

大強度陽子加速器の真空

-セラミックダクトの設計・製作-

1. はじめに

3GeV シンクロトロンは、平均電流 333 μ A、繰り返し 25Hz で最大ビーム出力 1MW の加速器である。このような速い繰り返しのシンクロトロン (Rapid Cycle Synchrotron) では、渦電流の影響が大きな問題となる。

ここでは、渦電流の影響を考慮した、3GeV シンクロトロンの真空ダクト設計について述べる。

2. 必要な真空

陽子シンクロトロンでは、陽子は中心軌道の周りをベータトロン振動しながらリング内を周回する。陽子が残留ガス分子と衝突すると、それ以後はベータトロン振動の振幅が変化する。しかしながら、その振幅があまり大きくない範囲では、陽子は真空ダクトの壁に衝突することなく、リング内の周回を続けることができる。こうして、一般的にはごく一部の陽子のみが残留ガス分子との何度かの衝突後に、ベータトロン振動の振幅が大きくなり、真空ダクトの壁に衝突し失われる。これが残留ガスとの散乱によるビームロスである。

リングを周回する陽子と残留ガス分子との衝突によって定まる陽子ビームの平均寿命 τ は、圧力 p (Pa) に対して、次式で求めることができる。

$$\tau = 1.133 \times 10^2 \cdot \frac{R^2 \beta^3 \gamma^2}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{p} \quad (2-1)$$

ここで、 R は真空ダクトの半径、 λ はベータトロン振動の波長、 β は陽子の光速に対する速

度で、 $\beta = v/c$ 、 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ である。陽子ビームの平均寿命とは、ビーム強度が最初の $1/e$ に減少するまでの時間であり、残留ガスとしては窒素のみを仮定した。ダクト内圧力が 10^4 Pa 程度の場合、残留ガス分子との散乱の影響を考慮し陽子ビームの寿命を見積もると数 10 秒である。この値は陽子ビームの加速時間 20m 秒に比べて大きな値である。

3GeV シンクロトロンのような大強度加速器では、機器のメンテナンス時の作業員の被曝量を最小限に抑制することが重要である。真空システムは、メンテナンス時間を最小限に抑制するために、耐久性が大きく長寿命の機器を選択的に用いて構築されるべきである。これらは、圧力が 10^{-7} Pa 以下の超高真空システムを構築することで実現可能である。圧力が 10^4 Pa 程度の場合でも、陽子ビームの寿命は陽子ビームの加速時間 20m 秒に比べて大きな値である。しかしながら、真空システムを構成するイオンポンプや真空ゲージ等の寿命は、これらの表面状態に強く依存し、低真空ではメンテナンス頻度が非常に大きくなる。また、残留ガスのイオン化により多量の電子が生成される。この電子が陽子ビームにトラップされビームを不安定にする原因の一つとなる。以上のことから、3GeV シンクロトロンの真空システムとしては、原則的に超高真空を実現するためのシステムを構築するものとする。

3. ダクトサイズの要求

ダクトに要求されている形状や寸法を表 3-1 に示す。入射部や出射部のような特別な箇所を除いては、偏向電磁石部及び四極電磁石部に設置されるダクト形状は、基本的に円形である。

表 3-1 ダクトに要求されている形状及び寸法

Magnet Type	Magnet Bore Dimension (mm)	Length (mm)	Duct Cross-section	Inner Diameter (mm)
in Dipole	210 (gap)	3000	Circular	> 187
in Quadrupole	280	1000	Circular	> 247

4. ダクトの設計

この章では、3GeV シンクロトロン¹⁾の真空ダクト、特に偏向電磁石部に設置される真空ダクトの設計について述べる。

4.1 渦電流の影響

磁場が時間的に変化する場合、その変化率 \dot{B} に応じて、 $\text{rot}E + \dot{B} = 0$ で与えられる電流（渦電流）が誘起される。このような電流が真空ダクトに流れると、以下のような影響が生じる。

- (1) 電磁石で発生した磁場が、渦電流により擾乱を受け、ビームが設計通りにリング内を周回しなくなる。
- (2) 渦電流が流れることで、真空ダクトにジュール熱が発生し、それに付随して様々な障害が発生する。

したがって、ビームを安定に周回させるためには、渦電流によるこれらの影響を極力抑制することが重要である。

偏向電磁石中に金属ダクトが存在する場合の渦電流による影響について定量的に考える。

一般に電磁石の磁場エラー ΔB は多極成分を含んで以下のように記述できる。

$$\Delta B = B_0 (b_0 + b_1 x + b_2 x^2 + \dots) \quad (4-1)$$

ここで、 B_0 は参照磁場、 b_n は多極成分の係数である。偏向電磁石の場合 B_0 は正常な偏向磁

場であり、この磁場が時間的に変化する場合、 ΔB は中央平面（midplane）での磁場の垂直方向成分での変化である。このとき b_0 は二極成分、 b_1 は四極成分、 b_2 は六極成分である。ここでは、特に問題となる二極成分（dipole 磁場）、及び六極成分（sextupole 磁場）について検討する。

4.1.1 モデル

図 4-1 に示すようなモデルを考える。透磁率 μ が無限大の平行磁極間隙に、 y 軸に対して対称な形状の導体が配置されている。このとき、導体の誘電率は σ で、 z 軸方向には無限に同じ形状が続くものとする。磁極間隙には、ダクト外部から y 軸方向に空間的に一様で、時間的には正弦波で変化する磁場が存在するものとする。

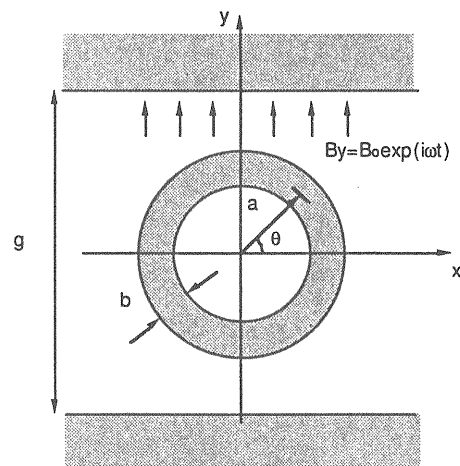


図 4-1 偏向電磁石中の金属ダクト

4.1.2 誘起される磁場

図 4-2 のような閉ループを考える。Faraday の電磁誘導の法則から、

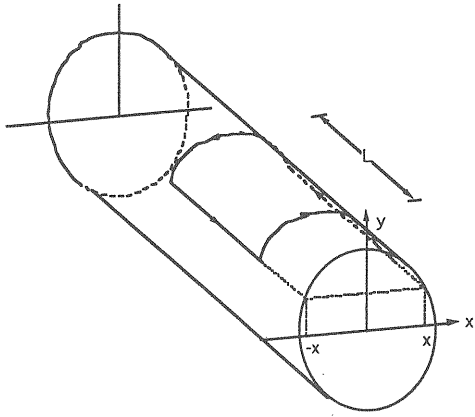


図 4-2 閉ループ

$$\int_{loop} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_{surface} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{s} \quad (4-2)$$

であるので、

$$-E_z(x) \cdot l + E_z(-x) \cdot l = -\dot{B}_y(2x) \cdot l \quad (4-3)$$

となる。

また、対称性から、 $E_z(x) = -E_z(-x)$ であるので、

$$E_z(x) = \dot{B}_y \cdot x \quad (4-4)$$

したがって、電流密度 $j_z(x)$ は、

$$j_z(x) = \sigma E_z(x) = \sigma \dot{B}_y \cdot x \quad (4-5)$$

となる。

4.1.3 磁極間の線電流の作る磁場

外部変動磁場により導体に誘起された渦電流が全磁場を歪める原因となり、歪められた磁場により、渦電流もまた歪められる。さらにその渦電流が誘起する磁場が、またまた全磁場を歪め・・・厳密にはこのような繰り返しの極限を求める必要がある。しかしながら、外部変動磁場に対して渦電流が誘起する磁場はたかだか数%であるので、今回はこの繰り返しを考慮しない。

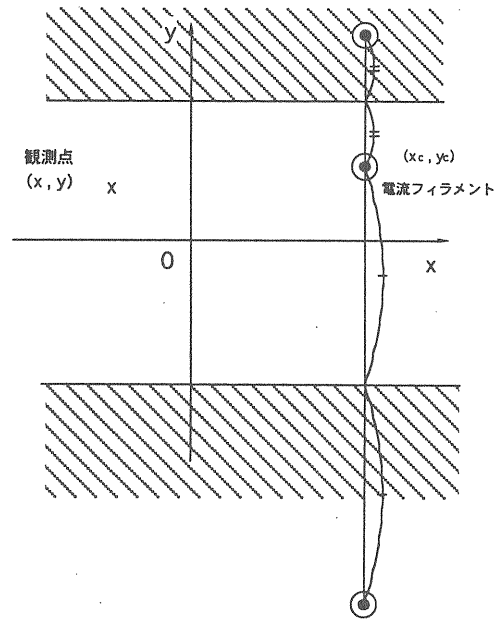


図 4-3 鏡像電流のモデル

図 4-3 のように無限に続く鏡像電流を考慮すると、線電流の作る磁場は、複素表現により、次式で記述できる[4-1].

$$B(z) = \frac{\mu_0 I_z}{4g} \left[\tanh \frac{\pi(z-z_c^*)}{2g} + \coth \frac{\pi(z-z_c)}{2g} \right] \quad (4-6)$$

ここで、 z は観測点、 z_c は電流フィラメントの座標であり、 $z = x + iy$ 、 $B_x = B_y + iB_z$ である。(4-6)式を Taylor 展開し、 $g=2a$ とすると、渦電

流により誘起される dipole 磁場は,

$$B(z) = \frac{-\mu_0 \sigma \dot{B}_y \cdot b \cdot a}{2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} + \left(\frac{a}{z}\right)^2 - \frac{\pi^2}{16} \left(\coth \frac{\pi z}{4a}\right)^2 - \frac{\pi^2}{16} \left(\tanh \frac{\pi z}{4a}\right)^2 \right] \quad (4-7)$$

となる。ただし、 $\left|\frac{z}{a}\right| < 1$ とした[4-2].

次に、渦電流により誘起される sextupole 磁場について検討する。

$x=0$ と $x=x$ の間の全電流 I は、(4-5)式から

$$I = b \sigma \dot{B} x^2 \quad (4-8)$$

となる。ここで、 b はダクトの厚さである。

したがって、磁石の中心から x 離れた場所での磁場強度は、

$$\Delta B_{sex} = \frac{\mu_0 I}{2a} = \mu_0 \sigma \frac{b}{2a} \cdot \dot{B} \cdot x^2 \quad (4-9)$$

と表すことができる。これが sextupole 磁場である[4-3].

【例題】

半径 $a=100\text{mm}$, 厚さ $b=100\mu\text{m}$ のチタン (Ti) のビームダクトを例にとり、外部磁場 (B_y) に対する渦電流により励起された磁場 ($\Delta B_y, \Delta B_{sex}$) の割合 ($\Delta B_y/B_y$, 及び $\Delta B_{sex}/B_y$) を求める。

チタンの誘電率 $\sigma = 1.8 \times 10^6 / \Omega\text{m}$, 外部磁場の繰り返し周波数 25Hz, 外部磁場の振幅 $B_y = (1.1 - 0.25)/2 = 0.425\text{T}$ とすると,

● dipole 磁場

$$\frac{\Delta B_y}{B_y} = -j 1.8 \times 10^{-3} \times \left(1 + \frac{\pi^2}{16} + \dots \right)$$

● sextupole 磁場

$$\frac{\Delta B_{sex}}{B_y} = -j 1.8 \times 10^{-1}$$

となる。

4.1.4 渦電流損失の計算

図 4-1 のモデルで外部磁場 B_y を $B_y = B_0 \exp(j\omega t)$ とすると、(4-3), 及び(4-4)式から,

$$\begin{aligned} E_z &= j\omega B_0 a \cos\theta \cdot \exp(j\omega t) \\ j_z &= \sigma E_z = j\omega B_0 a \cos\theta \cdot \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad (4-10)$$

となる。したがって、渦電流損失 P_e は、

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{2} \text{Re} \int dV j_z^* E_z \\ &= \frac{\pi \sigma \omega^2 B_0^2 a^3 b L}{2} \end{aligned} \quad (4-11)$$

として求めることができる。

先の Ti ダクトを例に渦電流損失を求めると、 $P_e/L = 1260 \text{ W/m}$ となる。

4.2 ビームダクト材質

渦電流の影響を防ぐためには、絶縁材料でダクトを製作すれば良い。真空ダクトの材料としては、最低限以下の条件を満足させる必要がある。

- (1) 真空中に満足できる低ガス放出率の材料であること。
- (2) 大気圧 (約 $1 \times 10^5 \text{ Pa}$) によりつぶれないこと。
- (3) 放射線による強度低下がないこと。

さまざまな誘電性のセラミックスの特徴を表 4-1 にまとめる。窒化珪素 (Si_3N_4) は堅い材料であり、機械的強度、特に抗折強度が非常に大きいが大変高価である。窒化アルミ (AlN) も熱伝導度が大きく軽量であり優れた材料であ

るが、同じように高価である。ステアタイト (MgOSiO₂) は軽量で幾分安価な材料であるが、機械的強度が大きくなく、しかもガス放出量が他のセラミックスに比べて大きい。これら

に比べてアルミナセラミックスは低ガス放出量であり、比較的安価であるので真空ダクトの材料として都合の良い材料である。

表 4-1 セラミックスの特徴

セラミックス	アルミナ含有量	比重	曲げ強度 (室温) [MPa]	ヤング率 [GPa]	熱膨張係数 [$\times 10^{-6}/K$]	体積抵抗率 (室温) [Ωcm]	誘電率 @1MHz	誘電損失 @1MHz
Al ₂ O ₃	KP999	99.9	320	380	8.0	$>10^{14}$	10.1	2×10^{-4}
	A479SS	99.5	324	363	7.1	$>10^{14}$	10.2	1×10^{-4}
	H580	99.8	290		7.0~8.0	$>10^{14}$	-	
	SSA-S	99.6	330	360	8.1	$>10^{14}$	-	
Si ₃ N ₄								
EC-141	-	3.2	900	320	2.8	10^{12}	8.1	2×10^{-4}
AlN								
NGK	-	3.2	350	350	4.4	$>10^{12}$	8.9	3×10^{-4}
MgOSiO ₂								
S601	-	3.2	110	90	8.0	$>10^{12}$	5.5	4×10^{-3}

4.3 アルミナセラミックス

アルミナセラミックスの特性、特に機械的強度はアルミナ純度のみならず結晶粒径や焼結時の添加物のような微細構造にも依存する。高純度のアルミナセラミックスの抗折強度を JIS R 1601 にのっとり測定した。また、放射線照射の効果を測定するために、日本原子力研究所高崎研究所の2号加速器を用いて、2.5 MeV 電子ビーム照射を行い、同様に抗折強度を測定した[4-4]。結果を図 4-4 に示す。この結果から電子線照射に関しては、吸収線量が 300MGy 照射後も抗折強度に関して劣化は見られなかった。この後、さらに電子線吸収線量を増加させ、吸収線量が 1000MGy のアルミナセラミックスについても抗折強度を測定したが、抗折強度の劣化は見られなかった。

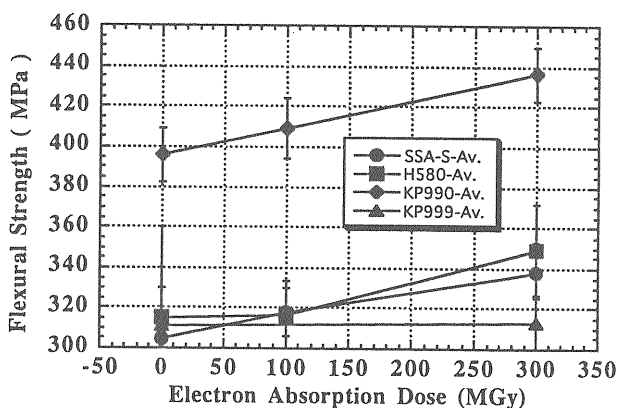


図 4-4 アルミナセラミックス抗折強度の電子線照射特性

次に、アルミナセラミックスを真空ダクトの材料として使用した場合の発熱について考える。真空ダクトにアルミナセラミックスを使用する場合には、金属を使用する場合のような渦電流による発熱は発生しない。しかしながら、セラミックスの場合には誘電損失による発熱を考慮する必要がある。したがって、ここでは、セラミックス内の誘電損失を評価する。

4.3.1 セラミックス内の誘電損失

セラミックスの誘電損失の計算を行う。セラミックスの誘電率 ϵ を

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon'(1 - j\tan\delta_\epsilon) \quad (4-12)$$

とし、電場 $E = E_i \cos(\omega t)$ とすると、電束密度 D は、

$$D = |\epsilon| E_i \cos(\omega t - \delta_i) \quad (4-13)$$

となる。一周期分のエネルギー損失 ΔU_i は、

$$\Delta U_i = \frac{1}{2} \int dV \oint D \delta E = \int dV \frac{\pi \epsilon' E_i^2}{2} \tan\delta_\epsilon \quad (4-14)$$

となるから、誘電損失 P_d は、

$$P_d = \eta \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\Delta U_i}{T_i} = \frac{\eta}{4} \sum_{i=1}^{\infty} \omega_i \int dV \epsilon' \tan\delta_\epsilon E_i^2 \quad (4-15)$$

となる。ここで、 η は 1 運転サイクル中に定格ビームの存在する時間の割合である。また、和は全ての周波数成分について行う。

3GeV シンクロトロンでビーム分布をガウス分布だと仮定すると、 $\omega_i = ih\omega_0$ として、電流値 I は、

$$\begin{aligned} I &= \frac{eN_b}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\left(t - kT_0/h\right)^2}{2\sigma_t^2}\right) \\ &= I_c + 2 \sum_{i=1}^{\infty} I_c \exp\left(-\frac{i^2 h^2 \omega_0^2 \sigma_t^2}{2}\right) \cos(ih\omega_0 t) \end{aligned} \quad (4-16)$$

となる。ここで、 I_c はピーク電流値、 h はハーモ

ニクス数、 ω_0 は周回角周波数、 σ_t はビームパンチ長、である。

次に、セラミックス内の電場 E_i は、

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{\epsilon_0 Z_0}{\epsilon \beta} \frac{I_i}{2\pi a} \\ &\cong 2 \cdot \frac{\epsilon_0 Z_0}{\epsilon} \frac{I_c}{\beta 2\pi a} \cdot \exp\left(-\frac{i^2 h^2 \omega_0^2 \sigma_t^2}{2}\right) \end{aligned} \quad (4-17)$$

として記述できる。ここで、 Z_0 はセラミックスのインピーダンス、 β は光速に対するビームの速度の比である。

以上より、単位長さ当たりの誘電損失 P_d/L は、

$$\frac{P_d}{L} = \eta \sum_{i=1}^{\infty} \frac{ih\omega_0 b \tan\delta_\epsilon I_c^2 \exp(-i^2 h^2 \omega_0^2 \sigma_t^2)}{2\pi a \beta^2 c^2 \epsilon'} \quad (4-18)$$

となる。

【例題】

3GeV シンクロトロンでパラメータを例として、単位長さ当たりの誘電損失を求める。

$h=2$, $\omega_0=5.836 \times 10^6$ /sec, $a=100$ mm, $b=7$ mm, $\epsilon'=9.4\epsilon_0$, $\tan\delta_\epsilon=4 \times 10^{-4}$, $I_c=12.26$ A, $\beta=0.9712$, $\sigma_t=40$ nsec, $\eta=0.5$, を代入すると、

$$\frac{P_d}{L} = 1.3 \quad \text{mW/m}$$

となる。

4.4 RF シールド

アルミナセラミックスで真空ダクトを製作した場合、セラミックスの特徴から、主の二点が問題となる。

- (1)セラミックの体積抵抗率が大きいために、真空ダクトの壁抵抗インピーダンス (resistive wall impedance) が大きい。したがって、ビームが誘起する映像電流 (image current) がスムーズに流れなくなる。
- (2) ビームが誘起する電磁波が真空ダクト内を通り抜けるため、周辺機器に影響を及ぼす可能性がある。

(1)に関しては、図 4-5 に模式的に示すように、ビームダクトが完全導体の場合には、image current はビームと共に動くが、ビームダクトに抵抗がある場合には、image current はビームとともに動くことができないので、ビームダクト壁中に拡散していく[4-5]。この拡散した電荷が周回ビームに影響を与え、ビーム不安定性を招く原因となる[4-6]。ビームダクトの肉厚が表皮厚さに対して十分ある場合とそうでない場合について、壁抵抗インピーダンス (resistive wall impedance) を求める。

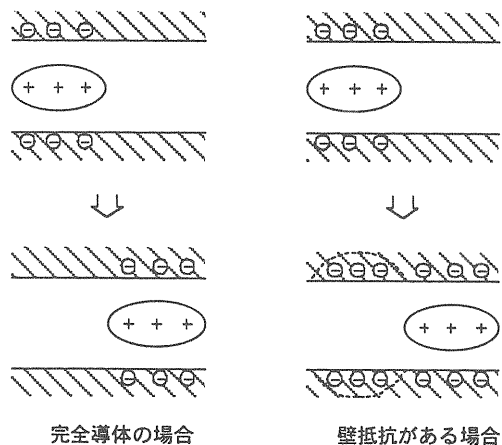


図 4-5 ビームダクト内の映像電流の模式図

4.4.1 ビームダクトの肉厚が表皮厚さに対して十分厚い場合

ビームダクトの肉厚が十分にあるときの壁抵抗インピーダンスの計算式は[4-6]

$$\left(\frac{Z_L}{n}\right)_{RW} = \frac{(1+j)C}{2\pi a \sigma \delta} \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (4-19)$$

で表される。ここで、 σ は電気伝導度、 δ は表皮厚さである。Tiダクト($\sigma=1.8 \times 10^6 / \Omega m$)で、ビームパイプの半径を $a=100 \text{ mm}$ として、壁抵抗インピーダンスの計算を行うと図 4-6 のようになる。

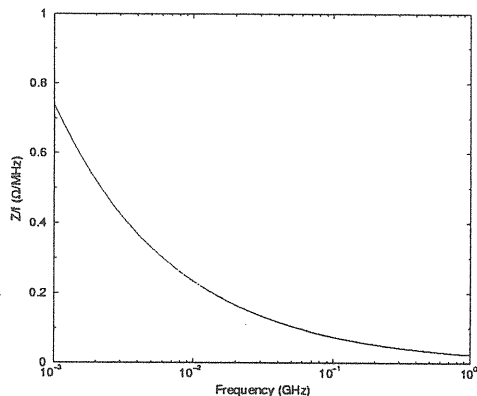


図 4-6: resistive wall impedance. Tiダクト。(壁の厚さが十分にある場合)

電磁石のところでは渦電流の影響を小さくするために、壁の厚さを薄くするか、セラミクス製のビームパイプを使用しなければならない。

4.4.2 ビームダクトの肉厚が表皮厚さに対して薄い場合

壁の厚さ b が表皮厚さよりも薄い場合には、壁抵抗インピーダンスの式が変わり、

$$\left(\frac{Z_L}{n}\right)_{RW} = \frac{C}{2\pi a \sigma b} \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (4-20)$$

となる。例えば $a=100\text{ mm}$ として、全周の $1/3$ をこのビームパイプにした場合のインピーダンスは図 4-7 のようになる。この場合 $b=10\text{ }\mu\text{m}$ 程度以上にしないと、Keil-Schnell-Boussard criterion [4-6]を満足しない。一方渦電流損失は $b=10\text{ }\mu\text{m}$ の場合偏向電磁石の磁場中だと 100 W/m 程度となるので、ビームパイプの冷却を考慮しなければならない。

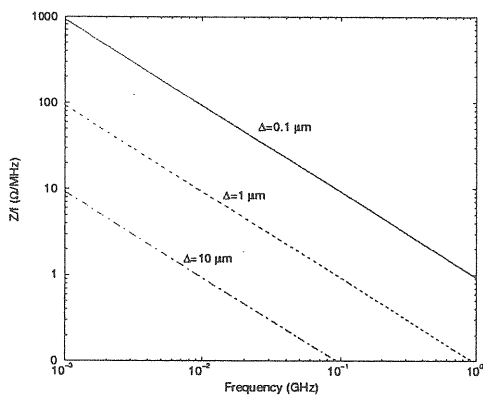


図 4-7 Ti 壁の厚さを薄くした場合の縦方向インピーダンス。全周の $1/3$ をこのビームパイプにしたとして計算した。

ビームが引き起こすこれらの問題を解決するのが RF シールドである。すなわち RF シールドの役割は、

- (1) ビームが誘起する映像電流 (image current) を流す。
- (2) ビームが誘起する電磁波をダクト内に閉じこめる。

である。

RF シールドには先に示したように表皮厚さよりも厚い金属で真空ダクトを覆うのが、最も効果的である。しかしながら、これでは金属で真空ダクトを製作したのと何ら変わりがなく、渦電流の影響が問題である。そこで、英国 Rutherford Appleton Laboratory (RAL) にある

大強度パルス中性子源 (ISIS : 800 MeV , 50 Hz , 平均電流 $200\text{ }\mu\text{A}$) では、セラミックスダクトの内側にビーム軌道に沿わせて RF シールドを設置している[4-7]。RF シールドは、導電性のロッド ($3\text{ mm}\phi$ の SUS) と RF の高周波成分を透過させるためにコンデンサ及び絶縁フレームからなる。

4.4.3 RF シールドの渦電流の影響

RF シールドとしてワイヤを張った場合の渦電流の影響について考える。

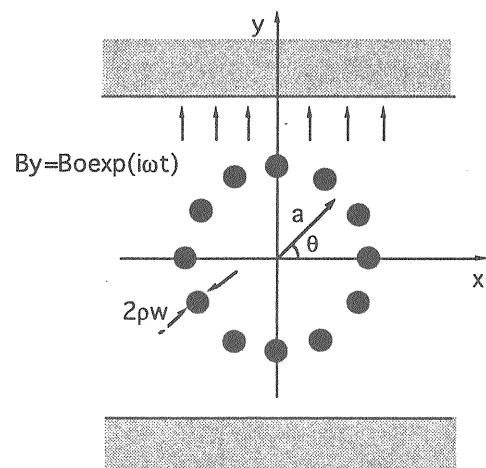


図 4-8 偏向電磁石中に $N=2n$ 本の半径 ρ_w のワイヤを張ったモデル

(1) 渦電流損失

図 4-8 のように $N=2n$ 本の半径 ρ_w のワイヤを張り、それぞれのワイヤの片側に容量 C のコンデンサをつけると、 k 本目のワイヤ ($\theta_k=2\pi k/N$) にかかる電場 E_k と電流 I_k との関係は、

$$\frac{-I_k}{j\omega C} + E_k L = j\omega B_0 L \cos\theta_k \cdot \exp(j\omega t) \quad (4-21)$$

となる。ここで、電流 I_k は、

$$I_k = \pi \rho_w^2 J_k = \pi \rho_w^2 \sigma E_k \quad (4-22)$$

なので、電場 E_k は、

$$E_k = \frac{j\omega B_0 a \cos \theta_k \cdot \exp(j\omega t)}{1 + j \frac{\pi \rho_w^2 \sigma}{\omega CL}} \quad (4-23)$$

となる。したがって、渦電流損 P_e は、

$$P_e = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{\pi \rho_w^2 L}{2} \operatorname{Re} E_k J_k^* = \frac{\pi N}{4} \cdot \frac{\sigma \omega^2 B_0^2 a^2 \rho_w^2 L}{1 + \left(\frac{\pi \rho_w^2 \sigma}{\omega CL} \right)^2} \quad (4-24)$$

となる。

コンデンサ容量 C を小さくすると個々のワイヤ内の渦電流が見えてくるので、次にそれを見積もる。

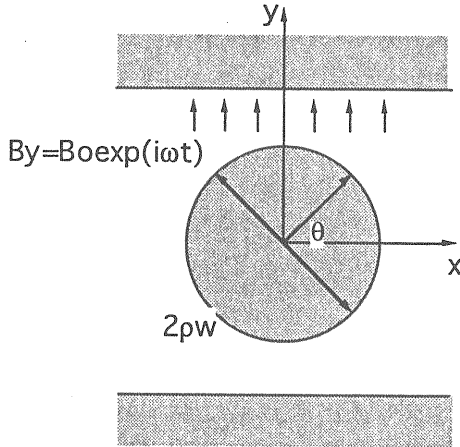


図 4-9 個々のワイヤ内の渦電流の見積もり

図 4-9 のようにワイヤが 1 本張られているとすると、電場 E_z は、

$$E_z = j\omega B_0 \rho_w \cos \theta \cdot \exp(j\omega t) \quad (4-25)$$

となる。この場合、渦電流損失 P_{ew} は、

$$P_{ew} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int dV E_k J_k^* = \frac{\pi \sigma \omega^2 B_0^2 \rho_w^4 L}{8} \quad (4-26)$$

となる。したがって、コンデンサ容量 C が小さい場合の渦電流損失は、(4-24)式と(4-26)式を合計して、

$$P_e = \frac{\pi N}{4} \cdot \frac{\sigma \omega^2 B_0^2 a^2 \rho_w^2 L}{1 + \left(\frac{\pi \rho_w^2 \sigma}{\omega CL} \right)^2} + \frac{\pi N \sigma \omega^2 B_0^2 \rho_w^4 L}{8} \quad (4-27)$$

となる。

(2) 渦電流が誘起する磁場

渦電流の作る磁場 ΔB_y は、ビーム軸上で、

$$\begin{aligned} \Delta B_y &= - \sum_{k=0}^{N-1} \frac{\mu_0 I_k \cos \theta_k}{2\pi a} \\ &= - \frac{jN}{4} \cdot \frac{\mu_0 \sigma \omega B_0 \rho_w^2}{1 + j \frac{\pi \rho_w^2 \sigma}{\omega CL}} \cdot \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad (4-28)$$

となるので、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta B_y}{B_y} &= - \frac{jN}{4} \cdot \frac{\mu_0 \sigma \omega \rho_w^2}{1 + j \frac{\pi \rho_w^2 \sigma}{\omega CL}} \\ &= -j \frac{N \rho_w^2}{2\delta^2} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{\pi \rho_w^2 \sigma}{\omega CL}} \end{aligned} \quad (4-29)$$

となる。

【例題】

アルミナセラミックスの表面に半径 $\rho_w=0.6\text{mm}$ の銅ワイヤ ($\sigma=5.9\times 10^7/\Omega\text{m}$) を $N=36$ 本, $L=3\text{m}$ を張った場合の渦電流の影響を評価する。

- それぞれのワイヤの片側に, $C=0.1\mu\text{F}$ のコンデンサを付けた場合

$$P_e=4.0\times 10^{-8}+1.44\text{ W/3m,}$$

$$\Delta B_y/B_y=-2.7\times 10^{-8}$$

- コンデンサを付けない場合

$$P_e=8.02\times 10^{-4}+1.44\text{ W/3m}$$

$$\Delta B_y/B_y=-j3.8\times 10^{-2}$$

となる。

4.4.4 壁電流損失

壁のインピーダンスによって壁で失われる電力(壁電流損失)の評価を行う。インピーダンスによって失われる電力 P_w は,

$$P_w = \eta \sum_{i=1}^{\infty} \text{Re}(Z(\omega_i)) \frac{|I_i|^2}{2} \quad (4-30)$$

として求められる。ただし, η は 1 運転サイクル中に定格ビームが存在する時間の割合である。リング内を周回するビームの分布をガウス分布を仮定すると, 電流 I は,

$$I = \frac{eN_b}{\sqrt{2\pi\sigma_t}} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\left(t - kT_0/h\right)^2}{2\sigma_t^2}\right)$$

$$= I_c + 2 \sum_{i=1}^{\infty} I_c \exp\left(-\frac{i^2 h^2 \omega_0^2 \sigma_t^2}{2}\right) \cos(ih\omega_0 t) \quad (4-31)$$

と記述することができる。ここで, I_c はピーク電流値, h はハーモニクス数, ω_0 は周回角周波数, σ_t はビームバンチ長, である。したがって, 壁電流損失は,

$$P_w = \eta I_c^2 \left(\text{Re}(Z(0)) + 2 \cdot \sum_{i=1}^{\infty} \text{Re}(Z(ih\omega_0)) \exp(-i^2 h^2 \omega_0^2 \sigma_t^2) \right) \quad (4-32)$$

となる。

4.5 TiN コーティング

真空ダクト内に電子が多数存在すると, その電子によりダクト内を周回する陽子が不安定になりビームロスの原因となる。したがって, 真空ダクト内に電子を多数存在させないためには, 真空ダクト壁からの二次電子の放出を抑制する必要がある。アルミナセラミックスからの二次電子放出を抑制する方法として, アルミナセラミックス表面に窒化チタン (TiN) をコーティングすることが一般的である。しかしながら, コーティングの厚さが厚いと前述したように変動磁場が誘起する渦電流のために TiN が発熱及び歪曲磁場を誘起するのみならず, ダクトのインピーダンスが大きくなり周回ビームが誘起する電位によりビーム不安定性を引き起こす原因となる。また, コーティングが薄いと二次電子放出を十分に抑制することができない。

以上のことから, コーティングに必要かつ十分な TiN について, インピーダンスの観点と二次電子放出の観点から検討する。

4.5.1 インピーダンスの観点から

インピーダンスの観点から, TiN コーティングの必要厚さを検討する。検討のモデルとして,

図 4-10 に示すような簡単な二次元モデルを用い、解析的に縦方向インピーダンスを計算する。

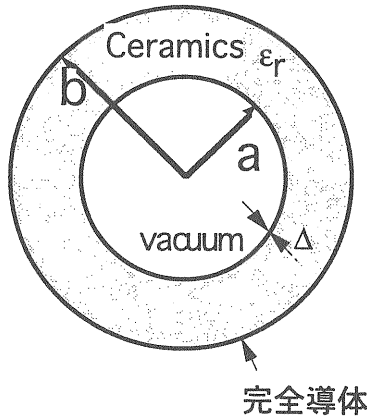


図 4-10 セラミクスダクトの二次元モデル

半径 a のところには表面抵抗 $R=1/(\sigma\Delta)$ の薄い TiN 膜をコーティングしているとする。 Δ は TiN の厚さである。半径 b の外側は完全導体で覆われている。ビームは光速 c で走るとするとその場合は、

$$E_r^s = Z_0 H_\phi^s = \frac{Z_0 I_0}{2\pi r} \exp(j(\omega t - kz)) \quad (4-33)$$

となる。但し $\omega=kc$ 。その他に $r < a$ の領域には TM01 波が通る。

$$\begin{aligned} E_z &= A \\ E_r &= Z_0 H_\phi = \frac{jk_r}{2} A \end{aligned} \quad (4-34)$$

ここで $\exp(j(\omega t - kz))$ は省いた。 $a < r < b$ の領域にも TM01 波が通る。

$$\begin{aligned} E_z &= BJ_0(k_c r) + CY_0(k_c r) \\ \epsilon_r E_r &= Z_0 H_\phi = \frac{jk}{k_c} (BJ_1(k_c r) + CY_1(k_c r)) \end{aligned} \quad (4-35)$$

境界条件は $r=a$ では、

$$\begin{aligned} E_z(r=a+0) &= E_z(r=a-0) \\ \epsilon_r E_r(r=a+0) &= E_r(r=a-0) + \frac{Z_0}{R} E_z(r=a) \end{aligned} \quad (4-36)$$

$r=b$ では

$$E_z(r=b) = 0 \quad (4-37)$$

これを A, B, C について解くと、単位長あたりの結合インピーダンスは $Z/L = -A/I_0$ で計算できる。図 4-11 に TiN 膜の表面抵抗 R をパラメータとしてプロットした。シンボルは HFSS による 3 次元シミュレーション結果で、解析計算とほぼ同じ結果になった。

周波数が低いところでインダクタンスが見えているのはセラミクスの誘電率によってビームのつくる TEM 波が崩されるからである。上の式を低周波数で近似して結合インピーダンスを求めると

$$\frac{Z}{L} = j \frac{f Z_0}{c} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (4-38)$$

となる。但し、 f は周波数、 $Z_0=377\Omega$ は真空のインピーダンス、である。高周波数になるとこのインピーダンスが TiN 膜のインピーダンス ($Z/L=R/2\pi a$) よりも大きくなり、TiN 膜に電流が流れるようになる。表面抵抗を $R=1\Omega$ とすると数 10 MHz に山ができるので、それを避けるならば表面抵抗を上げるか、TiN 膜を切って、TiN 膜にイメージ電流が流れづらくしなければ

ならない. $R=100\Omega$ にすると 100MHz あたりまでは結合インピーダンスの実部はほとんど生じない. $R=100\Omega$ を TiN の厚さに換算すると, 約 1.7nm である. したがって, インピーダンスの観点から TiN コーティングの厚さは, 1~2nm 程度が良い.

で, 二次電子放出を抑制するために要求される TiN の厚さは, 数 nm 程度で十分である. これまでのクライストロン用の真空封じ窓等の実験結果からアルミナセラミックスからの二次電子を抑制するための TiN コーティングの厚さは 1nm から 2nm で十分であった[4-8].

インピーダンスと二次電子放出両方の観点から TiN コーティングの最適値を検討した結果, から 2nm 程度が最適な値である.

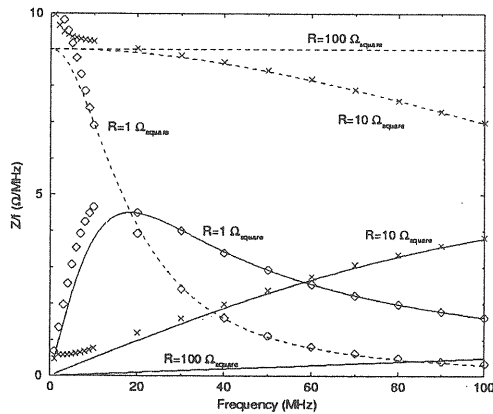


図 4-11 セラミックビームパイプの縦方向インピーダンス. 全周の 1/3 をこのビームパイプにしたとして計算した. 実線は解析的に求めたものの実部. 破線は虚部. シンボルは HFSS による 3次元シミュレーション結果.

4.5.2 二次電子放出の観点から

二次電子放出の観点から必要な TiN コーティング厚さを検討する.

アルミナセラミックスに発生される二次電子の減少量は, TiN での電子の平均自由行程 (λ) を用いて, 以下の式である程度特徴付けることができる.

$$\exp\left(-\frac{t_f}{\lambda}\right) \quad (4-39)$$

ここで, t_f は TiN の厚さである. 金属中の電子の平均自由行程は 0.4nm から 1nm 程度であるの

5. アルミナセラミックス ビームダクトの製作

アルミナセラミックスで真空ダクトの製作を行っている。内直径 187mm から 247mm の円形ダクトで長さ 500mm 程度であれば肉厚 5 mm から 6mm 程度で製作可能である。ここでの「製作可能」というのは、ダクトの外周及び内周の表面研磨なしに、製作精度を確保できるという意味である。

表 3-1 に示したように、3GeV シンクロトロン の偏向電磁石部では、内直径 187mm、長さ 3000mm で 15 度湾曲した形状のダクトが必要であり、四極電磁石部では、内直径 247mm、長さ 1000mm の直管が必要である。これらの形状をもつアルミナセラミックスを焼成するのは困難であるため、長さ 500mm 程度のユニットダクトを製作し、これらを接合することで各部に必要な形状の真空ダクトを成型する。ISIS でも同様にユニットダクトを接合し、長さ約 4.4m の真空ダクトを製作している[5-1]。

この章では、アルミナセラミックスの焼結から最終的に 3GeV シンクロトロン用の真空ダクトになるまでの製作過程の説明を行う。

5.1 アルミナセラミックスの焼結

アルミナセラミックスの焼結工程は、製作メーカーにより多少の違いはあるが、主に次のようなものである。

①原料粉の選別

真空ダクトには高純度微粒アルミナを使用する。

②プレス段取り

芯金等の治具を用意し、プレス用容器中に原料粉を入れる。

③静水圧プレス

プレス用容器を静水圧プレス機により圧力をかけ、成形体を製作する。焼成段階で高密度な焼結体を得るために、成形時には可能な限り最密充填に近い状態にすることが重要である。

④機械加工

成形体を設計寸法に加工し、焼結前段階の仕上げ品を製作する。

⑤焼結

焼結方法は製品によって様々な方法があるが、一般的には、焙り→酸化→還元→焼結の4段階の過程を経る。焼結を開始する前後の加熱速度が非常に重要で、この加熱速度の違いにより焼成温度が同じでも、焼結後の比重、収縮率等に違いが生じる[5-2]。

⑥研削加工

最終的に設計寸法に研磨する。

5.2 アルミナセラミックスの接合

セラミックスの接合方法を大別すると次のようになる。

(1)機械的接合

例えば、はめ合い、焼きばね、ねじ止め、等、機械的に力を加えて接合、接続する。

(2)接着剤接合

有機系や無機系の接着剤を用いて接合する。適用が容易であるが、耐熱性や接合強度が不十分である。真空系への使用は不適當である。

(3)化学的接合

接合材の界面において反応し、化学的な結合が生じる場合である。例えば、アルミナなどの酸化物セラミックスと金属の界面では、酸素と金属原子との間に結合が生じていると考えられている。また、ろう材を用いた接合もこれに相当する。一般に気密で強固な接合が可能である。

(4)物理的接合

接合面では必ずしも化学反応が起こってい

ないとは言えないが、物理的な接合である。圧接や蒸着などがこれに相当する。また、拡散接合や溶接もこの接合区分に入る。

これらの接合方法の特徴から、セラミックスダクト間の接合には化学的接合、中でも、ろう材を用いた接合が適当であると考えられる。次にろう材を用いた接合について述べる。

5.2.1 接合の基礎

セラミックスと金属が効果的に接合されるためには、セラミックスと金属との熱膨張の相対関係が適切であり、お互いに無理な歪力がかからなければならないことが必要である。また、セラミックスと金属とがお互いになじむこと、すなわち、相互に濡れることが必要である。これらについて簡単に述べる。

(1) セラミックスと金属の熱膨張

セラミックスと金属とを接合する際に、強い接合力を得るためには、セラミックスに無理な歪力がかからないような接合金属を選択することが必要である。さらに、接合後セラミックスにわずかに圧縮応力が加わっている状態にすることが良い。セラミックスの圧縮強度は引張り強度の約 10 倍であるので、セラミックスの熱膨張率よりもわずかに大きな熱膨張率を有する金属を接合することが、強い接合力を得るための条件である。

(2) 濡れ性

ろう材による接合など接合の多くは、固相-液相系で行われる。この場合、強固な接合力を得るためには、基本的には固相-液体間で良好な濡れ性を示すことが必要である。良好な濡れ性というのは、液体が球滴にならないで固体表面にひろがることである。したがって良好な濡れ性を示すためには、

$$\gamma_{SL} + \gamma_{LV} < \gamma_{SV} \quad (5-1)$$

の関係を満足する必要がある。ここで γ_{SL} は固体-液体界面エネルギー、 γ_{LV} は液体-気体界面エネルギー、そして、 γ_{SV} は固体-気体界面エネルギーである。これに対し、

$$\gamma_{SV} + \gamma_{LV} < \gamma_{SL} \quad (5-2)$$

の場合には、濡れは全く起こらないことになる。

固体表面では、固体-液体、液体-気体、及び固体-気体の 3 つの界面エネルギー間には、力の平衡が存在する必要がある。

これは、力の平衡が成立するまでは液滴は自由に動くことができ、力の平衡が成立した段階でこの移動は止まる。すなわち、

$$\gamma_{SV} = \gamma_{SL} + \gamma_{LV} \cos \theta \quad (5-3)$$

の関係が成立するまでは液滴は移動する。ここで、 θ は接触角である。

これらの関係を図 5-1 に示す。

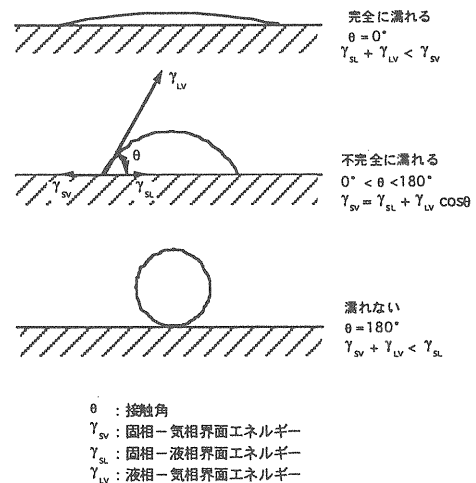


図 5-1 液体による固体表面の濡れ

(3) 界面における物質移動

固体と液体の組み合わせが酸化物と金属である場合、このときどちらが液体であっても、 γ_{sl} は比較的大きな値である。 γ_{sl} を低下させ液体が固体のよく濡れるようにするために、金属表面を酸化させ、これと酸化物とを接触する方法が一般的に使用される。金属表面の酸化は、 γ_{sl} を低下させるとともに、物質相互間の化学反応を促進させる働きがある。

また、接続操作の高温下で酸化物と金属が接触しているときに、全界面エネルギーが減少させるための現象が起こる。一つは、界面面積の減少で、もう一つは、単位面積当たりの界面エネルギーの減少である。これらが個別に起こることはなく、両方が起こっていると考えられる。界面エネルギーを減少させるために、各界面の組成も変化していると考えられる。つまり、界面の組成は内部の組成と異なった組成となる。また、界面エネルギーを減少させるような不純物や成分は界面に析出し、他方、界面エネルギーを増加させる成分は界面から遠ざけられる。これを吸着という[5-3]。

このように内部とは組成が異なる界面において接合操作の高温下では、拡散が起こり、完全な接合が行われる。

5.2.2 セラミックスと金属の接合

ろう材を使用しセラミックスと金属との接着方法には、低融点金属法、活性金属法、メタライズ法(高融点金属法)、酸化物溶剤法、等、様々な方法がある。ここでは、これらの方法について簡単に述べ、実際我々が採用しようと考えているメタライズ法に関しては、少し詳しく述べる。

(1) 低融点金属法

金属材料の接合に広く用いられる Pb-Sn 系のはんだは、セラミックス表面をほとんど濡らさないで、セラミックスと金属の接合には使用

できない。しかしながら、これに Sb 及び Zn を少量添加した合金はセラミックスやガラス表面を濡らすことができ、金属との接合が可能となる[5-4]。このろう材の融点温度は 170~300°C で、セラソルザ[®]として知られている。セラソルザ[®]の番号は溶融温度を示している。接合強度は大きくないが、電子部品の接合に適している。

(2) 活性金属法

セラミックスと反応しやすい、すなわち酸素等と結合しやすい Ti や Zr をろう材として用いる方法である。金属自身の融点は、Ti が約 1800°C、Zr が約 1700°C と高融点であるので、融点を下げるために、通常は Ag や Cu、Ni 等の合金の形で用いられる。これらの合金箔や粉末をセラミックス-セラミックス間、あるいは、セラミックス-金属間におき、液相ができる温度(900°C以上)まで加熱し接合する。

この方法は 1 回の加熱操作で接合が完了する簡便さがある。また、高接合強度を得るのが難しいサファイアや高純度アルミナに対しても適用できる長所がある[5-5]、[5-6]、[5-7]。一方、接合温度が高いので、金属材及び活性金属ろう材の酸化を避けるために、高真空中もしくは高純度不活性ガス雰囲気中での加熱が必要不可欠である[5-8]。

(3) 酸化物溶剤法

酸化物を溶剤として用い、この溶剤をセラミックスと金属との間に入れ、加熱処理して接合する方法である。加熱処理の雰囲気としては、一般的に、低温の場合は大気中、高温の場合は接合金属の酸化防止のために、不活性還元ガス雰囲気、もしくは真空中で行われる。酸化物溶剤には、PbO を多く含み融点が 300°C~400°C 程度の低温溶剤から、Al₂O₃ や CaO を主成分とする融点が 1500°C 程度の高温溶剤までである[5-9]。

(4) メタライズ法 (高融点金属法)

セラミックスの表面を何らかの方法で金属化 (メタライズ) すれば、はんだや金属ろうを用いて金属材料やもしくはセラミックス同士でも接合することができる。金属層を形成させる方法として、蒸着やメッキ等があるが、これらではセラミックスと金属膜との密着強度が小さいので、高接合強度を目的とする場合には、金属あるいは酸化物等をセラミックス表面に高温で焼き付ける。アルミナセラミック等の酸化物セラミックスに対しては、高温金属法の1つの方法である Mo-Mn 法が信頼性の高い接合法である。

アルミナセラミックのメタライズでは、通常 15%-20%の Mn を含む混合物が使用される。これをスクリーン印刷等によりセラミックス表面に塗布し、加湿された水素雰囲気中で 1300~1500℃程度で焼成する。この際の雰囲気中の水分は高温で Mo や Mn を特に Mn を酸化させる役割を持っている ($Mn + H_2O \rightarrow MnO + H_2$)。生成した MnO は、アルミナセラミック中の SiO_2 と反応してガラス相を形成する。また、すでに存在するガラス相にも溶解込み、流動性を良くするとともに、部分的に酸化されて濡れ性が良くなった Mo 粒子間隙に入って Mo 層とセラミックとの接合を強固にする働きがある。さらに MnO は Al_2O_3 とも反応して $MnO \cdot Al_2O_3$ を形成する。これら一連の機構を図 5-2 に模式的に示す。Mo はそのままでは化学的に不安定であり酸化されやすいので、その上に通常は Ni メッキを施す。Ni メッキはろう付けの際の加熱により、未だ残存している Mo メタライズ層の空隙に入り、また相互に拡散して接合を完全なものにすることも寄与する [5-10]。

ろう付け

セラミックスとろう付けする金属は、ろう付け時の熱応力を小さくするために、セラミック

と熱膨張特性が近いものを選ぶ必要がある。一般的には、コバルト (Fe-Ni-Co) やファーンニ (Fe-Ni) を用いる。Cu や Fe, SUS も使用するが、その際には熱膨張係数の不一致により発生する応力が相当大きくなるので、この応力を逃がすような方策が必要となる。我々が使用を検討している Ti の場合には熱膨張係数が他の金属に比べて、セラミックスに非常に近いために、この点では有利である。

ろう材には JIS Z 3261 の BAg-8 を使用するのが一般的である、このろう材は、Ag:Cu-72:28 の共晶ろうで、固相-液相線温度は 780℃である。ろう付けは水素還元雰囲気または真空中で行う。

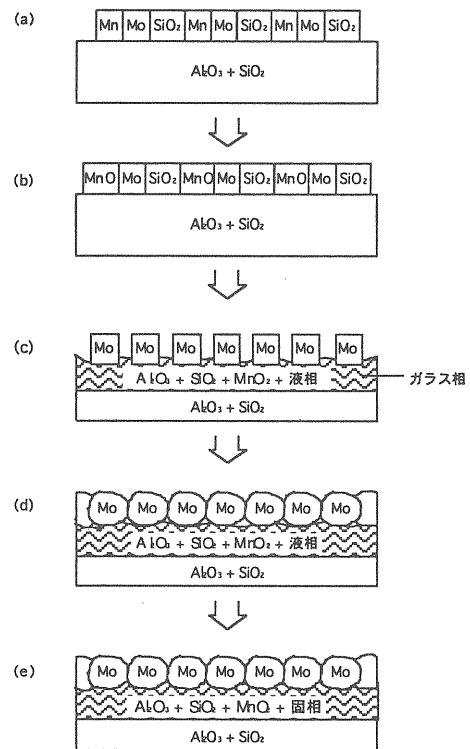


図 5-2 Mo-Mn 法によるメタライズ機構

5.3 RF シールドの形成

RF シールドが設置される位置として 2 種類考えられる。一つはダクトの外周、もう一つはダクトの内周である。ISIS はインピーダンスを

減少させるために、ダクトの内側にビーム軌道に沿わせて RF シールドを設置している。ISIS は非常に安定に運転されているので、3GeV シンクロトロン RF シールドも同様に設置するのも選択肢の一つである。しかしながら、RF シールドは、導電性のロッドと RF の高周波成分を透過させるためにコンデンサ及び絶縁フレームからなるので、これらを真空中に設置するとアウトガスが大きいことやメンテナンス性が悪いことが問題点となる。したがって、RF シールドを真空外に設置することを検討している。

実際には、アルミナセラミックスダクト外表面に、ストライプ状に銅箔を接着し、端部にコンデンサを介して接地する。アルミナセラミックスダクト外表面に銅箔を接着できないので、まず、セラミックス表面に Ti をストライプ状にメタライズしておき、その上に銅箔を接着する。接着方法として、現在二種類の方法を検討している。一つは、銅箔をろう付けする方法、もう一つは、電鍍により銅を成形する方法である。前者は簡便な方法であるが、厚さ 0.5mm 程度の銅箔を正確に接着できるか否かの検討が必要である。後者はコスト大きくなるという問題がある。ここでは、後者の電鍍法について述べる。

5.3.1 PR 電鍍銅の製法と性質

無酸素銅を金属表面に電鍍法で形成する場合、

光沢剤を添加した硫酸銅や、あるいはパイロリン酸銅が電解溶液として多く用いられる。こうして得られたものは結晶粒の成長が抑制され微結晶集合となるため、一般には表面が光沢を有し、また、機械的強度も高くなる。しかしながら、内包する不純物のため、通常の溶解法で得られた無酸素銅よりも電気伝導度が低くなる傾向がある。

最近、添加物を用いない電鍍法 (PR 法) が開発され、十分に高い電気伝導度を持つことが確認されている[5-11], [5-12]。PR 法とは、塩素イオン濃度、電流密度などを最適に制御し、さらに、電極電位を周期的に反転させて電解研磨過程を繰り返し行い、光沢剤を添加せずに硫酸銅溶液中で電析させる方法である。この方法で得られた電鍍銅は、選択的な結晶成長が抑えられ、直径 10 μ m 程度の小さく短い針状の均一な結晶粒を持ち、表面も平滑である[5-13]。また、PR 電鍍銅は不純物量が 35ppm (重量) 以下となり、通常の溶解法 (鑄造) で得られる無酸素銅 (<40ppm) と同等で、光沢剤を使用した硫酸銅電鍍銅 (200-1500ppm [5-14]) に比べて極めて少なくなっている。このため、表 5-1 に示すように他の電鍍法で生成したものより電気伝導度が高い。表 5-1 は 100kHz での電気伝導度であり、IACS 基準値 5.8x10⁷S/m を 100 とした。機械的強度については、鑄造無酸素銅の硬化処理を施したものと同程度の強度を有している[5-15]。

表 5-1 各種銅の電気伝導度及び機械的強度

材料	電気伝導度 (IACS 値) @100kHz	降伏強度 (耐力) (MPa)	引張強度 (MPa)
IACS 基準軟銅試料	100.7	-	-
溶解鑄造無酸素銅	102.0		
焼鈍材		34 (0.5%)	213
硬化材		324 (0.5%)	327
PR 電鍍銅	101.9	150 (0.2%)	280
光沢剤硫酸銅浴電鍍銅	76.8	~300 (0.2~0.5%)	~500
パイロリン酸銅浴電鍍銅	80.1	-	280

5.4 TiN コーティング

アルミナセラミックス内面に TiN 膜を精度良くコーティングする必要がある。このような処理には、イオンプレーティング法がよく使用される。ここではイオンプレーティング法の中でも TiN 膜コーティング技術が進んでいる HCD 法 (Hollow Cathode Discharge 法) について述べる[5-16]。

HCD 法は、HCD のビームを水冷銅のつぼに入れた被蒸発物質に照射して、蒸発させると同時に、その蒸発された物質にも照射してイオン化を図る。すなわち、HCD 電子銃からの電子ビームにより蒸発とイオン化を同時に行う。

あらかじめ高真空中に排気させた真空槽内に中空陰極と陽極 (加熱面) を相対させておく。この中空陰極内にごく僅かのプラズマソースガス (主に不活性ガス) を流入しながら、特殊な方法で陰極内部のガス分子を励起し、そのイオン化を図る。形成された低圧ガスプラズマは、中空陰極本体自身の温度を約 2000°C~2200°C に上昇させ、陰極本体から熱電子を放出する。このようにして中空陰極内の低圧ガスプラズマと陰極自身からの熱電子放出で、HCD 電子銃は被蒸発物質の加熱と蒸発した物質のイオン源として機能する。

6. 金属ダクト

変動磁場の存在しないところには金属ダクトを用いる。金属としては、加速器では一般的に SUS316L が用いられる。しかしながら、ビームロスの大い場所に SUS を用いると、長寿命放射能をもつ同位元素が多く生成される。その点チタンは、長寿命の同位元素が生成されず、残留放射能の観点から SUS316L に比べて有利である。図 6-1 に原子番号の違いによるガンマ線量の違いのデータを示す。[6-1]

その上、表面からのガス放出率も小さいため、加速器の真空ダクト材料としては優れた性質を有している[6-2]。これらのことから、金属ダクトの材料として、チタンを用いることとした。

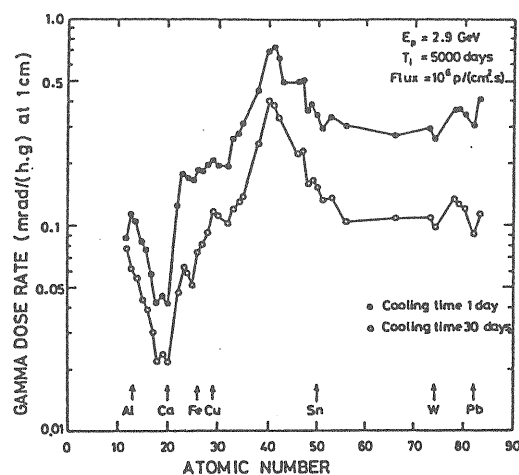


図 6-1 原子番号の違いによるガンマ線量

参考文献

4 章

- [4-1] R.A. Beth, J. Appl. Phys. 37 (1966) 2568
- [4-2] S.Y. Lee, Nucl. Instr. and Meth. A300 (1991) 151-158
- [4-3] D.A. Edwards and M.J. Pyphers " AN INTRODUCTION TO THE PHYSICS OF HIGH ENERGY ACCELERATORS " JOHN WILEY & SONS, INC. 1993, pp111
- [4-4] 金正, 西沢, 魚田, 久保, 佐藤, 齊藤: 真空, 44 (2001)131.
- [4-5] K.W. Robinson, SLAC-49, (1965) pp32
- [4-6] A.W. Chao, "Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators " JOHNWILEY & SONS, INC., NEW YORK, 1993
- [4-7] J. R. J. Bennett, R. J. Elsey and A. J. Dossett, Vacuum, 28, 507.
- [4-8] S. Michizono, A. Kinbara, Y. Saito, S. Yamaguchi, N. Matsuda ; TiN film coatings on alumina radio frequency windows, JVST, A 10.1180-1184 1992

5 章

- [5-1] J. R. J. Bennett and R. J. Elsey, IEEE Trans. Nucl.Sci., Vol. NS-28, No. 3, June 1981, pp3336
- [5-2] 福浦雄飛, 浅野幸泰: 「ニューセラミック粉体ハンドブック」, 356-368, (1983)
- [5-3] Jere H. Brophy, Robert M. Rose, John Wulf : " Thermodynamics of Structure ", pp.46-59 (1964)
- [5-4] 野牧耕二: セラミックス, 15, 411 (1980)
- [5-5] 高塩治男, 大槻太郎: 「活性金属法による透光性アルミナの真空気密封着」, 真空, Vol.10, No.4, pp131-137 (1967)

[5-6] 高塩治男: 「活性金属法によるサファイアと金属との封着」, 窯業協会誌, Vol.78, No.10, pp350-358 (1970)

[5-7] 高塩治男: 「活性金属法によるフォルステライトセラミックとチタニウムとの封着」, 窯業協会誌, Vol.83, No.8, pp411-416 (1975)

[5-8] W. M. Armstrong, A. C. D. Chaklaader, J. F. Clarke : " Interface Reactions between Metals and Ceramics : I. Sapphire-Nichel Alloys ", J. Am. Ceram. Soc., Vol. 45, No.3, pp115-118 (1962)

[5-9] W. R. Wilcox, L. D. Fullmer : " Growth of KtaO₃-KNbO₃ Mixed Crystals ", J. Am. Ceram. Soc., Vol.49, No.8, pp.415-418 (1966)

[5-10] 高塩治男: 「Mo-Mn 法によるアルミナセラミックスと金属との封着」 窯業協会誌, Vol.79, No.9, pp330-339 (1971)

[5-11] K. Tajiri et.al., Interfinish Congress, Garmisch Partenkirchen, 2000

[5-12] K. Tajiri et.al., Plating and Surface Finishing, 2000

[5-13] 齊藤芳男, 他, リニアック技術研究会

[5-14] W.H.Kohl, " The Properties of Electrodeposited Metals and Alloys ", 2nd ed., AESFS, Orlando, 1986.

[5-15] W. H. Wohl, " Handbook of Materials and Techniques for Vacuum Devices ", 1995, AIP Press

[5-16] 加藤, 他, 真空 38, (1995) 264

6 章

[6-1] IAEA Technical Report Series No. 283 " Radiological Safety Aspects of Operation of Proton Accelerators " pp107

[6-2] 伊藤, 湊: 真空 40 (1997) 132.