

1 イントロダクション

シンクロトロンは、加速空腔は、ビームの進行方向に電場を発生して文字通りビームを加速する装置であるが、同時にビームのエネルギーを設計値（偏向磁場強度で決められる）から大きくはずれないようにする役割も担っている。後者は、位相安定性の原理と呼ばれ、シンクロトロンでは特に重要である。本テキストでは、はじめにこの位相安定性の原理について簡単に復習し、次に統合計画のような大強度加速器での縦方向の運動を解析的に取扱う方法について述べる。最後に統合計画高周波 R & D で得られたノーハウを紹介する。

2 位相安定性の原理とシンクロトロン振動

シンクロトロンでは、加速に伴い偏向磁場強度を変えることによって粒子の軌道を一定に保持している。しかし厳密には、大きな（/小さな）エネルギーを持つ粒子は若干外側（/内側）の軌道をまわっており、また運動の速度も速い（遅い）ので、周回周波数が異なっている。この運動量に応じた周回周波数差を利用して、粒子のエネルギー変位に集束力を与えるのが、シンクロトロンの加速空腔の役割の一つである。

2.1 位相振動の方程式

シンクロトロンでは、ビームの軌道が加速の過程で変化しないように操作されなければならない。よく知られているように、ビームの運動量 (p) と偏向磁場 (B) 中での軌道曲率半径 (ρ) には以下の関係がある。

$$p = eB\rho \quad (1)$$

すなわち、偏向磁場強度が B のとき、上式で与えられる運動量を持つ粒子が安定に設計された軌道上を周回することができる。また、ビームの周回周波数 (f_0) は、速度 βc と閉軌道長 $2\pi R$ を用いて

$$f_0 = \frac{\beta c}{2\pi R} \quad (2)$$

と表される。加速空腔の周波数 (f_{rf}) は、周回周波数の整数 (h ; harmonic number) 倍となるように選ばれ、式 (1) で与えられるエネルギー (E_s : 同期エネルギーと呼ぶ) を持つ粒子が一定の加速位相を見るように調節されている。陽子シンクロトロンでは、ビームの周回速度 (β) が加速にともない変化することも考慮しなければならない。

シンクロトロンに入射されるビームは、ある一定のエネルギー拡がりを持つ。同期エネルギーからずれた粒子は、周回周波数が同期粒子のものと異なるため、加速位相が一周ごとに変化する。磁場強度を固定して式 (2) を微分することにより、非同期粒子の周回周波数および周回周期のずれ ($\delta f_0, \delta T$) は、

$$\frac{\delta T}{T} = -\frac{\delta f_0}{f_0} = \left(\alpha_p - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\delta p}{p} = \eta \frac{\delta p}{p} \quad (3)$$

あるいは変数 ($\delta T, \delta p$) を、粒子の見る RF 位相の変化 ($\Delta \phi$) とエネルギー誤差 (δE) に変換して

$$\Delta \phi = \frac{2\pi h \eta}{\beta^2} \frac{\delta E}{E_s} \quad (4)$$

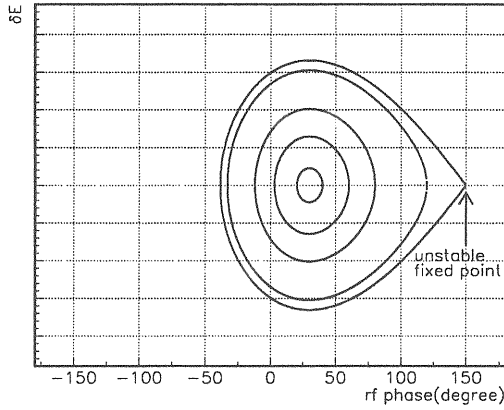


図 1: 縦方向位相空間上の粒子の軌跡 ($\phi_s = 30^\circ$)。

と表されることがわかる。式 (3) において、 $\alpha_p (= (p/R) dR/dp = 1/\gamma_t^2$: momentum compaction) はエネルギーのずれによる閉軌道長の変化に対応し、dispersion を一周積分して得られる定数である。一方、 $1/\gamma^2$ は速度の変化に対応する (電子シンクロトロンでは小さく通常無視される)。そして、これらの差である η は slippage factor と呼ばれ、縦方向の運動力学では特に重要なパラメータである。

式 (3) から明らかのように、 η が正 (負) の時はエネルギーの大きい粒子ほど周回時間が長く (短く)、したがって大きな (小さな) 加速位相を見るようになる。 $\eta = 0$ となるエネルギーに対応する γ を トランジション γ と呼び、 $\gamma_t (= 1/\sqrt{\alpha_p})$ で表す。加速空洞で発生する電圧を $V_0 \sin(2\pi f_{rf} t)$ とすると、位相 ϕ の加速を受けた粒子は、加速空洞を通過することによって、以下の値だけエネルギー誤差を変化させる。

$$\Delta \delta E = eV_0 \sin \phi - \Delta E_s$$

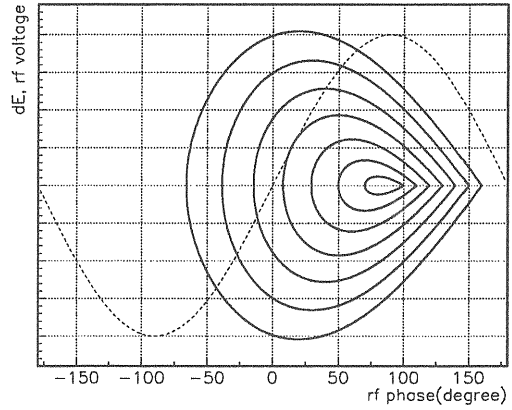


図 2: $\phi_s = 20^\circ, 30^\circ, \dots, 80^\circ$ に対応するセパトリクス。点線は加速電圧波形。

$$= eV_0 (\sin \phi - \sin \phi_s) \quad (5)$$

ここで、 ΔE_s は一周あたりの同期エネルギーの変化で、これに対応する加速位相 (ϕ_s) を同期位相と呼ぶ。加速勾配 (dE_s/dt) と加速電圧の振幅 (V_0) が与えられても同期位相の決め方に任意性が残るが、 $\eta < 0$ の場合には $\cos \phi > 0$ 、 $\eta > 0$ の場合には $\cos \phi < 0$ の方を選ぶ。後で見るように、このように決めた ϕ_s は安定な平衡位相、また $2\pi - \phi_s$ は不安定な平衡位相を表す。

通常、 ϕ および δE の一周あたりの変化は $(1, E)$ と比較して非常に小さい。したがって、式 (4)(5) における差分 Δ を微分 $d/f_0 dt$ に置き換えてもよい近似となっている。これら二つの式から、位相振動の方程式

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} = f_0^2 \frac{2\pi h \eta}{\beta^2} \frac{eV_0}{E_s} (\sin \phi - \sin \phi_s) \quad (6)$$

が導かれる。ただし同期エネルギーの増加は十分ゆっくりと行われるとした。式 (6) から明らかのように、

ϕ_s は安定な平衡点、 $2\pi - \phi_s$ は不安定な平衡点になっている。

2.2 シンクロトロン振動と高周波バケツ

次に、式 (6) で記述されるビーム粒子の運動を考える。式 (6) をエネルギー積分し、さらに式 (4) を使って書き直すと、

$$\delta E = \sqrt{-\frac{\beta^2}{\pi h \eta} E_s eV \left[\cos \phi + \phi \sin \phi_s \right]_{\phi=\phi_m}^{\phi}} \quad (7)$$

これをもとに、位相空間 (ϕ - δE) における軌跡を図 1 に示す。同期位相は $\phi_s = 30^\circ$ 、また積分定数は $\phi_m = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ を選んだ。

図 1 で示される曲線群のうち、 $\phi = 2\pi - \phi_s$ の不安定平衡点を通る軌道にセパトリクス (separatrix)、セパトリクスで囲まれた領域を高周波バケツ (rf bucket) と呼ぶ。高周波バケツの中にある粒子は、安定な位相 ϕ_s のまわりを振動する (シンクロトロン振動)。このため、ビームの粒子は、周期 2π で繰り返される安定位相 ϕ_s のまわりにバンチ (bunch) と呼ばれる集団を作る。シンクロトロン振動は微小振幅の極限では単振動で近似でき、その周波数は周回周波数を単位として

$$\nu_s = \sqrt{\frac{-h\eta eV \cos \phi_s}{2\pi \beta^2 E_s}} \quad (8)$$

で表される。振幅の大きな粒子については、加速電圧の ($\phi - \phi_s$ に対する) 非線形性のために周波数が低下し、セパトリクスではゼロに収束する。

一方、高周波バケツの外側の粒子はバケツの外側を漂流し、周回数に遅れを生じる。このため高周波バ

表 1: 統合計画、3GeV-50GeV シンクロトロンの高周波パラメータ。

parameter	3 GeV	50 GeV
	synchrotron synchrotron	
beam energy @inj.	0.4 GeV	3 GeV
beam energy @ext.	3 GeV	50 GeV
rf frequency @inj.	1.36 MHz	1.86 MHz
rf frequency @ext.	1.86 MHz	1.91 MHz
circumference	313.5 m	1567.5 m
average radius	49.9 m	249.5 m
harmonic number	2	10
transition gamma	8.95	31.6i
momentum compaction	0.0125	-0.001
repetition rate	25 Hz	0.3 Hz
peak rf voltage	420 kV _p	280 kV _p
no. of cavities	10	6
harmonic number	2	10
synchronous phase	43°(max)	30°(max)

i;imaginary unit

ケツは、入射されるビームの長さおよびエネルギー拡がりを含む十分な広さを持つことが必要である。バケツを δE 方向に広くするには加速電圧振幅 (V_0) を大きくする必要があり、横方向に広くするには加速位相 (ϕ_s) を小さく、つまり加速勾配 (ΔE) を小さく設定する必要がある。

3 空間電荷効果

3.1 Hofmann-Pedersen 分布

統合計画のように大強度のビームを加速する場合、ビームの持つ電荷による発散力が無視できない。ビー

ムの軸対称性を仮定すると、空間電荷による一周あたりの縦方向エネルギーゲイン (eV_{sc}) は、一般にビームの電荷密度 ($\lambda(z)$) の勾配に比例する [5]。

$$eV_{sc} = -\frac{eRg_0}{\epsilon_0\gamma^2} \frac{d\lambda}{dz} \quad (9)$$

ここで、 R はシンクロトロン平均軌道半径、 ϵ_0 は真空の誘電率、 g_0 は横方向の電荷密度分布によって決まる定数である。このように、空間電荷力を考慮した運動方程式はバンチの形 (密度分布) に依存するため、簡単ではない。しかし、逆に運動方程式が空間電荷力によって変更を受けても、たかだか集束力 (RF 電圧) の位相と振幅が変化しただけで、関数形は変化させないという、特殊なビーム分布が存在する [1]。この分布関数は Hofmann-Pedersen 分布と呼ばれ、縦方向のビームの運動を解析的に調べる際に使われる。

まず運動方程式 (6) に対応するハミルトニアン ($H(W, \phi)$) は、 ϕ と共役な運動量

$$W = \frac{1}{2\pi f_0^2} \frac{\beta^2 E_s}{2\pi h \eta} \frac{d\phi}{dt} \quad (10)$$

を用いて

$$H(W, \phi) = \pi f_0^2 \frac{2\pi h \eta}{\beta^2 E_s} W^2 - \frac{e}{2\pi} \int_{\phi_s}^{\phi} [V(\phi) - V(\phi_s)] d\phi \quad (11)$$

で表される。ここで、 $V(\phi)$ は空洞電圧 (ビームがつくる電圧も含む) で、正弦波に限らないものとした。 (W, ϕ) 空間におけるビーム粒子の密度分布関数を次の形に仮定しよう。

$$g(W, \phi) = a_1 \sqrt{H_{\max} - H(W, \phi)} \quad (12)$$

$$= a_2 \sqrt{W_{\max}(\phi)^2 - W^2}$$

ここで H_{\max} , $W_{\max}(\phi)$ は最大振幅を持つ粒子のハミルトニアンおよび、その W の最大値、 a は規格

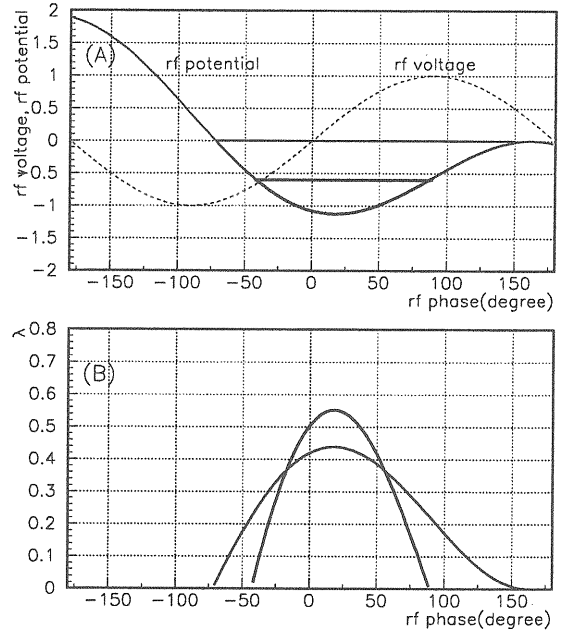


図 3: (A) rf 電圧 (点線) と rf ポテンシャル (実線: 不安定平衡点 150°)。水平な太線は、 $\phi_2=150^\circ$ と 89.1° の等ポテンシャル面。(B) $\phi_2=150^\circ$ (アクセプタンスいっぱい) と 81.9° (エミッタンス $2.15\text{eV}\cdot\text{s}$) に相当する Hofmann-Pedersen 分布。

化定数である。この分布はハミルトニアンのみ関数で表されているので、定常的である。上の分布関数を ϕ 軸に射影すると、実空間での分布関数

$$\begin{aligned} \lambda(\phi) &= \int_{-W_{\max}(\phi)}^{+W_{\max}(\phi)} g(W, \phi) dW \\ &= \frac{\pi a_2}{2} W_{\max}(\phi)^2 \\ &= a_3 \int_{\phi_2}^{\phi} [V(\phi) - V(\phi_s)] d\phi \quad (13) \end{aligned}$$

さらに

$$\frac{d\lambda(\phi)}{d\phi} = a_3 (V(\phi) - V(\phi_s)) \quad (14)$$

が得られる。ここで、バンチ内の最大の ϕ を ϕ_2 とした (逆に最小の ϕ を ϕ_1 とする)。式 (13) の右辺は、空洞電圧が作るポテンシャルの深さ (バンチの両端で 0) に比例している。従って、式 (14) が示すよ

表 2: RAMAコードの入力。

	3 GeV	50 GeV	comment
Circumf. (m)	313.5000	1567.5000	周長
Bend Radius (m)	11.6500	89.3500	偏向磁石での曲率半径
Gamma trans.	8.9500	-31.6000	%
Harmonic No.	2.0000	10.0000	ハーモニク数
Qx	7.8000	22.4000	水玉ベータatronチューン
Qy	5.3000	16.2500	鉛直ベータatronチューン
Chamber W./2 (m)	0.1060	0.0530	水玉チェンバー径
Chamber H./2 (m)	0.1060	0.0530	鉛直チェンバー径
Wall Z/n (Ohm)	0.0000	5.0000	壁のインピーダンス
Freq (Hz)	25.0000	0.3000	シンクロトロン周波数
Vrf (kV)	430.0000	280.0000	RF電圧振幅
RMS Disp. (m)	1.5000	1.5000	テイムパージョン
Rise Fraction	0.5000	0.5700	加速時間/サイクル時間
Ramp Type	2.0000	1.1000	磁場スケーリング(0:正弦波, 1.1:漸一割をパラボラで滑らかにした台形)
Tinj (GeV)	0.4000	3.0000	入射エネルギー
Final T (GeV)		50.0000	最終エネルギー

GLOBAL PARAMETERS:
 0.412E+14 Particles per bunch
 sEm (pi mm-mr) 147.00
 sEm (°) 147.00
 Et (eV-s) 2.150000

※ただしエミッタンス Etは、12msec以降 50GeVシンクロトロンとのマッチングのため増加させている。

表 3: RAMAによる統合計画 3GeVシンクロトロンとのRFパラメータ計算結果。

T (GeV)	EL (T)	B (T)	Jrf (MHz)	Vrf (kV)	φs (deg)	φb (deg)	Iac (A)	P (MW)	φ1 (deg)	φ2 (deg)	Bf	Ff	dp/p (%)	Qs	√kx	√ky	Z/n	xi-inc	xi-coh	-dQ	xi-coh	xi-loc	Zc-loc	
0.40	2.150	0.27	1.44	192.	0.0	0.0	15.0	0.00	-88.9	88.9	.315	.677	0.90	.0062	.939	.889	.799	.371	.232	.322	.025	.038	.0267	.0357
0.45	2.150	0.29	1.49	345.	11.6	13.6	16.7	0.68	-57.9	89.0	.263	.680	1.00	.0075	.945	.919	.839	.341	.239	.340	.025	.038	.0267	.0357
0.61	2.150	0.35	1.60	408.	18.8	21.5	18.6	1.39	-41.4	89.1	.235	.679	0.94	.0063	.942	.930	.846	.271	.200	.285	.017	.027	.0187	.0250
0.87	2.150	0.44	1.72	420.	25.5	28.5	20.6	2.06	-27.2	89.2	.210	.676	0.84	.0046	.935	.938	.846	198.	.152	.216	.010	.017	.0113	.0151
1.22	2.150	0.56	1.81	406.	31.6	34.7	22.1	2.55	-14.9	89.2	.188	.672	0.74	.0031	.926	.944	.840	141.	.113	.161	.005	.011	.0067	.0089
1.63	2.150	0.68	1.88	376.	36.6	39.6	23.2	2.77	-5.2	89.3	.171	.668	0.66	.0021	.915	.947	.832	102.	.085	.121	.003	.007	.0041	.0055
2.05	2.150	0.81	1.91	331.	40.0	42.9	23.9	2.69	1.2	89.3	.159	.663	0.60	.0015	.903	.950	.822	77.	.067	.095	.002	.005	.0027	.0036
2.43	4.300	0.93	1.93	298.	37.4	40.4	24.0	2.32	-3.7	89.3	.168	.673	0.67	.0012	.929	.948	.845	62.	.046	.068	.001	.003	.0017	.0023
2.73	6.450	1.02	1.95	258.	30.6	33.6	23.7	1.69	-16.9	89.2	.191	.684	0.80	.0010	.957	.943	.868	53.	.030	.048	.000	.003	.0012	.0015
2.93	8.600	1.08	1.95	187.	21.7	24.5	23.0	0.89	-35.2	89.1	.224	.688	0.87	.0008	.968	.934	.872	48.	.021	.037	.000	.002	.0008	.0011
3.00	10.75	1.10	1.96	100.	0.0	0.0	21.4	0.00	-79.1	79.1	.283	.627	0.84	.0006	.973	.910	.858	47.	.016	.028	.000	.002	.0006	.0008

φs stable phase angle
 φb phase angle of fundamental Fourier component
 Iac fundamental component of beam current
 P power delivered to the beam
 φ1, φ2 RF phase of head and tail of the bunch
 Bf bunching factor (I average / I peak)
 Ff bunch height / bucket height
 dp/p (half) bunch height
 Qs synchrotron tune
 √kx = Qs / Qs0 where Qs0 = zero intensity tune
 √ky = Qs / Qs0 where Qs0 = zero intensity tune
 Z/n tune of rigid dipole mode / Qs0
 xi-inc tune of particles at the bunch edge / Qs0
 xi-coh long. impedance / mode number incl. space ch., ind. wall
 -dQ incoherent tune shifts incl. image contributions
 xi-coh coherent tune shifts

うに、空間電荷力は加速電圧に比例する。まとめると、ビームが式(13)で定義される粒子分布を持つ場合、空間電荷効果を考慮したビームの運動は、単に加速空洞の電圧振幅と位相が変化したとみなすことができる。加速電圧が正弦波のとき、(13)は

$$\lambda(\phi) = N_b \frac{\cos \phi + \phi \sin \phi_s - \cos \phi_2 - \phi_2 \sin \phi_s}{\sin \phi_2 - \sin \phi_1 - \frac{1}{2}(\phi_2 - \phi_1)(\cos \phi_1 + \cos \phi_2)} \quad (\phi_1 < \phi < \phi_2) \quad (15)$$

となる。一例を図3に示した。ここでは、統合計画3GeVシンクロトロンの入射後4msecを想定し、 $\phi_s = 18^\circ$ とした。

3.2 RAMAによる計算例

RAMAは、Hofmann-Pedersen分布を仮定して、rfパターンを解析的に求めるコードである。これにより3GeVシンクロトロンのrfパラメータを計算したものが表2および3である。現計画では、50GeVシンクロトロンでの空間電荷効果を緩和するために3GeVリングにおいてエミッタンスの増大を行うことになっているので、ここでも同様に2.43GeV以降でのエミッタンスを増加させている。

空間電荷による力を考慮すると、空洞電圧が見かけ上小さくなっており、そのため粒子のシンクロトンチューンが小さくなる。表3で、 $\sqrt{k_t}$ および $\sqrt{k_b}$ は、バンチの中心付近および辺縁の粒子のシンクロトンチューンを、ゼロ電流のときの値で規格化したものである。また、バンチの重心がシンクロトン振動を行う場合、ビームの作る電場の位相も同時にずれるため、コヒーレントなシンクロトン振動のチューンも一般にこれと異なり、表中 $\sqrt{k_c}$ のように

計算されている。 B_f (bunching factor) は平均ビーム電流/ピーク電流、 P_f はbucketの高さ(δE_{\max})のうちビームが占める割合、 ϕ_b はバンチの重心が見る空洞電圧の位相である。

4 統合計画のシンクロトロン加速空洞

統合計画のシンクロトロンパラメータのうち、加速システムに関連したものを表1に示す。空洞一台あたりの加速電圧は、3GeVシンクロトロンで42kV、50GeVシンクロトロンで47kVが必要である。表2に、RAMAコードによるRFパラメータの計算結果を示す。

統合計画のシンクロトロンでは、図4(A)に模式的に示すような $\lambda/4$ 対向型共振器を、三つ直列に並べた構造の加速空洞を予定している。全長はビームパイプのフランジからフランジまでで約1.8mとなっている。セラミックで絶縁された加速ギャップには、外付けのコンデンサーが並列につながり、ここからプッシュプル高周波増幅器によって高周波が投入される。おのおのの加速ギャップには磁性体合金が4枚×2組充填されており、水冷銅板によって冷却される。以下で、各部の詳細を述べる。

4.1 磁性体合金コア

$\lambda/4$ 型加速空洞は、加速ギャップの片側電極を腹、空洞の外導体を節とする共振器で、図4(B)のような等価回路で表される。ここで、 C は加速ギャップ(お

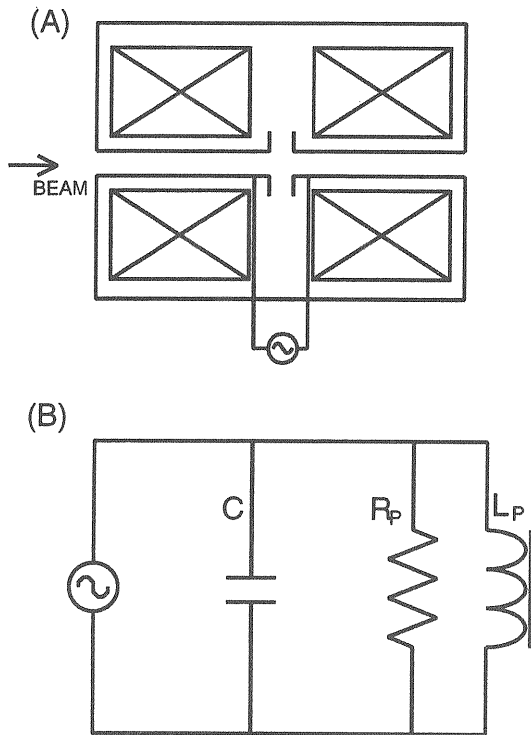


図 4: (A) $\lambda/4$ 対向型共振器の模式図と (B) その等価回路 (加速ギャップの中心をゼロ電位として片側のみ。)

よび高周波源、外付けコンデンサー) のキャパシタンス、 R_p は空洞のシャント抵抗、 L_p は外導体を一周するループのインダクタンスである。共振周波数

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_p C_p}} \quad (16)$$

は加速空洞の動作周波数に合わせられる。通常の陽子シンクロトロンでは、空洞内に同心円盤状のフェライト磁性体が充填される。この磁性体の役割は、(1) 加速ギャップと並列のインダクタンスを増加させることによって、限られた長さの空洞で必要な (低い) 共振周波数を得ること、(2) 空洞のシャント抵抗を増加させ、より高い加速電圧を得ること、(3) 磁性体にバイアス磁場をかけることによってインダクタンスを操作し、共振周波数を加速に追従させること

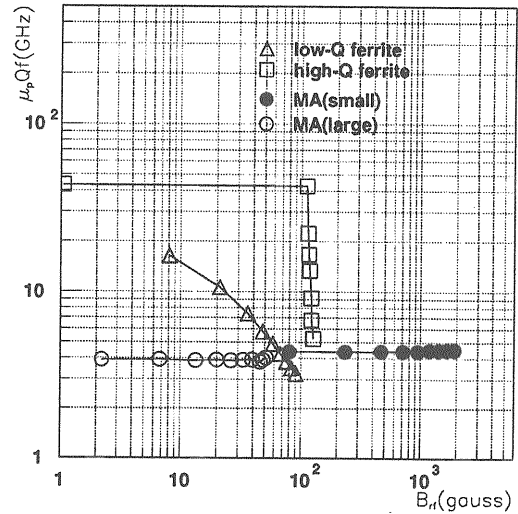


図 5: 磁性体の $\mu_p Q f$ 積の高周波磁場強度依存性。 $\mu_p Q f$ 積は、空洞のシャント抵抗に比例し、コアの形状に依存しない定数である。

の三点である。磁性体の複素比透磁率を μ とし、

$$\mu^{-1} = \mu_p^{-1} + i(Q\mu_p)^{-1} \quad (17)$$

で実パラメータ μ_p および Q (quality factor) を導入すると、 R_p - L_p への磁性体の寄与は、

$$L_p = \mu_p \times \frac{\mu_0 t}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \quad (18)$$

$$R_p = 2\pi\mu_p Q f \times \frac{\mu_0 t}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \quad (19)$$

ここで、 a, b および t は、磁性体の内径、外径、厚みである。上の式からわかるように、加速空洞に使われる磁性体コアは、 μ_p および $\mu_p Q f$ がともに大きい材料が好ましい。

従来の陽子シンクロトロンでは、加速空洞のコア材としてフェライト磁性体がいわれてきた。しかし統合計画では、95年度から旧東京大学原子核研究所でおこなわれた大型磁性体特性試験の結果 [7, 8, 11, 12] を考慮し、磁性体合金 (MA=Magnetic Alloy) を使用することにした。以下で、磁性体合金の特徴につ

いて述べる。フェライト磁性体およびそれを用いた空洞の特性については、過去の講義録 [2, 3] を参照すること。

磁性体合金の第一の特徴は、強い高周波磁場のもとで特性（複素透磁率）が変化しないことである。通常のフェライト磁性体では、高周波磁場強度が上昇するにつれて透磁率およびシャント抵抗が低下し（図 5）、入力パワーが一般に言われるフェライトの限界（0.3W/cc）に達すると波形歪みが現れる。また高透磁率の磁性体では、高周波磁場強度がある値を超えたところから急激にシャント抵抗が減少する。（高損失効果）。このシャント抵抗の減少は、磁性体内部でのスピン波の共鳴によるものと考えられており [9]、一定の高周波を数 10msec 入力し続けた時のみ起きる。したがって速い繰り返しで周波数の変わるシンクロトロンでは高損失効果を避けて使用できる可能性がある。しかし磁性体合金では、我々の測定 [8] によると 2000Gauss まで一定のシャント抵抗を保っていた（図 5）。このように、磁性体合金は入力される電力に対して、加速ギャップに発生する電圧が大きい。この特徴は、統合計画のように高い加速電圧が必要なシンクロトロンでは、非常に有利である。

第二の特徴は、Q 値が小さく、広帯域のインピーダンスを持っていることである。これには二つの利点がある。第一に、インピーダンスが広帯域であるために、加速に伴う共振周波数の操作（チューニング）が必要ない。このため加速空洞の構造が非常にシンプルになり、例えばバイアス磁場を供給する巻線が不要となる。第二の利点は、空洞の電気的な時間応答が速いことである。Q 値の高い空洞では、ビームの鏡像電流が空洞に誘起する電磁場（wake field）

の減衰が遅く、バンチ同士がウェイクフィールドを媒体として結合して不安定性を招く恐れがある（結合バンチ不安定性 [15]）。統合計画ではビーム電流が大きいので、このようなビームの不安定性の対策が重要である。しかし Q 値の低い空洞では、ウェイクフィールドの減衰が速いため、結合バンチ不安定性の心配は少ない。ただし、Q 値の低い空洞では逆に過渡的なビームローディングの対策が必要となる。双方を考慮して、適当な Q 値を選ぶことが重要となる。磁性体合金は、径方向に切断して半円形に二等分し任意の間隔を設けること（カットコア）により、Q 値を上昇させることができる。図 6 は、内外径 260-950mm の大型コアを切断し、その間の間隔を変えてインピーダンスを見たものである。図のように、わずかなギャップ間隔でも大きな範囲で Q 値を変えられることがわかる。ただし、シャント抵抗は一定のままである。

磁性体合金の第三の特徴は、キュリー温度が 500°C と高いことである（フェライト磁性体では通常 ~ 200°C）。このため発熱によるコアの特性の変化の心配は少ない。

4.2 空洞の冷却

次に空洞の冷却について述べる。ギャップに発生する電圧振幅を V_{\max} とすると、空洞に

$$P = \frac{V_{\max}^2}{2R_p} \times (\text{duty}) \quad (20)$$

のエネルギー損失があり、これが磁性体の発熱となる。例えば統合計画の 50GeV シンクロトロンでは、ギャップあたり $V_{\max}=15.6 \text{ kV}_p$ 、 $R_p=1\text{k}\Omega$ 、duty 60% であるから、空洞の発熱はギャップあたり最大

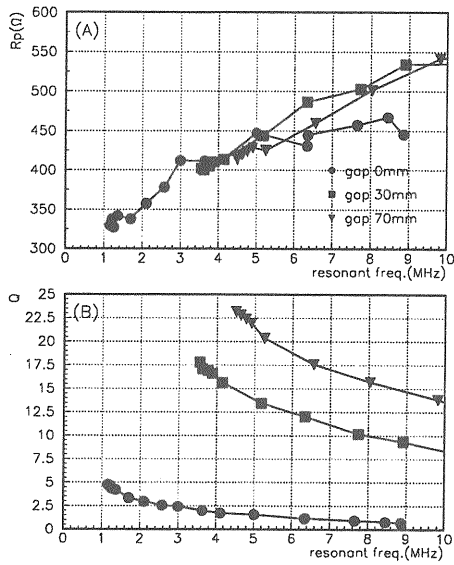


図 6: カットコアによる特性の変化。コア切断面で距離を離すことによりQ値が増加する。

73 kW となる。この熱を外部に取り出さなければならない。

空洞を冷却するには、空洞の外側からブローで風を送る方法（風冷方式）、冷却水を循環させた冷却板を磁性体に接触させる方法（間接冷却方式）、もう一つは磁性体を水槽に閉じ込め、ここに冷却水を導入する方法（直接冷却方式）である。空冷方式はブルックヘブン国立研究所のバリア空洞、直接冷却方式は放射線医学総合研究所のHIMACおよび高エネルギー加速器研究機構の陽子シンクロトロン の二倍高調波空洞でそれぞれ実績がある。

〔風冷方式〕

風冷方式の例として、BNLのAGSに設置した加速空洞があげられる。これは48枚の磁性体合金コアを充填した全長2.6mの加速空洞で、最大ギャップ電圧40kVの安定動作を達成している。このとき、コアでの消費は一枚あたり平均0.75 kWで、コア表

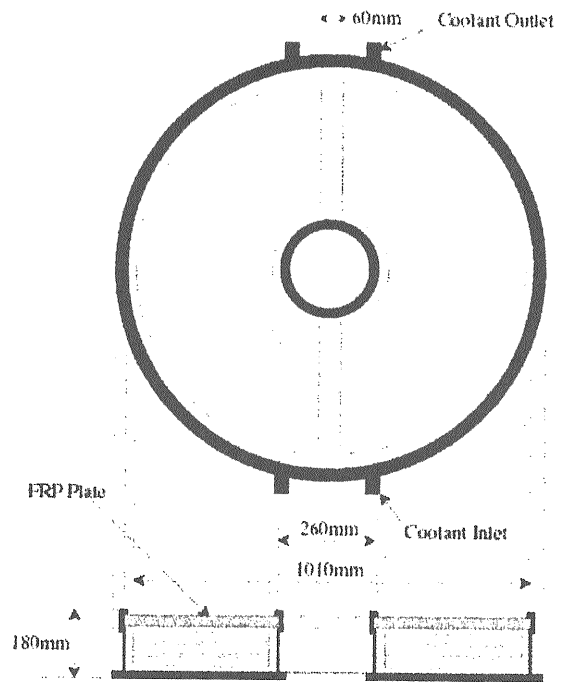


図 7: 直接冷却方式MA空洞の磁性体水槽。

面の平衡温度は60°Cであった。

〔直接冷却方式〕

直接冷却方式では、冷却効率がよい反面、水の誘電率によるコア間静電容量の影響でシャント抵抗が低下する。図8に示すような試験空洞に内外径250-960mmのコア三枚を置き、中を水で満してネットワークアナライザーで空洞のインピーダンスを測定したところ、水を入れなかったときと比べてシャント抵抗が約50%減少した。より内径の大きなコア(500-930mm)を用いてコアと内外導体との距離を離すと、シャント抵抗の減少は約20%にとどまった(表4)。さらに、コア周辺にスペーサーを置いて水を排除すると、シャント抵抗の減少量が最大7%にまで回復した。表4に示す通り、水の効果はコア間の部分が最も大きく18%、コア内周側が5%、外周側では1%であった。これらの結果から、直接冷却方式では冷却用水槽は

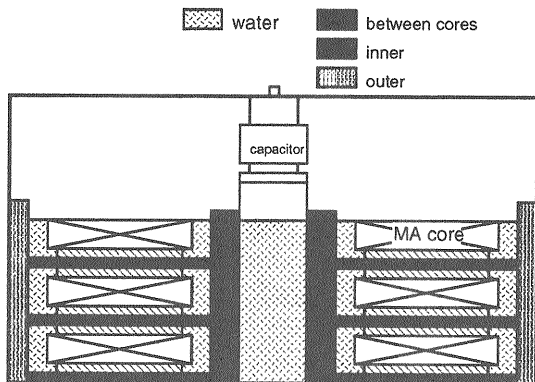


図 8: 直接冷却方式のための試験空洞。

表 4: 直接冷却方式空洞の水によるシャント抵抗減少。水の有 (○) 無 (×) および、コア間、外周側、内周側のスペーサーの有無による比較。

水	間	外	内	共振 (MHz)	$R_p(\Omega)$
×	×	×	×	2.10	208
○	×	×	×	2.01	166
○	×	○	×	2.01	168
○	×	○	○	2.03	177
×	○	○	×	2.15	205
○	○	○	×	2.03	180
○	○	○	○	2.05	194

できるだけコアに対して容積を大きく設計すること、また誘電率の小さな物質でコア周辺の水を排除することが重要であることがわかる。直接冷却方式の試験空洞では、磁性体合金コア 4 枚を用いてギャップ電圧 8kV を達成した。コアの発熱は一枚あたり約 20kW である。

直接冷却方式の場合、カットコアの間隙を変更する必要が生じた場合のコア移動が容易でなく、メンテナンスが困難である。また、長期運転に対する信頼性、特に錆の発生を防ぐため冷却水の常時循環、高抵抗の維持などの必要がある。よって統合計画で

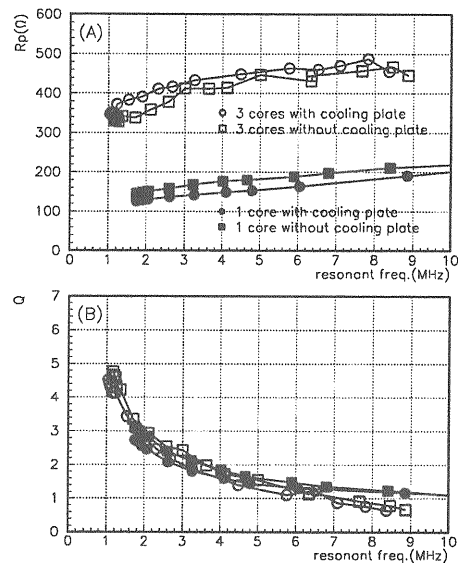


図 9: コアと冷却板との間の静電容量の影響によるシャント抵抗の低下。

は間接冷却を採用することにした。

[間接冷却方式]

間接冷却方式では、冷却効率はコアと冷却板との熱的な接触状態に依存する。しかしその一方で、冷却板とコアとの間の距離が近いと、この間の静電容量の影響でシャント抵抗が低下してしまう。直接冷却の場合とよく似た試験空洞 (図 11) を用いて、外径 950mm のコアと冷却板との間の静電容量の効果を測定した結果、シャント抵抗の低下は約 1 割であった (図 9)。これはコアの片側にのみ冷却板がある場合であり、両側にある場合はさらにシャント抵抗が低下する。

次に、冷却板を想定したアルミ板をカットコアの片面に密着させたもののセットを 3 組使用し、コア間隔 (あるいはコア-アルミ板間隔) とインピーダンスの関係を試験空洞で測定した結果、図 10 が得られた。図によると、磁性体と冷却板との間隔が狭くな

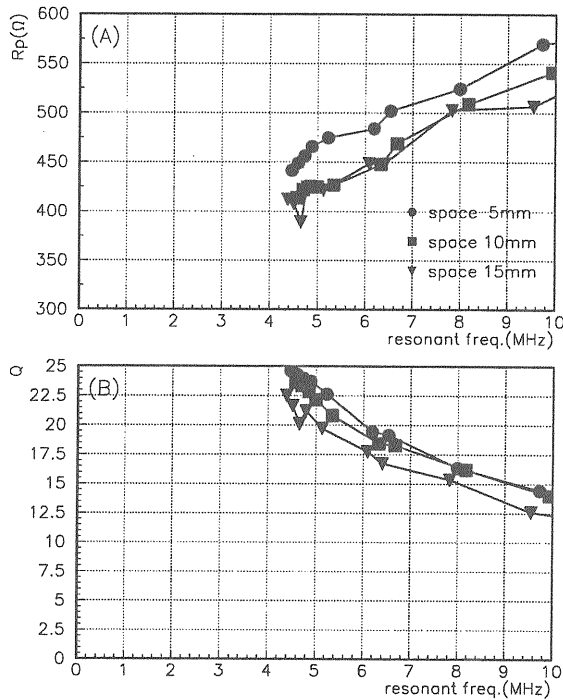


図 10: コア間の静電容量の影響によるシャント抵抗の低下。

る、シャント抵抗が低下している。

の差はほとんど見られない。

このように間接冷却方式を採用する場合、冷却板との熱的な接触をよくすると同時に、磁性体と冷却板との静電容量をできるだけ小さくする工夫が必要である。

統合計画のシンクロトロン加速空洞では、磁性体と冷却板との間隔を 5mm だけ離し、その間を高熱伝導の絶縁物質で埋めることにした。使用したのはポリイミド系樹脂に窒化アルミニウムを充填したものである。この樹脂は、トリアジン樹脂と多官能マレイミド化合物からなる高耐熱付加重合型熱硬化性樹脂である。トリアジン環はベンゼン環より熱エネルギー

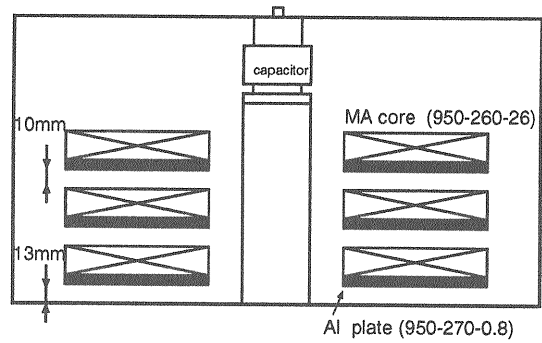


図 11: 間接冷却方式のための試験空洞。

表 5: 各種高熱伝導フィラーの熱伝導率。

物質	熱伝導率 (W/mK)
結晶性シリカ	10
アルミナ	21
窒化珪素	30~40
酸化マグネシウム	40
窒化硼素	60
窒化アルミニウム	70~270
銅	400
アルミニウム	240

ギーや高エネルギー放射線に対して安定であり、しかも不要な他の極性基を副成しないため、耐熱性や電気特性に優れた樹脂となる。熱伝導率は $\sim 0.21 \text{ W/mK}$ 、比誘電率は 1MHz で 4.2 である。一方、窒化アルミニウムは、表 5 にまとめたように、他の充填剤（フィラー）と比較して非常に熱伝導性に優れている。

樹脂（熱伝導率 λ_1 ）とフィラー（ $\lambda_2; \lambda_2 > \lambda_1$ ）の二成分からなる複合材料の熱伝導率（ λ_c ）は、樹脂の体積分率を ν とすると、Bruggeman の式

$$\nu = \frac{\lambda_c - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_c} \right)^{1/3} \quad (21)$$

でよく近似され、 λ_1, λ_2 が大きいほど、またフィラーの体積分率が大きいほど熱伝導率は大きくなる。

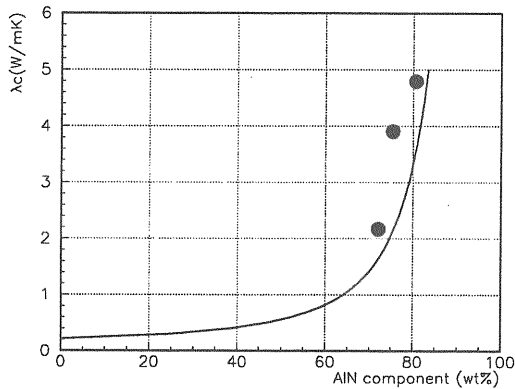


図 12: 窒化アルミニウム (熱伝導率 200W/mK) と樹脂 (0.21W/mK) 混合物の熱伝導率。曲線は式 (21) を用いて計算したもの、黒丸は実測値。

なお、このような樹脂と充填剤からなる高熱伝導物質は、LSI チップのパッケージに適しており、半導体デバイスの業界で研究開発がすすめられている。

樹脂のモノマー (単体) には、常温で固体、液体、粉体のものがあるが、ここでは粉体のものを使う。粉体のモノマーを、同じく粉体の窒化アルミニウムと混ぜ合わせてから板状にし、約 170°C で硬化させる。熱伝導率は窒化アルミニウムの割合を増やすほど大きく、例えば窒化アルミ重量比 72.1% で 2.17W/mK、75.4% で 3.91W/mK、80.7% で 4.79W/mK であった (図 12)。ただし、樹脂板を板状に成形する段階で気泡が入ることがあり、熱伝導率が極端に低下するので注意しなければならない。樹脂板とコアおよび冷却板との接着強度の問題から、それらの中での熱膨張率の整合が求められるが、重量比 75% のものはほぼ銅と同じ熱膨張率 ($1.8 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$) をもっていた。

図 14 のような断面で二次元モデル化した間接冷却方式の加速空洞について、熱計算コード 'ANSYS S' を用いて熱平衡温度を計算した。ここで、左側の

コアは、加速ギャップのすぐ脇にある場合を想定して片側のみ冷却板と接触させ、かわりに樹脂板の層を薄くした。計算の結果、コアの平衡温度は片側冷却の場合で最高 53°C、両側冷却で 46°C であった。図 16 では、樹脂板とコアおよび冷却板との接着が不完全で、間に 0.1mm の空気層ができてたと仮定した場合の計算である。このとき、コアの平衡温度はそれぞれ 157°C、110°C まで上昇している。このことは、空気の熱伝導率 (0.024W/mK) が非常に低いことを反映しており、樹脂板の接着状態がいかに重要であるかがわかる。

[間接冷却方式の大電力試験空洞]

間接冷却の大電力試験は、磁性体合金コア三枚からなる試験空洞を用いて行われた。三枚のコアと冷却アルミ板は樹脂を用いて接着し、すでに一体となったものを使用している。ギャップには 750pF のコンデンサーを取り付けてあり、共振周波数を 3.4MHz である (図 13)。この空洞において、duty 25% でギャップ電圧 4.2kV まで達成した。このとき使用したコアは小型の物で平均発熱量は一枚あたり 5.7kW (0.74W/cc) であった。

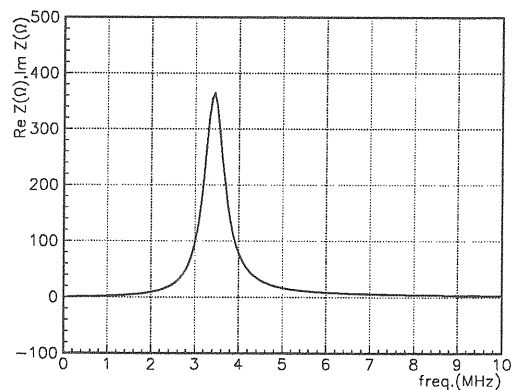


図 13: ギャップから見た大電力試験空洞のインピーダンス。

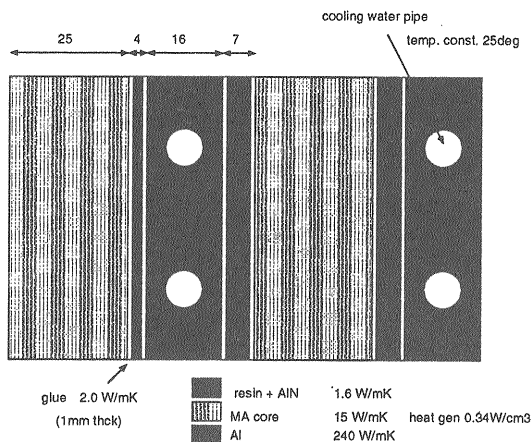


図 14: ANSYSコードによる、間接冷却空洞の熱計算のモデル。

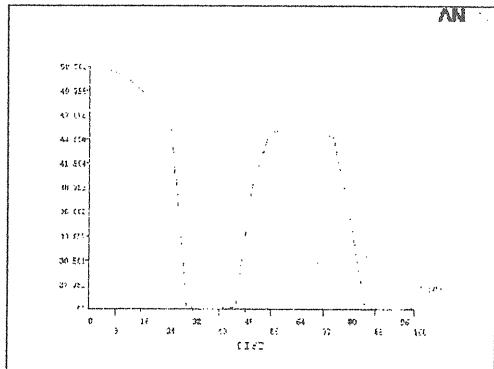


図 15: ANSYSコードによる、間接冷却空洞の熱計算。

参考文献

[1] A.Hofmann and F.Pedersen, BUNCHES WITH LOCAL ELLIPTIC ENERGY DISTRIBUTION, CERN/ISR-TH/79-17, PS/BR/79-11, 1999.

[2] 二宮重史, 陽子シンクロトロンの高周波加速装置, OHO'89, 1989.

[3] 吉井正人, 高周波加速空洞, OHO'96, 1996.

[4] 大森千広, 高周波システム, OHO'96, 1996.

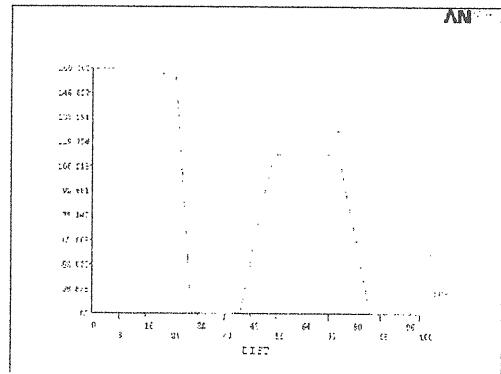


図 16: ANSYSコードによる、間接冷却空洞の熱計算。高熱伝導樹脂とコアの間に、接着不良による0.1mmの空気の層があると仮定した。

[5] A.W.Chao, Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators, Wiley-Interscience Publication, ISBN 0-471-55814-8., 1993.

[6] R.Baartman and H.Schönauer, RAMA:A computer code useful for designing synchrotrons, TRI-DN-86-15, 1986.

[7] 上杉智教 *et al.*, JHP加速空洞のための磁性体測定まとめ(1), 東京大学原子核研究所 JHP-31, 1997.

[8] 中山仁史 *et al.*, JHF加速空洞のための磁性体測定まとめ(2)ーファインメッター, 高エネルギー加速器研究機構, KEK report 98-13, 1999.

[9] J.E.Griffin *et al.*, A Review of Some Dynamic Loss Properties of Ni-Zn Accelerator RF System Ferrite, IEEE NS-26.No.3, 1975.

[10] 松本一高, 高熱伝導性半導体封止樹脂, 新素材, 1996.

- [11] M.Fujieda *et al.*, Studies of magnetic cores for JHF synchrotrons, Proc. of Part. Acc. Conf. '97, Vancouver, 1997.
- [12] T.Uesugi *et al.*, New magnetic material for proton synchrotron RF cavity, Proc. of Symp. on Acc. Sci. and Tech. '97, Nishiharima, 1997.
- [13] C.Ohmori *et al.*, A wideband RF cavity for JHF synchrotrons, Proc. of Part. Acc. Conf. '97, Vancouver, 1997.
- [14] C.Ohmori *et al.*, Synchrotron rf system for the JAERI-KEK joint project, Proc. of Part. Acc. Conf. '01, Chicago, 2001.
- [15] T.Uesugi *et al.*, Longitudinal Coupled Bunch Instability in the JHF 50GeV Main Ring, Proc. of Part. Acc. Conf. '97, Vancouver, 1997.