

# 小型放射光源用入射器マイクロトロンの研究開発

堀 利匡  
博士(工学)

総合研究大学院大学  
数物科学研究科  
加速器科学専攻

平成 14 年度  
(2002)

## 目次:

— 要旨 —	--- iv
1. 序 (背景)	--- 1
2. 研究の目的 (意図)	--- 7
2-1. 入射器の選定 (何故マイクロトロンか?)	--- 9
3. マイクロトロンの原理と概要	--- 15
3-1. 基本原理	--- 15
3-2. 位相安定性	--- 19
3-3. 横方向の集束	--- 22
3-4. 入射方式	--- 26
3-5. ターンセパレーション (Turn Separation)	--- 29
3-6. レーストラック型マイクロトロンの特徴 (要約)	--- 34
4. 軌道計算 (基本設計)	--- 36
4-1. 軌道計算コード“mic”	--- 36
4-2. 軌道計算のプロセス	--- 37
4-3. シミュレーションの結果	--- 53
5. 性能の検証 (加速試験)	--- 71
5-1. ビーム調整 (周回系) と加速効率	--- 71
5-2. 出力ビームのエミタンス測定	--- 93
6. まとめ (結論)	--- 111
・ 謝辞	--- 119
・ 参考文献 (本文)	--- 120

附録0. 古典的 (円型) マイクロトロン	---	124
附録1. X線リソグラフィーとSRリング	---	127
I. AURORA-1	---	128
II. AURORA-2S	---	131
III. AURORA-2D	---	134
IV. 入射器	---	134
附録2. 150 MeV マイクロトロン R&D の経緯	---	138
— Wisconsin 大 100 MeV マイクロトロンとの比較 —		
I. マイクロトロンの利点	---	138
II. 初期設計	---	140
III. 改良設計	---	150
IV. 軌道計算の方針	---	152
附録3. 軌道計算コード “ <b>mic</b> ” の概要	---	154
I. “ <b>mic</b> ” の内部構造	---	154
II. コンポーネント (構成要素)	---	157
III. ビームの初期条件	---	158
IV. 出力情報 (Output Data)	---	158
附録4. マイクロトロンの構成機器	---	161
I. 入射系	---	161
II. 加速系 (加速管と RF 電源系)	---	180
III. 周回軌道系 (電磁石など)	---	193
IV. モニター系	---	209
V. 制御系	---	215
附録5. 今後の展開 (発展性)	---	219
I. 高エネルギー化	---	219

Ⅱ. 特殊用途 (マイクロ単バンチ加速)	--- 230
• 参考文献 (附録)	--- 239
• 補記 (プロジェクトの全体概要)	--- 241

(全 243 ページ)

## 要 旨： 小型放射光源用入射器マイクロトロンの研究開発 ( R&D of Injector Microtron for Compact SR Ring )

1980年代に半導体産業で有望視されていた次世代 ULSI 製造用の露光技術、X線リソグラフィに適した新しい光源として、産業用小型放射光源 (SR リング) の研究開発が盛んに行われた。波長 1nm 近辺の大強度軟X線源として使用する SR リングであり、何よりも小型で操作・保守等が容易な安定した光源であることが求められた。そのひとつにエネルギー 650 MeV の電子ビームを蓄積するように設計された AURORA と呼ばれる超小型リングがある。どれほど小さいかは、蓄積電子の周回軌道直径がわずか 1 m に設定されていることから想像できる。本論文はその入射器として新たに開発された加速エネルギー 150 MeV のレーストラック型マイクロトロン (図 F-1) に関するものである。本装置はこれまでに 4 台製作され、すべて現在でも稼動中である。著者をはじめとする 10 名近いプロジェクトチームが数年にわたって実施した当時の R&D の結果である。

SR リングの入射器として、通常よく用いられるライナックでなく、マイクロトロンを採用した最大の理由はそのコンパクトさにある。リングからの要求電流値がピーク値数 mA 程度で良いというのも、大電流より高品質ビームの供給を得意とするマイクロトロンの特性と合致した。それまでも Wisconsin 大で 1 GeV リング Aladdin の入射器に 108 MeV マイクロトロンが、また Lund 大でも SR リング MAX に 100 MeV マイクロトロンが使われており、前例はあった。最大の違いは入射エネルギーを高くしたことであり、150 MeV という値は従来のマイクロトロン入射器と比較して約 1.5 倍に相当する。基本的にマイクロトロンの加速エネルギーをアップすることは装置製作時の難しさが増すことを意味するので、仕様の決定には細心の注意を払った。即ち、加速周回中のビームの振舞いを調べるため、独自のシミュレーションコードを準備し、詳細な軌道計算を行うことにより、ビームの挙動を逐一把握できるように努めた。また、実機の製作においては、産業用装置という観点から、調整運転や日常操作の安定性・容易性にも配慮した。

本マイクロトロンは、入射器とは全く概念の異なる Mainz 大の巨大な原子核実験用 CW マイクロトロン (3 段カスケードで最終到達エネルギーが 855 MeV) を除いて、単段で最も高エネルギーまで加速できるパルス運転のマイクロトロンである。入射時 ( $E \sim 0.1$  MeV,  $\gamma \sim 1.2$ ) と引出ビーム ( $E = 150$  MeV,  $\gamma = 295$ ) のエネルギー比で約 250 倍、周回当り加速エネルギー ( $\Delta E = 6$  MeV) との比で 25 倍に相当し、共に従来の値を更新した。累計 4 台製作

された装置の基本仕様は同じであるが、最大引出電流を 10 mA に設定した HiSOR 向け入射器や、前段の入射系にフォトカソード RF ガンを導入しマイクロ単バンチ加速を行なっている装置も含まれている。また、中型 SR リング (1~2 GeV 級) の入射器にも適用し得る引出エネルギー 300 MeV のマイクロトロンも、今回の設計方法に準拠して検討した結果、容易に実現可能であることが判明した。

本研究のまとめ (成果) :

- ・入射器用のパルスマイクロトロンで、従来比 1.5 倍のエネルギー 150 MeV を実現した。
- ・独自のシミュレーションコードにより、マイクロトロンの最適設計を可能にした。
- ・操作が容易で安定性に優れた実用的加速器であることを 4 台の実績で示し得た。

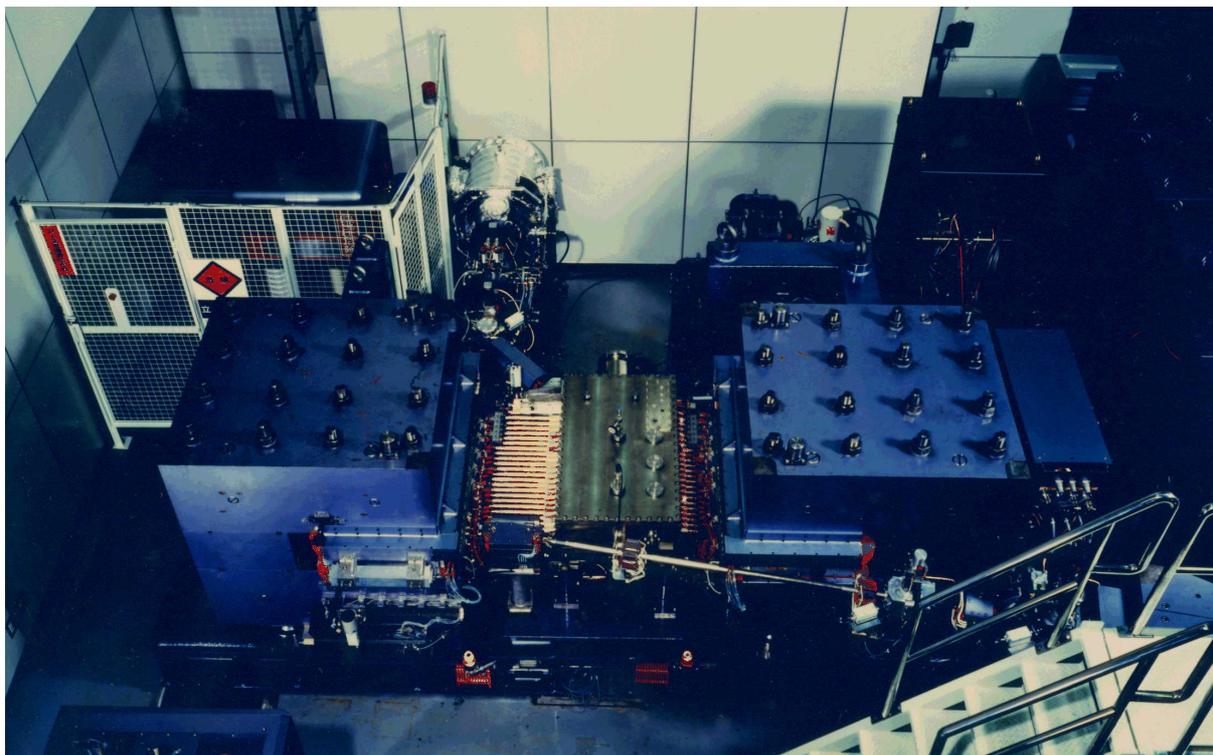


図 F-1 150 MeV マイクロトロン 1 号機の全景

小型 SR リングの入射器として完成した 1 号機の全貌である。本体は左右両側の 180 度偏向電磁石と、その間の真空槽 (6 MeV ライナックを内蔵) およびビームダクトからなる。その奥、上方に 120 keV 入射系が延びており、左側に電子銃の 120 kV 直流電源が金網に囲われて見える。入射系から少し離れた右側に、S バンドクライストロン等 RF 系の上部が覗いている。加速された 150 MeV ビームは本体手前を左から右に向かって引き出される。

## 1. 序 (背景)

1980年代の半導体産業界は、次世代 ULSI 製造用の微細パターン作成技術を探索しており、その当時、従来の光リソグラフィーに取って代わるものとして、波長  $\lambda = 1 \text{ nm}$  近辺の軟 X 線を使用する X 線リソグラフィーが有望視されていた。

ただし、その実用化のためには克服しなければならない課題が何点かあり、そのひとつに光源の問題があった。X 線リソグラフィーに適した高強度の軟 X 線源が、いまだ現実には存在しておらず、開発して実証する必要に迫られていた。電子蓄積リングからの放射光 (SR) が最も適しているという見解が当時としては一般的であり、SR リングが最有力候補に位置していた。

こうして 80 年代後半の産業界では、軟 X 線用光源として小型 SR リングを研究開発する動きが活発であった。[表 1-1](#) に産業利用を目的として作られた代表的な小型リングを示す。一部、学術研究用の小型リングが比較のために含まれている。これら小型リングの詳細は [文献 \[1~19\]](#) に記載されている。また、実際のリングの大きさを [図 1-1](#) で比較しているが、小型化を推進するうえで超伝導磁石を利用するという当時の流れがみてとれる。

本論文は産業用小型 SR リングに適した入射器の R&D について述べたものである。具体的には、超小型 SR リング「**AURORA**」を完成したシステム (生産設備) とするために必要なひとつのステップと位置づけられる [\[20\]](#)。以下に「**AURORA**」1 号機 (AURORA-1) の基本仕様を示す。その他の主要パラメータは [表 1-2](#) に掲げている。

- ・ 臨界波長 :  $\lambda_c = 1.0 \text{ nm}$
- ・ 蓄積電子エネルギー :  $E = 650 \text{ MeV}$
- ・ 偏向磁場 :  $B = 4.3 \text{ T}$
- ・ 蓄積電流 :  $I = 300 \text{ mA}$

後の [図 1-2](#) で判るように、AURORA-1 は周回ビームの軌道直径  $D = 1 \text{ m}$ 、リング本体の外径  $d_{\text{ring}} \sim 3 \text{ m}$  というコンパクトさである。小型化を追求して、直線部を持たない真円型のリング形状を採用したため、パルス電磁石でバンプ軌道を作ってビームを入射する通常の手法が使えず、1/2 共鳴入射法という独特の手法を採用しているところに大きな特徴がある [\[21\]](#)。

**表 1-1 小型 SR リングの主要仕様：** (表は次ページ)

ここには概ね周長 50 m 以下のリングを小型と見なして示した。X 線リソグラフィーを目的としたリングは更に一回り小さく、20 m 未満のものが多い。臨界波長は $\lambda_c = 1 \sim 2$  nm で、当然のことながら共通している。超伝導磁石を採用して小型化を図ったリングが多いという特徴がみてとれる。強い光を得るために、蓄積電流値を 500 mA という大電流に設定したリングもある。他に、ビーム寿命が実用に際しての重要なファクターとなる。目安は 10~20 時間であるが、蓄積電子エネルギーが 600~800 MeV と比較的低いため、枯らし等で真空が改善されても Touschek 寿命が問題になる場合が多く、注意が必要である。

なお、表中 UVSOR は学術研究用の小型リング、NIJI-IV は FEL 研究用で、他とは目的が異なる。

以下は表中で用いた Abbreviations の一覧である。

**Manufacturer/Owner :**

SHI : 住友重機械工業 (株)、 IBM : IBM Corporation (米)、  
Oxford : Oxford Instruments (英)、 NTT : 日本電信電話 (株)、  
Hitachi : (株) 日立製作所、 MELCO : 三菱電機 (株)、  
SEI : 住友電工 (株)、 ETL : 電子技術総合研究所 (当時)、  
IHI : 石川島播磨重工業 (株)、 Kawasaki : 川崎重工業 (株)、  
IMS : 分子科学研究所、 Toshiba : (株) 東芝、  
SORTEC : (株) ソルテック (当時)

**Type of Magnets :**

Super : 超伝導偏向電磁石、 Normal : 常伝導偏向電磁石  
Cir. : 円型リング (偏向電磁石 1 台)、 RT : レーストラック型 (同 2 台)、  
Rct. : 四角型 (同 4 台)、 Hex. : 六角型 (同 6 台)、 Oct. : 八角型 (同 8 台)

**Lattice :**

Weak Focus : 弱集束、DFD : 直線部の Q 磁石配列が DFD、  
Fd : 直線部に Q-singlet (F) のみ (d は偏向磁石中の磁場勾配による垂直方向集束力を示す)、  
CG : Chasman-Green Type、FODO : 一般の FODO ラティス、TBA : Triple Bend Achromat  
ここで、D = Defocus, F = Focus (水平方向) である。

表 1-1 小型SRリングの主要仕様 COMPACT SR RING : Comparison of Main Specifications Compiled in February 1994

Name of SR Ring	AURORA-I	Helios-I	Super-ALIS	MELCO-SR	NIJL-III	LUNA	NIJL-IV	UVSOR	NAR	SORTEC-SR
Manufacturer/Owner	SHI	IBM/Oxford	NTT/Hitachi	MELCO	SEI/ETL	IHI	ETL/Kawasaki	IMS/MELCO	NTT/Toshiba	SORTEC/MELCO
Circumference (m)	3.14	9.6	16.8	9.2	15.54	23.5	29.6	53.2	52.8	45.7
Beam Energy (MeV)	650 (575)	700	600	800 (600)	615	800	250	750	800	1000
Type of Magnets	Super/Cir.	Super/RT	Super/RT	Super/RT	Super/RT	Super/Ret.	Normal/Hex.	Normal/Oct.	Normal/Oct.	Normal/Oct.
Lattice	Weak Focus	DFD	DFD	Fd	CG	FODO	TBA	CG	CG	FODO
Magnetic Field (T)	4.3 (3.8)	4.5	3.0	4.5 (3.4)	4.1	1.33	1.4	1.14	1.44	1.2
Critical Wave Length(nm)	1.03 (1.47)	0.84	1.76	0.65 (1.52)	1.23	2.18	5.4	2.91	2.02	1.55
Stored Current (mA)	300 (500)	200	500	220 (250)	200	80	70	200	120	500
SR Power (kW)	9.4 (9.6)	8.2	8.6	13.5 (4.9)	5.1	1.4	--	2.6	2.4	16.0
Injector	Microtron	LINAC	Synchro/LINAC	Synchrotron	LINAC	LINAC	LINAC	Synchrotron	LINAC	Synchrotron
Injection Energy (MeV)	150	200	500/15	800 (600)	100	45	250	600	15	1000
No. of Beam Port	16 (10)	20 (?)	10 (3)	5	3	4	2 (FEL)	16	6	4
Beam Life (1/e) (Hour)	10@500mA	>22@200mA	4.8@500mA	---	4@200mA	>5@80mA	0.3@50mA	3@200mA	5@120mA	21 @500mA
Emittance	$\epsilon_x$	2.5		1.2	0.25		0.034	0.08	0.15	0.51
	$\epsilon_y$	0.025		0.025				0.008		
Beam Size	$\sigma_x$	1.3	0.5 - 1.3	0.92 (1.26)	0.7	<0.5	0.13~0.39	0.32	0.4	2.0 (<1.0)
	$\sigma_y$	0.14	0.2 - 0.7	1.01 (0.19)	0.9	<0.5	0.20~0.41	0.23	0.4	0.69 (<1.0)
VacuumPressure	w/oLoad	$1.4 \times 10^{-10}$	$<2 \times 10^{-10}$	$1 \sim 2 \times 10^{-10}$	$\sim 10^{-10}$	$3 \times 10^{-10}$	$4 \times 10^{-10}$		$5 \times 10^{-10}$	$1 \sim 2 \times 10^{-11}$
	Loaded	$1.1 \times 10^{-9}$ @500mA	$5 \times 10^{-10}$	$1 \sim 2 \times 10^{-9}$ @500mA	$\sim 10^{-8}$	$5 \times 10^{-9}$ @100mA	$10^{-9}$ 以下	$3 \times 10^{-9}$ @100mA		$6 \times 10^{-10}$ @200mA

Note 1 : Values in parentheses show actual numbers in operation. (conditioning)

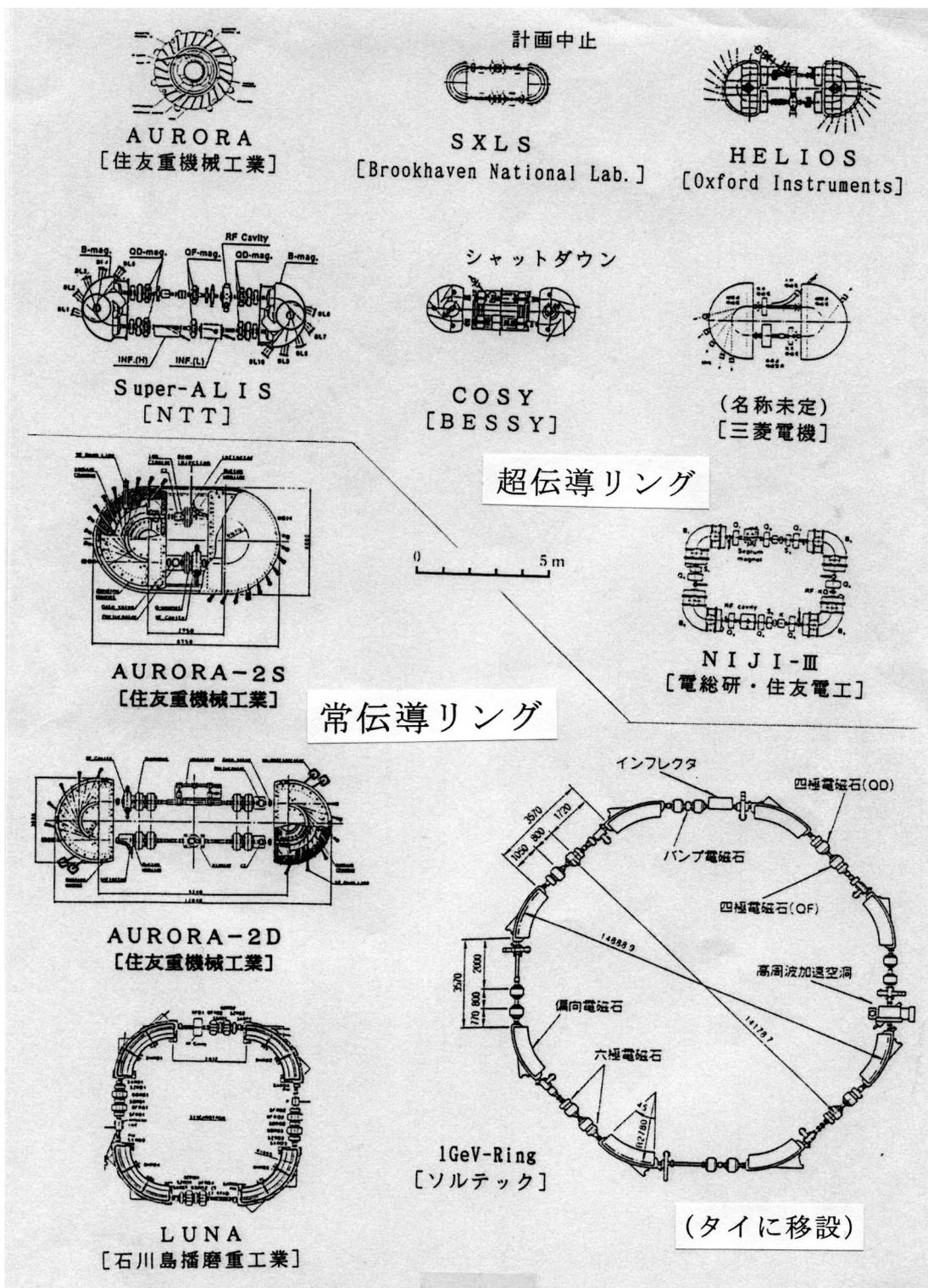


図1-1 主な小型SRリングの大きさ比較：

X線リソグラフィー用に設計・製作された小型リングを同一のスケールで比較してみた。図中、上半分を超伝導SRリングが占めている。超伝導偏向電磁石の利用が小型化に有効なためである。レーストラック型のリングが多く、寸法的には長径でも10mに満たない。

表1-2 「AURORA」の設計パラメーター一覧

	At injection	At accumulation
Energy $E$ (MeV)	150	650
Currents $I$ (mA)		300
Critical wavelength $\lambda_c$ (nm)		1.0
Bending field $B$ (T)	1.00	4.34
Bending radius $\rho$ (m)		0.50
Field index $n$	0.70	0.25
Excitation rate $B$ (T/s)		0.02
Revolution time $T_0$ (ns)		10.5
Revolution frequency		
$F_0$ (MHz)		95.43
RF frequency $F_{rf}$ (MHz)		190.86
Harmonic number $h$		2
Radiation loss/turn/		
electron $U_0$ (keV)	0.09	31.6
RF voltage $V_{rf}$ (kV)		120
Radiation damping time		
$\tau_r$ (ms)	15	1.3
$\tau_z$ (ms)	35	0.43
$\tau_c$ (ms)	53	0.16
Emittance $\epsilon_r$ (m rad)	$0.85 \times 10^{-7}$	$2.8 \times 10^{-6}$
Beam size $\sigma_r$ (m)	$5.9 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-3}$
$\sigma_L$ (m)	$1.8 \times 10^{-2}$	$5.2 \times 10^{-2}$
Touschek lifetime $\tau_T$ (s)	60	$1.6 \times 10^5$
Quantum lifetime $\tau_Q$ (s)		$1.6 \times 10^7$
Vacuum pressure $P$ (Torr)		$6 \times 10^{-10}$

ビーム軌道の曲率半径が  $\rho = 0.5$  m、周長  $L = 3.14$  m より、周回時間  $T_{rev} = 10.5$  ns (周回周波数  $f_{rev} = 95.4$  MHz)、使用する加速高周波が  $f_{RF} = 191$  MHz でハーモニック数  $h = 2$ 、すなわちバンチ数 2 個である。蓄積電流  $I_{beam} = 300$  mA は、実際に周回している電荷量に換算して  $I_{charge} = 3$  nC に相当する。入射エネルギー  $E_{inj} = 150$  MeV は必ずしも高いとは言えないが、曲率半径  $\rho$  が小さいため、放射減衰時間も  $\tau_{damp} \leq 53$  msec と短く、10 Hz の繰返しで入射が可能である。入射ビームの減衰は Touschek 寿命  $\tau_{tousch} = 60$  sec で決まる筈であるが、現実には intra-beam scattering の効果が大きく、1 桁長いビーム寿命が観測されている。チューンの選択に依存するが、実際に電流値が  $1/e$  にまで減衰する時間 (実効寿命)  $\tau_{1/e} = 20$  min という実測結果もある。

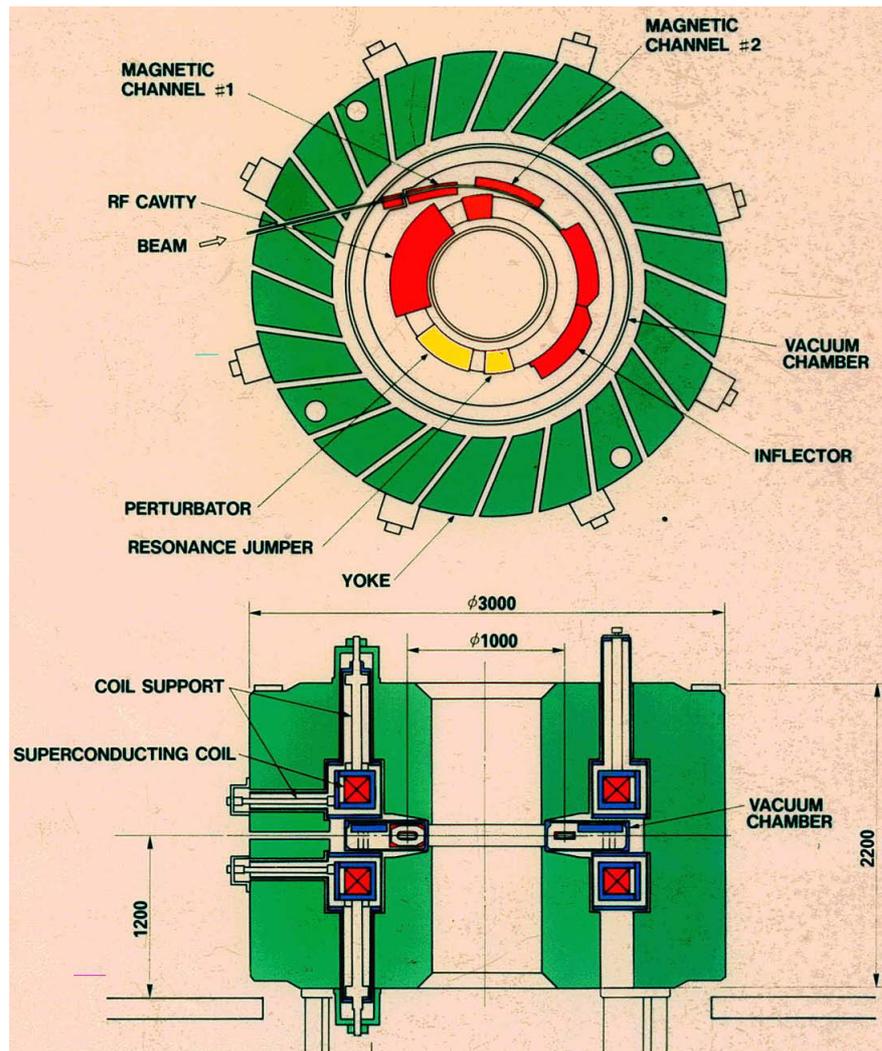


図 1-2 「AURORA」1号機の断面図

AURORA-1 は臨界波長  $\lambda_c = 1 \text{ nm}$  の軟 X 線用超伝導超小型 SR リングである。ビーム軌道の曲率半径  $\rho = 0.5 \text{ m}$ 、リングの外径  $d = 3 \text{ m}$  の文字通り真円型蓄積リングである。直線部を持たないため、独特の 1/2 共鳴入射法でもって  $E_{inj} = 150 \text{ MeV}$  のビームを入射する（図中、パータベータと記されている空芯のパルス電磁石で、そのために必要な摂動磁場を作る）。入射効率は非常に高く、入射用磁気チャンネル等の調整次第で、 $10 \text{ mA/sec}$  以上のレートで入射電流を蓄積してゆくことも可能である。約 8 分で入射磁場  $B_{inj} = 1.0 \text{ T} \rightarrow$  蓄積磁場  $B_{stored} = 4.3 \text{ T}$  まで励磁する。単体の超伝導偏向電磁石からなる弱集束リングであり、磁極間隙にドーナツ型の真空槽を配し、高周波空洞などすべてのコンポーネントはこの槽内に収納されている。図には示されていないが、そのため大排気容量のクライオパネルが主排気装置として組み込まれている。外部に超伝導磁石の磁場が漏れないよう厚いリターンヨークを有するため、重量的には  $100 \text{ ton}$  を越す。この厚い鉄ヨークは放射線遮蔽としても有効に機能している。

## 2. 研究の目的 (意図)

前章で、産業用小型 SR リング「AURORA」を開発する意図について述べた。一般に SR リングは入射器を必要とするが、半導体工場に ULSI 製造装置として容易に導入できるような光源の小型化を狙ったわけであるから、リングのみならず付随する入射器をも含めたシステム全体でダウンサイジングを図らないと効果が薄い。本論文は、この目的に合致するような入射器の R&D について記述するものである。

### 理想的な入射器のコンセプト：

- ・ コンパクトであること → 小型で単純なシステム
- ・ 扱い易いこと → 運転・操作や保守が容易な仕組みと構造
- ・ コストパフォーマンスが良いこと → 安価な装置

リングからみれば、フルエネルギー入射が理想である。しかしながら、必然的に入射エネルギーが高くなり、入射器を小さくする意図と相反する。表 1-1 で判るように、産業利用の実用化を視野に置いた小型 SR リングの入射器は、いずれも 100~200 MeV の低エネルギー入射方式を採っている。

入射器の仕様はリングからの要請で決まる。表 1-2 にある AURORA-1 の蓄積時パラメータから、以下のように入射器に対する要求仕様が決められた。概ね、ビームの品質に対する要求が高く、電流値やデューティに対するそれは低いという特徴がある。

### 要求仕様：

- |           |   |  |                               |
|-----------|---|--|-------------------------------|
| ・ 入射エネルギー | ： | $E_{inj} = 150 \text{ MeV}$                        | <b>Duty Factor :</b>          |
| ・ ピーク電流値  | ： | $I_{peak} = 1 \text{ mA}$                          | ・ ビームパルス幅 < 1 $\mu\text{sec}$ |
| ・ エネルギー幅  | ： | $\Delta E/E = 0.1 \%$                              | ・ 繰返し = 10 Hz                 |
| ・ エミタンス   | ： | $\epsilon_{x,y} = 1\pi \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ |                               |

入射エネルギーについてはビーム寿命、特に Touscheck 寿命が分単位の長さを期待できるということで 150 MeV に設定された (表 1-2)。エネルギーの次に考えなければならないのは、蓄積電流値  $I_{stored} = 300 \text{ mA}$  を確保するために入射器に必要とされるビーム強度である。

超伝導磁石を使用する蓄積リングのために加速の開始から完了までの所要時間が7分強必要であることを考慮して、入射時に150 MeV ビームを500 mA 貯めることが可能なビーム強度を目標とした。周長Lの蓄積リングを周回するビーム電流 $I_{beam}$ は、電子の電荷を $e (= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C})$ 、個数を $n_e$ 、また周回周波数を $f_{rev}$ とすると、以下のように表される。

$$I_{beam} = e \cdot n_e \cdot f_{rev} = e \cdot n_e \cdot \left(\frac{L}{c}\right)^{-1} \quad (2.1)$$

ここで $c (= 3 \times 10^8 \text{ m/s})$ は光速である。周長 $L = 3.14 \text{ m}$ という小型リングの故に、 $I_{beam} = 500 \text{ mA}$ といえども正味の電子数に換算すれば $n_e = 3.3 \times 10^{10}$ 個であり、決して多くはない。電荷量に換算すると5 nCである。

AURORA-1では入射エネルギー150 MeVでTouscheck寿命が $\tau_{tsh} = 60 \text{ sec}$ と見積もられており(表1-2)、この時間でもって単純に入射電流が積算されるものとして入射器に要求されるピーク電流値 $I_p$ を見積もってみる。

$$n_e = k_{eff} \cdot (I_p \cdot \Delta t \cdot h_{inj} \cdot \tau_{tsh}) / e \quad (2.2)$$

ここで $k_{eff}$ は入射効率を、 $\Delta t$ は一回の入射に有効な時間幅を、また $h_{inj}$ は毎秒の入射回数(繰返し数)を示す。繰返し数については、入射時に最長の放射減衰時間が $\tau_{E-dump} \sim 50 \text{ msec}$ であることから(表1-2)、この2倍の時間間隔0.1 secとする。実際のオペレーションも $h_{inj} = 10 \text{ Hz}$ で行われている。 $\Delta t$ は入射方法に依存し、AURORA-1では1/2共鳴入射の効率を示すものである。具体的には、共鳴入射に必要な摂動磁場を作る入射用パルス電磁石(図1-2のパータベータ)の仕様から決まる[22]。パータベータが幅2  $\mu\text{sec}$ の正弦半波で励磁され、その立下り中に入射するので、時間幅にして0.1  $\mu\text{sec}$ の数倍の有効領域が期待できる。周回周期 $T_{rev} = L/c = 10 \text{ nsec}$ であるから、1回当たり数十ターンのマルチターン入射をしていることになる。ここでは十ターン分が確実に有効な範囲とみなして、 $\Delta t = 0.1 \mu\text{sec}$ としておく。さらに安全をみるために入射効率 $k_{eff} = 0.1$ として、リングに電子数 $n_e = 3.3 \times 10^{10}$ 個を貯蔵するのに必要な入射器の電流値を見積もると $I_p = 1 \text{ mA}$ となる。これはSRリングへの入射器に要請される電流値としてオーダーが違うほど小さい。即ち、AURORA-1の入射器としてピーク電流値が高い必要は無いということがわかる。

なお、上記のエネルギー幅とエミタンスはマイクロトロンを入射器に想定して設定された値である。AURORA-1の初期検討段階で、入射器が上記性能を有しておれば充分であることを確認済である。AURORA-1固有の性能としては、1/2共鳴入射法で許容されるアクセプタンスが $50 \pi \mu \text{ m} \cdot \text{rad}$ の大きさを有することがシミュレーションの結果から判明して

いる [21]。ただし、入射経路のビームパス断面積が口径 10 mm に制限されており、入射用の各パルス機器 (図 1-2 のマグネチックチャンネル # 1、# 2、及びインフレクタ) を考慮した実効のアクセプタンスは遥かに小さい。

## 2-1. 入射器の選定 (何故マイクロトロンか?)

一般の SR リングを考えた場合、入射器にいくつかの型式が考えられるが、代表的なのはライナックとシンクロトロンであろう。このうちシンクロトロンは加速エネルギーが 500 MeV を超えるような比較的高エネルギーを必要とする場合の入射器に適している。従って、ここで必要とする入射エネルギー 150 MeV では、通常ライナックが候補にあがる。

しかし今回は通常とは異なるタイプのものを採用した。いわゆるレーストラック型マイクロトロン (Racetrack Microtron) と呼ばれる加速器であり、以下に列挙するような産業用小型 SR リングの入射器に適した特徴を有する [注: 単にマイクロトロンといえば、通常古典的 (円型) マイクロトロン (附録 0) を指すが、ここではレーストラック型のものを以下単にマイクロトロンと称する]。ライナックとの主たる相違を表 2-1-1 に比較対照して掲げている。入射器にライナックを使用した場合とマイクロトロンを採用した場合でシステム全体の規模がどのように違ってくるかを図 2-1-1 に示す。AURORA-1 と同じ目的で同時期に開発された軟 X 線用小型超伝導 SR リング Helios-1, -2 を例に比較したもので、双方とも実際に建設されている (注: Helios-1 は、当初米国 IBM の半導体研究所に納入されたが、その後シャットダウンして現在は他所へ移設されている)。

### RTM の利点:

- ・ コンパクトな加速器である      ⇨ 短い加速管で繰り返し加速する
- ・ 経済的な装置である              ⇨ 製作費、ランニングコスト、共に小さい
- ・ 高品質ビームが得られる        ⇨ エネルギーアナライザの働きを有す
- ・ 必要な電流値が確保できる    ⇨ 10 mA 程度までの電流値が得られる
- ・ 取扱いが容易                      ⇨ 発生する放射線が相対的に少ない

マイクロトロンが SR リングの入射器に使用された実績は多くないが、過去に若干の例がある。たとえば、Lund 大の MAX-lab. では 550 MeV の SR リング MAX-1 の入射器に 100 MeV のマイクロトロンが[23、24]、また Wisconsin 大の 1 GeV-SR リング Aladdin では設計は異なるものの同等性能のマシン（後に 108 MeV までエネルギーアップされた）が使用されている[25、26]。これらの例で判るように、SR リングの入射器として実績のあるパルス動作のマイクロトロンはいずれも加速エネルギーが 100 MeV 程度であり、それ以上高エネルギーのものは作られていない。最近の例では、上記 Helios-2 において入射器がライナックからマイクロトロンに変わったが、既存機種を採用しており加速エネルギーは同様に 100 MeV である。

加速エネルギーが 100 MeV を超えたといえるマイクロトロンは、AURORA-1 の入射器として初めて実現した[27-29]。図 2-1-2 は、調整運転を行うために 150 MeV マイクロトロンの 1 号機が AURORA-1 と共に配置された初期の写真であり、また図 2-1-3 は、そのレイアウトを示す平面図である。別室に置かれた電源等は両図に表れていないが、入射器を含めたシステム全体がコンパクトで、広い床スペースを必要としない装置であることがみてとれる。超伝導のユニークな小型 SR リング AURORA-1 によって、大電流蓄積が要求される産業用小型リングに、mA オーダーの小電流しか期待できないマイクロトロンを入射器として使用できることが初めて示された。

その後、AURORA-1 の後継機 AURORA-2 のシリーズでも、複数台の 150 MeV マイクロトロンが入射器として活用されている（[附録 1](#)）。

表2-1-1 150MeV 入射器：マイクロトロンとライナックとの違い

	ライナック	マイクロトロン
長さ	15 m	3 m
エネルギー幅	1 %	0.1 %
強度	100 mA	10 mA
Beam loading	15 MW	1.5 MW
エミッタンス	$1\pi$ mm·mrad	$0.1\pi$ mm·mrad
放射線遮蔽	> 1 m	50 cm

マイクロトロンは装置がコンパクトで、高周波（マイクロ波）系も同様に小規模で事足りる。これは大電流加速には適さないということを意味しているが、その代償として質の良いビームが得られる。この特性に付随して、発生する放射線が相対的に小さいという利点を有する。

一方、ライナックは容易に大規模のシステムが構築でき、大電流を必要とする場合に適している。

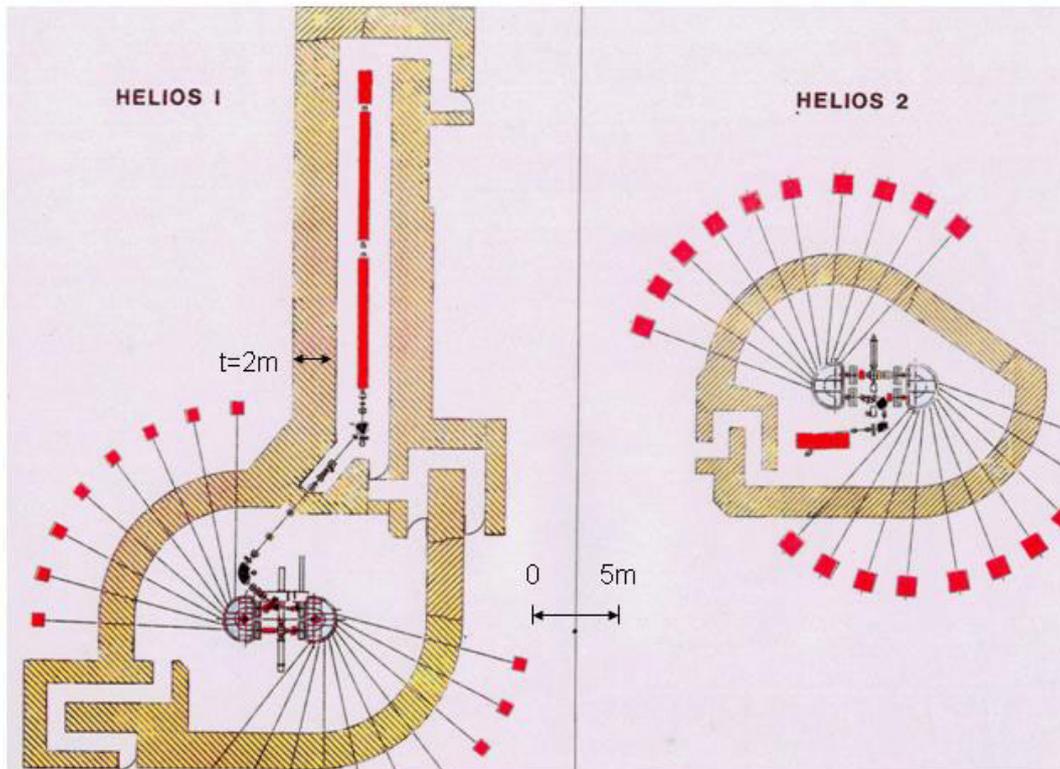


図2-1-1 入射器の比較 (Helios-1~2 の実例から[30])

Helios は AURORA 同様、X 線リソグラフィー研究用に開発された産業用小型超伝導 SR リング ( $E = 700 \text{ MeV}$ ) である。1 号機では従来のシステム構成を踏襲して、入射器に  $200 \text{ MeV}$  ライナックが採用されている。 $150 \text{ MeV}$  マイクロトロンが入射器に使えることを示した AURORA-1 が完成する直前のことであった。その後には作られた Helios-2 では、入射器が  $100 \text{ MeV}$  マイクロトロンに変わっている。

注：Helios-1 は当初 X 線リソグラフィーの研究開発用に IBM の研究所に設置されたが、現在では研究が中止され、他の施設に移設されている。

Helios-2 はシンガポールの NUS (National University of Singapore) に附属の SR 施設 SSSL (Singapore Synchrotron Light Source) に納入され、稼動を開始している。

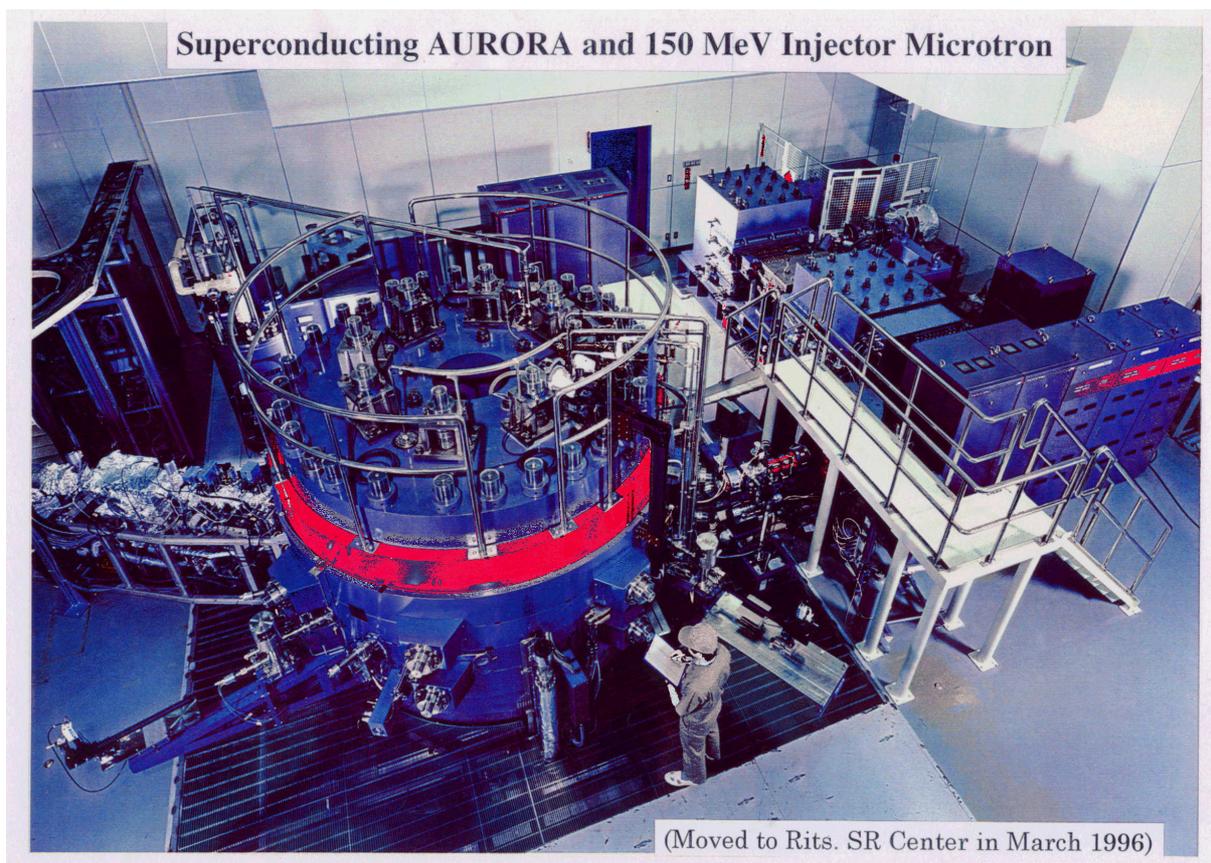


図2-1-2 超伝導小型SRリングAURORA-1の全景

開発当初、住友重機械工業（株）田無工場内に設置された真円型AURORA-1の様子を示す。右上奥方向に位置する入射器が、本体の概略寸法1.2 m x 4 mの150 MeVマイクロトロンである。中央、グレーチングの床面上に見える円柱状（純鉄製である）のリターンヨークからなる、外径にして3 m強の鉄塊がAURORA-1本体である。左手やや上方向に主眼のX線リソグラフィ用研究用ビームラインが一部みえている。他にSR光をモニターするためのポート等、小規模なビームラインが散見される。設置できるビームラインの本数は最大16本である。

現在、AURORA-1は立命館大学SRセンターで稼動中である。当初目的とは異なり、研究用のSRリングとして運転されている。

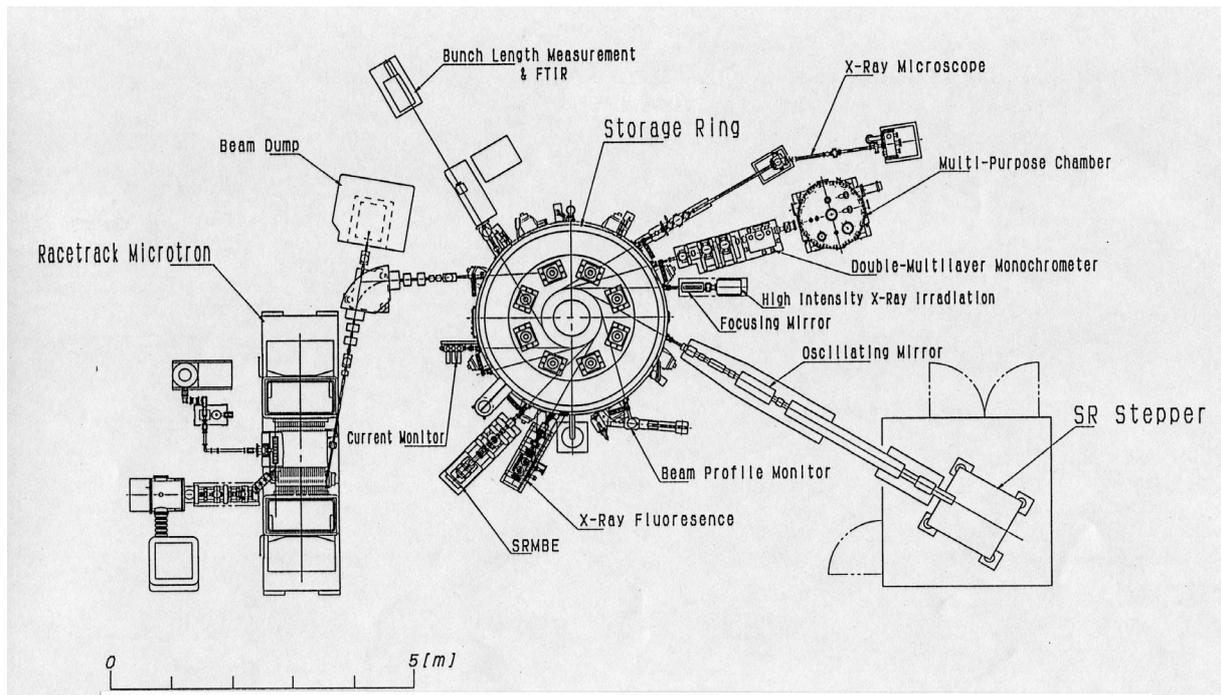


図2-1-3 超伝導小型SRリング AURORA-1の全体配置（当初）

前図2-1-2を平面図に置き換えてみたもの。ただし、小規模ながら各種実験用のビームラインがある程度整備された後、即ち時期的に前図より後の状態を示している。小型リングのため、 $22.5^\circ$ のピッチで隣接するビームライン相互の間隔がリング出射直後から離散し始めるため、比較的リング近傍からビームラインの光学要素を配置でき、試料点で強い光を得るのに好都合である。

立命館大学に移設後は、入射器マイクロトロンと蓄積リングとは切り離されて、各々が独立の室に配置されている。

1号機（プロト機）は性能実証機であるが故に、後から振り返ってみて冗長な部分もある。特に、図の左端に見えるマイクロトロン入射系の電子銃廻りにおいて、コンパクトさに欠ける印象が強い。主たる理由はアノードの引出し電圧（直流）の値にあり、2号機以降では80 kVに下げたのに対して、1号機では120 kVの定格で製作されたためである。

### 3. マイクロトロン の原理と概要

本章では電子加速器としてのレーストラック型マイクロトロンについて説明する。加速の基本原理とそれに基づいて三種類の基本パラメータを決定するプロセス、位相安定性 (longitudinal stability) と横方向の収束系 (transverse focusing)、低エネルギービームをマイクロトロン本体に入射する際に考慮すべき特殊な条件などがポイントである。なお、原型となる古典的 (円型) マイクロトロンに関する解説を[附録 0](#)に掲げた。

マイクロトロン の全体概念を[図 3-1](#)に示す。電子銃で生成された低エネルギー ( $E_{inj} \leq 100$  MeV) の電子ビームが入射系を経由してマイクロトロン本体に導かれ、本体系に設置された唯一の加速を担う要素 ; 加速管 (ライナック) によって、以後本格的に加速される。図で明らかなように、初回の加速と 2 回目以降の加速とでは、ビームが加速される方向が逆になる。小型 SR リングへの入射器として使われているマイクロトロン の加速エネルギーは、これまでのところ  $E_{out} = 100 \sim 150$  MeV の範囲である。

#### 3-1. 基本原理

マイクロトロン でビームを加速する場合、満たすべき条件を[図 3-1-1](#)に示す。図に示されていない最初の加速 (1 ターン目 ; 前の[図 3-1](#)参照) では、加速後にビームが折り返して戻ってくるので事情が異なるが、2 ターン目以降はすべて同じ方向 (図で反時計廻り) にライナックで加速を受けつつ、電子ビームが周回を繰り返す。2 ターン目以降において、ビームが適正に加速され続けるためには、ライナックの加速 RF と電子ビームとの間で同期が保たれている必要がある。図は、このビームが満足すべき唯一の条件を示している。

この拘束条件は、[附録 0](#) の古典的 (円型) マイクロトロンでも同様である[\[31\]](#)。ただし、加速の初期段階において、非相対論的な低エネルギー電子の周回条件をもコンベンショナルなマイクロトロンでは考慮しておく必要があるのに対して、レーストラック型では最初から相対論的な電子として取り扱えるという大きな違いがある。従って、レーストラック型マイクロトロン の場合、条件式が非常に簡明である。

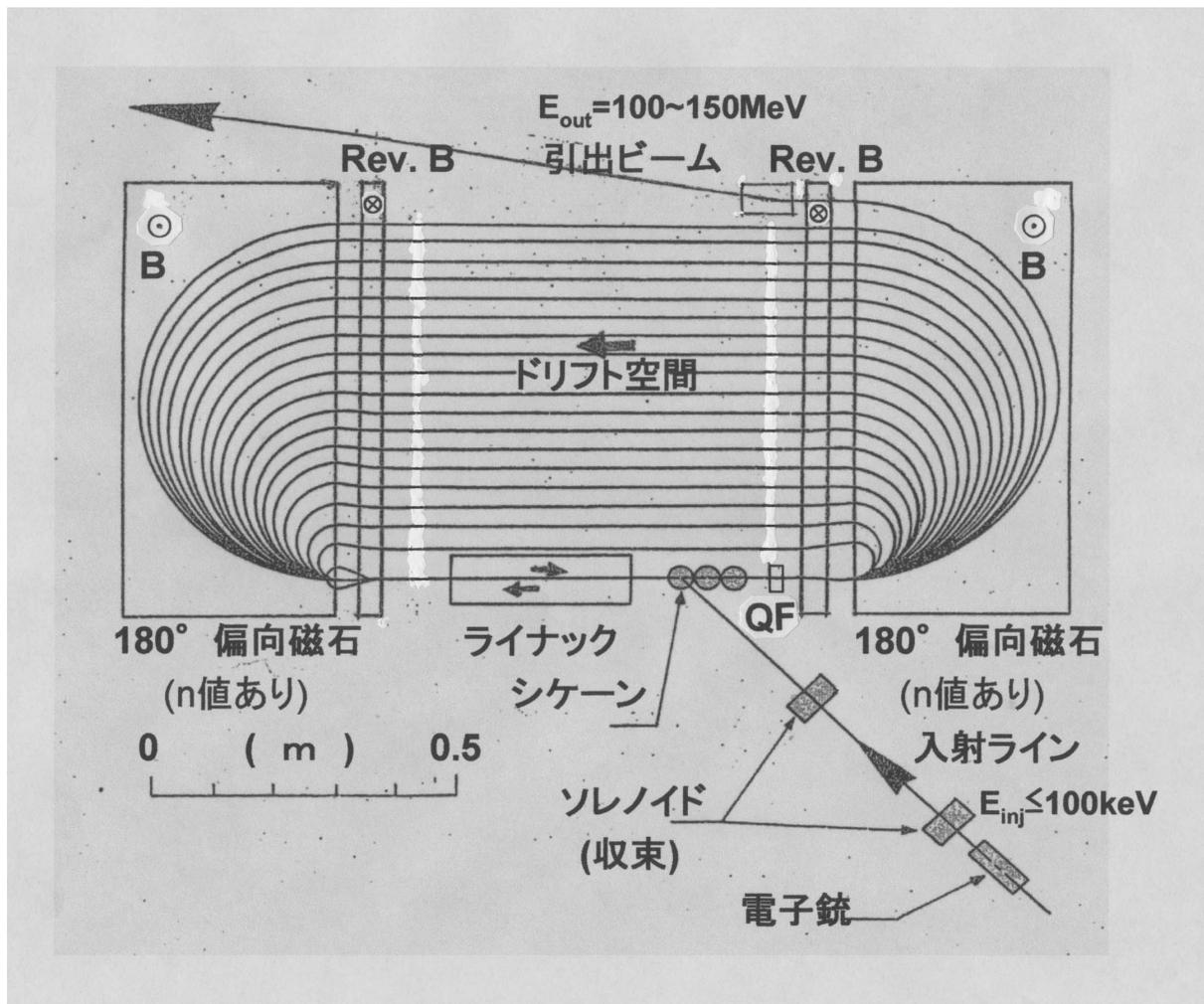
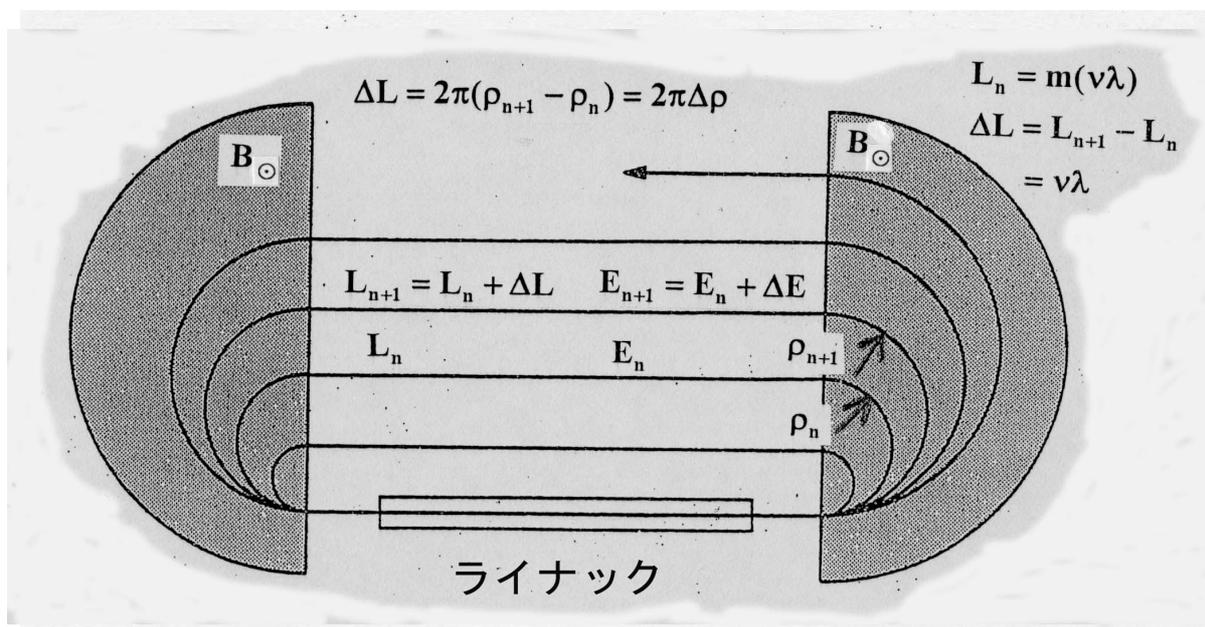


図3-1 レーストラック型マイクロトロン概念図

電子銃で生成された電子は、低エネルギー入射部を経由して、シケーンと称される小型の3連偏向磁石のひとつで曲げられてマイクロトロン本体に入射される。本体の中央手前（入射系側）には電子加速用の短い加速管（ライナック）があり、周回ビームは毎回必ずこのコース（主軌道）を通過し、その都度一定のエネルギーを加速管から受け取る。このとき、加速管のRF（マイクロ波）とビームとは同期している必要がある。初回左向きに加速されたビームは、180°偏向磁石（主電磁石）とその手前に位置する逆極性の逆磁場電磁石の作用で、1回転して加速管に戻ってくる。その後、右向きに2回目以降の加速を受けたビームは、同一方向（図で反時計廻り）に周回を繰り返しつつエネルギーを増してゆく。加速管の背後に広がるドリフト空間には、各ターン毎にエネルギーの異なるビームが周回するための戻り軌道が周期的に並んでいる。エネルギーが増すにつれ、ビームは両側の主電磁石内を大きく旋回するようになり、所定のエネルギーに到達したビームは最外周の戻り軌道に置かれた引出電磁石で外側に蹴り出される。

同期条件: 周回軌道長の差( $\Delta L$ ) = 整数( $\nu$ )  $\times$  RF波長( $\lambda$ )



### エネルギー利得 ( $\Delta E/\text{turn}$ )

図3-1-1 マイクロトロンの基本条件

マイクロトロンを周回する電子ビームがターン数の如何に関わらず加速高周波の同じ位相(同期位相)でライナックに戻ってくるようになっておればよい。この同期条件が満たされている限り、原理的には何ターン迄でもビームを加速することが可能である。

今、ターン数が  $n$  から  $n+1$  へひとつ増し、電子のエネルギーが  $\Delta E$  だけ増えたとき、電子の周回する軌道長(周長)も  $\Delta L$  だけ増えるが、ここでは光速と見なせる相対論的電子を考えているので、 $\Delta L$  は  $\Delta E$  に比例する。即ち、一定の加速を受けている限り、周長の増分もまた一定である。この  $\Delta L$  が RF の波長  $\lambda$  の整数倍  $\nu \times \lambda$  に等しければ、常に同期条件が保たれることがわかる。また、周長の差  $\Delta L$  は主電磁石(左右2台の  $180^\circ$  偏向磁石)中の軌道曲率半径の差  $\Delta \rho$  に由来するので、主電磁石の磁場  $B$  も関係してくる。

以上のことから、電子の一回当たりエネルギー利得  $\Delta E$  と RF 周波数の波長  $\lambda$  及び主磁場  $B$  の間には、ある拘束条件が存在することがわかる。

$$(3.1.6) \text{式} \text{の } \Delta E(\text{GeV}) = 0.3B(T) \frac{\nu \cdot \lambda(m)}{2\pi} \text{ [または (3.1.7)式] が満たすべき条件である。}$$

図3-1-1において、 $n$  ターン目の周長を  $L_n$ 、 $(n+1)$ ターン目のそれを  $L_{n+1}$  とすると、周長の差  $\Delta L$  は次のように表される。

$$\Delta L \equiv L_{n+1} - L_n = 2\pi(\rho_{n+1} - \rho_n) = 2\pi\Delta\rho \quad (3.1.1)$$

ここで、 $\rho$  は主電磁石（180° 偏向電磁石）中におけるビーム軌道の曲率半径である。一方、加速 RF の波長を  $\lambda$  とし、上述のビームと RF の同期条件を式で表すと以下のようになる。

$$\Delta L = \nu \cdot \lambda \quad (3.1.2)$$

これから以下の関係が得られる。

$$2\pi\Delta\rho = \nu \cdot \lambda \quad (3.1.3)$$

通常、マイクロトロンを周回している電子ビームのエネルギーは 10 MeV 以上であり、相対論的に取り扱って構わない。従って、電子のエネルギー  $E$  (GeV) と主電磁石の磁場強度  $B$  (Tesla) 及び上述の曲率半径  $\rho$  (m) の間には以下の関係式が成り立っている。

$$E_n(\text{GeV}) = 0.3B \cdot \rho(T \cdot m) \quad (3.1.4)$$

従って、ターン毎の曲率半径の増分  $\Delta\rho$  は 1 ターン当りのエネルギー利得  $\Delta E$  と以下の関係にあることがわかる。

$$\Delta E = 0.3B \cdot \Delta\rho \quad (3.1.5)$$

式(3.1.3)を用いて  $\Delta\rho$  を消去すると、

$$\Delta E = 0.3B \frac{\nu \cdot \lambda}{2\pi} \quad (3.1.6)$$

マイクロトロンで良く使われる単位系に置き換えて、以下の式を得る。

$$\Delta E(\text{MeV}) = \frac{\nu \cdot \lambda(\text{cm})}{2.096} B(T) \quad (3.1.7)$$

この条件式がマイクロトロンの基本パラメータを決める上で重要な意味をもつ。(3.1.7) 式が成り立つ限り、原理的には周回ターン数に制限が無い。

#### 基本パラメータの決定：

基本的な条件式 (3.1.7) から、周回当りの加速エネルギー  $\Delta E$  と RF の波長  $\lambda$  と偏向磁場  $B$  の間には一定の制約条件があり、自由に選べないことがわかる。もうひとつのパラメータ  $\nu$  は、隣接ターンの周長の差  $\Delta L$  が RF 波長  $\lambda$  の何倍になっているかを示すものであるが、通常は  $\nu=1$ 、即ち周長の差が RF 波長に等しくなる ( $\Delta L = \lambda$ ) ように設定する。

[表3-1-1](#)に3個の基本パラメータ、周回当たりのエネルギー利得 $\Delta E$ 、RF周波数 $f$ 、及び磁場 $B$ の現実的な組合せを掲げておく。マイクロトロンの特徴として、

- ・ 磁場 $B$ を高く取るほど、加速効率 $\Delta E/\text{turn}$ を大きく取れる。
- ・ RF周波数を下げるほど、加速効率 $\Delta E/\text{turn}$ を大きく取れる。

の二点が挙げられる。現実には、主電磁石の広い領域で平坦な磁場を確保しなければならず、使用できる磁場 $B$ の値には上限がある。また、RF周波数を低くし過ぎると加速管の寸法が大きくなり過ぎて、構造的に大型のマイクロトロンになってしまう。

今回、小型SRリングの入射器用に設計した150 MeVマイクロトロンの基本パラメータは、SバンドのRF周波数 $f=3\text{ GHz}$  ( $\lambda=10.5\text{ cm}$ )と主磁場 $B=1.2\text{ T}$ の組合せで、加速エネルギー $\Delta E=6\text{ MeV/turn}$ を得るものである[27]。周波数的にも磁場強度的にも実績の多い安全な値といえる。なお、中型SRリング(2 GeV級)用入射器を想定した300 MeVマイクロトロン(附録5)では、各パラメータがLバンドのRF周波数 $f=1.3\text{ GHz}$ と磁場 $B=1.3\text{ T}$ の組合せで、加速エネルギー $\Delta E=14\text{ MeV/turn}$ となっている[32]。

### 3-2. 位相安定性

マイクロトロンも高周波を使って加速する加速器の一種であるから、安定位相領域が存在する。今、 $(n-1)$ ターン目から $n$ ターン目を周回している電子に着目し、エネルギー利得 $E_n$ と加速位相 $\phi_n$ が同期粒子の値( $E_s, \phi_s$ )に対してどのように違ってゆくか、その差を( $\Delta E_n, \Delta \phi_n$ )として調べてみる。ここで同期粒子とは、常に同じ位相で一定量加速される理想的な粒子を想定しており、( $E_s, \phi_s$ )はターン数 $n$ に関係なく一定である(図3-2-1)。

$n$ ターン目の加速を受けた後の電子のエネルギーと位相の関係は、

$$\Delta E_n = \Delta E_{n-1} + E_{\max} (\cos(\phi_s + \Delta \phi_n) - \cos \phi_s) \quad (3.2.1)$$

$$\Delta \phi_n = \Delta \phi_{n-1} + 2\pi\nu \cdot \Delta \gamma_{n-1} \quad (3.2.2)$$

と表される( $E_{\max}$ は加速管内に生じる最大加速電界)。ただし、

$$\Delta \gamma_{n-1} = \frac{\Delta E_{n-1}}{E_s} \quad (3.2.3)$$

表3-1-1 基本パラメータの組合せ

<b>B(T)</b>	<b>f(MHz)=</b>	<b>2856</b>	<b>2450</b>	<b>1300</b>
	<b>λ (cm) =</b>	<b>10.5</b>	<b>12.3</b>	<b>23.1</b>
<b>0.8</b>		<b>4.0</b>	<b>4.7</b>	<b>8.8</b>
<b>1.0</b>	<b>ΔE =</b>	<b>5.0</b>	<b>5.8</b>	<b>11.0</b>
<b>1.2</b>	<b>(MeV)</b>	<b>6.0</b>	<b>7.0</b>	<b>13.2</b>
<b>1.4</b>		<b>7.0</b>	<b>8.2</b>	<b>15.4</b>

$$\Delta E(\text{MeV}) = \frac{\nu \cdot \lambda(\text{cm})}{2.096} B(\text{T}), \text{ただし } \nu = 1$$

3個の基本パラメータの現実的な組合せを示す。周回当たりのエネルギー利得 $\Delta E$ を大きく取りたい、即ち、より高エネルギーにまで加速したい場合は低い周波数が有利であることがわかる。磁場Bは高くするほどマイクロトロンを小さくできるが、偏向磁場の平坦度など磁場精度の点に注意が必要である。

加速高周波にはマイクロ波を使うが、現実には増幅器クライストロンの存在する周波数が離散的である。特にパルス用マイクロトロンでは、候補がSバンドかLバンドのいずれかに絞られる。コンパクトさではSバンドが優るが、高エネルギー用あるいは大電流用にはLバンドが適している。なお、CW運転のマイクロトロンには $f=2.45\text{ GHz}$ の周波数も使用可能で、実例がある。

今回、150 MeV マイクロトロンに使用した基本パラメータは $B=1.2\text{ T}$ 、 $\Delta E=6\text{ MeV}$ 、 $f=2856\text{ MHz}$ である。

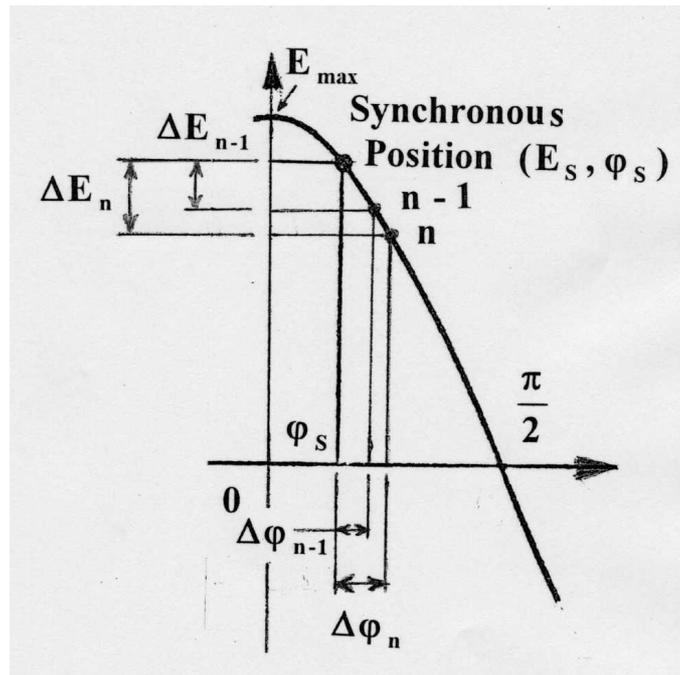


図3-2-1 マイクロトロン有位相安定性

電子が $(n-1)$ ターン目から $n$ ターン目に移行するときを考える。同期粒子の得るエネルギーと加速位相 $(E_s, \phi_s)$ を基準として、そこからのずれ $(\Delta E_n, \Delta \phi_n)$ の変化を調べることにより、安定位相領域が求まる。結果は $0 < \tan \phi_s < 2 / (\pi \nu)$ という関係が得られ、 $\nu=1$ の場合に安定位相領域が最大となり、 $0^\circ < \phi < 32.5^\circ$ の範囲であることが判る。また、安定位相領域は $\nu=2$ で約半減することもわかる。これが $\nu=1$ として設計する理由であり、特段の理由が無い限り $\nu=2$ またはそれ以上の値にはしない。即ち、周回当たりの周長差 $\Delta L = \lambda$ として、最大の安定位相領域を確保するのが常道である。

$$E_s = E_{\max} \cdot \cos \varphi_s \quad (3.2.4)$$

である。 $\Delta \gamma_{n-1}$ は、(n-1)ターン目のエネルギー利得が同期粒子の  $E_s$  と  $\Delta E_{n-1}$  だけ異なることで周回時間に差が生じ、その結果生ずる同期位相からのずれ量を表すパラメータとなっている。ここで、 $2\pi\nu$  ( $\nu$ =整数) は同期粒子の1周当たりの位相の増分に対応する。

式(3.2.1)において、 $\Delta \phi_n \ll 1$ であることを考慮し、 $\Delta E_n$ を  $E_s$ で規格化して $\Delta \gamma_n$ で表示すると次式が得られる。

$$\Delta \gamma_n = \Delta \gamma_{n-1}(1 - 2\pi\nu \cdot \tan \varphi_s) - \Delta \phi_{n-1} \cdot \tan \varphi_s \quad (3.2.5)$$

この(3.2.5)式を (3.2.2)式と共にマトリックス表示する。

$$\begin{pmatrix} \Delta \gamma_n \\ \Delta \phi_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - 2\pi\nu \cdot \tan \varphi_s & -\tan \varphi_s \\ 2\pi\nu & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \gamma_{n-1} \\ \Delta \phi_{n-1} \end{pmatrix} \quad (3.2.6)$$

安定に何ターンでも周回し続けるためには、上のトランスファーマトリックスを  $M$  として、

$$|\text{Trace } M| = |2 - 2\pi\nu \cdot \tan \varphi_s| < 2 \quad (3.2.7)$$

を満足していなければならない。従って、以下の関係を得る。

$$0 < \tan \varphi_s < \frac{2}{\pi\nu} \quad (3.2.8)$$

これが進行方向の安定性 (Longitudinal Stability) に関する条件である[31]。

式から、安定位相領域は  $\nu=1$  で最大となり、 $0^\circ < \phi_s < 32.5^\circ$  の範囲であることが判る。また、 $\nu=2$  では安定位相幅が半減する。この理由から、マイクロトロンでは特段の事情が無い限り  $\nu=1$ 、即ち周回当たりの周長差  $\Delta L = \lambda$  として、最大の安定位相領域を確保する。別の見方をすれば、マイクロトロンには最大でも  $32.5^\circ$  の安定位相領域しか取れず、このことからマイクロトロンが大電流加速には適当でないとわかる。

### 3-3. 横方向の集束

マイクロトロンの横方向集束 (Transverse Focusing) については、幾通りかの方法が考えられる。ここで最終的に採用したのは、加速管が置かれているすべてのターンに共通な主軌道にのみ集束要素を配し、各ターンによってパスが異なる戻り軌道には一切集束要素を置かない方式である[29]。Mainz 大の 850 MeV 3段カスケード CW マイクロトロンの最終段に登場するような巨大なマイクロトロンでは、戻り軌道に集束要素を置くことも止むを

得ない[33]。しかしながら、小型マイクロトロンでは加速条件で微妙に周回軌道の中心がずれる恐れのある戻り軌道に四極磁石を置かないことが肝要である。四極磁石の芯をビームが通らず、意図せぬステアラの効果が重畳されてビーム調整が煩雑化する原因であり、加速条件の再現性にも乏しいことが今回の R&D の過程において明らかになった。また、多数の集束要素を省略できるという製作上のメリットもある。以下に、使用した水平・垂直両方向の集束系について説明する。

基本となる横 (Transverse) 方向の運動方程式は以下のとおりである。

$$\frac{d^2x}{ds^2} + \left( \frac{1}{\rho^2(s)} + K_x(s) \right) x = 0 \quad (3.3.1)$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} + K_y(s) \cdot y = 0 \quad (3.3.2)$$

ここで使用する座標系を下の図3-3-1に示す。ビームの進行方向を s 軸にとり、s 軸に垂直な面内で水平方向を x 座標、鉛直方向を y 座標としている。

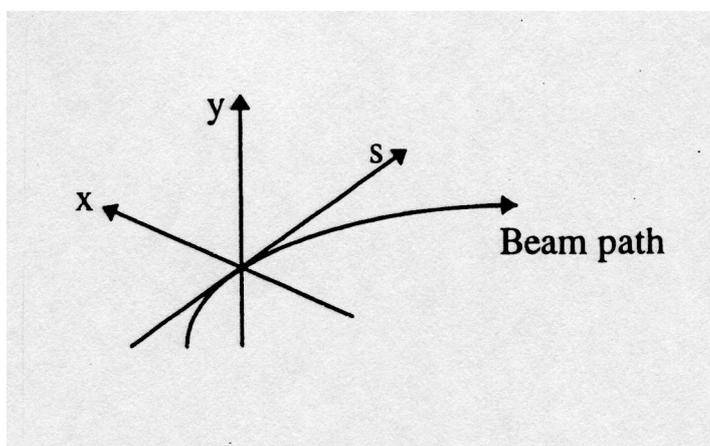


図3-3-1 運動方程式に用いた座標系

第3章で使用する座標系を示す。ビームの進行方向を s 軸にとる。そして、進行方向に垂直な面内で、水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸にとっている。

・水平方向：

最初の U ターンビームの集束を別にすれば、水平方向の集束は加速管の軸上に置かれた一個の四極電磁石 (QF) ですべてまかなわれる (図 3-1)。QF の集束力は、以下の式で表される。

$$K_x = -K_y = \frac{1}{B\rho} \cdot \frac{dB}{dx} \quad (3.3.3)$$

これから、加速されて電子のエネルギーが増すにつれ、比例して曲率半径  $\rho$  が大きくなり、QF の集束力が反比例して弱くなってゆくことがわかる。実際の数値は、磁場勾配が  $dB/dx = 2 \text{ T/m}$ 、磁極長が  $l_Q = 2 \text{ cm}$  であり、このレンズの焦点距離  $f_x$  を求めてみると、

$$f_x = \frac{1}{K_x l_Q} = 25 \times B\rho \text{ (m)} \quad (3.3.4)$$

となる。周回ビームの  $B\rho = 0.04 \sim 0.5 \text{ T} \cdot \text{m}$  ( $E = 12 \sim 150 \text{ MeV}$ ) であるから、焦点距離  $f_x = 1 \sim 12 \text{ m}$  に相当する。実際には QF のアパーチャ ( $\phi 19 \text{ mm}$ ) が磁極幅 ( $l_Q = 20 \text{ mm}$ ) と同程度であるため、四極磁場の有効長は磁極長より数十%長くなっている。

垂直方向については、 $K_y$  の符号が反転するため、発散作用となる。(3.3.1)式の  $1/\rho^2$  の項は、主電磁石の偏向角が  $180^\circ$  のため、発散・集束には関係しない。

・垂直方向：

垂直方向の集束には弱集束の原理を利用する。偏向電磁石の磁場に 4% 程度の勾配 ( $n$  値) をつけることにより弱集束効果を得る。 $n$  値は以下の式で定義されている。

$$n \equiv -\frac{\rho}{B} \cdot \frac{dB}{dr} \quad (3.3.5)$$

マイクロトロンの場合、 $r$  軸は偏向電磁石の端面から奥行方向になる。図 3-3-1 で示される座標系では、 $x$  軸が  $r$  軸 (radial) とある関係をもつ。一般に、有限の  $n$  値を持つ偏向電磁石中では、(3.3.1)式の  $K$  は以下のようなになる。

$$K_x = -K_y = -\frac{n}{\rho^2} \quad (3.3.6)$$

弱集束磁場中での運動方程式は(3.3.1)式に上式を代入して得られる。

$$\frac{d^2x}{ds^2} + \frac{1-n}{\rho^2} x = 0 \quad (3.3.7)$$

$$\frac{d^2 y}{ds^2} + \frac{n}{\rho^2} y = 0 \quad (3.3.8)$$

全周にわたって一様に  $n$  値が分布している一般の弱集束リングと違い、マイクロトロン  
の場合は主磁場の奥行方向 ( $r$  軸の正方向であり、 $x$  軸の正方向成分が対応) にのみ  $n$  値を  
有する。主磁場に進入する際には、電子に対する  $n$  値の効果はゼロであり、 $180^\circ$  偏向電  
磁石の midpoint、即ち  $90^\circ$  旋回したときに  $n$  値の効果は最大になり、 $r \rightarrow x$  として(3.3.5)式が  
成り立つ。この集束力最大の場合に上の運動方程式は正しい。従って、正味の  $n$  値による  
集束力を評価するためには、電子が  $180^\circ$  周回している間の集束効果を積分する必要がある  
[3.4]。磁場中での電子の偏向角を  $\theta$  ( $= 0 \sim 180^\circ$ ) と置くと、電子が感じる有効な  $n$  値  
は  $(dB/dx) \sin \theta$  と表されるから、

$$\frac{1}{f_y} = \int_0^{\pi} K_y(s) ds = \frac{1}{B\rho} \int_0^{\pi} \frac{dB}{dx} ds = \frac{1}{B\rho} \int_0^{\pi} \frac{dB}{dx} \sin \theta \cdot \rho d\theta = \frac{2}{B} \frac{dB}{dx} \quad (3.3.9)$$

主電磁石の仕様は、磁場強度  $B = 1.23$  T に対して磁場勾配  $dB/dr = -0.14$  T/m となっており、  
 $n = 0.114 \rho$  である。周回ビームの曲率半径  $\rho = 0.0325 \sim 0.407$  m ( $E = 12 \sim 150$  MeV) を当て  
はめると、 $n = 0.0037 \sim 0.046$  を得る。従って、一般の弱集束リングと同様の考えでは、集束  
力がエネルギーに比例して強くなる。しかしながら、マイクロトロンでは電子のエネルギー  
に依らず集束効果が一定であることが上式からわかる。即ち、前述の水平方向に集束さ  
せるための QF と異なり、 $n$  値による垂直方向の集束効果はビームエネルギーに依存しな  
い。今回のパラメータでは、焦点距離  $f_y = 4.4$  m のレンズ作用がある。

最初の数ターンに関しては、ビームが主電磁石の内部にまで十分進入しないので、上に  
述べた集束効果は無いに等しいか、あっても小さい。そこで、低エネルギーの領域では **edge  
focus** による垂直方向の集束効果を利用している。主電磁石の手前にある逆極性の逆磁場磁  
石によりビーム軌道を偏向し、主磁場入口と逆磁場出口の双方でこの効果を得る。なお、  
初回加速後の U ターンビーム (実際には  $360^\circ$  近く回転する) に対する集束、特に垂直方  
向のそれについては別途述べる。

$n$  値を持つ偏向電磁石中で、水平方向の集束効果について考えておく。Transfer Matrix  
( $M_H$ ) で記述して、実際に計算してみると以下のようなになる。

$$M_H = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \frac{1}{\sqrt{K'_x}} \sin\theta \\ -\sqrt{K'_x} \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.3.10)$$

ここで、 $K'_x = (1-n)/\rho^2$  である。 $\theta = 180^\circ$  のため、 $n$  の値に関係なく、

$$m_{21} = -\frac{1}{f_x} = 0 \quad (3.3.11)$$

となり、焦点距離が無限大である。即ち、水平方向に集束作用がないことがわかる。

上式では  $m_{12} = 0$  と表されており、電子には偏向磁場中の区間が長さゼロのドリフトスペースにみえていることになる。これは通常の  $n$  値を有する偏向磁石の場合であり、マイクロトロンのような  $n$  値の分布を有する場合は  $m_{12} = 2n\rho + O(n^2)$  となり、 $n$  値に比例するドリフトが生じる [3.4A]。ただし、前述のように  $n$  値自体が小さいので、このドリフト量も僅かである（実用ビームパラメータの場合、1mm 未満）。

#### 3-4. 入射方式

電子源を内蔵するコンベンショナルな円形マイクロトロンと異なり、レーストラック型マイクロトロンは通常、本体部分に付属する入射系を有する (図 3-1)。入射系の構成は大別して、 $E \leq 100 \text{ keV}$  程度の低エネルギーで入射する方式と、 $E \geq 5 \text{ MeV}$  レベルの高エネルギーで入射する方式に分けられる。両者の特徴を表 3-4-1 に示す。コンパクトさを要求される SR リングへの入射器として利用する場合は、まず低エネルギー入射方式に限られることが比較表から見て取れる。

低エネルギー入射方式を採用することに決めると、そこに特有の制約が生じる (図 3-4-1)。即ち、初回の加速で、例えば今回の設計値であるエネルギー  $E = 6 \text{ MeV}$  になった電子ビームを、通常どおりそのまま  $180^\circ$  偏向させると加速管の物理的寸法（外径）をクリアできず、加速管の端面に衝突してしまう。従って、このビームロス回避する何らかの方策を導入する必要がある。そのひとつの手段が、主電磁石と極性が逆の磁場を有する逆磁場電磁石という構成要素の導入である。主電磁石と逆磁場電磁石のセットでもってビームをほぼ 1 回転させることにより、往復のビーム軌道を加速管の中心軸と一致させる。

表3-4-1 代表的な入射方式の比較

低エネルギー入射	高エネルギー入射
<ul style="list-style-type: none"> <li>・簡便(シンプル)かつコンパクト  <math>E_{inj} \leq 100 \text{keV}</math> (<math>V_{DC/Pulse}</math>)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・入射系に別途ライナックを要す  <math>\rightarrow E_{inj} \geq 5 \text{MeV}</math> (<math>V_{RF}</math>で加速)</li> </ul>
<ul style="list-style-type: none"> <li>・1ターン目に折り返しが必要  <math>\rightarrow</math> 逆磁場磁石でUターン</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・折り返し(Uターン)が不要  <math>\rightarrow</math> Back Straight(戻り軌道)に入射</li> </ul>
<ul style="list-style-type: none"> <li>・双方向加速が必然  <math>=</math> 定在波型加速管に限定</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・当初より一方向のみの加速  <math>=</math> 加速管の方式に依存しない                      (進行波型加速管でも可)</li> </ul>
<ul style="list-style-type: none"> <li>・Uターンビームの収束に注意を要す</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・全体の大型化かつ複雑化が不可避</li> </ul>

高エネルギー入射は入射系自体が大掛りになるため、特殊な場合に限られる。SR リングへの入射に使用する場合を含め、コンパクトさが要求されるケースでは低エネルギー入射に限定される。このとき、1回目の加速後、ビームを折り返して初回とは逆方向から加速管に入射し、二度目の加速に移るシステムがほぼ必然となる。その際、折り返しビームの集束に注意を要する。電子が十分偏向電磁石の内部でUターンして戻ってくるほどには高エネルギーになっておらず、フリレンジング磁場の領域で折り返されるため、垂直方向に強い発散力を受けるためである。

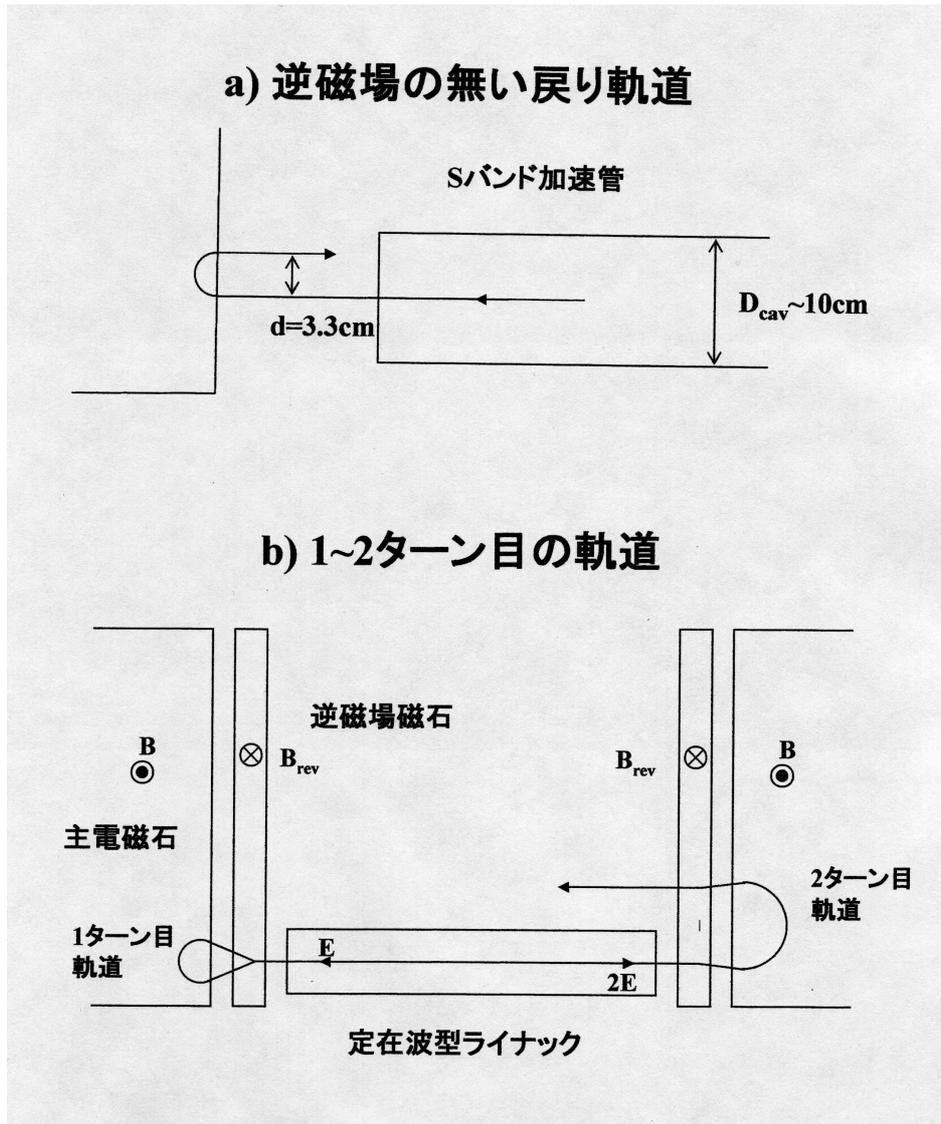


図3-4-1 低エネルギー入射の1~2ターン目軌道

**a) 逆磁場の無い戻り軌道：**

使用する加速管の外径  $D_{cav}$  と、初回の加速後  $180^\circ$  旋回して戻る U ターンビームの往復軌道の間隔  $d$  との比較。S バンドの加速管を想定すると  $D_{cav} = 10\text{ cm}$ 、主磁場  $B = 1.2\text{ T}$  でエネルギー  $E = 6\text{ MeV}$  のビームを  $180^\circ$  偏向して折り返すと  $d = 3.3\text{ cm}$  である。これから、単純に  $6\text{ MeV}$  ビームを U ターンさせると加速管の端面に衝突して失われてしまうことがわかる。

**b) 1~2ターン目の軌道 (図 a)の回避策)：**

初回にエネルギー  $E$  だけ加速されたビーム (左向きに進む) を、主電磁石と逆磁場磁石の組合せで折り返す。ビームは右向きに2回目の加速を受けるため、必然的にライナックは定在波型となる。エネルギー  $2E = 12\text{ MeV}$  となったビームは、加速を受ける主軌道とバックストレートの戻り軌道の間隔が  $2d = 6.6\text{ cm}$  に広がり、加速管の外径をクリアできる。

そして、二度目の加速でビームが加速管の外周をクリヤーする程度に曲率半径を大きくして、その後は常に加速管の中心軸にビームが戻ってくるように周回を持続させる。当然、初回と 2 回目とではビームを加速する方向が逆であるから、表 3-4-1 にある定在波型加速管の必然性が納得できる。なお、逆磁場磁石を導入したそもそもの意図は、主磁石からの漏れ磁場の影響でビームが正しいレーストラック軌道を描かず、そこから生じる不都合を解消する（フィールドクランプ）のが目的であった[3 4 B]。

ここで、ひとつ新たな問題が浮上する。E = 6 MeV のビームを B = 1.2 T の磁場で巡回させると(3.1.4)式より曲率半径  $\rho = 17 \text{ mm}$  となり、周回軌道の大部分が fringing field の領域にかかる。実際の主電磁石の磁極間隙が 10 mm であり、ほぼ同等の漏れ磁場の沁み出し領域(後述の磁場測定結果を参照)を考えると、この状況は不可避である。その際、垂直方向に強い発散力がビームに働くので、その効果を相殺するだけの集束力を導入する必要がある。

結果的には、ビームをほぼ 1 回転させてライナックの軸上に戻す目的で導入した逆磁場電磁石を活用して、主電磁石と逆磁場電磁石の間で上記発散力に打ち勝つ edge focus 力で補償することが可能である。実際の設計においては、この集束力のコントロール、即ち、逆磁場磁石の配置と強さをどう設定するのかがひとつのキーポイントになってくる。最終的には軌道計算（コンピューターシミュレーション）で最適化を行うのであるが、次章で定性的にふれておく。

### 3-5. ターンセパレーション (Turn Separation)

前項で、初回のビーム加速後における主軌道（加速管の軸上）とバックストレートの戻り軌道の間隔  $d$  は、マイクロトロンの基本設計を左右する重要なファクターであることが判った。他方、2 ターン目以降を周回するビームに関しても隣接するバックストレートの軌道間の幅、即ちターンセパレーションには注意が必要である。n ターン目の主軌道と戻り軌道の間隔を  $D_n$ 、主電磁石中での曲率半径を  $\rho_n$  とすると、ターンセパレーション  $d_n$  は以下のように表される (図 3-5-1)。

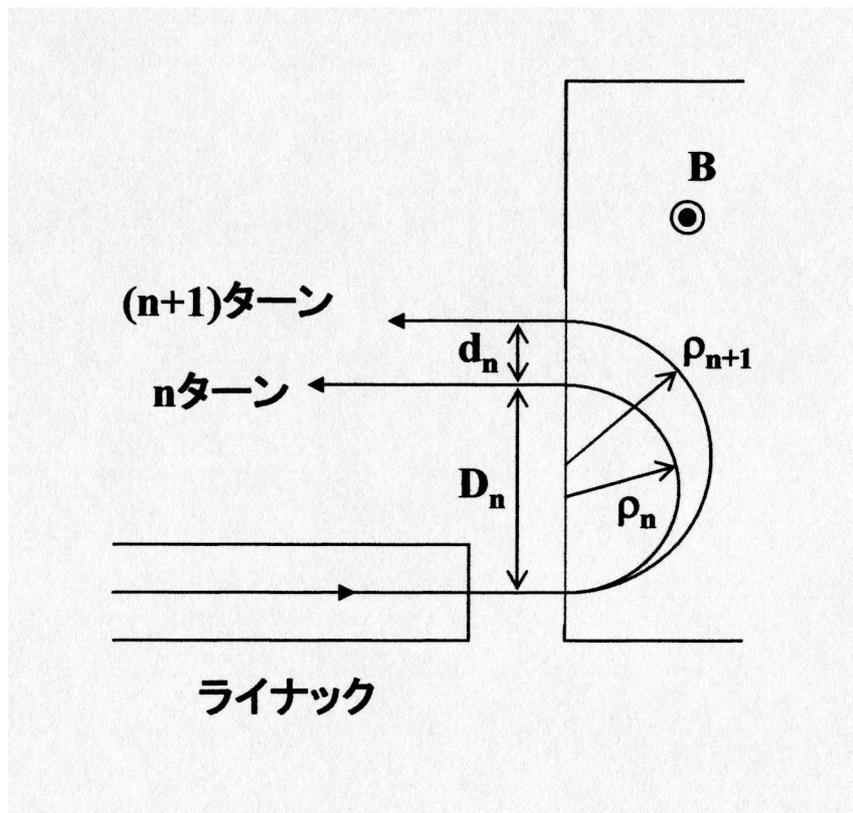


図 3-5-1 周回軌道のターンセパレーション

隣りあった周回軌道の間隔  $d_n$  はターン数  $n$  によらず一定で、 $d = v\lambda/\pi$  と表せる。 $v=1$  の場合、表 3-5-1 の  $d$  と  $\lambda$  の関係から、S バンドの周波数  $f=3$  GHz を選択すると  $d=3.3$  cm となる。これから、マイクロトロン直線部（バックストレート）には 3.3 cm のピッチでビームダクトが並ぶため、物理的にそれを上回る横幅をもつ機器を設置することはできないことがわかる。

$$d_n = D_{n+1} - D_n = 2(\rho_{n+1} - \rho_n) = 2\Delta\rho \quad (3.5.1)$$

$$2\pi\Delta\rho = \nu\lambda \quad (3.5.2)$$

ここで、 $\lambda$ は加速高周波の波長、 $\nu$ は1回の加速で周長がRF波長の何倍長くなるかを示す整数である。上式から、ターンセパレーション  $d_n$  はビームが何周目を周回しているかに依存しないことがわかる。従って、添字  $n$  を省いて、

$$d = \frac{\nu\lambda}{\pi} \quad (3.5.3)$$

と表せる。通常用いられる  $\nu = 1$  の場合について、使用する加速周波数とターンセパレーションの関係を [表 3-5-1](#) に示す。表から、 $f = 3 \text{ GHz}$  の S バンド加速管を使う場合  $d = 3.3 \text{ cm}$  となる。厳密には、エネルギーの低いビームが周回する初期の  $n$  が小さいターンでは、逆磁場磁石の効果でビームが  $180^\circ$  を越えて曲げられるため、 $d$  は少し小さくなる。以上の議論から、マイクロトロンに戻り軌道（バックストレート）の領域には  $d = 3.3 \text{ cm}$  のピッチでビームダクトが並び、物理的にそれを上回る横幅をもつ機器を設置することは困難である。なお、この  $d$  の値は逆磁場磁石が無い場合の主軌道と戻り軌道の間隔に等しい ([図 3-4-1 a](#))。

戻り軌道でビームが横方向にどの程度広がる可能性があるか、推定してみる ([図 3-5-2](#))。3-2 節の位相安定性の考察から  $0^\circ < \phi_s < 32.5^\circ$  を得ているので、単純に安定位相領域の全幅にエネルギー分散  $\Delta E/E$  を持ったビームが広がっている場合を考えてみる。1回の加速でビームが得るエネルギーのばらつき ( $\delta E$ ) は、

$$\begin{aligned} \delta E &= E_{\max} \times (\cos \varphi_{\min} - \cos \varphi_{\max}) \\ &= 0.16 E_{\max} \end{aligned} \quad (3.5.4)$$

ここで、 $\varphi_{\min} = 0^\circ, \varphi_{\max} = 32.5^\circ$  である。名目上の加速エネルギー  $E_{acc} (= E_{\max} / \cos \varphi_s) = 6.0 \text{ MeV}$  に対して、そのばらつきは  $\delta E = 1.0 \text{ MeV}$  に相当する。この  $\delta E$  に対応する曲率半径の差 ( $\delta \rho$ ) は  $B = 1.23 \text{ T}$  のとき  $\delta \rho = 2.74 \text{ mm}$  であるから、戻り軌道で  $\Delta x = 2 \delta \rho = 5.5 \text{ mm}$  の横方向広がりとなって表れる。今回の設計では戻り軌道のビームダクト内径に  $17 \text{ mm}$  を確保しており、十分な余裕をもってこのビーム広がりを吸収できる。

表3-5-1 加速周波数とターンセパレーションの関係

**ターンセパレーション:  $d = \nu \cdot \lambda / \pi$  ( $\nu = 1$ )**

<b>f (MHz)</b>	2856	2450	1300
<b><math>\lambda</math> (cm)</b>	10.5	12.25	23.1
<b>d (cm)</b>	<b>3.3</b>	<b>3.9</b>	<b>7.4</b>
<b>標準空洞径 (cm)</b>	10	12	20

代表的なマイクロ波の周波数について、式(3.5.3)の関係から決まるターンセパレーション  $d$  を一覧表にしたもの。ただし、 $\nu = 1$  に限定している。実際に使用したパラメータは  $f = 2856$  MHz であり、従って1周する毎にビームの周回軌道長はその1波長分  $\lambda = 10.5$  cm だけ長くなってゆく。このときのターンセパレーションが  $d = 3.3$  cm である。

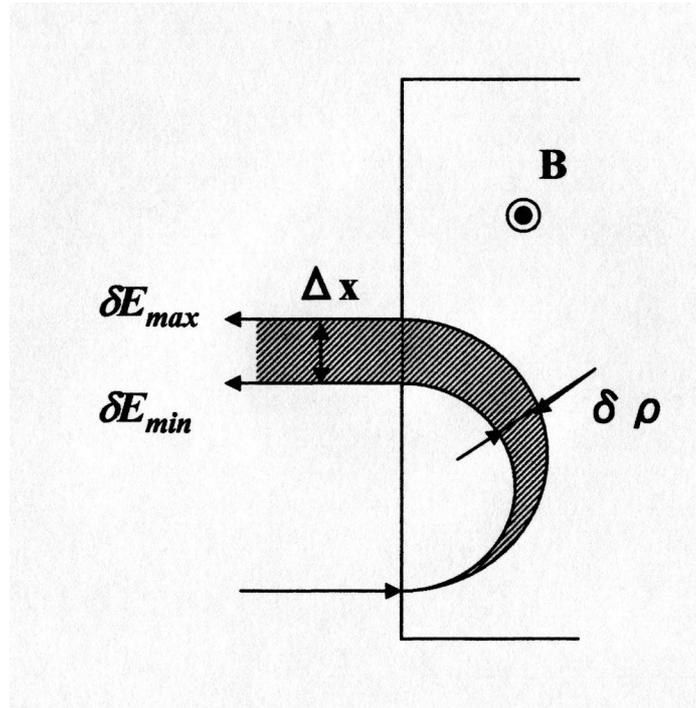


図3-5-2 戻り軌道におけるビームの広がり

戻り軌道でのビームの横方向広がりを考える。 $0^\circ < \phi_s < 32.5^\circ$  の安定相領域一杯に  $\Delta E/E$  が広がったビームを想定すると、1 回当りの加速エネルギーのばらつきは  $\delta E = 1.0 \text{ MeV}$  に相当する。 $B = 1.23 \text{ T}$  であるから、この  $\delta E$  に由来する偏向磁石中での曲率半径の差が  $\delta \rho = 2.7 \text{ mm}$  となり、戻り軌道上で  $\Delta x = 5.5 \text{ mm}$  の横方向広がりに相当する。ちなみに、戻り軌道でのビームダクト内径は  $17 \text{ mm}$  確保されており、十分な余裕がある。

### 3-6. レーストラック型マイクロトロンの特徴 (要約)

これまでの説明でも既に触れたが、時系列的には、まず古典的（円型）マイクロトロンがコンパクトな電子線加速器として登場した[31]。加速エネルギー（ $E \leq 35 \text{ MeV}$ ）に限界があるものの、小型でシンプルな装置であり、主として医療用に今でも活躍している。その後、より高エネルギーの電子線を小型かつ簡便な加速器で得たいという要求から、レーストラック型マイクロトロンが生み出された[35]。

レーストラック型の大半はパルス運転用であるが、一部 CW 運転のものも存在する。両者の比較を表3-6-1に示すが、CW 仕様のレーストラック型マイクロトロンのほうが特殊な存在である。なお、この表に含まれておらず、利用目的がコンベンショナルな円型マイクロトロンの延長線上に位置する 50 MeV のレーストラック型マシンが存在する[36、36a]。最初に Royal Institute of Technology (Stockholm, Sweden) で開発され、その後スウェーデンの企業が医療用に販売し欧州各地の病院に納入されている。これまで累計 10 台ほど製造されているようである。入射系を持たず、電子銃が直接シケーンの側面に付随しており、それだけコンパクトさにおいては優る。この 50 MeV マシンの技術が Lund 大の 100 MeV マイクロトロンのベースになっている。

以下は、シンクロトロンへの入射器として用いられるパルス運転のマイクロトロンについて、ライナックその他の入射器と比較して、その特徴をまとめたものである。

1. **コンパクト**である： 短い加速管で繰り返し加速する。  
例) 150MeV の装置で、Foot Print =  $2 \times 4 \text{ m}^2$  (入射系を除く)
2. 小規模な RF 系：  $P(\text{output beam}) = 150 \text{ MeV} \times 10 \text{ mA} = 1.5 \text{ MW}_{\text{peak}} \rightarrow P_{\text{RF}} < 5 \text{ MW}$   
小容量のクライストロン 1 本で賄えるパワー (簡素化、コストダウンに寄与)
3. **高品質ビーム**が得られる： マイクロトロン自身が Energy Analyzer の機能を果たす。  
 $\Delta E/E$  に上限 ( $\sim 0.1\%$ ) がある一方、大電流加速には不適 ( $I \leq 10 \text{ mA}$  が妥当)
4. ロスビームが少ない： 低放射線発生装置であり、扱いが容易 (遮蔽も比較的簡単)  
大部分のロスは加速初期の数ターンで発生 = 高エネルギービームのロスが少ない。

表 3-6-1 パルス用と CW 用レーストラック型マイクロトロンと比較

運転方法	パルス運転	CW 運転
電流値	$I_{\text{peak}} \leq 10 \text{ mA}$	$I_{\text{av}} \leq 10 \text{ }\mu\text{A}$
エネルギー	$E \leq 100 \text{ MeV}$	$E \leq 850 \text{ MeV}$
段数/サイズ	単段/小型	3 段 Cascade/大型
目的	SR リングへの入射器	原子核実験用
台数	稀ではない	非常に希
実例	Aladdin / Wisconsin[25] MAMI / Mainz[33] MAX- I / Lund[23]	

パルス運転のマイクロトロンが単独で使用される例は医療用の 50 MeV マシンに何台かあるが、それを上回るエネルギー領域では、専らより高エネルギー加速器への入射器として使用される。AURORA、Helios 等に代表される SR リングへの入射器が、その最たる例である。高品質のビームを mA オーダーの強度で取り出して、後段のリングに入射する。入射効率に優れているのが利点である。

一方、CW マシンはこれまで例が少なく、(独) マインツ大の 3 段カスケードマイクロトロンは例外的存在である。マイクロアンペアオーダーの連続ビームを引き出して、カウンター実験などの原子核実験に使用する。エネルギー分解能に優れているという性質は双方に共通の特性である。

## 4. 軌道計算（基本設計）

前章で AURORA の入射器に用いる 150 MeV マイクロトロンの基本パラメータが定まった。ここでは、そのパラメータの下に実施したコンピュータシミュレーションの概要を示す。綿密な軌道計算でビームの振舞いを解析することにより、設計の手法を確立できた。ただし、元来大電流を加速する装置ではないので、マイクロトロン本体のシミュレーションに際して空間電荷効果は考慮されていない。本章では触れていないが、ビームのエネルギーが低い ( $E \leq 100$  keV) 入射系の計算に使用したコード EGUN[37]、PARMELA[38]では、その点が考慮されている。

この 150 MeV マイクロトロンに先行して、既に稼動中であった 2 台の 100 MeV マイクロトロン、即ち Lund 大（スウェーデン）の小型 SR リング MAX-I の入射器と Wisconsin 大（米）の 1 GeV リング Aladdin の入射器用マイクロトロンにおいても、製作に際してそれぞれ独自の軌道計算が行われている[39, 26]。以下に述べるシミュレーションでは、既存の 100 MeV マイクロトロンの計算を参考にしつつ、精度の点で上回る解析結果が得られるように配慮した。ほぼ共通の基本パラメータを使用しているにも拘らず、加速エネルギーを 100 MeV から 150 MeV に 5 割増加させるため、設計上の難易度が倍増するためである[31]。

### 4-1. 計算コード“mic”の概要

150 MeV マイクロトロンの設計にあたっては、新たに独自のシミュレーションコード“mic”を作成した[40]。軌道計算コード“mic”の詳細については附録3に記載しているので、特徴・要点のみを以下にまとめておく。

- 1) 計算の体系（領域）：入射系と切り離して、ビームが周回するマイクロトロン本体部分をシミュレーションする。入射系は別途計算して、その結果を“mic”の入力条件に反映させてマッチングをとる。
- 2) 計算方法：個々の電子が、予め定義された種々のコンポーネント中を次々と運動しながら進んでゆく方式で実行する。Drift space を除く各コンポーネント中の運動は、10

段 8 次の Runge-Kutta 法 [4 1] を用いて運動方程式を数値的に積分することでトレースしてゆく。

- 3) コンポーネント (構成要素) : 何種類かのデバイスを定義して使用する。個々のデバイスの定義にはいくつかのパラメータを使用する。例えば、デバイスが Q 磁石の場合、磁場強度・磁極長・磁場範囲 (sharp edge) の 3 個のパラメータで、その特性が定義できる。重要なデバイス即ちキーコンポーネントは、a) ライナック、b) 主磁場と逆磁場の組合せ (磁場データを重畳してひとつの要素とみなす) の 2 点である。これらの元になる分布は、静磁場の場合は POISSON [4 2] で、電磁場は SUPERFISH [4 3] で計算して求めておく。
- 4) ビームの初期条件 : 個々の電子の状態を 7 個のパラメータ ( $x, y, z, \beta_x, \beta_y, \beta_z, \phi$ ) で定義する。通常、初期状態を位相空間の Twiss パラメータで与えて、ランダムに所定の個数の電子を発生させる。このとき、入射系から得られた条件を考慮して整合性を取っておく。
- 5) 計算結果 : 最後まで加速された全電子の上記 7 次元位相空間の情報が記録される。加速 (周回) 途中で電子が失われた場合は、その時点までの情報が残る。個別の電子毎に情報が細分化されているから、通常はこの生データを処理するポストプロセッサを用意し、輸送効率やエミタンスのような必要情報を抽出する。ビームロスの判定は、境界が設けられているコンポーネントを電子が通過中、そのリミットを越えたかどうかでなされる。RF 空洞のボア ( $r = 5 \text{ mm}$ ) や主電磁石の間隙 ( $z = \pm 5 \text{ mm}$ ) などが境界の一例である。

#### 4-2. 設計計算のプロセス

実際にシミュレーションコード“mic”を使って 150 MeV マイクロトロン of 具体的なパラメータを決めてゆく手順について述べる [4 4]。前提条件は以下に示す単純なものである。

- 1) 入射系は本体系の周回軌道とは切り離し、独立な検討項目とする。従って、電子をトラッキングする出発点は加速管の入口 (シケーン側) である。
- 2) 入射ビームの初期条件を設定する。入射系とマッチングをとるための基本パラメータ

はエミタンス( $\epsilon_x, \epsilon_y$ ) =  $60 \sim 100\pi$  mm·mrad とエネルギー $E_{inj} = 80 \sim 120$  keV である。入射系でバンチャーを使用する場合は、 $\Delta p/p = \pm 0.013$  の運動量分散の項が加わる。

### I. 1 ターン目 (初回の加速) :

ライナックで初回の 6 MeV 加速 (注 : 名目 6 MeV であり、実際は異なる。特に初回の加速時に乖離が大きい) を受けたビームについて、Longitudinal 位相空間での最適化と Transverse における同様の最適化を、折り返し (U ターン) ビームの状況をみながら行う。

Longitudinal 位相空間における最適化は、ゼロエミタンスのビームで行う。初期条件で電子を  $360^\circ$  の全位相空間に分布させ、ライナックで名目 6 MeV 加速する。そして、逆磁場と主磁場で旋回して折り返ってくるビームが 2 ターン目の最適加速位相でライナックに戻ってくるように調整する。このとき、エネルギー分散が小さく、かつ広い初期位相幅が得られる条件を求める (図 4-2-1)。主たる調整パラメータはライナックと主磁石間の距離である。主磁石の磁場は  $B = 1.23$  T に、RF 空洞の電界強度は 2 ターン目以降の同期粒子のエネルギー利得が  $E = 15$  MeV/m の比率になるように固定しておく。1 ターン目の最適化と 2 ターン目以降の周回ビームの同期条件を両立させるためである。

Transverse 方向の最適化に関して、戻りビームに要求される条件は以下のとおりである。

- 1) 所望のエネルギーのビームがライナックの軸上に(最小の変位で) 戻ってくること。
- 2) 垂直方向の集束が保たれていること。
- 3) 必要なアクセプタンス ( $>100\pi$  mm·mrad、特に水平方向) を確保できること。

最大のポイントは垂直方向の集束である。他が Longitudinal 方向の最適化と密接に関係するのに対し、この問題は Transverse 方向独自のものである。調整パラメータは逆磁場に関する以下の 3 点である。

- 1) 位置 ( $y$ )、または主磁石との間隔 ( $d$ )
- 2) 磁場強度 ( $B_{rev}$ )
- 3) 磁極長 ( $l_{rev}$ )

本章では軌道計算で定義した座標系 (附録 3 の図 A.3-1) を使う。加速管の軸を  $y$  軸

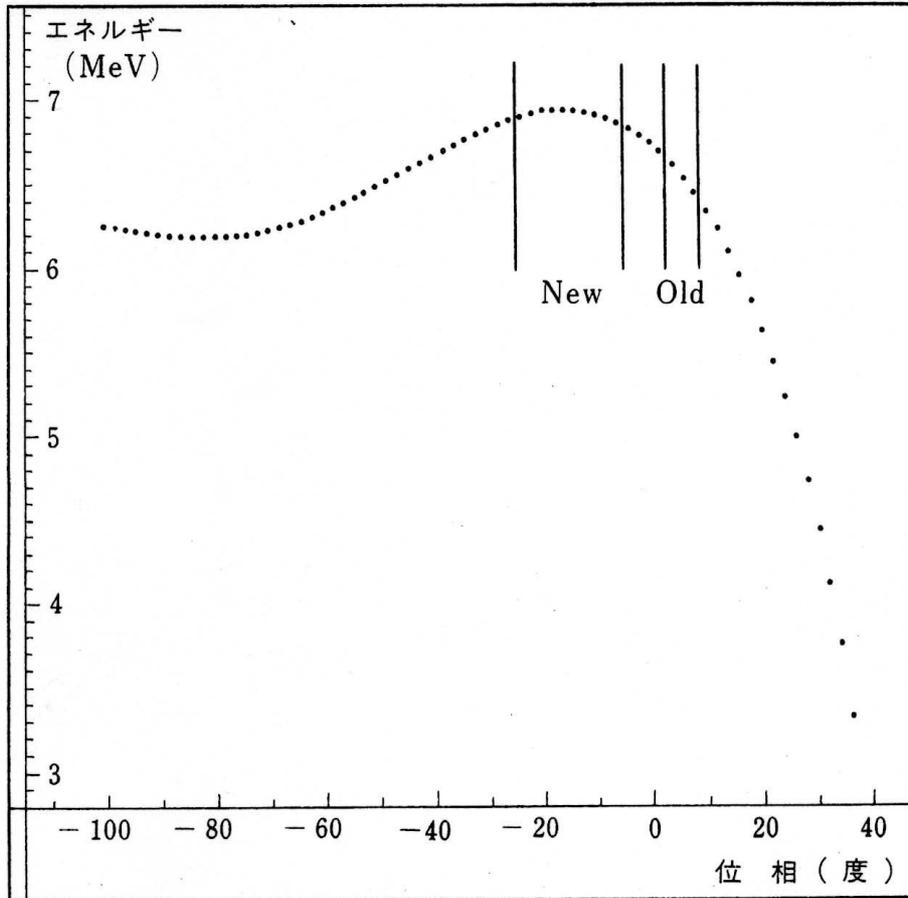


図4-2-1 ビームの初期位相と初回に得る加速エネルギーの関係

横軸は加速 RF の位相である。ライナックの入口に入射ビームが到達したとき（注：周回軌道の計算を開始する出発点である）の RF の位相を示す。ここでライナック入口（計算の出発点）とは、加速管の内側端面から外へ  $\lambda/2$  シフトした点をいう（実物の加速管の物理的な外端部に一致する）。縦軸が初回に加速された後のビームエネルギーである。名目の加速エネルギー 6 MeV/turn に対し、実際の初回加速エネルギーはそれを上回り最大 6.9 MeV になることがわかる。ビームを 150 MeV まで加速するために有効な領域は、トップに近い比較的平坦な部分（図中 New と表示）である。図から有効な初期位相の範囲が  $20^\circ$  程度とわかる。

なお、図中 Old とあるのは初期の使用領域、すなわちビーム調整で微弱な電流値しか得られなかった改良前のマイクロトロンで使用していた位相領域である。改良前と改良後で有効位相領域が大幅に改善していることが見て取れる。

にとり、2 ターン目以降にビームが加速される方向を正の向きとする。垂直方向に z 軸をとり上方が正の向き、x 軸は主電磁石の端面に平行にとり入射系のある側からビームの引き出される方向が正の向きである。最適化で得られた逆磁場のパラメータ値を以下に示す。

- 1) 主磁石と逆磁場中心との距離 :  $d = 80 \text{ mm}$
- 2) 磁場強度 :  $B_{\text{rev}} = 0.30 \text{ T}$
- 3) 磁極長 :  $\ell_{\text{rev}} = 10 \text{ mm}$

メディアンプレーンから垂直方向に 2 mm 変位した位置で、逆磁場磁石に水平に入射されたビームの軌跡をみると、垂直方向の集束力が十分であるとわかる (図 4-2-2)。因みに、マイクロτροンの垂直方向アパーチャは最小の箇所が 10 mm であり、主磁場内部 (gap 10 mm がそのままビームアパーチャに相当) および逆磁場内部のビームダクトや RF 空洞のボア  $\phi 10 \text{ mm}$  がこれに該当する。戻り軌道など、一般のビームダクトでは  $\phi 17 \text{ mm}$  以上のアパーチャが確保されている。

## II. U ターンビームの垂直方向集束 :

主磁場が  $B = 1.23 \text{ T}$  であるから、 $E = 6.9 \text{ MeV}$  のビームは、

$$E (\text{GeV}) = 0.3B \cdot \rho (T \cdot m) \quad (4.2.1)$$

の関係から、(端面近傍の) 主磁石内部を  $\rho = 19 \text{ mm}$  の曲率半径で旋回する。主磁石の端面と逆磁場磁石の磁極中心間の距離が 80 mm であるから、U ターンビームの軌道を平面上にトレースすると図 4-2-3 になる。図は fringe field の領域を sharp edge で近似しているの、主磁石端面から 10 mm の effective boundary と記された境界まで、主磁場  $B = 1.23 \text{ T}$  が張り出している。Fringe field のしみ出し分は磁場測定の結果 (図 4-2-4) をもとに見積ることができ、sharp edge 近似で 10 mm 相当であることが図からわかる。この量は主磁石の gap 10 mm に等しく、磁場のしみ出し量は磁極間隙にほぼ等しいという一般の見解と合致する。Fringe field 領域を sharp edge で近似しておき、 $\rho = 19 \text{ mm}$  の曲率中心を定めると磁場のしみ出し領域 10 mm の中間 (pole edge と effective boundary の中点) にくる。軌道計算の結果 (図 4-2-2) をみると、pole edge から 14 mm 主磁石内部にまで U ターンビームが進入しており、本図とよく一致することから、上記の漏れ磁場評価とそれに基づくビーム軌道の解析が適正であると判断できよう。

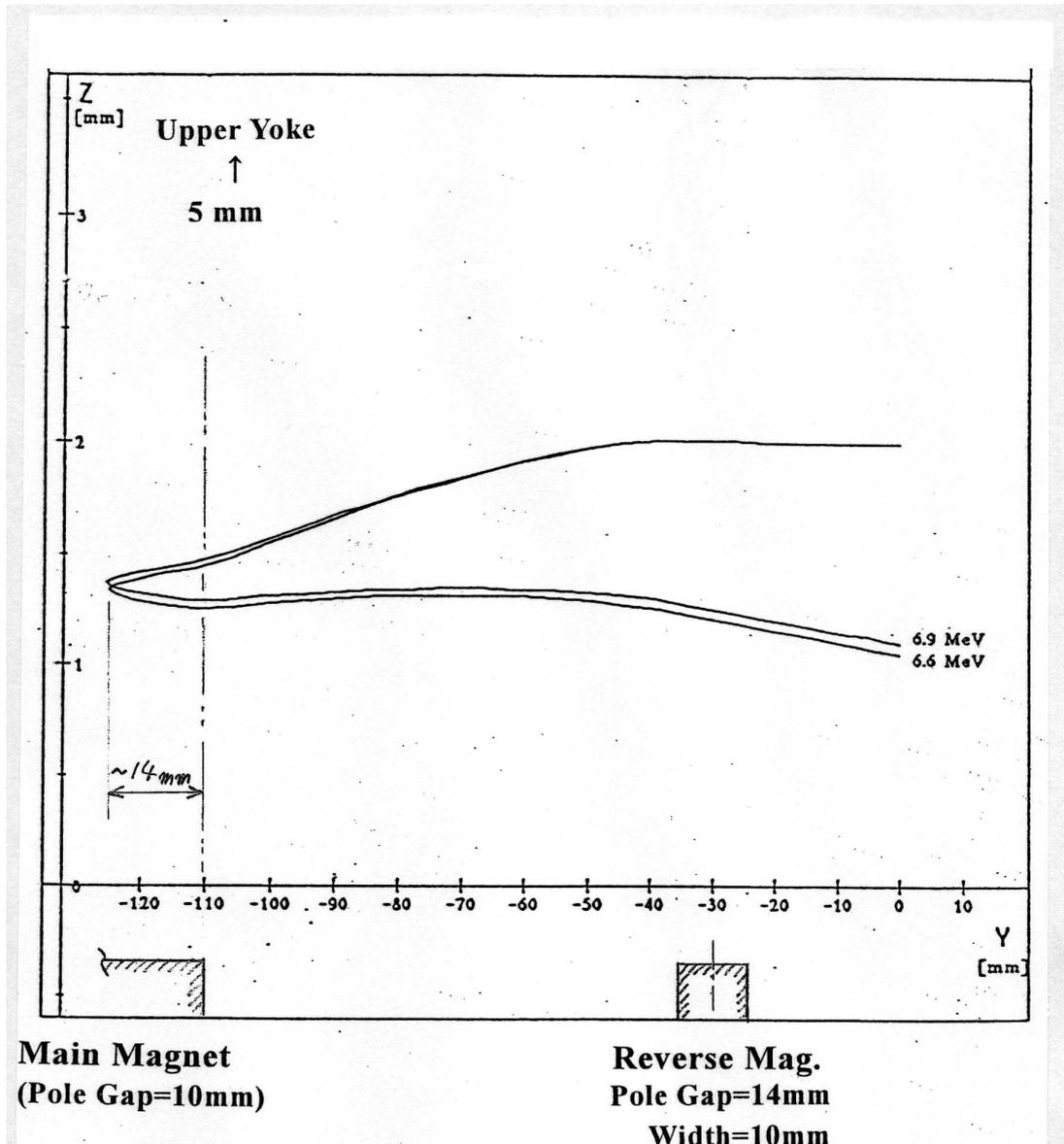


図4-2-2 Uターンビームに対する垂直方向の集束

逆磁場に対して、median plane から垂直方向に2 mm 変位した位置で水平に入射されたビームの軌跡を示す。最大エネルギー6.9 MeV を有するビームを基準に、約5%のエネルギー差があっても集束条件には殆ど差がみられない。ビームはUターン時に主磁石の端面から約14 mm 内部まで進入している。最適化後の3種の逆磁場パラメータは、1) 主磁石から逆磁場中心までの距離=80 mm、2) 逆磁場強度=0.30 T、3) 磁極幅=10 mm である。なお、垂直方向のアップーチャは磁極間隙の値に関係なく、主磁石・逆磁場磁石ともに同じ(±5 mm) である。

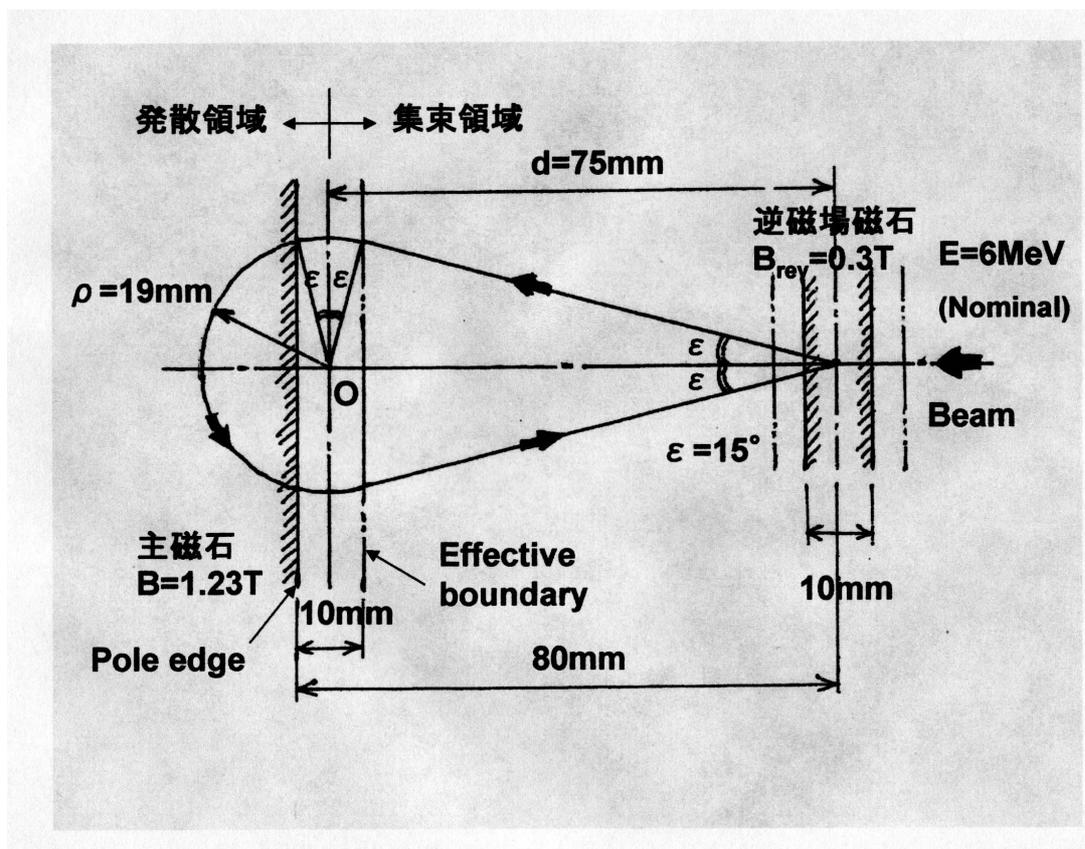


図4-2-3 Uターンビームの軌道（水平面内）

初回加速後の6 MeV ビーム（実際は6.9 MeV）の軌道を示す。逆磁場( $B_{\text{rev}} = 0.3 \text{ T}$ )で曲げられ ( $\epsilon = 15^\circ$ )、斜めに主磁場の fringe field に入射されることにより、垂直方向に集束・発散力(edge focus/defocus)を受ける。通常は edge focus の入射条件であるが、ここでは電子の主磁場中での曲率半径( $\rho = 19 \text{ mm}$ )が小さ過ぎて、fringe field 領域(sharp edge 近似で主磁場の磁極端面から10 mm のしみ出しに相当) で既に edge defocus の状態になってしまう。図中、fringe 領域を集束と発散双方の領域に区別して、このことを示す。これら垂直方向に対する集束・発散力のバランスを適正に保つことがUターンビームの設計に求められる。

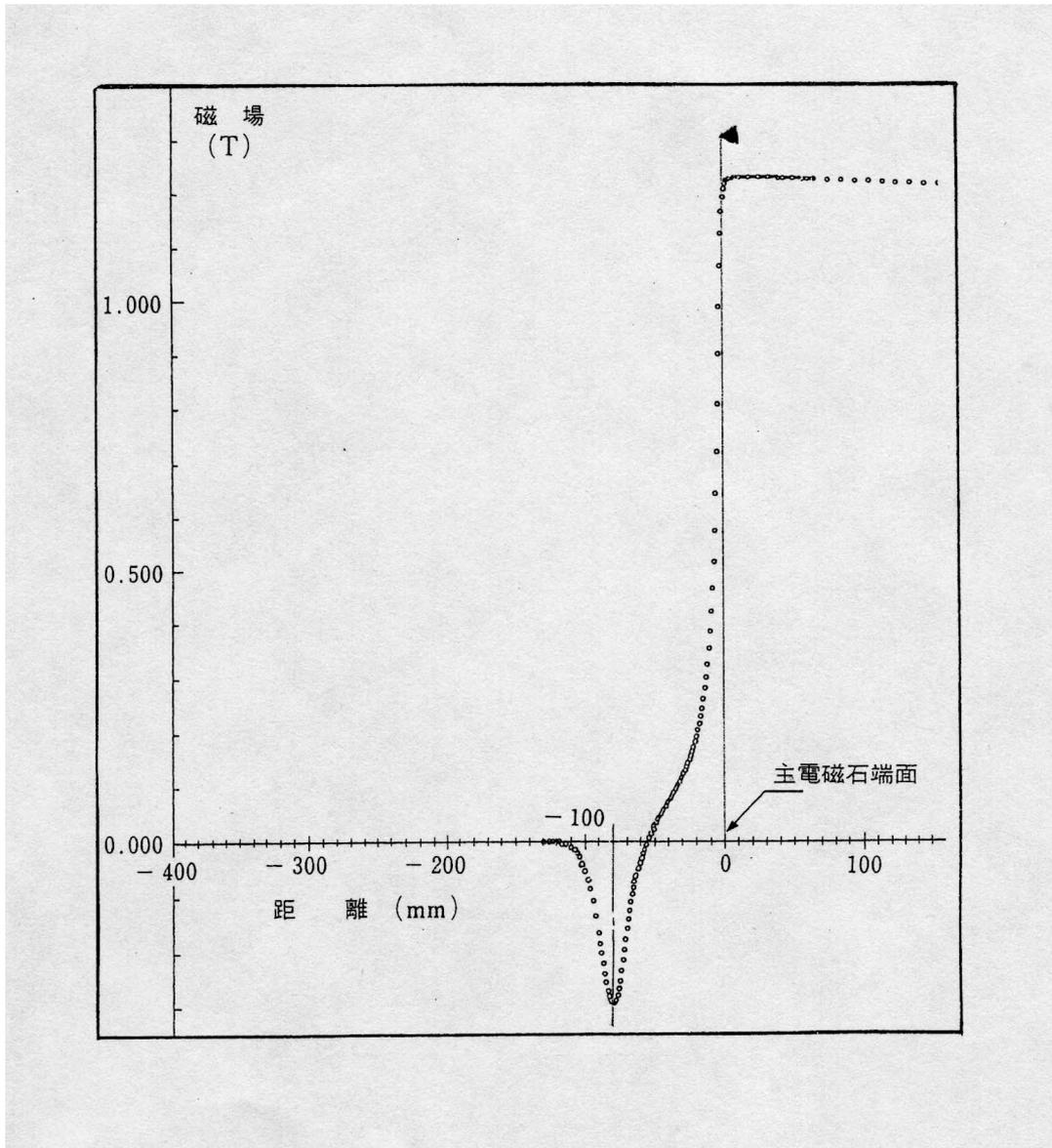


図4-2-4 主磁場及び逆磁場の分布状況

U ターンビームの軌道を示す図と向きが逆であるが、主電磁石と逆磁場電磁石をアセンブルし、一括して磁場測定を行った結果である。逆磁場磁石の中心は主磁石端面から距離 80 mm のところに位置している。主磁場と逆磁場の強さは、それぞれ 1.23 T と 0.3 T である。図から、主磁場のしみ出し量は gap 幅相当の 10 mm、逆磁場のもれ量は磁極長に等しい 10 mm と、それぞれ見積もることができる。

逆磁場の fringe field についても同様のことが言える。ビームエネルギー  $E = 6.9 \text{ MeV}$ 、逆磁場強度  $B_{\text{rev}} = 0.30 \text{ T}$  のとき、(4.2.1)式より  $\rho_{\text{rev}} = 77 \text{ mm}$  であるから、[図 4-2-3](#) で  $\varepsilon = 15^\circ$  になるための逆磁場の実効長 (effective length) を求めると、

$$\ell_{\text{eff}} = \rho \cdot \varepsilon = 0.020 \text{ m} \quad (4.2.2)$$

が得られ、実際の磁極幅  $10 \text{ mm}$  に対して有効長は2倍の  $20 \text{ mm}$  でなければならない。[図 4-2-4](#) の磁場分布をみると、まさしく逆磁場の実効長が  $20 \text{ mm}$  相当になっていることがわかる。

[図 4-2-3](#) を基に edge focus/defocus の効果を調べてみる。逆磁場によるビームの曲げ角を  $\varepsilon$ 、逆磁場中心とビームの曲率中心  $O$  の間の距離を  $d$  として、edge focus の効果を thin lens 近似すると、vertical 方向の transfer matrix  $M_v$  は通常、

$$M_v = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon}{\rho} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{d} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.3)$$

と表される。 $\varepsilon = 15^\circ (> 0)$  より、集束力として働く。ここで、

$$\tan \varepsilon = \frac{\rho}{d} \quad (4.2.4)$$

の関係を用いた。通常の edge focus 効果であれば、

$$M_v = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.5)$$

であるから、 $f = d$  の関係が得られる。即ち、主磁石と逆磁場磁石間の距離が edge focus による垂直方向集束力の焦点距離とほぼ等しくなっている筈である。

ところが現実には主磁石の fringe field において、曲率中心  $O$  を境に主磁石端面から遠い領域と端面に近い領域でビームに働く力が反転し、集束力が発散力に変化する (図中、集束領域と発散領域で区別している)。従って、上のような単純な edge focus の取り扱いが適用できないことは明らかである。曲率中心  $O$  が pole edge と effective boundary の中間点に位置していることから、直観的には fringe field における集束・発散効果が同等に分布していると見なせるであろう (ビームシミュレーションの結果からも、そう判断できる)。

一定の拘束条件(3.1.7)の下にある主磁場の強さとビームの加速エネルギーを決めれば、

この集束・発散のバランスはひとえに逆磁場磁石の位置と強度に依存することが図からわかる。なお、主磁場端面から内部に進入した後は、垂直方向に働く発散力が大きくないことも図4-2-4の磁場分布から見て取れる。主磁石の gap が 10 mm と狭いため、fringe field の立ち上がりが急峻で、端面の内側ですぐさま  $B = 1.23 \text{ T}$  の最大磁場に達するためである。勿論、 $n$  値による集束力が有効なほど内部に入り込むわけでもない。以上の議論から、主電磁石の **gap = 磁極間隙** が、マイクロトロンの設計上重要なファクターのひとつになっていることが理解できる。

Fringe field 領域で集束・発散力がバランスしていると見なせる場合の transfer matrix  $M_V$  を考えてみる。図4-2-3でビームは角度 $(\pi+2\varepsilon)$ だけ回転して戻ってくる。このとき、垂直方向の集束力は最初に角度  $\varepsilon$  だけ回転する際に生じ、発散力（の大半）は更に角度  $\varepsilon$  だけ回転するときに発生する。いずれも fringe field での議論であり、その後、磁極端面から奥に進入する際にビームの受ける（発散）力は小さく、ここでは無視する。

$$M_V = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon}{2\rho} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2\rho\varepsilon \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon}{2\rho} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \rho(\pi - 2\varepsilon) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon}{2\rho} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2\rho\varepsilon \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon}{2\rho} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.6)$$

$$M_V = \begin{pmatrix} 1 - O(\varepsilon^4) & (\pi + 2\varepsilon)\rho - O(\varepsilon^2) \\ -\frac{\varepsilon \tan^2 \varepsilon}{\rho} - O(\varepsilon^5) & 1 - O(\varepsilon^4) \end{pmatrix} \quad (4.2.7)$$

上で、edge focus/defocus の領域を折半して繰り入れた。 $m_{21}$  には  $\varepsilon (< 1)$  の高次項（3次以上）しか現れず、小さな値しかとり得ない。従って、焦点距離  $f = 1/m_{21}$  は長くなり、全体として集束・発散効果が互いに打ち消しあう理想の形である。

なお、主磁石の fringing 領域での作用とは独立に、逆磁場磁石への入出射時に以下の垂直方向集束力が存在する。

$$M_V = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon}{\rho_{rev}} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{rev}} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.8)$$

$\varepsilon = 15^\circ$ 、 $\rho_{rev} = 77 \text{ mm}$  であるから、焦点距離  $f_{rev} = 290 \text{ mm}$  の凸レンズを往復時に通過していることに相当する。図4-2-3の軌跡から、主磁場の集束・発散効果がほぼバランスし

ており、最終的に U ターンビームが復路に逆磁場から受ける集束効果だけが残ると解釈するのが妥当であろう。

水平方向には基本的に集束・発散の効果がない。Transfer matrix  $M_H$  を考えてみると、

$$M_H = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon}{\rho} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta \\ -\frac{\sin \theta}{\rho} & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon}{\rho} & 1 \end{bmatrix} \quad (4.2.9)$$

ただし、 $\theta = \pi + 2\varepsilon$  である。 $\varepsilon = 15^\circ$ ,  $\rho = 19\text{mm}$  で実際に計算すると、

$$M_H = \begin{pmatrix} -1 & \delta(=-0.01) \\ \delta(=-0.005) & -1 \end{pmatrix} \quad (4.2.10)$$

となり、以下の鉛直入射時の  $M_H$  と差が無い（前章の(3.3.10)式を参照）。

$$M_H = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4.2.11)$$

### III. 2 ターン目とその後 :

2 ターン目固有の問題として、ターンセパレーション ( $d_{2\text{nd}}$ ) に注意する必要がある。図 3-4-1b) でわかるように、2 ターン目の戻り軌道を進む際、電子がライナックの側壁を通過する。図では 2 ターン目戻り軌道とライナック側壁との間に十分余裕があるように見えるが、事実は異なっており、水平方向のアーチャーを確保するために特別な工夫を施している。名目上の 2 ターン目ビームエネルギー  $E = 12 \text{ MeV}$  に対するターンセパレーションは  $d_{2\text{nd}} = 65 \text{ mm}$  であり、一方、加速管の寸法は外周半径が  $R_{\text{cav}} = 51 \text{ mm}$  であるから十分クリアすると思うが、逆磁場が  $d_{2\text{nd}}$  を小さくする方向に働くので、容易ではない。実際には 2 ターン目エネルギーが  $E = 12.7 \text{ MeV}$  と高めになっており、多少楽な筈であるが、なお現実には加速管の側面、軸中心から  $R_{\text{cav}} = 51 \text{ mm}$  の点を中心に  $\phi 10 \text{ mm}$  の切り欠きを設けることにより、十分なアーチャーを確保している。

Longitudinal 位相空間で最適化が必要な事項は、各ターンで適正に名目上  $E_{\text{acc}} = 6 \text{ MeV}$  の加速を受けられるように考慮することである。調整パラメータは左右の主磁石間距離である。この距離は RF の半波長  $\lambda/2$  の整数倍の自由度があり、最終的に主電磁石間の距離の絶対

値を決める要因は別に存在する。 $\beta$  関数の振幅を抑え、ビームサイズを大きくしないという意味からは、この主磁石間距離は小さいほうが望ましい。しかしながら、加速管、シケーン、Q 磁石、ステアラ、モニター等の各機器を実装するためのスペースを確保する必要があり、設計上のトレードオフである。

Transverse 位相空間に関しては、水平方向の集束条件のみ調整が可能である。パラメータは Q シングレット (QF) であり、主軌道であるライナックの軸上、シケーン近傍に置かれている (図 3-1)。マイクロトロン本体にあって、水平方向の集束力を与える唯一のコンポーネントである。磁極長 20 mm の小型四極電磁石を想定し、シミュレーションは磁場勾配  $dB/dx = 1\sim 2$  T/m で実施した。集束力はビームエネルギーに反比例するので、最低エネルギーの 6 MeV ビームに対して over focus にならぬように設定する必要がある。従って、高エネルギー領域では集束力が最適といえるほど十分な強度は必ずしも得られない可能性がある。計算結果から判断すると、規格化エミタンスが保存されるようであり、従って実際のエミタンスは  $1/\beta\gamma$  (相対論的  $\beta\gamma$ ; 附録 3 の表 A. 3-1 参照) で縮小し、ビームサイズが加速とともに小さくなってゆくのので実用上問題はない。

垂直方向の集束は、初期の数ターン ( $\leq 5$  ターン) が edge focus 主体である。ただし、集束力がエネルギーの二乗に反比例するため、加速とともに主磁場の磁場勾配  $dB/dx = -0.14$  T/m による弱集束の原理に基づく集束力が主体になってくる。こちらはエネルギーに依らず常に一定の集束力が維持できる (前章(3.3.9)式)。なお、垂直方向に関して 2 ターン目以降で調整可能なパラメータはない。もし、どうしても変更が必要となれば、主電磁石の磁場勾配を再設定するところまで遡る必要がある。全てをリセットして、新たに U ターンビームの再調整に立ち戻ることになる。ここに述べる 150 MeV マイクロトロン以外に、 $E = 50\sim 300$  MeV の範囲で幾種類か類似の軌道計算を実施済であるが、常に磁場勾配は  $dB/dx = -0.14$  T/m の値を使用し、特に変更の必要性を感じたことはない。

#### IV. $\beta$ 関数 :

シンクロトロンと違って、厳密にはマイクロトロンに Closed orbit は存在しないが、その概念は有効である。あるエネルギーのターン数まで周回させた時点で加速を中断できれば、理論上は同一軌道を周回させることができ、Closed orbit を構成できる。加速することなく特定のターンを周回し続けるビームを想定して、ベータトロン運動を調べた。水平・垂直

両方向について、得られた  $\beta$  関数を [図4-2-5](#) に示す。図で水平方向の  $\beta$  関数 ( $\beta_x$ ) をみると、ビームエネルギーの増加に従って増大しているのがわかる。これは Q 電磁石の集束力がビームのエネルギーに反比例して弱くなってゆくためである (前章(3.3.3)式)。対して、垂直方向の  $\beta$  関数 ( $\beta_z$ ) は異なった振る舞いをする。初期の数ターン、即ち edge focus が主体の集束力の領域では、集束力がエネルギーの二乗に従って減少するため、 $\beta_z$  は急激に増大するが、数ターンもすれば主磁場の  $n$  値による集束力が主体の領域に移り、集束力がエネルギーに依存しなくなる (前章(3.3.9)式)。このため、 $\beta_z$  は一定の値に近づいている。

Edge focus の集束力とビームエネルギーとの関係を見ておく。先の U ターンビームの解析でみたように、edge focus 力の焦点距離は以下の式で表される。

$$\frac{1}{f} = \frac{\tan \varepsilon}{\rho} \quad (4.2.12)$$

[図4-2-3](#) でわかるように、逆磁場でビームが曲げられる角度  $\varepsilon$  はビームのエネルギーが大きいほど小さく、逆にビームの曲率半径  $\rho$  はエネルギーに比例して大きくなる。従って、焦点距離がエネルギーの二乗に比例して長くなり、集束力がエネルギーの二乗に反比例する理由が理解できる。

マイクロトロン の 周 回 軌 道 全 体 に わ た る  $\beta$  関 数 の 変 動 の 様 子 を 見 て お く。 [図4-2-6](#) は 20 ターンを例にとり、1 周にわたる  $\beta$  関数の変化を描いたものである。QF の強さは  $K = 1.0 \text{ T/m (100 G/cm)}$  である。これまでの議論からわかるように、マイクロトロンは弱集束方式の加速器といえることができる。すると  $\beta$  関数の変化は小さい筈であり、図からその緩やかな変化の様子が理解できる。

ここで、シミュレーションで得られた [図4-2-5](#) の  $\beta$  関数と比較するために、ある程度ビームエネルギーの高い領域に限定して、thin lens 近似を使って  $\beta$  関数を見積ってみる [34]。

まず、Twiss parameter を使ってエミタンスと  $\beta$  関数の関係を示す。

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad (4.2.13)$$

( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ) には以下の関係がある。

$$\beta\gamma = 1 + \alpha^2 \quad (4.2.14)$$

$$\alpha = -\beta'/2 \quad (4.2.15)$$

Transfer matrix M は、

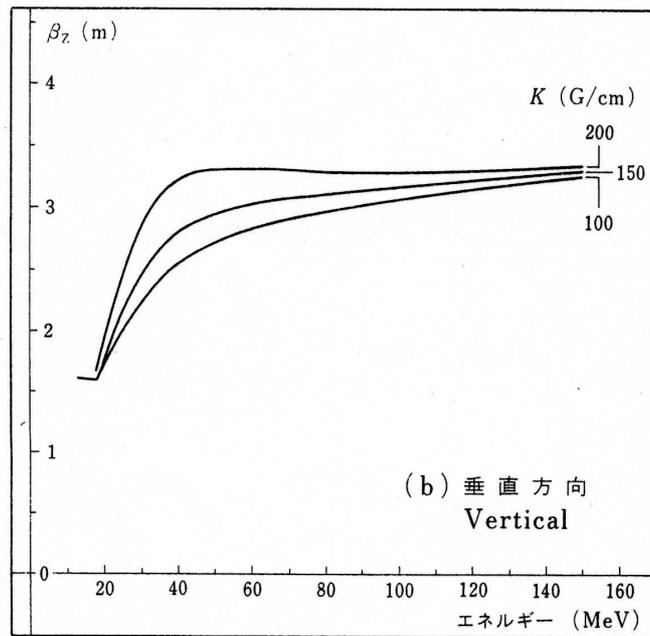
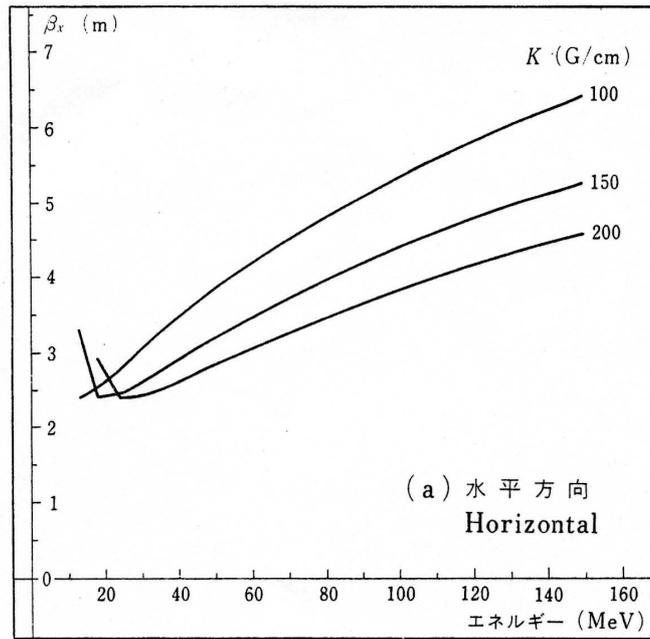


図4-2-5  $\beta$  関数とビームエネルギーの関係、及びそのQ電磁石依存性

各ターンで closed orbit を想定し、ライナック出口から 10 cm の点での  $\beta$  関数を示す。 $\beta_x$  がビームエネルギーの増加に伴って増大するのは QF の集束効果が減少するため[図(a)]。対して、 $\beta_z$  は最初の数ターン、edge focus の集束力が主体の領域では集束効果がエネルギーの二乗に反比例して減少するため、急激に増大する。しかし、主磁場の  $n$  値による集束力が有効な領域になると集束力がエネルギーに依存しないため、 $\beta_z$  は一定値に近づいている[図(b)]。また、QF を強くし過ぎると、最初の数ターンで over focus になる兆候がみられる。

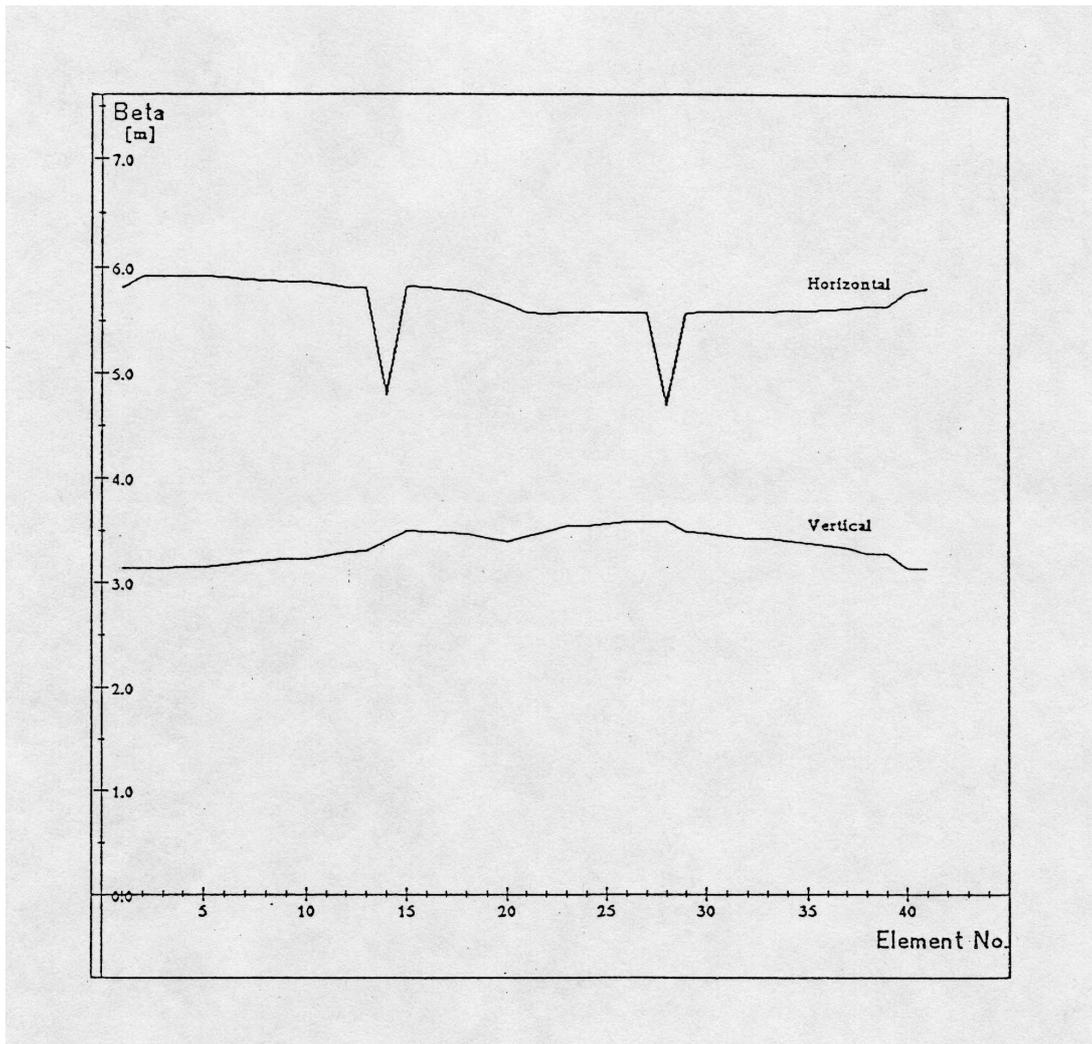


図4-2-6 β関数の一周にわたる変化

20 ターンを例に、マイクロトロンの1周全体にわたる水平・垂直両方向のβ関数の変化の様子を示す。水平・垂直両方向ともに変化が緩やかであることがわかる。水平方向の集束要素 QF の強さは  $K_x = 1.0 \text{ T/m (100 G/cm)}$  である。横軸は軌道計算時に用いた要素 (エレメント) の順序に従って表示しており、距離を表しているわけではない。x 方向のβ関数に見られる2カ所の dip は、主電磁石を  $90^\circ$  旋回した中央部で生じる水平方向のウエスト (節) に対応している。全要素数は 42 個 (No.0~41)、左右の主電磁石中央部の要素 No. が各々 14、28 である。No.15~27 が戻り軌道 (バックストレート) 側のエレメントであり、ライナックのある主 (加速) 軌道側には No.29~41, 0~13 がある。

$$M = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ -\gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \quad (4.2.16)$$

$\mu$  は一周期( $L_s$ )における位相の進みで、

$$\varphi(s + L_s) = \varphi(s) + \mu \quad (4.2.17)$$

チューン  $Q_V$ 、 $Q_H$  とは以下の関係にある。

$$Q = \frac{\mu}{2\pi} = \frac{\varphi(s + L_s) - \varphi(s)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \varphi(s) ds \quad (4.2.18)$$

### <垂直方向>

高エネルギー領域では  $Q$  シングレット (QF) の発散力が小さくなっており、ここでは簡単のためにその効果を無視して考える。すると、一周にわたる垂直方向の運動に関する要素は2個の  $n$  値を有する偏向電磁石だけである。従って、今周長を  $C$  としたとき、運動の周期長は  $L = C/2$  となり、垂直方向の transfer matrix  $M_V$  は以下のようなになる。

$$M_V = \begin{pmatrix} 1 & L/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_v & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.19)$$

$$M_V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{L}{2f_v} & L - \frac{L^2}{4f_v} \\ -\frac{1}{f_v} & 1 - \frac{L}{2f_v} \end{pmatrix} \quad (4.2.20)$$

図4-2-6にみられるように、 $\beta$  関数の変化が緩やかなので  $\beta' \sim 0$  と見なせる。すると、 $\alpha = 0$ 、 $\beta\gamma = 1$  となり、(4.2.16)式から  $\alpha, \gamma$  を消去できる。また、マイクロトロンが弱集束リングと見なせることから、チューンが  $Q_V, Q_H \ll 1$ 、即ち phase advance  $\mu \ll 1$  の関係を得て、matrix  $M$  は以下の簡単な形になる。

$$M = \begin{pmatrix} \cos \mu & \beta \sin \mu \\ -\frac{\sin \mu}{\beta} & \cos \mu \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 & \beta\mu \\ -\frac{\mu}{\beta} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.21)$$

式(4.2.20)の  $M_V$  のふたつの項  $m_{12}, m_{21}$  との対応から、

$$\beta_z^2 = L \cdot f_z - \frac{L^2}{4} \quad (4.2.22)$$

と、 $\beta$  関数を周期長と集束要素の焦点距離で表すことができる[34]。前章の(3.3.9)式で求

めた  $f_z = 4.4 \text{ m}$  と、 $E = 120 \text{ MeV}$  (= 20 ターン) での周長  $C = 5.2 \text{ m}$  から決まる  $L = C/2 = 2.6 \text{ m}$  とを代入すると、 $\beta_z = 3.1 \text{ m}$  を得る。これは、[図 4-2-6](#) の  $\beta$  関数 ( $\beta_z$ ) と良く一致する。

### <水平方向>

水平方向の  $\beta$  関数 ( $\beta_x$ ) について計算する。水平方向の集束要素は全周に 1 個の Q シングレット (QF) がライナックの軸上にあるだけで、周期性がない。従って、一周全体にわたる transfer matrix  $M_x$  を考える。計算の便宜上、対称性を良くするために QF を主軌道の直線部中央、ライナックのセンターにあるものと見なす。注意すべきは左右両側の主電磁石の matrix を考慮することであり、そうすることでビームにとって見かけ上一周の長さが短く見える (前章(3.3.10)式)。主電磁石間の距離、即ち直線部の長さを  $L_s$  として、

$$M_H = \begin{pmatrix} 1 & L_s/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_s/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_x & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_s/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_s/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2.23)$$

$$M_H = \begin{pmatrix} 1 - \frac{L_s}{f_x} & 2L_s - \frac{L_s^2}{f_x} \\ -\frac{1}{f_x} & 1 - \frac{L_s}{f_x} \end{pmatrix} \quad (4.2.24)$$

垂直方向  $\beta$  関数の計算と同様に、Twiss parameter の transfer matrix  $M$  と対応づけると、

$$\beta_x^2 = 2L_s \cdot f_x - L_s^2 \quad (4.2.25)$$

の関係を得る[34]。

前章の式(3.3.4)から、QF の強さが  $K_x = 1.0 \text{ T/m}$  (100 G/cm) でビームエネルギー  $E = 120 \text{ MeV}$  (20 ターン) のときの焦点距離を求めると  $f_x = 20 \text{ m}$  となり、直線部の長さが  $L_s = 1.6 \text{ m}$  と知れば  $\beta_x = 7.8 \text{ m}$  が求まる。ただし、QF 磁場のしみ出し効果で磁場の有効長が磁極長の 2 倍程度になっていることを考慮すれば、 $f_x = 10 \text{ m}$  とするほうが計算の条件に近く、この場合は  $\beta_x = 5.4 \text{ m}$  となる。[図 4-2-6](#) では QF の強さが  $K_x = 1.0 \text{ T/m}$  のとき、 $\beta_x \sim 5.8 \text{ m}$  となっており、QF の有効長が磁極長の 2 倍とみればよい一致を示すことがわかる。ちなみに、Q 電磁石は磁極長  $l_Q = 10 \text{ mm}$  に対し、アパーチャ  $\phi 19 \text{ mm}$  であり、有効長の磁極長に対する比の大きいことが容易に想像できる。

### 4-3. シミュレーションの結果

レーストラック型マイクロトロン<sup>1)</sup>の加速エネルギーを、従来の 100 MeV から 150 MeV に増強するにあたり、独自の軌道計算コード“**mic**”を作成して種々の解析をおこなった。以下に、それら軌道計算結果を総括しておく。

#### I. 入射ビーム（初期条件）とアクセプタンス：

150 MeV マイクロトロン<sup>1)</sup>の入射系の設計は、本体の周回系とは切り離して別途 PARMERA で[38]行った。その概要については次章で述べる。得られたビーム条件を引き継いでマイクロトロン本体（周回軌道部）の計算に進む。入射系で決まるパラメータは以下のとおりである。

1) ビームエネルギー： $E_{inj} = 120 \text{ keV}$

電子銃の引出電圧  $V_{DC} = 120 \text{ kV}$ （注：2号機以降は 80 kV）から決まる。

2) エミタンス： $\epsilon_x, \epsilon_y = 60 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$

当初、入射系には既存の電子銃を流用し、そのエミタンスが EGUN[37]で  $\epsilon_x, \epsilon_y = 150 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  と計算されていた。ただし、引出電圧  $V_{DC} = 20 \text{ kV}$  で使用する電子銃であった。マイクロトロン<sup>1)</sup>の改良に当たって、電子銃の引出電圧を  $V_{DC} = 120 \text{ kV}$  に変更した[45]。その際、規格化エミタンスが旧電子銃と等しくなるように、新電子銃の値を  $\epsilon_{(x, y)} = 60 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  に設定した（説明下記）。

3) 運動量の広がり： $\Delta p/p = \pm 1.3 \%$

入射系の設計でバンチャーを使用する場合の運動量広がりであり、バンチャー無しのシミュレーションではゼロとした。なお、バンチャーの周波数はライナックの加速 RF 周波数に等しい。

4) 電流値： $I_{peak} = 200 \text{ mA}$

電子銃から数  $\mu \text{ sec}$  のパルス幅で引き出される  $E_{inj} = 120 \text{ keV}$  ビームのピーク電流値をいう。バンチャーの有無に拘らず、加速に有効なのは RF の位相幅  $180^\circ$  分であり、残りの半分はライナックの入口で失われる。従って、 $I_{peak} = 200 \text{ mA}$  であっても、実質は  $100 \text{ mA}$  と等価である。入射系のシミュレーションでは、 $I_{peak} = 200 \text{ mA}$  あたりまで空間電荷効果の影響がそれほど大きくなかったため、この値を使用した。

規格化エミタンス ( $\varepsilon_n$ ) は、通常の観測が可能な非規格化エミタンス ( $\varepsilon$ ) に相対論的  $\beta \gamma$  を乗じて得られる。

$$\varepsilon_n = \beta \gamma \cdot \varepsilon \quad (4.3.1)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}} \quad (4.3.2)$$

$$\gamma = (E_k + E_0) / E_0 \quad (4.3.3)$$

$E_k$  と  $E_0$  は、それぞれ電子の運動エネルギーと静止エネルギーを表し、 $E_0 = 511 \text{ keV}$  である。  
 $E_k = 20 \text{ keV}$  のとき  $\gamma_1 = 1.04$ 、 $\beta_1 = 0.271$ 、また  $E_k = 120 \text{ keV}$  では  $\gamma_2 = 1.235$ 、 $\beta_2 = 0.587$  であるから、 $(\beta_1 \gamma_1) / (\beta_2 \gamma_2) = 0.282 / 0.725 = 1 / 2.57$  となり、エミタンスはファクター2.5だけ小さくなる。よって、これら電子銃の規格化エミタンスが  $\varepsilon_n = 40 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  に等しいことがわかる。

[図 4-3-1](#) は入射系の計算で得られたライナック入口における入射ビームの位相空間 (transverse) 分布を示す。エネルギーは  $E_{inj} = 120 \text{ keV}$ 、エミタンスは  $\varepsilon_{(x,y)} = 60 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、電流値は  $I_{peak} = 200 \text{ mA}$  で空間電荷効果を考慮した結果である。各粒子の初期条件を引き継いでマイクロトロンを周回させ、 $150 \text{ MeV}$  まで加速する。図中、白丸が  $150 \text{ MeV}$  までの加速に成功した粒子を表し、黒点が途中で失われた粒子を表している。入射系から輸送されてくるビームには、transverse phase space 上で  $\sigma'_{(x,y)} \geq$  数十 mrad の傾きが許される。一方、ビームサイズは  $\sigma_{(x,y)} \approx$  数 mm に絞り込まなければマッチングが良くない。即ち、ライナック入口にビームをフォーカスする入射系が適当と考えられる。

今回のパラメータでは transverse 方向のアクセプタンスが  $A_x \approx 30 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、 $A_y \approx 60 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  にみえており、水平方向のマッチングに留意すべきことがわかる。Transverse phase space 上の条件が等しくても、 $150 \text{ MeV}$  まで加速される粒子と途中でロスするものが混在する主たる要因は、longitudinal phase space 上の条件 (位相：次図) が異なるためである。一般にライナックのような RF 加速器の場合、transverse 方向のアクセプタンスが位相に依存して時間的に変化する (phase ellipse が回転する) が、マイクロトロンも同様である。

[図 4-3-2](#) が同じ入射系の条件で得られた longitudinal phase space 上の分布を示す。ビームエネルギーが  $\Delta E/E \approx \pm 1 \%$  の幅を持つことからわかるように、バンチャーを使用した入射系である。ビームの初期位相条件として、バンチャーが有効に働く側の位相  $180^\circ$  の領域に  $1^\circ$  刻みで計 180 個の粒子を均等に分布させる。 $150 \text{ MeV}$  まで加速に成功した粒子、即ち白丸の分布状況より、(3.2.8)式から導かれる  $32.5^\circ$  の安定位相領域の定義に拘らず、

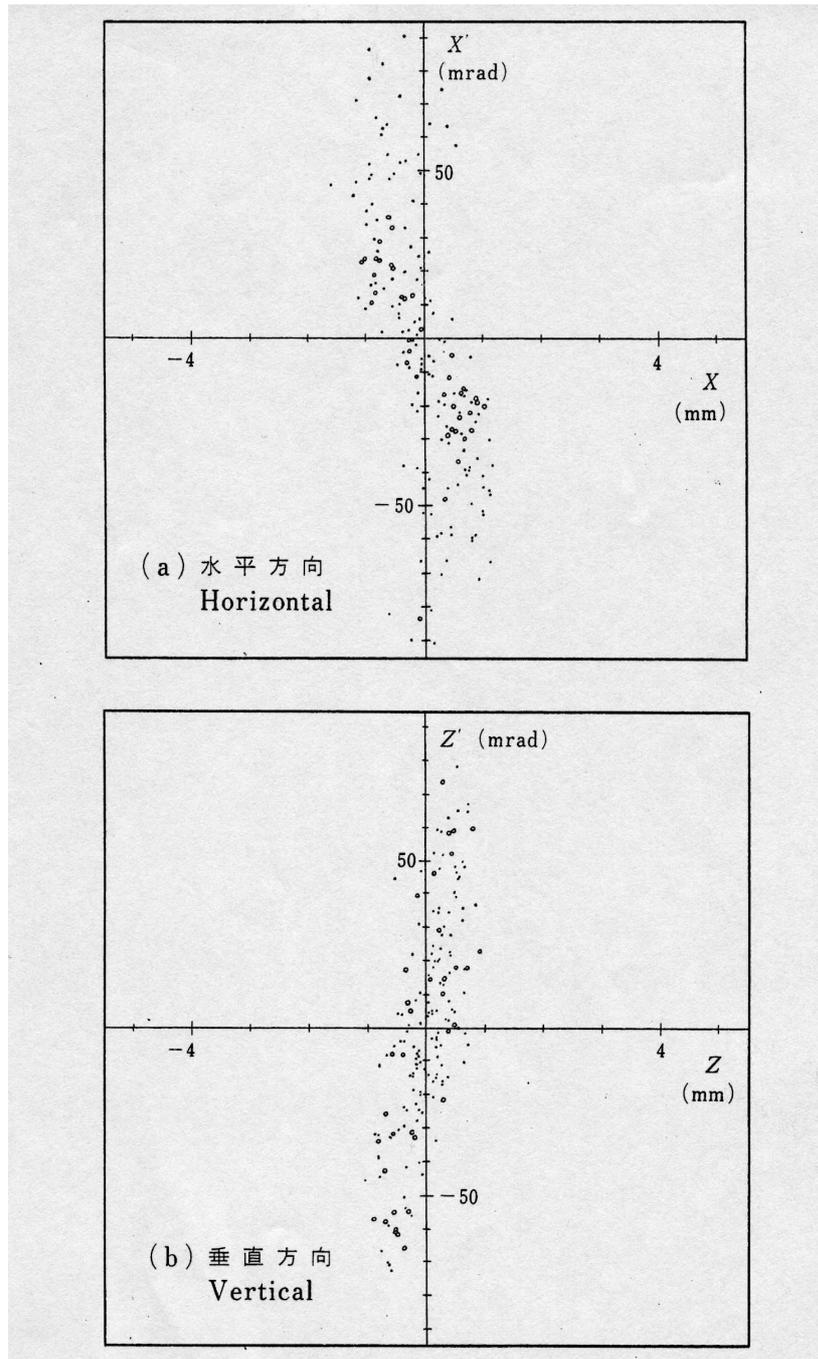


図4-3-1 ビームの初期条件 (Transverse phase space) と加速結果

入射系でバンチさせた  $E_{inj} = 120 \text{ keV}$  電子を加速管入口でみたもの。エミタンスは  $\varepsilon = 60\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  である。低エネルギー入射方式では、ビームを水平・垂直両方向とも十分絞り込んでライナック入口に持ってくる必要がある。(a) Horizontal、(b) Vertical の各 phase space における分布を示す。図中、白丸は最後まで加速を完了した粒子を表す。Vertical には入射ビームとのマッチングがよいが、Horizontal にはミスマッチがみられる。図から、有効なアクセプタンス領域が  $A_x \approx 30\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、 $A_y \approx 60\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  とわかる。

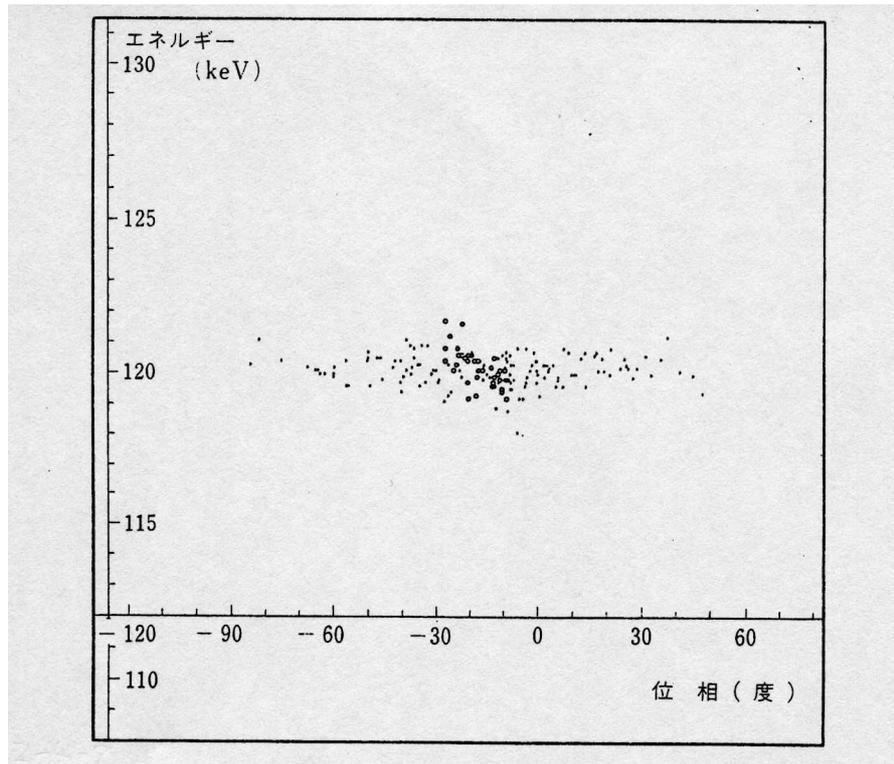


図4-3-2 ビームの初期条件 (Longitudinal phase space) と加速結果

入射系でバンチさせた  $E_{inj} = 120 \text{ keV}$  電子の加速管入口における時間分布。横軸が加速 RF の位相である。ビームの初期位相条件は、バンチャーが有効に働く側の位相  $180^\circ$  内に  $1^\circ$  刻みで計 180 個の粒子を発生させることで得た。図中、白丸は最後まで加速を完了できた粒子を表す。図から、有効な安定位相領域は  $20^\circ$  程度と判定できる。Longitudinal 方向のアクセプタンスとしては  $A_\phi \approx 12\pi \text{ keV}\cdot\text{degree}$  の値を得る。

白丸の数 39 個から、バンチャーを使用すれば  $20^\circ$  の安定位相領域に  $39^\circ$  幅のビームを圧縮できることになる。即ち、バンチャーの効率は約 2 倍と見なせる。

注：Longitudinal アクセプタンスには、一般に回転を含む時間的変動をとまなう。 $A_\phi \approx 12\pi \text{ keV}\cdot\text{degree}$  の数値は、時間的に変化するアクセプタンスを包絡線で囲んで得られる最大面積に相当する。

実際の加速に有効な位相幅が  $20^\circ$  程度であることがわかる。もし、ビームを更に効果的にバンチできれば、加速電流値の増強に有効である。図から Longitudinal 方向のアクセプタンスが  $A_\phi \approx 12\pi \text{ keV}\cdot\text{degree}$  とわかる。これは回転を含む時間変動をともなうアクセプタンスを包絡線で囲んだ面積に対応しており、時間的に積分した最大値ともいえる。

入射系で想定した電流値  $I_{\text{peak}} = 200 \text{ mA}$  の条件から、180 個の粒子全体が  $I_{\text{peak}} = 100 \text{ mA}$  を代表し、1 個の粒子が  $0.56 \text{ mA}$  に相当する。従って、150 MeV マイクロトロン当初仕様値  $5 \text{ mA}$  の加速電流値を得るには、9 個の粒子が生き残ればよい。このシミュレーションでは既に 39 個の粒子が最後まで生存しており、加速管の RF パワーやビームローディングといった問題を別にすれば、 $I_{\text{peak}} = 22 \text{ mA}$  の 150 MeV ビームを得ることが可能である。

入射系のバンチャーに関しては、初期位相幅  $39^\circ$  にわたって分布していた入射ビームを、加速に有効な位相幅  $20^\circ$  に圧縮したことになり、バンチャーの効率が約 2 倍と評価できる。このことから、仕様値  $5 \text{ mA}$  の 150 MeV ビームを得るためには入射系にバンチャーが不要との見通しを得た。実際に AURORA の入射専用器は、現在入射系にバンチャーを装備していない。

## II. 2 ターン目の軌道 :

ビームがバックストレート（戻り軌道）を通過する際、加速管の側壁からどの程度の位置を走行するのか、留意しておく必要がある。2 ターン目バックストレートでの各粒子の位置を、ビームエネルギーと加速管中心からの距離でプロットしたものが [図 4-3-3](#) である。エネルギーの高い粒子ほど、加速管の中心から離れた点を通過することがわかる。

実際の加速管の寸法は直径  $D_{\text{cav}} = 102 \text{ mm}$  であり、RF 空洞の中心から半径  $R_{\text{cav}} = 51 \text{ mm}$  まではビームが通過できない。しかし、それでは多数の粒子が加速管に衝突して失われてしまうことが図よりわかる。従って、実機の製作では、少し空洞外壁を切り欠いてビームアパーチャを確保する。メディアンプレーン上、空洞の外周  $R_{\text{cav}} = 51 \text{ mm}$  の点を中心に、 $r(\text{aperture}) = 5 \text{ mm}$  の円で側壁を切除する。これで、加速管中心から  $x > 46 \text{ mm}$  離れた外側を通過するビームは失われない。それでも、 $E_{2\text{nd}} < 12.7 \text{ MeV}$  の低エネルギービームは救えないが、それらの粒子は早晚 out of phase で失われるビームであり、問題は無い。図のエネルギー分布から、2 ターンビームの平均エネルギーが  $13.0 \text{ MeV}$  であることがわかる。なお、軌道計算上は、加速管の側壁にビームが衝突して失われるような制約条件を設けていない。

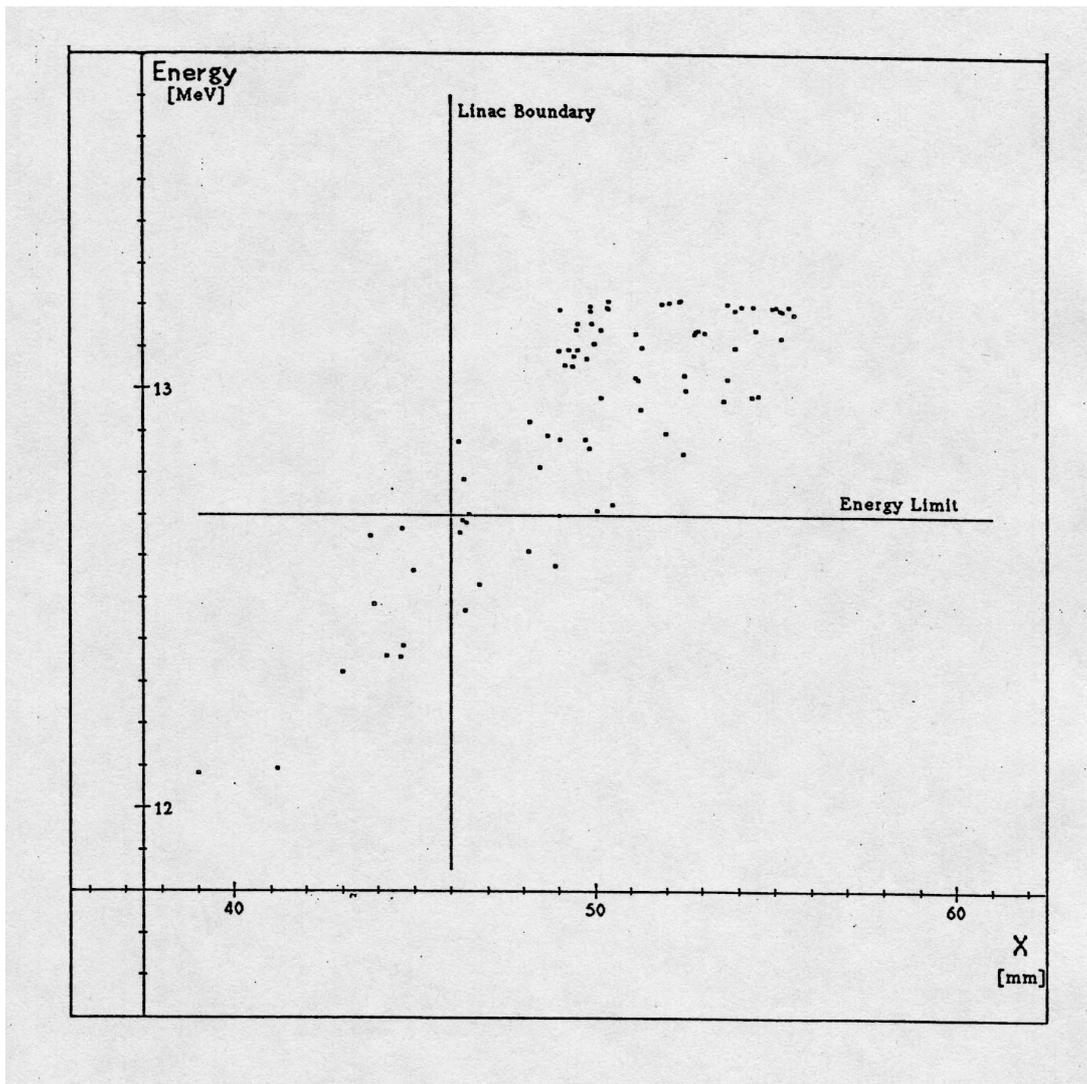


図4-3-3 2ターン目バックストレート（戻り軌道）と加速管の位置関係

X軸の原点は加速管中心である。加速管の外径  $D_{\text{cav}} = 102 \text{ mm}$  のため、RF 空洞の中心から半径  $R_{\text{cav}} = 51 \text{ mm}$  の位置まではビームが通過できない。そこで現実には、空洞中心から距離  $x = 51 \text{ mm}$  の点を中心に半径  $r(\text{aperture}) = 5 \text{ mm}$  の円面を切り欠いて、2ターン目戻り軌道のアーチャを確保している。従って、空洞中心から  $x = 46 \text{ mm}$  離れていれば、ビームは2ターン目バックストレートを通過できる。図より、 $E_{2\text{nd}} = 12.7 \text{ MeV}$  以上のビームが通過でき、2ターンビームの平均エネルギーが  $13.0 \text{ MeV}$  であるとわかる。

### III. 加速効率（輸送効率）：

初回の加速から最終 25 ターン目の加速までの間に、どのようにビームが失われてゆくか、[図 4-3-4](#)に survival plot してみた。縦軸は残存電流量を示し、初期値 100 %が RF の位相  $180^\circ$  に対応しており、従って初期電流値を  $I_{inj} = 200 \text{ mA}$  とした場合、100 %は 100 mA に相当する。ビーム電流をチェックする点は加速管の左側、即ち 2 ターン目以降のビームにとって入口に相当する地点である。

初回の加速後、90 %強のビームが残る。ライナックでの加速後、ビームが U ターンする際に垂直方向にビームがこぼれず、また計算上は水平方向にビームをカットする条件が設けられていないためである。しかし、2 ターン目の加速後にビームは 50 %弱まで減少する。バックストレート（戻り軌道）を経由して主軌道に戻ってくる過程で、ビームの持つ  $\Delta E/E$  の広がりにより、transverse phase space 上で多量に失われるためである。具体的には、右側の主電磁石で  $180^\circ$  曲げられた直後に水平方向のアーチャー（計算では  $\phi 16 \text{ mm}$  に設定）を逸脱してビームダクトに衝突する。[図 4-3-3](#)にプロットされている粒子が 46 %の残存ビームに相当する。

3～6 ターンの間でビームのこぼれる理由は、2 ターン目までの加速時に安定位相領域  $32.5^\circ$  に入っておらず、本来同期条件を満たさない粒子が（慣性で）周回し続けており、それらの粒子が順次セパトリクスから飛び出してゆくためである。こぼれる粒子のエネルギー広がり  $\Delta E/E$  をみると、常にマイナス側にシフトしている。2 ターン目バックストレートの粒子分布（[図 4-3-3](#)）からわかるように、ビームは低エネルギー側にテールを引いており、そこに散在する粒子がやがてこぼれ落ちてゆく。因みに高エネルギー側にテールを引くことはない。

こぼれるべきビームが落ちてしまった後、ビームは平穏に周回を繰り返しつつ加速され続ける。7 ターン目以降 25 ターンまでの間におけるビームロスはずかであり、今回のパラメータが適正であることの証左である。24 ターンから 25 ターンに移行する際、再度ビームロスが見られる（シミュレーション上は、わずか一個の粒子である）が、これには理由があり、後でふれる。

### IV. ビームサイズ：

周回中のビームサイズを調べておく。各ターンにおける  $\sigma_{(x, y)}$  の最大値をプロットすると[図 4-3-5](#)が得られる。ビームサイズは水平・垂直両方向ともに、異なる周期で振動して

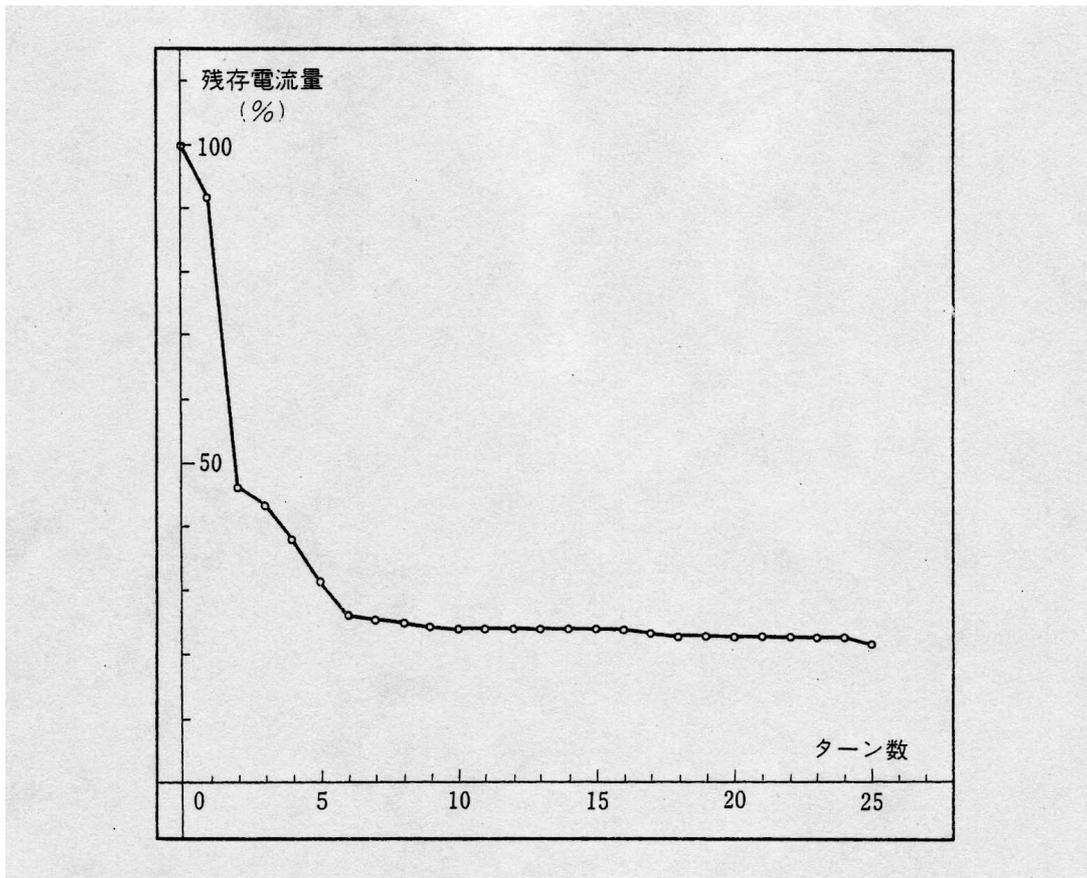


図4-3-4 25ターン加速時の輸送効率

初回の加速から最終25ターンまでの加速中に、どのようにビームが失われるかを示す survival plot である。縦軸の100%はRF位相幅 $180^\circ$ に対応する入射DCビームを表しており、全入射電流(DC)の1/2に相当する。150 MeVまで加速されたビームは22%であることから、バンチャーを適正に使用すれば、マイクロトロン本体に入射された電流の約20%が150 MeVまで加速可能であることをシミュレーションは示している。バンチングの効率が約2倍であることを考えると、電子銃のエミタンス次第であるが、バンチャー無しで入射ビームの10%を150 MeVまで加速できる可能性もある。

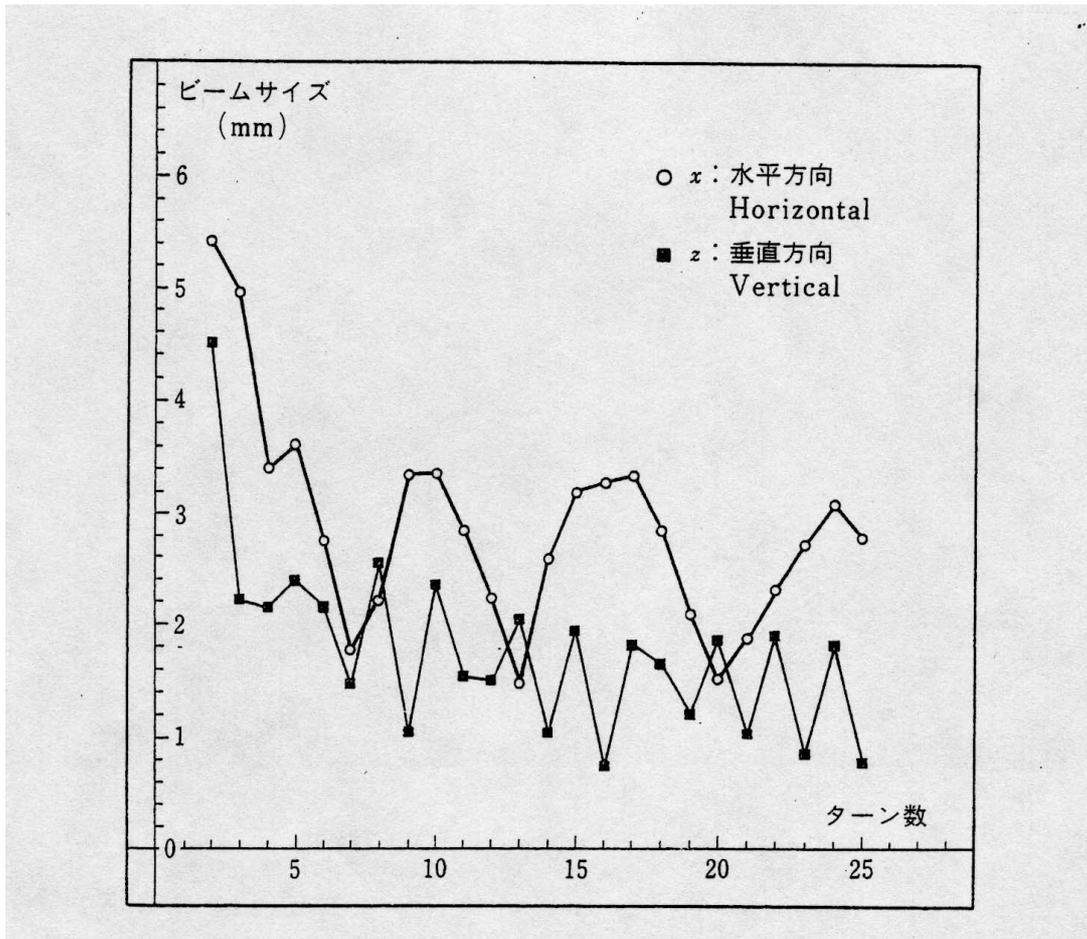


図4-3-5 各ターンにおけるビームサイズ (水平・垂直)

各ターンにおける最大ビームサイズをプロットして比較した。全体として、加速と共に実際のビーム径は小さくなっており、規格化エミタンスが保存される方向にある。両方向共にビームサイズは振動しているが、特に水平方向は顕著で振動数  $\omega_x \approx 0.2$  である。

いる様子が見て取れる。特に  $\sigma_x$  に関しては振動数  $\omega_x = 0.2$  程度のゆっくりした振動がみられ、結果として  $\sigma_x$  の大きいターンが周期的に出現している。全体として、加速と共にビーム径は小さくなっているため、規格化エミタンスが保存する傾向にある。平均的に水平方向の  $\sigma_x$  が垂直方向の  $\sigma_y$  に比べて大きいのは、バックストレートでビームの持つ  $\Delta p/p$  に由来する分散のためと考えられる。

#### V. 同期位相のドリフトとシンクロトロン振動：

今回の 150 MeV マイクロトロンに限らず、既存の 100 MeV マイクロトロンでも同様であるが、 $180^\circ$  偏向電磁石中の弱集束力で vertical focus をおこなっている。その代償として、周回軌道に必要な安定位相条件(3.2.8)式を厳密には満たすことができない。何故なら、この条件はマイクロトロンの基本原理(3.1.7)式で、磁場  $B$  が一様であるという前提条件で成り立っているからである。主電磁石中に負の磁場勾配を有するために、ビームエネルギーが増すに従い曲率半径がわずかに大きくなり過ぎて、余分な周回時間を必要とする。そのため、同期位相  $\phi_s$  (図 3-2-1) が徐々にドリフトしてゆく。

ビームが周回し続けるとき、そのドリフトがどの程度の量になるのか当ってみる。計算の前提として必要なパラメータは、主電磁石中の磁場  $B_0 = 1.2$  T に対する磁場勾配  $dB/dr = -0.14$  T/m とビームのエネルギー利得  $\Delta E = 6$  MeV/turn である。(3.1.5)式より、 $B_0 = 1.2$  T,  $\Delta E = 6$  MeV/turn のとき、ターン数がひとつ増す毎に曲率半径は  $\Delta\rho = 0.017$  m 増加する。このとき、周回ビームが感じる平均の偏向磁場  $B_{av}$  は負の  $dB/dr$  の影響でわずかに低下する。その量を  $\delta B$  とすると、

$$\delta B = \frac{\Delta\rho}{2} \cdot \frac{dB}{dr} \quad (4.3.4)$$

で表され、上記数値を代入すると  $\delta B = -0.0012$  T が得られる。偏向磁場  $B_0$  との比で表すと  $\delta B/B_0 = -0.001$  となり、周回の都度ビームの感じる平均磁場は 0.1% 低下している。

この誤差は周長の増分  $\Delta L$  に影響を及ぼす。偏向磁場と周長は、曲率半径を介して反比例の関係にあり、磁場の負の誤差量は周長の正の誤差となって表れる。理想的には  $\Delta L = \lambda$  (式(3.1.2)で  $v=1$ ) であるべき周長の増分が  $\delta L/\Delta L = 10^{-3}$  だけ多く増えて周回時間を遅らせる。加速 RF の位相で言う、周回当りの位相の増分  $\Delta\phi = 2\pi$  が  $\delta\phi/\Delta\phi = 10^{-3}$  だけ余分に増え過ぎることに対応する。これはビームが 1 周する毎に、同期位相  $\phi_s$  が RF の周期  $2\pi$  の

0.1%、即ち  $0.36^\circ$  ずつ遅れてゆくことを意味する。図 3-2-1 で、 $\varphi_s$  が下り坂を少しづつ前に進むことになる。

150 MeV マイクロトロンは周回数 25 ターンであるから、最終的な  $\varphi_s$  のドリフト量は  $0.36 \times 25 = 9^\circ$  に相当する。理想的な安定位相領域は  $32.5^\circ$  でも、現実にはこのドリフト量だけ狭くなり、従って正味有効な安定領域は  $23.5^\circ$  程度と見積ることができる。図 4-3-2 に見られる約  $20^\circ$  の安定位相幅はこの結果を反映している。

実際のシミュレーションにおけるビームの振舞いを見てみる。図 4-3-6 は初期位相が異なる粒子の加速 RF に対する位相が周回を重ねる毎にどのように変化してゆくかを追跡した一例である。各粒子が同期位相  $\varphi_s$  の周囲をシンクロトロン振動している様子が明瞭に示されているが、同時に  $\varphi_s$  そのものもターン数の増加とともに位相が進んでいることがわかる。当初  $\varphi_{RF}$  の  $10^\circ$  近傍にあった  $\varphi_s$  が、最後には  $20^\circ$  付近にまで移動しており、25 ターンで  $9^\circ$  進むという上記概算と合致している。

図 3-2-1 で同期位相  $\varphi_s$  が前方へドリフトすると、それはターン当りのエネルギー利得  $\Delta E$  の減少となって現れることが容易に想像できる。実際の軌道計算で、その様子を調べた結果を図 4-3-7 に示す。初回の加速は U ターンビームの集束等、特殊要因で  $\Delta E = 6.8$  MeV と例外的に高いが、2 ターン目以後はシンクロトロン振動を伴っているものの、マクロには一貫して漸減している。位相振動による高低を平滑化してみると、概ね  $\Delta E = 6.2$  MeV  $\rightarrow$  5.9 MeV にターン当りのエネルギー利得が減少しているように見える。今、 $\varphi_s = 10^\circ \rightarrow 20^\circ$  のドリフトを想定すると、 $\cos\varphi_s = 0.985 \rightarrow 0.940$  と当初の 95% に減少するので、上の  $\Delta E$  減少分と一致する。

図 4-3-7 から、規則的なシンクロトロン振動の様子が見て取れるので、粒子の longitudinal oscillation を考えてみる。最初の 1 周期を例外として、粒子が 4 ターン周期でシンクロトロン振動していることから、振動数  $Q_L = 0.25$  とわかる。実は、この値はマイクロトロンに普遍の固有振動数であり、以下の考察からそれが理解できる [31]。

前章の位相安定性の検討で、longitudinal phase oscillation の transfer matrix (M) を考え、Trace を(3.2.7)式に導出した。一方、 $(\Delta\varphi, \Delta E)$  の longitudinal phase space 上のエミタンスを Twiss parameter で表すことを考える。前節では transverse phase space 上の議論に際して(4.2.13)式を使ったが、全く同様のプロセスである。

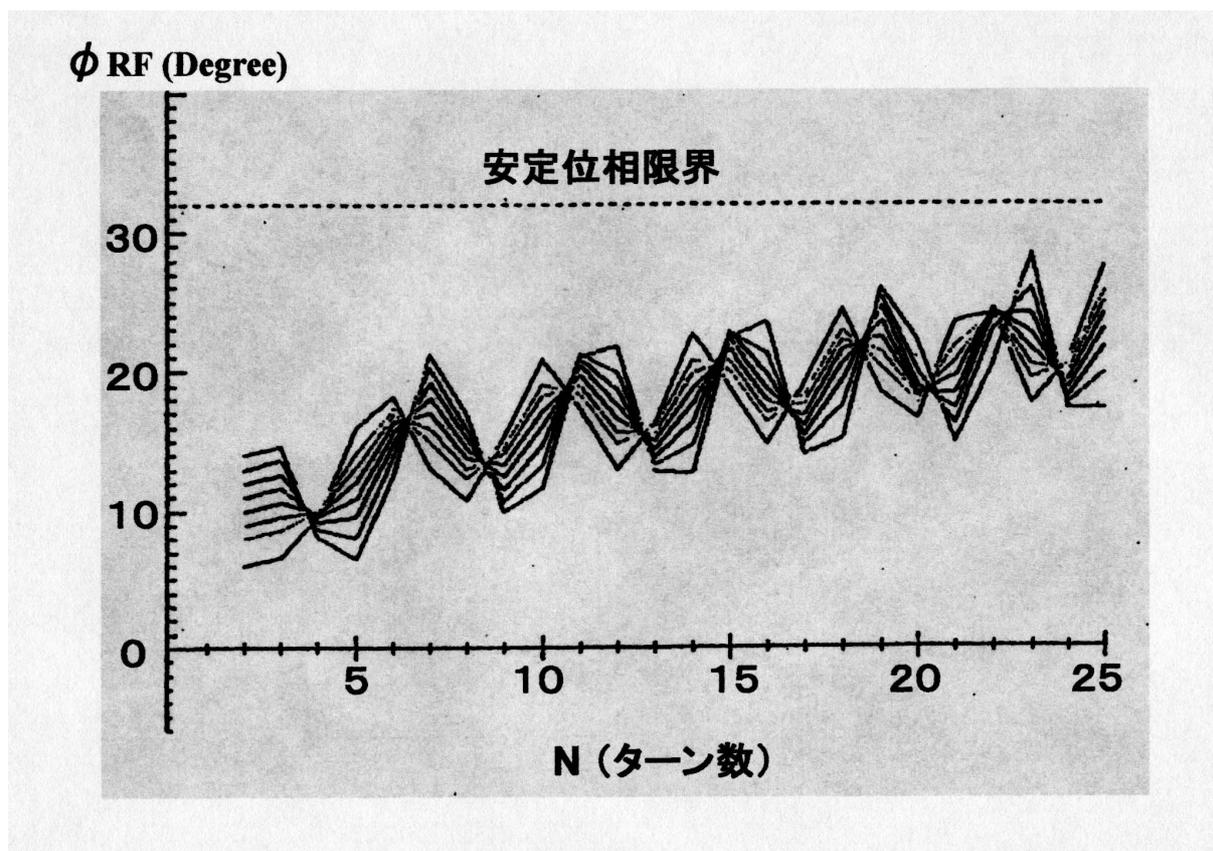


図4-3-6 シンクロトロン振動と同期位相のドリフト

2ターン目を起点として、同期位相の近傍に初期位相をもつ粒子が、ターン数と共に同期位相の前後を位相振動する様子を示したもの。

偏向電磁石中に負の磁場勾配  $n$  値を設けて垂直方向の集束力を得た代償として、マイクロトロンの基本原理を満足するために必要な同期条件を厳密な意味で満たしていない。その影響が同期位相  $\phi_s$  のドリフトとなって表れる。粒子はドリフトする  $\phi_s$  の前後をシンクロトロン振動しながら追随する。ターン数が限度を超えると、いずれ粒子は  $32.5^\circ$  の安定位相領域からはみ出してしまふであろうと推測できる。

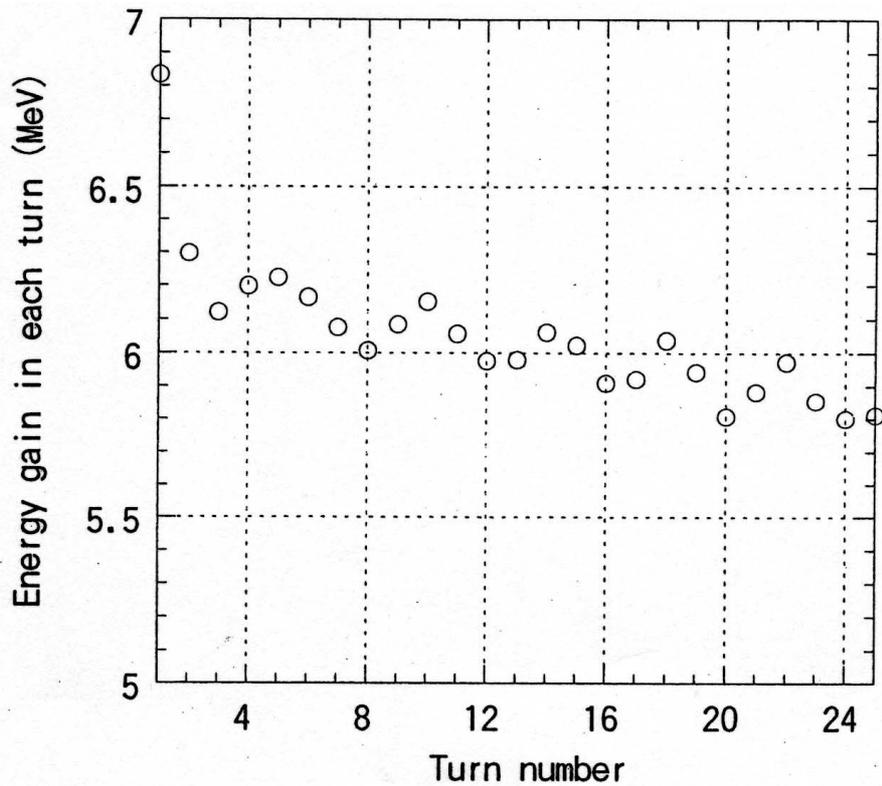


図4-3-7 ターン当りエネルギー利得の変化

同期位相のドリフトに従って、各ターンにおけるエネルギー利得が減少してゆく様を示す。1ターン目の初回加速を例外として、2ターン目以降25ターン目の間で、平均して $\Delta E = 6.2 \text{ MeV} \rightarrow 5.9 \text{ MeV}$ に減少している。これは同期位相 $\phi_s = 10^\circ \rightarrow 20^\circ$ にドリフトした場合の $\Delta E$ 減少分に相当する。初期状態に影響を受けている初回の振動を除いて、規則的に4ターンで一周期を構成するシンクロトロン振動を伴っていることが見てとれる。この4ターン一周期のシンクロトロン振動のチューン $Q_L = 1/4$ はマイクロトロンに固有の振動数である。

$$\gamma_L \Delta \phi^2 + 2\alpha_L \Delta E \Delta \phi + \beta_L \Delta E^2 = \varepsilon_L \quad (4.3.5)$$

シンクロトロン振動の1周期における phase advance を  $\mu$  として、transfer matrix (M) を考えると、transverse motion の場合と同じく(4.2.16)式となる。その Trace をとって、

$$|\text{Trace } M| = |2 \cos \mu| \quad (4.3.6)$$

を得る。(3.2.7)の Trace との比較で、以下の関係がわかる。

$$\cos \mu = 1 - \pi \nu \cdot \tan \varphi_s \quad (4.3.7)$$

最も安定な位相振動の状態は、同期位相  $\varphi_s$  が安定位相領域の中心に位置している場合であり、それで位相振動の振幅が最小になる。そのときの  $\varphi_s$  は、(3.2.7)の不等式  $-2 < \text{Trace } M < 2$  において、中点を示す  $\text{Trace } M = 0$  から得られ、 $\tan \varphi_s = 1/\pi \nu$  である。こうして(4.3.7)式は  $\cos \mu = 0$  となり、 $\mu = \pi/2$  を得る。即ち、ビームがマイクロトロンを1周する間に位相が  $\pi/2$  だけ進むことから、4周がシンクロトロン振動の1周期に相当することを意味する。マイクロトロンの安定位相領域が(3.2.8)式で表される限り、この関係は変わらない。

## VI. 加速の限界：

前項の考察から、これまで検討してきた 150 MeV マイクロトロンのパラメータで、どこまで加速し続けることが可能か、推定できる。周回数を増やして  $\Delta E = 6 \text{ MeV}$  ずつ加速し続けると、いずれ同期位相  $\varphi_s$  のドリフトで安定位相領域が狭まり、ビームがセパトリクスからこぼれ落ちる筈である。実は、[図4-3-4](#)にみられた25ターン目で粒子がひとつ失われたのが、この現象の兆候を示している。

25ターンで打ち切らずに、加速し続けるとどうなるか、シミュレーションしてみた結果について以下に述べる。まず50ターンまで加速した場合の輸送効率 (survival plot) を[図4-3-8](#)に示す。入射ビームの初期条件は、 $E_{inj} = 80 \text{ keV}$ 、 $\varepsilon_{(x, y)} = 100 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、 $\Delta p/p = 0$  であり、位相に関しては安定位相幅の理論値にほぼ等しい  $35^\circ$  の幅に全粒子数 700 個を発生させて計算した。25ターンの計算と同様、6ターン目あたりで激しいビームロスが納まり、以後25ターン付近までその状態が持続する。25ターンを過ぎると30ターンまでの間で再びビームがこぼれる。ここで約1/4のビームが失われ、その後40ターンまでロスの少ない小康状態が続く。40ターン以後は再度激しくビームがこぼれ続ける。この survival plot から、高エネルギーに加速されたビームのロス (放射線増大の原因) を防ぐ意味において、25ターン 150 MeV までの加速でとどめる方針が理に適った選択であったことがわかる。

## Transmission Efficiency

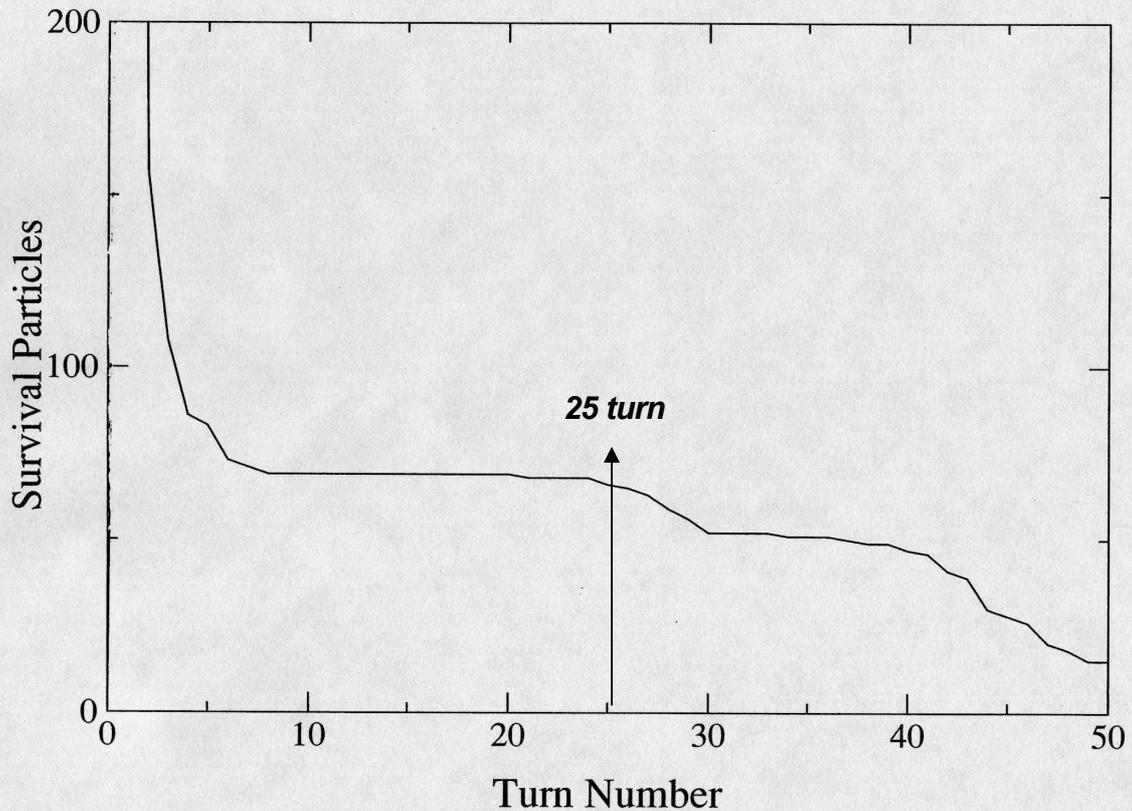


図 4-3-8 50 ターン 300MeV まで加速した場合の残存ビーム量

現状のパラメータ、特に偏向磁石中の磁場勾配 ( $dB/dr = -0.14 \text{ T/m}$ ) のもとで、25 ターンを越えて加速するとどうなるか調べるために、最大ターン数を 50 に倍増してシミュレーションを実施した。図は加速のターン数に対して、どれだけの粒子が残存しているか survival plot してみたものである。

ある意味で、25 ターン 150 MeV の選択は適正である。この限界を超えて加速すると、25~30 ターンの間で約 25 % のビームが失われることが判明した。仮に、このビームロスを許容するのであれば、以後 40 ターン即ち 240 MeV まで、わずかなビームロスだけで加速の続行が可能である。ちなみに、初期粒子数 700 個に対して、15 ターンの plateau で残存数は 10 % の 69 個、35 ターンの plateau では 7.3 % の 51 個である。25 ターンで 66 個 9.4 %、40 ターンで 47 個 6.7 % の残粒子数である。50 ターンではわずかに 15 個が残るのみである。

次の図4-3-9は初期位相  $35^\circ$  の幅に分布していた粒子の位相が加速とともにどう変化してゆくかを見たものである。同期位相は粒子全体の位相の重心近くに存在するはずであるが、全体的に粒子の位相が加速とともに進んでいるので、同期位相も同様に進む方向へドリフトしている。当初の位相中心と50ターン300 MeVまで生き残った粒子の位相を比較すると、約  $30^\circ$  進行している。このことから、現状のパラメータで50ターンも加速すると、 $32.5^\circ$  の安定位相領域がほとんど消失してしまうことがわかる。

最後に150 MeVまで加速されたビームの(E,  $\phi$ )位相空間における分布をみておく(図4-3-10)。核(Core)の前後にhaloの腕を持つ標準的な分布をしている。25ターンまでの加速では、この腕の部分もセパトリクスから外れてこぼれることはない。既に述べたように、同期位相がドリフトすることにより、セパトリクスと加速粒子の間に位相空間上でミスマッチが生じる。それが原因で、セパトリクスの外縁に位置するhaloの粒子が、順次安定領域からはじき出されて失われる。25ターン目あたりから、より外周に位置するハロー1の粒子がこぼれ始め、次いで40ターン付近からハロー2に属する散在粒子がセパトリクスから外れ始める。先に見た50ターンも加速する場合は、これらhaloのみならず、core本体までもがセパトリクスから外れつつある。

追記(参考)： 輸送(加速)効率が悪かった改良前マイクロトロンでのビーム調整時に得られた記録である(下図)。微弱なSR光スポットをズームで拡大してみると、中央主スポットの両側にサテライトスポットが認識できる。上図4-3-10は改良後のため、直接の比較はできないが、コアとハロー1~2がエネルギーの異なる群として分離して見えている可能性もある(上下のサテライトは磁極面からの反射光)。



参考) 図4-3-10A 拡大SR光スポット(旧マイクロトロン:15~17ターン)

中央の明るい主スポット(Core)の左右両側に微弱光のサテライトスポット(Halo1~2)が付随して見える。

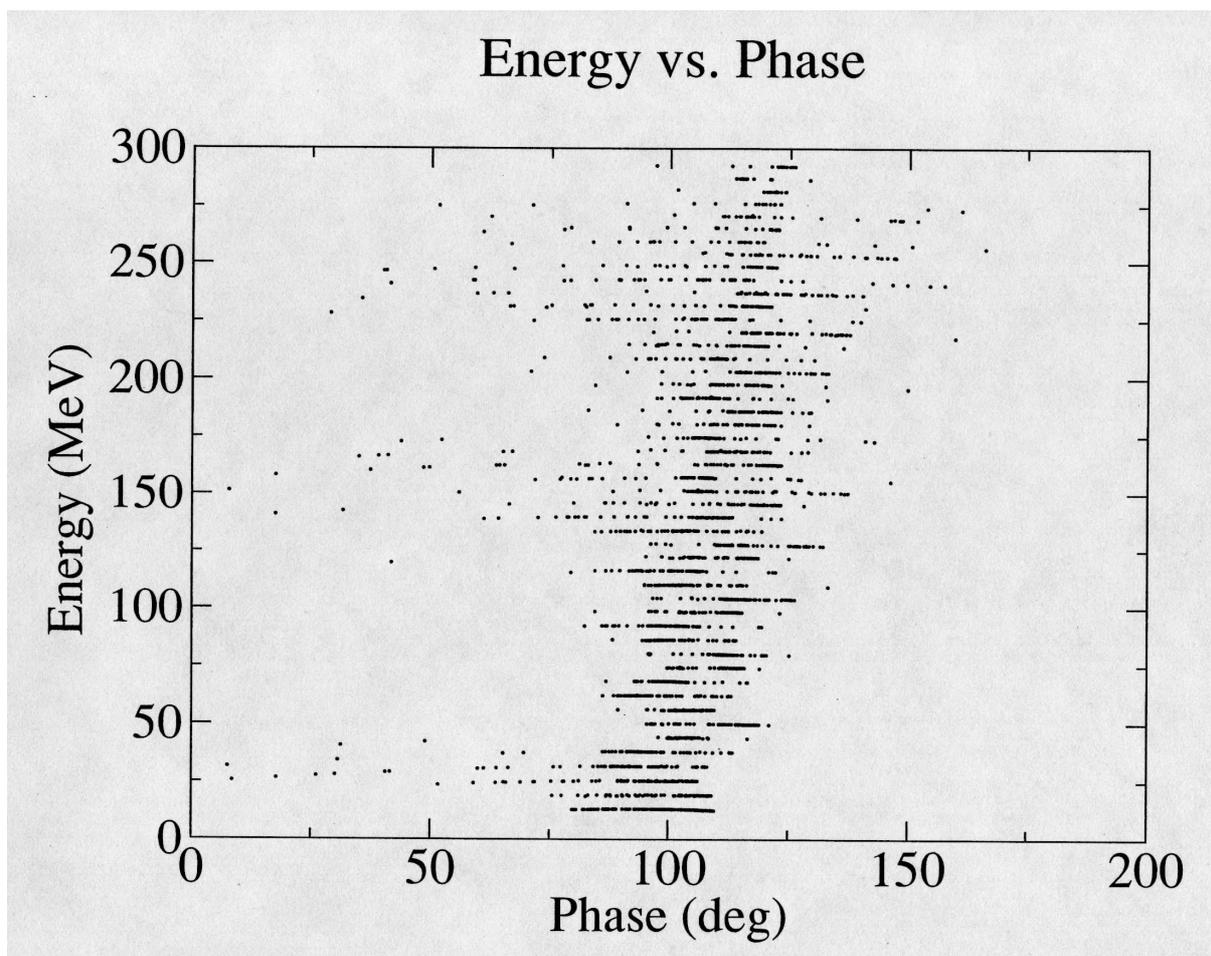


図 4-3-9 50 ターン加速時の残存粒子の位相ドリフト

ある加速エネルギー（縦軸：ターン数に対応）まで来たとき、残存している粒子が加速 RF の位相（横軸）に対してどのように分布しているかを示す。50 ターン 300 MeV まで延長してシミュレーションを行った場合の結果である。ビームの初期位相は安定位相領域にほぼ等しい  $35^\circ$  に絞り込んでいる。加速に伴う生存粒子の位相ドリフトをみると、50 ターンでほぼ  $30^\circ$  位相が進んでいる。最初の数ターンを別にして、途中 150 MeV（25 ターン）あたりと 250 MeV の手前（40 ターン）で、out of phase の粒子がこぼれてゆく様子がわかる。失われる粒子は、常に位相が遅れる方向に phase out する。

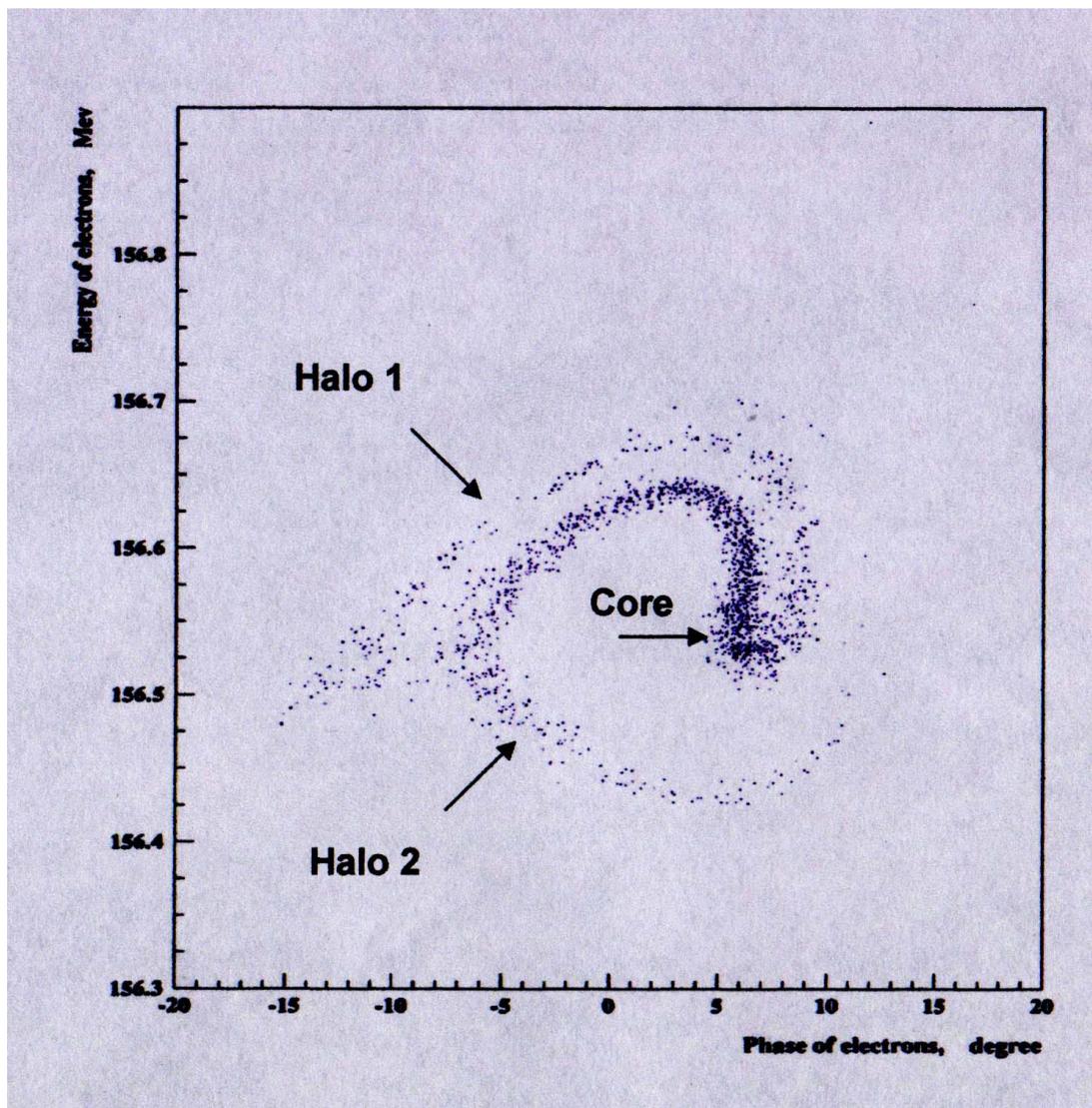


図4-3-10 150 MeV ビームの  $(E, \varphi)$  位相空間における分布

コア（核）に相当する中心部に集群している部分と、ハローとして周囲に分散している腕に相当する部分とに分かれる。同期位相のドリフトにより、先ず separatrix の縁辺を回転する粒子、即ちハロー1の腕に分布する粒子がこぼれ落ち、次いでハロー2に散在する粒子がこぼれて、最終的には（50 ターンも加速すると）中心のコアに存在する粒子までもが separatrix からはみ出す事態に陥る。

## 5. 性能の検証（加速試験）

4 章で明らかになったように、最終的には種々のシミュレーションを行い、その解析を通じて周回ビームの挙動を解明できたのであるが、最初に 150 MeV マイクロトロン製作に着手した時点では、必要とする情報をすべて入手していたわけではなかった。従って、当初のプロト機を設計する段階では、Wisconsin 大の 100 MeV マイクロトロン情報を取捨選択して使用した[46]。長期間の調整運転を経て、微弱ながら 150 MeV ビームを取り出せたのではあるが、満足できる結果とは程遠く、取り敢えず SR リング AURORA-1 の加速蓄積試験を一定期間行い[47]、その後、大幅なプロト機の改良に着手した。その辺の経緯は[附録 2](#)に記載した。

改良の結果は顕著で、当初の仕様値を上回る安定した性能を有する実用機が完成した（全景：[図 F-1](#)、概念図：[図 5-1](#)）。改良前は半年を越える調整運転を続けた結果、最高電流値で 50  $\mu$ A レベルの 150 MeV ビームを得るにとどまっていた[47]。ところが、改良後はわずか数時間のビーム調整で mA オーダーの出力を得るに至った[29]。その改良のポイントが前章に述べた綿密な軌道計算から得られた知見であり、予め調整に有用なビーム情報と見通しが得られていたことである。以下、改良後のマイクロトロンから得られた周回ビームならびに 150 MeV 出力ビームの特性に関して述べる。なお、マイクロトロンを構成する各機器（ハードウェア）の詳細については、[附録 4](#)に記述している。

### 5-1. ビーム調整（周回系）と加速効率

入射系はマイクロトロン本体と切り離して予め単独で組み上げ、先行してビーム測定を実施することにより特性を把握しておいた（[附録 4 の I](#)）。周回系のテストに当たって、まず入射系のバンチャーは OFF しておき、単純な DC ビームで調整を試みた。調整に際しては、事前に装備しておいた[図 5-1-1](#)の各種モニターを使い分ける[48]。

マイクロトロンは[図 5-1-2](#)でわかるように大小さまざまな直流電磁石が集積した装置であり、従ってビーム調整とはそれら電磁石の磁場調整を行うことを意味する。個数的に大部分を占めるのは周回軌道を微調するためのステアラ群である。大型の主電磁石、逆磁場磁石などは予め設定値が決まっており、調整の余地もあまりないが、ステアラは順次そ

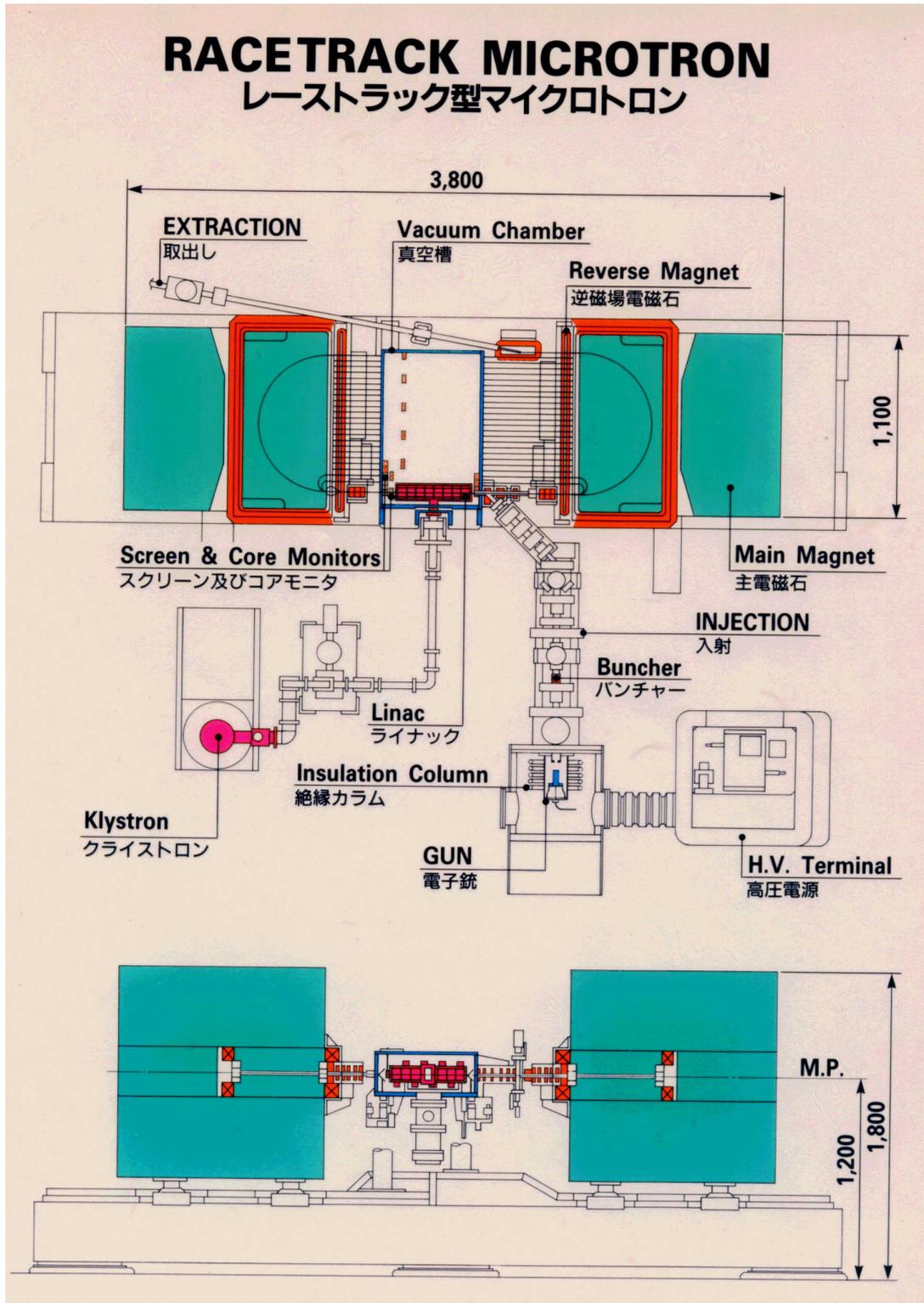


図5-1 改良後の150 MeV マイクロトロン (平・立面図)

改良前の概念図は附録2の図A.2-2にある。改良の詳細も、そこに述べられている。全景写真は巻頭の要旨に図F-1として示した。初号機と2号機以降との違いは、入射系が小型・簡素化されたことである (バンチャーはオプション化)。

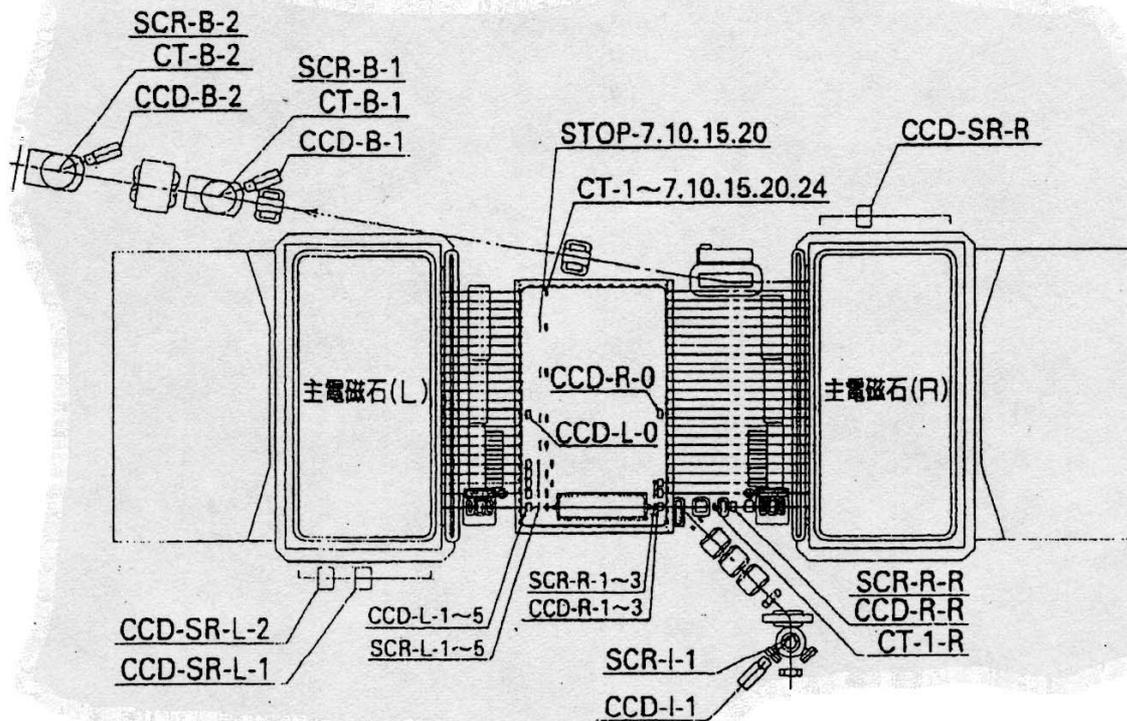


図5-1-1 各種モニターの全体配置図

マイクロトロンに使用されているモニターは、a) 蛍光セラミック製 Screen Monitor (Profile Monitor) : SCR、b) フェライト使用の Core Monitor または Current Transformer : CT、c) CCD カメラで放射光を観る SR 光 Monitor : CCD\_SR の 3 種類である。STOP はビームストoppaを表し、入射系は I、本体系左側を L、右側を R、高エネルギー-BT 系を B で表している。

a) SCR は破壊型モニターであるが、ビームのエネルギーに依らず使えるので、80~120 keV の低エネルギー入射系から 150 MeV の高エネルギー-BT 系まで、広く利用されている。SCM には像を見るための CCD カメラが付随している。

b) CT は非破壊型のため、定常運転時にモニターできて便利である。特に、1 ターン目ライナックの左側出口に置かれている CT\_1 は U ターン前後のビームを区別でき、またすべての周回ビームが通過するので、使い方次第で非常に強力なモニターとなる。マイクロトロンを出た直後の BT 系にある CT\_B\_1 は、SR リングへの入射時に常用モニターとして使用する。

c) CCD\_SR (SR 光モニター) は、5 ターン目以上、ビームエネルギーが 30 MeV 以上になると観測が容易である。使用する CCD カメラの感度レンジが可視光から長波長域にあるので、調整とビーム強度次第で 3 ターン目 18 MeV のビームも観測可能である。

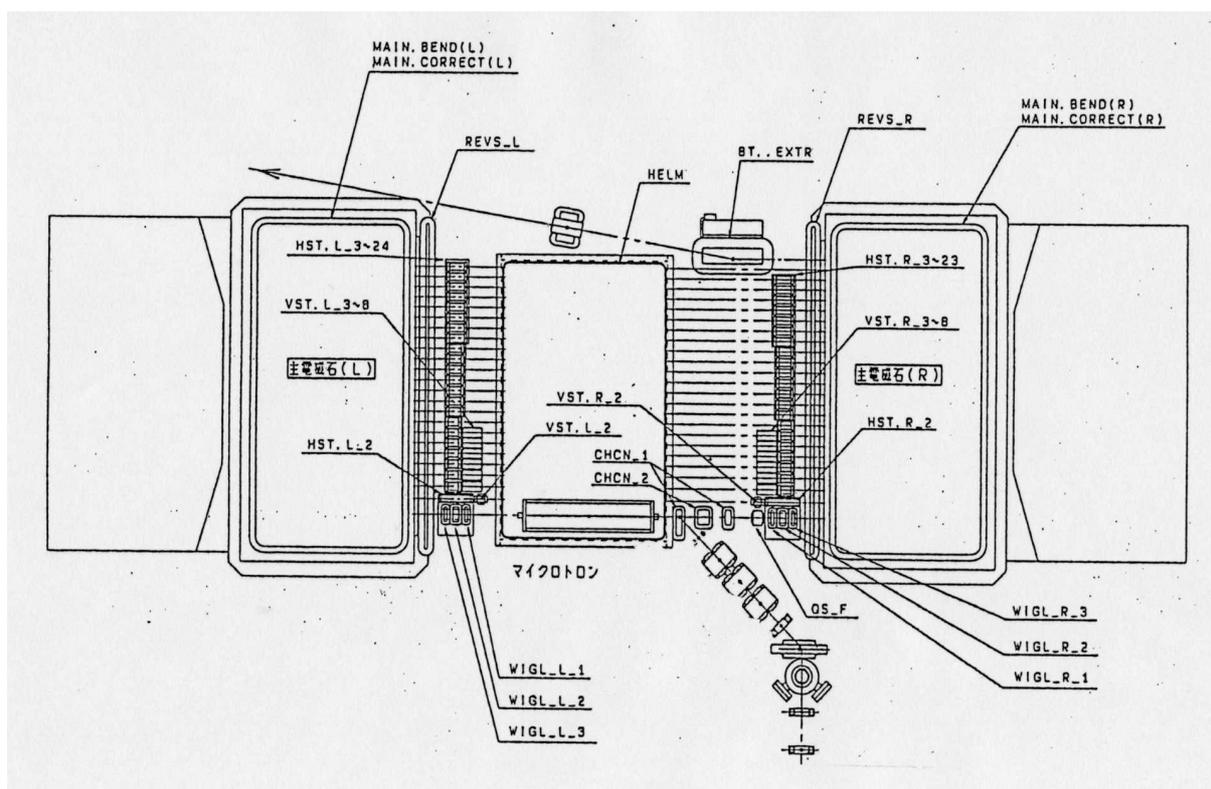


図5-1-2 150 MeV マイクロトロン の各種電磁石配置

マイクロトロン本体系で使用されている各種電磁石の一覧を示す。1) 左右の主電磁石：MAIN.BEND(L, R)、及びその補正コイル：MAIN.CORRECT(L, R)、2) 左右の逆磁場電磁石：REVS\_L, R、3) 水平集束用Qシングレット：QS\_F、4) 入射用シケーン電磁石：CHCN\_1, 2、5) 周回軌道補正用の水平ステアラ：HSTL\_2~24, R\_2~23、6) 同垂直ステアラ：VSTL, R\_2~8、7) 引出電磁石：BT.EXTR、8) 大真空槽内の漏れ磁場補正用ヘルムホルツコイル：HELM、9) 主軌道の垂直方向補助集束用ウィグラー：WIGL\_L, R\_1~3、総計9種 74 個の電磁石を初号機は装備している。うち、過半の 59 個が周回軌道補正用のステアラ群である。

その後の運転実績から、5) 片側の水平ステアラ：HSTL\_2~24、6) 左右両側の垂直ステアラ：VSTL,R\_2~8、8) Helmholtz Coil、9) 左右の Wiggler が、省いても差し支えない磁石群と判明している。従って、現在の仕様では若干の垂直ステアラを残して、上記の省略可能な磁石群は装備されていない。

の場で最適化してゆく。

改良前の初期段階でビーム調整に長時間を要した理由は、ステアラ（主に水平方向）を調整して周回軌道を次々と追跡する際に、何度も最初の1ターン目まで立ち戻って再調整を行わないと次のターンへ進めなかったことにある。その最大の理由がバックストレートにQダブレットをペアで配置し、周回軌道におけるビームの振舞いを複雑にしていた点にあった（[附録2](#)）。バックストレートに四極磁石群があることで、芯を通らないビームに対して常にステアラの作用を併発し、パラメータ調整のたびに周回軌道が変動するという、誠に先の見通しを得難いシステムになっていた。仮に、これら多数のQ磁石のパラメータ（位置と強さ）の遠隔操作が可能であったならば、複雑とはいえフレキシブルで融通性に富むシステムとも見なせ、違った展開が得られていたかもしれない。現実にはQ磁石の調整は現場に赴いて手動で行う他なく、頻繁に変更できる環境にはなかった。特に位置調整に至っては、構造的にそれが可能な設計になってはいたものの、事実上不可能に近い。

改良後の調整が数時間で終了したのは、単に水平方向ステアラを順次微調して周回軌道を次々と追跡してゆくだけで150 MeV ビームに到達できたからである。1ターン目にまで立ち戻ってパラメータを再調整するプロセスには、ビームの輸送効率を向上させる段階に至り着手した。

RF系に関しては、初回加速後のUターンビームが最適化できるまでは電界調整が必要であるが、以後特段の操作は不要である。特に、バンチャーを使用しない場合、調整は単純である。最初にライナックの加速電界を適正に保つための出力調整を行っておけば、その後はビーム負荷の変動がある場合のみRF出力を調整すればよい。通常、当初の周回ビーム調整は数十～数百 $\mu\text{A}$ レベルの電流値で行い、周回軌道の調整過程でビーム負荷が問題になることはまず無い。時折、RF加速電界が適正かどうかには注意を払えばよい。ちなみに、初期の数ターンを除いて、周回ビームの調整に最も威力を発揮するのはCCDを利用したSR光モニターであるが、1 $\mu\text{A}$ のビーム電流でもモニターに必要な光量は十分得られる。

150 MeV ビームの引出しまで調整が進み25ターンすべての周回軌道が定まった後、輸送効率を上げる段階に移り、そこでRFパワーの調整が重要になってくる。バンチャーとのコンビネーションで加速効率の向上を図る場合には、位相と電力の双方を同時コントロールする必要がある。輸送効率或いは加速効率が最も敏感に反応する操作は、シケーンまで入射系の機器調整であり、Q電磁石や逆磁場磁石など本体系の調整は効率に対するレス

ポンスがゆるやかで鈍い。ひとたび 25 ターンの周回軌道が定まれば、マイクロトロンのアクセプタンスに入射ビームを如何にマッチさせ得るかで加速効率が決まるようである。

一般に、電磁石を操作する *transverse* 方向の調整と、*longitudinal* 方向のパラメータであるライナックの電力調整は独立して考えてよい。ただし、RF パワーの安定性は、直接ビーム軌道のゆらぎに影響してくるので重要である。

#### CT (カレントトランスフォーマー) 信号 :

**CT\_1 :** 最も重要なこの CT は、入射系側から見て加速管の左側出口直後に位置している。入射系からマイクロトロン本体に輸送され、ライナックで初めて加速されたビームを観る CT である。入射ビームが適正 (6.9 MeV) に加速されているかどうかは、CT\_1 で U ターンビームを計測することにより初めて判断が可能である。測定例を [図 5-1-3](#) に示す。U ターンビームの適正化は、ライナックのパワーをスウィープして CT\_1 に表示される戻りビームの出力信号  $V_1$  の増減をみながらおこなう。図で出力  $V_1 = V_{(0+1)} - V_0$  がその最大値付近になる加速レベルが適正である。

なお、SR リングの入射器とは話が異なるが、後述するマイクロ単バンチの加速に際して、CT\_1 は別の重要な機能を発揮する。

**CT\_B1 :** 150 MeV まで加速され、マイクロトロンから取り出されたビームを最初に測定する BT 系の電流モニターである。定常運転の際に常時モニターとして使用し、マイクロトロン of 異常を検出する監視装置として利用できる。その出力例をいくつか以下に示す。入射器として 150 MeV マイクロトロンを使用する限り、個々の出力ビームパルスが平坦であるか否かは重要でない。従って、[図 5-1-4](#) にみられるような 1 パルス内の出力変動、ふらつきに対する対策は特に講じていない。

[図 5-1-5](#) は最大で 150 MeV ビームがいくら取り出せるか、初号機で試験した際の結果である。当初の仕様が  $I_{(150\text{MeV})} = 5 \text{ mA}$  であり、大電流加速は想定していなかったため、プロト機で安定に  $I_{\text{peak}} = 10 \text{ mA}$  を得るには無理がある。RF 電力的には  $P_{\text{peak}} = 5 \text{ MW}$  出力が可能な電源を有しており、ビーム負荷に十分対応し得るのであるが、加速管の結合係数  $\beta_{\text{coupling}} = 2$  の設定であるため、ビーム負荷が *overloading* になる。従って、 $\mu\text{sec}$  オーダーの長パルスを安定に得ることは難しいが、1 桁下の短パルスで 10 mA 出力を得ることは図に見られる如く比較的容易である。ここでは実測による結果を示したが、Lund 大 MAX-lab

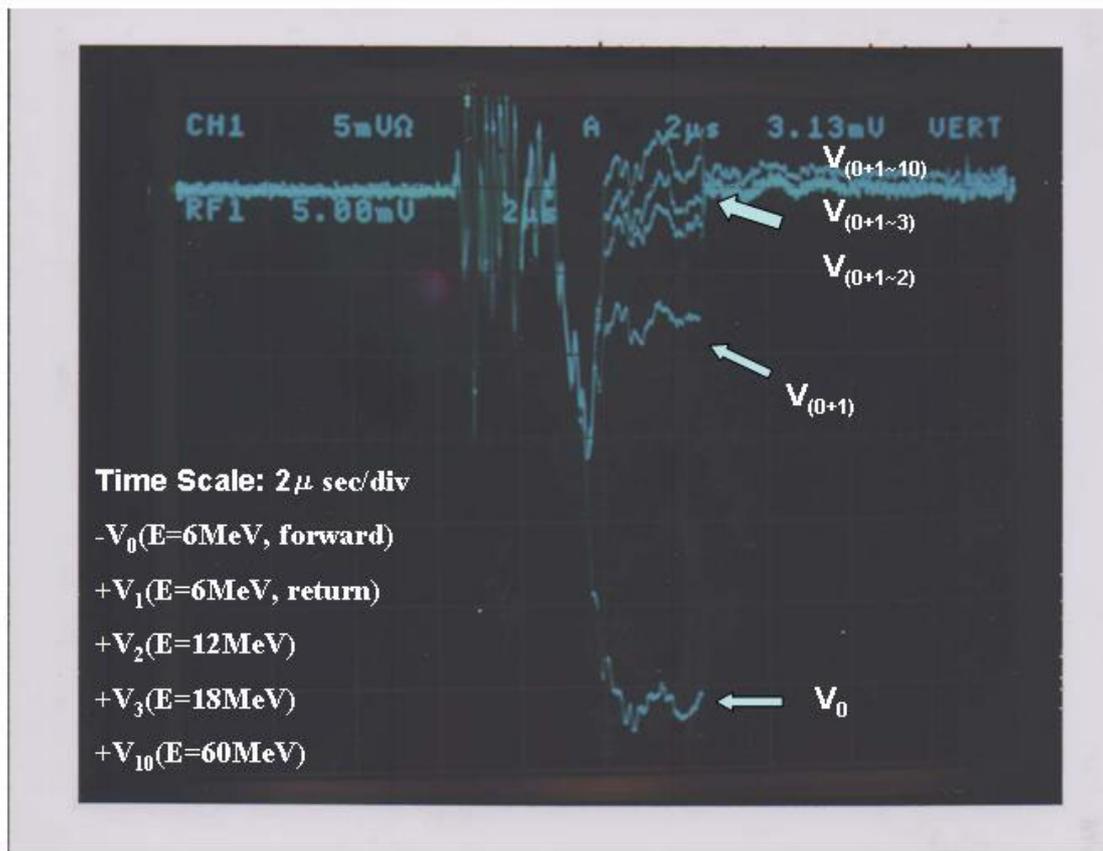


図5-1-3 主軌道上のCT<sub>1</sub>による電流測定

最初の6MeV加速を受けた後、加速管の左側出口にあるモニターCT<sub>1</sub>で観たビーム電流の信号。往きの6MeVビームによるCT出力： $-V_0$ （ビーム進行方向の関係で、この出力のみ極性が逆）、それに戻り（Uターン）ビームの出力（ $+V_1$ ）を重畳したもの： $V_{(0+1)}$ 、更に2ターン目の出力（ $+V_2$ ）を重ね合わせた信号： $V_{(0+1-2)}$ 、3ターン目出力（ $+V_3$ ）まで重畳したもの： $V_{(0+1-3)}$ 、10ターン目までの出力（ $\sim +V_{10}$ ）を重ね合わせた信号： $V_{(0+1-10)}$ 、等をすべて同一のCTで観測できる。

このCT<sub>1</sub>で、各ターン毎の輸送効率を調べることが可能である。例えば、図で $V_3 = V_{(0+1-3)} - V_{(0+1-2)}$ は3ターン周回ビームの電流値を表している。CT出力は1mV=1mAに較正されているので、 $V_0 = 30$  mVは6MeV加速ビームが30mAであることを示している。

なお、 $V_0$ 出力の立ち下がりから $V_1$ 信号の立ち上がりまで、約0.7μsecの遅れがある。これは加速管の時定数 $\tau (= 0.56 \mu\text{sec})$ と同程度の遅れである。この間は加速管の電界が立上りの過渡状態にあり、まだ定常状態になっていない。従って、ビームが適正に加速されておらず、Uターンして戻って来ることができない状態にある。

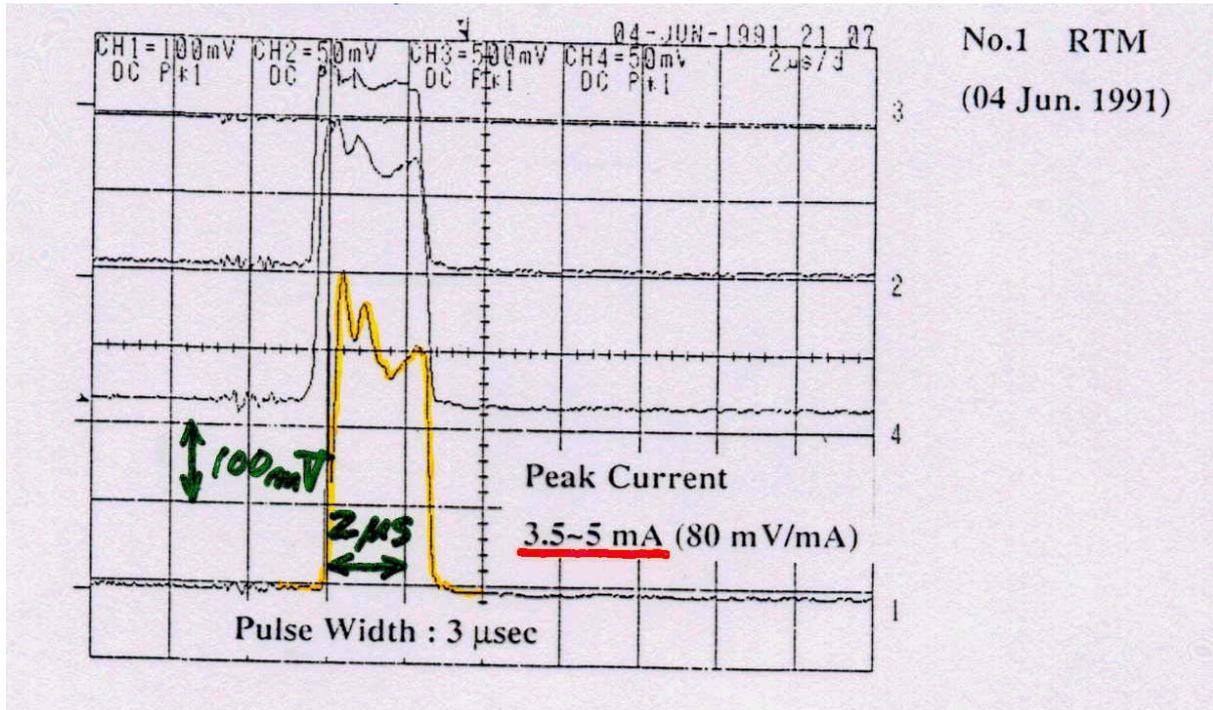


図5-1-4 BT系CTによる引出電流の観測 (1)

改良後のマイクロトロン1号機で150 MeV出力ビームをCT\_B1で見たもの(最下段の黄色)。標準的な数μsec幅のパルスでビームを引出している。後述する~10 psecオーダーのマイクロ単バンチ加速を例外として、μsecオーダーの長パルスビームは加速電界が定常状態のモードで得られる。

図中、中段は加速途中(12 MeVビーム)のCT\_2出力、最上部はガンエミッション(120 keVビーム)をCT\_GUNで見たものである。CT\_1にみられる150 MeVビームのパルス内出力変動と同様の傾向が既に最上流のガンエミッションにみられる。このことから、パルス出力がフラットにならない大きな要因がビーム負荷の変動にあると推定できる。ガンの120 kV高圧電源はドループを含め0.1%の安定度を有するので、グリッドパルサーの平坦度に改善の必要性を感じている。他の要因として、RF供給電力の平坦度が不十分(現状2~3%)なことや、電磁石電源の安定度が影響している可能性も排除できない。

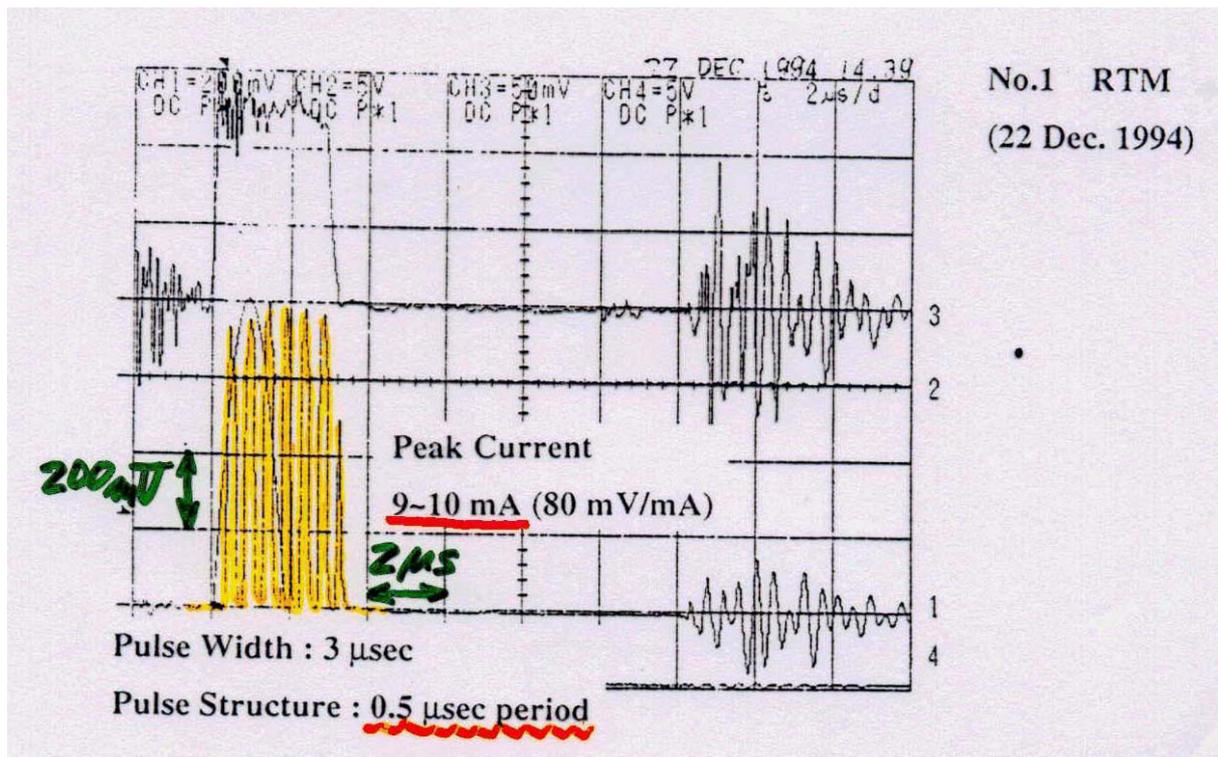


図5-1-5 BT系CTによる引出電流の観測 (2)

一般に2~3  $\mu\text{sec}$  幅のパルスビームを引き出すが、RFの供給電力が不十分な場合(undercoupling)、櫛の歯状の短いパルスビームが観測される。横軸の scale (2  $\mu\text{sec} / 1 \text{ div}$ ) から繰返し周期が0.5  $\mu\text{sec}$  と同定でき、ほぼ加速管の時定数に等しいことから、過渡状態にあるライナックの電界で加速されたビームであるとわかる。対して、通常の  $\mu\text{sec}$  オーダーの長パルスビームは、加速電界が定常状態の下で加速・引き出されたビームである。

櫛の歯状のビームを得るのは平坦な長パルスビームを得るのに比べれば簡単で、ガンエミッションやRF出力の安定性にそれ程注意を払う必要がない。

では 100 MeV マイクロトロンに関して同様の現象をシミュレーションで解析している[49]。なお、CT の製作に際して、時間応答特性に注意して立上りの速いフェライトを選択したわけではないが、下にみられるように、マイクロ単バンチの加速時にマイクロトロンの個別ターンを識別できることから、数 nsec レベルの時間分解能を有している。

SR リング AURORA への入射において、実質有効な入射時間幅は 0.5  $\mu$ sec 以下と見積もられており、図中のピークひとつだけでも十分入射が可能である。タイミングシステムを操作して、この過渡状態で加速する 1 ピークだけを取り出せば、放射線対策が非常に楽である。ちなみに、自己遮蔽をアピールしている現在稼動中の AURORA-2S では、この短パルス入射方式を採用して発生放射線の大幅な軽減に成功している[50]。

以上は初号機の測定データであるが、その後、大電流加速用にマイクロトロンが 1 台作られた。その主目的は HiSOR (広島大学) 入射器としての使用であるが、同時に隣接する VBL (Venture Business Lab.) の超高速電子周回装置 REFER への入射器として併用されており、仕様値が  $I_{\text{peak}} = 10 \text{ mA}$  に設定されている。運転時間の比率で考えれば、圧倒的に REFER 入射器としての使用頻度が高い[51]。この大電流用マイクロトロンの調整時に得た 150 MeV 引出しビームの出力信号を図 5-1-6 に示す。ビーム負荷の増大に対処すべく加速管の結合係数  $\beta_{\text{coupling}} = 4$  に強化したが、他にパルス平坦度を改善する対策を特に講じたわけではないので、平坦な 10 mA パルスを得るのは容易でない。

途中でこぼれるビームを考慮せずとも、 $I_{\text{peak}} = 10 \text{ mA}$  のとき、加速管のビーム負荷は 25 倍 (周回数) の 250 mA と等価になる。入射系に単純なバンチャーを置いただけでは、最初の数ターンで全ビーム負荷の 1/3 ~ 1/4 程度が失われるようである。従って、10 mA 加速とはビーム負荷 3~400 mA を意味し、エミッション電流の些細なゆらぎが加速効率を大きく左右する。RF 電源のピーク出力が 5 MW であることを考慮しても、理論上  $I_{\text{peak}} = 20 \text{ mA}$  は得られる筈であるが、10 mA を上回る 150 MeV ビームを得ようとした場合、ビーム負荷に関する何らかの対策が必要と思われる。ただし、平坦な  $\mu$ sec オーダーの長パルスを望むのであれば、ここに述べた 150 MeV マイクロトロンの設計指針に従って、ピーク電流 10 mA の引出しビームを得ることは容易である。

同じマイクロトロンに装備された CT でありながら、用途の異なる利用法をひとつ追記しておく。附録 5 で述べるが、入射系に laser driven photo cathode RF gun を配したマイクロ単バンチ加速用マイクロトロンでの使用例である。上述の CT\_1、即ち加速管の左側出口に置

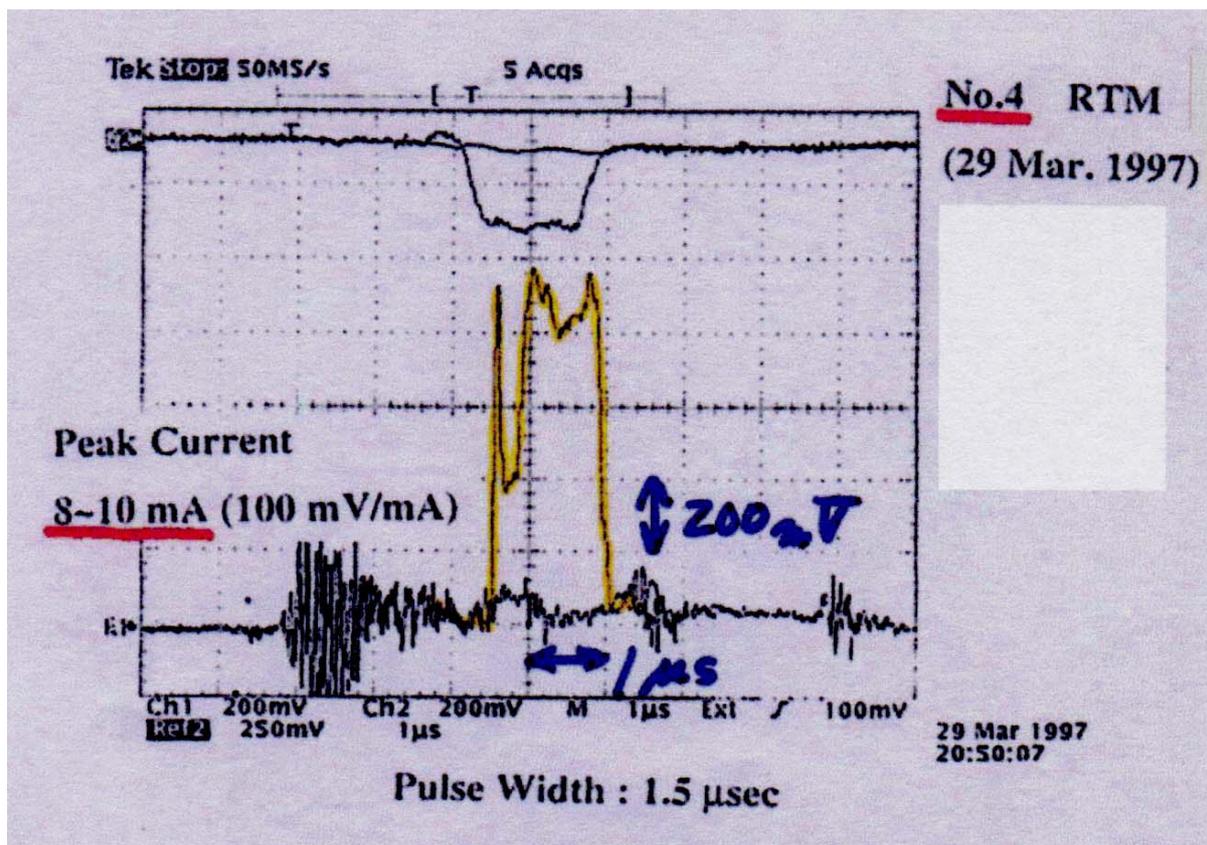


図5-1-6 BT系CTによる引出電流の観測 (3)

前のふたつの図と違い、大電流用マイクロトロン出力信号である。HiSORの入射器としては、通常どおり数mA出力で使用するが、電子周回装置REFERへの入射器として使用するときには10mA運転を行うことが多い。

ビーム負荷の増大に備えて加速管のCoupling- $\beta = 4$ に強化したが、他にパルス平坦度改善のための対策は特に施していないので、平坦度の良い長パルス出力を得るのは容易でない。RF電力的には $P_{\text{peak}} = 5 \text{ MW}$ の電源を有しており、 $I_{\text{peak}} = 10 \text{ mA}$ のビーム負荷に対しても十分余裕がある。

図中、上に見える負出力はガンエミッションをモニターしているCT\_GUNからの信号で、 $I_{\text{(emission)}} = 200 \text{ mA}$ 相当であることがわかる。

(縦軸：200 mV / 1 div、GUN\_CT較正值：~1 mV / 1 mA)

かれた CT の出力を [図 5-1-7](#) に示す。ビームがマイクロトロンを一周する時間に対応した 10~20 nsec 周期のピークが明瞭に観測され、CT の時間分解能が数 nsec レベル以上であることがわかる。このように各ターンが独立に測定できれば、以下に述べる SR 光モニターと同様の効果的活用が可能になる。SR 光以上に定量的な情報を多く含む点、CT のほうが更に有効と言える。

注記：上記データは、マイクロトロン 4 号機が日本原子力研究所関西研究所に納入された当時、立上げ調整にあたって双方の間で共同研究が実施され、その過程で得られたものである。

概要が原研関西研から共著の形で学会発表されている [\[5.2\]](#)。

先のモニター配置 [図 5-1-1](#) をみると、モニターの数の多さが目につく。改造後のビームの振舞いを詳細に調べられるように配慮したためであり、すべての実用機にこれだけ多数のモニターが必要なわけでは勿論ない。標準仕様のマイクロトロンが装備を要求するモニター類は、図中の SCR\_I1 (入射系：CCD\_I1 共)、SCR\_R1 (&CCD\_R1)、SCR\_L1~3 (&CCD\_L1~3)、CT\_1、CCD\_SR\_R (初号機は可動 CCD であったが、現在は固定 CCD)、及び BT 系の SCR\_B1 (&CCD\_B1) と CT\_B1 である。後は、オプションとして必要に応じて準備すればよい。

#### SR 光による測定：

**CCD\_SR\_R**：初号機は左右の主電磁石側面に SR 光モニターを備えていた ([図 5-1-1](#))。ビーム調整時に、万が一左右の主電磁石におけるビームの振舞いが異なった場合、その解析を可能にする意図であった。結果的に、軌道計算で想定された以上のビーム挙動は検証されず、左右両方に SR 光モニターを持つ有意性のないことが判明した。従って、以後のマイクロトロンには右側の SR 光モニターしか装備されていない。

25 ターンまでビームを通した後、各ターンで SR 光スポットを観測した例を [図 5-1-8](#) に示す。ともに 150 MeV ビームを数 mA 取り出したときのスポットである。右端に微弱に見えるスポットが 5 ターン目 30 MeV ビームの、左端の最も明るいスポットが 25 ターン 150 MeV ビームからの SR 光である。上の図 a) ではスポットが上下方向に変動していないが、下図 b) は 4 ターン程度の周期でビームが上下方向に振動している様子がみえる (特に低エネルギーの若いターンの領域で顕著)。この 4 ターン周期は前章で解析したシンクロトロン振動数と一致するが、ここで観測された SR 光スポットの上下変動と関係している

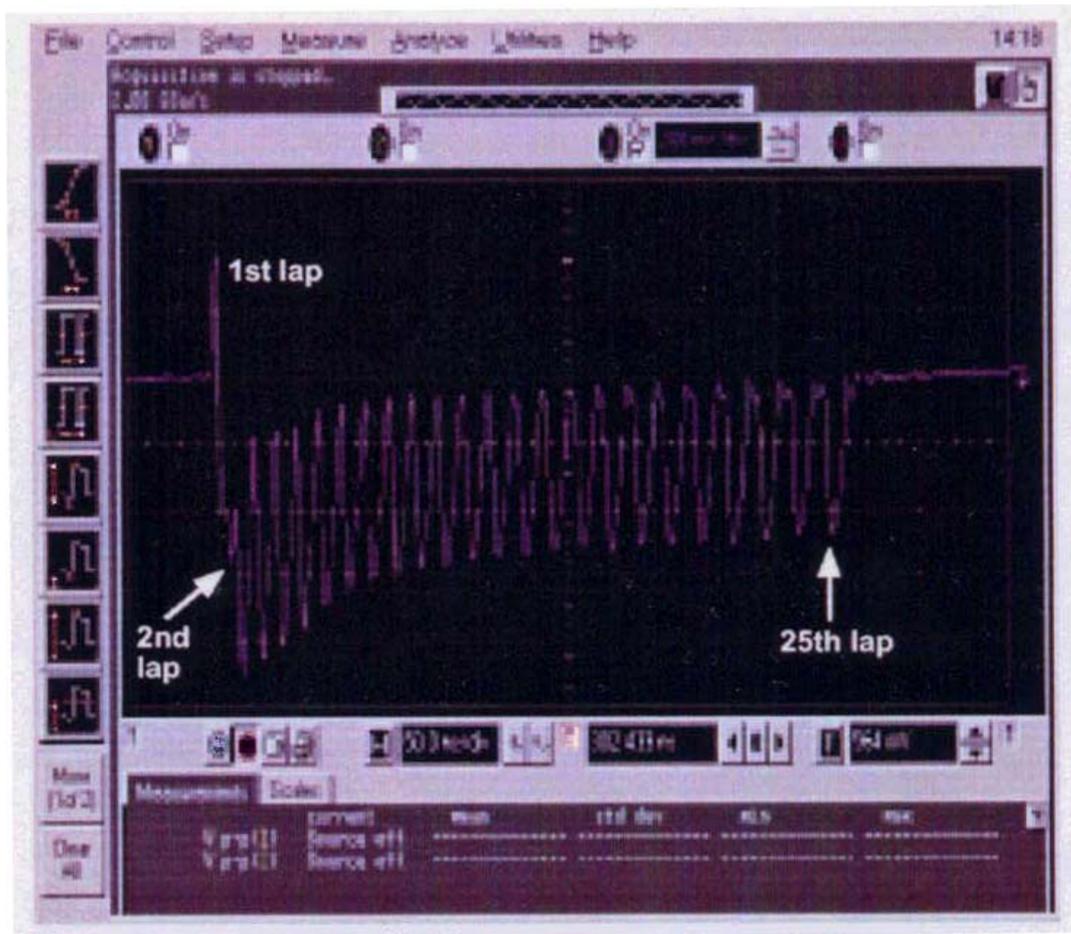


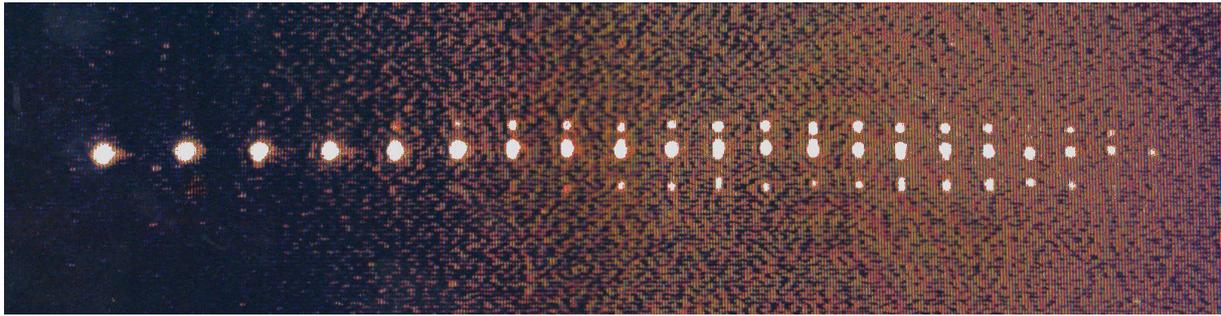
図5-1-7 単バンチビームのCTによる観測

初号機の完成から10年、新しいマイクロトロン利用法が進展しつつあった。入射系に Photo Cathode RF ガンを擁し、マイクロ単バンチを加速しようというものである。だが、周回系の電流モニター用CTの仕様は不変であり、加速管の左側出口に装備されているCT<sub>1</sub>の出力を図は示す (Time Scale : 50 nsec / div)。

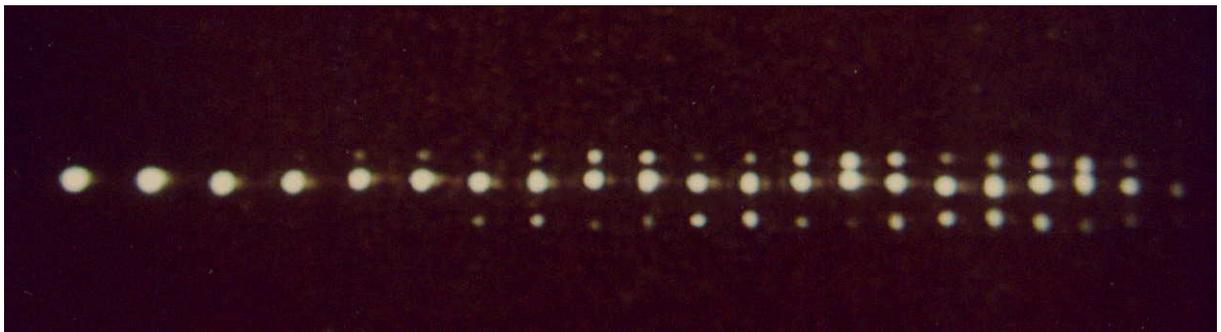
ビームがマイクロトロンを周回する時間、2~25ターンの所要時間は10~20 nsecとわかっている。CT信号が各ターンを明瞭に分離できていることから、CTの時間分解能が数nsecであることがわかる。また、最初の1ターン目から最後の25ターン目までの全周回時間が約350 nsecであることも容易に理解できる。全ターンの信号が一度に観測できるので、単バンチ加速の際には特別有力なモニターとなる。

RFガンのエミタンスが小さいので、最初の1ターン (CT出力の極性が逆) から最後の25ターンまで、加速途中のビームロスが少ないことが見てとれる。

(出典：平成12年の原研関西研における住重との共同研究の成果、文献[5.2])



a) スポットがターン毎に垂直方向に伸縮（フォーカスの良い中央付近）



b) スポットが4ターン周期で垂直方向に振動

#### 図5-1-8 SR光モニター（CCD\_SR\_R）でみた周回軌道

5ターン（右端の暗いスポット）以降の全周回軌道をまとめて観測できるため、効果的な非破壊型モニターである。特に垂直方向のビーム軌道の変化を把握しやすい。通常、輸送効率の改善・最適化にはSR光モニターを使用する。パルス波形（平坦化）などの調整には、マイクロトロン出口直後のBT系CTを併用する。各種パラメータの調整に際して、最も利用頻度の高いモニターである。

一般に観測される現象であるが、周回ビームが低エネルギー側に少しテールを引きながら加速される様子が、特に図b)で顕著である。これはセパトリクスからはみ出して out of phase でこぼれ落ちてゆく粒子からのSR光であり、低エネルギー側にドロップアウトするという計算の予測と合致する。ただ、現実の加速では計算と違って全ターンにわたり少しづつ常にこぼれてゆくようである。

初号機ではCCDカメラが可動になっており、常に偏向電磁石内でビームが90°回転した時点でSR光をモニターできるように配慮されていた。理由は、常に偏向電磁石端面に直角な方向でSR光をみることにより、ターンセパレーション（実際はその1/2）を精度よく測定するためである。

かどうかは不明である。また、上図 a) では CCD カメラが中央付近に良くフォーカスしており、定性的にビーム形状が 1 ターン毎に垂直方向に伸縮している傾向がみてとれる。これは、前章の図 4-3-5 にみられる軌道解析の結果、即ち垂直方向ビームサイズが 1 ターン毎に増減する結果と一致する。

図の中央から右寄りには、中心の実スポットの外に上下にサテライト (ghost) がみえる。これは、まだ電子が高エネルギーにまで加速されておらず、SR 光の発散角( $\sigma_y'$ )が大きいために生じる現象である。既に述べたように、マイクロトロン本体の主電磁石は漏れ磁場を少なくするために狭い磁極間隙 (pole gap = 10 mm) で作られている。このため、磁場中を巡回する電子から放射された SR 光が上下のポール表面 (鏡面) で反射され、CCD カメラで観測されるためである。このサテライトのお蔭で、垂直方向の電子の運動の非対称性が一目瞭然である。電子が 20 ターン 120 MeV 程度まで加速されると、 $\sigma_y' \leq 4\text{mrad}$  まで SR 光の指向性が良くなりサテライトがほぼ消失する。参考用に、マイクロトロンの 1~25 ターンにおける電子のエネルギー( $E_n$ )、発散角( $\sigma$ )、臨界波長( $\lambda_0$ )の関係を表 5-1-1 に掲げている。表から 5 ターン 30 MeV ビームは  $\lambda_0 = 1730\text{ nm}$  と遠赤外領域が主体のスペクトルであり、CCD カメラの感度特性 (図 5-1-9) からみても、微弱な信号しか得られない筈である [53]。ただし、ビーム電流値が数 mA もあれば、3 ターン 18 MeV で  $\lambda_0 = 4800\text{ nm}$  の SR 光でも CCD カメラで観測が可能なのは確認済である。

右側の主電磁石に装備されている SR 光モニター CCD\_SR\_R は、初号機に限り movable に作られている。この測定系によれば、どのターンであろうとも偏向電磁石中を常に電子が  $90^\circ$  回転したときの SR 光を正面から観測できる。つまり、電子が偏向磁場中を  $90^\circ$  回転した位置で、磁石端面と平行に放射される SR 光を鉛直方向で測定できる。 $90^\circ$  回転時の隣接ターンの位置の差が測定できたことになるので、その値を 2 倍することでターンセパレーションが得られる。前章では軌道計算からターンセパレーションが求められているので、ここで SR 光による実測値と比較して図 5-1-10 に示す。ターンセパレーションの半値  $d_{ts}/2 = 16.5 \pm 1.0\text{ mm}$  の範囲で計算結果と実測値が一致しているので、ビームの挙動としておかしいところはないという確認はできた。しかし、軌道計算にみられる 4 ターン周期の規則正しい変動は観測できていない。実際のビームの振舞いと、シミュレーションの結果に若干の相違があるのかもしれない。

表5-1-1 150 MeV マイクロトロンの周回エネルギーに関連する係数

Turn No. (n)	Energy $E_n$ (MeV)	Mass $\gamma_n$	Emission Angle $\sigma'$ (mrad)	Critical Wavelength $\lambda_0$ (nm)
1	6	12.7	78.5	43200
2	12	24.5	40.8	10800
3	18	36.2	27.6	4800
4	24	48	20.9	2700
5	30	59.7	16.8	1730
6	36	71.5	14	1200
7	42	83.2	12	881
8	48	94.9	10.5	675
9	54	107	9.4	533
10	60	118	8.4	432
11	66	130	7.7	357
12	72	142	7.1	300
13	78	154	6.5	255
14	84	165	6.1	220
15	90	177	5.7	192
16	96	189	5.3	169
17	102	201	5	149
18	108	212	4.7	133
19	114	224	4.5	120
20	120	236	4.2	108
21	126	248	4	98
22	132	259	3.9	89
23	138	271	3.7	82
24	144	283	3.5	75
25	150	295	3.4	69

$E_n=6 \cdot n$        $\gamma_n=1+E_n/E_0$        $\sigma' = 1/\gamma_n$        $\lambda_0=1.86E6/(B \cdot E^{**2})$   
 $E_0=0.511\text{MeV}$        $B(\text{Tesla}), E(\text{MeV})$

各ターン(n=1~25)における電子の運動エネルギー( $E_n$ )と、相対論的質量比( $\gamma_n$ )、SR 光の発散角( $\sigma'$ )、臨界波長( $\lambda_0$ )の関係を一覧表にしたもの。

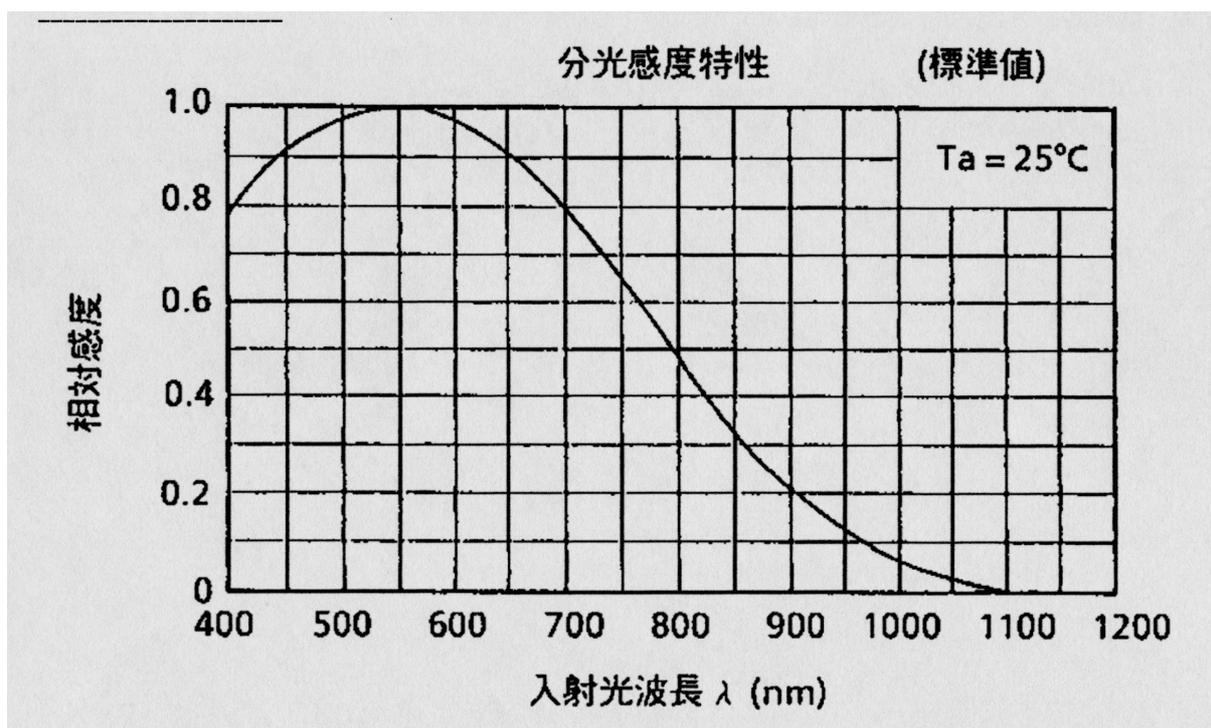


図5-1-9 CCD センサの感度特性

周回ビームの臨界波長 (表5-1-1) から、CCD の観測に最適なビームエネルギーは9 ターン目 54 MeV ( $\lambda_0=533$  nm) あたりであることがわかる。6 ターン目 36 MeV のビーム( $\lambda_0=1200$  nm)でも、既に CCD センサの感度特性の領域外である。数 mA のビーム強度があれば観測可能であるという 3 ターン目 18 MeV ビームでは  $\lambda_0=4800$  nm であるから、臨界波長から急激に減衰する短波長側のごく微弱な可視領域の SR 光をキャッチしていることになる。

(文献[53]から引用)

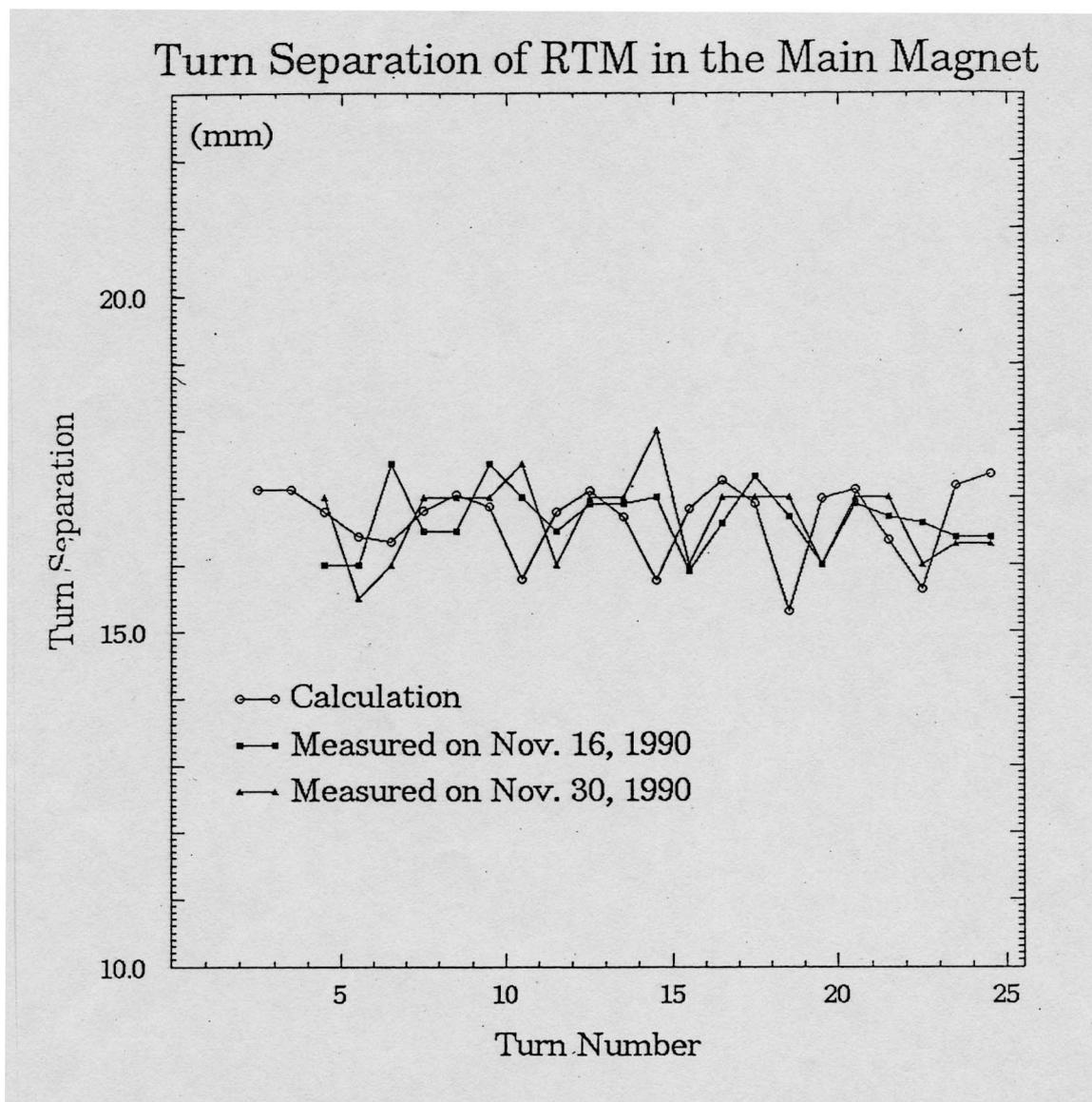


図5-1-10 ターンセパレーション

隣り合った各ターンの間隔を示したもの。ただし、測定は $180^\circ$  偏向電磁石の中点、即ち $90^\circ$  回転した点での距離であるから、バックストレートにおける本当の意味でのターンセパレーションは表示値の2倍である。可動SR光モニターでもって、この点でターンセパレーションの実測が可能であり、計算値との比較を行った。計算・実測とも、ほぼ $d/2 = 16.5 \pm 1$  mmの範囲に納まっており、差はないことからビームの振舞いが妥当であると判断できる。ただし、計算に表れた規則正しい振動の様子が、実機では観測できていない。

#### ビームプロファイルモニター：

SR 光による位置の検出ができない入射系で、CT とともに必須のモニターであるが、加速後の高エネルギービームを輸送する BT 系でもビーム軌道を適正化するために必要である。破壊型のため、CT のように定常運転を行いながら使うことはできず、初期ビーム調整時に利用されるほか、何か異常事態が生じた場合に活躍するモニターである。アルミナ ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) セラミクスに数%のクロム( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) をドーピングし、電子を照射することにより生ずる蛍光を観測するものであり、スクリーン(SCR) モニターとも呼ばれる[48]。

マイクロトロン本体系で  $E > 6 \text{ MeV}$  のビームが周回を開始しても、既にふれたように最初の数ターンは CCD で SR 光を観測できないので、当初は 5 ターンまで (図 5-1-1)、現在でも 3 ターンまでは本モニターを常備している。まず、主軌道上、加速管の両側に置かれた SCR のうち、右手シケーン側の SCR で入射 120 keV (2 号機以降は 80 keV) ビームの位置を確認し、入射ビームの位置が加速管の軸と一致するように、入射系を調整する。加速管の出口でも 6 MeV ビームのプロファイルの確認が可能である。また、加速管単体のエージングの際にも、励振時に内部の電界で加速され飛び出してきた電子による SCR の発光がみられ、枯らし状況のチェックに有効である。勿論、放電現象も的確に観測できる。加速管の電界を調整しながら CT\_1 で U ターンビームを確認できれば、次に 2 ターン目バックストレートの SCR をモニターしながら再度電界調整を試みる。この SCR で戻り軌道上の 12 MeV ビームを確認できれば、ライナックの加速電界は正しく設定されていることになり、後は水平ステアラ(HST) を主体に調整してゆけば容易に 25 ターンまでビームを通すことができる。

**SCR\_B1:** 高エネルギービームによるセラミックスクリーンの発光例を図 5-1-1 1 に示す。直接的にビームの位置を正確に測定できるので、150 MeV ビームを SR リング AURORA に入射する際、BT 系の調整に不可欠なモニターである。また、後述する引出しビームのエミタンス測定にも使用する。

#### 輸送効率：

マイクロトロンの性能を左右する加速効率の結果を図 5-1-1 2 に示す。改良前の装置では電流値がほぼゼロになるまで、歯止めなくビームが減少し続けていたが、改良後はシミュレーションの結果とよく一致する輸送効率を得られるようになった。

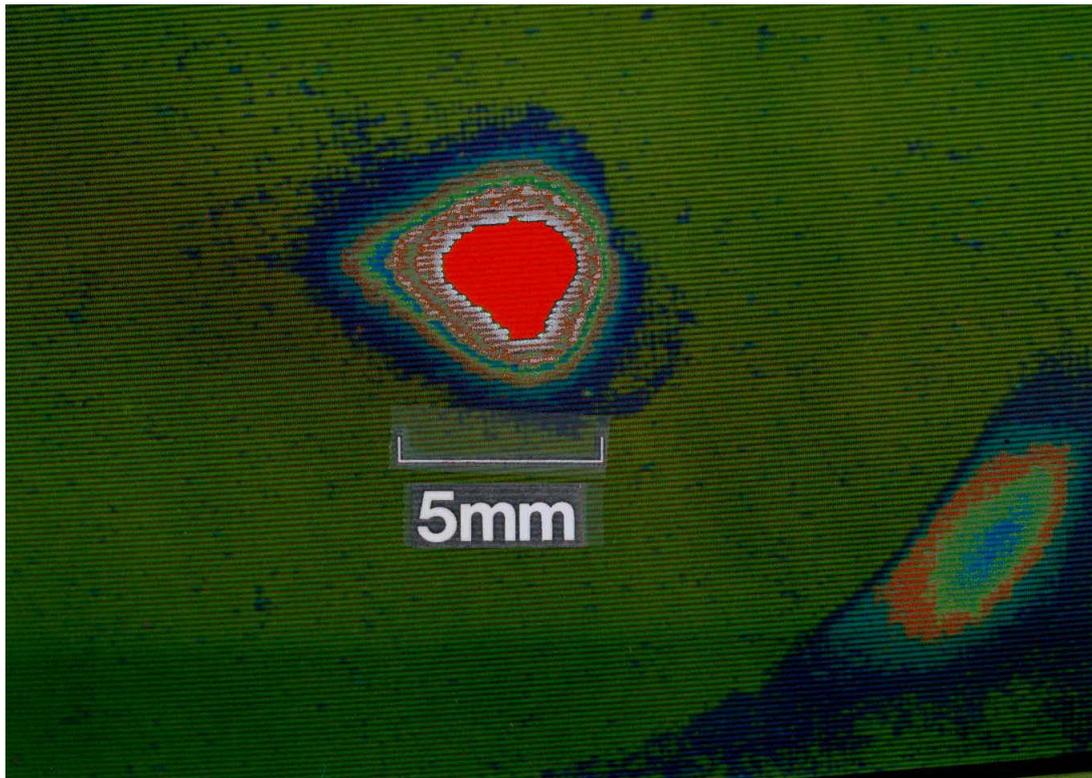
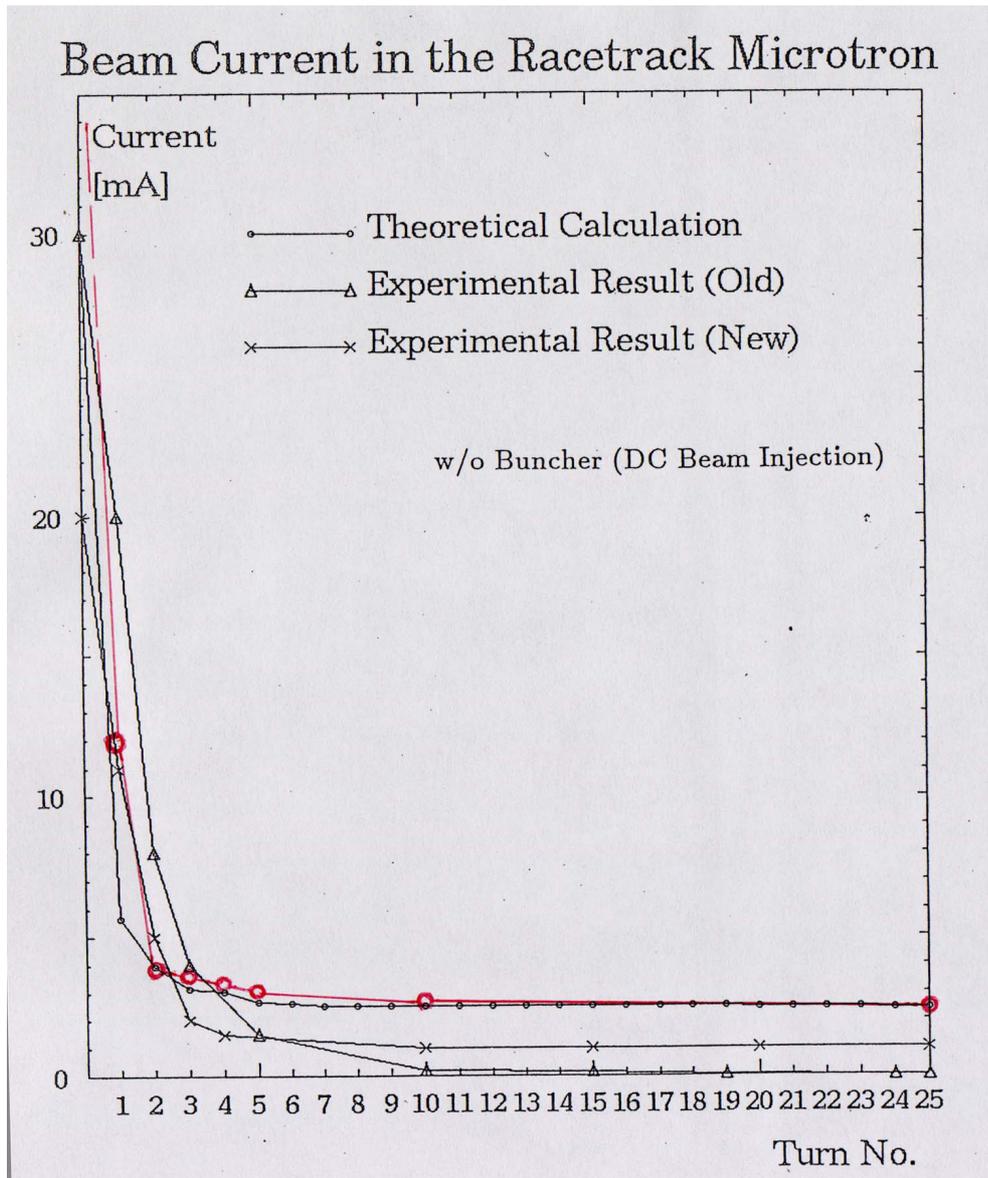


図5-1-11 150 MeV 出力ビームのプロファイル

セラミック製スクリーンモニターSCR\_B1 でマイクロトロンから引き出された 150 MeV ビームを観測した例。このときの取出し電流値は mA のオーダーであった。中央の真紅にカラー処理されている部分は CCD 出力が飽和している領域である。そのため、この像から直接ビームサイズ( $\sigma_x, \sigma_y$ ) を読み取ることはできないが、およそのビームスポットとして  $\sigma \leq 5 \text{ mm}$  であることはわかる。上流側に CCD を置いて観ているので、向かって右側に高エネルギービームの像が現れる。SR 光のスポットでも同様であったが、左方向に低エネルギービームのハローがテールを引いている様子がみてとれる。

複数のプロファイルモニターと集束発散用の Q 電磁石の組み合わせでもって、後述のように 150 MeV ビームのエミタンス測定が可能である。その際、最も明るく発光している領域が飽和しないように CCD の利得を調整しておく必要がある。



**図5-1-12 150 MeV マイクロトロンの輸送効率**

バンチャーを使用しない場合の輸送効率を実測値と計算値とで比較してみた。輸送効率が  $\Delta$ (old)で示されている改良前のマイクロトロンでは電流値の減少に歯止めが無かった。それが改良直後（'91年）の測定  $\times$  (New)では、初期の数ターンを除き各ターンにおける効率が計算と実測値とで相対的に同じ変化を示すようになった。ともに5ターン目までに失われるべきビームは消失し、以降のビームロス是非常に少ない。

赤丸と赤線（—○—）は、後に立命館大学へ装置が移設され、現地での上上げ調整に際して得たデータである（1996年4月11日）。5年後においても傾向は同様で、むしろ計算と良い一致を示す。ただし、入射系からライナックへの入射電流値が41 mA（初期は20 mAで測定）と倍増しているから、全体としての輸送効率は不変である。

初めてビームを周回させるときの調整方法は、モニターしている軌道・地点、或いはそのターンを最大電流が通るようにすることである。当面、そのターンだけに着目して、電流値を増やすように各種パラメータを調整するしか方法がないのであるが、ひとたび最後までビームを周回させることができたならば、その後の輸送効率を良くするための調整では、もはや初期の数ターンで最大電流値を得たパラメータとは必ずしも一致しない。その辺を念頭に置いて調整にあたるのが肝要である。

加速の再現性に関しては、最も影響の大きい要因が漏れ磁場である。特にビームエネルギーの低い入射系に対して影響が大きく（一応の磁気シールドは施しているが不十分）、残留磁場の状況が変化するため往々にしてビーム軌道が微妙にずれて、マイクロトロン本体のアクセプタンスとマッチングが悪くなり、結果として輸送効率が低下する。この軌道のずれは、先の SCR で入射軌道をモニターすることで、まず確認が可能である。150 MeV ビームを数 mA 取り出す程度であれば、パラメータの変動に対しても比較的余裕がある（一例がガンエミッションの増強による出力電流の補正である）が、5 mA 以上の大電流を得ようとする場合は漏れ磁場の状況も再現するような運転が必要である。通常は周囲への漏れ磁場の影響を抑制する意味で、マイクロトロン本体系主電磁石の立上げと立下げに時間をかけてゆっくりと行う（例：励磁電流 240 A を所要時間 15 分で up/down）。毎回、同じパターンで立上げ立下げを行っておれば大丈夫であるが、停電などで瞬時に主磁場が消失した場合などに入射系の再調整を必要とする。

しかしながら、総じてマイクロトロンは素性（振舞い）の明快な、扱いやすい装置（初期調整も含めて）であるといえる。この事に関しては疑問の余地がない。

## 5-2. 出力ビームのエミタンス測定

これまではプロト機の改良に関する議論を中心におこなってきた。以下に述べる 150 MeV ビームの測定は、後に作られた 3 号機の初期調整に際して実施されたものである。3 号機は 2003 年 3 月現在、住重田無工場で稼動中の小型 SR リング AURORA-2S の入射器として使用されている。ステアラ等の補正電磁石群や各種モニター類が支障ない範囲で軽装化された実用機である。入射系でも電子銃のアノード電圧が 80 kV に引き下げられ、バンチャーも装備されていないタイプである。

試験に使用した BT 系は、単に SR リングへの入射系として製作されたものを流用しており、特にエミタンス等の測定を考慮して作られたわけではない。従って、試験に際して種々の制約条件があり、測定精度が十分とは言い難い面があった。しかしながら、マイクロトロンで加速されたビームの特性を測定したデータの類がこれまでなかっただけに、シミュレーションで得られた予測と直接比較ができた意義は大きい。本章は文献 [5.4] (Internal Report) に基づいて記述した。

### I. 試験方法 (セットアップ) :

図 5-2-1 に計測に用いた BT 系の構成を示す。マイクロトロン本体で 150 MeV まで加速された電子ビームは引き出し電磁石で 15° 時計回りに曲げられて BT 系に取り出される。BT 系の基本的な構成要素は以下の 3 点である。

- 1) ビームプロファイル測定用モニター (2 式)、うち一方には電流測定用 CT を装備
- 2) ビーム集束用 (Q2) と発散用 (Q1) の Q 電磁石、各 1 台
- 3) ビーム軌道補正用の水平及び垂直ステアラ、各 1 台

測定は 2 台の Q 電磁石 (Q1, Q2) 強さを変えて行う。Q の操作に従って、ビームプロファイルがどのように変化するかを下流のスクリーンモニタ 2 上で観測する。Q の強さをパラメータとして ( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ) の変化をフィッティングすることにより、エミタンス ( $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ) やエネルギー分散 ( $\Delta E/E$ ) を算出する。ただし、現実にはビームダクト寸法  $\phi 30$  mm の制約があり、( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ) が最小になる近傍に測定は制限される。

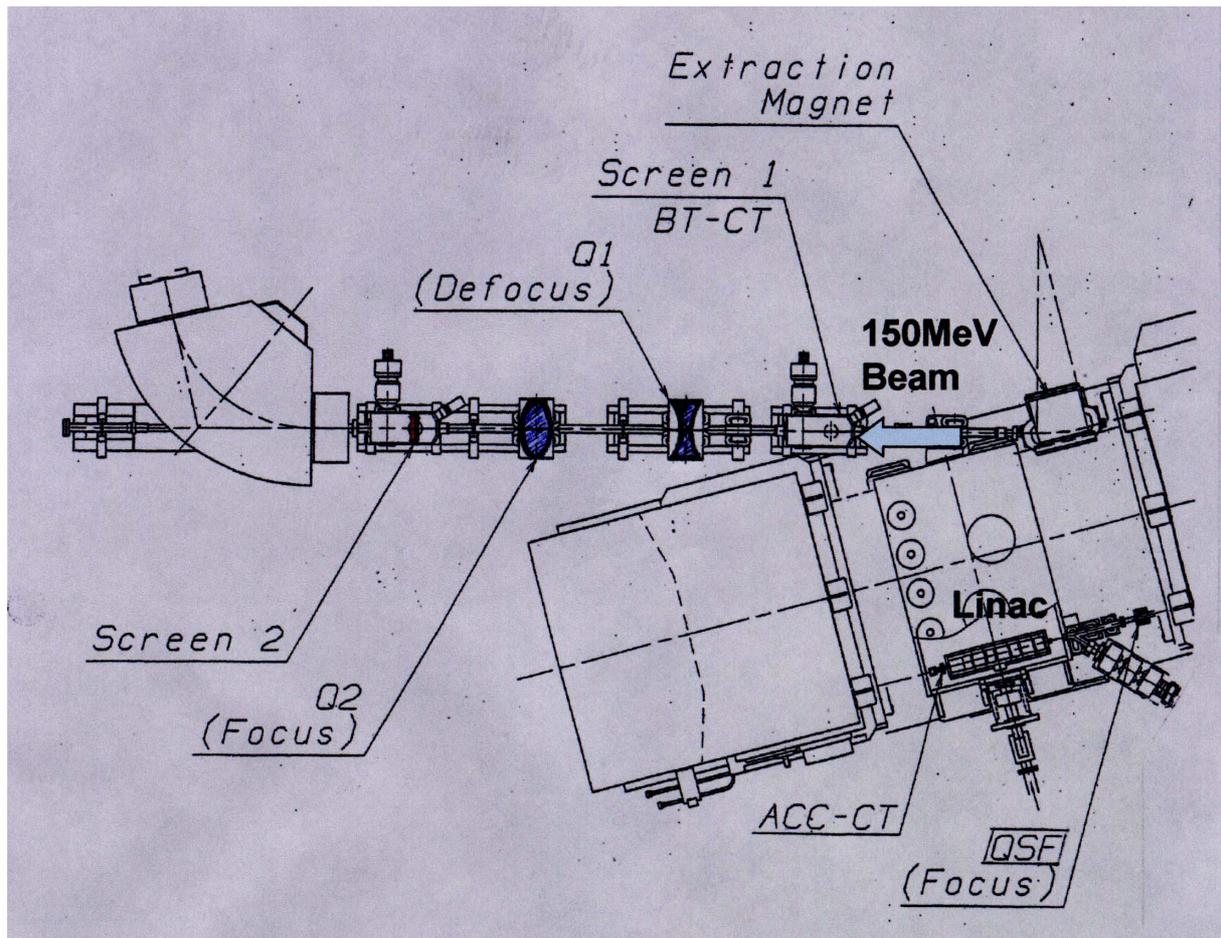


図5-2-1 150 MeV ビームのエミタンス測定

マイクロトロンで150 MeVまで加速され、引出されたビームのエミタンスを測定したBT系。既存のBT系を流用して試験したため、QD、QF磁石の位置関係やビームダクトのアーチャー等に制限があり、精度の点で限界があった。引出電磁石の下流でQD、QFの強さを変えて、その下流のスクリーンモニタでビームプロファイル ( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ) の変化を測定し、得られた曲線をフィッティングすることにより ( $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_y$ ) を求めた。

測定では、周回系の水平方向集束用Qシングレット (QSF) の強さを変えて違いをみた。

### モニター系：

マイクロトロンに使用したのと同じ Cr 含有のアルミナ製セラミックスクリーン(有効視野  $\phi 19 \text{ mm}$ ) を内蔵したモニター箱が Q ダブレットの上流と下流に装備されている。電子ビームが当たって発する蛍光を CCD カメラで観測し、画像処理することによりビームプロファイルの情報が得られる。上流のモニター1 では、マイクロトロンから引き出されたビームの状況を随時確認できる。また、同じ仕様の CT も装備されており、パルス波形とともに引出し電流値を常時オシロでモニターしている。検出感度は  $1 \text{ mV/mA}$  に較正されており、利得 100 倍のアンプをつけて  $100 \text{ mV/mA}$  の出力信号を得る。解析に必要なビームプロファイルは Q ダブレットの集束条件を変えながら下流のモニター2 で観測する。

測定感度は CCD カメラに依存する。最高感度では  $1 \mu\text{A}$  以下の微弱電流による発光でも観測可能であり、今回のような  $\text{mA}$  級の電流値では光量過多で CCD 出力が飽和しないように注意する。同じ出力ビームでもフォーカスの具合で CCD の飽和状態が異なるので、その場合は測定途中でビーム電流を調整し、CCD のゲインは固定して使用した。

光学系には 1/2 インチ CCD カメラに 9.5~152 mm ズームレンズを装着して使用した。スクリーンモニタの有効視野  $\phi 19 \text{ mm}$  を拡大して、 $640 \times 480$  ピクセルの画像データとして取り込むことで精度の向上を図った。得られた解像度は、

水平 (x) 方向：  $22 \text{ pixel/mm}$

垂直 (y) 方向：  $18 \text{ pixel/mm}$

これは、 $0.1 \text{ mm}$  の精度でビームサイズを議論するのに十分な解像度である。

### Q ダブレット：

基本的に、上流の Q1 を QD に、下流の Q2 を QF にセットして使う。まれに上流からみて QF、QD の組合せで使うこともあった。仕様を下に示す。磁場の有効領域については、中心軸上の磁場測定結果から Q1、Q2 とともに実効長を  $+10 \text{ mm}$  とみなした。

最大励磁電流：  $I_{\text{max}} = 10 \text{ A}$  (一部測定時  $13 \text{ A}$  まで) (共通)

最大磁場勾配：  $(\text{dB}/\text{dr})_{\text{max}} = 8 \text{ T/m}$  (共通)

磁極長：  $\ell_{\text{pole}} (\text{Q1} / \text{Q2}) = 150 / 120 \text{ mm}$

有効磁場領域：  $\ell_{\text{eff}} (\text{Q1} / \text{Q2}) = 160 / 130 \text{ mm}$

ポア径：  $D = 35 \text{ mm } \phi$

## ステアラ :

直接ビーム測定に関係しない要素であるが、引出しビームを Q 磁石の芯を通すために不可欠である。スクリーンモニタの視野  $\phi 19 \text{ mm}$  は必ずしも観測に十分な大きさとはいえず、精度よく Q の芯を通すことは重要であった。現実問題として、プロファイルの測定中にビーム像の裾がスクリーンの視野からしばしば外れそうになり、その都度ステアラで像全体をスクリーンの中央に移動させるという、実用上必須ともいえる調整手段であった。仕様では 150 MeV ビームを  $\pm 1.5 \text{ mrad}$  まで偏向できる。

## II. ビームパラメータ :

測定に際しては、できる限りビーム条件、加速条件等が一定になるよう配慮した。基本パラメータを以下に示す。

パルス幅	2 $\mu\text{sec}$
繰り返し	10 Hz
ピーク電流値	$\sim 2 \text{ mA @ 150 MeV}$

電流値については、スクリーンモニタ上でビームスポットが小さく絞られて CCD 素子の出力が飽和する場合は減らし、逆にスポットが広げられて像が暗くなる場合は増やす等の措置を講じた。測定時の引出し電流値は 0.5~2.5 mA の範囲であった。最も簡便かつ迅速な手段として、ライナックの RF パワーを調節してマイクロトロン加速効率をコントロールした。電子銃のエミッションを加減して加速電流を調整することも勿論可能であるが、レスポンス、安定性、微調の容易さで劣る。

測定中、モニターしている電流値の CT 出力を [図 5-2-2](#) に示す。BT 系の 150 MeV ビームの信号 (図の下方) はパルス幅 2  $\mu\text{sec}$ 、ピーク電流 2 mA (1 mA/100 mV 換算) 相当である。図の上方は主軌道のライナック軸上の全ターンが通る CT の出力で、50 mA ピーク値を示している。1 ターン目往路のみ正出力で、その戻りビーム以降のビーム信号がすべて負出力で合計されているため、加速管の全ビーム負荷は 100 mA に相当する。

引出しビームのエネルギーについて、特に測定していないが 153~154 MeV であることが判明している。SR リングへの入射試験で、BT 系の偏向電磁石を励磁する際の磁場強度と曲率半径から得られた値である。初号機より、2 MeV (1.3 %) ほど高めになっている。

July 1996

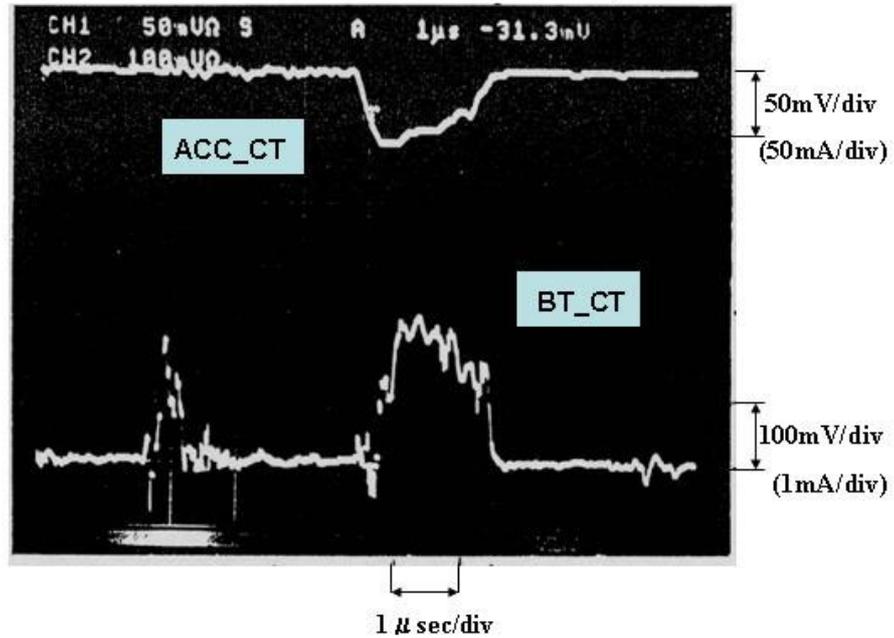


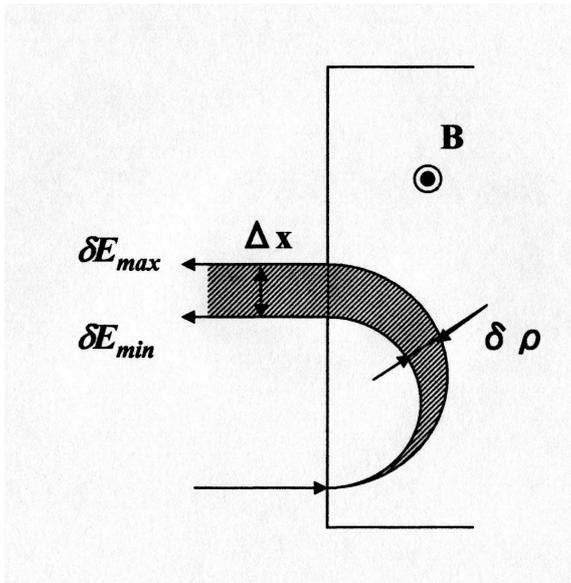
図5-2-2 測定時の電流値モニター

エミタンス測定時の加速電流の状況を示す。上の ACC\_CT は全ターンが通る（主軌道上、ライナック左側出口に位置する）CT の信号で、1 ターン往路の出力のみ正、1 ターンの戻り以降のビームによる出力がすべて負で、それらの積算値を示す。加速管の全ビーム負荷は 100 mA に達する。下が BT 系に引き出された 150 MeV ビームの CT 信号で、約 2 mA ピークのパルス電流値である。

マイクロトロン<sup>1</sup>の加速条件：

入射系は  $E_{inj} = 80 \text{ keV}$  の入射ビーム電流量を一定に保つために、電子銃からのエミッションを  $I_e = 100 \text{ mA}$  に固定した。本体系（周回軌道）に関しては、引出しビーム調整のためにライナック給電用 RF パワーを時折微調するものの、横ステアラなど他のパラメータは加速効率の向上試験で最適と見なされた値に固定したままである。

測定を行った BT 系は dispersion free になっておらず、従って水平方向のビームサイズ  $\sigma_x$  には運動量分散の寄与があるので、この評価をしておかなければならない。マイクロトロン<sup>1</sup>の周回軌道を考えるとき、主軌道すなわちライナックの軸上で分散関数  $\eta = 0$ 、 $\eta' = 0$  とみなせ、バックストレートで分散が最大となる。第 3 章で戻り軌道におけるビームの広がりを考察したが、その概念図 3-5-2 を下に再掲する。図を参考に、150 MeV ビーム引出し軌道での分散  $\eta$  を求めておく。図で、 $\Delta x$  は  $\eta$  の定義式から、



$$\Delta x = \eta \frac{\Delta p}{p} \quad (5.2.1)$$

運動量の差  $\Delta p$  は図でエネルギーの差 ( $\delta E_{max} - \delta E_{min}$ ) に対応する。この運動量の差は曲率半径の差と同等の関係にあり、

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\delta \rho}{\rho} \quad (5.2.2)$$

また、図から、

$$\Delta x = 2\delta\rho \quad (5.2.3)$$

以上から、

$$\eta = 2\rho \quad (5.2.4)$$

で表されることがわかる。式から、分散  $\eta$  は最外周 25 ターン目で最も大きい。150 MeV ビームの  $B\rho = 0.50 \text{ T}\cdot\text{m}$ 、 $B = 1.2 \text{ T}$  より  $\rho = 0.42 \text{ m}$ 、従って  $\eta = 0.84 \text{ m}$  を得る。図から  $\eta' = 0$  であることもわかる。

1 ターン目の主軌道、ライナック中心軸の延長線上に配されている集束用 Q 磁石 (QSF) を調整すると、150 MeV 引出しビームのプロファイルが変化することがシミュレーションの結果からわかっている。すなわち、引出しビームの Twiss パラメータが QSF に依存していることを意味し、測定データの解析に際して影響を及ぼすので注意が必要である。QSF

の強さを変えたとき、150 MeV 加速ビームのエミタンスの変化の様子を[図 5-2-3\(a\)~\(c\)](#)に示す。実際の測定は QSF = 1.1 or 1.4 A (一部 1.5 A)でおこなった。

### III. 測定と解析結果：

測定はマイクロトロン本体の QSF をある値に励磁し、BT 系の集束要素 (Q1, Q2) の強さをパラメータとして変えつつ、スクリーン 2 上でプロファイルを CCD で観察するという方法をとった。測定で得られたビームプロファイルの画像例を[図 5-2-4\(a\)~\(b\)](#)に示す。電子は水平・垂直両方向ともガウス分布しているものとして、取り込んだ画像データを積分することにより  $(\sigma_x, \sigma_y)$  — 図の CRT 画面上で  $(S_x, S_y)$  — を求めた。電子の分布状況と  $\sigma_x$  との関係は下式で表される ( $y$  についても同様)。

$$\sigma_x = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (5.2.5)$$

時には[図 5-2-4\(a\)](#)の下方の図 (垂直方向) にみられるように、ピークがスプリットしてガウス分布からはずれたプロファイルも観測されたが、その場合も通常の処理をおこなった。なお、水平方向にはこのようなピークのスプリットは見られなかった。

BT 系 Q 電磁石のセット (Q1, Q2) の値の組み合わせを変えることにより、プロファイル  $(\sigma_x, \sigma_y)$  がどのように変化するかをプロットし、その変化の状況を最もよく再現する Twiss パラメータをフィッティングから求める。このとき、以下の関係式を用いる。

$$\sigma_x = \sqrt{\varepsilon_x \cdot \beta_x + \eta^2 \cdot \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} \quad (5.2.6)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\varepsilon_y \cdot \beta_y} \quad (5.2.7)$$

分散に関しては、前述の  $\eta = 0.84$  m (マイクロトロンの出口、即ち引出し電磁石の入口での値) を使用する。フィッティングは最小自乗法に基づき、測定値を  $S_i$  として、

$$w = \sum (S_i - \sigma_i)^2 / S_i \quad (5.2.8)$$

で表される  $w$  が最小になるように、 $x$  方向・ $y$  方向おのおの独立に  $(\varepsilon, \alpha, \beta)$  を定める。 $x$  方向については、さらに  $\Delta p/p$  の項を加味する。こうして rms エミタンスが求まる。

[図 5-2-5](#) は、Q2 の強さをパラメータとして Q1 の励磁電流に対して測定された  $(\sigma_x, \sigma_y)$  の値をプロットした例である。同時にフィッティングの結果についても図中に表示している。特に[図 5-2-5\(a\)](#)は  $x$  方向について、[図 5-2-5\(b\)](#)は  $y$  方向について、確からしいと思われるフィッティング結果である。得られた測定結果をまとめたものが[表 5-2-1](#)である。各測定間のばらつきが大きく、精度のよい議論は難しいが、シミュレーションと

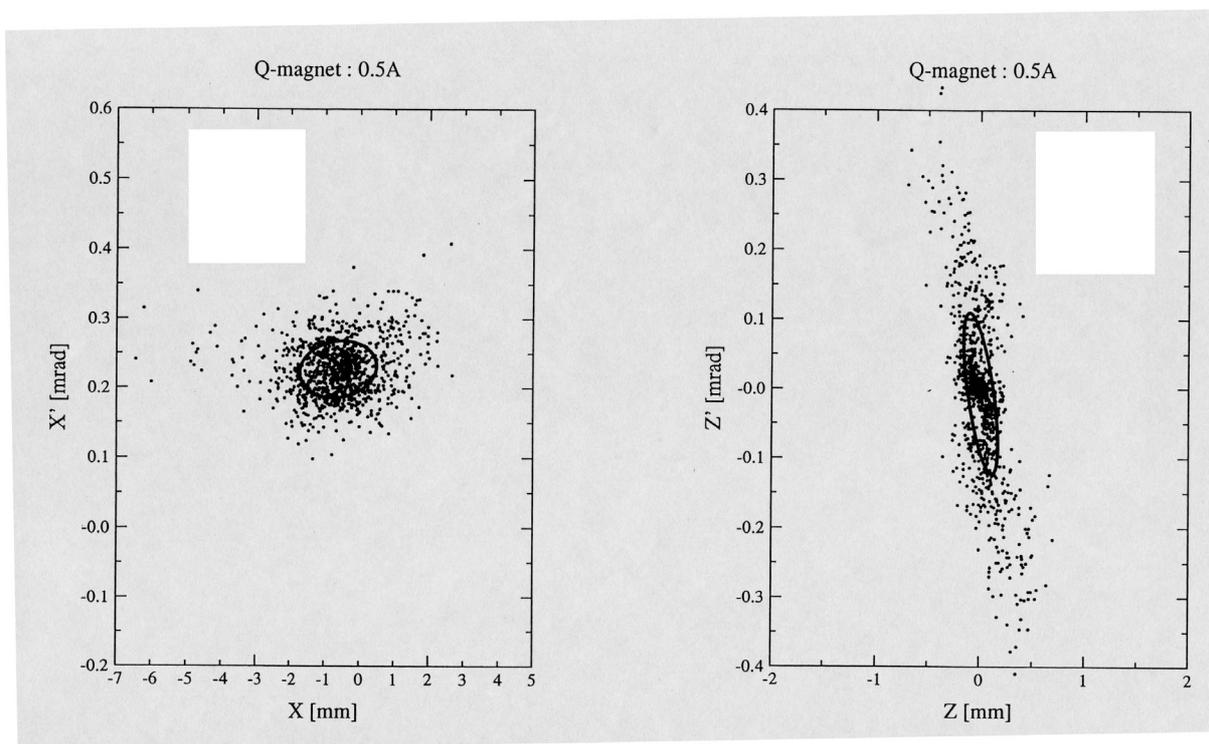


図5-2-3(a) 150 MeV ビームのエミタンス I (シミュレーション I)

エミタンス測定を行った 3 号機に関する軌道計算に基づく。主軌道上にある水平方向集束用 QSF の励磁電流を  $I = 0.5 \text{ A}$  としたとき得られた結果である。ただし、見ている位置はバックストレートの最左端、引出し電磁石を通り越して左側主電磁石に到達した点に相当する。従って、分散は最大値  $\eta = 0.84 \text{ m}$  の状態である。 $\Delta p/p (\sim 0.001)$  の効果を含むぶん、 $\epsilon_x$  が大きくみえている。(以下の II、III についても同様)

	x-direction	y-direction
rms-emittance ( $\epsilon: \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ )	0.045	0.014
Twiss Parameter		
alfa ( $\alpha$ )	-0.12	0.87
beta ( $\beta: \text{m}$ )	27.	1.9
gamma ( $\gamma: \text{m}^{-1}$ )	0.038	0.93

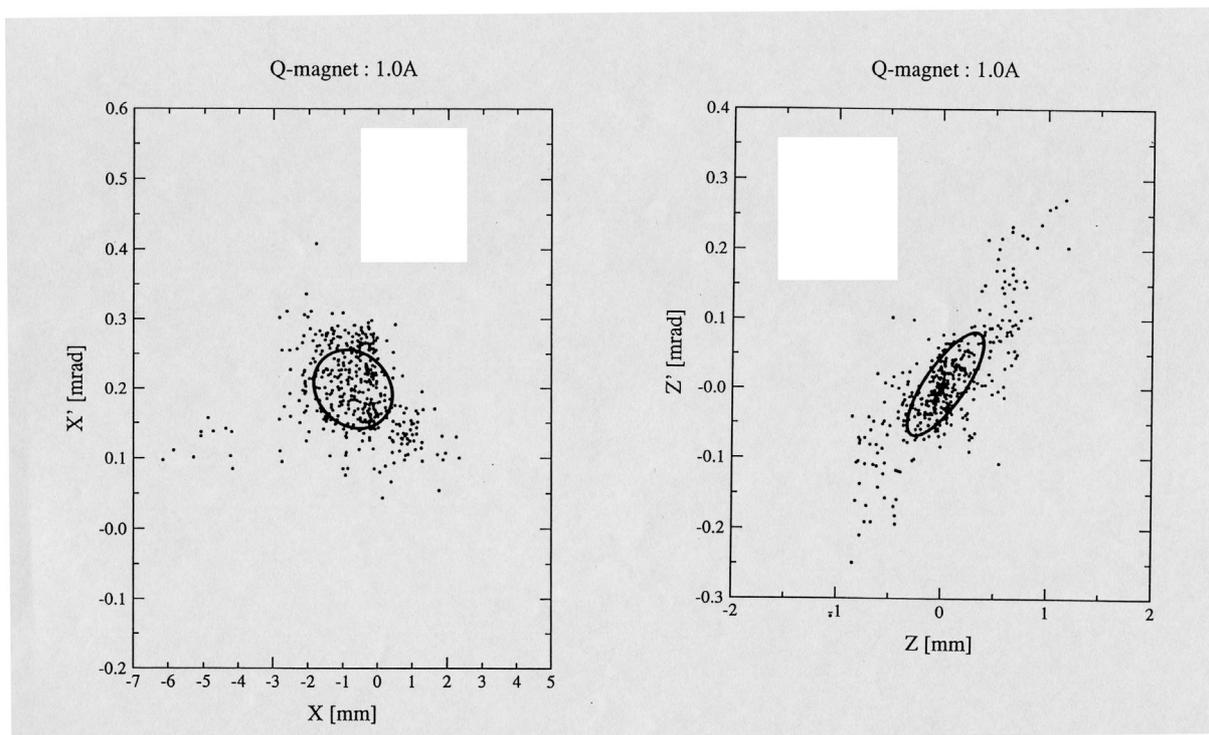


図 5-2-3 (b) 150 MeV ビームのエミタンス II (シミュレーション II)

条件は前図に同じ。主軌道上にある水平方向集束用 QSF の励磁電流を  $I=1.0\text{ A}$  としたときの分布である。

	x-direction	y-direction
rms-emittance ( $\epsilon: \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ )	0.064	0.017
Twiss Parameter		
alfa ( $\alpha$ )	0.17	-1.3
beta ( $\beta: \text{m}$ )	20.	7.8
gamma ( $\gamma: \text{m}^{-1}$ )	0.051	0.33

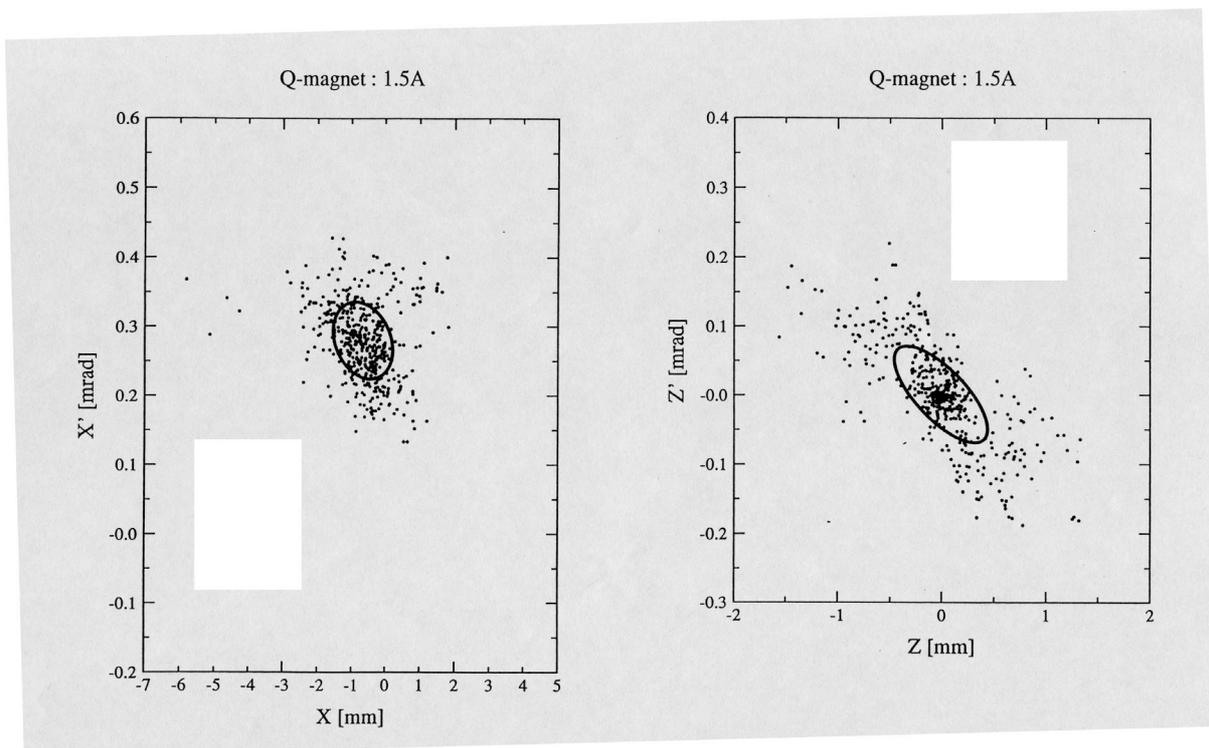


図5-2-3(c) 150 MeV ビームのエミタンスⅢ (シミュレーションⅢ)

条件は前図に同じ。ただし、主軌道上に位置する水平方向集束用 QSF の励磁電流が  $I = 1.5 \text{ A}$  である。

	x-direction	y-direction
rms-emittance ( $\epsilon: \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ )	0.048	0.022
Twiss Parameter		
alfa ( $\alpha$ )	0.26	1.1
beta ( $\beta: \text{m}$ )	16.	9.4
gamma ( $\gamma: \text{m}^{-1}$ )	0.065	0.23

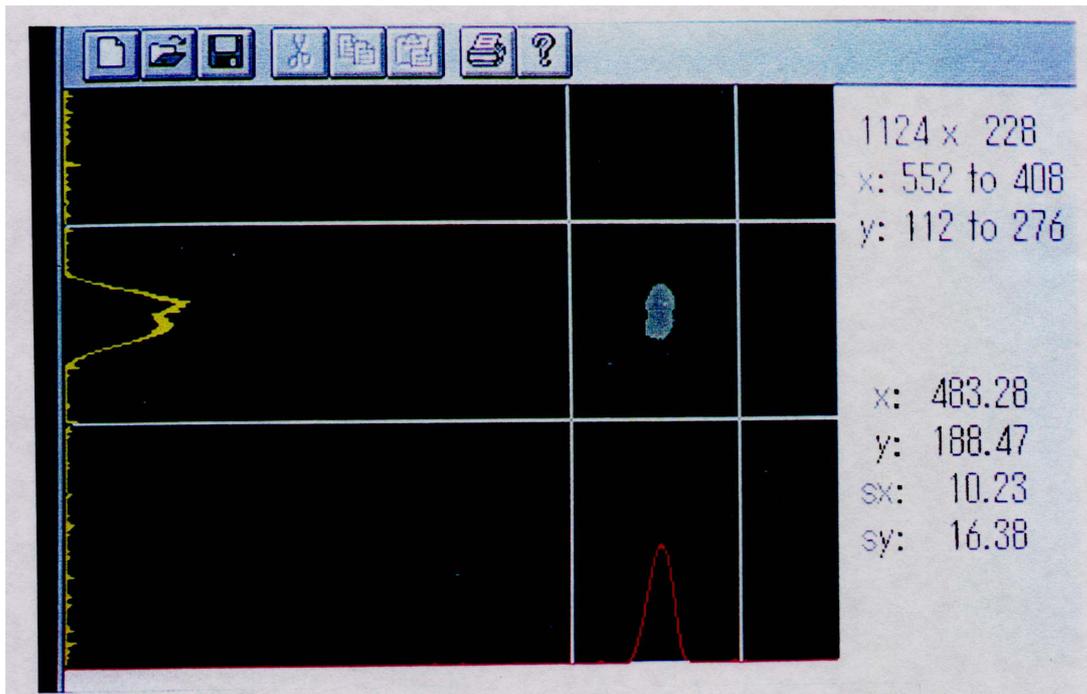
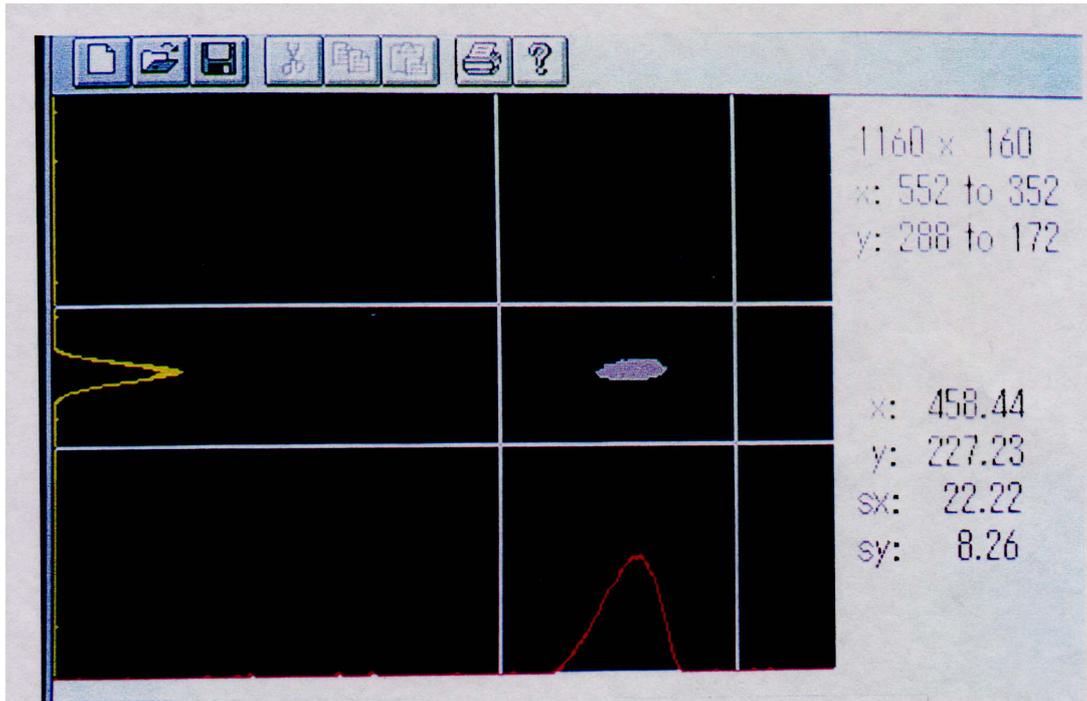


図5-2-4(a) CRT上の画像処理用ビームプロファイル (I)

マイクロトロン本体の QSF=1.1 A、BT 系は上段が(Q1, Q2)=(4 A, 8 A)、下段が(Q1, Q2)=(6 A, 11 A)、ともに Q1 = defocus, Q2 = focus で使用。電子がガウス分布しているものとして、水平・垂直各 2 本の白線の間を画像処理 (積分) して( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ) を求める。(Q1, Q2) のパラメータ組合せを変えながら、この測定を多数回おこなう。時として、ガウス分布と見做し難い下段の如き像が出現するが、その場合も特別な処置は講じていない。

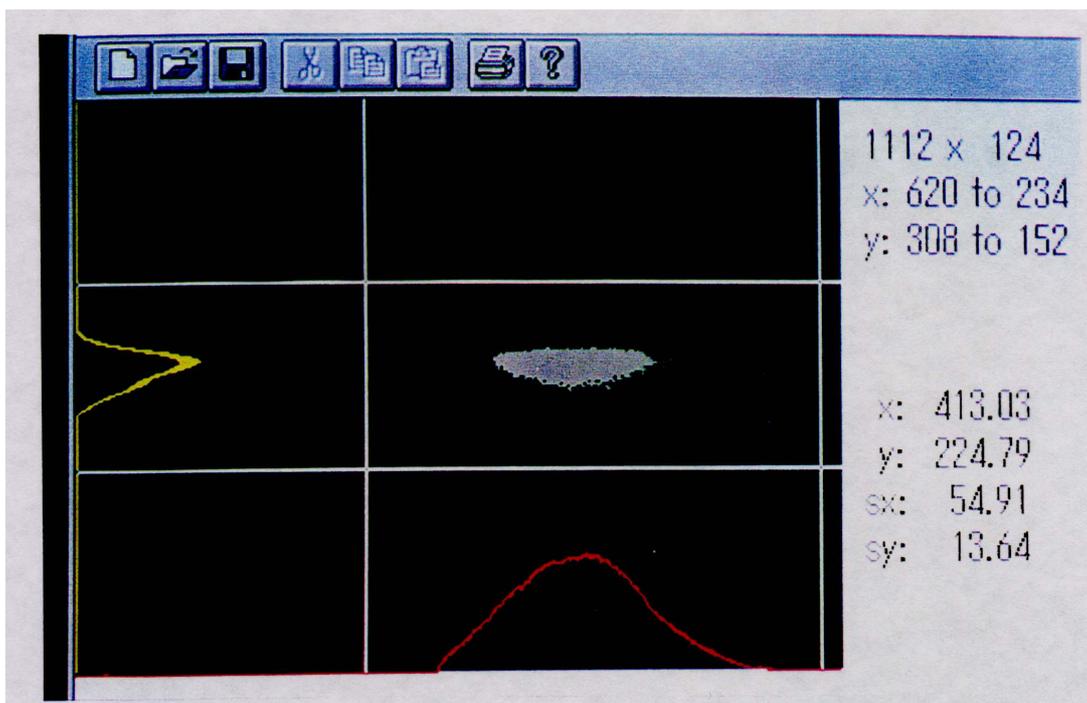
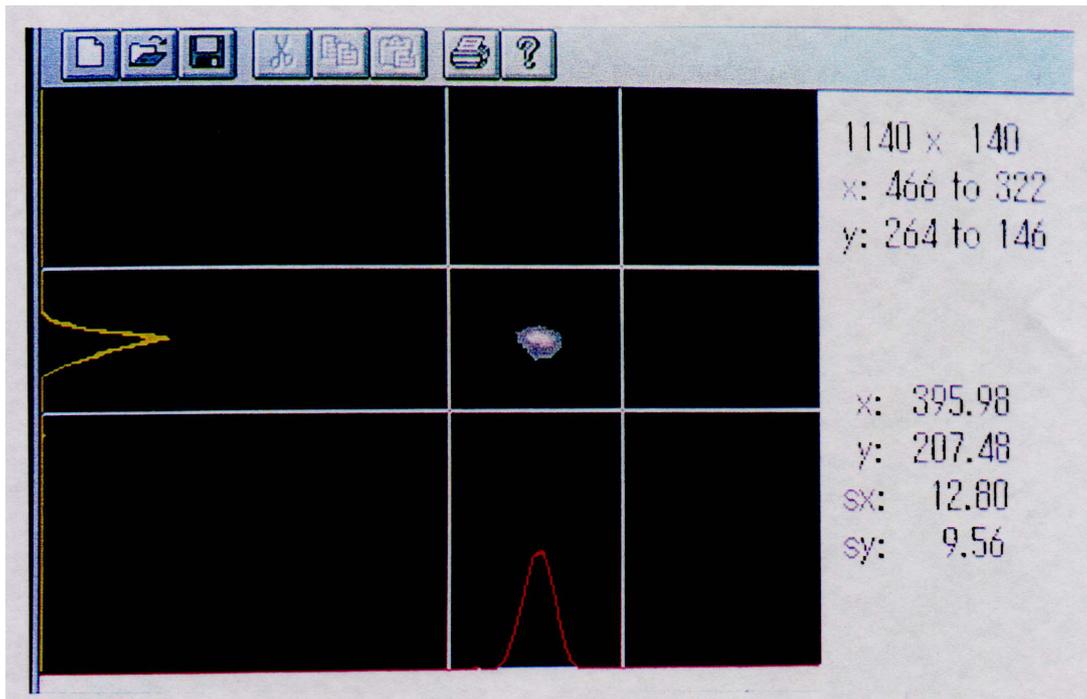


図5-2-4(b) CRT上の画像処理用ビームプロファイル(II)

マイクロトロン本体のQSF = 1.4 A, BT系は上段が(Q1, Q2) = (3 A, 7 A)、下段が(Q1, Q2) = (7 A, 7 A)、ともにQ1 = focus, Q2 = defocusで前図(a)とは逆転して励磁。画像処理の方法などは前図に同じ。上下ふたつの図ではフォーカスの度合いが大きく異なるので、ビーム電流を調整した(上図で減少)。

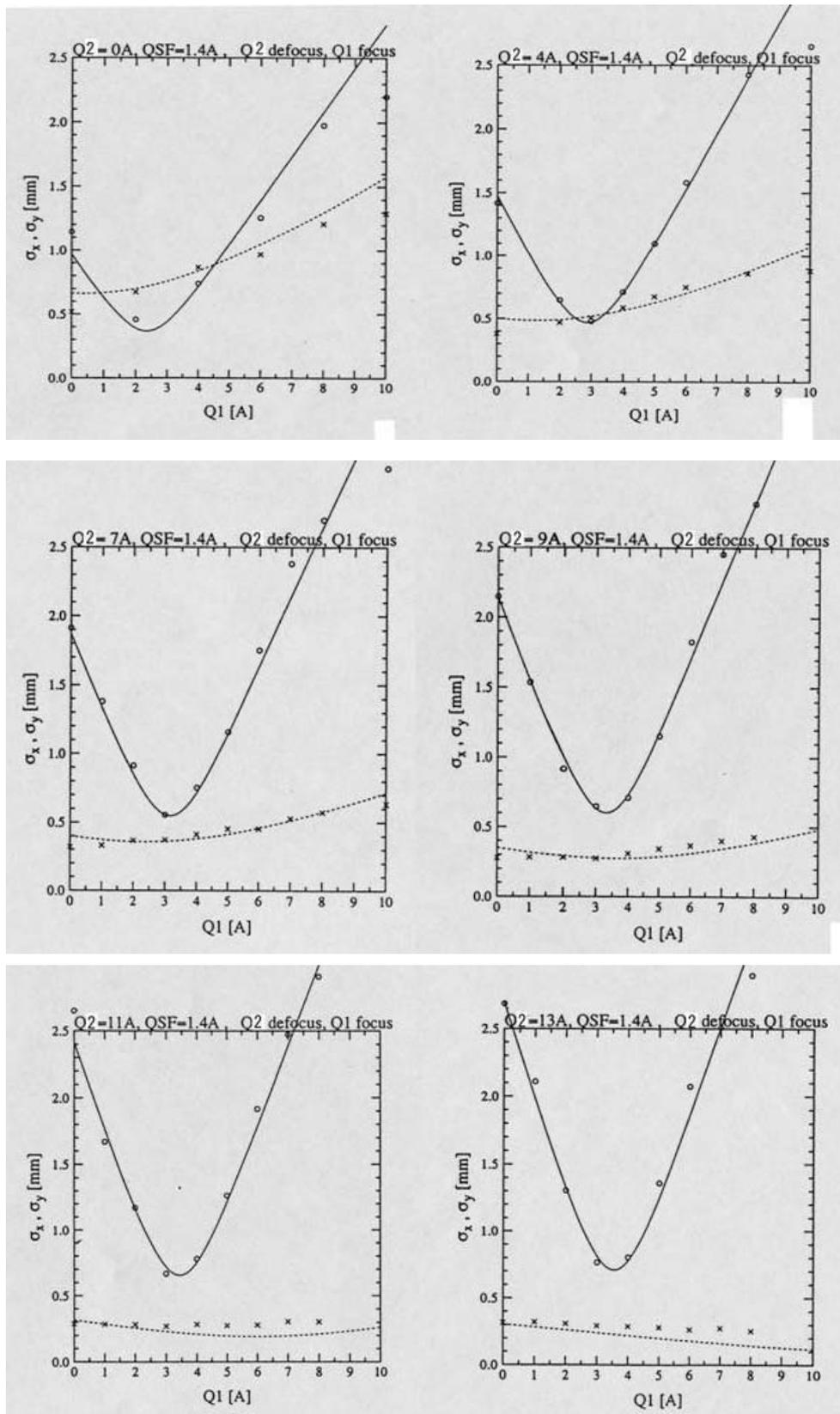


図5-2-5(a) 測定値( $\sigma_x, \sigma_y$ ) のプロットとフィッティング I

(前ページ)

**図5-2-5(a) 測定値( $\sigma_x, \sigma_y$ ) のプロットとフィッティング I**

マイクロトロン本体の QSF = 1.4 A に設定、BT 系の Q1 (focus) = 0 ~ 10 A、Q2 (defocus) = 0 ~ 13 A の範囲でスキャンした。最も QF, QD の調整範囲を広くとってサーベイしたケースである。従って  $\sigma_x$  のフィッティングに関してはこの測定を正とした。ただし、 $\sigma_y$  に関しては図からも明らかのように、変化に乏しくフィッティングに相当とはいえない (次図(b) 参照)。x 方向に関して、これらの点が最もよくフィットするような Twiss パラメータを最小自乗法で求めた結果を以下に示す。

$$\varepsilon_x = 0.11 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad},$$

$$\beta_x = 14 \text{ m}, \alpha_x = 0.95, \gamma_x = 0.14 \text{ m}^{-1},$$

$$\Delta p/p = 0.0012, \text{ ただし、} \eta = 0.84 \text{ m}, \eta' = 0$$

これらの Twiss パラメータは、引出し電磁石入口 ( $\eta = 0.84 \text{ m}$  の地点) における値に焼きなおされている。

(次ページ)

**図5-2-5(b) 測定値( $\sigma_x, \sigma_y$ ) のプロットとフィッティング II**

マイクロトロン本体の QSF = 1.1 A に設定、BT 系の Q1 (defocus) = 0 ~ 5 A、Q2 (focus) = 8 ~ 12 A の間をサーベイして ( $\sigma_x, \sigma_y$ ) の変化をプロットした。このパラメータでは複数回の測定を実施して、ほぼ同様の値を得た。従って、y 方向に関しては、この測定を正とした。これらの点が最もよくフィットするような Twiss パラメータは図中に表示している。X 方向エミタンス  $\varepsilon_x$  の差は約 2 倍、前図より本図のほうが大きい値になっている。

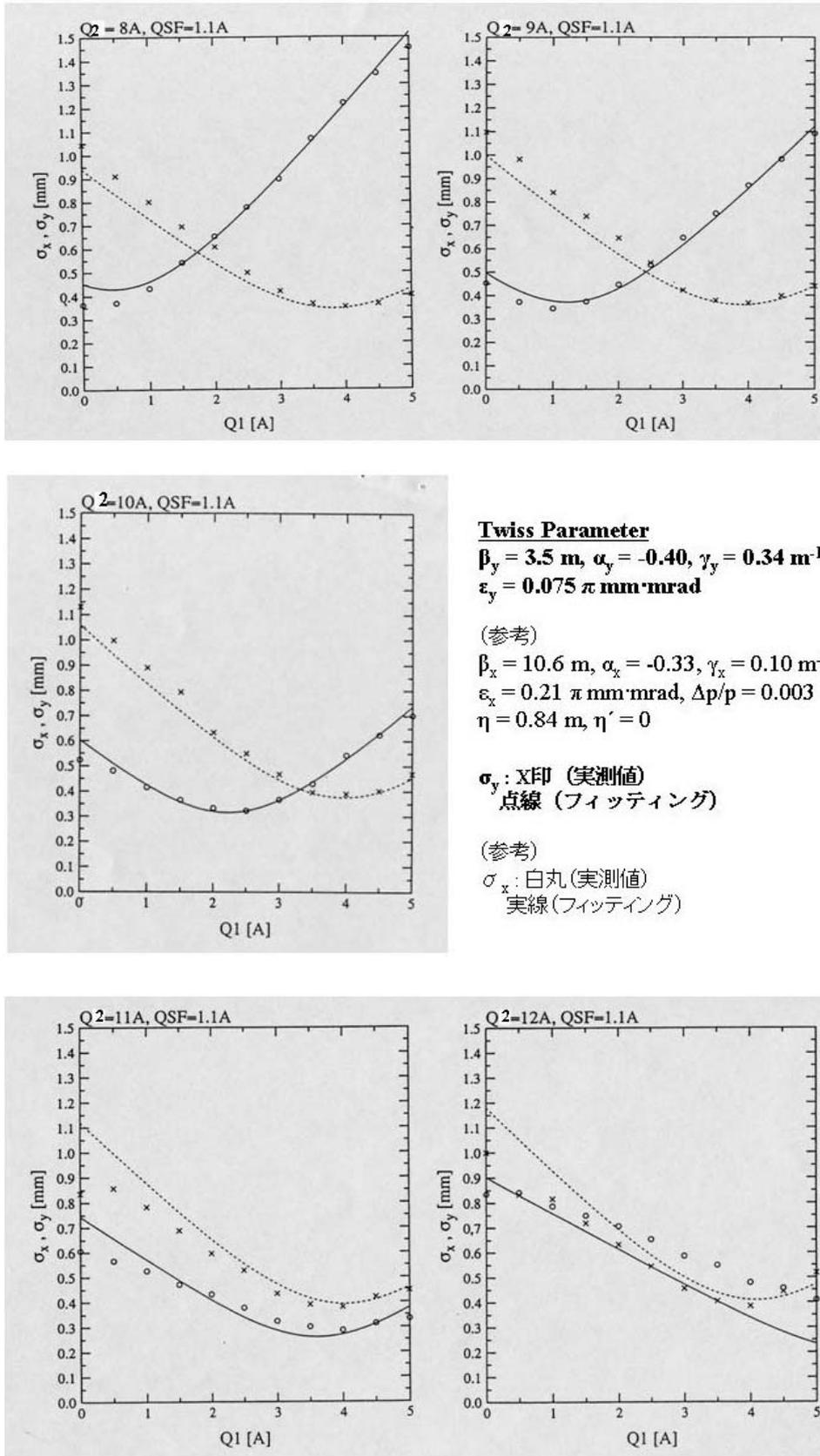


図5-2-5(b) 測定値( $\sigma_x, \sigma_y$ ) のプロットとフィッティングII

表5-2-1 150 MeV ビームのエミタンス測定結果一覧

Run	x-direction				y-direction			quadrupoles		
No.	$\epsilon_x$	$\beta_x$	$\alpha_x$	$\Delta p/p$	$\epsilon_y$	$\beta_y$	$\alpha_y$	QSF	Q1	Q2
	$\pi$ mm·mrad	m		$10^{-3}$	$\pi$ mm·mrad	m		A	A	A
1	0.25	8.5	-0.47	2.1	<b>0.057</b>	<b>3.8</b>	<b>-0.21</b>	1.1	0~5	8~12
<b>2</b>	0.22	11.0	-0.33	2.9	<b>0.075</b>	<b>3.5</b>	<b>-0.40</b>	1.1	0~5	8~12
3	0.19	4.3	-0.87	3.2	<b>0.078</b>	<b>3.7</b>	<b>-0.39</b>	1.1	0~10	8~12
4	0.061	0.60	0.48	2.8	0.12	3.6	0.11	1.4	0~10	7~12
<b>*5</b>	<b>0.11</b>	<b>14.0</b>	<b>0.95</b>	<b>1.2</b>	(0.21)	7.6	1.4)	1.4	<b>0~10</b>	<b>0~13</b>
(6)	(0.033)	11.0	8.8	2.5)	(0.067)	4.9	0.49)	1.5	0~5	8~12

QSF : 周回系の水平集束用 Q シングレット、

Q1 : BT 系の上流側 Q 電磁石 (defocus、ただし No.5 のみ focus)

Q2 : BT 系の下流側 Q 電磁石 (focus、ただし No.5 のみ defocus)

Q1, Q2 とも、励磁電流は 1A 刻みで測定した。

表の Twiss パラメータは、すべて引出し電磁石入口 ( $\eta = 8.4$  m の点) での値に変換している。

測定データの括弧内数値は、フィッティングの精度に疑問があり、評価対象から除外した。理由は、Q1, Q2 の強さを変えて測定をおこなった際、ビームプロファイルが変化に乏しく、フィッティングに適切とはいえないデータになったため。

また、運動量分散の影響その他の理由で、x 方向の測定精度が y 方向の測定に比べて劣っていることがわかる。表中、太字 (青色) のデータを最も確からしい値とみなして、測定結果とした。

比較してどの程度のエミタンスが現実に期待できるのか、判断材料として有用である。QSFの値を変える、或いは日を改めての再測定など、同様の測定を繰り返しており、その中で妥当と思われる結果については、表中太字で示している。すべての測定結果をまとめて位相空間上に表示したものが図5-2-6である。

概してx方向の精度が劣っている（注：y方向で最も離散している値は $\sigma_y$ が変化に乏しく、フィッティングの精度不足のため）が、ひとつには運動量分散の寄与が入り混じっているため、エミタンスだけ独立に議論できないためであることは明らかである。もしdispersion freeのBT系を構築して測定できれば、精度の向上が期待できる。もうひとつの要因として、電子銃エミッションとライナック電源の安定性が不十分であることも考えられる。ともにビーム負荷の変動と関連し、出力ビームのエネルギーゆらぎに直結し、BT系のスクリーンモニター上でビームが水平方向に変動している可能性がある。この水平方向ゆらぎは、時として実際に観測されている。

一連の測定から得られたエミタンスならびに運動量分散の値と、シミュレーションから求められた値とを以下に対比しておく。

	実測値	計算値
$\epsilon_x$ ( $\pi$ mm·mrad)	<b>0.11</b> (QSF= 1.4 A)	0.048 (QSF= 1.5 A)
$\epsilon_y$ ( $\pi$ mm·mrad)	<b>0.07</b> (QSF= 1.1 A)	0.015 (QSF= 1.0 A)
$\Delta p/p$	<b><math>\pm 0.0006</math></b>	$\pm 0.0005$

理想的なシミュレーションのケースと比較して、現実のビーム特性はファクター数倍大きいといえそうである。しかしながら、当初SRリングへの入射器に期待していたエミタンスと比べれば十分小さいことも判明し、結果的にマイクロロンが優れた性能を有する加速器であることが明らかになった。

エミタンスの実測値と計算値を最初に比較して論じたのは文献 [55] であるが、そこには $(\epsilon_x, \epsilon_y) = (0.035, 0.015) \pi$  mm·mrad と上表より小さい計算値が記載されている。これはシミュレーションの条件が異なるためである。すなわち、文献ではサブピコ秒の超短パルスビームを追求しており、そのためビームの初期条件、特に初期位相の分布範囲を調整して最適化したため、 $(E, \phi)$ 位相空間における加速可能な領域のすべてには粒子が分布していない。これが最大の理由である。

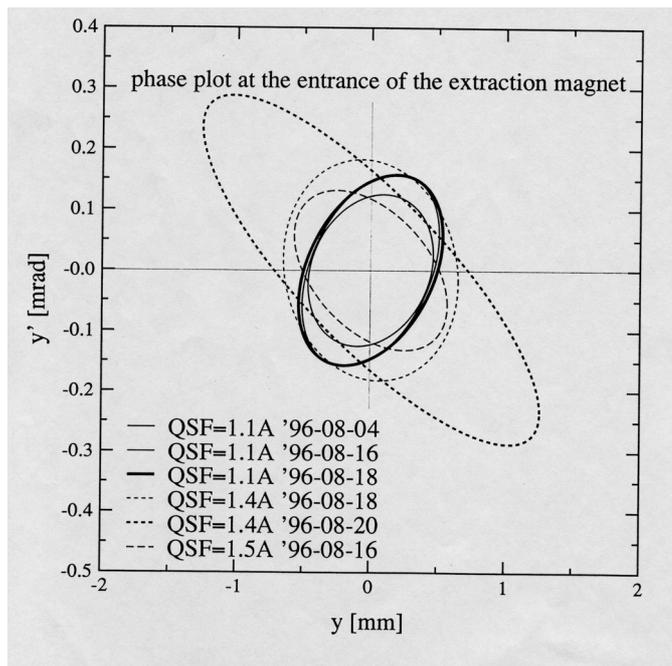
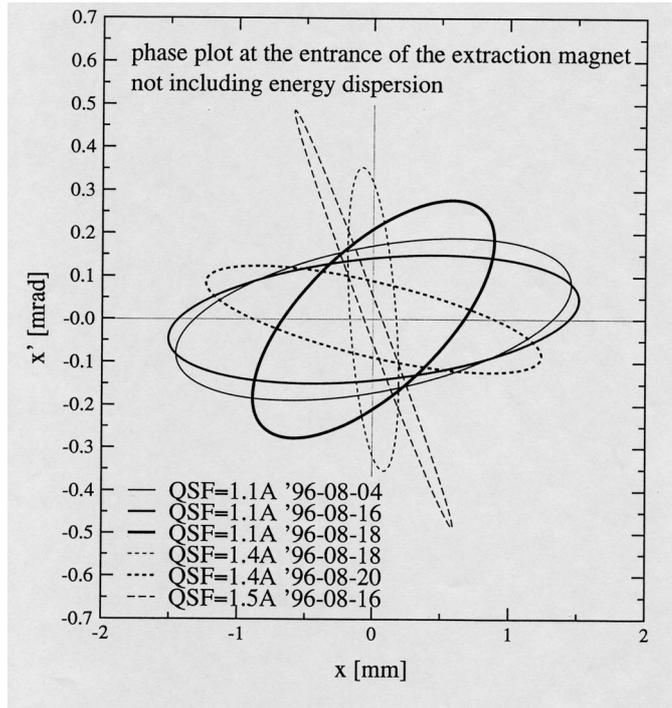


図5-2-6 実測エミタンスの位相空間における比較

表5-2-1の6通りの測定で得られたエミタンス  $\epsilon_x, \epsilon_y$  を、おのおの位相空間にプロットして比較してみたもの。(x, x')空間で、極端にエミタンスが小さく表示されている前表No.6のプロットを除けば、他は  $\epsilon_x = 0.11 \sim 0.25 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  の範囲内に納まっている。(y, y')空間では、さらにばらつきが小さく、異常にエミタンスが大きく表れている前表のNo.5プロットを除き、 $\epsilon_y = 0.07 \sim 0.12 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  と差はファクター2以下に縮まる。

## 6. まとめ (結論)

前章まで、臨界波長  $\lambda_0 = 1 \text{ nm}$  の大強度軟X線源として産業用に開発された小型 SR リング AURORA ( $E = 6\sim 700 \text{ MeV}$ ) の入射器について述べてきた。コンパクトさの利点を重視してレーストラック型マイクロトロンを選択した経緯は、これまで他所で入射器として使用されているマイクロトロンと同様である。ただし、電子エネルギー  $E_{\text{SR}} = 6\sim 700 \text{ MeV}$  のリングに  $I_{\text{beam}} = 500 \text{ mA}$  以上蓄積することを目標として、入射エネルギーを従来のマイクロトロンの  $E_{\text{inj}} = 100 \text{ MeV}$  から 1.5 倍アップして、 $E_{\text{inj}} = 150 \text{ MeV}$  に設定した。

### I. 先行の入射器マイクロトロンとの比較：

小型 SR リングの入射器として使用されているマイクロトロンで代表的なものに Lund 大 MAX-lab ( $E_{\text{SR}} = 550 \text{ MeV}$  の SR リング MAX-I の入射器) と Wisconsin 大 Synchrotron Radiation Center ( $E_{\text{SR}} = 1 \text{ GeV}$  の SR リング Aladdin の入射器)、共に 100 MeV マイクロトロンがある。1979 年から 1982 年にかけて作られており、今回の 150 MeV マイクロトロン (以下、SHI 版と称す) より 10 年近く先行している。加速エネルギーを 1.5 倍にしたことによって、先行の 100 MeV マイクロトロンとどう違ってきたかを比較して [表 6-1~2](#) に掲げておく。以下は、主な相違点をまとめたものである。

1. SHI 版 ( $E_{\text{inj}} = 150 \text{ MeV}$ ) は加速エネルギーを先行 2 機種 ( $E_{\text{inj}} = 100 \text{ MeV}$ ) から 1.5 倍に増強した。ターン当りのエネルギー利得  $\Delta E (\text{/turn}) = 5 \rightarrow 6 \text{ MeV}$  と 1.2 倍に増やすことで、ターン数の増加を 1.25 倍に抑えている。これはターン数の自乗に比例して厳しくなる磁場精度に対する要求を緩和する意味がある。その代償として、加速管の寸法が 6cell から 8cell へ 2cell 分長くなり、コンパクトさをやや犠牲にすることになる。
2. ビームの集束方式に関して、W 大は classical microtron の方法を踏襲した。加速管のボアを縦長にすることにより、水平方向の集束力を得るものである。対して、Lund 大および SHI 版は 1 ターン目の主軌道に Q シングレットを配置して集束をおこなう機能分離型を採用した。なお、垂直方向の集束に関しては三者共通で、ともに主磁場の  $n$  値による弱集束方式を利用する。詳細にみると、 $n$  値の大きさが Lund 大 vs. W 大&SHI 版で 5 倍ほど違っている。Lund 大では次項にあるように、偏向電磁石内のビームアパーチャに余裕があり、 $\beta_y$  に対する要求が W 大&SHI 版ほどには厳しくないためである。

表6-1 入射器マイクロトロンと比較 (1)

	SHI (1989)	Wisconsin ('82)	Lund ('79)
$E_{out}$ (MeV)	150	100 (108)	97
Total Laps (N)	25	20	19
$\Delta E$ (MeV/turn)	6.0	5.0 (5.4)	5.1
$E_{inj}$ (keV)	80	45	100
Freq. (MHz)	2856 (Klys)	2800 (Magn)	2998 (Klys)
Cavity Type	Side Coupled	On Axis	Side Coupled
Bore Shape	Circle (O)	Racetrack (  )	Circle (O)
$B_{main}$ (T)	1.23	1.0	1.11
$dB/dr$ (T/m)	-0.14	-0.12	-0.026
$B_{reverse}$ (T)	0.29	0.17	0.14
QF / QD	Q-Singlet/n-val.	Linac bore/n-val.	Q-Singlet/n-val.

先行する W 大および Lund 大のマイクロトロンに対し、今回の SHI 版は加速エネルギーを 1.5 倍に増強したが、ターン (表中の Lap) 当りのエネルギー利得を 1.2 倍に増やすことにより、ターン数の増加を 1.25 倍に抑えている。これでターン数の自乗に比例して厳しくなる磁場精度に対する要求を緩和している。その代償は加速管の寸法が長くなり、コンパクトさを多少犠牲にすることである。

SHI 版マイクロトロンは W 大のパラメータを基本に構築されたものであるが、集束力を加速管から切り離して磁場だけでまかなう方式としたことで、むしろ Lund 大のタイプに類似してみえる。しかし、次表からわかるように、注意を要する 1 ターン目折返しビームの集束は W 大方式である。また、n 値を大きくとっている点も W 大と同様である。これは偏向電磁石中のビームサイズを小さく押さえる必要がある W 大方式に由来する。逆磁場を W 大より強くする理由は、主電磁石中の磁極間隙を広げた (ビームアパーチャに余裕をもたせるため) ことが一因としてある (次表参照)。次表に示すこの磁極間隙も重要なパラメータであり、この数値次第で現実のハードウェア構成や装置のハンドリング (操作性) などの点が大きく異なってくる。

表6-2 入射器マイクロトロンと比較 (2)

SHI ('89) 型	W大(W)/Lund大(L) 型
・主電磁石と逆磁場磁石を分離 (=W)	・ Combined 型 (=L) 注: 磁気遮蔽板が必要
・横ステアラが独立 (大気中)	・逆磁場磁石に付属 (=W, L) 注: ポールを真空中に配置 (=L)
・水平集束力をQ-Singletで得る (=L)	・横長のLinac boreで得る (=W)
・1ターン目ビームは主磁場と逆磁場の組合せでUターン (=W)	・ Displacement magnetを使用 注: 2ターン目以降に補正磁石必要
・主電磁石の上下ポールが真空槽の一部を兼ねる (=W) 注: Gap=10mm (=SHI), 6mm (=W)	・真空槽は磁極と分離独立 (=L) 注: Gap=20mm

前の表では基本パラメータの数値をもとに比較したが、ここでは機能上あるいは構造上の主たる違いを列挙してみた。要点は、

1. 水平方向の集束方式に w 大が独特の方式 (注: classical microtron の当時から使用されている古い方式) を使用している。Lund 大と SHI では、加速と集束の機能を分離した。
2. 1 ターン目ビームの折返しに Lund 大が独自の手法を採用している。W 大と SHI とは (主磁場+逆磁場) で集束を保ちつつ、ビームを U ターンさせる方式をとった。
3. 主電磁石と真空槽を Lund 大では分離している。起磁力が多く必要であるが、磁極間隙を大きく取ることによって真空槽を挿入する十分なスペースを確保した。対して、W 大および SHI ではギャップを小さく取り、上下の磁極が真空槽を兼用する。これは構造上の相違だけに止まらず、フリッジ磁場の様相が違ってきて 1 ターン目の垂直方向集束条件に影響を及ぼす。

特に、最下段に示した磁極間隙 (Gap) はビームオプティクスにも影響を及ぼすので重要である。SHI 版の 10 mm (中庸) に対し、W 大が 0.6 倍の 6 mm (狭小)、Lund 大が 2 倍の 20 mm (幅広) とばらつきが大きい。設計方針の違いによるものであり、現実に機能・性能・構成の異なる装置になってしまっている。詳細な検証をおこなったわけではないが、他のパラメータとの整合性を考えたとき、Gap = 10 mm が最適値 (或いはそれに近い) と考えられる。

3. 最も注意を要する 1 ターン目折返しビームの取扱いが、Lund 大は独特である。ひとつの理由は、構造上の違いに由来する。Lund 方式は主電磁石の磁極間隙を 20 mm に設定し、真空槽をその間隙に挿入する通常の構造を採用した。対して、W 大と SHI 版では磁極間隙を 6~10 mm と小さく制限し、その代償としてポールと真空槽が一体化した特殊な構造をになっている。製作上は前者が有利であろうが、起磁力の点では後者が勝る。それ以外の最も顕著な違いは、フリンジ磁場の様子が異なってくるため、エネルギーの低い 1 ターン目ビームの折り返しに際して集束条件の厳しさが違ってくることである。Lund 大では、ギャップを大きく取っただけ漏れ磁場の影響が大きく、U ターンビームの集束に displacement magnet (D.M.) を使うという特殊な手法を導入した。一方、W 大および SHI 版では、単純な（主磁場+逆磁場）による U ターン方式で、集束条件を満足させ得た。なお、SHI 版で逆磁場の値が W 大より強くなっている理由は、主電磁石の磁極間隙を W 大 6mm → SHI 版 10mm と 1.6 倍に広げたため、それだけ強い集束力を要求されるからである。

本文ではふれなかったが、150 MeV マイクロトロンの中号機には、U ターンビームの垂直方向集束力が万一不足した場合の対策が講じられていた。Lund 大の D.M. と同様 edge focus を利用するもので、ライナックの両側にウィグラ電磁石を装備していた。D.M. と異なり、常にビームはライナックの軸上に戻ってくるため、補正用電磁石が不要である。ただし、単品磁石の個数が D.M. の 2 個に対して 3 個必要である。最終的には不要と判明したので、2 号機以降に装備されることはなかった。

以上の比較からわかるように、偏向電磁石の内部をビームが周回する際、垂直方向のアップーチャにどれだけの余裕をみるかは、マイクロトロンの設計方針に大きな影響を及ぼす。100 MeV マイクロトロンで先行した Lund 大は  $h_{\text{gap}} = 12 \text{ mm}$  と余裕のある数値を採用し、U ターンビームの集束条件に工夫を施した。次の W 大では、逆に  $h_{\text{gap}} = 6 \text{ mm}$  とアップーチャを節約して小さく抑え、U ターンビームの集束条件の厳しさを緩和した。一方、150MeV の SHI 版はその中間に位置しており、 $h_{\text{gap}} = 10 \text{ mm}$  は余裕のある Lund 大の数値に近く、なおかつフリンジ磁場の観点からみたポールギャップ 10 mm は Lund の 20 mm より W 大の 6 mm に近い。ちなみに、周回数の自乗に比例して厳しくなる磁場精度を議論する場合は、ギャップの大きいほうが有利である。ビームの引出し方法、多数のステアラの配置方法など、他にも具体的な相違点は多々あるが、本質に影響を及ぼす違いではない。

## II. 150 MeV マイクロトロンの特性：

これまで述べた実測およびシミュレーションの結果をまとめると、最上流のガンエミッションの地点から 150 MeV まで加速されて取り出されるまで、途中過程を含めてビームのエミタンス ( $\epsilon_x, \epsilon_y$ ) が評価できる。相対論的  $\beta\gamma$  で規格化した値を含めて、[表 6-3](#) にまとめた。入射系を除いて rms- $\epsilon$  表示である。ポイントを以下に列挙しておく。

- ・実測値は計算結果より 1.5 倍ほど大きい傾向にある。
- ・マイクロトロンで加速中、概ね規格化エミタンスは保存している。
- ・入射系ビームと本体のアクセプタンスに一部不整合がみられる。

当初、SR リング側から期待されていた 150 MeV ビームのエミタンスは  $(\epsilon_x, \epsilon_y) = 1\pi \mu\text{m}\cdot\text{rad}$  程度であったが、実際には 1 桁ちかく小さい高品質ビームが得られている。特に垂直方向が小さく、 $\epsilon_y$  は水平方向  $\epsilon_x$  の 1/2~2/3 程度である。前章でみたように、エネルギー分散に関しては、実測と計算に大差はなく、ともに  $\Delta E/E = 0.1\%$  程度という結果が得られている。入射ビームのエミタンスとマイクロトロン本体のアクセプタンスにミスマッチがあるものの、元来が数百 mA を輸送しようという入射系であったから、加速効率を考慮しても仕様値 5 mA の 150 MeV ビームを得るのに何ら支障はない。

Lund 大の 100 MeV マイクロトロンで、SR 光を観測して周回途上のエミタンスを間接的に測定しているが、その結果は  $(\epsilon_x, \epsilon_y)_{\text{normalized}} = (14\pi, 38\pi) \mu\text{m}\cdot\text{rad}$  である [[34](#)、[56](#)]。今回得られた 150 MeV ビームの実測値  $(\epsilon_x, \epsilon_y)_{\text{normalized}} = (32\pi, 21\pi) \mu\text{m}\cdot\text{rad}$  と大差ないが、 $\epsilon_x$  と  $\epsilon_y$  の大きさが反転しているところに特徴がある。理由として、Lund 大では垂直方向の集束力が弱い (SHI 版の 1/5) ことと、周回途上のため  $\epsilon_x$  への dispersion の影響が 100% は表れていないことが挙げられる。

## III. 結 論：

産業用 SR リング AURORA-1, -2 に最適な入射器として、150 MeV マイクロトロンを完成した。産業用であるから、安定な運転が不可欠であり、良い再現性も要求される。それらの特性は、現在までに複数台のマイクロトロンを製作し稼動させることで実証済みである [[57](#)]。これまでに製作されたマイクロトロンの一覧を[表 6-4](#)に示す。

表6-3 エミタンスのビームエネルギー依存性

Comparison of Emittances Depending on Beam Energy

E (MeV)	$\beta\gamma$	Unnormalized ( $\pi$ mm·mrad)		Normalized	
		$\epsilon_x$	$\epsilon_y$	$\beta\gamma\epsilon_x$	$\beta\gamma\epsilon_y$
0.080	0.581	100.(100%)	100.(100%)	58.(100%)	58.(100%)
	[Gun Emission]	120.(80%)	120.(80%)	70.(80%)	70.(80%)
	[60% Transmit.]	72.(50%)	72.(50%)	42.(50%)	42.(50%)
31.7	63.0	0.32( $\sigma$ )	0.19( $\sigma$ )	20.( $\sigma$ )	12.( $\sigma$ )
49.9	98.6	0.23( $\sigma$ )	0.12( $\sigma$ )	23.( $\sigma$ )	12.( $\sigma$ )
98.1	193.	0.12( $\sigma$ )	0.067( $\sigma$ )	23.( $\sigma$ )	13.( $\sigma$ )
151.	297.	0.088( $\sigma$ )	0.046( $\sigma$ )	26.( $\sigma$ )	14.( $\sigma$ )
		0.11 ( $\sigma$ )	0.07 ( $\sigma$ )	32. ( $\sigma$ )	21. ( $\sigma$ )

入射系の低エネルギービーム（初号機のみ 120 keV、表の 80 keV は 2 号機以降）が 150 MeV に加速されて取り出されるまで、エミタンスの推移をまとめたものである。上から 2、3 行目と最下段の数値（青字）が実測値で、その他は計算値である。

入射系の 80 keV ビームについては、最上段（計算値）がほぼ 100 %エミタンス、2、3 段目（測定値）はそれぞれ 80, 50 %エミタンスで示してある。3 段目の 60 %輸送効率は、ガンエミッションの 6 割が入射系を輸送されるとした場合に、加速管入口で測定した透過ビームのエミタンスである。マイクロトロン本体（周回系）のデータ（計算値）はすべて rms エミタンス ( $1\sigma$ ) で表示している。

表から、マイクロトロン本体に輸送されて以後は規格化エミタンスが概ね保存されていることがわかる。最下段、150 MeV ビームの実測値と計算値との比較から、現実には規格化エミタンスが 1.5 倍程度大きいことがわかる。測定の不確かさを考慮しても、SR リングへの入射器として要請のあったエミタンスの数分の一である。

なお、最下段 150 MeV ビームの計算値が前章より大きいのが、本表のエミタンスが現実に近いと考えられる。理由はシミュレーションに際し、初期パラメータを自由に設定して最大加速効率が得られた場合の計算値をここには掲載したためである。

表6-4 150-MeV マイクロトロンの実績

用途	仕様	備考
No.1 小型SRリングの入射器 AURORA-1 / 立命館大	I=5mA 10Hz x 2 $\mu$ sec	入射専用(標準仕様)
No.2 小型SRリングの入射器 HiSOR / 広島大	I=10mA 100Hz x 4 $\mu$ sec	多目的 (高duty)
No.3 小型SRリングの入射器 AURORA-2S / 住重田無	I=5mA 2Hz x 2 $\mu$ sec	入射専用 (低duty)
No.4 実験用小型電子加速器 Laser Acceleration / 原研関西	1nC / Pulse 50pps	単バンチ加速 (with RF Gun)

初号機から3号機までは、当初目的どおり小型SRリングの入射系として活用されている。元来、1日数回(少ない場合は1回)数分~十数分間運転されるだけの低デューティーマシンであり、年々の定期点検を実施しているので特別なトラブルも発生していない。初号機は所定性能を達成してから既に10年以上の長きに渡って運転を継続している。2号機はSRリングへの入射専用器とは異なり、年間運転時間が2~3千時間に達する多目的入射器として利用されている。4号機が特殊仕様で、入射系にphoto cathode RF gunを備えた研究用装置である。5章でふれたように、パルス幅~10 psecのマイクロ単バンチの加速を行なっている。

本研究の成果をまとめると、以下の2点に要約できる。

- ・パルスビーム用レーストラック型マイクロトロンを従来の100 MeVから150 MeVに更新した。

同時に、周回数には要求磁場精度の厳しさ以外に、位相条件から決まる限界が存在することを明らかにした。これは垂直方向の集束に弱集束の原理を利用する限り、避けられない。今回、採用したパラメータ（Sバンド加速管、4%の磁場勾配）では、25回の加速が適切であり、更に加速を続行すると約1/4のビームがセパトリクスからこぼれて失われることがわかっている。

- ・レーストラック型マイクロトロンを最適設計手段を確立した。

独自の軌道計算コードを使用することにより、高精度の予測が可能になったためである。そして、初号機のビーム測定と比較することにより、実際の結果が計算で得られる予測と実用上十分な精度（ $\leq 2$ 倍）で一致することを明らかにした。この軌道計算は磁場測定等の実測データを必要とせず、静磁場計算で得られる磁場分布でかまわない。

本設計手法の応用例として、Lバンド加速管を利用した300 MeVマイクロトロンを検討例がある（[附録5](#)）。また、プログラムの別な活用法として、マイクロ単バンチをライナックの過渡状態で加速するシミュレーションも実施済みである（[附録5](#)）。[表6-4](#)に記載の4号機の製作に先立っておこなわれ、実用上 $\sim 10$  nCの単バンチ加速が可能であることが確認できた。

これまでは、少数の例外を除いてライナックが専ら数十～数百 MeVの電子線加速器として使用されてきた。しかし、SRリングの入射器としての仕様にみられるように、高いピーク電流値を要求するのでなければ、**小型で簡便かつ安定な電子線加速器**としてマイクロトロンが見直されて然るべきである。ともすれば、直線的に加速するライナックに比べて、同期を保ちながら周回軌道を描かせるマイクロトロンは運転時の安定性・操作性において劣るという固定観念がはびこっている（著者も本研究の完成までは同様であった）ように思われるが、本研究によってその誤解が払拭されることを願ってやまない。

（本文の終わり）

## 謝 辞：

本論文の執筆にあたり、高エネルギー加速器研究機構 神谷 幸秀 加速器研究施設長および高田 耕治 研究総主管からご指導と激励をいただきました。心よりお礼申し上げます。

ここにまとめた内容は、著者が住友重機械工業株式会社に在職中、その相当期間（1980年代半ば～21世紀初頭）を費やして得た業務のアウトプットです。その間、絶えず熱き思いを抱き続ける研究者仲間達とR&Dに専念することができ、グループとして多くの成果を共有できるという幸せに恵まれました。その意味で、何はさておき小型放射光源AURORAの開発プロジェクトに参画された当時のメンバー各位に最大の謝意を表さねばなりません。なかでも、著者と入射器の研究開発を共にされた諸兄、杉谷 道朗 殿、密本 俊典 殿、佐々木 泰殿、木村 隆成 殿、福島 敏孝 殿、宮林 正博 殿、および斉藤 肇 殿には、特にお世話になりました。ここにお名前を列記させていただき、深く感謝いたします。

AURORAプロジェクトリーダーとして、メンバー全員をお導き下さった量子技術研究所長 豊田 英二郎 殿、同 研究開発部長 高橋 令幸 殿および中伏 廣光 殿に感謝いたします。AURORAプロジェクトの主要メンバーのなかでも、高山 猛 殿（故人、AURORA生みの親）をはじめ、筒井 裕士 殿、天野 大三 殿、宮出 宏紀 殿の諸氏からは、マイクロトロンチームに劣らぬサポートを頂戴しております。改めて深く感謝いたします。

担当プロジェクトが異なるにも拘らず、楊 金峰 殿には多くのシミュレーションで、また、新居浜工場 量子機器事業センターの石塚 徹 殿、森本 博文 殿の両氏にはマイクロトロンの調整で幾度もご協力いただきました。ここに併せて感謝いたしたく存じます。

立命館大学 SRセンター、広島大学 放射光科学研究センター、および日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センターの各施設では、マイクロトロンの実験に際して光源／加速器ご担当の皆様より多大のご協力を得ることができました。ここに感謝いたします。

本論文に着手する契機をお作り下さった広島大学 放射光科学研究センター長 谷口 雅樹 教授にお礼申し上げます。

最後に、本論文の完成まで著者を励まし続けてくれた妻英子と娘紗也香に感謝します。

## 参考文献 (References) :

- [ 1 ] 山田廣成、堀 利匡「AURORA 1 号機の現状」  
日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) pp.421-435
- [ 2 ] Noriyuki Takahashi, “Compact Superconducting SR Ring for X-ray Lithography”,  
NIM B24/25 (1987) pp.425-428
- [ 3 ] A. R. Jorden, et al. (Helios-1 Status) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.67
- [ 4 ] M. N. Wilson, et al., “The Helios-1 Compact Superconducting Storage Ring X-ray Source”,  
IBM J. Res. Develop. Vol.37, No.3, (May 1993) pp.351-371
- [ 5 ] 細川照夫他 (Super-ALIS 現状) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.413
- [ 6 ] Teruo Hosokawa, Kouji Yamada, “Performance of Injection scheme in Super-ALIS”,  
NIM A379 (1996) pp.179-184
- [ 7 ] 山田忠利 (Mitsubishi-Ring 現状) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.455
- [ 8 ] T. Nakanishi, et al., “Design of a Compact Storage Ring for Industrial Research”, Rev. Sci.  
Instrum. 63 (1), January 1992, pp.770-773
- [ 9 ] 筒井康充他 (NIJI-III 現状) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.403
- [ 1 0 ] K. Emura, Y. Tsutsui, F. Miura, H. Takada, T. Tomimasu, “Superconducting Storage Ring  
NIJI-III”, Rev. Sci. Instrum. 63 (1), January 1992, pp.753-756
- [ 1 1 ] 丸下元治他 (LUNA 現状) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.437
- [ 1 2 ] M. Ida, M. Takahashi, M. Ohishi, S. Mandai, H. Ukikusa and Y. Kohno, “Development of  
Compact Synchrotron Light Source for X-ray Lithography”, EPAC’92, 1992, pp.200-202
- [ 1 3 ] 山崎鉄夫他 (NIJI-IV 現状) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.379
- [ 1 4 ] 渡辺誠「分子研 UVSOR 施設の概要」 同上 第 1 巻第 1 号 (1988 年 5 月) pp.41-45
- [ 1 5 ] 鎌田雅夫 (UVSOR 現状) 日本放射光学会誌第 4 巻第 1 号 (1991 年 1 月) p.71
- [ 1 6 ] 細川照夫他 (NAR 現状) 日本放射光学会誌第 6 巻第 4 号 (1993 年 11 月) p.413
- [ 1 7 ] 北山豊樹他「NTT 電子蓄積リング」 同上 第 2 巻第 4 号 (1989 年 11 月) p.33-41
- [ 1 8 ] 岸本健他「ソルテックにおける 1-GeV SR 光源の現状」  
日本放射光学会誌第 7 巻第 1 号 (1994 年 1 月) pp.15-33
- [ 1 9 ] N. Awaji, M. Kodaira and T. Kishimoto, “Recent Progress of the SORTEC Ring”,  
Proc. of the 8<sup>th</sup> Symp. on Accel. Sci. & Tech., 1991, pp.25-27, Saitama, Japan
- [ 2 0 ] 住友重機械技報「小型 SR 光源 “オーロラ” 特集」 Vol.39, No.116, August 1991

- [ 2 1 ] Takeshi Takayama, “Resonance Injection Method for the Compact Superconducting SR-Ring”, NIM B24/25 (1987) pp.420-424
- [ 2 2 ] 高山猛、他「小型シンクロトロン放射光源 “オーロラ” 単体超電導リングの入射系」、住友重機械技報 Vol.39, No.116, August 1991、 pp.11-18
- [ 2 3 ] R. Alvinsson and M. Eriksson, TRITA-EPP-76-07
- [ 2 4 ] M. Eriksson, “The Accelerator System MAX”, Nucl. Instr. & Meth. **196** (1982) 331-340
- [ 2 5 ] M. A. Green, E. M. Rowe, W. S. Trzeciak, and W. R. Winter, “Design and Operation of the 100 MeV Aladdin Microtron Injector”, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 3, June 1981, pp.2074-2076
- [ 2 6 ] M. A. Green, “Orbit Studies for the 100 MeV Aladdin Racetrack Microtron Injector”, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 3, June 1981, pp.2428-2430
- [ 2 7 ] M. Sugitani et al, “Racetrack Microtron – 150 MeV Injector for Compact SR Ring”, Proc. 6<sup>th</sup> Symp. on Accel. Sci. & Tech. Tokyo, Japan, Oct. 1987 pp.186-188
- [ 2 8 ] M. Sugitani et al, “Design Study of 150-MeV Racetrack Microtron”, Proc. EPAC’88, Rome, Italy, June 1988, pp.596-598
- [ 2 9 ] T. Hori, M. Sugitani, T. Mitsumoto and Y. Sasaki, “Improvement of 150 MeV Racetrack Microtron”, Proc. PAC’91, San Francisco, California, May 1991, pp.2877-2879
- [ 3 0 ] V.C.Kempson, “HELIOS – update on the Oxford Superconducting Synchrotron X-ray light source”, Presented at SR lithography symposium, NTT Gotenba Research Centre, Japan, 22 Oct. 1992
- [ 3 0 A ] V. Veksler, “A New Method of Acceleration of Relativistic Particles”, Journal of Physics, Vol. IX, No.3 (1945) pp.153-158
- [ 3 1 ] S. P. Kapitza, V. N. Melekhin, “The Microtron”, Harwood Academic Publishers (1978)
- [ 3 2 ] 堀 利匡、筒井裕士「放射光診断装置における加速蓄積リングの入射としての高エネルギー(300 MeV)マイクロトロンに関する検討結果」 Internal Report of SUMITOMO Heavy Ind., Ltd., March 1997
- [ 3 3 ] H. Herminghaus, A. Feder, K. H. Kaiser, W. Manz and H. v. d. Schmitt, “The Design of a Cascaded 800 MeV Normal Conducting C.W. Race Track Microtron”, Nucl. Instr. & Meth. Vol. 138 pp.1-12 (1976)
- [ 3 4 ] M. Georgsson, “Beam Diagnostics on the MAX-lab 100 MeV Race Track Microtron”,

MAX publications ISRN LUNDTDX/NTMX-7026-SE (1997)

- [ 3 4 A ] 筒井裕士、Private Communication
- [ 3 4 B ] H. Babić and M. Sedláček, “A Method for Stabilizing Particle Orbits in the Race-Track Microtron”, Nucl. Instr. & Meth., Vol. 56 (1967) pp.170-172
- [ 3 5 ] Roy E. Rand, “Recirculating Electron Accelerators”, Harwood Academic Publishers, 1984, pp.57-74
- [ 3 6 ] S. Rosander, M. Sedláček and O. Wernholm, “The 50 MeV Racetrack Microtron at the Royal Institute of Technology Stockholm”, Nucl. Instr. & Meth., Vol. 204 (1982) pp.1-20
- [ 3 6 a ] Catalogue of Scanditronix AB for Racetrack Microtron (1990)
- [ 3 7 ] W. B. Herrmannsfeldt, “EGUN – An Electron Optics and Gun Design Program”, SLAC-331, Oct. 1988
- [ 3 8 ] L. M. Young, “PARMERA, A Particle Dynamics Code for Electron Linacs”, Accelerator Operations and Technology Division, Groupe AOT-1, Los Alamos, 1995
- [ 3 9 ] M. Eriksson, “A 100-MeV Injector Race-Track Microtron for the MAX Storage-Ring/Pulse-Strecher”, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-30, No. 4, August 1983, pp.2070-2072
- [ 4 0 ] M. Sugitani, “Racetrack Microtron – Beam Tracking Program “**mic**” Instruction Manual”, Internal Report of SUMITOMO Heavy Ind., Ltd. (1990)
- [ 4 1 ] R. Servranckx, “DEPART: A Differential Equation Particle Tracking Program”, Particle Accelerators, Vol. 6, pp.89-93, 1975
- [ 4 2 ] J. L. Warren, M. T. Menzel, G. Boicourt, H. Stokes, and R. K. Cooper, “POISSON/SUPERFISH Reference Manual”, LA-UR-87-126 (1987)  
M. T. Menzel and H. K. Stokes, “POISSON/SUPERFISH User’s Manual”, LA-UR-87-115 (1987)
- [ 4 3 ] J. H. Billen, “The Superfish manual”, Los Alamos LA-UR-96-1834 (1996)
- [ 4 4 ] 杉谷道朗、「マイクロトロン軌道計算報告書」  
Internal Report of SUMITOMO Heavy Ind., Ltd. (1990)
- [ 4 5 ] 堀 利匡、杉谷道朗、密本俊典、佐々木泰、木村隆成、福島敏孝、宮林正博、齊藤肇、「小型シンクロトロン放射光源 “オーロラ” の入射器用レーストラック型マイクロトロン」住友重機械技報 Vol.39, No.116, August 1991、 pp.46-62

- [ 4 6 ] E.M. Rowe, M.A. Green, K.J. Kleman, J.P. Stott, W.S. Trzeciak, W.A. Winter, “Conceptual Design Study of a 150 MeV Racetrack Microtron”, Report delivered from Synchrotron Radiation Center, Univ. of Wisconsin (Madison) to SUMITOMO Heavy Ind., Ltd. (1986)
- [ 4 7 ] T. Hori et al, “Status of Compact SR Light Source for X-ray Lithography”, Proc. of 1989 Intern. Symp. on MicroProcess Conference, Kobe, Japan, Oct. 1989, pp.108-112
- [ 4 8 ] 山田廣成、田口 茂、「小型シンクロトロン放射光源 “オーロラ” のビーム診断装置」、住友重機械技報 Vol.39, No.116, August 1991、 pp.33-39
- [ 4 9 ] M. Eriksson, “Focusing and Beam- Loading in a Race-Track Microtron”, MAX publications ISRN LUNDTDX/(NTMX-7071)/1-10 (1991)
- [ 5 0 ] T. Hori, T. Takayama, “Status of ‘AURORA-2S’ and Its Facility for X-ray Lithography”, Proc. EPAC2000, Vienna, Austria, June 2000, pp.628-630
- [ 5 1 ] K. Goto, E. Hashimoto, H. Namatame, K. Shimada, M. Taniguchi, S. Yagi, K. Yoshida, A. Hiraya, I. Endo, K. Aoki, T. Hori, T. Takayama, “The Synchrotron Radiation Facility at Hiroshima University, HiSOR”, Proc. of 12<sup>th</sup> Symp. on Accel. Sci. & Tech., Saitama, Japan, 1999
- [ 5 2 ] M. Kando, H. Kotaki, S. Kondo, T. Hosokai, T. Yokoyama, S. Kanazawa, H. Dewa, K. Nakajima, F. Sakai, T. Ishizuka, and T. Hori, “Commissioning of Photocathode RF Gun Based Microtron at JAERI-Kansai”, Proc. of 25<sup>th</sup> Linear Accelerator Meeting in Japan, Himeji, July 12-14, 2000, pp.9-11
- [ 5 3 ] <http://www.valley.ne.jp/~ichinose/ccd1.html>, 「TCD 143D, 東芝 CCD リニアイメージセンサ TCD シリーズ データブック ‘93 より」 から引用
- [ 5 4 ] 堀 利匡、筒井裕士、「マイクロトロンビーム試験報告書」  
Internal Report of SUMITOMO Heavy Ind., Ltd. (1996)
- [ 5 5 ] T. Hori, H. Tsutsui, D. Amano, M. Washio, J. Yang, K. Tani, “Output Beam Characteristics of 150 MeV Microtron”, Proc. of PAC’97, Vancouver, Canada, May 1997, pp.1266-1268
- [ 5 6 ] M. Georgsson, “Beam Emittance Measurements on the Racetrack Microtron”, Proc. of EPAC’98, Stockholm, Sweden, June 1998, pp.1586-1588
- [ 5 7 ] T. Hori, H. Miyade, H. Murata, D. Amano, H. Tsutsui, J. Yang, T. Ishizuka, H. Morimoto and Y. Kumata, “Present Status of 150 MeV Racetrack Microtron”, Proc. of 22<sup>nd</sup> Linear Accelerator Meeting in Japan, Sept. 1997, pp.16-18

## 附録0. 古典的 (円型) マイクロトロン

マイクロトロンの概念は、1944年 V.I. Veksler (露) により位相安定性の原理と共に初めて論文の形で公になった [30A]。その後、1945年には J. S. Schwinger が、また阪大の伊藤順吉と小林大二郎が、そして1946年には L. I. Schiff が、それぞれ独立に提唱した。これまでに日本人研究者が独自に考案した数少ない (唯一ともいえる) 加速器である。電子専用の装置であり (理由は後で明らかになる)、当初は電子サイクロトロンと称された。円型マイクロトロンの原理は、カナダの Henderson らによって1948年に初めて実証された ( $E = 4.8 \text{ MeV}$ )。本論文で扱ったレーストラック型も、アイデアは1945年 Schwinger によって提案されているが、実現するのは1970年代である。今日、円型のもは古典的マイクロトロンと呼ばれ、レーストラック型と比べて到達エネルギーが低い ( $E \leq 30 \text{ MeV}$ )。しかしながら、小型で簡便なこともあり、現在でも  $22 \text{ MeV}$  までの装置が医療用に普及している。

なお、Royal Institute of Technology (Sweden) の S. Rosander によるマイクロトロンの開発30年をレビューした論文 [S. Rosander, “The Development of the Microtron”, Nuclear Instrum. & Method 177 (1980) 411-416] があり、そこに示されている40編の参考文献とともに、古典的マイクロトロンの理解に有用である

以下、円型マイクロトロンについて簡単に述べる。説明に用いた記号は本章の最後に示す参考図書に準拠した (本文中と一部使用法が異なる)。

[図A.0-1](#) は古典的な円型マイクロトロンの模式図である。レーストラック型から中央直線部を省き、加速管の代わりに単一加速間隙からなる高周波空洞で置き換えた構造を有する。外部入射系がなく、この空洞の側壁の一部に電子源 (Hot Cathode) を設け、加速用の高周波電磁場を利用して電子を引き出す。特徴をまとめると、

- ・加速は単一間隙のRF空洞による → 1回当たりの加速エネルギーに限界 ( $\Delta E \leq 1 \text{ MeV/turn}$ )  
従って、最初の数ターンは電子の振舞いが非相対論的 ( $\beta < 1$ )
- ・同期条件から偏向磁場を高く取れず ( $B \sim 1 \text{ T}$ )、高エネルギー加速に不適 ( $E_{\text{max}} \leq 30 \text{ MeV}$ )
- ・外部入射系を持たず、簡単な構成ですむ利点を有する。

**Microtron (電子加速器) の原理を理解するために使う公式：**

**Rorentz force:**  $\vec{F} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$  前項=加速力、後項=求心力 (→円運動)

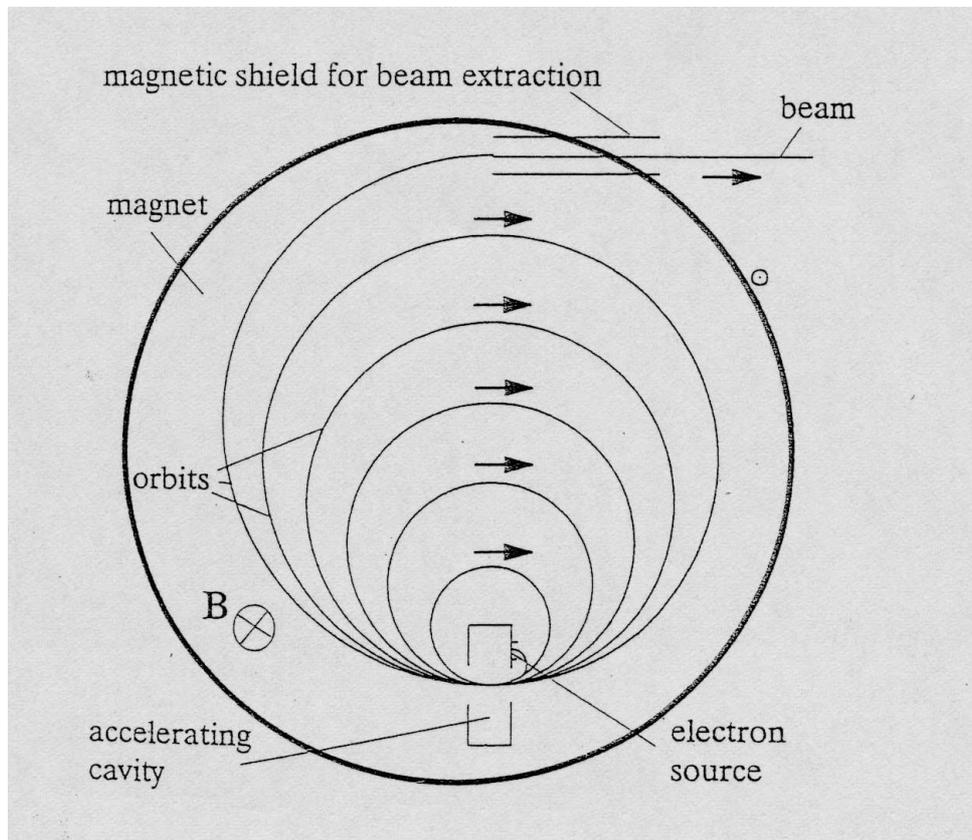
円運動： $F = m \frac{v^2}{\rho} = evB$

Momentum:  $p = mv = eB\rho$ 、ここで  $B\rho(\text{T}\cdot\text{m}) = \text{Magnetic rigidity}(\text{磁気剛性率})$

周期( $\tau$ ):  $\tau = \frac{2\pi\rho}{v} = 2\pi \frac{m}{eB}$ 、注) サイクロトロン同様、マイクロトロンでも  $B = \text{const}$

周波数( $f$ ):  $f = \frac{1}{\tau} = \frac{eB}{2\pi m}$ , or  $\omega = \frac{eB}{m} \rightarrow \text{Cyclotron frequency} (= \text{Lamor freq.})$

常数：素電荷  $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ , 電子の静止質量  $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ , 同左  $E_0 = 0.511 \text{ MeV}$



図A.0-1 古典的 (円型) マイクロトロンの概念図

マイクロトロンは、周波数( $f$ )固定の高周波電界でもって、静磁場中( $B$ )で電子を加速する。電子は、常に加速空洞 (単一加速間隙) を通る円軌道を描く。

出典：H. Wiedemann, “Particle Accelerator Physics I”, Second Edition, Springer-Verlag(1998)

**動作原理：**電子が安定に加速され続けるためには、電子の周回運動と高周波とが同期している必要がある → 周回運動の周期( $\tau$ )が高周波の周期( $T_{rf}$ )の整数倍であること。

RF 空洞で得る加速エネルギー（1 ターン当り）を  $\Delta E$  とする。このとき質量変化は  $\Delta m = \Delta E/c^2$  と表されるから、 $g, h$  を任意の整数として、

$$1 \text{ ターン目の周回周期} : \tau_1 = \frac{2\pi(m_e + \Delta m)}{eB} = gT_{rf} \quad (\text{A.0.1})$$

$$n \sim (n+1) \text{ ターン間の周期の増分} : \Delta\tau = \tau_{n+1} - \tau_n = \frac{2\pi\Delta m}{eB} = hT_{rf} \quad (\text{A.0.2})$$

$$\text{上 2 式より求まる同期条件} : \Delta m = \frac{h}{g-h} m_e \quad (\text{A.0.3})$$

$$\text{磁場と RF 周波数との関係} : \frac{2\pi m_e}{eB} = (g-h)T_{rf} \quad (\text{A.0.4})$$

**考察)** 以上の関係から、強い磁場を使えると小さい装置で高エネルギー電子が得られることがわかる。また、RF 周波数( $f = 1/T_{rf}$ )が高いと磁場( $B$ )も強くできることがわかる。従って、よくマイクロ波 ( $f = 3 \text{ GHz}$  の S バンド帯域がポピュラー) が使われる。このとき、磁束密度  $B$  が如何ほどの強さになるか、前頁の常数を使うと計算できる。

$$B = \frac{2\pi m_e f_{rf}}{e(g-h)} = \frac{0.11}{g-h} (\text{Tesla}) \quad (\text{A.0.5})$$

すなわち、 $B$  が最大になるのは  $g-h=1$  のとき、それでようやく  $B \sim 0.1 \text{ T}$  である。

一方、加速エネルギー( $\Delta E$ )が最小で済むのは式(A.0.3)より  $h=1$  の場合で、このとき  $\Delta m = m_e$ 、即ち  $\Delta E = 0.511 \text{ MeV}$  となり、加速電圧として  $V_{acc} = 0.5 \text{ MV}$  必要である。RF 空洞は加速間隙が単一のため、加速電圧をむやみに高く取ることはできず、通常は  $V_{acc} = 0.5 \text{ MV}$  ( $h=1$ )、特殊な場合でも  $V_{acc} = 1.0 \text{ MV}$  ( $h=2$ ) で使用する。 $h=1$  を標準にする理由は、本文の第3章にあるように最大の安定位相領域を確保できるからでもある。以上の議論は電子の速度  $\beta=1$  を前提としており、現実には最初の数ターンが  $\beta < 1$  であることの影響を定量的に評価しておかなければならない。

なお、上記の関係は陽子等の場合にも成り立つが、最低でも静止質量に相当する加速電圧が必要なことから、マイクロトロンが電子加速器にしかなりえない理由がわかる。

参考図書：パリティ物理学コース「加速器科学」 亀井 享、木原 元央 共著 (丸善) 1993 年

## 附録1. X線リソグラフィと小型SRリング

二十一世紀を迎えた現在、将来性が有望視されている分野のひとつに IT 関連産業が挙げられる。この IT 関連業界においては、1980 年代に産業の米と称された半導体記憶素子 DRAM の大容量化の進展がめざましく、それに伴って LSI 回路の微細化が急速に進行して回路パターンの線幅がサブミクロンの時代を迎えていた。即ち、それまでの方式、光リソグラフィに使用されていた光の波長と描画する線幅とが拮抗する事態となり、従来の光源では早晚微細化の限界に立ち至ることが誰の目にも明らかであった。そして、次世代の高集積記憶素子 LSI を量産する技術として、波長 1 nm 近辺の軟 X 線を使用する X 線リソグラフィが産業界で有望視される状況下のもと、光源・マスク・アライナ/ステッパー等、各種要素技術の研究開発が民間企業の間で活発に行われた。本論文は、この新光源に関する研究開発の成果の一部を構成するものである。

既に確立していた光リソグラフィに経済性で対抗できるほどの強度でもって量産化に必要な軟 X 線を供給できる光源として、それまで学術研究主体の装置と見なされていた放射光源が有望視されるようになり、X 線リソグラフィという特定単一用途に限定した専用の小型放射光源 (SR リング) の研究開発が 80 年代の中頃より装置メーカーの手で進められた。従来の研究用 SR リングと異なり、エミタンス等のビーム特性を重視するのではなく、波長 1 nm 付近の光が適度の指向性と共に十分な強度で得られることに重点が置かれた。コンパクトで安定性に優れ、かつ操作と保守が容易でボタンひとつ押せば随時光が得られるような小型リングの実現を目指す動きであった。既存の半導体製造工場への導入が容易な実用的装置として、入射器を含めたトータルシステムの簡素化・小型化や発生する放射線の防護等まで考慮した光源、特定用途に的を絞った光源の開発といえる。

ここで開発された産業用 SR リングは AURORA と命名されている。この超小型リングの目指す理念は以下のとおりである。

- ・できるだけ小さな装置で、シンプルな構成にする。
- ・操作が容易で安定に動作し、信頼性の高いシステムであること。
- ・製作費や運転経費を含め、経済性に優れた装置であること。

## AURORA の概要：

これまでに完成した小型 SR リング AURORA には 2 種類あり、それぞれ AURORA-1 (A1)、AURORA-2 (A2) と区別されている。更に、A2 には当初の目的に沿った X 線リソグラフィ専用機として小型化を追求した AURORA-2S (A2S) と、そこから派生した姉妹機で小型ながら挿入光源を擁する研究用途の AURORA-2D (A2D) とがある [A1]。表 A.1-1 にこれら 3 種類のリングの主要仕様をまとめている。A1 と A2 とでは蓄積電子エネルギーと偏向磁場強度が異なっているが、臨界波長は共に 1.4 nm である。

### I. AURORA-1:

初号機 A1 の開発は 80 年代の中頃にまで遡ることができる。当時の小型リング開発の世界的趨勢に倣って超伝導技術が導入され、磁場強度 3.8 T (注：設計磁場は 4.3 T) の超伝導偏向電磁石を有するリングである。最大の特徴は本体の構成にあり、完全真円の 360 度一体型偏向電磁石を採用していることである。エネルギー 575 MeV (設計段階で 650 MeV) の電子ビームの周回軌道直径が 1 m、リング外径寸法で 3 m 強と、究極に小型化された軟 X 線リングとすることができる。A1 の概要 (断面図参照) を示す図 1-2 からわかるように、外見は SR リングというより、むしろサイクロトロンに近い。ドーナツ型の真空槽が上下の純鉄製磁極の間隙に配され、RF 空洞を含むリング構成要素の総てが真空槽に内蔵されている。従って、SR リングにとって最も重要なファクターのひとつである真空度を  $10^{-8}$  Pa 台の超高真空に維持することは容易でなく、 $H_2$  ガスに対して 40000 l/sec という大排気容量のクライオパネルを分布させることによって達成された。

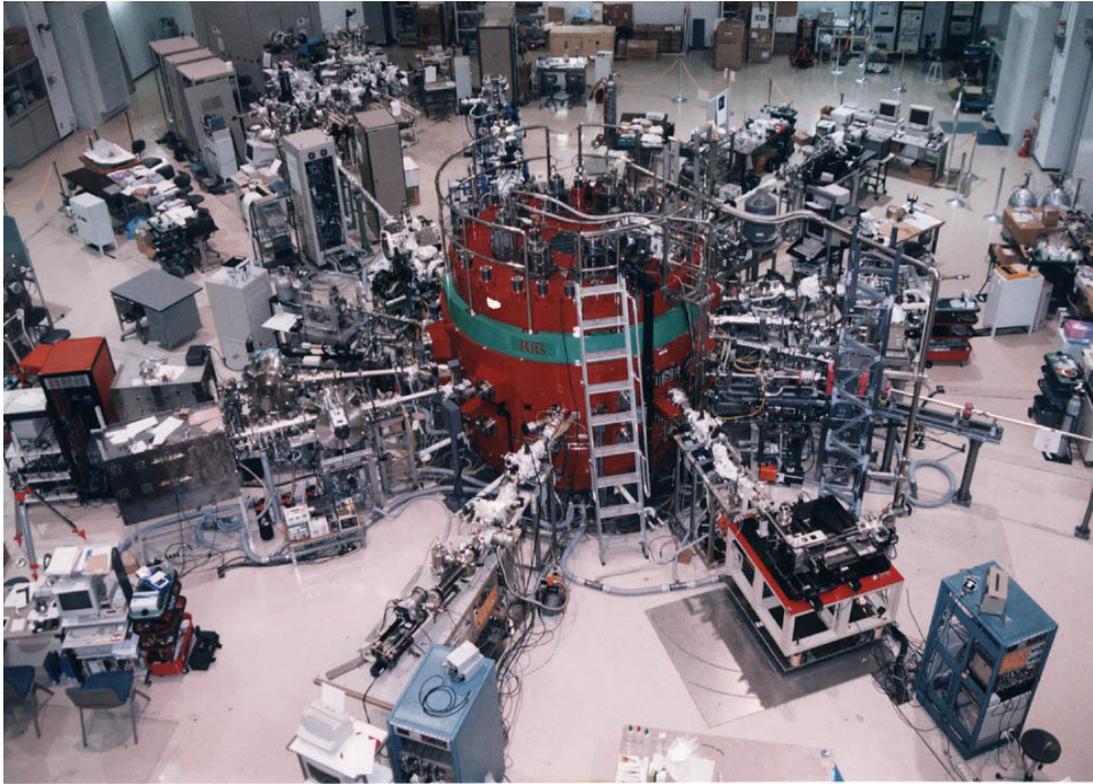
他に例のない A1 独自の手法として、リングへのビーム入射方式が挙げられる。直線部を持たないため、半整数共鳴入射法というユニークな方法を導入したものである [21]。これは一例であるが、その他 A1 には独特のアイデアがいくつも盛り込まれており、その結果、世界最小の完全円型超小型 SR リングが完成した [20]。装置は数年間にわたる調整運転や信頼性向上のための改良を経て立命館大学に移設され、現在は LIGA を始めとする各種の学術研究に活用されている [A2]。本文中の図 2-1-2～3 は移設前に住重の田無工場でコミッショニング中の A1 の全景とレイアウトを、また図 A.1-1 は移設後の立命館大学における AURORA-1 施設の全体図を示す。

表A.1-1 3種類のAURORAの主要パラメータ

	<i>A2S</i>	<i>A2D+W</i>	<i>A1</i>
Energy (GeV)	0.70	0.70	0.575
Stored current (A)	0.5 (1.0)	0.3	0.3
Circumference (m)	10.97	21.95	3.14
RF voltage (kV)	160	220	120
Harmonic number	7	14	2
RF frequency (MHz)	191.36	191.24	190.86
Energy loss (keV/turn)	24.42	29.07	19.34
Tune : horizontal	1.46	1.59	0.797
Vertical	0.73	2.10	0.604
Natural $\epsilon$ ( $\pi \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ )	0.528	0.935	1.68
Radiation damping :			
horizontal (msec)	2.13	5.60	1.3
vertical (msec)	2.10	3.53	0.43
longitudinal (msec)	1.04	1.49	0.16
Bunch length (mm)	26.5	36.2	52.0
Touschek life (hour)	20.	9.9	*(0.5)
Bending field : B (T)	2.7	2.7	3.8
n-value	0.0	0.0	0.365
QF (T/m)	12.5	10.9	—
QD (T/m)	—	-12.3	—

偏向電磁石からのSR光の臨界波長 $\lambda_0 = 1.4 \text{ nm}$ が共通のAURORA-2S (A2S), AURORA-2D (A2D) + Wiggler, AURORA-1 (A1) 3種類のリングについてパラメータを比較した。A2D+Wはウィグラーをふたつの直線部のうち一方にのみ設置した場合の値である。

A1のTouschek life = 0.5時間とは、自然のままではエミタンス結合  $\epsilon_x - \epsilon_y \text{ coupling} \sim 2 \times 10^{-4}$  と極端に小さく、 $\sigma_y \sim 10 \mu\text{m}$  と予想外に小さいためである。完全真円型の偏向電磁石のため、誤差磁場（主にフリンジ磁場領域に生じる）が一般のSRリングと比べて何桁も小さいためである。実際の運転時には、垂直方向のベータatron振動数 $\nu_z$ に同期するRFを外部からイオン除去電極に印加して $\sigma_y$ を1桁以上大きくし、lifeを8時間 (@300mA) 程度に長くして実用上支障を来たさないようにしている [A3]。



**図A.1-1 立命館大学に移設後の AURORA-1**

1995年に住重田無工場（東京）から立命館大学草津キャンパス（滋賀県）に移設された AURORA-1 の実験ホール全景である。田無時代には試作機ということで、ビームラインも最大 10 本であったが、移設後は本来の仕様 16 本に真空槽が改造された。LIGA 等の微細加工や軟 X 線 XAFS などの研究が精力的におこなわれている。

なお、入射器 150 MeV マイクロトロンは別室に設置されており、図には表れていない。

（写真提供：立命館大学 SR センター）

## II. AURORA-2S:

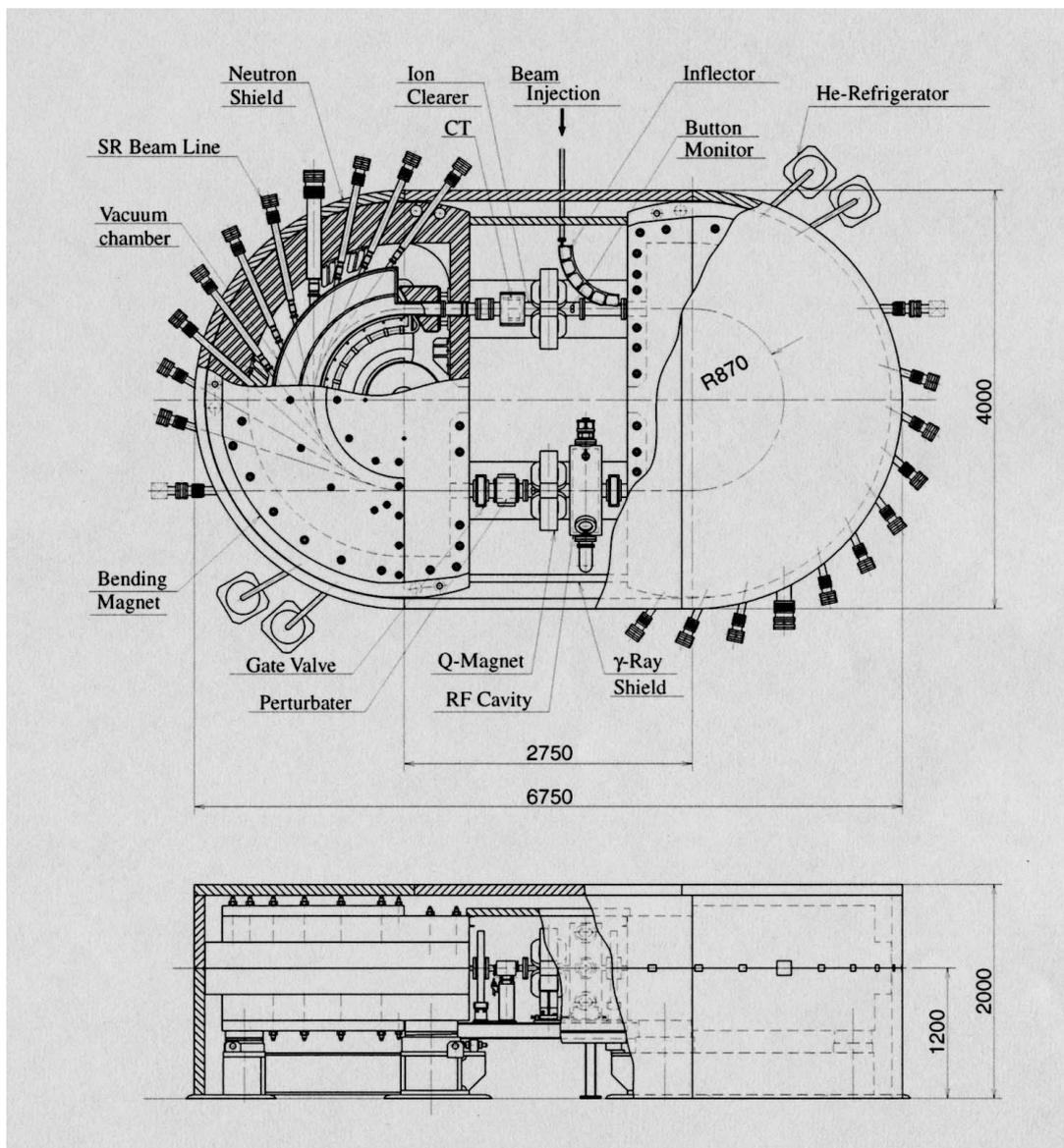
A2 は A1 の後継機として 90 年代の中頃より開発された。最大の違いは、前者が超伝導電磁石を導入したのに対して、後者では常伝導化に方針を転換したことである。ただし、一般に SR リングで使われている常伝導電磁石の磁場強度 ( $B = 1.4 \text{ T}$  程度) をそのまま使うのでは、臨界波長  $\lambda_c = 1.4 \text{ nm}$  の光を得ようとした場合、必要とされる曲率半径から小型化に不都合である。

$$\lambda_c(\text{nm}) = 0.559 \frac{R(\text{m})}{E^3(\text{GeV})} = \frac{1.864}{B(\text{T}) \cdot E^2(\text{GeV})} \quad (\text{A.1.1})$$

上式で臨界波長  $\lambda_c$  と磁場  $B$  (または曲率半径  $R$ ) および電子エネルギー  $E$  の関係から、 $B = 1.4 \text{ T}$  では  $E = 1 \text{ GeV}$  の電子エネルギーを要し、曲率半径も  $R = 2.3 \text{ m}$  必要であることがわかる。そこで工夫して、常伝導磁石とはいえ  $B = 2.7 \text{ T}$  という超伝導に準じる高磁場で使用する。すると、臨界波長を A1 と同一にするための電子エネルギーが  $E = 0.7 \text{ GeV}$  で事足りて、曲率半径  $R = 0.86 \text{ m}$  ですむ。

その結果、[図 A.1-2](#) の A2S 全体図からわかるように、リングの大きさも  $4 \text{ m} \times 7 \text{ m}$  程度に納まる。A1 と異なり、リングの形状がレーストラック型で直線部を有するため、ビーム入射はバンプ軌道を作る通常の多重入射法を採用した。A2S では装置を極力小型化するため、集束系の四極電磁石はシングレット (QF) のみとし、垂直方向の集束力はエッジフォーカスで得ている。2号機で超伝導技術を避けた理由は、安定に連続運転できることを重視する産業用装置という観点からみた場合、保守性・信頼性等の点で常伝導リングにいま一步及ばないという1号機から得られた経験に立脚している。また、超伝導磁石を採用すれば電気代が大半を占めるランニングコストの点で優位に立てるという当初の予想であったが、実際に双方の装置で比較してみた結果、少なくとも産業用小型 SR リングに関してはあまり差がないという結論を得た。

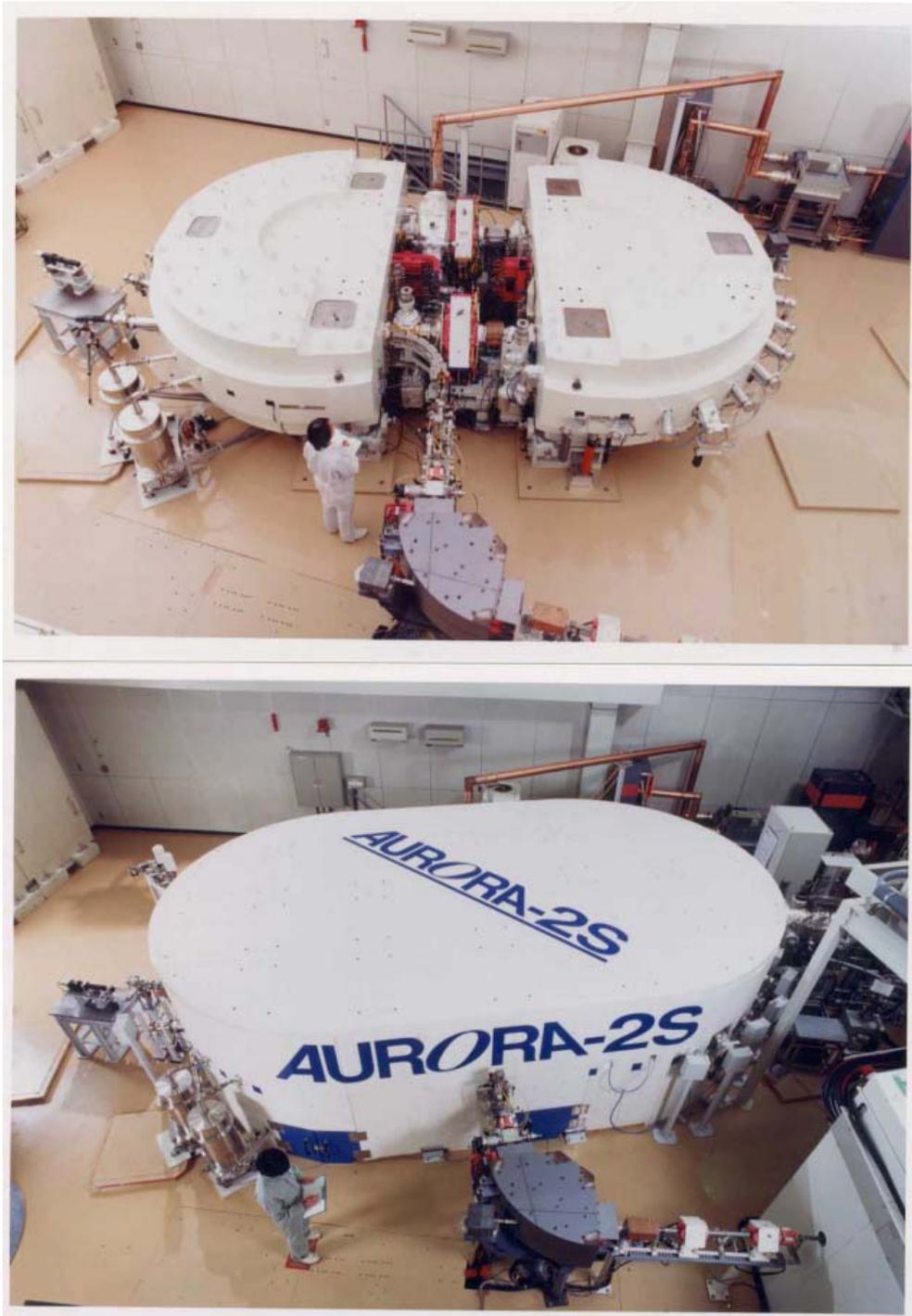
産業用の光源として A2S は十分な機能を有することが実証され、現在は LIGA/TIEGA など産業向け微細加工の試験用に常用されている。元来、工場でワンタッチ操作を可能にする方向で制御系が構築されているので、日常運転はユーザー自身が行っている。[図 A.1-3](#) に示す A2S の全景からわかるように、このシステムで実証された大きな特徴/利点として、リング自体に付与された自己遮蔽機能が挙げられる。半導体製造工場に設置することを想定した場合、この機能は建家側に特別な遮蔽壁の考慮が不要であるという利便性と経済的メリットをもたらす。



図A.1-2 AURORA-2Sの全体図

AURORA-2SはAURORA-1の後継機である。産業用小型SRリングとして、超伝導から常伝導電磁石への方針転換であるが、foot printは約 $4 \times 7 \text{ m}^2$ と依然超小型である。

短い直線部に鉛の $\gamma$ 線遮蔽を施し、全体をポリエチレンのneutron遮蔽で覆うことにより、リング周囲の放射線量を低減したので入射中もリング近傍で作業が可能である。直線部の延長線上にあるポートを除き、ビームラインは最大20本まで接続が可能である。



図A.1-3 AURORA-2Sの全景（自己遮蔽の有無）

放射線（ $\gamma$ 線と中性子）遮蔽をリング全体に施すことで AURORA-2S は自己遮蔽型の装置となった。上図が遮蔽前の A2S、下図が鉛とポリエチレンで遮蔽された姿である。手前に見える BT 系に適切な遮蔽を施せば、入射中でもリング室内で作業が可能である。ちなみに入射中の遮蔽体表面における線量率は  $10 \mu\text{Sv/hr}$  未満に抑えられている。

### III. AURORA-2D:

本来の開発目的からは少しそれるが、A2Sに準拠し、なおかつ挿入光源を可能にする小型リングも実現している。現存するA2Dに該当する装置は90年代の後半、広島大学に設置されたHiSORである[A4]。A2最大の特徴である2.7Tの常伝導高磁場電磁石は全く同じものを使用しながら、直線部を延ばして挿入光源用に3mのフリースペースを確保した小型リングである。A2Dの集束系はQダブレット4組で構成されている。図A.1-4にHiSORの全景を示す。挿入光源は全長約2mの直線偏向、及び円偏向アンジュレータからなる。リングとビームラインの間に放射線遮蔽が不要で、光源点からエンドステーションの試料位置までの距離を短くでき、ユーザーにとっては高い光子束が得られる利点がある。

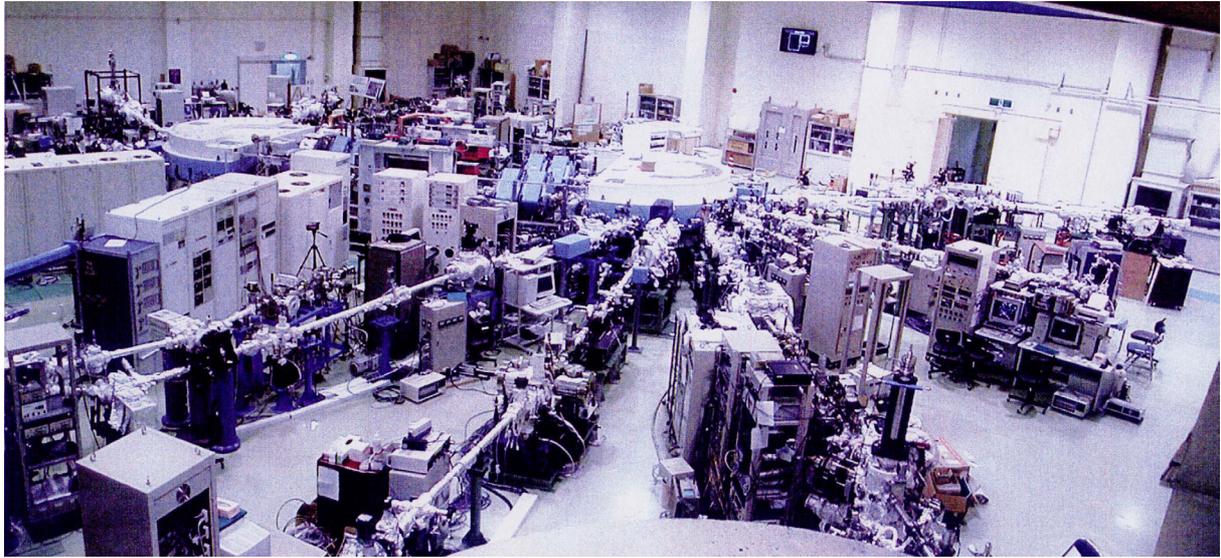
なお、図A.1-5はHiSORの立ち上げに先立ち、A2Dに7Tの超伝導ウィグラを1台挿入して住重田無工場にて入射加速試験を行った際の全景である。日程の関係上たかだか1ヶ月強のテスト期間であったが、低エネルギー入射の小型リングに超伝導ウィグラを組み込んで加速蓄積が可能であることを実証した初のケースである[A5]。ビーム入射時からウィグラを励磁しておき、ビーム加速と同期させながらウィグラ磁場もトップまで持ってゆく方式である。図中、左手奥の隅に入射器マイクロトロンがみえている。短期間のA2D試験後、リングをA2Sに組み替えて小型リングの試験に移り、更に入射器を別途コンクリート（厚さは20cm）で囲ってA2Sの自己遮蔽試験が実施された。

上に述べたAURORAの開発経緯が文献[A6]に総括されている。

### IV. 入射器 :

以上のように、3組のAURORAシリーズが稼動中であるが、入射器はいずれも150 MeVのレーストラック型マイクロトロンである。A1及びA2SではSRリングへの入射専用機であるが、HiSOR（型式はA2D）においてはリングへの入射（1日1回）以外の時間帯に隣接する電子周回装置への長時間連続入射にも使用されており、他の先行2機と較べて使用頻度（デューティー）が格段に高く、従って装置も高デューティー仕様になっている。

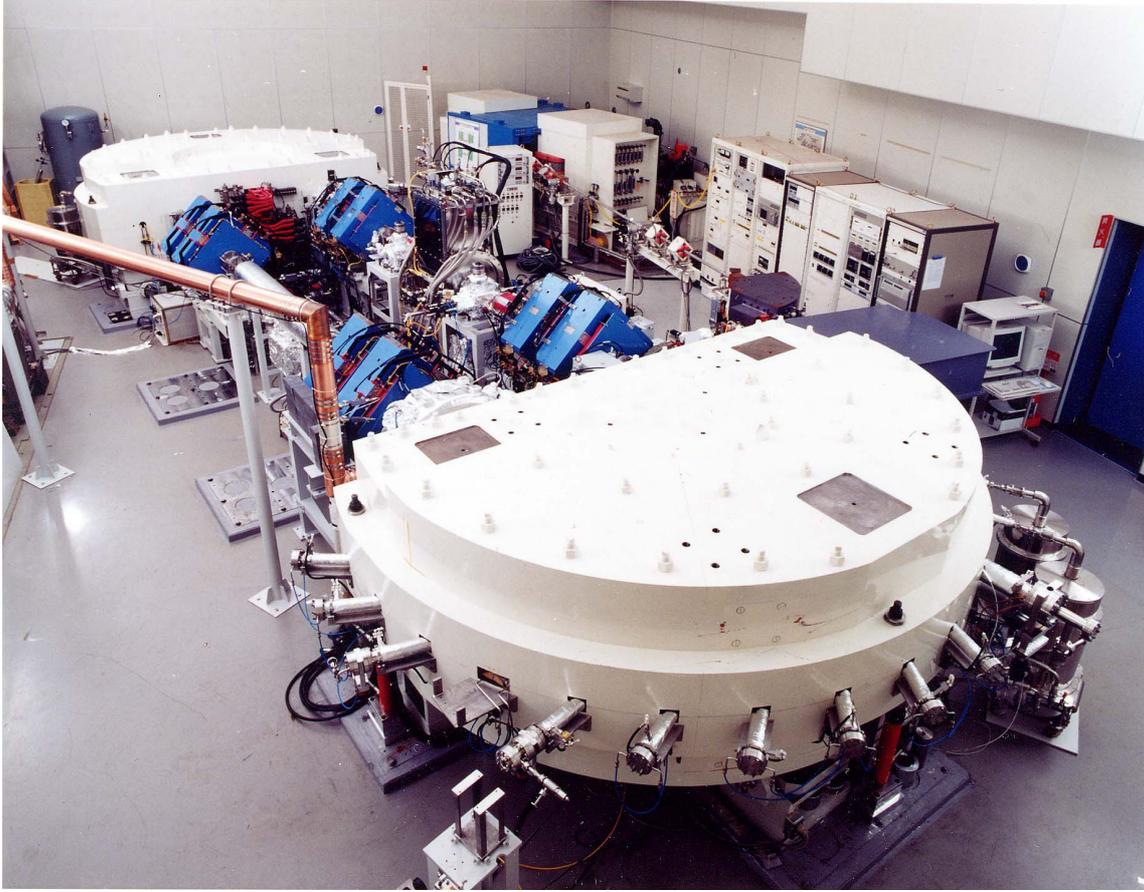
本文中の表6-4にあるように、AURORAの入射器以外に類似のマイクロトロンがもう1台製作された。電子ビームが周回する本体の設計に差はないものの、入射系の発想が根本的に異なっている。電子銃にレーザーフォトカソードRFガンを導入した新方式の入射系である。従って、マイクロトロン本体への入射エネルギーが従来の~100 keVから4 MeV



**図A.1-4 HiSORの実験ホール全景**

広島大学放射光科学研究センターのHiSORはレーストラック型SRリングである。小型ながら、直線および円偏向アンジュレータの挿入光源2基を有する。アンジュレータからのビームライン2本を含めて最大16本のコースが設置可能である。

HiSORはVUV-軟X線領域の光電子分光において、数meVという世界トップレベルの高分解能を出せることで知られる。(This photo shown by courtesy of HSRC, Hiroshima Univ.)



図A.1-5 AURORA-2D と超伝導ウィングラ

AURORA-2S に移行する前にウィングラを組み込んでビーム試験をおこなった。向かって右側の直線部中央に 7 T 超伝導ウィングラが配置されている。その向こう右奥の隅にみえるのが入射器の 150 MeV マイクロトロンである。挿入光源以外は、前図 HiSOR と同じ構成である。ビームはウィングラ手前に見える Q ダブルレットと更に手前の偏向電磁石の間に入射される。ラティスの構成上、ウィングラの置かれている直線部は dispersion free になっていない。

短期間の試験ではあったが、低エネルギー入射の小型リングに超伝導ウィングラを組み込んだ SR リングが、システムとして実用上問題なく動作することを確認できた。

へと桁違いに高くなり、入射点のシケーンと呼ばれる  $45^\circ$  偏向電磁石の仕様・構造が大幅に変更になった。本装置最大の特徴は、マイクロ単バンチを 150 MeV まで加速することにある。入射器としてのマイクロトロンでは、ビームを取り出す際に加速管のビーム負荷が定常状態になっており、出力ビームもマイクロ秒のパルス幅が標準である。対してこの装置では、ビームを加速する加速管中の電界が過渡状態の下でピコ秒オーダーの単バンチが加速される。シミュレーションの結果をみると、1 バンチ当り数 nC の電荷量が問題なく取り出せる [A 7]。

## 附録2. 150 MeV マイクロトロン R&D の経緯

### —Wisconsin 大 100 MeV マイクロトロンとの比較—

小型 SR リング AURORA では入射器に第3の候補（第1、第2はライナックとシンクロトロン）、レーストラック型マイクロトロンを採用した。最大の理由は物理的寸法を最も小さくできるからである。マイクロトロンを入射器に使っている SR リングとして、Lund 大（スウェーデン）MAX-lab の VUV リング MAX-1 と Wisconsin 大（W 大：米国）SRC の 1GeV リング Aladdin の例がある [24, 25]。しかしながら、ともに加速エネルギーが 100 MeV（後者は後に 108 MeV まで増強）であり、AURORA で要求される入射エネルギー 150 MeV に満たない。マイクロトロン仲間としては、最終加速エネルギーが 850 MeV にも達する Mainz 大（独）の巨大な 3 段カスケード CW マイクロトロンのような装置も例外的に存在するが、仕様と目的が我々の意図と全く異なる原子核物理実験用の加速器である [33]。即ち、SR リングの入射器に適したマイクロトロンで、加速エネルギー 150 MeV の装置は当時存在していなかった。唯一、医療用マイクロトロンを製造していた Scanditronix 社（スウェーデン）の資料に、50 MeV 版・100 MeV 版と並んで 150 MeV 版の簡単な仕様が併記されていた [36]。しかしながら、この 150 MeV 版については、具体の物理設計が行なわれていたわけではないことが確認済みである（著者が同社を訪問時）。

#### I. マイクロトロンの利点：

本文でも要点を述べたが、以下に解説を加えておく。

##### 1) 省スペース：

コンパクトな装置ゆえ、広いスペースを必要としない。加速エネルギーを 150 MeV にとった場合、ライナックでは電子銃を含め全長 15 m 程度が必要。対して、マイクロトロンでは 4 m 以下で済む。

##### 2) 高品質ビーム：

加速後に得られるビームの品質が良い。通常、ライナックで得られるビームの  $\Delta E/E \sim 2\%$  に対し、マイクロトロンでは  $\sim 0.1\%$  と 1 桁小さい。理由は、マイクロトロンを安定に周回するために課せられた条件が、ビームに対してエネルギー分析器のように働くため

ある。勿論、この特性は大電流を望む場合には不適當である。エネルギー分解能はともかく、パルスビームのピーク電流値で 100 mA 超の大電流を得ようとする場合はライナックに限る。150 MeV 級のマイクロトロンでは、ピーク電流 10~20 mA が限度とみられる。

### 3) 簡素な高周波加速系：

RF 系が小規模で済む。150 MeV マイクロトロンで、全長 0.5 m の短い S バンド加速管を 1 本使用するだけである。1 本の加速管で繰返し電子を加速するため、励振電力も少ない。現行の増幅器（クライストロン）はピーク出力 5 MW であるが、加速電流値 10 mA 仕様の HiSOR を除き、半分の電力で十分事足りる。対してライナックの場合、全長 ~10 m の加速管を使用し、高周波電力も数十 MW を必要とする。

### 4) 低放射線源：

システム全体として発生放射線量が少なく、従って遮蔽対策が容易である。最大の理由は第 2 項で述べたように加速ビームの品質がよく、リングへの入射に際して取りこぼすビームが少ないためである。マイクロトロンでは、初期の数ターンでこぼれるべきビームがこぼれ落ちてしまい、その後の周回軌道ではほとんどロスすることなく加速され、取り出せることが判明している。

### 5) 高いコストパフォーマンス：

経済性の高い装置といえる。製作コストのみならず、ランニングコストや保守費用もライナックに比べて低減できる。主として、上述の高周波加速系が簡素であることに由来する。また、前記放射線対策が容易な点も、施設全体としてコストダウンの方向に働く。

以上、ライナックとの比較において、マイクロトロンには数々の利点がある。しかしながら実際の設計にあたっては、本文で詳述したようにマイクロトロン特有の注意を要する点が沢山ある。最近でこそ、SR リングの前段、或いは前々段の入射器に 100 MeV 以下のマイクロトロンが使用される例も珍しくなくなった（下記）が、80 年代には例外的なケースであった。

当時、マイクロトロンが簡便な入射器として普及しなかった理由は、直線的に加速するライナックと比べて、シンクロトロンのように加速電子と高周波加速系との間で同期を保

つ必要があったこと、そのために高精度の磁場分布（一様性）が偏向電磁石に求められていたため技術的ハードルが高く、かつ加速エネルギーに限界があったためである。

最近の例：Karlsruhe（独）のLIGAを主目的とした2.5 GeVリングANKAは、当初50 MeVライナックをpre-injectorとする方針であったが、実際には50 MeV（正確には53 MeV）マイクロトロンが建設された（1999年）[\[A 8\]](#)。

## II. 初期設計：

AURORAの入射器150 MeVマイクロトロンには、その雛形が存在する。即ち、当初の方針はW大の1 GeVリングAladdinの入射器、100 MeVマイクロトロンの仕様をベースに、加速エネルギーを150 MeVまでアップすることを考えた[\[4 6\]](#)。その主要仕様を[表A.2-1](#)に示す。[図A.2-1](#)はベースになったW大100 MeVマイクロトロン概念図、そして[図A.2-2](#)が150 MeV用に修正されたマイクロトロン雛形（改良前）である。まず、双方のコンセプトに共通する特徴を下に列挙する。なお、以降の記述に関しては、[文献\[4 5\]](#)に類似の解説が記載されており、参考になる。

### 1) 入射系：

低エネルギーの入射系が、マイクロトロン本体の加速管中心軸に対して斜め45度に配置されている。入射系と本体系の接点には、シケーンと呼ばれる3個ワンセットの偏向電磁石が位置している。本質的な機能を有するのは加速管に最も近い1個であり、ここで入射ビームは45度曲げられ、加速管の中心軸上に移行する。他の2個は、周回軌道を走行中のビームがこの磁石で不必要な偏向を受けるので、それを元に戻す働きをする。

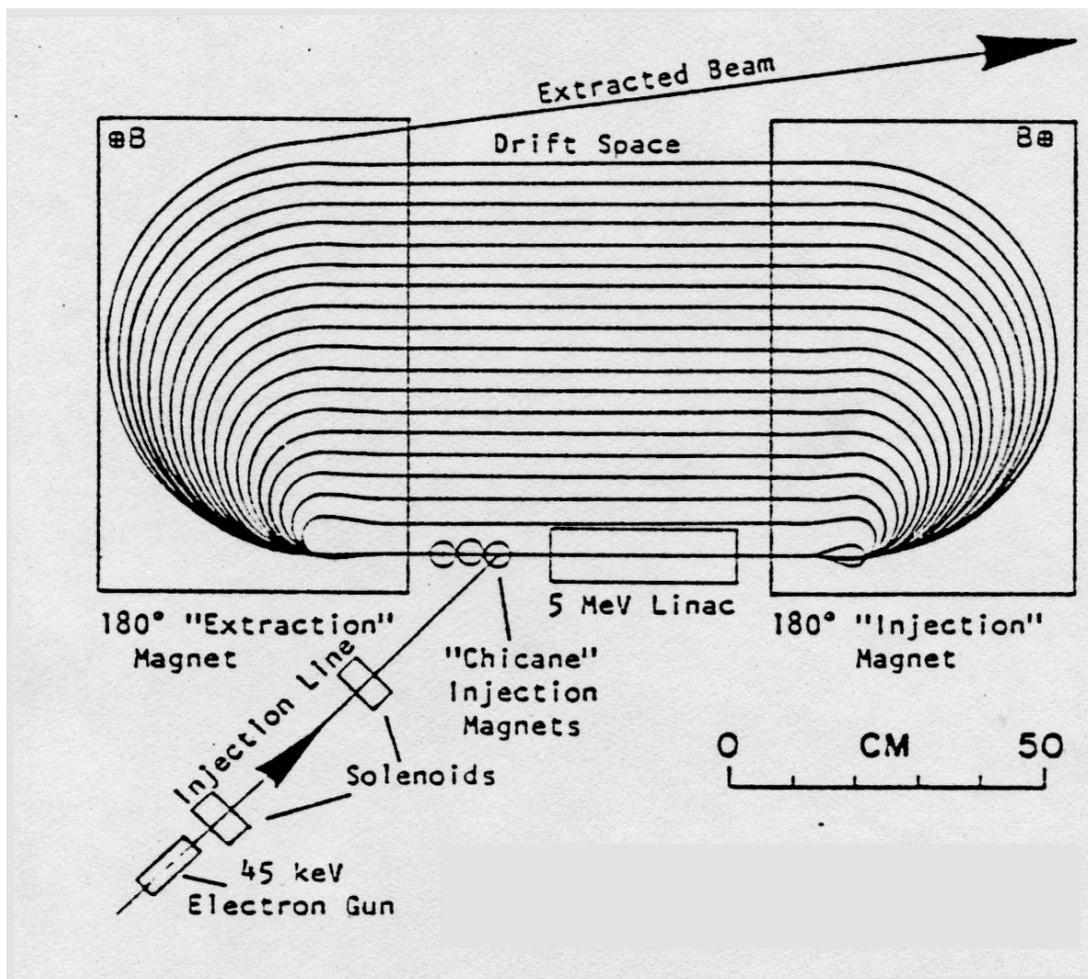
### 2) 主電磁石系：

本体系の左右両側には一対の180度偏向電磁石が位置している。主電磁石とも称され、マイクロトロン最大の構成要素である。磁極間隙がW大で6 mm、SHI版で10 mmと狭いにも拘わらず、広範囲に $10^4$ レベルの高い磁場平坦度を要求されるので、上下の各ポールとヨーク間にパーセルフイルタと称される1 mmの副間隙が設けられている。余分な起磁力を必要とするという点ではマイナスであるが、この間隙をバッファとして、ヨーク中を走る磁束の磁路長の差や局所的な透磁率（材質）の不均一に起因する誤差磁場が防止できるという発想である。なお、磁極間隙が狭いため、上下ポールが真空槽を兼ねる設計である。

表A. 2-1 150 MeV マイクロトロン<sup>1</sup>の主要仕様

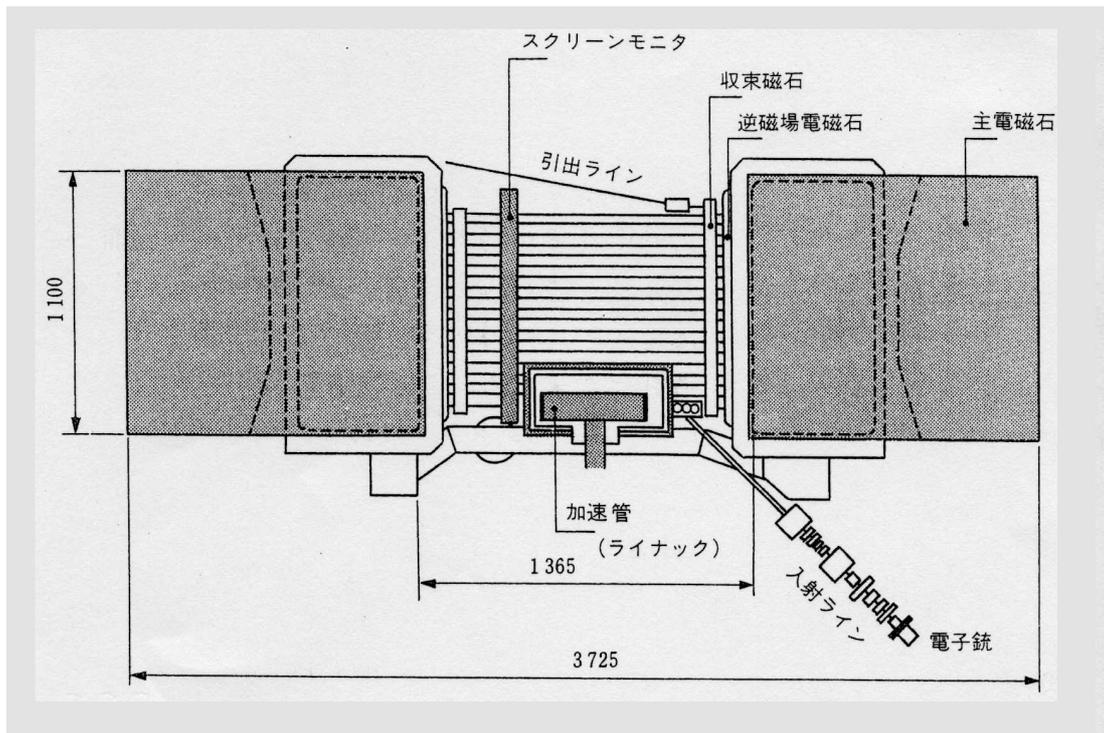
Injection energy	120	keV
Final energy	150	MeV
Beam currents(peak value)	5	mA
Pulse width	0.5-3.0	$\mu$ sec
Repetition rate	1-180	Hz
Emittance( $\epsilon_x, \epsilon_y$ )	$<1\pi$	mm $\cdot$ mrad
Energy spread( $\Delta E/E$ )	0.2	%
Number of orbits	25	
Energy gain per pass	6	MeV
Main magnetic field	1.23	T
Main field gradient	0.14	T/m
Reverse magnetic field	0.29	T
RF frequency	2856	MHz
RF pulse width	6	$\mu$ sec
Accelerating gradient	15	MV/m
Bore diameter	1	cm
Wall loss(peak)	$<1.3$	MW
Beam loading(peak)	$\sim 1.3$	MW

大部分は当初の仕様と同じであるが、一部改良後に変わったパラメータ（逆磁場強度  $B_{rev} = 0.2 \rightarrow 0.3$  T）、或いは2号機以降に変更された数値（入射エネルギー  $E_{inj} = 120 \rightarrow 80$  keV）がある。基本仕様の変更はない。エミタンスのように、実際に得られた数値（ $\epsilon \sim 0.1\pi$   $\mu$ m $\cdot$ rad）と設定がかけ離れている仕様値もある。



図A.2-1 W大-100 MeV マイクロトロン の概念図 (文献 [25] より)

45 keV の熱電子銃で生成された電子ビームは、直にシケーンを経てライナックに入射される。従って、achromatic な系ではない。図には示されていないが、180°偏向電磁石の手前に逆磁場電磁石が配置されている。ただし、SHI 版と異なり、水平方向の集束力は加速管の縦長ボアで得る方式なので QF は置かれていない。1 回当たり 5 MeV 加速されて、合計 20 周で 100 MeV に到達する。



図A.2-2 初期 (改良前) の 150 MeV マイクロトロン

20 keV の熱電子銃から引き出されたビームは、入射ラインの予備加速空洞で 120 keV にまで加速され、シケーンを経てライナックに入射される。入射効率を向上させるために、バンチャーとプリバンチャーが予備加速空洞の前後に配され、複雑な RF 系になっている。Achromatic な系でないのは W 大と同様である。最大の相違は水平方向の集束用に永久磁石製の小型 Q ダブルレット (従って垂直集束力も含む) をバックストレート全ターンの左右両側に配置した (図では右側にのみ収束磁石と表示) ことであり、このためビームの振舞いが複雑になった。周回軌道に水平垂直両方向の集束要素を有することから、加速管は通常の丸型ボア (従って集束効果を持たない) でも構わない。なお、図中の寸法は mm 単位である。1 回当たり 6 MeV 加速して、25 周合計で 150 MeV に到達する (文献 [45] より)。

### 3) 主加速系：

初回の加速（W 大：5 MeV、SHI 版：6 MeV）後、ビームは主電磁石とその前面に置かれた逆極性の逆磁場電磁石の働きで1回転し、加速管の軸上を逆行して戻ってくる。一度のみの加速で周回させようとする、主軌道（加速管の中心軸）との間隔即ちターンセパレーションが30数mm（6 MeV 加速時）しかとれず、物理的に加速管の横幅をクリアできないため、このような方法をとる。従って、初回の加速のみ逆方向で、2回目以降の加速は常に同方向になる。

### 4) 集束系：

垂直方向のビーム集束力は主電磁石の磁場勾配が主体である。主電磁石の磁場は端面から奥へ進むほど弱くなる弱集束磁場である。

上記の W 大と共通する各項目に関し、その方針の妥当性・合理性について考察しておく。第1項に関しては改善の余地があり、後の改良設計で変更した。理由は、ビームオプティクス上からアクロマティックな系を構成したほうが良いと判断したためである。第2項については機械設計上の変更もなく、パーセルフイルターを残している。しかしながら、磁場測定で得られた磁場分布のばらつきとビームの加速状況から判断して、現在は無くても良い保険の一種と判断している。上の第3～4項は重要なビーム集束方法の基本概念を含んでおり、安易な変更は禁物である。また、方式を変更する必要性も見あたらない。

一方、SHI 版の設計にあたって採り入れた独自案は以下のとおり。案の中には1号機の最初期立上げ調整運転でその不具合が判明し、直ちに改良案と置き換えられた項もある。

### 1) 入射系：

W 大では45 keVの熱電子銃を用い、そのエネルギーで本体の加速管に入射している。また、集束系も一対のソレノイドを基本とする簡便なものである。対して、今回の150 MeV版では、電子銃に医療用電子線加速器に実績のある20 keV熱電子銃をそのままの形で導入した。医療用ライナックでは電子銃が直接加速管に装着されるので問題ないが、マイクロトロンではその構造上、短いながらも入射用BT系を必要とする。そのため、空間電荷効果の緩和という観点からも、一度ブースター（単加速空洞）で120 keVまで予備加速する

方式とした。また、32 度に限定されたマイクロトロンの安定加速位相領域にビームを集群させるため、予備加速空洞の前後にプリバンチャーとバンチャーを設けることとした。結局、150 MeV マイクロトロンでは本体の加速管を含め、4 系統の高周波系が存在する複雑なシステムとなり、ビーム加速の安定性・再現性に劣ることがわかり、後に改良が図られた。マイクロ波の周波数は全て同一（Sバンド）である。

## 2) 集束系：

W 大では、加速管のビームアパーチャを縦に長いレーストラック型ボアとすることで横方向の集束力を得ている。対して SHI 版では、加速管のボアは通常の丸形とし、別途 Q 磁石を設けることで横方向の集束力を得る。場所的には 1 ターン目の加速管軸上に電磁石の Q ダブルレットを配し、初回加速後の 6 MeV ビーム及び戻り U ターンビームの集束条件を決定する。2 回の加速以降、即ち 12 MeV 以上のビームに対しては、各周回コース（バックストレート）に一体型の永久磁石製 Q ダブルレット（PMQ-Doublet）を左右に配して集束条件を保つ。永久磁石製としたのは、隣接する各ターンとの距離、ターンセパレーションが $\sim 34$  mm しかなく、電磁石を配置するには狭過ぎるためである。集束の強さは Q-Doublet の前後にねじ込み式のフィールドクランプを設けて、磁場の有効長を変化させることで調整する。この PMQ-Doublet は、それ自体コンパクトでかつ電源が不要なのでメリットが大きいと思われた。ただし、設置スペースの関係から、アパーチャは径 10 mm の確保が限度で十分とは言い難い。最大の欠点はその構造にあり、ビームを止めてオフラインで調整するしか方法がなく、実際のビームテストに際して頻繁な調整は不可能であった。

## 3) ビーム取出部：

W 大では主電磁石端部を切り欠くことによってビーム最外周軌道の磁場を弱め、ビームの曲げ角度を 180 度未満に抑えて取り出している。SHI 版は、最終 25 ターン目のバックストレートに C 型の引出し電磁石を配置するオーソドックスな方法である。この方法で注意すべきことは、隣接する上流 24 ターン目のバックストレートに対する漏れ磁場対策（磁気シールド）である。

## 4) 高周波電源：

使用するマイクロ波は共に S バンドであるが、W 大では増幅器が自励振のマグネトロンで

あった。安価ではあるが安定性に不安が残ると判断し、今回はライナック等で一般に使用されている（他励振の）クライストロンを選択した。扱いが容易なうえに、ピーク出力（5 MW）に十分余裕があること、更に電力系統を分岐して複数の負荷空洞にパワーを供給する傍ら、4系統の間で位相調整を行う必要があることなどが主な理由である。

#### 5) モニタ系：

モニタに関しては、当初から独自に設計した。具体的には3種類のモニタを準備した。電子エネルギーが30 MeVまでの比較的低エネルギー領域で効果的なアルミナ製のスクリーンモニタと、それ以上の高エネルギー領域で有効なSR光モニタ、及びエネルギーに依らずパルス電流を測れるカレントトランスフォーマー（CT）である。これらのうち、最初のスクリーンモニタのみが破壊型で、他はいずれも非破壊型である。SR光モニタに関しては、光を取り出すポートが必要である。主電磁石の真空槽において片側側面を透明な石英ガラス製とすることにより、磁極間隙でビームが180度曲げられる際に放射されるSR光を、全ターン一度に外部から観測することができる。このSR光モニタはW大に無く、今回新たに導入された。

ここで、モニタ系と密接に関連するビーム調整手順の概要についてふれておく。入射系はスクリーンモニタでビーム位置を調整し、CTの電流値でガンからのビーム透過率を知る。本体系の加速管でビームを加速する段階でも最初の数ターン（具体的には最低3ターンまで）はスクリーンモニタが不可欠で、1ターン目の加速管出口に置かれたCTと併用してビームの加速状況を把握する。ビームエネルギー $E = 28 \text{ MeV}$ の4ターン目から、SR光でのモニターが可能になる。このエネルギー領域では臨界波長がまだ $10 \mu\text{m}$ 以上の遠赤外にあり（表5-1-1）、可視光は微弱な筈であるが、可視から赤外領域に感度がのびているCCDカメラ（図5-1-9）で十分観測が可能である。4ターン目以降はこのSR光モニタだけでも調整が可能で、SR光モニターが現実のビーム調整に最も簡便かつ威力を発揮する。また、日々のマイクロトロン状況を把握するモニタとしても最適である。

#### 6) 制御系：

日進月歩のコンピュータ業界であるから、異なって当然である。既にA1とA2との間でさえも、コントロール系の思想が完全に変わってしまった。制御系の概略だけ簡単にふれておく。A1では $\mu\text{-VAX}$ を主CPUとしたワークステーションと現場機器に搭載されたワン

ボードのマイクロプロセッサ（ユニバーサルデバイスコントローラ：UDC）とを結ぶ通信系を基本として構築された制御系であった [A 9]。それが A2 開発の頃には PC 全盛の時代を迎え、サーバーで LAN を構築して複数の PC が連なるシステムに置き換った [A 1 0]。A1 と A2、いずれにしても加速器とは無縁のユーザーがブラックボックスで操作できるシステムが最終目標であったから、諸々の操作は順次自動化シーケンスに組み込まれた。ビーム調整やマシンスタディを実施するにあたって、担当者がコンソールで可能な操作は、各種パラメータの数値を PC からキーインするだけである。従って、アナログ的な調整や同時に複数のパラメータを変更する操作は対象外である。

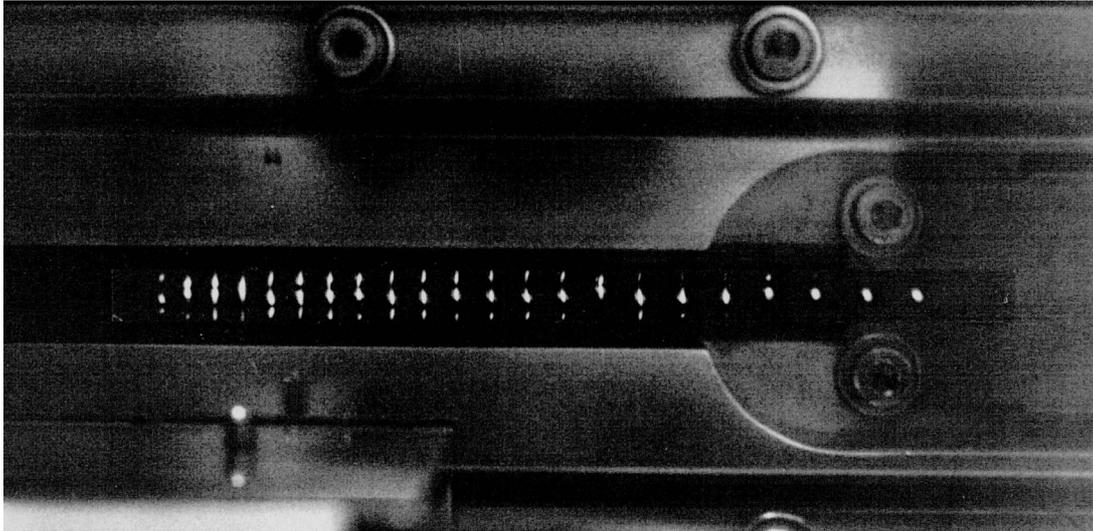
#### 7) 機械的構造：

主たる相違が 2 点、ひとつは加速管の方式が異なる。W 大の加速管が軸上結合型(On-Axis Coupling)であるのに対し、SHI 版は側空洞結合型(Side Coupled Cavity)である。もうひとつの違いは、主電磁石とその前面に位置する逆磁場電磁石の様式である。W 大では両者が分離・独立した構造なのに対し、今回は逆磁場のリターンヨークの機能を主電磁石に持たせた一体型構造とした。かつて、米国において国立標準度量衡局（当時の NBS、現 NIST）とロスアラモス国立研究所（LANL）とが CW マイクロトロン用に共同開発した方式である [A 1 1]。後述のように、漏れ磁場に関連した不都合が無視できず、改良設計では双方を分離する W 大の方式を取り入れた。

#### 初期のビーム調整：

当初の 150 MeV マイクロトロンは、いくつかの不具合点を抱えていたためビーム調整の進展が思わしくなく、半年の歳月を費やして 150 MeV ビームの引出しに到った。しかしながら、目標の mA レベルの電流値には程遠く、最大で 50  $\mu$ A を上回る程度であった [A 1 2、A 1 3]。A1 への入射・加速試験に常時利用できた電流値は 10  $\mu$ A に満たなかった。それでも、その当時のコミッショニングで、電流値  $\sim$ 4  $\mu$ A の入射試験で A1 に 40 mA 蓄積した記録が残っている。

マイクロトロンのビーム調整に最も活用されたのが SR 光モニタであることは既に述べたとおりである。旧設計のマイクロトロンで SR 光を観測した例を [図 A. 2-3](#) に示す。市販の CCD カメラでも、十分 0.1  $\mu$ A オーダーの周回ビームの観測が可能であった。改良後の SR 光モニタ ([図 5-1-8](#)) では、5 ターン目のスポットがかすかに見える程度であるが、



図A.2-3 改良前マイクロトロンのSR光スポット

改良前のマイクロトロンで、主電磁石のポールギャップ側面から石英ガラスを通して周回ビームのSR光をみたもの。図の左端が4ターン目、右端が25ターン150 MeVビームのスポットである。加速電流が数 $\mu\text{A}$ と微弱なため、CCDカメラの感度が自動的に高く設定され、5ターンはおろか4ターン目のスポットも十分な明るさで見えている。

改良後のSR光スポット(図5-1-8)と比較してみると、スポットの形状が歪んでおり、上下に不揃いで蛇行していることから、ビームが素直に周回していない様子が見て取れる。低エネルギー側でSR光の発散角が大きいため、上下ポール(鏡)面で反射した主スポットのゴーストがサテライトとして顕著に見えているのは改良前後とも同じである。

改良前の加速試験では4ターン目の光が十分観測できている。全体に光量が乏しいため、CCD検出器の感度（自動設定）が上がっているためである。改良後の安定なマイクロトロンと比較してみればよくわかるが、各ターンのSR光プロファイルに安定感がなく、ターン毎に変動している様子が見てとれる。理由は、各ターンのバックストレートに配されたPMQ-Doubletの芯を外れてビームが通過するため、集束/発散磁場の非線形効果が累積してビームをいびつな形状にしているためと考えられる。

バックストレートに導入されたQ-Doubletの特性自体は満足できるものであったが、ビーム光学上の問題がふたつ潜んでいた。

- 1) ビームが加速管の位置する主軌道に戻ってきたとき、エネルギー分散の影響が残り、ビームが水平方向に広がり得る。この広がりが加速管とPMQ-Doubletのアップチャ $r_b = 10\text{ mm}$ を超えると、ビームは削られてしまう。
- 2) ビームがPMQ-Doubletの芯を必ずしも通るとは限らない。ビームが芯を通らないためにQ-Doubletがステアラのように働き、ビームの振舞いを複雑なものにした。

各ターンのバックストレートの位置は軌道計算から導き出し、そのデータをもとにQ-doubletの芯を決めているが、計算どおり一分の狂いもなくビームが通過していると考えerには無理がある。マイクロトロンの周回条件を満足するためには、加速管でビームが得る周回当りのエネルギー（名目上6 MeV/turn）が厳密に定まっていなければならない。加速管へのマイクロ波電力を調整してビーム加速の状況をコントロールする操作は、マイクロトロンのビーム調整において基本的な手法のひとつである。このRF系パラメータ操作が全ターンのビームエネルギーを変動させ、従ってその都度バックストレートを周回するビーム軌道に変動が生じるのは避けられない。各周回軌道の補正用に設けられた横ステアラの調整は、RF系における加速エネルギーの調整と共に、マイクロトロンにおける二大ビーム調整手順であるが、この両者が干渉しあって調整が煩雑化した。

勿論、当初の設計段階から、ビームがPMQ-Doubletの芯を通らないであろうと考え、Q-Doubletの位置調整を可能にする機構は組み込まれていた。ただし、スペース上の制約から遠隔操作の装備は導入できず、現場で手動調整できる機構を準備しておいた。前述したQ-Doubletの集束力を調整する手法と同じである。結果的に、この現場調整機構は功を奏さなかった。ビームを頻繁に停止して現場に赴き、約50個のQ-Doubletを逐次調整して

ゆくという操作は、ビーム調整自体に何度も iteration が必要なこともあり、非現実的であった。これら初期ビーム調整の経験を基に、改良計画を練り上げた。

### Ⅲ. 改良設計：

上述のように、改良が必要なポイントは明らかであった。以下にそれを整理しておく。

#### 1) 入射系：

ブースター空洞やバンチャーなど、計3個の空洞を配し、系統が複雑になり過ぎていた。このため、低エネルギー入射系におけるビームの挙動を正確に把握することが困難であった。この欠点を排除するため、汎用のガン計算コード EGUN [37] を導入して、120 keV 電子銃を新たに設計した。そして、本体系（主軌道）に対して斜め45度に配置されていた入射系を直角方向に配置しなおすことで、ガンからの電子ビームを45度の偏向角で2回曲げて入射するアクロマティックな輸送系に変更した [A14、A15]。

入射系からブースター空洞を除去できるので、入射ビームからエネルギー分散が無くなり（厳密にはアノード電源の安定度  $10^{-3}$  で決まる広がりがある）、入射系の設計が容易である。現在では、150 MeV 出力ビームの仕様値が 5 mA の場合、入射系にバンチャーが不要とわかっているが、HiSOR のようにバンチャーを必要とする入射系でも、ビームのエネルギー広がりには 1% 程度に押えられる。

改良計画の基本方針として、可能な限りビームに関する情報を具体的に把握できるように配慮した。電子銃のエミッション電流についてもシミュレーションを実施し、エミタンスを実測して定量的に比較することで、周回軌道における加速効率の見通しが得られるようにした。入射ビームのエミタンスが明らかになれば、シミュレーションで求まるマイクロトロン本体系のアクセプタンスに対して、整合を取る条件が定まる。

#### 2) 集束系：

前の初期ビーム調整の解説で明らかのように、改良に当たって最も本質的な変更が図られた部分である。バックストレートに置かれた PMQ-Doublet がビームオプティクス上好ましくないことが判明したので、それらを除去し、なおかつ必要な水平方向の集束力を得る方策を考えた。結論は、加速管が位置するマイクロトロンの主軌道（1ターン目）に水平方向集束用の Q 電磁石をシングレットで設置するという簡潔なものであった。思想的には W

大の集束系（加速管の縦長ボア）に相通じる手法である。最大の相違点はマシン操作時に調整が可能か否かであり、加速管のボアに集束力を持たず W 大の方式では調整の余地が無いが、今回の Q 電磁石方式では集束力が任意に調整できる。当時は W 大方式をベースに設計していたので情報を持ち合わせていなかったが、Lund 大のグループで既に実行されていた方法であった。

ここで新たに生じる問題は、最初の加速を受けた 6 MeV ビームが U ターンして戻ってくる際に主電磁石のフリンジ領域で受ける強い垂直方向発散力への対策である。当初案と異なり、調整可能な電磁石 Q ダブルットの無い条件下で、問題の解決を図る必要があった。この点については本文で詳述したように、入念なシミュレーションを実施した。その結果、主電磁石の前方に配された逆磁場電磁石の磁場を  $B_{rev} = 0.13 \rightarrow 0.3 \text{ T}$  に強くして、エッジフォーカス力を強化することで上述の発散力を相殺できることがわかった。この逆磁場による垂直方向集束作用は、U ターンする 6 MeV ビームのみならず、主電磁石による弱集束効果あまり期待できない初期 3 ターン程度までのビームに対して、垂直集束力を補う働きをする。こうして U ターンビームに対する集束方式は、結果的に W 大方式を踏襲したことになる。

この変更の副産物として、別の大きな利点が生じた。PMQ-Doublet を除去したことで、バックストレートのビームダクトのアーチャーを 10 mm から 16 mm に拡大できたことである。マイクロロンでは、加速管の位置する主軌道上で分散を持たないから、180 度曲げられてバックストレートを走るときに運動量分散が最大となり、ビームが水平方向に広がる（5 章の式(5.2.4)）。従って、加速管のボアが 10 mm であれば、バックストレートのアーチャーはそれ以上であることが望ましい。実用上、この改善点は効果が大きく、横方向のビーム軌道の変動に対して十分な余裕をもった設計が可能となった。

### 3) 機械的構造：

加速管を収納する主真空槽やスクリーンモニタ等、機械設計で変更した箇所はいくつかあるが、本質的な変更を行ったのは電磁石系である。具体的には後の構成機器の項でふれるが、初期の逆磁場電磁石の方式では漏れ磁場が大きく、周回ビームに及ぼす悪影響が無視できず、改良後は W 大方式のように逆磁場電磁石を主電磁石と分離した。ちなみに、初期の主電磁石と逆磁場電磁石が一体化した構造は Lund 大方式（Los Alamos – NBS も同様）であった。

ただし、実用上の観点から W 大と異なる点がいくつかある。W 大では、逆磁場磁石が各ターンの周回軌道を微調する個々のステアラと一体化している。即ち、水平方向ステアラが逆磁場磁石に組み込まれており、リターンヨークを共有している。SHI 版も当初は同じ方式であった。実際にビーム調整を行ってみた結果は、あるターンのステアラを励磁すると近傍の数ターンがその影響を受けて、SR 光モニターのプロファイルが変動することがわかった。勿論、特定のステアラを励磁した場合、他のステアラにどの程度の影響が及ぶか予測しておき、予め準備しておいたマトリクスの補正式に従って微調するのであるが、現実には完全な補償ができなかった。この経験から、改良に当たっては水平・垂直用すべてのステアラを分離・独立して設計した。

主たる変更点を上に列挙したが、そのポイントは、

- ・ 可能な限り機能分離型の機器構成にした、
- ・ シミュレーションと実測でもって、実際のビームの振舞いを対比可能にした、

ことである。諸々の変更を同時に行ったため、どの改造が最も効果的であったのか、定かではない。しかしながら、改良後にマイクロトロンをビーム調整してみた経験を省みて、バックストレートの PMQ-Doublet を除外する変更が最大の要因であったと判断している。

#### IV. 軌道計算の方針：

150 MeVマイクロトロンを新規開発して入射器とする方針が確定した当初は、W大の108 MeV版をアップグレードした設計とする方針であった。ただ、当時はMAFIAのような3次元電磁場解析コードを使える環境に無く、加速管にW大方式の縦長ボアを採用すると、空洞内の正確な電磁場情報を得ることが困難と判っていた。つまり、周回ビームをトラッキングして、加速中のビームの振舞いを正確にシミュレーションすることを諦めなくてはならない。そのリスクをどう評価するかは意見の分かれるところであったが、結局、自力で軌道計算を実施して装置の性能を評価できるようにしておく方針で合意をみた。こうして、汎用の電磁場解析コードSUPERFISHで電場分布が求められる2次元軸対称構造をもつ加速管を使うことになった。マイクロトロンをシミュレーションできる汎用コードが当時無く、UNIX上で動く独自のシミュレーションコード“mic”を担当者(杉谷)が作成した。なお、当時は3次元磁場計算コードTOSCA(後に、AURORA-2用の常伝導高

磁場電磁石の設計に際して活用) を所有しておらず、軌道計算に必要な逆磁場及び主電磁石の磁場分布は2次元コードTRIM (後にPOISSONに変更) を使用して求めた。

当初設計の改良に際して十分なシミュレーションを行い、周回ビームがどのように振舞うか解明した。ポイントは輸送効率/透過効率を如何に改善できるかであった。既に述べたように、バックストレートからPMQ-Doubletを取り除く必要性は明らかで、この変更で周回ビームの振舞いを簡明にできる見通しを得た。別途、入射系を改良することで、120 keV入射ビームの縦 (longitudinal) ・横 (transverse) 双方の位相空間における初期条件を明らかにすることができた。以上の改善策が加速効率の改善につながった。改良に際して実施した軌道計算の詳細については本文で詳しく述べた。

シミュレーションに使用した入射ビームの条件 (基準) :

$E_{inj} = 120 \text{ keV}$  (後に80 keV)、 $\varepsilon(x, y) = 60 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  (後に80 ~ 100  $\pi$  に緩和)

これは、当初使用していた20 keV電子銃が $\varepsilon(x, y) = 150 \pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  @700 mA emission であったため、normalized emittanceを等価としたことによる。

$\beta\gamma = 0.283$  @E = 20 keV

$\beta\gamma = 0.581$  @E = 80 keV

$\beta\gamma = 0.725$  @E = 120 keV

また、後に  $\varepsilon(x, y)$  を緩和した理由は、改良後はマイクロトロンアクセプタンスが大きいことが判明したためである。

### 附録3. 軌道計算コード“mic”の概要

150MeV マイクロトロン(RTM)の設計にあたり、新たにシミュレーションコード“mic”が担当者〔杉谷〕によって作成された[40]。ここではそのマニュアルをもとに、新コードの特徴・要点を紹介する。

- ・ 計算機のハードウェアに依存しない汎用ソフトを目指して、UNIX の OS 上で C 言語を用いてプログラミングされた。
- ・ 微分方程式は 8 次 10 段の Runge-Kutta 法[41]で解いている。
- ・ すべての物理量を無次元化して処理した。これは、Classical Microtron の解析に S. P. Kaptza が導入した手法を踏襲した[31]。

“mic”は RTM の本体を周回する電子ビームの軌道解析を行うために開発されたプログラムである。汎用性を考慮しており、RTM 以外のビーム輸送の計算にも使用が可能である。RTM の入射系を設計するための計算とは切り離して、独立に実行される。入射系のビームとのマッチングを取る方法は、初期条件で Twiss パラメータを合わせるか、或いは入射系で得られた個々の粒子の 6 次元情報を直接入力として使用するかである。計算は、予め定義された種々のコンポーネント中を、個々の電子が運動しながら逐次進んでゆく方式で実行する。RTM は元来が大電流加速用ではないので、電子間同士の相互作用、即ち空間電荷効果は現在のところ考慮されていない。各コンポーネント中 (drift space を除く) の運動は、10 段の Runge-Kutta 法を用いて運動方程式を数値的に積分することでトレースしてゆく。

#### I. “mic”の内部構造：

本プログラムで使用する単位系と座標系、および使用する運動方程式について説明する。

1) **単位系**:あらゆる物理量を無次元化する[31]。基本にあるのは RF 系の周波数である。

時間：RF の位相  $\varphi$  で置き換える  $\rightarrow \varphi = 2\pi ft$

距離：RF の波長を用いて  $\lambda/2\pi$  で正規化  $\rightarrow x = X / (\lambda/2\pi)$

速度：光速との比で表す  $\rightarrow \beta = v/c$

エネルギー：静止質量( $m_0c^2$ )との比で表す  $\rightarrow \gamma = E / m_0c^2$ 、また、 $\gamma = 1 / (1-\beta^2)^{1/2}$

運動量：エネルギーと速度の関係から導かれる  $\rightarrow p = \beta\gamma = P / m_0c^2$

磁場：RF 周波数に対応する ECR 共鳴磁場  $B_0$  で正規化する  $\rightarrow \Omega = B / B_0$

ただし、 $B_0 = 2\pi f m_0 / |q|$ 、 $|q|$  は電子の電荷量を表す。

電場：磁場と同様、ECR 共鳴磁場で正規化  $\rightarrow \epsilon = E / B_0c$

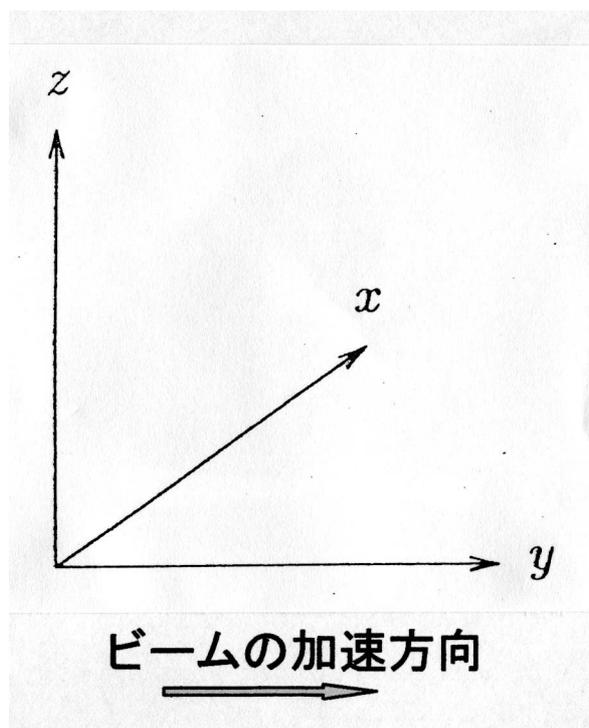
以上の諸量をまとめて、下の表A.3-1に示す。

表A.3-1 “mic” の単位系一覧表

	dimensional variables (MKSA)	Dimensionless Variables (mic で使用)
時間	$t$ (sec)	$\phi = 2\pi ft$ :total phase $\phi' (-\pi, +\pi)$ :relative phase
空間	$X, Y, Z$ (m)	$x = X/\lambda$ $\lambda = c/f$ $y = Y/\lambda$ $\bar{\lambda} = \lambda/2\pi$ $z = Z/\lambda$ $\vec{r} = (x, y, z)$
エネルギー	$E$ (Joule)	$\gamma = E/m_0c^2$
速度	$\vec{v}$ (m/sec)	$\beta = \vec{v}/c$ $:\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$
運動量	$P$ (kg·m/sec)	$\vec{p} = P/m_0c = \beta\gamma$
磁場	$B$ (Tesla)	$\Omega = B/B_0$ $B_0 = 2\pi f \frac{m_0}{ q }$
電場	$E$ (Volt/m)	$\vec{\epsilon} = E/B_0c$

RF系の周波数を基本とする。時間はRFの位相 $\phi$ で置き換える。距離はRFの波長を用いて $\lambda/2\pi$ で正規化、速度は比光速 $\beta=v/c$ で、エネルギーは静止質量との比 $\gamma=E/m_0c^2$ で表す。すると、運動量は $p=\beta\gamma$ と無次元化される。磁場と電場はRF周波数に対応するECR共鳴磁場 $B_0$ で正規化する。表中の $|q|$ は電子の電荷量である。

2) 座標系：直交座標系が便利であり、ここでは下の図A.3-1のように左手系の直交座標を使用した。加速管の軸は  $x = z = 0$ 、すなわち  $y$  軸上に位置する。2ターン目以降では、加速されたビームは  $y$  軸上を正の方向に進む。 $x$  軸は入射系側から戻り軌道のほうが正の向きであり、高エネルギービームの戻り軌道ほど  $x$  座標の値が大きくなる。 $z$  軸は垂直方向で、上方が正になるようにとる。



図A.3-1 “mic” で使用した座標系

$y$  軸は加速管の軸に一致する。電子は正の向きに加速される（ただし、2 ターン目以降）。入射系は  $x$  軸の負の側に位置し、周回を繰り返すにつれて戻り軌道は  $x$  軸の正方向に移動する。 $z$  軸の正方向は上方を示す。

3) 運動方程式：基本は Lorentz 力である。表A.3-1の単位系に従うと、まず MKSA 系では次のようになる。

$$F = \frac{d\vec{P}}{dt} = e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{A.3.1})$$

上式が無次元系では、

$$\dot{\vec{p}} = \vec{\varepsilon} + \vec{\beta} \times \vec{\Omega}, \quad \text{ただし } (\dot{\phantom{x}}) = \frac{d}{d\phi} \quad (\text{A.3.2})$$

と簡潔になり、電磁場データを最初に規格化しておけば、計算中の単位系に注意を払わなくて済む。MKSA 系では時間  $t$  の微分であったが、無次元系では位相  $\phi$  の微分に変わっている。表 A.3-1 の関係を用いて、運動量の微分を、

$$\dot{\vec{p}} = \frac{d}{d\phi}(\vec{\beta} \cdot \gamma) = \gamma \cdot \dot{\vec{\beta}} + \vec{\beta} \cdot \dot{\gamma} \quad (\text{A.3.3})$$

と変換できるから、電場  $\vec{\epsilon}$  の無い静磁場（注：RTM の磁石はすべて static）中では、 $\vec{\epsilon} = 0$  より  $\dot{\gamma} = 0$  となり、

$$\dot{\vec{p}} = \gamma \cdot \dot{\vec{\beta}} = \vec{\beta} \times \vec{\Omega} \quad (\text{A.3.4})$$

の形ですべての運動が記述される。即ち、主磁場や逆磁場の値を  $\vec{\Omega}(\vec{r})$  の形で表現して、上式に代入すれば計算できる。

ライナックのような RF 系のコンポーネント中では  $\vec{\epsilon}$  と  $\vec{\Omega}$  は時間の関数となるので、元の運動方程式を使用する。その際、時間すなわち位相の関係が重要になってくる。RF 空洞中の電磁場は一般に以下の式で表現される。

$$\vec{\epsilon}_{rf}(\vec{r}, \phi) = \vec{\epsilon}_0(\vec{r}) \cos \phi, \quad \vec{\Omega}_{rf}(\vec{r}, \phi) = \vec{\Omega}_0(\vec{r}) \sin \phi \quad (\text{A.3.5})$$

## II. コンポーネント（構成要素）：

何種類かのデバイスを定義しておき、直接あるいは間接に指定されたある位置情報のもとにそれらのデバイスを絶対座標上に配置して、コンポーネントを構成してゆく。個々のデバイスの定義には、何種類かのパラメータを使用する。例えば、デバイスが Q 磁石の場合、磁場強度・磁極長・磁場範囲（sharp edge）の 3 個のパラメータで、その特性を定義する。

詳細なデータを要求するデバイスは、ライナックおよび主磁場と逆磁場の組合せ（磁場データを重畳してひとつのデータとみなす）である。これらの元になる分布は、静磁場の場合は POISSON[4 2]で、電磁場は SUPERFISH[4 3]で計算して求めておく。実際のシミュレーションに使用した電場や磁場の分布状況は、後の該当する装置を説明する際に実測データと共に示す。これらのデバイスに対しては Runge-Kutta のステップ数や刻み幅といったパラメータも入力時に指定できるようになっている。

電磁石の場合は静磁場  $B_z$  の値を  $y$  軸方向の 1 次元情報として与えておき、実際の計算時には近傍の 4 点を使って 3 次曲線で内挿する。By については  $z$  が小さいところでは、

$$B_y = \frac{\partial B_z}{\partial y} \cdot z \quad (\text{A.3.6})$$

と書ける。即ち、 $B_z$  が 3 次の多項式、

$$B_z = a_0 + a_1 y + a_2 y^2 + a_3 y^3 \quad (\text{A.3.7})$$

で表現されるとき、 $B_y$  は Maxwell の方程式のひとつ、

$$\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.3.8})$$

を満たさなければならないため、

$$B_y = (a_1 + 2a_2 y + 3a_3 y^2) \cdot z \quad (\text{A.3.9})$$

となる。

RF 空洞の場合は円筒座標  $(r, \theta, z)$  で求められた電磁場の値を  $(x, y, z)$  の 3 次元情報に変換して保有する。

### III. ビームの初期条件 :

個々の電子の状態を 7 個のパラメータ  $(x, y, z, \beta_x, \beta_y, \beta_z, \varphi)$  で定義する。ここで  $(x, y, z)$  は位置ベクトルの成分を、 $(\beta_x, \beta_y, \beta_z)$  は規格化された速度ベクトルの成分を示す。また、 $\varphi$  は時間成分 (時間情報) を加速 RF の位相で表わしたものである。通常、初期状態を位相空間の Twiss パラメータで与えて、ランダムに所定の個数の電子を発生させる。例えば、 $x$  軸に関する Twiss パラメータ  $(\alpha_x, \beta_x, \varepsilon_x)$  を与えて、

$$\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2 = \varepsilon_x, \quad \text{ただし } \beta_x \gamma_x = 1 + \alpha_x^2 \quad (\text{A.3.10})$$

から  $x$  座標系の位相空間に関する情報  $(x_0, x_0')$  を求め、同様に  $z$  座標系において  $(z_0, z_0')$  を、また縦方向 (Longitudinal direction) の位相-エネルギー空間において  $(\varphi, E)$  を定める。電子の進行方向である  $y$  座標に関しては 1 点の値しかとれず、特に速度成分  $\beta_y$  は  $E$  と  $\theta_x$  および  $\theta_z$  から自動的に決まるパラメータである。

### IV. 出力情報 (Output Data) :

計算されたすべての電子の情報がファイルに残される。加速 (周回) 途中で電子が失われた場合は、その途中までの情報が記録される。失われたかどうかの判定は、あるコンポーネントを電子が通過中、そこに領域限界が設けられている場合、そのリミットを越えたとき電子が失われたものと判定され、計算が打ち切られる。例えば、RF 空洞のボア ( $r = 5 \text{ mm}$ ) や主電磁石の間隙 ( $z = \pm 5 \text{ mm}$ ) などがそれに該当する。

1 個の電子についての情報は [表 A.3-2](#) に示されるような構造をもつ。すべての電子の

7次元位相空間における情報が、任意のターン数の任意のコンポーネントの位置で把握できる。すべて文字情報として記録されているから、1個のファイルの容量が膨大になりがちであるが、適当なエディタで手軽に読み出せる利点がある。個別の電子毎に情報が細分化されているから、通常はこの膨大な数値の大群を処理するポストプロセッサを作り、輸送効率やエミタンスといった全体を見渡せる情報を抽出する。

表A.3-2 “mic” の出力構造

5.5 PARTICLE block

この block で、計算された全ての電子の履歴が表示される。1個の電子についての情報は以下のような構造になっている。

```

*****
* Initial phase space conditions *
*****

Energy :  $E_d$  MeV           Phase :  $\phi_n$  (degree)
x :  $P_x$  (  $p_x$  mm)         dx :  $D_x$  (  $\theta_x$  mrad)
y :  $P_y$  (  $p_y$  mm)         dy :  $D_y$ 
z :  $P_z$  (  $p_z$  mm)         dz :  $D_z$  (  $\theta_z$  mrad)

1st turn.
CMP  Energy    X      Y      Z      Beta_X Beta_Y Beta_Z Phase
      (MeV)    (mm)  (mm)  (mm)          Beta_X Beta_Y Beta_Z Phase
Name1  E1      x1  y1  z1       $\beta_x^1$   $\beta_y^1$   $\beta_z^1$    $\phi_1$ 
Name2  E2      x2  y2  z2       $\beta_x^2$   $\beta_y^2$   $\beta_z^2$    $\phi_2$ 
Name3  E3      x3  y3  z3       $\beta_x^3$   $\beta_y^3$   $\beta_z^3$    $\phi_3$ 
.
.
.

2nd turn.
CMP  Energy    X      Y      Z      Beta_X Beta_Y Beta_Z Phase
      (MeV)    (mm)  (mm)  (mm)          Beta_X Beta_Y Beta_Z Phase
.
.
.

```

ここで、イタリック体で書かれたところには実際には浮動小数点の数値が入る。ただし、Name は除く。これからそれぞれの意味について解説する。

- $E_n$  : 電子の初期エネルギー。静止質量も含んだ全エネルギーである。
- $\phi_n$  : 電子の初期位相。RF系の電磁場の位相に対応している。単位が度であることに注意。
- $P_x$  : 電子の初期位置。x-方向の座標を示す。単位は正規化した無次元量である。
- $p_x$  : 電子の初期位置。x-方向の座標を示す。単位は mm になっている。

$D_x$ : 電子の初期速度。x方向の速度を示す。単位は光速  $c$  で割った無次元量である。  
 $\theta_x$ : 電子の初期角度。電子の初期速度ベクトルが y 軸となす角度の x 成分を表す。  
 $P_y$ : 電子の初期位置。y 方向の座標を示す。単位は正規化した無次元量である。  
 $p_y$ : 電子の初期位置。y 方向の座標を示す。単位は mm になっている。  
 $D_y$ : 電子の初期速度。y 方向の速度を示す。単位は光速  $c$  で割った無次元量である。  
 $P_z$ : 電子の初期位置。z 方向の座標を示す。単位は正規化した無次元量である。  
 $p_z$ : 電子の初期位置。z 方向の座標を示す。単位は mm になっている。  
 $D_z$ : 電子の初期速度。z 方向の速度を示す。単位は光速  $c$  で割った無次元量である。  
 $\theta_z$ : 電子の初期角度。電子の初期速度ベクトルが y 軸となす角度の z 成分を表す。

ここまでが入力ファイルで与えられた初期条件を示している。次から  $n$ -th turn で始まる sub-block を形成している。 $n$ -th の  $n$  は ALIGN で指定されたターン番号である。これが表示してあれば、電子はその前のターンまでの境界条件をクリアして、通過してきたことが保証される。CPM で始まる行はヘッダーで、Name 以下の数値と対応して読みやすくするものである。Name の行を説明しておく。添え字でついている番号はその ALIGN 中での COMPONENT の番号である。

Name: COMPONENT の名前。最初の 6 文字だけが表示されるので注意すること。  
 E: 電子のエネルギー。静止質量も含まれている。  
 x: 電子の x 座標。単位は mm である。  
 y: 電子の y 座標。単位は mm である。  
 z: 電子の z 座標。単位は mm である。  
 $\beta_x$ : 電子の x 方向の速度。単位は光速  $c$  で割った無次元量である。  
 $\beta_y$ : 電子の y 方向の速度。単位は光速  $c$  で割った無次元量である。 $\beta$  の中ではここだけが小数点以下の桁数を多く取っているが、それは  $\beta_y$  がほとんどの場合 1 に非常に近い値であり、次章で説明する res2phi の入力に十分な精度を持たせるためである。  
 $\beta_z$ : 電子の z 方向の速度。単位は光速  $c$  で割った無次元量である。  
 $\phi$ : 電子の位相。単位は度である。位相は初期条件から累積していくが、表示されるのは  $2\pi$  で割った商余を  $-180^\circ$  から  $180^\circ$  までの範囲に変換したものである。

この行に書かれている情報は Name の COMPONENT を通過した直後の値であることに注意すること。

個々の電子に関する情報が、すべてファイルに蓄えられている。個別電子の情報は、初期条件を別として、1 ターン目の各コンポーネント通過後の 7 次元情報、2 ターン目における同様の情報、3 ターン目での情報と、以下最終ターンまで同じ形式で 7 次元位相空間における電子情報が羅列される。

#### 附録4. マイクロトロンの構成機器 (一入射系、加速系、電磁石系など)

本文ではハードウェアについて、関連部分に限定した断片的記述に止めたので、ここで装置全般について説明を補足しておく。

##### I. 入射系：

マイクロロン本体の軌道計算を行うにあたって前提となる初期条件を定め、それを満たすように新入射系の仕様を定めた。即ち、エネルギー120keV、エミタンス $60\pi$  mm<sup>2</sup>·mrad (非規格化) で電流値100 mA以上の電子ビームを、ライナック入口で直径3 mmにフォーカスさせる入射系である。

当初の入射系はWisconsin大方式と独自案との折衷であり、いくつかの点で不都合が生じていたので、以下に記すような改良を実施した。本改良設計については、主担当者〔密本〕による内部報告書が作成されているので、それに基づき以下に述べる [A14、A15]。

- 1) 既製の医療用ライナック向け20 keV電子銃を使用していたのを中止し、新規に120 keV電子銃を設計して導入した。これで以下の問題点が解決した。
  - ・構造上、真空排気特性 (コンダクタンス) を良くできない電子銃であったため、フィラメント点火時の真空度が $10^5$  Pa台まで悪化し、カソードが短寿命であった。新たに電子銃を設計したことにより、アノードの配置、構造等に自由度が生じ、電子銃近傍の真空度は $10^7$  Pa台に改善された。
  - ・入射系に複数個配置していたRF空洞が整理され、ビームの振舞いがシンプルになった。即ち、20 keV電子銃+プリバンチャー+ブースター空洞+バンチャーから成る旧構成が、120 keV電子銃だけで済むようになった。バンチャーは標準仕様値 ( $I_{out}=5$  mA) 以上のビームが欲しいときのオプションとして、必要に応じて設置する。
- 2) 旧入射系では、その構成の複雑さと相俟って、パラメータの調整に必要なモニター、集束系、ステアラ等の配置が必ずしも適切でなかった。新入射系の設計では、漏れ磁場 (或いは残留磁場) に敏感な低エネルギー電子ビームを効率よく輸送するため、時

として再調整が必要になることを前提に、モニタ・ステアラ等の調整用機器を最適配置した。

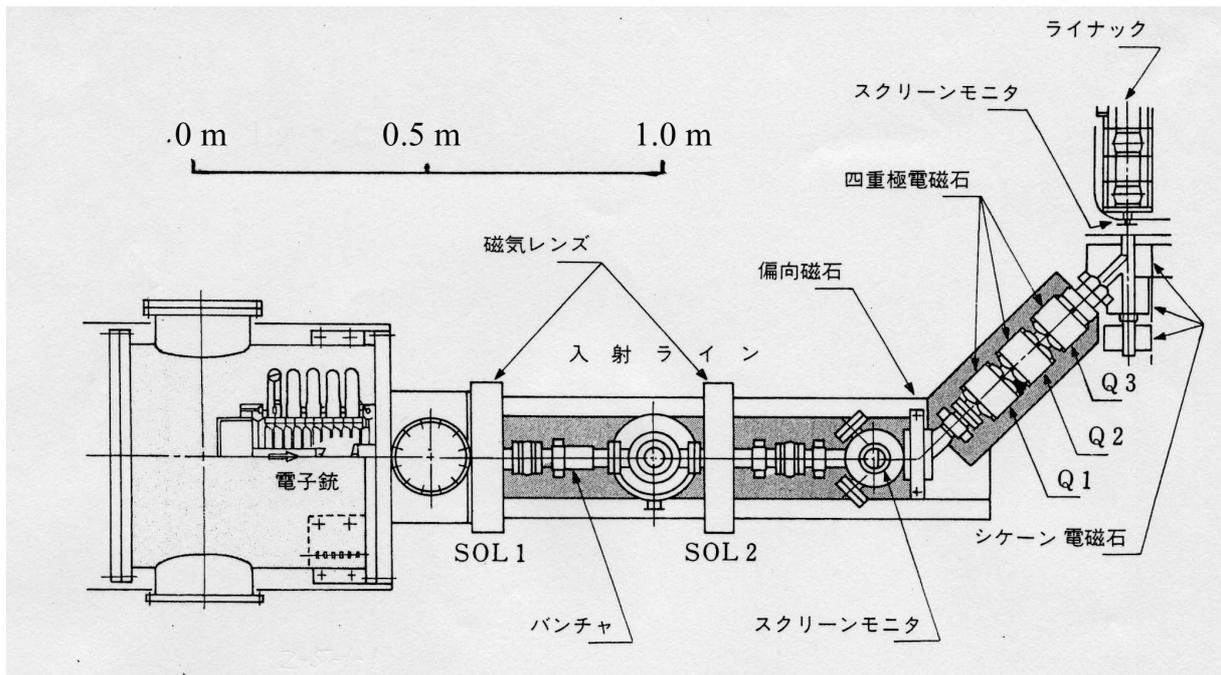
[図A.4-1](#)が改良後の新入射系である。現在は150 MeV出力ビームの仕様値5 mAの場合、バンチャーが不要とわかっているが、初号機の改良時点ではシミュレーションと現実の透過効率がどの程度一致するものか不明であったため、図のようにバンチャーを配備した。

#### I - a). 電子銃：

電子銃マウント部の詳細を[図A.4-2](#)に示す。電子銃自体はコロナリング付きの高電圧絶縁用セラミック（大気中の保障耐電圧75kV）で保持されて、入射系本体（アース側）に接続・支持されている。その絶縁セラミック全体を、2気圧のSF<sub>6</sub>ガスを封入した加圧タンク（耐電圧200 kV）に収納した。ただし、2号機以降では電子銃のアノード電圧を80 kVに下げて加圧タンクを省いた。引出し電圧が当初の20 kV → 120 kVへ上昇したため、電子銃のカソード形状を変更したが、他は可能な限り旧電子銃の方式を踏襲した。即ち、

- ・ W (Tungsten) にBaを含浸させたディスペンサー型カソードを使用し、800 mA以上の引出し電流を得る。
- ・ グリッド付きカソードの三極管式ガンであり、グリッド電圧は-150V～+250Vの間で可変とした。引出し電流値はグリッド電圧で制御され、ビームのパルス幅は0.1～4 μsec、繰返し数は1～180 Hz（2号機以降は0.1～10 Hz）の間で制御可能なグリッドパルサーを備えている。ただし、引出し電圧の上昇に伴い、グリッドのメッシュを細分化して、カソード表面で感ずるアノード電圧が一様になるよう配慮した。
- ・ アノード電圧120 kV（2号機以降は80 kV）は直流で印加する。パルス幅4 μsecで800 mAの電流をエミッションさせたとき、ドループを含めビームエネルギーの広がりが $1 \times 10^3$ 以下となるような高圧電源系とした。

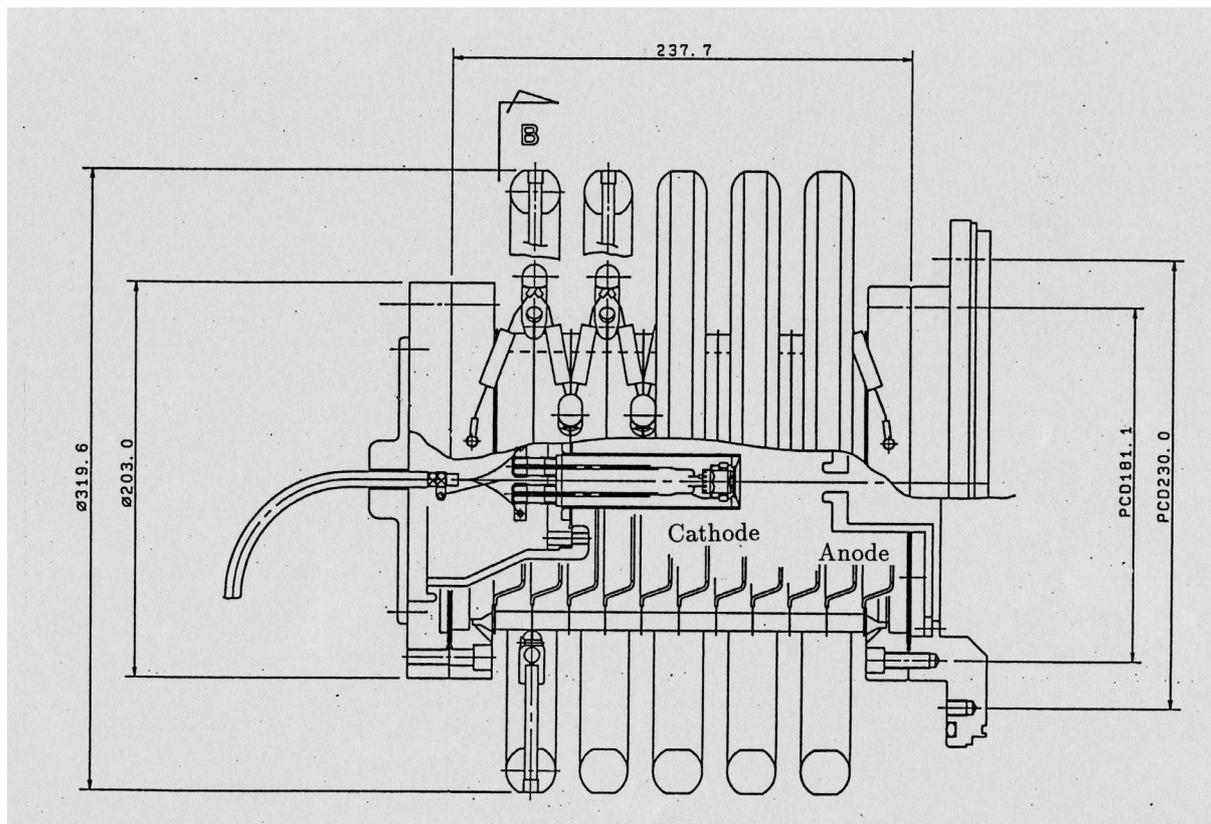
新しい120 keV電子銃の設計には計算コードEGUN [37]を使用した。新・旧ガンのエミッション電流の軌跡を[図A.4-3](#)に示す。旧ガンの引出し電圧20 kVに対して新ガンのアノード電圧が120 kVに上昇したため、新しい絶縁セラミックは印加電圧を5本のコロナリングで等分割して均等な電界分布を作っている。新ガンのエミタンスはエミッション電流の



図A.4-1 改良後の新入射系全体構成

新入射系はマイクロトロン本体の主軌道（ライナック中心軸）に対して直角に配置されている。電子ビームは2個の45°偏向電磁石（下流側はシケーンの構成要素）を経由してライナックに入射されるのでachromaticな系を構成できる。そして、その間にQ-Tripletを配することでオプティクスの自由度を確保した。

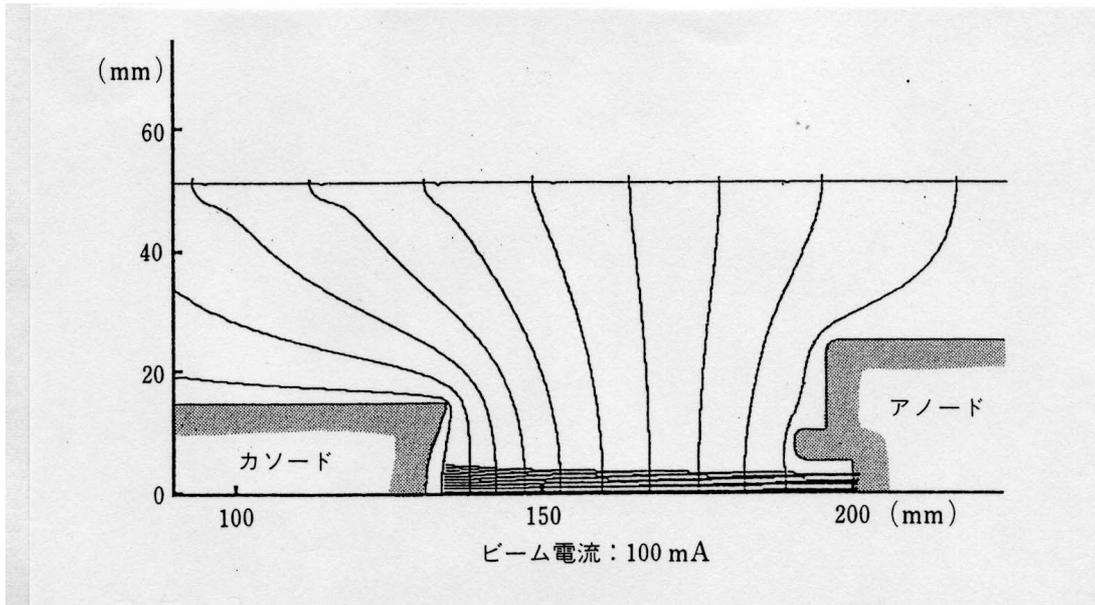
入射系の目標は、電流値100 mA以上の120 keVビームをエミタンス（非規格化） $60\pi$  mm·mradで輸送し、ライナック入口で直径3 mmに絞り込むこととした。



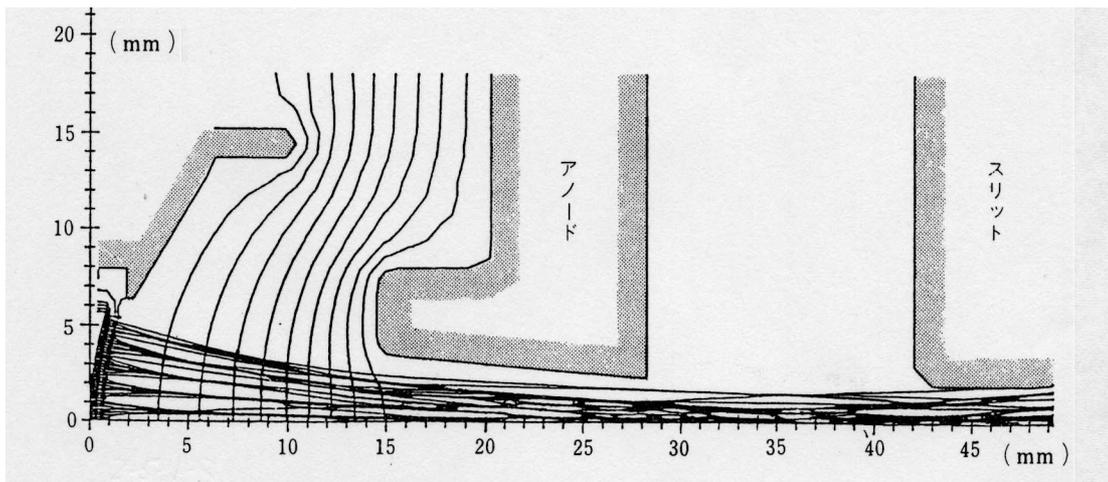
図A.4-2 新しい120 keV電子銃の配置

旧20 keV電子銃は、カソードからアノードまで絶縁セラミックを含めて一体型の既製品を使用していた（従って、真空排気系コンダクタンスの改善が難しい）。新ガンでは引出し電圧が120 kVに上昇したため、それらが分割された構造になった。カソードおよびグリッドの形状はEGUNで計算して最適化を図った。絶縁セラミックはコロナリングを有し、印加電圧120 kVを分割抵抗で6分割している既製品を使用した（米国NEC社製）。

新ガンの性能、特にエミッション電流に関しては、同じグリッド電圧の下で旧ガン同様800 mAを目標とし、仕様値を達成している。エミタンスについては旧ガンからの向上を図り、計算上は数倍改善された。



図A.4-3(a) 新120 keV電子銃の軌道計算



図A.4-3(b) 旧20 keV電子銃の軌道計算

旧20 keV電子銃はアノードまで一体型の製品で、これが医療用ライナックの装置では直接加速管に装着されていた。アノード～カソード間の距離が $\sim 15$  mmしかなく、急激にビームを絞り込んでアノード出口（加速管入口）で径3 mmに整形している（図(b)）。

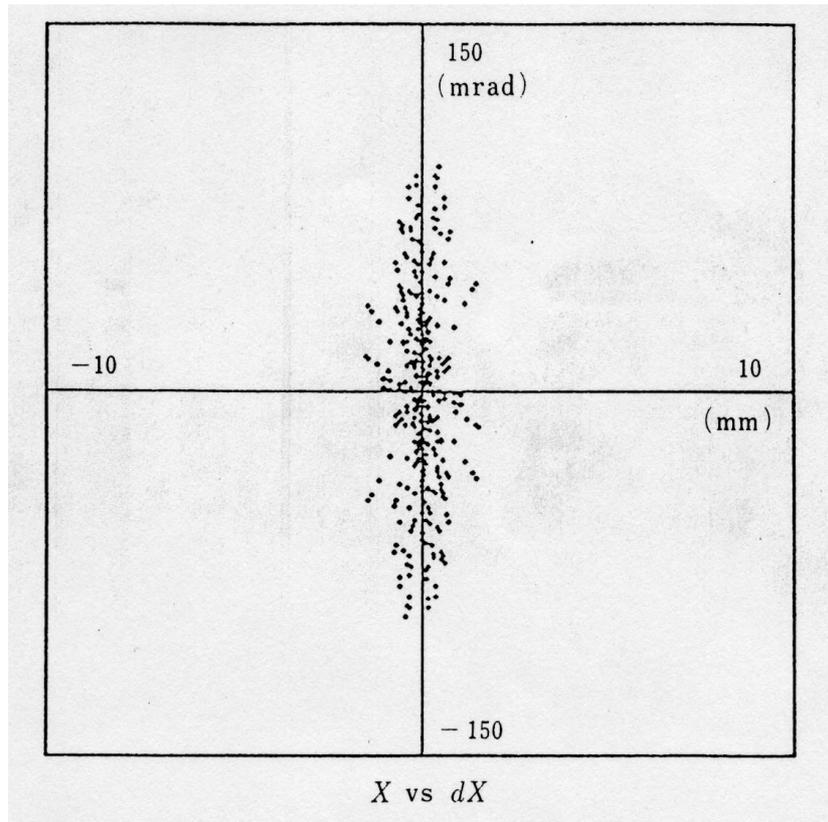
新ガンは引出し電圧が120 kVと高く、両電極が独立の構造で、距離も65 mmに広げられた（図(a)）。従って、カソードから引き出される電子の発散角が小さく、EGUNによるエミタンスの算出には難があった（実際より過小評価）。カソード面積はともに直径10 mm相当であり、エミッション電流が減少する恐れはない。

発散角が小さく、シミュレーションの結果は $6\pi$  mm·mradという小さい値にみえたが、旧ガンのエミタンス $150\pi$  mm·mradとの乖離が大きく、また誤差要因（信頼度）の追求も出来ていなかったため、入射系の目標を $60\pi$  mm·mradのビームを輸送できる系とした。根拠は、旧20 keVガンのエミタンスが $150\pi$  mm·mradとわかっていた（[図A.4-4](#)）ので、120 keV新ガンと規格化エミタンスを等しくしたものである。後に、新ガンのエミタンスを測定した結果、80 mAのエミッション時に $\sim 70\pi$  mm·mradと判明し、目標を $60\pi$  mm·mradとしておいた妥当性が証明された。

#### I - b). バンチャー：

上で述べたように、バンチャーは必ずしも必須の要素とは言えなかったが、初号機の改良に当たっては、旧入射系のプリバンチャーに相当する空洞を新入射系のバンチャーとして組み込んだ。その後に製作されたマイクロトロンでバンチャーを保有しているのは引出し電流の仕様値が10 mAのHiSOR用入射器であり、A2S用では省いた。バンチャーは必要な電圧が定格4 kV、最大6 kVの仕様であり、Q値の低いSUS製の空洞（Sバンド）で十分である（[図A.4-4\(a\)](#)）。このバンチング効果のほどについては後述するが、ここで全幅約5%のエネルギー広がりが生じるので、新入射系は加速管の入口でその分散を打ち消せるようなアクロマティック系とした。[図A.4-1](#)でわかるように、45度の偏向電磁石（下流側はシケーン）2個の間にQ-Tripletを置く方式である。

新入射系の検討には電子ビームの軌道計算コードPARMELA [38]を使用した。最初に記したようにビームトランスポートの観点からは、エミタンスが $60\pi$  mm·mrad、電流値100 mAのビームを加速管の入口で直径3 mmに絞り込むという方針で検討を進めた。PARMELAで計算されたビームエンベロープが[図A.4-5](#)である。図中2本の線は、180個の粒子（1度の位相幅に1個の粒子）でシミュレーションしたとき、最も外側を通る粒子とその内側を走る粒子の軌跡の差を表している。こうして加速管の入口まで運ばれたビームの分布を(E,  $\phi$ )位相空間で示したものが[図A.4-6](#)である。ピーク電流値で約10倍にバンチしており、有効な位相アクセプタンス20度の幅に限定しても、およそ5倍という大きな集群効果が見込める結果である。ただし、ビームテストでバンチャーの集群効果を実際に確認したところでは、最終的な150 MeVビームの引出し電流値の増加に対する寄与でみて、2～3倍の成果であった。



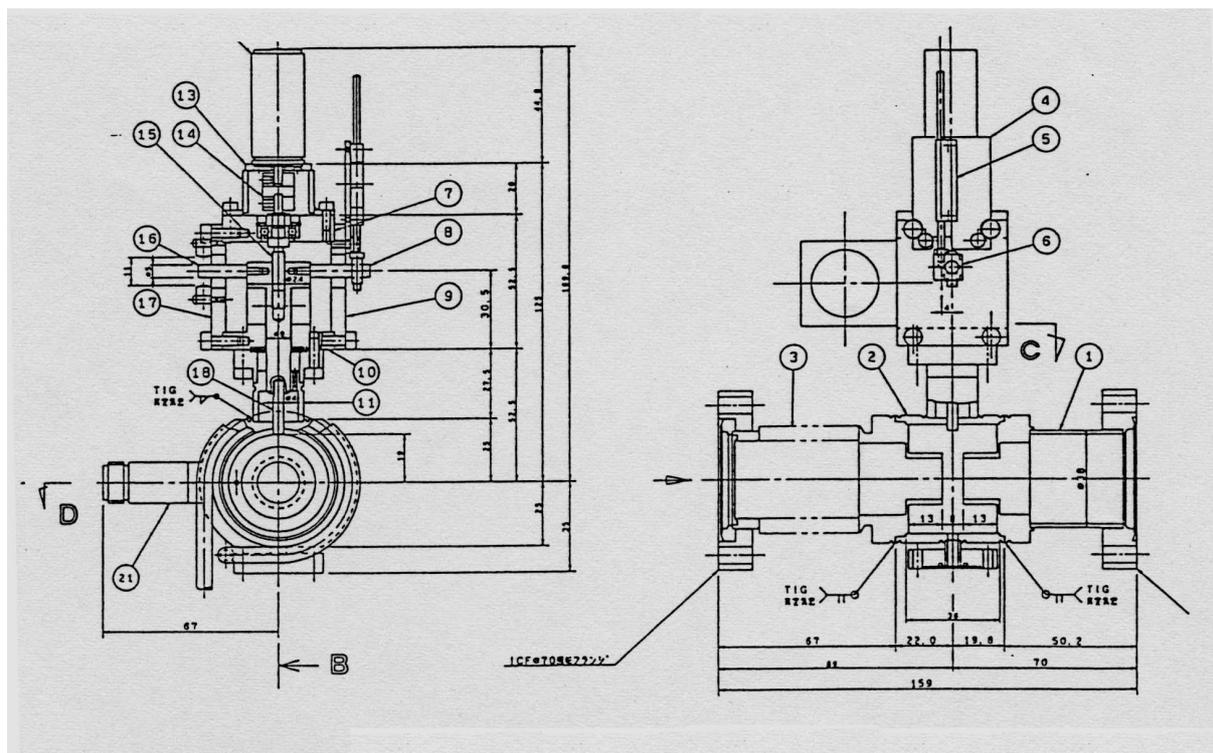
図A.4-4 旧20 keV電子銃のエミタンス

図から、旧20 keV電子銃の非規格化エミタンスを $150\pi$  mm·mradと評価した。規格化値で約 $40\pi$  mm·mradに相当し、新120 keV電子銃の非規格化エミタンス $60\pi$  mm·mradと等価である。

$E=20$  keV のとき、 $\beta\gamma=0.283$ 、

$E=120$  keV のとき、 $\beta\gamma=0.725$ 、ただし、 $\beta=v/c$ 、 $\gamma=1+(E/E_0)$  ;  $E_0=511$  keV

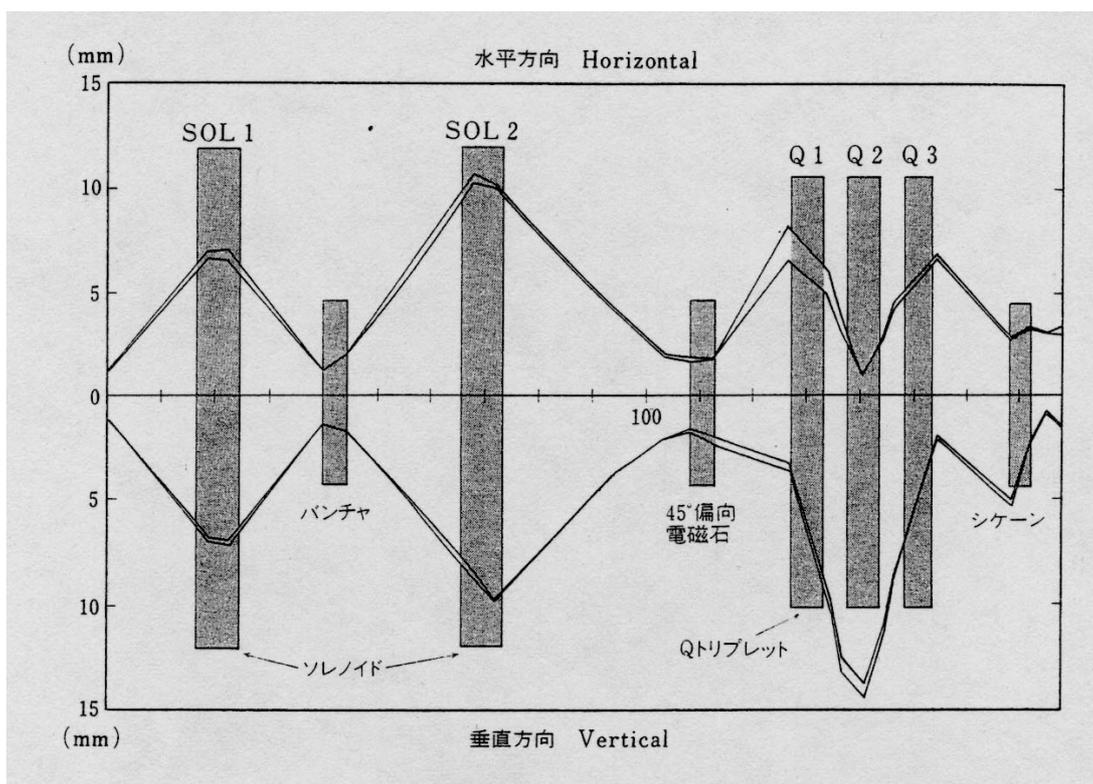
よって、 $(\beta\gamma_{120\text{keV}})/(\beta\gamma_{20\text{keV}})=2.56$ 、即ち実際のエミタンスで約2.5倍の差がある。



図A.4-4(a) 新バンチャー組立図

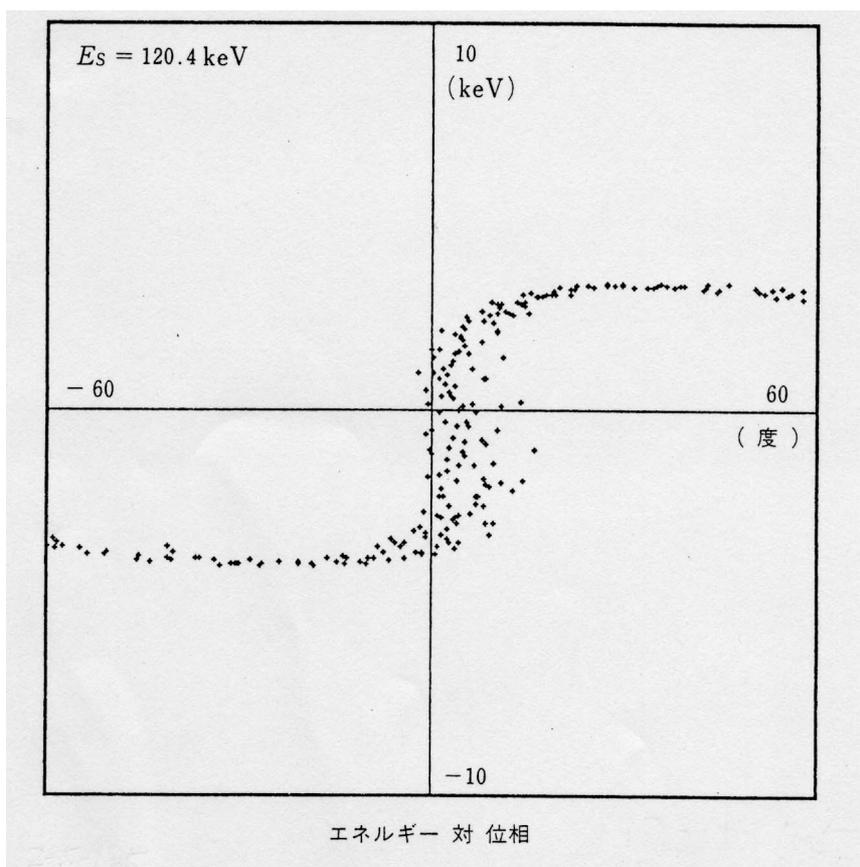
新入射系で唯一残されたRF空洞である。使用周波数はSバンドでライナックに等しい。Stainless Steel製の空洞で $Q \sim 300$ と低い。フィードバック系は備えていないが、冷却水による温度制御と遠隔操作が可能なモーター駆動のロッドチューナー（図の上部）を装備している。図の下部のポートはRFピックアップ用のものである。最大電力はピーク値で5 kWを想定している。電力フィーダーにはN型のフィードスルー（図の水平方向）にカップリンググループを装着したものを使用した。

電極部のビームアパーチャが $\phi 15 \text{ mm}$ と他のダクト部（標準 $\phi 30 \text{ mm}$ ）より狭いので、バンチャーを最初の集束点としてビーム輸送系は設計されている（次の図A.4-5参照）。



図A.4-5 新入射系のビームエンベロープ

エミタンス $60\pi$  mm·mradのビームをPARMELAでトレースした結果である。ビームダクトの  
 アパーチャは口径30 mmであり、Q-Tripletの中心で垂直方向にアパーチャの限界にまで広がる  
 ことがわかる。図中、2本の線は180個の粒子でシミュレーションしたとき、最も大外を走る粒  
 子とその内側を走る粒子との軌跡の差を示す。粒子180個の内訳はRFの全位相のうち、バンチ  
 ャーの有効な領域の180度にわたって1度刻みで均等に粒子を初期設定したものである。



図A.4-6 バンチャーの集群効果

前図のPARMELAでトレースした結果を  $(E, \phi)$  位相空間でみたもの。場所はライナック入口である。縦軸は標準エネルギー  $E_s = 120.4 \text{ keV}$  の粒子に対するエネルギーの広がりを表す。このときのバンチャーの印加電圧  $V_{\text{max}} = 3.6 \text{ kV}$  である。

マイクロトロン本体を周回するとき有効な安定位相領域20度の幅をとってみると、計算上はバンチャー無しの場合と比較して5倍の集群効果が見込める。ただし、実測した効果のほどは2~3倍であった。

### I - c). モニター系 :

ビームモニタに関しては、新入射系でも特に変更はない。旧システム同様、非破壊型のCTと破壊型のスクリーンモニタの2種類である。前者はビームテストを実施しつつ観測が可能であり、[図A.4-1](#)には表示されていないが、入射系の最上流、電子銃を出た直後の真空マニフォールド中（集束用ソレノイド、SOL1の手前）に置かれている。後者はビームの位置とプロファイルを測定するためのもので、アルミナ（ $\text{Al}_2\text{O}_3$ ）に数%のCr成分（ $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ）をドーピングしたセラミックスクリーンを使用した。なお、スクリーンの発光特性に関して、Cr含有量の異なる数種類のセラミックを製作し、20 keVビームを当てて調べたところ光量に差が認められ、発光効率がCr含有量依存性をもつ結果を得ている [48]。製造方法までは統一できていないので正確な比較は難しいが、例えばデマルケスト社製の1.5%Cr入りセラミックと他社製の3%Cr入りとでは、発光効率に10倍近い差がみられた。ただし、他社製の10%Cr入りでは逆に発光が認められなかった。

数十keVの低エネルギー電子ビームを測定する際に有効性が認められた工夫として、セラミックスクリーンの表面をAuでコーティングして絶縁体のスクリーンに導電性を持たせたことが挙げられる。絶縁体の状態では、飛来する電子ビームが表面に滞留してチャージアップするため、その滞留電荷の作る電場で後から飛来する電子の軌道が曲げられて測定精度に影響する。更に、ある程度表面に電荷が蓄積した段階で、周囲の金属製フレーム（セラミックのホルダー）に向けてディスチャージするため周期的に眩い閃光が表面から発せられ、測定に不都合を来す。著者らは、表面をAuコーティングすることでこの類の不具合が解消されることを見いだした。Auを真空蒸着するわけであるが、あまり厚い層を作るとセラミックから発せられる蛍光の透過効率を低下させる可能性があり、実用上は1  $\mu\text{m}$ 未満の蒸着層でを使用した（これで十分）。もうひとつの大きな利点は、導電性を付与したことでセラミック製スクリーンをファラデーカップとしても使う道が開け、電子ビームの電流値とプロファイルの同時測定が可能になったことである。予めスクリーンモニタの測定系全体を真空ダクト（アース側）から絶縁しておけば、オシロスコープを使用して時間構造（パルス波形）と共に電流値を観測できる。スクリーン表面から放出される二次電子については特に配慮しなかったが、上流に位置するCTの電流値との対比では、mAオーダーの電流値を測定する際の誤差は数%以下と判明した。したがって、高精度を追求するのでなければ、イオンビームを測定する場合のような二次電子対策は必要ない。

#### I - d). 磁気シールド :

安定な入射系にするという意味で、改良設計では複雑なRF系を除外すると共に、外部からのビーム変動要因となる漏れ磁場対策も実施した。具体策は、入射系全体を可能な限り厚さ2 mmの純鉄製磁気シールドで覆うことである。[図A.4-7](#)は磁気シールドを施す前の新しい入射系の全景である。一部、シケーン手前のQ-Tripletに小型のシールドが施されている。ただし、シールドの有効性はビームテストの再開時に確認できたものの、まだ完璧とはいえず、例えば不慮の停電で主電磁石がいきなり遮断された場合、残留磁場のビーム軌道に及ぼす影響が明白で、次の立上げ時に一定のビーム調整が必要であった。

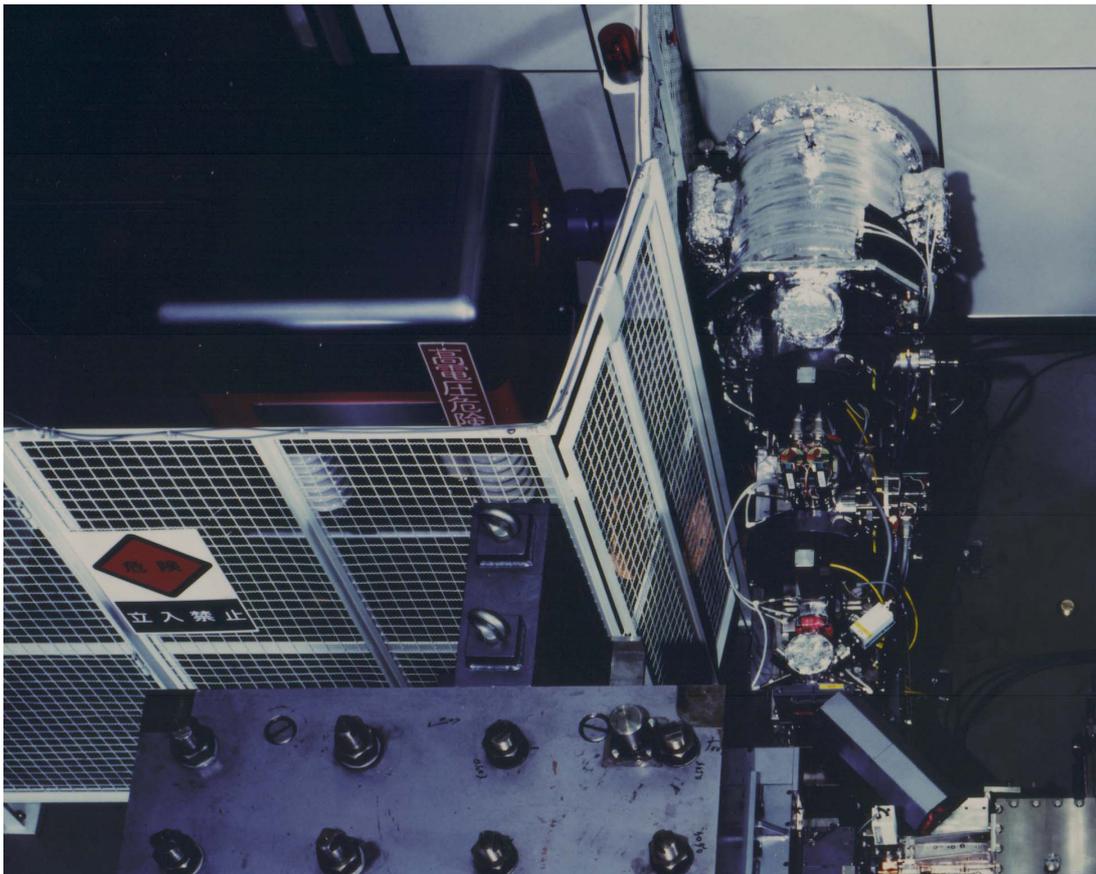
写真は改良後の1号機であり、アノード用の120 kV高圧電源が大きく目立つ。2号機以降では引出し電圧を80 kVに下げたため電源のダウンサイジングが可能になり、電子銃廻りのSF<sub>6</sub>充填用加圧タンク（写真奥、アルミ製保温材で覆われている）が不要になったことと併せて、全体がコンパクトになった。

2号機以降においても、入射系の基本的なコンセプトは1号機と同様である。

#### I - e). ビーム測定 :

新入射系の目標は、エミタンス $60\pi$  mm·mradの120 keVビーム500 mAを加速管入口にまで輸送しようというものである。

改良後の入射系ではRF加速がなくなり、バンチャーを除けばガンの直流引出電圧だけでビームの加速条件が決まるため、ビーム特性の測定が容易である。マイクロトロン本体の試験に先行して、まず120 keV電子銃からシケーン直後までの低エネルギー入射系を独立にセットアップして測定をおこなった ([図A.4-8](#))。120 kV電子銃と耐電圧200 kV (2気圧のSF<sub>6</sub>加圧時)の絶縁セラミックは、図で左奥に見えるSF<sub>6</sub>加圧タンク内に収容されており、その下流にペアの集束用ソレノイドが黒いディスク状にみえている。次いで、45度の偏向電磁石及び3連Q電磁石が配されており、最後にシケーンの一部45度偏向磁石が置かれている。マイクロトロン本体の加速管入口に相当するこの位置に、入射ビーム測定系がセットされている。測定の主体はエミタンス測定であり、ステッピングモーター駆動の4象限スリットとファラデーカップの組み合わせで実施した。測定時にはバンチャーをオフし、DC120 kV電子銃のビーム特性を求めた。得られた結果は以下のとおりである。

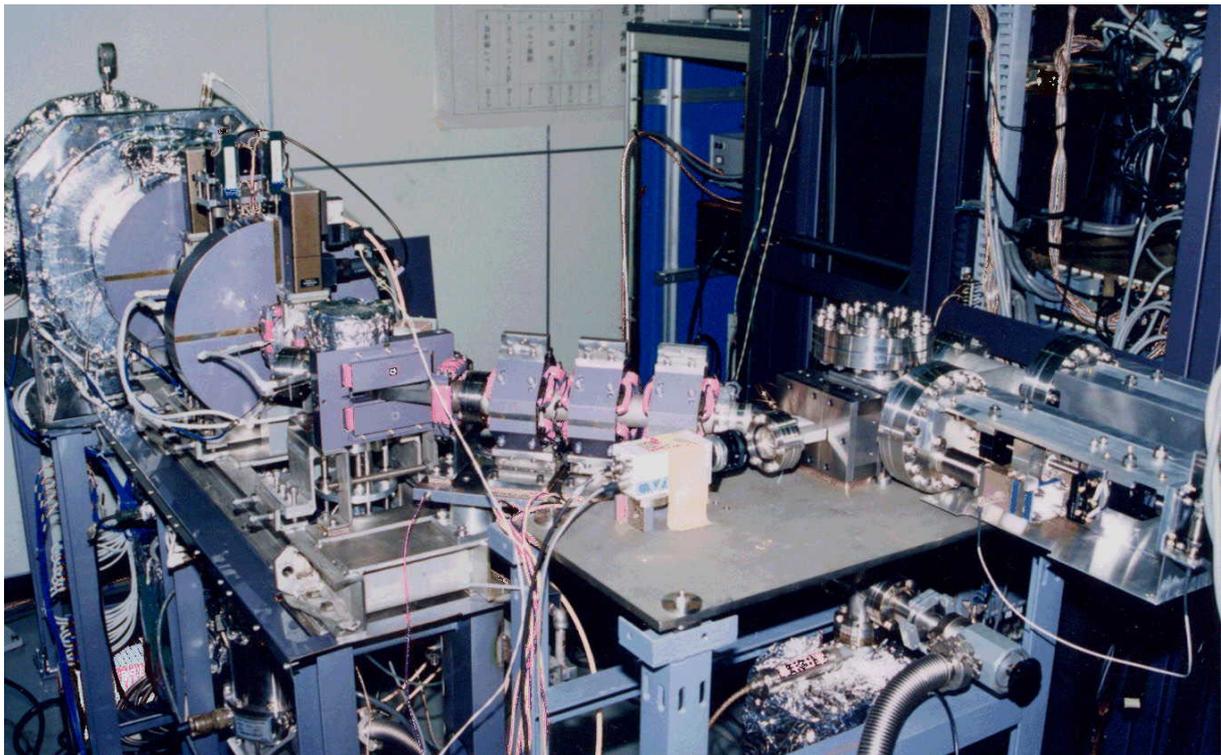


図A.4-7 初号機の新120 keV入射系の全景

図A.4-1のレイアウトに従って作られた1号機の新入射系である。手前のマイクロトロン本体に対して入射系（上流）が直角方向に位置しており、シケーンを含む2個の45度偏向電磁石で曲げられて、ビームはライナックに入射される。

この後、奥のアルミ製保温材で覆われているSF<sub>6</sub>加圧タンク（ガンおよび絶縁セラミックを収納）の手前まで、純鉄製の板金で上面と左右側面の3方向を囲われ、磁気遮蔽される。ただ、ケーブル等のための切欠きも多く、完全な遮蔽には至らない。

感電防止用の金網で囲われた120 kV高圧電源が大きく、占有スペースも多い。2号機以降では80 kVに電圧を下げたため、全体がコンパクトになった。



**図A.4-8 新入射系のビームテスト用セットアップ**

左奥のベーキング用保温材を被ったSF<sub>6</sub>加圧タンク内に120 keVガンと絶縁セラミックが収納されている。写真では見えないがこの左側に120 kV高圧電源が配置されている。加圧タンクからビームが引き出されると、ペアで置かれた黒いディスク状の集束用ソレノイドを経て偏向電磁石で45度曲げられ、Q-Tripletで集束・整形され、最後にシケーン（の一部）で再度45度曲げられる。

ここではシケーンの直後にエミタンスモニタがセットされている。4象限の可動式スリットを前後に2セット配置し、ダブルスリットを通過したビームを下流のファラデーカップで受けて測定をおこなう。

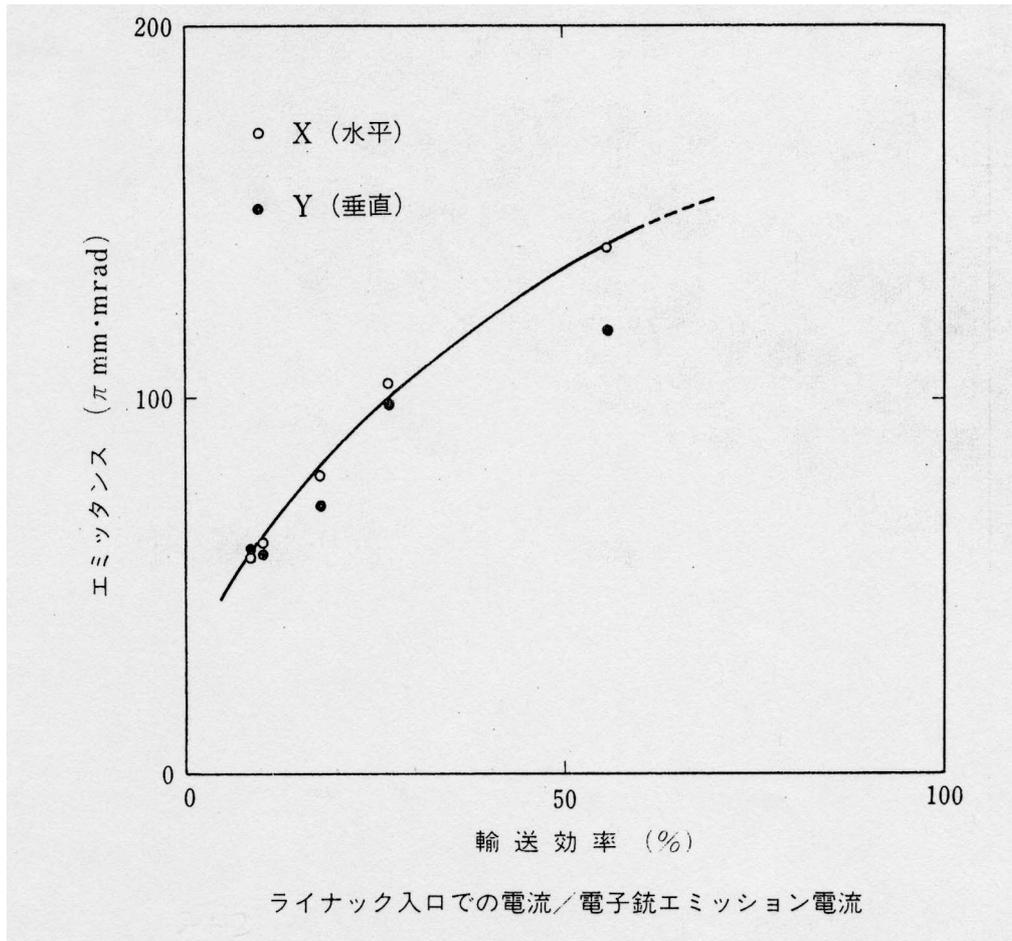
なお、右側面にみえる列盤は今回のビーム測定とは直接関係が無い。

- 1) 電子銃のエミッションを一定値  $80 \text{ mA}$  ( $V_{\text{grid}} = 20 \text{ V}$ ) に固定し、2個のソレノイド間のスリットで透過ビームをコントロールしてライナックの入口まで輸送した場合のエミタンスを測定した (図A.4-9)。図から輸送効率を100%に外挿して、120 kV電子銃のエミタンスを推定すると  $170 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  と見込まれ、EGUNのシミュレーションで推定された  $6 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  とかけ離れている。

理由のひとつにグリッド電圧が低過ぎる (定格は  $V_{\text{grid}} = 200 \text{ V}$ ) ことが挙げられる。EGUNの軌道計算は定格の  $V_{\text{grid}} = 200 \text{ V}$  で実施しており、実際の測定でもグリッド電圧の上昇とともにエミタンスが向上する結果が得られており、 $V_{\text{grid}} = 20 \text{ V}$  の測定条件との違いが大きい。上の結果からは、ガンの定格エミッション  $800 \text{ mA}$  でライナック入口に輸送できる入射ビームは  $80 \text{ mA}$  となるが、実際には  $100 \text{ mA}$  以上の輸送が可能である。現実使用する入射ビーム電流量は  $20 \text{ mA}$  であり、したがってガンエミッションも  $200 \text{ mA}$  程度で足りており、この相違が現実の問題となることは幸いにしてなかった。もうひとつの理由は、EGUNでのシミュレーションをおこなう際、グリッド電位の考慮が不十分であったことが挙げられる。旧20 keVガンの場合、図A.4-4でエミタンスを求めたが、その元となる計算結果図A.4-3(b)をみるとグリッド電位の効果が十分考慮されていることがわかる。

- 2) 予定していた入射ビームのエミタンス  $60 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  では、新入射系の輸送効率が10%であり、電子銃の定格エミッション  $800 \text{ mA}$  で加速管入口に到達する電流値  $80 \text{ mA}$  である。ただし、マイクロトロン本体のアクセプタンスも  $200 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  (時間依存性を考慮しない場合) 以上と判明しており、 $100 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  を超すエミタンスのビームでも有効に加速できる。現実の最大輸送効率は新入射系のビームダクトの寸法で決まり、およそ61% ( $150 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  相当) である。即ち、加速管入口まで最大  $500 \text{ mA}$  のビームを輸送することができる。ただし、このとき加速管入口でビームサイズが径  $8 \text{ mm}$  ほどになり、マイクロトロン本体で全電流値を加速できるわけではない。

- 3) 入射ビームのエミタンスと加速管入口でのアクセプタンスとの整合はQ-Tripletで調整する。入射系のパラメータを基準値に設定したときの (x,y) エミタンスを図A.4-10に示す。また将来、入射ビームのエネルギーを下げて高圧電源を小型化することを考えて、引出電圧を120 kVから100 kVに下げたときのビーム特性も測定した。概ねビームの

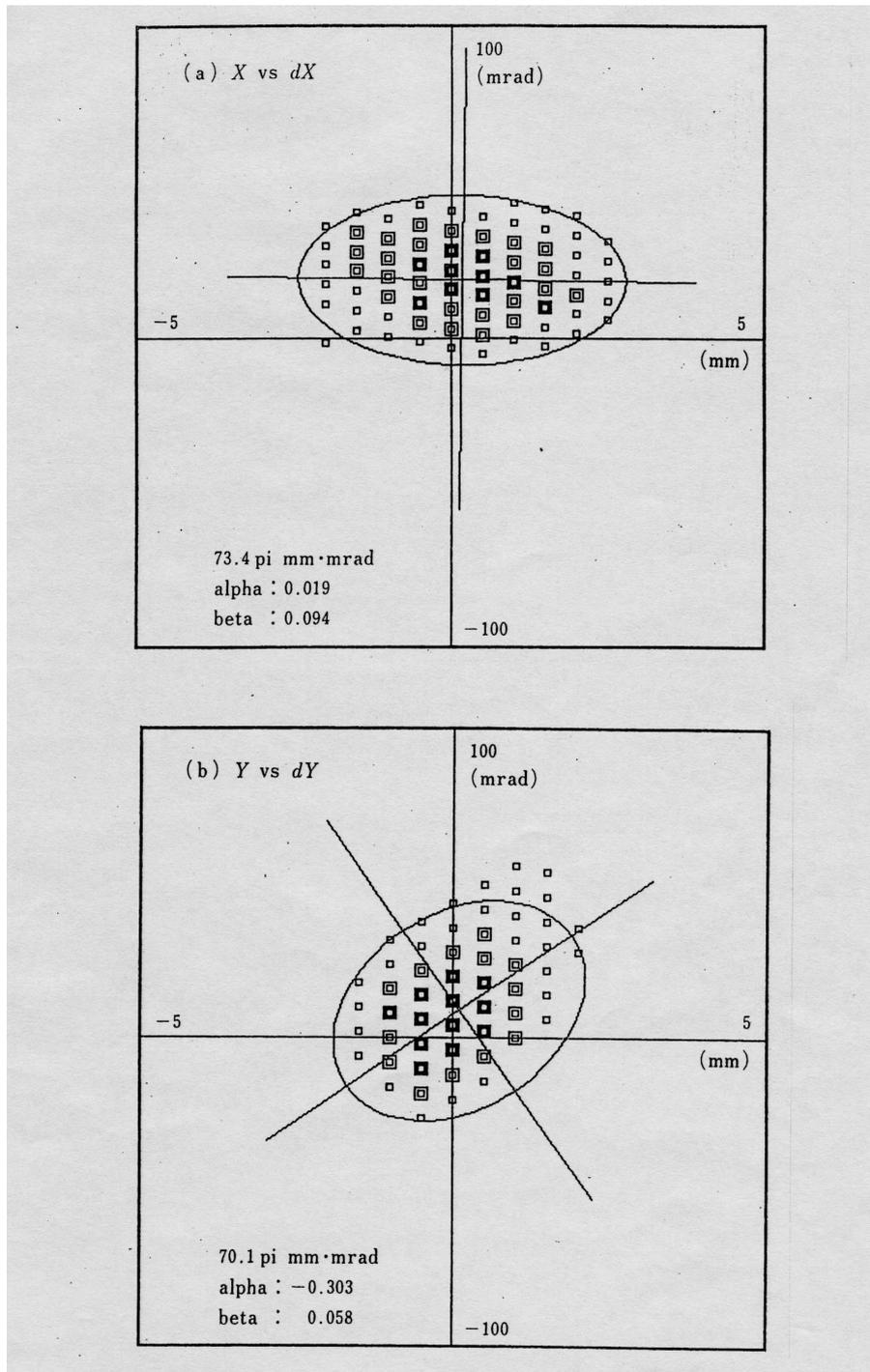


図A.4-9 入射ビームのエミタンスと輸送効率

測定は $I_{\text{emission}} = 80 \text{ mA}$  ( $V_{\text{grid}} = 20 \text{ V}$ ) でおこなった。外挿して得られる120 kVガンのエミタンスは $170\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ と予想される。エミタンスを予定どおり $60\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ に制限すると、輸送効率は10%となり80 mA中8 mAがライナック入口に輸送できることになる。定格のガンエミッション800 mAでは80 mAに相当する。実際にはエミッション電流を増やすためにグリッド電圧を上げるので、その結果エミタンスが良くなり100 mA以上の輸送が可能である。

予想に反して大きいエミタンスであったが、マイクロトロン本体の加速効率も予想以上であり、結果として入射電流20 mA (ガンエミッション200 mA) で十分仕様を満たせるので問題とはならなかった。

設定エミタンス ( $\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ ) :	60	75	100	
加速管入口での電流 (mA) :	80	144	216	(ガンエミッション800 mA)



図A.4-10 120 keVビームのエミタンス

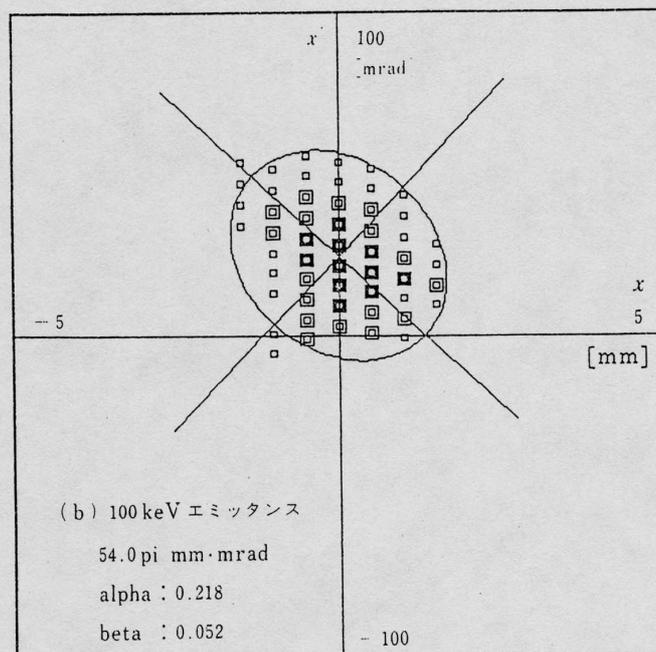
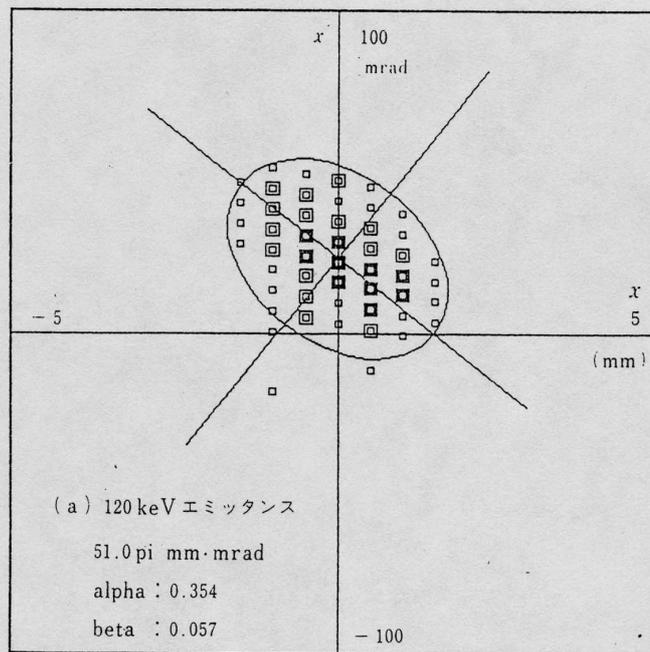
標準的な新入射系における120 keVガンからのビームのエミタンスである。測定時の電流値は  $I_{\text{emission}} = 80$  mA、測定場所はシケーンを出た直後のライナック入口である。ビームの80%を含むエミタンスで  $(x, y)$  とともに  $70\pi$  mm·mrad であり、ほぼ予定していた  $60\pi$  mm·mrad に近い値になっている。また、50%エミタンスは  $(x, y)$  とともに  $42\pi$  mm·mrad となる。

運動量に比例して集束系の強さを変えることで、同様にビーム輸送ができることがわかった。[図A.4-11](#)にエネルギーが120 keVの場合と100 keVの場合のエミタンス ( $\epsilon_x$ ) を比較しているが、大きな変化はみられない。

#### 新入射系ビーム測定の結果：

入射系の測定から電子銃のエミタンスが当初予想に反して大きいことが判明したが、マイクロトロンアクセプタンスも同様に大きかったことで、実害には至らなかった。特に、バンチャーを使用すれば2～3倍に電流値を増強できるので、実際に150 MeVマイクロトロン全体の最大引出電流を制限しているファクタは、入射系でなくRF電力の容量である。

マイクロトロンに関して、入射ビームのエネルギー依存性の試験を改良後の1号機で実施し、100 keVはもとより、80 keVないしは60 keVでも支障の無い結果を得た。このデータをもとに2号機以降のマイクロトロンでは、入射系のエネルギーが80 keVに下げられた。電子銃の高圧電源が簡素化されたことに加え、電子銃に使用する絶縁セラミックの耐電圧を強化するためのSF<sub>6</sub>加圧タンクが不要になったこと等、大きい利点が生じた。バンチャーについては、例えばAURORA-2の入射専用器のように、5 mA未満の引出電流で十分な場合は不要として省略した。



図A.4-11 入射ビームのエミッタンスとエネルギーの関係

引出し電圧が120 keVの場合と100 keVの場合で $\epsilon_x$ を比較したもの。大きな差はみられない。80% エミッタンスで $51 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  から $54 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  へ、わずかに大きくなっている程度である。測定時の電流値は $I_{\text{emission}} = 80 \text{ mA}$ 、測定場所はシケーンを出た直後のライナック入口である。ガン  
 のエミッション自体はアノード電圧を下げることで90%程度に低下した。

## II. 加速系（加速管とRF電源系）：

当初は入射系にプリバンチャー、予備加速空洞、バンチャーと、小電力要素ながら3個の空洞が存在したため、複雑なRF系を構成していた [A 1 6]。新入射系ではDC120kVで電子銃からビームを引き出し、そのまま入射する（または、バンチャーで一度集群してから入射する）方式に変更され、RF系がシンプルになった。マイクロトロン本体（周回系）の改良に際して、マイクロ波電源と加速管については特に変更点がない。加速管など、高周波加速系の主要パラメータを表A.4-1に示す。

加速系の主たる要素は全長0.5 mの加速管であり、ここでは側空洞結合型（Side Coupled Cavity：SCC型）と呼ばれる定在波型の空洞を使用している (図A.4-1 2)。電子ビームの加速方向が1ターン目と2ターン目以降とで反転するため、進行波型の加速管は使えない。加速に寄与するのは7個の単位空洞（ユニットセル）と両端部の半空洞（ハーフセル）2個、計8ユニット分の加速空洞であり、他に各加速空洞間を電磁氣的に結合させる役目を担う結合空洞が側面に同数ある。図A.4-1 3に示す加速管の部分断面図で、上下の位置に交互に結合空洞が配されているのがわかる。この空洞は $\pi/2$ モードで使用されるのでユニットセルの軸方向長さが半波長 $\lambda/2$ に等しく、 $\lambda=10.5$  cmより、セルの全長が $(\lambda/2) \times 8 = 42$  cmになっている。この加速管を通過する毎に電子は6 MeV加速され、合計25回の加速で150 MeVのエネルギーを得る。加速管の外径は~10 cmであるが、電子ビームをマイクロトロンで周回させるとき、この寸法には注意を要する。図A.4-1 2は加速管を入射系側からみているため、2ターン目バックストレート側の側面が見えないが、反対側から見た図A.4-1 4では2ターン目ビームの戻り軌道用アパーチャを確保するため、加速管の側壁を一部削り取っているのがわかる。ここで使用した加速管は、医療用ライナックに多数の実績を有する製品を導入したものであり、その方針は以下に述べるマイクロ波電力系についても同様である（初号機の指針）。

ビームのシミュレーションに必要な加速空洞の電磁場は、汎用の2次元軸対象電磁場計算コードSUPERFISHを使って求めた [4 3]。計算は単位加速空洞と半空洞の2種類について行った。表A.4-2は単位空洞の計算結果のまとめである。単位加速空洞と半空洞の各々について、計算で求められた軸方向電界分布を図A.4-1 5に、また、加速管の全長（7セル+2個の半セル）にわたり小球摂動法で電場分布を測定して得られた結果を図A.4-1 6に示す。前図から個々の空洞の電場分布が計算で精度良く求められていることが、また、後

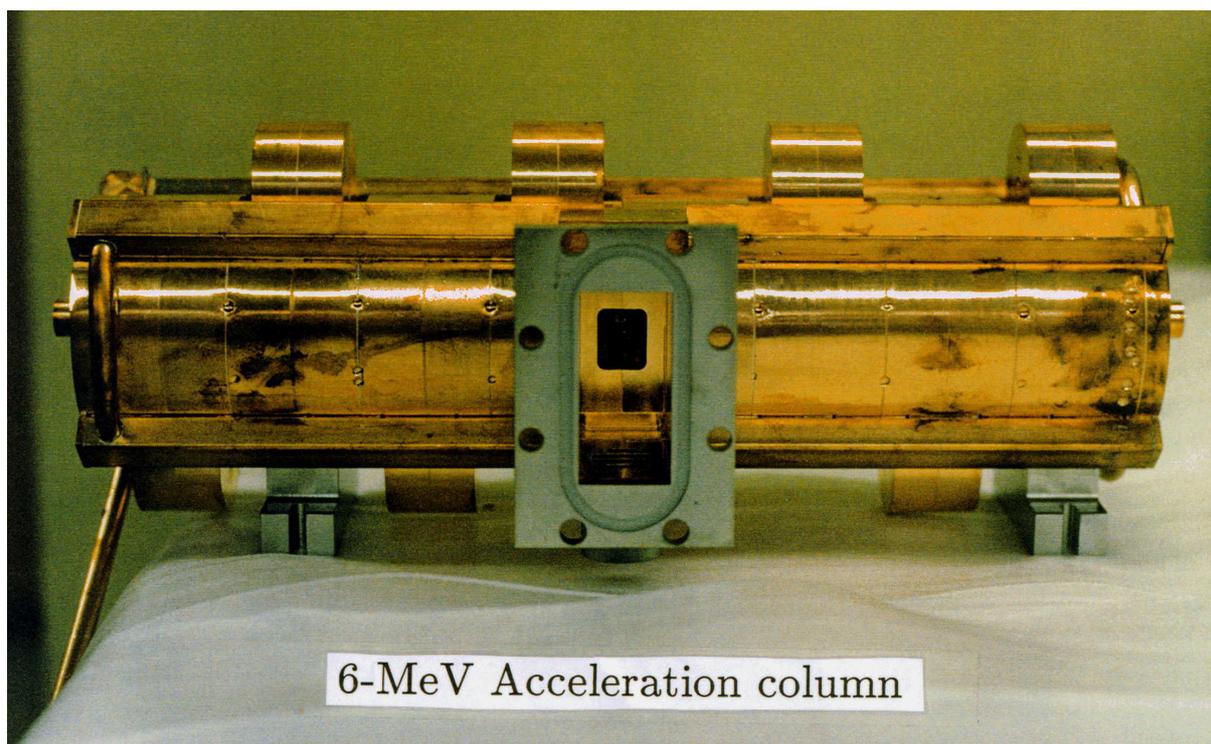
表A.4-1 高周波加速系の主要パラメータ

Frequency	2856	MHz
Wave Length	10.6	cm
Accelerating Gradient	15	MeV/m
Q - value	15000	
Transit Time Factor	0.775	
Effective Shunt Impedance	80	MΩ/m
Bore Diameter	10	mm
Max. Repetition	180	Hz
Pulse Width	6	μsec
Peak Wall (Ohmic) Loss	~1.3	MW
Max. Beam Loading (Assumed)	≤ 2	MW
Max. Amplifier Output	5.5	MW

RF系に関しては、医療用の電子ライナック装置（1987年当時、NECがVarian社から技術導入していた型式）として量産されている実績の豊富なシステムを利用した。マイクロ波電源はSバンドのクライストロンを増幅器として使用しており、6段のPFNからなるライン型パルサー方式である。

入射系にバンチャーを装備するときは、主電力ラインから5 kWを分岐し、バンチャー用給電系を構成する。加速管への電力は、導波管給電系の4-port circulatorに取り付けられた T-shunt で調整し、バンチャーへの電力と位相は、各々同軸給電系の power variator と phase shifter でおこなう。

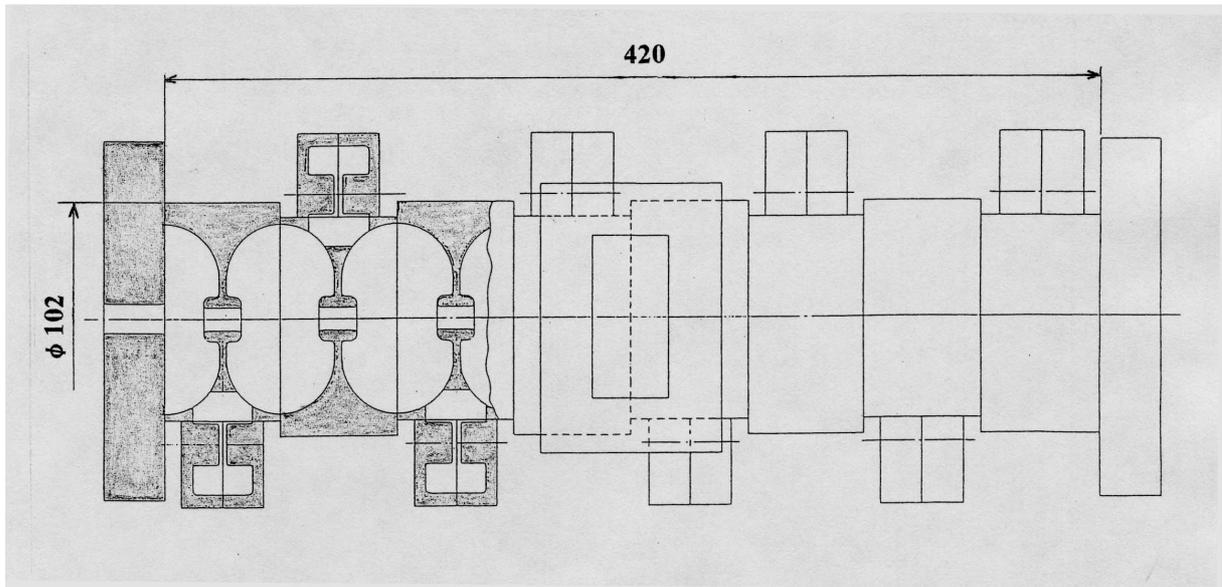
表中のQ値、実効 $Z_{shunt}$ については、計算で得られた理論値の80%程度を実用値として記載している。ビーム負荷に関しては、transmission efficiencyの改善が思わしくない場合を想定し、途中で失われるビームの負荷が150 MeVまで加速されるビーム負荷と同等か、それを上回る場合を仮定した最大値である。



図A.4-1 2 側空洞結合型の6 MeV加速管

電力フィーダー側からみたSバンド加速管（Side Coupled Cavity）の全体写真である。左右対称の構成になっており、中央の coupling cell を含め full cell が7個、両端の half cell を合わせて計8 cell からなる加速空洞である。上下に、隣接 cell 間を電磁氣的に結合する coupling cell が、交互に配置されている。中央の導波管フラン時の内奥部に coupling cell の iris がみえる（coupling coefficient:  $\beta_0=2$ ）。

6 MeV加速管の寸法は外径10 cm、全長50 cmである。全体が真空槽中に収納されるため、加速管自体が真空封止になっている必要はない。加速管の duty は最大0.1%（6  $\mu$ sec x 180 Hz）であり、空洞の温度を一定に保つために4本の冷却水配管が外周を軸方向に走っている。ただし、SRリングの入射器用マイクロトロンで使用する際の duty は、更に1桁小さい。

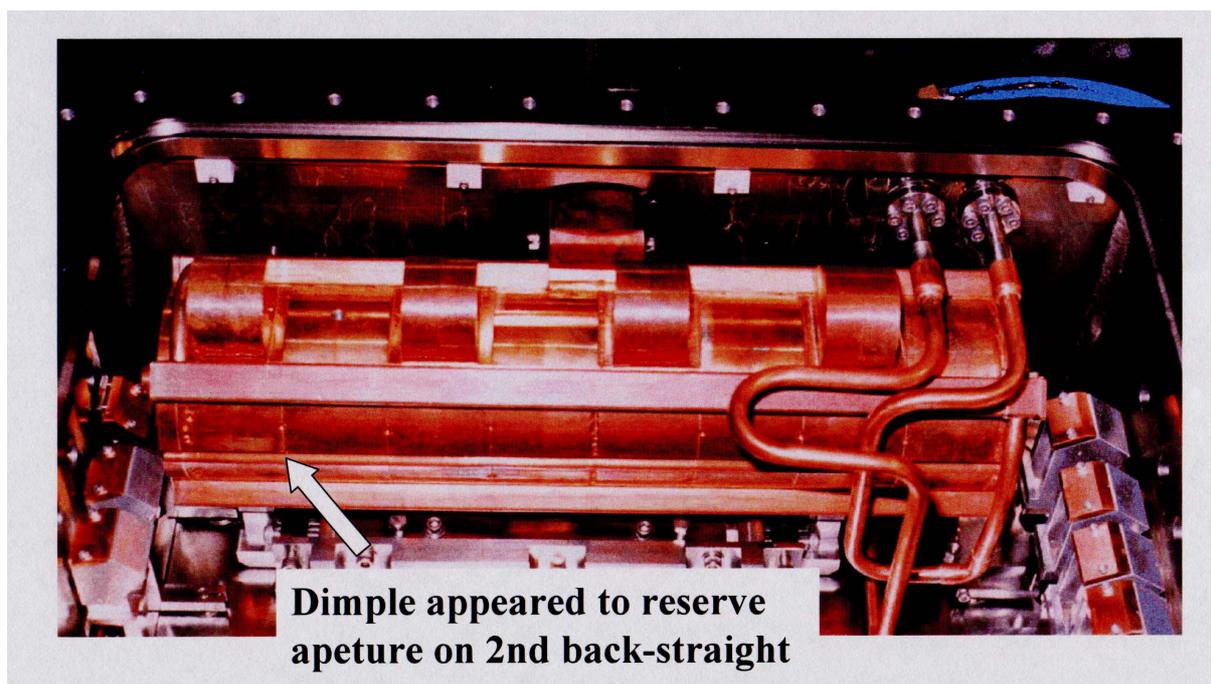


図A.4-13 側空洞結合型加速管の構造

Sバンド加速管（Side Coupled Cavity）の構造を示す。両端が half cell、その間に full cell が7個、計8個相当の full cell を有する加速管である。中央の full cell から電力が供給される。上下の側面に coupling cell が交互に配され、各 cell をRF的に couple させている。

$\pi/2$  mode の加速管であり、unit cell 長が半波長  $\lambda/2$  に等しいので、図からわかるようにRF的には全長が  $(\lambda/2) \times 8 = 42 \text{ cm}$  である（波長  $\lambda = 10.5 \text{ cm}$ ）。物理的な加速管全長は 50 cm である。空洞の外径 102 mm は、2ターン目バックストレートの軌道と干渉するか否か、検討の際に重要になってくる数字である。

電子はこの加速管を1回通過する毎に 6 MeV 加速され、合計 25 回通過することにより 150 MeV のエネルギーを得る。



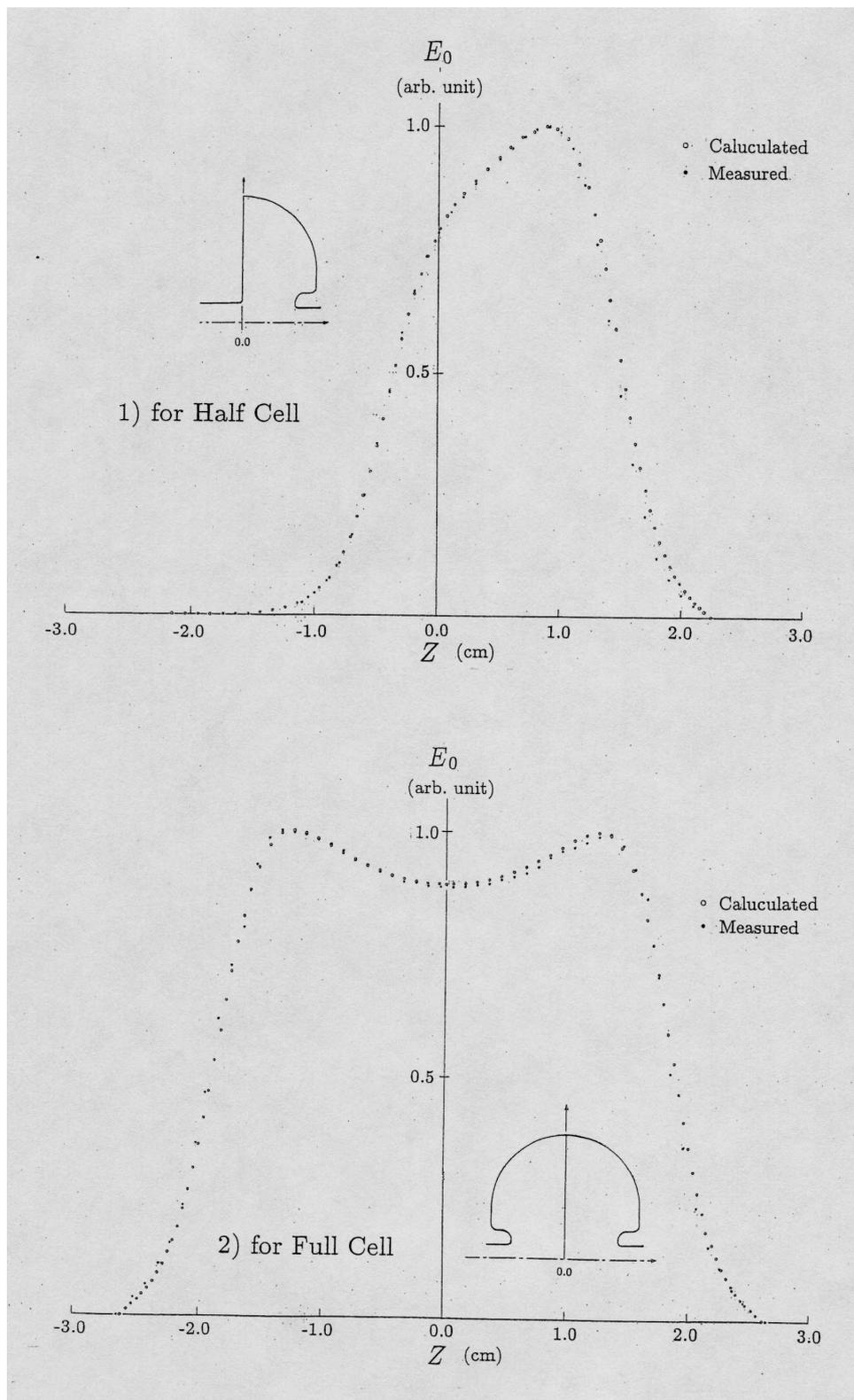
**図A.4-14** 2ターン目戻り軌道用の切り欠き

真空槽の中に据えられた6MeVライナックをバックストレート側から見たもの。電力供給用のRF couplerは図の奥側中央に位置している。2ターン目戻り軌道のアパーチャを確保するために、ライナックの側面をmedian plane上でφ10mmの半円状に切り欠いている。こうして2ターンのreturn pathを確保することにより、エネルギー $E_{2nd}=12.7\text{MeV}$ 以上のビームが加速管に衝突することなく周回することができる（[図4-3-3](#)参照）。

* * * SUPERFISH RESULTS * * * * * * * * *											
CAVITY LENGTH =		5.248 CM			CAVITY DIAMETER =		8.382 CM				
MESH DIMENSION (APPROX. HORIZONTAL VALUE)		=			0.050 CM						
FREQUENCY (STARTING VALUE =2876.0000)		=			2875.6245 MHZ						
NORMALIZATION FACTOR (E0=1 MV/M)		ASCALE =			5765.4						
STORED ENERGY (FULL CAVITY)		=			0.000333 JOULES						
POWER DISSIPATION (FULL CAVITY)		=			326.499 WATTS						
T,TP,TPP,S,SP,SPP =		0.7768		0.0657		0.0072		0.5302		0.0634	0.000
Q =		18451			SHUNT IMPEDANCE =		160.736 MOHM/M				
PRODUCT Z*T**2		ZTT =			96.988 MOHM/M						
MAGNETIC FIELD ON OUTER WALL		=			1531 AMP/M						
MAXIMUM ELECTRIC FIELD ON BOUNDARY		=			3.024 MV/M						
EZ ON AXIS (MV/M)											
1.268	1.269	1.272	1.277	1.285	1.295	1.309	1.325	1.345	1.367		
1.390	1.412	1.431	1.440	1.432	1.395	1.324	1.251	1.170	1.086		
0.999	0.908	0.816	0.725	0.638	0.555	0.479	0.410	0.349	0.294		
0.247	0.206	0.171	0.141	0.115	0.093	0.074	0.057	0.042	0.028		
0.015	0.000										
AT Z VALUES OF (CM)											
0.000	0.060	0.155	0.254	0.353	0.453	0.554	0.654	0.754	0.854		
0.953	1.053	1.151	1.249	1.346	1.440	1.529	1.600	1.654	1.702		
1.748	1.792	1.835	1.877	1.919	1.961	2.002	2.043	2.083	2.124		
2.164	2.204	2.244	2.285	2.325	2.365	2.405	2.446	2.487	2.528		
2.571	2.624										

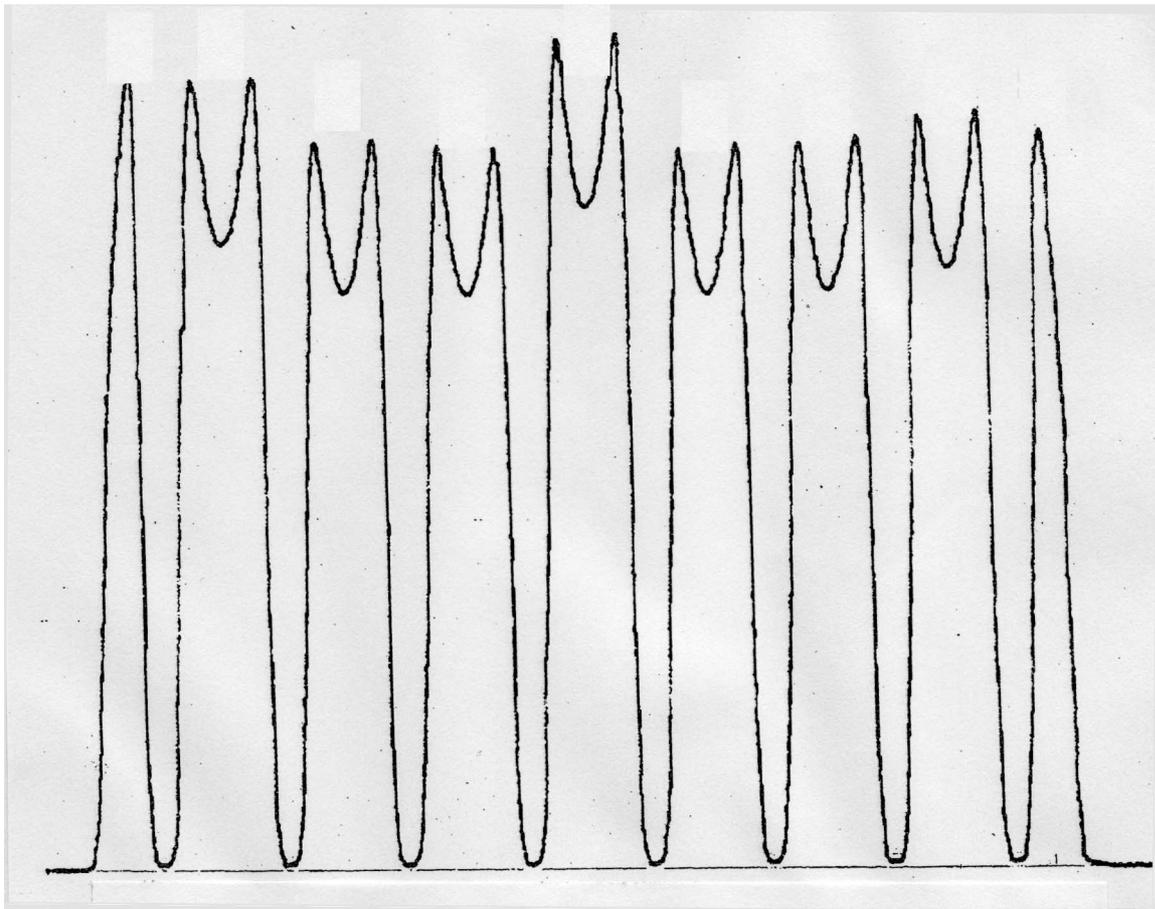
**表A.4-2 単位空洞のRF特性 (SUPERFISH Output Summary)**

電磁場計算は unit cell と half cell の各々について行った。上の表は unit cell についての output summary である。先に表A.4-1に示した Q-value, Shunt Impedance (Z\*T2)はこの計算値の80%としたものである。



図A.4-15 加速空洞の軸上電界分布

Half cell と full cell の軸上電場分布を示す。計算値はSUPERFISHで得られたもの。実測値と良く一致している。ビームシミュレーションには計算値を使用した。



図A.4-16 加速管の全セルにわたる軸上の電場分布

Bead perturbation method で測定したマイクロトロン初号機用加速管の全セルにわたる電場分布を示す（縦軸は任意目盛）。測定値の平方根をとることで、各セル間の電界強度を相対的に比較できる。中央の coupling cell が最も電界が強く、この最高値を基準に他の cell の電界強度を下に比較してみた。比較の対象点は各cell におけるピーク値である。図の左から Cell No. 1~9 にとった（両端のNo.1 & 9 が half cell）。各セル間で2~7%のばらつきがみられる。

Cell No.:	1	2	3	4	5	6	7	8	9
E-field strength:	0.977	0.974	0.936	0.932	1.0	0.932	0.936	0.953	0.943

図から各空洞間に電界強度で2~7%のばらつきがみられることがわかる。ビームシミュレーションでは、理想的な同一特性の空洞が並んでいることを前提としており、各空洞の個性差は考慮されていない。しかしながら、実際の加速試験の結果から判断して、150 MeVビームの輸送効率は加速管全体としての加速条件で決まるようである。

SCC型の加速空洞はQ値が高く、かつ加速に寄与しない結合空洞が中心軸上に位置しないため、消費電力に対する加速効率を高くとれる利点を有する反面、図A.4-13からわかるように、結合空洞を両側面に配置するため構造が複雑になっている。ちなみに、Wisconsin大では軸上結合型（On Axis Coupling Cavity : OAC型）の加速管を採用しているが、その無負荷Q値は~9000でありSCC型の~16000と比べて低い。

150 MeVマイクロトロンに必要なRF電力 ( $P_{rf}$ ) を調べておく。ビーム負荷 ( $P_{beam}$ ) は、150 MeVまで加速されたビームの有効負荷 ( $P_{150MeV}$ ) と途中でロスするビームの無効負荷 ( $P_{loss}$ ) からなる。加速電流  $I_{150MeV} = 5 \text{ mA}$  のとき、 $P_{150MeV} = 0.8 \text{ MW}$  である。一方、無効負荷はシミュレーションで予測されるロスビームの比率から、 $P_{loss} \approx 0.5 P_{150MeV} = 0.4 \text{ MW}$  と見積もることができ、あわせて  $P_{beam} = P_{150MeV} + P_{loss} = 1.2 \text{ MW}$  となる。RF空洞で所定の加速電界  $E_{acc} = 15 \text{ MeV/m}$  を得るために必要な励振電力 ( $P_{Cu}$ ) は、実効シャントインピーダンスを  $Z_{eff}$  として、以下の式から求まる。

$$P_{Cu} = \frac{(E_{acc})^2}{Z_{eff}} \cdot L \quad (\text{A.4.1})$$

ここで、Lは加速管の全長で  $L = 0.42 \text{ m}$  (8 full cell 長) である。表A.4-2の計算結果では  $Z_{eff} = 97 \text{ M}\Omega/\text{m}$  であるが、実用機では安全をみて表A.4-1のように  $Z_{eff} = 80 \text{ M}\Omega/\text{m}$  とみており、 $P_{Cu} = 1.2 \text{ MW}$  を得る。したがって、150MeVマイクロトロンの加速管に必要なRF電力としては、 $P_{rf} > (P_{Cu} + P_{beam}) = 2.4 \text{ MW}$  以上あればよい。RF電力伝送系とライナックとの間に必要な結合係数 ( $\beta_0$ ) の大きさは、

$$\beta_0 > \beta_{min} = \frac{P_{Cu} + P_{beam}}{P_{Cu}} = 2.0 \quad (\text{A.4.2})$$

より、 $\beta_0 > 2$  としておく必要がある。現実には  $I_{150MeV} \approx \text{数 mA}$  で十分と知っていたので、実際の加速管は  $\beta_0 = 2$  とした (初号機)。HiSOR用マイクロトロンは  $I_{150MeV} = 10 \text{ mA}$  の仕様であり、ビーム負荷が倍増するので、 $\beta_0 = 4$  にカップリングを深くしている。

表A.4-2の加速管の特性（無負荷Q値： $Q_0$ ）から、ビーム負荷の変動等に対するRF応答特性（時定数： $\tau$ ）がわかる。下の関係式を用いて負荷Q（ $Q_L$ ）を $Q_0$ から求めると、 $Q_L = 5000$ を得る。

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_0} \quad (\text{A.4.3})$$

ここで、 $Q_0 = 15000$ （表A.4-1）としたが、これは計算値（表A.4-2）の80%を実用値とみなしたものである。時定数 $\tau$ を $Q_L$ で表すと、角周波数を $\omega$ として、

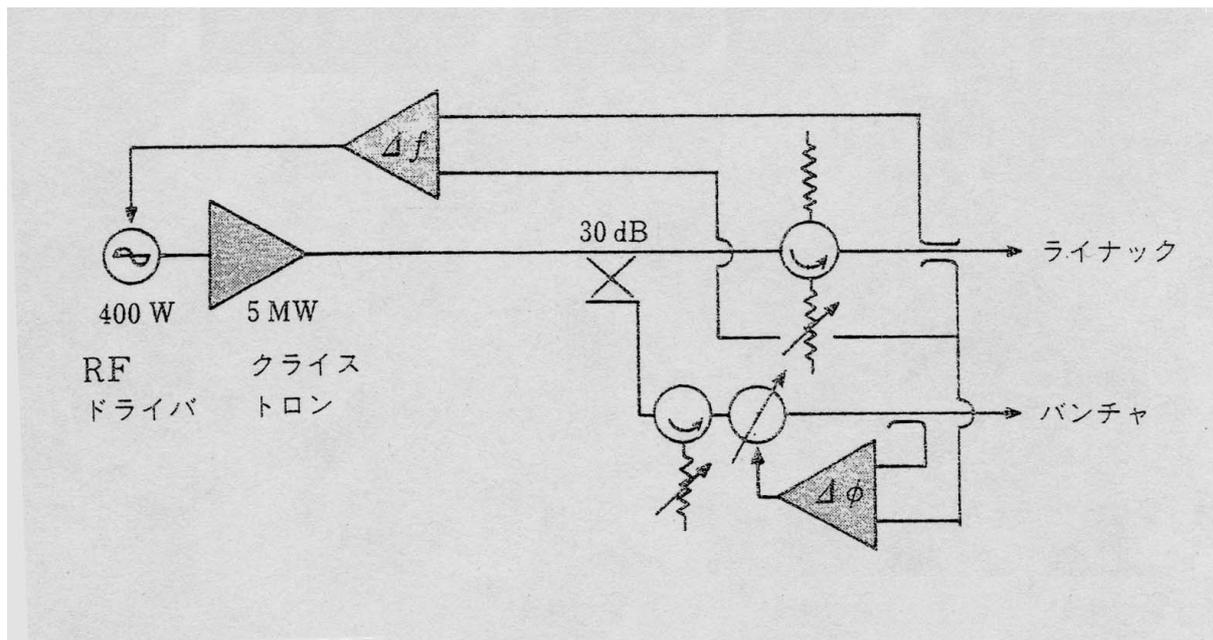
$$\tau = \frac{2Q_L}{\omega} \quad (\text{A.4.4})$$

となり、 $\tau = 0.56 \mu\text{sec}$ を得る。この時定数は、本文中の図5-1-5にみられるように、実際のビーム加速試験で観測されている。図で150 MeV出力ビームが楕の歯状に約0.5  $\mu\text{sec}$ の周期で表れており、この時定数と一致している。

表A.4-1に基本仕様が記載されているマイクロ波電源はラインタイプパルサーであり、6段のPFN（Pulse Forming Network）で構成されている。電力増幅器には最大定格400 W出力のRFドライバーで励振される定格出力5.5 MWのクライストロンが使われており、最大デューティ0.1%（6  $\mu\text{sec}$  x 180 Hz）である。図A.4-1 7は改良後の簡素化されたRF系を模式的に示している（当初のRF系は [2 7]、[4 5]）。1号機のRF系に関しては、医療用のライナックシステムから導入したため、2号機以降で変更した点がいくつかある（下記）。

- ・基準発振器が当初はVCO、2号機以降では外部入力のシンセサイザ方式とした。
- ・RFドライバーの電力増幅部を板極管からソリッドステートに置き換えた。
- ・全幅6  $\mu\text{sec}$ のRFパルスのフラットトップ部でパルス平坦度の目標を2%→0.5%にアップ。

SRリングの入射器として、マイクロトロンは早い繰返しを必要とせず（ $\leq 10$  Hz）、また引出し電流に対する要請もピーク電流値で数mA（ $\leq 5$  mA）であり、正味有効なビーム負荷は0.8 MW以下である。従って、特殊な用途に兼用されるHiSOR用マイクロトロンを除き、最大10 Hzでよく、RF電力についても上記クライストロン定格出力の1/2（ $\sim 2.5$  MW）で十分である。従って、クライストロンの長寿命化を図るため、通常はハーフ出力のモードで使用する。図A.4-1 7でわかるように、クライストロン出力の大部分は導波管を經由して主



図A.4-17 簡素化後のRF系模式図

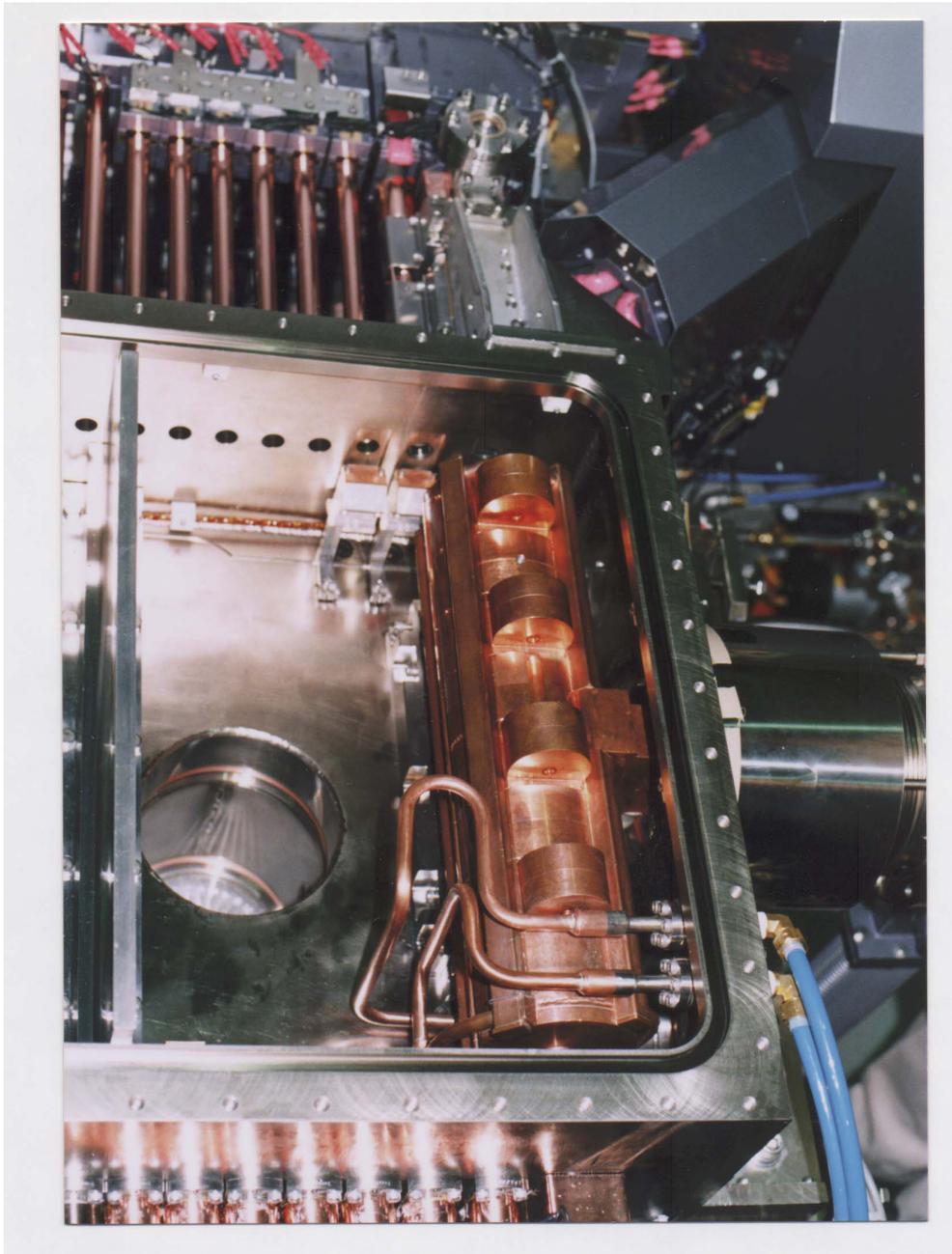
初号機では医療用ライナックシステムを一部変更したうえで導入した。方向性結合器で反射波が最小になるようにライナックの同調を取るフィードバック系は、そのまま使用可能であった。ライナックへ送る電力は、4-port circulator にステップングモーター駆動のT-shunt を付けて、コントロールしている。

バンチャー用には5kWの分岐ラインを準備する。バンチャー（入射系の図A.4-4(a)参照）はSUS製（ $Q \sim 300$ ）で、チューナー（モーター駆動）とRFピックアップは附属しているが、フィードバック系は設けていない。ただし、水冷で温度コントロールは行っている。

負荷の加速管に注入される。導波管内部には放電防止用のSF6ガスがゲージ圧2気圧で封入されており、途中4ポートサーキュレータを設置して、負荷のミスマッチ等による電力の逆流から増幅器のクライストロンを保護している。同時に、サーキュレータの1ポートに遠隔操作が可能なTシャントを付設して、加速管への供給電力を調節する。

負荷の加速管は高Q空洞のため、通常は同調を保つフィードバック系を使用するが、現実にはその機能を使用しなくとも十分運転が可能である。理由は、 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ に安定化した冷却水を循環させることによって、最大でも10Hzという低ディーティーの下では支障を来さない温度安定度が得られているためである（注：SRリングの入射器として運転される時間は一回当たり数分～十数分程度）。ライナック以外のRF負荷はバンチャー1個である（オプション）。バンチャーは製作・調整の容易さを考えてSUS製とした。低Q空洞（ $Q\sim 300$ ）のため、同調を取るためのフィードバック系は設けていない。ただし、冷却水で温度管理は行い、モーター駆動のチューナーも装備している。供給電力が最大5 kWと小さいので、電力フィーダーもN型のフィードスルーである（入射系の図A.4-4(a)参照）。

図A.4-18はライナックが所定の場所、即ちマイクロトロン本体の主軌道（1ターン目）上に据えられた際の写真である。左右両側の主電磁石に挟まれた中央部に位置する主真空槽の内部で、入射系側に設置されている。冷却配管を大気中から導入して加速管を水冷するため、配管がビーム軌道を避けて配置されている。加速管それ自体は真空容器に収納されるため、真空気密である必要はない。従って、上下に付随する結合空洞の側面中央に見える開口部（製作時の周波数調整に使用）などは、多少とも加速管のコンダクタンスに寄与するように、そのまま塞がずに使用している。



**図A.4-18** 所定位置に据え付けられた6 MeVライナック

右上方に入射系が位置し、ビームは上方のシケーンを経由して入射される。RF電力は真空槽の右側から供給される。真空槽の下部中央にみえるホールは真空排気用のポートである。手前に見える冷却配管は、2~3ターンと3~4ターンの間隙を縫ってセットされている。

### III. 周回軌道系（電磁石など）：

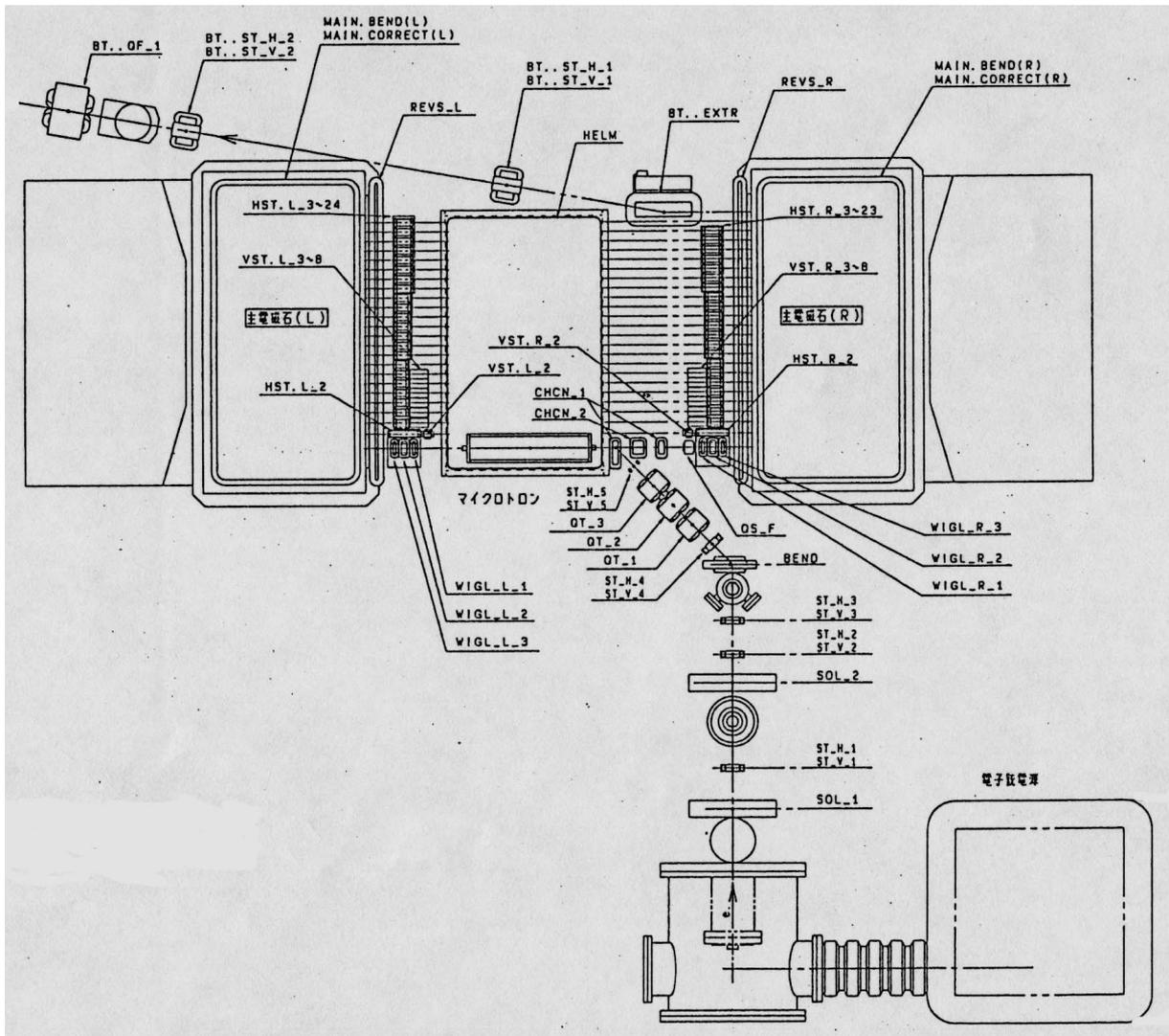
周回軌道系とは、マイクロトロン本体（周回系）にあって、加速管のRFに同期して電子ビームが繰り返し加速されるようにビームを周回させる、そのために必要な多数の大小磁石類の他に真空系を含む装置をいう。ただし、RF系については別途前項で述べた。また、モニター系、制御系については次項で記述する。

#### III- a). 電磁石系：

改良後の1号機について、マイクロトロン全体の磁石類の配置を[図A.4-19](#)に示す（周回系の磁石配置[図5-1-2](#)を拡張）。改良に当たって、各周回軌道のバックストレートからPMQ-Doubletが除外され、ビームダイナミクスのにも構造的にも簡明な周回系になったが、他にも磁石系に関連した重要な改良点がある。[図A.4-20](#)に示されている逆磁場及び主電磁石の相対的位置関係と、その構造である。図には改良前の磁場分布が示されており、[図4-2-4](#)の改良後の分布と比較すると、逆磁場の強度と分布（漏れ磁場の状況を含めて）が異なっている。

初期設計の盲点のひとつに漏れ磁場の影響が挙げられ、それを如何に減少させるかは改良設計のひとつの課題であった。逆磁場磁石を主磁石から構造的に分離し、そのリターンヨークを貫通してビームを通すことで、磁気遮蔽板を除去できるまでに改善された。当初の構造は、Lund大MAX-I入射器 [\[24\]](#) やLANL-NISTのCWマイクロトロン [\[A11\]](#) の方式であり、改良後の構造は、Wisconsin大Aladdin入射器 [\[25、26\]](#) の方式である。ただし、構造的にはW大と同じ方式でも、上述のように磁場分布は異なる。逆に、Lund大とW大では構造が違うにも拘らず、逆磁場強度を含め磁場分布は類似である。

補正磁石に関しては、当初W大に倣って逆磁場磁石の磁極を楕形にし、そこへ個別ターン用の補助コイルを巻きつけて横ステアラの機能を付加する方式を採用していたが、改良時に変更した。周回軌道のビーム調整を水平ステアラでおこなう際、磁気回路のカップリングによる隣接ターンへの不要な影響を排除しきれなかったためである。ステアラの電流値を変更する際、予め隣接ターンへの影響を予測して、他のステアラも同時に微調整することで不要な効果を打ち消すようなマトリクス制御を試みたものの、効果不十分であった。改善策は独立の水平・垂直ステアラを配置することであり、その結果、調整・操作の簡明な機能分離型の構成になった。従って、逆磁場電磁石の手前に、横ステアラが並んでいる



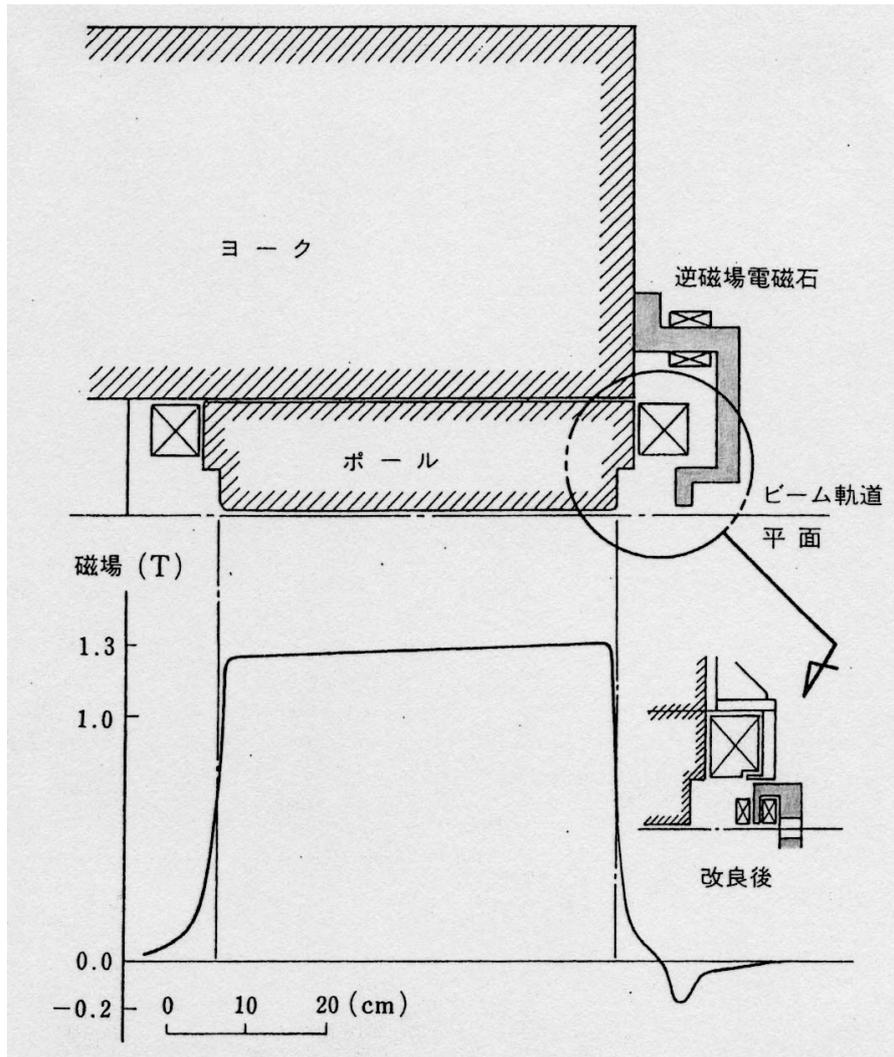
図A.4-19 150 MeVマイクロトロン全体の電磁石配置

周回系の各磁石の略称については、本文の図5-1-2に解説がある。一般に、

L: 右側 ; R: 左側、H: 水平方向 ; V: 垂直方向、F: 集束 ; D: 発散、を表す。また、

BT: BT系 (150 MeVビーム)、ST: ステアラ、MAIN: 主電磁石、REVS: 逆磁場磁石、を指す。

入射系特有の磁石に、SOL: ソレノイド磁石、BEND: 45° 偏向磁石、QT: Q-Triplet、がある。



図A.4-20 主電磁石と逆磁場磁石の構造（改良前後の違い）

初期の構造（Lund/Los Alamos方式）は漏れ磁場によるビーム軌道の変移が大きく、逆磁場磁石の前方に磁気遮蔽板を必要とした。主電磁石と逆磁場磁石を分離した改良後の構造（Wisconsin方式）ではそれが不要である。ただし、微弱な漏れ磁場に対する対策は、加速管を収納する真空槽やバックストレートのビームダクトに対して施されている。

図は旧構造で得られた磁場分布を示している。Lund方式とWisconsin方式は構造が異なるものの、逆磁場強度および磁場分布に関しては類似している。改良後の磁場分布（図4-2-4）では、逆磁場の強度（ピーク値）とその局在性で際立っている。

磁気抵抗の違い等に起因する場所による磁場の不均一を防ぐために、バッファとしてポールとヨークの間にはパーセルフイルター（或いはギャップ）と称される間隙が設けられている。

(図A.4-19)。最初の8ターン目までは、縦方向の微調が必要になる可能性を考えて縦ステアラも準備した。縦・横ステアラは、各ターンのバックストレート左右に配置した。ステアラの機能を分離・独立させたことでビーム調整が容易になったことは間違いないが、これまでの調整から縦ステアラは先ず使う必要がなく、横ステアラも各ターンに1台あれば十分と判明した。現在では最初の数ターンを除き、補正磁石を各ターン1個に減らして機器の簡素化とコストダウンを行っている。

マイクロトロン本体の左右両側に位置する主電磁石（180° 偏向電磁石）は、マイクロトロン全体で最大かつ最重量物の構成要素であり、その前面に配置された逆磁場電磁石（磁場が主電磁石と逆極性）とセットで機能する。主要仕様を表A.4-3に示す。主電磁石は1100 x 530 mm<sup>2</sup>の磁極面積を有し、使用磁場強度1.23 Tである。磁場分布に関しては、垂直方向の集束機能を持たせるため、図A.4-20でわかるように端面から奥に向かって dB/dr = -0.14 T/mの磁場勾配を持たせている。この勾配は磁極間隙を前面で10 mm、後面で10.56 mmと僅かに傾斜させることにより得ている。

S.P.Kapitza らによれば、マイクロトロンでビームを N 回周回させるとき、主電磁石に要求される磁場の一様性 ( $\Delta B/B_0$ ) は周回数の自乗 ( $N^2$ ) に比例して厳しくなり、

$$\frac{\Delta B}{B_0} \leq \frac{1}{3N^2} \quad (\text{A.4.5})$$

で現される [A17]。150 MeVマイクロトロンの場合、N=25より0.05%の一様性を要求される。一般に磁極間隙の局所的変動（ばらつき）が磁場の一様性に影響を及ぼすので、この精度を磁極間隙のばらつきに置き換えると Gap = 10 mmの0.05%、即ち5 μmに相当する。換言すれば、上下の磁極面を各々2.5 μmの精度で仕上げなければならない。磁極単品の製作精度に関しては、超精密平面研削盤を使って仕上加工をおこなうことによつて、上記磁極面積にわたって公称±1 μmの面粗度を得た。そして、勾配を有する磁極間隙を μmの精度で保持するために、上下ポールの間にはポールスペーサと呼ばれる公差が数 μmの高精度部品を挿入する (図A.4-21)。また、ヨーク鉄材の局所的透磁率の違いなど、磁気回路の条件が異なることに起因する磁場の不均一を緩和するため、磁極とヨークの間にパーセルフィルターと称される間隙が2 mm設けられている。

第3章の最後でふれたRoyal Institute of Technology (Stockholm, Sweden) の50 MeVマイクロトロンの記述によれば、上式で要求される磁場精度を達成するには  $N \leq 20$  が現実的である

表A.4-3 主電磁石と逆磁場磁石の主要仕様

主電磁石：

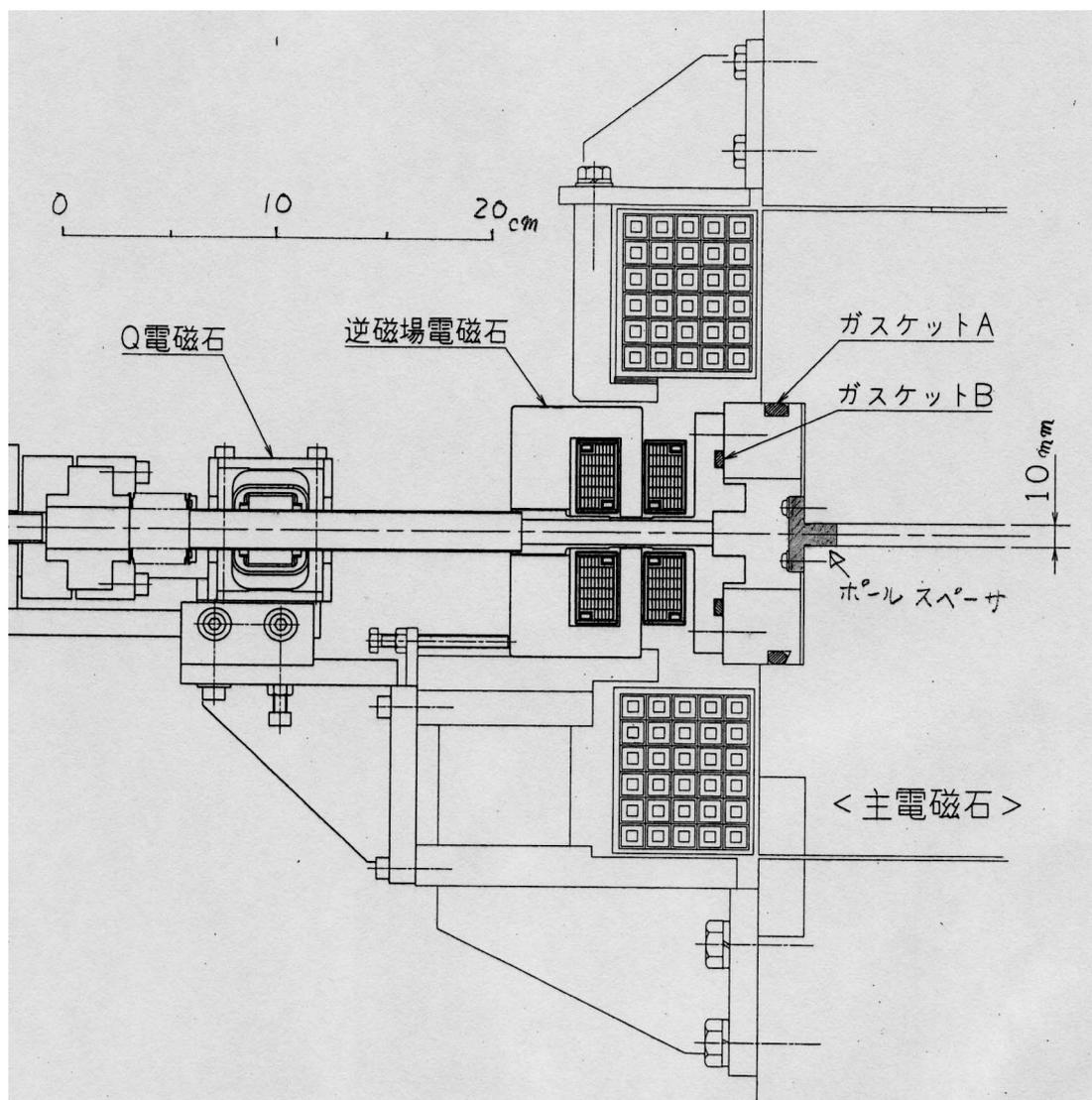
磁石寸法	幅1.2 m x 長さ1.1 m x 高さ1.2 m	
磁極間隙	10	mm
定格磁場	1.23	Tesla
磁場勾配	0.14	Tesla / m
起磁力	9000	AT / coil
コイル (ホロコン水冷)	30	turn / coil
最大電流・電圧	300 A x 7.3 V / coil	
消費電力	~2	kW / coil
総重量	~13	ton

逆磁場磁石：

磁石寸法	幅6 cm x 長さ120 cm x 高さ11 cm	
磁極間隙	14	mm
磁極幅	10	mm
定格磁場	0.3	Tesla
起磁力	4200	AT
コイル (間接水冷)	88	turn
最大電流・電圧	50 A x 28 V	
消費電力	~1.3	kW

主電磁石と逆磁場磁石はペアで機能し、左右両側に対向して配置される。左右の主電磁石間の距離は、マイクロトロン周回系の調整パラメータのひとつであり、共通架台の上に乗せることで微調が可能な構造となっている（注：現在まで、このパラメータを調整する必要性が生じたことはない）。

電源の安定度は、主電磁石用： $1 \times 10^5$ 、逆磁場磁石用： $1 \times 10^4$ 、他は大部分の電磁石電源が、 $1 \times 10^3$ である。起磁力の算定には、磁極間隙の他に上下2箇所のパールフィルタ（各2mm）の存在に留意する必要がある。



図A.4-21 主電磁石及び逆磁場磁石の構造詳細（右側）

逆磁場磁石が主電磁石の漏れ磁場を防ぐ磁気シールドの役目を果たしていることが図の構造からわかる。主電磁石の間隙にはポールスペーサという高精度の機械加工品を挿入し、ポールギャップ10mm（端面から奥に向かって勾配を有する）に必要な数 $\mu\text{m}$ の精度を維持する。

構造上、主電磁石廻りの真空封止にはゴムガスケットが使われる。なお、図は1ターン目の主軌道を示しており、唯一のQ電磁石（QS\_F）が表示されているが、縦・横ステアアはみえていない。

という[3 6]。即ち、1980年代の当初は、まだ $\Delta B/B_0 \geq 0.1\%$ と想定しておくのが妥当と思われていた時代である（本節の末尾に関連事項を追記）。

逆磁場電磁石の目的の基本は、加速管で初回の加速を受けた6 MeVビームを、主電磁石との組み合わせで360°折り返して正確に加速管の軸上にUターンさせることにある。その後、周回ビームが位置的にも時間的にも正しく加速管に戻ってくるためには、左右の磁場形状を対称にしておく必要があり、その理由から左右に同一の逆磁場磁石が配置されている。主磁場強度の1.23 Tに対し、逆磁場は0.3 Tである。この値は、上記Uターンビームの集束条件から決められる。磁極間隙15 mmに対し磁極幅10 mmという寸法（図A.4-2 1）からわかるように、逆磁場の分布には平坦部がない（図4-2-4）。

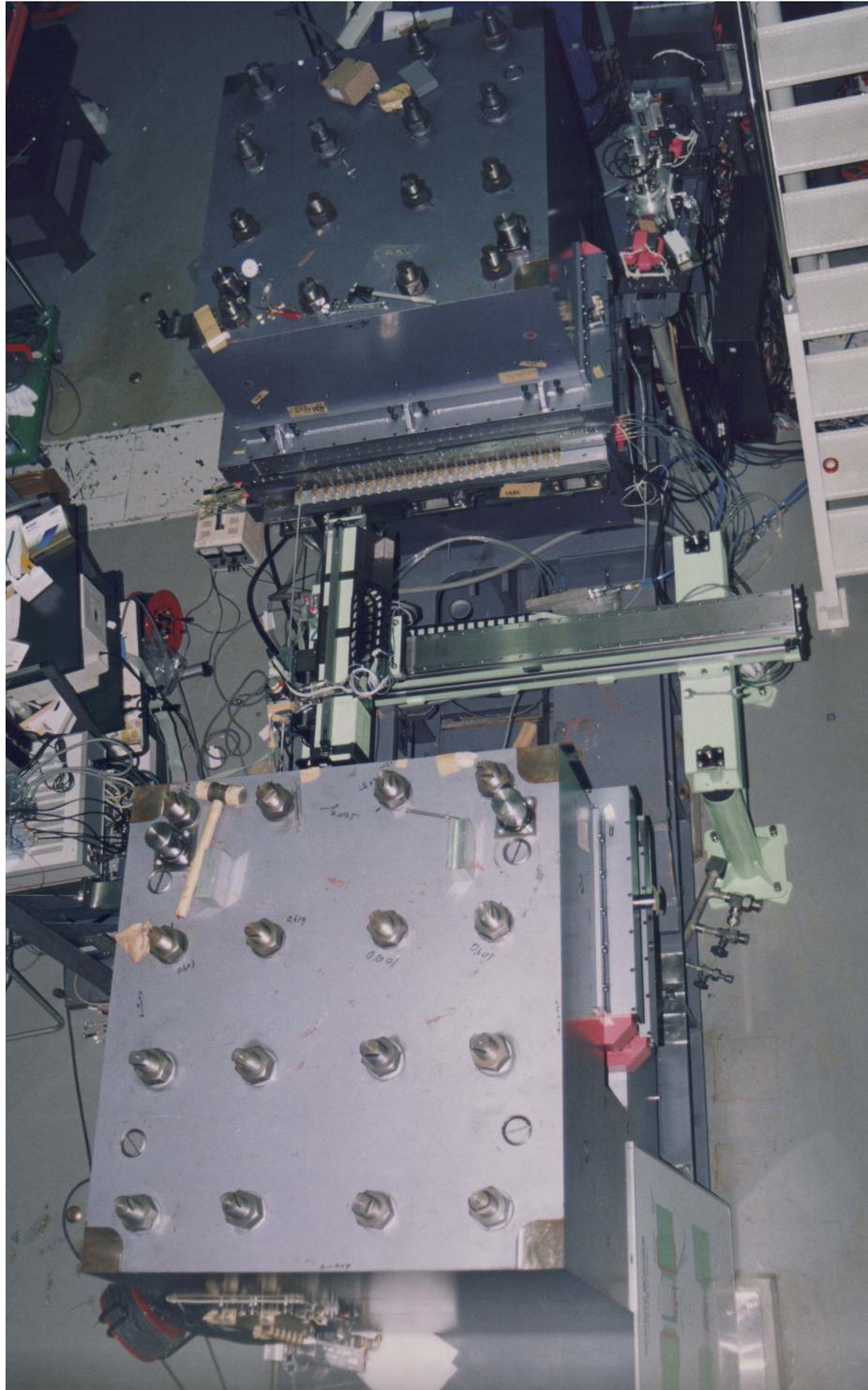
改良時に逆磁場から分離して新設された横ステアラの能力に関しては、主磁場のばらつきを±0.01 Tまで補正できるようになっている。縦ステアラについては、バックストレートに横ステアラと前後して配置し、1台で±10 mradまでの角度補正が可能である。

周回系に多数あった集束要素（大部分がPMQ-Doublet）は改良策ですべて不要となり、唯一残った要素が1ターン目の水平方向集束用Q電磁石（略称QS\_F）である。その仕様は、ボア径18 mm、磁極長20 mm、最大磁場勾配2 T/mである。

最終25ターン目のバックストレートには150 MeVビームを取り出すために引出し電磁石が置かれている。ビームアパーチャに余裕を持たせるため、磁極間隙は当初の6 mmから10 mmに広げ、磁場強度0.4 Tで150 MeVビームを10度偏向させるC型電磁石である。構造上、開口部が24ターン目のバックストレートを向いているため、漏れ磁場を遮蔽する磁気シールドが必要である。

### III- b). 磁場測定：

各電磁石については、まず単体で磁場測定を行い、その性能を確認した。主電磁石とその前面に位置する逆磁場磁石とを組み上げた状態における磁場分布は、精度の高い測定を必要とし、図A.4-2 2はその組合せ磁場測定を行っている様子を示す。測定時には2台の主電磁石を全体架台の上に据え、その間に磁場測定装置をセットして、左右片方ずつ測定した。得られた磁場測定の一例が本文の図4-2-4である。磁場に関連したキーコンポーネントは主電磁石であり、測定領域、磁場の強さ、要求される一様性、測定の所要時間など、どの項目をとっても群を抜いている。



図A.4-22 主電磁石と逆磁場磁石を組合せた磁場測定（全景）

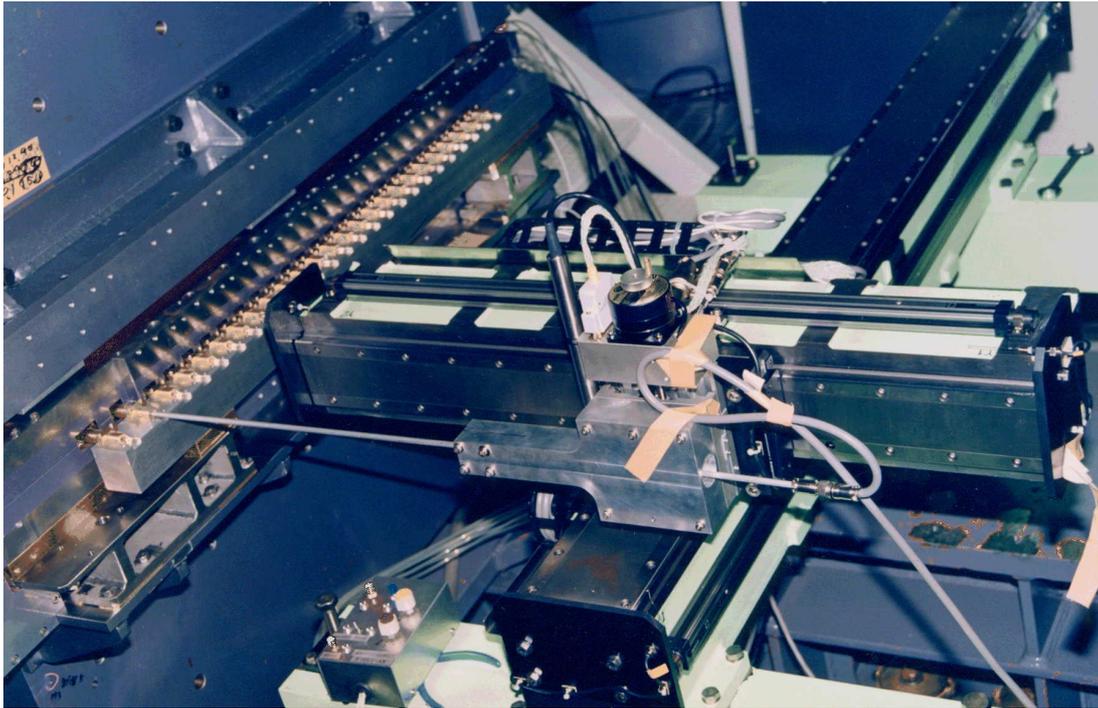
左右の主電磁石を共通の架台上に据付した後、その間に磁場測定装置をセットする。装置はマグネスケールによる2次元駆動型である。磁極間隙が10 mmと狭く、組合せ磁場測定はmedian plane上でのみ行った。予め、主電磁石だけの粗いマッピング（ピッチ5 mm）を奥行400 mmまで行っておき、精度を要する組合せ測定は主電磁石の端面近傍に限定した（ピッチ0.5 mm）。

磁場測定的方式自体は一般的なものである。即ち、ホール素子をプローブとして支持棒（パイプ）の先端に取り付け、XYテーブルで駆動してマッピング測定を実施する。[図A.4-23](#)に測定装置の詳細を示す。XY駆動装置（リニヤガイド）の中央部にみえるアルミブロックのパイプホルダーにホール素子の支持パイプを固定し、図では見えないが電磁石内部に挿入されているパイプの先端に素子を取り付けられている。支持棒は直径5 mmの中空アルミ製パイプである。主電磁石の奥行き方向に400 mmの測定範囲が広がっているため、そのストローク長からアルミ棒がある程度撓むことは避けられず、その量を最小限に保つ意味でプローブの部分は極力軽くした。そして、その撓み量を一定に保つように、パイプホルダーがプローブと共に移動する。

磁場測定に際して、主電磁石の磁極間隙が10 mmと狭いために工夫を要した点がある。通常、ホール素子の温度依存性を補償するために素子を恒温槽に収納して一定の温度下で使用するが、今回はスペース的に無理であった。そのため、0.01°Cの精度で温度測定が可能なサーミスタを内蔵したプローブを製作し、ホール素子の温度を同時に測定することでその温度特性を校正できるようにした。その結果、 $B_{\text{meas}} > 1 \text{ T}$  で  $\pm 0.3 \times 10^{-4} \text{ T}$  の、また  $B_{\text{meas}} < 1 \text{ T}$  で  $\pm 0.6 \times 10^{-4} \text{ T}$  の測定精度を得た。測定（マッピング）は24時間連続でおこない、その際の誤差要因（電磁石電源の変動、室温の揺らぎによる磁極間隙の変化など）は、主電磁石内に設置されているモニター用NMRで補正した。このNMRで観測された変動は、12時間（1回のマッピング）で最大  $2 \times 10^{-4} \text{ T}$  であった。ちなみに、電源の安定度は主電磁石用が最も厳しく  $1 \times 10^{-5}$ 、逆磁場用が  $1 \times 10^{-4}$ 、他の小電源は  $10^{-3}$  である。

組合せ磁場測定（マッピング）においては、実際にビームが通る各軌道に沿って25ターン分のデータを収集した。主電磁石の入口近傍における分布を[図A.4-24](#)に示す。横軸の零点が主電磁石の端面であるから、およそ25 mm端面より入った地点で磁場が最大値1.23 Tになり、そこから奥に向かって弱集束の磁場勾配（下り坂）になっている。[図A.4-25](#)は主電磁石を端面から奥400 mmまで精密にマッピングして得られた分布である。図の等高線分布から磁場勾配  $dB/dr = -0.14 \text{ T/m}$  であることがわかる。また、磁石前面の両端、特に図の右端部に局所的盛上りが目立つものの、他の領域では  $\Delta B/B_0 \leq \pm 1 \times 10^{-4}$  T の一様性が得られているものと判断できる。

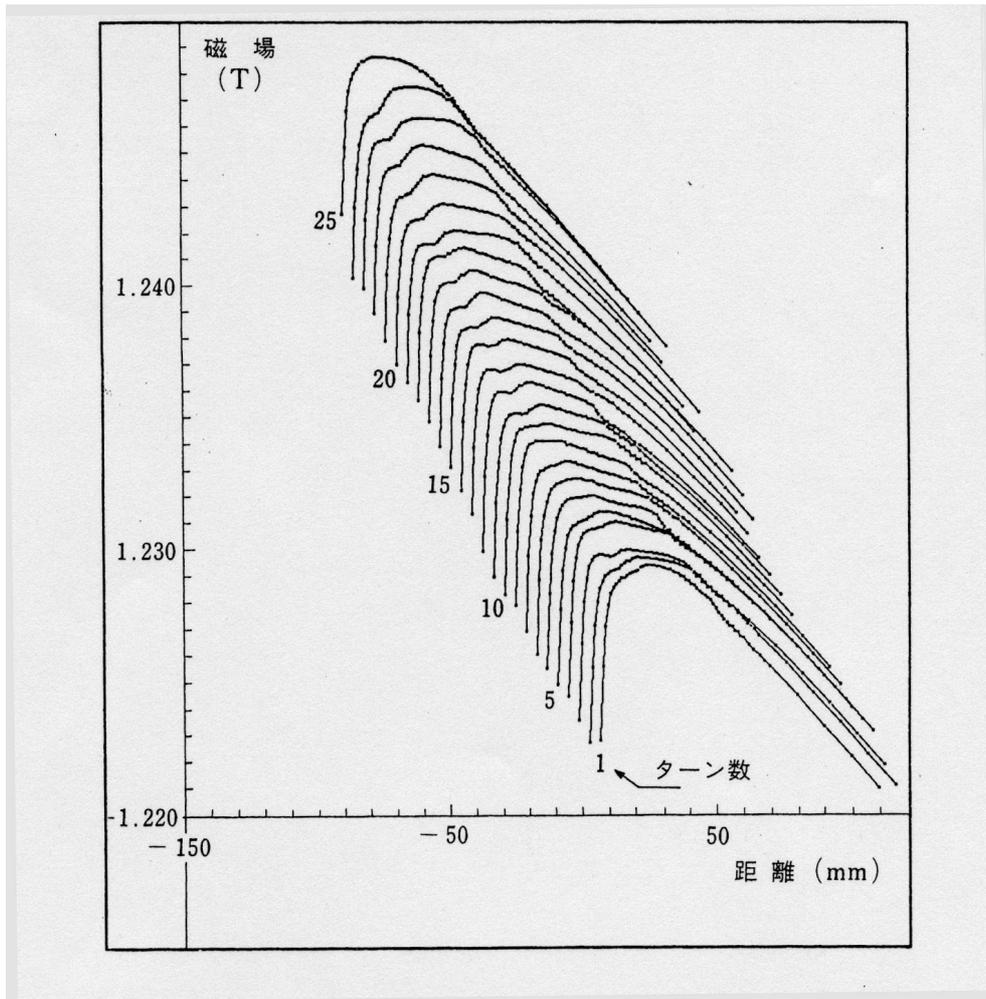
この両端部の局所的な非一様性は、励磁・減磁のプロセスによって変動することから、磁極端部における磁気飽和に関係している現象とみられる。再現性の良い磁場を得る方法として、まず最初に主電磁石を逆極性で励磁し、その後正規の極性で励磁するというパタ



図A.4-23 組合せ磁場測定の駆動部詳細

ホール素子は温度センサーとともに径5 mmの中空アルミパイプで支持され、主電磁石の奥400 mmまで届くストロークを有する。支持棒の撓みを防ぐため、先端プローブ部分は極力軽くしている。また、撓みの量が全ストロークで一定になるように、アルミパイプ自体とそのホルダー（写真中央のアルミブロック）とは固定されている。

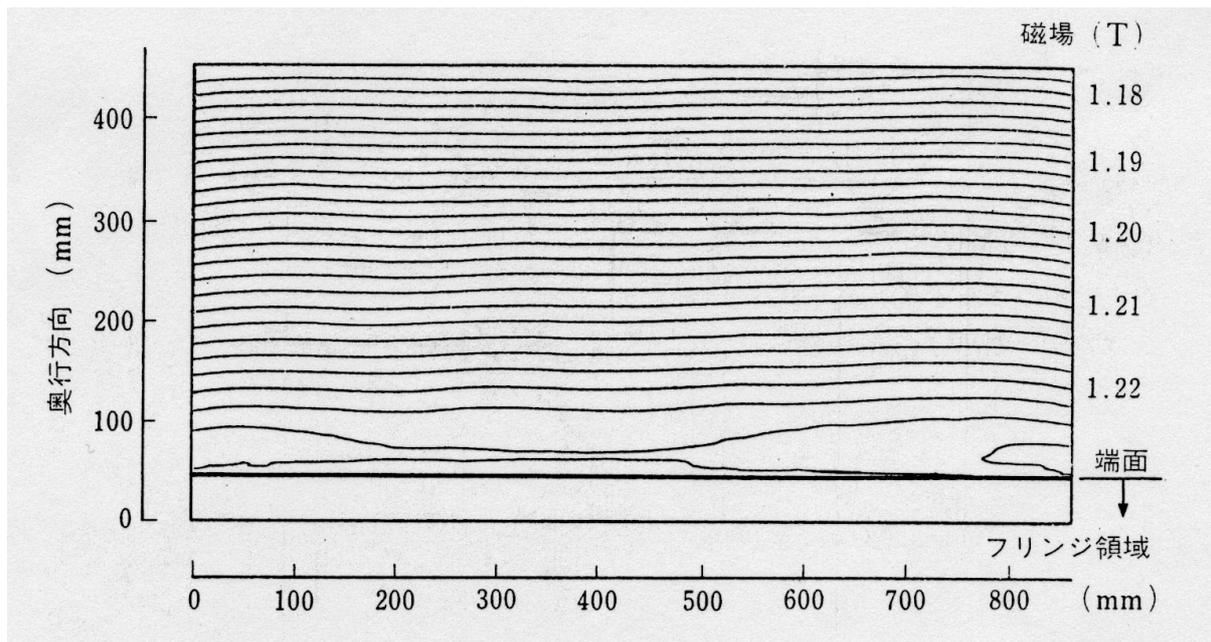
(x,y)平面内の駆動は2本のリニヤガイドで行い、上下には必要に応じて手動で高さを調節する。組合せ磁場測定はギャップが10 mmのため、上下方向に移動して測定する余地はほとんどない（median plane  $\pm 2$  mmの高さでの測定も行ったが、参考用である）。



図A.4-24 全ターンにわたる主電磁石前端面近傍の磁場分布

1ターン（主軌道）から25ターンまで、主電磁石入口近傍の磁場の様子を拡大したもの。横軸の原点は主電磁石の端面である（1ターン目）。2ターン目以降の分布は、見やすくするために原点を4mmづつ左へシフトしてプロットした。

1ターン目のプロットから、端面より約25 mm進入した地点で最大磁場 1.23 T になっていることがわかる。さらに奥へ10 mmも進めば、 $dB/dr = -0.14 \text{ T/m}$  の磁場勾配の領域と見なせる。次図に顕著であるが、本図でもやはり左右両端（1, 25ターン）から中央部に向けて凹んでいる傾向が表れている。



図A.4-25 主電磁石内部の磁場一様性 (等高線図)

主電磁石 (右) 内部の磁場分布を等高線で表示したもの。隣接する線間の磁場の差は $\Delta B = 0.002$  T ( $\Delta B/B_0 = 0.0016$ ) である。前端面の左右両端、特に右端の磁場が盛り上がり、前図でも見られた傾向、左右両端部から前面中央部に向けて磁場が下がっている様子が明瞭である。等高線の分布状況から、中央凹部と右端凸部の差が約 $0.002$  T (0.16%) とわかる。目標とする $\Delta B/B_0 = \pm 0.01\%$  より1桁大きい誤差であるが、入口近傍に限定された局所的誤差磁場であり、また右端の盛り上がり部は全ターンが通過する領域であることから、ビーム加速の障害になっている兆候は見当たらない。

1号機だけでなく、2号機以降にも同様の傾向が見られるため、構造上の原因に由来する局所誤差とみられる。したがって改善の余地があると思われるが、マイクロトロンを現状の仕様で使う限りビーム加速に不都合はなく、対策も講じていない。

ーンを実行した。こうしてヒステリシスを消去することで誤差磁場を $\Delta B/B_0 \leq \pm 5 \times 10^{-4}$  Tに制限し、初期の（アクセプタンスの小さい）マイクロトロンでも数十 $\mu$ Aの150 MeVビームを得ることができた。尤も改良後には、すべてのパラメータに対して余裕度が大きくなり、敢えてそのような手順を踏まなくてもビームの加速が可能である。

### III- c). 真空系（磁石類以外）：

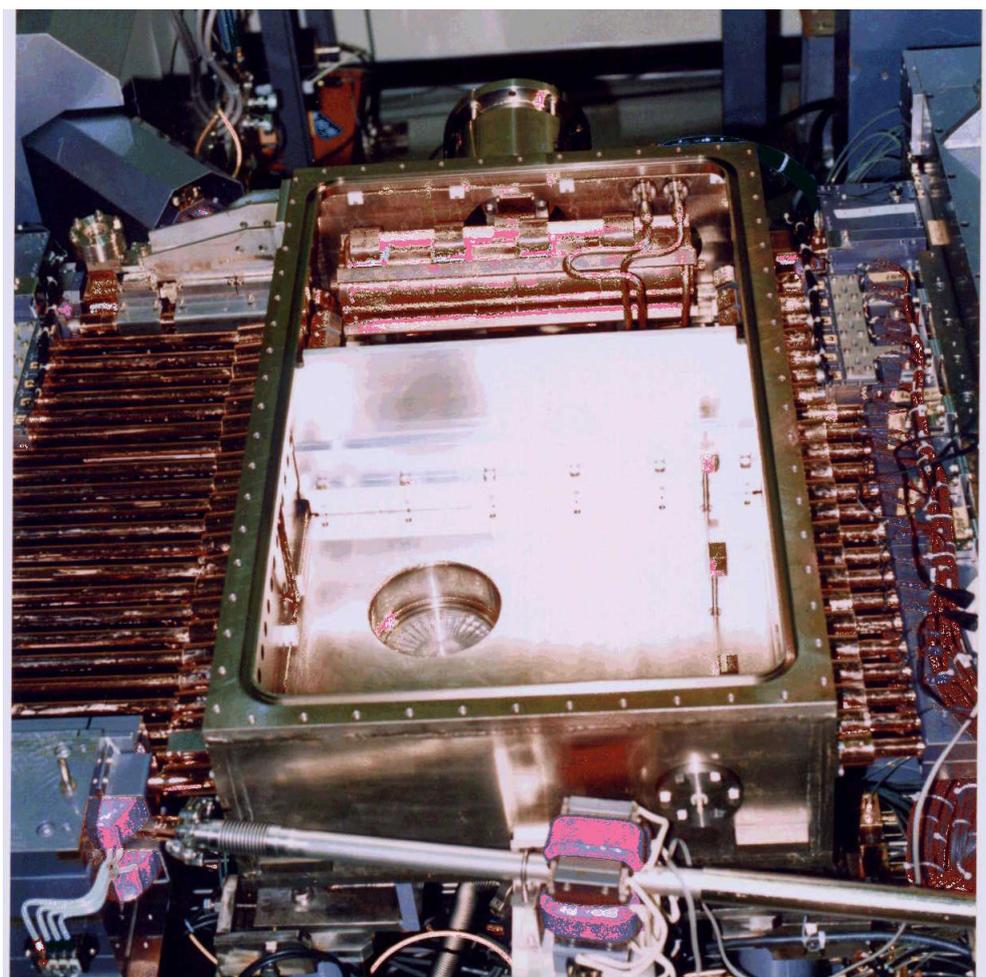
マイクロトロン本体廻りの真空系については、以下の3種類に分類・記述する。

- 1) 上下の磁極が真空容器の一部を兼ねる主電磁石部
- 2) 加速管やモニター類を収納してマイクロトロン中央部を占める真空槽
- 3) 両者の間を連結する25ターンにわたるビームダクト

第1項は、前節の主電磁石の説明にあった[図A.4-2 1](#)に構造が示されている。磁極が純鉄製で金属Oリングより軟らかいため、真空封止にはゴム（NBR）製ガスケットが使用されている。第2項の真空槽（[図A.4-2 6](#)）でも、上部の大蓋のシール部分には同様のゴムOリングを使用する。しかし、加速中にこぼれた電子が当たる可能性のある第3項ビームダクトの類は、すべてメタルOリングでシールする。

電子ビームが直接当たることがなくても、加速中にロスするビームから発生する放射線（X線と中性子線）でゴムガスケットが劣化する可能性がある。特に、主電磁石の磁極周囲に使用されているガスケットは部分的にライナック軸方向の延長線上に位置しており（[図A.4-2 1](#)）、マイクロトロン中で最も強い放射線を浴びる。そこで筆者らは、高デューティーのHiSOR入射器を利用して発生放射線の線量率を測定し、別途 $\text{Co}^{60}$ から発生する $\gamma$ 線をNBR製ガスケットに照射して劣化の始まる積算線量を実験的に求めておき、双方の数値からマイクロトロン主電磁石に使用されているガスケットの耐用年数を評価した [[A 1 8](#)]。得られた結論をまとめると以下ようになる。

- 1) マイクロトロンで発生する放射線の強さはビーム条件（デューティー）に依存する。HiSOR用入射器の仕様（ $I_{\text{peak}} = 5 \text{ mA}$ , Pulse Width = 2  $\mu$ sec, Reptition Rate = 10 Hz）の下で、中心部（加速管の軸方向）の線量率がD~300 Gy/hrと判明した。放射線量を評価する際はX線のみ考えればよく、中性子線の寄与は小さいこともわかった。



図A.4-26 左右の主電磁石間に位置する大真空槽の全景

マイクロトロンで唯一真空槽と呼べる容器である。磁気シールドを兼ねて磁性鉄で作られているため、内部には防錆メッキが施されている。上部蓋はゴムOリングで真空封止する。加速管側～8ターン迄と、9ターン以降の下流側を仕切り板で分割し、その各々を400l/sのターボ分子ポンプで排気する。こうして、加速管側を $p \leq 3 \times 10^{-5}$  Paの真空度に保つ。

- 2) マイクロトロン内部で発生するX線は、低エネルギー成分が全体の約3/4を占め支配的である。この低エネルギー成分に対しては、ガスケット手前に位置する逆磁場磁石がよい遮蔽体として働き、ゴムOリングの劣化を防いでいる(図A.4-21)。上の条件では、加速管前方のガスケット位置における線量率がD~8 Gy/hrであった。
- 3) NBRの耐放射線性を実測した(広島大学工学部の公称1万キュリーCo<sup>60</sup> γ線源を使用)。結果は、積算線量H≧3.5 MGyで真空シール部からリークが検出された。実際に照射したわけではないが、EPRやUR(ウレタンラバー)等のゴムガスケットは耐放射線性がNBRより数倍以上優れているようである。
- 4) 以上から、HiSOR入射器の高デューティー運転の下でも、NBR製ガスケットは20万時間以上健全であると判断できる。2倍の余裕(安全係数)をみたとしても、10万時間以上の使用に耐えると考えてよい。

AURORAのようなSRリングへの入射器として専用で使用する限り、デューティーが小さく全然問題にならないことは自明であったが、今回のゴムガスケットの耐放射線試験で日々の連続運転にも長期間耐えられることが判明した。なお、Lund大方式はギャップを20 mmに大きく広げており、磁極とは独立の真空槽が間隙に挿入されている。したがって、すべてメタルシールにすることが可能で、上記のような心配はない。

第2項の中央部真空槽が図A.4-26に示されている。真空中には内部に仕切り板を設けて、8ターンを境に加速管側(低エネルギー側)と下流側(高エネルギー側)に分けている。双方を独立に同性能の真空排気系、即ち排気容量400 l/sのターボ分子ポンプを有する系で排気する。加速管の置かれた室を小さく区切る意味は、高周波電力の注入される加速管の真空度を良くするためである。得られた加速管側の到達真空度は $p=3 \times 10^{-5}$  Paである。主電磁石の内部は25本のビームダクトを介して、間接的に真空槽側から排気される。なお、当初のビーム調整で漏れ磁場に煩わされたため、改造に際しては真空槽内部にヘルムホルツコイルを配置した(漏れ磁場対策)。結果は、逆磁場磁石の改造が非常に良好で、不要な漏れ磁場対策と判明した。

第3項のビームダクトは、左右の主電磁石と中央の真空槽を接続するものである。これらのダクトはSUS製のため、漏れ磁場対策に高透磁率のアモルファス磁気シールドテープ（厚さ50 $\mu\text{m}$ ）を数層巻き付けた。上述のヘルムホルツコイル同様、この磁気シールドテープも必須ではないことがわかっている。すべてビームダクトには当然ベローズが付随しているが、これには組立て完了後でも、必要に応じて軌道計算時のパラメータのひとつである左右の主電磁石と加速管の位置関係を調整できるような機能を残しておく意図がある。ただし、これまでにその機能を使用したことはない。まったく別用途のフォトカソードRFガンを入射器に持つマイクロトロンでは、入射ビームの設定エネルギーが4.5 MeVと高いので、このエネルギーを変更する場合に備えて、加速管自体を真空槽の外部から移動できる機構を備えている。

追記：必要磁場精度について（考察）

Kapitza らの議論は1970年代当時になされており、附録0にある古典的（円型）マイクロトロンに対するものである。円型では誤差磁場で軌道がドリフト（Gradient Drift）すると、本来の軌道に復元させる手段がなく、そのため磁場精度も厳しくせざるを得ない。ビームが加速空洞の芯からある程度以上ずれると、致命的であることは想像に難くない。一方、レーストラック型では、各周回軌道のバックストレート側に必ず（水平）ステアラを装備しているので、加速管（ライナック）の中心にビームを戻すことが可能である。確かに、ある程度ターン数が増えると、水平ステアラを使用しないとビームを加速し続けられないことが、実際のビーム調整の経験から判明している（通常、横ステアラを使わずに10ターン以上のビーム加速は至難の業）。

軌道のずれが安定相領域の減少を惹き起こすというデメリットは共通でも、軌道補正の手段を有するレーストラック型とそうでない古典的円型マイクロトロンとの間で、要求磁場精度を同一視するのは適当でないと思われる。ひとつの代案は、Lund大Erikssonの指摘にあるように、周回軌道の変移に起因する安定相領域の減少に対してある基準を設け、誤差磁場を規定することであろう [\[A19\]](#)。

$$\frac{\Delta B}{B} < \frac{1}{2\pi^2 v^2 n} \quad (\text{A.4.6})$$

単純にターン数  $n$  に比例して誤差磁場が厳しくなる式であり、 $n=25$  の 150 MeV マイクロトロンの場合  $\Delta B/B < 2 \times 10^{-3}$  となり、(A.4.5)式に較べて4倍に緩和されている。

#### IV. モニター系：

マイクロトロンに使用しているモニター系の配置を[図A.4-27](#)に示す。モニターには三種類あり、測定したいパラメータと電子ビームのエネルギーに従って使い分ける。

##### 1) スクリーンモニター (SCR) : 破壊型

$E_{\text{beam}} \leq 120 \text{ keV}$ で、電流値 (時間構造) とビームプロファイル

$E_{\text{beam}} \geq 6 \text{ MeV}$ で、プロファイル

##### 2) カレントトランスフォーマー (CT) : 非破壊型

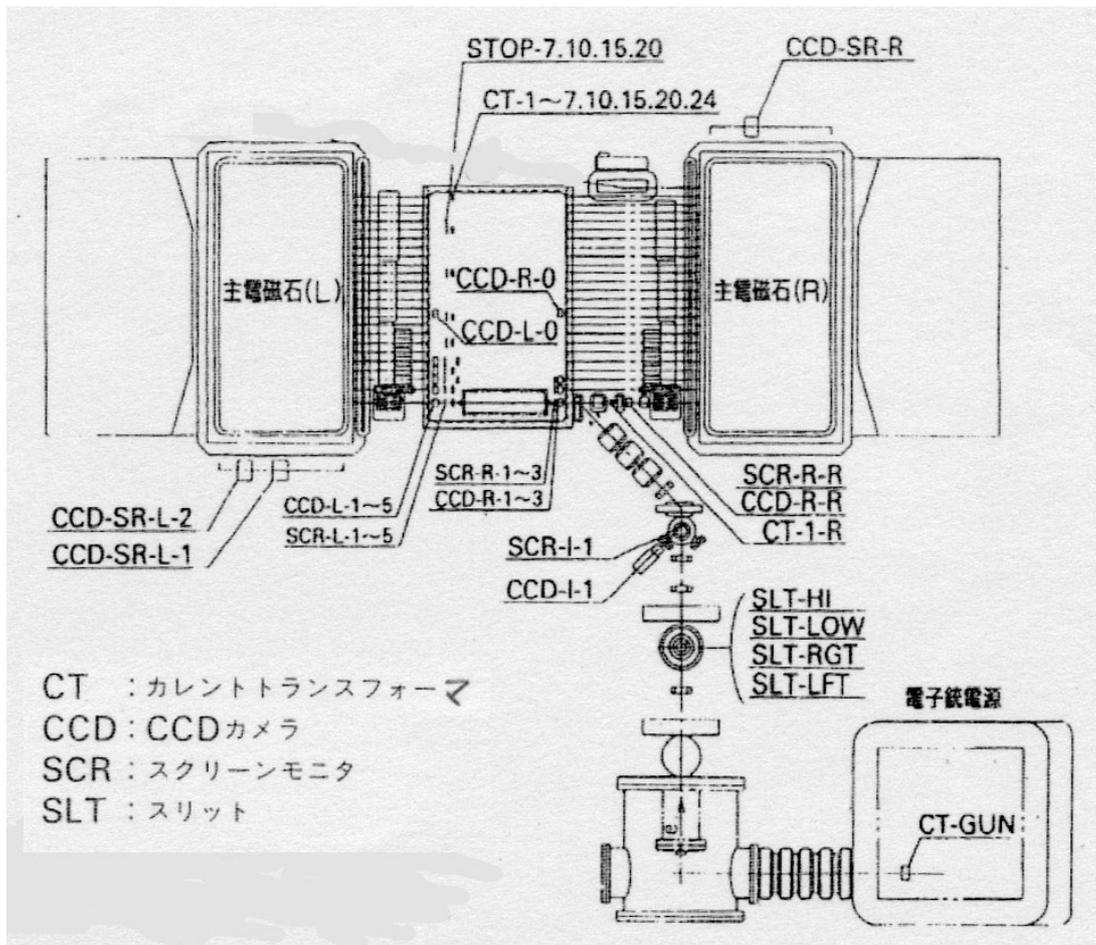
$E_{\text{beam}}$  に依らず、電流値 (時間構造) のみ

##### 3) SR光モニター (SR) : 非破壊型

$E_{\text{beam}} \geq 30 \text{ MeV}$ で、ビームスポット情報 (ビーム位置とSR光量)

ビーム電流が数mA以上あれば、SR光は3ターン目18 MeVでも観測可能である。それ以下の電流値であれば、CCDの感度等を気かけずに観測できるのは、5ターン目30 MeV以上とみておくべきである。従って、初号機は5ターン目までスクリーンモニターで測定できるように準備した。[図A.4-28](#)はライナック近傍の真空槽内部を示す写真であり、両側壁に沿ってスクリーンモニターのホルダーがみえる。左 (上流のシケーン側) に1~3ターン用の3セットが、右 (6 MeVビームがUターンする下流側) に1~5ターン用の5セットが配置されている。左のモニター列 (1ターン目は加速管に隠れて見えない) の拡大写真が[図A.4-29](#)である。図はスクリーンモニターが待避した状態にあり、測定時には図の待避位置から上部のビーム通過位置 (真空槽の側壁にみえる穴位置) にまでエアシリンダーで押し上げられる。スクリーンはビーム軸に対し45度下方に傾けてホルダーに取り付けられており、ビームによる発光を真空槽下部の覗き穴からCCDで観測する。スクリーンには上下左右に穴が開けられており (図に下と左右、3箇所の穴がみえる)、中心軸からのビームのずれを計測できるように配慮されている。1号機 (改良後) はライナックの左右に計8個のスクリーンを有するが、ビーム調整の要領が明らかになったこともあり、2号機以降では1ターン目加速管前後の2個と、2~3ターン目のバックストレート下流側の合計4個に削減した。

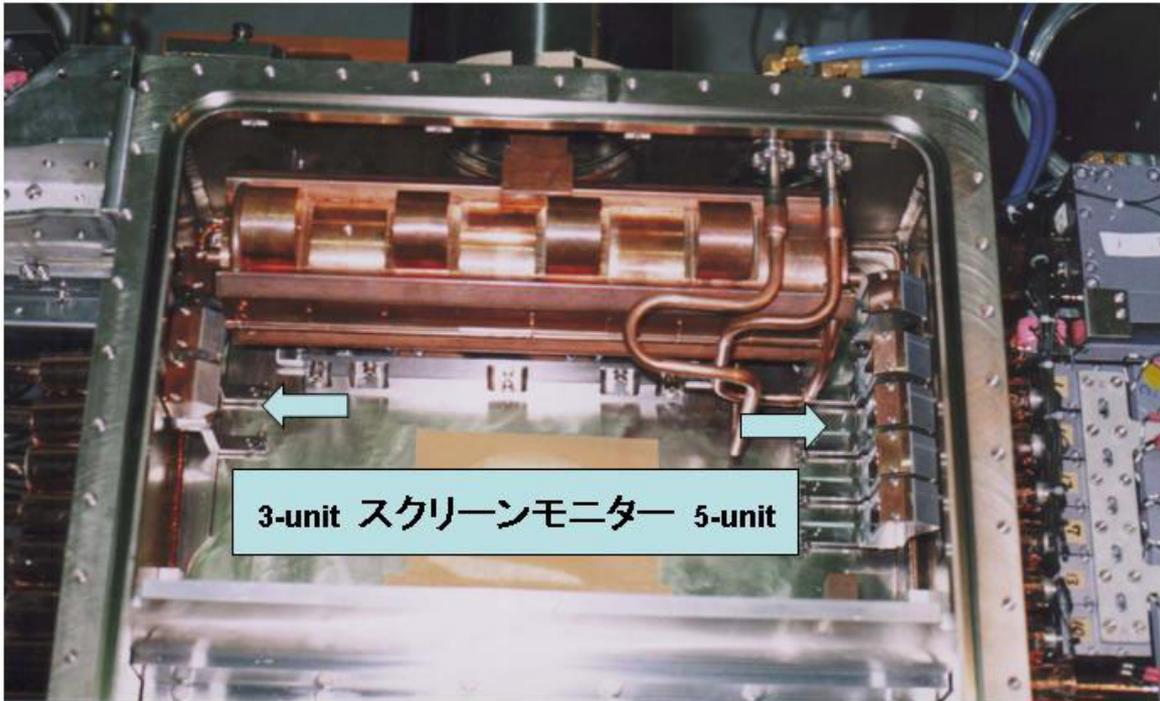
非破壊型のモニターとしては、CT (コアのフェライトはセンパーマックス) を使用する。使い方次第で個別ターンの電流値も読み取れる有力なCTのポジションは、6 MeVビームが



図A.4-27 マイクロトン初号機のモニター配置図

改造後の初号機には万全を期してモニター系を装備した。従って、R&Dの装置には有用でも量産機にはオーバースペックである。2号機以降では、初号機と比べて搭載モニター数が半減した。略称等については、本文中の図5-1-1に説明がある。

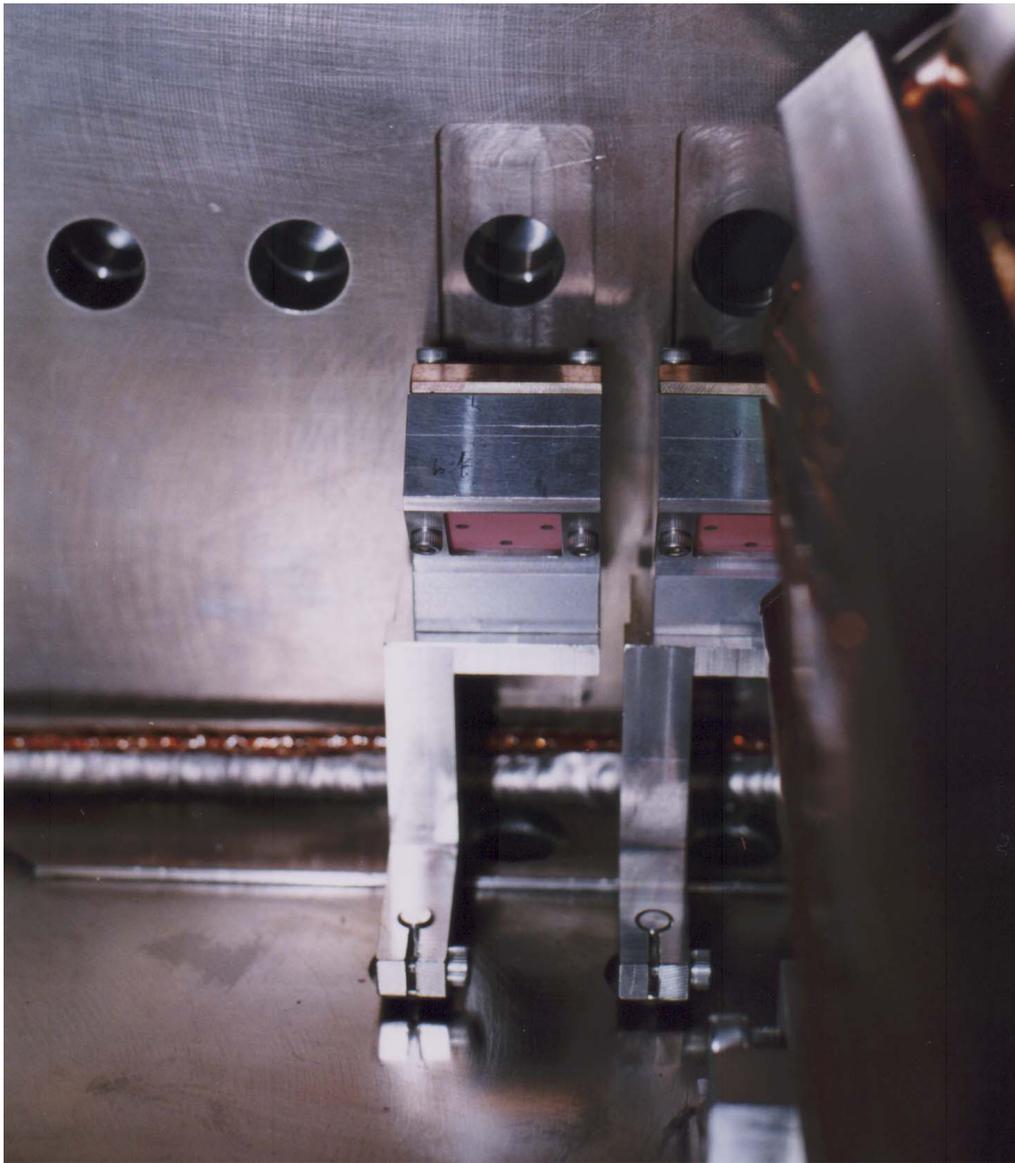
必須のモニターは上流から、CT-GUN, SCR-I-1, SCR-R-1, CT-1, SCR-L-1~3, CCD-SR-Rである。なかでも、CT-1とCCD-SR-Rがビーム調整時に威力を発揮する。



**図A.4-28** 真空槽中のスクリーンモニター配置状況

加速管の左（シケーン側）に1～3ターン用、右（6 MeVビームのUターン側）に1～5ターン用のSCRが真空槽内壁に沿って配置されている。破壊型のスクリーンモニターは、入射系および1～5ターンまでの周回軌道と150 MeV引出しビームのプロファイル観測用に使用される。

セラミックスクリーンの表面にはAuコーティングが施され、導電性を持たせている。シケーン側加速管の入口にあるスクリーンでは120 keVの入射ビームを観測するので、スクリーンホルダーを含めた測定系全体をグラウンド（アース）から浮かせ、ファラデーカップのようにオシロスコープでビーム電流（と時間構造）の測定を可能とした。入射系のSCRと同様の使用法である。

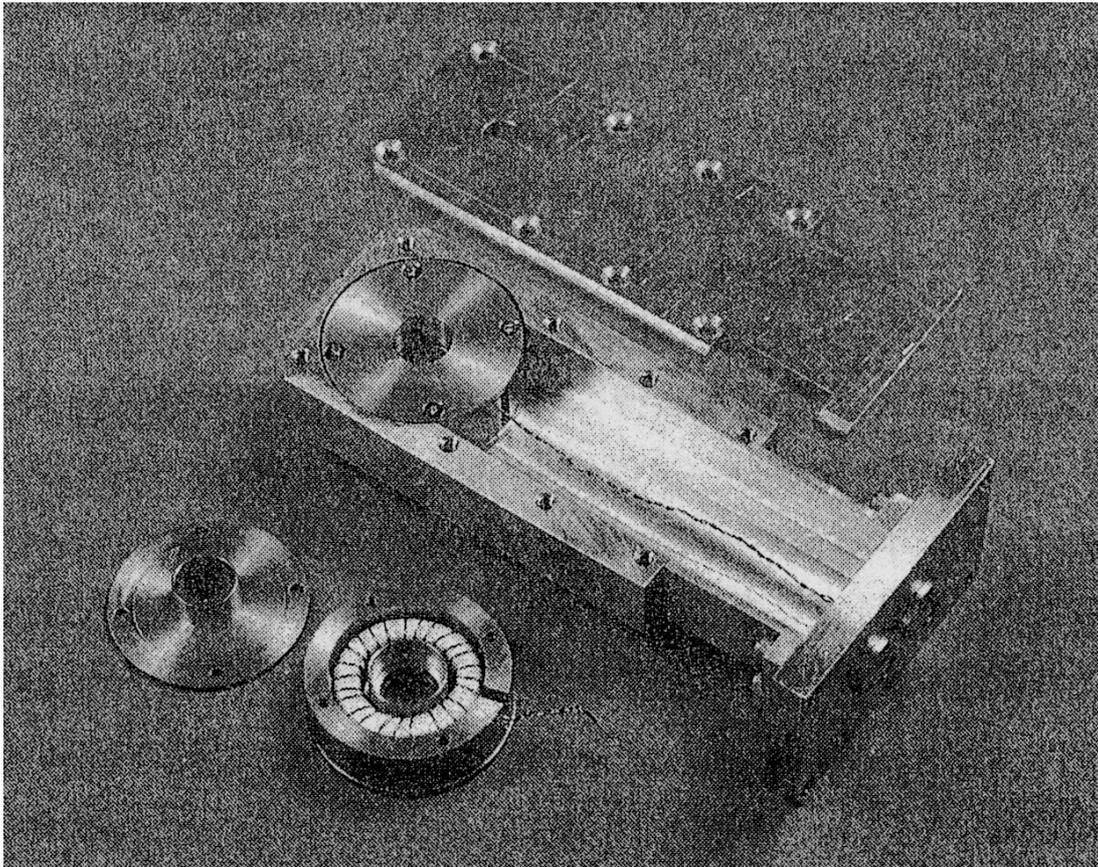


**図A.4-29 周回軌道のスクリーンモニター詳細**

バックストレート上流側の2ターン目（一部）と3ターン目のスクリーンモニターの拡大図である。モニターの上部、真空槽の側壁に見える穴を、2~5ターン目のビームが通過する。ホルダーにセットされたスクリーン（ $\text{Cr}_2\text{O}_3$ 含有のため赤紫色）は斜め $45^\circ$ 下を向いており、真空槽下面の覗き穴からセラミックの発光をCCDカメラで観ることができる。セラミックの（上）下左右に小穴を設けることで発光位置を特定できるようになっており、ビームの中心軸からのずれが測定可能である。スクリーンの駆動はエアシリンダーで下面より行う。

Uターンする領域である（[図A.4-27](#)のCT-1）。初号機ではビームの加速状況や輸送効率を調べるために多数のCTを分散配置したが、ビームの振る舞いが解明された現在、このCT-1のみに簡素化した。CTのコアはRFノイズを防止するため、[図A.4-30](#)のようなケースに収納されており、真空槽の蓋に装着して吊り下げられる。CTによるビームの測定結果については、本文の5章に詳しく述べた。

周回ビームが4ターン目（ $E_{\text{beam}}=24\text{ MeV}$ ）に至れば、主電磁石からのSR光（臨界波長が $\lambda_0=2700\text{ nm}$ ）を市販のCCDカメラで観測できるようになる。従って、これ以降はSR光モニターが主体となる。通常、SR光モニターは固定して使用する（全ターンを1箇所を観測することが可能）が、初号機だけは可動式になっており、各ターンのSR光を加速管の軸に対して直角方向から観測することができる。こうすることで、各ターン間の距離、即ちターンセパレーション（正確にはその1/2）を測定でき、シミュレーションで得られたターンセパレーションと実際の軌道間隔との相違を調べることができる（[図5-1-10](#)）。2~25ターンのバックストレートに並ぶビームダクトの位置は、シミュレーションで得られたターンセパレーションに基づいて決められており、単に等間隔に並んでいるわけではない。もし良好にビーム加速ができなかった場合、ターンセパレーションを精度良く測定することで、問題の原因に迫れる可能性があるかと判断したための措置である。幸い、改良後のビーム調整が極めて順調であったため、現実的にターンセパレーションを正確に測定する必要はなかった。



図A.4-30 CTの本体（コア）とハウジング

センパーマックス（透磁率 $\mu=1.2 \times 10^5$ ）のコア（内径20 mm、外径30 mm、幅10 mm）に0.5 mmの銅線を25巻したCTである。銅製のドーナツ型ケースに入れられ、更に全体がアルミ製のハウジングに収納される。ハウジングは真空槽の蓋から吊り下げられて、所定のターンのバックストレート（または主軌道）にセットされる。真空中に置く方式のため、コアの内径を小さくでき、感度がよいという特徴がある [48]。

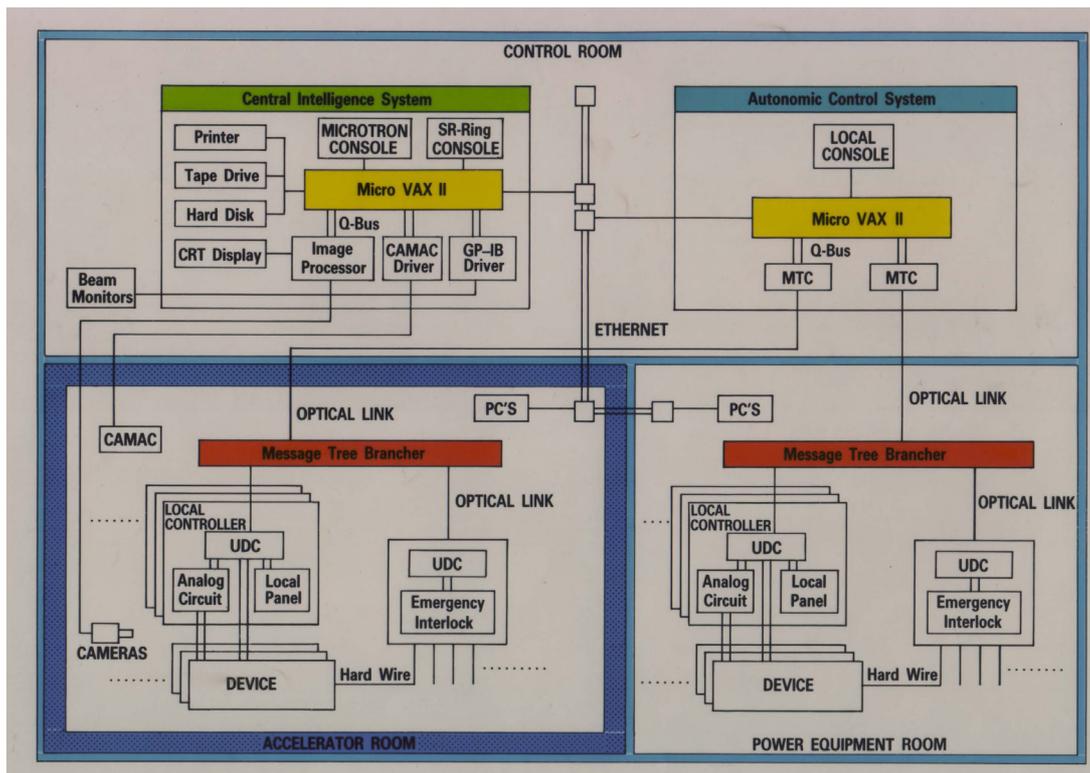
このCTの立ち上がり時間が0.1  $\mu\text{sec}$  以下であることは確認できていた（当時はそれで十分であった）が、マイクロ単バンチの加速試験で各ターンを10~20 nsecで周回するビームを識別できることから（図5-1-7）、立ち上がり時間は1桁以上短く、恐らく数nsecと思われる。

## V. 制御系：

制御系に関して、ごく簡単に概要を述べる。当時の最新装置も今では旧式システムに過ぎず、そのコンセプトを除いて、将来の参考になる内容は多くないと考えられる。

マイクロトン1号機の開発当時、即ち1980年代後半のAURORA-1開発の頃には、まだPCが加速器の制御に多用されるまでに至っておらず、この小型SRシステムにもDECの $\mu$ VAX-IIというミニコンが使用されていた。当時の制御システム概要を[図A.4-3 1](#)に示す。日進月歩のIT業界にあっては、次のAURORA-2を開発する時期には既にPC全盛の時代を迎えており、小型SRの制御系も[図A.4-3 2](#)にみられるようなサーバーとPCをLANで結ぶ制御系に置き換わっている。ただし、ハードウェアの構成は変わっても、産業用加速器としてボタンひとつで誰でも操作できるようにするという基本コンセプトは不変である。

これまでのマイクロトン制御系に一貫して使用されているコンポーネントに、上位計算機からの指令で現場の個別機器を制御する独自考案のデバイスコントローラ、即ちUDC(Universal Device Controller)と呼ばれる機器組込用ワンボードのマイクロプロセッサがある ([図A.4-3 3](#))。マイクロトン等の住重製加速器の制御系に組み込まれて実績を積んできたデバイスである。AURORA-1からAURORA-2への変更に際して、マイクロトンに関連する制御系の変更は最小限に止められており、現在の4号機に至るまでUDCが継続して使用されている(将来は不明である)。UDCは各電源盤・制御盤のラック内に置かれ、光ファイバで中央の制御系と100 msecの周期で通信しており、現場と制御室との間の信号線の減少及び耐ノイズ性の向上を実現している。

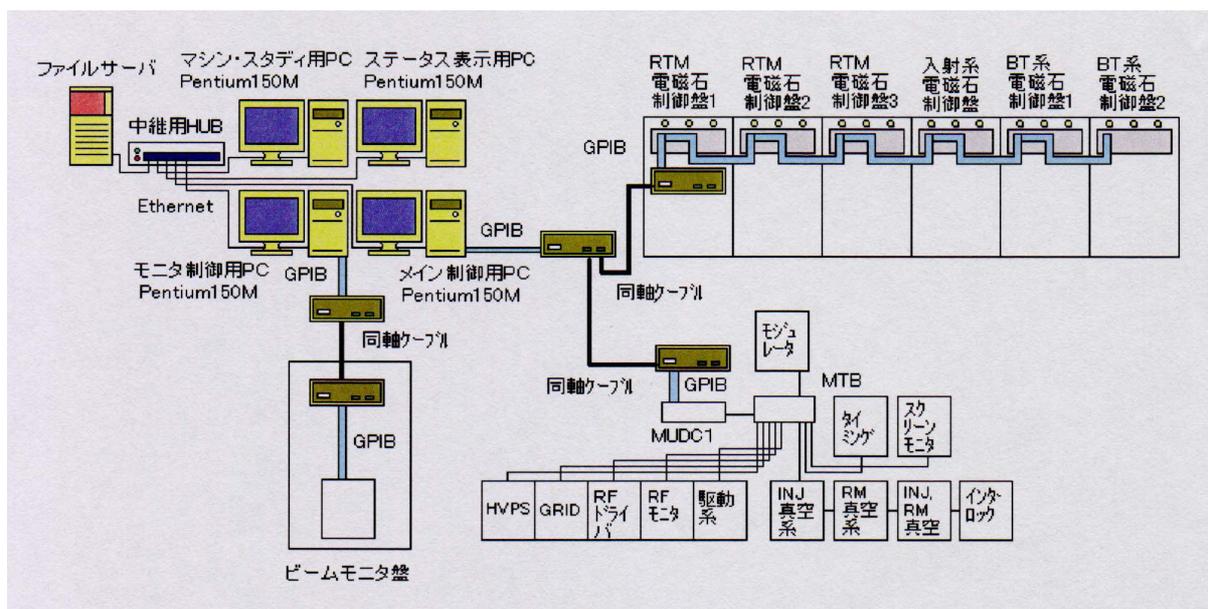


図A.4-31 AURORA-1の全体制御系 (旧)

AURORA-1の制御系は、50台を超えるデバイスコントローラ (UDC) と、その上位2台のミニコンピュータ (ACS, CIS) による分散処理システムである。各機器に接続されたUDC (Universal Device Controller) は、機器単体のシーケンス制御を担当しており、UDC単独でもローカルに機器制御が可能である。その上位コントロールシステムACSは、DECの $\mu$  VAX-IIを使用し、real time OS VAXELNで動く。UDCと光ファイバでリンクされ、100 msec毎に通信することにより、全機器を制御する。UDCとACSの通信はMTC (Message Tree Communicator)及びMTBを介して行う。MTCはACSに接続されるinterfaceであり、MTBはMTCとUDC (最大50台)を接続する光信号分配装置である。ACSではオペレータが直接設定値を変えたり、機器のON/OFFなどを行うことができ、また、シーケンス記述言語で機器の立ち上げ、運転、停止をプログラムできる。

ACSの上位のman machine interface機能をもつCISは、ACSとETHERNETで接続され、ACS同様 $\mu$  VAX-IIを使用している (OSはVMS)。ACSが機器制御を担当するdisklessのマシンであるのに対して、CISは各種ファイル管理を行い、プログラム、定義ファイルやACSの実行イメージなどを記録している。CISではACSと通信することにより、ACS同様パラメータ設定、機器のON/OFFなどの操作が可能であり、また、parameter recordingの機能をもつ。

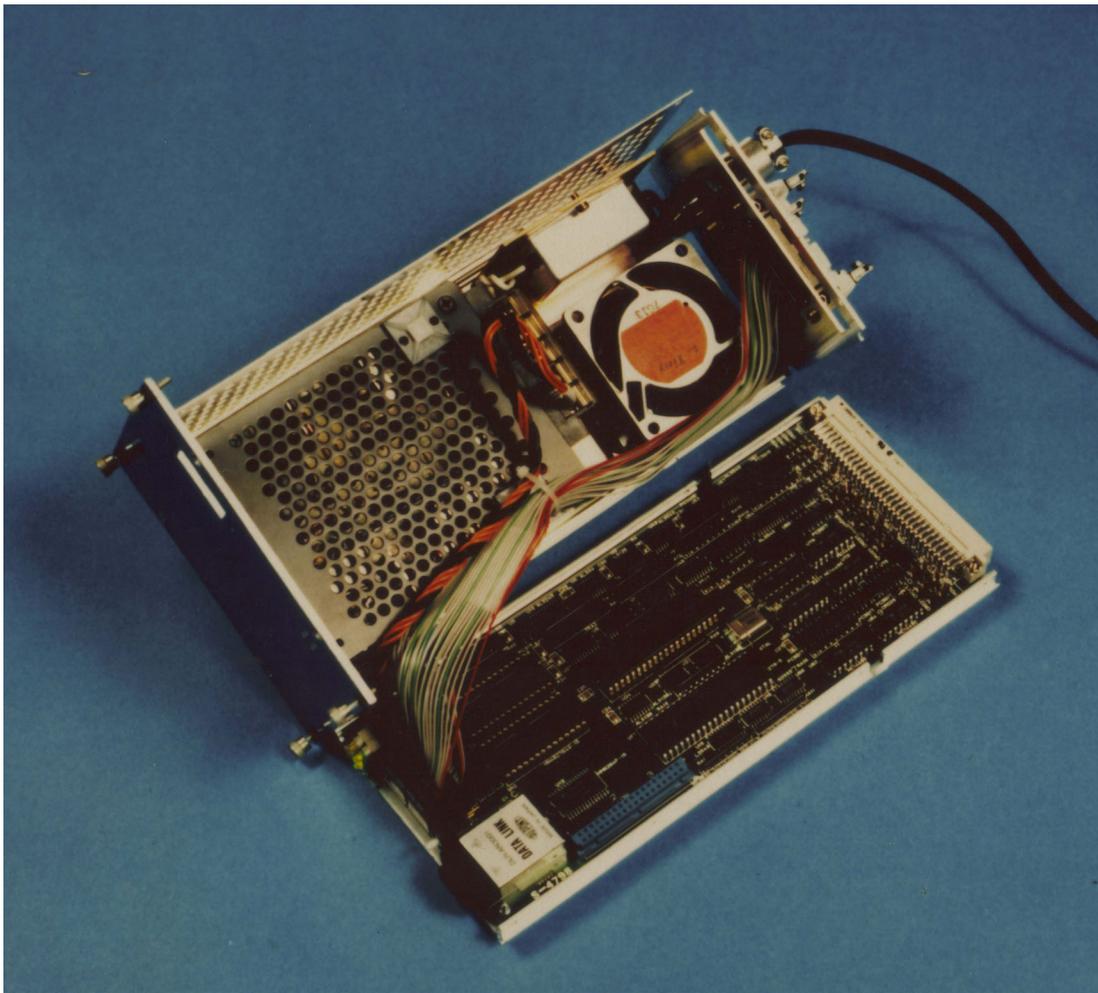
注：略称ACS, CIS, MTB等については図中に記述されている。



図A.4-3 2 AURORA-2のマイクロロン制御系 (新)

新制御系は、PCをLANで接続した構成になっている分散制御系で、以下の特徴を有する。

- 1) 制御用PCとman machine用PCを分けている。高速のreal time制御と、処理内容の複雑なman machine系の処理を独立に行いソフトウェアの複雑化を避ける。制御用PCの拡張性に富む。
- 2) PC間をLANで接続しており、構成・配置に自由度がある。
- 3) 後日、PCを互換性のある最新のハードウェアに置き換えることが可能。PCにDOS/V機、I/OインターフェースにGPIB、LANにNovell Netwareの汎用品を使用し、互換性を保つ。独自規格のUDC(次図)との通信は、GPIB/UDC間の通信変換ユニットを介して行う。
- 4) プログラムやデータはファイルサーバで管理し、信頼性を高めた。ファイルサーバ内のディスクは2重化されており、通常のPCディスクより信頼性が高い。ログイン時のユーザー名でアクセス範囲を規定し、運転者のレベルに応じた操作可能範囲を設定できる。
- 5) 制御プログラムが階層構造になっており、機能の変更が容易。制御プログラムはPC間の通信を扱う基本部分、その上で動作する制御プログラムに別れており、データベースを参照して動作する。従って、簡単な変更はデータベースの編集で済む。
- 6) モデムを介して遠隔地から診断を行うことも可能。モデムを電話回線に接続して、遠隔地から運転状況の把握や診断ができる。



### 図A.4-33 UDC (Universal Device Controller) の概観

UDCは加速器を構成する機器をsingle unit で制御するために開発された機器組込み型single board computer である。UDCを用いると分散処理システムを構築することができ、従来のように1台の計算機による集中処理システムと比較して、上位計算機の負荷を軽減できる。その結果、システムの信頼性と柔軟性を高めることができる。

UDCは、16 bit のパラレル入出力（8 bit 単位で入出力切替え可能）、32 bit のパラレル入力及びパラレル出力を有する。そのボードは100 x 220 のEurocard であり、96 pin の標準DIN コネクタを装備している。I/O 拡張用のBUS を1本持つ。上位計算機との通信用に光リンクコネクタを1本有し、ローカルパネル用インターフェースを装備している。

## 附録5. 今後の展開 (発展性)

### I. 高エネルギー指向 :

150 MeV マイクロトロンが完成した現在、次のステップとして、より高エネルギー版マイクロトロンへの道がひとつの可能性として存在する。コンパクトさの重要性もさることながら、どれほど良質の高エネルギー電子ビームが簡便・単純な装置で得られるかが鍵である。本文で述べたプロセスに従って、2 GeV 級 (中型) SR リングの入射器を目標に 300 MeV マイクロトロンの基本検討がなされており、その概要を以下に記す[32]。

本文の第3章で指摘したように、高エネルギーを目指す場合、マイクロ波の周波数は低く、偏向磁石の磁場は高くして、周回当りの加速エネルギーを大きくとるほうが有利である(表3-1-1)。従って、300 MeV マイクロトロンでは、マイクロ波にLバンド ( $f=1.3$  GHz) を使用し、偏向磁場を  $B_{\text{main}} = 1.30$  T に設定して加速エネルギーを  $\Delta E_{\text{acc}} = 14.3$  MeV/turn とした。300 MeV 版の主要仕様を表A.5-1に示す。装置の概略寸法は図A.5-1(a)からわかるように、低エネルギー入射系 ( $E_{\text{inj}} = 80$  keV) を除き  $6 \times 2$  m<sup>2</sup> である。高さは主電磁石の寸法で決まり、median plane を 150 MeV 版と同じ 1.2 m に定めると 2.2 m となる。

1982年にLund大MAX-LabからLバンド加速管を用いた高エネルギー(550 MeV)マイクロトロン案が発表されている[A19]が、具体的なシミュレーションもなく、主磁場の値( $B=1.75$  T)から判断して、主要パラメータの組合せを試算しただけのようである。

以下、シミュレーションの概要について述べる。軌道計算に係る構成要素の配置を図A.5-1(b)に示す。偏向磁場強度( $B_{\text{main}} = 1.3$  T)は150 MeV時(1.23 T)と大差ないが、周回当りの加速エネルギーが6 MeV → 14.3 MeVと2.4倍に増え、逆磁場磁石の位置が異なっている。逆磁場の $B_{\text{rev}} = 0.26$  Tも150 MeV時の90%で大差なく、主電磁石の磁極間隙も $d_{\text{gap}} = 10$  mmと同一のため、初回加速後のUターンビームの集束発散の様子が大きく異なる。すなわち、1ターン目のビーム曲率半径( $\rho_{\text{nominal}} = 37$  mm)が約2倍となり、主磁場のフリッジ領域が同じだと巡回時に主磁石内部に大きく入りこみ、本文の第4章で指摘したUターンビームに働く垂直方向の発散力領域がほぼ消失する。結果として、(150 MeV版とは逆に)過集束になる心配が生じる。その辺のバランスに配慮して図A.5-2(a), (b)でわかるように主磁石の磁極端部を切欠き、フリッジ領域が広くなるように調整している

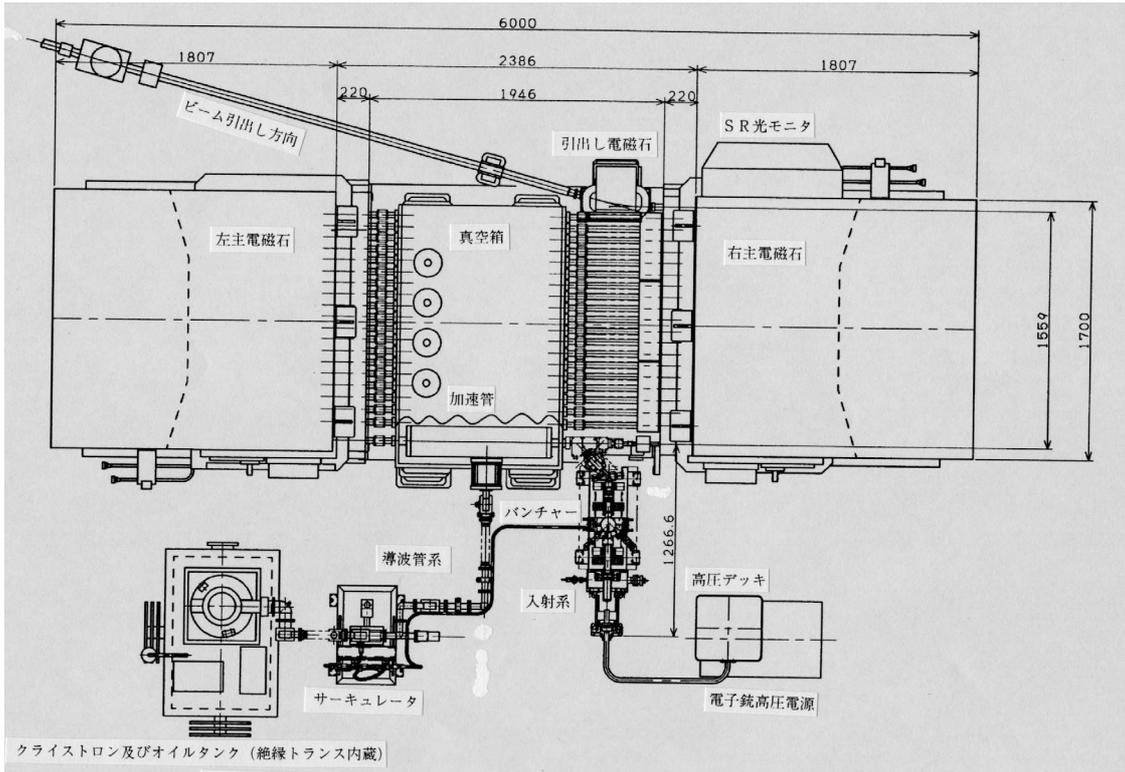
[注：飽和の影響を避ける意図も勿論ある]。磁極間隙と磁場強度で 150 MeV 版を踏襲しているため、有効磁場領域の拡張は当然必要であるが、磁場分布全体の様子は変わらない(図A.5-3)。

加速管についても S バンドと同様に side coupled cavity 型を想定しており、L バンド (f=1.3 GHz) を使用する以外、性能に差はない。形状的には附録4の図A.4-13と同じであり、同図中の寸法が L=922.4 mm、D=φ200 mm と倍増する。ビームアパーチャに相当するボア径もφ10→φ22 mm と拡大する。なお、ターンセパレーション (d>140 mm) も加速管の直径以上の比率で拡張しており、2 ターン目バックストレートの問題も緩和される方向にある。

**表A.5-1 300 MeV マイクロトロン**の主要仕様

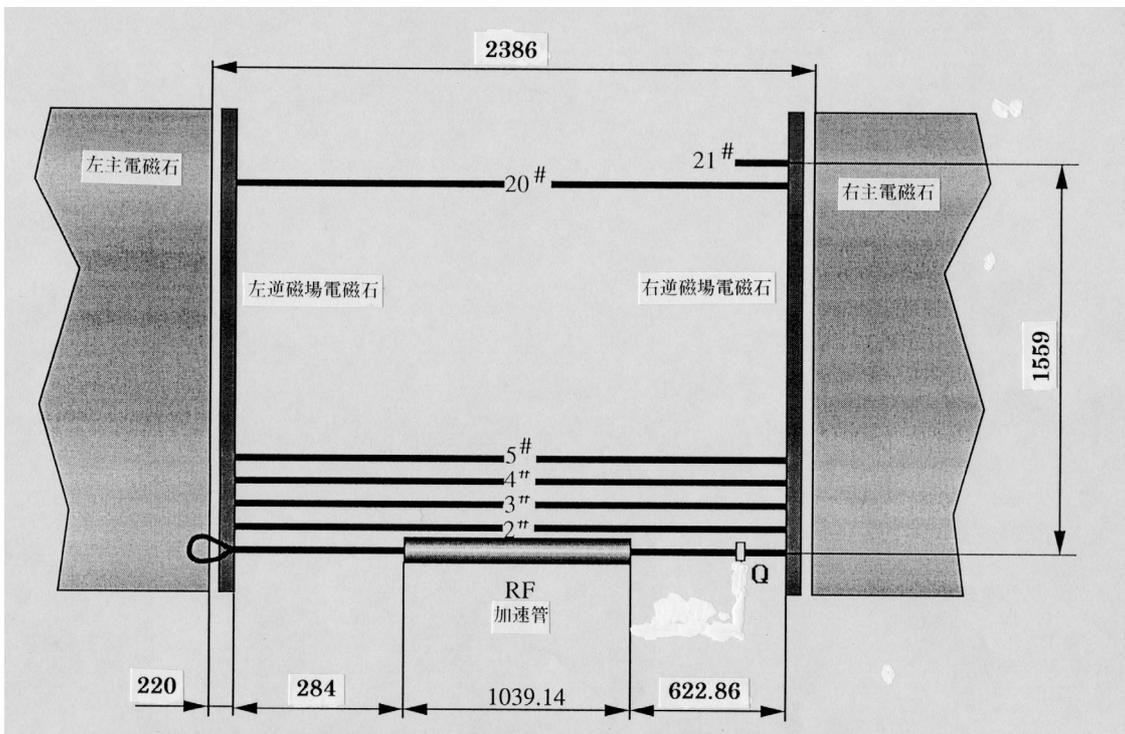
到達エネルギー	300 MeV
入射エネルギー	80 keV
引出し電流値	10 mA
ビームパルス幅	0.1~3 μsec
繰返し数	~10 Hz
エミタンス： $\epsilon_x$	$\leq 1\pi$ mm·mrad
$\epsilon_y$	$\leq 1\pi$ mm·mrad
エネルギー分散	$\pm 0.1$ %
エネルギー利得	14.3 MeV/ターン
周回数	21 回
主磁場強度	1.30 T
逆磁場強度	0.26 T
RF周波数	1300 MHz
加速管空洞数	8 空洞 (7 空洞+2×半空洞)
RF電力	6 MW

高エネルギー版 L バンドマイクロトロン仕様である。加速周波数と周回当り加速エネルギー (表のエネルギー利得) が 150 MeV 版とは大きく異なるが、他は類似の値である。加速エネルギーは倍増したが、1周毎のエネルギー利得も 2.4 倍に増加したため、周回数は 25→21 ターンに減少している。到達エネルギーが 2 倍のため、所要 RF 電力は 6MW に増加する。



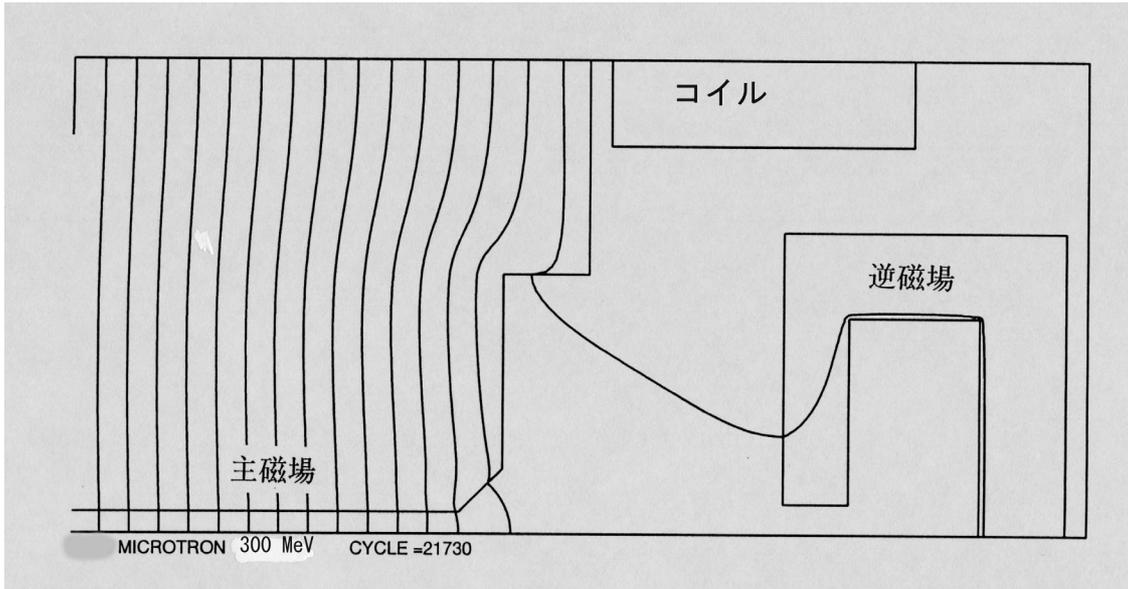
図A.5-1(a) 300 MeV マイクロトロン の概略寸法

本体部の占有面積で  $6 \times 2 \text{ m}^2$  と、150 MeV 版をひとまわり大きくした装置である。



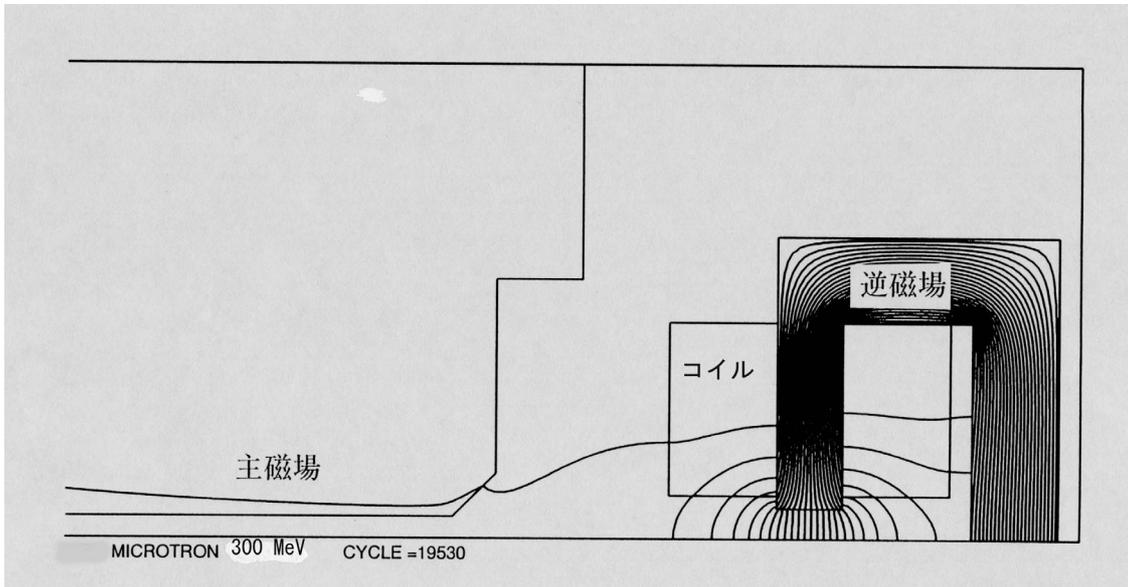
図A.5-1(b) 軌道計算に関連する寸法

Lバンド加速管で  $14.3 \text{ MeV/tum}$  加速する。逆磁場磁石の配置に変化がみられる。



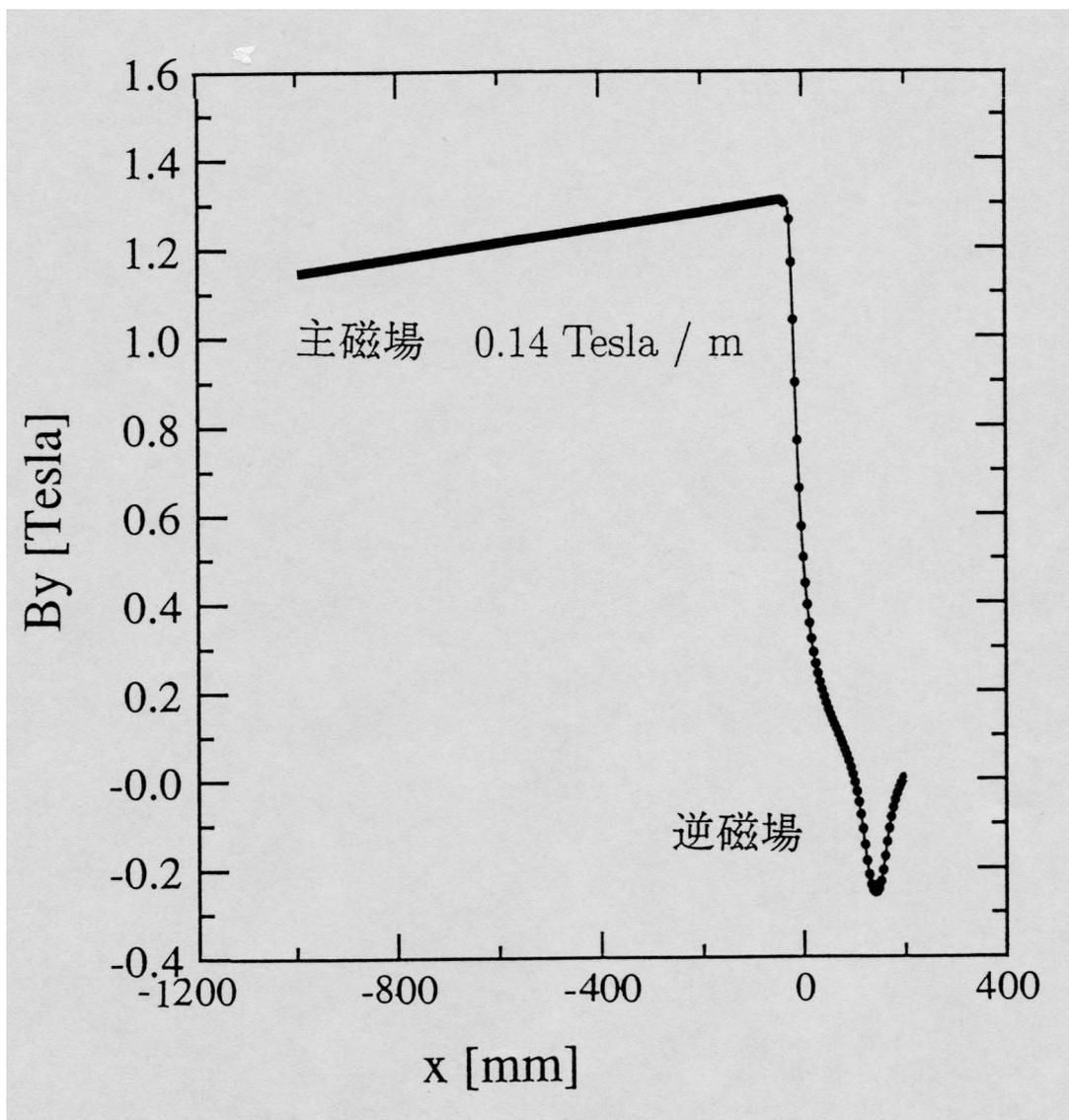
図A.5-2(a) 300 MeV 用主磁場の設定

主磁石の磁極間隙は 150 MeV 版と同様 10 mm で  $B_{\text{main}} = 1.3 \text{ T}$  である。磁場分布は POISSON で主磁場と逆磁場について各々独立に計算し、合成して使用する。図からわかるように磁極端面をカットしており (C10 の面取り)、この切欠き量でフリンジ領域の調整を行なう。



図A.5-2(b) 300 MeV 用逆磁場の設定

磁極間隙は 150 MeV 版と同様 14 mm で逆磁場強度  $B_{\text{rev}} = 2.6 \text{ T}$  である (磁極幅  $d_{\text{width}} = 25 \text{ mm}$ )。主磁石端面から対向する逆磁場磁極までの磁石間距離が  $d = 110 \text{ mm}$ 、図A.5-1(b)に示されている主磁石からの距離 220 mm は逆磁場のリターンヨーク外面までの寸法を示している。



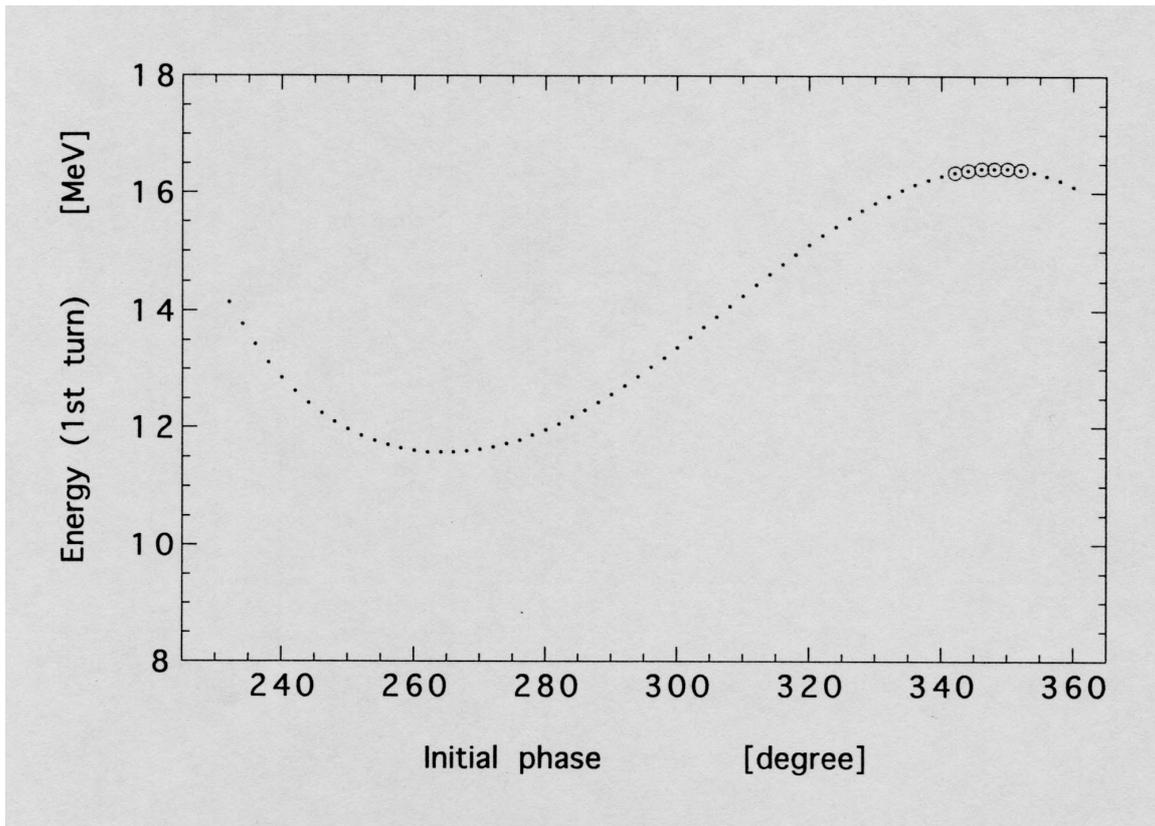
図A.5-3 300 MeV 用主磁場及び逆磁場の分布

磁場勾配も 150 MeV の場合と同一 ( $0.14 \text{ T/m}$ ) の設定である。横軸の原点は主磁石の磁極端面に取っている。軌道計算に重要な意味をもつ磁極端面の磁場分布状況も変わらない。ただし、最終的に  $B\rho$  が 2 倍になるため、主磁石端面から奥行き方向への磁場領域が 2 倍必要である。従って、高精度の磁場分布を要求される主電磁石が大型化し、実機の製作が難しくなることが想像できる。150 MeV 版と違って U ターンビームのフリッジ領域における発散の心配が不要であるから、起磁力の点ではマイナス要因であるが、主磁石の磁極間隙を広くとり、高い磁場精度の実現を容易にするのはひとつの方策であろう。

既に述べた 150 MeV ビームの場合のような詳細さは望むべくも無いが、300 MeV 版の軌道計算で得られた結果について記述する。まず、最後まで加速可能な安定位相領域を [図A.5-4](#) に示す。得られた安定位相領域は約 10 度であり、150 MeV 時の 20 度から 1/2 に縮小している。本文の第 4 章でもふれたが、主磁場中での磁場勾配 (-0.14 T/m) の影響による安定位相  $\varphi_s$  のドリフトに起因するものであり、この減少をなくすことはできない。ひとつの方法として、Lund 大の 100 MeV マイクロトロンのように n 値を小さくすることで、影響を小さくすることは可能である（前提とする設計方針の変更になる）。その意味で、高エネルギー大電流用に n 値の小さい Lund 方式は妥当である。次の [図A.5-5](#) で加速粒子の初期条件を示した。入射ビームのエミタンスを  $10\sim 100\pi$  mm·mrad、エネルギー広がり を  $80\pm 5$  keV（最大）の範囲で変化させて、数種類の計算を行なった。位相に関しては、[図A.5-4](#) の結果から  $347\pm 5^\circ$  の範囲に限定して合計千個の粒子を生成、各種ケースについて加速（輸送）効率と出力ビームの特性を調べてみた。

輸送効率については、[図A.5-6](#) にみられるように  $50\pi$  mm·mrad を超える入射ビームについてエミタンス依存性がみられる。150 MeV 版で採用した 80 keV の熱電子銃を考えた場合、加速に有効なエミタンスが  $60\sim 70\pi$  mm·mrad であり、同様の入射効率で 300 MeV マイクロトロンにも適用可能である。一方、エネルギー広がりについては、 $\pm 5$  keV の範囲で変化が小さい。従って、入射系にバンチャーを装備して大電流化を目指しても、他へ及ぼす影響は小さいことがわかる。なお、エミタンス依存性は (x, y) 双方の値を同時に変えて計算した結果、得られたものである。次に、300 MeV 出力ビームのエミタンスを [図A.5-7](#) に示す。 $(\varepsilon_x, \varepsilon_y) < 1\pi$  mm·mrad であり、シンクロトロンへの入射器として十分良質なビームを供給できるが、本文で議論してきた 150 MeV ビームのエミタンスと比べて大きい。加速管が S → L バンドに変更され、ボア径が  $\phi 10 \rightarrow \phi 22$  mm に拡大したため、マイクロトロンのアクセプタンス（transverse）が大きくなったことが理由として考えられる。

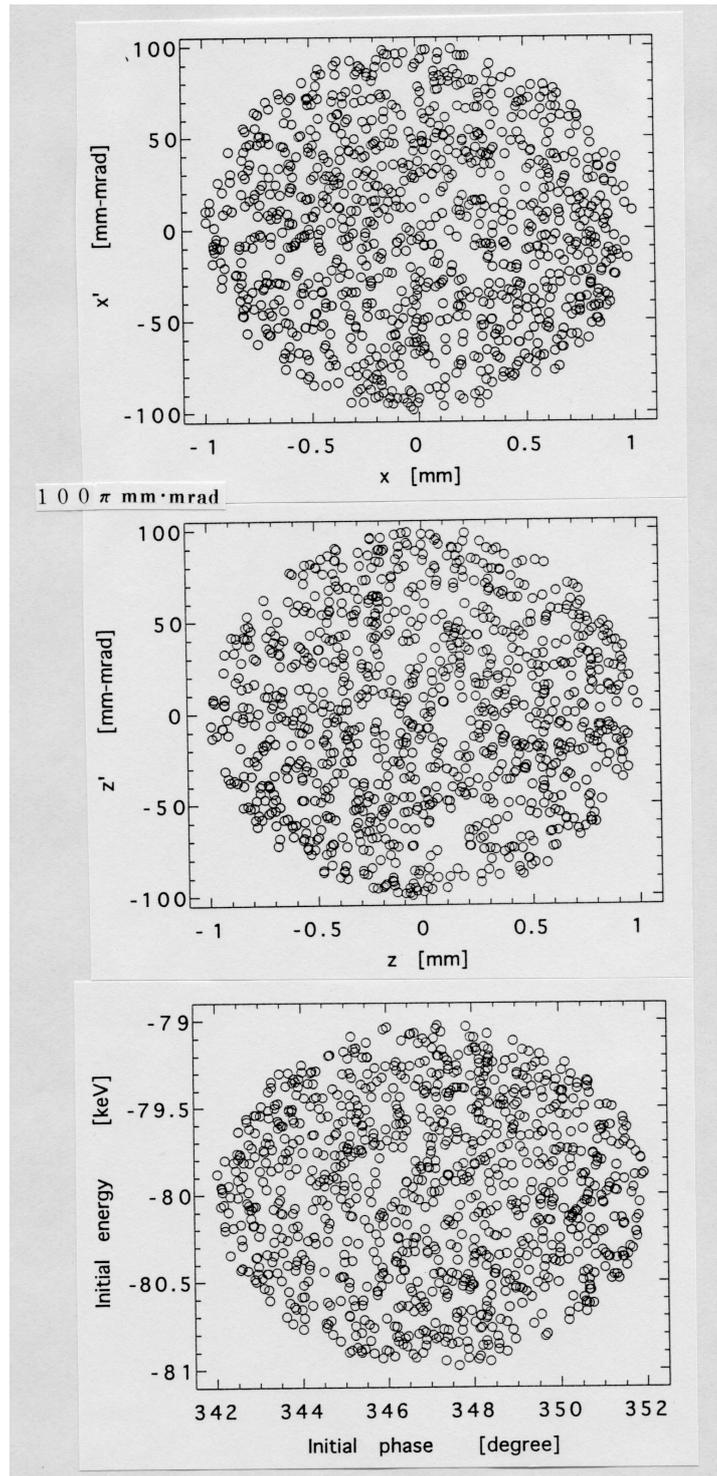
最後に、本文では触れなかった縦方向（longitudinal）の特性について付加しておく。300 MeV 版のシミュレーションでは、初期位相を L バンド RF の  $10^\circ$  幅に絞って計算したため、明確なビームのバンチ情報が得られた。[図A.5-8](#) は transverse phase space に関する計算結果を示す。エネルギー広がりに関しては  $\Delta E/E = \pm 0.07\%$  であり、150 MeV ビームと変わらない。一方、バンチ幅に関して  $\Delta\phi = \pm 0.6^\circ$  という値が判明し、これは入射時の位相幅  $10^\circ$  から、出射時には  $1.2^\circ$ （時間幅で 2.6 psec）にまで圧縮されることを示している。このバンチ圧縮の特性については、次節でふれる。



図A.5-4 加速可能な位相領域

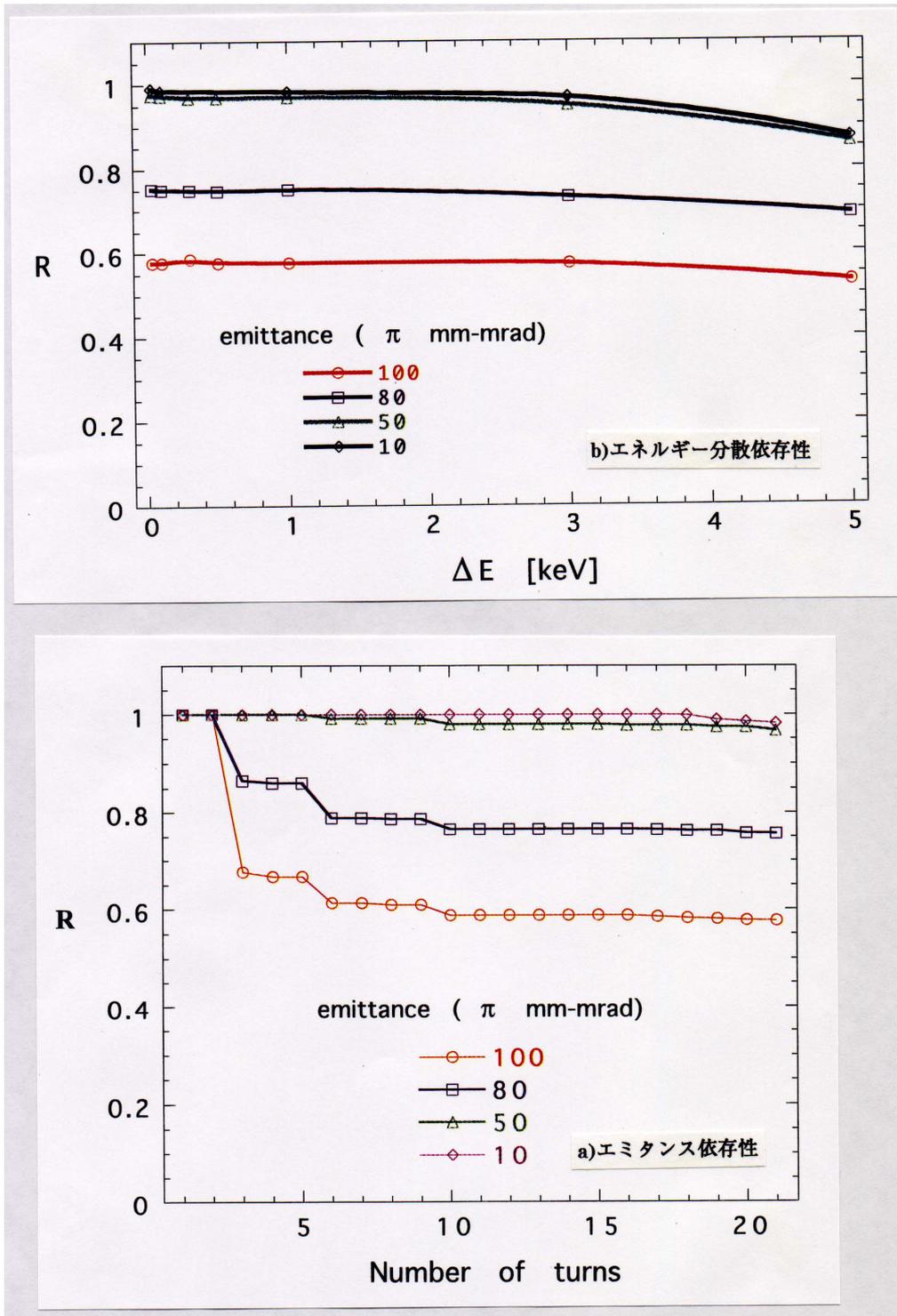
加速RFに対する入射ビーム ( $E_{inj} = 80 \text{ keV}$ ) の適正なタイミングを調べたもの。加速管入口における入射ビームの初期位相を横軸に、1回加速された後のエネルギー分布を縦軸に示す。名目上の加速エネルギーは  $14.3 \text{ MeV/turn}$  であるが、最後まで脱落せずに加速される粒子 (図中○印) は初回に  $16.4 \text{ MeV}$  の加速を受けている。

図から、加速可能な位相領域が  $342 \sim 352^\circ$  の  $10$  度幅であることがわかる。 $150 \text{ MeV}$  版の  $20$  度から半減しているが、これは主磁場の磁場勾配 ( $-0.14 \text{ T/m}$ ) による同期位相  $\varphi_s$  のドリフトによる安定位相領域の縮小が、更に顕著に表れているためである。主磁場中での最大曲率半径  $\rho$  が約  $2$  倍であるから、加速可能な安定位相領域を縮小する方向に働く負の効果も概ね  $2$  倍になるのはやむを得ない。



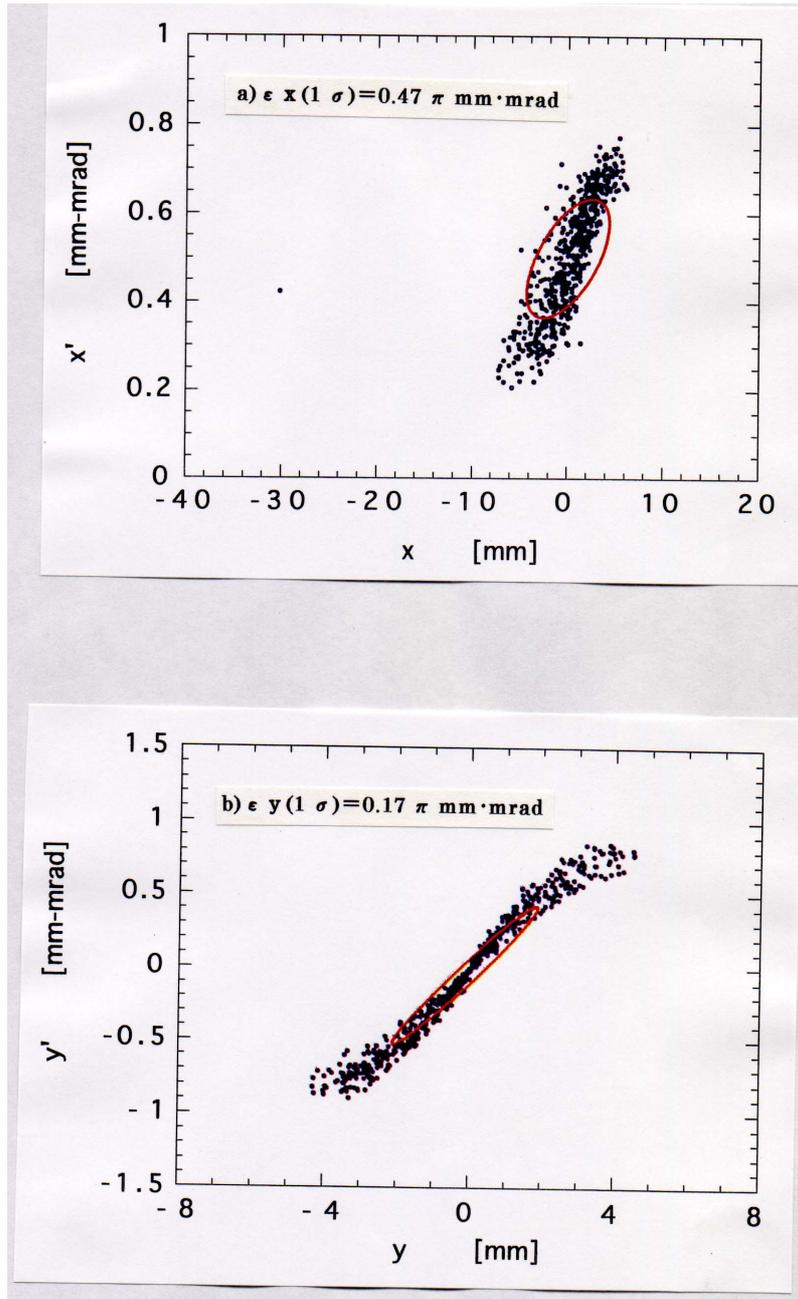
図A.5-5 80 keV 入射ビームの初期分布

入射ビームのエミタンス ( $x, y$ ) を  $10\sim 100\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  の間で変化させて加速効率を調べた。 $\Delta E/E$  については最大  $\pm 5 \text{ keV}$  の変化で様子を見た。初期位相は前図の情報から  $347^\circ \pm 5^\circ$  の範囲に限定し、いずれの場合も合計千個の粒子を振って計算を行なった。図はエミタンスが  $100\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、エネルギーが  $80 \pm 1 \text{ keV}$  の場合の千個の粒子の分布を示す。



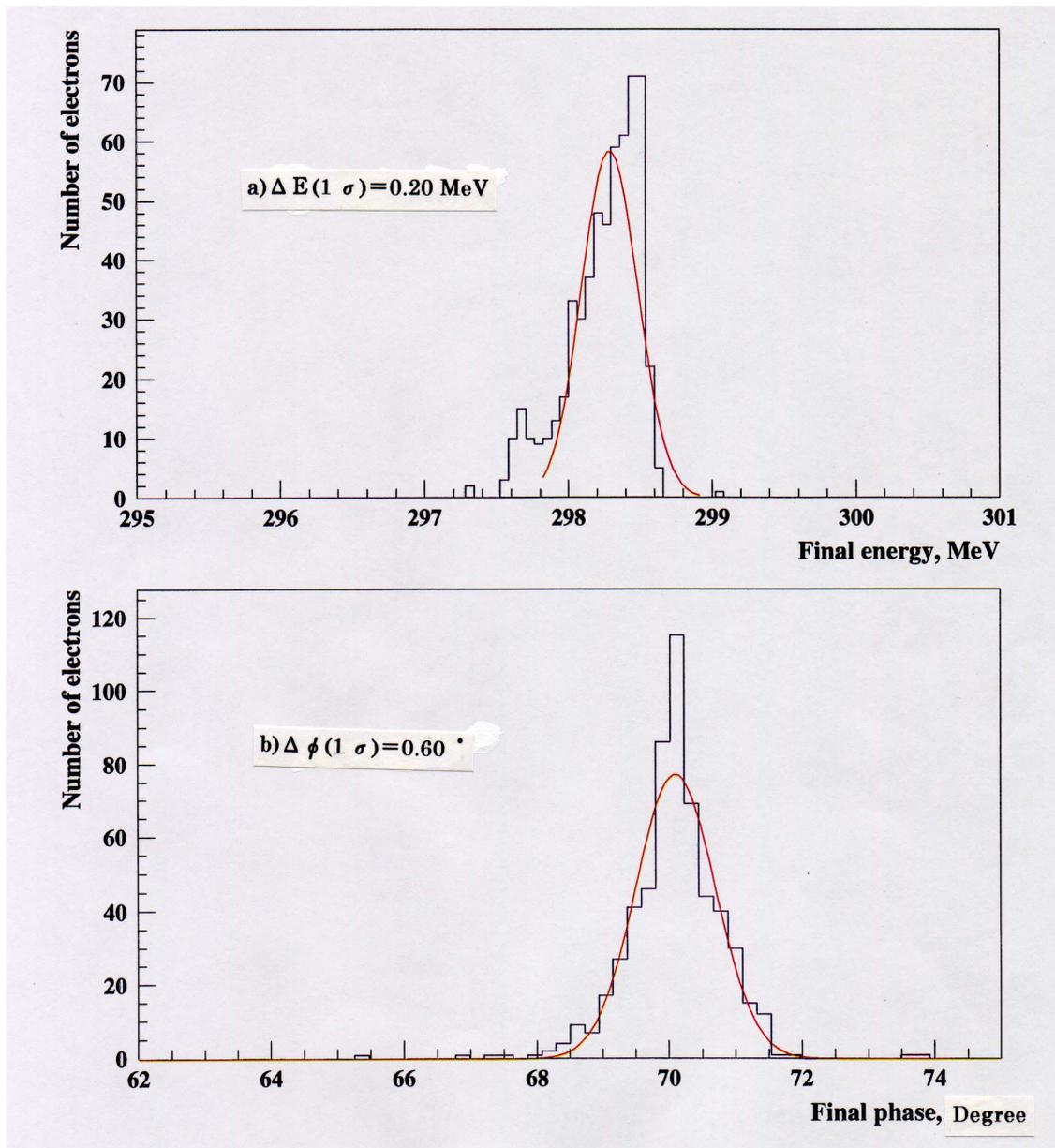
図A.5-6 300 MeV マイクロトロン<sup>の</sup>輸送効率

輸送効率の (x, y) エミタンス及びエネルギー広がり依存性を調べたもの。横軸に a) 図 : ターン数または b) 図 : エネルギーのばらつきを、縦軸に transmission efficiency :  $R = (\text{input particle} / \text{output particle})$  を取っている。エミタンスが  $50\pi$  mm-mrad を越えると効率の減少がみられる一方、 $\pm 5$  keV 程度のエネルギー広がりには問題なさそうである。



図A.5-7 300 MeV 取り出しビームのエミタンス

加速完了後のビームのエミタンス (rms 値) を 21 ターンのバックストレートに置かれた引出し電磁石の入口点でみたもの。入射ビームの初期条件が図A.5-5のときに得られた結果である。 $(\epsilon_x, \epsilon_y) = (0.5\pi, 0.2\pi) \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  というエミタンスは 150 MeV 加速ビームの場合より大きく、理由のひとつに加速管のアーチャーが  $\phi 10 \rightarrow \phi 22 \text{ mm}$  と大きくなり、transverse acceptance が大きくなったことが考えられる。



図A.5-8 300 MeV 取り出しビームの縦方向特性

前図は横方向 (transverse) のビーム特性であったが、ここでは縦方向 (longitudinal) の特性を示す。前図同様、21 ターンのバックストレートに置かれた引出し電磁石の入口点でみたものである。特徴は、入射ビームの初期位相条件を  $10^\circ$  幅に絞ったことで、引き出されたビームのエネルギー幅とともにバンチ幅も小さくなっていることである。 $\Delta E/E = \pm 0.07\%$  は 150 MeV ビームの場合と同等である。また、位相幅 ( $\Delta\phi$ ) が  $\pm 0.6^\circ$  であることから、バンチ幅が 2.6 psec ( $2\sigma$ ) にまで圧縮されていることがわかる。

## II. 特殊用途 (マイクロ単バンチ加速) :

本文の第5章でも触れたが、ここではSバンド加速管を用いた150 MeV マイクロトロン4号機の検討結果について述べる(現在、日本原子力研究所関西研究所で稼動中)。以下のシミュレーションは、入射系にレーザーフォトカソードRFガンを装備したマイクロ単バンチ加速の場合を想定して実施されたものである。

まず、マイクロ単バンチ加速の特殊性について述べる。

- 1) 150 MeV マイクロトロンの場合、25ターンするビームの周回軌道長の積算が125m(平均周長5m×25ターン)程度であり、通過に要する時間は0.5 μsec未満である。これは(A.4.4)式で定まる加速管の時定数 $\tau = 0.56 \mu\text{sec}$ より短く、マイクロ単バンチが加速されている時間幅では加速管が定常状態にならないことを意味する。本文中で述べたシミュレーションは加速電界が定常状態であるという条件のもとで実施されたが、ここでは過渡状態でのみ加速されることを前提として計算を進める。
- 2) レーザーフォトカソードRFガンを使用することから、入射系で生成される初期ビームの条件が全く異なる。RFガンを想定した場合の標準パラメータとしては、エネルギー4 MeV、時間幅<10 psec、エミタンス<10π mm·mradで、電荷量は1nCを目標とした。ビームのエネルギー分散はRFガンで使用する位相に依存するが、シミュレーションでは $\Delta E/E < 1\%$ を想定した。

前項より、ビームの加速に必要なエネルギーは加速管(全8セルの単位空洞)に蓄えられた電磁界エネルギー(stored energy)によってのみ賄われ、その補給をマイクロ波電源に期待することはできない。これは、各ターンの加速エネルギーが一定ではなく、周回数とともに漸減することを意味する。従って、その影響を評価しておく必要がある。

電荷量1nCの単一バンチを150 MeV加速するために必要なエネルギーは0.15 Jである。一方、Superfishの計算から全8セルの空洞に蓄えられたstored energyはその10倍、およそ1.5 Jと見積もられる(注:名目の加速エネルギーを7 MeV / turnとした)。すなわち、25ターンの加速では、最終的に加速電界が当初の $(0.9)^{1/2} = 0.95$ にまで低下する。実際に1→25ターンで加速電界が1.0→0.95に漸減するファクターを加味して計算してみた結果、10%未満の電界強度の漸減は出力ビームの特性(輸送効率やエミタンス等)に顕著な影響を及ぼさないことが判明した。

では、どの程度の電荷量までマイクロ単バンチで加速が可能だろうか (10 nC が不可であることは自明)。仔細に調べられたわけではないが、一連のシミュレーションで得られた感触から推定して、(ビーム特性の多少の劣化を許容すれば) パワーの補給が全く期待できない場合でも全 stored energy の 1/3 (~0.5 J) 程度は加速に充当できそうである (このとき、加速電界は 1.0 → 0.8 に漸減)。換言すれば、S バンド加速管を使う限り、電荷量 3nC 程度の 150 MeV ミクロ単バンチ加速が限界との判断である。いずれにせよ、加速エネルギーが周回ごとに漸減する加速方式では同期位相  $\phi_s$  が大きく変動し、もはや第3章で述べた安定位相領域に関する議論は無用である。なお、加速電界漸減のビームに及ぼす影響は、主磁場のもつ n 値 (磁場勾配) の効果とは逆である (程度の大小はさておき)。n 値のビームに対する影響がビームの戻りを遅らせる (周回時間を長くする) 方向に働くのに対し、加速電界漸減の影響は本来予定していた周回軌道に対してビームを小廻りさせ、ビームの戻りを早める (周回時間を短くする) 方向に働く。双方の作用がお互いに相殺する方向に働くため、多少ともプラスの要因である。

RF ガンのようにエミタンスが小さい電子源で、かつバンチの位相幅が十分 longitudinal acceptance に納まるような短パルスの入射ビームが得られると、加速途中でのビームロスが非常に少ない。一例を挙げると、エミタンス ( $\epsilon_{x,y}$ )  $10\pi$  mm-mrad のビームを 20 度の位相幅 (バンチ幅で 20psec) でマイクロトロンに入射したときの transmission efficiency は 98% であった (注: このときの入射エネルギーは 80 keV であり、現実の RF ガンとは状況が異なる)。

その他、通常 (入射系に熱電子銃を用いた) 150 MeV マイクロトロンと異なる点を列挙しておく。

- 1) RF ガンから得られるエネルギー 4 MeV の電子ビームを既存のマイクロトロンに入射する場合、初回の加速で得るエネルギーを 3 MeV 未満に抑えないと 2 ターン目以降の加速条件を満たすことができない。この調整は、初回の加速後、U ターンして戻ってくるビームのパス (行路長) を変えることでおこなう。この方法は 2 ターン目以降の加速に何ら影響を及ぼすことなく、入射ビームの加速 RF に対するタイミングをずらすだけで 1 ターン目の加速エネルギー量が調整可能である。

現実の装置には、入射系から見て左側の主電磁石と加速管との距離を可変にするための調整機構を装備している (可変幅  $>\lambda/4$ )。この機構を利用することで、名目 4 MeV

取出しの RF ガンであっても出射エネルギーを任意に変更できる（ただし、その都度加速管と左主電磁石間の距離を再調整する必要がある）。勿論、150 MeV マイクロトロン既存パラメータをすべてリセットして、再設定するのであれば上記の機構は不要である（熱電子銃用の設計を RF ガンに流用したために生じた問題である）。

- 2) 入射エネルギーが 80 keV → 4 MeV ( $\gamma = 1.2 \rightarrow 8.8$ ) と大幅に増加したため、シケーンの偏向能力を強化する必要がある。対策として、シケーンの磁場を $\sim 3$  kG に強化したほか、入射角を  $45 \rightarrow 30^\circ$  に浅くして起磁力確保の厳しさを緩和した。シケーン磁場を強くする際は、2 ターン目バックストレートに有害な漏れ磁場が生じないように注意を要する。また、周回ビームのエネルギーが十分高い領域では問題ないが、最初の数ターンではシケーン磁場によるビームの蛇行で長くなる周回軌道長の増分が無視できなくなる可能性がある（加速 RF の位相関係にずれが生じて以後の加速に悪影響を及ぼす）。従って、むやみに磁場を強くする事態は避けるのが得策である。
- 3) 加速管の軸上にセットされている CT を利用して、単バンチ加速に特有のビームをモニターする手段がある。単バンチがマイクロトロンを周回する際、前後のターンに 10 ~ 20 nsec 程度の時間的ずれが生じるので、この時間差を検出しようとするものである。本文第 5 章の [図 5-1-7](#) に示されている CT 出力は、この方法で検出された信号の一例である。

### [バンチ圧縮効果]

前節では、L バンド加速管を使用した 300 MeV マイクロトロンバンチ圧縮効果について触れた。ここでは、通常の 150 MeV マイクロトロン (S バンド) について実施したシミュレーションで得られたバンチ圧縮効果について述べる。

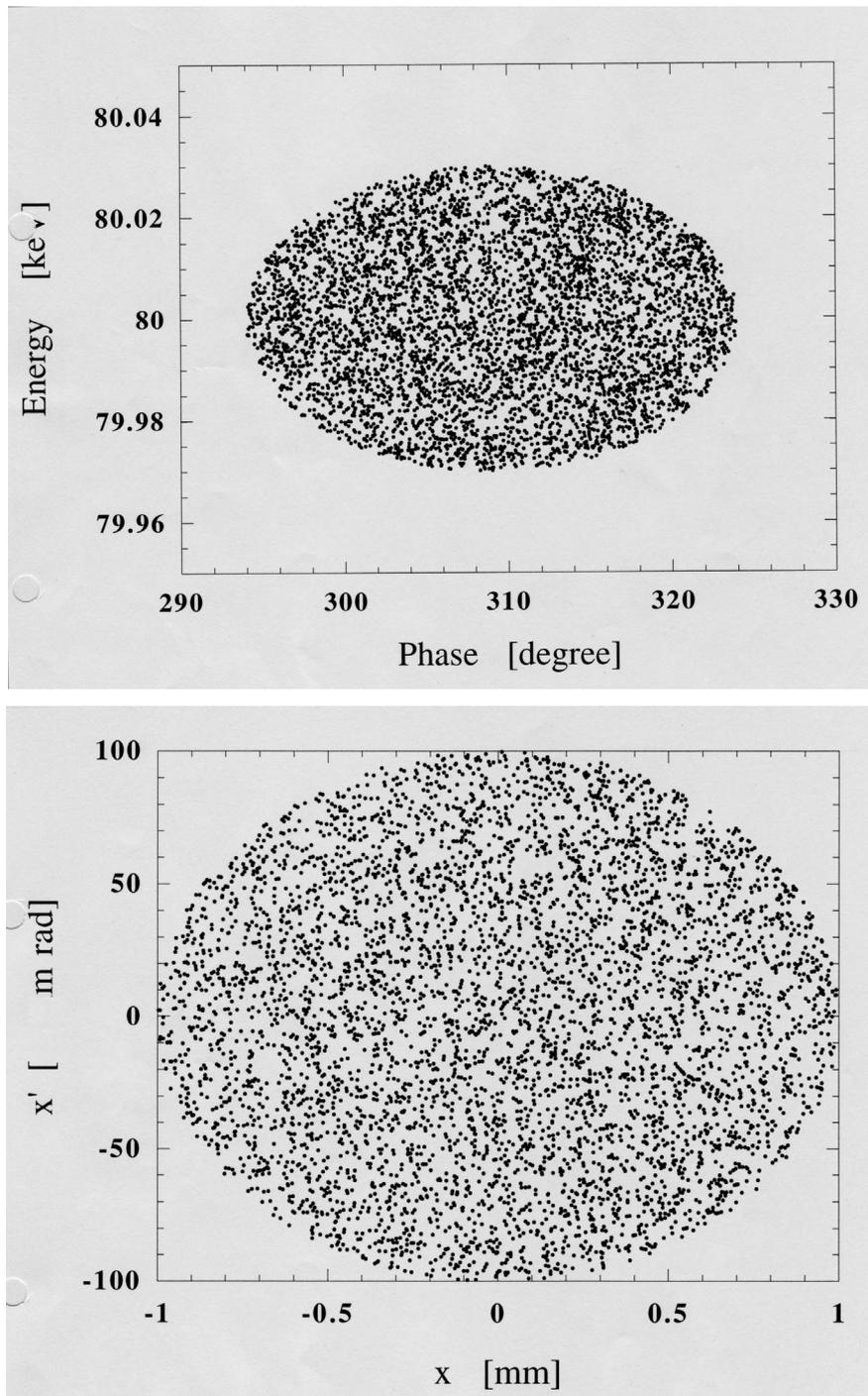
初期条件は [図 A.5-9](#) に示すように、入射エネルギー 80 keV、位相幅  $30^\circ$ （時間幅 $\sim 30$  psec）、エミタンス  $100\pi$  mm·mrad であり、具体的には十分バンチした熱電子銃からのパルス列が定常状態の加速管で加速される場合に相当する。状況を詳しく調べるために、通常は千個程度の粒子数で計算するところを、ここでは粒子一万個でシミュレーションを行った。なお、入射ビームのエミタンスについて、 $10 \sim 100\pi$  mm·mrad の間で初期条件を変化させてみたところ、transmission efficiency は当然大きく変化するものの、出力ビームのバンチ状況に関しては有意の差がみられなかったことを付記しておく。

[図 A.5-1 0](#) に初期位相と加速後の位相の関係を示す。一万個の粒子のうち、最後まで

残ったものは 3384 個であり、survival 率は 34%であった。図から、30° の初期位相幅に比べて最終位相では 5° の近辺に粒子が集中しており、バンチが圧縮されている様子がわかる。また、初期位相が小 → 大と移動するにつれて、最終エネルギーは高 → 低と変化してゆく関係もわかった。次に、残存粒子が集中している最終位相 5° の付近を解析した結果を[図A.5-1.1](#)に示す。これら粒子の初期位相を調べてみると、相当数が初期位相 294~324° の中心領域 (~10° 幅) に集中していることがわかった。そこで、初期位相 305~313° の範囲に限定して残存粒子 1167 個 (12%) の最終位相を調べると、出力ビームのパルス幅が  $\sigma = 0.7^\circ$ 、全幅  $1.4^\circ$  (時間幅で 1.4 psec) に短縮していることが判明した。これは初期位相 8° の幅全体に分布していたビームが、加速後は 1/5 以下の時間幅に圧縮されることを意味しており、初期位相の範囲を工夫することでサブピコ秒のパルスを得ることも可能な値である。マイクロトロンでは、一般にパルス幅 10 psec 程度のビームを適当なタイミングで入射できれば、加速と同時にビームのパルス幅を更に圧縮する機能を備えていると言える。

残存粒子の初期エミタンスについて調べてみた ([図A.5-1.2](#))。全生存粒子 (34%) のエミタンスと、初期位相を中心付近の 8° に限定した場合 (12%) のそれを並べて比較してみた結果、初期エミタンスの形状 (と大きさ) に顕著な差はないと判断できる (垂直方向については、多少エミタンスの形状と大きさに変化がみられる)。すなわち、最後まで加速できる粒子群の属する初期エミタンスを考えると、初期位相を限定した場合とそうでない場合とで残存粒子群の属するエミタンスに本質的な差はないと考えられる。

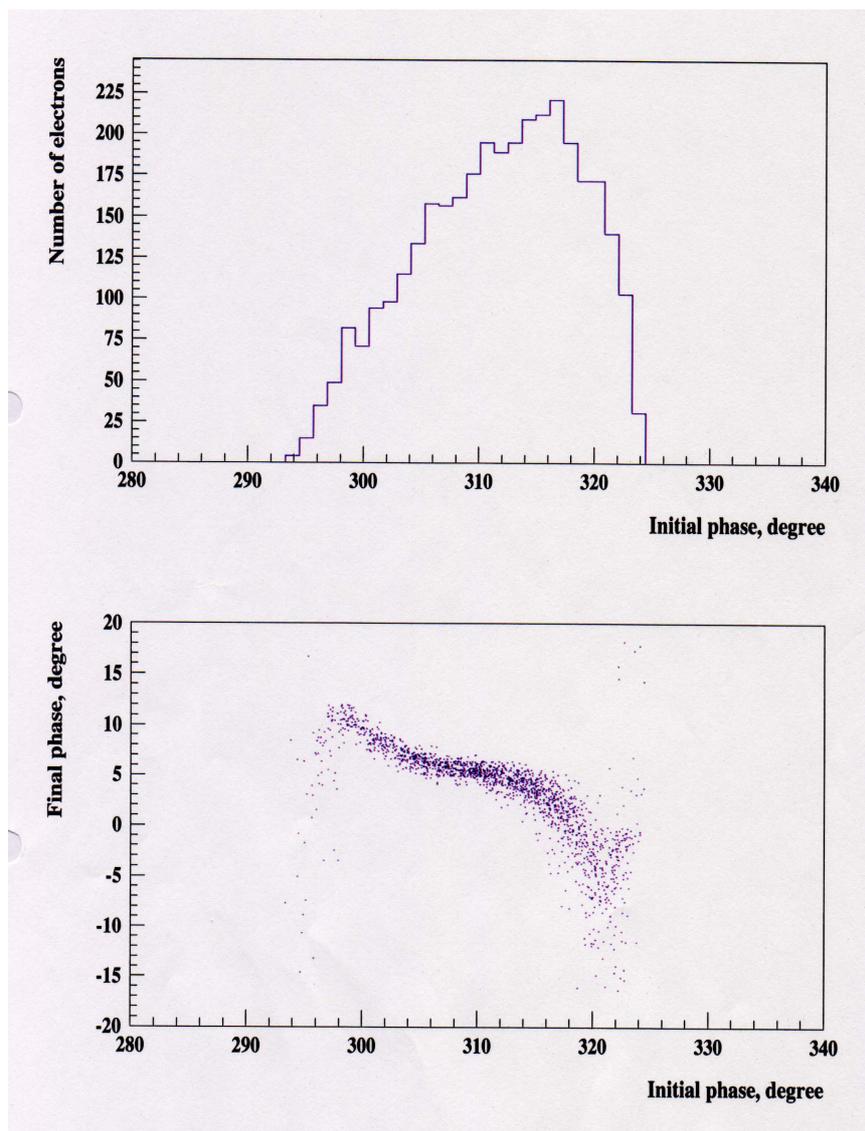
最後は参考用に加速粒子のエネルギー広がりについて[図A.5-1.3](#)に示す。出力ビームでは  $\Delta E/E = \pm 0.03\%$ 、全幅で 0.1%未満であり、150 MeV ビームの場合と本質において差がない。低エネルギー側にテールを引く傾向も同様である。本図からは不明であるが、初期位相と最終エネルギーとの間に或る関係が存在していることが[図A.5-1.0](#)からわかる。



図A.5-9 バンチ圧縮効果を調べたビームの初期条件

上) ミクロ単バンチ加速のシミュレーションに用いた一万個の粒子の  $(E, \varphi)$  位相空間上の分布を示す。入射エネルギー  $E_{inj} = 80 \pm 0.03$  keV、 $\varphi_{mi} = 294 \sim 324^\circ$  (全幅  $30^\circ$ ) で longitudinal  $\varepsilon = 0.45\pi$  keV $\cdot$ degree と小さい (本文の図4-3-2では  $A_\varphi = 12\pi$  keV $\cdot$ degree)。

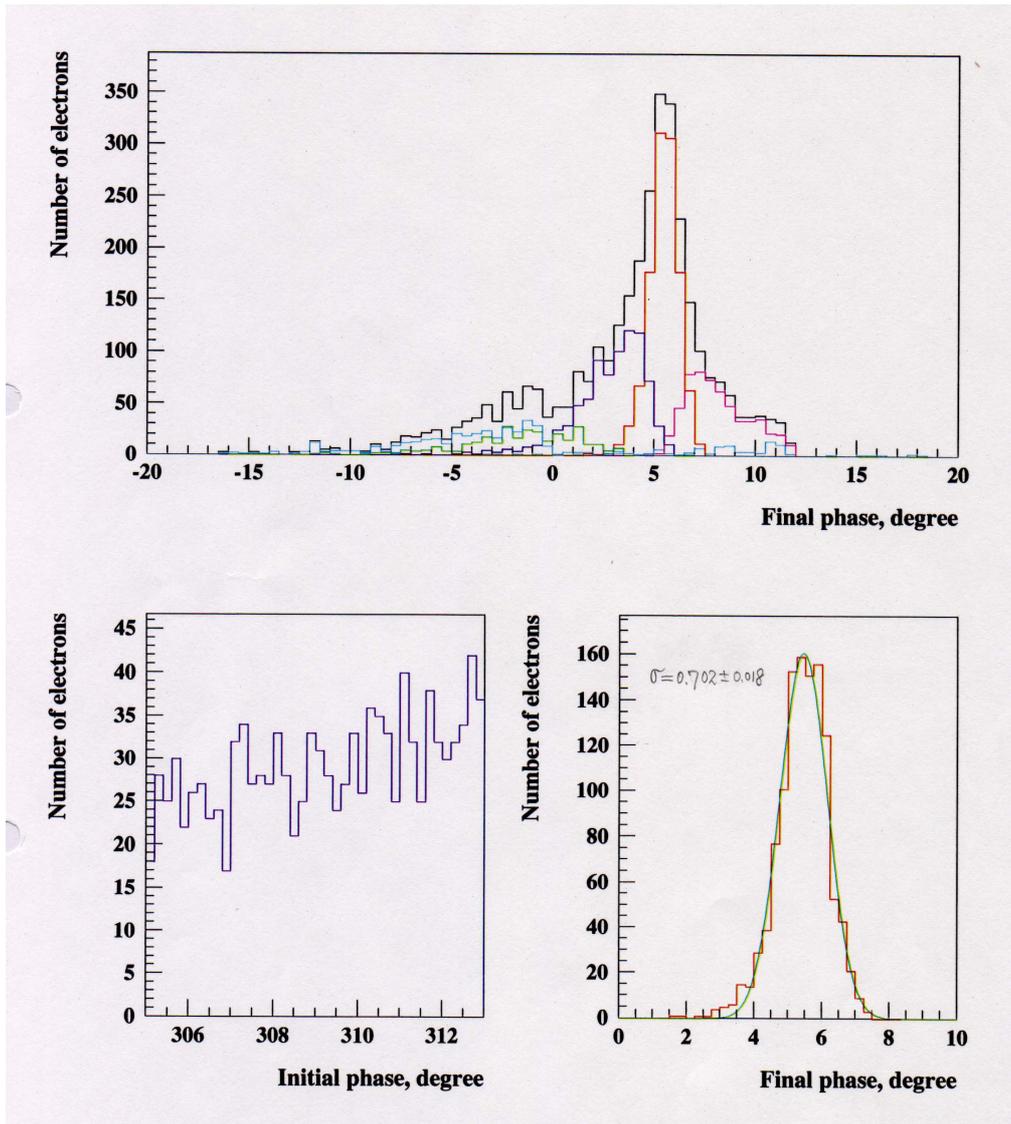
下) エミタンスは  $(\varepsilon_x, \varepsilon_y)$  とともに  $100\pi$  mm $\cdot$ mrad で、同じ形状をしている (図は  $\varepsilon_x$  を示す)。位相が限定されている以外は、通常の熱電子銃のパラメータと差がない。



図A.5-10 加速粒子の初期位相と最終位相

上) 初期位相  $\phi_{ini} = 294 \sim 324^\circ$  (全幅  $30^\circ$ ) の間に一万個の粒子を生成、そのうち最後まで加速された粒子 3384 個 (34%の survival 率) の初期位相分布を図で示す。

下) 加速に成功した 34%の粒子の初期位相 (横軸) と最終位相 (縦軸) との相関を示す。初期位相幅  $30^\circ$  と比べて最終位相の幅が狭くなっていることが明瞭である。特に最終位相  $5^\circ$  の付近に加速粒子が集合している様子がみてとれる。



図A.5-11 バンチ幅の圧縮

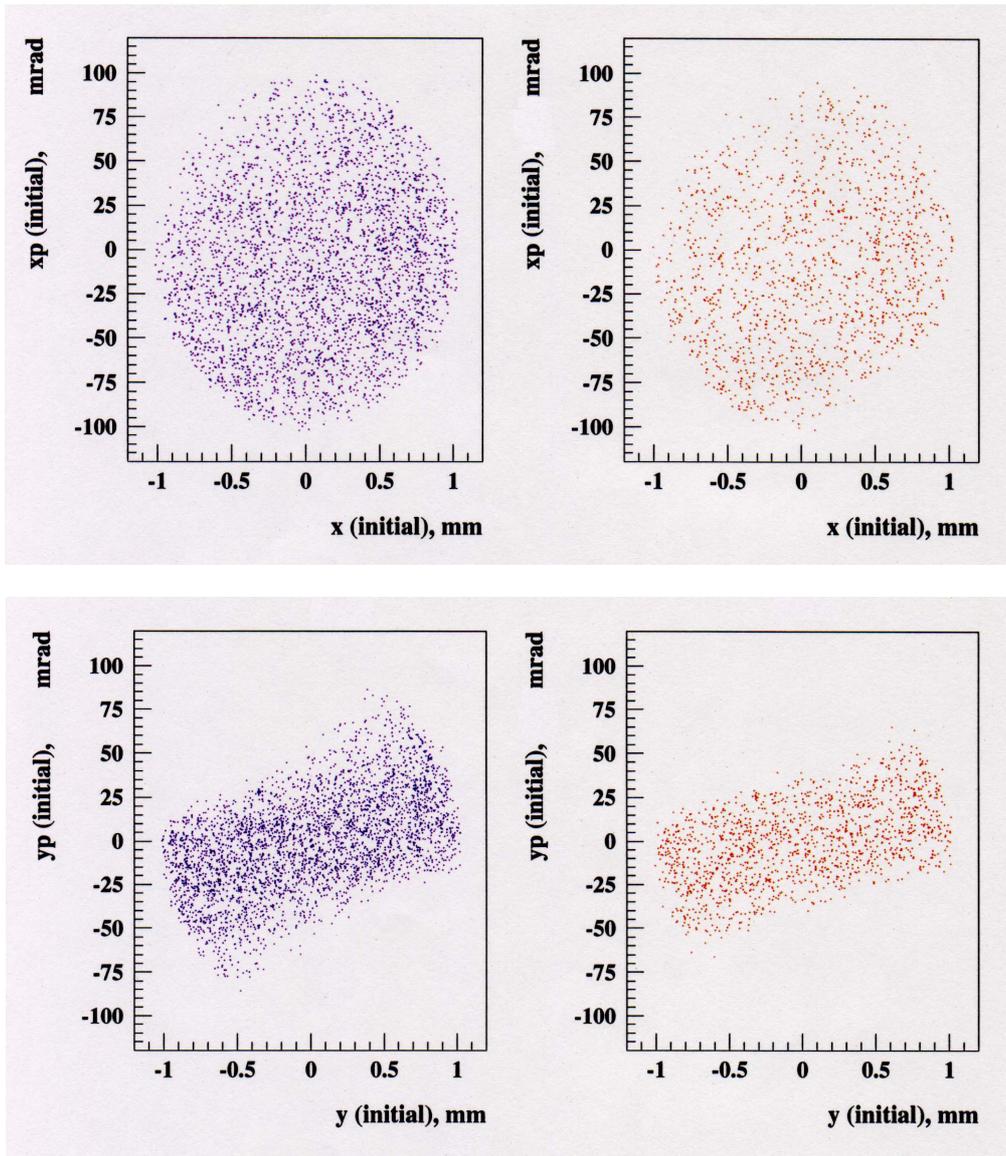
上) 最終位相に関する加速粒子の分布状況を示す(黒線)。位相 5° を中心に狭い幅に集中し、マイナス側へはなだらかなテールを引き、プラス側では急峻に減衰している。

以下、粒子を初期位相で区別してみた。赤線=初期位相を中心部の 10° (304 ~314°) に限定した粒子群、水色=初期位相が (294~299°)、ピンク=同 (299~304°)、紫線=同 (314~319°)、緑線=初期位相が (319~324°) の粒子群を、それぞれ示す。

初期位相の中心 (309°) 付近に粒子が集中していることがわかる。

下左) 初期位相を 305 ~ 313° に限定して、加速粒子をプロットしたもの。やや右肩上がりではあるが、概ね一様に分布している。計 1167 個 (12%) の残存粒子数である。

下右) 左図に対応する粒子群を最終位相についてプロットしたもの。幅 8° の初期位相にあまねく分布していた粒子が、加速後は 1.4° の幅 ( $\sigma = 0.7^\circ$ ) に圧縮されている。



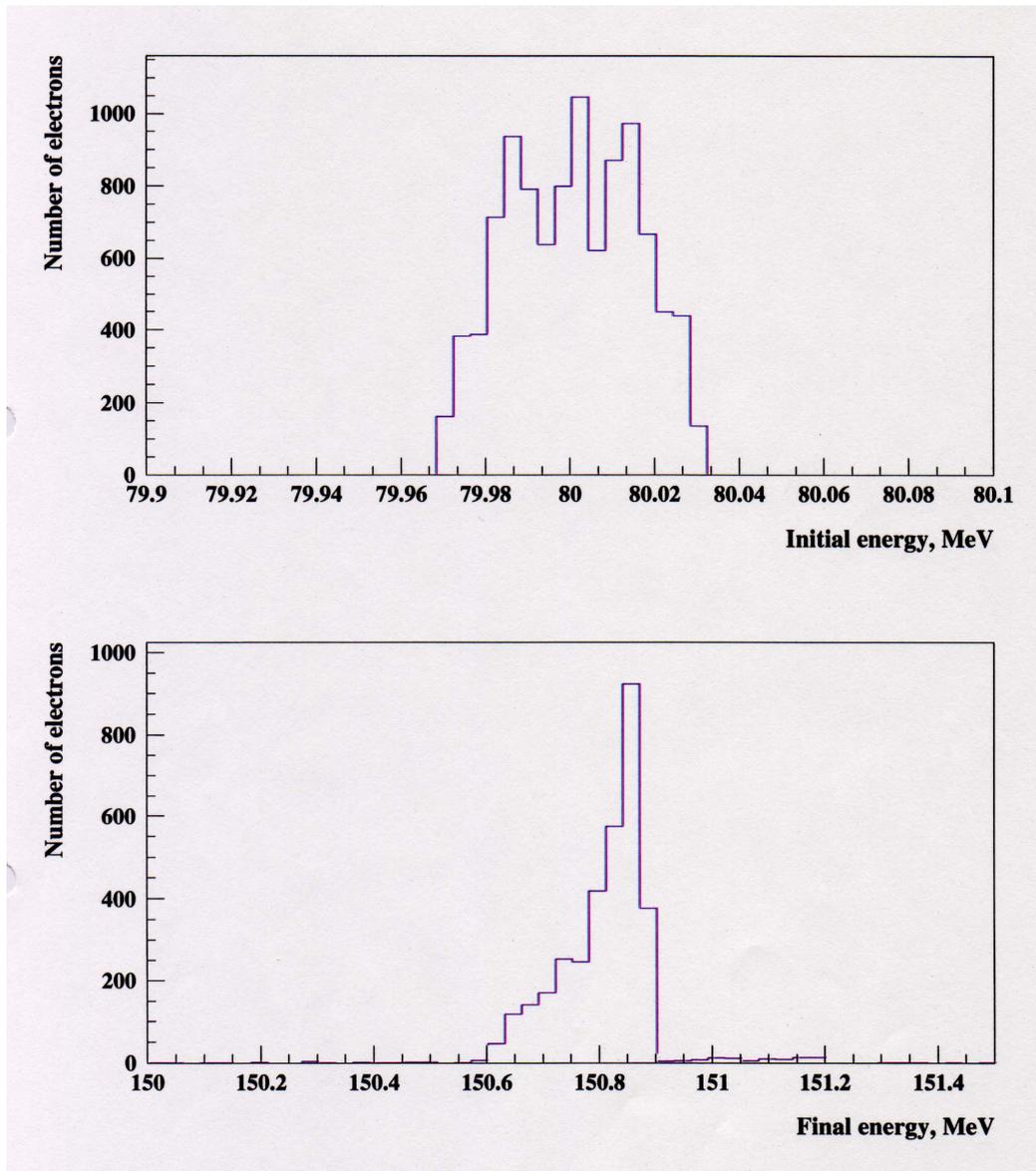
図A.5-12 生存粒子の初期エミタンス

最後まで加速された生存粒子の初期エミタンスを示す。左が全 3384 個の分布を、右が初期位相を  $305 \sim 313^\circ$  (幅  $8^\circ$ ) に限定した場合の 1167 個の分布をそれぞれ表している。

上) 水平方向の初期エミタンス  $\varepsilon_x$ 、下) 垂直方向の初期エミタンス  $\varepsilon_y$

垂直方向では水平方向よりアクセプタンスが小さいことがわかる。

初期位相を  $305 \sim 313^\circ$  (幅  $8^\circ$ ) に限定すると、エミタンスが小さくなる傾向がみられ、特に垂直方向で明瞭に認識できる。しかし、本質的な傾向は、初期エミタンスの全範囲に渡って一様に (均等に) 粒子密度が減少していることであろう。これから、初期位相の範囲が異なっても、最後まで残存する粒子群の属する初期エミタンスに本質的な差はないと見なせる。



図A.5-13 出力ビームのエネルギー分布

上) 全粒子の初期エネルギー分布を示す。 $E_{inj} = 80 \pm 0.03 \text{ keV}$  ( $\Delta E/E = \pm 0.0004$ ) の幅に一万個の粒子が存在している。

下) 加速に成功した全粒子 (34%) のエネルギー分布を示す。 $E_{final} = 150.85 \pm 0.05 \text{ MeV}$  ( $\Delta E/E = \pm 0.0003$ ) であり、エネルギー分散が $\sim 0.1\%$ という本文中の結果と大差ない。また、低エネルギー側になだらかなテールを引くという傾向も同様である。

図A.5-10でわかるように、初期位相と最終エネルギーの間には、ある関係が存在する。

附録) 参考文献 :

- [A 1] T. Hori and T. Takayama, “‘AURORA-2’ Compact Advanced SR Ring as an X-ray Source”, Proc. 4<sup>th</sup> Int’l Conf. on Synchrotron Radiation Sources and 2<sup>nd</sup> Asian Forum on Synchrotron Radiation, Kyongju, Korea, Oct. 1995, pp.148-158
- [A 2] SR Center Activity Report, Ritsumeikan University (1996) ~ Memoirs of the SR Center, Ritsumeikan University, No.3 (2000) など
- [A 3] 坂井一郎、「超伝導小型放射光源の特性評価法開発と性能改善の研究」、立命館大学理工学部、2001年度 Doctor Thesis.
- [A 4] HiSOR Activity Report 1996/1997 ~ April 2000 - March 2001, Hiroshima Synchrotron Radiation Center, Hiroshima University など
- [A 5] T. Hori, Y. Mikami, S. Yamada, T. Takayama, “Operation Results of Compact SR Ring ‘AURORA-2D’ with 7 Tesla Wiggler”, Proc. EPAC’98, Stockholm, Sweden, June 1998, pp.581-583
- [A 6] T. Hori, “Ten Years of Compact Synchrotron Light Source AURORA”, Proc. PAC’99, New York, March-April 1999, pp.2400-2402
- [A 7] T. Hori, J. Yang, M. Washio, “Simulations of Ultra Short Single Bunch Operation on 150 MeV Microtron”, Proc. EPAC’98, Stockholm, Sweden, June 1998, pp.517-519
- [A 8] L. Prästegaard, et. al., “The ANKA Injector”, Proc. EPAC’98, Stockholm, Sweden, June 1998, pp.632-634
- [A 9] 深海庸孝、狩谷宏行、山田廣成、「小型シンクロトロン放射光源 “オーロラ” の制御系」、住友重機械技報 Vol.39, No.116, August 1991、pp.40-45
- [A 10] K. Aoki, K. Kawamura, D. Amano and K. Yoshida, “A PC-based Control System for HiSOR”, Proc. 6<sup>th</sup> Int’l Conf. on Accelerator & Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS’97) IHEP, Beijing, China 1997 / HSRC preprint 97-6, Sept. 1997
- [A 11] M. A. Wilson, et al., “NIST – Los Alamos Racetrack Microtron Status”, Proc. of 1988 Linear Accelerator Conference, CEBAF Report – 89 – 001, June 1989, pp.255-258
- [A 12] T. Hori, “AURORA Injector: Racetrack Microtron Present Status”, Proc. of 14<sup>th</sup> Linear Accelerator Meeting in Japan, Nara (1989) pp.22-24
- [A 13] T. Hori, et al., “Status of Compact SR Light Source for X-Ray Lithography”, Proc. of

- 1989 International Symp. on MicroProcess Conference, pp.108-112
- [A 1 4] T. Mitsumoto and T. Hori, "AURORA Injector: Racetrack Microtron Injection System", Proc. of 15<sup>th</sup> Linear Accelerator Meeting in Japan, Sapporo (1990) pp.125-127
- [A 1 5] 密本俊典、「マイクロトロン入射系改良設計」  
Internal Report of SUMITOMO Heavy Ind., Ltd. (1991)
- [A 1 6] T. Mitsumoto, T. Hori, and Y. Sasaki, "AURORA Injector: Racetrack Microtron RF System", Proc. of 14<sup>th</sup> Linear Accelerator Meeting in Japan, Nara (1989) pp.274-276
- [A 1 7] S. P. Kapitzka, V. N. Melekhin, "The Microtron", Harwood Academic Publishers (1978)  
Chapter 4, Section 5, p.96
- [A 1 8] T. Hori, K. Yoshida, K. Goto, T. Fujita, N. Ohta and T. Yano, "Radiation Resistance of Elastic Gasket in the 150 MeV Injector Racetrack-Microtron at HiSOR", (in Japanese)  
HSRC Report 00-1, June 2000
- [A 1 9] M. Eriksson, "A 550 MeV Injector Microtron for MAX", Nucl. Instr. & Meth., Vol. 203 (1982) pp.1-5
- [A 2 0] H. Miyade, D. Amano, H. Murata, T. Hori, T. Takayama, "Beam Test of Compact SR Ring 'AURORA-2S' for X-ray Lithography", Proc. 1<sup>st</sup> Symp. on Accel. & Related Tech. for Application (ARTA1998), Tokyo, Nov. 1998, pp.49-52

- 
- [\*\*] C. Henderson, F.F. Heymann, and R.E. Jennings, "Phase Stability of the Microtron", Proc. Physical Society of London, Sec. B, Vol. 66-I, (1953) pp.41-49

補記（プロジェクトの全体概要） — 産業用小型SRリング(AURORA) R&Dの要点  
技術的観点から超小型放射光源「AURORA」R&Dの経緯を振り返り、要約しておく。  
全体を振り返ってみると、開発内容を大きく3分野に分けることができる。  
本論文は、この第1部に対応するものである。

## 第1部：入射器のR&D (図F\_1)

型式：レーストラック型マイクロトロン（低デューティー、パルス加速）

加速エネルギー： $E_{out} = 150 \text{ MeV}$

引出電流： $I_{out} = 5 \text{ mA}$ （バンチャー無し＝標準仕様）

エネルギー広がり： $\Delta E/E = \pm 0.1\%$

ビームパルス幅：0.1～3  $\mu\text{sec}$

繰返し：0.1～10 Hz（オプション 100 Hz）

### 特徴：

- ・コンパクトな装置である（本体のFoot print：4 x 2 m<sup>2</sup>）
- ・得られるビーム電流はライナックほど多くない（ $I_{out} \leq 10 \text{ mA}$ ）
- ・高品質ビームである（ $\Delta E/E = \pm 0.1\%$ ）

基本概念：Wisconsin大の1 GeVリングAladdinの入射器108 MeVマイクロトロンに準拠

主たる相違点：

- ・電子銃を含む低エネルギー入射系
- ・周回部の水平方向集束系
- ・加速管の方式
- ・ビームモニタ系全般
- ・ビーム引出部、など

### その他（関連事項）：

- ・Lund大MAX-labの小型SRリングMAX-1の入射器100 MeVマイクロトロンとも  
共通点と相違点があり、結果的にW大方式とLund大方式双方の利点を統合
- ・Mainz大の原子核実験用CWマイクロトロン（3段カスケードで850 MeVを得る）

- 全く概念の異なる巨大マイクロトロン
- ・SHI版の150 MeV マイクロトロン → 単段で最大エネルギーを得る；換言すれば、入射 (0.12 MeV~0.08 MeV) vs. 引出ビーム (150 MeV) のエネルギー比が最大

## 第2部：SRリングVersion-1 (AURORA-1) (図2-1-2、図A.1-1)

電子エネルギー： $E_{\text{ring}} = 575 \text{ MeV}$

蓄積電流： $I_{\text{ring}} = 300 \text{ mA}$

臨界波長： $\lambda_0 = 1.4 \text{ nm}$

ビーム寿命： $\tau_{\text{life}} = 8 \text{ hours @} 300 \text{ mA}$  (10% x-y couplingの条件下)

### 特徴：

- ・真円型の軟X線用超小型リング (外径~3 m)
- ・単体の360度偏向電磁石 (弱集束磁場) を使用
- ・超伝導電磁石を使用 ( $B = 3.8 \text{ T}$ )
- ・直線部を持たないリングへ1/2共鳴入射法を適用
- ・単一のドーナツ型真空槽へ高周波空洞など、すべての機器を封入
- ・高真空を維持するための大排気容量のクライオパネル ( $\text{H}_2$  ガスで30000 l/sec)

### 固有の特性：

- ・蓄積ビームのx-y coupling ( $\sim 10^{-4}$ ) が異常に小さい
  - ビームサイズの実測結果で、 $\sigma_x = 1.3 \text{ mm}$ 、 $\sigma_y = 0.010 \text{ mm}$  [A 3]
  - 理由) 単体の360度偏向電磁石のため、カップリング要因の誤差磁場が微小
- ・微小x-y couplingの影響とその対策：
  - 影響) SPring-8並に小さい $\sigma_y$ のゆえ、ビーム寿命 (Touschek) が予想外に短い
  - $\tau_{\text{life}} < 1 \text{ hour @} 300 \text{ mA}$  → 実用上、支障のない寿命にするためにひと工夫を要す
  - 対策) RF knock out 法：イオン除去電極に外部からRFを印加し、ベータトロン振動 ( $v_y$ ) を励起 →  $\sigma_y$  (実効値) を可変にして寿命のコントロールが可能

### 第3部：SRリングVersion-2 (AURORA-2) (図A.1-3、図A.1-5)

基本仕様 (放射光の特性) はAURORA-1と同じ

電子エネルギー： $E_{\text{ring}} = 700 \text{ MeV}$

蓄積電流： $I_{\text{ring}} = 500 \text{ mA}$  (性能上は1 A運転が可能)

#### 特徴：

- ・常伝導高磁場電磁石 ( $B = 2.7 \text{ T}$ ) を利用
- ・小型のレーストラック型リング (Foot print:  $4 \times 7 \text{ m}^2$ ) 注) 入射は従来の方式
- ・直線部1.6 mで小型を維持 → 集束磁石はQFのみ (QD相当のedge focus採用)
- ・発生放射線 ( $\gamma$ 線、中性子) を自己遮蔽 → 工場への導入が容易
- ・Landau空洞でバンチ長を制御 → coupled bunch instability を抑制、大電流蓄積が可能

#### AURORA-2に固有の特性：

現象) 周長 (ビーム軌道長) 11 mの小型リング (AURORA-2S) ゆえ、入射時のバンブ軌道で周回軌道長の変化が無視できない ⇒ 入射ビームがRFバケットから脱落 (シミュレーションで予測、かつ実際の運転でも確認済 [\[A20\]](#))

対策) 入射時、バンブ軌道の変異量に比例した Frequency Modulation をRF周波数に印加 → ビームの phase slip を防止し、バケットの中に保持

#### AURORA-1との比較：

- ・産業用装置に必須の安定性・信頼性・保守性の点で勝る (超伝導より常伝導)
- ・ランニングコスト (所要電力 $\sim 350 \text{ kW}$ ) に関しては、ほぼ同等

#### その他 (参考事項)：

- ・レーストラック型 → 直線部を延長して挿入光源の装備が可能
- ・超伝導ウィグラ1台を挿入して、ビーム試験 (AURORA-2D) を実施済 ([図A.1-5](#))
- ・アンジュレータ2台を挿入光源とする姉妹機が実現  
→ 広島大学放射光科学研究センター (HiSOR) ([図A.1-4](#))

以上 (全体の終了)