

電子蓄積リングにおける
パルス6極電磁石を用いた入射システムの開発研究

高木宏之

博士（理学）

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
加速器科学専攻

平成22年度

(2010年)

目次

1. 序論.....	3
1.1. 本研究の背景	3
1.2. 本研究の目的	5
1.3. 研究方法.....	6
1.4. 本論文の構成	6
2. 電子ビーム入射の原理.....	7
2.1. 蓄積リング内での電子の運動	7
2.2. 電子ビームの入射	15
2.3. PF リングにおける電子ビーム入射システム.....	19
3. パルス6極電磁石を用いた入射.....	25
3.1. パルス6極電磁石を用いた入射の原理.....	25
3.2. パルス4極電磁石との違い.....	29
4. パルス6極電磁石を用いた電子ビーム入射システムの設計	33
4.1. PF リングの入射パラメタ	33
4.2. 設置場所の最適化	34
4.3. 積分磁場強度	39
4.4. ビームステイクリアと磁極形状.....	40
4.5. 多粒子トラッキングを用いた捕獲効率の見積り	47
5. パルス6極電磁石の製作および性能評価	62
5.1. パルス6極電磁石の製作	62
5.2. パルス電源	67
5.3. 磁場測定.....	69
5.4. PF リングへの設置	75
6. パルス6極電磁石を使った電子ビーム入射実験	81
6.1. 入射タイミングの最適化	81
6.2. パルス6極電磁石の極性の反転について	84
6.3. 入射ビームの捕獲効率の測定	88
6.4. マルチバンチモード入射	92
6.5. トップアップ運転	94

6.6.	蓄積ビーム振動.....	95
6.7.	蓄積ビームのプロファイル変動.....	97
6.8.	入射時の放射光の強度変動.....	106
7.	考察.....	109
7.1.	入射ビームへの影響.....	109
7.2.	蓄積ビームへの影響.....	112
7.3.	パルス6極電磁石入射システムの現状と今後の課題.....	114
8.	結論.....	116

謝辞

参考文献

1. 序論

1.1. 本研究の背景

1.1.1. 放射光源のトップアップ運転

近年、蓄積リング型の放射光源においては、頻繁に少量のビームを入射し蓄積ビームの電流値を一定に保ちながら放射光実験を行う「トップアップ運転」が主流となって来た[1, 2]。

トップアップ出現以前の一般的な放射光源における電子ビーム入射は、蓄積電流がゼロの状態から、ある決められた電流値まで電子を蓄積して終了していた。蓄積された電子ビームは、蓄積リングが持つビーム寿命によって徐々に減って行く[3]。数時間の運転の後、ある電流値を下回ったところで蓄積されていた電子の全部を一旦捨てて（もしくはそれに注ぎ足して）次の入射を行うという事を繰り返していた。入射の回数は、蓄積リングが持つ固有のビーム寿命とその施設の運転形態にも依存するが、1日に1～2回程度行われることになる。入射中は放射光実験を中止し、蓄積が完了した時点で実験を再開するというのが一般的であった。トップアップ運転を行っていない施設では現在でもこの運転形態が取られている。

これに対してトップアップ運転では、蓄積電流値が一定になるように常に少しずつビーム入射を行う。ビームを注ぎ足し方としては、蓄積電流値がある電流値以下になったらという方式と前回の継ぎ足し入射からある時間が経過したらという方式がある。頻繁に入射を行うため、トップアップ運転では入射中も放射光ユーザーは実験を行う。この新しい運転形態により、放射光ユーザーは、常に一定の高い蓄積電流値で実験を行う事が出来るようになり、高フラックスの実験が可能になっただけでなく、ビームラインにおける放射光による熱負荷を一定に保つ事ができるようになったため、温度変化による系統的な実験誤差が小さくなり、長時間に渡って精密な測定をする事ができるようになった。

トップアップ入射のアイディアは古く、放射光源における最初の実験は1990年にSORTEC（日本）で行われている[4]。ユーザー運転に取り入れたのはAPS（米）が最初であり、2001年にトップアップ運転による放射光がユーザーに供給された[5, 6]。現在では世界中の多くの放射光施設がこのトップアップ運転を取り入れている。例えば、ELETTRA [7]、NewSUBARU [8, 9]、SLS [10]、SOLEIL [11]、SPring-8 [12]、TLS [13]、PF [14]、UVSOR-II [15]ではユーザー運転に使われおり、その他の施設ALS [16]、BESSY-II [17]、ESRF[18]、MAX IV [19]でもテ

スト中及び計画中である。

放射光ユーザー側にとっては、トップアップ運転は非常に長所の多い運転形態であるが、加速器側にとっては、ビーム入射システムに対する要求が当然厳しいものとなる。これまではユーザーに対して光を供給していなかったビーム入射時においても光の供給を行うようになった結果、それまでは問題視していなかった入射時における蓄積ビームの振動にまで気を使う必要が出て来た。当然入射ビームも振動するが、その電流量は、蓄積ビームの電流量と比較すると1%以下であり蓄積ビームの振動を抑えることの方が放射光を利用する上ではより重要となる。ビーム入射中は光の使用を中止することでこの問題に対処する方法もあり得るが、不規則な中断を実験側に強いる事になり、トップアップの長所が失われてしまう。蓄積ビームの振動だけでなく、入射中もビームシャッターを開けているため、入射ビームの捕獲効率も重要になって来た。このように、加速器側としては、蓄積ビームの振動と入射ビームの捕獲効率を考慮した上でトップアップ運転に適した入射システムを構築する必要がある。

入射時の蓄積ビームの振動の主な原因は、電子蓄積型リングで一般的に用いられている入射のバンプ軌道の不完全さにある。通常このバンプ軌道は、3台ないしは4台のパルス偏向電磁石（キッカー）を使って作るが、これらキッカー間の励磁のタイミングがずれたり、各々の電磁石の個性が違ったりするとバンプ軌道が完全に閉じなくなってしまう蓄積ビームの振動が発生してしまう[15,17]。また、キッカー間のタイミング等が完全に合っていたとしても、バンプ軌道内に非線形磁場を発生させる電磁石（6極電磁石等）があった場合には、バンプ軌道は完全に閉じなくなってしまう[20]。例えば、高エネルギー加速器研究機構の Photon Factory の光源リング（PF リング）においては、キッカー電磁石のひとつに 0.1 mrad の不要な蹴りが存在するだけで 1mm 程度の振幅を持った蓄積ビームの振動が発生する。また、キッカー間の個性を無くすにも、製作誤差などの技術的な限界がある。

1.1.2. パルス多極電磁石を使ったビーム入射

複数台のキッカー間のタイミング不整合やそれぞれのキッカーの個性が蓄積ビーム振動原因であるならば、入射用のパルス電磁石を1台にすれば問題は原理的に解決する。1台のパルス電磁石によって入射する方法は、on-axis 入射として知られるが、この方法では入射と同時に蓄積ビームが蹴り出されてしまう。

そこで、1台の電磁石で、入射ビームに対しては必要な磁場を与え、蓄積ビームに対しては全く磁場を与えないような構造を持つパルス電磁石を用意すれば、1台のパルス電磁石で入射が可能となる。PF-ARにおけるパルス4極電磁石を使った入射実験[21][22]は、この原理を用いたものである。入射原理は、蓄積ビームは磁場の影響を殆ど受けないように4極電磁石の磁極中心を通る様にし、入射ビームは十分な蹴りを受けるために磁極の中心から離れた位置に来る様にする。入射ビームが蓄積リングのアクセプタンスの中に収まるように蹴りを与える事ができれば、入射ビームはやがて放射減衰によって蓄積リングに捕獲されることになる。

ところが、パルス4極電磁石を使って実際の入射を行ってみると、入射ビームのプロファイルが4極振動を起こすことがPF-ARの実験で明らかになった[23]。原因は、有限のビームサイズを持つ蓄積ビームが、弱いながらも中心付近の4極磁場を感じてしまうからである。これを抑えるためには、入射ビームがパルス多極電磁石内を通過する位置における磁場強度を同じにしたままで、磁極中心付近における磁場が弱いパルス多極電磁石を製作する必要がある。それには、パルス多極電磁石の極数を増やせば良いのであるが、磁場の垂直方向の成分は磁極数の乗数で増加することになるため、入射ビームに対する磁場強度を同じにしたままで磁極数を増やせば、磁極付近においては急激に磁場が立ち上がることになる。結果として、同じボア径で磁極数を増やすと磁極付近での磁場強度が強くなり磁極内で磁場の飽和の原因となるので、どこまでも磁極数を増やす訳には行かない。PFリングへの設置を考え、最低必要なボア径と設置スペースを考慮して磁場解析を行った結果、6極電磁石ならこれらの問題を解決できるであろうという結論に至った。

1.2. 本研究の目的

本研究の目的は、放射光源におけるトップアップ入射において、パルス6極電磁石を使った入射システムが有効に機能するかどうかについて、実機を製作し検証する事である。有効であるかどうかについては、

- (1) このシステムを使っての入射が可能か
- (2) 蓄積ビームの振動はキッカーバンプを使った通常の入射に比べて小さくなっているか
- (3) 蓄積ビームのプロファイルの変動が起きていないか

以上の3点を確認することで行うこととする。

1.3. 研究方法

研究方法は、高エネルギー加速器研究機構（KEK）の Photon Factory の電子蓄積リング（PF リング）に最適化したパルス6極電磁石を設計・製作し、これを使った入射システムを実際に PF リングに導入し入射を行った。蓄積ビームの振動測定は PF リングに設置してあるビーム位置モニタを使って行い、ビームプロファイルの測定は高速ゲートカメラを用いた。

1.4. 本論文の構成

本論文の構成は、2章で一般的な電子ビーム入射についての原理を説明し、3章でパルス6極電磁石を用いた電子ビーム入射原理およびパルス4極との違いについて述べる。4章では、シミュレーションを用いてパルス6極電磁石を使った入射システムを PF リングに対して最適化し、入射システムの基本パラメータを決定する。5章で製作したパルス6極電磁石の磁場性能を評価する。6章で PF リングを使っての入射実験について述べる。また、入射実験時にパルス6極電磁石の極性が逆であった事が判明しており、これに起因する影響については詳しくシミュレーションを行う。7章で考察を行い、最後に8章で結論を述べる。

2. 電子ビーム入射の原理

2.1. 蓄積リング内での電子の運動

電子ビームの入射を考えるに当たり、まずはビームという電子の集合体ではなく、個々の電子の電磁場内での運動を考える。蓄積リング内に入射した電子が受ける力は基本的にローレンツ力だけを考えればよく、

$$\mathbf{F} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

と書ける[24]。ここで、 e は電子の電荷、 \mathbf{E} は電場、 \mathbf{v} は電子の速度、 \mathbf{B} は磁場である。放射光に利用する電子は、蓄積リングへ入射された時点では光速と考えてよい。また、電子ビームの入射システムにおいては電磁石のみが使われるので今後は磁場のみを考えることにする。

蓄積リング内での電子は光速で運動すると考えるため、相対論的な扱いが必要になる。相対論的な運動量は次のように定義される。

$$\mathbf{p} = \frac{1}{\sqrt{1-(\mathbf{v}/c)^2}} \mathbf{v} = m_e \gamma \mathbf{v} \quad (2.2)$$

ここで、 m_e は電子の静止質量、 \mathbf{v} は電子の速度、 c は光速、 γ はローレンツファクターである。このような運動量の定義を用いると、相対論的な運動に対しても以下のようにニュートン方程式が適用できる事になる。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} \quad (2.3)$$

2.1.1. 磁場中での電子の運動

したがって、磁場中での電子の運動は、位置ベクトルを \mathbf{r} とすると

$$m_0 \gamma \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.4)$$

と書ける。また、一様磁場中での曲率半径を ρ とすると遠心力との釣り合いから

$$m_0 \gamma \frac{v^2}{\rho} = e v B \quad (2.5)$$
$$p (= m_0 \gamma v) = e B \rho$$

となり、重要な関係式

$$p[\text{GeV}/c] = \frac{c}{10^9 e} eB\rho = 0.3B[\text{T}]\rho[\text{m}] \quad (2.6)$$

が導かれる。

2.1.2. 運動を記述する座標系

蓄積リング中の荷電粒子の運動を記述するために、「理想軌道」なるものを想定する。荷電粒子の運動は、この理想軌道を基準にしてこの軌道の周りでの運動として考える。蓄積リングにおける理想軌道とは、あるエネルギーを与えられた粒子が、そのエネルギーを持つ限り永遠に同じ位置を周り続ける軌道と定義する。蓄積リングにおける理想軌道はひとつの平面に収まるため、図 1 のように理想軌道が $y=0$ の平面になるように座標軸を設定し、理想軌道の中心を原点にとると、位置ベクトル \mathbf{r} は

$$\mathbf{r} = \rho\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y \quad (2.7)$$

と表すことができる[25]。

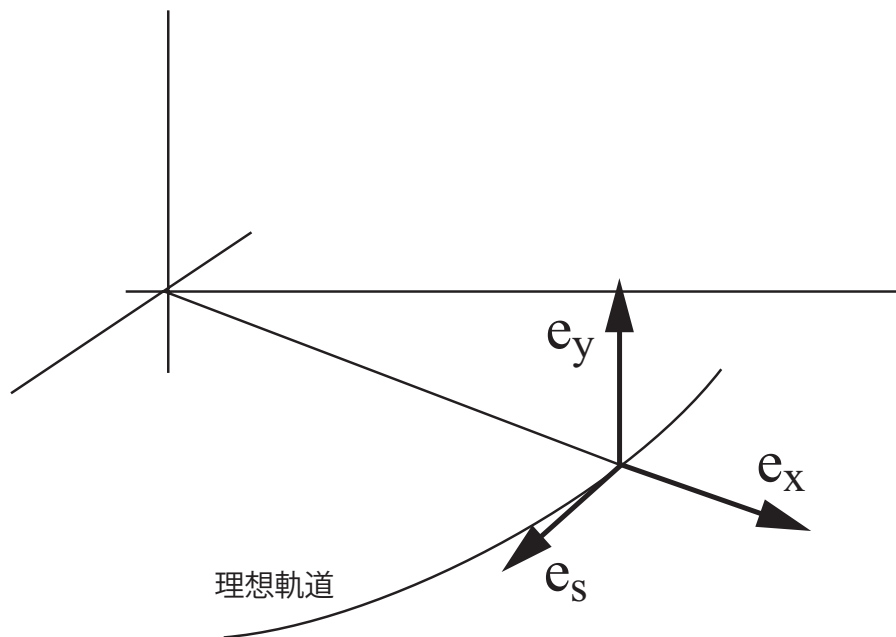


図 1：荷電粒子とともに移動する座標系

ここで、

$$R = \rho_0 + x \quad (2.8)$$

であり、 ρ_0 はデザイン軌道の曲率半径を表す。これを時間微分してやると、

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}} &= \dot{R}\mathbf{e}_x + R\dot{\mathbf{e}}_x + \dot{y}\mathbf{e}_y \\ &= \dot{R}\mathbf{e}_x + R\dot{\theta}\mathbf{e}_s + \dot{y}\mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\ddot{\mathbf{r}} = (\ddot{R} - R\dot{\theta}^2)\mathbf{e}_x + (2\dot{R}\dot{\theta} + R\ddot{\theta})\mathbf{e}_s + \ddot{y}\mathbf{e}_y \quad (2.10)$$

と書ける。ここで

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{e}}_x &= \dot{\theta}\mathbf{e}_s \\ \dot{\mathbf{e}}_y &= 0 \\ \dot{\mathbf{e}}_s &= -\dot{\theta}\mathbf{e}_x \end{aligned} \quad (2.11)$$

である。

2.1.3. 運動方程式

運動方程式 (2.4) の独立変数として、時間 t の代わりに理想軌道上を進んだ距離 $s = vt$ を選ぶと、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} &= v \frac{d}{ds} \\ \frac{d^2}{dt^2} &= v^2 \frac{d^2}{ds^2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

であるから水平垂直それぞれの運動は以下の様に記述できる。

$$\begin{aligned} m_0\gamma \left[v^2 \frac{d^2x}{ds^2} - \frac{v^2}{R} \right] &= evB_y \\ m_0\gamma \left[v^2 \frac{d^2y}{ds^2} \right] &= evB_x \end{aligned} \quad (2.13)$$

これを变形して x の 1 次までをとると、

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{ds^2} &= \frac{1}{\rho_0 + x} - \frac{B_y}{B\rho} \approx \frac{1}{\rho_0} - \frac{x}{\rho_0^2} - \frac{B_y}{B\rho} \\ \frac{d^2y}{ds^2} &= \frac{B_x}{B\rho} \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。

蓄積リング内では、荷電粒子は偏向電磁石だけでなく多極電磁石やドリフト空間を通過する。したがってこのような場合の荷電粒子の運動方程式は s に依存した $K(s)$ を使うことで以下のようにまとめて表すことができる。

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{ds^2} + K(s)x &= 0 \\ \frac{d^2y}{ds^2} + K(s)y &= 0\end{aligned}\tag{2.15}$$

と書ける。 $K(s)$ にどのような値が入るかは、荷電粒子が通過する磁石によって違ってくる。そこで、磁場の多極展開を行い、 $K(s)$ の値を確認する。

2.1.4. 磁場の多極展開

電流が存在しない領域では maxwell の方程式から

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0\tag{2.16}$$

が成り立つ。このような磁場はスカラーポテンシャル ϕ で表せ、

$$\mathbf{B} = -\nabla\phi\tag{2.17}$$

これを (2.16) に代入するとラプラス方程式が成り立つことがわかる。

$$\nabla^2\phi = 0\tag{2.18}$$

放射光の蓄積リングで使用する電磁石はビーム進行方向に対して磁場を発生しないことから、ビームの進行方向 (z 方向) を定数として 2 次元の円筒座標を用いることができ、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} = 0\tag{2.19}$$

となる。この方程式の解は

$$\phi(r, \theta) = (E + F\theta)(G + H \ln r) \sum_n^{\infty} (a_n r^n \sin n\theta + b_n r^n \cos n\theta + c_n r^{-n} \sin n\theta + d_n r^{-n} \cos n\theta)$$

と書ける[26]。ここで E 、 F 、 G 、 H は定数である。この方程式が原点 $r = 0$ で有限な値を持ち、さらに θ に対して周期的な解を持つようにすると現実的な解は以下の様に書ける。

$$\phi(r,\theta) = \sum_n^{\infty} [a_n r^n \sin n\theta + b_n r^n \cos n\theta] \quad (2.20)$$

右辺の第1項はノーマル成分であり、第2項をスキュー成分と呼ぶ。蓄積リング及び、多極入射においては一般的にノーマル成分が重要となる。 $(x,y) = (r \cos \theta, r \sin \theta)$ を用いて直交座標でノーマル成分 ϕ_n を書き表すと

$$\phi_n = a_1 y + a_2 2xy + a_3 (3x^2 y - y^3) + \dots \quad (2.21)$$

となる。磁場はこのスカラーポテンシャルを使って、

$$(B_x, B_y) = \left(-\frac{\partial \phi_n}{\partial x}, -\frac{\partial \phi_n}{\partial y} \right) \quad (2.22)$$

とすれば得られる。(2.20)のスカラーポテンシャルで、 $n = N$ の場合の磁場を $2N$ 極磁場という。

2 極磁場 (n=1)

この時スカラーポテンシャルは

$$\phi_n = a_1 y \quad (2.23)$$

であるから、

$$(B_x, B_y) = (0, a_1) \quad (2.24)$$

となり、(2.15)式は

$$(K_x, K_y) = \left(\frac{1}{\rho_0}, 0 \right) \quad (2.25)$$

となる。

4 極磁場 (n=2)

この時スカラーポテンシャルは

$$\phi_n = 2a_2 xy \quad (2.26)$$

であるから、

$$(B_x, B_y) = (2a_2y, 2a_2x) \quad (2.27)$$

となる。

$$B' \equiv \frac{\partial B_y}{\partial x} = 2a_2 = \text{const.} \quad (2.28)$$

であるから、 B' を用いて磁場を表すと

$$(B_x, B_y) = (B'y, B'x) \quad (2.29)$$

となり、

$$(K_x, K_y) = \left(\frac{B'}{B\rho_0}, -\frac{B'}{B\rho_0} \right) \quad (2.30)$$

となる。

6 極磁場 (n=3)

この時スカラーポテンシャルは

$$\phi_n = a_3(3x^2y - y^3) \quad (2.31)$$

であるから、

$$(B_x, B_y) = (6a_3xy, 3a_3(x^2 - y^2)) \quad (2.32)$$

となる。

$$B'' \equiv \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} = 6a_3 = \text{const.} \quad (2.33)$$

であるから、 B'' を用いて磁場を表すと

$$(B_x, B_y) = \left(B''xy, \frac{1}{2}B''(x^2 - y^2) \right) \quad (2.34)$$

となる。

2.1.5. 理想的なベータトロン振動

(2.15)で導かれたヒルの方程式 (Hill's equation) は適当な周期関数 $\beta(s)$ を用いて、

$$\begin{aligned}
x(s) &= \sqrt{\beta(s)\varepsilon_0} \cos(\psi(s) + \psi_0) \\
x'(s) &= -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\beta(s)}} \left[\alpha(s) \cos(\psi(s) + \psi_0) + \sin(\psi(s) + \psi_0) \right]
\end{aligned} \tag{2.35}$$

と書ける[27]。 $\psi(s)$ および $\beta(s)$ は微分方程式

$$\frac{d\psi(s)}{ds} = \frac{1}{\beta(s)} \tag{2.36}$$

及び

$$\frac{1}{2} \frac{d^2\beta(s)}{ds^2} + K(s)\beta(s) - \frac{1}{\beta(s)} \left(1 + \frac{1}{4} \left(\frac{d\beta}{ds} \right)^2 \right) = 0 \tag{2.37}$$

を満たす。 $\beta(s)$ は

$$\begin{aligned}
\alpha(s) &= -\frac{1}{2} \frac{d\beta(s)}{ds} \\
\gamma(s) &= \frac{1 + \alpha(s)^2}{\beta(s)}
\end{aligned} \tag{2.38}$$

と共に Twiss parameter と呼ばれる。

また、(2.15) の運動方程式は $s = s_0$ で初期条件 (x_0, x'_0) が与えられた時、トランスファー行列を用いて以下のように書ける。

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} [\cos \Delta\psi + \alpha_0 \sin \Delta\psi] & \sqrt{\beta_0 \beta_1} \sin \Delta\psi \\ \frac{1}{\sqrt{\beta_0 \beta_1}} [(\alpha_0 - \alpha_1) \cos \Delta\psi - (1 + \alpha_0 \alpha_1) \sin \Delta\psi] & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} [\cos \Delta\psi - \alpha_1 \sin \Delta\psi] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \tag{2.39}$$

ここで、 $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_0$ である。

非線形磁場を持つ電磁石が無い場合、入射ビームの蓄積リング内での運動は上記の行列を使って記述する事ができる。

2.1.6. 放射減衰

入射ビームのベータatron振動は、放射減衰によって時間とともに減衰する[28]。ベータatron振動の振幅が $1/e$ になる時間を放射減衰時間と呼ぶ。水平方向のベータatron振動の減衰時間 τ_x は、

$$\tau_x = \frac{2E_0 T_0}{U_0 J_x} \quad (2.40)$$

と表される。ここで、 E_0 は理想軌道の粒子が持つエネルギー、 T_0 はリングの周回時間、 U_0 は一周あたりに粒子が失うエネルギー、 J_x は減衰分配率である。垂直方向に関しては同様に求める事ができ、

$$\tau_y = \frac{2E_0 T_0}{U_0 J_y} \quad (2.41)$$

となる。ここで、

$$J_x = 1 - \frac{\oint \eta(1 - 2k\rho^2)/\rho^3 ds}{\oint 1/\rho^2 ds}, \quad J_y = 1$$

である。これにより、入射ビームはベータトロン振動を減衰させていき、最終的に蓄積リングに捕獲される事になる。

2.1.7. 規格化された位相空間と運動の不変量

式 (2.35) から運動の不変量を求める事ができ、

$$\begin{aligned} A^2 &= \frac{1}{\beta} \left[x^2 + (\alpha x + \beta x')^2 \right] \\ &= \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \end{aligned} \quad (2.42)$$

この A^2 をクーラン・シュナイダー不変量 (Courant-Snyder invariant) と言う [29]。ここで、

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{\sqrt{\beta}} \\ P &= \frac{\alpha x + \beta x'}{\sqrt{\beta}} \end{aligned} \quad (2.43)$$

とおくと、式 (2.42) は以下の様に変形でき、

$$\begin{aligned} A^2 &= \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\beta}} \right)^2 + \left(\frac{(\alpha x + \beta x')}{\sqrt{\beta}} \right)^2 \right] \\ &= X^2 + P^2 \end{aligned} \quad (2.44)$$

X - P 空間で運動を考えると、加速器内での電子の運動は、振幅 A を持った円運動と考える事ができ、非常に見通しが良くなる。この X - P 空間を今後は「規格化された位相空間」と呼ぶ事にする。

2.2. 電子ビームの入射

2.2.1. 電子蓄積リングにおける一般的な電子ビーム入射システム

一般的な電子蓄積リングにおける入射器は、図 2 に示す様に線形加速器とブースターシンクロトロン（もしくは線形加速器のみ）からなっている。入射器の役目は、電子のエネルギーが蓄積リングに貯めるエネルギーに到達するまで電子を加速することであり、加速が完了した電子ビームは蓄積リングに打ち込まれることになる。線形加速器は、直線上に並べた高周波加速空洞を使って、電子銃から発生した電子を加速する装置である。単位長さ当たりの加速勾配には技術的な限界値が存在するため、シンクロトロン放射によるエネルギーロスを極端に嫌う高エネルギーの衝突実験、もしくは、ブースターシンクロトロンの平衡エミッタンスが線形加速器のビームのエミッタンスよりも大きく、それが非常に重要になる場合を除いては線形加速器のみ構成されることは少ない。ある程度線形加速器で加速した段階でブースターシンクロトロンに加速を譲り渡すのが一般的である。もちろん、線形加速器に十分な加速性能がある場合は、ブースターシンクロトロンを使わない場合もある。ブースターシンクロトロンは円形の蓄積型の加速装置で、電子を蓄積リングが必要とするエネルギーにまで加速する装置である。蓄積リングとの大きな違いはリングが持つビームの性能だけである。入射ビームの 6 次元位相空間での広がりを最終的に決定するのが入射器であるため、近年放射光源用のブースターシンクロトロンの性能は上がる傾向にある。

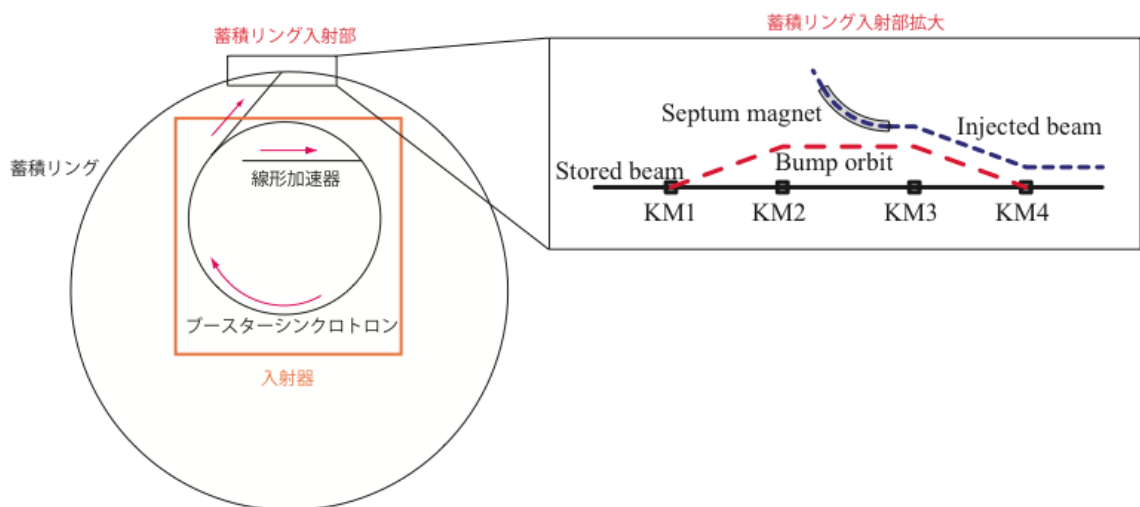


図 2：加速器の入射システム

この入射器を使って蓄積リングに電子ビームを打ち込む事を“ビーム入射”と呼ぶ。ビーム入射の際には、既に蓄積されたビームに影響を及ぼさないようにして新たな入射ビームを蓄積リング内に捕獲するためのシステムが必要になる。図 2 に示すように、一般的には、セプタム電磁石と呼ばれるパルス電磁石を使い、入射ビームが蓄積ビームの軌道の周りで適度な振幅を持った振動を起こすような角度を作ってやる。また、キッカー電磁石を使ってバンパ軌道を作ってやる必要もある。バンパ軌道の必要性については、次節で位相空間内での入射ビームの軌道を使って説明する。入射ビームの軌道と蓄積ビームのバンパ軌道の差に相当する入射時のベータatron振動の振幅は、最終的に 2.1.6 章で示した放射減衰によって数ミリ秒程度の内に半減し、結果として入射ビームは蓄積リング内に捕獲されることになる。このセプタム電磁石及びキッカーで構成されるパルス電磁石の集合体が蓄積リングの入射システムであり、今回パルス 6 極電磁石を使ったシステムを導入しようとしている部分である。

では、どのようなシステムが入射部に必要になるかを、規格化された位相空間を使ってもう少し詳細に考えてみる。図 3 は規格化された位相空間である。 x 軸は蓄積リングの理想軌道を含む面上にあり、理想軌道上を $x=0$ としており外側に向かって正の値を取る。 x' は、理想軌道平行な方向を $x'=0$ としておりこれも外側に向かって正の値を取る。入射ビームがセプタム出口で持つ座標 (x_0, x'_0) は、セプタム電磁石を含む入射路を調節することで決定することが出来る。したがって、 $X-P$ 空間上での入射ビームの初期位置 (図 3 の入射点) は入射路のパラメタによって決まる。放射減衰によって入射ビームの振幅が $1/e$ になるためには、1 万周程度の周回が必要である。したがって、入射後数ターンのお話をする場合には、振幅 A は保存量と考えてよい。入射ビームに対してパル的な特別な力を与えない限り、入射ビームは入射振幅 A が一定のまま $X-P$ の位相空間上を周回することになり、数周する内にセプタム電磁石の壁に衝突してしまう。セプタム電磁石の壁との衝突に要するターン数は図 4 に示すように、蓄積リングのオペレーションチューンに依存する。入射ビームとセプタム電磁石との衝突を避けるためには、入射の振幅を図 3 の内側の円のようにセプタム電磁石の壁より小さくする必要がある。一旦セプタム電磁石の壁に当たらない振幅となった入射ビームは、放射減衰により蓄積リングに捕獲されることになる。ここまでの議論は、セプタム電磁石が蓄積リングの物理的な口径を決めていると仮定しており、仮にその他の部分がそれを制限する場合には、セプタム電磁石の

代わりにその部分に当たらないように入射ビームの振幅を小さくしてやる必要がある。この入射ビームの振幅を小さくする為の仕組みを提供しているのが入射システムである。

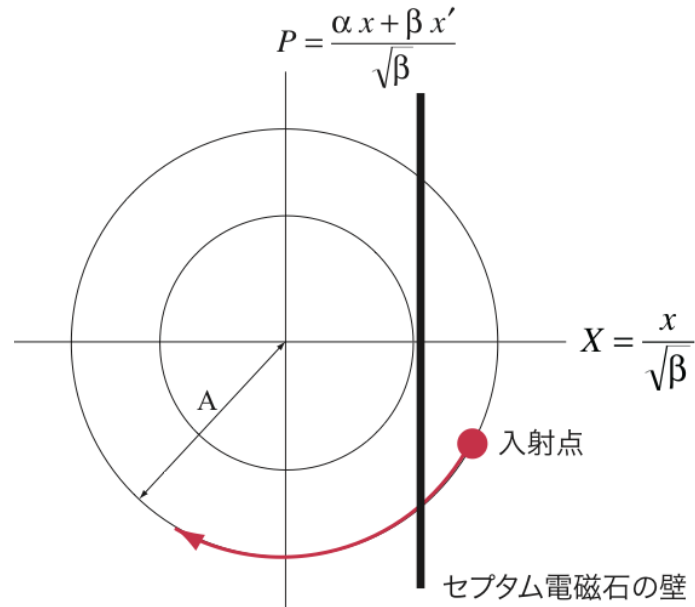


図 3：規格化位相空間における入射ビームの軌道とセプタム電磁石の壁の関係。

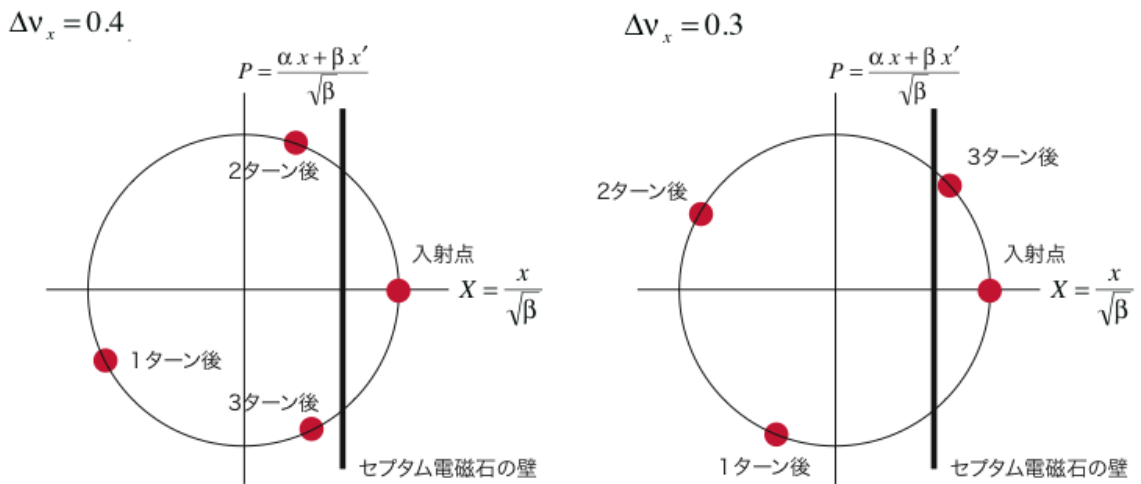


図 4：蓄積リングの運転チューンの少数部 (Δv_x) が 0.4 (左図) と 0.3 (右図) の場合に、周回して来た入射ビームが位相空間上でどこに来るかをそれぞれ示している。参照している場所はセプタムの出口。

2.2.2. バンプ軌道を使ったビーム入射システム

入射ビームの振幅を小さくするために、電子蓄積リングでは一般的に図 5 に示すようなバンプ軌道を用いた入射方法を用いている。バンプ軌道が無い場合、入射ビームは図中の理想軌道から入射ビームの軌道までの距離 A の大きさの振幅を持つ。それに対して、バンプ軌道を作る事によって蓄積ビームの軌道をセプタム電磁石の壁に近づけてやると、入射ビームはあたかも振幅 B の大きさしか持たないように振る舞うことが出来る。最後はバンプを閉じる事で、入射ビームは規格化位相空間上でセプタム電磁石の壁の内側を回るように振幅を小さくすることができる。

しかし、この方法では入射に行くにあたり 4 台のキッカー電磁石（図 5 の K1～K4）が同じタイミングで同じ蹴り角を発生させるという事を仮定している。もしそれができなければ、図 6 に示すように、バンプ軌道はきれいに閉じることができず、蓄積ビームは振動を始めることになる。例えば PF リングの場合、 0.1 mrad の蹴りが生じると、半幅で約 1 mm の振幅の蓄積ビーム振動が発生することになる。

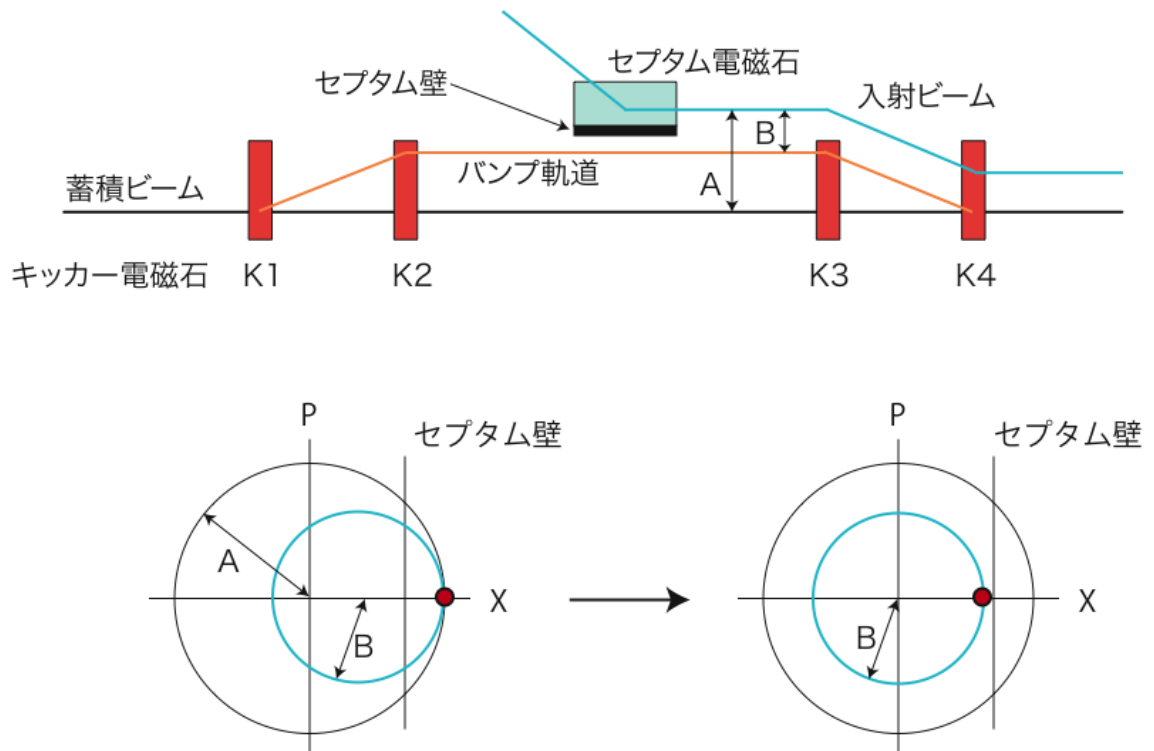


図 5：電子蓄積リングで通常用いられる、バンプ軌道を用いた電子ビーム入射方式。

これらのキッカー電磁石の同期問題は、複数台のパルス電磁石を使っている限り不可避であり、入射時の蓄積ビームの振動を抑えるためには、基本的に4台の電磁石の同期を高める必要がある。だが、これには技術的にも限界がありどこまでも小さくできるものではない。

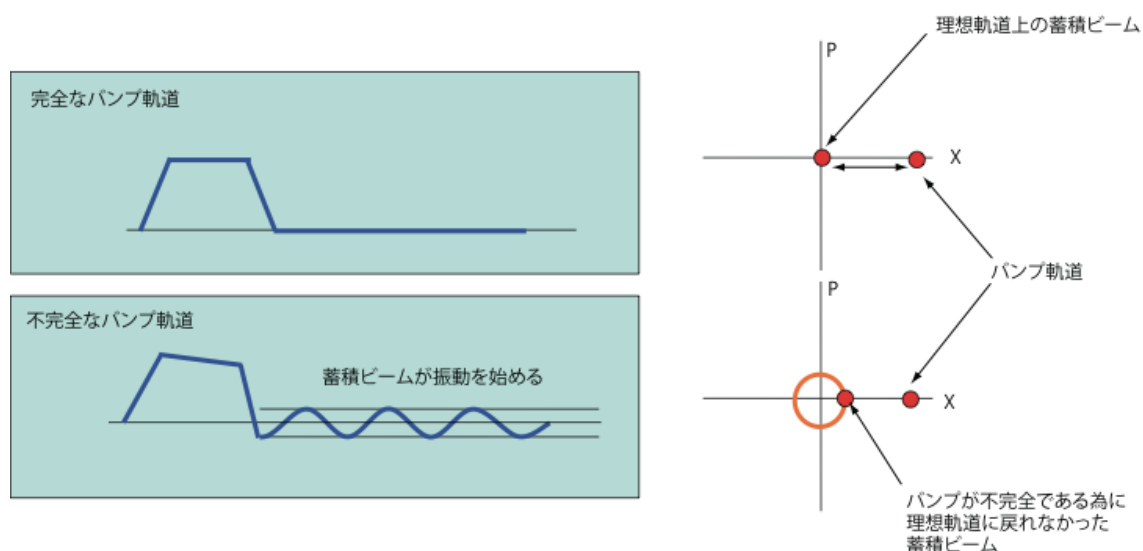


図 6：バンプが閉じなかった場合の蓄積ビームの振動。

2.3. PF リングにおける電子ビーム入射システム

Photon Factory 光源リング (PF リング) は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある[30]。PF リングは蓄積エネルギーが 2.5 GeV の電子蓄積型リングである。ブースターシンクロトロンを持たず、線形加速器から 2.5 GeV の電子を直接入射する方式をとっている。入射に使用している線形加速器は、PF リングの専用ではなく、図 7 に示すように KEK B ファクトリーの 2 本のリング (HER 及び LER) と PF-AR の計 4 本の蓄積リングに対して異なるエネルギーの電子を振り分けて供給している。以下に線形加速器、ビーム輸送路および PF リングについて説明する。

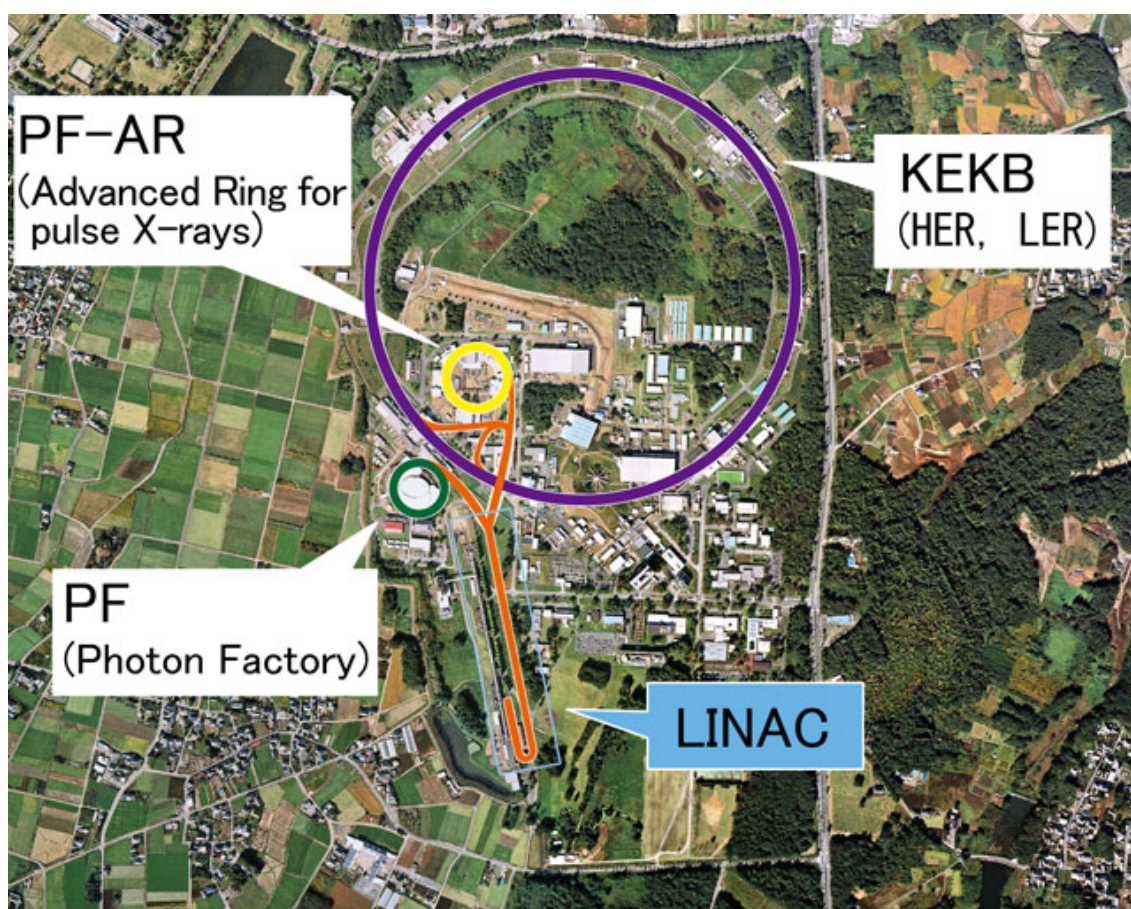


図 7 : KEK の線形加速器とそれが電子（及び陽電子）を供給している蓄積リング。

2.3.1. 線形加速器

KEK 線形加速器は、全長 600m で、図 8 に示すように J 型のアーク部を持つ形状をしている[31]。電子は最大 8 GeV、陽電子は 3.5 GeV まで加速できる。PF への入射には電子を 2.5 GeV まで加速し、図 8 のスイッチヤードで“PF”と示された方向へ振り分けて射出する。KEK 線形加速器は 50 Hz で 4 つの蓄積リングに対して入射ビームを送り出している。50 Hz の各バンチは任意のエネルギーの電子または陽電子及び射出先を選択する事ができ、PF に対しては最大 25 Hz で入射を行っている[32][33]。表 1 に KEK 線形加速器が各加速器に対して送り出す粒子のパラメタを示す。

表 1 : KEK 線形加速器のビームパラメータ

Beam mode	KEKB HER	KEKB LER	PF	PF-AR
Beam energy	8 GeV e-	3.5 GeV e+	2.5 GeV e-	3 GeV e-
Number of bunches	2	2	1	3-4
Bunch charge	1 nC	1 nC	0.1 nC	0.2 nC
Maximum beam repetition	50 Hz	50 Hz <td 25 Hz	25 Hz	

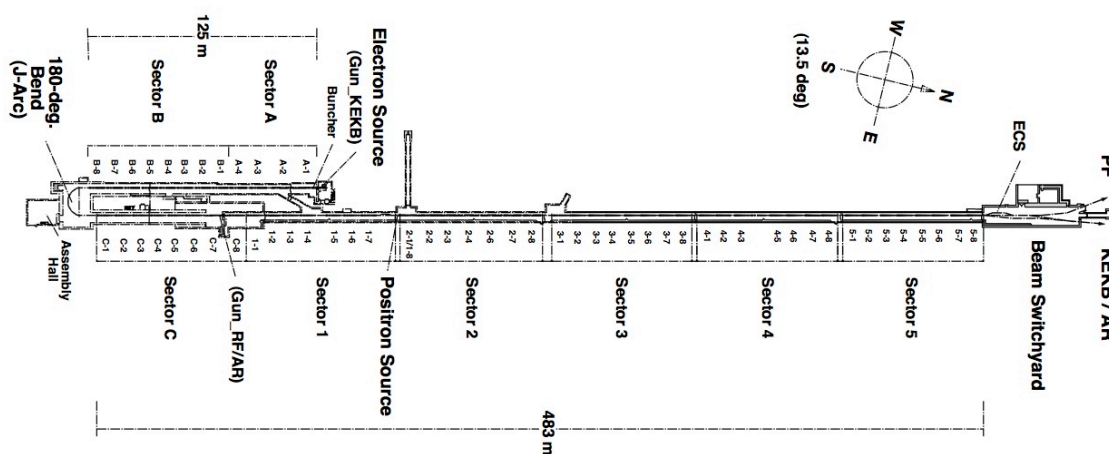
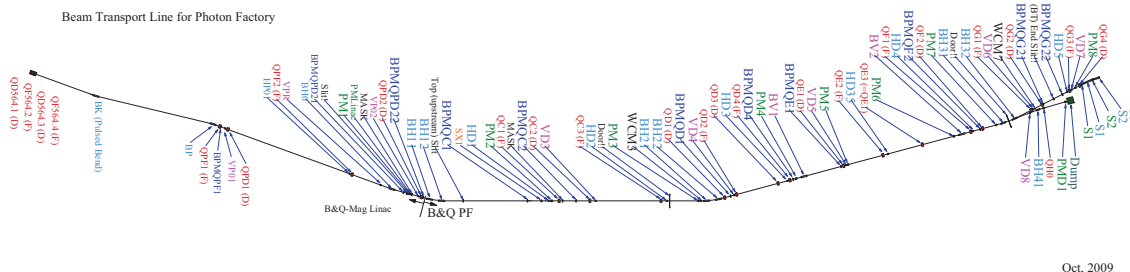


図 8 : KEK 線形加速器

2.3.2. ビーム輸送路

KEKB との振り分け用パルス偏向電磁石以降が PF リングへの専用ビーム輸送路となっている[34]。ビーム輸送路のマグネット配置は図 9 のようになっている。ビーム輸送路のオプティクスは図 10 の様になっている。



Oct, 2009

図 9 : ビーム輸送路の電磁石配置。左方向が上流で右端の S の記号がついているのが PF リングのセプタム電磁石である。

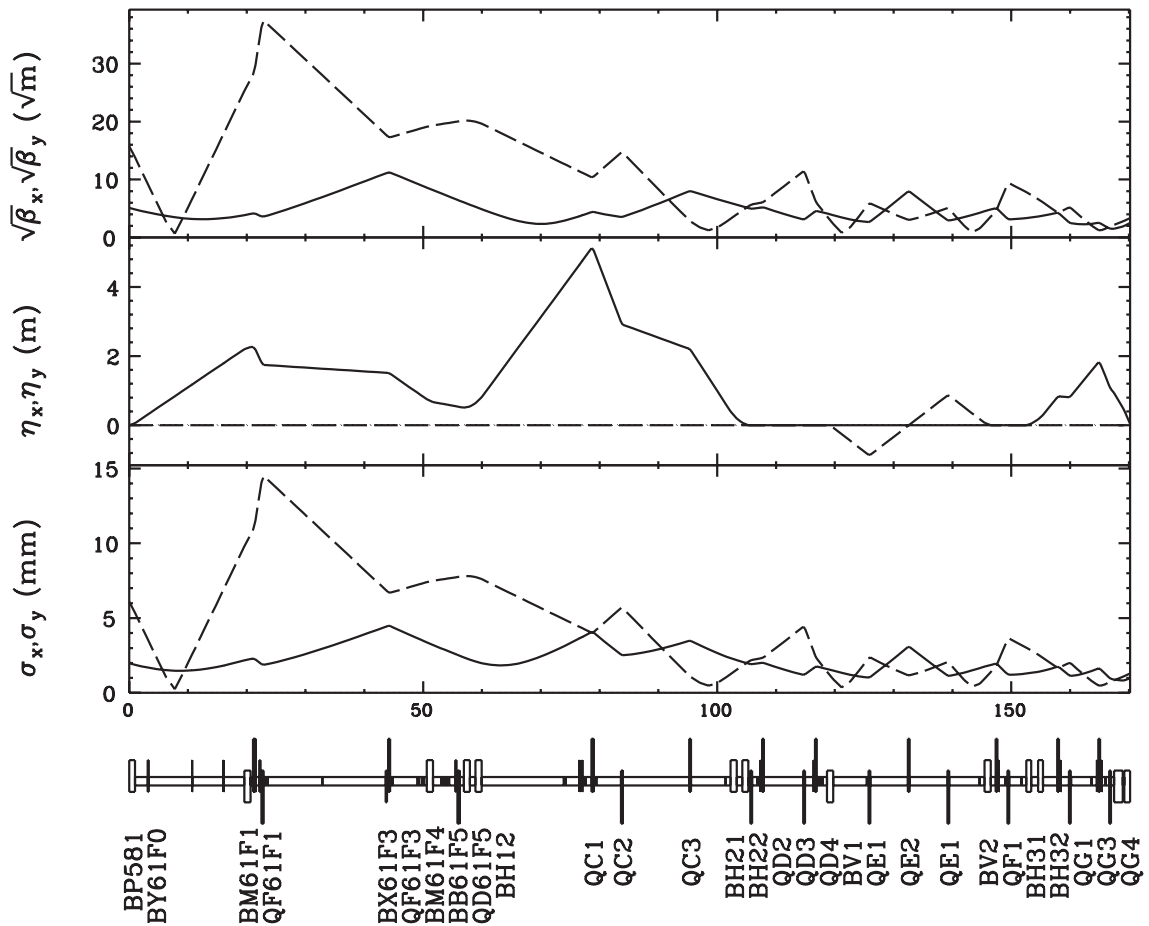


図 10 : ビームトランスポートのオプティクス。右が上流、左が下流。

2.3.3. 蓄積リング

PF リングは、1981 年に建設された放射光専用の電子蓄積リングである[35]。エネルギーは 2.5 GeV、周長は 187 m、2005 年の直線部増強以降のエミッタンスは 35 nm rad である。表 2 に PF リングの基本パラメタを示す。図 11 は PF リングの電磁石の配置である。入射は KEK 線形加速器からの 2.5 GeV の電子を直接入射し蓄積している。27 番の長直線部に入射部があり、4 台のキッカー電磁石でバンブ軌道を作って入射を行っている。入射の繰り返しは最大 25Hz である。

表 2 : PF リングの基本パラメタ

エネルギー	E [GeV]	2.5 (3.0)
周長	C [m]	187.074
エミッタンス	ε_0 [nm rad]	35.4
エネルギー広がり	σ_E/E	7.29E-4
Momentum compaction	α	6.56E-3
ベータトロンチューン		
水平方向	ν_x	9.6
垂直方向	ν_y	5.3
色収差		
水平方向	ξ_x	-13.4
垂直方向	ξ_y	-15.8
1 周のエネルギー損失	U_0 [keV/rev.]	399.1
放射減衰時間		
水平方向	τ_x [msec]	7.8
垂直方向	τ_y [msec]	7.8
縦方向	τ_z [msec]	3.9
周回周波数	f_{rev} [MHz]	1.6
RF 周波数	f_{rf} [MHz]	5001
Harmonic 数	h	312
RF 電圧	V_{rf} [MV]	1.7
シンクロトロンチューン	ν_s	-0.015
バンチ長	σ_z [mm]	9.7
RF バケット高	$(\Delta E/E)_{\text{RF}}$ [%]	1.180

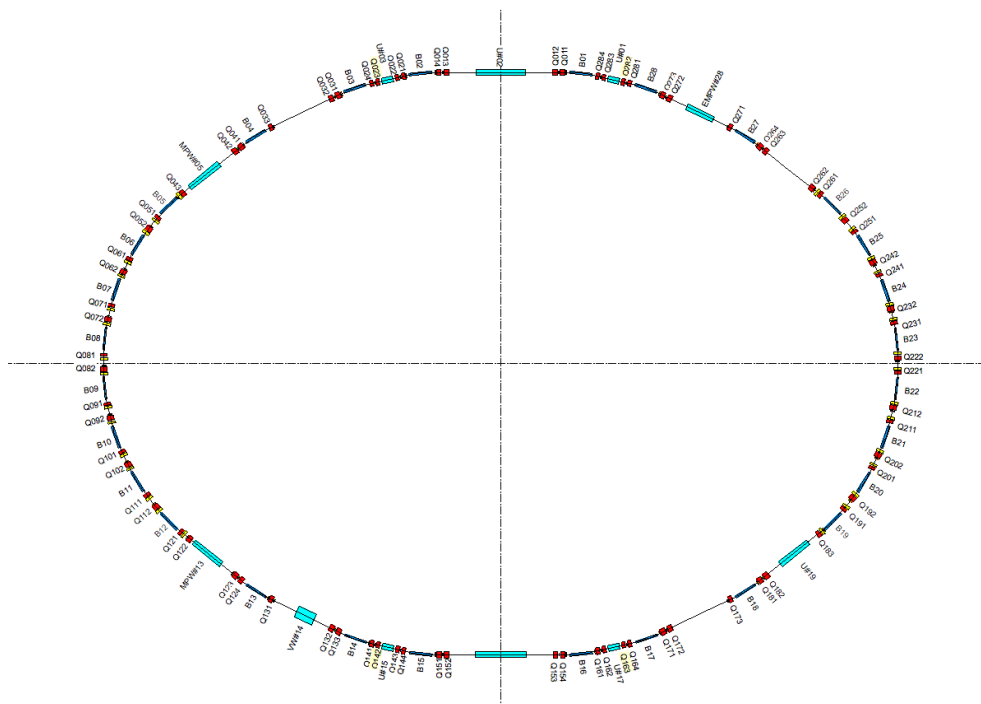


図 11 : PF リングの電磁石配置。

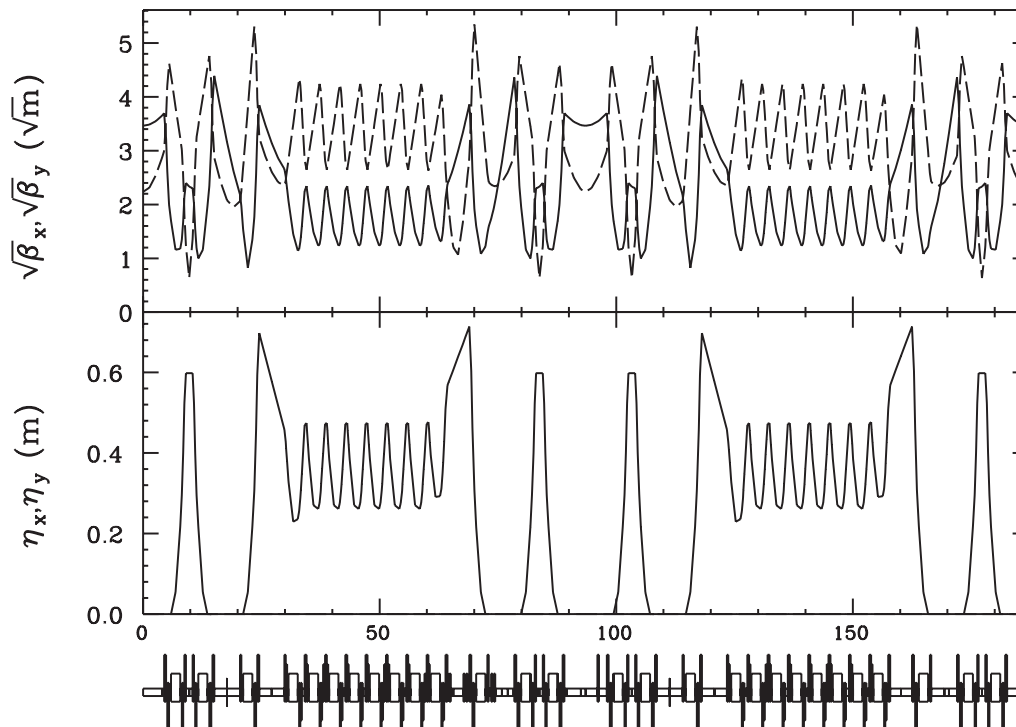


図 12 : PF リング 1 周のオプティクス。上図はベータatron関数の平方根。実線が水平方向で破線が垂直方向。下図は水平方向の分散関数。垂直方向には分散関数を持たない。

3. パルス 6 極電磁石を用いた入射

3.1. パルス 6 極電磁石を用いた入射の原理

通常のパルス軌道を用いた電子ビーム入射 (2.2.2 節参照) においては、入射時の蓄積ビームの振動の原因として、複数台のキッカー電磁石の同期及びその磁場の強さの同一性が問題となっていた。しかしながら、パルス 6 極電磁石を用いた入射では入射用のパルス電磁石を 1 台しか用いないため、同期及び同一性が問題になることはない。しかも、必要となるパルス電磁石の台数が 4 台から 1 台になるため、コスト及び蓄積リング内におけるスペースの削減ができることとなる。

3.1.1. 入射ビームの振る舞い

まずは、パルス 6 極電磁石入射における入射ビームの振る舞いについて考える。図 13 に示すように、上方からやって来た入射ビームは、セプタム電磁石を通過後、位相 ψ だけ進んだ場所に設置したパルス 6 極電磁石によって蹴りを受ける。パルス 6 極電磁石によって蹴られた入射ビームは、セプタム壁の内側を回る振幅を持つ軌道を持つことになる。

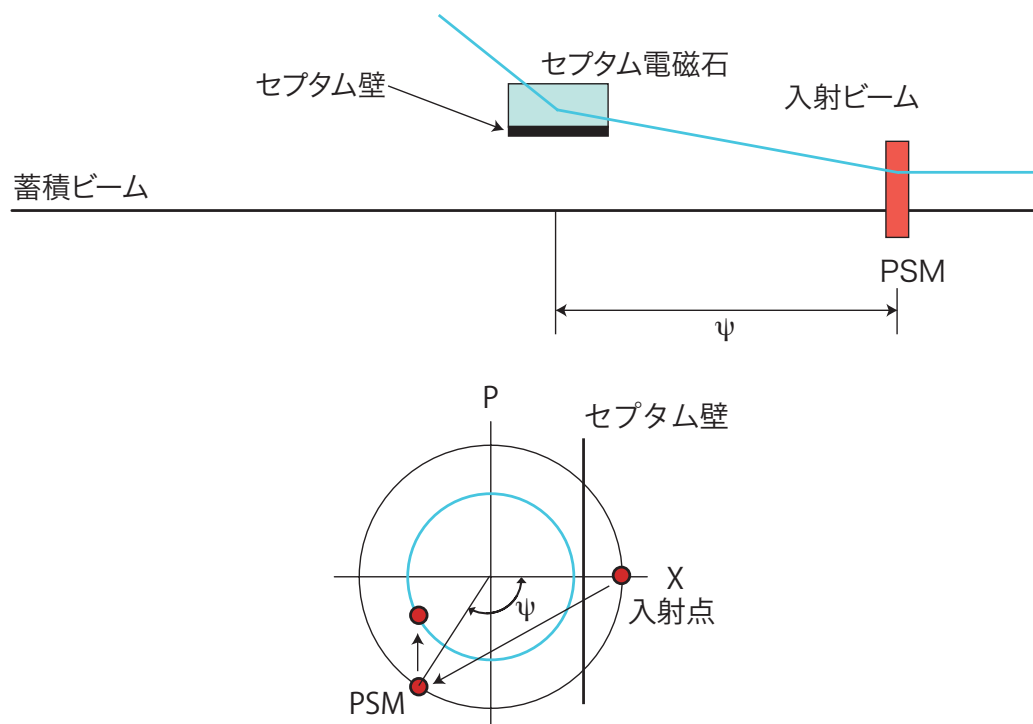


図 13 : パルス 6 極電磁石(PSM)による入射原理。下図は規格化された位相空間でのパルス 6 極電磁石入射。

入射ビームの振る舞いについて、図 14 に示す規格化位相空間 (2.1.7 章参照) を使って考えてみる。入射点 (セプタム電磁石出口) における入射ビームの座標を (X_0, P_0) とすると、入射ビームが持つ入射振動の不変量 (Courant-Snyder invariant) は、

$$W_{inj} = A_{inj}^2 = X_0^2 + P_0^2 \quad (3.1)$$

となる。ここで、 A_{inj} は入射ビームが理想軌道との間で振動する際の振幅を表しており、今後はこれを入射ビームの振幅と定義する。 A_{inj} は 2.1.7 節で述べた様にビーム振動の保存量である。放射減衰によって A_{inj} が初期の値の $1/e$ になるのに要する時間は、ビームが蓄積リングを 1 万周のオーダーで周回した後である。したがって、ビーム入射の初期の数周においては、 A_{inj} は一定であると考えてよい。また、話を簡単にするために、非線形磁場の影響を考慮しないことにし、入射ビームは規格化位相空間内で円形運動をするものとする。

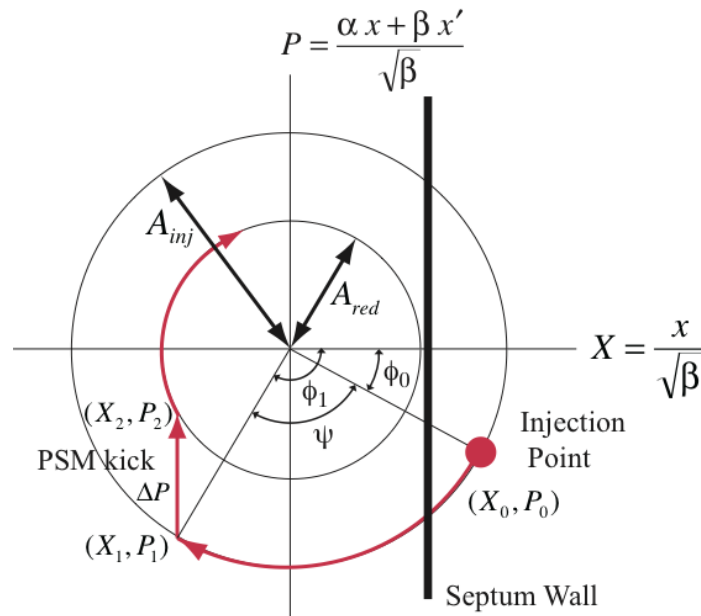


図 14 : 規格化された位相空間内での入射ビームの振る舞い。

入射点における入射ビームの座標 (X_0, P_0) は、位相 ϕ を用いて次の様にも書く事ができる。

$$\begin{aligned} X_0 &= A_{inj} \cos \phi_0 \\ P_0 &= A_{inj} \sin \phi_0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

同様にして、パルス 6 極電磁石の位置における入射ビームの座標を (X_1, P_1) 、とすると、

$$\begin{aligned} X_1 &= A_{inj} \cos \phi_1 \\ P_1 &= A_{inj} \sin \phi_1 \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる。パルス 6 極電磁石は薄肉近似を用いる。 ϕ_1 はパルス 6 極電磁石の設置位置での位相であり、入射点 (X_0, P_0) からパルス 6 極電磁石の設置位置である (X_1, P_1) までの位相の進みを ψ とするとその関係は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \psi &= \phi_1 - \phi_0 \\ &= \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\beta(s)} ds \end{aligned} \quad (3.4)$$

入射ビームに対して何も行わずにいると、蓄積リングを周回して入射点に戻って来た入射ビームは、数周するうちにセプタム電磁石の壁に当たってしまう (図 4 参照)。セプタム電磁石の壁に当たらないようにするためには、図 14 に示すように、どこかで入射ビームを蹴って振幅 A_{inj} をセプタム電磁石の壁の内側より小さくする必要がある。小さくなった振幅を A_{red} (reduced amplitude) とすると、

$$A_{red}^2 = X_2^2 + P_2^2 \quad (3.5)$$

となる。ここで (X_2, P_2) はパルス 6 極電磁石によって蹴った直後の入射ビームの座標である。

パルス 6 極電磁石の実際の蹴り角を θ [rad] とすると、

$$\theta = -\frac{1}{2} K_2 x_1^2 = -\frac{1}{2} K_2 \beta_1 X_1^2 \quad (3.6)$$

となる。また、

$$K_2 = \frac{B' \ell}{B \rho} \quad (3.7)$$

である。ここで、水平方向へ収束する 6 極電磁石は正の K_2 の値を取る。また、正の蹴り角 θ は蓄積リングの外側への蹴り角を表す。6 極電磁石を薄肉近似すると実空間上で $x_2 = x_1$ となるため、

$$\begin{aligned}
X_2 &= \frac{x_1}{\sqrt{\beta_1}} = X_1 \\
P_2 &= \frac{\alpha_1 x_1 + \beta_1(x_1' + \theta)}{\sqrt{\beta_1}} \\
&= P_1 + \sqrt{\beta_1} \theta \\
&= P_1 + \Delta P
\end{aligned} \tag{3.8}$$

となる。ここで、 β_1 および α_1 は (X_1, P_1) における Twiss パラメタである。 $x_2 = x_1$ であるため、2点における Twiss パラメタは同じ値となる。式 (3.6)と式 (3.8)から

$$\Delta P = -\frac{1}{2} K_2 \beta_1^{\frac{3}{2}} X_1^2 \tag{3.9}$$

となる。

一方、 ΔP は幾何学的な関係を使って次式のように表す事ができる。無駄に強く蹴る必要はないので、パルス6極電磁石による蹴りの前後で入射ビームは位相空間上の同じ象限に留まる。すなわち、図 14 においてはパルス6極電磁石によって (X_2, P_2) が第2象限まで蹴られる事はない。したがって、

$$\begin{aligned}
|\Delta P| &= |P_1| - |P_2| = A_{inj} |\sin \phi_1| - \sqrt{A_{red}^2 - X_2^2} \\
&= A_{inj} |\sin \phi_1| - \sqrt{A_{red}^2 - A_{inj}^2 \cos^2 \phi_1}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

ここでも $X_2 = X_1$ の関係を使用した。

また、パルス6極電磁石による入射ビームの蹴りの方向は規格化位相空間内でP軸に平行となることから、 A_{inj} を A_{red} まで小さくするには、パルス6極電磁石を設置した場所における入射ビームが持つ振幅が以下の関係を満たす必要がある。

$$|X_1| < A_{red} \tag{3.11}$$

また、この条件が満たされる時は、式 (3.10)の平方根内は常に正の値を取る事が保証される。

式 (3.9)と式 (3.10)を使うと、パルス6極電磁石の強さ K_2 は以下の様に決まる。

$$|K_2| = \frac{2(A_{inj} |\sin \phi_1| - \sqrt{A_{red}^2 - A_{inj}^2 \cos^2 \phi_1})}{\beta_1^{3/2} A_{inj}^2 \cos^2 \phi_1} \quad (3.12)$$

この式からわかるように、 K_2 の値を小さくするためには、パルス6極電磁石を設置する場所におけるベータatron関数が大きな値を取る方が良く、また、式(3.11)を満たす範囲でなるべく $\cos \phi_1$ が大きな値をとる方が良い。すなわち、パルス6極電磁石の位置において、入射ビームは中心から $\pm A_{red}$ になる辺りに来るのが良いことがわかる。

3.1.2. 蓄積ビームの振る舞い

今まではパルス6極電磁石入射時の入射ビームの振舞いについて述べてきたが、次に蓄積ビームの振る舞いについて考える。蓄積ビームは放射光の光源であり、光を使った実験をするユーザーの立場に立てば、入射時に蓄積ビームが振動しない事は非常に重要である。磁極中心を原点とした時、水平垂直方向の座標を(x, y)とすると、6極電磁石は以下のような磁場を持つ。

$$\begin{aligned} B_x &= B''xy \\ B_y &= B''(x^2 - y^2) \end{aligned} \quad (3.13)$$

入射に必要なのは垂直方向の磁場であり、中心からの距離の2乗に比例する放物線状になる。従って、常にパルス6極電磁石の磁場中心を通るように制御された蓄積ビームは、ビームの広がり小さければ、磁場の影響は非常に小さなものとなる。現実問題として、有限のビームサイズに対してどのような影響があるかは、次の節でパルス4極電磁石と比較して述べる。

3.2. パルス4極電磁石との違い

同様の入射原理を持つ入射システムの実験として、2004年にPF-ARにおいてパルス4極電磁石(PQM: Pulsed Quadrupole Magnet)による入射実験が行われている[22]。パルス6極電磁石を用いた入射との違いは、入射ビームに対して4極磁場を使用している点である。4極磁場は、

$$B_y = B'x \quad (3.14)$$

のように、中心からの距離に比例する磁場を持っている。したがって、パルス4極電磁石の設置位置で、中心から十分離れた位置に入射ビームが来る様にす

ると、蓄積ビームに対しては殆ど影響を与えず、入射ビームだけを蹴る事ができ入射が可能となる。

図 15 はパルス 4 極電磁石を用いた入射時に、蓄積ビームのビームプロファイルを PF-AR に設置した高速ゲートカメラを使って測定した結果である。PF-AR の NW5 の偏向電磁石下流に設置した光ポートからの放射光を取り出し、蓄積ビームの周回に同期した入射トリガを使って特定のターンのビームプロファイルを高速ゲートカメラで測定したものである[36]。図 15 は、横軸が蓄積ビームの垂直方向の軸、縦軸が蓄積ビームの水平方向の軸となっており、それを周回ごとに横軸方向に並べてある。バンプ軌道を使った入射時には蓄積ビームが非常に大きく振動しているのが図からわかる。一方、パルス 4 極電磁石を使った入射では、バンプ軌道を使った入射に比べて水平方向の蓄積ビームの振動が非常に小さくなっている。しかしながら、PQM のビームプロファイルでは、ビームサイズが水平垂直方向で変動する“瞬き”が確認できる。これは、蓄積ビームがパルス 4 極電磁石の 4 極磁場を感じて 4 極振動をしているためである。

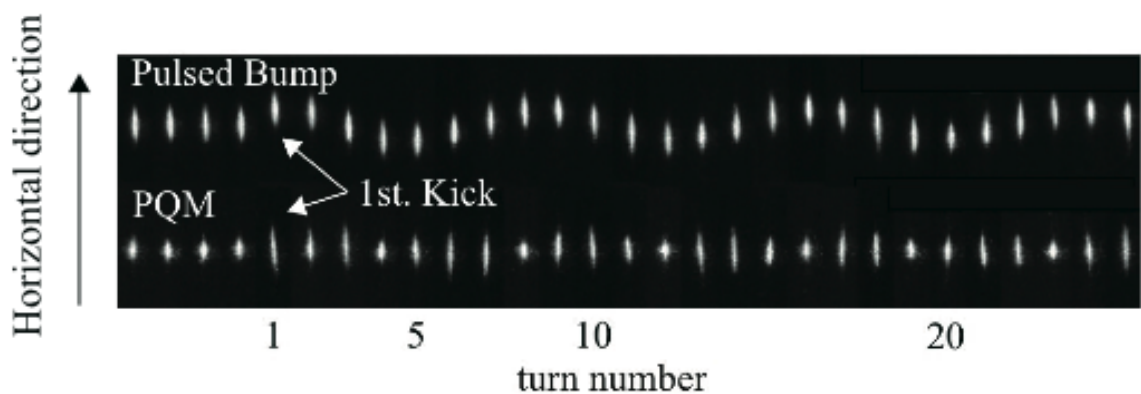


図 15：入射直後の蓄積ビームのビーム形状。図中 1st kick とあるのが入射が行われたタイミング。

ここで、パルス 4 極電磁石とパルス 6 極電磁石による入射がどのように違っているのかを考える。磁場中心から x 水平方向に離れた点における垂直方向の 4 極磁場および 6 極磁場は以下のようなになる。

$$\begin{aligned}
 B_{y,quad} &= B'_{quad} x \\
 B_{y,sext} &= \frac{1}{2} B''_{sext} x^2
 \end{aligned}
 \tag{3.15}$$

ここで、図 16 に示すように、パルス多極電磁石内で入射ビームが通過する点 x_1 で 4 極磁場と 6 極磁場の強さが等しいとすると、

$$B'_{quad} x_1 = \frac{1}{2} B''_{sext} x_1^2
 \tag{3.16}$$

となる。この条件で中心から Δx の地点における両パルス電磁石の磁場の強さの比は以下ようになる。

$$\frac{B_{y,sext}(\Delta x)}{B_{y,quad}(\Delta x)} = \frac{\frac{1}{2} B''_{sext} \Delta x^2}{B'_{quad} \Delta x} = \frac{\Delta x}{x_1}
 \tag{3.17}$$

また、磁場の傾きも同様に小さくなる。

$$\frac{B'_{y,sext}(\Delta x)}{B'_{y,quad}(\Delta x)} = \frac{B''_{sext} \Delta x}{B'_{quad}} = \frac{2\Delta x}{x_1}
 \tag{3.18}$$

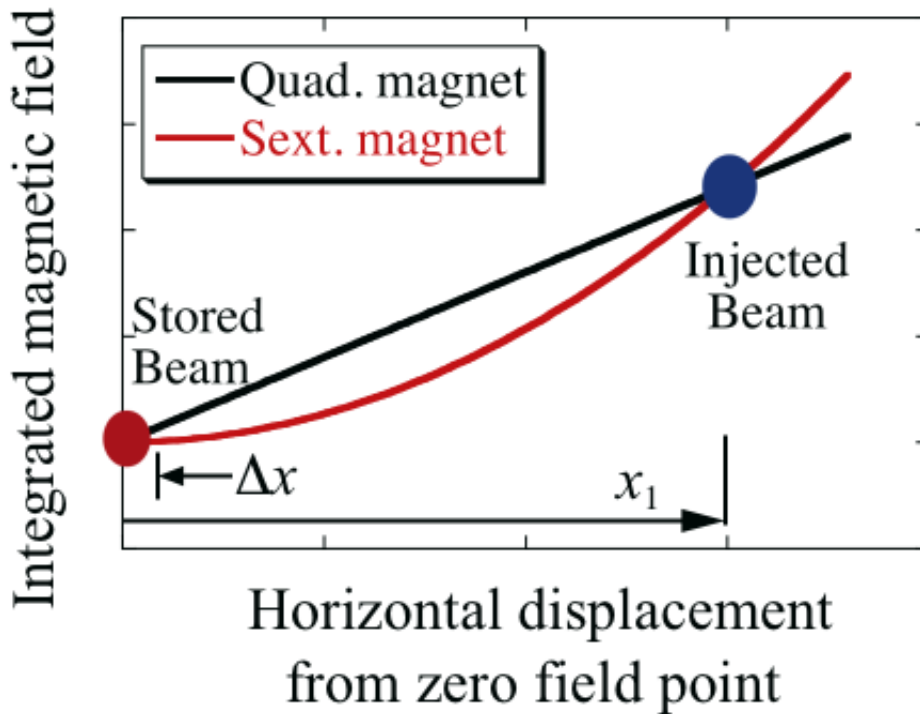


図 16 : 入射ビームに対して同じ磁場を出した時の 4 極磁場と 6 極磁場の違い。

PF リングにおいては $x_1 \sim 15\text{mm}$ 程度であり、 Δx をビームサイズ程度の大きさとして見てみると数百 μm であるから、蓄積ビームが感じるパルス 6 極電磁石の磁場の強さは、パルス 4 極電磁石に比べて数十分の 1 程度の磁場となり、蓄積ビームに対する影響が非常に小さくなることが予想される。

4. パルス 6 極電磁石を用いた電子ビーム入射システムの設計

4.1. PF リングの入射パラメタ

PF リングは、蓄積エネルギーが 2.5 GeV の放射光専用の電子蓄積リングであり、KEK 線形加速器からの 2.5 GeV の電子ビームを入射する（基本パラメタについては 2.3.3 参照）。通常の入射は 4 台のキッカーを使ってバンプを作り入射を行っている[37]。入射ビームはセプタム電磁石の出口で蓄積リングの理想軌道から 27 mm 外側に来る（図 17 参照）。セプタム電磁石出口での Twiss パラメタは図 20 に示すように、 $\beta = 11.2 \text{ m}$ 、 $\alpha = -1.2$ である。入射ビームの蓄積リングへの入射角（外側が正の値）を 2.5 mrad とすると、式 (3.1) に示される Courant-Snyder 不変量は $A_{inj}^2 = 67 \text{ mm mrad}$ となる。蓄積リングの水平方向の物理口径はセプタム電磁石の内側の壁でリミットされている。従って、入射ビームが持つ振幅をこの値以下にしないと入射ビームはセプタムの内側の壁に当たって失われる事になる。入射ビームのサイズ、及び軌道の誤差等を考慮に入れ、セプタム電磁石の位置で壁の内側から水平方向に 5 mm の余裕を持たせると、必要となるパルス 6 極電磁石による蹴りを受けた後の振幅は、 $A_{red}^2 = 20 \text{ mm mrad}$ となる。今後はこの値をパルス 6 極電磁石の蹴りの強さの目標とする。

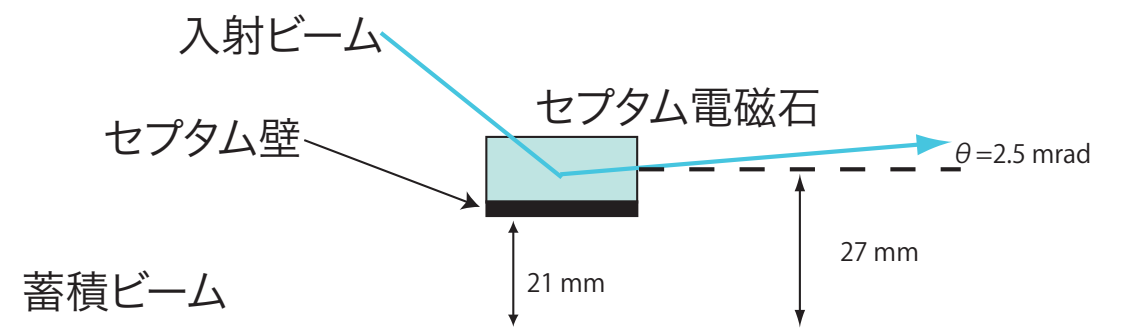


図 17 : PF リング入射部。

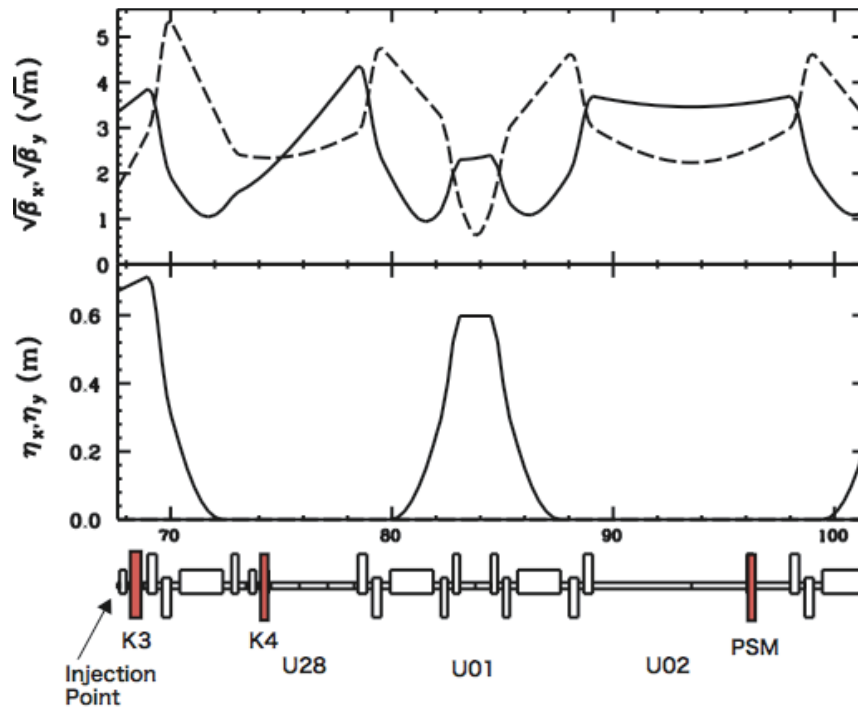


図 18: 入射点でのベータatron関数と分散関数。左端の入射点がセプタム電磁石出口である。

4.2. 設置場所の最適化

PF リングは現時点でユーザーに放射光を供給する運転状態にある蓄積リングである。したがって、試験段階のパルス6極電磁石のために他の電磁石を移動してスペースを確保するという大規模なラティス変更はできない。そこで、パルス6極電磁石の設置場所としては、入射点の近傍で、かつ、1 m 以上のスペースを確保可能な直線部を選び、その中から最適設置場所を選ぶという方法を取った。選ばれた6箇所の候補地点は図 19 に示す通りであり、それぞれ挿入光源用の長直線部の上下流、もしくはモニタが設置してある場所である。これら6カ所について、入射点に近い所から下流に向けて PSM01 から PSM06 までの通し番号を振り、その中でどこが最適かを調べた。最適かどうかは、それぞれの候補地で式 (3.12) を使って K_2 の値を出し、その値が電磁石製作に現実的な値を取る場所を探した。計算に当たっては、入射ビームの重心運動のみを考慮して1粒子モデルを使ってシミュレーションを行った。計算には KEK の加速器グループが開発した SAD コード[38]を利用した。候補である6カ所でのベータatron関数と位相値はそれぞれ表 3 に示す通りである。

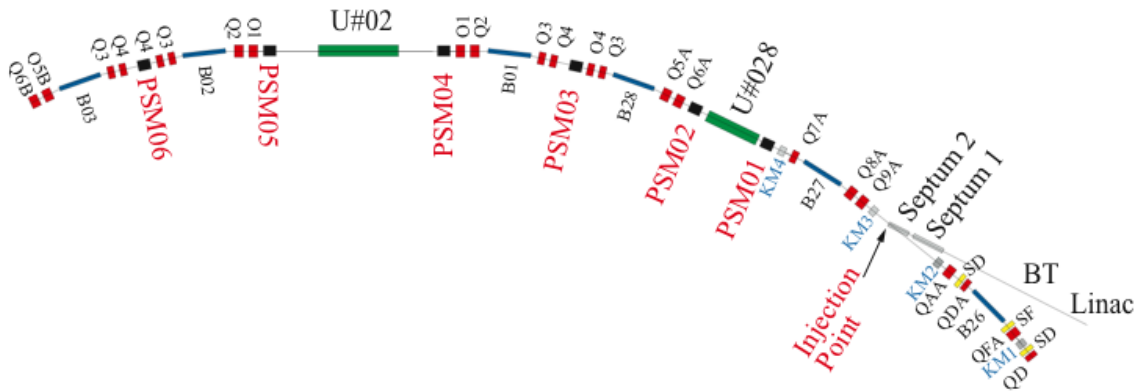


図 19 : PF リングの入射点付近の電磁石の配置図。入射点から下流に向かって PSM01~PSM06 (赤字) を PSM 設置の候補とした。

表 3 : パルス 6 極電磁石設置候補地での水平方向のベータトロン関数と位相。

場所	ベータトロン関数 [m]	位相 [m]
PSM01	4.51	158.9
PSM02	12.45	179.0
PSM03	5.30	313.5
PSM04	12.66	100.2+360
PSM05	12.66	118.1+360
PSM06	5.43	241.6+360

前節で説明した様に、入射点での入射ビームの入射角を 2.5 mrad、入射ビームが持つ振幅の 2 乗 A_{inj}^2 を 67 mm mrad、パルス 6 極電磁石による蹴りの後に目標とする入射ビームの振幅の 2 乗 A_{red}^2 を 20 mm mrad とすると、パルス 6 極電磁石の強さ K_2 はそれぞれの位置で図 20 のようになる。図の横軸は目標とすべき入射ビームの振幅 A_{red}^2 であり、縦軸は K_2 の絶対値である。 A_{red}^2 が大きくなるにつれて、全ての位置で K_2 の値が小さくなっているのは、目標とすべき振幅が大きいほど現在の振幅との違いが小さくなるためである。ちなみに全ての点が $K_2 = 0$ に集まっている点は、目標となる A_{red}^2 が初期の入射ビームの振幅 A_{inj}^2 と同じ 67 mm mrad を取る場合である。この場合は、当然蹴る必要がない。PSM04 及び PSM05 は目標とする $A_{red}^2 = 20$ mm mrad において値を持っているが、その他は値を持たない。これは、 A_{red}^2 が小さい領域で式 (3.12) の平方根の中が負になり解を持たないからである。具体的には、図 14 においてパルス 6 極電磁石の蹴りは

常に P 軸と平行であるため、入射ビームの位相が 0 度もしくは 180 度に近い位置だとどう頑張っても初期の振幅を十分に小さくする事が不可能であるという事を表している。結局、PSM04 と PSM05 の 2カ所しか解がないが、PSM04 は K_2 の値が 90 m^{-2} 近くとなり非常に大きな蹴り角を必要とするために現実的でない。最終的に、PSM05 の位置、すなわち U#02 の下流が最適であることが図 20 からわかる。この時パルス 6 極電磁石は K_2 の値として 20 m^{-2} を切る値となる。

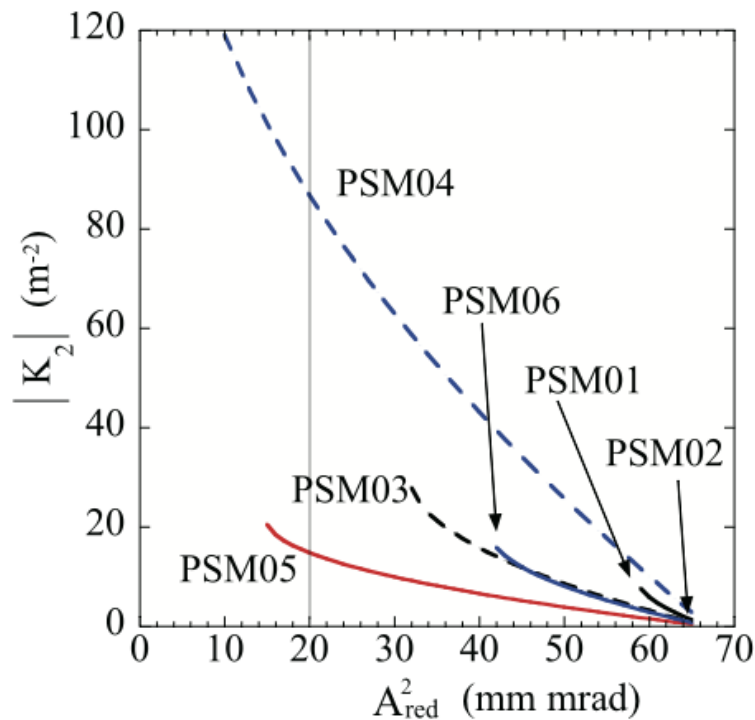


図 20: 目標とする振幅 A_{red} を変化させた時のパルス 6 極電磁石入射候補の K_2 の絶対値。

次に、セプタム電磁石での入射角を微調整することで、PSM05 での K_2 の値を更に最適化する。下の式に示すように、セプタム電磁石での入射角 θ を変化させることで、入射点での P を変える事ができる。

$$\begin{aligned}
 X_0 &= \frac{x_0}{\sqrt{\beta_0}} \\
 P_{0_new} &= \frac{\alpha_0 x_0 + \beta_0 (x'_0 + \theta)}{\sqrt{\beta_0}} \\
 &= P_0 + \sqrt{\beta_1} \theta
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

一方、蓄積リングの位相は

$$\begin{aligned}\psi &= \phi_1 - \phi_0 \\ &= \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\beta(s)} ds\end{aligned}\tag{4.2}$$

で示される様にリングのベータatron関数を変化させない限り同じ値となる。したがって、図 21 に示すように、入射ビームの入射角を $+\theta$ 変化させた場合は P 軸の正の方向に入射点がずれる。入射点とパルス 6 極電磁石間の位相の進みは式 (4.2) にあるようにリングのオプティクスを変化させない同じであるため、結果として、位相空間内の入射点の位置を入射角を使って変化させる事により、同空間内でのパルス 6 極電磁石の位置を微調する事が可能となる。ただし、あまり大きく動かそうとすると、方向によっては (図中では $-\theta$ 方向に動かすと) 入射ビームの振幅を増大させる結果となるので注意が必要である。

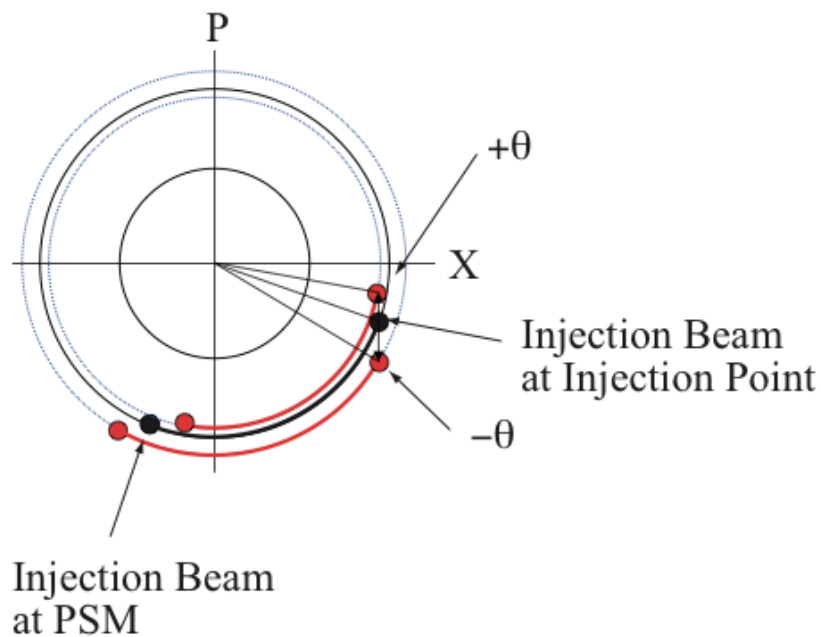


図 21 : 規格化位相空間における入射点での入射ビームの角度を $\pm \theta$ 変化させた場合に、パルス 6 極電磁石内での入射ビームの位置がどう変化するかを示す。黒線は、通常の入射を行った場合の入射点とパルス 6 極電磁石内での入射ビームの位置を示している。赤線は、通常入射に対して入射点での入射ビームの角度を $\pm \theta$ 変化させている。

図 22 に示すのは、PSM05 の位置で、目標となる振幅 A_{res}^2 とセプタム電磁石での入射角を決めた時に、パルス 6 極電磁石の蹴りの強さである K_2 の値がどうな

るかをプロットした図である。図中の白い部分は式 (3.12) の平方根の中が負になったため、解が存在していない部分である。蓄積リングのアクセプタンス A_{red}^2 は 20 mm mrad であり、これを一定の値にした状態でセプタム電磁石の出口での入射角を微調すると、 $x' = 2.4$ mrad の時に K_2 は最小値 13 m^{-2} をとることが図 22 からわかる。当然、目標となる振幅 A_{res}^2 をより大きく設定すれば、パルス 6 極電磁石の強さは弱くて済む事が、グラフからもわかる。

図 23 は PSM05 に $K_2=13 \text{ m}^{-2}$ の強さのパルス 6 極電磁石を設置し、入射直後に入射ビームが蓄積リング内で行う重心振動を、パルス 6 極電磁石が有る場合と無い場合で比較したものである。PF リングの周長は 187m であるので、入射後ちょうど 1 周分をプロットしてある。この時、パルス 6 極電磁石の中を通過する入射ビームは、磁場中心から 15 mm 程内側を通る事になる。入射ビームは何もなければ黒色の点線のような振動をする。一方、セプタム電磁石の出口から約 30 m 離れた場所に設置した PSM05 によって蹴られた入射ビームは、赤色の実線のように小さな振幅で蓄積リングを周回することになる。入射ビームはこの後約 8 msec 後には、放射減衰によって振幅が $1/e$ に減衰する。

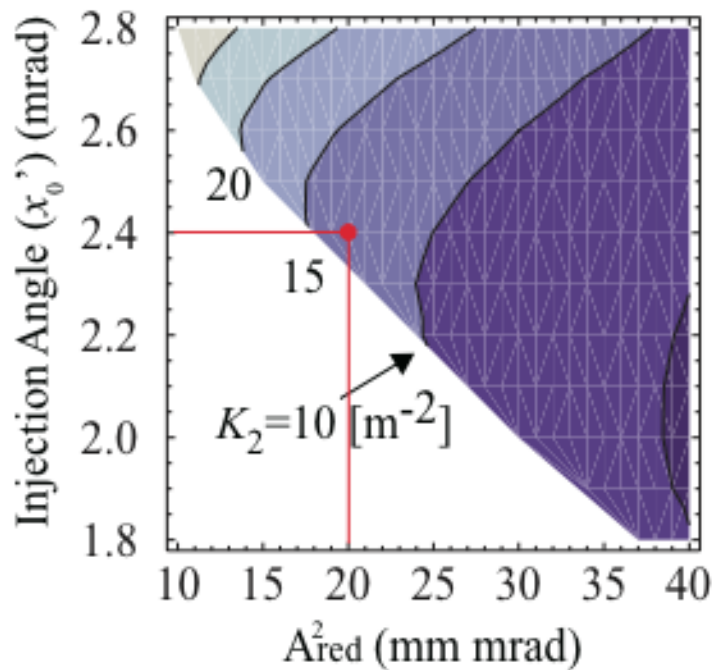


図 22: セプタム電磁石での電子ビーム入射角と蓄積リングのアクセプタンスによって決まる K_2 の値。

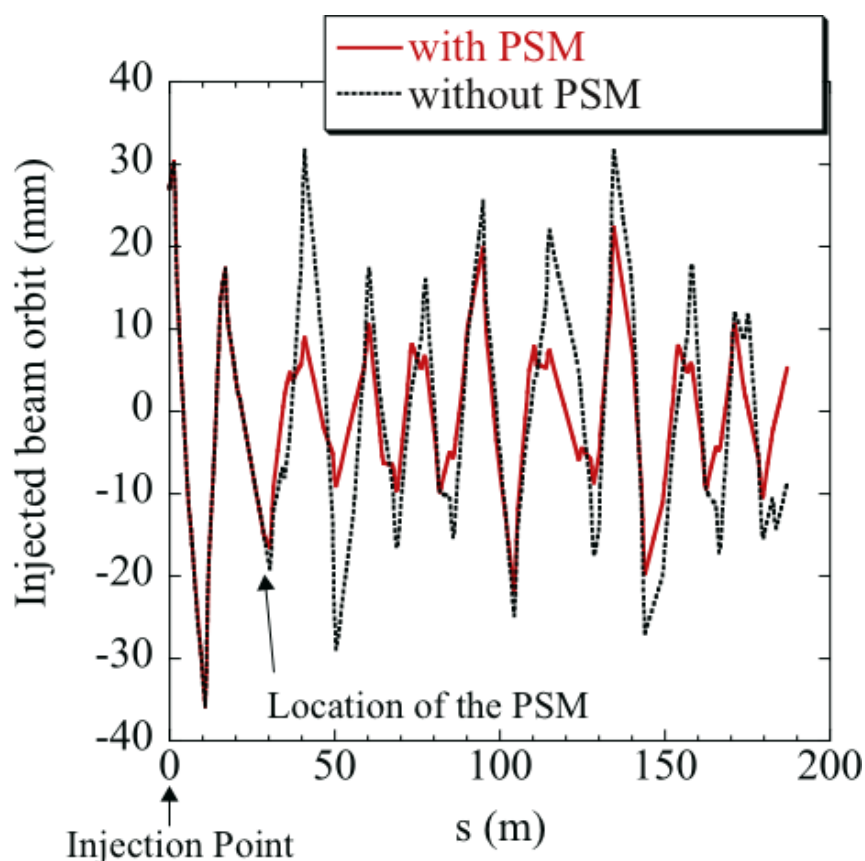


図 23: 入射後の水平方向の入射ビームの重心振動。原点はセプタム電磁石の出口であり、中心から 30 m の所にパルス 6 極電磁石が設置してある。

4.3. 積分磁場強度

前節で行った 1 粒子シミュレーションによって、パルス 6 極電磁石に必要な強さは

$$K_2 = \frac{B''L}{B\rho} = \frac{0.300}{P [\text{GeV}/c]} B'' [T/m^2] L [m] = 13 [m^{-2}] \quad (4.3)$$

となった。ここで P は電子の運動量であり、 B'' は磁場中心における磁場の 2 次の傾きを表し、 L はパルス 6 極電磁石の磁極長である。また、磁場中心から x 離れた位置における磁場の垂直成分は

$$B_y = \frac{1}{2} B'' x^2 \quad (4.4)$$

である。式 (4.3) と式 (4.4) から B'' を消すと、積分磁場は以下の様に表すことができ、

$$B_y L = \frac{P}{0.32} K_2 x^2 \quad (4.5)$$

となる。前節で示したように、パルス6極電磁石内で入射ビームが通過する位置 x は、磁場中心から 15 mm 程内側であり、 $K_2=13 \text{ m}^{-2}$ とすると、パルス6極電磁石に必要な積分磁場は磁場中心から 15 mm 外側において 120 Gauss m となる。

4.4. ビームステイクリアと磁極形状

パルス6極電磁石の磁極形状を決めるにあたり、入射ビームが通過する軌道を調べ、それがパルス6極電磁石に当たらないようにするために最低限必要なスペース（ビームステイクリア）を調べる必要がある。そこで、実際のビームと同じ大きさを持つ入射ビームを蓄積ビームに入射するシミュレーションを行った。入射ビームは6次元の位相空間にガウス分布する 1000 粒子からなるビームを用意した。入射ビームのエミッタンスは、水平垂直の両方向にそれぞれ 150 nm rad、エネルギー広がり 0.13%、ビーム長は 3 psec、セプタム電磁石の出口における Twiss パラメータは、表 4 に示す通りである。これらの値を使って、入射ビームを作り、中心軌道から 27 mm 外側の位置に 2.4 mrad の外側への角度を持って入射を行い、その後の各粒子のトラッキングを行う。トラッキングには SAD コードを使用した。周回する入射ビームに対して物理的な制限となりうる場所は、水平方向にはセプタム電磁石と挿入光源 14 番 (U#14)、垂直方向には挿入光源 16 番 (U#16) が考えられる。U#14 は垂直偏光の超伝導ウイグラーで、水平方向に非常に狭いギャップを持ち、U#16 は真空封止型の水平偏光アンジュレータで垂直方向に非常に狭いギャップを持っている。トラッキングの最中に水平もしくは垂直位置が物理口径を超えた場合には、ビームがそこで失われたと判断しその後の周回を行わない様にする。入射ビームを蓄積リングで 30 周程させて、パルス6極電磁石の位置で入射ビームがどの様に振る舞うかを 30 周分全部プロットしたのが図 25 である。4 つある図の内、右下の図はパルス6極電磁石の位置での水平垂直平面 (x - y 平面) での入射ビームの位置を示しており、それ以外の図は規格化されていない各位相空間での入射ビームの振る舞いを示している。

真空ダクトの縦横の内径を変化させて入射ビームの捕獲効率をプロットしたのが図 24 であり、この図から、パルス6極電磁石の真空ダクトに必要な最小物理口径は、水平方向に 2.4 mm、垂直方向に 5mm であることがわかる。図 25

でビーム形状が長方形に見えるのは、入射ビームが表 3 に示した部分で既にリミットされている事が原因である。

表 4 : 入射ビームのセプタム電磁石出口での Twiss parameter

	β	α
x 方向	6.2	-0.40
y 方向	5.0	-0.80
z 方向	0.72	0.0

表 5 : 蓄積リングの中で物理口径が狭い部分のベータatron関数とその口径

	ベータatron関数 [m]		物理口径 [mm]	
	水平	垂直	水平	垂直
U#14	11.84		21.0	
U#16	-	6.25		7.5
septum	11.66		21.0	

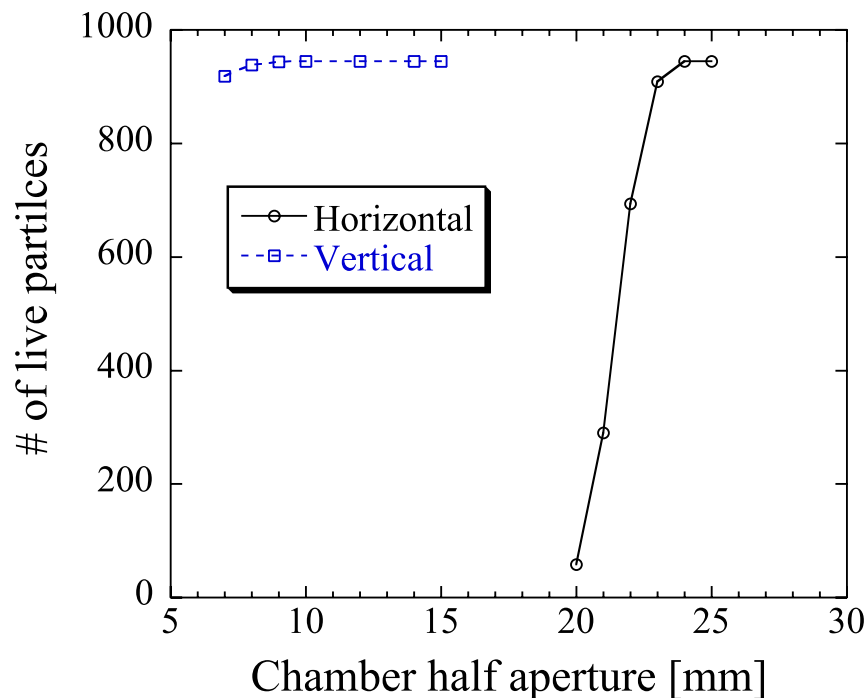


図 24 : パルス 6 極電磁石の真空ダクトの内径を変化させた時、1000 粒子からなる入射ビームがどれだけ生き残るかを示した。55 粒子はセプタム電磁石の壁に当たって失われ、それ以外はパルス 6 極電磁石で失われる。

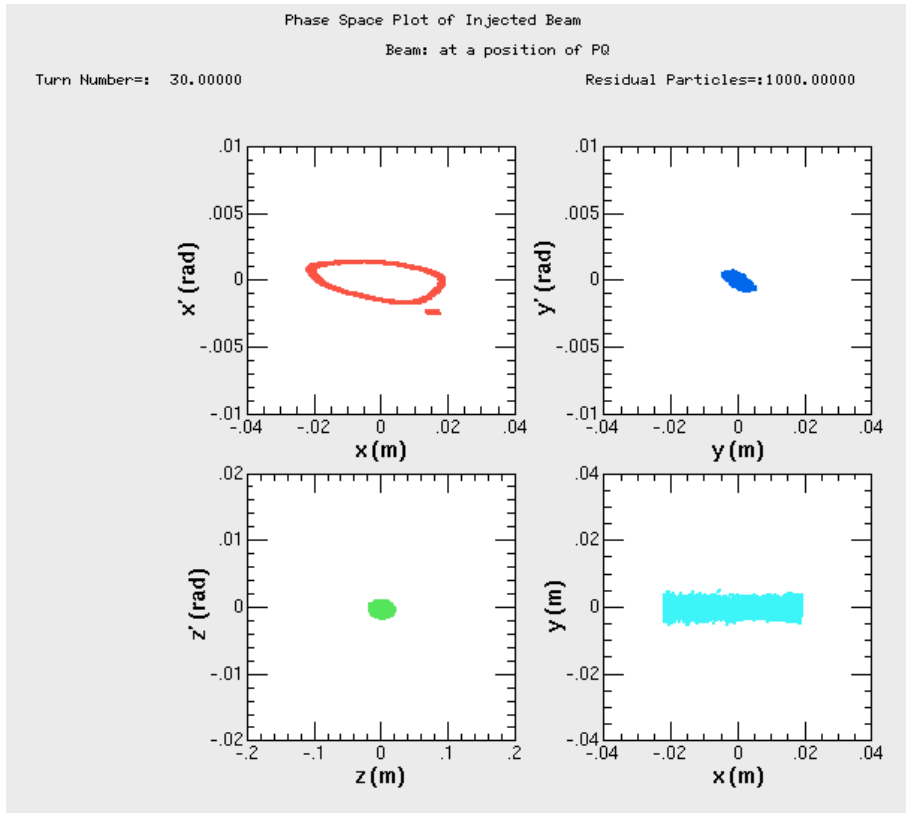


図 25 : パルス 6 極電磁石の位置での入射ビームの軌道。

この値を元に、パルス 6 極電磁石の真空ダクトが入射ビームをリミットしない様に、片幅 5 mm の余裕を持たせた円形の真空ダクトにする。図 26 に示すのは真空ダクトとビームステイクリアの関係である。内側の長方形の部分（横 48 mm x 縦 20 mm）がビームステイクリアである。真空ダクトの内径は 29.75 mm とした。

渦電流によってパルス磁場が弱くなったり遅れたりする事を防ぐために、真空ダクトにはセラミックを使用するものとして設計する。円筒形のセラミックに十分な強度を持たせるためにその厚みを 2.75 mm、磁極とのクリアランスを 0.5 mm とすると、磁極の最小半径は 33 mm の（図 26）となる。

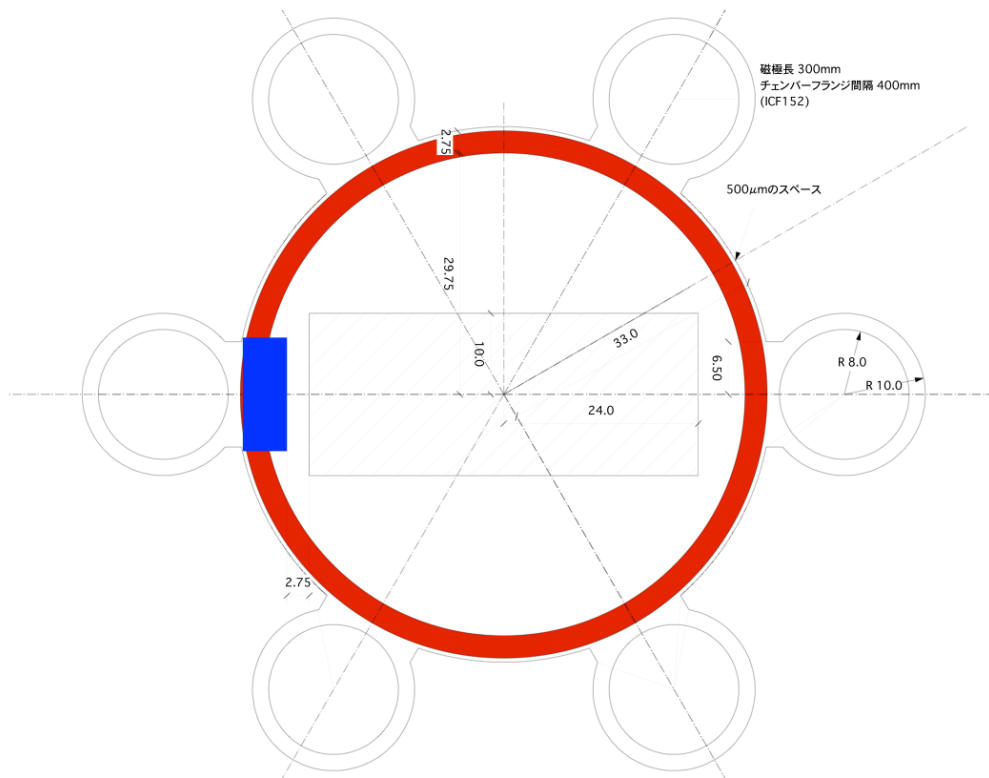


図 26：ビームステイクリアと真空ダクトの関係

パルスを発生させるのに使用する電源は、PF-AR で PQM 用に使用していたものを使う事を前提として設計する。PQM 用のパルス電源のピーク電流値は 3000 A である。この電流で $x = 15 \text{ mm}$ の場所で積分磁場 120 Gauss m を発生させることが出来る様に設計する。

磁極形状について、当初は図 27 に示されるような、通常の蓄積リングで用いる 6 極電磁石と同じ様に等ポテンシャル面を持たず事を考えていた。図 27 は 6 極電磁石の 1/2 分を表しており、左下の三角形の頂点部が 6 極電磁石の中心を表している。斜線部が磁極で、硅素鋼板を仮定した。中央にある半円は 1 ターンの銅製のコイルであり、水平面は対称面であるので半円となっている。赤色の破線で囲った部分が 6 極電磁石の磁極であり、磁極中心に向かって等ポテンシャル面を形成している。

しかしながら、パルス 6 極電磁石入射において重要なのは、歪みのない 6 極磁場成分ではなく、入射ビームが通過する場所での十分な磁場と、蓄積ビームが通過する磁極中心部でのゼロ磁場である。従って、等ポテンシャル面を作るよりは、図 28 に示したように磁極先端を直線にカットした方がより強い磁場を

発生させる事ができる。更に、図 29 に示すように、磁極尖端の形状を円形の真空ダクトに沿う形にすると、より強い磁場を得る事ができる。図 30 に、磁極尖端の形状によって入射ビームが通過する $y=0$ の面での水平方向の磁場分布がどのように変化するかを示した。磁極尖端形状を円形にした場合、入射ビームが通過する $x = 15 \text{ mm}$ の位置で、等ポテンシャル面を持つ場合に比べて約 20% 強い磁場を出す事ができ、400 Gauss を超える事になる。

したがって、図 30 に示すような磁極形状にすれば、パルス 6 極電磁石の磁極長を 0.3 m にすることで必要な積分磁場である 120 Gauss m を確保する事ができる。

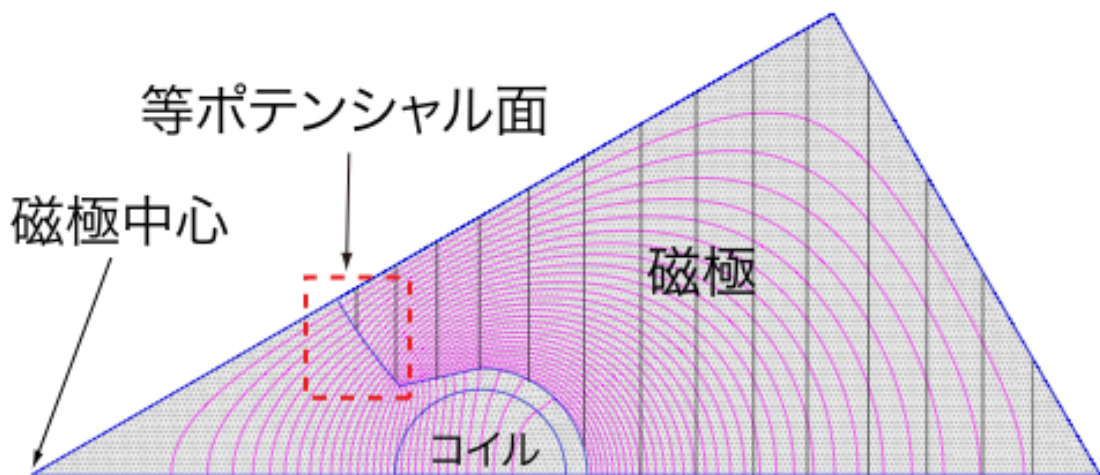


図 27：磁極に等ポテンシャル面を持つ場合（全体の 1/2 分の 1）。中央円形部は 1 ターンコイル。

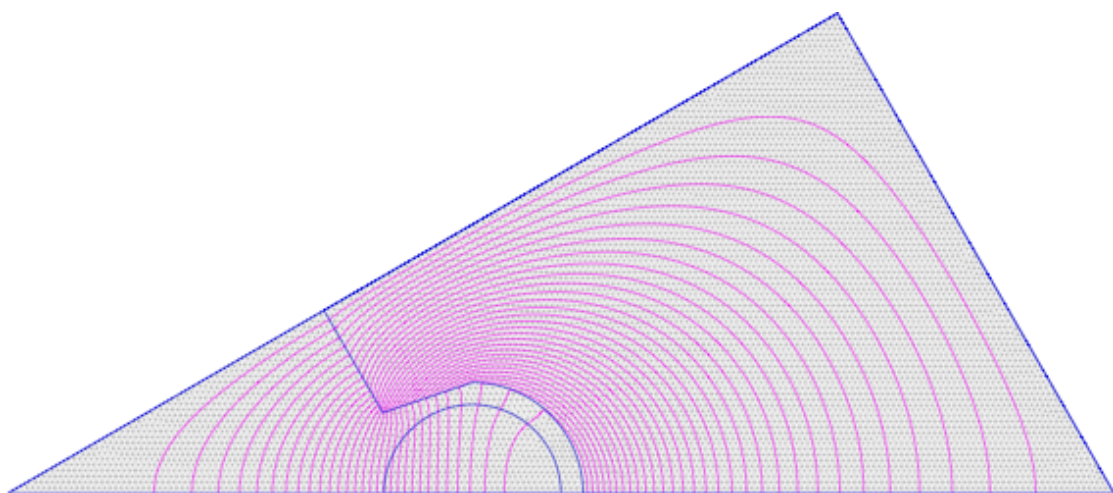


図 28：磁極面が直線の場合。

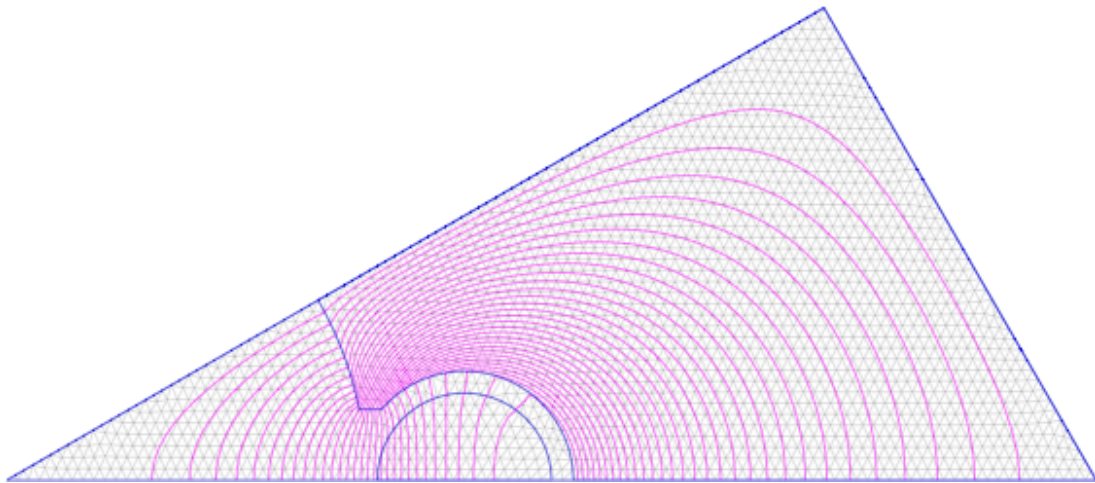


図 29 : 磁極面が真空ダクトに沿う形で円形の場合。

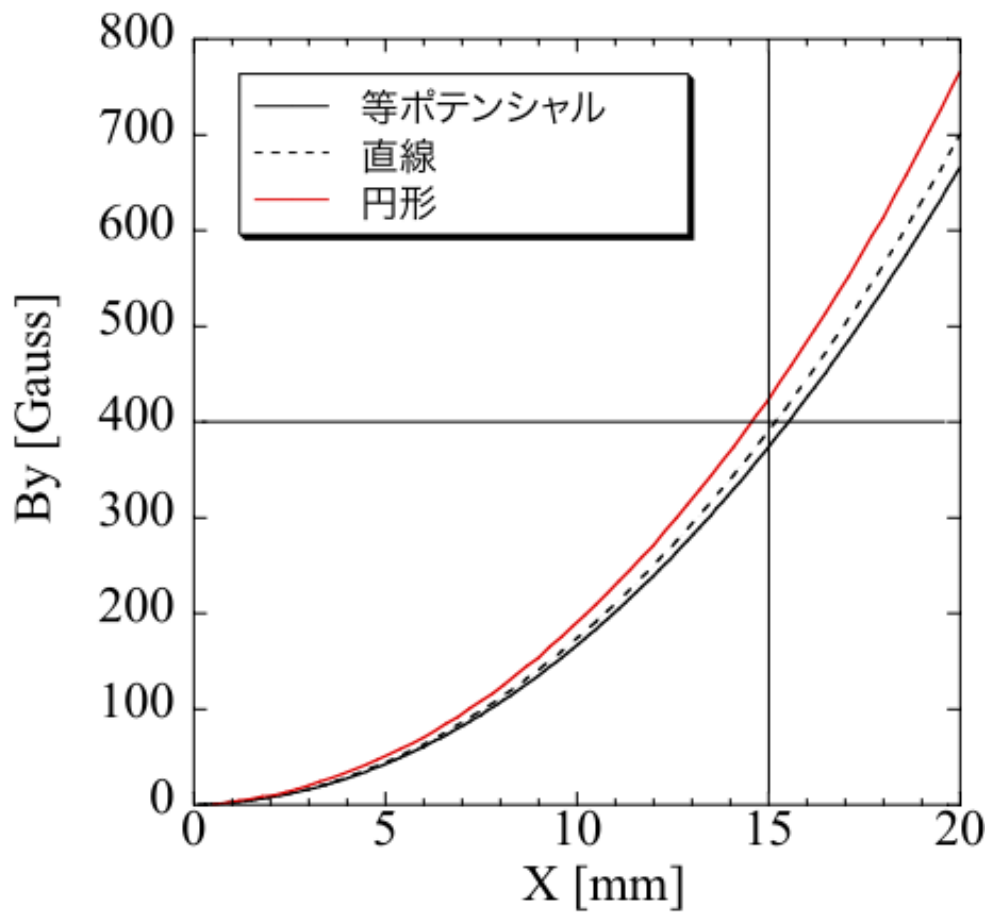


図 30 : 磁極面の形状によって発生する磁場を比較した図。X=15mm は、パルス 6 極電磁石の位置において入射ビームが通過する水平位置。

コイルの直径は 15 mm とし (根拠は)、コイルのインダクタンスを小さくするために 1 ターンとした。また、磁石内の磁場は最大で 5000 Gauss を目標とした。

図 31 に示すのは、パルス 6 極電磁石の断面図である。内径は 66 mm とし、外形は、縦横共に 180 mm とした。この時の $y=0$ 平面での水平垂直磁場は図 32 のようになる。磁場の水平成分は無く、垂直成分も 20 mm を超えた辺りから放物線からずれた磁場形状を持つようになる。

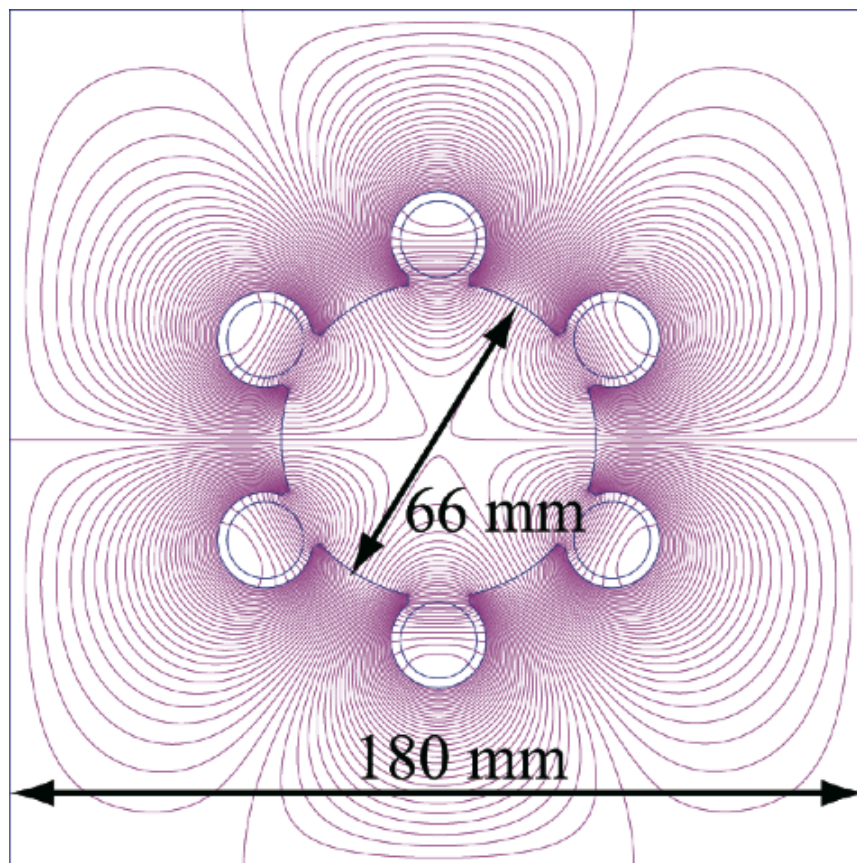


図 31 : パルス 6 極電磁石の断面図

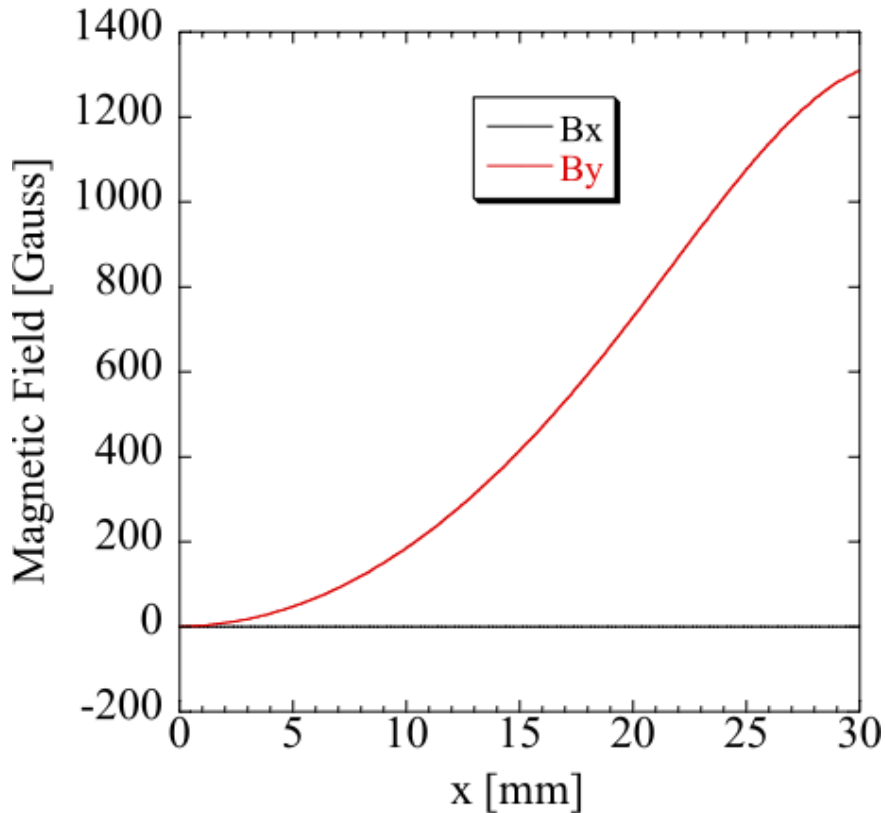


図 32 : パルス 6 極電磁石の $y=0$ 平面上での水平垂直磁場分布。

4.5. 多粒子トラッキングを用いた捕獲効率の見積り

ここまでは、1 粒子によるシミュレーションによってパルス 6 極電磁石の場所と強さを決定し、多粒子トラッキングによってパルス 6 極電磁石の真空ダクト径を決定し、最終的に磁極形状を決めた。この節では、多粒子によるパルス 6 極電磁石入射のシミュレーションを行い、入射ビームの捕獲効率を見積もる。

パルス 6 極電磁石用に今回使用する電源は、予算的問題から PF-AR でパルス 4 極電磁石を使った入射用に使っていたものを流用した。したがって、出力されるパルス幅は PF リングの周回周期に対して最適化されていない。本来、約 $0.6 \mu\text{sec}$ の周回周期を持つ PF リングにおいては、パルス幅として $1.2 \mu\text{sec}$ 以下のパルスが望ましい。そのようなパルス幅であれば、図 33 に示すように、パルス 6 極電磁石の励磁パルスのピークで入射した場合、入射した電子ビームが PF リングを 1 周して来た時には、パルス 6 極電磁石に流れる電流がゼロになっているために、入射ビームはパルス 6 極電磁石から 2 度目の蹴りを受けない。ところが、今回の電源は $2.4 \mu\text{sec}$ の half-sin であるために（図 33 の外側のパル

ス)、入射ビームが PF リングを 1 周して来た所で、パルス 6 極電磁石にはまだ電流が流れており、これによって最初の蹴り角の約 0.7 倍の蹴り角で同方向に蹴られることになる。この 2 度目の蹴りが入射ビームにどのように影響するか、また 1.2 μsec のパルスであればどの程度の捕獲効率を得る事ができるかを、あらかじめ見積もっておく必要がある。今後、2.4 μsec のパルスの頂点で入射し、2 度目の蹴りを受ける入射方式を“2 ターン入射”と呼び、1.2 μsec 以下パルスによる入射を“1 ターン入射”と呼んで区別することにする。

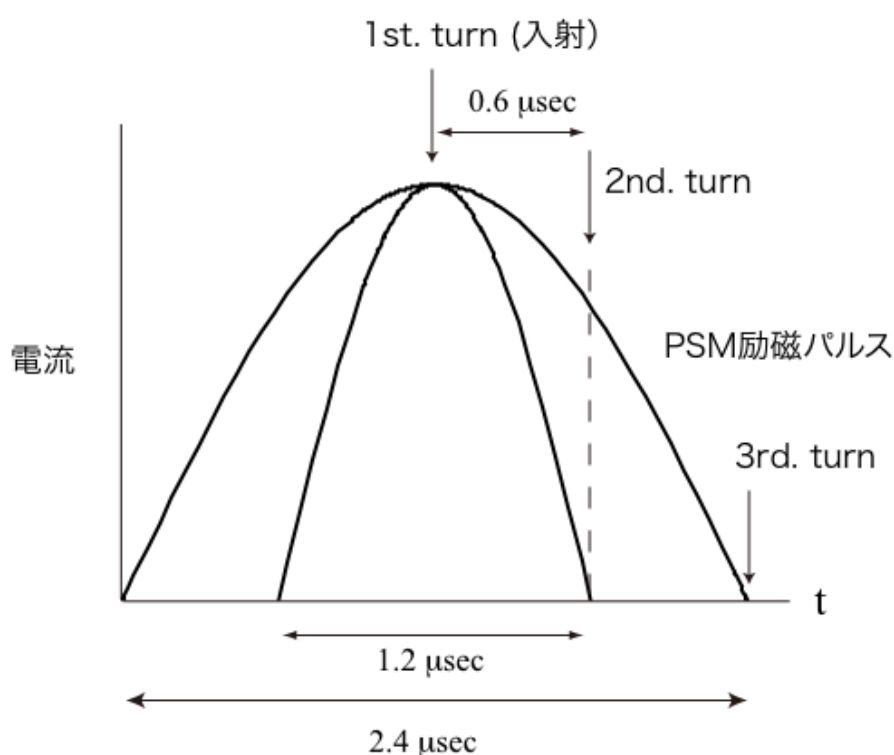


図 33: パルス幅が 1.2 μsec と 2.4 μsec のハーフサインのパルス 6 極電磁石励磁パルスと、入射ビームの関係。

まず、1 ターン入射を考える。最初に、入射器からの電子ビームのエミッタンス(ϵ)を、ビームステイクリアを決めた時と同じように水平垂直の両方向にそれぞれ 150 nm rad、エネルギー広がりは 0.13%、ビーム長は 3 psec とする。それぞれのエミッタンスの値を 1σ とするガウス分布を持った 1000 粒子を生成する。図 34 に粒子分布の 1 例を示す。図 34 は、以下の関係を満たす規格化された位

相空間を表している。

$$X^2 + P_X^2 = \varepsilon \quad (4.6)$$

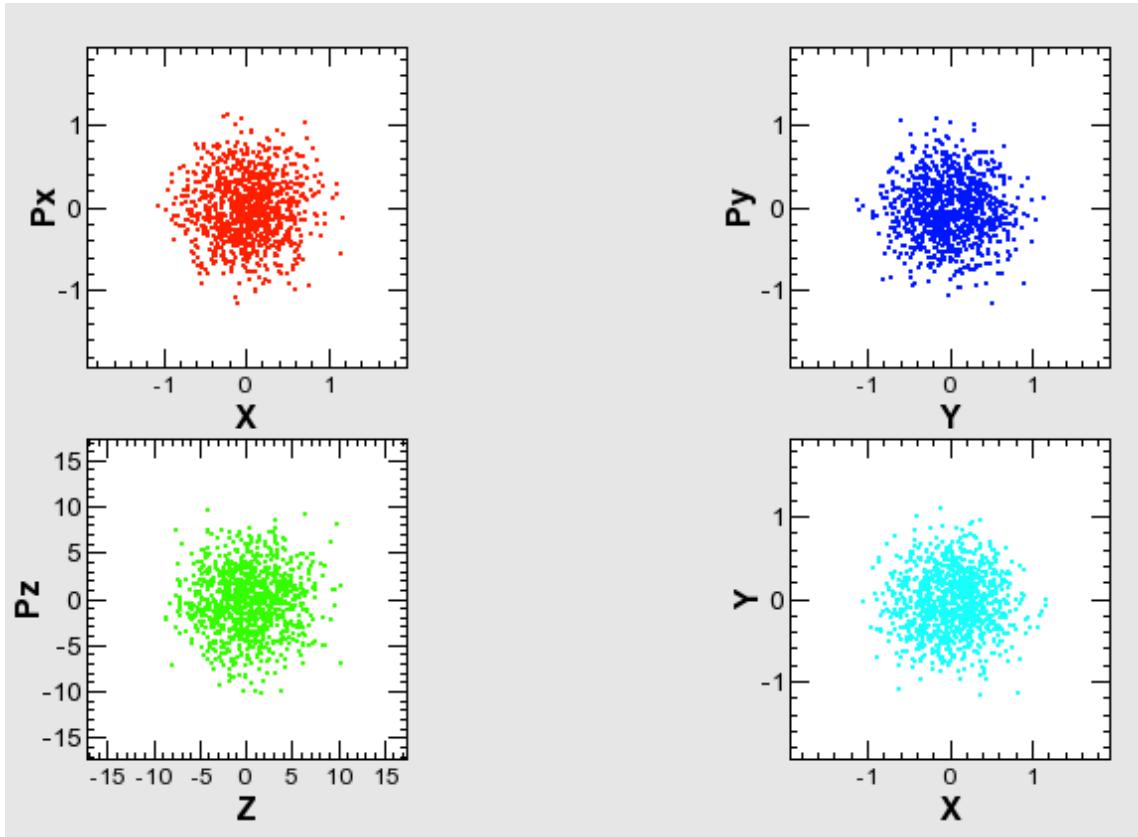


図 34 : 入射ビームの初期分布。

規格化位相空間と実空間との関係は、以下のような関係になり、

$$\begin{pmatrix} X \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{\beta}} & 0 \\ \alpha & \sqrt{\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

規格化位相空間での分布を実空間に焼き直すには、逆行列を使って以下のようにになる。

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\beta} & 0 \\ -\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}} & \frac{1}{\sqrt{\beta}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ P \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

ここで、 β 及び α はセプタム電磁石出口でのベータatron関数および分散関数である。式 (4.8) を使って実空間に焼き直した分布が図 35 である。この分布は蓄積リングのセプタム電磁石の出口における入射ビームの分布であり、 x 座標はすでにセプタム電磁石の出口である軌道中心から 27 mm の位置にあり、入射角は 2.0 mrad に設定されている。

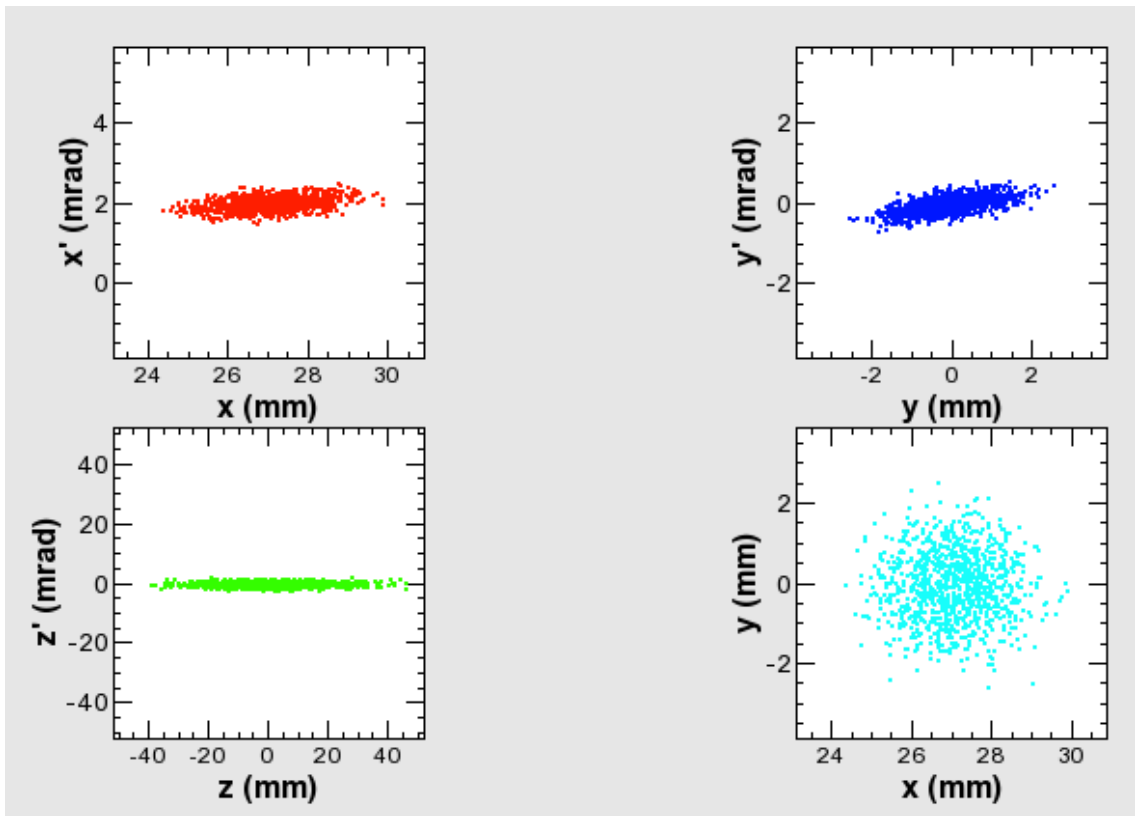


図 35 : セプタム出口における入射ビームの実空間での初期分布。

この分布を持ったビームの各粒子 1 個 1 個に対してトラッキングを行う。粒子トラッキングは SAD コードを使って行った。この粒子分布と入射位置及び入射角が決められた 1000 粒子それぞれを蓄積ビーム内で 100 周させる。

現実の蓄積リングにおいては、真空ダクトの径、セプタム電磁石、真空封止型の挿入光源等が物理的に蓄積ビームの軌道を制限する (表 5 参照)。そこで、

トラッキングの最中に粒子の座標がこの物理口径より大きくなった場合にはビームが失われたと判断するルーチンを加える。生き残った粒子数を各周回毎にプロットしたのが図 36 で、入射した 1000 粒子がリングを周回する毎にどれだけ生き残るかを示している。放射減衰によってビーム振動が十分に減衰するには 1 万ターン近く粒子トラッキングを行う必要があるが、この図を見る限り、殆どどの入射ビームは最初の数十ターンで失われてしまうのがわかる。したがって、入射を最適化するためのパラメタを決めるだけであれば 100 ターンのトラッキングで十分である。今後は、100 ターン後に生き残った粒子数の割合をトラッキングによる捕獲効率と定義する。ちなみに、図 37 は入射後 100 ターンと 1 万ターンで位相空間上の分布を比較したものである。1 万ターンにおいては放射減衰によって入射の振幅が十分に小さくなっている事がわかる。

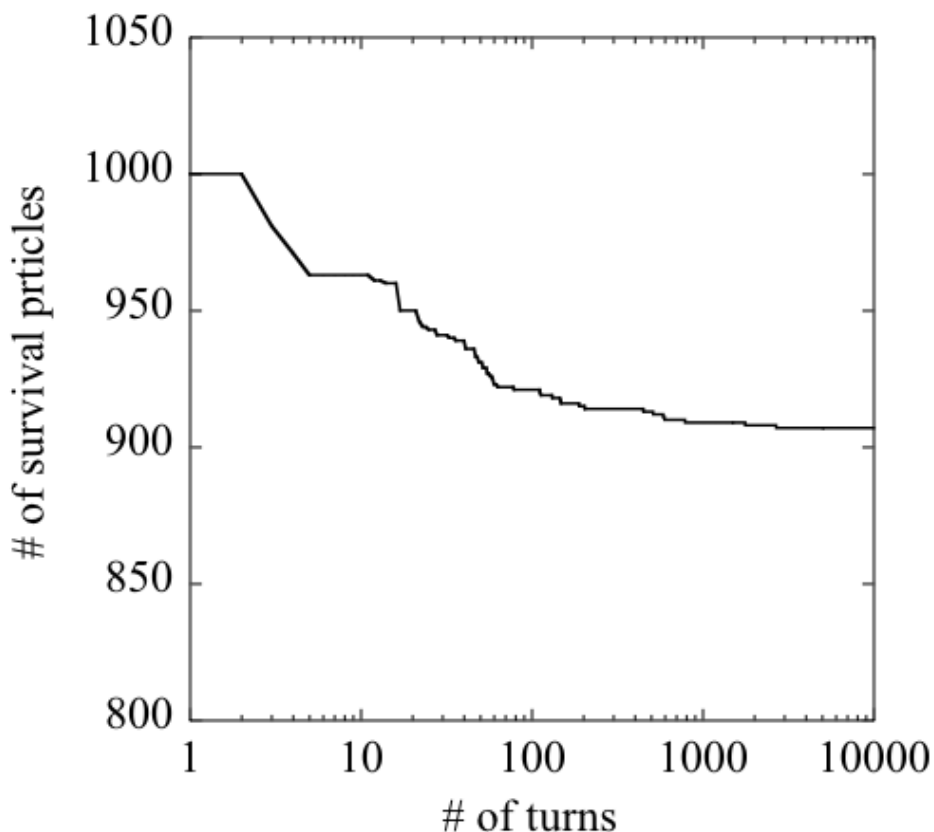


図 36：1 ターン入射を行った場合に各ターン毎に生き残る粒子数。初期粒子数は 1000 個。最終的に 1 万ターンさせている。

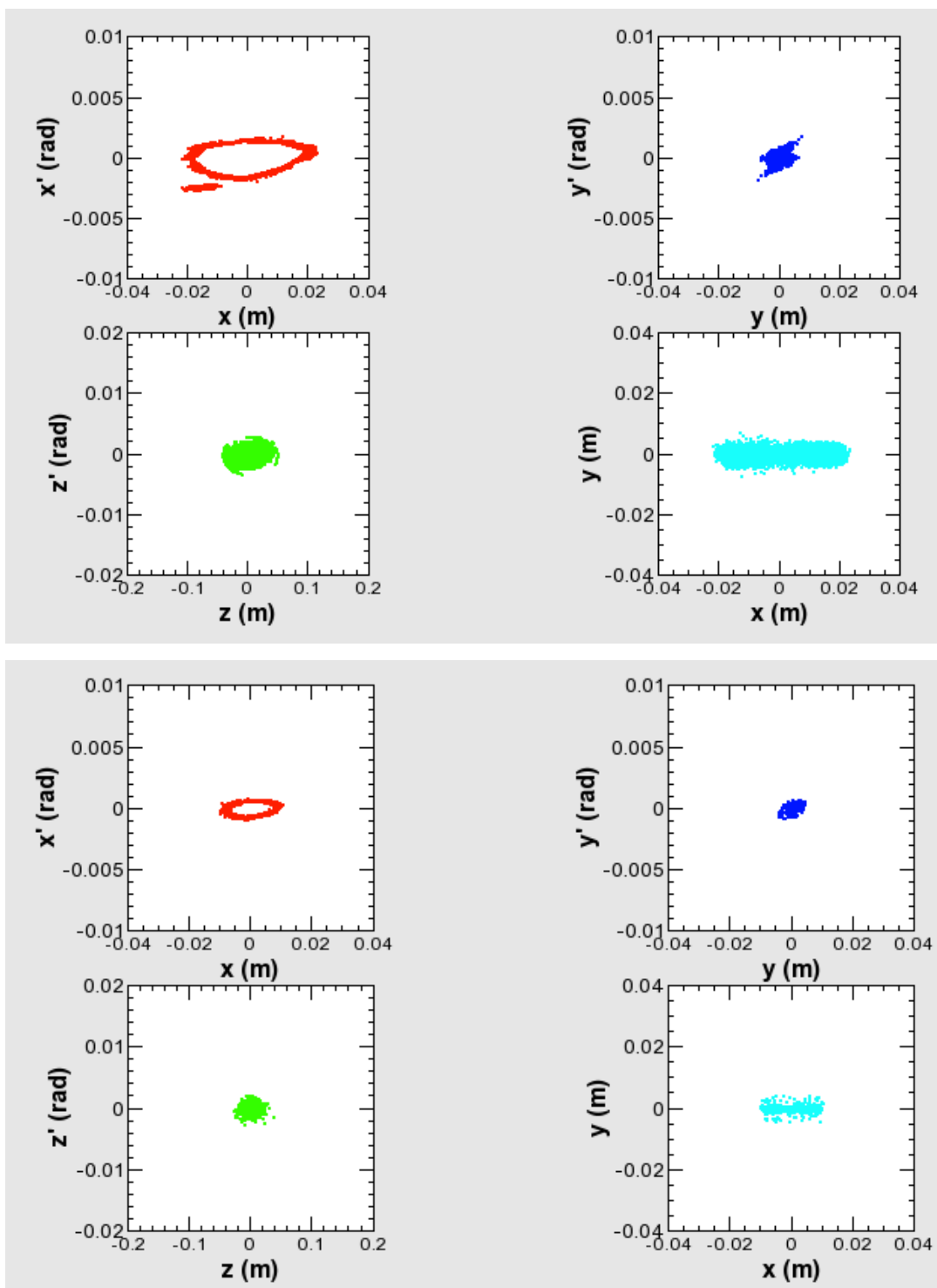


図 37 : 入射後 10 ターン (上図) と 1 万ターン (下図) で入射ビームの振幅をセプタム電磁石の位置で比較したもの。上図は入射後 1 ターンから 10 ターン迄を全て同じ画面にプロットしたもの。上図 $x-x'$ 平面の $(-0.02, -0.02)$ 辺りで孤立している集団は入射直後の入射ビーム。

1 ターン入射において、パルス 6 極電磁石の強さである K_2 の値によって捕獲効率がどのように変化するかを多粒子シミュレーションしたのが図 38 である。 $K_2 = 12 [\text{m}^{-2}]$ 以下では捕獲効率が急激に減少しており、また、設定値である $K_2 = 13 [\text{m}^{-2}]$ のあたりでは比較的落ち着いている様子がわかる。これは、図 39 に示すように水平方向に放物線状の磁場分布を持つ 6 極電磁石によって入射ビームが蹴られることによってビームの水平方向の位置によって蹴り角が違うことによって蹴り角が小さい場合には急激に捕獲効率が落ちる事になる。

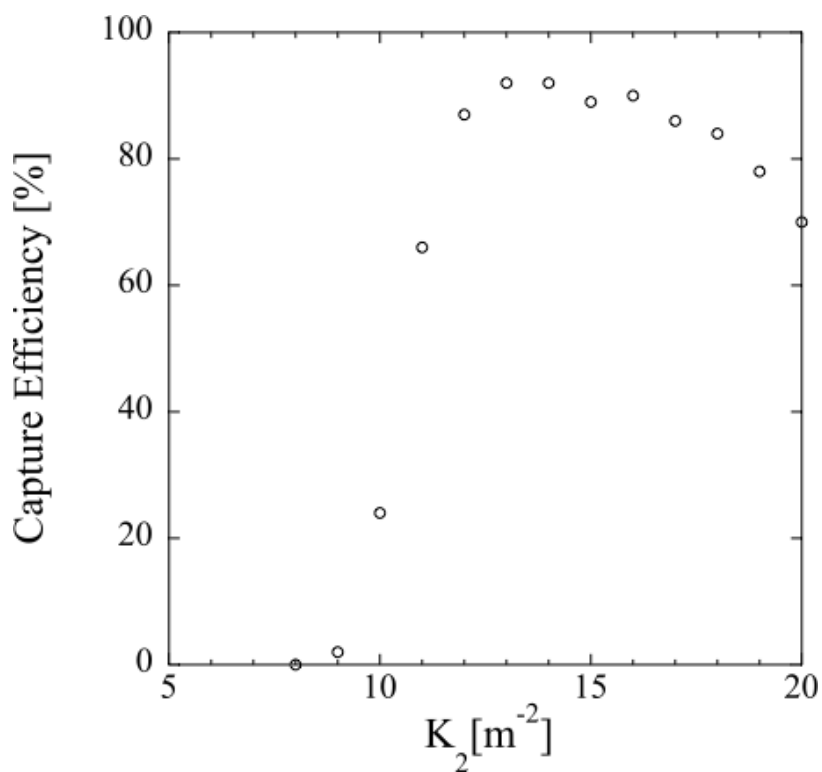


図 38: 6 極電磁石の強さを変化させた時に捕獲効率がどのように変化するかを示している。入射角は 2.4 mrad、入射タイミングは 0 μsec である。

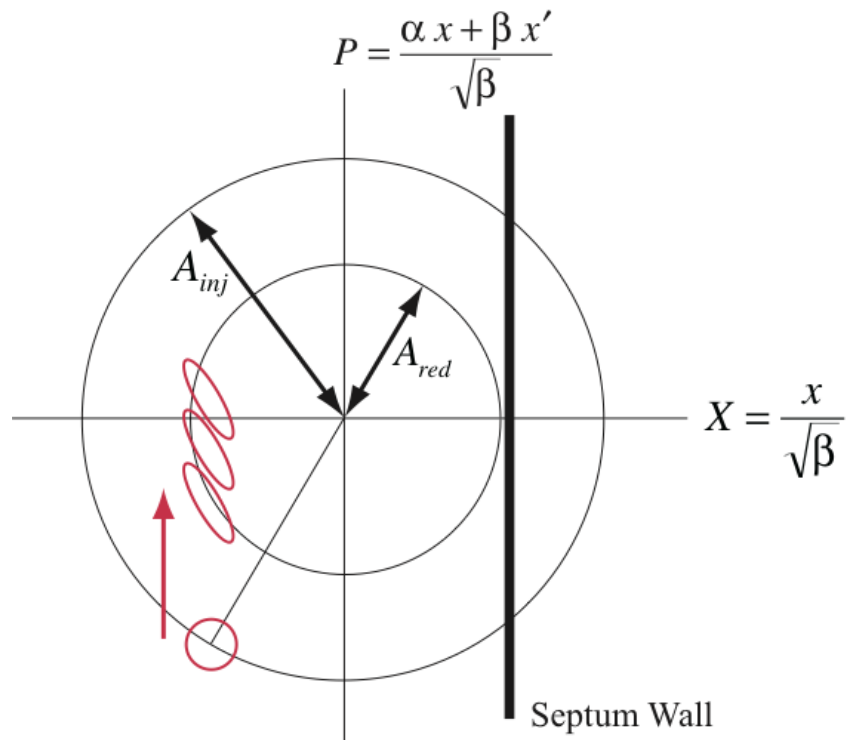


図 39 : PMS の磁場によって蹴られたビーム。蹴り角が小さい程下側。

また図 40 は、入射ビームの入射角によって捕獲効率がどう変化するかを示している。捕獲効率が入射角に依存するのは、位相空間内での入射ビームの初期位相が変化し、結果としてパルス 6 極電磁石の位置における入射ビームの位相空間内の位置がずれる事が原因である。捕獲効率は入射角が 2.0 mrad になる時に最大となっている。初期のパラメタ決定時には入射角は 2.4 mrad が最適としたが、その時は 1 粒子のシミュレーションであり、今回のように入射ビームに有限のサイズを持たせてなかった。入射角の定義は、蓄積ビームに対して平行な状態を角度ゼロとし、外側を正の入射角としている。

入射ビームとパルス 6 極電磁石の励起のタイミングによる捕獲効率の変化を図 41 に示す。励起タイミングによる捕獲効率が、ゼロ点に対して非対称になるのは、パルス 6 極電磁石の励起のピークに対して入射タイミングを前方にずらした場合、リングを 1 周して来たビームに対してパルス磁場がまだ残っており、入射ビームがもう一度同方向に蹴られる事に起因している。励起のピークに対して後方にずらした場合は、2 周目で蹴りを受けることはない。

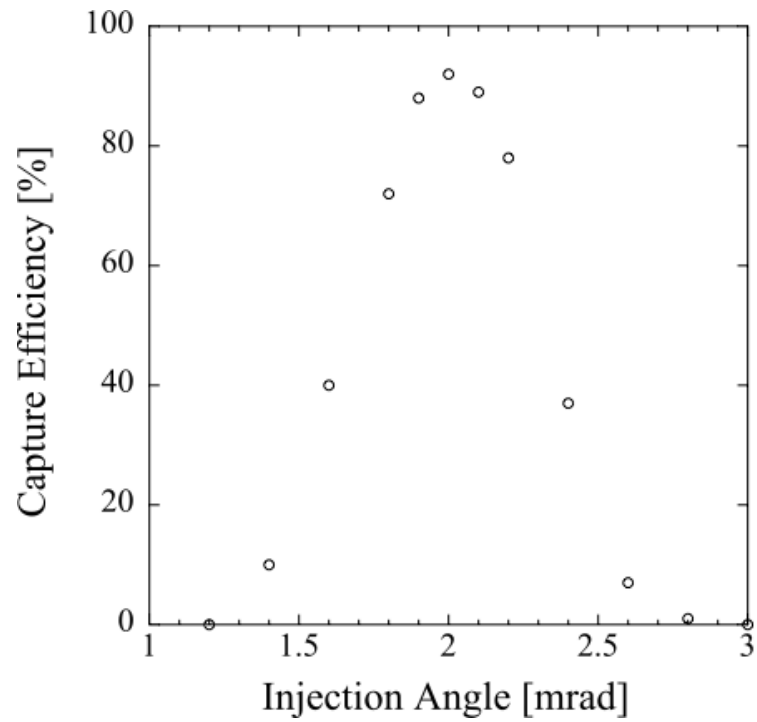


図 40 : 入射角と捕獲効率の関係。K₂は 13 m⁻²、入射タイミングは 0 μsec である。

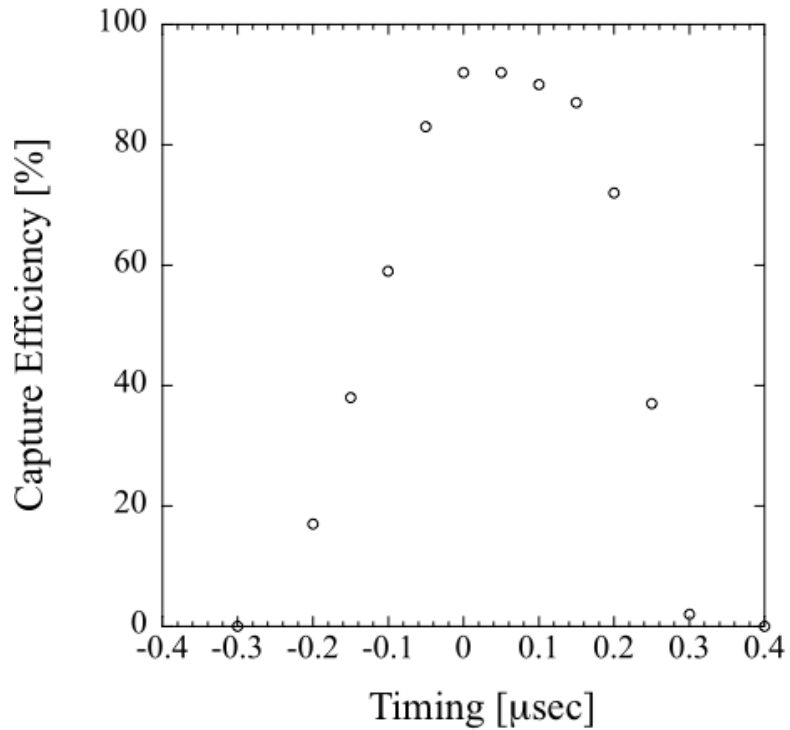


図 41 : 入射タイミングをずらした場合の捕獲効率。パルス 6 極電磁石の励起パルスのピークを 0 とし、そのピークに対して入射ビームが遅れる場合を正の値とした。K₂は 13 m⁻²、入射角は 2.4 mrad である。

これらの結果から、パルス6極電磁石の励起パルスがリングの周回時間の倍以下の長さ以下であれば、蹴り角の強さ、入射角、及びタイミングを最適化することによって90%以上の捕獲効率を確保することができることがわかる。

しかしながら、前述したように今回入射試験に使用した電源は、パルス幅が長く、2ターン入射が必要となる。したがって、2ターン入射における捕獲効率を調べておく必要がある。更に、オペレーション上の理由から、入射を行う際の蓄積リングのチューンは通常入射と同じチューンを使う事とする。これは、パルス6極電磁石を用いた入射を実用化するに辺り、当初は通常のキッカー入射とパルス6極電磁石入射を適宜切り替えて運転出来る状況を作る必要がある上、現状の蓄積ビームのフィードバックシステムがキッカー入射のチューンに最適化されていることが主な理由である。

2ターン入射のシミュレーションは、1ターンのシミュレーションと殆ど同じであり、違いは2周目に入射ビームがパルス6極電磁石にやって来た時に1ターン入射では蹴り角がゼロであったのに対して、2ターン入射においては本来の蹴り角の $\sin(T_{rev}/1.2)\pi$ 倍の蹴りを与える。ここで T_{rev} μsec は蓄積リング1周に必要な時間であり、PFリングにおける周回時間が0.6 μsec であることを考えると、結果として約0.7倍の蹴りを2周目に与えられることになる(図42参照)。

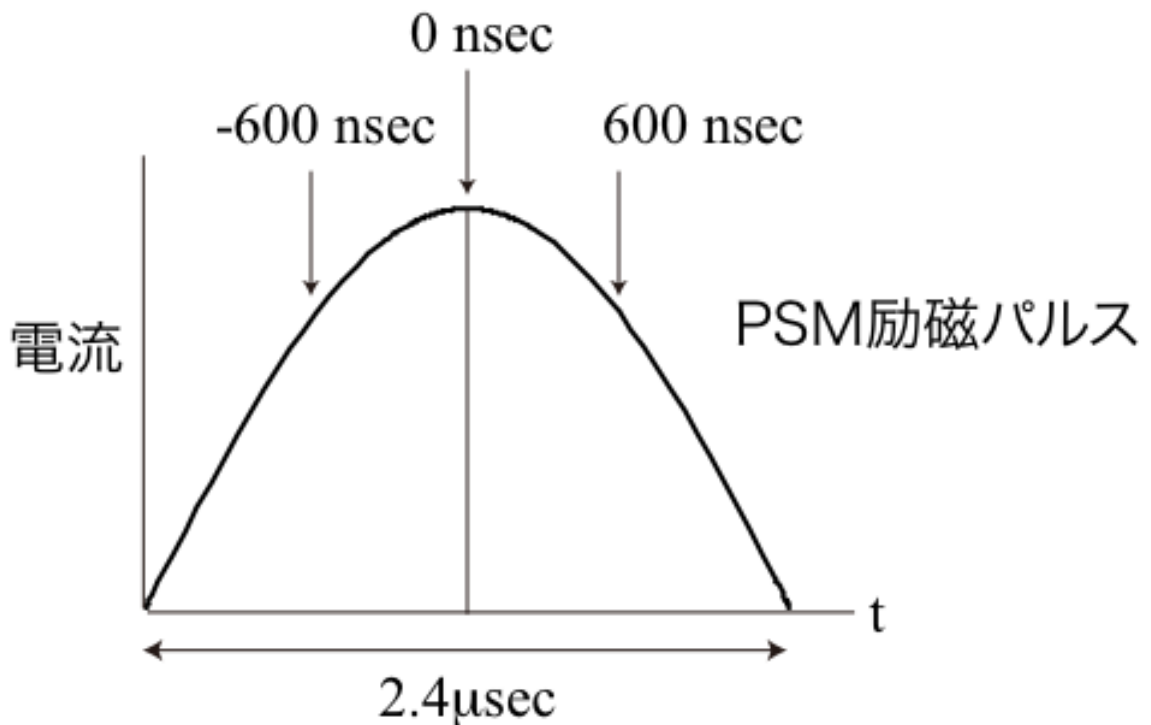


図 42 : パルス6極電磁石の励起パルス形状と、入射ビームの関係。

まず、パルス 6 極電磁石の蹴り角の強さによって捕獲効率がどのように変化するかを示す。図 43 は $K2$ の値を関数として捕獲効率をプロットしたもので、1 ターン入射と 2 ターン入射を比較している。どちらの入射においても、立ち上がりは似たような $K2$ の値を取り $K2 = 13 \text{ m}^2$ 近辺に捕獲効率の最大値を持つが、その最大値は 1 ターン入射に比べて約 2 割減となっている。

セプタム電磁石出口におけるビームの入射角と捕獲効率の関係を図 44 に示す。2 ターン入射の場合、捕獲効率が高くなるビームの入射角は 1 ターン入射の時と違っている。この原因は 1 ターン入射の場合は、最初の蹴られる位相空間上の入射ビームの位置だけで入射角が決まるが、2 ターン入射においては蹴られたビームがリングを 1 周して来た時の位相空間上の位置も重要となるためである。図 45 はセプタム電磁石における入射角を変化させた時の（水平チューン、垂直チューン）= (9.60, 5.28) における捕獲効率を先程のタイミングと共にプロットしたものである。どの入射タイミングにおいても、入射角 1.7 mrad において捕獲効率がピークを持っているのがわかる。

入射ビームとパルス 6 極電磁石の励起のタイミングを変えた場合の捕獲効率を図 46 に示す。2.4 $\mu \text{ sec}$ の half-sin のパルスのピークで入射をした場合をゼロとし、それ以降に入射した場合にピークからどれだけの時間が過ぎたかを正の値として表示する。-200 nsec から +500 nsec の広い区間で 60%以上の捕獲効率を確保できるのが図からわかる。

これらの結果から、現状のチューンである（水平、垂直）= (9.60, 5.28) においても、入射角 1.7 mrad で $K2 = 13 \text{ m}^2$ にすれば 2 ターン入射で 7 割の捕獲効率が期待できることがわかる。

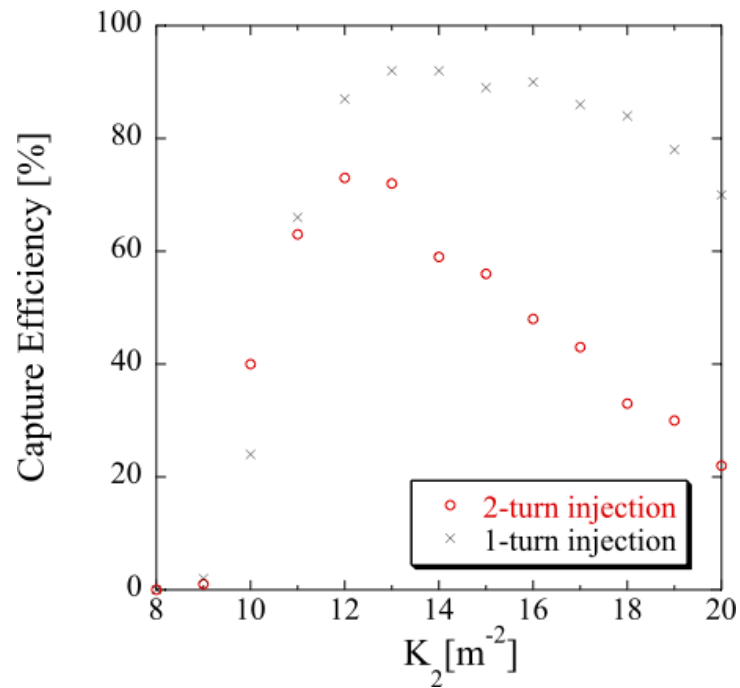


図 43 : パルス 6 極電磁石の強さを変えた時の捕獲効率。1 ターン入射に比べて捕獲効率のピーク位置は変化しないが絶対値は 2 割減となっていることがわかる。入射角は 1 ターン入射では 2.4 mrad、2 ターン入射では 1.7mrad。入射タイミングは共に 0 μ sec である。

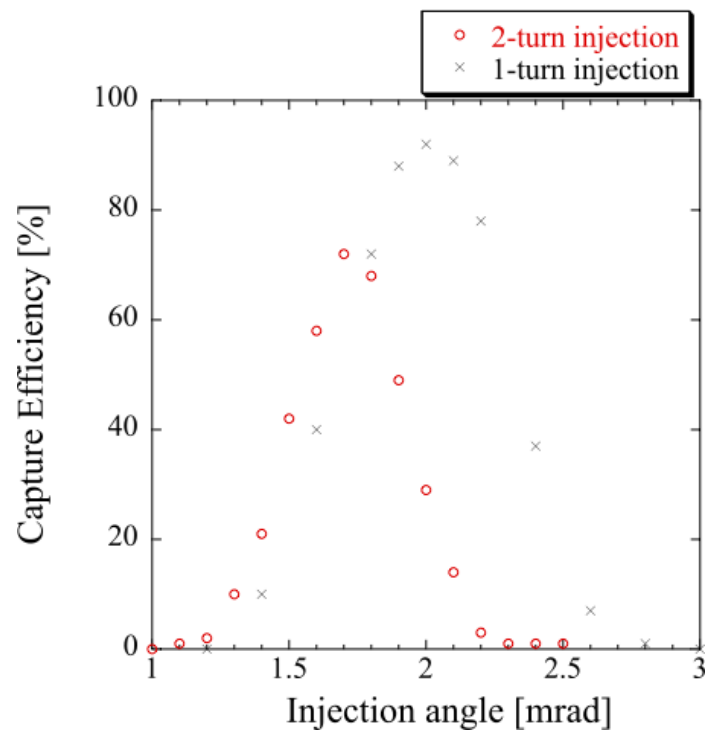


図 44 : 蓄積リングのセプタム電磁石出口における入射ビームの入射角と捕獲効率の関係。1 ターン入射及び 2 ターン入射の、 K_2 は 13 m^{-2} 、入射タイミングは 0 μ sec である。

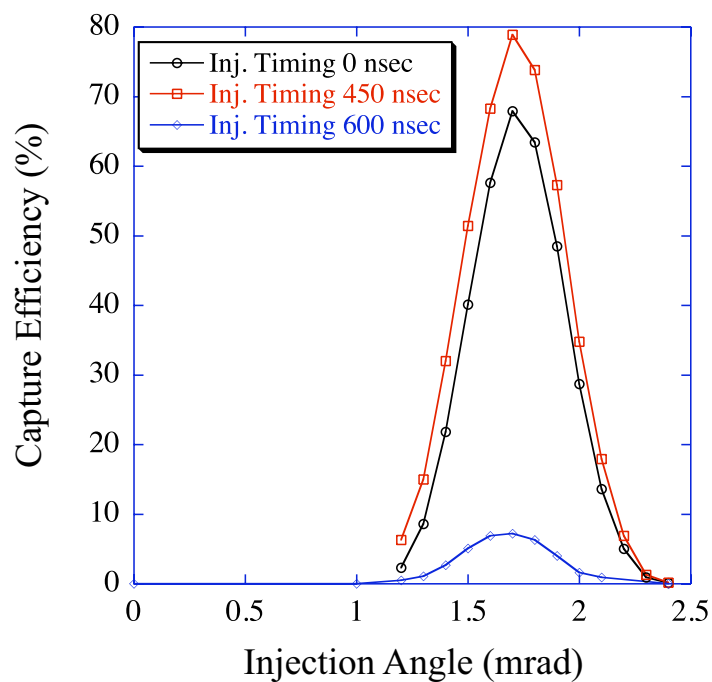


図 45: セプタム電磁石の位置での入射ビームの入射角と入射タイミングが捕獲効率に影響するかを示した図。入射角0度は、蓄積ビームと平行であり、正の入射角は蓄積リング外側を示している。入射タイミング 0 nsec は、2.4 μsec のパルスの頂点での入射である。

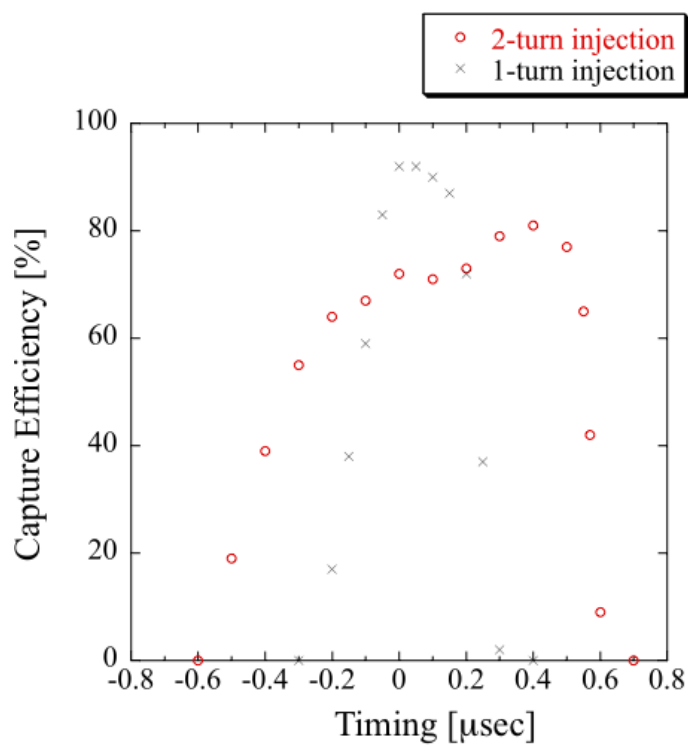


図 46: 入射タイミングと捕獲効率の関係。入射角は1ターン入射では2.4 mrad、2ターン入射では1.7 mrad。K₂は共に13 m²である。

以上の結果をまとめると、通常の PF の運転において使っているチューン（水平、垂直） = (9.60, 5.28) においては、1 ターンの捕獲効率では 92%程度を得ることができるが(図 47 の黒点線)、同オペレーションチューンにおける 2 ターン入射では、 $t = 0$ のところで約 70%まで捕獲効率は落ちる。しかしながら、2 ターン入射を用いても PF リングにおいて十分に入射が行える事がわかった。ちなみに、捕獲効率が落ちる原因を規格化された位相空間で見ると(図 48)、1 ターン目のパルス 6 極電磁石の蹴りによって広がった入射ビームの裾が、2 ターン目のパルス 6 極電磁石蹴りによって更に大きくなっているのが判る。そこで、水平方向の位相を進ませて、入射角を 1.7 mrad から 2.4 mrad に変える、すなわち、オペレーティングチューンをパルス 6 極電磁石の 2 ターン入射に最適化することが出来れば、捕獲効率は 2 ターン入射であっても 95%を超えることが可能であることがわかる。

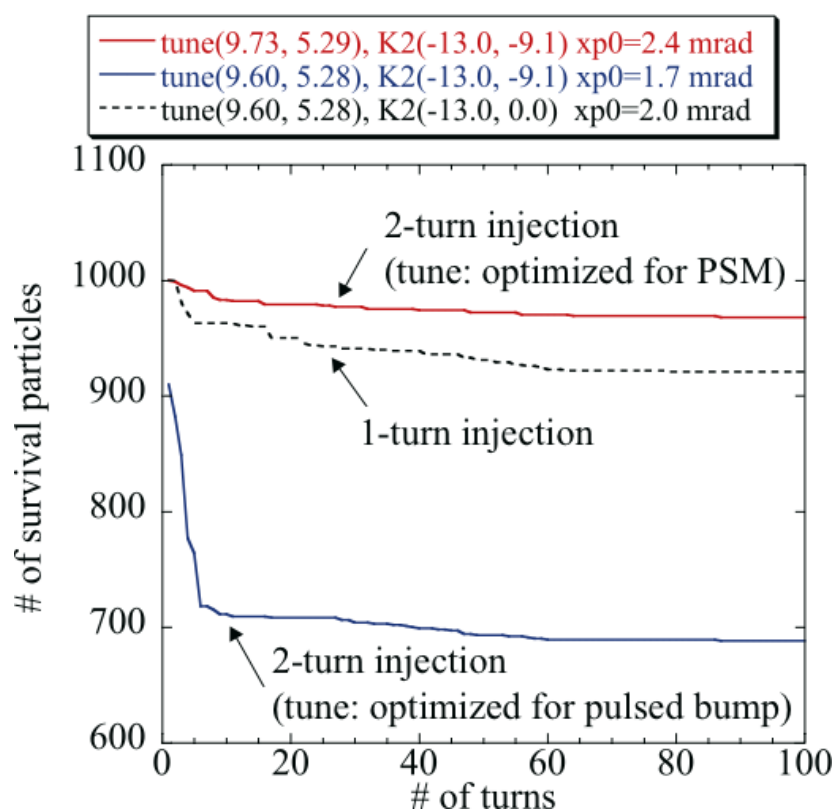


図 47 : PF リングの現状のオペレーションチューンで 1 ターン入射をしたもの（破線）、2 ターン入射をしたもの（青線）とオペレーションチューンをパルス 6 極電磁石の入射に最適化したもの（赤線）。入射タイミングは 0 μsec である

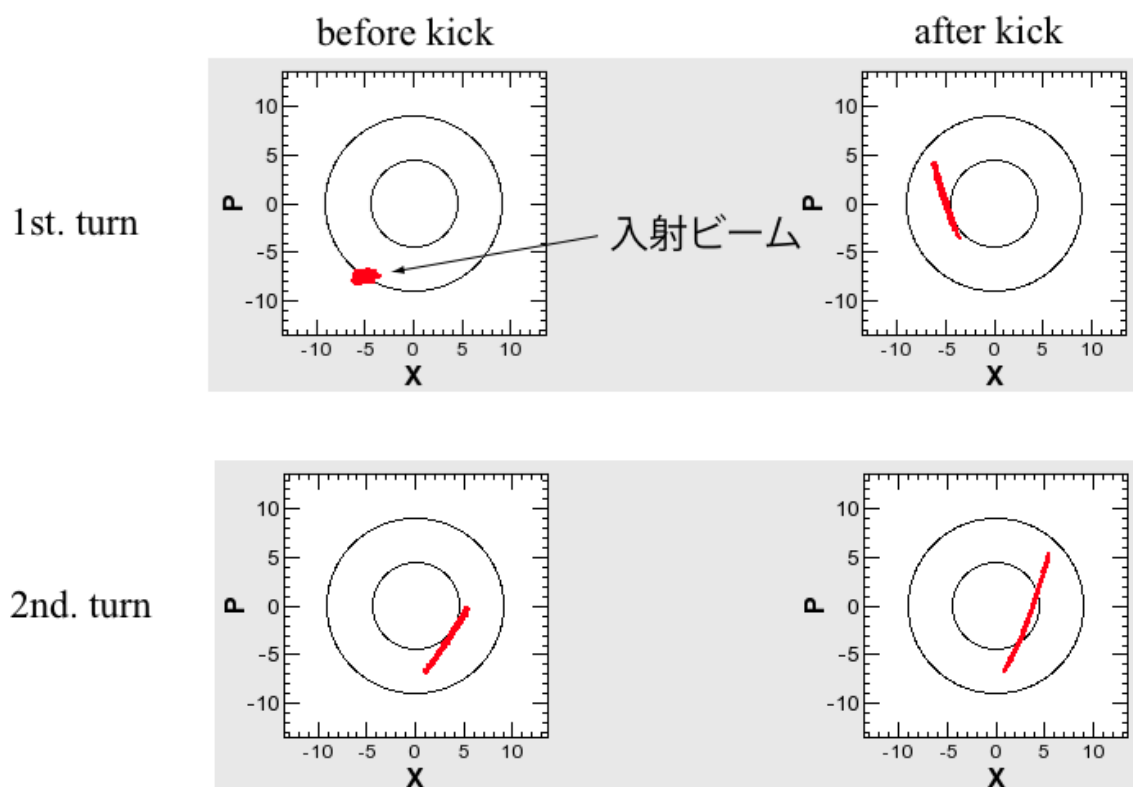


図 48: パルス 6 極電磁石の位置でみた規格化された位相空間上の入射ビームの振る舞い。入射角は 1.7mrad 、 K_2 は 13 m^{-2} 、入射タイミングは $0\text{ }\mu\text{sec}$ である。パルス 6 極電磁石で蹴る直前 (左列) と蹴った直後 (右列)。1st.ターンは入射直後の意味。

5. パルス 6 極電磁石の製作および性能評価

5.1. パルス 6 極電磁石の製作

前節の設計に基づいて、パルス 6 極電磁石の製作を行った。パルス 6 極電磁石の基本パラメータは表 6 に示す通りである。

パルス 6 極電磁石は、ボア半径を 33mm、磁極長を 300 mm とした。外観図を図 49 および図 50 に示す。磁極は渦電流の影響を受けないように、ブロックではなく高精度の金型で打ち抜かれた 0.15 mm 厚の無方向性硅素鋼板を 2000 枚の積層構造にして製作した。パルス 6 極電磁石は真空ダクトを設置する際に上下に 2 分割する必要があるため、電磁石中央の水平面（対称面）で上下に分割可能な構造とした。半割にするため、磁極の断面図は図 51 に示すような形状をしており、打ち抜いた鋼板は合計 4000 枚用意した。半割にする過程の写真を図 52 図 53 図 54 に示す。電磁石コアの製作精度を維持するために、硅素鋼板打ち抜きの際の金型は 1 種類のみを使用した。コイル穴の外側にある 12 mm ϕ の穴は硅素鋼板の積層を固定する穴である。鋼板同士は、エポキシ樹脂のモールドを施したスルーボルトを固定用の穴に通して締め付け、サイズが出た時点でワニスに浸す。磁極の上面にある窪みは、積層にする際に面を出すと同時に、上面にはクレーンつり下げ用の穴を持つプレート、下面に架台に置くためのプレートを接続するためのものである。半割にした上下の磁石はノックピンによって位置の再現性を保証している。中央部の半径 33 mm の円形部分には真空ダクトが入る。真空ダクトと磁極間の隙間は 500 μm である。20 mm ϕ の穴の部分には 15 mm ϕ の銅製の 1 ターンコイルが入る。励磁は最大 25 Hz のパルス励磁を想定しており、冷却は空冷とし、ブロワーは特に必要としない。コイルは棒状の両端にネジ穴を切り、写真に示すように、銅製の接続用部品で隣のコイルと端点で接続を行い 1 ターンになるようにしている。コイルの接続部はガラスエポキシで作った絶縁素材のカバーを用意した。

用意した電源の電圧は最大 40 kV であるが、必要なピーク電流は 3000 A であるため、耐圧は 30 kV とした。コイルと磁極の間の絶縁のため、コイルはカートンテープを巻き、エポキシ樹脂で成型モールドの処理をした。製作時にはコイルや鉄心にバリなども含めて突起部が存在しないようにした。電磁石両端に存在するコイル結合用の円弧の形状をしたブスバーも同様に、磁極との絶縁を維持するために磁極や真空ダクトのフランジからは十分に離して設置した

上下コイルは取り外す事が無いため、磁極コアにモールド、接着した。一方

で、分割面にある左右 2 本のコイルは上下分割の際に鉄心から外す必要がある。したがって、コイルのモールドは電磁石を組み立ててから行うが、その際鉄心には接着しないようにした。また、電磁石上面には精密設置の際に測定用ターゲットを置く台座を付けた (図 55 参照)。

鉄心及びコイルの寸法は、電磁石の性能及び設置の精度を決定する重要なパラメタである。積分磁場がゼロなる軸が電磁石の幾何学中心に存在するためには、鉄心およびコイルの直線性が非常に重要となる。コイルは曲がったり歪んだりしないようにし、打ち抜き後の鋼板を積層する際にも鉄心が積層方向に曲線を描く事がないようにした。以下にパルス 6 極電磁石の製作精度を列挙する。

- ・ 鉄心打ち抜きの際の加工精度は±0.05 mm 以下。
- ・ モールドする前のコイルの直線性及び製作精度は±0.1 mm 以下。
- ・ モールド後のコイルの設置精度は±1 mm 以下とするが、モールド内部でのコイルの歪みは±0.1 mm 以下。
- ・ 電磁石上部に設置する測定用のターゲット座と電磁石の幾何学中心の誤差は±0.05 mm 以下。
- ・ 積層時の各鋼板の x-y の位置精度は±0.05 mm 以下。

表 6：パルス 6 極電磁石の基本パラメタ

Parameter	value
磁極長	300 mm
ボア径	66 mm
コイルターン数	1
積分磁場 (x = 15 mm の場所で)	120 Gauss m
ピーク電流	3000 A
インダクタンス	4.3 μH
パルス幅	1.2 (2.4) ^a μsec

^a 設計値は 1.2 μsec であるが、入射実験に用意した電源のパルス幅は 2.4 μsec であった。

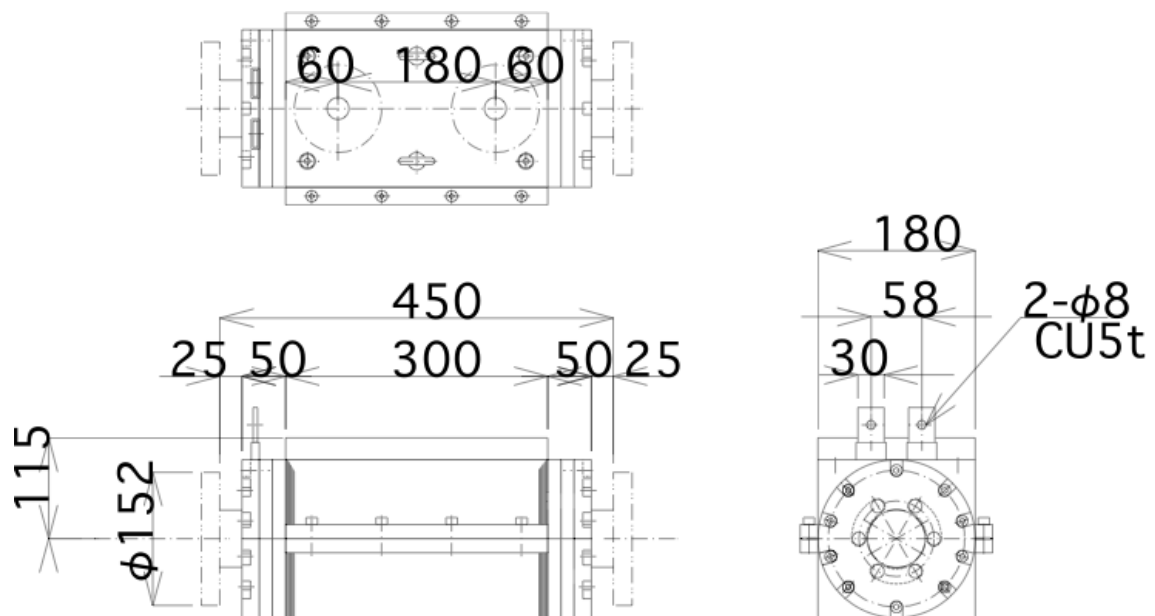


図 49 : パルス 6 極電磁石外観図。

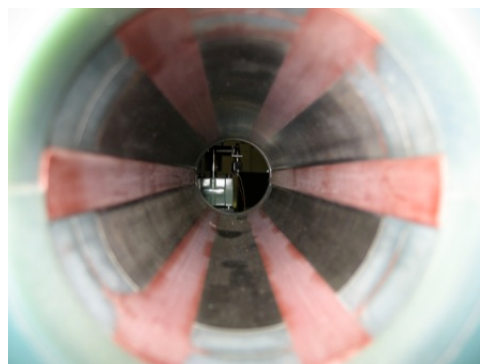
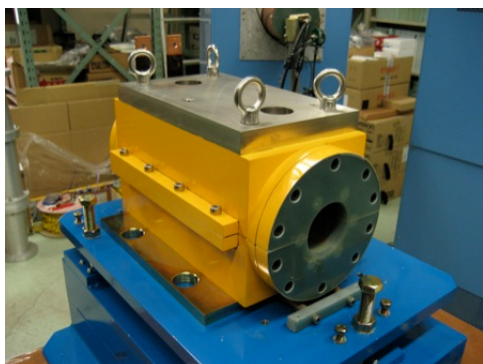


図 50 : パルス 6 極電磁石の外観の写真 (左) と内部 (右)。内部の赤っぽい部分は絶縁に使ったエポキシ樹脂で、茶色い部分が磁極である。

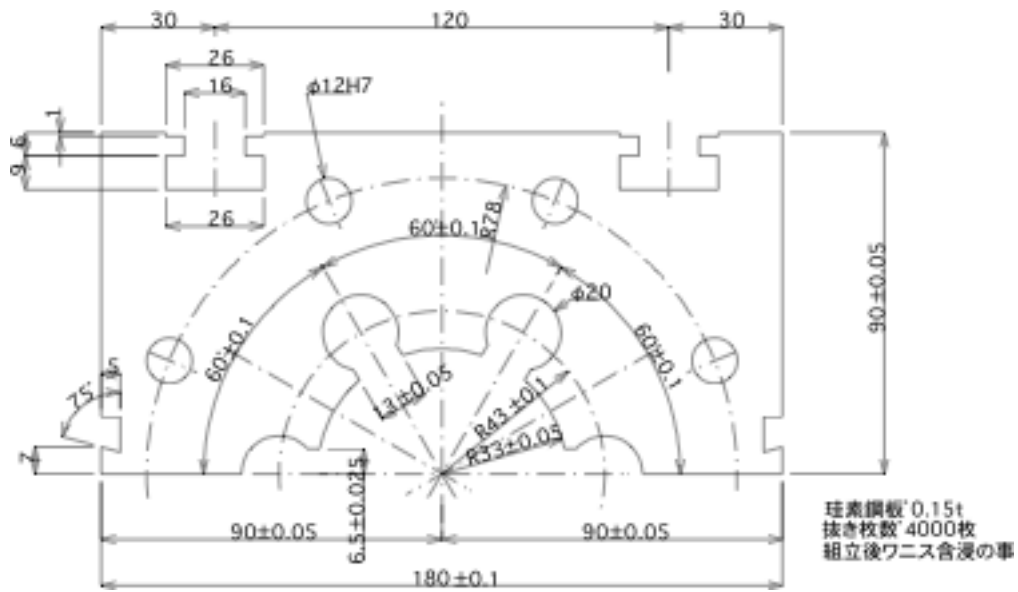


図 51：パルス 6 極電磁石の磁極の図面。半割できるようになっている。

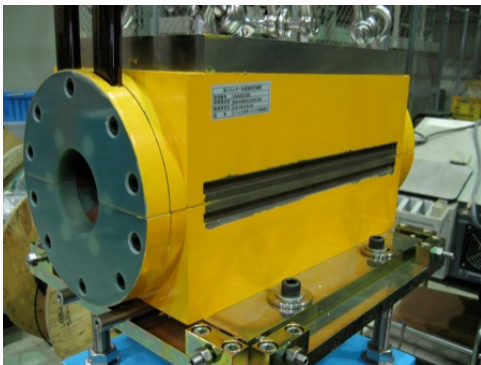
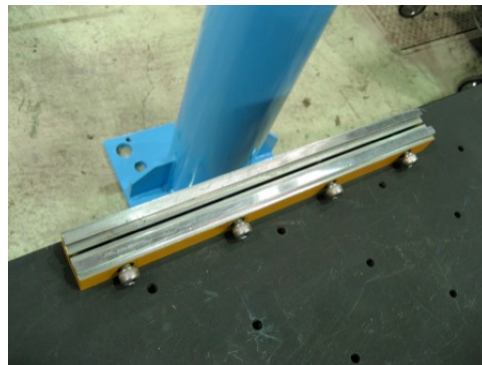
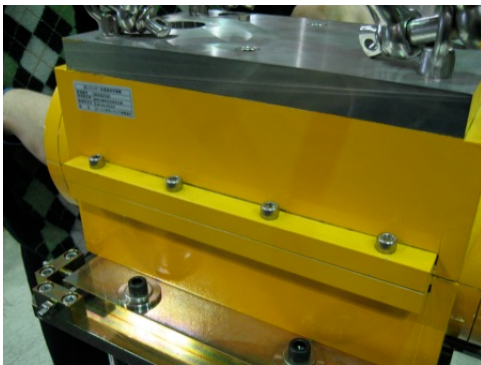


図 52：半割にする過程その 1。上下の鉄心を固定する磁極左右のバーを外すところ。

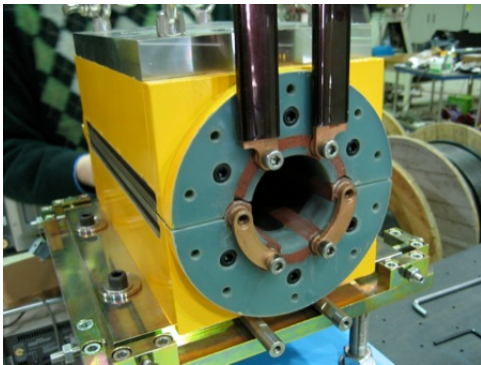
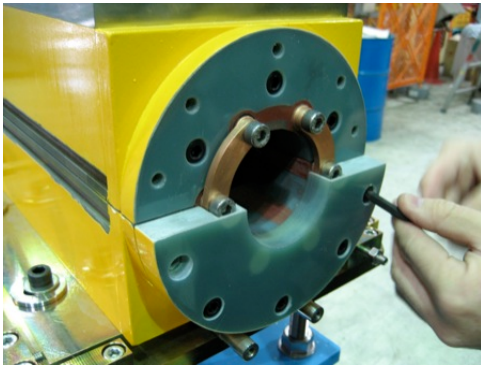


図 53 : 半割にする過程その 2。絶縁部の取り外し

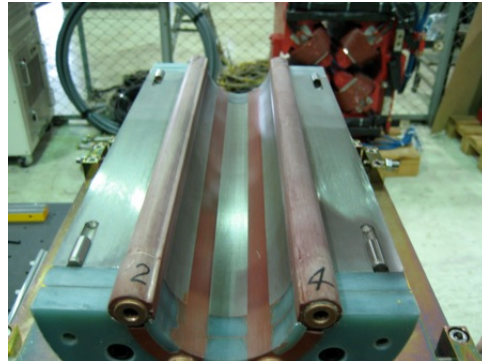


図 54 : 半割にする過程その 3。パルス 6 極電磁石を半割りにしたところ。

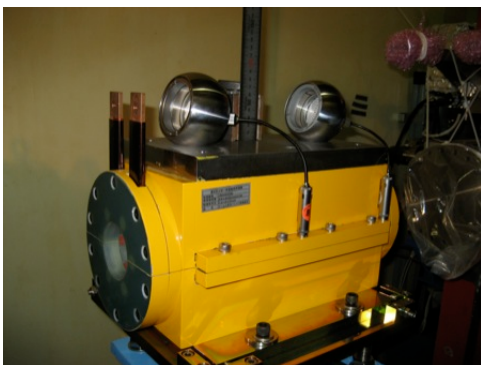


図 55 : パルス 6 極電磁石の上部に精密設置用のターゲットを置いたところ。

5.2. パルス電源

使用したパルス電源は、PF-AR でのパルス 4 極電磁石用に設計したもので、出力されるパルスの形状はパルス幅が $2.4 \mu\text{sec}$ のハーフサイン、最大 40 kV を出力する事が出来る。電源の概略図は図 56 に示す構成になっており DC の高電圧部とパルス部がそれぞれ別の筐体に入っている。充電方式はコマンドチャージ方式を取っているため、充電開始と放電の 2 種類のトリガを必要とする。電源の充電回路構成は LCR 共振型であり、主コンデンサは最初の充電トリガによって駆動するサイラトロンスイッチ (E2V テクノロジー社 : CX1 1 5 9) で充電が始まる。蓄えられた電荷は、放電トリガによって駆動されるサイラトロン (E2V テクノロジー社 : CX1 1 7 4) によって電磁石に供給される。充放電のシグナルは TTL を使用しており、図 57 に、実際の二つのトリガと充電電圧の関係をオシロスコープを使って測定した結果を示す。図からもわかるように、充電には少なくとも 10 msec 必要である。コマンドチャージ方式を使う利点は、放電トリガを元にチャージを開始する従来の方式に比べて常に充電と放電の間隔を一定に保つことができることである。これによって、充電電圧の降下や入射の繰り返しを遅くした時に充電電圧が思った以上に下がってしまうなどということが起きなくなる。負荷および電源等が持つインダクタンスは、LCR メーターを使って測定した。結果は表 7 に示す通りであり、システム全体としては $4.4 \mu\text{H}$ である。電源が持つインダクタンスは、主コンデンサの静電容量が $0.12 \mu\text{F}$ であることとパルス幅が $2.4 \mu\text{sec}$ であることから導き出した $1.5 \mu\text{H}$ とも一致する。また、充電電圧 16.7 kV でピーク電流 3000 A を発生させることから導き出したインダクタンスが $4.3 \mu\text{H}$ ともほぼ一致する。電源の繰り返し周波数は最高 12.5 Hz である。これに関しては、PF-AR での使用時には 25 Hz 運転が可能であったが、PF リングへ移設後は 25 Hz での運転が不安定であったため使用していない。原因については、PF-AR から PF リングへの電源の移設作業等が原因と思われるが、確認はできていない。

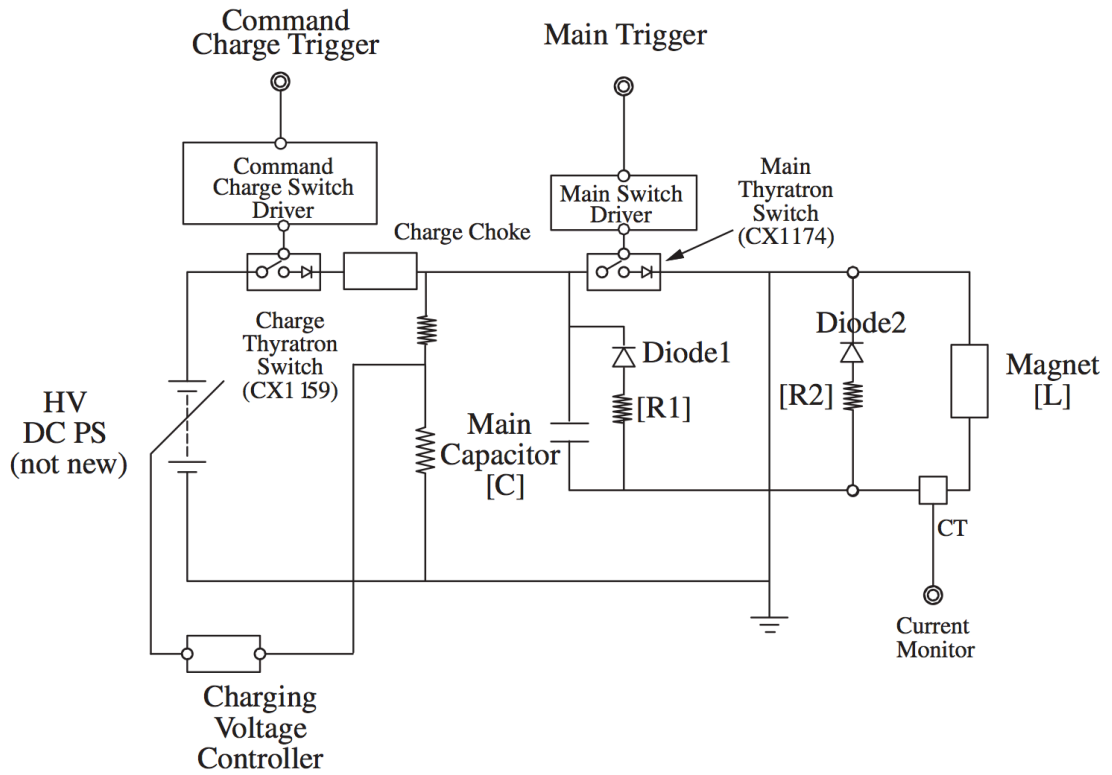


図 56 : パルス電源の概略図。

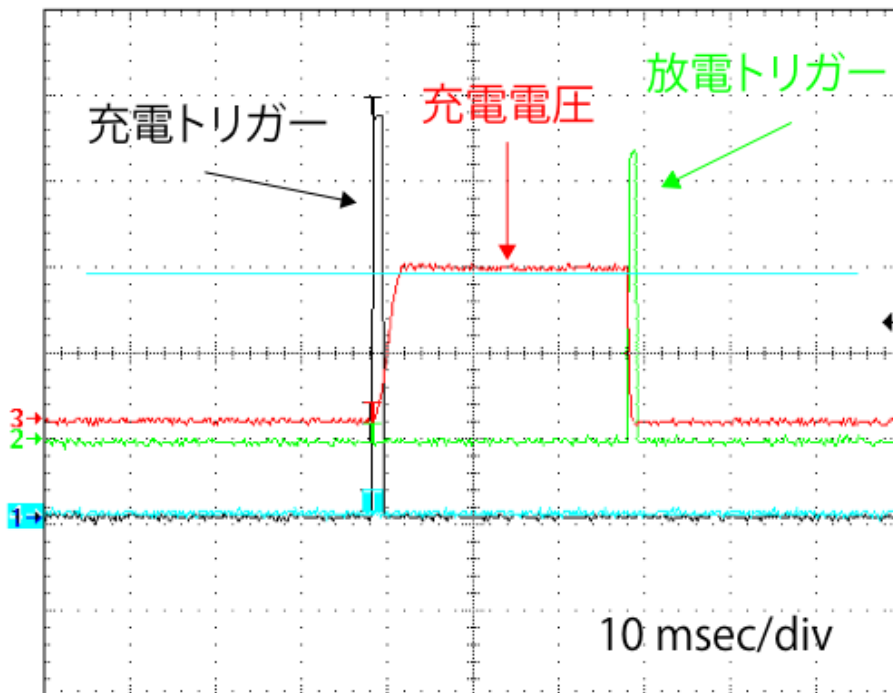


図 57 : パルス電源の充放電のタイミングと充電電圧のモニタ。

表 7 : LCR メーターで測定したインダクタンスの内訳

電源	1.5 μH
Bus bar	2.4 μH
パルス 6 極電磁石	0.5 μH
合計	4.4 μH

5.3. 磁場測定

PF リングへ設置する前に、パルス 6 極電磁石の磁場がどのような分布をしているか、また、電流に対する磁場の強さ等についての測定を実際に使用する電源を接続して行った。

5.3.1. パルス磁場測定原理

パルス磁場の測定には、サーチコイルを使用する。パルス磁場によって誘起される電圧は、ファラデーの電磁誘導の法則を用いて

$$V_{coil} = -\frac{d\Phi}{dt} = -NS_{coil} \frac{dB}{dt} \quad (5.1)$$

のように表される。ここで、 Φ は磁束、 N はコイルのターン数、 S_{coil} はコイルの断面積、 B は磁束密度である。パルス電流を与えた時に発生するピーク磁場は、電圧の時間変化をモニタし、それを積分することによって

$$B_{peak} = -\frac{1}{NS_{coil}} \int_0^{peak} V dt \quad (5.2)$$

のように求めることができる。

実際に使ったサーチコイルは、直径 0.1 mm の銅線をガラスエポキシを削りだして作った棒に巻いて製作した (図 58 の写真を参照)。5 mm \times 5 mm のショートコイルと、5 mm \times 600 mm のロングコイルを同じ棒に巻いてある。巻き数は両コイル共に 1 ターンである。ショートコイルはパルス 6 極電磁石内部のビーム軸方向の磁場分布を測定するためのもので、ロングコイルはビームが感じる積分磁場を測定するためのものである。



図 58 : サーチコイルの外観。

5.3.2. パルス磁場測定の設定アップ

パルス磁場測定の設定アップを図 59 に示す。パルス 6 極電磁石を励起したパルスは CT (Pearson 社製 : 4 1 1 型) を使ってオシロスコープ (Textronix 社製 : TDS784D : 帯域 1 GHz : 4 G サンプル/秒) でモニタする。同時に、パルス磁場の測定は XYZ ステージ上に固定したサーチコイルを使用し、オシロスコープでモニタする (図 60 の写真参照)。XYZ ステージはステッピングモーターで動かすことが出来る様にし、それらは PC 上からコントロールする。XYZ ステージの移動精度は、水平方向 (X) とビーム軸方向 (Z) には $1 \mu\text{m}/\text{pulse}$ 、垂直方向 (Y) には $0.2 \mu\text{m}/\text{pulse}$ となっている。オシロと XYZ ステージを PC でコン

トロールし、磁場分布を測定する。図 61 に示したのは、磁場測定時にサーチコイルと CT に現れる典型的な波形である。赤が電源からのパルス波形で $2.4 \mu\text{sec}$ の half-sin の波形が見えている。青はロングコイルから、緑はショートコイルからの波形である。

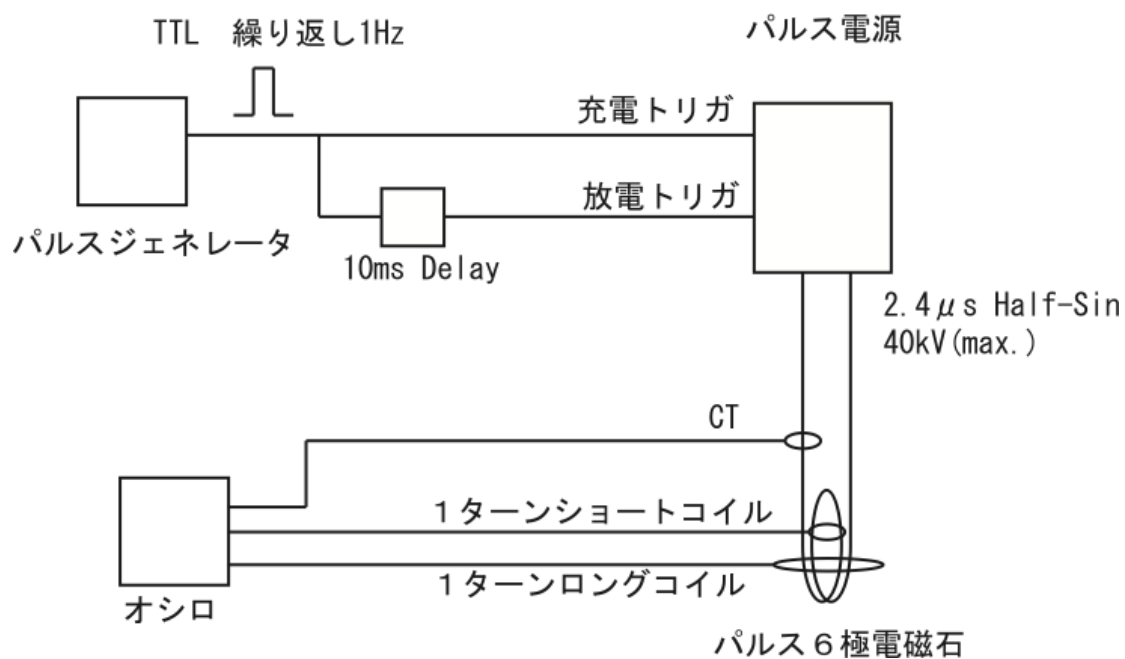


図 59 : 磁場測定の設定アップの概略図。

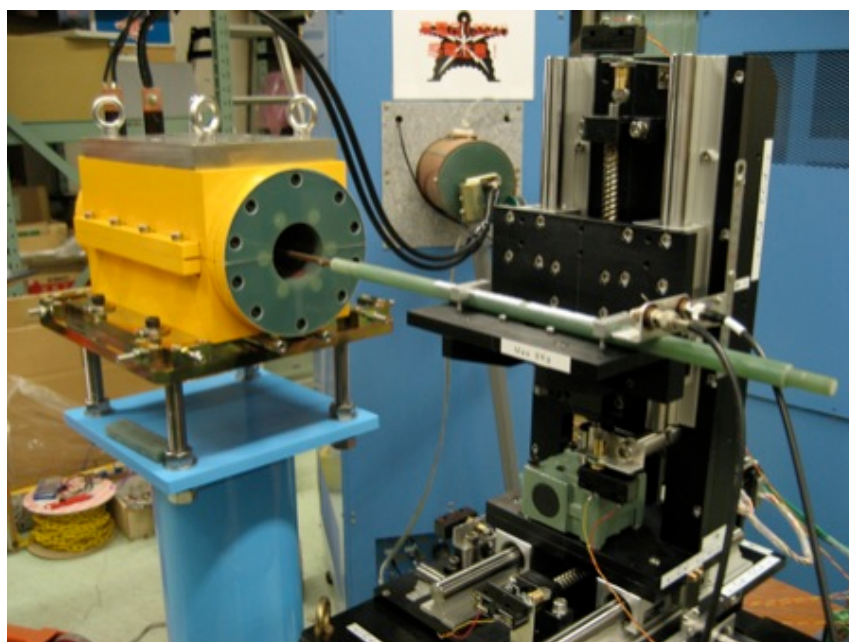


図 60 : 磁場測定セットアップの写真

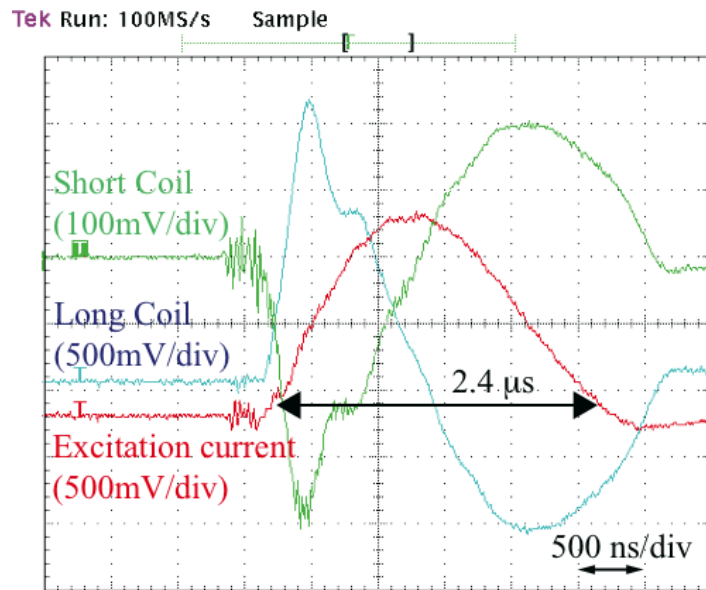


図 61 : サーチコイルから出てくる生波形。

5.3.3. 磁場分布の測定結果

図 62 に示すのは、典型的なショートコイル及びロングコイルの出力を積分したものである。この積分波形のベースライン（立ち上がる前の $0.5 \mu\text{sec}$ の平均）とピークの差を取り出してその点における磁場とした。ベースラインがゼロ磁場を指していないのは、オシロで測定した微分波形を積分しているため、ノイズによって零点が多少動いてしまうことが原因である。

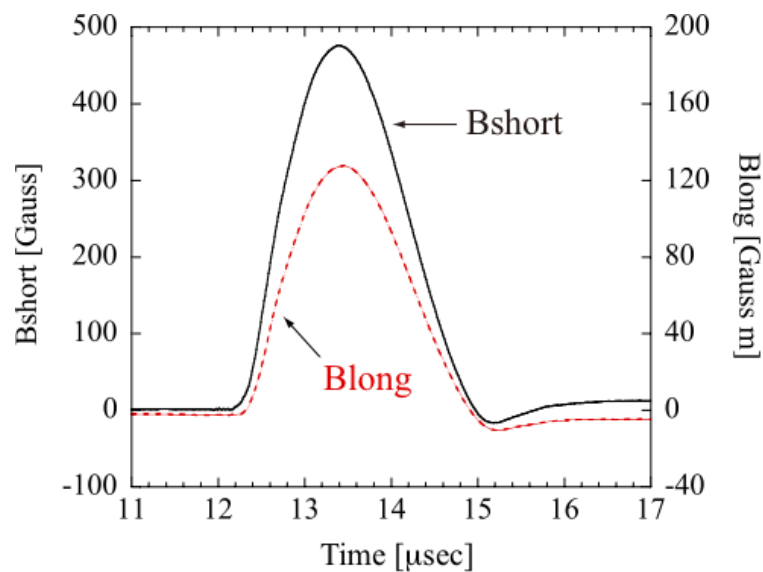


図 62 : サーチコイルからの信号を時間積分した結果。

5.3.3.1. 水平垂直方向の積分磁場の分布

積分磁場の測定はロングコイルを使って行った。ロングコイルの設置に際して、水平方向の基準点は上部のプレートの中央、垂直方向は半割のラインとした。設置精度は $500\ \mu\text{m}$ 以下である。

ピーク電流を $3000\ \text{A}$ にして、水平方向に B_y を $1\ \text{mm}$ 間隔で走査した結果が図 63 である。グラフ内の赤点は測定値であり、黒点は 2 次元の磁場シミュレーションコードである POISSON[39] を使った計算結果である。測定点はサーチコイルの中央の位置を示している。サーチコイルは水平方向に $5\ \text{mm}$ の幅を持っているため、コイル中央位置での磁場の真値は測定値に対して常に $1.22\ \text{Gauss m}$ 強く出ることになる。この値はサーチコイルの水平方向の位置に依存しない。グラフではこのオフセット分を補正してある。POISSON の計算には後述する磁場の有効長を考慮して磁極長 $320\ \text{mm}$ で計算している。測定結果は設計通りの放物線の磁場が出ている事がわかる。入射ビームが通過する中心から $15\ \text{mm}$ のところで積分磁場 $120\ \text{Gauss m}$ が出ていることが確認できた。理想軌道がある $x = 0$ 付近ではほぼ磁場がゼロになっているのがわかる。ただ、パルス磁場測定は非常にノイズの多い測定であり、測定した微分波形を積分することで求めるため、磁場が弱い所での値には大きな誤差がついてくることになる。

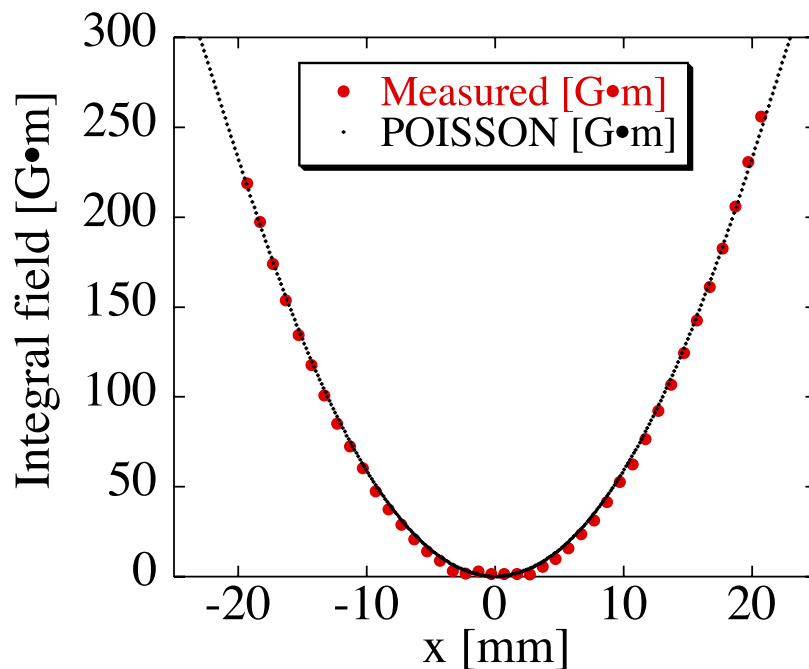


図 63: ロングコイルを使って測定した垂直方向の積分磁場と 2 次元シミュレーションの結果の比較。

5.3.3.2. ビーム軸方向の磁場分布

ビーム軸方向 (Z) の磁場分布の測定にはショートコイルを用いた。ビーム軸方向へ 5 mm ステップで測定した。図 64 に測定結果を示す。図中の $z = 0$ はパルス 6 極電磁石の中心を表しており、磁極長は 300 mm であるから、 $z = 150$ mm の点がパルス 6 極電磁石の出口となる。磁場が半分に落ちるのは $z = 160$ mm 辺りであり磁場の有効長は 320 mm であると言える。

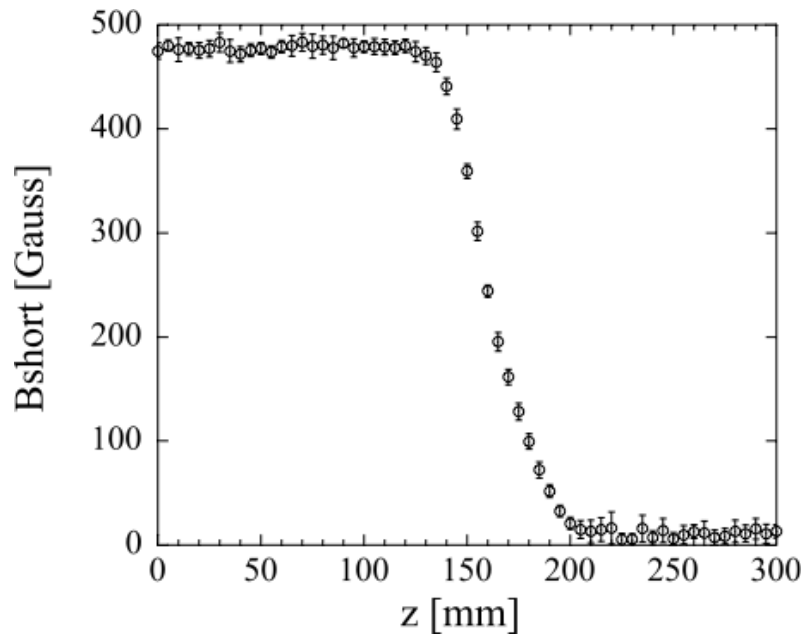


図 64 : ショートコイルを用いて測定した Z 方向の磁場分布。

5.3.3.3. 励磁曲線

パルス 6 極電磁石へ流すパルスのピーク電流値を 500 A から 3200 A まで変える事によって、出力されるピーク磁場がどのように変化するかの励磁曲線をプロットしたのが図 65 である。励磁曲線は 3200 A までほぼ線形に上がって行く。したがって、使用するピーク電流が 3000A のパルスにおいては、パルス 6 極電磁石内部で飽和磁場の影響はないと考えられる。

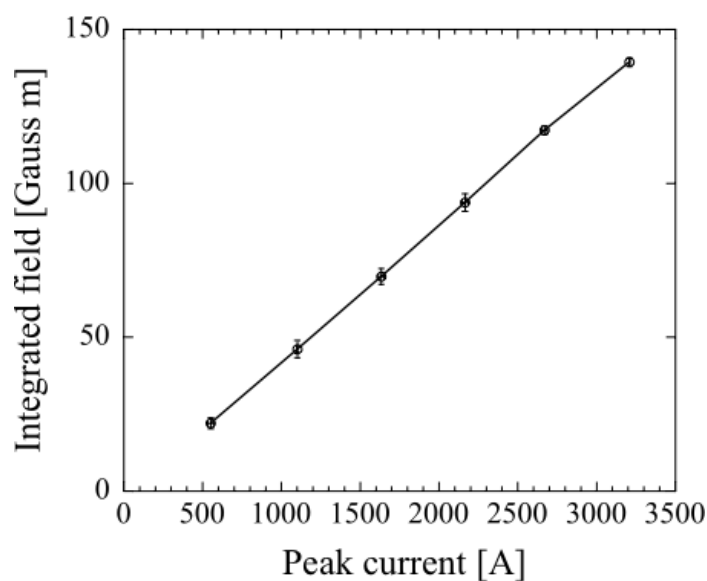


図 65 : パルス 6 極電磁石の励磁曲線。

5.4. PF リングへの設置

パルス 6 極電磁石の設置場所は、PF リングの挿入光源 U02 の下流のスペースとした (4.2 節参照)。設置に当たっては、図 66 に示すように RF-KO を挿入光源の上流に移動し、その空いたスペースにパルス 6 極電磁石を設置した。実際に PF リングトンネル内に設置したパルス 6 極電磁石の写真を図 67 に示す。写真中の黄色い電磁石がパルス 6 極電磁石である。

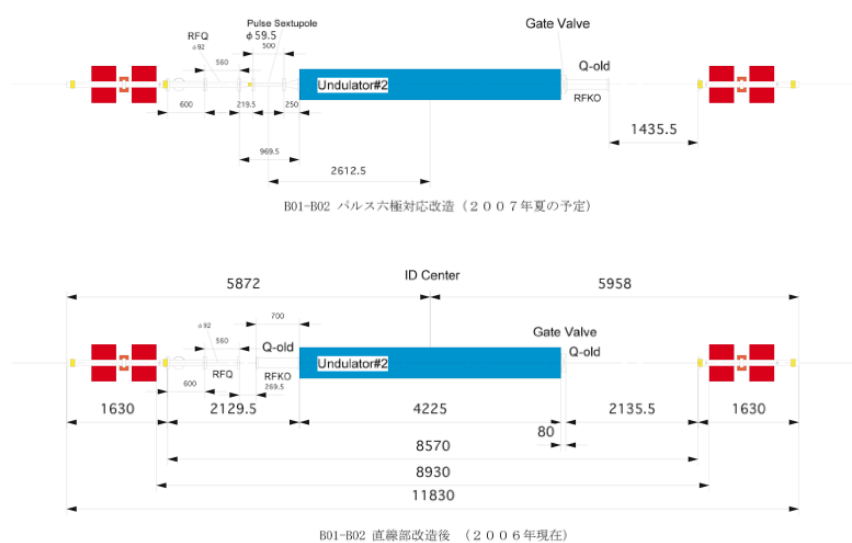


図 66 : U02 付近の機器配置。パルス 6 極電磁石設置前 (下) と設置後 (上)



図 67 : パルス 6 極電磁石の設置。

5.4.1. 真空ダクト

パルス磁場を使うにあたり、渦電流の影響を受けないように真空ダクトにはセラミック (Al_2O_3) を使用した (図 68 参照)。セラミックダクトに強度を持たせるためにダクトの両端では約 7 mm の厚さにした。また、少しでもパルス 6 極電磁石のボア径を小さくするために、ダクト中央部は約 3 mm の厚さにまで薄く削り出した。ダクト中央部を薄くするにあたり、セラミックダクトと磁極間のクリアランスは 500 μm と非常に狭いため、削り出しには $\pm 100 \mu\text{m}$ の精度を求めた。セラミックと SUS で出来た ICF-203 フランジの部分は、Ag-Cu を使ってロウ付けを行った。図 69 は完成したセラミックダクトの外観と、セラミックダクト内に施した Ti コーティングの写真である。Ti のコーティングの厚さは 3 μm とした。ダクトの長さは両フランジの面間で 500 mm である。セラミックの部分の断面が円形であるのに対し、パルス 6 極電磁石を挿入する場所の上下流部の真空ダクトの断面は図 70 に示すような形状をしているため、真空ダクトのインピーダンスを下げるために図 71 に示すようなテーパ部をセラミックダクトの両端に配置した。パルス 6 極電磁石の設置の自由度を持たせるために両端にベローズを配置した。また、セラミックス及びベローズの部分に上流の偏向電磁石から出た放射光が直接当たらない様に上流部にアブゾーバーを配置した。

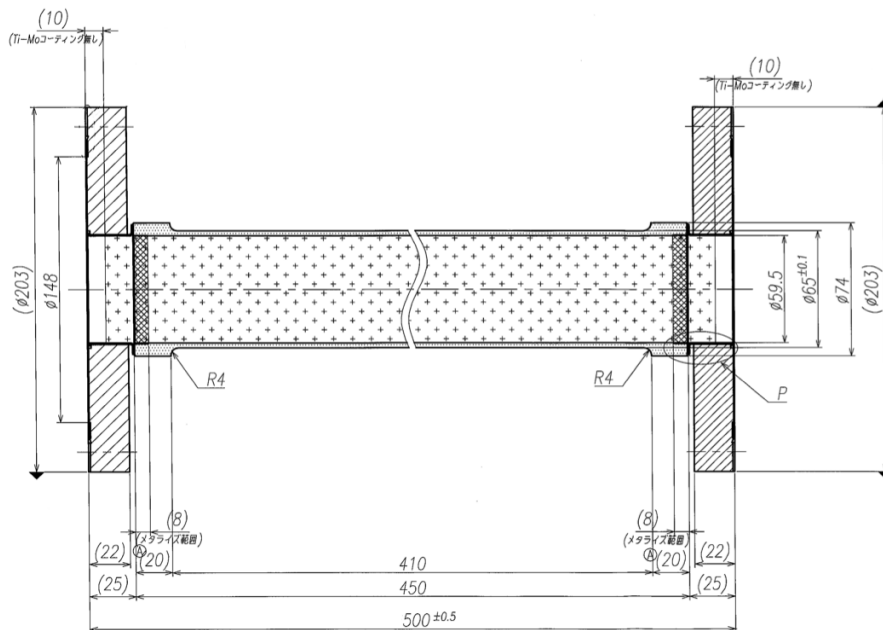


図 68 : セラミックダクトの断面図。

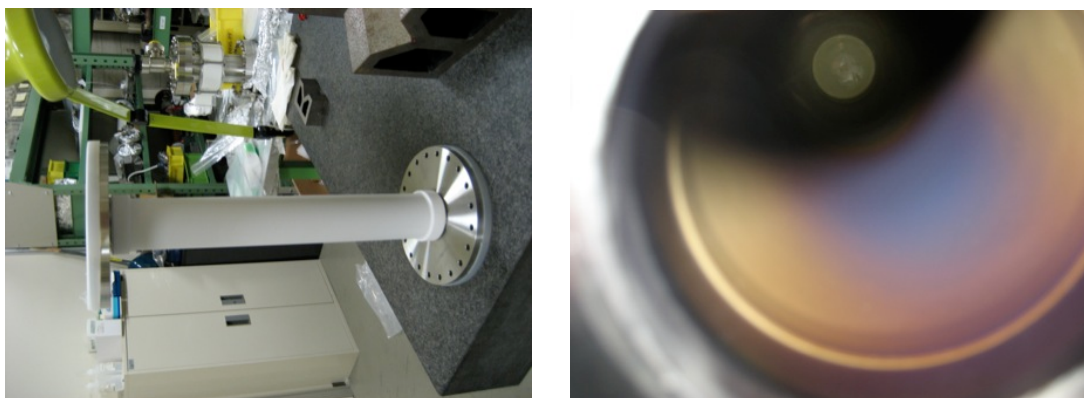


図 69 : セラミックダクトの外観 (左) と Ti コーティングされた内部 (右)。

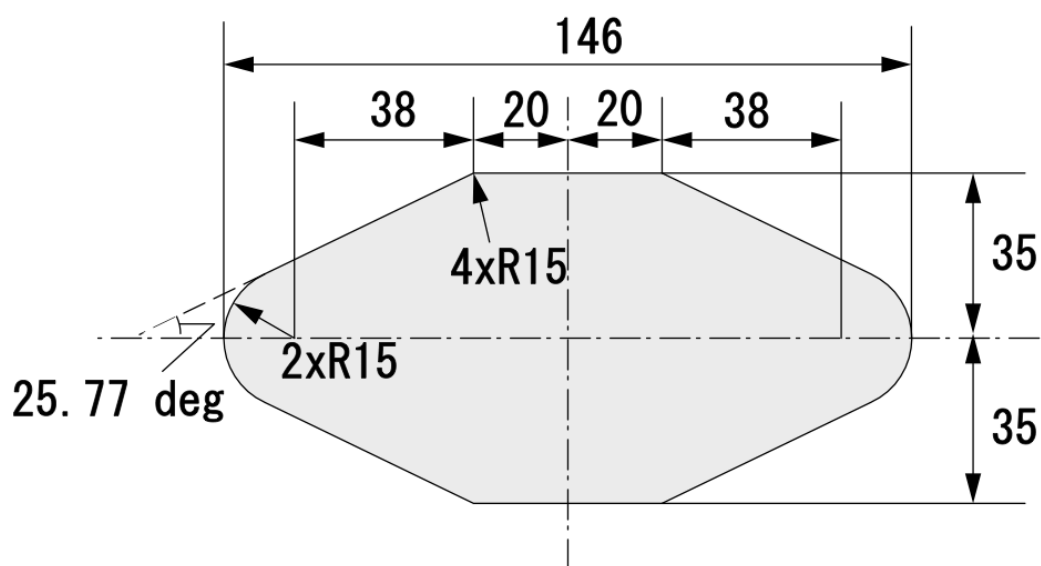


図 70 : パルス 6 極電磁石挿入部の上下流部の真空ダクト断面図 (数値は内径)。

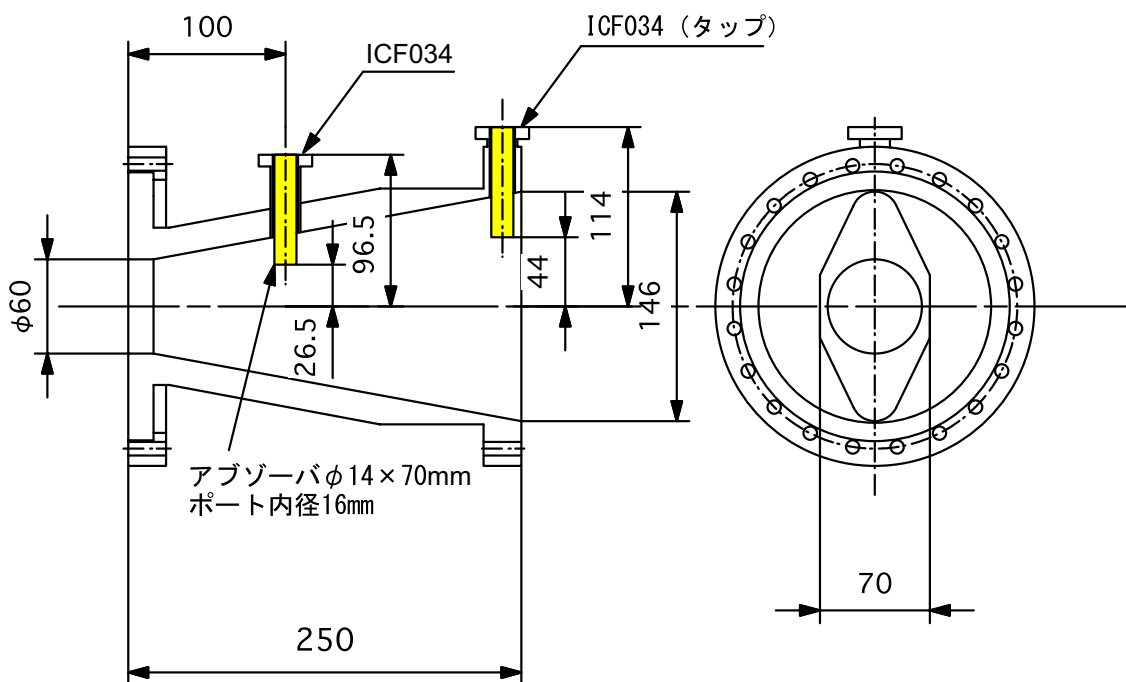


図 71 : セラミックダクトの上下流部に設置したテーパーとアブゾーバー (黄色)。

5.4.2. アライメント

パルス 6 極電磁石は、他の PF の電磁石及びモニタから独立した架台に設置した。架台の図面は図 72 に示すとおりで、XYZ 方向にボルトで微調が出来るようになっている。床面には架台を載せるためのベースプレートを設置し、ベースプレート自身はトンネルのコンクリートに対してアンカーを打って固定した。ベースプレートの設置後、図 72 に示した架台をベースプレート中心部に立て、その上にパルス 6 極電磁石を設置した。

最初の粗い設置では、床面にケガキ線を用意し、水平 (X) 及びビーム軸方向 (Z) を約 1 mm 以内の精度で設置した。垂直方向は長直線部の直上下流部にある 4 極電磁石の中心線にレーザーを合わせこれも 1 mm 以内で設置した。

次に精密アライメントを行った。垂直方向は、パルス 6 極電磁石の下流に設置してある 4 極電磁石 (Q013) の半割線を基準とし、精密レベル測量機 (N3 : ライカジオシステムズ) を使って視準した。結果、基準より 0.01 mm 低い位置に設置された事を確認した。水平方向については、セオドライトを使ってパルス 6 極電磁石上下流の 4 台の 4 極電磁石の通り芯を測量し、それを基準としてパルス 6 極電磁石上部に用意した精密アライメント用の 2 カ所の穴を使って上流側と下流側を測定した。結果、基準との差は上流側でリング内側方向に 0.04

mm、下流側がリング内側方向に 0.06 mm となった事を確認した。ビーム軸方向の距離は下流の Q013 上流部の端面からパルス 6 極電磁石の下流側基準座端面までの距離を金尺で測定した。傾きは水準器で測定し、ビーム方向には 0.005 mm/m (上流側高)、ビーム直角方向には 0.02 mm/m (リング内側高) を確認した。

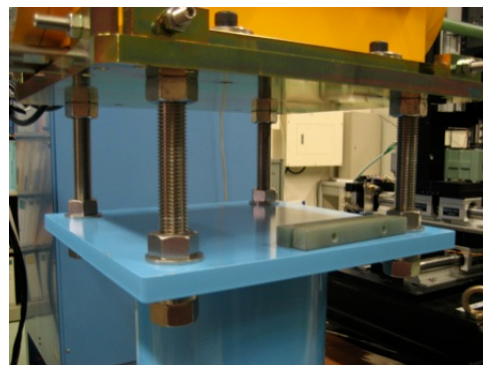
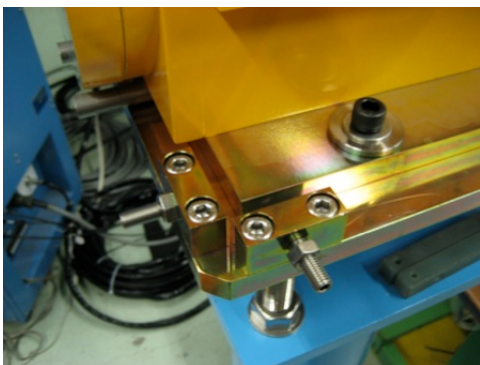
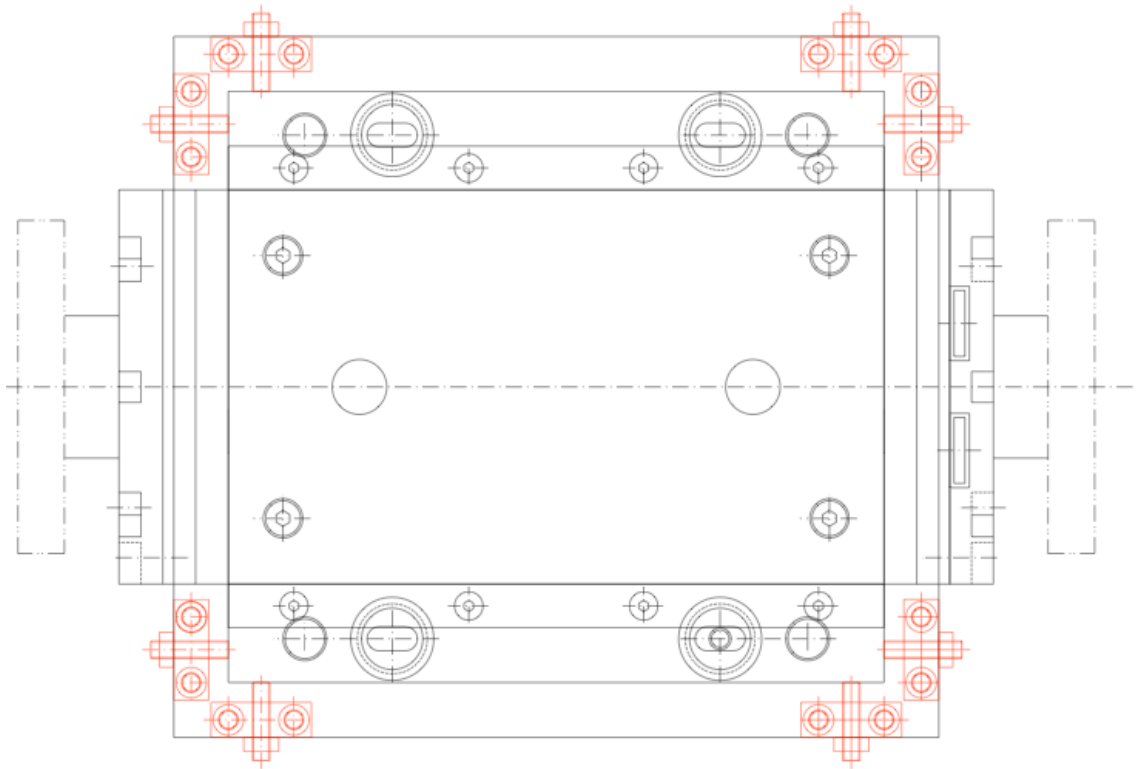


図 72 : パルス 6 極電磁石用架台の XYZ 微調機構。

6. パルス 6 極電磁石を使った電子ビーム入射実験

6.1. 入射タイミングの最適化

PF リングの入射器からの電子ビームは、電荷量約 0.1 nC のシングルバンチでやってくる。バンチの長さは 3 psec でエネルギー広がり は 0.13% である。そのバンチを、312 個あるバケットのどれに入れるかを蓄積リング側で選ぶことによって、シングルバンチモード（常に同じバケットを指定する）とマルチバンチモード（順番に違うバケットを指定する）の運転を切り替えるようになっている。指定するバケットによって入射タイミングを $624 \text{ nsec} \times n/312$ （624 nsec はリング周回時間、n はバケット番号）程遅延させる必要があるが、指定バケットへの入射に必要な遅延を考慮したタイミング信号は、KEK 線形加速器側が用意して PF リング側に送っている。したがって PF 側では、入射ビームとパルス 6 極電磁石を励起するタイミングを一度調整すれば、どちらの蓄積モードでも同じ条件で入射をする事が可能となる。ここでは、入射ビームとパルス 6 極電磁石のパルスの励起のタイミングをどのようにして調整したかについて説明する。

パルス 6 極電磁石用電源に使用するトリガ信号のタイミングチャートを図 73 に示す。今回使用した電源は、コマンドチャージ型のパルス電源であるため、充電トリガと放電トリガの 2 種類の信号を必要とする。線形加速器から送られてきた電子ビームがパルス 6 極電磁石に到達した瞬間に励起電流がピークに達するように、放電トリガのタイミングを調整する必要がある。KEK 線形加速器から送られてくる入射トリガは、ビームが PF リングに到達する約 100 μsec 前に到達するので、これに対して必要な遅延を与えることで放電トリガのタイミングを調整した。電源の充電時間を考慮すると、充電トリガは放電トリガの 10 msec 前に必要になるが、10 msec も前に入射トリガを貰えないので、充電トリガは 1 回前の放電トリガを元にして遅延を入れて PF 側で作る。放電トリガの 10 msec 前に充電トリガが必要であることを考慮して、遅延時間は 1 Hz 運転の時には 990 msec、5 Hz 運転の時には 190 msec となる。

入射トリガは、KEK 線形加速器で作られる。KEK 線形加速器の基本周波数は 10.38546 MHz であり、加速空洞の周波数である 2856 MHz はその 275 倍に逡倍して作られる[40]。しかしながら、PF の加速空洞の 500 MHz はこの基本周波数から作られてはいない。これは KEKB と PF リングの周長補正を独立に行うためである。KEK 線形加速器と PF リングの同期回路は、図 74 に示すようなブロックダイアグラムを使って表すことが出来る。まず、基本周波数を 11 倍に逡倍し

たサブハーモニックバンチャー (SHB) の 114.24 MHz と PF リングの周回周波数の 1.6 MHz を同期させる。この二つの周波数は独立であるため、常に完全な同期を得ることはできないが、遅延モジュールを使用して 700 psec のジッターを許容すると入射トリガは 10 kHz 以上の繰返しで同期が得られる。更にこの出力と 50 Hz を同期させることによって、 $50/n$ Hz (n : 自然数) で電子銃を励起させてビームを発生させることができる。例えば 5 Hz で入射する際には、SHB と商用 50Hz の双方に同期した入射トリガが 1 秒間に 5 発生されて来ることになる。

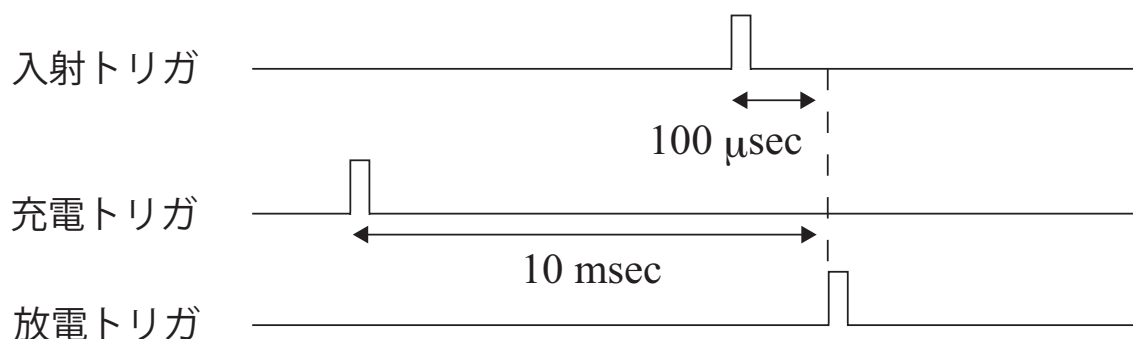


図 73 : パルス電源の充放電のタイミングチャート図。

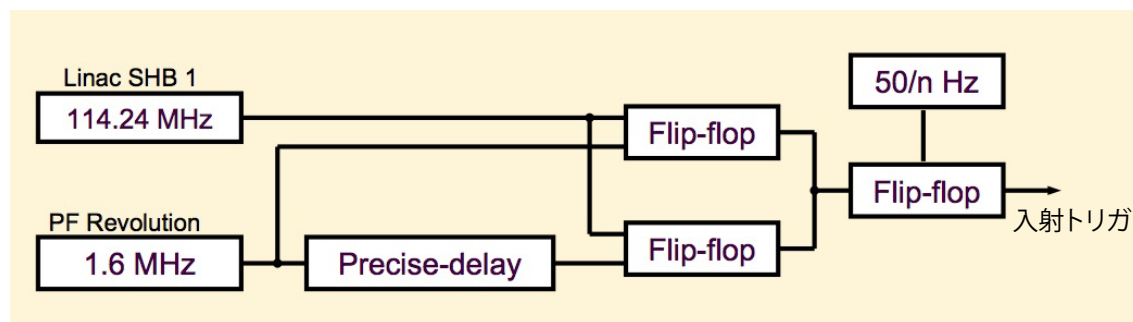


図 74 : PF リング用の入射トリガを作り出す回路のブロックダイアグラム。

放電トリガと入射ビームがパルス 6 極電磁石電磁石を通過するタイミングを正確に合わせ込むために、パルス電源の CT 出力と、パルス 6 極電磁石の 20 m 下流に設置してある壁電流モニタの出力を使った。蓄積リングに入射を続けていると、壁電流モニタからの入射ビームの信号は蓄積ビームの信号の中に埋もれてしまいどこが入射タイミングであるか判らない。これを避けるために、ビームが PF リング内に長時間蓄積されないように高周波加速空洞の加速電圧を切

って入射を行った。高周波加速空洞の加速電圧を切ることによって入射ビームは放射光で失ったエネルギーを回収出来ないため、周回する毎にエネルギーを失い内側の軌道を回るようになり、最終的には真空ダクトによって失われる。図 75 は入射ビームを壁電流モニタで観測したもので、約 80 μsec の間にビームが失われているのがわかる。これにより、10 kHz 以上の繰り返しで入射を行わない限り入射器から PF リングに入って来たビームの最初のターンを観測できる。タイミング調整時の入射の繰り返しは 1 Hz で行った。

図 75 のパルス 6 極電磁石の励起パルスの形状と 1 ターン目の入射の部分と拡大すると図 76 のようになっている。入射ビームの 1 周目がパルス 6 極電磁石の励起パルスのピークにくる様に入射トリガのタイミングを調整した。



図 75 : RF を切った状態でビーム入射を行い、壁電流モニタ（紫色）で入射ビームを測定した。黄色は入射トリガ、緑色はパルス 6 極電磁石の励起電流。水平方向のスケールは 20 $\mu\text{sec}/\text{div}$ 。

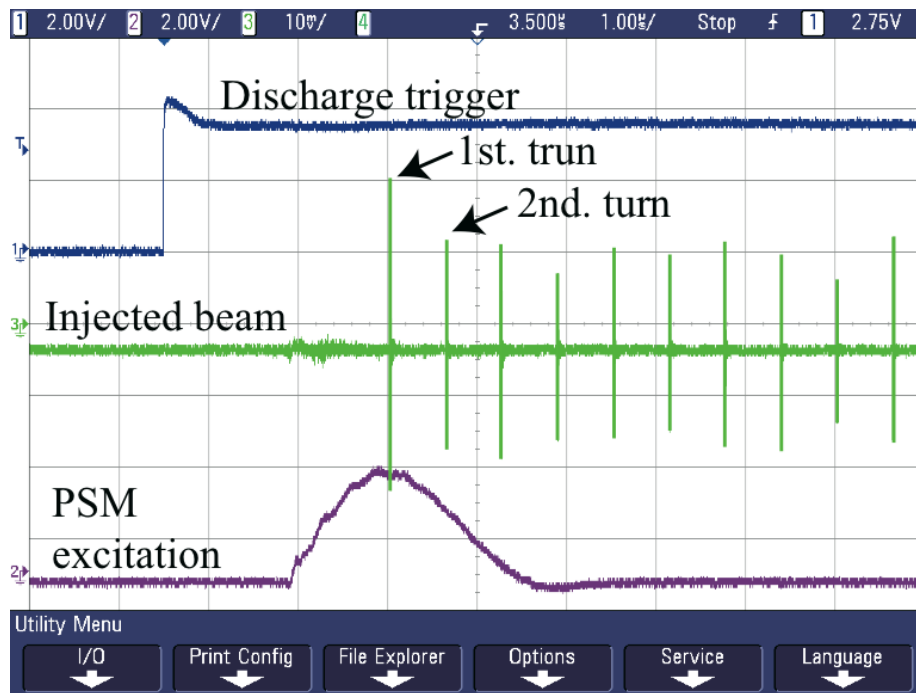


図 76：入射ビーム(緑色)とパルス6極電磁石の励磁タイミング(紫色)の関係。入射ビームはパルス6極電磁石の励磁パルスのピークパルス6極電磁石を通過するように調整している。リングを周回してきたビーム(図中 2nd. turn)に対してパルス6極電磁石の励起電流がゼロに落ちきっていない様子が見える。

6.2. パルス6極電磁石の極性の反転について

1.4 節で触れたように、本論文で述べる全て入射実験は、PF リングに設置したパルス6極電磁石が設計とは逆の極性でパルス電源と接続された状態で行われたことを予め断っておく。実験は前節の図 76 で示したように、パルス6極電磁石の励起のピークに入射の1ターン目が来るようなタイミングで全ておこなわれた。極性は設計と逆であり、極性の違いによる比較が必要な場合は極性の状態を明記するものとする。しかしながらここで重要なことは、本研究が問題としているのは、(1) 入射ビームの捕獲効率、(2) 入射時の蓄積ビームの振動、(3) 入射時の蓄積ビームのプロファイルの変動の3点であるため、極性が逆の状態であることが問題となるのは、入射ビームの捕獲効率のみであるということである。入射時の蓄積ビームの振動及びビームプロファイルの変動への影響は、電源の極性が逆であっても6極磁場の対称性から変わらない。

ここで、逆の極性であった事が明らかになった経緯を述べておく。パルス6極電磁石をPF リングに最適化するに当たり、ビーム輸送路出口の入射ビームの

パラメタは、パルス6極電磁石入射とキッカー入射で同じ値を使ってシミュレーションを行った。したがって、実際の入射でも、2つの入射方式の切り替えにおいて、入射路のパラメタを別のものに変える必要はない。ところが、入射調整をおこなってみると、キッカー入射とパルス6極電磁石入射を切り替える際に同じパラメタでは入射率が上がらず、ビーム輸送路のパラメタを大きく変える必要があるという問題が実験当初からあった。しかし、パルス6極電磁石を使った入射は大きな問題なく行われていたため、当時は極性が逆の状態に接続されていることに気づくことができなかった。ところが、最近行った入射率調整の実験において、パルス6極電磁石の3 m 下流のビーム位置モニタを使って入射ビームの位置を周回毎に測定した結果、図 77 に示すように1ターン目の入射ビームの水平方向の位置がパルス6極電磁石の中心付近を通る場合に、入射率が最も良くなることがわかった。パルス6極電磁石が設計通りであれば、入射ビームはパルス6極電磁石の位置でリングの内側 15 mm に来た時（図 77 で水平方向に負の方向）に最も入射率が良いはずで、実験の結果と矛盾していた。これをきっかけとして極性を調査した結果、反転していることが確認された。

ここで、極性が逆でなぜ入射が可能であったのかを説明する。図 78 はパルス6極電磁石の極性が正しかった場合に、パルス6極電磁石による蹴りの前後で入射ビームが位相空間上でどのように振舞うかを示している。番号1で示した緑の一团がパルス6極電磁石で蹴られる直前の入射ビームの分布で、番号2で示した赤の一团が蹴られた直後の分布を示している。一方、図 79 に示したのはパルス6極電磁石の極性を反転させた上で、入射ビームを入射1ターン目に磁場中心付近を通るようにした時、入射ビームがどのように振舞うかを示している。番号1の緑及び番号2の赤の粒子の一群は、1周目のパルス6極電磁石で蹴られる直前及び直後の入射ビームの分布を示している。磁極中心においては磁場が殆ど無いため、赤と緑の一群は位相空間上で殆ど同じ位置を占める。入射1ターン目に殆ど蹴られなかった入射ビームは入射2ターン目にパルス6極電磁石内で番号3の位置にやってくる。パルス6極電磁石の極性が反転しているため、入射ビームは番号4で示された方向に蹴られ、そのままPFリングのアクセプタンスの中に収まることになる。これは、1ターン目に蹴りを入れずに、2ターン目の入射ビームを蹴って入射しているのと同様である。図 77 の入射ビームの水平方向の位置の最初の2ターンの動きはこれと一致する。ま

た、2ターン目の蹴りの大きさは、パルス波形がハーフサインである場合、約0.72倍であるが、位相空間の非線形な形により、正の水平方向のアクセプタンスは負の方向に比べて広く、しかも傾いている。したがって、弱い蹴り角でも捕獲が可能であることが図 79 から分かる。

このようにして、入射1ターン目にパルス6極の中央を通すと極性を反転した場合でも入射可能な解が存在することがシミュレーションで確認できた。入射率を調整しようとしてビーム輸送路のパラメタを大きく変える必要があったのは、入射ビームがパルス6極の中央を通る様に調整していたためである。

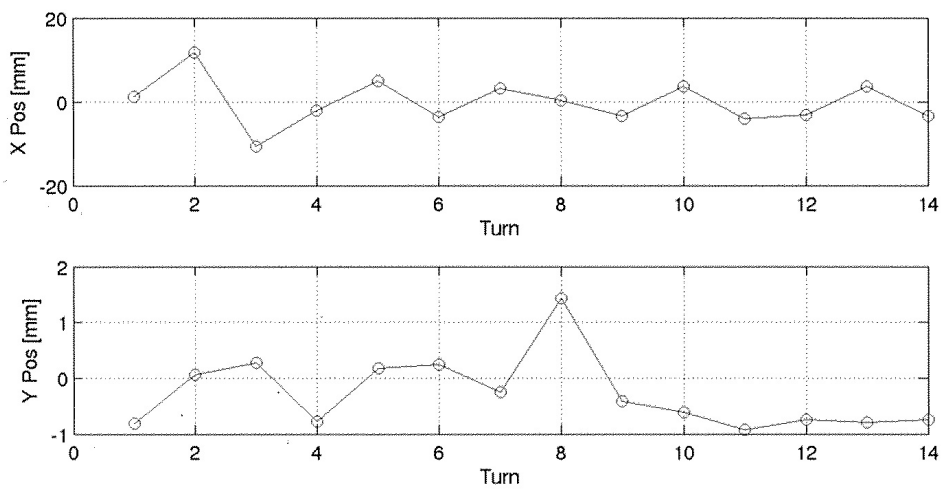


図 77: パルス6極電磁石を用いた入射直後の入射ビームの軌道をビーム位置モニタを用いてターン毎に追いかけたもの。1ターン目が入射ターン。それぞれターン毎の水平垂直方向のビーム位置を示している。水平方向の正の符号はリング外側に指し、垂直方向の正の符号はリング上方を指す。

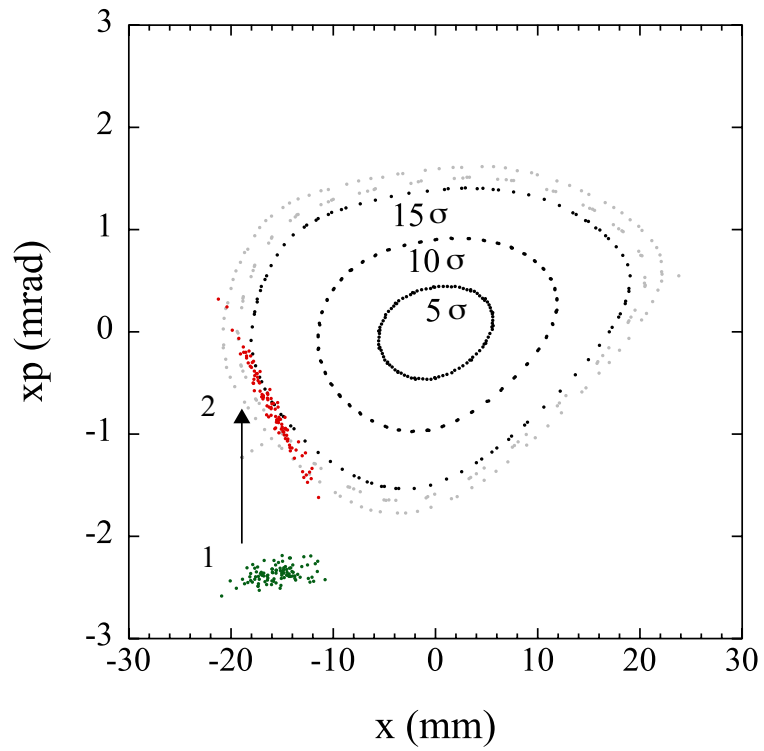


図 78 : 正しい極性でパルス 6 極電磁石を励磁した場合の入射ビームの振る舞い。σ で現しているのは PF リングのダイナミックアパーチャ。

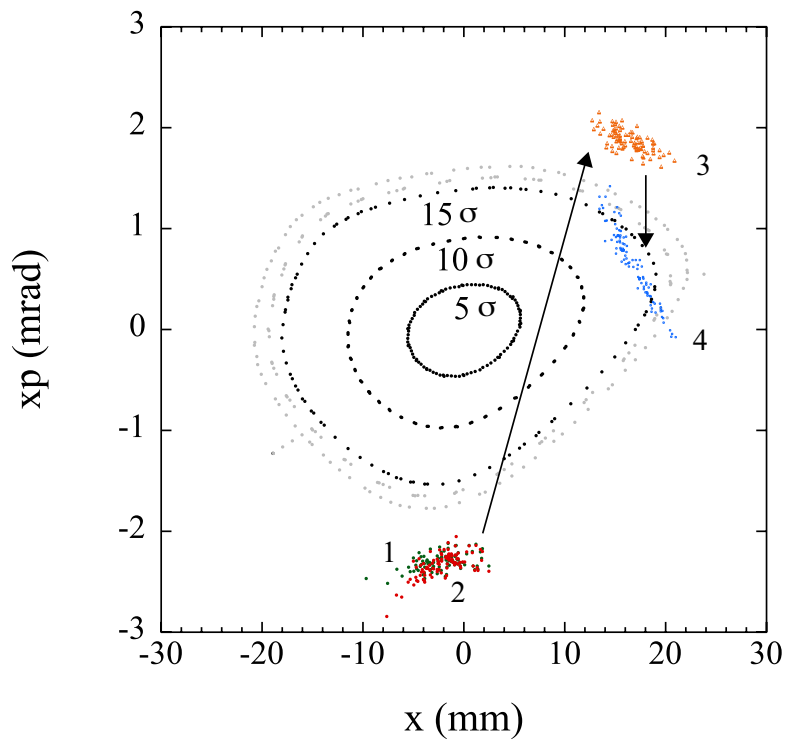


図 79 : 極性が反転している場合の入射ビームの振る舞い。

6.3. 入射ビームの捕獲効率の測定

入射ビームの捕獲効率の測定には、蓄積リング内の壁電流モニタ(WCM)を使用した。WCMの入射直後と入射後 40 μsec 後でのモニタ値 (図 75 参照) の比を取って捕獲効率と定義した。入射後 40 μsec はリング 64 周後に相当する。比較に使用したシミュレーションも入射 64 周後のものである。

まずは、入射トリガに対するタイミングを変えて捕獲効率を測定し、シミュレーションと比較した。2.4 μsec のハーフサインの形状を持つパルス 6 極電磁石の励起の頂点を遅延ゼロとして、入射トリガに対する遅延を変化させた場合の捕獲効率を図 80 に示す。極性が設計通りの場合と設計と逆の場合のシミュレーション結果も同時に示した。傾向としては、極性が正しい場合よりも極性が反転している場合のシミュレーションと測定値の方がよく合っているが、測定された最大捕獲効率はシミュレーションが示す 70%には届かず 40%程度で、 $\pm 1 \mu\text{sec}$ 遅延時間範囲で測定結果はシミュレーションよりも全体的に低いことがわかる。

次に、式 (3.7) で定義したパルス 6 極電磁石の強さ K_2 を変えて捕獲効率を測定したのが図 81 である。ただし、パルス電源の充電電圧には制限があるので $K_2 = 13 \text{ m}^2$ 以上は測定していない。前図と同様に、極性が正しい場合と逆の場合のシミュレーションの結果と比較している。タイミングを変えた場合の捕獲効率から予想されたように、極性が逆の場合のシミュレーション結果は K_2 が小さくても十分な捕獲効率があることがグラフから見て取れる。しかしながら、実測は $K_2 = 13 \text{ m}^2$ 以下の蹴りではシミュレーションほど十分な捕獲効率は得られてない。

シミュレーション結果が測定結果を十分に表せていないのは、シミュレーションで使っている入射電子ビームのパラメタが実際と違うことが原因の一つではないかと考えられる。PF リングへの入射においては、ビーム輸送路の終端であるセプタム出口における入射ビームのパラメタを (ベータatron関数、分散関数、3次元のビームサイズ、エネルギー広がり等を) リアルタイムでモニタ出来ているわけではない。仮に入射ビームの横方向のエミッタンスがシミュレーションで使っている値 (150 nm rad、水平垂直カップリング 100%) に比べて 2 倍大きかったとすると、シミュレーションから得られる捕獲効率は図 82 および図 83 のようになり、実験値を比較的良く再現するようにはなる。同様に縦方向のエミッタンス (バンチ長さ \times エネルギー広がり) を倍にした場合も同様の

傾向が現れるが、横方向のエミッタンスの変化に比べると効果は5分の1程度である。また、ビーム輸送路とのオプティクスのマッチングが取れていないと同様の事が起こり得る。

以上の様に、パルス六極電磁石の磁場の極性は逆になってしまったが、シミュレーション上は極性が逆であってもほぼ同程度の捕獲効率が期待できる事が示され、また、入射実験においても十分とは言えないまでもパルス6極電磁石単独入射が行える程度の捕獲効率が得られた。

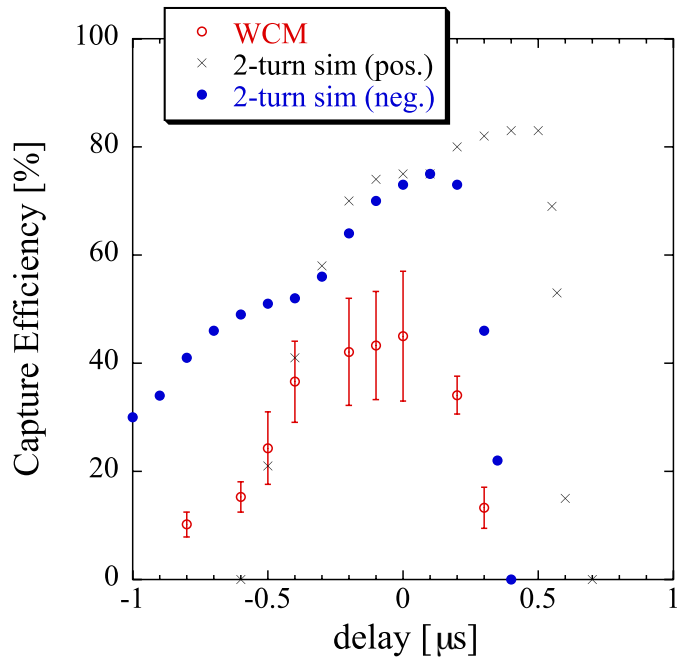


図 80: 入射トリガに対してパルス 6 極電磁石を励起するタイミングを変化させた時の捕獲効率。赤は測定値、青丸はパルス 6 極の極性が反転していた場合の計算値で黒バツは設計通りの極性であった場合。シミュレーションの入射角は 1.7mrad。K₂は 13 m²である。

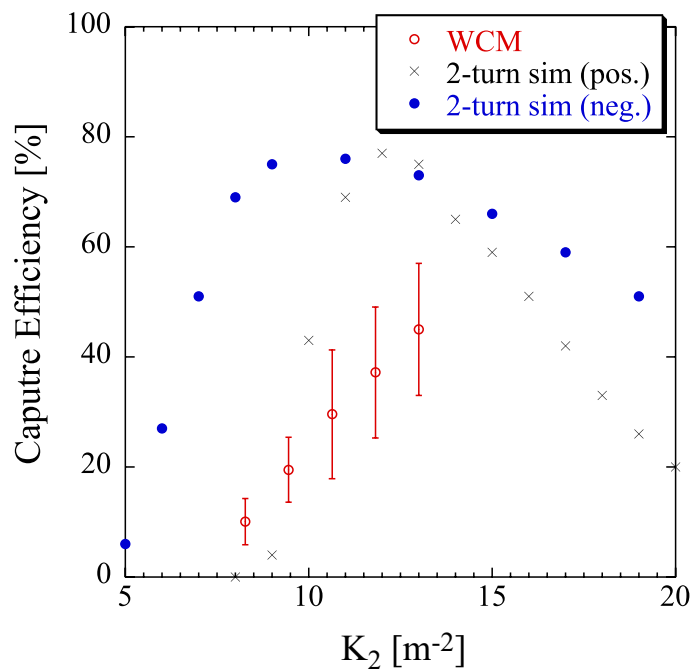


図 81: パルス 6 極電磁石の強さを変化させた時の捕獲効率。赤は測定値、青丸はパルス 6 極の極性が反転していた場合の計算値で黒バツは設計通りの極性であった場合。シミュレーションの入射角は 1.7mrad。入射タイミングは 0 μsec である。

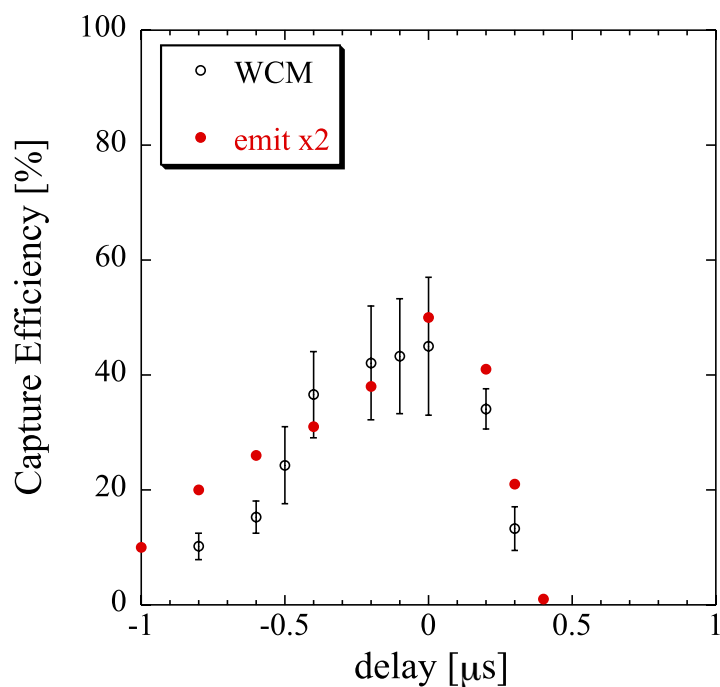


図 82: 入射トリガに対してパルス 6 極電磁石を励起するタイミングを変化させた時の捕獲効率。入射のエミッタンスが 2 倍大きいと仮定した。パルス 6 極電磁石の極性は反転した状態。シミュレーションの入射角は 1.7mrad。K₂ は 13 m⁻² である。

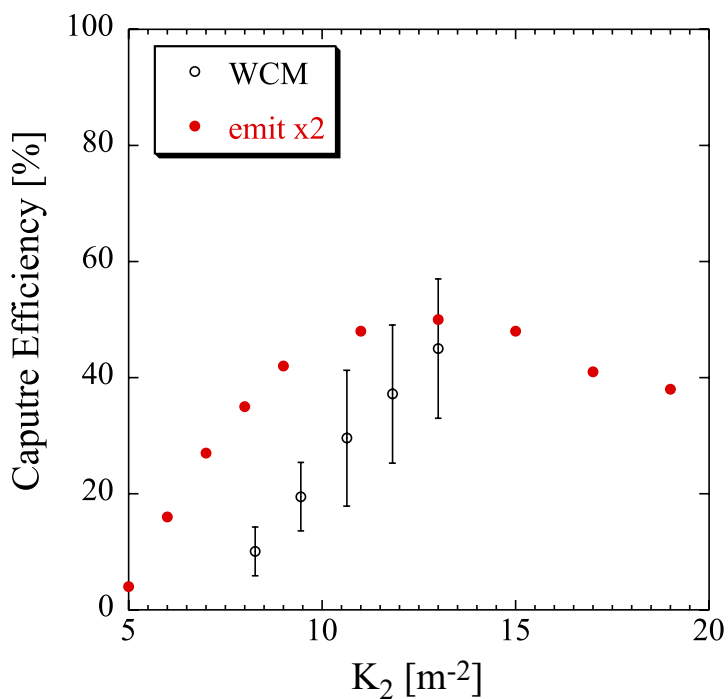


図 83: パルス 6 極電磁石の強さを変化させた時の捕獲効率。入射のエミッタンスが 2 倍大きいと仮定した。パルス 6 極電磁石の極性は反転した状態。シミュレーションの入射角は 1.7mrad。入射タイミングは 0 μsec である。

6.4. マルチバンチモード入射

パルス 6 極電磁石を用いてマルチバンチモードでの入射実験を行った。マルチバンチモードでは 312 個ある PF リングのバケットのうち連続した 280 個のバケットに電子ビームの蓄積を行う。線形加速器から送られて来るビームの電荷量およびビームサイズ等のパラメータはシングルバンチモードのものと同じであり、マルチバンチモード入射であるからと言ってバンチ列が線形加速器から送られてきたりするわけではない。シングルバンチモードとマルチバンチモードの違いは、入射する蓄積リングのバケットを固定しているか、順次変えているかだけである。PF リングの一般的なマルチバンチモードでの運転は、蓄積電流 450 mA で行われている。蓄積電流が 450 mA である場合、ひとつのバケット当たりの電流は約 1.6 mA である。蓄積電流が 450 mA の近辺でもパルス 6 極電磁石による入射が可能であるかどうか、及び、キッカー電磁石を使った通常の入射と比べて捕獲効率がどの程度違うのかも測定し比較した。

捕獲効率の測定において、前節では高周波加速空洞の加速電圧を切ることで蓄積電流が全くない状態で測定したが、マルチバンチモードを使った入射では加速電圧を入れて通常の蓄積を行う状態での捕獲効率を測定した。これにより、蓄積電流値が高い場合の捕獲効率の振る舞いを調べることができる。蓄積電流がある状態での捕獲効率の測定には、入射トリガあたりの蓄積電流量（入射率）を使用した。これは、入射トリガ毎に KEK 線形加速器からの送られてくる電子ビームの電流量に前述の捕獲効率を掛けた値となる。したがって、KEK 加速器からの電子ビームの電荷量が同じであると仮定すれば、入射率を比較することは捕獲効率を比較することになる。

図 84 は PF リングに蓄積した電流（上図）と入射率（下図）を示している。図中の周波数は、その時の入射の繰り返しを示しており、5 Hz 入射とは 1 秒間に 5 回の入射トリガが来ているということであり、その入射トリガの 1 回当たりの電流量が入射率として示されている。パルス 6 極電磁石を用いたマルチバンチモードの入射実験は、入射の繰り返し周波数を 5 Hz で始めた。実験開始時に入射率が大きく変動しているのは、入射率が大きくなる様にビーム輸送路及びセプタム電磁石の調整を行ったからである。その後、パルス 6 極電磁石入射のまま入射の繰り返しを 12.5 Hz まで上げた。次に、パルス 6 極電磁石入射とキッカー入射での入射率を比較するために、キッカー入射に切り替えた。入射の

繰り返しを 25 Hz にしたのは時間の短縮のためである。パルス 6 極電磁石入射時の入射率は、キッカー入射時のそれに比べて約 6 割程度になっている事が図からわかる。キッカー入射による捕獲効率がほぼ 100%であると仮定すると、パルス 6 極電磁石入射時の捕獲効率は 7 割前後であるとシミュレーションから予想されていたが、実験結果は予想したものよりは若干低かった。蓄積電流が 400 mA を超えた辺りで再び 12.5 Hz のパルス 6 極電磁石入射に切り替え、蓄積電流値が大きいところでも入射が可能かを確認した。入射率は初期の 5 Hz に比べると少し落ちてはいるが、蓄積電流値が高い時でも通常入射の約 6 割程度で問題なく入射できた。蓄積電流値が PF リングの通常運転での蓄積電流値である 450 mA になったところで 12.5 Hz の入射を終了し、その後に PMS による 450 mA でのトップアップ運転を行った。トップアップ運転については次のセクションで詳しく述べる。

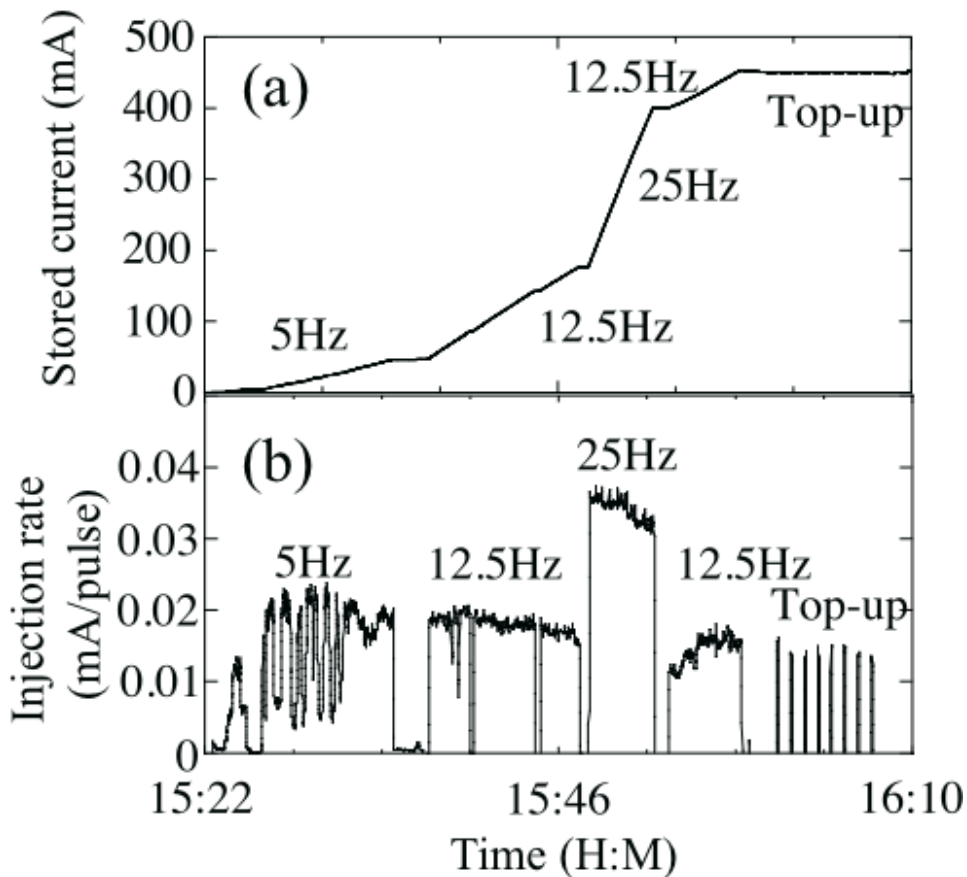


図 84: パルス 6 極電磁石を用いた入射とバンプ軌道を用いた入射による実験時の蓄積ビーム電流 (上) と入射率 (下)。

図 85 はパルス 6 極電磁石入射だけで入射を行った時の蓄積電流値のグラフである。入射の繰り返し 12.5 Hz で約 20 分をかけて 450 mA になるまで蓄積することにも成功した。この実験により、パルス 6 極電磁石を用いて通常のマルチバンチ入射を問題なく行えることが確認できた。

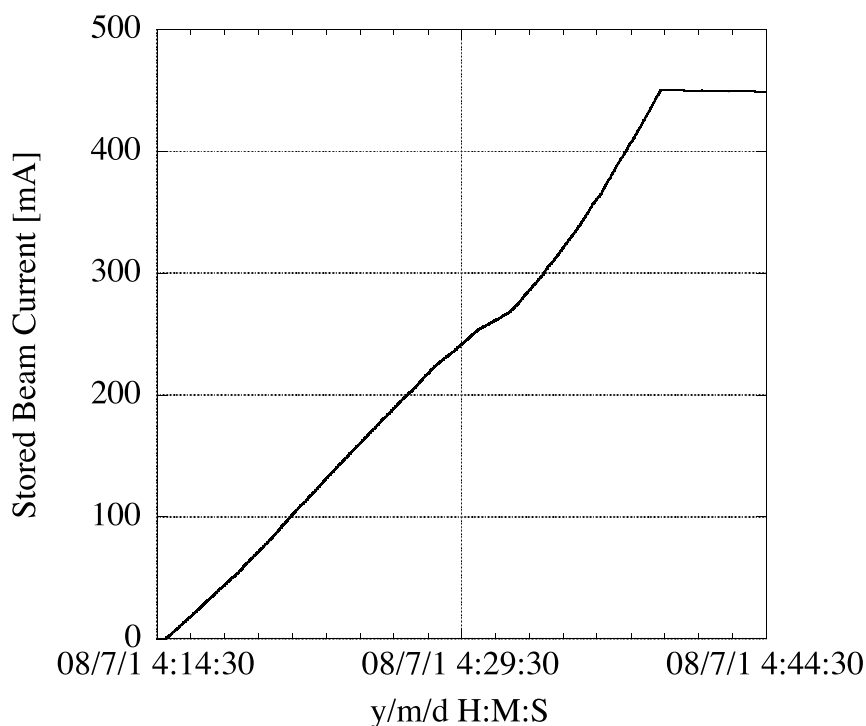


図 85 : パルス 6 極電磁石単独によるビーム入射。横軸の全幅は 30 分間である。

6.5. トップアップ運転

PF リングにおけるマルチバンチモードでのトップアップ運転は、蓄積電流が 450 mA で行われる。図 86 は 430 mA まで 25 Hz のキッカー入射でビームを蓄積し、その後 12.5 Hz でパルス 6 極電磁石入射に移行、450 mA まで蓄積した段階で入射の繰り返しを 1 Hz に変更して 2 時間のトップアップ運転を行った時の蓄積電流の安定度を示したものである。今回のトップアップ運転の実験では、トップアップの条件として、蓄積電流値が 450 mA を切ったら 1 Hz でビーム入射を開始し、450.05 mA になったら入射を中断するということを繰り返した。ビーム電流値は 2 Hz でモニタし、入射ビームは 0.005 ~ 0.02 mA/pulse で入射した。図中の内側のグラフは 2 時間のトップアップ運転の内の 10 分間を切り取って拡大表示したものであり、蓄積電流が 450 mA の値を切ると同時に入射が始まると

いう動作が繰り返されている。この時の電流値の変動は値の最大最小を 450 mA で規格化すると、0.02%であった。トップアップ運転時の蓄積電流の変動幅は、入射トリガあたりの入射率、ビームモニタの測定周期、そして許容される入射頻度に大きく依存する。常時入射して良い状況でビームモニタの測定周期が入射トリガに比べて十分早ければ、トップアップ運転時の蓄積電流の変動幅は入射トリガあたりの入射量まで小さくすることが可能である。その意味では、今回の蓄積電流の変動幅は 0.02%であったが、モニタ系の改良によってより安定した蓄積電流値を実現することも可能である。

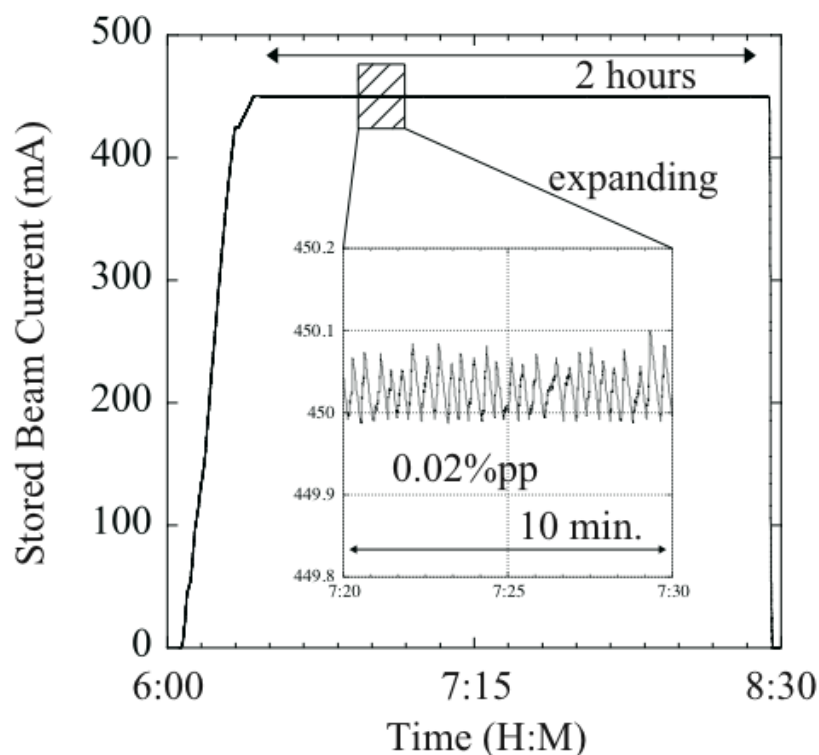


図 86 : パルス 6 極電磁石入射を用いたトップアップ運転における電流の時間変化。

6.6. 蓄積ビーム振動

入射時の蓄積ビームの振動を抑えるということは、パルス 6 極電磁石を使った入射の重要な目的のひとつである。そこで、キッカー入射とパルス 6 極電磁石入射のそれぞれで入射時の蓄積ビームの振動を測定し比較した。測定方法は、PF リング内にシングルバンチモードで電子ビームを約 30 mA 蓄積し、入射ビームをオフにした状態で入射を行う。キッカー及びパルス 6 極電磁石は、通常の入射時と同じだけの蹴り角で動作させる。蓄積ビームの振動はアンジュレータ

U#16 上流に設置してある BPM を使って、蓄積されたシングルバンチの重心振動を 1 周毎に追いかけて測定する。

図 87 の(a)、(b)はキッカー入射時の蓄積ビームの振動である。(a)は水平方向、(b)は垂直方向の振動を表している。横軸はリング周回数である。入射が始まる前の状態からビーム振動を測定しており、150 ターン辺りで急激に振動が起きている部分がキッカー電磁石及びパルス 6 極電磁石を励磁した瞬間である。励起をする前の振動幅は r.m.s. で水平方向に 18 μm 、垂直方向に 12 μm であった。キッカー電磁石を励起した直後には、水平方向に 850 μm 、垂直方向に 130 μm の最大振幅を持った振動が起きているのがわかる。なだらかに振幅が減衰しているのは主に放射減衰によるものである。一方、図 (c)、(d) はパルス 6 極電磁石を使った入射である。(c) は水平方向、(d) は垂直方向である。入射中の蓄積ビームの振動は入射直後で、水平方向に 180 μm 、垂直方向に 40 μm の最大振幅を持った振動にまで小さくなっていることがわかる。

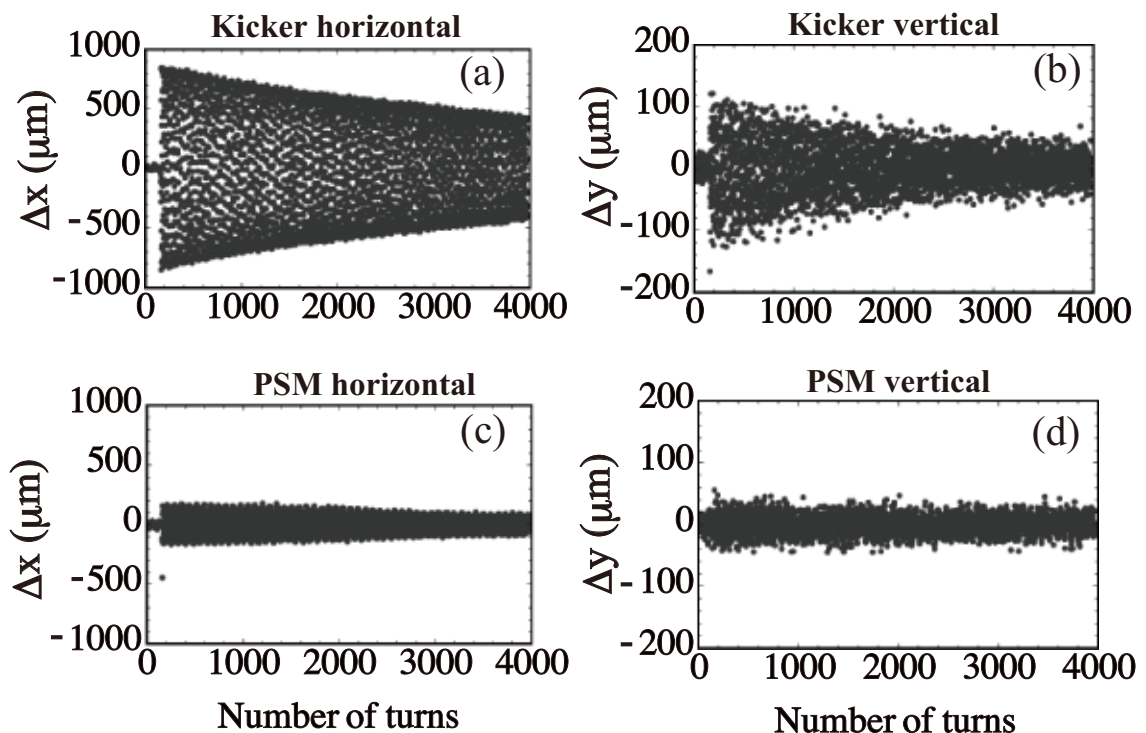


図 87 : 入射時の蓄積ビームの重心振動をアンジュレータ U#16 の上流に設置した BPM を使ってターン毎に測定したもの。上図の 2 枚はキッカー入射時で、下図の 2 枚はパルス 6 極電磁石入射時である。

この実験により、パルス6極電磁石を使った入射によって蓄積ビームの振動がキッカー電磁石を使った場合に比べて抑えることが出来る事を証明できた。しかしながら、入射時の蓄積ビームの振動を完全にゼロに出来た訳ではない。残っている振動の原因については次章で考察を行うことにする。

6.7. 蓄積ビームのプロファイル変動

パルス6極電磁石を導入した理由の一つが、入射時のビームプロファイルの変動をパルス4極電磁石よりも小さくできることであった。今回、入射時の蓄積ビームのプロファイルの変動を、ビーム診断用放射光ビームライン BL-27 に設置した高速ゲートカメラを使用して測定した。また、シミュレーションとの比較も行った。

まずは、多粒子トラッキングによるシミュレーションを用いて、PFリングの BL-27 の光源点である偏向電磁石 27 番 (B27) 入口における蓄積ビームのプロファイルが入射中にどれだけ変動するかを調べた。また、パルス4極電磁石の場合と比較した。シミュレーションに使用した蓄積ビームのパラメータは、水平方向のエミッタンスが 35 nm rad、水平垂直の結合係数が 1%、エネルギー分散が 7.3×10^{-4} である。また、図 88 は発光点におけるベータatron関数と分散関数を示している。図からわかるように、発光点では垂直方向のベータatron関数が水平方向に比べてかなり大きい。これらの値を使うと、BL-27 における蓄積ビームのサイズは水平方向に 338 μm 垂直方向に 93 μm となる。

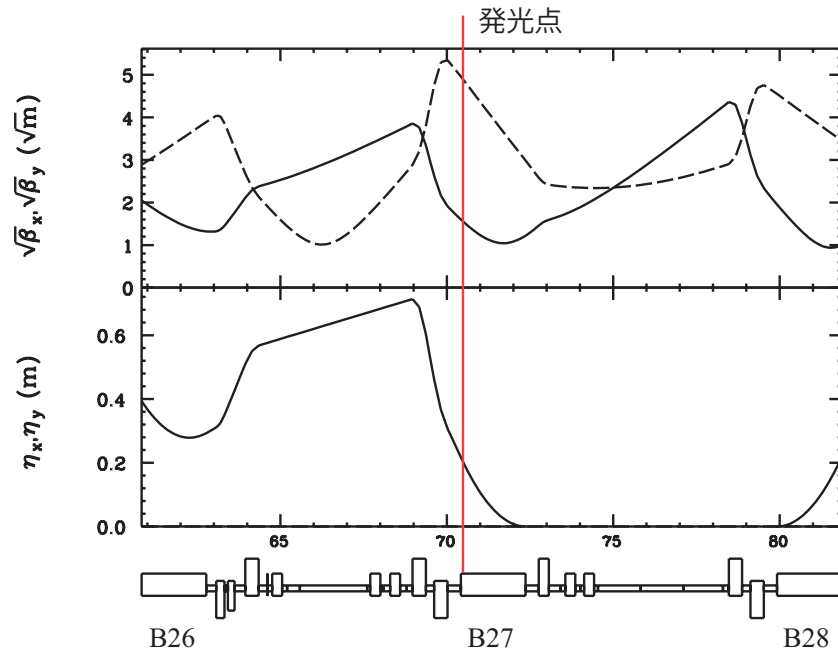


図 88: 高速ゲートカメラが見ている B27 の発光点周辺でのベータatron関数と分散関数。実線は水平方向、破線は垂直方向を表している。発光点においては、水平方向に若干の分散が存在する。

図 89 は、BL-27 で観測される入射時の蓄積ビームのターン毎のビームプロファイルの変動のシミュレーション結果である。入射に際して、パルス 6 極電磁石 (PSM) を使った場合とパルス 4 極電磁石 (PQM) を使った場合を比較している。両者共に、電磁石内で入射ビームが通過する $x = 15 \text{ mm}$ の点で 120 Gauss m の積分磁場が出るようにした状態で、蓄積ビームへの影響を比較した。横軸は、入射トリガが来たタイミングを 1 ターン目としている。PF の BL-27 は入射用セプタム電磁石とパルス 6 極電磁石の間にあるため、パルス多極電磁石のキックの効果が見えるのは 2 ターン目からとなる。図 90 は図 89 のプロファイルを水平及び垂直方向のビームサイズとしてプロットしたものである。パルス 4 極電磁石を用いた入射では、水平方向のビームサイズの変動幅は、最小値 $200 \mu\text{m}$ 程度から最大値 $600 \mu\text{m}$ まで非常に大きく変動しているのが見えている。その水平・垂直プロファイルの変動幅 (r.m.s.) はそれぞれ $125 \mu\text{m}$ 、 $19 \mu\text{m}$ である。一方、パルス 6 極電磁石ではビームサイズの最大変動幅は非常に小さくその水平・垂直プロファイルの変動幅はそれぞれ $6.0 \mu\text{m}$ 、 $2.6 \mu\text{m}$ である。ただし、入射トリガ前のビームのプロファイルも電子が光を放出していることと、使用した粒子

数の関係で水平・垂直方向にそれぞれ $5.4 \mu\text{m}$ 、 $2.4 \mu\text{m}$ 程 r.m.s.の変動がある。(表 8 参照)。

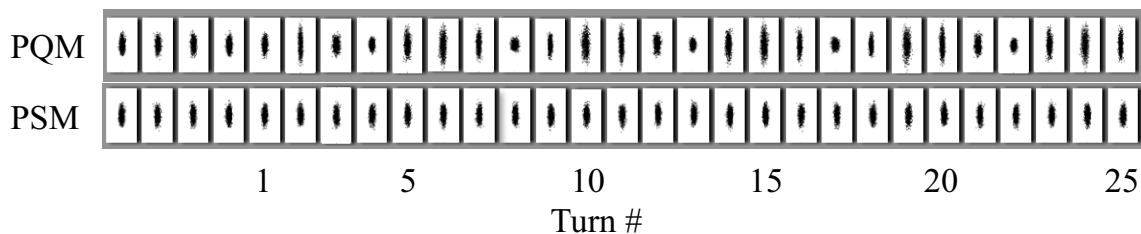


図 89： 偏向電磁石 27 番の入り口での蓄積ビームのビームプロファイルを、パルス 4 極電磁石 (PQM) とパルス 6 極電磁石 (PSM) を使った場合でどのようになるかを、シミュレーションを使って比較したもの。横軸は入射トリガが来たターンを 1 としている。図の縦軸方向がビームの水平方向。

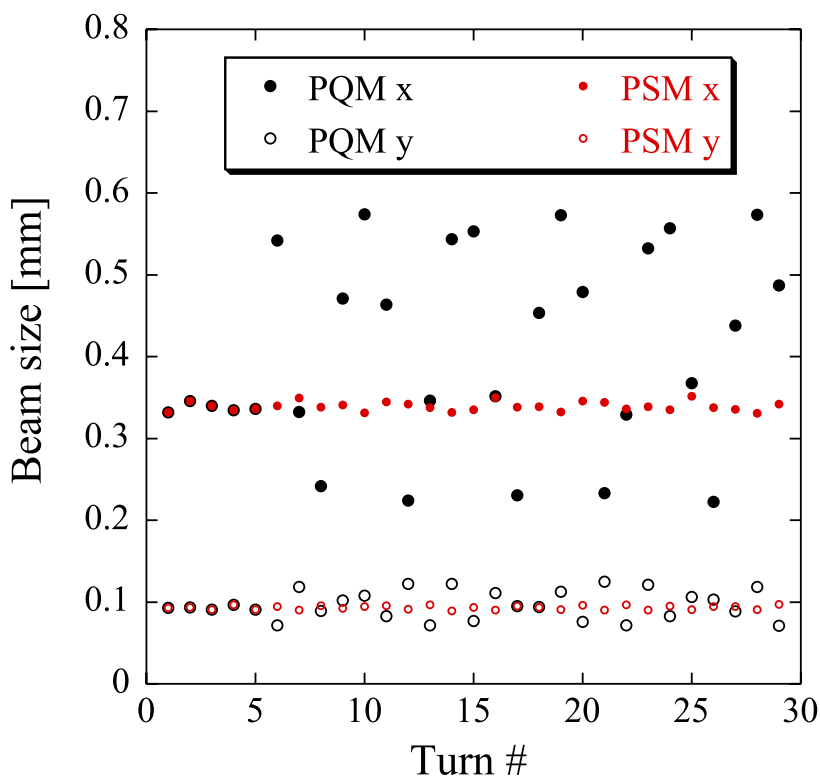


図 90： BL-27 の光源点での蓄積ビームのビームサイズを、パルス 4 極電磁石 (PQM) とパルス 6 極電磁石 (PSM) を使った場合でどのようになるかを、シミュレーションを使って比較したもの。入射トリガが来たターンを 1 としている。

図 91 にビームプロファイル測定用の高速ゲートカメラのセットアップを示す。光源点は偏向電磁石 B27 の入口で、そこからの放射光はベリリウムミラーで可視光領域を取り出しリングトンネルの地下ピットに設置した暗室まで運ばれる。使用したベリリウムミラーはパスカル製 ARBE-M1、対物レンズは BORG 製の 50ED 対物レンズ(型番 2550、 $f = 500 \text{ mm}$)、拡大レンズは PENTAX 製 XP-3.8 ($f = 3.79 \text{ mm}$)、ゲートカメラは浜松ホトニクス製の C4078-01 + C9164-01 (ゲート付き映像増強管) + C8484 (CCD カメラ) である。光源点からの光は対物レンズで集光して一度結像させた後、拡大鏡を使って映像増強管の光電面に再び結像させている。対物レンズには直径 30 mm の円形スリットを入れてレンズのアパーチャーを制限した。映像増強管から CCD までは 0.5 倍のリレーレンズで繋がっている。この高速ゲートカメラを使ったビームプロファイル測定システムの最終的な光学系の倍率は約 0.5 倍である。

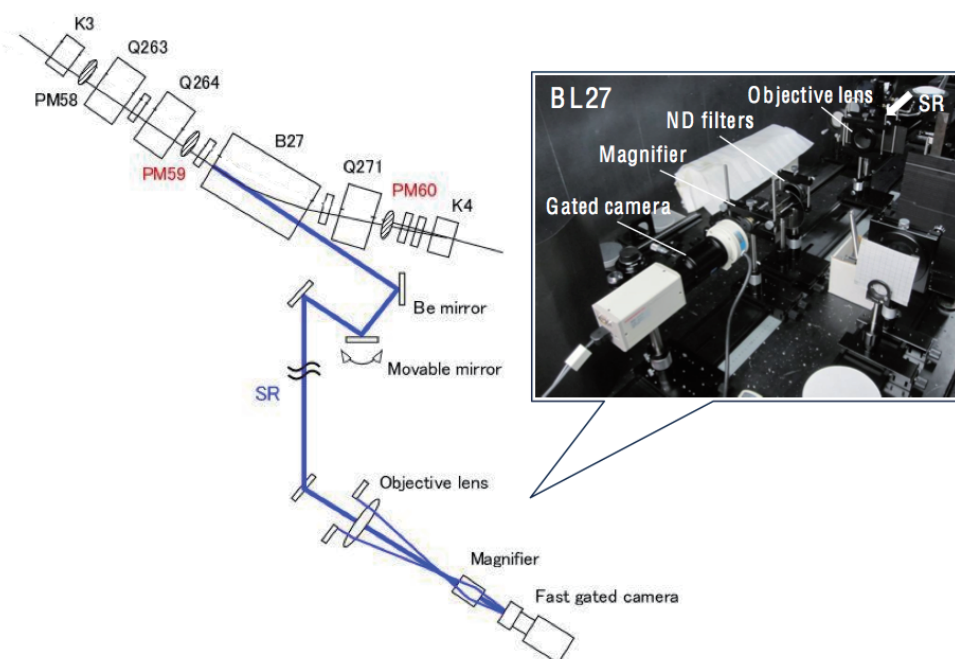


図 91: 偏向電磁石 27 番の下流に設置した高速ゲートカメラの光学系の概略図 (KEK-PF 高井氏撮影)。

蓄積ビームのビームプロファイル測定はシングルバンチモードで行われた。シングルバンチの蓄積電流値は 1 mA で、PSM は励磁するがビームは実際には入射しない。高速ゲートカメラの撮影用ゲート時間は 50 nsec であり、PF リング

1周が 624 nsec であることを考えれば、複数ターンを重ねて撮影していないことをこのゲート時間で保証している。ただし、1つのビームプロファイルの撮影には信号処理を含めて 100 msec 以上の時間がかかるため、ビーム位置モニターでのビーム重心振動の測定のように同じビームをターン毎に追いつけることはできない。したがって、ターン毎のプロファイルの測定には、入射トリガに対してリング周回分の遅延を加えて撮影用ゲート信号を発生させる方法を使った。蓄積ビームのビームプロファイルはパルス6極電磁石で蹴る前は平衡状態にあるため、短時間の実験においては同じプロファイルを持っていると仮定できる。したがって、パルス6極電磁石で蹴った後の蓄積ビームのプロファイルは、入射トリガからのターン数が同じなら同じ形状を再現する。図 92 はパルス6極電磁石を励磁した時に測定したビームプロファイルをターン毎に並べたものである。なお、白黒の2枚は PF-AR におけるパルス4極入射実験時に測定したビームプロファイルであり、上側はバンプを用いた入射で下側がパルス4極電磁石を用いたものである。PF リングと PF-AR での2つの実験では測定装置の光学系及び蓄積ビームのビームオプティクスが違うので、この写真を使って絶対値を直接比較することはできないが、それぞれの相対的な変動は比較することができる。パルス4極電磁石を用いた入射では蓄積ビームの4極振動がはっきりと見えている。それに対してパルス6極電磁石入射では、蓄積ビームのビームプロファイルの変動がほとんど見えなくなっている。この結果は、シミュレーションとも定性的に一致する。

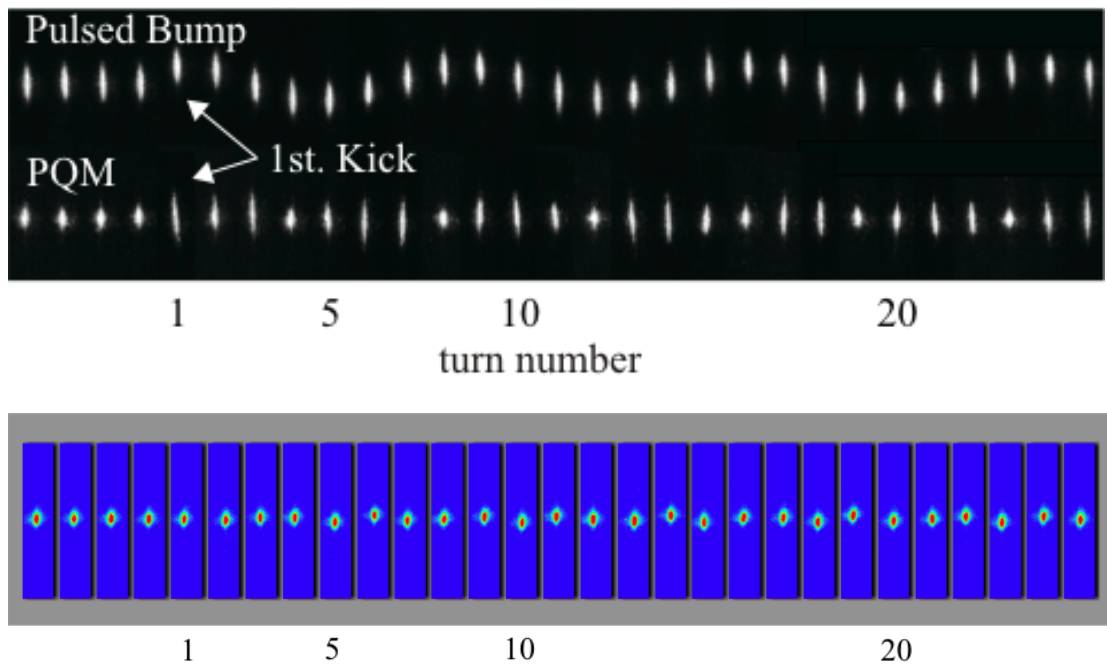


図 92：入射直後のビームプロファイルをターン毎に並べたもの。上から PF-AR におけるバンプ軌道を使った入射、パルス 4 極電磁石 (PQM) を使った入射、PF におけるパルス 6 極電磁石を使った入射。入射トリガが来たターンを 1 ターン目としている。縦軸は蓄積ビームの水平方向を表している。

プロファイルの変動を更に詳しく見るために、図 92 のパルス 6 極電磁石入射のビームプロファイルの画像解析を行い、ビームプロファイルをガウス分布でフィットした時の水平垂直方向の標準偏差 (1σ) をプロットしたものが図 93 である。CCD カメラに映る画像の絶対値校正は、発光点における蓄積ビームにローカルバンプを与えて行った。理想軌道から水平方向に $\pm 1.6 \text{ mm}$ 、垂直方向に $\pm 2.0 \text{ mm}$ の範囲においては、ビーム変位と像のずれはほぼ直線的な関係にあり、CCD の 1 pixel に対応する光源点のサイズは $13 \mu\text{m}$ であった。分解能は 1/2 pixel であるとする $6.5 \mu\text{m}$ となる。表 8 に示すように、パルス 6 極電磁石で蹴った後での水平方向の変動幅は、シミュレーションから予測された値が $6.0 \mu\text{m}$ (r.m.s.) に対して測定値は $18.0 \mu\text{m}$ (r.m.s.) であり、また垂直方向の変動幅は、シミュレーションから予測された値が $2.6 \mu\text{m}$ (r.m.s.) に対して測定値は $13.8 \mu\text{m}$ (r.m.s.) であった。ただし、入射前のビームプロファイル自身も水平・垂直方向にそれぞれ $7.2 \mu\text{m}$ 、 $10.0 \mu\text{m}$ 程 r.m.s. で変動しており、入射前後の変動の 2 乗の差の平方根を実際のパルス六極電磁石による変動とすると、水平垂直でそれ

ぞれ $16.5\ \mu\text{m}$ 、 $9.5\ \mu\text{m}$ 程の変動となる。いずれにしても、パルス6極電磁石入射時の蓄積ビームプロファイルの変動は非常に小さいことがわかる。

表 8 : パルス6極電磁石入射による蓄積ビームのビームプロファイルの変動。パルス6極電磁石を使った入射前後での値を比較した。

	入射前のプロファイル 変動 (r.m.s) [μm]		入射後のプロファイル 変動 (r.m.s.) [μm]	
	simulation	測定	simulation	測定
水平方向	5.4	7.2	6.0	18.0
垂直方向	2.5	10.0	2.6	13.8

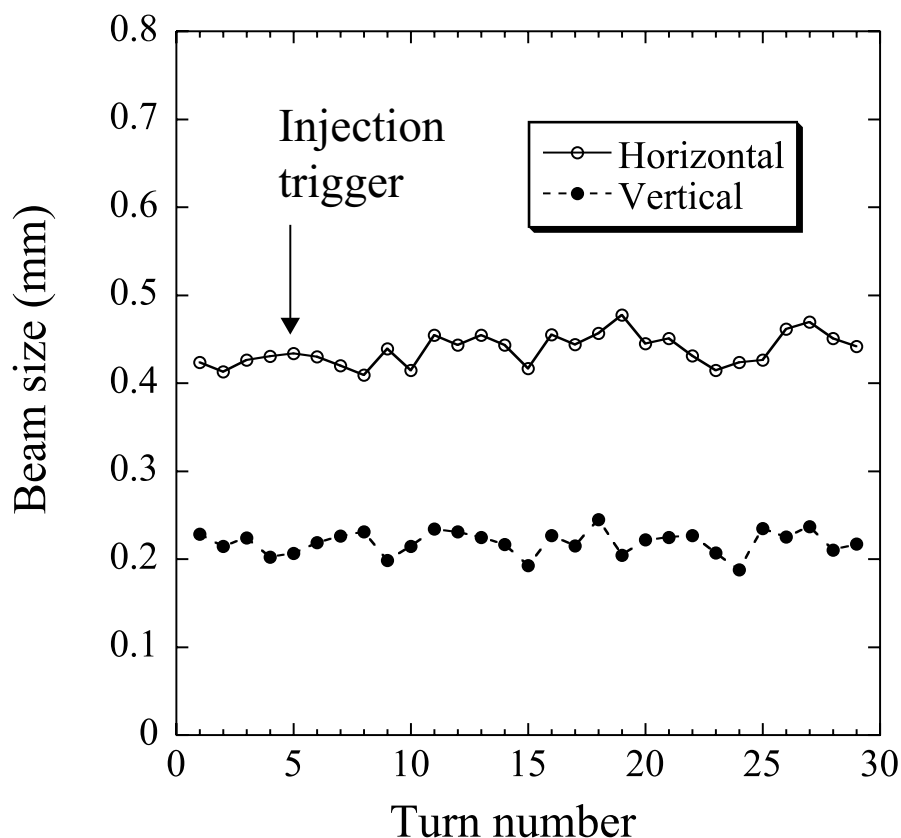


図 93 : パルス6極電磁石入射におけるビームサイズの変動。入射トリガが来たターンを1ターン目としている。

これまで変動幅だけを見てきたが、シミュレーションと測定されたビームサイズを比較すると有意に測定値が大きく、測定値に何らかの誤差が含まれている可能性がある。真の電子ビームの広がりを σ_{beam} 、誤差による広がりを σ_{error} とすると、パルス六極電磁石によるビームサイズの真の変動幅 $\Delta\sigma_{\text{beam}}$ は、測定された変動幅 $\Delta\sigma_{\text{meas}}$ と次の関係にある。

$$\sqrt{(\sigma_{\text{beam}} + \Delta\sigma_{\text{beam}})^2 + \sigma_{\text{error}}^2} - \sqrt{\sigma_{\text{beam}}^2 + \sigma_{\text{error}}^2} = \Delta\sigma_{\text{meas}} \quad (6.1)$$

ビームサイズの誤差 σ_{error} は、実測とシミュレーションの2乗差の平方根から水平方向で 259 μm 、垂直方向で 194 μm である。この原因については、光のエミッタンス、レンズの色収差、偏向電磁石中での光源点の広がり等が考えられる。そこで、それらによる測定誤差を見積ってみる。

まずは光のエミッタンスによる効果を見積る。光自身のエミッタンス（光源の発散角と大きさの積）は $\lambda/4\pi$ 程あるため、観測したビームプロファイルは実際よりも広がって見える。波長 λ を持つ放射光の発散角は

$$\sigma_{\text{SR}} = 0.565 \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{0.425} \quad (6.2)$$

と表すことができる[41]。ここで、 γ はローレンツファクターであり、 $\lambda_c = 4\pi\rho/3\gamma^3$ である。この測定システムでは、可視光を使っており、バンドパスフィルターを入れていない。対物レンズの透過率は波長が 350 nm 以下で 50% 以下になり、また、ゲートカメラのイメージインテンシファイアの光電面の量子効率も波長が 580 nm 以上で半減する。これから光のエミッタンスによる広がりは光源点に換算して水平垂直共に最大でも 16 μm となる。

次に、ビームプロファイルの測定点が偏向電磁石内にあることによる水平方向のビームの広がりについて見積る。図 94 に示すように、偏向電磁石の中では発光点の前後の光が測定光学系の中に入って来る。この影響で、偏向電磁石を通過するビームは、発光点の前後で重心が移動する分だけビームサイズが水平方向に広がって見えることになる。放射光のビームの広がり、波長 500 nm の光に対して 2.7 mrad であり、測定光学系は 2.1 mrad とそれよりも小さい。この結果、偏向電磁石による水平方向のビームの広がりの効果は 9 μm となる。

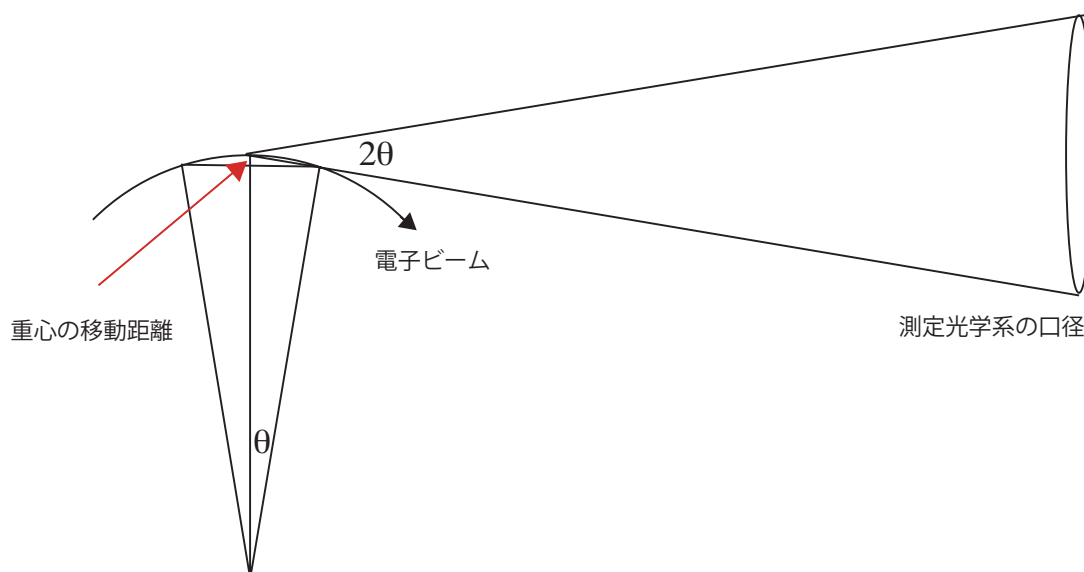


図 94 : 偏向電磁石内での見かけのビームサイズの広がり。

最後に色収差の影響を見積る。このシステムではバンドパスフィルターを使っていなかったために収差としては色収差が一番効くことになり、この波長領域の光に対する色収差の影響は、非常に粗い見積りであるが、光源点において $110 \mu\text{m}$ ほど像が広がることになる[42]。

以上の影響から、PF リングの偏向電磁石 27 番の出口におけるビームプロファイルは電子ビーム自身に比べて水平垂直方向共に $111 \mu\text{m}$ 程度広がる事になる。ただし、これだけでは水平方向で $259 \mu\text{m}$ 、垂直方向で $194 \mu\text{m}$ にまだ届かない。これは、収差の影響をまだ過小評価しているか、ベータトロン関数、エミッタンス、結合係数、エネルギー分散等のビームパラメタの値がずれている可能性もある。仮に、設計値を真のビームサイズとしてここでは仮定すると、式 (6.1) より入射前では $\Delta \sigma_{\text{beam}}$ は水平で $9.0 \mu\text{m}$ 、垂直で $21.3 \mu\text{m}$ 、入射後では $\Delta \sigma_{\text{beam}}$ は水平で $22.4 \mu\text{m}$ 、垂直で $28.6 \mu\text{m}$ となる。入射前後の 2 乗の差の平方根を考えると、正味の変動は水平で $20.5 \mu\text{m}$ 、垂直で $19.1 \mu\text{m}$ となる。いずれにしても、その変動としては大きいものではない。今後の課題として、さらに精度の高い測定を詳細に行い、ビームサイズとその変動のより精確な評価を行っていく必要がある。

6.8. 入射時の放射光の強度変動

入射時の蓄積ビームの振動は、ビーム位置モニタで重心振動として観測と同時に、放射光を利用するビームラインにおいて放射光の強度の変動となって現れる。そこで、キッカー入射とパルス6極電磁石入射を行い、それぞれの入射時にビームラインでの放射光の強度がどの程度変動するかを測定し比較した。使用したビームラインは、BL-5A、BL-14A、BL-17A である[43][44][45]。測定は、マルチバンチモードを使い、蓄積電流値 450 mA で行った。入射の繰り返しは 1 Hz で、蓄積ビームの影響のみを比較するために、入射ビーム無しでキッカー及びパルス6極電磁石の励磁を行った。

BL-14A は垂直方向の超伝導ウィグラーを光源とするビームラインで、水平方向のアンジュレータビームラインと比較すると水平方向に放射光が広がらないため、蓄積ビームの水平方向の振動に対して放射光の強度は敏感に反応する。放射光はトロイダルミラーで集光後、0.8 mm ϕ のピンホールを通る。今回、ピンホール通過後の放射光の強度を PIN-photodiode で検出した。図 95 は放射光強度の変化を時間に沿ってプロットしたものである。左図はキッカー電磁石を使った入射時の放射光強度のグラフで、入射に同期した 1 Hz 間隔のスパイク列が観測された。入射時の放射光強度の変化は大きく、70%程度の強度減衰が見られる。また、強度変動の大きさ自身も安定せず各ピーク値には数%のふらつきがある。これは、キッカー電磁石入射における入射トリガ毎の蓄積ビームの振動が安定しないためで、この傾向は BPM を使ったビームの重心振動の測定でも見られた。一方、右図はパルス6極電磁石入射時に観測されたもので、放射光の強度変化は 1-2%程度であり、バンブ軌道を使った入射にくらべて、非常に小さくなっているのがわかる。しかも入射トリガ毎の各ピーク大きさは非常に安定している。ここまでの測定は、入射ビームが無い状態ではあるが、セプタム電磁石をオンにした状態で測定を行った。同様の測定をセプタム電磁石がオフの状態で行うと、バンブ軌道を使った入射では強度変動の大きさの違いがショット毎のふらつきの中に隠れて見えなかったが、パルス6極電磁石を使った入射では変動の幅が半減した。つまり、パルス6極電磁石による影響は、セプタム電磁石の漏れ磁場程度である事がわかった。

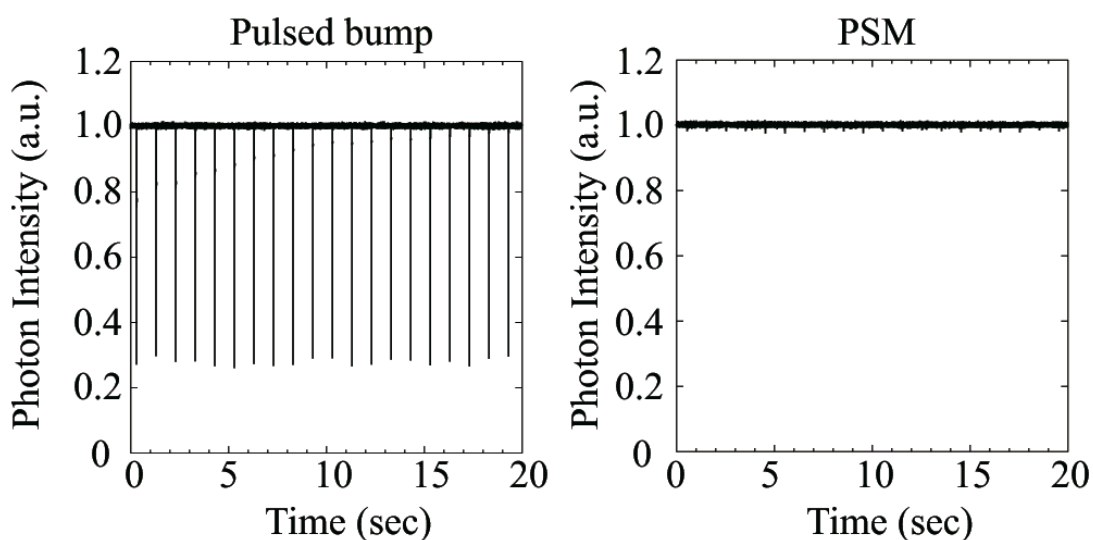


図 95 : BL-14A における入射時の放射光強度の変化。キッカー電磁石を使った入射（左図）とパルス 6 極電磁石を使った入射（右図）。

BL-5A は水平方向のマルチポールウィグラーを光源とし、BL-17A は水平方向のアンジュレータを光源としたビームラインである。上述の BL-14A と同様に、それぞれのビームラインで入射時の放射光強度の変化を測定した。BL-5A における入射時の放射光の強度変化は、バンプ軌道を用いた場合は 35%であり、パルス 6 極電磁石を用いた場合は 7%であった。また、BL-17A では、バンプ軌道を用いた場合の強度変動は 70%であり、パルス 6 極電磁石を用いた場合は 25%であった。ただ、この 2 つのビームラインでの測定はオシロスコープの値を画面上で読んでいるため、測定誤差は数%程度あると考えられる。

表 9 に示すように、ビームラインで入射時の放射光の強度変動を測定した実験結果は、現状のバンプ軌道を用いた入射を使うよりも、パルス 6 極電磁石を入射に使った方の強度変動が小さくなった。これは、BPM を用いた蓄積ビームの重心振動測定において、バンプ軌道を用いるのに比べてパルス 6 極電磁石を用いた方の振幅が小さくなるという結果と一致している。なお、ビームライン毎に放射光強度の変動幅が大きく違っているが、これは、ビームライン毎にビームのスポットサイズ、ビームラインの光学系の倍率、使用しているピンホールのサイズ等の条件が違っているためと考えられる。

表 9：ビームライン毎のピンホール幅と放射光強度の振動幅

ビームライン	ピンホール サイズ [mm]	放射光強度変動 [%]	
		バンプ軌道入射	PSM 入射
BL-14A	0.8	70	2
BL-5A	0.2	35	7
BL-17A	0.05	80	25

7. 考察

7.1. 入射ビームへの影響

パルス6極電磁石を用いた入射を位相空間上で見てみると、最初の周回におけるパルス6極電磁石で蹴る直前の入射ビームは、図96に示すように非常に小さな広がりしか持っていないが、パルス6極電磁石で蹴った直後には非常に大きな分布に変化する。これは、パルス6極電磁石の蹴り角が、磁場中心からの距離の2乗に比例して大きくなる事が原因であり、このまま周回させると、リング内の非線形磁場の影響を受けて図97に示すように蓄積リング内を非常に大きな分布を持ったまま周回し始め、最終的に物理口径の小さい部分に当たってビームが失われる事になる。今回のパルス6極電磁石入射では、パルス幅が2.4 μsec と長いため、入射ビームは2ターン目にもパルス6極電磁石による蹴りを受けさらに大きな広がりを持つ事になる。

ここで、図98に示すような電磁石を考える[46]。これは、まず6極電磁石を作り、磁石の水平面にある2つ磁極を半分に割り、その間隔を広げると共に上下のポールの側まで近づけた形をしている。したがって、新しい電磁石が作る磁場は図99に示すようになり、中央では6極電磁石に似た磁場分布を持つが、入射ビームがやってくる $x = 15 \text{ mm}$ 付近では平坦な磁場分布を持つことになる。図は $x = 15 \text{ mm}$ でそれぞれの電磁石が120 Gauss mの積分磁場を持つように規格化してある。この $x = 15 \text{ mm}$ 辺りの平坦な磁場分布が非常に重要で、入射ビームに対する影響を比較して見ると、新しい電磁石の蹴りの前後で入射ビームの広がりには図100のようになり、入射ビームが蹴られた後も大きくなることがわかる。このような磁場を使った入射が実現できれば、捕獲効率は更に良くなると期待できる。ただし、図98に示す電磁石は、このままの形状では磁極付近における磁場が非常に強いため長い電磁石を作る必要がありコンパクト性に欠ける。

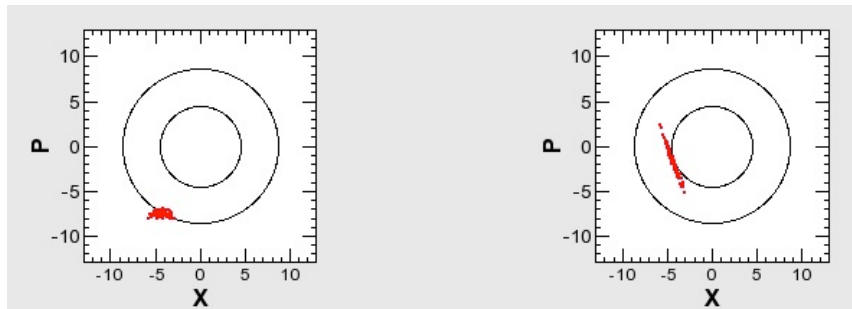


図96: 入射直後のターンにパルス6極電磁石で蹴られる前後の入射ビームの規格化位相空間における形状。左図がパルス6極電磁石で蹴る直前、右図が直後。

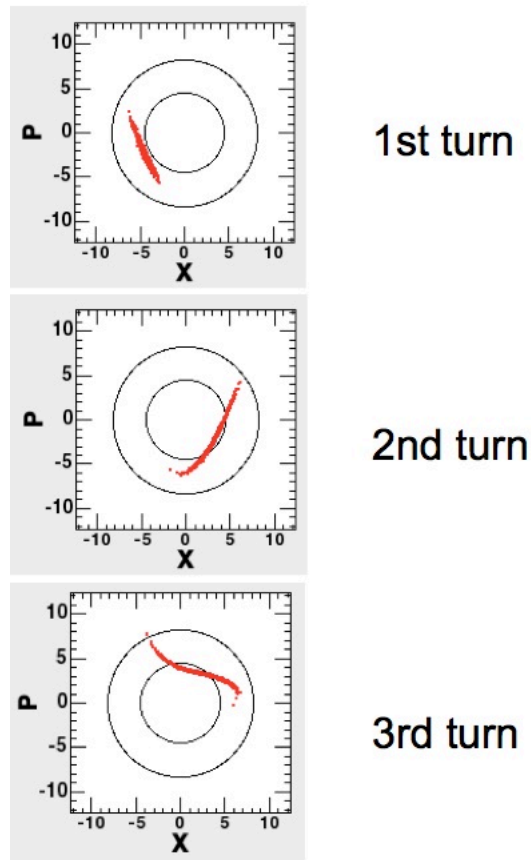


図 97 : 非線形効果の影響で大きく変形する入射ビーム (観測点はパルス 6 極電磁石)。
1 ターン目と 2 ターン目にパルス 6 極によって蹴られている。

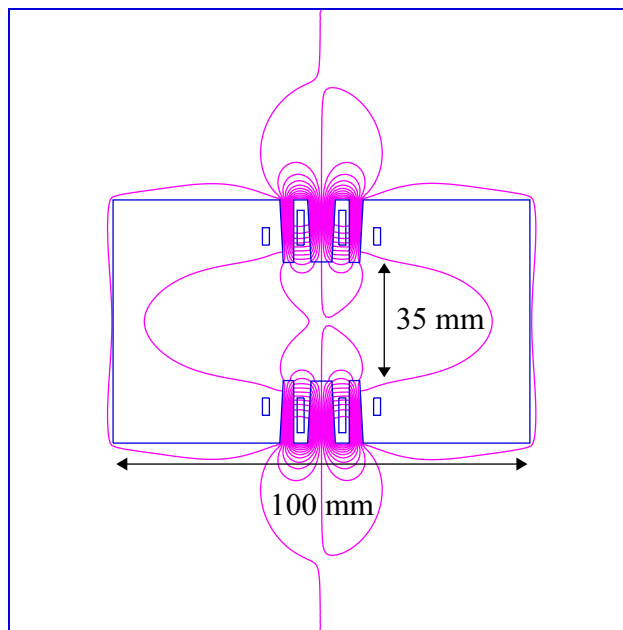


図 98 : 入射ビームが来る位置での磁場がフラットになるような電磁石の断面図。

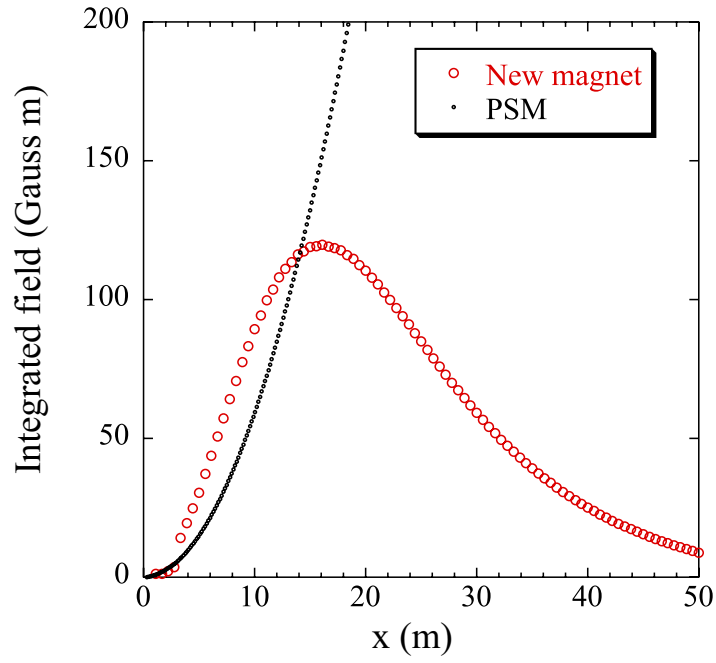


図 99 : パルス 6 極電磁石中で入射ビームが付近 ($x = 15\text{mm}$) でフラットな磁場を持つ場合。

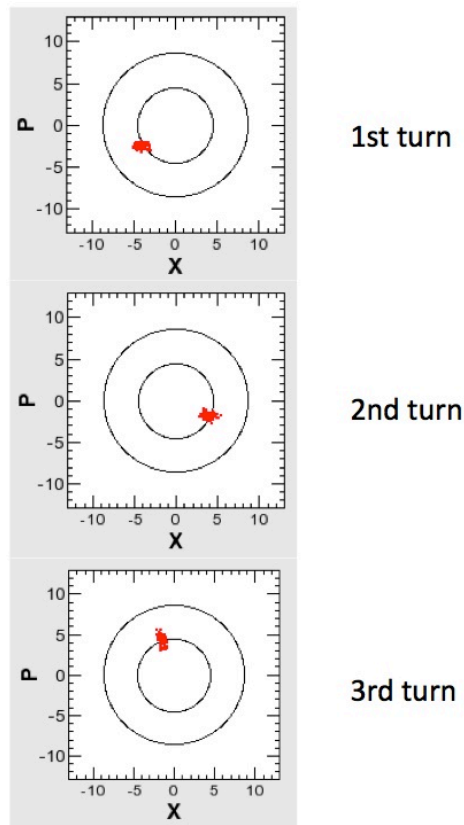


図 100 : 入射ビームに対してフラットな磁場で入射した場合の入射ビームの振る舞い。

7.2. 蓄積ビームへの影響

通常のバンプ軌道を使う入射システムに比べると、パルス6極電磁石入射による蓄積ビームの振動は非常に小さくなるという良い結果が得られた。しかしながら、小さいながらも蓄積ビームの振動は依然として残っている。この振動の原因は何であるのかについて考察する。

最初に、6極磁場自身が原因となる水平方向の重心振動について考える。図101は、位相空間内で水平方向に広がった入射ビームが、放物線状の6極磁場によって蹴られる前後の分布を示している。青色の帯状に示すのが蹴られる前のビームであり、赤色に示すのが蹴られた直後のビームである。蹴られる前のビームの重心は原点に位置しているが、蹴られた直後のビームの重心は位相空間内で原点からPが正の方に移動する。したがって、この後ビームの重心は振動を始める事になる。現状のパルス6極電磁石でどの程度の振幅を持った振動になるのかを、入射ビームのエミッタンスを35 nm radのガウス分布を仮定して見積もると、振幅は10 μm 程度となり、残留する蓄積ビームの振幅を説明できる程大きくないことがわかる。

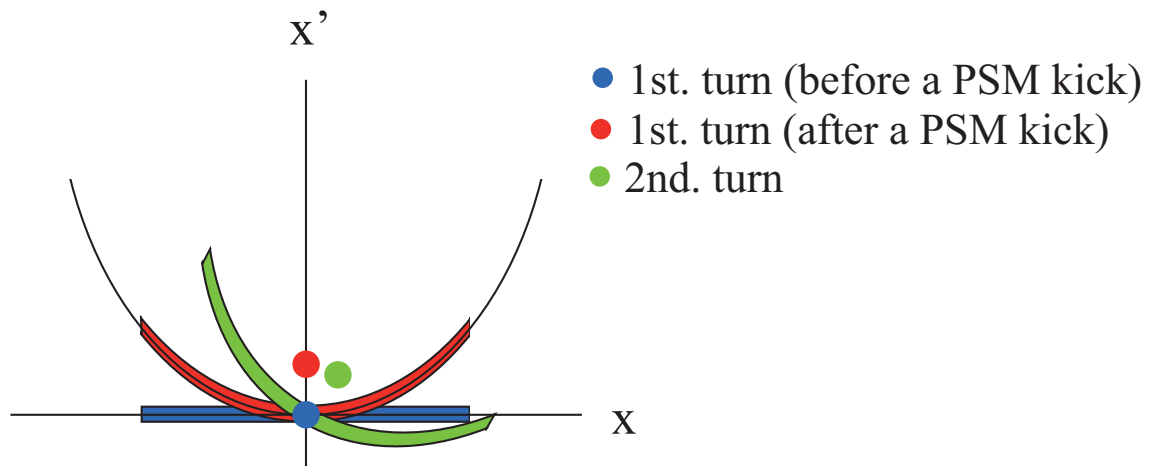


図 101 : 有限のビームサイズを持った蓄積ビームの6極磁場中での重心運動。

次に、磁場測定の結果を用いて説明できるかを考える。パルス6極電磁石付近の積分磁場の垂直成分を図102に示す。図102はパルス6極磁石の磁極中心を原点とし、 $y = 0$ で水平方向に位置を変えながら積分磁場を測定したものであ

る。パルス磁場での測定のため微弱な積分磁場測定の誤差は大きい、2極成分が $x = 0$ 付近で 1.5 Gauss m 程度存在していることが図からわかる（地磁気は 0.15 Gauss m 程度である）。この磁場が原因で蓄積ビームの振動が発生すると考えると蹴り角は $18 \mu\text{rad}$ であるから、図 87 の測定に使用した BPM の位置での振幅は $220 \mu\text{m}$ となる。測定による水平方向の最大振幅は $180 \mu\text{m}$ であるから、誤差は非常に大きいながらも測定値を使えばほぼ説明がつくことになる。一方、積分磁場の水平成分に関しては、磁場の誤差が垂直方向と同程度だと仮定すると、BPM の位置での振幅は約 $150 \mu\text{m}$ となり実験値よりかなり大きめになる。以上のことより、水平垂直両方向の蓄積ビームの振動は、磁場測定の誤差の中で説明出来る程度の大きさという事になる。

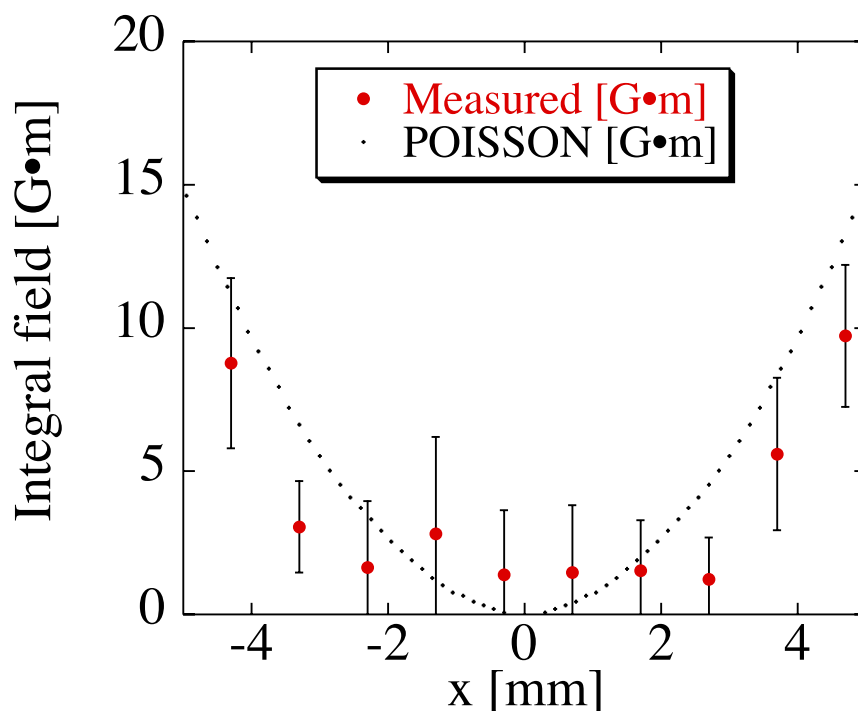


図 102 : パルス 6 極中心付近の積分磁場の垂直成分。x=0 は磁極中心。

しかしながら、パルス磁場をサーチコイルで測定する方法は、非常に弱い磁場測定では測定時のパルスノイズの影響を大きく受けてしまう。製作誤差の影響で実際に 2 極成分が磁極中心に存在しているのか、それとも電磁石の据付の際の設置誤差で磁極中心が理想軌道とずれているために 2 極成分が存在しているように見えるのかは、最終的にはビームを使って調べる必要がある。蓄積ビ

ームの振動が、磁場中心からのずれによる磁場誤差が原因であると仮定すると、磁場中心から水平垂直方向にそれぞれ Δx 、 Δy 程ずれた場所における水平垂直磁場は以下のような式で表される。

$$\begin{aligned} B_x &= K_2 \Delta x \Delta y \\ B_y &= \frac{1}{2} K_2 (\Delta x^2 - \Delta y^2) \\ K_2 &= \frac{B'L}{B\rho} \end{aligned} \quad (7.1)$$

従って、軌道補正用のステアリングマグネットを使ってバンプを立てて、蓄積ビームがパルス 6 極電磁石を通過する位置を変化させることで、磁場中心あるいは磁場の最小点を探したり、測定磁場との比較をしたりすることができる。これについては、今後詳細な実験を行っていく予定である。

7.3. パルス 6 極電磁石入射システムの現状と今後の課題

パルス 6 極電磁石を用いた入射システムを使って電子ビームの蓄積に成功し、入射時の蓄積ビームの重心振動およびビームプロファイルの変動を抑える事にも成功した。しかしながら、捕獲効率はまだ十分に高くはなく、蓄積ビームの重心振動もさらに小さくすることが望ましい。

捕獲効率を向上するためには、電源のパルス幅の変更が考えられる。今回の入射実験においては、パルス電源としてパルス幅が 2.4 μsec のハーフサインを持つものを使用した。この電源は PF-AR におけるパルス 4 極電磁石用に作られたものであるため、PF リングに最適化されていない。PF リング 1 周に必要な時間は 0.6 μsec であるため、パルス幅が 1.2 μsec 以下の電源を使用すれば入射後 2 周目にパルス 6 極電磁石からの不要な蹴りを受ける事がなくなる。これによって今の電源では PF リングの運転チェーンに依存していた捕獲効率が約 3 割程度改善されると期待できる。また将来的には、7.1 節でも考察したように、入射ビームの来る位置で磁場分布の位置依存性が小さくなるように磁場が整形されたパルス電磁石を使用することで、捕獲効率は更に改善できる可能性がある。

蓄積ビームの重心振動に関しては、製作誤差等で 6 極電磁石の磁場中心にわずかに残る磁場成分が蓄積ビームを振動させる可能性があることを前節で述べた。将来的には、その微弱なパルス磁場をより精確に測定する方法やその磁場を実際の運転において打ち消すことができるような仕組みを研究開発することも課題になるかもしれない。また、同じく前節で述べたように、6 極磁場の形

状が原因となる重心振動も存在する。それを抑えるためには、中心付近の磁場が通常の六極電磁石よりもさらに平になるような磁石構造を研究することが必要となる。

最終的な目標は、ユーザーが使う光が入射時に振動しないことであるため、ユーザー側の光の振動と、入射時のビームプロファイルを同時に比較し光量の変動の原因についての理解を深める必要がある。

8. 結論

パルス6極電磁石を電子蓄積リングのビーム入射に使用することで、入射時のビーム振動及びビームプロファイルの変動を小さくすることが出来る事を実証する実験を行った。実証実験ではパルス6極電磁石を設計製作し、高エネルギー加速器研究機構の Photon Factory の電子蓄積リング (PF リング) に設置し、実際に電子ビームを入射して行った。パルス6極電磁石を使った電子ビームの入射は世界で過去に例がない。パルス6極電磁石を使った入射実験は成功し、PF リングの通常の蓄積電流値である 450 mA までパルス6極電磁石のみを使って蓄積を行うことが出来た。また、パルス6極電磁石を使ったトップアップ運転にも成功し、その安定度は蓄積電流値の変動のピークからピークまでで 0.02% 程度であった。入射時の蓄積ビームの振動についても、通常のバンプ軌道を使った入射に比べて5分の1程度にまで小さくする事が出来た。また、パルス4極電磁石入射において問題となっていた入射時の蓄積ビームのプロファイルの4極振動に関しても、パルス6極電磁石を用いた入射においてはそれがほとんど生じないことが実験的に確認できた。その結果、放射光ビームラインにおける放射光強度の変動を従来のキッカーによる入射よりも大幅に低減することに成功した。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にお世話になりました事を心より感謝すると共にこの場を借りてお礼を申し上げたいと思います。

高エネルギー加速器研究機構の小林幸則教授には、非常に興味深い研究テーマを与えて頂くと共に、本研究の全ての部分において議論に付き合ってもらい、有用な助言を数多く頂きました。東京大学物性研究所の中村典雄准教授には、本研究を進めるにあたり、実験方針や結果の考察に関して示唆に富む助言を数多く頂きました。

本研究をスタートした当時の photon factory 放射光源研究系・研究主幹の春日俊夫名誉教授には、外部の研究機関に所属する私に対して PF リングでの研究を行う機会を頂きました。また、東京大学物性研究所・軌道放射物性研究施設・施設長の柿崎明人教授には、本研究を行うにあたり多くの便宜をはかって頂きました。

KEK-PF の電磁石グループの原田健太郎助教および上田明氏と長橋進也氏には、磁場測定、電磁石設置および入射実験において常に実験に参加して頂き、多大なる協力をして頂きました。また、測定器グループの帯名崇准教授には入射および蓄積ビームの観測に際して非常にお世話になるとともに電源の極性反転について気付くきっかけとなるデータを頂きました。高井良太助教には、高速ゲートカメラを使った測定で大変お世話になりました。本田融准教授には、真空ダクトの製作からその設置に至るまでお世話になりました。岸本俊二准教授および山田悠介助教にはパルス 6 極電磁石入射時のビームライン側に対する影響のデータを頂きました。宮島司助教および島田美帆氏には実験の打合せにおいて議論に参加して多くの助言を頂きました。

PF のリングにパルス 6 極電磁石を設置する際には、真空グループに非常にお世話になりました。また、実験中は三菱電機システムサービスおよび加速器第 7 研究系スタッフの皆様にお世話になりました。

最後になりましたが、軌道放射物性研究施設の職員の皆様には、本研究に対して理解を頂き私の勝手を許して頂きましたことを心より感謝したいと思います。

あらためまして、皆様にお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] H. Ohkuma, "Top-up operation in light sources", in *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference*, Genoa, 2008, p. 36.
- [2] W. Namkung, "REVIEW OF THIRD GENERATION LIGHT SOURCES", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2411.
- [3] A. Wrulich, in *Proceedings of the CERN Accelerator School Fifth General Accelerator Physics Course*, 1994, 94-011, p. 409.
- [4] S. Nakamura, M. Ohno, N. Awaji, A. Chiba, R. Kitano, H. Nishizawa, O. Asai, M. Takanaoka, T. Iida, Y. Yamamoto, M. Shiota, M. Mizota, S. Kawazu, M. Kodaira, K. Kondo, T. Tomimasu, in *Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference*, Nice, 1990, p. 472.
- [5] L. Emery, M. Borland, "Top-Up Operation Experience at APS," in *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York, 1999, p. 200.
- [6] L. Emery, "RECENT OPERATIONAL DATA ON CONTINUOUS TOP-UP OPERATION AT THE ADVANCED PHOTON SOURCE", in *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference*, Chicago, 2001, p. 2599.
- [7] E. Karantzoulis, A. Carniel, K. Casarin, S. Ferry, G. Gaio, F. Giacuzzo, S. Krecic, E. Quai, C. Scafuri, G. Tromba, A. Vascotto, L. Zambon, "TOP-UP IMPLEMENTATION AND OPERATION AT ELETTRA", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2543.
- [8] Y. Shoji, A. Ando, S. Hashimoto, S. Hisao, T. Matsubara, S. Miyamoto, M. Niibe, T. Asaka, H. Ego, Y. Kawashima, H. Kitamura, N. Kumagai, H. Ohkuma, T. Ohshima, M. Oishi, S. Suzuki, M. Takao, T. Takashima, T. Tanaka, "NewSUBARU Storage Ring: Operational Progress in These Three Years", in *Proceedings of the Asian Particle Accelerator Conference*, Gyeongju, 2004, p. 549.
- [9] H. Hanaki, T. Asaka, H. Dewa, T. Kobayashi, A. Mizuno, S. Suzuki, T. Taniuchi, H. Tomizawa, K. Yanagida, "ENHANCEMENTS OF MACHINE RELIABILITY AND BEAM QUALITY IN SPring-8 LINAC FOR TOP-UP INJECTION INTO TWO STORAGE RINGS", in *Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference*, Knoxville, 2005, p. 3585.
- [10] A. Ludeke, M. Munoz, "TOP-UP OPERATION EXPERIENCE AT THE SWISS LIGHT SOURCE", in *Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference*, Paris, 2002, p. 721.
- [11] J.M. Filhol, A. Nadji, J.C. Besson, P. Brunelle, M.E. Couprie, J.C. Denard, C. Herbeaux, J.F. Lamarre, P. Lebasque, M.P. Level, P. Marchand, R. Nagaoka, "OPERATION AND PERFORMANCE UPGRADE OF THE SOLEIL STORAGE RING", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2493.
- [12] Hitoshi Tanaka, Masatoshi Adachi, Tsuyoshi Aoki, Takao Asaka, Alfred Baron, Shin Date, Kenji Fukami, Yukito Furukawa, Hirofumi Hanaki, Naoyasu Hosoda, Tetsuya Ishikawa, Hiroaki Kimura, Kazuo Kobayashi, Toshiaki Kobayashi, Shinji Kohara, Noritaka Kumagai, Mitsuhiro Masaki, Takemasa Masuda, Sakuo Matsui, Akihiko Mizuno, Takeshi Nakamura, Takeshi Nakatani, Takashi Noda, Toru Ohata, Haruo Ohkuma, Takashi Ohshima, Masaya Oishi, Sigeki Sasaki, Jun Schimizu,

-
- Masazumi Shoji, Kouichi Soutome, Motohiro Suzuki, Shinsuke Suzuki, Yoshio Suzuki, Shirou Takano, Masaru Takao, Takeo Takashima, Hideki Takebe, Akihisa Takeuchi, Kazuhiro Tamura, Ryotaro Tanaka, Yoshihito Tanaka, Tsutomu Taniuchi, Yukiko Taniuchi, Kouji Tsumaki, Akihiro Yamashita, Kenichi Yanagida, Yoshitaka Yoda, Hiroto Yonehara, Tetsuhiko Yorita, Masamichi Yoshioka, Masaki Takata, "Stable top-up operation at SPring-8", *J. of Synch. rad.*, 13 (2006) p. 378.
- [13] G.H. Luo, H.P. Chang, C.T. Chen, Jenny Chen, J.R. Chen, C.C. Kuo Keng S. Liang, Y.C. Liu, R.J. Sheu and D.J. Wang, " OPERATION EXPERIENCE OF TOP-UP INJECTION AT TAIWAN LIGHT SOURCE", in *Proceedings of the Asian Particle Accelerator Conference*, Indor, 2007, p. 151.
- [14] T. Honda, T. Aoto, S. Asaoka, K. Ebihara, K. Furukawa, K. Haga, K. Harada, Y. Honda, T. Ieiri, N. Iida, M. Izawa, T. Kageyama, M. Kikuchi, Y. Kobayashi, K. Marutsuka, A. Mishina, T. Miyajima, H. Miyauchi, S. Nagahashi, T. T. Nakamura, T. Nogami, T. Obina, K. Oide, M. Ono, T. Ozaki, C.O. Pak, H. Sakai, H. Sakai, Y. Sakamoto, S. Sakanaka, H. Sasaki, Y. Sato, K. Satoh, M. Shimada, T. Shioya, M. Tadano, T. Tahara, T. Takahashi, R. Takai, S. Takasaki, Y. Tanimoto, M. Tobiyama, K. Tsuchiya, T. Uchiyama, A. Ueda, K. Umemori, M. Yamamoto, M. Yoshida, S. Yoshimoto, "DEVELOPMENT AND OPERATIONAL STATUS OF PF-RING AND PF-AR", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2561.
- [15] H. Zen, M. Adachi, M. Katoh, K. Hayashi, J. Yamazaki, T. Tanikawa, Y. Taira, M. Hosaka, N. Yamamoto, "STATUS OF TOP-UP OPERATION IN UVSOR-II", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2576.
- [16] C. Steier, B. Bailey, A. Biocca, A. Madur, H. Nishimura, G. Portmann, S. Prestemon, D. Robin, S. Rossi, F. Sannibale, T. Scarvie, R. Schlueter, W. Wan, L. Yang, "STATUS OF THE LOW EMITTANCE UPGRADE OF THE ADVANCED LIGHT SOURCE", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2645.
- [17] P. Kuske, M. Abo-Bakr, W. Anders, T. Birke, K. Buerkmann, M. Dirsat, O. Dressler, V. Duerr, F. Falkenstern, W. Gericke, R. Goergen, F. Hoffmann, T. Kamps, J. Kuszynski, I. Mueller, R. Mueller, K. Ott, J. Rahn, T. Schneegans, D. Schueler, T. Westphal, G. Wuestefeld, "PREPARATIONS OF BESSY FOR TOP-UP OPERATION", in *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference*, Genoa, 2008, p. 2067.
- [18] J-C. Biasci, J-F. Bouteille, J. Chavanne, P. Elleaume, F. Ewald, L. Farvacque, A. Franchi, L. Goirand, G. Gautier, M. Hahn, L. Hardy, J. Jacob, J M. Koch, M. Langlois, G. Lebec, J-M. Mercier, T. Perron, E. Plouviez, J-L. Revol, K. Scheidt, V. Serrière, "OPERATION AND UPGRADE OF THE ESRF SYNCHROTRON LIGHT SOURCE", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2502.
- [19] S.C. Leemann, J. Ahlback, A. Andersson, M. Eriksson, M. Johansson, L.-J. Lindgren, M. Sjoström, E. Wallen, "STATUS OF THE MAX IV STORAGE RINGS", in *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference*, Kyoto, 2010, p. 2618.
- [20] H. Tanaka, T. Ohshima, K. Soutome, M. Takao, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*,

Sect. A 539, 547 (2005).

- [21] Y. Kobayashi and K. Harada, in *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, Scotland, 2006* (EPS-AG, Edinburgh, Scotland, 2006), p. 3526.
- [22] K. Harada, Y. Kobayashi, T. Miyajima, and S. Nagahashi, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 123501 (2007).
- [23] H. Takaki, N. Nakamura, Y. Kobayashi, K. Harada, T. Miyajima, A. Ueda, S. Nagahashi, T. Obina, and K. Umemori, in *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference, Genoa, 2008*, p. 2207.
- [24] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", (John Wiley & Sons, Inc., New York).
- [25] D.A. Edwards, M.J. Syphers, "An introduction to the physics of high energy accelerator", (John Wiley & Sons, Inc., New York).
- [26] N. Marks, "Conventional magnetes", CERN 94-01, p. 867.
- [27] J. Rossbach, P. Schmuser, "Basic course on accelerator optics", CERN 94-01, p. 17.
- [28] R.P. Walker, "Radiation Damping", CERN 94-01, p. 461.
- [29] E. Courant, M.S. Livingston, H. Snyder, *Phys. Rev.* **88** (1952) p. 1190.
- [30] *Photon Factory Activity Report* 2008, #26 (2009) p115.
- [31] I. Abe, N. Akasaka, M. Akemoto, S. Anami, A. Enomoto, J. Flanagan, S. Fukuda, H. Fukuma, Y. Funakoshi, K. Furukawa, H. Hanaki, H. Honma, N. Iida, M. Ikeda, K. Kakihara, N. Kamikubota, T. Kamitani, H. Katagiri, T. Kawamoto, M. Kikuchi, H. Kobayashi, H. Koiso, T. Matsumoto, S. Michizono, K. Nakahara, H. Nakajima, K. Nakao, Y. Ogawa, Y. Ohnishi, S. Ohsawa, K. Oide, T. Oogoe, Y. Otake, I. Sato, K. Satoh, T. Shidara, A. Shirakawa, M. Suetake, T. Suwada, T. Urano, S. Yamaguchi, Y. Yano, "The KEKB injector linac", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **499** (2004) p. 167.
- [32] K. Furukawa, M. Satoh, T. Suwada, T.T. Nakamura, "Pulse-to-pulse beam modulation and event-based beam feedback system at KEKB linac", in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference, Kyoto, 2010*, p. 1271.
- [33] M. Sato, "Simultaneous top-up injection for three different rings in KEK injector linac", in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference, Kyoto, 2010*, p. 4287.
- [34] N. Iida, M. Kikuchi, K. Furukawa, M. Ikeda, K. Kakihara, T. Kamitani, Y. Kobayashi, T. Mitsuhashi, Y. Ogawa, M. Satoh, T. Suwada, M. Tawada and K. Yokoyama, "NEW BEAM TRANSPORT LINE FROM LINAC TO PHOTON FACTORY IN KEK", in *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, Scotland, 2006*, p. 1505.
- [35] K. HUKU, " 2.5 GeV ELECTRON STORAGE RING CONSTRUCTION AT KEK-PF", *Nuclear Instruments and Methods* **177** (1980) p. 1-5
- [36] T. Mitsuhashi and M. Tadano, *Proc. of the PAC 2003*, p2506.
- [37] A. Ueda, T. Ushiku, and T. Mitsuhashi, in *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, 2001* (IEEE, New York, 2001), p. 4050.
- [38] K. Hirata, CERN Report No. 88-04.
- [39] POISSON/SUPERFISH, Los Alamos National Laboratory Report No. LA-UR-96-1834.
- [40] T. Suwada, K. Furukawa, N. Kamikubota, M. Satoh, "Trigger-timing signal

-
- distribution system for the KEK electron/positron injector linac”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 521 (2004) p. 549.
- [41] G.K. Green, Spectra and Optics of Synchrotron Radiation (1976) BNL 50522.
- [42] 宮崎貞安 (対物レンズ設計者) , private communication.
- [43] *Photon Factory Activity Report* 2008, #26 (2009) p106.
- [44] Y. Satow and Y. Iitaka, “Horizontal-type four-circle diffractometer station of the vertical wiggler beamline at the Photon Factory”, Rev. Sci.Instrum., **60** (1989) p2390.
- [45] N. Igarashi *et al.*, AIP Conf. Proc., **879** (2007) p812.
- [46] R. P. Fliller III, D. private communication.