



放射線医学総合研究所



\*801999006\*

NIRS-M-128

HIMAC-022

1997 年度  
粒子線がん治療用加速器に関する  
共同研究報告書

1998 年 7 月

編集

野田耕司、山田 聰



放射線医学総合研究所

〒263-8555 千葉県稲毛区穴川 4-9-1

## まえがき

HIMAC は、コミッションングから 4 年、臨床試行開始から 3 年半が既に経過した。この間、臨床試行研究は勿論、共同利用研究も順調に進展し、その成果が挙がりつつある。このような状況のもと、'97 年度粒子線がん治療加速器に関する共同研究の報告会が、'97 年 12 月 19 日に放医研・重粒子治療推進棟にて開催された。本共同研究は、全国的に広がりつつある粒子線がん治療を一層発展させるために、がん治療粒子線加速器の開発・研究を進めるべく、放医研と所外の大学や研究機関によって、'96 年度より行われているものである。

本報告会では、イオン源、入射器からシンクロトロンやガントリーに至るまで加速器全般にわたる幅広い研究発表が行われ、活発な議論がなされた。本報告書は、'97 年度の共同研究の進捗状況と来年度の研究計画について発表戴いたものをまとめたものである。今後もこの共同研究を継続し、この分野を発展させるために、本報告書が少しでも寄与できれば幸いである。

1997 年 12 月 19 日

研究会幹事  
野田 耕司  
山田 聰



## 平成 9 年度粒子線がん治療加速器に関する共同研究 (第 2 回)

日時 97 年 12 月 19 日 (金) 13:30~18:00  
場所 放医研 重粒子治療推進棟 セミナー室

### 目次

長寿命炭素ストリッパーの開発 菅井勲、小柳津充広、武田泰弘、川上宏金、服部俊幸、林崎則託、 川崎克則、	1
加速器用電磁石励磁電源の改良に関する研究 天沼克之、熊田雅之、張鳳清	10
クーラーリング TARN II における超伝導電子冷却装置の建設と 超精密原子物理実験 田辺徹美、片山一郎、小野新平、千田勝久、渡辺 環、新垣良次、 野田耕司、本間寿広、春山洋一、斎藤 学、小田切 丈、細野和彦	19
クーラーリング TARN II における誘導型加速装置の建設と 冷却力の測定 田辺徹美、野田耕司、千田勝久、新垣良次、片山一郎、小野新平、 渡辺 環、本間寿広、春山洋一、斎藤 学、細野和彦	26
クーラーリング TARN II における反応粒子可視化検出装置の開発 田辺徹美、春山洋一、斎藤 学、千田勝久、片山一郎、 渡辺 環、新垣良次、野田耕司、本間寿広、細野和彦	31
クーラーリング TARN II における低速低電荷超重イオンの 入射・加速計画 田辺徹美、野田耕司、佐藤健次、片山一郎、千田勝久、渡辺 環、新垣良次、 本間寿広、春山洋一、斎藤 学、細野和彦	35

レーザーアンジュレーターの X 線線量増大の基礎研究 . . . . .	40
小方 厚、中島一久、高橋 徹、藤田雅之、熊田雅之	
小型 ECR イオン源 (NANOGAN) を用いた不安定同位元素ビームの . . . . .	48
オンライン生成・再加速計画 松多建策、南園忠則、福田光順、三原基嗣、北川敦志、服部俊幸	
阪大 RCNP での粒子線がん治療加速器に関する共同研究 . . . . .	55
佐藤健次	
シンクロトロン用高性能四極電磁石の開発研究 . . . . .	61
中曾 聡、大石忠宏、畑中吉治、佐藤健次、木林 満、阿野真治、 板橋隆久、斎藤高嶺、高橋 豊、田村圭介、田村仁志、山崎 魏、 野田耕司、山田 聡、井上博光、福本信太郎	
DC SQUID を用いた非破壊型ビーム電流強度モニター . . . . .	68
佐々木雄一朗、畑中吉治、佐藤健次、田辺徹美、小野新平、 野田耕司、品田 恵、山田 康晴、中野光一	
高周波四極電場を用いたベータトロン振動数制御の研究 . . . . .	77
遠藤卓行、畑中吉治、佐藤健次、斎藤高嶺、阿野真治、田村仁志、 高橋 豊、大木俊征、野田耕司、金沢光隆、山田 聡、井上博光、 武田 修、溝端正隆	
確率冷却用ピックアップ電極の開発 . . . . .	89
稲辺尚人、若杉昌徳、片山武司	
ガン治療用入射 IH 型重イオン線形加速器の研究 . . . . .	106
服部俊幸	
京大化研平成 9 年度研究成果及び平成 10 年度研究計画 . . . . .	126
野田章、井上信、岩下芳久、浦壁恵理子、白井敏之、森田昭夫、 金澤光隆、取越正己、野田耕司、山田 聡、藤田雄三、西 政嗣、 平本和夫、乗峯哲朗、梅澤真澄、田所昌宏	

PPIC 及び MuSIC の読み出し系	136
岩下芳久、野田章、井上信、浦壁恵理子、白井敏之、森田昭夫、 金澤光隆、取越正己、野田耕司、山田 聡、藤田雄三、西 政嗣、 平本和夫、乗峯哲郎、梅沢真澄、田所昌宏	
8 極磁石によるビーム平坦化と MuSIC でのプロファイル測定	146
浦壁恵理子、藤田雄三、平本和夫、井上信、岩下芳久、金澤光隆、 森田昭夫、西 政嗣、乗峯哲朗、野田章、野田耕司、小川博嗣、 白井敏之、杉村高志、取越正己、梅澤真澄、山田 聡、	
シンクロトロン周回ハドロンビーム診断用新世代	157
3 次元ビームプロファイルモニターシステム 藤田雄三、橋本義徳、大城幸光、藤沢高志、及川 永、盛永篤朗、 佐藤幸夫、本間寿広、野田耕司、山田 聡	
ストリークカメラを用いた重イオン速度測定システム	169
谷畑勇夫、門叶冬樹、森本幸司、山田 聡	

# 長寿命炭素ストリッパーの開発

菅井勲<sup>a</sup>、小柳津充広<sup>a</sup>、武田泰弘<sup>a</sup>、川上宏金<sup>a</sup>

服部俊幸<sup>b</sup>、林崎則託<sup>b</sup>、川崎克則<sup>b</sup>

<sup>a</sup> 高エネルギー加速器研究機構 田無分室

<sup>b</sup> 東京工業大学 原子炉研究所

近年、加速器のイオンビームは原子核、物性分野に留まらず、医学、生物、工学等科学分野で飛躍的に広く利用されている。しかし、様々な核種のイオンビームの加速にはイオン源の開発が不可欠であると同時に、これらのイオンのエネルギーを上げ（価数を上げる）、加速効率を高めるため、加速粒子のイオンから電子をストリップする荷電変換器が必要である。荷電変換部には、液体も含め通常、ガスまたは薄い（250～1000 Å）炭素フォイルが使われ、これを通して多価イオンを生成する。炭素フォイルはガスに比べてストリップ効率がよく、多価を作りやすく、そして真空や経費の点でも加速器にとって都合が良い。最近の原子核や原子物理学分野では、より強いビームでより重いイオンの加速の要求が大変強くなっている。このため、低エネルギーの重イオンの電子をストリップする場合、市販やこれまでの手製の炭素フォイルでは寿命が短く、加速器の利用効率を大きく低下させる。更に、800 MeVの高エネルギー加速器の負水素ビームの荷電変換に使用される厚い（5000～10000 Å）炭素フォイルの交換時に多量の放射線被曝を受けるという致命的な問題もあり、信頼性の高い長寿命の炭素ストリッパーフォイルの要求が日増しに強くなっている。これに応えるために、世界ではいろいろな方法を用いて長寿命の炭素フォイルを開発している。現在までに用いられてきた炭素フォイルの各種製作方法を表1に示す。

現在、世界で最も普及され、利用されている方法の代表的なものの一つは、IV)-2に示した炭化水素系ガスによる放電クラッキング法である(1,2)。

一方、1990年代にドイツのミュンヘン工科大グループはNa:YAGレーザを用いたレーザプラズマAblation蒸着法を開発して、薄い～5 μg/cm<sup>2</sup>の厚さで、市販のフォイルに比べて、～6倍に相当する長寿命炭素フォイルの開発に成功した(3,4)。このフォイルはレーザプラズマフォイルと呼び、最近、急速に世界に広まろうとしている。

ところで、炭素膜の品質と寿命の再現性は製作方法によって著しく異なる。筆者等の長寿命炭素膜の開発当初のやり方は、表1に示したレーザ蒸着法を除く、各種製作装置を手作りし、作成した炭素膜の製膜の歩留り、メカニカルな強さ、表面光沢、

- |   |
|---|
| I) 熱蒸発による方法：(高温蒸発)                                  |
| 1.交流アーク放電   |
| 2.直流アーク放電   |
| 3.電子ビーム加熱   |
| 4.抵抗加熱  |
| 5.CWレーザ加熱   |
| II) スパッターによる方法：(低温蒸発)                               |
| 1.イオンビームスパッターリング                                    |
| 2.マグネトロンスパッターリング                                    |
| 3.RFプラズマスパッターリング                                    |
| III) パルスレーザ蒸着法：<br>(局所的高温低温の併用)<br>レーザプラズマ Ablation |
| IV) 気相分解法：  |
| 1.熱分解法  |
| 2.炭素水素系ガスの放電クラッキング                                  |

表1. 炭素薄膜の各種製作法

ピンホールの有無、作れる厚さと面積の範囲等について相互の比較を行った。そして、重イオンビーム照射に対する耐久力、すなわち寿命や破壊の仕方等を系統的に調べた。その結果、世界で全く新しい3つのタイプ、即ち、1) 窒素イオンスパッタリング法の窒化フォイル、2) 制御型ACDCアーク放電法のクラスターフォイル、それに3) 混合スパッタリング法のスパッターフォイルの長寿命炭素ストリッパーフォイルの製作法の開発に成功した(5,6,7)。次に、世界に呼び掛けて各国で開発されたフォイルを取り寄せ、上記のクラッキング、レーザプラズマ、市販フォイルと我々の開発したフォイルも含めて、東工大(理)のヴァンデグラーフ加速器を用いて寿命の比較テストを行った。比較テストは、ビームエネルギー3.2 MeV、ビームスポット3.5 mmφ、ビーム電流1～3 μAのNe<sup>+</sup>重イオンをフォイルに照射して測定した。寿命は、炭素膜が裂けたり、スポット周辺に亀裂が入ったり、あるいはフォイルの通過後の電流値が2/3に減少するまでの単位面積当たりの電流積算値(mC/cm<sup>2</sup>)で決めた。図1に各方法で製作した炭素ストリッパーフォイルの平均寿命測定結果を示す。測定は一つの製作法について最低3サンプル以上行った。フォイルの厚さはそれぞれ、窒化フォイルは26 μg/cm<sup>2</sup>、レーザプラズマフォイルは～5 μg/cm<sup>2</sup>で、他は15 ±



5  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  である。図から明らかに、我々の開発した方法によるフォイルは市販に比べて、平均50倍、最高250倍の著しい長寿命を示した。その方法の一つ、クラスターフォイルの長寿命を示す原因は、直流アーク放電のホット・スポットと呼ぶカソード面から高温高密度で蒸発する100-300nmのクラスター(002の方位面を持つグラファイト結晶)が膜中にランダムに分布していると考えられた。そして、長時間のビーム照射によって、その結晶のクラスター同志が合体せずに、個々にアモルファスから高次のグラファイトに結晶転移することを見出した。これは、今まで困難であったクラスターのサイズの同定とグラファイトの結晶の方位面が膜中にランダムに分布していることを直接、高分解能透過型電子顕微鏡で観察、測定して判った。

更に、市販とクラスターフォイルの膜厚の寿命依存性を調べたところ、市販の膜は厚さに関係なく(5-50  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )、平均30  $\text{mC}/\text{cm}^2$ の短寿命であるが、クラスターフォイルは著しく強い膜厚依存性を示すことが判った。例えば、米国ロスアラモス研究所で定期的に用いられている厚い炭素ストリッパー膜(100-200  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )は800 MeVの $\sim 80 \mu\text{A}$ の $\text{H}^-$ ビーム照射では、それまで最大1週間しかもたなかったものが、制御型ACDCアーク放電法で製作した厚い( $\sim 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ )クラスターフォイルは、連続3ヶ月以上の長寿命を示し、再使用も可能である。このような長寿命の炭素フォイルの開発によって、これまでのフォイルでは観測できなかったいろいろな現象、例えば、上記の結晶の転移、クラスターサイズの同定、密度、電気抵抗の変化等を確認できた。また、図-2に示すように、ビーム電流と膜厚の違いによって照射中の膜厚が増加(Build-up)、一定、そして減少(化学スパッタリング)するという3つの異なる特性を見出した。

今後の展開として、我々の開発した上記の長寿命の炭素製膜法を用いて、極端に薄い $\sim 1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (50 Å)から極端に厚い $\sim 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (25000 Å)の開発を通して、世界の低エネルギー、高エネルギーの加速器施設の荷電変換のニーズに貢献したいと考えている。

Key Words : stripper foil. thin foil. vacuum evaporation. radiation damage

各種炭素ストリッパー膜製作法

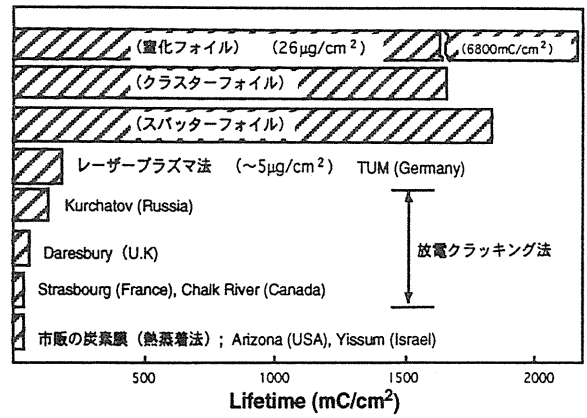


図-1 各種炭素薄膜製作法による炭素膜の寿命の比較。寿命は3.2MeV、電流1 $\sim$ 3 $\mu\text{A}$ 、ビームスポット3.5mm $\phi$ のNe+イオンビーム照射によって測定した。

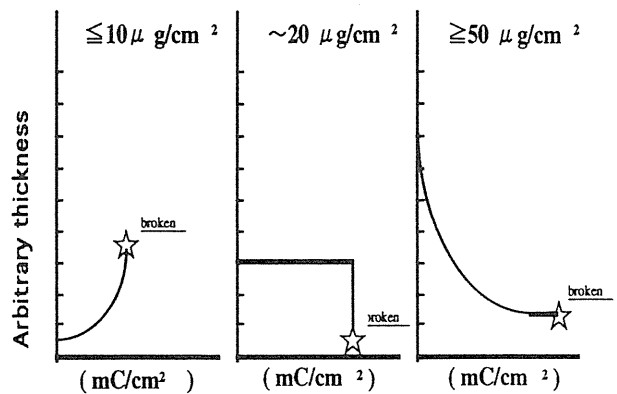


図-2 エネルギー3.2MeV、電流1 $\sim$ 3 $\mu\text{A}$ 、ビームスポット3.5mm $\phi$ のNe+イオンビームを3つの異なる厚さの炭素薄膜に照射したときの膜厚変化

### 文献

- 1) N.R.S.Tait, et al.:Nucl. Inst. Meth., 163(1979)1.
- 2) D. S Whitemell, et al.:Nucl. Instrum. Meth., 159(1979)605.
- 3) G. Dollinger, et al.:Nucl. Instrum. Meth., A303(1991)50.
- 4) P.Maier-Komor, et al.:Nucl. Instrum. Meth., A397(1997)131
- 5) I. Sugai, et al.:Nucl. Instrum. Meth., A265(1988)376
- 6) I. Sugai, et al.:Nucl. Instrum. Meth., A303(1991)59.
- 7) H. Muto, et al.:Nucl. Instrum. Meth., B83(1993)291.

# 炭素膜上への炭素ビルドアップ 制御法の開発

平成9年12月19日(金)  
於 放医研

—高品質長寿命炭素ストリップパー  
フォイルを目指して—

責任者：菅井 勲

共同実験者：K E K 田無：小柳津 充広、川上 宏金、  
武田 泰弘  
東工大：服部 俊幸、川崎 克則

# —カーボンフォイルの各種製作法—

I ……熱蒸発による方法：1. アーク放電法

{ 制御型AC-DC併用  
アーク放電法(CADAD) }

- 2. 電子ビーム加熱
- 3. イオンプレートイング

II ……スパッターによる方法：1. マグネトロン  
スパッタリング  
2. イオンビーム  
スパッタリング

III ……パルスレーザー加熱法

IV ……CVDによる方法：1. 熱分解法  
2. ガス放電  
クッキング

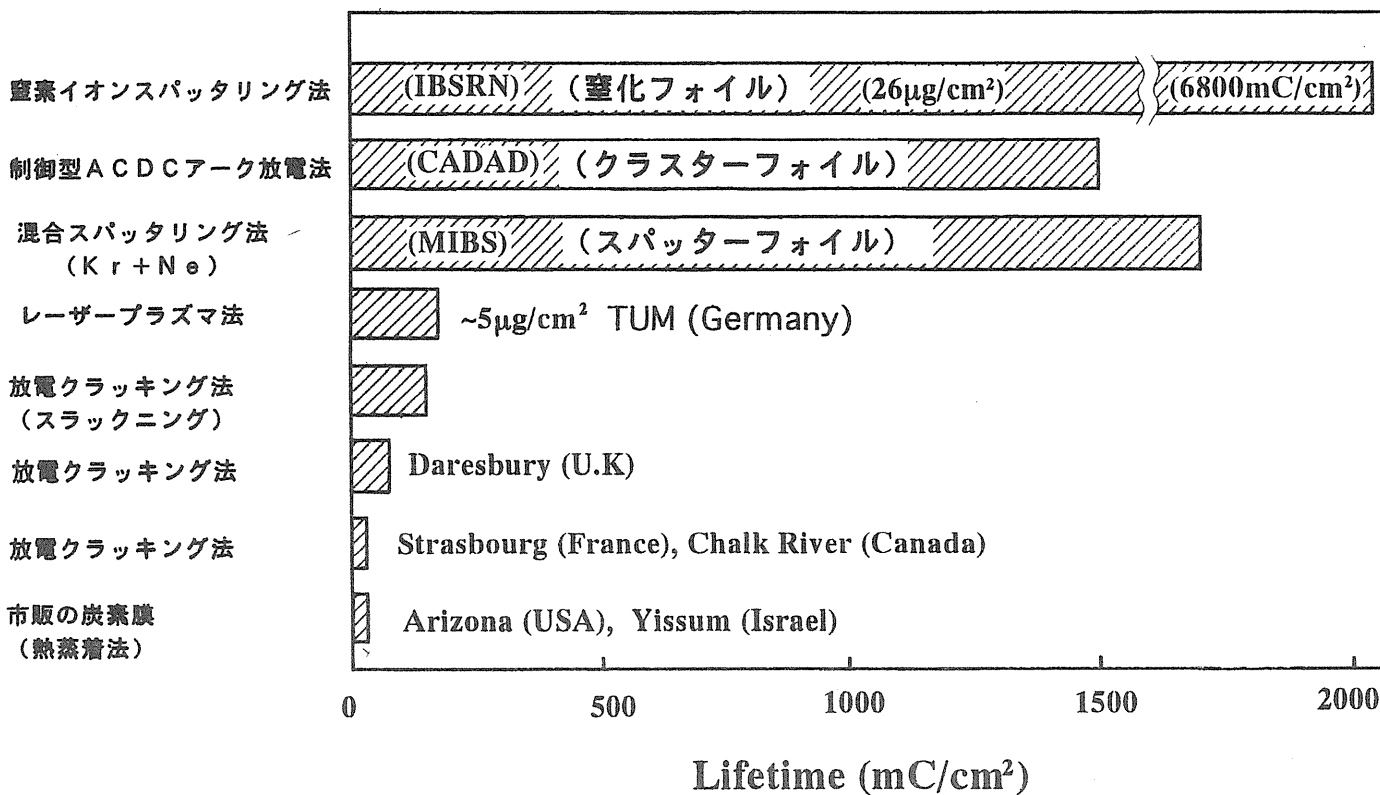
V ……スラックニング法：1. 膜の長寿命化の処  
理法のテクニク

まず、エピゴナーネンから始まった。古来から現在まで使われている各製膜法を実際に作り、各々の特徴を調べた。

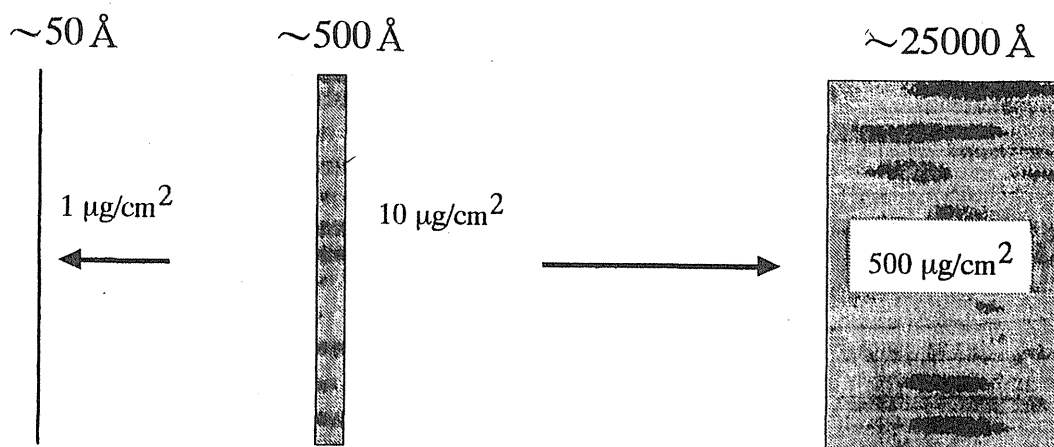
その結果、次のような日本独自の新しい長寿命炭素ストリッパー製作法の開発に成功した！

1. 制御型ACDC併用アーク放電法 (CADAD)  
(クラスターフォイル)
2. 混合型イオンビームスパッター法 (MIBS)  
(スパッターフォイル)
3. 反応性窒素イオンビームスパッター法  
(窒化フォイル) (IBSRN)

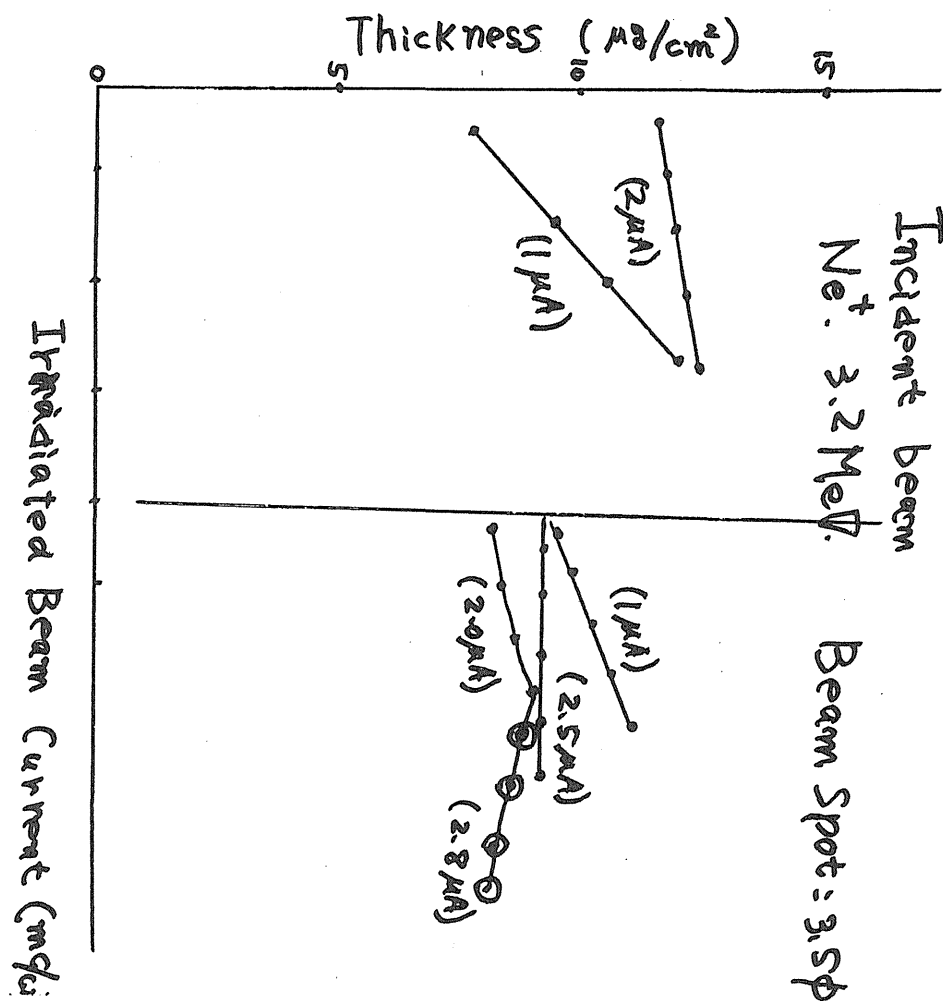
山田科学振興財団  
1997年度 研究奨励会  
'97.5.17  
於 炭素年会会場



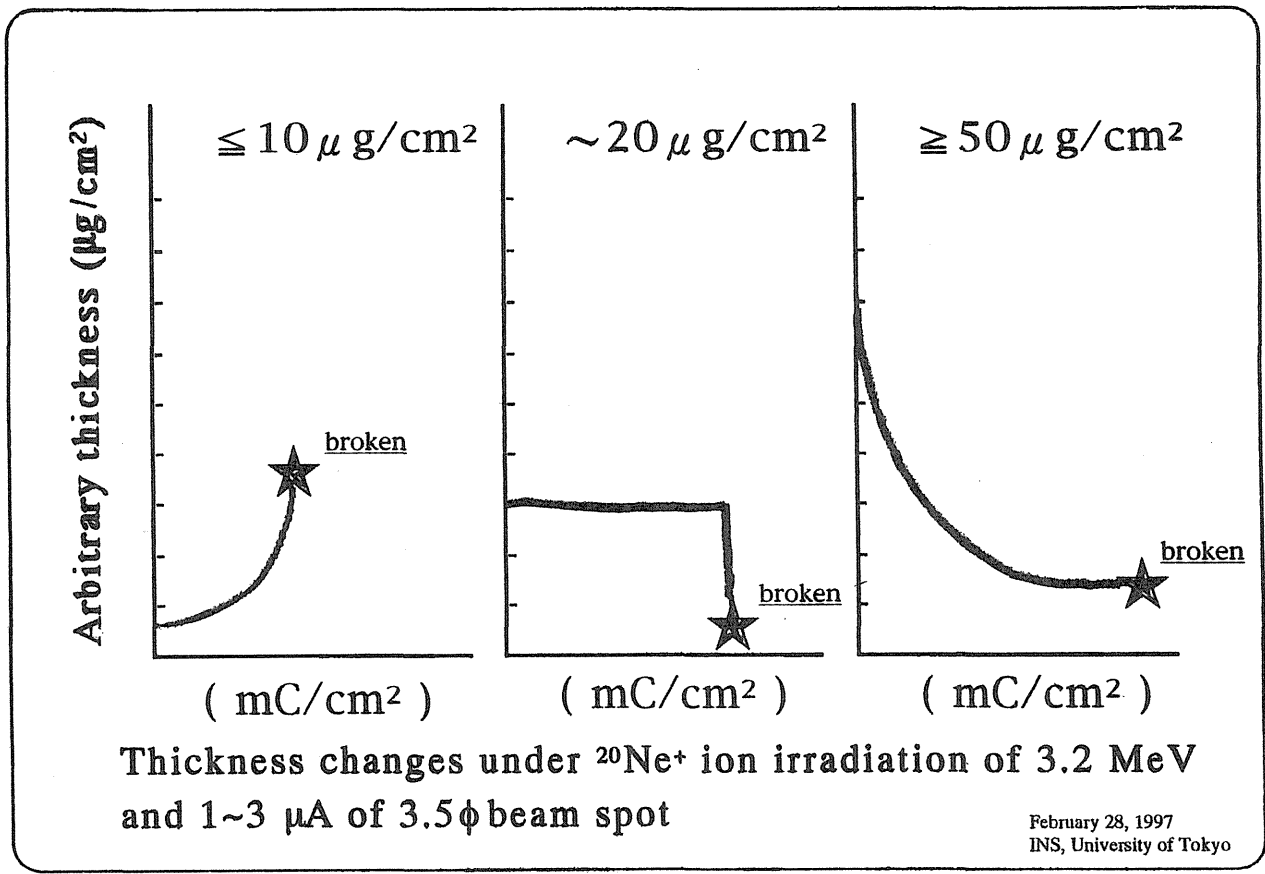
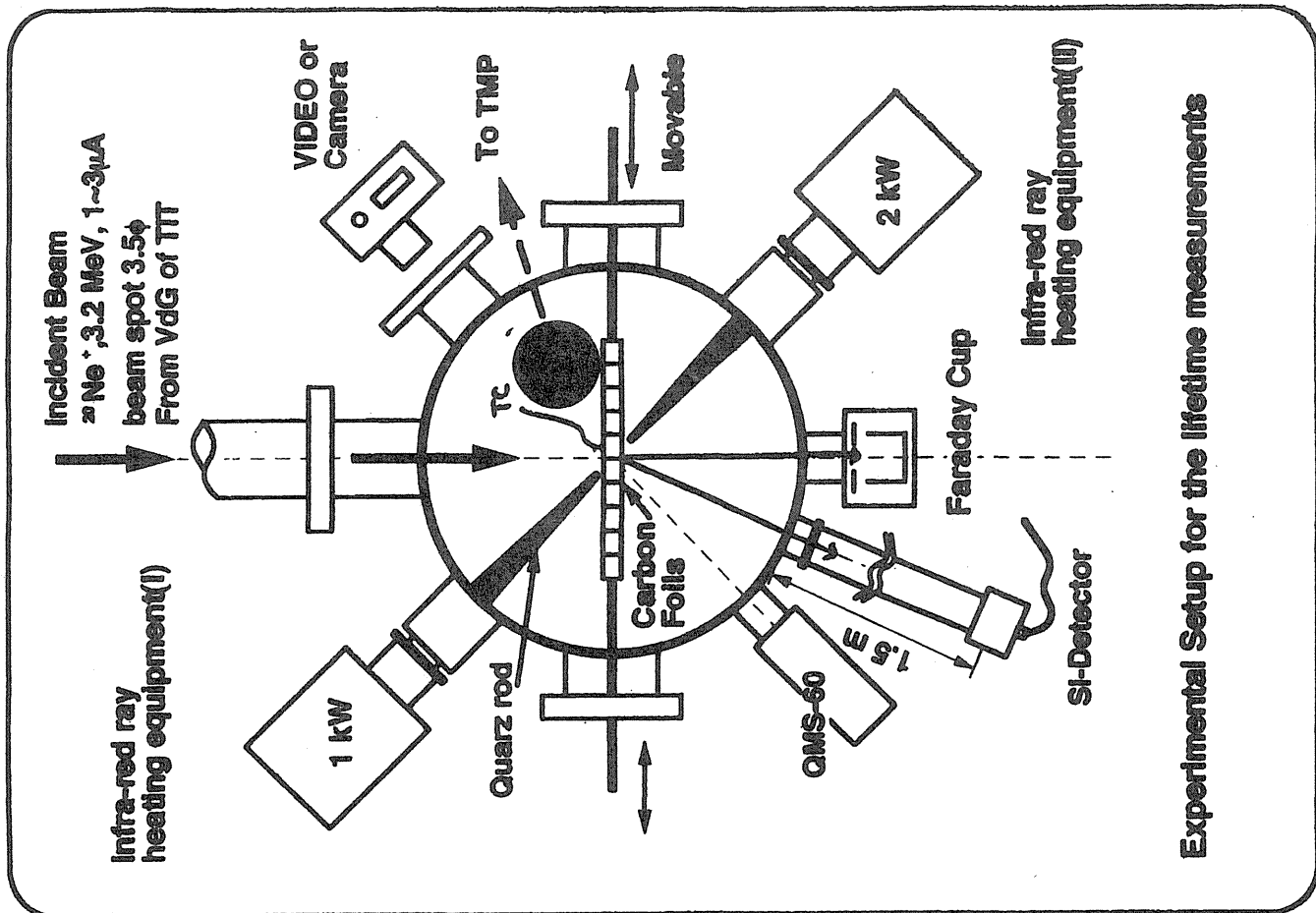
# 極端から極端へ



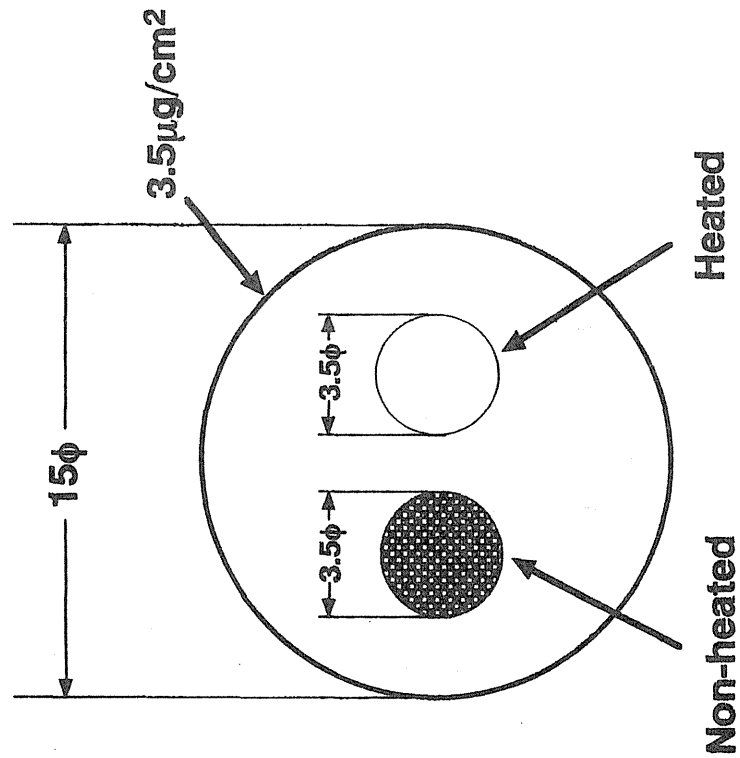
← 炭素ストリッパーフォイルの厚さ →



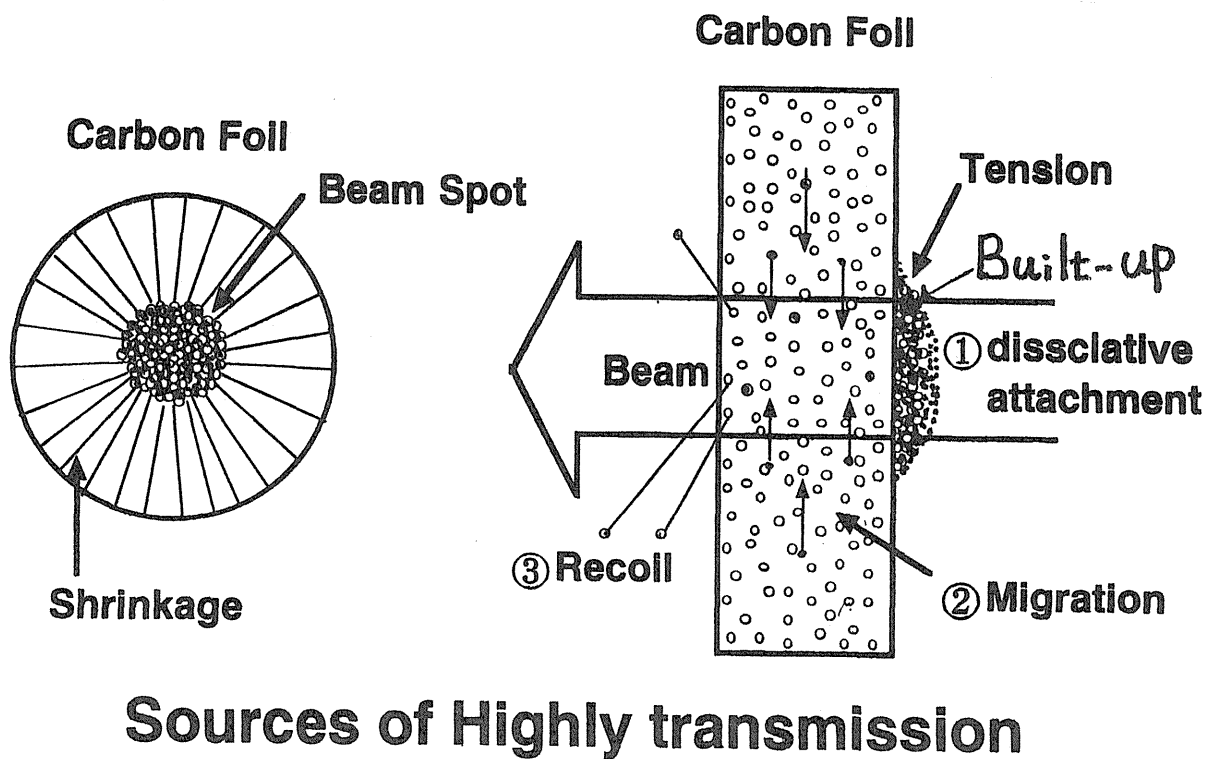




20mC/cm<sup>2</sup>  
bombarded Cluster Foil



February 28, 1997  
INS, University of Tokyo

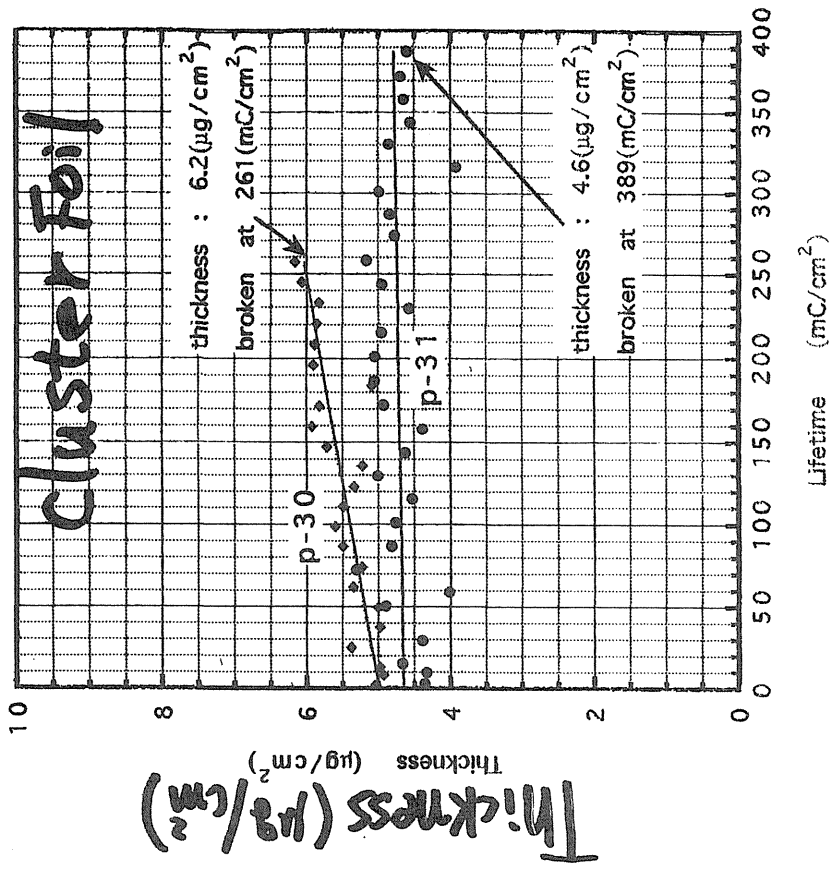


Sources of Highly transmission

February 28, 1997  
INS, University of Tokyo

D300 0.72kHz (long) (97/1/23)

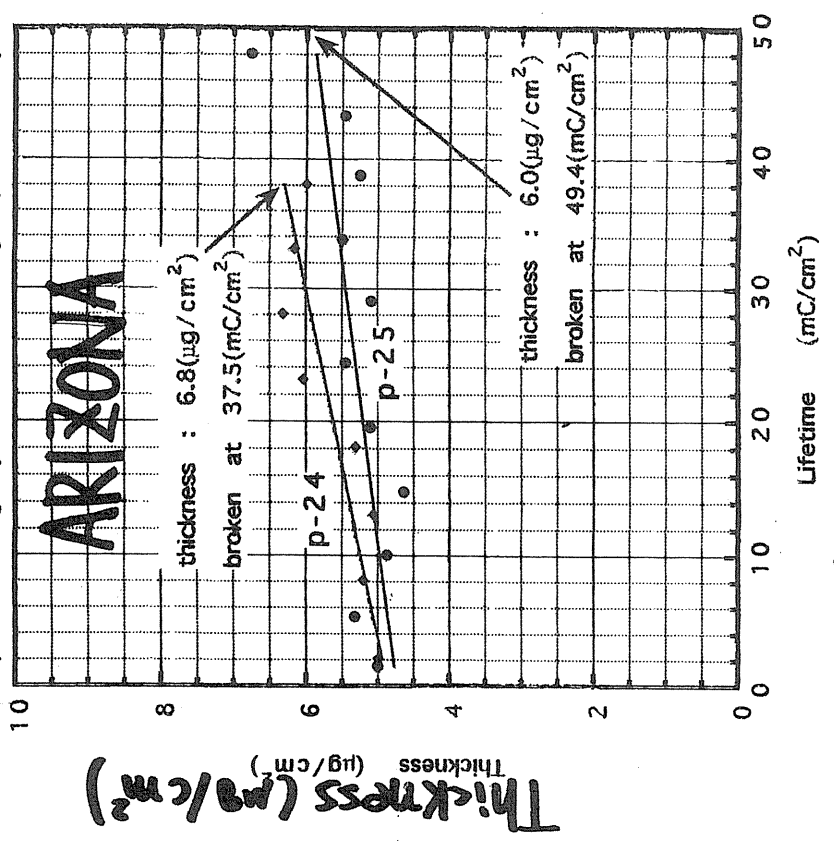
p-30 Non-heating  
p-31 Heating by an infrared rays (1kW+1.8kW)



Lifetime ( $\text{mC}/\text{cm}^2$ )

ARI 5.0( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )

p-24 Non-heating  
p-25 Heating by an infrared rays (1kW+1.8kW)



Lifetime ( $\text{mC}/\text{cm}^2$ )

## 必要予算（使途内訳）

炭素フォイル寿命測定用高真空チェンバー製作費一式 360万円

内訳	1. 高真空チェンバー製作費	270万円
	2. 赤外線温度計用4"BaF窓	14万円
	3. 20cmストローク駆動装置1組（VF-173）	15万円
	4. 直接接触型熱電対駆動機構	15万円
	5. バタフライバルブ8"BF-800	21万円
	6. 炭素フォイル10組取り付けホルダー製作	25万円



# 加速器用電磁石励磁電源の改良に関する研究

天沼克之<sup>a</sup>, 熊田雅之<sup>b</sup>, 張鳳清<sup>b</sup>

<sup>a</sup>千葉大学工学部, <sup>b</sup>放射線医学総合研究所

## 1. 研究背景

近年の新しい大容量半導体スイッチング素子の実用化に伴って、加速器の電磁石励磁用直流電源はサイリスタ整流電源からGTOやIGBTを用いたスイッチモード電源またはPWMコンバータ電源に代わろうとしている。スイッチモード電源は共振回路を利用した零電圧スイッチング(ZVS)または零電流スイッチング(ZCS)によって電源の小型化と低損失化を図ったもので、すでに加速器用電源として実用されつつある。一方、PWMコンバータは、従来のDC-DCコンバータと異なり、サイリスタ整流電源と同様に、交流電力を直接直流電力に変換するものである。しかも、サイリスタ整流電源よりも優れている点は、単に交流電力を直流電力に変換するだけでなく、変換器の交流側の力率と高調波も同時に補償できることである。

PWMコンバータはすでにインバータ用定電圧直流電源としての実績はあるが、加速器用電源として用いるには、解決すべき問題が残されている。とくに、次の2点は重要でかつ解決に多大の努力が必要であるように思われる。第1の問題点は、インバータ用電源と異なり、加速器ではパルス運転を行うので、直流電流または電圧を広範囲にしかも高精度に変化させる必要があること、第2の問題点は、変換器の交流側と直流側をできるだけ干渉することなく制御することである。第1の問題点に対する対策として、インバータ用定電圧電源と同様に、出力電圧一定の電圧形PWMコンバータとして設計し、その出力にパッシブフィルタを接続してキャリアリプルを充分除去した後、縦続接続されたチョッパーによって負荷電流を広範囲にかつ高精度に制御しようとするものである<sup>1)</sup>。この場合、PWMコンバータの直流負荷電流を複雑に制御する必要がないので、第2の問題である干渉問題も含めて、制御系の設計は容易になる。しかし、この方法は直流出力を制御できるPWMコンバータの特質を十分利用していない。経済性を考慮すると、困難を承知の上で、PWMコンバータ単独で加速器用電源を実現する試みまたはその限界を追求することは意味があるように思われる。

一方、サイリスタ整流電源は歴史が古いため信頼性が高く、また、大容量の電源として実用性に優れている。HIMACはこれまでのサイリスタ整流電源に関する技術の粋を集めたもので、ほぼ完成品といえる。しかし、詳細に吟味してみると、まだ改善の余地を残しているように思われる。例えば、制御系の最適設計問題あるいは繰り返し制

御運転時の非同期外乱の問題など検討すべき課題がある。

サイリスタ整流電源、PWMコンバータ電源、スイッチモード電源などを加速器用電源に適用する際に上記の諸問題を検討する必要がある、平成10年度の研究課題として以下の項目を取り上げることが提案する。

## 2. 研究課題

### 2.1 PWMコンバータの制御方法に関する研究

加速器のパルス運転に際し、PWMコンバータ電源の直流負荷電流の目標値追従制御と交流入力電流の力率及び高調波制御を相互に干渉無く行う方法について検討する。

### 2.2 非同期外乱を補償する繰り返し制御に関する研究

従来のサイリスタ整流電源に対して適用されてきた繰り返し制御はPWMコンバータ或いはPWMコンバータとチョッパーを組み合わせたスイッチモード電源に対しても同様に適用できるが、アーク炉の運転時に生じる非同期外乱に対する有効な対策が見出されていない。このような非同期外乱に対する補償方法について検討する。

### 2.3 サイリスタ整流電源の最適設計に関する研究

アクティブフィルタを含むサイリスタ整流電源はサイリスタ制御系とアクティブフィルタ制御系の2つの制御系で構成されるが、相互干渉の影響を少なくして、それぞれの機能を充分発揮させることが重要である。パッシブフィルタの固有周波数とアクティブフィルタに組み込まれたハイパスフィルタの固有周波数を適正に選ぶことによって、電源の制御系は最小位相推移系になり、目標値追従性と外乱抑圧性が優れることを報告した<sup>2)</sup>。この設計手法をHIMACの制御系に適用し、最適な制御パラメータを調べる。得られた知見は実験機によって有効性を確認する。

## 3. これまでの研究経過

### 3.1 PWMコンバータに関する研究

1997年度の研究は、まず、負荷が電磁石であることを考慮して、電流形PWMコンバータについて、文献調査と小容量の実験装置の試作を行った。図1はその主回路の構成図である。交流電源電圧は200Vを変圧器を介して76Vに降圧し、スイッ

チング素子G1~G6としてIGBT(2MBI50F-120, 50A 1200V)を用いて三相ブリッジを構成している。IGBTに直列接続されたダイオードD1~D6は逆電流を阻止するためのハイリカバリ・ダイオード(1F60A-120F, 60A, 1200V)である。その他の回路定数は以下の通りである。

$L_a=6.25\text{mH}$ ,  $R_a=0.5\Omega$ ,  $C_a=20\mu\text{F}$ ,  $L_d=100\text{mH}$ ,  $R_d=12.5\Omega$ である。なお、スナバー回路は実際は接続されているが、図1では省略してある。

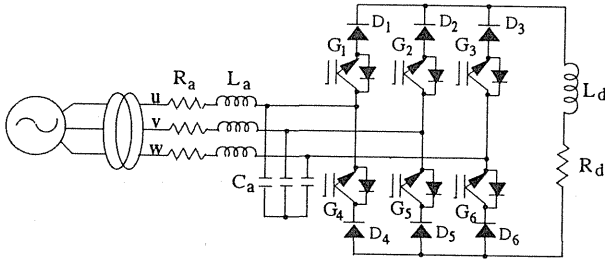


図1 PWMコンバータの主回路の構成

図2はPWMコンバータ電源の構成を示す。負荷電流は分流器によって検出され、AD変換器を経てDSPコントローラに取り込まれる。DSPコントローラでは、直流負荷電流 $I_d$ に見合う三相交流入力電流 $i_a \sim i_c$ の力率及び高調波制御を行うと同時に、直流負荷電流を台形状の目標値に追従させるように制御する。制御方法はまだ具体的に決めていないが、佐藤ら<sup>3)</sup>の方法を参考にする予定である。佐藤らはPWMコンバータの交流側と直流側の干渉を防ぐために、以下の制御方法を用いている。すなわち、交流入力電流制御系による直流負荷電流制御系への干渉は制御対象の状態変数をその定常値からの変動分として検出することによって、直流負荷電流と関係する成分を取り除いている。一方、直流負荷電流制御系による交流入力電流制御系への干渉は交流入力電流制御系の操作量を直流負荷電流で正規化することにより防止している。しかし、佐藤らの制御系の構成は大変複雑なので、この手法を加速器用電源に適用するためには、構成を簡略化するように何らかの検討が必要であろう。

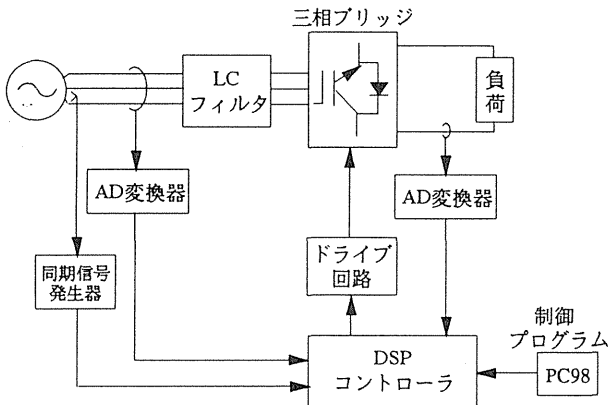


図2 PWMコンバータ電源システムの構成要素

DSPコントローラでは、この他に、補償器の出力信号に基づいてPWM制御を行うために、図3に示すように、変調波-三角波比較方式により点弧パルスを形成し(図では、G1,G2,G3の点弧パルスを示す)、図1の主回路を構成する6個のIGBTの各ゲートに与えるように構成されている。なお、変調波は正弦波または台形波が用いられ、三角波の振幅に対する変調波の振幅の比を変調率と呼び、制御系の操作量として用いられる。ホストコンピュータ(PC98)はDSPとの間で、電源の始動、停止、運転条件などの指令及び運転時の計測データなどの授受をC言語で書かれたプログラムに従って行う。DSPはTI社TMS320C31を使用し、アセンブリ言語で書かれた制御プログラムに従って電源の運転を制御する。

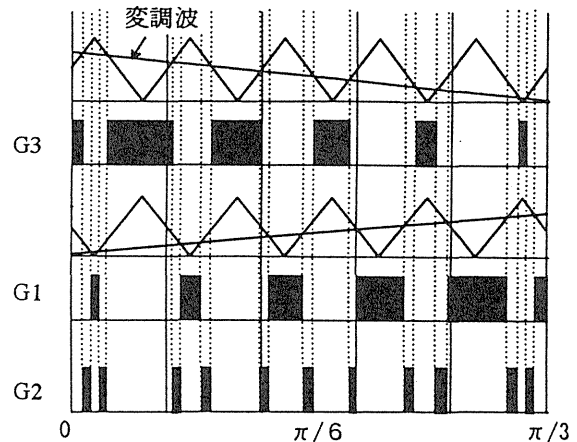


図3 点弧パルスの発生

製作されたPWMコンバータの動作を確認するために、簡単な実験を行った。図4は変調率と直流負荷電流の特性を示す。変調率が小さくなると、直線から外れる。これは変調率を限度以下に下げると、変調波と三角波との比較器(ソフトで構成)の分解能が不十分になり、スイッチングパルス幅が変化しないためである。

図5は直流側をPI補償器を用いた閉ループ系で構成したときの直流電流のステップ応答を示す。

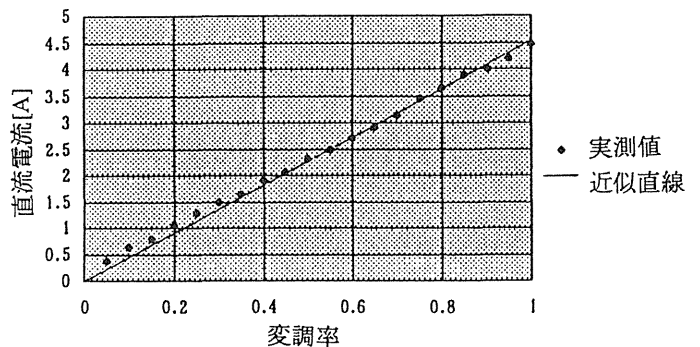


図4 変調率と直流出力電流特性

なお、参考のために開ループ系の応答も示した。

図6は上記ステップ応答時の交流側の入力電流波形を示す。半サイクルで定常状態に達しているが、高調波をかなり含んでいる。なお、このときの力率はほぼ1になっていることを確認した。交流入力電流の高調波はキャリアプルを除去するために接続されたLCフィルタによって共振が起こるためであり、交流側についても閉ループ系を組み波形の改善を行わなければならない。

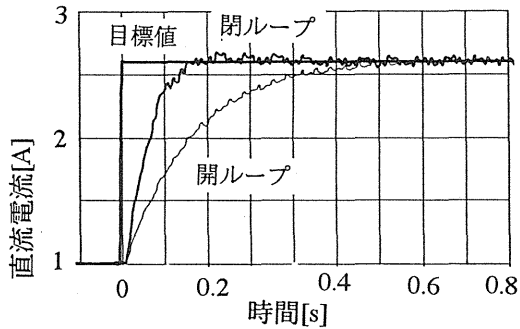


図5 ステップ応答

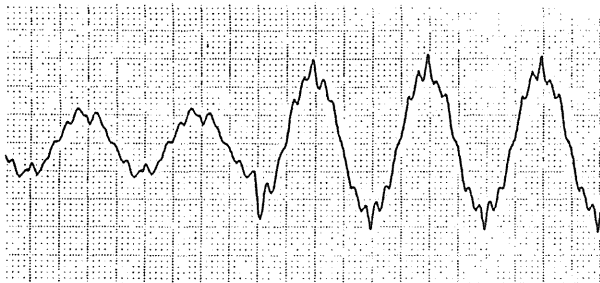


図6 ステップ応答時の交流入力電流波形

### 3.2 非同期外乱を補償する繰り返し制御に関する研究

図7はパワートランジスタを用いた電磁石励磁用スイッチング電源（実験機）の構成図である。トランジスタペア $T_{r1}, T_{r4}$ と $T_{r2}, T_{r3}$ はPWM回路からの駆動信号によって、スイッチング周期 $50\mu s$ で交互にオン、オフの動作を繰り返す。これにより得られた電圧波形はダイオードブリッジで整流され、負荷には方形波電圧が印加される。このとき、負荷電流は三角波の脈動分を伴うが、負荷の時定数がスイッチング周期に比べ充分大きい場合には、この脈動分は極めてわずかとなる。

この回路では、負荷に負の電圧を印加できないため、台形波状目標値の終了部近傍で追従制御できなくなる。そこで、この時点で制御を打ち切り、インダクタンスに蓄えられたエネルギーを負荷に自然放電させるようにして、同一目標値を繰り返し制御させている。図8は通常の繰り返し制御系のブロック線図を示す。 $Z^{-1}$ とその正帰還ループは繰り返しコントローラと呼ばれ、目標値に対して定常偏差を零にする補償器である。ただし、

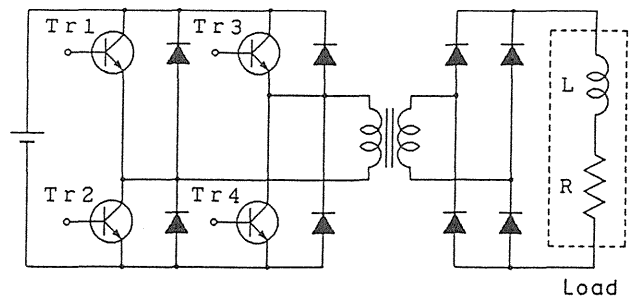


図7 スwitching電源の構成図

$L$ は目標値の周期である。 $K[z]$ は安定化補償器、 $P[z]$ は制御対象を表す。この制御系の欠点は、繰り返しコントローラが目標値の1周期に等しい遅延要素から構成されているため、何らかの原因によって定常値から偏差を生じたとき、その影響を制御入力に反映されるのは少なくとも1周期経過した時点である。従って、目標値周期の長いシステムにおいては、非同期的な外乱に対して抑制効果がないことである。そこで、制御対象の次数 $n$ の状態フィードバックによる安定化を試みる。すなわち、繰り返し制御系の偏差系を $n$ 次のレギュレータで表し、極配置法あるいは最適レギュレータなどによって安定化を図るものである<sup>4), 5)</sup>。

図9は状態フィードバックを施した繰り返し制御系のブロック線図を示す。破線で囲んだ部分は状態フィードバックを施した制御対象で、その伝達関数を $G[z]$ で表す。この繰り返し制御系の安

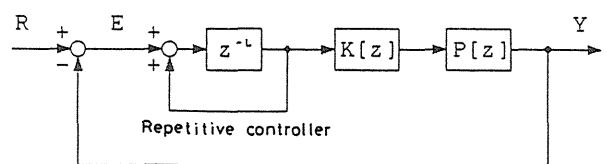


図8 繰り返し制御系のブロック線図

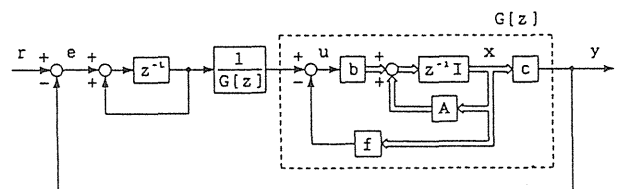


図9 状態フィードバックを施した繰り返し制御系のブロック線図

定化補償器として、 $G[z]$ の逆システム $1/G[z]$ を用いると、有限定制御を行うことができる。

図10は試行回数11回目に、直流電源電圧が10%上昇したとき、状態フィードバック有り(実線)と無し(破線)の場合の実効偏差率の測定結果を示す。状態フィードバックにより、制御対象のパラメータ変動が有効に補償されることが分かる。なお、実効偏差率 $\sigma$ は次式によって定義される。

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum e[i]^2}{\sum r[i]^2}}$$

$e=r-y$

$e$ : 偏差,  $y$ : 出力電流,  $r$ : 目標値

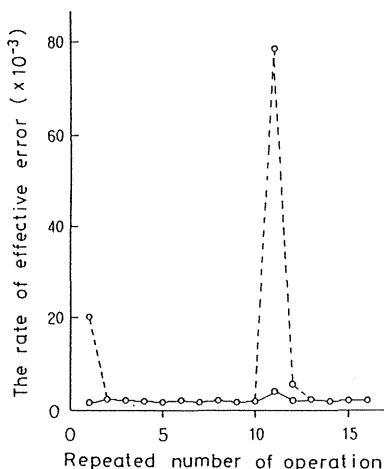


図10 直流電源電圧変動に対する応答

### 3.3 サイリスタ整流電源の最適設計に関する研究

本研究は古関ら<sup>6)</sup>の報告に端を発している。図11はアクティブフィルタを備えたサイリスタ整流電源の構成図である。古関らは、パルス運転を行うとき、アクティブフィルタの制御系がサイリスタ整流電源の制御系に干渉するのを防止するために、補償器 $C_1(s)$ の出力をアクティブフィルタの入力信号 $K_2 E_F$ から減算する方法を採用した。類似の方法はWangら<sup>7)</sup>によっても提案されてい

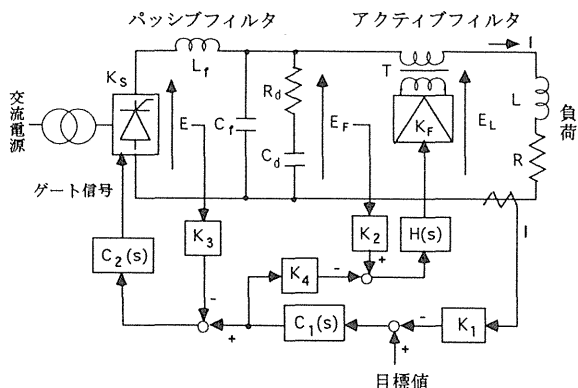


図11 サイリスタ整流電源システムの基本構成

る。図11とほぼ同じ制御系によって構成された定格直流電圧50V、定格直流電流50Aの12パルス・サイリスタ整流電源を試作し、シミュレーションと実験を行った。アクティブフィルタにおけるリップル検出用ハイパスフィルタ $H(s)$ の固有周波数 $f_0$ とパッシブフィルタの固有周波数 $f_n$ の相対的な関係によって、制御系の一巡伝達関数 $T(s)$ の位相特性が図12に示すように大きく異なる。これは $T(s)$ の零点が $f_0$ を大きくすると $s$ 平面の右半面(RHP)に移動するからである。したがって、これらフィルタを最小位相推移系になるように設計すれば、高ゲインのフィードバックが可能になり、目標値追従性や外乱抑圧性が向上することをシミュレーション及び実験によって確認した。

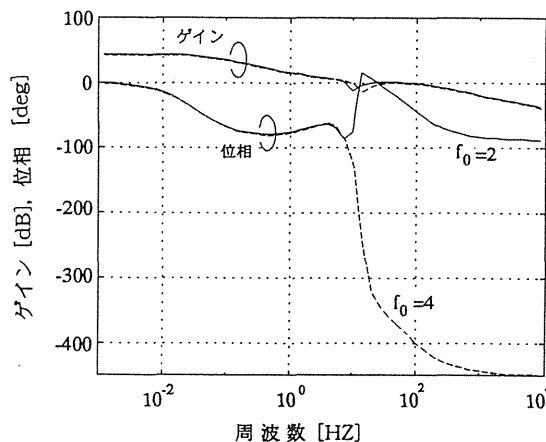


図12 一巡伝達関数のボード線図

#### 参考文献

- 1) 森, 武藤, 久保, 古関: "IGBT方式シンクロトロン電磁石電源の開発概要" 第3回電源シンポジウム資料
- 2) 天沼, 佐久間: "アクティブフィルタを有するサイリスタ整流電源の制御系の設計法" 第3回電源シンポジウム資料
- 3) 佐藤, 宮澤, 片岡: "電流形PWM整流回路の交流入力電流波形の一改善法" 電学論D, 112巻8号, 平成4年, pp.703-711
- 4) 中野, 井上, 山本, 原: "繰り返し制御", 計測自動制御学会編
- 5) K.Amanuma et al.: "State Feedback Compensation for Repetitive Servo System of DC-DC Converter", INTELEC'91, (Nov.1991), pp.268-274
- 6) 古関, 久保: "高精度電源制御方式の実証" 電気学会産業応用部門全国大会(平成4年)
- 7) Y.Wang et al.: "DC-Side Shunt Active Power Filter for Phase-Controlled Magnet-load Power Supplies.", PESC '94 RECORD, pp.183-188

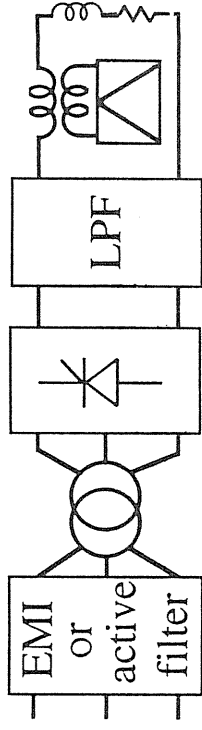


# 加速器用電磁石励磁電源の改良 に関する研究

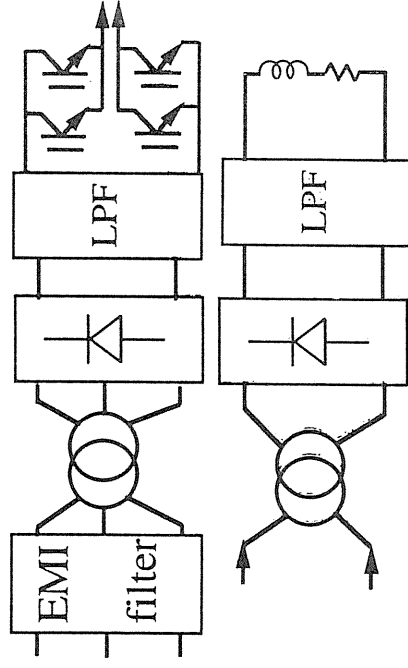
千葉大学工学部      天沼克之  
放射線医学総合研究所      熊田雅之, 張鳳清

## 報告内容

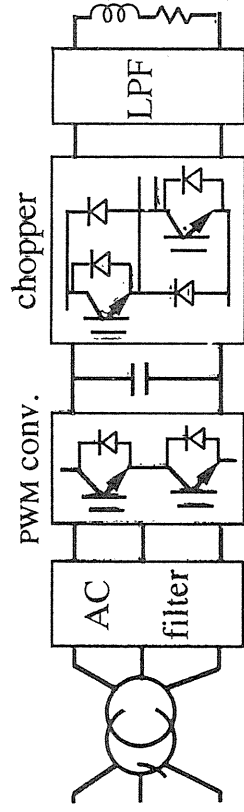
1. 研究背景
2. 研究課題
3. これまでの研究経過



サイリスタ整流電源



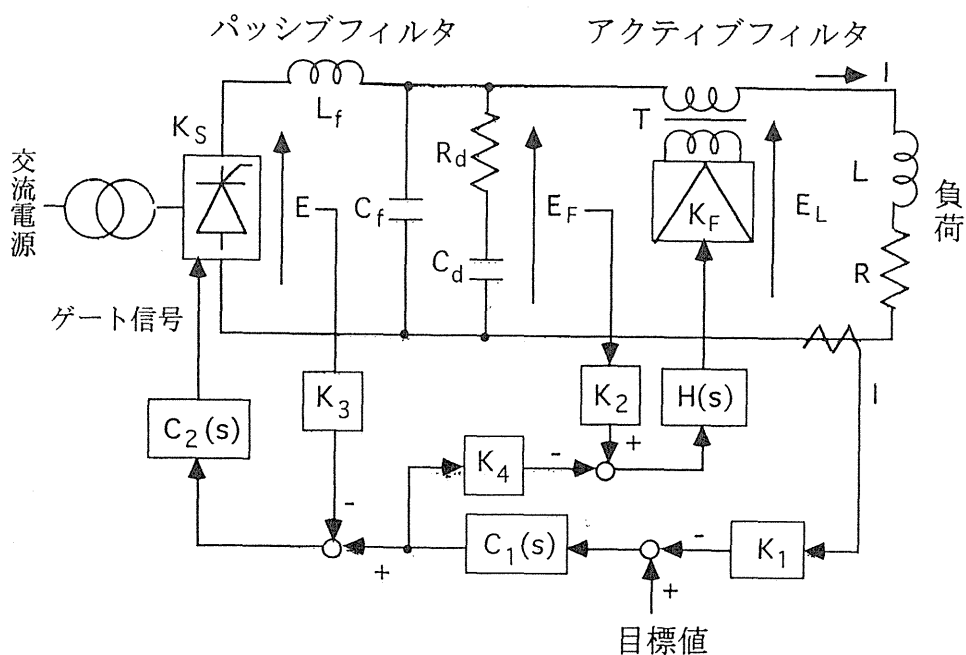
スイッチモード電源



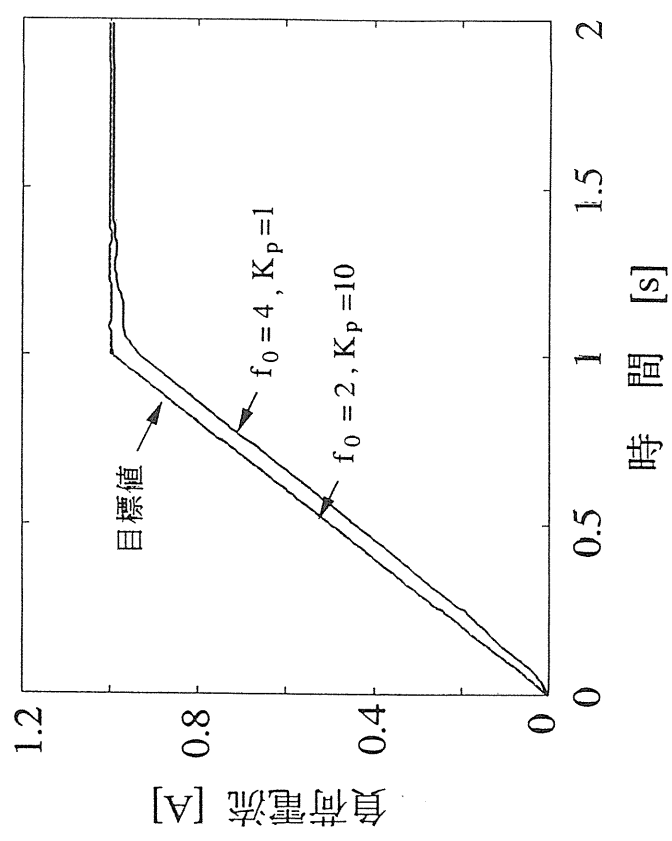
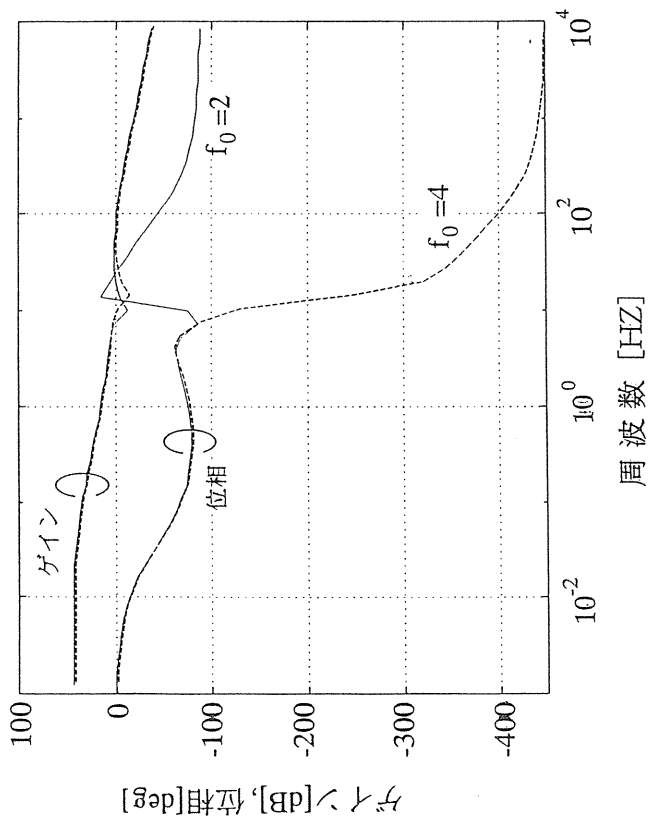
PWMコンバータ電源

## 研究課題

1. サイリスタ整流電源の制御系の設計方法に関する研究
2. 繰り返し制御系の非同期外乱に対する補償法に関する研究
3. PWMコンバータの電磁石励磁電源への応用に関する研究



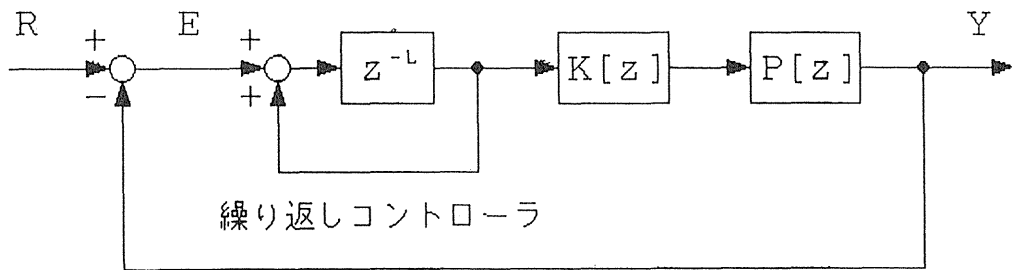
サイリスタ整流電源システムの基本構成



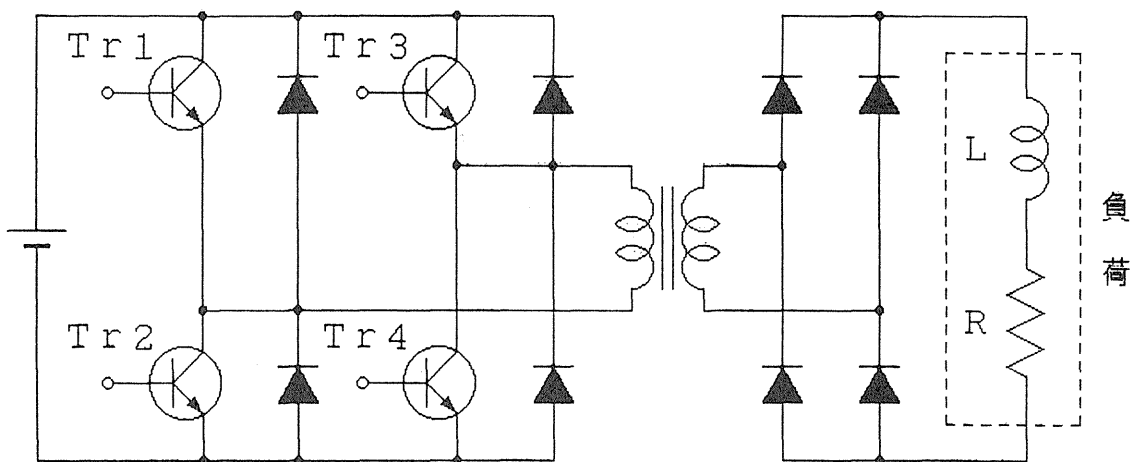
$$T_2(s) = \frac{(s+b_1)(s+b_2)\dots(s+b_8)(s+b_9)}{(s+a_1)(s+a_2)\dots(s+a_8)(s+a_9)(s+a_{10})}$$

制御システム 2 のボード線図

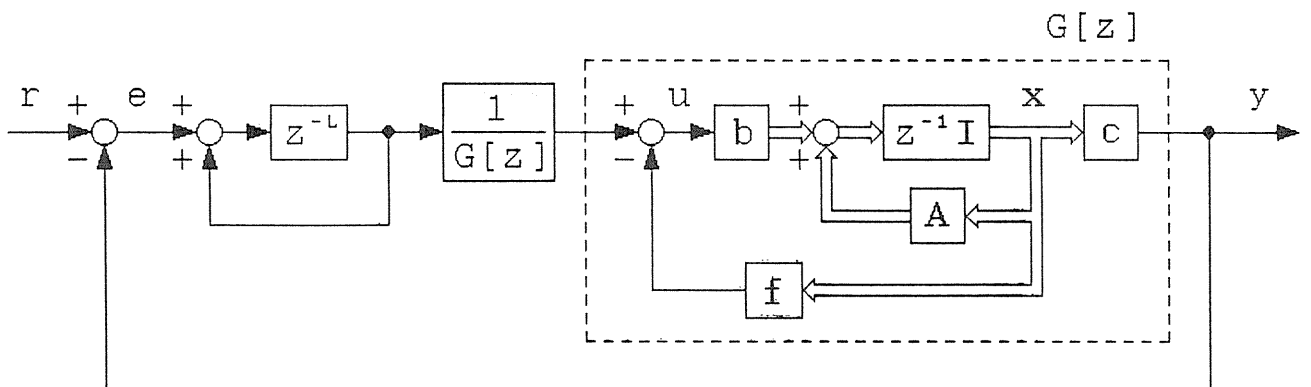
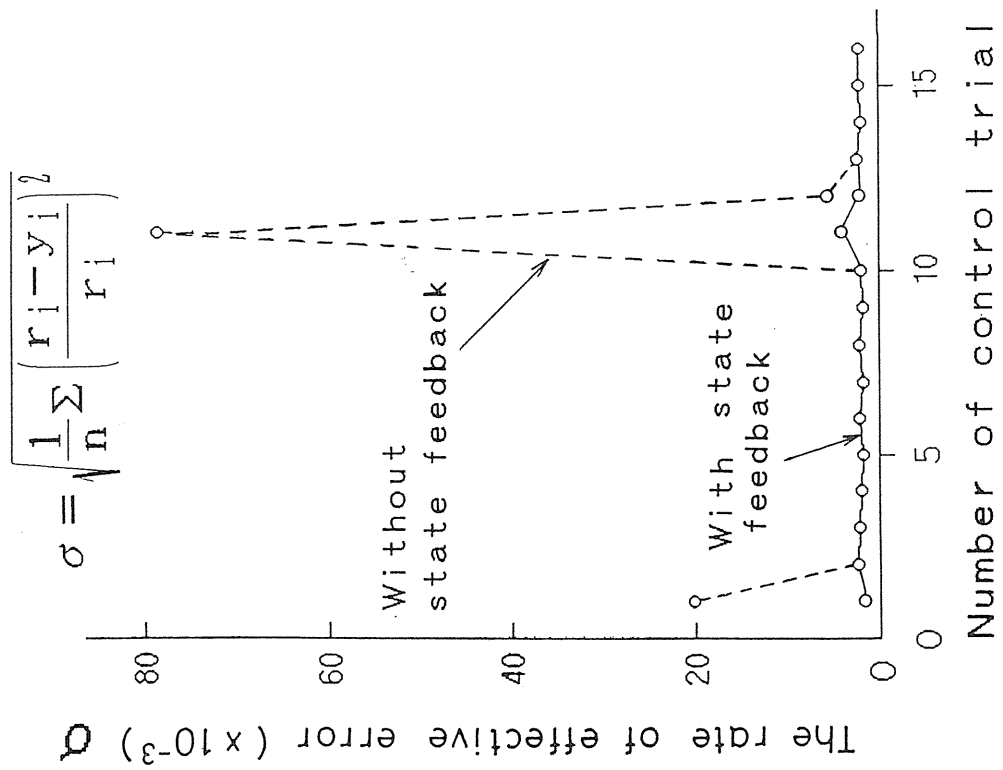
制御システム 2 のランプ応答



繰り返し制御系の基本構成



スイッチング電源の回路構成



状態フィードバックを施した繰り返し制御系

# クーラーリングTARN II における超伝導電子冷却装置の建設と超精密原子物理実験

田辺徹美<sup>a,b</sup> 片山一郎<sup>a,b</sup> 小野新平<sup>a,e</sup> 千田勝久<sup>b</sup> 渡辺 環<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 野田耕司<sup>c</sup> 本間寿広<sup>c</sup>  
 春山洋一<sup>d</sup> 斎藤 学<sup>d</sup> 小田切 丈<sup>e</sup> 細野和彦<sup>f</sup>  
<sup>a</sup>東大CNS、<sup>b</sup>KEK田無、<sup>c</sup>放医研、<sup>d</sup>京都府立大、<sup>e</sup>東工大、<sup>f</sup>姫路工大

電子冷却の性能や電子・イオン衝突実験の研究で実験精度を決定するものは電子温度である。電子は熱陰極から発生されるために熱エネルギー約 0.1 eV を持っている。これが従来は電子冷却の速度、精度、また、物理実験の精度の限界をきめていた。しかし、電子を強磁場の中で発生加速した後、磁場をゆっくり下げて断熱膨張させることによって電子温度を熱エネルギー以下に下げることができる。TARN IIの電子冷却装置は1994年に膨張率 10 (電子温度は膨張率に反比例するので電子温度は 10 meV) の断熱膨張型への改造を行い、高速電子冷却と高精度の実験に成功した[1]。さらに1996年末には 3.5 T の超伝導磁場を用いた膨張率 100 の超伝導断熱膨張型電子冷却装置 [2] への改造を終え、世界最高の 1 meV という電子温度が達成された。図 1 はこの装置の概略図である。電子銃とその周囲のソレノイドが新たに建設されたもので、その他の部分は従来の装置をそのまま使用している。この装置は液体Heを用いない大型の超伝導コイルという新しい技術を採用している。電子ビームは 3.5 T の強磁場の中で直径 5 mm の熱陰極から放出され、磁場の強さを 35 mT まで低下させることによって

50 mm まで膨張する。進行方向と直角な方向の電子温度は磁場の強さに比例するので、最初の温度 100 meV は冷却部で 1 meV まで下がる。図 2 は磁場測定によって得られた磁場を用いて計算機で電子軌道をシミュレートしたものである。この装置によって高速ビーム冷却と高精度ビームが実現した。超伝導冷却装置は世界的にも例がなく、これらの成果は阪大 RCNP でのシンポジウム [3] やカナダでの PAC [4] 及びSPRING-8での加速器科学研究発表会 [5] 等で発表され関心を集めた。

さらに、このような超低温電子ビームを用いた分子イオンの解離性再結合の実験を行った。図 3 は分子イオン<sup>4</sup>HeH<sup>+</sup>の解離性再結合が膨張率によってどのように変化するかを示したもので、(a)は1992年に測定した膨張率 1 でのスペクトル [6]、(b)は1994年に膨張率 10 で測定した低エネルギー部分のスペクトル [7] である。(a)では一本のピークであったものが、(b)でははっきりといくつかのピークに分離している。さらに (c) は今回膨張率 100 で測定したスペクトルで、微細構造がはっきり見られ、電子温度の低下が裏付けられた。さらにアイソトープの違いによるスペクトルの変化を発見し、こ

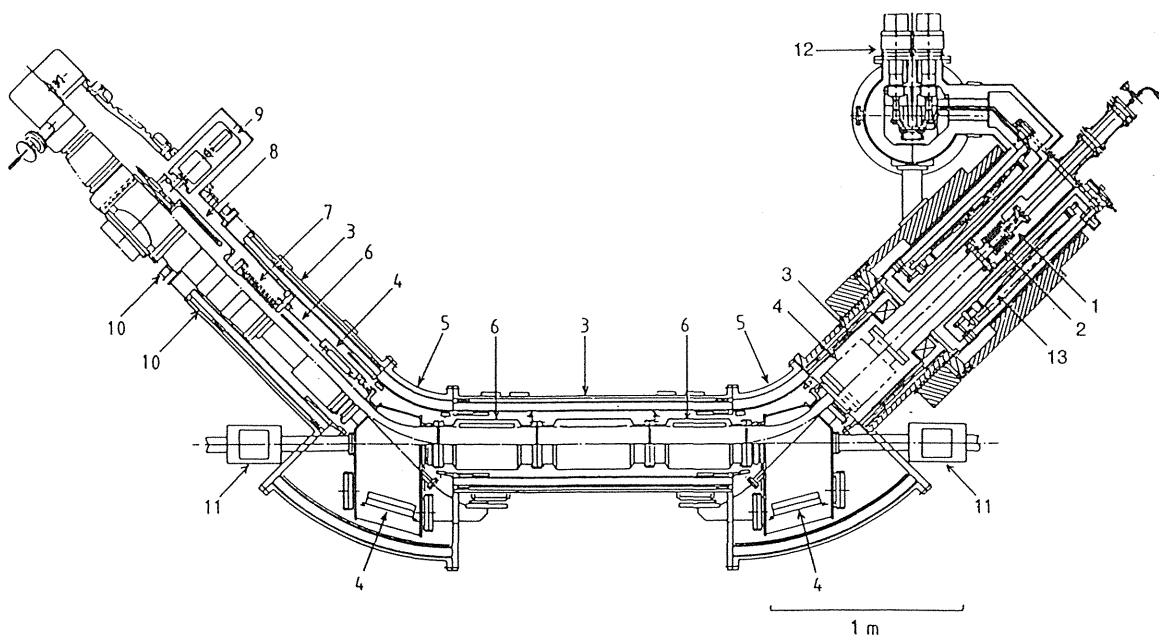


Fig. 1 Layout of the superconducting electron cooler: (1) electron gun, (2) acceleration tube, (3) normal-conducting solenoid, (4) NEG pump, (5) toroid, (6) beam position monitor, (7) deceleration tube, (8) collector, (9) ion pump, (10) correction coil, (11) steering magnet, (12) refrigerator, (13) superconducting solenoid.

図 1 超伝導電子冷却装置

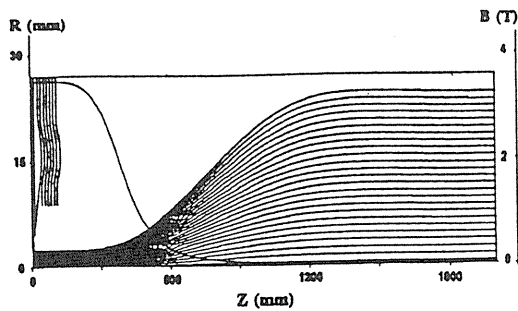


Figure 2: Longitudinal magnetic field on the axis and typical electron trajectories in the gun region at an energy of 2.5 keV and a current of 0.1 A.

図 2

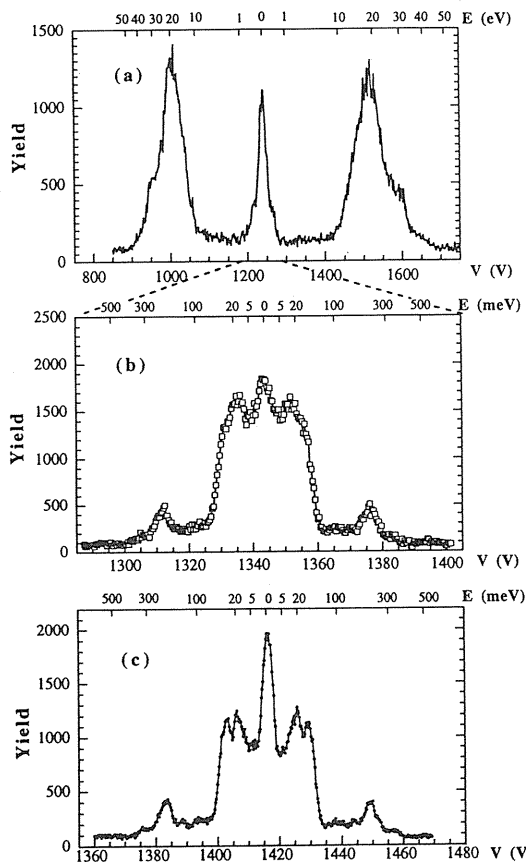


図 3  ${}^4\text{HeH}^+$  の解離性再結合( $\text{HeH}^+ + e \rightarrow \text{He} + \text{H}$ )、膨張率: (a) 1, (b) 10, (c) 100.

これらの成果はウィーンでの原子物理の国際会議 (ICPEAC) で発表され [8]、また 12 月にハイデルベルグで開催されるワークショップ RINGNET でも発表が要請されている。今後、他の分子イオンや負イオンについても超精密実験を行う予定である。

#### 参考文献

[1] 'Dissociative Recombination of  $\text{HD}^+$  with an Ultracold Electron Beam in a Cooler Ring' T.Tanabe,

I.Katayama, H.Kamegaya, K.Chida, Y.Arakaki, T.Watanabe, M.Yoshizawa, M.Saito, Y.Haruyama, K.Hosono, K.Hatanaka, T.Honma, K.Noda, S.Ohtani and H.Takag, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1066.

[2] 'Liquid-Helium Free Superconducting Electron Cooler at the Storage Ring TARN II' T.Tanabe, K.Noda, T.Yosiyuki and M.Hosino, Proc of 5th European Particle Acc. conf., Barcelona (1996) p.1190.

[3] 'First Operation of the Liquid-Helium-Free Superconducting Electron Cooler at the TARN II Storage Ring' T.Tanabe, I.Katayama, S.Ono, K.Chida, T.Watanabe, Y.Arakaki, K.Noda, T.Honma, Y.Haruyama, M.Saito, T.Odagiri, and K.Hosono, Proc. of XVI RCNP OSAKA Int. Symp.on Multi-GeV High-Performance Acc. and Related Technology (1997) to be published.

[4] 'First Operation of the Superconducting Electron Cooler at the Storage Ring TARN II' T.Tanabe, I.Katayama, S.Ono, K.Chida, T.Watanabe, Y.Arakaki, K.Noda, T.Honma, Y.Haruyama, M.Saito, T.Odagiri, K.Hosono, T.Yosiyuki and M.Hosino, Proc. of the 1997 Particle Acc. Conf. Vancouver (1997) to be published.

[5] 'Operation of the Superconducting Electron Cooler at the Storage Ring TARN II' T.Tanabe, I.Katayama, S.Ono, K.Chida, T.Watanabe, Y.Arakaki, T.Honma, K.Noda, Y.Haruyama, M.Saito, T.Odagiri, and K.Hosono, Proc. of the 11th Symp. on Acc. Sci. and Technology, SPring-8 (1997) p.104.

[6] 'Dissociative Recombination of  $\text{HeH}^+$  at Large Center-of-Mass Energies' T.Tanabe, I.Katayama, N.Inoue, K.Chida, Y.Arakaki, T.Watanabe, M.Yoshizawa, S.Ohtani and K.Noda, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 422.

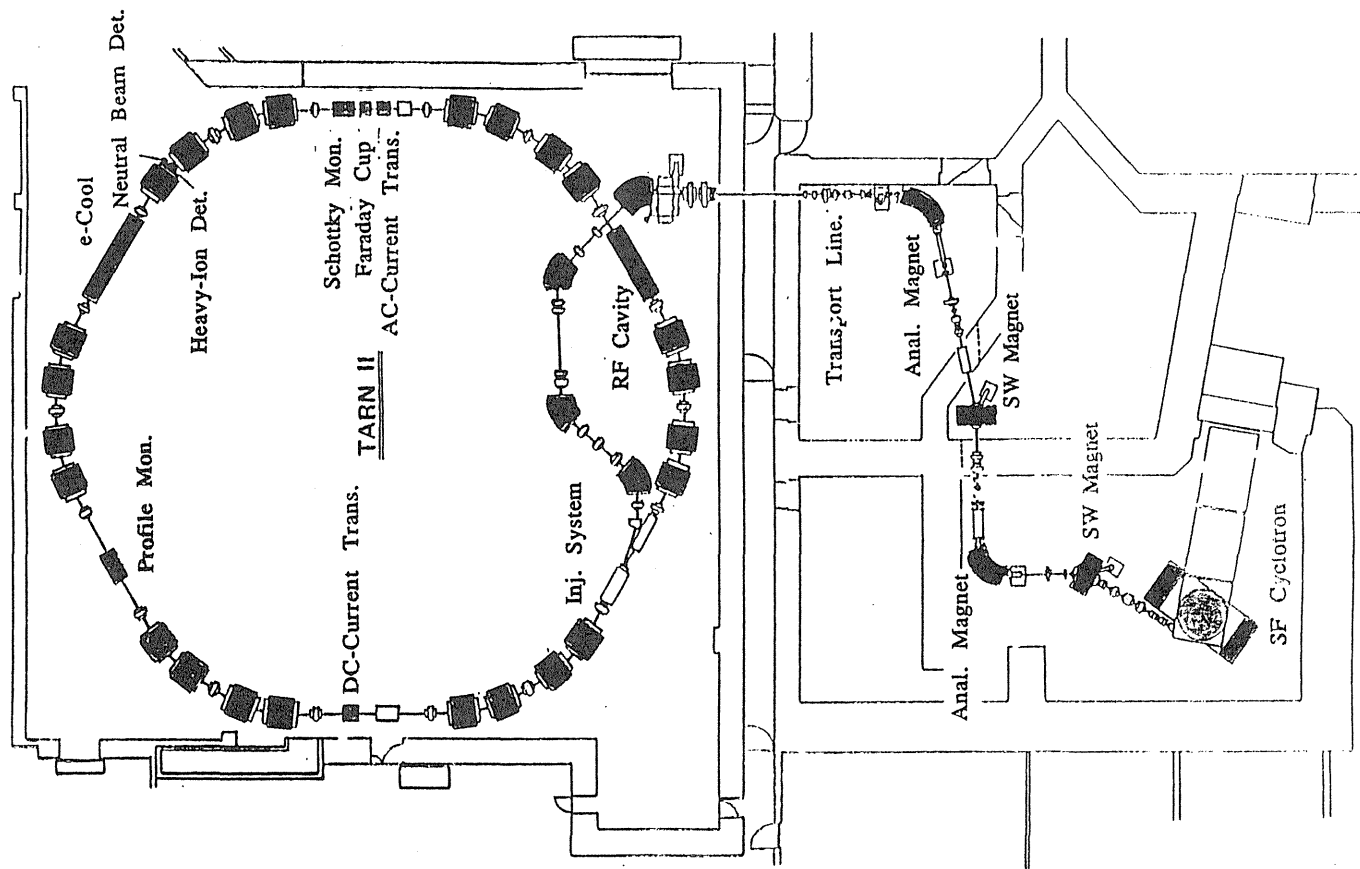
[7] 'Dissociative Recombination of Molecular Ions in a Cooler Ring' T.Tanabe, I.Katayama, H.Kamegaya, K.Chida, T.Watanabe, Y.Arakaki, M.Yoshizawa, M.Saito, Y.Haruyama, K.Hosono, K.Hatanaka, T.Honma, K.Noda, S.Ohtani and H.Takag, The Physics of Electronic and Atomic Collision (1995) p.329.

[8] 'Dissociative Recombination of Molecular Ions with a 1-meV Temperature Electron Beam From a Superconducting Electron Cooler at the TARN II Storage Ring' T.Tanabe, I.Katayama, S.Ono, K.Chida, T.Watanabe, Y.Arakaki, Y.Haruyama, M.Saito, T.Odagiri, K.Hosono, K.Noda, T.Honma, I.Nomura and H.Takagi, XX. ICPEAC Abstract (1997) TU132.

# クーラーリングTARN II における 超伝導電子冷却装置の建設と 超精密原子物理実験

田辺徹美<sup>a,b</sup> 片山一郎<sup>a,b</sup> 小野新平<sup>a,e</sup> 千田勝久<sup>b</sup>  
 渡辺環<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 野田耕司<sup>c</sup> 本間寿広<sup>c</sup>  
 春山洋一<sup>d</sup> 斎藤学<sup>d</sup> 小田切文<sup>e</sup>  
 細野和彦<sup>f</sup>

<sup>a</sup>東大CNS、<sup>b</sup>KEK田無、<sup>c</sup>放医研、<sup>d</sup>京都府立大、  
<sup>e</sup>東工大、<sup>f</sup>姫路工大





Energy resolution in electron-ion collision at the resonant relative energy of  $E_{res}$

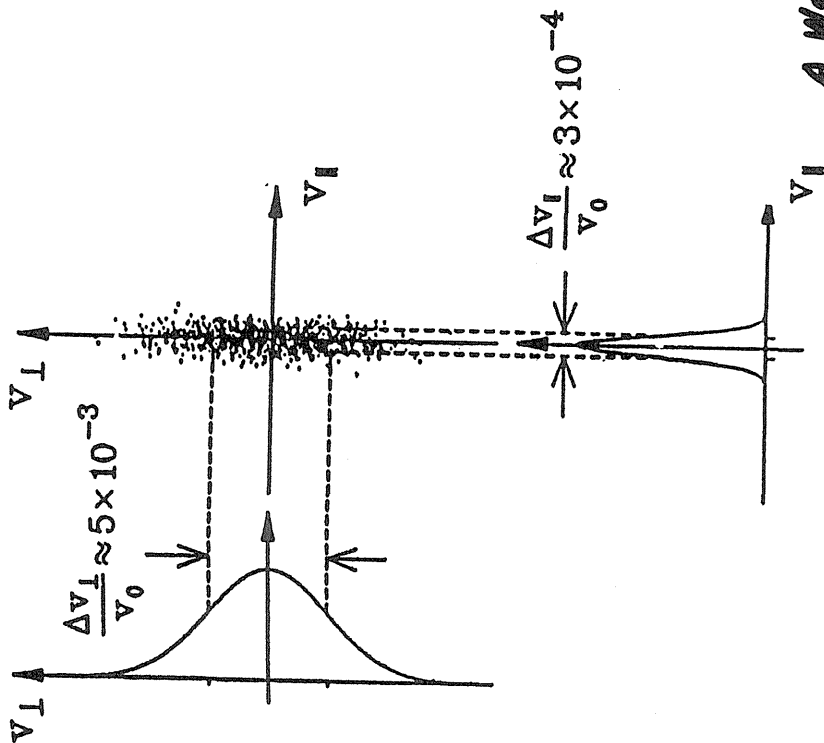
$$\delta E = (1/2)kT_{\parallel} + kT_{\perp} \pm \sqrt{2E_{res} kT_{\parallel}}$$

where  $\delta E_{\parallel} = (1/2)kT_{\parallel}$  and  $\delta E_{\perp} = kT_{\perp}$

$T_{\parallel}$  limits the energy resolution at high relative energies, like in experiments involving the dielectronic recombination of atomic ions.

whereas  $T_{\perp}$  limits the energy resolution at low relative energies, like in the experiments involving the dissociative recombination of molecular ions.

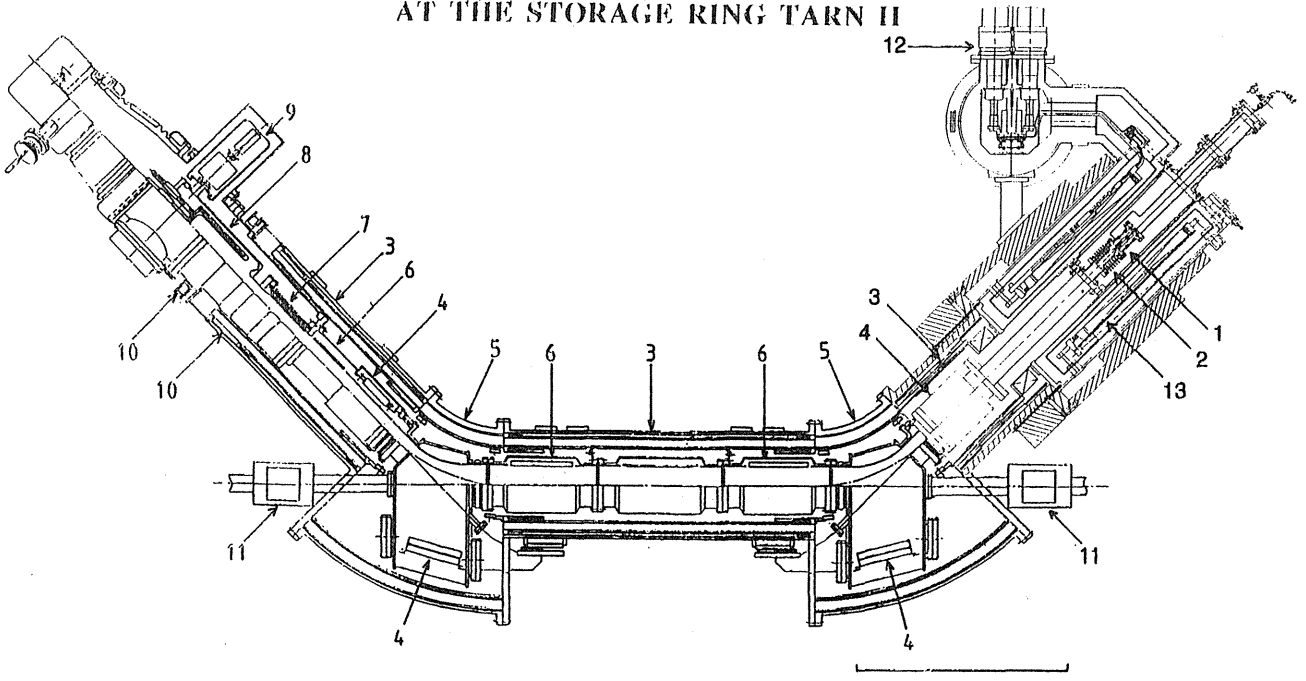
Velocity distribution



A. Wolf  
HD-PY92/05

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta E_{\perp} \sim \delta E \sim 100 \text{ meV} \\ \delta E_{\parallel} \sim \frac{\delta E^2}{4E_0} \ll \delta E_{\perp} \\ \tau \propto \delta E_{\perp}^2 \text{ (for } v_i \ll \delta E_e) \end{array} \right.$$

**LIQUID-HELIUM FREE  
SUPERCONDUCTING ELECTRON COOLER  
AT THE STORAGE RING TARN II**



- |   |                            |    |                          |
|---|----------------------------|----|--------------------------|
| 1 | Electron gun               | 8  | Collector                |
| 2 | Acceleration tube          | 9  | Ion pump                 |
| 3 | Normal-conducting solenoid | 10 | Correction coil          |
| 4 | NEG pumps                  | 11 | Steering magnet          |
| 5 | Toroid                     | 12 | Refrigerator             |
| 6 | Beam position monitor      | 13 | Superconducting solenoid |
| 7 | Deceleration tube          |    |                          |

Adiabatic Expansion of an Electron Beam

$$\frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.}$$

if adiabaticity parameter  $\xi = \frac{\lambda_c}{B} \left| \frac{dB}{dz} \right| \ll 1$ ,

where  $\lambda_c = 2\pi\sqrt{2m_e E_{\parallel}} / eB$

**Energy spread**

$$\delta E_{\perp} = \frac{B}{B_0} \delta E_{\perp 0} \quad \text{Electron beam radius } R = \sqrt{\frac{B_0 R_0}{B}}$$

Expansion factor  $B_0 / B$

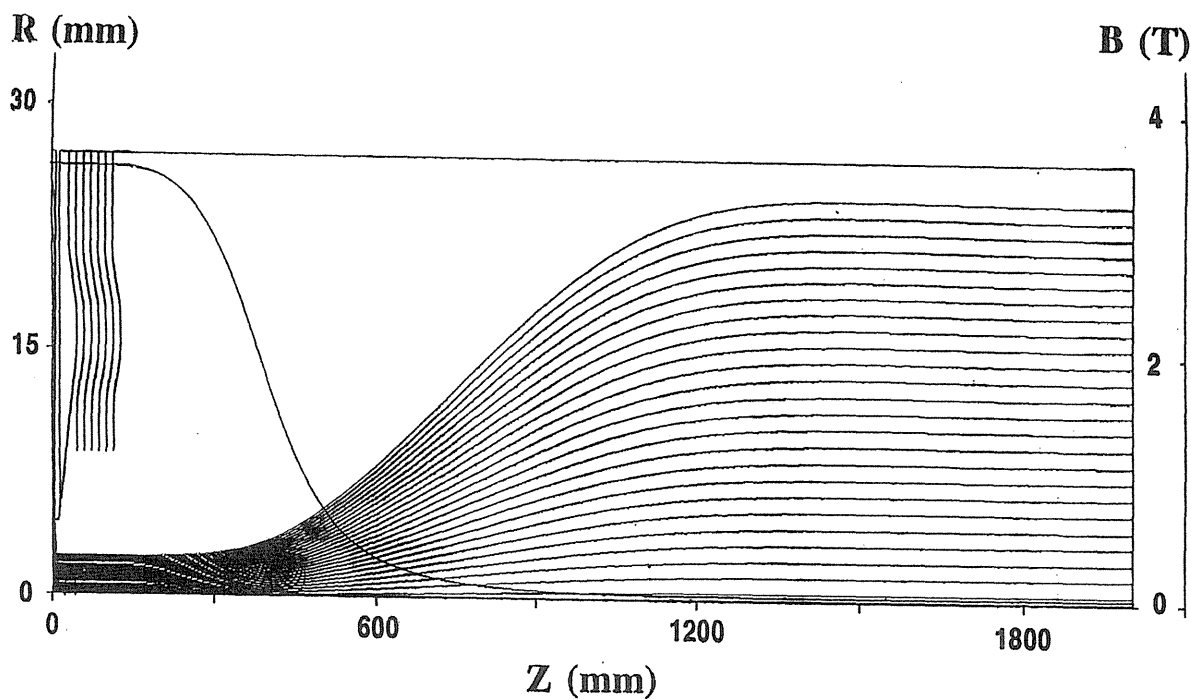
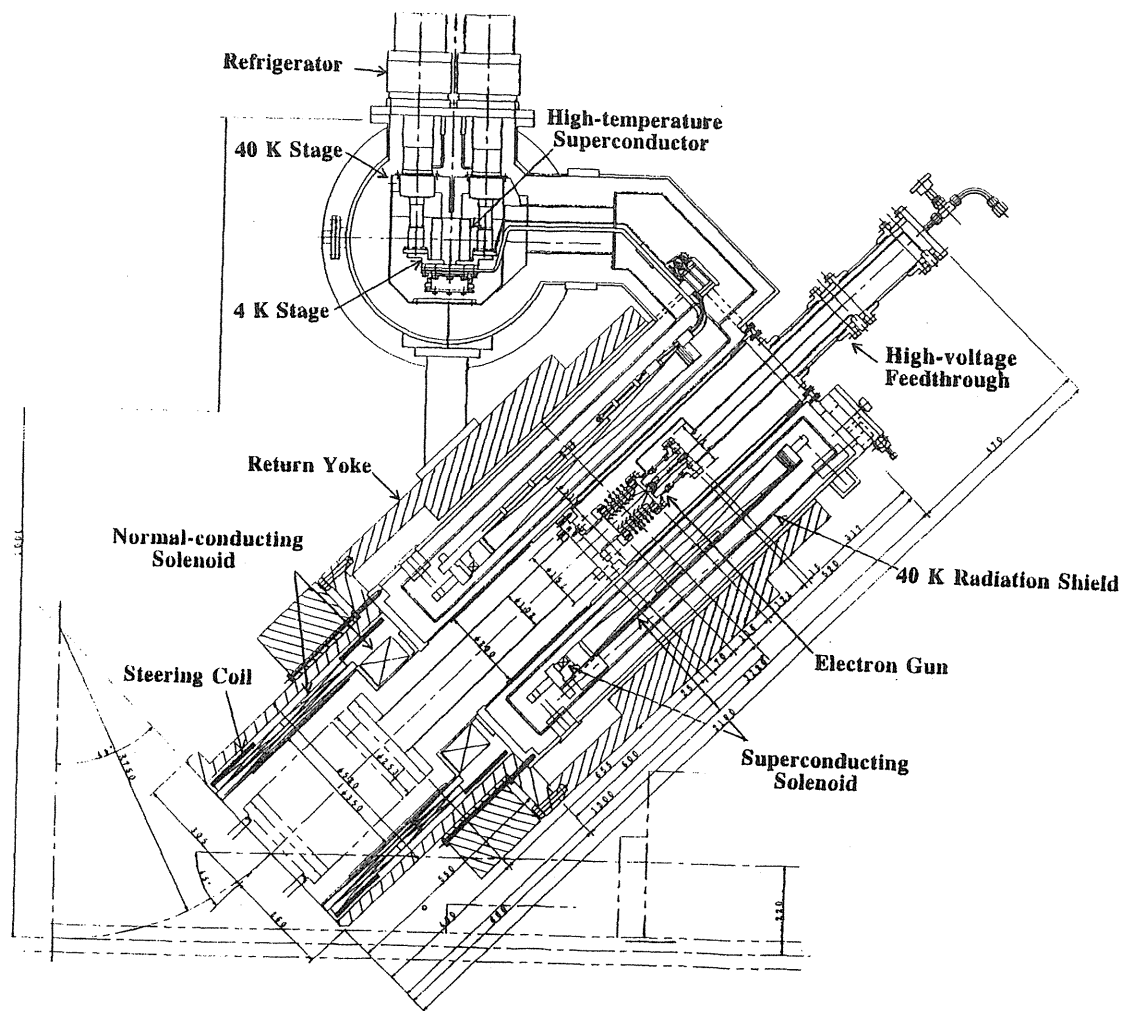
$$\delta E_{\parallel} = \frac{(kT_c)^2}{4E_{\parallel}} + 2m_e c^2 r_e \left( \frac{4\pi n_e}{3} \right)^{1/3}$$

Increase in energy spread  $\frac{(1 - B/B_0)^2 \delta E_{\perp 0}^2}{4E_{\parallel}}$

**Cooling force** (neglecting the effect of "magnetized" cooling)

$$F_{\perp} \propto (kT_{e\perp})^{-3/2} \text{ for } v_i \ll v_{e\perp}$$

$$F_{\parallel} \propto (kT_{e\perp})^{-1} \text{ for } v_{e\parallel} < v_i < v_{e\perp}$$



Longitudinal magnetic field on the axis and typical electron trajectories in the gun region at an energy of 2.5 keV and a current of 0.1 A.

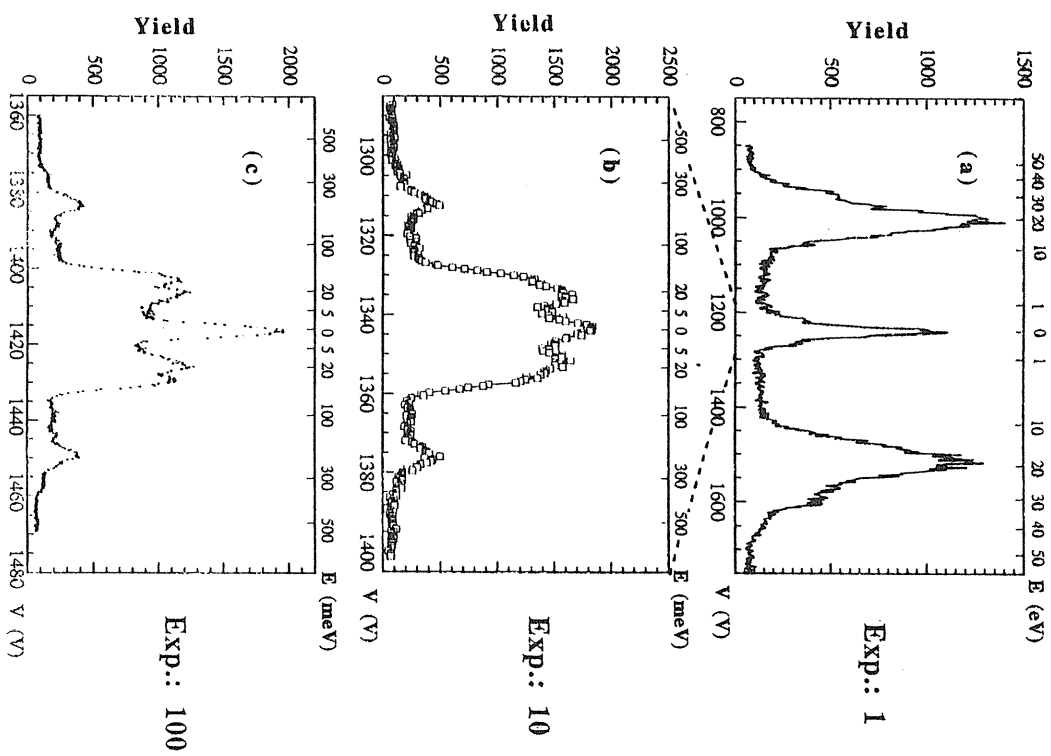
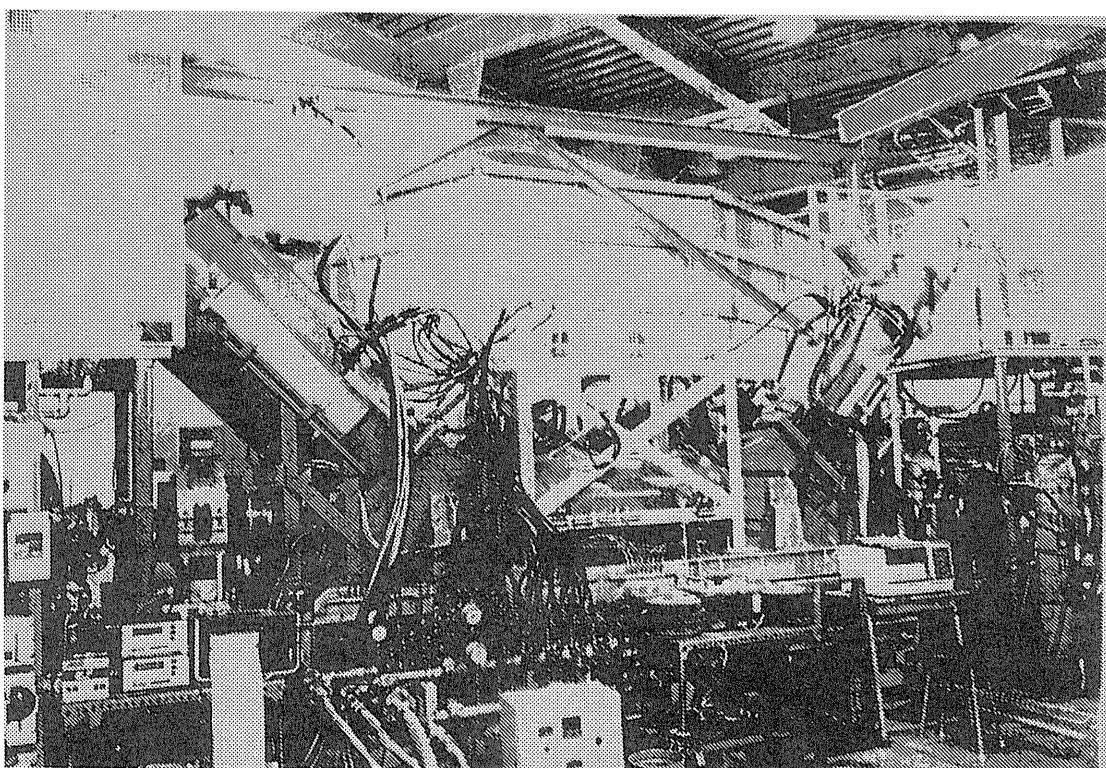


FIG. 1

# クーラーリングTARN II における誘導型加速装置の建設と冷却力の測定

田辺徹美<sup>a,b</sup> 野田耕司<sup>c</sup> 千田勝久<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 片山一郎<sup>a,b</sup> 小野新平<sup>a,e</sup> 渡辺 環<sup>b</sup> 本間寿広<sup>c</sup>

春山洋一<sup>d</sup> 齋藤 学<sup>d</sup> 細野和彦<sup>f</sup>

<sup>a</sup>東大CNS、<sup>b</sup>KEK田無、<sup>c</sup>放医研、<sup>d</sup>京都府立大、<sup>e</sup>東工大、<sup>f</sup>姫路工大

世界的にも最初の超伝導電子冷却装置の性能を正確に評価することは、加速器技術の観点からも重要である。電子温度の低下に伴って冷却力の増す様子を図1に模式的に示した。図からわかるように電子とイオンの相対速度が大きい領域では力の電子温度依存性は少ないが、相対速度の減少と共に急速に力が増大する。

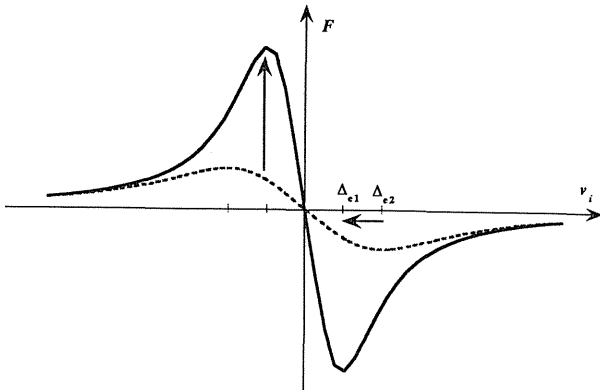


図1 電子温度の低下(速度の幅が $\Delta_{e2}$ から $\Delta_{e1}$ に減少)に伴う冷却力(Drag force)の増加(点線から実線に変化)。

冷却力の測定にはいくつかの方法がある。その一つの方法は、図2(a)に示すように最初イオンビームを冷却し電子と同じ速度にしておき、その後瞬間的に電子加速電圧を変化させ、イオンビームが電子の速度に追従する時間を測定し力を求めるやり方である[1]。この方法は力の弱い領域では容易に測定できるが、力の強い領域ではイオンの加速、減速のスピードが速く時間測定の誤差が大きい。一方、図2(b)に示すように、外部からビームに力を加え、冷却力と外力の二つの力が釣り合う点でのビームの速度を測定することによっても力を測定することができる。この方法は力の強い領域の測定に適している。このような外力を加える装置としては、直流ビームの加減速ができる誘導型加速装置が適している。パルスビームの場合は高周波加速力が加わり冷却力の評価が複雑になるからである。なお、ビームの速度の変化はSchottky信号の観測から求めることができる。

誘導型加速装置の原理は図3に示すように、大き

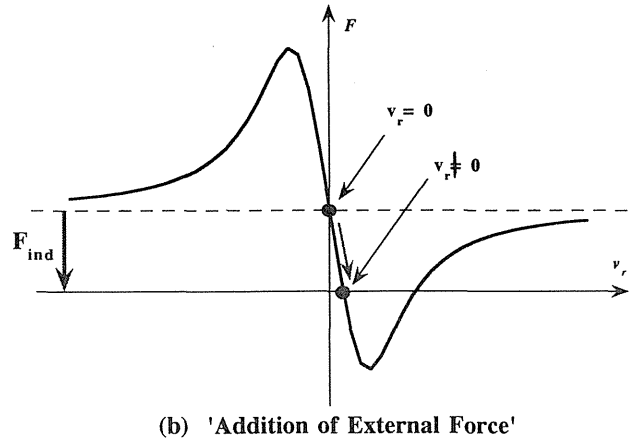
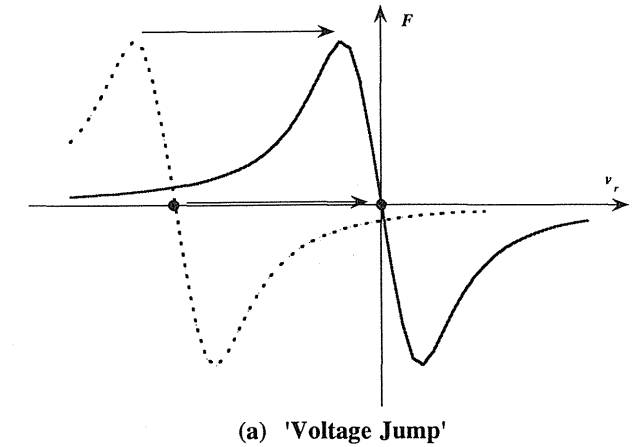
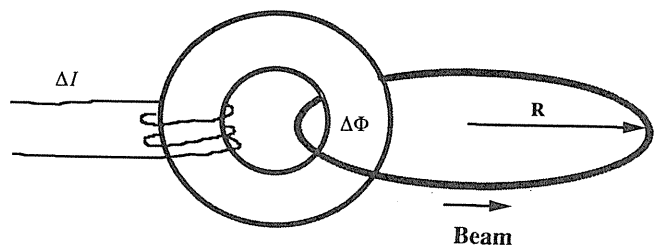


図2 冷却力の測定方法



$$\oint E_s ds = \frac{d\Phi}{dt}$$

$$F = \frac{dp_s}{dt} = qeE_s = \frac{qe}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt}$$

$$\frac{\Delta p_s}{p_s} = \frac{1}{2\pi R B \rho} \Delta\Phi$$

図3 誘導型加速装置(Induction accelerator)の原理。

な鉄芯に一次巻線を巻き、これに電流を流して磁束を変化させると二次巻線であるビームが加速されるという一種のベータトロン加速装置である [2]。力は磁束の変化率に比例する。イオンの速度変化を測定する時間の間、力が一定である必要があるが、鉄芯の中の磁場は時間と共に強まりやがて飽和するので、その持続時間には限界がある。従って、力を一定とした場合、力の持続時間を長くするためには鉄芯の断面積を大きくし最大磁場を下げる必要があるが重量はかなり大きなものになる。今回設計した鉄芯は 0.5 mm 厚の珪素鋼板を重ねたもので、断面積  $0.3 \times 0.6 \text{ m}^2$ 、最大磁場 1.3 T、最大 ramping speed 22 T/s、重量 6 ton で、超伝導電子冷却装置の冷却力の最大値付近の測定が可能と考えられる [3]。なお、励磁電源は飽和領域でも力が一定になるような電流制御を行っている。図 4 に TARN II に設置された誘導型加速装置の写真を掲載する。間もなくこの装置を使った実験が行われることになっている。

誘導型加速装置は冷却力の測定だけでなくレーザー冷却の際の補助力としても応用されているし、遅いビーム取り出しにも応用の可能性は高い。直流加速の機能を活かした応用が他にもあると考えられる。

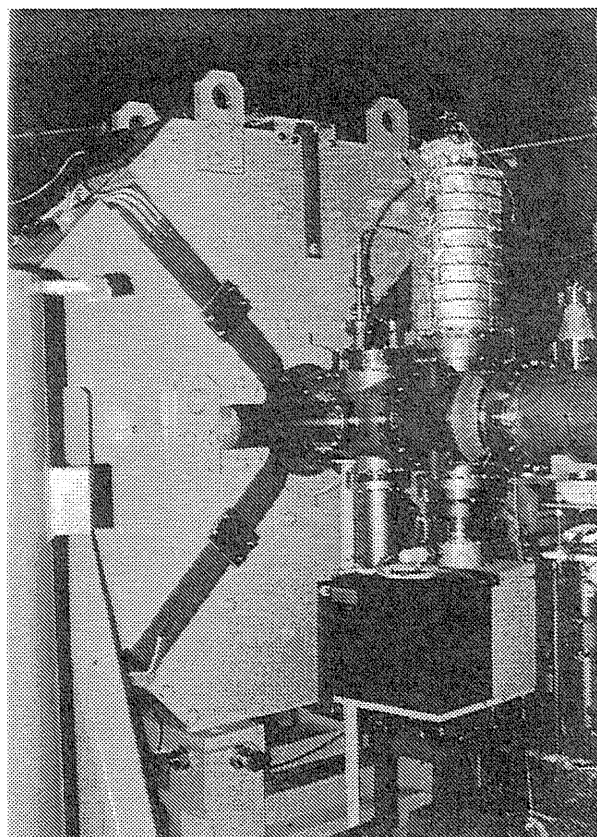


図 4 TARN II に設置された誘導型加速装置

#### 参考文献

[1] 'Electron Cooling Experiments at INS' T.Tanabe, K.Noda, T.Honma, M.Kodaira, K.Chida, T.Watanabe, A.Noda, S.Watanabe, A.Mizobuchi, M.Yoshizawa, T.Katayama, H.Muto and A.Ando, Nucl. Instrum. and Meth. **A 307** (1991) 7.

[2] 'An Induction Accelerator for the Heidelberg Test Storage Ring TSR' Ch. Ellert, D.Habs, E.Jaeschke, T.Kambara, M.Music, D.Schwalm, P.Sigray and A.Wolf, MPIH-V31-1991.

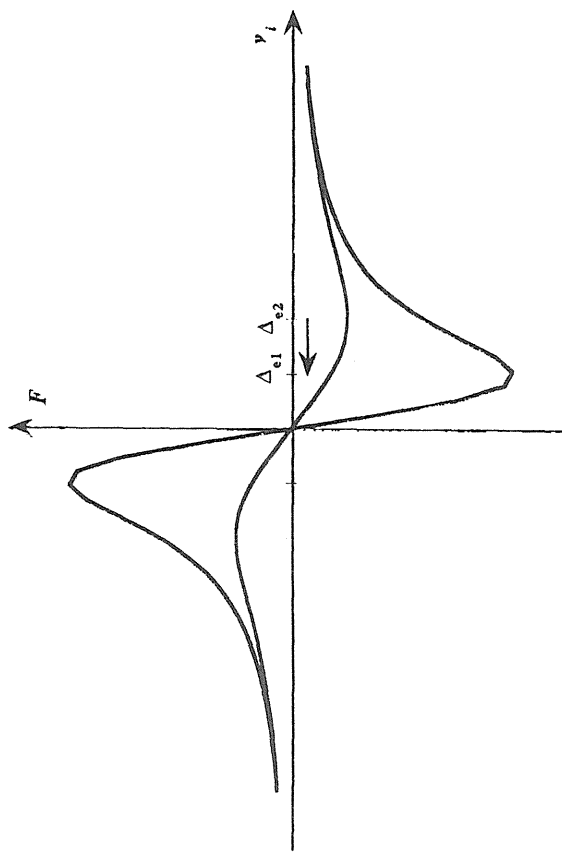
[3] K.Noda, NIRS Technical Report (unpublished).

クーラーリングTARN IIにおける  
誘導型加速装置の建設と  
冷却力の測定

田辺徹美<sup>a,b</sup> 野田耕司<sup>c</sup> 千田勝久<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup>  
片山一郎<sup>a,b</sup> 小野新平<sup>a,e</sup> 渡辺 環<sup>b</sup> 本間寿広<sup>c</sup>  
春山洋一<sup>d</sup> 斎藤 学<sup>d</sup> 細野和彦<sup>f</sup>

<sup>a</sup>東大CNS, <sup>b</sup>KEK田無, <sup>c</sup>放医研, <sup>d</sup>京都府立大,  
<sup>e</sup>東工大, <sup>f</sup>姫路工大

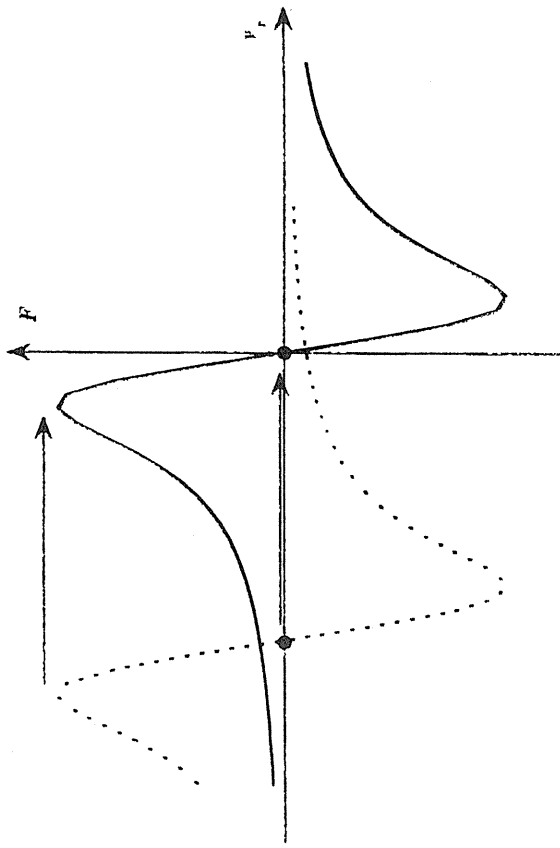
Increase of Cooling Force by Reduction of  
Electron Temperature



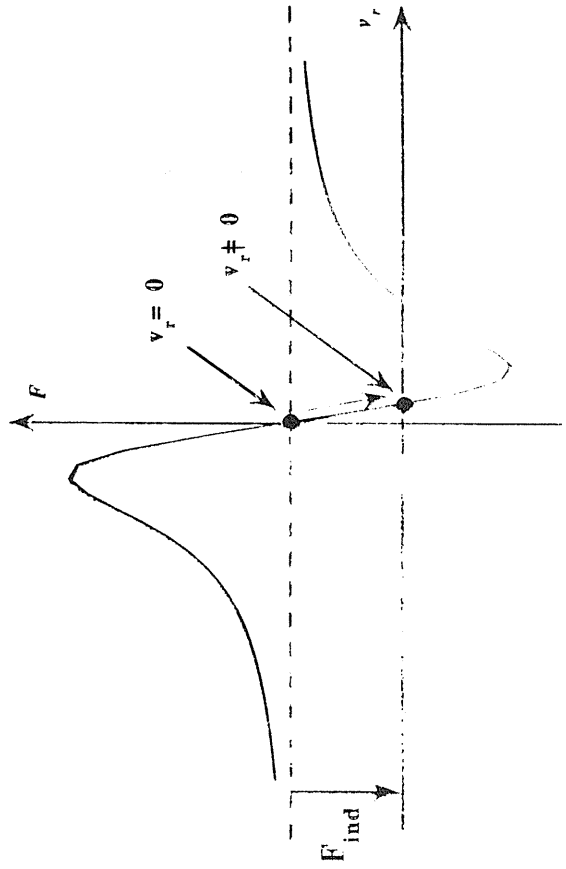
$$\bar{F}NM(v_i) = -\frac{3}{2} \frac{F_c^2 L C}{v_i} \frac{\bar{v}_i}{|v_i|} \frac{v_i}{+2\Delta_e^3} \frac{v_i}{e}$$

# Induction Accelerator

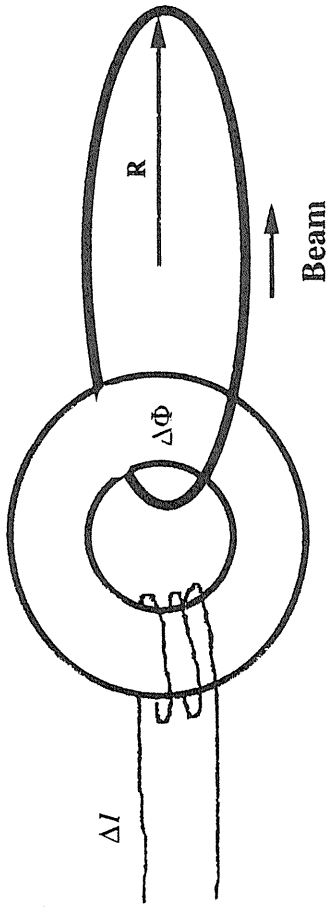
## Cooling Force Measurement



'Voltage Jump'



'Addition of External Force'

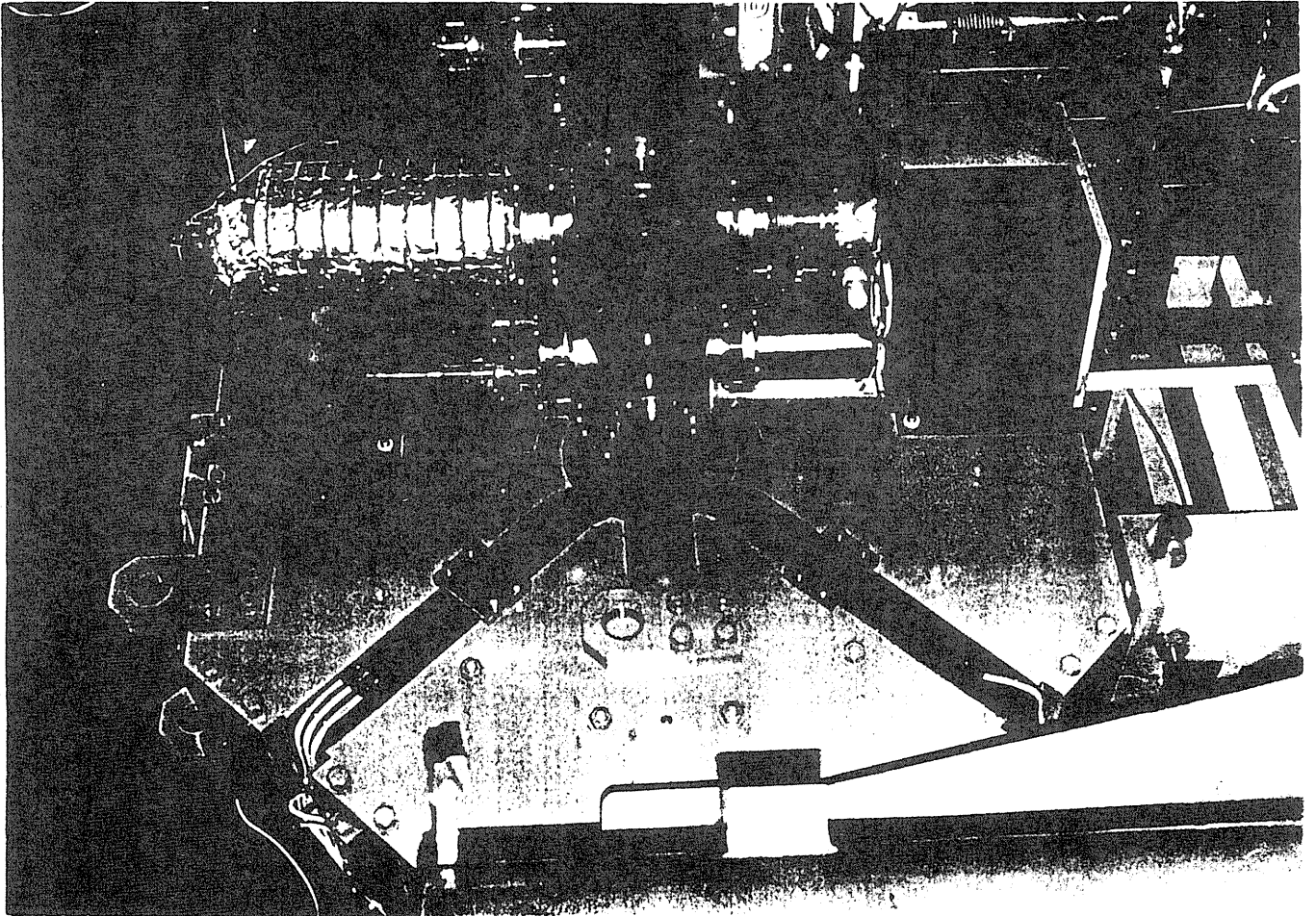


$$\oint E_s ds = \frac{d\Phi}{dt}$$

$$F = \frac{dp_s}{dt} = qeE_s = \frac{qe}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt}$$

$$\frac{\Delta p_s}{p_s} = \frac{1}{2\pi R B \rho} \Delta\Phi$$





# クーラーリングTARN II における反応粒子可視化検出装置の開発

田辺徹美<sup>a,b</sup> 春山洋一<sup>d</sup> 齋藤 学<sup>d</sup> 千田勝久<sup>b</sup> 片山一郎<sup>a,b</sup> 渡辺 環<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 野田耕司<sup>c</sup>  
 本間寿広<sup>c</sup> 細野和彦<sup>e</sup>

<sup>a</sup>東大CNS、<sup>b</sup>KEK田無、<sup>c</sup>放医研、<sup>d</sup>京都府立大、<sup>e</sup>姫路工大

分子イオンの解離性再結合で放出される中性粒子の相対エネルギーを測定することによって解離の際どのチャンネルにこわれたかを知ることができる。このような測定は1993年にTARN IIで行われたものが最初の実験であった[1]。この実験では一本のワイヤーが作る影を position sensitive detector で測定するというものであった。この方法は崩壊チャンネルが一つの場合は正確な情報を与えるが、複数のチャンネルにこわれる場合にはそれらを平均した結果となる。今回 CCD を用いて蛍光面上に当たった複数の粒子の二次元の位置を測定するという、より正確な測定装置 [2] を製作している。これが完成すれば、解離性再結合の branching ratio 等より多くの情報が得られることになる。

例として分子イオン  $\text{HeH}^+$  の解離性再結合を考える。電子捕獲の結果、中性の  $\text{HeH}$  分子ができるが、この分子は安定でないので全エネルギー KER (Kinetic Energy Releaseの略) を持つてすぐに  $\text{He}$  と  $\text{H}$  に分離する。KER は  $\text{He}$  や  $\text{H}$  の内部エネルギー (または励起エネルギー) によって変わる。したがって KER を測定できれば  $\text{He}$  と  $\text{H}$  の内部エネルギーの和を知ることができ、その結果どの状態にどういう割合で壊れたかという分岐比 (branching ratio) が測定できる。

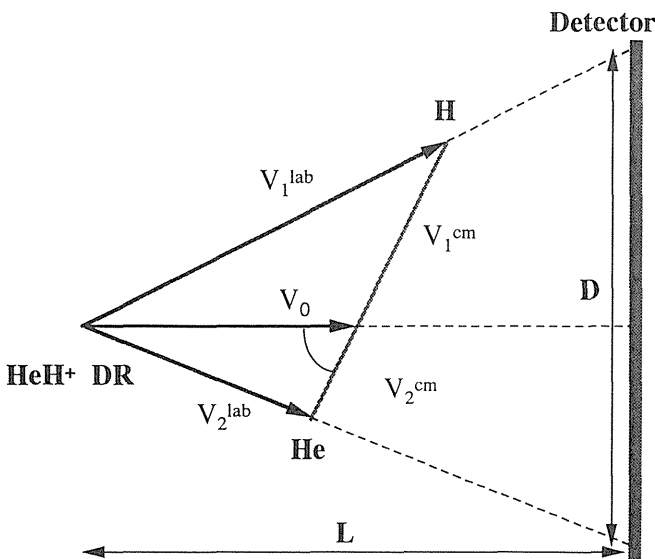


図1 解離性再結合放出粒子の Kinematics.

図1に測定原理を示す。電子と  $\text{HeH}^+$  の合流部分 (電子冷却部) の一点で  $\text{HeH}$  ができ、解離したと仮定すると  $\text{He}$  と  $\text{H}$  は全エネルギー KER を持つてその重心から様々な方向に放出される。その結果検出器上では  $\text{He}$  と  $\text{H}$  が異なる位置にくる。その間隔を  $D$  とすると  $D$  は重心系での放出角度によって変化するが、その最大値はつぎの式で与えられる。

$$D_{\max} = L \sqrt{\text{KER} / E_u \cdot \mu}$$

ここで、 $E_u$  は  $\text{HeH}^+$  イオンの核子あたりのエネルギー、 $\mu$  は換算質量である。したがって  $D_{\max}$  を測定することによって KER が求まる。ただし、電子冷却部は点でなく有限の長さをもっているので、中性粒子の発生源は line source となり実際のスペクトルは図2のような形になる。

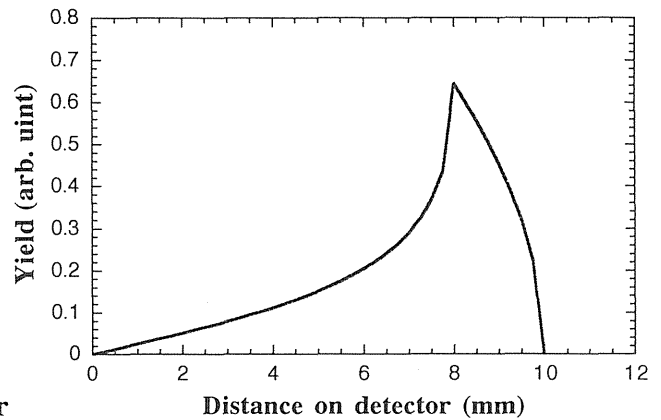


図2 二粒子間の距離を関数とした検出器上での解離粒子スペクトル。

次に  $\text{He}$  と  $\text{H}$  の検出器上での間隔の測定方法を図3示す。検出器としては MCP (Micro Channel Plate) を用いる。MCP に衝突した粒子は電子増幅された後、その背後に置かれた蛍光面上の発光として観測される。蛍光面から出た光はミラーおよび光学レンズで集光後 CCD (Charge Coupled Device) カメラに入り粒子の2次元平面上の位置が測定される。CCD カメラは  $128 \times 128$  pixel でスピードは 400 frame/s という高速のものを使用するが、中性粒子はもっと高い rate でやってくるの

で、カメラへのデータの取り込みと転送が終わるまで蛍光面が光らないようにする必要がある。そのために PM tube (光電子増倍管) で瞬間的に発光を検出し、一定の時間 MCP のバイアスを下げて蛍光面の発光を抑制する。

CCD の出力としてのビデオ信号は図4に示すようにVME システムによって処理される。ビデオ信号は、まず、framegrabber によってバックグラウンドを取り除いた後デジタル信号に変換され、メモリーを節約するために不必要なデータを圧縮した後 CPU (MVME167) で処理される。これらのデータは Workstation によってモニターおよび詳しい解析が行われる。なお、VME は又 CAMAC とも結合されていて、ここで CCD へのタイミング信号がつけられる。

CCD カメラを用いた粒子の観測は他にも応用の可能性が高い。たとえばビームプロファイルの観測等にも応用できる。

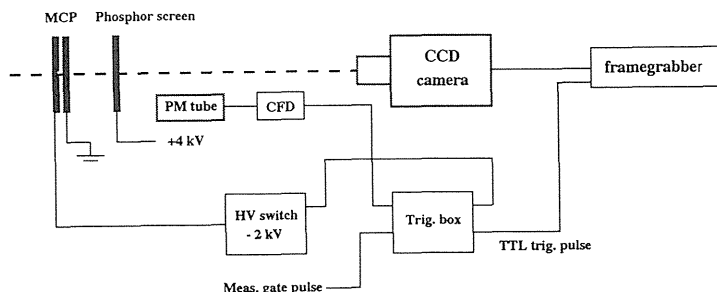


図3 二次元可視化検出装置

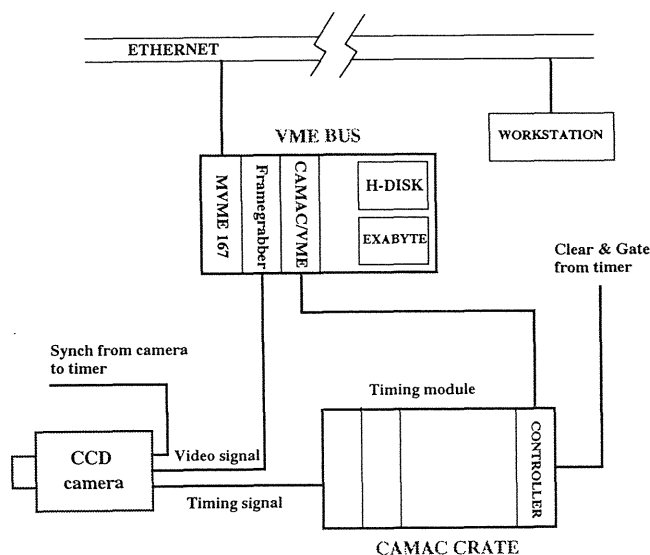


図4 データ収集系の概略図

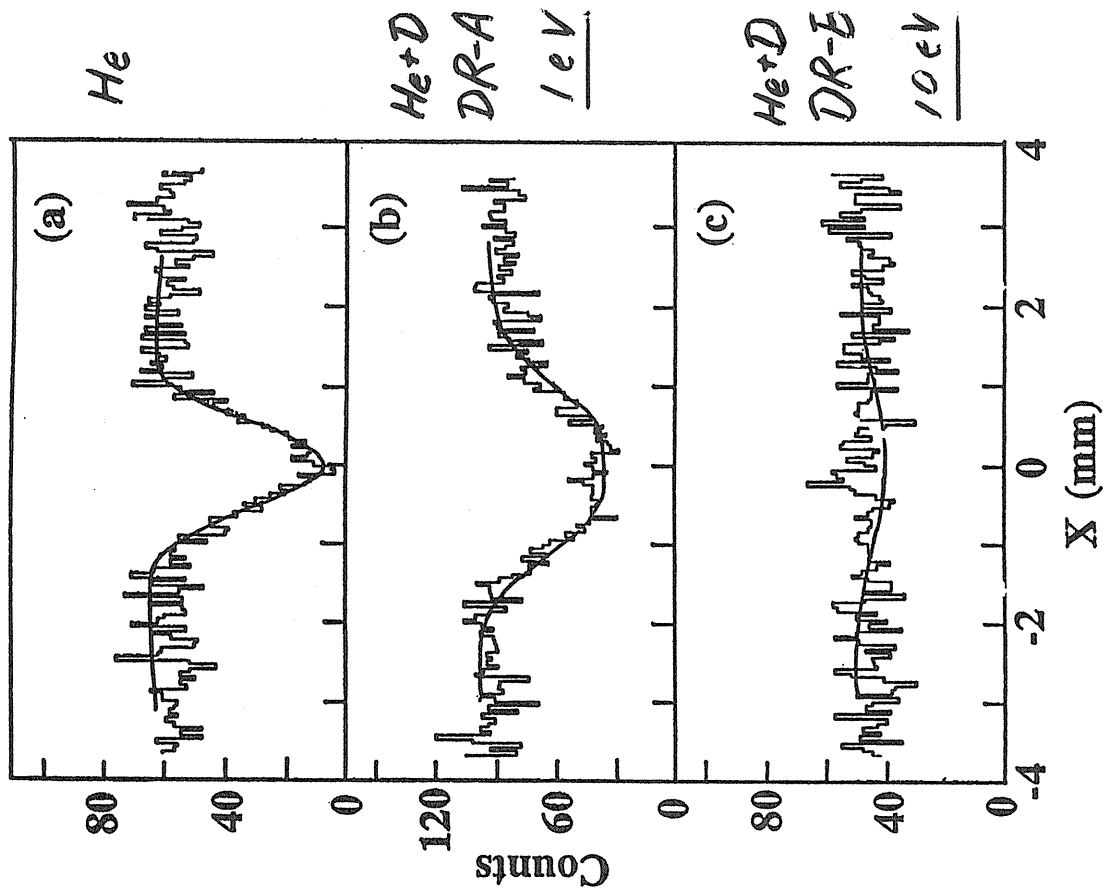
参考文献

[1] 'Origin of Low-Energy Component and Isotope Effect on Dissociative Recombinations of HeH<sup>+</sup> and HeD<sup>+</sup>' T.Tanabe, I.Katayama, N.Inoue, K.Chida, Y.Arakaki, T.Watanabe, M.Yoshizawa, M.Saito, Y.Haruyama, K.Hosono, T.Honma, K.Noda, S.Ohtani and H.Takagi, Phys. Rev. **A49** (1994) R1531.  
 [2] 'A system for Coulomb explosion imaging of small molecules at the Weizmann Institute', D.Kella, M.Algranati, H.Feldman, O.Heber, H.Kovner, E.Malkin, E.Miklazky, R.Naaman, D.Zajfman, J.Zajfman, and Z.Vager, Nucl. Instr. Meth. in Physics Research **A329** (1993) 440.

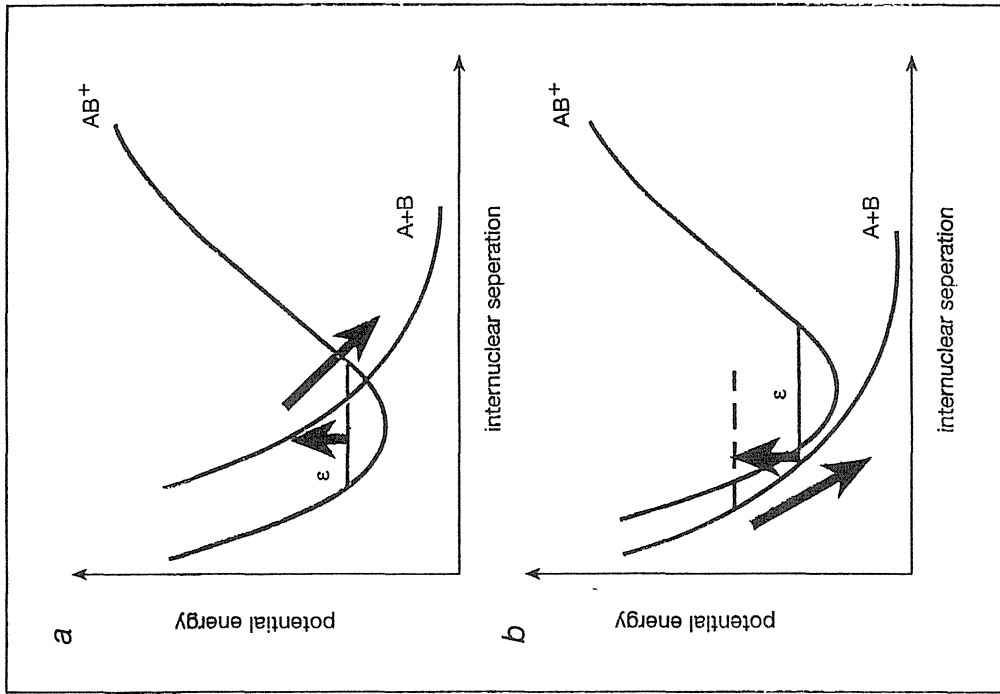
# クーラーリングTARN II における 反応粒子可視化検出装置の開発

田辺徹美<sup>a,b</sup> 春山洋一<sup>d</sup> 斎藤 学<sup>d</sup> 千田勝久<sup>b</sup>  
 片山一郎<sup>a,b</sup> 渡辺 環<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 野田耕司<sup>c</sup>  
 本間寿広<sup>c</sup> 細野和彦<sup>e</sup>

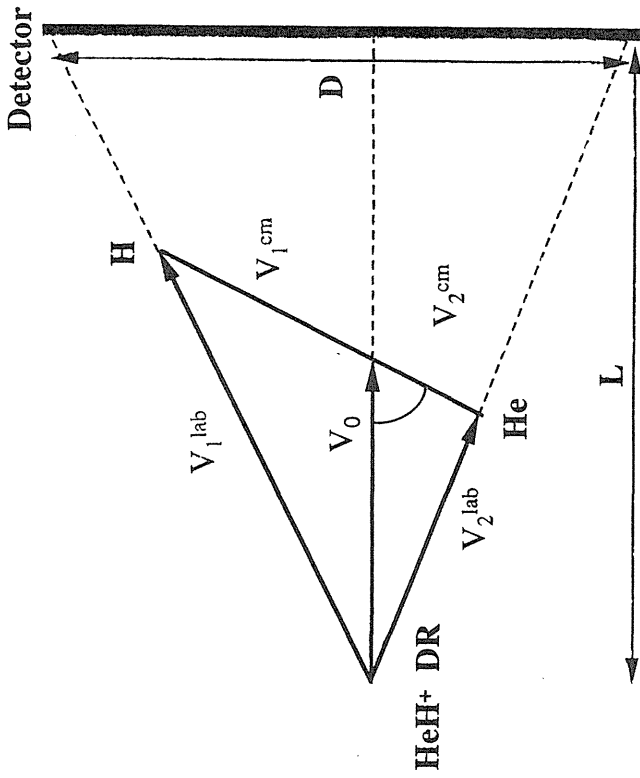
<sup>a</sup>東大CNS、<sup>b</sup>KEK田無、<sup>c</sup>放医研、<sup>d</sup>京都府立大、  
<sup>e</sup>姫路工大



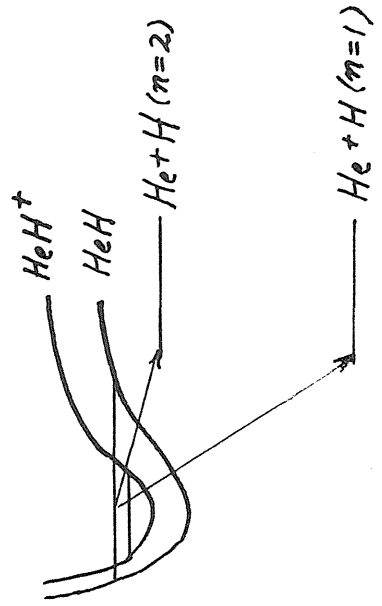
Shadows of a bar having a width of 1 mm measured with PSD for the particle windows of (a) He and (b,c) He+D. The electron energies are set at the peaks of (b) DR-A and (c) DR-B. The curves represent the results of Monte Carlo simulation for dissociation energies of (b) 1 eV and (c) 10 eV.



**2** Simplified diagrams showing dissociative recombination.  
 (a) In the crossing recombination mode, an electron of kinetic energy  $\epsilon$  collides with the molecular ion  $AB^+$  and excites a bound electron in the ion. It loses kinetic energy and the doubly excited neutral molecule  $AB^*$  is formed. The strongly repulsive potential curve of the doubly excited neutral state forces the nuclei to separate rapidly. When A and B move below the crossing point with the  $AB^+$  potential, auto-ionization is prevented and the recombination process is stabilized. This process is called dissociative recombination.  
 (b) In the tunnelling recombination mode, the lack of a crossing forces recombination to start in the classically forbidden region between the neutral and ion potential curves. Tunnelling recombination is driven by coupling between the ion and neutral states, which arises from the influence of the vibration of the nuclei on the electrons.



$$D_{max} = L \sqrt{\frac{KER}{E_0 \mu}}$$



# クーラーリングTARN II における低速低電荷超重イオンの入射、加速計画

田辺徹美<sup>a,b</sup> 野田耕司<sup>c</sup> 佐藤健次<sup>d</sup> 片山一郎<sup>a,b</sup> 千田勝久<sup>b</sup> 渡辺 環<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 本間寿広<sup>c</sup>  
 春山洋一<sup>e</sup> 齋藤 学<sup>e</sup> 細野和彦<sup>f</sup>

<sup>a</sup>東大CNS、<sup>b</sup>KEK田無、<sup>c</sup>放医研、<sup>d</sup>阪大RCNP <sup>e</sup>京都府立大、<sup>f</sup>姫路工大

一般に加速器は原子核や素粒子物理の研究装置として高電荷イオンの加速を主として発展を続けてきた。加速エネルギーはイオン電荷に比例して増大すること、イオンを貯蔵する磁場は電荷に反比例して弱くなること等から高エネルギーイオンを得るためには当然の結果である。一方、加速器の応用の中で、それほど高いエネルギーを必要としない科学の分野では、低電荷で非常に重いイオンの加速、貯蔵が可能になれば色々な応用の道が開かれる。例えば、クラスターイオンや蛋白質などの高分子イオンと電子の相互作用の研究など物質科学や生命科学との接点ができる可能性もある。加速器を用いた研究は、他の研究手段に比べて現象を純粋に捉え、疑いようの

ない実験結果をもたらす点で極めてユニークである。さて、TARN II では原子、分子イオンをリングに入射し電子冷却した後、イオンと電子との衝突の際に起こる原子物理の素過程の研究を行ってきた。研究の進展に伴ってより重い分子イオンや負イオンの入射蓄積が必要になってきた。現在このリングへのビーム入射はSFサイクロトロンから行われる。このサイクロトロンは PIG イオン源でイオンを発生させ、エネルギー10 MeV 程度の軽イオン、分子イオン、負イオン等を供給できる。しかし、これらのイオンの電荷は1であり、イオンの質量が増しイオンの電荷/質量の比が小さくなるほど加速効率が落ちビーム強度も低下する。

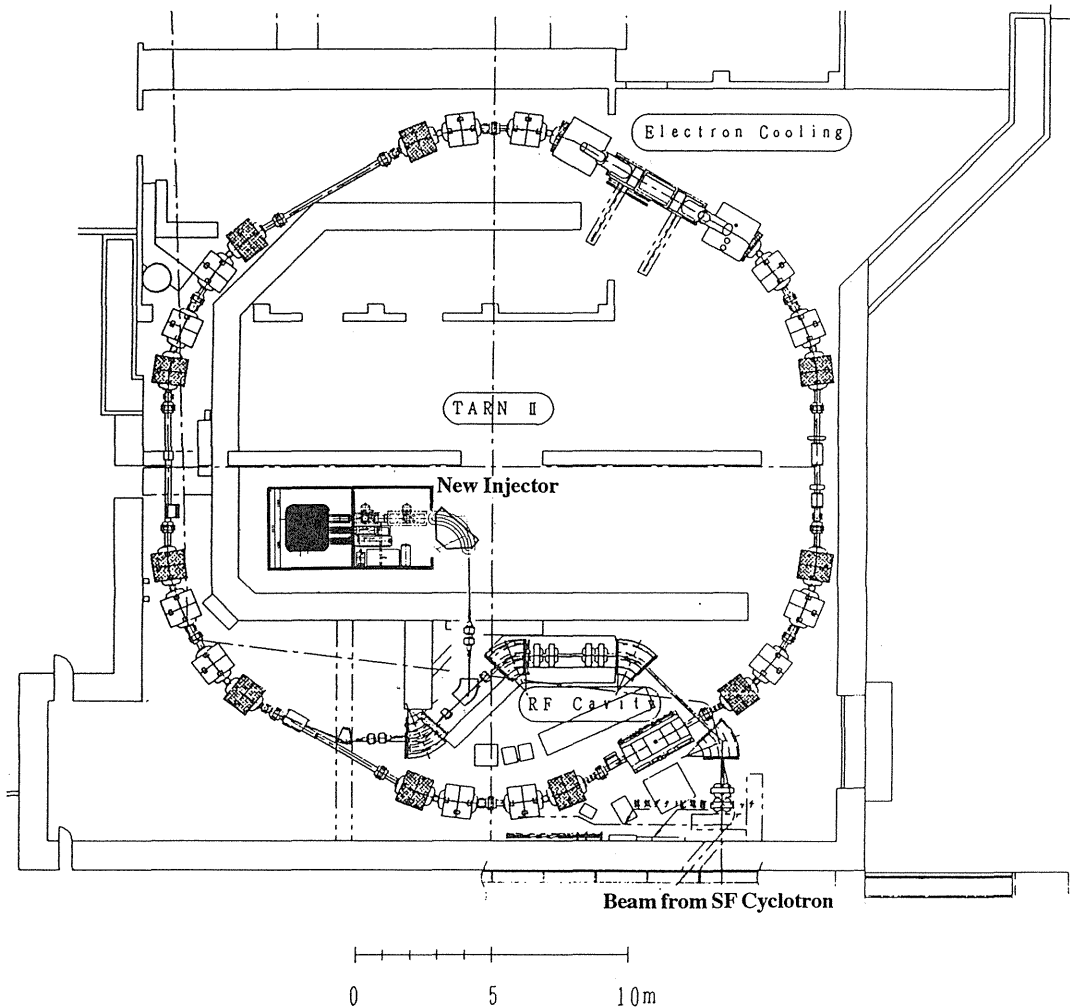


図1 TARN IIにおける入射器新設計画図

分子イオンの場合質量 $\sim 10$  が限界である。PIG イオン源以外のイオン源はサイクロトロン構造上不可能であり、したがって生成可能なイオン種もまた限定される。また、このサイクロトロンは共同利用加速器であり他の実験にも使用されるので、TARN II へのビーム入射日数は極めて限定される。

そこで、研究の発展性と実験頻度の観点からビーム貯蔵リングTARN IIへの新たな入射器の設置を検討している。図1はその計画図である。入射器は400 kV 程度のコッククロフト型静電加速器がイオン源へのアプローチも良く適当であり実験室内での設置場所も確保できる。また、イオン源、ビームアナライザー、ビーム輸送系を新設して、既設のSFサイクロトロンからのビーム輸送ラインに途中で合流する。入射器は負イオンの加速もできるように正負両極性の高圧電源を備えている。また、イオン源は分子イオンや負イオンを発生できる小型のものと、小型のECRイオン源（例えばNANOGAN等）を設置する。部屋の制限から高電圧ターミナルの空間が小さいのでイオン源は小型に限られる。また図に示されるようにイオン源がリングに近くなるので、この間に差動排気系を設けてイオン源の低真空とリングの超高真空を両立させる。低速ビームをリングに入射した後加速する必要があるが、最近、阪大RCNPで低速から加速できる無同調RF Cavityが開発された[1]ので、この装置を借用し更に高周波加速の弱電部分を新設する。特に低周波側がどこまで下げられるかが重要であるが、100 kHz まで下げられるとすると、質量数1000の1価のイオンが $h=28$ で加速されることになる。また、リングの偏向電磁石やQ電磁石も低レベルからの動作となるので双極電磁石電源の改造とQ電磁石電源の新設を行い低磁場での安定性を高める。現有の超伝導電子冷却装置は高精度の電子ビームを供給できるのでそのまま使用する。その他、リングの真空、ビーム観測系、SQUIDを用いた微小ビーム電流測定装置は活用し場合によっては性能向上を図る。

このような入射加速装置の設置後直ちに重い分子イオンに対する解離性再結合の系統的实验を行う。2原子分子から始めて順次3原子分子などより複雑な系へと進む。測定は、解離性再結合の結果放出される中性粒子の生成率を電子エネルギーの関数として詳しく測定する。分子ビームの貯蔵時間も重要なパラメーターで、内部エネルギーの緩和過程をビーム貯蔵時間を関数として観測できる。さらに、生成される中性粒子の相対エネルギーを測定して解離チャ

ネルの分岐比を測定する。このためには、生成粒子の相対位置を3次元空間のイメージとして捕える測定器を製作し、この測定から解離チャンネルを同定する。また、レーザーを導入し、光子を用いたイオンの励起、脱励起の研究を行う。さらに、ガスジェットターゲットを設置し、イオン-分子衝突の研究も行うことを計画している。

年次計画としてはビーム入射、加速システムを平成10年度から11年度の前半にかけて設置し、直ちに分子イオンの実験を開始する。現有のサイクロトロンからの入射系も共存できる形で入射器を設置するので、マシンタイムの日数は限られるが、軽いイオンについては入射器建設中もサイクロトロン入射で実験を継続する。

無同調Cavityによる低速からのビーム加速技術が確立すれば、入射器は極めて安価なもので間合うので、加速器全体のコストが削減できる。したがって、それほどビーム強度を必要としない研究への応用の可能性は高い。

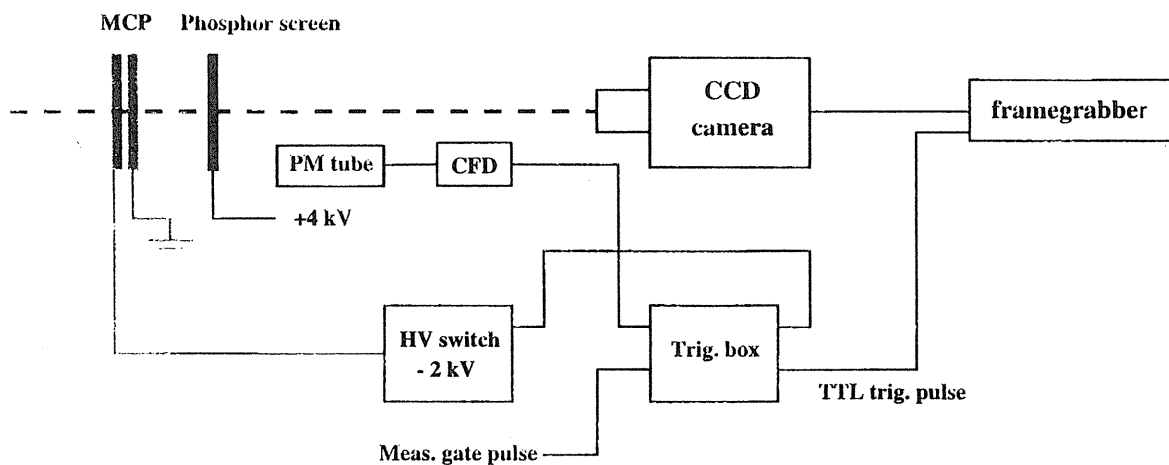
#### 参考文献

- [1] K.Sato, private communications.

# クーラーリングTARN IIにおける 低速低電荷超重イオンの 入射、加速計画

田辺徹美<sup>a,b</sup> 野田耕司<sup>c</sup> 佐藤健次<sup>d</sup> 片山一郎<sup>a,b</sup>  
千田勝久<sup>b</sup> 渡辺環<sup>b</sup> 新垣良次<sup>b</sup> 本間寿広<sup>c</sup>  
春山洋一<sup>e</sup> 斎藤学<sup>e</sup> 細野和彦<sup>f</sup>

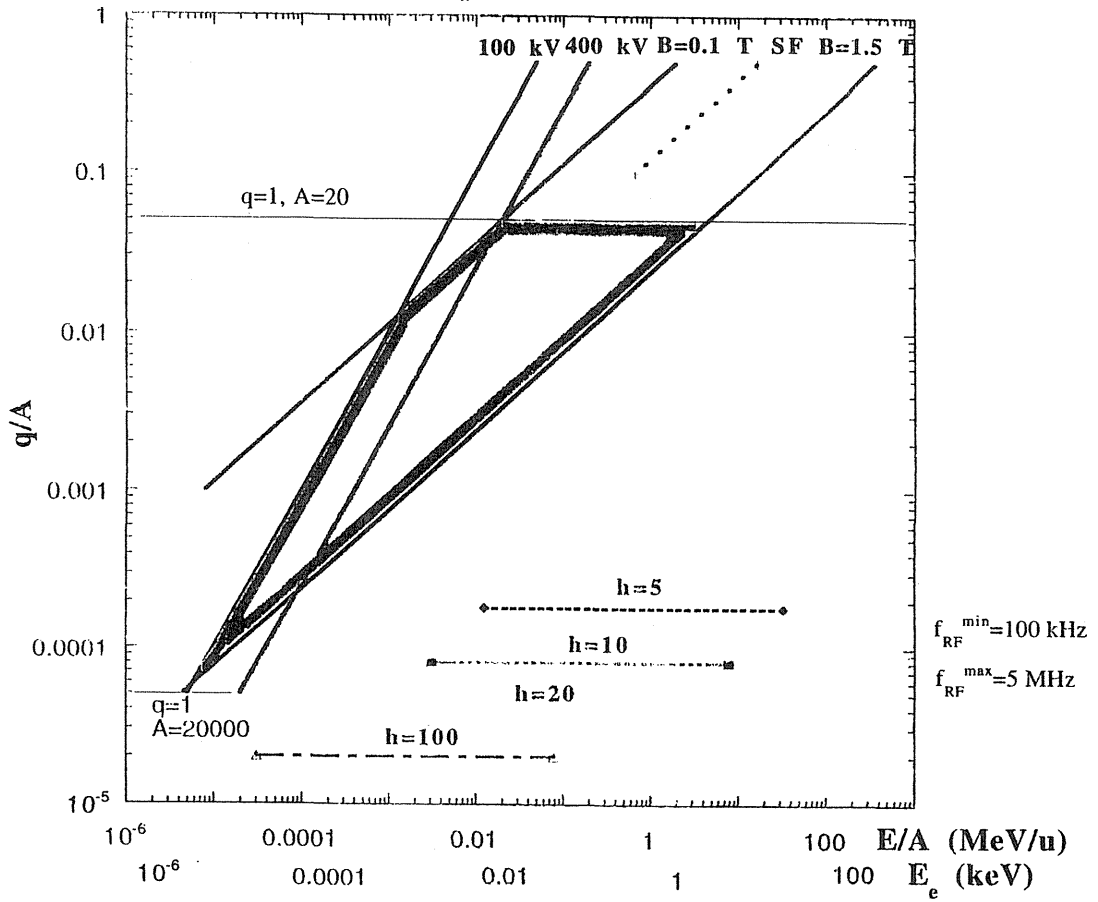
<sup>a</sup>東大CNS, <sup>b</sup>KEK田無, <sup>c</sup>放医研, <sup>d</sup>阪大RCNP  
<sup>e</sup>京都府立大, <sup>f</sup>姫路工大



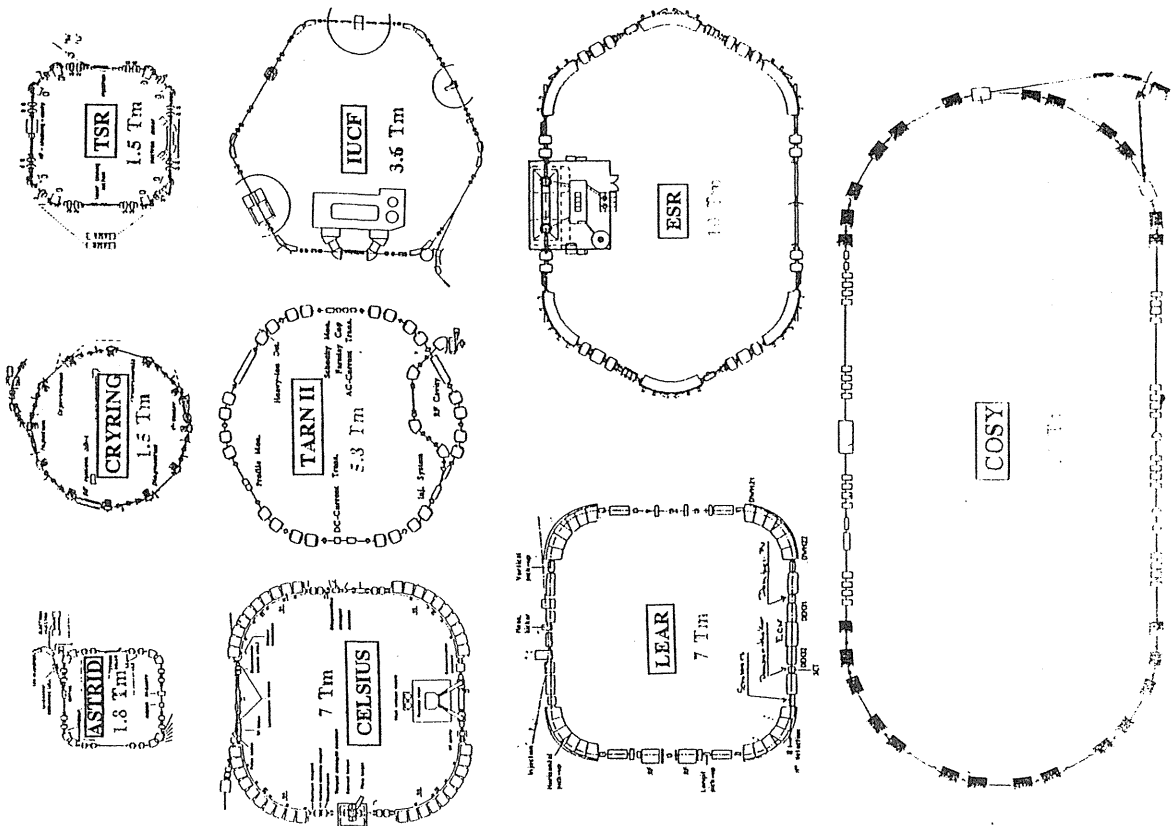
## Two-Dimensional Imaging Detector



### E/A vs q/A at TARN II



### COOLER RINGS



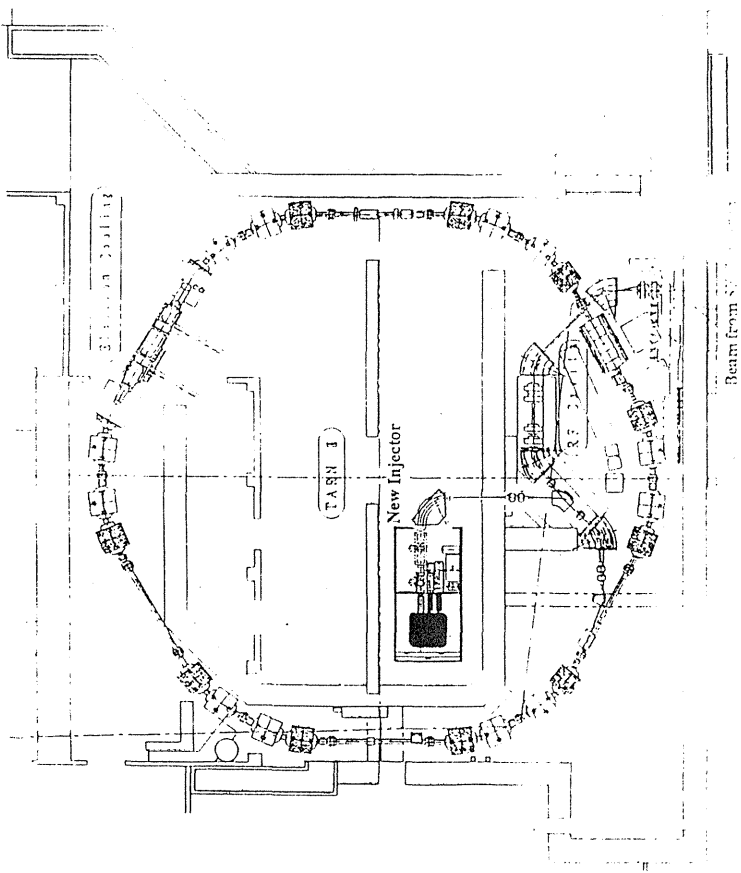


圖 12. 船底佈局圖

# レーザーアンジュレーターのx線線量増大の基礎研究

小方 厚(KEK) 中島一久(KEK)

高橋 徹(広大理)

藤田雅之(レーザー総研) 熊田雅之(放医研)

## 1 はじめに

アンギオグラフィの普及には、大線量(光子数 $10^{15}\text{s}^{-1}$ )の数十keV領域のx線源の小型化が不可欠である。このエネルギー領域のx線は可視域レーザーを数十MeVの電子線でトムソン散乱させて得ることができる。ただし散乱断面積が小さいので、電子・レーザーとも同一のバンチ・パルスを多数回使用して、線量を上げる必要がある。このような視点から小型x線源の概念を示し、基礎実験を提案する。

## 2 レーザーアンジュレーターに基づくアンギオグラフィ用電子/レーザーリング

図1はアンギオグラフィ用加速器の概念を示したものである。ここではレーザーも電子同様にミラーで構成されるリングに閉じこめ、衝突によるエネルギーの低下分だけを増幅器で回復する[1]。周長10m程度で実現できるので、病院に設置することが可能である。

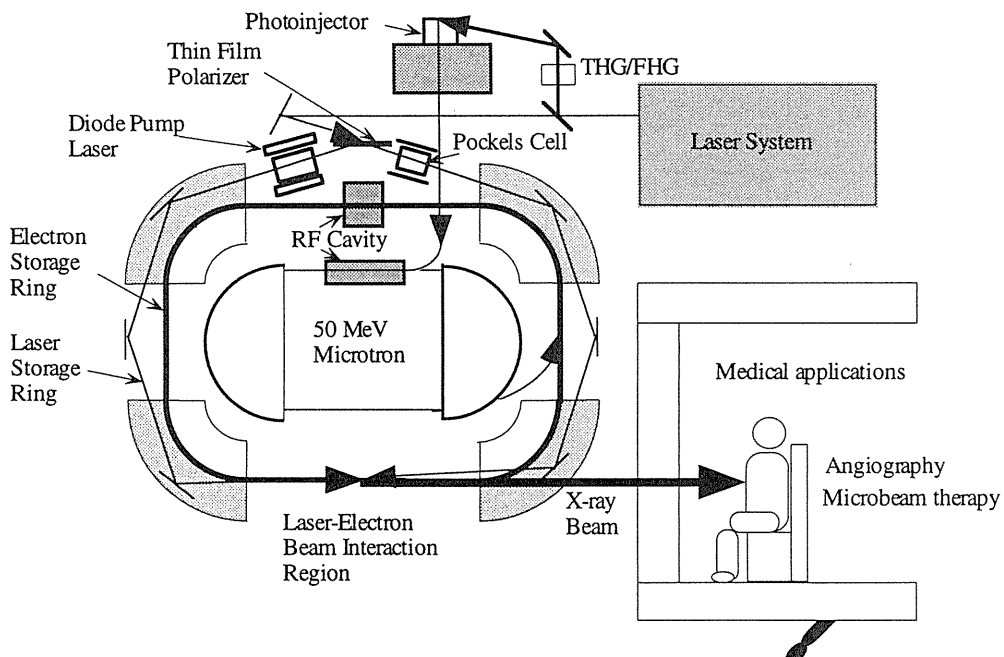


図1 レーザーアンジュレーターに基づくアンギオグラフィ用電子/レーザーリングの概念図。

ビームエネルギーを42MeVとし、波長 $1\mu\text{m}$ のレーザーを用いれば33keV(アンギオグラフィに用いる沃素のK吸収端エネルギー)のx線が発生できる。ビーム電流500mA、レーザー電力 $1\text{J}/1\text{ps}=1\text{TW}$ 、衝突点でのビームおよびレーザーのスポットサイズを $30\mu\text{m}$ 、衝突周波数を30MHzとすれば、0.1%のx線エネルギーバンド幅で毎秒 $10^{14}$ 個のx線を得る。

## 3 基礎実験の提案

ここではこのような概念を実用化するための基礎データを得る目的で、同一レーザーパルスを多数回使用することを試みる。実験体系を図2に、実験のパラメータを表1に示す。

図のようにレーザーを偏光ビームスプリッターを介して光学空洞に導入する。導入後ただちにポッケルス

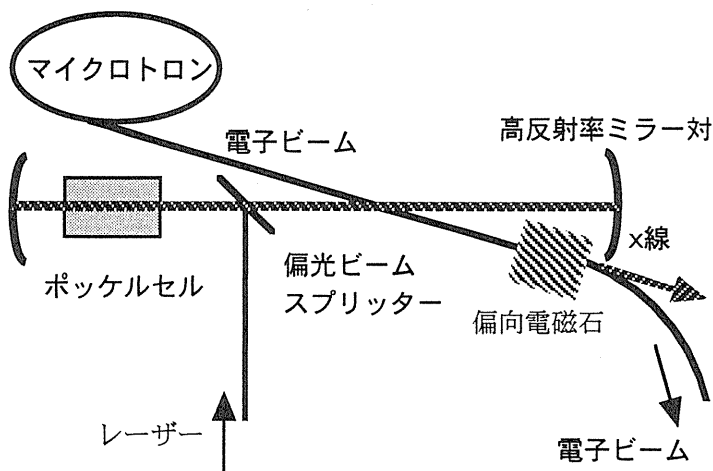


図2 実験体系.

表1 実験パラメータ.

電子ビーム		
ビーム源	マイクロトロン	
ビームエネルギー	150	MeV
バンチ周波数	2856	MHz
バンチ列長	2	μs
バンチ列周波数	10	Hz
電流	10	mA
(バンチ電荷)	3.5	pC
(電子数/バンチ)	2.18	$10^7$
レーザー		
QスイッチYAG		
パルスエネルギー	2	J
パルス幅	7	ns
波長	1064	nm
x線		
エネルギー	450	keV
光子数	6.32	$10^6$ s <sup>-1</sup>

セルで偏光状態を変えれば、以後レーザーはビームスプリッターの存在に無関係に高反射ミラー対の間を往復する。一回の往復でレーザー初期強度 $I_0$ の $\delta$ が失われるとすれば、利用できる強度は $I=I_0/\delta$ に増大する。

ビームスプリッター、ミラー、ポッケルセルなどの光学素子自体では $\delta \sim 0.001$ とすることができるが、素子の口径によるケラレなども考慮すると $\delta \sim 0.1-0.01$ 、 $I=10-100I_0$ となる。表1では $I=10I_0$ として計算した。

x線エネルギーは大きすぎ、線量は小さいがさらに設計を進めるための基礎データは得ることができよう。

#### 4 考察-いくつかの提案

この基礎実験では手持ちのレーザーをそのままのかたちで使用した場合に可能な実験を示した。

以下、レーザーで大出力を得るための方法をいくつか紹介する。トムソン散乱によるレーザーの消耗は無視できるので、レーザーを繰り返し使用するか、あるいはレーザー電力を蓄積する技術が基本になる。

図2の方法の延長としてパルス幅が電子バンチ幅程度のモードロックレーザーのレーザー空洞の中でコンプトン散乱を行わせることが提案されている。レーザーを空洞から取り出さなければ、取り出した場合の1桁上のパルスエネルギーが期待できる。直流電力100W繰り返し100MHz程度のYAGレーザーは市販されている。これに合わせて電子リングを最適化すれば、高計数率x線が期待できよう[2-3]。

また一般にパルスレーザーの再生増幅器ではパス回数を上げるとある回数で増幅度が最大となり、それ以後は増幅度が落ちる。これを一定に保って大きなレーザー直流電力を得、これを高計数率x線発生に用いることも提案されている[3]。

また自由電子レーザーで可視/赤外光を発生し、これを(レーザーを作るために使ったのと同じ)電子ビームで散乱させる方法も可能性がある[3-4]。

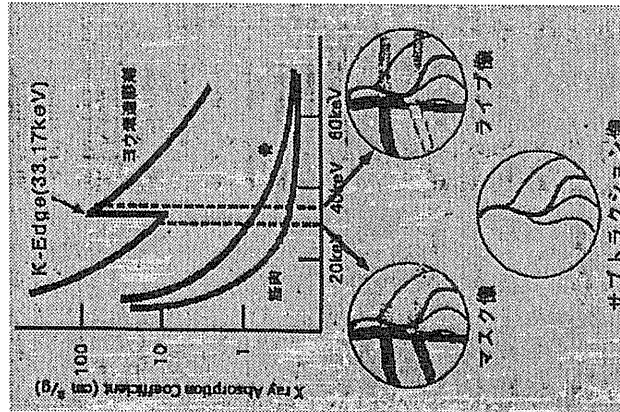
以上はいずれもパルスレーザーを繰り返し使用するというアイデアに基づくものであるが、小電力直流レーザーの電力をスーパーキャビティに蓄積し高計数率x線を得る装置の設計もなされている[5]。

#### 文献

- [1] E.Esarey et al., Nucl. Instr. Meth. A331 (1993) 545.
- [2] Z.Huang and R.D.Ruth, SLAC-PUB-7556 (1997).
- [3] M.Fujita, 私信.
- [4] H.Hama, 私信.
- [5] M.Fujita, et al., Nucl. Instr. Meth. A358 (1995) 524-527.

97年度HIMAC加速器共同研究報告会  
12/19/1997 放医研

小方 厚(KEK) 中島一久(KEK) 高橋 徹(広大理)  
藤田雅之(レーザー総研) 熊田雅之(放医研)



アンギオグラフィ用に数十keVのx線を大量に  
( $10^{15}$  photons/sec)発生することを最終的な目的とする。x  
線は電子ビームによるレーザーの散乱(トムソン散乱)で得  
る。x線の線量を稼ぐためにレーザーを反復使用する。この  
ための基礎実験を行う。

## Laser synchrotron radiation formula

E. Esarey et al. NIM A 331 (1993) 545

The photon energy:  $E_x[\text{keV}] = 1.9 \times 10^{-2} E_b^2 / \lambda_0$

The radiation peak power:  $P_x[\text{W}] = 4.25 \times 10^{-2} (L_0 / Z_R) \lambda_0^{-1} I_b E_b^2 P_0$

The spectral flux:  $F[\text{photons/s}] = 8.4 \times 10^{16} (L_0 / Z_R) I_b P_0 (\Delta\omega / \omega_x)$

The spectral brightness:

$$B \left[ \frac{\text{photons}}{\text{s mm}^2 \text{ mrad}^2} \right] = 8.1 \times 10^9 (L_0 / Z_R) (I_b / r_b^2) E_b^2 P_0 \frac{(\Delta\omega / \omega_x) / (1 + \delta)}{(\Delta\omega / \omega_x) + (\delta\omega / \omega_x)_T}$$

The total natural spectral width:

$$(\delta\omega / \omega_x)_T \cong \left[ (\delta\omega / \omega_x)_0^2 + (\delta\omega / \omega_x)_e^2 + (\delta\omega / \omega_x)_{\text{int}}^2 \right]^{1/2}$$

$E_b$  [MeV]: the electron beam energy  $I_b$  [A]: the electron beam current

$r_b$ : the electron beam radius  $\epsilon_n$ : the normalized beam emittance

$r_0$ : the laser spot radius  $\lambda_0$  [μm]: incident laser wavelength

$L_0$ : Laser pulse length  $Z_R = \pi r_0^2 / \lambda_0$ : Rayleigh length

$P_0$  [GW]: incident laser power  $(\delta E / E_b)_{\text{int}}$ : intrinsic beam energy spread

$$(\delta\omega / \omega_x)_0 = \lambda_0 / L_0 \quad (\delta\omega / \omega_x)_e = \epsilon_n^2 / r_b^2 \quad (\delta\omega / \omega_x)_{\text{int}} = 2(\delta E / E_b)_{\text{int}}$$

$$\delta = (L_0 / 2\gamma r_b)^2 (\Delta\omega / \omega_x + (\delta\omega / \omega_x)_T)$$

# X-ray generation via Thomson scattering

---

X-ray radiation frequency generated via Thomson scattering in the laser undulator field

$$\omega_x = \frac{2\gamma^2(1 - \cos\phi)}{1 + a_0^2/2} \omega_0$$

$\gamma$  : Lorentz factor of electrons       $\phi$  : Interaction angle  
 $\omega_0$  : Incident laser frequency       $a_0$  : Laser field strength

$$a_0 \cong 0.85 \times 10^{-9} I^{1/2} [\text{W/cm}^2] \lambda_0 [\mu\text{m}]$$

$$a_0^2 \ll 1$$

$$90^\circ \text{ Thomson scattering: } \omega_x = 2\gamma^2 \omega_0$$

$$\text{Backward Thomson scattering } \omega_x = 4\gamma^2 \omega_0$$

Radiation spectrum is correlated to the angular distribution.

$$\omega = \omega_x (1 - \gamma^2 \theta^2)$$

## X-ray pulse length and the number of photons

---

90° Thomson scattering

$$\text{X-ray pulse length: } \sigma_x = \frac{\sigma_z \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2}}{\sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2}}$$

$\sigma_x, \sigma_z [\mu\text{m}]$  : transverse and longitudinal electron beam sizes

$\sigma_w, \sigma_L [\mu\text{m}]$  : transverse and longitudinal laser beam sizes

The number of photons per pulse:

$$\Delta n = \frac{113 N_e J [\text{J}] \lambda_0 [\mu\text{m}]}{\sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_w^2)(\sigma_z^2 + \sigma_x^2 + \sigma_w^2 + \sigma_L^2)}} \frac{\Delta\omega}{\omega}$$

$N_e$  : the number of electrons per pulse     $J$  : laser pulse energy

Backward Thomson scattering

$$\text{X-ray pulse length: } \sigma_x = \sigma_z$$

$$\text{The number of photons per pulse: } \Delta n = 4 \times 10^3 \frac{N_e J [\text{J}]}{Z_R [\mu\text{m}]} \frac{\Delta\omega}{\omega}$$

$$Z_R = \pi r_0^2 / \lambda_0 : \text{Rayleigh length}$$

電子ビームで散乱されてもレーザーの電力はほとんど変わらない。したがって同じレーザーパルスを繰り返し使用することによりx線線量を増大させることができる。

E.Esarey et al, NIM A331(1993)545.  
この実験では繰り返し使用しない場合の10-100倍の線量を目指す。

なお、小電力直流レーザーをスーパーキャパビティに蓄積し、この空洞内で散乱を行うという案もあるが、手持ちのレーザーでは不可能。

J.Chen et al., NIM A341(1994)346.  
Z.Huang and R.D.Ruth, SLAC-PUB-7556(1997)  
submitted to Phys.Rev.Lett..

また連続発振モードロックYAGレーザーの空洞内で散乱を行うという案もあるが、手持ちのレーザーでは不可能。

藤田 私信

自由電子レーザーで可視または赤外光を発生し、この光を同じ電子ビームで散乱させるという案もある。

浜 私信

## 実験装置

### 電子ビーム源

マイクロトロン(広島大)

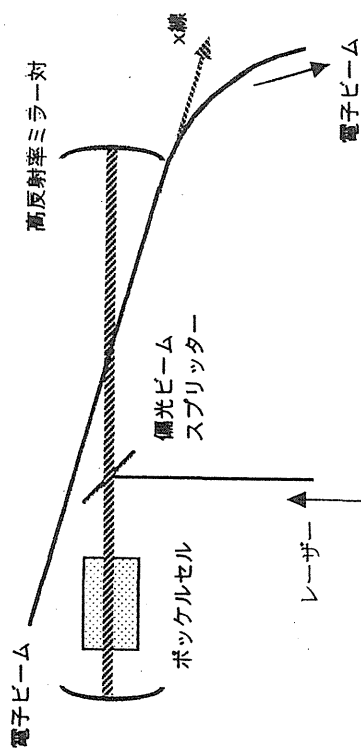
150MeV 350ps(2856MHz) 10mA 2 $\mu$ s 10-100Hz

バンチ電荷10mC/(2856 10<sup>6</sup>)=3.5pC,

バンチあたりの電子数 3.5pC/1.6 10<sup>-19</sup>C=2.18 10<sup>7</sup>

### レーザー

QスイッチYAG 2J, 7ns, 1064nm



## 実験体系

ポケットセルで入射したレーザーの偏光を変えてレーザーをミラー対に閉じこめる。ミラー間隔はレーザーパルス幅程度。

### x線の見積り

後方散乱として計算, 実際は150°散乱.

レーザー強度

1往復の反射でレーザー強度のεが失われ, r=1-εが生き残るとすれば, 利用できる強度は

$$I_0 \sum_{n=1}^{\infty} r^n = \frac{I_0}{1-r} = \frac{I_0}{\epsilon}$$

ε=0.1, 0.01, 0.001...のとき10倍, 100倍, 1000倍...となる. ここでは10倍として見積もる.

x線のエネルギー

$$E(\text{keV}) = 20 \times 10^{-3} \frac{E_b^2(\text{MeV})}{\lambda_L(\text{mm})} = 450 \text{keV}$$

散乱光子数/bunch(scattering)

$$n = 4 \times 10^3 \frac{N_e J(\text{J}) \Delta \omega}{Z_R(\mu\text{m}) \omega}$$

ウェストサイズ50μm, Z<sub>R</sub>=7.85mm  
(ポッケルセル径5mm, ミラー径10mm)

Δω/ω=0.1, バンチ幅10psと仮定すれば  
J=2J(10ps/350ps)(350ps/7ns)=2.85mJ, N<sub>e</sub>=2.18 10<sup>7</sup>

n=3164/bunch

### x線の見積り(つづき)

散乱光子数/マイクロトロン1パルス列

$$n(7\text{ns } 10/350\text{ps}) = 632 \cdot 10^3$$

マイクロトロンを10Hzで運転すれば6.32 10<sup>6</sup>/s

大きくはない.

レーザーを往復させないときよりも線量が上がればデモ実験としての価値はあるということにしたい.

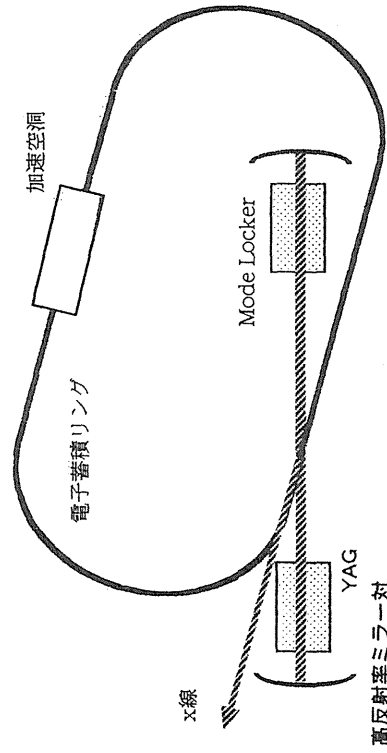


**必要経費**

真空チェンバー	1,000
電子ビームライン用電磁石	1,000
光学系	4,900
ミラー反射率99.999%, 口径20mm,	ルミネックス 3枚 900
光学定盤200x120cm	へルツ工業 1,000
ボツケルスセル	ファーストパルス 3,000
検出器/データ処理	1,000
消耗品(電気・光学・真空)	1,500
旅費(筑波/広島/千葉)	500
合計	9,900

この方法の延長として現在可能な計数率

- 100W 100MHz 20ps mode-lock YAGを用いる。  
( $100\text{Js}^{-1}$ )/( $100 \cdot 10^6\text{s}^{-1}$ ) $\sim$ 1 $\mu\text{J}/\text{pulse}$



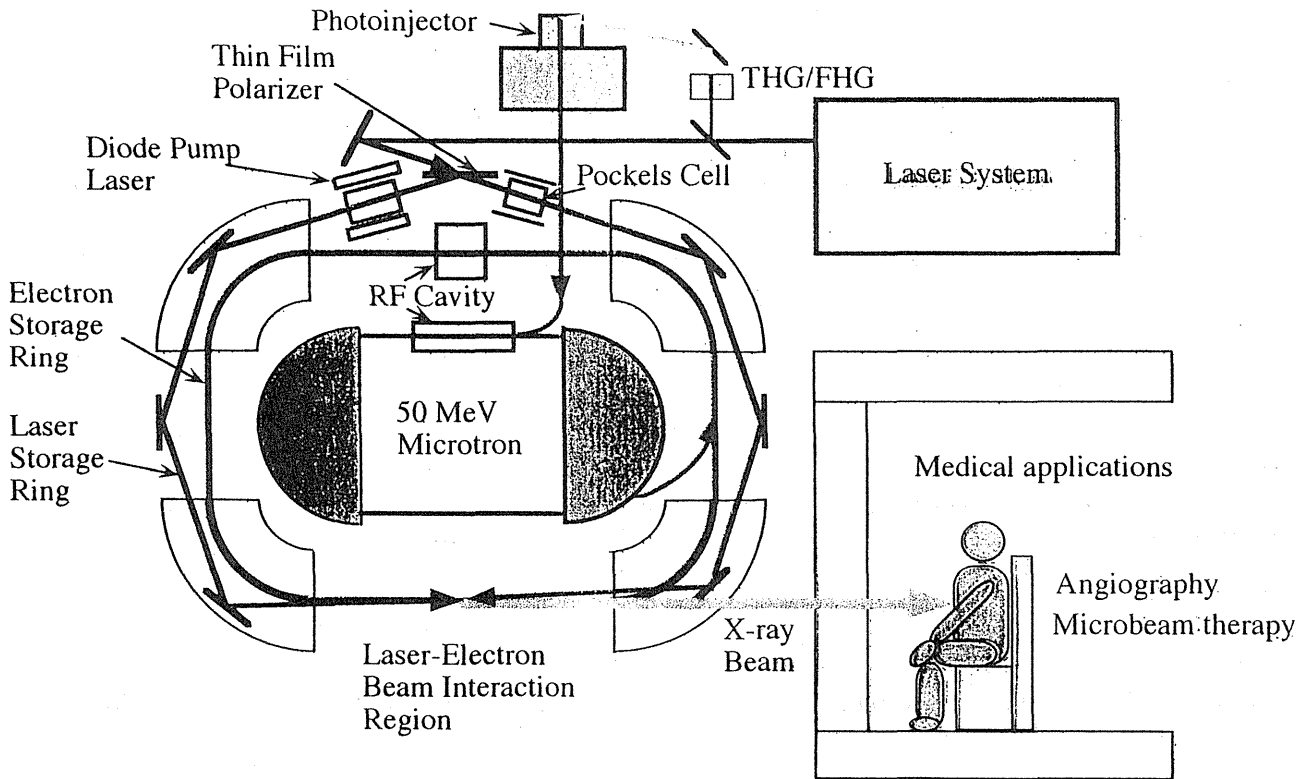
- rf周波数 $\sim$ 2856MHz, 電流100mAの蓄積リングに28バケット毎にバンチをつくる. リングのサイズは不問.

$$\text{電子数/バンチ} = (0.1/1.6 \cdot 10^{-19}) / (100 \cdot 10^6) = 6.56 \cdot 10^9$$

$$\text{1秒あたりのバンチ数} = 2856 \cdot 10^6 / 28 \sim 100 \cdot 10^6$$

- これ以外の条件は先と同じとすれば  
バンチあたりの計数 33.4  
1秒あたりの計数  $2.19 \cdot 10^{11}$
- 1MWのレーザーがあれば $10^{15}$ が可能.

# A compact Laser Synchrotron Light Source for medical applications



## Parameters of laser synchrotron light source

### 1. Electron beam parameters

Beam energy	42 MeV
Number of electrons per bunch	$1 \times 10^{10}$
Beam current	480 mA
Bunch length	1.6 ps
Beam radius at IP	$30 \mu\text{m}$
Beam energy spread	0.1 %
Normalized emittance	3 mm-mrad
Revolution frequency	$f=30 \text{ MHz}$
Radiation loss per interaction	4 keV

### 2. Laser parameters

Wavelength	$1 \mu\text{m}$
Pulse energy	1 J
Pulse duration	1 ps
Peak power	1 TW
Spot radius	$30 \mu\text{m}$
Rayleigh length	2.8 mm
Interaction frequency	$f=30 \text{ MHz}$
Strength parameter	$a_0 = 0.225$

### 3. X-ray radiation parameters

Photon energy	33 keV
Total radiation peak power	13 MW
Photon flux [photons/s (0.1%BW)]	$7 \times 10^9 f(\Delta\omega/\omega_1) = 2.1 \times 10^{14}$
Radiation angle	1.4 mrad
Brightness [photons/s $\text{mm}^2 \text{mrad}^2$ (0.1%BW)]	$1.4 \times 10^8 f = 4.2 \times 10^{15}$

# 小型ECRイオン源 (NANOGAN) を用いた 不安定同位元素ビームのオンライン生成・再加速計画

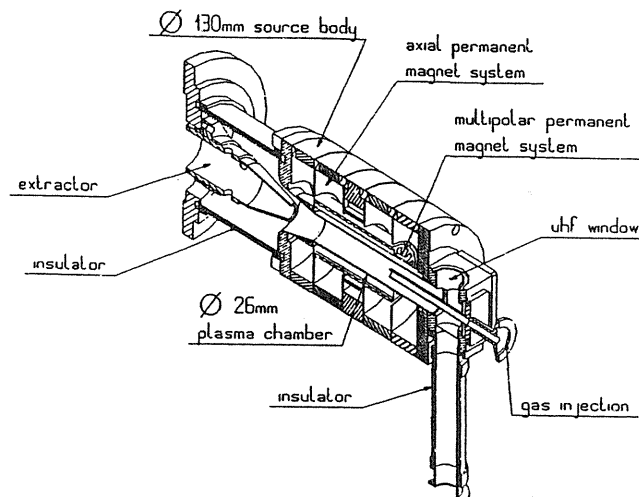
阪大理 松多健策、南園忠則、福田光順、三原基嗣 放医研 北川敦志 東工大原子炉工 服部俊幸

ISOLタイプの不安定同位元素ビーム生成用ターゲットイオン源開発のため小型ECRイオン源 (NANOGAN) の動作条件の研究を放医研と共同で行いたい。

これまで阪大 5 MV バンデグラフによる低エネルギー核反応を利用した偏極不安定核生成と、理研や放医研の中間エネルギー重イオンビームでの入射核破碎過程による偏極不安定核生成技術を確認し、核モーメント、ベータ崩壊や核物性の研究を行ってきた。この実績を踏まえ、更に低バックグラウンドで精密な実験を行うために、ISOLタイプの偏極不安定核ビーム生成計画を進めている。この計画ではバンデグラフにより生成した不安定核をターゲットイオン源で電離し、分離とRFQライナック(LITL)による後段加速を行う。その後偏極生成装置で偏極させた後試料に植え込む。偏極法としてはオプティカルポンピング、TFT法、グレージング法やTransient Field 法を考えている。この様に得られた質の良い偏極不安定核ビームを長時間使用し、ベータ崩壊過程やシンメトリーの精密検証実験や、核モーメントの測定を行うと共に、核物性への応用も拡大させる。核物性では、強磁性体、金属、半導体、イオン結晶の物性の他、表面物性や界面物性への応用も可能になってくる。当面は、軽核の  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^8\text{B}$  を目標にして開発を行う。

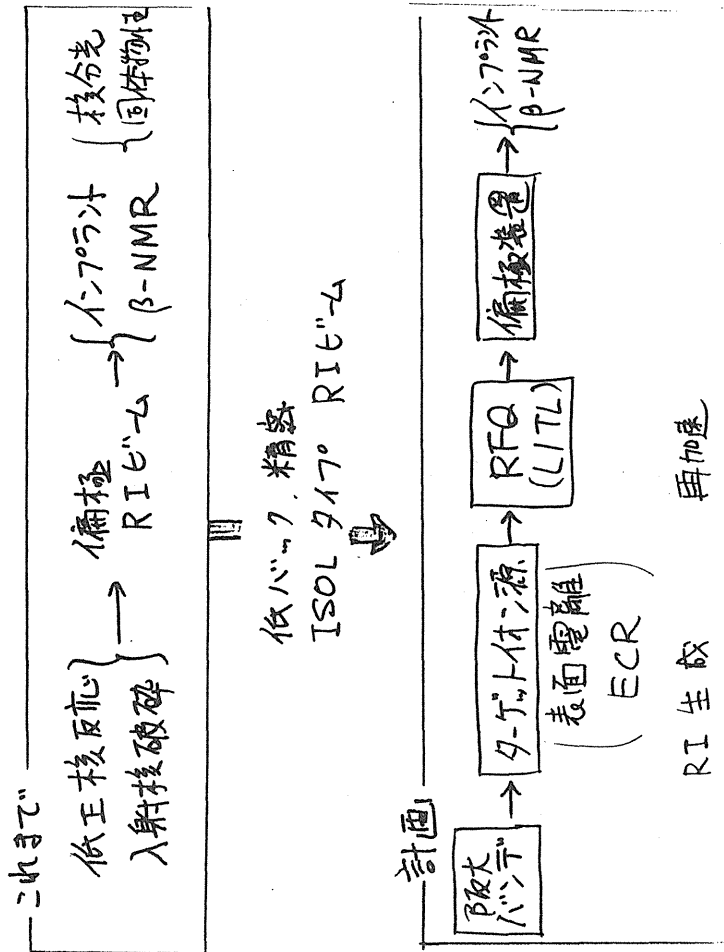
ターゲットイオン源としては、表面電離型のLiイオン源を設計中であるが、これと並行して小型ECRイオン源も開発予定であり、NANOGANを購入した。ECRイオン源は比較的低いガス圧で動作し、多荷のイオンを効率よく生成出来る利点がある。通常は強いミラー磁場を発生するために大型のコイルが必要であるが、これを、Nd Fe Bの強力永久磁石に置き換え小型化したのが下図のNANOGANである。ECRイオン源はプラズマの閉じこめ効率が高いために、イオンの生成効率の点でも優れており、この様な、小型の高効率イオン源が不安定同位元素用ターゲットイオン源として最適である。

ECRイオン源では動作条件最適化のためガス流量とマイクロ波パワーの他磁場条件をチューンする。しかしながら、NANOGANでは磁場が固定されているために、磁場条件を動かさない。この点の困難を、マイクロ波の周波数をチューンする事で回避できるはずであり、放医研の周波数可変マイクロ波源を用いて、動作条件の研究を行う。実際GANILでのテストでは、NANOGANのイオン生成効率は、マイクロ波の周波数でチューン可能とのデータが報告されている。共同研究では、まず、Ar等の安定同位体を用いて動作特性の研究を行い後に不安定同位元素に応用する。後の応用では、特にBの同位体に興味がある。Bの安定同位体はボランを用いたビーム化の実績がLBLで報告されているが、不安定核には困難が予想され、これも含めて、放医研との共同で開発したい。



NANOGAN 10 GHz : mechanical structure

小型 ECR イオン源 (NANOGAN) を用いた  
不安定同位元素ビームのオンライン生成・再加速計画

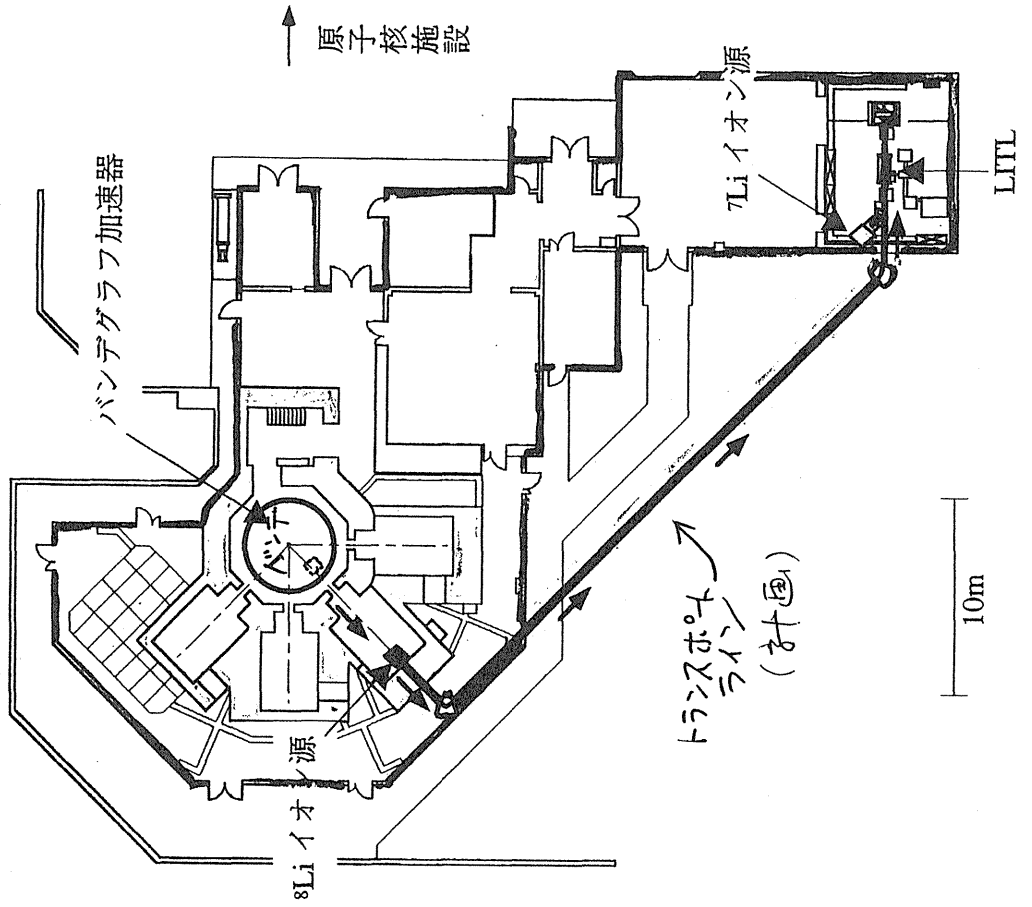


当面の目標:  $^8\text{Li}$ ,  $^8\text{B}$   
β線の相関実験

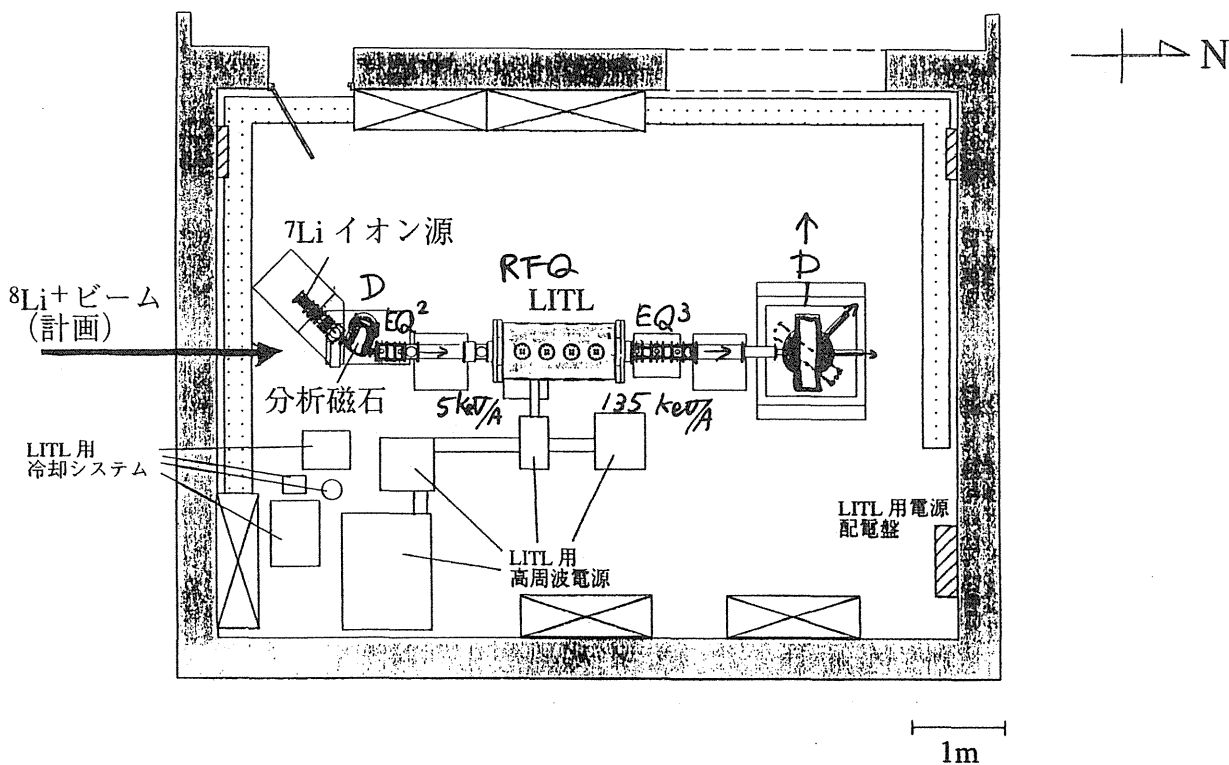
$^8\text{Li}$  イオンビーム生成装置上面図 (計画)



大阪大学バンデグラフ実験室



# RNB Post-Acceleration System



## 低バック精密物理

値の良... 偏極不安定核ビーム必要

偏極 {  
 オプティカルホロセンシング  
 グレージング  
 TFF  
 トランジエントスーパード

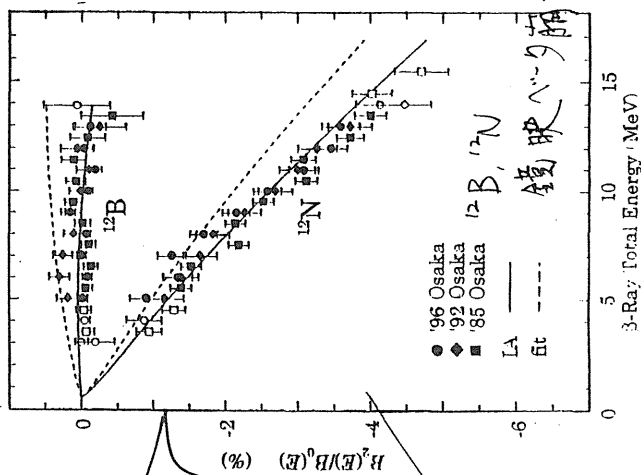
\*  $\beta$ 線角相関実験  $^{12}\text{B}$  ← 当面の焦点

\* 核エーメント

\* 固体物性 Li, B, N, O, F .....

in { 強磁性体 Fe, Co, Ni  
 金属, 半導体, イオン結晶

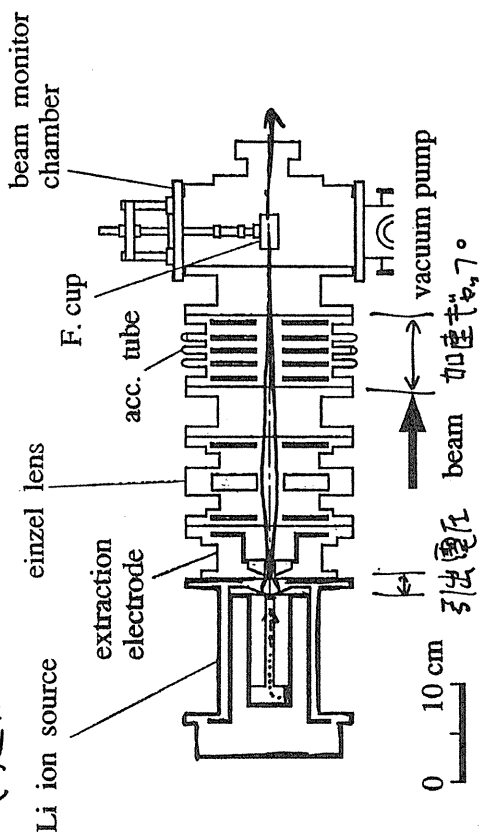
on { 内部, 表面, 界面



核スピンの  
 整列相関項  
 の係り

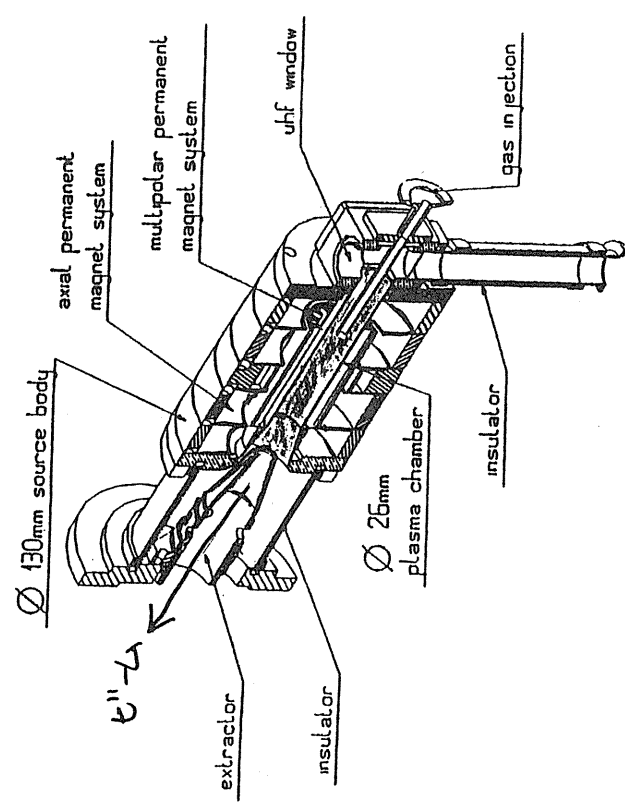
。 G-1(0)の破れ  
 の物理  
 。 フォークの物理  
 。 中間子交換流

安定核でのテスト



Li イオン源テスト系

ECR イオン源  
NANOGAN

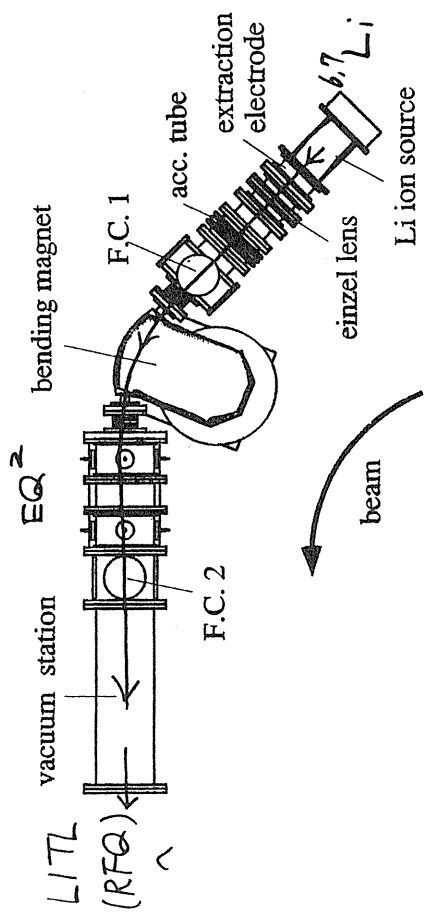


NANOGAN 10 GHz : mechanical structure

特徴

- ・ 小型
- ・ 比較的高性能
- ・ 永久磁石 → RFI 用
- ・ 小電力

チューニングパラメータ  
 カスタム  
 マイクロ波ハロー  
 マイクロ波同波数



質量分析実験

NANO GAN

ビーム強度 vs マイクロ波同波数

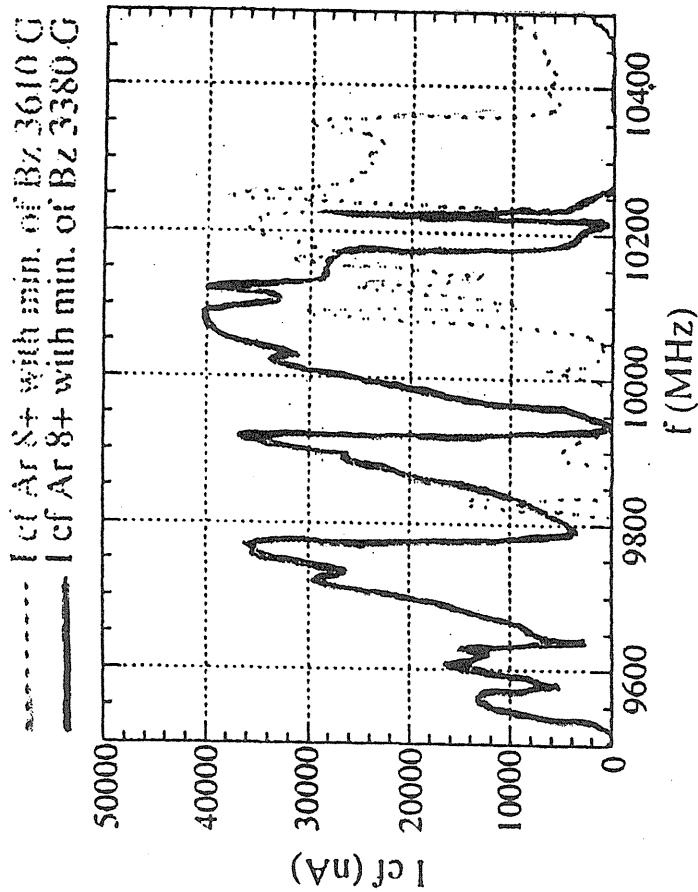
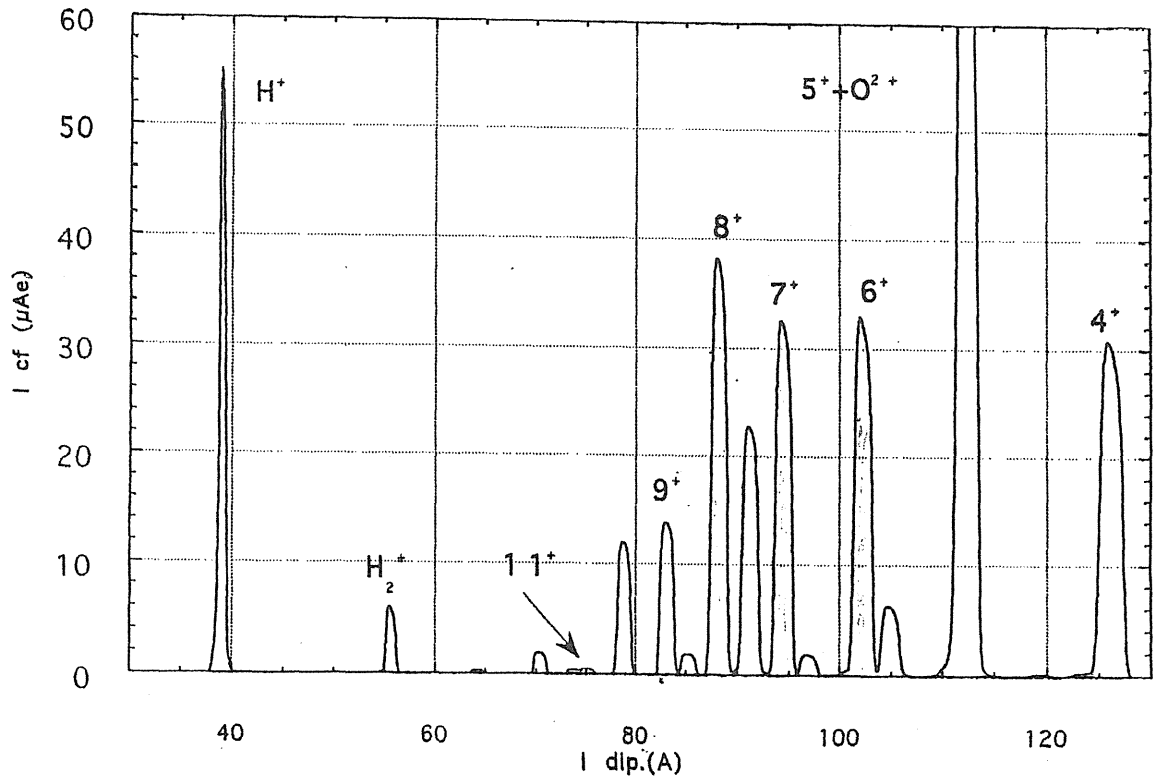


Figure 11 : Modification of the optimum frequency for production of Ar  $8^+$  with minimum value of the axial field.

NANO GAN 10.0 GHz test  $Ar^{8+}$  (30 W 15 KV)



東京大学のNANOGEN

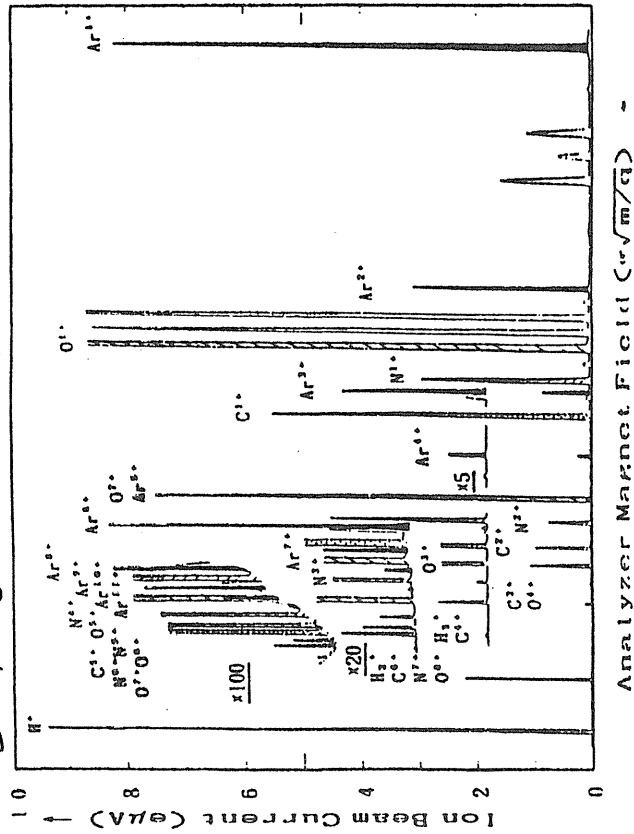


Fig. 5 The typical charge/mass spectrum obtained for Ar gas input at 15 KV extraction voltage.

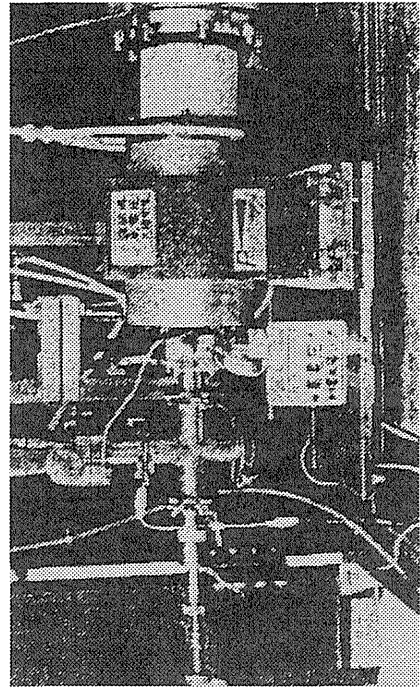


Fig. 4 The "NANOGEN" ECRIS in this system.

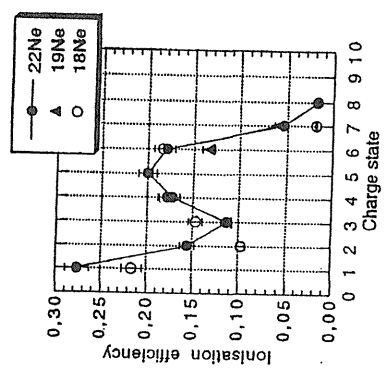
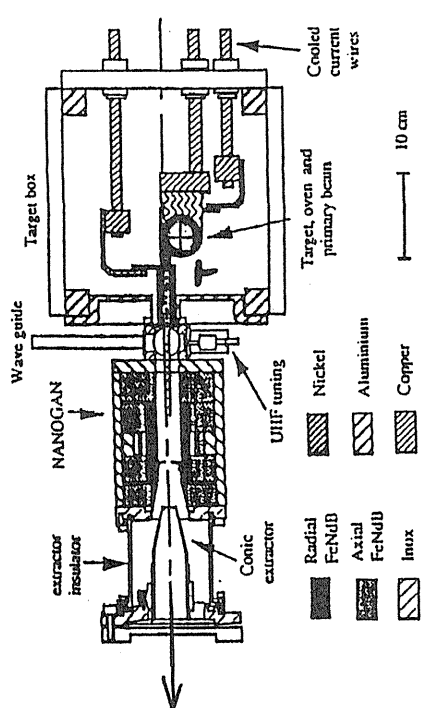


Figure 1: Charge state distribution of three isotopes  $^{18}\text{Ne}$ ,  $^{19}\text{Ne}$  and  $^{22}\text{Ne}$  where  $^{18}\text{Ne}$  and  $^{19}\text{Ne}$  are produced by projectile fragmentation of a 100 MeV/ $^{20}\text{Ne}^{10+}$  beam on a carbon target and  $^{22}\text{Ne}$  is injected through a calibrated leak in the target.

Beam/charge state/life time	primary beam	Yield (pps) with present intensities	Yield (pps) for 1pμA beam
$^{71}\text{Kr} (10+)$ 74.4 m	$^{78}\text{Kr}$ 73 A MeV 35pμA (2.2 $10^{11}$ pps)	$6.1 \times 10^6$	$1.7 \times 10^8$
$^{76}\text{Kr} (10+)$ 14.8 h		$3.6 \times 10^6$	$1.0 \times 10^8$
$^{75}\text{Kr} (10+)$ 4.3 m		$1.8 \times 10^5$	$5.1 \times 10^6$
$^{74}\text{Kr} (9+)$ 11.5 m		$7.0 \times 10^4$	$2.0 \times 10^6$
$^{73}\text{Kr} (9+)$ 27.0 s		$2.5 \times 10^3$	$7.1 \times 10^4$
$^{72}\text{Kr} (9+)$ 17.2 s	$^{36}\text{Ar}$ 96 A MeV 115pμA (7.2 $10^{11}$ pps)	$2.6 \times 10^2$	$7.4 \times 10^3$
$^{35}\text{Ar} (8+)$ 1.77 s		$6.2 \times 10^7$	$5.4 \times 10^8$
$^{34}\text{Ar} (7+)$ 844.5ms		$1.4 \times 10^6$	$1.2 \times 10^7$
$^{33}\text{Ar} (8+)$ 173ms		$1.8 \times 10^4$	$1.6 \times 10^5$
$^{32}\text{Ar} (8+)$ 98ms		$1.0 \times 10^2$	$8.7 \times 10^2$
$^{19}\text{Ne} (5+)$ 17.2s		$5.0 \times 10^7$	$2.4 \times 10^8$
$^{18}\text{Ne} (5+)$ 1.0s		$3.1 \times 10^6$	$1.5 \times 10^7$
$^{17}\text{Ne} (5+)$ 100ms		$3.1 \times 10^4$	$1.5 \times 10^5$
$^{13}\text{C} (1+)$ 119ms		$2.1 \times 10^5$	$5.0 \times 10^5$
		$^{75}\text{A MeV}$ 421pμA (2.610 <sup>12</sup> pps)	

Table 1: production rates of radioactive noble gases obtained on STRA.



# AECR (L8L)

まとめ

Table I. AECR-U Test Results

ION	<sup>118</sup> Ge	<sup>16</sup> O	<sup>20</sup> Ne	<sup>34</sup> S	<sup>35</sup> Cl <sup>b</sup>	<sup>40</sup> Ar	<sup>40</sup> Ca	<sup>59</sup> Co	<sup>86</sup> Kr	ION	<sup>136</sup> Xe	<sup>197</sup> Au	<sup>209</sup> Bi	<sup>238</sup> U
4+	100									30+	10.2	35.5		
5+	45									31+	7	33.4	29.3	24.5
6+		570	260							32+	4.6	30	29.3	24
7+		306	274							33+	2.9	*	*	27
8+		-75	320							34+	*	22.5	24.1	20
9+			110							35+	1.6	18.5	*	16
10+			-20							36+	1	13.5	16	13.3
11+				71.5		270	225			37+	0.6	*	11.9	12.7
12+				56		192	175	125		38+	0.25	9.2	9.4	11.3
13+				35		120	125	116		39+	*	*	*	9.3
14+				18	8	77	83	97		40+			4.8	5.2
15+				2.6	*	*	*	*		41+			3.2	4.4
16+				0.1	0.4	21	25.6	58		42+			*	4
17+				0.01	1.35	*	63	116	43+				2	3
18+					0.06	3.1	24	100	44+				1.5	2.2
19+						0.25	20	79	45+				*	*
20+							13.1	63	46+				1	1.2
21+							*	50	47+				0.5	0.9
22+								40	48+				0.6	1.1
23+							0.8	29	49+				0.25	0.8
24+								22.6	50+				0.15	0.5
25+								19.4	52+				0.1	
26+								18	54+					0.04
27+								*	55+					0.02
28+								2.3						
29+								0.4						

a: Mixture gases of B<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (15%) in helium were used.

b: Tuned on the source contamination.

c: Mixed ion species.

Ions were extracted at voltage of 10 to 16 kV through an 8 mm aperture with beam defining slits opening from 4x4 to 20x20 mm. Currents were measured at eHA with the Faraday cup biased at 150 V to suppress the secondary electrons.

Table II. High Charge State Heavy Ions Accelerated by the 88-Inch Cyclotron.

Q	E/n (MeV)	E (MeV)	I extracted (εpA)
<sup>136</sup> Xe <sup>41+</sup>	10.98	1493	73
<sup>136</sup> Xe <sup>43+</sup>	11.89	1617	17
<sup>136</sup> Xe <sup>45+</sup>	13.01	1770	0.5
<sup>136</sup> Xe <sup>46+</sup>	13.60	1849	4x10 <sup>7</sup> pps
<sup>238</sup> U <sup>31+</sup>	6.84	1627	3x10 <sup>9</sup> pps
<sup>238</sup> U <sup>39+</sup>	7.86	1871	28 pps
<sup>238</sup> U <sup>60+</sup>	8.13	1935	2.5 pps

Note: Particle detector were used to identify the high charge state ions.

1. 低バックの精密実験  
(当面の目標: δL, β, β線相関実験 (フォック物理))  
⇒ ISOL タイプ RIB-UM 生成加速

2. R.I 製造装置) 有。  
再加速装置) 有。  
R.I 製造装置) 有。  
再加速装置) 有。  
R.I 製造装置) 有。  
再加速装置) 有。

イオン源開発に  
放医研等の  
多面的協力必要

3. 中核加速テスト (LITL) H10 70  
ECR (NANOGAN) 安定元素によるテスト H10  
ターゲットイオン源化 (Bのひび出し未知) H11, 12  
RI 再加速 (トランスポート必要)

4. H10年度共同研究項目

NANOGANのAr等によるテスト

永久磁石. 小型 ECR  
動作条件確立

ガス圧  
マイクロ波同位体数  
マイクロ波パワー

マイクロ波源  
(TWT)  
借用

# 粒子線がん治療加速器に関する共同研究

平成10年3月2日(平成9年12月19日共同研究報告会報告の纏め)

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

大阪大学核物理研究センターと放射線医学総合研究所との共同研究として、シンクロトロン加速器に関連する加速器物理・工学の課題に取り組んでおり、その共同研究も平成10年度で3年目を迎えようとしている。本センターでは、大学院博士課程前期課程の大学院生が共同研究課題の多くに取り組んでおり、その研究成果の詳細は別途報告されているので、ここではその他の課題を含めて概要を報告する。

さて、加速器に関連する研究課題の多くは工学的技術的な側面が強いとの印象を与えがちであるが、それらを「物理学に根差した研究」という指針のもとで推進する考えである。従って、従来の機器装置とはなにかが異なる「新しさ」を共同研究において追求する方針でもある。例えば、HIMACの建設にあたり、「対称性と直交性」をキーワードとして機器装置の設計製作に取り組んできたが、それと類似の研究方針を堅持する考えである。

ところで、大阪大学核物理研究センターでは機器装置の開発にあたり同様の研究方針で民間等との共同研究を推進している。複数の研究課題については一通りの開発が進捗しており、その性能検証のためにHIMACでのビーム試験が望まれている。そのため、粒子線がん治療加速器に関する新たな研究課題として放医研との共同研究として提案しているので、その概要も併せてここで報告する。

## 1. DC SQUID を用いた微弱強度ビームモニター

平成8年度から開始した研究で、微弱な強度の直流ビームを検出できる装置の開発が課題である。これまで試験機を用いてコア材の選定や雑音低減の研究を行ってきた。現在、2nA 程度のレベルの低雑音を実現できたので、10nA 程度の観測が可能であり平成10年度には実機を製作して核物理研究センターのビーム輸送系に組み込んで、性能検証を行う。

なお、雑音は良く知られた  $1/f$  雑音が主成分と

思えるので、それを低減する研究も必要である。

ところで、最近、同じ方式のビーム強度モニターが GSI の重イオンシンクロトロン SIS の遅い取り出しビームの観測に使用されるようになってきており、我々としても開発が遅くならないように努めたい。

## 2. RFQ 電場を用いたベータトロン振動数の制御

平成8年度から開始した研究で、高周波四極電場をシンクロトロンに組み込んで励振すると、ベータトロン振動数が変化することが期待でき、また、ビームを不安定にすることもできる。高周波電圧であるため高速の応答が期待でき、従って、多重周回入射時にビーム強度が増加するにつれて発生するベータトロン振動数の低下を補償したり、遅い取り出しのためにビームを不安定にするのに利用できる。

ビームの運動はマシュー方程式に従うが、その解析的な解を得ることに成功しており、その数値的な評価に基づいて実機を設計製作し、HIMACに組み込みを終えている。

既に4回のマシンタイムによりビーム試験を行ったが、これまでのところ、ビームの強度が減少する不具合があるものの、振動数の変化量は解析解に近い結果を得ており、さらに研究を進めることが望まれる。

## 3. 四極電磁石の開発

平成9年度に開始した研究で、HIMACシンクロトロン建設時に気付かれた四極電磁石の磁極端部の形状を制御する新しい方式を再び適用して、ある程度の厚さの電磁石に対して、磁場領域が広く、励磁範囲が広い電磁石の開発を行っている。

平成10年度は、さらに、薄い電磁石を開発するが、同様の方式の適用にも限界があるものと考えられる。そこで、原点に戻って、3次元形状を3次元

のラプラス方程式を解くことによって求めることを重視し、その3次元形状を出発点とし磁場測定により修正を加えて、必要な性能を実現する開発を進める。

#### 4. 無同調型加速空洞によるビーム加速試験

民間等との共同研究として平成7年度に開始した研究で、電気回路的に並列共振回路である加速空洞に橋絡T型全域通過網を適用することにより無同調型を実現する新しい方式である。現在1kVの高周波電力で1~8MHzに対して600V強の加速電圧を無同調で実現できている。

この性能を高める改造を行った後、HIMACに組み込んでビーム加速試験を行うことを提案する。

なお、この装置の最近の話題はさらに周波数帯域を広げて100倍とする可能性がある点であり、この研究を推進することが望まれている。

#### 5. 電子加速用高周波加速空洞の研究

平成10年度に開始を提案する研究で、従来の円形断面に代えて矩形断面の形状の加速空洞の開発に取り組む。

電子を加速する場合、そのビームバンチの時間幅が狭い。従って、そのバンチをフーリエ展開すれば知られるように、加速周波数の高次の周波数成分が発生し、それが加速空洞の高次の共振モードを励起して、ビーム加速を不安定にする現象が現れる。

これを避けるためには、加速空洞の高次の共振モードをダンプさせる必要がある。しかし、従来多く用いられてきた円形断面ではモードが不安定でありダンプは困難であると考えられる。これに対して、矩形断面の加速空洞ではモードが安定でダンプも容易であると考え、その開発を提案する。

#### 6. 無同調型加速空洞でのシンクロトロン振動減衰の研究

平成10年度に開始を提案する研究で、HIMAC建設当時に開発されたシンクロトロン振動シミュレータ回路を無同調型加速空洞と組み合わせること

によって、ビーム位相の負帰還制御のシンクロトロン振動減衰性能を検証するものである。

無同調型加速空洞はQ値の低い並列共振回路と見なせるから、高い周波数のシンクロトロン振動を高速で減衰させることが可能であると予想できる。従って、より強度の高いビームの加速に有利であることが期待でき、その検証をビームを模擬した方式で行うものである。

#### 7. 過渡現象としての渦電流の効果の研究

平成10年度に開始を提案する研究で、鉄芯がブロックできている電磁石を直流電磁石と呼べば、そこで発生することが予測される渦電流においては、その減衰の時定数が長く、しかも、空間的に正弦波状の分布を伴うことを検証する。

このような振舞いは渦電流が従う式である熱伝導の方程式から予測されるものであるが、世界的にも明確な測定が行われていないのが実情である。

このような現象が実在すれば、磁場強度を補正するためのコイル電流の調整等の操作では渦電流が発生するという不具合が伴うことになる。

従って、直流電磁石での磁場強度の安定化に対する指針を与える研究課題と言える。

なお、核物理研究センターでは、センター自身の研究として、また、民間等との共同研究として、その他さらに、下記の6課題の研究に取り組んでいる。

- ① e-A衝突型「8の字型」シンクロトロンの研究
- ② サイリスタ方式高性能シンクロトロン電源の研究
- ③ IGBT方式高性能シンクロトロン電源の開発
- ④ 高性能H型偏向電磁石の研究
- ⑤ 高性能C型偏向電磁石の研究
- ⑥ 中エネルギー電子冷却装置の開発

これらの研究課題についても、また、その他今後の研究課題についても、センター及び放医研との間で共同して研究することが望ましいことが考えられるので、多面的な研究交流を促進したい。

核物理研究センターと放医研

平成10年度共同研究課題

放医研共同研究報告会(平成9年12月19日)

大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

継続分(3年目の研究課題)

- ① DC・SQUIDを用いた微弱強度ビームモニタ  
平成10年度費用: 5,000千円
- ② RFQ電場を用いたベータatron振動数制御  
平成10年度費用: 0円(HIMACでのビーム試験)

継続分(2年目の研究課題)

- ③ 四極電磁石の開発  
平成10年度費用: 5,000千円
- 新規分(HIMACへの組み込み済みだが新規の申請)
- ④ 無同調型加速空洞によるビーム加速試験  
平成10年度費用: 0円(HIMACでのビーム試験)

新規分(平成10年度開始申し込み分: 2年間の予定)

- ⑤ 電子加速用高周波加速空洞の研究  
平成10年度費用: 3,000千円  
(加速空洞のコールド・モデルの製作)
- ⑥ 無同調型加速空洞でのシンクロトロン振動減衰の研究  
平成10年度費用: 5,000千円  
(静電型ビームモニターの製作とヘッドアンプの購入)  
[その他の回路類は放医研の予備機を使用]
- ⑦ 過渡現象としての渦電流の効果の研究  
平成10年度費用: 大阪でやりたい!  $\alpha$ 千円  
(恐らく回路類が必要)  
[電磁石及び磁場測定装置は放医研のものを使用]

平成10年度共同研究費用合計 18,000千円 +  $\alpha$

無同調型加速空洞による  
ビーム加速試験

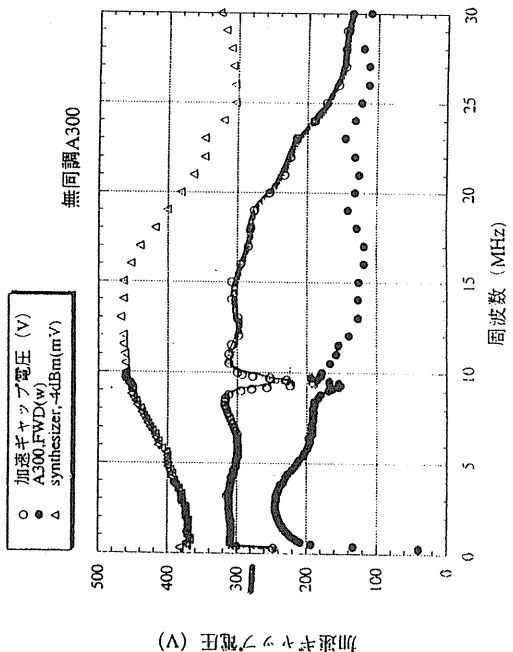
放医研共同研究報告会(平成9年12月19日)  
大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

これまでより周波数範囲を狭くして加速電圧を高める。  
現在工場にて手直し中で、来年3月に組み込む。

- ① 1.56~5.95 MHz, 1.3 kV
- ② C6+: 6 → 100 MeV/u
- ③ 加速時間: 1.8秒、ハーモニック数: 6

周波数超広帯域動作の確認

- ① 100倍の周波数範囲を目指せ!  
田辺さん、服部さん、さらには、放医研小型リング  
現在のLとCに対して50Ω系とした1kW励振試験
- ② 9MHz付近での寄生共振を除けば100倍近い。  
(0.3~30MHz)
- ③ 100倍への挑戦は0.1~9MHzか!?  
放医研でのビーム試験の終了後の課題



科研ヒ申請中/  
カセト・ゼン!

# 電子加速高周波加速空洞

放医研共同研究報告会(平成9年12月19日)  
大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

電子加速空洞は技術的に確立している現状への切り込み

— そのためには、欠点を探しているのが最初の仕事 —  
— もちろん、答を持っているときは話ではあるが —

## 電子加速空洞での関心事

- ① 加速は最低次の共振モードによる基本波にて行う。
- ② ビームによる高次モードの励起を避けるようにする。
- ③ そのためにやるべきことは二つ(三つ)ある。
  - イ. 高次モードの共振のQ値を下げる。
  - ロ. 高次モードの周波数をビームの高調波から逃がす。
  - ハ. 高次モードの外に逃がして減衰させる。) (イ. 高次モードの外に逃がして閉じ込める。)
- ④ 実際にはイ、ロ、ハの組み合わせのようである。
  - a. 基本波と次数の低い高次モードを空洞の中に残す。
  - b. 次数の低い高次モードの周波数をビームの高調波から逃がしてやり、基本波と独立に周波数が調整できるようにする。
  - c. 次数の高い高次のモードは空洞の外で減衰させる。

## 実際の加速空洞の問題点即ち欠点

高次モードを空洞の外に出すため、基本波加速のトラッキング・ファクターが低く、そのため、実効シャット・ダウン・ファクターが低くなる。

## 電子加速空洞の研究課題の設定

シャット・ダウン・ファクターが低くてもトランジット・タイム・ファクターが高い空洞として実効シャット・ダウン・ファクターの点で従来方式と比較して遜色がなく、高次モードの制御が可能加速空洞を開発する。

## 1. 工学部との関係

私がBell研究所でのポストドクを終え大阪大学基礎工学部電気工学科に勤務しはじめた1965年(昭和40年)後に面白い縁起を耳にした。基礎工学部は工学部と理学部が合同で作った新しい工学部であり、理学部の自由な雰囲気と工学部の保守的な雰囲気が上手く掛け合った興味深い職場であった。当時電気工学科の藤沢和夫教授が、日本の物理学者が抱えている問題の例として戦時中の尋常回路の設計の話をしていた。藤沢教授の話によれば「戦時中マイクロ波の研究をされていたのは藤沢教授をはじめとする物理学者が中心であった。彼らは電子加速空洞の設計計算を始めた。計算機が中心であった。彼らはインピーダンス計算が重要で、そこに矩形導波管が使われていたのを見て初めて矩形導波管の存在を知った。そ

の不安定な円筒導波管を解が得意という理由だけで(矩形導波管の方が解が得意)であるが)その応用に及々としていたおかげで、日本のレクターはアメリカに大きく立ち遅れることになった。」私はこの話に興味を持ち、同じ基礎工学部の中にある物理学の永宮健夫教授にこの質問をぶつけてみたところ、「そうは言うが、しかし戦争中の電気工学科の先生方は電波の線を2本引かないと来ないと思っていたんだよ。」と反論した。これに対し藤沢先生は「当時アメリカでは導波管の中の波動の伝播を計算するのに平面回路の考えを持ち込んだために、アンテナや導波管中の障害物の影響などが非常に簡単に処理され、波動方程式の複雑な解を追っかけていたのに比べ、はるかに早く問題が処理された。」と

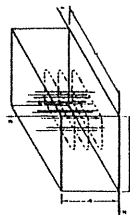
物理学、これからの50年  
長谷川 晃 (坂元)

言う。ところがその後Bell研究所に行くと、マイクロ波導波管に等価回路の概念を持ち込んだのは工学部でも物理学者でもなく数学者であったのを知り、更に一層驚いた次第である。

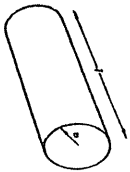
このエピソードは、基本的に意味で先を進んでいた物理学者と相当遅れて後を付いていた日本の工学部の関係を如実に物語っているが、一方で当時の日本の物理学者の視野の狭さも示している。日本において物理と工学の間にはこのような関係が長い間存在してきた。しかし最近ではこの関係はほとんど薄れてしまい、物性物理やプラズマ物理では工学部の研究内容と理学部の研究内容において、どちらが先を進んでいるということは言えない状態になっている。

# 直方体空洞共振器はどうか？

直方体空洞共振器



円筒空洞共振器



TE<sub>01</sub>

$E_z = 0$  なる条件の下で (TE モード)

$$\begin{aligned}
 H_x &= H_{mp} \cos k_x x \cos k_y y \sin k_z z & H_x &= H_{mp} J_m(k_r r) \cos m\phi \sin k_z z \\
 E_x &= \left(\frac{j\omega\mu k_y}{k_z^2}\right) H_{mp} \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z & E_x &= \left(\frac{j\omega\mu m}{k_z^2 r}\right) H_{mp} J_m'(k_r r) \sin m\phi \sin k_z z \\
 E_y &= \left(\frac{-j\omega\mu k_x}{k_z^2}\right) H_{mp} \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z & E_y &= \left(\frac{j\omega\mu}{k_z}\right) H_{mp} J_m'(k_r r) \cos m\phi \sin k_z z \\
 H_z &= \left(\frac{-k_x k_y}{k_z^2}\right) H_{mp} \sin k_x x \cos k_y y \cos k_z z & H_z &= \left(\frac{p\pi}{k_z}\right) H_{mp} J_m'(k_r r) \cos m\phi \cos k_z z \\
 H_r &= \left(\frac{-k_x k_r}{k_z^2}\right) H_{mp} \cos k_x x \sin k_y y \cos k_z z & H_r &= -\left(\frac{m p \pi}{k_z^2 r}\right) H_{mp} J_m(k_r r) \sin m\phi \cos k_z z
 \end{aligned}$$

$H_z = 0$  なる条件の下で (TM モード)

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_{mp} \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z & E_x &= E_{mp} J_m(k_r r) \cos m\phi \cos k_z z \\
 E_y &= \left(\frac{-k_x k_y}{k_z^2}\right) E_{mp} \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z & E_y &= -\left(\frac{p\pi}{k_z^2 r}\right) E_{mp} J_m'(k_r r) \cos m\phi \sin k_z z \\
 E_z &= \left(\frac{-k_x k_z}{k_z^2}\right) E_{mp} \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z & E_z &= \left(\frac{m p \pi}{k_z^2}\right) E_{mp} J_m'(k_r r) \sin m\phi \sin k_z z \\
 H_x &= \left(\frac{j\omega k_y}{k_z^2}\right) E_{mp} \sin k_x x \cos k_y y \cos k_z z & H_x &= -\left(\frac{j\omega\mu m}{k_z^2 r}\right) E_{mp} J_m'(k_r r) \sin m\phi \cos k_z z \\
 H_y &= \left(\frac{-j\omega k_x}{k_z^2}\right) E_{mp} \cos k_x x \sin k_y y \cos k_z z & H_y &= -\left(\frac{j\omega\mu}{k_z}\right) E_{mp} J_m'(k_r r) \cos m\phi \cos k_z z
 \end{aligned}$$

ここに  
 $k_x^2 + k_y^2 = k^2$

$$\left. \begin{aligned}
 k_x &= m\pi/a, \quad k_y = n\pi/b, \quad k_z = p\pi/c \\
 k^2 &= k_x^2 + k_y^2
 \end{aligned} \right\}$$

$$k_z = \begin{cases} p_{TE}/a, & \text{TE モード} \\ p_{TM}/a, & \text{TM モード} \end{cases}$$

$$k_z = p\pi/l$$

共振波長は

$$\lambda_x = \frac{1}{\sqrt{(m/2a)^2 + (p/2c)^2}}$$

$$\lambda_y = \frac{1}{\sqrt{(k/2\pi)^2 + (p/2l)^2}}$$

直方体空洞共振器では少なくともTE波を減衰させる手段がある。



# 無同調型加速空洞におけるシンクロータロンの振動のシミュレーション回路による減衰の研究

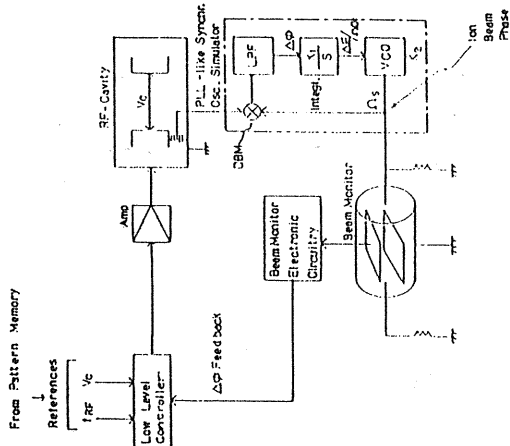
放医研共同研究報告会 (平成9年12月19日)  
 大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

加速高周波電圧に対するビーム位相による周波数の負帰還制御でシンクローロン振動を減衰させビーム加速の安定化を実現している。  
 たただし、現在の制御はHIMACでは不使用である。

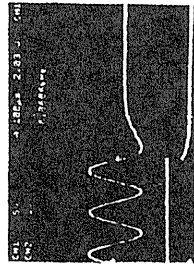
シンクローロン振動減衰制御の研究方法は二つ

- ① シミュレーション計算
- ② HIMACに向けて開発されたシミュレータ回路

今回の研究目的  
シミュレータ回路を無同調型加速空洞に適用して性能を検証する。



Beam Simulator System  
 (Δφ Feedback Test)



Suppression of synchrotron oscillation  
 Upper Curve : Synchrotron Oscillation  
 Lower Curve : Δφ Feedback Control Signal

過渡現象としての渦電流  
 放医研共同研究報告会 (平成9年12月19日)  
 大阪大学核物理研究センター 佐藤健次

1. 渦電流の方程式は熱伝導の式。
2. 過渡現象に対しては空間分布が發生。
3. その時定数は磁極間隙が狭いほど長い。
3. さらに、漏洩磁束は透磁率を長くする。
4. 漏洩磁束は鉄芯の透磁率が大きいほど大きい。
5. 過渡現象である渦電流には増分透磁率が寄与する。
6. 増分透磁率が高いと漏洩磁束が大きく時定数が長い。
7. ヒステリシス曲線での微係数が時定数に寄与する。

時定数：鉄芯中の磁路長、磁極間隙、そして、漏洩磁束。

$$\tau_n = \left( \frac{\alpha T_0}{2\pi} \right)^2 \approx \left( \frac{T_0}{2\pi} \right)^2 \frac{L_c}{2} \mu_0 \sigma_c ; \text{但し, } L_c \text{ は漏洩磁束比}$$

8 N A C のリングサイクロトロンの測定データの例

$$T(B) = A \operatorname{sech}(\alpha B^\beta) ; \text{但し, } A = 46 \text{ min}, \alpha = 1.88, \beta = 1.41$$

仮定：漏洩磁束は増分透磁率に比例すると仮定してみる。

$$L_c \propto \mu_0 = \frac{dB}{dH} ; \text{従って } \frac{dB}{dH} \propto T$$

N A C データを近似して B-H 曲線を得ることが可能

$\beta = 1$  と近似してみる。

$$\frac{dB}{dH} \propto A \operatorname{sech}(\alpha B)$$


結論：過渡現象としての渦電流の考え方として上記1～7は正しいと思われる、理論的にも実験的にも検証する価値があり、そのために共同研究を提案する。

加速器電源シンポでの熊田さんの発言：  
 佐藤は「コモンモードの伝道師」

そのシンポでのサイクロンに関する佐藤の報告：  
 「コイルの発熱の熱伝導により電磁石が変形」

渦電流に関する以前からのまた本日の佐藤の報告：  
 「渦電流は熱伝導の方程式に従う」

以上全てを纏めて

「コモンモードと渦電流の熱伝道師」

# シンクロトロン用高性能四極電磁石の開発研究・進捗状況報告

中曾 聡<sup>a</sup>, 大石 忠宏<sup>a</sup>, 畑中 吉治<sup>a</sup>, 佐藤 健次<sup>a</sup>, 木林 満<sup>a</sup>, 阿野 真治<sup>a</sup>, 板橋 隆久<sup>a</sup>, 斎藤 高嶺<sup>a</sup>, 高橋 豊<sup>a</sup>, 田村 圭介<sup>a</sup>, 田村 仁志<sup>a</sup>, 山崎 魏<sup>a</sup>, 野田 耕司<sup>b</sup>, 山田 聡<sup>b</sup>, 井上 博光<sup>c</sup>, 福本 信太郎<sup>c</sup>

<sup>a</sup>阪大RCNP, <sup>b</sup>放医研, <sup>c</sup>三菱電機株式会社

## 1. Introduction

阪大RCNPでは次期新加速器計画として、クーラーシンクロトロンの建設を提案している。このシンクロトロンでは、陽子・軽イオンから重イオン・分子、更には電子を加速することを想定している。この新加速器のコンポーネントとして、高性能のシンクロトロン用電磁石の開発研究を開始した。

新加速器の具体的なコンポーネントとしては、100倍を超えるダイナミックレンジを持つ加速空洞の研究が進んでおり、非常に広いダイナミックレンジを持つ電磁石の開発も必要である。そのため、RCNPにおいて、偏向電磁石と四極電磁石の開発研究を開始したが、今回は、放医研との共同研究テーマとなっているシンクロトロン用四極電磁石の開発研究の進捗状況を報告する。

## 2. 研究目的

四極電磁石においては、磁極端部で発生する磁場成分の高次モードの混入を避けることが出来ず、そのため、理想的な四極磁場を作り出すことは不可能である。このような高次モード、鉄心の飽和、保持力、透磁率の影響を打ち消す手段として、磁極端部の形状により磁場を調節し、磁場の積分値において四極磁場以外の高次モードを出来るだけ低く押さえる方法を考える。

磁極端部は、形状の異なる鋼板を任意の枚数ずつ積層することで端部形状を形成する。それぞれの端部形状に対して磁場積分値の分布を測定し、最適な端部形状の決定

を行う。

## 3. 装置

### 3.1 四極電磁石本体

研究に用いる四極電磁石の定格を表1に示す。また、積層鋼板形状を図1に示す。この四極電磁石は兵庫県粒子線治療装置のシンクロトロン四極電磁石と同型である。磁極端部が両端それぞれ40mmずつ脱着が可能であり、任意の形状の磁極端部の採用が可能である。

ボア径	162mm
磁極長	350mm
磁極端部長(片側)	40mm
最大励磁電流	978A
コイル巻数	18/極
コイル抵抗	9.9mΩ
電磁石外寸	836 <sup>w</sup> ×836 <sup>h</sup> ×350 <sup>l</sup> mm
重量	2.84ton

表1：四極電磁石寸法

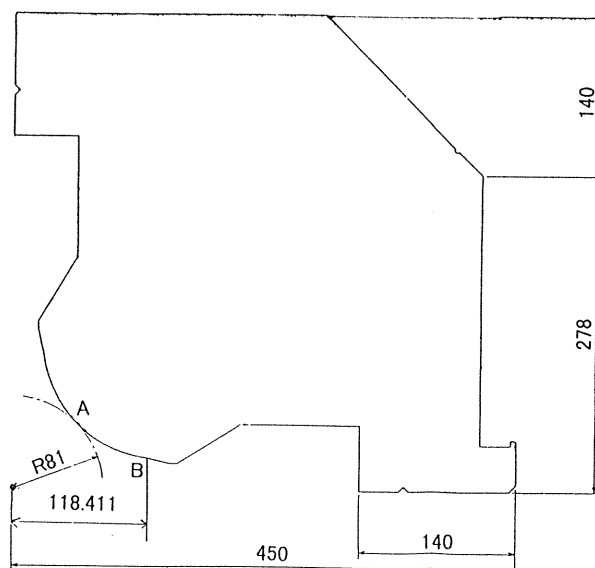


図1：四極電磁石積層鋼板形状



### 3.2 磁場測定装置

磁場測定は、ツインコイルを用い励磁電流をランプさせて行う予定である。この方法により測定することで、局所的な磁場積分値の勾配の測定が可能となり、磁極端部形状による磁場積分値の分布の変化が測定可能である。

測定は、放医研の四極電磁石用の磁場測定装置を改造して使用する。

## 4. 進捗状況

### 4.1 磁場計算

磁極端部形状の決定、ならびに磁場測定に先立ち、予備的に磁場計算を行っている。計算は3次元で行い、端部の形状による磁場積分値の分布の影響を見積もっている。計算コードは TOSCA を使用している。計算結果の1例を図2に示す。

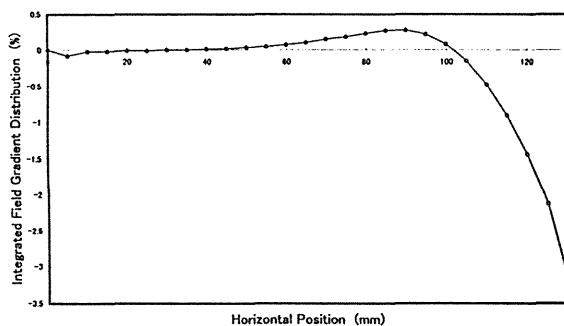


図2：磁場計算結果例

### 4.2 四極電磁石本体

電磁石本体は、三菱電機が現在製作中であり、1998年1月中旬にRCNPに納入予定である。

励磁電源としては、コモンモードフィルター付サイリスタ電源を用いる予定であるが、この電源の使用に際し実験室内の電気・冷却水工事が必要であり、この工事の進捗状況から、ランピングによる磁場測定は1998年3月以降に行う予定である。

### 4.3 磁場測定装置

磁場測定装置は、機械部分の立ち上げは

完了しており、現在ソフトウェア部分の調整を行っている。

また、動作チェックの為に、RCNP所蔵の四極電磁石並びに電源を使用して、磁場測定テストを行っている。

研究用四極電磁石が納入後は、励磁電流のランピングにより磁場測定を開始するまでに、予備的な測定を行う。

## 5. 今後

Good field region が水平方向 200mm 以上、垂直方向 50mm 以上で得られるような磁極端部の形状を追求する。

## 6. 参考文献

[1]A. Itano et al. "Field Measurement and End Shim Control of the HIMAC Quadrupole Magnet," Proc. 9th Symp. Accel. Sci. Tech., Tsukuba, Japan, pp.273-275, 1993

## Introduction

- 阪大RCNPでは、次期加速器を提案中
  - クーラーシンクロトロン
  - 電子, 陽子, 軽・重イオン, 分子
  - フアクター100を超える加速空洞
  - 分解能 nA のビーム電流モニタ



- 広ダイナミックレンジ電磁石の開発の必要
  - 偏向電磁石
  - 四極電磁石(今回の共同研究課題)

## シンクロトロン用 高性能四極電磁石の 開発研究

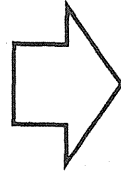
発表者

中 曾 聡  
阪大RCNP

## 研究目的

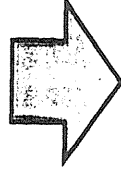
- 四極電磁石の端部により発生する磁場の高次成分は不可避

- 電磁石鉄心の保持力, 飽和, 透磁率の非線型性による高次成分への影響



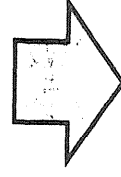
- 四極磁場のみを発生する理想的な電磁石は存在しない

- 高次成分は主に磁極端部において発生



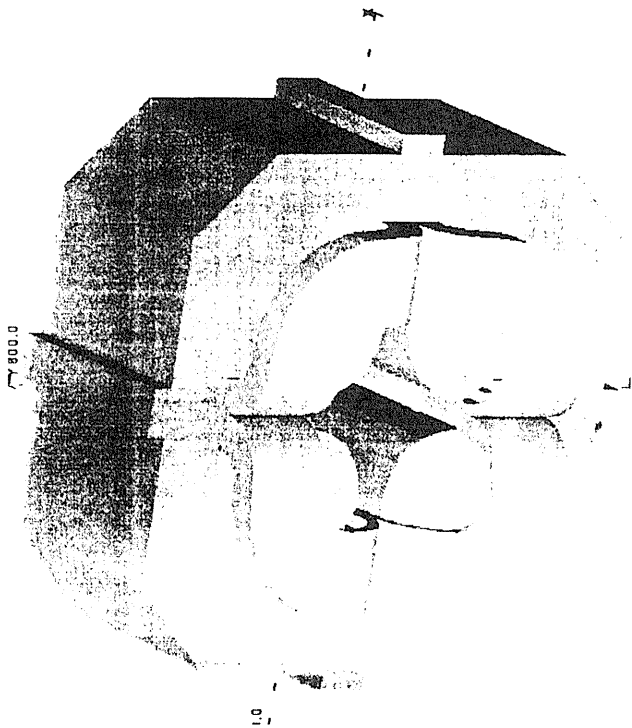
- 磁極端部形状により高次成分を制御

- 積極的に高次成分を利用
- 鉄心の保持力, 飽和, 透磁率の非線型性による影響を磁極端部形状により打ち消す



- 広い範囲(間隙内, 励磁電流)で有効磁場領域を確保

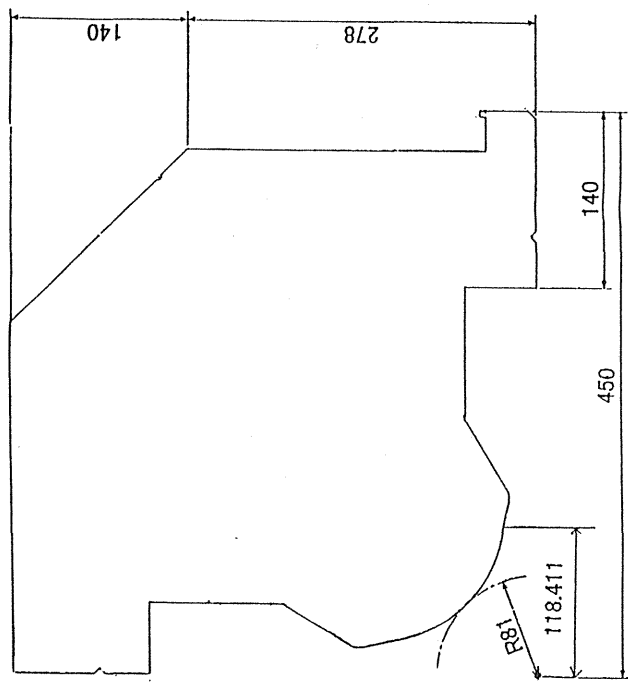
# 四極電磁石本体



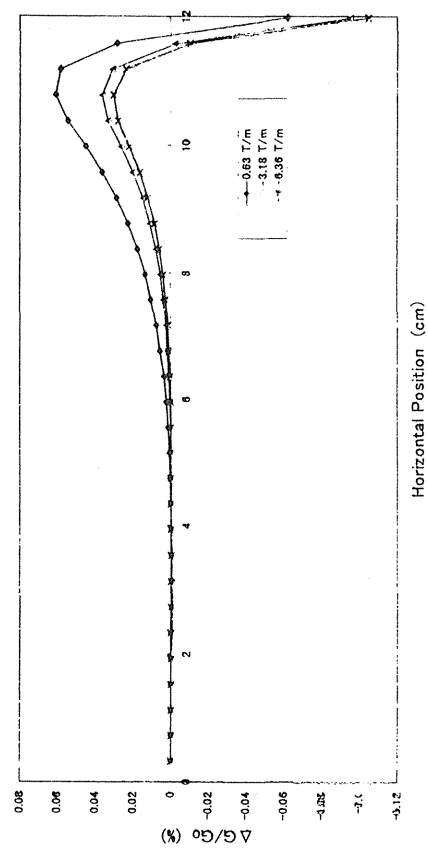
## ● 定格

- ボア径 162 mm
- 磁極長 350 mm
- 磁極端部長 162 mm
- 最大励磁電流 978 A
- 最大磁場勾配 6.719 T/m
- 電磁石外寸 836(w) × 836(h) × 350(l) mm
- 重量 2.84ton

# 積層鋼板形状と 2次元計算結果

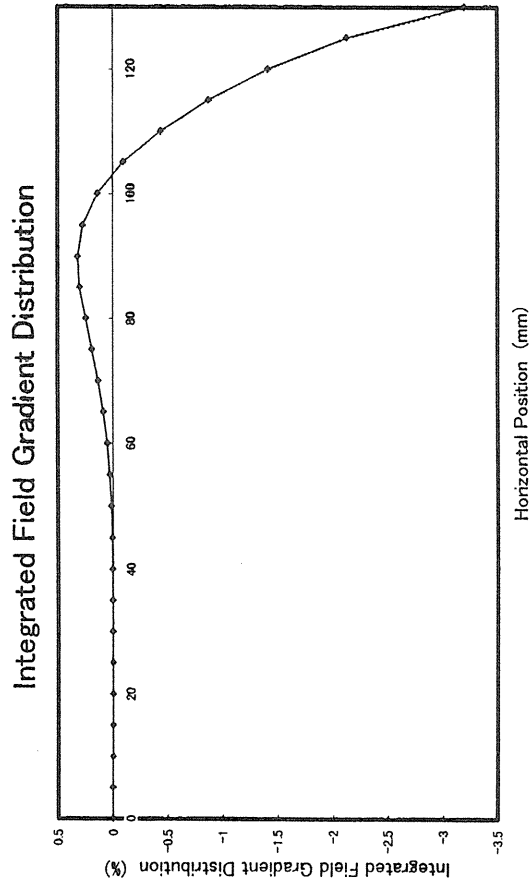


Normalized Field Gradient of Quadrupole Magnet



# 3次元計算

# 電磁石磁極端部

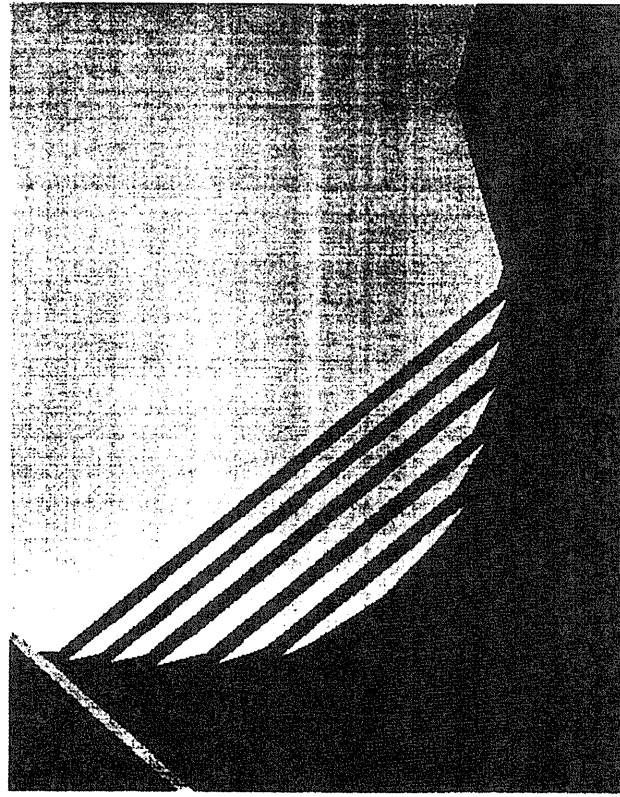


最大励磁電流時

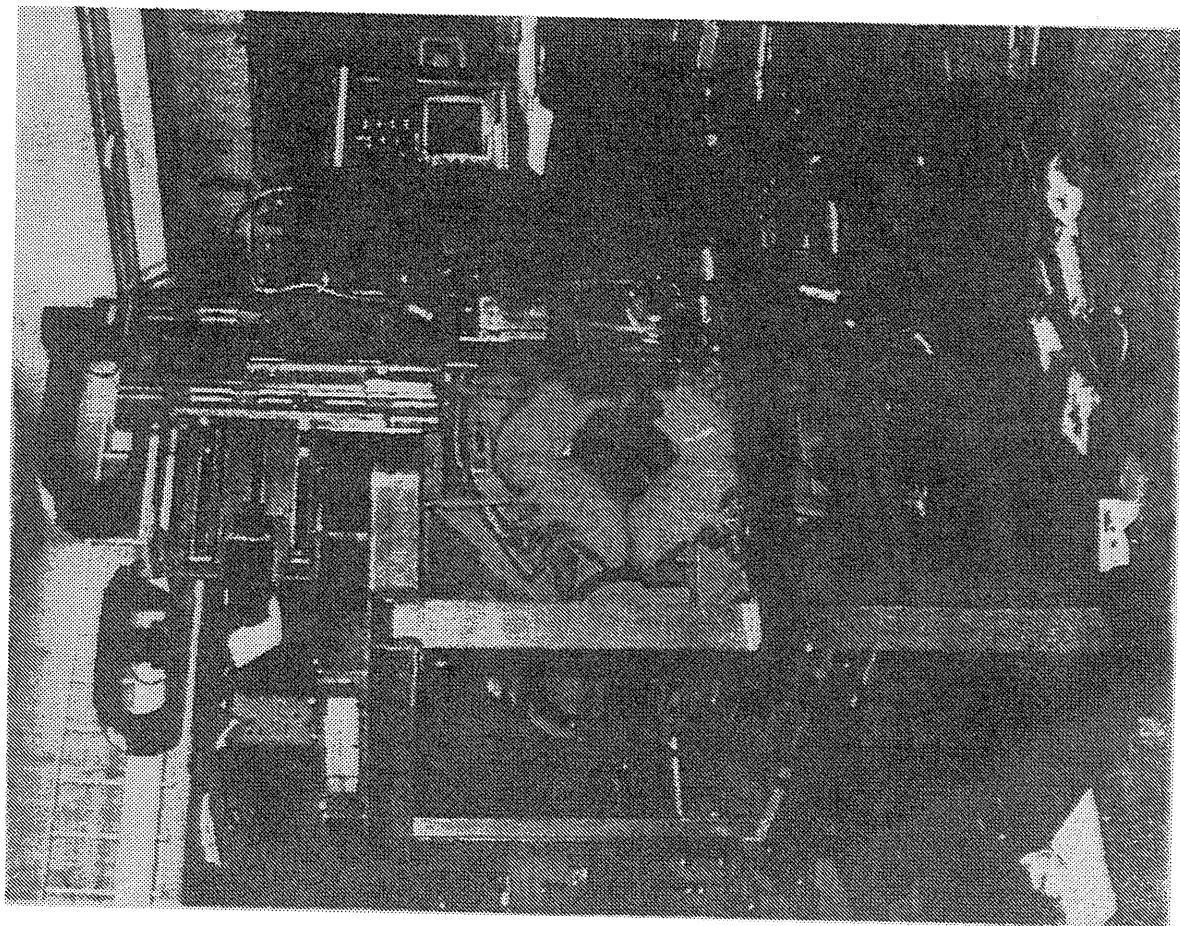
92.6 A

6.36 T/m

端部形状を変えなかった場合の  
計算結果



## 磁場測定装置



## これから

- 四極電磁石は、98年1月中旬旬にRCNPに納入予定
- 励磁電流のランピングによる磁場測定は、98年3月以降に予定（励磁電源の準備との兼合）

## まとめ

- 磁極端部形状により、磁場高次成分の制御により、水平方向200mm, 垂直方向50mmの有効磁場領域を確保することを目標とする

# DC SQUID を用いた非破壊型ビーム電流強度モニター

佐々木 雄一朗<sup>a</sup>、畑中 吉治<sup>a</sup>、佐藤 健次<sup>a</sup>、田辺 徹美<sup>b,e</sup>

小野 新平<sup>b</sup>、野田 耕司<sup>c</sup>、品田 恵<sup>d</sup>、山田 康晴<sup>d</sup>、中野 光一<sup>d</sup>

<sup>a</sup>阪大 RCNP、<sup>b</sup>東大 CNS、<sup>c</sup>放医研重粒子、<sup>d</sup>島津製作所基盤技術研、<sup>e</sup>KEK 田無

## 1 序論

HIMAC の治療照射室、物理・汎用照射室には He、C、N、O、Ne のイオンビームが供給されている。これらのビーム電流強度は 1 ~ 5 nA 程度である。現在、1 pA から数  $\mu$ A の領域の電流強度は電離箱や secondary emission monitors (SEM) によって測定されている。HIMAC の HEBT 系に使用されているビームモニターも陽・陰極で構成されるセンサー内のガスがビームによりイオン化されて生ずる電離電流を検出する方式である。しかし、これらの装置は原理上ビームの歪みや散乱によるビームエミッタンスの増大を避けられない。そこで、SQUID (超電導量子干渉計) を用いた非破壊型の電流強度モニターの開発を行なっている。

このモニターではビーム電流がつくる磁場を検出する方式をとる。高分解能の実現のために磁場検出器として SQUID を採用した。雑音の原因の 1 つである外来磁場を遮へいするために超電導体を用いて磁気シールドを行なう。ビーム電流と SQUID は pick up coil を通じて磁氣的に結合している。この結合が強いほどビーム電流に対する応答は良くなり、装置雑音、振動による雑音に対する応答は変わらないので、分解能は良くなる。結合の強さは pick up coil の寸法と巻数、コアの比透磁率に依る。また、pick up coil と input coil の間にトランスを挿入してトランスの巻数の比を最適にとった場合に結合が最大になることが計算により予想される。

実機の約 1/4 サイズのモデルを作成し、テストを行なった。VITROVAC コアに超電導線を 4 ターン巻いた pick up coil を用いて、14:3 のトランスを挿入した場合に 2 ~ 3 nA の分解能を得た。

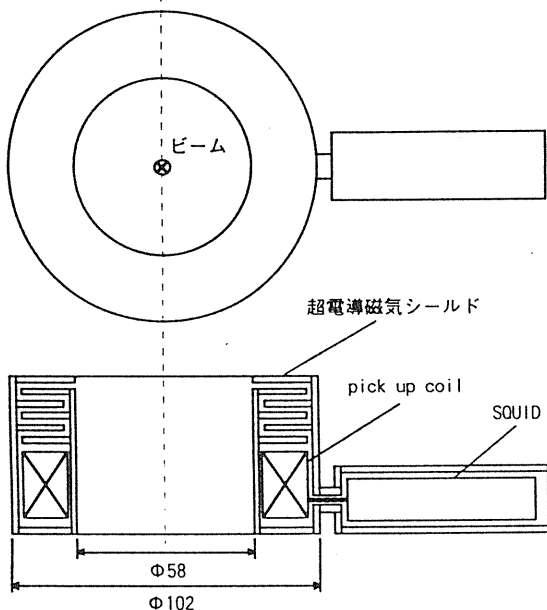


Fig. 1 テストで使用したキャビティの 1 つ。

## 2 モデルを用いた実験

テストで使用した実機の約 1/4 サイズのモデルの 1 つを Fig. 1 に示す。装置は SQUID 磁束ロック回路、超電導磁気シールド、pick up coil から出来ている。イオンビームの代わりに超電導磁気シールドのまわりに導線を 1 ターン巻き電流を流す。1 ターンの導線に流れる電流によって作られる azimuthal な磁場によって超電導磁気シールドの表面に表面電流が流れる。磁気シールドの形状により、azimuthal な磁場は減衰することなく磁気シールドの内部に入ることができるが、他の磁場は強く減衰される。磁気シールドの内部に入った azimuthal な磁場は pick up coil により捕捉され、SQUID 回路によって測定される。装置全体はクライオスタットに入れ、液体 He 温度で実験を行なった。

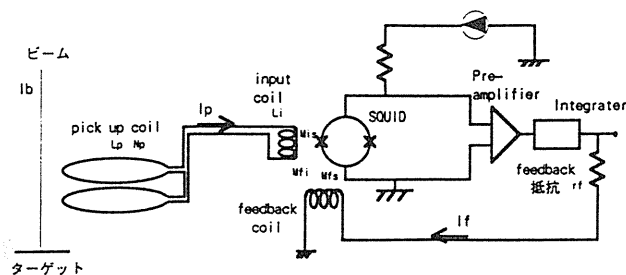


Fig. 2 DC SQUID の磁束ロック回路の構成。

実験で用いた DC SQUID の磁束ロック回路の構成を Fig. 2 に示す。SQUID リングはリングを磁束が貫いているか、いないかだけを検出する。feedback 電流  $I_f$  を流して SQUID リングを磁束が貫かないようにロックしている。input coil、SQUID 閉ループ、feedback coil は磁束結合している。ビーム電流  $I_b$  が流れるとシールド内部には磁界ができる。この磁界の変化により  $I_p$  と  $I_f$  の値は SQUID 閉ループを磁束が貫かない条件を満たしながら変化する。この  $I_f$  の変化を feedback 抵抗の両端の電圧の変化として測定する。 $I_b$  の変化に対する feedback 抵抗の両端の電圧の変化は

$$I_f \cdot r_f = \frac{M_{is}}{(M_{is}M_{fi} + M_{fs}L_i) + M_{fs}I_p N_p^2} N_p \cdot I_p \cdot I_b \cdot r_f \quad (1)$$

ここで  $M_{is}$  は input coil と SQUID リングの相互インダクタンス (5 nH)、 $M_{fi}$  は feedback coil と input coil の相互インダクタンス (6 nH)、 $M_{fs}$  は feedback coil と SQUID リングの相互インダクタンス (2.2 pH)、 $L_i$  は input coil の自己インダクタンス (200 nH)、 $N_p$  は pick up coil のターン数、 $r_f$  は feedback 抵抗、 $I_p$  は pick up coil 1 ターンの自己インダクタンスで pick up coil の自己インダクタンス

$L_p$  とは  $L_p = l_p \cdot N_p^2$  の関係がある。式 (1) は

$$L_p = L_i + \frac{M_{is} M_{fi}}{M_{fs}} \quad (2)$$

の時に最大値をとる。式 (2) はビーム電流と SQUID の磁気的な結合が最大になる条件である。

感度は超電導磁気シールドの段数には依らず一定であった。しかし、pick up coil のコア材とターン数に依存している。FINEMET (Hitachi Metals, FT-3L, FT-3M)、アモルファス (VITROVAC 6025-F)、空芯のコアに 4 ターン巻いた pick up coil を用いて感度のコア材による依存性を調べた。測定された感度を Table 1 に示す。これらの値は式 (1) から計算して得られる値と良く一致する。空芯の場合が他のコアを使用した場合に比べて得られる感度が 3 桁小さいのは、比透磁率が他のコアと比べて小さいからである。また空芯のコアについては 4、17、71、95 ターンに巻いた pick up coil を製作し感度のターン数依存性を調べた。式 (1) からの計算値と測定値を Fig. 3 に示す。式 (2) から計算される最適のターン数は、空芯の場合 71 ターン、VITROVAC コアの場合 0.76 ターンである。

Table 1  
コア材による感度の違い。

コアの材料	感度
VITROVAC 6025-F	$0.55 \text{ mV/nA} \cdot \text{k}\Omega$
FT-3L	$0.92 \text{ mV/nA} \cdot \text{k}\Omega$
FT-3M	$1.8 \text{ mV/nA} \cdot \text{k}\Omega$
air	$1.4 \times 10^{-3} \text{ mV/nA} \cdot \text{k}\Omega$

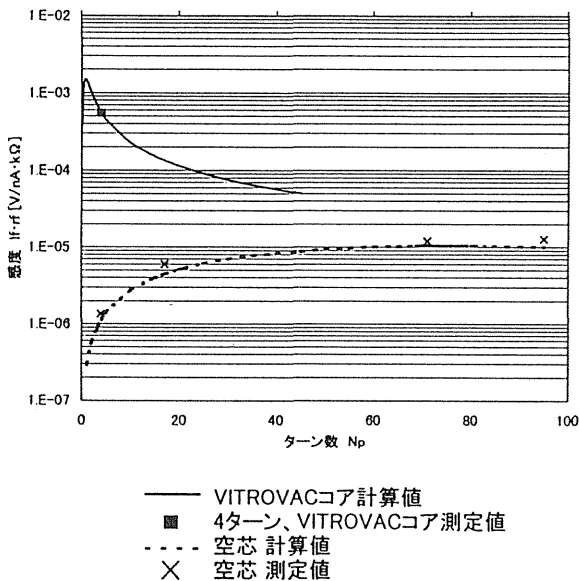


Fig. 3 空芯と VITROVAC コアを用いた場合における感度のターン数依存性。

雑音の原因には外来磁場、機械的振動による雑音、測定器系の内部で発生する装置雑音、高透磁率コア材の磁気的性質による雑音があると考えられる。4 種類のコア材に超電導線を 4 ターン巻いた pick up coil を用いて雑音スペクトルと雑音レベルの測定を行った。VITROVAC コアを用いて測定した雑音スペクトルを Fig. 4 に示す。60 Hz の雑音は外来の電磁場による雑音である。機械的振動は主に 1 ~ 30 Hz の雑音を与える。装置雑音は白色雑音を与える。3 Hz 以下の低周波側には周波数に反比例して大きくなる雑音が見られる。これは 1/f 雑音と考えられる。コア材により、それぞれ固有の周波数をもつ雑音が見られる。VITROVAC を用いた場合には 15 Hz と 30 Hz の雑音が見られる。FT-3L を用いた場合には 15、30、32、33、40、72、80 Hz の雑音が見られる。FT-3M を用いた場合には 33、90 Hz の雑音が見られる。測定された雑音レベルを Table 2

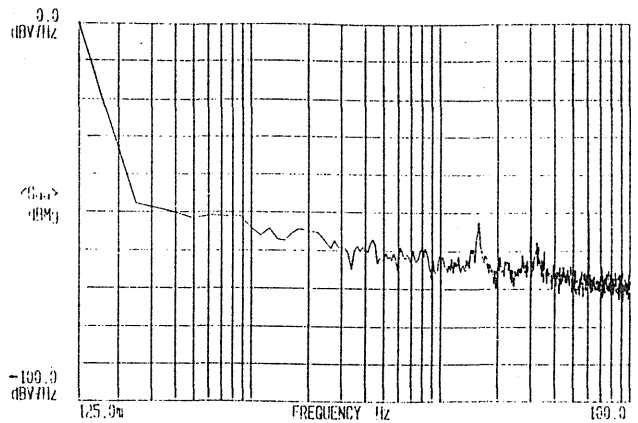


Fig. 4 VITROVAC コアを用いて測定した雑音スペクトル。トランスを付けている。フィルターは使用していない。

に示す。FT-3M コアの雑音レベルは、VITROVAC コア、FT-3L コアと比べて 1 ~ 2 桁大きい。これは、FT-3M の残留磁束密度が VITROVAC、FT-3L と比べて約 1 桁大きいことが原因であると思われる。カットオフ周波数が 10 Hz のローパスフィルターを使用すると、雑音レベルは Table 2 の値の約 1/3 に減少した。60 Hz の雑音が約 1/3 に抑えられることが主な原因である。感度はフィルターを使用せずに測定した Table 1 の値と同じ値を得た。

Table 2  
コア材による雑音レベルの違い。

コアの材料	雑音レベル
VITROVAC 6025-F	$8.5 \text{ mV/k}\Omega$
FT-3L	$15 \text{ mV/k}\Omega$
FT-3M	$320 \text{ mV/k}\Omega$
air	$0.18 \text{ mV/k}\Omega$

pick up coil と input coil の間にトランスを挿入する



と、ビーム電流と SQUID の磁気的な結合が最大になる条件は

$$L_p \cdot \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 = L_i + \frac{M_{is}M_{fi}}{M_{fs}} \quad (3)$$

となる。ただし、 $N_1$ はトランスの入力側の巻数、 $N_2$ は出力側の巻数である。4 ターンに巻かれた VITROVAC コアを pick up coil に用い  $N_1 : N_2 = 14 : 3$  のトランスを付けた場合、 $1.0 \text{ mV/nA} \cdot \text{k}\Omega$  の感度を得た。また、雑音レベルはローパスフィルターを使用していない場合に  $4.3 \text{ mV/k}\Omega$  を得た。トランスを付けた場合に雑音レベルが減少する原因は、わかっていない。10 nA のパルス電流に対する応答を Fig. 5 に示す。

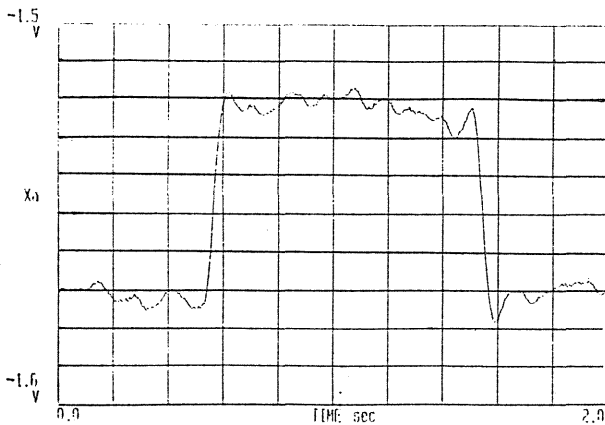


Fig. 5 10 nA のパルス電流に対する応答。10 Hz ローパスフィルターを使用。(横軸：0.2 秒/div.、縦軸：10 mV/div.)

超電導線を 4 ターン巻いた VITROVAC コアを pick up coil に使用して、3 種類のキャビティを用いてシールド効果を測定した。それぞれ 1 段リング型、5 段リング型、2 段同軸型のシールド要素を備えたキャビティである。それぞれのキャビティに、クライオスタットの外側からヘルムホルツコイルによって  $10^{-5} \text{ T}$  の一様磁場をかけ、応答を測定した。 $10^{-5} \text{ T}$  の一様磁場に対し 10-700 nA に相当する応答を測定した。測定結果を Table 3 に示す。5 段リング型のキャビティに、ビーム電流に垂直方向から  $10^{-5} \text{ T}$  の一様磁場をかけた場合、30 nA に相当する応答を得た。これは実機を備え付ける環境から要求されるシールド効果の値より 1 桁悪い。2 段同軸型のキャビティに  $10^{-5} \text{ T}$  の一様磁場をかけた場合には測定できる応答は得られなかった。ビーム電流に垂直方向からかけた場合に、計算から予想される応答は  $5 \times 10^{-4} \text{ nA}$  である。これは装置の分解能の限界を越えており、変化は測定できなかった。

### 3 クライオスタット

15 l の液体 He を貯蔵できる実機用のクライオスタットを設計し製作中である (Fig. 6)。ビームが通過するために直径 110 mm のダクトが開いている。壁電流による影響を避けるために、ダクトと液体 He 槽にギャップを設けた。ギャップの材質は  $\text{Al}_2\text{O}_3$  を用いた。クライオスタットの横の部分の壁は、超電導シールドと SQUID システムを他のものと交換できるように取り外せるようになっている。熱伝導を最小に抑えるために二層のスーパーインシュレーション層と銅製の熱シールドが施されている。

Table 3  
シールド効果。

シールド要素	$\vec{B} \parallel \vec{I}$	$\vec{B} \perp \vec{I}$
1 段リング	20 nA	730 nA
5 段リング	9 nA	30 nA
2 段同軸	less than $8 \times 10^{-3} \text{ nA}$	less than $2 \times 10^{-2} \text{ nA}$

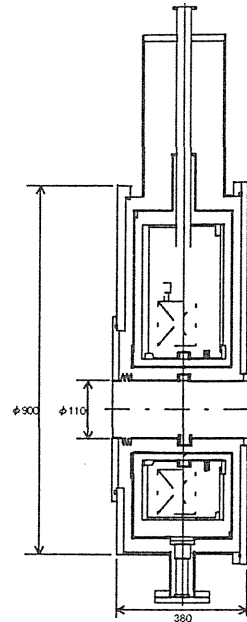


Fig. 6 実機用のクライオスタット。

### 4 まとめ

感度と雑音レベルの測定からコア材には VITROVAC、FT-3L が適していることがわかった。2つの材料は B-H 曲線が似ており、残留磁束密度が 0.05 T 程度と小さい特徴をもっている。トランスを備え付けることにより、コアの比透磁率と寸法に応じた最大の感度が得られることがわかった。これにより、コアの内径と外径の比を大きくすることで理論上はどこまでも感度を良くすることができる。トランスにより感度が良くなると共に雑音レベルが減少する。外来磁場に含まれている 60 Hz やより高周波の雑音が、トランスのインピーダンスにより input coil まで届きにくくなったことや、前置増幅器からの白色雑音に対する影響が考えられるが、原因はわかっていない。VITROVAC コアを用いて 14:3 のトランスを付けた場合に 2~3 nA の分解能を得た。

### References

- [1] A. Peters et al., "A Cryogenic Current Comparator for Nondestructive Beam Intensity Measurements", Proc. 1994 the Fourth European Part. Accel. Conf., London, (1994) 290.
- [2] K. Shinada et al., Shimadzu Review 51 (1994) 217.

# DC SQUIDを用いた 非破壊型ビーム電流強度モニター

佐々木 雄一朗、畑中 吉治、佐藤 健次、  
田辺 徹美\*、小野 新平\*、野田 耕司\*\*、  
品田 恵\*\*\*、山田 康晴\*\*\*、中野 光一\*\*\*

大阪大学核物理研究センター、  
\*東京大学原子核科学研究センター、  
\*\*放射線医学総合研究所、  
\*\*\*島津製作所基盤技術研究所

## 目次

1. 序論
2. 装置
3. 測定原理
4. モデルを用いた実験
5. まとめ

## 1 序論

施設	測定装置	測定範囲
放医研	EMMAC	1~5 nA
東大 CNS	TARN2	10 nA ~ 1 $\mu$ A
阪大 RCNP	AVF サイクロトロン リングサイクロトロン	2~3 $\mu$ A 10~500 nA

現在、1 pA~1 $\mu$ Aの電流強度は電離箱によって測定



原理上、ビームの歪みや散乱を避けられない。

SQUID (超電導量子干渉計) を用いた非破壊型の電流強度モニターの開発を行っている。1/4のサイズモデルを用いたテストにおいて、S/N比で2~3 nAの分解能を得た。

### 特徴

- ビームに接触しない非破壊型。
- 磁場検出器としてSQUIDを用いた。
- 外部磁場を遮へいするために超電導磁気シールドを行なう。

## 2 装置

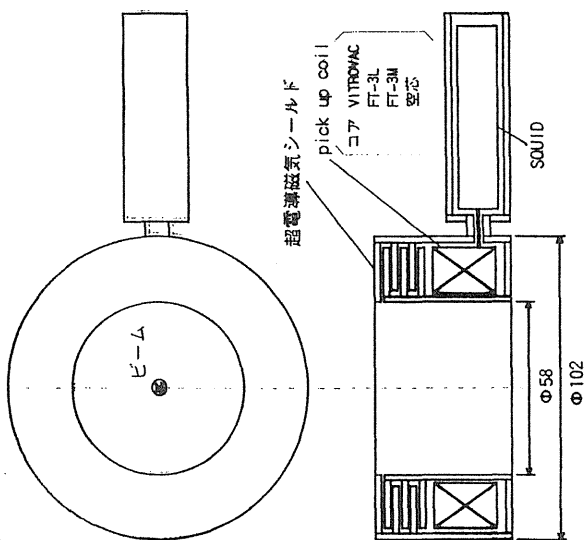


Figure 1: テストで使ったキャビティの1つ。

Table 1: VITROVACコア。 $|\vec{B}| = 10^{-5} \text{ T}$ に対する応答。

シールド要素	$\vec{B} \parallel \vec{I}$	$\vec{B} \perp \vec{I}$
1 段リング	20 nA $1 \times 10^{-8}$ 相当	730 nA $3.7 \times 10^{-7}$ 相当
5 段リング	9 nA $4.6 \times 10^{-9}$ 相当	30 nA $1.7 \times 10^{-8}$ 相当

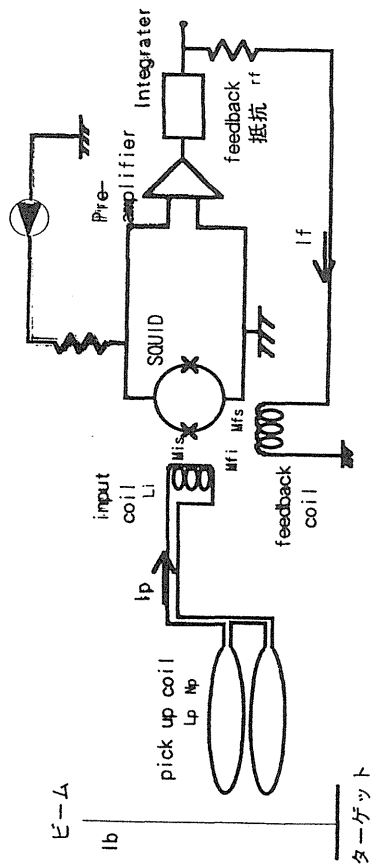


Figure 4: DC SQUID の磁束ロック回路の構成。

$$\begin{cases} (L_p + L_i)I_p + M_{fi}I_f + N_p\Phi_1 = 0 & (\text{pick up coil と input coil 閉ループ}) \\ M_{is}I_p - M_{fs}I_f = 0 & (\text{SQUID リング}) \end{cases}$$

$$\Phi_1 = \frac{\mu^* \mu_0 a}{2\pi} \ln\left(\frac{R_0 + b}{R_0}\right) \cdot I_b = l_p \cdot I_b$$

$$L_p = \frac{\mu^* \mu_0 a}{2\pi} \ln\left(\frac{R_0 + b}{R_0}\right) \cdot N_p^2 = l_p \cdot N_p^2$$

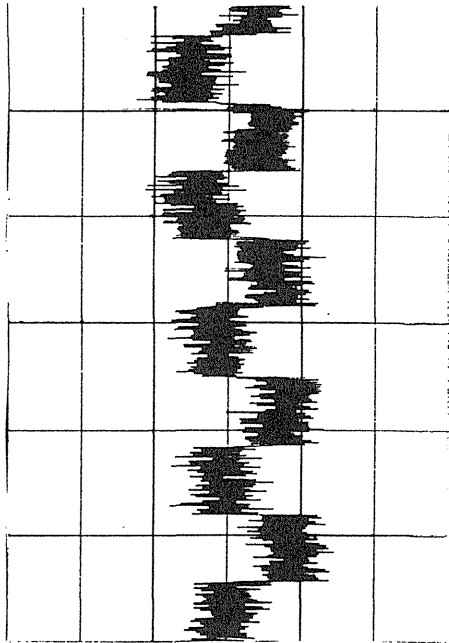
を用いて  $I_f$  について解くと感度の式を得る。  
 大きさ  $I_b$  のビーム電流が流れたときに feedback 抵抗両端に発生する電圧

$$I_f \cdot r_f = \frac{M_{is}}{(M_{is}M_{fi} + M_{fs}L_i) + M_{fs}l_p N_p^2} N_p \cdot l_p \cdot I_b \cdot r_f \quad (1)$$

#### 4 モデルを用いた実験

コアの材料	感度 $mV/mA \cdot k\Omega$	雑音レベル $mV/k\Omega$	feedback 抵抗 $k\Omega$
VITROVAC	0.55	8.5 (15 mA)	4.7
FT-3L	0.92	15 (16 nA)	1
FT-3M	1.8	320 (180 nA)	4.7
空芯	$1.4 \times 10^{-3}$	0.18 (130 nA)	100

● 10 Hz low pass filter を使用すると、感度はそのまま、雑音レベルは約1/3に減少した。



FT-3L コア。10 nA パルス電流に対する応答。  
(横軸：0.8 秒/div、縦軸：10 mV/div.)

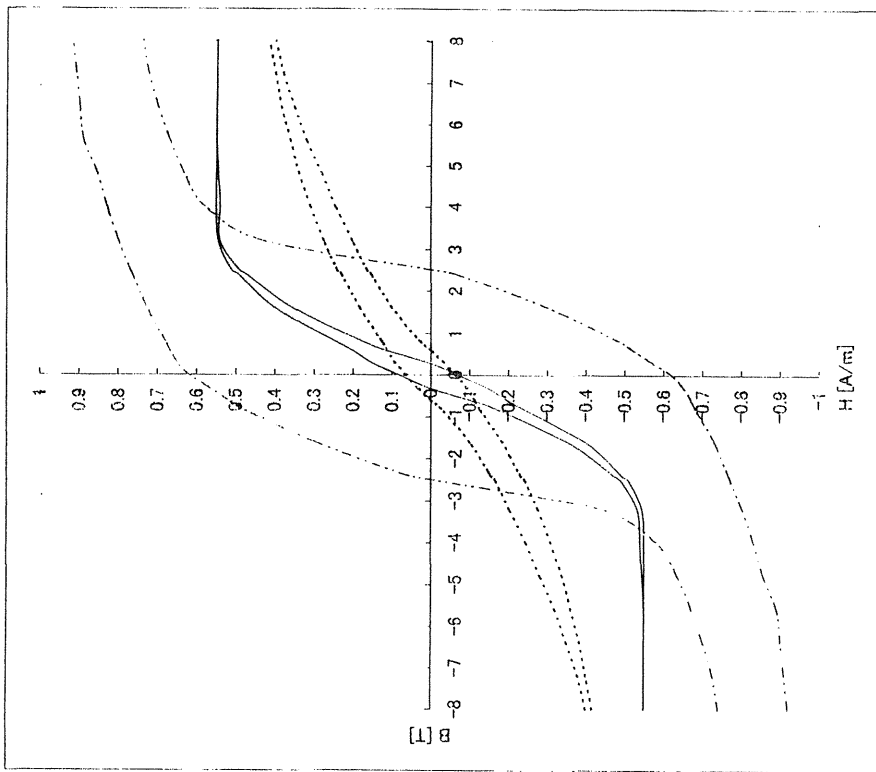


図3: FT-3L, FT-3M, VITROVAC 6025-F の B-H 曲線

4.2 ビーム電流とfeedback電流の結合の最適化。

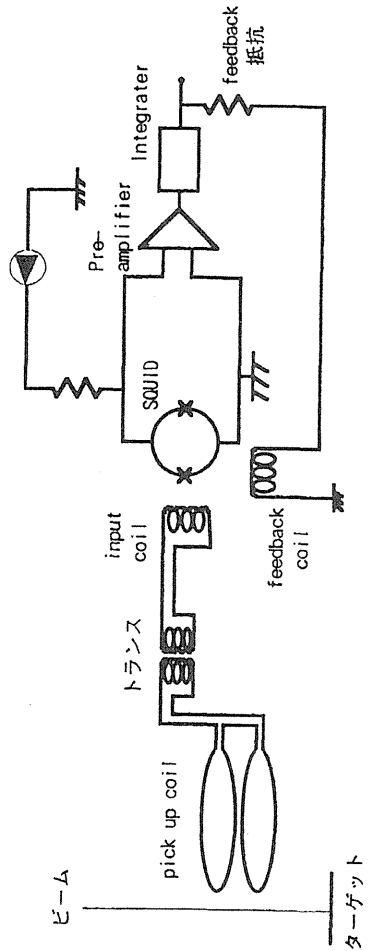
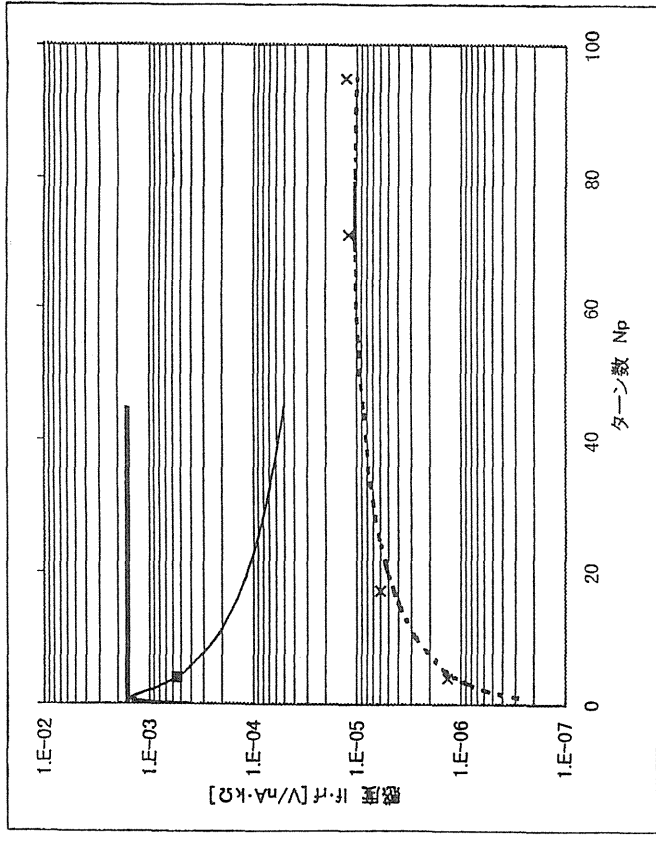
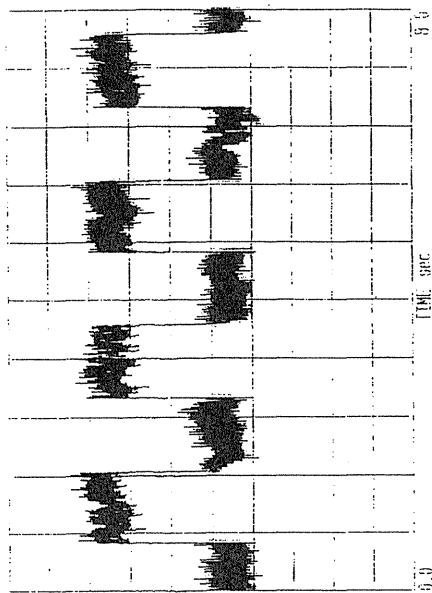


Figure 5: トランスを含む磁束ロック回路の構成。

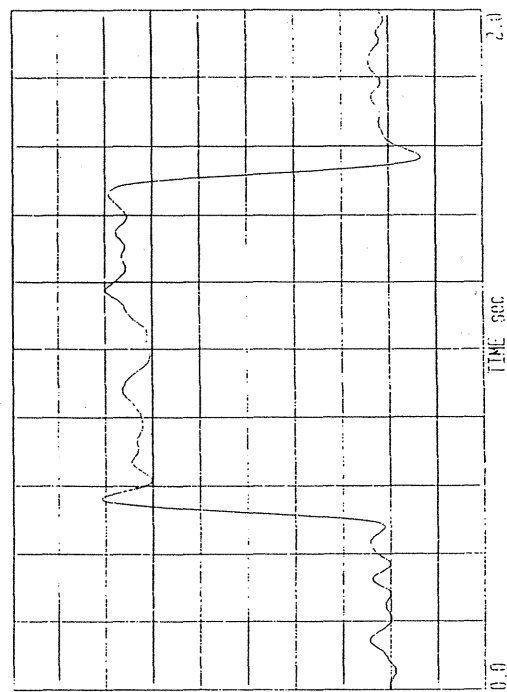
	マッチングの条件	感度の最大値
トランスなし	$L_p = L_i + \frac{M_{is}M_{fi}}{M_{fs}}$	$\frac{\frac{M_{is}}{M_{fs}}}{2\sqrt{\frac{M_{is}M_{fi}}{M_{fs}} + L_i}} \cdot \sqrt{I_p} \cdot I_b \cdot r_f$
トランス取付け	$L_p \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 = L_i + \frac{M_{is}M_{fi}}{M_{fs}}$	$\frac{\frac{M_{is}}{M_{fs}}}{2\sqrt{\frac{M_{is}M_{fi}}{M_{fs}} + L_i}} \cdot \sqrt{I_p} \cdot I_b \cdot r_f$



— VITROVACコア計算値  
 ■ 4ターン、VITROVACコア測定値  
 - - - 空芯計算値  
 × 空芯測定値



VITROVACコア。10 nAパルス電流に対する応答。  
72:14トランス取付け。(横軸：0.8 秒/div.、縦軸：20 mV/div.)

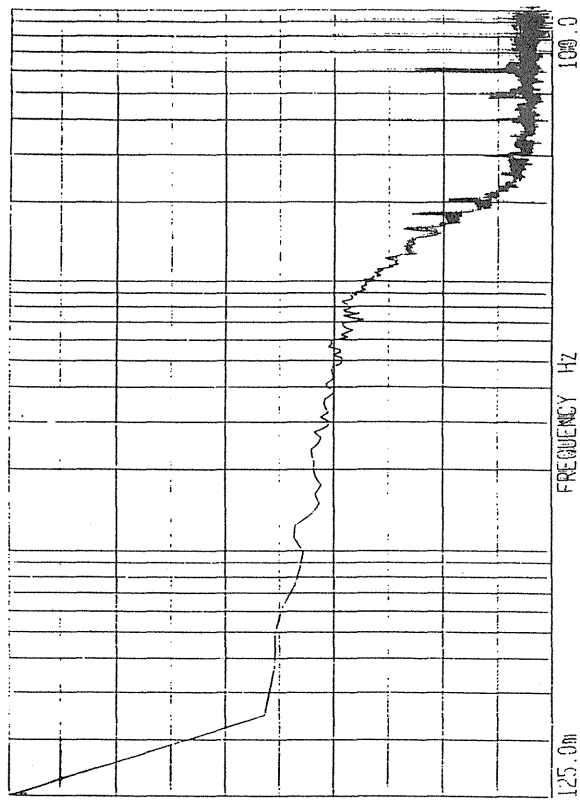


VITROVACコア。10 nAパルス電流に対する応答。  
72:14トランス取付け。10 Hzフィルタ使用。  
(横軸：0.2 秒/div.、縦軸：10 mV/div.)

0.0  
dBV/Hz

<6aa>  
dBmG

-100.0  
dBV/Hz



雑音スペクトル。VITROVACコア。  
72:14トランス取付け。10 Hzフィルタ使用。

## 5 まとめ

- コア材には VITROVAC、FT-3L が適している。
- ビーム電流に対する応答性を最大にする条件（マッチングの条件）がある。
- トランスを取り付けることにより、マッチングの条件を簡単に満足することができる。
- トランスを取り付けることにより、感度をよくすることができる。
- VITROVAC コア、72:14 トランスを用いることにより、約 2 nA の分解能を得た。
- 最終的に残っている雑音は  $1/f$  雑音と考えられる。
- プリアンプの電源の入力電圧の歪みが、雑音の 1 つの可能性である。

# 高周波四極電場を用いたベータトロン振動数制御の研究

遠藤卓行, 畑中吉治, 佐藤健次, 斎藤高嶺, 阿野真治, 田村仁志, 高橋豊, 大木俊征,  
野田耕司\*, 金沢光隆\*, 山田聡\*, 井上博光\*\*, 武田修\*\*, 溝端正隆\*\*  
大阪大学核物理研究センター, \*放射線医学総合研究所,  
\*\*三菱電機株式会社 電力・産業システム事業所

## 1 研究の目的及び昨年度の成果

シンクロトロンに高周波四極電場を組み込んで励振すると、周回する荷電粒子が従う運動方程式はマシュー方程式となる。このマシュー方程式に対して特定のパラメータの範囲に対して近似的な解析解を求めることに成功し、その解は数値解とほぼ一致することを確認した。昨年度はこの解析解の、より完全な定式化を行ない、安定解のアナロジーから不安定解についても近似解を求めることに成功した。また、この解の妥当性のチェックとしてシミュレーション計算を行ない、周回毎に四極電場の強さが変化していくマトリックスの積を求める計算を開始した。昨年度の段階では、ベータトロン振動数は振動する変化を示し、その平均値は元の値からずれていて、チューンのシフトとスプレッドが重なった運動というイメージが得られた。

したがって、このようなチューンの振舞いの適用対象として空間電荷効果による、チューンシフトの回復に適用する場合と、遅いビーム取り出しにおいてチューンシフトとスプレッドを付与して呼吸同期取り出しを行ったり取り出しビームのリプル低減に適用する場合とが考えられる。

本共同研究で製作する高周波四極電場装置 (RFQ 高速チューンシフター) はチューンのシフトとスプレッドの観測に重点をおくものとし、周回ビームの断面寸法が小さく、装置の小型化がはかれる垂直方向のチューンを制御することを研究対象とした。昨年度は、この装置の年度内完成を目指して設計・製作を行なった。

## 2 今年度の研究経過及び成果

### 2.1 RFQ 高速チューンシフターの設計・製作及び性能試験

RFQ 高速チューンシフターは、HIMAC での設置場所を考慮して電極の断面形状や寸法を決定した。当初、電極はアルミの丸棒を 2 つに切ったものにする予定であったが、アルミは表面に絶縁皮膜をつくり、ビームがあたることでチャージアップする恐れがあるため、SUS を用いることにした。この変更により電極の重量が増したため、丸棒の円弧部に対する角度を  $180^\circ$  すべてとらずに、 $120^\circ$  分としたほか、電極の真空ダクト側を穴がり構造にして軽量化をはかった。なお、これらの過程において電場の精度は変更前と同程度であることが確認されている。

Fig.1 に完成した RFQ 高速チューンシフターの写真を示す。

RFQ には、高い高周波電圧を発生させたいが、研究目的で述べたように遅いビーム取り出しへの適用も考えていることから、六極電磁石によるチューンの拡がりに対応して周波数スイープをかけてやる必要が出てくる。すなわち、異なる周波数帯域にわたって高い電圧を出さなければならないことから、オールパス・ネットワークによる給電方式を採用した。RFQ は電気回路的には静電容量であるので、周波数特性はローパス型になる。設計段

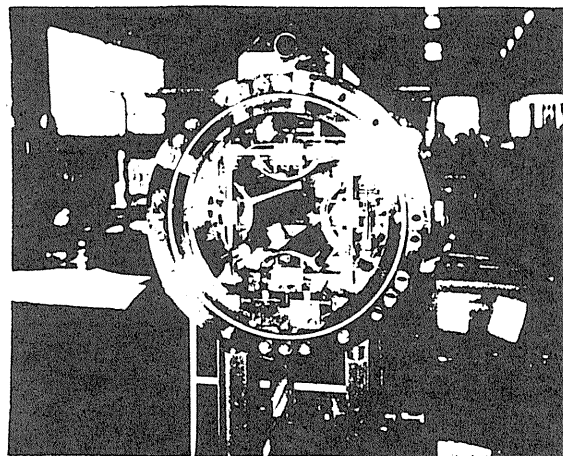


Fig. 1 RFQ 高速チューンシフター

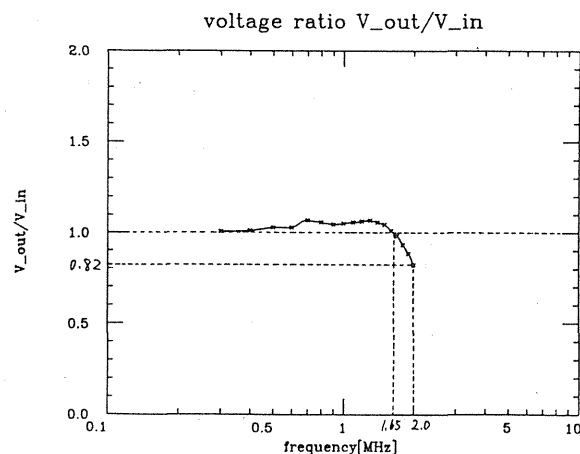


Fig. 2 RFQ 電極部出力電圧の周波数特性

階の見積りでは、RFQ 電極部の静電容量は  $50\text{pF}$  程度としていたが、実機の測定では約  $230\text{pF}$  という大きな値となってしまった。これは、オールパス・ネットワークに対する理解が不十分であったことと、絶縁用のセラミックなどの高誘電率の部分を見落していたことによるものであり、これにより、十分な電圧の出せる領域が高周波数領域できつくなる、という事態になった。対策として、整合回路と電極ポートの間のケーブルを可能な限り短くしたり、電極を内部で接続していた銅板を半分とらずなどして、静電容量を減らした。これにより、高周波数領域は約  $1.7\text{MHz}$  まで出せることができ、HIMAC の加速周波数  $6\text{MHz}$  に対しての基本性能までは検証できるようになった。Fig.2 に RFQ 電極部出力電圧の周波数特性を示す。



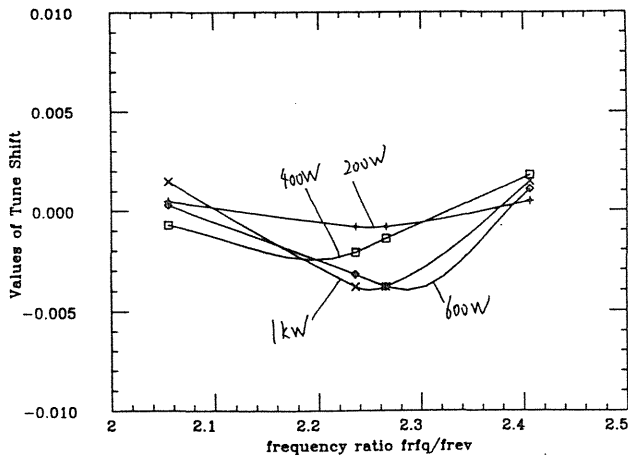


Fig. 3 周波数比に対するチューンシフト量 (11/29 マシントイム)

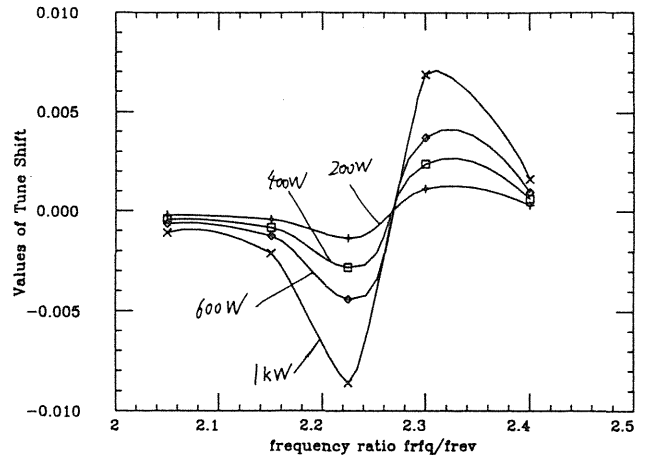


Fig. 4 解析解から予測されるチューンシフト

## 2.2 シミュレーション計算

昨年度来行なったような一周分のマトリックスに薄肉レンズ近似でRFQの効果を入れる方法では、RFQ設置位置でのベータ関数がターン数によらず一定と仮定しているため、元のtwiss parameterで規格化した位相空間での位相の進みが本来のチューンに対応していないと考えられた。

そこで、RFQを入れることにより周期性が崩れることを考慮して、トランスフォーマトリックスを周期条件のない一般的なものに変更してプログラムを書き直した。また、同様のプログラムで周回周波数( $f_{rev}$ )とRFQ周波数( $f_{rfq}$ )の比によって、RFQの強さが元に戻るまでの周期数 $n$ を計算し、(例えば、 $f_{rfq}/f_{rev} = 2.2$ なら $n=5$ )その $n$ 周を一周期として一周分のトランスフォーマトリックスを求める、という計算も行なった。

この計算により、ベータ関数の変調の様子などがシミュレーションでき、チューンシフトの定性的な様子が得られたが、チューンシフト量という点では、昨年度の計算とほぼ同じ値になり、解析解との定量的な一致は見られなかった。今後の方針としては、解析解の定式化の表現から出発してRFQの効果を表すトランスフォーマトリックスを導き出す、というアプローチが考えられる。

## 2.3 HIMACにおけるビーム試験

完成したRFQ高速チューンシフターは平成9年夏、放医研において三菱、東芝、AECといった方々の御協力のもとにHIMAC下リングへの組み込みを行なった。この際、RCNPより搬入したRFアンプの異常により、阪大南園グループ所有のENIアンプをお借りして試験を行なった。異常のあったRFアンプは、一ヶ月後の第一回マシントイム前までに修理され、以降正常に作動している。

これまでにHIMACで行なったビーム試験は4回(合計35時間)であった。実験計画としては、RFQの基本性能を調べ、安定領域でのチューンシフトの観測、不安定領域での遅いビーム取り出し、を行っていく予定であったが、これまでのところ、チューンシフトの観測までは行なうことができた。チューンの測定は、位置モニターからの信号をリアルタイムスペクトルアナライザで観測

し、周回周波数のスペクトルとそのサイドバンドとして現れるスペクトルとの差からチューンの小数部を求める、という方法で行なった。11月29日に行なった測定でのチューンシフト量のデータをFig.3に示す。このときRFQへの印加電力は200W,400W,600W,1kWの4点で、周波数比を $f_{rfq}/f_{rev} = 2 \sim 2.5$ の間の何点かで固定して測定し、ビームが安定に生き残ったデータについてのみ示してある。解析解から予測されるチューンシフト Fig.4と比較すると、定性的な傾向はよくあっていると云える。

このほか、ビームが安定に生き残る場合でも、サイドバンドが二つに分かれてみえるデータなどもあり、これが解析解から予測されるベータatron振動の振幅の最大値がモジュレーションされていること(すなわち、2種類の振動が重なった運動であること)と関係があるかどうか、などについても解析してみる予定である。

遅いビーム取り出しへの適用はこれまでのマシントイムでは行なえなかったが、RFQの電圧と周波数の条件を選ぶと、RFQ-ONと同時にビームがすべて失われる様子が観測されている。この不安定領域の振舞いを利用した遅いビーム取り出しについては、今後マシントイムをいただければ幸いである。

## References

- [1] 山田聰 *et al*, 重粒子線がん治療装置建設報告書, NIRS-M-109, HIMAC-009, 1995.
- [2] K. Noda *et al*, *Nucl. Instrum. Methods A* **374**, 269 (1996).
- [3] HANDBOOK OF MATHEMATICAL FUNCTIONS, ed. M.Abramowitz and I.A.Stegun(Dover Publications, Inc., New York, 1970).

# 高周波四極電場を用いた ベータトロトン振動数制御の研究

平成8年度及び9年度

RCNP-NIRS共同研究

平成9年12月19日  
大阪大学核物理研究センター (RCNP)  
遠藤卓行

## 目次

1. 研究の動機及び目的
2. RFQ高速チューンシフターの原理
3. RFQ高速チューンシフターの実機について
4. HIMACにおけるビーム試験
5. まとめ及び今後について

## 研究の動機及び目的

- 放医研でのRF-KO-SEの成功。同様の取り出しがRFQでも可能ではないか？

↓

- シンクロトロトンにRFQを組み込んだ場合の周回粒子の運動方程式を解析的に解きたい。

↓

- 運動方程式の近似的な解析解を得た。
- 安定解の振舞いよりRF電圧と周波数を制御することで高速チューンシフトが実現可能。

↓

- 空間電荷効果によるチューンシフトの補償。
- 不安定解の振舞いより遅い取り出しへの適用も。

## 2. Mathieu 方程式の近似的な解析解

### シンクロトロンにRFQを入れた時の 周回粒子の運動方程式

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K_0(s)x = \frac{q_e}{m_0\gamma v^2} E_x(s, x, t)$$

RFQ electric field:

$$E_x(s, x, t) = G_0 x \sin(\omega t + \Phi) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [u(s + \frac{l}{2} + nL) - u(s - \frac{l}{2} + nL)]$$

$G_0$ : field gradient

$l$ : RFQ electrode length

$L$ : circumference of ring

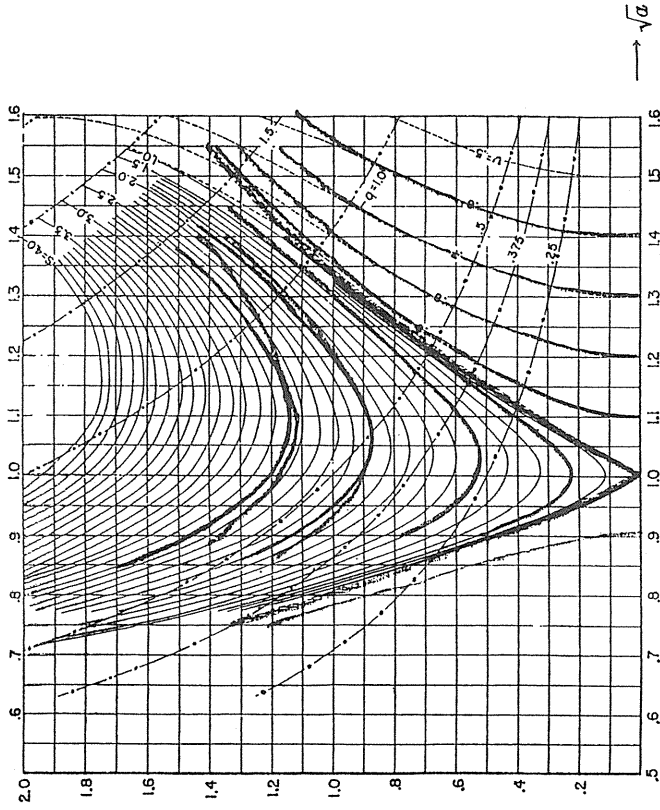
$$(x, s) \rightarrow (\eta, \phi)$$

運動方程式は Mathieu 方程式になる

$$\frac{d^2y}{dz^2} + a \left\{ 1 - \frac{2q}{a} \cos(2z) \right\} y = 0$$

$$\begin{cases} 2z = K\phi + \Phi_k \\ a = \frac{4}{K^2} \nu_0^2 \\ \frac{2q}{a} = \frac{q_e}{m_0\gamma v^2} G_0 \beta_0^2 A \end{cases} \quad \nu_0 \text{ (betatron tune)} \quad ; A = \frac{l}{L}$$

## 数値解と近似的解析解との比較



$G_0$

$\frac{-2q}{a}$

$\uparrow$

Charts of the Characteristic Exponent.  $\nu = \frac{2q}{a} = \frac{2q_e}{4a} = \frac{q_e}{2a} - m$   
(From S. J. Zarembo, An elementary review of the Mathieu-Hill equation of real variables based on numerical solutions, Ballistic Research Laboratory Memo. Rept. 878, Aberdeen Proving Ground, Md., 1955, with permission.)

—  $\nu = \text{constant}$ ; in unstable regions

- - -  $\nu = \text{constant}$ ; in stable regions

- · - · - Lines of constant values of  $-q$ .

$$-\frac{2q}{a} = 4 \frac{\sqrt{a-1}}{\sqrt{a}} \quad (\text{境界の式})$$

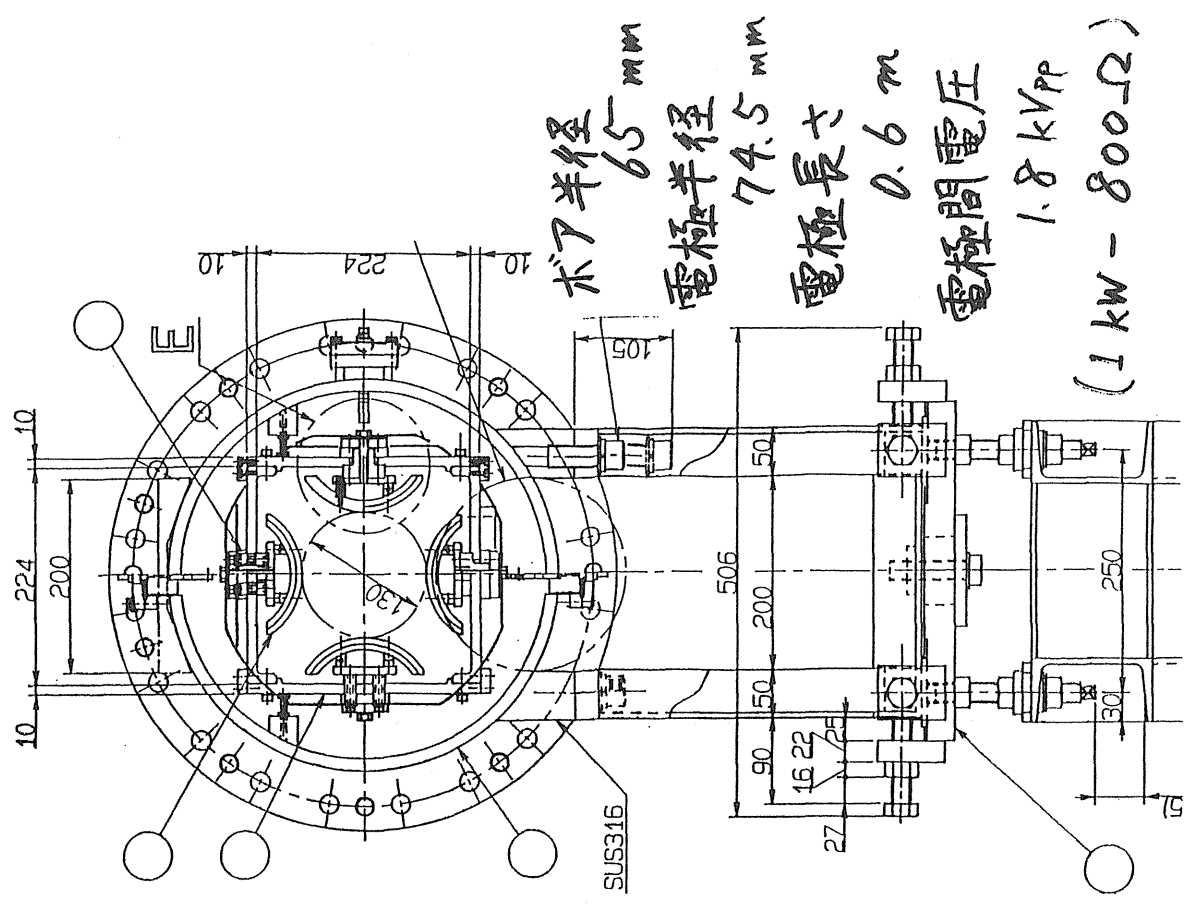
$$-\frac{2q}{a} = 4 \frac{\sqrt{1-a-1}}{\sqrt{1-a}} \quad \left\{ \begin{array}{l} C = -(a-1)^2 \quad (\text{安定領域}) \\ \quad \quad \quad a = 2-2\epsilon \\ C = \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \ln S\right)^2 \quad (\text{不安定領域}) \\ \quad \quad \quad S = e^{i\mu\pi} \end{array} \right.$$

# RFQ高速チューンシフターの実機について

## RFQ高速チューンシフターの基本仕様

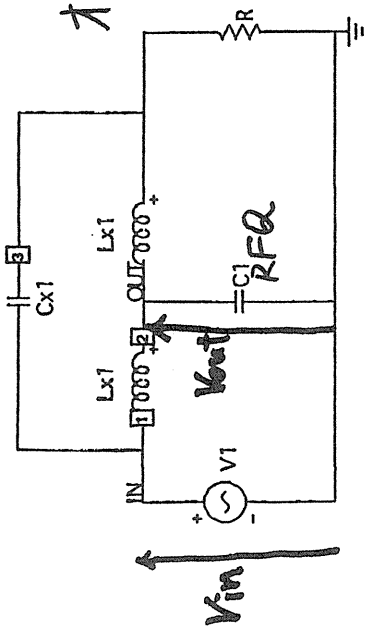
### ◎実機の設計方針

1. 空間電荷効果の補正を目指し、垂直方向チューン制御を研究対象とする
2. チューンシフトの観測に重点をおき、1~2kWのRFアンプを使用
3. 異なる周波数帯域での適用、遅い取り出しでの周波数スイープから、オールパスネットワークによる給電方式を採用
4. HIMACでの設置位置をもとに実機の仕様を決定

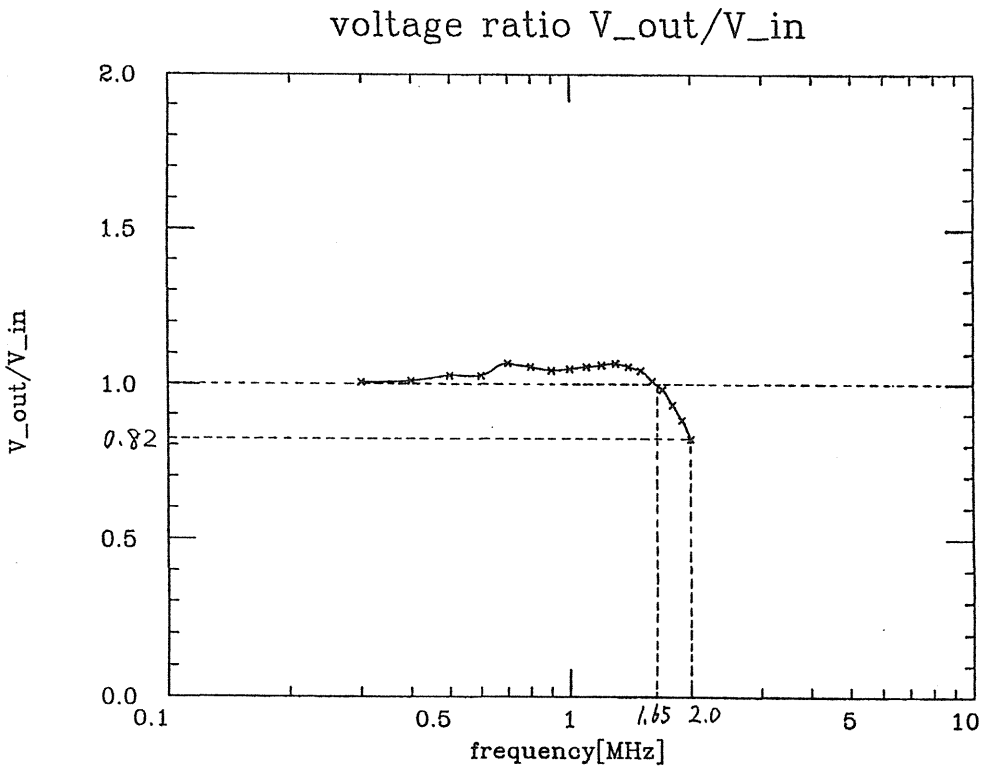
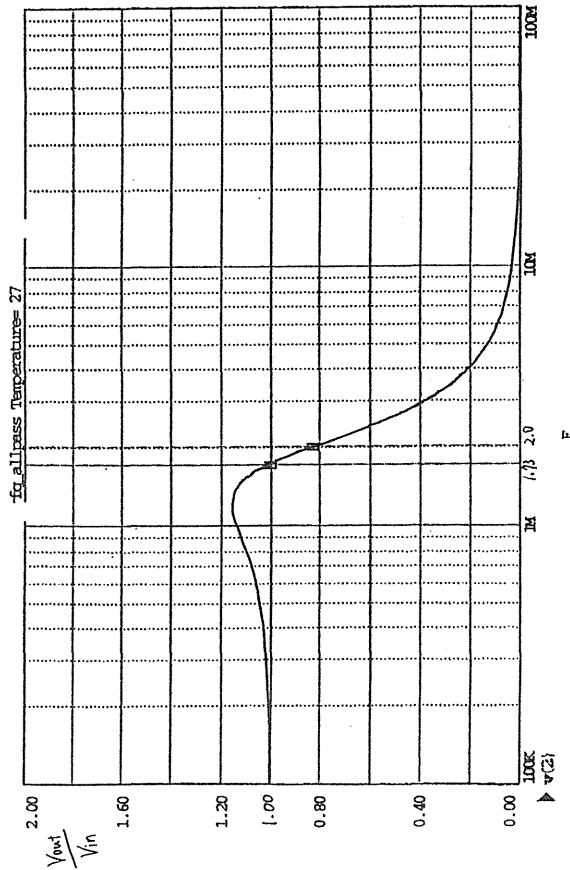


# 15. 実機の動作試験

オールパス  
ネットワークによる  
給電方式



```
.DEFINE Lx1 73.6UH
.DEFINE C1 230PF
.DEFINE Cx1 57.5PF
.DEFINE R 800Ω
.MODEL V1 SIN (F=1MEG A=1 DC=0 PH=0 RS=0 RP=0 TAU=0 FS=0)
```



## HIMACビーム運転条件

イオンの種類：  ${}^4\text{He}^{2+}$

エネルギー： 6.1MeV/u

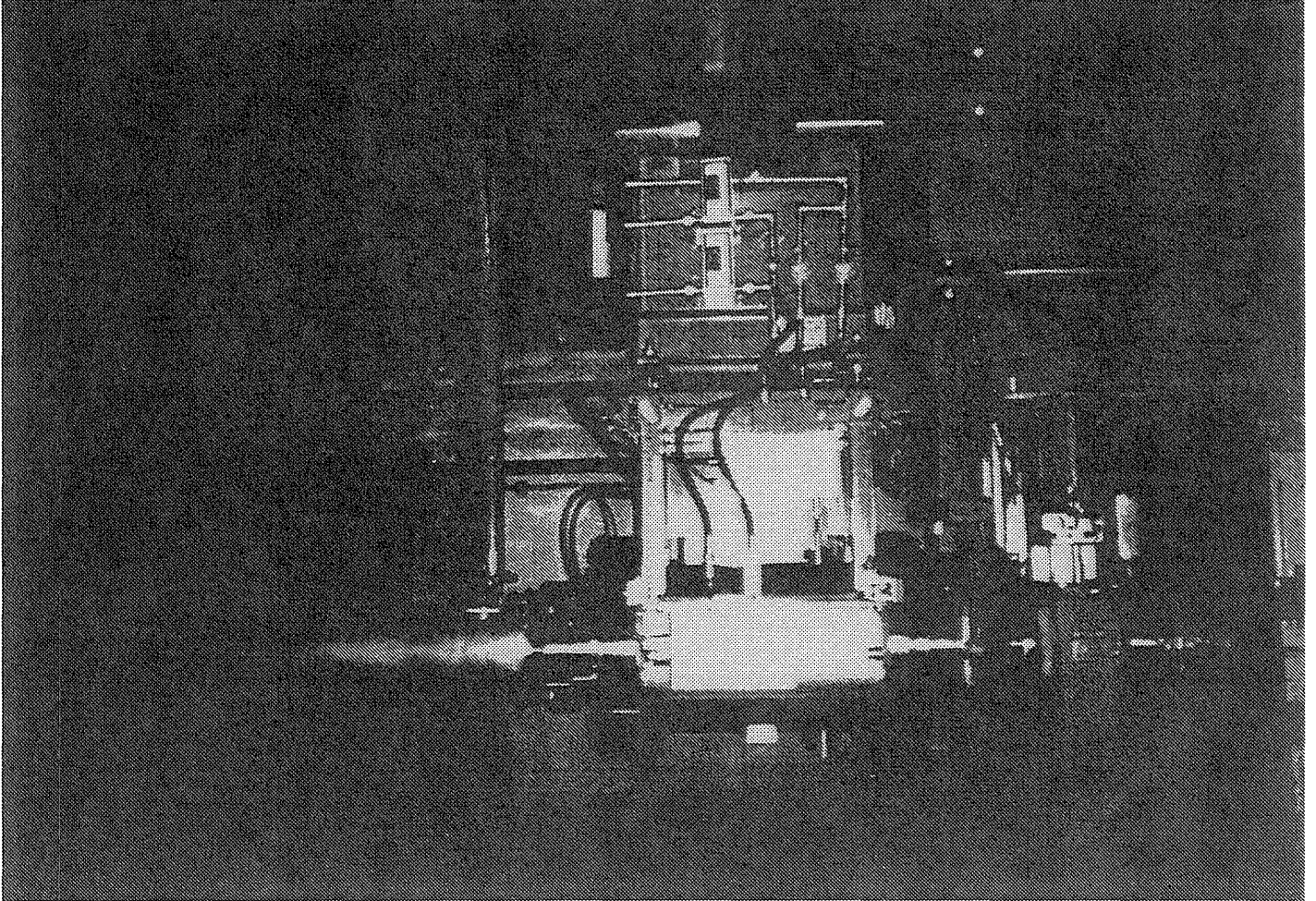
ビーム電流： 700 $\mu\text{A}$

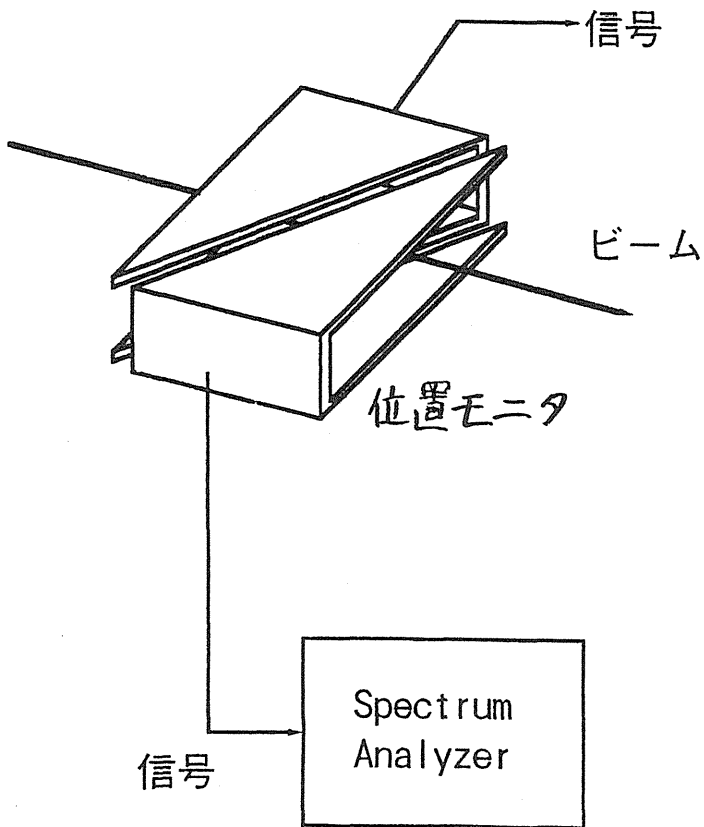
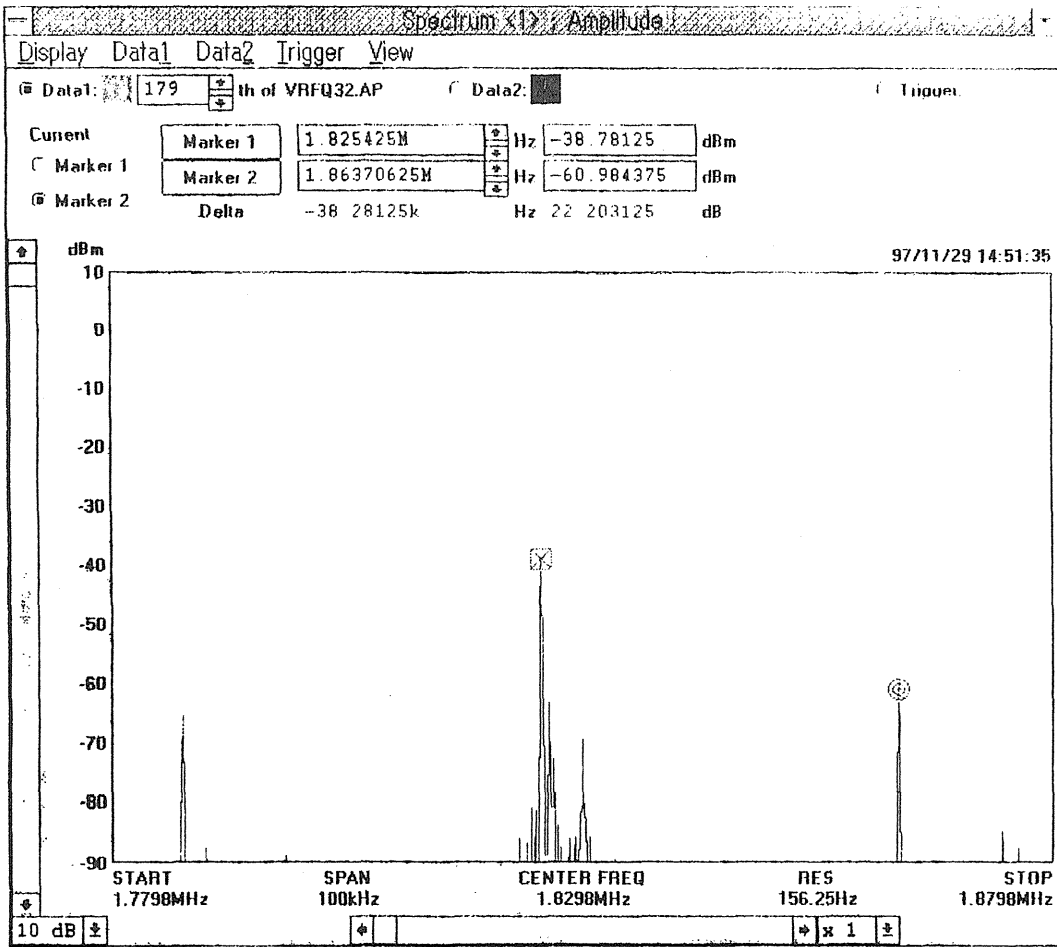
フラットベース

運転周波数：  $f_B=1.0456\text{MHz}$

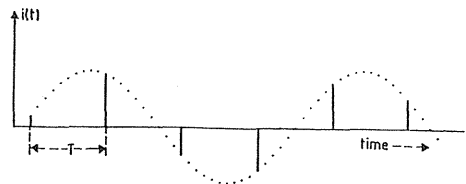
回転周波数：  $f_{rev}=0.2614\text{MHz}$   
(バンチ数4)

周期： 3.3s

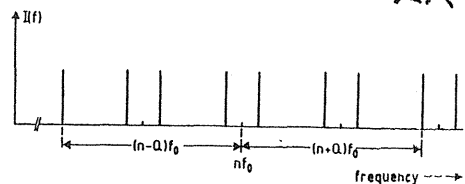




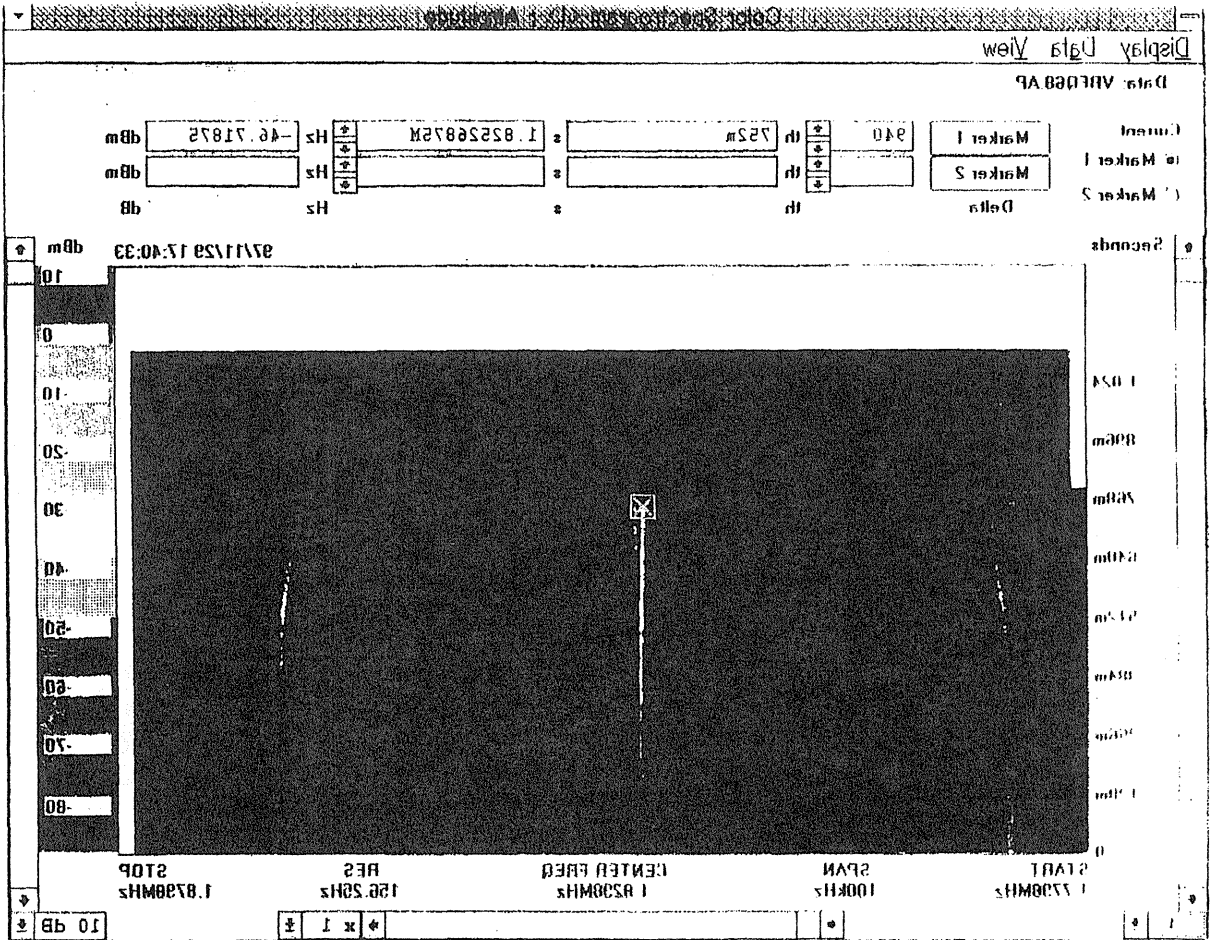
位置モニタの信号



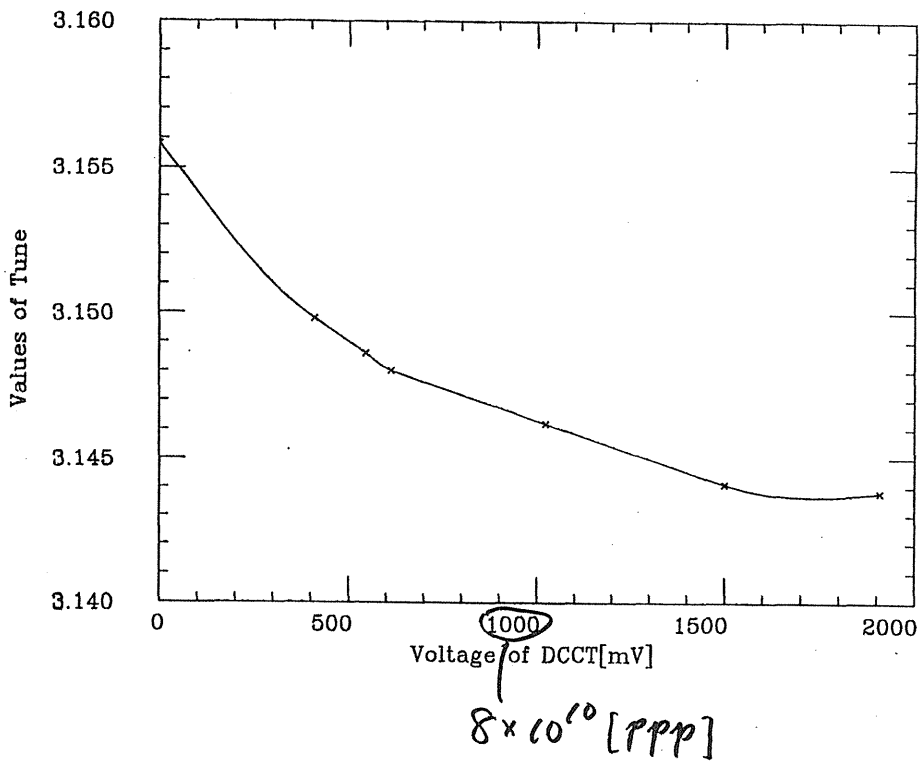
観測される  
スペクトル



② バータロン振動数の測定

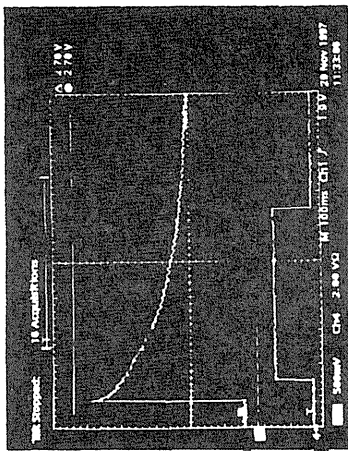


Beam Intensity - Tune





RFQ - OFF

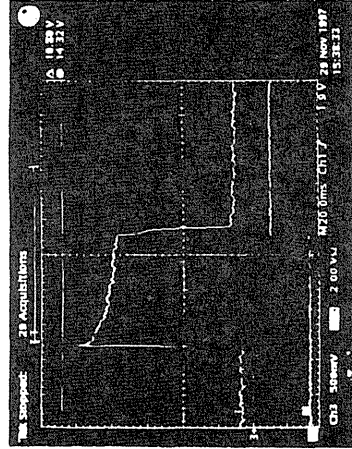
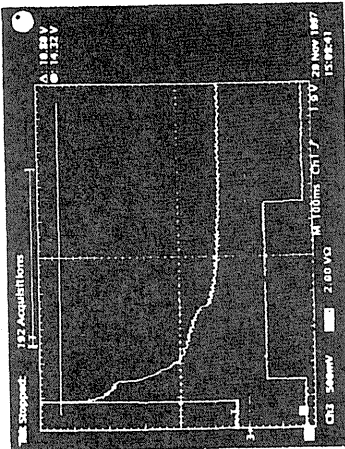


DCCT  
RFQ OFF

100ms

$$\frac{f_{in}}{f_{ref}} = 2.0551$$

$$\Delta V = +0.0015$$



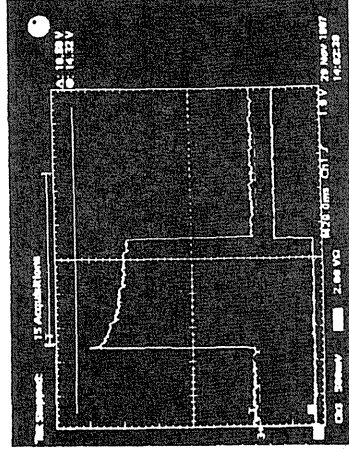
20ms

$$\frac{f_{in}}{f_{ref}} = 2.2654$$

$$\Delta V = -0.0038$$

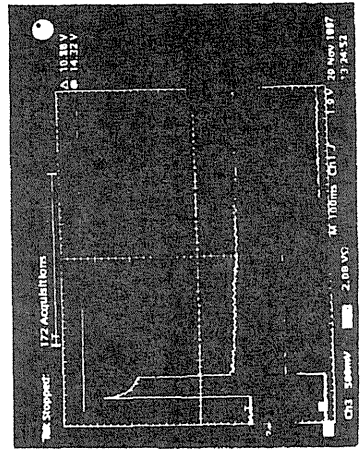
$$\frac{f_{in}}{f_{ref}} = 2.3057$$

(不稳定)



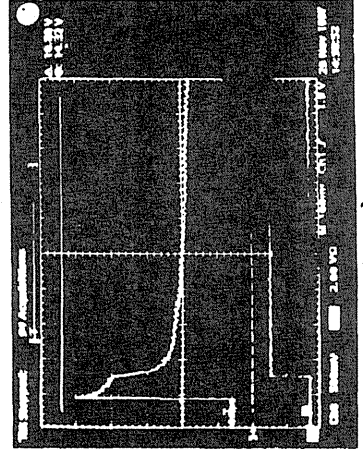
$$\frac{f_{in}}{f_{ref}} = 2.2356$$

$$\Delta V = -0.0038$$



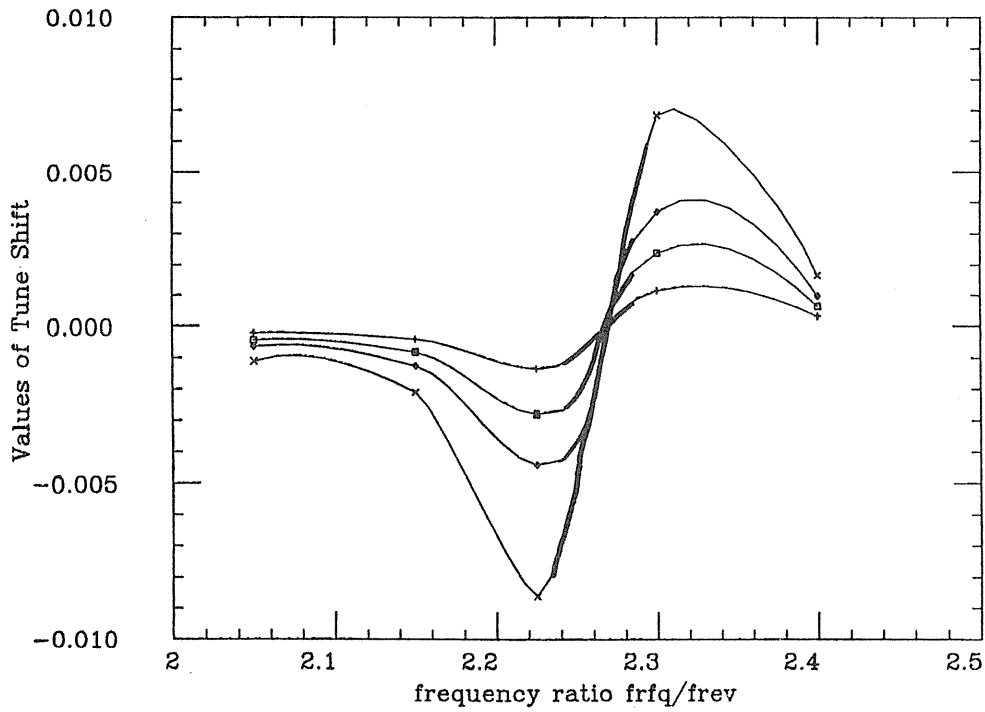
$$\frac{f_{in}}{f_{ref}} = 2.4057$$

$$\Delta V = +0.0015$$

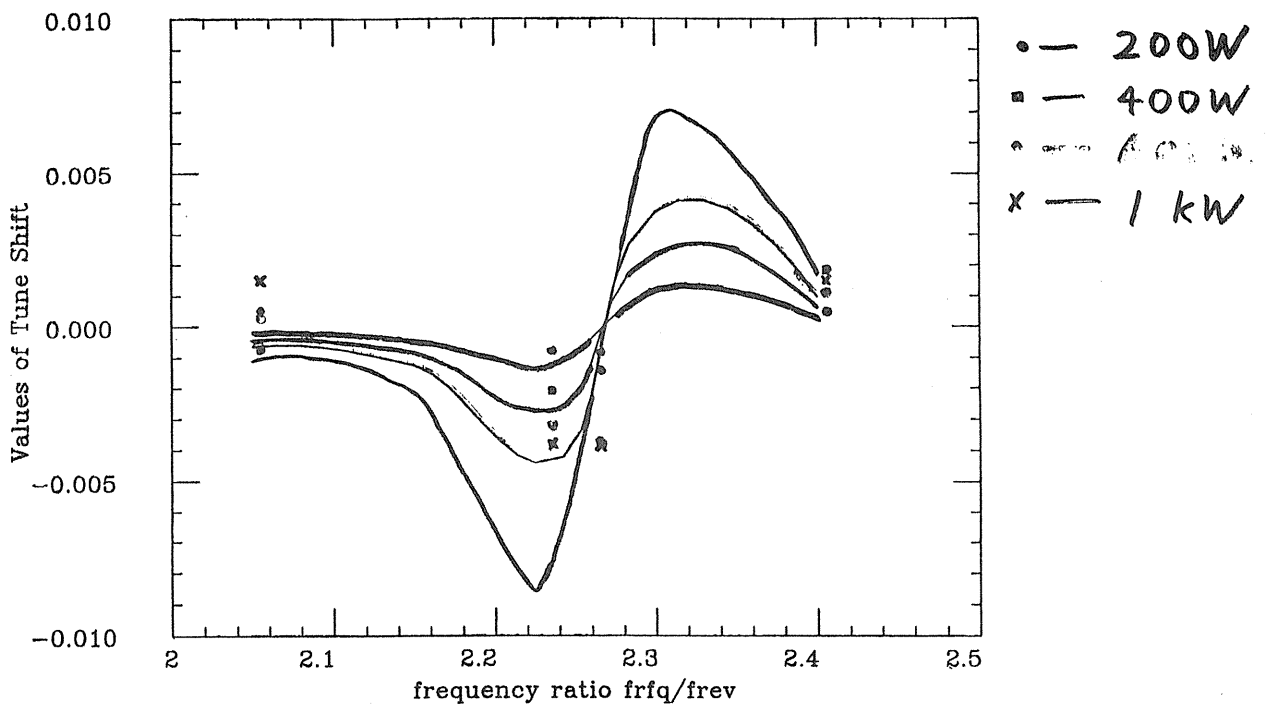


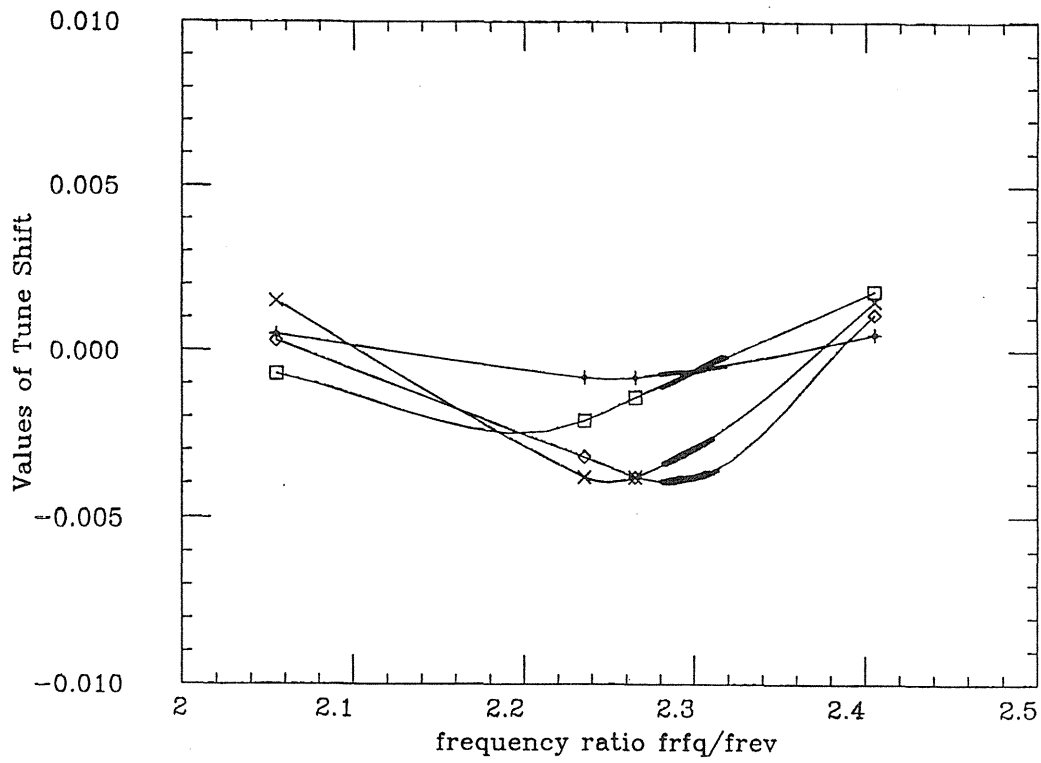
# 解析解による $\chi_2$ -シフト

( $\nu_0 = 3.13$ )



# 解析解 (実線) と 実験値 (プロット) の比較





まとめ

1. チューンシフトは観測された。定性的な傾向も解析解に近い。
2. ビームが一瞬で失われる不安定領域も観測された。

今後の課題

1. COD 補正後の精密なチューン測定、異なるチューンでの測定。
2. 遅い取り出しへの適用。チューンズプレッドにより、リップル低減が可能か？  
→次年度もぜひマシンタイムを！！

## 確率冷却用ピックアップ電極の開発

稲辺 尚人<sup>a</sup>、若杉 昌徳<sup>a</sup>、片山 武司<sup>b</sup>

<sup>a</sup>理化学研究所 <sup>b</sup>東大 原子核科学研究センター

### 1 概要

本R&Dは、理化学研究所の時期計画で予定されている確率冷却装置の一部であるピックアップ電極を開発するものである。

理化学研究所では時期計画としてRIビームファクトリー計画を推進している<sup>1)</sup>。本計画は、大強度、高品質のRIビームを生成し、基礎から応用にわたる先端的研究に利用するのを目的としている。本計画のレイアウトを図1に示す。図1に示すように、ビームの大強度化、高品質化には、蓄積冷却リング(Accumulator Cooler Ring; ACR)<sup>2)</sup>が用いられる。ACRでは、多重入射とRFスタッキングにより大強度化を、また、電子ビーム冷却と確率冷却によりビーム冷却を行なう。

ACRに入射されるRIビームは、入射核破碎反応で作られる破碎片であり、エミッタンス、および、運動量の広がり大きい。また、このビームはRI固有の寿命を持つ。このため、RIビームの冷却には、大エミッタンス、広い運動量幅のビームを迅速に冷却することが要求される。確率冷却法<sup>3)</sup>はこのような要求に適したビーム冷却法である。なお、通常の一次ビームのエミッタンス、運動量幅( $\epsilon = 1 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ,  $\Delta P/P = 0.1 \%$ 程度)を持つビームの冷却には、一般に電子ビーム冷却のほうが効率が良いため、確率冷却で冷却されたビームのさらなる冷却には、電子冷却法を用いる。

確率冷却法の概念を図2に示す。図2に示すように確率冷却装置は主に、ピックアップ部、アンプ部、および、キッカー部より構成される。ビーム冷却は、ピックアップでの信号を各サンプル毎にキッカーへフィードバックすることによって行なわれる。冷却時間を短くするためには、サンプルの数を増やすこと、キッカーでのキック力を大きくすること、ピックアップからの信号のサーマルノイズを少なくすることが重要である。このため、ピックアップには高い周波数帯域( $\sim 1 \text{ GHz}$ )でより高感度のもので、電極

および伝送線を低温に保つことが要求される。また、アンプには高い周波数帯域で大増幅度のものが要求される。なお、ピックアップの感度とアンプの増幅度は周波数に依存するが、ACRで貯められるビームの速度は様々 ( $\beta = 0.3 \sim 0.7$ ) であるため、広い周波数範囲で上記の要求が満たさねばならない。

確率冷却法は現在まで、CERN<sup>9)</sup>、FNALなどで用いられているが、多くの場合、ビームの速度は一定で、その速度に見合ったシステムが用いられている。また、 $\beta = 0.3 \sim 0.7$ の範囲で確率冷却法の使用はなされていない。本R&Dでは、国内で唯一この速度領域の重イオンビームが得られるHIMACを用い、ピックアップ感度を実測し、ACRの確率冷却用の高周波数領域で高感度、広帯域のピックアップ電極の開発を行ないたい。

## 2 装置

図3に示したように、測定には、ピックアップ系、ネットワークアナライザー、ビームの位置、および、電流のモニターが必要である。このうち、位置モニターと電流モニターはビームの較正に用いるもので、既設のものを利用したい。なお、位置モニターはできればビームのプロファイルまでわかるもの、電流モニターには、コースティンビームでも読めるようなものがあれば、それらを使用したい。また、ネットワークアナライザーは市販のものを用いる。信号の減衰を避けるため、これはなるべくピックアップ系の近くにおくこと考え、コンピューター制御の可能性もある。

ピックアップ系の設計は現在、一対のものに対して行なっているが、その様子を図4に示す。設計では、このような形状のピックアップ電極の周波数特性について、MAFIAを用いて解析した。結果を図5に示す。結果より、 $\beta=0.5$ までではかなりの広帯域で100オーム程度のカップリングインピーダンスを持ったものになっていることがわかる。

現在、本R&Dの準備研究として、パルス状の電子ビームを用い、一対のピックアップの周波数特性の測定を行なう計画を進めている。この測定をもとに設計されるピックアップを用い、より実践的な本R&Dを行なう。なお、本R&Dの測定では複数対のピックアップを用いるが、具体的な個数については設置場所の長さに応じて考える予定である。ま

た、複数のピックアップの信号の合成は現在検討中であるが、そのことにより、チャンパー自身の大きさが大きくなることはない。さらに、ピックアップ箱は真空にされるが、両側に真空バルブを、チェンバーには真空系を設置することにより、加速器の他の部分に悪影響を及ぼさないように配慮する。

### 3 測定

図3に示すように、測定はピックアップからの信号をネットワークアナライザーにより周波数ドメインで行なう。このときのビームの様子は位置モニターと電流モニターで較正する。これらの情報よりピックアップの感度の周波数依存性を調べることができる。

これらの測定は、一対および複数対のピックアップに対して行ない、おのおののピックアップからの信号の合成についても調べる。また、測定はいくつかの異なる速度のビームに対して行ない ( $E(\text{MeV/u}) = 200 \sim 400$ )、ピックアップの感度の速度依存性を測定する。

### 4 ビームに対する要求

核子あたり200 MeV, 300 MeV, 400 MeVのビームがそれぞれ必要である。粒子はC以上の原子番号のもので、その粒子数は、リング1周あたり $10^8$ 程度とする。測定は、バンチビーム、コースティングビームの両方で行なう。コースティングビームの時には、加速後はRFを切る必要がある。

### 5 マシントイムに関する要求

来年の12月以降に予定している。ピックアップ系をリングに設置する時間が必要であるため、最初に設置するタイミングはオーバーホールの時と予定している。今回は、基本的な測定技術の確立のため一週間程度のマシントイムを予定している。

## 6 製作、および、購入物品

新規に必要なものは次のとおりである。

ピックアップチャンバー (ピックアップ電極を含む)

真空系1式

ゲートバルブ 2個

ネットワークアナライザー

## 7 その他

採択の折りには、設置場所、時期の検討など、放医研の方にご協力をお願いしたい。

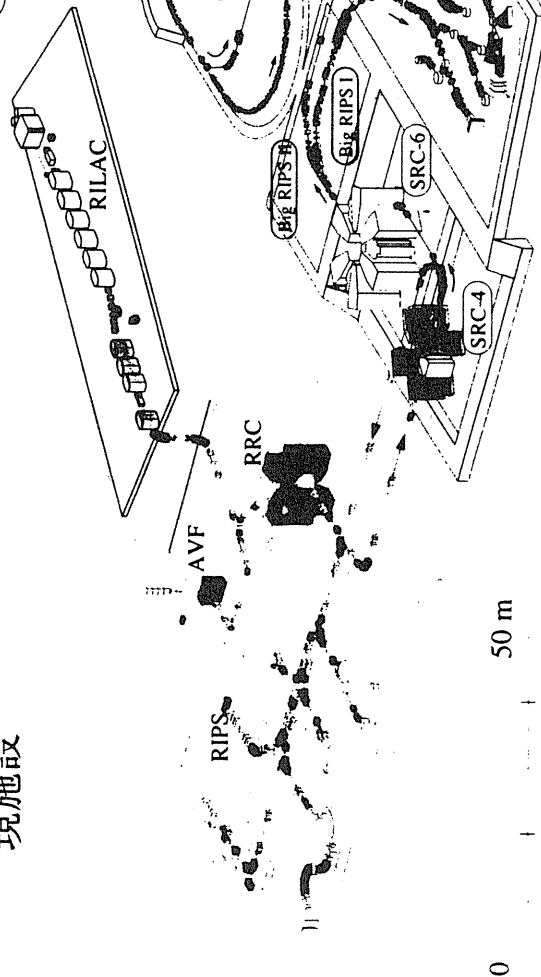
共同研究という形になれば幸いである。

## 8 参考文献

- 1) Y. Yano et. al. 第17回PACプロシーディング集 (1997. Vancouver) to be published.
- 2) K. Ohtomo et.al. 第17回PACプロシーディング集 (1997. Vancouver) to be published.
- 3) S. Van der Meer, CERN report, CERN/ISR-PO/72-31 (1978).
- 4) F. Casper, CERN report, CERN/PS/96-03(AR) (1996).

# RIビームファクトリー計画全施設概観図

## 現施設



BSR: Booster Synchrotron Ring  
RIビームを約1 GeV/核子、電子ビームを2.5 GeVまで加速します。

ACR: Accumulation Cooler Ring to cool  
RIビームの蓄積、冷却を行います。冷却には確率冷却と電子ビーム冷却を用います。

SRC-4, SRC-6: Superconducting Ring  
Cyclotrons 重イオンを数百 MeV/核子まで加速します。

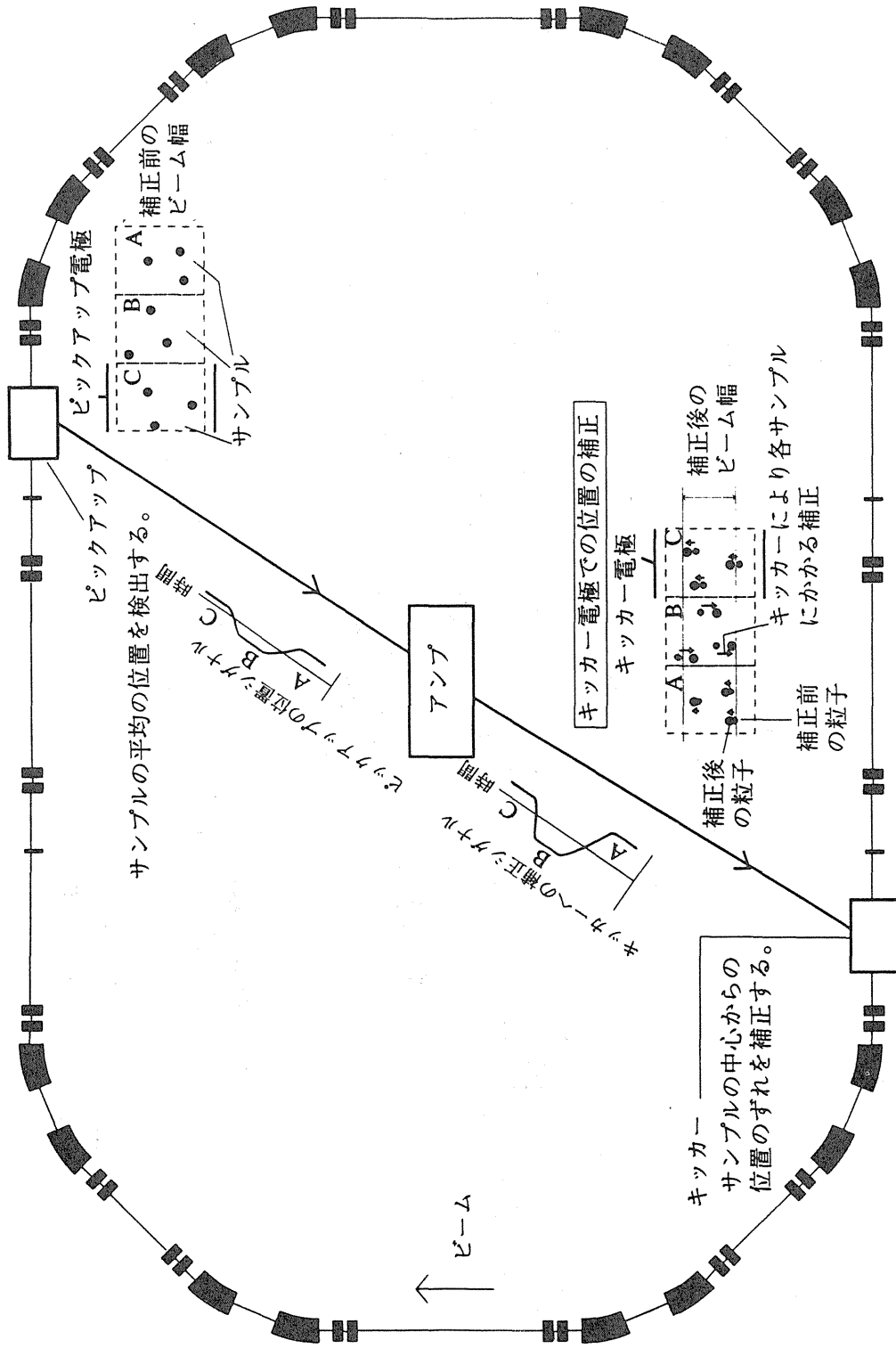
RIPS, Big RIPS I, II: 重イオンビームからRIビームを作ります。

DSR: Double Storage Rings  
RI、重イオン、電子、X線を用いた様々な衝突実験を行います。

Electron Linac: 電子ビームを0.3 GeVまで加速します。



# Stochastic cooling (transverse)



# 測定システム

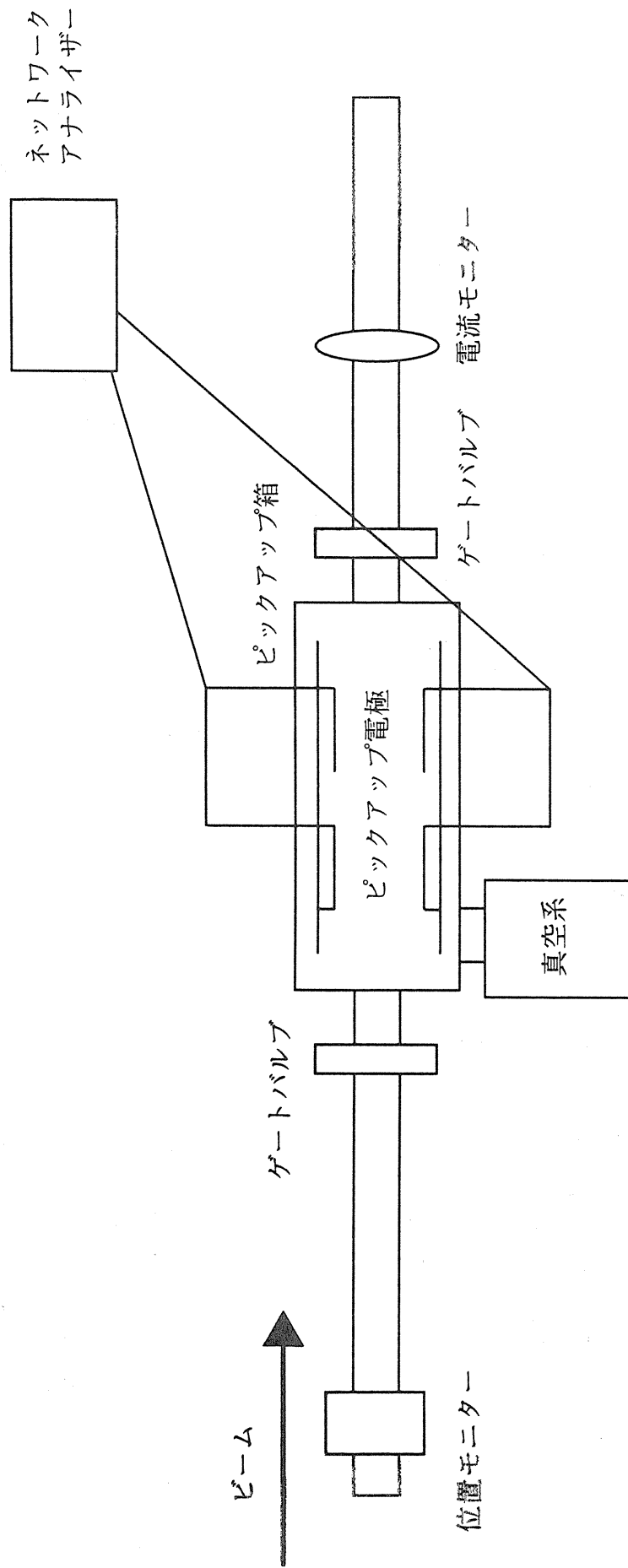
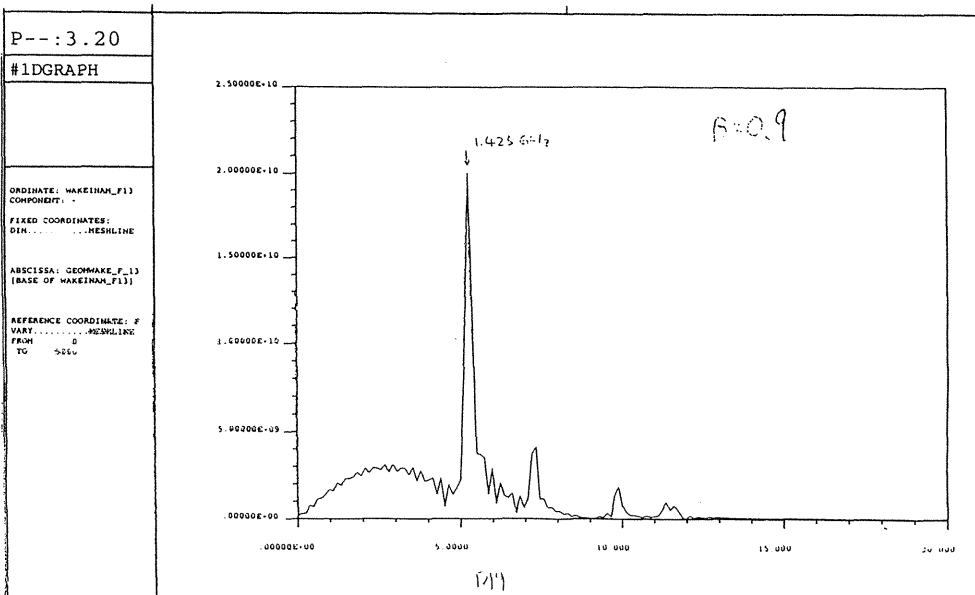
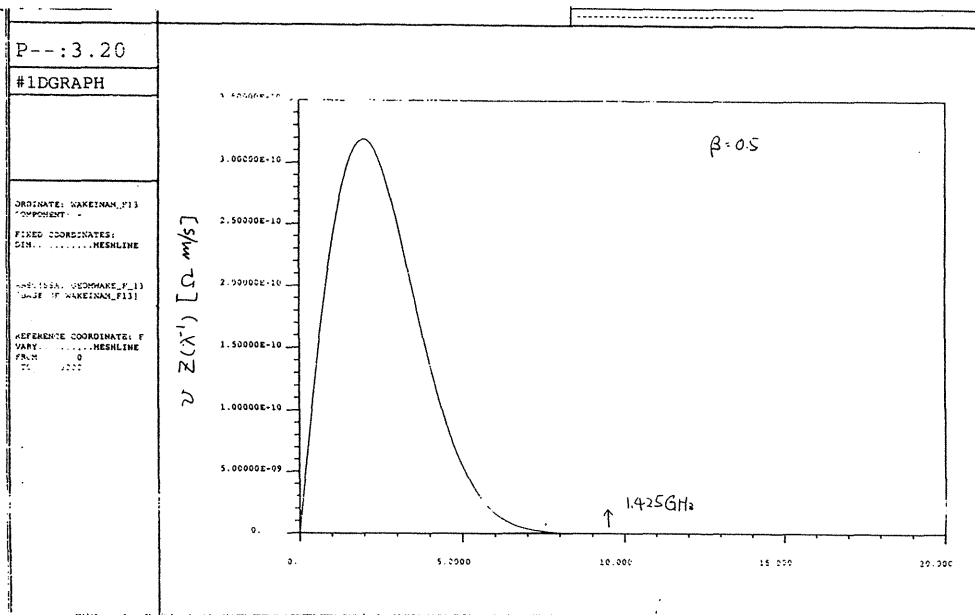
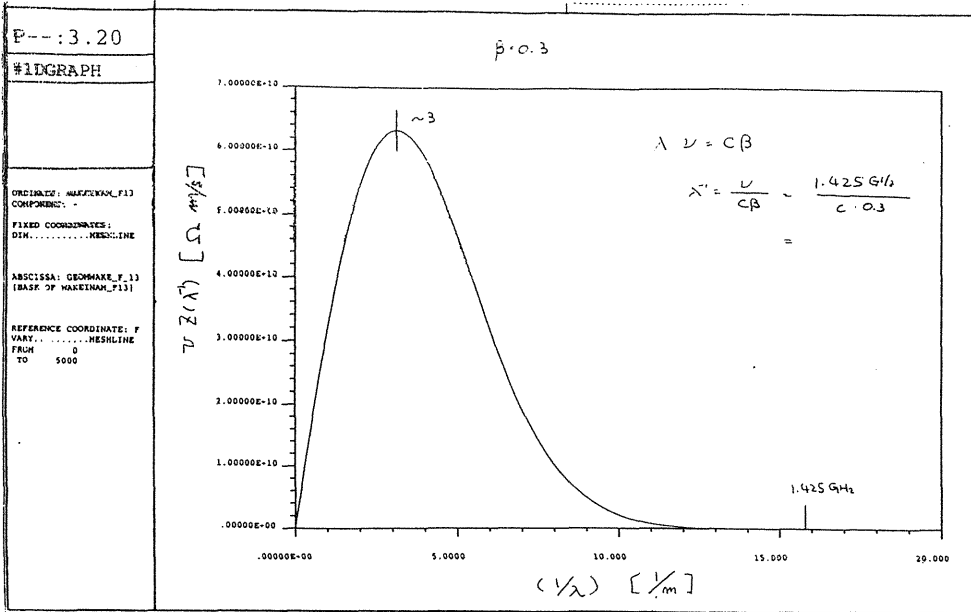


図 3





125

# 1) 概要

## 確率冷却用ピックアップ電極の開発

97/12/19 稲辺

理研次期計画 (RIビームファクトリー)

大強度、高品質のRIビームの供給  
蓄積冷却リング (Accumulator Cooler Ring ; ACR)

大強度化 ---> 多重入射、RFスタッキング  
高品質化 ---> 電子ビーム冷却、確率冷却

RIビームの生成 ---> 入射核破碎反応  
大エミッタンス、広い運動量幅  
確率冷却法の適用  
(ブレイクアップリング)

- 1) 概要
- 2) 装置
- 3) 測定
- 4) ビームにたいする要求
- 5) マシニングタイムにたいする要求
- 6) その他

確率冷却法

- 構成      ビックアップ、アンプ、キッカー
- 原理      ビックアップからキッカーへの各サンプルへのフィードバック

冷却時間の短縮化

- サンプル数の増加
- キッカーでの大きなキック力
- 熱雑音の低減



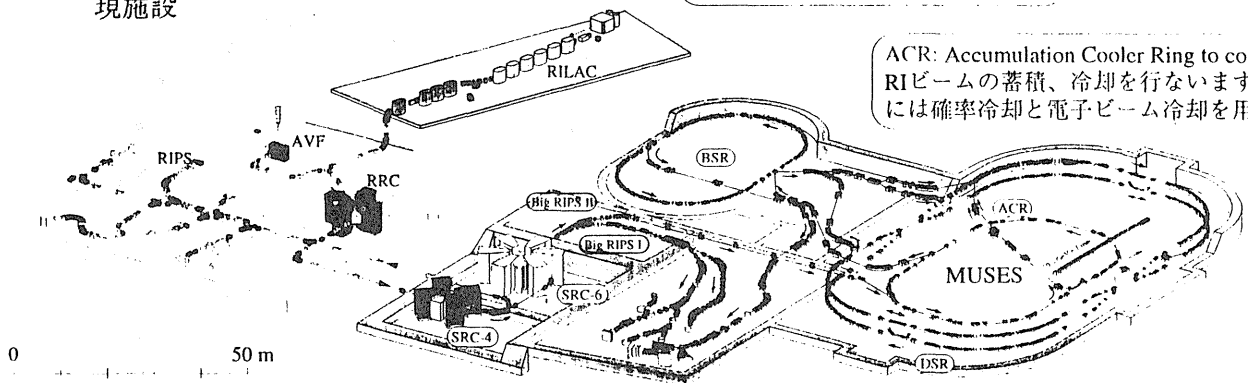
高周波帯での高感度のビックアップ、アンプ系  
 ビックアップ、プリアンプの低雑音化（低温化）

ACRでの速度領域  $\beta = 0.3 \sim 0.7$

広い周波数帯域での上記の要求

RIビームファクトリー計画全施設概観図

現施設



BSR: Booster Synchrotron Ring  
 RIビームを約1 GeV/核子、電子ビームを2.5 GeVまで加速します。

ACR: Accumulation Cooler Ring to cool RIビームの蓄積、冷却を行ないます。冷却には確率冷却と電子ビーム冷却を用います。

SRC-4, SRC-6: Superconducting Ring Cyclotrons 重イオンを数百 MeV/核子まで加速します。

DSR: Double Storage Rings RI, 重イオン、電子、X線を用いた様々な衝突実験を行ないます。

Electron Linac: 電子ビームを0.3 GeVまで加速します。

RIPS, Big RIPS I, II: 重イオンビームからRIビームを作ります。

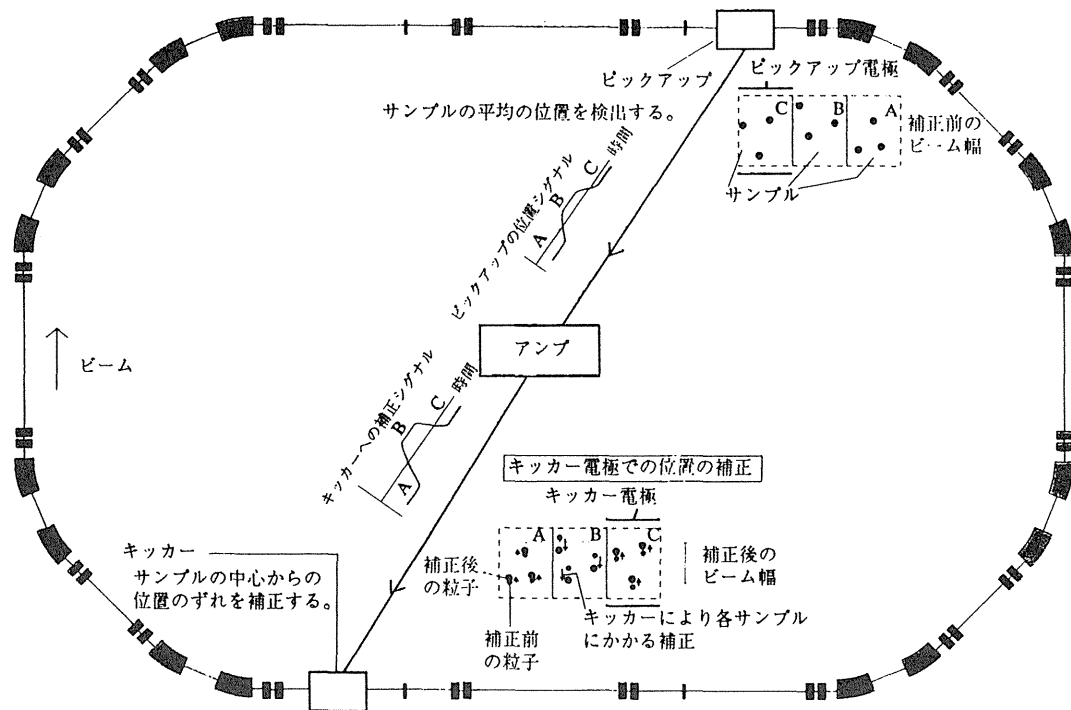
本R&Dの目的

ACR中での速度と同じ速度の重イオンビームが得られるHIMACを用いた、ピックアップ電極の感度の実測



ACRの確率冷却用の高周波領域で高感度、広い帯域のピックアップ電極の開発

Stochastic cooling (transverse)



# 測定システム

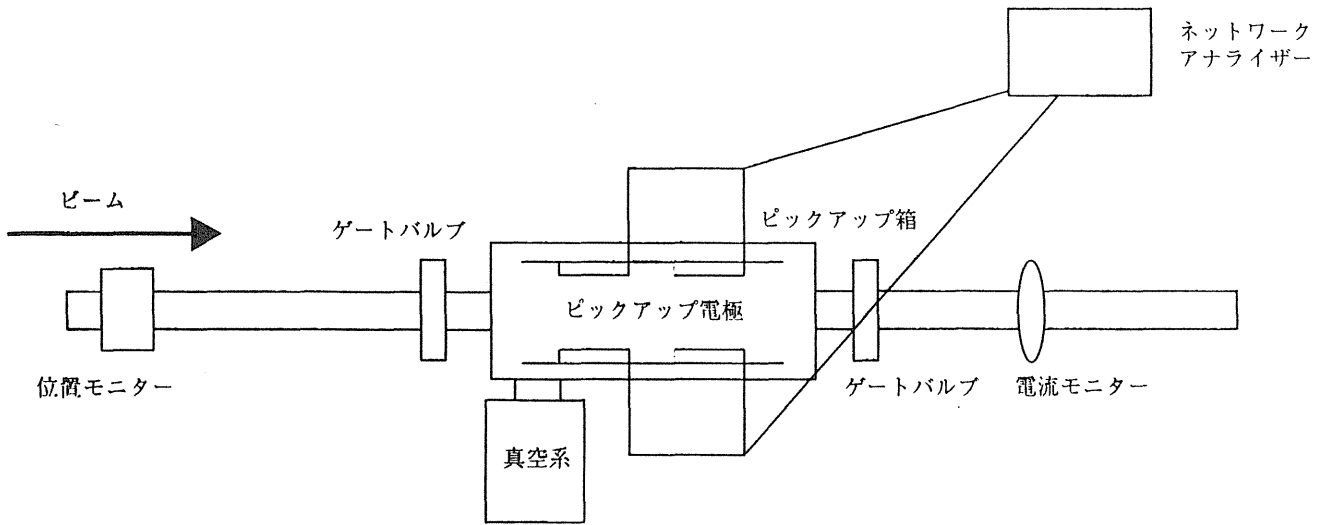


図3

## 2) 装置

- 構成
- ピックアップ系、ネットワークアナライザー、ビーム位置モニター、電流モニター
  - ビーム位置モニター ビームの較正 (あれば、プロファイルもわかるもの) (既設)
  - 電流モニター ビームの較正 (あれば、コーステイングビームでも読めるもの) (既設)
  - ネットワークアナライザー
  - ピックアップ系の近く (遠隔操作の可能性有り)



### ピックアップ系の設計

MAFIAを用い解析

$\beta=0.5$  程度までは、広帯域で100 オーム程度のカップリング

準備

パルス状の電子ビームを用いた一対のピックアップの周波数特性の測定

--->

より実践的である本R&Dで用いているピックアップ電極の設計の手助け。

### 3) 測定

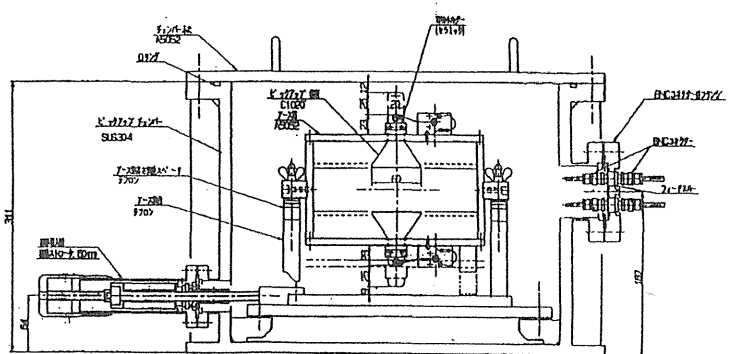
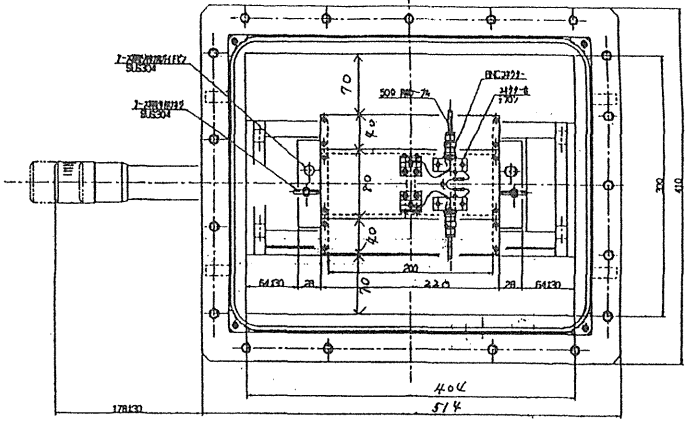
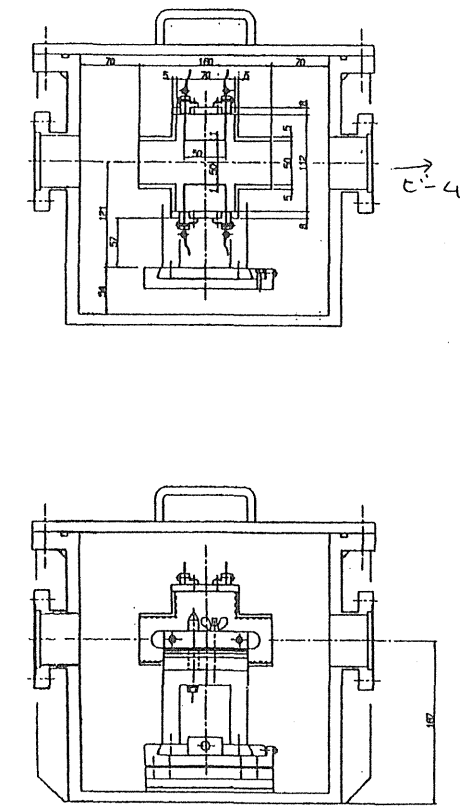
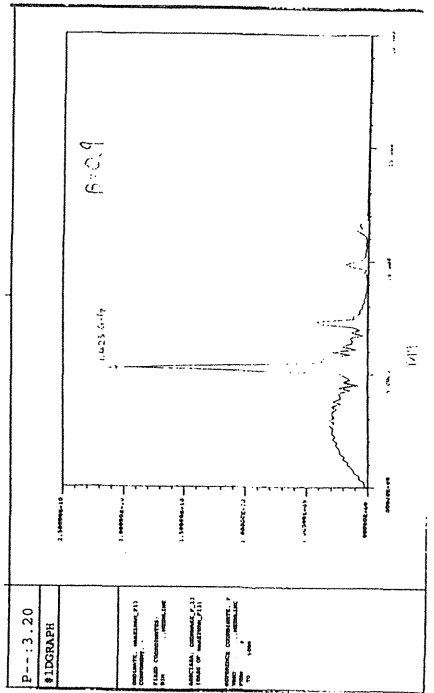
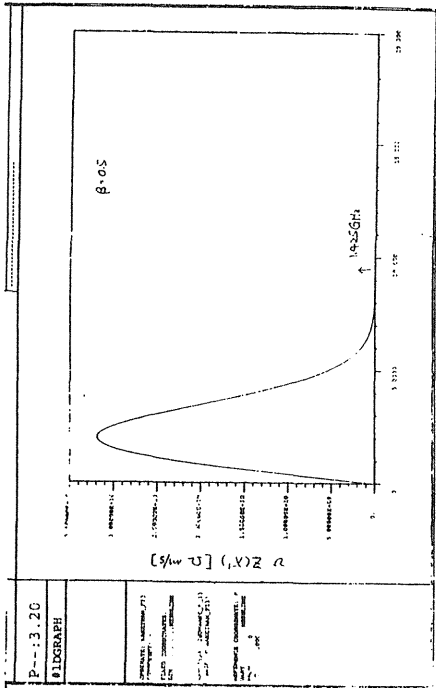
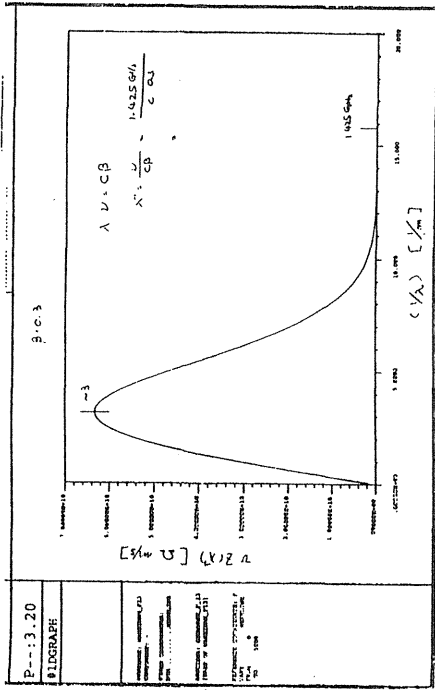
ピックアップからの信号のネットワークアナライザーによる周波数ドメインの測定。

ビームは位置、電流モニターで較正

複数対のピックアップでも上記の測定  
---> 信号の合成法の確立

いくつかのエネルギーでの測定

---> ビックアップの感度の速度依存性



#### 4) ビームに対する要求

エネルギー 核子あたり、200, 300, 400 MeV

粒子 C以上の原子番号のもの

粒子数 リング1周あたり $10^8$ 程度

バンチビーム、コーステイニングビームとともに測定

#### 5) マシントタイムに関する要求

来年12月以降

ビクアップ系の設置 オーバーホール時

最初のマシントタイム  
測定技術を確立 一週間程度

## 6) その他

製作、および、購入物品

新規に必要なものは次のとおりである：

ビックアップチャンバー (ビックアップ電極を含む)

真空系一式

ゲートバルブ 2個

ネットワークアナライザー

採択の折りには、設置場所、時期等の検討を、放医研のかたにご協力  
お願いしたい。共同研究という形になれば幸いである。

# ガン治療用入射 IH 型重イオン線形加速器の研究

東京工業大学・原子炉工学研究所

服部 俊幸

## 1. はじめに

放医研の癌治療用重イオン加速器が、世界に先駆けて稼働を開始した。その入射用線形加速器システムは、研究用としては適当であるものの実用機としては大型である。

医療用の実用機には安定性が最も必要とされ、また小型、省電力型なども重要な要素とされる。これらの要求を満足する加速構造としてはIH型構造が考えられる。この加速構造は低・中エネルギー領域で高い電力効率を有し、アルバレ型やRFQ型の5～10倍という実績をもつ。

そこで小型化に必要とされる高い加速率を実現する入射器として、IH型線形加速器について検討することにした。そしてこのたび設計が終了し、2種類の1/2スケールモデルを製作して高周波電場測定を行ったので報告する。

## 2. 入射線形加速器の設計

加速粒子としては、小型ECRイオン源で生成される $C^{4+}$  ( $q/A=1/3$ ) を考え、これを70keV/uで入射、3MeV/uで出射するものとした。そしてこれらの性能を全長約3mのIH型線形加速器で実現できるように設計および粒子軌道計算を行った。表-1に設計パラメータを示す。

粒子の収束方法としては、まず①APF収束について検討し、さらにIH型加速構造においてRFQ収束を行うことも考えて、ドリフトチューブにフィンガーを取り付けた②IHQ型についても検討を行った。それぞれの検討結果を以下に述べる。

### ①APF収束の場合

ドリフトチューブ設計の自由度を高めるためにAPF収束を採用したため、ドリフトチューブの外径、内径、全長、ギャップ面の曲率等を変化させることによって加速電力効率の向上や、ギャップ間の放電を抑制することが可能となった。

安定性を重視して加速ギャップ間電圧をKilpatrick限界程度として軌道計算を行った結果、比較的満足できる位相シーケンスとして $-45^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ の組合せが得られた。そして安定位相振動中で $-55^\circ \sim -25^\circ$ の約 $30^\circ$ がエネルギー幅1%以内に入ることが分かった。トランスバースアクセプタンスは $55\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ で、これはイオン源からのビームを十分アクセプトできる値である。また空間電荷効果を考慮した粒子軌道計算において、ビームは1mA程度までは加速可能であるが、数mA以上では発散してしまうことが分かった。

### ②IHQ型 (RFQ収束) の場合

計算パラメータは、APF収束IH型加速器の1/2スケールモデルと合わせるために、加速周波数を80MHz、入射エネルギーを50keV/u、出射エネルギーを2.15MeV/uとした。また低エネルギー領域ではギャップが狭すぎてフィンガー取り付けの余裕がないため、最初の5セルはフィンガー無とした。

計算結果より、同期位相を $-30^\circ$ 、エネルギー幅を約1%とした場合、位相アクセプタンスが約 $30^\circ$ 、トランスバースアクセプタンスが約 $100\pi$

mm·mradとなることが分かった。これはバンチャ

表-1 IH型およびIHQ型入射用線形加速機の設計パラメータ

	IH	IHQ
Acceleration Particle (q/A)	p, He, C <sup>4+</sup> ≥ 1/3	
Input Energy	70	50keV/u
Output Energy	3	2.15MeV/u
Operation Frequency	95	80MHz
Synchronous Phase	-45°, 0°, 45°	-30°
Number of Cell	34	34
Cavity Length	288	288 cm
Cavity Diameter	68	70cm
Focusing Sequence	-45°, 0°, 45°	RFQ
Transverse Acceptance	55	100 π mm·mrad
Longitudinal Acceptance	30°	30°
Transmission	66(50) % by Buncher	
Acceleration Voltage/Gap	335	231kV
Acceleration Rate	3	1.94 MV/m

ーを挿入して、イオン源からの粒子を十分アクセプトできる値である。そして空間電荷効果を考慮した計算では、10mAまでアクセプタンスが劣化しないことが分かった。

フィンガーギャップ間の電界は231kV/cmとなった。これはKilpatrick限界の2.3倍であるため、安定性において不安が残るが、周波数と入射エネルギーを大きくすれば解決する。また加速周波数を100MHz、入射エネルギーを65keV/u、出射エネルギーを2MeV/uとした場合にはギャップ間電圧は148kVとなった。この場合の加速率は若干低下

がして1.94MV/mであるが、Kilpatrick限界の1.4倍となるため、十分安定動作する入射器になること予測される。

### 3. 1/2スケールモデル空洞による高周波電場特性の測定

各種検討によって得られた設計パラメータをもとに、加速電圧分布を平坦化するために空洞径を3段階に変化させて、1/2スケールの真鍮製IH型モデル空洞を製作した。またこれをRFQ収束のIHQ型モデル（実機では80MHz、50keV/u → 2.15MeV/u）にするためにフィンガー取り付け改造を行い、高周波特性を測定した。

製作したモデル空洞を用いて高周波電場特性を測定した結果、空洞直径の調整と入・出射側のエンドリッジの切り欠きの調整によって加速電圧を平坦化することに成功した。加速電圧平坦化時のAPF収束IH型の1/2スケールモデルの共振周波数は196.5MHzで、実機空洞では直径68cmである。またIHQ型の1/2スケールモデルの共振周波数は172.3MHzで、これは80MHzの実機空洞においては直径70cmである。図1にIHQ型構造時の電圧調整後の加速電圧分布を示す（実線が実測値、点線が設計値）。

### 4. まとめ

重イオン癌治療用の小型、省エネルギー型IH線形加速器を設計し、APF収束のIH型、RFQ収束のIHQ型の1/2スケールモデルを製作した。そしてモデル空洞を用いた高周波電場特性測定において、空洞径の調整と入・出射側エンドリッジの切り欠きの調整によって、加速電圧の平坦化に成功した。

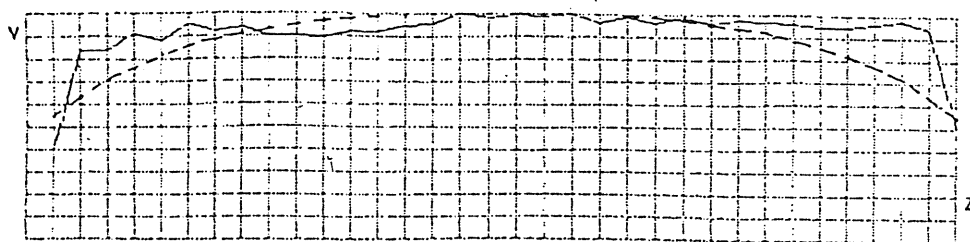


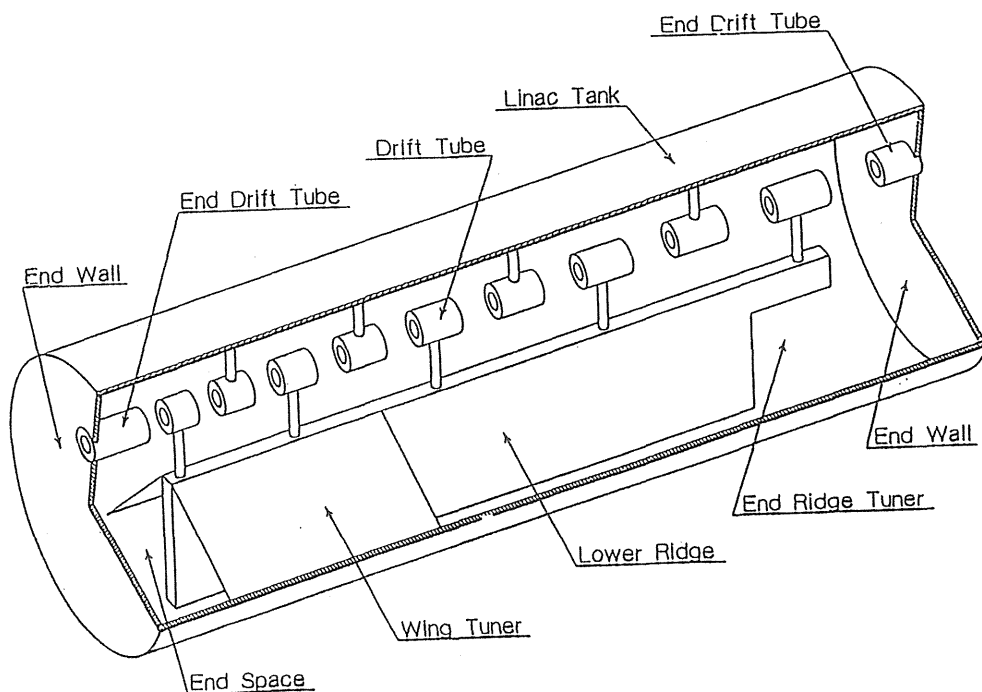
図1 調整後のIHQ型構造の加速電圧分布

# 癌治療用入射重イオン IH 型線形加速器の研究

東京工業大学原子炉工学研究所  
服部俊幸

## 発表内容

1. 1/2 スケールモデルの空洞の電圧分布調整 (IH と IHQ 型)
2. 放電・安定度計測空洞の設計と製作
3. APF 収束 IH 型の実証テスト機の計画



A schematic drawing of the Wing Tuners and the End Ridge Tuner.

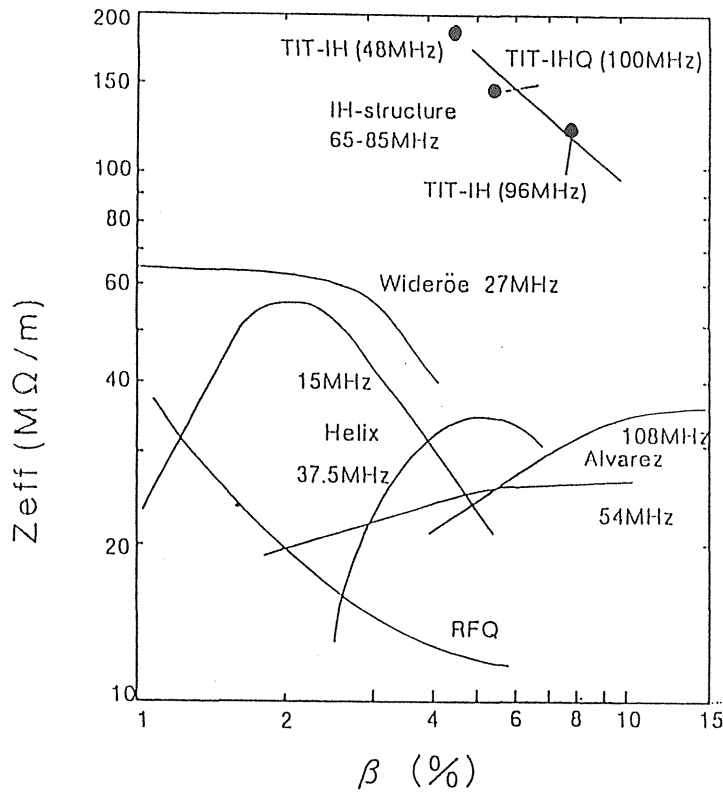
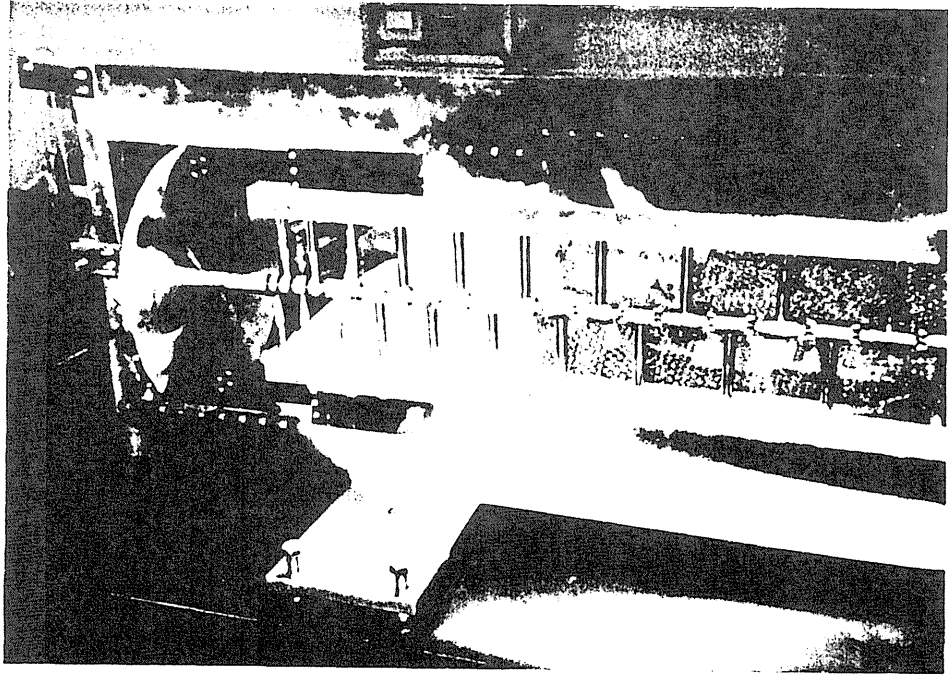


Fig1 Effective shunt impedance of the IH structure and other acceleration structures.

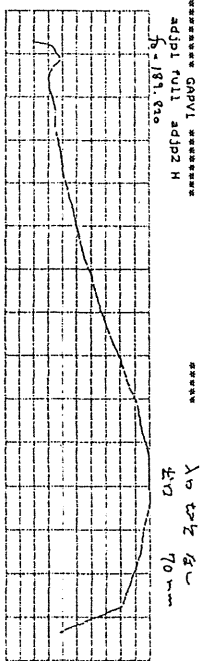
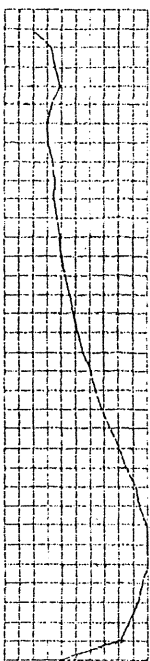
## Table - 1 Parameters of Injector IH Linac

Acceleration Particle (q/A)	p, He, C <sup>4+</sup> $\geq 1/3$
Input Energy	70 keV/amu
Output Energy	3 MeV/amu
Operation Frequency	95 MHz
Synchronous Phase	-45°, 0°, 45°
Number of Cell	34
Cavity Length	288 cm
Average Cavity Diameter	80 cm
Focusing Sequence (APF)	-45°, 0°, 45°
Transverse Acceptance	$55\pi$ mm · mrad
Longitudinal Acceptance	30°
Transmission	66(50) % by Buncher
Acceleration Voltage	335 kV/Gap
Acceleration Rate	3 MV/m
Effective Shunt Impedance	350 $M\Omega/m$
RF Power	120 kW

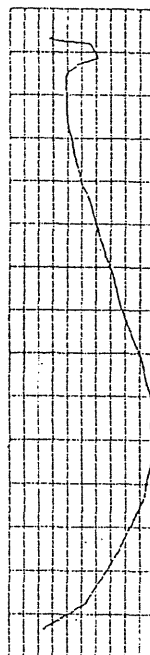
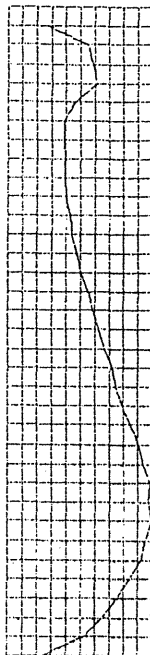




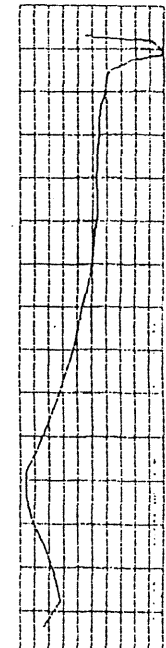
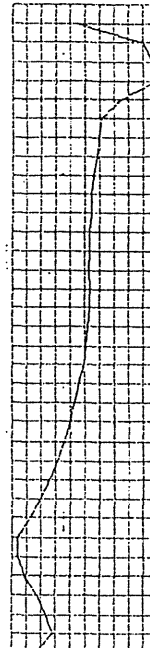
IHQ 型 1/2 スケールモデルの空胴写真



(16)  
 $R_1 = 0$   
 $R_2 = 70$   
 $f_0 = 189.8$



(15)  
 $R_1 = 0$   
 $R_2 = 0$   
 $f_0 = 192.7$



(14)  
 $R_1 = 0$   
 $R_2 = 150$   
 $f_0 = 198.2$

表-1 IH型およびIHQ型入射用線形加速器の

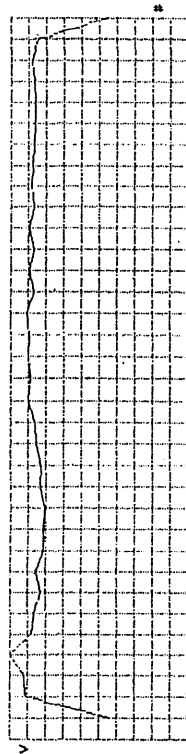
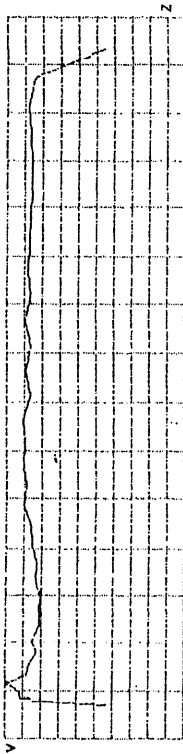
設計パラメータ

IH IHQ

Acceleration Particle (q/A)	p, He, C <sup>4+</sup> $\geq 1/3$
Input Energy	70 50keV/u
Output Energy	3 2.15MeV/u
Operation Frequency	95 80MHz
Synchronous Phase	-45°, 0°, 45° -30°
Number of Cell	34 34
Cavity Length	288 288 cm
Cavity Diameter	68 70cm
Focusing Sequence	-45°, 0°, 45° RFQ
Transverse Acceptance	55 100 $\pi$ mm·mrad
Longitudinal Acceptance	30° 30°
Transmission	66(50) % by Buncher
Acceleration Voltage/Gap	335 148kV
Acceleration Rate	3 1.94 MV/m

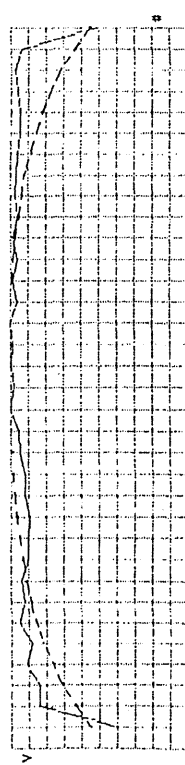
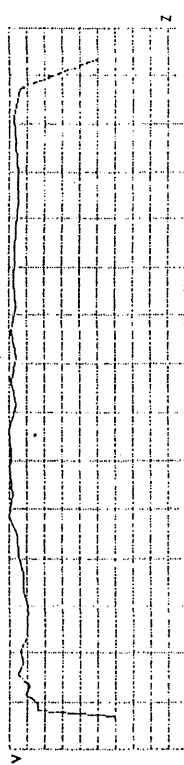
5

\*\*\*\*\* GAPVF \*\*\*\*\*  
 06:41:06 \*\*\*\*\* "CE007"  
 I1=50 I2=110 CS=200\*50=105 C6=200\*50=110  
 fo= 172250012[Hz]



6

\*\*\*\*\* GAPCOR \*\*\*\*\*  
 06:42:13 \*\*\*\*\* CE007.GAP  
 I1=50 I2=110 CS=200\*50=105 C6=200\*50=110  
 fo= 172250012[Hz] QV= 3422



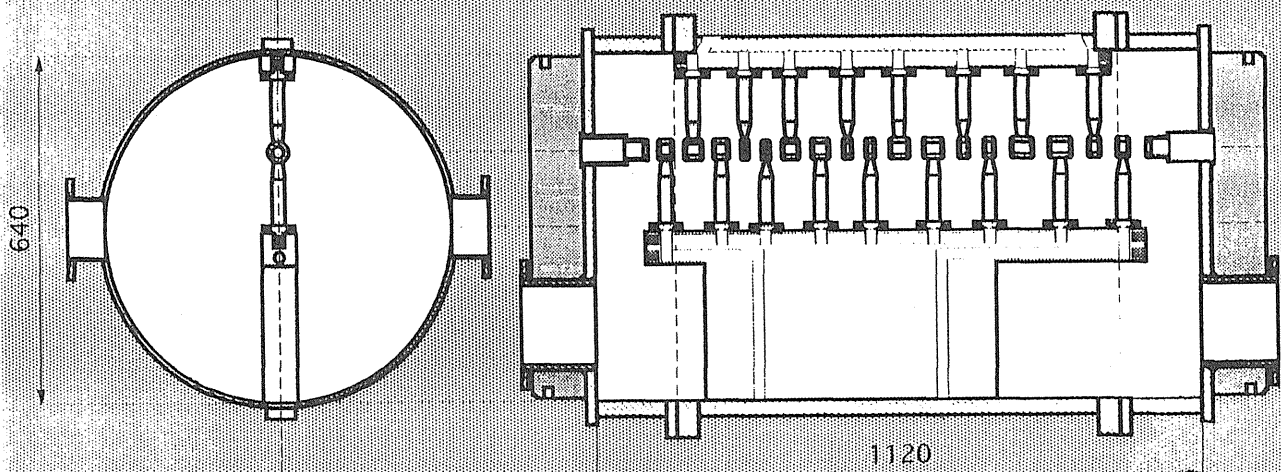
## Design Parameter of High Gradient IH Linac

---

Charge to Mass Ratio	$q/A \geq 1/16$
Input Energy	219keV/amu
Output Energy	600keV/amu
Operation Frequency	81MHz
Synchronous Phase	-90,-30,30,30, -30,-30,30,30,-30...
Number of Cell	18
Cavity Length	1120mm
Focusing Sequence(APF)	-30,30,30, -30,-30, . . .
Transverse Acceptance	$113 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
Longitudinal Acceptance	$50^\circ$
Acceleration Voltage	310~549kV/Gap
Electric Field between Drifttubes	27MV/m
Acceleration Rate	5.5MV/m
Effective Shunt Impedance	204M $\Omega$ /m

---

## High-Gradient IH Linac



Katsushi Isokawa

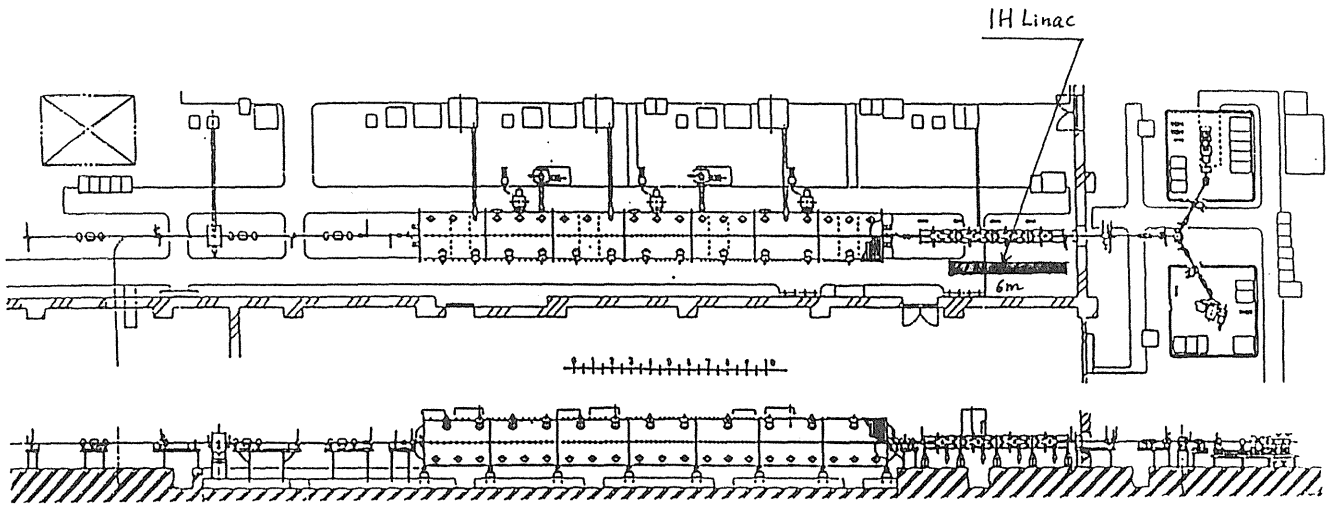
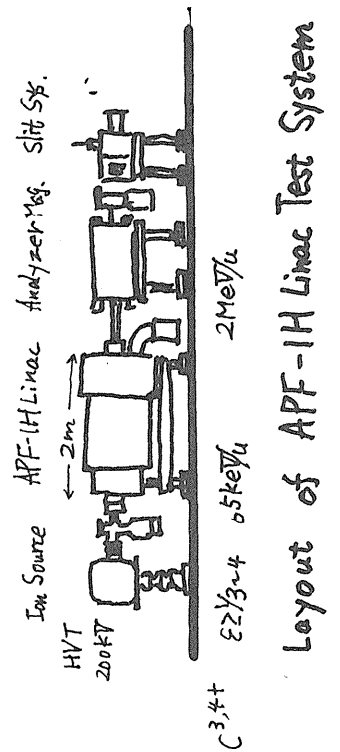
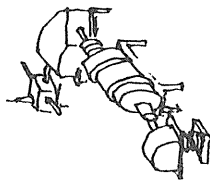
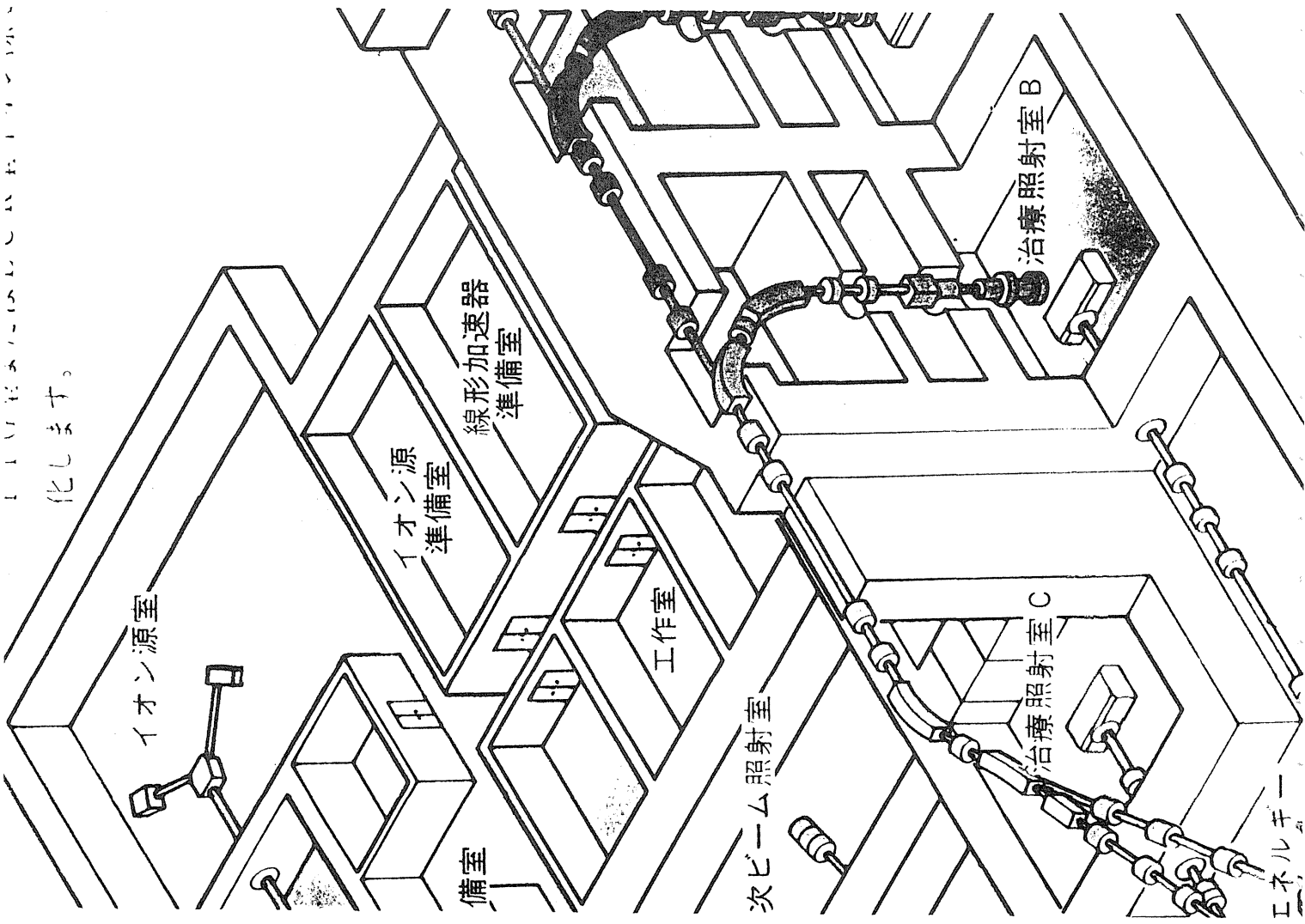


Fig. 2: HIMAC 入射器系全体配置図

2階建8の字型シンクロトロンの構造





## まとめ

- 1 重イオン癌治療用小型、省電力型 IH 線形加速器を設計した
- 2 APF 収束の IH 型、RFQ 収束の IHQ 型の 1/2 スケールモデルを設計、製作した
- 3 空洞径とエンドリッジの調整で加速電圧の平坦化に成功
- 4 IH 型と IHQ 型ともに実機製作の見通しが得られた

# C<sub>60</sub> フラワーレン用小型リング(SR) 入射器の研究

東京工業大学・原子炉工学研究所  
服部 俊幸

## 研究目的

- 1) クラスタ (C<sub>60</sub>) 多価イオンを生成し加速する
- 2) 入射器とSR入射系の開発
- 3) 入射、蓄積してクラスタバーバンチビームを発生させる
- 4) 非線形インパクト反応の物理現象を開拓する

## 研究方法

- 1) C<sub>60</sub> 多価イオン生成装置の開発
- 2) プレ加速と入射器及び効率良いビーム輸送系の開発
- 3) 小型リングに入射、蓄積、加速、取り出しの研究

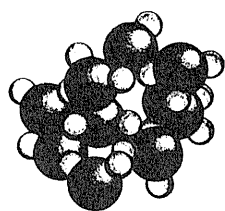
## 1. クラスタ・フラワーレンとは

数個から数万個の原子で構成された粒子のこと。原子で構成された原子クラスタ、分子で構成された分子クラスタとがある。

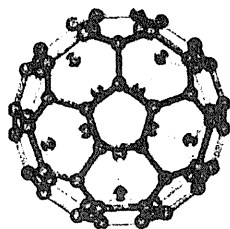
原子クラスタのうち炭素原子数十個以上で構成される球殻状のクラスタをフラワーレンと呼ぶ。特にその内、C<sub>60</sub>が有名である。

本研究はクラスタのうち、フラワーレンを用いて行った。

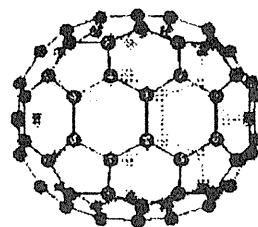
### クラスタの例



水のクラスタ



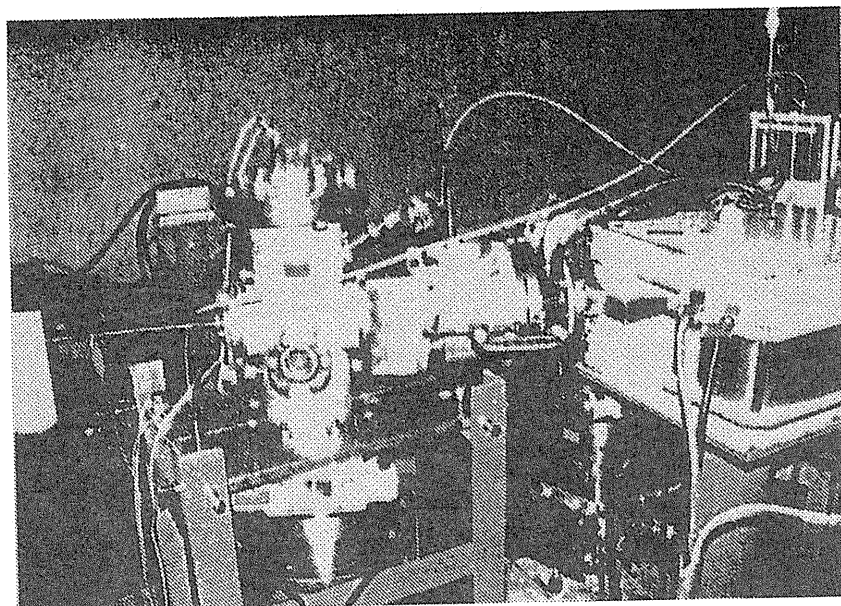
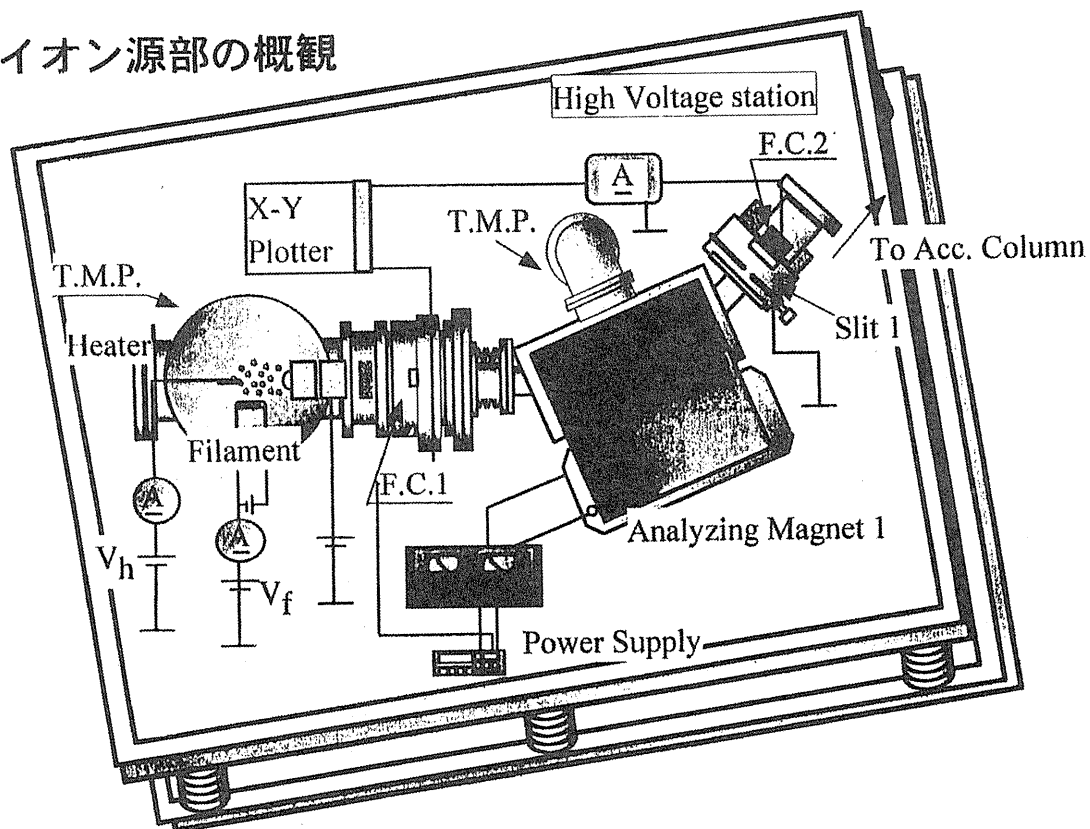
炭素のクラスタ (C<sub>60</sub>)



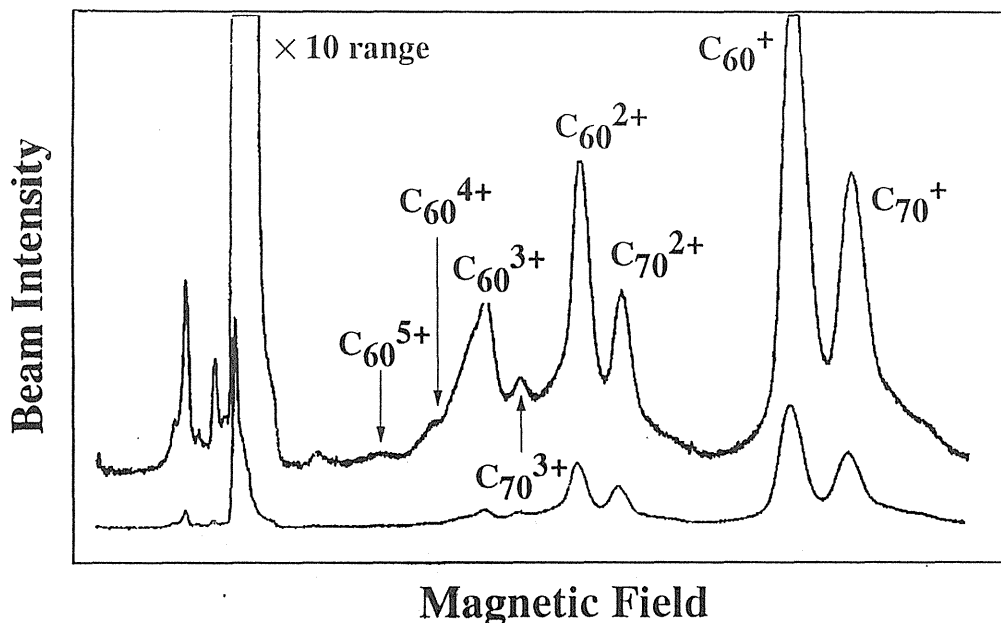
炭素のクラスタ (C<sub>70</sub>)

### 3. クラスターのイオン化

#### 3-1 イオン源部の概観



東工大C<sub>60</sub>、C<sub>70</sub>多価イオン源部の写真



## Extracted $C_{60}$ Ion Spectrum

## 2. 実験装置

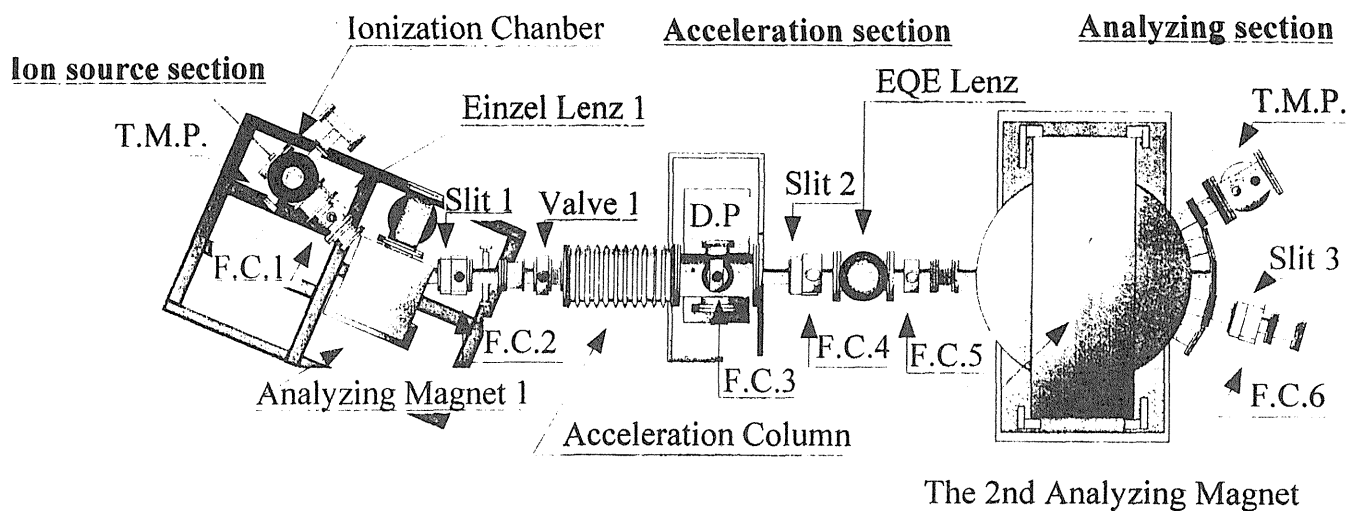
### 2-1 装置の特徴

加速予定イオン；  $C_{60}^{+}$ ,  $C_{60}^{2+}$ ,  $C_{60}^{3+}$ ,  $C_{70}^{+}$ ,  $C_{70}^{2+}$ , C

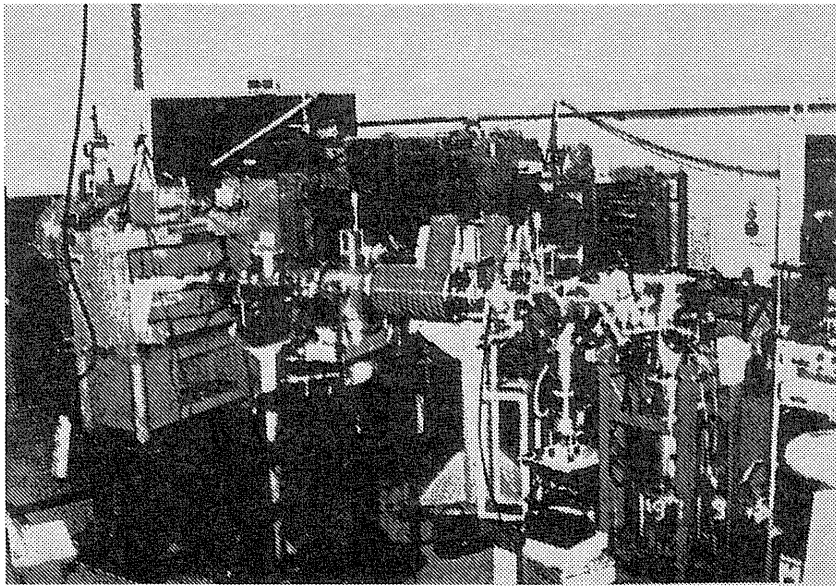
最大加速電圧； 100kV

イオン源； 電子衝突型

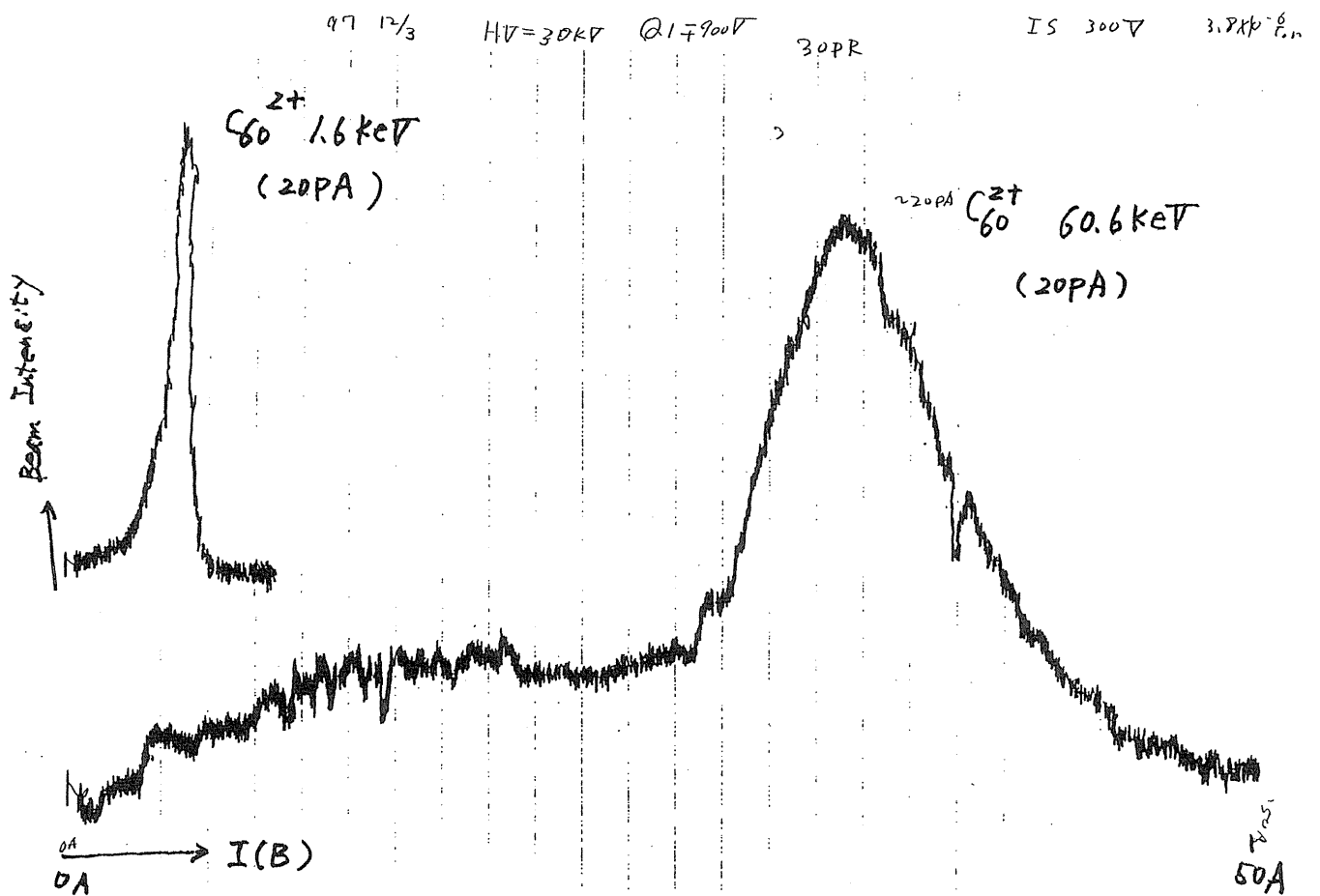
### 2-2 装置全体図







東工大  $C_{60}$ 、 $C_{70}$  多価イオン 100kV 加速装置の写真



S-RINGによるC<sub>60</sub> フラーレンのエネルギーの比較

C<sub>60</sub> フラーレンのエネルギー

東工大 100kV 加速装置

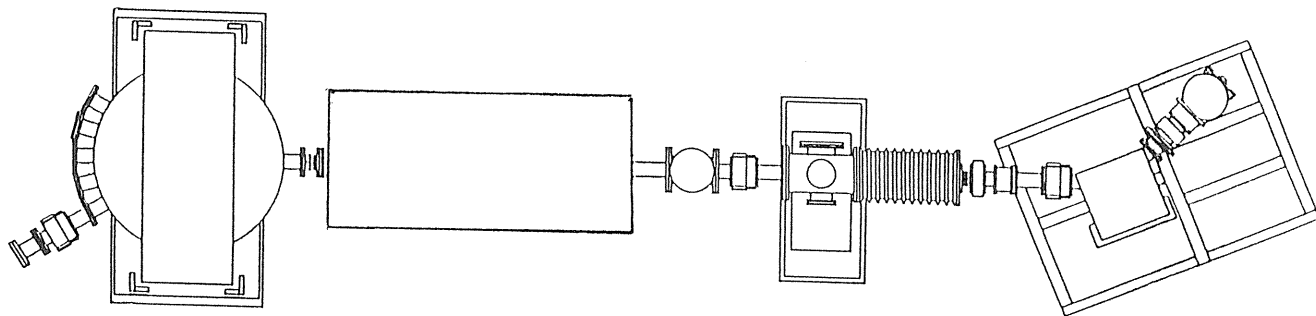
C <sub>60</sub> <sup>1+</sup>	100keV (0.14keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>2+</sup>	200keV(0.28keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>5+</sup>	500keV(0.69keV/u)

東工大 200kV 加速装置

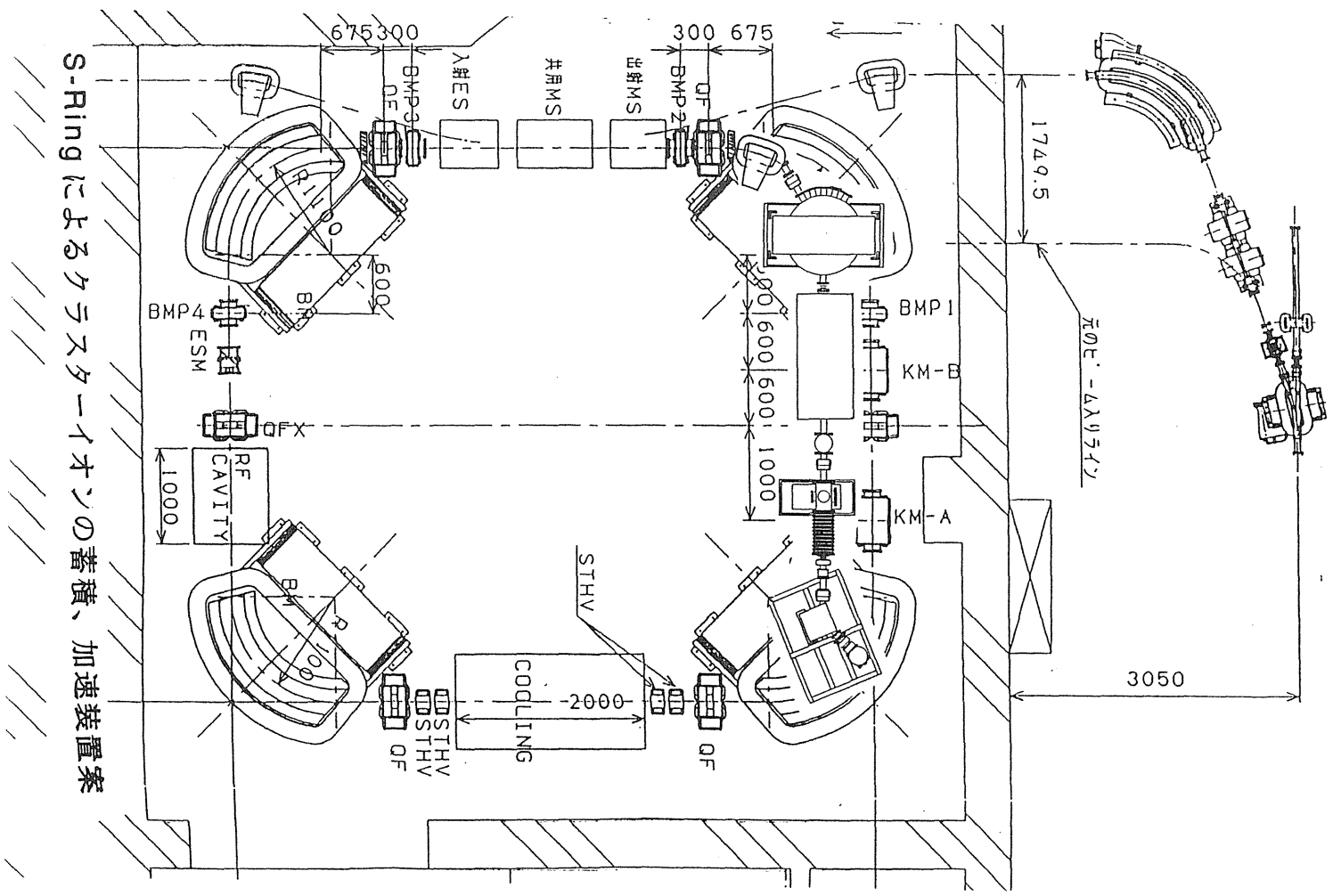
C <sub>60</sub> <sup>1+</sup>	200keV(0.28keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>2+</sup>	400keV(0.56keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>3+</sup>	600keV(0.84keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>5+</sup>	1000keV(1.39keV/u)

放医研 S-Ring

C <sub>60</sub> <sup>1+</sup>	0.29MeV(0.41keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>2+</sup>	1.18MeV(1.64keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>3+</sup>	2.66MeV(3.69keV/u)
C <sub>60</sub> <sup>5+</sup>	7.38MeV(10.3keV/u)



Layout of C<sub>60</sub> Fullerene Ion Injector System



## まとめ

- 1) SR-Ringからのビームにより  $1 \sim 10 \text{keV/u}$  領域の物理が可能
- 2)  $\text{C}_{60}$ 多価イオンの  $100 \text{kv}$  加速はほぼ OK
- 3) S-Ringによる  $\text{C}_{60}$ クラスターイオンの蓄積、加速は十分可能である
- 4) 非線形インパクト反応の物理現象を開拓出来そうだ

# Experiment and Calculation of Temperature in a beam-induced plasma driven by intense beams

Target	Experiment		Calculation							
			$\tau$	T	$\tau$	T		$\tau$	T	
Power	1.4kW	1.4kW			14kW			140kW	100MW	
He	0.12eV	20 $\mu$ s	0.1eV		5 $\mu$ s	0.22eV		2 $\mu$ s	0.8eV	45eV
Ne	1.1 eV	20 $\mu$ s	0.26eV		5 $\mu$ s	1.08eV		2 $\mu$ s	3.2eV	28 eV
Kr	0.9 eV	20 $\mu$ s	0.54eV		5 $\mu$ s	2.3 eV		2 $\mu$ s	8.2eV	89 eV

Calculation: One-dimensional Hydrodynamical-model  
 Target: 1 atom  
 $\tau$ : Confinement Time

## まとめ

- 1) レーザーイオン源からの高強度ビーム加速可能である
- 2) 2~3年以内で実現できればヨーロッパの  
1TW 計画対抗可能
- 3) 重イオン励起プラズマを 100eV 程度にすることが可能
- 4) 重イオン慣性核融合のターゲット物理が  
ブレークスルーする

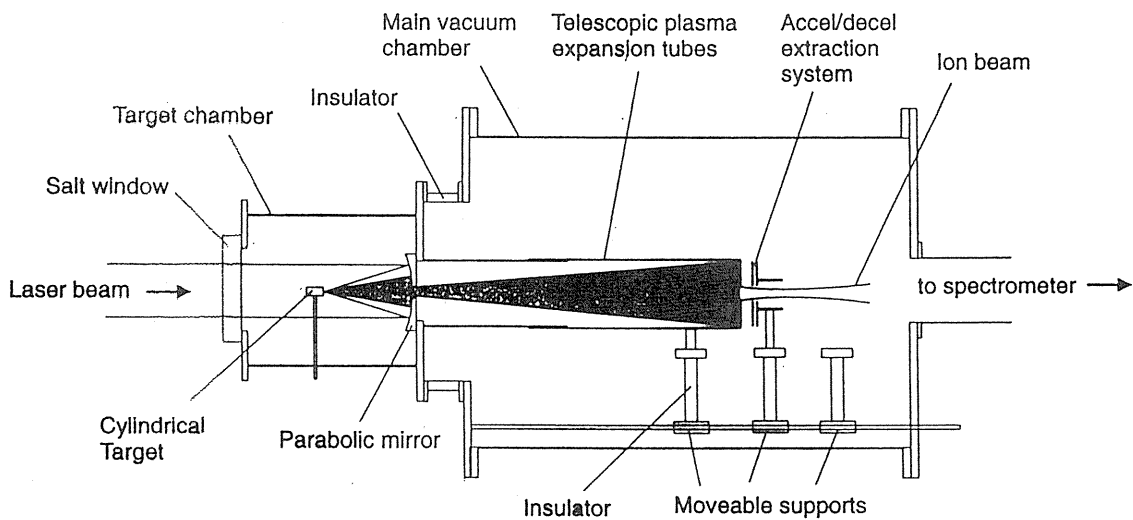
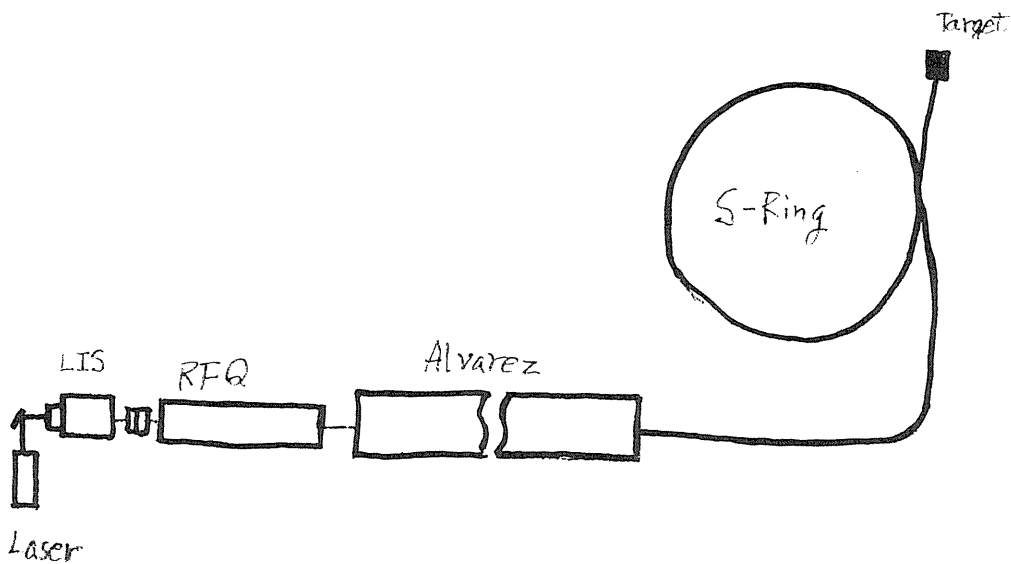


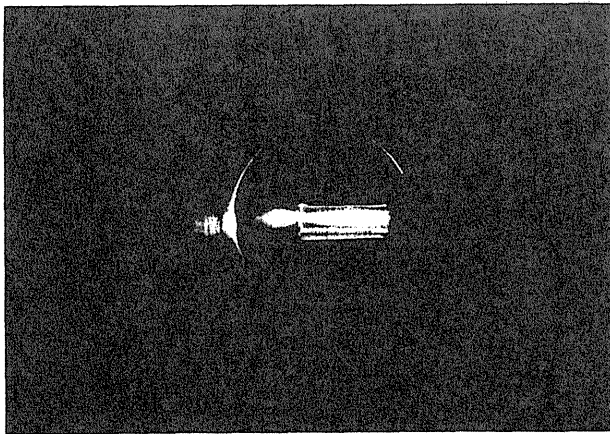
FIG. 1. Layout of the laser ion source.

© 1996 American Institute of Physics 1337

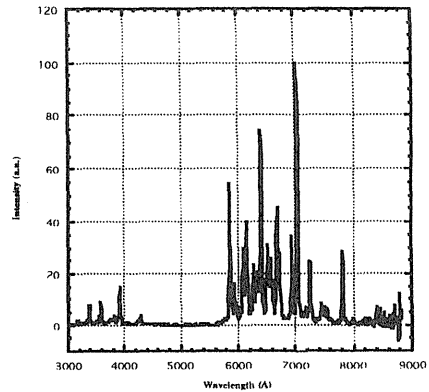
高強度レーザーイオン源からのビーム加速システム



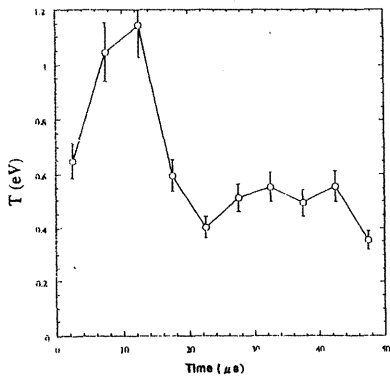
Experimental results for Ne Target



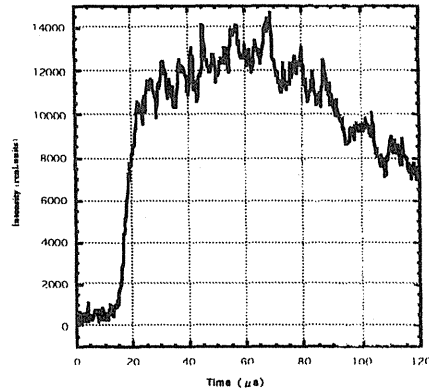
Photograph of Ne Target Ne Target : 760torr



Ne spectrum at 760 torr target gas pressure. Time-integrated from 0 to 120 μs



Plasma temperature as a function of time



Time-resolved emission intensity.

## Future Plan

① Laser Ion Source (New Pulse Ion Source)  
 $^{181}\text{Ta}^{26+}, ^{181}\text{Ta}^{12+}, 10^{11} \sim 10^{12} \text{p}/10 \mu \text{A}$

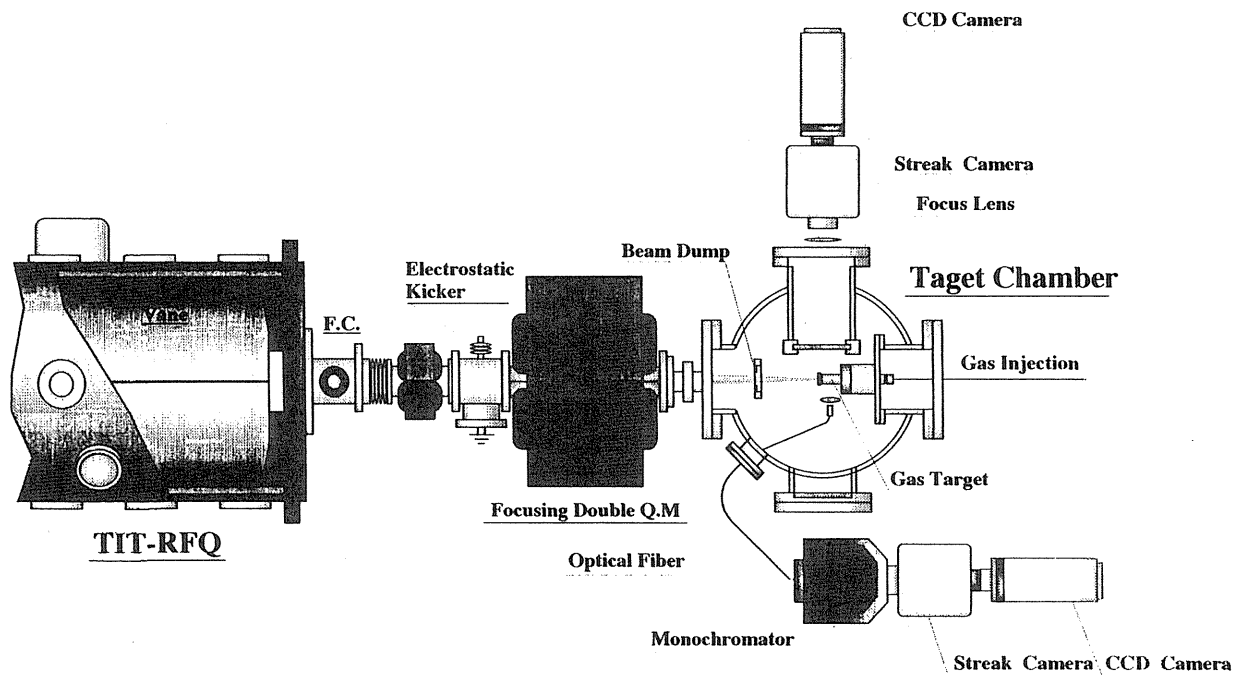
② Energy up by HG-IH Linac  
 $219 \text{keV/u} \rightarrow 600 \text{keV/u}$

③ SRing  
 $6 \text{MeV/u} \rightarrow 9 \text{MeV/u}$

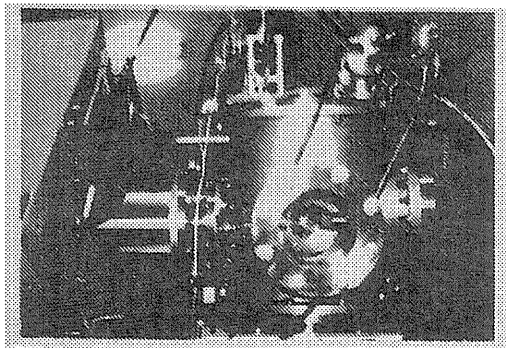
(Very difficult for radiation-shielding law)

## Irradiation Power

Ion	$\epsilon = q/A$	①			②		③	
		Energy (MeV)	Intensity (mA)	Power (kW)	Energy (MeV)	Power (kW)	Energy	Power
He	1/4	0.9	1.7	1.4	2.4	3.8		
$^{181}\text{Ta}^{26+}$	1/7	40	3.1	121	109	332		
$^{181}\text{Ta}^{12+}$	1/16	40	7	273	109	748		
$^{181}\text{Ta}^{41+}$	1/44						1629 MeV	100 MW

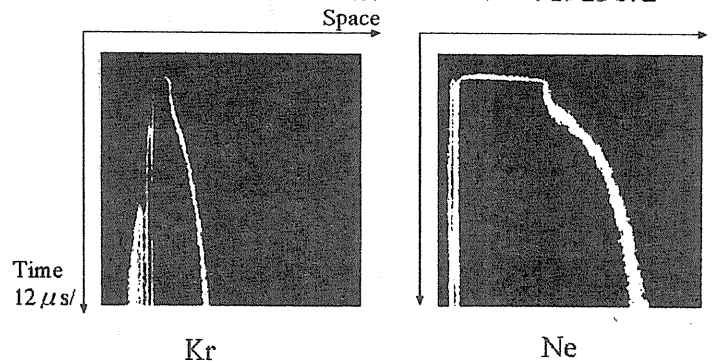


**Gas Target**



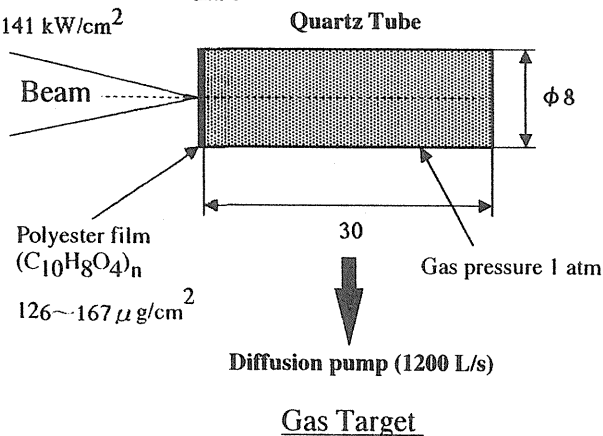
Photograph of Target Chamber

気体標的内のビーム軸上における発光変化



ビームエネルギー密度

141 kW/cm<sup>2</sup>



各気体標的における飛程

Target	R(cm)		P(MW/cm <sup>3</sup> )
	理論値	実験値	
He	2.48	1.88	4.7E-2
Ne	0.74	0.72	0.16
Kr	0.37	0.33	0.40

飛程は、1.2 μmのMaylar膜通過後の760 torrの気体標的における値である。

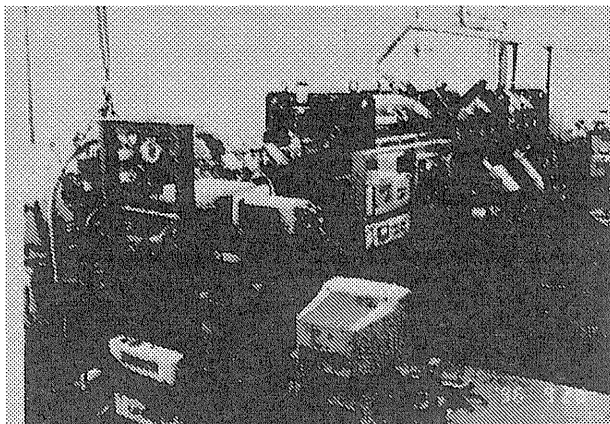
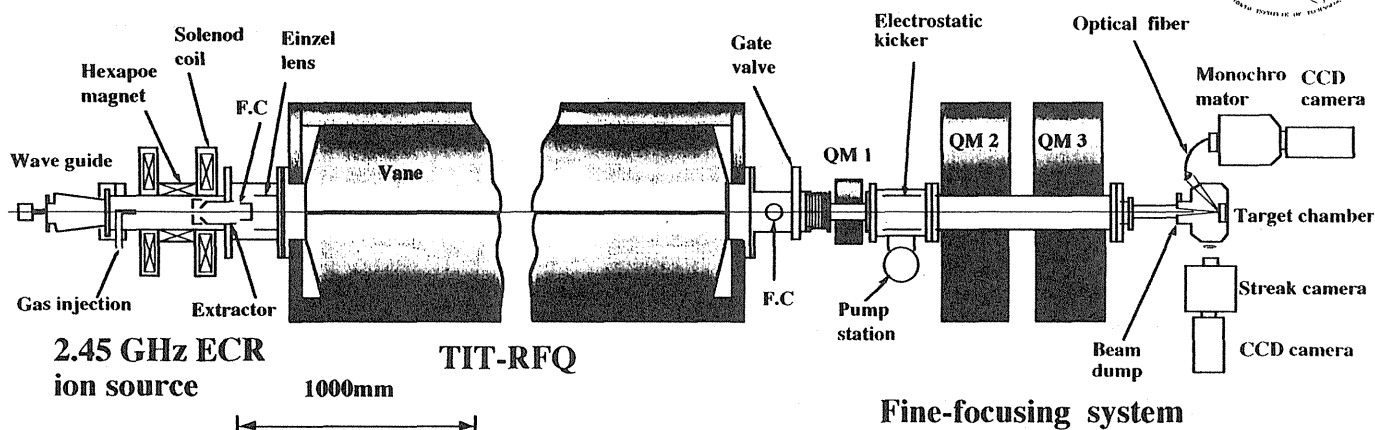
# 小型リング(SR)用重イオン短パルス 高強度レーザーイオン源の研究

東京工業大学・原子炉工学研究所  
服部 俊幸

## 発表内容

- 1) 重イオンビームによる HIF 用ターゲットの基礎研究
- 2) 短パルスレーザー重イオン源と加速器系の開発
- 3) SR からの 0.1TW 短バンチビームによる HIF 用ターゲットの性能比較

## Layout of the Intense Heavy Ion Linac System at TIT



### Parameters of the TIT-RFQ

Charge-to-mass ratio	$\geq 1/16$
Operating frequency (MHz)	80.9
Input energy (keV/amu)	5
Output energy (keV/amu)	220
Duty factor (%)	10
Q factor	10635
Expected beam transmission (%)	
0 mA input	91.8
10 mA input	68.4



# 放射線医学総合研究所平成9年度研究成果及び平成10年度研究計画

京都大学化学研究所 野田章、井上信、岩下芳久、浦壁恵理子、白井敏之、森田昭夫  
 放射線医学総合研究所 金沢光隆、取越正巳\*、野田耕司、山田聡 (\*所内対応者)  
 高エネルギー加速器研究機構構田無分室 藤田雄三  
 日立製作所 電力電機開発本部 西政嗣、平本和夫、乗峯哲朗、梅沢真澄、日立工場 田所昌宏

## I. 平成9年度の成果

平成9年度の共同研究は①ガントリー小型化に向けての多極磁場（8極磁場）による照射野拡大法及び②平成8年度から開発を進めてきた平行平板型電離箱（PPIC）をマルチストリップ化し、ビームプロファイルの水平、垂直両方向への射影を観測するための開発を中心に共同研究を進めてきた。これと併せて、放医研で検討が進められているシンクロトン放射光を用いた患者の診断に関しても、③電子蓄積リングKSRを用いて超伝導ウイグラーが蓄積電子ビームのビームダイナミックスに与える影響を評価するべく、準備を進めてきた。

第一番目の多極磁場による照射野拡大法は散乱体を用いないビームの利用効率の良い照射野拡大を簡便に実現する方法として開発を進めてきた。まず8極磁場のみを用いて、ガウス分布に従うと考えられる垂直方向のビーム分布の平坦化を試みることにし、物理汎用実験室のPH1ラインに磁極長0.6m、8極の磁場強度4000T/m<sup>3</sup>の8極電磁石を設置して実験を行った。詳しい内容は浦壁による報告を参照いただきたいが、図1に示した様な平坦化が、カーボンの75MeV/uビームで実現できることが示された。ただし、この平坦化は取り出しビームの特性に大きく依存することが判明し、静電セプトラムからHEBTに至るビーム光学系の条件を全く同一にしても、再現しない場合があることが判ってきた。これは、我々が現時点で意識して制御していないリング中のビームのパラメータが寄与していると考えられるので、平成10年度には放医研及びAECのグループとの共同のもとで、この問題に取り組みたいと考えている。

二番目のPPICのマルチストリップ化では、上に述べた8極磁場で垂直方向に拡大したビーム分布を確認するため可成り広い有感領域が必要とされるが、昨年度まで使用してきた一枚物のPPICの製作に用いていたレーザーカットによる方法では、現状の設備で考える限り、最大75mmまでしか加工できないことが判明した。この点を克服するため垂直方向は上下2分割したものをを用いることにより必要な有感領域を確保することとした。図1の上二つの信号がこれらを表しており、2番目のものを左右反転したものを、一番上のものとつなぎ合わせると垂直方向の分布の形が判る仕組みになっている。マルチストリップ化する事により、必要な処理回路の数が飛躍的に増大し、垂直方向に60チャンネル、水平方向に30チャンネルが最低でも必要となった。この点に関しては、岩下から詳しい報告がなされる予定であるが、我々は基板のパターンを起こして量産する体制をとり、スイッチングノイズ等多少の不満は残ったが、一応使用に耐えるものは製作できたと考えている。ただ、このアンプの基板全体のボリュームは可成り大きなものとなってしまったので、照射系での実用化に向けて、スリム化を図り、ハンドリングの容易さを追求することが、来年度の課題として残った。

3番目のKSRは、電子ライナックからのビームのストレッチャーとしての使用も考えており、RFKOを用いた遅い取り出し法により、100MeVの電子ビームのデューティファクターを90%以上に増大する事を目指している。この過程においてHIMACの遅いビーム取り出しと比較検討を行うことにより、

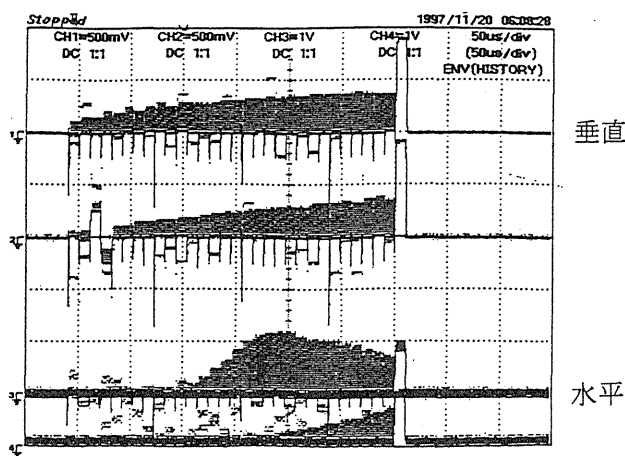


図1(a)垂直方向ビーム分布（8極励磁なし）

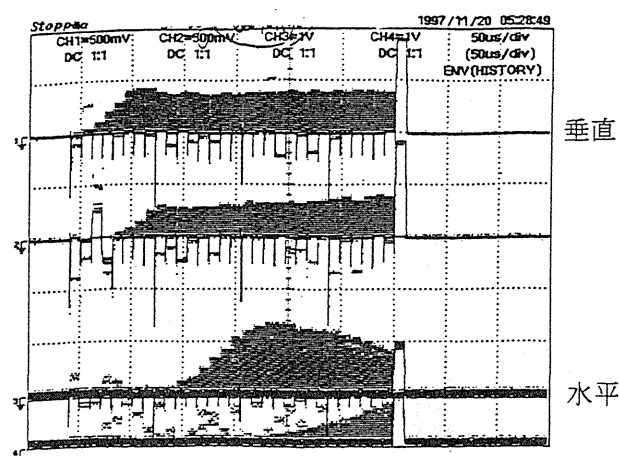


図1(b)垂直方向ビーム分布（8極励磁あり、50A）

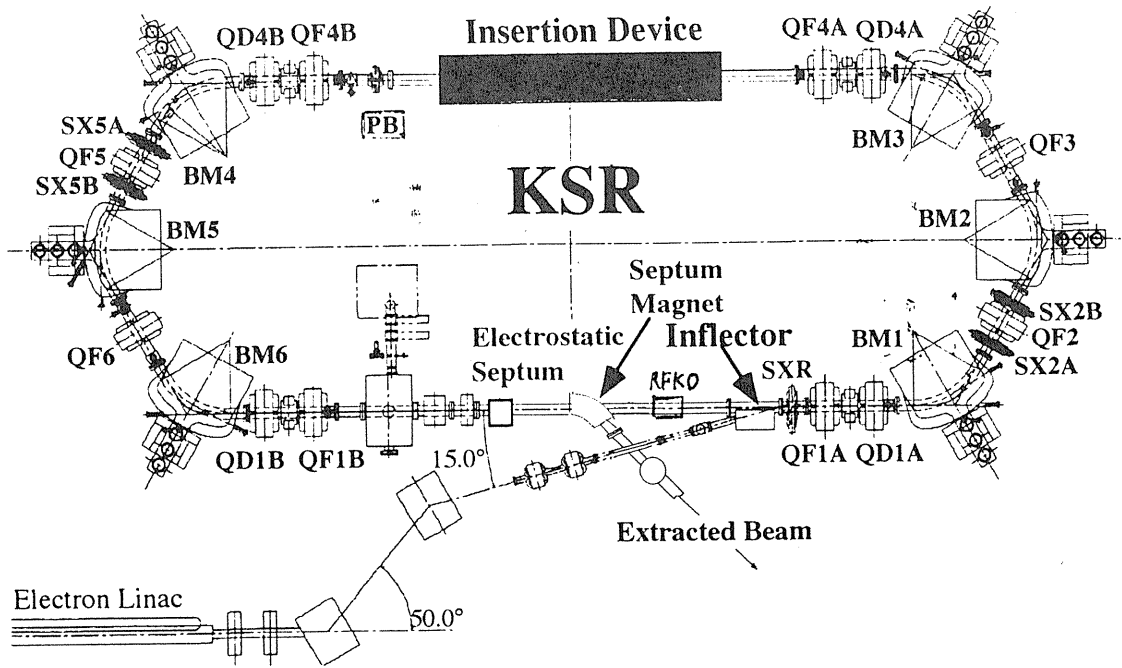


図2 KSRのレイアウト

この取り出し法一般に当てはまる普遍的な特性と、リングに固有の状況とを分離し、RFKOによる取り出し法に対する理解をより深めたいと願っている。図2にKSRのレイアウトを示した。リングの電磁石とアーク部分の真空槽の挿入及び電源類及び制御系の配線と冷却水の配管等は完成し、現在来年春のビーム周回実現を目指して、図3に示したライナックからのビーム入射ラインの設計製作を進めている。併せて、科研費基盤研究により、取り出しのための静電セプタムの製作も進行しており、平成10年度末にはビームを取り出せるところまで持っていきたいと考えている。

## 11. 平成10年度研究計画

### 研究計画の概要

イオンビーム治療の特徴を最大限に活かすことのできる可能な走査型照射野形成法において、平成8年度から開発を進めてきたビームモニターを用いたビーム強度の時間変動に応じた、走査速度の制御を行うことにより照射線量の一様性を実現する手法の確立を図る。これと並行して簡便な散乱体を用いない照射野拡大法として、多極磁場による一方方向のビームサイズ拡大とこれと直角方向の電磁石による偏向を組み合わせる方法についても、再現性も含めた最終的な評価を行う。併せて、放医研で検討されている医用放射光施設計画に関連して、京都大学化学研究所でビーム周回が予定されているKSRを用いて、超伝導ウイグラーが周回電子ビームのビームダイナミクスに与える影響を定量的に評価するための準備を進めたい。

### 1. 照射野拡大法

#### (a) 能動的ビーム走査技術

能動的ビーム走査は患部形状に適合した高精度照射を可能とし、かつ現在の治療照射に用いられているボラス等の照射野形成用の受動的機器の準備を不要とし、医師や医療技術者の負担を著しく軽減できると考えられる。本研究ではスポットスキャン方式を重点的に取り上げ、具体的には走査用電磁石及びその電源と電源制御装置を整備する。平成10年度は機器の設計、製作にあて、平成11年度にビームを用いたテストに進む予定である。この制御に必要とされるビーム

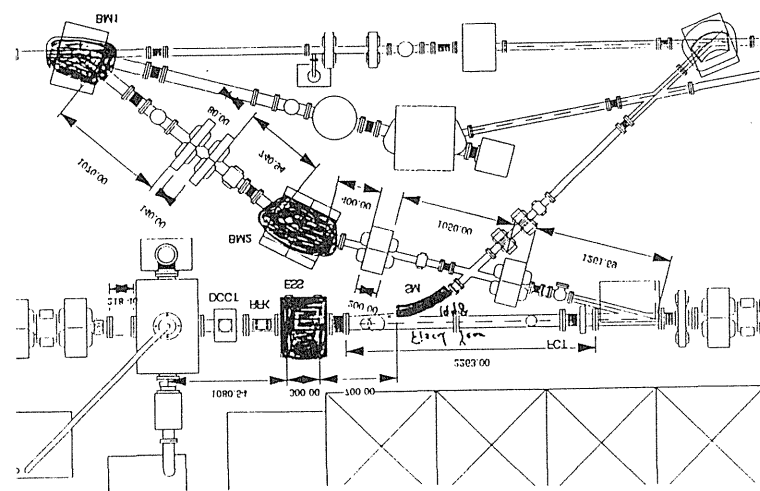


図3 KSRへのビーム入射ライン

モニターについては、平成9年度までに物理的な開発はほぼ完成したと考えているが、日常の臨床使用に耐えるための使い勝手を考慮した、エンジニアリング的配慮を反映した設計を今年度は完成させたいと考えている。具体的にはガス系の簡素化・アンプ系の必要機能のみの抽出による小型軽量化等が課題と考えている。

(b) 多極磁場による照射野拡大法

この方法については平成9年度にビーム実験が可成り進んだので、今年度はこのつめとして、リング周回ビームの特性がこの照射野拡大法に及ぼす影響についての定量的な研究を進め、再現性について明確な見通しが得られるようにする。この目的のため8極電磁石は、非常に感度の良いセンサーの役割を果たすと考えられるので、今年度いっぱいPH1ビームコースに残し、リング周回ビームの諸特性と遅い取り出しビーム分布の相関関係を調べたい。尚この目的のため、リング内のビームプロファイルが観測可能なモニターの設置が切に望まれる。

2. KSRによる電子ビームダイナミックスの研究

KSRでは300MeVの電子の周回を予定しており、このリング中での2.5Tの超伝導ウイグラーの影響は1.5GeVリング中の12.5Tの効果に匹敵する。従って、KSRを用いることにより、挿入光源の影響を効率よく研究することが可能となる。

KSRでは現在図4に示した様な静電セプタムの製作も進めており、平成10年度中には遅い取り出しも可能としたい。その時点で、HIMACの重イオンビームの取り出しとKSRの電子ビームの取り出しの比較検討を進める予定である。また、100MeVビームはラディエーションダンピングがあまり効かないので、オプティカルストカスティッククーリングの研究に適しており、この方向の研究も開始したいと考えている。

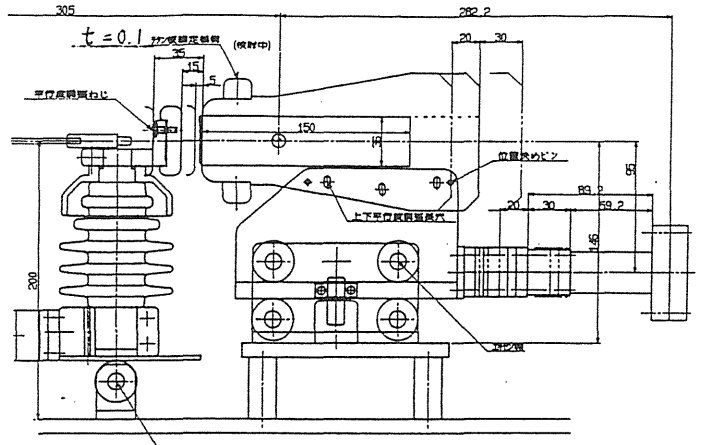
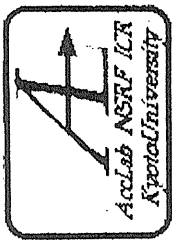


図4 KSRで建設中の静電セプタム



# 高精度治療照射用ビームモニター の開発研究 (040)

97年度HIMAC加速器共同研究報告会  
平成9年12月19日

於放医研 京大・化研 野田 章

## 研究参加者

- 野田章、井上信、岩下芳久、白井敏之、浦壁恵理子 森田昭夫 (京大・化研)
- 金沢光隆、取越正巳、野田耕司、山田聰 (放医研・重粒子)
- 西政嗣、平本和夫、秋山浩 (日立製作所)
- 藤田雄三 (KEK田無)

## I. 研究の目的

走査型照射野形成法の開発

遅い取り出しビームのリップルに起因するビーム強度変動に対応した走査速度の制御を行う。

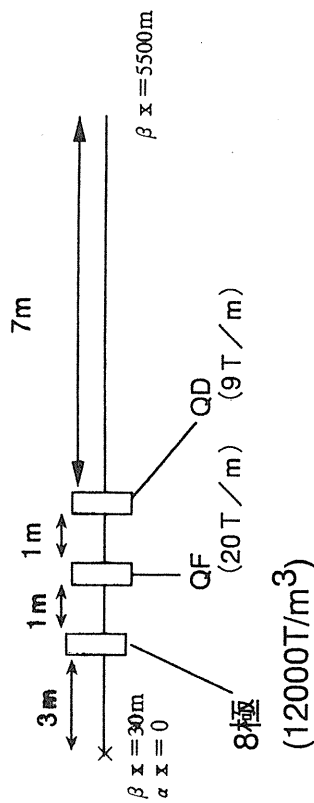
- ⇒平成8, 9年度に開発した時間構造観測可能なビームモニターを照射系で使用可能な実用機に!
- 走査型電磁石系及びデジタル信号処理技術の開発

## II. ビーム実験

遅い取り出しビーム特性を決めるリング周回ビームの特性の研究 (ビーム運動量、エミッタンス?)  
⇒再現性の追求⇒八極電磁石が良いセンサーとなる  
KSRでの遅い取り出しの研究との比較検討も行う

## 8極電磁石によるビーム強度分布整形

C : 300 MeV,  $B\rho = 5.9$ , 電磁石磁極長 : 0.4m



8極磁石で、ビームサイズは、エミッタンス $10\pi\text{mm}^2 (2\sigma)$  とすると片側 $20\text{mm}$ 以下であり、ダクト中心から磁極端までの距離を $40\text{mm}$ とすると磁極端で $12000 \times (0.04)^3 = 0.8\text{T}$ となる。

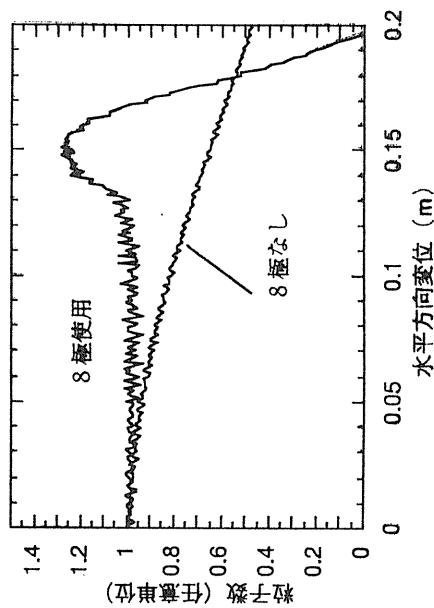
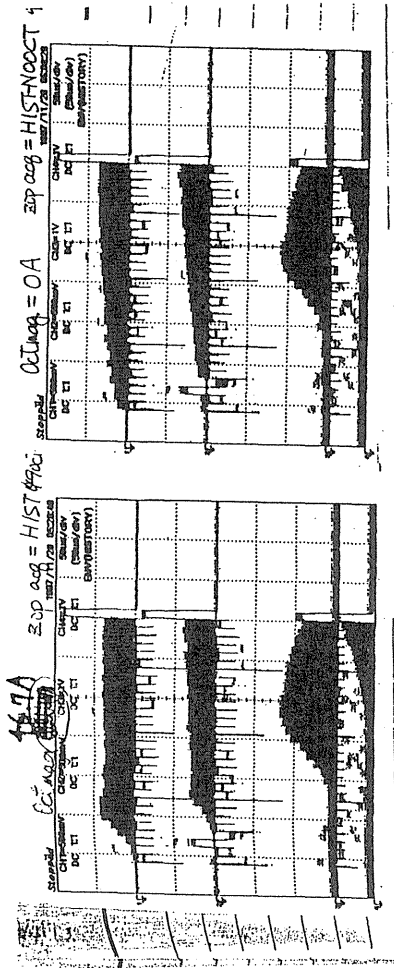
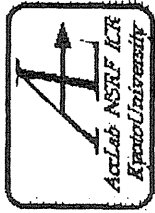
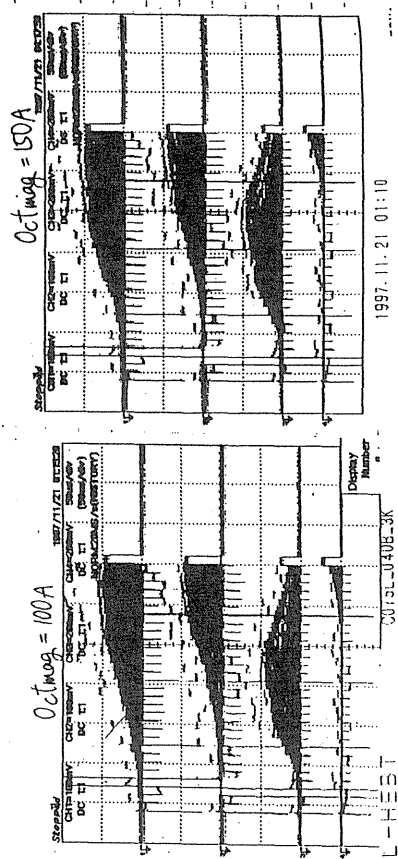
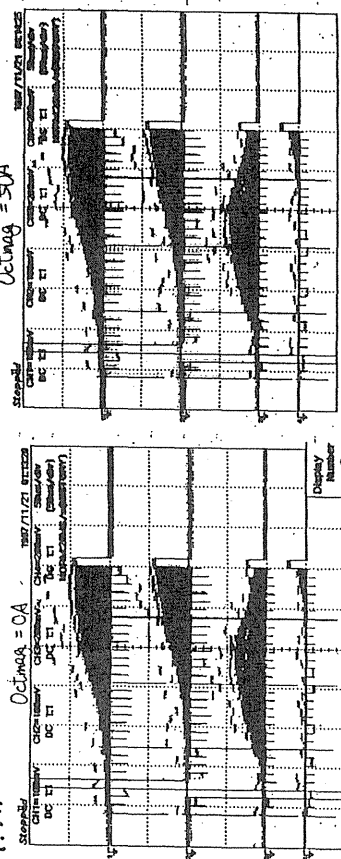


図 水平方向ビーム強度分布

'97.11.19



'97.11.20



# KSRを用いた電子ビームの ダイナミックスの研究

## I. 研究の目的

KSRを用いて挿入光源が周回電子ビームの特性に与える影響を定量的に評価する。

## II. 今年度の成果

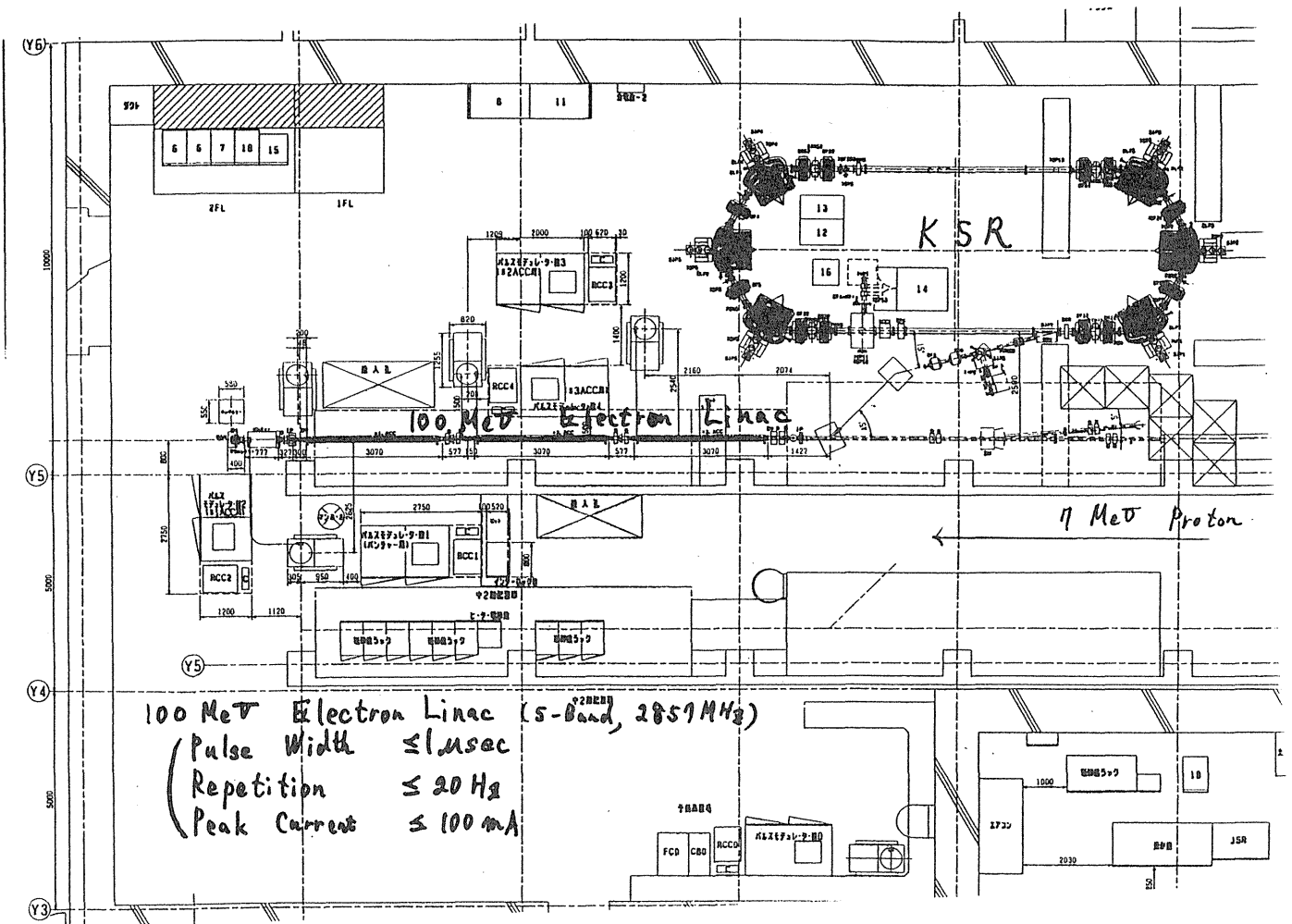
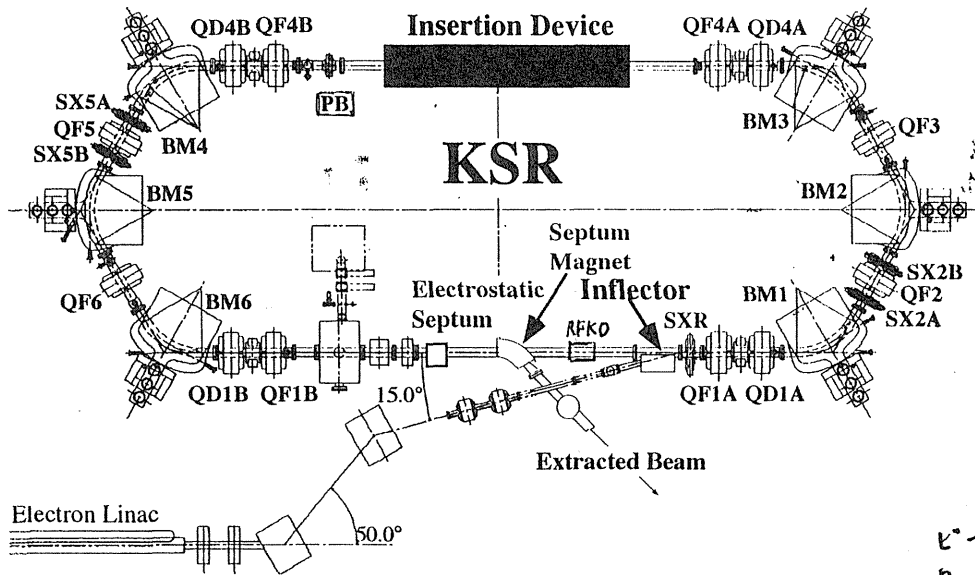
- 100 MeVライナックからKSRへの入射ラインの設置
- 長直線部の真空槽の製作・設置
- ストレッチャー用静電セプタムの製作 (科研費基盤研究A)

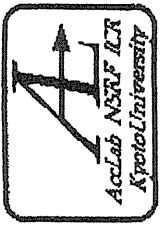
## III. 平成10年度の計画

- 電子ビームの周回テスト
- セプタム電磁石の設計製作
- 挿入光源の影響の理論評価⇒モデルの試作
- 電子ビーム特性の改善⇒オプティカルストカステイック
- クーリングの可能性検討
- (科研費萌芽的研究)

# Layout of the KSR

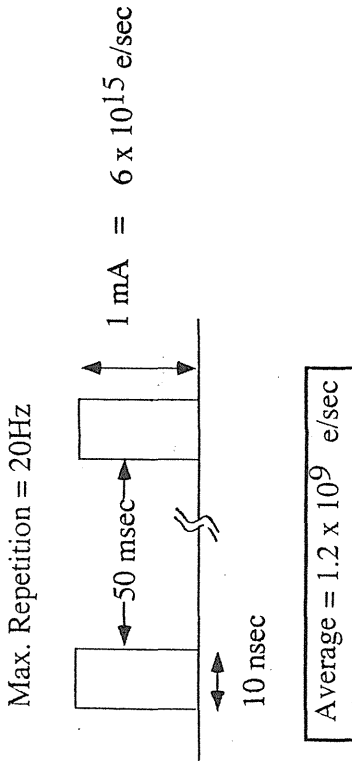
( $h=10$ )  $C \sim 25.683m$   
 $\tau_{rev} = 85.7ns$



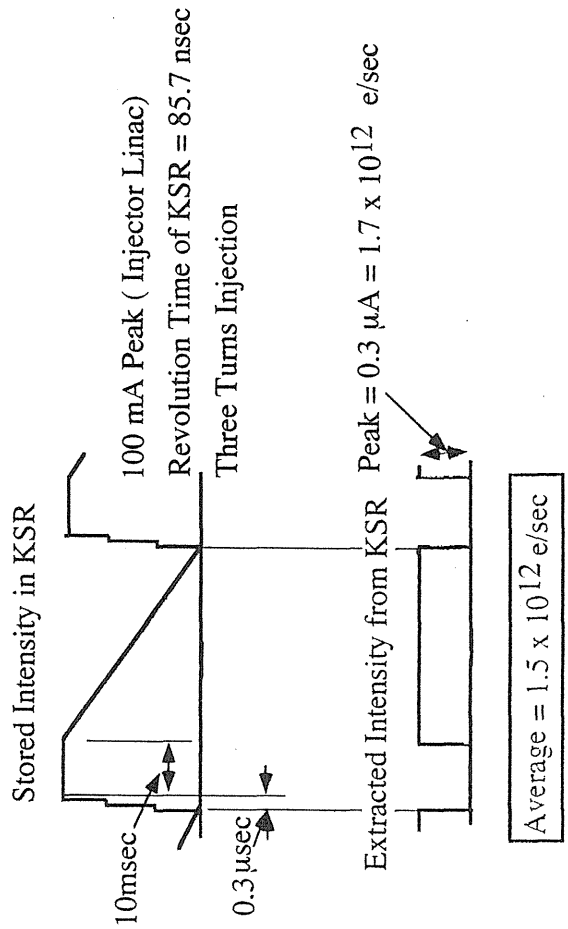


# Why Stretcher?

## 1. Present Experiment (Direct Use of the LINAC Output Beam)



## 2. Stretcher Mode 10 Hz

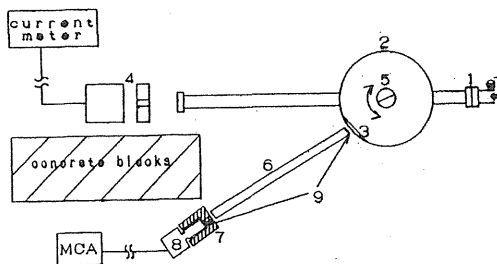


# Parametric X-ray (PXR) 実験

by Dr. Hayakawa et al.

高エネルギー電子ビームを結晶に照射したとき、コヒーレントなX線を出す現象がいくつか発見されている。PXRもその一つで、高エネルギー電子が作る相対論的電磁場からもたらされる、Weiszackaer-Williams pseudo-Photon のコヒーレントなブラッグ反射として解釈されている

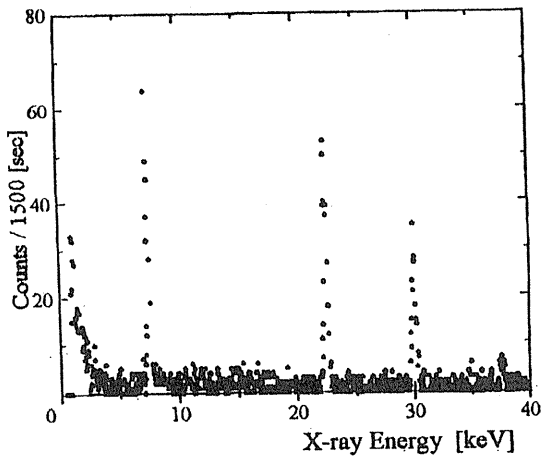
## 実験セットアップ



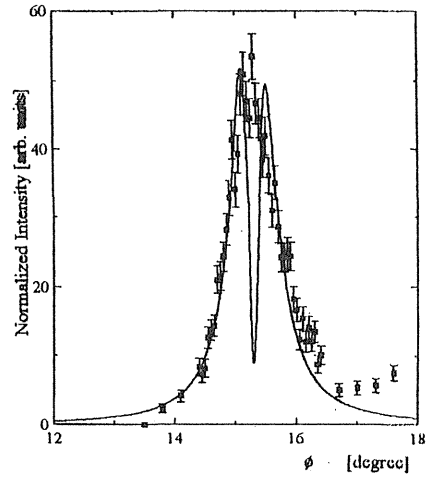
- 2) 真空槽
- 5) 0.05mm Si 結晶
- 6) He パス
- 7) 鉛シールド
- 8) Si (Li) 半導体検出器

# PXR測定結果

PXRエネルギースペクトル

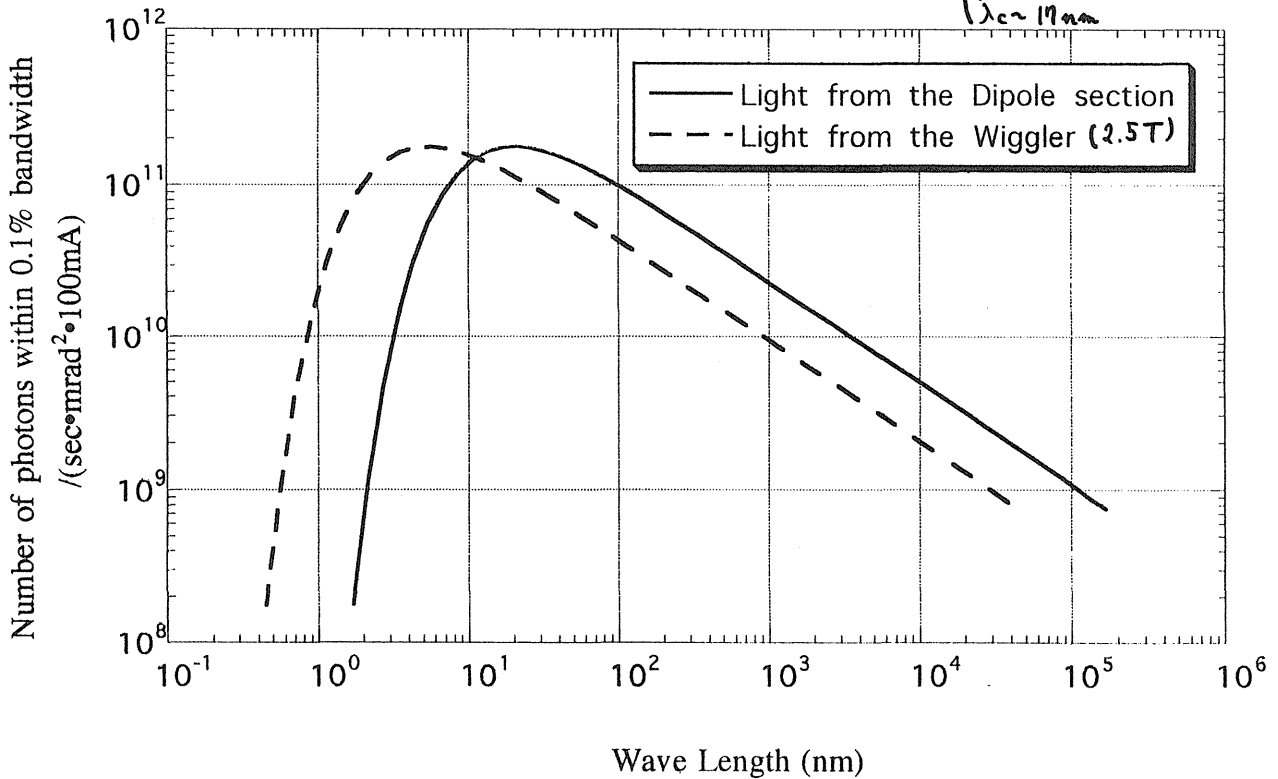


PXR角分布



## Radiation Spectra

KSR  
 $E \sim 300 \text{ MeV}$   
 $B \sim 1.2 \text{ T}$   
 $\rho \sim 0.835 \text{ m}$   
 $\lambda \sim 19 \text{ nm}$





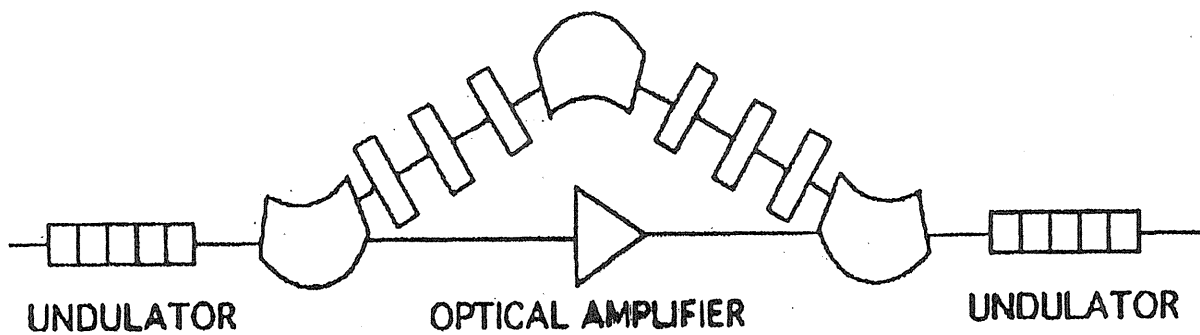
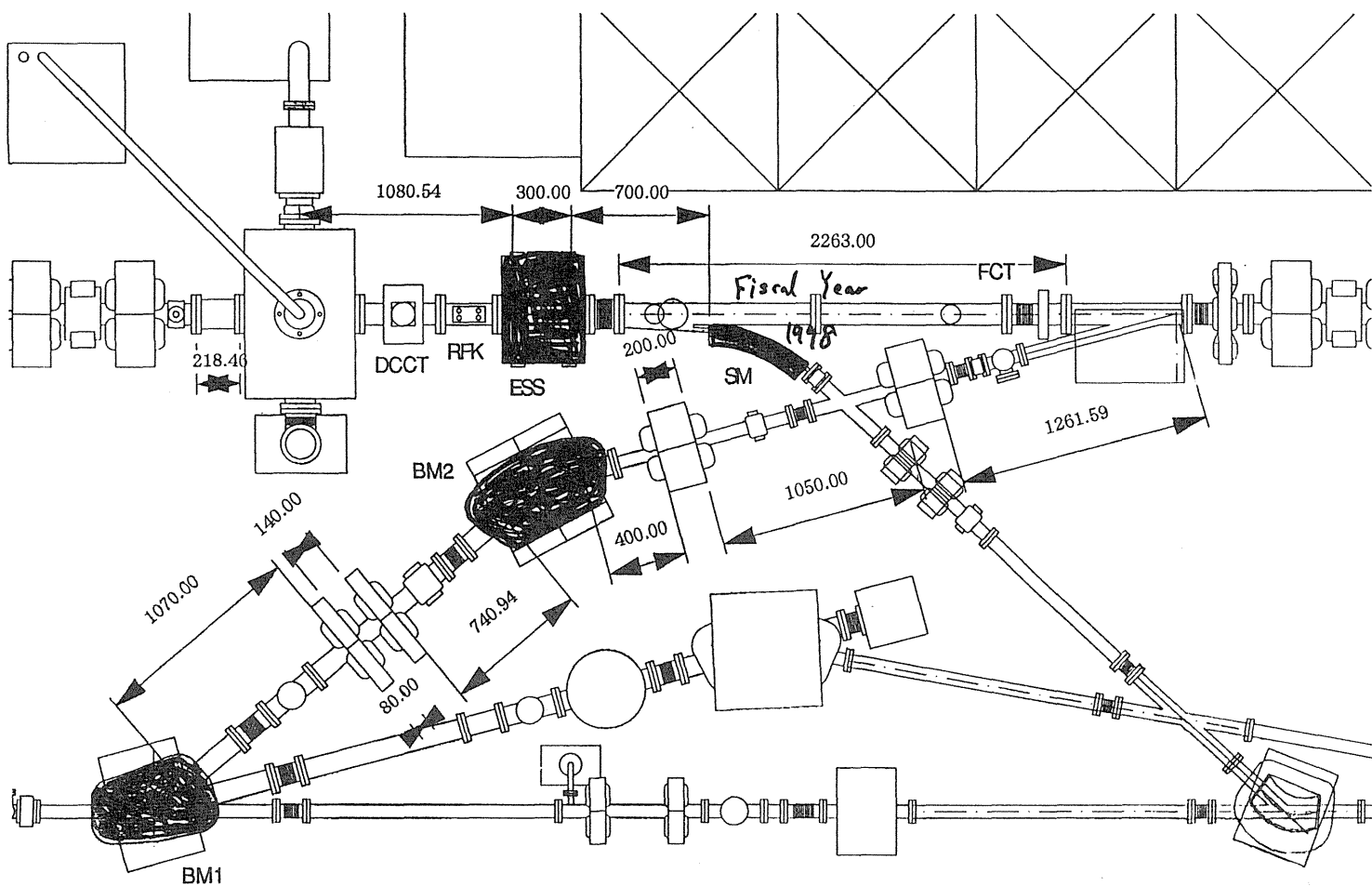
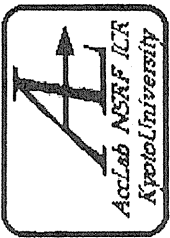


FIG. 1. Scheme of a cooling insertion in a storage ring.

M.S. Zolotarev and A.A. Zholents,  
*P.R. E* 50, No. 9. (1994) pp. 3089-3091.





# History, Present Status and Future of KSR

1. Transport Parts of JSR      Started in February 1994
2. Lattice Design              December '93~March '94
3. Rough Setting of the Magnet              May '94
4. Precise Alignment of Magnets              March '95
5. Installation of Vacuum Chamber      July~August '96  
(Arc Parts Only)

6. Cabling for Excitation Currents and Control System and Piping for Cooling Water      November~December '96

7. Hopefully we will attain *Fiscal Beam Circulation in '97*.

8. **STRETCHER MODE** will be completed in Fiscal '98 <sup>namely until</sup> <sub>next March</sub>

Completion as a light source might need more time and money.  
 Stretcher use is assumed for the time being.  
 no acceleration 100 MeV electron  
 Relatively easy Vacuum condition *aging with Stretcher Mode*

# HIMAC 報告書 - P P I C 及び M u S I C の読み出し系

京都大学化学研究所 岩下芳久、野田章、井上信、浦壁恵理子、白井敏之、森田昭夫

放射線医学総合研究所 金沢光隆、取越正巳、野田耕司、山田聡

K E K 田無 藤田雄三

日立製作所 西政嗣、平本和夫、乗峯哲朗、梅沢真澄、田所昌宏

## 0. はじめに

P P I C (Parallel Plate Ionization Chamber)、M u S I C (Multi Strip Ionization Chamber) の信号処理系、及び、電離箱へのガス供給システムについて報告する。

電離箱自身の詳細は浦壁による報告に譲るが、電極間隔数mmの平行平板電離箱であり、P-10 及び大気を電離ガスとして用いて実験している。

## 1. 電離箱の電流読み出し

放射線測定における電離箱の信号読み出しは、通常一つ一つの入射荷電粒子ごとに得られる電荷を、またはある期間の発生電荷を、信号電流を積分する事により読み出すことが多い。ここでは、シンクロトロンからの遅い取り出しにより得られる一次ビームを直接測定するので、各入射荷電粒子は識別できない。また、その強度(電流)のリップルをリアルタイムで観測したいので、できるだけ高速応答の電流読み出しを可能にするように、電離箱の出力に Transimpedance Amplifier が必要となる(図1)。

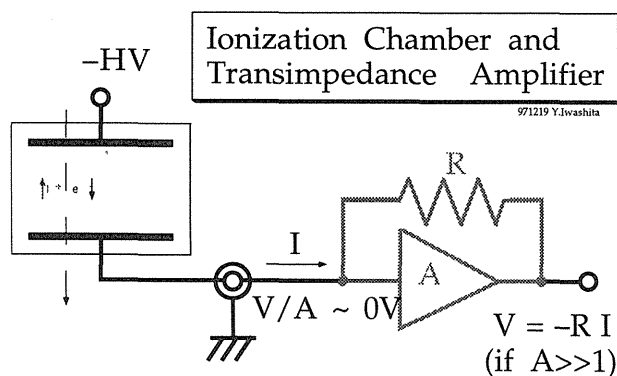


図1 Transimpedance Amplifier

## 2. P P I C 用アンプ

前述の原理によるアンプを3台試作した(図2, 3, 4, 5)。3号機をのぞき最高ゲインは1 GΩで、電圧により3, ないしは4段階の可変ゲインとなっていて、50Ωケーブルドライバを持っていて、3号機は初段の石の電源電圧が±5Vと低いため、最終の50Ωケーブルドライバ段のゲインを1倍ではなく5倍にとったため、最高ゲインは5 GΩとなっている。ゲインコントロールを電圧制御としたため、制御に必要なケーブルは1本ですむようになっている。

1号機は高感度と高速性からくる発振を危惧して Transimpedance Amplifier を構成するプリアンプと可変ゲイン段及び50Ωケーブルドライバ段を分けたが、2, 3号機は一体である。そのため1号機のみ、初段の Transimpedance Amplifier のゲインが固定の10 MΩとなり、最低感度が10 MΩの3段階となっている。入力信号が大きい場合、初段で飽和してしまうので、2, 3号機の初段は低リークのリードリレーを使用してゲインを減らされるようにした。2号機では納期の関係上、手持ちのリードリレーを用いたが、そのままではリークが大きく、ノイズが大きかったので、ケースの外皮などをむしり取って使用した。

## 3. A P M 用回路

電離箱にかける電圧の最適値を求めるためにプラトー特性を測定する必要がある。この測定が迅速に行えるように、自動でプラトー特性を測定できるシステム

A P M (Automatic Plateau Measurement) を作った(図6)。これは、前もって作っておいたファイルにかかれた一連の設定電圧を電離箱に与えながら、10スピル分の信号の積分値を読みとり、それを

基準信号と比較しながら表示できるシステムである。同時に2つの電離箱の測定ができ、基準、及び、補助用に1つずつ、計4個の積分器を持っている。電離箱用にはふつうの電圧積分器であるが、基準信号用には、電流の積分器となっている。積分器のリセットは取り出しのタイミング信号の立ち下がりで行っている。積分中の電圧も継続して測定、記録していて、オフセットの除去などに使っている。測定中のデータの例を図7に示す。各スピルで電荷量がばらついているのがわかる。

すべての信号は、コンピュータに取り付けられたA/D、D/Aボードで、直接やりとりをしている。D/Aの出力により、出力電圧を外部設定できるようにしたORTEC710を制御している。また、分圧アンプを用いて、その出力もA/Dにより読みとっている。後述するように、ガス種、及び、ガス圧も制御可能であり、ガス圧はモニター可能である。

#### 4. ガス圧制御系

電離箱のガス圧を制御するために電磁制御バルブ、ガス圧測定器、コントローラ、ニードルバルブとロータリーポンプを使ったシステムを使った(図8)。ガス種を替えるため最上流に電磁バルブを2個もうけた。設定ガス圧の可変幅を拡大するのに、排気側のニードルバルブのコンダクタンスを変える必要があったため、ニードルバルブを2個用意し、これもバルブで切り替えるようにした。このバルブの切り替えは、コントローラに与えるガス圧設定用の信号に連動するようにしてある。

これらのガス種、ガス圧なども遠隔設定できるようになっている。

#### 5. MuSIC用アンプ

前述の試作アンプからの知見を元にしてMuSIC用アンプをメーカーに依頼して1台分試作した。1台のアンプで、30本分の信号を処理し、最大100kHzでマルチプレクスして送り出す構成をとった。これも外部からの電圧でゲインが制御でき、外からTTLのクロック信号を与えることにより、マルチプレクサーを制御する。ch0を確定するため

のカウンターのリセットはパルス幅の違いで弁別する。マルチストリップ化により入力信号が減ることが予期されたので、初段のゲインは固定の10M $\Omega$ となっている。

この試作機による測定で実際にMuSICからの信号が読みとれることがわかったので、6台分の実機を製作した。

実機は実験、測定の都合上、積分器、S/Hの実装が要求されたので、回路の規模が大きくなり、かなり寸法、発熱などが大きくなった。中でも、発熱による温度上昇は、高感度の測定にとっては問題であると考えている。信号数は較正用の0V、10mVを加えた計32の信号を送れるようになっている。各積分器、S/HはアナログSWによりバイパスが可能で、これらの設定や、積分器のリセットのタイミングなどは先のクロック信号のパルス幅の違いによる弁別方式を拡張して行った。この結果、積分器とS/Hそれぞれの使用、不使用により、測定モードが4つ可能になるが、うち一つ

(積分器使用、S/H不使用)はあまり意味がないモードである。このクロックのパルス列は途中で止めることにより特定のチャンネルを指定することができるので、信号のチェックなどに使うことができる。

#### 5. コンピュータ処理

最大100kHzの6台のアンプからの信号をA/D変換するため、600kHz以上のサンプリングレートを持つA/Dボードが必要とされる。そこで、National Instruments製のPCI-MIO-16E-1を使用した。これは最大1.25MS/sのボードである。MuSICからの信号は2台のアンプの信号を統合しないと1つの情報にならないので、この合成表示などもコンピュータで処理している。

#### 6. 最後に

まだアンプの消費電力などの点で、課題が残っているが、測定に必要なPPIC及びMuSICの信号処理、及び、ガスシステムとしてはほぼ目的を達するものができたと考えている。

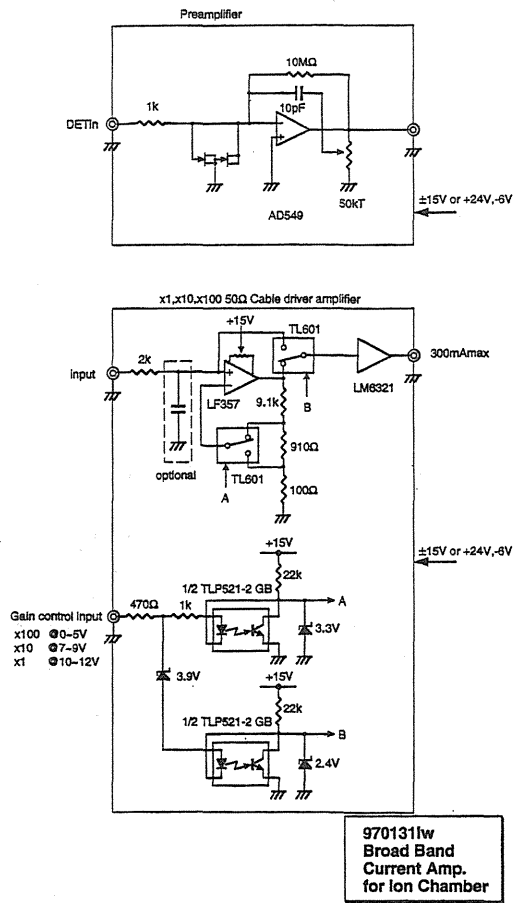


図2 P P I C 用試作アンプ回路 1号機

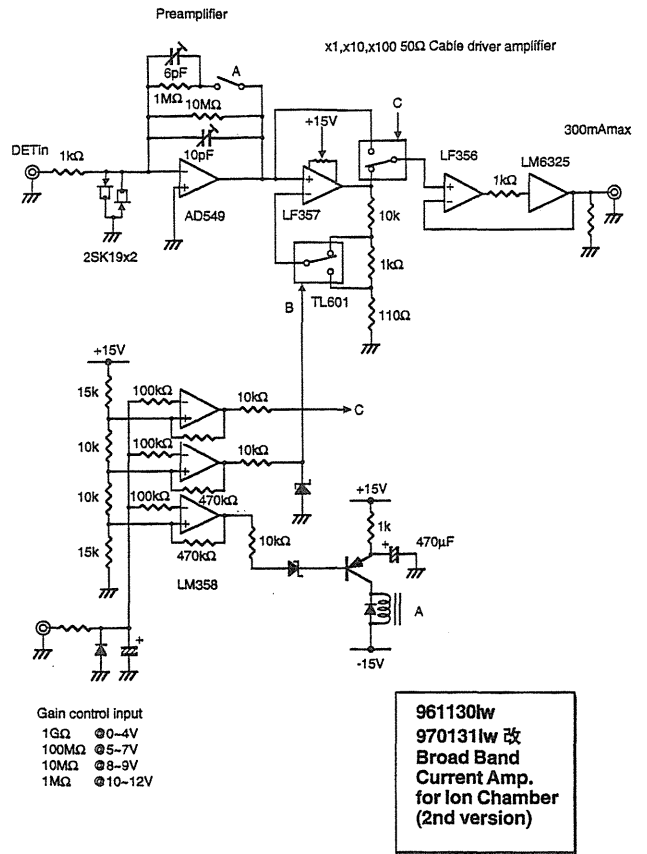


図3 P P I C 用試作アンプ回路 2号機

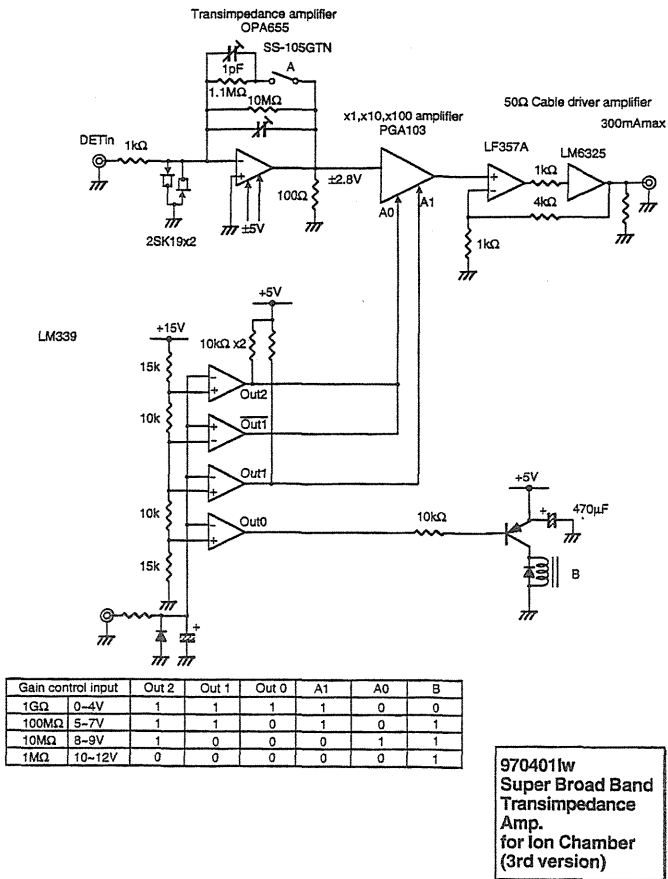


図4 P P I C 用試作アンプ回路 3号機

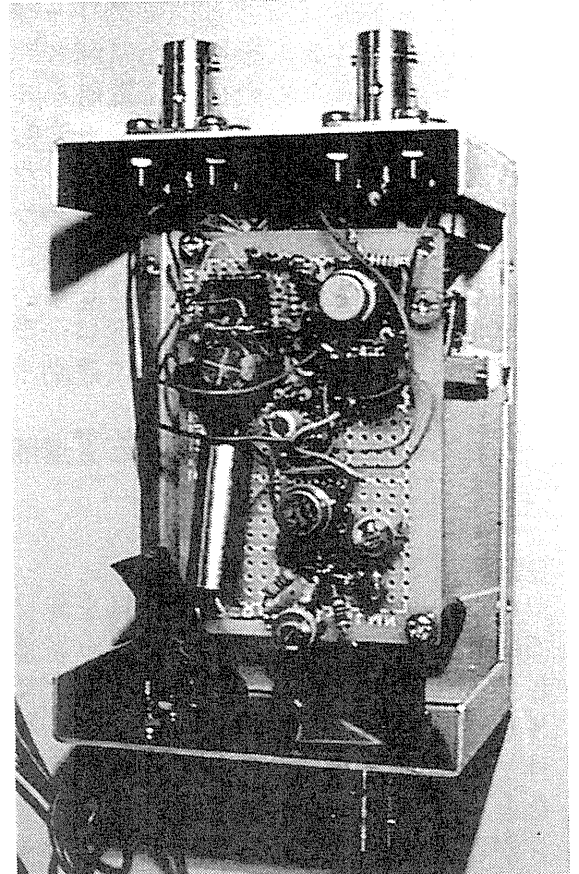


図5 P P I C 用試作アンプ 2号機

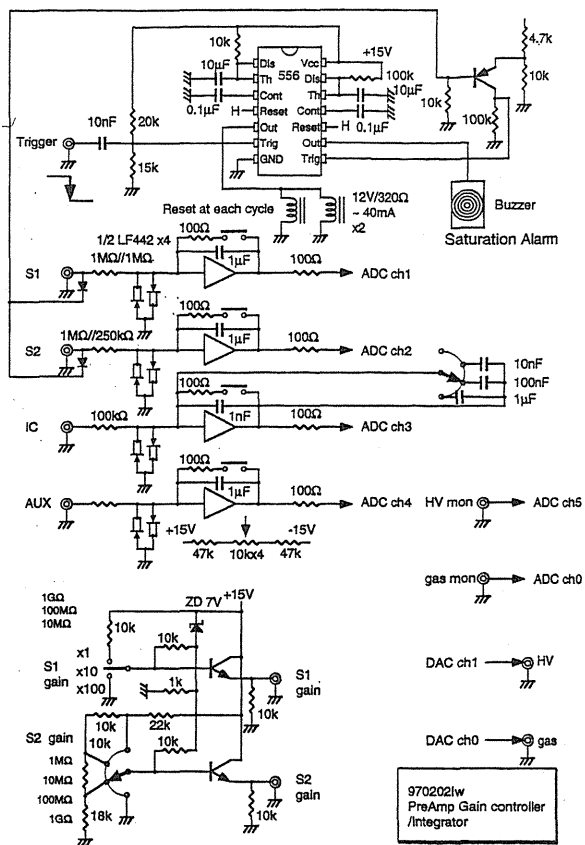


図6 APM用回路

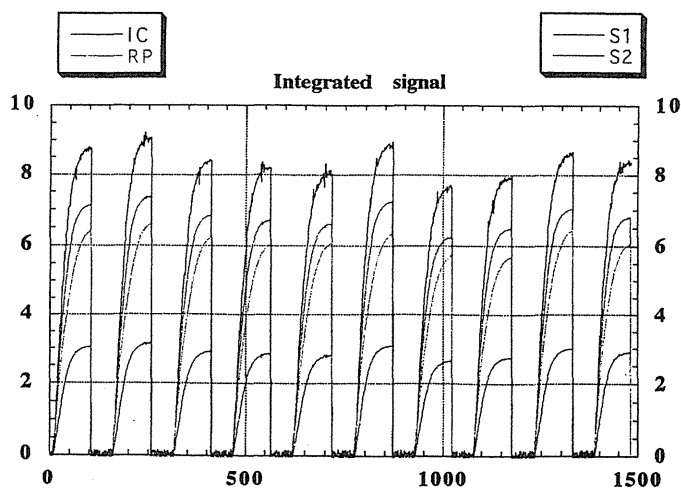


図7 APM測定データ例

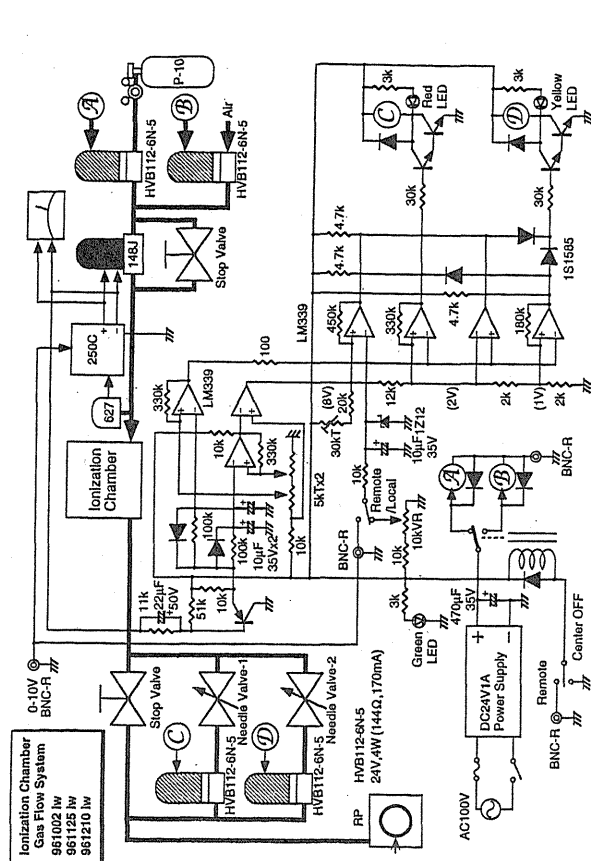


図8 ガス圧制御系回路図

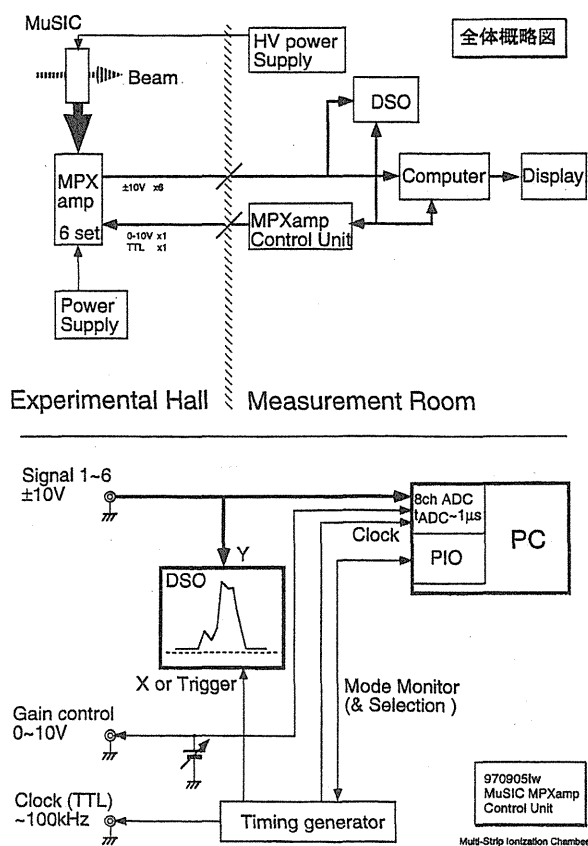
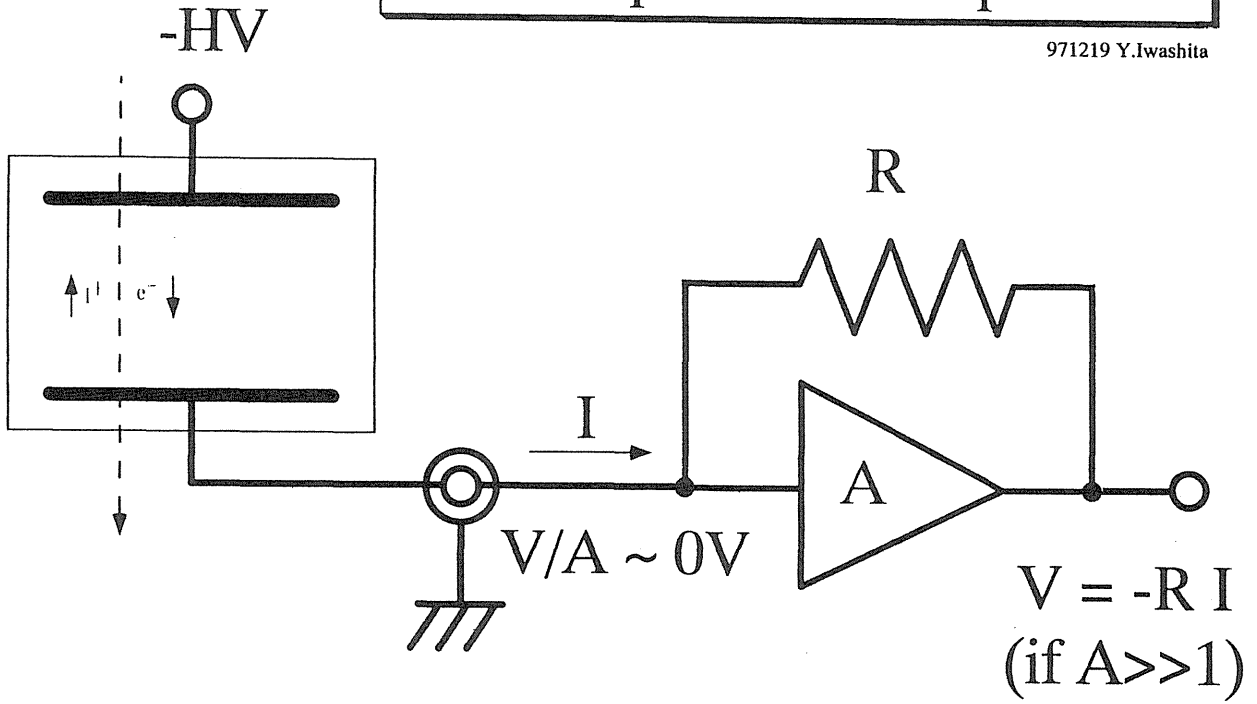


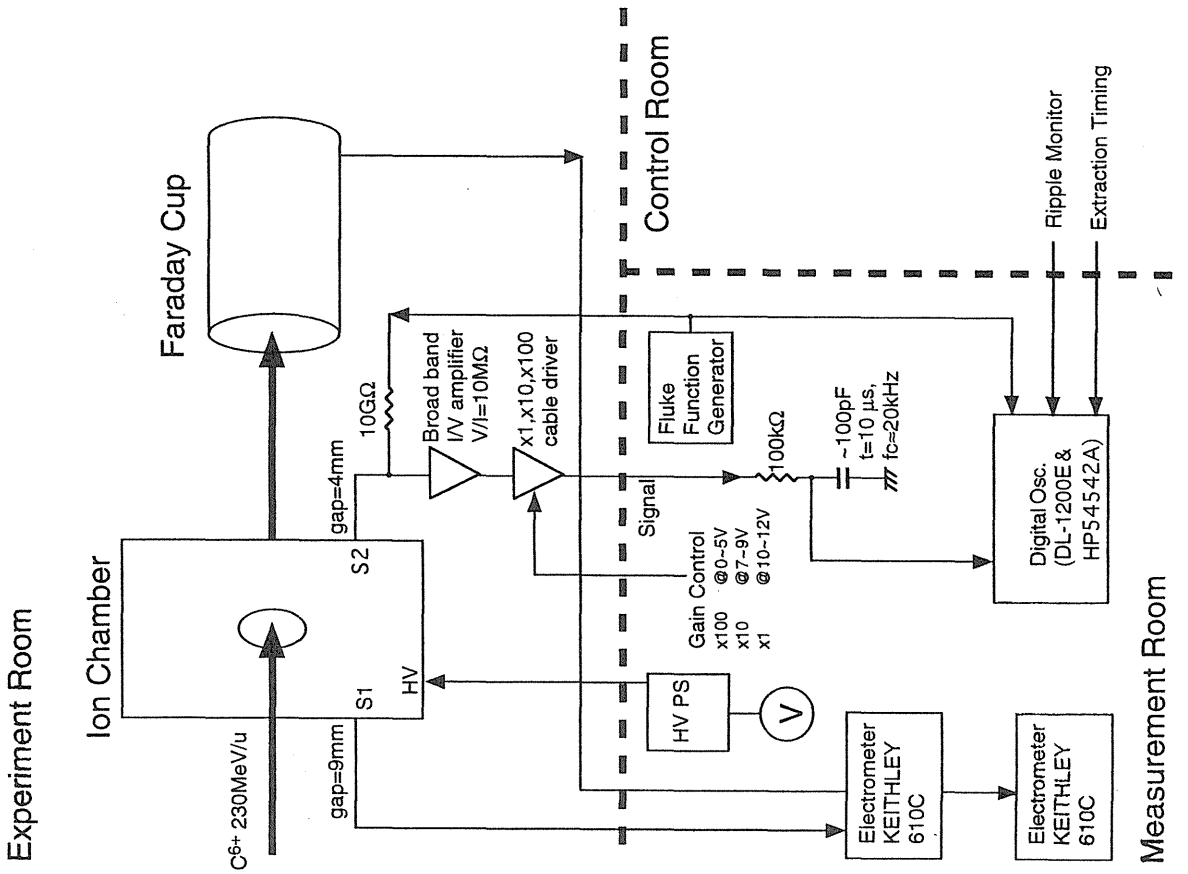
図9 MuSIC用測定系

# Ionization Chamber and Transimpedance Amplifier

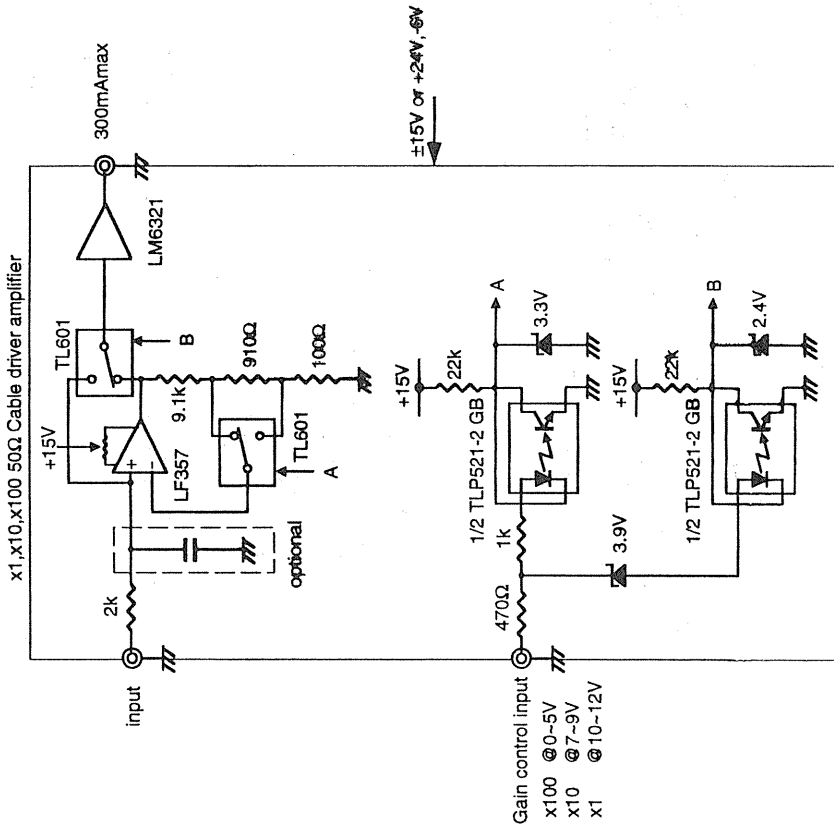
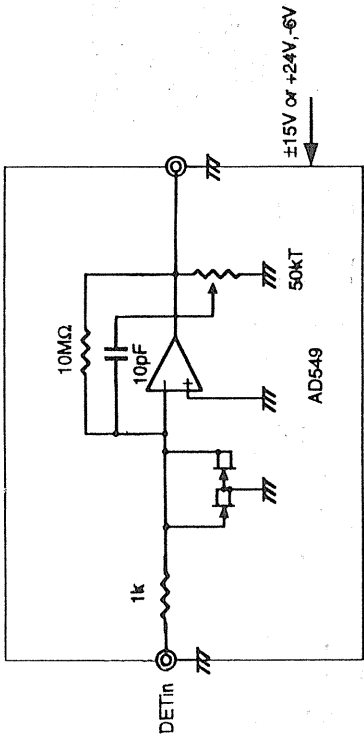
971219 Y.Iwashita



## 960510 Machine Time Measurement setup Drawn by Y.Iw .

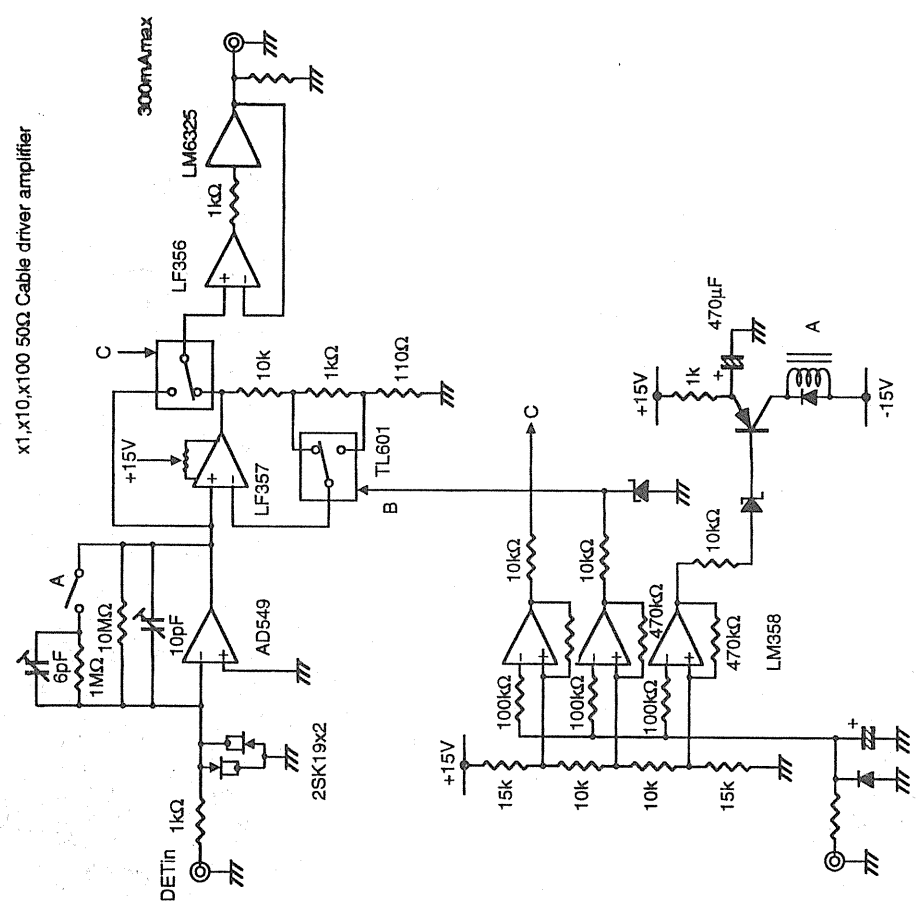


Preamplifier



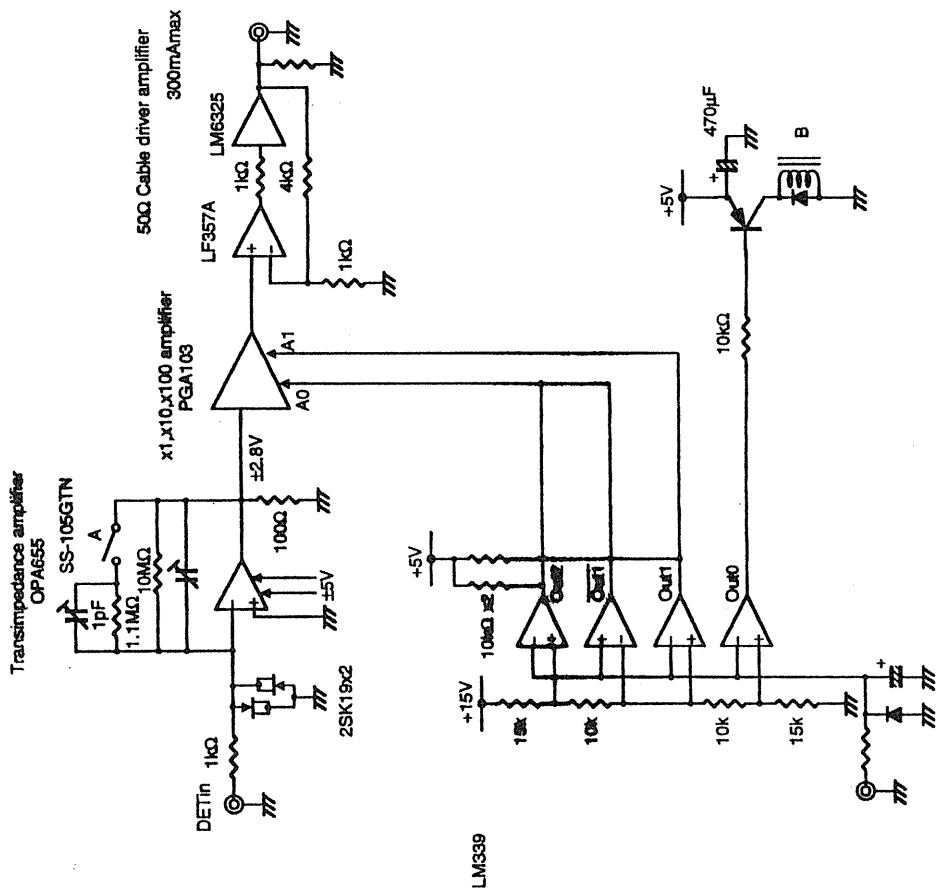
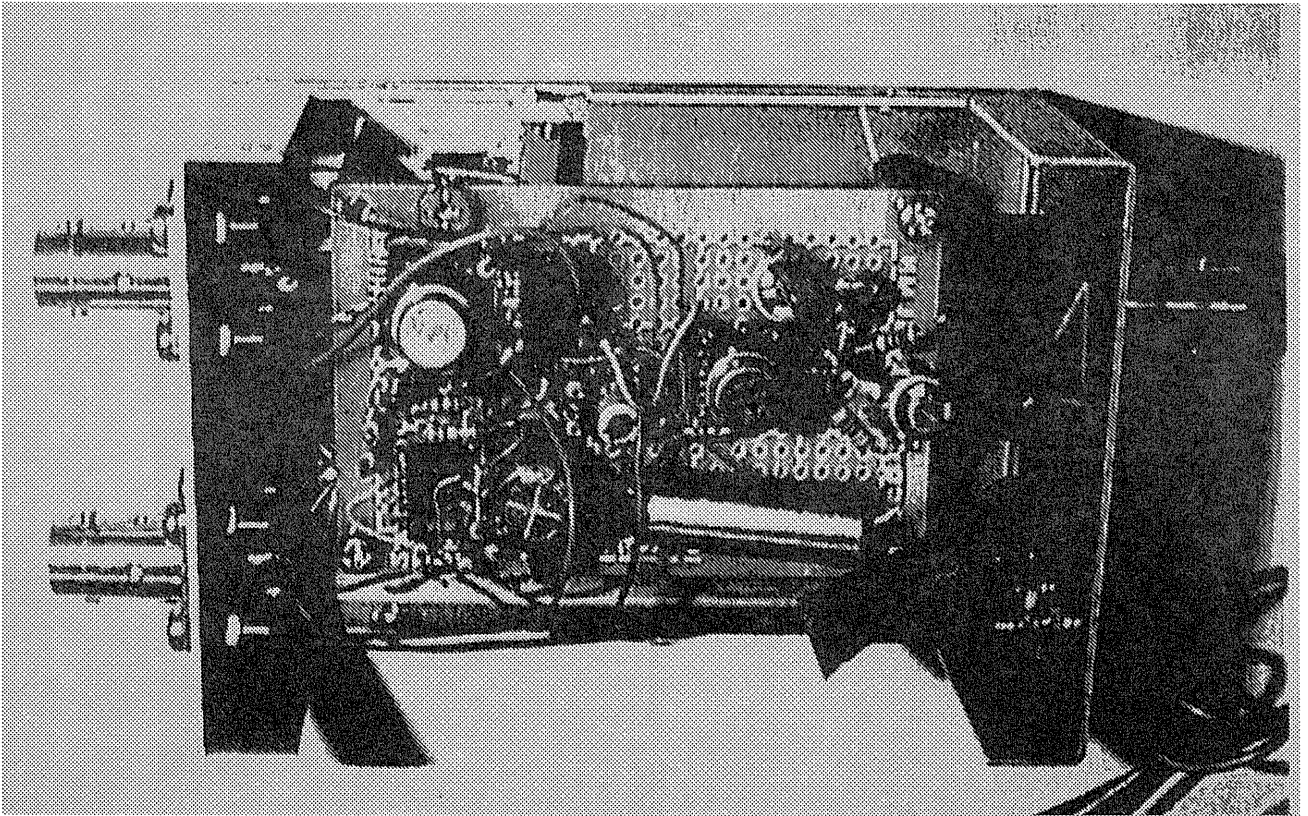
**970131lw**  
Broad Band  
Current Amp.  
for Ion Chamber

Preamplifier



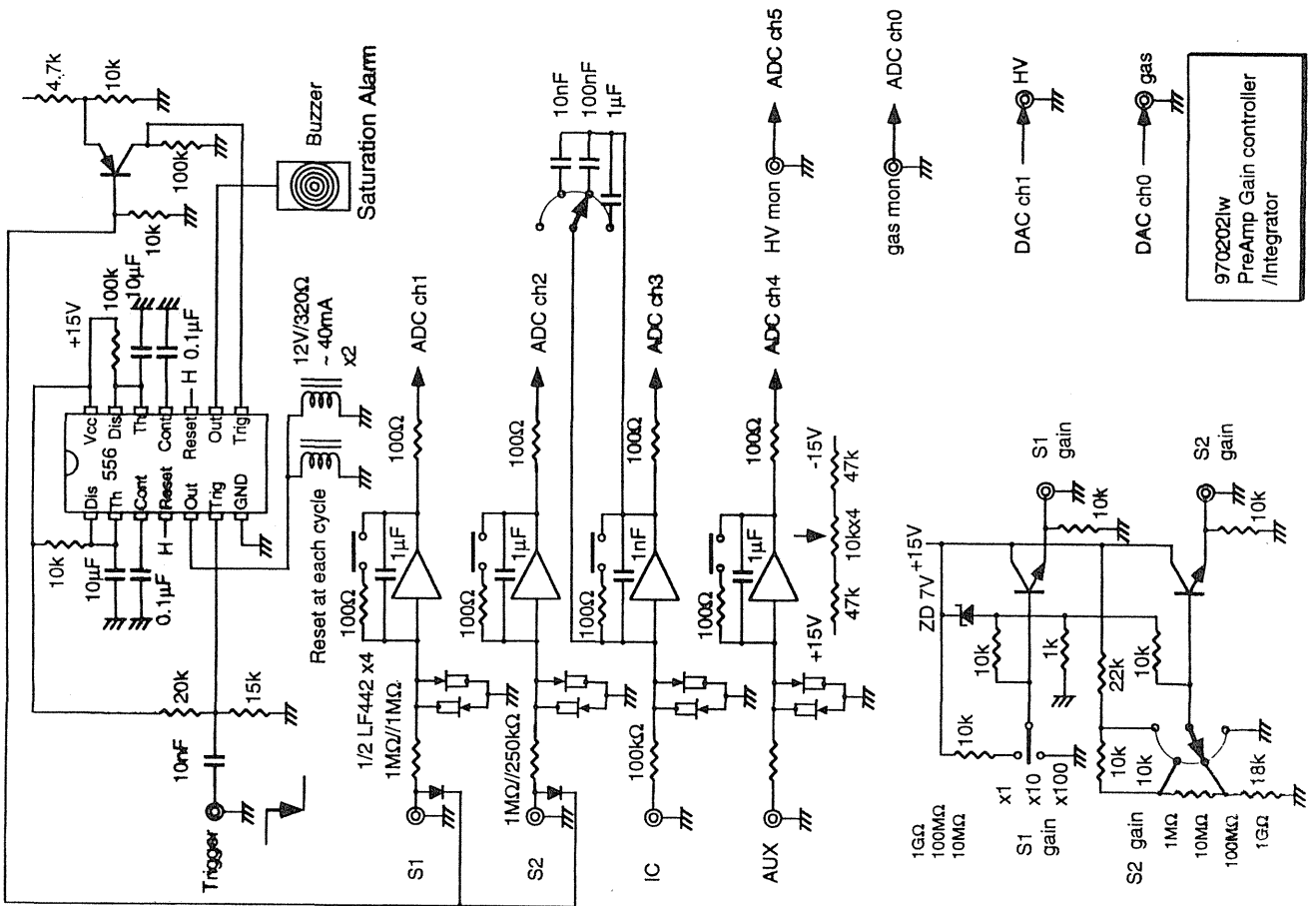
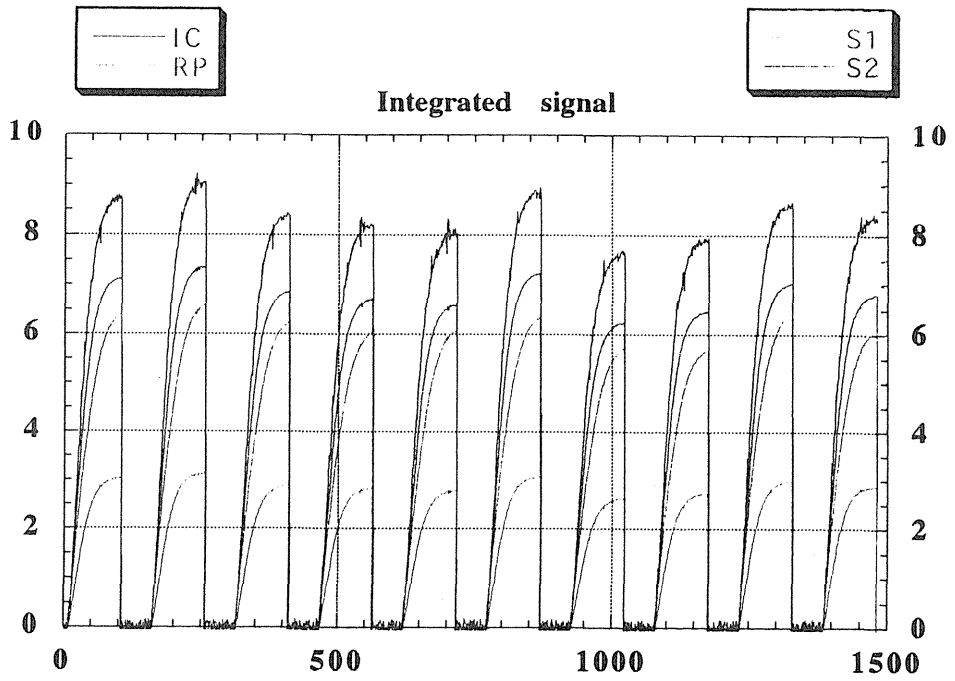
**961130lw**  
**970131lw 改**  
Broad Band  
Current Amp.  
for Ion Chamber  
(2nd version)

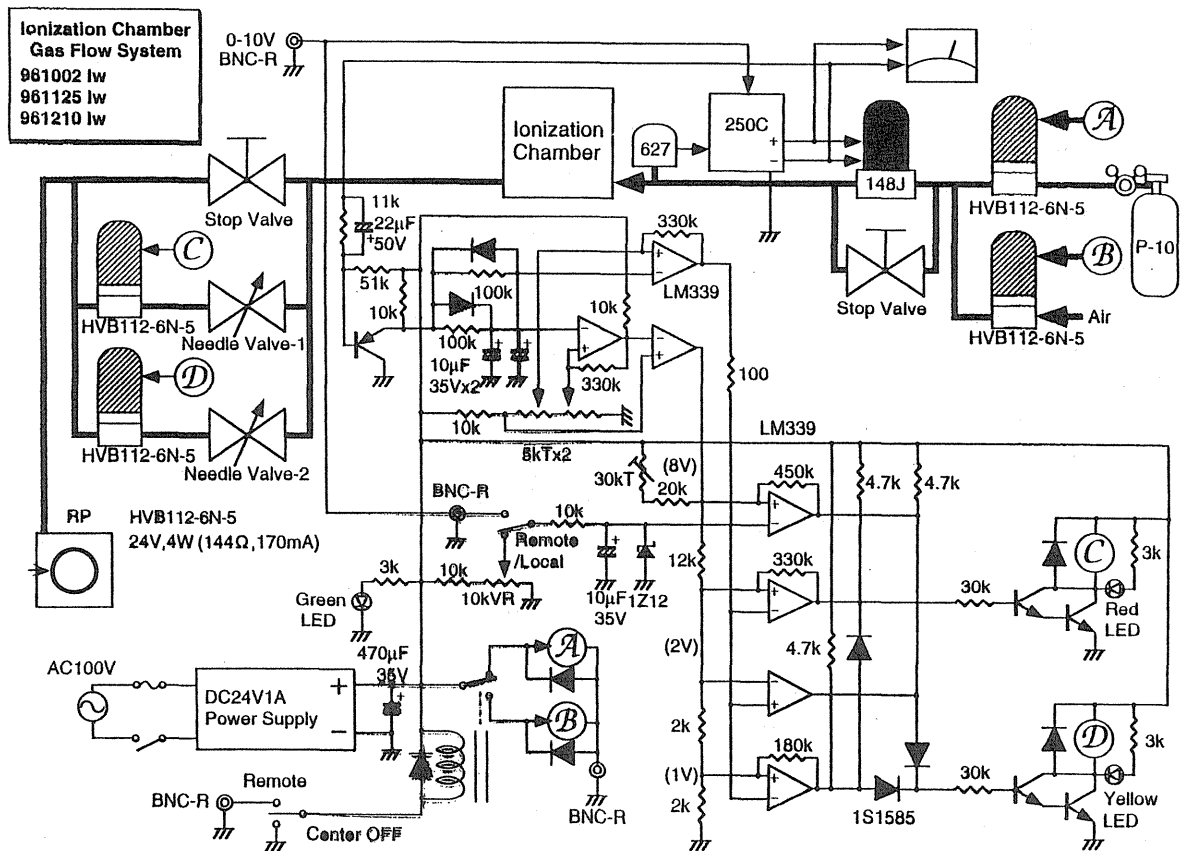
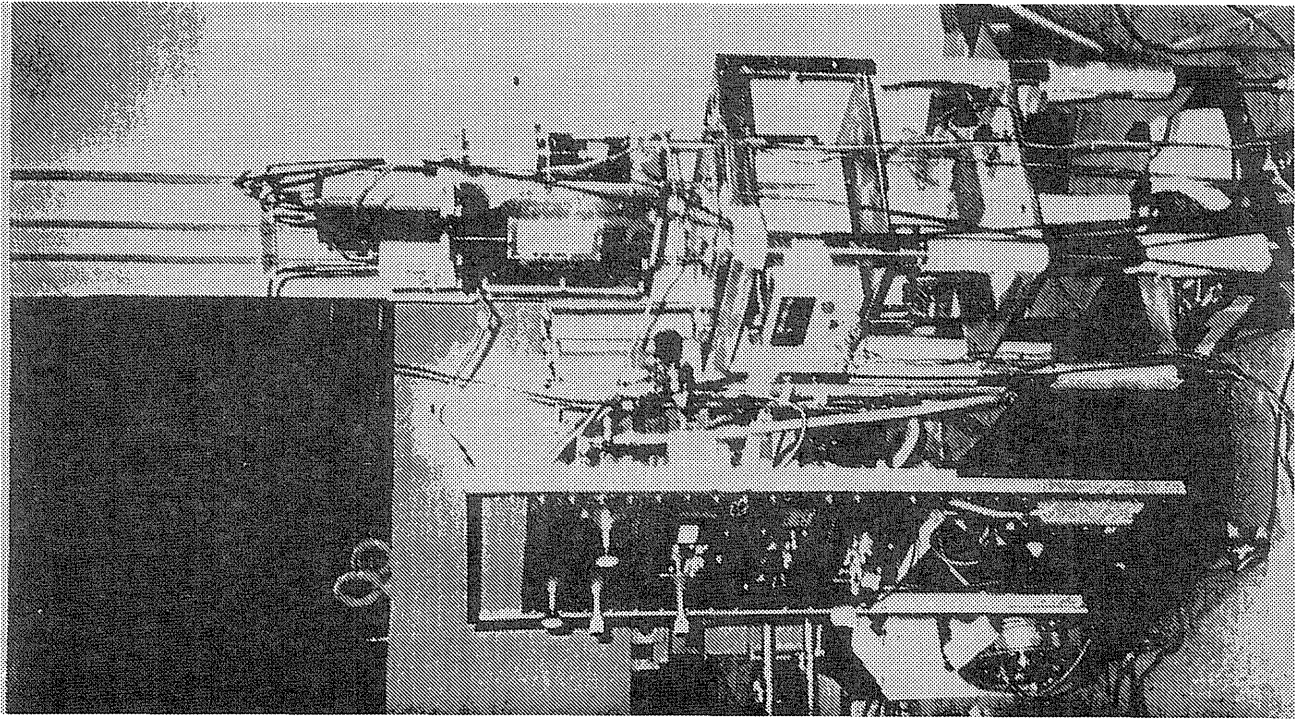


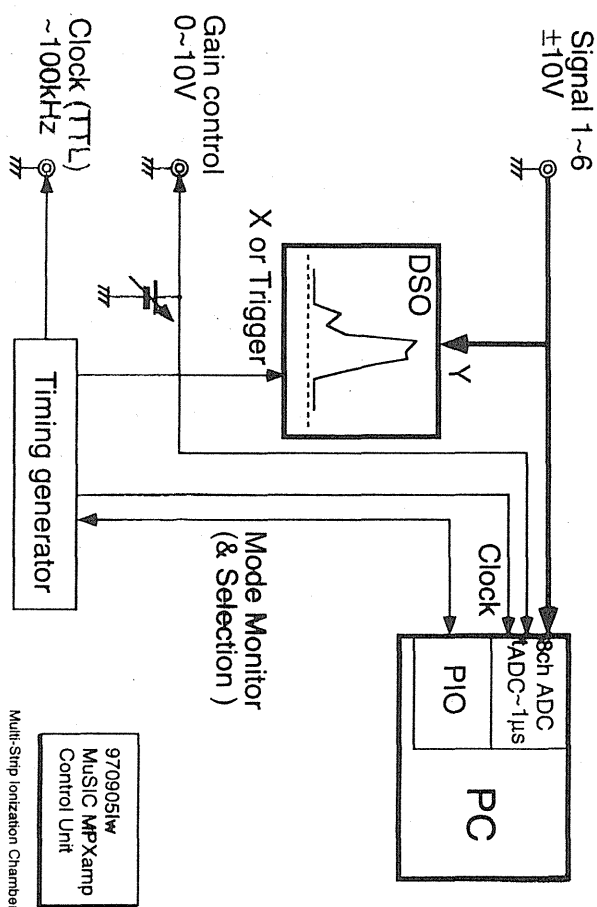
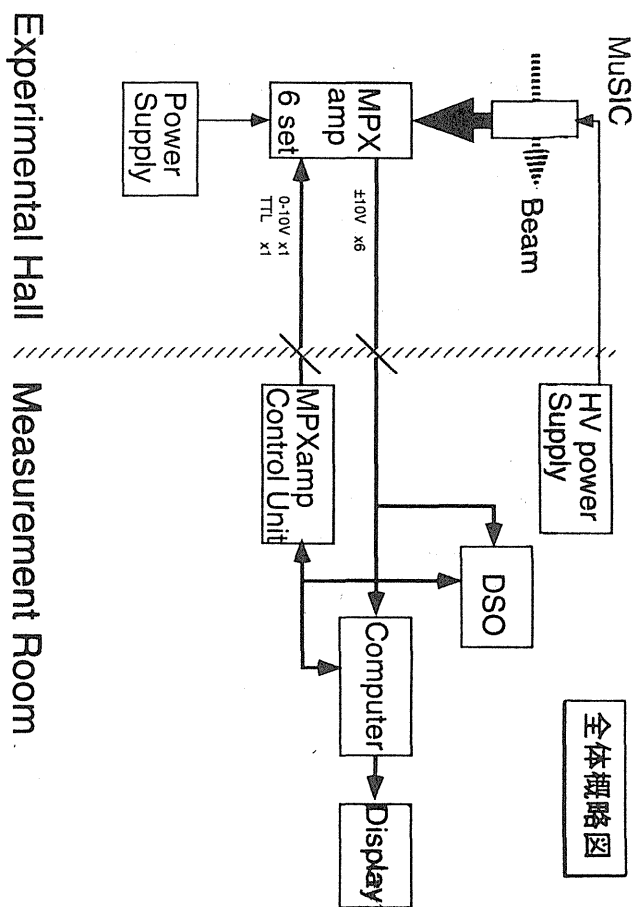
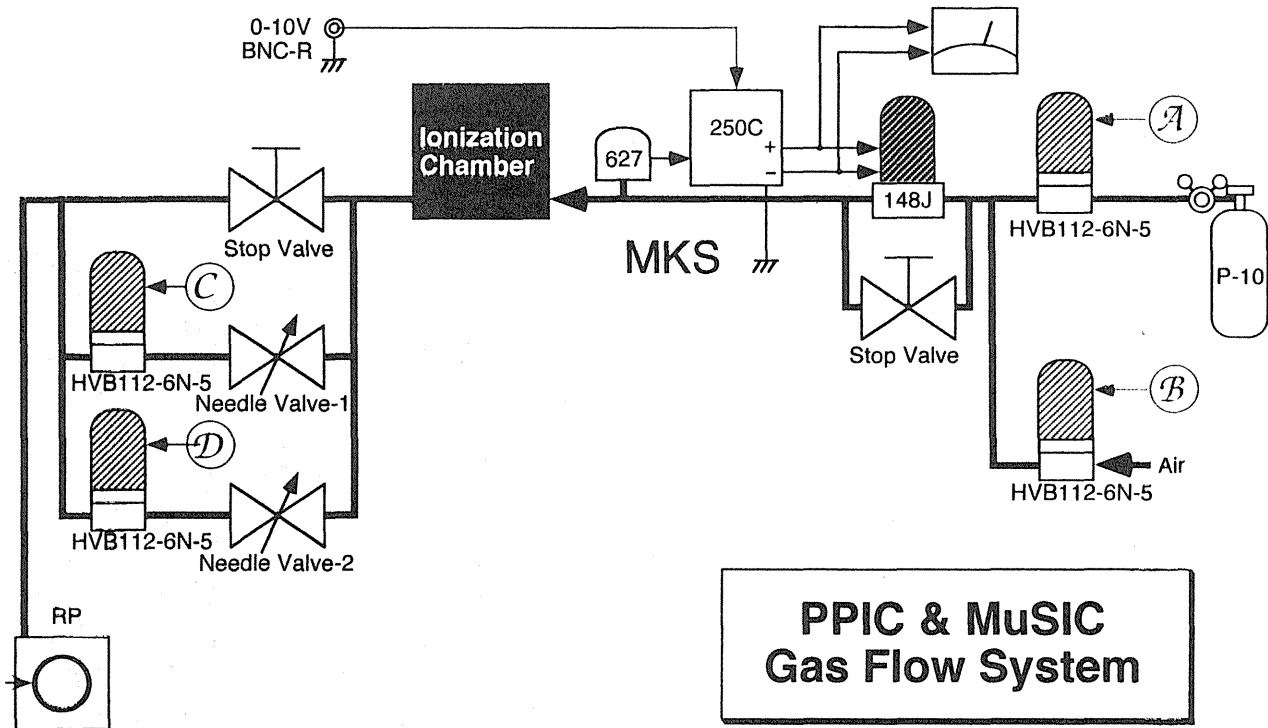


**970401HW**  
**Super Broad Band**  
**Transimpedance**  
**Amp.**  
**for Ion Chamber**  
**(3rd version)**

Gain control input	Out 2	Out 1	Out 0	A1	A0	B
10G	1	1	1	1	0	0
100MΩ	1	1	0	1	0	1
10MΩ	1	0	0	0	1	1
1MΩ	0	0	0	0	0	1







# 八極磁石によるビーム平坦化と MuSIC でのプロファイル測定

浦壁恵理子、藤田雄三<sup>a</sup>、平本和夫<sup>b</sup>、井上信、岩下芳久、金澤光隆<sup>c</sup>、森田昭夫、西政嗣<sup>b</sup>、乗峯哲朗<sup>b</sup>、野田章、野田耕司<sup>c</sup>、小川博嗣<sup>d</sup>、白井敏之、杉村高志、取越正巳<sup>c</sup>、梅澤真澄<sup>b</sup>、山田聡<sup>c</sup>  
京大化研、KEK 田無<sup>a</sup>、日立研究所<sup>b</sup>、放医研重粒子<sup>c</sup>、AEC<sup>d</sup>

## 1. 実験の概要

重粒子線がん治療において、より精度良い照射方法として、多極磁石及び四極磁石の使用により垂直方向に一様拡大したビームを水平方向に二極磁石で掃引するものがあげられる[1]。この照射方法により、一般に変動するシンクロトロンからの取り出しビームを用いて一様照射野を得るためには、最終段の掃引のスピードをビーム強度の時間変動（ビームリップル）に対応して変化させる必要がある。そのビームリップルを測定するため、H8年度には平行平板型電離箱モニタを製作し、必要である kHz オーダーの時間応答を確認した[2]。

H9年度は、一様拡大ビームによる照射野形成のテストを行うため八極電磁石を製作し物理汎用実験室の PH-1 コースに設置した。H9年度後期のマシンタイムでは八極電磁石によるプロファイルの変化を測定した。その測定には、H8年度に使用した平行平板型電離箱モニタを改良しプロファイルも同時測定可能としたものを用いた。以下、本年度製作したモニタと八極磁石及び実験結果について述べる。

## 2. ビームプロファイルモニタ

昨年度の製作した Parallel Plate Ionization Chamber (PPIC) を改良し、プロファイルをも測定できるようにしたものを Multi-Strip Ionization Chamber (MuSIC) と呼ぶ。

図 1.が MuSIC の写真である。アルミニウムのチェンバーの中に電極をスタックできる構造となっている。全線量測定のため昨年度と同様プレーン電極も組み込んだが、MuSIC によるプロファイル測定を行うためストリップ電極を付け加えた。2組のストリップ電極で、水平垂直両方向の射影プロファイルを測定できる。

ストリップ電極は、幅が 1 mm づつの短冊状

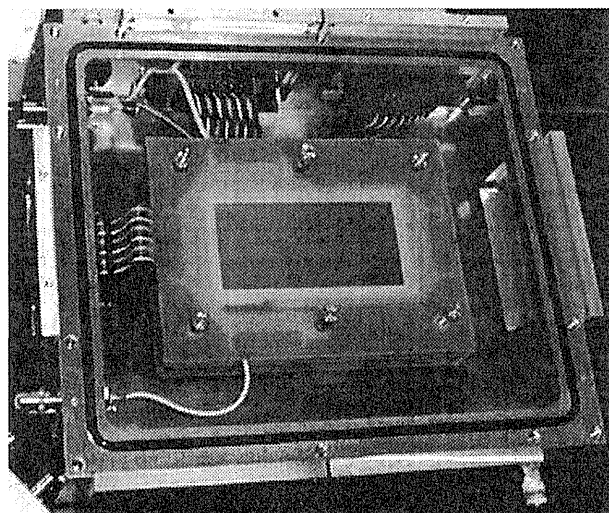


図 1. MuSIC (Multi-Strip Ionization Chamber)

の電極が 60 本平行に並んだ形状のものを用いた。ポリプロピレンに蒸着したアルミニウムをレーザーカットして製作した。

プロファイル測定用の回路は 30 ch の 10 M  $\Omega$ -I/V プリアンプをマルチプレックスして読み出す形式とした。詳しい説明は岩下氏に譲るが、可変時間積分をも可能とした点も含め、このアンプは実験機として有用であったと考える。

測定室へ電圧信号として送信されたプロファイルデータはデジタルオシロスコープで測定することが可能であり本年度は主にその方法を使用した。この方法は簡便であるが、60 本あるストリップ電極を 30ch 毎にアンプ系で読み出している等の理由からプロファイル全体を見やすく表示するのが困難である。そこで、電圧信号を A/D Board から直接 PC に読み込み、Online 処理を行う方法を開発中である。

## 3. Octupole Magnet

非線形磁場によるビームプロファイル変化を測定するため、八極電磁石を製作した。放医研のビームダクト外直径が 101.6 mm であることから、八極電磁石の内直径は 104 mm とした。また

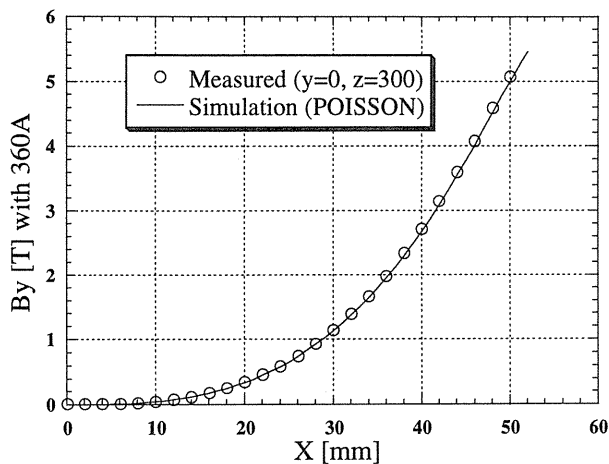


図 2-a. 八極電磁石の磁場測定（直径方向）

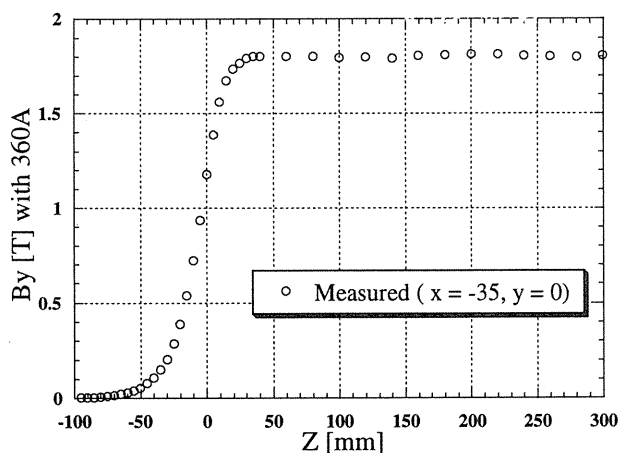


図 2-b. 八極電磁石の磁場測定（ビーム軸方向）

100 MeV/u のカーボンビームをのファイル整形に必要なと見積もった  $B''L = 2400 \text{ T/m}^2$  を実現するためにビーム進行方向の長さは 600 mm とした。

図 2. に八極電磁石の磁場測定の結果を示す。図 2-a. の実線は POISSON による磁場計算であるが、八極磁石中央部での測定結果と良くあっていることがわかる。また Effective Length の測定 (図 2-b.) により、定格電流 360 A を流した際の  $B''L$  が  $2668 \text{ T/m}^2$  と十分な値であることを確認した。

#### 4. 実験結果

##### 4-1. 測定系の特性

電離箱として安定に動作する点を探すために印加電圧を変化させて信号量を測定し、Plateau Curve を形成した。図 3. は種々のビーム強度に対して Plateau Curve を描いたものである。こ

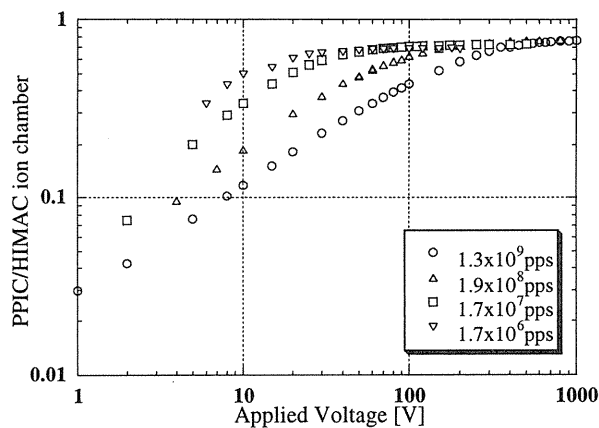


図 3. MuSIC の Plateau 特性図

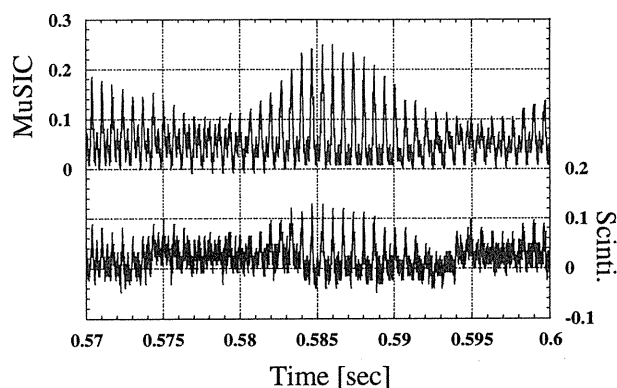


図 4. MuSIC と Ripple Monitor によるビーム時間構造の測定比較

の Plateau 特性図は、レーザーカットしない全電流測定用プレーン電極のデータであるが、ストリップ電極も同様の特性を示し、この MuSIC 内部の電場は平行平板型で取り扱ってもよいことを確認できた。

またビームリップルを測定し、HIMAC で Beam Ripple Monitor として使われているプラスチックシンチレータの信号と比較し、数 kHz までの時間応答が確保できていることを確認した。(図 4.)

##### 4-2. ビームプロファイル

PH-1 コースビームパイプ終端の下流に MuSIC を設置し、 $C^{6+}$  (75MeV/u) のビームプロファイルを測定した。PH-1 最下流の真空窓は厚さ  $100 \mu\text{m}$  のアルミニウム foil であるが、その直径は約 75 mm しかない。ビームが foil 周り



の窓フランジに当たると、ビームプロファイル測定することができない。これを避けたうえで、大気中に設置する MuSIC で拡大ビームプロファイルを測定するために、ビーム幅が MuSIC の位置で長径約 60 mm となるようオプティクスを調節した。図 5-a. にその際に MuSIC で測定した垂直方向プロファイルを示す。垂直プロファイルは、遅い取り出しの際のセプタム電磁石による影響が少ないため正規分布に近い形をしているのがわかる。その他の磁石励磁量は変化させないまま、八極磁石の電流量だけを 90 A (780 T/m<sup>2</sup>) に変化させ、プロファイルの変化を測定したものが図 5-b. である。非線形磁場効果を受け、プロファイルが平坦化したのが見て取れる。

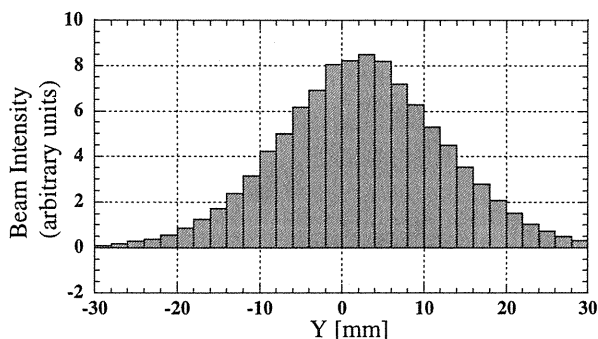


図 5-a. 四極磁石のみで広げたプロファイル

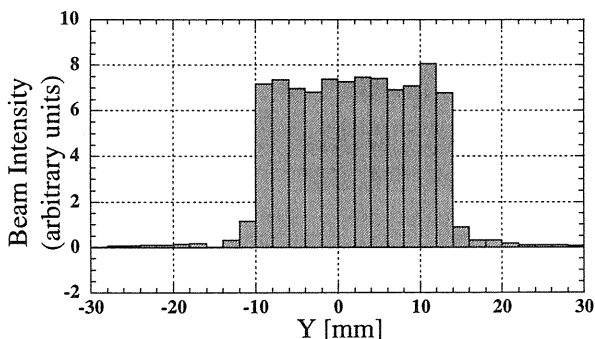


図 5-b. 図 5-a. に八極磁石の励磁を加えたプロファイル

#### 4-3. ビームプロファイルの時間変化

偏極電磁石を掃引する際の照射線量確認のためにビームスピル内部の積分プロファイルの推移を知る必要がある。その準備段階として、ストリップ電極からの信号を 20 msec 積分し連続的に読み出すテストを行った。図 6. に 1 spill 内のビームプロファイル変化を測定してみたサンプルを示す。

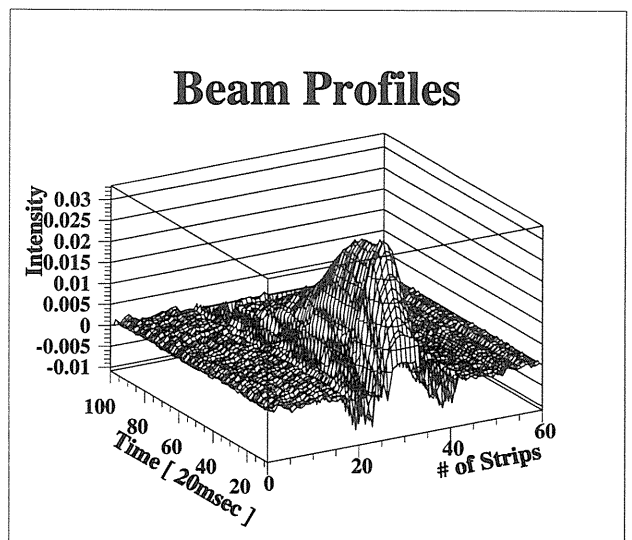


図 6. プロファイルの時間変化

ルを示す。

#### 5. Conclusion

医療用重粒子ビームプロファイルモニタとしての平行平板型電離箱を製作し、特性試験を行った。全電荷量の時間変動に対する時間応答性は数 kHz、プロファイルの位置分解能は 1 mm であることを確認した。

八極磁石を製作、PH-1 に設置し、八極磁場のビームプロファイルへの影響を測定した。初期ビームプロファイルが正規分布の場合、確かに八極磁場によりビーム平坦化がみられた。

H 1 0 年度はモニタシステム系を実用機として完成させる予定である。また、リングでのビームパラメータを変化させるなどして、ビームプロファイルへの八極磁場の影響特性もさらに研究を進めていきたい。

#### 6. References

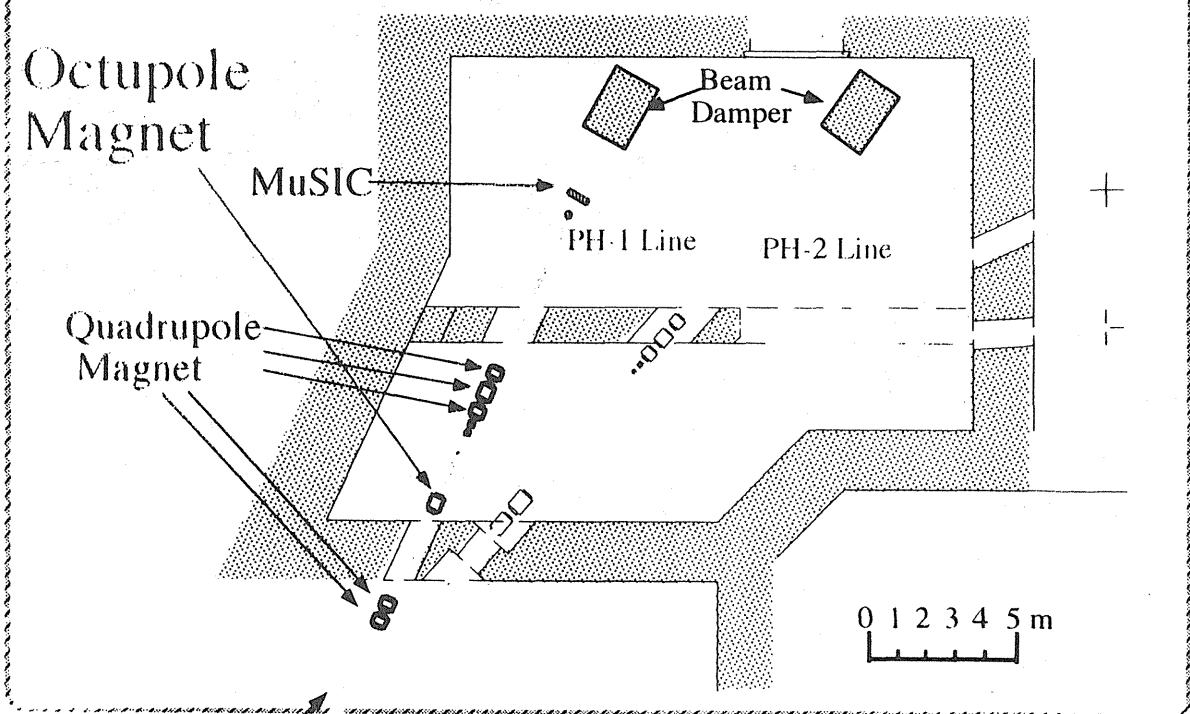
- [1] K. Hiramoto et al. "A Compact Proton Synchrotron with a Combined Function Lattice Dedicated for Medical Use", Bulletin of the Institute for Chemical Research, Kyoto Univ. Vol. 73, No.1, 1995
- [2] E. Urakabe et al. "Performance of Parallel Plate Ionization Chamber for Medical Irradiation", Contribution paper to the PAC97

# 八極磁石によるビーム平坦化と MuSIC でのプロファイル測定

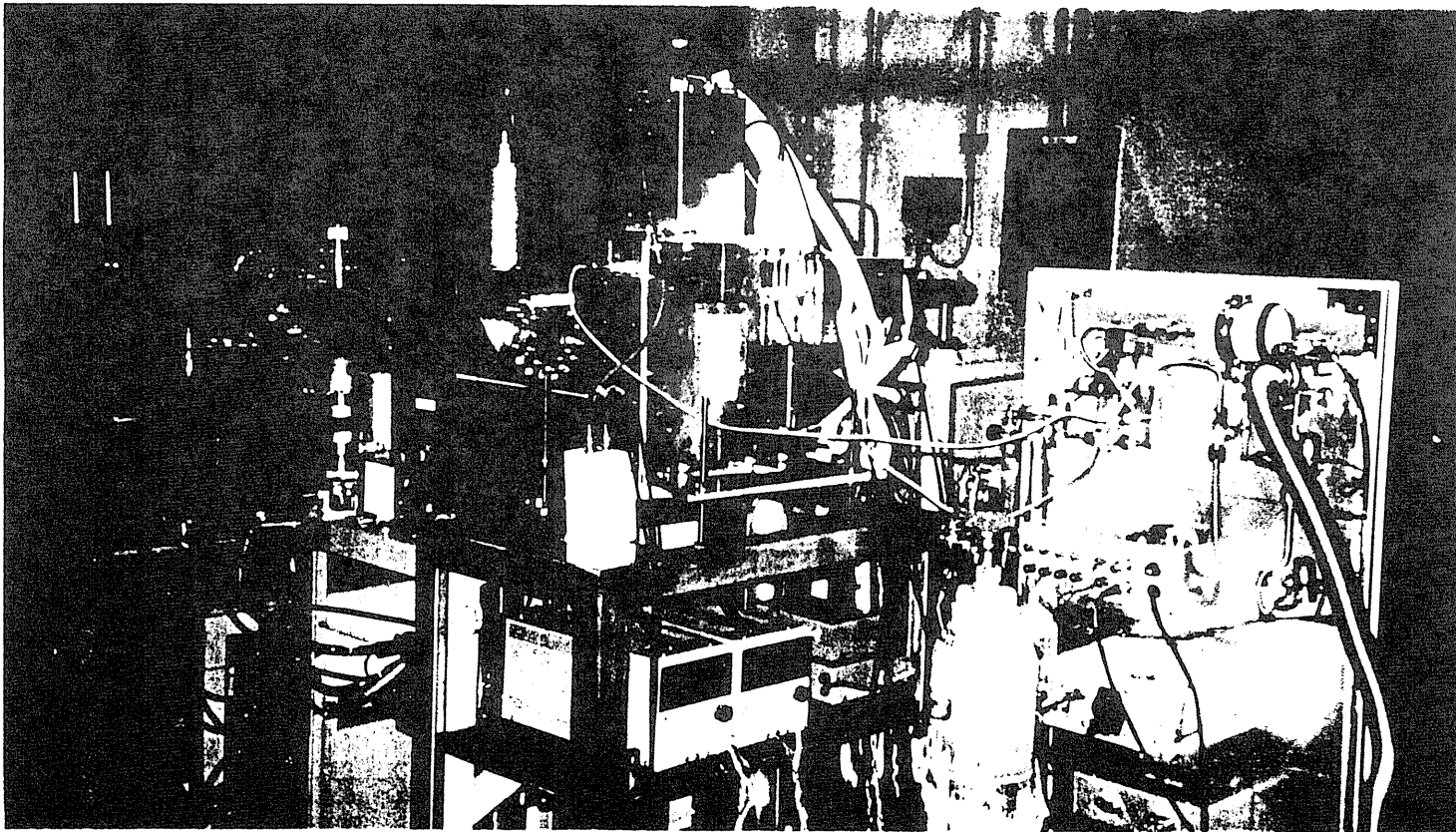
E. Urakabe, K. Hiramoto\*, M. Inoue, Y. Iwashita, M. Kanazawa\*\*,  
A. Morita, M. Nishi\*, T. Norimine\*, A. Noda, K. Noda\*\*, H. Ogawa\*\*\*,  
T. Shirai, M. Torikoshi\*\*, M. Umezawa\*, S. Yamada\*\*, and Y. Fujita\*\*\*\*  
Kyoto U., HITACHI Ltd.\*, NIRS\*\*, AEC\*\*\*, KEK\*\*\*\*

- I. 実験の概要
- II. Multi Strip Ionization Chamber (MuSIC)
- III. Octupole Magnet
- IV. 実験結果

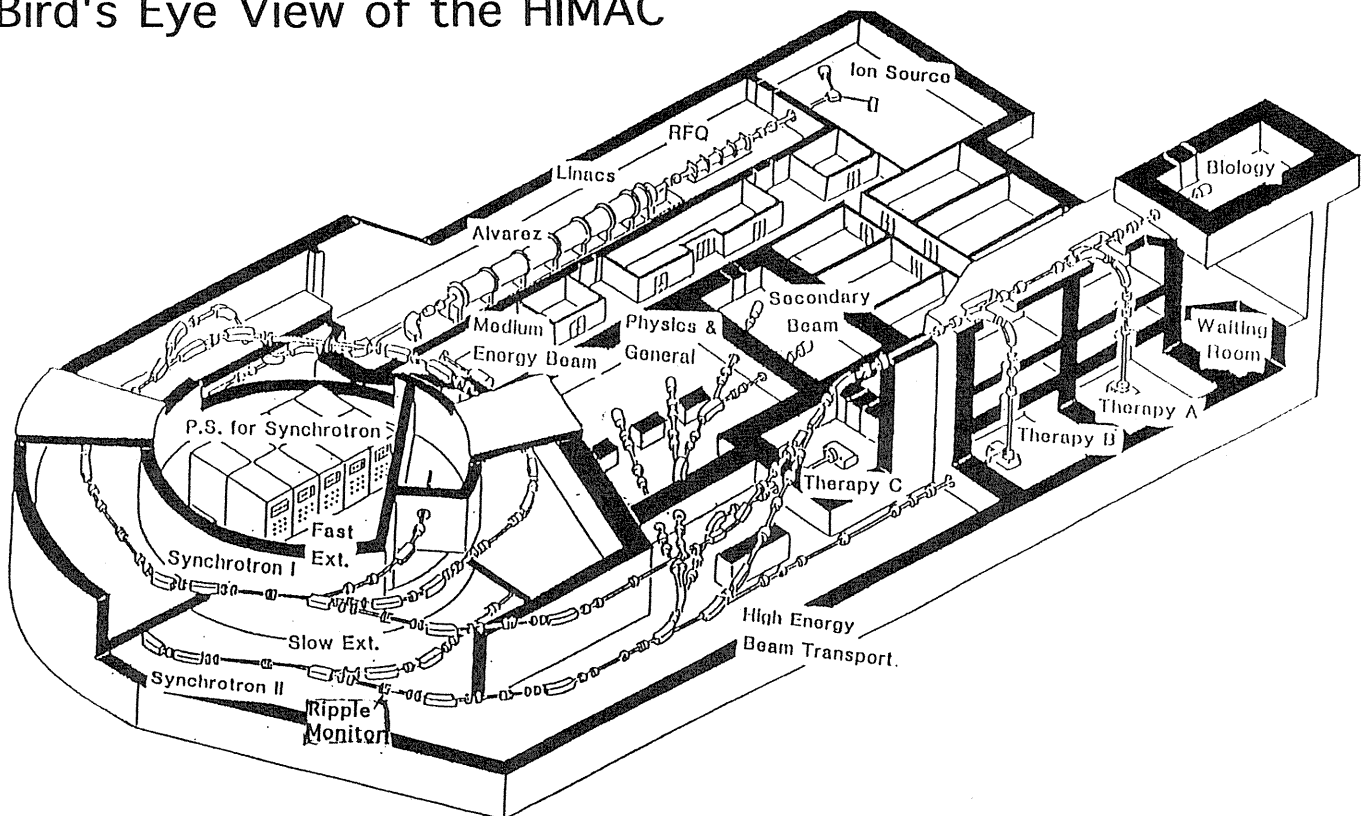
## 'Physics and General' experimental room



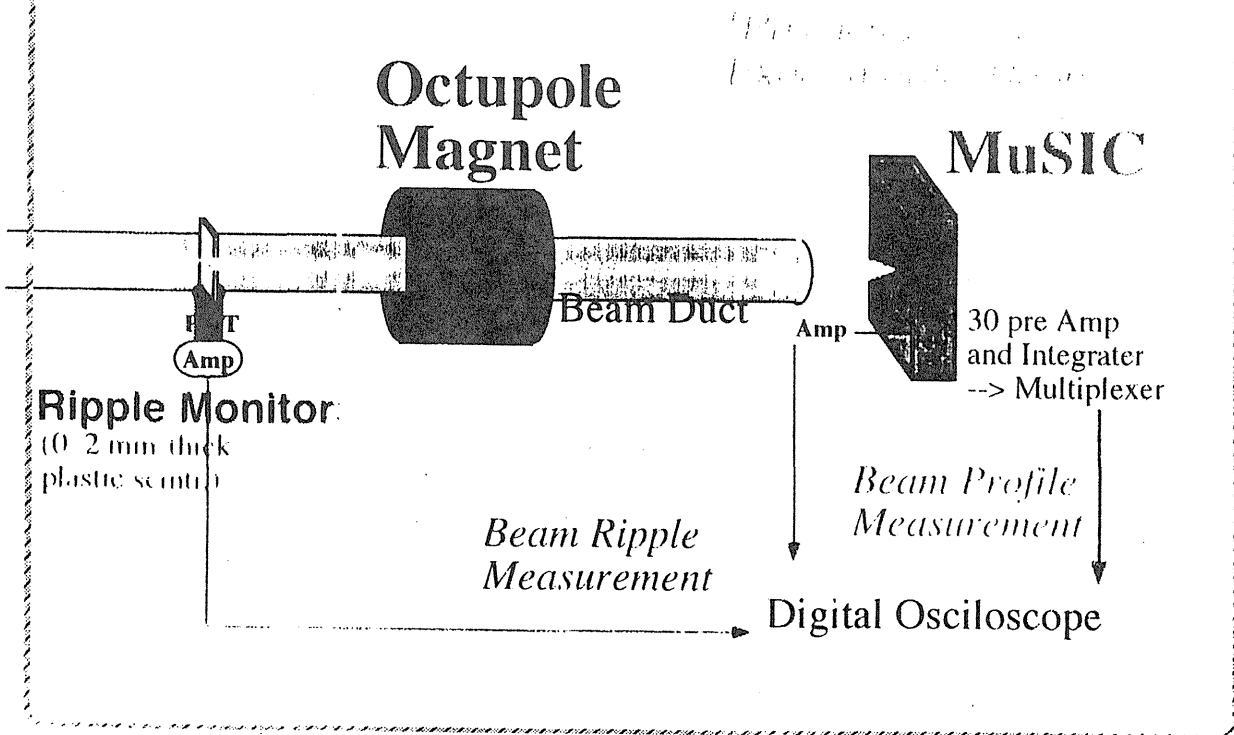




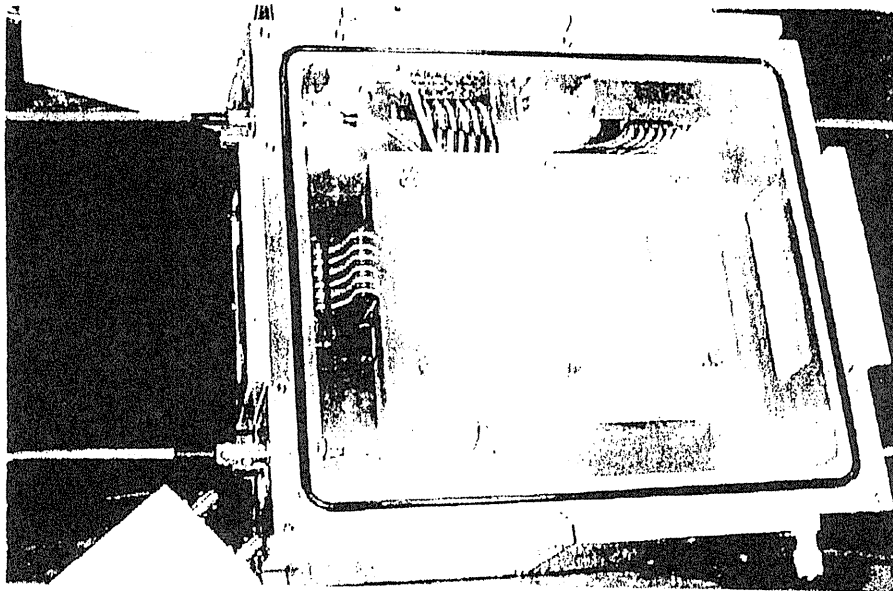
Bird's Eye View of the HIMAC



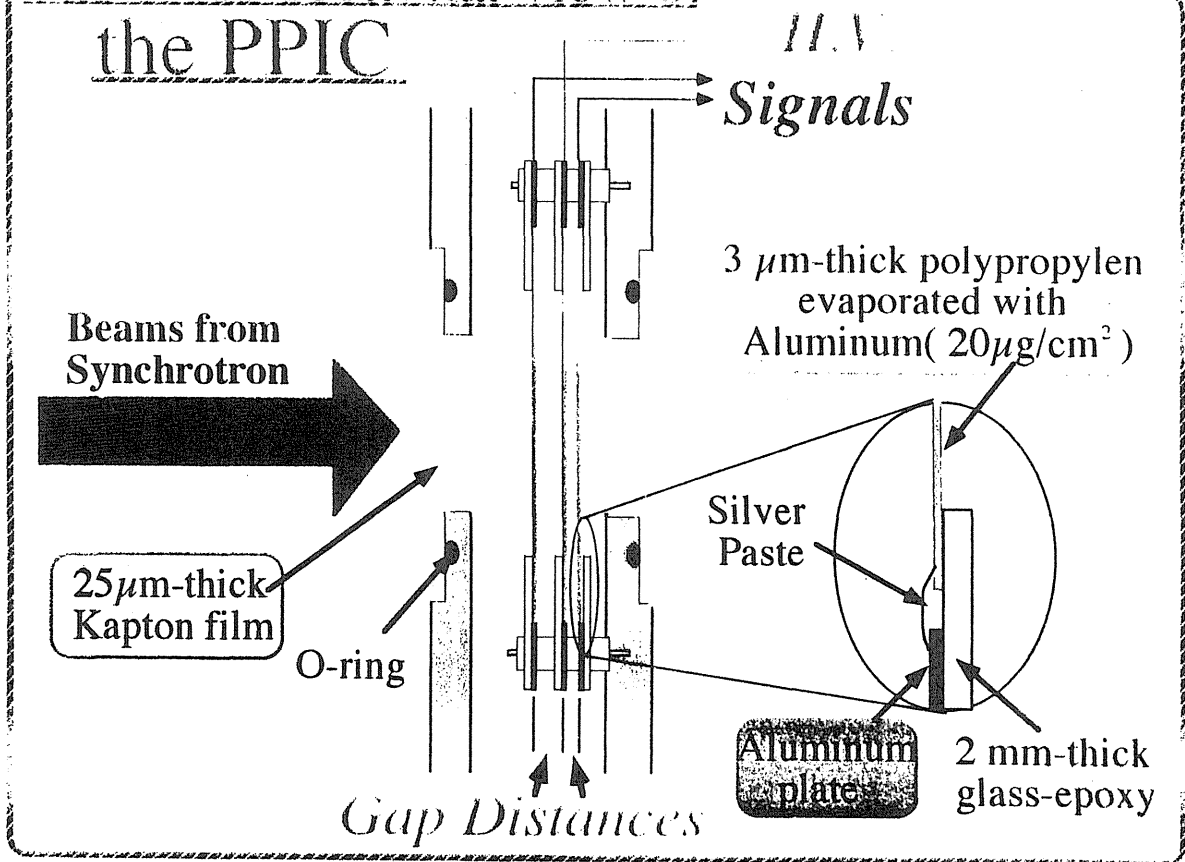
# Setup



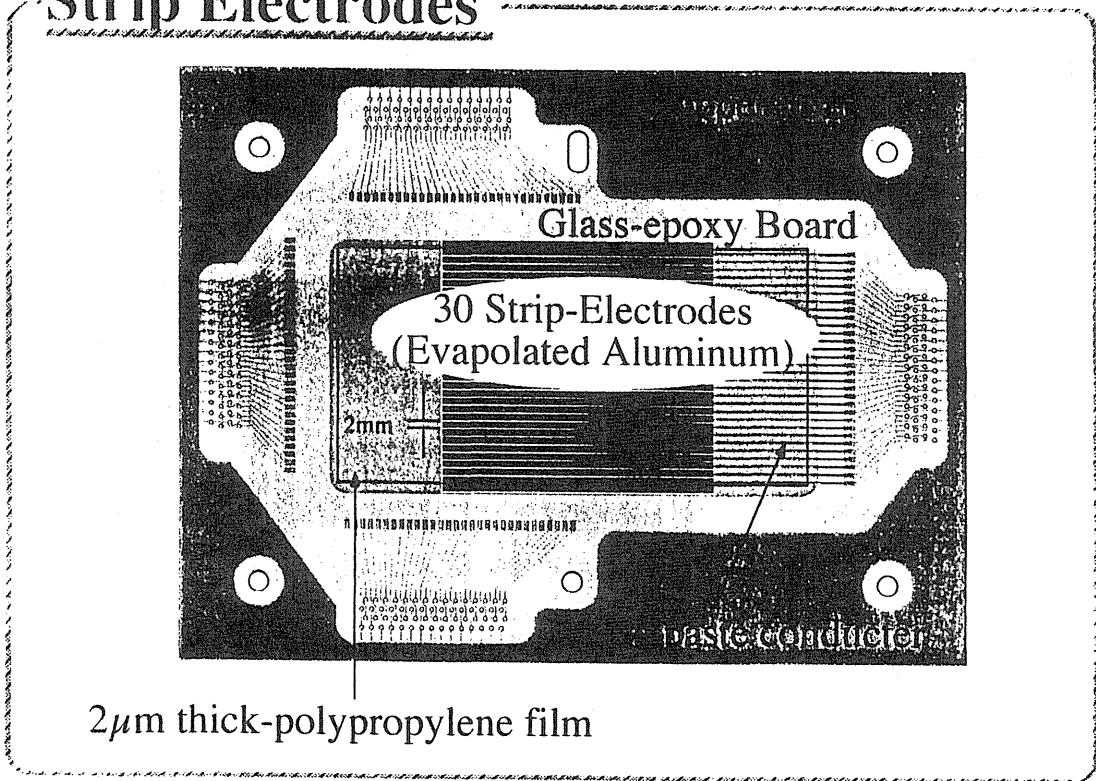
# MuSIC (Multi Strip Ionization Chamber)



# The cross-sectional view of the PPIC



# Strip Electrodes



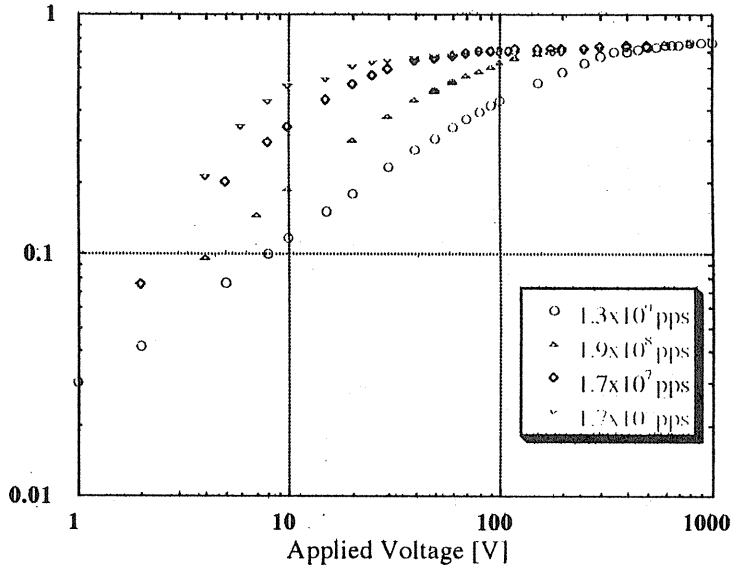
# Plateau Curve

## Intensity dependence

$C^{61}$  (290MeV/u)

FM of RF: 777Hz

1/58 / 1.04 / Au



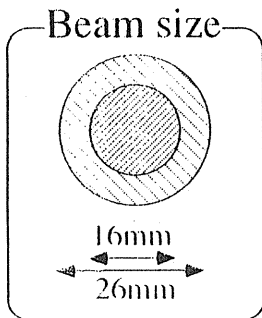
# Plateau Curve

## Beam size dependence

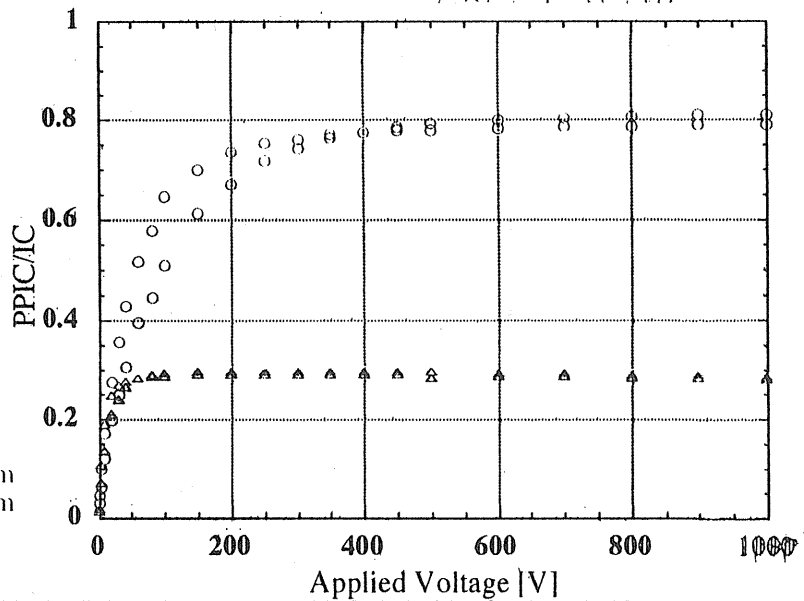
$Ar^{18+}$  (290MeV/u)

FM of RF: 777Hz

1/58 / 1.04 / Au



- PPIC(3mm)/IC Normal beam
- △ PPIC(1mm)/IC Normal beam
- PPIC(3mm)/IC Enlarged beam
- △ PPIC(1mm)/IC Enlarged beam

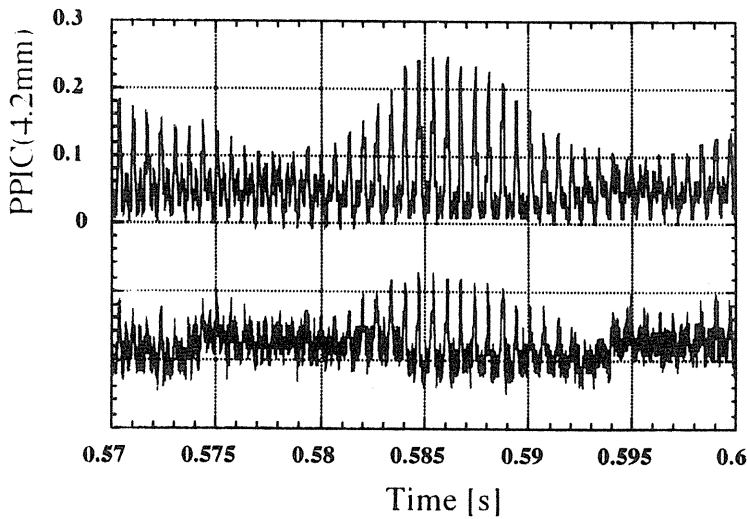


# Time Structure

$C^{6+}$  (290MeV/u)

FM of RF-KO : 3000 Hz

Intensity :  $5.7 \times 10^8$  pps



PPIC :

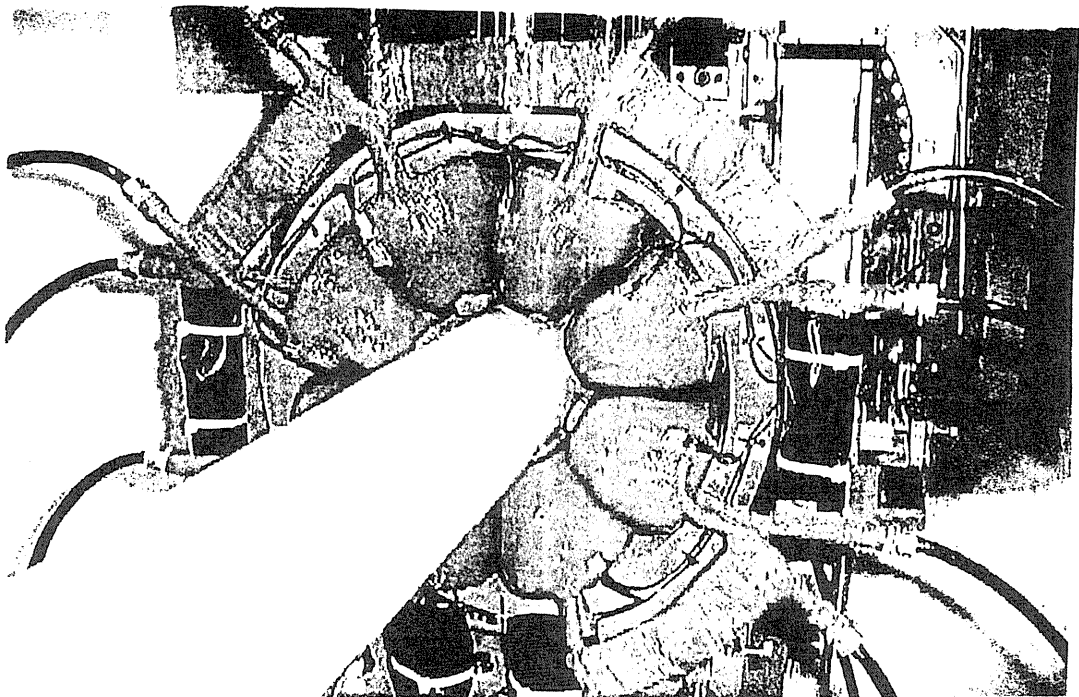
4.2 mm gap distance

758.8 Torr Air

Ripple Monitor  
( 0.2 mm thick plastic scinti )

Digital Oscilo.

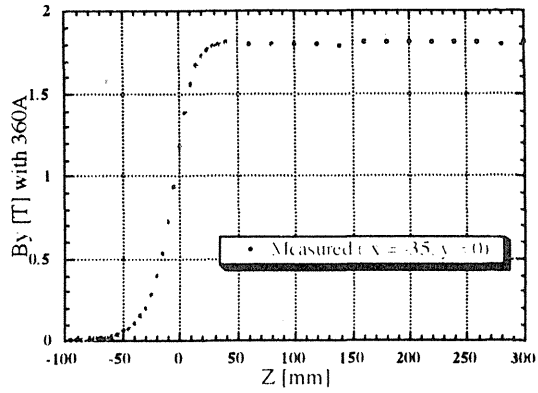
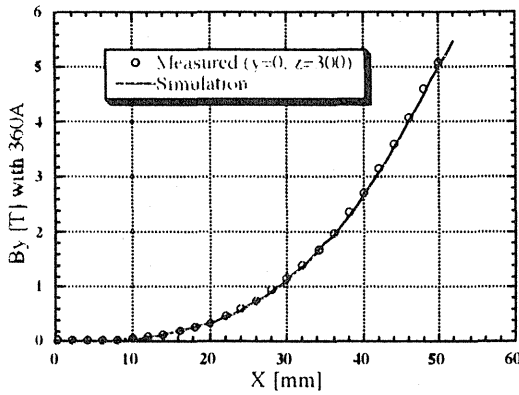
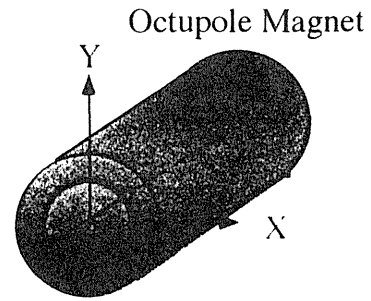
# Octupole Magnet



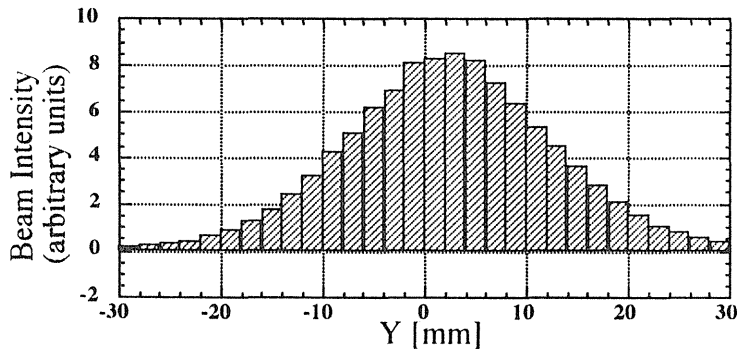
# Measurement of Octupole Magnetic Field

Octupole Magnet Current : 360 [A]

F.W.BELL GPIB Gauss Meter 9903  
(Probe : HTM99- 0608)

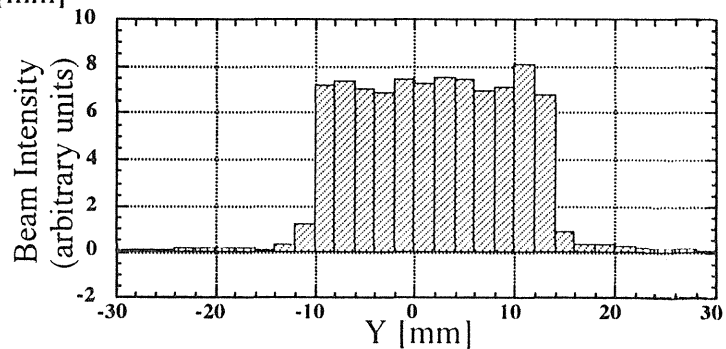


## Beam Profile Forming with Octupole Magnet



without  
Octupole  
Magnetic  
Field

with  
Octupole  
Magnetic  
Field



# Conclusion

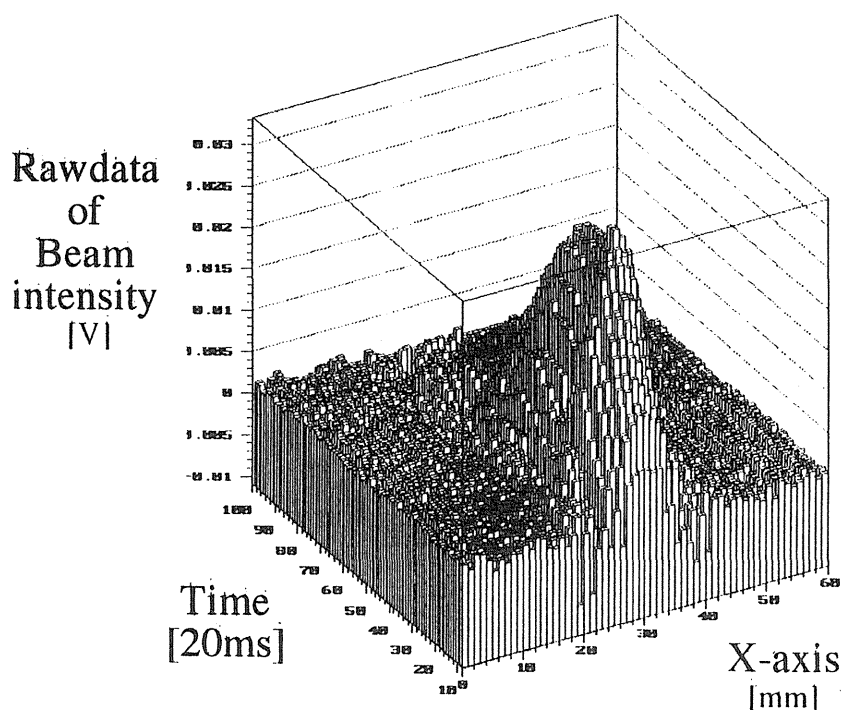
- 医療用重粒子ビームプロファイルモニタとしての平行平板型電離箱を製作し、特性試験を行った。

全電荷量に対する時間応答性 :  $\sim$ kHz

プロファイルの位置分解能 :  $<$ mm

- 八極磁石をPH-1に設置し、ビームプロファイルの平坦化を確認した。
- モニタシステム系を実用機として完成させまた、ビームパラメータの変化に対する八極磁石の特性もさらに研究する予定である。

# Beam Profiles



# シンクロトロン周回ハドロンビーム診断用 新世代3次元ビームプロファイルモニターシステムの開発

藤田雄三、橋本義徳、大城幸光<sup>A</sup>、藤沢高志<sup>B</sup>、及川永<sup>C</sup>、盛永篤朗<sup>D</sup>、  
佐藤幸夫<sup>E</sup>、本間寿広<sup>E</sup>、野田耕二<sup>E</sup>、山田聡<sup>E</sup>

高エネルギー加速器研究機構

<sup>A</sup>東京大学原子核科学研究センター

<sup>B</sup>電気興業

<sup>C</sup>大阪真空機器製作所

<sup>D</sup>東京理科大学

<sup>E</sup>放射線医学総合研究所

## 〈要旨〉

### 1. 研究目的

加速器の性能を向上させ良質のビームを得るために、多くの技術開発が為されているが、周回するシンクロトロンビームの形状、強度分布及び時間構造をオンライン的に計測処理するモニターの開発も重要な項目の一つに数えられる。今日、世界中の加速器周辺においてこの種の開発が精力的に為されているが、ハドロン即ち陽子ないし重イオンシンクロトロンにおいて満足するものは未だ開発されていない。例えば、1%の強度分布を測定できるモニターすら存在しない。大強度ハドロン加速器開発においては、ビームのダクトに当たって損失する量が0.1%レベルで設計されているので、現状を打破するビームプロファイルモニターの開発は正に死活的な問題である。

本研究において、我々は中性の酸素分子がスピン1を持っていることに着目して、シュテルン-ゲルラッハの実験のように、これを勾配磁場による収束作用とスリット

を組み合わせるビーム整形を行い（ビームの密度は真空度で最大  $10^{-4}$  Torr に相当する  $10^{12}/\text{cm}^3$  程度以下）、水平面に対して45度傾いた厚さ1mm、長さ150mmのシート状にしたのち、メインリングを周回するシンクロトロンビームに真横から入射・衝突させる。これによって発生する酸素分子からの電離電子を電場と磁場により分離・加速し、2次元マルチチャンネルプレート（MCP）で増幅し、これを光変換したのち CCD等の検出器を用いて測定することによって、上記プロファイル情報を得ようと考えている（添付した図1,2を参照のこと）。

### 2. 研究の特色と意義及び開発項目

現在開発されている殆んど全てのプロファイルモニターは、周回ビームと残留ガスの衝突電離を利用した方式であって、ビーム強度と真空度で決定される少ない電離電子数、又、3次元計測の為には電離場所の



情報を知る必要があるため、電子と比べて磁場に対する剛性が遥かに高い電離イオンの時間情報も計測しなければならないと言う幾つかの欠点がある。本研究のように中性粒子を衝突点で水平面から45度傾いたシート状とし、電離電子数を制御する能動的な方法はCERN-LEARのグループが過去において行ったものを除いて皆無である(最も、彼等は強力なレーザーによる炭素粒の蒸発でこのような電離用シートを作るので、シートの一様性と応答時間に難点があったようである)。発生場所の定まった電離電子の時間情報からビーム軸方向のバンチプロファイル情報が得られると言う意味で、3次元ビームプロファイルモニターと称している。更に $10^{12}/\text{cm}^3$ と言う粒子密度に出来るため、電離電子数を $10^4 \sim 10^5$ に増やし1%以下レベルの強度分布を測定する事が可能になると思われる。以上述べたように、我々の研究の特色はなんと言っても多量のスピン1を持つ酸素分子を勾配磁場により衝突点までガイド出来る事にある。これによって、又、酸素分子の磁気モーメントを利用できる事から大きな電磁石等の収束要素は必要なく、装置の大幅なコンパクト化が可能である。

いずれにせよ、中性粒子をシート状に作り、その数を制御して殆ど非破壊的にビームをモニターする事ができるならば、加速粒子の質を向上させる為の各種パラメータの選択における貴重なノウハウを蓄積する事が出来、ひいては加速器科学そのものに大きな貢献をする事が出来ると思われる。又、本研究で開発するビームモニターは今後建設が予想される世界中の各種周回ビーム型加速器の雛形モニターになり得る特徴を持っていると考えている。

開発項目は、シートビーム製造を担当する部分 Aと電離電子を検出部分 B及び

これに附随する真空排気系 Cから構成される。Aは酸素分子の1 Torr 圧での流量制御、等エントロピー流れにおける最適な Lavar 管の設計と勾配磁場に始まる分子流の収束系の設計製作が主要な開発要素で、これらは20 cm 角長さ80 cm 程度のアルミ製のチェンバーに収納される(シンクロトロンメインチェンバーとの接続箇所のみステンレス製になる)。Bは最終的に作られたシートビームの形状及び密度を観測するレーザー照射による酸素の励起蛍光測定装置と10 kV、1 k gauss 程度の平行で一様な電場と磁場の発生装置、MCP 及び CCD 等の検出器及びデータ収集システムからなる。Cは各種差動排気系(いずれも小型のターボ分子ポンプ3台、イオンポンプ1台)からなるが、万一の真空劣化に対応して迅速な真空遮断装置を設置する予定である。これらの開発項目はそれぞれに特有な技術開発を含んでいるが、我々のグループの陣容は加速器、イオン源、真空及び検出器の開発、光学測定、データ収集・解析について第一線で活躍している研究者からなり、本研究遂行におけるポテンシャルも高い。又、本研究の調査段階から実現に向けて種々検討する中で、東大宇宙線研教授の荒船次郎、高エネルギー加速器研究機構JHF推進室長永宮正治、原研那珂研NBI研究室長の奥村和義、東工大名誉教授久武和夫、及びULVAC 開発事業部の方々には大変お世話になった事を記しておきたい。

### 3. 研究計画と開発費の概算

本研究、即ちビームプロファイルモニターシステムの開発期間は平成10年度から2年をめぐりにしたいと考えているが、項目別にと書くと、

#### 1. シートビーム製造部分

- |                          |   |
|--------------------------|---|
| 2。 差動排気系                 | 更なるステップとしてビームバンチ内の微細構造やバンチーバンチ間のプロファイル計測も視野に入れている。これらの高分解能測定に使用する高速の計測器、例えばストリークカメラの採用等は3年次（平成12年）以降に考慮してくれれば有り難いと思う。 |
| 3。レーザー励起蛍光測定             |   |
| 4。MCP（ドリフトハウジングと高圧電源を含む） |   |
| 5。蛍光膜及び CCD 等の検出器        |   |

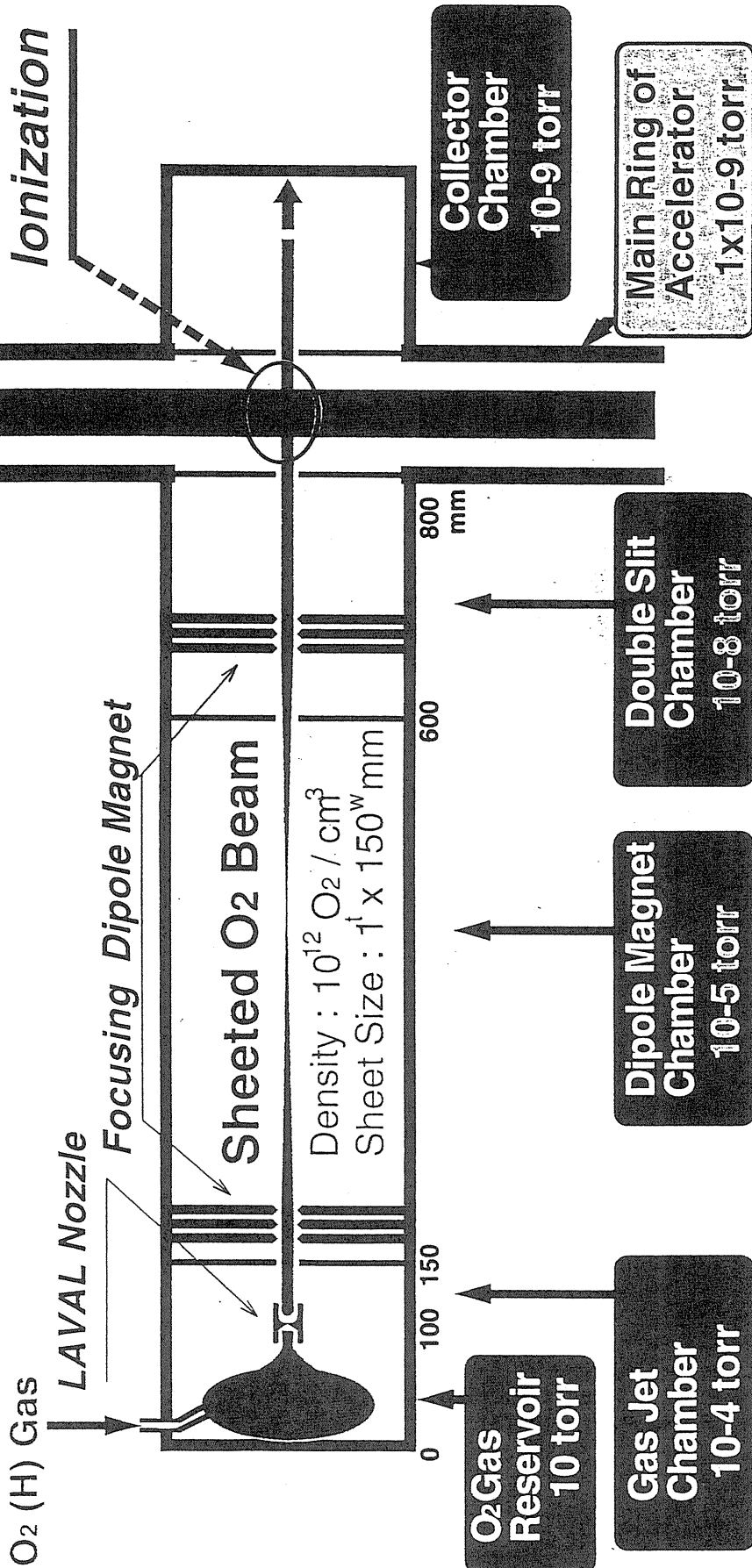
6。データ収集・解析

となる。尚、5。には電離電子の発生点から検出器迄の軌道を局在させるための磁石の予算は含まれていない。又、一応2年次計画で完成させる事を考えているが、

平成10年度は、本ビームモニターの装置としての基本的な部分（ビーム製造の部分）の建設を行うため、1～4の項目を実施したい。残り5と6の項目は平成11年度に行い、実際のビームによる実験を行いながら計測とデータ解析のシステムの完成をめざす。

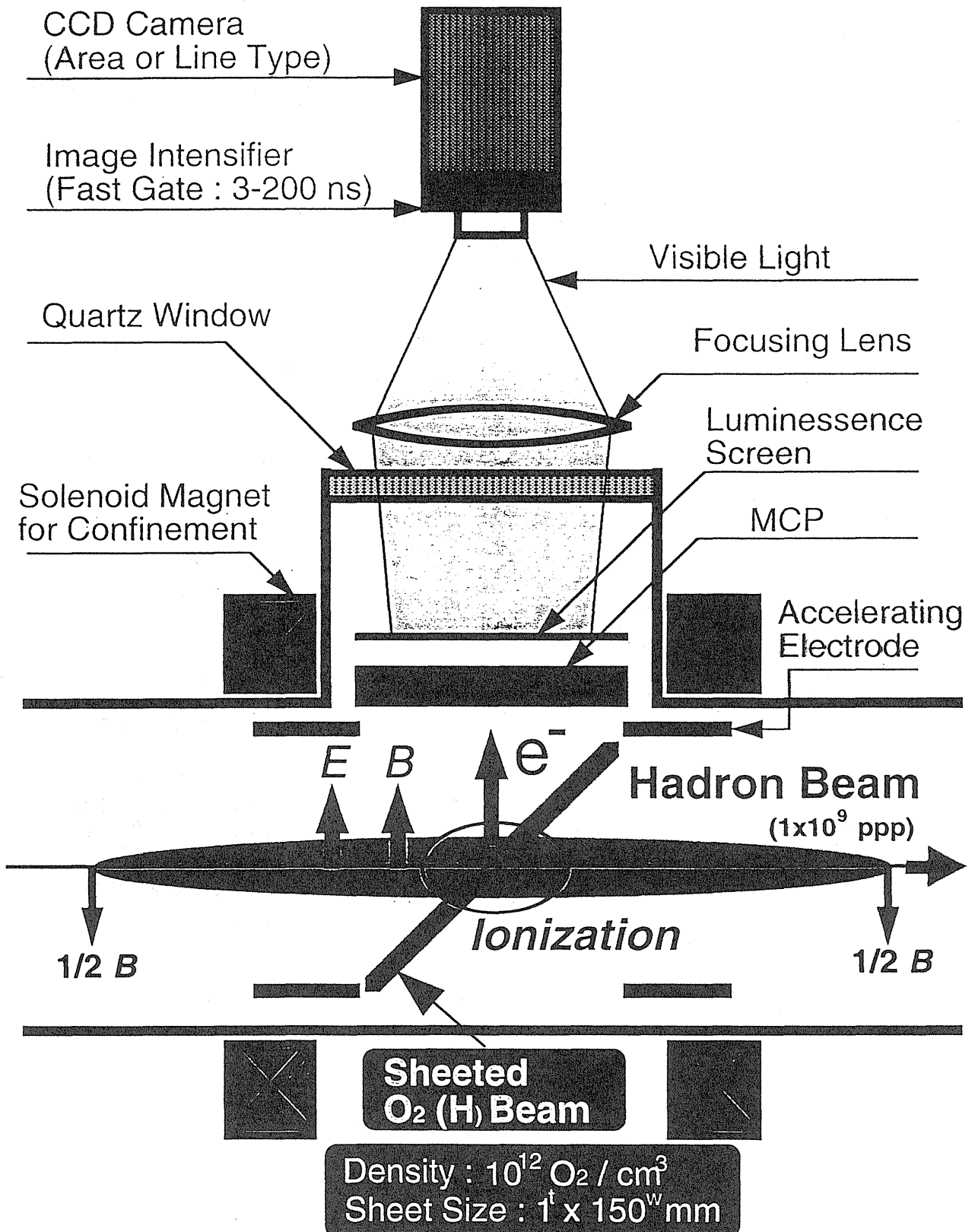
**Sheeted Beam Profile Monitor (1/2)**  
 Layout of Sheeted O<sub>2</sub> (H) Beam Generator and Vacuum Pumping System

Hadron Beam  
 (1x10<sup>9</sup> ppp)



# Sheeted Beam Profile Monitor (2/2)

## Cross Section View of Detecting Point



Drawn by Y.Hashimoto (KEK) 8th Dec.1997

# Beam Profile Monitor 設計に必要なパラメーターの計算

presented by J. Arafune & Y. Fujita

- 1) ビームと残留ガスの衝突により電子は 30 eV 以下で電離される。この時、イオンの反跳運動量  $P_{ion}$  及び 1 k gauss の磁場による旋回半径  $\rho_{ion}$  はそれぞれ

$$P_{ion} = \sqrt{2mE_k} = \sqrt{2 \times 940 \times 10^6 \times 30} = 237 \text{ (keV/c)}$$

$$\rho = \frac{P_{ion} c}{300H} = 8 \text{ (mm)}$$

と求められる。因に、電子の旋回半径  $\rho_{de}$  は 200 ミクロン程度である。

- 2) ビームによる空間電荷効果を求める為、JHF と HIMAC のビーム構造について、ビーム半径とバンチ長さを、25 mm、24 m とし、バンチされる粒子数をそれぞれ陽子  $1.2 \times 10^{13}$  個、炭素  $6^+ 1.2 \times 10^{10}$  個と仮定する。ビームによる電場  $E_L$  はガウスの定理から

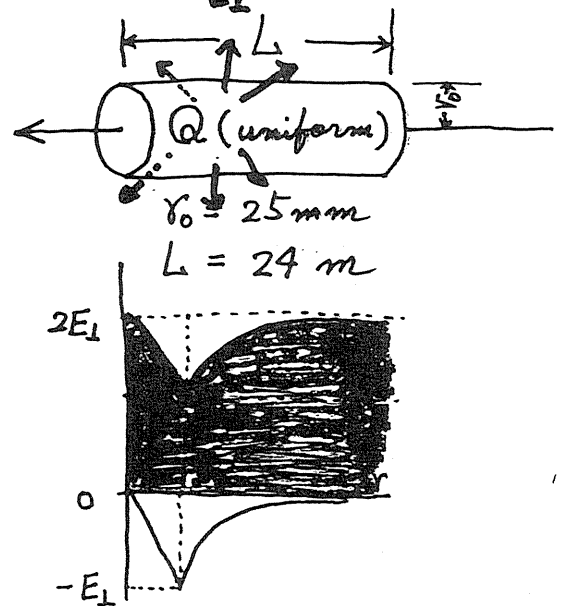
(i)  $Q = 1.2 \times 10^{13} e$  の時

$$E_L \text{ (JHF)} = \frac{Q}{2\pi r_0 L \epsilon_0} = 5.75 \text{ (kV/10cm)}$$

⑧  $E_L \text{ (SSC)} = 575 \text{ (kV/10cm)}$

(ii)  $Q = 6 \times 1.2 \times 10^{10} e$  の時

$$E_L \text{ (HIMAC)} = 34.5 \text{ (V/10cm)}$$



と求められる。従って、電離電子を集める為に必要な外部電場は

$$\text{JHF} \sim 10 \text{ kV/10 cm}$$

$$\text{HIMAC} \sim 70 \text{ V/10 cm}$$

あれば十分である。しかし MCP で電離電子ないしイオンを検出する

ためには、keV 程度のエネルギーを必要とする事は別途考慮されねばならない。又、

3) ビームの作る磁場の大きさはストークスの定理から

$$\text{rot } \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j}$$

(JHF)

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \approx 0 \text{ とおいて } \vec{H} \text{ の } \vec{r} \text{ の } \vec{e}$$

$$\int d\vec{S} \cdot \text{rot } \vec{H} = \oint \vec{H} d\vec{l} = \int \vec{j} d\vec{S} = I \quad \text{よ}$$

$$H = \frac{I}{2\pi r} = \frac{Q}{\Delta t} \cdot \frac{1}{2\pi r}$$

$$\therefore B = \mu_0 H = 4\pi \times 10^{-7} \times \frac{1.2 \times 1.6 \times 10^{-6}}{80 \times 10^{-2}} \times \frac{1}{2 \times 3.14 \times 2.5 \times 10^{-2}} \approx 2 \text{ (gauss)}$$

程度で、外部磁場 1 k gauss と比べて無視できる大きさである。

4) 一定の外部磁場 B に垂直にビーム自身の作る静電場 E があると両者に垂直方向に E/B の速さで運動する (E x B ドリフト)。運動方程式と解は

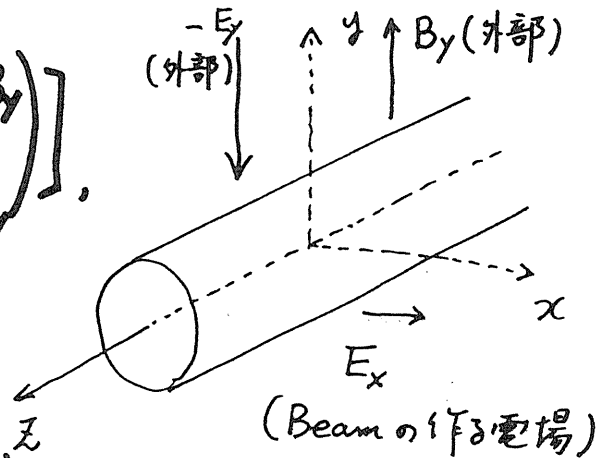
$$m \ddot{\vec{x}} = -e \left[ \begin{pmatrix} E_x \\ -E_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\dot{x} B_y \\ 0 \\ \dot{y} B_y \end{pmatrix} \right]$$

$$x = x_0 + a \sin(\omega t + \varphi)$$

$$y = y_0 + \dot{y}_0 t + \frac{1}{2} \frac{e E_y}{m} t^2$$

$$z = \frac{E_x}{B_y} t + a \sin(\omega t + \varphi)$$

$\omega = \frac{e B_y}{m}$



となり、電離電子が検出器まで到達するのに約 3 ナノ秒かかるとすれば、E x B ドリフトによるビーム方向の移動距離は

$$\frac{E_x}{B_y} \sim \frac{100 \text{ kV/m}}{0.1 \text{ Tesla}} = 10^6 \text{ m/sec} \quad \text{よ } \Delta z = \frac{E_x}{B_y} \cdot \Delta t \approx 3 \text{ mm}$$

と求められ、無視できない量となるが、実際にはビームの作る電場の継続時間は 100 ナノ秒以下と短いこと、又電場も中心から外れると  $1/r$  で減少するので、1桁くらい小さい値になると考えられる。

# シンクロトロン周回ハドロンビーム診断用新世代 3次元ビームプロファイルモニターシステムの開発

(参加者)

藤田雄三、橋本義徳、大城幸光<sup>A</sup>、藤沢高志<sup>B</sup>、及川永<sup>C</sup>、盛永篤朗<sup>D</sup>、  
佐藤幸夫<sup>E</sup>、本間寿広<sup>E</sup>、野田耕司<sup>E</sup>、山田聰<sup>E</sup>

高エネルギー加速器研究機構  
<sup>A</sup>東京大学原子核科学研究所センター

<sup>B</sup>電気興業  
<sup>C</sup>大阪真空機器製作所

<sup>D</sup>東京理科大学  
<sup>E</sup>放射線医学総合研究所

(相談役)

永宮正治<sup>A</sup>、久武和夫<sup>B</sup>、荒船次郎<sup>C</sup>

<sup>A</sup>高エネルギー加速器研究機構  
<sup>B</sup>東京工業大学 (名誉教授)  
<sup>C</sup>東京大学宇宙線研究所

(講演内容)

1. これまで開発されているビームプロファイルモニター (BPM) の紹介
2. BPM 設計の為に簡単なパラメーター計算。
3. 我々の開発しようとしている BPM について。

Beam Profile Monitor 設計に必要なパラメーターの計算  
presented by J. Arafune & Y. Fujita

1) ビームと残留ガスの衝突により電子は 30 eV 以下で電離される。この時、イオンの反跳運動量  $P_{ion}$  及び 1 k gauss の磁場による旋回半径  $\rho_{ion}$  はそれぞれ

$$P_{ion} = \sqrt{2mE_k} = \sqrt{2 \times 990 \times 10^6 \times 30} = 237 \text{ (keV/c)}$$

$$\rho = \frac{P_{ion} c}{300H} = 8 \text{ (mm)}$$

と求められる。因に、電子の旋回半径  $\rho_{de}$  は 200 ミクロン程度である。

2) ビームによる空間電荷効果を求める為、JHF と HIMAC のビーム構造について、ビーム半径とバンチ長さを、25 mm、24 m とし、バンチされる粒子数をそれぞれ陽子  $1.2 \times 10^{13}$  個、炭素  $6^+ 1.2 \times 10^{10}$  個と仮定する。ビームによる電場  $E_L$  はガウスの定理から

$$(i) Q = 1.2 \times 10^{13} \text{ e の時}$$

$$E_L \text{ (JHF)} = \frac{Q}{2\pi r_0 L \epsilon_0}$$

$$= 5.75 \text{ (kV/10cm)}$$

$$\text{② } E_L \text{ (SSC)} = 5.75 \text{ (kV/10cm)}$$

$$(ii) Q = 6 \times 10^9 \text{ e の時}$$

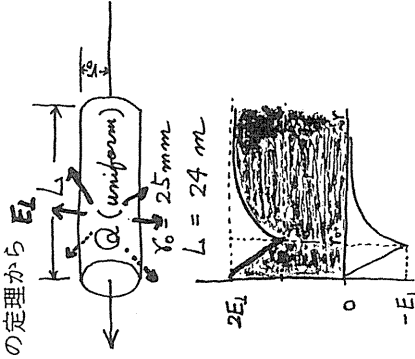
$$E_L \text{ (HIMAC)} = 34.5 \text{ (V/10cm)}$$

と求められる。従って、電離電子を集める為に必要な外部電場は

JHF ~ 10 kV/10 cm

HIMAC ~ 70 V/10 cm

あれば十分である。しかし MCP で電離電子ないしイオンを検出する



SSCで計画されたBPM  
(シミュレーション計算)

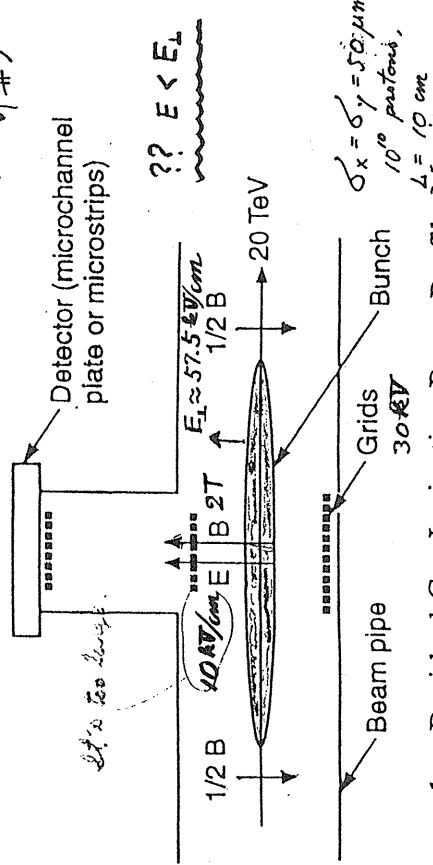


Figure 1. Residual Gas Ionization Beam Profile Monitor for the SSC.

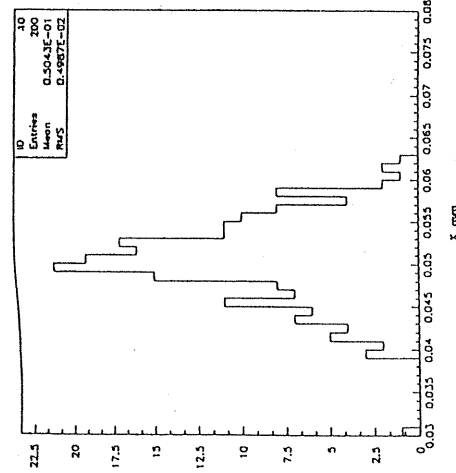


Figure 2. Distribution of the Coordinates of Electrons Arriving at Plane Y = 2 cm (the same we expect at the plane of the detector). Initial X-coordinate is 50 μm. Two hundred events are simulated, and Y and Z positions of ion-pair production are randomized, as are initial energies of electrons and their directions. The resolution of approximately 5 μm is achieved.

R. Meinke et al  
PAC93(1993)246

ためには、keV程度のエネルギーを必要とする事は別途考慮されねばならない。又、

3) ビームの作る磁場の大きさはストークスの定理から

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \vec{j} \\ \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &\approx 0 \text{ と考え } \vec{D} \approx \epsilon_0 \vec{E} \\ \int \vec{D} \cdot \text{rot } \vec{H} &= \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int \vec{j} \cdot d\vec{S} = I \\ H &= \frac{I}{2\pi r} = \frac{Q}{2\pi L} \cdot \frac{2\pi r}{L} \cdot \frac{1}{L} \\ \therefore B = \mu_0 H &= 4\pi \times 10^{-7} \times \frac{1.2 \times 1.6 \times 10^{-6}}{2\pi \times 10^{-2}} \times \frac{1}{2.2 \times 10^{-2}} \approx 2 \text{ (gauss)} \end{aligned}$$

程度で、外部磁場 1 k gauss と比べて無視できる大きさである。

4) 一定の外部磁場 B に垂直にビーム自身の作る静電場 E があると両者に垂直方向に E/B の速さで運動する (E x B ドリフト)。運動方程式と解は

$$\begin{aligned} m \vec{\ddot{x}} &= -e \left[ \begin{pmatrix} E_x \\ -E_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -z B_y \\ 0 \\ x B_y \end{pmatrix} \right], \\ X &= X_0 + a \sin(\omega t + \varphi) \\ Y &= Y_0 + \frac{1}{2} \omega t + \frac{1}{2} \frac{e E_y}{m} t^2 \\ Z &= \frac{E_x}{B} t + a \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned}$$

となり、電離電子が検出器まで到達するのに約 3 ナノ秒かかるとすれば、E x B ドリフトによるビーム方向の移動距離は

$$\begin{aligned} \frac{E_x}{B} &\sim \frac{100 \text{ kV/m}}{0.1 \text{ Tesla}} = 10^6 \text{ m/sec} \text{ として } \vec{v} = \frac{E_x}{B} \hat{z} \approx 3 \text{ mm} \\ \text{と求められ、無視できない量となるが、実際にはビームの作る電場の継続時間は 100 ナノ秒以下と短いこと、又電場も中心から外れると 1/r で減少するので、1 桁くらい小さい値になると考えられる。} \end{aligned}$$



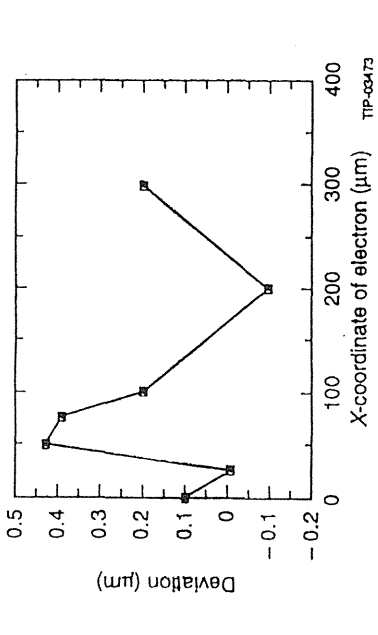


Figure 3. Space Resolution of the Device vs. Position of an Ionization Electron.

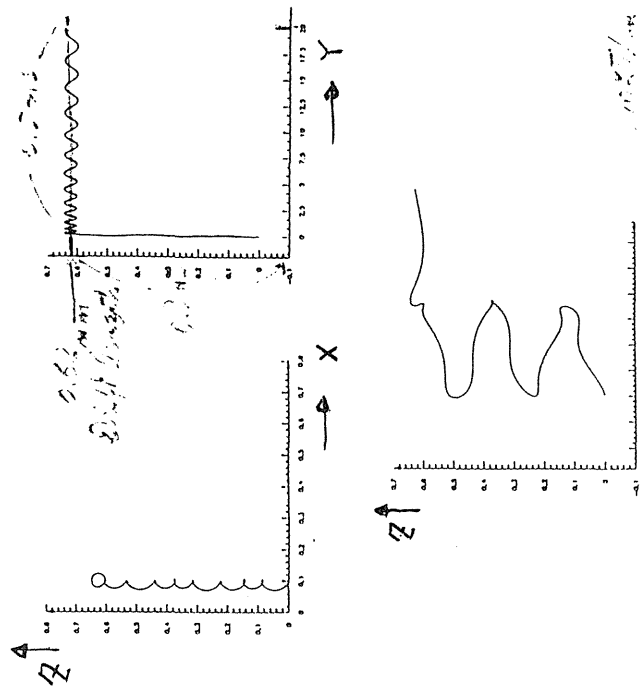


Figure 5. Motion of Zero Velocity Electron Near the 20-TeV Proton Beam in case of  $E = 10 \text{ kV}$ ,  $B = 1 \text{ T}$ . Initial X-position of the electron is  $100 \text{ } \mu\text{m}$ . (a) in the X-Z plane; (b) in the Y-Z plane; (c) in the X-Y plane, extended scale. Coordinates are in millimeters. In (c) one can see a kind of oscillation of the electron around some equilibrium position defined by the sum of the beam electrical field and the external electrical field applied.  $\Delta$  bunch-occupied time is  $0.3 \text{ ns}$ , and full electron travel time is  $0.8 \text{ ns}$ .

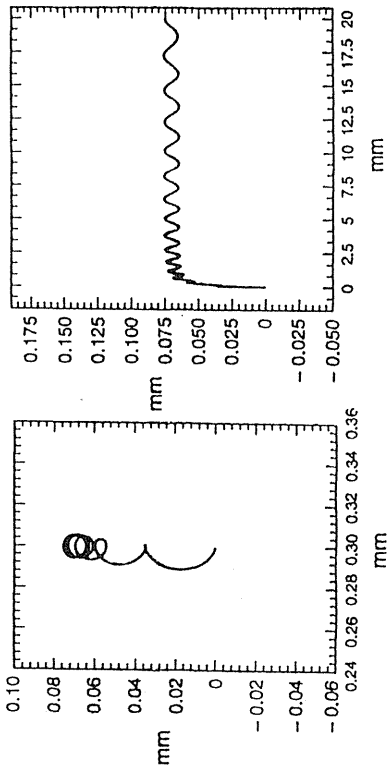


Figure 6. The same as in Figure 5, except the initial electron position is  $300 \text{ } \mu\text{m}$ . There are no oscillations.

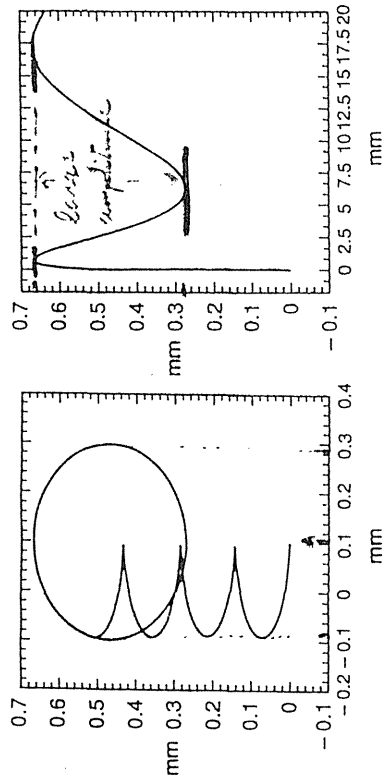


Figure 7. The same as in Figure 5, except  $B = 0.1 \text{ T}$ .

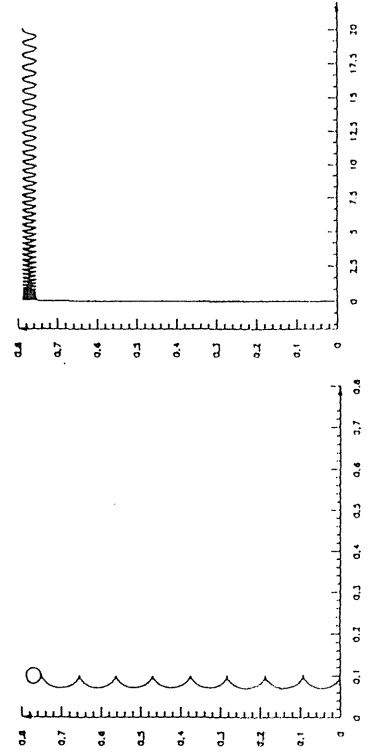
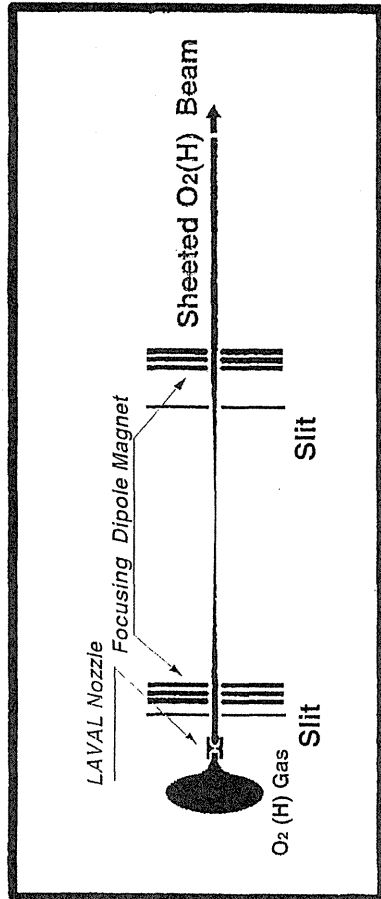


Figure 8. The same as in Figure 5, except  $E = 1 \text{ kV/cm}$ .

# O<sub>2</sub> & H 膜ビーム収束系の基本的計算

電気興業 藤沢高志

## 0) 収束系レイアウト



## 2) 収束力計算例

$$|F| = \mu_0 \times \text{grad} \cdot B$$

偏極イオン源の grad · B は 30 [kGauss/cm]、これを仮に使用すると、

$$F = 2.83 \times 9.273 \times 10^{21} \times 3 \times 10^4 \text{ [dyn]} \\ = 7.9 \times 10^{16} \text{ [dyn]}$$

$$F = m \times a \text{ から} \\ a = 7.9 \times 10^{16} / 5.3 \times 10^{23} \\ = 1.5 \times 10^7 \text{ [cm/sec}^2\text{]}$$

今、不均一磁場の長さを 3 [cm]、酸素の速度を  $V_0 = 3 \times 10^4$  [cm/sec] とすると、 $10^{-4}$  [sec] の時間、進行方向に対し垂直に加速度を受ける。その結果、垂直方向の速度、 $V_H = 1.5 \times 10^3$  [cm/sec] を得る。

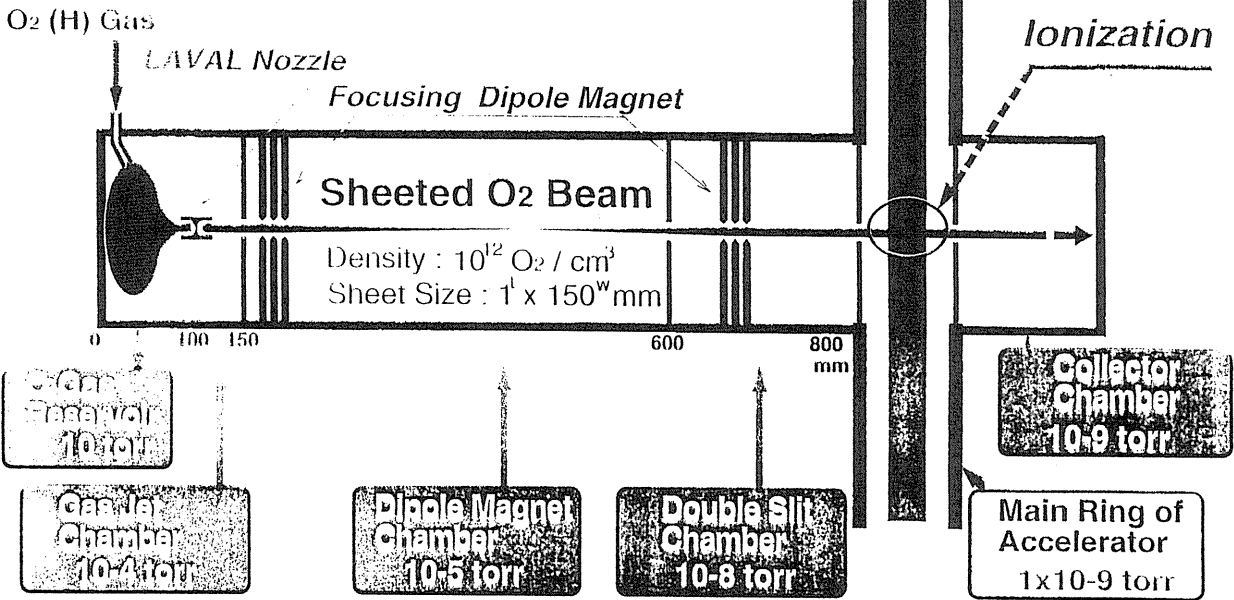
## 1) 基本的物理量 (O<sub>2</sub> の場合)

O <sub>2</sub> の質量	$m = 5.3 \times 10^{23}$	[g]
ボア-磁子	$\mu_B = 9.273 \times 10^{21}$	[erg gauss]
O <sub>2</sub> の磁気双極子モーメント	$\mu_0 = 2.83 \times 10^4$	
O <sub>2</sub> の速度	$V_0 = 3 \times 10^4$	[cm sec] at 160K
O <sub>2</sub> の平均自由行程	5	[cm] at 10 <sup>-3</sup> Torr

すなわち、収束勾配は 5/100 となる。

### Sheeted Beam Profile Monitor (1/2)

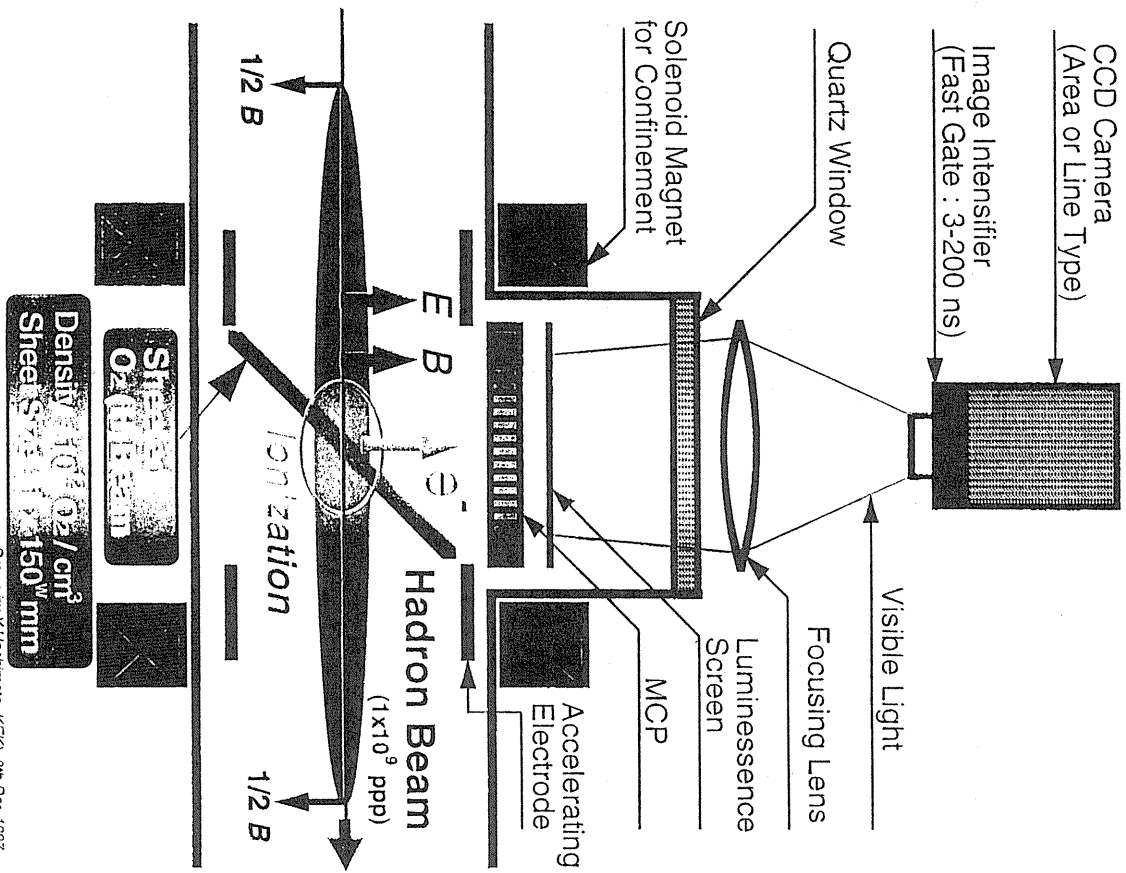
Layout of Sheeted  $O_2$  (H) Beam Generator and Vacuum Pumping System



Drawn by Y.Hashimoto (KEK) 8th Dec. 1997

### Sheeted Beam Profile Monitor (2/2)

Cross Section View of Detecting Point



Drawn by Y.Hashimoto (KEK) 8th Dec. 1997

# ストリークカメラを用いた重イオン速度測定システム

谷畑勇夫<sup>a</sup>、門叶冬樹<sup>a</sup>、森本幸司<sup>a</sup>、山田 聡<sup>b</sup>

<sup>a</sup>. 理研リニアック研究室、<sup>b</sup>. 放医研重粒子

## 1 はじめに

ラジオアイソトープ（以下、RI）は、それ自身が出す放射線によって極く微量でも検出することができる性質を持っているため、医療・農業・工業・環境の応用分野で利用されているばかりではなく、トレーサーやマーカーとして物理・化学・生物などの基礎研究分野でも幅広く利用されている。近年、このRIを高速の「ビーム」として発生させる技術が開発され、RIビームを物質や生体内の任意の深さに打ち込む手法（RIインプラテーション）を用いた新しい応用研究が展開されている。

このRIビームは、高エネルギー重イオンビーム（一次ビーム）を標的物質に入射し、「入射核破碎反応」によって種々のRIを生じさせ、その中の一つの種類を電磁分離しビームとして利用される。

このRIビームの質量の同定、つまりは元素の同定法として『飛行時間法』が用いられており、その質量決定精度は時間分解能とそのシステムに用いられる2つの検出器間の距離に大きく依存している。現在、主に使用されているプラスチックシチレタあるいはチャンネルエレクトロンプレート（CEM）を用いた検出器の時間分解能は約100ピコ秒が限界である [1]。

ストリークカメラは、極めて短時間のうちに生じる発光現象等の物理現象を捉える超高速粒子検出器である。測定対象からの強度の時間的変化を優れた時間分解能で測定するだけでなく、強度の空間分布も同時に測定できる能力を有する [2]。ストリークカメラを用いた研究として、半導体光物性における分光装置 [3]、各種パルスレーザーの研究 [4],[5]、光ソリトン通信や量子デバイスの応答測定 [6] 等に用いられており、1ピコ秒を

切る卓越した時間分解能を持つカメラも開発されている [2]。この原理を重イオンビームやRIビームに応用し、10ピコ秒以内の時間分解能を有する速度測定システムを構築することが本研究の目的である。

## 2 重イオン速度測定システム

図1にそのストリークカメラを使った「重イオン速度測定システム」の測定原理のブロック図を示し、図2にその構成ブロック図を示す。

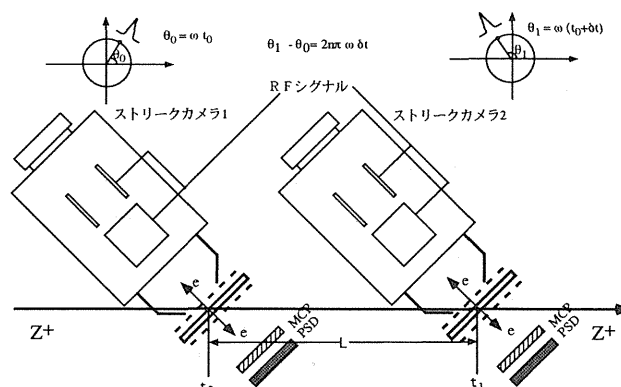


Figure 1: 「重イオン速度測定システム」の測定原理

1. 2台のストリーク管の水平・平行電極に100MHzの同位相RF信号をもつ1.5kVの電圧を印加し、サーキュラースキャンを行う。
2. RI(重イオン)が1台目のストリーク管を時刻 $t_0$ で通過する。RI(重イオン)と管内のターゲットとの相互作用で生じた2次電子は、 $10^6$ V/mの高電界をもつ加速電極により加速されて、水平・平行電

極に入射し円掃引されてストリーク像として  $\theta_0 = \omega t_0$  に出力される。

3. この重イオンは、距離  $L$  間を  $\delta t$  秒かけて飛行し、2 台目のストリーク管に入射する。この時のストリーク像は、 $\theta_1 = \omega(t_0 + \delta t)$  に出力される。
4. 位相差  $\theta_1 - \theta_0$  を計算することによって、 $\delta t$  を求め、距離  $L$  から重イオンの速度を導出し、質量および元素の同定を行う。

また、広がった RI ビーム (重イオン) に対しては、ストリークの反対側に MCP+ 蛍光面+CCD(PSD) を設置してターゲット上の RI(重イオン) の通過場所を測定し、サーキュラスキャンされたストリーク像の中心を求める。

ストリーク像のスポット径を  $50\mu\text{m}\phi$ 、RF 周波数を 100MHz、サーキュラスキャンの直径を 16mm とすれば、外周 50mm となり、**10ps** の時間分解能を達成することができる。

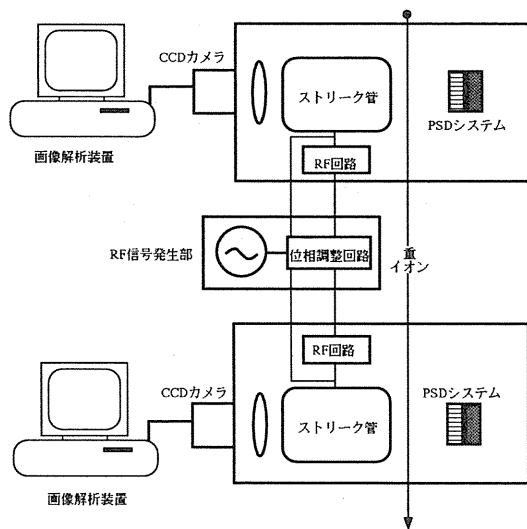


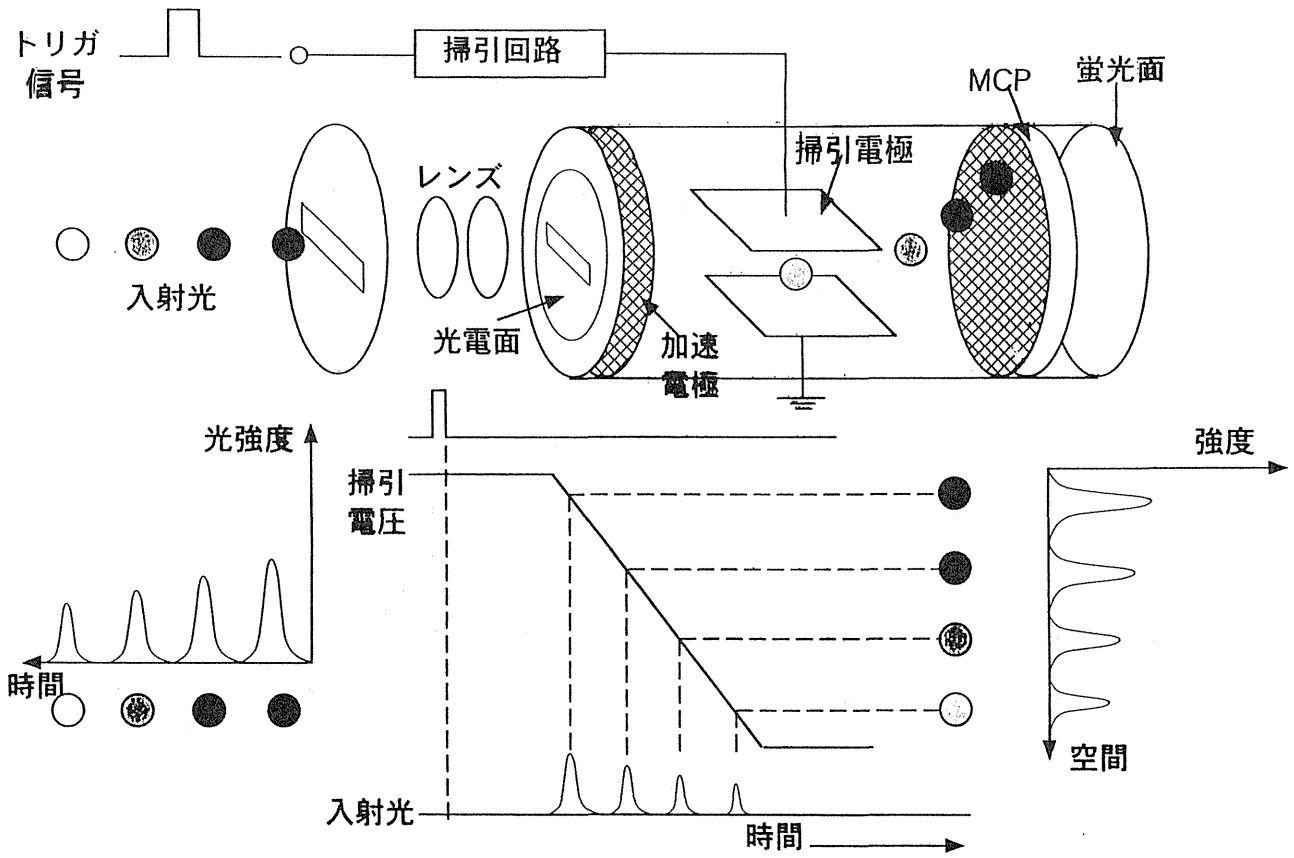
Figure 2: 「重イオン速度測定システム」の構成

現在、このシステムを浜松ホトニクス株式会社と共同で開発しており、システム設計が終了し、試験段階へと進んでいる。この方法が確立されれば、現在では数 100m の飛行距離が必要な測定システムが、10m またはそれ以下で可能となり、より精度の高い重イオン速度測定が可能となる。

## References

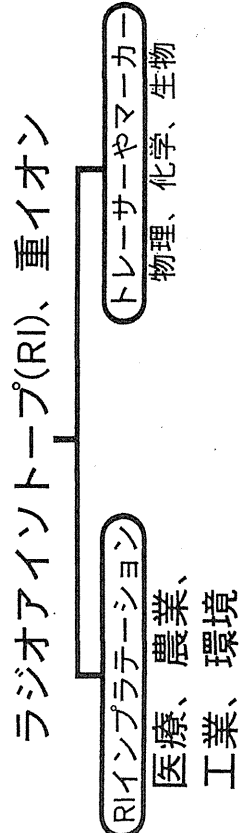
- [1] T. Nakagawa and W. Bohne, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A271** (1988) 523
- [2] ストリークカメラハンドブック, 浜松ホトニクス株式会社
- [3] 伊藤正、須藤彰三, 固体物理, **Vol. 22** (1987) 795
- [4] M. Serenly et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50** (1987) 13
- [5] S. Aoshima and Y. Tsuchiya, *The Review of Laser Engineering.*, **14** (1986) 316
- [6] S. Aoshima and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **22** (1988) 1406

# ストリークカメラの動作原理



ストリークカメラを用いた  
重イオン速度測定システム

谷畑勇夫<sup>a</sup>、門叶冬樹<sup>a</sup>、森本幸司<sup>a</sup>、山田 聰<sup>b</sup>  
<sup>a</sup>・理化学研究所、<sup>b</sup>・故医研重粒子

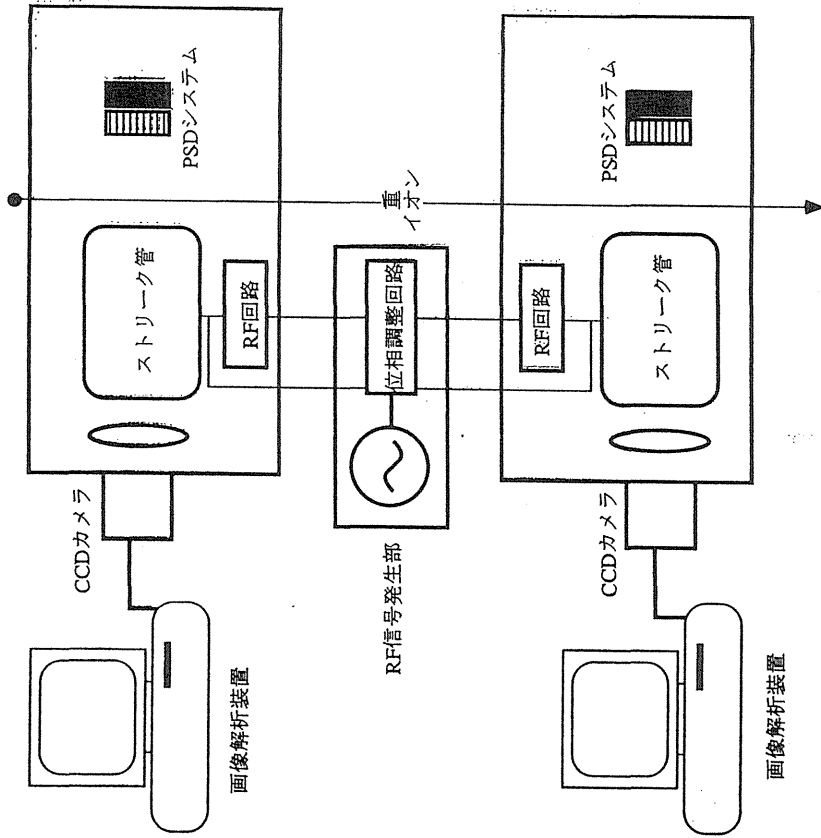
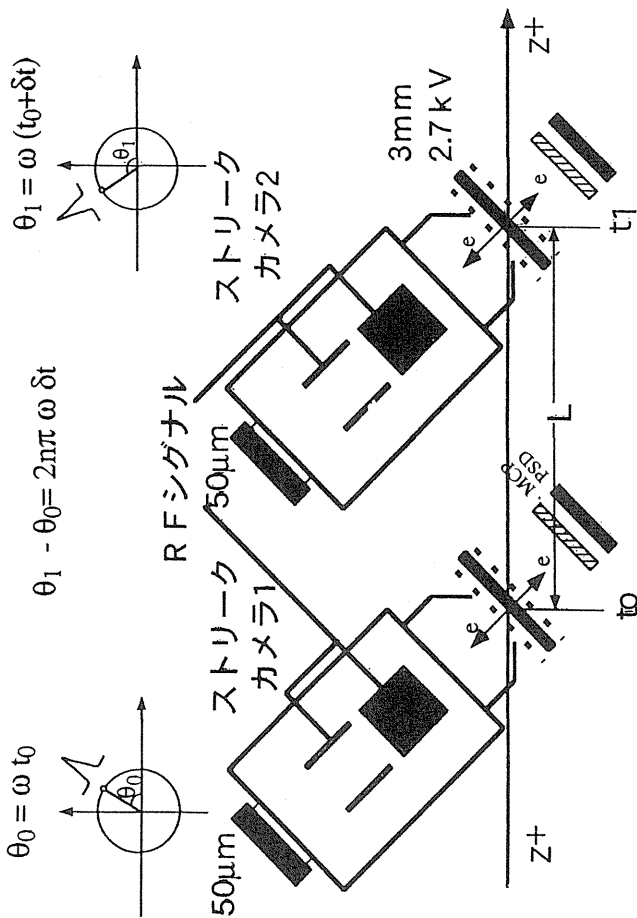


RIビーム(重イオン)の質量の同定、粒子の識別

飛行時間法 (Time of Flight)  
 プラスチックシンチレーター 100ピコ秒が限界  
 チャンネルエレクトロンプレート  
 「粒子識別のために数10mの飛行距離が必要」

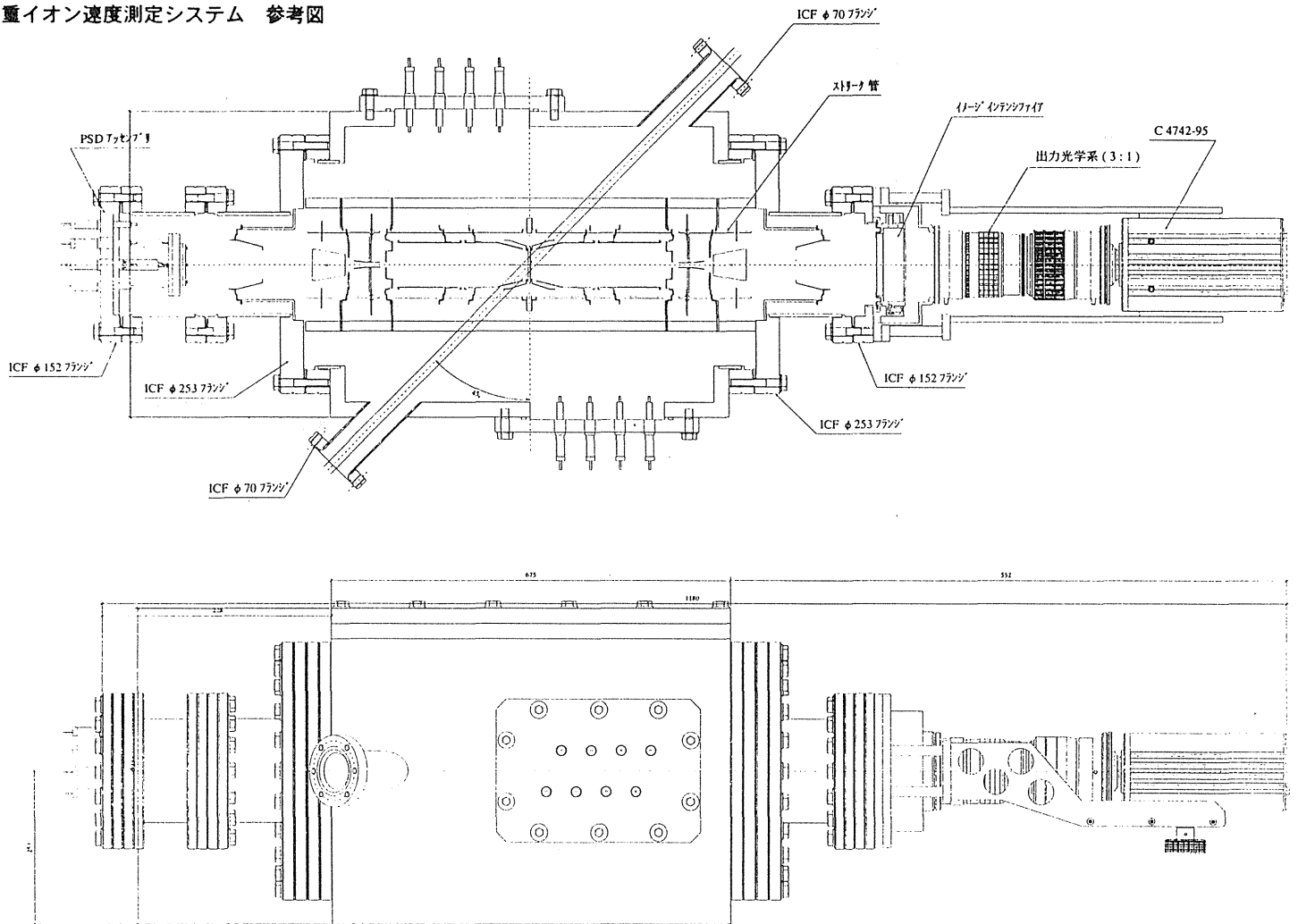
10ピコ秒以内の時間分解能を  
持つTOFシステムの構築

# 動作原理



1. 100MHzの同位相RF信号を水平、垂直両電極に印加(1.5kV)。
2. 時刻 $t_0$ にRIとターゲットの相互作用で生じた2次電子は、 $10^6 \text{ V/m}$ の高電界に加速、円掃引されて $\theta_0 = \omega t_0$ に出力。
3. 重イオンは、距離 $L$ 間を $\delta t$ かけて飛行し、2台目のストリーク管を通過。この時のストリーク像は $\theta_1 = \omega (t_0 + \delta t)$ に出力。
4. 位相差 $\theta_1 - \theta_0$ から時間差 $\delta t$ を求める。

重イオン速度測定システム 参考図





参加者リスト

氏名	所属	住所
渡辺 伸一	東大 CNS	188 田無市緑町 3-2-1
田辺 徹美	東大 CNS	188 田無市緑町 3-2-1
藤田 雄三	KEK 田無	188 田無市緑町 3-2-1
橋本 義徳	KEK 田無	188 田無市緑町 3-2-1
菅井 勲	KEK 田無	188 田無市緑町 3-2-1
小柳津 充広	KEK 田無	188 田無市緑町 3-2-1
谷畑 勇夫	理化学研究所	351-01 埼玉県和光市広沢 2-1
稲辺 尚人	理化学研究所	351-01 埼玉県和光市広沢 2
森本 幸司	理化学研究所	351-01 埼玉県和光市広沢 2
服部 俊幸	東工大 原子炉研	152 東京都目黒区大岡山 2-12-1
林崎 規託	東工大 原子炉研	152 東京都目黒区大岡山 2-12-1
野田 章	京大 化研	611 京都府宇治市五ヶ庄
岩下 芳久	京大 化研	611 京都府宇治市五ヶ庄
浦壁 恵理子	京大 化研	611 京都府宇治市五ヶ庄
西 政嗣	(株)日立製作所	316 日立市森山町 1168
佐藤 健次	阪大 RCNP	567 茨木市美穂ヶ丘 10-1
遠藤 卓行	阪大 RCNP	567 茨木市美穂ヶ丘 10-1
佐々木 雄一郎	阪大 RCNP	567 茨木市美穂ヶ丘 10-1
中曾 聰	阪大 RCNP	567 茨木市美穂ヶ丘 10-1
南園 忠則	阪大 理・物理	560 大阪府豊中市待兼山町 1-1
松多 健策	阪大 理・物理	560 大阪府豊中市待兼山町 1-1
佐々木 誠	阪大 理・物理	560 大阪府豊中市待兼山町 1-1
櫻井 太郎	阪大 理・物理	560 大阪府豊中市待兼山町 1-1
小方 厚	KEK	305 茨城県つくば市大穂 1-1
天沼 克之	千葉大 工・電気	263 千葉市稲毛区弥生町 1-33
持箸 晃	筑波大 加速器センター	305 つくば市天王台 1-1
熊田 雅之	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
平尾 泰男	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
本間 寿広	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
山田 聡	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
村松 正幸	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
張 鳳清	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
二見 康之	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1
取越 正巳	放医研重粒子	263 千葉市稲毛区穴川 4-9-1