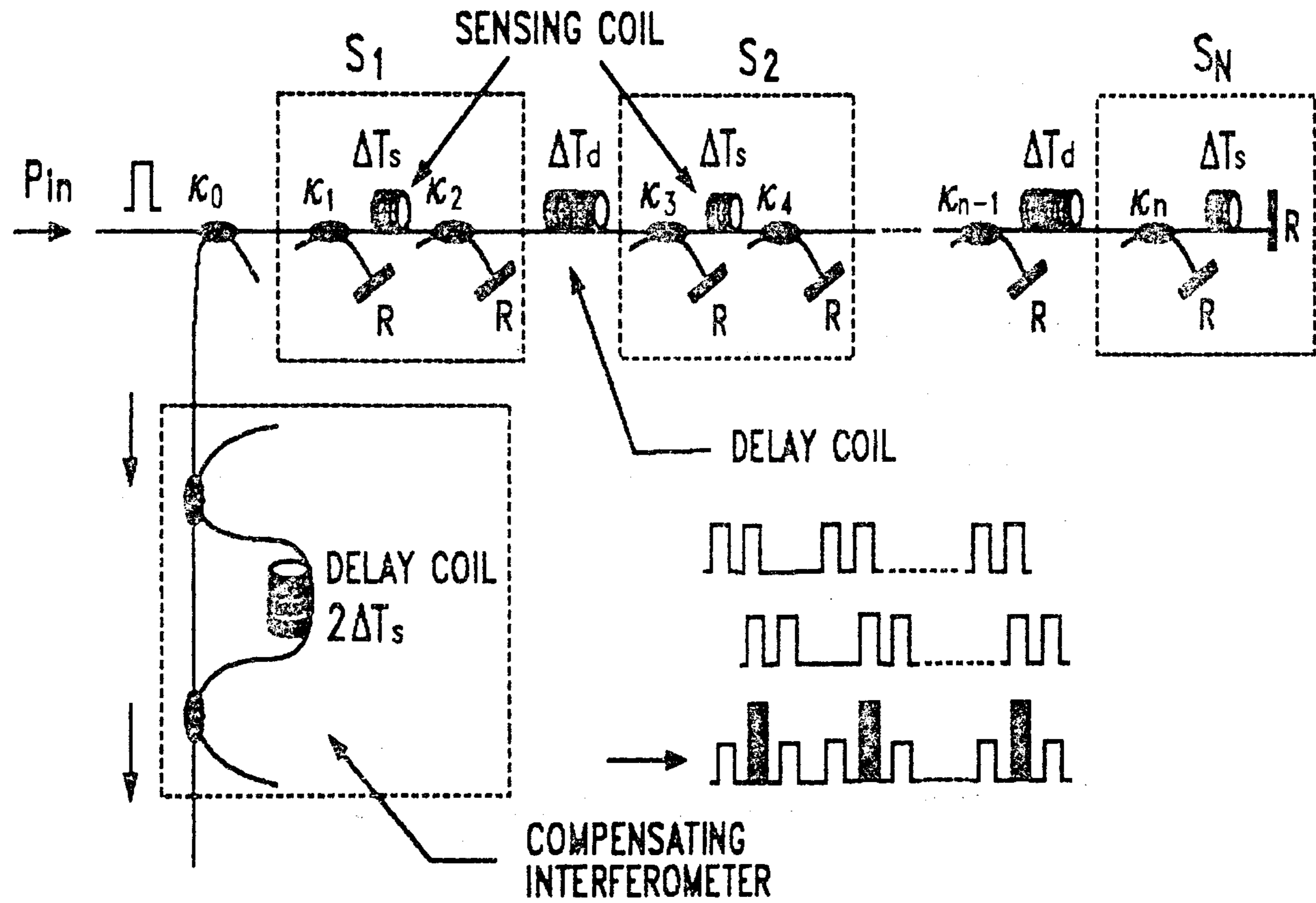


그림 6-3-2. 다른 형태의 Michelson 간섭계형 광섬유 간섭 센서 어레이

Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이를 나타내었다. 이것은 그림6-3-1의 변형으로서 단순히 광펄스가 도파되는 부분과 물리량의 변화를 감지하는 부분의 구분이 앞에서 설명한 방법에 비하여 용이한 장점이 있으나, 반면에 duty cycle이 떨어지고, 구성소자의 수가 많아지는 단점이 있다.

다음에서는 본 연구에서 실제로 구성한 그림6-3-1과 같은 형태의 Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이에 대하여 설명 하겠다.

나. 결합계수

간섭센서 어레이의 모든 센서들의 감도를 균일하게 해주기 위해서는 각 mirror에서 반사되어 되돌아 오는 광펄스들의 세기가 보상 간섭계를 거치기 전에 서로 같아야 한다. 이를 위해서는 광섬유 결합기들의 결합계수를 알맞게 정해주어야 한다. 그림6-3-1에서 각 결합기의 광손실이 $(1-\alpha_c^2)$ 으로 모두 같고, splicing 손실이 $(1-\alpha_s^2)$ 으로 각 지점에서 같다고 하면, 반사율이 R_0 인 첫번째 mirror에서 반사된 광펄스의 returned power $P_{0,r}$ 과 반사율이 R_j 인 j 번째 mirror에서 반사된 광펄스의 returned power $P_{j,r}$ 은 각각 다음과 같다.

$$P_{0,r} = \kappa_0^4 \alpha_c^4 \alpha_s^4 R_0 P_{in} \dots\dots\dots (6-3-1)$$

$$P_{j,r} = \kappa_0^2 (1 - \kappa_0^2) \kappa_j^4 \alpha_c^{4(j+1)} \alpha_s^{4(j+1)}$$

$$\left\{ \prod_{i=1}^{j-1} (1 - \kappa_i^2)^2 \right\} R_j P_{in} = j = 1, 2, \dots, n-1 \dots\dots\dots (6-3-2)$$

여기서 κ_0 는 첫번째 결합기의 결합계수(coupling coefficient)이고, κ_j 는 j 번째 결합기의 결합계수이다. Returned power가 같기 위해서는 $P_{j,r} = P_{j+1,r}$ 을 만족해야 하므로 반사율이 R_0 인 첫번째 mirror를 제외한 나머지 mirror의 반사율은 R 로서 같다고 하고 $P_{j,r} = P_{j+1,r}$ 을 이용하면 다음식을 얻을 수 있다.

$$\kappa_j^2 = \frac{a_s^2 a_c^2 \kappa_{j+1}^2}{1 + a_s^2 a_c^2 \kappa_{j+1}^2} \quad j=1,2,\dots,n-1 \quad \dots\dots\dots(6-3-3)$$

한편, 마지막 가지 다음에는 결합기가 필요치 않으므로 $\kappa_n^2 = 1$ 이고 이것을 (6-3-3)식에 대입하여 정리하면

$$\kappa_j^2 = \frac{(a_s a_c)^{2(n-j)}}{\sum_{k=0}^{n-j} (a_s a_c)^{2k}} \quad j=1,2,\dots,n-1 \quad \dots\dots\dots(6-3-4)$$

을 얻는다. 또한, 분모는 등비 급수의 합이고, 시스템의 손실이 없을 경우($a_s^2 = a_c^2 = 1$)와 손실이 있을 경우($a_s^2 \neq 1, a_c^2 \neq 1$)에 그 결과는 각각 다음과 같다.

$$\sum_{k=0}^{n-j} (a_s a_c)^{2k} = n-j+1, \quad a_s^2 = a_c^2 = 1$$

$$\frac{1 - (a_s a_c)^{2(n-j+1)}}{1 - (a_s a_c)^2} \quad a_s^2 \neq 1, \quad a_c^2 \neq 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-5)$$

따라서 (6-3-5)식을 (6-3-4)식에 대입하여 정리하면 returned power가 같기 위한 j 번째 결합기의 결합계수 κ_j 는 광손실이 없는 시스템의 경우 ($a_s^2 = a_c^2 = 1$)

$$\kappa_j = \frac{1}{n-j+1}, \quad \alpha_s^2 = \alpha_c^2 = 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-6)$$

이고, 광손실이 있는 시스템의 경우($\alpha_s^2 \neq 1, \alpha_c^2 \neq 1$)에는 다음과 같이 주어진다.

$$\kappa_j = \frac{1 - (\alpha_s \alpha_c)^2}{(\alpha_s \alpha_c)^{2(j-n)} - (\alpha_s \alpha_c)^2}, \quad \alpha_s^2 \neq 1, \alpha_c^2 \neq 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-7)$$

또한, $P_{l,r} = P_{j,r}$ 이므로 returned power $P_{j,r}$ 은

$$P_{j,r} = \frac{R}{n^2} \kappa_0^2 (1 - \kappa_0^2) P_{in}, \quad \alpha_s^2 = \alpha_c^2 = 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-8)$$

$$P_{j,r} = \kappa_0^2 (1 - \kappa_0^2) \alpha_s^8 \alpha_c^8 \left[\frac{1 - (\alpha_s \alpha_c)^2}{(\alpha_s \alpha_c)^{2(1-n)} - (\alpha_s \alpha_c)^2} \right]^2 R P_{in},$$

$$\alpha_s^2 \neq 1, \quad \alpha_c^2 \neq 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-9)$$

한편 $\kappa_0^2 (1 - \kappa_0^2)$ 는 κ_0^2 이 1/2일때 최대 이므로 $\kappa_0 = 1/2$ 로 하면 returned power $P_{j,r}$ 은 다음과 같다.

$$P_{j,r} = \frac{R}{4n^2} P_{in}, \quad \alpha_s^2 = \alpha_c^2 = 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-10)$$

$$P_{j,r} = \frac{1}{4} \alpha_s^8 \alpha_c^8 \left[\frac{1 - (\alpha_s \alpha_c)^2}{(\alpha_s \alpha_c)^{2(1-n)} - (\alpha_s \alpha_c)^2} \right]^2 R P_{in},$$

$$\alpha_s^2 \neq 1, \quad \alpha_c^2 \neq 1 \quad j = 1, 2, \dots, n-1 \quad \dots\dots\dots(6-3-11)$$

따라서, $P_{0,r}$ 과 $P_{j,r}$ 가 같기 위한 P_0 는 다음과 같다.

$$R_0 = \frac{R}{n^2}, \quad \alpha_s^2 = \alpha_c^2 = 1 \quad \dots\dots\dots(6-3-12)$$

$$R_0 = \alpha_s^4 \alpha_c^4 \left[\frac{1 - (\alpha_s \alpha_c)^2}{(\alpha_s \alpha_c)^{2(1-n)} - (\alpha_s \alpha_c)^2} \right]^2 R$$

$$\alpha_s^2 \approx 1, \quad \alpha_c^2 \approx 1 \dots\dots\dots(6-3-13)$$

2. 실험 방법 및 결과

앞서 설명한 원리를 이용하여 세개의 sensing 부분을 갖는 Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이를 구성하여 실험 하였다. 그림6-3-3에 실험 장치도를 나타내었다. 광원으로는 파장이 $0.6328\mu\text{m}$, 최대 출력이 4mW인 He-Ne 레이저를 사용 하였고, 음향광학 변조기(acousto-optic modulator)를 써서 시간 폭이 200ns, 반복비율 τ 가 $2.2\mu\text{s}$ 인 광펄스를 발생시킨 후 현미경 대물렌즈로 집중시켜 광섬유에 입사시켰다. 음향광학 변조기는 레이저 빛살의 spot size에 따라 57ns에서 188ns까지의 rise time을 갖는 Newport OS 제품을 썼고, 광섬유는 $0.6328\mu\text{m}$ 에서 단일모드인 matched mode의 광섬유를 사용하였다.

입사된 광펄스는 각 결합기에서 그의 power가 나뉘어진 후 네개의 mirror에서 반사되어 각 광펄스 사이의 시간 간격이 $2\Delta T$

네개의 광펄스가 만들어 지는데, 본 실험에서는 mirror와 mirror 사이의 광섬유의 길이를 40m로 해줌으로써 각 펄스간의 시간 간격 $2\Delta T$ 는 400ns가 되었다. 이때, 시스템의 위상 noise를 소화 하기 위해 광섬유 길이를 5cm 내에서 같게 맞추어 주었다.

또한, 각 센서의 감도를 높고 균일하게 하기 위해서는 앞에서 설명한 바와 같이 돌아오는 광펄스의 세기를 같게 만들어야 하는

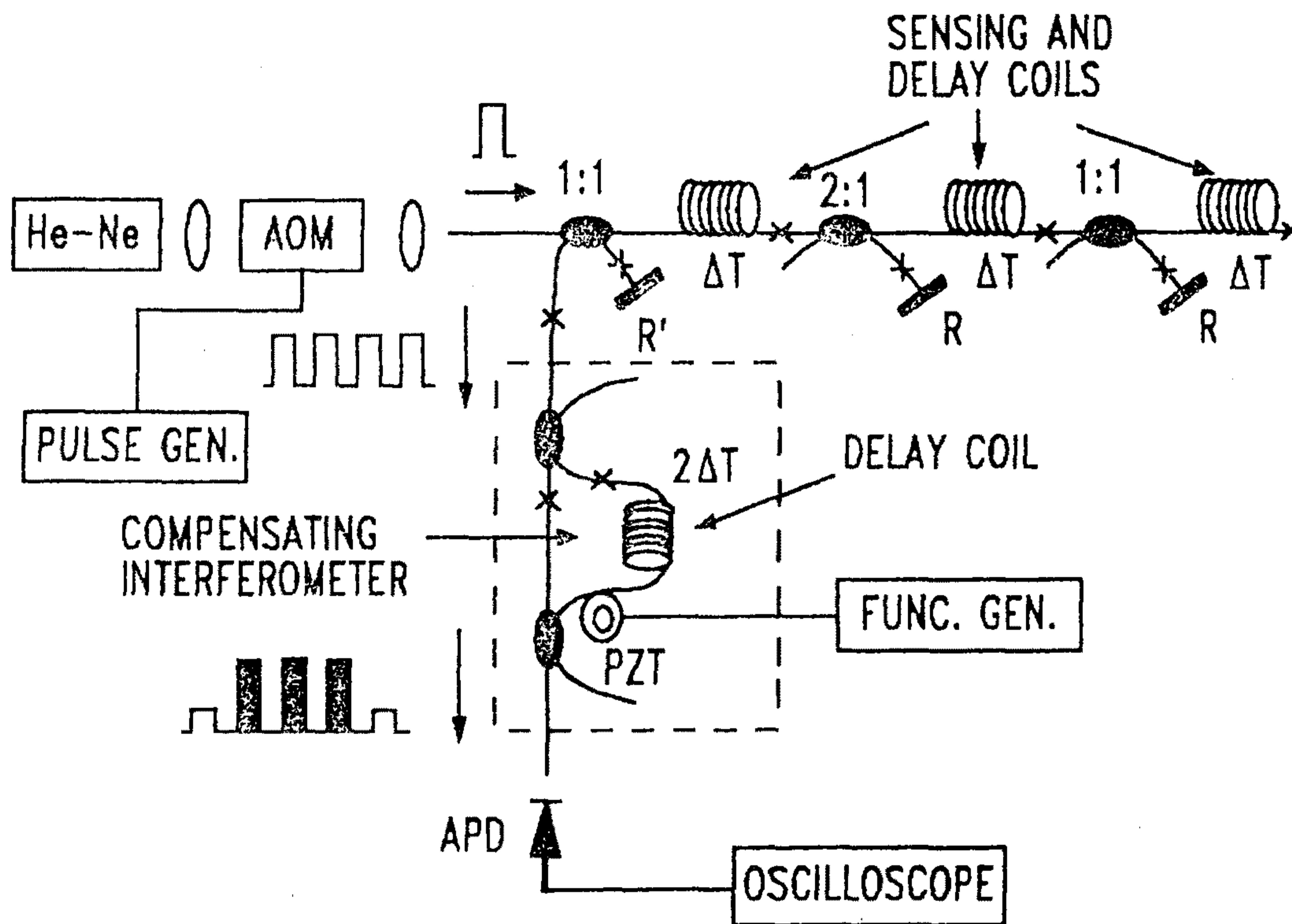


그림 6-3-3. Michelson 간섭계형 광섬유 간섭센서 어레이의 실험 장치도

AOM ; 음향광학 변조기

× ; splicing point

데 이를 위하여 본 실험에서는 시스템을 광손실이 없는 시스템으로 가정하고 식(6-3-6)에 의하여 광섬유 결합기의 결합 비율이 각각 1/2, 1/3, 1/2인 광섬유 결합기를 썼고, mirror는 $R=99\%$, $R_0=R/10$ 의 반사율을 갖는 mirror를 사용하였다. 이 경우에 실제로는 광섬유 결합기의 손실, 접속 손실등의 광손실이 존재 하므로 결합기와 mirror와의 접속점에서 접속 손실을 적절히 조절하여 되 돌아 오는 광펄스의 세기가 비슷 하도록 하였다. 실험에 사용한 광섬유 결합기는 tapering-fusion법으로 본 연구실에서 만든 fused-type 결합기로서 약 0.2dB의 광손실이 있었다.

이러한 광섬유 센서 어레이를 구성하기 위해서는 광섬유와 광섬유의 접속이 필수적인데, 광섬유의 접속법에는 connector를 사용하는 법, capillary tube를 사용하는 법, fusion splicing법 등이 있고, 이 가운데 접속의 지속성을 유지하고 광손실을 적게하기 위해서는 fusion splicing법이 가장 적합하다. Fusion splicing법은 그림 6-3-5에 나타낸 바와 같이 접속하고자 하는 두 광섬유를 최적의 조건으로 align한 후, 전기적 arc를 이용해 녹여 붙이는 방법이다. 본 실험에서는 fusion splicing법을 써서 각 접속 지점에서 0.3dB 정도의 접속 손실로서 광섬유를 접속 시켰다. 또한 각 결합기에서 분지되는 광섬유에 반사율을 높이기 위해 다음과 같은 방법으로 mirror를 부착 하였다. 먼저, 광섬유의 피복을 적당량 벗기고 클래딩의 직경보다 약간 큰 내경을 갖는 capillary tube에 넣고 에폭시 로 고정시킨다. 다음에 광섬유가 고정되어 있는 capillary tube에 에폭시를 바르고 내경이 capillary tube의 외경보다 조금 큰 유리 원

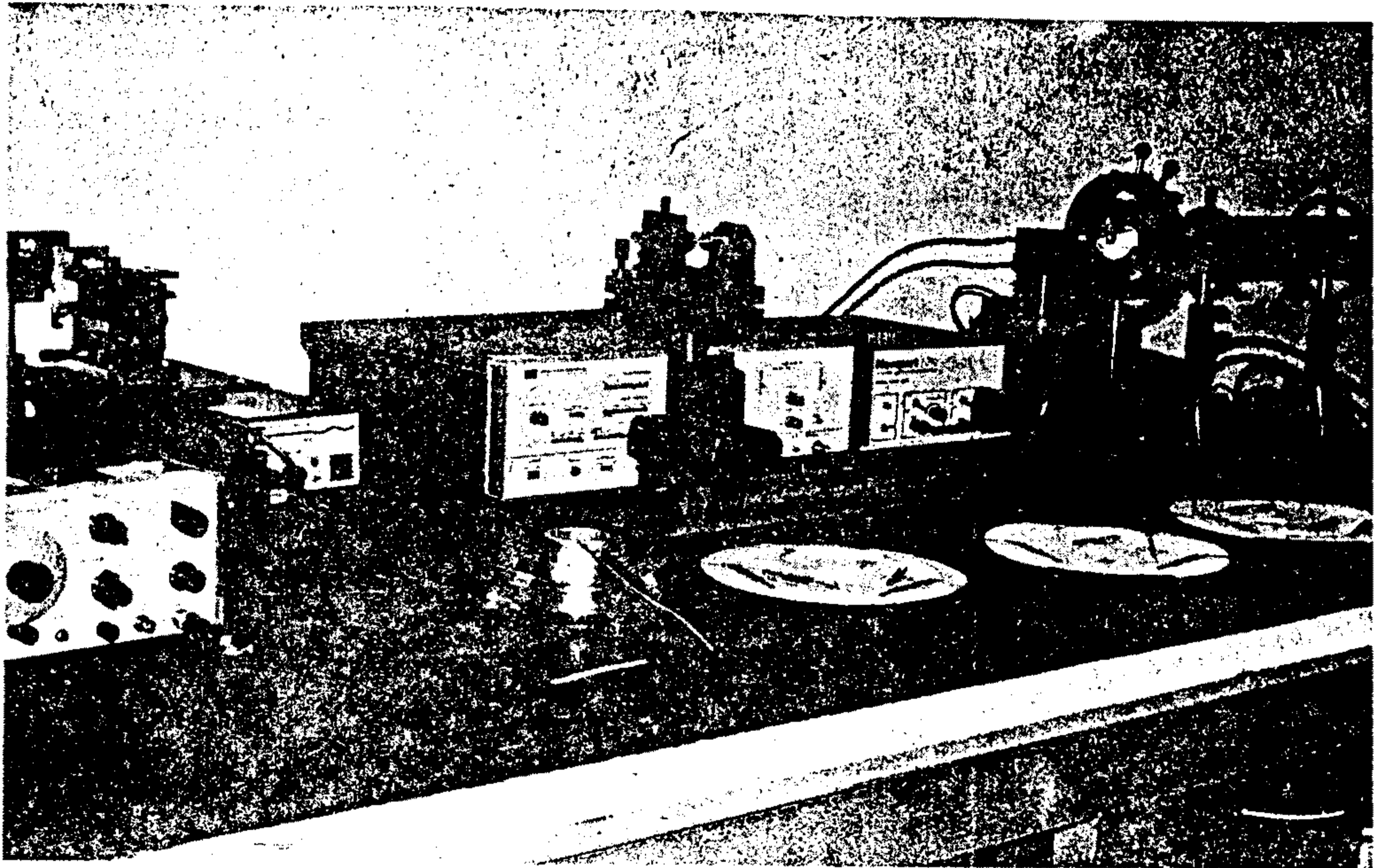


그림 6-3-4. 실험장치 사진

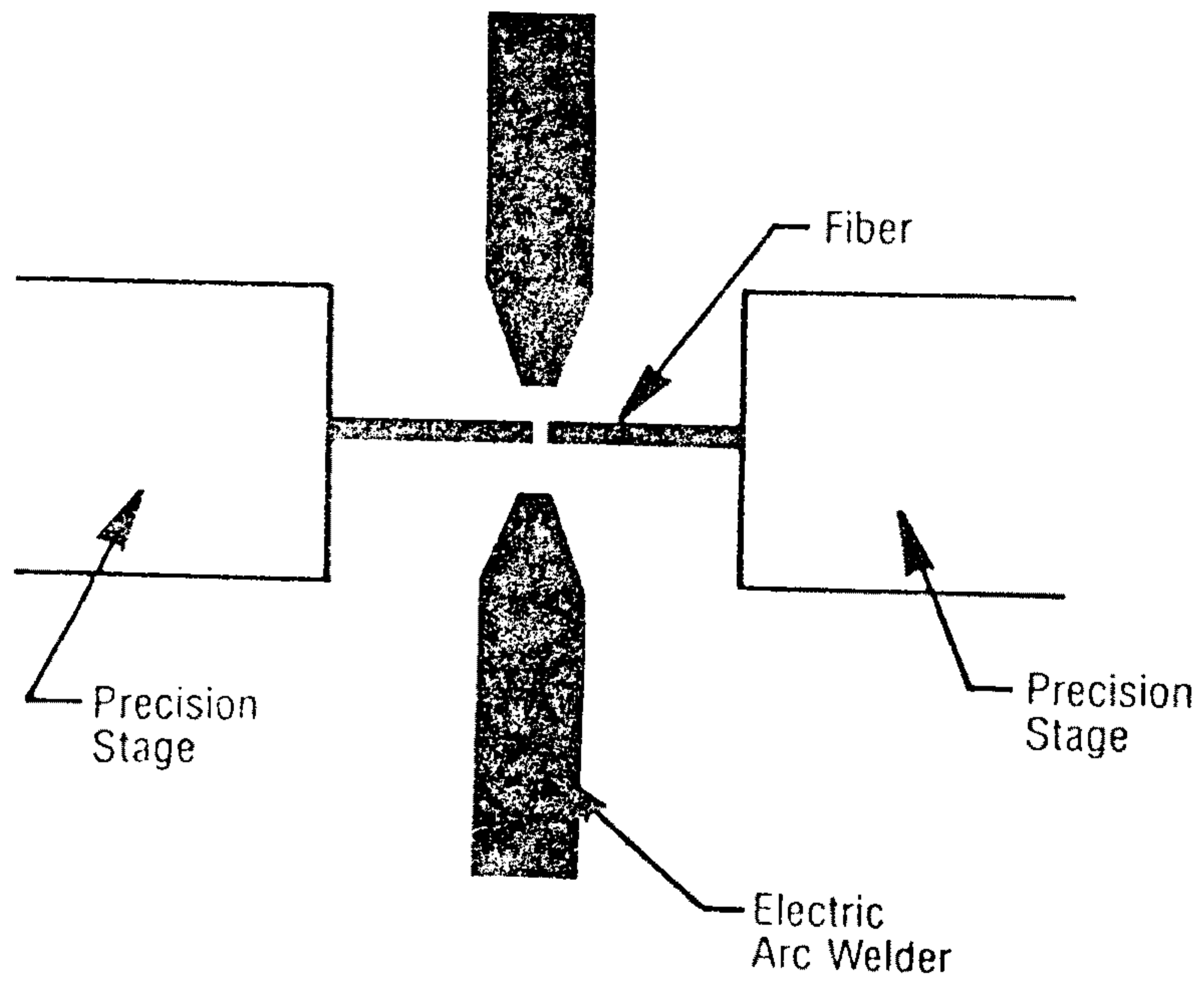


그림 6-3-5. fusion spicing에 의한 광섬유 접속법

통에 삽입하고 균한 후 lapping과 polishing을 하고 mirror를 붙여 완성한다. 그림6-3-6은 보상 간섭계를 지나기 전의 하나의 입력 광펄스에 대하여 각 센서를 거쳐 mirror에서 반사되어 돌아온 네 개의 광펄스 train이다. 광펄스들은 폭이 200ns, 펄스간 시간 지연이 400ns임을 알 수 있다.

각 mirror에서 반사된 400ns의 시간 간격을 갖는 네개의 광펄스 보상 간섭계를 거치게 되는데 보상 간섭계의 긴 arm을 짧은 arm에 대하여 $2\Delta T$ 즉, 400ns의 시간 지연을 갖게 해주면 경로는 다르나 같은 노정(optical path length)을 지난 이웃하는 mirror에서 반사된 광펄스간에 간섭이 일어나게 된다. 이를 위하여 보상 간섭계의 길이차를 약 80m로 하였으며, 간섭의 visibility를 높이기 위하여 보상 간섭계의 광섬유 결합기는 3dB 결합기를 사용하였다.

시스템의 visibility를 확인하기 위하여 보상 간섭계의 한쪽 arm에 PZT를 이용해 위상변조 시켰을 때의 출력 신호를 그림6-3-7에 나타내었다. 처음과 마지막 광펄스는 겹치지 않으므로 간섭이 일어나지 않고 나머지 세개의 광펄스들은 같은 노정을 지난 펄스끼리 간섭이 일어남을 보여준다. 첫번째 간섭신호는 반사율이 R_0 인 첫번째 mirror와 반사율이 R 인 두번째 mirror에서 반사된 광펄스들 간의 간섭 신호로서 첫번째 센서 S_1 의 위상 정보를 포함하고 있으며, 두번째와 세번째 간섭 신호는 각각 S_2 와 S_3 의 위상 정보를 포함하고 있다. 또한 위상변조 시켰을 때 간섭 신호의 진폭 변화가 큰 것으로 보아 시스템의 visibility가 상당히 좋은 것을 알 수 있다.

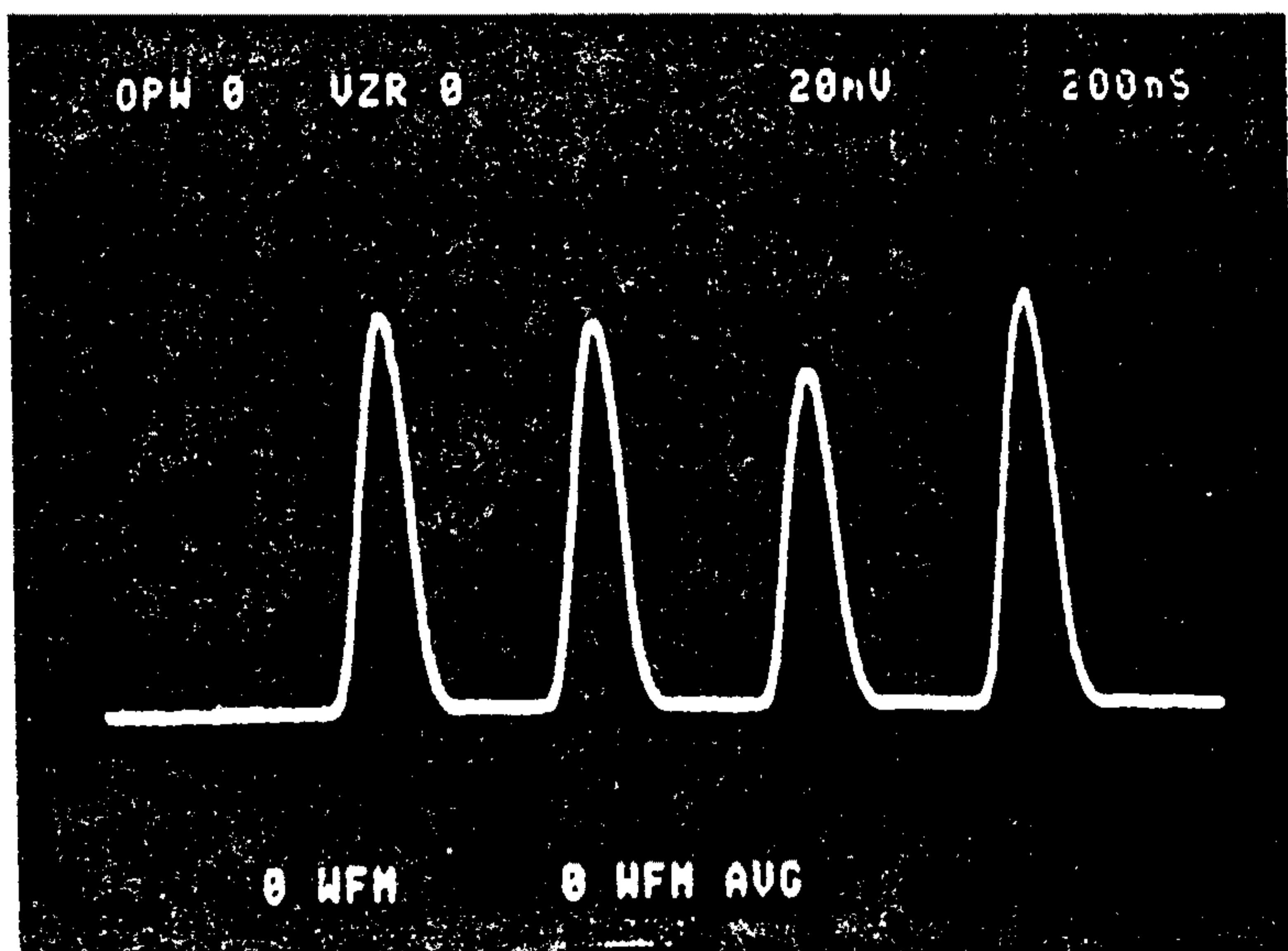


그림 6-3-6. 보상 간섭계를 지나기 전의 광펄스 train

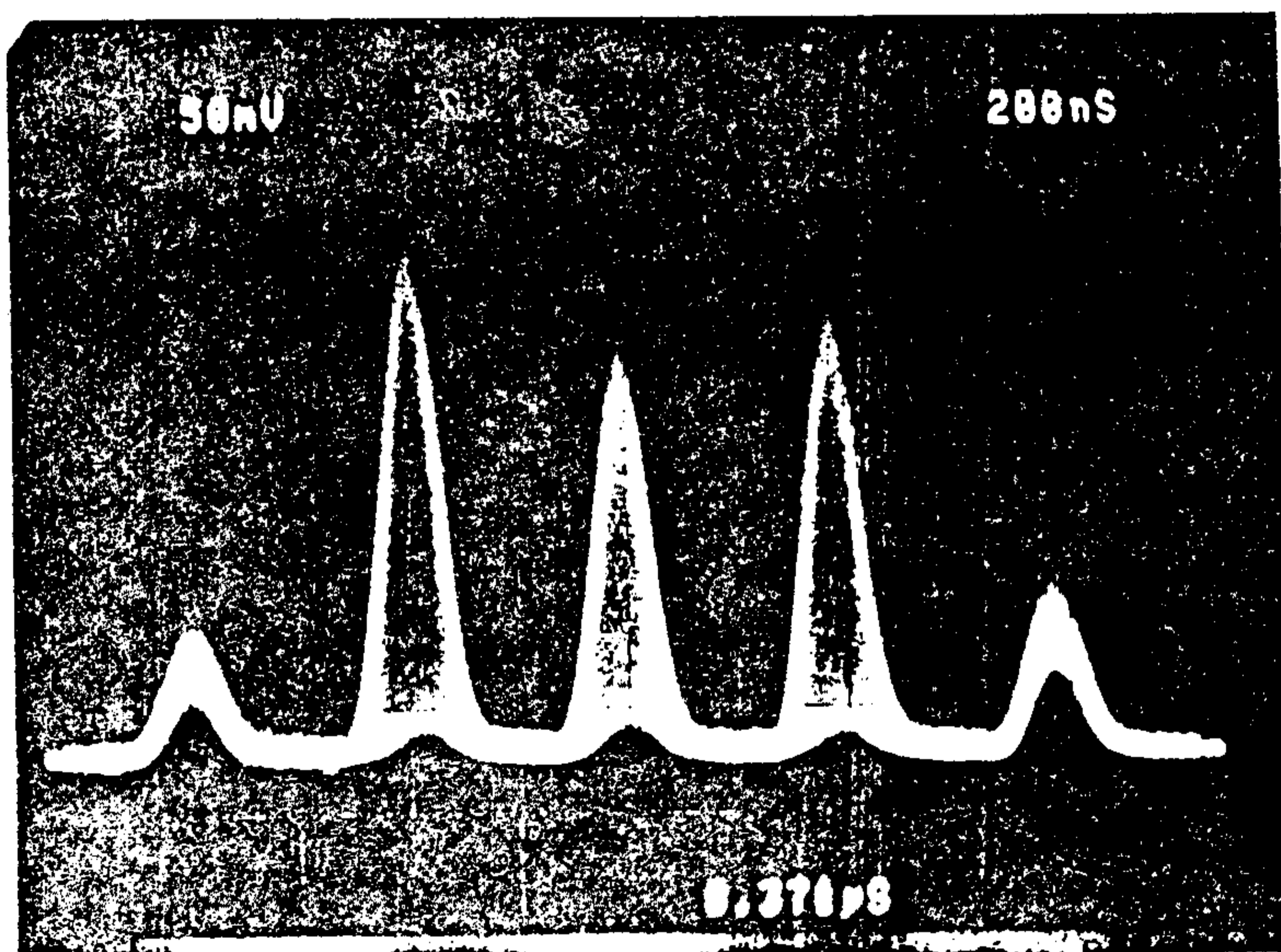


그림 6-3-7. 보상 간섭계를 지난후의 출력 신호

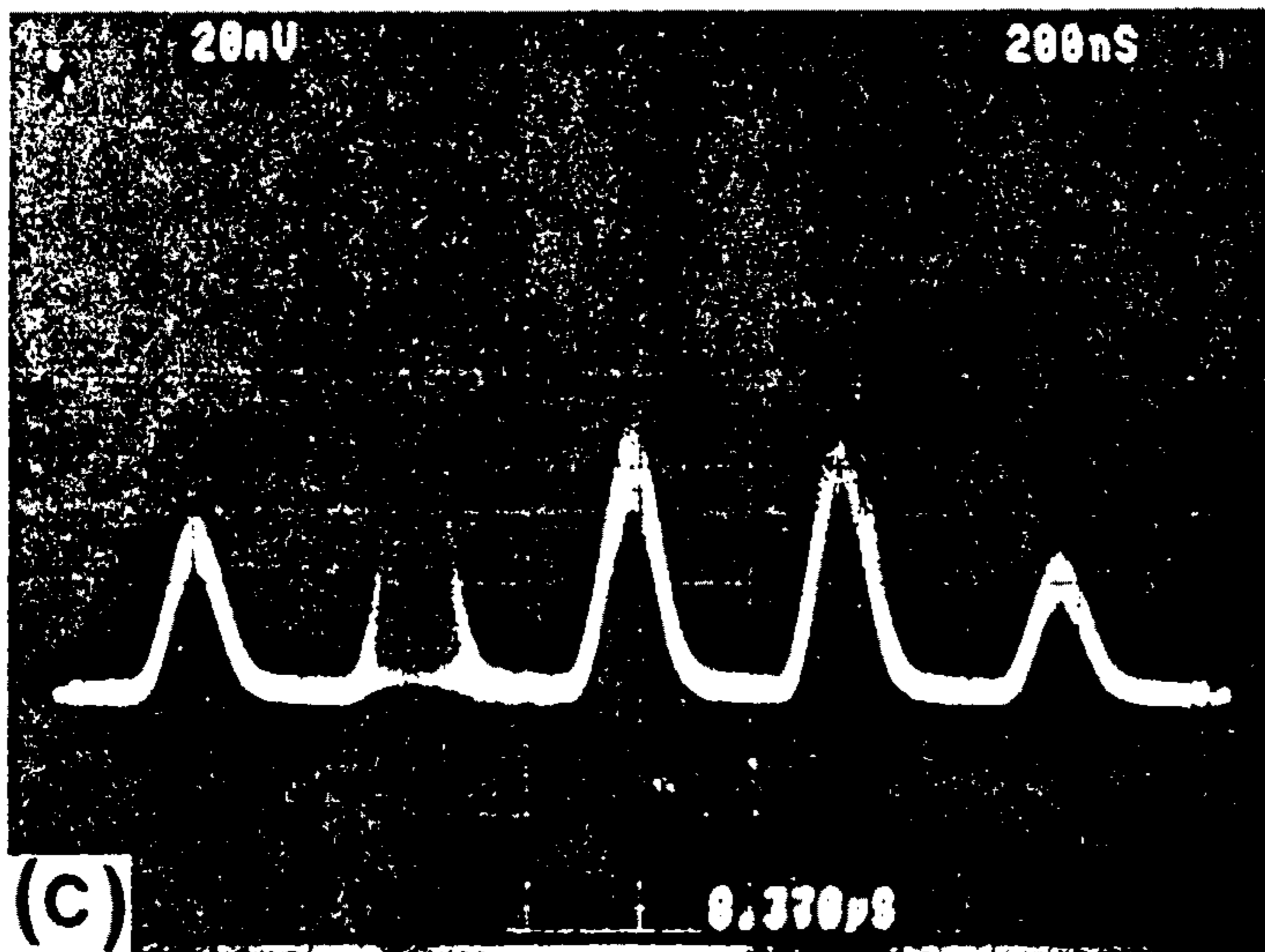
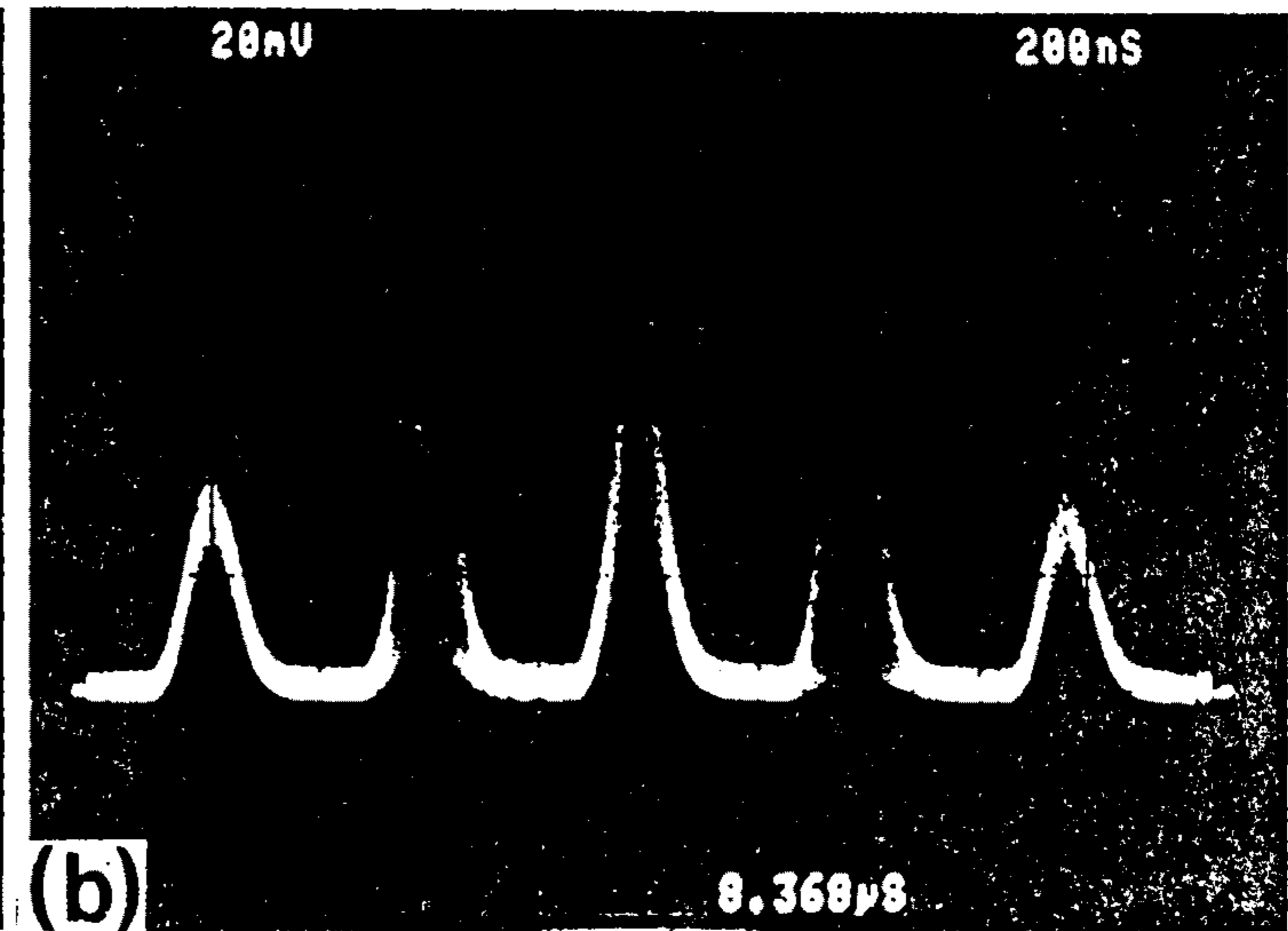
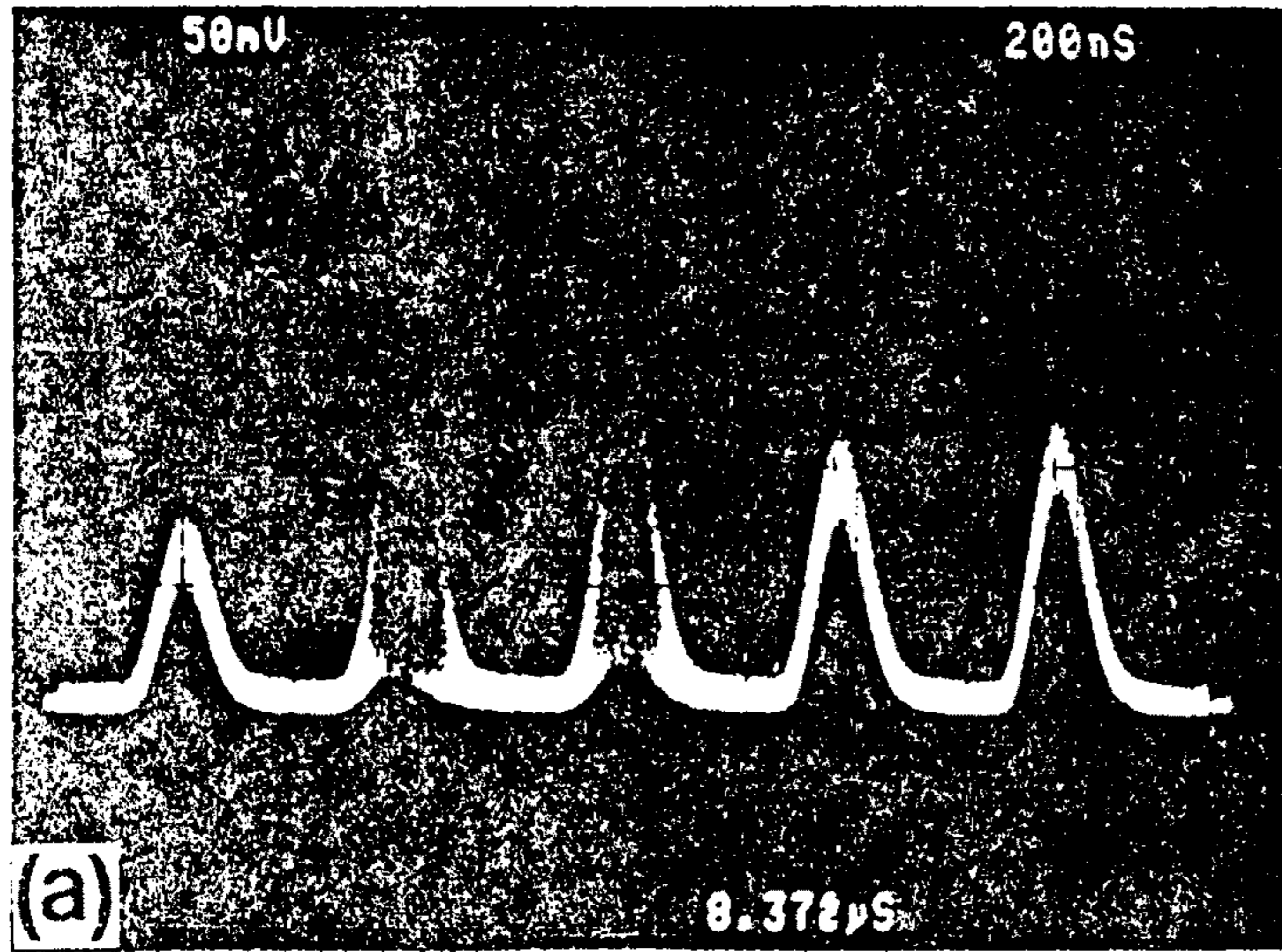


그림 6-3-8. 각기 다른 센서에 온도변화를 주었을때의 출력 신호

- (a) 첫번째(S_1)와 두번째(S_2) 센서에 온도 변화를 주었을 때
- (b) 첫번째(S_1)와 세번째(S_3) 센서에 온도 변화를 주었을 때
- (c) 첫번째(S_1) 센서에 온도 변화를 주었을 때

그림6-3-8은 보상 간섭계의 PZT에 전압을 가하지 않고 각기 다른 센서에 온도 변화를 주었을 때의 출력 신호이다. 그림6-3-8(a)는 첫번째와 두번째 센서에 온도 변화를 가해주었을 때의 출력 신호이고, 그림6-3-8(b)는 첫번째와 세번째, 그리고 그림6-3-8(c)는 첫번째 센서에만 온도 변화를 주었을 때의 출력 신호이다. 이때 각각의 간섭 신호는 각 센서의 온도 변화에 대한 정보를 포함하고 있다. 그림6-3-8(b)의 세번째 펄스와 그림6-3-8(c)의 네번째 펄스도 약간의 간섭이 일어나는데, 이는 온도 변화를 가할때 센서와 센서의 isolation이 완전하지 않았기 때문이다.

제 4 절 Demultiplexing과 Demodulation

1. demultiplexing

센서 어레이에서 각각의 센서를 하나의 독립된 채널로 분류하여 관찰하기 위하여는 신호를 분리하는 demultiplexing이 행하여져야 한다. TDM 방식 간섭 센서 어레이는 전자적인 방법을 이용하는 방법과 음향광학적 소자를 이용하는 광학적 방법으로 나눌 수 있는데 이느것이던 근본적으로는 신호가 있는 시간동안만 신호를 통과시키거나 신호보다 작은 시간폭으로 신호기간안에 샘플링하는 원리는 같다. Electronic gating은 검지기를 통과한 출력신호를 IC를 이용하여 분리하는 방법이며, Optocal gating은 출력광펄스 신호열이 광검지기를 거치기 전에 Bragg cell을 두어 시간 지연을 변화시키면서 입사단의 Bragg cell에 가한 신호를 동시에 가하여 광펄스의

신호를 분리해내는 방법이다.(그림6-4-1)

본 실험에서는 IC를 이용하여 전자적인 방법으로 샘플링하는 방법을 선택하였다. 이 방법은 광학적인 방법에 비하여 구성이 용이하고 부품의 가격이 저렴하여 본 실험의 구성에 적합하다.

먼저 전체회로의 계략도를 그림6-4-2에 나타내었다. 먼저 앞에서의 광학계에 펄스를 발생시켜 A/O Modulator에 가하는 신호와 다시 되돌아 오는 신호를 샘플링하는데에 이용할 발진부는 광섬유의 길이를 고려하여 3.579MHz로 발진시켜 10분의 1로 분주하여 347.9kHz로 하였다. 이클럭 신호를 TTL IC 74123으로 구성하여 적당한 시간 지연과 펄스폭을 갖게 하여 4채널을 만드는데 하나의 신호는 A/O Modulator로 나머지 3채널은 되돌아온 센서의 신호를 분리하는 sample & hold IC에 이용하도록 하였다. sample & hold IC는 처음에는 시중에서 입수할 수 있는 전용 IC를 구입하여 사용하여 보니 본 실험에서의 펄스폭에 해당하는 시간 동안의 샘플링을 쫓아 오지 못하였다. 이에 시중에서 구입할 수 있는 부품으로 CMOS ANALOG SWITCH IC MC14066B를 이용하여 출력부분에 적분회로를 구성하여 sample & hold IC 역할을 대신하게 하여 사용하였다.

2. demodulation

광섬유 간섭 어레이는 간섭형 센서임에는 틀림없으므로 신호가 실려있으면 이 신호를 구하기 위하여 demodulation을 행하여야 한다. 간섭형 센서어레이에 알맞는 기법으로는 Phase-Generated

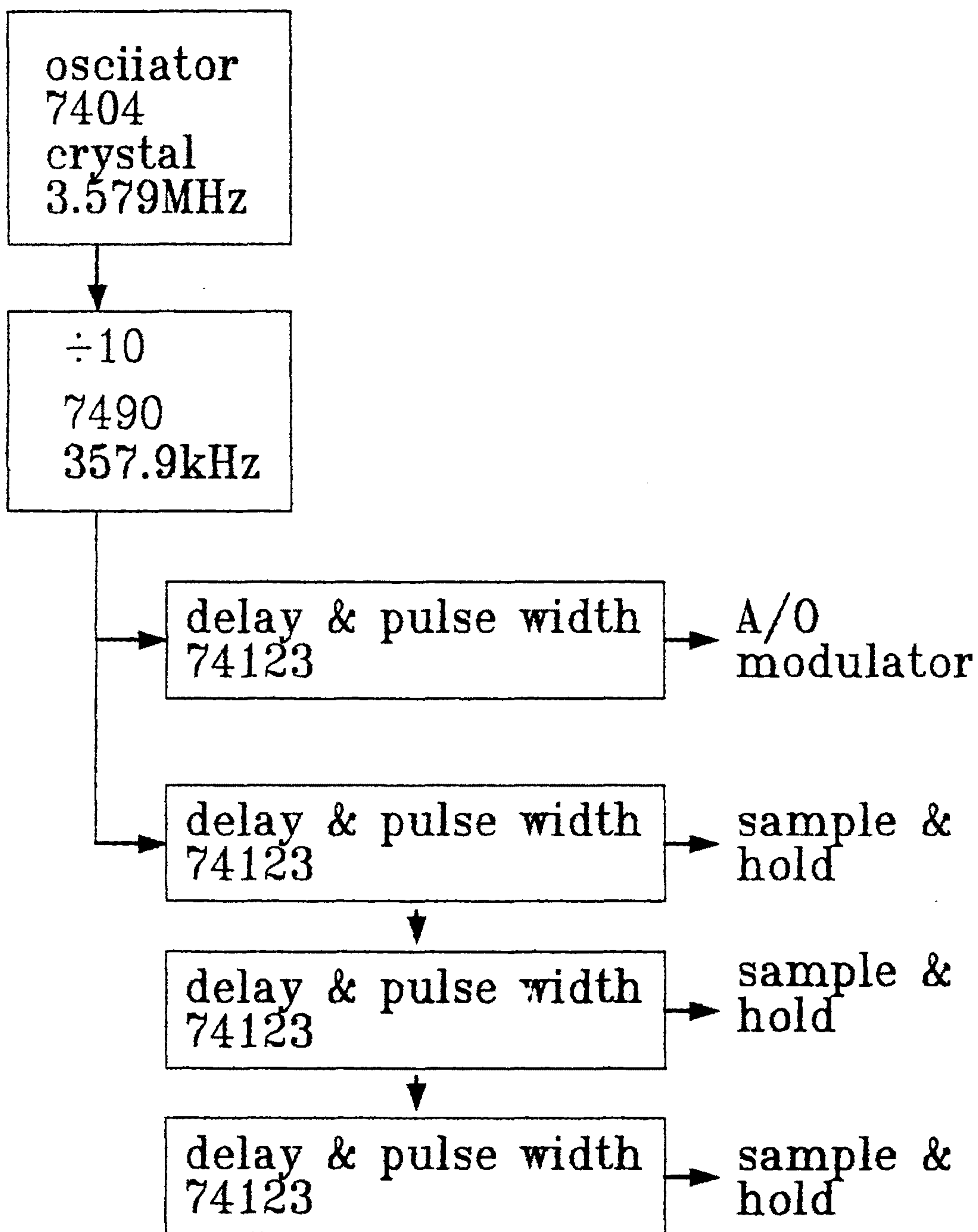
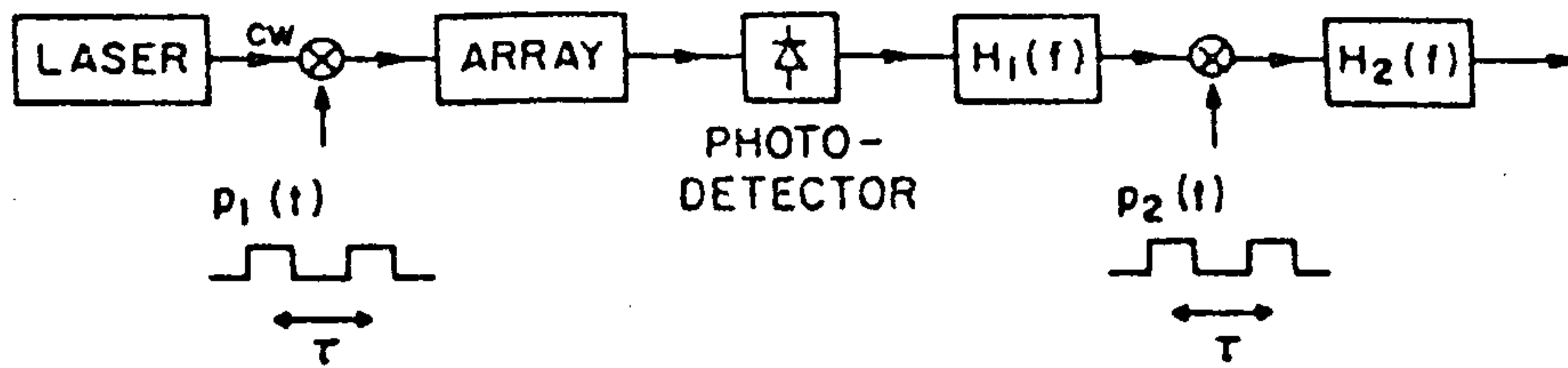
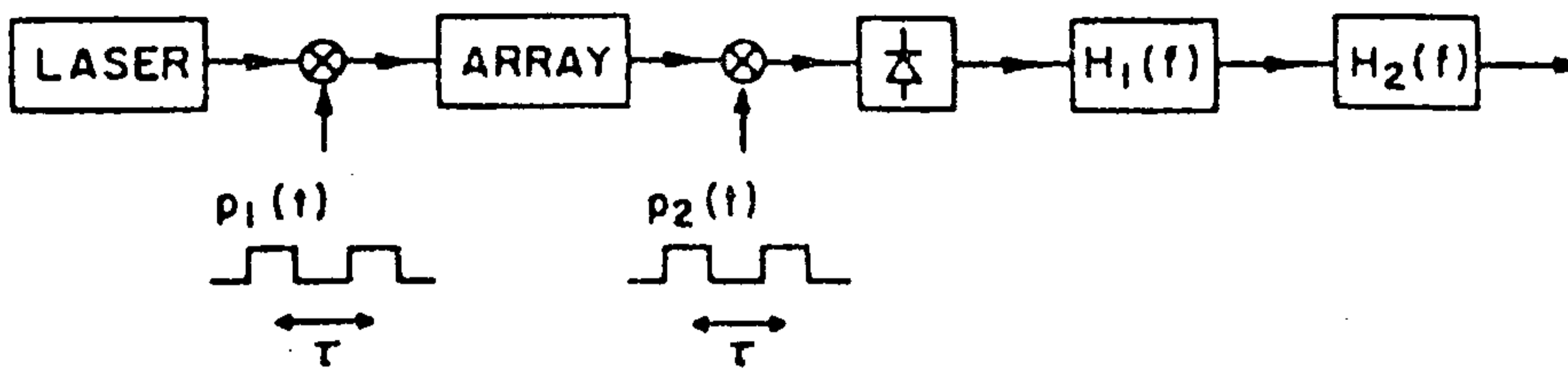


그림 6-4-1. demultiplexing 회로의 구성도



(a)



(b)

그림 6-4-2. DEMUX의 기본원리도

(a) electronic gating

(b) optical gating

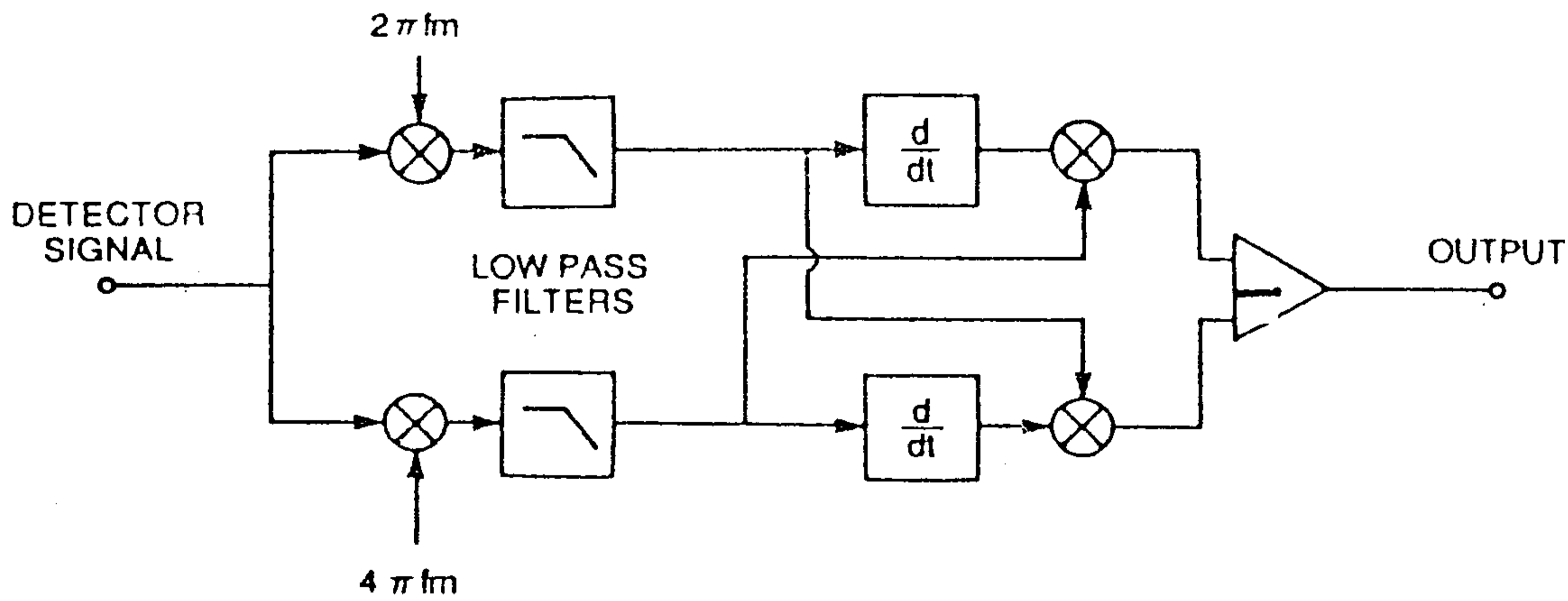


그림 6-4-3. Synthetic heterodyning ; NRL approach

Carrier 법, Path-Matched Differential Interferometry법, Differential-Delay Heterodyne법등이 있다. 이 가운데 PMDI법은 출력 부분에 보상간섭계를 설치하는 방법으로 다른 기법도 병행하여 사용할 수 있는 장점이 있다.

다음으로는 간섭형 센서 어레이의 신호는 위상의 변동에 의한 것이므로 신호의 감쇄를 방지할 수 있고 PMDI법에 효과적으로 적용이 가능한 synthetic heterodyning 법에 대하여 알아본다.

가. NRL Approach⁶⁻⁴⁻¹⁾

일반적으로 광섬유 간섭계의 출력 신호의 intensity는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$I = A + B \cos\theta(t) \dots\dots\dots(6-4-1)$$

여기서 $\theta(t)$ 는 간섭계의 두 arm간의 위상차이고 A와 B는 입사되는 빛살의 세기에 의존하는 양이다. 이제 진폭이 C이고 주파수가 ω_0 인 sine파형 변조신호를 간섭계의 한쪽 arm에 가해주면

$$I = A + B \cos \{C \cos\omega_0 t + \phi(t)\} \dots\dots\dots(6-4-2)$$

(6-4-2)식을 Bessel 함수로 전개하면 다음을 얻을 수 있다.

$$I = A + B \left[\{J_0(C) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(C) \cos 2k\omega_0 t\} \cos\phi(t) - \{2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(C) \cos(2k+1)\omega_0 t \sin\phi(t)\} \dots\dots\dots(6-4-3)$$

그림 6-4-3과 같이 검지기로 부터의 신호를 둘로 나누고 각각

ω_0 와 $2\omega_0$ 의 신호를 mixing한 후 low pass filtering하면 ω_0 와 $2\omega_0$ 에 대한 출력 신호 V_1 과 V_2 는 각각 다음과 같다.

$$V_1 \propto J_1(C) \sin\phi(t) \dots\dots\dots(6-4-4)$$

$$V_2 \propto -J_2(C) \cos\phi(t) \dots\dots\dots(6-4-5)$$

(6-5-4)식과 (6-4-5)식을 미분하고, 미분한 신호에 각각 다른 주파수를 갖는 신호를 곱해주면 ω_0 와 $2\omega_0$ 에 대한 출력 신호 V_3 와 V_4 는 다음과 같이 주어진다.

$$V_3 \propto -J_1(C) J_2(C)\phi(t) \sin\phi(t) \dots\dots\dots(6-4-6)$$

$$V_4 \propto J_1(C) J_2(C)\phi(t) \cos\phi(t) \dots\dots\dots(6-4-7)$$

(6-3-7)식에서 (6-4-6)식을 빼면 감지된 신호의 미분에 비례하는 신호를 얻을 수 있고, 이것을 다시 적분하면 다음과 같은 최종적인 출력 신호 V 를 얻을 수 있다.

$$V \propto J_1(c) J_2(c)\phi(t) \dots\dots\dots(\text{그림}6-4-3)$$

나. Stanford Approach⁶⁻⁴⁻²⁾

그림6-4-4에 그 개략도를 나타 내었다. 간섭계의 감지부분에 주파수가 f_m 인 sine파형 변조 신호 $\Delta\phi$ 를 가해주고, 간섭신호의 출력 부분에 스위치를 만들어 그림6-4-5와 같은 주파수가 f_m 이고 서로 π rad의 위상차가 있는 switching 신호를 channel1과 channel 2에 가해 준다. 다음에 출력 신호의 조화(harmonic)성분 $n\omega_m$ 에 대

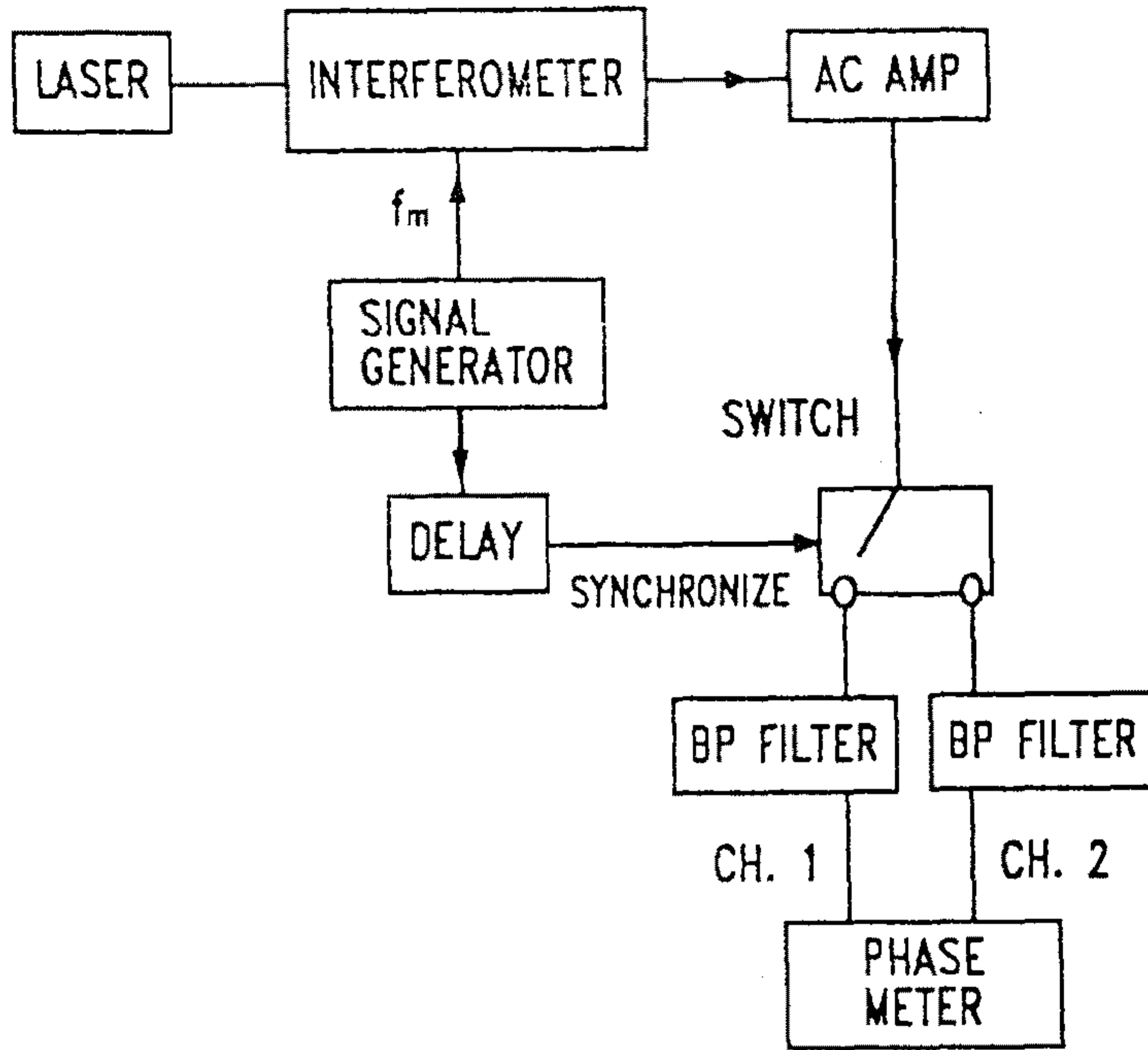


그림 6-4-4. Synthetic heterodyning ; Stanford approach

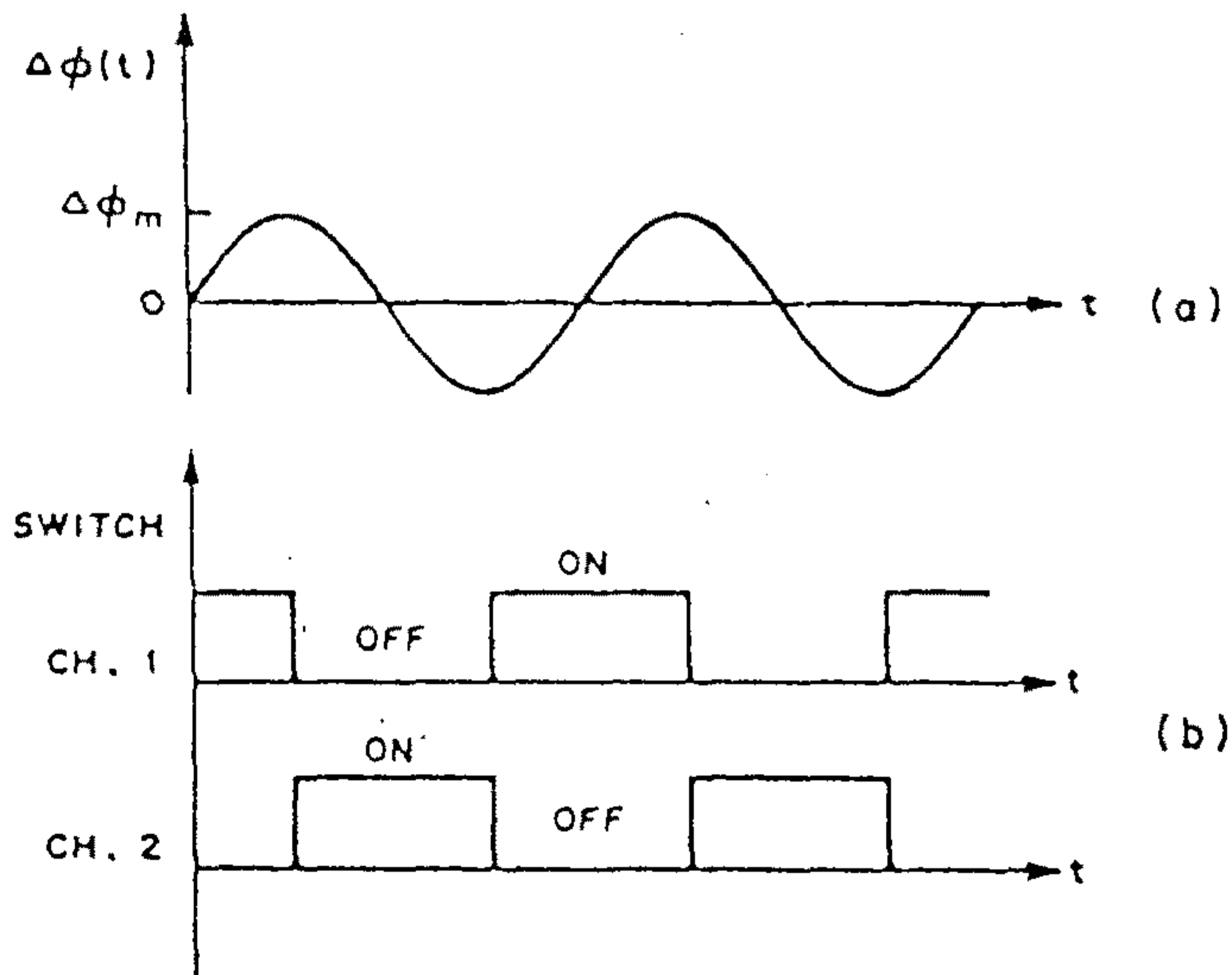


그림 6-4-5. 변조 신호
 (a) 감지부분의 PZT에 가해준 sine 파형 변조신호
 (b) switching signal

하여 bandpass filtering하면, channel 1과 channel 2의 출력 신호 I_1 , I_2 는 각각 다음과 같다.

$$I = K_1 \cos(\Delta\phi_R) \cos(n\omega_{mt}) + K_2 \sin(\Delta\phi_R) \sin(n\omega_{mt}) \dots\dots\dots(6-4-8)$$

$$I_2 = K_3 \cos(\Delta\phi_R) \cos(n\omega_{mt}) + K_4 \sin(\Delta\phi_R) \sin(n\omega_{mt}) \dots\dots\dots(6-4-9)$$

여기서 $\Delta\phi_R$ 는 외부 영향에 따른 감지 신호의 위상 처짐(phase shift)이고, K_1, K_2, K_3, K_4 는 변조 신호의 진폭 $\Delta\phi_m$ 과 n 에 의하여 결정 되어지는 상수이다. 특히, $n=2$ 일 경우에는

$$K_1 = K_3 \propto J_2(\Delta\phi_m)$$

$$K_2 = -K_4 \propto (8/\pi) \sum (-1)^n J_{2n-1}(\Delta\phi_m) / (2n-3)(2n+1) \dots\dots\dots(6-4-10)$$

만약 $K_1 = K_2 = K$ 이라 하고 (5-3-8)과 (5-3-9)식에 대입하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$I_1 = K \cos(2\omega_{mt} - \Delta\phi_R)$$

$$I_2 = K \cos(2\omega_{mt} + \Delta\phi_R) \dots\dots\dots(6-4-11)$$

따라서, I_1 과 I_2 의 위상 차이를 phase meter로 측정하면 외부 영향에 따른 위상 변화 $\Delta\phi_R$ 를 알 수 있다.

제 5 절 결 론 및 토의

기존에 알려진 TDM방식의 간섭형 광센서 어레이보다 구성소

자가 적으며 구성이 간단한 세개의 센서 부분을 갖는 마이켈슨 간섭계형 광섬유 센서어레이를 구성하였다. 폭이 200ns, 반복율이 2.2 μ s인 광펄스를 입사시켜 각 거울 간의 광로정과 보상간섭계의 광로정을 정확하게 맞추어 visibility가 양호한 간섭신호를 얻을 수 있었다. 또한 5개의 펄스로 이루어진 광펄스 열을 전자적으로 분리하여 3개의 신호를 독립적으로 분리하여 낼 수 있었다.

본 연구 결과를 볼때 분리된 신호를 위상변화로 바로 나타낼 수 있는 헤테로다인버에 대한 구체적인 검토와 위상차를 전기적인 신호로 추출할 수 있는 회로의 구성에 대한 연구가 계속되어야 할 것으로 판단되며 본 실험의 구성보다 센서 부분이 서로 독립적으로 신호를 갖는 그림6-3-2형에 대한 연구도 필요하다. 또한 무엇보다 광섬유내에의 편광에 대한 문제에 대한 근본적인 분석이 이루어 져야 실용적인 면에의 접근이 가능하다고 판단된다.

제 7 장 결 론

본 연구의 결과는 다음과 같다.

(광섬유센서용 광소자 제조 분야)

- Er-Al 첨가 실리카 단일모드 광섬유 제조 : 광증폭도 20dB at 0.5 μm 여기파장
- 편광유지 광섬유 결합기, 다중모드 광섬유 결합기 제조
- 광섬유 편광분활기, 광섬유 위상변조기 제조
- 박막형 광주파수 변환기 제조 : 변환효율=4dB
- 박막형 광편광 분리기 제조 : 분리도=20dB
- ZBLAN fluoride 광섬유 제조

(광섬유 센서 제작 기술)

- Intensity형 온도 센서 제작 : 측정범위 = -30도 - +70도
- fiber-LDV 제작 (위탁연구)
- All fiber gyroscope 제작

(광섬유 센서 어레이 구성 기술)

- 시간분할 방식의 세계의 Michelson형 간섭센서 어레이 구성 및 실험

이상의 연구결과를 볼 때 그 동안의 연구로 광섬유 센서 관련 제반 기술이 거의 확립되었다고 판단되며, 앞으로 센서용 박막형 광소자와 광섬유를 접목시킨 광섬유 센서에 대한 연구가 계

속 이어져야 할 것이고 광증폭매체에 대한 연구는 광통신용 광증폭시스템에 대한 연구로 전환하여 집중 연구해야 될 것으로 생각된다. 또한, 확립된 기술을 활용하여 실지로 사용할 수 있는 각종 광섬유 센서에 대한 실용화 연구를 기업체와 공동 추진함으로써 국내에서의 광섬유센서의 활용과 시장창출을 적극 도모해야 할 것이다. 이러한 관점에서 가장 실용성이 높은 intensity형 광섬유 온도센서에 대한 실용화 연구를 기업체와 공동으로 추진할 계획으로 있으며 이와 병행하여 라만 산란을 이용한 온도 분포 계측용 광섬유 센서에 대한 연구도 계속 추진될 계획으로 있다.

참 고 문 헌

- 2-1- 1. S. B. Poole, D. N. Payne and M. E. Fermann, *Electron. Lett.*, 21, 737 (1985)
- 2-1- 2. S. Saito et al, *ibid*, 26, 669 (1990)
- 2-1- 3. J. L. Zyskind et al, *Fiber laser sources and Amplifiers*, 137 (1989)
- 2-1- 4. I. W. Marshall et al, *OFC 90*, PD6 (1990)
- 2-1- 5. J. E. Townsend, S. B. Poole and D. N. Payne, *Electron. Lett.*, 23, 329 (1987)
- 2-1- 6. C. R. Giles and E. Desurvive, *IEEE J. Lightwave Technol* LT-9 271 (1991)
- 2-1- 7. C. J. Koester and E. Snitzer, *Appl. opt.*, 3, 1182 (1963)
- 2-1- 8. J. R. Simpson, *OFC 91*, FA1 (1991)
- 2-1- 9. T. F. Morse et al, *ibid*, WA3(1991)
- 2-1-10. K. Patek, *Glass laser*, CRC Press (1970)
- 2-1-11. B. J. Ainslie, S. P. Craig and S.T. Davay, *J. Lightwave Technol.*, LT-6, 287 (1988)
- 2-1-12. K. Arair et al, *J. Appl. phys.*, 15 (1986)
- 2-1-13. E. Desurvire and J. R. Simpson, *J. Lightwave Technol.*, LT-7, 853 (1989)
- 2-1-14. T. Mukai and Y. Yamamoto, *Rev. Electr. Commun. Lab.*,

- 3, 340 (1983)
- 2-1-15. K.C, Byron, Electron. Lett., 22, 1275 (1986)
- 2-1-16. E. Desurvire, J. R. Simpson and P. C. Becker, 12, 888 (1987)
- 2-1-17. D. N. Payne and R. I. Laming, OFC '90. Tutorial, 331 (1990)
- 2-2- 1. J'ocques Lucas J. of Materials Science 24, 1(1989)
- 2-2- 2. C. Jacoboni, A. Le Bail and R. De Pape, Glass Tech. 24, 167 (1983)
- 2-2- 3. J. Lucas, H. Slim and G. Fonteneau, J. Non-Cryst. Solids 44, 31 (1981)
- 2-2- 4. Sadakuni Shimada, Optics & Photonics News, Jan. 7 (1990)
- 2-2- 5. C. J. Koester and E. Snitzer, Applied Optics 3, 1182 (1964)
- 2-2- 6. Hideharu Tokiwa, Yoshinori Minurd, Osamu Shinbori and Tetsuya Nakai, J. Lightwave Technology LT-3, 569 (1985)
- 2-2- 7. H. Tokiwa, Y. Mimura, O. Shinbori, and T. Nakai, J. Lightwave Technal., LT-3, 572 (1985)
- 2-2- 8. T. Okoshi, "Optical Fibers" (Academic Press, London), 66 (1982)
- 2-2- 9. Y. Miyajima, T. Sugawa, and T. Komukai, Electron. Lett.,

- 26, 1527 (1990)
- 2-2-10. M.W. Kim, W. J. cho, J. C. Jo, and S.S. Choi, JJAP,
(will be printed)
- 3-1- 1. G. J. Cowle and D. N. Payne, Electron. Lett., 27, 230
(1991)
- 3-1- 2. D.A. Smith et al, Optics Lett., 16, 387 (1991)
- 3-1- 3. J. Miniscalco, IEEE J. Lightwave Technol., 9, 234 (1991)
- 3-1- 4. P.J. Suni et al, SPIE Vol. 1171 Fiber laser source and
amplifier, 245 (1989)
- 3-1- 5. D. Ronarc' et al, Electron. Lett., 26, 903 (1990)
- 3-2- 1. M. J. F. Digonnet and C. J. Gaeta, Appl. Optics, 24, 333
(1985)
- 3-2-2. K. Kubodera and K. Otsuka, J. Appl. phys., 50, 653
(1979)
- 3-3- 1. 이상배, 조재철, 김선호, 김상국, 최상삼, 김영덕, 한국광
학회지 2, 178 (1990)
- 3-3- 2. S. B. Lee, J. C. JO, S. S. Choi and Y.D. Kim, Proceed.
of fourth asia Pacific Physics confer. 2, 885 (1990)
- 4-1- 1. B. S. Kawasaki, K. O. Hill, R. G. Lamont. Opt. Lett., 6,
1981, 327
- 4-1- 2. S. K. Sheem and T. G. Giallorenzi, Opt. Lett., 4, 1979, 29
- 4-1- 3. R. G. Bergh, G. Kotler and H. J. Shaw, Electron. Lett.,
11, 1980, 260

- 4-1-4. M. J. F. Digonnet and H. T. Shaw IEEE J. Quantum
Election., QE-18, 4, p 746, 1982
- 4-1-5. H. TAYA, K. ITO. T. YAMADA, M. YOSHINUMA, OFC
'89 THJ2
- 4-2-1. G. Stock, Electron. Lett., 24, 899 (1988)
- 4-2-2. C. Edge, R. J. Duthie and M. J. Wale, Electron. Lett., 26,
1855 (1990)
- 4-2-3. T. Findakly and B. Chen, Electron. Lett., 20, 129 (1984)
- 4-2-4. J.J, Veselka and G. A. Bogert, Electron. Lett., 23, 29
(1987)
- 4-2-5. M. Masuda and G. L. Yip, Appl. Phys. Lett., 37(1), 20
(1980)
- 4-2-6. Y. Shani, Charles H. Henry. R. C. Kistler and K. J.
Orlowsky, Appl. Opts, 29, 337 (1990)
- 4-2-7. O. Mikami, Appl. phys. Lett., 36, 491 (1980)
- 4-2-8. R. C. Alferness and L. L. Buhl, Opt. Lett., 10, 140
(1984)
- 4-2-9. K. G. Han, S. Kim, and S. S. Choi, Opt., Lett., 15, 108
(1990)
- 4-2-10. Y. Chung, J. C. Yi, S. H. Kim, and S. S. Choi. J. Light.
Tech., 7, 766 (1989)
- 4-2-11. J. C. Tyroky, M. Hofman, J. Jan to and J. Schrofel, IEEE
Jour. Q. E, 20, 400 (1984)

- 4-3-9. J. Noda, M. Fukuma, and Y. Ito, J. Appl. Phys., vol. 51, p1379, (1980)
- 4-3-10. V. E. Wood, N. F. Hartman, A. E. Austin, and C. M. Verber, J. Appl. Phys., vol. 52, p1118, (1981)
- 4-3-11. J. L. Jackel, J. Opt. Commun., vol. 3, p82 (1982)
- 4-3-12. M. N. Armenise, IEE Proceedings, vol. 135, No. 2-1988
- 5-1-1. V. Vali, R. W. Shorthill, Opt., 15, 1009 (1976)
- 5-1-1. R. A. Bergh, IEEE J. Lightwave Technol., LT-2, 91 (1984)
- 5-1-3. B. Y. Kim, IEEE Spectrum, 54, (march 1986)
- 5-1-4. T.G. Giallorenzi, IEEE Quantum Electron., QE-18, 626 (1982)
- 5-1-5. E. Udd, Laser Focus, 64 (Dec. 1985)
- 5-1-6. G. J. Martin, IEEE Spectrum, 48 (Feb. 1986)
- 5-2-1. A. D kersey, D. A Jacson and M. corlce., Opt communica-
tion., 45, n1 (1983)
- 5-2-2. D. Chardon and S. J. Huard, IEEE. J. Light. Tech., LT-
4, 720 (1986)
- 5-2-3. S. M. Sze, Semiconductor Devices chl. (John wiley & son
1985)
- 6-1-1. T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge et al., IEEE
J. Quantum Electron., QE-18, 626 (1982)
- 6-1-2. J. Dakin, B. Culshaw, 「Optical Fiber Sensors」 Vol. I and

- 4-2-12. Robert N, E. Kapon and Y. Silberberg, IEEE J, Q. E., Q. E-23, 1245 (1987)
- 4-2-13. L. Thylen, Opt. Q. E., 15, 433(1983)
- 4-2-14. Thermo-physical Properties Center, Thermo-physical Properties of Matter, Vol 13 of TPRC Data Series (Plenum : New York) (1977)
- 4-2-15. F Zernike and J. E. Midwiner, Applied Nonlinear Optics (Wiley, New York 1973) Chap. 4.
- 4-3- 1. H. Toda, Harunam and H. Nishihara, J. Lightwave Techno., vol. LT-5, pp 901-905, (1987)
- 4-3- 2. W. A. Stallard, A. R. Braumont, and R. C. Booth, J. Lightwave Techno., vol. LT.-4, PP 852-857, (1986)
- 4-3- 3. M. Izutsu, S. Shikama, and T. Sueta, IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-17, pp 2225-2227, (1981)
- 4-3- 4. F. Heismann and R. Ulrich, Appl. Phys. Lett., vol. 45, pp 490-492, (1984)
- 4-3- 5. L. M. Johnson and C. H. Cox, J. Lightwave Techno., vol. LT-6, pp 109-112 (1988)
- 4-3- 6. C. S. Tsai and Z. Y. Cheng, 1989 Topical Meeting On Intergrated And Guided Wave Optics, Feb. 6-8, Houston, Texas, Technical Digest., pp 142-145
- 4-3- 8. J. R. Carruthers, I. P. Kaminow, and L. W. Stulz, Appl. Opt., Vol. 13, No. 10, p2333, (1984)

Vol. kII, Artech House, Boston (1988)

- 6-1- 3. A. D. Kersey, A. Dandridge and A. B. Teven, Proc. SPIE 838, Fiber-Optic and Laser Sensors V, 184 (1987)
- 6-1- 4. R. Kist, Proc. 3rd Conf. on Optical Fiber Sensors (OFS' 86), 209 (1986)
- 6-1- 5. I. Sakai., J. Optical and Qunatum Electron., 18, 279 (1986)
- 6-2- 1. A. D. Kersey, D. A. Jackson M. Corke, Optics and Lasers in Engineering, 5, 141 (1984)
- 6-2- 2. E. L. Green, G. E. Holmberg, J. C. Gremillion, and F. C. Allard, Optical Fiber Sensor Conferences OFS '85, (1985)
- 6-2- 3. A. D. Kersey, A. Dandridge and K. L. Dorsey, J. Lightwave Technol., LT-7, 846 (1989)
- 6-2- 4. J. L. Brooks, B. Moslehi, B. Y. Kim and H. J. Shaw, J. Lightwave Technol., LT-5, 1014 (1987)
- 6-4- 1. A. Dandridge, A. B. teven, and T. G. Giallorenzi, IEEE J. Quantum Electron., QE-18, 1647 (1982)
- 6-4- 2. B. Y. Kim and H. j. Shaw, Optics Letters, 9, 378 (1984)