

Design report

## 150MeV FFAG シンクロトロン電磁石

PoP FFAG シンクロトロンのスケールアップとして、また医学利用、工業利用など汎用機のモデル機を目指した、陽子ビームで取り出しエネルギー150MeVのFFAG シンクロトロンの電磁石設計を行った。

### 1 150MeV FFAG シンクロトロンの概要

150MeV FFAG シンクロトロンの全体図を図1に示す。入射器として $H^-$ ビームでエネルギー12MeVのサイクロトロンを用いる。ビーム入射は荷電変換入射法によって行い、ビーム取り出しはキッカー電磁石及びセプタム電磁石による。150MeV FFAG シンクロトロンでは二台の高周波加速空洞を用いて19kV/turnの高周波電圧によって、繰り返し250Hzを目指す。

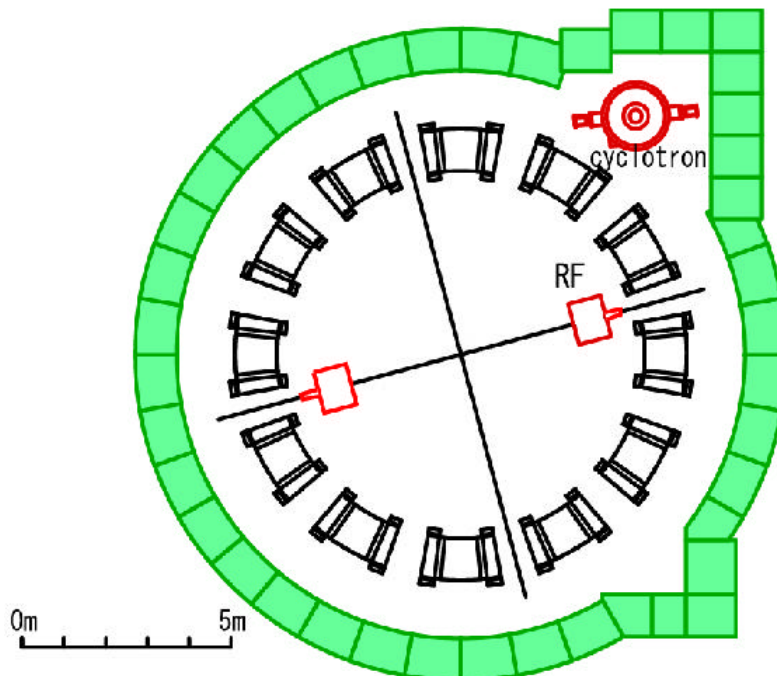
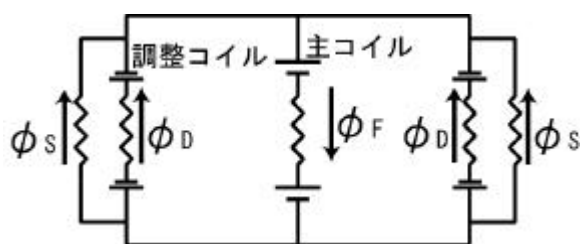
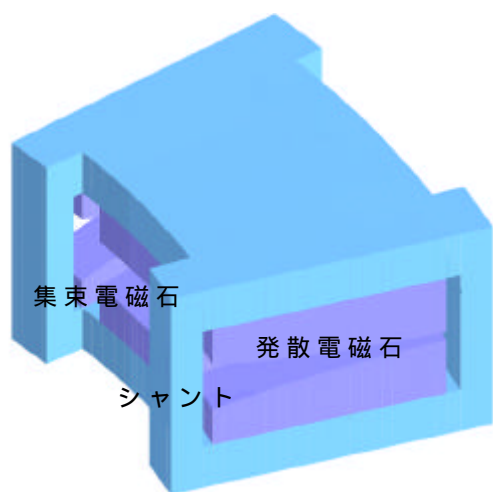


図1 . 150MeV FFAG シンクロトロン全体図

## 2 “ヨークフリー型”電磁石

150MeV FFAG シンクロトロンに於ける電磁石には、図 2(a)に示されるように、真ん中の集束電磁石のリターンヨークを取り除いた形状を採用した。このような形状の電磁石では図 2(b)のような磁気回路が形成される。主コイルは真ん中の集束電磁石に集束磁場をつくとともに、そのリターンとして両端の発散電磁石に逆向きの磁場を作る。発散電磁石につけられた上下の磁極をつなぐヨーク（シャント）は支柱の役割を果たすと同時に、その面積に応じて発散磁場の磁束を減らし FD 比を決める。さらに、調整コイルによっても FD 比を微調整できるようになっている。

このような形状によって、内側及び外側ともにビームをさえぎるヨークがなくなり、電磁石のある部分でも入射や取り出しが可能となる。加えて実用上の利点として、電磁石の重量も大幅に減らすことができる。FFAG シンクロトロンでは、以前からビーム入射及びビーム取り出しの困難が指摘されていたが、ヨークフリー型電磁石によってこの問題の大部分が解決される。



F : 集束電磁石の磁束  
D : 発散電磁石の磁束  
S : シャント中の磁束

(a)ヨークフリー型電磁石外観

(b)ヨークフリー型電磁石の磁気回路

図 2 . ヨークフリー型電磁石

## 3 線形近似による基本パラメータ

線形近似による基本パラメータを表 1 に示す。150MeV FFAG シンクロトロンにおいても triplet 集束系を採用した。

線形近似では、最大磁場が 1.6T 程度、平均半径が 5m 程度、入射エネルギーから取り出しエネルギーまでの軌道の移動量を 70cm 程度と

いう条件をつけ、さらに直線部に確保すべき長さ、FD比などを考慮してゆくと、ベータatron振動が安定であるパラメータは自ずと決まってゆく。

表 1. 線形近似による 150MeV FFAG synchrotron の基本パラメータ

セクター数	12
平均半径	5.2m(150MeV)
1/2 集束電磁石を見込む角	0.106rad.
発散電磁石を見込む角	0.073rad.
1/2 集束電磁石での曲げ角	25deg.
発散電磁石での曲げ角	- 10deg.
k 値	7.5
磁場強度	1.44T
FD 比	2.51
ベータatron振動数	3.53/1.31(水平/垂直)

#### 4 磁極形状の最適化

FD比が小さくなるにつれ閉軌道のうねりは大きくなる。閉軌道のうねりが大きくなると線形近似での近似誤差によって、特に垂直方向のベータatron振動数が小さくなる方向にずれてしまう。したがって、垂直方向のベータatron振動数を確保するために FD 比を線形近似の値より小さく取らねばならない。FD比を小さくするには、発散磁場を強くすればよいが、発散磁場を強くしたことによって発散電磁石での曲げ角が大きくなる。結果として集束電磁石の曲げ角も大きく取らなければならないので、集束磁場も強くしなければならない。このとき、集束電磁石での磁場飽和が問題となり、磁場飽和によって理想的な磁場分布からずれてしまう。

また、磁極の長さが磁極間の間隙に比べ十分大きいとき、磁極中心部ではほぼ理想的な磁場分布となるが、磁極の端部では漏れ磁場によって理想的な磁場分布からずれてしまう。

こういった場合、理想的な磁場分布を仮定した色収差ゼロの条件はやぶられ、入射から取り出しまでの各軌道でベータatronチューンが変化してしまう。このとき、加速中に強い共鳴に近づけばビームが失われてしまう可能性が高い。

この問題を解決するために最適な磁極形状の計算を行った。以下その過程を順に説明してゆく。

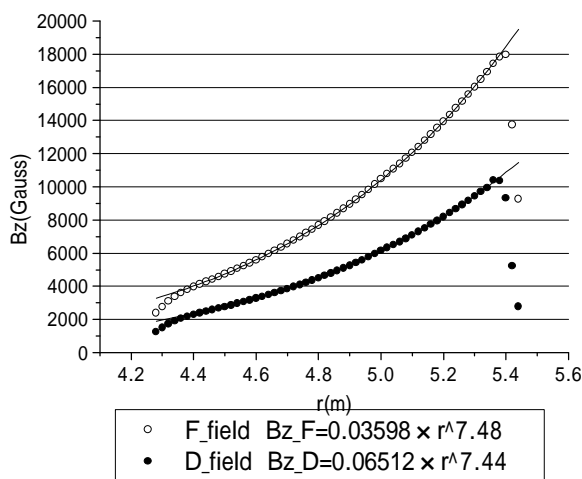
まず始めに、線形近似における  $k$  値の磁場分布をつくるため、集束・発散の電磁石とも式 1 にしたがって形状を決めた。

$$\text{half\_gap} = h_0 (r_0 / r)^k \quad (1)$$

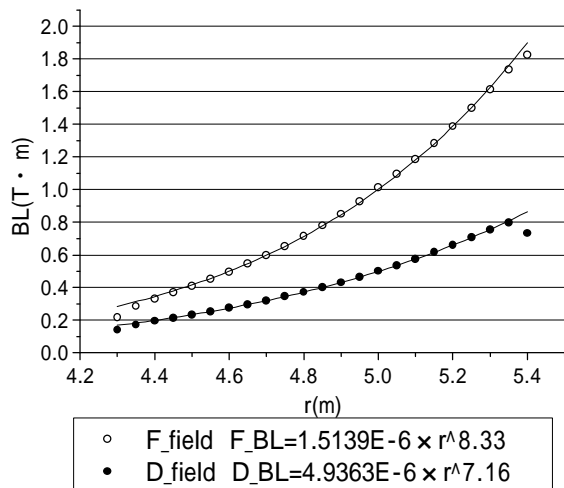
このときの磁場計算の結果で磁極中心部の磁場及び BL 積を図 3 に示す。BL 積は 1 セクター分の磁場  $B$  を集束磁場と発散磁場の領域に分け、各半径の円周上で積分したものであり、理想的な磁場分布においては半径の  $(k+1)$  乗となる。

図 3 は、磁極中心部の磁場は設計値である 7.5 に近い値が得られることを示しているが、BL 積では、特に発散電磁石で半径の  $(k+1)$  乗から大きくずれてしまう。この原因は直線部に面した部分での漏れ磁場によるものと考えられる。集束磁場の漏れ磁場は発散磁場と打ち消しあうため漏れ磁場が発散電磁石に比べて小さい。したがって、BL 積では磁場飽和の影響をあわせても、発散電磁石に比べ、設計値である  $(k+1)$  乗に近い値が得られている。

このときの軌道計算による各軌道半径でのベータatron振動数の計算結果を図 4 に示す。軌道計算の結果では、異なる軌道に対してベータatron振動数が大きく変化し、整数共鳴や半整数共鳴といった強い共鳴を横切る。



(a) 磁極中心部磁場

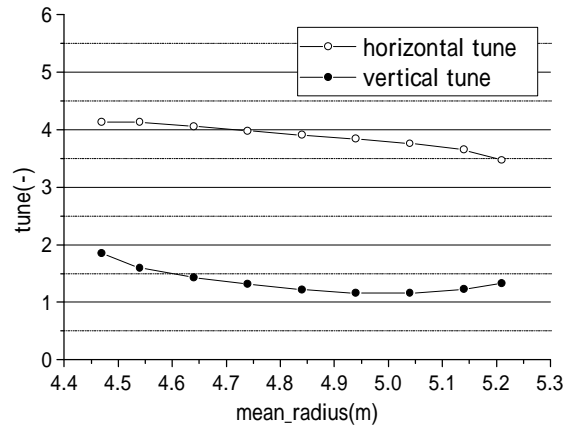


(b) BL 積

集束電磁石、発散電磁石ともに式 4-1 において  $k=7.5$

磁極範囲  $r=4.3\text{m} \sim 5.4\text{m}$

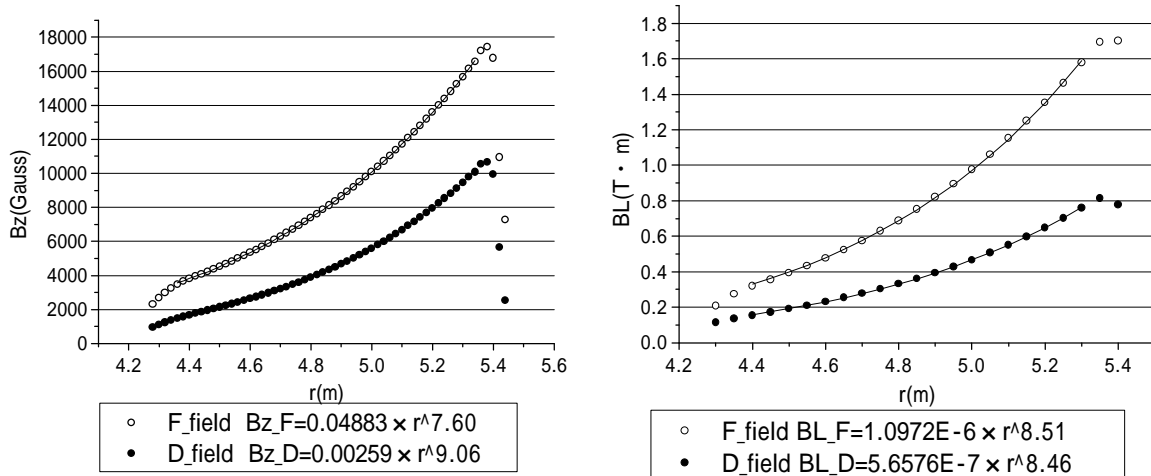
図 3. 磁場計算結果 (磁極修正無し)



各軌道半径におけるベータatron振動数

図 4 . 軌道計算結果 (磁極修正無し)

そこで、BL 積が半径の(k+1)乗になるように磁極形状を修正した。具体的には、図 3 で得られた BL 積のずれ量程度に k 値を取り直し式 1 に適用した。このときの磁場計算結果を図 5 に示す。



(a) 磁極 中心部 磁場

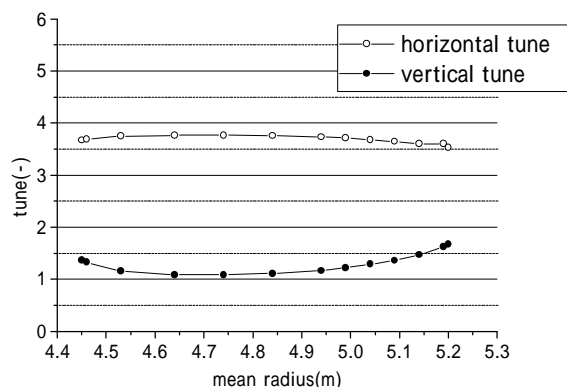
(b) BL 積

磁極形状 収束電磁石 : 7.66 乗

発散電磁石 : 9.05 乗

磁極範囲  $r=4.3\text{m} \sim 5.4\text{m}$

図 5 . 磁場計算結果 (k 値修正)



各軌道半径（平均半径）におけるベータトロン振動数

図 6 . 軌道計算結果（k 値修正）

図 6 に軌道計算結果を示す。このように BL 積において半径の  $(k+1)$  乗をあわせることによって、全領域でのベータトロン振動数の変化は半分程度になり、さらに軌道中心付近では一定の値に決まった。しかし、図 6 に見られるように半径の内側と外側での変化はのこり、そのあたりで半整数共鳴を横切る。

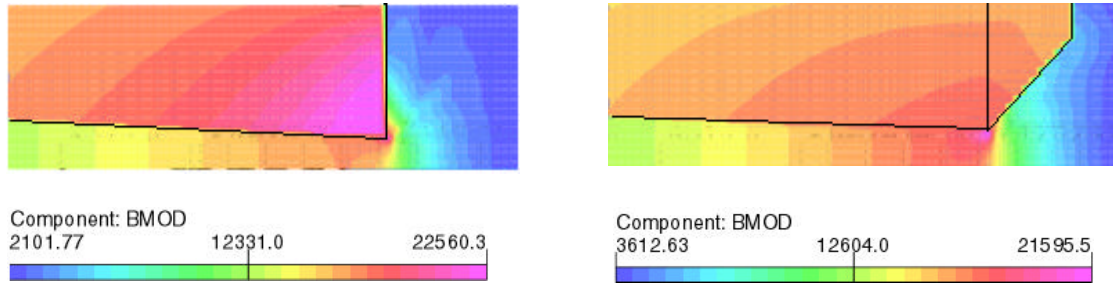
半径の内側では磁極間の間隙が広く漏れ磁場が最も大きい。式 1 における  $k$  値を取り直すことによって、全領域での BL 積を修正してもなお内側での漏れ磁場の影響は残ると考えた。そこで全長 1.1m の磁極に対して内側 20cm 程度を集束電磁石、発散電磁石ともに式 1 の接線とし磁極間の間隙を縮めることによって磁場分布を修正した。

一方、半径の外側では集束電磁石での磁場飽和によって FD 比及び  $k$  値がずれていく。これに対して、集束電磁石終端での磁束の集中を軽減するために、集束電磁石の磁極の外側に図 7(b)のように、幅 6cm、角度  $45^\circ$  のパッチをつけた。図 7 に示されるように、このパッチによって磁束の集中が軽減され、磁束が最も集中する場所での磁場の絶対値がパッチの無い場合に比べ低いにも関わらず、磁石中心面上の最大磁場は大きくなる。これは一般に電磁石の端部処理で行われるロゴスキーカットの原理を応用したものである。その上で、集束電磁石で磁場強度が下がってしまう程度に発散電磁石においては磁場強度を下げることによってベータトロンチューンの変化を小さくした。具体的には発散電磁石の磁極形状を式 1 と式 2 による曲線とすることによって、発散電磁石の間隙を最も狭いところで 1 割程度広くした。

$$halfgap = h1 \left( \frac{r_1}{r} \right)^{k1} + h_2 \quad (2)$$

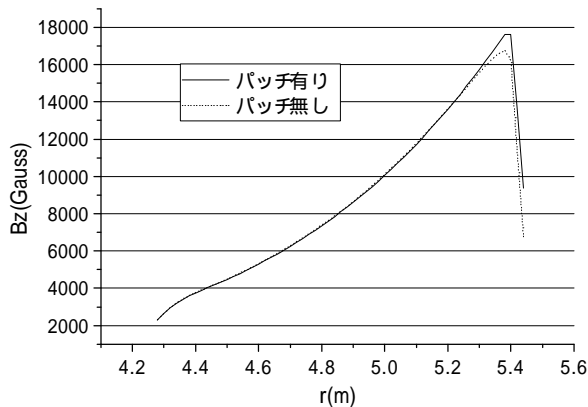
ただし、ここで接続点において式 1 と同じ傾きとなるように、 $h_1, h_2, r_1, k_1$  を選ぶ。

内側・外側の磁極修正では、各直線及び曲線が滑らかにつながるようにした。これによって磁場分布においても不要なゆがみなどを少なくできると考えられる。



(a)パッチ無し

(b)パッチ有り



(c)中心面上での磁場の比較

(a)(b)は集束電磁石終端の断面における磁場（絶対値  $|\vec{B}|$ ）をあらわす  
起磁力は全く同じにしている

図 7 収束電磁石終端での磁束の様子

以上の磁極修正に加え最終的にはチューンダイアグラム上でのベータトロン振動数をみながら、 $k$  値の微調整を行い磁極形状を決定した。最終的な磁極形状と磁場計算の結果を図 8、図 9 に、ベータトロン振動数の計算結果を図 10 に示す。図 11 はベータトロン振動数をチューンダイアグラム上で見たものである。

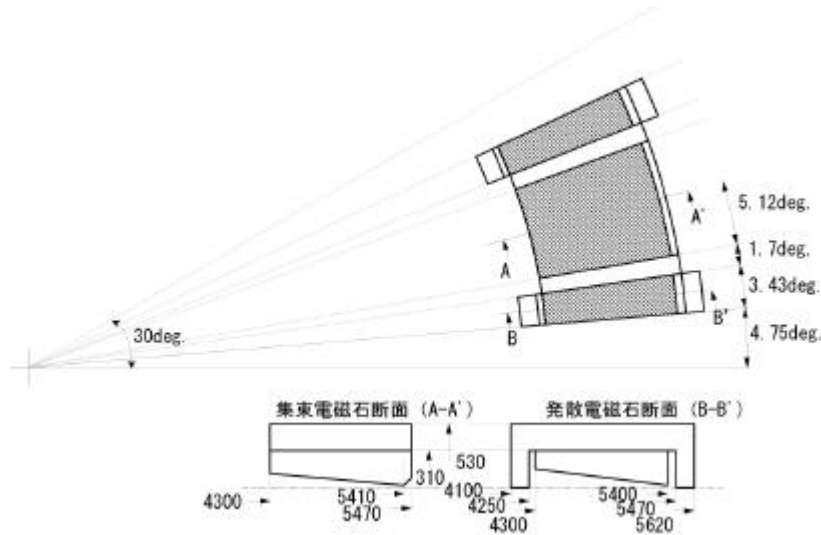
微調整の段階では次の点に考慮した。

- 1) 半径の外側の軌道で水平方向のベータトロン振動数が半整数共鳴に近づくことを避けるため  $k$  値を 7.5 から 7.6 に変更した。
- 2) 水平方向のベータトロン振動数 4.0 は三次の共鳴のなかでも特

に強い。それは、式 3 においてハーモニクス  $k$  が 12 となりセクタ  
 数と一致し、とくに据付誤差等が無くても磁石が本来もつ 6 極成  
 分により励起されるためである。この影響をさけるため、水平方向  
 のベータトロン振動数を 4.0 から遠ざけた。

$$m n_x + n n_y = k \quad (\text{ベータトロン振動の共鳴}) \quad (3)$$

3) 一般に、加速過程で三次までの共鳴線を横切るのは望ましくない。



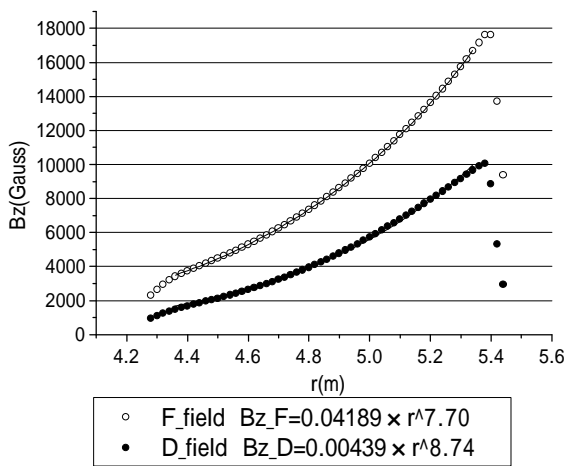
unit = mm

磁極形状

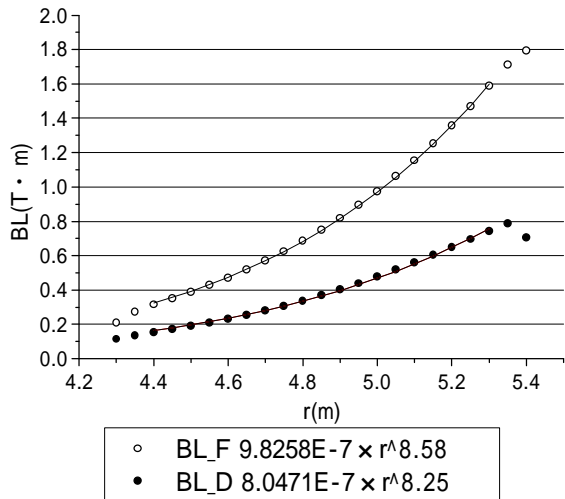
集束電磁石	式 F2 の $r = 4475$ における接線	$(r = 4300 \sim 4475)$	式 F 1
	$halfgap = 21 \left( \frac{5400}{r} \right)^{7.75}$	$(r = 4475 \sim 5410)$	式 F 2
発散電磁石	式 D2 の $r = 4500$ における接線	$(r = 4300 \sim 4500)$	式 D 1
	$halfgap = 20 \left( \frac{5400}{r} \right)^{9.32}$	$(r = 4500 \sim 4900)$	式 D 2
	$halfgap = 39.9 \left( \frac{4900}{r} \right)^{11.555} + 9.57$	$(r = 4900 \sim 5400)$	式 D 3

図 8 . 最終的な磁極形状

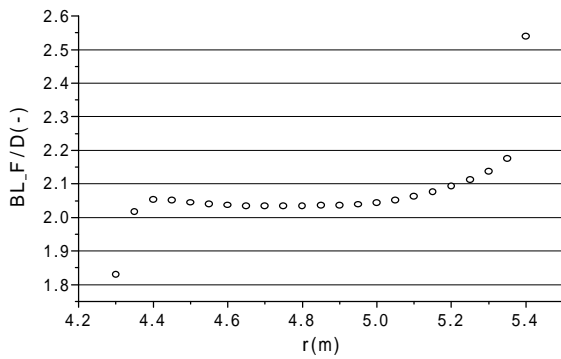




(a)磁極中心部磁場



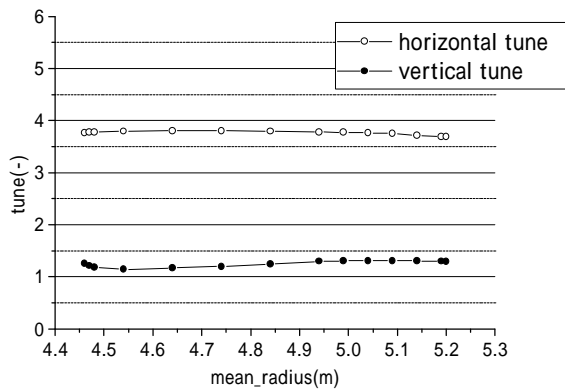
(b)BL積



(c)FD比

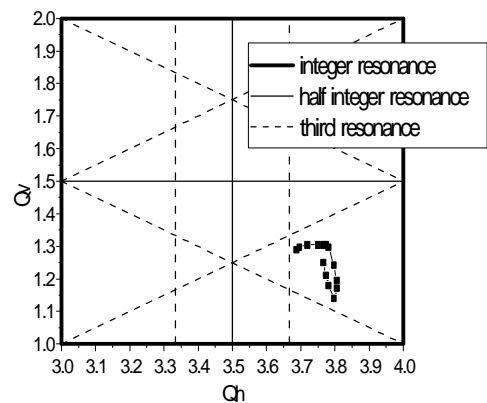
磁極形状 集束電磁石：7.75 乗  
 発散電磁石：9.32 乗（基本形状）  
 磁極範囲  $r=4.3\text{m} \sim 5.4\text{m}$   
 発散電磁石では式 5-1 をもちいているため  
 BL積のフィッティングでは（ $k+1$ ）乗  
 からずれてしまうが、FD比ではビーム軌  
 道の全領域で、変化は1割以下になってい  
 る。

図9. 磁場計算結果（最終磁極形状）



各軌道半径（平均半径）における  
 ベータトロン振動数

図10. 軌道計算結果（最終磁極形状）



3次までの共鳴線のチューン  
 ダイアグラム

但し、ねじれ磁場成分による  
 共鳴線は含まない

図11. チューンダイアグラム

## 5 加速シミュレーション

図 11 は高周波加速を含めた入射エネルギーから取り出しエネルギーまでの一貫したシミュレーションによって、入射位置でのアクセプタンスを求めたものである。加速条件は加速時間を 4msec として、高周波電圧 18.5kV/turn、同期位相 35deg. に選んだ。サイクロトロンからの入射ビームのエミッタンスは水平方向で 50 mm·mrad、垂直方向で 10 mm·mrad 程度であるので、軌道計算の結果では十分なアクセプタンスが得られている。

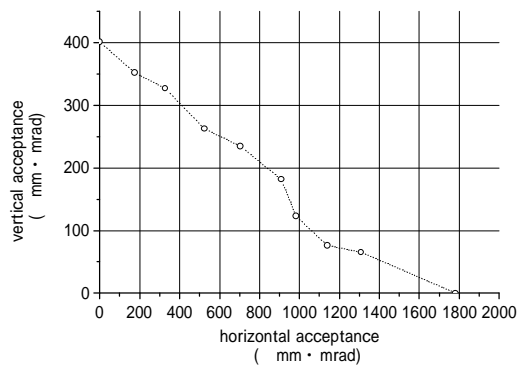


図 11 . 加速シミュレーションによるアクセプタンス