

# 토카막 플라즈마에 관한 협력연구

Collaborative Research on the Tokamak Plasma

연구기관  
한국과학기술원

과학기술처

# 제 출 문

과 학 기 술 처 장 관 귀하

본 보고서를 “ 토카막 플라즈마에 관한 협력 연구 ” 과제의  
최종보고서로 제출합니다.

1994. 11. 22

주관 연구 기관 : 한국과학기술원

총괄 연구 책임자 : 최덕인

연구원 : 장흥영, 권기청, 서성현,  
전상진, 허승희, 최낙헌,  
허은기, 유광일, 박병호,  
박형빈

여 백

## 요약문

### I. 제 목

토카막 플라즈마에 관한 협력 연구

### II. 연구 개발의 목적 및 중요성

현재 세계적으로 연구되고 있는 제어 핵융합로 중에서 토카막은 과학적 breakeven을 가까운 장래에 도달하리라고 예상되는 가장 유망한 장치이다. 토카막 내의 플라즈마 연구는 초고온 영역이므로 과학적, 공학적으로 여러가지 해결해야할 문제가 많다. 그러므로 토카막 연구는 비단 미래의 에너지 개발이라는 목표 외에도 그 과정에서 새로운 물질 및 장비 개발이라는 부수적 성과가 생기게 된다.

미국의 토카막 연구 집단중 중형 토카막인 TEXT-U를 운영하고 있는 Texas 대학의 핵융합 연구소(FRC)는 TEXT의 전신인 PRETEXT를 국제 공동 연구의 일환으로 한국과학기술원에 기증하였다. Texas 대학의 FRC와 연계하여 진행될 연구의 구체적인 목표는 다음과 같다.

- 1) PRETEXT를 재조립하여 국내에서 최초로 안정된 토카막 플라즈마를 생성한다.
- 2) 새로운 진단 기술 개발 및 KAIST에서 사용 가능한 진단 기술을 공동 개발한다.
- 3) UT-FRC에서의 훈련을 통해 첨단 기술을 이전 받는다.
- 4) 토카막 운영을 위해 필요한 hardware 및 software 기술을 이전 받고 공동 연구한다.

### III. 연구 개발의 내용 및 범위

1차년도 연구를 통해 완성한 시스템을 유기적으로 동작하도록 2차년도에 수행하였으며 반복사용과 안정성면에서 문제가 없도록 하였다. 이 시스템을 이용하여 플라즈마의 전류 및 지속시간을 개선시키고, 플라즈마 변수측정을 각종 전기 탐침(단일탐침, 삼중탐침, 마하탐침, 방출탐침)을 이용하여 진단방법 기술을 개발한다. 이온에너지 분석기를 설계 및 제작하고 측정기술을 개발한다. 또한 기본 진단장치로 로고프스키 코일, 코사인 코일, 마이크로파 간섭계, H<sub>α</sub>선 측정계를 설치하였다. 플라즈마의 위치 및 특성을 조사하기 위해 코사인 코일과 자장 픽업 코일을 사용하여 분석한다. 플라즈마 발생에서 정상 상태까지의 물리현상으로 측정하기 위해 토카막 플라즈마 발생 실험을 하였다. 플라즈마 발생 실험은 AC discharge (또는 RF 방전)에서 각종 탐침으로 플라즈마의 특성을 조사하고 주방전으로도 플라즈마의 특성을 개선시키고, 플라즈마의 물리량을 측정한다. 실험은 충전 가스를 변화시켜 가면서 수행하고, 플라즈마의 전류 신호를 되먹임 회로로 사용하고 수직자장을 제어하면서 수행한다. 또한 플라즈마 진단계로 부터 받아드리는 물리량을 동시에 수집할수 있도록 데이터 수집계로 설계 및 설치하고, 데이터 수집계 프로그램을 개발한다.

### IV. 연구 개발 결과 및 활용에 대한 건의

지금까지의 연구결과를 요약하면 다음과 같다. 1 차년도 연구를 통해 완성한 시스템을 유기적으로 동작시킬수 있도록 하였고 반복 사용과 안정성면에서 문제가 없도록 하였고, 2 차년도 연구를 통해 플라즈마 진단 장치를 개발하였으며, 데이터 수집계를 설계하였다.

현재 유도할수 있는 토로이달 자장은 5 kG, 일주전압 15 V이며

수직자장과 가스의 유량은 실험 조건에 따라 자유롭게 조절할수 있다. 플라즈마의 변수를 진단하기 위해 진단 장치를 개발,설치하였다. 일주전압 측정을 위해 루프코일을, 플라즈마의 전류를 측정하기 위해 로고프스키 코일을 설치하였으며 플라즈마의 위치를 분석하기 위해 코사인 및 사인 코일을 설치 하였고, 적분기를 제작하여 측정하였다. 플라즈마의 밀도를 측정하기 위해 마이크로파 간섭계를 설치하였다. 측정가능한 밀도의 범위는  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 이하이다. 단일 탐침을 설치하여 플라즈마의 밀도를 마이크로파 간섭계와 비교하였다. 플라즈마의 유속을 측정하기 위해 마하탐침을 사용하였으며, 플라즈마의 밀도, 온도, 전위를 측정하기 위해 단일 탐침, 삼중 탐침을 설치하였다. 또한 플라즈마의 이온의 분포를 측정하기 위해 이온에너지 분석기를 개발, 설계하였으며, 설치하였다. 토카막의 기본 변수(토로이달 자장, 일주 전압, 플라즈마 전류, 수직자장의 전류등)와 플라즈마의 변수(온도, 밀도, 전위, 이온 에너지 분포, 유속등)를 얻기 위해 디지털 오실로스코우프와 데이터 수집계를 설치 사용하였으며, 데이터 수집을 위한 프로그램을 개발하였다.

플라즈마 발생 실험은 충전 가스, 수직 자장등을 변화시켜 가면서 수행하였으며, 현재 유도할 수 있는 플라즈마 전류는 10 kA, 펄스 폭은 10 ms이다.

지금까지 3년간 수행한 연구를 바탕으로 앞으로 연구 계획은 플라즈마 발생실험을 통한 물리현상을 알아보는 것이다. 구체적으로 H-mode에 관한 연구와 여러가지의 진단 장비를 개발, 설치하여 여러 정보를 얻는 것이다.

여 백



## SUMMARY

Among the many candidates for the possible fusion devices, the tokamak is the most promising vessel which is expected to achieve the scientific breakeven in the near future. The many novel phenomena which occur inside and near boundary regions of the tokamak offer the challenging physics and engineering problems to the scientists due to the extremely high temperature of the plasma contained in a tokamak. Thus the research of the tokamak plasma is strongly related with the development of the future energy source as well as of the new materials.

The University of Texas has been very active in the fusion research not only as a nationally recognized University fusion center but also as a site for the international collaborations. The Fusion Research Center(FRC) in the Univ. of Texas operates a medium size tokamak called as TEXT-U(Text Upgrade) which is funded from the Department of Energy(DOE).

In 1990, the FRC gave the KAIST the small size tokamak called PRETEXT as a part of collaborative research between two institutes.

Research objectives are as follows.

- 1) To have the experiences to set up and operate the small size tokamak for the first time in Korea by recommissioning the PRETEXT tokamak at KAIST with the help from UT-FRC.
- 2) To do the collaborative research for the possible new diagnostic developments and utilize the KAIST tokamak plasma as the test bed.
- 3) UT-FRC will host the KAIST physicists for the training in the advanced technology of the tokamak experiments using TEXT-U.



- 4) The collaborative research will include the hardware and software developments involved in the tokamak research.

The results of the research and developments are as follows.

We completely operated the whole systems which were developed during the first year research, developed the diagnostic apparatus and techniques and designed the data acquisition system during the second year research.

We achieved the 5 kG toroidal magnetic field, 15 V loop voltage for the normal operation. And the vertical, magnetic field, and gas flow rates were built to be varied easily. We searched the characteristic of tokamak plasma with the diagnostic apparatus and techniques.

The loop coil for the measurement of a loop voltage, the Rogowski coil for the measurement of a plasma current were constructed and the cosine coil and sine coil for the analysis for a plasma position. This systems were operated with integrators. The microwave interferometer was built for the measurement of the plasma density. The measurement maximum value of the line integrated density was  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Constructed the single probe, the single probe compared with the density interferometer on the plasma density. The Mach probe was mounted for a plasma flow velocity. And we characterized the relation between the plasma flow velocity and the ion collection ratios of this probe. The single probe and triple probe constructed for a density, temperature and potential of the plasma. Also, We developed and constructed the retarded ion energy analyzer for a ion temperature of the plasma. We developed, constructed and used to the digital oscilloscope and the VXI system for obtaining the basic parameter of the tokamak and the parameter of the plasma. We developed the program of the data acquisition system for the data collection.

We performed the start-up experiment. They were performed

by varying the hydrogen pressure, and vertical field. We could get the 10 kA plasma current, and pulse width 10 ms maximum.

여 백

## 목 차

제 1 장	서론 .....	17
제 1 절	연구 개발의 필요성 .....	17
제 2 절	토카막 연구 및 기술 개발 현황 .....	18
제 3 절	금년도 연구 목표 및 내용 .....	23
제 2 장	토카막 연구 .....	26
제 1 절	토카막 운영 .....	26
제 2 절	토로이달 자장계 .....	28
제 3 절	저항 가열 자장계 .....	31
제 4 절	수직 자장계 .....	31
제 5 절	수소 충전 압력 조절계 .....	39
제 3 장	자장 픽업 코일을 통한 플라즈마의 진단 .....	43
제 1 절	서론 .....	43
제 2 절	전자 온도의 계산 .....	43
제 3 절	자속 루우프 코일과 밀폐 시간 .....	51
제 4 절	사인·코사인 코일과 플라즈마의 위치 측정 .....	57
제 5 절	요약 .....	66
제 4 장	진단 장치 .....	69
제 1 절	토카막에 설치된 단일 탐침 .....	69
1.	자기장이 없을 때의 탐침 .....	69
가.	전자 포화 전류 .....	72

나.	이온 포화 전류 .....	74
다.	부유 전위(floating potential) .....	75
라.	전자 온도 .....	75
마.	전자 분포 함수의 측정 .....	76
2.	자기장이 있을 때의 탐침 .....	76
가.	약한 자기장 .....	77
나.	중간 자기장 .....	77
다.	강한 자기장 .....	77
제 2 절	Ha 선 진단 .....	78
제 3 절	밀도 간섭기 (Density Interferometry) .....	82
제 4 절	마하 탐침 .....	85
제 5 절	이온에너지 분석기 .....	97
1.	이온 에너지 분석기 이론 .....	97
2.	이온 에너지 분석기 제작 .....	104
3.	RF 방전 .....	108
제 5 장	삼중 탐침 .....	115
제 1 절	Triple probe 의 기본 구조와 가정 .....	115
제 2 절	전자 온도, 포화 이온 전류밀도)의 결정 .....	118
제 3 절	Sheath potential .....	119
제 4 절	전자 밀도의 결정 .....	122
제 5 절	Direct-Display System .....	123
제 6 절	Bias voltage에 따른 포화 이온 전류의 변화로 인한 오차 보정 .....	127
제 7 절	Triple probe 제작과 측정 방법 .....	130

제 8 절	결과 및 결론 .....	132
제 6 장	데이터 수집계의 구성 .....	136
제 1 절	데이터 수집계 .....	136
제 2 절	시스템 구성 .....	138
제 3 절	데이터의 분석 및 관리 .....	141
제 4 절	요약 .....	144
제 7 장	토카막 실험 .....	146
제 8 장	결론 .....	154
참고 문헌	.....	157



# Contents

Chapter 1. Introduction .....	17
Section 1. Necessity of R & D .....	17
Section 2. State of the research on Tokamak and the develop of technology .....	18
Section 3. Objective and contents of the research .....	23
Chapter 2. Research on the operation of Tokamak .....	26
Section 1. Summary of the operation of Tokamak .....	26
Section 2. Toroidal field system .....	28
Section 3. Ohmic Heating system .....	31
Section 4. Vertical field system .....	31
Section 5. Hydrogen pressure control system .....	39
Chapter 3. Diagnostics using the magnetic pick-up coils .....	43
Section 1. Introduction .....	43
Section 2. Calculation of the electron temperature .....	43
Section 3. Loop coil for magnetic flux and confinement time .....	51
Section 4. Sine • cosine coil and measurement of the plasma position .....	57
Section 5. Summary .....	66

Chapter 4.	
Section 1.	Single probe on the tokamak ..... 69
Section 2.	Measurements of H $\alpha$ line ..... 78
Section 3.	Density interferometer ..... 82
Section 4.	Mach probe ..... 85
Section 5.	Retarded ion energy analyzer ..... 97
Chapter 5.	Triple Probe
Section 1.	Basic Structure and assumption of triple probe ..... 115
Section 2.	Determinant of electron temperature and the saturated ion current density ..... 118
Section 3.	Sheath Potential ..... 119
Section 4.	Determinant of electron density ..... 122
Section 5.	Direct-Display System ..... 123
Section 6.	Calibration of error ..... 127
Section 7.	Method of manufacture and measurements for triple probe ..... 130
Section 8.	Result and Conclusion ..... 132
Chapter 6.	Construction of data acquisition system
Section 1.	Data acquisition system ..... 136
Section 2.	Construction of data acquisition system ..... 138
Section 3.	Analysis and management of data ..... 141
Chapter 7.	Experiment of the production of plasma ..... 146

Chapter 8. Result .....	154
References .....	157

# 제 1 장 서론

## 제 1 절 연구개발의 필요성

깨끗하고 지속적인 에너지 자원을 확보하기 위한 에너지 개발 연구 중 토카막 및 플라즈마에 대한 연구가 필요하게 되었고 전세계적 과학계의 관심사로 물리현상의 난해함과 기술적 어려움을 해결하려고 주변 과학에 많은 부수적 기술의 중요성이 요구되고 있다. 토카막은 플라즈마 발생에 필요한 전원장치, 플라즈마를 가두기 위한 용기 개발 및 진공시스템 플라즈마를 가열하기 위한 RF, 마이크로파, 입자빔 장치, 온도, 밀도를 측정하기 위한 진단 장치 및 데이터 수집 장치등으로 이루어진다. 토카막의 전원 장치는 고전압, 고전류의 발생 및 제어 기술이 필요하고 진공시스템은 용기 제작 및 설계 기술이 축적 되어야 하고 플라즈마의 가열 장치는 마이크로파, RF 등고주파의 에너지를 효율적으로 쓸수 있도록 기술 개발이 필요하다. 또한, 플라즈마의 진단을 위한 여러진단 장비 개발이 필수적이며, 측정 데이터를 전송 및 제어하는 데이터수집 기술이 중요하다. 이 장치들은 서로 제어할수 있는 기술등 고도의 기술이 토카막 장치에 필요하고 중요하다. 현재 세계적으로 핵심을 이루는 세집단 (미국, 일본, 유럽 공동체)은 기술적 우위로 확보하기 위해 치열한 각축을 벌이고 있으며, 21세기 초반에 ITER가 설계 및 건설할 계획에 있다. 세계 공동으로 핵융합로인 핵융합이 상업적 성공을 거두는 시점에서 현재의 국내 투자 상태로는 심각한 기술적 종속을 피할수 없다. 현재 상태로 선진국과 같은 대형 토카막을 설치하는 것은 불가능 하지만, 제3세대 (인도, 중국, 아르헨티나)에서와 같이 소형 토카막을 중심으로 물리현상의 이해 및

진단 기술 개발, 디자인 연구, 토카막 관련 인력양성등을 할수 있을 것이다. 현재 한국과학기술원에서 보유하고 있는 토카막(KAIST Tokamak)은, 중형 토카막이며 개선된 TEXT(주반경: 100 cm, 부반경: 25 cm)토카막의 전신으로서 플라즈마의 초기 생성 연구, 진단 방법 개발 및 훈련용으로 매우 적합한 실험 장치이며 미국 내에서의 필요 실험이 끝남에 따라 국내에 기증되어 현재 한국과학기술원(KAIST)에 설치되어 있다. 이 장치의 운영을 통해 많은 고온 플라즈마 실험 기술 축적, 진단 기술 개발 및 주형 핵융합 장치 건설 및 운영에 대비한 인력 훈련에 큰 기여를 할 것으로 생각된다. 또한 국제기술협력을 통해서 얻을 수 있고 토카막 운영을 위한 시스템 제어 및 데이터 처리 기술은 산업계에 파급효과 기술로도 일익을 담당한 것으로 예상된다. 이러한 토카막 운영 및 실험 기술은 기초, 첨단 및 극한이 복합된 종합과학기술이라고 할 수 있으며, 국제 협력을 통한 고온 플라즈마 연구 및 핵융합 기초 연구는 깨끗한 미래의 궁극적 에너지 원천 기술 습득 및 국제 공동 연구의 활성화에 큰 역할을 할 것으로 기대된다. 따라서 이러한 연구 개발의 필요성은 지대하다고 할 것이다.

## 제 2 절 토카막 연구및 기술개발 현황

핵융합 에너지는 원자핵들이 핵융합 반응을 할 때 생기는 질량 결손에 의하여 방출되는 에너지로서 그 원료의 무진장함과 깨끗함으로 인해 인류의 에너지 문제를 궁극적으로 해결해 줄 꿈의 에너지로 기대를 모으고 있다. 이러한 핵융합 에너지를 실용화하기 위한 방안의 하나로 자장폐쇄 핵융합로의 개발을 위한 노력이 현재 미국, 일본, 유럽, 소련을



비롯해서 범 세계적으로 진행되고 있다. 자장폐쇄 핵융합로는 고온의 하전 가스 즉 플라즈마의 운동 영역을 자기장을 이용해 공간적으로 제한함으로써 자연 발생하는 열 운동에 의한 작은 충돌을 통해 핵융합반응을 일으키려는 장치이다. 그런데 핵융합 반응이 일어나려면 두 하전입자가 정전기적 에너지벽을 극복하고 핵력에 의한 융합이 가능한 거리까지 접근해야 하는데 이것을 위와 같이 열적인 방법으로 실현하려면 대략 1억도라는 초고온이 필요하다. 따라서 자장폐쇄 핵융합로를 성공적으로 개발하기 위한 첫 번째 문제는 어떻게 이와 같은 초고온의 플라즈마 가스를 발생시키느냐하는 것과 가열문제라 할수 있다. 둘째는 이러한 초고온의 플라즈마를 자장용기속에 핵반응이 일어날 만큼 충분한 시간동안 가둬두는 밀폐문제라 할수 있다. 핵융합로 개발의 일차적인 목표는 우선 이와 같은 두 기본적인 문제의 해결을 통해 임계조건인  $Q=1$  ( $Q=$  출력/입력)을 달성하는데 있으며, 40여년의 오랜 연구를 거쳐 현재 이와 같은 목표실현의 막바지에 다다르고 있다. 그 동안의 수 많은 연구를 통해 다양한 형태의 자장폐쇄 핵융합로들이 선보였으며 그들은 크게 폐쇄형(closed system)과 개방형(open system)으로 나눌수 있다. 폐쇄형은 자력선이 도우넛모양으로 토로이달(toroidal)형태로 공간적으로 닫혀있는 형으로 자력선을 따라 운동하는 플라즈마 입자들은 자연적으로 이러한 토로이달 용기내에 갇혀지게 된다. 이와 같은 폐쇄형의 장치들은 다시 자력선을 어떤 방법에 의해 어떤 현상으로 만드느냐에 따라 Tokamak, Stellarator, RFP(Reversed Field Pinch), CT(Compact Toroid), Bumpy Torus등으로 구분되고 있다. 개방형은 자력선이 공간적으로 닫혀 있지 않고 양쪽으로 열려있는 선형의 형태로 양끝으로 갈수록 강한 자장을 걸어줌으로써 플라즈마 입자들이 양 끝에서 반사되어 가운데로 갇혀있도록 하는 장치다. 이와 같은 개방형의



장치에는 자기 mirror나 선형 pinch등이 있다. 자장 폐쇄 핵융합로 개발은 우선 이러한 여러 장치를 대상으로 임계 조건에 대한 과학적 실증을 보여주는데 집중하고 있다. 이러한 과학적 실증의 다음 단계가 점화(ignition)를 목표로 한 공학적 실험로의 개발이나 밀폐문제 뿐만 아니라 불순물 제거, 핵연료 주입 및 설계기술, 1차벽 및 blanket의 구조, 재료개발, 삼중수소 처리기술, 플라즈마 진단 및 조절 기술들에 대하여 과학선진국을 포함하여 범세계적으로 조직적이며 구체적으로 연구노력이 경주되고 있다. 자장폐쇄 핵융합로에 대한 연구는 1950년대 초에 시작된 것으로 알려지고 있다. 국제적으로 공개되기는 1957년 스위스의 제네바에서 개최된 세계 제 2차 원자력 평화 이용 회의에서 였다. 이때 이미 플라즈마에 대한 기초이론이나 핵융합에너지 발생조건에 대한 이해는 상당한 수준에 와 있었다. 1951년에 수소폭탄 실험의 성공으로 제어되지 않은 핵융합실현은 곧 가능하게 되었지만 평화적 이용을 위한 제어된 핵융합로의 개발은 예상보다 무척 어려운 과제로 점차 판명되기 시작했다. 따라서 50년대 후반부터 실용적인 핵융합로를 개발하기까지는 그 이전에 많은 기초연구가 필요하다는 인식이 보편화되어 플라즈마 밀폐와 가열의 이론적 이해에 대한 노력이 시작되었다. 아울러 핵융합로의 여러 개념이 발표되고 기초실험이 시행되었으며 pinch, stellator, mirror 장치 등의 자장밀폐실험이 주종으로 불안정성이 해결이 핵융합실험의 우선과제로 등장하였다. 1960년대 말까지 자장밀폐 플라즈마에 관한 이론은 급진적인 발전이 있었으나 밀폐장치의 개발에 주력하였다. 핵융합연구의 극적인 전환은 1968년에 소련 Kurchatov연구소의 tokamak에서 얻은 획기적인 밀폐실험 결과를 서방과학자팀이 확정함으로써 일어났다. Fig. 1.1에서는 토카막의 구조를 개략적으로 보여주고 있다. 이에 따라 서방의 플라즈마 밀폐연구가

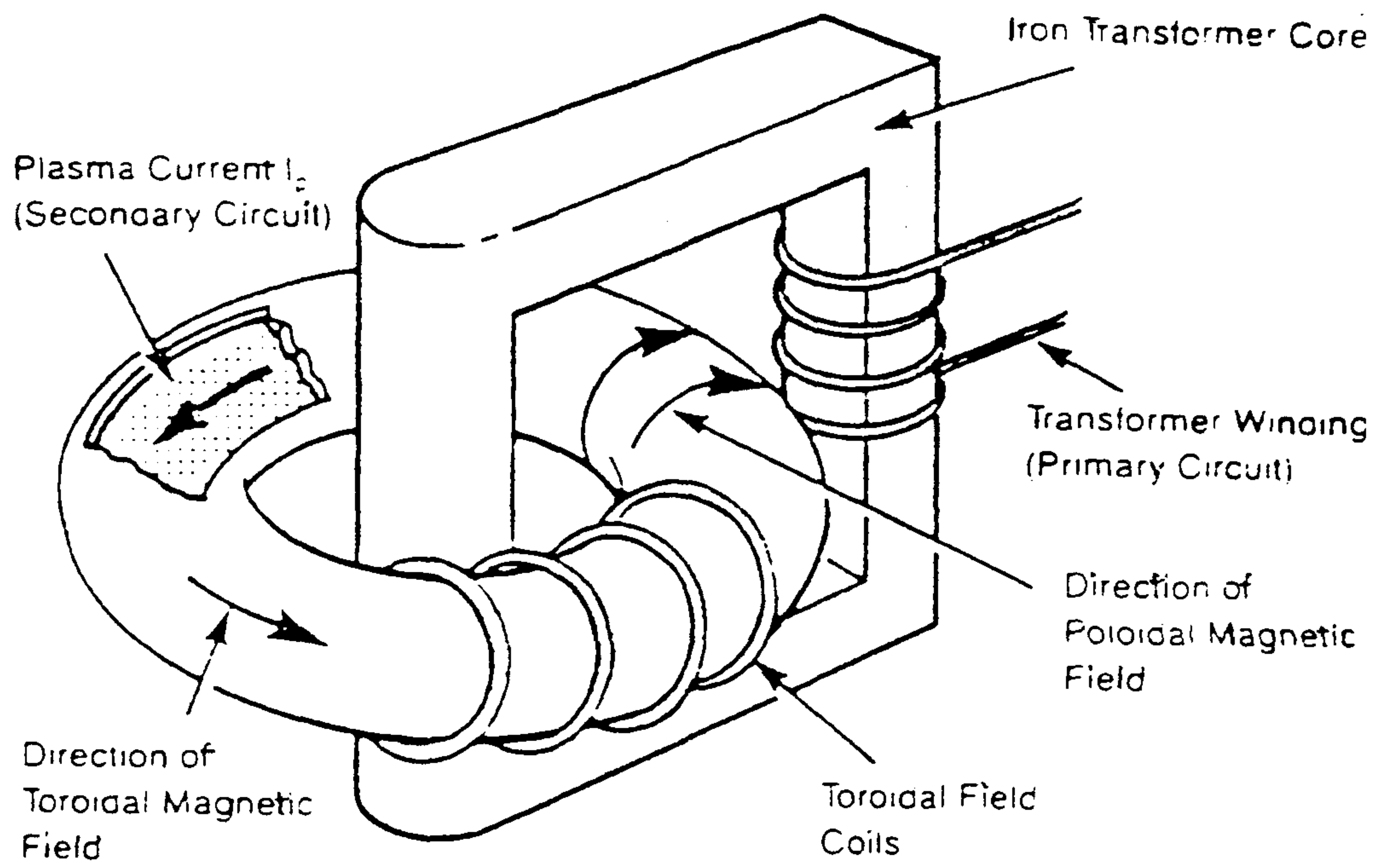


Fig. 1.1 The schematics of tokamaks

토카막 장치 개발로 전환하는 계기가 되었으며 비슷한 새로운 개념으로 RFP, bump torus 등의 기초 연구가 시작되었다. 1970년대에 들어 토카막 연구는 꾸준한 진전이 계속되어 중형장치에서 좋은 밀폐와 가열 실험 결과를 얻음에 따라 미국, 유럽공동체(EC), 일본, 소련에서 임계조건실험을 목표로 대형 토카막의 건조가 착수되었다. 1980년대에 들어와 이러한 4개에 대형 토카막 건설이 완성되고 플라즈마 발생 실험이 차례로 성공을 거두어 임계조건을 달성하기 위한 본격적인 실험이 진행중에 있다. 토카막은 외부에서 주어진 강력한 토로이달 자장과 내부의 플라즈마 전류에 발생하는 폴로이달(poloidal) 자기장의 결합으로 플라즈마를 밀폐시키는 장치로 축대칭성에다 플라즈마 전류로 밀폐와 가열의 작용을 동시에 수행할 수 있다는 장점이 있다. 토카막은 1950년대에 개발된 후 수많은 밀폐 시험에서 꾸준히 좋은 결과들을 보여줌으로써 미국을 비롯한 세계 핵융합 연구의 중심장치가 되었다. 현재 토카막은 플라즈마 온도, 밀도 그리고 밀폐시간등 중요 파라메타들에 있어 다른 밀폐 방식에 비해 가장 앞선 기록을 가지고 있어 가장 먼저 임계조건에 대한 과학적 실증을 보여줄 수 있을 것으로 기대되고 있다. 그 예로 1980년 전반기에 가동에 들어간 미국 princeton대학의 TFTR(Tokamak Fusion Test Reactor), 유럽 공동체의 JET(Joint European), 일본의 JT-60(Japanese Tokamak)등을 들 수 있는데 이들은 최근에 보조가열 및 외부에서 가해진 파동으로 전류를 생성시키는 current drive등의 실험에서 상당히 좋은 성과를 거두고 있어 곧 임계상태에 이를 것으로 예견되고 있다. 이러한 실험적인 면에서의 괄목할만한 성장과 더불어 토카막에서의 플라즈마 성질에 대한 물리적 이해도 상당한 발전이 이루어졌다.

국내 토카막연구는 아직 초보단계에 있다. 한국과학기술원에 설



치되어 있는 KAIST Tokamak은 미국내에서 1978 - 1990년 동안 작동하였던 장비 (Fig. 1.2)이며 1990년에 토카막 본체 및 축전기 일부를 국내로 들여온 후 당원내에 50평 규모의 연구실을 확보하고 토카막 설치에 필요한 주변 설비(3 ton crane, 접지공사, 전원공사)로 마친후 조립을 완료하였다. KAIST로 이전된 후 1차년도 연구비 지원을 통해 조립을 완료한 후 Univ of Texas at Austin의 전문가를 초청공동으로 확인 작업을 하였다. 2차년도 연구지원으로 discharge cleaning을 통한 초고진공 달성, OH power supply 제작, SRC, Ignitron을 조합한 토로이달 자장 발생 장치의 개발, IGBT를 이용한 VF, HF자장 발생 장치를 설계 및 제작하였으며, 이외에는 computer simulation을 통한 자장의 모습 및 limiter 물질에 대한 연구도 수행하였다. 전체 자장 발생의 시간 제어를 위한 delay timer를 설계, 제작하였고, 기초 진단장비를 루프 코일, Rogowski 코일, 전기 탐침, 위치제어를 위한 사인코일과 코사인 코일등도 설계 제작하였으며, 마이크로파 간섭계, 데이터 전송및 수집계등의 기술 개발을 하였다.

### 제 3절 연구 목표 및 내용

1차년도 연구를 통해 완성한 시스템을 유기적으로 동작하도록 2차년도에 수행하였으며 반복사용과 안정성면에서 문제가 없도록 하였다. 이 시스템을 이용하여 플라즈마의 전류및 지속시간을 개선시키고, 플라즈마 변수측정을 각종 전기 탐침 (단일탐침, 삼중탐침, 마하탐침, 방출탐침)을 이용하여 진단방법 기술을 개발한다. 이온에너지 분석기를 설계 및 제작하고 측정기술을 개발한다. 또한 기본 진단장치로 로고프스키 코일, 코사인 코일, 마이크로파 간섭계, H $\alpha$ 선 측정계를 설치하였다. 플라즈마의

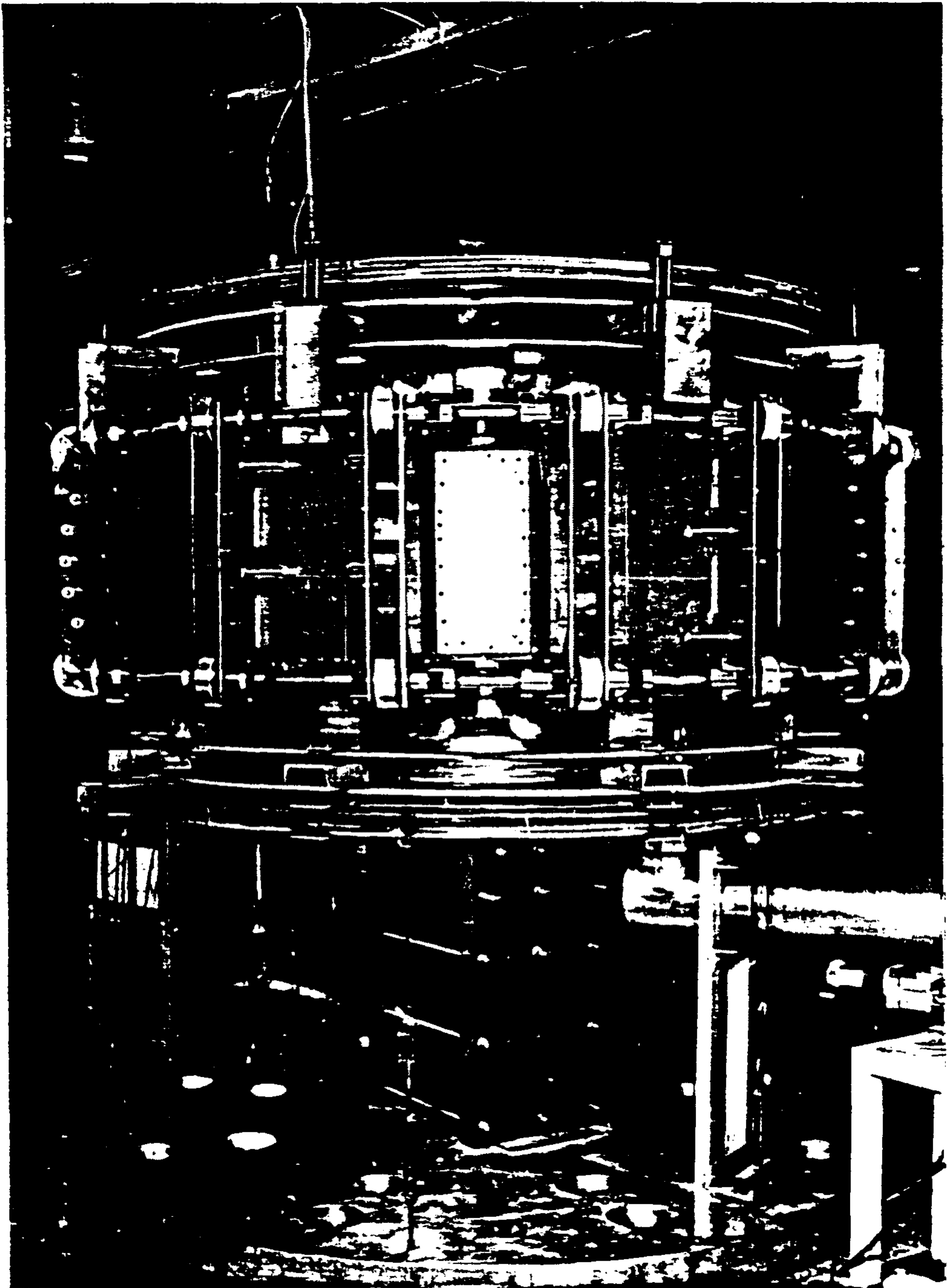


Fig. 1.2 The view of the KAIST tokamak

위치 및 특성을 조사하기 위해 코사인 코일과 자장 픽업 코일을 사용하여 분석한다. 플라즈마 발생에서 정상 상태까지의 물리현상으로 측정하기 위해 토카막 플라즈마 발생 실험을 하였다. 플라즈마 발생 실험은 AC discharge (또는 RF 방전)에서 각종 탐침으로 플라즈마의 특성을 조사하고 주방전으로도 플라즈마의 특성을 개선시키고, 플라즈마의 물리량을 측정한다. 실험은 충전 가스를 변화시켜 가면서 수행하고, 플라즈마의 전류 신호를 되먹임 회로로 사용하고 수직자장을 제어하면서 수행한다. 또한 플라즈마 진단계로 부터 받아드리는 물리량을 동시에 수집할 수 있도록 데이터 수집계로 설계 및 설치하고, 데이터 수집계 프로그램을 개발한다. 앞으로는 Limiter 또는 탐침등에 바이어스를 걸어 토카막에서의 플라즈마 감금을 개선시키는 실험과, 고전력의 마이크로파 또는 RF를 사용하여 플라즈마를 연속적으로 가열할 수 있는 장치를 개발하는 것이다.

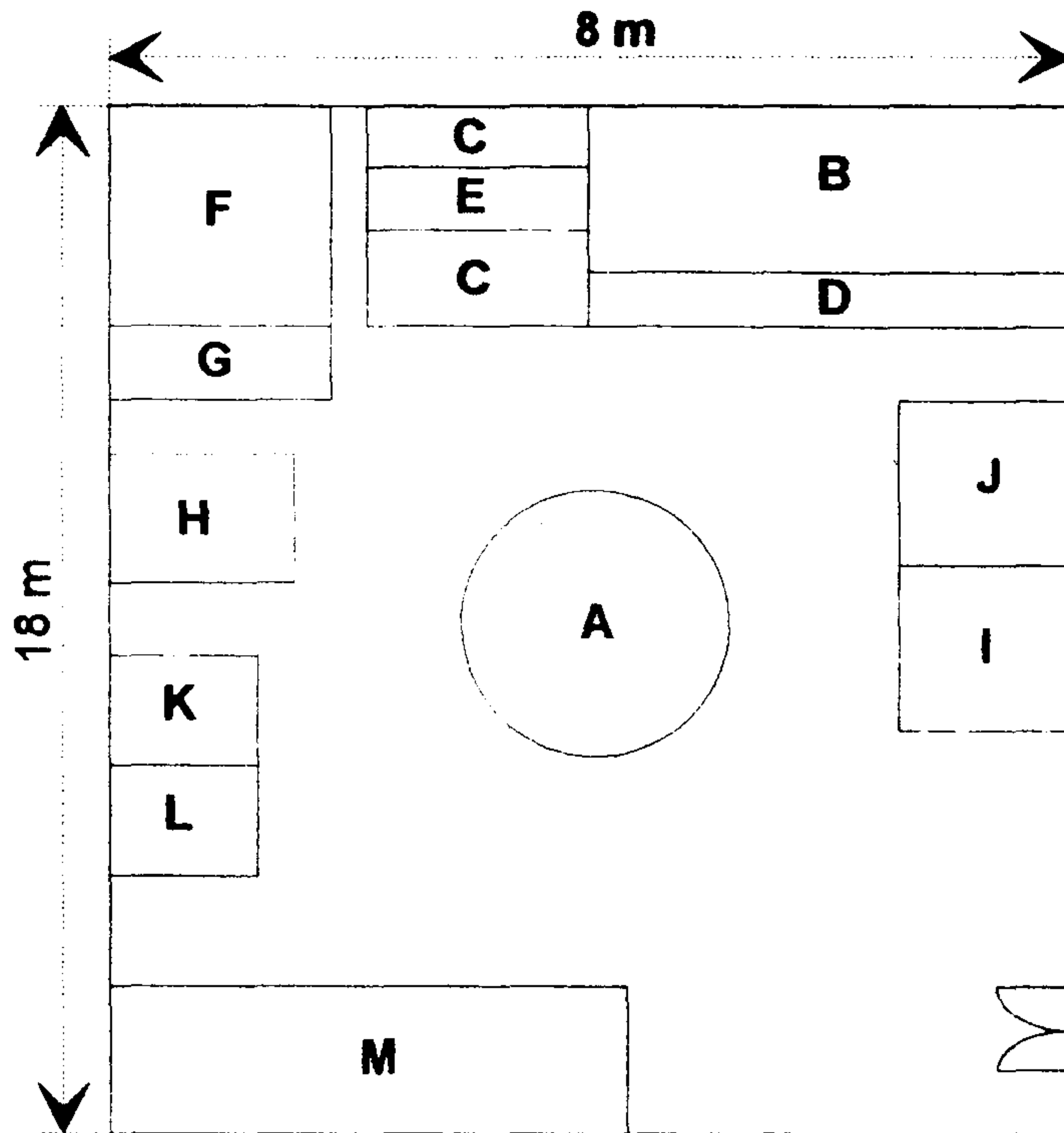


## 제 2 장 토카막 연구

### 제 1 절 토카막 운영

금년도 연구를 통하여 KAIST 토카막에서 발생된 플라즈마의 특성을 파악하였다. 2차년도 연구 수행시 토카막의 운용을 기본적으로 플라즈마 발생에 중요한 역할을 했다. 앞으로도 토카막 운영은 토카막에서의 플라즈마 발생과 물리현상을 실험하는데 기본적으로 중요한 과정으로 전자동화 시스템 운영으로 바꾸는 것이 필수적이고 앞으로의 할 일이다. 이처럼 토카막 운영이 KAIST 토카막에서는 실험과정과 연구를 수월하게 수행하는데 필요한 과정으로 토로이달 자장과 폴로이달 자장의 발생, 저항가열(ohmic heating)에 의한 플라즈마 전류의 유도, 그리고 수소의 충전 압력 조절 및 제어등의 유기적 작동이다. 토카막 자장계와 토로이달 자장계는 1차년도 연구 수행시 자세히 설명하였고, 2차년도 연구 수행시 수행된 연구 및 실험값을 제시하였다.

본 연구에서는 운영과정을 다음과 같이 서술한다. 실험 실내의 실험 장치들의 공간적인 배치는 그림 2-1 과 같다. 여러장치들의 시간에 따른 제어는 총 11채널을 갖고 있는 트리거 지연회로를 통해 이루어지며 동시적인 작동을 그림 2-2에 나타냈다. 실험과정은 다음과 같다. 실험전에 진공용기에 기저 압력을  $10^{-7}$  Torr 이하로 한다. 이 과정은 공기중에 노출되었다가 진공을 잡기 시작하는 경우 RF discharge cleaning 과정을 거치면 작동을 시켜 이상유무를 확인한다. 개별적인 회로의 확인이 끝나면 전체 회로의 동시 작동에 들어간다. 수소 가스의 주입 상태를 확인한 후 충전전원 H, I를 이용하여 축전기 B, C, F를 충전한다. 충전시간은 대략 150 초이다. 충전이 끝나면 시간 지연기를 이용하여 스위치로 켜다. 먼저 다이리스터 스위치를 G를 이용하여 충전



- A : tokamak mainbody
- B : high voltage capacitors (0.08 F, 10 kV) for toroidal magnetic field
- C : low voltage crowbar capacitors (2 F, 250 V) for toroidal magnetic field
- D : high voltage ignitron switches (20 kV, 100 kA)
- E : crowbar switch (thyristors & diodes)
- F : capacitors for ohmic heating
- G : thyristor switches for OH capacitors
- H : capacitor charging power supply for low voltage
- I : capacitor charging power supply for high voltage
- J : discharge cleaning power supply
- K : vertical magnetic field power supply
- L : H<sub>2</sub> gas
- M : control room

그림 2-1 한국과학기술원에 있는 KAIST 토카막 실험실의  
실험 장치들의 공간적 배치

기 F를 방전시킨다. 이때를  $t = 0$ 로 하기로 한다. 이 과정은 OH 회로의 역 바이어스 전류 시작점이며  $t=40$  ms 까지 지속된다. OH전원의 역 바이어스가 끝나기전  $t=35$  ms에 이그니트론 스위치 D 켜서 고전압 축전기 B를 방전시킨후  $t=40$  ms경에 크로우바 스위치 E를 켜서 축전기 C를 방전시킨다. 이 때 주의하여야 할 것은 E 스위치는 40 ms 경에 켜지만 트리거 시간은 36-37ms 근방에 준다. 이것은 이그니트론이 불안정한 동작을 하는 경우 방전되는 축전기의 갯수가 작아지면서 LC공진 시간이 짧아지므로 정상 상태보다는 빨리 E 스위치를 켜야하기 때문이다. 정상동작을 하는 경우는 트리거 펄스를 주더라도 B축전기가 완전 방전되기까지는 E 스위치가 켜지지 않는다. 이렇게 토로이달 자장이 가해지면 OH에 의해  $t=42-43$ ms에 플라즈마가 발생한다. 플라즈마의 발생 시점에 K를 사용하여 VH, HF 자장을 가하면 플라즈마 전류가 계속 상승한다. 축전기 방전이 모두 끝나면 남아있는 축전기의 에너지를 덤프시킨다. 토카막 운영시 실험전에 진단장치로 부터 수집 할수 있는 데이터 수집계를 설치하여 데이터를 받을 준비하고 실험후 데이터를 수집하고 저장하는 과정까지 준비하고 운영한다.

## 제 2 절 토로이달 자장계

토로이달 자장계의 설계 제작을 1차년도 연구로 통해 완성하였으며 2차년도에는 이를 보수, 유지하였다. 금년도는 축전기의 기능상실로 인한 것들을 일부 교체하였다. 토로이달 자장은 최대 10 kG까지 설계하였지만 축전기의 성능을 고려하여 최대 충전 전압 10 kV보다 낮은 6KV까지 충전시켜 사용한다. 그림 2-3과 같이 최대 5 kG의 토로이달 자장을 얻을 수 있었다. 토로이달 자장을 효율적으로 사용하기

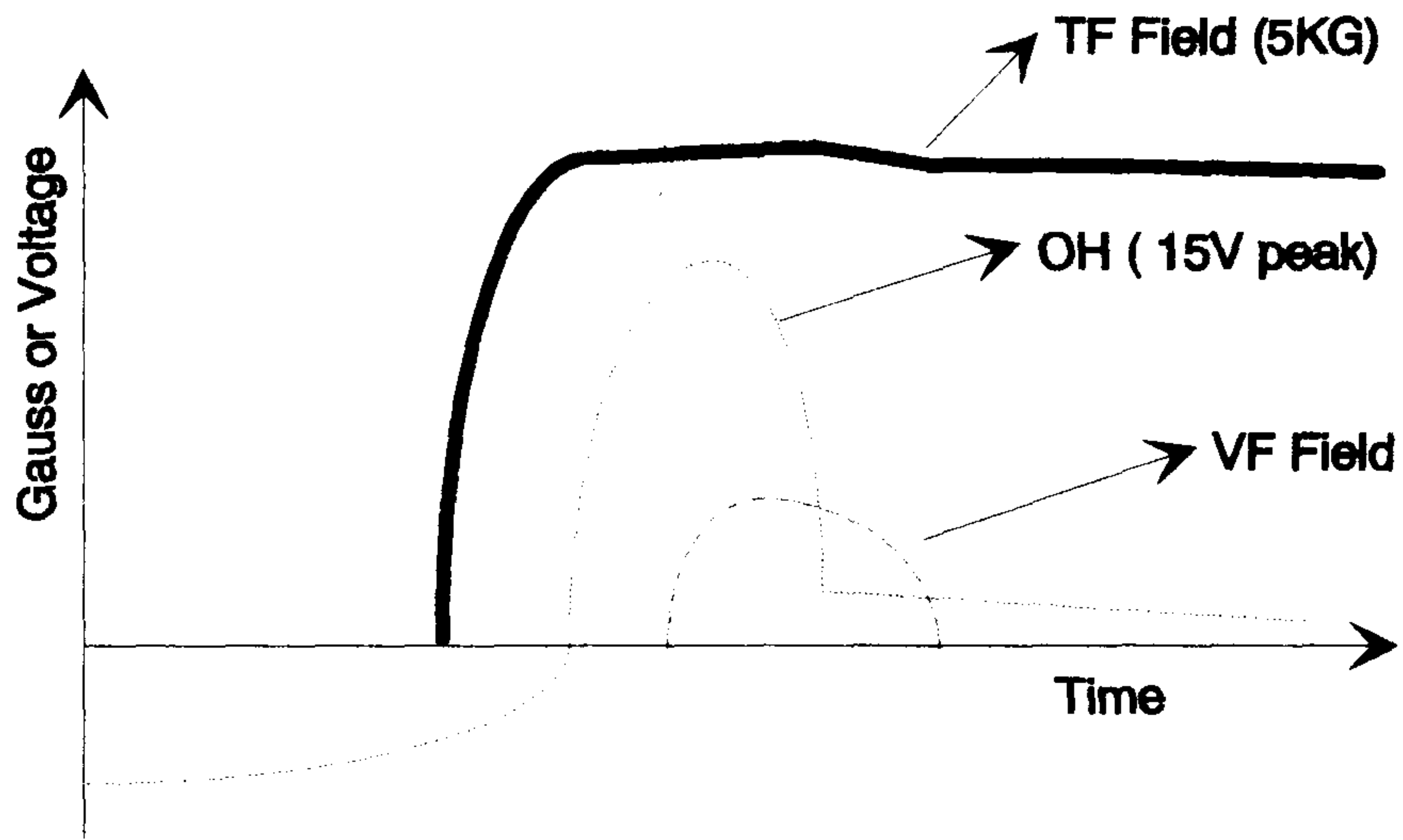


그림 2-2 전체 회로를 제어하는 트리거 지연회로의 트리거 타이밍

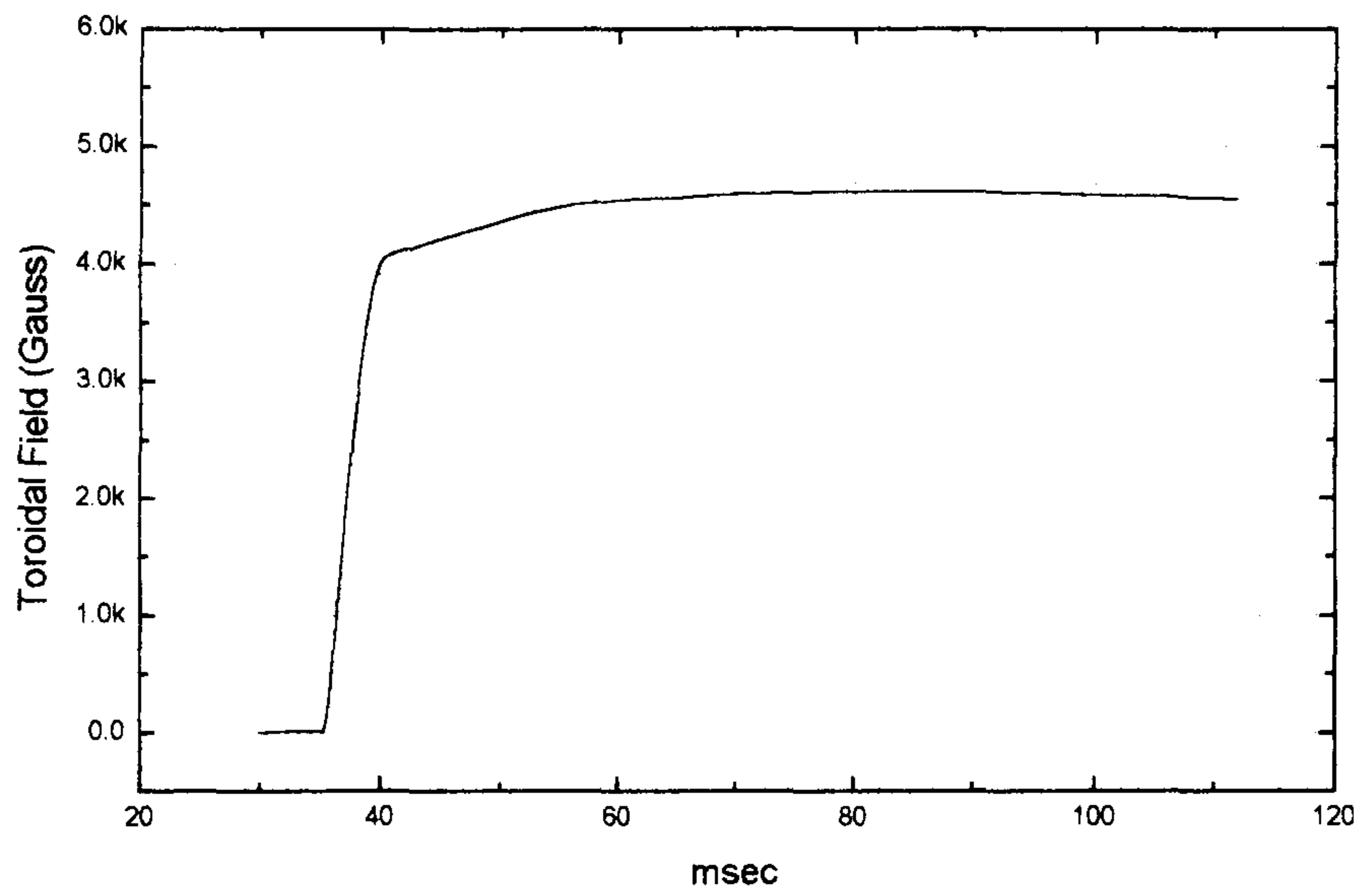


그림 2-3 시간에 따른 토로이달 자장



위해서는 토로이달 자장의 최대치 주변의 평평한 영역에 플라즈마가 위치하도록 한다. 이것은 플라즈마 전류유지 시간이 50 ms일 경우에 토로이달 자장 저항 가열 코일보다 35 ms 늦게 트리거를 해주면 된다.

### 제 3 절 저항 가열 자장계

저항 가열 자장계의 설계 제작은 1차년도 연구 수행시 완성하였다. 변압기의 1차측에 해당하는 저항가열 코일에 흘려주는 전류에 의하여, 2차측인 플라즈마에 유도되는 일주 전압을 그림 2-4에 나타내었다. 최고 첨두치는 15 V이고 플라즈마 유지전압은 3 V 정도이다.

### 제 4 절 수직 자장계

토카막 플라즈마는 도넛츠 모양의 기하학적 특성상 주반경의 증가 방향으로 플라즈마가 팽창하려는 Hoop 힘이 작용한다. 따라서 플라즈마가 평형 상태를 유지하기 위해서는 수직 자장  $B_v$  를 가하여 플라즈마 전류  $I_p$  와  $\vec{j} \times \vec{B}$  힘에 의해 주반경의 감소 방향으로 힘이 작용하도록 하여야 한다. 이 때 필요한 수직 자장의 정량적인 값은 식 (2-1) 로 주어진다.

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} + \Lambda - \frac{1}{2} \right) \quad (2-1)$$

$$, \Lambda = \beta_p + \frac{l_i}{2} - 1 \quad (2-2)$$

$\Lambda$  는 비대칭 인수으로써 샤프라노프 이동 정도를 나타낸다. 샤프



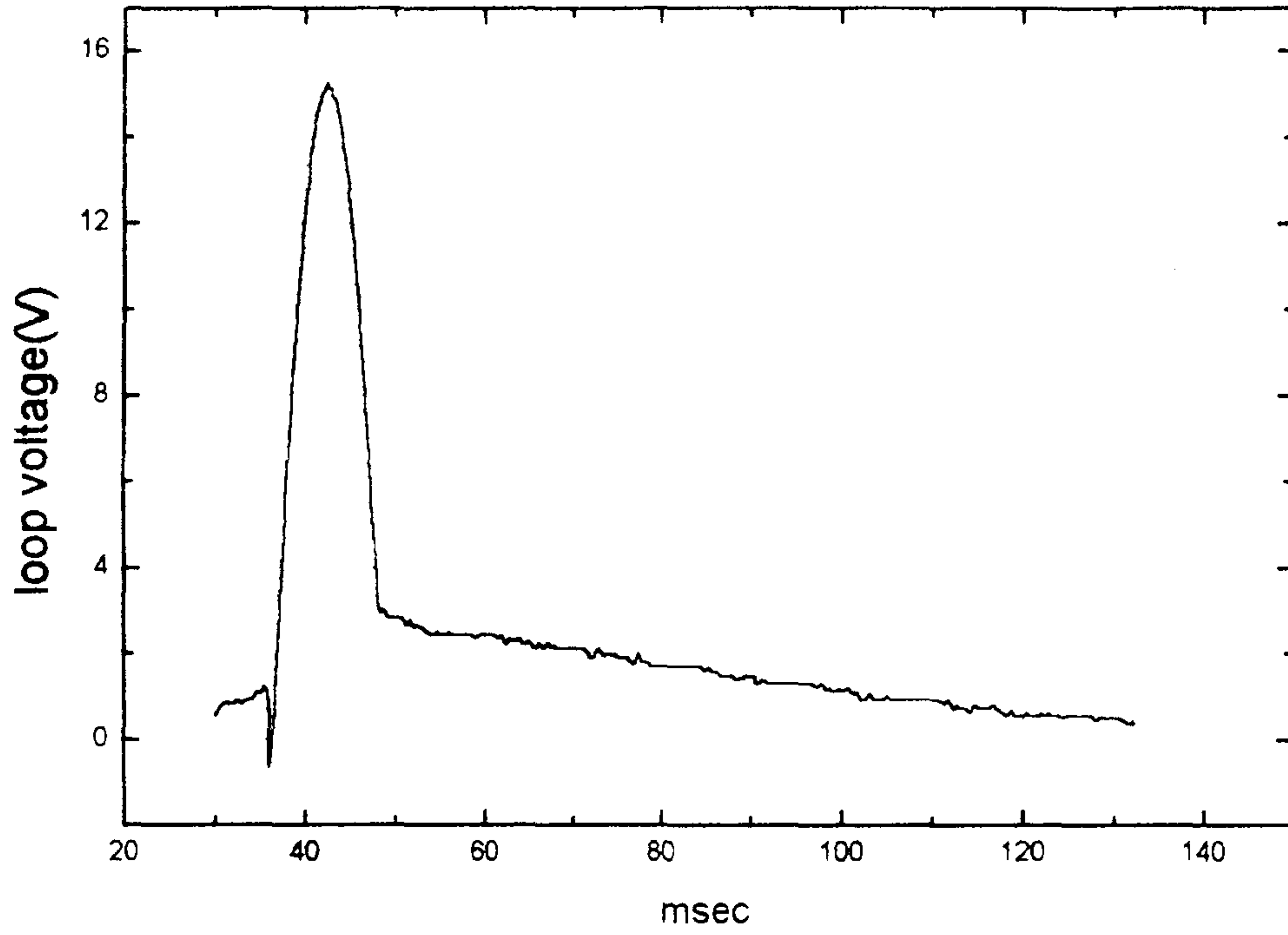


그림 2-4 저항 가열 자장계의 일주전압

라노프 이동은 토로이달 시스템에서 자속 표면의 중심이 플라즈마 내부로 들어갈수록 주반경의 증가 방향으로 이동해 있는 것이다. 샤프라노프 이동이 작은 경우에 플라즈마가 진공 용기의 중심에 있다면 비대칭 인수는 근사적으로  $\Lambda \approx 0$  이다.

플로이달 베타  $\beta_p$  와 내부 인덕턴스  $l_i$  는 각각 다음과 같이 정의되는 양으로써, 평형을 위한 수직 자장의 크기가 플라즈마 밀도와 전류 밀도의 공간 분포에 의존하는 것을 나타낸다.

$$\beta_p = \int_0^a \frac{p_o(r)2\pi r dr}{(B_{\theta 0}(a)/2\mu_0)\pi a^2} \quad (2-3)$$

$$l_i = \int_0^a \frac{(B_{\theta 0}(r)/2\mu_0)2\pi r dr}{(B_{\theta 0}(a)/2\mu_0)\pi a^2} \quad (2-4)$$

과학원 토카막은 Aspect ratio가 3.53 으로써  $\Lambda \approx 0$  인 조건에서 평형을 위해 필요한 수직 자장은 근사적으로 다음 식으로 주어진다.

$$B_v \approx 5.36 \times 10^{-4} I_p, \quad (\text{Tesla, kA}) \quad (2-5)$$

즉 플라즈마가 평형을 이루기 위해 가해야 하는 수직 자장은 근사적으로 플라즈마의 전류에 비례함을 알 수 있다. 그런데, 2 차년도에서 수행한 0 차원 시뮬레이션의 결과로 플라즈마의 전류는 그림 2-5 처럼 단조 증가하여 일정한 값을 유지하는 것으로 나타났다. 이를 이용해서 2 차년도 연구에서는 자장 상승률과 유지 자장값을 미리 정해진 값으로 조절할 수 있는 수직 자장 시스템을 구성하여 오음 일주 전압에 대해 일정한 시점에서 수직 자장을 가하여 실험 하였다.

그런데 과학원 토카막은 아직 재현성이 충분하지 못하여 플라즈마가 발생하는 시점이 수 msec 정도의 요동이 있다. 따라서 플라즈마 발생 초기에는 가해진 수직 자장의 값이 평형 유지를 위해 필요한

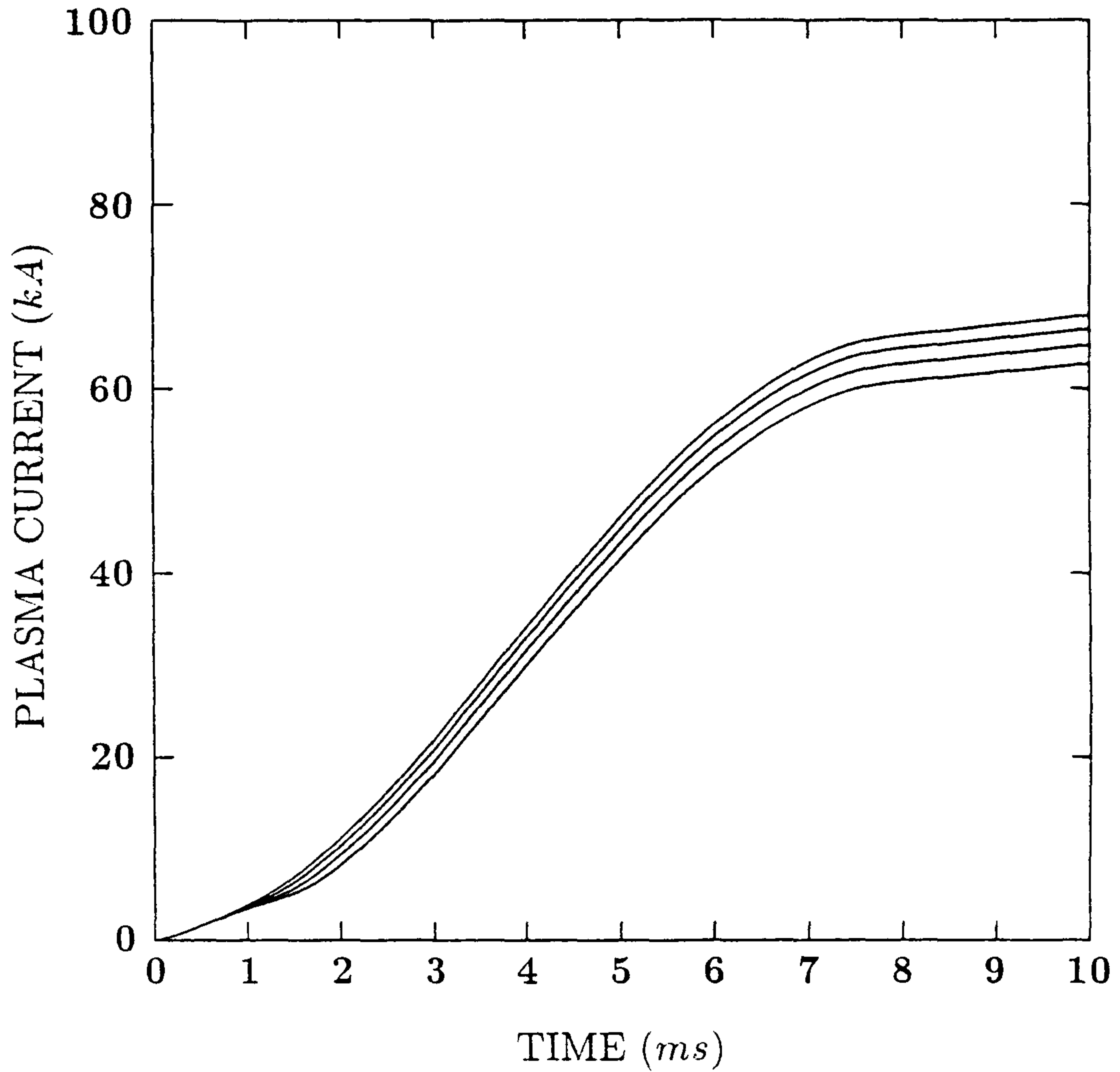


그림 2-5 이온 밀도에 따른 플라즈마 전류. 아래에서 부터 각각  $6.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $8.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,

값과 많이 다를 수 있다. 이 문제를 해결 하기 위해서 당해년도 연구에서는 식 (2-5) 에 기초하여 플라즈마 전류를 입력 신호로 해서 플라즈마 전류와 같은 모양으로 수직 자장을 가할 수 있도록 회로를 개량하였다. 그림 2-6 에 회로도를 나타냈다.

회로에 사용한 전원은 자동차용 축전지 4 개를 직렬로 연결하였는데 하나당 내부 저항이 약 15 mΩ 이고 기전력은 12 V 이다. 수직 자장 코일은 Decoupling 변압기를 포함하여 인덕턴스가 205 μH 이고 저항은 30 mΩ 이다. Decoupling 변압기는 저항 가열 코일과 수직 자장 코일이 상호 인덕턴스를 가지고 있으므로 일주 전압이 수직 자장 코일의 기전력으로 작용하는 것을 막기 위해 두 코일간의 상호 인덕턴스가 상쇄되도록 감은 변압기이다. 수직 자장 코일자체의 인덕턴스가 173 μH 이고 Decoupling 변압기가 32 μH 이므로 자체 인덕턴스는 20 % 정도 늘어나지만 수직 자장의 제어를 더 쉽게 하는 이점이 있다.

본 회로는 저전압의 전원을 쓰므로 시스템의 저항이 작아야 하는데 인덕턴스는 비교적 큰 값을 가지므로 스위치의 반응 속도를 무시하더라도 회로는

$$\tau_c = \frac{L}{R} = 2.3 \text{ msec} \quad (2-6)$$

만큼 최대 전류를 내는데 지연 시간을 갖는다. 하지만, 과학원 토카막의 플라즈마 전류는 7 msec 정도의 전류 상승 속도를 가지므로 충분히 전류의 변화를 따라갈 수 있다. 그림 2-7에 플라즈마 전류와 수직 자장 코일에 흐르는 전류를 같이 나타내었다. 플라즈마 전류가 상승할 때는 앞서 말한 바와 같이 수직 자장계의 전류가 플라즈마 전류의 모양을 따라 가지만, 전류가 줄어들때는 수직 자장계 전류의 감소 시간이 아주 길어지는 것을 볼 수 있다. 이것은 IGBT 가 꺼지므로 전류는 D1 다이

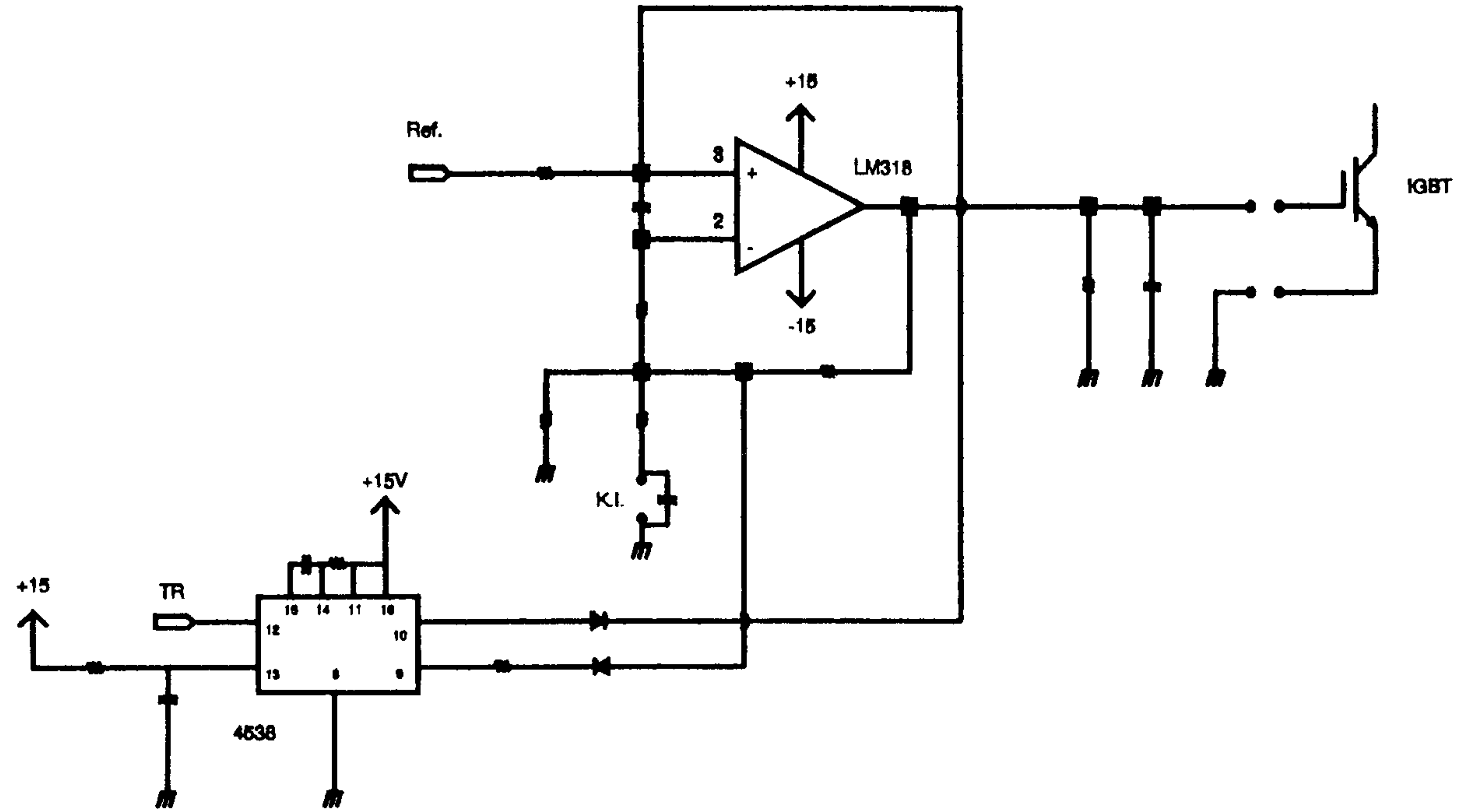


그림 2-6 수직 자장계의 회로도



오드를 통해 흐르게 되어 회로의 내부 저항이 수직 자장 코일에 의해서만 주어지므로 회로의 반응 시간  $\tau_d$  가 다음과 같이 늘어나기 때문이다.

$$\tau_d = \frac{210 \mu H}{30 m\Omega} = 7 \text{ msec} \quad (2-7)$$

이를 해결하기 위해서는 적당한 크기의 저항을 삽입함으로써 해결할 수 있는데 그림 2-7 과 같은 모양의 플라즈마 전류는 비정상적인 경우이므로 이 회로에서는 고려하지 않았다.

또 보다 정확한 제어를 위해서는 식 (2-1) 에서  $\Lambda$  부분을 고려해 주어야 한다. 그런데 비대칭성 인수  $\Lambda$  는 코사인 코일의 출력 신호이므로 회로에서는 OP 앰프를 사용하여 두 제어 신호의 적당한 합으로 회로의 출력을 제어할 수 있게 했다. 그런데, 코사인 코일의 신호는 외부 잡음 신호를 많이 가지고 있으므로 실제 실험에서는 아직은 플라즈마 전류에 의해서만 회로를 제어하고 있다.

과학원 토카막의 수직 자장 코일은 100 A 당 5.6 G 의 자장을 만들 수 있으므로 식 (2-5) 에서 플라즈마 전류  $I_p$  에 대해서 흘려주어야 할 수직 자장계의 전류  $I_v$  사이에는 다음 관계식이 성립한다.

$$I_v = 96 I_p, \quad (A, kA) \quad (2-8)$$

10 kA 의 플라즈마 전류를 만들기 위해서는 약 960 A 의 수직 자장 전류가 필요하다. 그런데 과학원 토카막은 중심부에 철심이 있는 구조이므로 이미지 전류에 의해서 필요한 수직 자장의 70 % 를 철심이 부담해 준다. 따라서, 실제로 흘려주어야 할 수직 자장계의 전류는 식 (2-9) 로 나타난다.

$$I_v = 28 I_p, \quad (A, kA) \quad (2-9)$$

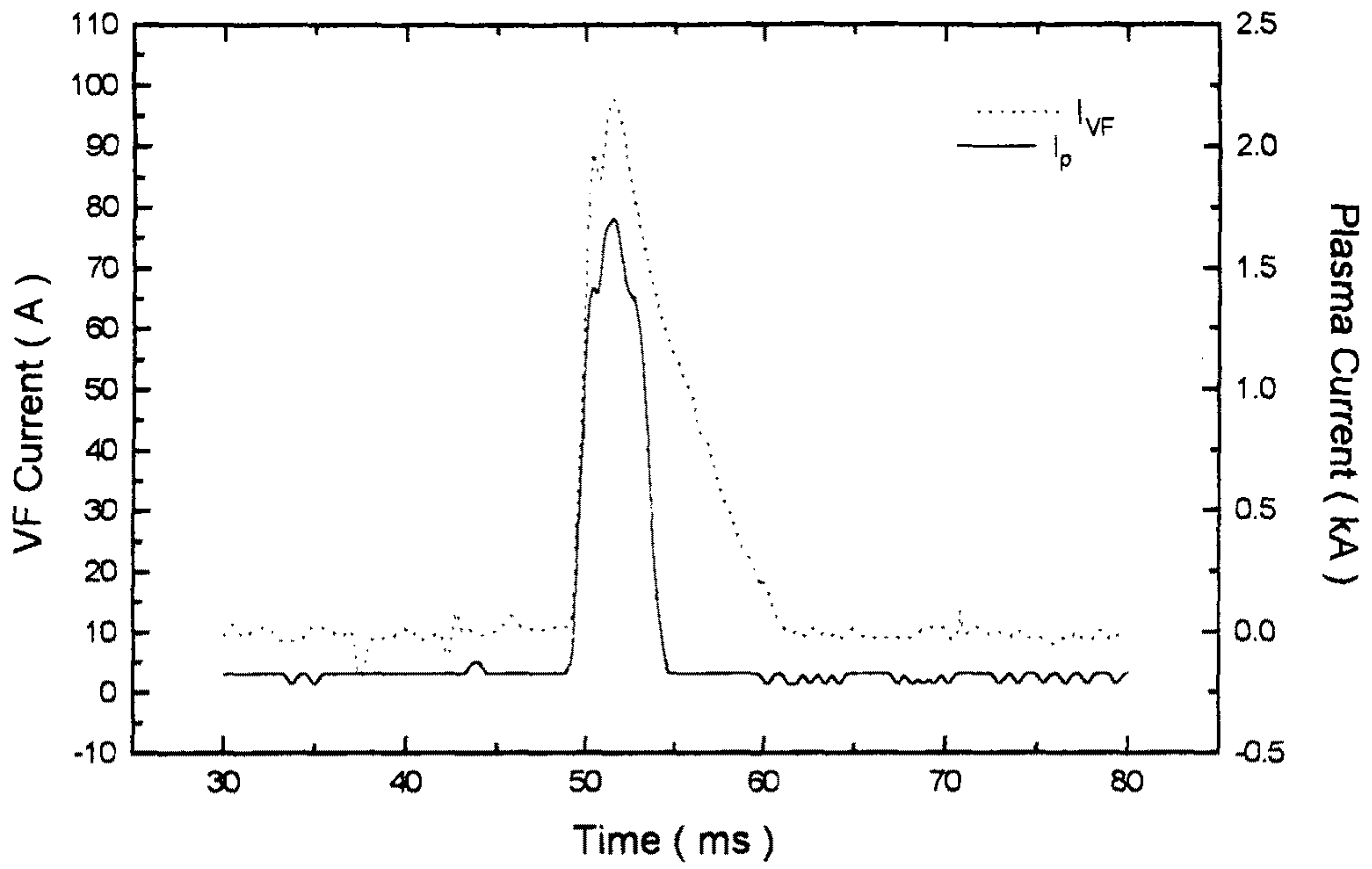


그림 2-7 플라즈마 전류를 입력 신호로 하였을 때의 수직 자장 코일에 흐르는 전류

수직 자장을 걸었을 때 플라즈마 전류는 약 2 배 가량 늘어난다.

## 제 5 절 수소 충전 압력 조절계

일반적으로 토카막의 수소 충전 압력의 조절을 Preset 방식과 puff injection 방식이 있다. Preset 방식은 수소를 일정한 압력으로 계속 주입시키며 플라즈마를 생성한다. 이 방식은 수소가스가 계속 주입되므로 인해 이온화에 필요한 에너지를 계속 공급해주지 않는 한 수소가스의 낭비와 플라즈마의 소멸로 재촉하게 하는 역할을 하므로 펄스 플라즈마에서는 좋은 방법이 아니다. Puff injection 방식은 플라즈마 생성 초기에 짧은 시간 동안 수소를 공급해 주어도 플라즈마 상태의 기체들은 자장에 의해 감금되어 있으므로 플라즈마 밀도가 일정한 값으로 유지된다. 이후 진공 펌프로 손실되는 양 때문에 밀도가 떨어질 때에 펄스형태로 수소를 추가로 주입해 준다. 벽면의 상태가 나빠 불순물의 유입으로 플라즈마 밀도가 증가 할때는 제어를 할 수 없으므로 진공 용기의 벽면 상태가 중요한 변수가 된다.

KAIST 토카막의 수소 충전 압력 조절을 0 - 100 V의 전압으로 작동하는 Piezo 가스 밸브(PV-10)를 사용한다. 피조 밸브에 50 - 60 V 정도의 전압을 인가하면 진공용기안의 수소압력이  $10^{-5}$ -  $10^{-3}$  Torr정도가 된다. 그림 2-8은 pizeo 가스밸브의 특성곡선을 나타낸다. 이 특성곡선을 보면 크리스탈의 변위 대 전압 특성은 온도, 시간, 그리스탈의 기계적 부하의 함수로 복잡한 현상을 나타낸다. 그러므로 신호에 의한 PV-10 밸브의 특성을 표현하기란 어렵지만 빗금 친 영역에서는 잘 동작 한다.

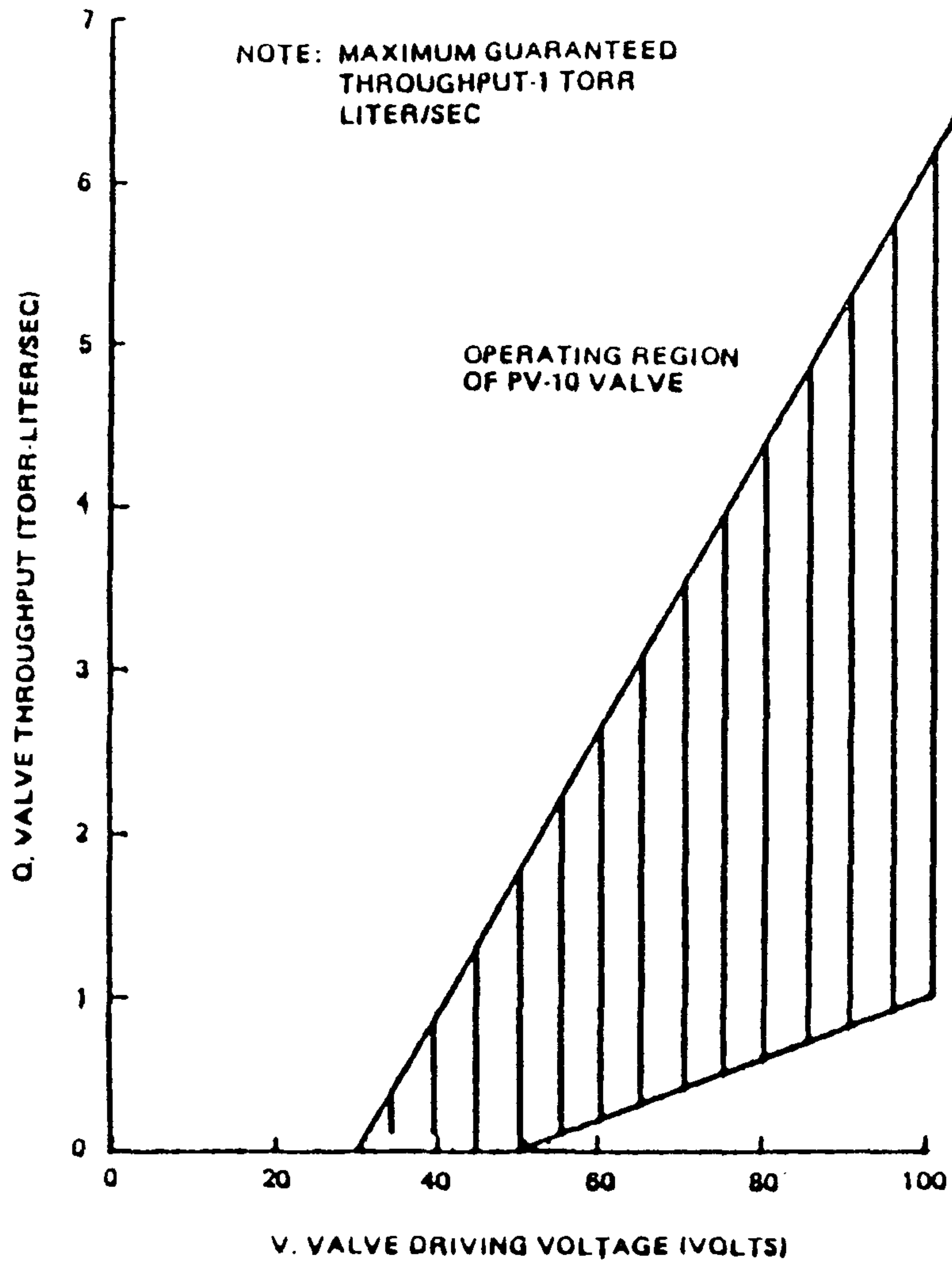


그림 2-8 피조 밸브의 특성 곡선

가스 밸브는 pizeo 전기적 특성을 지닌 crystal 소자로 이루어져 있다. 이 crystal은 전압을 인가하지 않을 때는 자동적으로 밸브를 닫아주고 전압을 인가하여 인가량에 따라 밸브의 열리는 정도를 제어한다. 크리스탈의 완전 개폐 반응 시간이 중요한 변수가 되는 데, 최대 2 ms 이하의 시간에서 완전 개폐가 된다. 또한, puff injection 방식으로 가스 유입량을 제어하는데 중요하며 시스템의 전원이 갑작스럽게 중단 되어도 대량의 가스 유입을 방지 할수 있다는 특징이 있다. 2차년도에서 사용한 수소 충전 압력 조절계의 회로를 개선시킨것이 그림 2-9의 회로도이다. 피조 가스밸브는 회로상으로 0.03  $\mu$ F 축전기와 등가 회로이다. 따라서 두 개의 트랜지스터를 사용하여 피조 가스밸브를 충전 및 방전함으로 해서 제어 전압을 조절할 수 있다. 그런데, 상업적으로 나오고 있는 압력 게이지등의 반응 시간이 150 ms 정도의 느린 것들이므로 정확한 중성 가스의 조절을 위해서는 빠른 반응 시간의 압력 게이지를 개발할 필요가 있다.



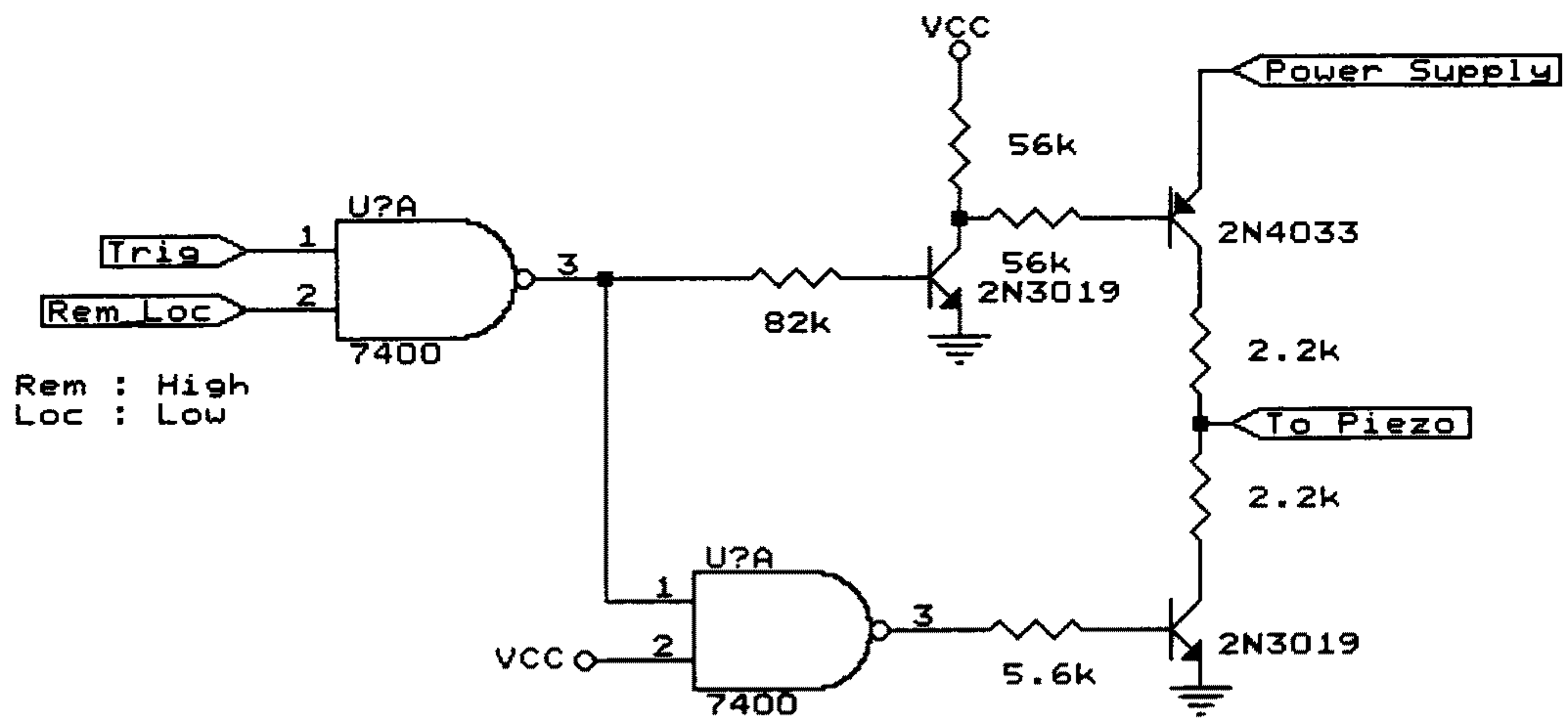


그림 2-9 개선된 가스 주입 회로(펄스형태의 신호)

## 제 4 장 자장 픽업 코일을 통한 플라즈마의 진단

### 제 1 절 서론

토카막 실험에서 실험을 실행하고 이해하는데는 플라즈마의 내부 및 외부에서의 전류와 전·자기장의 크기 등의 변수를 정확히 측정하는 것이 중요하다. 또한, 많은 경우에 이 거시적인 물리량으로 부터 온도와 밀도 등 미시적인 플라즈마의 특성에 관한 정보를 계산에 의해서 간접적으로 얻어낼 수도 있다.

과학원 토카막(KAIST tokamak)에서도 다양한 종류의 자장 픽업 코일을 제작하여 실험에 사용하고 있다. 2 차년도 연구를 통해서 플라즈마의 전류를 측정하는 로고프스키 코일, 오음 일주 전압을 측정하는 전압 루우프 코일을 제작하여 실험에 사용하였다.

당해년도 연구를 통해서 플라즈마 내부에서의 토로이달 자속을 측정하기 위한 자속 코일과 플라즈마의 위치를 측정하기 위한 사인·코사인 코일을 제작하여 실험에 사용하였다. 본 장에서는 새로 제작한 진단 코일을 설명하고 측정한 데이터로 부터 플라즈마의 온도 및 밀도 시간등을 계산하는 식을 정리하였다.

### 제 2 절 전자 온도의 계산

플라즈마의 전자 온도를 측정하는 한 방법으로 플라즈마 전도

도  $\sigma$  의 전자온도 의존성을 이용할 수 있다. 이온과 전자간의 충돌 단면적이  $\frac{1}{v_e^3}$  에 비례하므로 전도도  $\sigma$  는 대략적으로  $T_e^{\frac{3}{2}}$  에 비례한다.

다.  $v_e$  는 전자 온도가  $T_e$  일 때 전자의 평균 속도이다. 정량적인 관계는 식 (3-1) 로 주어진다. 따라서 전도도를 측정하면 전자온도를 알 수 있다.

$$\sigma = 1.9 \times 10^4 \frac{T_e^{\frac{3}{2}}}{Z_0 \ln \Lambda} \Omega^{-1} m^{-1} \quad (3-1)$$

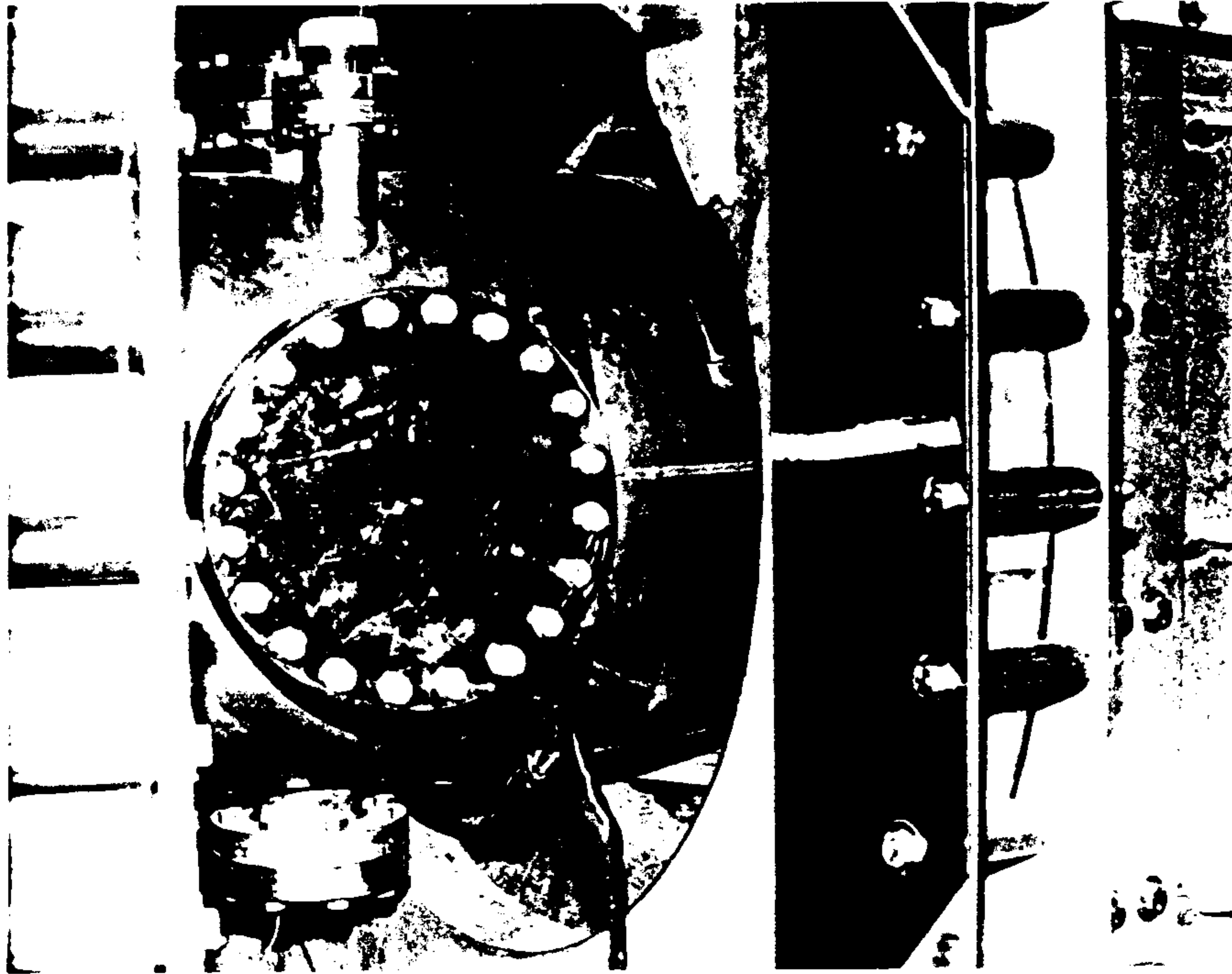
그런데, 실험적으로 전도도를 측정하기 위해서는 전기장  $E$  와 전류밀도  $J$  의 공간 분포를 측정하여야 한다. 전류 밀도는 온도가 낮은 토카막 언저리에서는 Mach 탐침을 이용하여 측정할 수 있지만 중심부 쪽에서는 실험적으로 측정하기가 어렵다. 반면에 전체 전류는 로고프스키 코일을 이용해 쉽게 측정할 수 있으므로, 여기서는 저항 가열 전압 (Ohmic Loop Voltage)  $V_\phi$  과 플라즈마 전류  $I_\phi$  의 관계로 부터 플라즈마의 평균적인 전도도  $\bar{\sigma}$  를 계산하고 그로부터 공간 평균된 전자온도  $\bar{T}_e$  를 계산한다. 그림 3-1 는 플라즈마 전류를 측정하기 위해 사용한 로고프스키 코일이다.

플라즈마 전류가 시간에 따라 변하지 않는다면 저항 가열에 소모되는 전력  $P$  는 식 (3-2) 로 주어진다.

$$P = V_\phi I_\phi \quad (3-2)$$



그림 3-1 (a) 로고프스키 코일



(b)토크막에 부착된 로고프스키 코일



플라즈마 전류가 시간에 따라 변할때는 인덕턴스 L 에 의해 자  
장 에너지를 생성하는데 전력이 쓰이므로 저항 가열에 소모되는 전력은  
포인팅 정리(Poynting theorem)로 부터 구해야 한다.

$$\int_V \left\{ E \cdot J + \frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} (B^2) \right\} dx^3 = - \frac{1}{\mu_0} \int_{\partial V} (E \times B) \cdot dS \quad (3-3)$$

J 는 전류 밀도로 첫째항은 저항 가열로 소모되는 전력 P 를  
나타낸다. 둘째항은 전기장과 자기장 에너지의 시간 변화를인데  $\epsilon_0 E^2/2$   
의 항은 작으므로 무시했다. 오른쪽 항은 포인팅 선속으로 외부 회로에  
서 공급되는 전력을 나타낸다.

포인팅 선속은 토카막의 주반경을 R 이라 할 때 식 (3-4),  
(3-5) 로 나타낼 수 있다.

$$S = V_\phi I_\phi + V_\theta I_\theta \quad (3-4)$$

$$I_\theta = \frac{B_\phi 2\pi R}{\mu_0} \quad (3-5)$$

식 (3-3) 은  $\frac{\partial B_\phi}{\partial t}$  와  $V_\theta$  가 무시할 수 있을 때 식 (3-6) 으로

쓸 수 있다.

$$P \equiv \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dx^3 = V_\phi I_\phi - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} L I_\phi^2 \right) \quad (3-6)$$

$$L \equiv \frac{1}{\mu_0 I_\phi^2} \int_V B_\theta^2 dx^3 \quad (3-7)$$

식 (3-7) 에서 인덕턴스는 플라즈마 전류 밀도  $J$  의 공간 분포에 의해 정해지는데  $J$  의 공간 분포를 모르므로 인덕턴스를 계산하기 위해서 전류밀도의 공간 분포를 대략적으로 다음과 같이 가정 한다. 완전히 이온화된 플라즈마에서 전도도  $\sigma$  는 다음과 같이 주어진다.

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3-8)$$

전기장이 공간적으로 균일하다면 식 (3-1), (3-8) 에서 대략적으로  $J \propto T_e^{3/2}$  임을 알 수 있다.

일반적으로 전자 온도는 언저리보다 토카막의 중심부에서 더 높으므로 전류밀도  $J$  도 플라즈마 중심부에서 더 클 것이다. 그러므로,  $J$  는 다음과 같이 중심에서 큰 값을 갖고 전체 전류는  $I_0$  가 되도록 가정을 한다.

$$J = \frac{2}{\pi a^2} \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) I_\phi \quad (3-9)$$

$a$  는 토카막의 부반경을 나타낸다. 암페어의 법칙에서

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I_\phi(r)}{2\pi r} \quad (3-10)$$

$$I_\phi(r) = \int_0^r dr' 2\pi r' J \quad (3-11)$$

식 (3-9), (3-10)과 (3-11) 를 식 (3-7)에 대입하면 다음식을 얻는다.

$$L = \frac{11}{24} \mu_0 R \quad (3-12)$$

공간적으로 평균한 전도도  $\bar{\sigma}$  에 대해서 다음식이 성립한다.

$$\frac{\pi a^2}{2\pi R} \bar{\sigma} = \frac{I_\phi^2}{P} \quad (3-13)$$

식 (3-13)에 식 (3-6), (3-12) 를 넣고  $T_e$  에 관해 정리하면 다음과 같다.

$$T_e = \left[ \frac{2RZ_0 \ln \Lambda I_\phi^2}{1.9 \times 10^4 a^2 \left\{ V_\phi I_\phi - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{11}{24 \times 2} \mu_0 R I_\phi^2 \right) \right\}} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (3-14)$$

쿨롱 로그  $\ln \Lambda$  는 전자 온도가  $T_e > 10$  eV 의 조건을 만족할 때 다음식으로 주어진다.

$$\ln \Lambda = 31 - \ln \left( \frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T_e} \right) \quad (3-15)$$

과학원 토카막은 밀도  $n_e \approx 10^{19}/\text{m}^3$  이고 전자 온도  $T_e \approx 100$  eV 정도 이므로  $\ln \Lambda \approx 14$  이다. resistivity anomaly  $Z_0$  는  $Z=1$  일 때를 제외하고는 이온화 정도  $Z$  와 일치하지 않는다. 전자와 전자 사이의 충돌을 고려했을 때, 스피처가 계산한 결과는 그림 3-2 와 같다. Lorentz 기체는 전자와 전자간의 충돌이 무시된 것이고 Spitzer 는 전자간의 충돌을 고려한 것이다.

과학원 토카막은 불순물을 줄이기 위한 용기 벽면 처리가 되어 있지

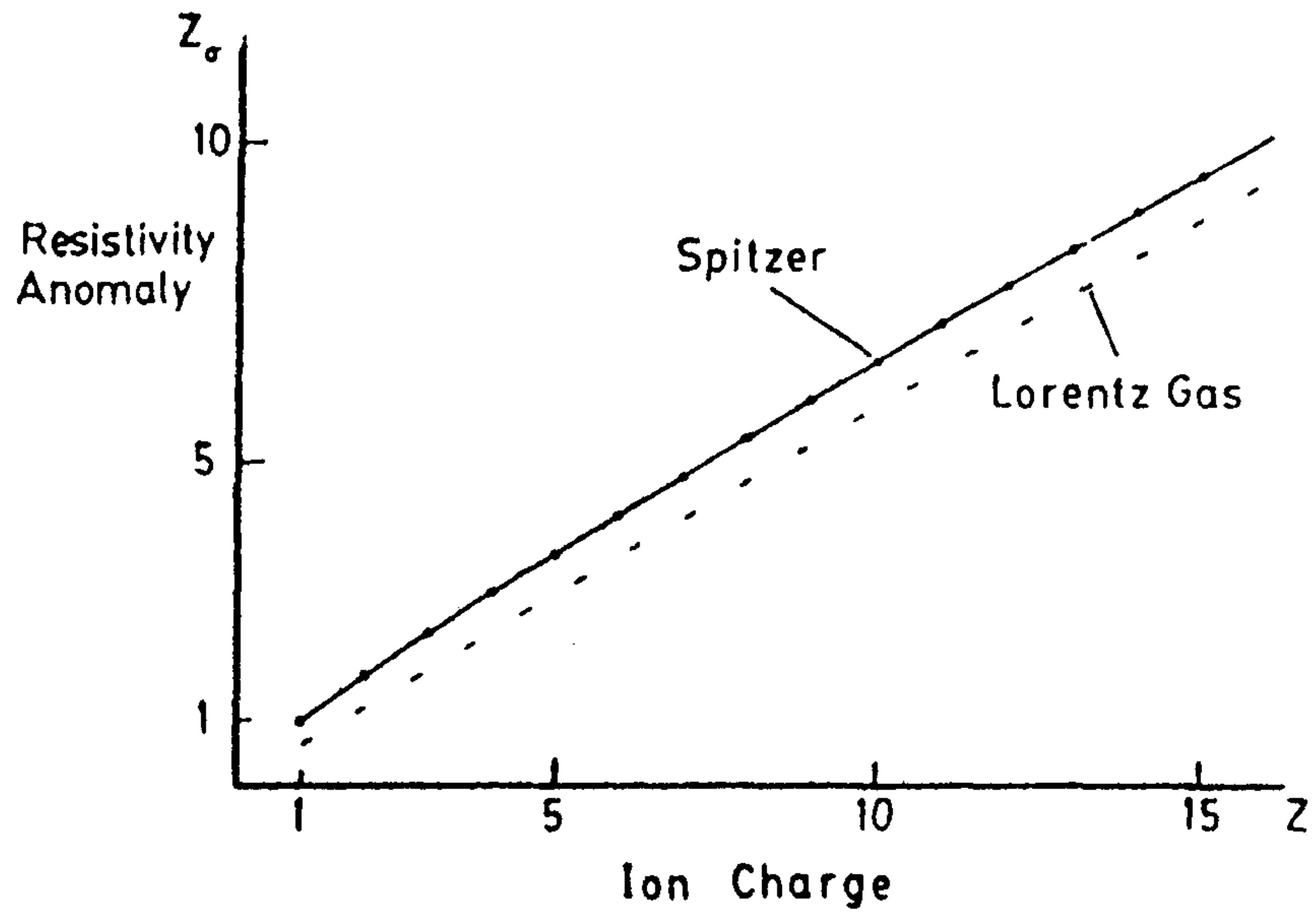


그림 3-2 이온의 전하량  $Z$  에 대한 resistivity anomaly  $Z_0$ .

않으므로  $Z_{\text{eff}}$  가 클 것으로 예상된다. 아래에 계산에서는  $Z_{\text{eff}} \approx 5$  로 가정하고 그림 3-2 에서  $Z_0=3.5$  의 값을 대입한다. 과학원 토카막의 주반경 및 부반경은 각각 0.53 m, 0.15 m 이므로 최종적으로 다음 식을 얻는다.

$$T_e = 24.4 \left\{ \frac{I_\phi^2}{V_\phi I_\phi - 1.55 \times 10^{-4} \frac{\partial}{\partial t} (I_\phi^2)} \right\}^{\frac{2}{3}} \quad (eV, kA, V) \quad (3-16)$$

그림 3-3 의 실험 데이터로부터 식 (3-16) 을 이용해서 전자온도의 시간에 따른 변화를 구한 것이 그림 3-4 이다.

### 제 3 절 자속 루우프 코일과 밀폐 시간

자속 루우프 코일은 그림 3-5 (a) 와 같이 플라즈마 주위로 감은 폴로이달 루우프다. 이 루우프는 폴로이달 방향의 기전력  $V_\theta$  을 재지만 시간에 따라 적분하면 토로이달 자속  $\langle B_\theta \rangle$  가 된다.

그림 3-5 (b) 에서 자장의 시간 변화들과 경로 C 를 따르는 전기장의 관계는 패러데이 법칙으로 주어진다.

$$\int_C \vec{E} \cdot \vec{l} = - \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (3-17)$$

코일의 양단은 적분기의 입력단에 연결되어 있다. 적분기의 입력 임피던스가 무한대인 경우에는 전류가 흐르지 않으므로 다음과 같이 코일 양단의 전압이 결정된다.



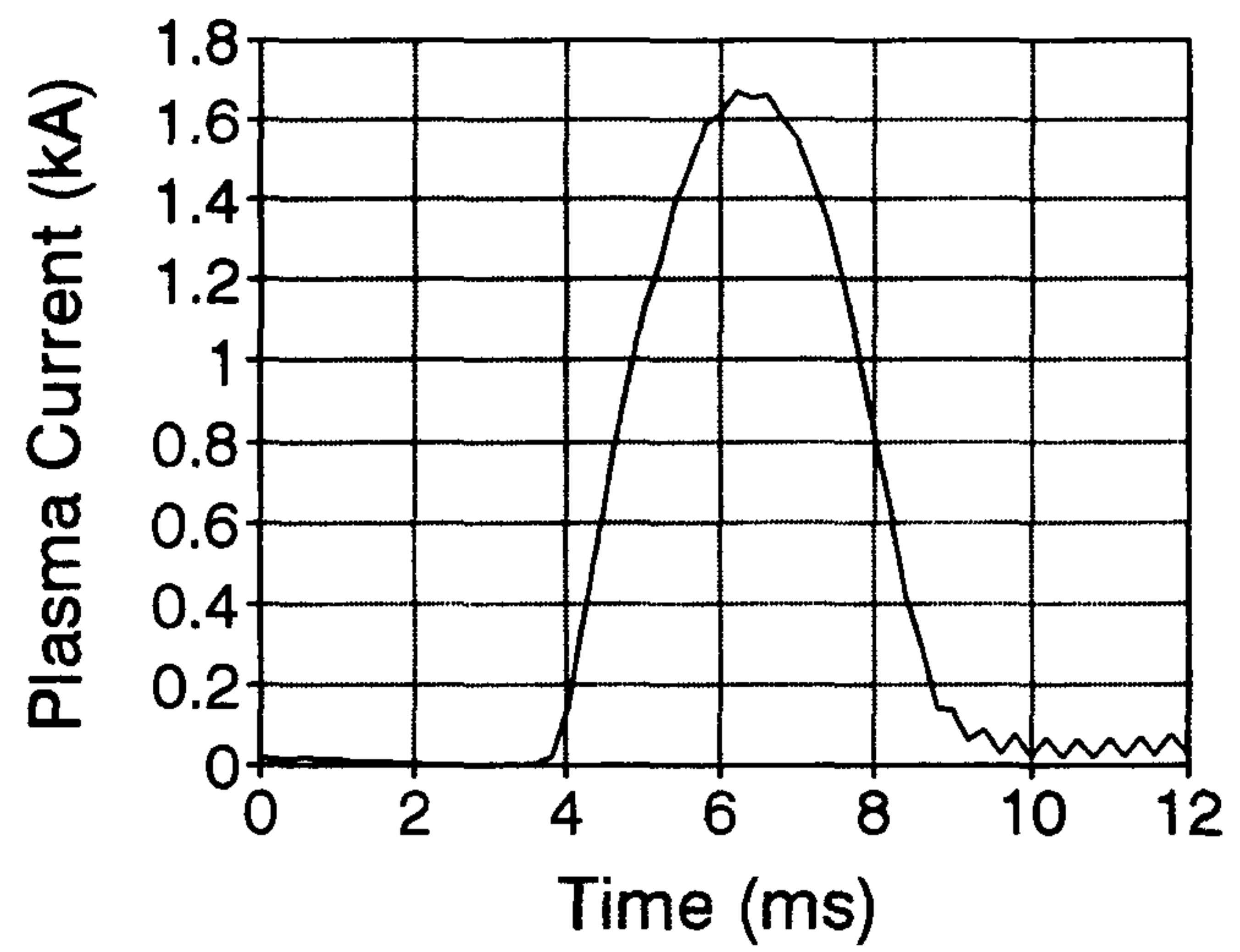
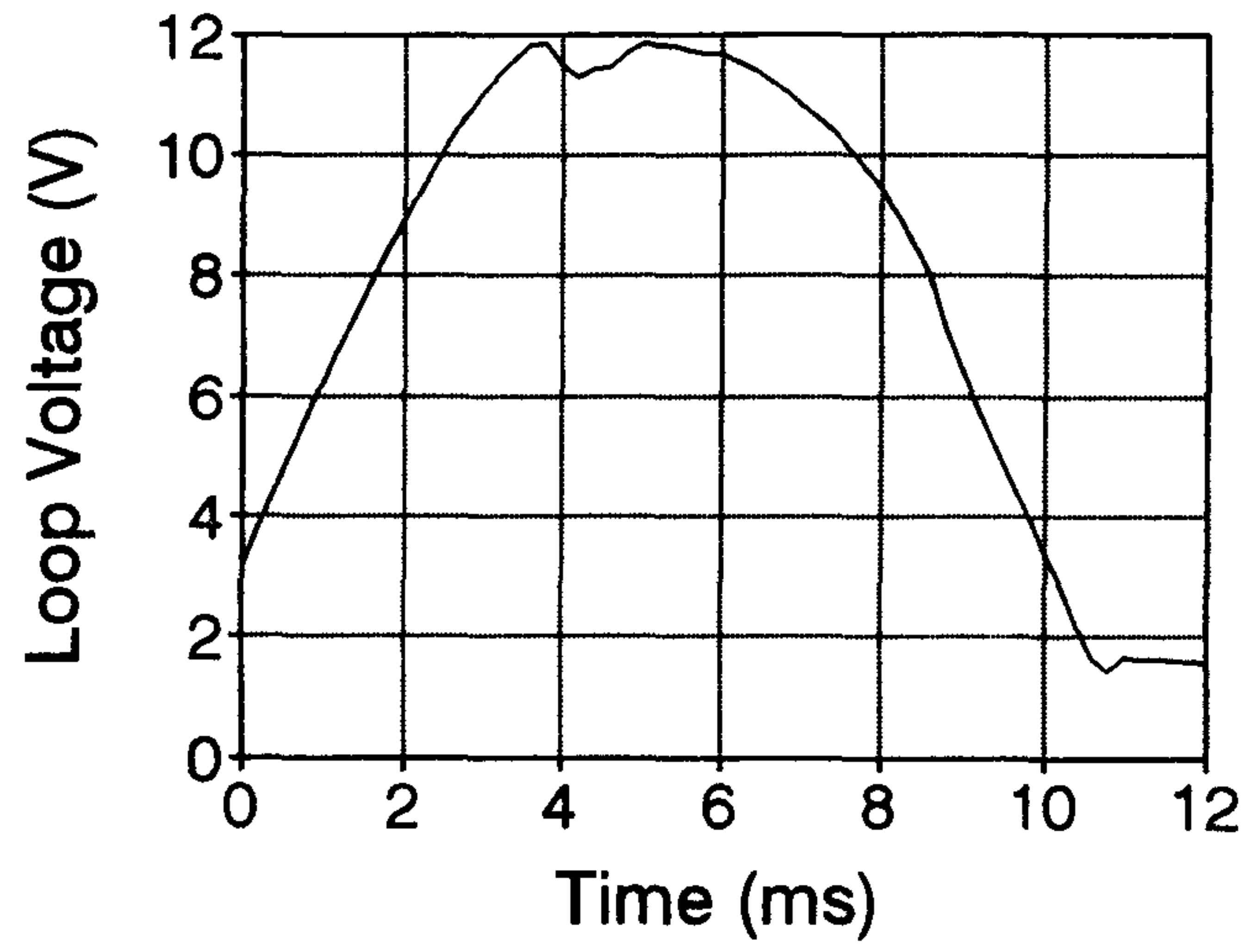


그림 3-3 (a) 저항 가열 일주 전압 (b) 플라즈마 전류

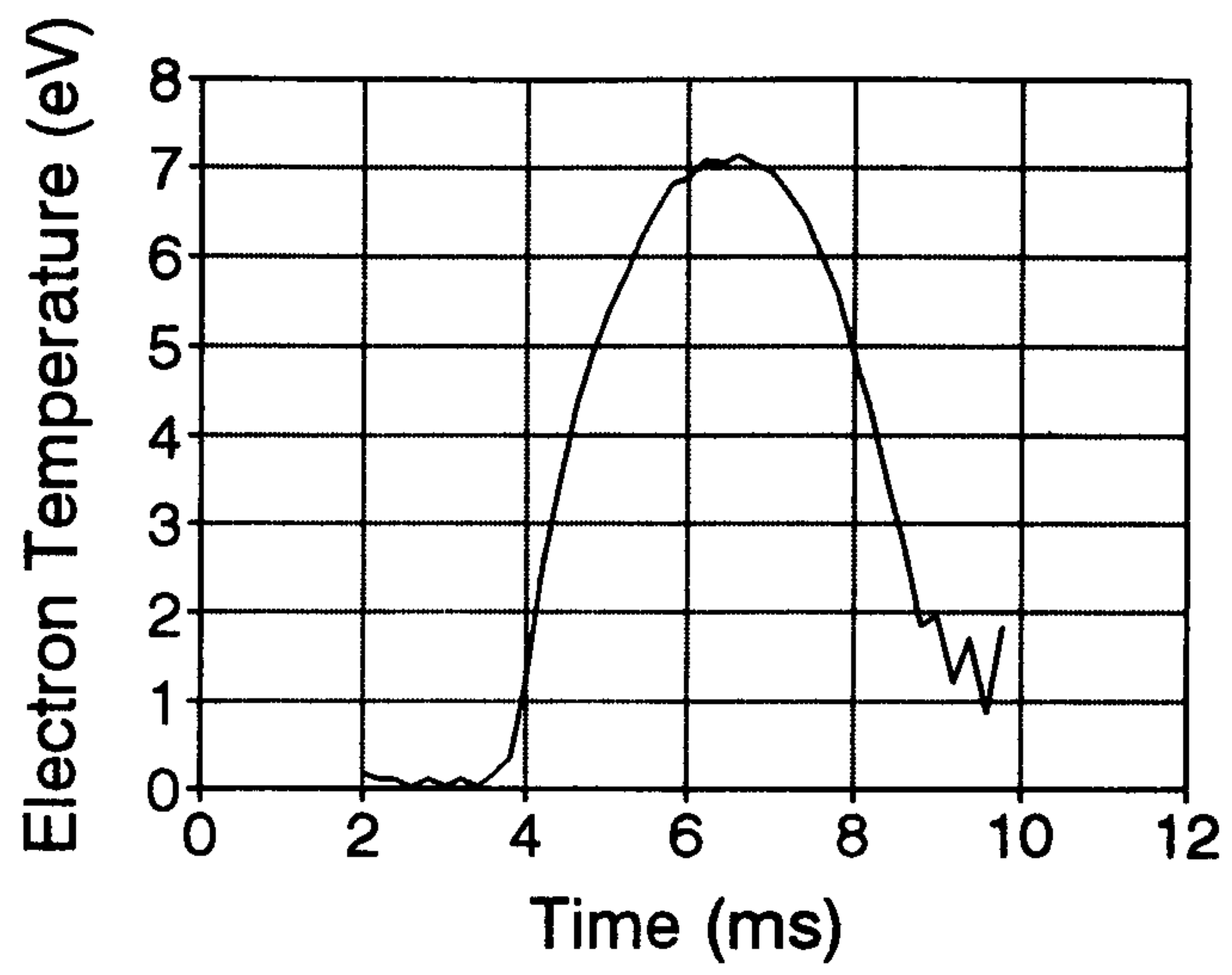
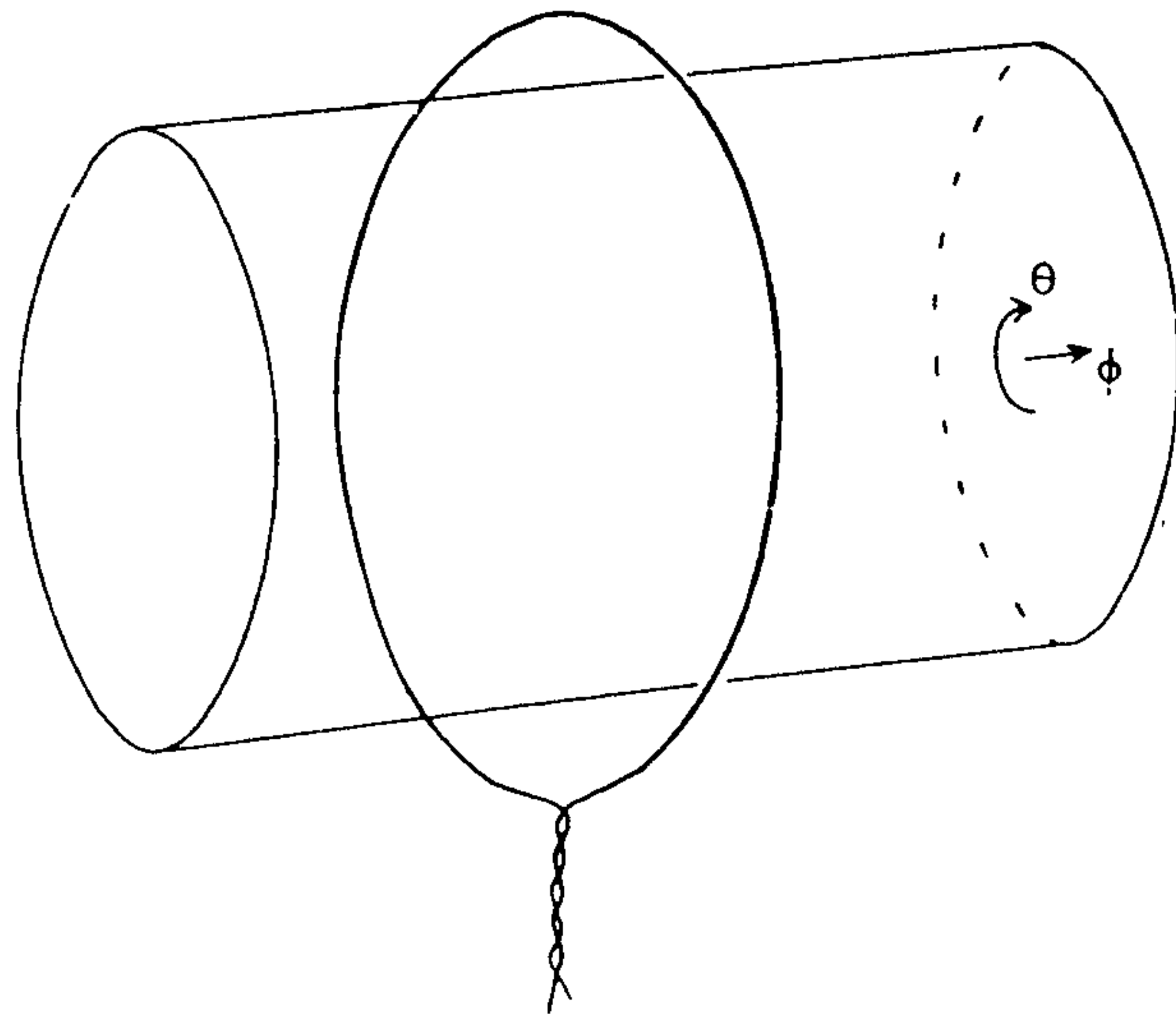
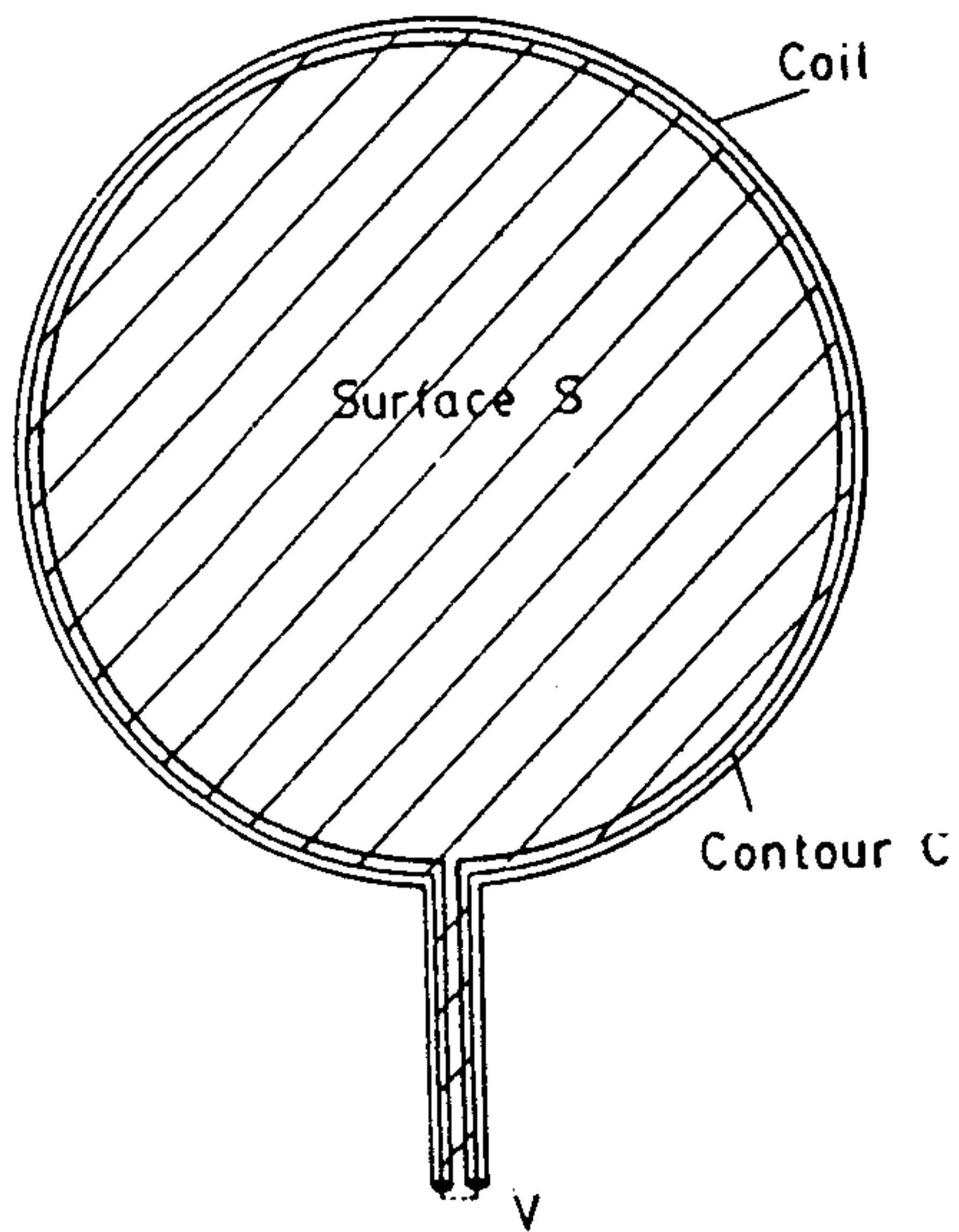


그림 3-4 그림 3-3 의 실험치로 부터 계산한 공간 평균 전자 온도



(a)



(b)

그림 3-5 (a) 자속을 측정하기 위한 자속 루우프 코일의 개략도  
(b) 패러데이 법칙에 사용 되는 경로

$$\int_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{coil} \vec{E} \cdot d\vec{l} + \int_{end} \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 + V = - \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (3-18)$$

우변의 면적분에서는 단자 사이의 면적도 포함되므로 이 효과를 줄이기 위해 두 단자를 서로 꼬아준다. 시상수가 RC 인 아날로그 적분기로 코일 양단의 전압을 적분하면 바로 자속을 알 수 있다.

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S} = -RC \left( \frac{1}{RC} \int_0^t V dt \right) = -RC \cdot V_{integrator} \quad (3-19)$$

$V_{integrator}$  는 아날로그 적분기의 출력 전압이다.

자속 루우프 안의 평균 자장의 크기는 다음 식으로 주어진다.

$$\langle B \rangle = \frac{\Phi}{\pi a^2} \quad (3-20)$$

루우프의 반경  $a$  를 작게 하면 바로 자장의 크기를 측정할 수 있다.

$$B = \lim_{a \rightarrow 0} \langle B \rangle = \frac{\Phi}{\pi a^2} \quad (3-21)$$

따라서 반경  $a$  가 아주 작은 루우프를 만들어 플라즈마의 외부에서 토로이달과 플로이달 방향의 자장  $\vec{B}_\phi, \vec{B}_\theta$  를 측정할 수 있다.

일반적으로  $\langle B_\phi \rangle$  는 토카막 외부에서 측정한  $B_{\phi a}$  보다 작게 되는 반자성을 나타내는데 이 두 값과 플라즈마의 저항 값을 같이 측정하면 아래에서 처럼 플라즈마의 에너지 밀폐 시간  $\tau_E$  를 계산할 수 있다.

MHD 평형 조건은 다음 식으로 주어진다.

$$-\nabla p + J \times B = 0 \quad (3-22)$$

0차 근사로 자기장이 원통형으로 대칭성이 있다고 가정한다. 그러면

식 (3-22) 의 평형 조건에서 관심이 되는 것은 지름 방향의 성분만이다.

$$(-\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}) \cdot \hat{r} = - \left[ \frac{dp}{dr} + \frac{dB_\phi}{dr} \frac{B_\phi}{\mu_0} + \frac{1}{r} \frac{d(rB_\theta)}{dr} \frac{B_\theta}{\mu_0} \right] = 0 \quad (3-23)$$

식 (3-23) 에  $r^2$  을 곱하고 0 에서 a 까지 적분하면 플로이달 베타  $\beta_\theta$  를 얻을 수 있다.

$$\beta_\theta \equiv \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B_{\theta a}^2} = 1 + \frac{B_{\phi a}^2 - \langle B_\phi^2 \rangle}{B_{\theta a}^2} \quad (3-24)$$

식 (3-24) 에서  $\langle B_\phi^2 \rangle$  항은 실험적으로 잴 수가 없다. 그렇지만 만일 식 (3-25), (3-26) 의 조건이 성립한다면

$$\beta_\phi \equiv \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B_\phi^2} \ll 1 \quad (3-25)$$

$$B_\theta \ll B_\phi \quad (3-26)$$

식 (3-24) 의 분자항이 다음과 같이 근사된다.

$$B_{\phi a}^2 - \langle B_\phi^2 \rangle \approx 2B_{\phi a}(B_{\phi a} - \langle B_\phi \rangle) \quad (3-27)$$

그러므로, 식 (3-27) 은 다음과 같이 실험적으로 측정할 수 있는 양으로 표현 된다.

$$\beta_\theta \approx 1 + \frac{2B_{\phi a}(B_{\phi a} - \langle B_\phi \rangle)}{B_{\theta a}^2} \quad (3-28)$$



만일  $I_0$  가 작아서 무시할 수 있다면 플라즈마 베타는 근사적으로 다음과 같다.

$$\beta_\phi \approx \frac{2(B_{\phi a} - \langle B_\phi \rangle)}{B_{\phi a}} \quad (3-29)$$

에너지 밀도  $W$  는 압력  $\langle p \rangle$  에 비례하므로 평형 상태에 있는 저항 가열 플라즈마의 에너지 밀폐 시간을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\tau_E = \frac{W}{P} = \frac{3}{8} \mu_0 \beta_\phi \left( \frac{R}{R_p} \right) \quad (3-30)$$

$R_p$  는 플라즈마 저항으로써 저항 가열 전력  $P = I_0^2 R_p$  이다.

#### 제 4 절 사인·코사인 코일과 플라즈마의 위치 측정

사인 코일과 코사인 코일은 로고프스키 코일의 일종으로 권선 밀도를 플로이달 각  $\theta$  에 대하여 각각  $\sin\theta$ ,  $\cos\theta$  에 비례하게 감은 것이다. 사인과 코사인 함수는 위상차가  $90^\circ$  날 뿐 동일한 함수이므로 사인 코일과 코사인 코일은 동일한 것이며 플라즈마에 대해 설치하는 방향에 따라 달라지게 된다. 따라서 아래에서는 코사인 코일의 경우만 다룬다. 그림 3-6 은 코사인 코일의 모양을 나타낸다.

권선간의 간격안에서는 자기장의 변화가 작은 경우 ( $\nabla B/B \ll n$ )에는 코사인 코일안의 총 자속은 다음과 같이 적분 형태로 쓰여 질 수 있다.  $n$  은 감긴 권선의 밀도이다.

$$\Phi = \oint_l dl \left\{ n \int_A d\vec{A} \cdot \vec{B} \right\} \quad (3-31)$$

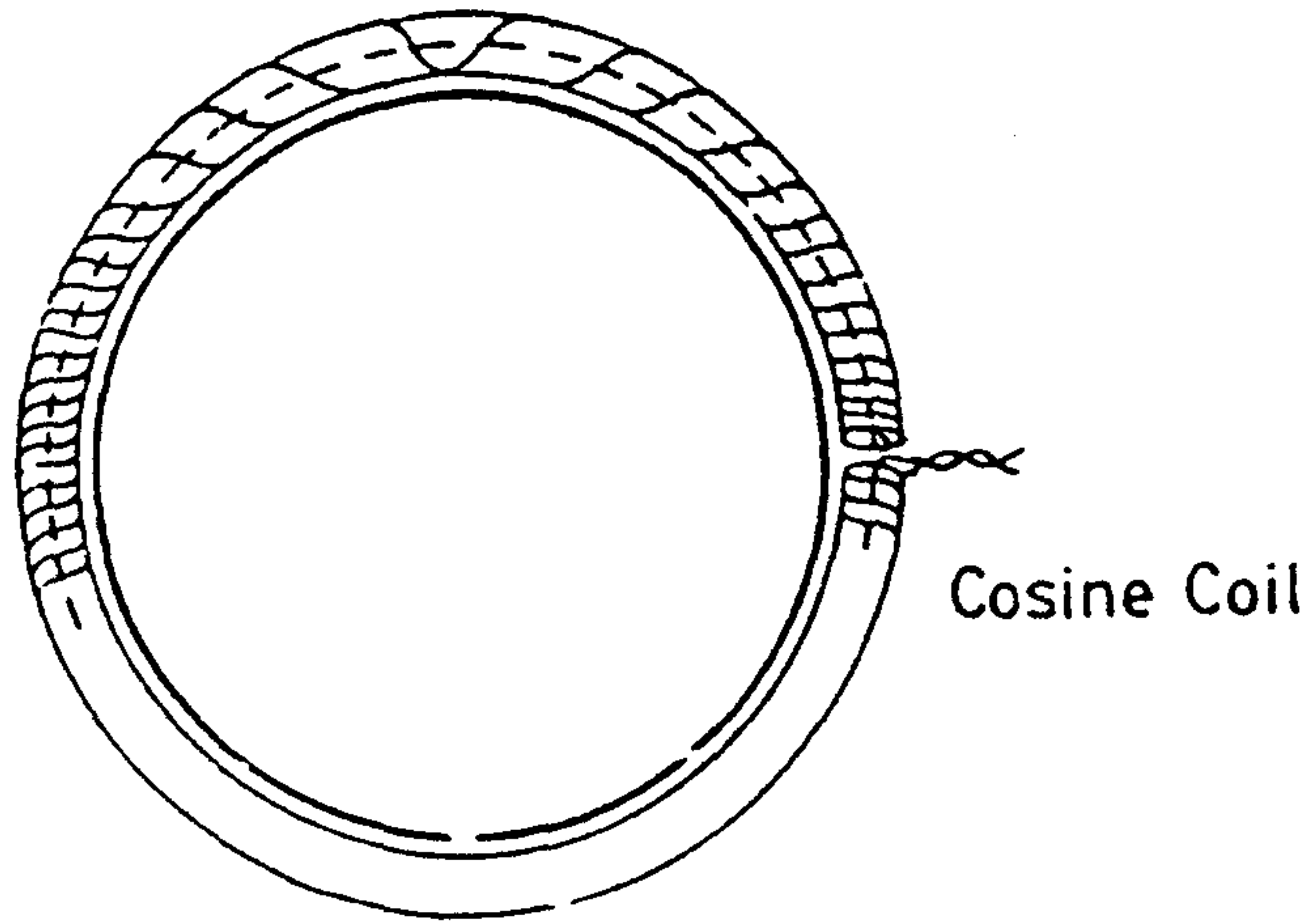


그림 3-6 코사인 코일의 개략도

$n = n_0 \cos \theta$  로 주어지고, 코일의 단면적  $A$  가 작은 경우 식 (3-31) 은 다음과 같이 근사된다.  $a$  는 코사인 코일의 주반경이다.

$$\Phi \approx n_0 a A \oint d\theta \cos \theta B_\theta \quad (3-32)$$

그런데 수학적으로 살펴보면 식 (3-32) 는  $B_\theta$  의 푸우리에 변환의 코사인 항의 계수  $C_1$  과 다음과 같은 관계를 가진다.

$$C_1 = \frac{1}{\pi} \int d\theta \cos \theta B_\theta = \frac{\Phi}{\pi n_0 a A} \quad (3-33)$$

자속  $\Phi$  는 자속 루우프와 같이 식 (3-19) 로 코사인 코일 양단 전압의 적분값으로 얻어진다. 그런데 위와 같이 측정되는 자장의  $m=1$  성분은 플라즈마의 주축 방향으로의 변위와 비례 관계에 있다. 변위가 작을 경우에 그 관계식은 다음과 같이 유도된다.

플라즈마가  $x=\Delta \ll a, y=0$  의 위치에 있고, 축을 중심으로 원통형 대칭성을 가지는 경우에  $r=a$  에서 플로이달 자장을 계산해 보자.

$$B_\theta(\theta) = \frac{\mu_0 I}{2\pi a} \frac{1}{\left[ \sin^2 \theta + \left( \cos \theta - \frac{\Delta}{a} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3-34)$$

$$B_\theta(\theta) \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi a} \left( 1 + \frac{\Delta}{a} \cos \theta \right) \quad (3-35)$$

식 (3-35) 에서  $B_\theta$  의 푸우리에 변환의  $m=0$  과  $m=1$  성분의 계수의 비는 식 (3-36) 과 같이 플라즈마의 수평 변위와 비례한다.

$$\Delta = 2a \left( \frac{C_1}{C_0} \right) \quad (3-36)$$

여기서  $C_0$  는 플라즈마 전류만의 함수이므로 로고프스키 코일로 측정할 수 있고,  $C_1$  는 식 (3-33) 에서 보듯이 코사인 코일로 측정할 수 있다. 마찬가지로 푸우리에 변환의 사인 성분을 측정하면 플라즈마의 수직 변위를 알 수 있다.

$$\Delta = 2a \left( \frac{S_1}{C_0} \right) \quad (3-37)$$

그런데 토카막과 같은 토로이달 기하에서는 폴로이달 자장의 사인 성분은 마찬가지로 수직 변위를 주지만, 코사인 성분은 자기 표면이 샤프라노프 이동에 의해 동심원으로 배치되어 있지 않기 때문에 직접 수평 변위에 비례하는 값을 주지 못한다. 다음은 샤프라노프가 유도한 결과이다.

$$B_{\theta 1} = B_{\theta 0} \frac{r}{R_0} \Lambda, \quad \Lambda = \left( \beta_{\theta} + \frac{l_i}{2} - 1 \right) \quad (3-38)$$

즉 코사인 성분은  $\Lambda$  비대칭 인수를 나타낸다.

그림 3-7 은 토카막에 설치한 코사인 코일이다. 코사인 코일은 로고프스키 코일과는 달리 수직 방향의 외부 자기장에 민감하므로 토카막에 설치될 때는 토로이달 자장에 수직하게 위치하도록 주의를 하여야 한다.

Aspect ratio (과학원 토카막 = 3.4)가 클 경우는 식 (3-36) 을 써서 플라즈마의 위치를 측정할 수가 있다. 그림 3-8 은 코사인 코일의 특성을 실험적으로 측정하기 위해서 전선의 위치를 바꾸어 가며 약 300 A 의 전류를 흘릴 수 있는 실험 장치를 꾸미고, 전선의 변위에 대한 로고프스키 코일과 코사인 코일의 전분된 신호의 비를 나타낸 것이다.

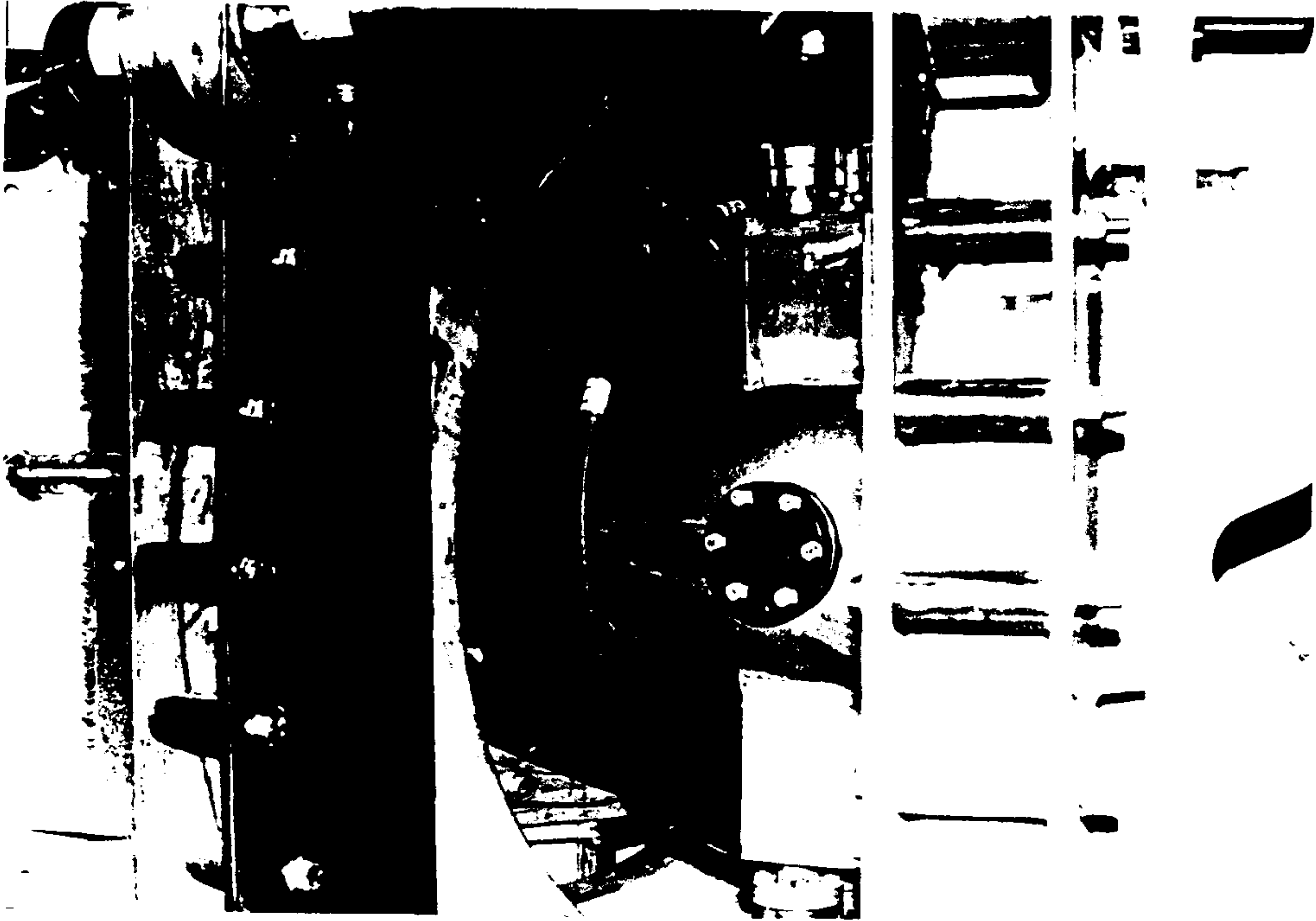


그림 3-7 토카막에 설치된 코사인 코일



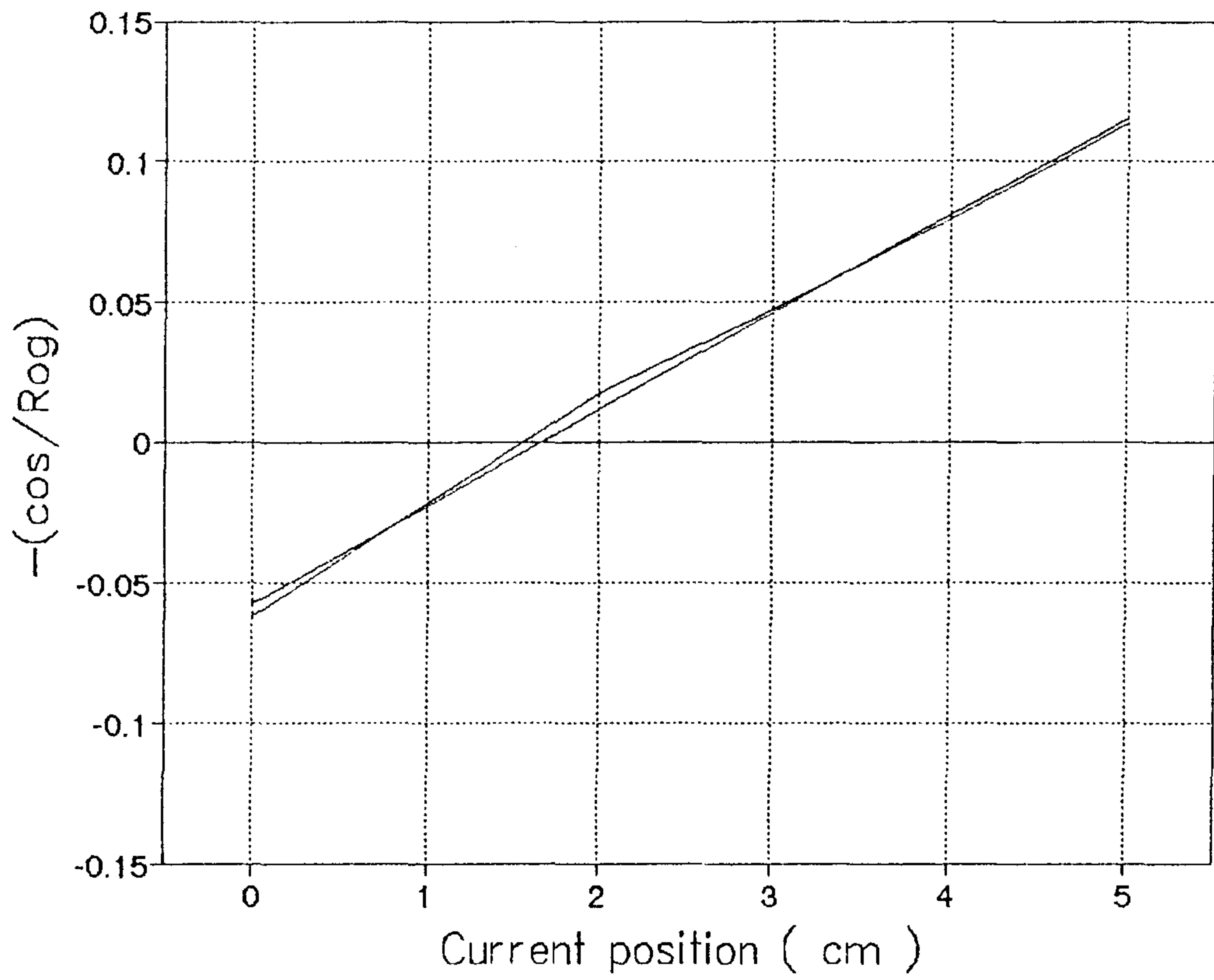


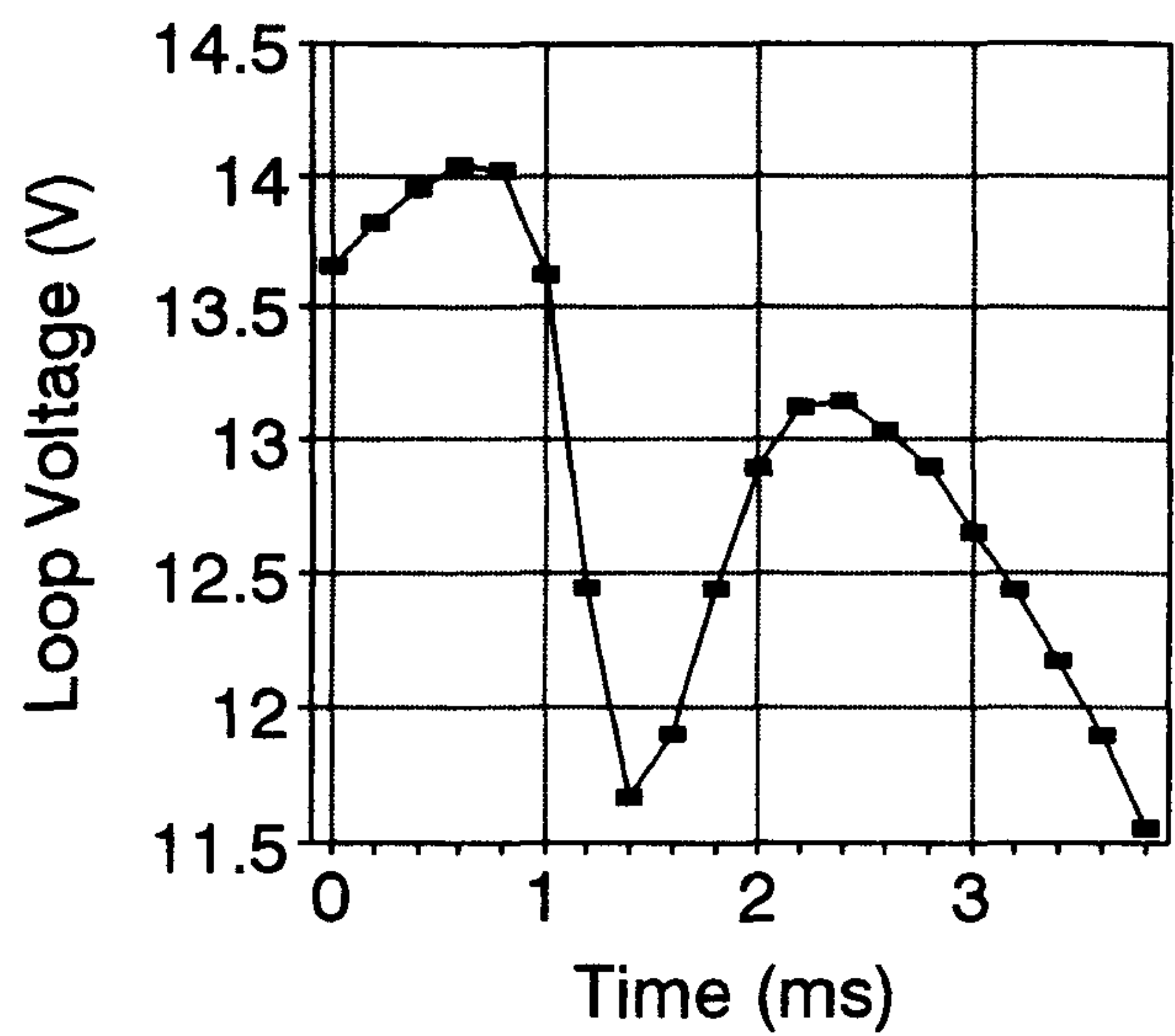
그림 3-8 전류의 위치에 따른 코사인 코일 신호 적분값과 로고프스키 코일 신호 적분값의 비

변위가 0 일 때에 신호가 0 이 아닌 것은 외부 자장에 의한 영향 때문이다. 이 보정 그래프를 참조 해서 토카막 플라즈마의 시간에 따른 변위를 분석한 것이 그림 3-9 이다.

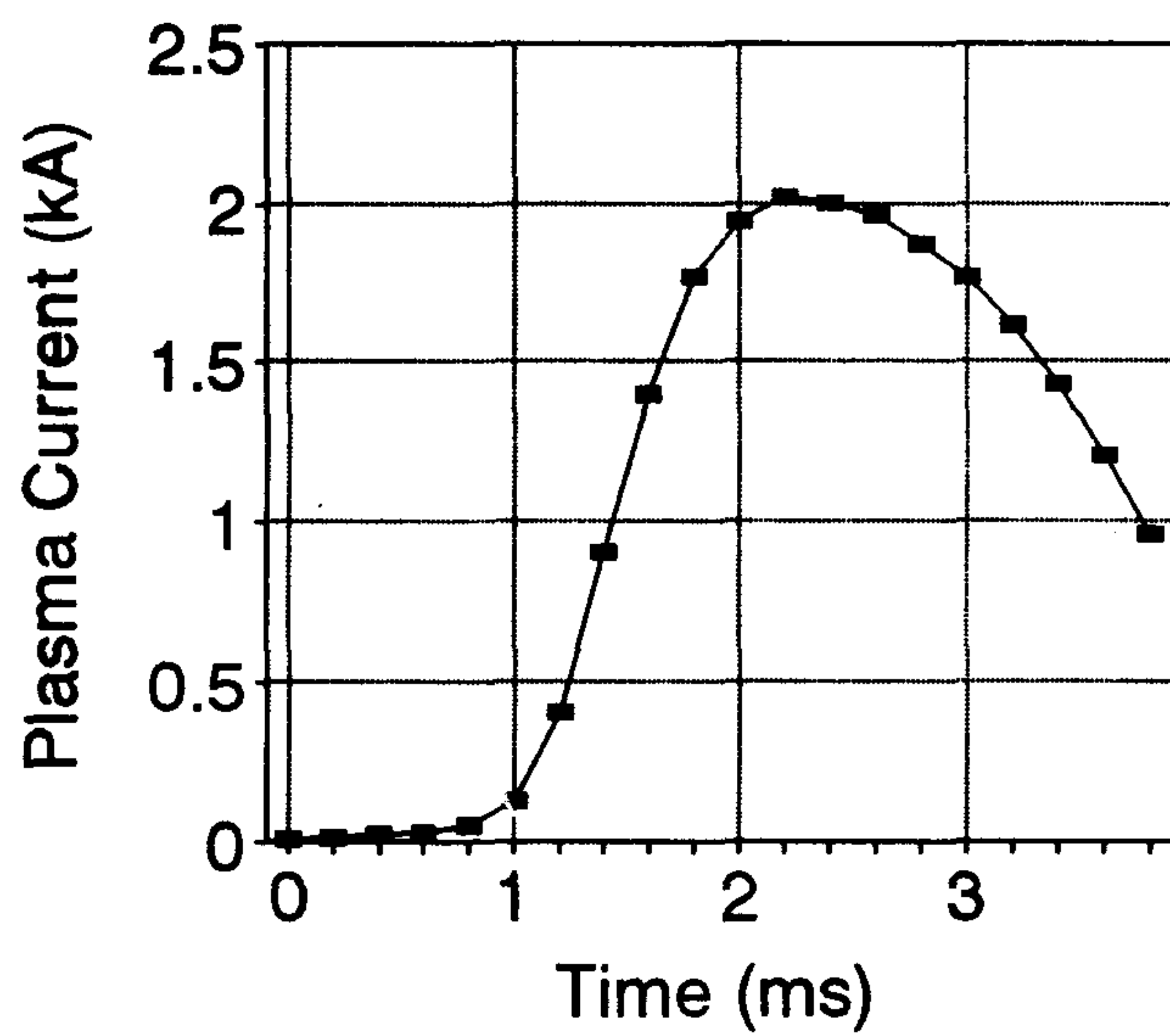
저항 가열 코일(Ohmic Loop Coil)에 흐르는 전류에 의한 자장이 플라즈마 용기에서 정확히 상쇄 되지 않으므로 코사인 코일에 그 영향이 나타난다. 따라서 플라즈마가 생기지 않았을 때의 데이터를 미리 받아두고 처리할 데이터에서 빼주므로써 잡음 신호를 제거하였다. 그런데, 식 (3-36) 을 유도할 때에는 변위가 작은 경우라는 가정이 있으므로 결과 그래프에서 변위가 5 cm 이상인 것들은 정량적으로는 맞지 않을 것으로 생각된다.

정성적으로 결과를 해석해 보자. 원래 과학원 토카막은 플라즈마가 발생해서 7 ms 동안은 플라즈마 전류가 계속 증가하도록 운전하고 있다. 그런데 그림 3-8 의 플라즈마 전류는 3 ms 가 지나면서 감소하고 있다. 이것은 플라즈마 전류의 증가율이 1 ms 가 지나면서 감소하는 것으로 부터 예견되는 결과이다. 그런데, 플라즈마의 변위를 살펴보면 1 ms 정도에서 안쪽 벽과 부딪친 것을 볼 수 있고, 이것은 정확히 플라즈마 전류의 증가율이 감소하는 시점과 일치한다. 마찬가지로 감소하던 일주 전압도 같은 시점에서 다시 상승하는 것을 볼 수 있다. 즉, 플라즈마가 생겨서 증가하다가 1 ms 후에 안쪽 벽과 충돌해 불순물이 유입되면서 플라즈마의 온도가 내려가고, 이에 반비례해서 플라즈마의 저항이 커지므로 일주 전압이 작아지면 그에 비례해서 플라즈마 전류도 감소하는 것이다. 일주 전압이 작아지는데도 전류가 계속 상승하기 위해서는 플라즈마가 효율적으로 가열되서 플라즈마의 저항값이 작아져야 한다.

그러나, 정상적인 토카막에서는 Hoop 힘에 의해서 플라즈마가

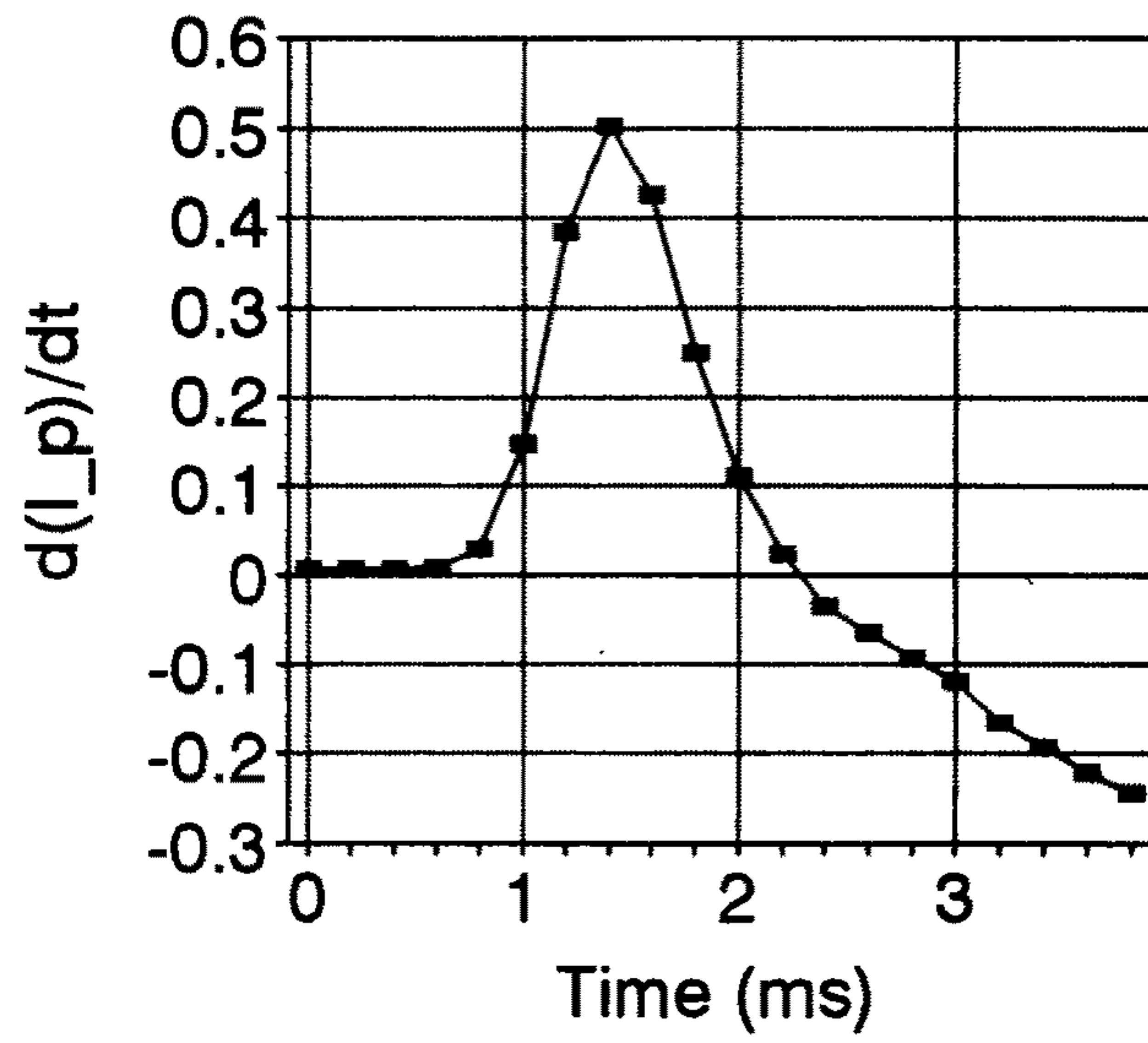


(a)

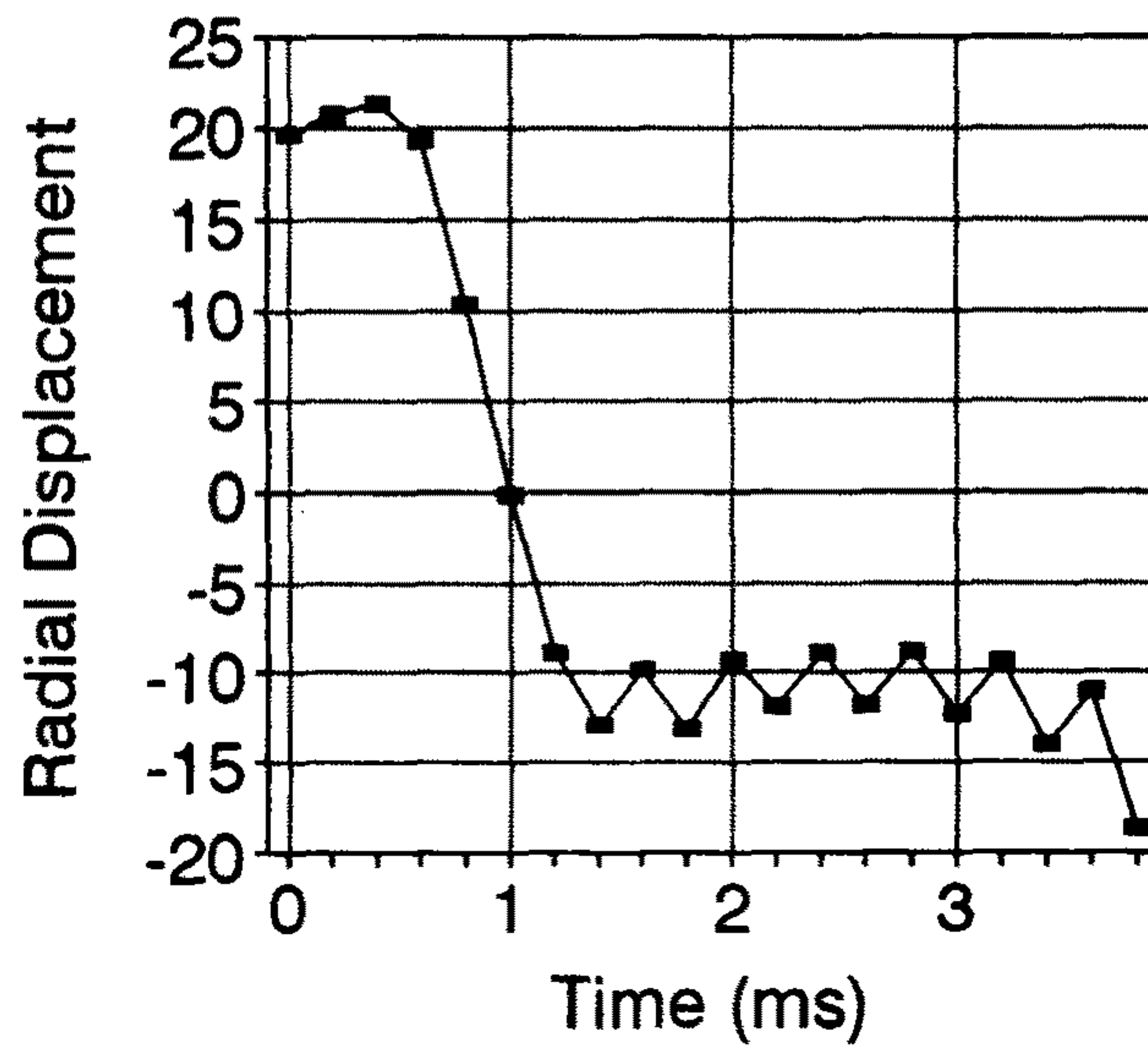


(b)

그림 3-9 (a) 저항 가열 일주 전압 (b) 플라즈마 전류



(c)



(d)

(c) 플라즈마 전류의 변화율 (d) 플라즈마의 위치

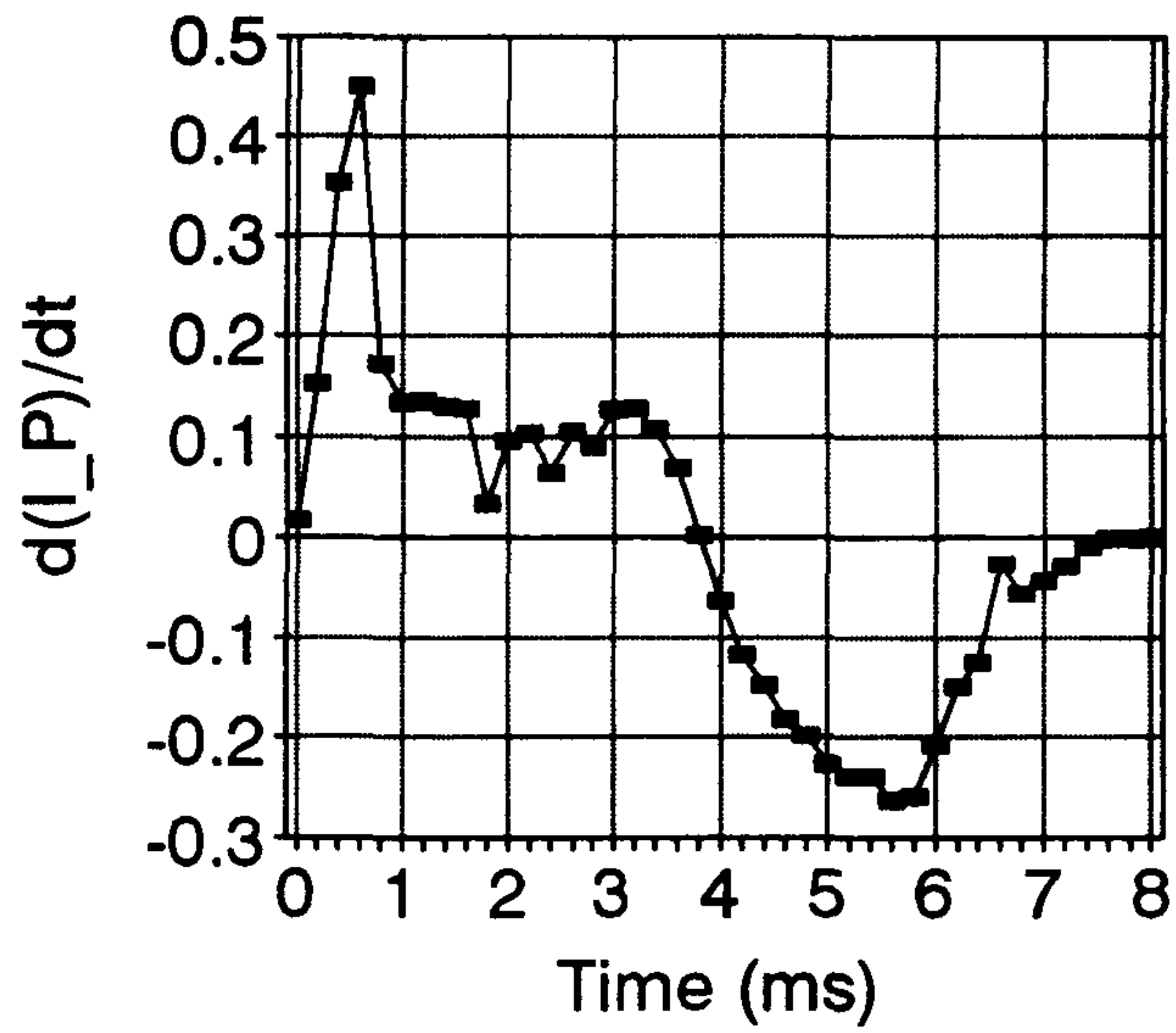
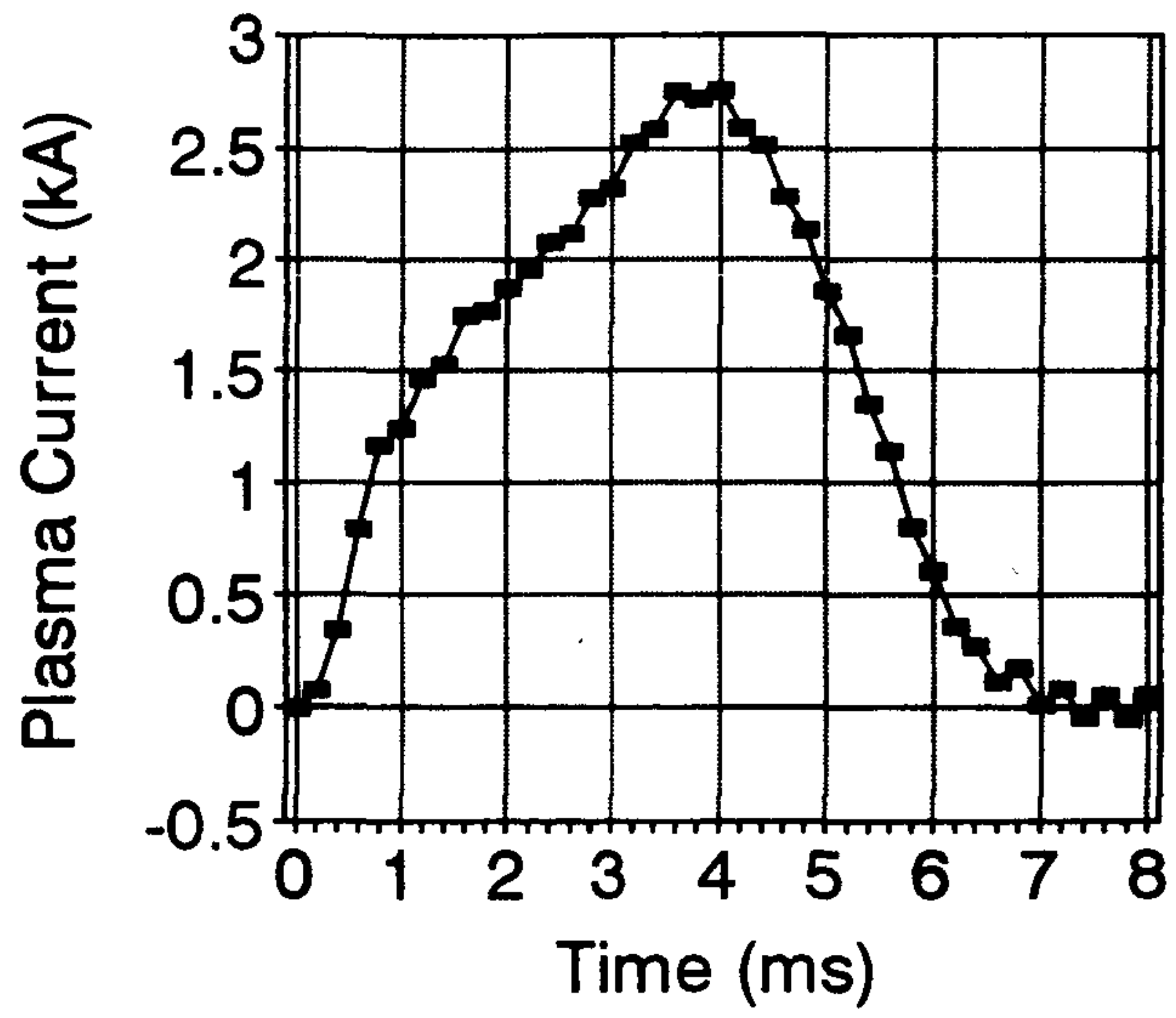
팽창해야 하므로 현재 토카막의 상태가 비정상적임을 알 수 있다. 그 원인으로서는 토로이달 자장 코일 배치의 오차로 자속이 안쪽 리미터와 만나는 곳이 있는 경우와 저항 가열 코일에 의해 발생하는 자속이 초기의 플라즈마에 안쪽으로 힘을 주는 경우 등을 생각해 볼 수 있다. 과학원 토카막이 정상 운영( 플라즈마 전류 : 60 kA, 전자 온도 : 200 eV)를 달성하기 위해서는 그 원인에 대한 규명이 앞으로의 과제가 될 것이다. 그림 3-10 에는 플라즈마 전류가 늘어났을 때의 플라즈마 변위를 나타낸 것이다.

## 제 5 절 요약

본 연구를 통해서 기본적인 토카막의 진단을 위한 여러 자속 코일들의 원리를 살펴보고, 직접 제작하여 실험에 사용하였다. 저항 가열 일주 전압 및 토로이달 자장을 측정하는 것은 축전지 전원등 각 실험 장치들이 정상 작동하는지를 점검하기 위해서도 중요하고, 본 장에서 살펴본 바와 같이 다른 자속 코일들의 데이터와 종합해서 전자 온도, 플라즈마의 위치, 밀폐시간 등 여러 물리적인 변수들을 알아내는 데도 유용하다.

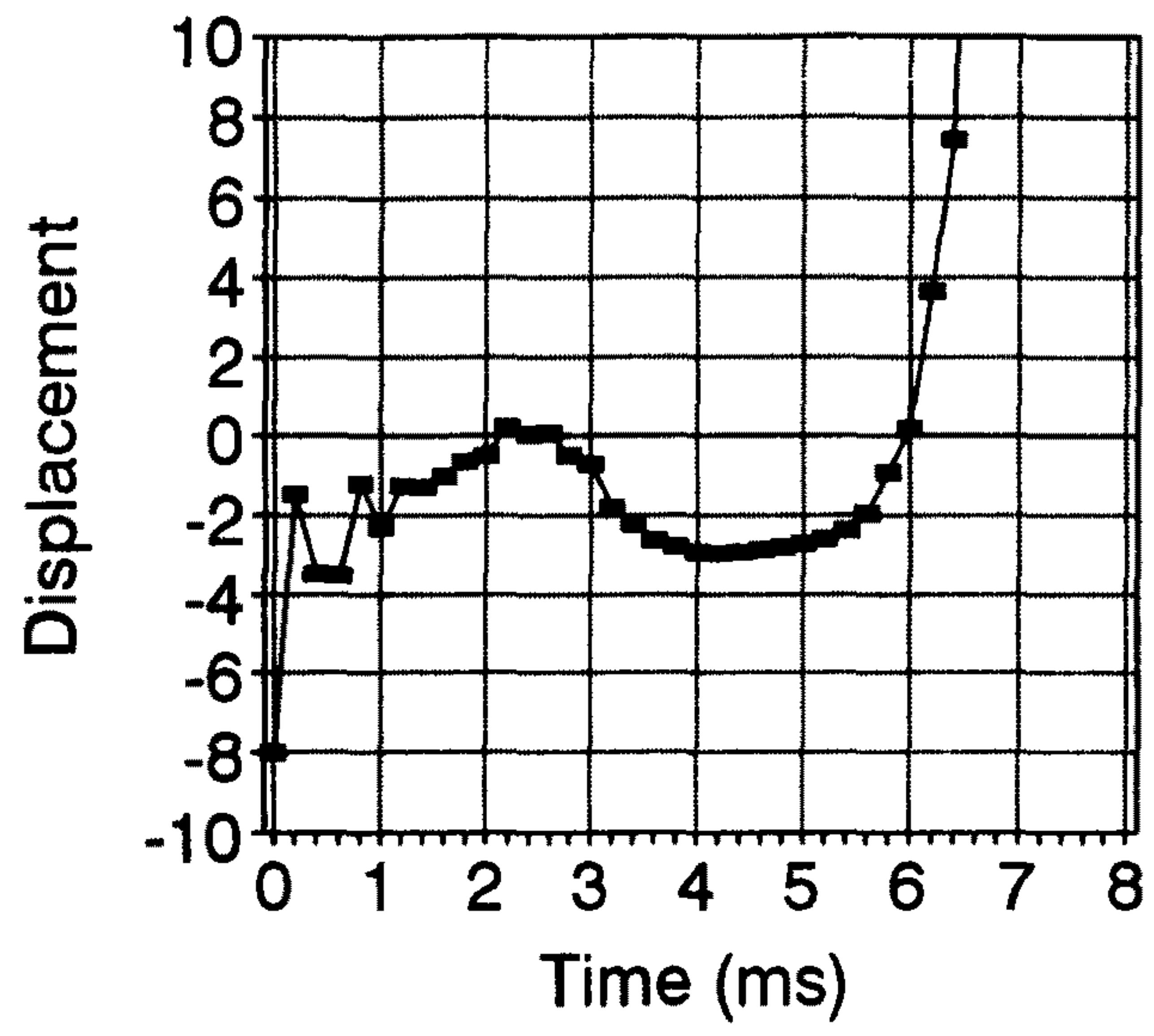
자속 코일에 의한 진단은 싼 비용으로 간단하게 구성할 수 있으면서도 특히, 제 3 절의 마지막 부분에서 논의한 것처럼 토카막에서 발생한 플라즈마의 상태에 대한 많은 정보를 주므로써 실험자가 실험 현상을 이해하고 문제점을 해결하는데 중요한 역할을 한다.





(a)

그림 3-10 (a) 플라즈마 전류 (b) 플라즈마의 수평 위치



(b)

## 제 4 장 진단 장치

### 제 1 절 토카막에 설치된 단일 탐침

플라즈마 진단 기술중에 자주 사용되고 대부분 중요한 진단기술중 하나인 랑뮤어(Langmuir)탐침 진단이 있다. 50년전에 랑뮤어에 의해서 도입된 이 진단방법으로 이온과 전자의 밀도, 전자의 온도와 전자의 분포함수등을 결정할 수 있다. 이 변수들은 탐침에 인가된 전압에 대해 탐침에 흐르는 전류를 측정하는 방법으로 얻어진다. 보통 탐침을 사용해 측정한 밀도는 신뢰할 수 있지만, 여러 문헌등으로 미루어 앞장에서 설명된 마이크로파 간섭계와 같이 조합해서 사용하면 1% 오차내에서 밀도를 측정하는 것도 가능하다.

#### 1. 자기장이 없을 때의 탐침

기본적인 플라즈마 변수들은 탐침과 플라즈마 전위 사이의 전위차의 함수로써 탐침에 흐르는 전류를 관찰함으로써 결정할 수 있다. 플라즈마는 진공 용기(애노드)에 대해 양전위를 가지는 데 이를 플라즈마 전위라고 한다. 이것은 초기에 전자와 이온의 속도차에 의한 손실비율이 다르기 때문에 전위차가 생기는 것인데 용기(애노드) 표면상태에 따라 크게 영향을 받는다.

자기장이 없을 때 플라즈마 속에 있는 단일 Langmuir 탐침인 경우(전자와 이온의 평균 자유경로에 비하여 작은 크기인 경우), 전형적인 I-V곡선을 Fig. 4.1에 나타냈다. Fig. 4.1에서 탐침전위( $V_{probe}$ )가 플라즈마 전위( $V_{plasma}$ )보다 클 때(A 영역) 집적전자 전류는 포화상태에

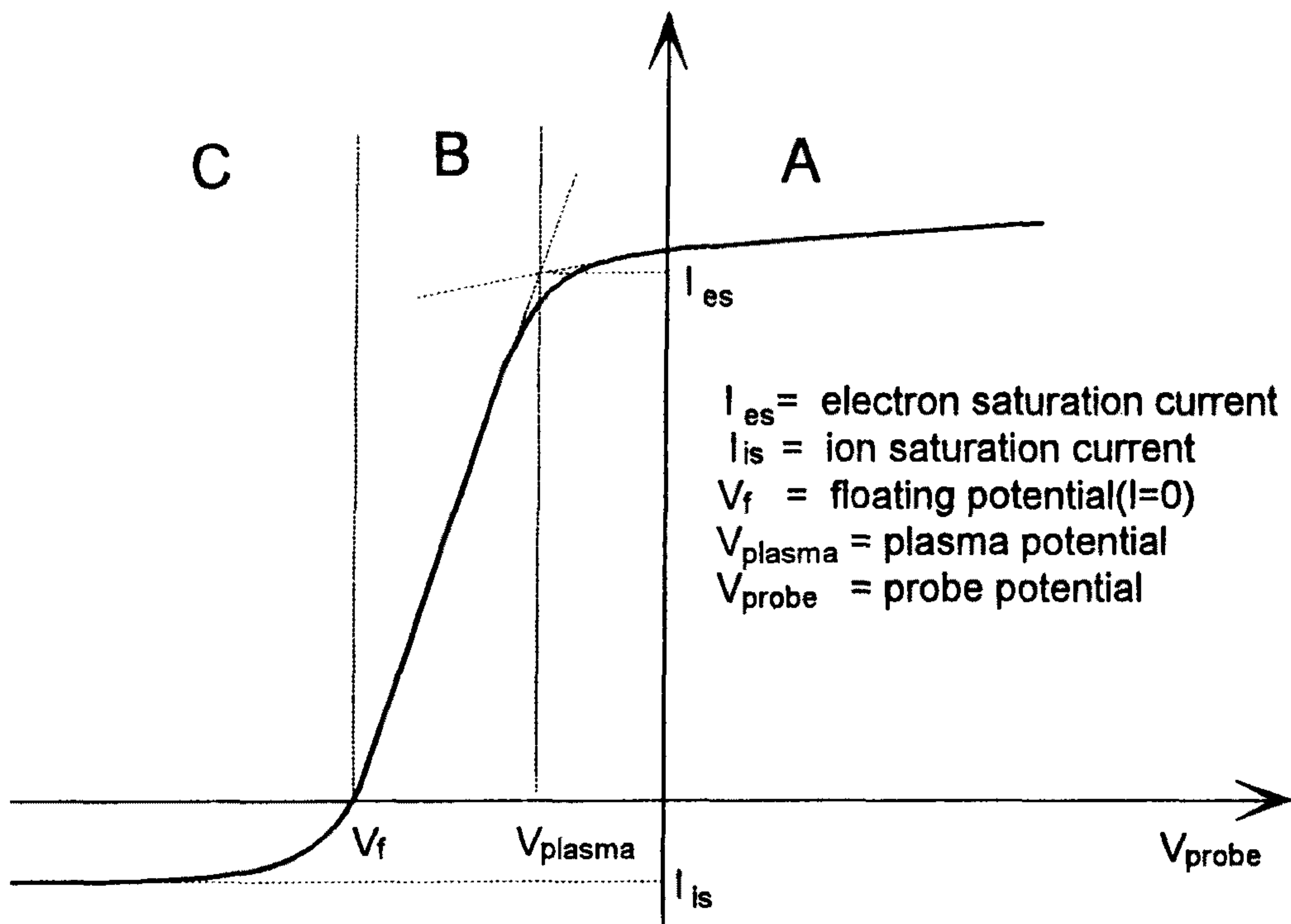


Fig. 4.1 Langmuir probe characteristic curve.

도달하고 전위에 의해 이온들은 밀려난다. 탐침전위를 더 낮추면(B 영역) 이온이 탐침에 도달하기 시작하고 전자들은 탐침으로부터 빠져나가기 시작한다. 한편 탐침의 전위를 아주 낮추는 C 영역에서 이온전류가 포화상태에 도달하고 전위에 의해 전자들은 밀려난다. B영역에서 I-V 특성 곡선의 기울기를 구해 전자의 온도를 얻을 수 있다. 그리고 플라즈마의 밀도는 이온 또는 전자 포화 전류를 측정하고 전자 온도  $T_e$ 를 측정하여 계산할 수 있다. 탐침에 의해서 집적되는 전류는 다양한 플라즈마 원소가 기여하므로

$$I = A \sum_i n_i q_i \bar{v}_i \quad (4-1)$$

와 같이 주어진다. 여기서 A는 전하들이 집적될 수 있는 탐침의 총 표면적이고  $\bar{v}_i$ 는 i 원소의 평균속도로써

$$\bar{v}_i = \frac{1}{n} \int v f_i(\vec{v}) d\vec{v} \quad (4-2)$$

이다. 단,  $f_i(\vec{v})$ 는 i 원소의 분포함수이다. 평형속도분포(equilibrium velocity distribution) f가 맥스웰 분포로 주어진다고 하면

$$f_\alpha(\vec{v}) = n \left( \frac{2\pi T_\alpha}{m_\alpha} \right)^{-3/2} \exp\left( -\frac{\frac{1}{2} m_\alpha v^2}{T_\alpha} \right) \quad (4-3)$$



이다. 이 분포함수는 각 원소의 평균 속도를 계산하는데 이용된다. 우선, 실험에서 사용되는 작은 평면 탐침을 예로 들자. 평면탐침이 yz면에 있으면 입자가 탐침에 충돌하여 생기는 전류는 입자의 x 성분 속도만 중요하고  $v_y$ 와  $v_z$ 에는 무관하다. 각 원소로부터 탐침에 흐르는 전류는  $V \equiv V_{probe} - V_{plasma}$ 의 함수이다. 분포함수로부터 전류를 계산하면

$$I(v) = nqA \int_{v_{min}}^{\infty} dv_x v_x \left( \frac{2\pi T_a}{m_a} \right)^{-1/2} \exp\left( -\frac{\frac{1}{2} m_a v_x^2}{T_a} \right) \quad (4-4)$$

이다. 여기서  $v_{min} = \left( \frac{2qV}{m_a} \right)^{1/2}$ 이고  $v_{min}$ 보다 작은 속도를 지닌 입자는

전위장벽에 의해 밀려난다.(Fig. 4.2)

#### 가. 전자 포화 전류( $I_{es}$ )

A 영역에서의  $v_x$ 성분을 지닌 모든 전자가 탐침을 향해 집적되고 (4-4)식으로부터 전자 포화 전류는

$$I_{es} = -neA \left( \frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (4-5)$$

이다. 마찬가지로 B와 C의 영역(  $V_{probe} < V_{plasma}$  ; 전자를 밀어내는 영역)에서 총전류는

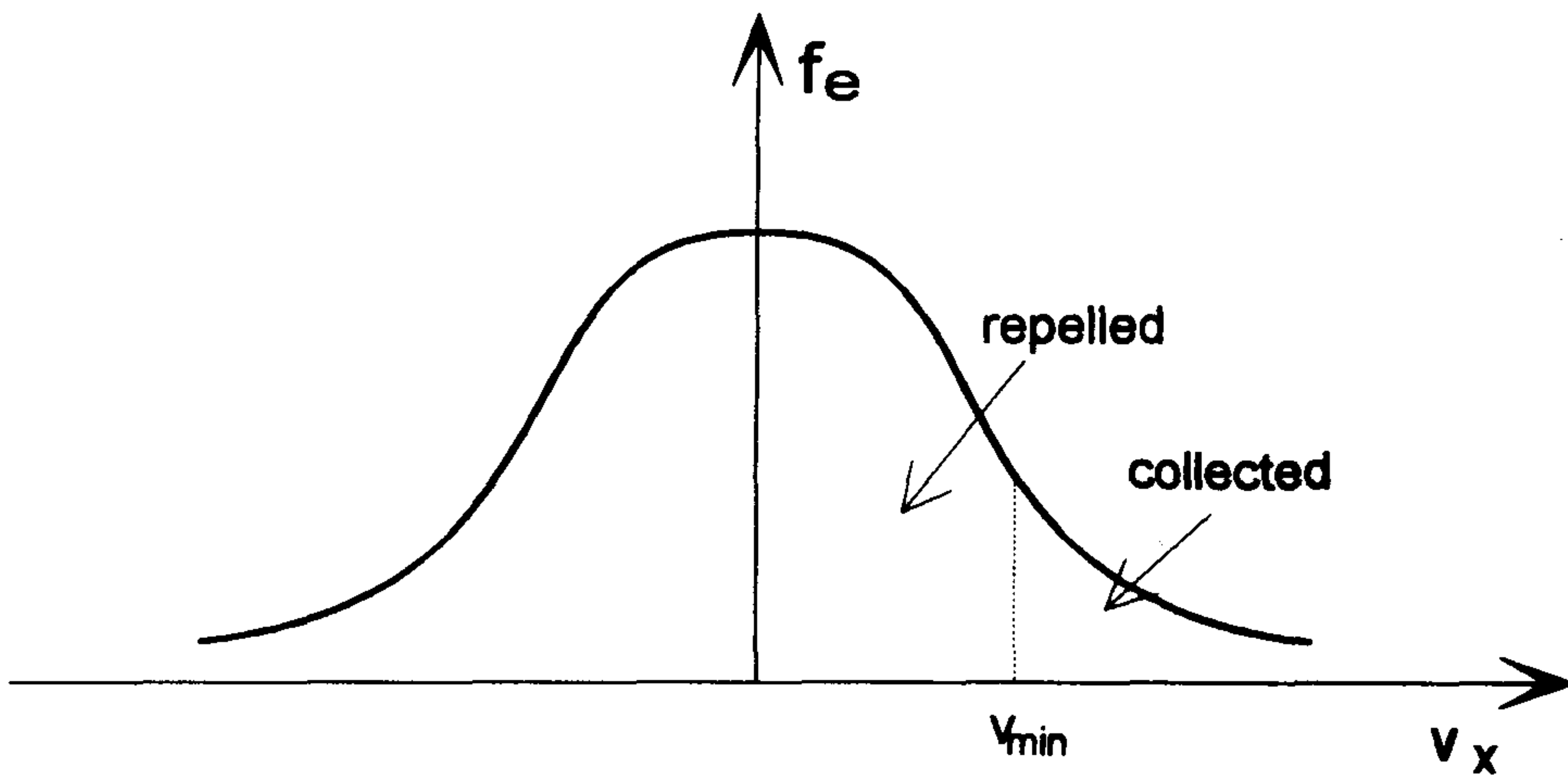


Fig. 4.2 Electron Velocity Distribution.

All electrons with energy  $|eV|$  greater than  $\frac{1}{2} m_e v_{\min}^2$  are collected.

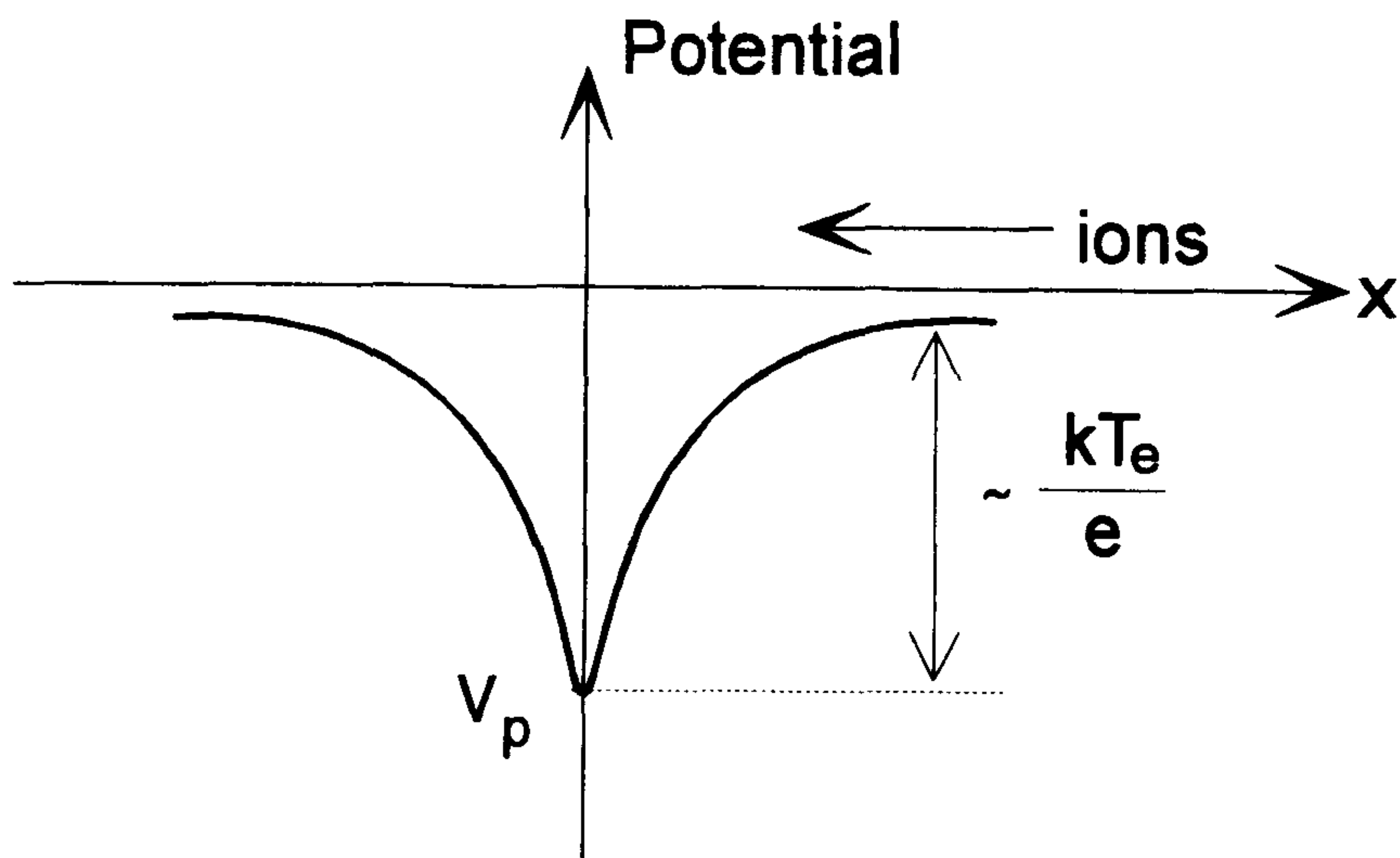


Fig. 4.3 Sheath potential as function of distance  $x$  from infinite plane probe.

$$I(V) = I_{is} - neA \int_{v_{\min}}^{\infty} dv_x v_x \left(\frac{2\pi T_e}{m_e}\right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_x^2}{T_e}\right) \quad (4-6)$$

이다.  $\frac{1}{2} m_e v_{\min}^2 = -eV$ 로 대치하면 (4-6)식은

$$I(V) = I_{is} - neA \left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{eV}{T_e}\right) \quad (4-7)$$

단, B와 C영역에서  $V < 0$  이다. (4-7)식은 탐침 전압이 플라즈마 전위 ( $V = V_{\text{probe}} - V_{\text{plasma}} = 0$ )와 같아질 때 까지 전류가 지수적으로 증가한다는 것을 보여준다.

#### 나. 이온 포화 전류( $I_{is}$ )

이온 포화 전류는 단순히 (4-5)식과 같이 주어지지 않는다.  $I_{is}$ 를 관찰하기 위해선 모든 전자가 탐침 전위에 의해 밀려나야 하므로  $V_{\text{probe}}$ 는 음(negative)이어야만 하고 외장 기준(sheath criterion)에 의해  $\frac{T_e}{e}$  정도의 크기를 가져야 한다(Fig. 4.3).  $\sim T_e$ 는 열에너지  $T_i$ 보다

비교적 크다. 이온 포화 전류는 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$I_{is} = neA \left( \frac{2kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (4-8)$$

다. 부유 전위(floating potential ;  $V_f$ )

$V = V_f$  일 때 이온과 전자에 의한 전류가 같으므로 총전류는 영이다. (4-7)식과 (4-8)식에서  $I=0$ 으로 놓으면

$$V_f = \frac{kT_e}{e} \ln \left( \frac{m_i}{4\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (4-9)$$

이다.

라. 전자 온도( $T_e$ )

전자의 온도는 (4-7)식으로 부터 얻을 수 있다.  $I_{is} \ll I$  이면(이온에 의한 전류를 무시하면)

$$\begin{aligned} I(V) &\approx -neA \left( \frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV}{T_e}\right) \\ &= I_{es} \exp\left(-\frac{eV}{T_e}\right) \end{aligned} \quad (4-10)$$

$$\frac{d \ln |I|}{dV} = \frac{e}{T_e} \quad (4-11)$$

이다.  $V < 0$ 인 경우, 탐침 전압  $V$ 에 대해 전자에 의한 전류의 로그값을 미분함으로서 전자의 온도를 얻을 수 있다. 분포함수가 맥스웰분포이면  $\ln I$  대  $V$ 의 기울기가 직선이라는 것에 유의해야 한다.

#### 마. 전자 분포 함수의 측정; $f_e(v_x)$

평면 탐침에 흐르는 전류는 일반적으로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$I = nqA \int_{v_{\min}}^{\infty} v_x f(v_x) dv_x = \frac{nqA}{m_e} \int_{qV}^{\infty} f(qV) d(qV) \quad (4-12)$$

$$\frac{dI}{d(qV)} \propto f(qV) \quad (4-13)$$

단, 여기서도 이온전류( $I_{ie} \ll I$ )를 무시한다.  $q = -e$ 일 때 전자 에너지 분포함수를 얻을 수 있다.  $f(v_x)$ 를 플라즈마 위치의 함수에 따라 측정하면 위상 공간분포  $f(v_x, x)$ 도 얻을 수 있다.

## 2. 자기장이 있을 때의 탐침

자기장이 존재하면 전자 싸이클로트론 반지름이 탐침의 크기보다 작거나 같을 때 탐침의 전류가 크게 영향을 받는다. 유효 평균자유행로가 탐침의 크기에 비해 작거나 같으면 전자 포화 전류는 상당히 줄



어든다. (탐침의 중심축이 자기력선에 평행할 때 전자의 집적이 작아진다.)

자기장의 효과는 선회반경(gyroradius :  $\rho_a = \frac{m_a v}{eB}$  ; a = i, e)과 탐침의 크기( $A_p$ )에 의해 결정된다.

가. 약한 자기장( $\rho_i > \rho_e > A_p$ )

이온과 전자의 선회반경이 탐침의 크기보다 크기 때문에 탐침의 전류는 자기장이 없을 때와 같다.

나. 중간 자기장( $\rho_i > A_p > \rho_e$ )

전자에 비해 상대적으로 자기장의 영향을 덜 받은 이온은 자기장이 걸리지 않는 경우와 같다. 전자(electron)의 경우, 자기장에 의해 전자가 구속되므로 전자의 전류가 방해받기 때문에 전자의 포화전류는 감소한다.

다. 강한 자기장( $A_p > \rho_e > \rho_i$ )

이온도 역시 강한 자기장에 의해 구속되므로 이온집적현상을 해석하는데 상당히 보정이 필요하다. 여기서 이온은 충돌이 없는 상황에서 자기장을 따라 움직인다. 이온은 자기장을 중심으로 탐침의 크기보다 작은 반경으로 선회운동을 하며 자기력선을 따라 탐침에 집적된다. 즉, 이것은 이온들이 유도중심(guiding center)을 갖고 탐침을 향해

1차원 운동을 하는 것으로 볼 수 있다. 그러므로 이온 포화전류는 자기장이 없을 때의 값에 0.49를 곱해 얻을 수 있다.(Bohm 확산)

$$I_{is} = 0.49neA\sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (4-14)$$

여기서 A는 탐침의 면적이다.

Fig. 4.4는 KAIST 토카막에 탐침을 설치한 개략도이다. 여기서 사용된 접지저항(ground resistance)은 100 Ω이다. 이 기간동안에 온도와 밀도를 여러번 측정하기 위해서 톱니파 회로(Fig. 4.5)를 만들어 탐침전위를 소인시켰다. 톱니파 회로는 130 Hz ~ 30 kHz 까지 소인 주파수가 변하도록 설계하였다. 탐침의 바이어스 전원은 KEPCO의 모델 BOP100-1M인 쌍극성 동작 전원(Bipolar Operational Power Supplies; 동작범위 -100 V ~ 100 V)에서 쓰는 전원을 사용하였으며 이 전원에 미리 톱니파 신호를 넣어주면 BOP100-1M이 그 톱니파 신호를 증폭시켜준다. 톱니파 주기는 1 ms로 잡았고 소인되는 전압은 -100 V ~ 100 V이다. Fig. 4.6은 탐침에 소인된 톱니파 전원의 모양을 나타낸다. 토카막 실험의 데이터는 제 7 장에 서술하였다.

## 제 2 절 H<sub>α</sub> 선 진단

KAIST 토카막에 H<sub>α</sub> 선을 측정하기 위해 광증배관을 사용하였다. H<sub>α</sub>선은 Balmer 계열의 스펙트럼 중 하나로 수소 원자가 주양자수 n=3으로 여기된 다음 주양자수 n=2로 떨어지면서 나오는 가장 긴 파장

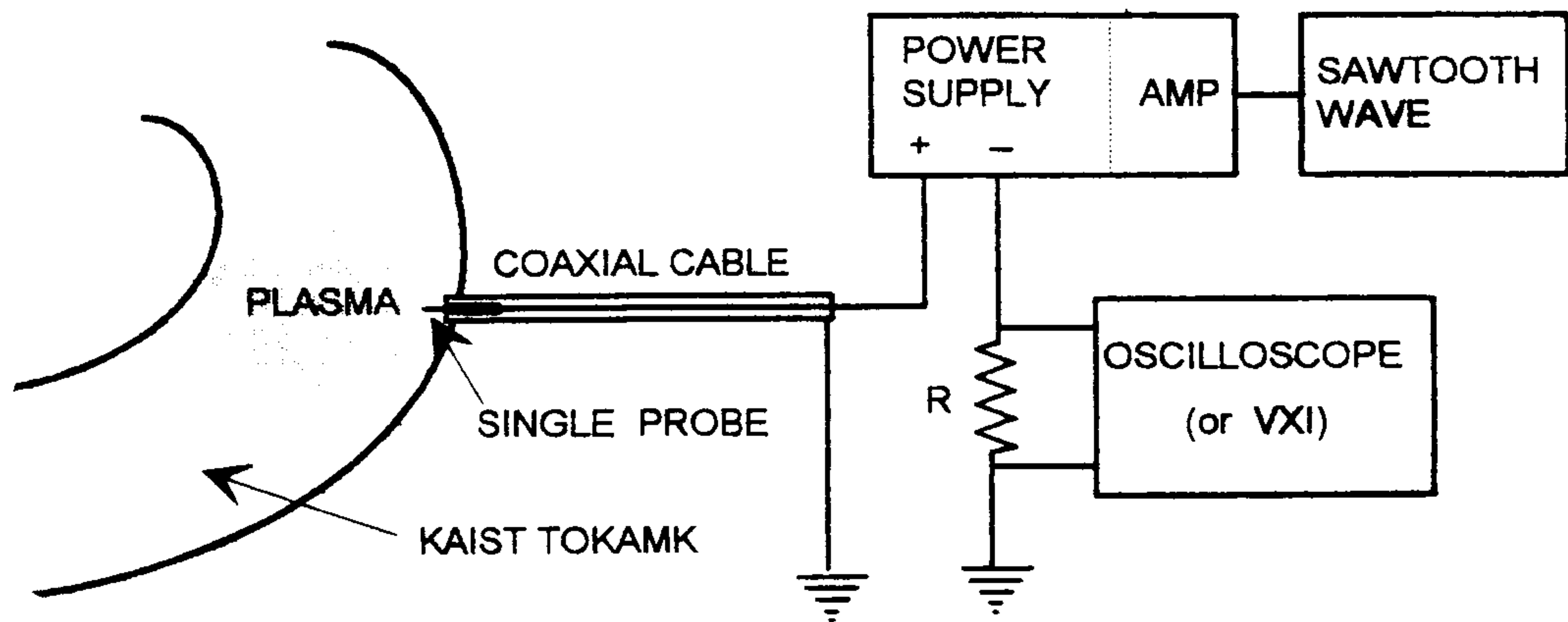


Fig. 4.4 A Scheme of a single probe mounted on the KAIST tokamak.

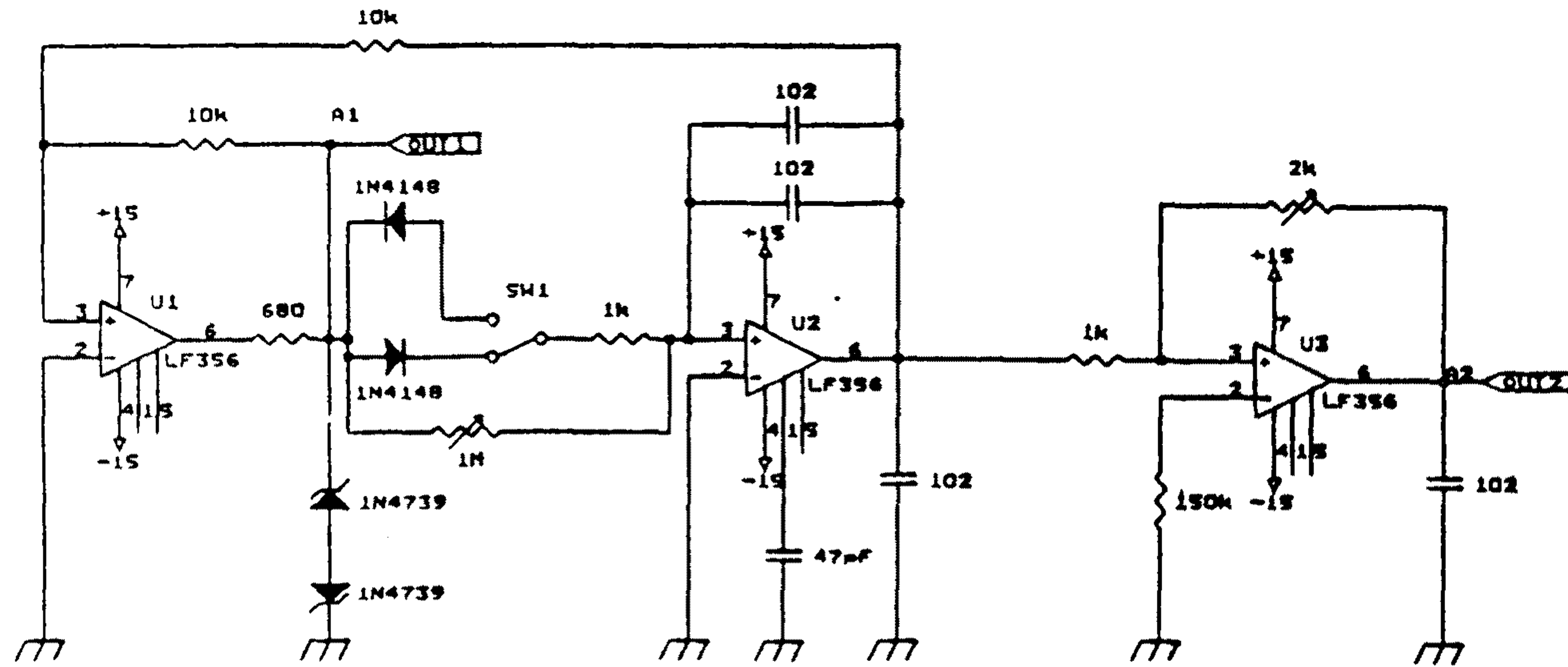


Fig. 4.5 The circuit generating a sawtooth wave.

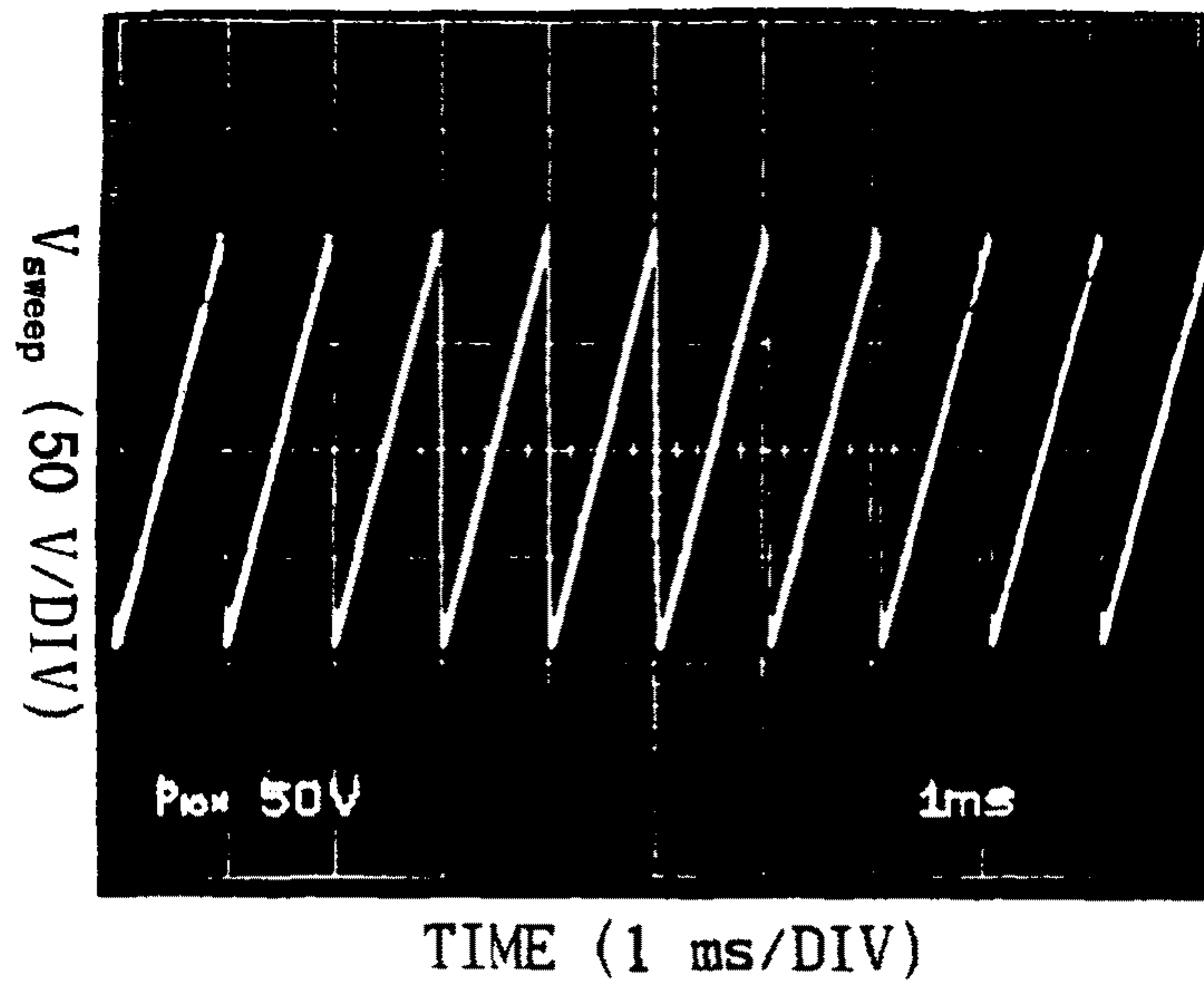


Fig. 4.6 A sawtooth wave swept to single probe



(가장 낮은 주파수; 적색,  $\lambda = 656.3 \text{ nm}$ )이다. H $\alpha$ 선의 강도가 크면 이온화가 많이 일어나는 것을 나타낸다. H $\alpha$ 선을 측정하기 위한 실험장치 구조는 2차년도에 나타난다. 광증배관의 분해능은 외부의 저항과 동축 케이블의 전기용량에 의해 결정된다. 2 m 의 동축 케이블은 60 pF이고 저항은 10 k $\Omega$ 이므로 광증배관의 시상수(RC time)는 0.6  $\mu\text{s}$  이다. 이 시상수가 플라즈마의 지속시간(10 ms)보다 충분히 작으므로 신호를 정확히 따라 갈 수 있다. Fig. 4.7은 KAIST 토카막에서 측정한 실험 데이터이다. Fig. 4.7에서 보면 12 V 정도에서 절연파괴와 동시에 이온화가 급격히 일어나면서 H $\alpha$  선의 강도가 증가한다. 위 부분에서 H $\alpha$  선의 방출이 일정해지는 부분은 짧은 순간 이온화가 더 이상 지속하지 못하고 소멸되어 감에 따라 H $\alpha$  선의 감소하고 있다는 것을 볼수 있다.

### 제 3 절 밀도 간섭기 (Density Interferometry)

밀도 간섭기는 플라즈마의 밀도를 진단하는데 아주 중요한 기술이다. 플라즈마의 밀도와 관계하는 굴절률의 변화로 나타나는 위상차를 측정하여 밀도로 진단하는 것이다. 밀도 간섭기의 기본 측정 원리 및 구조는 2 차년도에 자세히 나타내었고 KAIST 토카막에 설치된 마이크로파 간섭계는 마하젠더 간섭계의 구조로 헤테로다인 방식의 위상차를 검출하는 간섭계이다.

일반적으로 파수 벡터( $\vec{B}_0 \perp \vec{k}$ )를 투과경로가 d 인 매질을 통과할 때  $k_d(=N\frac{\omega}{c})$ 라 하고 매질이 없을 때(진공속 일때)  $k_0$ 라 하면 위상차는

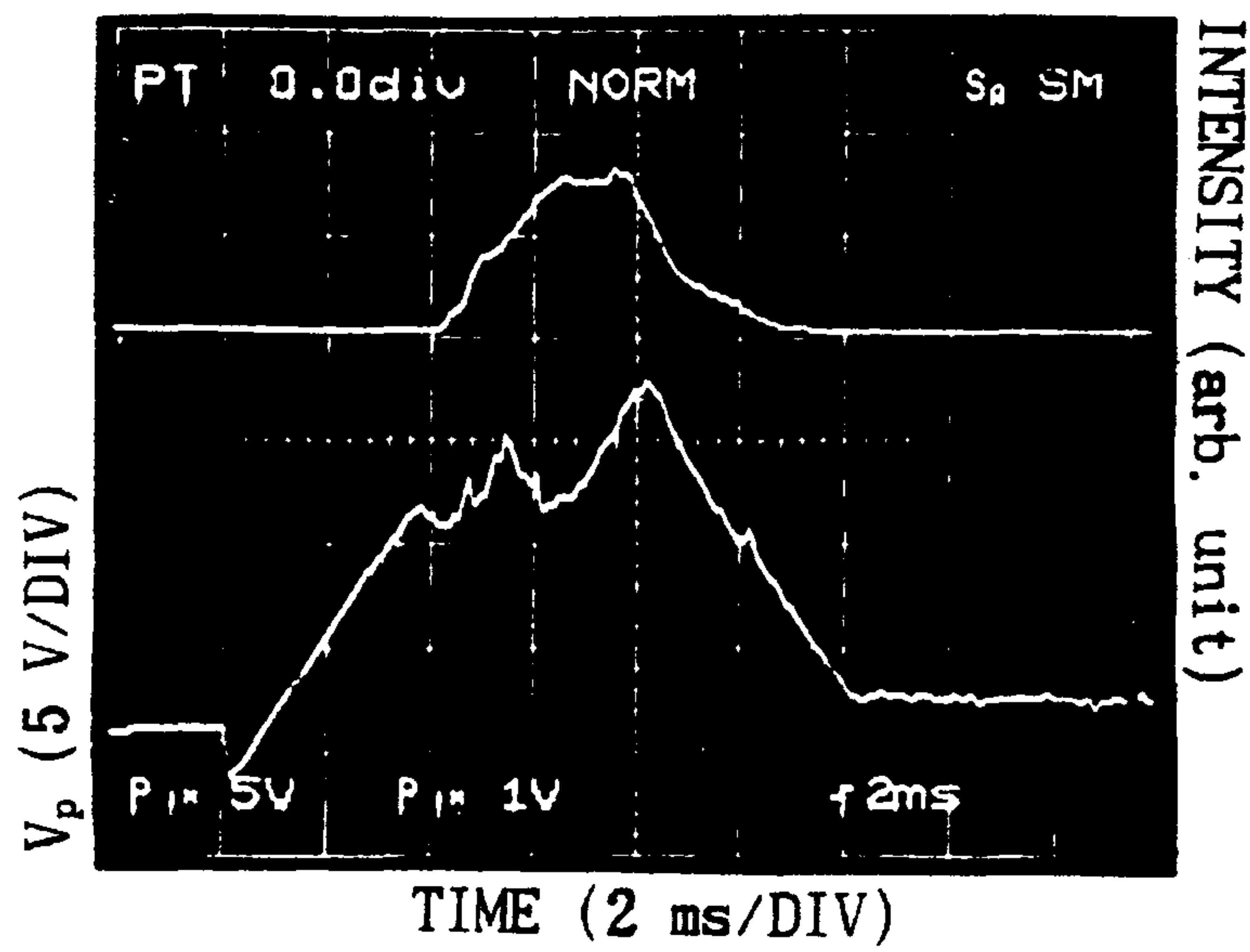


Fig. 4.7 A signal of the  $H_{\alpha}$  line and the loop voltage for  $1.5 \times 10^{-4}$  Torr at shot number 189.

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \int (k_0 - k_o) dx \\ &= \frac{\omega}{c} \int_0^d (1 - N) dx\end{aligned}\quad (4-15)$$

이다. 여기서 위상차는 플라즈마가 없을 때와 플라즈마가 존재할 때의 경로차이고  $d$ 는 파동이 플라즈마를 통과한 거리이다. 파동이 진행한 거리는 플라즈마가 있을 때와 없을 때가 같아야 한다. 그러므로 간섭계의 위상변이  $\Delta\phi$ 는 플라즈마를 통과한 파에 따라 평균 굴절률을 측정함으로써 주어진다. 상파동( $\vec{B}_o \perp \vec{k}$ )인 경우, 굴절률  $N$ 은 밀도와 관계하므로

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{n_c} \quad (4-16)$$

와 같이 된다. 여기서,  $n_c$ 는 차단밀도(cutoff density)로

$$n_c \equiv \frac{\omega^2 m_e}{4\pi e^2} \quad (4-17)$$

이다. 일반적으로  $n_e < n_c$ 에서 마이크로파가 플라즈마를 투과하므로 플라즈마 밀도의 측정이 가능하다.

마이크로파 주파수는 35 GHz를 사용하였고, 마이크로파 전력은 60 mW이며, 헤테로다인 방식의 중간 주파수는 60 MHz이다. 위상차의 정보는 60 MHz 신호에 실려 있어 측정하기가 용이하다. 또한 헤테로다인 방식의 간섭계를 사용하는 것은 다른 종류의 간섭계보다 아주 큰 장점이 있다. 그것은 마이크로파의 송수신 안테나에서 수신된 마이크로파의 전력이 낮아도 위상정보가 IF 주파수에 실려 있으므로 마이크

로파의 진폭에는 무관하다는 것이다. 보통 마이크로파를 플라즈마에 입사시키면 마이크로파의 편향이 일어나 수신기에 도달하는 마이크로파의 전력이 작아진다. 수신기의 위상정보가 마이크로파의 진폭에 관련이 되어 있는 간섭계는 이러한 상황하에 위상차를 측정하기란 매우 어렵다.

Fig. 4.8은 마이크로파 간섭계의 위상정보와 밀도와 관련된 그래프이다. 차단 밀도는  $n_c=1.51 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  이고 보통 측정 가능한 밀도의 범위는  $0.3 n_c$  이하이므로  $0.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  이다.

Fig. 4.9는 KASIT 토카막에 설치된 마이크로파 간섭계의 사진이다.

#### 제 4 절 마하 탐침

마하탐침은 플라즈마 유속을 측정 하는데 필요한 진단 장비 중 하나이다. 토카막에서 긁어내기층(scrape off layer) 및 언저리 플라즈마의 유속이 중심부분의 물리량과 큰 상관 관계를 갖고 있는 것을 잘 알려진 사실이며, Helicon wave, glow discharge, ECR(electron cyclotron resonance) 등 공업용 플라즈마에서는 이방식각(anisotropic etching)에 큰 영향을 준다. 마하탐침은 Fig. 4.11과 같이 플라즈마가 흐르는 방향과 반대방향의 이온 포화 전류를 측정하며 유속  $V_d$ 는

$$V_d = KC_s \log R \quad (4-18)$$

이라는 관계에 의해 구할 수 있다고 알려져 있다. 여기서

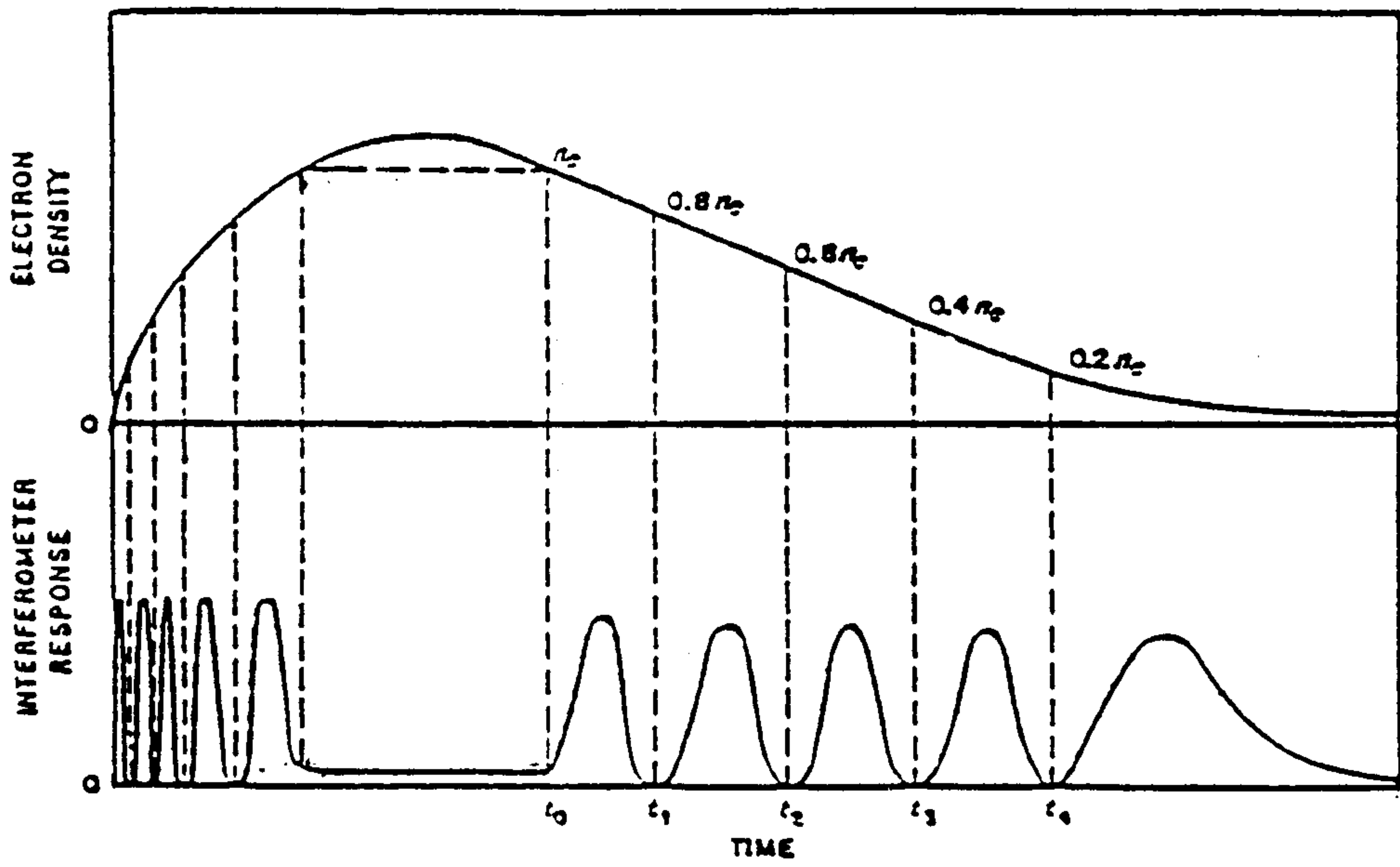


Fig. 4.8 Interpretation of microwave interferometer response.



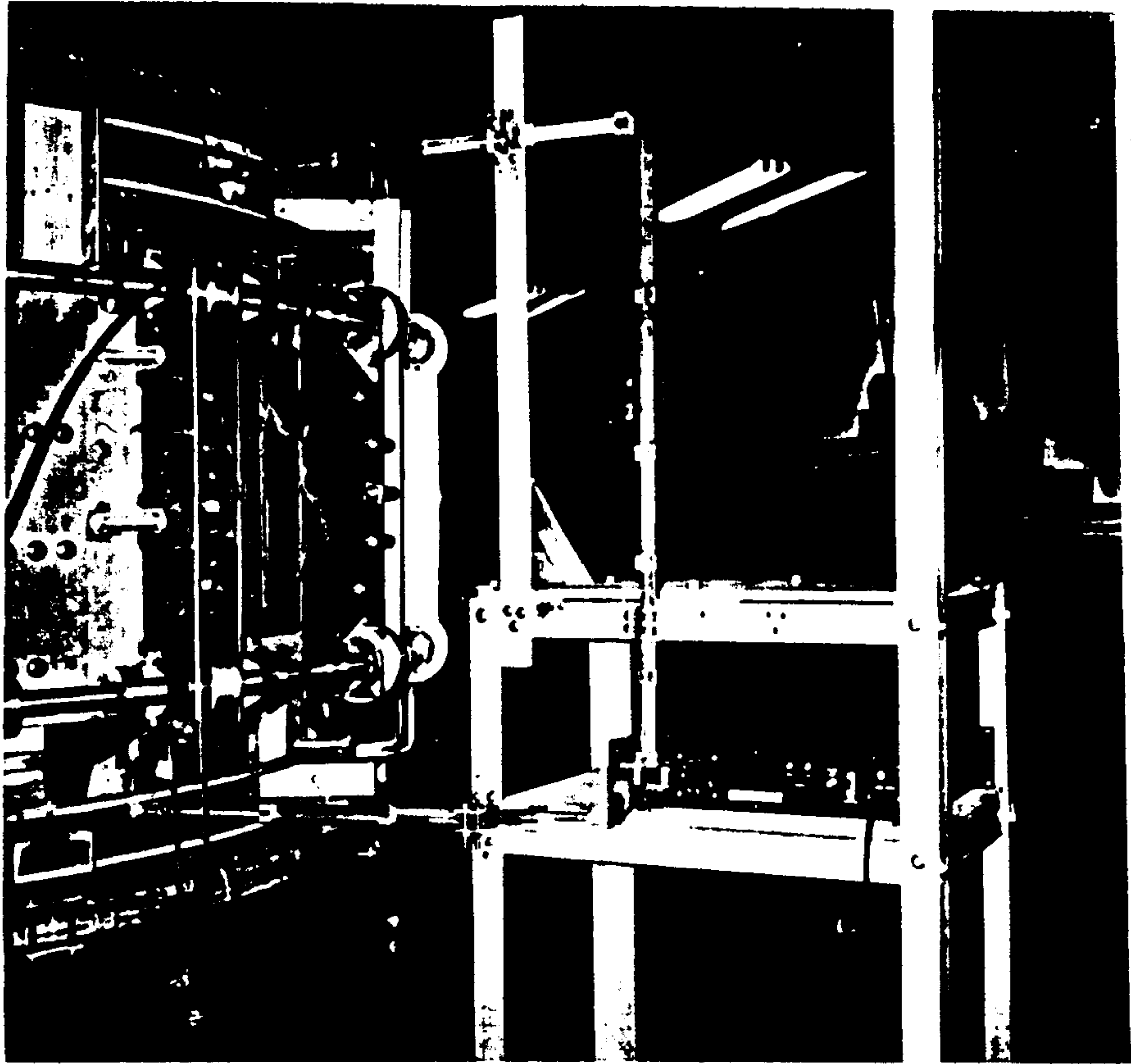


Fig. 4.9 The picture of microwave interferometer on the KAIST Tokamak

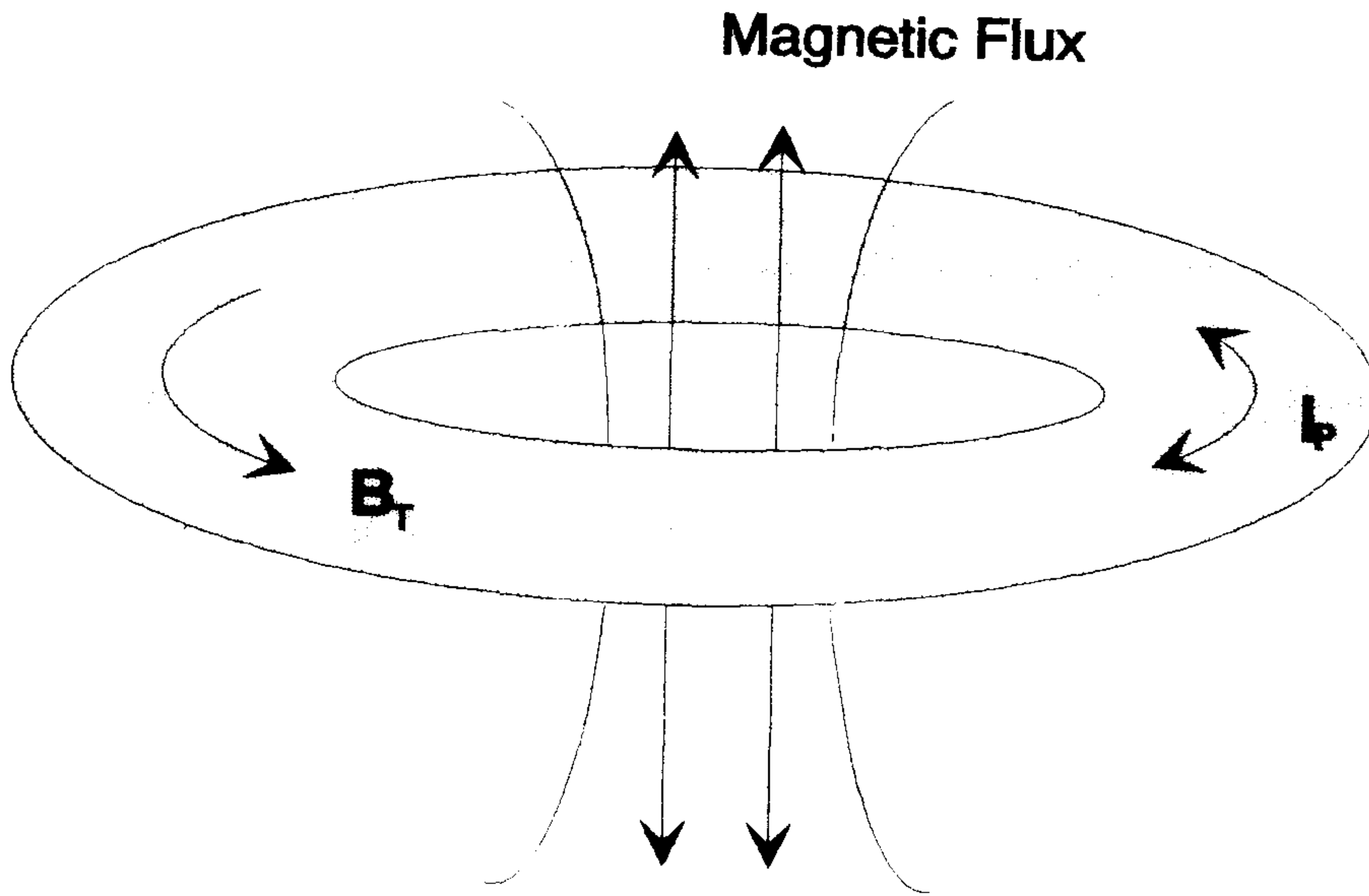


Fig. 4.11 Schematics of AC toroidal and poloidal Plasma generation in the KAIST Tokamak.

$$C_s = \left( \frac{T_e + T_i}{m_i} \right)^{1/2} \quad (4-19)$$

는 이온 음속이며  $R = j_{up}/j_{down}$  ( $j_{up}$ =upstream current density,  $j_{down}$ =downstream current density)은 양방향의 이온 포화 전류의 비이다. 또한  $K$ 는 보정인자로써  $T_e/T_i$ ,  $\rho_i/d$  ( $\rho_i$ : 이온 선회반경,  $d$ : 탐침의 크기)의 함수이다. 유속과 이온포화 전류비  $R$ 과의 관계는 Harbour등이 DITE 토카막의 다이버터와 경계 플라즈마에서의 실험에서 개략적으로 제시한 후 Stangeby, Hutchinson, Chung 등에 의해 fluid, kinetic 이론이 개발되었다. 연구 결과는 토카막과 같이 자화된 플라즈마, 우주 플라즈마 및 공정 플라즈마 공히 사용될 수 있다는 것이다. 다양한 응용에도 불구하고 실험적으로 (4-18)식을 검증하는 연구는 거의 없었다.

KAIST 토카막의 중요한 연구 목적중 하나가 언저리 플라즈마의 특성 연구이므로 마하탐침에 대한 이해가 중요하게 된다. 이를 위해 (4-18)식의 실험적인 검증을 하였다. 2 차년도에는 마하탐침을 단일 채널만을 실험 하였고 금년도에는 확장하여 이중 채널의 마하탐침을 사용하여 실험을 하였다.

이중 채널의 마하탐침은 토로이달 방향의 유속과 폴로이달 방향의 유속을 함께 측정할 수 있게 제작되었다. Fig. 4.12은 이중 마하탐침의 구조를 나타낸다. 탐침은 지름 1 mm의 몰리브덴을 사용하였고 지지대는 알루미나이다. 알루미나 가공을 위해 다이아몬드 톱을 사용하여 0.8 mm의 홈을 낸다음 몰리브덴 선을 사용하여 각각 끼워 넣었다. 실험은 AC 방전 실험에서 행하였다. AC 방전은 OH코일과 축전기의 L-C결합회로 (2 kHz의 공진주파수)로 구성된 30 kW RF전압으로 플라즈마를 발생 시킨다. 토카막 주반경  $R$ 에서 유도되는 일주전압은

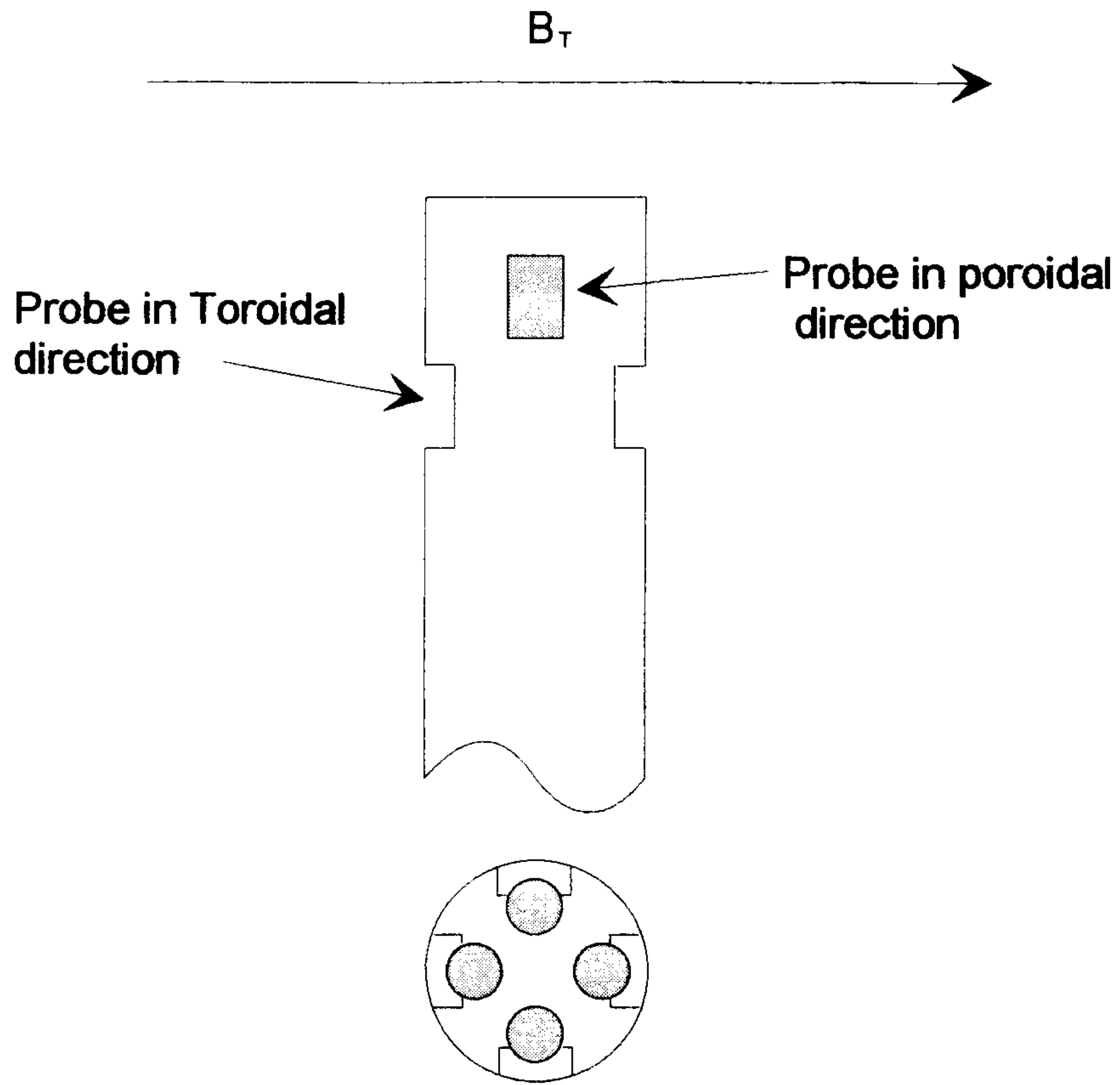


Fig. 4.12 Schematic of two channel Mach probes.

$V_{RF} = V_0 \sin \omega t$  형태를 갖는다. 여기서  $V_0$ 는 최대 일주 전압으로 20 - 30 V이다. 안정된 플라즈마는 토로이탈 자장이 300 - 400 G, 수소 증 전압력이  $2 - 9 \times 10^{-4}$  Torr,  $V_0$ 가 20 V이상의 영역에서 얻을 수 있다. 이러한 조건하에 마이크로파 간섭계로 측정한 플라즈마 밀도는  $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , 로고프스키 코일을 사용하여 측정한 최대 플라즈마 전류는 수백 암페어이다. 이 경우 이온 화율은 수 퍼센트이므로 플라즈마는 전자와 중성 입자의 충돌 주파수가 상당히 큰 영역이다. 일반적으로 RF에 의해 유도되는 전류  $I_p$ 는 다음과 같다.

$$I_p = I_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (4-18)$$

여기서  $\phi$ 는 인가되는 RF power에 대한 위상변화,  $I_0$ 는 최대 플라즈마 전류이다. 측정 결과  $\phi \sim 0$ 이고  $I_0$ 는  $V_0$ 에 비례하여 증가한다. 이것은 RF 플라즈마가  $R_p$ - $L_p$  회로를 이루나  $I_p$  값이 작아서 일어나는 현상이다.

유속과 플라즈마의 전류와의 관계는 다음과 같다.

$$V_i = \gamma I_p(t) \quad (4-19)$$

여기서

$$\gamma = \frac{m v_{en}}{M n \pi a^2 \nu_{in}} \quad (4-20)$$

이고,  $m$  은 전자의 질량,  $M$ 은 이온의 질량,  $a$ 는 토카막의 부반경 15



cm,  $\nu_{en}$ 은 전자와 중성원자와의 충돌주파수( $\sim 10^7$  Hz),  $\nu_{in}$ 은 이온과 중성원자의 충돌주파수( $\sim 10^5$  Hz)이다.

Fig. 4.12의 이중 마하탐침에서 이온 포화전류 측정은 주변경 R 근처에서 수행하였으며 이때 가한 이온 포화 전압은 70-90V이다. 전자온도는 1주기 동안에 1 eV정도의 편차를 갖으며 약 5 eV이다.

플라즈마 전위를 측정하기 위하여 자기방출 탐침(Fig. 4.13)을 사용하였다. 자기방출탐침은 플라즈마에 의해 필라멘트가 가열되어 전자를 방출하게 된다. 이때 방출되는 기준은 플라즈마의 전위에 따라 전자가 방출되고 전자를 흡수하는 데 탐침의 전위가 플라즈마 전위보다 낮으면 전자가 방출된다. 이로 인해 탐침에 전류가 흐르게 되는데 측정 저항에 나타나는 전압은 플라즈마의 전위를 가리킨다. 실험은 중심부 근과 가장자리 플라즈마에서 플라즈마 전위를 측정하였다.

Fig. 4.14는 AC 방전실험에서 토로이달 방향과 플로이달 방향에 따라 이온 집적비  $\log R$ 을 측정한 데이터이다. 이때 수소가스의 압력은  $3 \times 10^{-4}$  Torr 이고 리미터에서 안쪽으로 2 cm 떨어진 곳에서 측정하였다. Fig. 4.14를 보면 플로이달 방향에서  $\log R$ 이 거의 양의 값을 가지는 데, 이는 플라즈마가 한 쪽 방향으로 드리프트해 흐른다는 것을 의미한다. 플로이달 방향으로 플라즈마가 드리프트해 간다는 것은 Fig. 4.16에서도 보면 알 수 있다. Fig. 4.15과 Fig. 4.16은 이온 포화 전류비의 로그값을 플라즈마 전류의 함수로 나타낸 것이다. 이때의 실험 조건을 토로이달 자장 300 G, 수소충진 압력  $3.3 \times 10^{-4}$  Torr, 최대 일주전압  $V_0$ 는 25 V이다. 또한 이 데이터는 15 주기를 평균한 양이다. 이 데이터의 해석을 위해 플라즈마 전류와 유속과의 관계를 살펴보기로 한다. 이 측정에서  $I_p$ ,  $V_{RF}$ ,  $\log R$ 은 거의 위상차이가 없었다. 이것은 RF 주파수  $\omega$  ( $10^4$  Hz)가 플라즈마의 충돌 주파수  $\nu$  보다 작다는 것

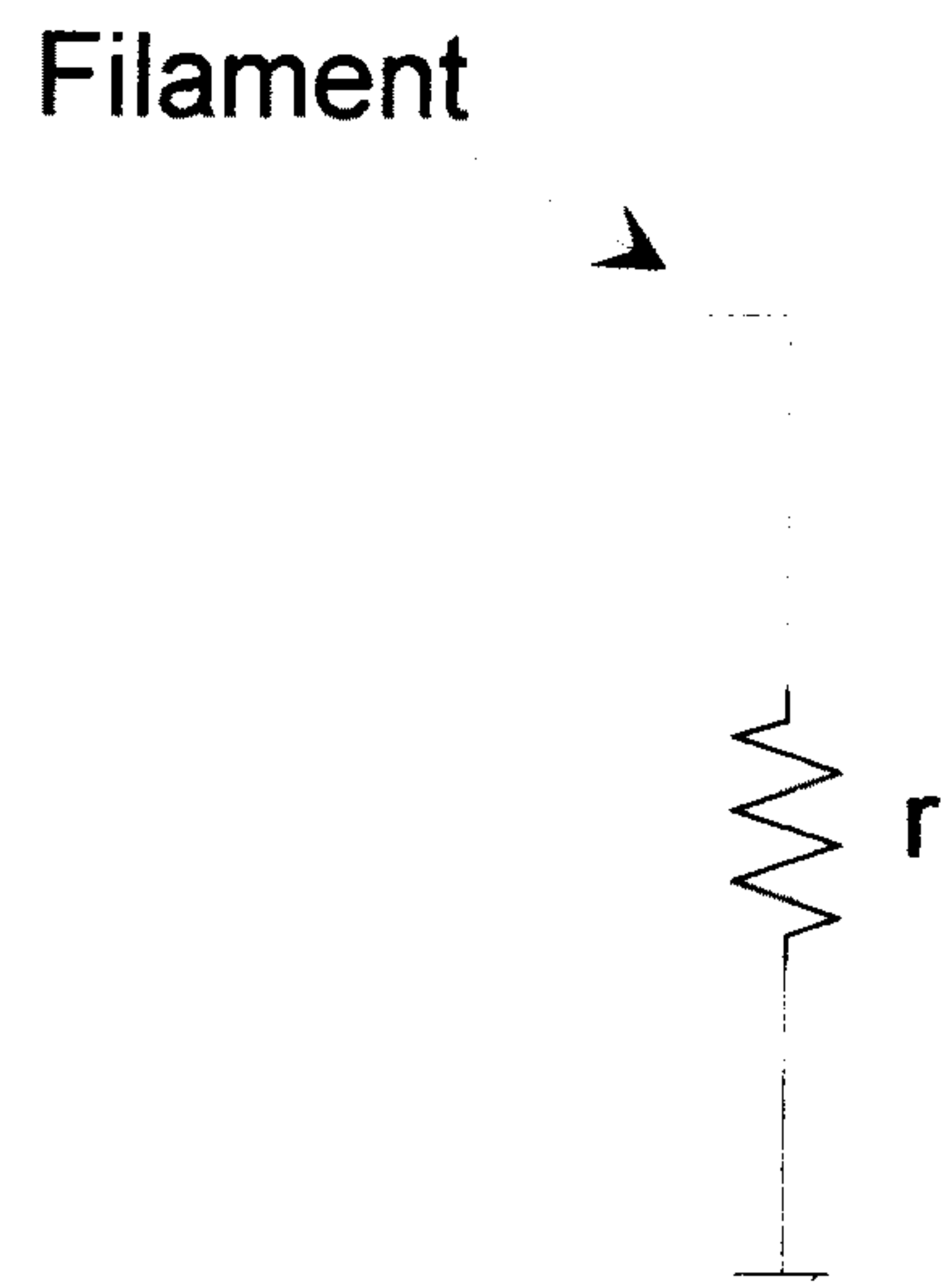


Fig. 4.13 Schematic diagram of the self-emissive probe

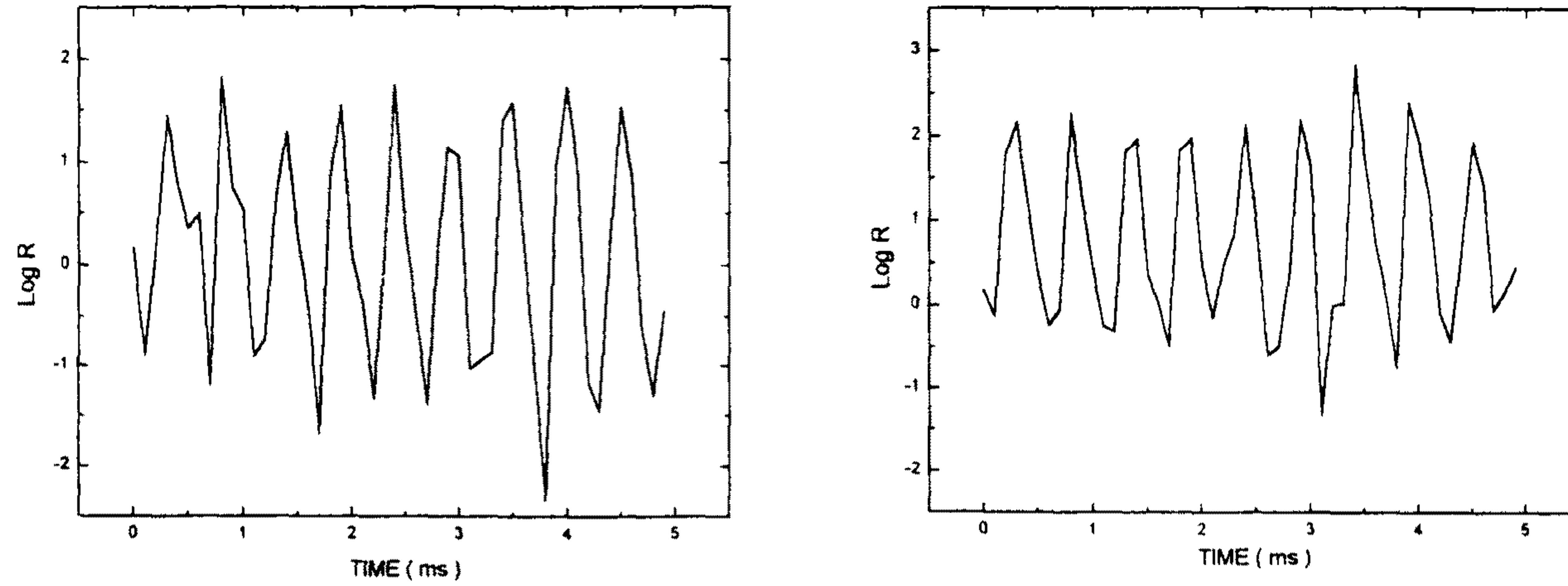


Fig. 4.14 Logarithm of ion collection ratio  $\log R$  in toroidal(left) and poloidal(right) plasma with AC current drive.

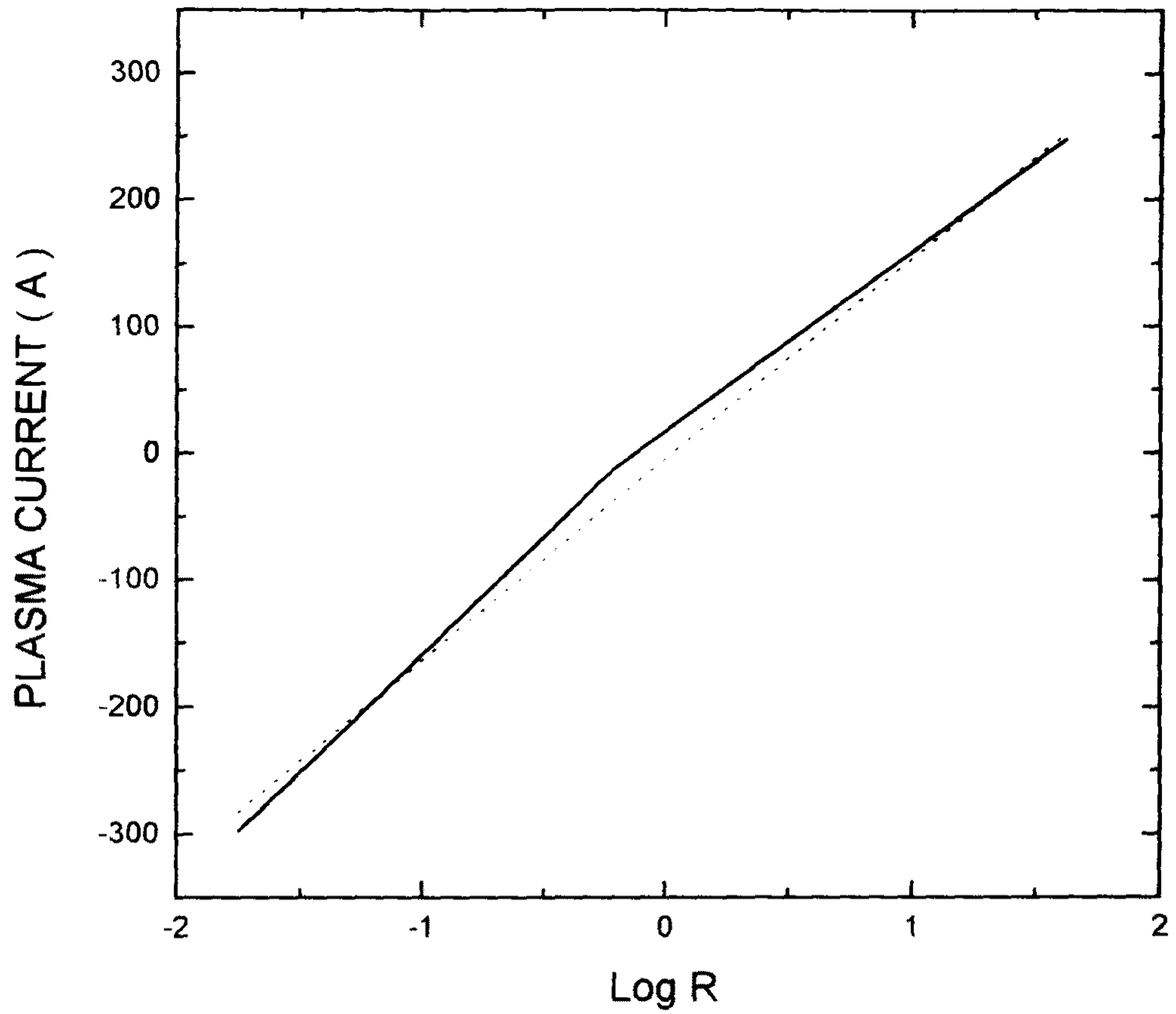


Fig. 4.15 Logarithm of ion collection ratio  $\log R$  relative to the plasma current in toroidal plasma a AC current drive. Solid line : experimental data. Dotted line : linear fitting data.

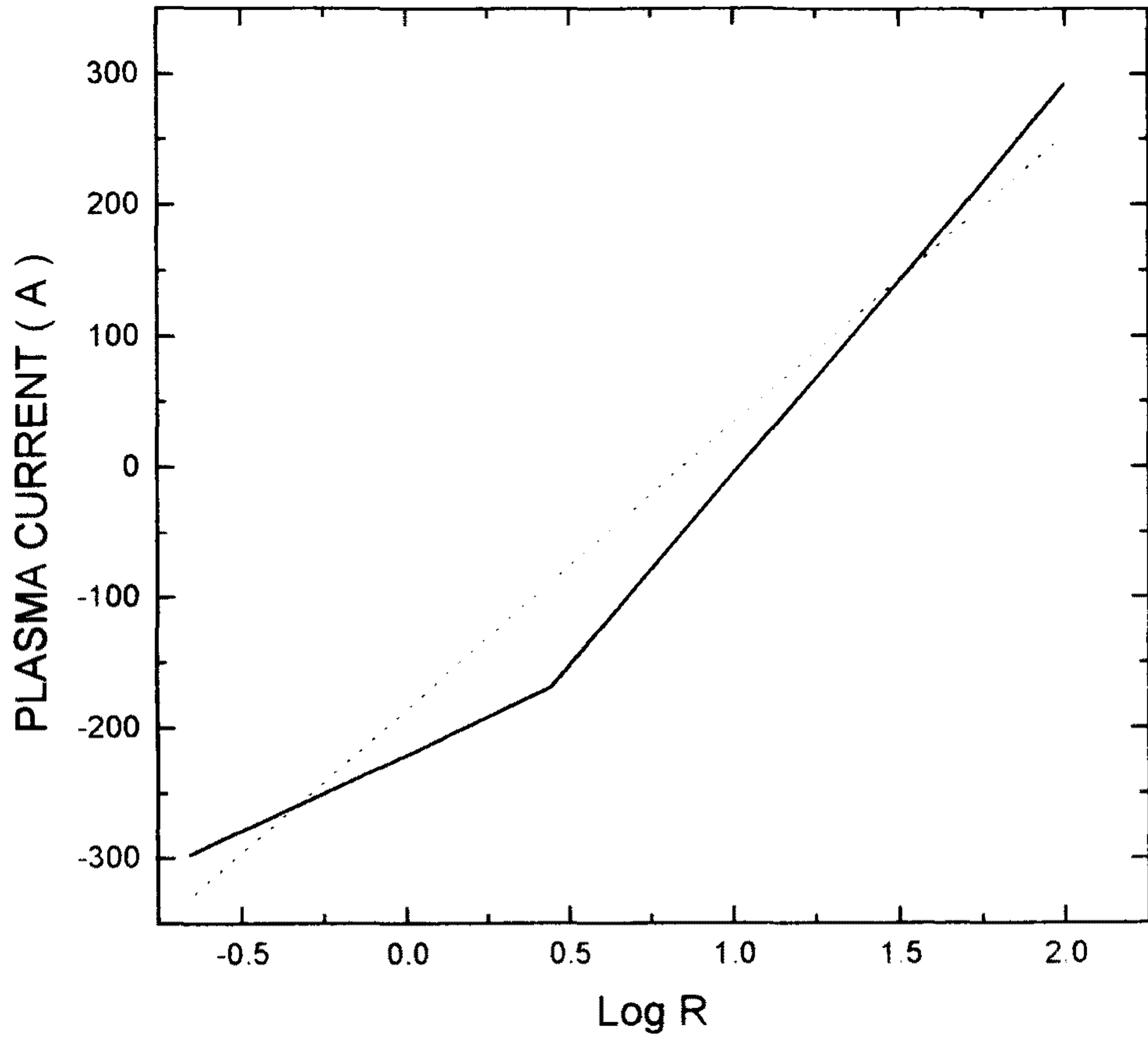


Fig. 4.16 Logarithm of ion collection ratio  $\log R$  relative to the plasma current in Poloidal plasma a AC current drive. Solid line : experimental data. Dotted line : linear fitting data.

을 의미한다. RF 주파수가 충돌 주파수보다 큰 경우는  $\pi/2$  위상 차이가 날 것이다. Fig. 4.15와 Fig. 4.16는 (4-19)식이 잘 맞는다는 것을 나타낸다. 즉, 플로이달 방향과 토로이달 방향의 플라즈마 흐름에서 이온 집적비와 유속은 선형인 관계가 성립한다. 위에서 보면 플로이달 방향으로의 흐름은  $\vec{E} \times \vec{B}$  드리프트와 반자성 드리프트를 나타낸다. 유속은 마하탐침에 의해서 측정된 이온집적비  $\log R$ 를 측정함으로서 구할수 있다. 그러나 유속은 실험적으로 정확히 구하기가 어려우므로 이론적인 모델에서  $T_i$ 와  $K$ 을 알아야만 구할 수 있다.  $T_i = 0.1T_e$ 이고  $K^{-1}=1.22$  일때 유속은  $\sim 10^6$  cm/sec 이다. Fig. 4.17은 수소가스의 압력에 따른 이온 집적비를 나타내고, 토로이달 방향으로는 유속이 압력의 증가에 따라 증가하며 플로이달 방향으로는 유속이 압력의 증가에 따라 감소한다.

Fig. 4.18은 방출탐침으로 플라즈마의 전위를 측정한 자료를 나타낸다. Fig. 4.18를 보면 중심부근의 플라즈마의 전위가 가장자리의 전위 보다 높다는 것을 나타내는 데 이는 전기장의 방향이 반지름 방향으로 향하여  $\vec{E} \times \vec{B}$  드리프트의 원인이 된다는 것을 알 수 있다.

## 제 5 절 이온 에너지 분석기

### 1. 에너지 분석기 소개, 이론

이온에너지 분석기를 이용하여 토카막 언저리 플라즈마의 전기적 특성인 이온에너지 분포, 이온에너지 및 플라즈마 전위를 진단할 수 있다. 토카막 언저리의 플라즈마의 이온빔은 그 종류가 다양하고, 각기 독특한 특성을 가지고 있는데 이들 특성을 파악하는데 이온에너지 분석



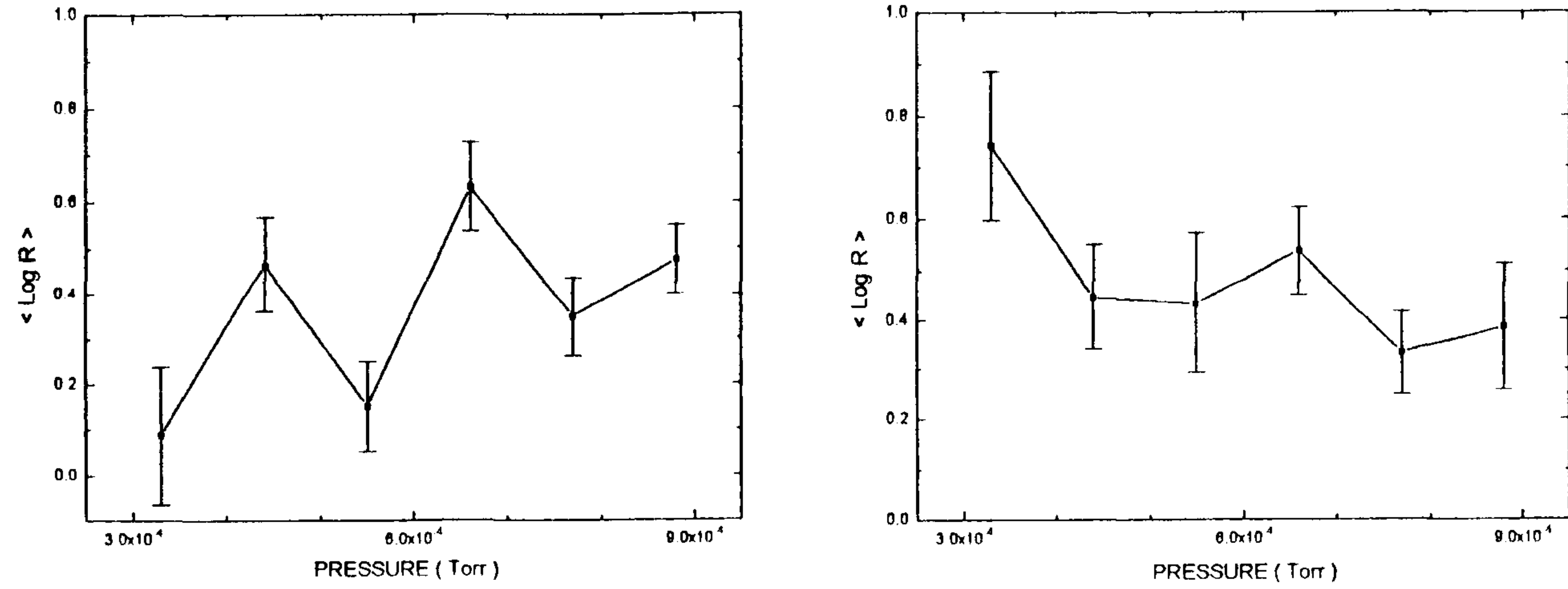


Fig. 4.17 Averaged log R v.s. pressure in toroidal(left) and poloidal(right) plasma.

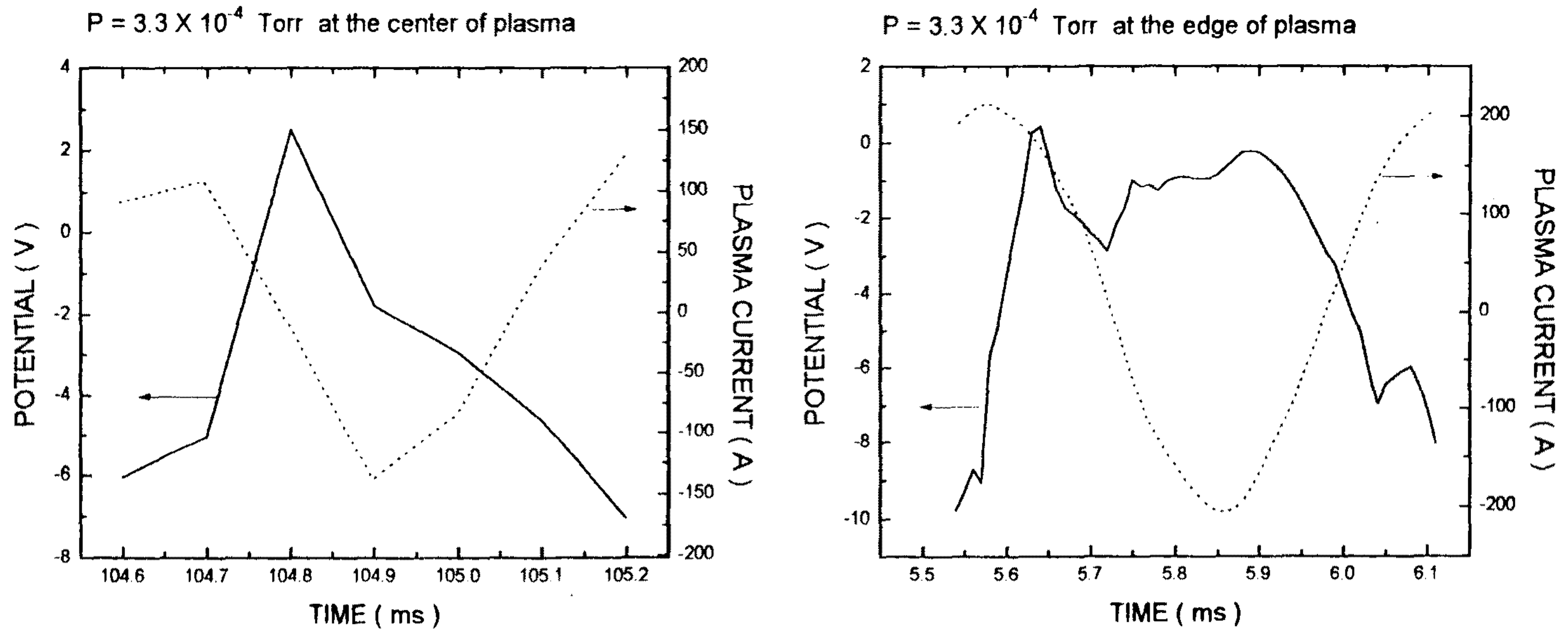


Fig. 4.18 Floating and plasma potential in the center(left) and the edge(right) the plasma at  $3.3 \times 10^{-4}$  Torr.

기를 이용한다. 방식은 한 방향만의 이온들을 플라즈마에 섭동을 최소한으로 주도록 샘플링하여 정전위를 가진 grid를 이용하여 에너지에 대하여 선별적으로 통과하도록 하는 그리드-저지형 정전 방식 (retarding field)을 이용한다.

1961년 J.A.Simpson<sup>15</sup>은 그리드-저지형 정전 에너지 분석기를 만드는 이론을 종합하여 발표하였다. 그 뒤 에너지 분석기를 이용하여 ECR 및 고주파 (RF) 플라즈마의 이온에너지 분포 및 이온에너지 측정, 플라즈마 전위의 측정<sup>16</sup>, 플라즈마의 확산계수 측정<sup>17</sup>, 이차전자의 방출 계수 측정, 그리고 자기거울 플라즈마의 이온에너지 및 이온밀도 측정하는 방법들에 대한 응용이론들이 계속 연구되어 왔다. 또한 최근에는 집속이온빔 장치의 액체 금속 이온원으로부터 방출되는 갈륨이온빔의 에너지 분포 및 피크 에너지 결손을 이온에너지 분석기를 써서 0.1V이하의 분해능으로도 진단하고 있다.

Simpson의 이론을 개략적으로 보면 ( Fig 4.19. ) 우선 에너지  $E = eV_0$ , 전하  $e$ 를 가지는 입자로 이루어진 무한 직진 빔이 전위차  $V_1$ 인 두 평행판을 통한 후 음극에서 모아져 모두 전류로 변환되어 흐른다고 할 때,  $V_1$ 과  $V_0$ 의 크기 비교에 따라 전부 흡수되는냐 또는 전부 흡수되지 않느냐 하는 결과가 나타난다는 이상적인 이론을 바탕으로 한다. 그는 현실적인 문제로 다음을 지적하는데, 첫째 실제로는 빔이 완벽히 평행판에 수직하지 않아 각 입자 에너지와 평행판 전위차에 의해 저지당하는 에너지 사이에는 차이가 있고, 둘째 빔이 들어오도록 하는 구멍에서 나타나는 전기적인 렌즈효과에 의해 빔이 focusing 되어 오차가 생긴다는 것이다.

플라즈마에서 에너지 분석기를 이용하여 이온 에너지 분포를 알아내는 것은 플라즈마 운동역학을 이해하고 이론 모델과 비교 검토할

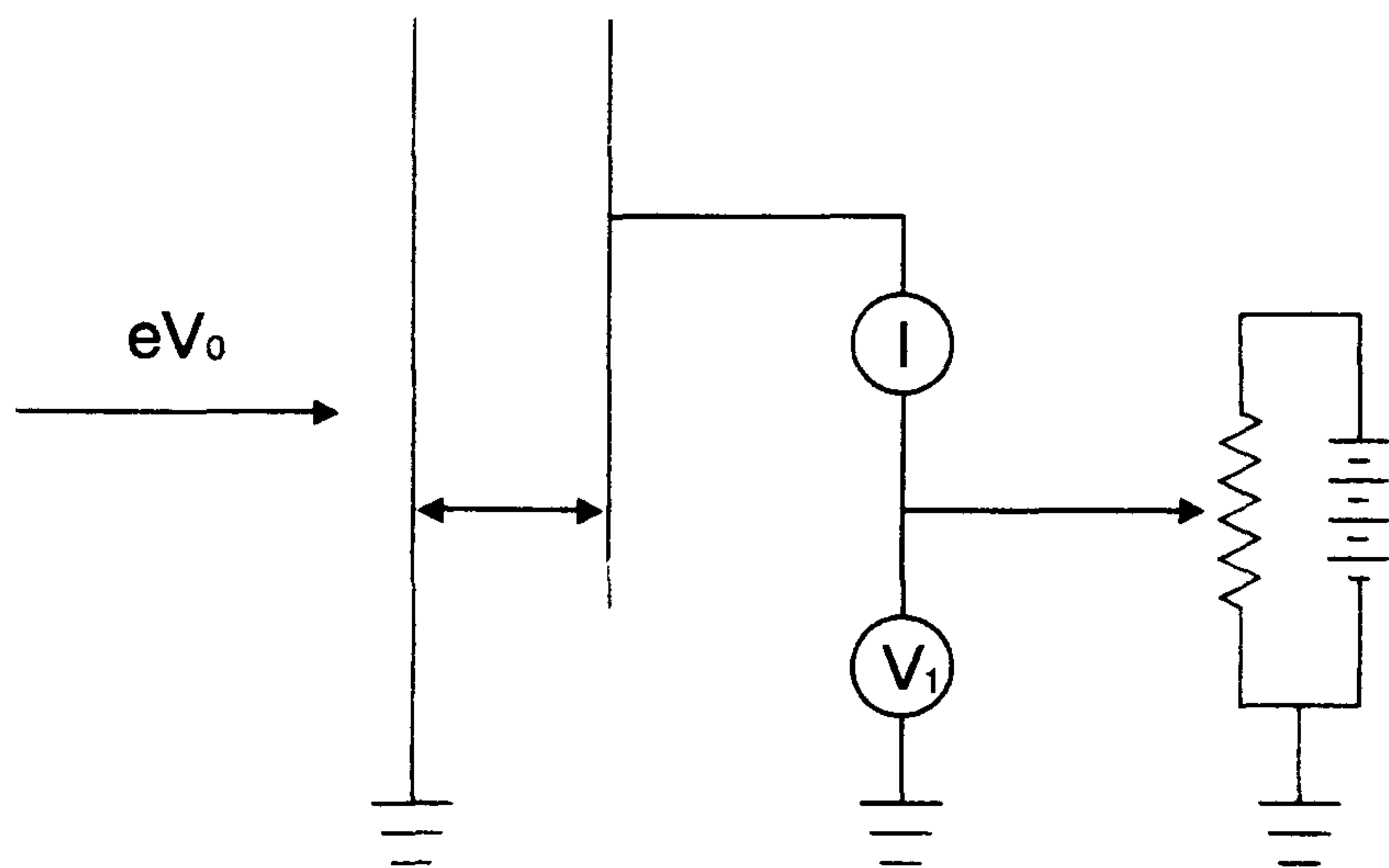


Fig 4.19. 이상적인 에너지 분석기

수 있다는 것과 이온이 플라즈마 에칭과 증착에서 중요한 역할을 하므로 중요하다. 토카막 플라즈마에서는 에지 영역에서 플로이달 전류가 H mode 를 형성하는데 기여하므로 이를 실험적으로 알 수 있는 방법이 중요한 것이다.

그리드-저지형 정전 에너지 분석기의 구조는 (Fig 4.20.) 에서 볼 수 있는데 각 그리드에 주어진 역할을 할 수 있는 전위를 걸어 사용한다.

우리가 그리드-저지형 정전 에너지 분석기를 이용하여 얻을 수 있는 것은 저지 그리드 전압  $\phi_r$ 에 대한 콜렉터 전류이다. 이로부터 이온 속도 분포  $f(v)$  를 얻어내는 이론은 다음과 같다<sup>18</sup>. 균일성을 가정하고 에너지 분석기에 수직인 방향  $z$  에 대한 속도만을 고려할 때  $f(v)$  는 총 입자밀도  $n$ 과 다음 관계가 있다.

$$\int_0^{\infty} f(v)dv = n. \quad (4-21)$$

그러므로 이온 에너지 분포  $g(E)$ 에 대해,

$$f(v) dv = dn = g(E) dE \quad (4-22)$$

이고, 이온 운동 에너지  $E$  는 다음이므로,

$$dE = d\left(\frac{1}{2} M_i v^2\right) \quad (4-23)$$

우리는  $f(v) = M_i v g(E)$  를 얻을 수 있다. 이때 에너지 분석기에 들어오는 총 이온전류밀도  $I_i$ 를 구하면

$$I_i = e \int v f(v) dv = \frac{e}{M_i} \int f(v) dE. \quad (4-24)$$

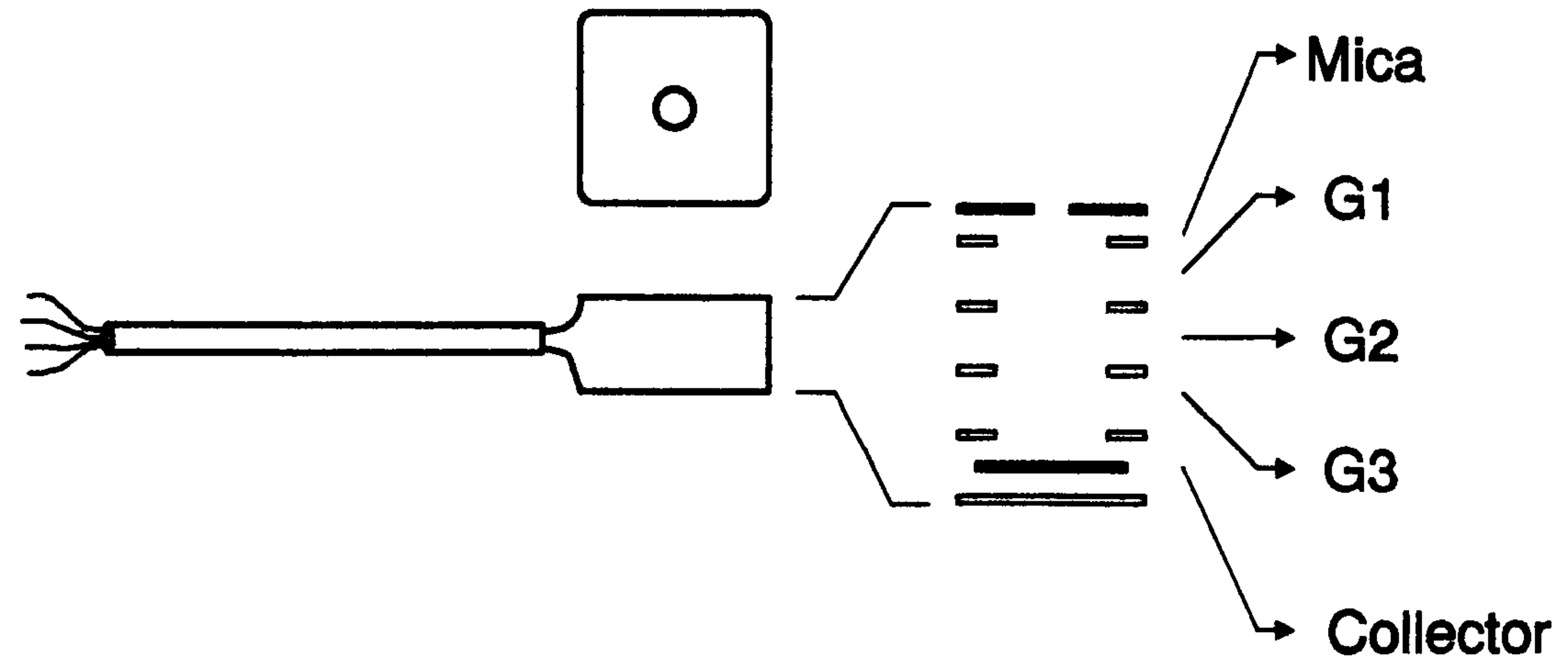


Fig 4.20. 이온 에너지 분석기의 구조



모든  $E$  에 대하여  $E$  보다 작은 에너지의 이온에 의한  $I_i(E)$ 를 알 때 미분을 수행하면

$$d [ I_i(E) ] = \frac{e}{M_i} f(v) dE. \quad (4-25)$$

저지 그리드 전위  $\phi_r$  가 0 에서부터 증가될 때 콜렉터 전류밀도  $I(E)$  는  $I_i(E)$  를 뺀 값이 될 것이다. 그러므로 이온 분포 함수가 다음으로 주어진다.

$$f(v) = \frac{M_i}{e} \left( - \frac{dI(E)}{dE} \right) = \frac{M_i}{e^2} \left( - \frac{dI(\phi_r)}{d\phi_r} \right), \quad (4-26)$$

$$\text{where } E = e\phi_r.$$

그리드의 투과율을 생각하면  $f(v)$  는 각 그리드의 투과율에 따라 감소 될 것이다.

그외에 우리가 시간적으로 불변인 플라즈마에서 에너지 분석기를 이용하여 얻는 콜렉터 전류 곡선에서 콜렉터 전류가 생기기 시작하는 저지 그리드 전위가 플라즈마 포텐셜 일 것이고, 저지 그리드 전위에 대해 미분할 때 얻어지는 분포 곡선이 맥스웰 분포 곡선과 다르게 혹은 가지고 있다면 그 혹은 위치한 속도가 에너지 분석기로 들어오는 방향 성분으로의 플라즈마 이온 유속일 것이다.

## 2. 이온 에너지 분석기 제작

(Fig 4.20.), (Fig 4.21.), (Fig 4.22.) 에서 실험실에서 제작한 이온 에너지 분석기의 개략도와 전기 배선도를 나타내었다. 크기는 8 mm × 8 mm 에 각 그리드, 콜렉터 간의 간격 0.6 mm 로 전체 두께 6 mm 로 만들었다. 그리드는 스텐 메쉬를 썼는데 선밀도가 8.23 line/mm (200 line/inch) 이고 투과율이 30 %이다. 절연체로 50 μm 두께의 mica 를 쓰고 Aron 社의 세라믹 고착제로 외장을 하였다. 플라즈마가 들어오도록 하는 구멍은 t 0.2 mm 스텐판에 ø 1.5 mm 로 작게 하여 오차를 줄이도록 하였다.

DC 바이어스는 플라즈마 챔버를 기준으로 하여 6 V 건전지를 조합하여 구성하였고 BOP ( *Bipolar Operational Powersupply* )로 10 V sweeping 신호를 100 V 로 증폭시켜 사용하였다. Repeller와 Surpresur 에는 -84 V의 negative bias를 인가하여 각각 플라즈마에서 전자가 들어오지 못하게, 또 Collector에서의 secondary electron이 오차 방향으로 작용하지 못하게 하였다. Collector는 -75 V 를 가해 이온이 흡수되도록 하였으며 그 후 500 Ω 을 이용하여 전류 신호를 전압 신호로 바꾸었다. 이론상 저항을 큰 것을 쓸 수록 신호가 크지만 (  $V = IR$  : 플라즈마가 전류 source의 역할을 한다. ) 저항이 클 때는 noise가 훨씬 큰 폭으로 증가하여 signal을 잡기가 어려워지는 문제가 있다.

KAIST 토카막에서 RF discharge 주파수가 2 kHz 이므로 BOP 는 20 kHz 이상으로 동작시켜 한 주기에 10번 이상의 ion collector current 를 모니터 하는 것이 필요하겠으나 실제로 현 조건에서 고압을 20 kHz sweep에는 문제가 있으므로 50 Hz sweep으로 40번의 플라즈마 주기를 평균하는 방법을 취하였다. 이후로 고주파의 High Voltage source가 구입된다면 시간적으로 더 자세한 실험을 할

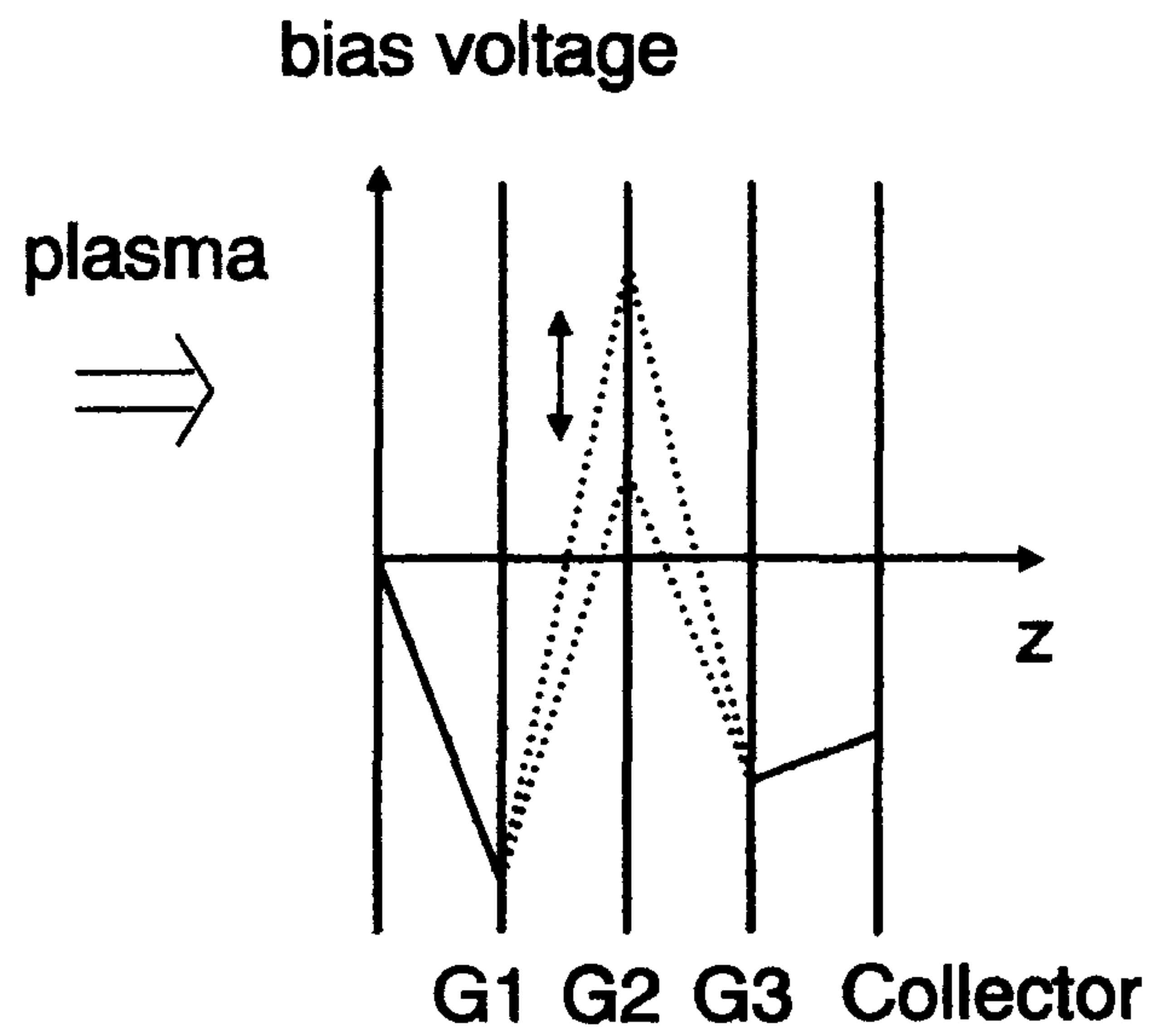


Fig 4.21. 각 그리드의 bias 전압

- G1 Repeller
- G2 Discriminator
- G3 Surrpressure

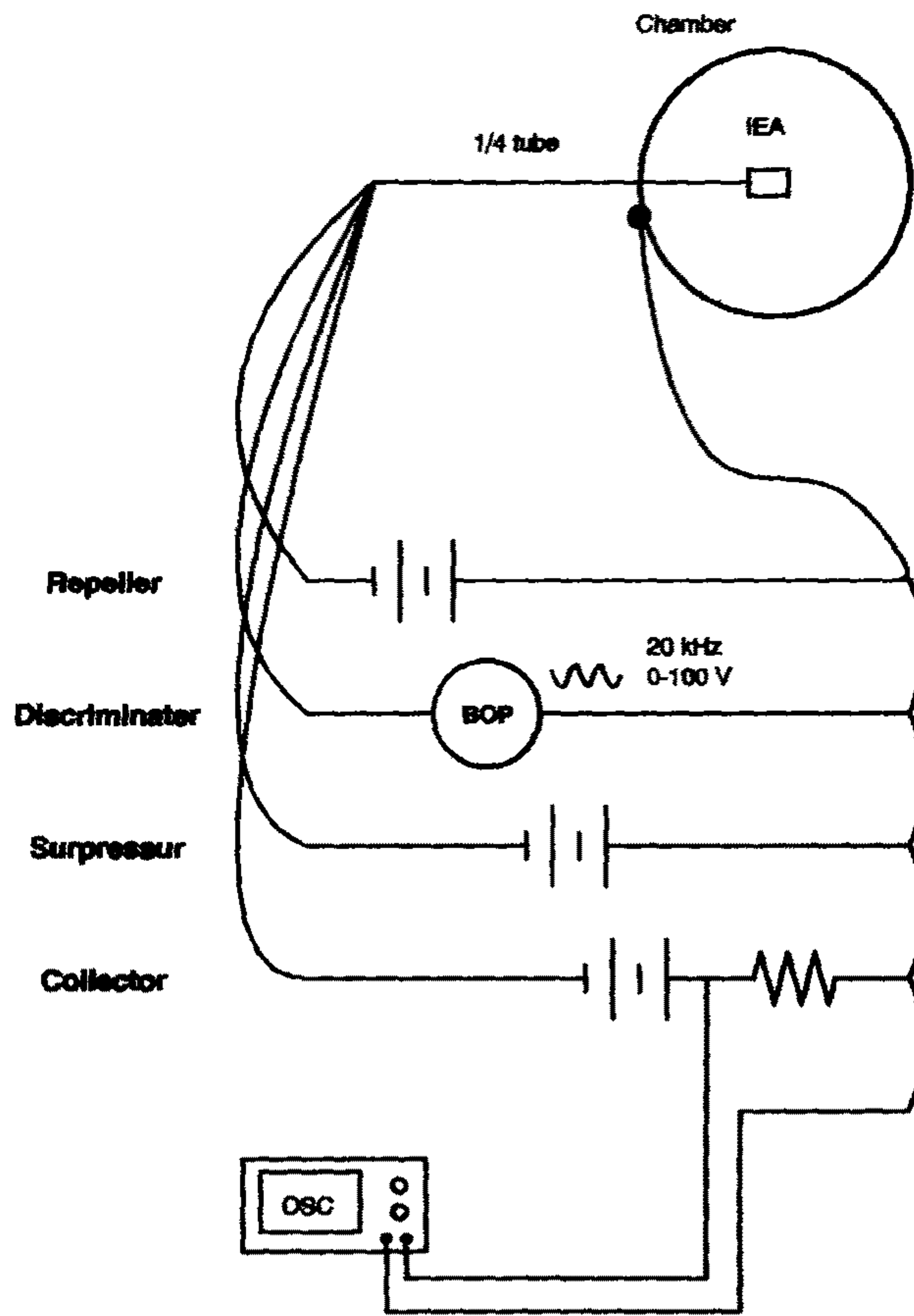


Fig 4.22. 에너지 분석기 배선 회로

수 있을 것으로 기대된다.

### 3. RF 방전

실험은 이전에 발표된 양장규 박사의 Mach probe 실험과 연관을 맺기 위하여 RF discharge 실험에서 수행하였다. KAIST 토카막에서 OH 코일에 2 kHz 라디오 주파수 (RF) 파워를 공급하여 방전시키는데 토카막 주반경  $R_0$ 에 일주전압  $V_0$ 를 최대 20 V 이상 유도 시키고 수소 충전 압력  $2\sim 6 \times 10^{-4}$  Torr 정도이면 안정된 플라즈마를 얻을 수 있다. 이 때 발생하는 RF 플라즈마는 밀도  $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , 최대 플라즈마 전류는 수백 암페어(A)이다. 이온화율은 그리 높지 않아 수 % 정도이므로 전자, 중성입자 충돌 주파수가 상당히 큰 영역이다. (Fig 4.11.) 에서 RF 플라즈마 개념도를 (Fig 4.23.) 에서는 일주 전압과 유도되는 플라즈마 전류를 나타내었다. 플라즈마 전류가 매우 큰 offset fluctuation 을 갖는데 이는 data를 얻을 때 sampling rate를 작게 잡아 일어나는 오차이다.

에너지 분석기는 토로이달 자장에 수직한 방향으로 바깥 리미터로부터 5 cm 안쪽에 위치시켰다. 이는 main discharge 할 때는 너무 중심에서 가까워 고온에 파괴 되거나 플라즈마가 발생하는 것을 방해할 수 있으므로 주의 해야 한다.

실험 분석은 다음과 같다. 기본적으로 6000 V RF 파워 source 에서 2 kHz 노이즈가 RF discharge 실험에 상주한다. (Fig 4.24.) 특히 이 noise는 플라즈마 discharge가 일어날 때와 일어나지 않을 때 frequency가 다르므로 background 형식으로 제거 하는데도 어려움이

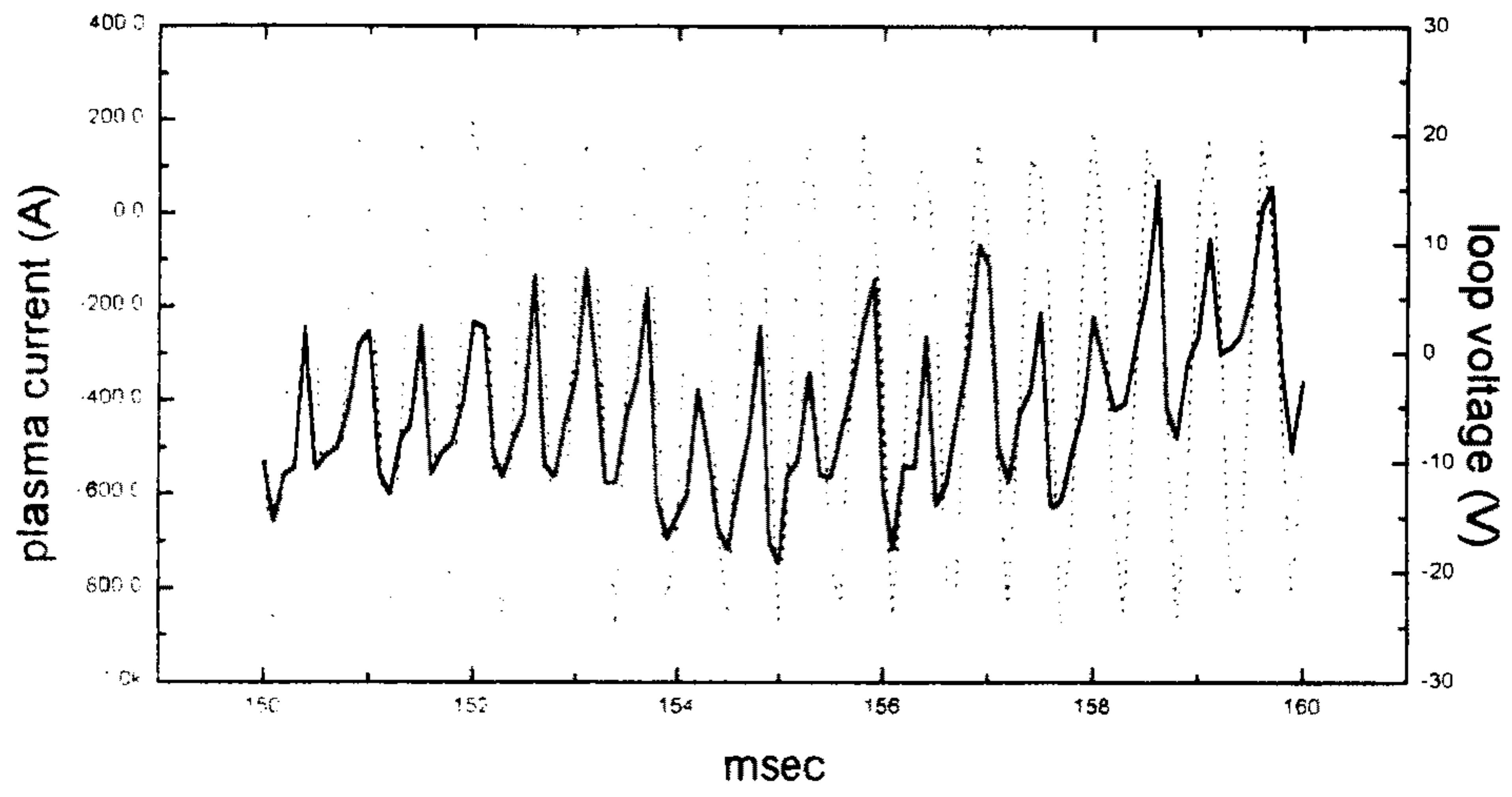


Fig 4.23. RF plasma 에서 유도된 plasma current



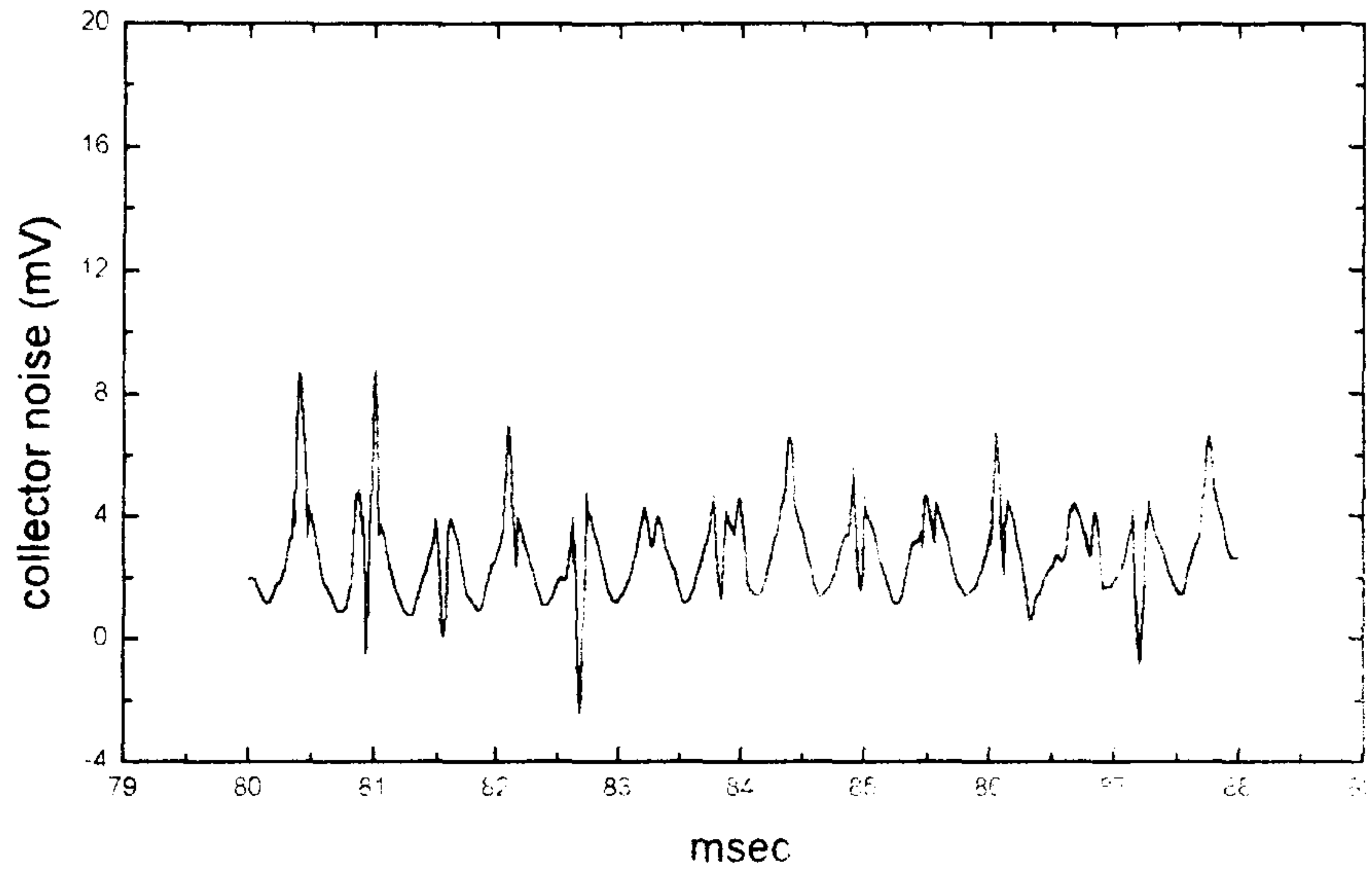


Fig 4.24. Collector 에 유도되는 RF noise

있다. RF 노이즈가 실험 검측에 들어오는 경로는 Ground를 통하여서나 shielding 되지 않은 line이나 회로를 통하여서이다. 그리고 에너지 분석기의 Head 부분도 이에 취약하다. 현재 ground 문제는 실험실 전체적으로 문제가 되고 있으며 분권 트랜스포머를 이용해 계측장비의 전원을 분리하고 많은 BNC line을 잘 분리, 정돈 하는 것이 필요하다. chamber 안에 넣는 각종 probe의 신호 line 및 bias line은 쉴드 5 pin 코넥터를 토르실 진공 실링을 사용하여 외부 노이즈에 independent하게 하였다.

보통 플라즈마 진단용 probe는 각종 bias를 걸어서 사용하게 된다. 이 때 기준되는 ground에 임의성이 있게 된다. 그림 \*에서 보듯이 에너지 분석기의 접지는 chamber를 사용하였다. KAIST 토카막의 chamber는 지표 ground에 대하여 k $\Omega$  저항을 통하여 floating 되어 있다. 그러나 작은 진폭의 AC에 대하여는 큰 도체로 보이므로 실험에서 충분한 ground의 역할을 하게 되는 것이다. 에너지 분석기는 플라즈마 포텐셜에 대해 반응을 보이므로 ground를 chamber로 잡고 이에 대하여 discriminator에 전압을 인가하는 것이 타당하리라고 본다.

(Fig 4.25.)에서 정상보다 10배 가까이 큰 RF induced noise 가 collector에 검출되는 것을 볼 수 있는데 이는 50 Hz discriminator 전압을 걸었을 때 이를 oscilloscope로 볼 때 이를 통하여 어떤 식으론가 전기 path가 형성되어 나타났으리라 추정된다.

(Fig 4.26.) 를 보면 0 - 100 V, 50 Hz (period : 20 msec) 인 discriminator voltage를 볼 수 있다. (sweeping 신호) 고속 data aquisition channel 이 2개 있으므로 이를 이용해 플라즈마 전류와 collector 신호를 얻었다. collector 신호는 수 mV 정도로 거의 RF noise와 같은 정도이므로 매우 신뢰하기가 어렵다고 해야 할 것이다.

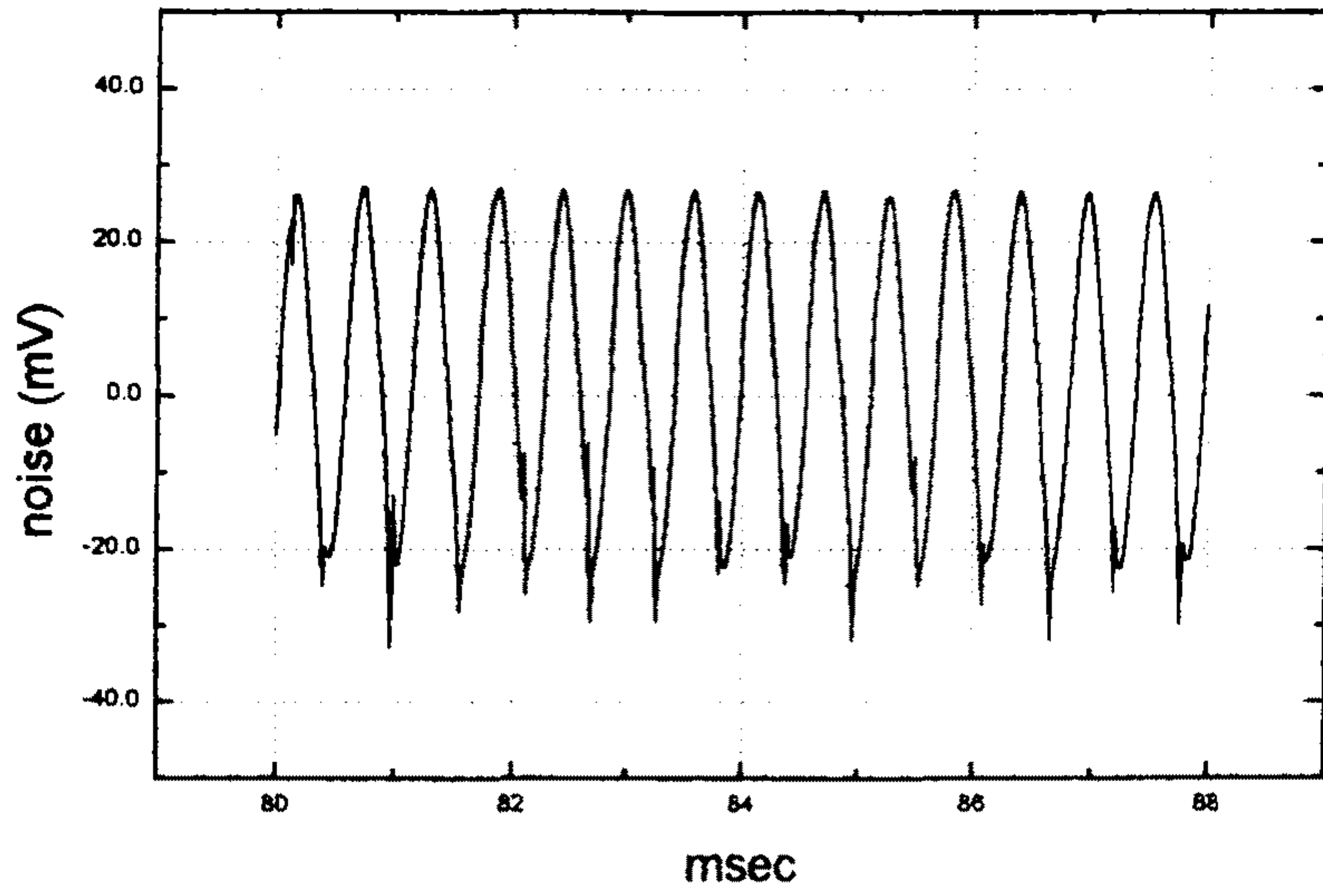


Fig 4.25. Ground 배선을 잘못 하였을 때 나타나는 noise

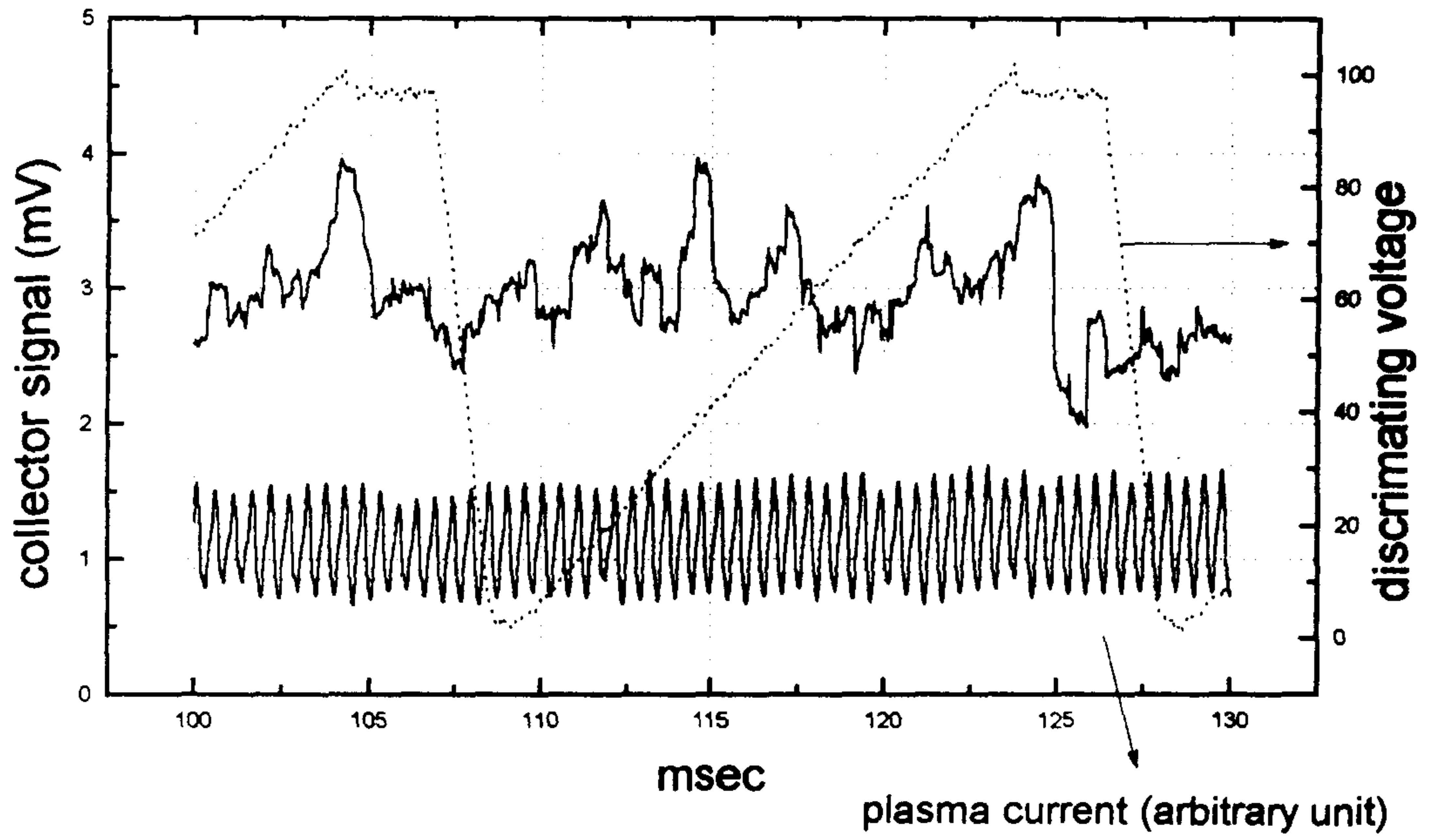


Fig 4.26. 50 Hz discriminator 전압 sweeping에 대한  
한 주기 평균으로 본 collector 신호

지금 보고자 하는 것은 50 Hz의 discriminator 에 따른 신호이므로 RF 한 주기 동안 ( 500  $\mu$ sec) 평균한 data를 얻었다. discriminator 세 주기 동안의 data를 얻어 그 중 한 주기에 대하여 float한 것으로 여기서 어느 정도 50 Hz 주기의 신호가 나오는 것을 볼 수 있다. 실제로 경향성을 보려면 3 주기가 아닌 더 많은 주기에 대하여 data를 얻어 frequency 분석하여야 하는데 이에선 RF 플라즈마를 오래 동안 키기 위하여 긴 시간 동안 TF 코일에 전류를 공급할 수 있는 방법이 선행되어야 할 것이다. 또 하나의 대안은 빠른 BOP 를 가능케 하여 실제 RF 플라즈마 한 주기 동안 신호를 분석 하는 것이다. 이것은 transition 영역에서의 플라즈마 연구에도 도움이 되리라고 생각된다.

토카막 geometry 에서의 플라즈마 발생은 일단 고자장이 필요하므로 pulse 실험만이 가능해, 실험 operation에 신경을 많이 써야 한다는 것과 실험 장치 setup에서 큰 noise 에 주의를 써야 한다는 것, 그리고 data를 얻고 이를 분석하는데 여러가지 적절한 수단을 써야 한다는 점을 지적하여야겠다.

## 제 5 장 삼중 탐침

### 제 1 절 Triple probe 의 기본 구조와 가정

Triple probe는 Fig. 5.1(a)와 같이 세 개의 금속 탐침으로 구성되며, 이 세 탐침은 크기와 모양이 동등하게 만들어진다. 여기에 바이어스를 걸어 플라즈마에서 유인된 전류와 탐침 전위로부터 전자 온도 ( $T_e$ ), 이온포화 전류밀도 ( $J_i$ ), 전자 밀도 ( $n_e$ )를 플라즈마의 시간변화에 동시에 측정할 수 있다.

플라즈마내에 금속 부유체를 넣으면, 초기엔 부유체에 유입되는 전자 전류가 이온 전류보다 많으나 시간이 경과하면서 전자가 내부에 쌓여 부유체는 플라즈마전위에 비해 낮은 전위를 가진다. 이 전위를 floating potential이라 한다. 그 결과 부유체의 면을 통과하는 전체 전류는 영이 된다. 탐침  $P_1$ 에 대해  $P_2$ 와  $P_3$ 를 음전위로 바이어스를 걸자. 그러면 탐침  $P_2$ 와  $P_3$ 는 floating potential ( $V_f$ ) 보다 낮아져서 주로 이온 전류가 유입되고, 역으로 탐침  $P_1$ 에는 전자 전류가 유입된다. 세 탐침의 전류 방향을 Fig. 5.1(a)와 같이 양의 방향으로 잡으면, 아래의 관계식이 성립한다.

$$I_1 = I_2 + I_3 \quad (5-1)$$

$$V_{d_2} = V_2 + V_1 \quad (5-2)$$

$$V_{d_3} = V_3 + V_1 \quad (5-3)$$



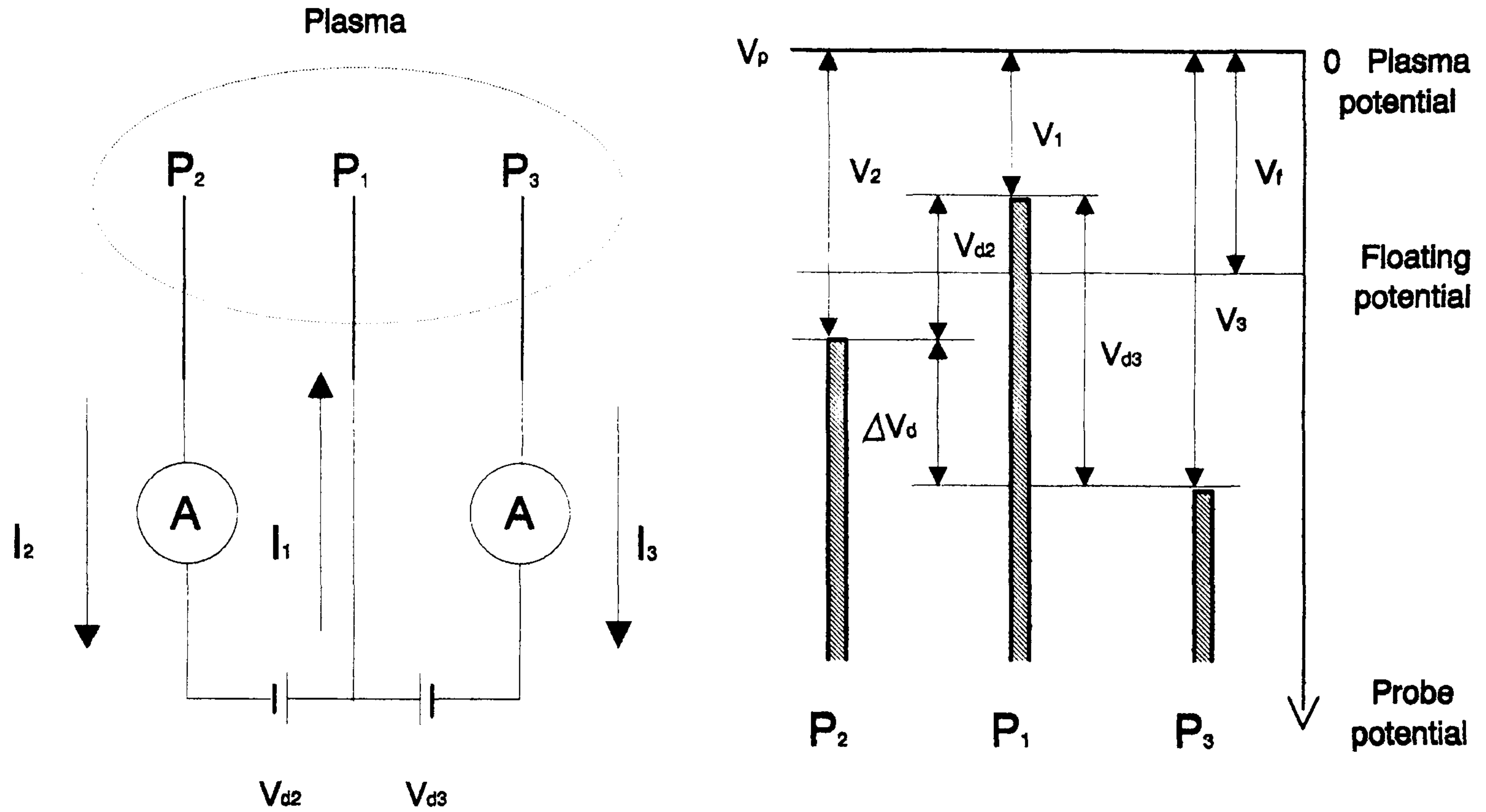


Fig. 5-1 (a) Triple-probe circuit (b) potential of each probe.

탐침의 제작과 이론은 보통 아래의 가정들에 기반한다.

첫째, 플라즈마 내에서 전자의 에너지 분포는 Maxwell 분포를 따른다.

둘째, 전자의 평균 자유경로는 탐침의 직경과 각 탐침의 sheath 두께보다 훨씬 커야한다.

셋째, sheath 두께는 탐침간의 거리보다 작아야 한다. 그래야 탐침간의 상호작용효과를 무시할 수 있다.

이러한 가정하에, 세 탐침에 유도되는 전류는

$$-I_1 = -SJ_e \exp(-\phi V_1) + SJ_i(V_1) \quad (5-4)$$

$$I_2 = -SJ_e \exp(-\phi V_2) + SJ_i(V_2) \quad (5-5)$$

$$I_3 = -SJ_e \exp(-\phi V_3) + SJ_i(V_3) \quad (5-6)$$

여기서,

$$\phi = \frac{e}{kT_e} \quad (5-7)$$

$$J_e = n_e e \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-8)$$

$J_e$  (포화 전자전류밀도)는 전자가 탐침으로의 열확산에 의해 생성된다.

$J_i$ 는 포화 이온전류밀도,  $S$ 는 탐침의 표면적,  $k$ 는 볼츠만 상수이다. 우 변식의 첫항들은 전자에너지분포가 Maxwell 분포하기 때문에 전자밀도가 Boltzmann factor  $\exp(eV/T_e)$ 만큼 줄어든 결과이다.

## 제 2 절 전자 온도( $T_e$ ), 포화 이온 전류밀도( $J_i$ )의 결정

제 1 절에서 구한 기본 관계식들로부터 플라즈마 특성을 나타내는 parameter 들을 탐침에 유입된 전류와 바이어스 voltage로 구해 보자. 우선, 탐침 전위에 따른 포화 이온전류  $SJ_i(V)$ 의 변화는 전류의 그것에 비해 무시할 수 있다. 그래서 다음의 관계가 근사적으로 성립한다고 가정한다.

$$J_i(V_1) \approx J_i(V_2) \approx J_i(V_3) \equiv J_i \quad (5-9)$$

그러면, (5-4), (5-5), (5-6)식에서 전자 온도( $T_e$ )와 포화 이온전류밀도( $J_i$ )를 직접적으로 구할 수 있다.

$$\frac{I_1 + I_2}{I_1 + I_3} = \frac{1 - \exp(-\phi V_{d2})}{1 - \exp(-\phi V_{d3})} \quad (5-10)$$

$$J_i = \frac{1}{S} \frac{I_3 - I_2 \exp(-\phi \Delta V_d)}{1 - \exp(-\phi \Delta V_d)} \quad (5-11)$$

여기서,  $\Delta V_d \equiv V_{d3} - V_{d2} = V_3 - V_2$ .

탐침 전위  $V_{d2}$ 와  $V_{d3}$ 는 고정되어 있고, 유입 전류의 관계식(5-1)이 있으므로 세 탐침의 유입 전류 중에서 임의의 두 값만 독립 변수이다. 따라서 실험에선 이것에 대등한 의미를 가지는  $V_{d2}$ 와  $I_1$ 을 측정할 것이

다.

### 제 3 절 Sheath potential

포화 전자 전류밀도와 Plasma Density는 triple probe가 측정하는 기본값들로부터 직접적으로 구할 수 없기 때문에,  $T_e$ ,  $J_i$ 와 sheath의 형성 과정을 고려함으로써 간접적으로 구한다. 탐침을 둘러싼 sheath 영역에서 형성된 은 플라즈마 영역밖으로 침투해 들어간다. 이렇게 해서 형성된 sheath와 plasma 영역의 중간 부분을 quasineutral plasma region 이라 한다. Fig. 5.2(a)에서 보는 바와 같다.

sheath영역에선 전하가 중성이 아니다. 그러므로 Poisson eq. 을 이용하여 sheath potential  $V_s$ 를 구한다.

$$\begin{aligned}\nabla^2 V &= -\frac{e}{\epsilon_0} n_s \left[ \left(\frac{V_s}{V}\right)^2 - \exp\left\{\frac{e(V-V_s)}{T_e}\right\} \right] \quad (5-12) \\ &\simeq -\frac{en_s}{\epsilon_0} \left[ -\frac{1}{2V_s} - \frac{e}{T_e} \right] (V-V_s)\end{aligned}$$

우변의 대괄호항이 음이면 plasma와 sheath 사이를 부드럽게 연결하는 해가 존재할 것이다. 만약 양이면 해는 sinusoidal이어서 sheath를 가지는 해는 불가능하다.

완전한 sheath 형성을 위한 최대 sheath edge voltage는

$$V_s \leq -V_e/2e \quad (5-13)$$

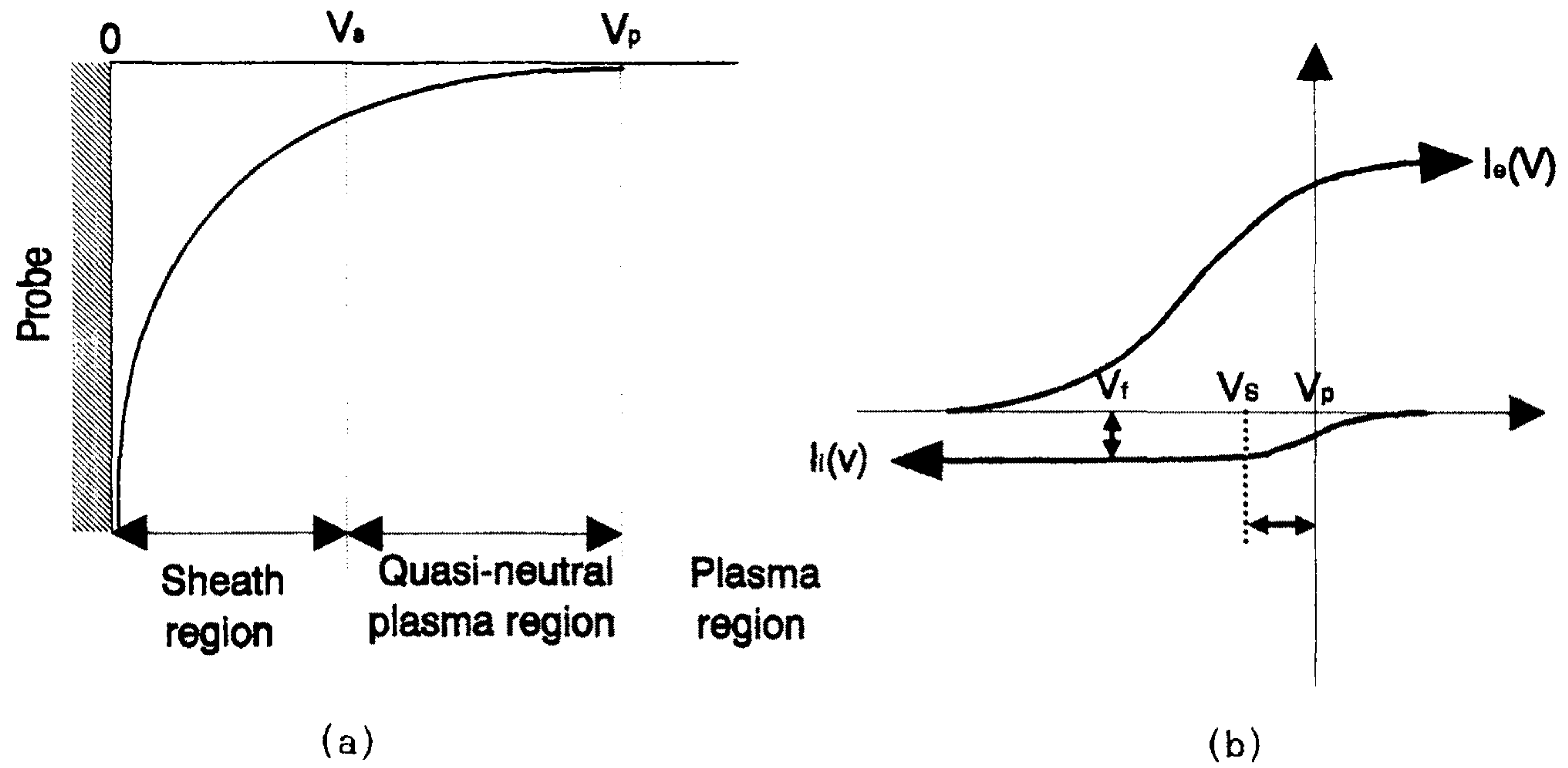


Fig. 5-2 (a) Potential distribution around a probe in the region of ion current. (b) The curves of the electron current and the ion current v.s. the probe potential.

이것은 1949년 Bohm에 의해 최초로 정확하게 유도되었다. 정성적으로 위 식을 설명하면 sheath는 양전하를 띠기 때문에 이온 밀도는 전자밀도보다 커야 하고, 이온의 속도는 에너지 보존법칙으로 주어진다. 따라서 이온 전류밀도는 sheath에서 어떤 최소값을 가진다. 이온 밀도는 sheath경계에서 전자 밀도와 같게 고정되어 있으므로 최소 이온 속도가 존재한다.

plasma영역에서 해의 특성을 이해하기 위해 quasineutrality eq. 을 미분하자.

$$\frac{J_i}{\left[ A \left( \frac{-2eV}{m_i} \right)^{1/2} \right]} = n_e \exp\left(\frac{eV}{T_e}\right) \quad (5-14)$$

$$\left( \frac{e}{T_e} + \frac{1}{2V} \right) \frac{dV}{dx} = 0 \quad (5-15)$$

V가  $-T_e/2e$ 에서  $dV/dx$ 의 계수가 zero가 된다. 이것은 quasineutrality 근사 조건이 무너지고, 이 전위와 그 앞에서 sheath가 형성됨을 보여준다.

$$V_s \geq -T_e/2e \quad (5-16)$$

그러므로 sheath와 plasma에서 완전한 sheath형성을 위한 조건을 동시에 만족하는 방법은 sheath potential이

$$V_s = -T_e/2e \quad (5-17)$$



이다. 즉 탐침 전위가  $V_s$ 보다 충분히 작아야 완전한 sheath가 탐침 주위에 형성된다.

#### 제 4 절 전자 밀도의 결정

플라즈마가 저압이고,  $T_e \gg T_i$  일때, sheath 경계에서 이온 속도와 이온 전류밀도는

$$v_{is} = \left( \frac{2eV}{m_i} \right)^{1/2} = \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (5-18)$$

$$J_{is} = e n_{is} v_{is} = e n_{is} \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (5-19)$$

이것은 cold plasma 에서 성립한다. quasinuetral 영역에서 전자밀도와 이온 밀도는 대략 같고, 전자의 에너지 분포가 Maxwellian이라 가정하면

$$n_{is} \simeq n_{es} = n_e \exp\left[ -\phi\left(\frac{1}{2\phi}\right) \right] = n_e \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (5-20)$$

sheath 경계의 표면적  $S$  가 탐침의 실제 표면적  $S'$ 와 같다고 간주할 수 있으면

$$\begin{aligned} J_i &= \left( \frac{S'}{S} \right) J_{is} \simeq T_{is} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) e n_e \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \\ &= 0.657 j_i \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (5-21)$$

이 식의 이온 전류밀도는 전자 온도, 전자 밀도와 플라즈마내에 있는 이온의 유효 질량으로 결정된다. 결국 앞에서 직접적으로 구한  $T_e, n_e$ 의 결정으로 전자 밀도를 구했다.

## 제 5 절 Direct-Display System

앞에서 언급했듯이 탐침  $P_1$ 과  $P_3$ 에 흐르는 전류와  $V_{d2}$ 를 측정하면, 원하는 정보를 모두 얻을 수 있다. 세 탐침 중에 한 개는 외부 전원을 제거함으로써 이 탐침은 항상 floating potential 이 되게 한다. 이것은 이제까지의 탐침 이론에  $I_2 = 0, I_1 = I_3 = I$ 의 조건을 추가하는 것과 같다. 그래서 (5-10)식은

$$\frac{1 - \exp(-\phi V_{d2})}{1 - \exp(-\phi V_{d3})} = \frac{1}{2} \quad (5-22)$$

으로 간단하게 된다. 위 식에서  $V_{d3}$ 는 외부 전원으로 고정된 전위이므로, 고-입력 임피던스의 측정 장비로  $V_{d2}$ 를 잴으로써 전자온도 ( $T_e$ )는 결정된다. 전자 온도와  $V_{d2}$ 의 관계는 Fig. 5.4에서  $B=0$ 일때의 그래프로 나타내었다. 여기서  $B$ 는 탐침 전위에 따른 포화 이온 전류밀도의 변화를 무시함으로써 인해 생긴 error를 보정할려고 만든 Parameter이다. 뒤에 상세히 다루어 질 것이다. 위 식 (5-22)은 플라즈마 내에 포함된 이온의 종류에 무관함에 주목할 만하다.

다시 조건 ( $I_1 = I_3, I_2 = 0$ )을 (5-11)식에 대입하면,

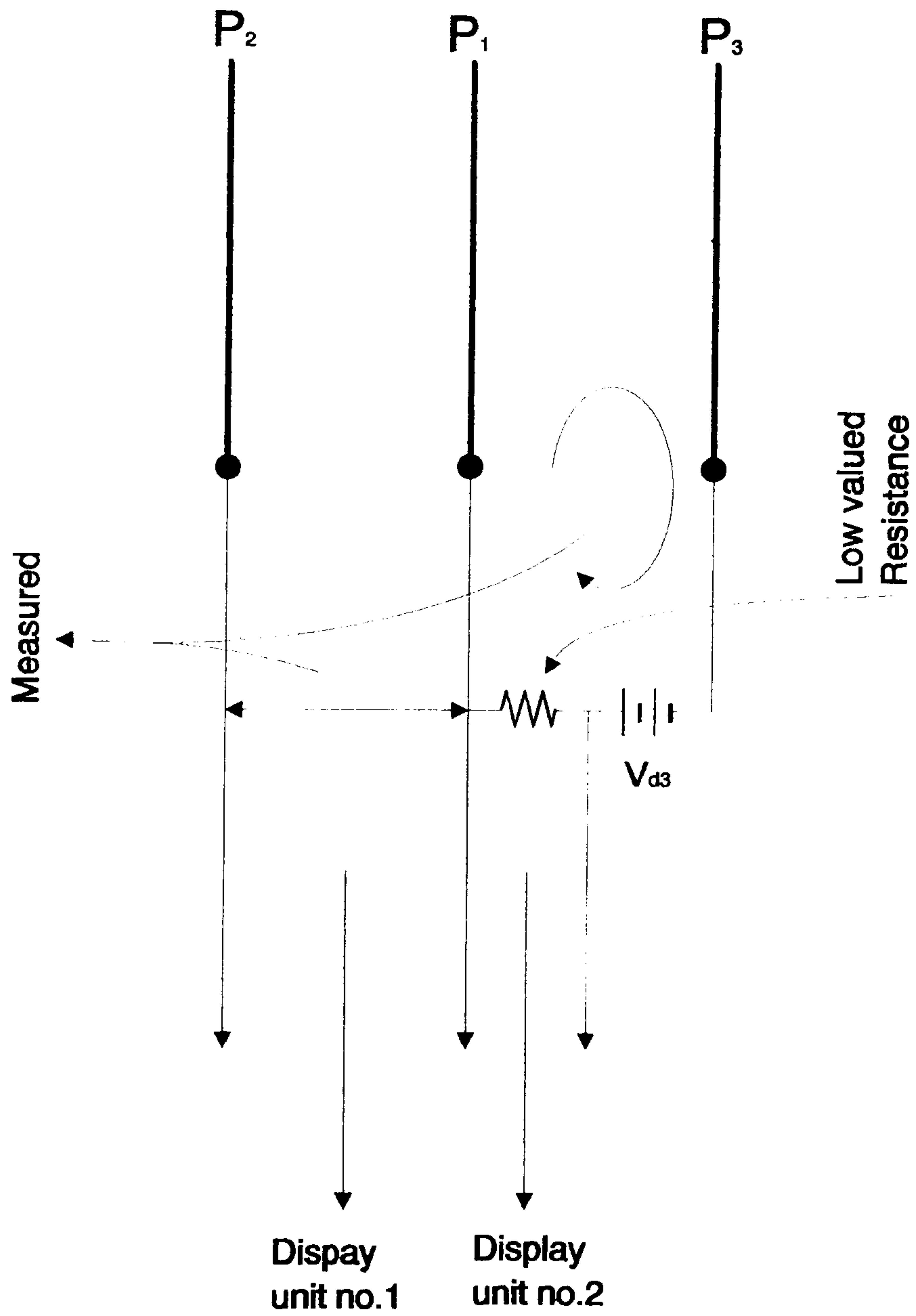


Fig. 5-3 Instantaneous direct-display system utilizing the probe.

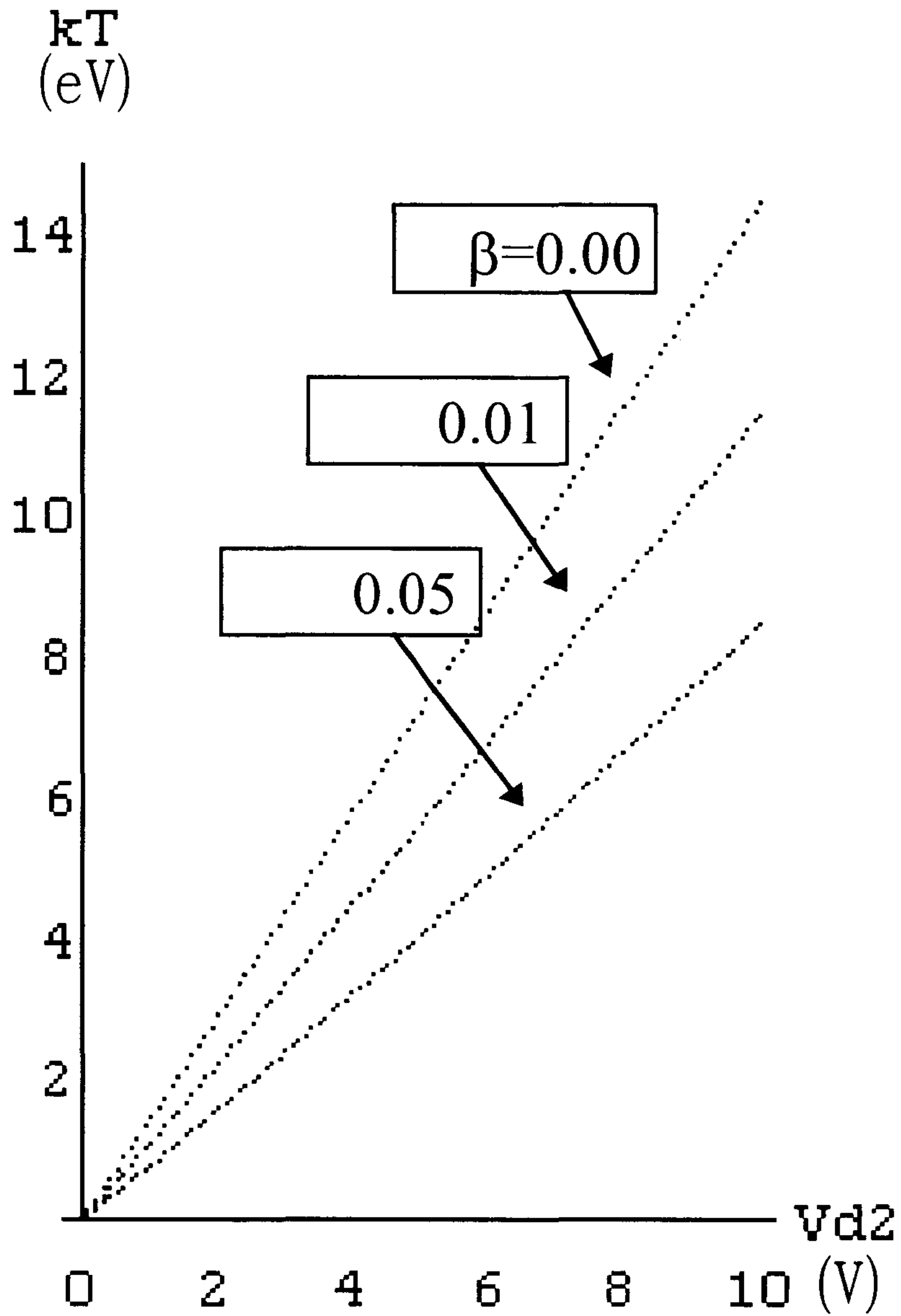


Fig. 5-4  $V_{d3}$ 가 120V이고  $\beta = 0.00, 0.01, 0.05$ 일 때  $V_{d2}$  (Plasma Potential과 Floating Potential의 차)에 따른 전자 온도  $T_e$  (eV)의 그래프

$$\begin{aligned}
 J_i &= \left(\frac{I}{S}\right) [ 1 - \exp \{ -\phi (V_{d3} - V_{d2}) \} ] \\
 &= \left(\frac{I}{S}\right) [ \exp(\phi V_{d2}) - 1 ]
 \end{aligned}
 \tag{5-23}$$

이다. 그래서 (5-21)식으로부터 플라즈마 밀도는

$$n_e = \left(\frac{I}{S}\right) \left(\frac{m}{kT_e}\right) \frac{\exp(1/2)}{e [ \exp(\phi V_{d2}) - 1 ]}
 \tag{5-24}$$

이거나 단위를  $n_e (cm^{-3})$ ,  $S (mm^2)$ ,  $I (\mu A)$ ,  $T_e (eV)$ ,  $M (ionmass)$

로 사용하여

$$n_e = \left[ \frac{M^{1/2}}{S} \right] \times I \times f_1 (V_{d2})
 \tag{5-25}$$

여기서,  $f_1 (V_{d2}) \equiv 1.05 \times 10^9 (T_e)^{-1/2} [ \exp(\phi V_{d2}) - 1 ]^{-1}$

함수  $f_1$ 은  $V_{d2}$ 만의 함수로 간주된다.

전류  $I$ 를 측정하는 방법은 current-to-voltage convertor 로 가능하다. 가장 간단한 방법은 Fig. 5.3에서와 같이 작은 저항을 삽입하고, 저항 양단 전압을 재면 된다. 이것은 출력 전압만큼 탐침에 바이어스되는 전압  $V_{d3}$ 의 감소를 의미하므로 좋지 않은 방법이며, 삽입 저항을 zero로 하고, 출력 전압을 임의로 증폭하는 것이 이상적이다.

제 6 절 Bias voltage에 따른 포화 이온 전류의 변화로 인한 오차  
보정

이제까지 탐침 이론은 세 탐침에 유인되는 포화 이온전류가 같고, 탐침 전위에 무관한 것으로 가정하였다. 실제로는 바이어스 전위가 음 전위로 증가할수록 포화 이온전류는 조금씩 증가하는 것으로 알려져 있다. 탐침 전위가 음 전위로 증가하면, 탐침 주위의 sheath 두께가 증가하여 유효 탐침 표면적이 증가한다. 즉 (5-21) 식에서 sheath 경계의 표면적  $S$ 가 증가하여 위와 같은 효과가 생긴다. 앞의 탐침 이론에서 이온 전류의 제곱  $[ I_i(V_F) ]^2$ 는 탐침 전위와 floating potential의 차에 선형적으로 변화한다.

$$[ I_i(V) ]^2 = [ I_i(V_f) ]^2 (1 + \beta \Delta V) \quad (5-26)$$

$$\Delta V \equiv V - V_f$$

여기서  $\beta$ 는 탐침의 모양과 측정하고자 하는 플라즈마 조건에 따라 상수로 간주된다. Direct-display system의 경우  $V_2$ 는 floating potential이다.

$$I_i(V_1) = I_i(V_f) (1 - \beta V_{a2})^{1/2} \quad (5-27)$$

$$I_i(V_3) = I_i(V_f) [ 1 + \beta(V_{a3} - V_{a2}) ]^{1/2} \quad (5-28)$$

이것과  $V_2 = V_f$ ,  $I_2 = 0$ ,  $I_1 = I_3$ 의 조건을 (5-4), (5-5), (5-6)식에 대입



하여 정리하면,

$$\frac{1 - W(\beta, V_{d2}, V_{d3}) \exp(-\phi V_{d2})}{1 - \exp(-\phi V_{d3})} = \frac{1}{2} \quad (5-29)$$

$$W(\beta, V_{d2}, V_{d3}) = \frac{1}{2} \{ (1 - \beta V_{d2})^{1/2} + [1 + \beta(V_{d3} - V_{d2})]^{1/2} \} \quad (5-30)$$

(4-16)식은 위 식에서  $\beta=0$ 일때에 해당한다. 위 식은 분자와 분모에 exponential term 이 들어 있어, 해를 구하려면, 상당한 노력이 필요하다. 소형 토카막에서 언저리 플라즈마의 온도는 10 eV 이내이다.  $V_{d3}$  를 120 V 로 바이어스하고,  $\beta$  값이 0.00, 0.01, 0.05 일 경우,  $V_{d2}$  ( difference between plasma potential and floating potential ) 에 따른 전자 온도를 플롯하였다. Fig. 5.4를 보면 전자 온도는  $V_{d2}$ 에 거의 선형적으로 비례한다. 이것은  $V_{d3}$  가 120 V 이므로  $\exp(-\phi V_{d3}) \ll 1$ ,  $\exp(-\phi V_{d2})$  의 조건이 성립하면, 위 식은 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$1 - W(\beta, V_{d2}, V_{d3}) \exp(-\phi V_{d2}) = \frac{1}{2} \quad (5-31)$$

$$\therefore 1/\phi = \frac{V_{d2}}{\ln 2 + \ln W} \quad (5-32)$$

floating potential에서 이온전류는

$$I_i(V_f) = S J_i(V_f) \quad (5-33)$$

$$= \frac{I}{[\exp(\phi V_{\infty}) - (1 - \beta V_{\infty})^{1/2}]}$$

이다. 여기서  $\beta=0$ 일때 위 식은 (5-23)식이 된다. 전자 밀도의 결정을 위해 사용된 이온 전류밀도는 sheath potential에서의 관계식이다. 그래서 위 식을 다음과 같이 변형한다.

$$J_i(V_s) = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \times e n_e \left(\frac{k T_e}{m_i}\right)^{1/2} \quad (5-34)$$

$$= J_i(V_f) \left[ 1 - \beta \left( V_f - \frac{1}{2\phi} \right) \right]^{1/2} \quad (5-34')$$

$$= \frac{I}{S} \frac{\left[ 1 - \left( V_f - \frac{1}{2\phi} \right) \right]^{1/2}}{\left[ \exp(\phi V_{\infty}) - (1 - \beta V_{\infty})^{1/2} \right]} \quad (5-34'')$$

그리고, 위 식의  $J_i(V_s)$ 를 (5-21)식에 대입하면,

$$\exp(\phi V_f) = 0.657 \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \left[ 1 - \beta \left( V_f - \frac{1}{2\phi} \right) \right]^{1/2} \quad (5-35)$$

$\beta$ 와  $T_e$ 가 주어졌다면 위식으로부터 floating potential  $V_f$  는 결정되고 (5-34)과 (5-35)식을 이용하여 전자 밀도는

$$n_e = \frac{m^{1/2}}{S} \times I \times f_2(V_d, \phi, m_i) \quad (5-36)$$

$$f_2(V_d, \beta, m_i) = 1.05 \times 10^9 \frac{[1 - \beta(V_f - 1/2\phi)]^{1/2}}{(T_e)^{1/2} [\exp(\phi V_d) - (1 - \beta V_d)^{1/2}]} \quad (5-37)$$

로 결정된다.

### 제 7 절 Triple probe 제작과 측정 방법

탐침 제작의 기본 가정은 제 1절에서 제시되었고, 이 조건에 맞게 탐침이 제작되었다. 제작된 Triple probe 는 다음과 같이 구성되었다. Tip 은 직경 0.8 mm의 몰리브덴 와이어를 사용하였고, 이 세 개의 Tip 간의 간격은 2 mm로 하여 플라즈마에 4.4 mm를 노출되었다. 이것은 4.5 mm 직경의 알루미나에 난 구멍에 들어가고, 알루미나를 절연체로 사용하여 토카막으로부터 분리시켰다. 그리고 이 전체는 직경 5 mm stainless-steel sleeve 끝에 고정되었다. 탐침은 Swagelok 으로 진공 용기에 부착되어, stainless sleeve 는 노이즈를 sheilding 하는 효과가 있다.

KAIST 토카막의 긁어내기층 ( scrape-off layer )에서 플라즈

마 밀도는  $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  이고, 전자 온도는 10 eV 정도이다. 이러한 조건 하에서 전자의 평균 자유경로 ( $v\tau$ ) 는 10 m 이다. sheath 두께는 최대한으로 Debye length 의 10 배로 잡는다. 그리고 Debye length ( $\approx 740 [ T_e(\text{eV}) / n_e(\text{cm}^{-3}) ]^{1/2}$ ) 는 10 eV,  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  에서 sheath 두께는 74  $\mu\text{m}$  이다. 그러므로 세 탐침 간의 간격은 sheath 두께에 비해 충분히 커서, 탐침 간의 상호 작용을 무시할 수 있다. 앞 절에서 전자 온도를 구하는 식의 해를 쉽게 구하기 위해 근사하는 방법은  $\exp(-\phi V_{d3}) \ll 1$  이다. 전자 온도가 10 eV 정도 이어서,  $V_{d3}$  를 120 V 로 바이어스하였다.

탐침 전위가 음 전위로 증가하면, 포화 이온전류가 증가한다. 이것은 탐침 주위의 sheath 두께가 증가하여 유효 탐침 표면적이 증가함에 기인한다. 그러므로 sheath 두께의 증가에 무관하게 유효 단면적이 일정하게 탐침을 제작하여,  $\beta$  값을 영으로 만들 수 있다.

탐침의 주파수 응답특성을 고려하기 위해 탐침은 간단하게 RC 환원될 수 있다. 여기서 R 은 플라즈마-탐침 간의 sheath 저항이고, C 는 탐침과 측정 장비의 그라운드 사이의 정전 용량이다. 회로는 Low-pass filter 를 형성하고, 주파수 응답은 3 dB ( $= 1/2\pi RC$ ) 까지 변화하는 플라즈마에 반응 가능하다. 탐침의 주파수 특성을 향상시키기 위해선 sheath 저항과 정전 용량을 작게 만들수록 좋다. sheath 저항은 탐침의 크기와 플라즈마 조건에 의존하며, 대충 수백  $\Omega$  에서 수  $k\Omega$  의 범위에 있다. 이것은 근본적인 것이어서 상대적으로 줄이기 쉽지 않다. 정전 용량은 탐침 끝에서 스킵프로 연결하는 BNC 케이블에서 생기며, 대략 미터당 100 pF 이다. 그래서 스킵프를 탐침에 되도록이면 가까이 놓아 케이블의 길이를 줄임으로써 정전 용량을 용이하게 줄일 수 있다. 그리

고 Triple probe 는 voltage sweep 을 필요로 하지않는다. 결국 탐침의 시간 분해능은 탐침의 Tip 과 플라즈마 사이의 응답 시간에 의해 본질적으로 결정된다. 이 응답 시간은 포화 이온 전류영역에서 이온이 sheath 를 통과하는데 걸리는 시간에 주로 기인한다. 그래서 플라즈마 밀도는 작을수록, 기체 압력은 낮을수록, 이온의 질량은 작을수록, 탐침의 시간 응답은 짧아 진다. 우리 시스템에서 sheath 저항은 1 k $\Omega$ 이고, BNC 의 정전용량은 1000 pF정도이므로 응답 주파수는 대략 200 kHz 이다.

## 제 8 절 결과 및 결론

Triple probe로 리미터 부근에서 국부적인 전자 밀도와 전자 온도를 측정하였고, 그 결과는 그림 5-5와 그림 5-6에 있다. 전자 온도는 10 eV 이내에 머물렀고, 주파수는 10 kHz 정도이다. 그리고 플라즈마 밀도는  $2.0 \times 10^{14}$  (  $cm^{-3}$  ) 이내에서 심하게 흔들렸고, 주파수는 전자 온도의 경우와 거의 비슷하다. 전자 온도와 플라즈마 밀도의 두결과를 시간적으로 비교해 보면, 둘은 서로 밀접한 연관이 있다. 전자 온도가 밀도에 비해 0.1 ms 앞서 높아지면, 밀도는 뒤따라 증가함을 보여준다. 이것은 플라즈마 밀도가 작을 때에 전자의 자유 경로가 크서, 토로이달 전기장에 의해 큰 에너지를 얻는다. 그리고 이 전자들은 주위의 이온이나 중성 기체를 Ohmic heating 과정을 통하여 가열한다. 그 결과 플라즈마 밀도가 증가하면, 반대로 전자의 자유 경로가 줄어들어 전자온도가 내려 간다. 이러한 과정을 반복하여 어떻게 플라즈마가 Ohmic heating 과정에서 가열되는지 보여주고 있다. 플라즈마 밀도가 크게 변하는데 토카막의 감금효과가 향상되면, 상당히 안정될 것이다.



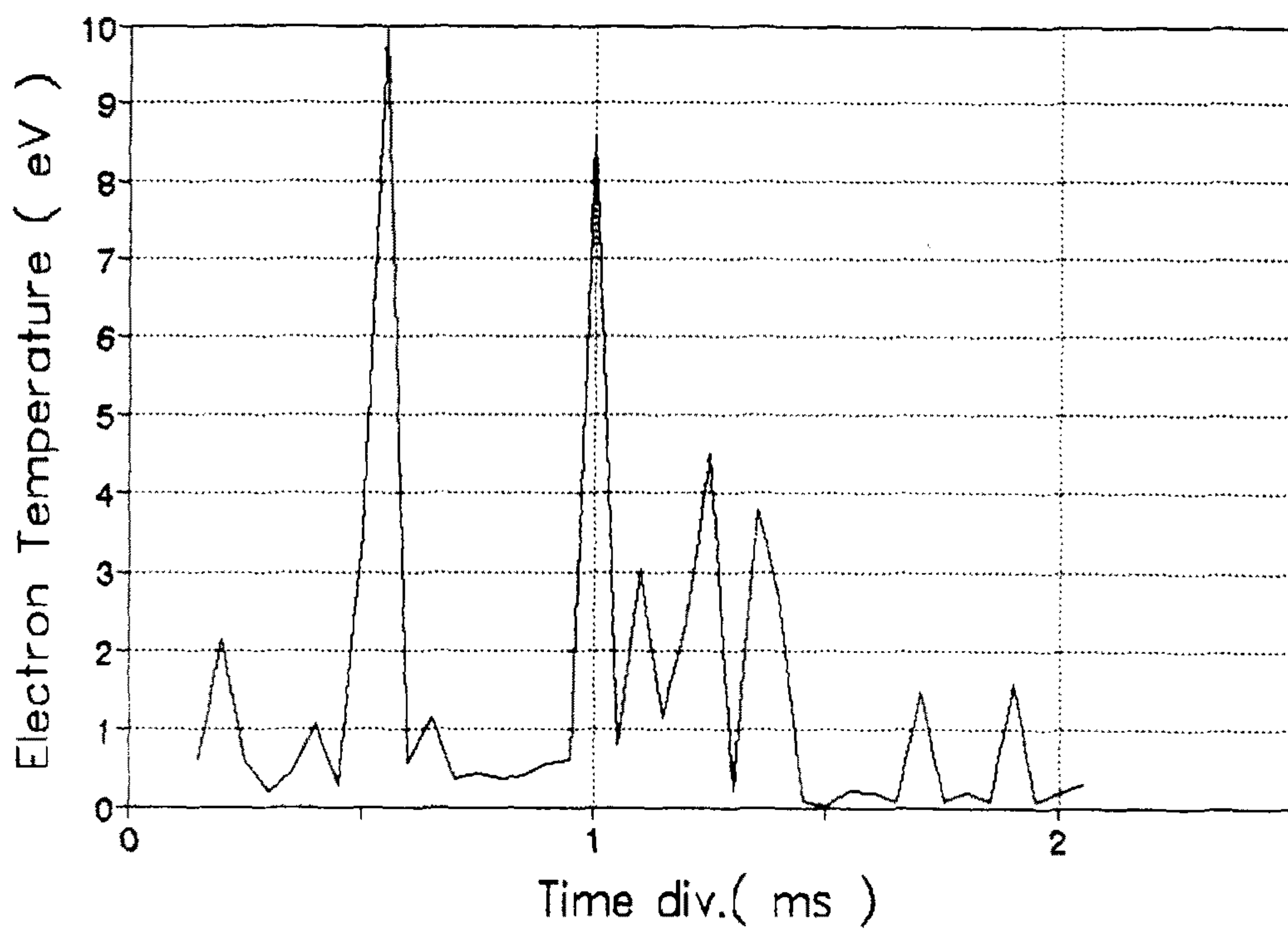


Fig. 5-5 The electron temperature(eV) measured by T-probe.



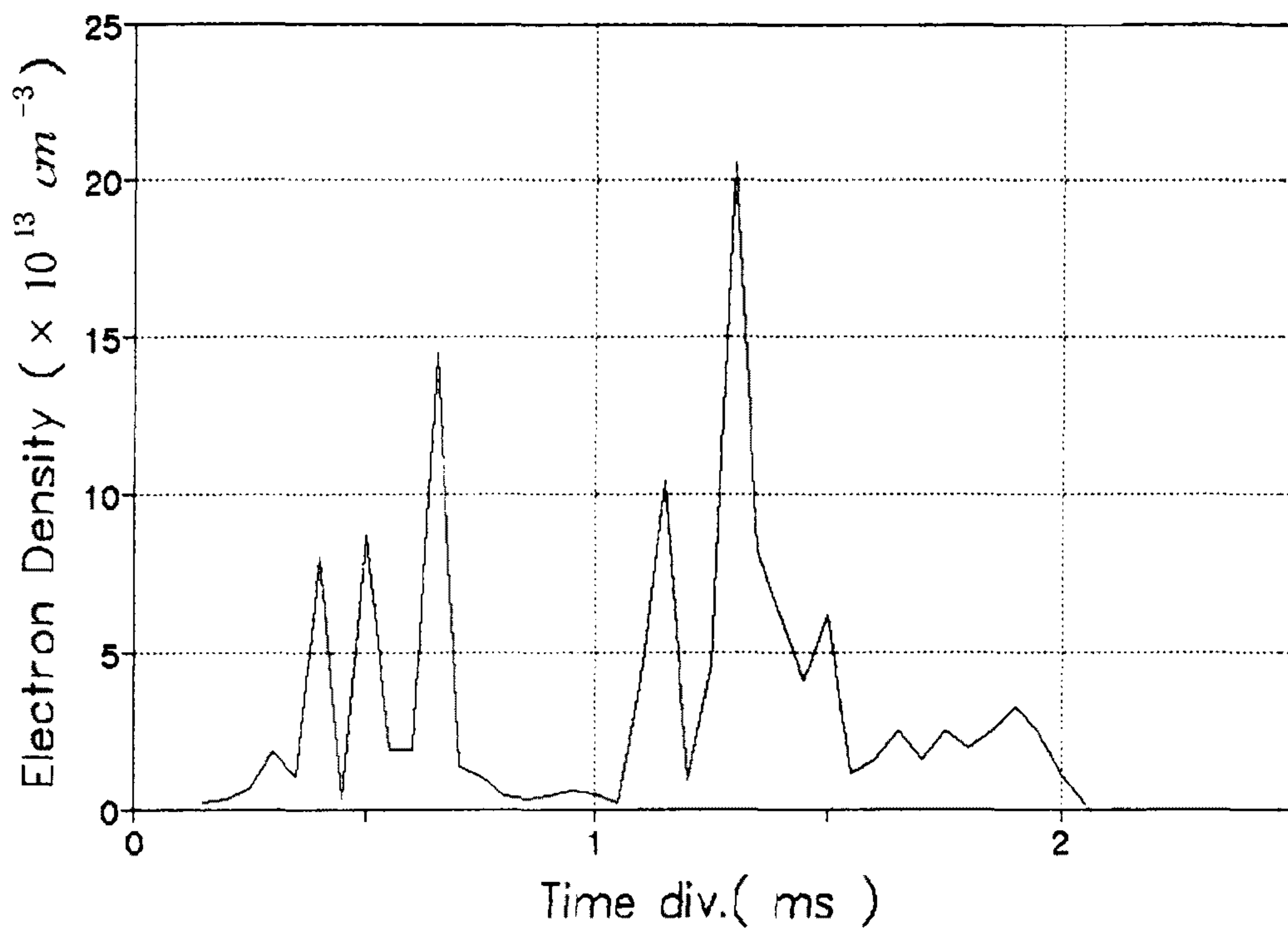


Fig. 5-6 Electron density measured by the triple probe.

다른 탐침과 다르게 Triple probe 는 voltage sweep 이 요구되지 않고, 일정 전압으로 바이어스한다. 이러한 이유로 주파수 응답특성이 좋고, Tip 과 플라즈마가 상호작용하는 시간 ( 수  $\mu\text{sec}$  ) 에 의해 한계지어 진다. BNC의 정전용량을 줄임으로써 수십 MHz 까지 주파수 응답 특성을 향상시킬 수 있다. 바이어스 전압  $V_{d3}$  를 충분히 크게 하면 전자온도는 plasma potential 과 floating potential 의 차에 선형적으로 비례한다. KAIST 토카막에선 100 V 이상이면 충분하다.  $V_{d2}$ 의 전위를 잴으로써 전자 온도를 동시에 측정할 수 있어, 이것은 진단 장비로서의 큰 장점이 된다. 전자 밀도의 경우 데이터 분석이 필요하나, 전자 밀도는 근사적으로 측정된 전류에 비례한다. Triple probe 는 급격히 변하는 플라즈마 뿐만 아니라 안정된 플라즈마를 국소적인 위치에서 높은 시간 분해능을 가지고서 플라즈마를 진단하는 장비로서 큰 의의를 가진다.

## 제 6 장 데이터 수집계의 구성

### 제 1 절 데이터 수집계

과학원 토카막이 정상 가동되고 플라즈마의 진단을 위하여 여러 진단계가 구성 되면서 점차 한 실험당 측정하여야 할 실험 데이터의 종류 및 양이 늘어나고 있다. 고온 플라즈마의 성질과 관련된 변수들(플라즈마의 밀도와 온도, 전류의 세기 및 위치 등)이 다양하고 복잡하므로, 데이터들은 동시에 측정되고 서로 종합적으로 관련되어 분석 및 저장하는 것이 중요하다. 이 과정을 효율적으로 하기 위해서 2 차년도 연구에서 데이터 수집계의 순서도를 그림 6-1 과 같이 제시하였다.

제 1 단계는 실험의 자동화를 행할 때 주변 장치들을 효율적으로 관리하기 위해서 실험 순서와 각 장치들의 제어에 관련된 정보를 데이터 베이스화 하는 것이다. 실험자가 일목요연하게 실험의 구성을 이해할 수 있고 또, 실험 목적에 맞게 실험의 구성을 쉽게 바꿀 수 있게 하기 위해서다. 과학원 토카막도 앞으로는 PLC(Programable Logic Controller)를 갖춰 실험을 자동화 하는 것이 필요 하지만 아직은 수동으로 실험이 진행되고 있다. 따라서, 현재는 단순히 여러 실험 조건들을 기록하는 것으로 데이터 베이스를 구축하였다. 기록 및 검색이 쉽도록 윈도우 환경에서 사용자와의 인터페이스 면에 중점을 두었고 실험이 끝나고 데이터를 화일에 저장할 때 자동으로 참조되도록 하였다. 다음은 데이터 베이스에 기록하는 실험 조건들이다.

- 기저 압력
- 수소 충전 압력

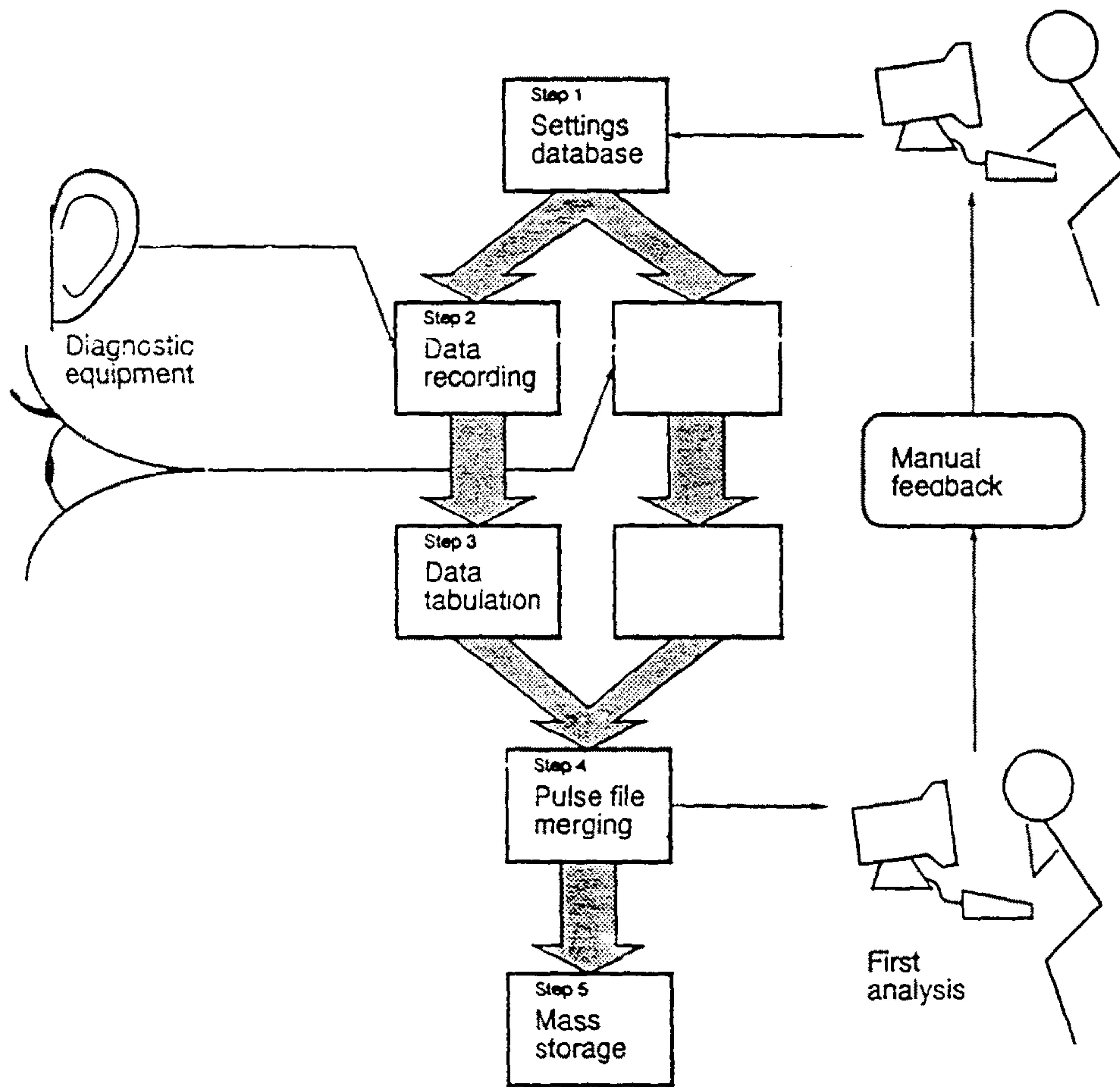


그림 6-1 데이터 수집계의 순서도

- TF 전원 충전 전압 C<sub>1</sub> C<sub>2</sub>
- OH 전원 충전 전압 C<sub>1</sub> C<sub>2</sub> C<sub>3</sub>
- 사용할 진단 장비 및 초기값

사용할 진단 장비들의 초기값을 데이터 베이스화 함으로써 실험 시작시 자동으로 장치들이 초기화 할 수 있게 하였다. 현재는 데이터 수집계의 디지털라이저와 디지털 오실로스코프만이 HP-IB, RS-232를 통해서 PC로 제어되지만 앞으로는 모든 실험기기들이 자동으로 제어되어야 할 것이다.

제 2 단계는 실제로 데이터를 기록하는 것으로 디지털라이저와 디지털 오실로스코프를 이용하고 있다. 자세한 구성은 제 2 절에서 다루었다. 제 3,4,5 단계는 디지털라이저와 스코프에서 보내지는 수치화된 자료들을 분석이 가능하도록 실험 조건들을 추가하여 일정한 형식으로 화일에 기록, 저장하는 것이다. 자세한 사항은 제 3 절에서 다루었다.

## 제 2 절 시스템 구성

과학원 토카막의 데이터 수집계는 데이터를 수집하는 장치로 4대의 디지털라이저와 2대의 디지털 오실로스코프를 보유하고 있다. 디지털라이저는 VXI(VMEbus eXtensions for Instrumentation)가 지원되는 시스템으로써, 총 13개의 슬롯을 갖고 있는 VXI C size Mainframe에 장착이 되어 VXI 버스를 통해 서로 통신이 된다. 최대의 효율을 얻기 위해서는 VXI 버스 구조를 채택한 컴퓨터를 사용하여 시스템을 제어해야 하지만 아직은 HP-IB 카드를 단 486 급 PC를 이용하여 시스템



을 제어하고 있다. 이를 위해서 HP-IB 가 지원되는 VXI의 Commander 모듈을 갖고 있다. 다음은 보유하고 있는 시스템이고 그림 6-2 에 그 구성을 나타냈다.

o Mainframe (HP E1401A)

VXI C size 로써 총 13개의 slot 을 갖고 있다. 즉, 13개의 모듈을 사용할 수 있는데 현재 5 개의 모듈이 있다.

o Command Module (HP E1406A)

PC 와 GP-IB, RS-232C 로 인터페이스를 하며 모든 VXI 모듈을 제어한다.

o High Speed Digitizer (HP E1429A/B)

20 MSa/sec 의 샘플링 속도를 가지며 2 채널을 갖고 있는 모듈이 2 대 있으므로 총 4 채널을 갖는다.

o Normal Speed Scanning Digitizer (HP E1413A)

100 kSa/sec 의 샘플링 속도를 가지며 64 채널을 스캔할 수 있는 모듈이 2 대 있으므로 총 128 채널을 갖는다.

o Digital Oscilloscope (HP 54520A, OS-3040A)

각각 500 MSa/sec, 40 MSa/sec 의 샘플링 속도를 가지며 2 채널을 갖고 있는 스코프가 2 대 있으므로 총 4 채널을 갖는다.



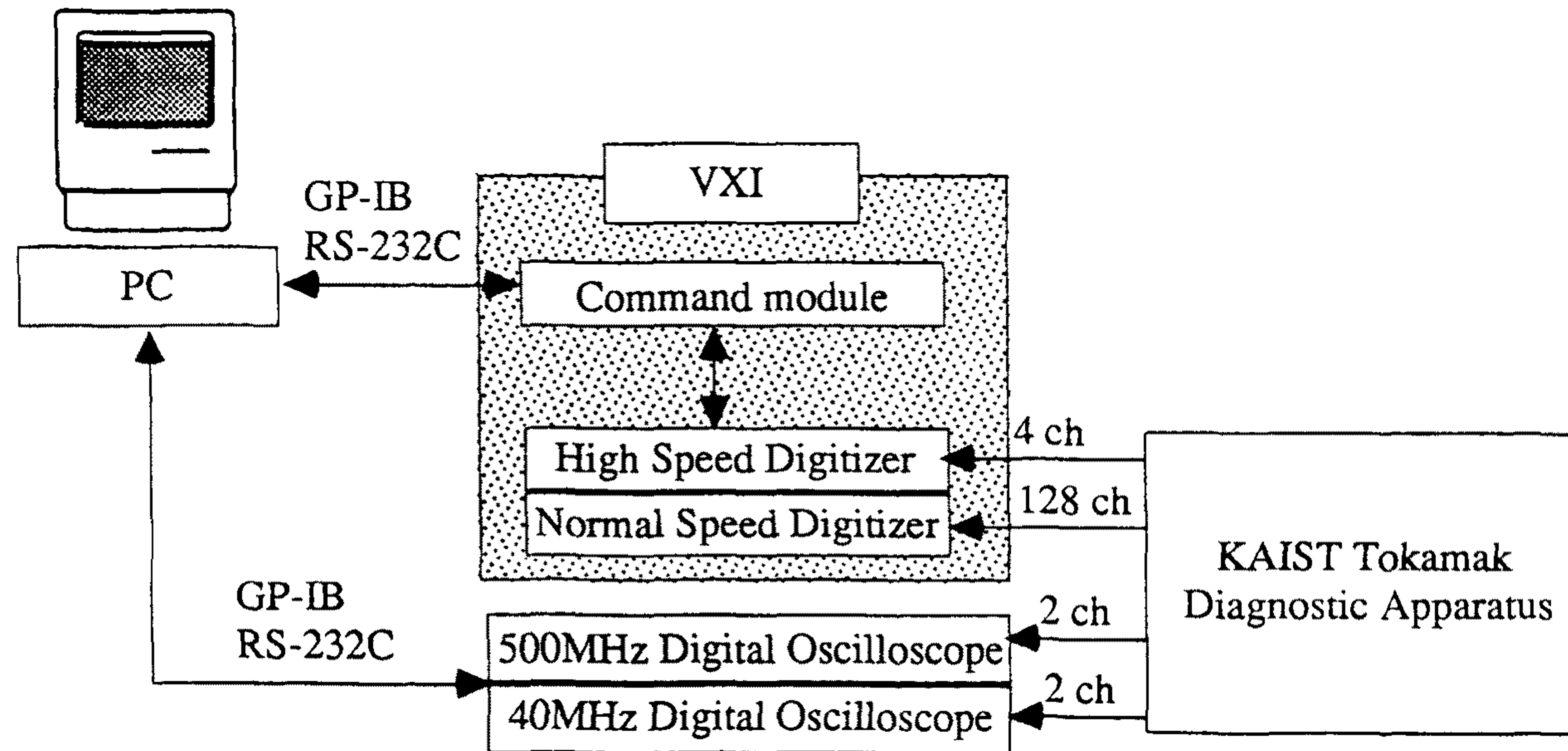


그림 6-2 과학원 토카막의 데이터 수집계 구성의 개략도

실험 데이터중 TF 자장과 OH 전압, 플라즈마 전류 그리고 수직 자장의 세기 등은 1 kHz 정도의 변화율을 가지므로 Normal Speed의 디지털이저를 이용해 모니터한다. 탐침에 의한 플라즈마 특성이나 플라즈마의 불안전성 등을 측정하고자 할 때는 High Speed 디지털이저를 쓰고 있다.

VXI 버스는 최고 10 MBytes/sec 의 데이터 전송 속도를 갖고, HP-IB 는 최고 1 MBytes/sec 의 데이터 전송 속도를 갖는다. 그러나, 프로토콜에 의한 상호 교신이 필요하므로 실제 데이터 전송률은 10 % 정도 까지도 떨어진다. 그런데 E1429A 디지털이저는 512 kSa 을 저장할 수 있는 자체 메모리를 갖고 있고, E1413A 는 64 kSa 의 메모리를 가지고 있으므로 토카막과 같은 펄스 실험에서는 데이터를 수집하는데 전송 속도가 문제되지 않는다. 다만, 차후에 토카막을 실시간 제어하기 위해서는 이 데이터 전송 속도가 중요해지므로 HP-IB 에 의한 PC 제어 보다는 VXI 버스를 지원하는 워크스테이션에 의한 제어가 바람직하다.

### 제 3 절 데이터의 분석 및 관리

토카막과 같은 대형 실험에는 많은 진단 장비가 필요하고 필연적으로 많은 실험 데이터가 나온다. 과학원 토카막에서도 기본 데이터만 측정하여도 하루에 수 메가 바이트 이상의 데이터 화일을 분석하고 저장하여야 한다.

따라서, 기본적으로 대용량 저장 장치가 있어야 하고 효율적인 관리를 위해서는 데이터의 분석 및 저장, 검색 방법에 있어서 많은 연구

가 필요하다 하겠다.

과학원 토카막의 데이터 수집계는 1 차적으로는 컴퓨터의 하드 디스크(500 MB)에 저장하고 있으며 영구 보관을 위해서 SCSI 방식의 이동식 하드 디스크 250 MB를 갖추었다. 광자기 디스크등 기가 바이트 이상의 기록 장치가 영구 보관을 위해서는 더 바람직 하지만 아직은 가격면에서 실용적이지 못하다.

대부분의 데이터 수집은 VXI 시스템을 이용하고 있으므로 이를 지원하는 VEE(Visual Engineering Environment) 프로그램을 이용하여 장치를 제어하고 있다. 데이터의 처리 및 분석도 호환성을 고려하여 마찬가지로 VEE 를 이용하고 있다.

데이터의 효율적인 관리를 위하여 각 측정 장비에서 나온 데이터는 하나의 화일로 합쳐 관리한다. 이것은 일반적으로 플라즈마의 물리량들이 단 하나의 진단 장비로 측정되기 보다는 여러 진단 장비로 측정된 데이터간의 복합적인 관계식으로 부터 얻어지는 경우가 많기 때문이다. 플라즈마의 밀폐 시간을 계산하기 위해서  $\langle B_{\phi} \rangle$ ,  $B_{\theta a}$ ,  $B_{\theta a}$  의 세가지 물리량들이 필요하고 플라즈마의 위치를 측정하기 위해서는 로고프스키 코일과 사인, 코사인 코일의 신호가 필요한 것이 그 예라 하겠다. 실험시 항상 측정하는 기본 데이터는 다음과 같다.

- 저항 가열 일주 전압
- 토로이달, 폴로이달 자장
- 수직, 수평 자장
- 플라즈마 전류
- $H_{\alpha}$  선
- 코사인, 사인 코일 신호

- 방사되는 빛의 공간분포 분석용 광섬유 Array(8 선)
- 마이크로 간섭계

이 외에 실험 목적에 의해서 다음의 데이터들이 추가 된다.

- 랑뮤 탐침(Langmuir Probe)
- 삼중 탐침(Triple Probe)
- 이온 에너지 분석기
- 마하 탐침(Mach Probe)
- 연 X-선 스펙트럼

이 데이터들은 화일 이름을 실험 일자와 실험 번호로하고 확장자는 .DAT 로 해서 하드디스크에 한 화일로 자동 저장된다. 다음은 94년 12월 25일의 첫번째 실험 데이터임을 나타낸다.

T4122501.DAT

데이터의 구성은 ASCII 코드 형식으로 저장하는 것이 각종 컴퓨터나 다른 소프트웨어와의 호환을 위해서는 바람직하지만 숫자인 경우에는 데이터의 양이 늘어나 데이터의 처리 시간과 저장시 디스켓의 용량을 많이 차지하므로 문자는 ASCII 코드로 숫자는 Binary 형식으로 저장한다.

다음은 데이터 화일의 형식이다.

실험 일자, 실험 번호, 데이터 목록 수

기저 압력, 수소 충전 압력, TF 전원 충전 전압  $C_1 C_2$ ,

OH 전원 충전 전압  $C_1 C_2 C_3$ ,

데이터 목록, 단위, 시작 위치, 데이터 수

...

데이터 목록, 단위, 시작 위치, 데이터 수

데이터

...

데이터

이렇게 저장된 데이터로 부터 프로그램에 의해서 플라즈마의 온도, 밀도, 유속, 퍼텐셜 등의 플라즈마 변수들이 계산되고 결과는 '.DIG' 의 확장자를 갖는 파일로 저장된다. 그런데, 측정된 데이터중 플라즈마와 관련된 물리량은 플라즈마가 발생하는 수십 ms 내의 데이터들과만 관계가 있다. 따라서, 데이터 저장과 검색의 효율성을 높이기 위해서 이벤트(Event) 개념을 도입하여 '.DIG' 의 결과 데이터 파일은 플라즈마 전류가 생성된 구간만 추출되어져 저장된다. 차후에 실험 데이터 검색을 할 때는 실험 데이터의 목록과 데이터의 개형을 그래프로 표현하고 원하는 데이터만을 추출할 수 있는 프로그램을 개발하여 사용하고 있다.

#### 제 4 절 요약

당해년도 연구를 통해서 VXI 디지털 시스템의 기본 구성 및 소프트웨어를 개발하여 실험에 사용하였다. 호스트 컴퓨터는 486



급 PC 를 사용한다. HP-IB 카드를 이용하여 VXI 의 Commander 모듈을 제어하고 이 Commander 모듈은 VXI 버스로 통해 디지털타이저를 제어한다. 이 외에 디지털 오실로스코프를 HP-IB 와 RS232 를 통해서 마찬가지로 PC 로 제어한다. 프로그램은 VXI 환경을 고려하여 VEE 를 사용하고 있다.

데이터 수집계는 현재 여러 실험 데이터의 동시 측정과 분석에 의해 발생된 플라즈마의 이해에 많은 기여를 하고 있는데 앞으로 보강되어야 할 점은 다음과 같다.

처리 데이터가 늘어나면서 호스트 컴퓨터가 워크스테이션 급의 처리 속도를 갖추어야 하고 고속 디지털타이저의 수를 더 확보하여야 한다. 데이터 수집계가 변동되거나 여기서 개발한 소프트웨어를 다른 곳에서도 응용할 것을 고려할 때 소프트웨어의 확장성 및 응용성을 개선해야 한다.



## 제 7 장 토카막 실험

루프코일과 Rogowski 코일의 구조는 2차년도 보고서에 잘 설명하였고 자장 픽업 코일에 관한 자세한 내용은 제 3 장에 서술하였다. 플라즈마 전류와 일주전압을 오실로스코프로 측정한 데이터를 Fig 7.1에 나타냈다. 플라즈마 전류와 일주전압의 관계는

$$L_p \frac{dI}{dt} + I(2\pi R\eta) = V \quad (7-1)$$

이다. 여기서 플라즈마 전류  $I$  는

$$I = 2\pi \int_0^a rj(r)dr \quad (7-2)$$

이고  $j(r)$ 은 플라즈마 전류 밀도이고  $a$ 는 토카막의 부반경이다.  $V$ 는 변압기에 의해 플라즈마에 유도된 전압이고 일주 전압과 조사적으로 같다.  $L_p$ 는 플라즈마 내부 인덕턴스(inductance)이고  $2\pi R\eta$ 는 플라즈마의 일주 저항이다. Fig. 7.1를 이해하기 위해서는 (7-1)식을 이용하면 알 수가 있다.  $L_p$ 와  $R$ 이 시간에 따라 일정하다고 가정한 후 (7-1)식을 풀면

$$I(t) = \frac{V}{2\pi R\eta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi R\eta t}{L_p}\right) \right] \quad (7-3)$$

가 되는데 여기서 만약  $V$ 가 일정하다면 시간이 아주 클때  $I$ 는  $V/2\pi R\eta$

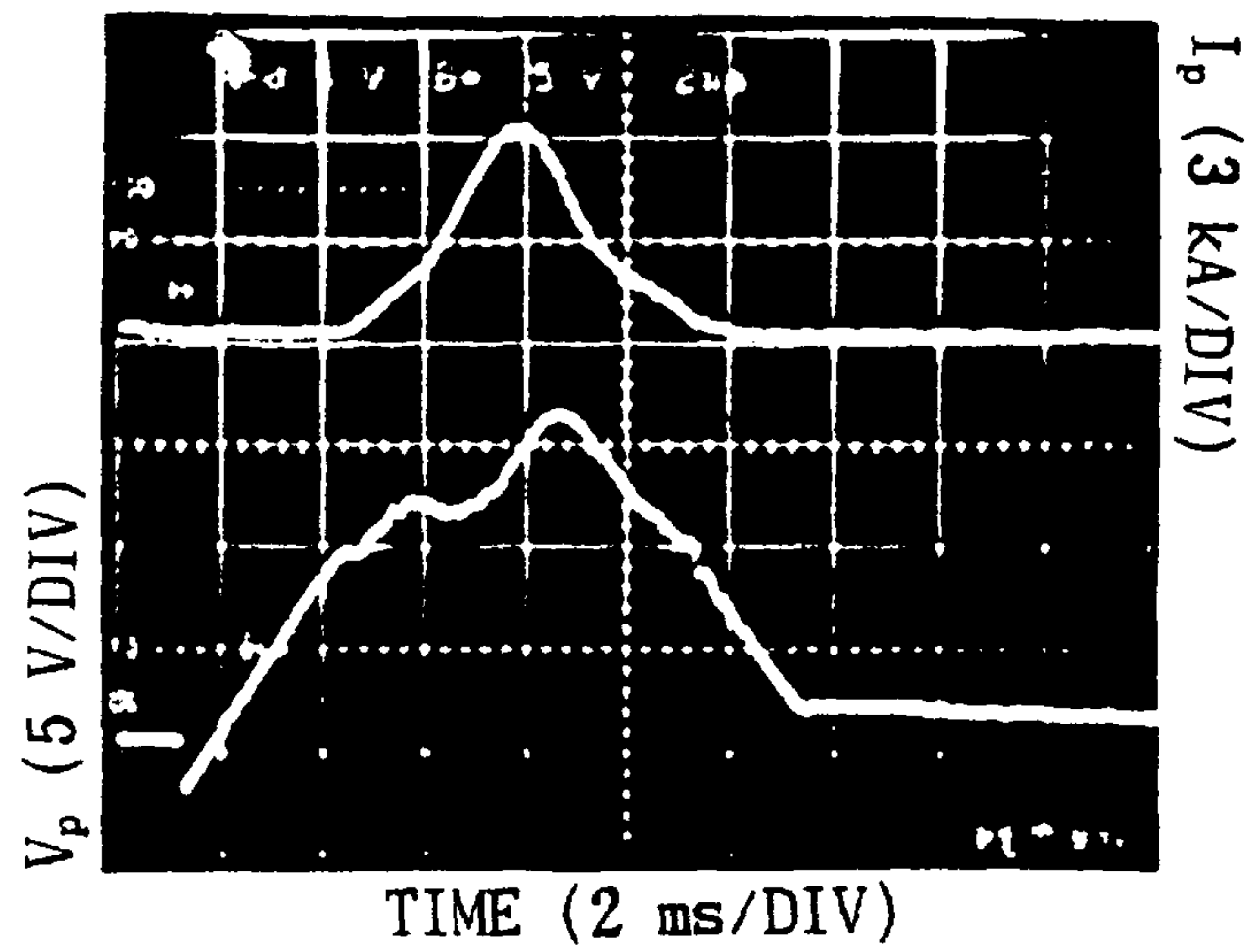


Fig. 7.1 The signal of the loop voltage and and the plasma current for  $1.5 \times 10^{-4}$  Torr at shot number 219.

로 일정해진다.  $V$ 는 6 ms 동안 15V로 증가하였다가 나중에 약 3V정도로 일정한 부분이 나타난다. 그런데 실험에서는  $V$ 가 변하므로 플라즈마 전류가 펄스 모양으로 나타났다. 초기에 플라즈마가 발생하였을 때 13 V 근처에서는  $V$ 가 거의 일정하다고 볼수 있어 초기에는 지수함수로 증가하다가 더 이상 증가하지 않고 감소한다. 이는 플라즈마가 hoop힘에 의해 진공 용기와 부딪쳐서 플라즈마가 소멸된다. 물론 (3)식에서는 플라즈마의 전류가 시간에 따라 변하므로 플라즈마가 지닌  $L_p$ 와  $\eta$ 도 시간에 따라 변하기 때문에 복잡한 현상으로 플라즈마 전류가 생성된다. 그러나 플라즈마가 토로이달 자장이 계속 감금된다면 플라즈마 전류는  $R = 53 \text{ cm}$ ,  $V=2-3 \text{ V}$ ,  $\eta = 10^{-5} \Omega\text{m}$ 일때  $V/2\pi R\eta \sim 100 \text{ kA}$  정도로 유추할 수 있다.

Fig. 7.2는 수직 자장을 걸지 않고 수소가스( $1.5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ )로 충전시켜 절연 파괴(breakdown)를 일으키는 주방전 실험에서 플라즈마 밀도와 플라즈마 전류를 2 채널 오실로스코프로 측정한 것이다. Fig. 7.3는 같은 실험에서 마이크로파 간섭계로 실험한 신호와 단일 탐침으로 측정한 탐침의 I-V 신호를 나타낸다. 여기서 마이크로파 간섭계로 변두리지역(리미터에서 플라즈마의 중심축으로 5 cm 인 곳)에서 밀도를 측정하였다. 이때 마이크로파가 플라즈마를 통과한 길이( $d$ )는 22.4 cm 이다.

제 4 장에 있는 (4-15)식과 (4-16)식을 사용하여 실험에 맞게 간략하게  $n_e$ 를 구하면

$$\begin{aligned} \bar{n}_e &= n_d \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\lambda}{d} m \right)^2 \right] \\ &= 15.1 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{0.86}{d} m \right)^2 \right] \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (7-4)$$

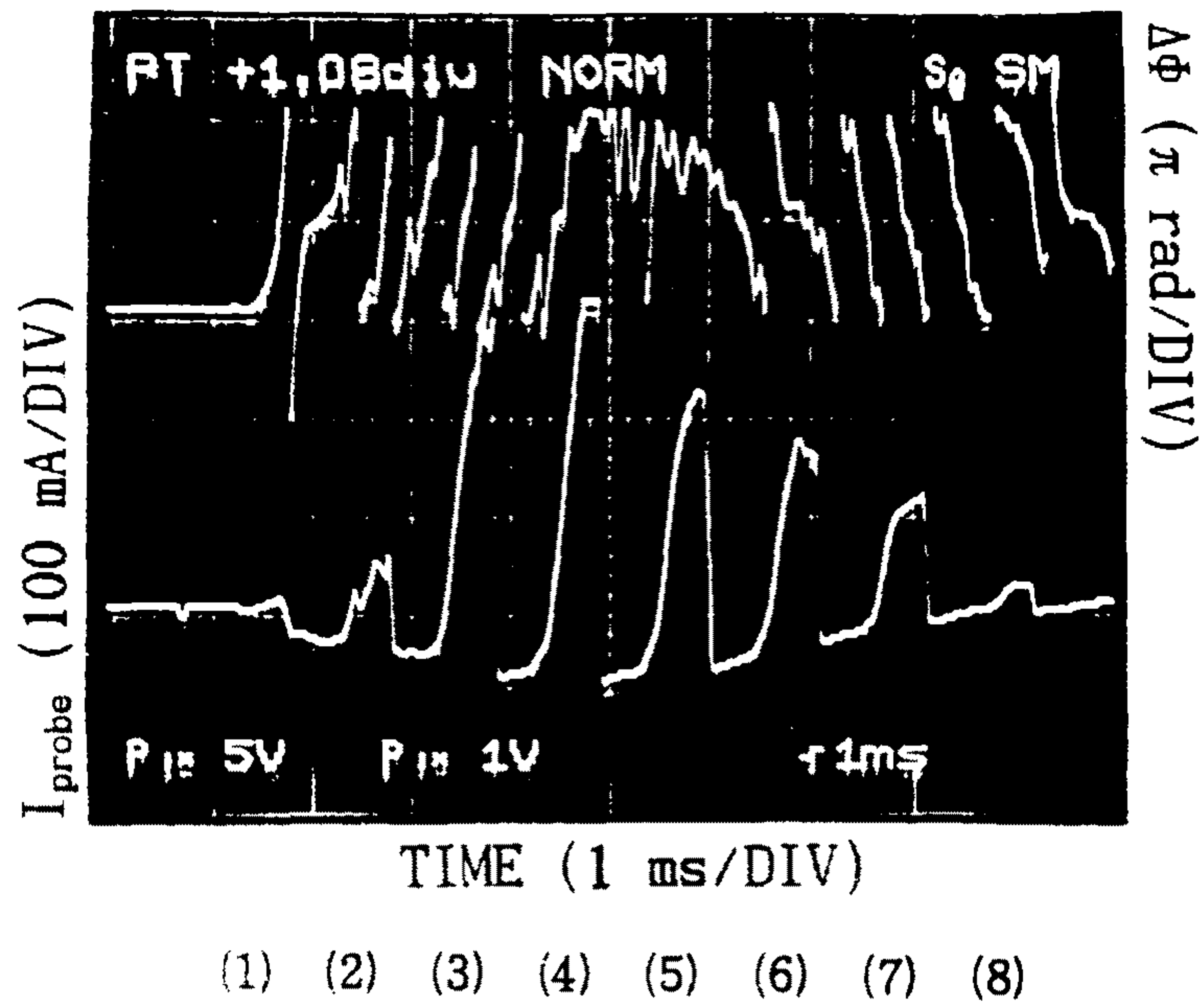


Fig. 7.2 The signal of the density using the interferometer and I-V curve using the single probe for  $1.5 \times 10^{-4}$  Torr at shot number 286.

이다. 여기서  $\lambda = 2\pi c / \omega$ 이고,  $d$ 는 플라즈마를 진행한 거리이며  $m = \Delta\phi / 2\pi$ 이다. 마이크로파 간섭계는 외부의 진동에 매우 민감하기 때문에 출력신호를 깨끗히 잡기가 무척 어렵다. Fig. 7.3는 비교적 깨끗한 신호이지만 처음에 실험을 하였을 때는 진동 때문에 생기는 잡음이 많아  $\Delta\phi$ 가 0에서  $2\pi$ 까지 변하는 무늬 갯수를 정확하게 판별할 수 없었다. 그래서 도파관의 진동을 감소시키기 위해 안테나를 토카막 본체에 절연시켜(본체와의 전기적인 아크를 방지하기 위함) 고정시키면 어느 정도 깨끗한 신호가 나온다. Fig. 7.3에서  $\Delta\phi$ 가 0에서  $2\pi$ 까지 변하는 무늬 갯수는 6개 정도이므로 플라즈마가 지속되는 동안에 밀도를 (14)식을 사용하여 계산하면  $6.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 가 된다.

Fig. 7.3의 데이터로 시간에 따라 위상차를 계산하여 공간평균 밀도윤곽(spatial average density profile)을 그려보면 Fig. 7.4과 같이 나타낼 수 있다. 이것은 플라즈마가 지속되는 동안에 플라즈마의 밀도변화가 플라즈마 전류(Fig. 7.1)에 비례한다는 것을 나타낸다.

Fig. 7.3의 상단신호는 2채널 오실로스코프로 측정한 것이다. 이때 탐침의 위치는 변두리영역(리미터에서 플라즈마 중심축으로 2 cm 떨어진 곳)이고, 탐침에 소인된 전원은  $-100 \text{ V} \sim 100 \text{ V}$ (접지저항은  $100 \Omega$  이다.)이며 주기는 1 ms로 소인시켰다. I-V 곡선이 7~8개로 나타나 있는데 이중에서 온도와 밀도를 읽어낼 수 있는 것은 4개 정도가 된다. 오실로스코프로 신호를 받아 사진으로 찍은 것이기 때문에 눈으로 읽어낼 수 있는 온도는 한계가 있다. I-V 곡선 (3), (4), (5), (6)에서 온도는 (4-11)식을 사용하여 이온포화전류를 읽어내어 플라즈마 밀도를 계산해 낼 수 있다. 이때 읽을 수 있는 온도는 8~12 eV 이다. 이때 전자 밀도는( $A = 3.62 \text{ mm}^2$ )

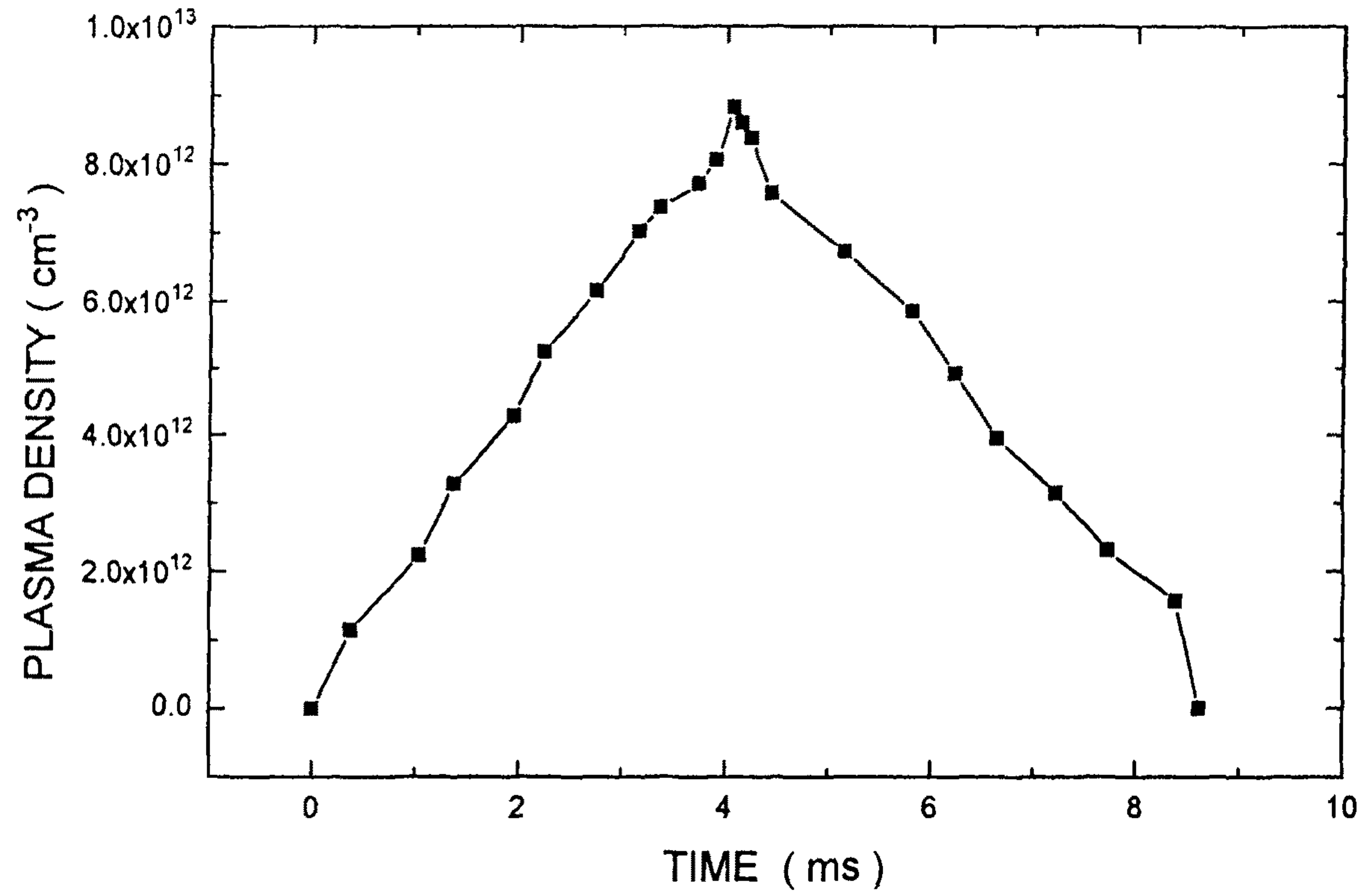


Fig. 7.3 The density profile of plasma using the microwave interferometer.



$$n_e = 3.6 \times 10^{11} \frac{I_{is}(mA)}{\sqrt{T_e(eV)}} \text{ cm}^{-3} \quad (7-5)$$

와 같이 된다.

KAIST 토카막에서는 자기장이 5~6 kG정도 강한 자기장이므로 (7-5)식을 이용하여  $n_e$ 을 계산한 것이 Fig. 7.4에 나타내었고 측정된 온도도 같이 나타냈다. 이것은 마이크로파 간섭계로 측정한 플라즈마 밀도와 거의 비슷하다.

또한 Fig. 7.2에서 플라즈마 전위를 구할 수 있다. 플라즈마 전위는 소인한 전류-전압 특성 곡선 모두에 나타내는 데 그 값은 50 ~ 60 V 이다. 그리고 부유 전위(floating potential)도 알수 있는 데 그 전위는 -10 V 에서 -1 V까지 나타내고 있다.

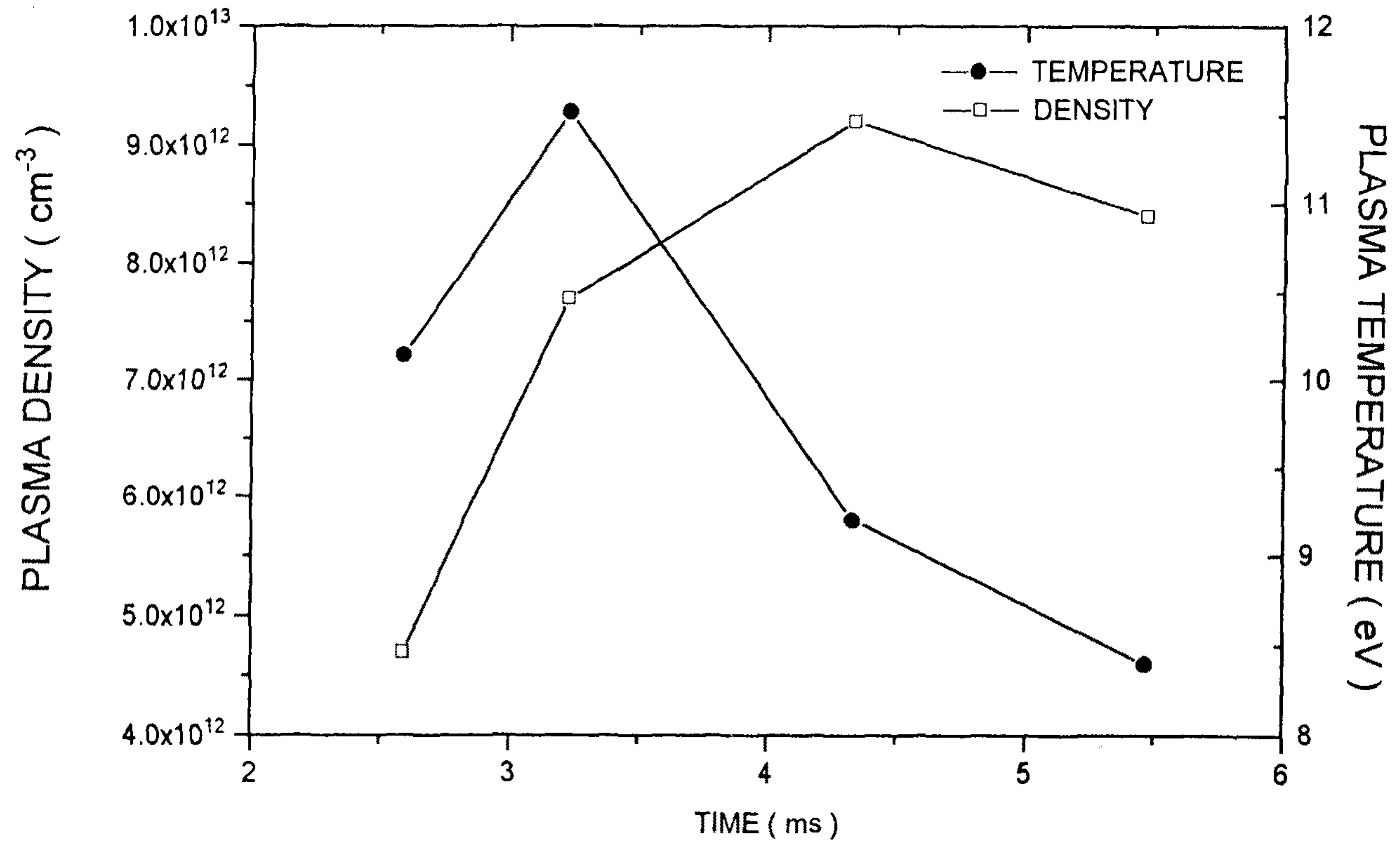


Fig. 7.4 The data of the plasma temperature and the plasma density using a single probe.

## 제 8 장 결 론

지금까지의 연구결과를 요약하면 다음과 같다. 1 차년도 연구를 통해 완성한 시스템을 유기적으로 동작시킬수 있도록 하였고 반복 사용과 안정성면에서 문제가 없도록 하였고, 2 차년도 연구를 통해 플라즈마 진단 장치를 개발하였으며, 데이터 수집계를 설계하였다.

현재 유도할수 있는 토로이달 자장은 5 kG, 일주전압 15 V이며 수직, 수평 자장과 가스의 유량은 실험 조건에 따라 자유롭게 조절할수 있다. 플라즈마의 변수를 진단하기 위해 진단 장치를 개발,설치하였다. 일주전압 측정을 위해 루프코일을, 플라즈마의 전류를 측정을 위해 로고프스키 코일을 설치하였으며 플라즈마의 위치를 측정하기 위해 코사인 및 사인 코일을 설치하였고, 적분기를 제작하여 측정하였다. 플라즈마의 밀도를 측정하기 위해 마이크로파 간섭계를 설치하였다. 측정가능한 밀도의 범위는  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 이하이다. 단일 탐침을 설치하여 줄라즈마의 밀도를 마이크로파 간섭계와 비교하였다.  $H_{\alpha}$  선 측정을 위해 그레이팅과 PM튜브를 결합하여 사용하였다. 플라즈마의 유속을 측정을 위해 마하탐침을 사용하였으며, 플라즈마의 밀도, 온도, 전위를 측정하기 위해 단일 탐침, 삼중 탐침을 설치하였다. 또한 플라즈마의 이온의 분포를 측정하기 위해 이온에너지 분석기를 개발, 설계하였으며, 설치하였다. 토카막의 기본 변수(토로이달 자장, 일주 전압, 플라즈마 전류, 수직자장의 전류등)와 플라즈마의 변수(온도, 밀도, 전위, 이온 에너지 분포, 유속등)를 얻기 위해 디지털 오실로스코우프와 데이터 수집계를 설치 사용하였으며, 데이터 수집을 위한 프로그램을 개발하였다.

플라즈마 발생 실험은 충전 가스, 수직 자장등을 변화시켜 가면서 수행하였으며, 현재 유도할수 있는 플라즈마 전류는 10 kA, 펄스폭

은 10 ms이다.

지금까지 3년간 수행한 연구를 바탕으로 앞으로 연구 계획은 플라즈마 발생실험을 통한 물리현상을 알아보는 것이다. 구체적으로 H-mode에 관한 연구와 여러가지의 진단 장비를 개발, 설치하여 여러 정보를 얻는 것이다.

여 백

## 참고문헌

1. V. A. Mukhovator and V. D. Shafranov, *Nucl. Fusion* 11, 605 (1971).
2. L. A. Artsimovich, *Nucl. Fusion* 12, 215 (1972).
3. J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press. Oxford, Chap. 3 (1987).
4. Fuji Electric, *Semiconductor data book*(1990).
5. I. H Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics Cambridge University Press*, Chap. 14.(1987).
6. P. H. Kupschus et al., "Pellet Injector Technology at JET", *JET P*(93)40(1993).
7. W. M. Stacey Jr., *Fusion Plasma Analysis*, John Wiley & Sons(1981).
6. H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill(1964).
7. 이 준엽, 송 선규, 장 홍영, *응용물리* 3, 405(1990).
8. F. F.chen, *Introduction Plasma Physics and Controlled Fusion*, Plenum(1984).
9. R. H. Huddestone and S. L. Leonard, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York, Chap. 11.(1965).
10. M. A. Heald and C. B. Wharton, *Plasma Diagnostics with Microwaves*, Robert E. Krieger Publishing Co., Chap. 6.(1978).
11. S. Glasstone and R. H. Loverg, *Controlled Thermonuclear reactions*, Library of Congress Cataloging in Publication Data, Chap. VI.(1960).
12. W. L. Holtgreven, *Plasma Diagnostics*, North-Holland Pub. Com.,



- Chap. 6.(1968).
13. O. P. Gandhi, *Microwave : engineering and applications*, Pergamon Press, Chap. IV.(1981).
  14. G. Magyar and C. De Michelis, *Tokamak Plasma Diagnostics*, Nucl. Fusion **18**, 647(1978).
  15. J. A. Simpson, Rev. Sci. Instrum. **32**, 1283(1961).
  16. E. H. Choi, S. K. Kim, C. W. Park, C. Rhee, S.Cho, M. G. Kim, J. Kor. Phys. Soc. **25**, 525(1991)
  17. C. Characes, R.W. Boswell, A. Bouchoule, C. Laure and P. Ranson, J. Vac. Sci. Technol. **A9**, 661(1991).
  18. C. Boehm and J. Perrin, Rev. Sci. Instrum. **64**, 31(1993).
  19. M. J. McCarrick, R. F. Ellis, M. Kolpke and R. P. Majesk, Rev. Sci. Instrum. **56**. 1463(1985).
  20. R. J. Groebner, K. H. Burrell, and R. P. Seraydarian, Phy. Rev. Lett. **64**, 3015(1990).
  21. K. C. Shaing and E. C. Crume Jr., Phys. Rev. Lett **63**, 2369(1989).
  22. B. Chapman, *Glow Discharge Process*, Chap 6, John Wiley and Johns(1980).
  23. D. Diebold, E. Y. Wang, J. Pew, G. Winz, R. Breun, W. Li, H. Y. Che and N. Hershkowitz, Rev. Sci. Instrum, **61**(10), 2870(1990).
  24. S. L. Chen and T. Sekiguchi, J. App. Phys., **36** (8), 2363(1963).
  25. P. J. Harbour and G. Proudfoot, J. of Nucl. Mater. **121**, 222 (1984).

26. K-S. Chung, I. H. Hutchinson, B. LaBombard, and R. W. Conn, Phys. Fluids **B1**, 2229(1989).
27. P. C. Stangeby, Phys. Fluids **27**, 2699(1984).2
28. K-S. Chung and I. H. Hutchinson, Phy. Rev. A **38**, 4721(1988).
29. K-S. Chung, J. of Appl. Phys. **69**, 3451(1991).
30. S-G. Lee, D. Diebold, N. Hershkowitz, T. Intertor, X. Wang, and G-H. Kim, Rev. Sci. Instrum. **64**, 481(1993).
31. C. S. MacLatchy, C. Boucher, D. A. Poirier, and J. Gunn, Rev. Sci. Instru. **63**, 3923(1992).
32. H. Knoepel, D. A. Spong, Nucl. Fus. 19(6), 785(1979)
33. R. Papoular, Nucl. Fusion **16**, 37(1976).
34. Y-K. M. Peng, S. K. Borowski, T. Kammesh, Nucl. Fsuion **18**, 1489(1978).
35. T. Sometani, N. Fuisawa, Plas. Phys. **20**, 1101(1978).
36. R. J. Hawlyluk, J. A. Schmidt, Nucl. Fusion **16**, 775 (1976).
37. T. R. Harley, D. A. Buchenauer, J. W. Coonrod, K. M. Mcguire, Nucl. Fusion **29**, 771 (1989).
38. D. D. Meyerhofer, R. J. Goldstone, R. Karita A. Cavallo, B. Grek, D. Johnson, D. C. McCune, K. Mcguire, R. B. white, Nucl. Fusion **25**, 321 (1985).
39. E. J. Caramana, Nucl. Fusion. **21**, 93 (1981).
40. M. Tender, J. Neuhanser, R. Wunderlich, Nucl. Fusion. **24**, 989 (1984).
41. Russel. M. Kulsrud, Yung - Chium Sun, Niels K. Winsor, and Henry A. Fallon, Phys. Rev. Lett. **31**, 690 (1973).

42. A. V. Gurevich, Ya. S. Dimant, Nucl. Fusion 18, (178).
43. 김 지수, 정 기형, 응용물리 2, 373 (1989).
44. D. G. Duchs, D. E. Post, P. H. Rutherford, Nucl. Fusion 17, 565 (1977).
45. D. E. Post, R. J. Jensen, C. B. Tarter, W. H. Grasberger and W. A. Lokke, Atomic data and Nuclear Data Tables 20, 367 (1977).
46. G. Bateman, *MHD Instabilities*, MIT Press, Cambridge(1978).
47. D. Duchs, H. R. Griem, Phys. Fluids 9, 1099(1966)
48. Hewlett Packard, *VXIbus technology training*(1992)
49. P. C. Van Haren, *Towards a new generation of control & data acquisition systems for thermonuclear fusion reserch*(1993).
50. 양 장 규, *KAIST 토카막에서의 플라즈마 발생에 관한 연구*, 박사 학위 논문, 한국 과학기술원(1994).
50. 권 기 청, *KAIST 토카막에서 플라즈마의 변수 측정*, 석사학위 논문, 한국과학 기술원(1994).
51. J. G. Yang, S. H. Seo, G. C. Kwon, H. Y. Chang, D. I. Choi, Phys. Lett. A. 185, 428(1994).
52. G. C. Kwon, S. H. Seo, S. H. Huh, S. J. Jun, J. G. Yang, H. Y. Chang and D. I. Choi, Proceeding of The 2nd Asia-Pacific Cinferece on Plasma Science & Technology, Korea(1994).