

## 1. はじめに

この講義では、加速器のための超高真空について高エネルギー加速器研究機構にある B-Factory(KEKB)の蓄積・衝突リングに基づいて解説をする。したがって、ここで言う加速器とは基本的には「電子（陽電子）加速器」のことであり、その他の加速器の真空システムについては対象としていない。また、加速器とは直接に関係が無い一般の真空についてもほとんど取り扱わないので、真空一般については[1-3]などの教科書を参考にさせていただきたい。なお、本講義は加速器真空システムの入門者を対象としており、真空システムの基礎的な部分のみを取り扱っている。加速器の真空システムについては、過去の OHO[4-10]でも様々な観点から講義されているので、更に勉強を進めたい人はそちらを参考にさせていただきたい。

それではまず初めに、この講義の対象である KEKB の基本的なマシンパラメータを見てみよう。表 1 に真空の立場から見て特徴的なパラメータを示す。KEKB の蓄積電流の設計値は LER : 2.6 [A]、HER : 1.1 [A] であり、2004 年 6 月末の時点での蓄積電流は LER : 1.6 [A]、HER : 1.2 [A] である。このような大電流蓄積リングにおいては、ビームから照射されるシンクロトロン放射光のパワーは強く、また光子数も多くなる。そのため、真空システムには特別な配慮が必要となる。また、バンチ長も 7 [mm] と短いので、それに対しても特別な配慮が必要となる。どのような配慮が必要かについての

具体的な話は後ほどするとして、まずは「加速器には何故真空が必要なのか？」から考えてみよう。

## 2. 加速器に必要な圧力

周長約 3000 [m] の KEKB では、電子（陽電子）の通り道（ビームダクト）は全て真空に保たれている。ここで言う真空とは、もちろん本当に全く何にも無い状態ではなく、非常に圧力の低い状態のことである。ビームダクト内を真空に保つ理由は、気体分子とビーム粒子の相互作用によりビーム粒子が軌道から外れて失われてしまうことを出来るだけ少なくするためである。

KEKB のビームダクト内の圧力は以下の 3 つの条件で制限されている。

- (1) ビーム寿命
- (2) 物理検出器へのノイズ
- (3) イオントラッピング

以下に、それぞれの条件について検討してみよう。

### 2.1 ビーム寿命

リングに蓄積されるビームの重要なパラメータの一つにビーム寿命がある。時刻  $t$  におけるビーム電流を  $I(t)$  とすると、ビーム寿命  $\tau$  は

$$\tau = \frac{I(t)}{-\frac{dI(t)}{dt}} \quad (1)$$

で定義される。

	LER (Positron)	HER (Electron)
ビームエネルギー [GeV]	3.5	8.0
ビーム電流 [A]	1.6 (Design:2.6)	1.2 (Design:1.1)
周長 [m]		3013
バンチ長 [mm]		7
バンチ数		~1200
バンチ間隔 [ns]		8

表 1. KEKB の基本パラメータ (2004 年 6 月の値)

リングに蓄積されているビーム粒子は、残留気体分子と相互作用することで軌道から外れてしまうため、ビーム中の粒子数は徐々に減少する。この残留気体との相互作用には

- (1) 残留ガス原子核による制動放射 (Bremsstrahlung)
- (2) 残留ガスの原子核との衝突による散乱 (Rutherford scattering)
- (3) 残留ガスの核外電子との衝突による散乱 (Moller scattering)

がある。それぞれの散乱断面積を  $\sigma_B$ 、 $\sigma_M$ 、 $\sigma_R$  とすると、全散乱断面積  $\sigma_T$  は

$$\sigma_T = \sigma_B + \sigma_M + \sigma_R \quad (2)$$

となる。残留ガスが密度  $N$  で存在している場合、単位時間当たり失われるビーム電流  $dI(t)/dt$  は全散乱断面積を用いて

$$\frac{dI(t)}{dt} = -Nv\sigma_T I(t) \quad (3)$$

と表される。ここで、 $v$  はビーム粒子の速さである。式(1)-(3)より、ビーム寿命  $\tau$  は散乱断面積を用いて

$$\frac{1}{\tau} = Nv\sigma_T = Nv(\sigma_B + \sigma_R + \sigma_M) \quad (4)$$

と表されることが分かる。従って、それぞれの散乱で決まるビーム寿命をそれぞれ、 $\tau_B$ 、 $\tau_M$ 、 $\tau_R$  とすると、

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_M} \quad (5)$$

なり、全ての散乱を考慮した場合のビーム寿命は、それぞれの散乱で決まるビーム寿命で分解することが出来る。

それぞれの断面積は以下の式で与えられる[4]。

- (1) 残留ガス原子核による制動放射 (Bremsstrahlung)

原子番号  $Z$  の原子核による制動放射によって電子が失われる場合の散乱断面積  $\sigma_B(Z)$  は

$$\sigma_B(Z) = 4\alpha r_0^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \times Z(Z+1) \left\{ \frac{4}{3} \ln\left(\frac{\gamma}{\gamma_c}\right) - \frac{5}{6} \right\} \quad (6)$$

で得られる。ここで、 $\alpha$ : 微細構造定数

$$= 1/137$$

$r_0$ : 古典電子半径

$$= 2.82 \times 10^{-15} \text{ [m]}$$

$\gamma$ : ビームのローレンツ因子

$$= E/m_e \quad (E: \text{ビームのエネルギー、} m_e: \text{電子の静止質量})$$

$\gamma_c$ : エネルギーロスの臨界値

$$= \gamma \Delta E/E \quad (\Delta E: \text{RF バケットの高さ})$$

である。この式は  $\gamma_c \ll \gamma$  の時にのみ有効である。

- (2) 残留ガスの原子核との衝突による散乱 (Rutherford scattering)

衝突によりエネルギーを失い軌道を外れた電子がビームダクト壁と衝突するための限界の散乱角度 (臨界角)  $\theta_c$  は、

$$\theta_c = \frac{a}{\beta} \quad (7)$$

で与えられる。ここで、 $a$ 、 $\beta$  はそれぞれ最小アパーチャー、ベータatron振幅関数の代表的な値である。原子核との衝突による散乱断面積  $\sigma_R(Z)$  は、この  $\theta_c$  を用いて

$$\sigma_R(Z) = 4\pi \left( \frac{r_0 Z}{\gamma} \right)^2 \theta_c^{-2} \quad (8)$$

と表される。

- (3) 残留ガスの核外電子との衝突による散乱 (Moller scattering)

散乱角が  $\theta$  の時の粒子のエネルギー損失  $q$  は

$$q = \frac{(\gamma^2 - 1) \sin^2 \theta}{2 + (\gamma - 1) \sin^2 \theta} \quad (9)$$

と表される。上式に臨界角  $\theta_c$  を代入して得られる  $q$  の値  $q_c$  が  $\gamma_c$  より大きいとき、断面積  $\sigma_M$  は

$$\sigma_M = 4\pi r_0^2 \frac{1}{\gamma_c} \quad (10)$$

と表される。

それでは KEKB の場合のそれぞれの断面積を計算してみよう。典型的な値として

$$a = 50 \text{ mm}$$

$$\beta = 25 \text{ m}$$

$$\gamma = 1.6 \times 10^4 \text{ (HER)}, 7.0 \times 10^3 \text{ (LER)}$$

$$\Delta E/E = 2.5 \times 10^{-2}$$

として計算した各散乱断面積を図 1 に示す。3 種類の散乱断面積の中で最も大きいのが制動放射による散乱断面積であり、全断面積はほぼこの断面積で決まる。また、原子

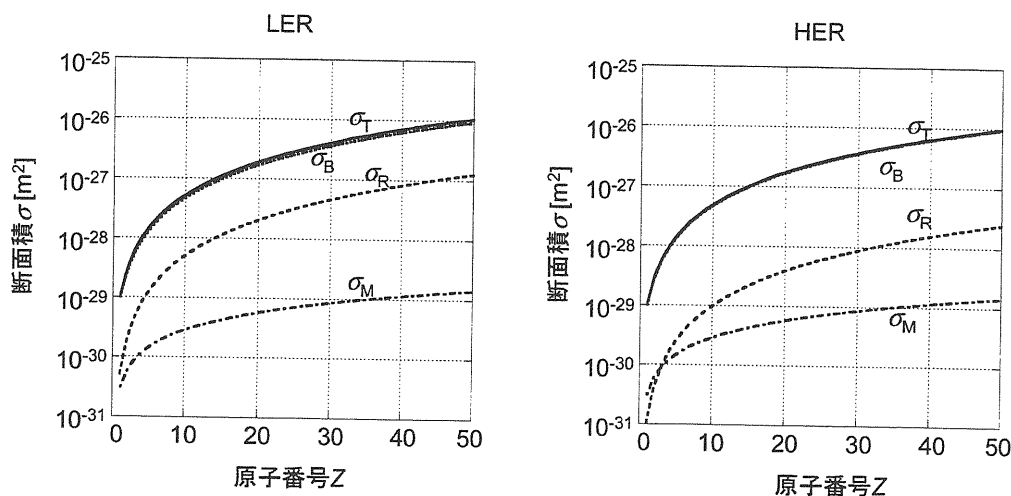


図 1. 散乱断面積

番号の大きな気体分子ほどビームの寿命に与える影響が大きいことが分かる。

一般に、加熱脱ガス処理した加速器運転中のダクト内には残留気体として

- 水素(H<sub>2</sub>)
- 一酸化炭素(CO)
- メタン(CH<sub>4</sub>)
- 二酸化炭素(CO<sub>2</sub>)

などが存在している。KEKB では残留ガスとの散乱によるビーム寿命として 10 時間を目標としているため、それぞれの気体について必要な圧力を計算すると表 2 のようになる。なお、ここでは温度を 300 [K]として計算した。

KEKB 運転中は、物理検出器のバックグラウンドノイズを減らすため、Cu や Ti などの金属製ブロックをビームの数 mm 近傍まで近づけ、正規の軌道から外れて周回する荷電粒子を遮蔽している（この装置を可動マスクという）。従って、実際の最小アパ

チャーはここで使用したものより小さくなるため、式(7)の臨界角も小さくなる。このような条件下では、ラザフォード散乱に散乱断面積が最も大きくなるため、ビーム寿命はこの散乱の影響を最も強く受けることになる。

## 2.2 物理検出器へのノイズ

KEKB の様な衝突型加速器においては、物理検出器(KEKB の場合は Belle 検出器)周辺の圧力は特に低く抑える必要がある。物理検出器周辺で電子ビームが残留気体分子に衝突すると、散乱された電子や発生した X 線などが物理検出器のノイズとして観測されてしまうため、目的の物理現象を精確に測定することが困難になってしまう。このため、衝突点付近では特に低い圧力(10<sup>-8</sup> [Pa]台)が要求されている。

## 2.3 イオントラッピング

真空ダクト内の残留気体分子は、ビームとの相互作用により、ある確率で電離し正イオン化される。電子蓄積リングでは、このイオンがクーロン力により電子ビームに引き寄せられる。質量数の小さなイオンは、バンチに引き寄せられる際の加速度が大きくなるため、次のバンチが来るまでにビーム軌道周辺から逸れてしまう。しかし、ある質量数以上のイオンは、ビーム軌道周辺に捕捉されることになる。この現象をイオ

	LER [Pa]	HER [Pa]
水素(H <sub>2</sub> )	1.79×10 <sup>-5</sup>	1.87×10 <sup>-5</sup>
一酸化炭素(CO)	7.01×10 <sup>-7</sup>	7.58×10 <sup>-7</sup>
メタン(CH <sub>4</sub> )	1.55×10 <sup>-6</sup>	1.67×10 <sup>-6</sup>
二酸化炭素(CO <sub>2</sub> )	4.30×10 <sup>-7</sup>	4.66×10 <sup>-7</sup>

表 2. ビーム寿命が 10 時間になる圧力

ントラッピングといい、イオントラッピングされる最小の質量数を臨界質量数という。ビーム軌道の上にトラップされたイオンは、ビーム寿命の減少、ビーム不安定性の原因となる。ここでは、イオントラッピングによるビーム寿命の減少について検討してみよう。

臨界質量数  $A_c$  は

$$A_c = \frac{N r_p}{n \beta^2 \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)} \frac{\pi R_c}{\sigma_x + \sigma_y} \quad (11)$$

と与えられる[7]。ここで、 $N/n$ : 1 バンチあたりの電子数

$r_p$ : 古典陽子半径  
 $= 1.53 \times 10^{-18}$  [m]

$\sigma_x, \sigma_y$ : ビームの水平、垂直方向の幅 [m]

$R_c$ : リングの平均半径  
 $= C/2\pi$  [m] ( $C$  はリング周長)

である。

HER の場合、臨界質量数がどの程度になるかを評価してみよう。現在の HER の運転パラメータ

$N/n = 5 \times 10^{10}$  [個]

$\sigma_x = 1$  [mm]

$\sigma_y = 0.1$  [mm]

$\beta = 1.0$

$R_c = 480$  [mm]

$n = 1284$  [bunches]

を式(11)に代入して臨界質量数を求めると、 $A_c \approx 0.8$

となり、全ての気体分子がトラップされる可能性があることになる。

イオンの分布がビームと同じガウス分布をしているとすると、イオンとの衝突による電子ビームの寿命  $\tau_i$  は

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{N_i \sigma_{IT} c}{4\pi \sigma_x \sigma_y C} \quad (12)$$

で表される[7]。ここで、 $N_i$  はリング全周にトラップされたイオンの総数、 $\sigma_{IT}$  は衝突の全断面積である。ここで、それぞれの残留気体が 1 価の正イオンに電離したとして、それぞれのイオンに対するビーム寿命を評価してみよう。イオンの衝突断面積は気体分子の衝突断面積と等しいとして、 $\sigma_{IT}$  に先に求めたそれぞれの気体分子に対する衝突断面積  $\sigma_{IT} (\approx \sigma_B)$  を使用する。一方、 $N_i$  はリング内に蓄積される電子の総数と等しいとする。トラップされるイオン数と電子数が等

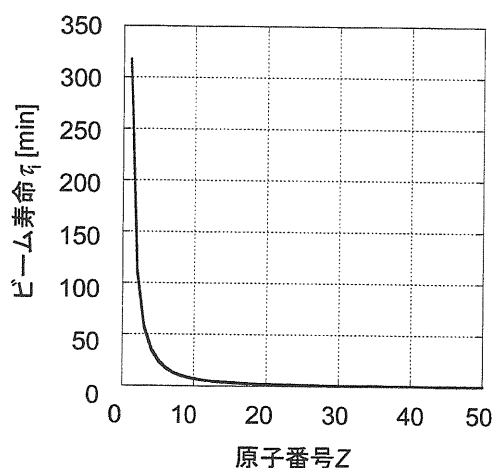


図2. イオントラッピングで決まるビーム寿命

しいとき、バンチは電氣的に中性となり、それ以上イオンはトラップされなくなる。従って、 $N_i$  は最大でもリングに蓄積されている電子数を超えることはないと考えられるため、この様に近似をしても構わない。

主な残留気体に対する結果を図2に示す。原子番号が大きくなると、寿命は急激に減少する。イオンが  $H_2, CO$  の時は、イオントラッピングで決まるビームの寿命はそれぞれ約 160 分、約 6 分である。ここではトラップされるイオン数が蓄積電子数と等しくなるとして寿命を評価しているが、なかには 2 価以上に電離されるイオンも存在するため、実際にはそれほど多くはない。従って、実際のイオントラップによる寿命はもっと長くなると考えられる。

KEKB では、全てのバケットにバンチを入れることはせずバンチを偏在させて運転することで、イオントラップによる寿命の減少を防いでいる。

### 3. ガス放出

ビームダクト内の残留ガスは排気ポンプによってダクト外に排出される。一方、ビームダクトの内壁からはガスが放出される。

一般に金属表面上には酸化層があり、その上に水、酸化炭素、炭化水素などの気体分子からなる吸着層がある。吸着の状態は、ファンデルワールス力と静電的相互作用を

主因とする物理吸着、電子を共有または交換することを主因とする化学吸着の2種類に大別することが出来る。ダクト内壁に吸着していたガスが何らかの理由で脱離するため、加速器真空システムにおいてはビームダクト内壁全体がガス放出源となる。電子貯蔵リングの場合、ガス放出のメカニズムは、「熱的ガス放出」と「光刺激脱離」の2つに分けることができる。以下にそれぞれのガス放出について検討してみよう。

### 3.1 熱的ガス放出

金属表面に吸着していた気体分子が、その熱運動で脱離することを熱的ガス放出という。熱的ガス放出を抑えるためには、ベーキング(加熱脱ガス)が有効である。KEKBではビームダクトをインストールする前に、150°Cで24時間のベーキングを行っている。

一般的に十分ベーキングされたチェンバー内の残留ガスの主成分は、 $H_2$ 、 $CO$ である。KEKBのビームダクトとして使用されている無酸素銅の場合、ベーキング後のガス放出率は $1 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^{-9}$  [ $Pa \cdot m^3/s/m^2$ ]程度となる。LER用ビームダクトは直径94 mmの円筒形なので、ダクト1 mあたりのガス放出率は $3 \times 10^{-9} \sim 3 \times 10^{-10}$  [ $Pa \cdot m^3/s/m$ ]となる。これは、ダクト内の温度300 [K]とした場合、1 [m]あたり毎秒 $7 \times 10^{11} \sim 7 \times 10^{10}$ 個の気体分子がダクト内壁から放出していることに相当する。

一般の電子ストレージリングの場合、熱的ガス放出率は光刺激ガス放出率より小さく、実際に問題となるのは光刺激ガス放出率である。

### 3.2 光刺激脱離

金属表面に光(加速器では主にシンクロトロン放射光)が照射されると、熱的、電氣的励起により吸着していたガス分子が脱離される。この際、金属表面からは光電子も同時に放出される。この光電子が金属表面に衝突する時にも、表面に吸着していたガス分子は脱離される。このように光照射が原因でガスが放出される現象を光刺激脱離といい、入射光子1個あたりに放出される気体分子数を光刺激脱離係数 $\eta$  [mole./photon]という。光刺激脱離係数は表面状態に大きく依存し、清浄な表面ほど小

さくなる。一般に、押し出し・引き抜きしたままのダクト表面や大気中に放置したままの金属表面には、有機物や酸化物の層が形成される。この層に含まれる炭素、酸素、水素が光刺激脱離で放出される気体の主成分( $H_2$ 、 $CO$ 、 $CO_2$ 、 $CH_4$ 等)であると考えられている。

ダクト表面に光を照射し続けると、光刺激脱離によって表面に吸着していた気体分子の数は減少する(表面が浄化される)。従って、光刺激脱離係数は、入射光子の積分量(ドーズ)と共に減少する(一般にこの現象を「枯れ」と言う)。KEKBの排気系の設計では、 $\eta=1 \times 10^{-6}$  [mole./photon]を仮定している。これは、他の電子ストレージリングでこれまで測定された例などを参考にして予想された運転開始から100~1000時間後の値である。

光刺激脱離係数が $1 \times 10^{-6}$  [mole./photon]の時のKEKBにおける光刺激脱離によるガス放出量を評価してみよう。1秒あたりに放出されるシンクロトロン放射光の光子数 $N_p$  [photons/s]は

$$N_p = 8.08 \times 10^{17} I_b E_b \quad (13)$$

で得られる[7]。ここで、 $I_b$ 、 $E_b$ はそれぞれ蓄積電流[mA]、ビームエネルギー[GeV]である。2004年6月のLERのビームエネルギーと蓄積電流はそれぞれ

$$E_b = 3.5 \text{ [GeV]}$$

$$I_b = 1600 \text{ [mA]}$$

であるので、式(13)より

$$N_p = 4.38 \times 10^{21} \text{ [photons/s]}$$

となる。これより、単位時間あたりにビームダクト表面から放出される気体分子の数 $N_g$ は

$$N_g = \eta \times N_p = 4.38 \times 10^{15} \text{ [mole./s]}$$

となる。

シンクロトロン放射光が照射されるアーク部の長さは2200 [m]であるので、単位長さあたりから放出される気体分子の個数は $2 \times 10^{12}$  [mole./s/m]である。従って、温度300 [K]の時の単位長さあたりのガス放出量は $N_g kT = 8.2 \times 10^{-9}$  [ $Pa \cdot m^3/s/m$ ]となる。ここで、 $k = 1.38 \times 10^{-23}$  [ $Pa \cdot m^3/K$ ]はボルツマン定数である。

先に求めた熱的ガス放出と比較すると、光刺激脱離の方が大きいのが分かる。

### 3.3 表面処理

前節で説明したように押し出し・引き抜きしたままのダクト表面や大気中に放置したままの金属表面には、有機物や酸化物の層が形成される。そのため、高真空を得るためには何らかの表面処理を行い、ダクト内表面を浄化する必要がある。表面処理には、機械研磨、化学研磨、脱脂洗浄、放電洗浄、ドライエッチング、ベーキングなどがある。

KEKB のビームダクトは押し出し形成であり、表面には炭素を多く含む酸化膜層が形成されるため、そのままでは  $\text{CO}$ 、 $\text{CO}_2$  が多く放出されてしまう。そこで、この酸化膜層を除去するために、KEKB のビームダクトには化学洗浄が施されている。以下に化学洗浄の手順を示す[11]。

- (1)脱脂洗浄： $\text{Na}_3\text{PO}_4$  3% + 界面活性剤 1% からなる 40-45°C の溶液に 2 時間以上浸す。
- (2)化学研磨： $\text{H}_2\text{SO}_4$  0.5-2.0% +  $\text{H}_2\text{O}_2$  1.0-3.0% + イソプロパノール 0.2-0.7 % からなる 23°C の溶液に 15 分浸す。
- (3)脱イオン水によるスプレー洗浄。
- (4) $\text{N}_2$  ガスによる乾燥。

この化学洗浄により、厚さ 1-2 [ $\mu\text{m}$ ]の表面は除去され、不純物の少ない表面を露出することが出来る。AES による測定の結果、表面からの深さ 5 [ $\text{nm}$ ]における原子の存在比は洗浄前は  $\text{Cu}:\text{O}:\text{C}=65:25:10$  であったのが、洗浄後には  $\text{Cu}:\text{O}:\text{C}=85:10:5$  となっており、酸素、炭素の割合が減少していることが確認された[11]。

### 3.4 焼きだし

何らかの事情でダクト表面を大気にさらした場合、ダクト表面には気体分子が吸着されるため、光刺激脱離係数は大きくなりダクト内の真空度は悪くなる。再び良い真空度を得るためには、ビームによる焼きだし運転が必要となる。また、新しいビームダクトを設置した時にも、同様にビームによる焼きだし運転が必要である。

図3に2004年1月のKEKB立ち上げ時のリング内の圧力変化の様子を示す。モニターしているのは、冬のシャットダウン中に設置した新しいビームダクト内の圧力 (CCG\_D06\_L02)とその周辺の圧力である

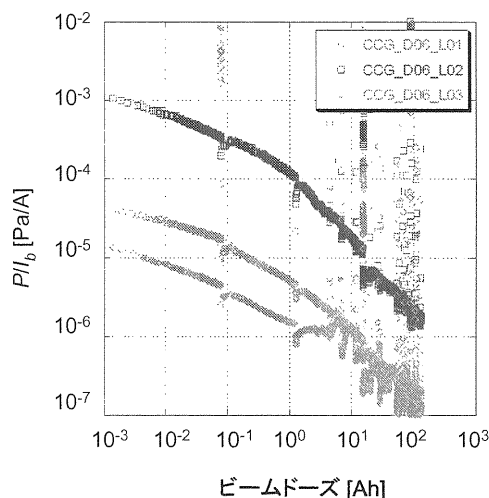


図3. ビームによるダクトの焼きだし

(CCG\_D06\_L1、CCG\_D06\_L3)。縦軸と横軸はそれぞれ、圧力を蓄積ビーム電流量で規格化したものと蓄積ビーム電流の積分量 (ドーズ) を表している。式(13)で示したように、シンクロトロン放射により放射される光子数は蓄積電流量に比例するため、縦軸は光刺激脱離係数と同じ意味を持った物理量である。ビームドーズが増えると共にビームダクトが枯れていく様子が確認できる。(なお、所々で圧力が急激に上昇しているのは、NEGポンプの活性化及びダクト内での放電現象のためであると思われる。)

図4に2004年1月12日から16日までの蓄積電流量と圧力の変化の様子を示す。実

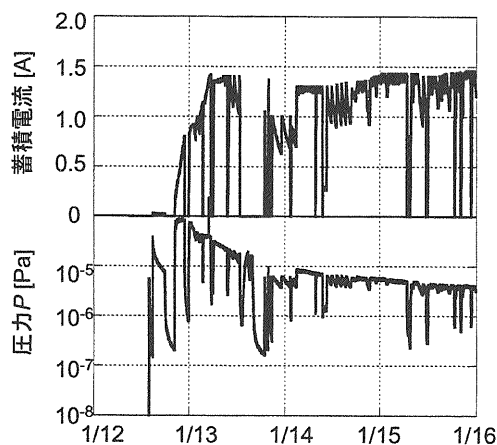


図4. 焼きだし運転中のビーム電流と圧力

際の運転では、この様に圧力の様子を見ながら徐々に電流量を上げていく。

#### 4. 排気ポンプ

加速器のビームダクトを排気するため、様々なポンプが使用される。KEKB では NEG ポンプ、イオンポンプ、ターボ分子ポンプ+スクロールポンプの 3 種類のポンプを使用している。ここでは、それぞれのポンプの動作原理や特徴を簡単に紹介しよう。

##### 4.1 NEG ポンプ (Non Evaporable Getter Pump)

KEKB では主ポンプとして NEG ポンプを使用している。NEG とはジルコニウム(Zr)、バナジウム(V)、鉄(Fe)の金属粉を焼結したもので、ゲッターポンプの一種である。きれいな (気体分子が付いていない) NEG 表面には、ビームダクト内の気体分子が吸着するため、ダクト内の圧力は減少する。表面が吸着された気体分子に覆われると排気能力が無くなるので、定期的に再活性化をしなければならない。希ガスは NEG 表面に吸着しないため、希ガスに対する排気速度は無い。また、NEG 表面ではメタンが生成されると考えられており、希ガスとメタンを排気するためにはスパッターイオンポンプなど他のポンプと併用する必要がある。

ビームダクトのポートに NEG ストリップを入れたポンプケースを接続することで、ダクト内の排気を行う。図 5 に KEBK で使用している NEG ポンプを示す。ポンプケース内には短い NEG ストリップが多数並べられている。このポンプ 1 ユニットの CO に対する初期排気速度は 200 [l/s] である。排気速度は NEG ストリップのガスの吸着量とともに減少し、 $4.0 \times 10^{-2}$  [Pa·m<sup>3</sup>] の気体を吸着した時の排気速度は 100 [l/s] である。70 [Pa·m<sup>3</sup>] 気体を吸着するとポンプとしての作用は無くなる。

KEKB の各リングには 1 [m] 間隔に約 3000 個の NEG ポンプが設置されている。HER の偏向電磁石 (約 6 [m]) 内には、上記のポンプユニットを設置することが出来ない。そのため、電磁石中のビームダクトには NEG ストリップを入れるためのサイド

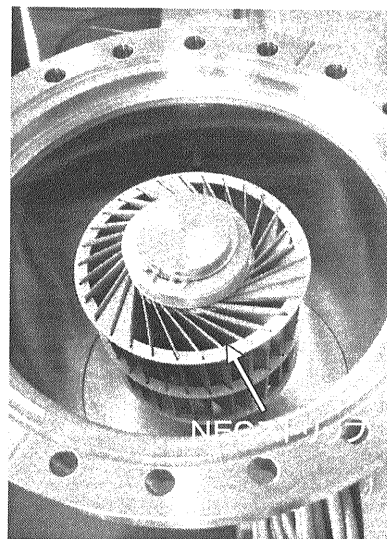


図 5. NEG ポンプ

チャンネルが用意されている。ビームダクトとサイドチャンネルはスリットによってつながっているため、サイドチャンネルに NEG ストリップを入れておけばビームダクトを排気することが出来る。

NEG ポンプとスパッターイオンポンプとの併用で  $10^{-10}$  [Pa] 程度の圧力まで排気することが可能である。

##### 4.2 スパッターイオンポンプ

イオンポンプは陽極、陰極 (チタン)、磁石からなるペニングセルで構成されている。イオンポンプの動作原理を図 6 に示す。陰極から出てきた電子は、磁場があるためにすぐには陽極には到達できず、円筒状陽極内を螺旋運動して残留気体分子と衝突する。このように螺旋運動をさせ、電子の走行距離を長くすることで、気体分子と衝突する確率を大きくしている (ペニング放電)。電子と衝突した気体分子は、正イオンになり陰極に向って加速される。加速されたイオンは陰極と激しく衝突し、陰極のチタン原子を弾き飛ばす (スパッタ)。スパッタされたチタン原子は、陽極や反対側の陰極に付着し、ゲッター膜を生成する。新鮮なゲッター膜には残留気体分子が非常によく吸着するため、残留気体分子の数は減少している。イオンポンプには NEG ポンプでは排気できない気体を排気できる等の特徴があり、

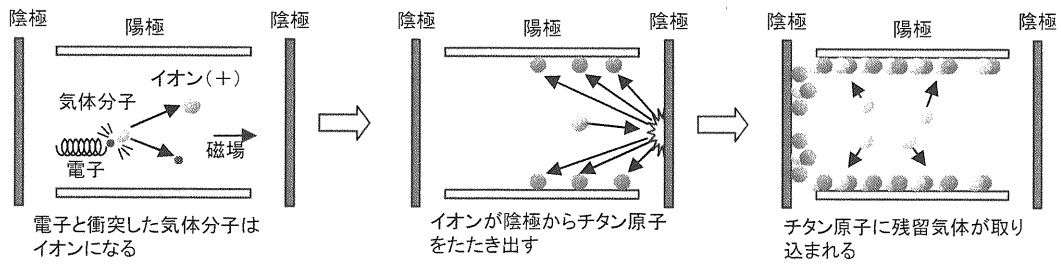


図 6. スパッターイオンポンプの動作原理

KEKB のリングには約 10 [m]毎に設置されている。

ロールポンプを租排気用にのみ使用しており、通常時の排気には使用していない。

#### 4.3 ターボ分子ポンプ+スクロールポンプ

ターボ分子ポンプ内には高速で回転する金属の羽（動翼）と静翼が交互に設置されており、動翼が気体分子を排気側に弾き飛ばすことで排気を行う。動翼の移動速度は気体分子の平均飛行速度に近く、大体 300 [m/s]前後である。動翼の翼板は扇風器の羽のように進行方向にたいして角度を持っており、侵入してきた気体分子は排気側に送りだされる（図 7 参照）。静翼は動翼とは逆の角度を持っており、動翼の作用をサポートしている。

ターボ分子ポンプは全ての気体分子に対して同じ排気速度をもち、 $1\sim 10^{-8}$  [Pa]の広範囲で使用することが出来る。但し、吸気側と排気側の圧力差には制限があるため、スクロールポンプ（吸気側の気体を圧縮して排気側に送るポンプ）を補助ポンプとして使用する必要がある。

KEKB では、ターボ分子ポンプ及びスク

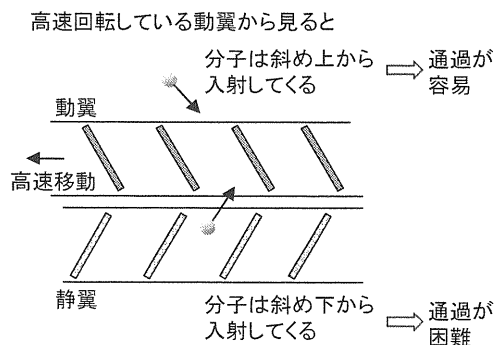


図 7. ターボ分子ポンプの動翼と静翼

#### 5. ダクト内圧力分布の簡単な計算

ダクト内壁からのガスの放出量が場所によらず一定である場合、ダクト内の圧力分布を解析的に求めることが出来る。ここでは、単純な系を例にとってダクト内の圧力分布を計算してみよう。

単位長さ辺りのコンダクタンスが  $C$  のダクトに、間隔  $L$  で排気速度  $S$  のポンプが設置してある系を考える（図 8 参照）。ダクト内壁からのガス放出率は単位長さあたり  $q$  とする。ポンプの位置を  $x=0, L$  とした場合、ダクト内の圧力分布  $P(x)$  はどのように表されるだろうか。

今、微小区間  $x-\Delta x/2 < x < x+\Delta x/2$  の両端の

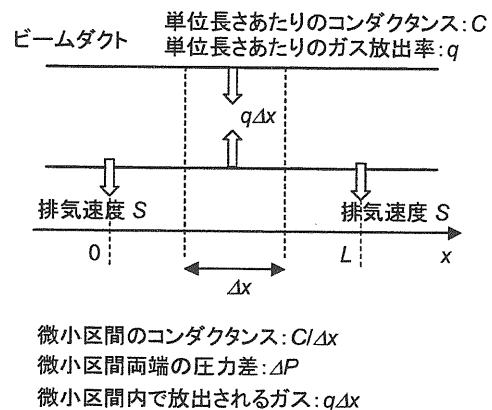


図 8. ダクト内圧力分布計算用の単純なモデル



圧力差を $\Delta P=P(x+\Delta x/2)-P(x-\Delta x/2)$ とする。すると、この微小区間のコンダクタンスは $C/\Delta x$ となるので、微小区間を流れるガス流量は $Q$

$$Q = -\frac{C}{\Delta x} \Delta P \quad (14)$$

と表される。 $\Delta x \rightarrow 0$ の極限を考えると、位置 $x$ におけるガス流量 $Q(x)$ は

$$Q(x) = -C \frac{dP(x)}{dx} \quad (15)$$

となる。また、微小区間の両端の流量の差を $\Delta Q$ とすると、 $\Delta Q$ は微小区間内でのガス放出量と等しいので

$$\Delta Q = q \Delta x \quad (17)$$

である。従って、 $\Delta x \rightarrow 0$ の極限を考えると、

$$\frac{dQ(x)}{dx} = q \quad (18)$$

となる。式(15)を $x$ で微分したものに式(18)を代入すると、 $P(x)$ に対する微分方程式

$$\frac{d^2 P(x)}{dx^2} = -\frac{q}{C} \quad (19)$$

が得られる。

一方、ガスの放出量と排出量のバランスを考えると、1つのポンプの排気量は長さ $L$ のダクトからのガス放出量と等しくなる。よって、ポンプが設置されている $x=0, L$ におけるダクト内の圧力 $P(0), P(L)$ は

$$P(0) = P(L) = \frac{qL}{S} \quad (20)$$

である。この条件を満たす微分方程式(19)の解は

$$P(x) = -\frac{q}{2C} x^2 + \frac{qL}{2C} x + \frac{qL}{S} \quad (21) \quad (0 \leq x \leq L)$$

である。

この簡単なモデルを用いて KEKB リングのアーチ部の圧力分布を評価してみよう。

#### (i) LER の場合

LER 用ダクトの断面形状は直径 94 [mm] の円形である。一般に、断面積  $A$  [ $\text{m}^2$ ]、周囲長  $H$  [m]、長さ  $l$  [m] のダクトのコンダクタンスは

$$C = \frac{4}{3} \alpha \frac{A^2 \bar{v}}{Hl} \quad (22)$$

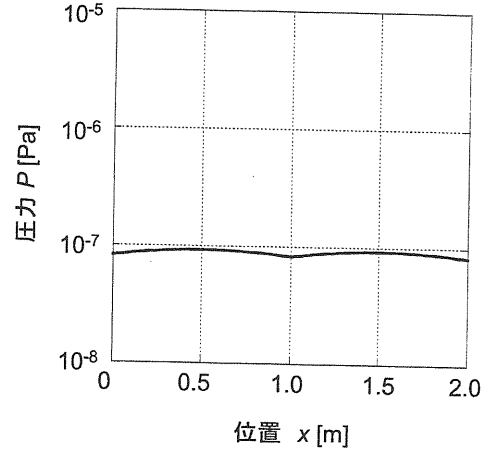


図 9. 単純なモデルで評価した LER ダクト内 (アーチ部) の圧力分布

で与えられる[1]。ここで、 $\bar{v} = 146 \sqrt{T/M}$

( $T$ : 温度、 $M$ : 分子量) は気体の平均分子速度であり、 $T=293$  [K] の空気の場合 464 [m/s] である。空気に対する LER ダクトの単位長さ辺りのコンダクタンス  $C_L$  は

$$C_L \approx 0.1 \text{ [m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m]} \quad (23)$$

程度となる。一方、光刺激脱離による単位長さ辺りのガス放出量は

$$q_L = 8.2 \times 10^{-9} \text{ [Pa} \cdot \text{m}^3 / \text{s} / \text{m]} \quad (24)$$

である (3.2 参照)。排気速度  $S=0.1$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ] の NEG ポンプが 1 [m] 間隔で設置されていると、ダクト内の圧力分布は図 9 のようになる。ポンプから最も離れたところでも  $10^{-8}$  [Pa] 台の圧力が得られている。

#### (ii) HER の場合

HER 用ダクトの断面形状は図 10 に示したようなレーストラック型であり、式(22)を用いて評価した単位長さあたりのコンダクタンスは  $5 \times 10^{-2}$  [ $\text{m}^3/\text{s}/\text{m}$ ] である。一方、光刺激脱離係数を  $\eta=1 \times 10^{-6}$  [mole./photon] とし、単位長さからのガス放出量を評価すると、 $q=1.5 \times 10^{-8}$  [ $\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}/\text{m}$ ] となる。

HER の偏向電磁石の長さは約 6 [m] であり、その間は通常の NEG ポンプを設置することはできない。そこで、6 [m] 間隔で NEG ポンプを設置した場合の圧力分布を計算した。結果を図 10 に示す。ダクト内の圧力はほとんど  $10^{-6}$  [Pa] 台となってしまう、十分な圧力を得られないことが分かる。このよう

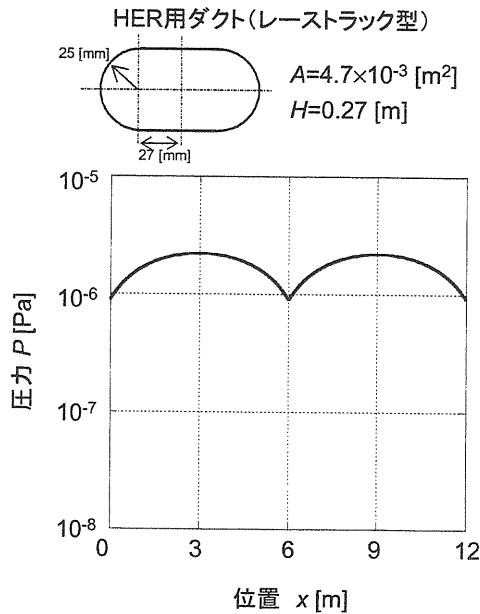


図 10. 単純なモデルで評価した HER ダクト内（アーク部）の圧力分布

なことを避けるため、偏向電磁石用の HER ダクトにはビームが通るビームチャンネルの横に NEG ストリップ収納用の NEG チャンネルが設けてあり、偏向電磁石中でも十分低い圧力を得られるように工夫されている。

ここでは、非常に単純なモデルを用いて加速器のビームダクト内の圧力分布を解析的に評価した。しかし、実際のリングでは SR の量は場所によって一定ではなく、そのためガス放出もダクトに沿ってある分布を持つことになる。また、ダクトの形状も単純ではない場合があり、圧力分布を解析的に求めることは困難である。実際の排気系の設計段階においては、有限要素法[4]や粒子追跡法[7]、グリーン関数を用いる方法[12]などを用いてより複雑な系の圧力分布の計算を行う必要がある。

## 6. 圧力測定

KEKB では冷陰極電離真空計を用いてリング内の圧力を常にモニターしている。ここでは、「真空計をどのくらいの間隔で設置すればどの程度のリークを発見できるか」について、KEKB を例にして考えてみよう。

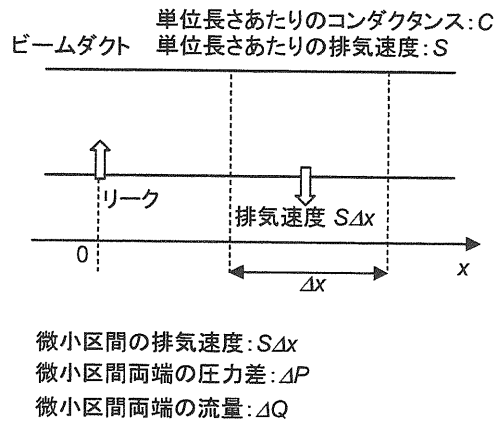


図 11. リークによる圧力分布計算用のモデル

まず、リークが生じた場合、圧力分布がどうなるかを解析的に求めてみよう。単位長さあたりのコンダクタンスが  $C$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]、単位長さあたりの排気速度が  $S$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]である真空ダクトを考える（図 11 参照）。位置  $x=0$  にリークがある時、このリークによる圧力はリーク箇所からの距離の関数  $P_1(x)$  で表すことが出来る。位置  $x$  におけるガスの流量  $Q(x)$  は、式(15)の時と同様に

$$Q(x) = -C \frac{dP_1(x)}{dx} \quad (23)$$

と表すことが出来る。また、 $x \rightarrow x+\Delta x$  間で排気されるガスが、両端におけるガス流量の差  $\Delta Q$  と等しくなるため

$$P_1(x) \cdot S \cdot \Delta x = -\Delta Q \quad (24)$$

となる。従って、 $\Delta x \rightarrow 0$  の極限を考えると

$$\frac{dQ_1(x)}{dx} = -P_1(x) \cdot S \quad (25)$$

となる。式(23)を  $x$  で微分して式(25)を代入すると

$$\frac{dP_1(x)}{dx} = \frac{S}{C} P_1(x) \quad (26)$$

を得る。 $x \rightarrow \infty$  で  $P_1(x) \rightarrow 0$  となるので、この微分方程式の解は

$$P_1(x) = P_0 e^{-\sqrt{\frac{S}{C}} x} = P_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (0 \leq x) \quad (27)$$

となる。ただし、 $P_0$  はリーク箇所での圧力であり、 $\lambda = (C/S)^{0.5}$  である。

KEKB の場合、単位長さあたりのコンダクタンスは  $C \approx 0.1$  [ $\text{m}^3/\text{s}$ ] である。また、排気

速度は最悪の場合  $S \approx 0.03$  [m<sup>3</sup>/s/m]となるので、 $\lambda \approx 1$  [m]となる。この条件での  $P_1(x)$ の様子を図 12 に示す。KEKB では約 10 [m]毎に真空計を設置しているため、リーク箇所と真空計の距離は最大で 5 [m]となる。この時、リークによる真空計設置場所の圧力はリーク箇所の圧力の 1/15 程度である。

真空計設置場所における  $P_1(x)$ がバックグラウンドとなるリングの圧力（リークが無いときの圧力）と同程度かそれ以上でなくては、リークを発見することは不可能である。従って、通常時のリングの平均圧力を  $P_{av}$ とすると、検出可能な最小のリークは  $P_0 = 15P_{av}$ となる。

それでは、この検出可能な最小リークがビームに及ぼす影響について評価してみよう。圧力がビームに及ぼす影響は、ビームが通過する経路に沿った圧力の積分値に比例する。従って、 $x=0$  で発生した  $P_0 = 15P_{av}$  のリークの影響は

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_0 e^{-\frac{|x|}{\lambda}} dx = 2\lambda P_0 = 30P_{av} \quad (28)$$

に比例する。一方、リングの平均圧力が  $P_{av}$ 、リングの周長が 3000 [m]のとき、ビームが受ける影響は  $3000 P_{av}$ に比例することになり、リークによる影響の 100 倍となる。これより、KEKB では 10 [m]毎に真空計を設置すれば十分であることが分かる。

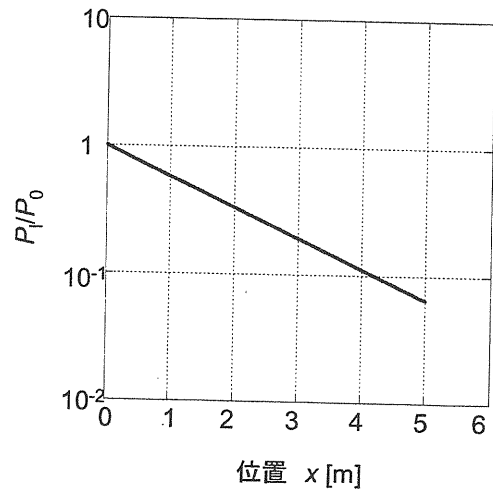


図 12. リークが発生した場合のダクト内圧力分布

## 7. ビームダクト

ここでは、ビームダクトの材質や形状について検討する。

電子（陽電子）蓄積リングでは電子（陽電子）は円運動をしており、偏向電磁石によって円軌道の中心方向の力を受ける（中心方向に加速される）。その際、電子は運動の接線方向にシンクロトロン放射光（Synchrotron Radiation, SR）を放射してそのエネルギーの一部を失う。放射された SR はビームダクトに照射されるため、そのエネルギーは結局ビームダクトに付与されることになる。SR のパワーは蓄積電流に比例するため、KEKB の様な大電流加速器ではこの SR のパワーは大きくなる。したがって、大電流蓄積リングのビームダクトには熱的強度が十分高い素材を用いなくてはならない。更に、SR のパワーが大きくなると、ダクトの外に漏れる放射線（X 線）も強くなるため、X 線の遮蔽についても考える必要がある。また、SR がビームダクト表面に照射されると、表面から気体分子が放出されるが、この SR によるガス放出についても十分な検討が必要である。

それではまず、ダクトに照射されるシンクロトロン放射光のパワーがどれほどになるのかを評価してみよう。

### 7.1 ダクト内壁に照射されるシンクロトロン放射光のパワー

エネルギー  $E_b$  [GeV]、電流  $I_b$  [mA] のビームが放出するシンクロトロン放射光のリン

グ一周あたりのパワー  $W_p$  [W] は

$$W_p = \frac{88.4 E_b^4 I_b}{\rho} \quad (29)$$

で得られる。ここで、 $\rho$  [m] は電子の曲率半径である。表 3 に KEKB それぞれのリングに対するシンクロトロン放射光のパワーを示す。括弧内の数字は設計値の電流を蓄積した場合のものである。シンクロトロン放射光は主に偏向電磁石内で照射されるため、電磁石下流側に強い光が当たる事になる。HER では偏向電磁石の長さが約 6 [m] と長いいため、シンクロトロン放射光は電磁石内でビームダクト内壁に照射される。この時、シンクロトロン放射光はほとんど広がらないため、最大パワー密度は大きくなる。一方、LER の偏向電磁石の長さは約 1 [m] であり、シンクロトロン放射光は偏向電磁石の外でダクトに照射される。この時、シンクロトロン放射光はダクト面に対し斜めに入射することになるため、照射する範囲が広くなり最大パワー密度は小さくなる（図 13 参照）。それぞれのリングに対するシンクロトロン放射光の最大パワー密度を表 3 に示す。

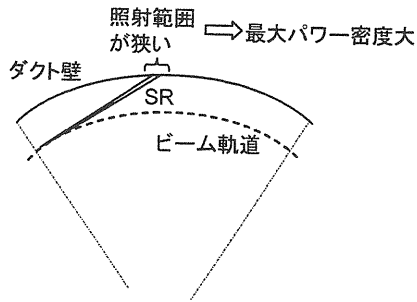
### 7.2 ダクト材料

ビームダクト材料としては、ステンレス、アルミニウム、銅（無酸素銅）が一般的である。ここでは、この 3 種類の材料を比較して、どれが最も KEKB に適しているかを考えてみよう。

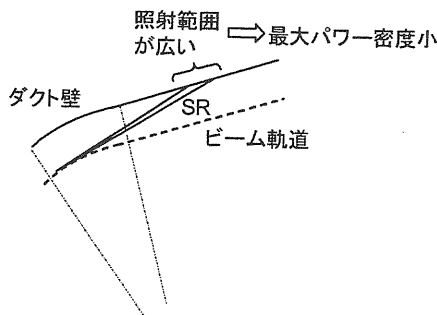
設計値の電流を蓄積した場合、ビームダクトに照射されるシンクロトロン放射光の

	LER	HER
ビームエネルギー [GeV]	3.5	8.0
ビーム電流 [A]	1.6 (2.6)	1.2 (1.1)
アーク部周長 [m]	2200	2200
曲率半径 [m]	16.31	104.46
リング一周あたりの SR パワー [MW]	1.3 (2.1)	4.2 (3.8)
SR の最大パワー密度 [kW/m]	9.1 (14.8)	6.3 (5.8)

表 3. シンクロトロン放射光のパワー



(a) 偏向電磁石内でSRがダクト壁に照射される場合



(b) 偏向電磁石を出てからSRがダクト壁に照射される場合

図 13. 偏向電磁石内で放射される SR

パワーは最大で 10 [kW/m]以上になる。10 [kW/m]のパワーを持つシンクロトロン放射光がダクト壁に上下の幅 2 [mm]で照射した場合、有限要素法で計算した外側に冷却水管を備えたダクトの最大温度は  
 ステンレス：700 °C  
 アルミニウム：120 °C  
 無酸素銅：70 °C

となる[7]。ダクト周囲への影響やガス放出を考慮するとステンレスはダクト材質として適さないが、アルミと銅は熱的強度の観点からはどちらも使用することが出来る。

次に X 線シールドの観点から銅とアルミを比較してみよう。マグネット絶縁材などのダクト周辺材料が受ける X 線の吸収線量は  $3 \times 10^7$  [Gy]以下にしなくてはならず[13]、ダクトの外に漏れ出す X 線はなるべく少なくしなくてはならない。一般に、質量数の大きな材料ほど X 線の遮蔽には適しており、X 線シールド特性は銅の方が優れている。数値計算によると、アルミ製ダクトから漏

れ出す X 線の量は銅製ダクトからの 100 倍以上であり、アルミ製ダクトを採用した場合には厚さ 2 [mm]程度の鉛シールドが必要となる。一方、銅製ダクトの場合、厚さ 6 [mm]にすれば鉛シールド無しで 50000 時間程度の運転が可能である[7]。これは約 10 年の運転時間に相当する

更に、シンクロトロン放射光による光刺激脱離におけるガス放出率についても、銅の方がアルミよりも優れている[14]。このような理由から KEKB のビームダクトは主に無酸素銅で製作されている。

### 7.3 ダクトの断面形状

ビームがダクト内を周回するためには、ダクト断面は十分な大きさを持つ必要がある。まずは、ビームを蓄積するために必要な最小限のダクト断面の大きさを評価してみよう。

蓄積ビームは水平・垂直方向にベータatron振動しているため、ダクトの大きさはその振幅に対して十分大きくしなくてはならない。また、水平方向に関しては、エネルギーの広がりから生じる軌道のずれも考慮する必要がある。更に、磁場の誤差に起因する閉軌道の変形 (closed orbit distortion、COD) も考えに入れなくてはならない。ビーム軌道から評価したビームが周回するのに必要な最低限の大きさをビームステイクリア (Beam Stay Clear) といい、水平方向、垂直方向それぞれ

$$BSC_x = 10\sqrt{\varepsilon_x \beta_x + D^2(\sigma_E/E)^2} + COD_x \quad [m]$$

$$BSC_y = 10\sqrt{\varepsilon_y \beta_y} + COD_y \quad [m]$$

で定義される。ここで

$\varepsilon_x$  : 最大水平エミッタンス [m]

$\varepsilon_y$  : 最大垂直エミッタンス [m]

$\beta_x$  : 最大水平ベータ関数 [m]

$\beta_y$  : 最大垂直ベータ関数 [m]

$D$  : 最大ディスパージョン [m]

$\sigma_E/E$  : 最大エネルギー広がり [m]

$COD_x$  : 水平方向の COD の許容値 [m]

$COD_y$  : 垂直方向の COD の許容値 [m]

である。KEKB の場合、それぞれのパラメータは

$$\varepsilon_x = 2 \times 10^{-8} [m], \quad \varepsilon_y = 1 \times 10^{-8} [m],$$

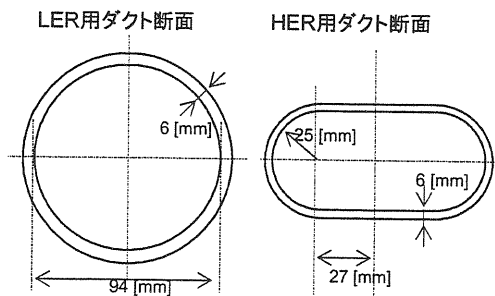


図 14. KEKB ビームダクト断面

$\beta_x=25$  [m]、 $\beta_y=25$  [m]、  
 $D=1$  [m]、 $\sigma_E/E=1\times 10^{-3}$ 、  
 $COD_x=10\times 10^{-3}$  [m]、 $COD_y=5\times 10^{-3}$  [m]  
 となるので、

$BSC_x=22\times 10^{-3}$  [m]、 $BSC_y=10\times 10^{-3}$  [m]  
 となる。これより、ビームダクトに必要な  
 高さと幅はそれぞれ 44 [mm]、10 [mm]とな  
 る。実際には、ビーム入射時の振動も考慮  
 して 50 [mm]程度の大きさが必要となる。

排気のことを考えた場合、ダクト断面が  
 大きい方がコンダクタンスが大きくなるの  
 で都合が良い。一方、加速器ではビームダ  
 クトを電磁石の磁極間に納めなくてはなら  
 ない。磁場の強度や一様性を得るには磁極  
 の間隔は小さいほうが良く、そのためビ  
 ムダクトの断面の大きさは制限される。  
 図 14 に通常の HER 用、LER 用ダクトの断  
 面図を示す。LER 用ダクト断面は直径 94  
 [mm]の円形である。一方、HER では、電  
 磁石が古い加速器（トリスタン）で使用し  
 いたものの再用品であり、磁極間距離に  
 制限があったため、幅 104 [mm]、高さ 50  
 [mm]のレーストラック型を採用している。

## 8. ロスファクター

蓄積リング中では、荷電粒子はバンチと  
 呼ばれる塊となって存在している。ビーム  
 ダクトが完全導体からなり、その内壁が滑  
 らかである時、バンチに伴う電磁波は乱さ  
 れることなくバンチと共にダクト中を通  
 過していく。しかし、ビームダクトの形状  
 が変化したり、ダクトの伝導率が有限になっ

たりすると、バンチに伴う電磁波は乱され  
 ウェイクフィールドと呼ばれる電磁波が励  
 起される。ウェイクフィールドはそれを励  
 起したバンチに対して力を及ぼすため、そ  
 のバンチはエネルギーを失う。

バンチが構造物を一回通過した際に損失  
 するエネルギー  $W$  [J]は、バンチの電荷量  $q$   
 [C]の 2 乗に比例し

$$W = kq^2 \quad (30)$$

と表される。この式の比例定数  $k$  [V/C]をロ  
 スファクターという。ロスファクターは構  
 造物の形状やバンチ長によって決まる量で  
 ある。バンチ間隔  $T_b$  [s]、電流量  $I$  [A]のビ  
 ムの 1 バンチあたりの電荷量  $q$  [C]は

$$q = IT_b \quad (31)$$

であるので、ビームの失うパワー  $P$  [W]は式  
 (30)-(31)より

$$P = \frac{W}{T_b} = kI^2T_b \quad (32)$$

で得られる。

バンチが失うエネルギーは、最終的には  
 周辺の真空コンポーネントの発熱に費やさ  
 れる。また、ウェイクフィールドは後続の  
 バンチに影響を与えるため、ビーム不安定  
 性の原因にもなる。従って、真空コンポ  
 ーネントの設計に際してはロスファクターを  
 なるべく小さくする必要がある。

それでは、実際の真空コンポーネントの  
 ロスファクターがどの程度のものなのか、  
 可動マスクを例にとって見てみよう。図 15  
 に現在 KEKB で使用している可動マスクの  
 概略図を示す。可動マスクとは、ビーム軌  
 道近傍にある正規のエネルギーより少しず  
 れたエネルギーを持った粒子や、ベータト  
 ロン振動の振幅の大きな粒子の周回を阻止  
 し、衝突点にある BELLE 検出器のバックグ  
 ラウンドノイズを減らすための装置である。



図 15. 可動マスク概略図

可動マスクでは、ダクトを曲げてダクト内壁をビーム軌道に近づけている。正規の軌道から外れた粒子は、このダクト内壁（マスクヘッドという）にぶつかりビームから失われる。この様に、ダクト形状が急激に変化するところでは強力なウェイクフィールドが発生するため、ロスファクターは大きくなる。複雑な構造物のロスファクターを解析的に求めるのは困難であるため、MAFIA などの計算機コードを用いてロスファクターを評価する。

図 16 は、HER 用可動マスクの傾斜部の長さ  $l$  を変えた場合のロスファクターの変化の様子である（バンチ長を 6 mm として計算）。これより、傾斜部の傾きが急なほどロスファクターが大きくなるのが分かる。 $l=30$  [mm] のマスクのロスファクターは 0.35 [V/pC] である。蓄積電流 1 [A]、バンチ数 1200 ( $T_b=8$  [ns]) の場合、マスクを通過する際にビームが失うパワーは式(32)より

$$P(l=30) = 0.35 \times 10^{12} \times 1^2 \times 8 \times 10^{-9} = 2.8 \text{ [kW]}$$

となる。一方、 $l=400$  [mm] のマスクのロスファクターは 0.16 [V/pC] である。この時、マスクを通過する際にビームが失うパワーは

$$P(l=400) = 1.3 \text{ [kW]}$$

であり、 $l=30$  [mm] のマスクと比較すると約 46% まで減少している。KEKB では、最初  $l=30$  [mm] のマスクを使用しており、周辺のベローズの発熱が問題となった（次章参照）。その後、傾斜部の長さは  $l=400$  [mm] に延長

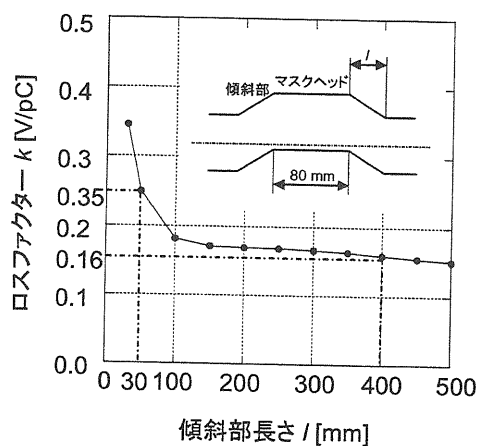


図 16. 傾斜部の長さを変えた時の可動マスクのロスファクターの変化

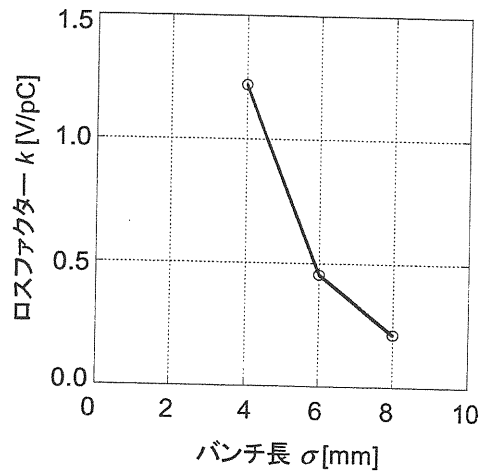


図 17. バンチ長によるロスファクターの変化

され、現在までに大きな問題は起きていない[15,16]。

図 17 に、バンチ長とロスファクターの関係を示す。バンチ長が短くなると急激にロスファクターが増大しているのが分かる。このように、バンチ長の短いリングの真空コンポーネントを設計する際には、より注意が必要である。

ビームダクトの連結部では、ダクトのつなぎ目に小さな段差（ギャップ）ができてしまう。このギャップに関しても、ロスファクターを小さくするため、幅、深さをなるべく小さくする必要がある。KEKB ではギャップ深さが 0.5 [mm] 以下になるように設計されている。その他、ベローズチェンバーやゲート弁、排気ポートなど、真空コンポーネントを設計する際にはロスファクターが小さくなるように注意を払わなくてはならない。

## 9. 大電流運転の問題点

ここでは、KEKB での具体例を挙げながら、大電流加速器の真空系における問題点とその対策を紹介する。

### 9.1 壁電流による放電

ビームがダクト内を通過する時、ダクトの内壁には壁電流が流れる。ビームが光速で走るガウス分布型構造のバンチからなる場合、バンチに伴う壁電流  $I_w(t)$  は

$$I_w(t) = \frac{I \tau_b c}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{c^2 t^2}{2\sigma^2}} \quad (33)$$

で表される。ここで、 $I$ 、 $\tau_b$ 、 $\sigma$ 、 $c$  はそれぞれビーム電流、バンチ間隔、バンチ長、光速である。現在の KEKB のビームは、 $I \approx 1.2$  [A] (HER)、1.6 [A] (LER)、 $\tau_b \approx 8$  [ns] (1200 バンチ)、 $\sigma \approx 6$  [mm] であるので、壁電流のピーク値は約 190 [A] (HER)、260 [A] (LER) となる。ダクト内にビーム進行方向に対してギャップが存在したり、電氣的に接触が不十分な所が存在すると、このパルス電流が通過する際に放電・発熱が引き起こされる。

図 18(a) はビームダクト連結部に設けられていた RF シールドフィンガーで発見された放電痕である。このダクトは 1.5 [A] で運転時 250°C 以上に発熱していた。このダクト連結部の構造を図 18(b) に示す。スプリングフィンガーによってコンタクトフィンガーがビームダクトに押さえられており、ビームダクトがビーム軸方向に移動できる仕組みになっている。コンタクトフィンガーとビームダクトの接触が十分な時には問題がないが、何らかの理由によりその間に隙間が出来てしまうと、そこで放電が生じる。この例では、コンタクトフィンガーが硬すぎてダクト外周の形状に追従しない部分があったため、フィンガーとダクトの間に隙間が生じ、放電・発熱したものと考えられる。3 本のコンタクトフィンガーに放電痕（黒点）が確認され、その手前のダクト部表面に発熱とスパッタリングによると思われる変色が見られる。

ここでは、ダクト端の外周に 0.5 [mm] 程度の突起を設け、そこでフィンガーが常に接触するようにすることで対処をした。

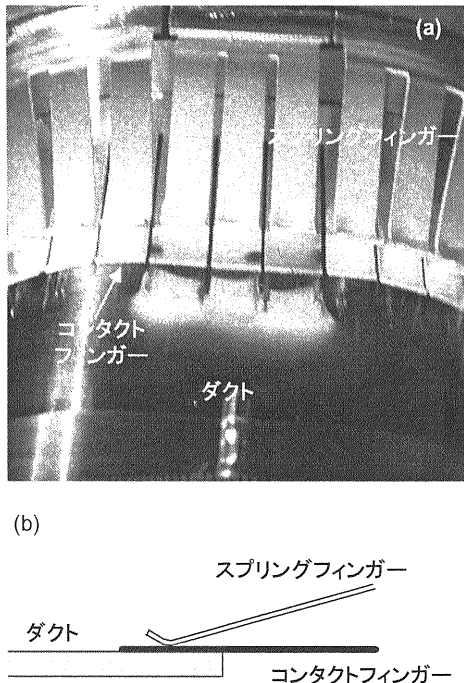


図 18. (a) 損傷した RF フィンガー  
(b) RF シールドの構造



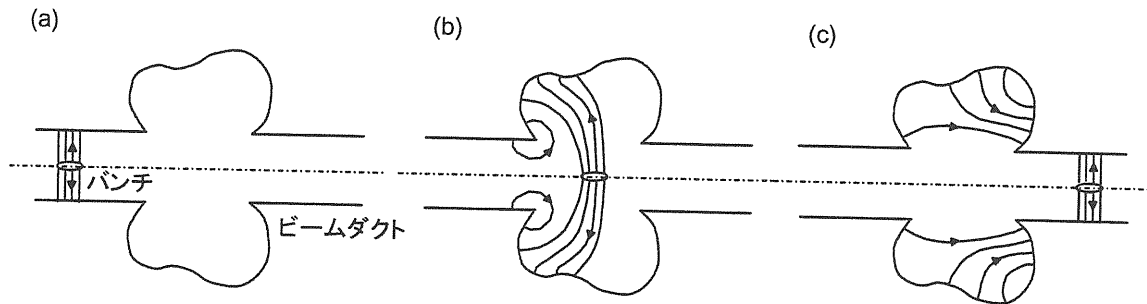


図 19. HOM の発生と捕捉の概念図[17]

## 9.2 高次モードによる発熱・放電

ダクトが完全導体で内壁が滑らかであるとき、ビームに伴う電磁波（同軸円筒での TEM モード）を基本モードという。それに対し、ビームによってダクト内に誘起された高次の電磁波を高次モード（Higher Order Mode, HOM）という。誘起された HOM は、そのモードと周波数によっては、ダクト内の構造物に捕捉される。もしも連続したパンチによってこの捕捉された HOM のあるモードが励振されれば、構造物内に非常に強い電磁場が形成され、この電磁場は発熱や放電の原因となる。図 19 に HOM が発生し、構造物に捕捉される様子の概念図を示す[17]。

一例として、KEKB のベローズチェンバーにおける HOM による発熱・放電について紹介しよう。ベローズチェンバーとは、ビームダクトの熱収縮を吸収するための真空部品であり、隣接するビームダクト間に設置してある。図 20 はベローズチェンバーの写真である。ロスファクターを小さくするために、内側にはフィンガー構造の RF シールドが設置されている。この RF シールドにより、通常はベローズ部での発熱は約 10 [W] に抑えられている。しかし、ベローズ内は円筒空洞構造になっているため、その共鳴周波数が HOM のそれと一致した場合には、強力な電磁場がベローズ内に励起されてしまう。

HER では、その蓄積電流が 900 [mA] を超えるようになってから、可動マスク付近のベローズで 100°C 以上になっているものがあることが確認された。図 21 は加熱された

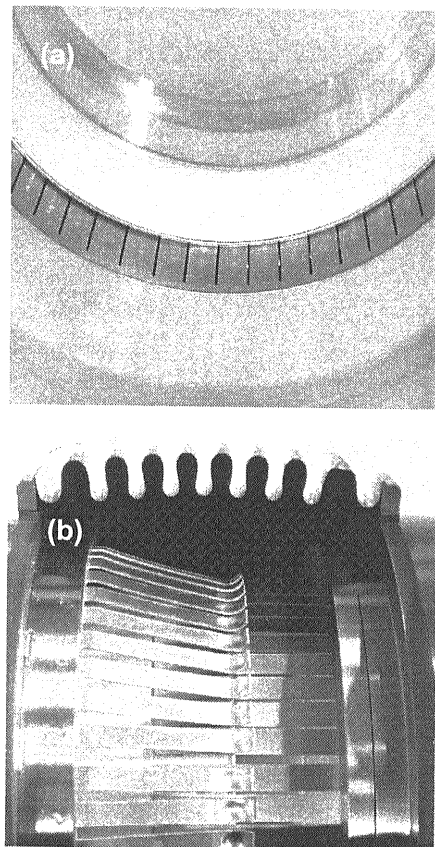


図 20. LER 用ベローズの RF フィンガー  
(a) ダクト側からの見た図  
(b) 外側から見た図（カットモデル）

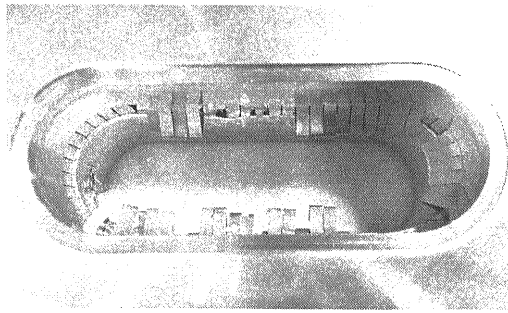


図 21 損傷したベローズ RF シールドフィンガー(HER)

ベローズ内部の写真である。発熱が原因で RF フィンガー一部が溶けていることが分かる。また、本来ならばスライドしてはならない RF フィンガーがダクト内壁に溶接されてしまったため、ベローズを縮めた時にフィンガーが折れ曲がってしまった。このようなベローズを使い続けていると、放電などが原因で真空漏れを引き起こす可能性がある。

このベローズの発熱は、近隣のマスクヘッドで発生した HOM はビームダクト内を伝播してベローズ内に捕捉された事が原因であった。現在は、HOM の発生を低減するため、より傾斜部の長い可動マスクが設置されている。また、可動マスク近傍に HOM 吸収体 (SiC) を装着して、マスクヘッド部で発生した HOM を吸収する対策も行っている[15, 16]。

### 9.3 その他

上に挙げた高次モード、壁電流に起因する問題の他にも、シンクロトロン放射光による熱負荷・ガス負荷、二次電子放出によるビーム不安定性、ビームの衝突による真空装置の損傷等の問題がある[11]。今後、更なるビーム電流の増加を実現するためには、これらの問題を着実に解決していかなくてはならない。

### 謝辞

本稿を作るにあたって、金澤健一教授、末次祐介助教授には貴重なアドバイスを頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

### 参考文献

- [1] 熊谷寛夫、富永五郎、‘真空の物理と応用’、裳華房 (1970)
- [2] 富永五郎、辻 泰 訳、‘超高真空の物理’、岩波書店 (1977)
- [3] 堀越源一、‘真空技術’、東京大学出版会 (1976)
- [4] 小林正典、‘加速器の真空’、OHO’87
- [5] 金澤健一、‘エミッタンスと真空度’、OHO’93
- [6] 堀洋一郎、‘リング真空’、OHO’93
- [7] 末次祐介、‘真空システムの設計’、OHO’94
- [8] 石丸肇、‘加速器の真空’、OHO’97
- [9] 齊藤芳男、‘真空システム (I) -加速器の真空と材料-’、OHO’97
- [10] 金正倫計、‘真空システム (II) -大強度陽子加速器の真空-’、OHO’97
- [11] K. Kanazawa, S. Kato, Y. Suetsugu, H. Hisamatsu, M. Shimamoto and M. Shirai, NIM-PR-A 499 (2003) 66
- [12] K. Kanazawa, J. Vac. Sci. Technol. A 6 (1988) 3002
- [13] “An Asymmetric B Factory Based on PEP”, SLAC-372 (1991)
- [14] W. R. Nelson et al., SLAC-265 (1985)
- [15] Y. Suetsugu, T. Kageyama, K. Shibata, T. Sanami, NIM-PR-A 513 (2003) 465
- [16] Y. Suetsugu, K. Shibata, T. Sanami, T. Kageyama and Y. Takeuchi: Rev. Sci. Instrum., 74 (2003) 3297
- [17] A. W. Chao, “Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators”, John Wiley & Sons, Inc., New York (1993)