

はじめに

この“加速器の真空”の講義は加速器の一つ一つを取り上げて紹介するものではなく、一般の真空装置における真空と加速器の真空とがどの様に異なるかを明らかにすることを目的として書かれたものである。したがって、真空の一般的な基礎知識はある程度持ち合わせているものと期待して書かれている。つまり、気体分子運動論に基づいた議論はするが気体分子運動論までは立ち入って説明することはない。加速器真空と一般の真空装置との違いを明らかにした後、加速器設計の最初に考慮しなければならないガス放出と排気系について説明する。加速器真空の評価に有効なダクト内の圧力の計算方法とその結果を紹介する。ダクトをはじめとする各種のポンプやバルブ等のコンポーネントといわれる構成部品についてはいちいち解説はしない。必要に応じて少し触れる程度にとどめる。

加速器と一口に云っても高エネルギー物理学研究所内にはプロトンを加速するリニアックとプロトンシンクロトロン、電子(陽電子)を加速する電子リニアック、電子(陽電子)を蓄積する電子(陽電子)ストレージリング、さらに蓄積した電子陽電子を衝突させる衝突型リング等がある。所外にはプロトンを蓄積したり、重イオンを加速する加速器もある。当然のことながら、筆者は、これら全ての加速器の真空について正確な知識を持ち合わせているわけではない。ここで述べる加速器の真空の講義は、真空が最も重要視され必要とされる加速器「電子ストレージリング」についてであり、電子ストレージリングに比べ真空に対する要求が緩やかな他の加速器については少し触れるにとどめる。

1章 加速器に必要な真空(ビームライフタイム確保のために)

1-1. 残留気体分子との衝突

加速器に真空が必要とされる理由は、直接的には、系内の残留気体分子と加速する粒子との衝突を減らしてビームの散乱を防ぎ、ビーム寿命を目的に見合うように十分長くすることにある。間接的には清浄な表面を用意し、加速器では避けられない高電界による放電を減少防止することにある。この後者についてはここでは触れない。電子ストレージリングにおいて真空が厳しく要求される理由について考える。

電子と残留気体分子との衝突については、すでに KEK Report に鎌田が丁寧に述べているので、1/、詳細はそれに譲りここでは後の議論に必要な部分のみを述べる。

電子ストレージリング内に蓄積された電子は軌道に垂直な振動(betatron oscillation)をしながらリングを周回している。この振動の振幅を表す関数をβ関数という。周回しているビーム中の電子が残留気体分子と衝突し、軌道から外れてビームダクトの壁に衝突した場合には、電子はビームから失われると考える。ダクトに衝突するまでに至らなかった電子は再び振動しながらリングを周回する。このダクト壁との衝突に至

る限界の角度(臨界角)θ_cは、真空ダクトの(上下方向の)最少開口(minimum aperture)の片幅をaとして

$$\theta_c = a/\beta \quad (1)$$

となる。ところで、Eをビームのエネルギー、m₀を電子の静止質量とするとγ = E/m₀cをビームのローレンツ因子という。また、RF(加速高周波)のバケットの高さをΔEと表す時、エネルギーロスの臨界値γ_cは γ_c/γ = ΔE/E となる。古典電子半径を r₀ = e²/mc² と表す。

これらを用いて原子番号がZの原子に電子が衝突するときの衝突の断面積σを求める。

残留気体の原子核との散乱 (Rutherford scattering)

$$\sigma_R(Z) = 4\pi (r_0 \cdot Z/\gamma)^2 / \theta_c^2 \quad (2)$$

原子核による制動放射 (bremsstrahlung)

電磁相互作用の定数α(=e²/2πhc)を用いて

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

残留気体の核外電子との衝突 (Moller scattering)

散乱角θとエネルギーロスqとの関係は、

$$q = (\gamma^2 - 1) \sin^2 \theta / \{2 + (\gamma - 1) \sin^2 \theta\} \quad (4)$$

と表せる。散乱断面積σ_Mは次のように近似的に表すことができる。

$$\sigma_M = 2\pi r_0^2 / \gamma_c, \quad \text{for } q \ll \gamma - 1, \gamma \gg \gamma_c \gg 1 \quad (5)$$

実際に数値を代入してみれば明かであるが、これら3種類の衝突断面積の中で最も大きなものは bremsstrahlung である。

0°C 1気圧の気体分子の単位体積当りの数n(個/cm³)はAvogadro数より

$$n = 6.023 \cdot 10^{23} / 22.4 \cdot 10^3 \cdot (273/760) / T(K) \cdot p(\text{Torr}) \quad (6)$$

となるので単一種類の気体分子のみがある場合のビームの平均寿命τ(sec)は

$$\sigma_T = Z \cdot \sigma_M + \sigma_R + \sigma_B \quad (7)$$

$$1/\tau = \sigma_T \cdot p = [529Z/\gamma_c + 1058(Z/\gamma/\theta_c)^2 + 2.46Z(Z+1) \{ (4/3 \cdot \ln[\gamma/\gamma_c] - 5/6) \ln[183/Z^{1/3}] \}] \cdot p \quad (8)$$

と求められる。実際の系には各種の気体分子が残留しているのでそれらに相当するZに対して上式が書ける。放射光実験施設電子ストレージリングを例にとればγ = 5000, γ_c = 30, 平均的なθ_cをθ_c = 0.0025と近似でき、σ_Tを求めたものを表1に示す。ダクトの上下幅を70mmとしている。

表1 衝突断面積σ_T

気体分子	1/σ	σ(H=70mm)	σ(H=18mm)
H ₂	2.84・10 ⁻³	352	380
CH ₄	2.60・10 ⁻⁴	3842	4396
H ₂ O	1.78・10 ⁻⁴	5601	6515
CO	1.19・10 ⁻⁴	8388	9775
N ₂	1.21・10 ⁻⁴	8259	9615
CO ₂	7.33・10 ⁻⁵	13637	15906
He	2.02・10 ⁻³	495	551
Ne	1.27・10 ⁻⁴	7871	9255
Ar	4.29・10 ⁻⁵	23319	27803

ここで、τ(sec) = (1/σ)/p(Torr)である。

実際の電子ストレージリング真空系における残留気

体分子の種類は、ベーキング(加熱脱ガス)処理をした後、系が超高真空になっていれば、水素、一酸化炭素が主成分である。メタン、二酸化炭素等はこれに続く成分であるが、多くの場合その量は比較的少ない。したがって、表1より明らかなように、おおよそのビーム寿命を見積るには一酸化炭素に着目して求めれば良いことがわかる。例えば20時間のライフタイムを得ようとするなら必要な真空は一酸化炭素換算で $1.65 \cdot 10^{-9}$ Torrということになる。

プロトンと残留気体分子との衝突で定まるビームライフタイム τ (sec)は圧力 p (Torr)に対して

$$1/\tau = 1.176(\lambda/2\pi)(a^2 \beta^3 \gamma^2) \cdot p \quad (9)$$

と与えられる。ここで a はダクトの開口(片幅)、 λ はベータートロン振動の波長、 β はプロトンの光速に対する速度で $\beta=v/c$ 、 $\gamma=1/(1-\beta^2)^{1/2}$ である。高エネルギー物理学研究所(KEK)のプロトンシンクロトロン(主リングPS)での必要真空の理由は2-2.において示すが $1 \cdot 10^{-6}$ Torrとなる/2/。

1-2. ダクト断面の大きさ

電子ストレージリングには偏向電磁石部と直線部とがある。2章で述べるが、偏向電磁石部からは放射光が発生する。直線部には4極電磁石等があるが、この直線部の一部に挿入型光源として超伝導電磁石を設置し、偏向電磁石部で発生する放射光よりもエネルギーのより高い放射光を取り出すことも行われている/3/。高輝度光源を得る方法として、SmCoやNdを用いた磁石(NEOMAX)を周期的に並べることにより軌道を多周期うねらせる方式のmultipole wigglerもリングの直線部に挿入型光源として設置されている/4/。磁場の強度や一様性さらに磁場の周期数を多く確保する目的のため、磁極同士の間隔を小さくする必要があり、その結果ビームダクトの断面は上下方向に薄いものが要求される。この上下に狭いダクトの中では、残留気体分子と衝突し軌道から外れた電子は、betatron振動により軌道が元に戻る前にダクト壁に衝突し失われることが多くなる。表1にはnarrow apertureとしてダクトの上下幅 $H=18$ mmでの σ_{τ} の値が示してある。 τ のダクト上下幅に対する値をFig.1に示す。Fig.1にはbremsstrahlungに対するCoulomb scatteringの衝突断面積の割合も示してある。

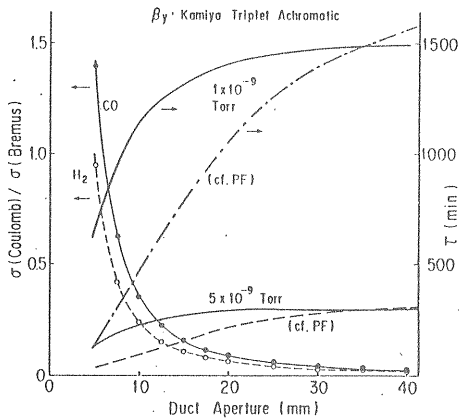


Fig.1 Beam Life Time τ vs. Duct Aperture.

ダクトの aperture が小さくなるにつれ Coulomb scatteringの割合が急速に増加することがわかる。将来建設されるであろう高輝度光源用電子ストレージリングにおけるビームライフタイムを考えると、挿入型光源の部分ではリングの一般の直線部、偏向電磁石部にくらべ、よりよい真空が必要とされる。挿入型光源のある直線部で発生するbremsstrahlungを減らす意味においてもこのよい真空は重要である。

2章 加速器真空の特徴と問題点

2-1. 一般の真空

加速器に真空が必要であることは1章で述べたが、系を排気することについて述べる。

一般の真空装置を排気ポンプで排気する場合、系内の気体分子はどのように変化するかを考えてみる。気体分子の密度を n (個/cm³)は圧力 p とEq.(6)に示した関係にある。系の体積を V 、系の内表面積を A とする。この系にある気体分子の総量は、空間に V (cm³) $\cdot n$ (個/cm³)、表面に吸着している分子があればその単位面積当りの個数を N_s (個/cm²)として A (cm²) N_s (個/cm²)である。これを排気速度 S (cm³/s)のポンプで排気すると考える。

$$-\frac{d}{dt}(V \cdot n + A \cdot N_s) = S \cdot n \quad (10)$$

と表せる。系内の気相と吸着相とは多くの場合、細かいことを云わなければ、擬似平衡(準平衡)にある。したがって、気体分子運動論によれば、速度 v で熱運動をしている気体分子が表面に入射し吸着する場合の吸着量 N_s は

$$N_s = (1/4) \bar{v} \cdot s \cdot \tau_s \cdot n \quad (11)$$

と表せる。ここで s は吸着の確率、 τ_s は吸着における平均滞在時間である。平均滞在時間 τ_s は、壁の温度 T (K)、吸着エネルギー E_d 、Boltzman定数 k 、定数 τ_0 を用いて

$$\tau_s = \tau_0 \cdot \exp[-E_d/kT] \quad (12)$$

と表せる。したがってEq.(10)は

$$-[V + A \cdot (1/4) \bar{v} \cdot s \cdot \tau_s] \frac{dn}{dt} = S \cdot n \quad (13)$$

と書き直せるので、気相の気体分子密度の変化を表す上式の解は

$$n(t) = n(0) \cdot \exp[-S / \{V + A \cdot (1/4) \bar{v} \cdot s \cdot \tau_s\} \cdot t] \quad (14)$$

となる。Eq.(13)に表れた $\{V + A \cdot (1/4) \bar{v} \cdot s \cdot \tau_s\} / S$ を排気の時定数と呼び排気の容易さを表す指標となる。

Eq.(12)において $V \gg A \cdot (1/4) \bar{v} \cdot s \cdot \tau_s$ であれば排気は空間の気体分子を排気していることになる。これに対し、 $V < A \cdot (1/4) \bar{v} \cdot s \cdot \tau_s$ であれば、排気は表面にある気体分子に対して行われていることになる。この空間と表面とを分ける目安となる τ_s は

$$\tau_s = V / (A \bar{v} s / 4)$$

となる。例えば、1m³の球形容器では $V=10^6$ cm³、 $A=4.84 \cdot 10^4$ cm²、 $\bar{v}=1.45 \cdot 10^4 \sqrt{(T/M)}$ cm/s $=4.75 \cdot 10^4$ cm/s (for N₂, 300K)、 $0 < s <= 1$ となるので

$$\tau_s = 1.74 \cdot 10^{-3} / s \approx 1.74 \cdot 10^{-3} \text{ (sec)}$$

となる。これより短い τ_s では「空間」を排気しているこ

とに相当し、長い τ_s では「表面」を排気していることになる。 τ_s は表面原子の熱振動の振動数の逆数程度の値で 10^{-13} sec と考えてよい。比較的脱離しやすい状態の水の吸着エネルギー E_d はおよそ $E_d = 11 \text{ kcal/mol}$ であるので、室温での τ_s の値は $1.1 \cdot 10^{-5}$ sec となる。この場合の容器の排気は、表面より脱離し空間を飛び回っている水分子を排気していることになる。排気が進行し、やがて脱離しにくい水の相が現れた場合には E_d は $15 \sim 22 \text{ kcal/mol}$ にもなることがある。この場合には、 $\tau_s = 1 \cdot 10^{-2} \sim 1 \cdot 10^3$ sec となり、まさに表面を(感覚的に云えば、バタバタしたものを)排気していることになり、ポンプは口を開けて待っていても分子がポンプまで来ない状態となる。したがって排気に要する時間は長くなる。この排気時間の短縮には5-1-1.において述べる加熱脱ガス処理(ベーキング)が有効である。

Venemaは最大吸着量が存在する吸着(Langmuir型)の吸着式を用いて排気の様子を理論的に示した/5/。

Fig.2によれば吸着エネルギーが中途半端に大きなものは排気に悪影響を及ぼすが、あまりに吸着エネルギーが大きいものは排気に影響しないことが分かる。

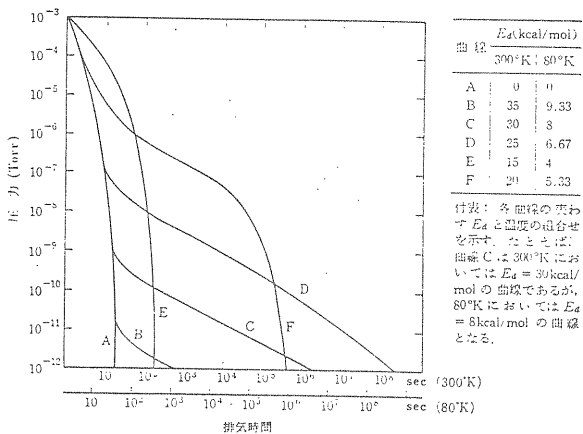


Fig.2 Theoretical Pumping-down Curve/5/.

高真空と超高真空とを区別する目安は、圧力で云えば $p < 10^{-8}$ Torr では超高真空、 $p > 10^{-8}$ Torr では高真空と区別する。この $1 \cdot 10^{-8}$ Torr という値はリークが無い系では表面から脱離する水の分圧で定まっていることが殆どで、系の「枯れ」の進行を決めている要素は、排気速度だけではなく、水の脱離速度が重要な役目をしている。このような系としては、プロトンシンクロトロンやリニアックがある。これらの系を設計したり維持する場合の基本的な真空の捉え方は、室温の熱脱離が支配している系としてコンダクタンスや排気速度を考え、用いる材料を選択することである。

ここまでは話の道筋を明らかにするために吸着エネルギーが一定と仮定して話を進めてきた。実際の系では吸着エネルギーには分布があり、各エネルギーに対して Eq.(12) を考えることになる。また、経験的には圧力が (Fig.2 に示す様に) $\text{Log}[p]$ vs. $\text{Log}[t]$ のグラフにおいて直線的に変化し、Eq.(14) が示す様に $\text{Log}[p]$ vs. t のグラフにおいて直線的に変化することは殆ど無い。これは結論的に云えば、各エネルギーに対応する $\text{Log}[p]$ vs. t を重ね合わせた envelope が Log-Log プ

ロットの直線を与えている、と説明されているが、より正しくは、吸着エネルギーに分布が在り、その分布が Temkinn 型の場合 Log-Log プロットが直線となることを説明できる/6/。

ここではこれ以上吸着脱離の議論には立ち入らないので、さらに正確に議論をするには、不均一表面での吸着脱離と排気に関する論文を見て欲しい/7/。そこには、気相と吸着相との間の気体移行におけるバランスのずれと排気される気体量の関係、バルブを閉じ排気を中止した場合に見られる圧力上昇に対する理由、およびコンダクタンスを変えた場合のガス放出量に及ぼす影響等について考察されている。

2-2. プロトンシンクロトロン

プロトンシンクロトロンの真空系について簡単に述べる。KEKのプロトンシンクロトロンとその入射系は

	エネルギー	周長	くりかえし周波数
前段加速器	750 keV		
リニアック	40 MeV	40 m	
ブースターリング	500 MeV	12 m	20 Hz
主リング	8~12 GeV	108 m	0.4 Hz

等からなる。必要な真空は、ブースターリングおよび主リングの加速に要する時間 T に較べ十分に長いビームライフタイムが保証されること、から定まる。この二つのリング(ブースターリングBR、主リングPS)の真空に関するパラメーターを表2に示す/2/。

リング	a(mm)	β	p(Torr)	τ (sec)	T(sec)
BR	30	0.2	$3 \cdot 10^{-6}$	0.12	0.025
PS	25	0.75	$1 \cdot 10^{-6}$	9.3	1.35

ここで a = ダクト開口、 β = ビームの速度/光速。いずれのリングも $\tau > T$ である。このような値を与えたダクトの断面を Fig.3 に示す。加速のために磁場が変化すると変化率に応じてダクト壁に渦電流が流れる。この渦電流による新たな磁場の発生とダクトに発生するジュール熱を防ぐために絶縁物でダクトを製作するのが良い。しかし、真空的に満足できる低ガス放出率の材料で大気圧(およそ 1 kg/cm^2)により「つぶれ」が生じないこと、放射線による強度の低下が無いこと等を考慮すると、使用可能な材料は薄肉のステンレス鋼製のペローまたはアルミナセラミックスということになる。KEKでは薄肉のステンレス鋼でダクトを製作した。BRでは繰り返し周期が比較的速いため 0.025 mm 厚のステンレス鋼製ペローダクトを、PSでは 2 mm 厚のステンレス鋼製ダクトを用いている。

このような加速器固有の条件の下に製作したダクトやその他のパルスマグネット等の部分の材料の表面積を算出し、プロトンシンクロトロンを「熱的な(放射光やイオンの入射がない)真空系」と見なし排気系をはじめ真空系全体を設計することになる。このうち排気系については5章において述べる。

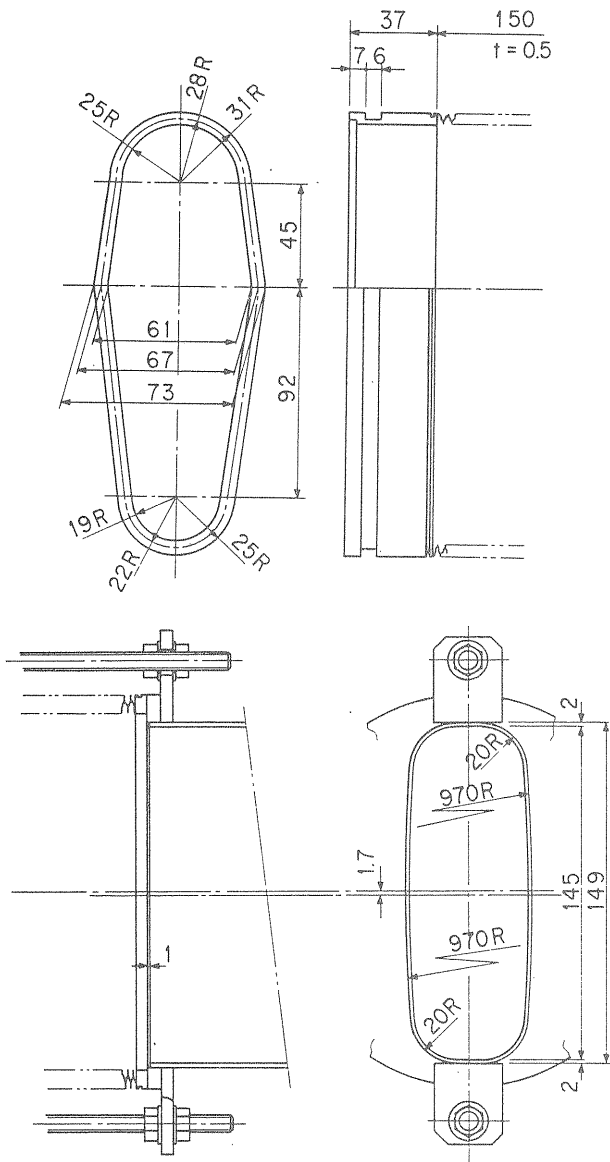


Fig.3 Cross Sections of the Duct in BR and PS.

3章 蓄積リング真空系の特徴と問題点

2章では熱的に脱離する気体が系の圧力を決めていることをみてきた。プロトンストレージリングではダクト壁にイオンが入射し、このイオン衝撃による脱離が熱脱離に較べ大きな脱離確率を持つため、光脱離と同様熱的脱離の議論は適用できない。エネルギーの高い光(例えば放射光)が存在する蓄積型リング(電子ストレージリング)では、気体分子が吸着している表面にこの光が入射すると光脱離と呼ばれる脱離が起こる。この場合の脱離強度は、熱脱離の脱離強度より桁違いに大きいので2章の議論は役に立たなくなる。このような室温で定まる運動エネルギー(数10meV)よりはるかに大きなエネルギーの入射がある系を”Hot Vacuum”と呼ぶことにし、通常の真空の概念とは異なる世界として捉え、Hot Vacuumの問題点について以下に述べる。

3-1. プロトンストレージリング

ジュネーブにあるthe Laboratory of the European

Organization for Nuclear Research (CERN)のプロトンストレージリング(Intersecting Storage Ring, ISR)はプロトンの衝突実験リングで、およそ300mの直径のリングが二つ8ヵ所で交差している。ビームエネルギーは 28GeV、蓄積ビーム電流は20Aである。入射と次の入射までの間を実験時間とし、それが34時間となるように真空系を設計製作した。このような長いライフタイムを得るために、160mm X 52mm(ダクト断面) X 2km(ダクト総延長)にもなるダクトの平均真空が $2 \cdot 10^{-10}$ Torr以下、衝突点では $1 \cdot 10^{-11}$ Torrの真空となるように排気することが要求された(8/)。(Fig.4参照)

真空系は6000個にもなるConFlatフランジ、2000個の高圧電流導入端子、300台の3極型イオンポンプ(公称400 l/s)、粗排気用として70台のターボ分子ポンプ(60 l/s)、500個のBA型電離真空計、さらに2000台のベーキング用温度制御器等から成り立っている。

真空ダクトは、素材(ステンレス鋼1.5~2.5mm)の段階で素材中の水素濃度を減らす目的で、900°Cで2時間真空炉でアニールし、ダクトにした段階で300°Cでベーキングを行った。リングに組み込み 10^{-5} から 10^{-8} Torrに排気した後ベーキングを開始した。ベーキング時間を短縮する方法として、乾燥窒素ガスを予めダクトに導入しに200°Cで2時間昇温した後、排気を開始する方法を試みたところ、昇温開始後24時間で $2 \cdot 10^{-10}$ Torrとなることを確認した。

ベーキングは素材の内部およびダクト表面から吸着ガスを取り除くのに有効で、超高真空を得ることができた。しかし、ISRにプロトンを蓄積したところ予期せぬガス放出が起こりビームに悪影響を与えた。すなわち、プロトンはダクト内の残留気体分子と衝突しイオンや電子を生成する。ビームは周りのダクトとの間に100 V/A の電界を生じており、イオンは+の電位にある

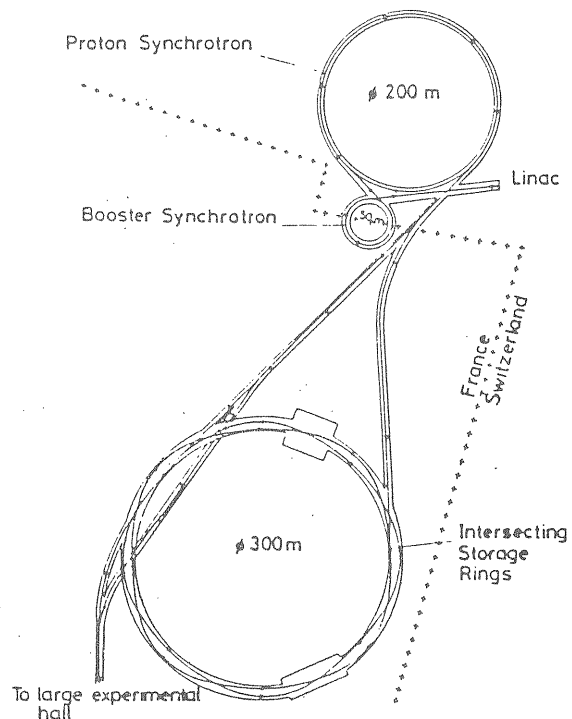


Fig.4 Intersecting Storage Ring of CERN/8/.

ビームから反発力を受けてダクト壁に入射する。一旦、このイオン衝撃脱離により気相の分子密度が増え、それだけ多くのイオンが生々され、このイオンによってさらに多くのガス放出がおこり雪崩的に圧力上昇が起こった。この時の圧力変化をFig.5に示す。したがって、プロトンストレージリングダクト表面は熱的気体

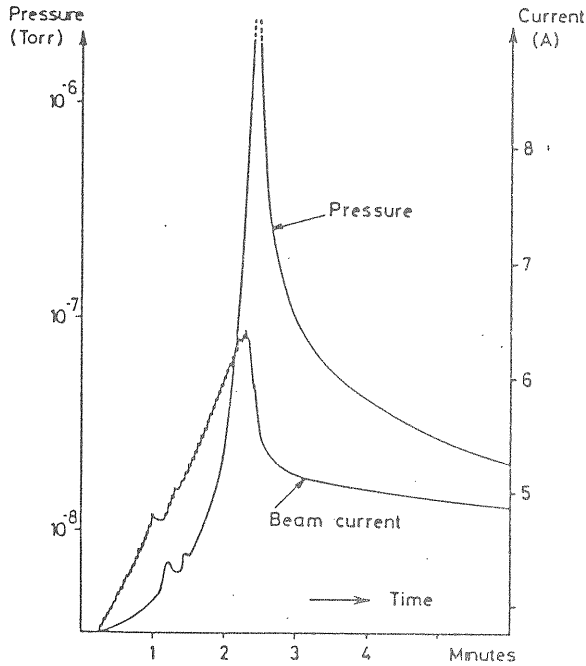


Fig.5 Pressure Bump in ISR.

分子が飛び回っている一般の超高真空領域の真空装置とは異なり、表面はより一層の清浄さが要求される。一方、残留気体から生成された電子は正電位のビームに吸収されresonanceを誘起しビームを不安定にした。また、注意深くダクトを組み立てても現実的にはダクトの中には取り残されたほこりが存在する。残されたほこり(0.1~1μの大きさのCaOやSiO₂)が負に帯電すると壁から離れ、ビームに取り込まれて先の圧力暴走の原因にもなる。このほこりによる圧力増加は、偏向電磁石部のダクトの両端にclearing fieldsを発生させる電極を設け、ビームに垂直に300 V/mの電界をかけたところ抑えることができた。この電界はビーム中に捉えられた電子を取り除くにも有効であった。しかし、真空が改善されるにつれ、このclearing fieldsは用いなくても良くなった。

3-2. 電子ストレージリング

3-2-1. 放射光のスペクトル

加速度運動する電子は進行方向(接線方向)に放射を出す。この放射をsynchrotron radiation(放射光,SR)と呼ぶ。放射光の発生機構については解説があるのでそれに譲り/9,10,11/,ここでは"光脱離"に必要な範囲にとどめ手短かに述べる。

$$N_p(E) = 9\sqrt{3}/(8\pi)WG(x) = 6.95 \cdot 10^{13} G(x) \rho l_b / E_b^2 \quad (\text{ph/s/eV/mA}) \quad (15)$$

$$W = (4\pi r/3e)(E_b^4/E_a^3) l_b / \rho = 88.5 E_b^4 l_b / \rho \quad (\text{watts}) \quad (16)$$

$$G(x) = \int_x^\infty K(y) dy \quad (17)$$

$$x = E/E_c = E / \{ (3/2)(h/2\pi c)(E_b/E_a)^3 / \rho \} = 2.218 \cdot 10^3 E_b^3 / \rho \quad (18)$$

と与えられる/12/。ここでG(x)はgeneral function、E_cはcritical energyと呼ばれる。K(y)は第2種の変形Bessel関数である。またE_b、l_bはそれぞれビームのエネルギー(GeV)とビーム電流(mA)、ρは軌道の偏向曲率半径(m)である。ビームダクトの単位長さに入射する光子の数は

$$N_p = \int N_p(E) dE / (2\pi \rho) = 8.08 \cdot 10^{17} \cdot l_b \cdot E_b / 2\pi \rho \quad (\text{cm}) \quad (\text{ph/s/cm}) \quad (19)$$

となる。光子の数とエネルギーに対するスペクトルを放射光実験施設電子ストレージリング、TRISTANのAccumulation Ring、Main Ring、CERNのLEPについて以下に示す。

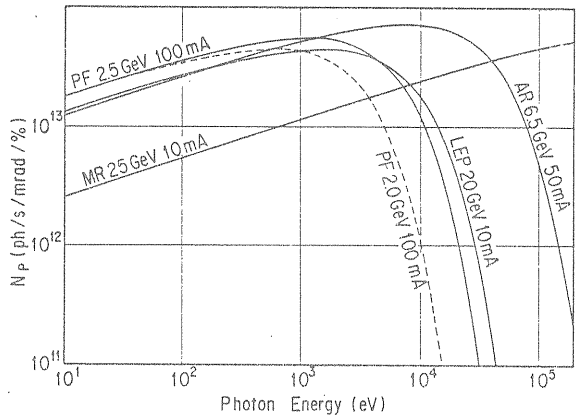


Fig.6 Examples of Photon Spectra of PF, AR, MR and LEP.

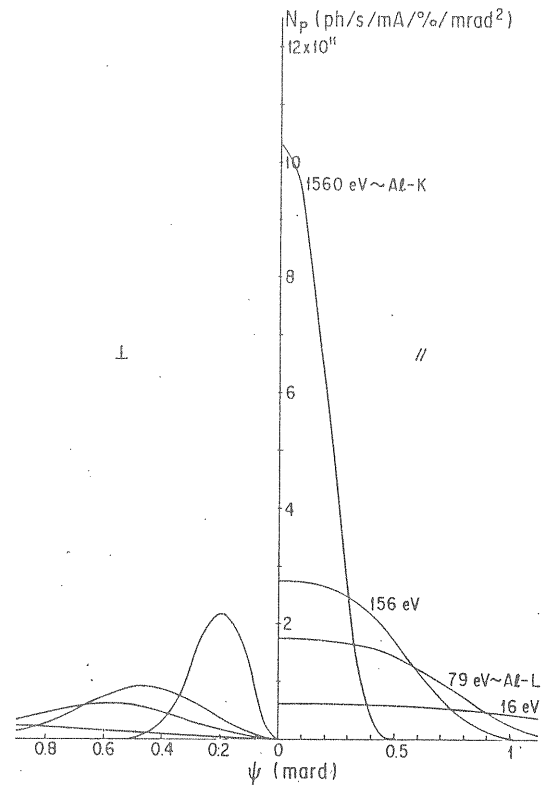


Fig.7 Divergence of SR in Vertical Plane in PF.

Fig.7は電子の軌道面に垂直方向の放射光の発散を示している。パラメータは光のエネルギーEである。

TRISTANの二つのリングとLEPのリングは電子・陽電子衝突実験用リングではあるが、この図からも明らかのように、放射光リングとしての可能性を有するリングである。高エネルギーの放射光リングとしてそれらを利用するには、ビーム位置(Closed Orbit Distortion, COD)の安定性やビームライフタイムが照射実験が行えるほどに十分に長くなる必要がある。

3-2-2. 光電子の発生

放射光がダクト表面に入射すると、入射角 θ 、ダクトの光学定数 n, k に従ってダクト金属への侵入と反射が起こる。金属内へ侵入した光は金属原子と相互作用をしながら金属中を進み二次電子を発生する。この二次電子の一部は光電子として金属から空間へ飛び出す(光電効果)。さらに原子番号にもよるが100KeV以上のエネルギーの高い放射の場合は光電効果の代わりに金属原子核とのCompton散乱が起こるようになる。

光が金属へ垂直に入射した場合の光電子イールド(photoelectron/photon)が実験的に求められている/13,14,15/。

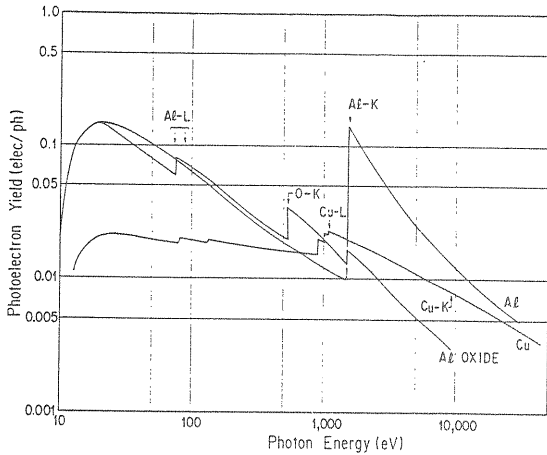


Fig.8 Photoelectron yield.

これに対し、現実のビームダクトの中では放射光はダクトの壁に対し斜めに入射している。一定の開き角にやってくる光に対し、入射角 θ における照射面の長さは $1/\sin\theta$ で増加するので、面を斜めにするにつれ単位開き角当りの光電子の発生は $1/\sin\theta$ の割合で増加すると考えられてきた。これが正しければ大型のストレージリングでは $\theta \rightarrow 0$ となるので光電子の発生量は大きく増大することになる。一方、照射面当りの入射光子の密度は $\theta \rightarrow 0$ となるにつれ $\sin\theta$ に比例して減少する。この二つの効果を考慮した斜め入射における光電子の発生量は垂直入射の場合の光電子の発生量と同じになるのであろうか? 垂直入射の実験結果を基にしながら斜め入射の場合の光電子イールド Y_{pe} を推定する手法が必要となる/16/。

斜め入射時の光電子発生を算出する。エネルギーEの光子が金属表面に入射角 θ で入射した場合、反射率Rは

$$R(n(E), k(E), \theta) = \frac{[n(E) + ik(E)] \cdot \sin\theta - 1}{[n(E) + ik(E)] \cdot \sin\theta + 1} \quad (20)$$

となる。各種金属について $n(E), k(E)$ を求め、入射角を

選んで屈折角 θ を定め、反射率Rを求める/17/。この反射率と金属の吸収係数またはextinction係数/18/から金属中に発生するであろう二次電子の数 dN_{he} は、エネルギーEにある光子の数を $dN_p(E)$ として

$$dN_p(E)[1-R]e^{-\mu_p(E) \cdot L_p} \mu_p(E) dL_p \cdot [E/E_{se}] \quad (21)$$

と表せる。ここで L_p は金属表面で屈折し、金属中に侵入した光子が直進すると仮定した走行距離、 E_{se} は光子が二次電子を金属中に発生させるに要するエネルギーでおよそ100eV程度の値である/19/。

この二次電子の発生方向は放射光のエネルギーが高くなると光子の進行方向に偏ったものとなり、進行方向に対する偏り ψ は

$$F(\psi) = \sin^2(\psi) \cdot \cos^2(\psi) / [1 - \cos(\psi)]^4 \quad (22)$$

と与えられる/20/。金属中を進む二次電子の平均自由行程 $\lambda_e/21/$ を用い、二次電子の発生点から表面へ垂直に立てた線から ϕ 方向へ走る二次電子は、

$$dN_e = dN_{he} \cdot e^{-L_p \cdot \sin(\theta) / \{\lambda_e(E_e) \cdot \cos\phi\}} \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (23)$$

となる。ここで簡単化のために、二次電子の発生は等方的と仮定している。 θ は θ に対応する屈折角である。この dN_e を光子のエネルギー、侵入深さ、発生点より表面をみる半空間について積分することにより光電子の量を見積ることができる。二次電子発生メカニズムはこの式の中に組み入れていないので、求めた結果を垂直入射の実験結果と合わせるための補正係数を積分結果に掛ける必要がある/16/。このような計算によって求めた斜め入射における光電子の量 N_{pe} をフランスのDCIの光を例にしてFig.9に示す。

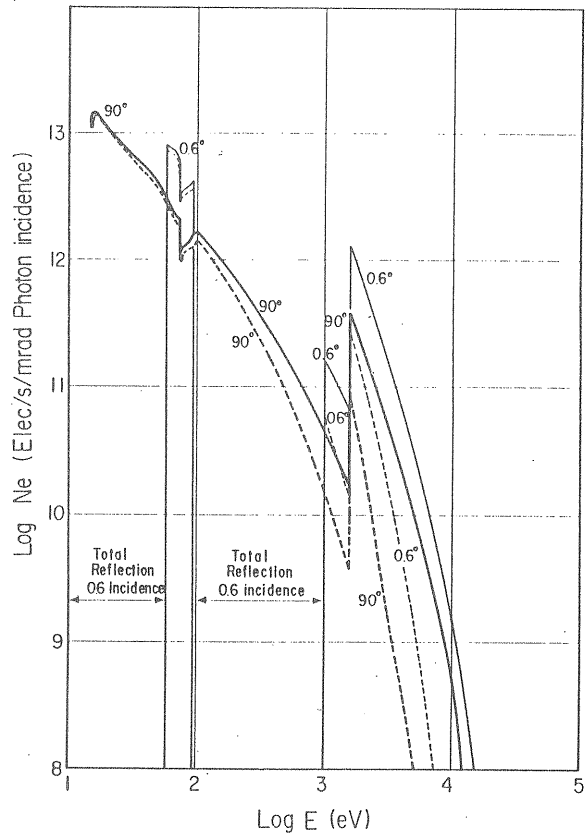


Fig.9 Photoelectron Production from Al. Beam energy is 1.72 GeV (—) and 1.1 GeV (---).

斜め入射になると光のエネルギー領域によっては全反射が起こり、光の入射点で光電子の発生が無いことが示されている。したがって、大型リングにおける光電子の発生は慎重に検討しなければならない。

3-2-3. 光脱離 (photodesorption)

光脱離と呼ばれている脱離は、光による直接的な光刺激脱離と先に述べた光電子による電子衝撃脱離とから成る。脱離機構は、光子または光電子により吸着分子とダクト表面とから成る系にholeができる。このholeに吸着に関与している電子が落ち込むことにより、それまで安定な吸着状態を維持するのに寄与していた電子が失われるため、吸着状態はよりエネルギーの小さな状態に移り、このため吸着分子が脱離する²²⁾。この脱離は最初の入射粒子(一次粒子)が光子の場合、光刺激脱離(Photon Stimulated Desorption, PSD)、電子の場合、電子衝撃脱離 (Electron Impact Desorption, EID) または電子刺激脱離 (Electron Stimulated Desorption, ESD) と呼ばれる。電子ストレージリングダクト表面ではこの二つの脱離が起こっているが、この二つをまとめて光脱離 (photodesorption) という。この光脱離は次式で表せる。

但し、筋道を見やすくするため表面への再吸着は無視してある。

$$-\frac{dN_s}{dt} = N_p(\text{ph/s/cm}) \cdot Y_{pe}(\text{photoelec./ph}) \cdot \sigma_{pe}(\text{cm}^2/\text{photoelec}) / \xi(\text{cm}) \cdot N_s(\text{個/cm}^2) \quad (24)$$

$$= N_p(\text{ph/s/cm}) \cdot \eta(\text{molec./ph}) / \xi(\text{cm}) \quad (25)$$

ここでξはダクト断面の周長である。また、ξはFig. 5bに表す様に光のエネルギーによりψが異なるので発光点から入射点までの距離LとψとによりL・ψ=ξとなるが、おおよそξ=L/rと考えてよい。ηを光脱離係数または光脱離イールドと呼ぶ。再吸着を無視した近似的ηはEqs.(25)、(26)より

$$\eta = Y_{pe} \cdot \sigma_{pe} \cdot N_s \quad (26)$$

となる²³⁾。ηの物理的内容はEq.(27)に示した通りであるが、実際のηの測定にあたっては光子の照射している範囲についての光脱離による圧力上昇Δpと系の排気速度Sとから

$$\eta = \Delta p \cdot S \cdot K / \int N_p dx \quad (27)$$

としてηを求める。これが文献などにみられるものである。ここでKはEq.(6)において圧力p(Torr)を気相の分子密度n(molec/cm³)に変換する係数である。ηの値は初めて放射光照射を受けた面ではおおよそ0.1~1(molec./ph)であるのに対し、十分に放射光を受けいわゆる”枯れた”表面では1・10⁻⁶(molec./ph)またはそれ以下に減少する。すなわち同じ蓄積電流値と比較してリング運転の初期(積算照射量が少ない時)の電子ストレージリングの圧力は、照射量を十分に大きくなるまで積算した時点での圧力に較べ10⁵~10⁶も大きな値となることを意味している。Fig.10に放射光実験施設電子ストレージリングの圧力変化(Δp/lb)を積算電流値に対して整理したものを示す。

Fig.10に示したように電子ストレージリングの圧力の減少は光の照射量に対して変化するので、熱脱離が特徴づけている光を出さない他の加速器での圧力の減少を表すEq.(12)では記述できない。放射光による光脱離がある系での気相の分子密度nの変化は次に示す式で表すことができる。ここではEq.(25)で無視した再吸着の効果、再吸着確率sを含む項に取り込んでいる。

$$n(t) = n(0) \cdot \exp[-t/\tau] \quad (28)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{S}{2\pi\rho \left[a + \zeta \left(\frac{S}{2\pi\rho\xi} + \frac{vs\xi}{4\xi} \right) \cdot \frac{\xi}{N_p \cdot Y_{pe} \cdot \sigma_{pe}} \right]} \quad (29)$$

ここで分母第1項は空間気体分子の排気、第2項は光の直射している場所からの光脱離およびダクト表面への再吸着による空間からの気体分子の除去を表している。この排気の時定数は熱脱離のものとは異なり、吸着分子の平均滞在時間τ_sは含まれていない。内容の考察については6章で行う。

4章 加速器ダクト内の圧力

4-1. 計算手法(解析的手法)

真空系内の圧力は、通常は排気速度、配管等のコンダクタンス、脱ガス量の場合による違いなどのため系内の場所により異なる。系の形状がベルジャーのような球や箱型の場合にはその中はコンダクタンスが大きいので圧力は大きく異なることはないが、排気系への配管などではコンダクタンスが小さいため圧力は場所場所で異なる。これに対し、加速器の真空系は、基本的には細くて長いダクト状の本体に、ガスの発生源が分布し所々に分散した排気ポンプがあって排気をしている、という系である。このようなコンダクタンスが小さく場所毎に圧力が異なることは避けられない、加速器真空系の圧力を解析的手法により求めることが試みられてきた^{24,25)}。

ダクトからの放出ガスが場所によらず一様な場合、長いダクトの中の圧力分布は解析的に求めることができる。(Fig.11参照)

$$p_0 = \frac{1}{S_0} \int_0^{L/2} q \cdot dx = \left(\frac{q}{S_0} \right) \left(\frac{L}{2} \right) \quad (30)$$

$$p(x) = \int_0^x \frac{q}{C_0/x} \cdot dx + \left\{ \int_x^{L/2} q \cdot dx \right\} / (C_0/x) + p_0$$

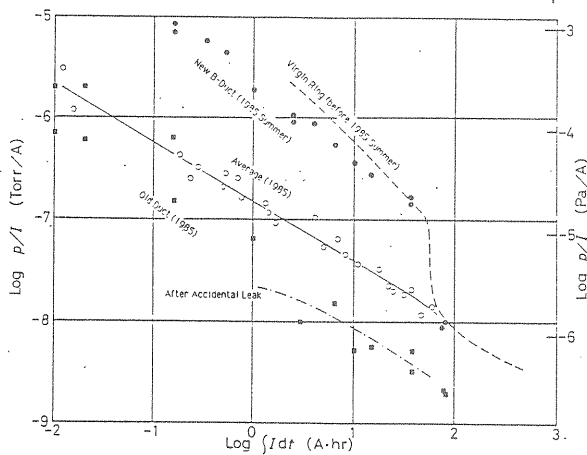


Fig.10 Pressures Normalized by Stored Beam Current vs. Integrated Beam Current.

$$= q \left\{ \frac{L}{2 \cdot S_0} + \frac{x \cdot L - x^2}{2 \cdot C_0} \right\} \quad (31)$$

ここでLはダクトの長さで排気ポンプと排気ポンプとの間の距離の半分の長さ(cm)、xはポンプから測ったダクトに沿っての長さ、qはダクトの単位長さ当りの放出ガス量(Torr·l/s/cm)、C₀は単位長さ当りのコンダクタンス、S₀は排気速度(l/s)である。排気孔での到達圧力をp₀としている。Eq.(32)の第2項から明らかなように一様なガス放出源がダクトにある場合の圧力分布は、ポンプとポンプとの中間点において最高になる上に凸の分布となる。凸になる程度はコンダクタンスC₀に反比例して鋭くなる。ポンプの排気速度S₀の効果は第2項には表れないが、第1項を小さくするので圧力分布全体を小さくする効果がある。このダクトにおける平均圧力は

$$p = q \left[\frac{L}{S_0} + \frac{L}{12C_0} \right] \quad (32)$$

と求められる。

このように一様なガス放出がある場合の例は、リニアックやプロトンシンクロトロンダクトにおいては成り立っていると考えてよい。実際の系にはガス放出量の異なるセクションがあるので、そこでは場所毎のガス放出量とそのセクションの排気速度とから圧力を算出することになる。このセクションでの圧力と他のセクションの圧力をつなぐために、

$$p(\text{ダクト端}) = p(\text{セクション端}) \quad (33)$$

$$dp/dx(\text{ダクト端}) = dp/dx(\text{セクション端}) \quad (34)$$

とならなければならない。これが境界条件である。

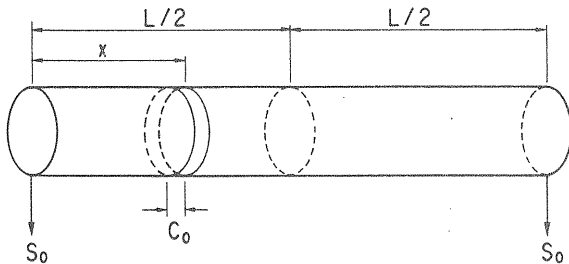


Fig.11 Pumping of the Tube with Uniform Outgassing Rate.

4-2. 計算手法(一次元有限要素法)

4-1.において用いた解析的手法は系の圧力分布全体が見通せるという意味において優れているが、現実の系においてはダクト等の幾何学的形状がかなり異なっていて、場所場所でのガス放出率も異なっていることがしばしばある。そのうえ分布排気ポンプ(5-1-2.参照)が組み込まれているため、排気速度にも分布があることがある。その様な例の代表がこれから述べる電子ストレージリングの真空系である。この様な系では、解析解を求めるに当たっての境界条件を的確に設置し、簡単に解くことが困難になる。

この様な系では、解析的な手法に代わって系を有限な要素に分け、各要素毎に実効排気速度、ガス放出量を求め、圧力の分布を算出する手法をとる(26/。(Fig.12参照)。

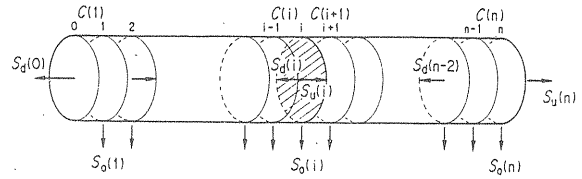


Fig.12 Schematic of Finite Elements.

A) 要素毎の実効排気速度を求めるために

1) ある要素(i)において、要素に属する排気速度S₀(i)と隣の要素との間のコンダクタンスC(i)とから要素の上流方向への実効排気速度S_u(i)を求める。

$$S_u(i) = 1/S_0(i) + 1/C(i+1) \quad (35)$$

2) 同様に下流を眺めた場合の実効排気速度S_d(i)を求める。

$$S_d(i) = 1/S_0(i) + 1/C(i-1) \quad (36)$$

3) この二つの実効排気速度より要素の実効排気速度(それ自身、上流方向、下流方向)を求める。

$$S_t(i) = S_u(i) + S_d(i) - S_0 \quad (37)$$

B) 要素毎のガス放出量を求めるために

1) 光脱離の場合には要素に入射する光子数N_p(i)(ph/s/MA/cm)を求める。

$$N_p(i) \quad (38)$$

2) このN_p(i)に比例してガス放出があると仮定し、比例係数をKとすると

$$q(i) = K \cdot N_p(i) \quad (39)$$

C) 各要素における気体の流れは

1) 要素に属するポンプへ

$$q(i) \cdot S_0 / S_t(i) = q_0(i) \quad (40)$$

2) 上流方向へ

$$q(i) \cdot S_u(i) / S_t(i) = q_u(i+1) \quad (41)$$

3) 下流方向へ

$$q(i) \cdot S_d(i) / S_t(i) = q_d(i-1) \quad (42)$$

と分流する。

D) 要素jにのみガス放出があると仮定した場合の圧力分布を求める。

1) i < j
$$p(i, j) = q_d(i+1) / S_t(i) \quad (43)$$

2) i = j
$$p(i, j) = q_0(i) / S_t(i) \quad (44)$$

3) i > j
$$p(i, j) = q_u(i-1) / S_t(i) \quad (45)$$

E) 他の要素にガス放出がある場合には、j毎の圧力分布を要素i毎に加え合わせる

$$p(i) = \sum_{j=0}^{\max} p(i, j) \quad (46)$$

このようにして系の圧力分布を求めることができる。ここで考えたj=0およびj=maxをどの様に選ぶべきかを考える。もし、関心がある範囲をj=0、j=maxに選んだ場合はj<0、j>maxの範囲からの気体の流れ込みを無視することに対応するのでp(0)、p(max)の値は小さくなり、それと共に両端に近い部分の圧力は小さくなる。したがって、正しい分布を求めるには、関心を持っている範囲と同程度の要素を関心領域の前後に付けて計算を行う必要がある。

この計算手法の長所は、現実に対応した条件を計算に取り込み易いことである。短所は計算に時間を要することである。

このようにして求めた圧力分布の例を次に示す。

4-3. 圧力特性曲線

加速器ダクト内の圧力を表すのに、放射光発生のないニアックやプロトンシンクロトロンではTorrやPa等の単位を用いて圧力分布を表すことが普通行われる。しかし、電子ストレージリング内ではビーム電流に比例して光脱離の基になる放射光が壁面を照射するので、ビーム電流で圧力を規格化した方が系の真空特性を理解しやすい。また、光脱離のイールドはダクト表面の処理や状態、それに加え放射光照射と共に減少するので、各種の系の真空特性を表すために光脱離のイールドでも規格化しておくのがよい。このようにビーム電流 I_b (mA) と光脱離のイールド η (molecules/photon) で規格化した圧力 p (Pa) / I_b / η は、ガス放出の原因となる量(光子の量と表面状態)で規格化した値であるから、それらに依らずに純粋に真空系の特性を表すことが可能となり、異なる電子ストレージリングの真空特性も公平に比較できる。この意味においてこの曲線は「圧力特性曲線」といえる。

4-2.において示した計算手法によって求めた電子ストレージリングの圧力分布の例をいくつか示す。最初にFig.13に示すのは高エネルギー物理学研究所放射光実験施設PFの2.5GeV電子ストレージリングのNormal cell 11部の圧力特性曲線を示す。Normal cellとは偏向電磁石(B-mag)と4極電磁石(Q-mag)とが規則的に配置されたセクションである。

図にはダクトの単位長さ当りの光子の入射数 N_p (ph/s/cm/mA) のダクトに沿っての強度分布が示してある。この入射光子強度による光脱離のガス放出は2-3-3.および5-1-2.に説明がなされてある。またダクト各点での実効排気速度 S_e (l/s) も示してある。ビームの進行方向は図の右から左へ向かっている。

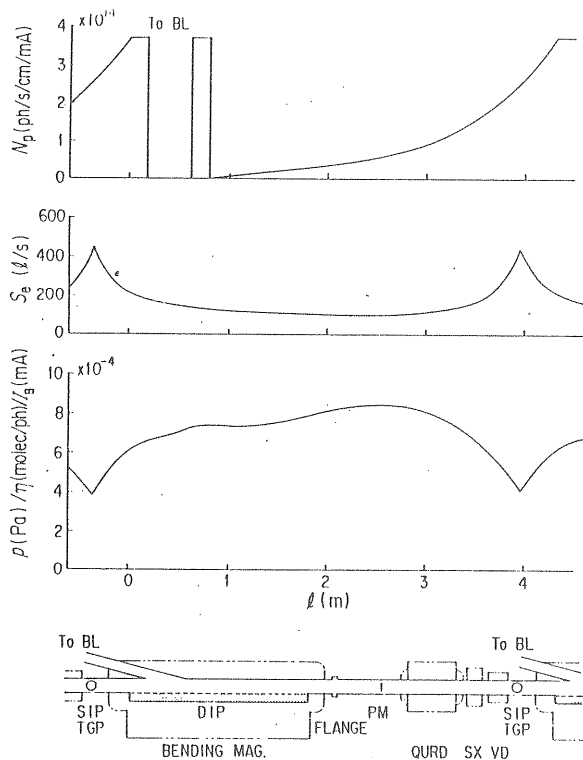


Fig.13 Pressure distribution along the vacuum duct of the Photon Factory in KEK.

図に於て、偏向電磁石の下流に近い部分(図の左)での N_p 曲線に一部強度が0となっているのは、ビームラインBLへ放射光が取り出されるためリングダクト壁には光が入射していないことを示している。排気ポートにはスパッタイオンポンプSIPとTiゲッターポンプTGPが配置されている。また偏向電磁石部のダクトの中には組み込み型の分布排気ポンプDIPが挿入されている。SIPとTGPの排気速度はいずれも、超高真空領域において使用していることを考慮して、高真空において得られる最大排気速度の30%にまで減少していると仮定している。また、TGPの排気速度は、Tiをブラッシュしてから後のゲッター面への吸着気体量(圧力と時間の積)に反比例してゲッター効果が減少する効果を考慮している。計算ではゲッターの実効的排気作用は、理想的な排気作用値の30%と仮定した。

Fig.14にビームラインBLを閉じた場合の圧力分布が示されている。系内の圧力を下げる為には、光脱離の源になる光子をリングからビームラインへ「捨てる」ことが重要である。また、図のほぼ中央部に放射光を吸収するSRアブソーバーを設置した場合の圧力分布の変化が示してある。アブソーバーにはそれより下流の影になる部分に入射する光子全てが入射するので、ダクト壁の他の部分に比べ大きなガス放出がある。一方影の部分は光脱離によるガス放出が無い。このため分布が変化することが予想されるが、結果はそれほど大きく変化しない。その理由は、アブソーバーの有無に依らずこのNormal Cellセクションに入射する光子の総量は同じであることによる。

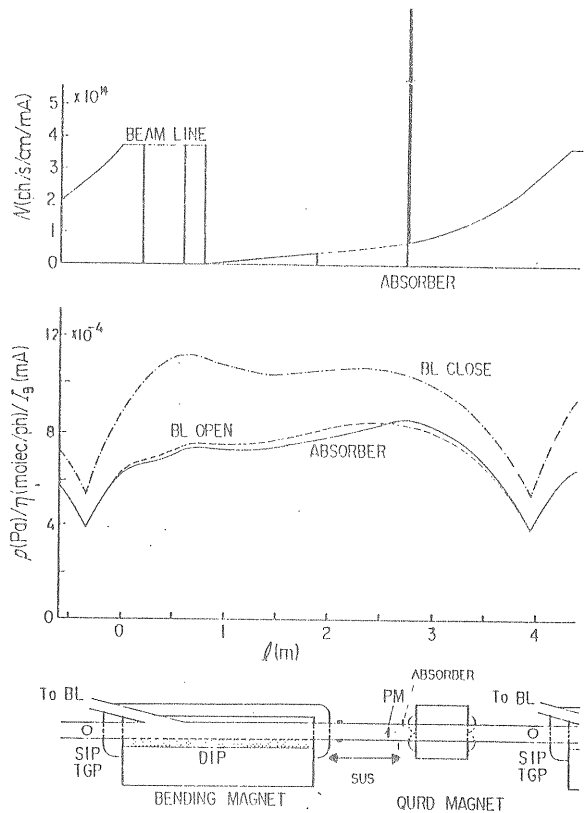


Fig.14 Effects of the SR Absorber and the Beam Line on the Pressure distributions.

Fig. 15には各種ポンプの効果が示されている。DIPをOFFとした場合のCOの圧力分布を一点鎖線で示す。またTiゲッターが完全に効力を失った場合(パラメータ 0)および30%有効である場合(パラメータ 0.3)の分布がCOとH₂について示してある。ゲッターが、排気ポート部の圧力を大きく減じている効果がみえる。COとH₂とは分布が異なるが、これは気体分子の熱運動の速さがH₂ではCOより速いため、実効的にはH₂に対してのコンダクタンスが大きくなったことに対応している。

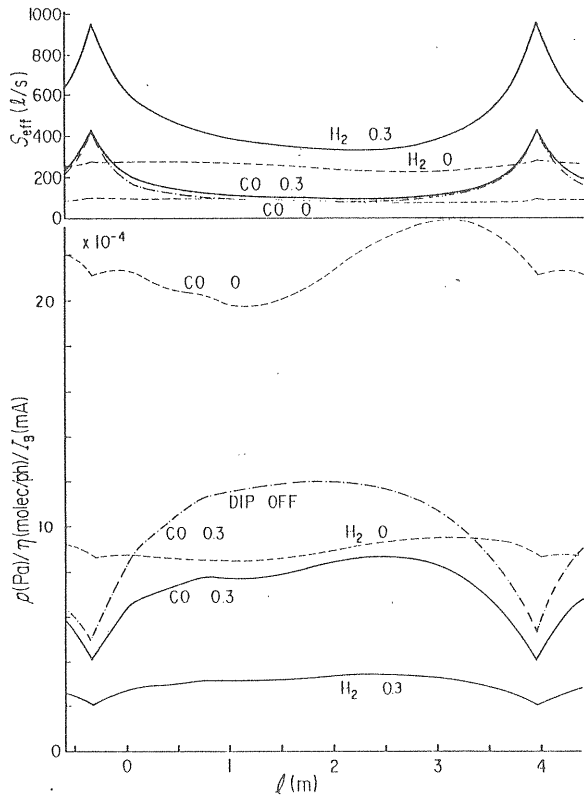


Fig.15 Effects of Pumps on the Pressure Distributions.

このように圧力特性曲線は系内の各点での実効排気速度の分布と合わせて考察することにより、系の圧力を決定しているものがガス脱離によるガス放出(負荷)なのか、それとも排気系に問題があるのかを吟味するのに有効である。

5章 加速器真空系の設計にあたって

5-1. 排気系

加速器真空系を設計にあたって、“なぜ、どの程度の真空が必要であるか”については、これまで述べた議論によって明らかになったことと考える。またガス放出の原因も、放射光の無い真空系と放射光のある電子ストレージリング真空系とは本質的に異なることを述べた。このような真空に関する条件の違いにより、真空系の主要部分である排気系にどのような違いが生ずるかを考える。

5-1-1. ガス放出

ガス放出の源

放射光の無い真空系でのガス放出の源は、1)表面に

吸着している気体分子等が脱離することによる放出、2)金属表面層(加工層)や材料内部からの放出、3)材料自身の蒸発等に分けることができる。

このうち1)に属するものの代表が、2-1.で述べた大気中の水の吸着と脱離である。水の吸着は、金属表面第一層では脱離の活性化エネルギーEdは Ed=22~23 kcal/mol、これに対し水の吸着した面上への吸着では Ed=10kcal/molである。脱離強度(脱離速度と云う)qは、表面吸着量をNs(molec/cm²)とすると

$$q_d = N_s / \tau_s \quad (\text{molec/s/cm}^2)$$

となる。τ_sを求めるに当たり、吸着エネルギーEdが kcal/mol単位で表してあるのでBoltzman定数kの代わりに気体定数R(=1.98cal/mol/deg)を用いる。この式より明らかのように、系の温度を上げ加熱脱ガス処理(ベーキング)を行うと

$$q_d(25^\circ\text{C}) = (N_s / \tau_s) \cdot \exp[-22,000 / (1.98 \cdot 298)]$$

$$= N_s \cdot 6.41 \cdot 10^{-4}$$

$$q_d(250^\circ\text{C}) = (N_s / \tau_s) \cdot \exp[-22,000 / (1.98 \cdot 523)]$$

$$= N_s \cdot 5.94 \cdot 10^3$$

というようにτ_sが短くなりガス放出量qを増大させることができる。このベーキング処理はH₂OだけでなくCOやCO₂、油分子やその分解物等吸着エネルギーの大きな分子を取り除くのに有効である。

金属表面層または金属内部からの気体の放出は気体の拡散によるもので、N₀を金属内の気体原子密度、Dを拡散係数とし、金属を半無限と仮定すればガス放出速度は

$$q_{diff} = N_0 \sqrt{D / (\pi t)}$$

と表すことができる。拡散に及ぼすベーキングの効果はDaytonが半無限固体モデルについて計算をしておりFig. 16にその結果を示す/27/。T_a→T_bへ温度を高めD(T_b)/D(T_a)=100とした。再びT_aへ温度を戻すとガス放出速度が一時的にT_aのまま排気した値より低くなる。

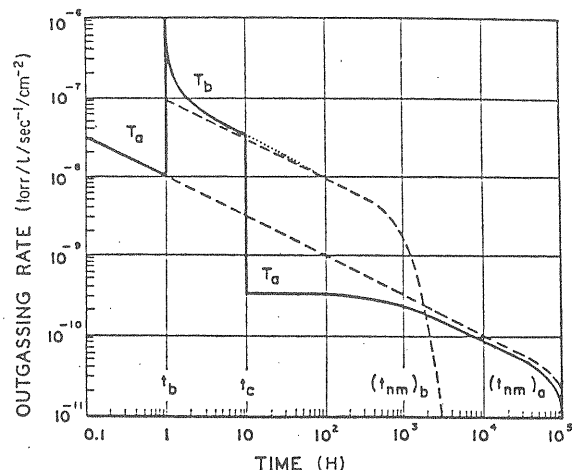


Fig.16 Baking Effect on Diffusion/27/.

拡散にとってもベーキング処理は有効であることが分かる。

この拡散によるガス放出に従うものの代表が水素である。水素はプロトンとして金属中を拡散し、真空側の金属表面で再結合し水素分子となって脱離する。現

実の装置においては有限の厚みであり、大気側での水素分子の解離と真空側での水素原子の再結合が現象を複雑にしている。

脱ガスされた金属表面層が大気にさらされた場合、吸着気体が金属表面層へ拡散する。このため大気にさらす時間が長引けばそれだけ吸収される気体の量が増えるだけでなく、金属表面層の奥まで気体が侵入する。再び排気をし表面を真空にさらした場合、金属表面層からの拡散による気体放出が起こり、再排気に多くの時間を必要とするようになる。予め排気した時間をパラメータにしてこのことを示したのが Fig.17 である/28/。

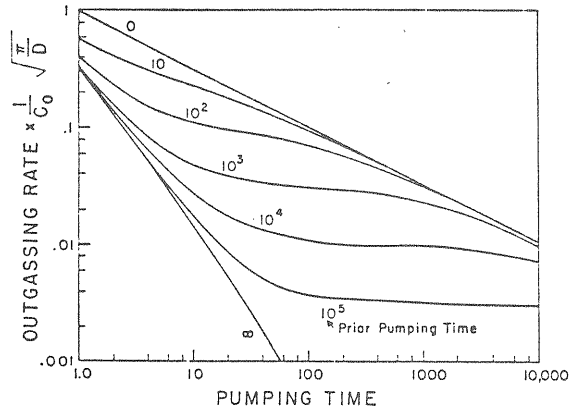


Fig.17 Outgassing Rate against the pumping time/28/.

このように脱離や拡散によるガス放出は条件により変化するのでガス放出を考え議論する場合、各真空系の条件(または状態)を正確に把握しなければならない。

3)材料自身の蒸発は各材料の蒸気圧を調べればよいのでここでは省略する/29/。

ガス放出量

真空系特に排気系の設計に先立ち、まず求めなければならないのが、各種材料からのガス放出量である。系を構成する各種材料をまずリストアップし、その表面積 A_j を求める。次に、各種材料のガス放出量 Q_j を文献等から求め、新しい材料であれば実測する。ここで云うガス放出量の単位は、例えば $\text{Torr}\cdot\text{l}/\text{s}/\text{cm}^2$ 、 $\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}/\text{m}^2$ のように単位面積当りの放出量として与えられていることが多い。材料によって桁が違うので注意しなければならないが、 Q_j は2-1.で述べた理由により排気時間の関数で t^{-1} で減少することが多い。表3にガス放出量の例を示す/30,31/。

表3 ガス放出量($1\text{E}-9 = 1 \times 10^{-9} \text{Torr}\cdot\text{l}/\text{s}/\text{cm}^2$)

排気時間 (室温)	材料の種類				
	軟鋼		ステンレス鋼		
1 hr	7.0E-9	8.0E-9	8.0E-9	2.1E-9	1.9E-9
5	1.2E-9	1.5E-9	1.3E-9	7.0E-9	6.0E-10
20	3.0E-9	3.5E-9	2.5E-9	2.5E-10	2.1E-10
50	1.2E-9	1.3E-10			
	Crメッキ	Ni化学メッキ	電解研磨	機械研磨	化学研磨

排気時間 (室温)	材料の種類			
	SUS-304L	YUS-170	モリブデン	熱分解黒鉛
1 hr	6.8E-11	2.6E-11	1.3E-12	9.0E-12
5	1.9E-11	3.0E-12	7.0E-13	1.2E-12
20	5.0E-12	6.6E-13	3.8E-13	9.8E-13
	湯洗, フレオン蒸気		GBB, 湯洗 フレオン蒸気	超音波, フレオン蒸気
	500°C, 50hrベーキング後の排気時間に対する値			

排気時間 (室温)	材料の種類			
	電解銅		OFHC	
1 hr	4.0E-8	3.5E-9	2.0E-8	2.0E-9
5	8.8E-9	7.0E-10	3.2E-9	4.7E-9
20	2.0E-9	1.8E-10	5.5E-10	8.0E-11
	素材	機械研磨	素材	機械研磨

排気時間 (室温)	材料の種類	
	A6063	
1 hr	5.0E-12	2E-9
5 hr	2 E-12	3E-9
20 hr	1.2E-12	1.8E-9
	145°C 16hr ベーキング後	室温排気

このようにして求めた各材料毎のガス放出量 Q_j を積算する、

$$\sum_j Q_j \cdot A_j = Q_t$$

この積算過程で明らかになることであるが、ガス放出量の大きなものの使用をやめるか、または極力その量を減らすことが重要である。例えば、加速器においてはフェライトは使用を迫られる材料の一つであるが、焼結により製造するため多孔質であり、しかも整形時に用いた油等が染み込んでいる。このようなフェライトをそのまま真空装置に持込み排気を行うと、フェライトから出た油を含むガスがフェライト以外の Q_j の小さい材料の表面に吸着し系全体を汚染するので、ガス放出のある面の表面積は A_j (フェライト)となるのではなく系全体の面積($\sum A_j$)になってしまう。このため加速器の立ち上げ時間に及ぼす影響が大きくなるのは容易に理解できることである。したがって、低真空の装置を除いて、フェライトのように Q_j の大きなものは採用を諦めるか、または薄板等で製作したケースに収納しなければ使用してはいけない。

放射光のある系でのガス放出量は3-2-3.においてすでに述べたように光脱離のイールド η (molec/photon)とダクト表面への入射光子数 N_p (ph/s/cm)を用いて

$$N_p \cdot \eta \text{ (molec/s/cm)}$$

と表せる。 N_p は加速器のパラメータにより求めることができるのに対し、 η の実験値は光源の利用が限られているため多く知られていない。7章において述べるが、測定された η の値はその系の状態に大きく依存するので、 η を正しく推定することは光脱離によるガス放出量の算出に重要である。

5-1-2. 必要排気速度

加速器に必要な排気速度を求める。光の無いプロトンシンクロトロンやリニアック、放射光のある電子ストレージリングの場合も含め、全ての真空装置における必要排気速度 S_t は系の全脱ガス量 Q_t および系の必要圧力 p_n とから、少なくとも

$$St \geq Qt/p_n \quad (47)$$

でなければならない。5-1-2.で述べたように

$$\text{放射光の無い系} : Qt = \sum Qi \cdot Ai \quad (48)$$

$$\text{放射光のある系} : Qt = \int Np \cdot \eta \cdot dx \quad (49)$$

である。

放射光の無い真空系(一様なガス放出系)

加速器のダクトの場合は、4-1.において述べたようにダクトコンダクタンスCaが小さいために $p=Qt/St$ としたのではpを小さく見積過ぎることになる。ポンプとポンプの間の長さLは全体の長さLtをj個に分割した場合 $L=Lt/j$ となるが、このLの間の圧力の分布は4-1.において述べたように

$$p(x) = q[L/2S_0 + x(L-x)/2Ca]$$

となるので、Lの範囲のp(x)の平均値pが $p < p_n$ となるように分割jおよび排気速度S₀を定めなければならない。分割の数jと平均真空pとの関係は

$$p = q\{ (Lt/j)/S_0 + (1/3Ca)(Lt/2j)^2 \} \quad (50)$$

と求められている。この様な考えにしたがってポンプは加速器ダクトに沿って分配される。しかし、入射部のように内臓物の多いセクションではここで述べたポンプ分配の考えよりも、セクションでのガス放出量をセクション固有の排気速度で除して $p=Q/S$ として圧力を算出するのがよい。

KEK プロトンシンクロトロンPSを例にとり表4に示す。

表4 KEK PSの排気系/32/

ダクト周長	108 m	
入射部表面積	?(フェライト等の内臓物のため)	
粗排気系	S(effect)=150 l/s, 4 set	
RP	750 l/min	4
TMP	200 l/min	4
主排気系		
SIP	500 l/s	5 (入射、取り出し部)
SIP	500 l/s	3
SIP	180 l/s	48

現在のプロトンシンクロトロンの圧力は3極型電離真空計(24ヵ所)で測定しているが、およそ 10^{-7} Torrを得ている。

PSにおいて、4-2.に於て示した有限要素法によってPSダクトに沿っての圧力分布を求めることは容易にできるが、実際には行われていない。それはダクトに沿ってのガス放出が、「放射光照射等による分布を持ったものではなく熱的に一様である」とする仮定が成り立つ為で、先に示した分割と平均圧力の考えで満足できるからである。

放射光のある真空系(分布のあるガス放出系)

放射光のある真空系ではダクトに沿ってガス放出に分布が生ずる。放射光によるガス放出量は、ダクトの単位長さ当たりの光子の入射強度と光脱離のイールドとの積 $Np(\text{ph/s/cm}) \cdot \eta$ (molec/ph)として表せる。軌道上の発光点が偏向電磁石部のダクト(Bダクト)の単位長さ

を見込む開き角 $\Delta\alpha$ はBダクトの片幅を $W_B/2$ とすると $\Delta\alpha=1/(\rho+W_B/2)$ (rad/cm)

と一定であるのでNpに対するEq.(15)を実用的に書き改め、Bダクトの単位長さに入射する光子 $Np(B)$ を求めれば

$$\begin{aligned} Np(B) &= 8.08 \cdot 10^{17} \cdot Ib(\text{mA}) E(\text{GeV}) \cdot (\Delta\alpha/2\pi) \\ &= 8.08 \cdot 10^{17} \cdot Ib(\text{mA}) E(\text{GeV}) / [2\pi(\rho+W_B/2)] \\ &\quad (\text{ph/s/cm}) \quad (52) \end{aligned}$$

となり、放射光によるガス放出量Qpは

$$\begin{aligned} Qp &= Np(B) \eta (273+25)/9.657 \cdot 10^{19} / 10^3 \\ &= 3.09 \cdot 10^{-20} \cdot Np(B) \eta \quad (\text{Torr} \cdot \text{l/s/cm}) \quad (53) \end{aligned}$$

となる。

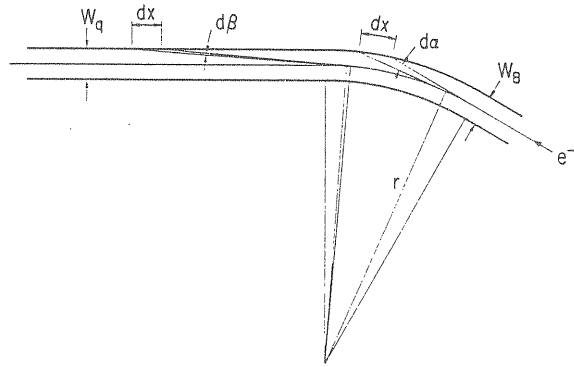


Fig.18 Photon Irradiation on Vacuum Ducts.

一方、偏向電磁石と偏向電磁石との間の4極電磁石が在る直線部のダクト(Qダクト)では偏向電磁石からの距離に応じてNpが減少する。偏向電磁石の下流の端を起点として距離xを定め、ダクトの片幅をW₀とすると、軌道上の発光点がQダクトの単位長さを見込む開き角 $\Delta\beta$ はFig.18に示す幾何学的配置より求められるので

$$\begin{aligned} Np(Q) &= 8.08 \cdot 10^{17} \cdot Ib(\text{mA}) E(\text{GeV}) \cdot (\Delta\beta/2\pi) \\ &\quad (\text{ph/s/cm}) \quad (54) \end{aligned}$$

とQダクトに沿って減少する。したがって、Qダクトを照射する放射光によるガス放出量Qpは

$$\begin{aligned} Qp &= Np(Q) \eta (273+25)/9.657 \cdot 10^{19} / 10^3 \\ &= 3.09 \cdot 10^{-20} \cdot Np(Q) \eta \quad (\text{Torr} \cdot \text{l/s/cm}) \quad (55) \end{aligned}$$

となり、Qダクトの場所毎にガス放出量が異なる。

これ等のQpを用い、各種排気ポンプの排気速度を仮定して4-2.の計算手法によりダクト内の圧力を求めることができ、求めた圧力特性曲線における平均圧力が必要な圧力以下になるように排気速度に検討を加え、排気速度の値や配置を定める。

この計算に先立ちおよその排気速度を求める。必要とする総排気速度St(l/s)は $St > Qt/p = 8.08 \cdot 10^{17} \cdot Ib(\text{mA}) E(\text{GeV}) \eta \cdot 3.09 \cdot 10^{-20} / p$ となる。例えば、放射光実験施設電子ストレージリング(PFリング)を例にとれば $Ib=300\text{mA}$, $Eb=2.5\text{GeV}$, $p=1 \cdot 10^{-9}\text{Torr}$ という場合は、 $St > 1.87 \cdot 10^{10} \cdot \eta$ となる。仮に $\eta=1 \cdot 10^{-6}$ を仮定すれば、 $St > 18725 \text{ l/s}$ ということになる。この排気速度を50個所の排気ポンプで得ようとする平均3.7m毎に1台のポンプを配置することになり、1台当りの実効排気速度Seとして375 l/sということになるが、この値をイオンポンプSIPだけで確保するのは困難である。理由は、SIPの圧力に対する排気速度特性は高真空領域で最大値(公称値)を示すが、超高真空領域では公称値の30%ま

たはそれ以下に減少するからである。SIPの排気速度の不足分を補うためと光脱離の多いBダクト部にポンプを設けることのために、偏向電磁石の磁場を利用し、放電セルを偏向電磁石部ダクト内に分布させた「組み込み型イオンポンプ(Distributed Ion Pump, DIP)」を設置した。このDIPの排気速度特性を測定したところ磁場10kGに於て、アノードセルの直径がφ14mmが最も排気特性が良く、本格的ベークなしで100 l/s/mであった。この分布排気ポンプを偏向電磁石28台に組み込むと、先の排気ポンプ1台当りの要求実効排気速度は

$$[18725 \text{ l/s} - (28 \cdot 100 \text{ l/s/m} \cdot 1.8\text{m})] / 50 = 273 \text{ l/s}$$

となる。排気ポンプが設置する排気ポートには、高周波が排気ポート内に励起されるのを防ぐために、排気ポート入口にスリットが設けてある。このスリットコンダクタンスCs(=506 l/s for CO)を考慮するとポンプ自身に要求される排気速度Spは $S_p = S_e \cdot C_s / (C_s - S_e)$ の関係より、 $S_p = 592 \text{ l/s}$ となる。これに対しPFリングの各ポートに配置できるポンプの幾何学的大きさの条件では、公称128 l/sのイオンポンプが候補になる。したがって各ポートに於て不足する排気速度を補うためにTiゲッターポンプTGPを併用することにし、排気ポートを設計した。Tiは排気ポート(内径146.4mm)の内壁にflashする。使用しているポンプの排気速度を表5に示す。

表5 ポンプの種類と排気速度の例
(放射光実験施設電子ストレージリング)

粗排気ポンプ		
構成部品	コンダクタンス	台数
Rotary Pump	220 l/m	6 set
Turbomolecular Pump	270 l/s	
Gate Valve	4600 l/s	
L型 Valve	800 l/s	
配管	1160, 900 l/s	
SLIT conductance	7900 l/s	

主排気系

種類	排気速度(l/s)	排気速度(l/s)	個数
	カタログ値	実効値	
DIP	-	119:H2, 54:CO	28
SIP	128:N2	76: , 34:	48
TGP	-	678: , 360:	

ここでの実効排気速度はSIP、DIPの超高真空領域での排気速度を理想値の30%と仮定したものである。また、TGPのゲッターの有効性はflashした直後に得られるであろう理想最大値の30%と仮定している。SIPとTGPが設置されている排気ポート部にあるスリットのコンダクタンスも考慮されている。

TRISTANの二つのリングはPFリングとは異なりDIPを主ポンプにしている。SIPは電磁石の磁場を0にした時の真空保持の為に公称30 l/sのものを採用している。TGPと非蒸発型バルクゲッター(NEG)を部分的に採用している。

5-1-3. ポンプの配置と系内圧力の評価

PFリングにおけるポンプ位置と系内圧力分布

PFリングのNormal Cell部において、排気ポンプの場所を変更したと仮定した場合の特性圧力曲線を次に示す。現状のポンプは実効排気速度Seの図においてIに配

置されている。ポンプ取り付け位置をII(4極電磁石上流)→IV(偏向電磁石上流)へと変えるに従い特性圧力曲線が変わり、Iでは平均圧力(Pa/η/mA単位)が $7.22 \cdot 10^{-4}$ であったものがIVでは $10.2 \cdot 10^{-4}$ に増加する。この違いはさほど大きくないように考えるかもしれないがビームライフタイムにそのまま70%の減少となって表れる。また放射光によるリングの「枯れ」はFig.10に示したように積算電流値Log[∫I bdt]に対しLog[Δp/Ib]の減少となるので、枯れが進んだ領域では70%の圧力減少を「枯れ」の進行によって得ようとすれば多大の積算電流値を必要とするので、見過ごすわけにはいかない。

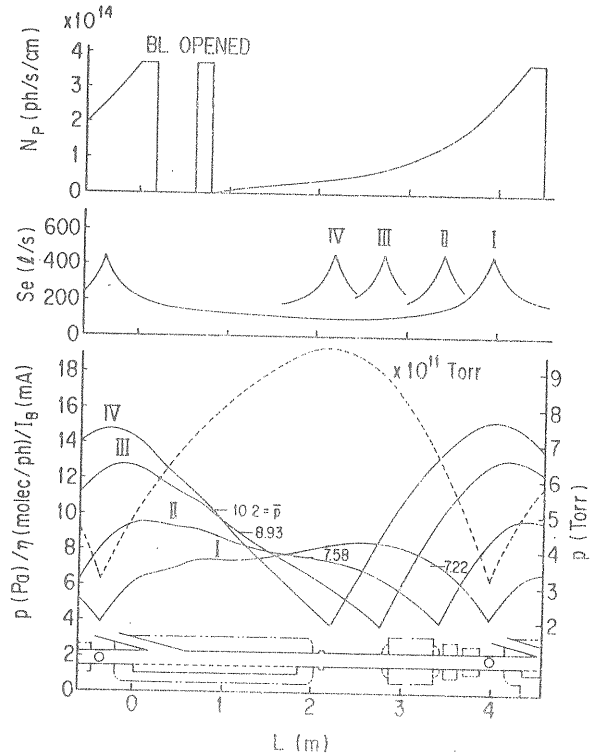


Fig.19 Pressures against the Pump Locations in PF Ring

NSLS X-rayリングの圧力特性曲線

PFリングとほぼ同じ時期に同じ性能を狙って建設された、アメリカBrookhaven国立研究所のNational Synchrotron Light Source, NSLSの2.5GeV電子ストレージリングはX-rayリングと呼ばれている。PFリングと同様な仮定を排気速度に行い、NSLSのX-ray ringの圧力特性曲線を求めた。このリングのNormal Cell部の圧力特性曲線をFig.20に示す。ビームの進行方向は図の右から左である。ダクトの単位長さに入射する光子の数はおよそ50%多い。X-rayリングにおいて用いられているポンプの能力はPFリングのものとはほぼ同じである。ポンプの位置による圧力の違いを表した先の図を思い浮かべれば明らかのように、X-rayリングではポンプを配置すべき場所が4極電磁石(図には記していない)によって占有されている。これはX-rayリングがlow emittanceを強く意識して設計されたことによる。この圧力特性曲線(実線)の平均値はPFの値の3.8倍大きい。Npの大きさを考慮しても2.4倍大きい。実際、圧力は高く、ビームライフタイムはPFリングのライフタイムほどに長くはない。仮に図中の(TSP)にTGPを増設した場合の圧

力を一点破線で示した。またDIPの能力が理想値の30%ではなく、150 l/s/mと強化できたと仮定した場合の圧力が破線で示してある。これらの図からも明らかなように、十分に長いライフタイムを確保するには、ポンプを必要とする場所に配置すべく、設計の段階から軌道設計グループと関係をとることが大切である。

表6 Parameters and Present Beam Life Time in the electron storage rings

parameter	PF	NSLS(X-ray)
energy	2.5 GeV	2.5 GeV
current	360 mA	224 mA
bending radius	8.66 m	6.88 m
circumference	187 m	170 m
beam life time	>2500 min (150 mA)	720 min (100 mA) /33/

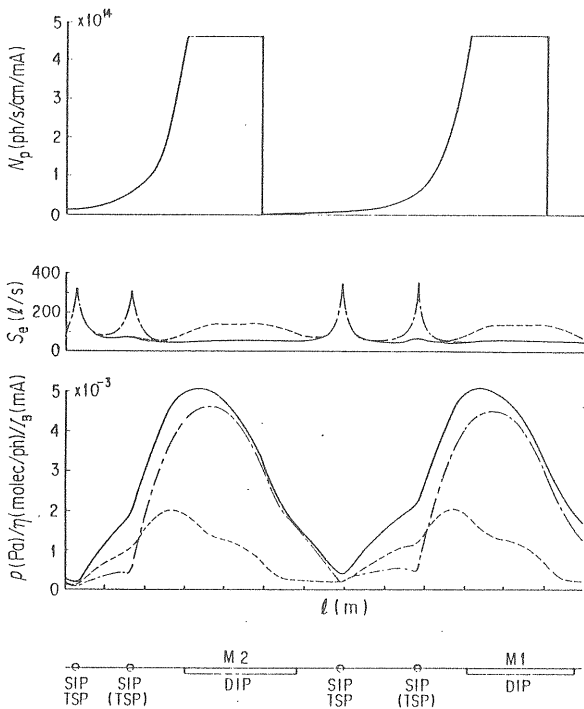


Fig.20 X-ray Ring, National Synchrotron Light Source in Brookhaven National Laboratory.

TRISTAN ARとMRの圧力特性曲線

次にリングの規模、ビームエネルギーも異なるリングの圧力特性曲線の例として、KEKの電子・陽電子衝突型リングTRISTAN Main Ringと蓄積リングARの圧力特性曲線を示す。先の例と同様に光子の入射数 N_p とダクトに沿っての各場所での実効排気速度 S_e の分布も示してある。この二種類のリングの目的はPFリングと異なるためビームライフタイムに対する要求が異なり、排気系の設計もPFリングが必要排気速度を得るのにTGPをはじめDIPやSIPに依存しているのに対し、MRとARではDIPに強く依存した排気系になっている。

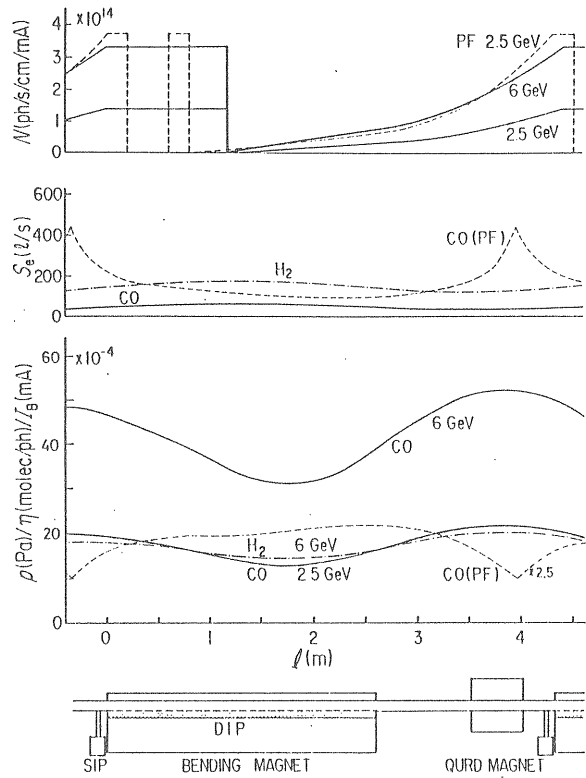


Fig.21 Characteristic Pressures in AR.

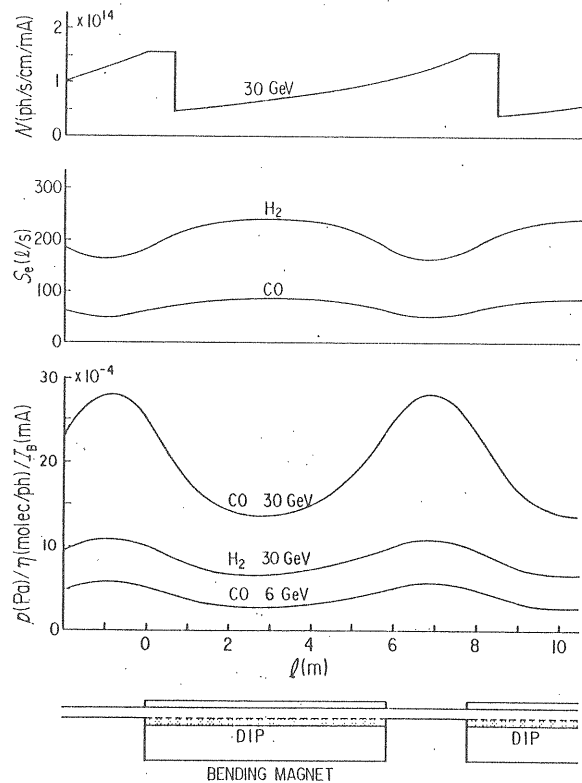


Fig.22 Characteristic Pressures in MR.

この二つのリングはPFリングやXray-ringに較べエネルギーが大きく、また軌道の曲率半径も大きい。この二つの条件は放射光子数に対する相反する条件となるため、ダクト壁に入射する光子数(真空的負荷)はPFリングと同程度あるいはやや少ない数となる。それに対し、圧力特性曲線の値はPFのそれより大きい(PFの値を示す図中の破線は2.5倍して表してある)。またAR、MRはベーキング処理をしていない系であり積算電流値もPFに及ばないためビームによるクリーニングも徐々にしか進行しない。AR、MRを衝突リングとしてではなく、電流を数10mAはストレージできる高エネルギー放射光用電子ストレージリングと見なした場合、圧力特性曲線が示すようにビームライフタイムはPFのそれに匹敵する程にはならないことが予想される。

このように異なる電子ストレージリングの真空特性を客観的に同一条件のもとで比較するにはこのような圧力特性曲線を求め比較するのがよい。当然のことながら光のないリニアックやプロトンシンクロトロンにおいてもこの手法はより簡単に適用できるので、真空系のデザインを行う場合はもちろん特性の評価検討を行う場合には有効な手法と考える。

5-2. ダクトの据え付け位置

5-2-1. ベロー

加速器の真空ダクトは電磁石に対して正しく設置されなければならないのは当然である。ビームは磁場に対して位置が定まるので、ダクトが正しい位置に設置されないとビームが通る開口が小さくなる。特に入射時にはビームが大きく振れるのでダクト位置の正確さが重要となる。

ダクトを電磁石に対し据え付け排気を開始するとダクトに設置されているベローが縮むためリングダクトの周長が短くなる。すなわち軌道が円弧を画かくark部に於てはダクトはリング中心へ向かって吸い込まれる。一方、ダクトのbakingを行うとダクトは熱膨張しその位置を変える。アルミ合金製ダクトの場合、例えば放射光実験施設電子ストレージリングでは $187\text{m} \cdot 3 \cdot 10^{-5} (1/^\circ\text{C}) \cdot 125^\circ\text{C} = 70\text{cm}$ 膨張するので、ダクトはリングから外側へせり出てくる。このような動きはリングの各場所で異なり、リングダクトは複雑な力を受けることになる。この力を吸収するためにベローが必要となる。

ダクトにはビームの位置を検出するモニター (beam positioning monitor) が設けられているが、このモニターをダクトに正確に加工設置してもダクトの電磁石に対する設置が不正確ではモニターの役目を果たすことはできない。仮に初め正しく設置してもリング運転中にモニターの位置が動き狂うようではモニターの役をなさない。放射光実験施設電子ストレージリングではビームモニターとモニター固定の照になっている4極電磁石との間に必ずベローを配し、ダクトに加わる外力によってダクト位置が変化することがあったとしてもモニターには力がかからないように配慮してある。

放射光を取り出しビームチャネルへ導く放射光取り出しフランジの位置も排気やベーキングによりその位置が変動してはいけない。このフランジ位置の確保とリング中心へ向けてのダクトの吸い込み防止の為に、偏向電磁石部のダクトを能動的に位置ぎめしている。これに対し4極電磁石を含む直線部のダクトはビーム位置検出モニターのみを位置ぎめし他の部分は相対的な意味で自由にしてある。ベローは単に組立時の為に

るのではなく、位置が変動してはいけない部品の位置ぎめ確保の為に配置することが肝要である。

5-2-2. 放射光アブソーバー

放射光の放射エネルギーはEq.(16)に示したように $W(\text{watts}) = 88.5 \cdot E^4 (\text{GeV}) I_b (\text{mA}) / \rho (\text{m})$ である。エネルギーの高い電子ストレージリングの場合、例えば放射光実験施設電子ストレージリングでは2.5GeV運転時に2200 W/m/300mA、TRISTAN ARでは7GeV運転時に2520 W/m/40mA、MRでは26GeV運転時に電子、陽電子それぞれに対し1060 W/m/10mAとなる。したがって放射光が入射するダクトの(リング外周側の)壁は冷却を必要とする。英国Daresbury研究所の2.0GeV電子ストレージリングのようにステンレス鋼でダクトを製作した場合は、ダクトの発熱防止のため水冷された銅製のアブソーバーを外周の壁に沿って設置したり、PFリング等アルミ合金製ダクトの場合は冷却用水の水路を内蔵した形でアルミ合金製ダクトを押しだし加工し、冷却水を流してダクトの発熱を防止している。しかしリング全周を見渡すと冷却水路を設けることができない場所がある。例えばベローや入射および取り出し用パルス電磁石部に用いられるセラミック製ダクトにこのような冷却水の用意は無い。このような部品を放射光照射から守る方法として、放射光に対するアブソーバーをこれらの部品の上流側に設置し、これら部品がアブソーバーの影の中に入る様にする必要がある。Fig.23にアブソーバーの例を示す。この場合の設計上の注意として、ダクトが電磁石に対し正しく設置されていることが必要条件である。ダクトへの入射角が2~3°の場合、軌道に直角に1~2 mmずれてダクトが設置されると影の長さは35~55mmも変化することになり、冷却水路を持たない部品を放射光照射から守るのにアブソーバーの影に期待する場合はダクトの位置ぎめが重要である。アブソーバー部の位置ぎめを積極的に行うか、あるいは位置ぎめが確保できる場所にアブソーバーを設置しなければならない。

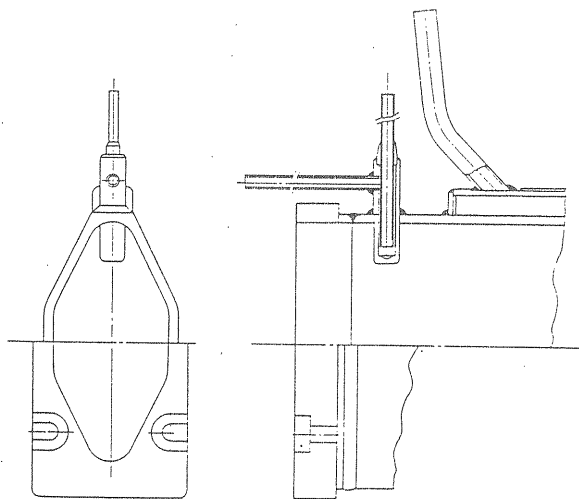


Fig.23 Synchrotron Radiation Absorber.

放射光に対するアブソーバーの吸収は、強度 I_0 の放射に対し $I_0(1 - \exp[-t/\rho\mu])$ と表せる。ここで t はアブソーバーの厚さ(cm)、 ρ はアブソーバー材の密度(g/cm^3)、 μ は吸収係数(cm^2/g)である。 μ は放射のエネルギーにより大きく変化するので放射のエネルギー

スペクトルを考慮する必要がある。当然のことながらこのエネルギーの吸収に見合うだけの冷却能力をアブソーバーに対し用意しなければならない。

アブソーバーを設置したことによる系内の圧力分布への影響はFig.14に示した。

5-3. 真空計測

4章で述べたように、圧力特性曲線が示す様にビームダクト内の場所場所での圧力は異なる。個々の場所での圧力またはダクト内の平均圧力は真空計により測定した圧力とどのような関係にあるのかを考える。

高真空領域、超高真空領域において用いられる真空計は熱陰極を持つ電離真空計が一般的である。熱陰極から放出された電子が陽極に入射するまでの間に残留気体分子と衝突し気体分子をイオン化する。このイオン電流*I_i*は、熱陰極から放出される電子電流*I_e*および真空計がおかれている圧力*p*と

$$I_i = I_e \cdot S \cdot p$$

という関係にある。ここで*S*を電離真空計の感度と呼ぶ。例えば市販の超高真空用真空計管球の感度は*S*=20~25 (Torr⁻¹)のもが殆どである。電子電流の値は*I_e*=0.1~5mAの範囲で使用され、市販の真空計においては0.4~0.5mAのものが多い。したがって1・10⁻⁹Torrでは0.5(mA)・20(Torr⁻¹)・1・10⁻⁹(Torr) = 10 (pA)という微小なイオン電流を計測している。

電子ストレージリングでの圧力計測においては、他のリングでは必要の無い注意を払う必要がある。すなわち、ダクト内壁に入射した光子による光電子や反射した光が真空計に入り込むと10pA程度のイオン電流を計測している真空計の指度は異常な値を示す。例えば、PFリングの場合、*N_p*=4・10¹⁴ph/s/cm/mA、*Y_{pe}*=0.1とするとダクトの中の光電子は6μA/cm/mA程度と推定される。この光電子の一部が電離真空計に僅かでも入り込めばイオン電流にとっては大きなエラーとなる。この光や光電子の影響を避けるために、放射光実験施設電子ストレージリングでは系の圧力をモニターする真空計は排気ポート部に光や光電子を避けるように取り付けられている。排気ポート内の圧力とダクト内の圧力とはポンプ排気速度やスリットコンダクタンスのために異なるが、先の圧力特性曲線があれば真空計取り付け場所での圧力をダクト内の圧力に変換することができる。光や光電子が入り込まないような迷路を持つ容器に真空計を挿入し、この容器を排気ポート以外のダクトに直接取り付けダクト内の圧力を測定することを試みた。この測定結果より排気ポート内の圧力とダクト内の圧力の比は、圧力特性曲線から推定できる比と同じであった。したがって、圧力特性曲線を用意してある系では、排気ポートに設けた真空計により系内圧力を

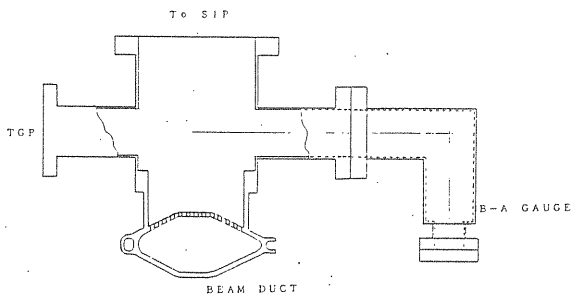


Fig.24 Vacuum Gauges mounted on the Pumping Port and installed in a Spetial Envelope.

モニターしても不都合はない。

6章 電子ストレージリング運転状況

6-1. 電子ストレージリングの「枯れ」

3-2-3.においてすでに示したように(Fig.10参照)、電子ストレージリングの圧力は光の積算照射量に対して減少する。光脱離がある真空系での気相分子密度*n*の変化は、Eqs.(28),(29)で表すことができた。すなわち、

$$n(t) = n(0) \cdot \exp[-t/\tau] \quad)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{S}{2\pi\rho \left[a + \xi \left(\frac{S}{2\pi\rho\xi} + \frac{v_s^2}{4\xi} \right) \cdot N_p \cdot Y_{pe} \cdot \sigma_{pe} \right]}$$

リングの「枯れ」をこの式で考察するが、議論の筋道を簡単にするため、最初に光脱離は無く、空間の気体分子のみを排気している場合を考える。排気の時定数は $1/\tau = St/(2\pi\rho a)$ (56)

となり、排気速度に比例した最も単純な形となる。

次に光脱離がある場合を考える。空間の気体分子の排気は表面吸着分子の排気に比べ無視できるほど小さいとして分母第1項を無視する。再吸着量が多い場合には、Eq.(30)は次のように変わる。

$$1/\tau = St \cdot (N_p \cdot Y_{pe} \cdot \sigma_{pe} / \xi) / (2\pi\rho \xi) / (v \cdot s \cdot s/4) \quad (57)$$

すなわち、枯れの時定数は排気速度、入射光子数等に比例したものとなる。

現実の電子ストレージリング真空の枯れはここに示したほど簡単ではない。ここでは簡単化のために取り入れなかった反射光による光脱離を取り入れなければならない。また、放射光や光電子が照射しない(光脱離の起こっていない)部分例えばポンプ等から、光脱離の起こっているダクトへ向けて気体分子の供給がある。これらの条件を考えると、光の直撃点ではベーキングなしでも光脱離で枯らすことは可能であるが、光の及ばない場所は枯れが遅いので、ベーキング等によりガスを光のある空間に人為的に送り出すことが系を速やかに枯らすのに有効である。気体分子密度*n*はLog[*n*] vs. *t*のグラフにおいて直線的に減少することになるが、ここで述べた理由もあってFig.10に示したようにLog[*n*] vs. Log[*N_p·t*]のグラフにおいて直線的に減少する。

放射光実験施設PFリングにおける「枯れ」を光脱離係数*η*の変化として次に示す。

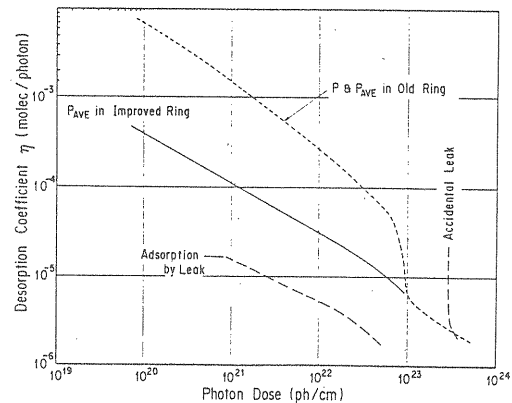


Fig.25 Photodesorption Yield against Photon Dose.

この η の算出には先に示した系の実効排気速度とリングの平均圧力が取り入れられている。また破線はPFリングを組立運転したときの η の変化を表している。 $Np \cdot t = 6 \cdot 10^{23}$ photon/cmのあたりで急速に η が減少した。Eq.(8)に示したように $\tau \propto (1/\sigma p)^{-1}$ であるがこの時 τ は η の減少に反比例して増加しなかった。この時の詳細な残留ガス分析の結果はないが、長期に亘る観測では水素の減少が大きかった。すなわち η の急激な減少は水素が減少したことを示唆している。

リング全体に放射光アブソーバーを配置するため、Bダクトの一部を交換する工事のため、リング全体を3カ月の間リングトンネル内の大気に曝したままにして工事を行った。その後、リング真空系全体をベーキングし運転を再開した。この時の η の変化が実線で示してある。この η は、破線の値より小さく、積算照射量が増えた後には先の破線で示した値に一致した。さらに興味深いのは交換した新しいダクトの近くの圧力から η を求めたところ破線にほぼ一致した。すなわち、3カ月もの間大気に曝されたにもかかわらず古いダクトは「光照射を受けたことを忘れずに記憶していた」ということである。

6-2. 真空事故の後遺症

放射光実験施設PFリングでの事故として、ビームラインからの洩れ事故がある。この時はリング全体が丸1日大気になった。この後ベーキングをして運転を再開したが、その時の η を長い破線でFig.24に示した。大気に曝されたことを考慮して積算照射量を「reset」して結果を整理した。表面吸着気体の影響は先の工事の場合よりもさらに軽微であった。

先の工事に続いて、新しい電磁石をリングに設置するためリング改造を再び行った。この時、フランジの保護とほこりの侵入を防ぐために用いるポリエチレン製のフランジカバーを誤ってダクトの中に吸い込んでしまった。ファイバースコープと真空掃除機を用いて目視では発見できぬまで破片を取り除き、ダクトをベーキングして運転を再開した。この時の圧力変化とビームライフタイムをFig.26に示す。ライフタイムが改造前の値に比べ極端に短い。運転を続けた後の様子をFig.27に示すがライフタイムは改造前の値にほぼ復旧した。ビームの衝突断面積に比例する $1/(p\tau)$ の時間変化を Fig.28に示すが、系内を汚染した「重い分子」が排気され元に復する様子が分かる/34/。

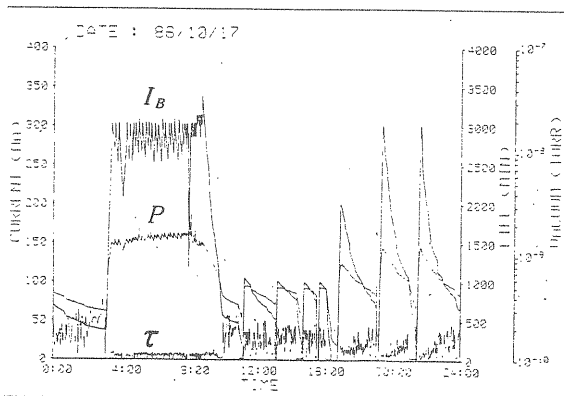


Fig.26 Pressure, Life Time and Beam Current just after the flange cap accident/34/.

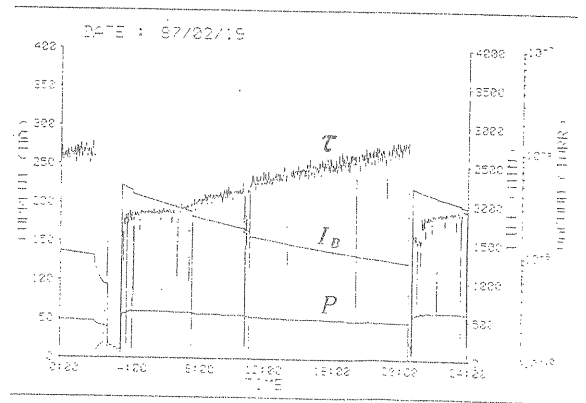


Fig.27 Pressure, Life Time and Beam Current after long operation/34/.

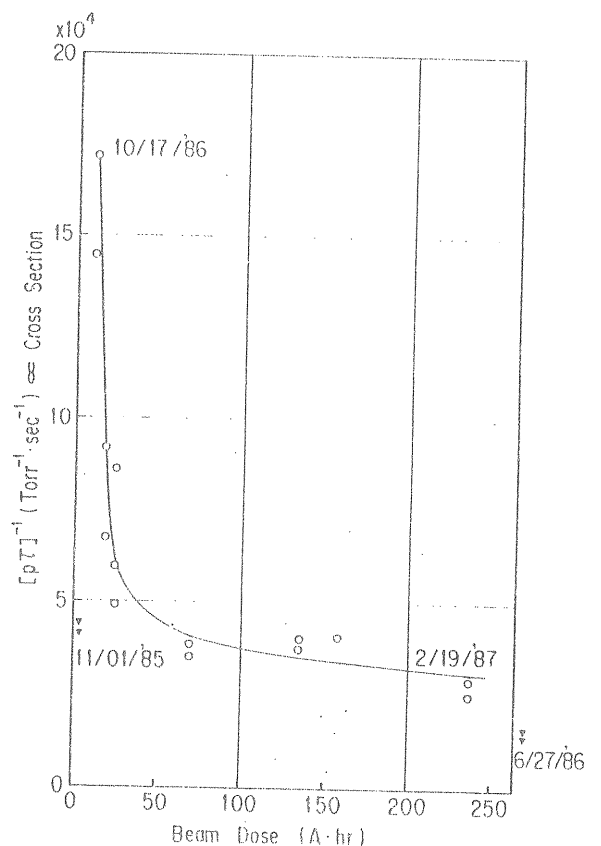


Fig.28 Cross Section after the accident/34/.

7章 電子ストレージリング真空の問題点

これからの電子ストレージリング真空系の問題点を列举すると、リングの枯れと関係が深い η の内容を物理的また工学的に把握すること、電子をストレージする場合に問題となる電子ビームにトラップされるイオンとビームの相互作用の理解と対策、光取り出し部のダクトに誘起されるであろう高周波のビームへの影響等の問題がある。さらには、高電界による放電の問題も表面を制御するという意味において真空の問題である。

7-1. 光脱離係数 η の吟味

光脱離が光の直撃点で起こっているのは明かであるが、その他の面では起こらないのであろうか？ 反射光の光脱離に及ぼす影響はどの様なものであろうか？ この疑問に答えるためには、直撃点からのガス放出を他の面からのガス放出と区別して測定しなければならない。

ここで、わき道にそれるが次のような計測を考えてみる。真空装置の中に局所的なガス放出源がある(放出強度 q)。真空計を小さな入口(面積 a)だけが開いている容器に収め、入口以外の周りからは気体分子が真空計に飛び込まないようにしたものを検出器とする。この検出器をガス放出源の前に設置する(距離 L)。ガス放出が余弦法則に従うと仮定すると、面に垂直方向($\theta=0$)では放出源から直接検出器に入射する気体分子 I_1 は

$$I_1 = q \cdot a \cos \theta / \pi L^2 = q \cdot a / \pi L^2$$

一方この真空装置を排気しているポンプの排気速度を $S(=(1/4)v \cdot A_p)$ とすると、系内の気体分子密度 n は

$$n = q/S$$

となる。この気体分子が検出器に入射する強度 I_2 は

$$I_2 = (1/4)v \cdot a \cdot n = (1/4)v \cdot a \cdot q/S$$

である。したがって検出器における直接入射成分の割合は

$$I_1 / [I_1 + I_2] = 1 / [1 + (\pi L^2 / A_p)]$$

となる。 $L=5\text{cm}$ $A_p=15\text{cm}^2$ ($=170$ l/s実効値)とすれば直接の入射成分は16%になってしまう。ここでは一点だけに放出源があるとしたが、実際の系には他の面からのガス放出もあるため局所的ガス放出の検出はさらに1~2桁ほど悪化する。真空計を容器に収めた検出器では局所的なガス放出を他の面からのガス放出と区別して測定することはできない。

局所からのガス放出を他の面からのものと区別して測定するには中性気体分子に対して指向性の強い検出器(高指向性検出器)が必要となる/35/。このような高指向性検出器を用いて光脱離を測定した。試料はアルミ合金ダクト(100mm ϕ)でダクトの軸に垂直にPFリングの放射光を入射した。入射点からダクトの周方向に沿って高指向性検出器を移動しながら、光脱離によるガス放出を測定した。結果の一部をFig. 29に示す/36/。

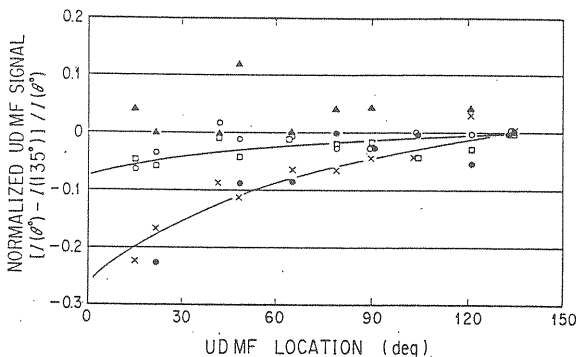


Fig. 29 Angular Distributions of PSD along the Duct Periphery for Normal Incidence. H_2 : \circ , CH_4 : \bullet , H_2O : \blacktriangle , CO : \square , CO_2 : \times /36/.

照射量が9200 $\text{mA}\cdot\text{hr}$ と大きな場合であるが、光の直撃点($\theta=0$)でのガス放出の方が周囲のガス放出に較べ減少している。照射量が小さな照射初期(200 $\text{mA}\cdot\text{hr}$)には、直撃点でのガス放出が他の面からのものに較べやや大きいものの、内面全てが放出源になっていた。

この一連の実験結果が示す様に、ダクトの中の光脱離を考える場合に光の直撃点だけを光脱離の場所として捉えるのは不十分であることが判明した。すなわち、これまで報告されているダクトを用いて測定した η の値は反射光による光脱離も含めた工学的(実用的)な η である。言い替えば、文献の η の値を異なる電子ストレージリングに機械的に適用するのは疑問である。真空系全体を考慮して適用すべきである。

反射した光が光脱離においては無視できぬことを先の実験結果は示しているが、金属内部へ侵入した光は光脱離にどのような効果をもたらしているのであろうか？ 金属からの光電子を算出する方法の中で考察したように、金属中を光子がエネルギーを失いながら進む間に二次電子をその道筋に生成する。この二次電子は熱的運動をしている電子に較べエネルギーが高い。その意味においてHot Electronと呼ぶことにする。光子がエネルギーを失う範囲(PFを例に採れば数 μm)は拡散係数が熱的な拡散係数より大きいと考えるモデルを作り表面2層構造の拡散を解くと、Fig. 25において示した η の急激な減少と照射の記憶効果の両方を説明できる。

Eq(15)やFig. 6から明らかなようにビームのエネルギーを変えるとエネルギーの高い光子の分布を変えることができる。したがって金属表面層の奥に発生するHot Electronの分布を変化させることができる。PFリングを減速運転して2.5GeV、2.25GeV、2.0GeV、1.75 GeVと変化させ、このHot Electronの生成を変えた。当然光電子 N_{pe} の生成も変わる。計算による光電子のビームエネルギー依存性は

$$N_{pe} \propto E_b^{1.76}$$

と計算された。この時測定した系内の圧力変化は

$$\Delta p(\text{CO}) \propto E_b^{1.7}, \quad \Delta p(\text{H}_2) \propto E_b^{2.5}$$

であった。この結果は、光脱離におけるCOはダクト表面に吸着していたものが光電子により脱離されたといえる。 H_2 は単純に光電子により脱離しているのではなく水素の表面への供給がCOとは異なることを測定値は示している。ビームエネルギーに対するHot Electronの生成は表面層の深さにより異なるが、表面から0.1 μm の領域では $E_b^{2.5} \sim E_b^3$ に比例する。

これらの結果と実験の結果は、侵入した光は光侵入層の拡散を強調する働きがあり、それは照射の記憶と残って残ることを示している。

7-2. その他の問題

イオントラップ

電子ストレージリングでは、電子ビームは光速でダクト内を移動するのに対し、残留気体分子やイオンの運動は熱的または磁場や電場によるゆるやかな移動のため、ビームから見ればあたかも静止しているに見える。この電子ビームがダクト中に作る電場は、周りのダクトがアース電位にあるのに対し負電位になっている。何等かの理由で発生したイオンがこの負電位の電子ビーム捉えれると、イオンは容易に電子ビームから逃れられない。ビームにイオンが捉えられ容易には

逃げられない状態をイオントラップという。イオントラップがおこると、ダクト中の気体分子密度はビームライフタイムにとってじゅうぶに小さいものであっても、ビームの通る空間にはイオンが常にあるためあたかも真空が悪くなったかのようにライフタイムが短くなる。このイオントラップについては、坂中がすでに講義をしているので/37/、ここでは深く触れない。

残留気体分子のイオンに較べほこり(micro dust)がイオン化した場合にはその有害性はさらに大きい。電子ストレージリングを組立排気をしていく間にイオントラップの原因となるほこりを皆無にすることは至難であり、現実的にはCERNのEPAにおいても各種試みられているイオンを取り除く電極(clearing electrode)に負うところが大きい。

励起高周波

高エネルギーの放射光や高輝度のビームを求めて電子ストレージリングが大型化するにつれ軌道の曲率半径は大きなものとなる。このためビームの通るビームダクトと光を取り出すビームチャネルとは寄り添う形となり、光取り出しダクトが偏向電磁石下流の4極電磁石や6極電磁石と干渉して光を取り出せなくなる。この困難を克服するためFig.30に示す形のダクトと4極電磁石が提案されている。

将来の実験の方向として時間的に短いパルス光が必要となり、そのため単バンチ(2-4 bunch)運転が行われることになろう。この場合、Fig.30に示した形のダクトにどのような電場が誘起されるかは現在のところ不明である。この励起場により各種のビーム不安定性が起こるのではと予想されるが、まだ理論的にも実験的にも未解決の問題である。おおよその見当がつかないことには、ダクトの設計も不可能であり、急ぎ問題解決に当たらなければならない。

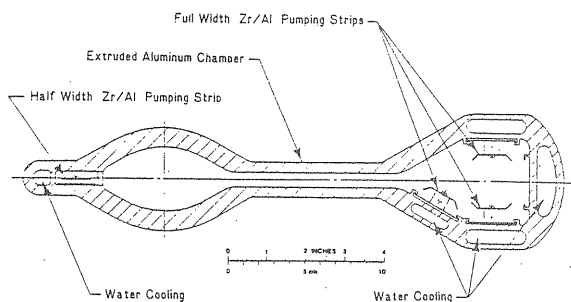


Fig.30 Cross section of Anntechammer/38/.

おわりに

加速器の真空を加速器毎に分類するのではなく、通常の真空装置に近い熱エネルギーの気体分子が飛び回り吸着している真空系と、熱エネルギーより大きなエネルギーの入射(放射光やイオンの入射)がある真空系とに分けて説明を行った。いずれの系にも共通することは、ガス放出の原因が何かということ、目的の真空を得るための排気系の設計には圧力特性曲線による系の総合的評価が重要であるということである。

これらのことがなされた後に、加速器の信頼性や保守を考慮して具体的設計が始まり、材料や部品の選択が行われる。保守や信頼性は加速器設計時にはややもすると軽く見られがちであるが、一旦建設された後にこれらを改善することは困難が多く現実的でない。

コントロールについては全く触れなかったが、リング真空系の健全な維持を目標として、多くの真空計からの情報を的確に表現し記録することを目指さなければならない。真空計の数が少ない真空系は小さな故障を見逃しやすく、リング真空系の維持は困難である。コントロールを、単に各種ポンプのスイッチON/OFFやバルブの開閉を遠隔操作で行うためのものとするのでは不十分である。

参考文献

真空の教科書として

- 堀越源一、"真空技術" 東京大学出版会(1976)。
- 熊谷寛夫、富永五郎 編著、"真空の物理と応用" 裳華房(1970)。
- 富永五郎、辻泰 訳、"超高真空の物理" 岩波書店(1977)。

論文、報告

- /1/ 鎌田 進、KEK Report-79-20, (Aug.,1979)1.
- /2/ 堀越源一、真空 Vol.16(1973)51.
- 堀越源一、佐藤康太郎、水野 元、KEK Report-75-12, (Dec,1975)36.
- /3/ 山川達也、PF Activity Report (1982/83)IV-44
- /4/ 北村英男、PF Activity Report #4(1986)76.
- /5/ A.Venema、1961 Trans. 8th Natl.Vac.Symp. & 2nd Intern.Congr.Vac.Sci.Technol.(Pergamon, 1962)1.
- /6/ 水野 元、堀越源一、KEK Report 84-11(Aug., 1984)14.
- /7/ 堀越源一、フィジックス Vol.63(1986)532.
- /8/ E.Fisher、J.Vac.Sci.Technol. Vol.9(1972) 1203.
- /9/ J.Schwinger、Phy.Rev. Vol.75(1949)1912.
- /10/ A.A.Sokolov & I.M.Ternov、"Synchrotron radiation" (Pergamon,1968).
- /11/ 菊田 星志、日本結晶学会誌 Vol.18(1976)65.
- /12/ O.Grobner et.al.、Vacuum Vol.33(1983)397.
- /13/ J.Kouptsidis et.al.、DESY 76/49(Sept.,1976)
- /14/ H.Pingel et.al.、Proc. 8th Intern.Vac. Congr. & 4th Intern.Conf.Solid Surfaces. (1980)119.
- /15/ R.H.Day et.al.、J.Appl.Phys. Vol.52(1981) 6965.
- /16/ M.Kobayashi、Proc. 5th Symp.Accelerator Sci. Technol.(Sept.,1984, Tsukuba)250.
- /17/ J.H.Weave et.al.、"Physik Daten, optical properties of metals" FAChinformation-zentrum Energie Physik mathematik GMBH Karlsruhe (1981)Nr.18-2.
- /18/ E.Shiles et.al.、Phys.Rev. B Vol.22(1980) 1612.
- /19/ C.Kunz、Private communication (1976) in report /13/.

- /20/ V.A.J.van Lint et.al., "Mechanism of Radiation Effects in Electronic Materials" Vol. 1(John Wiley & Son).
- /21/ R.Bowman, NED Tijdschrift Voor Vakuum-techniek Vol.11(1973)37.
- /22/ 小林正典、真空 Vol.27(1984)255.
- /23/ 小林正典、KEK-Report-87, in printing.
- /24/ G.Horikoshi、Japan.J.appl.Phys. Vol.4(1965) 530.
- /25/ K.M.Welch、Vacuum Vol.23(1973)271.
- /26/ 小林正典、真空 Vol.29(1986)472.
- /27/ B.B.Dayton、1962 Trans.9th Natl.Vac.Symp. (Macmillan,1962)293.
- /28/ K.W.Rogers、Trans.A.V.S.Vac.Symp.Vol.10 (1963)84.
- /29/ R.E.Honig et.al., RCA Rev. Vol.30(1969)285.
- /30/ 日本真空技術(株)編、"真空ハンドブック" (1982).
- /31/ 林 主税編著、"真空技術" 実験物理学講座 4 (共立出版, 1986).
- /32/ 山口博司、私信
- /33/ R.Heese、private communication in draft, (1987).
- /34/ M.kobayashi et.al., IEEE Trans. Proc. Internal. Particle Accerrelator Conf. (Feb. 1987,Washington) in printing.
- /35/ 小林正典、54巻(1985)478.
- /36/ M.kobayashi et.al., J.Vac.Sci.Technol. Vol. (1987) in printing.
- /37/ 坂中章悟、OHO '86 IV章.
- /38/ ANL Report(1986).