

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	インターデジタルH型重イオン線型加速器の設計に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	小栗慶之
Author(English)	YOSHIYUKI OGURI
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第1483号, 授与年月日:1985年9月30日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第1483号, Conferred date:1985/9/30, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

a-27

"インターデジタルH型重イオン

線型加速器の設計に関する研究"

1985年 4月

東京工業大学

原子炉工学研究所

小栗慶之

目次

	頁
<u>第 1 章 序論</u>	1
§ 1. 1 緒言	2
§ 1. 2 IH型ライナックに関する現在までの研究成果, 及びその問題点	6
1. 2. 1 フランスにおける研究	8
1. 2. 2 ソビエトにおける研究	12
1. 2. 3 西独における研究	13
1. 2. 4 我国における研究	15
§ 1. 3 本研究の目的, 及び設計研究の進め方	20
1. 3. 1 入射条件と運転周波数の選定	22
1. 3. 2 加速空洞の開発	23
1. 3. 3 加速イオンの軌道計算手法の開発	24
1. 3. 4 四重極電磁石の開発	24
<u>第 2 章 研究の方法</u>	26
§ 2. 1 入射条件, 運転周波数, その他の選定	27
2. 1. 1 入射器, 入射条件, 及び出射エネルギーの選定	27
2. 1. 2 運転周波数の決定	30

§ 2.2	加速空洞の開発	34
2.2.1	1/4スケールモデル	34
2.2.2	RF測定系	37
2.2.3	共振周波数の測定	39
2.2.4	Q値の測定	39
2.2.5	加速空洞内の電界分布の測定	41
2.2.6	空洞内表面電流密度の測定	52
§ 2.3	加速イオンの軌道解析	54
2.3.1	インパルス近似による軌道解析	54
2.3.2	運動方程式の数値積分による軌道解析	63
§ 2.4	四重極電磁石の開発	66
2.4.1	分割コイル方式	66
2.4.2	テープレコイル方式	69
2.4.3	試験用フレオンループ	73
§ 2.5	IH型加速構造の理論的取扱	76
2.5.1	等価回路の選定と行列による表現	76
2.5.2	等価回路定数の決定	80

2.5.3	電界分布平坦化機構の等価回路上の表現	82
2.5.4	シャントインピーダンスの理論計算	86
<u>第3章 実験, 計算結果</u>		90
§3.1	加速空洞のRF特性の測定結果	91
3.1.1	共振周波数	91
3.1.2	加速電界分布	91
3.1.3	ギャップ内の微分的電界分布	97
3.1.4	空洞内表面電流密度	102
§3.2	加速イオンの軌道計算結果	103
3.2.1	インパルス近似による計算結果	103
3.2.2	数値積分の方法による計算結果	106
§3.3	四重極電磁石の開発試験結果	111
3.3.1	分割コイル方式	111
3.3.2	テープコイル方式	112
3.3.3	長時間耐久試験の結果	113
<u>第4章 結論</u>		116
§4.1	加速空洞のRF特性	117

4. 1. 1	共振周波数	117
4. 1. 2	加速電界分布	119
4. 1. 3	ギャップ内の微分的電界分布	124
4. 1. 4	空洞内表面電流密度	127
4. 1. 5	シャントインピーダンスと電界分布形状との関係	128
§ 4. 2	加速イオンの軌道	136
4. 2. 1	インパルス近似による計算	136
4. 2. 2	数値積分の方法による計算	139
§ 4. 3	四重極電磁石の特性	146
4. 3. 1	分割コイル方式	146
4. 3. 2	テープコイル方式	147
4. 3. 3	長時間の耐久性	148
§ 4. 4	設計研究成果のまとめ	151
§ 4. 5	実機の性能にフりて	153
4. 5. 1	RF特性	153
4. 5. 2	イオンの加速特性	158
<u>付録Ⅰ</u> <u>ブースター方式との比較</u>		163
<u>付録Ⅱ</u> <u>本研究で得られた設計法の応用例</u>		171

謝 辞

176

参考文献

177

第 / 章

序 論

§ 1. 1 緒言

ヘリウムより重い元素のイオンである重イオンの加速は、軽イオンのそれと同様にやはり原子核物理学からの要請に起因している。しかし、現在は重イオンビームの応用範囲は原子物理学から生物学に至る広い科学の分野に拡大し、重イオン加速器は年々その研究手段としての地位を高めている¹⁾。

イオンの β 値 ($\beta \equiv v/c$, v : イオン速度, c : 光速度) が10%以下のいわゆる低 β 領域では、重イオンの加速にはタングラムグァンデグラフ又は線型加速器(以後"ライナック"と記す)が最も効率的であることが指摘されている²⁾。特にライナックは大電流のイオンを加速できる特長を持ち、これは主に原子核物理研究用の大型複合加速器システムの入射器として、十分な強度のビームを供給するのに適した特質である。さらに大電流加速が可能なのは、材料照射試験、固体へのイオン注入、さらには慣性核融合等にとっても極めて有利な特質である。

現在のイオン加速用ライナックは、その動作原理からいくつかの型式に類別されるが、大まかに、

- ① WIDERÖE 型³⁾
- ② ALVAREZ 型⁴⁾
- ③ その他

に分けられる。この中で、周期的に配列されたドリフトチュー

ブを用いる WIDERÖE 型と ALVAREZ 型が現在の主流となっている。

ライナックは、サイクロトロン等と同様に交流高電圧を用いて荷電粒子の同期加速を行なう装置である。その際、WIDERÖE 型と ALVAREZ 型に対して、高周波（以後 "RF" と記す）の波長 λ と粒子速度 β 、及びドリフトチューブとギャップから成る 1 セルの長さ l に対して、次式が成立する：

$$l = n\beta\lambda. \quad (1.1)$$

ただし、 $n = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$

----- (WIDERÖE 型)

$n = 1, 2, 3, \dots$ (ALVAREZ 型)

従って、加速器の長さを一定とすると、軽イオンに比較して同一エネルギーでも速度の小さい重イオンに対しては周波数を小さくする必要がある。

現在稼働中のイオン加速用ライナックは殆んどが陽子加速用であり、その殆んどが ALVAREZ 型である。この型式は主に、 β 値が 10% 以上の領域で他の型式よりもシャントインピーダンスが高いため陽子加速に適している。また、加速構造の RF 特性及びイオン軌道が計算機で十分に予想できるので、広く用いられている。しかし、重イオン加速で用いられる $\beta < 10\%$

の領域では急速にシャントインピーダンスが低下する⁵⁾。また加速空洞の共振周波数は殆んどタンクの径のみで決まり、例えば50 MHzのALVAREZ型空洞は直径4 mという巨大なものになる。これらの理由により、ALVAREZ型の重イオンライナックはLBLのsuper HILAC⁶⁾ (70 MHz)を除き現在全て100 MHz以上の周波数で運転されており、主に β 値が10%以上の領域での加速を行なっている。

ALVAREZ型の性能が低下する β 値10%以下の領域では、WIDERÖE型の加速構造が用いられる。実際に建設されたものは、殆んどがやはり重イオン加速用で、Manchester⁷⁾ (25 MHz)及びOrsay⁸⁾ (25 MHz)のレッヘル線型、GSIの同軸型⁹⁾ (27 MHz)等が代表的なものである。これらはいずれもALVAREZ型で予想されるよりも、はるかに小さな径のタンクで上記の低い周波数を実現している。しかし、シャントインピーダンスについてはOrsayで60 M Ω /m、GSIで45 M Ω /m (いずれも実効値)と、例えばALVAREZ型の22 M Ω /m (前述のsuper HILAC)の数倍となっているものの、これでも運転にはピークでMW級のRF電力を必要としている。

ところが1978年になって、NOLTE¹⁰⁾らはWIDERÖE型の一形態であるInterdigital H型(以下、"IH型")

と記す)の加速構造(内径1m)により, 60~80 MHzの領域において, 一挙に120 MΩ/mという極めて高い実効シャントインピーダンスを達成した。この構造については, 以前よりフランス, ソビエト等で主にモデル規模の研究が盛んに行なわれ, WIDERÖE型の中でも最も高いシャントインピーダンスが得られることが分っていたが, 後で述べる様に加速空洞内の電界分布に問題があり, 設計が困難であるためにそれまでに実用化されていなかった。

このNOLTEらによるライナックは, 大型タンデムヴァンデグラフのエネルギーブースターとして製作されたものであり, 粒子の加速率は低く(出射β値/入射β値<1.5), しかもタンデムから入射されるビームのエミッタンスが小さいため, ドリフトチューブ内に集束要素を持たないなど, それ自身で大幅な加速を行なう本格的なライナックとは言えない。しかし, この成功によってIH型加速構造が, 低い周波数領域において小さなタンク径で, 高いシャントインピーダンスを実現できるという, 低βの重イオンライナックとして優れた特質を持つことが実証された。そこで本研究では, このIH型を型式として採用し, 単なるブースターとしてでなく, 単独の高加速率のライナックを設計することを試みた。

§ 1. 2 IH型ライナックに関する現在までの研究成果、及びその問題点

IH型加速構造は古くから各国で研究されてきた。この構造はWIDERÖE型に属しており、その最も基本的なものをFig. 1. 1に示す。円筒型タンクの軸上にドリフトチューブを配置し、それらをステムと呼ばれる金属棒でタンク壁に交互に電気的、機械的に固定する。このタンク内に単純な円筒空洞でのTE₁₁₁(又はH₁₁₁)モードに類似したモードで定在波を立たせる。すると磁力線は円筒の軸に平行に流れ、電流は円筒を方位角方向に流れるので、となり合うドリフトチューブはそれぞれ

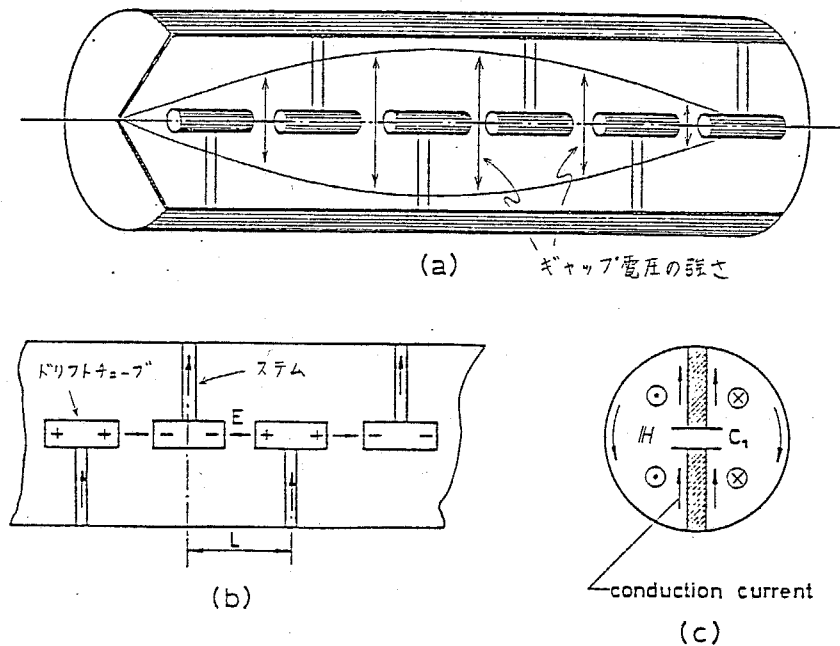


fig. 1. 1 IH型線型加速器の原理的構造⁵⁾

- (a) Cut-away view.
 (b) Periodic field pattern of the stem π mode.
 (c) Idealized cross-section in π mode.

正、負に帯電する。その間のギャップに生じる電圧がイオンの加速に使われる。ギャップ電圧の軸方向分布は、基本的には TE₁₁₁モードと同じ正弦波形となる。ALVAREZ型では空洞内至るところに電界が生じているが、IH型ではこの様に加速ギャップに電界の殆んどが集中している。このことは、IH型のシャントインピーダンスがQ値の割に高いことのひとつの理由になっている。しかしβ値が大きくなると、単位長さに配置できる加速ギャップ数が減って発生電圧の利用回数が減り、結局ALVAREZ型に比べて加速効率が落ちてくる。

この構造は、タンク側面が帯状のコイル、ギャップがコンデンサーとして考えることができる。従って共振周波数は最も単純には、

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1.2)$$

で与えられることになる。ただしL、Cはそれぞれコイルのインダクタンス及びコンデンサーの電気容量である。

ここで、IH型構造の持つ重イオン加速に対して有利な点を列挙しておく、

- ① 低いβ値の領域でシャントインピーダンスが高い。
- ② 比較的小さなタンク径で、低い共振周波数が得られる。

また一方で次の様な短所を持っている：

① ギャップの軸方向電界分布は基本的には正弦波形であるが、セル長が短く単位長さ当りの電気容量の大きい領域に電流が多く流れ、電界がそこだけ大きくなる。特に、イオンの加速率を大きくしたときは電界分布は非常に不均一になり、発熱の集中、ギャップでの放電等の問題が生じる。

② 空洞の空間的対称性が低く、その特性を予想することが困難なため、設計方法が確立していません。

この加速構造に関する現在までの研究成果を以下に国別にまとめてみる。

1. 2. 1 フランスにおける研究

フランスでは、Lyon 及び Saclay のグループが早くから研究を行なっている。両者では研究していた空洞の構造が異なっている。

Lyon では 1960 年代に、全元素のイオンを核子あたり 10 MeV 程度まで加速する計画が論じられていた¹¹⁾。これは端子電圧 1 MV のコッククロフトを入射器として、数台のライナックにより逐次加速を行なって所定のエネルギーを得ようとするものである。この加速器システムでは、核子あたり 1.5 MeV のエネルギーにおいてイオンの荷電変換を行なうが、その荷電変換器以前のライナック系で使用する IH 型構造のモテ

ル実験が行なわれた。ここではドリフトチューブ径，加速セル長，タンク径，タンク長等をパラメータとして，この構造の分散曲線が詳しく調べられた。

ライナックへの入射条件は 54 keV/u ， q/A (q : イオンの荷電数， A : イオンの質量数) は 0.06 であり，集束用四重極電磁石の装荷を前提とした径のドリフトチューブを採用している。また空洞の構造としては，後に述べる "リッジ" がなく，*fig. 1. 1* に近い単純な形状をとっている。そのためタンクの端面近くでギャップ電界がゼロになることは避けられず，電界分布を正弦波形に保つことを最終目標としている。

初期には，荷電変換器 (ストリッパ) 以前の加速を1台のタンク (長さ 14 m) で一度に行なうことが検討された。しかしこれでは加速率が β 値で5倍を越えるため，電界分布は著しくビーム入射側に集中してしまふ。そこで，これを正弦波形分布に直すため，共振周波数についての実験結果を参考として，イオンの β 値の上昇に伴なってタンクの径とドリフトチューブの径を変化させることを提案している。しかし，この変型空洞についてのモデル実験は行なわれていない。

しかし，1971年の研究¹²⁾ では，ストリッパ以前の加速を $52 \sim 190 \text{ keV/u}$ ， $190 \text{ keV/u} \sim 1.5 \text{ MeV/u}$ の2つのタンクに分けて行なうことに変更を行ない，1つめの

タンクについてモデル実験を行なっている。ここでは電界分布を正弦波形にするために、ドリフトチューブの径のみを位置によって変化させている。なお、この調整法の共振周波数、及びシヤントインピーダンスへの影響については述べられていない。また、正弦波形の電界分布で ALVAREZ 型の場合よりも望ましい位相アクセプタンスが得られると報告しているが、その値や出射時のエネルギースペクトル等は報告されていない。

一方、Saclay では古くから "リッジ" と通常呼ばれる板状の台座の上にドリフトチューブを取り付けた構造を研究していた (fig. 1.2)¹³⁾。これは空洞軸と垂直な方向への磁力線の流れを端部のリッジのない空間 (今後この部分を "エンドスペース" と呼ぶ) に集中させることにより、端部の電界を急速に立ち上げ、電界分布を平坦化しようとするものである。

1969年に、既にグリッド集束を採用した試作器によって

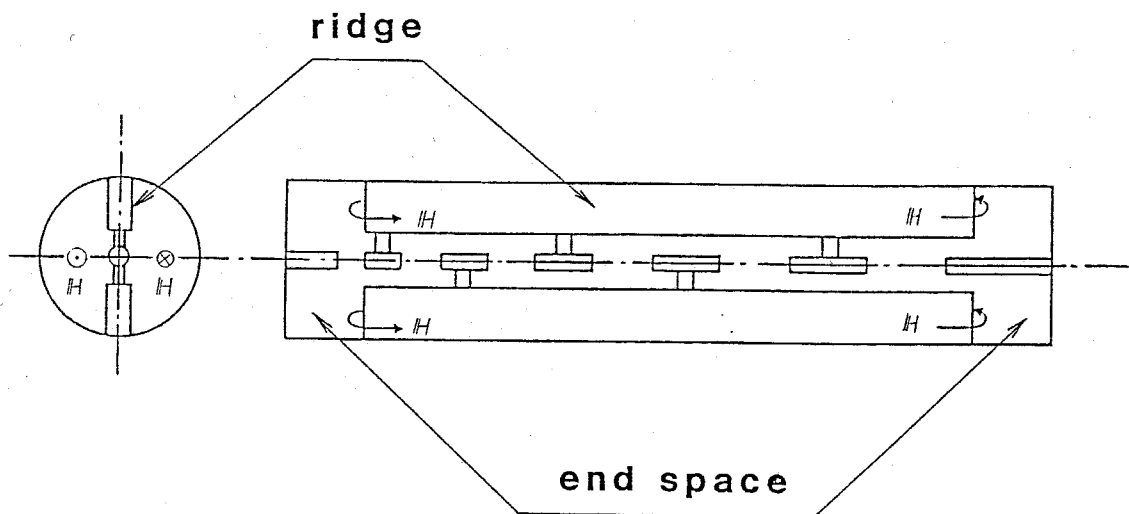


fig. 1.2 リッジを持ったIH型加速器の構造

陽子を 20 keV から 175 keV まで加速し, $250 \text{ M}\Omega/\text{m}$ の高いシャントインピーダンスを得ている。しかし, このときの加速電界分布とその調整の有無, ビームアクセプタンス等の詳細は報告されていない。

また1977年には, このリッジ付きの構造によって ^{40}Ca までの重イオンを $1.8 \text{ MeV}/u$ から $8 \text{ MeV}/u$ まで加速する後段加速器が提案された¹⁴⁾。ここでは構造の電気容量を小さくしてシャントインピーダンスを高くするため, 四重極電磁石を含まない小さな径のドリフトチューブを用いている。その代り, タンクを5台に分割して各タンク間に四重極電磁石を配置し, イオンの集束を行なうことを予定している。同時に, 最後のタンクの加速電圧とRFの位相を調整することにより, 加速エネルギーを可変とすることを提案している。なお, ここでも電界分布, アクセプタンス等の詳細については報告されていない。

後に Lyon, Saclay の両グループは, 共同で Saclay 型の構造について電界分布の調整方法とそのシャントインピーダンスへの影響について調べ, その結果をそれまでに既に詳しく研究されていた Lyon 型の結果と比較している¹⁵⁾。ここでは加速率が β 値で1.3倍のモデル実験が行なわれた。タンク端面からリッジに向って容量板を挿入し, 電界の小さいタンク

ク端部に電気力線を引き込むことによつて軸上電界分布を3%の範囲内で一定とした。しかし、この容量付加に伴ない、シャントインピーダンスは20%低下してゐる。

1. 2. 2 ソビエトにおける研究

ソビエトでも早期より盛んに研究が行なわれてゐる。

ZEIDRITZ ら¹⁶⁾ は、電界分布調整のために、櫛状の板にドリフトチューブをまとめて取り付けてタンクに固定し、リッジのある構造と等価な効果を出してゐる。ここでは、まず加速セル長が一定の等速型モデルが用ゐられ、その櫛状板の形状によつて電界分布を大きく調整できることを報告してゐる。しかし、空洞端部の電界を上昇させて電界分布を最も平坦にすると、シャントインピーダンスは15%低下してゐる。また、セル長を粒子速度の増大とともに変化させた加速型モデルの実験も行なわれたが、その電界分布については報告されていない。

一方 Bomko ら^{17, 18)} は、加速率の大きな空洞に見られる低エネルギー一部への電界の集中を緩和するために、様々な方法を統一的に検討してゐた。ただし、ここではフランスの Lyon のグループと同様に正弦波形の分布を目標としてゐる。

扱われた電界分布調整の方法は、それぞれの位置での電界強度に応じて、

- ① ドリフトチューブの外径を変化させる
- ② g/l (g : ギャップ長, l : セル長) を変化させる
- ③ ステムのインダクタンスを変化させる
- ④ タンクの径を変化させる

ことである。彼らは①, ②, ④について、まず等速型モデルで実験を行ない、④のみがシャントインピーダンスを低下させずに十分な調整を行なえることを示した。これはセル毎にタンクのインダクタンスを変化させるという、誘導性の調整法である。その後、加速型モデルの実験を行なったが¹⁹⁾、空洞径の変化のみでは設計通りの正弦波形分布が得られず、最終的には①, ②の方法で調整を行なっている。また、シャントインピーダンスの値が報告されているが、調整前との比較はされていない。

1. 2. 3 西独における研究

西独では München 及び Frankfurt において、ヴァンデグラーフの後段加速^器として開発が行なわれ、いずれも現在既に稼働中である。

München¹⁰⁾ では、主加速器である MP タンデムからのビームをストリッパに通した後、IH型ブースターによりエネルギーで2倍以下に追加速している。IH構造は、Saclay の POTTIER¹⁴⁾ により提案されたものと殆んど同じで、リッジ

上に集束要素を含まないドリフトチューブを配置している。

高々数百kVのコッククロフトを入射器とした場合に比べ、MPタンデムからは極めて小さなエミッタンスのビームが入射される。しかも入射エネルギーに比較してエネルギー利得が小さいため、後の章で述べるイオンの位相振動は1/3周以下となっている。従って安定位相 φ_s を負に持って位相アクセプタンスを稼ごうとしても余り意味はなく、入射イオンの殆んどがライナックより出て来ることになる。そのため、動径方向の発散力の働かない $\varphi_s = 0^\circ$ で運転し、ドリフトチューブ内の四重極電磁石を省略している。従って径の小さなドリフトチューブを用いて容量の負荷を低減できるので、極めて高い120 M Ω /mの実効シャントインピーダンスが得られている。ただし、この時には電界分布の調整は特に行なわれていない。

その後、発熱分布を均一化して電力効率を向上させるために、 g/l を位置によって変化させることが行なわれた²⁰⁾。ここでは電圧分布の平坦化が目標とされ、結果的に最初と最後のセルを除いてほぼ一様な分布を得た。これに伴ない実効シャントインピーダンスは150 M Ω /mに上昇したが、同時にドリフトチューブの小型化(外径60 ϕ を40 ϕ にした)により容量負荷の低減も行なわれたので、純粹に g/l の変化がシャントインピーダンスに与えた影響を知ることはできない。

一方、Frankfurt²¹⁾でもIH型ブースターが作られたが、この主加速器はシングルエンドのCNヴァンデグラフである。空洞長は1mで、エネルギー利得はMünchenのものよりさらに小さく、 β 値にして1.2倍の加速しか行なわれないため、空洞全体にわたってセル長を一定にしている。ここでもドリフトチューブ内に四重極電磁石は装荷されていない。また、リッジを持たない構造であるが、"stabilizing rod"と称する金属棒で各ステムをまとめる事により、リッジがあるのと同じ効果を出している。このrodの位置調整と、タンク両端のドリフトチューブのみの径を変化させることにより、ほぼ平坦な電界分布を得ている。またシャントインピーダンスは $700 M\Omega/m$ と非常に高くなっている。

1.2.4 我国における研究

我国でもいくつかの研究機関において研究が行なわれている。筑波大学では12UDタンデムペレットロンを主加速器としたIH型ブースターが建設された²²⁾。この組み合わせはMünchenのものと同じであり、IH構造も大きさを除いて殆んど同じである(ただし、当初にはドリフトチューブ内に永久磁石を用いた四重極要素を装荷し、 -15° の安定位相で運転することも計画された)。加速率は β 値で1.13倍で、ここでも

g/l の変化により電圧分布の平坦化を行なっている。1984年に最初の加速が行なわれ、 $137 M\Omega/m$ の実効シャントインピーダンスが得られている。

一方、東大原子核研究所では上記の様なブースターとしてでなく、IH型ライナックをそれ自身で大幅な加速を行なう構造として研究していた。これは、ウランに至る重イオンを核子あたり $1 GeV$ 以上にまで加速する重イオンシンクロトロンシステム(ニューマトロン)²³⁾ の準備研究の一環として進められていたもので、もろろんIH型は、その低速領域での採用が検討されていた。ここでは β 値にして数倍の加速を行なうことを目標とし、ドリフトチューブ内に四重極電磁石を装荷することを前提として等速型、加速型の数々のモデル実験を行なっている。

IH構造としてはリッジフキを仮定しているが、加速率を大きくとったときには加速電界はやはり著しく低 β 側に偏る。これに対しては、CHABERT¹⁵⁾ と同様に端部に容量板を導入する実験を行なり、やはりこの方法ではシャントインピーダンスの大幅な低下が避けられなことを報告している²⁴⁾。

この状況に対し、上記の様な容量性の調整法でなく、誘導性の調整が試みられた²⁵⁾。これは fig. 1.3 に示す様に、低 β 側では片側からのみ立ったリッジに向って "Short Circuit

Wing" と呼ばれる金属板をわたしてこの間を短絡することによりインダクタンスを下げ、一方の高 β 側ではリッジの一部を切り欠いて磁束の通路である "Magnetic Flux Inducer" を作りインダクタンスを大きくするというものである。これはソビエトとフランスで研究された、タンクの径をイオンの速度とともに増加させる方法と原理的には同一である。しかしリッジを伴なっているためにタンク全体にわたってほぼ一様な電界分布を得ることが出来る。核研では、この調整機構を採用したIH型ライナックのプロトタイプ加速モデルを製作し、陽子を15 keVより160 keVまで加速することに成功した²⁶⁾。ドリフトチューブ内集束要素には、静電型の四重極レンズが用いられている。同時に、この誘導性の調整方法により、シャントインピーダンスが低下しないことを報告している。

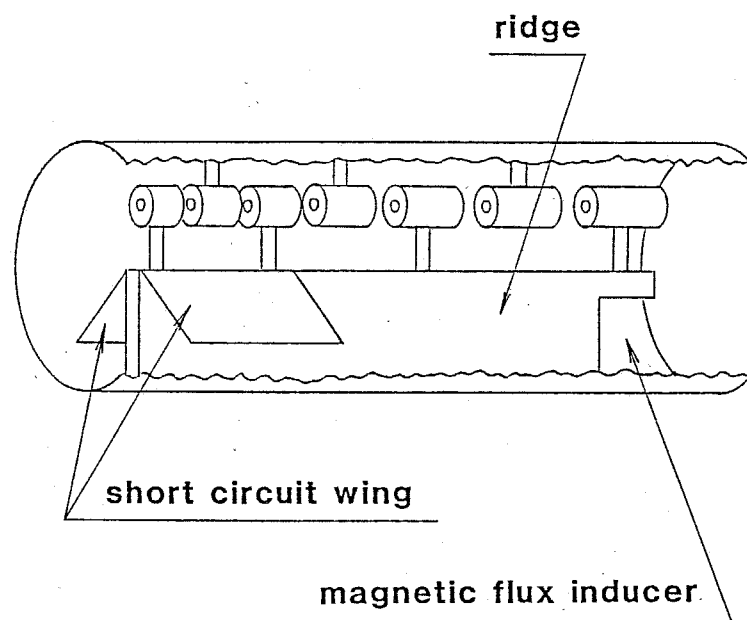


fig. 1.3 核研で提案されたIH型加速構造

以上の様に、IH型ライナックの研究は各所で古くから行なわれ、低 β 領域の重イオン加速に対して優れた特性を持つことが明らかにされてきたが、いわゆるプロトタイプ加速モデルを除いて実際に重イオン加速の実用に供されているものは、ブースターとして作られたものばかりである。

この状況の背景となっている、IH型ライナックを実際に設計する上での大きな問題点は、第一に、

① "シャントインピーダンスを落とさずに加速電界の分布を調整する方法が確立していない"

ことである。つまり、加速型のIH型空洞では、セル長の短い低 β の領域に電界の集中が起る。ここで空洞の加速率及び容量負荷が小さい場合には、 g/l に分布を持たせるという容量性の方法によってシャントインピーダンスを殆んど落とさずに電界分布を調整できる。これがIH型ブースターでの電界分布調整が既に実用化している理由である。ところが一つの空洞での加速率を大きくし、同時にドリフトチューブ内に四重極電磁石を入れてその径、従って電気容量が大きくなると、上の様な容量性の調整法ではシャントインピーダンスの低下が目立って大きくなって来る。これに対して、ソビエト及び東大核研で研究された誘導性の調整法は、高加速率に対してもシャントインピーダンスを落とさずに大幅な電界分布の調整が可能である。しかし、

このうちソビエトの方式はタンクの製造の点で問題が多い。しかし、核研の方式はより現実的である。

問題点の第二は、従来の研究（ブースターに関するものを除く）では主に空洞のRF特性についてが重点的に論じられ、
② "ライナック内のイオンの軌道についての精密な議論がなされていない"

ことである。ライナックに入射するイオンを効率良く安定に加速することは、電力効率を向上させることと同程度に重要であり、軌道解析なしでは加速装置としての評価が不可能である。

これに並行して第三の問題点として、

③ "ビームを集束させるため具体的方法についてが述べられていない"

ことがあげられる。ビーム集束要素は、安定位相 0° で運転されるブースターでは原理的には不要だが、位相安定性を用いてRF発散力に打ち勝ちながらイオンを加速する場合には不可欠な検討事項である。

§ 1. 3 本研究の目的，及び設計研究の進め方

過去の研究が示す様に，IH型ライナックは基本的には低 β 領域の重イオン加速器として優れた特性を持っている。前節で述べた問題点が解決されれば，従来になり有力な加速装置となり得る。特にfig. 1. 3の東大核研による方式は最も有望な構造である。

本研究は，IH型構造を採用してその特長を生かしながら，従来までの単なるブースターでなく，それ自身で大幅な加速を行なう装置として設計を行なう場合の問題点，及びその解決方法について考察したものである。空洞の構造としては，最も有望と思われる核研方式のものを取扱う。

前節の終りに述べた問題点を解決しながら効率良く設計研究を進める方策を与える。

まず第一に，ライナック本体の内部構造に係る設計に立入る前に，前提としてのイオンの入射条件とライナックの運転周波数とを選定して，以降のライナック本体の設計をできるだけ有利に進められるようにする必要がある。

これらの条件が決まったら，次に前節で述べた問題点①，③の解決を目ざして加速空洞本体と四重極電磁石の開発を開始する。四重極電磁石は加速電極であるドリフトチューブ内に装荷

されるので、加速空洞と四重極電磁石は互いにその特性において制約を受ける。例えば、シャントインピーダンスを上げるためにドリフトチューブの径を小さくすると、当然四重極電磁石で発生できる磁場勾配は小さくなって集束力が落ちる。どちらを優先させるかは、各々の状況に依存する。

また、前節にあげた問題点②の解決を目指して、あらかじめライナック内のイオンの軌道、位相運動、エネルギー等を計算で予想しておかないと、加速空洞と四重極電磁石の開発が非効率的になる。さらに最終的に実機への採用を決定した電磁界分布に対しても、詳細なイオン軌道の予測を行なって確認し、必要であれば電磁場の設計、さらには入射条件や運転周波数を修正しなければならない。従って設計研究は大きく分けて、

- ① 入射条件と運転周波数の選定（ライナック本体の設計をできるだけ容易にする。）
- ② 加速空洞の開発（できるだけ平坦な加速電界分布を実現させ、かつシャントインピーダンスを低下させない。）
- ③ 加速イオンの軌道解析手法の開発
- ④ ドリフトチューブ内装荷用四重極電磁石の開発（できるだけ小型で、かつ強い磁場勾配を発生させる。）

の四点であり、②～④については同時進行させる。そしてそれぞれの結果を互いにフィードバックしながら進めてゆくことに

なる。

これらの作業内容の概略は以下の様になる：

1. 3. 1 入射条件と運転周波数の選定

ライナックへの入射条件は，入射器として何を採用するかにより大きく影響されるが，考えられるものとしては，

- ① ライナックへの入射エネルギー
- ② 入射イオンの q/A
- ③ 入射ビームのエミッタンス
- ④ イオン種
- ⑤ イオン電流

があげられる。これらの中でライナックの設計に直接影響を与えるのは，後で詳しく述べられる様に①～③である。④，⑤についてはむしろビームを利用する段階で問題となる項目であり，ライナックの設計よりも長いタイムスケールで徐々に改善が可能である。従ってライナックの設計にあたっては，特に①～③の点で有利な入射系を選ぶことにした。

一方，運転周波数は，後で述べられる様にライナックの消費電力，空洞の径，ビームの集束の難易に影響を及ぼす。これらはいずれも重要な項目であるので，運転周波数の変化に伴う利害がこれらの項目の中で相反する場合には，全体の設計を容

易にする方向で最適な値を選ぶ様にした。

1. 3. 2 加速空洞の開発

加速空洞の共振周波数，内部の電界分布，シャントインピーダンス等のRF特性は，原理的には空洞の大きさ，形状，材質を与えれば，その中でMAXWELL方程式を解くことにより予測することが可能である。従って，もし空洞の空間的対称性が良ければ，これらを数学的に解くことが不可能でも数値解析によって高精度の予測を行なうのに有利である。この点から，加速軸に対して回転対称性を持つALVAREZ型空洞に於いては現在既に計算コードが完成されており，設計は非常に容易になっている²⁷⁾。ところが，IH型空洞に於いては，その対称性が低いために三次元の問題をまともに解かねばならず，従って数値計算による予測は極めて困難である。

このため，過去のIH型ライナックに関する研究と同様に，ここでもスケールモデルを製作してその特性を測定し，それを実機の大きさ，材質に換算して予測する方法を採用した。この方法では，理論付けされた数値計算による設計法に比べて試行錯誤的な点が多くなる。そこで，極めて単純な1次元の計算でRF特性のいくつかを計算する手法も開発し，モデル実験の結果の理論的裏付けを得ることもめざした。これに於いての詳細

は、§ 2.5 で述べられる。

1.3.3 加速イオンの軌道計算手法の開発

加速空洞と四重極電磁石の開発を効率的に行なうためには、イオン軌道の解析を早期に開始する必要がある。しかし、精密な軌道解析の手法を短期間で開発するのは困難である。また、モデル実験と四重極電磁石のプロトタイプ試験の詳細な結果がなければ、詳しく解析には意味がない。そこで、研究開発の前半では、簡略化したプログラムをまず開発して大まかな結果を出し、それに基づき他の作業を進めることにした。そして後半では実験結果が出揃うのに合わせ、それらの踏まえた精密で信頼度の高い解析が可能な計算手法の開発を行ない、最終的な設計の評価に間に合わせることにした。

1.3.4 四重極電磁石の開発

電磁石で発生される磁場は、磁極が磁気的に飽和しない範囲ならば、電流×巻数に比例して大きくできる。これに伴う問題は発熱の増大であり、結局は熱工学的な問題に帰着される。ところが熱工学的な計算では、電磁気又は力学的な計算に比較して元来高精度で現象を予想するのが困難である。

一方、ドリフトチューブ内に組み込まれる四重極電磁石それ

自身が非常に精密で、設計製作に時間と労力がかかる。従って多種の方法、寸法のプロトタイプモデルを短期間に多数製作し試行錯誤的に開発を行なうことは不可能である。

そこで、本研究では過去の成果を大幅にとり入れて開発を効率的に行なうことにした。具体的には、まず他の研究機関における開発状況を調べ、その中から最も有望な型式を採用する。次に、これに大きさを、その他の小規模の変更を行なうことで確実に発生できると予測される磁場勾配、及びそのときの寸法を見積る。そして、それに基づいてプロトタイプモデルを製作し、性能を確認するという方法をとった。

以上の四項目の作業は有機的に連携して進められたが、ここでは便宜上それぞれに分離して記述する。

第 2 章

研究の方法

§ 2.1 入射条件, 運転周波数, その他の選定

2.1.1 入射器, 入射条件, 及び出射エネルギーの選定

重イオンビームの利用範囲が急速に拡大している現在の状況にあつては、加速すべきイオンを発生するイオン源としては、多くのイオン種を大電流で発生できる正イオン源を使うことが望ましい。また、ライナック自身が大電流の加速に適した型式であるから、その入射器も大電流を加速できる方がよい。このため、ライナックの入射器には通常コッククロフト型が用いられる。ところがコッククロフト型で得られる粒子速度は、現在のイオン源開発の状態を考慮しても高々数十 keV/u である。ライナックの加速ギャップによるRF発散力は、イオンの β 値の2乗に反比例する。従つてライナック入射前にできるだけ β を上げておけば、ライナック内でのビーム輸送が容易になり、動径方向のビームアクセプタンスを大きくとることが可能となる。さらに、ライナック入射前に荷電変換を行なつてライナックでの加速効率を高める意味でも、入射前のエネルギーが高い方が絶対に有利である。もし入射器としてコッククロフト型を採用すると、ライナックで十分な集束力を得るためには $\pi-3\pi$ 構造を採用せざるを得ない。これは長さ当りのシャントインピーダンスの激減をもたらす。このため、電流量と加速できるイオンの種類を犠牲にしても、高い加速エネルギーと小さなビー

ムエミッタンスの得られるタンデム型加速器を入射器として採用した。その仕様と外観を table 2.1, fig. 2.1 に示す。

タンデムを出たビームは振分電磁石で偏向された後、厚さ約 $10 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ の炭素箔のストリッパで荷電変換を受けてライナックに入射する。タンデムの加速電圧、イオン源の負イオン収量、タンデム高圧端子内及びタンデム出射後のストリッパでの多価正イオン収量²⁸⁾を検討し、リニアックへの入射条件としては、

$$\text{入射エネルギー} = 240 \text{ keV/u} \quad (2.1)$$

$$q/A = 1/4 \quad (2.2)$$

(q : 価数, A : 質量数)

と定めた。ただし、ここでは ^{40}Ca 程度までのイオン種に於いて考えた。また、このときのビームエミッタンスとしては、タンデムのメーカーによる資料及びストリッパによるエミッタンスの拡がり²⁹⁾を考慮に入れて、

$$\text{入射エミッタンス} = 30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad} \quad (2.3)$$

を仮定した。

IH型ライナックでは、この 240 keV/u のビームをエネルギーで10倍以上加速することとし、出射エネルギーとしては、

table 2.1 Model 5SDH-HC2 Pelletron Accelerator 仕様

<u>主要性能</u>		
絶縁カラム電圧定格	1.60MV	
電圧安定度	±1kV	
Up Charge	300μA	
電流目標値	Ni ³⁺ 4.8MeVで4μA	
<u>主要寸法</u>		
加速器タンク	長さ	3.71m
	直径	1.07m
	容積	3.20m ³
	最大運転圧力	8.79kg/cm ² gauge
	推定重量	1,000kg
加速器	推定重量	2,000kg
SF ₆ ガス重量	(5.62kg/cm ² gauge)	132kg

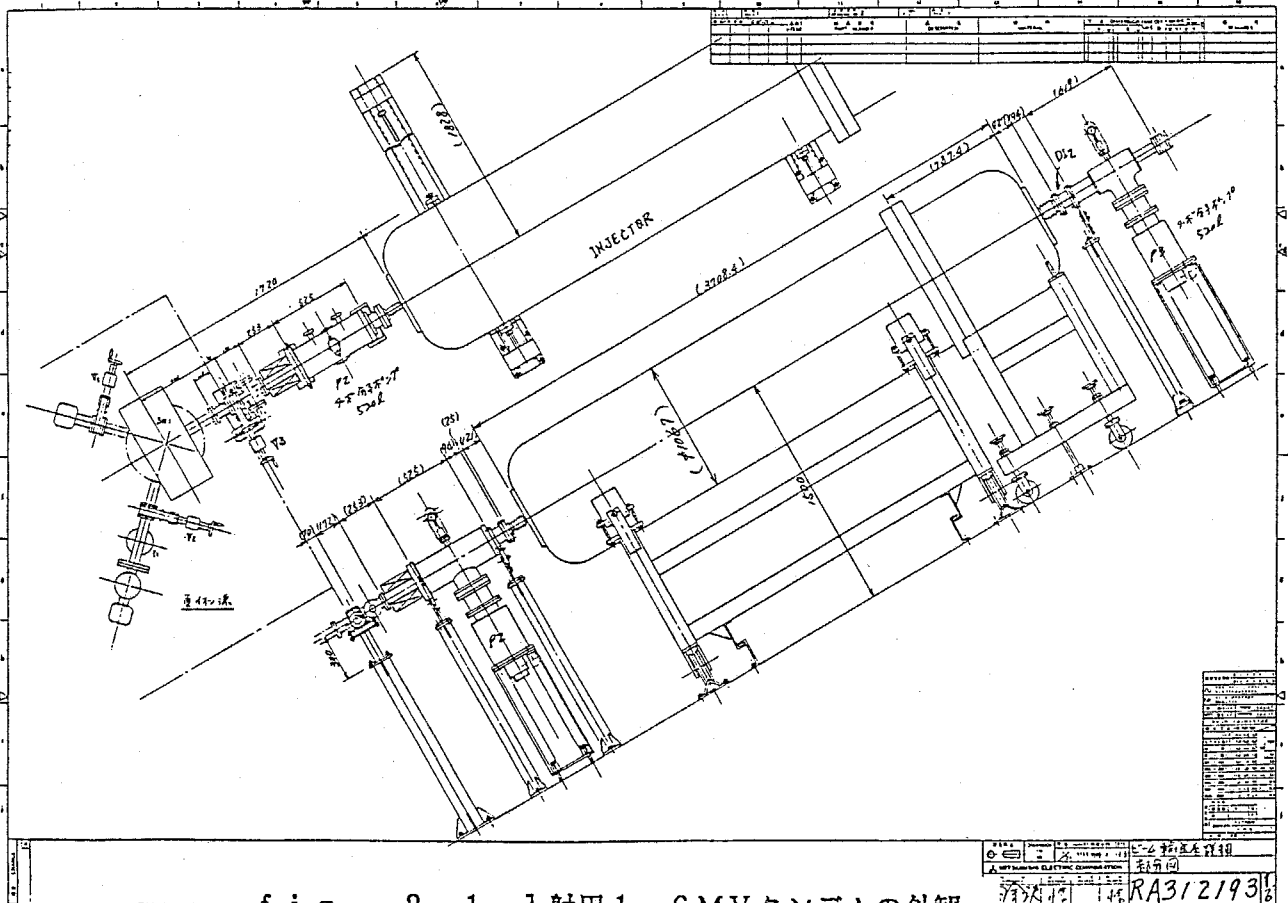


fig. 2.1 入射用1.6MVタンデムの外観

RA3/2193

$$\text{出射エネルギー} = 2.5 \text{ MeV/u} \quad (2.4)$$

と定めた。fig. 2. 2 に ^{35}Cl を加速した場合の、負イオン源からライナック出射までのビーム電流、価数、エネルギーの推移を示す。

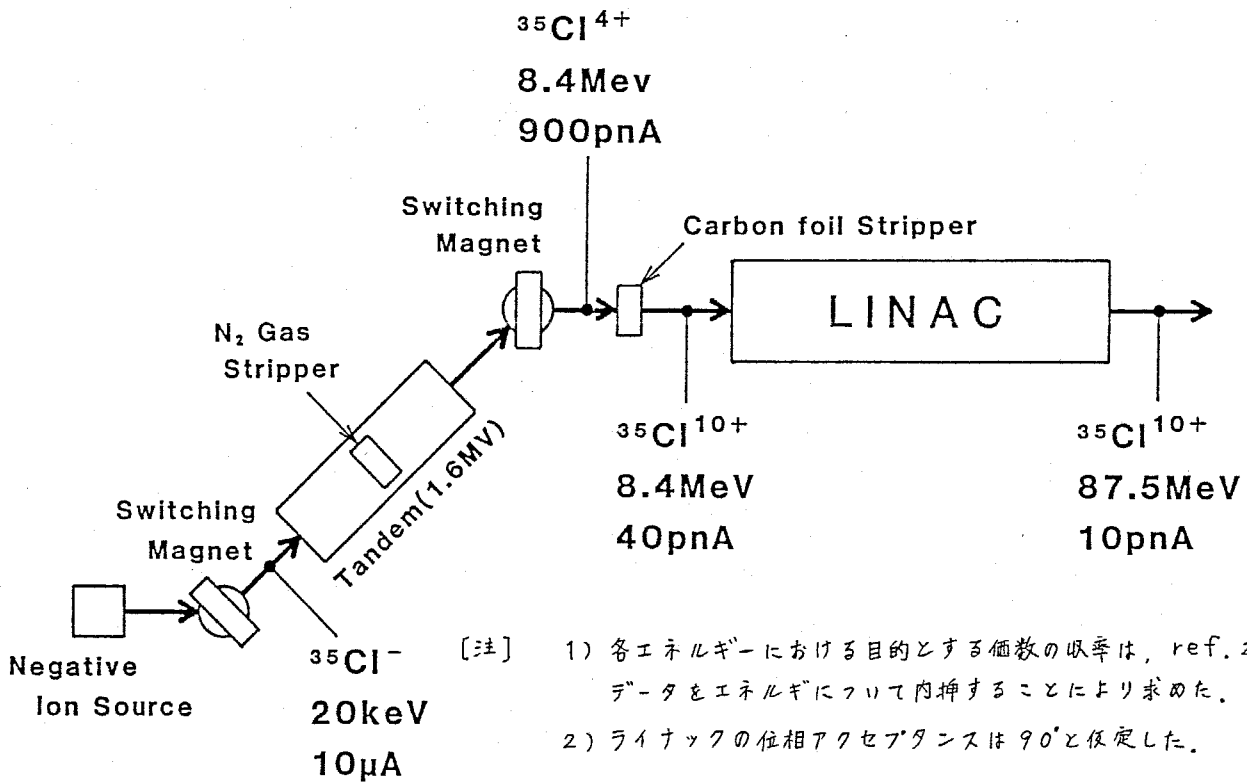


fig. 2. 2 ビームコース上各位置における Cl イオンの価数、エネルギー、電流量の予想値

2. 1. 2 運転周波数の決定

ライナックの運転周波数はドリフトチューブとギャップの寸法だけでなく、空洞の径、加速イオンの軌道、シャントインピーダンス等にも影響を与えるので、その決定には注意が必要である。

NOLTE によれば, IH型ライナックのシャントインピーダ
ンスの概略値は, 次式で表わすことができる¹⁰⁾:

$$Z_s = \frac{2^{3/2} \mu_0^{3/2} K^{1/2} A^2}{(\pi+2)\pi^2 DC} \frac{\omega^{7/2}}{\beta^2} \frac{\langle H \rangle^2}{\langle H^2 \rangle} \frac{1}{\alpha\beta} \quad (2.5)$$

ただし, C : 光速度

μ_0 : 真空中の透磁率

K : 空洞内壁の導電率

ω : 共振角周波数

A : 空洞断面積の半分

D : 空洞内径

H : 磁界 (" $\langle \rangle$ " は平均値)

α : ドリフトチューブを強い電流が流れることに
対する補正係数

β : 空洞内壁の表面粗さに依る補正係数

ここで, $A = \pi D^2 / 8$ を用い, $(\langle H \rangle^2 / \langle H^2 \rangle) / (\alpha\beta)$ を一
定と仮定すれば,

$$Z_s \propto D^3 f^{7/2} \beta^{-2} \quad (2.6)$$

(1.2) 式において, インダクタンス L が,

$$L = \mu_0 A / 2 l_T \quad (l_T: \text{タンク長})$$

であることに注意すれば,

$$f = (1/2\pi) / \sqrt{LC} \propto 1/\sqrt{A}$$

$$\propto 1/D \quad (2.7)$$

となるので、(2.6)式は、

$$Z_s \propto f^{1/2} / \beta^2 \quad (2.8)$$

となる。従って同じ β 値であれば、原理的には周波数を高くした方がシャントインピーダンスを高くできる。さらに(2.7)式によって周波数が高ければ空洞の径を小さくできるので経済的である。

一方、入射 β 値である $240 \text{ keV}/u$ に対するWIDERÖE型の場合のセル長、及び g/l の標準的な値として $1/3$ を採用した場合のドリフトチューブ長を色々な周波数に対して計算してみると、

table 2. 2

周波数 (MHz)	セル長 (mm)	ドリフトチューブ長 (mm)
10	340	230
25	136	91
50	68	45
100	34	23

となる。本研究ではシャントインピーダンスを高くするため、できるだけ径の小さいドリフトチューブを用い、その中に、特に β の小さい入口付近ではできるだけ強い四重極電磁石を組み込まねばならない。ところが仮に100 MHzを用いた場合にはドリフトチューブ長が23 mmとなり、空間占有率を考えると強力な四重極電磁石を装荷するには非常に不利になる。

これらの点を考慮して、ライナックの運転周波数は50 MHz付近が最適であると考えられる。

今までに述べた項目に加え、出射エネルギーの目標値、消費電力の低減の必要性等によって、加速空洞の長さや最大入力電力が決まる。これらの設計初期段階における要件をtable 2.3に示す。

table 2.3

入射エネルギー	: 240 keV/u
出射エネルギー	: 2.5 MeV/u
加速イオンの q/A	: 1/4以上
入射エミッタンス	: 30π mm·mrad
運転周波数	: 50 MHz
空洞長さ	: 7 m
入力電力	: 最高100 kW (CW)

§ 2.2 加速空洞の開発

ここでは、まず中心となる1/4モデルの構造、機能について述べ、次に測定項目、方法等を記す。

2.2.1 1/4スケールモデル

fig. 2.3 に1/4モデルの構造を示す。空洞長は1.7mで、実機で7mに対応する。構造的にはfig. 1.3の核研型式をとっている。München型式¹⁰⁾のものとは違い、リッジは片側のみから出ており、その高さはタンクの内直径の半分である。これに伴ない、ビーム加速軸は円筒空洞の軸とずらしてある。

一般にドリフトチューブが四重極電磁石を含む場合は、その

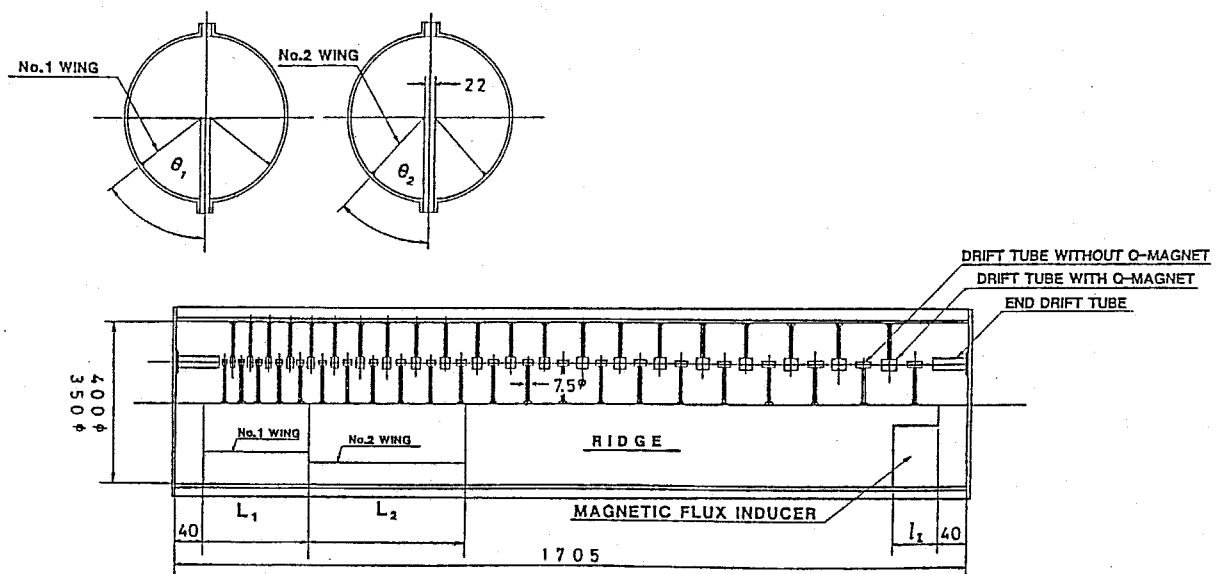


fig. 2.3 1/4 スケールモデル

軸出し精度を高くする必要がある。しかし München 型の様にドリフトチューブがリッジ上に取り付けられている場合は、外部からの軸出しが困難である。また、コイルへの給電や冷却材の供給もリッジを介さねばならず、複雑になる。そこで本研究では核研の方式を採用し、タンク壁より直接つるされたドリフトチューブにのみ四重極電磁石を装荷し、リッジに取り付けられているものには装荷しないことにした。これに対応してタンク側ドリフトチューブの径が、リッジ側のそれより大きくなっている。

構造としては、リッジ及びリッジ側ドリフトチューブ、タンク側ドリフトチューブが一体となったフレームに、左右から半円筒型のタンク壁をネジ止めしている。これらの部品を交換することにより、ドリフトチューブの径、 $g/2$ 、タンク径を変化させることが可能である。ステムの径は 7.5ϕ で、実機で 30ϕ に相当する。またリッジ幅は 22 mm で、浮遊容量を減らすために実機における機械的強度や冷却等に問題が生じない範囲でできるだけ小さくした。実際には実機で設計値 50 MHz 、従って $1/4$ モデルでは 200 MHz を得るためにドリフトチューブ径としては、

① タンク側 25ϕ 、リッジ側 15ϕ

② タンク側 25ϕ 、リッジ側 12.5ϕ

の2組に於いて、タンク直径に於いては400φ、350φに於いて測定が行なわれた。

電界分布の調整機構である "Short Circuit Wing" はリニアックの低エネルギー側側のリッジの頂上部分からタンクの内壁へ渡され、リッジに対する角度を任意に調整できる。

もう一つの調整機構である "Magnetic Flux Inducer" はリッジ高エネルギー側の切り欠きであるが、この切り欠き部を部分的に金属板でふさぐことにより、実効的な長さを自由に調整できる。これらの機構による電界分布の調整は、本研究の主目的のひとつである。

実機の空洞内面はRF損失を可能な限り小さくするために、与えられた周波数での表皮厚さより十分厚く、かつ平滑な銅の層で覆われる。従って設計用スケールモデルにおいても、実機のシャントインピーダンスの絶対値を見積る上で、材質は同じ銅であることが望ましい。しかし銅は空气中で表面が極めて酸化し易く、実験期間中の電気抵抗の経時変化が避けられない。また軟かすぎるため機械加工も難しい。従って本研究では比較的表面が安定で加工も容易な真鍮をモデルの材料とし、表面にはバフ研磨を施した。

このモデルでは、電界分布の形状とシャントインピーダンスとの相関を調べることも予定した。しかし、仮にモデルの一部

分に電気抵抗の大きい部分があると、丁度その部分にRF電流が多く流れる様な電界分布のときにはシャントインピーダンスが不当に下って測定される。これでは本質的な相関を調べる事が不可能である。

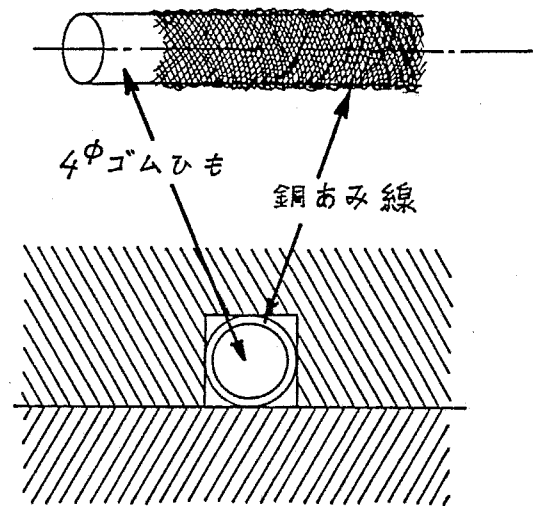


fig. 2.4 モデルで用いたRFコンタクター

このため、モデルは各部分間のRFコンタクトに注意して設計され、必要に応じて(曲面と平面との接触箇所など)、fig. 2.4 の様なRFコンタクターを使用した。

2.2.2 RF測定系

モデル空洞へのRFの入出力と測定は以下の様に行なわれた。ブロック図をfig. 2.5に示す。

RF信号源としてはHP社製8640B標準信号発生器 (Signal Generator, 以下"SG"と記す) が用いられた。このSGは0.5 ~ 1100 MHz の領域でロック時の周波数安定度 $5 \times 10^{-8} / \text{hr}$ であり、後で述べる実験を行なうのに十分な性能を有する。また周波数カウンターは内蔵されている。実験時の信号出力は mW の程度である。

SGのRF出力は同軸ケーブルで伝送され、空洞の側面にと

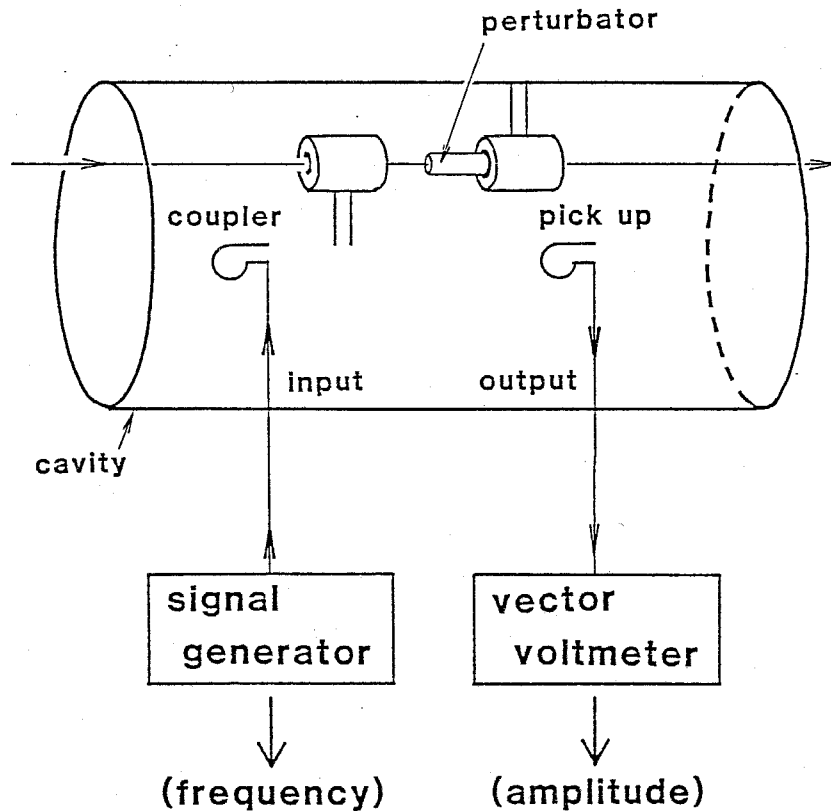


fig. 2.5 RF測定系

り付けた誘導型の結合器により空洞内に導入される。結合器のループ面積は約 70 mm^2 である。空洞内に発生した電磁場は、結合器と全く同型の誘導型ピックアップによって電圧信号として取り出される。これらは TE_{111} モードの共振状態において軸方向の磁場が最大となる空洞の中央部付近に取り付けられた。

取り出された電圧信号は、RF電圧計で測定される。ここではRFの振幅だけでなく、基準とする信号に対する位相差も測定可能な、HP社製8405Aベクトル電圧計を用いた。これは、2.2.5で述べられる実験のために不可欠な性能である。

2. 2. 3 共振周波数の測定

空洞の共振周波数は、加速構造及びイオン速度と(1.1)で表わされる関係にあり、最も重要なパラメーターである。

測定は、SGの出力電力を一定に保ったまま、空洞内電磁場強度を示すRF電圧計の読みが最大になる様に設定周波数を振ることによって行なわれる。

一般に共振空洞は無数個の共振モードを持っている。しかしこれらの中で測定対象となるのは、加速に用いるTE₁₁₁類似のモード、及びその高次モードである。そのため、どの共振モードが立っているかを確認するため、そのつど電界分布を簡単に測定する必要がある。

2. 2. 4 Q値の測定

Q値は空洞のエネルギー効率に関係した量であり、通常次式で定義される：

$$Q \equiv \omega_0 W / P \quad (2.9)$$

ここで ω_0 は共振角周波数、 W は空洞に蓄えられたエネルギー、 P は空洞内に注入される電力である。 W は加速電圧の二乗に比例するので、Q値が高ければ小さな電力で高い加速電圧が得られる。

空洞壁で単位時間内に熱として消費されるエネルギーは W に比例するから、定常状態では注入される電力 P は、

$$P = \text{消費される電力} = kW \quad (2.10)$$

と書ける。ただし k は比例定数で、 $P = 0$ としたときの蓄積エネルギー W の減衰定数に等しい。ここで、 Q 値の定義 (2.9) を用いれば、

$$k = P/W = \omega_0/Q \quad (2.11)$$

と書ける。空洞内の電界強度を E とおくと、 E の二乗が蓄積エネルギー W に比例するので、 E の減衰定数は $k/2$ となる。従って、外部よりの入力がないとき、

$$\begin{aligned} E(t) &= e^{j\omega t - \frac{k}{2}t} \\ &= e^{j\omega t - \frac{\omega_0}{2Q}t} \end{aligned}$$

とおける。

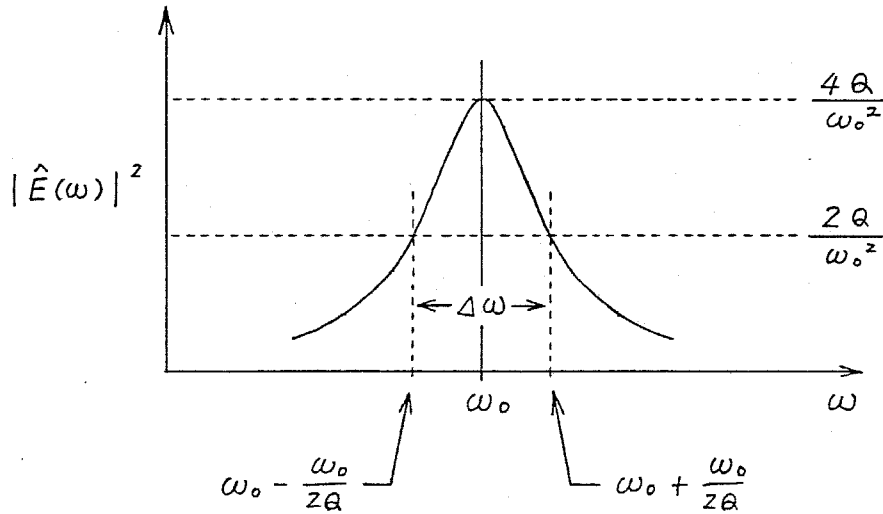
この様な特性を持つ空洞に、任意の角周波数 ω を持つ RF を加えた場合の応答を調べるため、上式を FOURIER 変換すると、

$$\begin{aligned} \hat{E}(\omega) &\equiv \int_0^{\infty} e^{-j\omega t} E(t) dt \\ &= \frac{1}{\omega_0/2Q + j(\omega - \omega_0)} \quad (2.13) \end{aligned}$$

さらに、上式の絶対値の自乗をとると、系のエネルギーに比例

する量であるパワースペクトルが得られる：

$$|\hat{E}(\omega)|^2 = \frac{1}{(\omega_0/2Q)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (2.14)$$



従って、空洞内のエネルギーに依る共振曲線（上図）を測定し、その半値幅を $\Delta\omega$ とすれば、

$$\Delta\omega = \omega_0 / Q \quad (2.15)$$

であるから、

$$Q = \omega_0 / \Delta\omega \quad (2.16)$$

と書くことができる。しかしRF電圧計で直接測定できるのは電界 E （に比例する量）であるから、電界が $1/\sqrt{2}$ になる周波数の間隔を求めて $\Delta\omega$ とし、上式より Q 値を求めた。

2.2.5 加速空洞内の電界分布の測定

この測定は次の二つに大別される。すなわち、

1) 空洞全体の軸上加速電界分布測定。これによって電界分布平坦化機構の効果が評価される。

2) 個々のギャップにおける微視的な加速電界分布測定。この結果はイオンのギャップ内での運動を詳しく予測するために必要である。

これらの測定においては、全て摂動体の方法³⁰⁾が用いられた。

エネルギー W を蓄えながら角周波数 ω_0 で共振している空洞に何らかの摂動が加わり、蓄積エネルギーが $\delta\omega_0$ だけ変化したとする。この摂動が、振動の周期と比較して十分ゆっくりと加わるならば、BOLTZMANN-EHRENFEST の定理、

$$W/\omega_0 = \text{不変量} \quad (2.17)$$

を適用できる。両辺を ω_0 で微分して整理すれば、 $\delta\omega_0$ は、

$$\delta\omega_0/\omega_0 = \delta W/W \quad (2.18)$$

により与えられる。

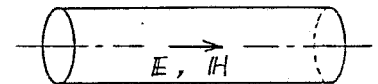
ここで空洞内の、電磁場を測定したい位置に体積 δV の小物体（以後“摂動体”としよう）を導入すると、その電磁物性と電磁場との相互作用により、蓄積エネルギーの変化は、

$$\delta W = -\frac{1}{4} \int_{\delta V} (\epsilon - \epsilon_0) \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0 dV - \frac{1}{4} \int_{\delta V} (\mu - \mu_0) \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0 dV \quad (2.19)$$

となる。ここで、 E 、 H は擾動体内の電磁場、 E_0 、 H_0 は擾動体を導入する前のそれである。また ϵ 、 μ はそれぞれ擾動体の誘電率及び透磁率である。擾動体としては1)の測定でアクリル円柱が、2)ではアルミニウム球が用いられた。円柱及び球内では E 、 H は E_0 、 H_0 を用いて近似的に次の様に与えられる：

a. 円柱(ただし、 E 、 H の方向に細長い場合)

$$E = E_0, \quad H = H_0 \quad (2.20)$$



b. 球

$$E = \frac{3\epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} E_0, \quad H = \frac{3\mu_0}{\mu + 2\mu_0} H_0. \quad (2.21)$$

従って、擾動体の ϵ 、 μ が分れば、各擾動体位置について共振周波数のずれを測定することにより、(2.19)～(2.21)を用いて電磁場 E_0 、 H_0 を求めることができる。

上で述べた1)、2)の測定は次の様に行なった。

1) 空洞全体の加速軸上電界分布測定

fig. 2.6の様に、各ギャップに擾動体を導入して空洞軸方向の電界分布を測定する。擾動体は滑車により張られた綿糸に結びつけられ、外部から糸を手で動かすことにより各ギャッ

に運ばれる。摂動体はアクリル製で磁性を殆んど持たないため、仮にギャップに磁場があったとしても、電場成分のみを測定できる。

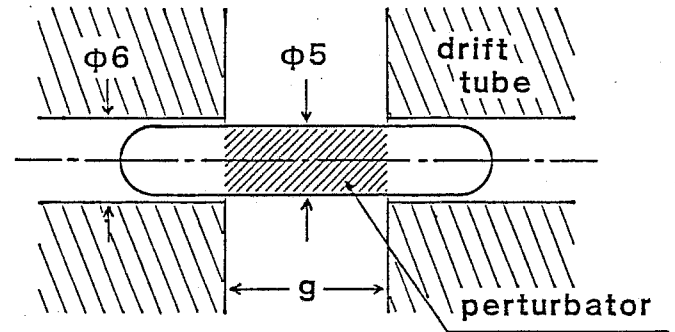


fig. 2.6 空洞全体の軸上電界分布測定に用いた摂動体

図にみられる様に、摂動体の直径はドリフトチューブの内径程度とし、また長さもギャップ長より十分長くとした。(なお、この摂動体が実際に"摂動"として働き、測定すべき電場を乱していないことは、後で述べる fig. 4.2 で確認される。) このとき、図中の斜線部分が電界にさらされると仮定すれば、その中の電界の平均値は、

$$\bar{E} = \frac{1}{\omega \rho} \sqrt{\frac{4Q P \delta \omega}{\pi \rho (\epsilon - \epsilon_0)}} \quad (2.22)$$

で与えられる。ただし、 g , ρ , Q , P はそれぞれギャップ長、摂動体の半径、 Q 値、空洞への入力電力である。誘電率 ϵ の値としては、実験した $100 \sim 200$ MHz の領域で、

$$\epsilon = 2.51 \epsilon_0$$

を採用した³¹⁾。

この平均的電界 \bar{E} を用いて、測定した各分布に対するシャントインピーダンス Z_S を計算することができる。ただし Z_T は

タンク長である：

$$Z_s = \frac{\left\{ \sum_i (\bar{E}_i g_i) \right\}^2}{P L_T}$$

$$= \frac{4Q}{L_T (\epsilon - \epsilon_0) \pi \rho^2} \frac{1}{\omega^2} \left(\sum_i \sqrt{g_i \delta \omega_i} \right)^2. \quad (2.23)$$

2) 個々のギャップにおける微視的な加速電界分布の測定

§ 2.3 で述べられる加速イオンの軌道解析においては、イオンの運動方程式を積分するために、各ギャップの詳細な電磁界分布が必要になる。このうち磁場については、四重極電磁石の磁極形状や電流を与えれば十分な精度でその予測ができる。そこで、ギャップの大きさよりも十分小さな擾動体を用いて、個々のギャップでの加速軸上、及び軸より離れた部分の電界強度分布を測定した。

この場合は擾動体が小さく、ドリフトチューブに接触する心配がないので、単位体積当りの測定感度の高い金属球を使用できる。大きさとしては、測定の位置分解能を高めるために、 S/N 比の許す範囲で小さくする。ここで直径 2 mm のアルミニウム球を用いた。

この測定では擾動体が小さいために測定すべき周波数のずれも小さく、手動で SG の周波数を振り、そのつど共振を探す方

法では測定が難しい。そこで次の方法が用いられた。

一般に共振状態においては、空洞のインピーダンスの虚数部分は0となってる。従って空洞内に生じる電磁場は、SGより導入されるRFと同位相で振動する。しかし、この状態で振動体を挿入して共振がずれるとインピーダンスの虚数部分はゼロでなくなり、双方の信号には位相差が生ずる。この位相差を $\Delta\alpha$ とおけば、(2.13)の電界のFOURIER変換 $\hat{E}(\omega)$ より、

$$\begin{aligned}\tan \Delta\alpha &= \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 / 2Q} \\ &= \frac{2Q(\omega - \omega_0)}{\omega_0}.\end{aligned}\quad (2.24)$$

ここで、 $\omega - \omega_0 = \Delta\omega$ とおけば、

$$\tan \Delta\alpha = 2Q(\Delta\omega / \omega_0).\quad (2.25)$$

$\Delta\alpha$ が十分小さいときは、 $\tan \Delta\alpha \approx \Delta\alpha$ とおけるので、

$$\Delta\alpha = 2Q(\Delta\omega / \omega_0)\quad (2.26)$$

従って、結合器を通じて空洞へ送られるRFと、ピックアップにより空洞から取り出されるRFとの位相差(の変化)を測定すれば、共振周波数のずれ、従って電界の強さが分る。そこで測定系はfig. 2.7の様にした。

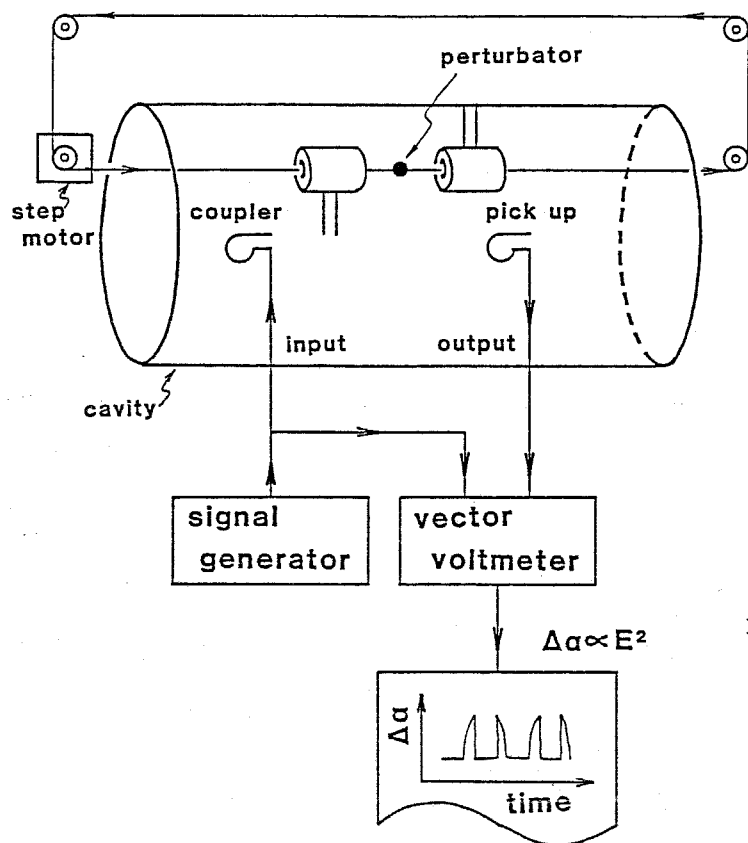


fig. 2.7 各ギャップにおける
微視的な電界分布の測定系

空洞へのRFの導入と取り出しには前述のfig. 2.5と全く同じ系を用いるが、ここではこれに加えてSG出力の一部を直接ベクトル電圧計に入力する。このとき、SGの発生周波数は摂動体導入前の値にロックしてなるべく一定に保つ。この状態で摂動体を動かしながら、SG出力と空洞より取り出された信号との位相差を測定する。結果はベクトル電圧計のアナログ出力より記録計に送られる。測定は、さらに次の二項目に分けられる：

i) 加速軸方向成分の分布：

線系に取り付けられた摂動体は、ステップモーターによりギャップ内を一定速度で動く。移動の経路はfig. 2.4と同様

の加速軸上である。なお、擾動体の移動速度の代表値は毎秒
2mmである。

各位置における電界強度は、そのときの位相差(の変化)、
 $\Delta\alpha$ を用いて次式で表わされる：

$$E = \sqrt{\frac{1}{2} P |\Delta\alpha| / (\pi r^3 \epsilon_0 \omega)} \quad (2.27)$$

ここに P は入力電力、 r は擾動体半径である。

ここでもアクリル擾動体のときと同様に、シャントインピー
ダンスを求めることができる：

$$Z_s = \left(\sum_i \int_0^{g_i} \sqrt{\Delta\alpha_i(z)} dz \right)^2 / 2\pi r^3 \epsilon_0 \omega l_T \quad (2.28)$$

ただし、 $\Delta\alpha_i(z)$ は i 番目のギャップ内の位置 z における位
相差の変化である。

また、次節で述べられる "Transit Time Factor" T_i
は、定義に従って、

$$T_i = \frac{\int_{-l_i/2}^{l_i/2} E_i(z) \cos\left(\frac{\pi}{l_i} z\right) dz}{\int_{-l_i/2}^{l_i/2} E_i(z) dz} \quad (2.29)$$

で計算できる。ただし $E_i(z)$ は (2.27) 式により求められ
た i 番目のギャップの電界分布である。

ii) 動径方向成分の分布:

摂動体による測定で得られるのは電界の強度のみであり, その方向は測定できない。従って仮に, 動径方向成分 E_r の存在する軸上以外の点を測定しても, E_r のみを取り出して決定することは殆んど不可能である。このため E_r は以下の様にして近似的に求めた。

ベクトル量としての電界 E は, ギャップ内でのイオンの電荷を無視すると,

$$\operatorname{div} E = 0 \quad (2.30)$$

を満足する。 E の軸対称性をひとまず仮定し, これを円筒座標系で表現すると,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{\partial}{\partial z} E_z = 0 \quad (2.31)$$

ここで, r を一次の微小項とみれば, $r = 0$ で $E_r = 0$ であることにより,

$$E_r = \alpha r \quad (\alpha = \text{const.}) \quad (2.32)$$

とおける。これを (2.31) に代入すると,

$$2\alpha + \frac{\partial}{\partial z} E_z = 0 \quad \therefore \alpha = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} E_z \quad (2.33)$$

従って,

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial}{\partial z} E_z \quad (2.34)$$

が得られる。上式の E_z に前節の測定結果を代入して、各ギャップにおける E_r の分布を計算した。

iii) ステムにより生じる成分 E_{stem} の分布：

ALVAREZ 型ライナックは、円筒空洞軸方向に生じる元来軸対称な電界をドリフトチューブで部分的に遮蔽しながらそのまま加速に用いるため、ギャップ内電界分布は原理的に軸対称である。しかし WIDERÖE 型では、本来は加速軸に垂直である電界をドリフトチューブによって強制的に歪め、加速軸方向の電場を作ってイオンの加速に供している。従ってギャップ間電界には、WIDERÖE 型特有のステムに平行な成分 E_{stem} が混入してくる。一般には WIDERÖE 型ライナックでは、ギャップ長に比べてドリフトチューブ径を十分大きくとることにより、この成分を抑えることができる。しかし、本研究の場合にはシャントインピーダンス向上のためにドリフトチューブ径（特にリッジ側）をできるだけ小さくし、しかもギャップ長を振げているため、この成分は比較的大きいと予想される。そこで、この E_{stem} が、軌道解析にそれを反映すべき程に大きいか否かを実験的に調べてみた。

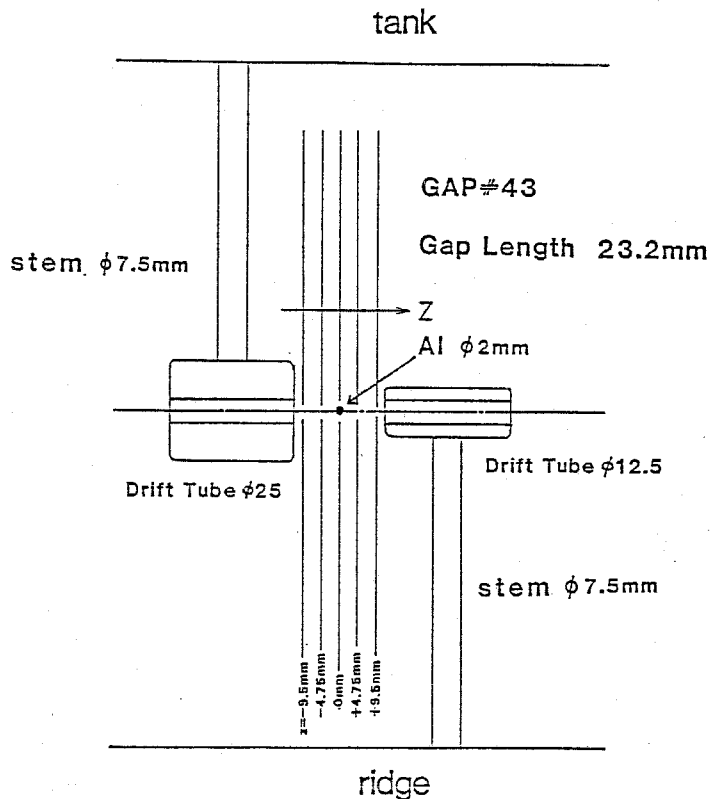


fig. 2.8 ステムに沿った方向の
電界分布測定経路

fig. 2.8 に見られる
様にひとつのギャップにつ
いて数点，加速軸と直角な
ステムの方向に沿って電界
分布を測定した。擾動体には
ここでも2φのアルミニ
ウム球を使った。

しかし，この測定結果か
ら E_{stem} を抽出することは
ここでも困難であり，近似
計算によって求めた。この

場合，当然軸対称でない三次元の問題になるが，ここではス
テムとドリフトチューブを含む平面上の二次元の問題におきかえ
て計算する。また，対象とする領域は1ギャップ分で数cmし
がなく，RFの波長より十分短いため静電場と同様な分布が
得られると仮定できる。そこで計算コードとしては理研で二次
元静電場計算用に開発された"BEEM"を用いた。これは境界
条件を与えることで，境界要素法³²⁾により領域内各点の静電
ポテンシャルと電界を計算するものである。

2. 2. 6 空洞内表面電流密度の測定

RF電流による空洞内の発熱密度(単位面積当り)は,全体にわたって一様であることが電力効率及び除熱の点から望ましい。しかし実際には偏りがあり,冷却系を設計するためには,その分布が必要となる。シャントインピーダンスを測定しても,発熱の集中している箇所は分らない。そこで空洞内のいくつかの部分について,表面電流密度の分布を測定した。

空洞内表面の電流密度 i (A/m) とそこに存在する磁場 H (A/m) との間には,境界条件として,

$$i = H \quad (2.35)$$

が成り立つ。従って表面近傍の磁場分布を測定すれば,それにより電流密度分布の概略を見積ることが出来る。

磁場分布の測定にも,電界分布のそれと同様に摂動法を用いた。fig. 2. 9 に示した空洞内の A ~ E 点について,金属及び磁性体(フェライト)の摂動体を軸方向に動かした。そして電界測定時と同様に,空洞への入出力信号の位相差を記録した。壁面と摂動体との相互作用による鏡影効果を除くため,摂動体と壁面との距離は摂動体半径の $1/2$ 以上にとった³⁰⁾。電場の存在が無視できれば,電場分布測定の場合と同様に,位相差 $\Delta\phi$ に対して,

$$\Delta \alpha \propto H^2 = i^2$$

\propto 発熱密度

(2.36)

と考えられる。

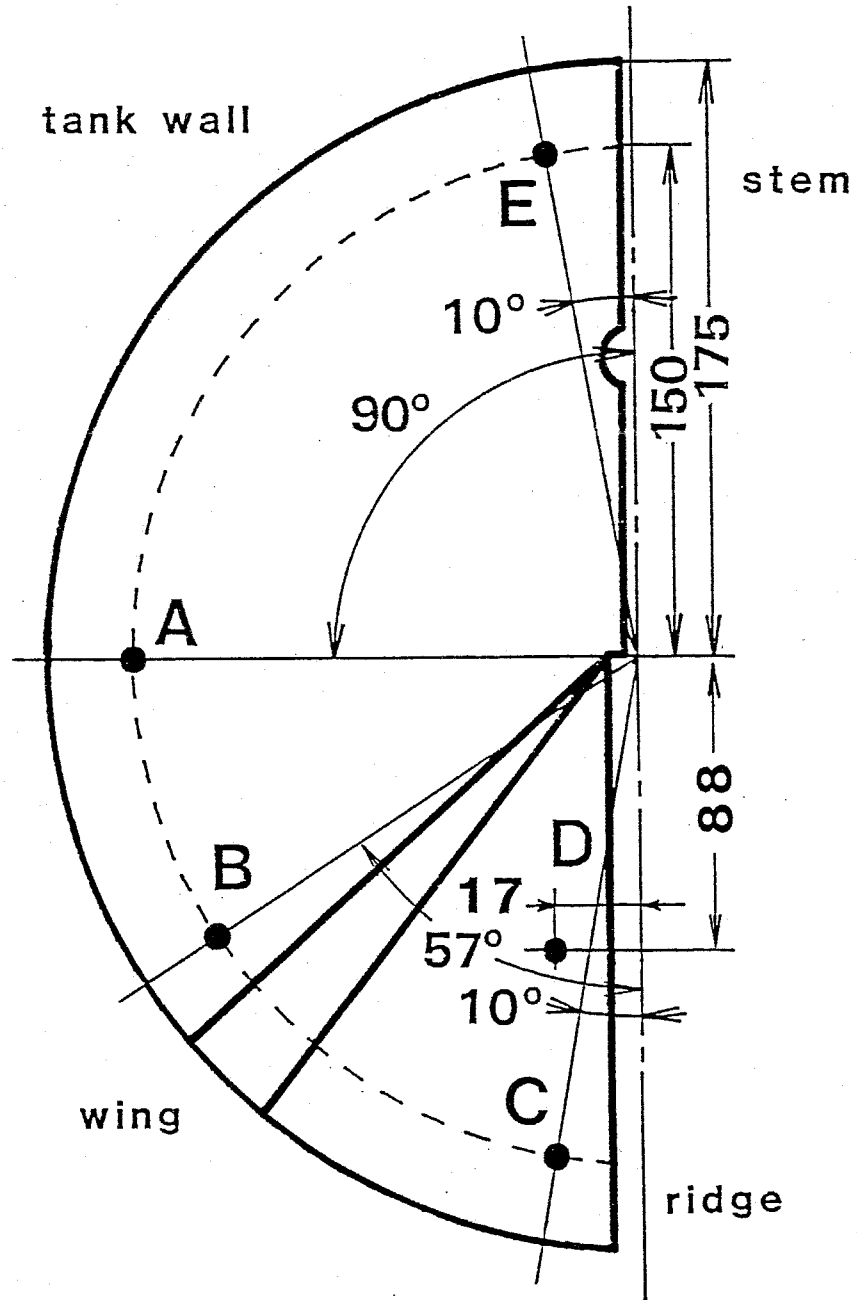


fig. 2.9 表面電流密度分布測定のための摂動体を通した場所

§ 2.3 加速イオンの軌道解析

2.3.1 インパルス近似による軌道解析

ここでは、イオンの運動方程式を数値積分することによる詳細な軌道解析以前の準備段階に行なわれた評価の方法にフリーで述べる。前述の様に、数値積分による精密な軌道計算を当初より行なうことは困難であり、かつ効率的でない。このため、ここで述べる近似的方法は最初の設計指針を与える重要な役割を持っている。

1) ドリフトチューブテーブルの作製

加速セルの番号に従って、セル長、ドリフトチューブ長、ギャップ長、エネルギー利得、全エネルギー等をまとめた数表を一般にドリフトチューブテーブルと呼び、ライナックの設計の基本となるものである。

ドリフトチューブテーブル作製における基本式は $\pi - \pi$ モードを用いる WIDERÖE 型の場合、

$$L_i = \frac{1}{2} \beta_i \lambda \quad (2.37)$$

である。ここで L_i は i 番目のセルの長さ、 λ は加速に用いる RF の自由空間波長、 β_i は粒子の β 値である。従って各加速セルでの β_i が分れば上式よりセル長 L_i 、ドリフトチューブ

長，ギャップ長 g_i を決定できる。

各ギャップにおけるエネルギー利得 ΔE_i は，加速をインパルス的と仮定すれば次式で与えられる：

$$\Delta E_i = e V_i T_i \cos \varphi_s \quad (2.38)$$

ここで e はイオンの荷電数， V_i はモデル実験より決定されるギャップ電圧分布， φ_s は安定位相である。また T_i は，RF 加速により直流加速に比べて実効的な加速電圧が低下する割合を示すもので，"Transit Time Factor" と呼ばれる。ここでは BOEHNE³³⁾ による表式，

$$T_i = \frac{\sin(\pi g / 2l)}{\pi g / 2l} \frac{1}{I_0(\pi g / l)} \quad (2.39)$$

を用いて計算した。ただし $I_0(x)$ は変型ベッセル関数である。

(2.38) 式の ΔE_i を次々に加えてゆくことにより，各セルにおけるイオンのエネルギー，従って β 値が決まる：

$$E_{i+1} = E_i + \Delta E_i \quad (2.40)$$

$$\beta_{i+1} = \sqrt{2 E_{i+1} / m} / c \quad (2.41)$$

この β_i を (2.37) に代入することにより，ドリフトチューブテーブルを作ることが出来る。

2) 加速イオンの位相振動

以前に述べた様に，本研究のライナックでは他のIH型ブースターと異なり，安定位相 φ_s を負にとって位相安定性の原理を使い，イオンが安定に加速される入射位相上の領域をできるだけ広くとる必要がある。

安定位相 φ_s 及び任意の位相 φ にあるイオンの軸上位置をそれぞれ z_s ， z とおけば，加速電界 E によりそれぞれが受ける力は，イオンの質量を m として，

$$m \frac{\partial^2 z_s}{\partial t^2} = q E \cos \varphi_s \quad (2.42)$$

$$m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = q E \cos \varphi \quad (2.43)$$

故に，

$$m \frac{\partial^2}{\partial t^2} (z - z_s) = q E (\cos \varphi - \cos \varphi_s) \quad (2.44)$$

ここで，同期粒子の速度を一定と仮定すると，

$$m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = q E (\cos \varphi - \cos \varphi_s) \quad (2.45)$$

従って，イオンは位相 φ の関数としての擬似的ポテンシャル，

$$\begin{aligned} V_\varphi(\varphi) &= \int^\varphi m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} d\varphi = q E \int^\varphi (\cos \varphi - \cos \varphi_s) d\varphi \\ &= q E (\sin \varphi - \varphi \sin \varphi_s) \end{aligned} \quad (2.46)$$

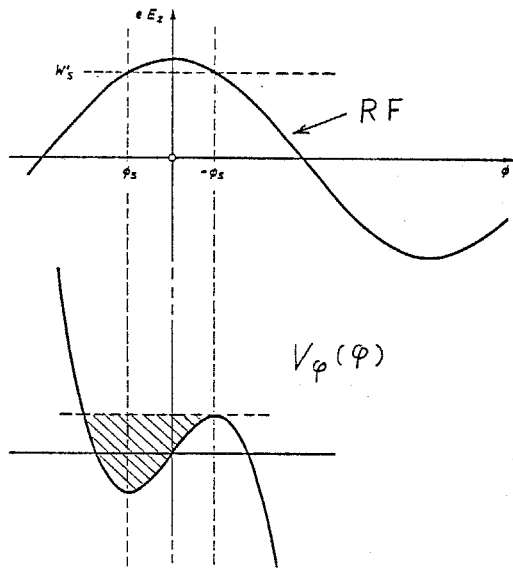


fig. 2.10 イオンの受ける
疑似的なポテンシャル⁵⁾

の中で、運動することになる。
 $V_\phi(\phi)$ のグラフは fig. 2.10
 の様になるが、斜線で示した領
 域の幅は約 $3|\phi_s|$ であり、こ
 の中に粒子が入れば安定に加速
 されることになる。従って ϕ_s
 を例えば -30° にとると位相ア
 クセプタンスは約 90° となり、

ライナックに所定のエネルギーで入射したイオンの $1/4$ が所
 定のエネルギーまで加速されることが期待できる。

しかし、ここで論じているライナックでは入口と出口で β 値
 が3倍以上変化するため、 β 値を一定とする仮定は現実的でな
 い。また、位相アクセプタンス $= 3|\phi_s|$ だけでは、電界分布
 が位相アクセプタンスやエネルギー分解能等を与える影響は全
 く分らない。

そこで再びインパルス近似を用いて、個々のセル毎にイオン
 の位相とエネルギーを追跡した。(2.37) ~ (2.41) 式に
 加えて、次の式を導入する：

$$\Delta t_i = l_i / \beta_i c \quad (2.47)$$

$$t_{i+1} = t_i + \Delta t_i \quad (2.48)$$

$$\varphi_i = \omega t_i - \pi i \quad (2.49)$$

$$\Delta W_i = E_i - E_{s_i} \quad (2.50)$$

ただし、 Δt_i は i 番目のセルをイオンが通過するのに要する時間、 t_i は i 番目のギャップの中心を通過する時刻、 E_{s_i} は同期粒子の i 番目のセルにおけるエネルギー、 ΔW_i は同期粒子とのエネルギー偏差である。これらの漸化式により様々な入射位相 φ_1 に対して φ_i 、 E_i 、 ΔW_i を計算した。横軸にセル番号（又は加速軸方向長さ）、

縦軸に φ_i をとれば、イオンの位相振動の様相を明確に把握できる。また横軸を入射位相 φ_1 、縦軸にエネルギー偏差 ΔW_i をとって、リwaゆる

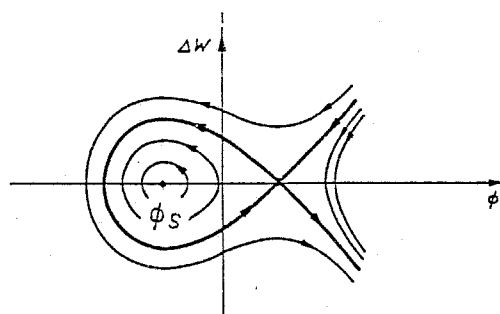


fig. 2.11 fish diagramの例⁵⁾

る "Fish Diagram (fig. 2.11)" を描けば、位相振動に伴なうエネルギーの拡がりについての情報が得られる。さらに横軸に入射位相 φ_1 、縦軸に出射エネルギーをとれば、位相アクセプタンスの領域の広さがより明確に分る。

3) 加速軸に垂直な方向の運動

ここでは、イオンに働く加速軸と垂直な方向への力を、加速ギャップにおけるRF発散力とドリフトチューブ内の四重極電

磁石による集束・発散力に限って議論する。

ある加速軸上の位置 $z = z_1$ を定めたとき、イオンの軌道方向の運動状態は、

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ p_{x1} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} y_1 \\ p_{y1} \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

の一组のベクトルによって一義的に記述される (y 方向については x 方向と同じ式になるので今後は省略する)。ここに p_x , p_y はその状態でのイオンの運動量の x , y 成分である。これらの状態が、次の位置 $z = z_2$ において (x_2, p_{x2}) に変化したとすれば、

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ p_{x2} \end{pmatrix} = A_x \begin{pmatrix} x_1 \\ p_{x1} \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

と書ける。ただし A_x は演算子であり、 z_1 と z_2 との間の電磁ポテンシャル、つまり集束方向の四重極電磁石があるか、単なるドリフト空間か、或いは RF 発散力を持つ加速ギャップがあるか等の条件によって決まる。

ここで、イオンの軌道が中心軸に近い、いわゆる近軸軌道を仮定すれば、 x , p_x は一次の微小項と見なされ、 x^2 , p_x^2 , x^3 , p_x^3 , ---- 等の 2 次以上の項は無視される。すると x , p_x はその変換に対して線型性を持ち、(2.52) 式は 2×2

行列 M_x を用いて次の様に表すことができる：

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ p_{x_2} \end{pmatrix} = M_x \begin{pmatrix} x_1 \\ p_{x_1} \end{pmatrix} . \quad (2.53)$$

従って、任意の位置における運動の状態は、入射時の状態を表すベクトル $t(x_0, p_{x_0})$ に行列を次々に乗じてゆくことにより計算できる：

$$\begin{pmatrix} x_i \\ p_{x_i} \end{pmatrix} = M_i M_{i-1} M_{i-2} \cdots M_2 M_1 \begin{pmatrix} x_0 \\ p_{x_0} \end{pmatrix} . \quad (2.54)$$

ここで考察するライナックの各要素に対して、行列は具体的には次の様になる³⁴⁾：

i) 集束方向の四重極電磁石

$$M_F = \begin{pmatrix} \cos \alpha \tau_a & \frac{1}{\alpha \gamma} \sin \alpha \tau_a \\ -\alpha \gamma \sin \alpha \tau_a & \cos \alpha \tau_a \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

ii) 発散方向の四重極電磁石

$$M_D = \begin{pmatrix} \cosh \alpha \tau_a & \frac{1}{\alpha \gamma} \sinh \alpha \tau_a \\ \alpha \gamma \sinh \alpha \tau_a & \cosh \alpha \tau_a \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

ただし、 $\alpha \equiv \sqrt{e E v_z |G| / m_0 c^2 \gamma}$

$$\gamma \equiv 1 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \varepsilon \equiv q / A$$

$$\tau_q \equiv L_q / \beta$$

G : 磁場勾配

e : 電気素量

v_z : イオン速度の軸方向成分

m_0 : 核子の静止質量

L_q : 磁極の有効長

iii) 加速ギャップ

$$M_G = \begin{pmatrix} \cosh \Delta \tau_q & \frac{1}{\Delta \delta} \sinh \Delta \tau_q \\ \Delta \delta \sinh \Delta \tau_q & \cosh \Delta \tau_q \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

ただし,

$$\Delta \equiv \sqrt{-4\pi \frac{\Delta W_s}{m_0 c^2} f^2 \tan \varphi_s \frac{1}{v_z^2 \gamma^3}}$$

$$\Delta W_s \equiv \varepsilon V_g T \cos \varphi_s$$

$$\tau_q \equiv g / \beta$$

V_g : ギャップ電圧

T : Transit Time Factor

g : ギャップ長

iv) ドリフト空間

$$M_S = \begin{pmatrix} 1 & \tau_D / \gamma \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

$$\tau_D = L_D / \beta, \quad L_D : \text{ドリフト空間長}$$

具体的な評価は次の様に行なった。位相 (x, px) 平面内の一点を任意に選んで、これを入射位相 (x_0, px_0) とする。これに上に述べた行列を、その配置に従って乗じてゆくことにより、各セルでのイオンの位置 x_i を求める。もし全てのセルについて $x_i < r_0$ (r_0 : ドリフトチューブの内半径) であれば、そのイオンはライナックを通過する、すなわち最初に選んだ点 (x_0, px_0) はライナックのアクセプタンスの中に入っていることが分る。しかし、もしいずれかのセルで $x_i \geq r_0$ となれば、イオンはそこでドリフトチューブに衝突したことになるので、選んだ点はアクセプタンスの外にある事が分る。

この計算を位相平面上の多数の点について行ない、アクセプタンスの領域を求める。アクセプタンスは位相平面上で広い面積を持つ方が望ましい。しかし、もちろん入射器のエミッタンスである $30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ よりも極端に広くする必要はない。

2.3.2 運動方程式の数値積分による軌道解析

前述のインパルス近似は，実際には有限な領域に広がった電磁場分布を δ 関数的に表現してゐるため宿命的に誤差を持つてゐる。特にイオンの運動エネルギーに対するエネルギー利得の大きい低 β の領域においては問題となる。そこで研究の後半には現実的な電磁場分布を反映した計算のできるプログラムを導入した。

プログラム開発にあたっては，時間的な制約から，既に他所で開発済みで実績のあるプログラムを基礎とし，これに多少の変更を加えて本研究でも使える様にする。ALVAREZ型ライナックでは，ギャップ電界分布が本質的に軸対称であるから，これにWIDERÖE型特有の，ステム等により生ずる非軸対称な場を付加することは大幅な変更となる。従つて基礎とするプログラムは，元来WIDERÖE型用のものが望ましい。

理化学研究所では，WIDERÖE型可変周波方式重イオンライナック"RILAC"³⁵⁾の運転パラメータの決定，最適化のために軌道計算コード"LINOR"³⁶⁾を開発し，使用してゐる。このプログラムはライナック内のビームコース上の現実的な電磁場分布 $E(r, t)$ ， $B(r)$ を与えてイオンの運動方程式，

$$\frac{d}{dt} P = q \left(E + \frac{1}{m} P \times B \right) \quad (2.60)$$

を時間について数値積分する事によって解き、各時刻における位置 r 、運動量 P を求めるものである。従って、前節で述べた軸上粒子の位相運動やアクセプタンス等を求めることができる。さらに $x-y$ 方向のアクセプタンスが最大になる様に四重極電磁石の磁場配位を最適化するオプションも有している。これは加速軸に垂直な方向の軌道の振動について、fig. 2.12 に示された集束系1セル内での位相の進み μ を指定することによって最適化を行なうものである。

ただし、RILACと本研究のライナックでは、以下の相違がある：

- ① RILACは1つの加速空洞内でギャップ長が一定であるが、本研究の場合にはイオンの β 値に比例して長くなる。
- ② RILACはギャップ電圧が全セルで等しいが、本研究では分布を持っている。
- ③ 両者は加速セル数が異なる。

そこで、ギャップ長とギャップ電圧を変数にしてLINORを一般化し、

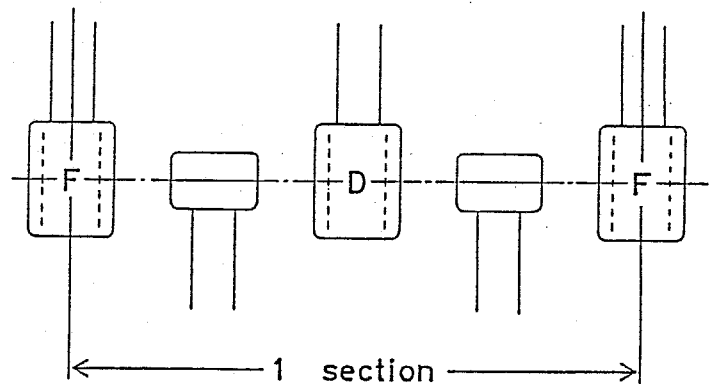


fig. 2.12 "LINOR"による
磁場勾配最適化のための1セクション

さらにセル数も増やして本研究で使える様に書き直した。("LINOR II") このプログラムに入力すべき各セルでの電磁界分布としては, §3.1で求められた測定結果を使う。また, 実験的に求められない成分については, 同じく理研で開発されたプログラム "BEM" を使って求め, これを用いた。

前節のインパルス近似での項目をLINOR IIにより同様に計算して比較を試みるだけでなく, 以下の項目について詳細な解析を行なった:

- i) 安定位相以外の入射位相に対する $x-z$ 方向アクセプタンス
- ii) 四重極電磁石の強度をプログラムで最適化したときのイオン軌道とアクセプタンス
- iii) 入射位相と出射エネルギーの関係, ただし,
 - a. RF電圧を変化させる, すなわち各ギャップの電圧を一樣な比率で上下させた場合,
 - b. 入射エネルギーを変化させた場合

これらの情報により, ライナックについてのより現実的な性能の評価が可能になる。

§ 2. 4 四重極電磁石の開発

前述の様に、ドリフトチューブ内に装荷される四重極電磁石はできるだけ小型、かつ強力にすることが必要で、その可否によってライナックの電力効率とアクセプタンスが大きく左右される。そのための方法として、従来の方式のコイルよりも導体の占める体積比率を大きくして通電時の発熱を抑えることが考えられる。この方針に基き考案されたものとして、L B L の "テーパコイル方式"、及び理研で開発された "分割コイル方式"³⁷⁾がある。これら両方式によって試験用の四重極電磁石を製作し、各種の開発試験を行なった。

この試験の開始時期においては、加速空洞のモデル実験から、空洞の共振周波数とシャントインピーダンスを満足させるためには四重極電磁石を装荷するドリフトチューブが 100ϕ 以内でなければならぬことが判明していった。一方、イオンの軌道解析によって、入射器よりのビームのエミッタンスよりも十分広いアクセプタンスを得るためには最高 4 kG/cm の磁場勾配が必要なことが分っていた。従ってこの開発試験は、具体的には与えられた 100ϕ のドリフトチューブ径の中で 4 kG/cm 以上の磁場勾配発生を試みることである。

2. 4. 1 分割コイル方式

fig. 2.13 の様に切り込みを入れた角型銅板を少しひねって何枚も重ね、となり合った縁同士を銀ろう付けする。これによってコイル状の銅板ができる。各層の絶縁を保持するために紙をはさみ、プレスして円弧状に成形後、紙にエポキシ樹脂を真空含浸させて固める。その後で、端面を機械加工して仕上げる。

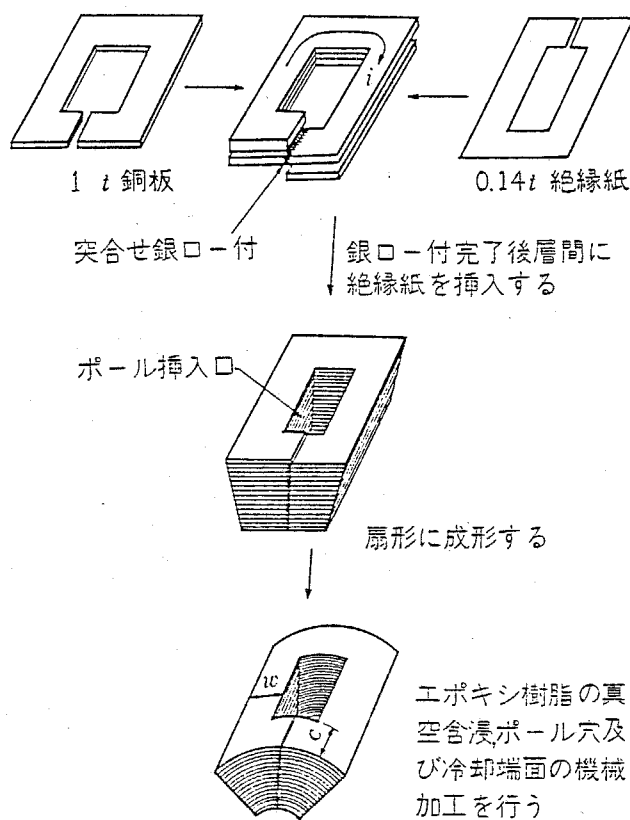


fig. 2.13 分割コイルの製作法³⁷⁾

このコイルを組み入れた試験用四重極電磁石は fig. 2.14 の様な構造である。コイルには長さ70 mmの磁極がはめ込まれる。周囲には厚さ9.5 mmのヨークがある。中心のパイプは外径25φで、これは磁極ギャップ長に等しい。内径は23φで、実際はイオンがこの中を通過する。

これら中心部を包むケーシングは透明なアクリル樹脂で作られ、内部の冷媒の流動状態等を観察できる。冷媒はケーシングの中へ直接注入され、従ってコイルと磁極は完全に冷媒の中に浸されることになる。冷媒としては比熱の大きい水を用いるの

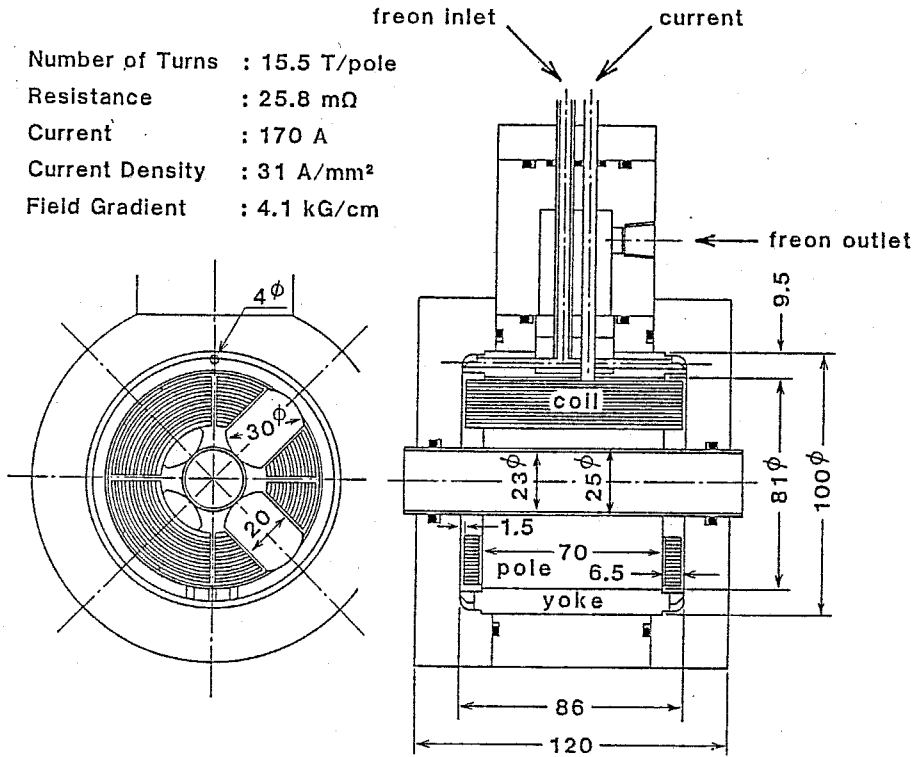


fig. 2.14 分割コイルの試作品

が熱工学的には理想的であるが、銅(コイル)と鉄(磁極)を同じ水中に入れた際の電食、及び絶縁不良の恐れがあるので、やむを得ずフレオン113を用いた。その性質をtable 2.4に示す。フレオンは上部より注入され、ヨークにあげられた4φの流路を通して両端部

にある環状流路を経由し、下方に達する。そこから3本の溝を通してコイル端面を冷却しながら上方に向う。その後、コイルとヨーク

table 2.4 フレオンの性質

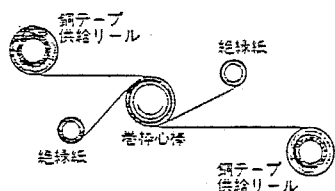
分子式	CCl ₂ F-CClF ₂	粘度(21.1°C)	
分子量	187.4	液	0.694cp
沸点(1気圧)	47.6°C	飽和蒸気	0.0102cp
凝固点	-35°C	液相の屈折率(26.5°C)	1.355
臨界温度	214.1°C	表面張力(25°C)	<u>17.3</u>
臨界圧力	33.7 atm	*相対破壊電圧(N ₂ =1)	3.9
液の密度(25°C)	1.565g/cm ³	誘電率	
沸点での飽和蒸気密度	7.399g/l	液(30°C)	2.44
沸点での蒸発潜熱	35.07 Cal/g	飽和蒸気(0.5atm, 26°C)	1.010
比熱(21.1°C)		水の溶解度(21.1°C)	0.009wt%
液	0.213 Cal/g·°C	水に対する溶解度	
飽和蒸気(標準状態)	0.152 Cal/g·°C	(飽和圧で)(21.1°C)	0.017wt%
熱伝導度(21.1°C)		空気に対する拡散	
液	0.064	(25°C, 1atm)	0.068cm ² /sec
飽和蒸気	Kcal/hr·m·°C 0.00640 Kcal/hr·m·°C		

の隙間を通過して上部の空間に集まり、吐出される。また、励磁電流は5φの銅棒より供給される。コイルに於いての設計仕様を図中にまとめておく。

2.4.2 テープコイル方式

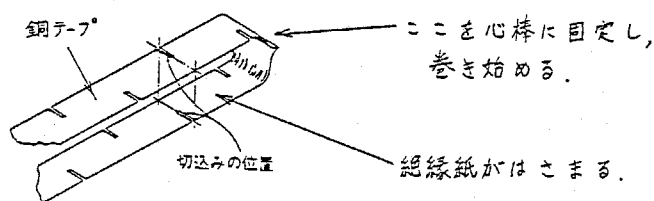
テープコイル方式の最大の特長は、分割コイル方式が銀ろう付けなどの手作業で作られるのに対し、機械による大量生産に適していることである。その製法と原理は次の通りである。

材料として銅テープ



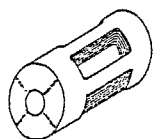
材料：銅テープ(0.4[±])
絶縁紙(0.14[±])

第1図 テープコイルの巻線方法

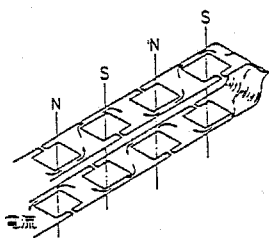


第2図 巻かれたテープコイルの展開図

エポキシ含浸、磁極穴あけ →



完成



第3図 テープコイルの動作原理

2枚の銅テープ対の1巻
↓
4つの磁極に1ターン

と絶縁紙のテープを用意する。各々2本ずつのリールよりこれらを供給して1本の芯棒に巻く。その際、銅と絶縁紙のテープが交互に重なる様な配置をとる。2枚1組のテープには fig. 2.15 に示す様に互い違いに切り込みを入れておく。2枚の銅テープの端は銀ろう

fig. 2.15 テープコイルの製法³⁷⁾

付けされており，ここを芯棒に固定して巻き始める。巻き終わったら銅と絶縁紙の間にエポキシ樹脂を真空含浸して固め，磁極の入る穴をあけて仕上げる。

この構造のコイルとしての動作原理を理解するため，磁極の入る穴をあけた後の電流々路を考える（fig. 2.15 の下の図）と，テープの上下の対で電流が磁極の回りを回っていることが分る。つまり，2枚の銅テープを対を1巻きすると，4つの磁極にそれぞれ1ターンが形成されることになる。従ってこの対を，分割コイルと同じ16ターン巻いて32層のコイルを作れば，分割コイルと同じ励磁特性が得られることになる。

fig. 2.16 に製作した試験用テープコイル方式の四重極電

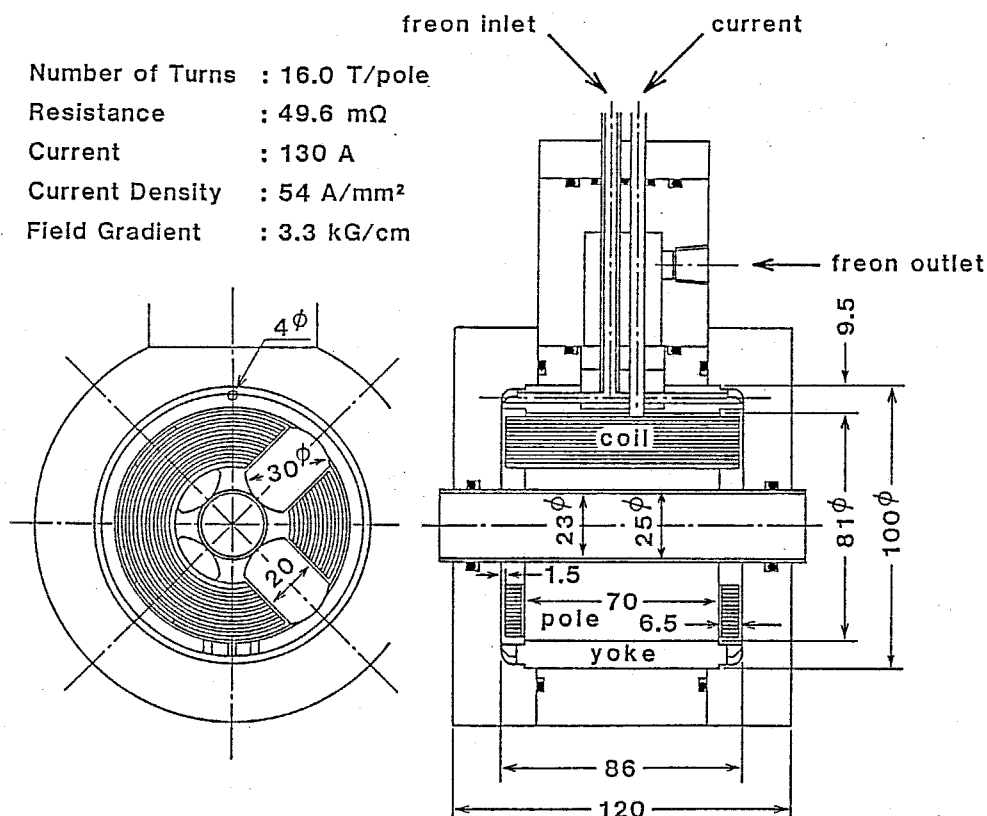


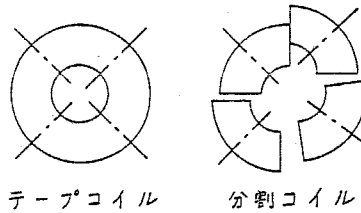
fig. 2.16 テープコイルの試作品

磁石を示す。ケーシング，ヨーク，フレオン流路などの寸法や材質は，分割コイルのときと全く同様である。ただし，分割型では文字通りコイルが4つに分かれているためコイル間に隙間があるのに対して，テープコイル方式ではそれが無い点が異なっている。

このテープコイル方式の特質を，分割コイル方式と比較すると fig. 2.17 の様になる。テープコイル方式が分割コイル方

長 所

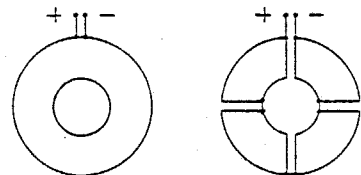
- 1) コイル位置精度が良い。



テープコイル

分割コイル

- 2) 電流導入端子が最外周にある。

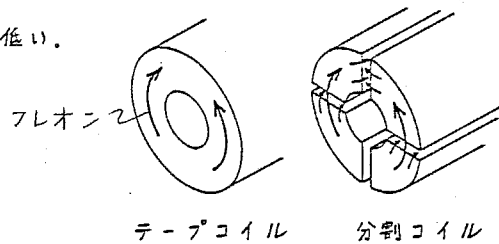


テープコイル

分割コイル

短 所

- 1) 冷却効率が低い。



テープコイル

分割コイル

- 2) 電流密度が高い。

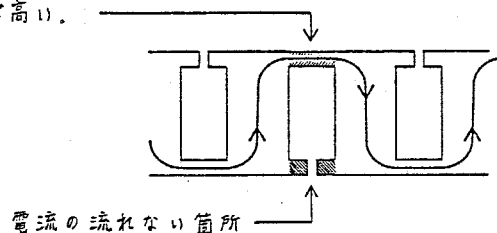


fig. 2.17 テープコイルの長所と短所 (分割コイルとの比較)

式よりも優れてゐる点として、まず第一に磁極に対するコイルの位置精度が高いことがあげられる。テープコイルは、コイルが一体となつてゐるので磁極に対しての位置を比較的容易に出せる。しかし分割型ではコイルが独立してゐるので、最悪の場合、図の様にずれてしまふ可能性がある。これは集束磁場中の四重極以外の成分を増加させる原因となる。次に、テープコイルではその端子が自動的に最外周に出てゐることがあげられる。これは、実際にドリフトチューブ内に組み込む際に余計な配線が不要となる点で非常に有利である。一方分割コイルは構造上個々のコイルに於て端子が反対側に出るので、図の様にコイル間を接続する必要がある。このことは狭いドリフトチューブ内では障害となる。

一方、テープコイルが分割型より劣つてゐる点は、第一にコイルの冷却効率が低いことである。テープコイルも分割コイルも共に銅と絶縁紙を交互に重ねたものであるが、重ねた方向への熱伝導は途中に紙の層があるために、それと直角の方向に比べて著しく低くなる。従つてコイルからフレオンへの熱伝達は主にコイルの端面で行なわれると考えられる。分割コイルでは扇形の端面だけでなく、4つのコイルの隙間の端面も冷却されるので冷却効率は高い。しかしテープコイルではコイル間の隙間がなりので効率は低い。第二の問題点は、分割型に比べて電

流密度が高くなる場所があることである。fig. 2.17 下方のコイル展開図より分る様に、テープコイルには原理的に電流が流れない所がある。それに伴ない、分割型では2ヶ所で受け持っていた電流を1ヶ所で受け持つことになり、原理的には部分的に電流密度は分割型の2倍になる。

2.4.3 試験用フレオンループ

以下に述べる実験装置により、fig. 2.14, 2.16 の試作品に於いて、その特性試験を行なった。

fig. 2.18 に試験装置のブロック図を示す。これは冷却器を備えたフレオン113のループで、試験部の直前にメッシュ20μのフィルターを設けて異物の侵入を防いでいる。四重極電磁石の入口と出口にブルドン管式圧力計と熱電対温度計を装着してフレオンの圧力と温度を監視する。流量は浮子式流量計で測定した。直流電源により、最大200Aの電流を流し、同時にコイル両端の電圧を測定する。通電中は、フレオンの流動状態を詳細に観察した。

磁場強度測定には、校正されたホール素子を用いる。磁場強度 B は、次式により磁場勾配 G に変換される：

$$G = B / \alpha . \quad (2.61)$$

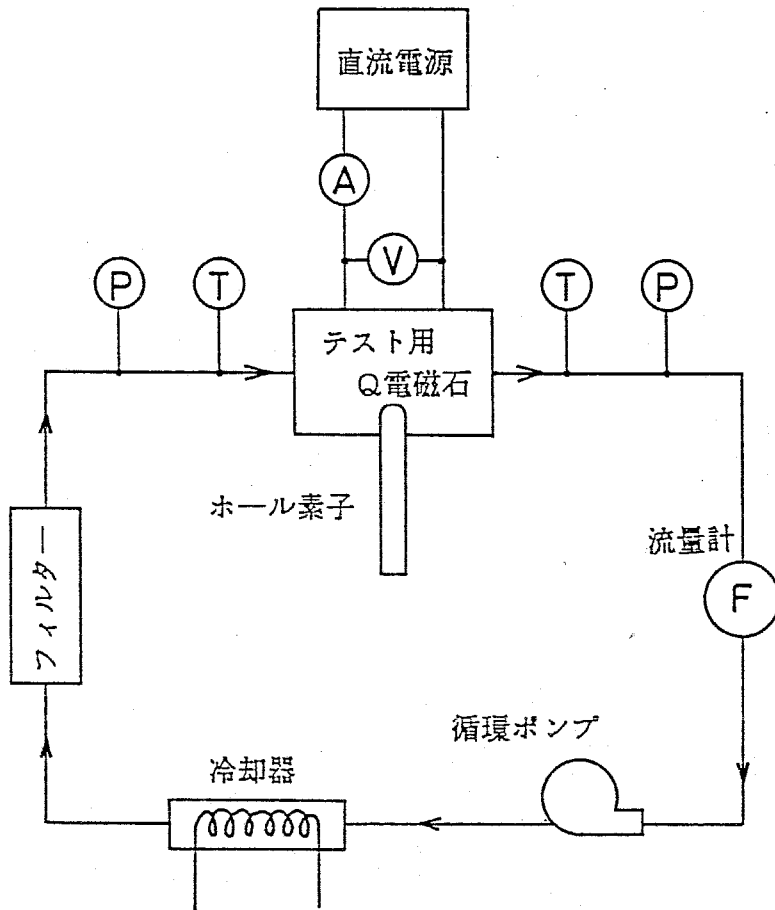


fig. 2.18 四重極電磁石試験装置ブロック図

ただし、 x は磁極ギャップ中心より、ホール素子中心までの距離である。

これらの特性試験終了後には、それぞれの試作品の最大電流において長時間の連続運転試験を行ない、実用に供し得る耐久性を持つか否かが確かめられた。

試験は、以下の条

件下で行なわれた：

試験時間 : 500時間(21日間)連続

励磁電流 : 170A(分割コイル)

130A(テープコイル)

冷媒 : フレオン113

冷媒流量 : 8 l/min

入口圧力 : 2.2 kg/cm² (分割コイル)

2.8 kg/cm² (テープコイル)

出口圧力 : 1.1 kg/cm^2 (分割コイル)
 1.2 kg/cm^2 (テープコイル)
 入口温度 : $11 \sim 16^\circ\text{C}$ (分割コイル)
 $15 \sim 21^\circ\text{C}$ (テープコイル)
 出口温度 : $15 \sim 20^\circ\text{C}$ (分割コイル)
 $19 \sim 25^\circ\text{C}$ (テープコイル)

フィルター : 綿製, メッシュ 20μ

この条件下で試験された項目は,

- i) コイルの両端電圧
- ii) フレオン入口, 出口温度
- iii) 電流・電圧特性
- iv) コイル絶縁抵抗
- v) フレオンの流動, 沸騰状態
- vi) 内部の腐食その他の有無

である。この中で i), ii) に付いては記録計によつて 500 時間連続して監視した。iii) ~ vi) に付いては適宜測定, または観察した。

§ 2.5 IH型加速構造の理論的取扱

前にも述べたように、ALVAREZ型加速構造に対しては、その軸対称性のために既にその共振周波数、電界分布等のRF特性を高精度で予言する計算コードが完成している²⁷⁾。これは主に1970年代に急速に発展した有限要素法を応用したものであるが、この手法は対称性の低いWIDERÖE型に対しては現在の最大級の計算を用いても、そのまま拡張して使用できる性質のものではない。

ここでは、モデル実験の代用となる高精度の計算方法でなく、単にモデル実験の結果に対する理論的な裏付けを得るための、軸方向一次元の解析法について述べる。同時に、これによって本研究で用いられる誘導性の電界分布平坦化機構の電磁気学的なメカニズムを明らかにすることも目標の一つである。

2.5.1 等価回路の選定と行列による表現

IH型構造では、RF電流が基本的には円筒空洞の方位角方向に流れてステムを通り、ギャップを充電して電圧が発生する。しかし空洞は軸方向に一様な構造ではないので、実際にはタンクを流れる電流は軸方向の成分も持っている。従ってタンクの両端を除けば、1つのセルに対しfig. 2.19の様な4端子の等価回路を設定することができる。ここで L_1 、 L_2 はそれぞれ

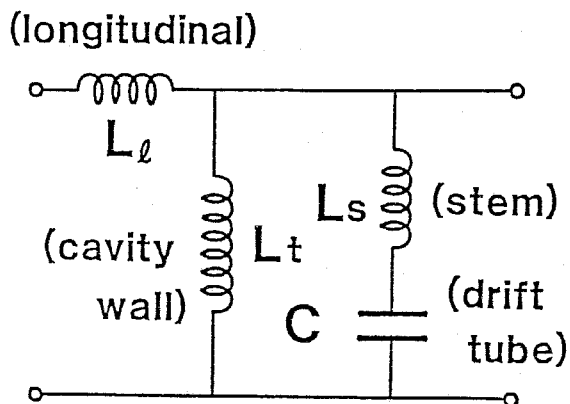


fig. 2.19 1セルを表す等価回路

れタンクを流れる電流の方位角方向及び軸方向成分に対応したインダクタンス、 L_s はステムのインダクタンス、 C はギャップ及びその近傍の電気容量である。

一般に四端子回路への入力と

出力は、行列を用いて次の様に関係づけることができる：

$$\begin{pmatrix} V' \\ I' \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} V \\ I \end{pmatrix} . \quad (2.62)$$

ここに V 、 I 、 V' 、 I' はそれぞれ入力、出力端子の電流と電圧である (fig. 2.20 の (a))。行列 F は、この四端子回路を表現する“ F -行列”と呼ばれるもので、採用した fig. 2.19 の等価回路に於いては次の形になる：

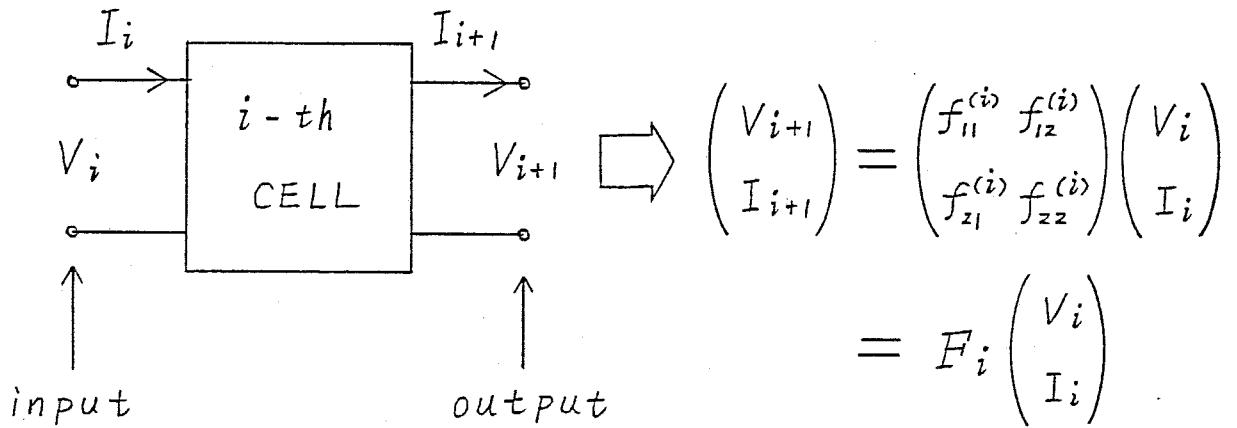
$$F = \begin{pmatrix} 1 + YZ & -YZ^2 - 2Z \\ -Y & 1 + YZ \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

$$Y = \frac{1}{j\omega L_t} + \frac{1}{j\omega L_s + (j\omega C)^{-1}}$$

$$Z = j\omega L_l \quad (j = \sqrt{-1}) .$$

a)

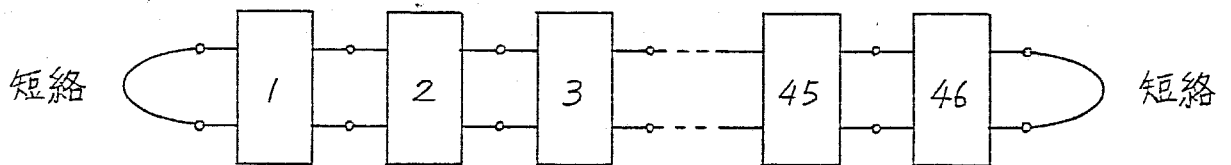
四端子の行列による表現



4端子を表すF-行列

b)

空洞全体の表現



$$\begin{pmatrix} V_i \\ I_i \end{pmatrix} = F_i F_{i-1} F_{i-2} \cdots F_2 F_1 \begin{pmatrix} V_0 \\ I_0 \end{pmatrix}$$

一方の端の境界条件 \longrightarrow $\begin{pmatrix} 0 \\ j \end{pmatrix}$

fig. 2.20 行列を用いた計算の原理

加速空洞の全体は、個々のセルを表わすF行列の連鎖と考えられる (fig. 2.20の(b))。また空洞の両端は鏡板によって短絡されている。従って任意の*i*番目のセルの状態は、一方の短絡された端での境界条件、

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ I_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ I_0 \end{pmatrix} \quad (I_0 \neq 0) \quad (2.64)$$

に各セルに対応するF行列を次々に乗じることによって求められる：

$$\begin{pmatrix} V_i \\ I_i \end{pmatrix} = F_i F_{i-1} \cdots F_2 F_1 \begin{pmatrix} 0 \\ I_0 \end{pmatrix}. \quad (2.65)$$

共振状態は、もう一方の端 (*n*番目とする) でも (2.64) と同じ境界条件、

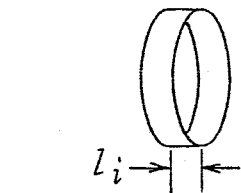
$$\begin{pmatrix} V_n \\ I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ I_n \end{pmatrix} \quad (I_n \neq 0) \quad (2.66)$$

が成立する様に周波数を調整することによって実現される。これは、具体的には各セルのF行列の成分を調整することである。上式が満足されたときの V_i ($i = 1 \sim n$) が空洞内のギャップ電圧分布を与える。

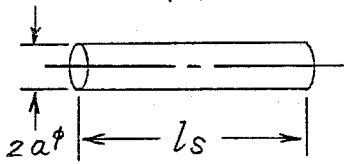
2.5.2 等価回路定数の決定

電界分布，従って電圧分布を実際に計算するには，上で述べた等価回路の各定数が必要になる。

まず，タンクの方角角方向インダクタンス L_t とステムのインダクタンス L_s については，それぞれを管の輪切り，及び棒と考れば，次式によって概略値が得られる：



$$L_{ti} = \frac{1}{2} \mu_0 A / l_i \quad (2.67)$$



$$L_s = \frac{\mu_0 l_s}{2\pi} \left(\ln \frac{2l_s}{a} - 1 \right) \quad (2.68)$$

ただし A はタンクの断面積の半分， l_i はセル長， a はステム半径， l_s はステム長さである。

一方，ドリフトチューブの容量 C は *fig. 2.21* に示す様に単にギャップだけにあるのではないため，計算で求めるのは困難である。そこで，これに付いては実際に測定を行なった。

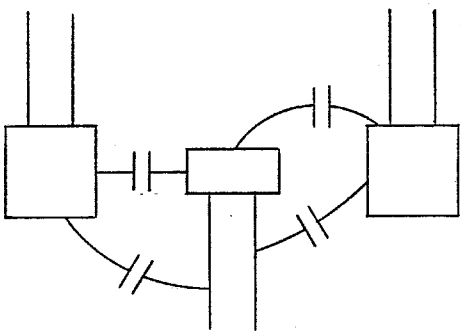


fig. 2.21

fig. 2.22 の様にモデル空洞の半円筒型タンク壁を取り外し，リッジ及び上下のドリフトチューブが一体となったフレームのみを使用する。これは，タンク

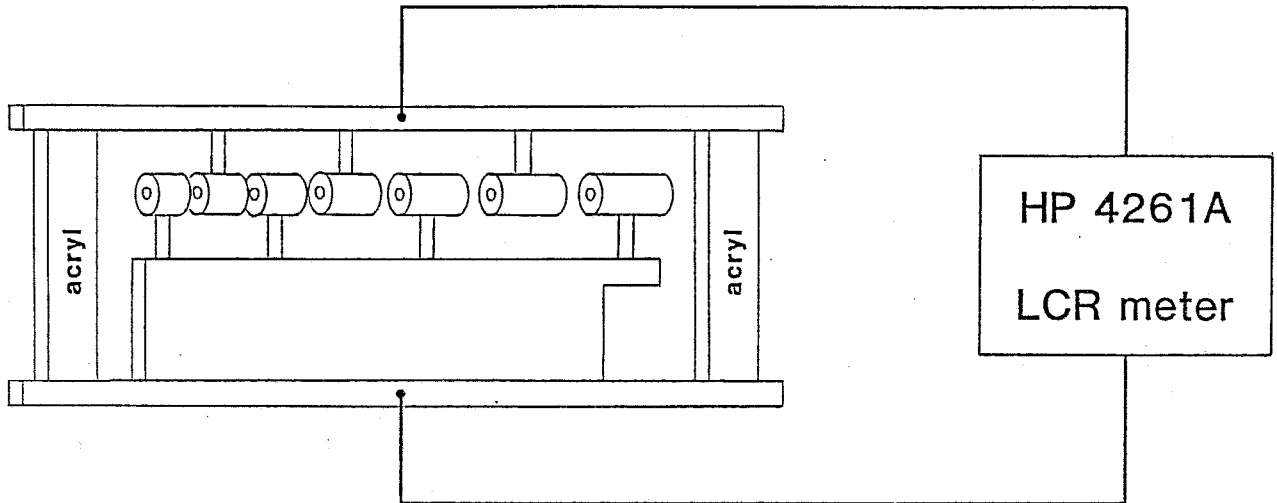


fig. 2.22 ギャップ容量の測定

とドリフトチューブの間には電気容量が存在しないという仮定に基づくものである。両端の支柱はアクリルに変えて上下のはりを絶縁する。ステムのついたドリフトチューブを一本ずつ取り外しながら電気容量計（HP社製4261A，LCRメーター）によって静電容量の変化を測定する。その結果より1セルあ

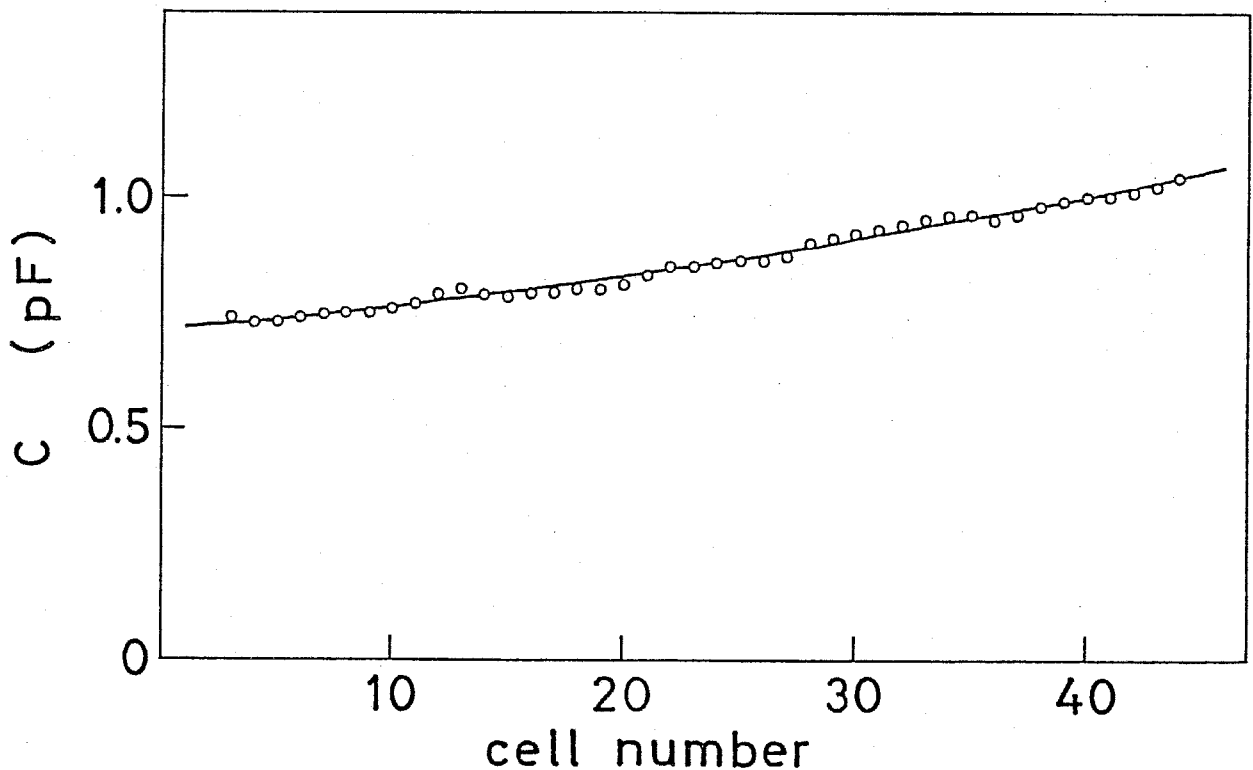


fig. 2.23 セル当り容量Cの分布

たりの電気容量 C_i を算出した。結果を *fig.* 2.23 に示す。

最後にタンクの軸方向インダクタンス L_z を求める。これは *fig.* 2.19 の他の定数に比べてかなり便宜的な定数であり、直接計算で求めるのは困難である。そこで、既に他の定数が全て分っていることを基にして、採用した等価回路に於いての分散関係式、

$$\beta^2 = \omega^2 \bar{L}_z \left(\frac{\bar{C}}{1 - \omega^2 \bar{L}_s \bar{C}} - \frac{1}{\omega^2 \bar{L}_t} \right) \quad (2.69)$$

を使って求めた。ここで ω は共振角周波数で、Short Circuit Wing も Magnetic Flux Inducer も装荷しない場合の実験値を用いる。 \bar{L}_t , \bar{L}_s , \bar{L}_z , \bar{C} は全てのセルに於いての値を平均して単位長さあたりの値に直したものである。長さ l_i のセルには L_{zi} のインダクタンスが与えられる様に、次式によって \bar{L}_z を割り振った：

$$L_{zi} = \bar{L}_z \cdot l_i \quad (2.70)$$

2.5.3 電界分布平坦化機構の等価回路上の表現

1) エンドスペース

§ 1.2 で定義したエンドスペースは、空洞内の加速ギャップの存在する領域と短絡された鏡板との間に大きなインダク

タンクを作って、ビーム出入口付近の電界を急激に上昇させるためのものである。従ってエンドスペースは、タンクの端を単純に短絡するのではなく、インダクタンスを通して短絡することによって表現した (fig. 2.24) :

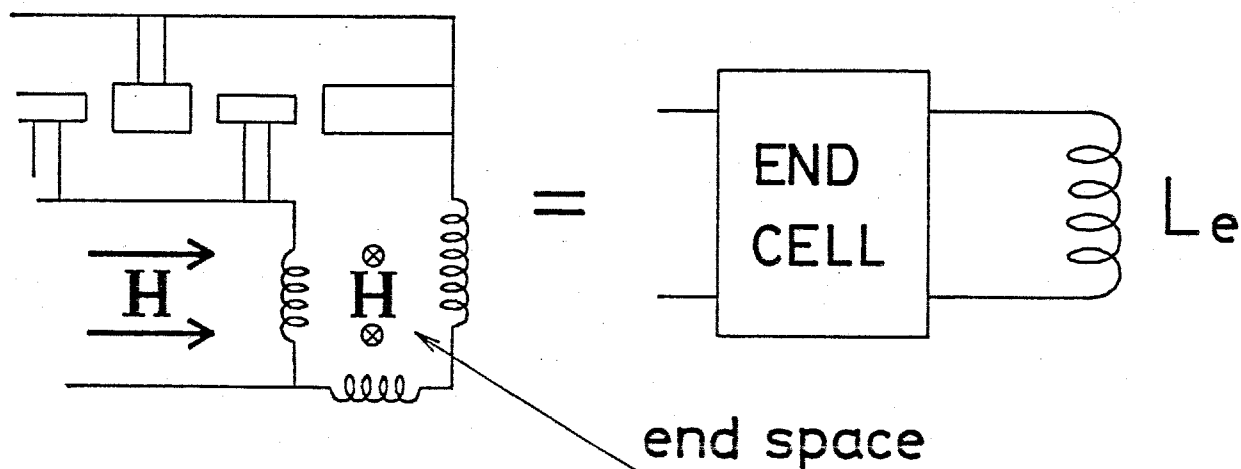


fig. 2.24 等価回路におけるエンドスペースの表現

具体的には両端の境界条件 (2.64), (2.66) と, 両端のセルに対応する F 行列との間に下に示される四端子回路を表わす行列,

$$F = \begin{pmatrix} 1 & -j\omega L_e \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{c} L_e \\ \text{---} \text{inductor} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \quad (2.71)$$

を挿入して計算した。 L_e はエンドスペースの大きさに対応したインダクタンスで、計算で求めるのは困難である。そこで L_e としていくつかの値を与えて電界分布を計算し、実験結果と合うものを選ぶことにした。

2) Short Circuit Wing

開き角 θ (deg) の Short Circuit Wing は, タンクの
実効的な断面積を,

$$(180 - \theta) \div 180 \quad (2.72)$$

の割合で減少させる。そこで Short Circuit Wing の存
在するセルでは, タンクの方位角方向インダクタンス L_t 及び
軸方向インダクタンス L_l は,

$$L_t(\theta) = L_t \times \{(180 - \theta) \div 180\} \quad (2.73)$$

$$L_l(\theta) = L_l \div \{(180 - \theta) \div 180\} \quad (2.74)$$

の様に変化すると仮定した。ただし $L_t(\theta)$, $L_l(\theta)$ は開
き角が θ のときの値である。

3) Magnetic Flux Inducer

Magnetic Flux Inducer はビーム出口側に大きな磁
束流路を作るので, エンドスペースのインダクタンス L_e , タ
ンクの方位角方向インダクタンス L_t が増加すると考えられる。

まず, L_e の増加に付いては, エンドスペースのみのインダ
クタンスに Magnetic Flux Inducer の長さ L_E に比例し
た増分が加わると仮定した:

$$L_e(l_I) = L_e + a_1 l_I \quad (2.75)$$

ここで a_1 は後から決定される比例定数である。

L_t については, Magnetic Flux Inducer の周辺の磁束の流れが明確でないため計算は難しい。そこで Magnetic Flux Inducer の存在する第 45, 46 セルのみが影響されるとし, ここでも l_I に比例する増分を加えることで表現した。ただし, 第 45, 46 セルでその効果に差をつけた:

$$L_{t45}(l_I) = \left(1 + \frac{a_2}{2} l_I\right) L_{t45} \quad (2.76)$$

$$L_{t46}(l_I) = (1 + a_2 l_I) L_{t46} \quad (2.77)$$

ここで, a_2 は実験値に合う様に決定される定数である。

以上の様に三種類の電界分布平坦化機構を等価回路上で表現する事により, これらの任意の配位に対する共振周波数と電界分布を計算できる。

この計算にあたっては, 常に電界分布の実験結果と計算結果をグラフ化して比較する必要がある。また計算それ自身は比較的簡単である。そこで計算には大型計算器よりもグラフィック機能の点では優れたマイクロコンピュータ(日本電気製, PC9801)を用いた。計算時間は, フロッピーディスクに

蓄えられた回路定数の読み出し，及び計算結果のグラフ化を含めて約5秒である。

2.5.4 シャントインピーダンスの理論計算

上で述べた共振周波数と電界分布の他に，等価回路解析によってシャントインピーダンスの概略値を理論的に計算することが可能である。ここではスケールモデルでの実験で得られるシャントインピーダンスと電界分布の形状との関係が，この計算で再現できるかを調べる事が目的である。

前節までの等価回路では，全ての回路定数が純虚数であり，電気抵抗のない超電導の状態を扱っている。しかし実際には，空洞内の電流経路には全て抵抗があり，等価回路は fig. 2.25

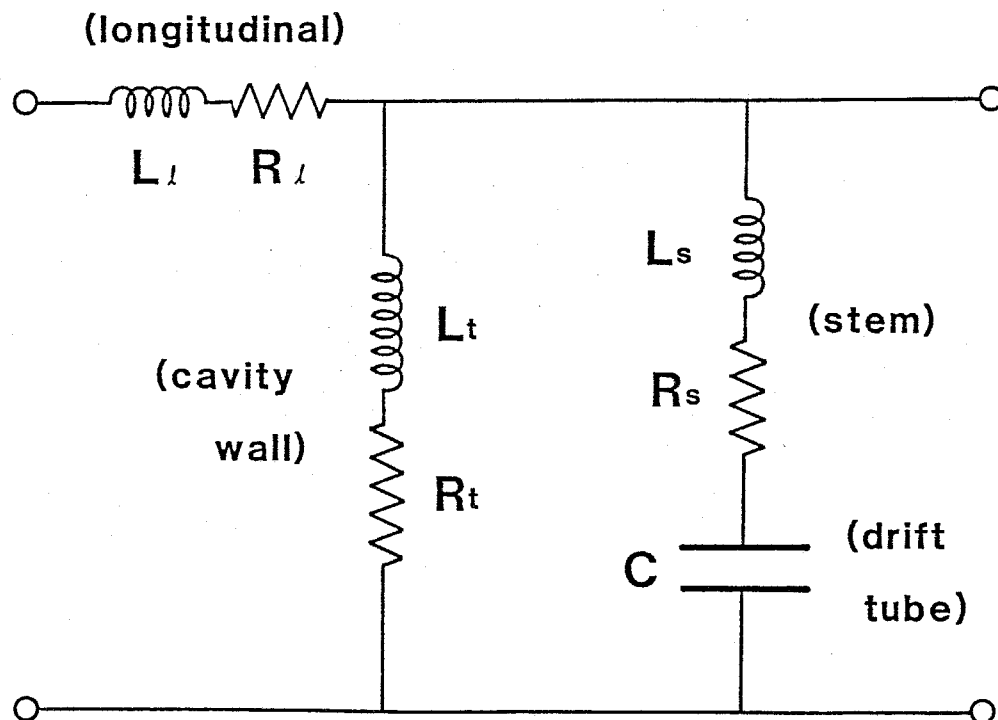


fig. 2.25 電気抵抗を含んだ等価回路

の様になる。つまり、各インダクタンスがそれと直列接続された抵抗を持っていると考える。図中の抵抗 R_t , R_L , R_s を流れる電流をそれぞれ I_t , I_L , I_s とすれば、空洞全体での電力損失 P は、

$$P = \sum_i (I_{ti}^2 R_{ti} + I_{Li}^2 R_{Li} + I_{Si}^2 R_{Si}) \quad (2.78)$$

で与えられる。しかし、fig. 2.25 の等価回路では各セルの F 行列の成分が複素数となり、電流、電圧もそれぞれ実数、純虚数でなくなつてプログラムが複雑化する。そこで、ここでは近似計算を行なうことにする。

まず、fig. 2.25 の等価回路における各リアクタンスと抵抗の大きさを、1/4モデルにおいて比較してみる。例えば空洞の中央部、第23セルにおいて、

$$j\omega L_t = 974 j \Omega, \quad R_t = 0.095 \Omega \quad (2.79)$$

$$j\omega L_L = 79 j \Omega, \quad R_L = 2.2 \times 10^{-4} \Omega \quad (2.80)$$

$$j\omega L_s = 204 j \Omega, \quad R_s = 0.14 \Omega \quad (2.81)$$

となる。ただし周波数は 190 MHz とした。また各抵抗は、

$$R = \rho \frac{l}{w\delta}$$

で求めた。ここに、

ρ : モデル材料の抵抗率

$$= 1.13 \times 10^{-7} \quad \Omega \cdot m$$

l : 電流回路長さ

w : 幅

δ : RF に対する表皮深さ

$$= 1.3 \times 10^{-5} \quad m \quad (190 \text{ MHz})$$

である。ただし、モデルの材料である真鍮の抵抗率 ρ は、モデルよりリッジ、ドリフトチューブ等内部構造物を全て抜き出して、純粋な TE₁₁₁ モードを励起し、そのときの Q 値の測定値とその理論式、

$$Q \frac{\delta}{\lambda} = \frac{2.389 \times \{3.389 + (\pi a / l_T)^2\}^{3/2}}{2\pi \{11.49 + 6.779 \pi^2 a^3 / l_T + (\pi a / l_T)^2 (1 - 2a / l_T)\}} \quad (2.83)$$

$$\left(\begin{array}{l} \lambda : \text{自由空間波長, } \delta : \text{表皮深さ} \\ a : \text{空洞半径, } l_T : \text{空洞長さ} \end{array} \right)$$

を使って計算したものである。(2.79) ~ (2.81) 式により、実数である抵抗は最大のものでも虚数であるリアクタンスの $1/10^3$ 程度しかないことが分る。従って抵抗はリアクタンスに対して擾動と考えることができる。このことは真鍮モデルでの実験結果を、そのまま実機にスケールアップできる根拠にもなっている。

そこで、量子力学等での擾動計算と全く同様に、(2.78)

式における電流 I_t , I_L , I_S を, 抵抗値がゼロの場合の電流 I_t^0 , I_L^0 , I_S^0 で置きかえて計算する:

$$P \approx \sum_i (I_{t_i}^{0^2} R_{t_i} + I_{L_i}^{0^2} R_{L_i} + I_{S_i}^{0^2}) . \quad (2.84)$$

なお, 軸方向の電流成分 I_L 及びそれに対応する抵抗 R_L は, 共に他に比較して非常に小さいので, 今後は無視する.

前節までの計算では容量 C の両端の電圧のみに注目していたが, 全ての回路定数が分っているので, I_t^0 , I_L^0 は計算できる. 上式の電力 P を実効値 P_{eff} に変換した後,

$$Z_S = \frac{(\sum_i V_i)^2}{P_{eff} Z_T} \quad (2.85)$$

によりシャントインピーダンス Z_S を求める. また,

$$P_i \equiv I_{t_i}^{0^2} R_{t_i} + I_{L_i}^{0^2} R_{L_i} \quad (2.86)$$

を i についてプロットすれば, 軸方向のセル当りの発熱分布を見積ることが出来る.

第 3 章

実験，計算の結果

§ 3. 1 加速空洞のRF特性の測定結果

3. 1. 1 共振周波数

共振周波数測定が行なわれたスケールモデルの直径，ドリフトチューブ径， g/L の組み合わせ，及び得られた共振周波数を table 3. 1 に示す。なお，共振周波数はそれぞれの組の中で電界平坦化機構の調整により最も平坦な電界分布が得られたときの値である。

モデル	タンク内径	タンク長	タンク長 タンク内径	加速 モード	ドリフトチューブ径		ギャップ長 セル長	ギャップ 数	$\frac{\beta_{out}}{\beta_{in}}$	$f_{res.} (MHz)$
					タンク側	リッジ側				
i) IH7000A	440 ϕ	1705	3.88	$\pi-\pi$	25 ϕ	15 ϕ	$\frac{1}{3.0}$	46	3.23	141~150
ii) IH7000A'	440 ϕ	1705	3.88	$\pi-\pi$	25 ϕ	12.5 ϕ	$\frac{1}{2.5}$	46	3.23	152
iii) IH7000B	350 ϕ	1705	4.87	$\pi-\pi$	25 ϕ	12.5 ϕ	$\frac{1}{2.5}$	46	3.23	185~189

table 3.1 使用された真チユウ製モデルと共振周波数

3. 1. 2 加速電界分布

後で述べる様に，実機には table 3. 1 の (iii) の組み合わせが採用されたが，この組み合わせのモデル空洞に対して Short Circuit Wing 及び Magnetic Flux Inducer の両平坦化機構を用いて電界分布の最適化が行なわれた。ここでは

§ 2.5 で述べた等価回路解析による計算結果とともに、その結果を記す。

1) 調整前の電界分布

まず、電界分布平坦化機構 (Short Circuit Wing と Magnetic Flux Inducer) を一切用いないときの電界分布を測定した。ただし、ビーム出入口には長さ 40 mm のリッジのない領域 (§ 1.2 で定義したエンドスペース) がある。結果を fig. 3.1 に示す。点が実験結果、実線が計算結果である。共振周波数とシャントインピーダンスの実測値は図中に記されている。また、fig. 3.2 には第 2, 第 3 高調波についての実験結果と測定結果を示す。

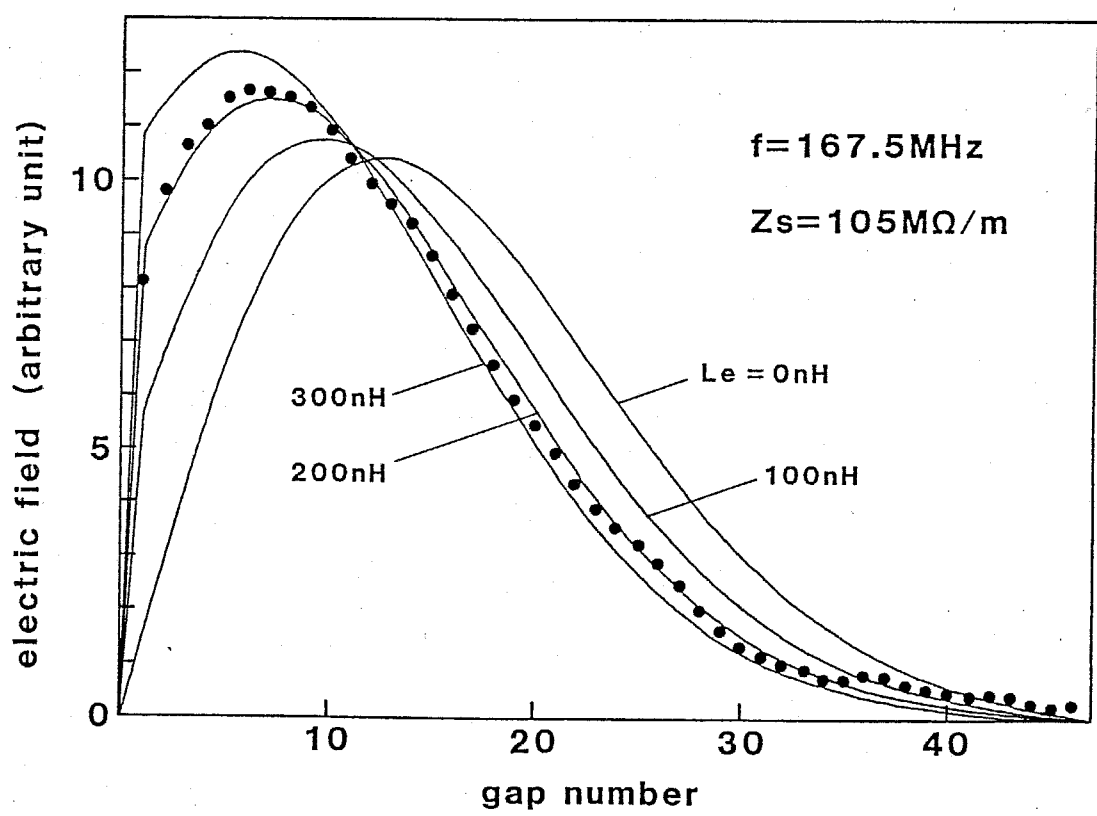


fig. 3.1 調整前の電界分布

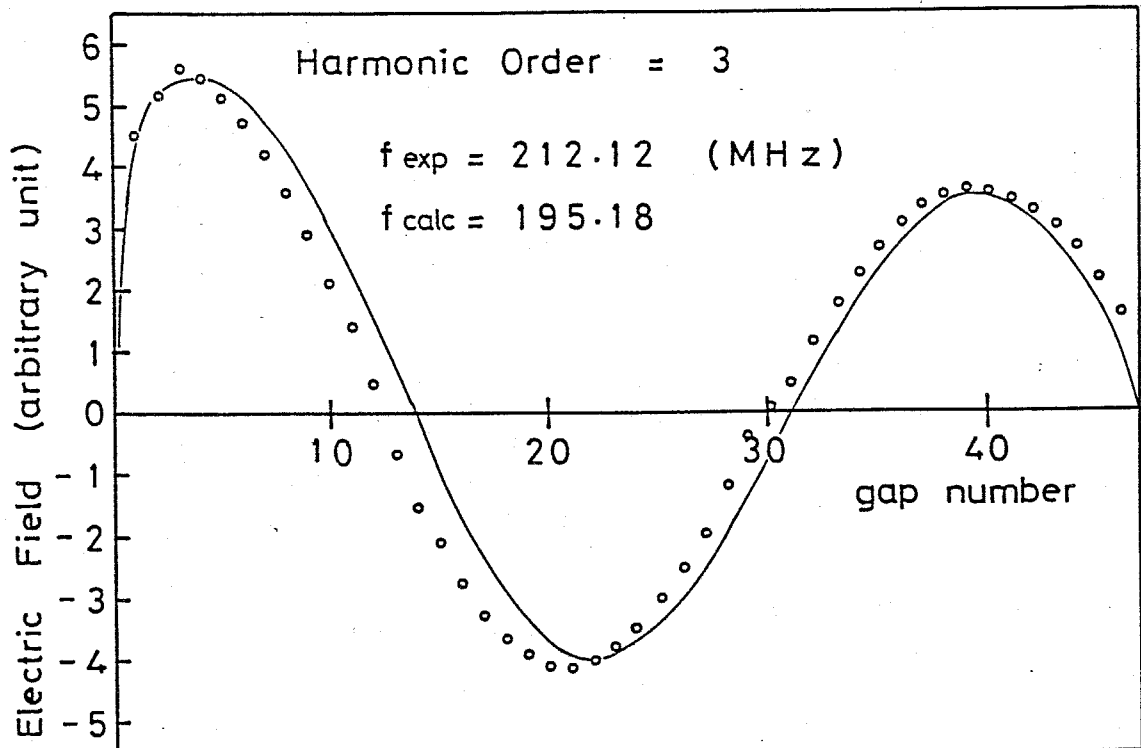
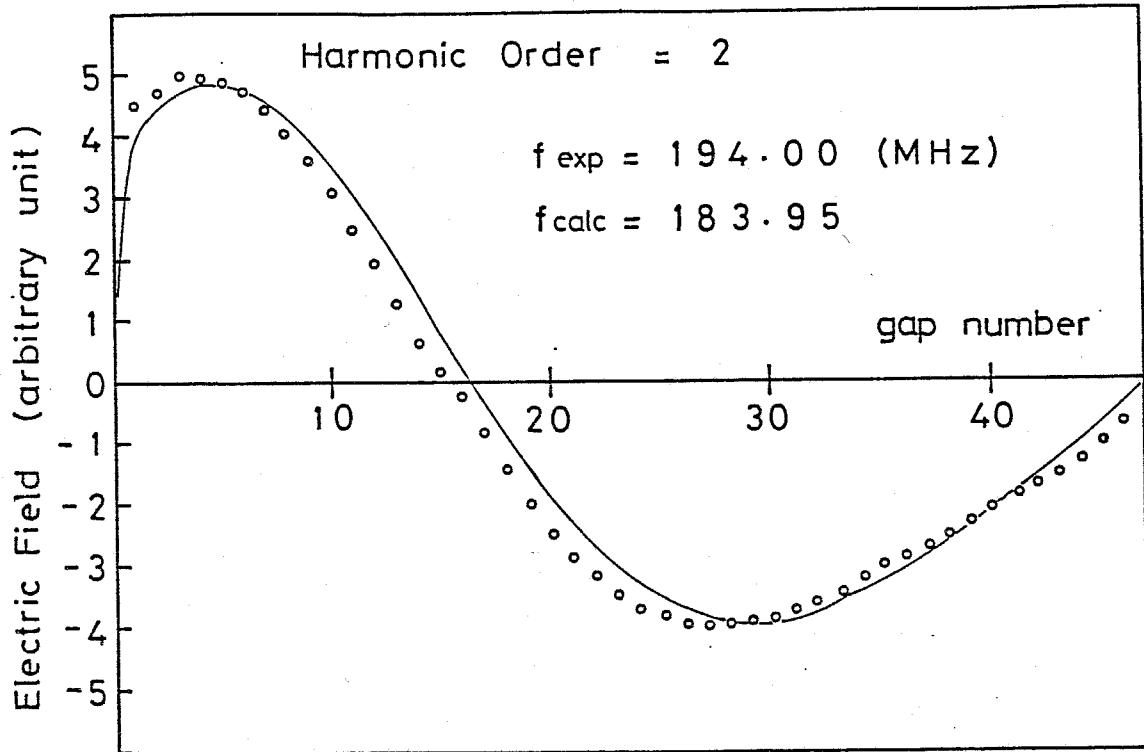


fig. 3.2 高次モードの電界分布

2) Magnetic Flux Inducer の効果

まず、ビーム出口側の電界平坦化のため、Short Circuit Wing は長さ 350 mm, リッジに対する開き角 70° に固定して、Magnetic Flux Inducer の長さ l_I を変化させた場合を fig. 3.3 に示す。等価回路計算においては (2.75) ~ (2.77) 式の形で L_e , L_{t45} , L_{t46} の値を与えているが、これについては第4章で述べる。

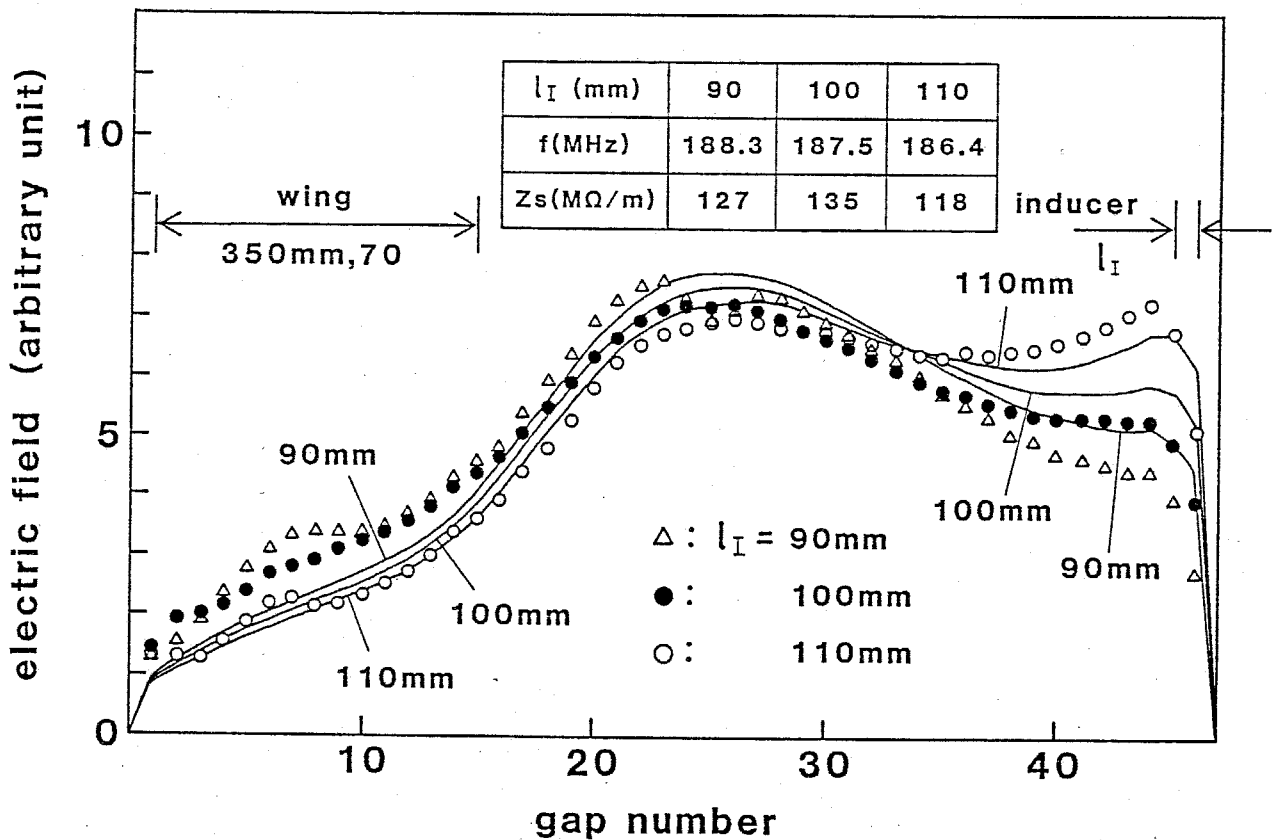


fig. 3.3 Magnetic Flux Inducer の効果

3) Short Circuit Wing の開き角の効果 (Wing 長さ = 350 mm)

Magnetic Flux Inducer の長さ l_i を 100 mm に固定し, 長さ 350 mm の Wing の角度 θ を変化させたときの結果を fig. 3. 4 に示す.

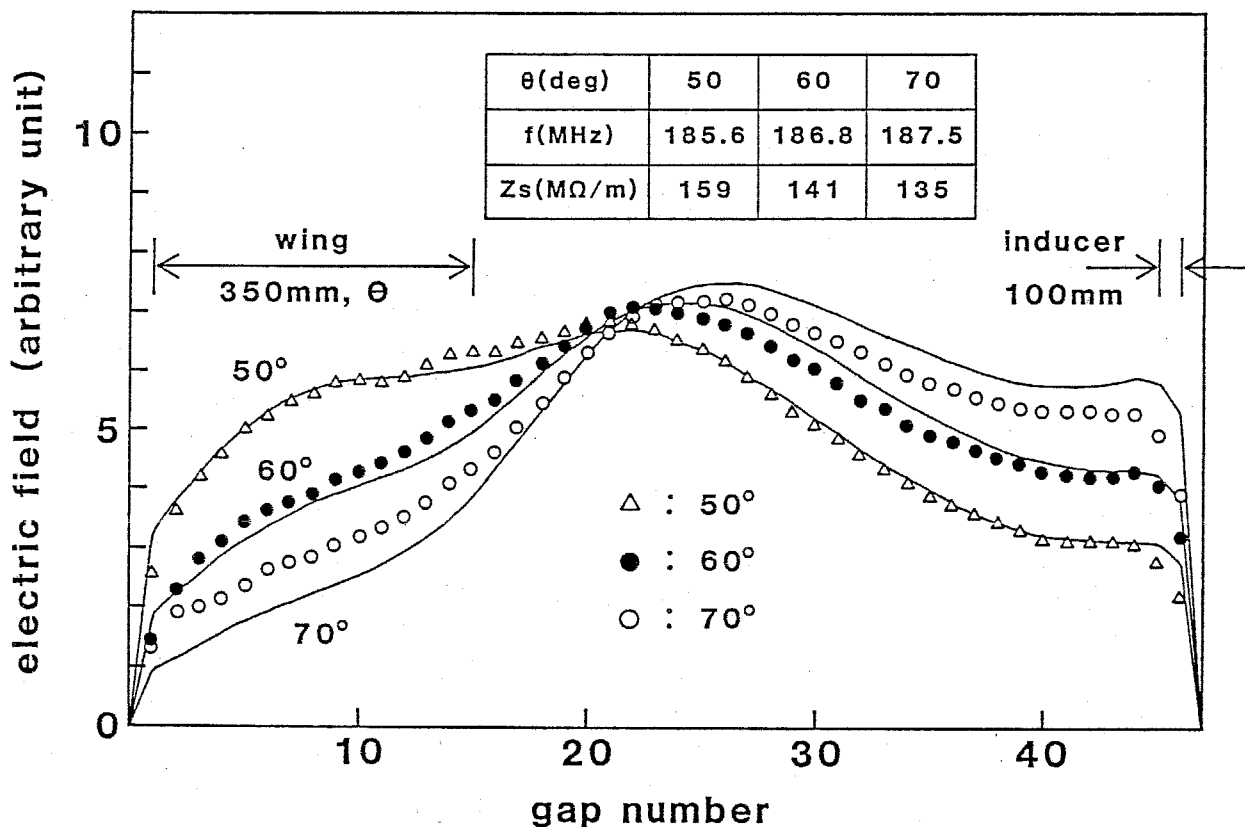


fig. 3. 4 Short Circuit Wingの効果 (wing長350mm)

4) Short Circuit Wing の開き角の効果 (Wing 長さ = 570 mm)

fig. 3. 5 は Wing 長を 570 mm に伸ばし, 同様にその角度を振ったときの結果である.

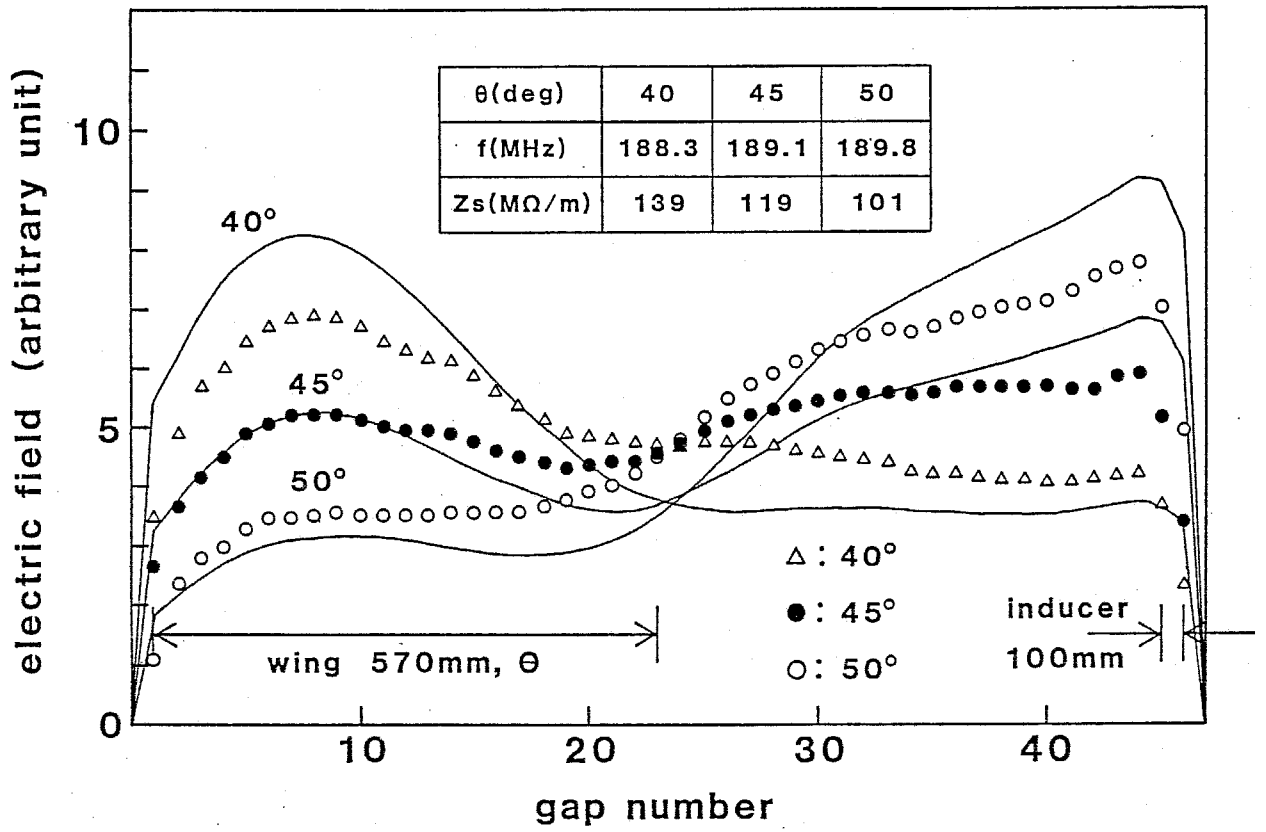


fig. 3.5 Short Circuit Wingの効果 (wing長570mm)

5) 二分割型 Short Circuit Wing の効果

上に示したWing長570mm, 開き角45°の結果に対応して, このWingを二つに分割して50°, 40°にしたときの結果をfig. 3.6に示す. 比較のため, 一對で45°のときの結果も示されている.

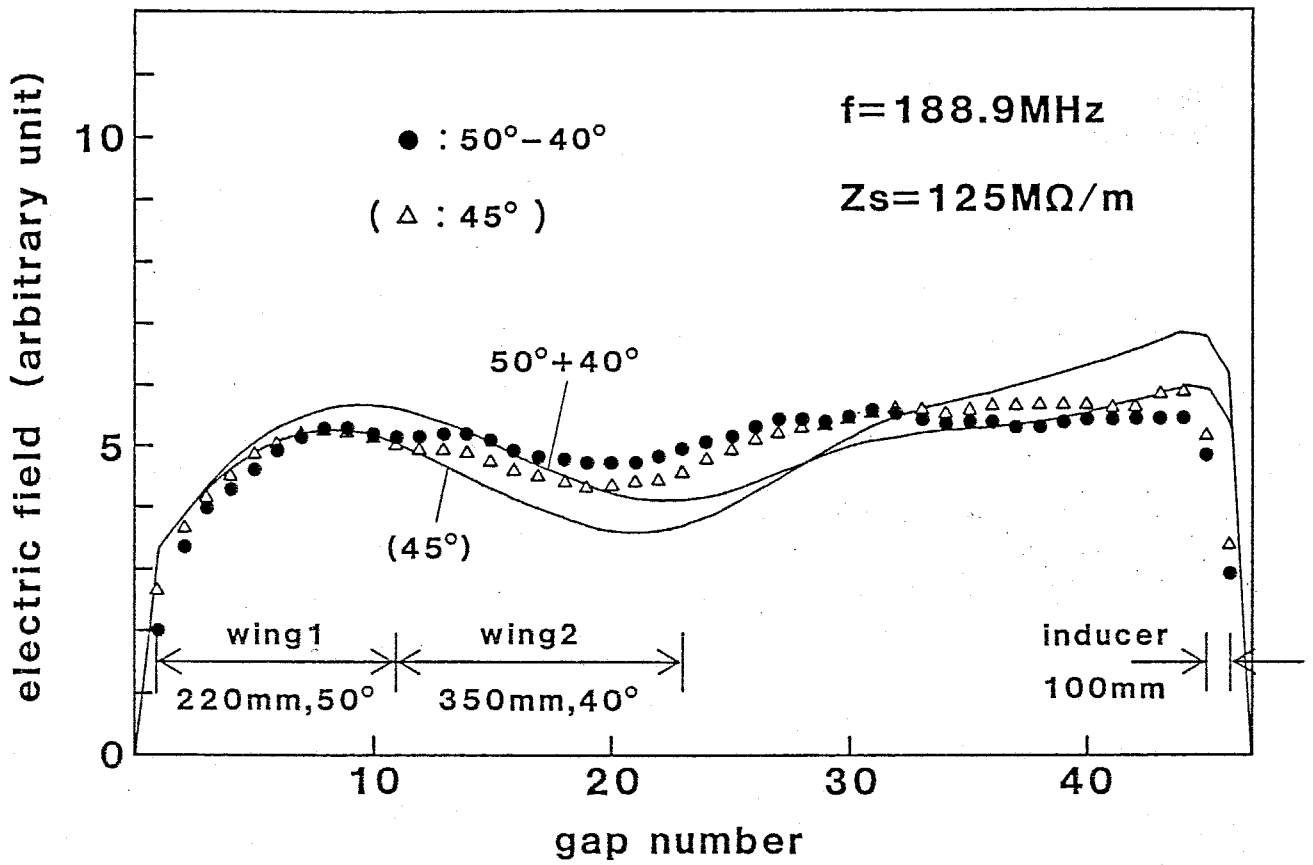


fig. 3.6 二分割したWingの効果

なお、この他に Inducer 長 100 mm, Wing 長 440 mm でも実験が行なわれたが, fig. 3.4, 3.5 と同様な傾向の結果が得られている。

3.1.3 ギャップ内の微分的電界分布

ここでは、数値積分による軌道解析のために必要な各ギャップ内の電界分布（ベクトル量としての）の測定、計算結果について述べる。なお、この測定は fig. 3.6 の二分割型 Short Circuit Wing を用いた場合に於いてのみ行なった。

1) 加速軸方向成分の分布

前節までの実験によって実機への採用が決まった構造に対して、今度は2φのアルミ擾動球で再び軸上電界分布を測定した。軸上ではZ軸方向成分 E_z 以外は殆んどゼロと考えられるので、測定値をそのまま E_z と仮定した。

結果をfig. 3.7に示す。ただし、ここでは第41～46ギャップの結果のみ示す。横軸は加速軸上位置Zである。縦軸はベクトル電圧計からの位相差出力で、電界強度 E の二乗に比例した量である。ただし、軸上では磁界は存在しないと仮定した。図の上部には同じ縮尺でモデルのドリフトチューブと擾動球を示してある。

動径方向の成分 E_r は、ここで得られた E_z を(2.34)式に代入して計算した。

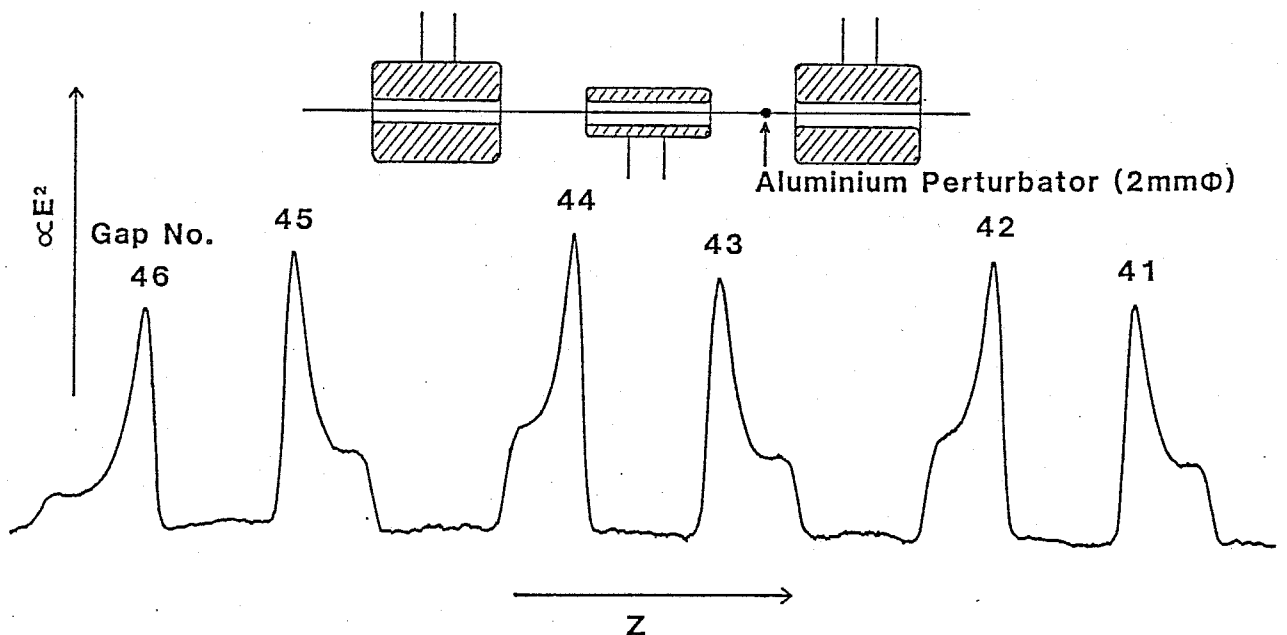


fig. 3.7 各ギャップ内の微分的電界分布の測定例 (第41-46ギャップ)

2) ステムにより生じる成分 E_{stem} の分布

fig. 2. 8 に示した経路に沿っての電界分布の測定結果を fig. 3. 8 (a) に示す。一方, "BEM" による計算結果は fig. 3. 8 (b) の通りである。

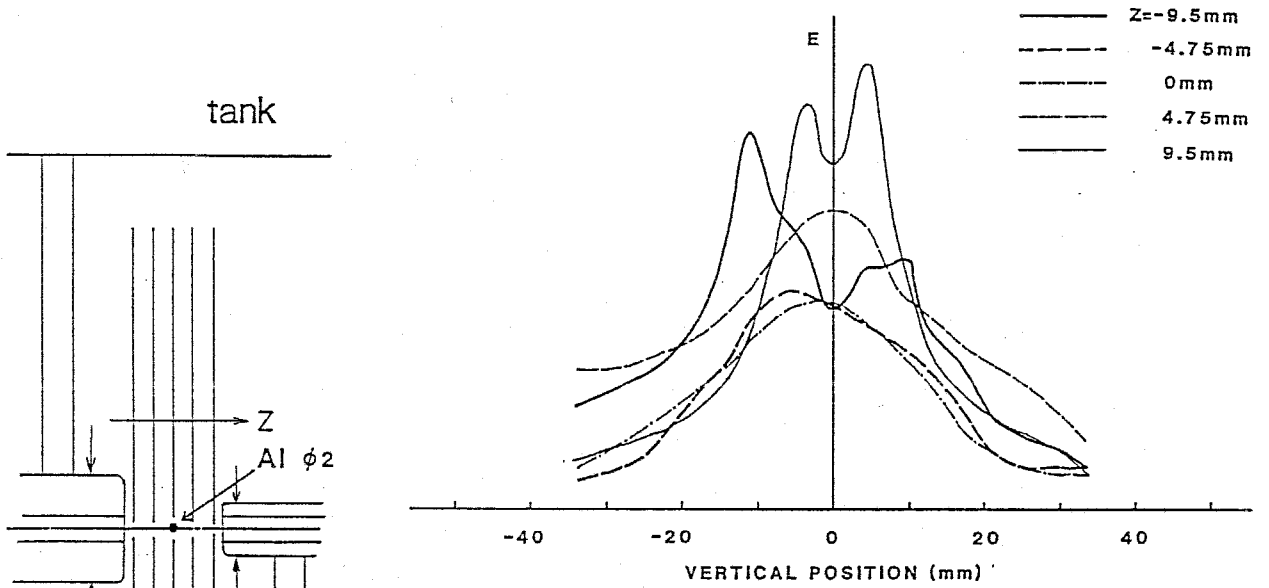


fig. 3. 8 a ステムに沿った方向の電界分布測定結果

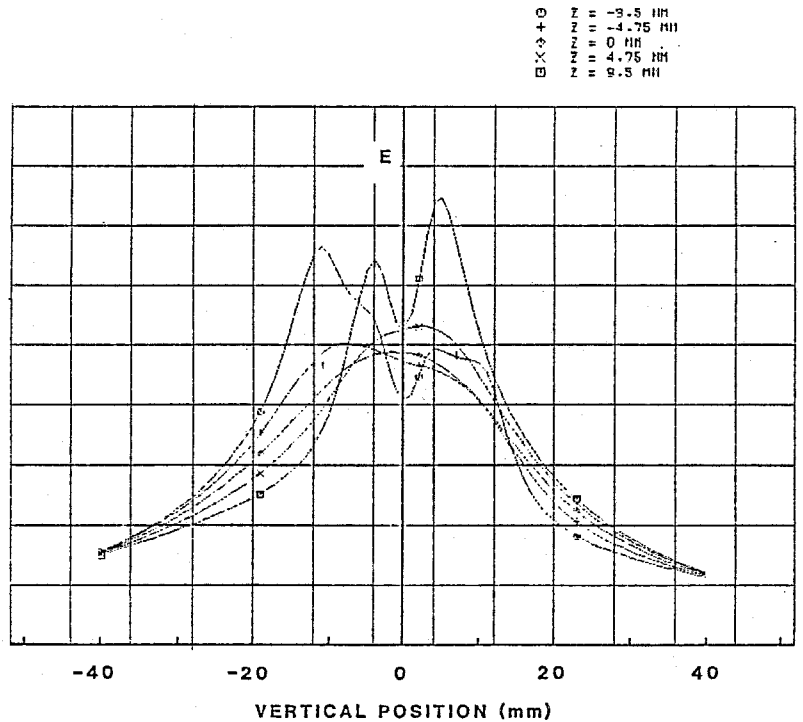


fig. 3. 8.b "BEM" によるステムに沿った方向の電界分布計算結果

同じく "BEM"
 "によってドリフト
 チューブ周辺の
 等電位線を描いた
 ものが fig. 3.9
 である。

fig. 3.10には
 軸上, 及び軸から
 離れた位置におけ
 る E_{stem} の分布の
 計算例を示す。

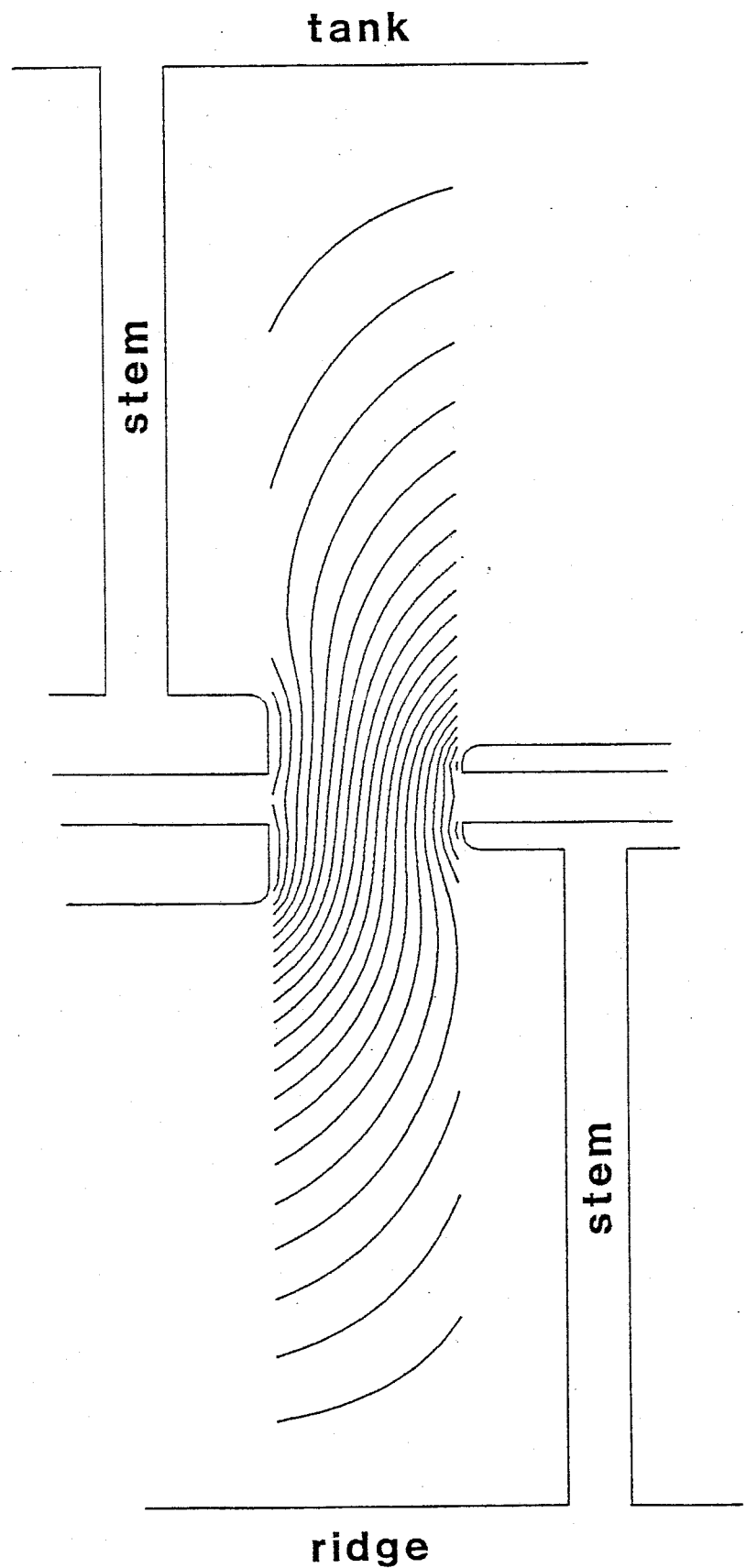
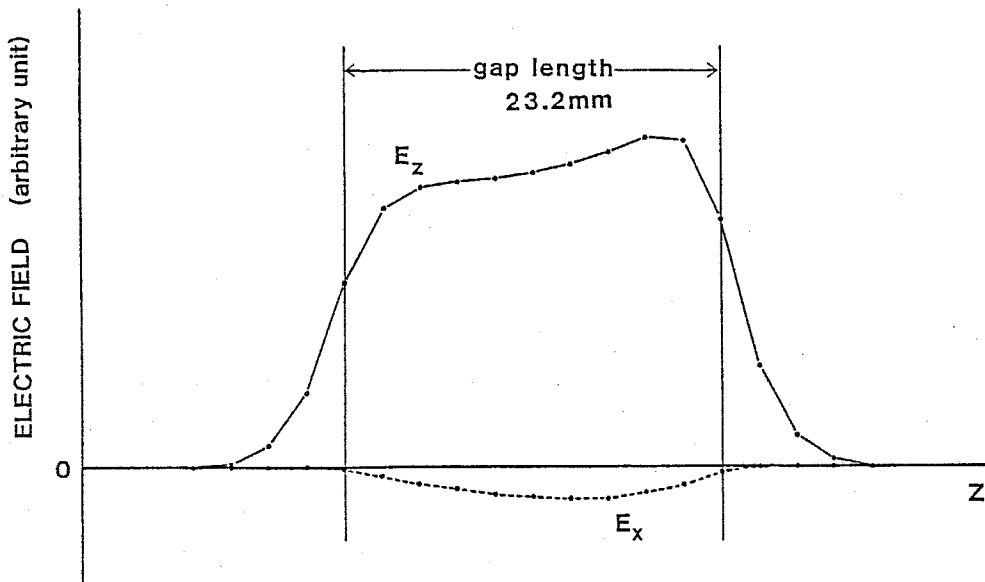
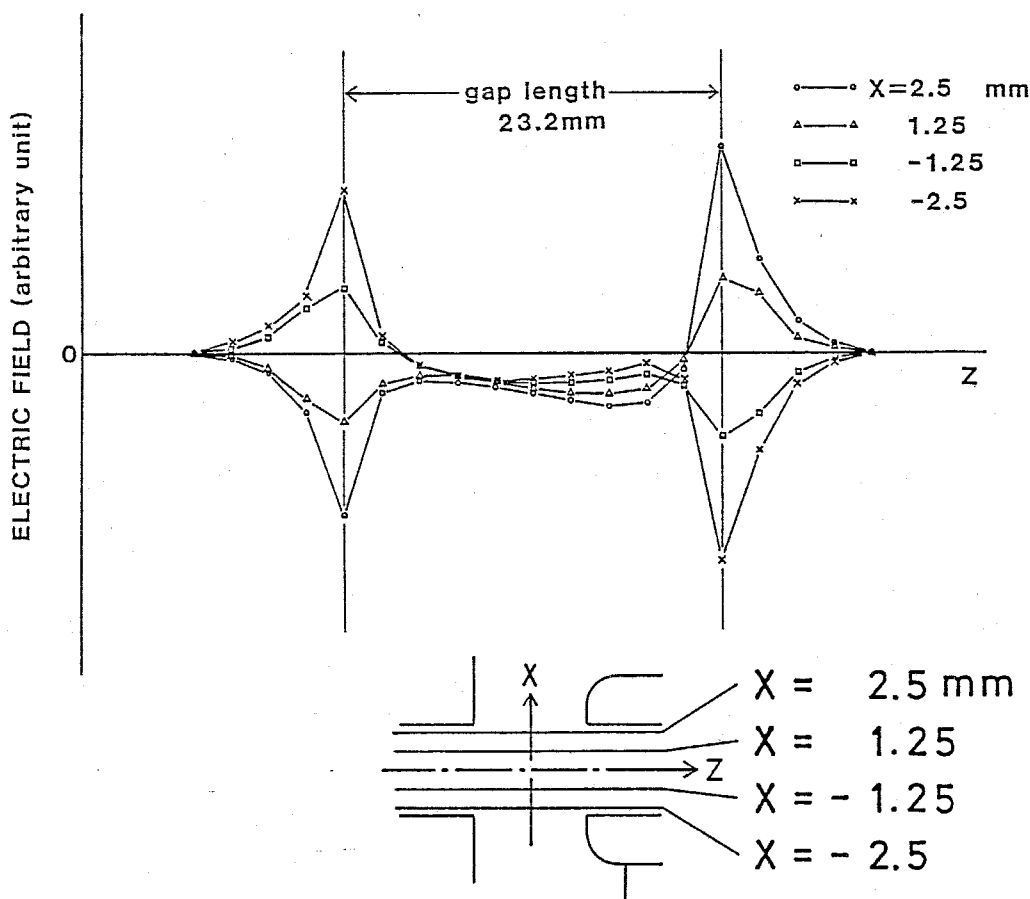


fig. 3.9 "BEM" で得られた等電位線 (第43ギャップ)



a. E_{stem} の加速軸上分布 (参考として E_z の計算結果も示す.)



b. E_{stem} の加速軸より離れた位置での分布

fig. 3.10 "BEM"による E_{stem} の Z 方向分布計算結果

3. 1. 4 空洞内表面電流密度

fig. 3. 11 に, fig. 2. 9 の点 A ~ E につりての位相差の測定結果を示す。それぞれの測定においては図中に示された擾動体を用いた。

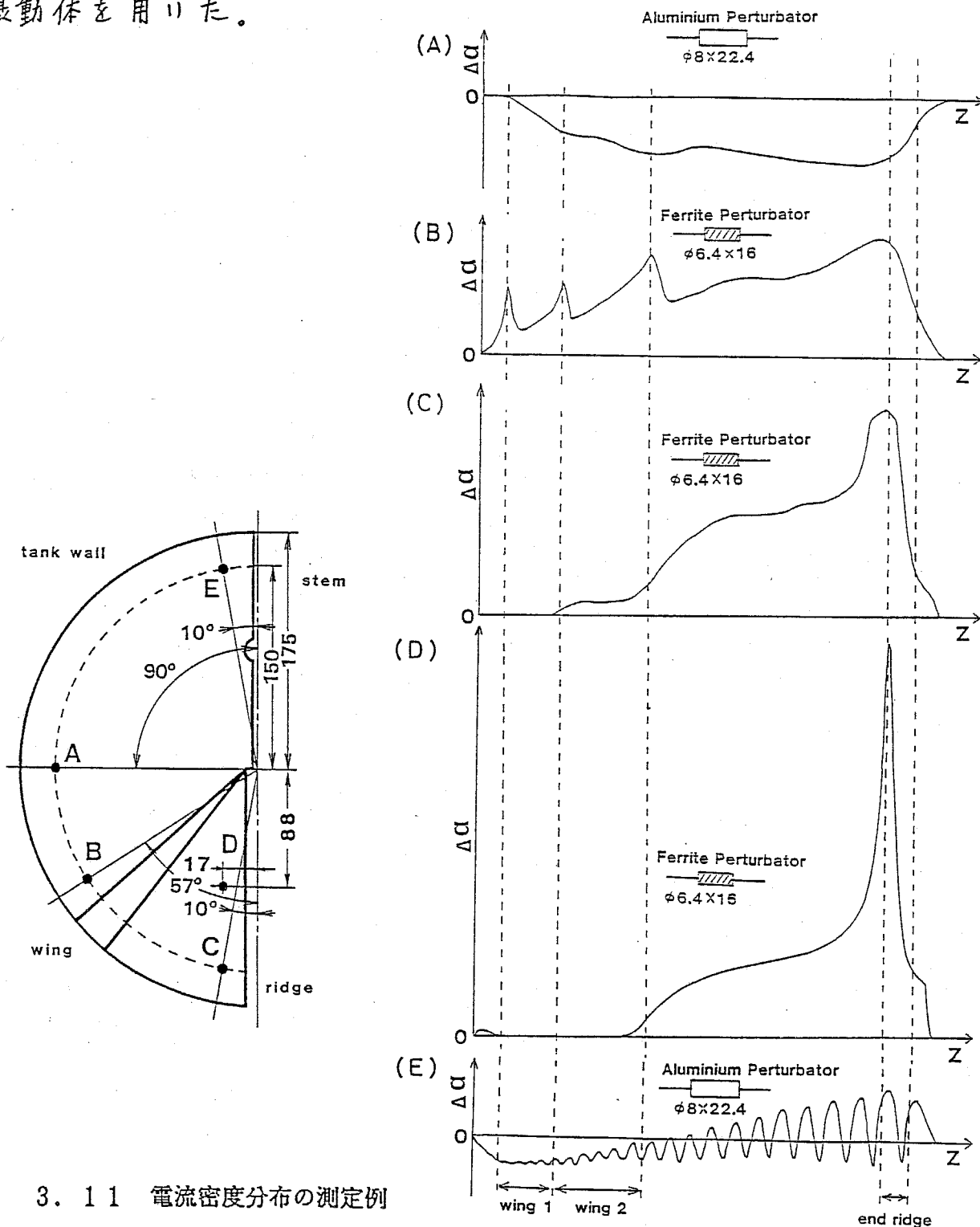


fig. 3. 11 電流密度分布の測定例

§ 3.2 加速イオンの軌道計算結果

3.2.1 インパルス近似による計算結果

1) 位相運動

fig. 3.12 は前節の fig. 3.6 の電界分布に於いて、各入射位相に対する位相振動を計算したものである。ここでは、入射位相 5° 毎に計算している。

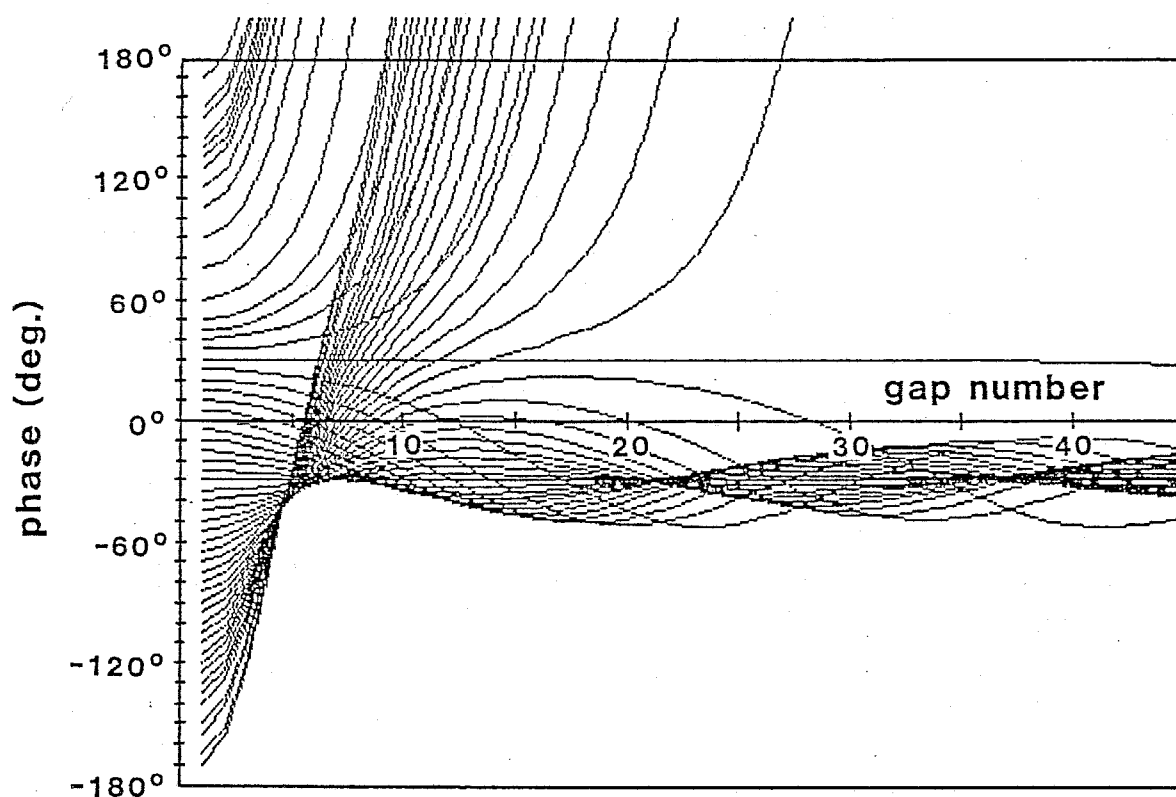


fig. 3.12 インパルス近似による軸上粒子の位相運動

fig. 3.13 は、同期粒子とのエネルギー偏差 ΔW の推移を調べるための "Fish Diagram" の計算結果である。加速イオンとしては $^{32}\text{S}^{8+}$ を仮定している。

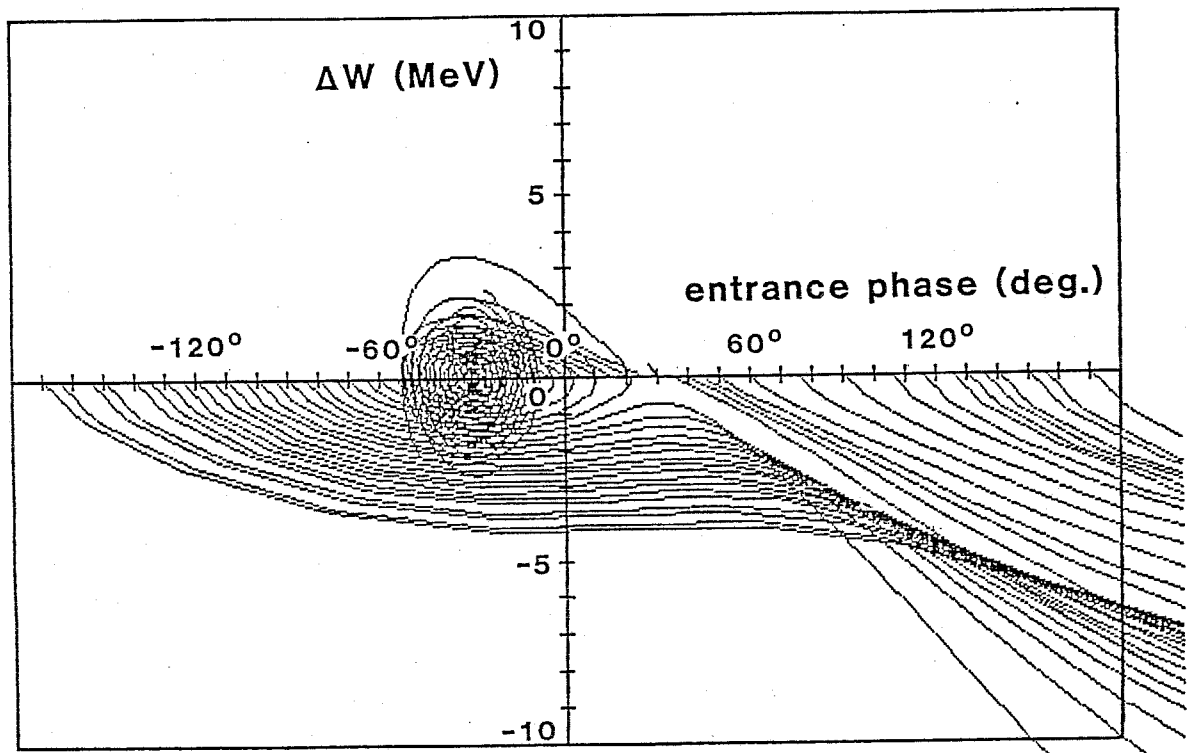


fig. 3.13 インパルス近似による"fish diagram"

fig. 3.14 は横軸に入射位相, 縦軸に出射エネルギーをとってプロットしたものである。

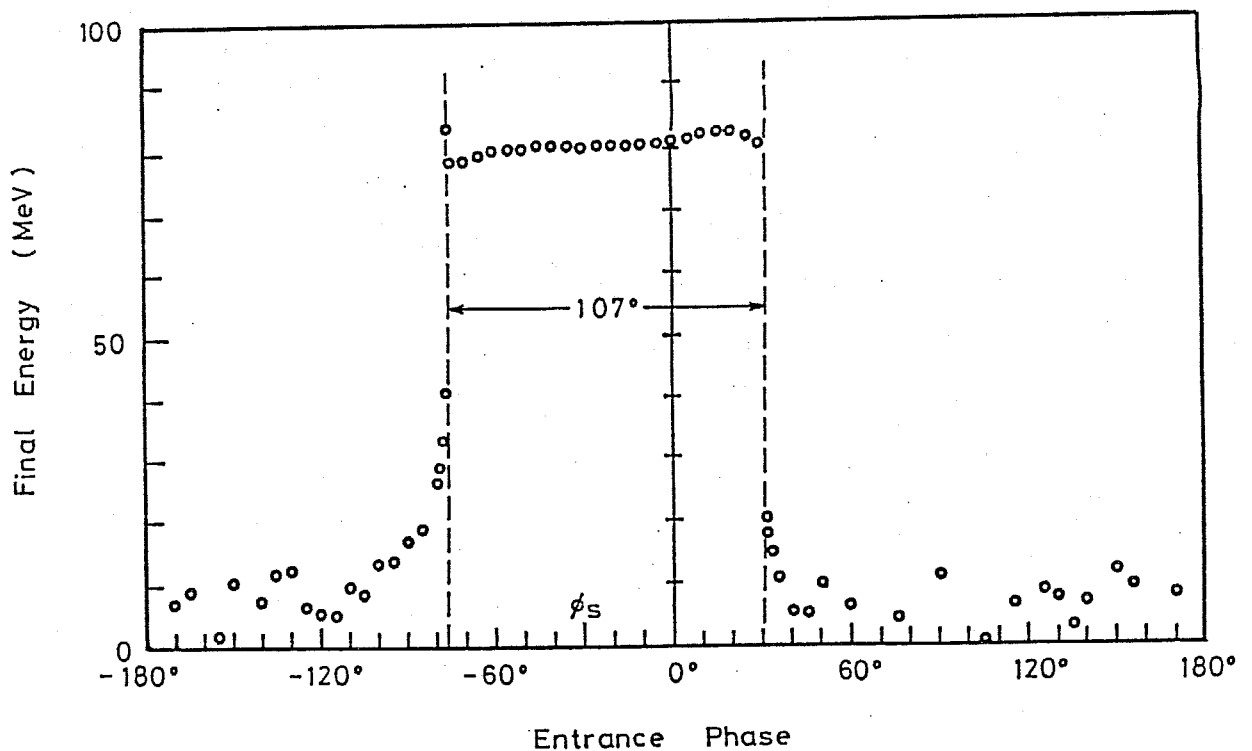


fig. 3.14 インパルス近似による入射位相と出射エネルギーとの関係

2) 加速軸に垂直な方向の運動

fig. 3.15 に行列を用いたインパルス近似による計算結果の一例を示す。図の上部に示されているのがライナック内でのZ方向、Y方向のイオン軌道であり、ライナックを通過してきたものだけを描いている。入射位相は -30° である。四重極電磁石の配置としては、FODOを採用している。配列の仕方と磁場勾配については、次章で詳しく述べられる。図の下段左は、ライナックのアクセプタンスを位相平面上で表したものである。右は、アクセプタンス一杯にイオンが入射された場合の入射エミッタンスである。

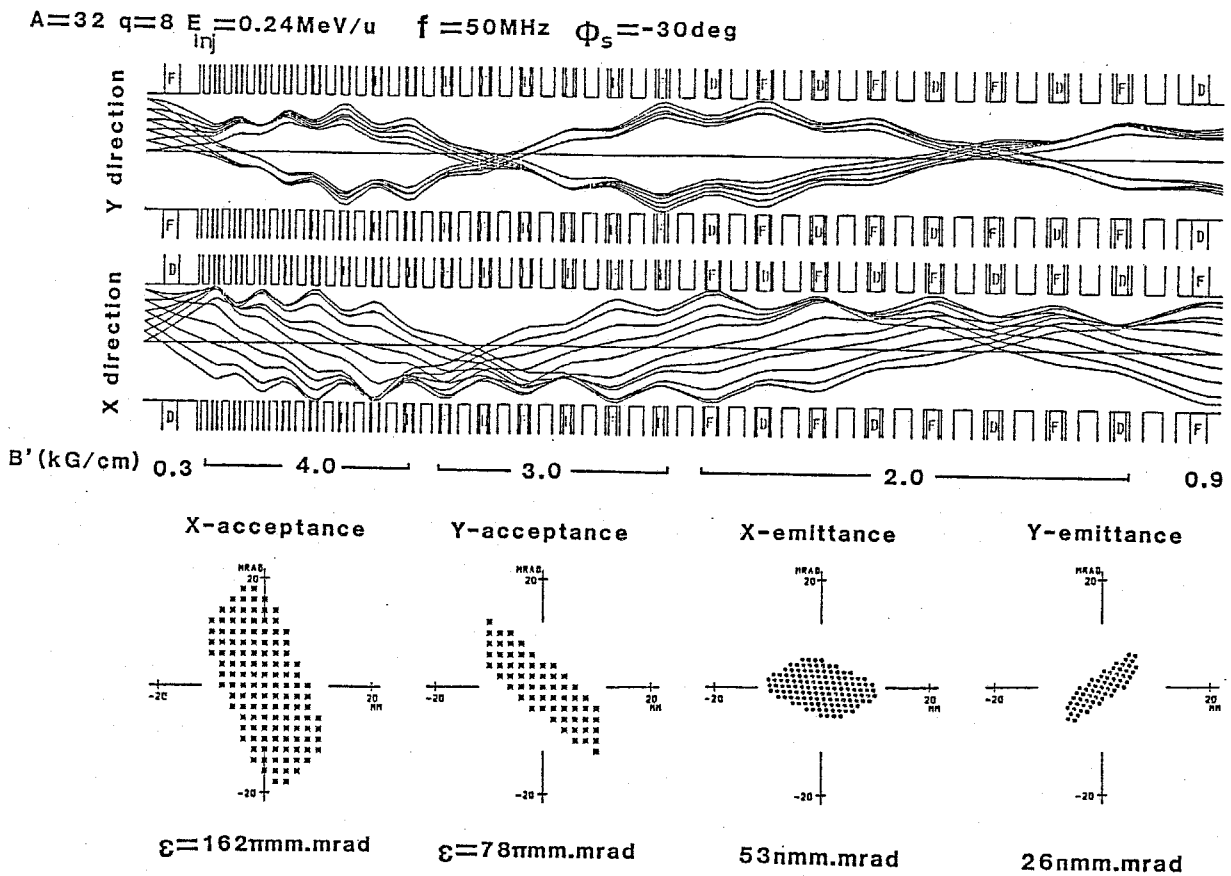


fig. 3.15 インパルス近似によるイオン軌道とアクセプタンス

3.2.2 数値積分の方法による計算結果

ここでは § 2.3 で述べた "LINOR II" による種々の計算結果について述べる。ギャップ内の電界分布としては § 3.1 で定めた E_z , E_r , E_{stem} が入力されている。ただし、ドリフトチューブの配列は、早期にインパルス近似で決定されたものを採用している。前節のインパルス近似での計算項目のいくつかは、ここでも計算されている。

1) 位相運動

i) 位相振動:

fig. 3.12 に対応した、数値積分による計算結果を fig. 3.16 に示す。

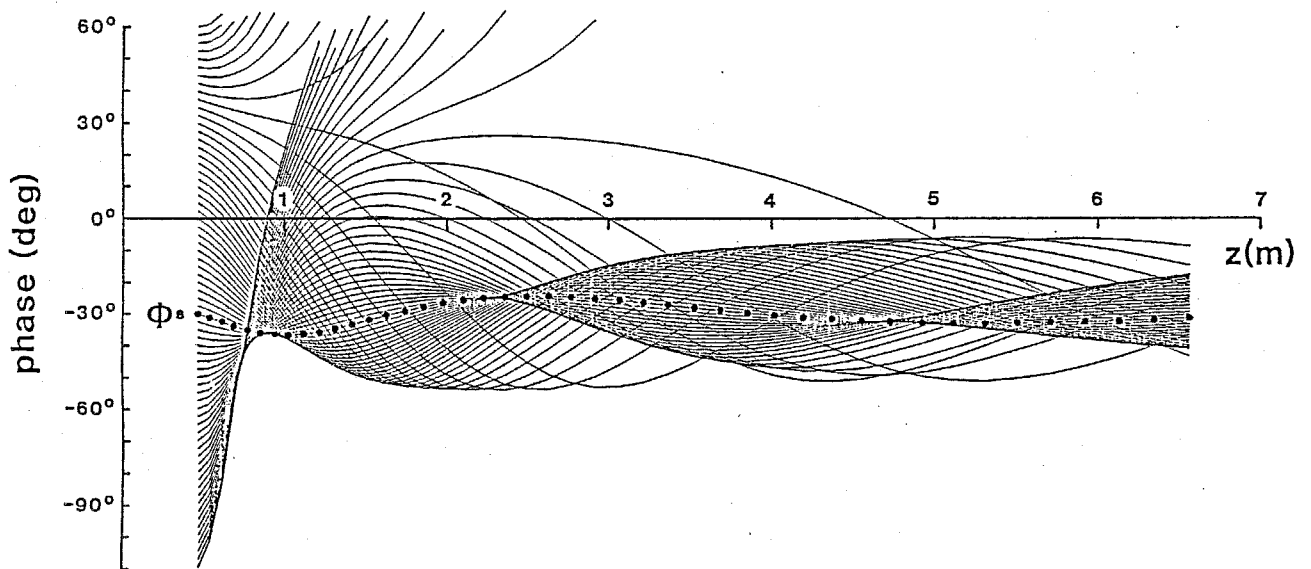


fig. 3.16 "LINOR" による軸上粒子の位相運動

ii) 入射位相と出射エネルギー:

前節の *fig. 3.14* に対応して、以下の条件下で計算が行なわれた:

a. 加速電圧を一様に变化させたとき

横軸に入射位相，縦軸に出射エネルギー（図中の -100% が $0 \text{ MeV}/u$ ， 0% が $2.5 \text{ MeV}/u$ ）， ± 5 に斜めの軸に加速電圧をとり，加速電圧を一様に設計値の $80\% \sim 120\%$ に変化させて3次元プロットを行なった。結果は *fig. 3.17(a)* である。

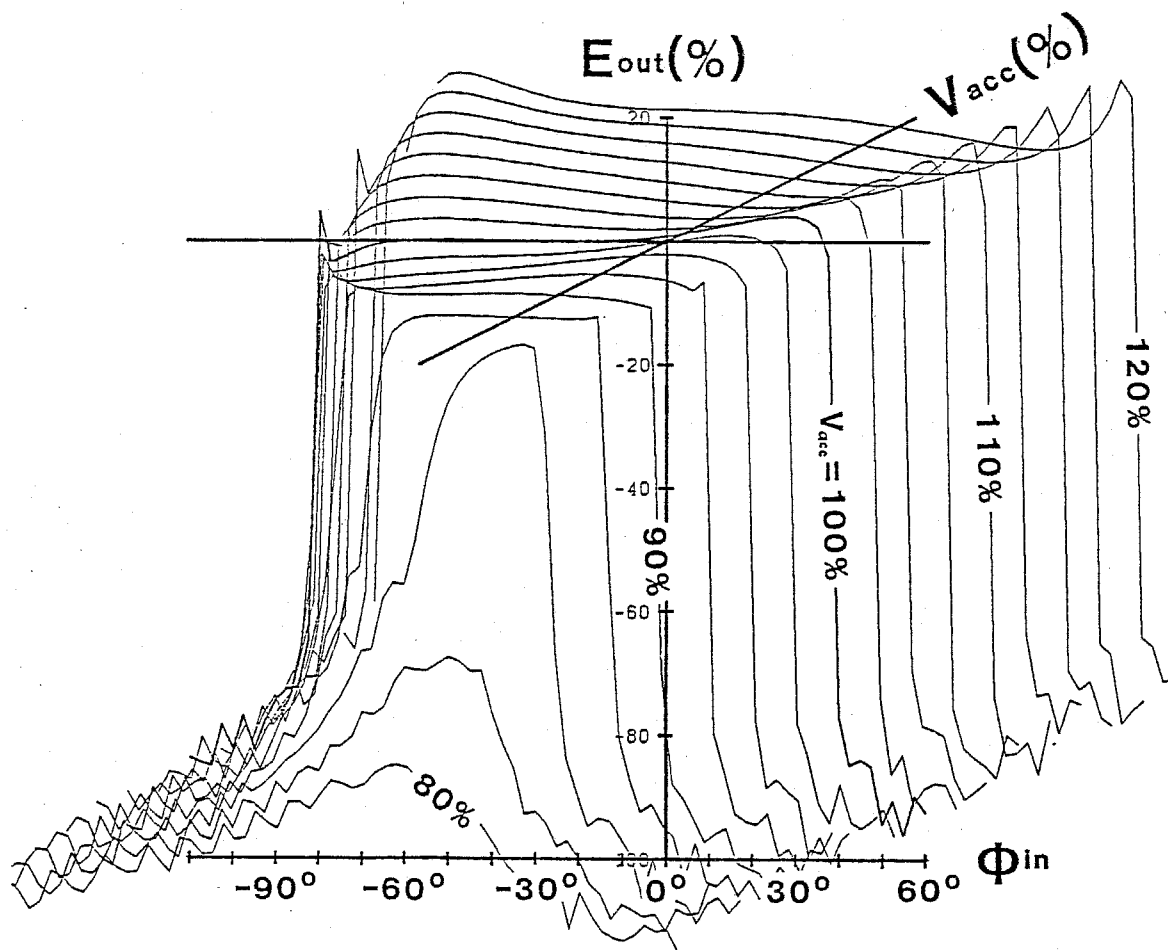


fig. 3.17 a 加速電圧を变化させたときの入射位相と出射エネルギーとの関係

6. 入射エネルギーを変化させたとき

fig. 3.17 (b) は, 入射エネルギーを 80% ~ 120% に変化させて斜めの軸にとったものである。

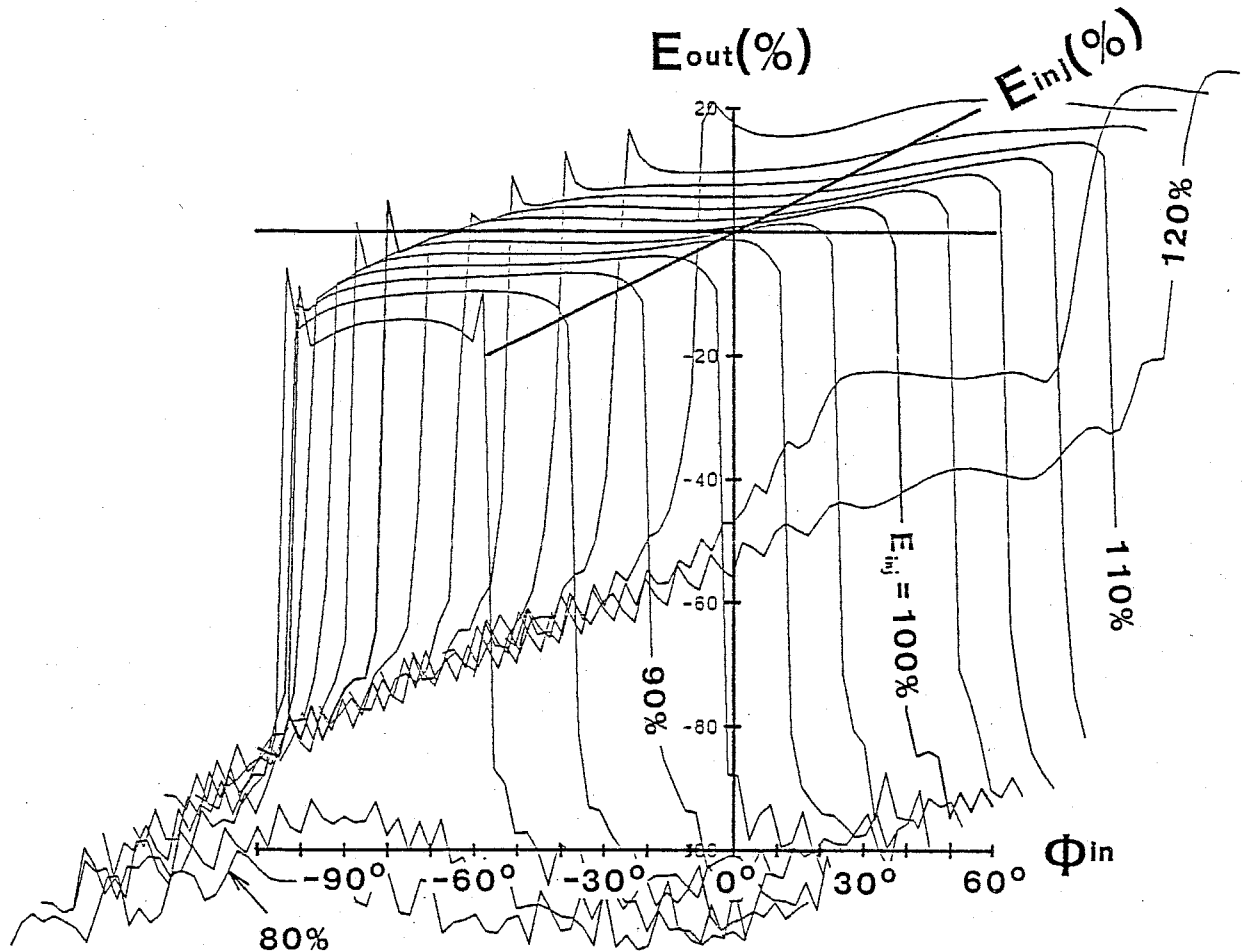


fig. 3.17 b 入射エネルギーを変化させたときの入射位相と出射エネルギーとの関係

2) 加速軸に直角な方向の運動

i) 四重極電磁石の磁場勾配のプログラムによる最適化:

fig. 3.15 にならべて結果を fig. 3.18 に示す。ここでは、通常採用される $\cos \mu = 0.8$ の集束力を仮定した。なお、このプログラムでは fig. 3.15 に示した様な四重極電磁石をグループ分けしての最適化はできない。

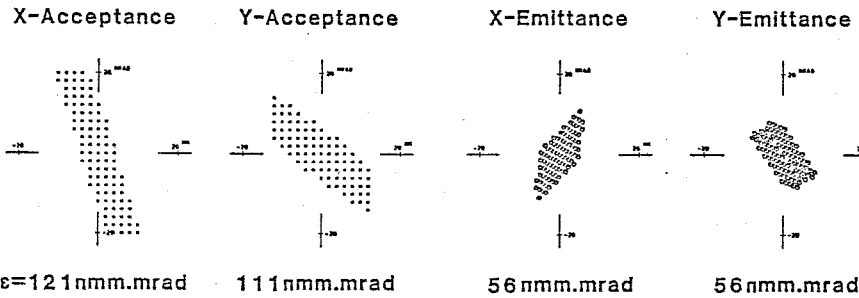
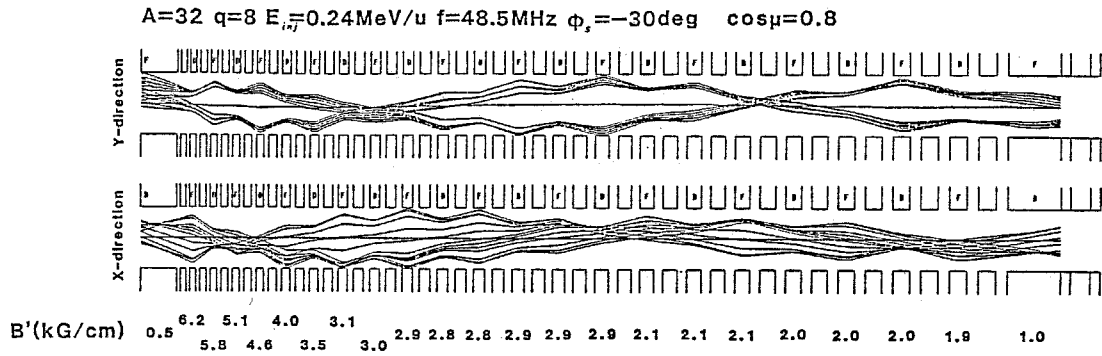


fig. 3. 18 "LINOR II" で磁場勾配を最適化したときの軌道とアクセプタンス

ii) 現実的な磁場配位による軌道計算:

まず, 安定位相 $\phi_s = -30^\circ$ で入射するイオンに於いて計算した。結果を fig. 3. 19 に示す。

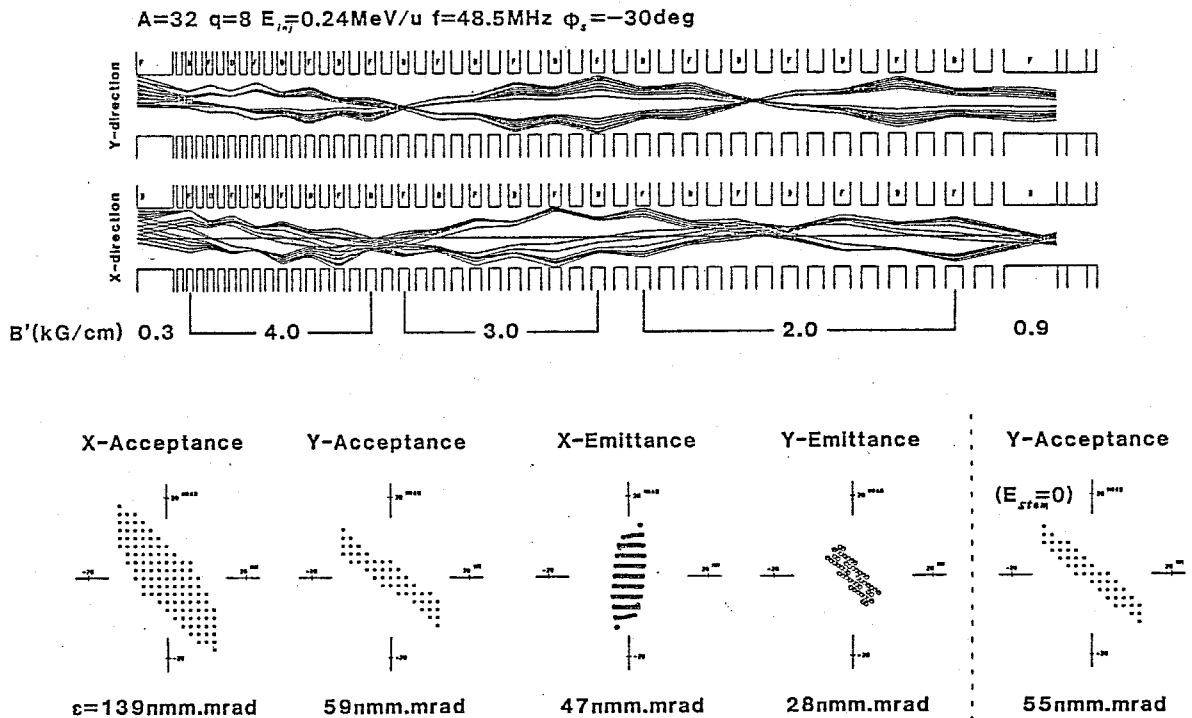


fig. 3. 19 "LINOR II" によるイオン軌道とアクセプタンス

次に -30° 以外の入射位相についても計算を行ない、アクセプタンスの領域を求めた。入射位相 $-70^\circ \sim +30^\circ$ についての結果をまとめて *fig. 3.20* に示す。

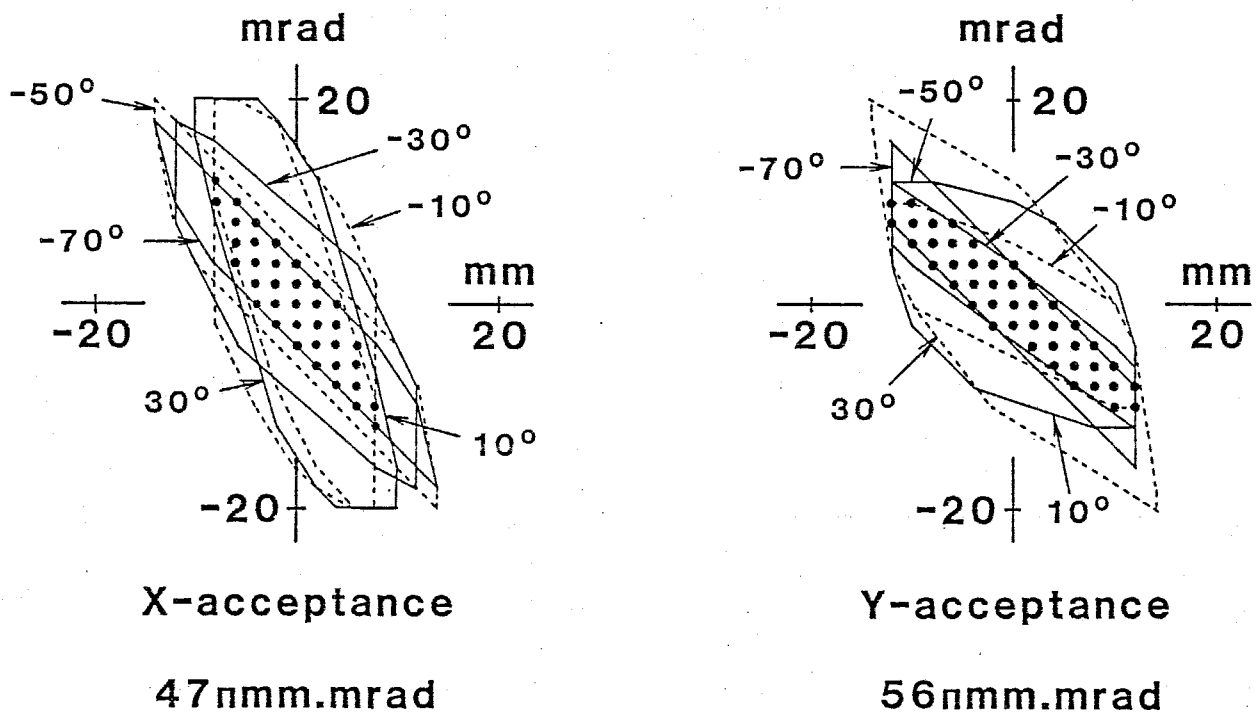


fig. 3.20 各入射位相に対するアクセプタンスの共通部分

§ 3. 3 四重極電磁石の開発試験結果

ここでは分割コイル方式，テープコイル方式に分けて，その試験結果を述べる。

3. 3. 1 分割コイル方式

§ 2. 4 に述べたフレオンループにおいてまず励磁特性を測定した。結果は fig. 3. 21 に示されており，横軸は励磁電流，縦軸は磁場勾配である。

fig. 3. 22 はコイル及び冷媒であるフレオンの温度上昇に関する結果である。"●" はコイル両端の電圧と電流から電気抵抗を求め，その変化からコイル全体としての平均的温度上昇を求めた結果である。コイル各層の温度測定は行なっていない。"×" は，19°C でケージングに入ったフレオンが，何度温度が上って出て来るかを示している。

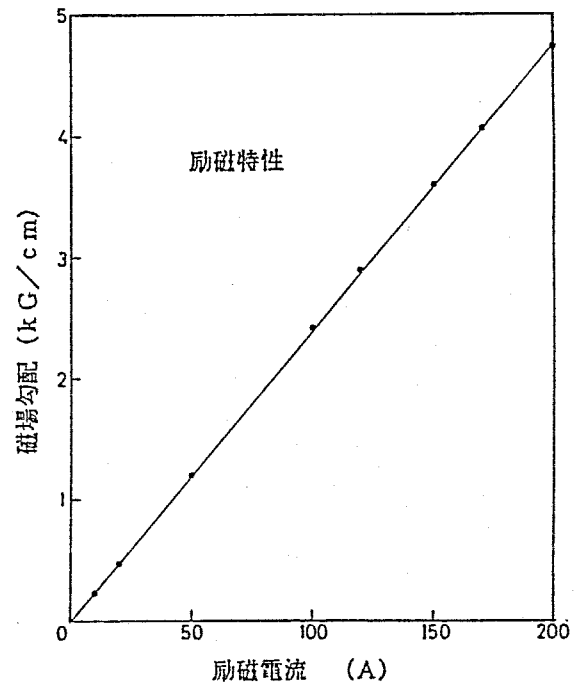


fig. 3. 21 分割コイルの励磁特性

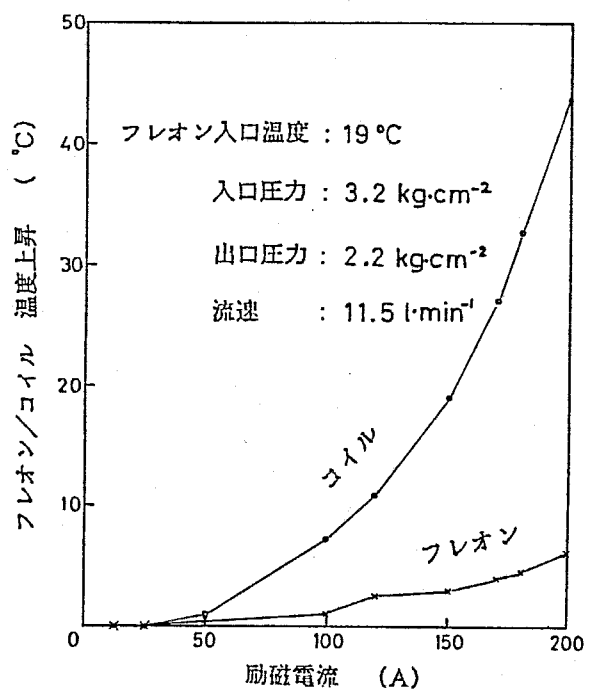


fig. 3. 22 分割コイルにおけるフレオンとコイルの温度上昇

fig. 3. 23 は、ビーム軸方向の磁場勾配分布を測定した結果である。

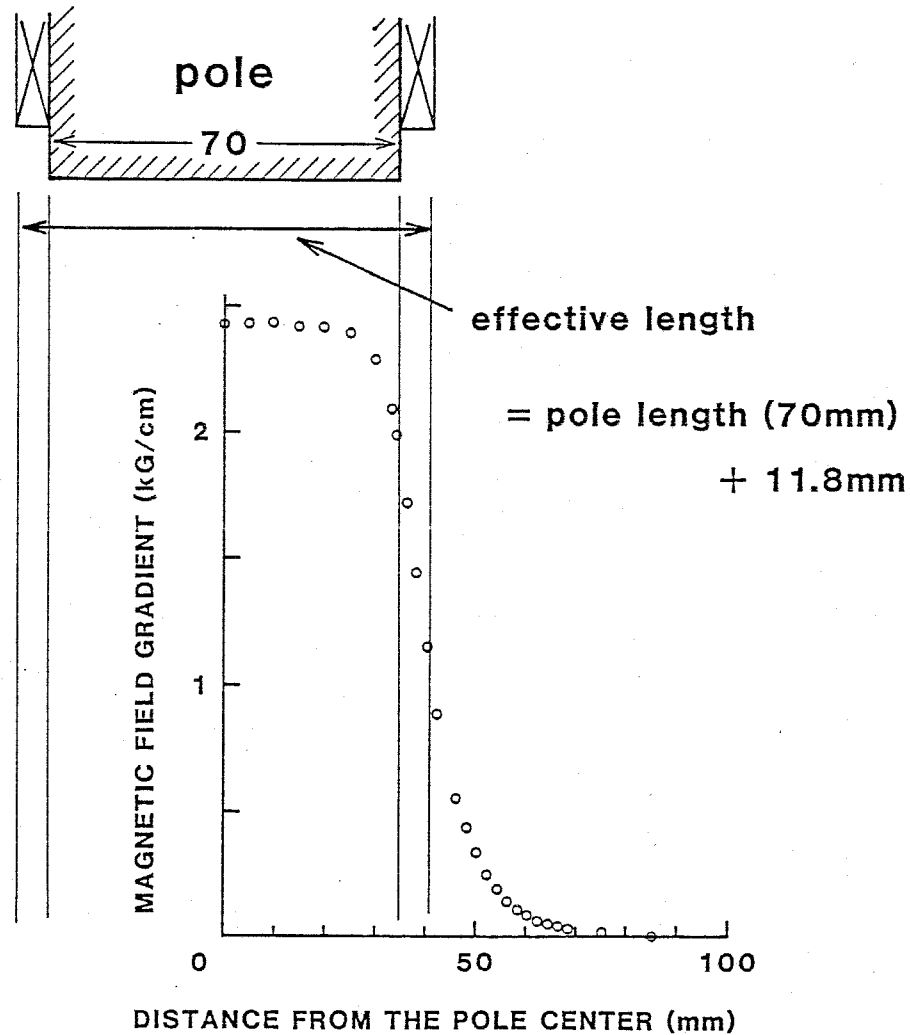


fig. 3. 23 軸方向の磁場勾配分布 (分割コイル方式)

3. 3. 2 テープコイル方式

テープコイル方式に於ては励磁特性とコイルの温度上昇に於てのみ測定した。結果はfig. 3. 24にまとめられており、比較のために分割コイル方式の結果も示されている。

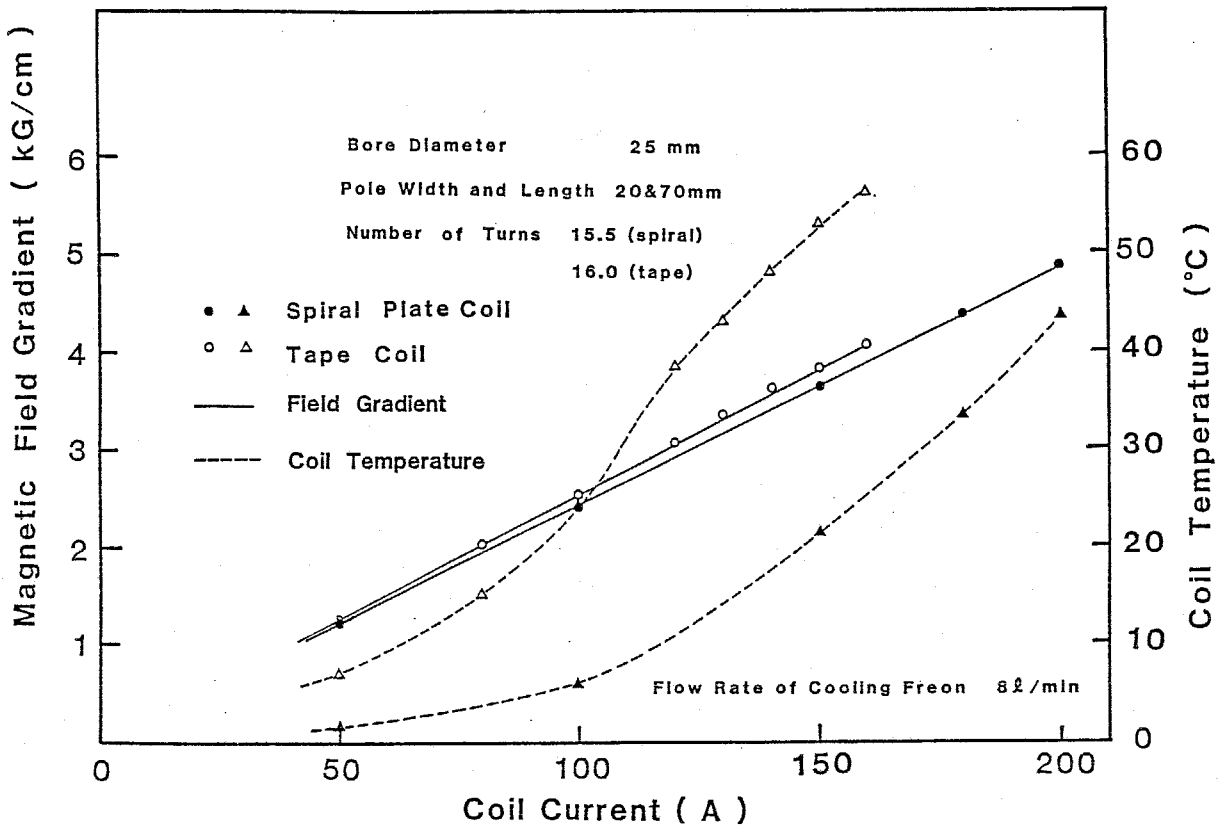


fig. 3.24 テープコイルの特性

3.3.3 長時間耐久試験の結果

1) コイル両端電圧

試験期間中のコイル両端電圧の推移を fig. 3.25 に示す。

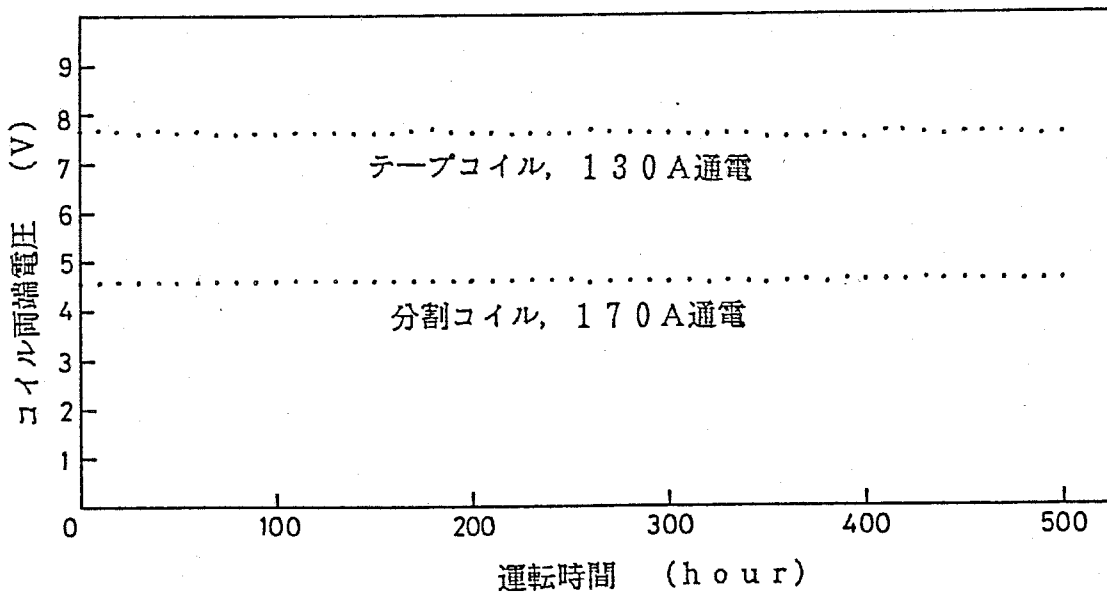


fig. 3.25 コイル両端電圧の変化

2) 電流, 電圧特性

試験開始後 0 ~ 500 時間後の電流, 電圧特性を fig. 3.26, 3.27 に示す.

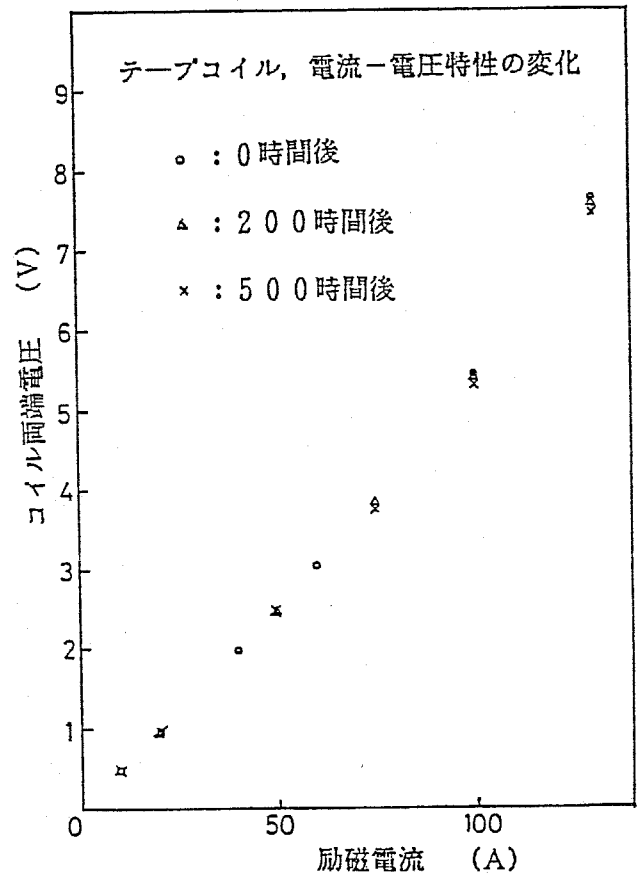
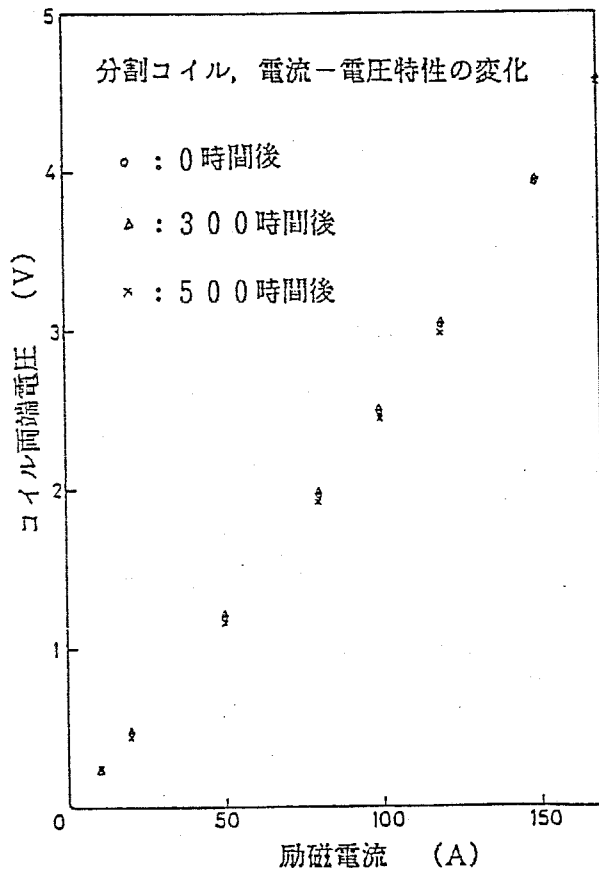


fig. 3.26 電流-電圧特性の変化 (分割コイル)

fig. 3.27 電流-電圧特性の変化 (テープコイル)

3) コイルの絶縁抵抗

試験開始後 0 ~ 500 時間後のコイルの絶縁抵抗を table 3.2 に示す.

table 3.2

方式	分割			テープ		
	時間 (hr)	0	300	500	0	200
絶縁抵抗 (kΩ)	20	∞	∞	∞	∞	∞

4) フレオンの流動, 沸騰状態

流動状態には変化はなかった。フレオンの温度変化(水道水温度の季節変動に起因)が試験期間中に約6°Cあったが、テ-プコイルにおける沸騰状態(気泡の発生及び消滅位置, 沸騰の激しさ等)にも著しい変化はなかった。

5) 内部の腐食, その他の有無

鉄部分には, さび, その他の付着物は全く生じなかった。銅, 及び絶縁紙にも外見上全く変化はなかった。

第 4 章

結 論

§ 4. 1 加速空洞のRF特性

4. 1. 1 共振周波数

table 3. 1 に示す様に3種類のモデルに於いて実験が行なわれた。実際には、実機での共振周波数50 MHz, 従って1/4モデルで200 MHzを目指して(i)のモデルで実験を開始したが、予定よりも周波数が上らず、順次(ii), (iii)の組み合わせに変化させた。

§ 1. 2 で述べた様に、空洞を表わすLC回路のインダクタンスLと電気容量Cが、それぞれタンクとギャップにのみ存在すると考えると、

$$L \propto (\text{タンク断面積}) \propto (\text{タンク径})^2 \quad (4.1)$$

$$C \propto \frac{(\text{ドリフトチューブ径})^2}{\text{ギャップ長}} \quad (4.2)$$

であるから、共振周波数 f_{res} は、

$$f_{res} \propto 1/\sqrt{LC} \\ \propto \frac{1}{\sqrt{(\text{タンク径})^2 \cdot (\text{ドリフトチューブ径})^2 / (\text{ギャップ長})}} \quad (4.3)$$

が成立するはずである。そこで(i) ~ (iii)の組み合わせに於いて上式の右辺の値を横軸、共振周波数の実験値を縦軸にとってプロットを行なった。結果をfig. 4. 1に示す。ここで、

(i) から (ii) , (ii) から (iii) への変更時には,

(i) → (ii) : ドリフトチューブ径とギャップ長,
従って電気容量Cのみ

(ii) — (iii) : タンク径, 従ってインダクタンス
Lのみ

が変化している。グラフによれば, まず (ii) → (iii) の変化では共振周波数 f_{res} が変化の前後で原点を通る直線上にほぼ乗っているのが分る。従ってインダクタンスLが殆んどタンク断面積に比例して決まること分る。しかし (i) → (ii) の変化の前後では共振周波数 f_{res} はその直線上に乗らず, 従って電気容量Cが単純にギャップのみにあるとする仮定は誤っていることになる。これは fig. 2.23 の実測値からも結論されることである。

§ 2.1 の (2.6) 式によれば, シヤントインピーダンスはタンク径の3乗

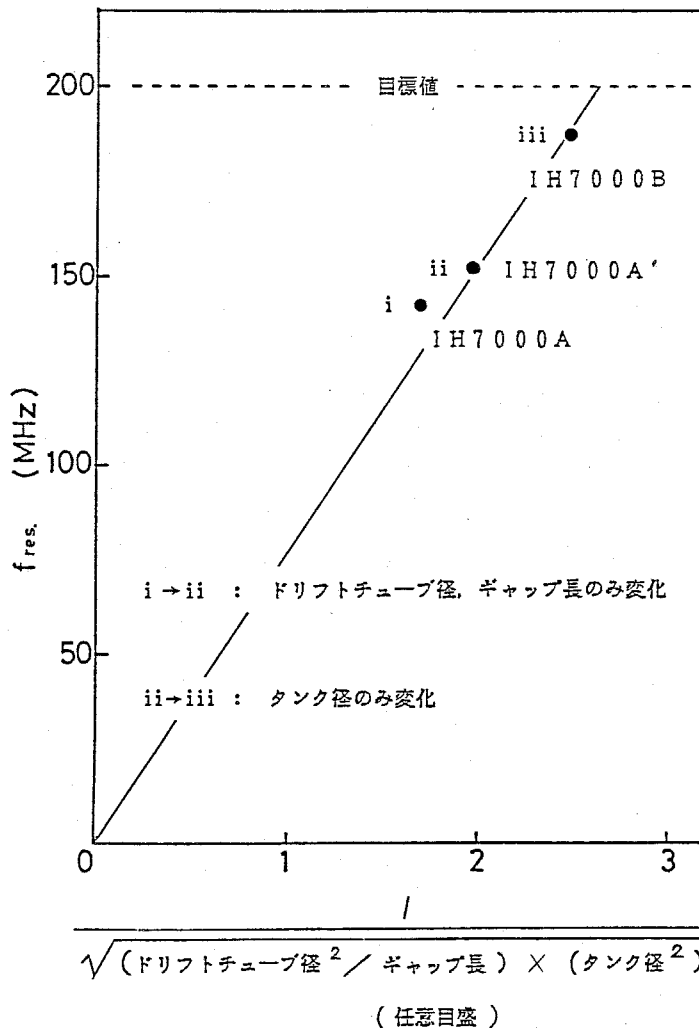


fig. 4.1 空洞のパラメーターと共振周波数との関係

に比例するため、共振周波数を高くするためにタンク径を小さくすることは得策でない。しかしグラフの様にドリフトチューブを小型にしても電気容量 C が余り小さくならないため、やむなくタンク径を 1.4 m (モデルで 350 mm)として共振周波数 48.5 MHz を得た。これは予定の 50 MHz より低く、従って加速セル長が長くなるため、実機は44ギャップで設計することにした。

4. 1. 2 加速電界分布

1) 調整前の電界分布

fig. 3. 1 に結果が示されている。このモデルではビームの入口、出口でセル長が3倍以上変化する。従ってセル長が小さく、単位長さあたりの電気容量の大きい入口側に著しく加速電界が集中している。従ってこのままでは入口付近での放電も心配される。また空洞の後半分は殆んど加速に寄与せず、非効率的な構造となる。また発熱も著しく偏るので電力効率も低く、シャントインピーダンス Z_s は $105\text{ M}\Omega/\text{m}$ となっている。なお、この値は§ 2. 2 の(2.23)式より求めたもので、Transit Time Factor を考慮した実効値ではない。

等価回路解析においては、エンドスペースのインダクタンス L_e をいっかか与えて電界分布の計算が行なわれた(実線)。

これによれば、 L_e が 200 nH のときに実験値と殆んど等しい電界分布が得られた。そこで L_e としてはこの値を採用し、以後の解析では全てこの値が用いられた。

プログラムでは加速に用いる基底モードだけでなく、第2以上の高調波の電界分布も計算できる。fig. 3. 2 に第2, 第3高調波についての実験値と計算値が示されているが、いずれも良い一致が見られている。

2) Magnetic Flux Inducer の効果

Short Circuit Wing の条件は一定とし、Magnetic Flux Inducer の長さ L_I を変化させたときの結果が fig. 3. 3 に示されている。

シャントインピーダンスの変化は図中の通りであり、調整前よりもむしろ向上している。 L_I のわずかな変化により、ビーム入射側の電界までも影響されるのが分る。 L_I の増加とともに共振周波数は下り、出口付近の電界は上昇する。上昇し過ぎない L_I の値として 100 mm を選び、以後は全てこの条件で実験を行なった。

エンドスペースの長さ、すなわちリッジ端より鏡板までの距離は 40 mm である。この長さでエンドスペースのインダクタンス L_e が 200 nH であったことを考慮し、等価回路解析に

おいては Magnetic Flux Inducer の長さ l_I の関数としての L_e を,

$$L_e(l_I) = 200 + 200 \cdot \frac{l_I(\text{mm})}{40} \quad (\text{nH}) \quad (4.4)$$

と定めた。またタンクの電流の方位角方向成分に対するインダクタンス L_t の増分については、 $l_I = 100 \text{ mm}$ のときの電界分布が実験結果と合う様に定め、§ 2.5 の (2.76), (2.77) 式に従って,

$$L_{t45}(l_I) = \left(1 + \frac{0.0011}{2} \cdot l_I(\text{mm}) \right) L_{t45} \quad (4.5)$$

$$L_{t46}(l_I) = \left(1 + 0.0011 \cdot l_I(\text{mm}) \right) L_{t46} \quad (4.5)$$

とした。例えば、 $l_I = 100 \text{ mm}$ のときは $l_I = 0 \text{ mm}$ のときに比べ、最初の第 46 セルで 2.1 倍、その前の第 45 セルで 1.6 倍になっている。

実線で示された計算結果は、実験結果の形状と変化の傾向を良く再現しているが、計算の方が Magnetic Flux Inducer の効き方がやや弱く出ている。

3) Short Circuit Wing の開き角の効果 (Wing 長 = 350 mm)

fig. 3. 4 は Magnetic Flux Inducer の長さ l_E を 100 mm に固定し, 長さ 350 mm の Short Circuit Wing の角度 θ を変化させたときの結果である。 θ を大きくして入射側のタンクのインダクタンスを小さくした分だけ, その領域の電界が下がること分る。 また, それに伴ない共振周波数は上昇する。 ここでもシャントインピーダンスは調整前より高い値を示している。 軸方向に最もバランスの良い分布は $\theta = 60^\circ$ のときに得られたが, 両端部の電界は大きく下っている。 実線で示された等価回路による計算結果は, 全体として実験結果と良い一致を示している。 しかし, 計算の方が角度 θ の効果がやや強く出ている。

4) Short Circuit Wing の開き角の効果 (Wing 長 = 570 mm)

fig. 3. 5 は Short Circuit Wing の長さを 570 mm に伸ばしたときの結果である。 Wing が長くなってタンクの中央部まで効果が表われ, 特に $\theta = 45^\circ$ では最も平坦になっている。 しかし, 図に見られる様に Wing の高 β 側の端付近で電界が下り過ぎてしまう。 計算結果は実験結果の傾向を再現しているが, Wing 長 350 mm の場合と比較して違いがやや大きくなっている。 シャントインピーダンスは $\theta = 50^\circ$ を除

けば、ここでも調整前より高くなっている。

5) 二分割型 Short Circuit Wing の効果

上で述べた Wing の高 β 側端部での電界の落ち込みを避けるため、一対で 45° であった Wing を二分割して 40° と 50° とし、インダクタンスの調整を段階的に行なうことにした。
fig. 3.6 はその結果を示している。これにより、電場の局所的落ち込みは大分改善されているのが分る。計算結果もこの傾向を再現している。また電界分布の平坦化に伴ない、シャントインピーダンスは調整前の $105 M\Omega/m$ から $125 M\Omega/m$ へと改善された。

これがモデル実験で得られた最も平坦な分布であり、実機的设计にはこの分布を採用することに決定した。

この真鍮 1/4 モデルで得られた値より、内面銅製の实機に期待される値を計算すると、

$$\begin{aligned} Z_s(\text{実機}) &= Z_s(\text{モデル}) \times \sqrt{\sigma_{cu} / \sigma_{BS} \cdot n} \\ &= 160 M\Omega / m \end{aligned}$$

となる。ただし、 n はモデルから実機への拡大倍率であり、この場合 4 である。また σ_{cu} 、 σ_{BS} は銅及び真鍮の導電率であり、

$$\sigma_{cu} = 5.81 \times 10^7 (\Omega^{-1} \cdot m^{-1})$$

$$\sigma_{Bs} = 8.83 \times 10^6 (\Omega^{-1} \cdot m^{-1})$$

を用いた。なお、 σ_{Bs} は § 2.5 で用いた抵抗率の実測値の逆数である。Transit Time Factor T は約 0.9 であるので、実効シャントインピーダンス Z_{seff} は、

$$\begin{aligned} Z_{seff}(\text{実機}) &= Z_{seff}(\text{実機}) T^2 \\ &= 130 M\Omega / m \end{aligned}$$

となる。これは低 β 領域で使用される他の型式の重イオンライナックに比較して倍以上の数字である。

4. 1. 3 ギャップ内の微分的電界分布

1) 加速軸方向成分の分布

fig. 3. 7 には軸上での測定結果の一部が示されている。これにより、加速ギャップ内の電界は、径の小さいリッジ側ドリフトチューブ側に偏った非対称な分布を持っていることが分かった。この非対称性は、ギャップの大きな高 β 側で顕著になっている。

前節までの測定では、大きなアクリル振動体でギャップ電界の平均値を一度に測定していた。しかし本来ならばこれは今回の測定で得られた微分的電界分布を積分して計算すべきもので

ある。特に今回の様に電界分布の非対称性が強い場合には、アクリル擾動体による測定誤差が心配される。そこで実際に、

$$\bar{E} \equiv \int_{gap} E(z) dz / g \quad (4.7)$$

によって平均電界を計算し、アクリル擾動体による結果と比較した。結果を fig. 4. 2 に示すが心配された様な大幅な相違は認められていない。同様にシャントインピーダンスに於いても (2.23) 式, (2.28) 式を比較してみると、

(2.23) (アクリル) : 125 M Ω / m

(2.28) (アルミ球) : 130 M Ω / m

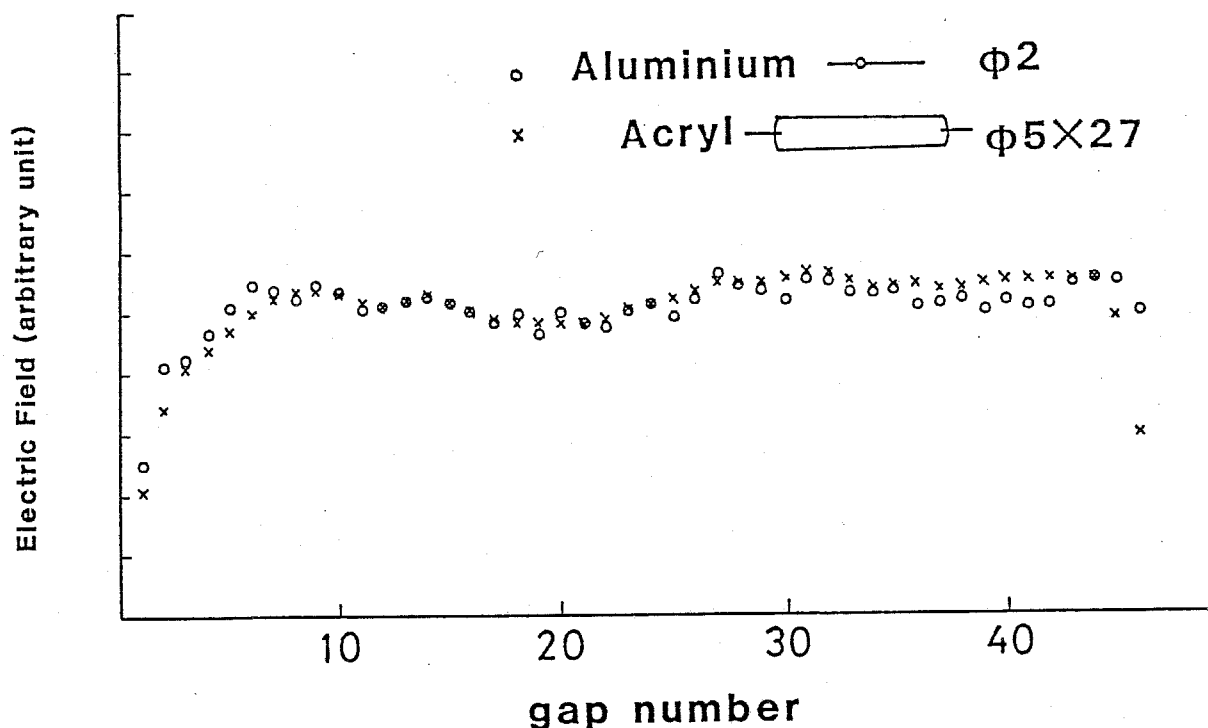


fig. 4. 2 擾動体による平均電界分布の相違

となり、大きな差違はない。

2) ステムにより生じる成分 E_{stem} の分布

fig. 3. 8 (a) は fig. 2. 8 に示した経路上の電界分布を示している。これによれば、各ドリフトチューブの先端付近の電界が強くなって非常に非対称な分布をしていることが分る。ビーム軸上 (fig. 2. 8 の $x=0$) でも対称でない部分がある (特に $x=0$ と 4.75 mm)。従って E_{stem} はイオンの軌道解析に際しては考慮に入れるべきと判断し、"BEM" で計算することになった。

計算結果の一例が fig. 3. 9 である。図の様に半分ずつのタンク側ドリフトチューブ、リッジ側ドリフトチューブを含む1つの加速セルを考え、ドリフトチューブ、ステム、リッジ、タンクの表面を導体とする境界条件を与えてある。これにより、やはり WIDERÖE 型に特有なステムの効果によって加速ギャップの等電位線が傾いていることが分る。また、このプログラム fig. 3. 8 (a) の実験結果を計算で求めてみたのが により、fig. 3. 8 (b) である。実験結果と殆んど等しい分布が得られており、2次元の静電場として良く近似できることが分る。fig. 3. 10 は軸上、及び軸より離れた位置での E_{stem} の分布の計算例を示している。この分布を全セルに於いて計算し、"LINOR II" に反映させた。

4. 1. 4 空洞内表面電流密度

fig. 3. 11 には空洞内表面近傍に沿って摂動体を移動させた場合の位相差出力が示されている。

電界が存在しなければ、金属及び磁性体の摂動体に対して位相差の符号はそれぞれ (+), (-) のみになる。従って電場が殆んど存在しないと考えられる fig. 2. 9 の A ~ D につりては、それぞれの摂動体の材質に対して位相差は (+) のみ、(-) のみとなっている。

しかし E につりては加速ギャップに近く、電界のしみ出しがあるため、位相差は (+), (-) にまたがっている。そのため、この E 点につりてのデータからステムの発熱分布を求めるのは困難である。しかし各ステムに最も近くなる位置では位相差はいずれも (-) となっており、各ステムに強い電流が流れていることが分る。

A 点においては、やや高 β 側で発熱密度が大きくなっているものの、特に局所的な発熱のピークは認められな。

B 点は Short Circuit Wing の真上を通過する部分があるが、丁度 Wing の端にあたる部分で発熱のピークが見られている。

C 点はリッジの根本の部分、D 点はリッジの中央部である。これらは低 β 部では Short Circuit Wing の下部になる

ため磁場は存在せず，従って発熱もない。しかし Wing のある領域を出ると β 値の上昇とともに発熱密度は急増し，Magnetic Flux Inducer 部分の直前で大きなピークが見られる。

これら，発熱のピークとなっている部分に於ては，実機では十分な曲率を持たせて RF 電流を均等に流す様にし，かつ冷却を強化する必要がある。

4. 1. 5 シャントインピーダンスと電界分布形状との関係

1) 実験結果

断面積 $2A$ を持つ EH 型空洞では，任意の位置のギャップ電圧 V が，

$$\begin{aligned} V &= \frac{\partial \Phi}{\partial t} = A \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} = A \mu_0 \frac{\partial i}{\partial t} \\ &= j \omega A \mu_0 i \end{aligned} \quad (4.8)$$

と表わされる。ただし Φ はタンクの断面の半分を貫く磁束， H は磁場， i はタンクを方位角方向に流れる電流の表面密度である。また，ステムの効果は無視している。従って電流 i を長さ方向に一様にしてシャントインピーダンスを最大にするためには，ギャップ電圧を一様にする方が良い。

しかし，本研究では長さあたりの電気容量の変化，

$$C \propto 1/\beta \quad (4.9)$$

を補償するために, Short Circuit Wing と Magnetic Flux Inducer によつて実効的にタンク断面積を,

$$A \propto \beta \quad (4.10)$$

の様に変化させ, ソビエトで採用された円錐型のタンク¹⁹⁾と同様な効果を出してゐるとも考えられる。このときは(4.8), (4.10)により,

$$V \propto \beta i \quad (4.11)$$

となるので, V/β , 従つて電界分布を平坦化する方が良いことになる。

電界, 電圧分布の平坦さは, 次式で与えられる "平坦度" F_E , F_V によつて数字として表すことができる:

$$F_E \equiv 1 - \frac{\sigma_E}{\bar{E}}, \quad F_V \equiv 1 - \frac{\sigma_V}{\bar{V}} \quad (4.12)$$

ただし, \bar{E} , σ_E , \bar{V} , σ_V , はそれぞれ電界, 電圧分布の平均値と標準偏差である。従つて完全に平坦な分布に対しては平坦度は1となる。

測定された全ての電界分布に対して上記の F_E , F_V を計算した。これらを横軸にとり, シヤントインピーダンスの測定値

をプロットすると fig. 4.3, 4.4 の様になった。

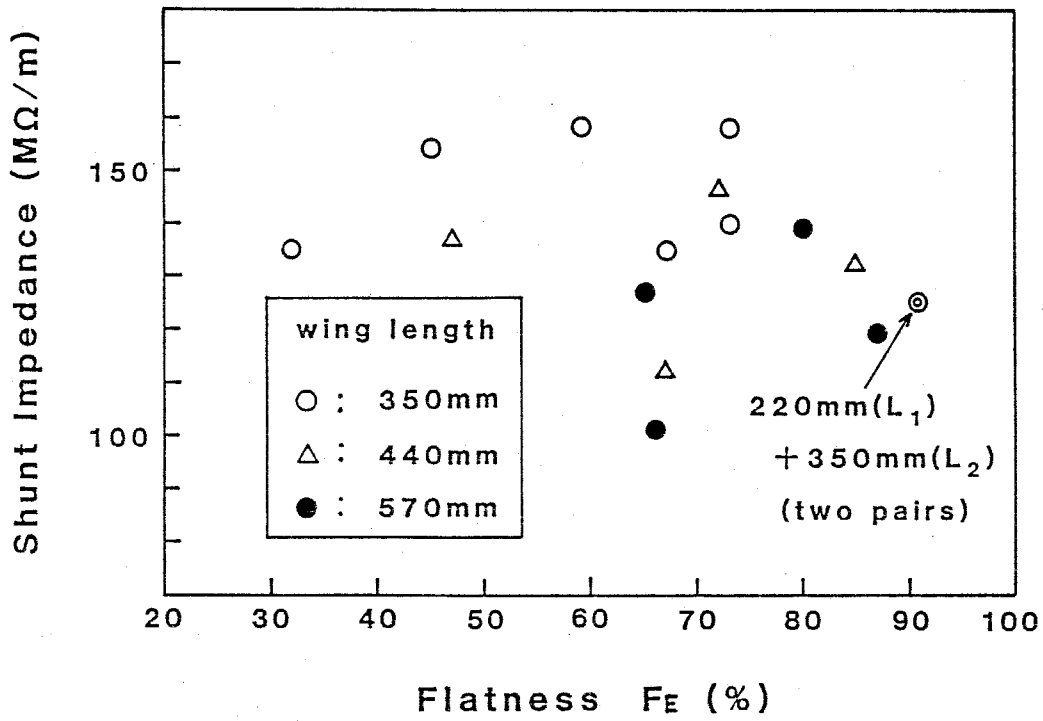


fig. 4.3 電界平坦度とシャントインピーダンスの関係

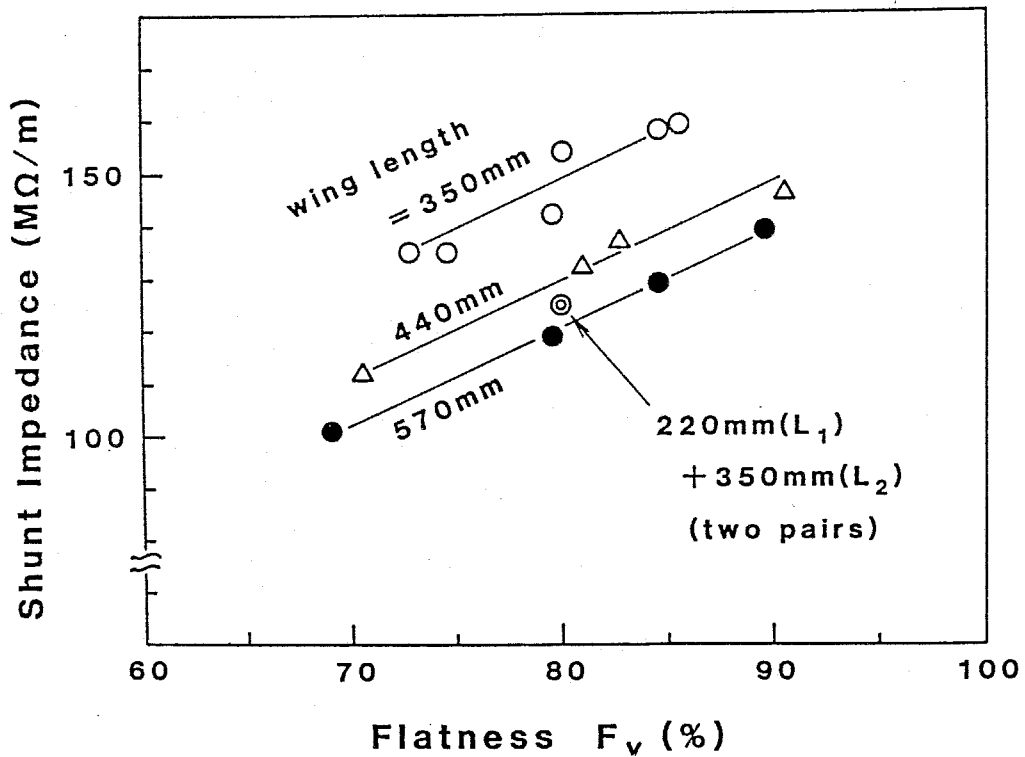


fig. 4.4 電圧平坦度とシャントインピーダンスの関係

fig. 4.3 は横軸が電界分布の平坦度 F_E である。電界分布調整前の状態から F_E を上げてゆくと、 $F_E \approx 70\%$ 付近で最大値をとるものもあるが、基本的には F_E とシャントインピーダンスとの間に明確な一対一の対応が見られな

一方、横軸に電圧平坦度 F_V をとった fig. 4.4 では、シャントインピーダンスが F_V に対してほぼ一意的に確定し、しかも各々の Short Circuit Wing 長に対して F_V とともに単調に増加している。従って、シャントインピーダンスを最大にするのみを目的とするならば、電界分布でなく、むしろ電圧分布を平坦化した方が良

しかし、仮に電圧が一定の構造を採用して同じエネルギー利得を求めると、最も短い第一ギャップには、

$$E = 84 \text{ kV/cm} \quad (4.13)$$

の電界が生じることになる。

一方、KILPATRICK³⁸⁾ は、RF 電界中で放電の起り得る電界強度 E_c と、そのときの周波数 f との関係として、

$$f = 1.643 \times 10^4 E_c^2 e^{-\frac{0.085}{E}} \quad (4.14)$$

(ただし f は MHz, E_c は MV/cm の単位)

を与えている。上式に実機の運転周波数 48.5 MHz を代入

すれば、

$$E_c = 87 \text{ kV/cm} \quad (4.15)$$

が得られる。(4.13)式の第一ギャップの電界は、この値に近い。しかも(4.13)式は平均の電界強度であり、局所的にはこれを大きく越える場所がある。さらにライナックの入口付近は、入射するイオンの軸から離れた成分がドリフトチューブに当たって、元来放電を起しやすい場所である。このため多少シャントインピーダンスを犠牲にしても、電界を一定にする方式を採用した。

2) 計算結果

i) 軸方向発熱分布：

シャントインピーダンスはタンク全体の発熱の合計に関係した量であるが、まずその微分量である軸方向の発熱密度を§2.1の(2.86)式により理論的に計算した。結果をfig. 4.5 ~ 4.7に示す。電界分布はタンク(リッジを含む)、ステム、及びその合計に分けてプロットされており、セル当りの数字である。fig. 4.5は電界調整前の計算結果である。セル当りの発熱分布は電圧分布と相似に近い形となり、ビームの入口側に集中している。この分布を(2.86)式に代入し、(2.85)によりシャントインピーダンス $Z_s = 170 \text{ M}\Omega/\text{m}$ を得た。

fig. 4. 6 は電圧分布をほぼ平坦化し, $F_v = 93\%$ にした場合である。しかし電界の方はまた入口側に偏っている。発熱分布は電圧分布に対応して均一化されており, $Z_s = 186 M\Omega / m$ に上昇した。

fig. 4. 7 はさ5に short circuit wing の角度を増加させ, さ5に二分割にして電界分布を平坦化した場合, つまり実機に採用した分布の場合である。従って電圧分布は出口側に偏ることになり, F_v は80%に低下する。これに伴なり発熱分布も出口側に集中するためシャントインピーダンスは低下し, $Z_s = 143 M\Omega / m$ となった。

ii) 理論計算による電圧平坦度とシャントインピーダンスとの

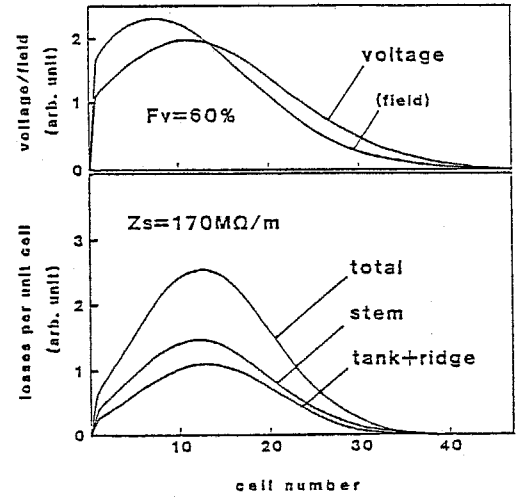


fig. 4. 5 電界調整前の発熱分布

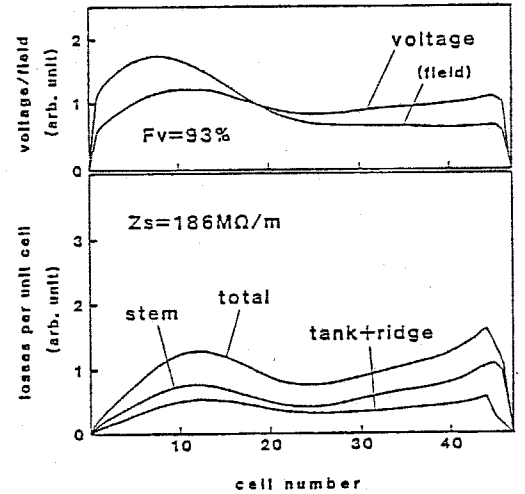


fig. 4. 6 電圧分布を平坦にしたときの発熱分布

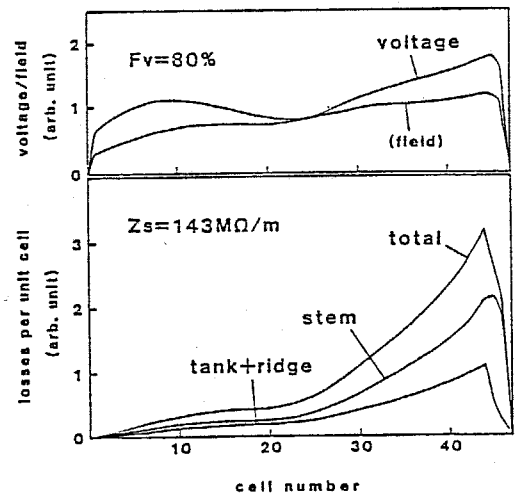


fig. 4. 7 電界分布を平坦にしたときの発熱分布

関係：

以上の計算を他の Shortt Circuit Wing 長に於いても行なうことにより，fig. 4. 4 と同様な図を全く理論的に描くことができる。結果を fig. 4. 8 に示す。ただし，Wing 角 θ を細かく変化させて計算し，滑らかに線で結べる様にした。なお，線上に小さく付されてゐるのが θ の値である。

これによると，まずシャントインピーダンスの計算値は，fig. 4. 4 に示された実験値よりも全体として高くなつてゐる。また，定性的にも実験結果との差違が見られる。 $\theta = 0$ の状態より Wing を開いてゆくと電圧平坦度とともにシャントイ

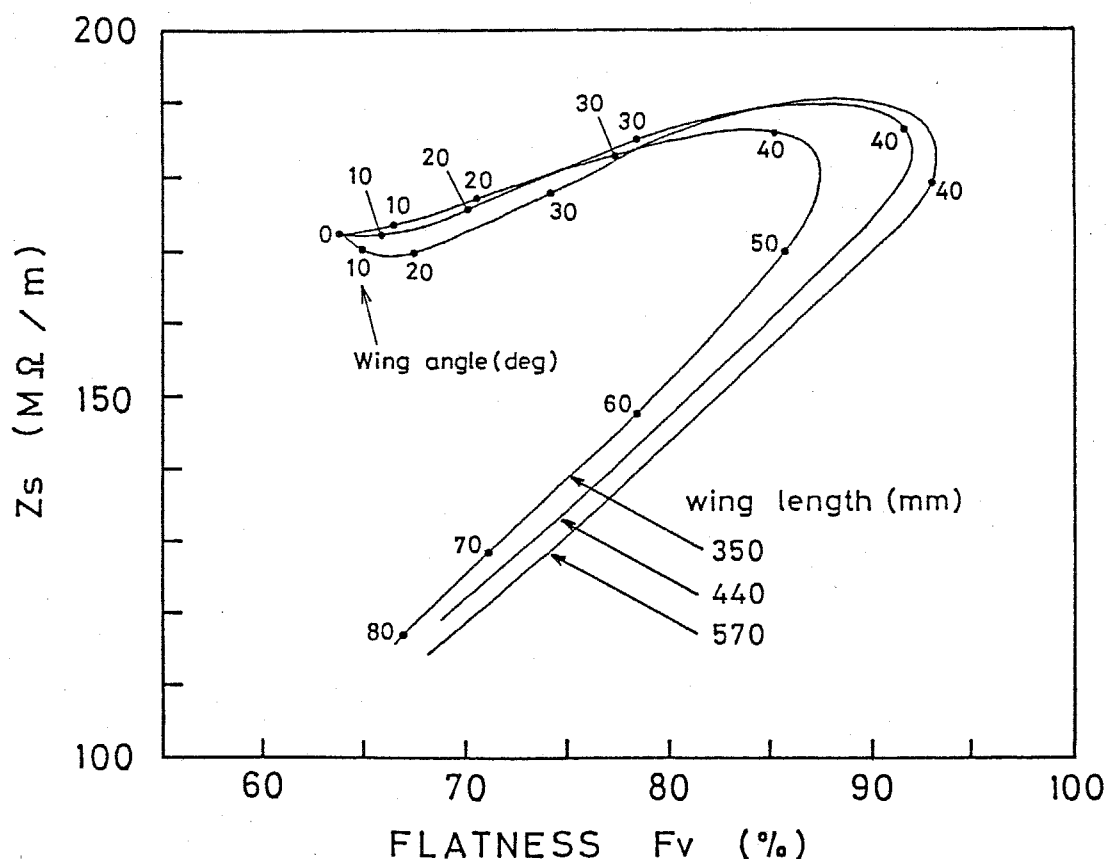


fig. 4. 8 等価回路解析による電圧平坦度とシャントインピーダンスとの関係

インピーダンスは上昇して、両者はほぼ同時に最大値をとる。しかし、さらにWingを開くと平坦度は下るが、シャントインピーダンスは急激に下り始める。fig. 4. 4の実験結果でも同様な現象が見られるが、 $F_v - Z_s$ 平面上での往復の経路が殆んど一致しているため、結果的に測定点はほぼ一直線上に乗っている。しかし、この計算では往復経路は明らかに異なっている。

以上の様に、本研究で開発された誘導性の調整法により、低 β 側に著しく集中していた電界分布をほぼ平坦にすることができた。上で定義された電界平坦度は92%に達し、しかもシャントインピーダンスは調整前 $105 M\Omega/m$ であったものが、 $125 M\Omega/m$ まで上昇した。従って§ 1. 2にあげた問題点①に対するひとつの解決法が得られたといえる。

§ 4. 2 加速イオンの軌道

4. 2. 1 インパルス近似による計算

1) 位相運動

fig. 3.12 は前節で実機への採用を決定した電界分布について各入射位相に対する位相振動を計算したものである。

図より, -75° から $+30^\circ$ までで入射したイオンが, 安定位相 $\varphi_s = -30^\circ$ を中心として約1周期の位相振動を行なひながら安定に加速されることが分る。さらに振動とともに位相が φ_s にバンチされてくることも分る。従って位相アクセプタンスは大体 105° となり, § 2.3 で述べた大まかな値, $3|\varphi_s| = 90^\circ$ よりもやや大きくなつた。

fig. 3.13 に示した Fish Diagram の計算結果においては, 中央部に $\varphi_s = -30^\circ$ を中心とした魚型の安定領域が見られる。この安定領域外のイオンは, ギャップを通るたびに同期イオンとのエネルギー偏差 ΔW をマイナス側に振れ, 次のギャップに現われる位相が遅れてくるので, 全体として $\varphi - \Delta W$ 平面上を右下に向つて流れ去つてしまう。安定領域内のイオンでも, 入射位相が φ_s から遠いほど φ と ΔW の振幅が大きくなることが分る。また位相 φ が加速とともに φ_s に集束してくるのに対し, エネルギー偏差 ΔW は振れ幅がゆくことが分る。これは $\varphi - \Delta W$ 位相平面内の面積に LIOUVILLE の定理が成立する⁵⁾

ことによって理解できる。魚形領域の ΔW 方向の幅を出射エネルギーの振がり ΔE と考えれば、図より ΔE は 4 MeV 以下と見積られる。

fig. 3.14 は位相アクセプタンスをより明確に理解するために、横軸に入射位相、縦軸に出射エネルギーをとってプロットしたものである。これより、位相アクセプタンスが 107° あることが明確に分る。

2) 加速軸に垂直な方向の運動

fig. 3.15 に計算結果の一例が示されている。ここでは単に計算結果としてでなく、ドリフトチューブ内の四重極電磁石の磁場勾配の最適化と関連づけて述べる。

イオンは全体として加速軸からの距離に比例した力を受けながら安定に加速されるので、結果的に加速軸を中心として振動を行なう。ここでは、ライナックを出るまでに約一周期の振動を行なっている。

図の下段左はライナックのアクセプタンスを位相平面上で表わしたものである。タンデムより入射されるビームのエミッタンスは $30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 程度と見積られているので、入射位相が -30° のイオンは、全て安定に加速されることになる。右はアクセプタンスに対応する出射エミッタンスである。ビー

μエミッタンスは粒子速度に反比例して減少するはずで、この場合も、

$$(\text{出射 } \beta / \text{入射 } \beta)^{-1} = 0.31$$

$$\begin{aligned} & (\text{出射エミッタンス} / \text{入射エミッタンス}) \\ & = 0.33 \quad (\alpha, \gamma \text{ 方向の平均}) \end{aligned}$$

となっっていることが分る。

図には、各々の四重極電磁石の磁場勾配と磁極長が示されている。イオンを効率良く通過させるためには、全ての四重極電磁石の磁極長と励磁電流を独立に指定できる方が望ましい。しかし、ここでは四重極電磁石の調整を容易にし、電源コストを下げるために、図の様に全体を5つのグループに分けた。そして同一グループ内ではコイルを直列に接続して一つの電源で励磁する。この中で、ビーム入射側から数えて二番目のグループはライナック入口の低βの部分を担当し、しかも磁石長を長くとれないので、4kG/cmという最も強い勾配が必要になった。なお、このグループに限り磁極長はドリフトチューブ内に装荷可能な最大の値で製作することにした。他のグループでは比較的磁場勾配が少なくなるので、グループ内で磁極長を一定として製作コストの低減に努める。四重極電磁石の開発は、上記の4kG/cmの達成を目標として進められることになった。

4. 2. 2 数値積分の方法による計算

1) 位相運動

i) 位相振動:

fig. 3. 16 の結果が示す様に全体の傾向と位相振動の波長に於ては、インパルス近似による fig. 3. 12 と大きな差異はない。しかし入射位相が $\pm 30^\circ$ のイオンにも位相振動が見られ、従って加速イオンとドリフトチューブ配列が完全には同期してゐないことが分る。

位相運動を左右する因子として Transit Time Factor がある。ドリフトチューブ配列の決定には近似式 (2. 39) が使われた。しかし LINOR II ではギャップ内電界分布を考慮した値が計算される。ただし $\varphi_s = -30^\circ$ 上のイオンであるから、その定義式 (2. 29) ではなく、

$$T' = \frac{\int_{-l/2}^{l/2} E(z) \cos\left(\frac{\pi}{l}z + \varphi_s\right) dz}{\int_{-l/2}^{l/2} E(z) \cos \varphi_s dz}$$

となる。そこで fig. 3. 7 に示されたギャップ内軸上電界分布を用いて上式を実際に計算してみると fig. 4. 9 の様になった。比較のため近似式 (2. 39) による値も示す。これによれば、全体として近似式 (2. 39) との間の良い一致が見られ

るが、低 β の領域でずれが目立ってくる。このずれが位相振動の変化の理由として考えられる。

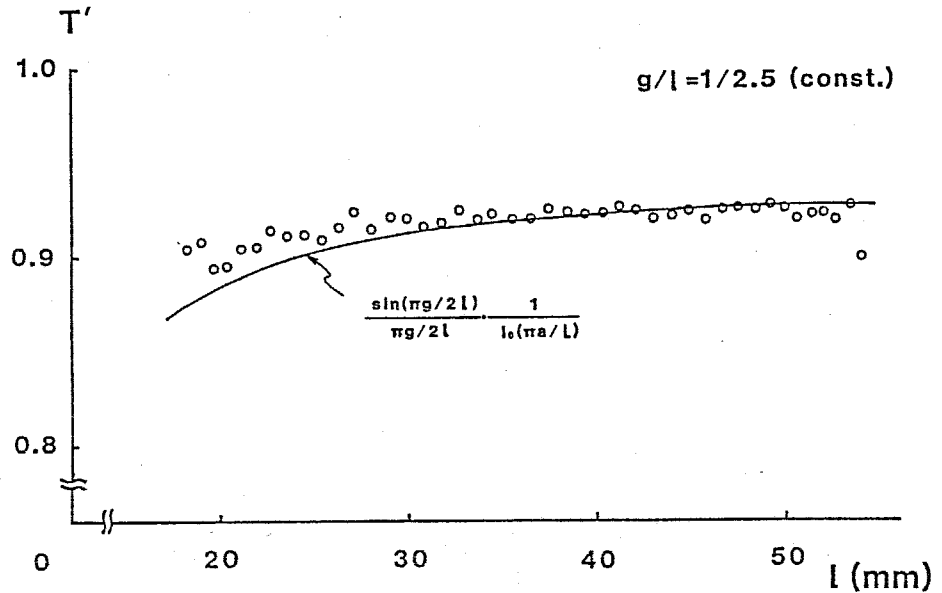


fig. 4.9 計算方法による Transit Time Factor の値の相違

ii) 入射位相と出射エネルギー:

a. 加速電圧を一様に変化させたとき

結果は fig. 3.17 (a) である。加速電圧が設計値 (100%) のとき、曲線の形状はインパルス近似による fig. 3.14 に酷似してりる。しかし位相アクセプタンスは $-80^\circ \sim +35^\circ = 115^\circ$ となり、ここでインパルス近似との間に相違が見られた。

加速電圧との関係を見ると、加速電圧が設計値の 85% 以上で所定の $2.5 \text{ MeV}/\mu$ のエネルギーが得られることが分る。

$$85\% = 0.85 = \cos(-30^\circ)$$

であり、このことは安定位相 φ_s を -30° で設計したことに対応している。さらに電圧を上げると位相アクセプタンスは大きくなるが、エネルギーの拡がりも大きくなってしまふ。

b. 入射エネルギーを変化させたとき

fig. 3.17 (b) は入射エネルギーを変化させた場合の結果である。これより、入射エネルギーが設計値の $90 \sim 110\%$ の間ならば、設計値と殆んど同じ位相アクセプタンスが得られることが分る。

2) 加速軸に直角な方向の運動

i) 四重極電磁石の磁場勾配のプログラムによる最適化:

四重極電磁石の現実的な磁場強度以内での計算を行なう前に、磁場配位を計算で最適化してアクセプタンスがどこまで上昇するかを調べてみた。fig. 3.18 に結果が示されている。

$\cos \mu = 0.8$ の強い集束力を仮定したため、ライナック内でビームは加速軸と垂直な方向に約 1.5 周期の振動を行なっている。βの小さい領域ほどやはり強い磁場勾配が必要になり、最大で 6.2 kG/cm を要している。後で述べるが、これは外径 $100 \text{ } \phi$ のドリフトチューブでは困難な値である。アクセプタンスとしては、x 方向、y 方向の平均として、

$$116 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$$

が得られた。このプログラムでは、前に述べたグループ分けを行なった場合の最適化はできな。しかし第二グループを除いた領域では、ここでも fig. 3.15 の値と余り変らない磁場勾配が得られている。

ii) 現実的な磁場配位による軌道計算：

fig. 3.19 は安定位相 $\varphi_s = -30^\circ$ で入射するイオンに
ついて計算したものである。この計算を行なった時期には、四
重極電磁石の開発試験結果より目標値 4 kG/cm を出せるこ
とが分っていたので、最も強い磁場勾配の必要な第二グループ
には無条件で 4 kG/cm を採用した。他のグループについて
は、アクセプタンスが最大になる様に試行錯誤的に磁場勾配を
調整したが、結果的に fig. 3.15 のインパルス近似による結
果と同じ配位を採用した。得られたアクセプタンスは、 x 方向、
 y 方向の平均として、

$$99 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$$

である。

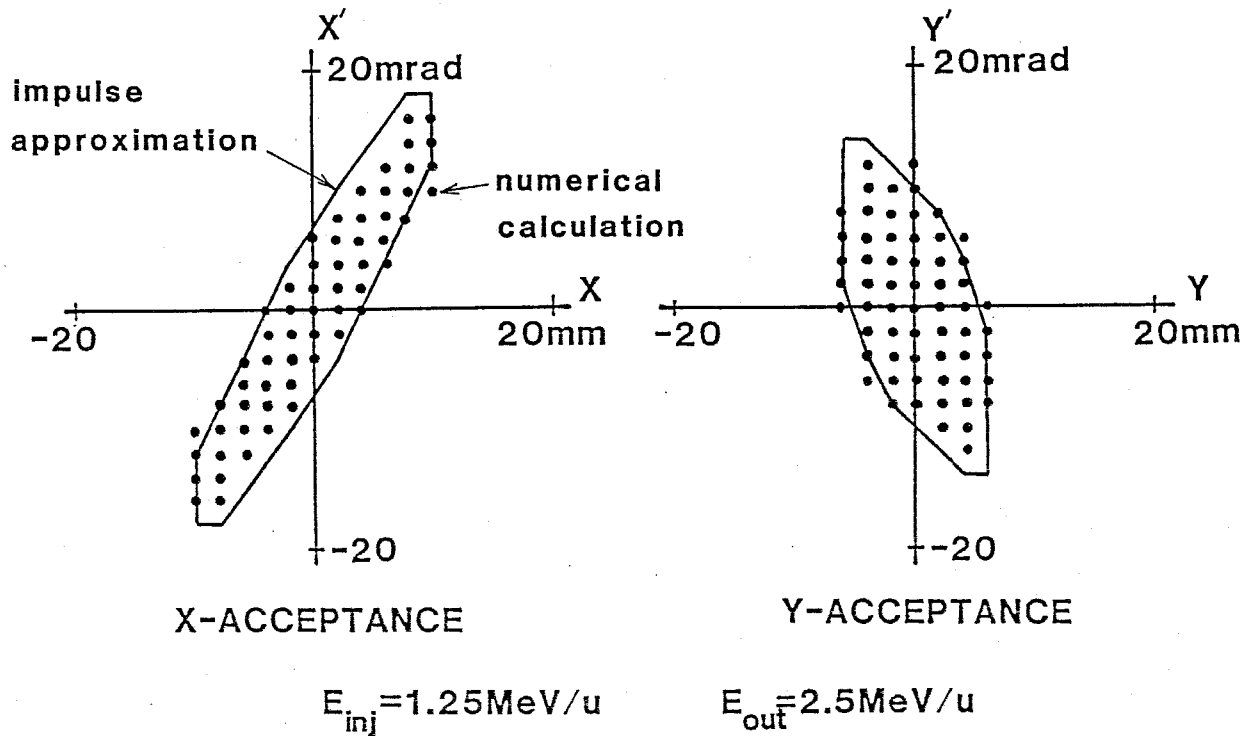
インパルス近似による結果である fig. 3.15 と比較すると、
まず、加速軸に垂直な方向の軌道の振動周期が少々異なってい

ることが分る。さらにアクセプタンスの形状と大きさもかなり違っている。

この不一致の理由としては、まず L I N O R II ではステムに起因する電界の成分 E_{stem} を考慮しているのに対して、インパルス近似では考慮されていないことが考えられる。そこで L I N O R II で $E_{stem} = 0$ として再びアクセプタンスを計算し、その影響を調べてみた。結果を fig. 3.19 の右下に並べて示すが、 E_{stem} を考慮したときと殆んど変わらず、従って E_{stem} は不一致の理由ではないことが分った。

次に考えられるのは、インパルス近似そのものの誤差である前にも述べた様に、行列によるインパルス近似は低エネルギー領域では精度が低い。そこで、加速構造のうち高エネルギー側の第 27 ~ 46 セルだけを取り出して両方の方法でアクセプタンスを計算してみた。結果は fig. 4.10 で、この部分だけならば両方法による結果は良く一致していることが分る。従って上に述べた軌道の不一致の理由は、主に低エネルギー領域でのインパルス近似そのものの誤差によるものと判断した。

以上は安定位相 $\varphi_s = -30^\circ$ で入射したイオンに於いての結果であるが、実際にはビームバンチャーを使用する、しなにかかわらず他の位相にもイオンが入射される。そこで、 -30° 以外の入射位相に於いても X 方向、Y 方向のアクセプタンスを



High Energy Part of the LINEAC (from 27cell to 46cell)

fig. 4.10 加速構造の高エネルギー一部に対するアクセプタンスの計算例

計算した。fig. 3.20 は安定位相 ϕ_s を中心とした $-70^\circ \sim +30^\circ$ の領域に於いて計算したものである。これによると、この領域におけるアクセプタンスの共通部分の面積は、

$$X \text{ 方向} : 47 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad} \quad (4.16)$$

$$Y \text{ 方向} : 56 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad} \quad (4.17)$$

であり、これはタンデムよりの入射エミッタンス、

$$30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$$

より大きい。従ってこの範囲の位相で入射したイオンは全て安定に加速されることが分った。

以上が § 1. 2 の問題点②に対して本研究によって得られた結論である。

§ 4.3 四重極電磁石の特性

4.3.1 分割コイル方式

fig. 3.21 に励磁特性が示されている。これによれば、200 A までは磁極の飽和は見られず、定格の 170 A で設計値の 4 kG/cm に殆んど等しい磁場勾配が得られた。 4 kG/cm が必要なグループでは、ドリフトチューブ長がこの試作品より短いので冷却効率が高い。従って実機においてもこの磁場勾配は確実に達成可能である。

fig. 3.22 によれば、励磁電流 200 A ではコイル温度は平均でも 40°C を越え、従って局部的にはこれ以上の温度上昇が予想される。しかし、内部を観察した限りでは 200 A までにフレオンの沸とうは認められず、全く異常は生じなかった。励磁電流 200 A のときの発熱量は 1.2 kW であるが、このときに冷媒の温度上昇は 6°C であった。この値はフレオンの流量とその比熱からの計算値 6.0°C と良く一致した。

fig. 3.23 の磁場勾配分布の測定結果によれば、磁極長より外まで磁場がはみ出していることが分る。この実験時の磁極中心部での強度は 2.4 kG/cm であるが、この強度のままですその分布を長方形で表わした場合の実効的な磁極長、すなわち有効磁極長は、実際の磁極長より 11.8 mm 長くなっている。経験的に、

有効磁極長

$$= \text{磁極長} + 1.1 \times \text{磁極内接円半径} \quad (4.18)$$

が成立するとされて³⁹⁾いるが、今回の結果もこれに良く一致している。イオンの軌道解析には、この値が用いられている。

 4.3.2 テープコイル方式

結果は Fig. 3.24 にまとめられている。160 A までの通電を行ない、直線的な励磁特性が得られているが、分割コイルとは原理的に 0.5 巻だけ巻数が異なっているため、その傾きに相違が見られる。また、約 110 A でフレオンの沸騰が始まるのを確認した。これは § 2.4 で述べた様に、分割型よりも冷却効率が低いためである。

図に見られる様に、分割コイルでは励磁電流の増加とともに常に温度の上昇率も増加している。しかしテープコイルでは約 110 A のところで明確な変曲点が観測された。これはフレオンの沸騰が始まったところと一致しており、これ以上の電流では沸騰熱伝達によって冷却効率が良くなることに対応している。

沸とうの状況を観察したところ、約 140 A までならば、生じたフレオンの気泡はコイルを離れると直ちに液相中で再凝縮して消滅することが分った。しかし、さらに電流を上げると気

泡は消えずに磁極とコイルの間に集積し始めるので、コイルが部分的に気相中に露出することになって大変危険である。そのため、試験においても通電は160 Aまでにした。

これらの状況から、実用に耐えうる最大励磁電流は130 A程度と判断した。このときの最も電流密度の高い部分では、 54 A/mm^2 となっている。結局、外径100φのドリフトチューブならばテープコイル方式だと3 kG/cmが限度であることが分った。

以上の結果より、fig. 3.19における入射側から数えて二番目のグループ（できれば三番目のグループも）は分割コイル方式を採用しないと設計値の磁場勾配が得られないことが分った。

4.3.3 長時間の耐久性

1) コイル両端電圧

結果はfig. 3.25に示されてるが、全試験期間を通じて両方式ともに顕著な変化は認められなかった。わずかな変動は電源の不安定性、及びフレオンの温度変化によるものと考えられる。特に、使用した電源は電圧を高くすると安定性の低下が著しく、そのためテープコイルのとき変動が大きくなった。

2) 電流, 電圧特性

結果は fig. 3.26, 27 である。両方式ともに大きな変化はないが、同様にフレオンの温度変化(フレオンは水道水で冷却してゐるので、外気温の影響を受ける)に起因すると思われるわずかな違いが観測された。

3) コイル絶縁抵抗

結果は table 2.2 に示されてゐる。なお、コイルの絶縁破壊を恐れ、抵抗はテスターで測定し、いわゆる絶縁抵抗計は使用しなかった。これより、試験期間中に絶縁抵抗は全く劣化しなかったことが分る。ただし、分割コイルでは絶縁抵抗 $20\text{ k}\Omega$ で試験を開始した。これは予備実験の際に絶縁抵抗計で 500 V をかけたところ、最初 $\infty\text{ M}\Omega$ であったものが $20\text{ k}\Omega$ まで低下したためである。ところが、これは 300 時間後に回復してゐる。

この様に、結果的に両方式の試作品はいずれも 500 時間の最大定格運転中に全く性能を劣化させなかった。従つて両方式の四重極電磁石は、ともに実機に採用し得る耐久性を持つものとして判断した。

以上の様に、ここで開発された四重極電磁石は外径100φのドリフトチューブ内に装荷できる大きさで、最大4kG/cmの磁場勾配を発生した。これは空洞のRF特性とイオン軌道の解析より要求される性能である。従って§1.2の問題点③に対する解答が得られたことになる。

§ 4. 4 設計研究成果のまとめ

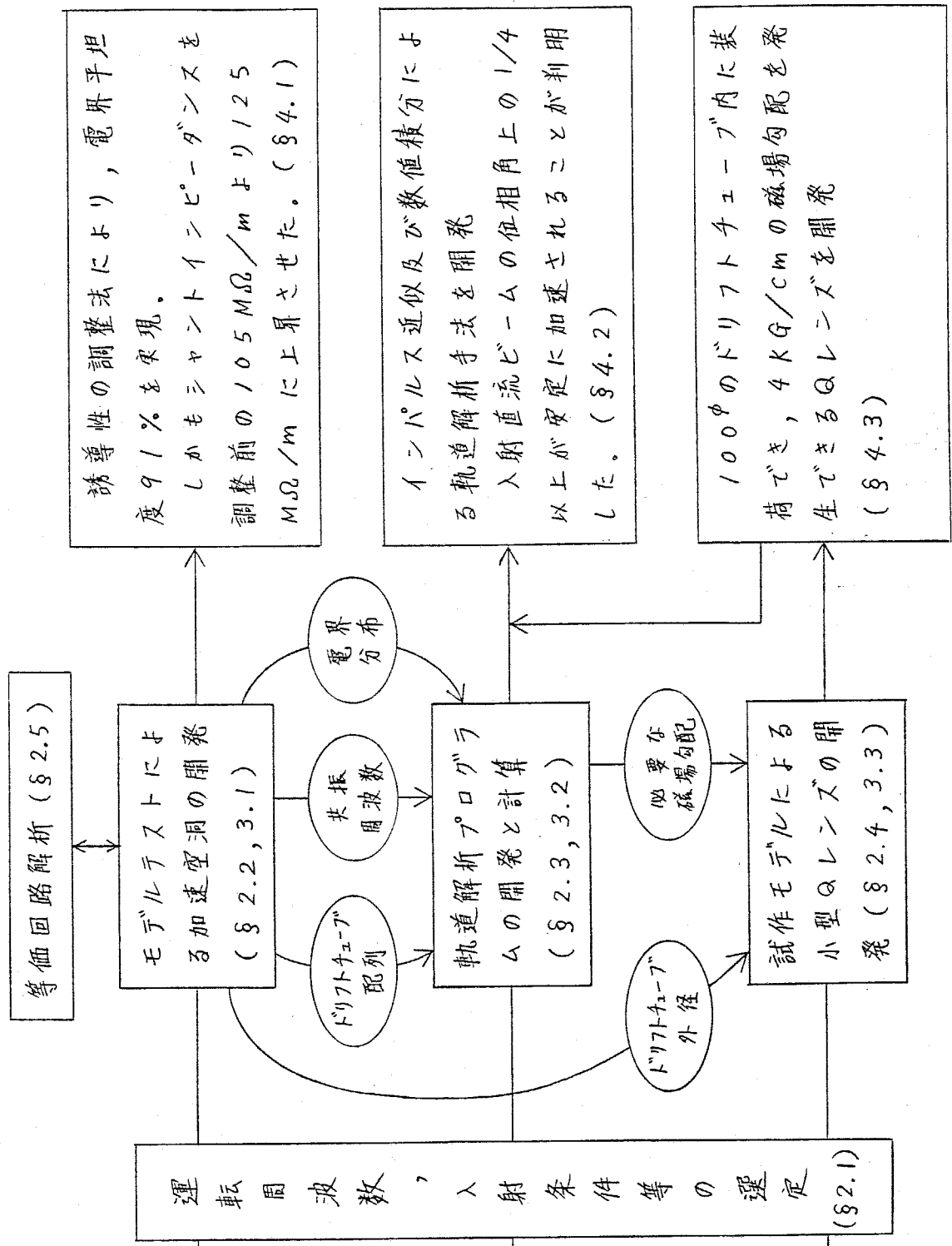
本研究における設計上の問題点，それに対して行なわれた解決の方法，及び得られた結論をまとめて次頁に示す。

これにより，従来までに存在していなかった高電力効率で，エネルギー利得の大きな本格的実用機が設計できることが明らかになった。

過去の研究における設計上の問題点 (§1.2)

- ① シャントインピーダンスを低下させずに電界分布を調整する方法が確立していない
- ② 加速粒子の軌道についての詳細な解析がなされていない
- ③ ビームを集束させるための具体的方法が提案されていない

研究の方法 (§2), 実験, 計算の結果 (§3)



結論 (§4)

§ 4.5 実機の性能について

本研究で提案された設計方法に基づき、実機の詳細設計が行なわれた。建設は1982年より開始され、1984年に完成した⁴⁰⁾。ここではその性能の一部を紹介し、それを設計値と比較することによって設計方法の適用性を調べることにする。

実機の特性は SATO⁴¹⁾により調べられており、ここではその結果についてのみに述べる。測定方法その他については、ref. 41)を参照されたい。

4.5.1 RF特性

Fig. 4.11 に実機の共振周波数、加速電界分布、シャントインピーダンスの測定結果を示す。比較のため設計値も付されている。

1) 共振周波数と電界分布

共振周波数の設計値 48.5 MHz に対して、実機で得られたのは図中にある様に 47.9 MHz であった。これによって、得られるエネルギーは、

$$2.5 \text{ MeV/u} \times \left(\frac{47.9}{48.5} \right)^2 = 2.44 \text{ MeV/u} \quad (4.19)$$

に減少することになる。

一方電界分布("o")は、設計の平坦な分布に対して入射側で高く、出射側で低いものとなった。もちろん実機のドリフトチューブ配列は、設計の電界分布を仮定して決定されている。従ってこの電界分布に対してはイオンの位相運動が乱れ、位相アクセパタンス等の性能が低下する可能性がある。

このような設計値との間のずれは、モデルと実機の空洞内部構造の違いにある。実機ではタンク本体、リッジ、各チューナー等は全てモデルと相似形に製作された(ただし各部の曲率のつけ方等でわずかな違いはある)。しかし、モデルで46セルであったものを44セルにすること、及び採用する電界分布にド

Accelerating Field Distribution

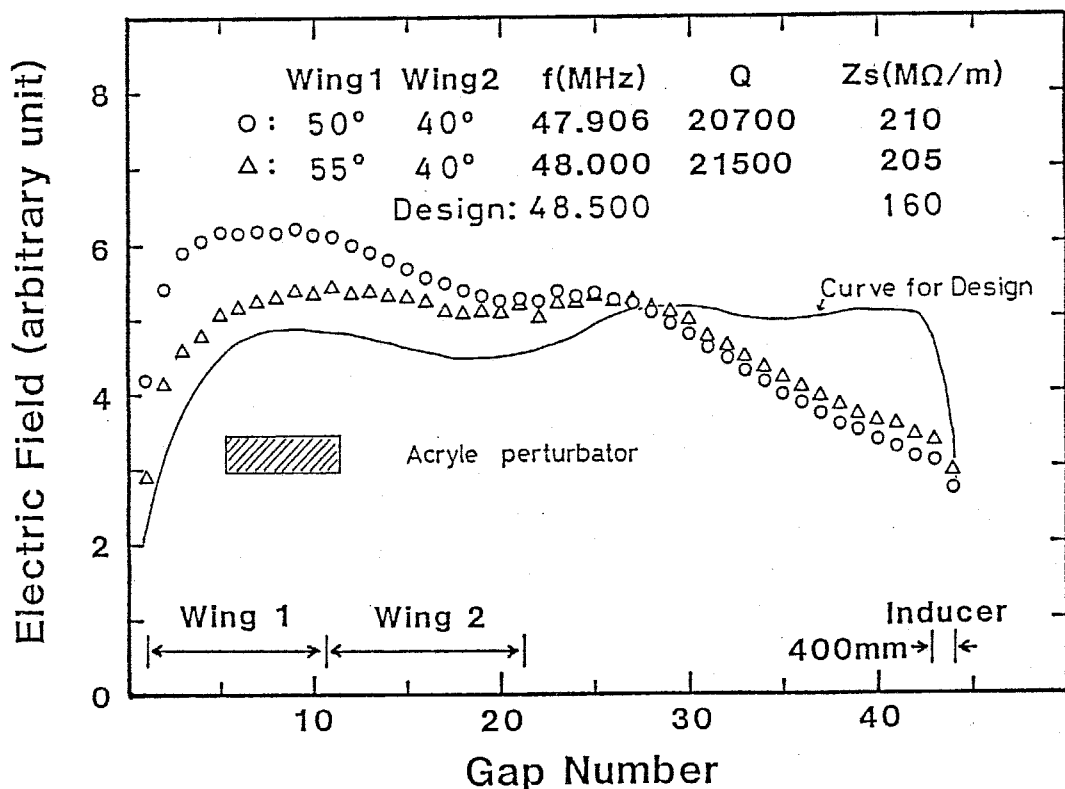


fig. 4. 11 実機の共振周波数, 加速電界分布, 及びシャントインピーダンス⁴¹⁾

リフトチューブ配列を合わせねばならないことにより、各ドリフトチューブの空洞内での位置はモデルと変えざるを得ない。従ってこれ以上設計の精度を向上させるためには第二、第三のモデルを製作して反復的に精度を上げてゆく必要がある。

なお、実機においても Short Circuit Wing の角度は可変に作られてゐる。そのため電界分布については Wing の角度を設計値より少々変えることにより、現在 fig. 4.11 の "Δ" で示した分布にまで近づけることができている。以後に述べるイオンの加速試験は、この電界分布において行なわれている。

また、Magnetic Flux Inducer の長さを調整することによって、出射側の電界を上昇させることも可能である。fig. 4.12 に、最も適当な長さを予想した結果、及びそれによって期待される電界分布を示す³¹⁾。

2) シヤントインピーダンス

§ 4.1 に示した実機のシヤントインピーダンスの予想値、

$$Z_s = 160 \text{ M}\Omega / \text{m}$$

に対して、実機で得られたのは fig. 4.11 に示した様に、

$$Z_s = 205 \text{ M}\Omega / \text{m} \quad (4.20)$$

Accelerating Field Distribution

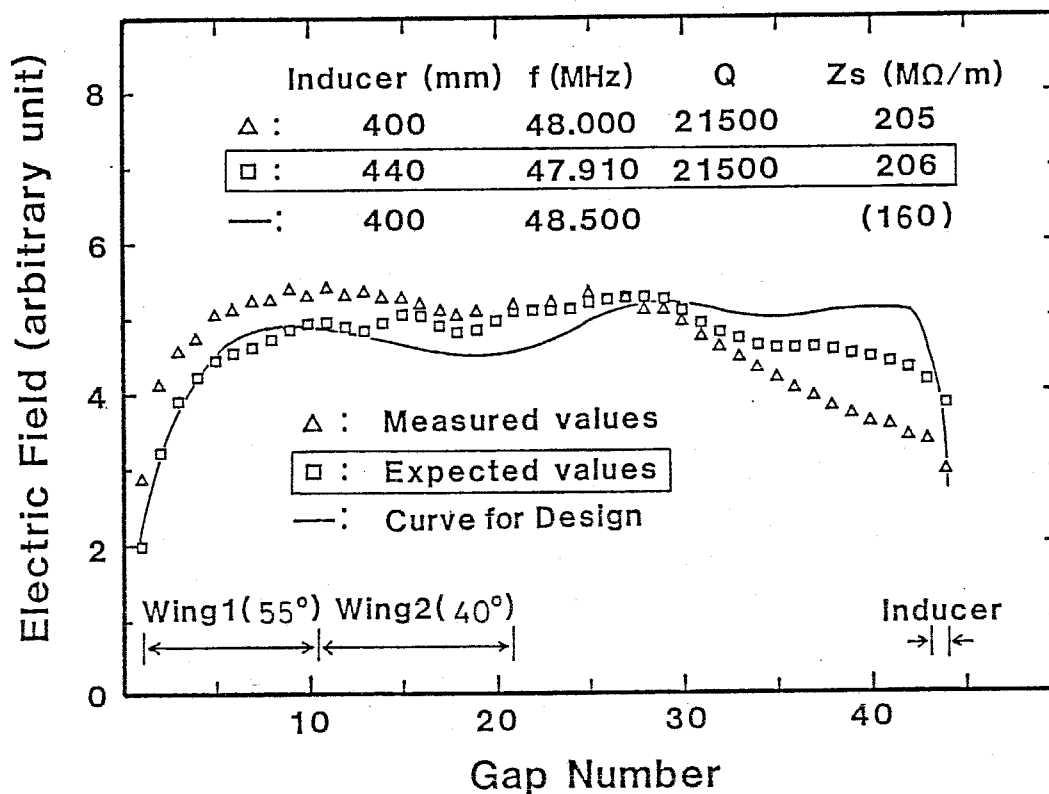


fig. 4.12 Inducer長の増大により期待される電界分布⁴¹⁾

であり、約30%高くなった(なおref. 41)ではいくつかの方法でシャントインピーダンスを求めてゐるが、これはモデル実験と同じアクリル摂動体を用いて測定したものである)。これは実機が各部品間のRF接触に対してより慎重に製作されていることに矛盾しない。

実効シャントインピーダンス Z_{seff} は、Transit Time Factor T を0.91とおいて、

$$Z_{seff} = Z_s T^2 = 170 \text{ M}\Omega / \text{m} \quad (4.21)$$

となる。これは、 β 領域の差があるが、München工大の $150 \text{ M}\Omega / \text{m}$ ²⁰⁾、筑波大学の $137 \text{ M}\Omega / \text{m}$ ²²⁾よりも大

きな値である。また他の型式と比較すると、

fig. 4.13 の様に2倍以上の値となつてゐる。

このシャントインピーダンスによつて、 e/A が $1/4$ であるイオンを加速するのに要する電力

P は、

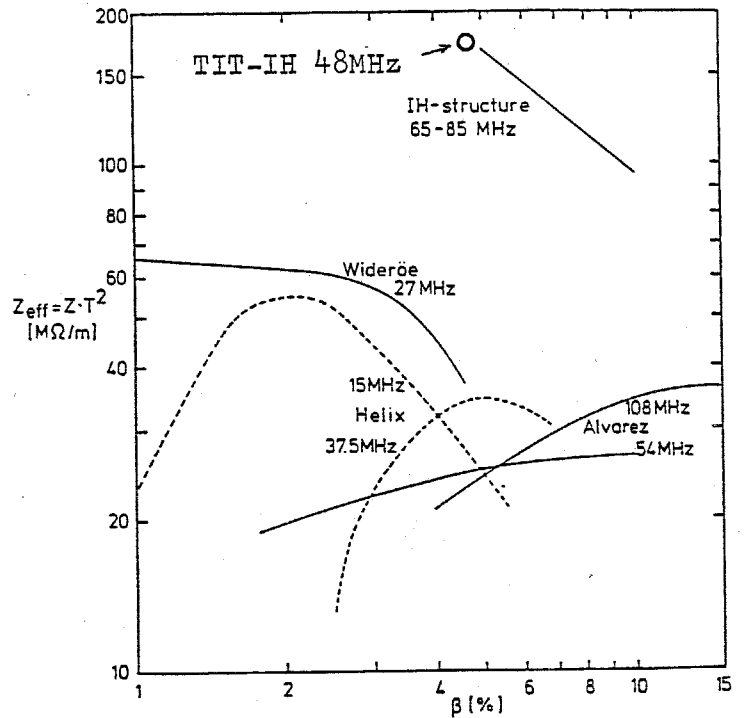


fig. 4.13 β 値とシャント

インピーダンスの関係¹⁰⁾

$$P = \frac{\{4 \times (2.5 \text{ MV} - 0.24 \text{ MV}) / \cos(-30^\circ)\}^2}{170 \text{ M}\Omega / \text{m} \times 7 \text{ m}}$$

$$= 92 \text{ kW} \tag{4.22}$$

で済むことになった。

これは電力消費を節約できる点では望ましい。しかしRF増幅器の最大出力を100kWで製作したため、その能力及びコストが無駄になったと見る見方も可能である。しかし一方では、100kWを導入することにより加速できるイオンの e/A は、

$$e/A = (1/4) \times \sqrt{92/100} = 1/4.3 \tag{4.23}$$

に振がる。つまり、予定よりも重いイオンの加速が可能になる訳で、むしろこの場合は極めて好ましい結果である。

4.5.2 イオンの加速特性

前に述べた様に、イオンの加速試験は *fig. 4.11* の "Δ" で示された電界分布において行なわれた。

1) 入射イオンの透過率

上に述べた様に、電界分布が設計値と異なっているために、位相アクセプタンスの低下が心配される。そこでライナックへの入射イオンの透過率が測定され、その影響が調べられた。結果は *fig. 4.14* である。ドリフトチューブ内の四重極電磁石の磁場勾配は、*fig. 3.19* に示した設計値に合わせてある。横軸はライナックへの入力電力で、加速粒子はプロトンである。

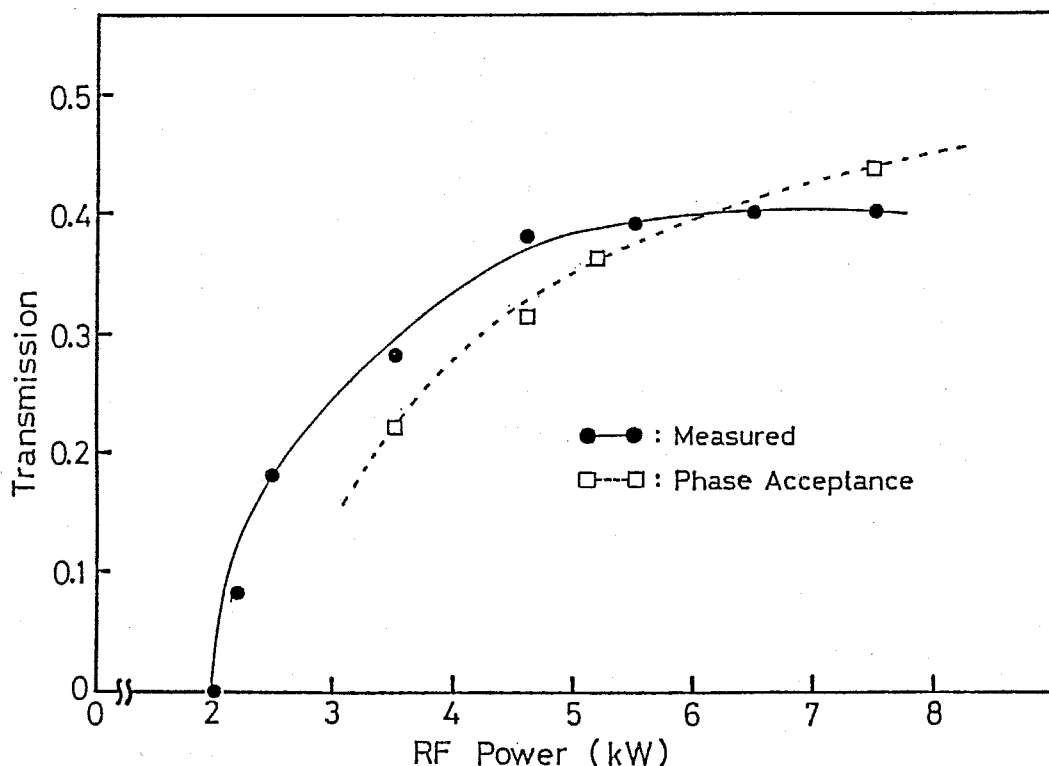


fig. 4.14 入力電力に対するイオンの透過率の変化⁴¹⁾

LINOR IIによる位相アクセプタンス (x, y 方向のアクセプタンスの共通部分の広さが $30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ を越えない領域)の計算値も示されている。これによれば、プロトン加速に対する所定の入力電力 5.8 kW において、

$$\text{透過率} = 0.38 \quad (4.24)$$

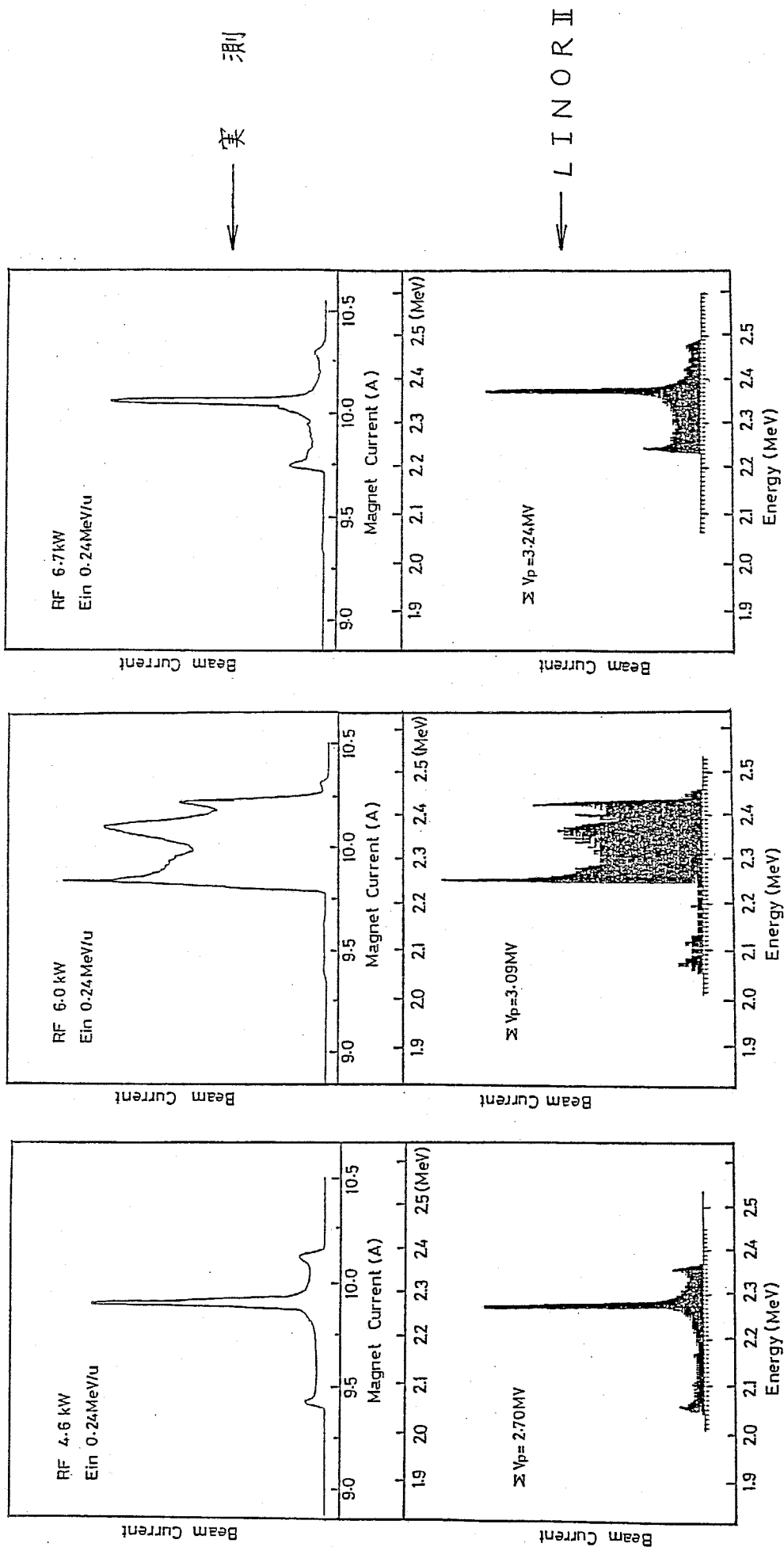
が得られている。これは透過率の設計値、 $1/4$ を上回っている。LINOR IIによる計算結果も同様な値を示しており、電界分布の設計値からのずれは実用上大きな問題とはならないことが分った。

2) 出射エネルギースペクトル

種々の入力電力に対する出射エネルギースペクトルの測定値、及びLINOR IIによる計算結果を fig. 4.15 に示す。ここでも加速粒子はプロトンである。これによつて、ほぼ所定のエネルギーが実際に得られていることが確認された。また、計算結果は実験で得たスペクトルの形状を非常に良く再現している。

3) 重イオン加速

加速が予定されているイオンの中で、最も重いイオンの一つである ^{35}Cl イオンの加速が行なわれた。出射エネルギースペ



実測

LINOR II

fig. 4. 15 入力電力に対する出射エネルギースペクトルの変化 (4)

クトルの測定結果を fig. 4.16 に示す。100 kW までの電力導入は、この時点ではまだ行なわれていない。

ライナック入射前の炭素箔ストリッパで生じた何種類かの Z/A を持ったイオンが同時に加速されていることが分る。すでに 35 kW で $^{35}\text{Cl}^{9+}$ ($Z/A = 1/3.9$)、45 kW では $^{35}\text{Cl}^{8+}$ ($Z/A = 1/4.4$) が所定エネルギーの近くまで加速されている。

以上の様に、空洞の共振周波数及び電界分布が設計とやや違っていたものの、加速エネルギーやアクセプタンス等に重大な影響は出ていない。基本的には設計通りに、IH型構造の特長である高いシャントインピーダンスを損なうことなく、高い加速率のライナックを実現することができた。

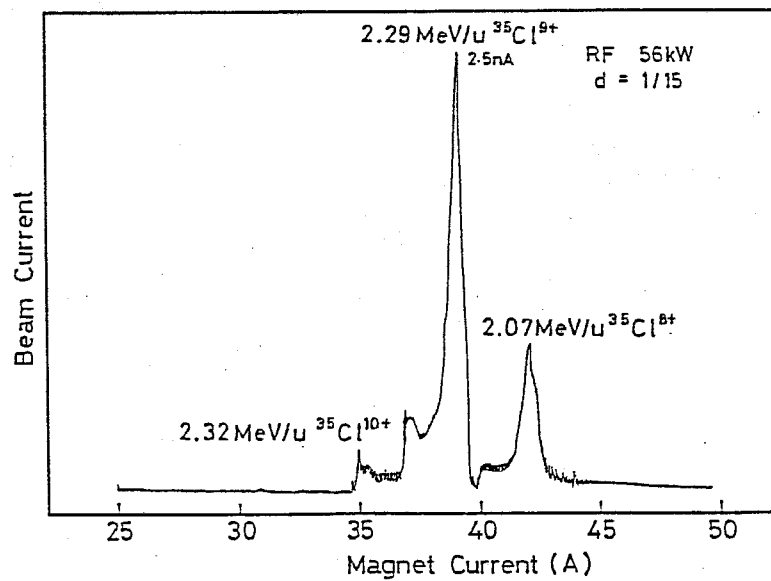
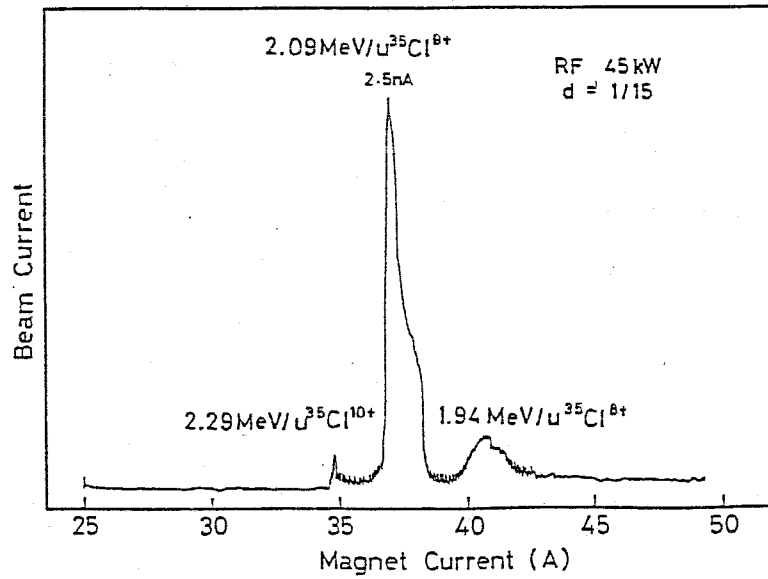
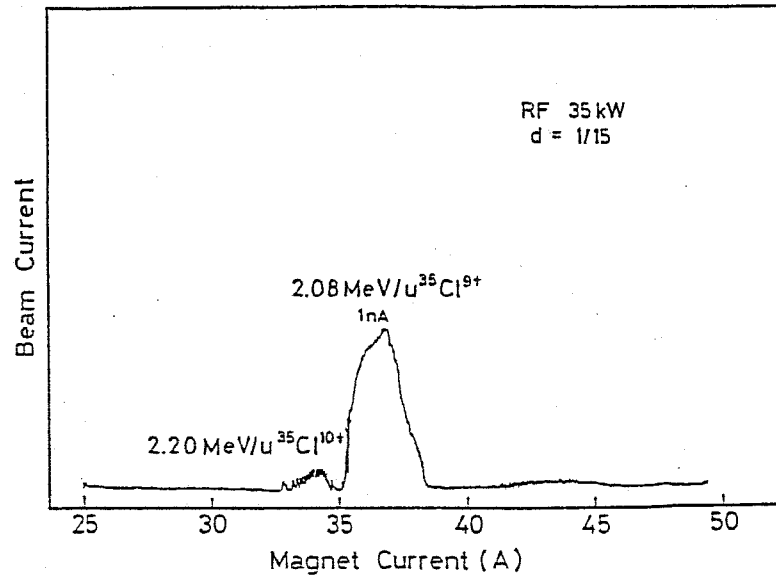


fig. 4.16 Clイオンの出射エネルギースペクトル⁴¹⁾

付録I　ブースター方式との比較

§4.5で述べた実機の初期データの示す様に、IH型加速構造を採用し、かつ位相安定性を用いて加速を行なう方式は実用に足り得ることが分った。一方、Munich工大^{10, 20)}、筑波大学²²⁾で稼働中のブースター方式(安定位相を 0° とし、集束用四重極電磁石を省略する)にも利点がある。それは主に、

- ① 四重極電磁石の開発を要しない。
- ② ドリフトチューブ径を小さくできるので、シャントインピーダンスをさらに高くできる。

こと等である。ここでは仮にこのブースター方式を採用して本研究と同様な加速器システムを設計した場合、どのような性能が得られるかについて述べる。

I.1　入射エネルギーの設定

ブースター方式にとって重要なのは、入射エネルギーをできるだけ上げておき、ライナック本体による加速率をできるだけ小さくすることである。一方、ブースター方式では空洞の構造が単純になることから、仮に同じ大きさでもライナック本体の価格は低減できるであろう。従って、より高エネルギーの入射器を採用できる可能性が出てくる。もちろん、それはエミッタンスの小さいビームを供給できる静電型でなければならない。

現在市販されているタンデムの中で、本研究で採用したものの（端子電圧 1.6 MV）の次に高い端子電圧を持つものは、米国 High Voltage Engineering 社の TTT-3（端子電圧 3 MV）である。これを採用すれば、入射 β 値を大幅に向上させられる。しかしこのタンデムの価格は、採用したものの 3 倍以上であり、現実的でない（システム全体に占める 1.6 MV タンデムの価格の割合はおおよそ 30% である）。従って、入射器をこれ以上強化することは、経済的に言って困難である。

一方、本学には過去 15 年にわたって稼働してきた 4.75 MV のシングルエンドのヴァンデグラフ加速器がある。ここでは、1980 年より本格的に重イオンの加速を開始し、多方面に利用されている。そこでこの加速器で得られる重イオンビームを IH 型のブースターで加速するという案も考えられる。この加速器に対しては、多価重イオン源として冷陰極 PIG 型が開発され、在来の RF 型よりもはるかに高い多価イオン収率が得られている⁴²⁾。しかし、シングルエンドの加速器ではイオン源は小型、低消費電力とせざるを得ず、大気中接地電位の大型イオン源で得られている様な多価イオンは得られない。本研究で加速対象としている $A \leq 40$ のイオンを、この 4.75 MV ヴァンデグラフで加速することを考えてみる。本研究では § 2.1 の fig. 2.2 の様に、炭素箔ストリッパー前で目的とするエ

エネルギーのイオン収量を 100 p n A のオーダーとしている。
 しかし、ref. 42)によれば、この電流量に達し得るのは高々
 2価のイオンまでである。従って、これを加速して得られる核
 子当りのエネルギーは、

$$4.75 \times 2 \div 40 = 0.238 \text{ MeV/u}$$

となって、本研究の様に 1.6 MV タンデムを採用した場合と
 殆んど同じである。従って、ここでも入射エネルギーは 0.24
 MeV/u と仮定する。

I. 2 運転周波数, 電界分布

安定位相を 0° にとれば、原理的にはギャップのRF発散力が
 ゼロとなるので、ドリフトチューブ内の四重極電磁石は不要
 となる。したがって、ドリフトチューブは短くできる。従って
 本研究の場合よりも運転周波数を高くできる。しかし、§ 2.1
 の table 2.2に見られる様に、例えば 100 MHz を採用す
 れば第1セルの長さは 34 mm となる。従ってドリフトチュー
 ブの内径を小さくしなると Transit Time Factor が大
 幅に低下する。一方、動径方向の集束作用がないのでドリフト
 チューブの内径は本研究の場合 (23ϕ) より大きくとりたい。
 従ってここでは位相安定性を使っている本研究の場合との比較

の意味からも、同様に 48.5 MHz を仮定する。

また、加速電界分布も同様に一定とする。ドリフトチューブの内径については、筑波大学²²⁾の値を採用して 25ϕ とする。加速イオンの g/A については本研究と同様に $1/4$ とする。

ここで、設計仕様をまとめておくと、

入射エネルギー : 0.24 MeV/u

運転周波数 : 48.5 MHz

g/A : $1/4$

ドリフトチューブ内径 : 25ϕ

電界分布 : 全ギャップで一定

である。なお現実的な出射エネルギーは、以降で決定される。

Ⅰ. 3 イオンの軌道運動とシャントインピーダンス

上の設計仕様に従って、 $\varphi_s = 0^\circ$ 、ドリフトチューブ内の四重極電磁石なし、というブースター方式の運転を仮定してドリフトチューブテーブルを作成し、この構造の軌道解析を行なった。出射エネルギーについては 2.5 MeV/u の他、 2.0 、 1.5 、 1.0 MeV/u の場合に於いて計算した。同時に、§ 2.1 の (2.5) 式によりシャントインピーダンスの予想値を計算した。なお、この式は ref. 10) の様な形状の空洞(ブースター方式)に対して実測値を良く再現することが分って

いる。これらの結果をまとめて table I. 1 に示す。

これによると、やはりブースター方式ではドリフトチューブの径を小さくできるので、高いシャントインピーダンスが期待できるのが分る。ところが位相アクセプタンス、及び γ 方向アクセプタンスに於いては、位相安定性を用いた場合に比べて極めて小さくなる。位相アクセプタンスだけから考えても、ブースター方式では入射直流ビームの $1/10$ も加速できず、従ってビームバンチャーは不可欠となる。又、 γ 方向のアクセプタンスに於いても、本研究で仮定している入射ビームのエミッタンス $30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ をカバーできるのは最終エネルギーを $1 \text{ MeV}/\mu$ としたときだけである。なお、実効的な γ 方向のアクセプタンスは、位相アクセプタンス内の全ての入射位相に対する共通部分であるから、表中の値より大幅に減少する。これらの結果より、ブースター方式では位相安定性を用いた場合に比べてイオンの透過率が一桁程度低下することは確実と考えられる。

一方、table I. 1 は空洞内の電界分布が設計値と全く同じであるという理想的な場合を仮定している。しかし前章の例が示す様に、この仮定は現実的でない。そこで実際の電界分布が設計値と異なった場合を想定し、ブースター方式の適応性を調べてみた。一例として、fig. I. 1 の様に空洞端部で $\pm 5\%$

加速方式	出射エネルギー (MeV/u)	ギャップ数	位相アークセ プタンス*1 (deg)	ス-ツアーク セプタンス (mm·mrad)	Transit Time Factor (平均)	Zs _{eff} (MΩ/m)
位相安定性を 用いた場合	2.5	44	98	99π	0.91	170 ^{*3}
	1.0	21	34	52π ^{*2}	0.86	303 ^{*4}
ブースター方式	1.5	30	27	27π ^{*2}	0.87	258 ^{*4}
	2.0	37	23	27π ^{*2}	0.87	227 ^{*4}
	2.5	44	20	27π ^{*2}	0.88	205 ^{*4}

*1) 出射エネルギーが、その最大値の近傍で±1%の範囲に入る様な入射位相の領域の広さ。

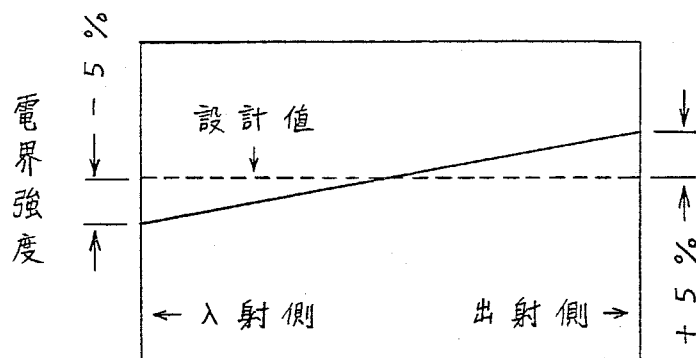
*2) 安定位相0°で出射したときの値で、ス-ツ方向の平均。

*3) 実測値。

*4) (2.5)式で ref.10)と同様に $\langle H^2 \rangle / \langle H \rangle^2 = 0.85$, $\alpha = 1.25$, $\beta = 1.5$ と仮定した。

table I.1

ずれている様な電界分布を与え、同様な解析を行なった(前節における設計値との間のずれは、これよりはるかに大きい)。結果を table I. 2 に示す。



ギャップ番号

fig. I. 1

table I. 2

予定の出射エネルギー (MeV/u)	得られる出射エネルギー (MeV/u)	位相アクセプタンス (deg)
1.0	1.0	23
1.5	1.4	7
2.0	1.2	6
2.5	1.0	4

これによると、予定のエネルギーが得られるのは、最終エネルギーを 1.0 MeV/u とした場合のみである。しかも、この場合でも位相アクセプタンスは大幅に低下している。位相安定性がないために、これ以上の加速を行なおうとするとイオンは減速される位相に入ってしまう(加速器としての意味をなさなくなっている(従って出射予定エネルギー $1.5 \sim 2.5 \text{ MeV/u}$

に於いての計算結果は殆んど無意味である)。

以上の計算結果より、ブースター方式の運転が現実的であるのは、この場合高々 $1 \text{ MeV}/u$ までの加速に限られると考えられる。逆に、本研究並みの加速エネルギーを得ようとするれば、どうしても入射用タンデムを大型のものとせざるを得ず、建設費は大幅に上昇する。

以上の考察より、位相安定性を用いた場合とブースター方式の場合の有利な点、不利な点を比較して表にすると次の様になる。

table I. 3

方 式	開発要素 の大小	建設費*)	イオン加速率 (β_{out}/β_{in})	シャント インピーダンス	アクセプタンス
位相安定性と四重 極電磁石を使う	×	○	○	×	○
ブースター	○	×	×	○	×

○：有利な点， ×：不利な点

*) 同等な性能を出す場合の建設費

従って、大型のタンデムを所有してゐない現状に於ては、本研究で論じた位相安定性を用いる方式の方が有利であると考えられる。

付録Ⅱ 本研究で得られた設計法の応用例

本研究で提案された設計法は、特に高い加速率のIH構造に対応できることが特色であるが、加速率の小さいブースターに於いてももちろん適用できる。特に、従来ブースターに用いられてきた容量性の電界分布調整法に対して、誘導性の電界分布調整法を用いることによって、より高いシャントインピーダンスの実現が期待できる。

現在、§4.5でその特性を述べたライナックで得られる $2.4 \text{ MeV}/u$ のイオンを、 $3.4 \text{ MeV}/u$ まで追加速するためのIH型ブースターの設計が行なわれている。table II.1にその仕様を示す。

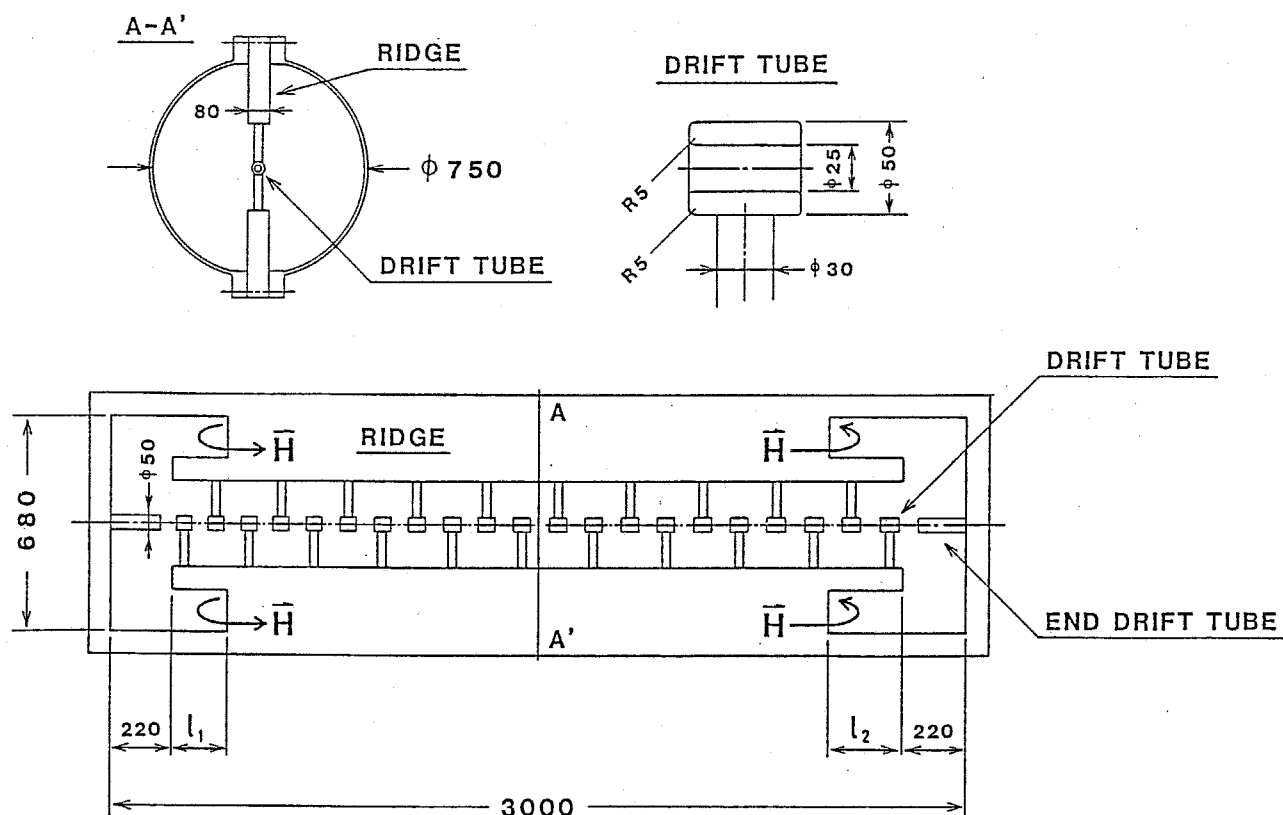
table II.1

入射エネルギー	: $2.4 \text{ MeV}/u$
出射エネルギー	: $3.4 \text{ MeV}/u$
運転周波数	: 96 MHz
安定位相	: 0°
加速イオンの z/A	: $1/4$

主加速器との位置関係やビームの入射条件等の詳細についてはref. 43)を参照されたい。入射 β 値は主加速器のそれに比べて3倍以上高い、また、主加速器よりのビームはバンチして

いる。そこで、ここでは運転周波数を主加速器の正確に2倍とし、シャントインピーダンスの向上を図るとともに、バンチしたビームを効率良く加速できるようにした。

空洞の基本的構造を fig. II. 1 に示す。München 工大¹⁰⁾、筑波大学²²⁾と同様にタンク側面の両側からリッジを立てた方式をとっている。しかし電界分布の調整には、主加速器で用いた Magnetic Flux Inducer を用いている。なお、ここではイオンの加速率が低く、入口側への電界の集中も少ない。そこで入口側、出口側とも Inducer のみで調整を行なうことにした。さらに § 4. 1 で得られた結論に基づき、電圧が各ギャ

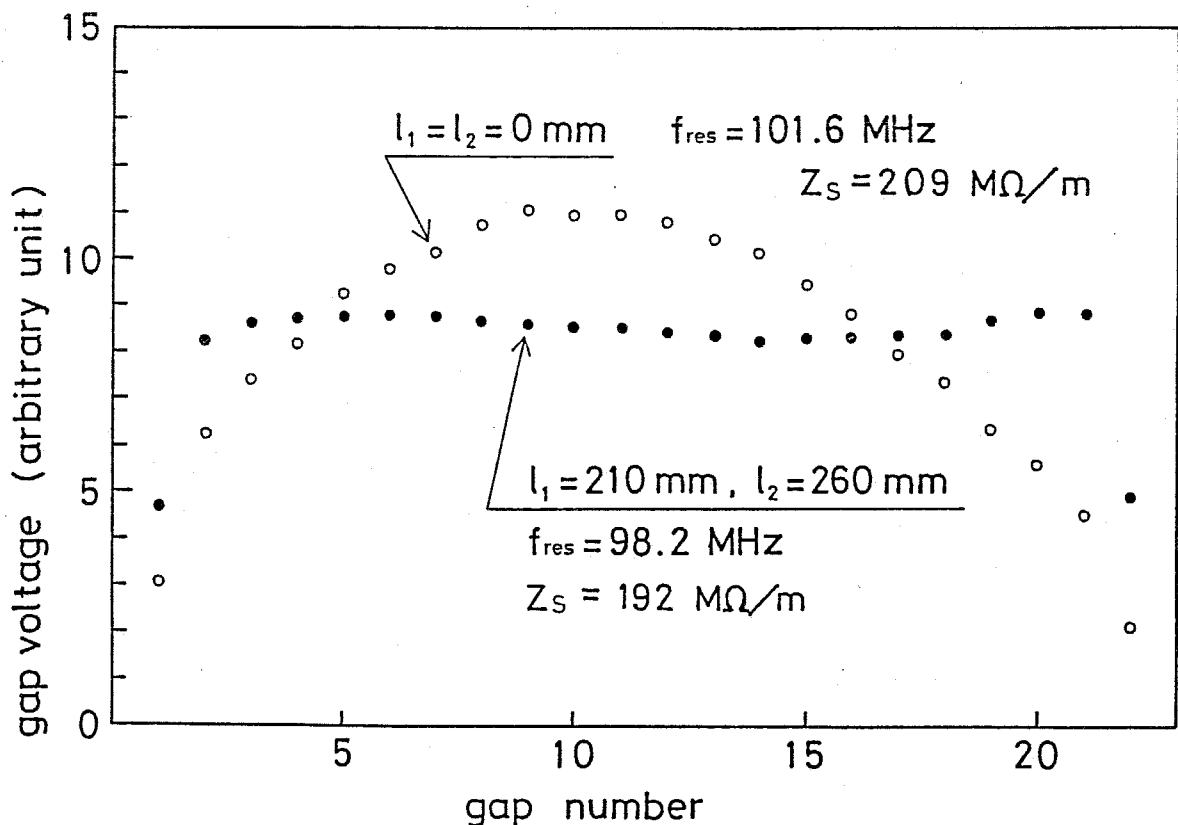


II. 1 IH型ブースターの構造

アップで一定になる様に電界分布を調整した。

fig. II. 2 に 1/2 スケールモデルによる電界分布の調整例を示す。縦軸は電圧に変換されている。これによれば、Magnetic Flux Inducer 長の調整により両端のギャップを除いてほぼ一定な電圧分布が得られている。シャントインピーダンス及び共振周波数の値は実機に換算されている。

調整前の電界分布は、§ 3. 1 の fig. 3. 1 に示した主加速器の場合ほど局所的に偏っている。従って電界分布を平坦化しても電力効率は余り変わらず、かえってシャントインピーダンスは下がっている。しかし § 2. 1 の (2. 6) 式に従って共



II. 2 IH型ブースタにおける電界分布の調整例

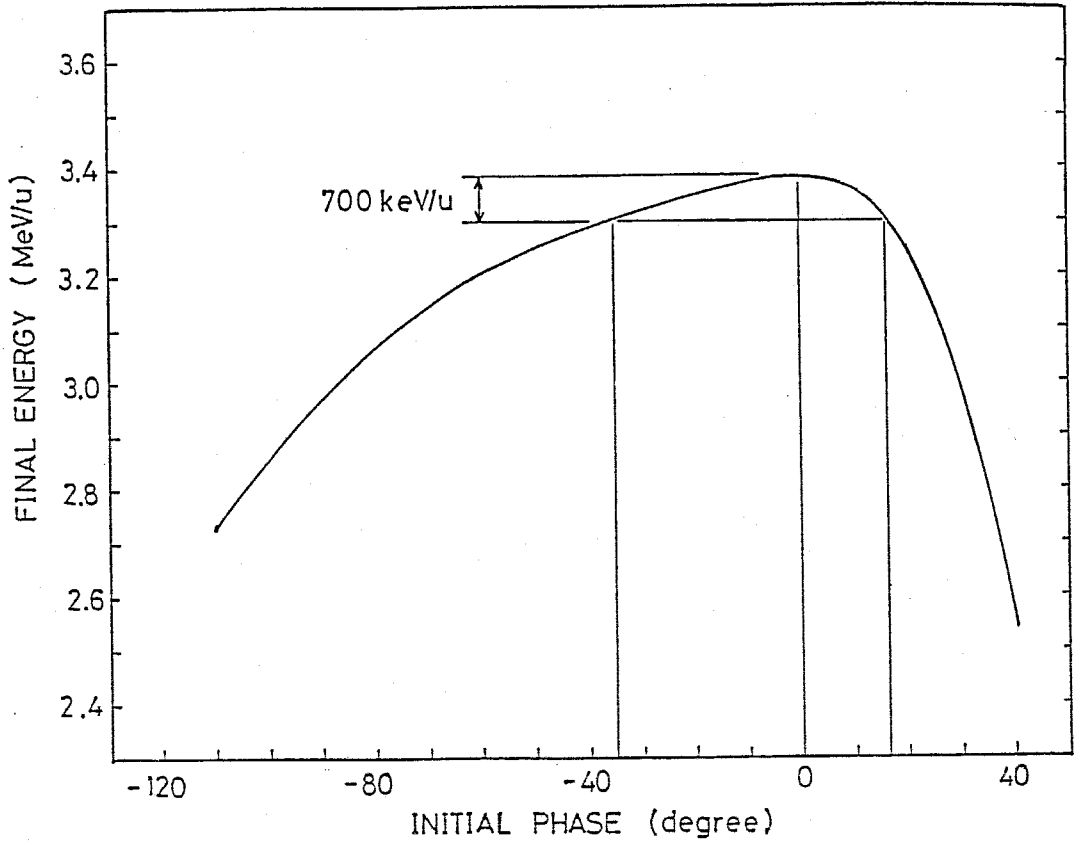
振周波数の効果を考慮すれば、

$$\begin{aligned} \text{調整前} &: 209 \text{ M}\Omega / \text{m} \times (98.2 \text{ MHz})^{3.5} \\ &= 1.96 \times 10^9 (\text{M}\Omega / \text{m} \cdot \text{MHz}^{3.5}) \end{aligned}$$

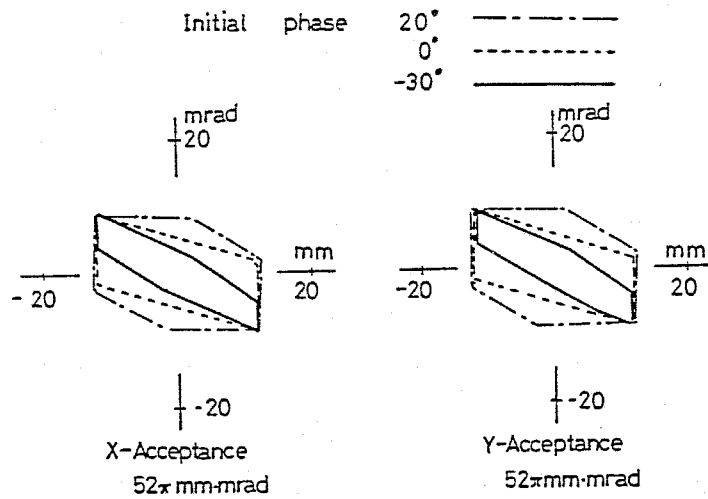
$$\begin{aligned} \text{調整後} &: 192 \text{ M}\Omega / \text{m} \times (101.6 \text{ MHz})^{3.5} \\ &= 2.03 \times 10^9 (\text{M}\Omega / \text{m} \cdot \text{MHz}^{3.5}) \end{aligned}$$

となって、調整後の方がやや効率は改善されているといえる。

fig. II. 3 には LINOR II を用いた軌道計算の結果の一例を示す。位相アクセプタンスとして、出射エネルギーが $\pm 1\%$ の範囲に収まる様な入射位相の領域をとれば、この広さは約 50° となる。これにより、バンチした主加速器よりのビームの約 60% を捕獲することが可能である。また、 θ 方向のアクセプタンスは、入射ビームのエミッタンスを十分にカバーしている。



入射位相に対する出射エネルギー



$$\left(\begin{array}{l} \text{入射ビームのエミッタンス} \\ X : 43\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad} \\ Y : 5\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad} \end{array} \right)$$

X, Y方向アクセプタンス

謝

辭

本研究の全般にわたって終始懇切な御指導を頂きました新井栄一教授に深く感謝します。

服部俊幸助教授には実験，計算をはじめ，あらゆる点で熱心な御指導を頂いたことに心より感謝します。

理化学研究所，小寺正俊主任研究員には，本論文をまとめるにあたって数々の有益な助言を頂いたことに深く感謝します。

東大核研，平尾泰男教授には，特に本研究の初期段階において多大な御指導，御援助を頂いたことに感謝します。

理化学研究所，後藤 彰氏には，軌道解析プログラム開発において絶大な御協力を頂きました。

エネルギー科学専攻，小川雅生助教授をはじめ小川研究室の皆様には，主に入射器に付いて御教示を頂きました。

林 和孝氏（現三菱電機）には，モデル実験と軌道計算について多大な御協力を頂きました。

新井・服部研究室，並びに理学部ヴァンデグラフ実験室の諸氏には，あらゆる面で御援助を頂きました。

以上の方々に心より感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 日本物理学会編：加速器とその応用（丸善，1981）
- 2) 小寺正俊：学位論文 東京工業大学（1984）
- 3) R. WIDERÖE : Archiv für Elektrotechnik 21
(1928) 387
- 4) L. W. ALVAREZ , H. BRADNER , J. V. FRANCK ,
H. GORDON , J. D. GOW , L. C. MARSHALL ,
F. OPPENHEIMER , W. K. H. PANOFSKY , C. RICHMAN
and J. R. WOODYARD : Rev. Sci. Instr. 26
(1955) 111
- 5) P. M. LAPOSTOLLE and A. L. SEPTIER : Linear
Accelerators (North Holland Pub. Comp., 1970)
- 6) R. M. MAIN : IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-16 ,
No. 3 (1969) 791
- 7) G. NASSIBIAN, J. R. BENNETT , D. BROADBENT ,
S. DEVONS , R. W. R. HOISINGTON and V. E. MILLER :
Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 1316
- 8) C. BIETH , A. CABRESPINE , CH. GOLDSTEIN ,
I. BOSSER and I. ARIANER : 1966 Proton Linear
Accelerator Conf. , Los Alamos, LA3609, 508
- 9) D. BÖHNE : 1976 Proton Linear Accelerator
Conf. , Chalk River , 2
- 10) E. NOLTE , G. GESCHONKE , K. BERDERMANN ,
R. OBERSCHMID , R. ZIERL , M. FEIL , A. JAHNKE ,
M. KRESS and H. MORINAGA : Nucl. Instr. and
Meth. 158 (1978) 311

- 11) M. BRES , A. CHABERT , J-C. GAVET , D. T. TRAN ,
B. VEYRON and G. VOISIN: IEEE Trans. Nucl.
Sci. , NS - 16 , No. 3 (1969) 372
- 12) M. BRES , A. CHABERT , F. FORET , D. T. TRAN and
G. VOISIN: Particle Accelerators 2 (1971)
17
- 13) J. POTTIER : IEEE Trans. Nucl. Sci. , NS - 16 ,
No. 3 (1969) 377
- 14) J. POTTIER : Revue de Physique Appliquée 12
(1977) 1601
- 15) A. CHABERT , G. Voisin and J. POTTIER : Nucl.
Instr. Meth. 115 (1974) 471
- 16) P. M. ZEIDLITS and V. A. YAMNITSKII : Plasma
Phys. 4 (1962) 121
- 17) L. I. BOLOTIN , V. A. BOMKO , E. I. REVUTSKII
and I. S. SIDORENKO : Sov. Phys. Tech. Phys.
6 , No. 12 (1962) 1043
- 18) V. A. BOMKO and E. I. REVUTSKII : Sov. Phys.
Tech. Phys. 9 , No. 7 (1965) 973
- 19) V. A. BOMKO , E. I. REVUTSKII , L. I. BOLOTIN :
Sov. Phys. Tech. Phys. 9 , No. 7 (1965) 979
- 20) E. NOLTE , R. GEIER , W. SCHOLLMEIER and
S. GUSTAVSSON : Nucl. Instr. Meth. 201 (1981)
- 21) T. WEIS , H. KLEIN and A. SCHEMPF : IEEE Trans.
Nucl. Sci. NS - 30 , No. 4 (1983) 3548
- 22) K. FURUNO , T. KOMATSUBARA , T. KIMURA , Y. FUKUCHI ,
T. NAKAGAWA , W. Yokota , M. OGIWARA , T. AOKI ,
Y. NAGASHIMA , T. Ishihara , S. SEKI , M. YAMANOUCHI
: Proc. 8th Symp. on Ion Sources and Ion -
Assisted Technology , Tokyo (1984) 171

- 23) Y. HIRAO : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS - 26,
No. 3 (1979) 3736
- 24) T. FUKUSHIMA, T. HATTORI, T. HORI, K. SATO,
E. TOJYO and K. YOSHIDA : Proc. 1981 Linear
Accelerator Conf., Santa Fe, 296
- 25) S. YAMADA, T. HATTORI, T. FUJINO, T. FUKUSHIMA,
T. MORIMOTO, E. TOJYO, K. YOSHIDA and
T. MURAKAMI : Proc. Int'l Ion Engineering
Congress, Kyoto (1983) 635
- 26) S. YAMADA, T. HATTORI, T. FUJINO, T. FUKUSHIMA,
T. MURAKAMI, E. TOJYO and K. YOSHIDA : Proc.
1984 INS Int'l Symp. Heavy Ion Accelerators
and Their Applications to Inertial Fusion,
Tokyo, 406
- 27) K. HALBACH and R. F. HOLSINGER : Particle
Accelerators 7 (1976) 213
- 28) A. B. WITTKOWER and H. D. BETZ : Atomic Data
5 (1973) 113
- 29) A. ZUCKER : Nuclear Reactions induced by Heavy
Ions (1970) 583
- 30) S. W. KITCHEN and A. D. SCHELBERG : J. Appl.
Phys. 26, No. 5 (1955) 618
- 31) 鈴木寛光 : 卒業論文 東京工業大学 (1985)
- 32) C. A. ガレビア : 境界要素法入門 (培風館, 1980)
- 33) D. BÖHNE and UNILAC - Group : IEEE Trans.
Nucl. Sci. NS - 16, No. 3 (1969) 380
- 34) Study Group of NUMATRON : NUMATRON,
Institute for Nuclear Study, University of
Tokyo (1977) 160

- 35) M. ODERA, Y. CHIBA, T. TONUMA, M. HEMMI, Y. MIYAZAWA, T. INOUE, T. KAMBARA, M. KASE, T. KUBO and F. YOSHIDA: *Nucl. Instr. Meth.* 227 (1984) 187
- 36) A. GOTO, M. KASE, Y. YANO, Y. MIYAZAWA and M. ODERA: *Lecture Notes in Physics* 215 *Proceedings, Berlin* (1983) 530
- 37) 逸見政武, 宮沢佳敏, 井上敏彦, 小寺正俊: *理研報告* 59 (1983) 79
- 38) W. D. KILPATRICK: *UCRL-2321* (Sept., 1952)
- 39) 裏克己: *電子光学* (共立出版, 1979) 127
- 40) 眼部俊幸, 小栗慶之, 新井栄一, 奥田成明, 上田和宏: *第9回リエアツク研究会報文集*, 京都大学化学研究所 (1984) 70
- 41) 佐藤潔和: *修士論文* 東京工業大学 (1985)
- 42) E. ARAI, K. HAYASHI, Y. OGURI, QIU-QI, K. SATO, M. OGAWA, H. MIYASAKA: *Nucl. Instr. Meth.* B5 (1984) 58
- 43) 密本俊典: *卒業論文* 東京工業大学 (1985)