

放射光リングは強力な放射光の利用を目的としたものであるから、真空系もこの強力な放射光に対応したものでなければならない。これは大きなビームエネルギーやビーム電流が要求される電子／陽電子蓄積リングに共通したことである。従って放射光リングだからといって際立って他と違う特徴や問題点があるということはない。加速器の真空全般に関しては既にOHOセミナー（'87）で取り上げられテキストが書かれている<sup>1/</sup>。今回は特にビーム寿命に関してということであるが、これも既にOHOセミナー（'91）で詳しく解説されている<sup>2/</sup>。両テキストとの重複は免れないが、真空の立場からみたビーム寿命についての解説を試みたい。真空の関わるビーム寿命というのは、ビームダクト内の残留ガスとの衝突によるビーム損失で決まる寿命のことである。強い放射光の照射下で高い真空度を維持し、十分に長いビーム寿命を保証しなければならないのが真空系の第一の使命である。このためには放射光照射によるガス放出についてまず理解を進めるべきであろう。しかしこの問題は結論から言うとまだ解明されていない。そもそも現実の真空容器におけるガス放出挙動というものが説明されきっているわけではない。放射光照射という環境が現象をさらに複雑にしている。従って（筆者の浅学もあるが）テキストといっても、所謂教科書的なものではなく、筆者の経験するところの、実際のリングでの議論を読者に理解していただく内容としたい。それもセミナーの主旨のひとつと承った。本テキストでは、放射光によるガス放出と真空的ビーム寿命の考え方について記述する。内容的に不足や片寄りがある点をご容赦いただきたい。

## 1. 放射光照射によるガス放出

一般に金属の表面は酸化層で覆われており、その上に水、酸化炭素、炭化水素などのガス分子の吸着層が形成されている。吸着の状態は物理吸着と化学吸着とに大別される。物理吸着はファンデルワールス力と静電的相互作用に起因するもので、化学吸着は電子の共有または交換を主因とするものをいう。化学的な力は物理的な力よりはるかに強いが、現実の吸着層に明確な境界があるわけではない。固体表面を光照射すると熱的、電気的励

起により表面に吸着していたガスを放出することができる。光照射による固体表面からのガスの脱離を光衝撃脱離(PSD; photon stimulated desorption)と呼ぶ。PSDが核融合の放電研究や加速器研究において注目されはじめ、初期にも数eVの光照射による吸着質の脱離イールドが実験的に求められている<sup>3/</sup>。また脱離のメカニズムに関する研究も行われてきている<sup>4/</sup>。

実際の放射光リングでは、エネルギーの高い放射光が直接衝撃する表面はリングの真空ダクト全体から見れば微少な面積にすぎない。しかし光衝撃により二次的に表面から放出される光電子が周囲のダクト壁を衝撃し電子衝撃脱離(ESD; electron stimulated desorption)を起こす。電子ストレージリングでの放射光照射によるガス放出の問題が提起されて以来、圧力増加の直接の原因はむしろESDであると考えられている<sup>5/</sup>。ストレージリングでは入射光子当たりのガス放出量を $\eta$ で表し（通常単位は molecules/photon、ディスパージョンではない！）、真空性能を議論するときによくこの $\eta$ を用いる。実験的にも $\eta$ は放射光照射による真空容器の圧力増加から求められている。従って $\eta$ という量は光電子放出によるESDや周囲壁の状態を含んだ総合的なガス放出イールドと理解しなければならない。

放射光の直射を受ける壁面は微少範囲であり、通常は十分に冷却されているので、照射の温度上昇による熱的脱離は省略することにする。以下の議論でも考慮に入れていない。ESDでのみガス放出が起こると考えると、例えばリング真空ダクトの単位長の壁への入射光子数を $n_p$ 、光電子イールド（光電収率）を $\eta_{pe}$  [electron/photon]、表面のガス分子数を $n_g$ 、光電子による脱離の断面積を $\sigma_e$ とすると、単位長当たりのガス放出率 $q$ は、

$$q = n_p \eta = \int_{E, E_e} n_p(E) \eta_{pe}(E, E_e) \sigma_e(E_e) n_g dE dE_e \quad (1-1)$$

と表わされる。E、 $E_e$ は光子、電子のエネルギーを指す。吸着ガスの脱離イールドはもちろん電子のエネルギーに依存する。しかしここでは電子のエネルギー分布は考慮せずに個数のみを問題にする。以下に（著作権の問題もあるので）PFでの実験を例としながら放射光照射による真空容器からのガス放出について述べる。

### 1-1. PSDとESD

放射光の直射部分のみではなく周囲の容器壁からもガス放出が起こり、かつ周囲からの放出の方が大きいことが、指向性真空計を使用した実験により明らかにされている<sup>16)</sup>。このことはOHO-87のテキストでも説明されているが、再度ここで簡単に紹介する。実験装置は図1-1の通りである。MCで示されているのがmulticapillary型の指向性質質量分析器(UDMF; unidirectional mass

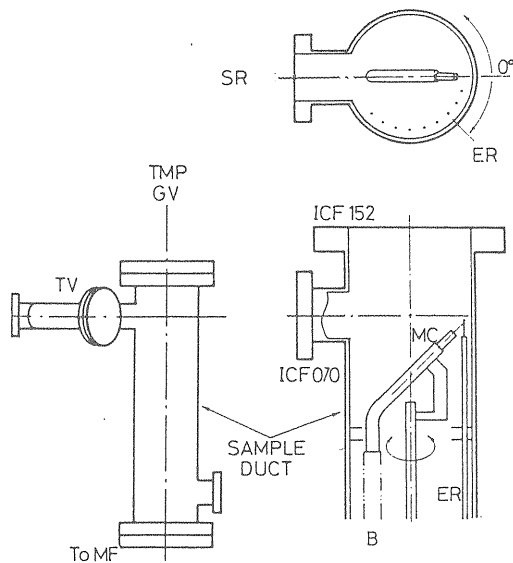


図1-1. 放射光照射による容器壁からのガス放出の分布測定の実験。MCはmulticapillary、ERはelectrodeを指す。実験はPFのBL-21で行われた。

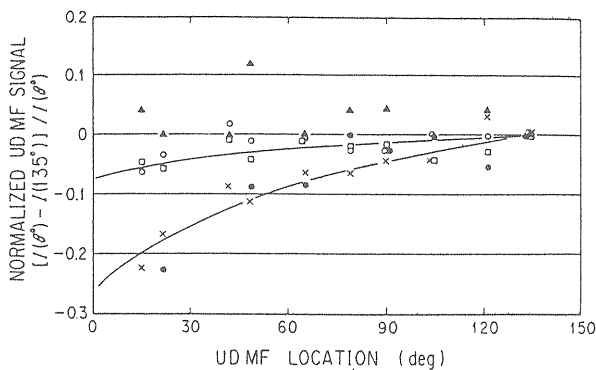


図1-2. 垂直照射で測定されたガス放出分布。測定時の積分照射量は約 $1.5 \times 10^{21}$  photon である。縦軸は指向性質質量分析器の規格化信号電流値。横軸は照射点を0度としたときの測定位置。○H<sub>2</sub>、●CH<sub>4</sub>、▲H<sub>2</sub>O、□CO、×CO<sub>2</sub>。

filter)で、質量分析器のまえにキャピラリーを取付けることにより検出器の視み角を限定したものである。放射光で容器内壁を照射しつつこの指向性真空計を内壁に沿って回転させ局所的なガス放出量の違いを調べると、照射量の少ない時点では直射部分からのガス放出が大きい。照射の継続とともにガス放出総量が減少するが、直射部では枯れの進行が速く、周囲からの放出量のほうが相対的に大きくなっていく。放射光を壁面に垂直に照射したときの結果を図1-2に示す。またこの実験では周囲壁に電極を配しており、照射部の近傍以外ではほぼ一様な光電子の入射があることがわかる。

ESDが真空容器内のガス放出の主因であることは他にも多くの放射光照射実験から指摘されている。逆にこの光電子の発生あるいは壁面照射を抑えることができればガス放出を低減できるはずである。このことを確かめるために次のような実験が行われている<sup>17)</sup>。放射光照射を行う真空容器の照射部と周囲壁に図1-3のようにグリッド電極を配し、これらの電極にバイアス電位を与えた

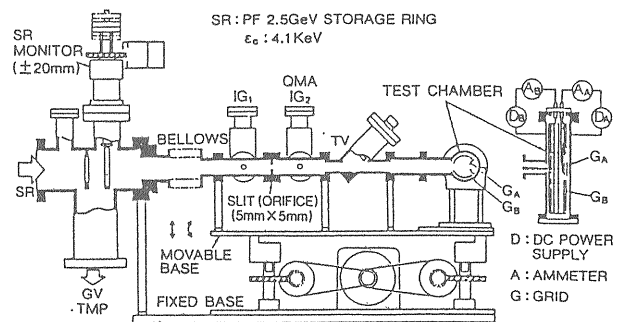


図1-3. グリッド電極を備えた容器による照射実験。実験はPFのBL-21で行われた。

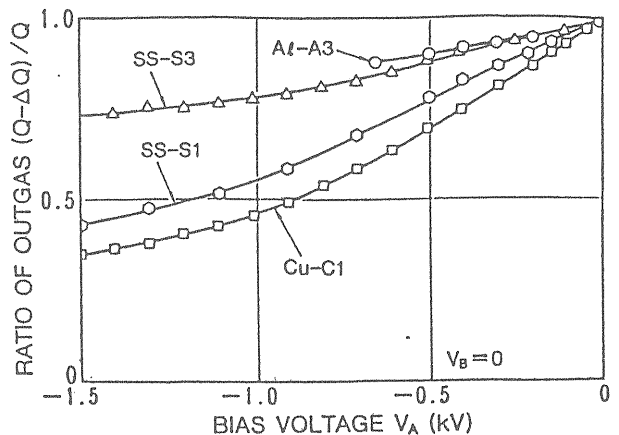


図1-4. バイアス電位によるガス放出比の変化。ΔQはバイアス印加によるガス放出の減少分。SS、Al、Cuはそれぞれ真空容器材質を示す。

ときに容器内のガス放出がどう変化するかを調べる。照射部のグリッド (G<sub>A</sub>) に負電位を与えたときの結果を図1-4に示す。程度の差はあるが、どの場合もバイアス電位とともにガス放出の低減がみられる。これは負電位のグリッドによって電子衝撃を照射部近傍に限定したことによる。周囲壁のグリッド (G<sub>B</sub>) に負電位を与えても同様にガス放出の低下がみられる。逆に周囲壁のグリッドに正電位を与えると光電子が電極に集められ、電極が枯れていない場合にはガス放出は増加してしまう。結局光電子を容器外に誘うか、あるいは電子衝撃を既に枯れた表面にいかに関限定するかが重要となる。いずれにしてもこの実験結果は、磁場や電場により光電子衝撃面を選択することで圧力増加を制御できることを示している (実際のリングでの実現の難しさは別として)。

実際のリングでは放射光は表面に対して小角な斜め入射をする。斜め入射の効果はどのように現われるであろうか。光電子放出は斜め入射の方が大きくなることは容易に予想できる。従って斜め入射の方がガス放出も大きいはずである。ここで放射光照射による放出光電子数を見積ってみる。このような見積りには確立された計算法があるわけではないが、ここでは以下のように考えていく。

まずエネルギー E の入射光子数  $dN_p(E)/dE$  が既知とする。光子数の計算には放射光の教科書から必要な計算式を拝借すればよい。放射光はエネルギー分布、角度分布を持ち、偏光方向によって角度分布が違ったりして種々の公式が準備されている。実際にはよほどエネルギーの低い光子でない限り角度広がり極めて小さい (よく  $1/\gamma$  で代表される<sup>8)</sup>)。従ってこの場合もすべての光子が軌道面内に放出されると考えてよい。このとき軌道面偏向角を  $\theta$ 、放射光の特性エネルギーを  $E_c$  とすると、エネルギー分布について次式が与えられている<sup>8)</sup>。

$$\frac{dN_p(\lambda)}{d\lambda dt dl_b d\theta} \left[ \frac{\text{photons}}{(k\lambda) \text{ sec } m\lambda (\text{mrad } \theta)} \right] = 1.256 \times 10^{10} k \gamma G_1(y) \quad (1-2)$$

ここで  $G(y)$ 、 $y$  などは次のように定義される。

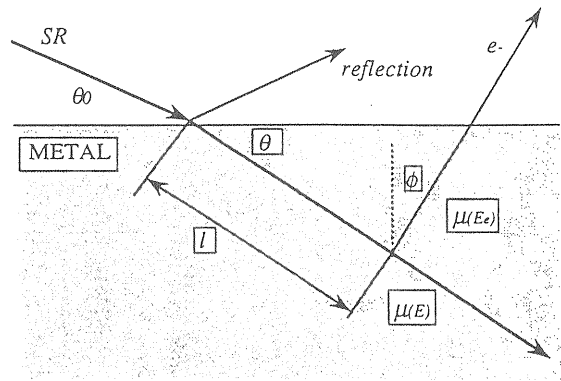


図1-5. 光電子放出率計算法の概念図。

$$G_1(y) = y \int_0^\infty K_{5/3}(z) dz, \quad y = \frac{\lambda_c}{\lambda} = \frac{E}{E_c} \quad (1-2)$$

$$k = \frac{\Delta E}{E}, \quad \gamma = \frac{E}{mc^2}$$

これらの光子が表面に対して角度  $\theta_0$  で入射するとき、材料内部のある深さでの光子の吸収が増加することは推測できる。初期には単純に内部での飛程に対応して  $1/\sin \theta_0$  だけ増加すると見積られたこともあるが<sup>9)</sup>、反射などの効果のため実際には単純な予測より光電子イールドは小さかった。そこでもう少し現実的に考えてみる<sup>10)</sup>。以下図1-5に示すが、まず表面に対する入射角  $\theta_0$  に対応して被照射材料の種類により反射率  $R(E)$  と屈折角  $\theta(E)$  が決まる (この関係もやはり教科書により与えられる<sup>10,11)</sup>)。材料中の光子軌跡に沿って光電子が発生するが、よほどエネルギーが大きいかぎり ( $\leq 100 \text{ keV}$ ) 材料原子との相互作用は光電効果のみを考えればよいから、その発生数は材料の吸収係数  $\mu(E)$  <sup>12)</sup> に比例すると考える。ここで光電子の放出は等方的とする。放出された光電子は吸収係数  $\mu_e(E)$  <sup>13)</sup> に従って材料に吸収されながら生き残ったもののみが気相へと飛び出す。電子は光子からエネルギーを獲得し、物質中での阻止能や仕事関数によりエネルギーを減ずるが、ここでは放出電子のエネルギーは問わずにその個数だけに着目する。結局入射角  $\theta_0$  のとき放出される光電子数は、

$$N_e(\theta_0) = A(E) \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_0^{l_{\max}} \int_0^{\phi_{\max}} \frac{dN_p(E)}{dE} dE (1-R(E)) \times \exp(-\mu(E)l) \mu(E) dl \times \exp(-\mu_e(E)l \sin \theta / \cos \phi) \sin \phi d\phi / 2 \quad (1-3)$$

で表されるが、実際にはNpも含めて適当な近似のもとに数値的に求められる。ここでA(E)は比例係数であるが、アルミや銅について垂直入射のときの光電子放出率が実験的に求められている1/14ので、 $\theta = 90$ 度の実験値をA(E)とすればよい。同様に $E_{min} = 10$ eVというのもこれらの実験結果から得られる。明らかなように、光電子放出は、放射光のエネルギー分布にも依存する。このようにして計算された光電子数は実験で観測された入射角依存やビームエネルギー依存とよく一致した1/10,15/。

これもPFのBL-21での実験であるが、ガス放出の照射角依存、エネルギー依存が次のように調べられている1/16/。図1-3と同じ実験装置で照射容器内に垂直照射と10度照射の2つの標的を準備する。照射により標的に流れる電流を放出光電子の量と考える。またスリット以降の照射系全体を鉛直方向に移動することにより照射光のエネルギー分布を変えることができる。照射面を変えながら照射を続けると、 $\eta$ が斜め照射の場合に垂直照射の場合の約4倍に増加する。しかしどちらの面が照射されているかにかかわらず照射とともに容器の $\eta$ は減少していく。このことは再び容器の圧力増加が直射部だけの履歴では決まらず、周囲壁の枯れに依存していることを示している。これに対して光電子放出は直射部の照射量とともに変化する。ここで(1-3)式の考え方にもとずいてスリット位置と照射角に依存した光電子イールドを計算すると図1-6のようになる(この場合には(1-2)式には考慮されていない軌道面に対する角度分布をまじめに計算する)。これに対して実験的に得られた光電子イールドと $\eta$ は図1-7、1-8の通りであ

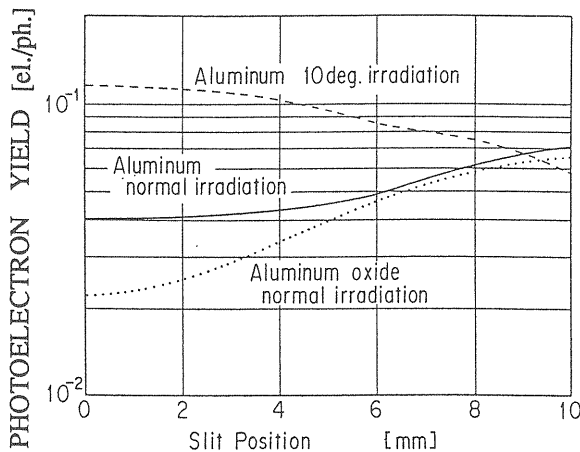


図1-6. 計算による光電子イールドのスリット位置及び照射角依存。

る。比べると明らかなように計算された光電子イールドと $\eta$ そのものはよく一致しているが、光電子イールドの10度入射の実測値についてスリット位置依存でのずれがみられる。反射光の効果や $\eta$ の光電子のエネルギー依存などの影響があると考えられる。ともかくも上述のような考え方で近似的に光電子イールドが計算可能であり、また $\eta$ は近似的に光電子イールドに比例するといえる。

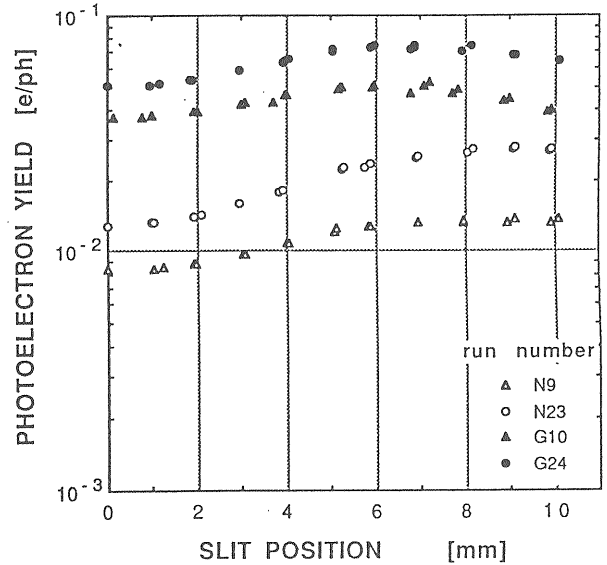


図1-7. 測定された光電子イールドのスリット位置及び照射角依存。run numberのN、Gはそれぞれ垂直照射、10度照射を示す。

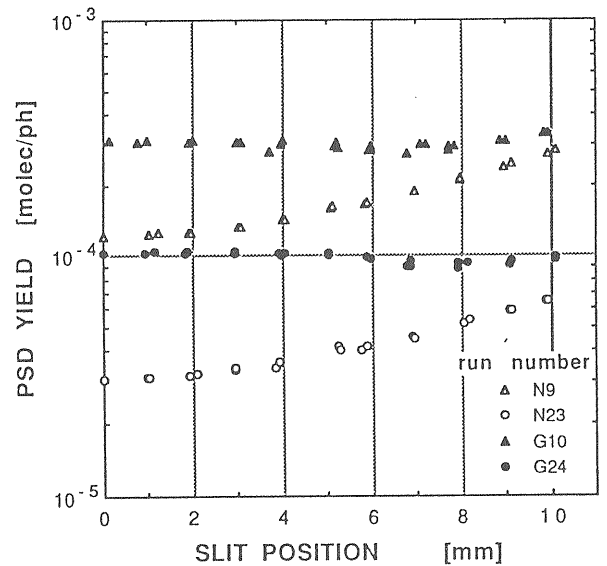


図1-8. 測定された $\eta$ のスリット位置及び照射角依存。run numberのN、Gはそれぞれ垂直照射、10度照射を示す。

## 1-2. $\eta$ と照射量による $\eta$ の減少

リングにとって重要なのは  $\eta$  の絶対値とそれをいかに低減できるかである。(1)式に示されるように  $\eta$  は光電子イールドと表面のガス密度に比例している。先程の実験では実効的に光電子イールドを小さくすることでガス放出が軽減できた。一方表面のガス密度はその表面状態に強く依存する。このために種々の材料や表面処理について  $\eta$  と照射量によるその変化が実験的に調べられた。このような  $\eta$  の測定は PF の他に、CERN /17/と BNL /18/で系統的に行なわれている。PF では垂直入射を基本に、CERN と BNL では実際により近い条件ということで斜入射を基本に  $\eta$  の測定を進めている。PF の結果を図1-9~12に示す。図のデータには欠落しているが、4番目のガス種として  $\text{CH}_4$  がある。一見して明らかなように材料あるいは表面処理の違いは照射初期の  $\eta$  に関して桁違いの差をもたらしている。照射光のエネルギー分布や容器形状が異なりはするが、この傾向は CERN や BNL でも同様である。種々の表面処理は光電子イールドとガス密度の両方を変化させるので注意が必要である。また一度照射を受けて  $\eta$  が減少した材料は大気開放の後で再び照射されてもすぐに低い  $\eta$  を示す、つまり放射光照射は材料表面に記憶される。

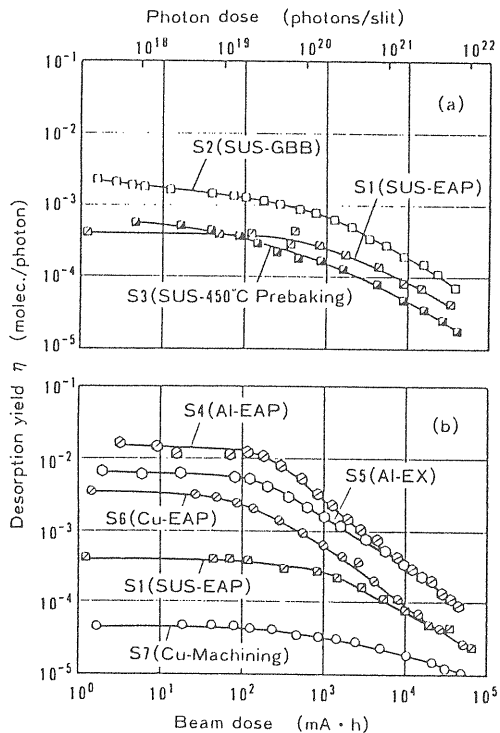


図1-9. 照射量による  $\eta$  (全圧)の変化。

材料の違いではアルミニウム合金がもっとも  $\eta$  が大きい。リングのダクト材としてアルミニウムは重要であるからこのことは注意を要する。確かにアルミニウムの光電子イールドは銅やステンレス鋼に比べると非常に大きい。しかしそれだけでは何桁もの違いは説明できない。このような大きな違いは表面状態に依存している。しかも記憶効果があるということは表面からある程度の深さを持つ表面層を考えるべきことを示唆している。

静的真空、つまりエネルギー粒子の入射がない場合、通常ベーキングによって超高真空が実現できる。これは固体中の固溶水素と表面層の吸着ガスが除去されるためであるが、除去される吸着ガスは吸着エネルギーが極めて小さなものに過ぎない。300°Cの温度は eV に換算するとわずかに 0.05eV である。ベーキング後でも真空容器の表面は多くの吸着ガスが存在している。静的真空ではこれらのガスが簡単に放出されることはない。しかし放射光照射があると容器表面に入射する光子や光電子は熱運動に比べて桁違いのエネルギーを持つので、ベーキングでは除去しきれなかった大量の吸着ガスを容易に脱離させることができる。これは吸着エネルギーの小さな物理吸着に止まらない。一般に真空容器の金属材料表面は酸化吸着質で覆われていることは既に述べた。強固な結合でもそのエネルギーは数10eVである。従って表面

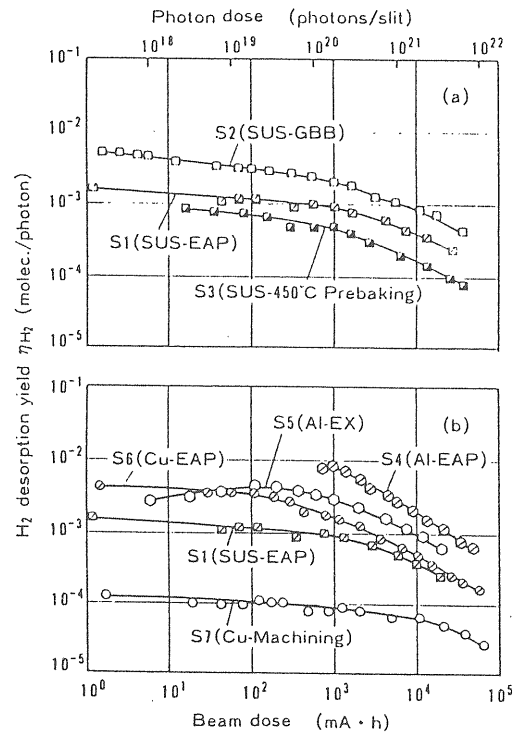


図1-10. 照射量による  $\eta$  ( $\text{H}_2$ )の変化。

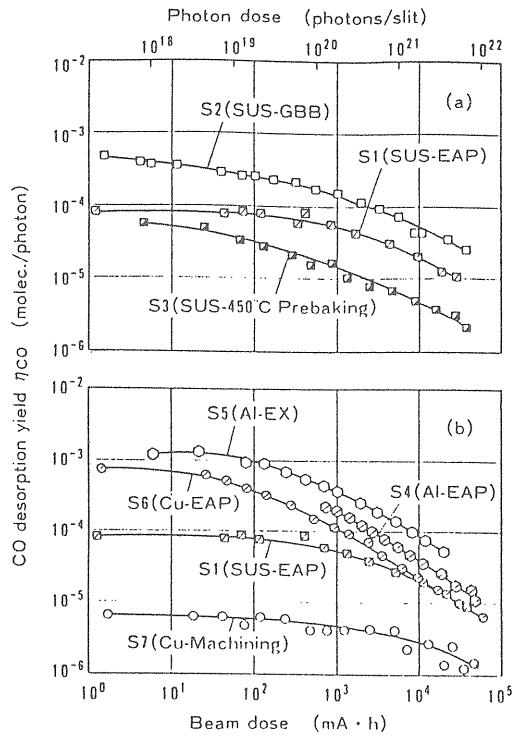


図1-11. 照射量による  $\eta$  (CO) の変化。

に酸化層や吸着層が存在する場合、それらは水素、炭素、酸素を豊富に蓄えており、放射光照射に際しては大きな  $\eta$  の要因になる。どの表面処理も物理吸着層の除去には有効であるし、それなりの効果もみられている。しかし電解研磨や化学研磨は汚染層の除去と同時に表面に水酸化被膜を生成し易い。一方機械研磨は単純明快な表面層除去が可能であるし、放電洗浄も高エネルギーの洗浄粒子を用いれば表面層除去に有効である。今後このような表面状態に着目した研究が進められるであろう。

ある程度照射が進むと照射とともに  $\eta$  が概ね照射量  $D$  のべき乗で減少する。その勾配は  $-1/2 \sim -1$  であるが、照射とともに  $\eta$  の差が小さくなっていく。リングの設計に当たっては、初期にはかなり大きな  $\eta$  を覚悟しなければならないが、十分にビームを回して  $\eta$  の低減を積極的に行えるなら（これをビーム焼き出しとよんでいる）どの材料でも運転に支障のない低い  $\eta$  が期待できる。

このような減少率の違いはどう説明されるであろうか。ある実験では、水素のガス放出が照射量の  $-1/2$  乗に近い減少をし、 $\text{CO}$ 、 $\text{CO}_2$  が  $-1$  乗に近い減少をすることなどから水素は内部からの拡散によって、 $\text{CO}$ 、 $\text{CO}_2$  は表面での脱離によって放出していると推定している<sup>19)</sup>。静的真空の場合、ガス放出が拡散で律速される場合には時間の

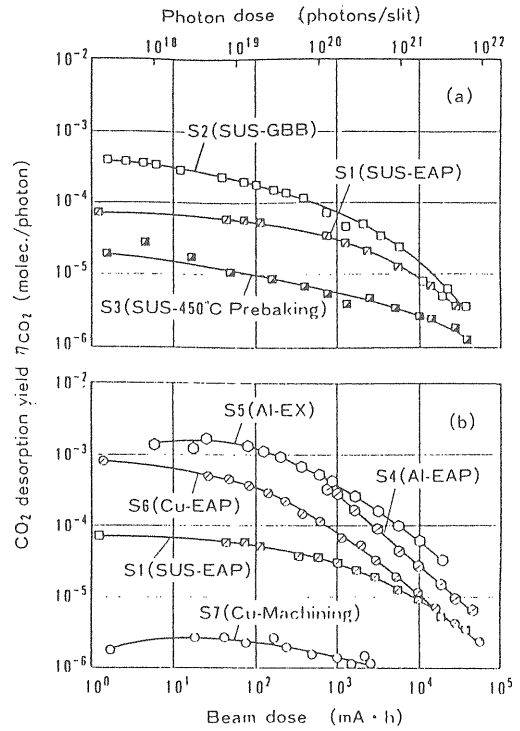


図1-12. 照射量による  $\eta$  ( $\text{CO}_2$ ) の変化。

$-1/2$  乗で減少するとされる。これは拡散の方程式を半無限固体に適用し、表面濃度  $C_s$  と一定に保たれた気相の濃度  $C_g$  の差に比例してガスが放出されるという条件のもとに解いて得られるものである<sup>20)</sup>。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (1-4)$$

$$q = -D \left( \frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=0} = \alpha (C_g - C_s)$$

このときガス放出率  $q(t)$  は次式で与えられる。

$$q(t) = q_0 \exp(\alpha^2 t / D) \{ 1 - \text{erf}(\alpha \sqrt{t/D}) \} \quad (1-5)$$

この結果から十分な時間経過の後ガス放出が時間の  $-1/2$  乗に比例して減少することが示される。しかしほとんどの材料に関してむしろ時間に半比例して減少することが観測されている。表面から脱離した粒子は直ちに容器から排除されるわけではない。通常容器のサイズに比べて粒子の自由行程の方が遙に長い。粒子は何度も容器壁に衝突し、脱離と吸着を繰り返しながら、つまり表面と気相の間を出たり入ったりしながらたまたまポンプに

遭遇したのから徐々に排気されていく。時間に対する -1 乗則はこのときの吸着のエネルギー分布や圧力依存を考慮することで説明が可能である/21/。些かリング真空の範囲を逸脱する感もあるが、このような考え方は真空工学的に重要であるのでその最初の部分のみここでおさらいする。

一種類だけの気体を考え、解離吸着はなく、脱離の活性化エネルギー  $E_d$  は一定とする。吸着の(平均) 滞留時間  $\tau$  は、

$$\tau = \tau_0 \exp(E_d/RT) \quad (1-6)$$

で表される。ここで  $R$  は気体定数、 $T$  は温度である。すなわち吸着粒子は常に一定時間表面に滞る。表面の粒子密度  $\sigma$  及び圧力  $p$  の時間変化は、

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \bar{v}sp/4 - \sigma/\tau \\ V \frac{dp}{dt} &= -\frac{d\sigma}{dt}A + Sp \end{aligned} \quad (1-7)$$

で表される。ここで  $\bar{v}p/4$  は単位表面に入射する粒子数、 $s$  は付着確率、 $S$  は排気速度、 $V$ 、 $A$  は容器の体積と表面積である。放射光照射により単位面積あたりを衝撃する光電子の数を  $n_e$ 、光電子による脱離の断面積を  $\sigma_e$  とすると、(1-5)の第1式で、

$$\frac{\sigma}{\tau} \rightarrow \left( \frac{I}{\tau} + n_e \sigma_e \right) \sigma \equiv \frac{\sigma}{\tau^*} \quad (1-8)$$

のように平均滞留時間を修正するだけでよい。(1-7)式は1階の連立微分方程式である。初期条件を、

$$\begin{aligned} p(0) &= p_0, \quad \sigma(0) = \sigma_0 = \bar{v}sp_0/4 \\ \dot{p}(0) &= -\frac{S}{V}p_0, \quad \dot{\sigma}(0) = 0 \end{aligned} \quad (1-9)$$

として定石通りに解くと、解は次のようになる。

$$\begin{aligned} \sigma(t) &= \frac{\sigma_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \left( -\lambda_2 \exp(-\lambda_1 t) + \lambda_1 \exp(-\lambda_2 t) \right) \\ p(t) &= \frac{p_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \left( -\left( \lambda_2 - \frac{V}{S} \right) \exp(-\lambda_1 t) + \left( \lambda_1 - \frac{V}{S} \right) \exp(-\lambda_2 t) \right) \end{aligned} \quad (1-10)$$

ここで  $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$  は次の行列式の根である。

$$\begin{vmatrix} \frac{I}{\tau} - \lambda & \frac{\bar{v}sA}{4} \\ \frac{A}{\tau V} - \frac{I(\bar{v}sA}{V} + S) - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (1-11)$$

ガス放出率  $q(t)$  は、

$$q(t) = -\dot{\sigma} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \left( -\exp(-\lambda_1 t) + \exp(-\lambda_2 t) \right) \quad (1-12)$$

で与えられる。(1-10)、(1-12)式はガス放出の時間変化が2個の時定数、 $1/\lambda_1$  と  $1/\lambda_2$  で記述されることを示している。この解を吟味してもよいが、 $t$  のべき乗則はでてこない。そこで前提条件を思い返すと、 $E_d$  が一定というのがいかにも無理がある。この前提は言い換えると等温吸着線がヘンリー則に従うということであるが、現実の固体表面では考えにくい。さらに現実らしい考察は先程の文献/21/に任せ、本テキストでは深追いしないが、その結果 -1 乗則が説明できることは最初に述べた。吸着質と酸化層を全く同等には扱えないが、(1-8)式で示したように、上述の考え方は放射光照射の場合にも適用できるはずである。同様な考え方でさらに多くの  $\eta$  の減少特性を考察した報告もある/22/。また拡散を考慮した試みもある/23/。結局、放射光照射に限らず、ガス放出現象についてこれで間違いないという記述はまだ確定されていない。しかし実験データの蓄積と併せて今後の解明が期待される。

## 2. リングの圧力分布予測

リングの真空系は基本的にはガス放出と排気及びコンダクタンスが次元に分布した系と見なせる。解析的手法により圧力分布を求める試みもあるが/25/、実際のリングにおける必要な境界条件をすべて取り込むのには難がある。ここでは次元の有限要素的計算法を考える。

### 2-1. ガス放出分布

$\eta$  を使えばガス放出は光子数により決定する。真空ダクト壁が受ける光子の数は場所によって異なるので、まずこの光子数を計算しなければならない。エネルギー  $E_b$  [GeV]、蓄積電流  $I_b$  [mA] で周回軌道を描く電子/陽電子ビームから放出される全光子数  $N_p$  は、

$$N_p[\text{ph/s}] = 8.08 \times 10^{17} E_b I_b \quad (2-1)$$

で与えられる。他にも分布を考えるといろいろと複雑な表式があるが、とりあえずこれだけわかれば十分である。ビームの軌道円弧についてその中心角当たりの放出光子数は、

$$\frac{dN_p[\text{ph/s/rad}]}{d\theta} = \frac{N_p}{2\pi} = 1.29 \times 10^{17} E_b I_b \quad (2-2)$$

である。前述の通り放射光の角度広がりは微少なので、軌道平面上のダクト壁面のみを照射すると考えてよい。実際にビームダクト内では角度広がりよりもビームの断面サイズの方が大きい。従ってここでは図2-1のようにビーム軌道面上で平面化して考える。任意の点についてビームの軌道円弧に接線が引れるときその点は放射光照射を受ける。ある2点間を考えると両点から引かれた接線の2接点間で放射された光子が2点間を照射する。軌道円弧と点の座標が与えられれば、接点に対する開き角  $\theta_i$  がわかる。従って壁面のある区間(図では線分)での照射によるガス放出  $q_i$  は、

$$q_i[\text{molecules/s}] = \eta (\theta_{i+1} - \theta_i) \frac{dN_p}{d\theta} \quad (2-3)$$

となる。

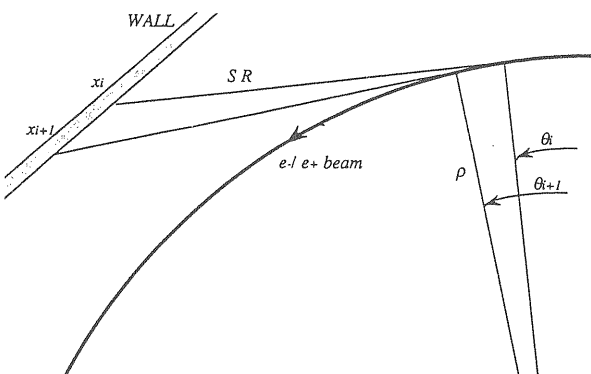


図2-1. 壁面を照射する光子数の計算

## 2-2. 実効排気速度

図2-2のようにダクトを輪切りの要素に分割する。ガス放出と排気速度の分布は各要素毎のガス放出  $q(i)$  と排気速度  $S(i)$  で与えられる。要素  $i$  と

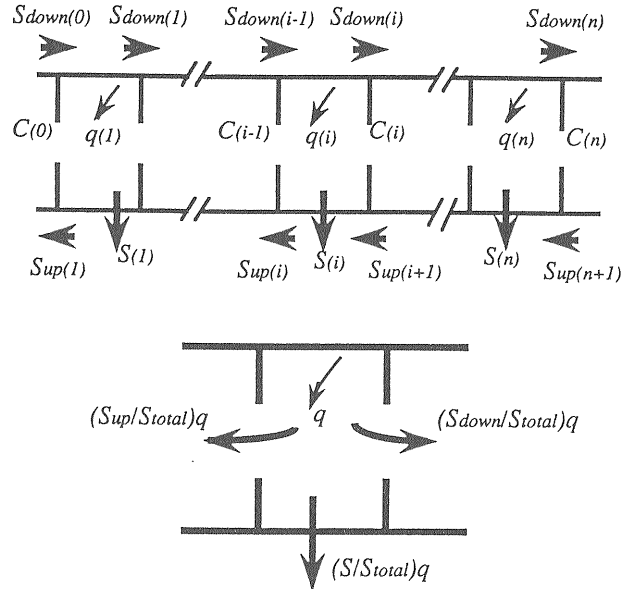


図2-2. 真空ダクトにおける排気速度とガスフローの有限要素的考え方。

$i+1$  はコンダクタンス  $C(i)$  で結合されるが、このコンダクタンスは実際には要素  $i$  自身の持つコンダクタンスである。ガスの流れを上流側と下流側とにわけて考える。要素  $i$  について上流と下流への実効排気速度  $Sup(i)$ 、 $Sdown(i)$  は、

$$\frac{1}{Sup(i)} = \frac{1}{Sup(i-1)+S(i-1)} + \frac{1}{C(i)} \quad (2-4)$$

$$\frac{1}{Sdown(i)} = \frac{1}{Sdown(i+1)+S(i+1)} + \frac{1}{C(i+1)}$$

で与えられる。ここでまず両端の実効的排気速度  $Sup(1)$  と  $Sdown(n)$  が既知でなければならないが、リングでは、

$$\begin{aligned} Sup(1) &= Sup(n+1) \\ Sdown(n) &= Sdown(0) \end{aligned} \quad (2-5)$$

であるので、適当な  $Sup(1)$  と  $Sdown(n)$  から始めて(2-5)式に収束させればよい。要素  $i$  における合計の実効排気速度は、

$$Stotal(i) = S(i) + Sup(i) + Sdown(i) \quad (2-6)$$

で与えられる。

## 2-3. ガスフロー

要素  $i$  におけるガス放出  $q(i)$  は実効排気速度に



従って上流、下流及びポンプへと流れていく。  
 $q(i)$ のうち上、下流へ流れていく量はそれぞれ、

$$\begin{aligned} q_{up}(i) &= q(i)S_{up}(i)/S_{total}(i) \\ q_{down}(i) &= q(i)S_{down}(i)/S_{total}(i) \end{aligned} \quad (2-7)$$

であるから、上、下流から要素  $i$  へと流れ込んでくるガスの量は、

$$\begin{aligned} Q_{up}(i) &= \frac{S_{up}(i+1)Q_{up}(i+1)}{S(i+1)+S_{up}(i+1)} + q_{up}(i+1) \\ Q_{down}(i) &= \frac{S_{down}(i-1)Q_{down}(i-1)}{S(i-1)+S_{down}(i-1)} + q_{down}(i-1) \end{aligned} \quad (2-8)$$

で与えられる。ここで(2-5)式と同様に、

$$\begin{aligned} Q_{up}(1) &= Q_{up}(n+1) \\ Q_{down}(n) &= Q_{down}(0) \end{aligned} \quad (2-9)$$

により収束させる。要素  $i$  へと流れ込んでくるガスの総量は、

$$Q_{total}(i) = Q(i) + Q_{up}(i) + Q_{down}(i) \quad (2-10)$$

である。

### 2-3. 圧力分布の計算例

圧力の分布は要素毎の圧力、

$$p(i) = Q_{total}(i)/S_{total}(i) \quad (2-11)$$

で記述される。要素の長さ  $\Delta x_i$  がすべて同じなら平均圧力は、

$$p_{av} = \frac{\sum p(i)\Delta x(i)}{\sum \Delta x(i)} = \frac{\sum p(i)}{n} \quad (2-12)$$

で与えられる。またガス放出と排気速度の単純な比によって与えられる圧力  $\bar{p}$  は、

$$\bar{p} = \frac{\sum q(i)}{\sum S(i)} \quad (2-13)$$

である。すぐにわかるようにポンプの排気速度の分布が一様あるいはガス放出の分布と一致しているときには  $p_{av} = \bar{p}$  となる。適切な排気速度の分

布により  $p_{av} < \bar{p}$  とすることが可能である。

リング一周について一気に計算するのは大変なので、実際には適当な区間毎に調べる方が楽であろう。このときの両端の処理は、適当なダミーをつなげて計算した後結果からは切り捨てても良いし、場合によっては同じ区間の連なりと考えてもよいだろう。リングの真空ビームダクトはそれなりにコンダクタンスが小さいので、端効果は比較的短い距離で減衰する。

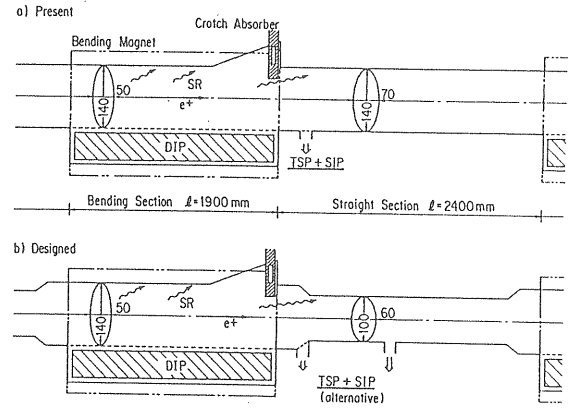


図2-2. 圧力分布計算に用いたリングダクトの形状。

PF リングの高輝度化計画での検討の一部を計算例として図2-4に示す。図2-3のように直線部ダクトの形状変更を検討したものである。ダクト断面形状は楕円で近似している。蓄積電流は 350 mA、 $\eta$  は  $1 \times 10^{-6}$  [molecules/photon] としている。この場合には直線部ダクトのコンダクタンスの減少が平均圧力を約17%劣化させた例であるが、いつもコンダクタンスの減少が圧力劣化を結論するとは限らない。一般に排気速度の分布に当たっては空間的制約が厳しい。このような計算予測を行う最も大きな理由のひとつが、最適なポンプの配置やガス放出分布の調整を検討することである。

さてここで首をかき上げる人もいるであろう。 $\eta$  はリングのどこでも一様であろうか？ 真空容器での  $\eta$  は照射量  $D$  に依存して減少する。ここで計算に用いた要素ひとつひとつが一個の閉じた容器と考えるなら、個々の容器毎に照射量に依存した  $\eta$  を有し、ガス放出は  $\eta$  が一様と考えたときよりも平坦化された分布を持つ。例えば  $\eta$  が  $D$  に半比例すると、 $q(i)$  はどこでも一定になってしまう。実際には要素毎に閉じているようなことはない。ガス粒子は何度も壁面に衝突しながらダクト中を駆け巡るので表面密度も平坦化されるはずである。しかしリングの真空ビームダクトはそれな

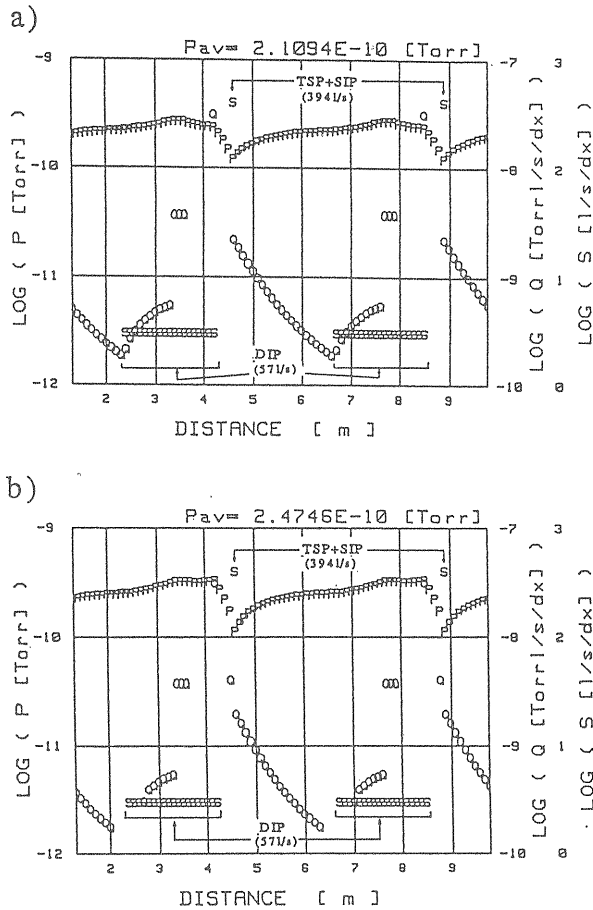


図2-4. 圧力分布の計算例。刻み幅は10 cm。P、S、Qはそれぞれ排気速度、ガス放出、圧力の分布を示す。

りに小さなコンダクタンスを持っているのだから、 $\eta$ の減少に分布ができることは十分に考えられる。このような問題についてはまだほとんど議論がなされていない。リングの圧力分布を検討するに当たってはこのことも念頭に置く必要がある。

### 3. 残留ガスとの衝突による

#### ビーム損失の断面積

蓄積ビームの寿命は、真空中で限定される他にも量子効果やTouschek効果により制限を受けるが、これらは既に文献/2/に詳しいのでここでは繰り返さない。通常量子寿命は真空中で決まる寿命よりも十分に長い。

残留ガスとの衝突によって、電子/陽電子がある角度以上の散乱を受けたり、ある大きさ以上のエネルギー損失を受けると、それらの電子/陽電子は力学的/物理的アパーチャやRFバケットからこぼれ落ちてしまう。軌道理論からこの臨界角 $\phi_c$ や臨界エネルギー(運動量)損失 $(\Delta P/P)_c$ は

衝突した場所の関数として与えられる/2/。ここでは簡単化のためこれらの臨界値は場所によらず一定とする。即ち、ベータatron振動の振幅が最狭アパーチャ $a$ を越えないこと、エネルギー損失がRFバケットの高さを越えないこと、を臨界条件とする。従って臨界角は、最狭部のベータatron関数を $\beta_c$ 、リングの平均のベータatron関数を $\beta_{av}$ として、

$$\phi_c = a / \sqrt{\beta_c \beta_{av}} \quad (3-1)$$

で与えられる。またエネルギー損失の臨界値はRFバケットの高さ $\Delta E$ であり、これを電子/陽電子の静止エネルギー単位で表すと、

$$\gamma_c = \gamma \Delta E / E_b, \quad \gamma = E_b / mc^2 \quad (3-2)$$

となる。ここで $E_b$ 、 $\gamma$ はビームのエネルギーとローレンツ因子である。

以下に、ある程度与えられた式から出発して、この損失の断面積の表式を導出する。導出は主に文献/25/による。また衝突はクーロン散乱であるので電子、陽電子の区別はない。

#### 3-1. 核外電子による散乱(Mollar散乱)

電子同士の衝突により入射電子が角度 $\theta$ で散乱される微分断面積は $d\sigma_m$ は次式で与えられる。

$$d\sigma_m = \frac{e^4 d\Omega}{4p^4 E_b^2 \sin^2 \theta} [4(E_b^2 + p^2)^2 - 3(E_b^2 + p^2)^2 \sin^2 \theta + p^4 (\sin^4 \theta + \sin^2 \theta)] \quad (3-3)$$

ここで $p$ は電子の質量である。(3-3)式を電子の静止エネルギーを単位としてエネルギー損失が $q$ となる場合の表式に改めると、

$$d\sigma_m = 2\pi r_0^2 \frac{\gamma^2 dq}{(\gamma^2 - 1)q^2(\gamma - 1)} [(\gamma - 1)^2 - \frac{q(\gamma - 1 - q)}{\gamma^2} \{2\gamma^2 + 2\gamma - 1 - q(\gamma - 1 - q)\}] \quad (3-4)$$

となる。ここで  $r_0$  は電子の古典半径( $=e^2/mc^2$ )である。 $q$  は反跳電子に与えられるエネルギーで、 $\gamma - 1 - q$  が入射電子が保持するエネルギーである。エネルギー損失の最大値は  $\gamma - 1$  であるが、電子同士の衝突の場合衝突後にはどちらが入射電子であったかの区別は無くなるから、エネルギー損失の最大値は  $(\gamma - 1)/2$  となる。(3-4)式は  $\gamma > 1$  であることを考慮すると極めて簡単な次の近似式になる。

$$d\sigma_m = 2\pi r_0^2 \frac{\gamma^2 dq}{(\gamma^2 - 1)q^2} \quad (3-5)$$

(33)式によりエネルギー損失がある臨界値  $q_c$  を越える衝突の断面積は、

$$\begin{aligned} \sigma_m &= 2\pi r_0^2 \frac{\gamma^2}{(\gamma^2 - 1)} \int_{q_c}^{(\gamma-1)/2 \text{ or } (\gamma-1)} \frac{dq}{q^2} \\ &= 2\pi r_0^2 \gamma^2 (\gamma^2 - 1) \{1/q_c - 2/(\gamma-1)\} \text{ for } e^- \quad (3-6) \\ &= 2\pi r_0^2 \gamma^2 (\gamma^2 - 1) \{1/q_c - 1/(\gamma-1)\} \text{ for } e^+ \end{aligned}$$

で求められる。エネルギー損失と実験室系の散乱角  $\phi$  との関係は、

$$q = (\gamma^2 - 1) \sin^2 \phi / \{2 + (\gamma - 1) \sin^2 \phi\} \quad (3-7)$$

で与えられるから、(3-7)式に  $\phi = \phi_c$  を代入したときの  $q(\phi_c)$  と  $\gamma_c$  のうち小さなほうを  $q_c$  とすればよい。このまま(3-6)式でもよいが、 $\gamma > 1$ 、 $\gamma_c < 1$ 、 $\phi_c < 1$  を考慮すると、電子、陽電子の違いは無くなり、従って核外電子1個当たりのビーム損失の断面積は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma_m &= 2\pi r_0^2 / \gamma_c & q(\phi_c) > \gamma_c \\ &= 4\pi r_0^2 / (\gamma \phi_c)^2 & q(\phi_c) < \gamma_c \end{aligned} \quad (3-8)$$

さてここまでは臨界角を等方的なものとしてきた。ベータatron振動による断面積は(3-8)式の2番目の表式で与えられる。最近の放射光リングでは挿入光源の活用が常識的である。挿入光源では強い磁場を必要とするため物理的アパーチャが厳

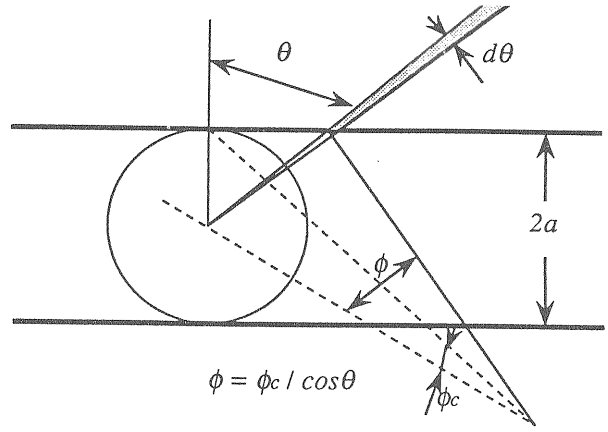


図3-1.一方向のみの臨界角を考えた場合。

しい。リングの実際を考えると最も臨界角が厳しいのも挿入光源部となろう。このとき近似的に一方向のみのアパーチャがビーム損失に関わると考えると図3-1に示すように、

$$\sigma_m^* = \frac{1}{2} \sigma_m(\phi_c) \quad q(\phi_c) < \gamma_c \quad (3-9)$$

となる。このことは後述の原子核による弾性散乱の損失断面積についても同様である。

### 3-2. 制動輻射

原子番号  $Z$  の原子による電子の制動輻射の微分断面積が  $d\sigma_b$  が、トーマス-フェルミ近似において完全な遮蔽を考えた場合に次のように与えられている。

$$\begin{aligned} d\sigma_b &= \frac{2Z^2 r_0^2 dk E^*}{137 k E_b} \\ &\times \left[ \left( \frac{E_b^2 + E^{*2}}{E_b E^*} - \frac{2}{3} \right) 2 \ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right] \quad (3-10) \end{aligned}$$

ここで  $E^*$  は散乱後の電子のエネルギー、 $k$  は輻射によるエネルギー損失で  $k = E_b - E^*$  である。先程と同様に、 $E \rightarrow \gamma$ 、 $k \rightarrow q$ 、 $E^* \rightarrow \gamma - q$  とし書き改めると次式を得る。

$$\begin{aligned} d\sigma_b &= \frac{2Z^2 r_0^2 dq \gamma q}{137 q \gamma} \\ &\times \left[ \left( \frac{\gamma^2 + (\gamma - q)^2}{\gamma(\gamma - q)} - \frac{2}{3} \right) 2 \ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right] \quad (3-11) \end{aligned}$$

(3-11)式を  $q = \gamma_c$  から  $\gamma$  まで積分すると求める断面積が得られる。

$$\sigma_b = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \left[ \left\{ \frac{4}{3} \ln \frac{\gamma}{\gamma_c} - \frac{5}{6} + \frac{\gamma_c}{\gamma} \left( \frac{4}{3} - \frac{\gamma_c}{2\gamma} \right) \right\} \ln(183Z^{-1/3}) \right. \\ \left. + \frac{1}{9} \left( \ln \frac{\gamma}{\gamma_c} - 1 + \frac{\gamma_c}{\gamma} \right) \right] \quad (3-12)$$

$1 > \gamma_c / \gamma$ 、 $\ln(183Z^{-1/3}) > 1/9$  より次の近似式が得られる。

$$\sigma_b(Z) = \frac{4Z(Z+\xi)r_0^2}{137} \left( \frac{4}{3} \ln \frac{\gamma}{\gamma_c} - \frac{5}{6} \right) \ln(183Z^{-1/3}) \quad (3-13)$$

ここで  $\xi$  は核外電子の遮蔽効果による定数で  $Z$  に依存するが近似的に 1 とおける。

### 3-3. ラザフォード散乱

原子核との弾性散乱の相対論的な取り扱いによる微分断面積  $d\sigma_r$  が、原子核の反跳を無視した場合に次式で与えられている。

$$d\sigma_r(Z) = \left\{ \frac{\pi r_0 Z}{(v/c)^2 \gamma} \right\}^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^3(\theta/2)} \\ \times \left\{ 1 - \left( \frac{c}{v} \right)^2 \sin^2(\theta/2) \right\} d\theta \quad (3-14)$$

$v$  は電子の速度、 $c$  は光速である。 $v \sim c$  より、

$$d\sigma_r(Z) = 2\pi r_0^2 (Z/\gamma)^2 \cot^3(\theta/2) d(\theta/2) \quad (3-15)$$

と近似でき、 $\theta$  について  $\phi_c$  から  $\pi/2$  まで積分して  $\sigma_r$  が求まる。

$$\sigma_r(Z) = 4\pi r_0^2 (Z/\gamma)^2 \left\{ \frac{1}{2} \cot^3(\phi_c/2) + \ln \left| \sin(\phi_c/2) \right| \right\} \quad (3-16)$$

さらに  $\phi_c < 1$  より次式が得られる。

$$\sigma_r(Z) = 4\pi r_0^2 (Z/\gamma\phi_c)^2 \quad (3-17)$$

ここでまた一方向のみの臨界角を考えると先程と同様に、

$$\sigma_r^*(Z) = \frac{1}{2} \sigma_r(Z, \phi_c) \quad (3-18)$$

と表される。

### 3-4. 残留ガスとの衝突によるビーム寿命

以上の3様の散乱の和として、原子番号  $Z_i$  の原子1個によるビーム損失の断面積  $\sigma(Z_i)$  が次式で与えられる。

$$\sigma(Z_i) = Z_i \sigma_m + \sigma_b(Z_i) + \sigma_r(Z_i) \quad (3-19)$$

いまこの原子の空間密度を  $\rho_i$  とすると、その原子によるビーム電流  $I_b$  の減衰は次式で表される。

$$\frac{dI_b}{dt} = -v\rho_i \sigma(Z_i) I_b = -\frac{I_b}{\tau_i} \quad (3-20)$$

$\tau_i = \{v\rho_i \sigma(Z_i)\}^{-1}$  がこの原子によって決まるビーム寿命である。一方気体の状態方程式、

$$p_i = \rho_{mi} kT, \quad \rho_{mi} = p_i / (kT) \quad (3-21)$$

$p_i$ 、 $T$  はそのガスの分圧と温度、 $\rho_{mi}$  は空間の分子密度、 $k$  はボルツマン定数

により、ある分圧におけるそのガス分子の空間密度がわかるから、それらの成分原子ごとの断面積を加算すれば合計のビーム寿命が計算できる。結局ビーム寿命は次式で算出される。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{kT} \sum \sum \sigma(Z_i) n_{ij} p_j \\ = \frac{1}{T(K)} \sum \sum [n_{ij} p_j] [\text{Torr}] \\ \times \left\{ 6.73 \times 10^2 \left( \frac{4}{3} \ln \frac{\gamma}{\gamma_c} - \frac{5}{6} \right) \ln(183Z_i^{-1/3}) (Z_i + Z_i^2) \right\} \\ + 1.45 \times 10^5 \left\{ Z_i^2 / (\gamma\phi_c)^2 + Z_i / \gamma_c \right\} \quad (\text{for } q(\phi_c) > \gamma_c) \\ + 1.45 \times 10^5 (Z_i + Z_i^2) / (\gamma\phi_c)^2 \quad (\text{for } q(\phi_c) < \gamma_c) \quad (3-22)$$

温度はガス種によらず一定である。 $\xi$  は 1 とし、散乱損失の臨界角は一方向のみとした。 $n_{ij}$  はそ

のガス分子1個に含まれる原子番号  $Z_i$  の原子の個数である。水素分子ならH原子が2個、一酸化炭素ならC原子1個とO原子1個が衝突に与るということである。式から予想されるように断面積は概ね  $Z^2$  に比例するから、少量であっても重いガスはビーム寿命の大きな障害になる。

温度と分圧の組成比が一定であれば、各ガスの分圧比を  $\alpha_j$  として(3-21)式より、

$$\begin{aligned} \sigma_{vj} &\equiv \frac{1}{kT} \sum \sigma(Z_i) n_{ij}, & p_j &= \alpha_j p \\ \frac{1}{\tau_j} &= \sigma_{vj} p_j, & \sigma_v &= \sum \alpha_j \sigma_{vj} \\ \frac{1}{\tau} &= \sigma_v p = \sum \frac{1}{\tau_j} \end{aligned} \quad (3-23)$$

即ちビーム寿命が単純に圧力に反比例することは容易にわかるであろう。このときの減衰率  $\sigma_{vi}$ 、 $\sigma_v$  を global な真空の断面積と考えると、その単位が、例えば [1/Torr/s] で与えられる。このような表現の方が実用的に便利ことが多い。図3-2にCOについて各断面積を、図3-3に各ガスの総合断面積を計算した例を示す。リングのパラメータとしては現行 PF リングのものを用いた。横軸は臨界角で縦軸は [1/Torr/s] で表した断面積である。

図からもわかるように原子番号があまり小さくなければ、核外電子との衝突による寄与は小さい。

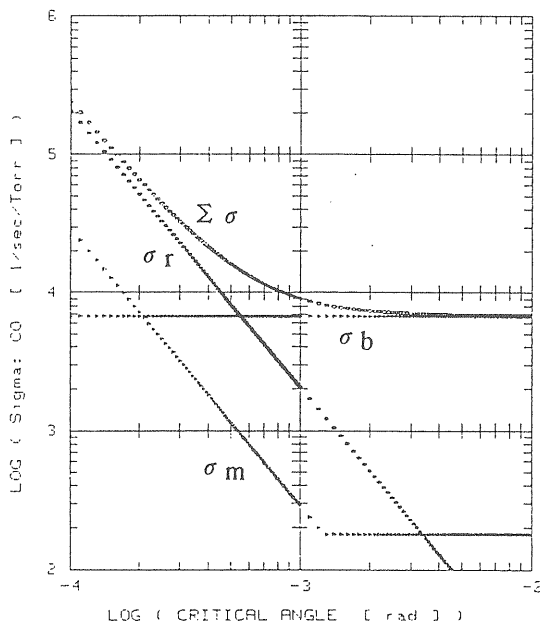


図3-2. 臨界角の関数として表したCOによるビーム損失の断面積。○；全断面積、●；ラザフォード散乱、▲；制動輻射、▽；核外電子による散乱

臨界角が十分に大きいと制動輻射によるものが支配的で臨界角には依存しないが、放射光リングでは挿入光源のためにかなり狭いアパーチャが要求されるので、ラザフォード散乱の影響が大きくなりビーム寿命はアパーチャの大きさに強く依存することになる。このことからPFリングでは、平均のベータatron関数は変えずに最狭部のそれを小さくすることで臨界角を大きくしビーム寿命を改善した[26]。図3-4にその結果を示す。図では後述するようにビーム寿命を蓄積電流との積で評価している。PFリングでは、極めておおまかな目安ではあるが、各ガス種に対する  $\eta$ 、断面積及び排気速度から、リングの  $\sigma_v$  を真空計の示す圧力相当のCOの  $\sigma_v$  で代表させている（つまりリングの残留ガスはCOのみで、その圧力は真空計の指示圧であるとみなしている）。

また弾性散乱の損失断面積はビームエネルギーに強く依存し、エネルギーの2乗に比例して小さくなる。従ってビームエネルギーとともにビーム寿命は長くなるが、臨界角が十分広ければ効果は少ない。一方放射光子数はビームエネルギーに比例して増加する。放射光照射によって放出される光電子数は先程の計算によるとエネルギーの1乗よりも急激に増加する。従って圧力に関してもエネルギーの増加以上に劣化することになる。このためビームエネルギーが高くなるからといって直ちにビーム寿命の向上が期待できるわけではない。（Touschek 寿命はビームエネルギーの3乗に比例するのでこちらは影響が大きい。）

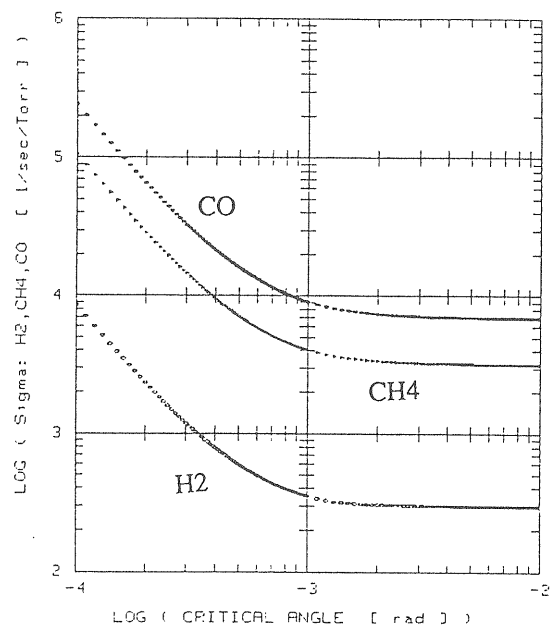


図3-3. 臨界角の関数として表した各ガスによるビーム損失の断面積。●；CO、△；CH4、○；H2

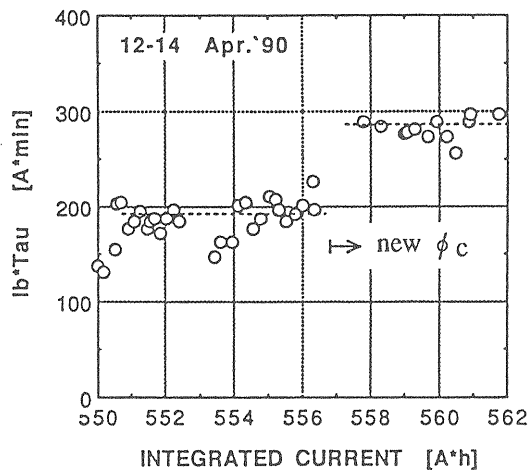
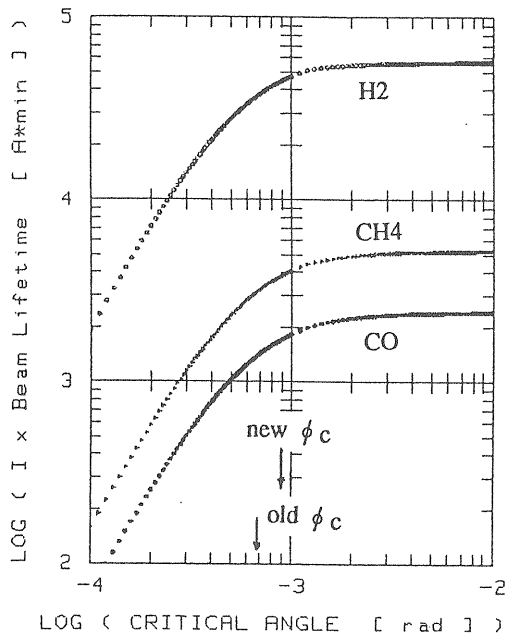


図3-4. ベータatron関数の変更によるビーム寿命改善。上図は  $(p/I_b) = 1 \times 10^{-12}$  [Torr/mA] としたときの、予想される臨界角の変化とビーム寿命の改善。下図は実際のリングでの観測結果である。

#### 4. 真空の評価と陽電子蓄積

ビームがない状態での到達圧力が十分低くビーム蓄積時の圧力に対して無視でき、蓄積時のガス放出が放射光照射によるもののみであるとき、リングの実効総排気速度を  $S$  として、

$$\begin{aligned} V \frac{dp}{dt} &= \eta N_p kT - Sp \\ &= 8.08 \times 10^{17} E_b [GeV] I_b [mA] kT - Sp \end{aligned} \quad (4-1)$$

と表されるから、定常状態 ( $dp/dt=0$ ) とみなせると

きには次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} p &= 8.08 \times 10^{17} E_b I_b \eta kT / S \\ p/I_b &= 8.08 \times 10^{17} E_b \eta kT / S \\ I_b \tau &= I_b / \sigma_v p = S / (8.08 \times 10^{17} E_b \eta kT \sigma_v) \end{aligned} \quad (4-2)$$

つまり  $\eta$  が一定なら圧力は蓄積電流に比例し、蓄積電流当たりの圧力と、蓄積電流とビーム寿命の積はともに一定である。これらは実際のリングの真空性能を論じるときに非常に便利であるので今後も積極的にこれらの数値を用いることにする。ちなみに両数値の積は  $\sigma_v$  にほかならない。

#### 4-1. 排気系の設計

個々のガス種についてのビーム寿命  $\tau_i$  を考えると、それぞれの  $\eta_i$  を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{1}{I_b \tau} &= \sum \frac{1}{I_b \tau_i} \\ &= 8.08 \times 10^{17} E_b kT \sum \frac{\eta_i \sigma_{vi}}{S_i} \end{aligned} \quad (4-3)$$

と表される。要求されるビーム寿命に対して必要な排気速度は  $\eta_i$  と  $\sigma_{vi}$  の積に比例する。2、3章に示したように  $\eta(\text{H}_2)$  は  $\eta(\text{CO})$  より一桁以上大きい、 $\sigma_v(\text{H}_2)$  は逆に一桁以上  $\sigma_v(\text{CO})$  より小さい。さらに排気速度の逆比でビーム寿命に影響する。ビーム寿命は短いほうで制限されてしまうから、特定のガスに対して必要以上に大きな排気速度を準備するのは効率的ではない。リングの真空ダクトはインピーダンス対策のために排気用のスリットを介して排気される。コンダクタンスは粒子の速度に比例するから質量比の平方根に比例する。つまり  $\text{CO}$  に対するコンダクタンスは  $\text{H}_2$  に対するコンダクタンスの  $1/4$  強になってしまう。空間的制約から多くの場合にこのスリットのコンダクタンスが  $\text{CO}$  に対しての排気速度を制限してしまうと思われる。 $\text{CO}_2$  についても同様なことがいえる。このことからポンプの選択には  $\text{CO}$  や  $\text{CO}_2$  に大きな排気速度を持つものを重視すべきことがわかる。具体的にはゲッターポンプがこれにあたる。ゲッターポンプに限らないが、大抵のポンプは水素に対してもある程度の排気速度を有するので、このような選択は水素排気にとって必ずしも不利とはならない。しかしゲッターポンプは排気量とともに排気速度が低下するので、

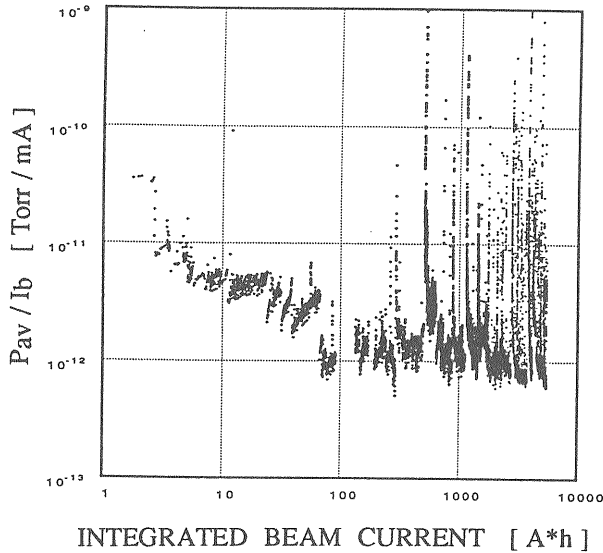


図4-1. PFリングにおける積分運転時間に対する真空度の向上。

長いビーム寿命を安定して保持するためには再生のことを設計段階から考慮しておくことが肝要である。

必要な排気速度がリングの周長当たり100 l/s/m程度であれば新規の設計にそれほど苦労することはないであろう。100 l/s/mを大きく上回るようだとかなり工夫が必要になってくる。

定常運転での $\eta$  (CO)としては、 $1 \times 10^{-6}$ 程度が期待できよう。 $\eta$ は照射量に依存する。 $\eta$ がどこまで減少し続けるのには興味あるところである。長期照射の具体的なデータはないが、PFリングの運転から全圧の $\eta$ に関しての情報が得られる。図4-1にPFリングのこれまでの運転時間に対する $P_{av}/I_b$ の変化を示す[27]。概ね $1 \times 10^{-9}$  [Torr/A]が $1 \times 10^{-6}$ の $\eta$  (全圧)に相当する。ガス放出の絶対値自体がかなり小さくなってきており、ビームなしでの圧力(バックグラウンド)との差も小さくなってきているのでわかりにくくなっているが、それでもなお $\eta$ の減少は続いている。減少の勾配は運転初期には $-2/3$ 程度、最近ではバックグラウンドを考慮して $-1/2$ 程度であろう。予測に用いた $\eta$ を速やかに達成するには運転の初期にビーム焼き出しが順調に行われなければならない。ビームの入射が頻繁に行えることと初期の $\eta$ がそもそも小さいことも重要な因子である。

ここでの排気速度 $S$ 、 $S_i$ は平均の排気速度であり、これから見積られる圧力は $p_{av}$ ではなくて $\bar{p}$ である。ビーム寿命に関わるのはもちろん $p_{av}$ であるから、2章に示したような方法によって十分な $p_{av}$ を実現できるように設計しなければならない。

運転の積分電流値(ビームドーズ)を $D$ とおくと、

$$D = \int I_b dt, \quad N_p = 8.08 \times 10^{17} E_b \frac{dD}{dt} \quad (4-4)$$

であるから、リング運転における放射光照射による放出分子数の総和は次式で与えられる。

$$q_m = N_p \eta = 8.08 \times 10^{17} \eta E_b I_b$$

$$Q_m = \int q_m dt = 8.08 \times 10^{17} E_b \int \eta dD \quad (4-5)$$

実際の放出ガス量の総和は圧力から次式によって求まる。圧力が放射光照射によるガス放出で決まっているときこれはもちろん $Q_m$ に一致する。

$$q_g = Sp = kT q_m$$

$$Q_g = S \int \left( \frac{p}{I_b} \right) dD = kT Q_m \quad (4-6)$$

図4-1からPFリングの運転中の全ガス放出量を求めることができる。立ち上げ直後の高い( $p/I_b$ )値は大気開放などの影響があるので除外する。図4-1は対数プロットでもあるので、100 A\*h以降のほぼ一定の( $p/I_b$ )値で最初から運転されたとして見積ることができる。こうして求めた全放出ガスをリングのビームダクト壁の表面密度に換算するとおおよそ $5 \times 10^{16}$  molecules/cm<sup>2</sup>となる。これは厚さにして50単分子層、200Å程度である。表面の酸化層、吸着層が非常に薄かったとしたらそろそろ枯れる頃であろうか。

#### 4-2. 蓄積電流とビーム寿命

ビーム寿命と蓄積電流の積が一定であるとき蓄積電流の減衰は次のように記述される。

$$\frac{dI_b}{dt} = -\frac{I_b}{\tau} = -\frac{I_b^2}{(I_b \tau)}$$

$$I_b(t) = \left( \frac{1}{I_0} - \frac{t}{(I_b \tau)} \right)^{-1}, \quad I_0 = I_b(0) \quad (4-7)$$

PFリングの場合、電子ビーム蓄積のときはイオントラッピングやゴミ(micro-dust)トラッピングのために(53)式の予測は厳密ではなかったが、陽電

子ビーム蓄積に変えてからは蓄積電流の時間変化を極めて正確に予測できるようになった。このときビーム寿命  $\tau$  は、

$$\tau = - \frac{I_b}{(dI_b/dt)}$$

$$I_b(\tau) = \left( \frac{1}{I_0} - \frac{\tau}{(I_b \tau)} \right)^{-1} = \frac{1}{2} I_0 \quad (4-8)$$

即ち  $1/e$  ではなくて  $1/2$  ビーム寿命を意味している。

Touscheck 寿命もバンチ内の電子/陽電子の空間的密度に反比例するので、バンチ体積の増加などを考えなければやはり蓄積電流に反比例する  $1/2$ 。従ってこの場合のビーム寿命と蓄積電流の積も一定となる。Touscheck 効果が問題になるのはビームのエネルギーが低い場合や単バンチあるいは少数バンチ運転でバンチ当たりの電流が大ききときである。放射光利用実験からは単バンチ運転の必要性も高い。ここでは Touscheck 効果によるバンチあたりの蓄積電流の減衰率を簡単に  $\sigma_T$  [1/s] とし、バンチ数を  $N_b$  で表すと、Touscheck 寿命が無視できないとき、真空中で決まるビーム寿命も考慮した総計のビーム寿命  $\tau_{total}$  は、

$$\frac{dI_b}{dt} = - \frac{I_b}{\tau_T} = - \sigma_T \frac{I_b}{N_b}, \quad I_b \tau_T = \frac{N_b}{\sigma_T}$$

$$I_b \tau_{total} = \left( \frac{\sigma_T}{N_b} + \frac{8.08 \times 10^{17} E_b \eta k T \sigma_v}{S} \right)^{-1} \quad (4-9)$$

で与えられる。Touscheck 効果と真空による効果の2つを考慮すればよい場合にはビーム寿命と蓄積電流の積はやはり一定である。

図4-2にPFリングでの  $I_b \tau$  の変遷を示す  $27/$ 。図中に書き込んであるのは改造などの主立ったイベントである。基本的には真空度の向上とともにビーム寿命も順調に伸びているが、ビーム寿命が長くなるとリングパラメータの影響が色々ともえてくる。例えば、これまで温度上昇の効果を無視してきたが、あるビーム不安定性(のパターン)の出現とともに圧力上昇がみられ、ビーム寿命も1割弱劣化する現象があった。このとき真空ダクトのある部分では実際に温度上昇がみられ、定量的に解明されたわけではないが、ダクトに誘起される wakefields のためと考えられる。この他に説明

しきれないビーム寿命の変化も多い。

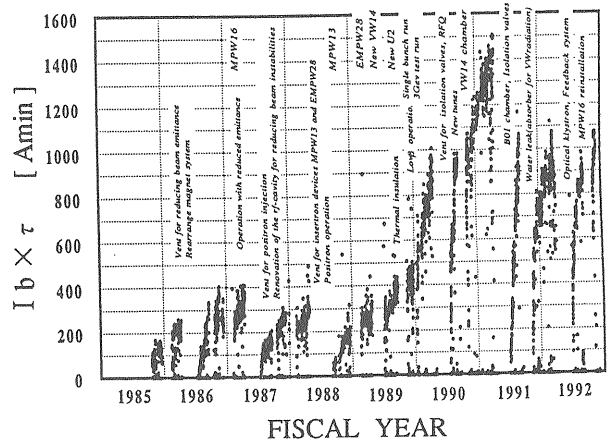


図4-2. P Fリングにおける積分運転時間に対するビーム寿命の向上。

#### 4.3. 陽電子蓄積

電子ビームを蓄積していると、急激なビーム寿命の劣化=急激な電流の減少が観測される。多くは比較的短時間で復帰するが、最悪の場合には実験中断に至るまで電流が減少してしまう。単原子/分子のイオントラッピングではこのような急激なビーム損失は説明できない。急激な寿命悪化時にビームからの制動輻射の増加が見られることから、より大きな粒子(ゴミ= micro-dust と称している)がビームに捕獲され、著しい衝突散乱を起こしていると考えられる  $28/$ 。

ゴミの発生原因としては、イオンポンプでの放電、雰囲気のエ、表面の汚れ、などが考えられよう。PFリングではかつて真空ダクト内にポリエチレンのフランジキャップを吸い込ませるといふ事故があり、その後の運転においておびただしくこの現象が観察された(図4-3)/29/。このときのリングの global な真空の断面積  $\sigma_v = 1/(p \tau)$  は直後

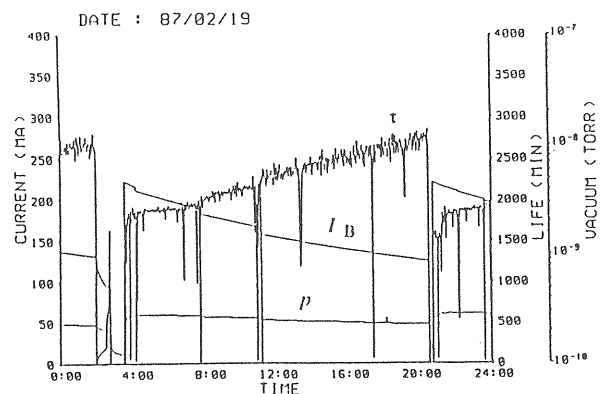


図4-3. フランジキャップ吸引事故後に頻出したビーム寿命の急落。



の運転では非常に大きな値を示したが、運転と共に急速に復帰した。以来真空ダクトにガスを導入する際には、少しでもゴミを持ち込むことのないように必ずフィルター(水分除去の目的で  $Lq-N_2$  で冷却されている)を通してている。また運転の初期には、ゴミ除去の目的でバイアス電圧を印加し、効を奏した経験もある<sup>29)</sup>。運転とともに真空度も表面の清浄度も向上したが、この現象を完全に抑制するには至らなかった。

このゴミトラッピングの抜本的な対策として、PFリングでは電子に替えて陽電子蓄積を行った。ゴミがビームに捕獲されるのは、ビームにより電離されて正に帯電し電子ビームの強い負電場に捕えられるためである。陽電子ビームの場合には、ゴミやガス分子がビームに混入しても、電離されるや直ちに強い斥力によってビーム外へと放出され、いつまでもビーム損失を続けることはないはずである。図4-4に電子蓄積から陽電子蓄積へ切り替えた際の両方のビームの減衰挙動を示す<sup>29)</sup>。

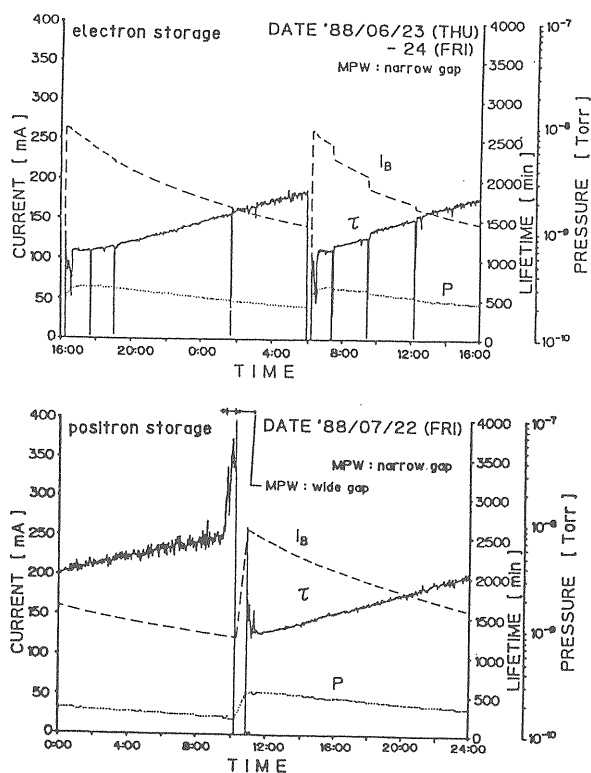


図4.4. 電子／陽電子切り替え前後の運転状況。

陽電子蓄積が予想通りの効果を上げ、安定な運転を実現できたことがわかる。運転のデータを比べると、枯れの進行とともに真空度が向上しておりその分だけ陽電子蓄積の方がビーム寿命も長い。が、 $\sigma_v = 1/(p\tau)$  の比較では両者に差異はみられない。真空の質的には電子も陽電子も変わり

ない。しかし比較データに現われるビーム寿命の値はそのときどきの瞬間的な値であり、ゴミトラッピングやイオントラッピングのような瞬時の寿命劣化は十分に評価されていないといえる。そこで次のようにしてゴミトラッピング抑制の効果を評価する<sup>31)</sup>。まず刻々観測される  $I_b\tau$  について各蓄積モード毎に平均値を求める。これを instantaneous lifetime と呼ぶ。次に蓄積モード毎にそのモード中の積分電流値を用いて(4-4)式に当てはめた場合の  $I_b\tau$  を求める。つまりビームにより供給された光子の量に基づいて、その運転中の蓄積電流の減衰を次の計算により(4-4)式で表される滑らかな曲線に換算し、実効的なビーム寿命を求めるのである。

$$\int_0^{t_s} I_b dt = \int_0^{t_s} \left( \frac{1}{I_0} - \frac{t}{(I_b\tau)} \right) dt \quad (4-10)$$

$$= (I_b\tau) \ln \{ I_0 t_s / (I_b\tau) + 1 \}$$

こうして求めたビーム寿命を practical lifetime と呼ぶ。図4-5に示すように蓄積電流の段階的な減少がなければ、practical lifetime と instantaneous lifetime は一致する。瞬間的なビーム電流の欠損があればその分だけ実効的なビーム寿命は短かったということになる。これらのビーム寿命の比 [practical lifetime] / [instantaneous lifetime] が電子、陽電子の切り替え前後でどのように変化したか図4-6に示す。それぞれの運転時間の重みを乗じてこの比の時間平均値を求めると、陽電子蓄積に対して1.0、電子蓄積に対して0.9となり、実効的なビーム寿命は陽電子ビームのほうが10%程度長いと結論される。この違いは真空度そのものや

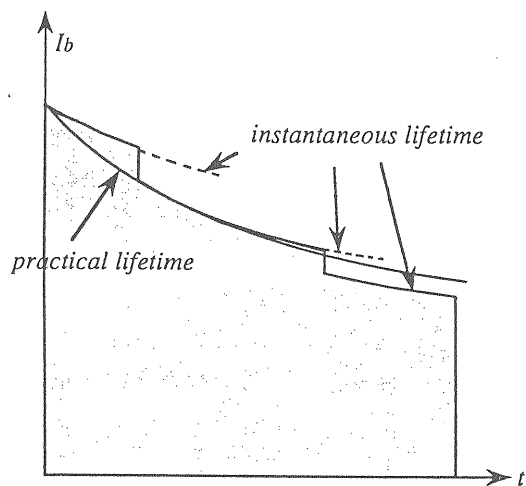


図4-5. instantaneous lifetime と practical lifetime の比較。

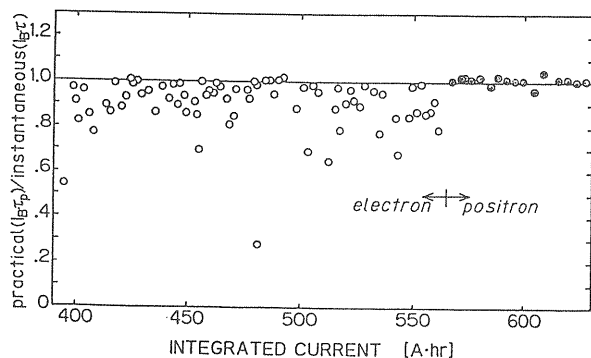


図4-7. 電子／陽電子切り替え前後の practical lifetime と instantaneous lifetime の比の変化。

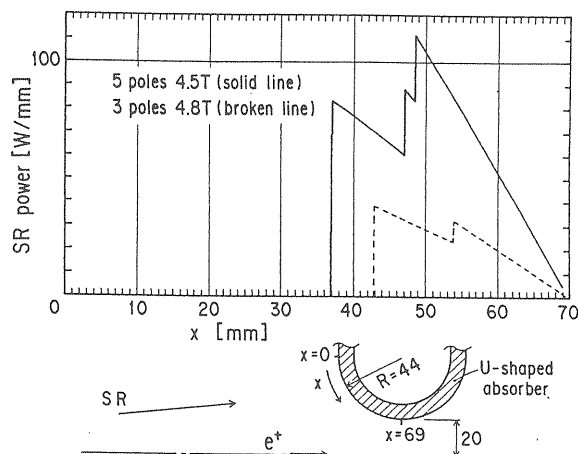
真空ダクト内のゴミっぽさによるであろうから、質の高い(ゴミっぽくない)真空系により電子ビーム蓄積の場合でもより長い実効的ビーム寿命の達成は可能であろう。またイオントラッピングに対しては陽電子蓄積の他にもいくつか対策がある[32]。実際の放射光利用実験つまりユーザーにとって価値が高いのは、10%程度の寿命の長さではなく、不測の放射光強度の急落や中断のない安定した実験が行えるということである。これは数値には表現できないが、放射光施設としては優先度の高い重要な性能のひとつであることを強調しておく。

#### 付録

ガス放出とビーム寿命に関して、最近のPFでの経験について紹介する。

#### 付-1. 真空側への水漏れ事故[33]

PFリングの挿入光源の一つである超伝導垂直ウィグラー(VW#14)の5極運転のマシスタディ中に、ウィグラーからの放射光を受けているアブソーバーが冷却水漏れを起こした。図付-1に示すように、スタディ中にアブソーバーが受けていた放射光のパワー密度は通常の3極運転時よりもかなり大きかった(この計算は図2-1で光子数をパワーに置き換えるだけである)。原因は本来銅製のものに替えられていなければならないステンレス鋼製アブソーバーがそのまま取り残されて使用されていたことである。水漏れによる真空悪化によりインターロックが作動し、リングを仕切る16のゲートバルブが直ちに閉じられた。この

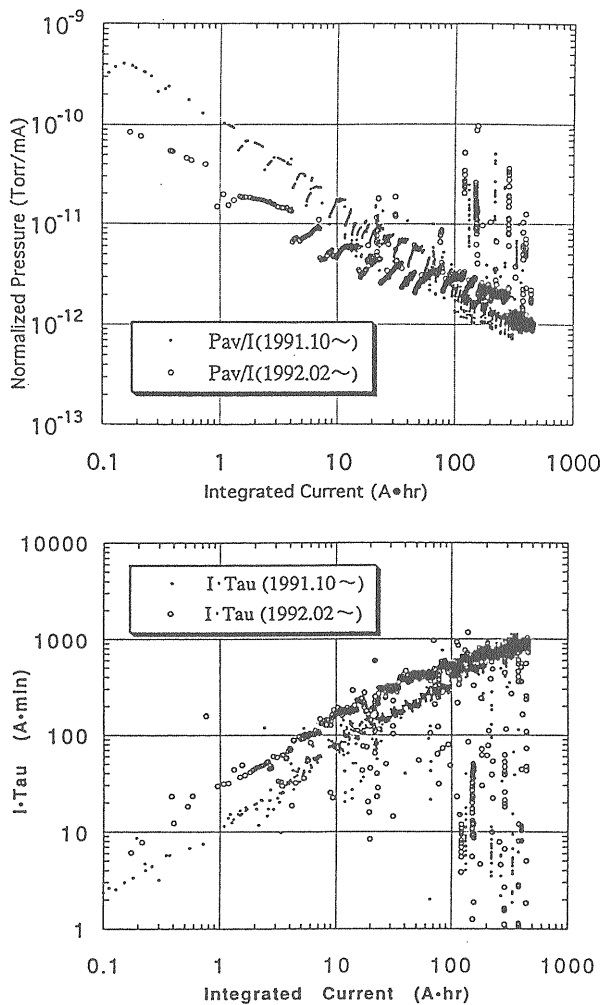


図付-1. アブソーバーを照射する放射光パワー密度分布。実戦が水漏れ発生時、波線が通常運転時。

結果リングの約2/5周は無事であったが、残りの約3/5周はベキングからの再立ち上げとなった。水漏れ箇所のダクト底部からはバケツに1杯程度の水が掻きだされた。再立ち上げにおけるリングの平均圧力とビーム寿命の回復の様子を、その前の立ち上げ時と比較して図付-2に示す。再立ち上げ初期には真空度もビーム寿命もともに前回は上回っている。その後の伸びは頭打ちになるが、積分電流値でおよそ100 A\*hの時点で圧力もビーム寿命も前回とほぼ同じ値に収束し、以後同じように枯れて伸びている。100 A\*hは通常運転で約2週間である。結局ゴミや水分が入り込まないように注意深く大気開放を行なった後の立ち上げに比べてなんら遜色はなかった。事故の大きさに比べて、回復がこのように順調であったのは、処置が迅速で水/水蒸気による汚染が既に枯れている表面層内部にまでは及ばなかったこと、汚染が極く表面に限られたことでその後の運転で速やかに浄化が進んだこと、が要因と考えられる。なお、後になってみれば前兆であったとわかるリング圧力とビーム寿命の不穏な挙動が水漏れ発生前にみられていた。何事もおろそかに見過ごせない教訓であった。

#### 付-2 銅製ダクトの試用[33]

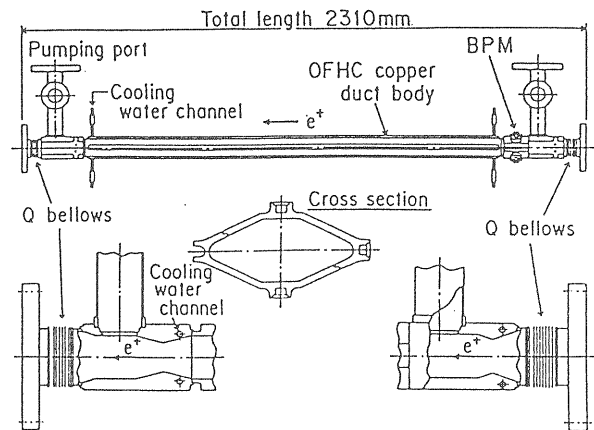
高エネルギー、高蓄積電流の放射光リング、あるいは放射パワー密度の高いウィグラーなどでは、ダクト材料として銅の使用が検討されている。銅材料は加工の難しさはあるものの、耐熱性、放射線遮蔽性、ガス放出特性ともに優れている。PF



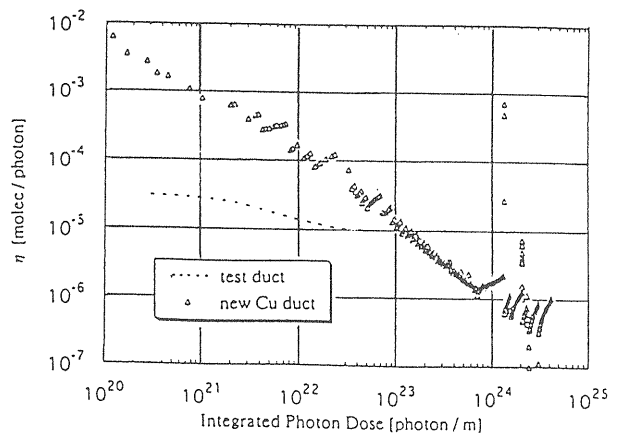
図付-2. 水漏れ事故前後の立ち上げにおける真空度とビーム寿命の回復。○水漏れ事故後の立ち上げ、●水漏れ事故前の立ち上げ。

では加工、製作法の R/D のために銅製ダクトの試作を行い、リングで実際に使用してガス放出特性を調べた。ガス放出特性を調べるための試作ダクトには、最もガス放出特性がよい (図1-9~12) ものをまず試す意味で、大量生産にはコスト的に向かないが、内面を機械切削で仕上げたものを用いた。製作したダクトの形状を図付-3に示す。試作ダクトは先の水漏れが起きたダクトに替えてリングに設置した。リングダクトは放射光の斜め入射を受ける。リングの一部に組み込まれたダクトと試験ダクトとでは直接的には比較できないが、両者のガス放出率  $\eta$  の変化を図付-4に示す。試験ダクトのデータは、図1-9のデータの照射光子数をダクト単位長当たりへに換算して載せてある。照射光子密度  $1 \times 10^{22} / \text{m}$  がリングの積分電流値約  $5 \text{ A}\cdot\text{h}$  に相当する。リングダクトのデータはダクトが一つの閉じた容器と考えて計算してある。リ

ングダクトの  $\eta$  は初期には高い値を示しているが、運転とともに急速に減少している。減少の傾きはほぼ  $-1$  で、運転の終了 ( $\sim 1000 \text{ A}\cdot\text{h}$ ) にはリングで最も圧力の低い部分の一つとなった。銅製ダクトと機械切削仕上げの良好なガス放出特性が検証されたといえよう。



図付-3. 銅製ダクトの形状。排気ポート、ベローズ、フランジ、BPM電極はステンレス鋼性である。インコネルを中間材として銅と接合している。



図付-3. リングに新規設置した銅製ダクト部において見積った  $\eta$  の放射光照射量による変化。試験ダクトの  $\eta$  (図1-9)を波線で示す。

## 参考文献

真空の教科書として著名な2冊をここでも参考文献として揚げておく。

熊谷寛夫、富永五郎 編著、” 真空の物理と応用” (裳華房、東京、1970) .

富永五郎、辻泰 訳、” 超高真空の物理” (岩波書店、東京、1977) /原著 Readhead,P.A., *et al*, *The Physical Basis of Ultra High Vacuum* (Chapman & hall, London, 1968).

/1/ 小林正典、OHO`87.

/2/ 中村典夫、OHO`91.

/3/ Lang,W.J., and Riemersma,H., 1961 Trans. 8th Natl. Vac. Symp. 2nd Intern. Cnrr. Vac. Sci. Technol. (Pergamon, London, 1962)167.

Adams,R.O., and Donaldson,E.E., J. Chem. Phys., 42(1965)770.

/4/ Itoh,N., NIM in Phys. Reserch, B27(1987)155.

/5/ Fisher,E., and Mack,R.A., J. Vac. Sci. Technol. 2(1965)123.

Bernardini,M., and Malter,L., J. Vac. Sci. Technol. 2(1965)130.

/6/ Kobayashi,M., *et al*, J. Vac. Sci. Technol. A5 (1987)2417.

/7/ Kobari,T., *et al*, AIP Conf. Proc. No236(1990) 347.

/8/ Ed., Winik,H., and Doniach,S., *Synchrotron Radiation Research* (Plenum Press, New York & London, 1980).

菊田惺志、日本結晶学会誌 18(1976)90.

/9/ Andritschky,M., *et al*, Proc. 1989 IEEE Particle Accelerator Conf. (Chicago, 1989)563.

/10/ Kobayashi,M., Proc. 5th Symp. Accelerator Sci. Technol. (1984, Tsukuba)250.

/11/ Weave,J.H., *et al*, *Physik Daten, Optical Properties of Metals*.

/12/ Shiles,E., Phys. Rev. B22(1980)1612.

/13/ Shelton,J.C., Surface Sci. 44(1974)305.

/14/ Kouptsidis,J., and Mathewson,A.G., DESY 76/49 (1976).

Pingel,H., *et al*, Proc. 8th Inten. Vac. Congr. Vol.II(1980)119.

Day,R.H., *et al*, J. Appl. Phys. 52(1981)6965.

/15/ Kobayashi,M., AIP Conf. Proc. No171(1988) 155.

/16/ Hori,Y., *et al*, Vacuum 44(1993)531.

/17/ Mathewson,A.G., J. Vac. Sci. Technol. A5 (1987)2512.

Mathewson,A.G., *et al*, AIP Conf. Proc. No236 (1990)313.

/18/ Foerester,C.L., *et al*, J. Vac. Sci. Technol. A8 (1990)2856.

Halama,H.J., AIP Conf. Proc. No236(1990)39.

/19/ 金沢健一、他、真空 29(1986)276.

/20/ Crank,J., *The Mathematics of Diffusion* (Clarendon Press, Oxford, 1975).

/21/ 堀越源一、フィジックス 63(1986)532.

水野元、堀越源一、KEK Report 84-11.

/22/ Kobayashi,M., AIP Conf. Proc. No236(1990) 332.

Kobayashi,M., Vacuum 44(1993)493.

/23/ Dimoff,K., *et al*, J. Vac. Sci. Technol. A6 (1987)2512.

/24/ Horikoshi,G., Jpn. J. Appl. Phys. 4(1965)530. Welch,K.M., Vacuum 23(1973)271.

/25/ Heitler,W., *The Quantum Theory of Radiation* (Clarendon Press, Oxford, 1970).

/26/ Katoh,M., *et al*, Rev. Sci. Instrum. 63(1992) 1731.

/27/ Takiyama,Y., to be published in Proc. 5th Symp. Accelerator Sci. Technol. (1993, Tsukuba).

/28/ Sakanaka,S., *et al*, Jpn. J. Appl. Phys. 27(1988) 1031.

/29/ Kobayashi,M., Proc. 1987 IEEE Particle Accelerator Conf. (Washington,D.C., 1987)1614.

/30/ Kobayashi,M., *et al*, Rev. Sci. Instrum. 60(1989) 1728.

/31/ Huke,K., Photon Factory Activity Report 1988.

/32/ 坂中章悟、OHO`86.

/33/ Photon Factory Activity Report 1992.