

修士論文

T2K 実験ニュートリノビーム増強のための
J-PARC MR Intra-bunch Feedback System の開発

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室
仲村 佳悟

平成 27 年 1 月 27 日

Abstract

T2K は長基線ニュートリノ振動実験で茨城県東海村にある J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) から発射されたミュニュートリノビームを生成点直後にある前置検出器と 295km 離れた岐阜県飛騨市に位置するスーパーカミオカンデで観測する。現在は反ニュートリノでの電子ニュートリノ出現モード、ミュニュートリノ消失モードの測定及び CP 対称性を破る位相の探索を目指している。CP 位相の探索には電子ニュートリノ出現モードと反電子ニュートリノ出現モードの精密測定が必要で、統計誤差の削減、つまり J-PARC から発射する陽子ビームの粒子数を増やすことが最も重要である。J-PARC 主リングで粒子数を制限しているものの一つにビームが発生させる電磁場をビーム自身が感じることでビームが不安定になりビームロスを引き起こすビーム不安定性があげられる。J-PARC ではバンチの平均位置を検出しその位置を補正するようにキックを加えるバンチ毎フィードバックシステムが開発され、ビーム不安定性を抑えることに成功した。しかしバンチ毎フィードバックシステムはバンチ内振動を抑制することができず、このバンチ内振動によって不安定性が引き起こされてしまう。そこで新たにバンチ内までフィードバックをかけるバンチ内フィードバックシステム (Intra-bunch Feedback system) を開発している。このシステムには高周波まで感度を持つモニタが必要であり、電極に指数関数型にテーパを施すことで通常のストリップライン型モニタよりも高周波帯域をもつモニタを作成し、1GHz まで精度 15%の感度を持つことを確認した。このモニタを用いてバンチ内フィードバックシステムの試験を行いバンチ内振動の抑制し、ビームロスを抑えることに成功した。2014 年 5 月からユーザー利用運転に使用し、2014 年 12 月には現在までの最高強度である 260kW での利用運転を達成し、T2K に 1.8×10^{20} POT(Proton on Target) の反ニュートリノビームを供給した。またマクロ粒子シミュレーションによってバンチ内フィードバックシステムの特性的評価も行った。

目次

| | | |
|-------|-----------------------------------|----|
| 第 1 章 | ニュートリノ振動 | 7 |
| 1.1 | ニュートリノとは | 7 |
| 1.2 | ニュートリノ振動 | 7 |
| 1.2.1 | 2世代の場合 | 7 |
| 1.2.2 | 3世代の場合 | 8 |
| 1.3 | ニュートリノ振動の現状 | 9 |
| 1.3.1 | ニュートリノ振動の発見 | 9 |
| 1.3.2 | 各パラメータの測定 | 9 |
| 1.3.3 | 質量階層性 | 10 |
| 第 2 章 | T2K 実験 | 12 |
| 2.1 | 概要・目的 | 12 |
| 2.1.1 | 目指す物理 | 12 |
| 2.1.2 | CP を破るパラメータ δ_{CP} の探索 | 13 |
| 2.1.3 | ニュートリノビームの生成 | 13 |
| 2.2 | 実験装置 | 14 |
| 2.2.1 | ニュートリノビームライン | 15 |
| 2.2.2 | 前置検出器: ND280、INGRID | 16 |
| 2.2.3 | 後置検出器: スーパーカミオカンデ | 19 |
| 2.3 | T2K 実験の現状 | 20 |
| 2.3.1 | ν_e 出現の発見 | 20 |
| 2.3.2 | δ_{CP} に対する制限 | 20 |
| 2.3.3 | ν_μ 消滅での θ_{23} 精密測定 | 21 |
| 2.3.4 | T2K 実験における課題 | 21 |
| 第 3 章 | J-PARC 大強度陽子加速器研究施設 | 24 |
| 3.1 | J-PARC の概要 | 24 |
| 3.1.1 | LINAC | 24 |
| 3.1.2 | Rapid Cycling Synchrotron | 26 |
| 3.1.3 | J-PARC MR | 26 |
| 3.2 | J-PARC 750kW に向けて | 29 |
| 3.2.1 | 高繰り返し運転 | 29 |
| 3.2.2 | ビームロスの減少 | 29 |
| 第 4 章 | フィードバックシステム | 30 |
| 4.1 | ビーム不安定性 | 30 |
| 4.1.1 | ビーム不安定性とは | 30 |

| | | |
|--------------|----------------------------------------------|-----------|
| 4.1.2 | ビーム不安定性の抑制 | 31 |
| 4.2 | フィードバックシステムの理論 | 31 |
| 4.2.1 | デジタルフィルタ | 31 |
| 4.2.2 | フィードバックシステムの安定性解析 | 34 |
| 4.3 | Intra-bunch Feedback system: バンチ内フィードバックシステム | 37 |
| 4.3.1 | バンチ毎フィードバックシステム | 37 |
| 4.3.2 | バンチ内フィードバックシステム | 39 |
| 第 5 章 | ビーム位置検出器 | 41 |
| 5.1 | Beam Position Monitor の原理 | 41 |
| 5.2 | ストリップライン型 BPM の原理 | 41 |
| 5.2.1 | ストリップライン型 BPM の周波数特性 | 41 |
| 5.2.2 | ストリップライン型 BPM の信号 | 43 |
| 5.3 | 指数関数形の形状の電極を持つ BPM | 43 |
| 5.3.1 | exponential tapered coupler の特性 | 43 |
| 5.3.2 | exponential tapered coupler の信号 | 46 |
| 5.4 | 特性インピーダンス及び転送インピーダンス | 47 |
| 5.4.1 | 境界要素法 | 47 |
| 5.4.2 | BPM 電極のモデル | 49 |
| 5.4.3 | BPM の特性インピーダンス | 49 |
| 5.4.4 | BPM の転送インピーダンス | 50 |
| 5.5 | 三次元有限要素法を用いた周波数特性の解析 | 50 |
| 5.6 | 製作及びベンチテスト | 53 |
| 5.6.1 | 電極のインピーダンス測定 | 56 |
| 5.6.2 | ワイヤー法と Time Domain Gate 法による応答の測定 | 56 |
| 5.6.3 | 測定結果 | 59 |
| 5.6.4 | 出力電力 | 61 |
| 5.7 | インストール | 61 |
| 5.7.1 | 設置場所 | 62 |
| 5.7.2 | 陽子ビームによる信号 | 64 |
| 5.8 | まとめ | 65 |
| 第 6 章 | ビーム試験 | 66 |
| 6.1 | セットアップ | 66 |
| 6.1.1 | iGp12 に入力する信号 | 69 |
| 6.1.2 | オシロスコープで観測した信号 | 70 |
| 6.2 | ビーム条件 | 70 |
| 6.3 | チューニング | 72 |
| 6.3.1 | フィルタの位相とゲインの調整 | 72 |
| 6.4 | 試験結果 | 74 |
| 6.4.1 | x 方向 | 75 |
| 6.4.2 | y 方向 | 79 |
| 6.4.3 | より強いビームでの不安定性の抑制 | 81 |
| 6.5 | まとめ | 81 |

| | | |
|---------------|----------------------------------------------|------------|
| 第 7 章 | シミュレーション | 84 |
| 7.1 | マクロ粒子シミュレーションによる IB フィードバックシステムの評価 | 84 |
| 7.1.1 | シミュレーション方法 | 84 |
| 7.1.2 | 運動方程式 | 84 |
| 7.1.3 | フィードバックキックの導入 | 85 |
| 7.1.4 | 条件、ビームパラメータ | 87 |
| 7.2 | フィードバックシステムの特徴 | 88 |
| 7.2.1 | バンチ形状 | 88 |
| 7.2.2 | バンチの位置 | 88 |
| 7.2.3 | ベータトロン振動の振幅の減少 | 93 |
| 7.2.4 | ゲイン | 93 |
| 7.2.5 | クロマティシティ | 95 |
| 7.2.6 | 議論 | 100 |
| 7.2.7 | 実験との比較 | 100 |
| 7.3 | まとめ | 100 |
| 第 8 章 | 利用運転におけるフィードバックシステム | 101 |
| 8.1 | 利用運転 | 101 |
| 8.1.1 | T2K の反ニュートリノモード運転 | 101 |
| 8.1.2 | 標的に当たった陽子数 | 101 |
| 8.2 | 利用運転でのフィードバックシステム:T2K Run5 | 101 |
| 8.3 | 利用運転でのフィードバック:T2K Run6 | 104 |
| 8.4 | まとめ | 111 |
| 第 9 章 | 今後 | 112 |
| 第 10 章 | 結論 | 114 |
| 付 録 A | z 変換 | 115 |
| A.1 | 定義 | 115 |
| A.2 | 他の変換との関係 | 115 |
| A.2.1 | ラプラス変換 | 115 |
| A.2.2 | フーリエ変換 | 115 |
| A.3 | システムの安定性 | 116 |
| 付 録 B | 加速器に関する用語 | 117 |
| B.1 | バンチ | 117 |
| B.2 | ベータトロン振動 | 117 |
| B.3 | チューン | 117 |
| B.4 | エミッタンス | 117 |
| B.5 | Twiss パラメータ | 117 |
| B.6 | 空間電荷効果 | 118 |
| B.7 | トランジションエネルギー | 118 |
| B.7.1 | 位相安定性の原理 | 118 |
| B.7.2 | スリッページファクター | 120 |

| | | |
|-------|--------------------------|------------|
| B.7.3 | トランジション | 120 |
| B.8 | ランダウダンピング | 120 |
| 付録 C | 不安定性 | 122 |
| C.1 | 結合バンチ不安定性 | 122 |
| C.2 | Head-Tail 不安定性 | 122 |
| C.3 | 電子雲不安定性 | 123 |
| 付録 D | 新しい BPM 及び、BPM の測定 | 125 |
| D.1 | テーパ管 | 125 |
| D.1.1 | 特性インピーダンス | 125 |
| D.2 | 新しい電極のマッチング方法 | 127 |

第1章 ニュートリノ振動

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノは、1930年にヴォルフガング・パウリによって、ベータ崩壊のエネルギースペクトルを説明するために存在仮説が提唱され [1]、1956年にフレデリック・ライネスとクライド・コーワンの原子炉を用いた実験 [2] によってその存在が証明された¹ 中性レプトンである。その後レーダーマン、シュワルツ、シュタインバーガーによってミューオンニュートリノ (ν_μ) が発見され [4]、2000年にはDONUT実験 [5] により、タウニュートリノ (ν_τ) が直接観測された。またLEPの実験によって弱い相互作用をする軽いニュートリノは3世代であることがわかっている [6]。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノの質量は、素粒子標準模型においてはゼロとして仮定されている。1959年にポンテコルボによって $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ の振動が提唱された [7]。1962年牧、中川、坂田は名古屋モデルにおけるバリオンの構成要素を説明する際にニュートリノに質量がある時、時間発展とともにフレーバーが変化するニュートリノ振動を理論的に提唱した [8]。また、1967年にはポンテコルボも独立に $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ の振動を提唱した [9]。

1.2.1 2世代の場合

まず、簡単のために2世代の場合を考える。フレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ 、 $|\nu_\beta\rangle$ 、質量固有状態を $|\nu_1\rangle$ 、 $|\nu_2\rangle$ とする。フレーバー固有状態は質量固有状態の混合状態として

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

と表されると考える。質量固有状態の時間発展は

$$|\nu_1(t)\rangle = e^{-i(E_1 t - p_1 x)} |\nu_1(0)\rangle \quad (1.2)$$

とかける。ニュートリノは相対論的であるため距離 L 進んだ時、 $t=L/c$ 、 $p_1/c = \sqrt{E_1^2 - m_1^2} \sim E_1 - \frac{m_1^2}{2E_1}$ より $E_1 t - p_1 x = \frac{m_1^2 L}{2E_1}$ となるのでフレーバー固有状態の時間発展は

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2 L}{2E_1}} |\nu_1(0)\rangle \\ e^{-i\frac{m_2^2 L}{2E_2}} |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

となる。この時最初に $|\nu_\alpha\rangle$ だったものが L 進んだ後 $|\nu_\beta\rangle$ として観測される確率は

¹ライネスとコーワンが発見したのは反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ である。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\
&= \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} L \right) \\
&= \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \right)
\end{aligned} \tag{1.4}$$

で ν_α のままである確率は

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\
&= 1 - \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} L \right) \\
&= 1 - \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \right)
\end{aligned} \tag{1.5}$$

である。この式では $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ とした²。

1.2.2 3世代の場合

3世代の場合では、クォークでの混合を表す Kobayashi-Maskawa 行列 [3] と同様に、Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列

$$\begin{aligned}
U_{PMNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12} s_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{CP}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{CP}} & c_{13} s_{23} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta_{CP}} & c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta_{CP}} & c_{13} c_{23} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.6}$$

を用いて

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{PMNS}^{\alpha i} |\nu_i\rangle \tag{1.7}$$

とかける。ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。2世代の場合と同様に振動確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ を計算すると

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \\
&\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}
\end{aligned} \tag{1.8}$$

²この式を最初に導出したのはポンテコルボである [9]

となる。このようにニュートリノ振動はニュートリノの質量固有状態とフレーバー固有状態が異なり、質量差が縮退していない場合に起きる。ニュートリノ振動はこれまでの標準理論を超えた現象であり、レプトンフレーバー保存則を破る現象である。ニュートリノ振動はMNS行列のパラメータ θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} 、 δ_{CP} と質量の二乗差 Δm_{12}^2 、 Δm_{13}^2 、 Δm_{23}^2 で記述される。

1.3 ニュートリノ振動の現状

1.3.1 ニュートリノ振動の発見

1998年にスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの天頂角分布の測定からニュートリノ振動が初めて観測され [10]、2004年に250 km離れた加速器からミューオンニュートリノをスーパーカミオカンデに入射するK2K実験によりその存在が確立された [11]。測定データから $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動であることがわかった。2013年にはスーパーカミオカンデで統計的に $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ であることを識別し [16]、2014年にOPERA実験 [12] で $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の直接観測が報告されている。

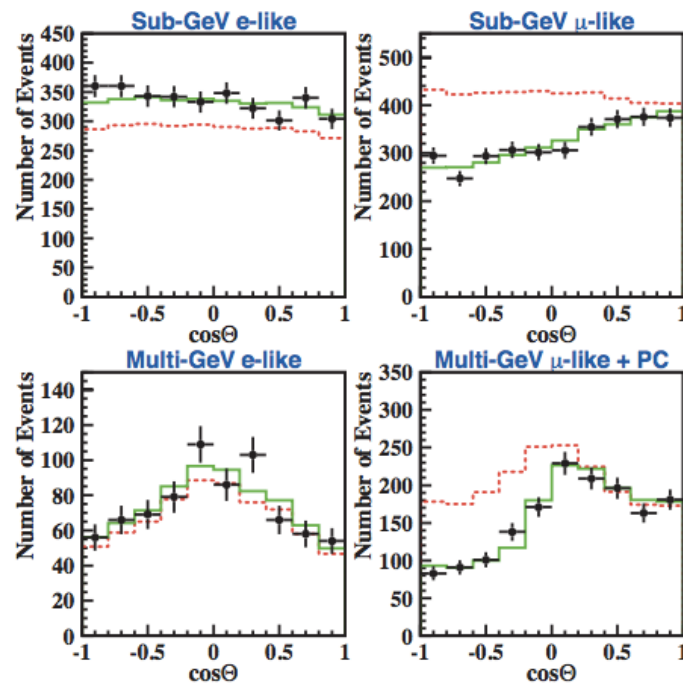


図 1.1: スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測結果 [17]

1.3.2 各パラメータの測定

ニュートリノ振動が確立されてからは各パラメータの精密測定が行われている。各パラメータの測定結果は以下のとおりである。

- θ_{12} 、 Δm_{12}^2
スーパーカミオカンデ [13]、SNO [14] による太陽ニュートリノ観測、KAMLANDでの原子炉ニュートリノ観測 [15] で測定されている。値はそれぞれ $\Delta m_{21}^2 = 7.54^{+0.26}_{-0.22} [10^{-5} eV^2]$ 、 $\sin^2 \theta_{12} = 0.308 \pm 0.017 (68\% \text{ C.L.})$ [27] である。

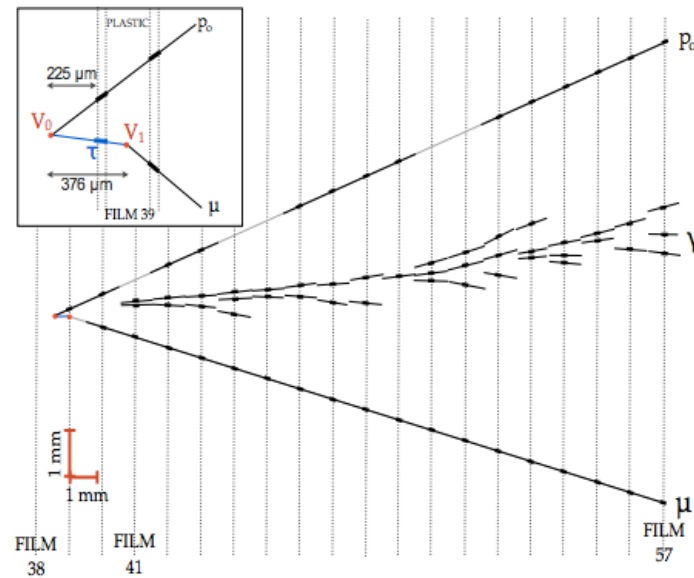


図 1.2: OPERA 実験で観測された ν_τ 事象 [12]

- θ_{23} , Δm_{23}^2
 スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測 [17]、K2K 実験 [11]、MINOS 実験 [18]、T2K 実験 [19] においてミューオンニュートリノ消失によって測定されており、値はそれぞれ ν_3 が一番重い順階層の場合は $\Delta m_{23}^2 = 2.43 \pm 0.06 [10^{-3} eV^2]$ 、 $\sin^2 \theta_{23} = 0.437_{-0.023}^{+0.033}$ 、 ν_3 が一番軽い逆階層の場合は $\sin^2 \theta_{23} = 0.455_{-0.031}^{+0.039}$ (68% C.L) である [27]。
- θ_{13}
 2010 年ごろまでは Chooz 実験 [20] によって上限値が与えられていたのみであったが、2011 年に T2K 実験により初めて $\theta_{13} \neq 0$ が報告された [24]。2012 年に中国の DayaBay [21]、RENO [22]、Double Chooz 実験 [23] の原子炉実験によって θ_{13} が求められ、2014 年には T2K 実験によって加速器ニュートリノによる電子ニュートリノ出現モードから θ_{13} が求められた [25]。値は $\sin^2 \theta_{13} = 0.0234_{-0.0019}^{+0.0020}$ (順階層)、 $\sin^2 \theta_{13} = 0.0240_{-0.0022}^{+0.0019}$ (逆階層) (68% C.L) である [27]。
- δ_{CP}
 2014 年に T2K 実験と原子炉実験の結果を組み合わせる事でわずかに制限が付けられたが (後述) 現在ほとんど未知の量である。

1.3.3 質量階層性

ニュートリノの質量はの絶対値はわかっていない。また、ニュートリノ振動で測定できるのは質量の二乗差の絶対値のみであるため、質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) がどのような順になっているのかは不明である (図 1.3)。 ν_3 が一番大きい階層を順階層 (Normal hierarchy)、 ν_3 が一番小さい階層を逆階層 (Inverted hierarchy) といい、2014 年現在どちらになっているのかはわからない³。

³2014 年にスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの測定から 1.3σ で順階層を示唆しているという報告があった [26]。

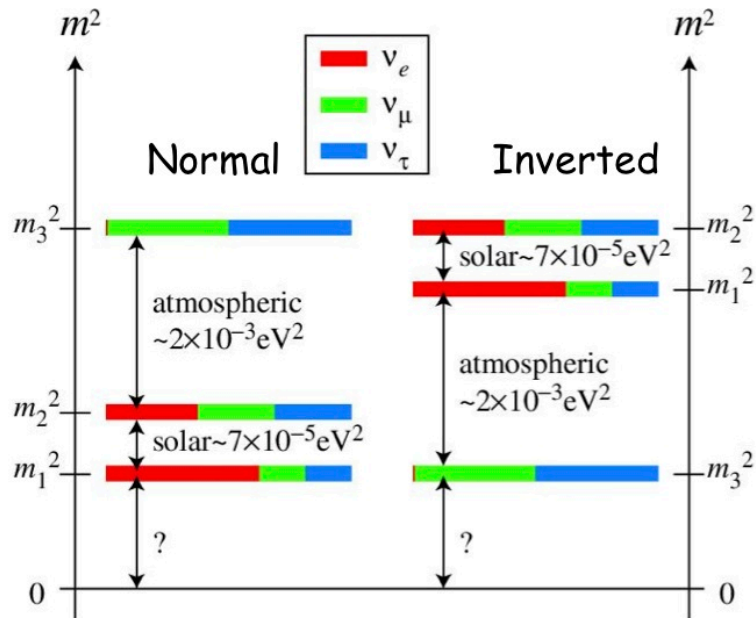


図 1.3: 質量階層性

他にもニュートリノがマヨラナ粒子であるのかディラック粒子であるのか不明であるなど未だ解明されていない謎も多く残っている。 δ_{CP} の測定によるレプトンセクターでの CP 対称性の破れの検証は宇宙の物質優勢宇宙の謎を解明する手がかりになる可能性があり、物理における重要な課題の一つである。

第2章 T2K 実験

2.1 概要・目的

T2K 実験 [28] は 2009 年 4 月に開始した加速器による長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC の 30 GeV シンクロトロン Main Ring (MR)[38] で加速した陽子ビームを用いてミューニュートリノビームを生成し、それを生成点直後の前置検出器と、295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡にあるスーパーカミオカンデで観測する (図 2.1)。

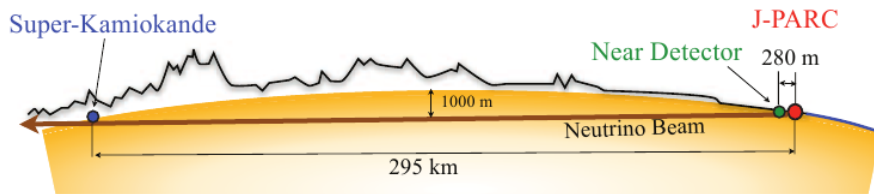


図 2.1: T2K 実験の概要図

ニュートリノの反応断面積は非常に小さく、後述する電子ニュートリノ出現の振動確率が小さいため、高統計かつ低バックグラウンドが要求される。T2K 実験では設計値 750 kW の世界最高レベルのビームパワーを持つ¹J-PARC のニュートリノビームと、22.5 kt の有効体積をもつスーパーカミオカンデを使用することで高統計を実現し、off-axis 法や前置検出器群によって高精度の測定を可能にしている。

2.1.1 目指す物理

電子ニュートリノ出現

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は式??の様にかける²。

(縦軸は任意スケール) 実験開始当初の目的はミューオンニュートリノから電子ニュートリノへの振動を見つける事により、上限値しかわかっていなかった θ_{13} の有限値を得ることであった。後述の様にこの振動を 2014 年に発見し、現在反ニュートリノでの ν_e 出現の確立を目指している。

ミューニュートリノ消失の精密測定

ν_μ 消失の振動確率は式 2.1 の様にかける。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4 \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} (1 - \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23}) \sin^2 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{E} \quad (2.1)$$

¹2014 年現在最高ビームパワーは FermiLab の NuMI リングで 330 kW である。ただし、バンチあたりの粒子数は J-PARC が世界最高である。

² $\Delta m_{21} \ll \Delta m_{31}$ 、物質効果は小さいと近似している。

θ_{23} は ν_e 出現確率にも現れるため後述する δ_{CP} の測定には θ_{23} を精密に測定することが重要である。また、現在の θ_{23} の測定値は誤差の範囲で $\theta_{23} = \pi/4$ と最大混合と合致しており、背景に何か新しい物理がある可能性を示唆している。そのため θ_{23} が最大混合がそうでないのかを調べるのは非常に重要である。

2.1.2 CP を破るパラメータ δ_{CP} の探索

反電子ニュートリノ出現では δ_{CP} の項の符号が変わる。そのため $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の場合と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 場合で、式??の2項目の分だけ振動確率が変わる。

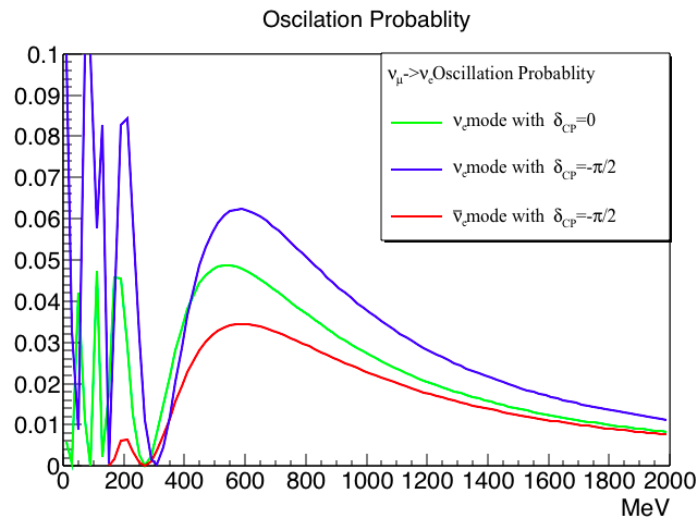


図 2.2: ν_e 出現の振動確率 ($L=300$ km の場合)

反ニュートリノでも振動実験を行い、出現事象の比較をすることで δ_{CP} が決定できる可能性がある。出現確率の非対称性を取ると

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \sim \frac{\Delta m_{12}^2 L \sin 2\theta_{12}}{4E \sin \theta_{13}} \sin \delta_{CP} \quad (2.2)$$

となり $\sin \delta_{CP}$ に比例する量になる。現在は原子炉実験により θ_{13} が精度よく測られているため、ニュートリノでの測定のみでも δ_{CP} に対して制限をつけることができる（後述）。しかし、系統誤差を考えると反ニュートリノでの測定とニュートリノでの測定を 1:1 で取得する方が δ_{CP} に対する感度が良いことがわかっている [31]。

2.1.3 ニュートリノビームの生成

一般にニュートリノビームは、まず陽子を標的に入射し中間子を作り、その中間子を収集し、崩壊してできるニュートリノを使用している。

T2K のニュートリノビームは、長基線ニュートリノ実験では初めてオフアクシスビーム法を使用したニュートリノビームである。オフアクシスビーム法はニュートリノビームの中心軸を検出器の中心とずらすことでエネルギー分布が狭く、かつ高強度のビームを生成する方法である。

図 2.3 の様に π 中間子が崩壊したとするとニュートリノのエネルギーは π 、 μ の質量 m_π 、 m_μ 、 π 中間子のエネルギー E_π 、運動量 p_π 及び、ニュートリノと π 中間子の進行方向の角度 θ を用いて以下のように表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.3)$$

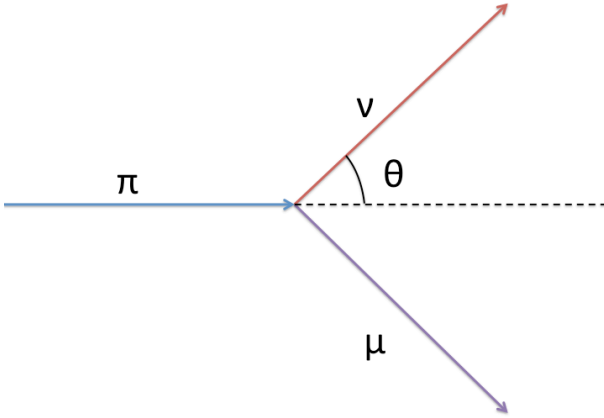


図 2.3: π 中間子の崩壊

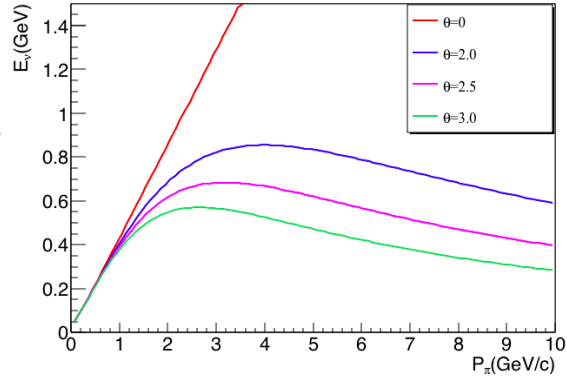


図 2.4: π 中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係

図 2.4 のように、 $\theta = 0$ 時は E_ν は π 中間子の運動量に比例するのに対し、 θ が有限の場合依存度が低い。これにより、 π 中間子の運動量が広い分布を持っていたとしても、進行方向とずれた方向に関しては狭いエネルギー範囲に集中したニュートリノを得ることができる。

T2K でのオフ軸スビーム法

基線長が 295 km の場合、確率が最大になる条件は

$$\frac{1.27\Delta m_{23}[eV^2]295[km]}{E_\nu[GeV]} = \frac{(2n-1)\pi}{2} \quad (2.4)$$

であり、エネルギーが一番高いのは $n=1$ の場合で約 0.6 GeV である。T2K ではニュートリノビームのピークが最大確率になるようにビーム軸の方向を 2.5 度ずらしている (図 2.5)。また、信号に用いているのは荷電準弾性散乱 (CCQE) でありこのエネルギー領域ではバックグラウンドとなる高エネルギーニュートリノによる π^0 を生成する反応を減少させることができる (図 2.6)。

一方でオフ軸スビーム法によってビーム方向とスーパーカミオカンデでのビーム強度やエネルギー分布に相関が生まれるため、ビーム方向を高精度で監視する必要がある³。

2.2 実験装置

T2K 実験では前述の様に高精度でビームの方向やエネルギー分布を測定する必要がある。そのためにビームの方向や強度を測る前置検出器群及びビームモニタが設置されている。

³ビーム方向が 1 mrad ずれるとスーパーカミオカンデでのビーム強度が約 3 % 変化し、エネルギーピークが 13 MeV 程度ずれると予測されている

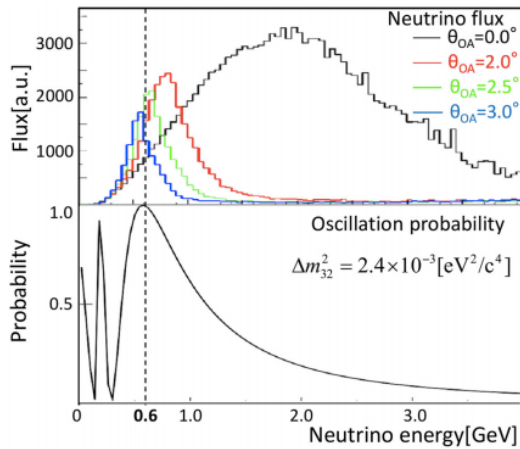


図 2.5: off-axis とエネルギー分布 [29]

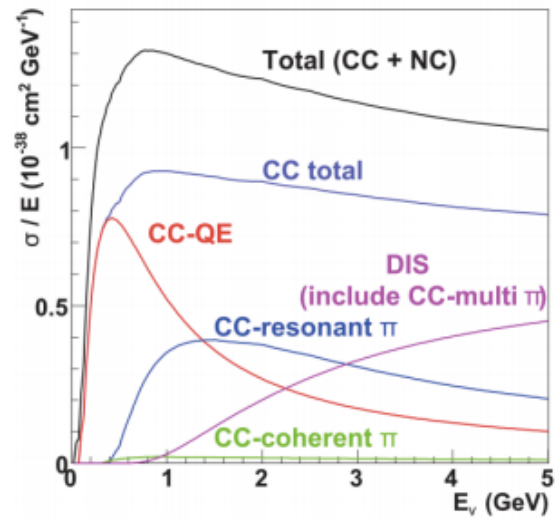


図 2.6: それぞれの反応のニュートリノ反応断面積 [29]

2.2.1 ニュートリノビームライン

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は LINAC (LINear ACcelerator)、RCS (Rapid Cycling Synchrotron)、MR (Main Ring) の 3 つの加速器からなる加速器研究施設である (詳細は後述)。J-PARC MR からニュートリノビームライン (図 2.7) に 8 つのビームバンチが 2.48 秒ごとに送られる。

1 次ビームライン

ニュートリノビームライン [30] のうち陽子を標的まで輸送する部分を 1 次ビームラインと呼ぶ。ニュートリノビームラインは、主リングの内側へ約 80 度曲げてスーパーカミオカンデの方向へ向けられる。内側に曲げるためより強力な磁場が必要であり、ニュートリノビームラインではアーク部に超電導磁石が用いられている。ビームライン上にはビーム位置を測定する ESM (Electrostatic monitor) 21 台、プロファイルを測る SSEM (Segmented Secondary Emission Monitor) 19 台、OTR (Optical transition ratioion) モニタ 1 台、粒子数を測定する CT (current transformer) 5 台、ビームロス測定するビームロスモニタ (BLM) 50 台の装置がありビームの安定性を常時監視している。

2 次ビームライン

標的からニュートリノビームを生成するラインを 2 次ビームラインと呼ぶ。1 次ビームラインで輸送された陽子ビームはグラファイト標的に照射され、多数のハドロン (主に π 中間子) を生成する。生成された粒子は 3 台の電磁ホーンによって収束される。ホーンはトロイダル磁場を発生させるように同軸構造になっており、流す電流の向きを変えることで収束される粒子の符号を変えることができる。収束された π 中間子は長さ 96m の Decay Volume 内で



ホーンの極性を反転させた場合は

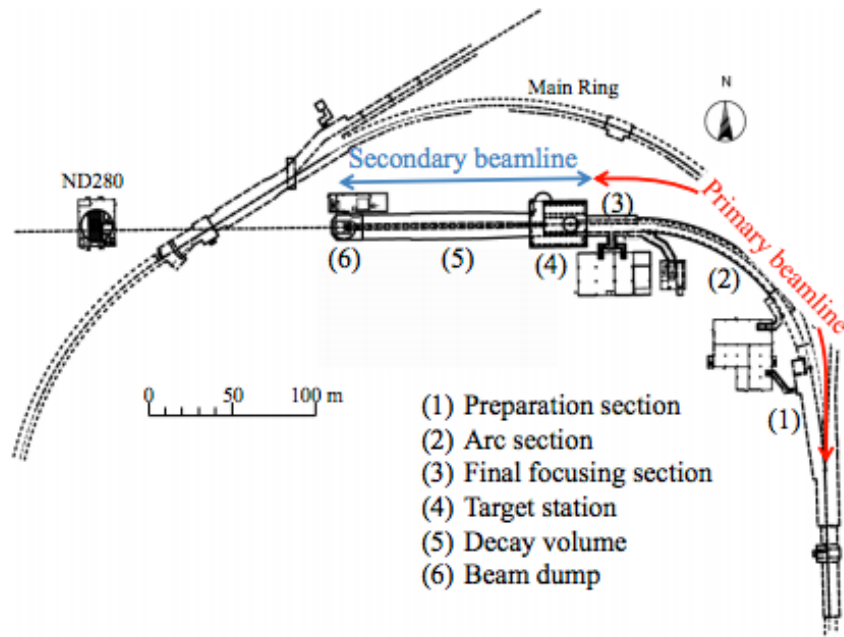


図 2.7: ビームラインの概要図



の崩壊により、ニュートリノビーム、反ニュートリノビームを生成する。崩壊しなかった粒子、崩壊で出来た μ 粒子は Decay Volume の終端のビームダンプで吸収される。ビームダンプの後方にはミュオンモニター (MUMON[32]) が設置されており、ビームダンプを突き抜ける高エネルギーのミュオンを監視することでニュートリノビームの方向と強度を間接的に監視している (図 2.8)。

2.2.2 前置検出器: ND280、INGRID

標的から 280 m 後方に前置検出器が設置されニュートリノビームのフラックスや方向等を測定している。前置検出器はビーム軸上に設置されている On-Axis 検出器 (INGRID) と π 中間子の平均崩壊地点とスーパーカミオカンデを結ぶ直線上にある Off-Axis 検出器 (ND280) から構成されている。

On-Axis 検出器: INGRID

INGRID[33] は十字型に配置された縦 7 台、横 7 台のモジュールと非十字モジュール 2 台の計 16 台のモジュールからなる検出器であり⁴、ニュートリノビームの方向を高精度で監視している。各モジュールは鉄の層 9 層とシンチレータの層 11 層のサンドイッチ構造になっており重さは約 7 トンである。鉄とニュートリノの反応によって生成された荷電粒子をシンチレータで検出し、各モジュールでのニュートリノ反応数からニュートリノビームの中心を測定する。

⁴現在は非十字モジュールのうちひとつは取り外され、別の場所のフラックスを測定するのに使われている。

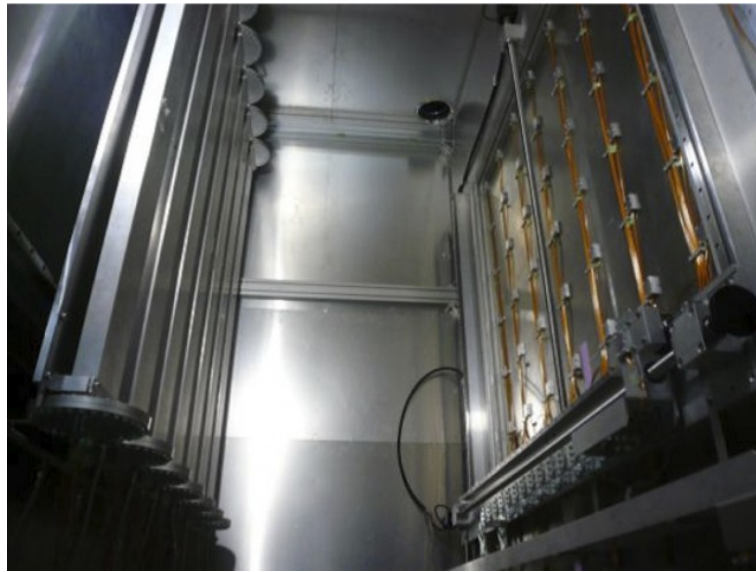


図 2.8: MUMON の内部

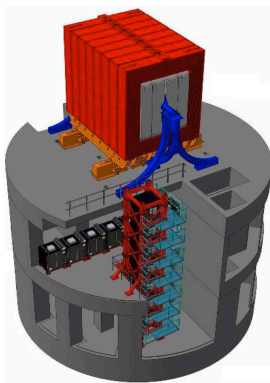


図 2.9: 前置検出器

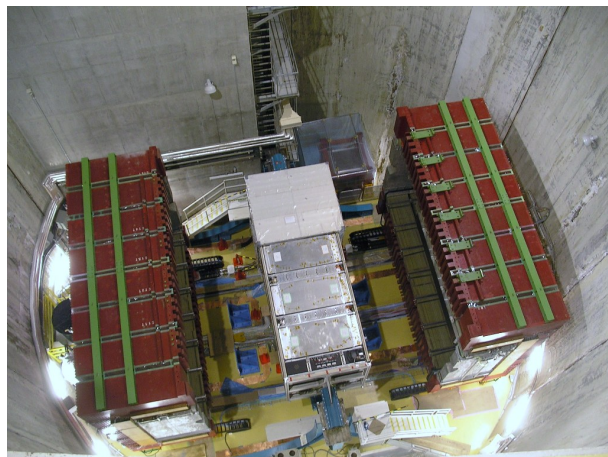


図 2.10: 上からの写真 (マグネットは開いている)

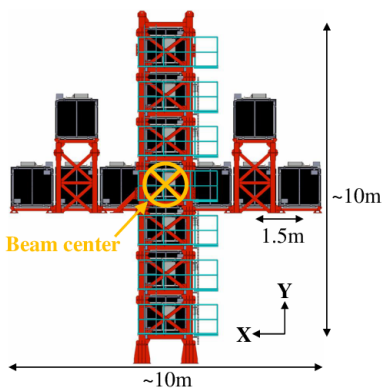


図 2.11: INGRID 検出器

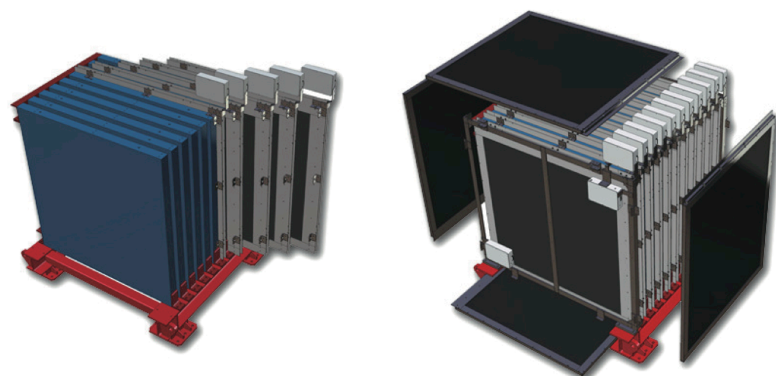


図 2.12: INGRID モジュール概略図

Off-Axis 検出器: ND280

off axis 検出器 ND280[34] はスーパーカミオカンデ方向に向かう生成直後のニュートリノビームのフラックス、エネルギースペクトラム及び反応断面積を高精度で測定するための検出器であり、以下の装置から構成されている。

- POD(π^0 Detector): 最上流に設置された π^0 を生成するニュートリノ反応の測定に特化した検出器であり、鉛薄膜とシンチレータと水標的層のサンドイッチ構造になっている。
- FGD(Fine Grained Detector): セグメント化されたシンチレータからなる飛跡検出器。ニュートリノ標的となり、反応点付近の粒子を検出する。2台のモジュールがあり、後方のモジュールは水のニュートリノ反応断面積を測定するために、シンチレータと水標的層のサンドイッチ構造となっている。
- TPC(Time Projection Chamber): ニュートリノ反応で生成された荷電粒子の飛跡及び dE/dx から粒子の識別と運動量を測定するチェンバーである。3台のモジュールから成り、2台の FGD を挟むように配置されている。
- ECAL(Electromagnetic CALorimeter): 最外層に位置し、ニュートリノ反応で生成される電子や γ による電磁シャワーを捕え、そのエネルギーを測定する。鉛層とシンチレータ層からなっている。
- SMRD(Side Muon Range Detector): 下記の UA1 マグネットのよくに挿入されたシンチレータ検出器で大角度で散乱され TPC に入射しなかったミュオンの飛程を測定しエネルギーを再構成している。
- UA1 Magnet: 検出器全体を覆い、0.2T の磁場で飛跡を曲げるための大型常伝導電磁石。かつて CERN の UA1 実験で使用されていたものであり CERN より寄贈された。

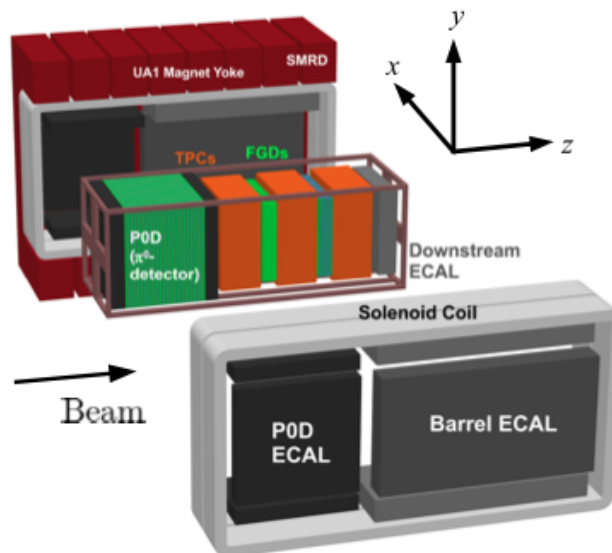


図 2.13: ND280 検出器

2.2.3 後置検出器: スーパーカミオカンデ

後置検出器であるスーパーカミオカンデ [35] は 50 kt の超純水を蓄えたタンクと内部に設置された 11129 本の光電子増倍管 (PMT)、1185 本の VETO 用光電子増倍管からなる水チェレンコフ検出器である (図 2.14、図 2.15)。地上から 1 km 地下に設置することで宇宙線のバックグラウンドを抑えている。

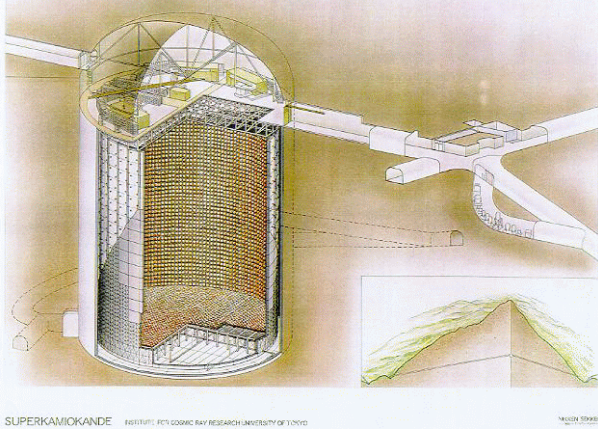


図 2.14: スーパーカミオカンデ

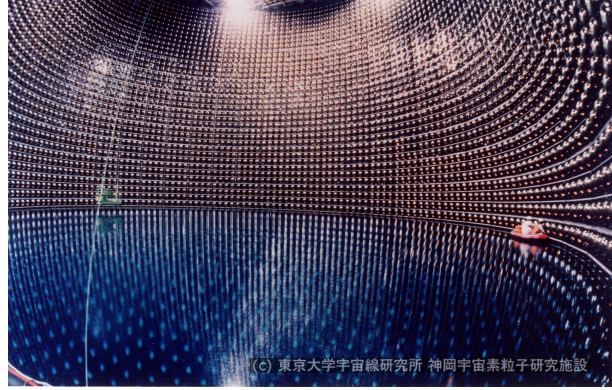


図 2.15: スーパーカミオカンデ内部の写真

有効体積は 22.5 kt である。水がニュートリノ標的となり、反応で生成された荷電粒子が水中を進む時、進行方向に対して

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.7)$$

の方向に円錐状にチェレンコフ光が放射される。n は水の屈折率、 $\beta = v/c$ である。この光を PMT で観測し粒子の種類、生成点、エネルギー、運動方向を再構成している。J-PARC からのビームの識別には GPS を用いており、バンチが来るタイミングから 150 ns 以内のデータを取ることで他のニュートリノと区別している。CCQE 反応



では荷電粒子の運動量とエネルギーからニュートリノのエネルギーを

$$E_\nu^{rec} = \frac{m_p^2 - (m_n - E_b)^2 - m_e^2 + 2(m_n - E_b)E_e}{2(m_n - E_b - E_e p_e \cos \theta_e)} \quad (2.9)$$

と再構成できるため T2K でのシグナルモードとして選択している。ここで m_p 、 m_n は陽子、中性子の質量、 E_b は酸素内での中性子の束縛エネルギーである。 m_e 、 p_e は電子の質量と運動量、 θ_e はビーム方向からの角度を表している。

ミューオンからのチェレンコフ光は明瞭なリングを生成するのに対し、電子は電磁シャワーを起こすため、不明瞭なリングになる。この違いを利用してスーパーカミオカンデでは e と μ を間違える確率を 2% 以下で識別することができる。 π^0 が生成された場合直ちに 2γ に崩壊するため、2つの不明瞭なリングが現れる。そのため、2つのリングが重なると電子ニュートリノ反応と間違えてしまう。そのため、 π^0 を生成する反応は電子ニュートリノ出現モードにおいてバックグラウンドとなる。

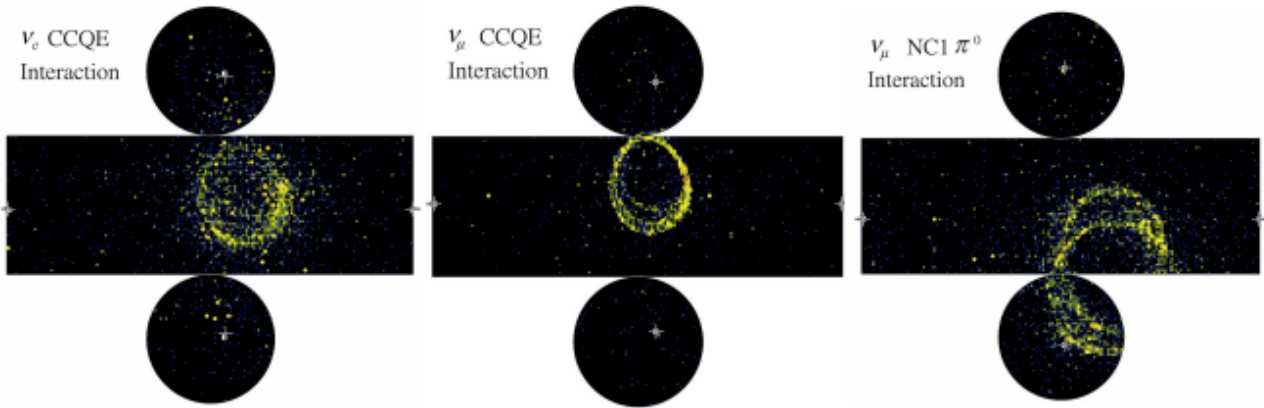


図 2.16: SK での e 、 μ 、 π でのイベント・ディスプレイ

2.3 T2K 実験の現状

2.3.1 ν_e 出現の発見

T2K 実験では 2009 年からデータ取得を開始し、2011 年には $\theta_{13} = 0$ の時の期待値が 1.5 ± 0.3 事象に対し 6 事象の電子ニュートリノを観測し、初めて $\theta_{13} \neq 0$ であることを示唆した [24]。2014 年には $6.57 \times 10^{20} \text{ POT}^5$ のデータで $\theta_{13} = 0$ のときの期待値 4.92 ± 0.55 事象に対し、28 事象観測したことで電子ニュートリノ出現を 7.3σ で発見した (図 2.17)。 $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ 、 $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} eV^2$ を仮定した時 $\sin^2 \theta_{13} = 0.140_{-0.032}^{+0.038}$ (順階層)、 $\sin^2 \theta_{13} = 0.170_{-0.037}^{+0.045}$ (逆階層) となった [25]。

2.3.2 δ_{CP} に対する制限

T2K での θ_{13} は原子炉で求められた θ_{13} の値と 1.6σ ほどずれている。これは θ_{23} が最大混合 ($\theta_{23} = \pi/4$) でないか、 δ_{CP} が 0 でないためである可能性がある。T2K の $\sin^2 \theta_{23}$ の結果と、原子炉実験による θ_{13} の値を組み合わせる事で図 2.18 の様に δ_{CP} の値に制限をつけられた。

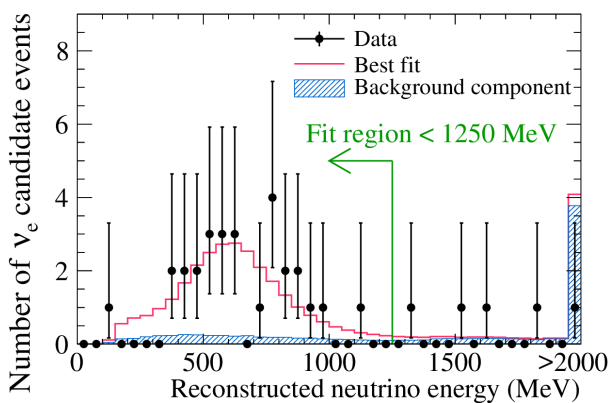


図 2.17: ν_e 出現モードの発見 [25]

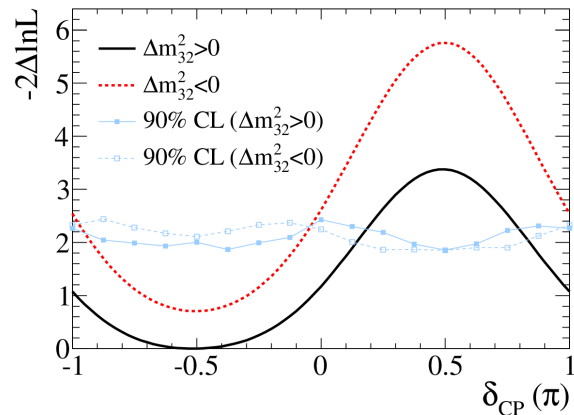


図 2.18: δ_{CP} の制限 [25]

⁵Protons on Target: 標的に当たった陽子数

現在 $\delta_{CP} = -\pi/2$ が最もデータと一致している。順階層 (Normal Hierarchy) の場合 $0.19\pi < \delta_{CP} < 0.80\pi$ 、逆階層の場合 $-\pi < \delta_{CP} < -0.97\pi$ 、 $-0.04\pi < \delta_{CP} < \pi$ の領域を 90% の信頼度 (Confidence level) で棄却した [25]。

2.3.3 ν_μ 消滅での θ_{23} 精密測定

T2K 実験は、 ν_μ 消滅の測定においてこれまでで最も精度よく θ_{23} を測定した [19]。図 2.19 は観測されたミューオンニュートリノのエネルギースペクトラムであり、図 2.20 は図 2.19 のエネルギースペクトラムから許容される $\sin^2 \theta_{23}$ と Δm_{32}^2 の範囲である。結果は $\Delta m_{23}^2 = 2.51 \pm 0.10 eV^2/c^4$ (順階層)、 $\Delta m_{23}^2 = 2.48 \pm 0.10 eV^2/c^4$ (逆階層)、 $\sin^2 \theta_{23} = 0.514^{+0.055}_{-0.056}$ (順階層)、 $\sin^2 \theta_{23} = 0.511^{+0.055}_{-0.055}$ (逆階層) であり、最大混合を示している。

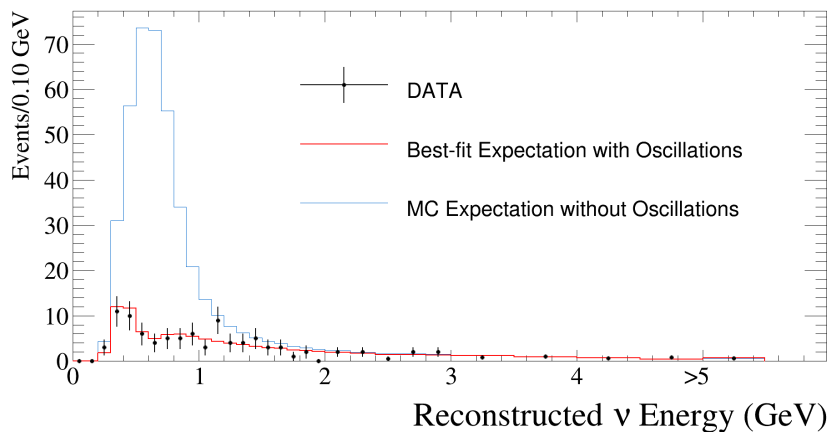


図 2.19: ν_μ 消失モード [19]

2.3.4 T2K 実験における課題

δ_{CP} の探索では、 ν_e 出現と $\bar{\nu}_e$ 出現を精密に測る必要があり、誤差の削減が必須である。検出器をより良く理解して系統誤差を減らすことも重要であるが、現在は統計誤差が最も大きな誤差を占めている。

統計誤差

T2K で現在 6.57×10^{20} POT のデータをためているが、電子ニュートリノ出現モードの場合、ガウシアンを仮定するとおよそ 25% の統計誤差がある。この統計量は T2K に割り当てられている総 POT (7.8×10^{21} POT) の約 8% にすぎない。データを増やすと δ_{CP} の感度は良くなる (図 2.21) [31]。また、 θ_{23} の値によって δ_{CP} の感度も大きく変わる。 θ_{23} も統計を増やすことでより精度よく測定することができる (図 2.22)。そのため統計誤差の削減、つまり J-PARC から供給される陽子ビームの強度を上げることが δ_{CP} の探索に向けて最も重要である。また、割り当てられている総 POT をもってしても現在の T2K では δ_{CP} に対する感度は $2 \sim 3\sigma$ 程度であり、 δ_{CP} の決定に向けてビーム増強が最も重要な課題になる⁶。

⁶統計を増やすには反応するニュートリノ数を増やすこと、つまりターゲットの大きさも重要になるため現在スーパーカミオカンデの約 25 倍の体積を持つハイパーカミオカンデが計画されている [36]。

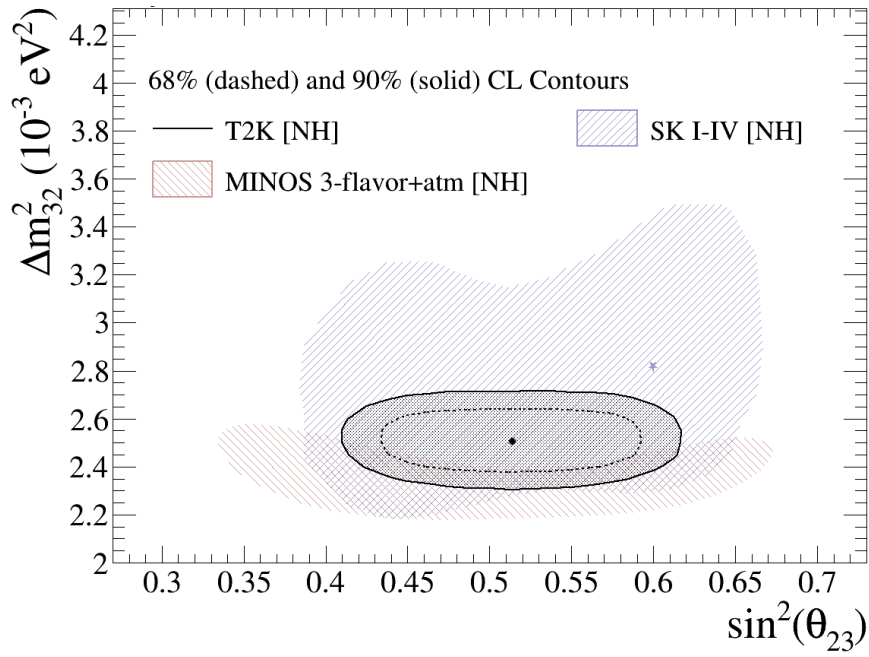


図 2.20: 実験から許容される Δm_{32}^2 と $\sin^2 \theta_{23}$ の範囲 [19]

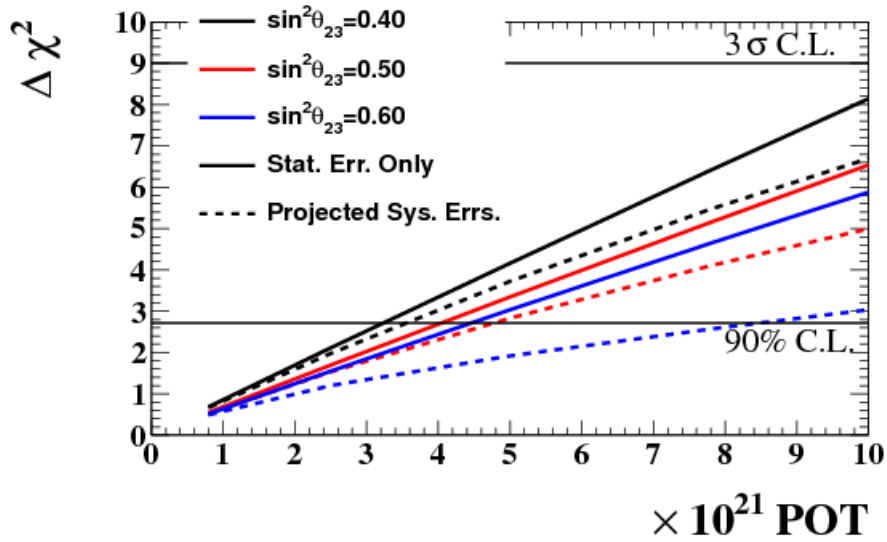
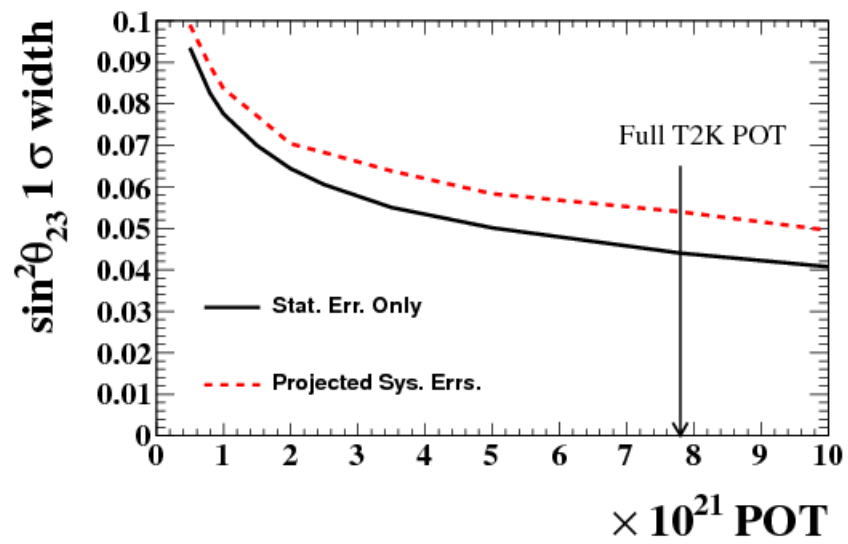


図 2.21: POT と δ_{CP} の感度 [31]

図 2.22: POT と θ_{23} の感度 [31]

第3章 J-PARC 大強度陽子加速器研究施設

3.1 J-PARC の概要

J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) は、KEK(高エネルギー加速器研究機構)と JAEA(日本原子力研究開発機構) が共同で運営している大強度陽子加速器研究施設である(図 3.1、図 3.2)[38]。J-PARC は 400 MeV LINAC(LINear ACcelerator)、3 GeV RCS(Rapid Cycling Synchrotron)、30 GeV MR(Main Ring) の 3 つの加速器からなっている。



図 3.1: J-PARC



図 3.2: Main Ring の一部分

LINAC ではビーム電流 50 mA でパルス幅 500 μs の負水素イオンビームを 400 MeV まで加速し繰り返し 25 Hz で RCS に入射する。この時入射時のビームロスを減らすために LINAC でのビームを間引き(chopping)して 333 μA になる。RCS ではビームは 3 GeV まで加速されビームパワーは 1 MW になる。このビームは MLF(Material and Life Science Experimental Facility) に送られ主に中性子生成に使われる [38]。RCS のビームの一部分は 40ms 毎に 4 回 2.48 s サイクルで MR に入射される。入射されたビームは MR で 30 GeV まで加速され、遅い取り出し法でハドロン実験施設に、速い取り出し法でニュートリノビームラインに送られる。

3.1.1 LINAC

J-PARC の LINAC (図 3.3) は 3 MeV の RFQ(Radio-Frequency Quadrupole) 1 台、50 MeV のドリフトチューブリニアック(DTL) 3 台、400 MeV の機能分離型ドリフトチューブリニアック(SDTL) 30 台、環状結合構造リニアック(ACS)の 4 つの加速構造を組み合わせることで 50 keV の水素イオンビームを 400 MeV まで加速する。各空洞の運転周波数は 324 MHz(ACS は 972 MHz)である。陽子ビームは光速に近づくのが遅いため、各 β に対して効率がよくなるよう複数のタイプの加速構造を使用している。LINAC のパラメータを表 3.1 に載せる。

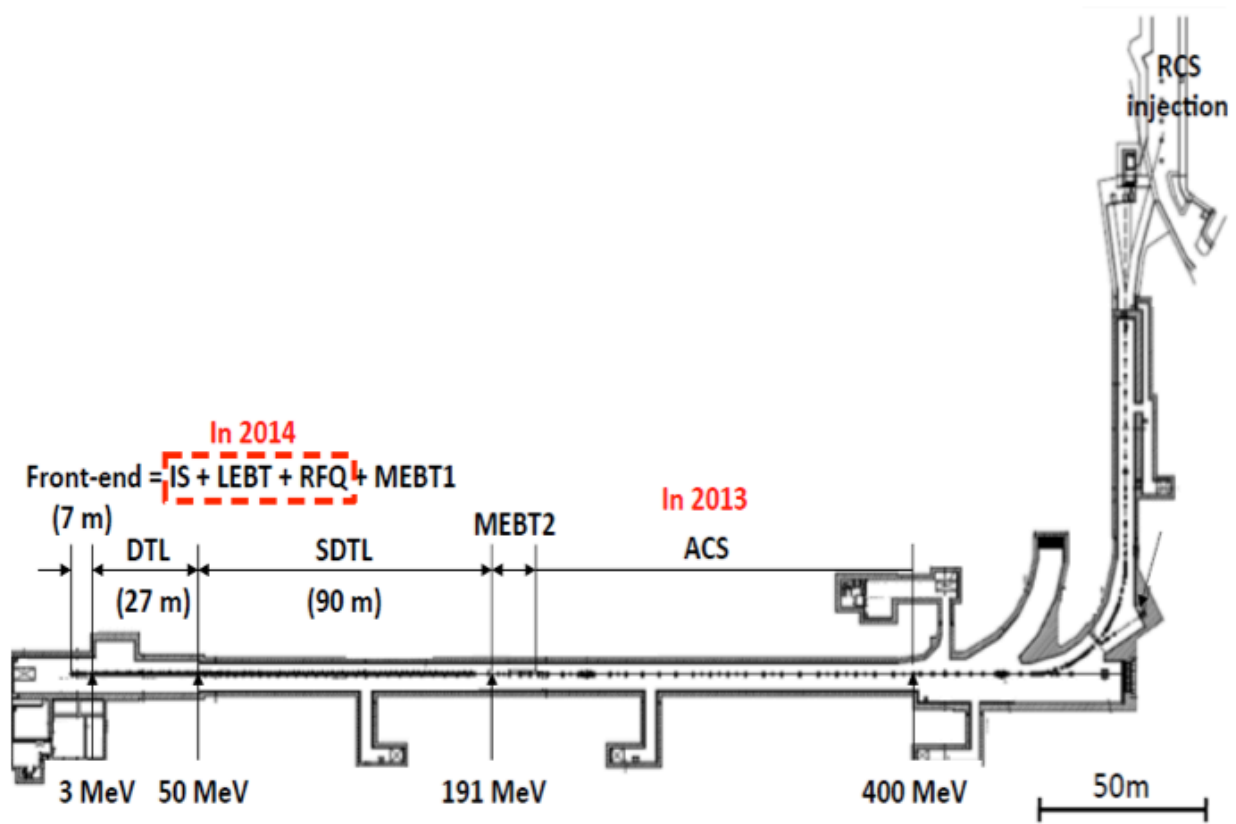


図 3.3: LINAC[38]

表 3.1: LINAC のパラメータ

| パラメータ | デザイン値 | 2014 年現在 |
|--------------------|-------------------------------------|-------------------------------|
| イオン源 | H^- | H^- |
| エネルギー | 400 MeV | 400 MeV |
| 周波数 (EFQ,DTL,SDTL) | 324 MHz | 324 MHz |
| 周波数 (ACS) | 972 MHz | 972 MHz |
| 繰り返し周波数 | 25 Hz (50 Hz for ADS ¹) | 25 Hz |
| パルス長 | 456 ns | <489 ns |
| ピーク電流 | 50mA | 30 ~ 50 mA |
| マクロパルス長 | 500 μs | 500 μs |
| 入射時のエミッタンス | <4mm mrad | 0.5 mm mrad |
| 入射時の運動量の広がり | <0.1% | ~ 0.1 % |
| 全長 | 248 m | 248 m (L3BT ² を含む) |

3.1.2 Rapid Cycling Synchrotron

RCS は図 3.4 の様に三回対称性を持つ全長 350 m のシンクロトロンで、各直線部では、入射とコリメータ、加速、取り出しを担っている。各パルスは 815 ns の時間間隔の 2 バンチ (付録参照) で構成されている。RCS は MR のブースターとしても使用しており、RCS のビームの 95 % は MLF (物質生命科学実験施設) へ送られ、中性子生成、 μ 粒子生成に使用され、残りの 5 % は MR へと送られる。RCS は繰り返し周波数が 25 Hz と非常に高いため、加速空洞に FINEMET という合金を使用することで 430 kV という高加速電圧を発生させている。また、リニアックから RCS への入射は、空間電荷効果 (付録参照) によりビームロスが起きるのを防ぐために時間的に入射軌道、周回軌道を変化させることでアパーチャ全体にビームを分布させるペインティング入射が採用されている [39]。出射エネルギーをトランジションエネルギー以下に抑えることでトランジション (付録参照) が起きないようにしている。RCS のパラメータを表 3.2 に載せる。

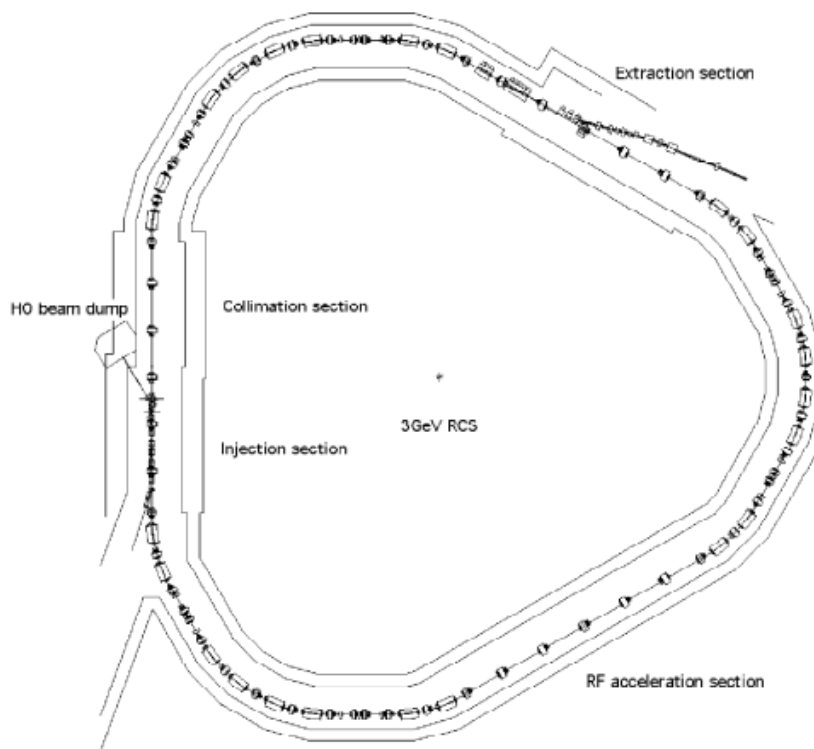


図 3.4: RCS[38]

3.1.3 J-PARC MR

MR は図 3.5 の様に周長 1567.5 m の 3 回対称性を持つリングで 1 つの曲線部、直線部の長さはそれぞれ 406.4 m, 116.1 m である。各直線部で入射とコリメータ、遅い取り出し、加速と速い取り出しを担っている。MR のハーモニックナンバー (バンチを蓄えられる RF バケツの数) は 9 であり、RCS からは 40 ms ごとに 2 つのバンチを 4 回繰り返して入射し、8 つのバンチを蓄積する (図 3.6)。残りの 1 バケツは

¹Accelerator Driven System。第二期計画で予定されている。

²LINAC と RCS を結ぶビームライン

表 3.2: RCS のパラメータ

| パラメータ | デザイン値 | 2014 年現在 |
|-------------------|----------------------|---------------------------|
| 周長 | 348.333 m | 348.333 m |
| エネルギー | 3 GeV | 3 GeV |
| バンチあたりの粒子数 | 8.3×10^{13} | $\sim 2.5 \times 10^{13}$ |
| 繰り返し周波数 | 25 Hz | 25 Hz |
| 典型的な tune | (6.68, 6.27) | (6.45, 6.42) |
| モーメントコンパクションファクター | 0.012 | 0.0085 |
| トランジションエネルギー | 9.17 GeV | 9.21 GeV |
| ハーモニックナンバー | 2 | 2 |
| RF 周波数 | 1.23~1.67 MHz | 1.23~1.67 MHz |
| RF 電圧 | 450 kV | 400 kV |

速い取り出しキッカーの立ち上がり時間が $1 \mu\text{s}$ 程度かかるために、バケツを空にすることで立ち上がりに余裕を持たせている。

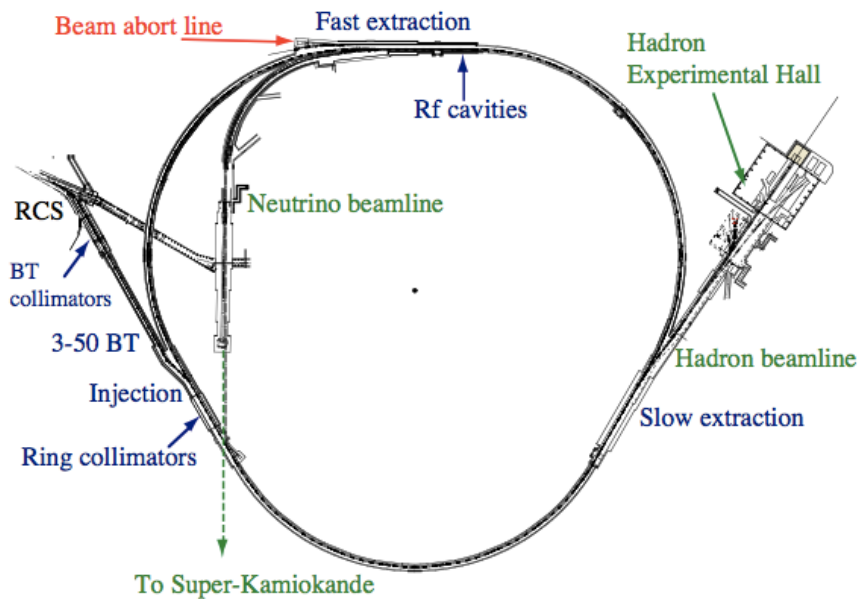


図 3.5: Main Ring[38]

MR の RF 空洞は RCS の空洞と同じ構成になっており 6 台で 280 kV の電圧を発生させる。周波数の範囲は 1.67 MHz~1.72 MHz である。MR でもトランジションによるロスを減らすため、トランジションエネルギーが虚数になる特徴的な磁石のラティスが採用されている。表 3.3 に MR のパラメータを載せる。

³i は虚数を表す。

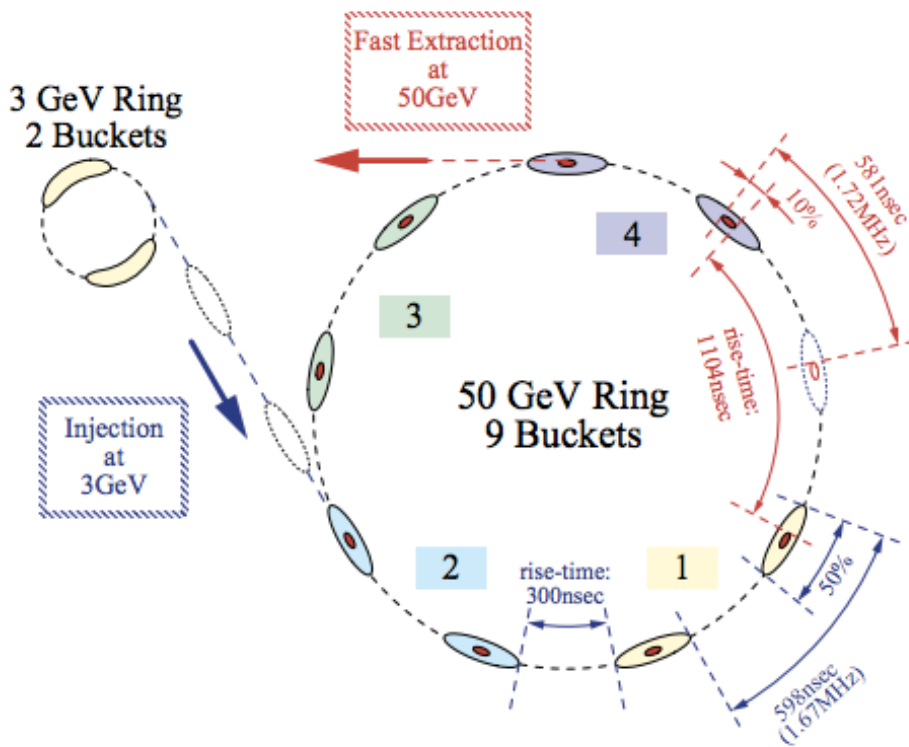


図 3.6: RCS からの入射 [38]

表 3.3: MR のパラメータ

| パラメータ | デザイン値 | 2014 年現在 |
|--------------------|------------------------|----------------------------------|
| 周長 | 1567.5 m | 1567.5 m |
| エネルギー | 50 GeV | 30 GeV |
| パルスあたりの粒子数 | 3.3×10^{14} | $\sim 1.4 \times 10^{14}$ |
| 繰り返し周波数 | $\sim 0.3\text{Hz}$ | $\sim 0.4\text{ Hz (1.0/2.48s)}$ |
| 平均電流 | $15\ \mu\text{A}$ | $8.7\ \mu\text{A}$ |
| ビームパワー | 0.75MW | $\sim 0.26\text{ MW}$ |
| 典型的な tune | (22.3,6.17.3-22.3) | (22.40,20.75) |
| モーメントムコンパクションファクター | -0.001 | -0.001 |
| トランジションエネルギー | $31.6i^3\text{ GeV}$ | $31.6i\text{ GeV}$ |
| ハーモニックナンバー | 9 | 9 |
| RF 周波数 | 1.67 ~ 1.72 MHz | 1.67 ~ 1.72 MHz |
| 入射時の運動量の広がり | <0.1 % | 0.5 % |
| RF 電圧 | 280kV | 280kV |
| 入射時のエミッタンス | $54\pi\text{ mm mrad}$ | $\sim 54\pi\text{ mm mrad}$ |
| 取り出し時のエミッタンス | $10\pi\text{ mm mrad}$ | $\sim 10\pi\text{ mm mrad}$ |

3.2 J-PARC 750kW に向けて

ニュートリノビームの強度は加速器からのビームの強度に比例する。加速器のビーム強度はビームの持つパワーで表される。昨年までの J-PARC のビーム強度は 240 kW であった。設計値は 750 kW でありビーム強度を上げるために以下のような研究がされている。

3.2.1 高繰り返し運転

J-PARC のビームパワーは加速後の陽子の MR と RCS の運動エネルギー E_{MR} 、 E_{RCS} 、RCS のビームパワー P_{RCS} 、MR の繰り返し周波数 $T_{MRcycle}$ を用いて以下の様に与えられる [40]。

$$P_{MR}[kW] = 0.16[s] \frac{E_{MR}[GeV]}{E_{RCS}[GeV]} \frac{P_{RCS}[kW]}{T_{MRcycle}[s]} \quad (3.1)$$

つまり強度を上げるには、

- MR のエネルギーを上げる。
- 上流 (RCS、LINAC) のパワーを上げる。
- 繰り返し時間を短くする。

の方法がある。J-PARC では繰り返し時間を現行の 2.48 s から 1.0 s 程度まで短くすることで強度を上げる計画が進んでいる。そのために高繰り返しでも精度よく制御可能な電磁石用電源 [41] と RF のアップグレード [42] が行われている。また、2014 年 1 月には LINAC の ACS の設置が完了しエネルギーが 400 MeV にアップグレードした。2014 年秋ごろからはイオン源の改良により LINAC のピーク電流が 50 mA と設計値の性能を達成した。そして RCS でも 1 ショットでは 1 MW を達成し、1 MW 定常運転を目指して調整が続けられている。

3.2.2 ビームロスの減少

上流の粒子数が増加し、繰り返しが速くなったとしても、MR でビームが受け入れられなければいけない。加速中にビームの一部が軌道から外れて粒子が失われると (ビームロス)、機器の放射化や放射線遮蔽の問題が起きるため、ビームロスが受け入れられるビームの強度を制限する。そのために MR でのビームロス削減も必須である。そのために以下のような取り組みがなされている。

- 入射キッカー: 6 章で後述するように入射キッカーの漏れ磁場によってビームロスが生じている。入射キッカーの改善や漏れ磁場を補正するキッカーの導入が計画されている [43]。
- 空間電荷効果: 粒子数が多くなると、粒子同士の反発力によってチューン (付録参照) が広がり、共鳴によるロスが生じてしまう。これを防ぐためにチューンの最適化 [45]、RF での 2 倍高調波 [44] の導入、縦方向の不安定性 (後述) 対策のために、位相変調用の Very High Frequency (VHF) 空洞 [46] の開発が計画されている。
- コリメータ、ビームダクト: ビームにハローがあるとハローがダクトにあたって二次粒子を発生させ、真空を悪化させる。これを防ぐためにコリメータ部でロスを局在化する、2 次粒子の発生が少ないチタンダクトを用いるなどの改良がされている。

これ以外にも強度を上げる際に問題になっているのが次の章で説明するビーム不安定性である。

第4章 フィードバックシステム

4.1 ビーム不安定性

4.1.1 ビーム不安定性とは

一般にビームが進行する時、ビームと同時にビームパイプに鏡像電流が進行している。この鏡像電流が何らかの原因でインピーダンスを感じると、そこで電磁場(ウェイク場)を発生させる。ビームがこのウェイク場の影響を受けることでビームが振動を起こしたり、エミッタンス(付録参照)を増大させたりする。このような状態をビーム不安定性といい、ビームがダクトに当たるくらい振動が大きくなるとビームロスを引き起こす(図 4.1)[48]。ビーム不安定性の周波数はビームの感じるインピーダンスの周波数に依存する。ビーム不安定性には縦方向(ビームの進行方向)と横方向(ビームの進行方向に対して垂直)の不安定性があり、現在 J-PARC MR で問題になっているのは横方向の不安定性である。このインピーダンス源は主にビームダクトが抵抗を持つこと(resistive-wall impedance)に起因すると考えられている[49]。

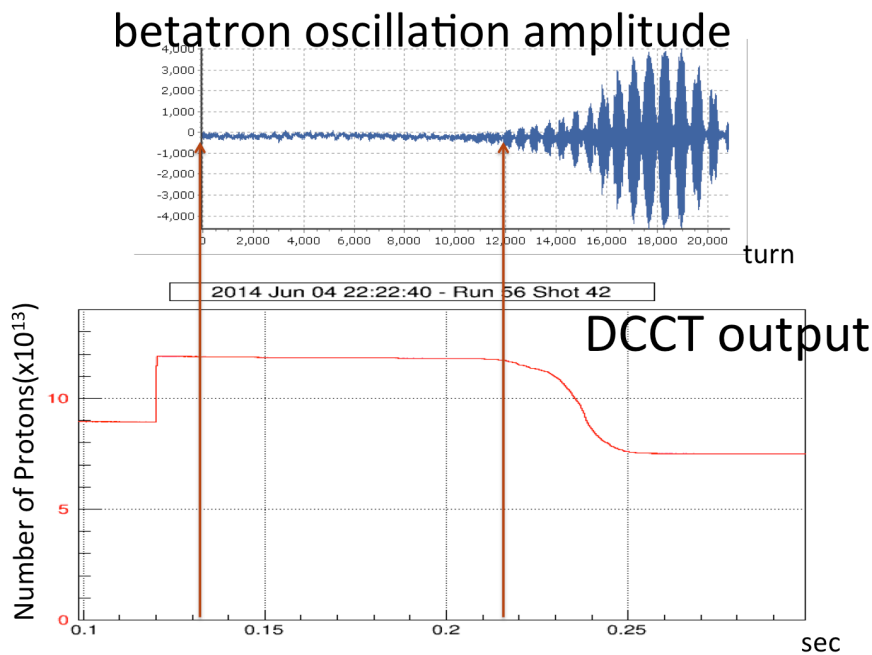


図 4.1: J-PARC で観測された不安定性: 上のグラフはベータトロン振動の変化の様子、下のグラフはMRでの粒子数を示している。1つ目の矢印が加速開始を示している。

4.1.2 ビーム不安定性の抑制

ビーム不安定性が加速器の運転中に起きると、ビームロスが許容値を超え運転が止まってしまうため、最大ビーム強度は不安定性によって制限されている。ビーム不安定性を抑えるには、以下の様な方法がある。

クロマティシティ補正

クロマティシティは運動量の広がりによって収束力が変化するために起きる、チューンの広がりパラメータである。クロマティシティ ξ が有限の値を持つと、横方向の振動数 $\mu = 2\pi\nu_{\beta 0}$ ($\nu_{\beta 0}$ はベータatronチューン) が運動量の広がり $\delta = \Delta p/p$ によって

$$\mu = 2\pi\nu_{\beta 0} + \xi\delta \quad (4.1)$$

のように、運動量の広がりにも依存するようになる。クロマティシティ (の絶対値) を大きくするとバンチの振動の位相とウェイク場の位相がずれるため、不安定性が小さくなる¹。しかしクロマティシティ (の絶対値) が大きいとチューンのズレも大きくなるため整数や半整数の共鳴によるロスが生じる。つまり、クロマティシティは不安定性が起きず、かつ絶対値が小さくなるように調整する必要がある。クロマティシティは6極電磁石で制御でき、J-PARC MR では六極電磁石の通電パターンを作成することで不安定性を抑えつつ、ロスができるだけ少なくなるようにしている。

非線形磁場

8極電磁石等の非線形磁場を利用してベータatron振動の振幅に依存するチューンシフトを作りランダウダンピング (付録参照) でビーム不安定性を抑制させる。しかし、非線形磁場によって力学口径を縮小させてしまう。J-PARC MR では2014年に8極電磁石がインストールされ、調整が続けられている [50]。

横方向フィードバックシステム

横方向フィードバックシステムは主に位置を検出する Beam Position Monitor (BPM), BPM の信号からキック量を計算する信号処理回路、キッカーからなっておりビームの横方向の位置を検出しそのズレを補正するキックを加えることでビームの横方向の広がりを抑えるシステムである (図 4.2)。

4.2 フィードバックシステムの理論

4.2.1 デジタルフィルタ

フィードバックが開発された当初はアナログ回路を用いたフィードバックであったため、フィードバックのキックが最適化されるように、BPM とキッカーの位置、アナログフィルタを調整する必要があった。そのため、少しでもパラメータが変わってしまうとすべての調整をし直す必要があった。デジタル回路技術が発達し、1990年頃からデジタルフィードバックが開発され始めた [53]。デジタルフィードバックの最大の特徴は、デジタルフィルタによって出力信号の位相を自由に変えることができることにある。

¹付録参照

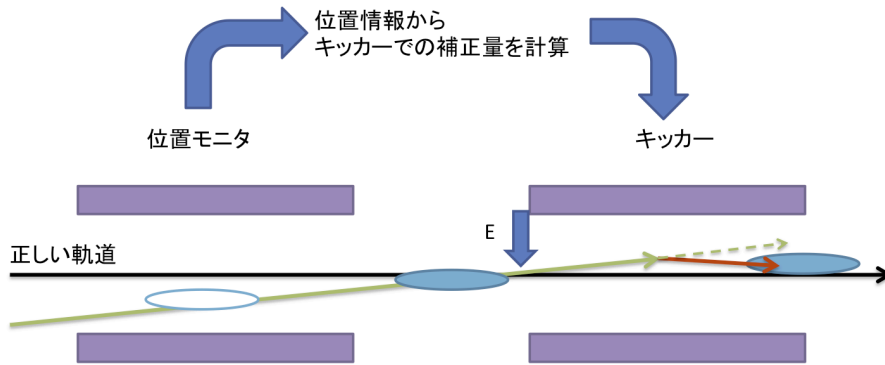


図 4.2: フィードバックシステムの概要

J-PARC で用いているフィードバックシステムのデジタルフィルタには FIR (Finite Impulse Response) フィルタを使用している [52]。入力信号列 $x[n]$ に対して、出力は

$$y[n] = b_1x[n-1] + b_2x[n-2] + \cdots + b_Nx[n-N] = \sum_{m=1}^M b_mx[n-m] \quad (4.2)$$

と過去の入力信号に重みを付けて足された信号になっている。 b_m はフィルタの係数である。この整数 M を tap 数といい、4tapFIR フィルタという時には4ターン前の信号までさかのぼって重み付けすることで出力信号を計算している。このフィードバックシステムのフィルタの係数 b_m には

$$b_m = \sin(m\omega T_s + \Delta\phi) - \Delta \quad (4.3)$$

$$\Delta = \frac{1}{N_{tap}} \sum_{m=1}^{N_{tap}} \sin(m\omega T_s + \Delta\phi) \quad (4.4)$$

を用いている。ここで、 ω はベータトロン振動数、 T_s はサンプリング間隔、 N_{tap} はタップ数である。例として、ビーム試験 (6章) で用いた x 方向でのフィルタの係数 (図 4.3、図 4.4)、振幅 (図 4.5、図 4.6)、位相 (図 4.7、図 4.8) をそれぞれ示す。パラメータには表 4.1 を用いた²。

表 4.1: J-PARC のフィードバックシステムに使用している FIR フィルタのパラメータ

| Parameters | Value |
|--------------|--------------------------|
| N_{tap} | 4,8 |
| T_s | 1 |
| ω | $2\pi \cdot 0.41$ |
| $\Delta\phi$ | $2\pi \frac{-45.0}{360}$ |

²実際のサンプリング時間は $1/(\text{周回周波数})$ であるが、ベータトロン振動数と合わせてチューンをパラメータとして使用しているため、サンプリング時間は 1 になっている。

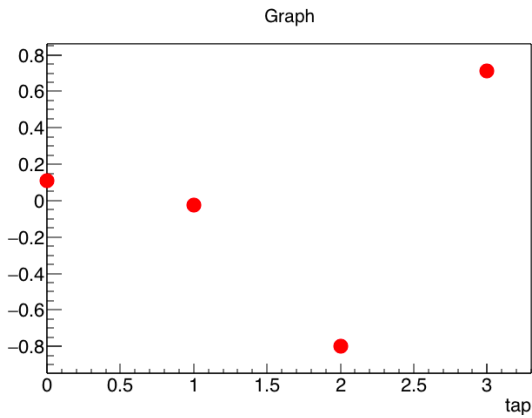


図 4.3: 4tapFIR フィルタの係数

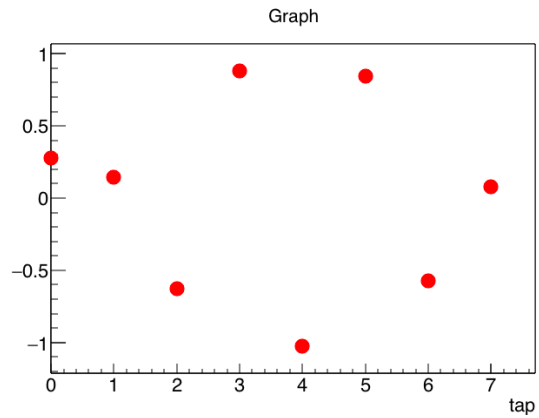


図 4.4: 8tapFIR フィルタの係数

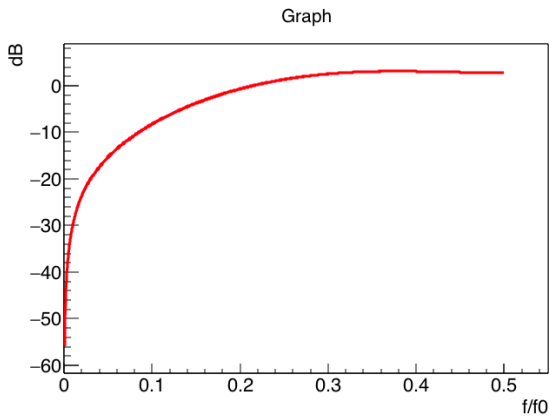


図 4.5: 4tapFIR フィルタの振幅特性

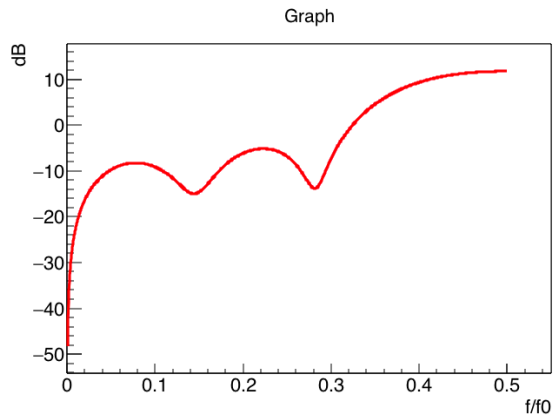


図 4.6: 8tapFIR フィルタの振幅特性

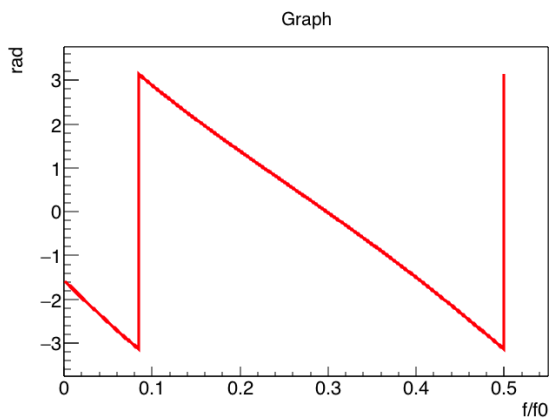


図 4.7: 4tapFIR フィルタの位相特性

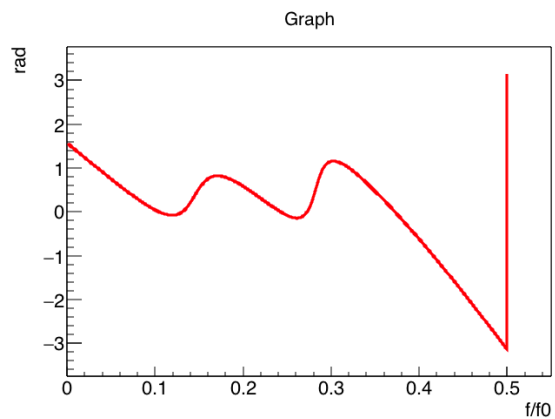


図 4.8: 8tapFIR フィルタの位相特性

4.2.2 フィードバックシステムの安定性解析

ここでは制御理論に基づきフィードバックシステムの安定性を議論する [51]。フィードバックシステムは、 z 変換 (付録参照) に基づいて議論することができる。ビームの横方向の運動は転送行列

$$M = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ -\gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

によって記述される。 α 、 β 、 γ は Twiss パラメータ (付録参照) であり、 $\mu = 2\pi\nu$ で ν はベータトロンチューンである。 n ターン目³ のバンチ中心からのビームの変位及び運動方向の傾きを (x_n, x'_n) とすると $n+1$ ターン目は

$$\begin{pmatrix} x_{n+1} \\ x'_{n+1} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_n \\ x'_n \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

とかける。ここではフィードバック以外の要因によるベータトロン振動のダンピング及び増大の効果は考慮に入れていない。 k ターン目のキッカーによるビームの蹴り角を $\Delta x'_k$ とすると、 n ターン目は

$$\begin{pmatrix} x_n \\ x'_n \end{pmatrix} = M^n \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} + \sum_{k=0}^{n-1} M^{n-k} \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta x'_k \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

とかける。初期値を $(x_0, y'_0) = (0, 0)$ とすると、ビーム軌道の応答

$$x_n = \sum_{k=0}^{n-1} g_1(n-k) \Delta x'_k \quad (4.8)$$

$$x'_n = \sum_{k=0}^{n-1} g_2(n-k) \Delta x'_k \quad (4.9)$$

が得られる。ここで

$$g_1(n-k) = \beta \sin(n-k)\mu \quad (4.10)$$

$$g_2(n-k) = \cos(n-k)\mu - \alpha \sin(n-k)\mu \quad (4.11)$$

である。

BPM の出力電圧は $v_n^B = K_B x_n$ と表すとする。この出力をアンプで A_1 倍に増幅してから M タップの FIR デジタルフィルタを通し、更にゲイン A_2 倍のパワーアンプで増幅した出力をキッカーに加えるものとする。この時キッカーに送られる電圧は

$$v_n^K = -A_1 A_2 \sum_{m=1}^M h_m v_{n-m}^B + A_2 e_n \quad (4.12)$$

となる。ここで e_n は外部からの入力雑音電圧で、 h_m はフィルタの係数である。BPM の場所とキッカーの場所はほぼ同じにあるとし、キック角を $K_K v_n^K$ とすると

³ 円形加速器の場合、ビームの検出器は固定されているため、信号が検出できるのは 1 周に 1 回である。そのため信号を考える際には、時間ではなくターンを用いる方が都合が良い。

$$\Delta x'_n = K_K A_2 (-K_B A_1 \sum_{m=1}^M h_m x_{n-m} + e_n) \quad (4.13)$$

となる。(4.8)、(4.9)、(4.13)に z 変換を施す。

$$\mathcal{Z}[x_n] = X(z), \mathcal{Z}[x'_n] = X'(z), \mathcal{Z}[e_n] = V(z), \mathcal{Z}[g_1(n-k)] = G_1(z), \mathcal{Z}[g_2(n-k)] = G_2(z) \quad (4.14)$$

と表すとすると、

$$X(z) = G_1(z) \Delta X'(z) \quad (4.15)$$

$$X'(z) = G_2(z) \Delta X'(z) \quad (4.16)$$

$$\Delta X'(z) = -\frac{K}{\beta} X(z) F(z) + \frac{K}{A_1 K_B \beta} V(z) \quad (4.17)$$

$$F(z) = \sum_{m=1}^M h_m z^{-m} \quad (4.18)$$

Kは

$$K = A_1 A_2 K_B K_K \beta \quad (4.19)$$

である。これらの式をまとめると以下ようになる。

$$X(z) = G(z) V(z) \quad (4.20)$$

ここで、 $G(z)$ はループ伝達関数であり

$$G(z) = \frac{\frac{K}{A_1 K_B} G_1(z)}{1 + K G_1(z) F(z)} \quad (4.21)$$

である。(4.21)を有理化して

$$G(z) = \frac{K}{A_1 K_B} \frac{z^{-M} \sin \mu}{D(z)} \quad (4.22)$$

$$D(z) = z^{M+1} - 2z^M \cos \mu + z^{M-1} + K \sin \mu z^M F(z) \quad (4.23)$$

となる⁴。 $D(z)=0$ の方程式を特性方程式と言い、 $M+1$ 個の根 z_p の絶対値がすべて1より小さい場合に安定となる⁵。 $\nu = 0.41$ として4tap、8tapの時のフィルタを用いた時に、Kの値を変えながらこの方程式を解き、その方程式の根の軌跡を複素平面上にプロットしたのが図4.9、図4.10である。根毎に色を分けてプロットしている。黒線は半径1の円である。また、 $|z_p| < 1$ という条件のため、原点から一番原点から遠い根がこのシステムの安定性を決めている。

⁴この伝達関数は雑音に対する伝達関数になっている。これは、位置がダクトの中心にある時出力が0になるためであり、その状態からずらそうとする力に対する安定性の評価をここでは行っている。

⁵付録参照

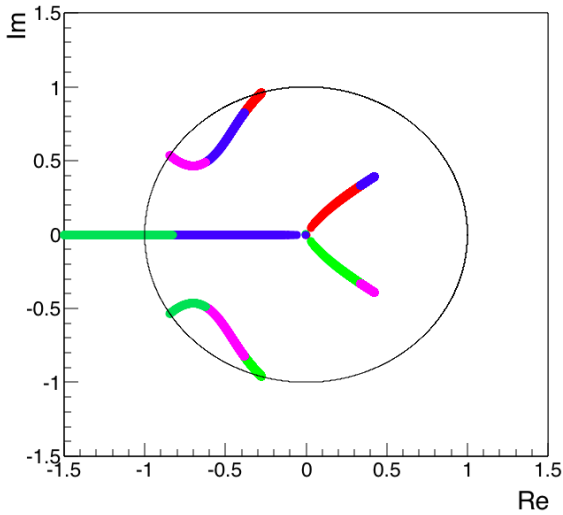


図 4.9: 4tap の時の特性方程式の根

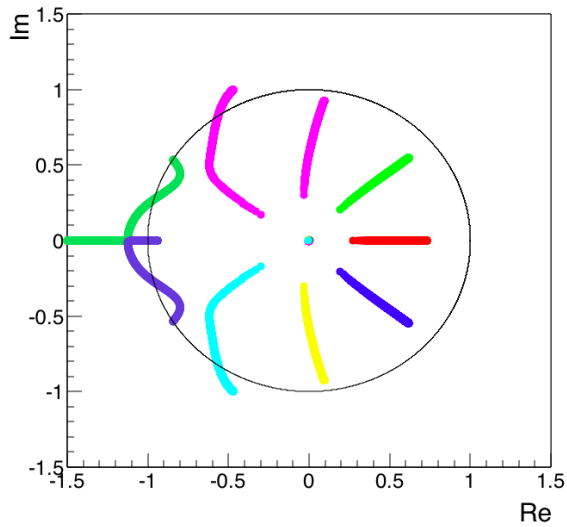


図 4.10: 8tap の時の特性方程式の根

またダンピング時間は

$$\tau = -T_0 \ln |z_p| \tag{4.24}$$

で与えられる。 T_0 は周回周波数である。 z_p の絶対値とダンピング時間のプロットを図 4.11 ~ 図 4.14 に示す。ダンピング時間がマイナスになると不安定になるため 4tap の場合は $0 < K < 0.18$ 、8tap の場合は $0 < K < 0.13$ 程度が安定な領域である。また、ダンピング時間が最小になる K の値は、それぞれ 0.12、0.04 である。ノイズ成分を分離するにはタップ数を大きくする必要があるが、安定性が悪くなるため最適設定が必要である⁶。

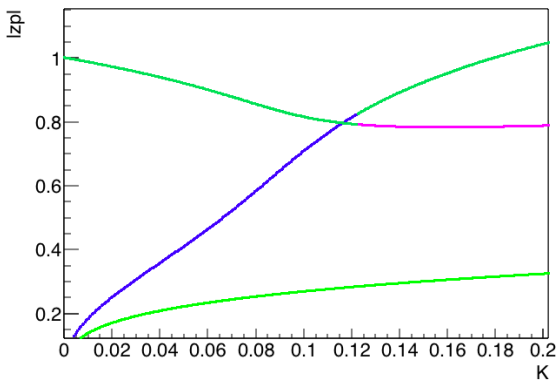


図 4.11: 4tap の時の $|z_p|$ 。色は図 4.9 の根と対応している。

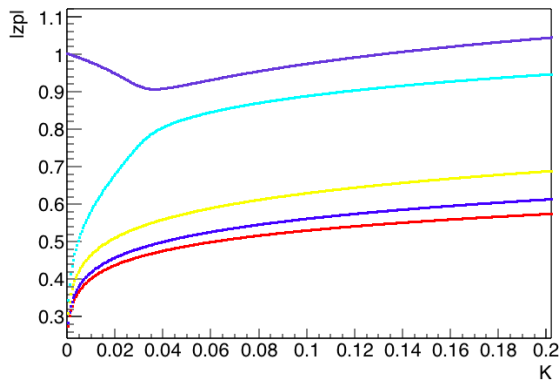


図 4.12: 8tap の時の $|z_p|$ 。色は図 4.10 の根と対応している。

また、 $G(e^{i\omega})$ としたものがフィードバック (クローズドループ:閉ループ) の周波数特性になる⁷。ま

⁶ここでの議論はバンチを一つの粒子とみなしているが、実際のバンチは多数の粒子の集合であるため非常に粗い評価である。また、 K には BPM の特性、アンプのゲイン、キッカーの特性、パワー・アンプのゲインなどの要素がすべて入っており、更にそれぞれについて振幅特性と位相特性を持つため、実験において K を求めるのは難しい

⁷つまり、フィードバックを入れた時の特性

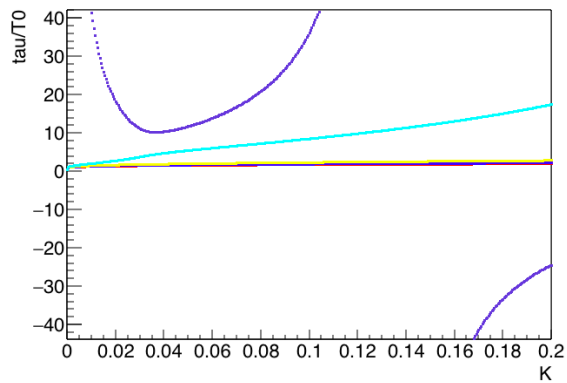
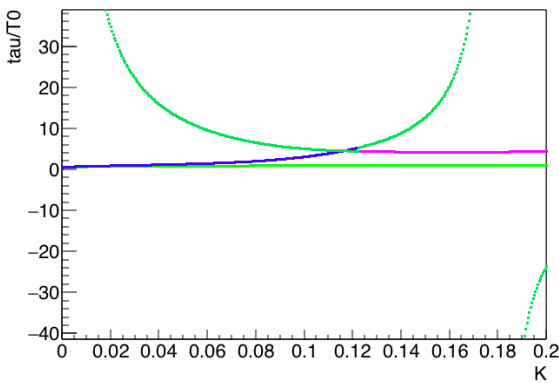


図 4.13: 4tap の時のダンピング時間。色は図 4.9 の根と対応している。
 図 4.14: 8tap の時のダンピング時間。色は図 4.10 の根と対応している。

た、オープンループの (1 ループ) 伝達関数⁸ は、

$$G_0(z) = KG_1F(z) \tag{4.25}$$

である。図 4.15、図 4.16 にオープンループとフィードバックの周波数応答を示す。K は最小ダンピング時間の時の K でそれぞれ、0.12、0.04 に設定した。図中の黒線がオープンループ、赤線がクローズドループの応答である。図 4.15、図 4.16 の 0.41 の黒線のピークが、フィードバックがある場合 (赤線) 小さくなっており、ベータトロン振動が抑制されているのがわかる。

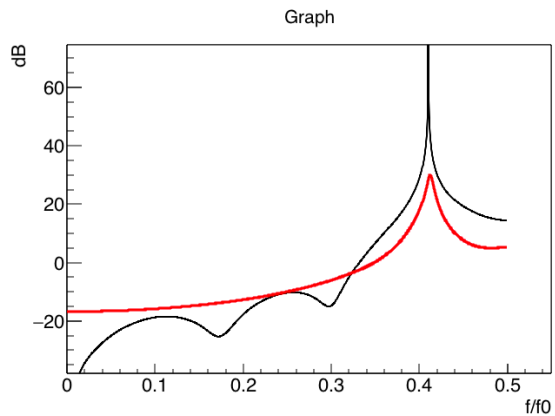
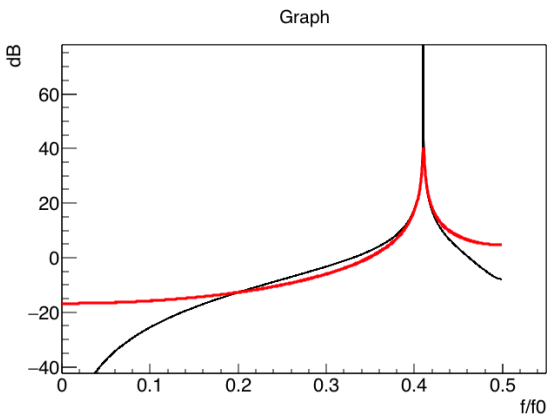


図 4.15: 4tap の 1 ループ関数 (黒線) と閉ループ関数 (赤線)
 図 4.16: 8tap 1 ループ関数 (黒線) と閉ループ関数 (赤線)

4.3 Intra-bunch Feedback system: バンチ内フィードバックシステム

4.3.1 バンチ毎フィードバックシステム

J-PARC では 2009 年にバンチ毎にフィードバックキックを加えるバンチ毎フィードバックシステム (Bunch by Bunch (BxB) Feedback system) が開発された (図 4.17)。BxB フィードバックシステムでは

⁸フィードバックが無いときの伝達関数

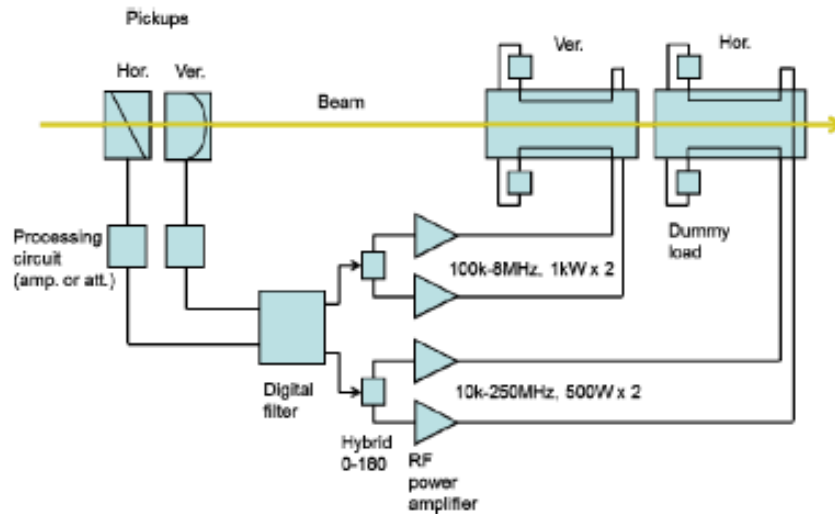


図 4.17: BxB フィードバックシステムのセットアップ概要図。Hor. は水平方向、Ver. は垂直方向の BPM 及びキッカーを表している。

J-PARC MR で通常利用されている Diagonal Cut BPM を使用している。シグナル処理回路は、Dimtel 社製 LLRF4 デジタル低レベル RF 信号処理ボードを使用している。このボードは最大サンプリング周波数 260 MS(メガサンプリング)/s の 14 bit ADC、Spartan3 FPGA、14 bit DAC が搭載されており、EPICS⁹[56] を通じてコントロールすることができる。このボード内で BPM の 2 つの電極から信号をサンプリングし、その信号差をとって Δ 信号にする。この Δ 信号はベータトロン振動に比例しており、FIR フィルタを通してベータトロン振動を抽出され DAC から出力される。出力信号は帯域 10 kHz-255 MHz の 500 W パワー・アンプを通した後、キッカーに送られる。

BxB フィードバックシステムが off の時と on の時の入射直後の粒子数を測定したのが図 4.18、図 4.19 である。また、図 4.20、図 4.21 にベータトロン振動の振幅を示す。これらの結果から BxB フィードバックシステムはベータトロン振動の振幅を減少させ、ビームロスを抑えることに成功したことがわかる。

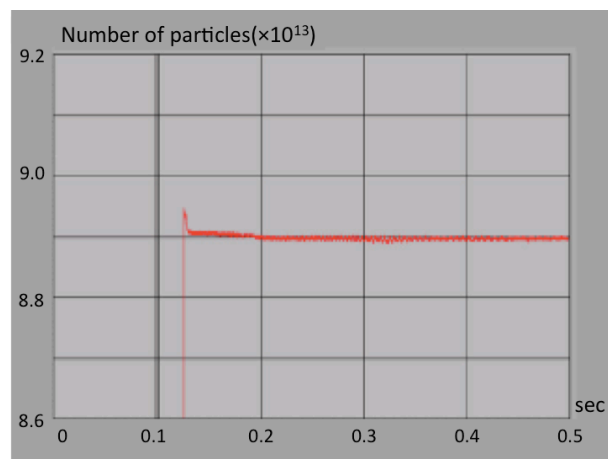
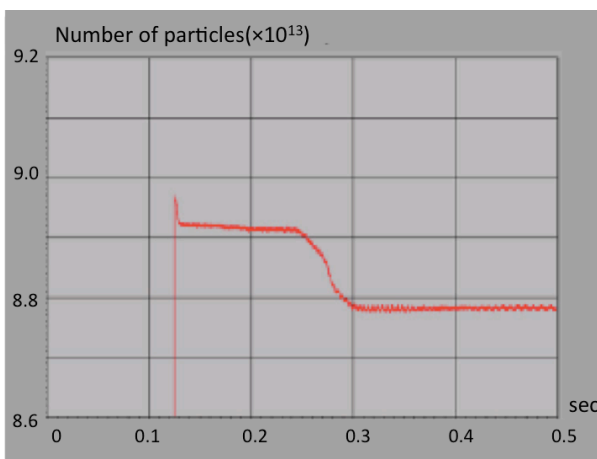


図 4.18: BxB フィードバック off の時の粒子数

図 4.19: BxB フィードバック on の時の粒子数

⁹Experimental Physics Interface Control System

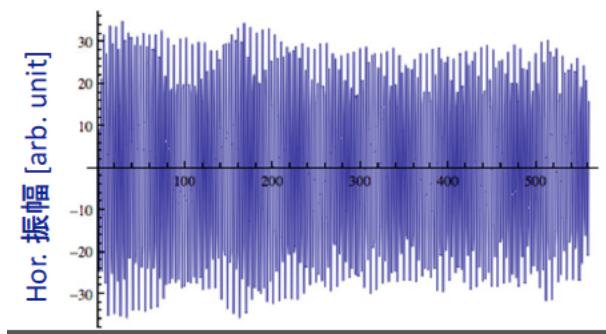


図 4.20: BxB フィードバック off の時のベータatron 振動

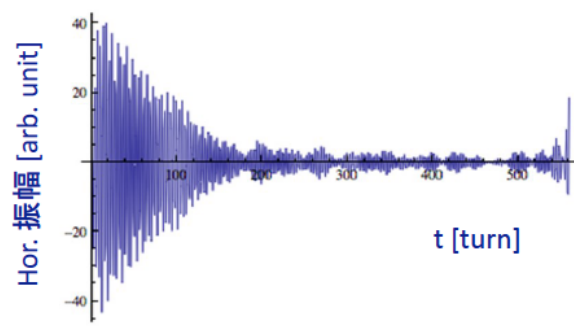


図 4.21: BxB フィードバック on の時のベータatron 振動

4.3.2 バンチ内フィードバックシステム

BxB フィードバックシステムはビーム不安定性を抑制することに成功した。しかし、BxB フィードバックシステムだけでは解決できない以下のような問題がある。

- バンチ内振動: ビーム不安定性が起きると、同時に内部振動が起きているのが観測されている (図 4.22)。

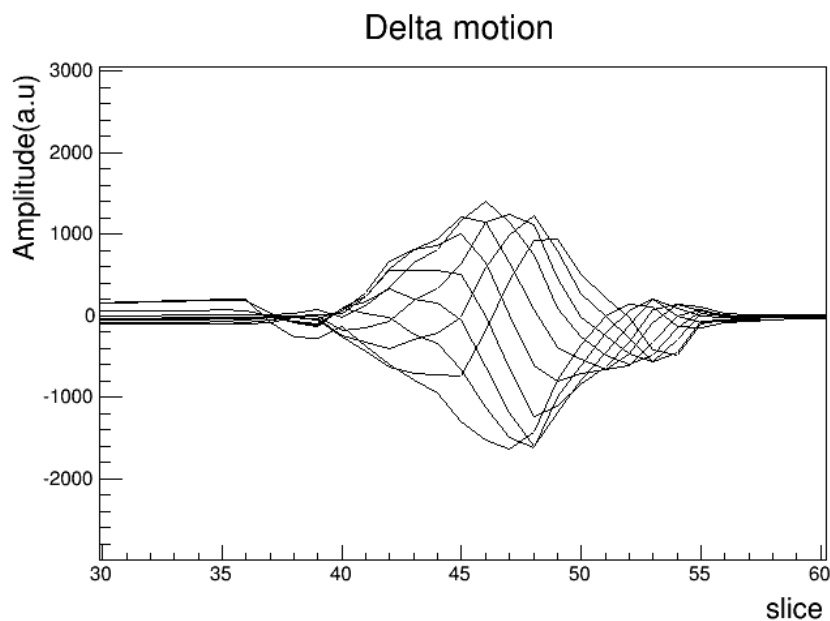


図 4.22: 5 章で作成した BPM で取得した不安定性が起きている時のバンチ内振動。縦軸は ADC の出力、横軸は RF バケツを 64 等分した時のスライスを示している。1 スライスは約 10 ns に対応する。Δ 信号を 5 ターン毎に重ね書きしている。

この内部振動によって、バンチの前方で発生した電磁場がバンチの後方と相互作用して不安定性を発生させている可能性がある。現在起きている内部振動はおよそ 50 MHz までを含むが、BxB フィードバックシステムに使われている BPM は 10 MHz までしか感度を持たない。また、BxB フィードバックシステムの周波数帯域は 1.7 MHz 程度であるため、バンチ毎にしかキックを加えることができず内部振動を抑えることができない。

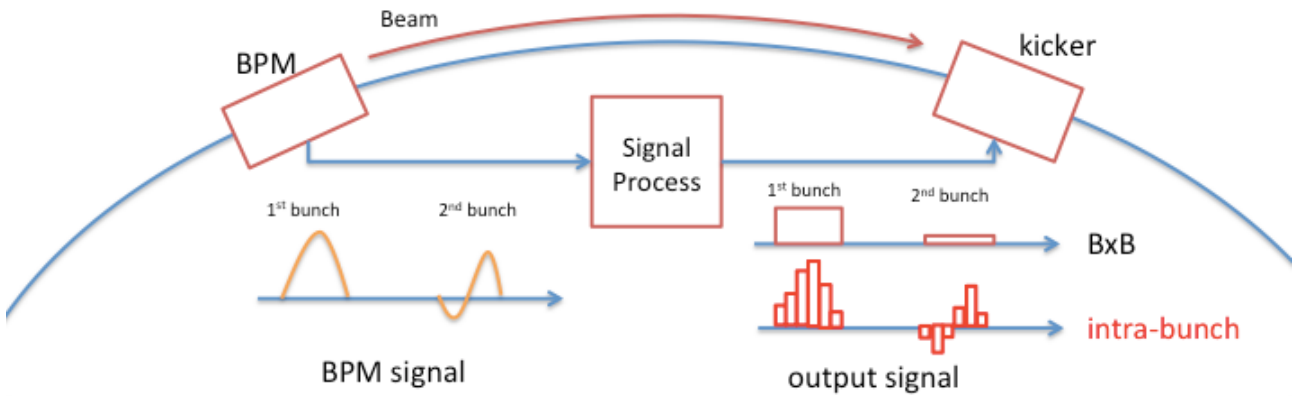


図 4.23: フィードバックシステムの概要図

- 振動の周波数: 今後強度が上がるにつれて、新たなインピーダンス源から発生する不安定性が起きる可能性もある¹⁰。それらが起きないように抑えることが望ましいが、現在の BxB フィードバックシステムは 1.7 MHz 程度の帯域しか持たないため抑えることは難しい。

これらの問題を解決するために新しくバンチ内フィードバックシステム (Intra-Bunch (IB) feedback system) を開発した (図 4.23)。

IB フィードバックシステムは1つのバンチに1つの蹴りを加えるのではなく、バンチを分割して、そのスライス毎にキックをかけることで、BxB フィードバックシステムよりもより広帯域に感度を持つフィードバックシステムである。さらにこのようなキックを加える事で次のような利点もある。

- より強力なフィードバックキック: BxB フィードバックシステムはバンチ全体を蹴るためバンチの重心の位置はダンブすることができる。しかし、バンチ内振動があるとバンチ全体のキックでは変位をダンブする部分だけでなく増大させてしまう部分も存在してしまう。IB フィードバックシステムでは、より細かくキックを加えるため増大させる部分が少なくなり、その結果より強力にフィードバックを加える事ができる。

IB フィードバックシステムはより広帯域にフィードバックをかけるため、次の要素が必要である。

- 高周波まで観測可能な BPM: 現在の BxB フィードバックシステムに使われている BPM は周波数帯域が 10 MHz までしか無い。IB フィードバックシステムで使用する BPM は、少なくとも現在観測されている内部振動 (~50 MHz) が観測できることが必要である。また、前述のように強度が上がるにつれて高周波側に新たな不安定性が発生する可能性もあるため、できるだけ高周波まで感度を持つことが望ましい。少なくとも電子雲不安定性が観測できる程度 (~ 1 GHz) まで感度を持たせる必要がある。
- タイミング調整: BxB フィードバックシステムはバンチ毎に1つのキックをかけるため、バンチよりもキックの信号の方が長くタイミングを合わせやすかった。しかし IB フィードバックシステムの場合はキックの信号のほうがバンチよりも短いため、より正確にタイミングを合わせる必要がある。

¹⁰例えば電子雲不安定性 (付録参照) などがあげられる。周波数は 600 MHz~800 MHz で起きると予想されている。

第5章 ビーム位置検出器

バンチ内 (IB) フィードバックシステムのために、より高周波まで感度を持つビーム位置検出器 (BPM) を開発した。

5.1 Beam Position Monitor の原理

BPM はビームの通過に伴って、ビームパイプ表面に誘起される電荷を電極との相互作用によって検出することで、ビームの横方向の位置を測定する装置である。ビームが相対論的な場合ビームが生成する電場は2次元の静電場問題に帰着できる。半径 a [m] のパイプ内に線密度 λ [C/m] の線電荷が位置 (x,y) にある場合、ダクト表面に誘導される電荷密度分布は

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{\lambda}{2\pi a} \frac{a^2 - r^2}{a^2 + r^2 - 2ar \cos(\theta - \phi)} \\ &= \frac{\lambda}{2\pi a} \left(1 + 2 \left(\frac{x}{a} \cos \theta + \frac{y}{a} \sin \theta \right) + 2 \left(\frac{x^2 - y^2}{a^2} \cos 2\theta + \frac{2xy}{a^2} \sin 2\theta \right) \right)\end{aligned}\quad (5.1)$$

となる。簡単のために電極が $\theta = 0^\circ$ 、 180° にあり¹、線電荷は $(x,0)$ にあるとする。この時 x の一次の項のみを取ると

$$\sigma_0 \sim \frac{\lambda}{2\pi a} \left(1 + 2\frac{x}{a} \right) \quad (5.2)$$

$$\sigma_{180} \sim \frac{\lambda}{2\pi a} \left(1 - 2\frac{x}{a} \right) \quad (5.3)$$

非対称性を計算すると

$$\frac{\sigma_0 - \sigma_{180}}{\sigma_0 + \sigma_{180}} = \frac{\Delta}{\Sigma} = \frac{4\frac{\lambda}{2\pi a}\frac{x}{a}}{2\frac{\lambda}{2\pi a}} = 2\frac{x}{a} \quad (5.4)$$

となり (分母を Σ 信号、分子を Δ 信号と呼ぶ)、位置に比例するため、電荷 (電圧の) 非対称性を測定することでビーム位置を測定できる [55]。

5.2 ストリップライン型 BPM の原理

5.2.1 ストリップライン型 BPM の周波数特性

ストリップライン型 BPM (図 5.1) は、長い電極を持つ BPM であり、他の BPM と比較してより高周波まで帯域を持つのが特徴である²。

¹実際には BPM の電極には広がりがある。

²他にはボタン型 BPM、diagonal cut BPM、Cavity 型の BPM などがある。

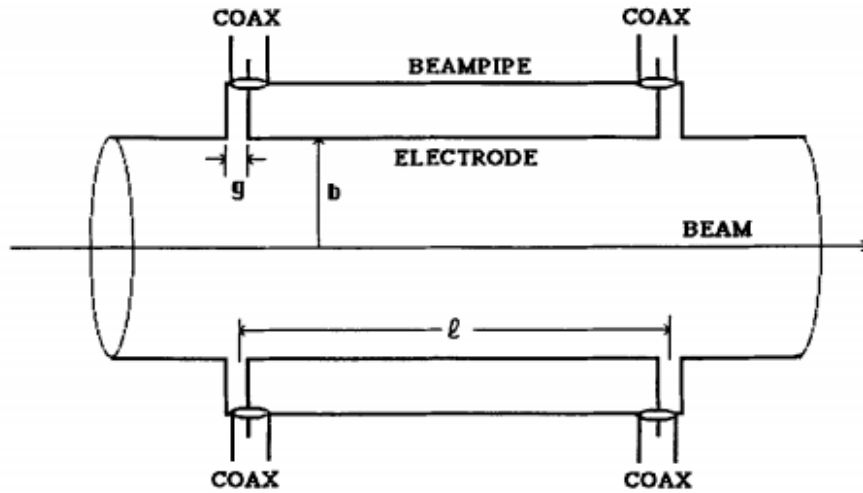


図 5.1: stripline 型 BPM の概要図 [58]

電極の特性インピーダンスがすべての範囲で一致している場合、BPM の伝達関数は次のように表せる [57]。

$$F(\omega) = i\omega \int S\left(\frac{ct}{2}\right) e^{-i\omega t} dt = \frac{i\omega}{2} \int_0^{\frac{2l}{c}} K(z) e^{-i\omega z} dz \quad (5.5)$$

l は電極の長さである。 $S(t)$ はステップ応答³、 $K(z)$ は z 方向に対するビームと電極の結合の強さを表す関数である。つまりビームの結合の大きさとステップ応答が互に関係しあう。通常のストリップライン型 BPM(電極の幅が一定) の場合

$$K\left(\frac{ct}{2}\right) = K(\text{const.}) \quad (5.7)$$

であるので、伝達関数は

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \frac{i\omega}{2} \int K e^{-i\omega t} dt \\ &= i\omega K \frac{1 - e^{-\frac{2il\omega}{c}}}{2i\omega} \\ &= i e^{-\frac{il\omega}{c}} K \frac{e^{\frac{il\omega}{c}} - e^{-\frac{il\omega}{c}}}{2i} \\ &= K e^{\frac{\pi}{2} - \frac{il\omega}{c}} \sin\left(\frac{l\omega}{c}\right) \end{aligned}$$

より

³ステップ応答はステップ信号

$$s(t) = \begin{cases} 0 & (t < 0) \\ 1 & (t \geq 0) \end{cases} \quad (5.6)$$

を入力した時の出力のことを言う。

$$|F(\omega)| = |K \sin(\frac{l\omega}{c})| \quad (5.8)$$

$$\text{Arg}(F(\omega)) = \frac{\pi}{2} - \frac{l\omega}{c} \quad (5.9)$$

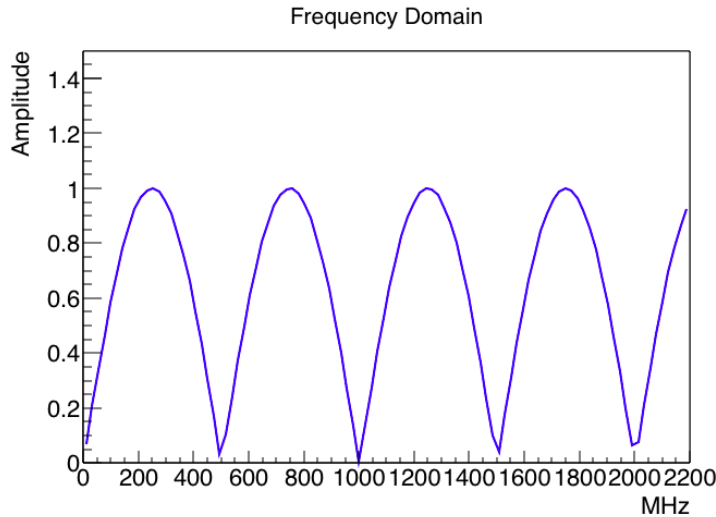


図 5.2: 通常のストリップライン型 BPM の伝達関数の振幅

となる。図 5.2 に $l=300(\text{mm}), K=1$ の時の伝達関数の振幅を示す。

5.2.2 ストリップライン型 BPM の信号

ストリップライン型 BPM の出力信号の波形は 2 つのステップ応答を重ねる事で定性的に考えることができる。ストリップライン型の BPM ではステップ応答 (=ビームとの結合) が一定のため (図 5.3) 重ねると bipolar な信号を出力すると予想できる (図 5.4)。

5.3 指数関数形の形状の電極を持つ BPM

5.3.1 exponential tapered coupler の特性

通常のストリップライン型 BPM では $\omega = n\pi c/l$ で感度がなくなってしまう。出来るだけ高周波まで感度を持たすためにステップ応答をハイパスフィルタ (HPF) の応答 (指数関数で減衰) と同じにすることを考える。前述のようにステップ応答とビームの結合度は関連しあうため、ビーム結合を指数関数型、つまり電極の幅を指数関数型にすることで実現できる (図 5.5)。

この BPM を exponential tapered coupler と呼ぶことにする [59]。この時ビームの結合度は、 a を指数関数の定数として

$$S(t) = \frac{K}{w} \exp(-\frac{act}{2l}) \quad (5.10)$$

となり、これを代入して計算すると、

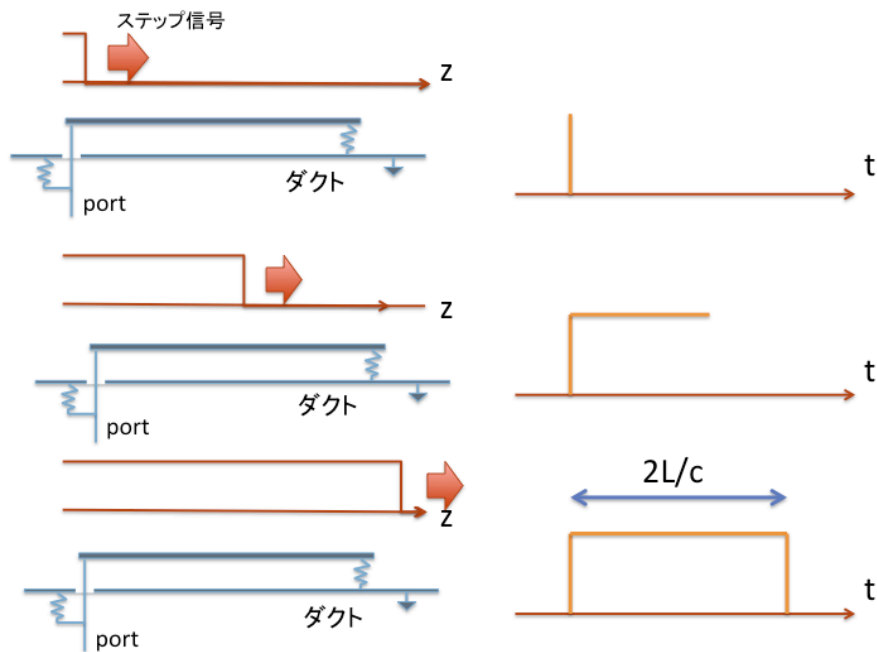


図 5.3: ストリプライン型 BPM のステップ応答。左はステップ関数型のビームが左から右に来た時の様子である。右は PORT から出てくる、左図に対応した位置での応答 (ステップ応答) を示している。

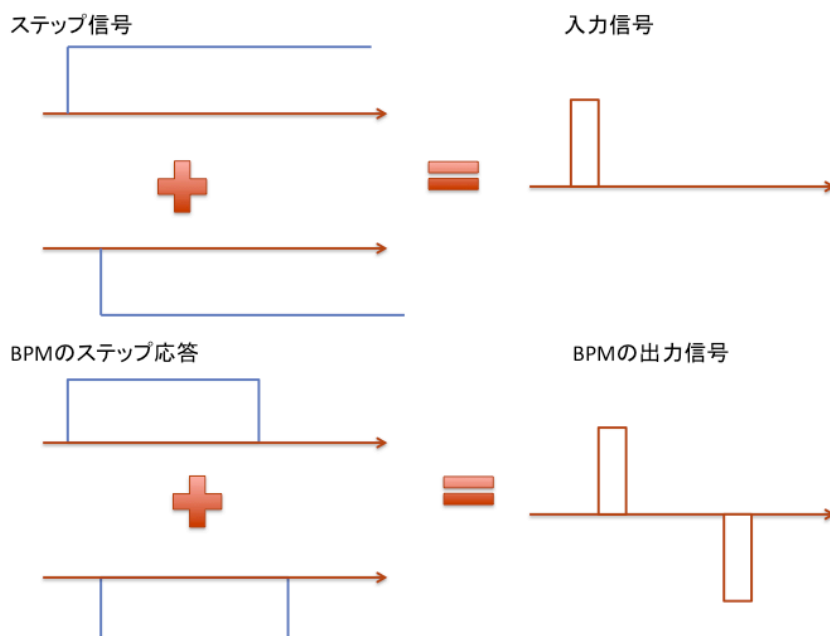


図 5.4: stripline 型 BPM のステップ応答を 2 つ重ねて出力信号を見る。

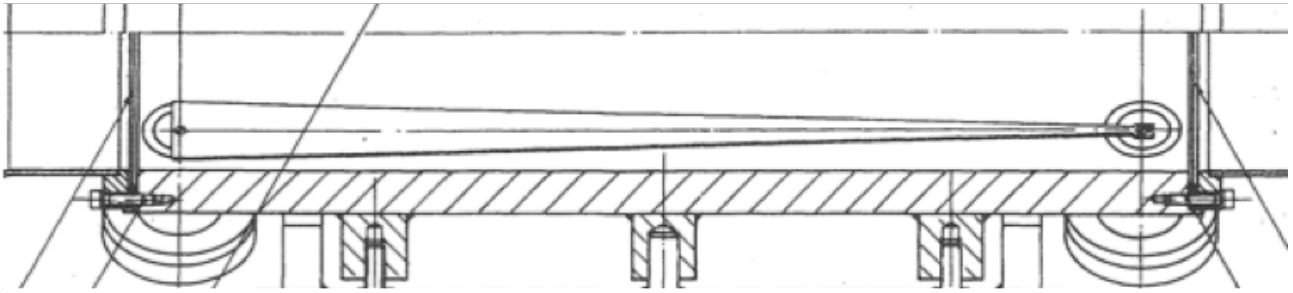


図 5.5: 指数関数型の電極 [59]

$$|F(\omega)| = \frac{K\omega l}{c} \left(1 + e^{-2a} - 2e^{-a} \cos \frac{2\omega l}{c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.11)$$

$$\text{Arg}(F(\omega)) = \arctan \left(\frac{\frac{2\omega l}{c} \sin \frac{2\omega l}{c} + a(e^a - \cos \frac{2\omega l}{c})}{\frac{2\omega l}{c} (e^a - \cos \frac{2\omega l}{c}) - a \sin \frac{2\omega l}{c}} \right) \quad (5.12)$$

となる。図 5.6 の青線が通常のスリップライン型 BPM、赤線が exponential tapered coupler の周波数の振幅特性である。また、図 5.7 は位相特性で、入力に対してどれだけ位相が遅れるかを示している。赤線はハイパスフィルタと少し異なり、リングングが見えている。これは、exponential tapered coupler が $l=ct/2$ の点で有限な値を持つことであり、 $a \gg 1$ の極限を取れば

$$|F(\omega)| = \frac{K\omega l}{\sqrt{a^2 + \frac{4\omega^2 l^2}{c^2}}} \quad (5.13)$$

と HPF と同じ周波数特性となる (図 5.6、図 5.7 の緑線)。

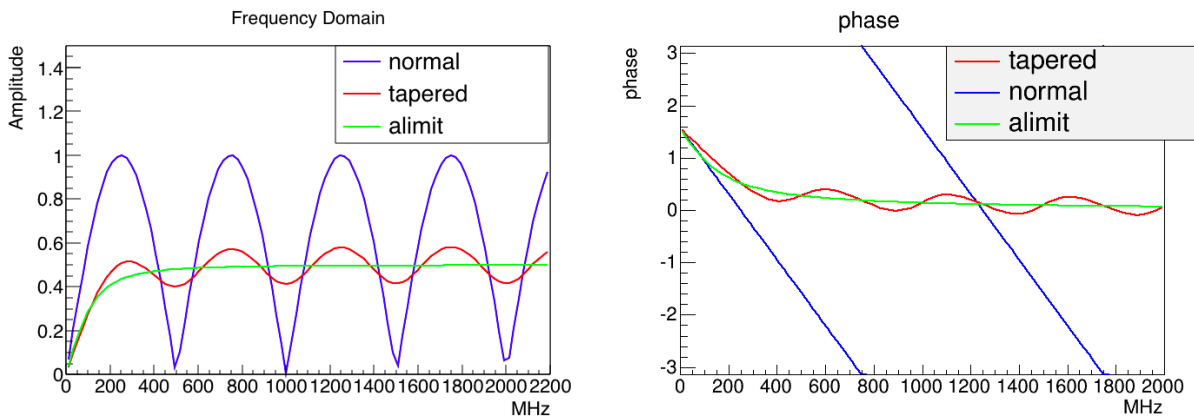


図 5.6: exponential tapered coupler の振幅特性。図 5.7: exponential tapered coupler の位相特性。青線が通常のスリップライン型 BPM、赤線が exponential tapered coupler、緑線が a の極限をとった時 (=HPF) である。

上述のように a が大きくなればなるほどリングングは小さくなるが、工作精度によって a は制限されてしまう (図 5.8)。また、l が長くなればより低周波領域まで感度が出るため信号への影響が少なくなるが (図 5.9)、スペースによって制限される。今回は BPM 用には 500 mm のスペースが割り当てられてい

るため、 $l=300$ に設定した。また工作可能性を考えて上流部の幅を 30 mm, 下流の幅を 5 mm に設定した。この場合 $a=1.72$ 程度になる。

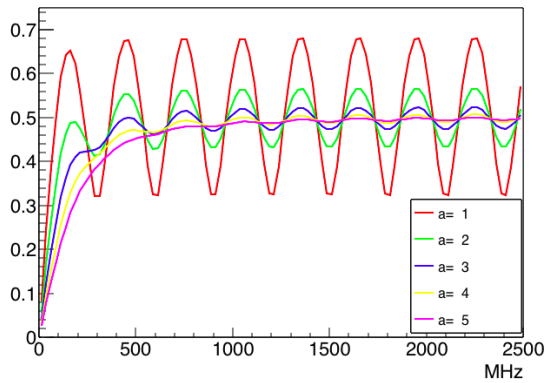


図 5.8: a を変化させた時の BPM の振幅特性

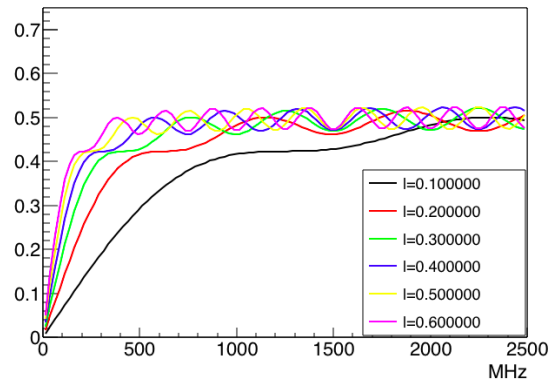


図 5.9: l を変化させた時の BPM の振幅特性

5.3.2 exponential tapered coupler の信号

信号は通常の stripline 型 BPM と同様に 2 つのステップ応答を重ねる事で定性的に理解できる。ステップ応答は図 5.10 の様になる。そのためステップ応答を重ねると信号は図 5.11 のようになると予測できる。

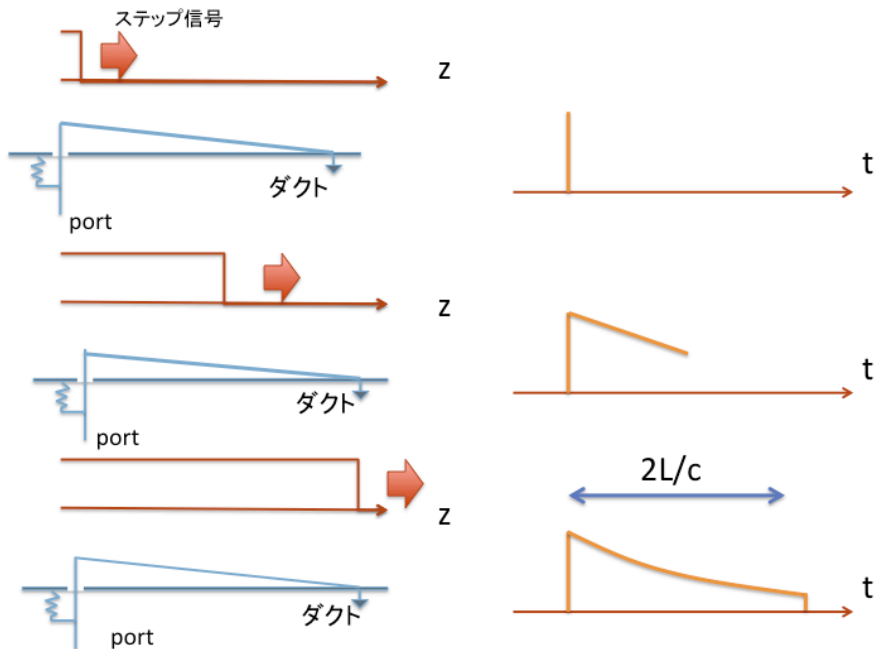


図 5.10: exponential tapered coupler のステップ応答。左はステップ関数型のビームが左から右に来た時の様子である。右は PORT から出てくる、左図に対応した位置での応答 (ステップ応答) を示している。

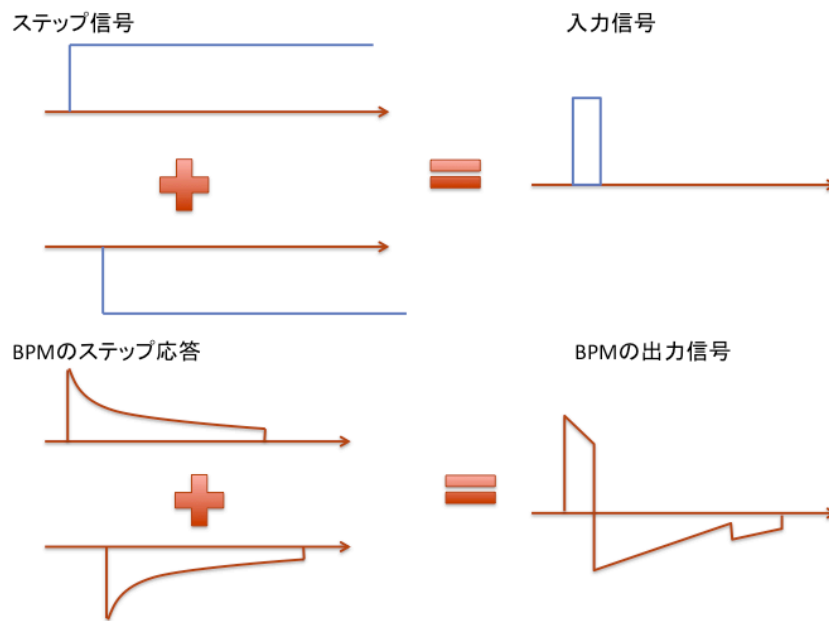


図 5.11: exponential tapered coupler のステップ応答を 2 つ重ねて出力信号を見る。

5.4 特性インピーダンス及び転送インピーダンス

式 (5.5) は全範囲でインピーダンスが等しいことを仮定しているため、できるだけインピーダンスをあわせないといけない。電極の特性インピーダンスは電極の幅、電極の厚さ、電極とパイプの距離で決まる。この BPM では電極の幅が変化するため、電極とパイプの距離も適切に変化させてインピーダンスを合わせる必要がある。また、フィードバックシステムでは S/N 比が重要なため [51] ビームに対する出力電圧 (転送インピーダンス) も予め知る必要がある。これらのために境界要素法を用いてインピーダンスの計算を行った [60]。

5.4.1 境界要素法

境界要素法 Boundary Element Method (BEM) は境界を線素に分割し、線素どうしのポテンシャル問題を解くことで 2 次元境界問題を求める方法である⁴。ある境界上の線素におけるポテンシャルは

$$\phi_i = \frac{\xi_0}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{1}{r_{i0}} + \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \sigma_j \int \ln \frac{1}{r_{ij(s)}} ds \quad (5.14)$$

のように与えられる。ここで ξ_0 はビームの線電荷密度、 r_{i0} はビームと線素 i との距離、 σ_j は線素 j の電荷密度、 r_{ij} は線素 i と線素 j との距離を表す。第 1 項はビームからのポテンシャルの寄与を表し、第 2 項はその他の要素からのポテンシャルの寄与を示している。

⁴同様のものに有限要素法があるが有限要素法はメッシュの細かさで精度が決まり、収束が遅い。

$$G_{i0} = \ln \frac{1}{r_{i0}}$$

$$G_{ij} = \int \ln \frac{1}{r_{ij}(s)} ds$$

として行列で書くと

$$[\phi_i] = \frac{\xi_0}{2\pi\epsilon_0} [G_{i0}] + \frac{1}{2\pi\epsilon_0} [G_{ij}][\sigma_j] \quad (5.15)$$

となる。

特性インピーダンス

特性インピーダンスを求めるには1つの電極に電圧 $V=1$ を与え、その他の電圧を0にする。式 5.15 より電極上の線素では

$$[\sigma_j] = 2\pi\epsilon_0 [G_{ij}^{-1}][\phi] \quad (5.16)$$

となり、誘導電荷を求めることができる。キャパシタの式 $Q = CV$ より、誘導された電荷がそのままキャパシタンスになる。電極が複数ある場合は結合があるためキャパシタンス行列として表すことができる。この操作を各電極について繰り返す。無損失の場合の特性インピーダンスの式 $Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}$ 、及び伝搬の式 $c = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ より特性インピーダンスは

$$Z_c = \frac{1}{c} C^{-1} \quad (5.17)$$

と求められる。

転送インピーダンス

転送インピーダンスは $\frac{V_{out}}{I_{beam}}$ で定義される、単位電流あたりの出力電圧の大きさのパラメータである。転送インピーダンスでは、ビームの線電荷密度を1とし、境界条件として境界ではポテンシャルが0であることを仮定する。すると式 (5.15) より

$$[\sigma_j] = -[G_{ij}^{-1}][G_{i0}] \quad (5.18)$$

と誘起される電荷が求まる。 $Q=CV$ よりこの各電極に誘起された電荷 $\sigma_{electrode}$ に上で求めたキャパシタンス行列の逆行列をかけることで各電極の転送インピーダンスは

$$\mathbf{Z}_t = \mathbf{V}/I_{beam} = \mathbf{C}^{-1} \sigma_{electrode} \quad (5.19)$$

となる。

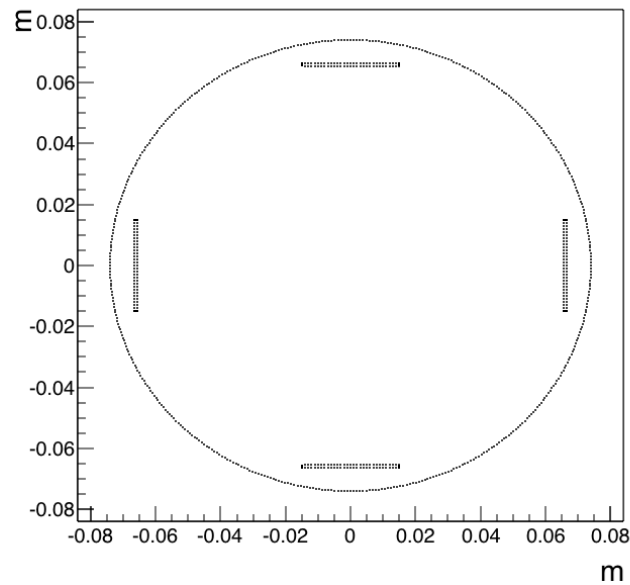


図 5.12: 分割した要素の中心点

5.4.2 BPM 電極のモデル

まずは、最上流の電極の構造から BPM のビームダクトの半径を決定する。電極は厚さを 1 mm、幅を 30 mm、中心から電極の距離をビームダクトの半径に合わせて 67 mm に設定し、BPM のビームダクトの半径を調整し特性インピーダンスが 50Ω になるように設定した。円周、各電極をそれぞれ 240 に分割して、境界要素法の要素として設定した (図 5.12)。

5.4.3 BPM の特性インピーダンス

BPM のビームダクトの始点の半径を 74 mm に設定し、各電極に電圧 1 を加えた時のキャパシタンス行列を以下に示す (図 5.13)。

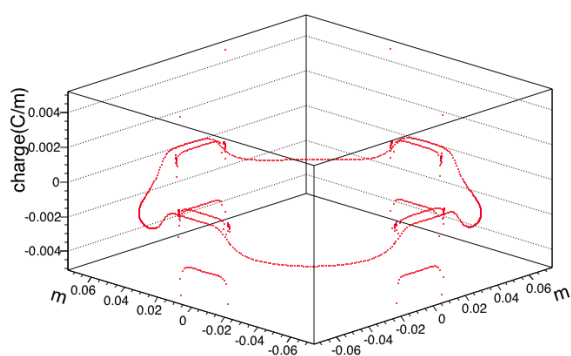
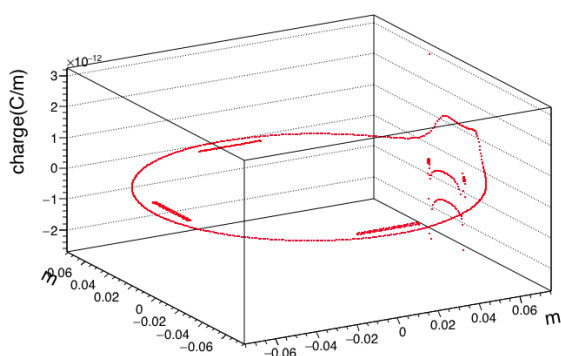


図 5.13: 一番右の電極に電圧 1 加えた時の各点の電荷
 図 5.14: 中心に電荷 1 をおいた時の各点の電荷

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 6.63576 \times 10^{-11} & -7.59623 \times 10^{-13} & -3.54035 \times 10^{-13} & -7.59038 \times 10^{-13} \\ -7.59623 \times 10^{-13} & 6.63577 \times 10^{-11} & -7.59038 \times 10^{-13} & -3.54035 \times 10^{-13} \\ -3.54035 \times 10^{-13} & -7.59038 \times 10^{-13} & 6.63576 \times 10^{-11} & -7.58453 \times 10^{-13} \\ -7.59038 \times 10^{-13} & -3.54035 \times 10^{-13} & -7.58453 \times 10^{-13} & 6.63576 \times 10^{-11} \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

この行列の逆行列を Gauss-Jordan 法で求めると、特性インピーダンス行列は

$$\mathbf{Z}_c = \begin{pmatrix} 50.2477 & 0.5815 & 0.2814 & 0.5811 \\ 0.5815 & 50.2476 & 0.5811 & 0.2814 \\ 0.2814 & 0.5811 & 50.2477 & 0.5807 \\ 0.5811 & 0.2814 & 0.5807 & 50.2477 \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

となった。次に、下流に向かって指数関数に電極の幅が狭くなるため、ビームダクトの半径を先に求めた 74 mm に固定し、中心と電極の距離を変えていくことで 15 mm 毎に 20 ヶ所でインピーダンスを 50 Ω に調整していった⁵(図 5.15)。

5.4.4 BPM の転送インピーダンス

最上流での構造(厚さ 1 mm、電極の幅 30 mm、中心から電極の距離 67mm、ビームダクトの半径 74 mm)での転送インピーダンスの定数 K を求める⁶。図 5.14 は中心に電荷 1 を与えた時の各要素の誘導電荷である。この時各電極にたまる電荷は

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0.111639 \\ 0.111639 \\ 0.111642 \\ 0.111642 \end{pmatrix} \quad (5.22)$$

であり、転送インピーダンスは

$$\mathbf{Z}_t = \begin{pmatrix} 6.012 \\ 6.012 \\ 5.775 \\ 5.775 \end{pmatrix} \quad (5.23)$$

となる。平均して K=5.894 となった。

5.5 三次元有限要素法を用いた周波数特性の解析

二次元境界要素法で得られたモデルについて、3次元有限要素法解析ソフト CST studio を用いて電極の応答を確認した。

BPM の geometry を作成し(図 5.16)、ビームが中心を通過した時の BPM の出力電圧、及び特性を調べた。入力には幅 1 ns のガウシアン型の電流波形を入力した。下流部は 50 Ω で終端してある。出力電圧図 5.17 をフーリエ変換(FFT)したものが次の図 5.18 である。この波形は図 5.11 で推測した波形とほぼ等しい。

⁵非対角成分は小さいので、対角成分を 50 Ω に合わせていった。

⁶K は式 5.8 から t=0(z=0) の時の転送インピーダンスで決まる

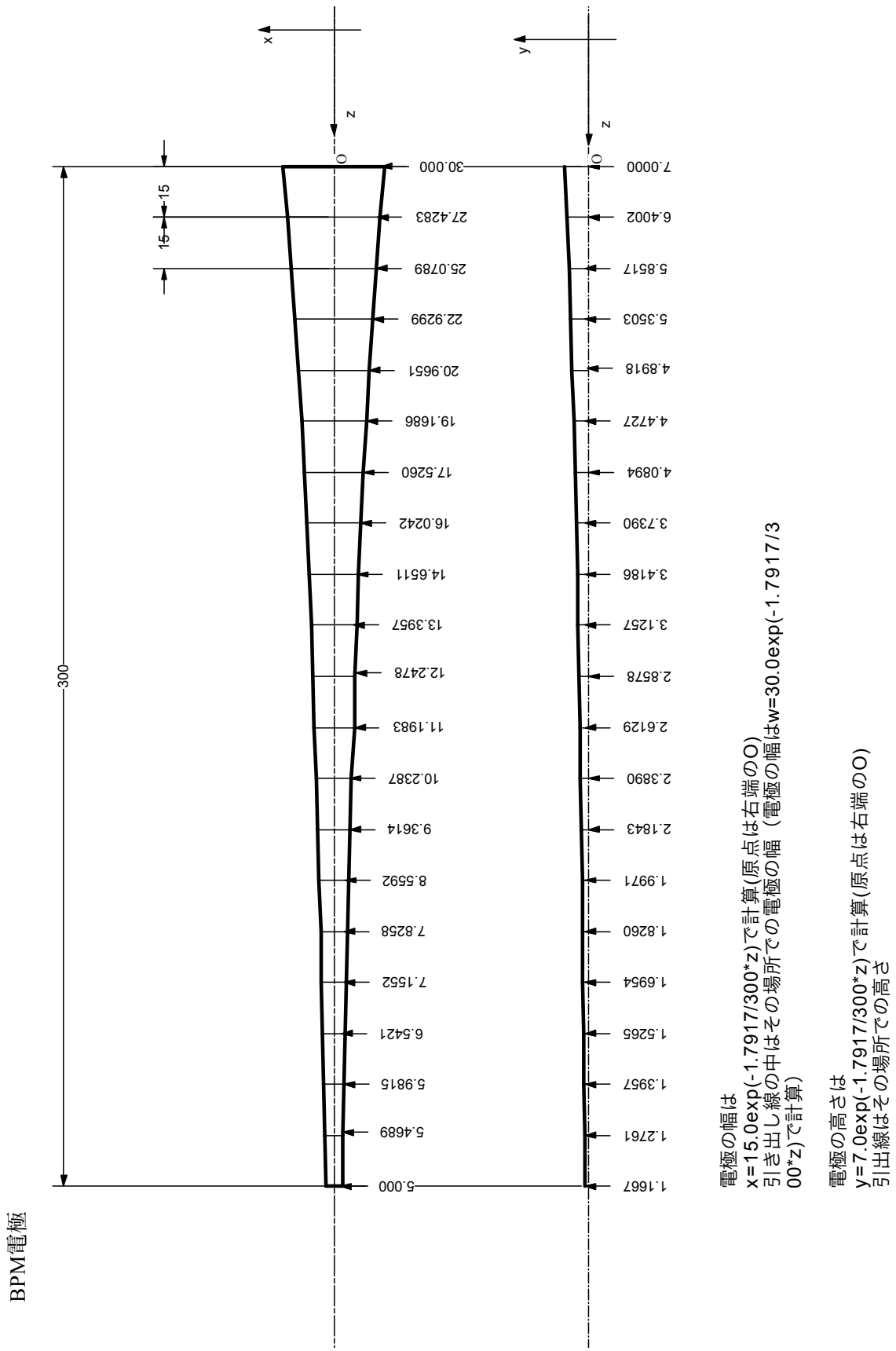


図 5.15: 電極の構造

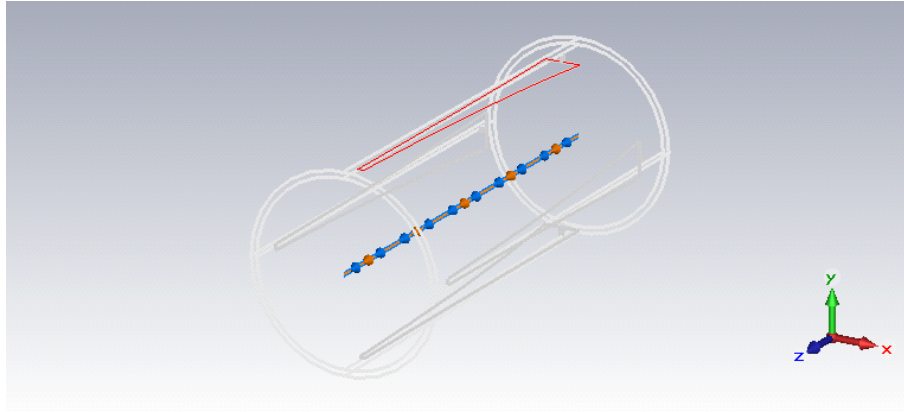


図 5.16: BPM の構造

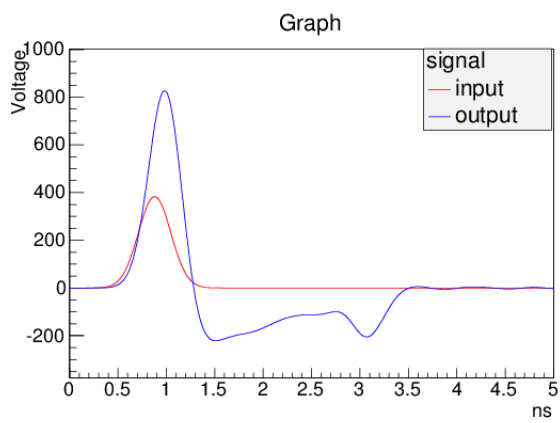


図 5.17: BPM の出力と入力信号 (入力信号は 1/50 に縮小)

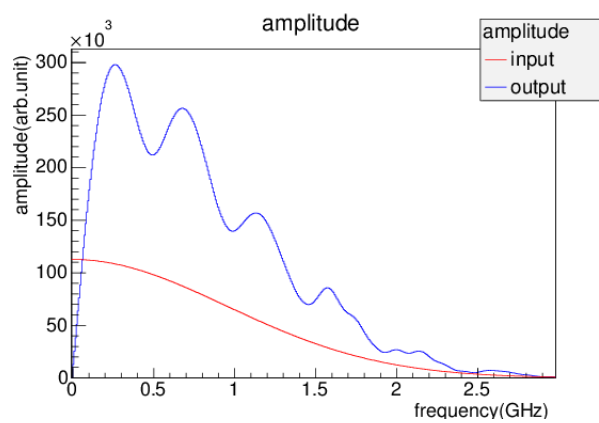


図 5.18: 信号の周波数特性

出力電圧は BPM の伝達関数とビームの周波数特性の畳み込み積分として表すことができ、

$$V_{out}(t) = \int F_{BPM}(t - t') I_{beam}(t') e^{-i\omega t'} dt' \quad (5.24)$$

フーリエ変換すると

$$V_{out}(\omega) = F_{BPM}(\omega) I_{beam}(\omega) \quad (5.25)$$

となるため、BPM の伝達関数は

$$F_{BPM}(\omega) = V_{out}(\omega) I_{beam}^{-1}(\omega) \quad (5.26)$$

と求められる。その結果を図 5.19 に示す。3次元電磁場解析においてもほぼ予想通りの特性を示すことを確認した。

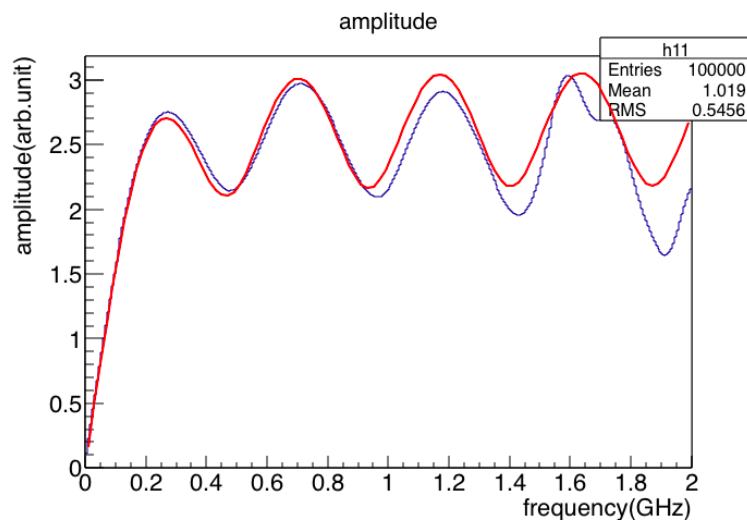


図 5.19: 信号の周波数特性; 青線が再構成値、赤線が計算値

5.6 製作及びベンチテスト

以上のデータを元にこの BPM を実際に製作し、ベンチテストを行った (図 5.20、図 5.21、図 5.22)。

前述 (5章3節) のべた様に MR のラインには、500 mm の場所が割り当てられていたため、電極は 300 mm、ビームダクトは半径 74 mm で長さ 350 mm、残りの 150 mm でビームダクト (67 mm) と接続できるように円錐型に設計してある⁷。電極は設計では図 5.15 の様に電極の幅に合わせて高さも変化させていたが、SUS の板を数十 μm の精度で曲げるのは非常に難しいため、今回の電極は電極の上流の高さと下流の高さを直線で結ぶように設置されている。

⁷段差があるとインピーダンス源になる可能性があり、またそこで Higher order mode(HOM) が発生して信号が見えなくなる可能性があるため、できるだけ滑らかに接続する必要がある。

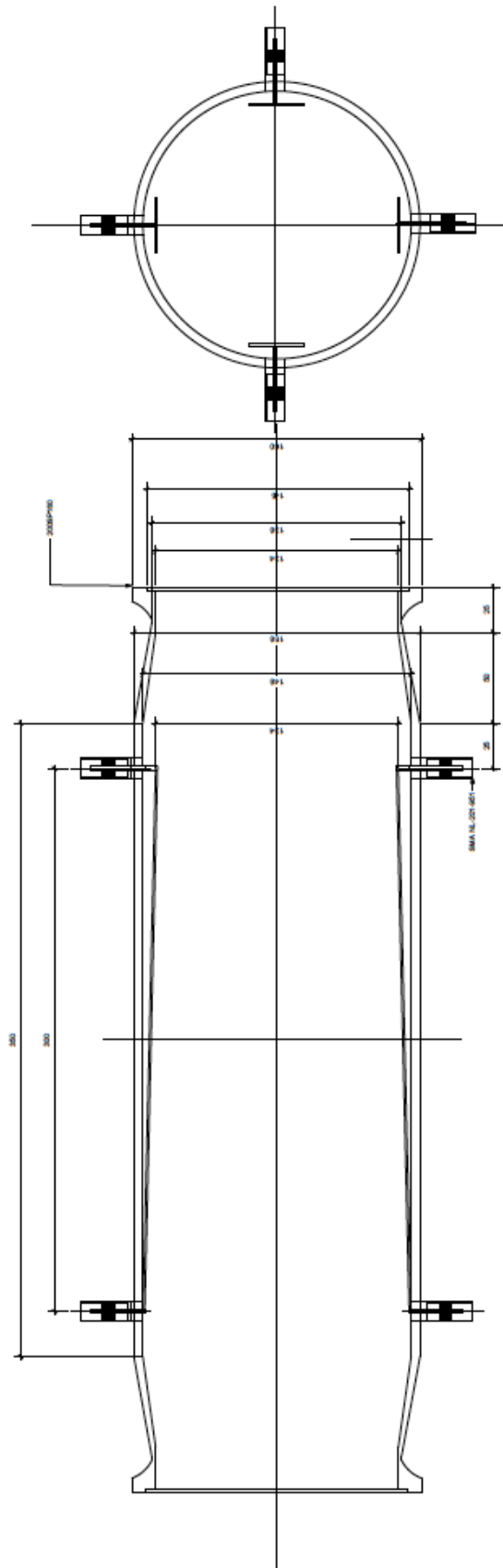


図 5.20: 制作した BPM の設計図

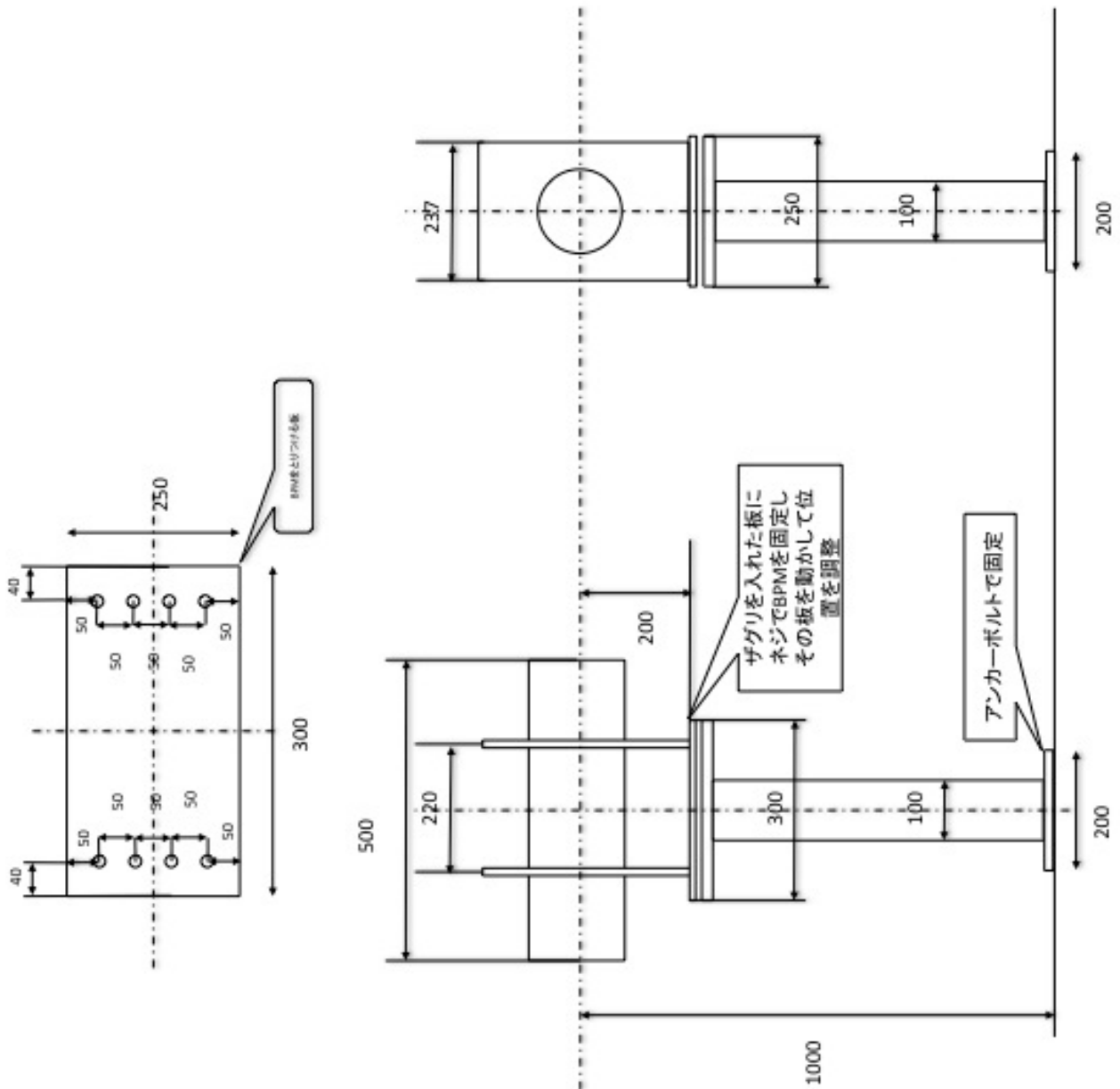


図 5.21: 制作した BPM の架台

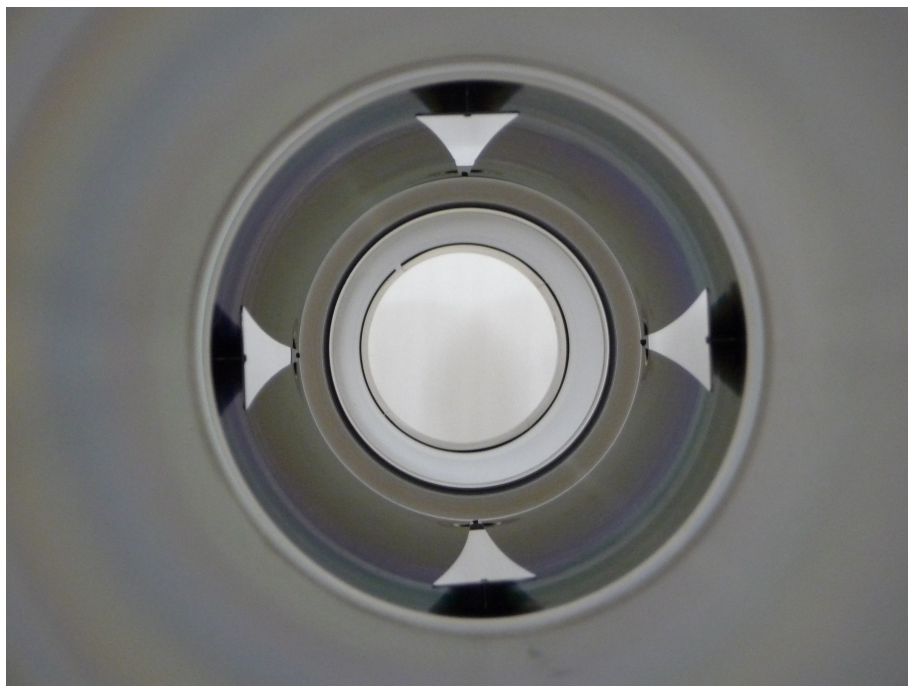


図 5.22: 制作した BPM の内部

5.6.1 電極のインピーダンス測定

Time Domain Reflectometry (TDR) を用いて電極のインピーダンスを測定した。TDR はポートから出力された信号と、測定対象から反射された信号を分離してモニタできる装置で、反射波の時間情報や入射波との比から電極のインピーダンスを求めることができる。

上下左右の電極のインピーダンス測定結果を図 5.23 に示す。 68×10^{-9} s あたりから電極部のインピーダンスとなる。電極部ではインピーダンスが $90 \Omega \sim 40 \Omega$ とずれているところがある。まず、最初と最後の 90Ω ほどのピークはフィードスルーが原因と考えられる。ダクト部のフィードスルー部の特性インピーダンスを計算してみると 127Ω であり、おおよそ測定と一致する⁸。

また、前小節で直線で結ぶように設置した影響が電極部のインピーダンスマッチングを悪くしているのが確認できる。指数関数型と直線では直線の方が中心付近でのパイプとの距離が大きくなるため、インピーダンスも中心が膨らんでいるのが確認できる⁹。

測定の結果から、電極部分のインピーダンスは $\pm 10 \Omega$ 程度のズレはあるが 50Ω 程度になっていることが確認された。

5.6.2 ワイヤー法と Time Domain Gate 法による応答の測定

ワイヤー法

BPM の位置感度係数、転送インピーダンスをワイヤー法を用いて測定した。ワイヤー法は BPM にワイヤーを張り、そこに電流を流すことでビームに見立て応答を測定する方法である [61]。図 5.24 にセットアップの図を示す。ワイヤーには直径 $260 \mu\text{m}$ の銅コーティングピアノ線を用いた。

⁸TDR は反射電圧を測定しているため、減衰などの影響がある後ろの方が小さくなっている。

⁹4つの電極で異なるのは工作の精度によるものである。電極とパイプの距離が $10 \mu\text{m}$ ほど変化しただけでインピーダンスは数 Ω 程度変化する

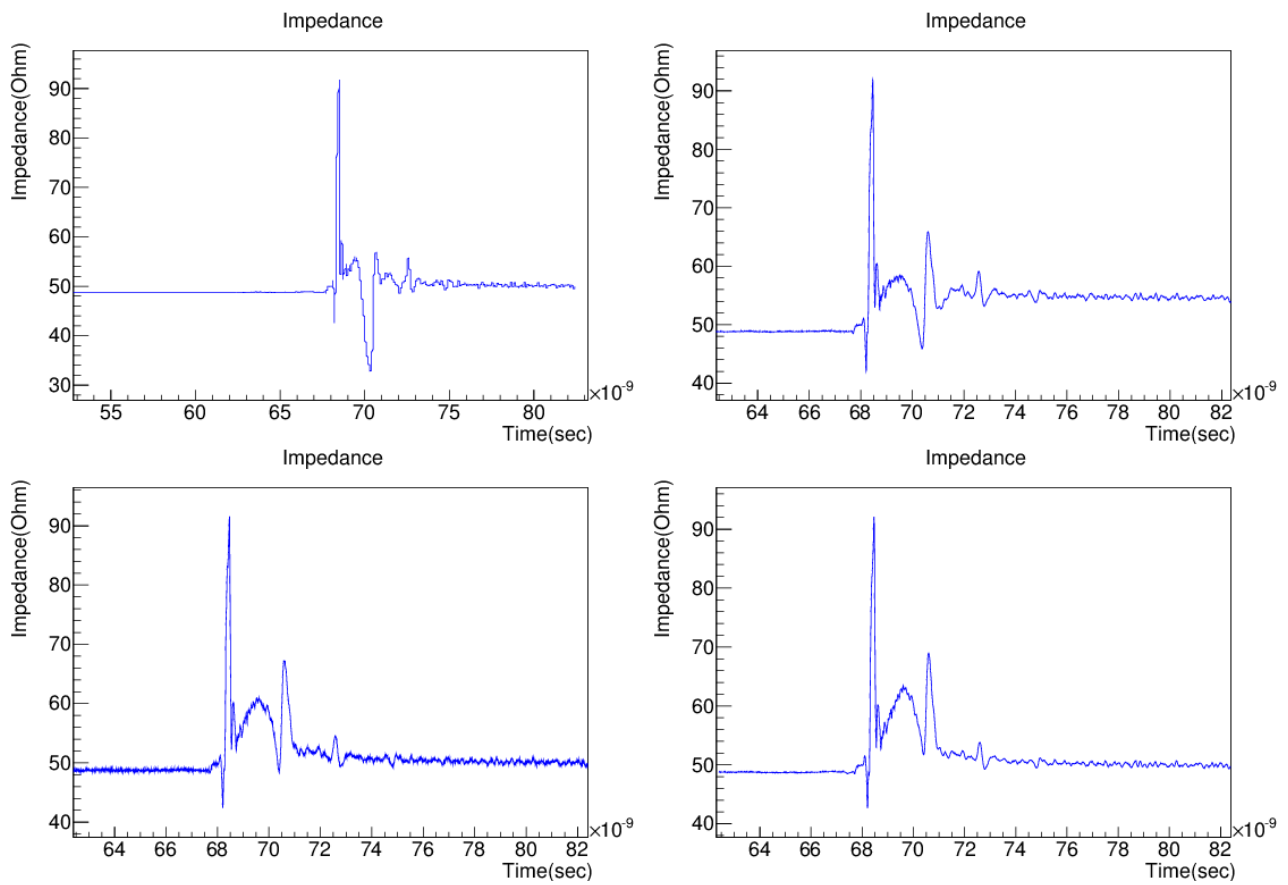


図 5.23: 4つの電極のインピーダンス:右上から左へ順に上、下、右、左の電極に対応している。横軸の時間は TDR の入力から反射の時間を表している。

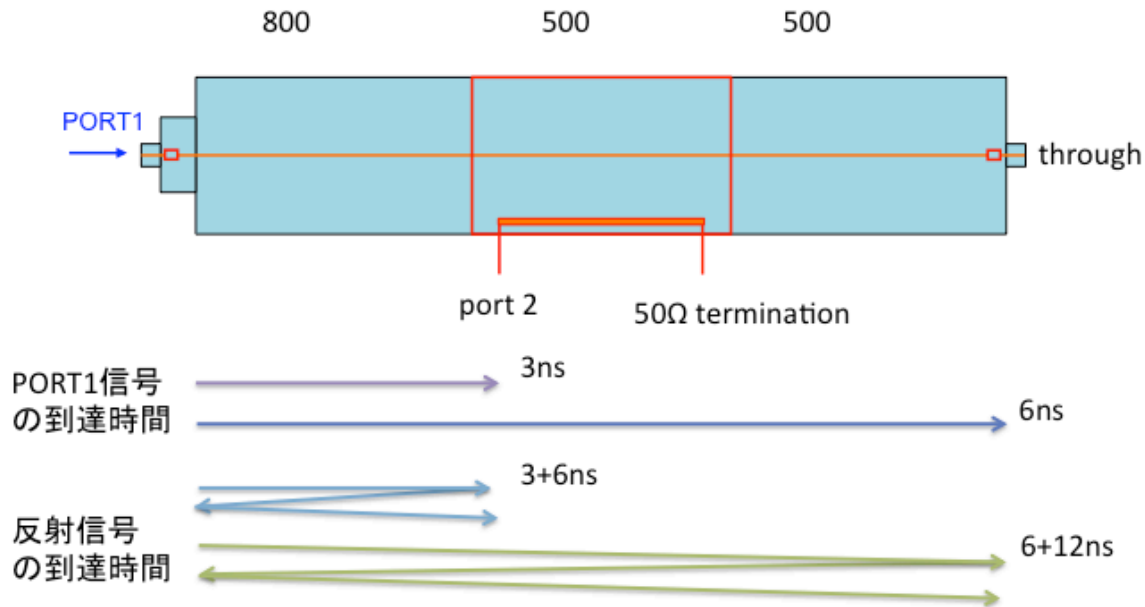


図 5.24: ワイヤー法。下の信号は信号と反射した信号の PORT2 と、Through の到着時間を表している。

ワイヤーとダクトの作る特性インピーダンスは

$$Z_c = 60 \log \frac{D}{d} = 375[\Omega] \quad (5.27)$$

である。コネクタのインピーダンスは 50Ω であり、インピーダンスが合わず反射が起きてしまう。そこでコネクタの後ろに 320Ω 程度の抵抗を挟んでインピーダンスをマッチさせている。またコネクタ部は中心から -30 mm から $+30 \text{ mm}$ まで動かすことができ、これによって位置感度係数 κ を求める。また、出力信号の周波数特性と入力信号の周波数特性から BPM の転送インピーダンスを求める。この時入射部での HOM 雑音を除くためにビームパイプを模したパイプを両端につなげてある。また、Time Domain Gate 法を用いるために、片方のパイプの長さを 800 mm に、もう片方を 500 mm にした¹⁰。

Time Domain Gate 法

ワイヤー法では BPM とダミーパイプの接続部などで HOM 雑音や反射が生じ測定に影響を及ぼす。この影響を除くために Time domain gate(TDG) 法を用いた [62]。TDG 法はネットワークアナライザで取得した周波数領域でのデータを逆フーリエ変換することで時間領域のデータになおす。図 5.25 は、

¹⁰後述の様に、Time Domain Gate 法では反射と信号を分けて解析する方法である。Port1 の方の長さが 500 mm だと反射した信号が PORT2 に入力される時間が約 6 ns 後になるため、Through に入力する信号と時間が重なってしまう。

図 5.24 での Through の時間領域のプロットである。20 ns 付近に反射と思われる信号が見えている。図 5.24 よりこの時間領域のデータのうち必要なデータと思われる部分のみを取り出して (図 5.25 の <8ns)、フーリエ変換をかけることで正確な周波数特性の関数を出す方法である (図 5.26) この方法を用いて位置感度係数と転送インピーダンスを測定した。

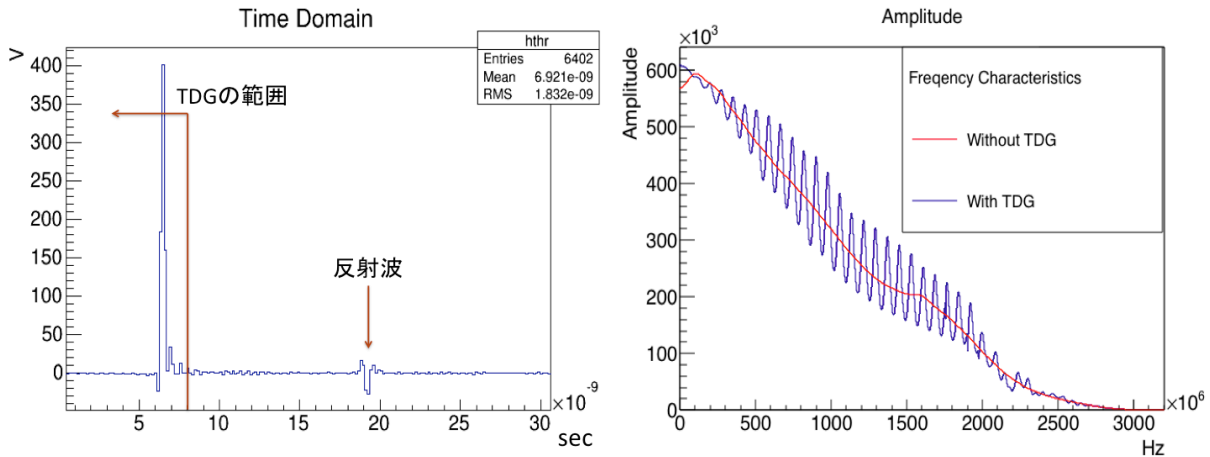


図 5.25: 図 5.24 の through で取得したデータに Time Domain Gate をかけた時の周波数特性。赤線が TDG をかける前、青線が TDG かけた後の周波数特性。20 ns あたりに反射波 (図 5.24 での緑線に対応する) が見える

5.6.3 測定結果

位置感度係数

5 章 1 節で述べたように BPM の上下 (左右) の出力の非対称性がビームの位置に比例する。この比例係数が位置感度係数 κ である。ワイヤーを -30 mm から +30 mm まで 5 mm ずつずらして出力を測定し各点に対して非対称性を求め、位置に対するプロットを作成し傾きを求める。この操作を各周波数ごとに行った。中心からのズレが大きくなると高次の項の影響が現れるため直線からずれてくる。そのため関数の fit には三次関数を用いて、位置感度係数 (の逆数) はその 1 次の係数と定義した (図 5.27)。この係数を 0 kHz から 1.0 GHz まで平均して $\kappa = 37.17 \pm 0.08$ を得た (図 5.28)。これは計算値

$$\kappa = \frac{x}{\frac{\Delta}{\Sigma}} = \frac{\ln \frac{b}{a}}{\frac{b}{a} - \frac{a}{b}} \cdot a = 36.9 \quad (5.28)$$

と誤差 7% の範囲で一致する。 a はダクトの内径、 b は中心から電極の距離である。式 5.28 からわかるように位置感度係数は周波数に依存しないため、本来であれば一定であるが、図 5.28 では、ふらつきがあるのがわかる。これは、電極の設置誤差や、工作の精度、及びそれに起因するインピーダンスの mismatch による周波数特性のズレが影響していると考えられる。

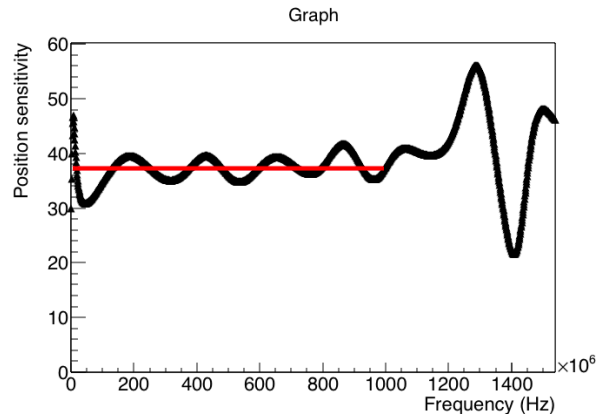
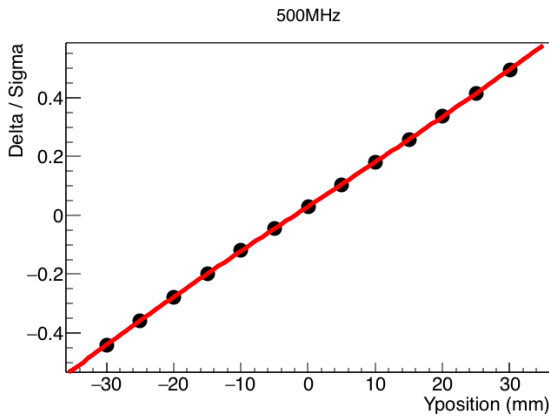


図 5.27: 500 MHz の時の非対称性と位置の相関 図 5.28: 各周波数における位置感度係数。赤線は定数でフィットした結果

転送インピーダンス

転送インピーダンスは図 5.24 の Through に入力した信号を入力電流とみなし¹¹、出力電圧 (図 5.24) のスペクトル比を取ることで求めた (図 5.29)。Fit の結果から転送インピーダンスの定数 K は 6.1 ± 0.1 となった。この値は計算値 $K=5.9$ (5 章 4 節を参照) とは少しずれている。電極とパイプの距離を 0.5 mm ほど大きくして再度境界要素法で転送インピーダンスの計算を行うと $K=6.1$ ほぼ一致するため、工作の較差によるものだと考えられる。また、転送インピーダンスは 1.0 GHz まで計算値と誤差 15 % の精度で一致した。計算値とのズレは、インピーダンスミスマッチによるものだと考えられる [66]。

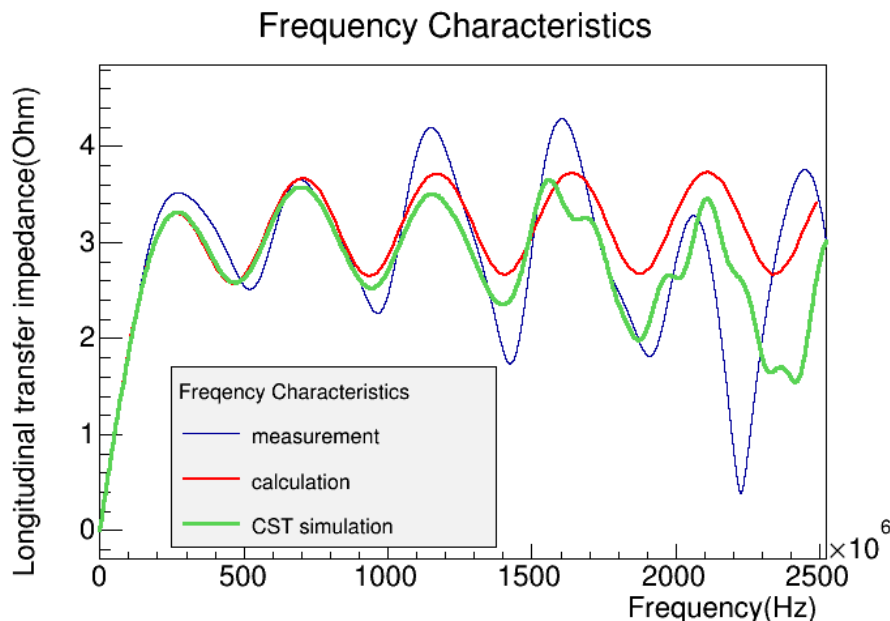


図 5.29: 転送インピーダンスの測定結果

¹¹PORT1 からの信号では、入射部での反射があるため、PORT 1 に出力されている信号と Through 部に入力される電流は異なる。PORT2 に出力を与える電流としてみなせるのは、入射での反射の情報が含まれる Though に入力した信号であると推測できる。

5.6.4 出力電力

ビーム電流の最大電流値は 200 A になるため、BPM が大きな電力を受ける可能性がある。BPM が大きな電力を受けると電極が曲がるなど運転に重大な影響を及ぼす。また、この BPM は下流側を 50Ω 抵抗で終端してあるため、ターミネータの耐圧なども考慮に入れる必要がある。そこでビームからの電力を計算した。ビーム電流は Wall Current Monitor 等からガウシアンまたは、

$$I_{beam}(t) = I_{peak} \frac{1 - \cos \frac{2\pi}{\tau} t}{2} \quad (5.29)$$

でよく近似できる¹²。ここで τ はバンチ長を表す。 $\tau = 50\text{ns}$ 、 $I_{peak} = 100\text{A}$ ¹³ とし、 $1\mu\text{s}$ 分の消費電力を計算した。このビーム電流における BPM の出力電圧は図 5.30、図 5.31 のような形になる。

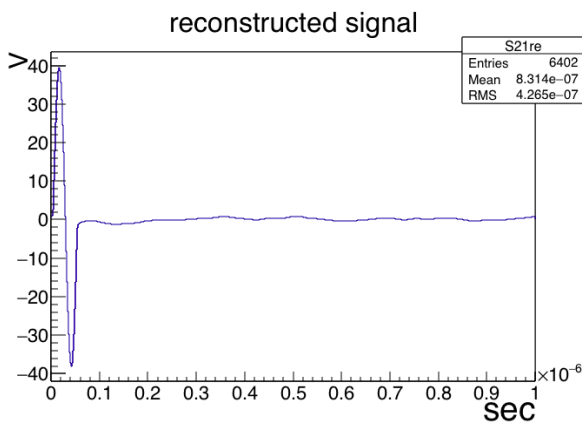
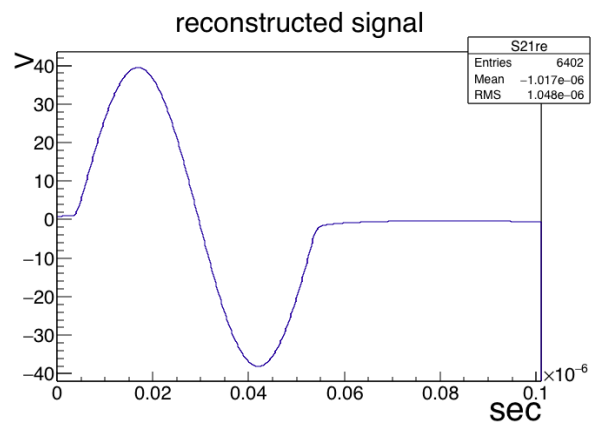
図 5.30: 5.29 式の時の BPM の $1\mu\text{s}$ 分の出力電圧

図 5.31: ビーム信号部分の拡大図

この出力電圧での 1 バンチあたりのエネルギーは

$$P = 7.63 \times 10^{-7} (\text{J}) \quad (5.30)$$

となる。RF 周波数は 1.72 MHz なので、1 秒におよそ 1.7×10^6 回出力される。よって消費電力は

$$P = 1.298 [\text{W}] \quad (5.31)$$

となるため、さほど大きな電力を受けないことがわかった¹⁴。出力電圧の最大値は 40 V と少し大きいため、下流側は耐電力 5 W の -30 dB のアッテネータを中間に挟み、耐電力 1 W のターミネータを使用した (図 5.33)¹⁵。

5.7 インストール

以上の結果から、IB フィードバックシステムに使用するには十分な精度を持つことが確認できたためビームラインにインストールした。

¹²図 5.36 参照

¹³デザイン値では 200A である。

¹⁴実際は 9 バケツのうち 8 バケツ分しか粒子は入っていないため余裕をもった計算になっている。

¹⁵出力電圧は大きいほうが S/N 比は良くなる

5.7.1 設置場所

設置場所は図 5.32 にあるようにニュートリノビームライン、アボート部に振り分けるキッカーの下流、入射から 158 番目の 4 極電磁石の直後に設置した。この付近は運動量の広がりほぼ無い部分であり β 関数の値が小さいため遅い取り出しのスピル構造改善のための Transverse RF システム [64] が置かれている。IB フィードバックシステムに使用するキッカーはこのシステムにも使われる予定であり、この場所に前述の BPM を設置した。レーザートラッカーを用いて BPM の設置精度を測定した結果が表 5.1 である。信号の伝達にはノイズ軽減のため耐放射線性 8D 4 同軸一括シールド NH-(SN-8D-HFBE 4C) E-S のケーブルを使用し地上まで引いた (図 5.33)。また、S/N 比を良くするために、信号は地下でアッテネータを用いず、地上で 10 dB(y 方向は 11 dB) のアッテネータを挟んで、信号処理回路 (後述) の動作範囲に合わせてある。また、コモンモードノイズ削減のためコモンモードチョークコイルを間に挟んだ。

表 5.1: BPM のビーム中心からのズレ

| (mm) | x 方向 | y 方向 |
|------|------|-------|
| 上流 | 0.37 | -1.00 |
| 下流 | 0.21 | -0.81 |

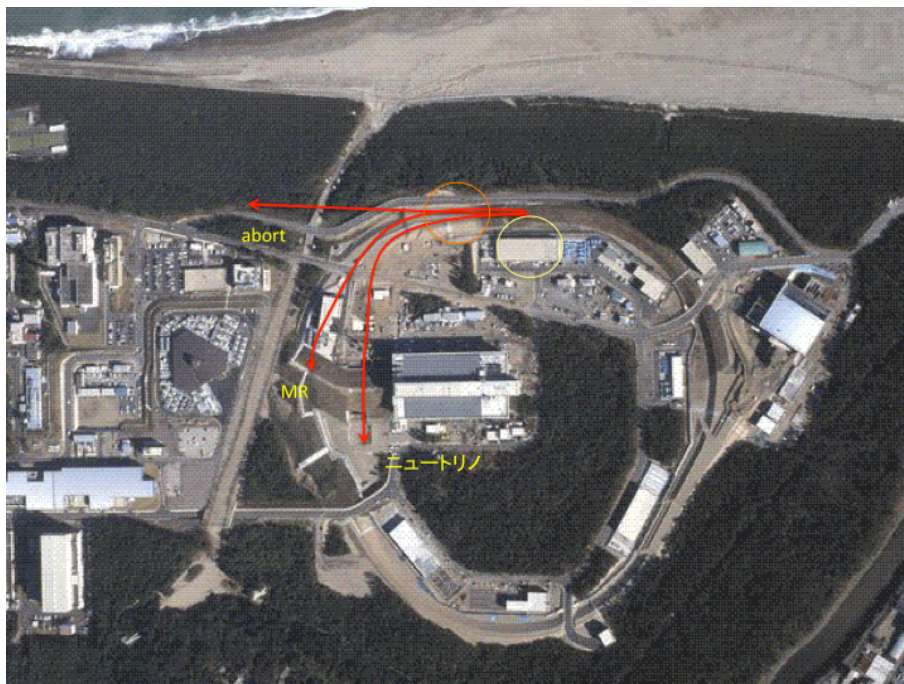


図 5.32: BPM の設置場所。オレンジ色の丸の付近が設置場所で、黄色丸の建物が IB フィードバックの信号処理回路が設置されている D3 電源棟である。

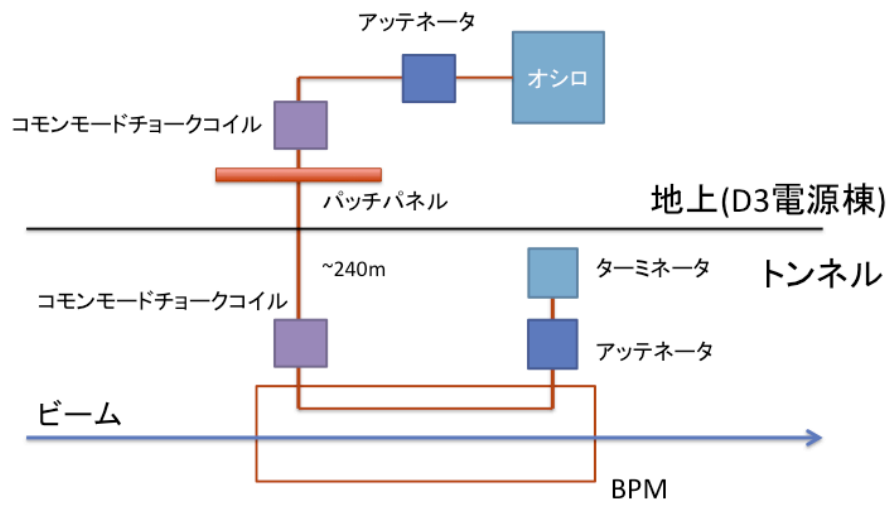


図 5.33: BPM のセットアップ概要図。下流部は地下で終端し、上流部は地上までケーブルで引いて信号を取得している。詳しいセットアップ方法は本文に掲載している。

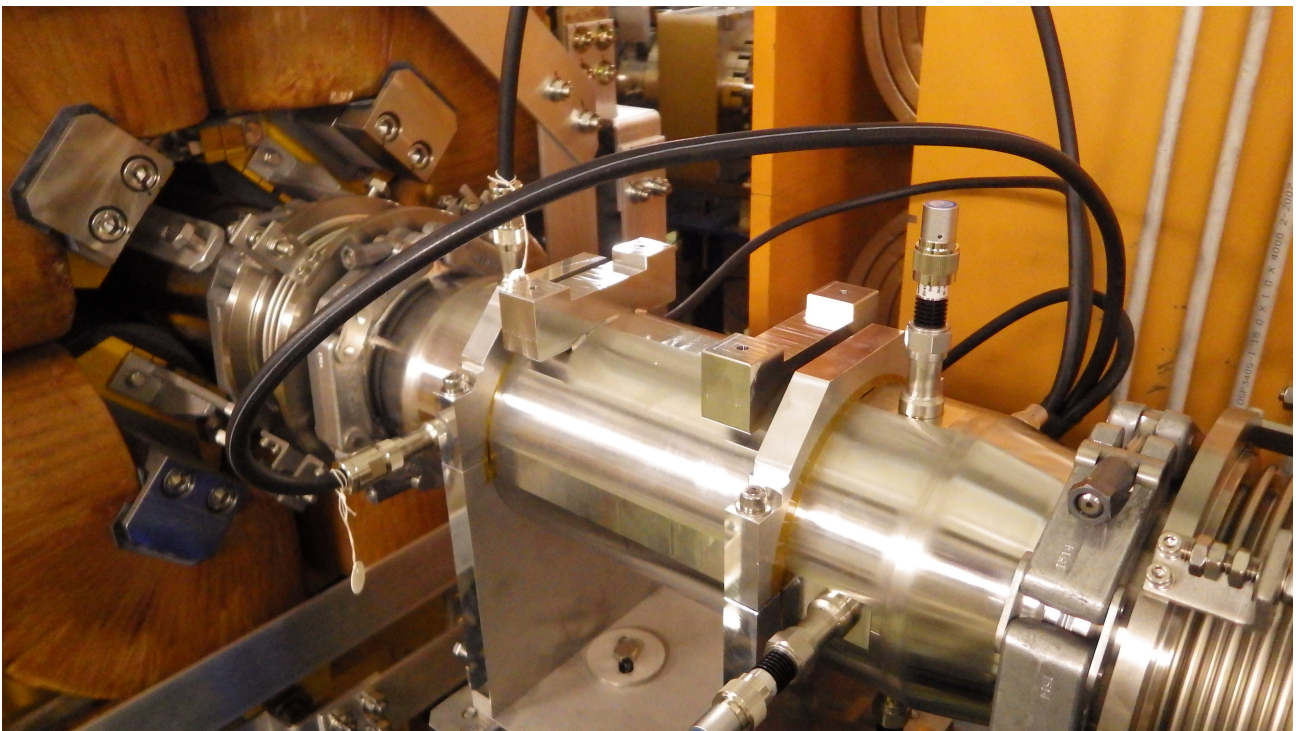


図 5.34: BPM の写真

5.7.2 陽子ビームによる信号

ビーム調整中の2バンチの信号を図5.35に示す。データ取得にはオシロスコープ(Agilent社製MSO9064A)を用いた。ここでは以下の2種類の方法でビーム電流の再構成を行った。

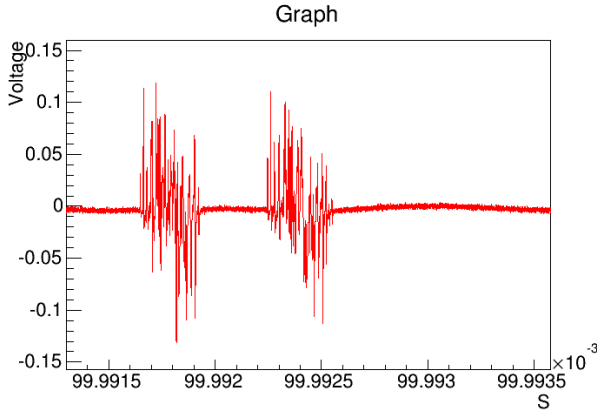


図 5.35: オシロスコープで取得した信号

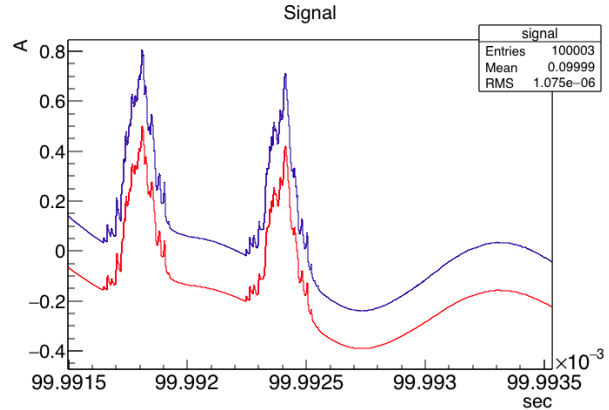


図 5.36: 再構成された信号。99.9916ms 付近から始まる2つの山がビーム信号である。赤線が方法1、青線が方法2で再構成したものである。

方法1: BPMの特性関数による再構成

式(5.24)より、

$$I_{beam}(\omega) = V_{out}(\omega)F_{BPM}^{-1}(\omega) \quad (5.32)$$

のため、 $V_{out}(t)$ をフーリエ変換し、5章6節で得たBPMの伝達関数の逆関数をかけて逆フーリエ変換すればビーム電流が再構成できる。

方法2: 積分による再構成

図5.29よりBPMの特性関数は200 MHz程度までは直線($|F_{BPM}(\omega)| = \alpha\omega$)で近似することができるため次のように考えることもできる。式(5.24)を逆フーリエ変換して

$$V_{out}(t) = \int F_{BPM}(\omega)I_{beam}(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \quad (5.33)$$

$$= \alpha \int \omega I_{beam}(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \quad (5.34)$$

$$= \alpha \frac{d}{dt} \int I_{beam}(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \quad (5.35)$$

$$= \alpha \frac{d}{dt} I_{beam}(t) \quad (5.36)$$

となるため、結局

$$I_{beam}(t) = \frac{1}{\alpha} \int V_{out}dt \quad (5.37)$$

となる¹⁶。

取得した信号を2つの方法で再構成したものが図 5.36 である¹⁷。ベース・ラインは BPM の特性関数がゼロに近いので、これを補正する時に低周波の部分が強調されてしまうため大きくずれている。しかし、IB フィードバックでは後述の様にフィルタをかけることでベータトロン振動付近のみを抽出するため、低周波部分は影響はない。図 5.36 より、現在のビームについては両方の方法で再構成できることがわかった¹⁸。

5.8 まとめ

指数関数形をした電極を持つ BPM を作成し、ワイヤー法で評価を行った。その結果 1.0GHz まで結合定数 $K=6.1 \pm 0.1$ 、位置感度係数 37.17 ± 0.07 となった。転送インピーダンスは 1.0GHz まで 15% 程度の精度で計算値と一致した。この BPM を実際にビームラインにインストールし、ビーム信号を正しく取得できていることを確認した¹⁹。

¹⁶図 5.31 からも信号が微分されているのがわかる。

¹⁷ビームにギザギザが見えるがこれは、シンクロトロン振動の振幅が非線形なために起きるフィラメンテーションと呼ばれる現象により、ビームの電荷分布に激しい濃淡が生じているためである。

¹⁸次章で述べるように IB フィードバックシステムモジュールでは積分によってビームを再構成している。また、200MHz より高周波になると積分では信号の再構成ができなくなる。

¹⁹図 6.7 と同じくガウシアン形になっていることから、ビームを正しく再構成できていることが確認できる。

第6章 ビーム試験

Intra-bunch(IB) フィードバックの性能を評価するためにビームを用いて2014年5月7日、5月9日に試験を行った。IB フィードバックの調整方法、ビーム試験の結果を述べていく。

6.1 セットアップ

バンチ内フィードバックの概要図を図6.1に示す。またBPMやキッカーのセットアップを図6.2に示す¹。

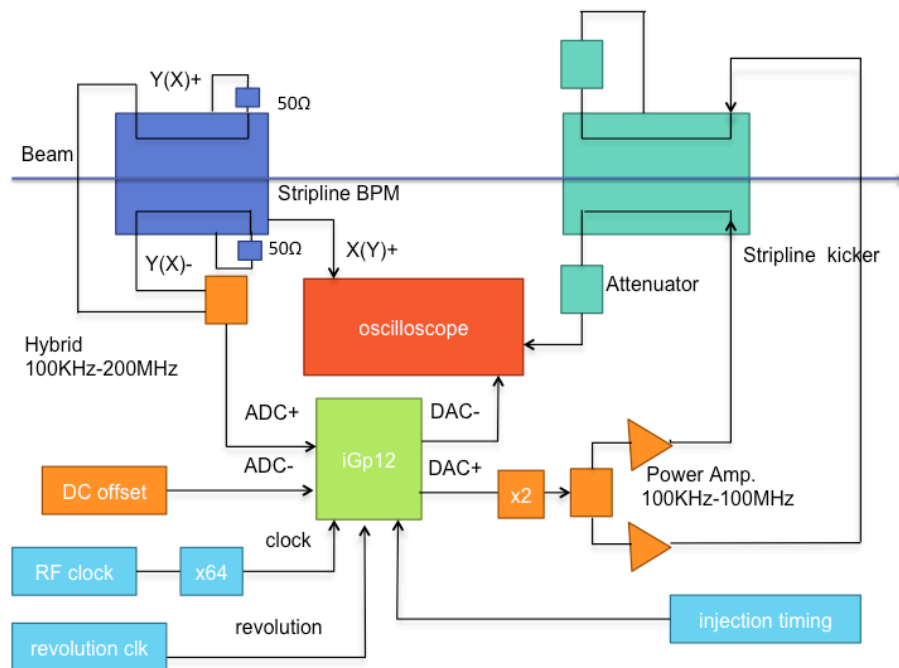


図 6.1: バンチ内フィードバックの概要図

まずIB フィードバックシステムに用いる各要素を説明する。

BPM

BPM は前章で制作したストリプライン型 BPM を用いた。

¹BPM とキッカーの距離が3m では、ベータatron振動の位相は3度ほどしか変わらないため、ほぼ同じ場所にあると近似できる。

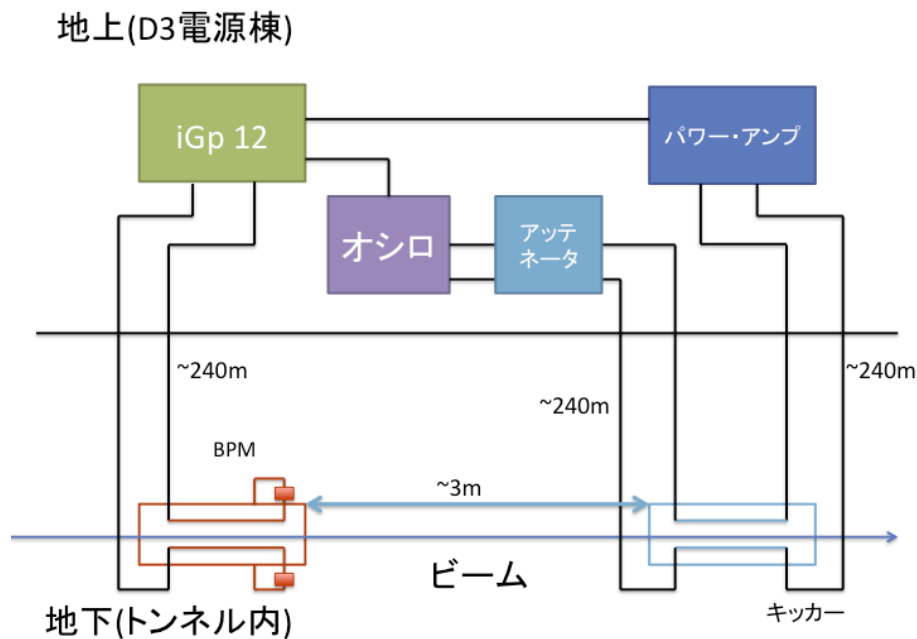


図 6.2: バンチ内フィードバックのセットアップ

キッカー

キッカーにはストリップライン型キッカーを使用した(図 6.4)。ストリップライン型キッカーの周波数特性を図 6.3 に示す。キッカーは前述(5章)のように遅い取り出し用の横方向 RF システムのエキサイターとしても使用する。横方向 RF として使用する際、発生した二次電子がキッカーでの電圧に加速されて電子を大量に放出し真空を悪化させるマルチパクタリングを防ぐために 2 次粒子が少ない Diamond-Like Carbon のコーティングが施されている [65]。また BPM と同じ構造をしているため、調整の際にモニターとしても利用できる²。

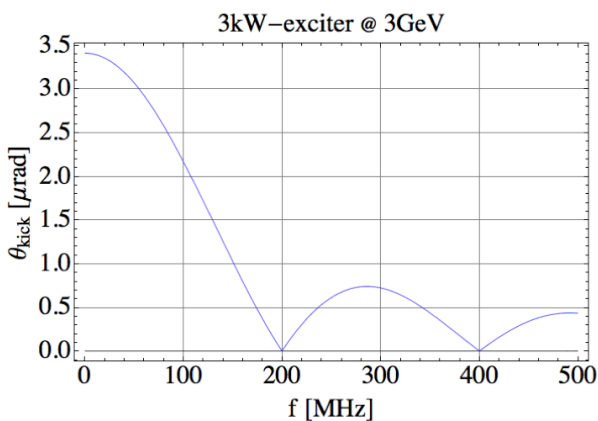


図 6.3: キッカーの周波数特性

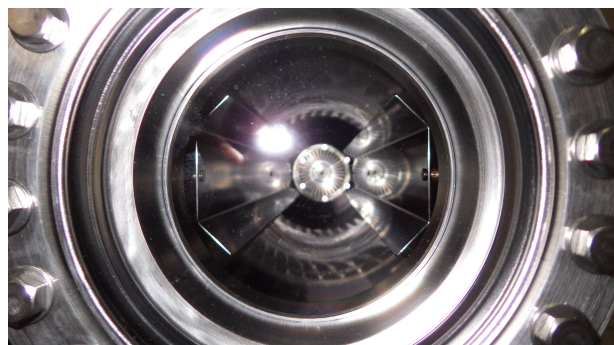


図 6.4: キッカー内部の写真

²構造は図 5.1 と同じである。BPM は上流のポートから出力され、キッカーとして使用する際には後ろのポートから信号を入力する

パワー・アンプ

パワー・アンプは信号処理回路からの入力を増幅している。パワーアンプは R&K 社製の 3kW パワーアンプを使用した。このアンプの帯域は 100kHz~100MHz であるため、システム全体の帯域はこのパワー・アンプが現在制限している。

信号処理回路

信号処理回路は Dimtel 社が開発した iGp12 というモジュールを用いた。iGp12 は BxB フィードバックで使用している LLRF4 ボードの高速版で LLRF の ADC が 125MS(メガサンプリング)/s に対し、iGp12 は 512MS/s まで対応出来る。iGp12 内部では ADC でサンプリングした後、5 章 7 節で述べた様に、200 MHz までは、BPM の特性を積分することで補正できるため、BPM の信号をスライス(後述)毎に足し算することで積分している。この後各スライスに対してデジタルフィルタを通すことでベータトロン振動を抽出する。フィルタを通した後 DAC でデジタル・アナログ変換されパワーアンプを通して約 65dB 増幅されキッカーに送られる。

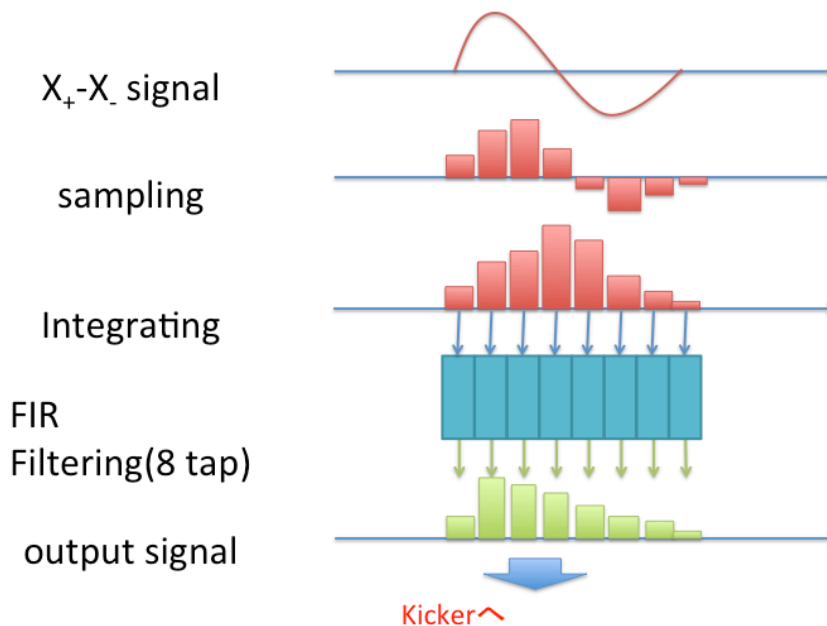


図 6.5: iGp12 での処理の流れ

その他

その他の装置を個々に挙げる。

- ハイブリッドカップラー:ハイブリッドカップラーには4つのポートがありそれぞれ0ポート、180ポート、sumポート、ISOポートと言う。SUMポートから入力すると0ポート、180ポートで位相差が180度の信号を出力する。0ポート、180ポートから入力するとその差信号がISOポート、和信号がsumポートから出力される。ここでは、BPMの上下(左右)の信号の引き算器として使

用している。また、DAC の出力を位相差 180 度で分割するためにも用いている。周波数帯域は 0.2 MHz から 200 MHz までである。

- アッテネータ: 前述のようにキッカーは調整の際に BPM としても使用する。その際パワーが大きすぎるため、直接オシロスコープで観測できず -60 dB のアッテネータを使用して観測している。

6.1.1 iGp12 に入力する信号

iGP 12 に入出力される信号の概要を以下に示す (図 6.6)。

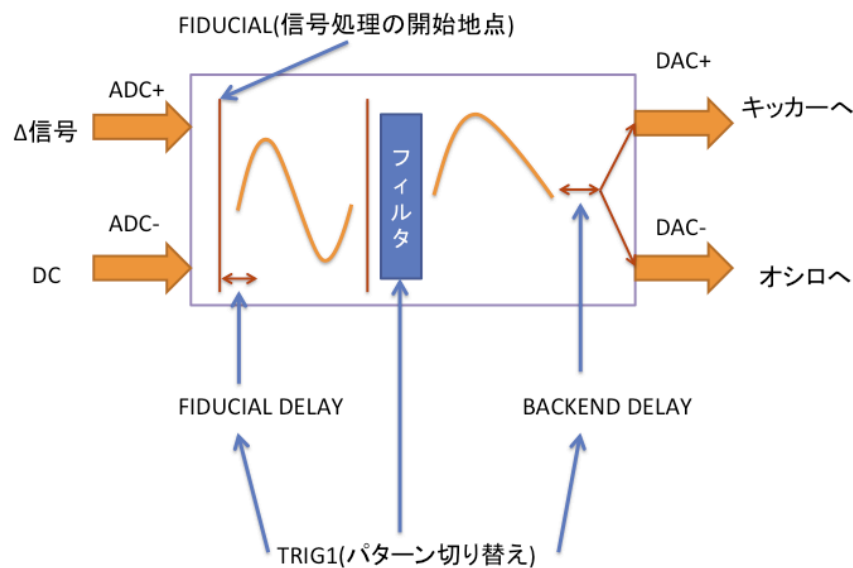


図 6.6: 入出力信号及び、調整のための信号の模式図

- ADC+, ADC-: フィードバックに使用する入力信号であり、fast ADC でデジタル化されて処理回路に送られる。内部で ADC+, ADC- として入力が処理される。今回は積分処理をしているためノイズによってベースラインが大きくずれてしまい、調整に影響をきたすため、ADC+ には予めハイブリッドカップラーで引き算された Δ 信号を入力し、ADC- には iGp12 に付属している slow DAC からの DC 出力を入れてノイズによるオフセットをキャンセルさせている。
- FIDUCIAL: FIDUCIAL は ADC からの信号の処理のスタート時点を決めている。ここでは周回周波数を用いている。
- CLK: クロック信号には RF 周波数に同期した RF クロックを逡倍器で 64 逡倍した信号 (108 MHz) を使用した。CLK に同期して波形もサンプリングされるため、RF パケツを 64 等分割してキックを加えるのに対応する。この分割をここではスライスと呼ぶ。
- TRIG1: ここに入力があるとそのその時の適切なディレイやフィルタ係数の組み合わせに変えることができる。iGp12 では 16 パターンの組み合わせ保存でき (図 6.10 の STATE に対応)、を加速中のフィードバックの時に用いる予定であるがテストでは使用していない。

- TRIG2: 現在は使用していない。
- DAC+, DAC-: ここからの出力をパワーアンプに入力している。ADC 同様出力をモニターするため DAC+をアンプで2倍した後ハイブリッドカップラーの位相が0,180度のものをアンプに入れ、DAC-は直接オシロスコープで測定している。

6.1.2 オシロスコープで観測した信号

オシロスコープでは次の信号を調整のために観測した。

- BPM Y (X) : BPM の信号の来るタイミングの確認のために使用しない方向の信号を観測した。
- Kicker X(Y) : タイミング調整のため kicker からの信号を-60 dB アッテネータを通して観測した。
- ADC- : モジュールの動作確認

6.2 ビーム条件

試験に用いたビームパラメータを表 6.1 に載せる。ビームテストでは、粒子数 2.7×10^{12} ppb (proton per bunch) の 1 バンチを用いた。この粒子数は利用運転での強度 (1.5×10^{13} ppb) の約 1/5 である。J-PARC ではクロマティシティが 0 より小さい方が安定であるが、このテストではクロマティシティ調整が不十分であったため少し不安定なビームになっている。また、シンクロトロンチューン及びバンチ長は Wall Current Monitor(WCM) のデータから求めた (図 6.7)。WCM は、ビームダクトを流れる電流を測ることでバンチの形状を測定するモニタである。この信号が大きい部分と小さい部分を拡大してバンチ長を求めた。また、1.5 ms 程度の周期でビームのピークが大きくなったり小さくなったりしている。これはバンチが四重極運動しているためで、この振動はシンクロトロン振動数の二倍の振動数になっている [71]。ここからシンクロトロンチューンを

$$\nu_s = \frac{\omega_s}{\omega_{rev}} = \frac{1}{\frac{2 \times 1.5 \times 10^{-3}}{1.86 \times 10^5}} = 0.0017 \quad (6.1)$$

と求めた。

表 6.1: 試験に用いたビームの主なパラメータ

| | |
|----------------|----------------------|
| 粒子数 | 2.7×10^{13} |
| ビームパワー | 0.5kW |
| エネルギー | 3GeV |
| バンチ数 | 1 |
| チューン (hor) | 0.41 |
| チューン (ver) | 0.75 |
| クロマティシティ (hor) | 0.5 |
| クロマティシティ (ver) | 1.2 |
| シンクロトロンチューン | 0.0017 |
| バンチ長 | 150-200ns |
| RF 周波数 | 1.67MHz |

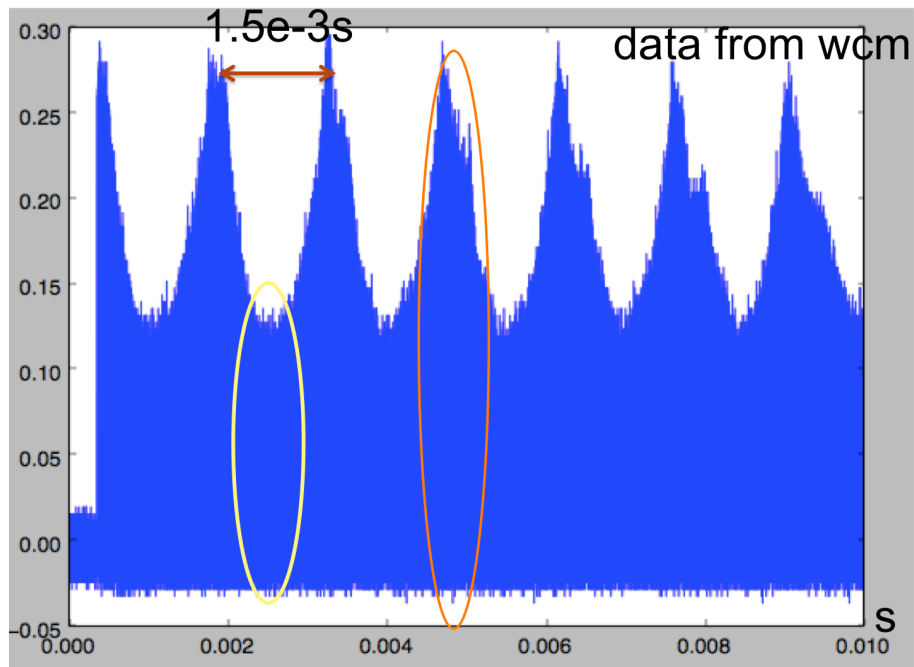


図 6.7: WCT のデータ。信号の間隔時間の 2 倍の逆数がシンクロトン振動数に対応する。

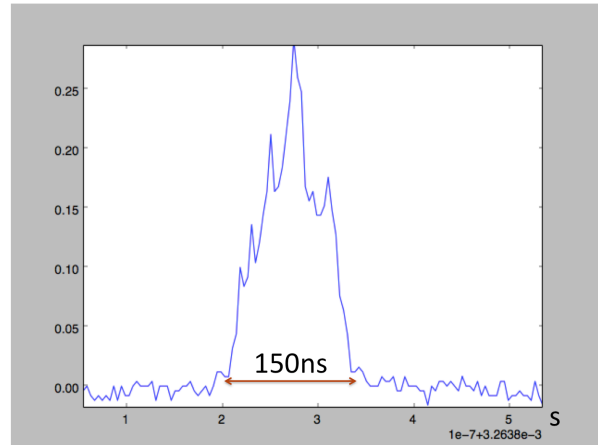
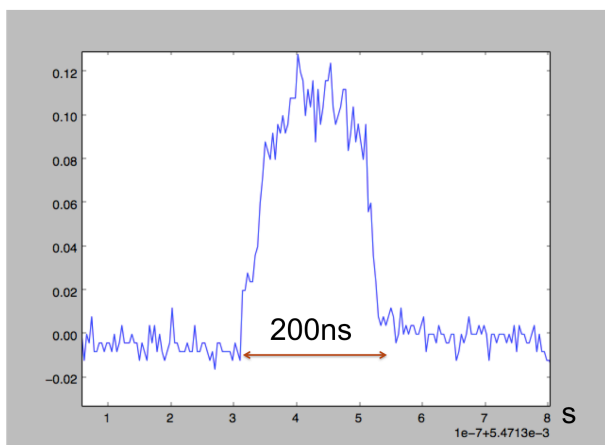


図 6.8: 図 6.7 の黄色丸部分の一パンチ分を拡大したもの
 図 6.9: 図 6.7 のオレンジ丸部分の一パンチ分を拡大したもの

| STATE | COEFF SET | SHIFT GAIN | FIDUCIAL DELAY | BACK-END DELAY |
|-------|-----------|------------|----------------|----------------|
| 0 | 3 | 0 | 400 | 365 |
| 1 | 0 | 3 | 400 | 365 |
| 2 | 3 | 3 | 400 | 365 |
| 3 | 3 | 3 | 400 | 365 |

図 6.10: iGp12 の Delay 調整ディスプレイ。TRIG 信号によって STATE が変化するため、STATE 毎にフィルタ、ゲイン、FIDUCIAL DELAY、BACKEND DELAY の値を設定しておけば、TRIG1 のタイミングにおける適切なフィードバックをかけることができる。

6.3 チューニング

iGp 12 ではフィードバックのタイミングを 2 つの時間遅れで調整する (図 6.10)。

まずは FIDUCIAL DELAY で FIDUCIAL の信号を調整して積分が始まるタイミングを決める。FIDUCIAL から 64 クロックずつ足しあわせて積分を計 9 回行っている。そのため iGp12 で積分範囲にバンチが正しく入っていないとビームを再構成できない (図 6.12, 図 6.13)。

この調整を行った後 BACKEND DELAY を調整する。BACKEND DELAY は DAC から出力される信号のタイミングでキッカーからの信号を使って調整する。調整時には、DAC の出力をバンチの中心 (30 スライス目) のみに出力する。この信号を利用してフィードバックキックがバンチの中心に来るように DELAY を調整した (図 6.11)。

6.3.1 フィルタの位相とゲインの調整

この後にフィルタの位相を調整する。4 章で述べた様にフィードバックシステムでは FIR フィルタを用いており、その係数は

$$b_m = \sin(m\omega T_s + \Delta\phi) - \Delta \quad (6.2)$$

$$\Delta = \frac{1}{N_{tap}} \sum_{m=1}^{N_{tap}} \sin(n\omega T_s + \Delta\phi) \quad (6.3)$$

で、パラメータになるのは tap 数 N_{tap} 、ベータトロンチューン ω 、位相 $\Delta\phi$ である。このうちベータトロンチューンは運転パラメータから決められており $\omega_x = 0.41$ 、 $\omega_y = 0.75$ である。このビーム試験ではタップ数を 4tap に設定した。 $\Delta\phi$ を変えていくと、うまく合わない時は、ビームを広げる方向にキックを加えるため、ベータトロン振動が大きくなってしまふ。 $\Delta\phi$ を変化させながらベータトロン振動が一番小さくなる値を探して x 方向で $\Delta\phi = -135$ 、y 方向で $\Delta\phi = 110$ に決定した。その後、図 6.10 の SHIFT GAIN を順に大きくしていく事でゲインの最適化をした。

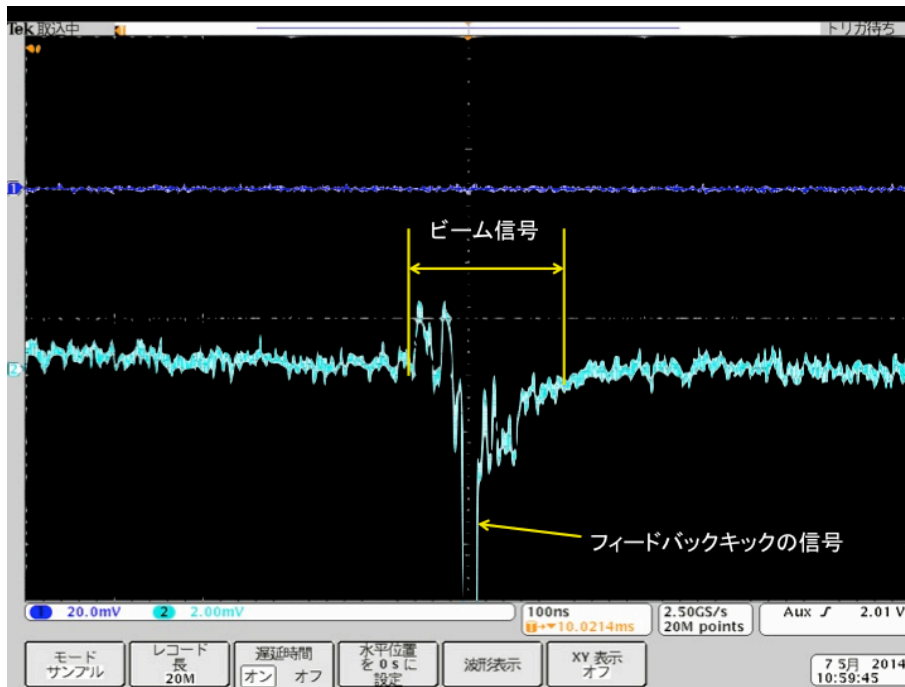


図 6.11: 調整後のビーム信号とキック

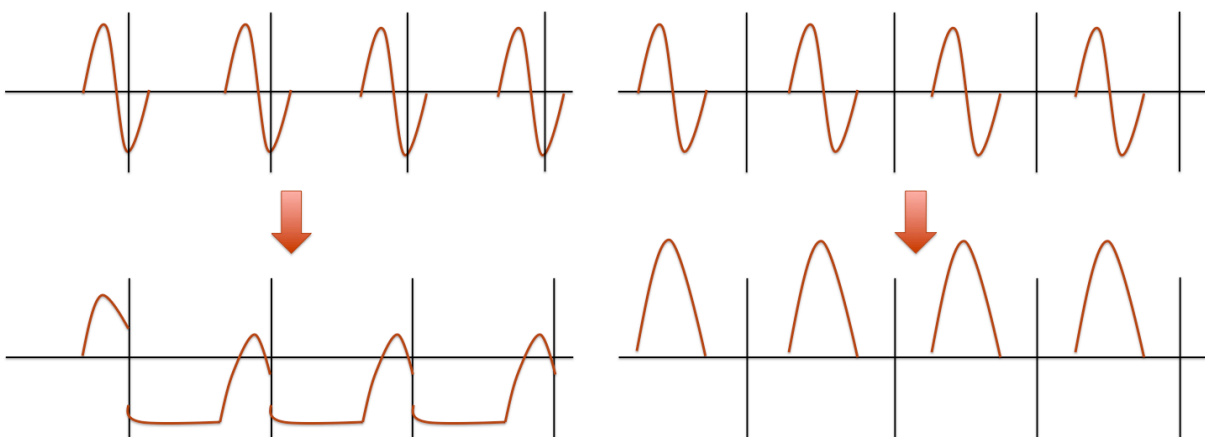


図 6.12: 間違ったタイミングで積分した時の出力 図 6.13: 正しいタイミングで積分した時の出力

6.4 試験結果

すべてのフィードバックをオフにした時のビーム強度モニタで測定した粒子数が図 6.14 である。この時大きなビーム不安定性が起きている。y 方向の BxB フィードバックのみをオンにしたのが図 6.15 である。x 方向では不安定性によるロスが起きていないのがわかる³。

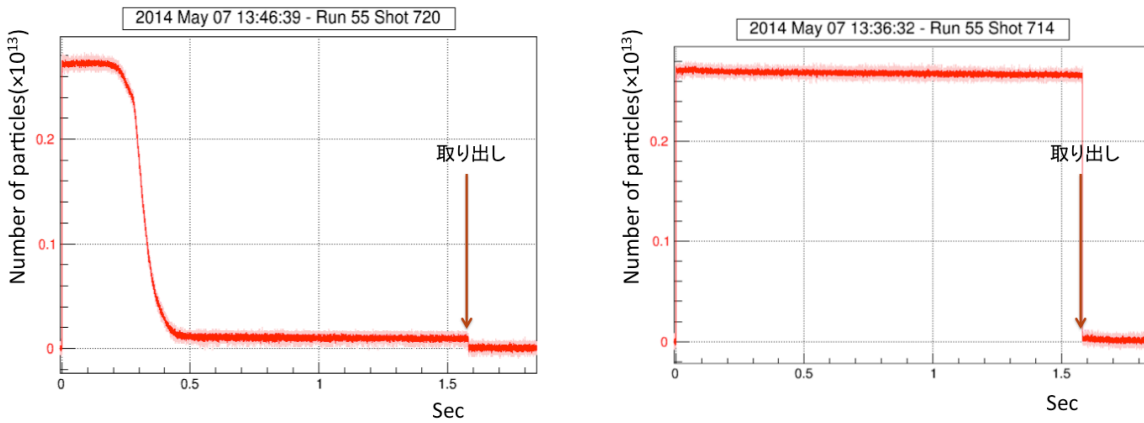


図 6.14: すべてのフィードバック off の粒子数 図 6.15: y 方向のみ BxB フィードバック on の粒子数

そのため、x 方向のテストでは BxB フィードバックの y 方向を on にして実験を行った。

入射キッカーによるキック

x 方向に関して、現在 J-PARC では入射キッカーの立ち下りのテールや mismatch によるバンプによってすでに主リングに入射されているバンチを蹴り飛ばしてしまいビームロスにつながっているという問題がある [43](図 6.16)。

このキッカーによって励起される振動をフィードバックシステムで抑制できるか調べた。また、y 方向では前述のように不安定性に起因するロスが見られるため、このロスが IB フィードバックシステムで抑制できるか試験を行った。

試験での Bunch by Bunch (BxB) フィードバックと Intra-Bunch (IB) フィードバックの状況を表 6.2 にまとめる。

表 6.2: 試験時の BxB フィードバックと IB フィードバックの関係

| | BxB X | BxB Y | IB X | IB Y |
|------|--------|-------|--------|--------|
| x 方向 | on/off | on | on/off | - |
| Y 方向 | on | off | - | on/off |

³試験当初は不安定性が起きていないが 2014 年 11 月からの運転では不安定性と思われるロスが起きている。詳しくは 7 章

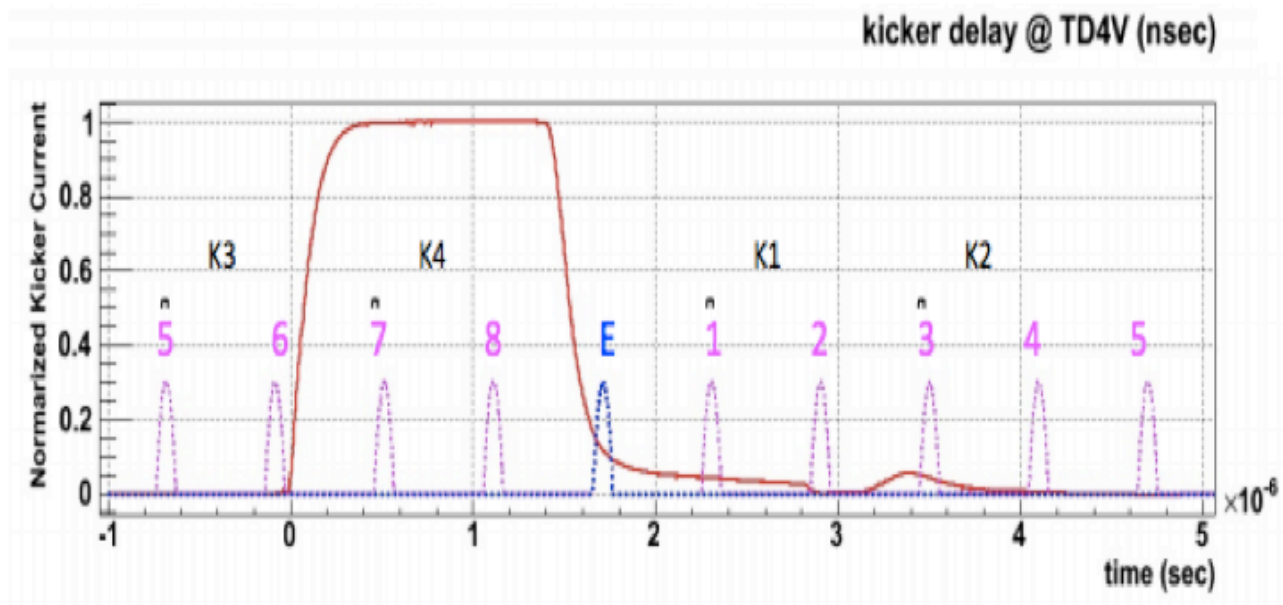


図 6.16: 4 回目の入射時の入射キッカーの磁場 (赤線)。周回後の 1 バンチ目と 3 バンチ目が通過時に磁場が残っている。

6.4.1 x 方向

ベータトロン振動の抑制

図 6.17～図 6.19 はバンチの中心 (35 スライス目) をターンごとにプロットしたものである。入射キッカーによるキックの 50 ターン程度前からプロットが開始されている。図から明らかなようにフィードバックが無い時と比較すると BxB フィードバックシステムもある程度振動が抑制できているが IB フィードバックシステムの方が早く振動を抑制できているのがわかる。

IB フィードバックシステムのキック前後を拡大したのが図 6.20 である。ここから IB フィードバックはおよそ 80 ターン程度で振動を抑制できているのがわかる。しかし、図 6.17～図 6.19 ではノイズの影響もあるため振動の減衰が判断しにくい。そこで、振動の時間発展を周波数で確認したのがスペクトログラムと呼ばれる次の図 6.21～図 6.23 である。これは横軸ターン、縦軸周波数でその部分の強度を色別にあらわしている。100 ターン毎にフーリエ変換をかけて周波数の強度を求めている。

75 kHz 付近がベータトロン振動に対応する。フィードバックが off の時はベータトロン振動が 6000 ターンにわたって起きているのに対し、BxB フィードバックでは約 2000 ターン、IB フィードバックでは 100 ターン以内にベータトロン振動が消滅している。これらの図から IB フィードバックシステムは非常に早くベータトロン振動を抑制できているのがわかった。

バンチ内振動の抑制

図 6.24 はそれぞれ 100 ターン毎の BPM からの Δ 信号の様子を表している。それぞれのプロットでは 5 ターン毎に 10 回重ね書きしている。

この図からわかるように IB フィードバックはバンチ内振動をうまく抑制できていることがわかる⁴。

⁴ 5 章では、 Δ 信号が位置に比例するとあるため、中心にいる場合は出力がでないはずであるが、この図では常に出力がでている。これは、BPM の機械的なオフセット (表 5.1) によるものでビームの中心と、BPM の中心がズレているためである。

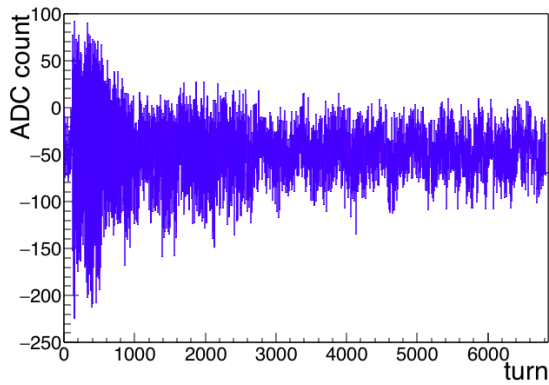


図 6.17: フィードバック off の時のベータトロ
ン振動の遷移

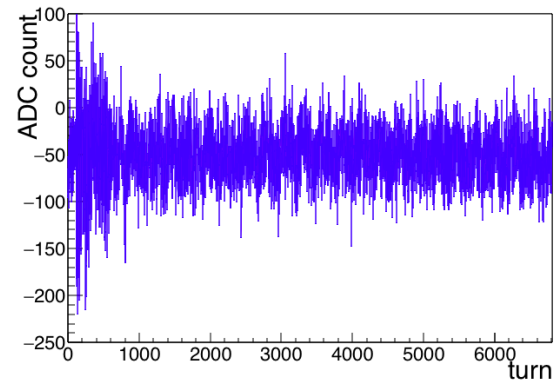


図 6.18: BxB フィードバック on の時のベータト
ロン振動の遷移

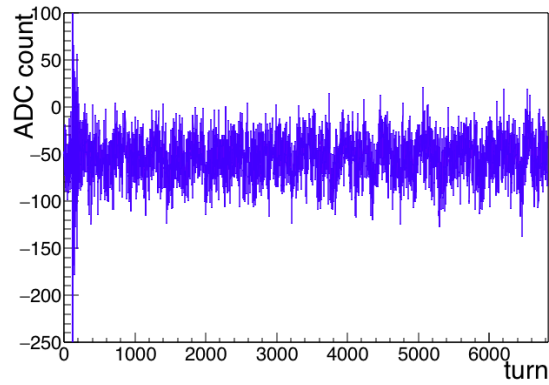


図 6.19: IB フィードバック on の時のベータトロ
ン振動の遷移

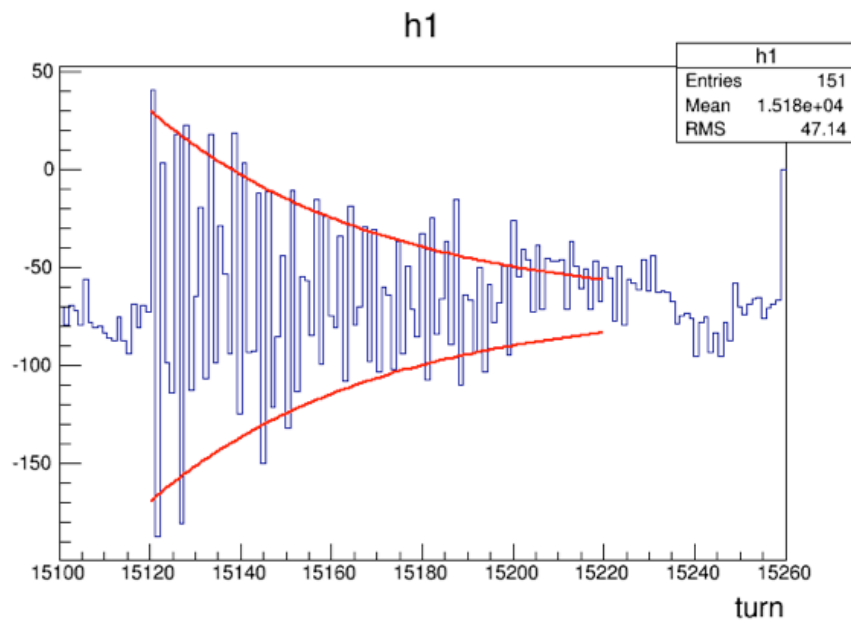


図 6.20: キック付近の拡大図。赤線は exponential でフィットした線である。

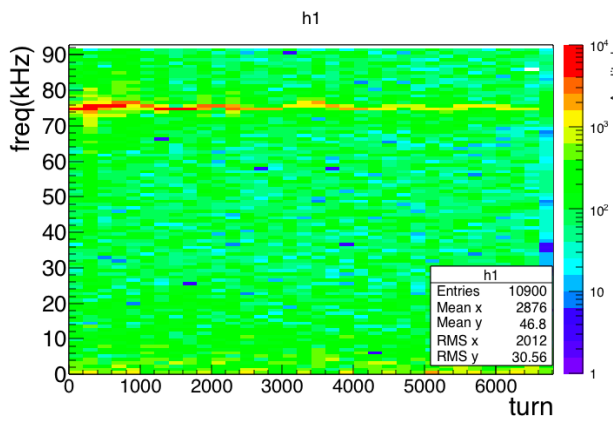


図 6.21: フィードバック off の時のスペクトログラム

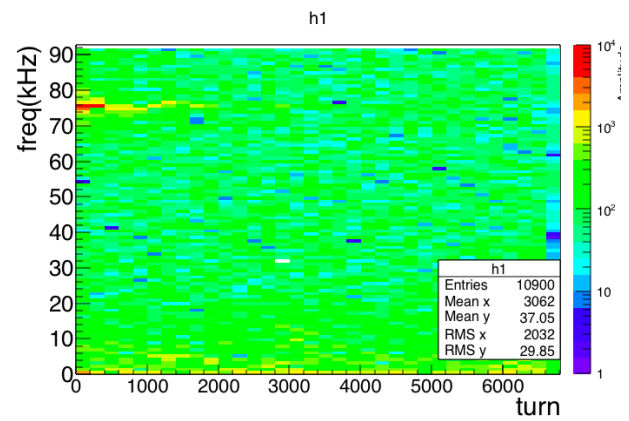


図 6.22: BxB フィードバック on の時のスペクトログラム

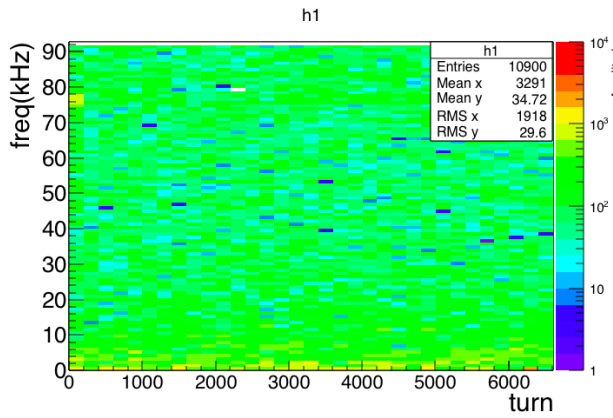


図 6.23: IB フィードバック on の時のスペクトログラム

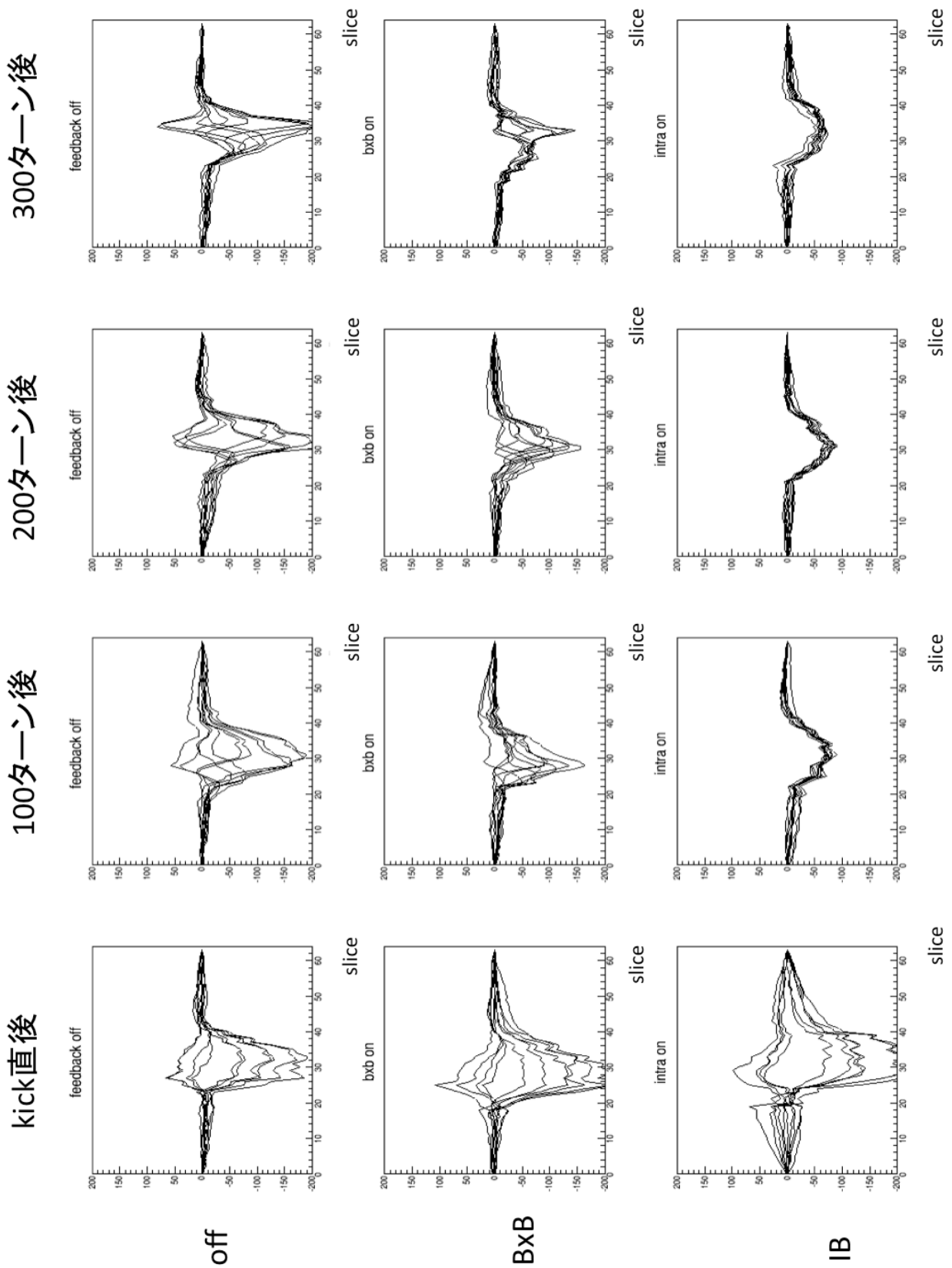


図 6.24: パンチ内振動の様子。一番左がキックが加えられた時のプロットである。左から順に 100 ターン後、200 ターン後、300 ターン後のプロットを示している。

先ほどと同様にベータトロン振動の減衰でこのことを確認したのが図 6.25～図 6.27 である。

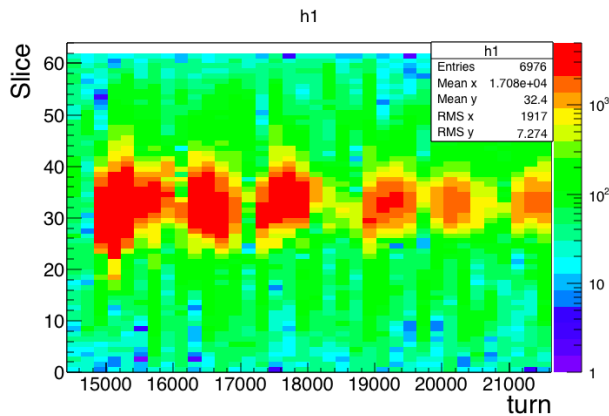


図 6.25: フィードバック off の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移

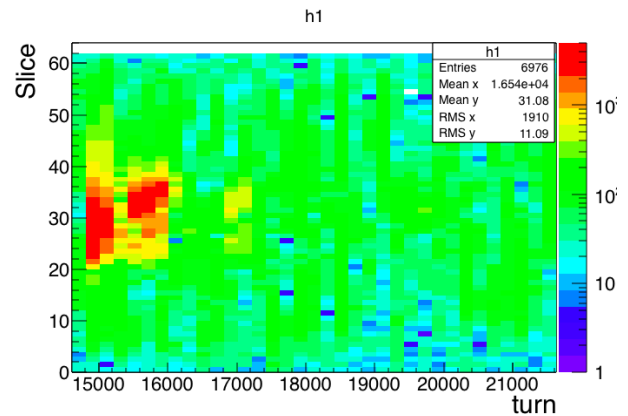


図 6.26: BxB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移

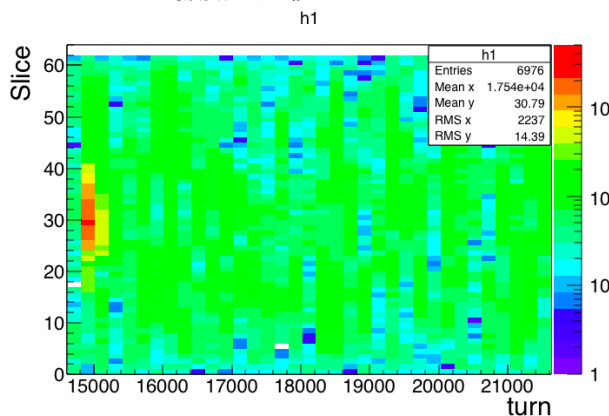


図 6.27: IB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移

x 軸にターン y 軸にスライス, ベータトロン振動の強度を色で表している。実際に IB フィードバックですべてのスライスにおいてベータトロン振動を抑制できている、つまり内部振動が消えていることを確認した [67]。

6.4.2 y 方向

図 6.28 と図 6.29 にフィードバックオフの時と IB フィードバックオンの時の残存粒子数を示す。IB フィードバックがオンの時は粒子のロスが無くなっているのが確認できた。

x 方向と同様にバンチの中心でのベータトロン振動の様子を図 6.30、図 6.31 に示す。データ取得範囲の都合上入射から 100 ms(20000 ターン分) までしかデータを取れず、図 6.28 で粒子がロスしている部分のデータは取得できなかった。

図 6.30、図 6.31 からは両者であまり変化は見られない。x 方向同様にスペクトログラムを作成した。(図 6.32、図 6.33)

このズレ及び、系統誤差が振動のピームロスを引き起こす振幅よりも小さければ、その誤差の範囲内で振動を抑えることができるため多少のズレはフィードバックにはあまり影響を及ぼさない。

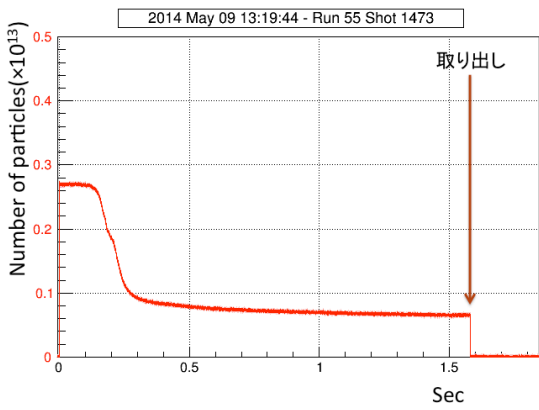


図 6.28: フィードバック off の時の粒子数

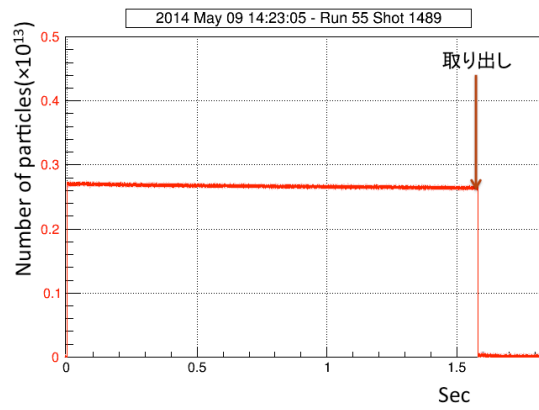


図 6.29: IB フィードバック on の時の粒子数

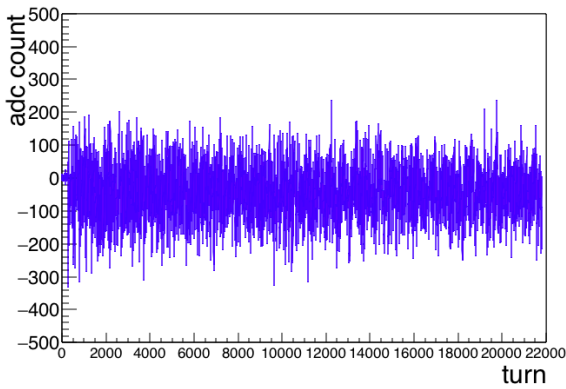


図 6.30: フィードバック off の時のベータトロン振動の遷移

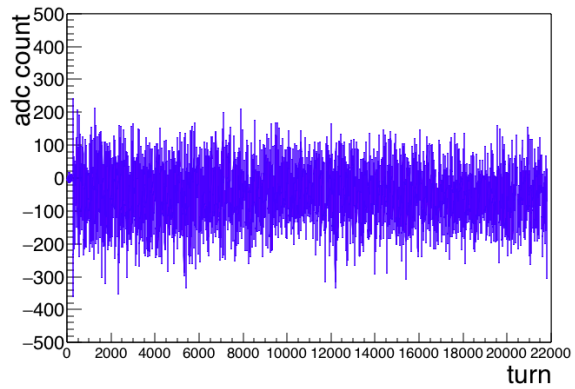


図 6.31: IB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移

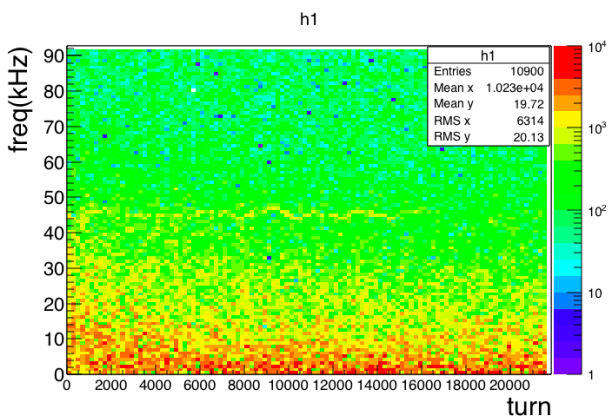


図 6.32: フィードバック off の時のスペクトログラム

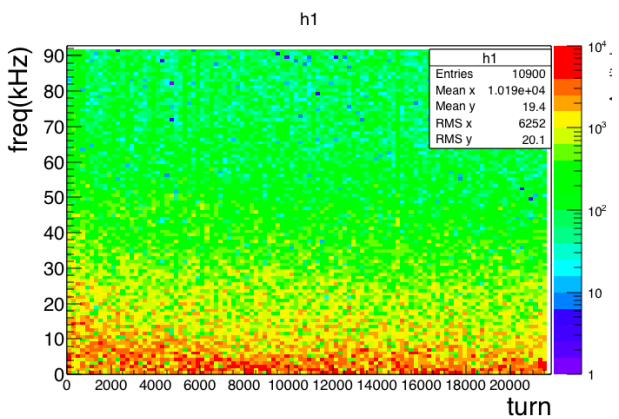


図 6.33: IB フィードバック on の時のスペクトログラム

スペクトログラムからはオフの場合ベータトロン振動 (45kHz 付近) が観測されておりこの信号が元となって不安定性によるロスが起きたと推測できる。一方、IB フィードバックがオンの時にはこのベータトロン振動が無くなっているのが確認できる。また IB フィードバックオンの時の Δ 信号を 100 ターン毎に 10 回、5 ターンおきに重ね書きプロットを図 6.34 に示す。

ここからはバンチ内振動が抑制できているかは判断しがたい。この原因としてはノイズが完全に除去していない、どこかでノイズが乗ってしまい信号がうまく見えていないなどがあげられる。しかし x 方向同様フーリエ変換をしてベータトロン周波数の強度を比較するとバンチ内のどのスライスでもフィードバックがオフの時と比べてベータトロン振動が抑制できているのが確認できた (図 6.35、図 6.36)。

6.4.3 より強いビームでの不安定性の抑制

y 方向において、ビームの強度を上げた時のフィードバックの効果を見た。強度を強くするとウェイク場も強くなるため不安定性もより起きやすくなる。図 6.37~ 図 6.40 は粒子数 1.1×10^{13} の結果である。この粒子数は現在の通常運転時の粒子数の $2/3$ に当たる。

粒子数が多くなると IB フィードバックが on にもかかわらず、ベータトロン振動が発生して、振幅が大きくなっており (図 6.39、図 6.38、図 6.40)、バンチ内フィードバックシステムだけでは不安定性を抑えきれずロスが生じている (図 6.37)。まだゲインの調整、位相の調整が不十分な可能性があり今後調整を続けていく必要がある。

6.5 まとめ

これらの結果より、IB フィードバックシステムは $B \times B$ フィードバックシステムよりもより素早くベータトロン振動を抑制でき、不安定性を抑えるのにも効果があることがわかった。また、IB フィードバックによって、バンチ内の振動を抑制できていることを確認した。しかし、強いビーム (粒子数 1.1×10^{12}) では不安定性の方が強く、IB フィードバックシステムだけでは抑えることができなかった。これは、位相パラメータ、タイミング、ゲインが最適化されていない可能性がある。特にゲインに関しては、BPM からの信号、オフセット、SHIFT GAIN、フィルタのゲインなど詳細にわたって調査する必要がある。これらの調査を行い、最適パラメータを探していくことが現在の課題である。

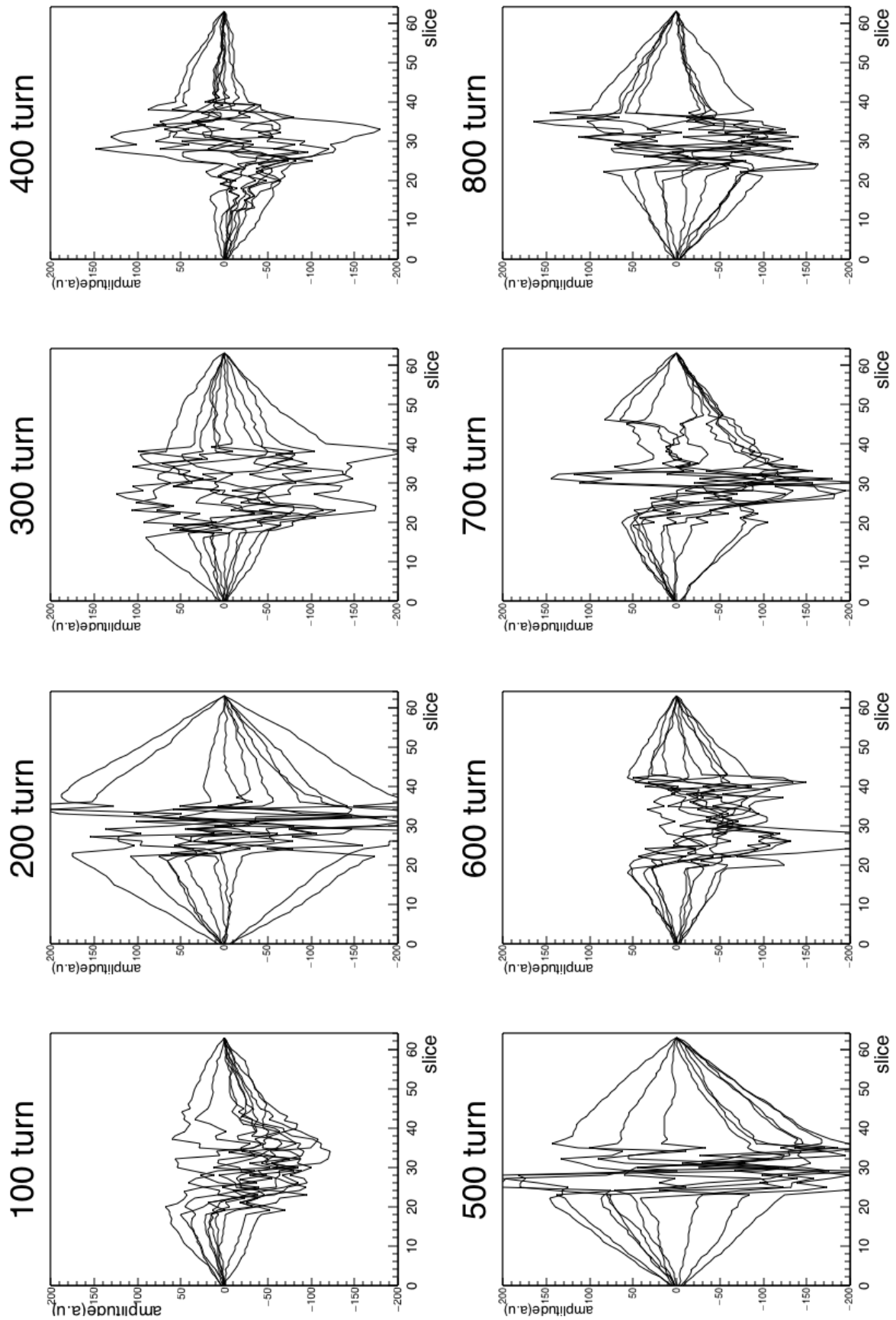


図 6.34: IB フィードバック on の時のバンチ内振動。左上から順に 100 ターン毎にプロットしている。ノイズが大きいため振動が起きているのかわからない。

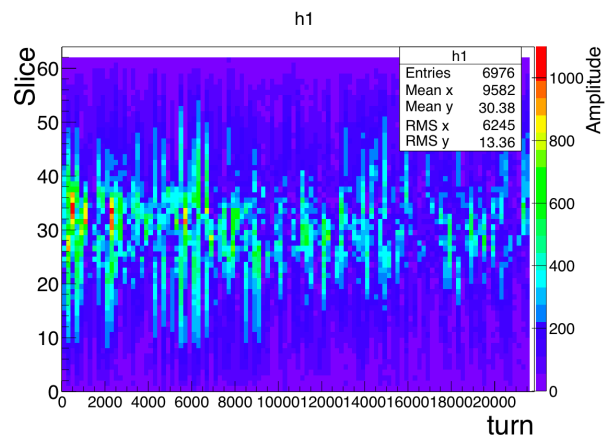
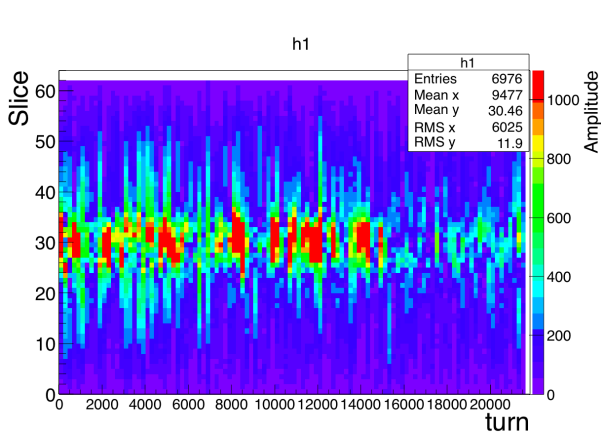


図 6.35: フィードバック off の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移

図 6.36: IB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移

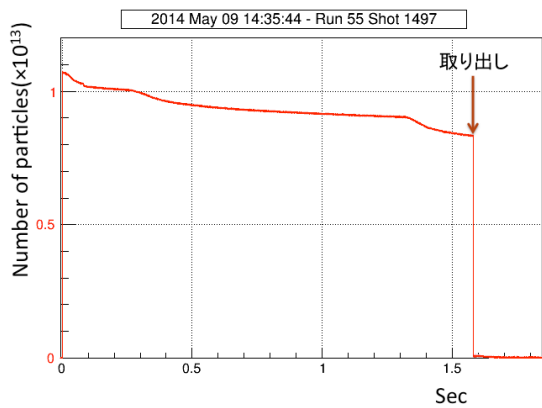


図 6.37: 1.1×10^{13} の時の粒子数の遷移

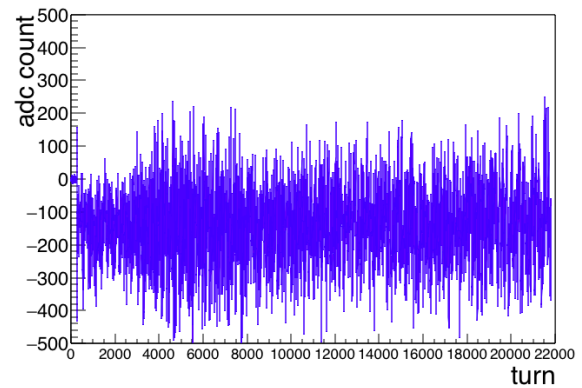


図 6.38: 1.1×10^{13} の時のベータトロン振動の遷移

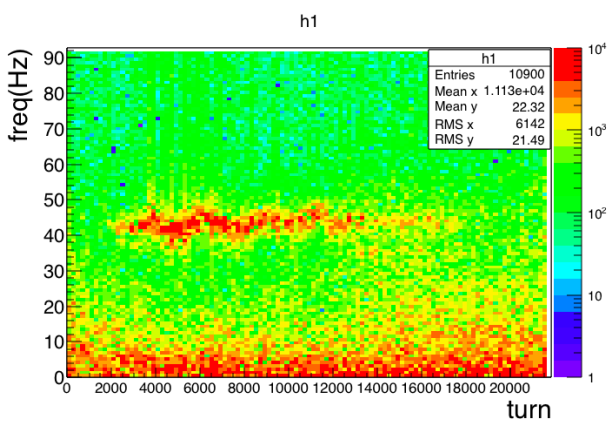


図 6.39: 1.1×10^{13} の時のスペクトログラム

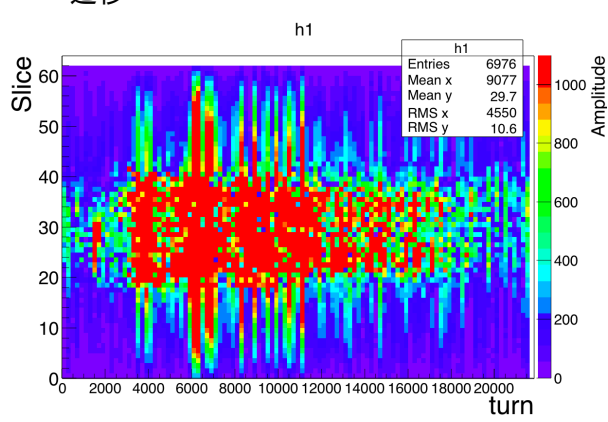


図 6.40: 1.1×10^{13} の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移

第7章 シミュレーション

7.1 マクロ粒子シミュレーションによるIBフィードバックシステムの評価

ビーム試験により、Intra-bunch(IB)フィードバックシステムがBunch by Bunch(BxB)フィードバックシステムよりもより強力にフィードバックをかけられることが確かめられた。しかし、ビーム試験でのパラメータが最適化されているのか、IBフィードバックはどれくらい速くベータトロン振動を収束できるのか定量的な評価が必要である。また強度が上がった時にIBフィードバックシステムがどれだけベータトロン振動を抑えられるのか、新しいインピーダンス源による内部振動が現れた時に、どれくらい抑えることができるのかを事前に知るのは重要である。そこでマクロ粒子シミュレーションのプログラムを自作し、BxBフィードバックシステムと比較することでIBフィードバックシステムの評価を行った。

7.1.1 シミュレーション方法

マクロ粒子シミュレーション

実際のバンチには 10^{13} 個もの陽子が存在するが、個々の粒子について運動方程式を解くことは計算機的能力上不可能である。そのためいくつかの粒子をまとめて1つの粒子(マクロ粒子)とみなし、シミュレーションを行う。通常x方向の振動とy方向の振動はカップルしている場合が多く、シミュレーションでも考慮に入れなければならないが、今回のビーム試験ではそのようなカップリングは見られないため、x方向とy方向は独立に考えることができる。今回はx方向のみのシミュレーションを行った [68]。

7.1.2 運動方程式

シンクロトロン内の粒子は以下の運動方程式に従う。進行方向の運動は

$$\begin{cases} \frac{d\delta}{ds} = \frac{\beta c}{\eta} \left(\frac{\nu_{s0}}{R} \right)^2 \tau \\ \frac{d\tau}{ds} = -\frac{\eta}{\beta c} \delta \end{cases} \quad (7.1)$$

$$\quad (7.2)$$

横方向の運動は Twiss パラメータを用いて

$$\begin{pmatrix} x_{n+1} \\ x'_{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ \gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ x'_n \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

$$\mu = 2\pi(\nu_{\beta 0} + \xi\delta) \quad (7.4)$$

と表される。 δ は縦方向の運動量のズレ ($\Delta p/p$)、 τ は縦方向の位置、 η はスリッページファクタ (付録参照)、 ν_{s0} はシンクロトロンチューン、 R はリングの平均半径、 $\nu_{\beta 0}$ はベータトロンチューン、 ξ はクロマティシティである。

(7.2) はシンプテクティックオイラー法によって離散化し [69]

$$\begin{cases} \delta_{n+1} = \delta_n + \frac{\beta c}{\eta} \left(\frac{\nu_{s0}}{R} \right)^2 \Delta s \tau_{n+1} \\ \tau_{n+1} = \tau_n - \frac{\eta}{\beta c} \Delta s \delta_n \end{cases} \quad (7.5)$$

$$(7.6)$$

とした。この運動方程式を個々のマクロ粒子について解く。RF バケツをビーム試験と同様に 64 等分する。その各スライス内に入っている粒子数及びその横方向の位置から電荷分布、 Δ 信号、バンチの平均位置をビームがリングを一周する毎に求める (図 7.1)。

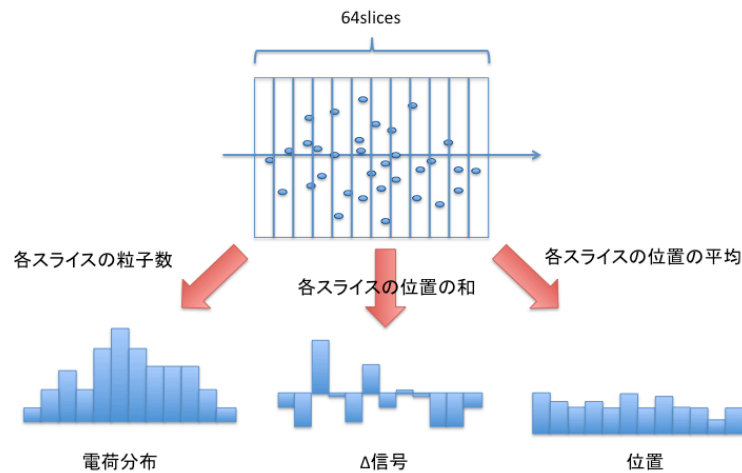


図 7.1: シミュレーションの概要

7.1.3 フィードバックキックの導入

BxB フィードバックシステムの場合

BPM からの出力信号は 5 章で見たように BPM の伝達関数がかかっている。BxB フィードバックで用いている BPM の信号は微分されたような形で出力される。J-PARC MR の BxB フィードバックシステムの場合、BPM の信号のピーク値をサンプリングしてこの値で Δ 信号¹ を計算し、デジタルフィルタを通してベータトロン振動を抽出している。シミュレーションでは Δ 信号のみを計算しているため、BPM の出力を再現できない。そこで Δ 信号を微分した後 Infinite Impulse Response (IIR) フィルタをかけて平滑化し、そのピーク値でキック量を計算することで近似的に BxB フィードバックシステムのキックを再現した (図 7.2)。

¹5 章で見たように、左右の出力の差信号のことである。

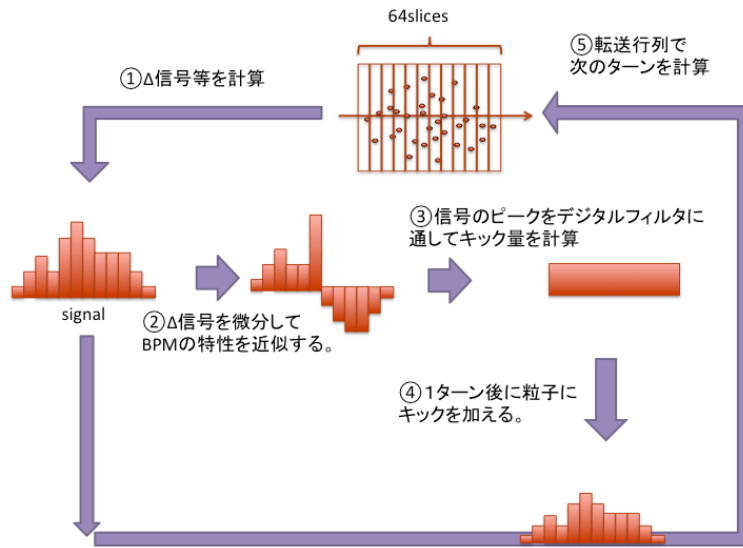


図 7.2: BxB フィードバックシステムのシミュレーション方法

IB フィードバックシステムの場合

IB フィードバックの場合は前章で述べたように BPM の Δ 信号を積分することで再構成している。現在は BPM 信号を積分すればビーム電流が再構成できるため、ここでは Δ 信号を直接用いて、各スライス毎にデジタルフィルタを通してベータatron振動を抽出しキック量を計算している (図 7.3)。

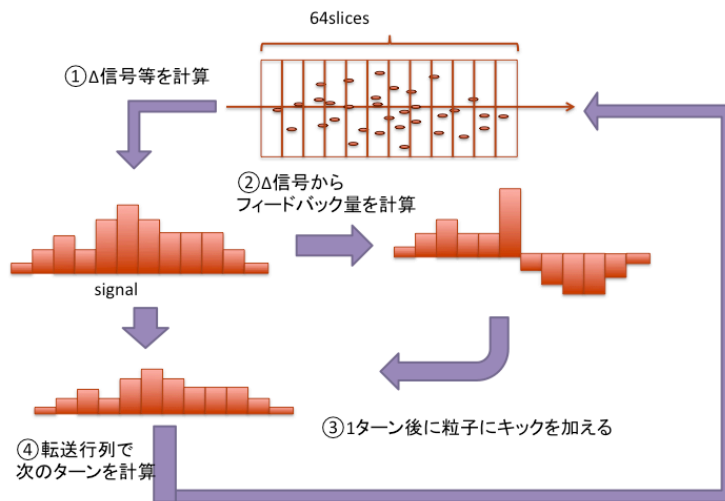


図 7.3: IB フィードバックシステムのシミュレーション方法

このように計算された n ターン目のキック量 k'_n は 1turn 後にある定数 K をかけて、

$$\begin{pmatrix} x_{n+1} \\ x'_{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ \gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ x'_n \end{pmatrix} + K \begin{pmatrix} 0 \\ k'_n \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

と加えられる。

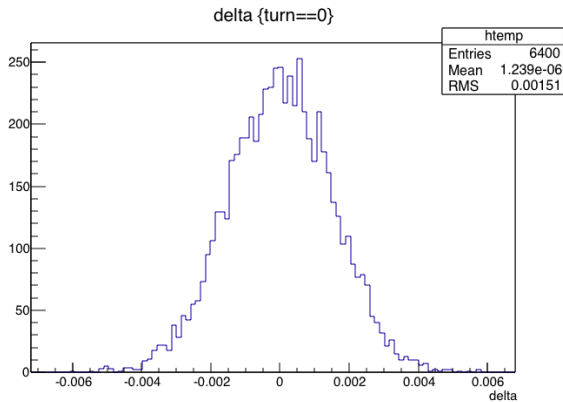
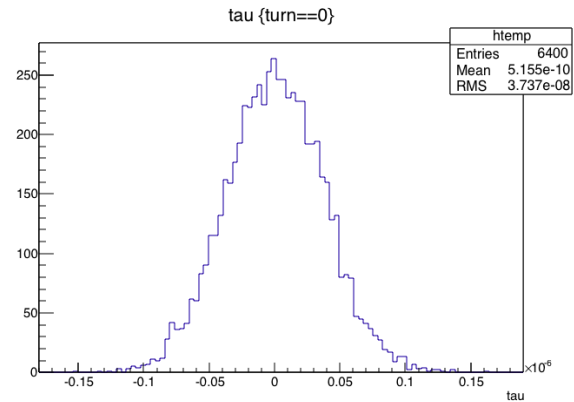
7.1.4 条件、ビームパラメータ

ビームパラメータはビーム試験と同様に設定した。エネルギーは 3GeV DC, ウェイク場は考慮に入れていない²。空間電荷によるチューンの広がりや RF によるジッターなども考慮に入れなかった。ノイズについてはフィードバックについては影響がないため考慮に入れていない(詳細は後述)。ビームパラメータを表 7.1 に載せる。デジタルフィルタのパラメータは実験で用いたパラメータと同じ値。Twiss パラメータは 159 番目の 4 極電磁石での値を使用している。 δ と τ について初期条件はガウシアンを仮定した(図 7.4、図 7.5)。

表 7.1: シミュレーションで使したパラメータ及び条件

| | |
|-------------------------------------|----------------------------------|
| インテンシティ | 2.7×10^{13} |
| マクロ粒子数 | 6400 |
| エネルギー | 3GeV |
| バンチ数 | 1 |
| ベータトロンチューン | 0.41 |
| シンクロトロンチューン | 0.002 |
| 平均半径 | $1568.0/2\pi$ |
| クロマティシティ | 0.15 |
| 転移エネルギー γ_t | 31.7 i |
| momentum connection factor α | $1/\gamma_t^2$ |
| slippage factor η | $\alpha - \frac{1}{\gamma^2}$ |
| バンチ長 τ_0 | 50ns |
| Twiss α | -0.45896 |
| Twiss β | 15.5835 |
| Twiss γ | $(1 + \alpha^2)/\beta$ |
| 初期条件 x | 0.001(m) |
| 初期条件 x' | 0 |
| 初期条件 δ | gaussian |
| 初期条件 τ | gaussian |
| 初期条件 σ_τ | $\tau/2$ |
| 初期条件 μ_τ | 0 |
| 初期条件 σ_δ | $\frac{\tau v_{s0} \beta c}{2R}$ |
| 初期条件 μ_δ | 0 |

²不安定性によるビームロスにはビーム試験ではなかったため近似できる

図 7.4: δ の初期条件図 7.5: τ の初期条件

7.2 フィードバックシステムの特徴

このシミュレーションを 10000 ターンまで実行し³、フィードバックシステムの特徴を調べた。ゲインはフィードバックが最大になるような定数 K を選んだ(後述)。

7.2.1 バンチ形状

Δ 信号を 100 ターン目から 5 ターンごとに 10 回プロットしたのが図 7.6~ 図 7.8 である。

また、各スライスを 100 ターンごとにフーリエ変換してベータトロン振動数の振幅の時間発展を表したのが図 7.9~ 図 7.11 である。

図 7.6 と図 7.7 ではほとんど変化が無いように見えるが、100 ターン付近では BxB フィードバックでは振動がほとんど抑えられていないためである。より長い時間スケールで見ると図 7.9, 図 7.10 からわかる様に BxB フィードバックシステムでもある程度ベータトロン振動を抑えられている。また、IB フィードバックの方が BxB フィードバックとくらべてベータトロン振動(内部振動)を非常に早く抑えることができているのが確認できる。

実験結果(図 6.25~ 図 6.27)と比較すると波形が大きく異なるが、これは BPM の機械的なオフセットがあるためで適当な大きさのオフセットをガウシアンで与えると図 7.12~ 図 7.14 のようになる。

これらの図より、フィードバックシステムの挙動をある程度再現出来ていることを確認した。

7.2.2 バンチの位置

各スライスの位置を 100 ターン目から 5 ターンごとに 10 回プロットしたのが次の図 7.15~ 図 7.17 である。

IB フィードバックの場合、バンチの中心の位置は中心に収束しているがバンチの両端は位置がほとんど収束していない。これはフィードバックキックの計算の際に Δ 信号を用いているためである。バンチの端の方は粒子数がほとんど無く(図 7.18)、 Δ 信号が小さいためキック量も小さくなる⁴。しかし、バンチ内でシンクロトロン運動をするとバンチ内での位置が変わるため、シンクロトロン振動 1 周期以内には、すべての粒子を収束できると考えられる。これらの図からフィードバックシステムがシミュレーションに置いてビームの位置を中心に収束させることを確認した。

³加速器で一万回周回したことに対応する。

⁴図 6.7 より実験からも確認できる

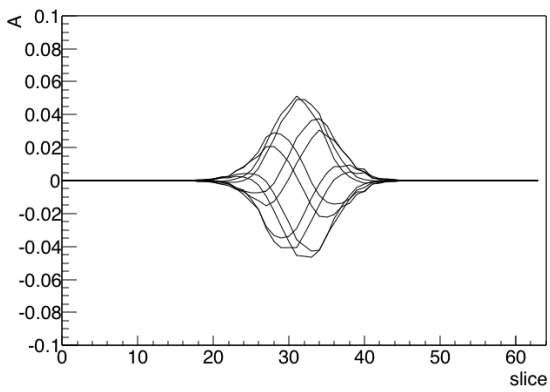


図 7.6: フィードバック off の時のバンチ内振動

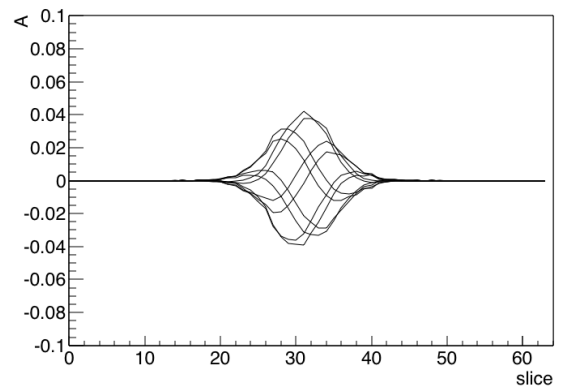


図 7.7: BxB フィードバックシステム on の時のバンチ内振動

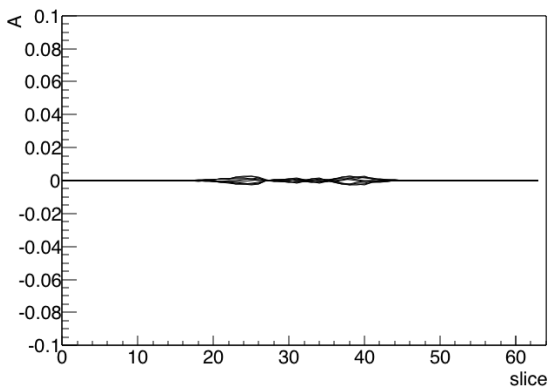


図 7.8: IB フィードバックシステム on の時のバンチ内振動

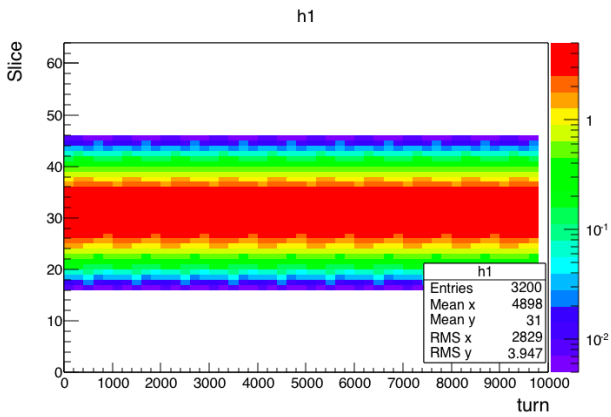


図 7.9: フィードバック off の時のバンチ内でのベータトロン振動の発展

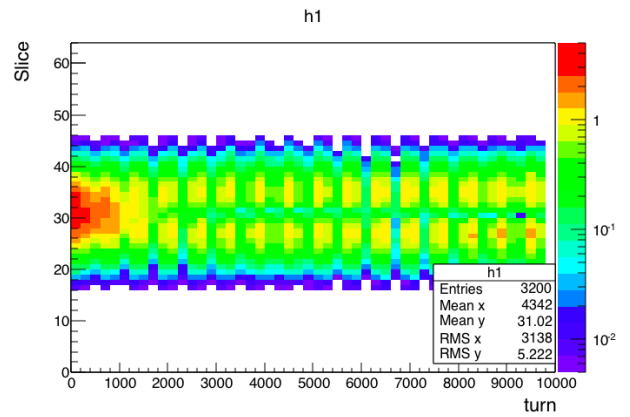


図 7.10: BxB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の発展

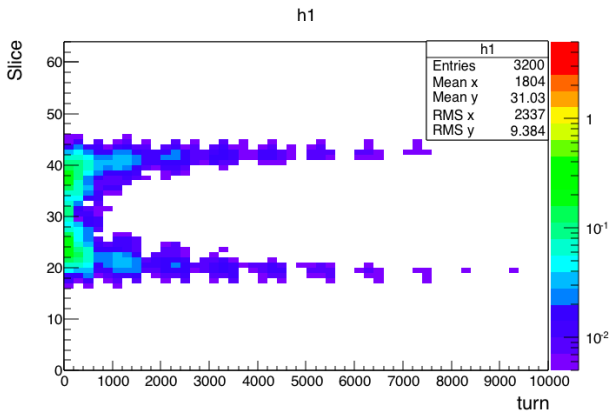


図 7.11: IB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の発展

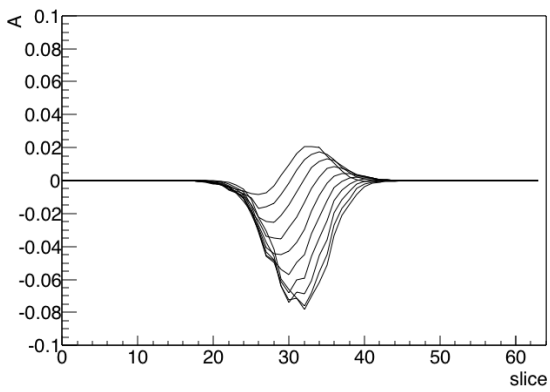


図 7.12: フィードバック off の時にオフセットを加えた時の内部振動

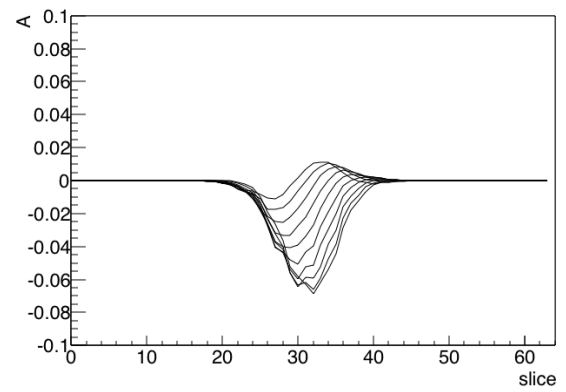


図 7.13: BxB フィードバック on の時にオフセットを加えた時の内部振動

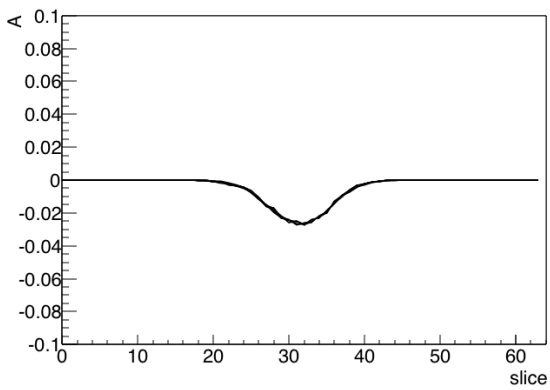


図 7.14: IB フィードバック on の時にオフセットを加えた時の内部振動

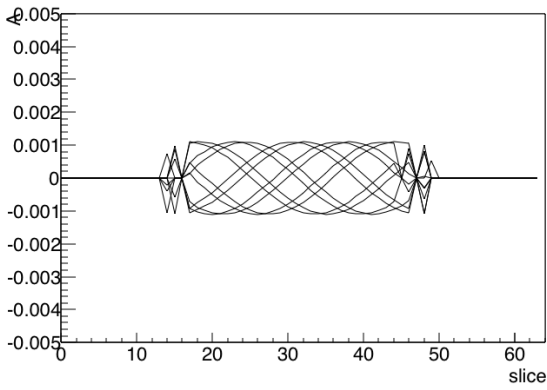


図 7.15: フィードバック off の時のビームの平均位置

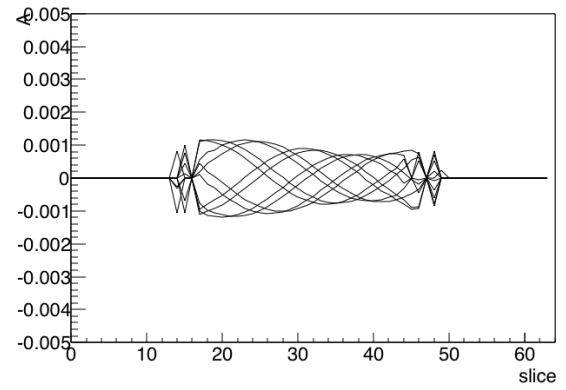


図 7.16: BxB フィードバック on の時のビームの平均位置

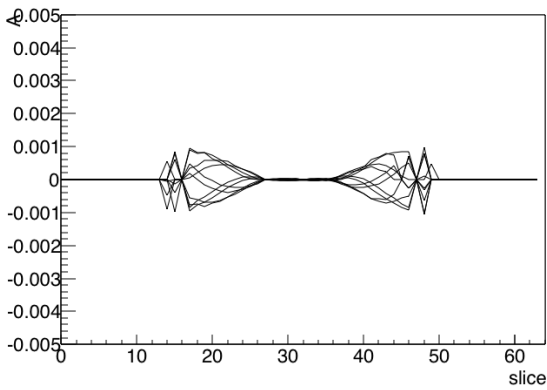


図 7.17: IB フィードバック on の時のビームの平均位置

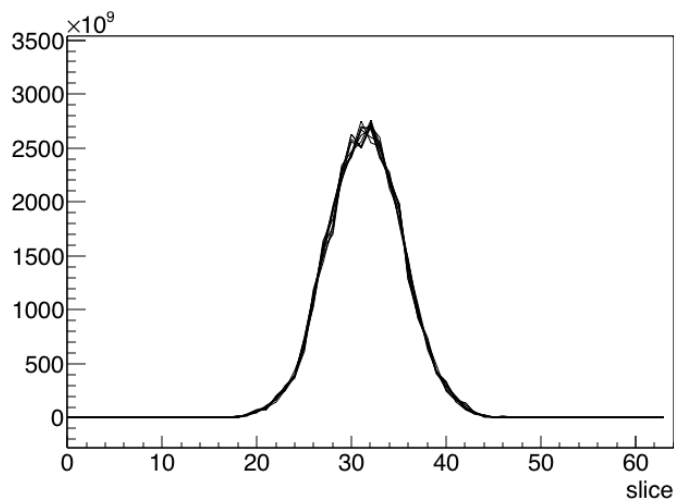


図 7.18: シミュレーションでの粒子数分布

7.2.3 ベータトロン振動の振幅の減少

△信号の30スライス目を、ターンごとにプロットしたのが次の図7.19～図7.21である。また、100ターン毎にフーリエ変換をかけて、周波数とターンの二次元プロットを図7.22～図7.24を示す。IBフィードバックの場合、100ターン以内にベータトロン振動を減少できているのが確認できる。

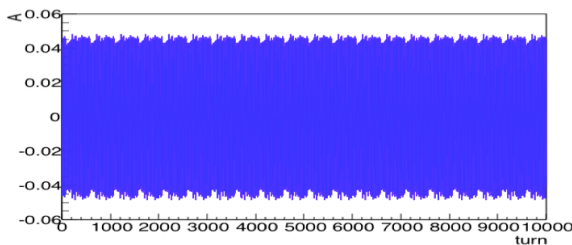


図 7.19: フィードバック off の時のベータトロン振動の遷移

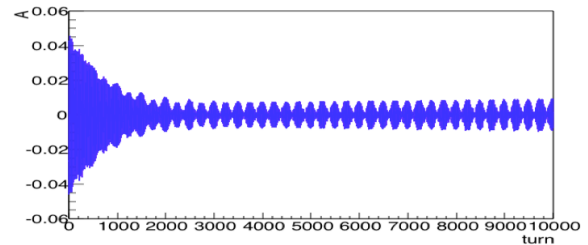


図 7.20: BxB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移

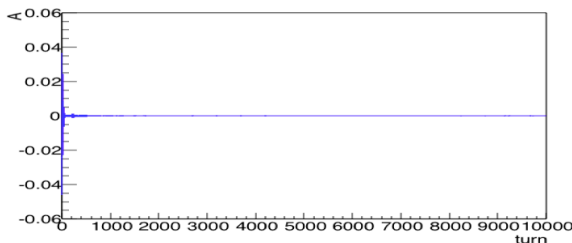


図 7.21: IB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移

7.2.4 ゲイン

BxBフィードバックとIBフィードバックでの定数Kを比較すると、BxBフィードバックでは微分した後IIRフィルタをかける際に手で大きさを調整しているため、IBフィードバックと単純にKを比較することができない。そこで、出力(蹴り角)/入力(△信号)を新たにゲインと定義して計算した。ターンごとに位相が変化するため200ターン分のRMSを取ることでゲインを比較した(図7.25)。

BxBフィードバックの場合(赤線)は全体に一樣なキックを加える為、△信号に対する出力は△信号の小さいパンチの両端でゲインが大きく、中心付近では粒子数が多いため相対的にゲインが小さくなる。一方IBフィードバックでは(黒線)全体にほぼ一定のゲインがかかっているのが確認できる。また、一番粒子の多い中心付近を比較するとBxBフィードバックよりも大きなゲインを得られることがわかる。つまり、IBフィードバックはBxBフィードバックよりもより強力にフィードバックをかけることが可能であることが確認できる。また、Kを変えた時の収束時間(ターン)を調べた⁵。収束時間には中心でのKを比較した。収束時間は10000ターン目から前に戻りながら△信号のピーク値を探していくことで包絡線を作成した(図7.26)。

この包絡線に対して

$$f(t) = A \exp(-t/\tau) + B \quad (7.8)$$

⁵BxBのKがIBフィードバックのKと一致するようにIIRフィルタのゲインを調整して、入力信号の大きさが同じになるようにしている

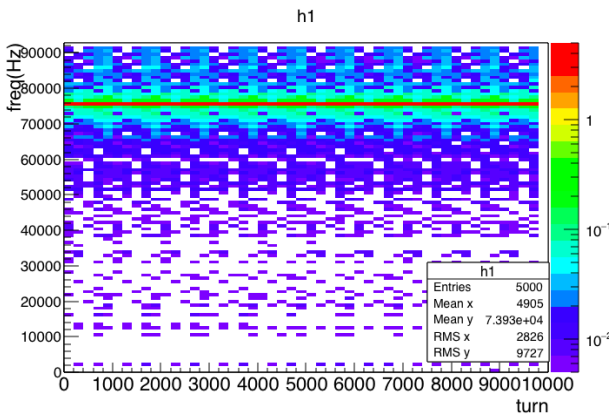


図 7.22: フィードバック off の時のスペクトログラム

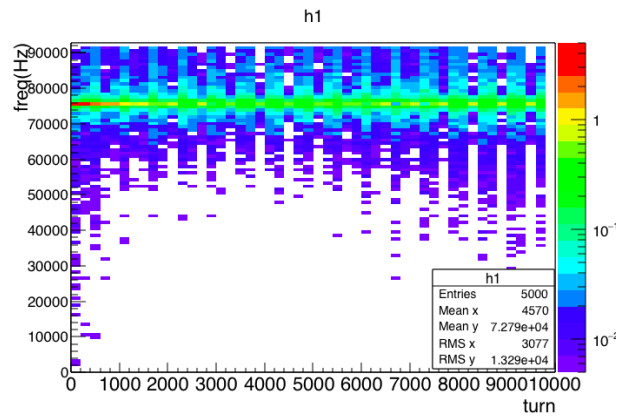


図 7.23: BxB フィードバック on の時のスペクトログラム

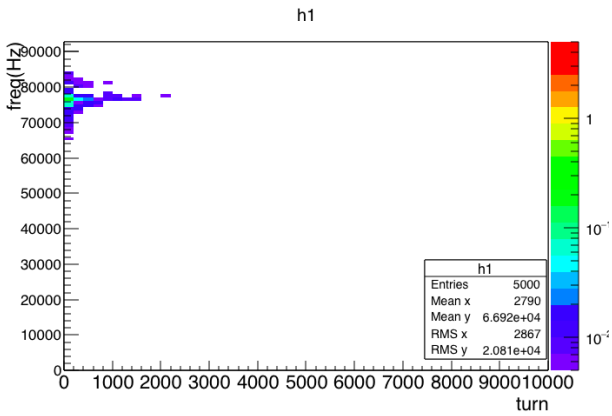


図 7.24: IB フィードバック on の時のスペクトログラム

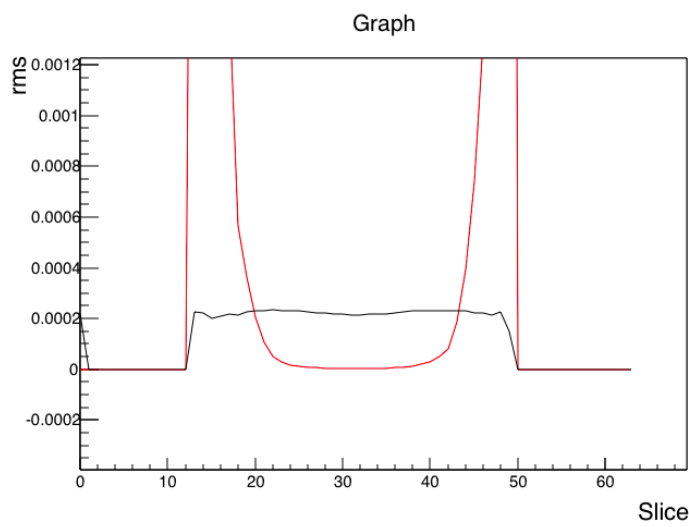


図 7.25: ゲインの比較 黒:IB フィードバック, 赤:BxB フィードバック

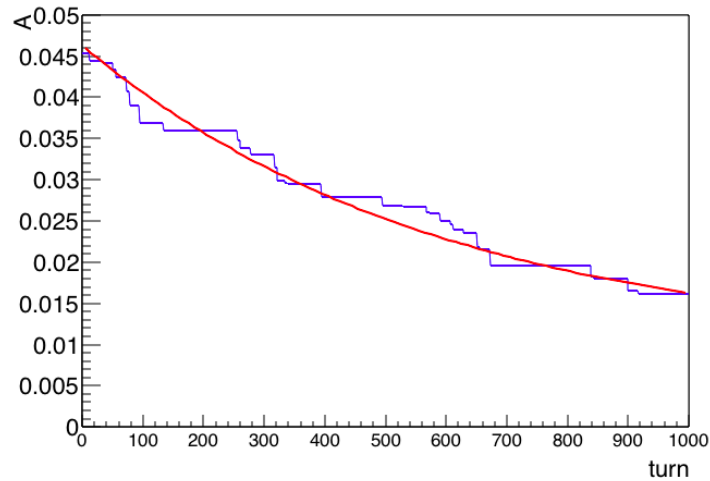


図 7.26: Δ 信号の包絡線 (BxB フィードバックの場合)

でフィットし τ を K 毎に求めたのが図 7.27 である。

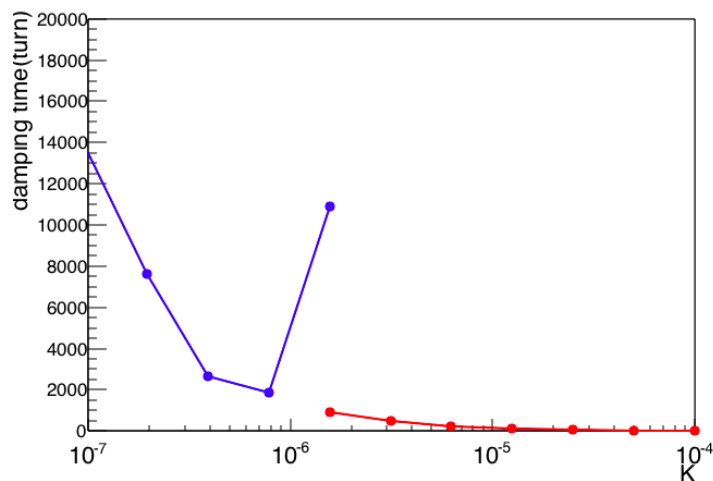


図 7.27: K 毎の収束時間 青:BxB フィードバック、赤:IB フィードバック

BxB フィードバック (青線) よりも IB フィードバック (赤線) の方がより、K を大きくすることができ、収束時間も早くなることを確認した。

7.2.5 クロマティシティ

クロマティシティ ξ が大きくなると縦方向の動きに対して位相の変化が大きくなるため、内部振動も激しくなる。(図 7.28~7.30) クロマティシティを変化させた時⁶の IB フィードバックでの収束を調べた。

⁶現実には 6 極電磁石の強さを変えることでクロマティシティを変化させることができる。ここでは考慮に入れていないがクロマティシティによって不安定性の強さも変化するので重要なパラメータである。利用運転では $\xi = -1 \sim -4$ 程度で運転をしている。

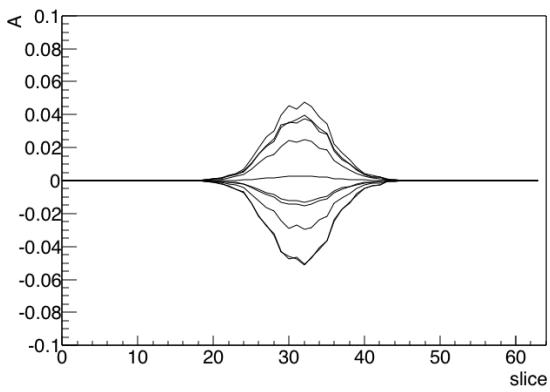


図 7.28: フィードバック off、 $\xi = 0$ の時のバンチ内振動

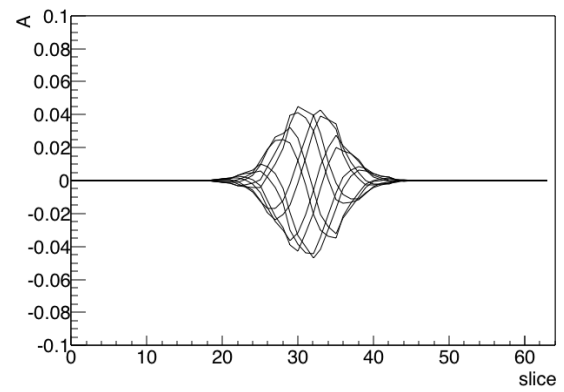


図 7.29: フィードバック off、 $\xi = -1.0$ の時のバンチ内振動

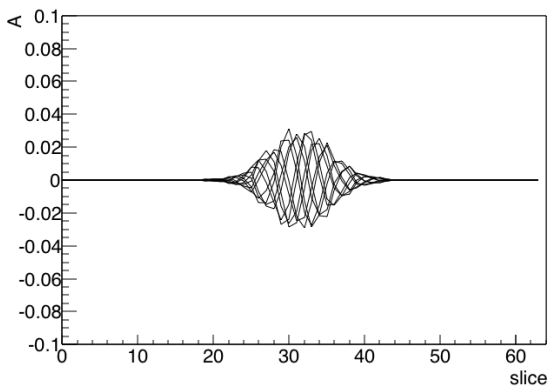


図 7.30: フィードバック off、 $\xi = -2.5$ の時のバンチ内振動

バンチ内振動の抑制

IB フィードバックをかけた時のバンチの様子を図 7.31~ 図 7.33 に示す。また、バンチ内でのベータトロン振動の時間発展を図 7.34~ 図 7.36 に示す。

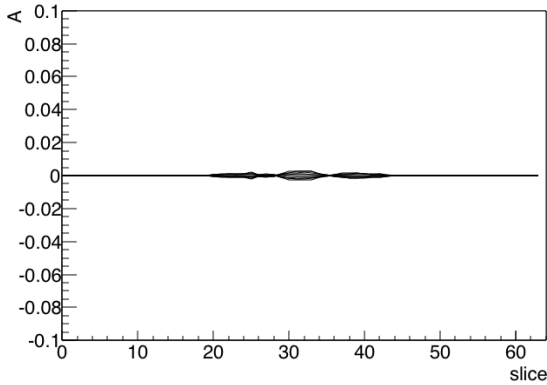


図 7.31: IB フィードバック on、 $\xi = 0$ の時のバンチ内振動

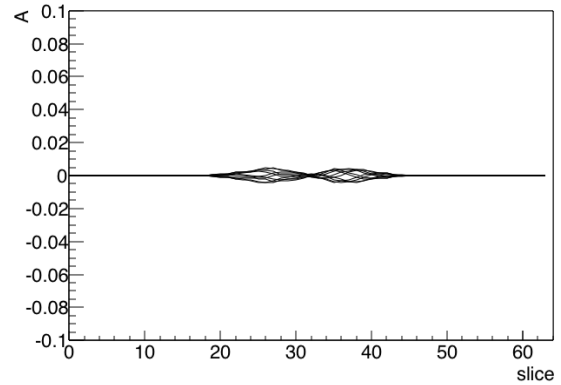


図 7.32: IB フィードバック on、 $\xi = -1.0$ の時のバンチ内振動

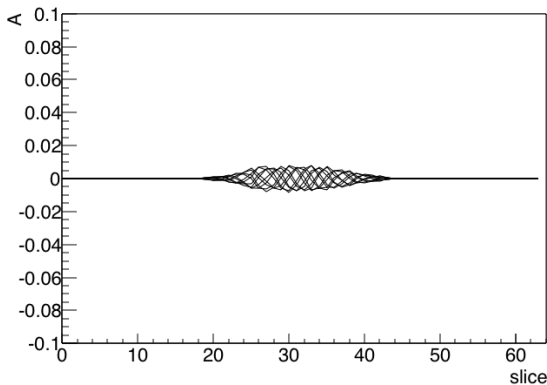


図 7.33: IB フィードバック on、 $\xi = -2.5$ の時のバンチ内振動

僅かではあるがクロマティシティが大きくなるに連れて、ベータトロン振動の抑制が悪くなっているのが確認できる。

ベータトロン振動の抑制

図 7.37~ 図 7.39 にベータトロン振動の変化を示す。クロマティシティの変化でも最初の収束時間はさほど変化していないが 2 つ目のピークがクロマティシティが大きくなるにつれて大きくなっているのがわかる。

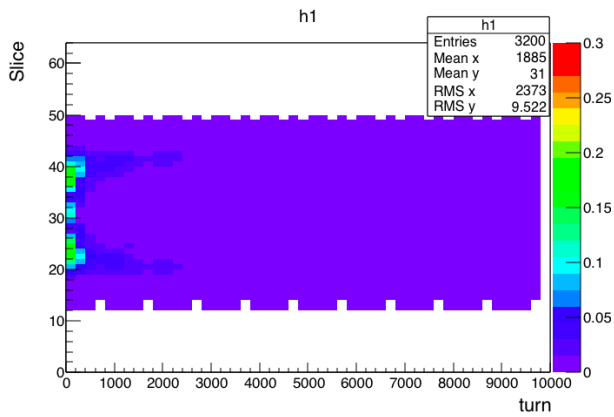


図 7.34: IB フィードバック on、 $\xi = 0$ の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移

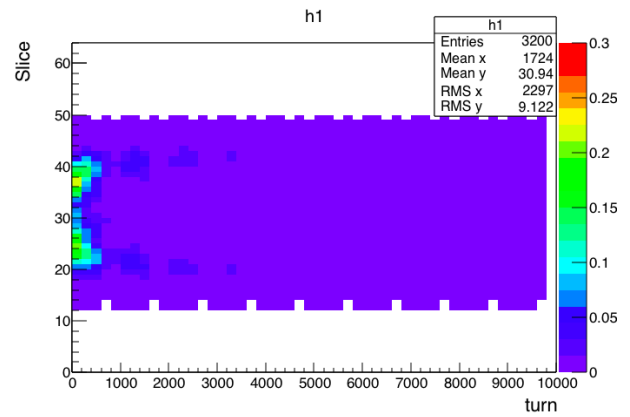


図 7.35: IB フィードバック on、 $\xi = -1.0$ の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移

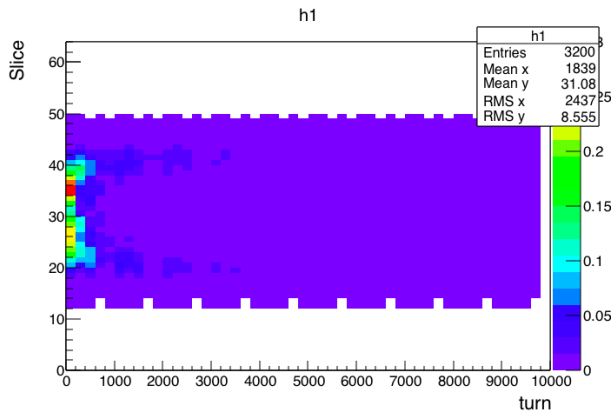


図 7.36: IB フィードバック on、 $\xi = -0.25$ の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移

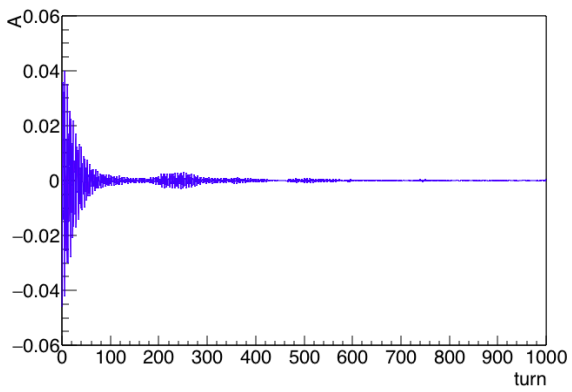


図 7.37: IB フィードバック on、 $\xi = 0$ の時のベータトロン振動

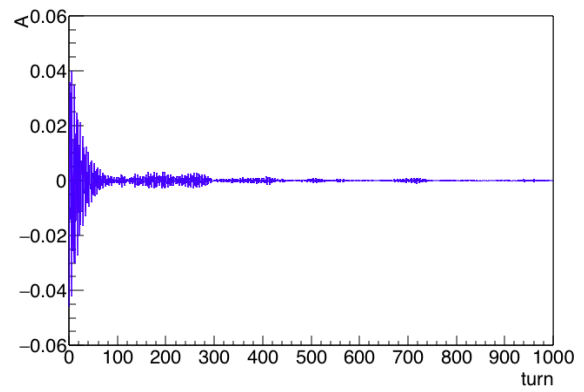


図 7.38: IB フィードバック on、 $\xi = -1.0$ の時のベータトロン振動

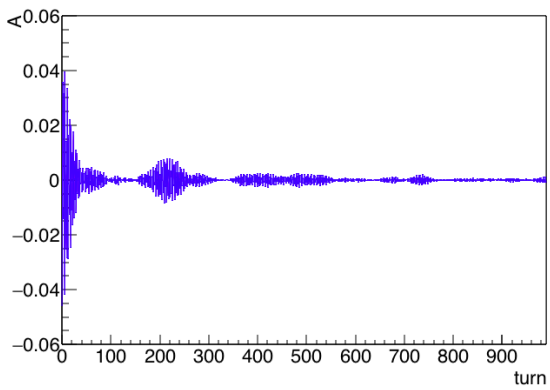


図 7.39: IB フィードバック on、 $\xi = -2.5$ の時のベータトロン振動

7.2.6 議論

7.2.7 実験との比較

ビーム試験の結果(6章)ではフィードバックがオフの時に一度ベータatron振幅が大きくなってダンプしているのに対し、シミュレーションでは常に一定のベータatron振動が起きている。また BxB フィードバックの時にビーム試験の結果ではダンプする様子がはっきり確認できないなどシミュレーションとビーム試験結果では少し挙動が異なっている。これはビーム試験ではシミュレーションで考慮に入れない効果(その他のダンピングメカニズム)のためであると思われる。シミュレーションとビーム試験でのスペクトログラムからのダンピング時間を表 7.2 にまとめる⁷。シミュレーションでは、ダンピングが最大になる K を選んでいる。

表 7.2: シミュレーションと試験でのダンピング時間

| | 試験結果 | シミュレーション |
|-------------|--------|----------|
| BxB フィードバック | ~ 1200 | ~1500 |
| IB フィードバック | ~ 80 | ~ 50 |

シミュレーションとビーム試験結果とオーダーは一致しており、フィードバックとしての特性を定性的に再現することができたと考えられる。しかし現在問題になっているのは加速中における不安定性であるためウェイク場や加速を考慮に入れたシミュレーションが必要である。また BxB フィードバックは本来バンチ同士の結合で起きる不安定性の抑制のために作られているので複数のバンチでの影響を考慮する必要がある。

ノイズ

ノイズを考慮に入れなくても問題ないのはデジタルフィルタによってベータatron振動数(付近)のみを選択しているためである。そのため、信号に多少のノイズが入っていたとしてもフィードバックシステムへの影響はない⁸。キックを加えるまでにのるノイズは影響を及ぼす可能性があるが、キッカー電流は数百アンペア程度あるため途中でノイズが乗ったとしてもほぼ無視できるレベルであるため問題は無いと考えられる。しかし実際には、ノイズが大きいと、調整が難しくなる、ダイナミックレンジがノイズで制限されるなど、運転に影響を及ぼすため無い方が望ましい。

7.3 まとめ

IB フィードバックシステムと BxB フィードバックシステムについてマクロ粒子シミュレーションを行った。その結果、定性的ではあるが IB フィードバック及び、BxB フィードバックの特性を再現することに成功した。また、シミュレーションにおいても IB フィードバックの方が BxB フィードバックより強力にフィードバックをかけるというビーム試験の結果を再現することができた。より現実に近づけるにはウェイク場、RF など現在考慮に入っていない効果を加えていく必要がある。

⁷ゲイン(定数 K)は、BPM の出力、フィルタのゲインが IB フィードバックと BxB フィードバックで異なる為詳細な実験が必要である。

⁸そもそも、キッカーの蹴り角が最大 $3\mu\text{rad}$ と非常に弱い

第8章 利用運転におけるフィードバックシステム

8.1 利用運転

この章では、ニュートリノ利用運転で果たした Intra-bunch(IB) フィードバックの役割を述べる。

8.1.1 T2K の反ニュートリノモード運転

2014年5月から7月までを T2K Run5、2014年10月から2014年12月までを T2K Run6 と呼ぶ。Run5 から T2K 実験ではホーンの極性を反転させ、反ニュートリノモードでの実験を開始した。反ニュートリノビームでの運転は日本では初めてのことである。

図 8.1 に反ニュートリノビーム運転でのスーパーカミオカンデでの初めての事象を示す。

8.1.2 標的に当たった陽子数

T2K 実験でこれまでに取得した積算 POT 及び、Run5 と Run6 の期間中に取得した粒子数 POT を図 8.2 と図 8.3 に示す。この期間で 2.07×10^{20} POT を取得しこの内反ニュートリノモードを 1.81×10^{20} POT 取得した。これは T2K に割り当てられている総 POT 7.8×10^{21} POT の約 2.6%にあたる。

2014年11月30日頃から現在の J-PARC MR の最高強度である 260kW を達成した。

8.2 利用運転でのフィードバックシステム:T2K Run5

IB フィードバックは2014年5月16日から x 方向、6月4日から y 方向が利用運転に導入された。

Bunch by Bunch (BxB) フィードバックをオンの状態で Intra-bunch(IB) フィードバックの x 方向、y 方向をそれぞれオン、オフの組み合わせで粒子数を測定した。(図 8.4)

3章で説明したように、MR では RCS から 2 バンチ毎に 4 回入射している。その様子が粒子数が 4 回増えていることから確認できる。この内の 3 回目、4 回目の入射が 6 章で説明した入射キッカーの磁場によって蹴られている部分である。図 8.4 の 3 回目の入射付近を拡大したのが図 8.5 である。

IB フィードバックがオフの時はビームが 350W ロスしているのに対し、IB フィードバックがオンは 170W までビームロスが減少していることが確認できた。また、y 方向のみより x 方向のみの方がロスが少なくなっている。これは入射キッカーで蹴られるロスを IB フィードバックで大きく改善できたことを示している。

4章で説明した様にクロマティシティ ξ を大きくすることで不安定性を抑制できるが、同時に共鳴によるロスも生じるためできるだけ ξ は 0 に近いほうが望ましい。IB フィードバックの導入で利用運転において $\xi = -4$ までしか下がらなかったクロマティシティを $\xi = -1$ 程度まで下げることができるのを確認した [45]。

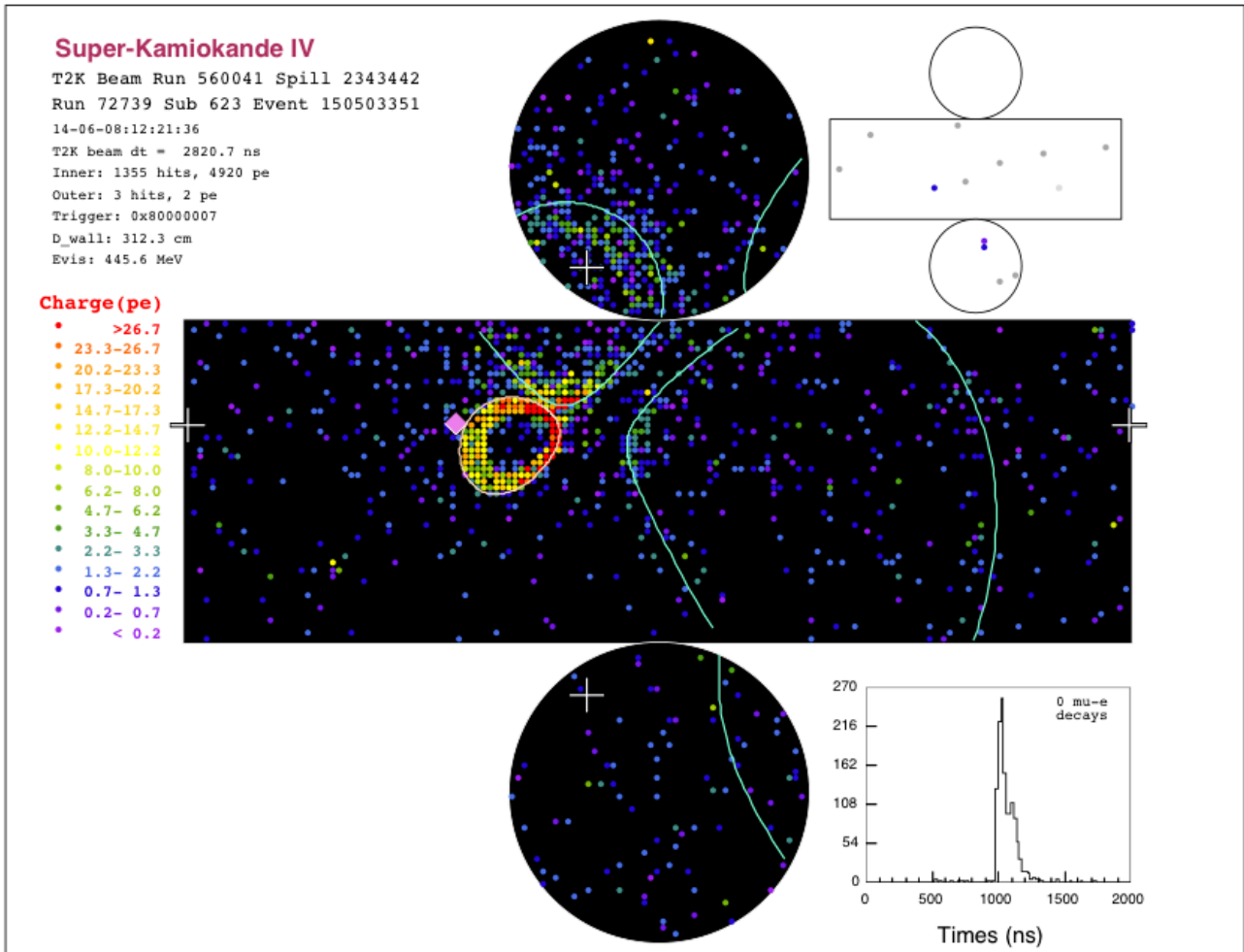


図 8.1: SK で初めて観測された反ニュートリノビームでのニュートリノ事象

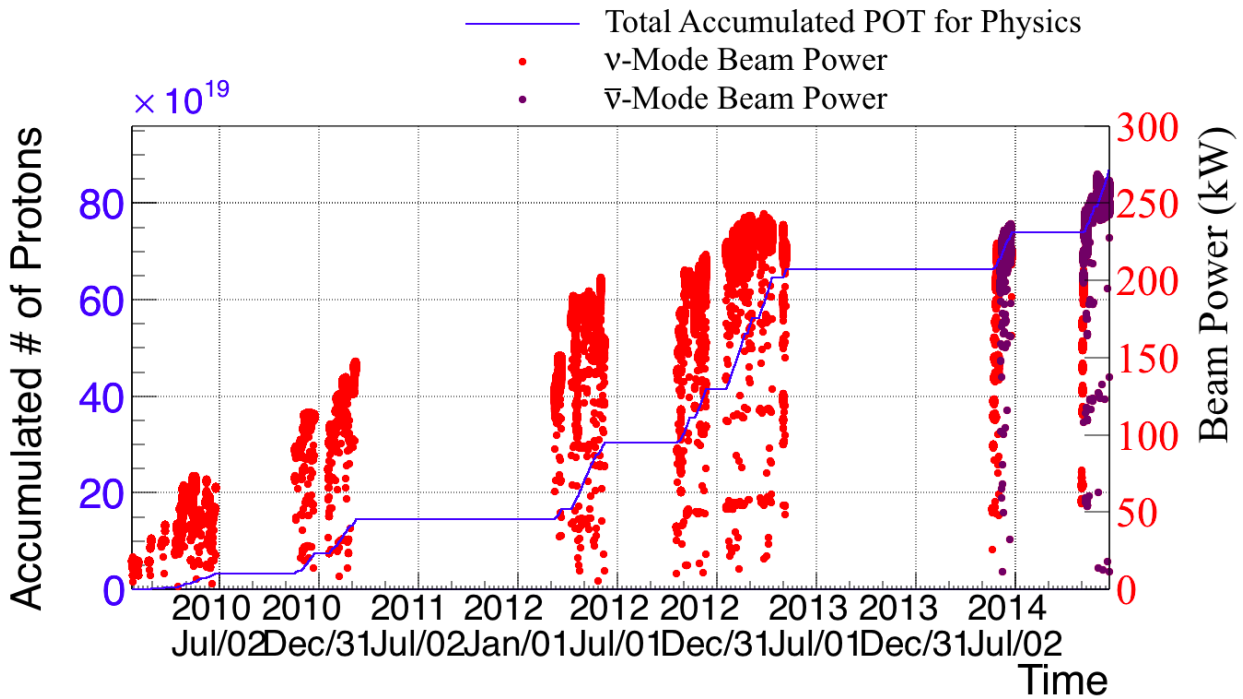


図 8.2: T2K でこれまでに取得した POT の履歴。点はその時のビーム強度、線は積算 POT の遷移を示している。

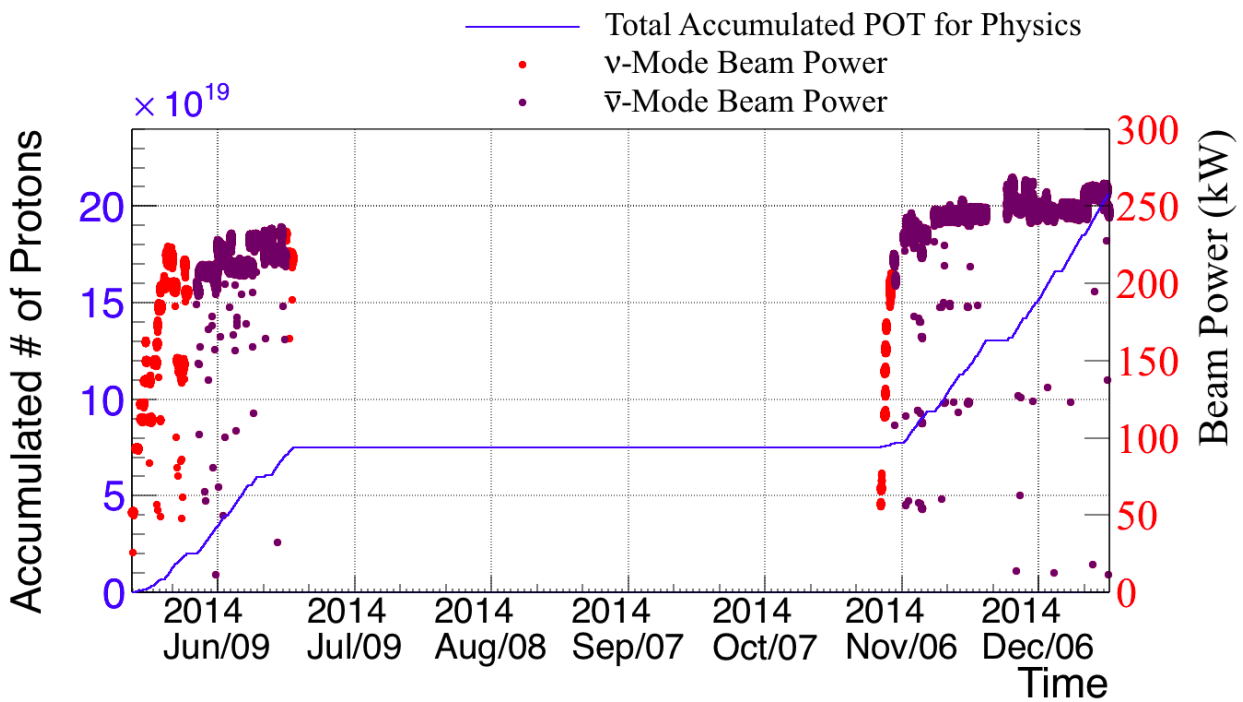


図 8.3: T2KRun5,T2KRun6 で取得した POT の履歴

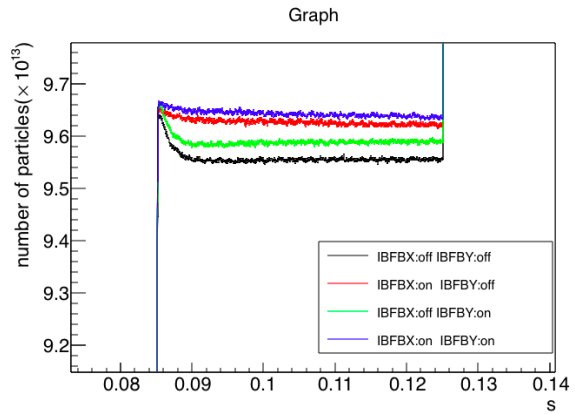
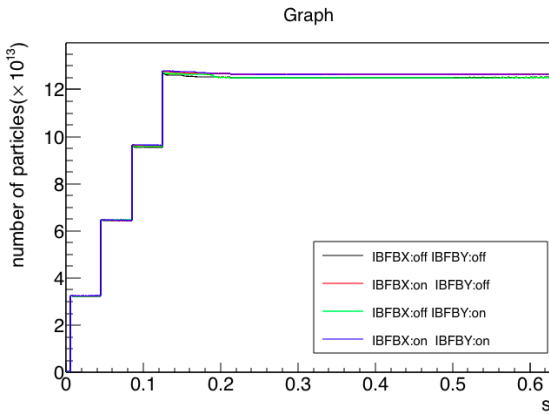


図 8.4: IB フィードバックを x 方向、y 方向をそれぞれ on、off にした時の粒子数

図 8.5: 3 回目の入射での粒子数。IB フィードバックが off の時より、on の時の方が粒子数が多くなっているのが確認できる。

6 月 11 日頃には原因不明の y 方向の不安定性が発生した¹。IB フィードバックとクロマティシティ調整を併用することで、不安定性を抑えることに成功した。(図 8.6, 図 8.7)

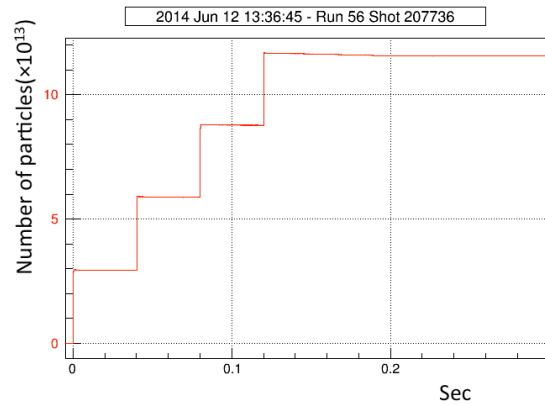
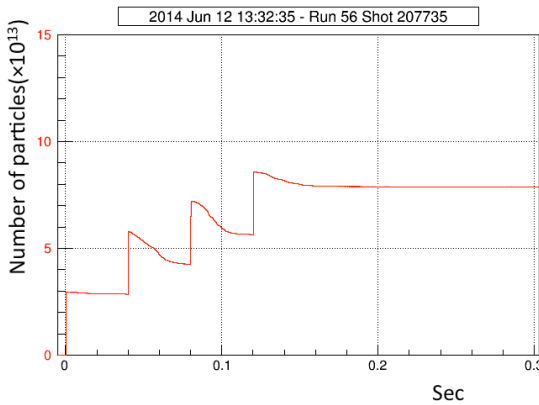


図 8.6: クロマティシティ補正 90%IB フィードバックオフの時の粒子数

図 8.7: クロマティシティ補正 91%,IB フィードバック on の時の粒子数

8.3 利用運転でのフィードバック:T2K Run6

T2K Run5 では y 方向のみであった不安定性が Run 6 では、x 方向でも発生した (図 8.8)。原因は不明であるが、T2KRun5 と環境 (後述) が変化した、上流 (RCS、LINAC) での状況が変化したなどの可能性が考えられる。

フィードバックシステムすべてオフの時のベータatron振動の遷移、スペクトログラム、バンチ内振動の様子及び、バンチ内のベータatron振動の遷移のプロットを x 方向、y 方向それぞれ図 8.9~ 図 8.16 にのせる²。

¹ 加速器の状況は日々変化するため、不安定性も起きたり起きなかったりする。そのため詳細な調査をしなければ、原因を特定するのは難しい

² プロットの条件はすべて 6 章と同じである。

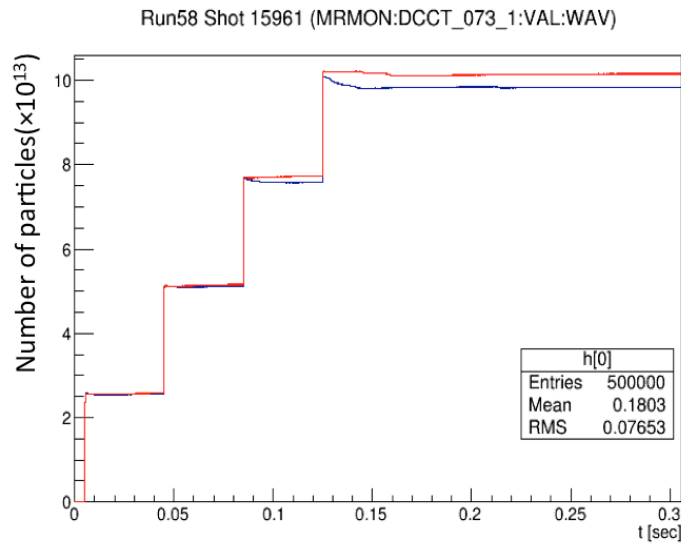


図 8.8: T2K Run6 中に観測された不安定性 青:フィードバックすべてオフ、赤すべてオン

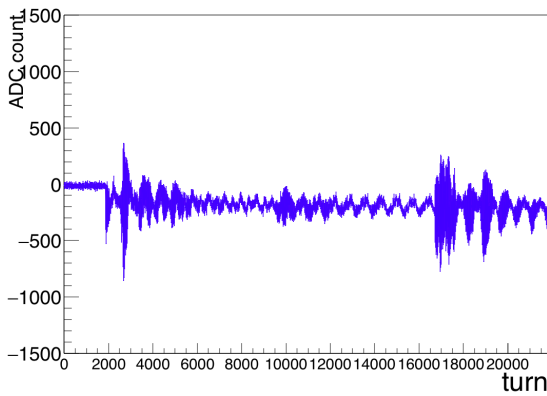


図 8.9: フィードバックオフの時の x 方向のベータトロン振動の時間発展

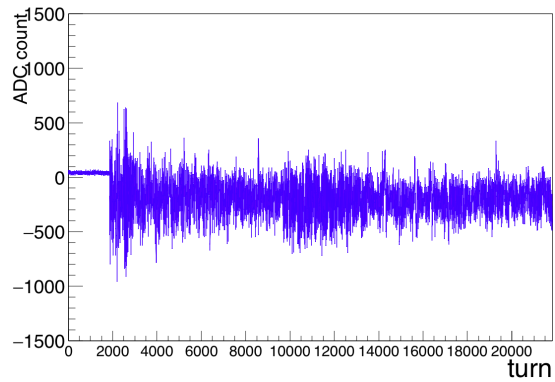


図 8.10: フィードバックオフの時の y 方向のベータトロン振動の時間発展

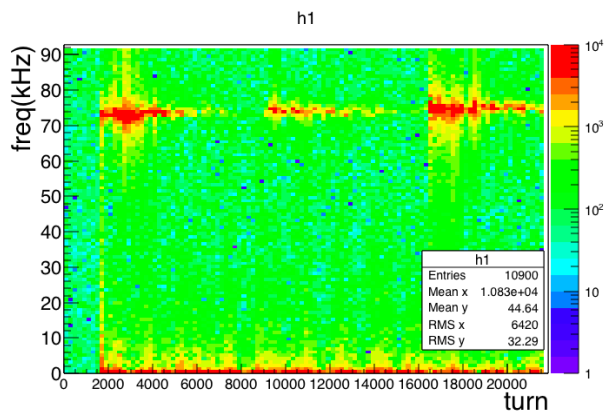


図 8.11: フィードバックオフの時の x 方向のスペクトログラム

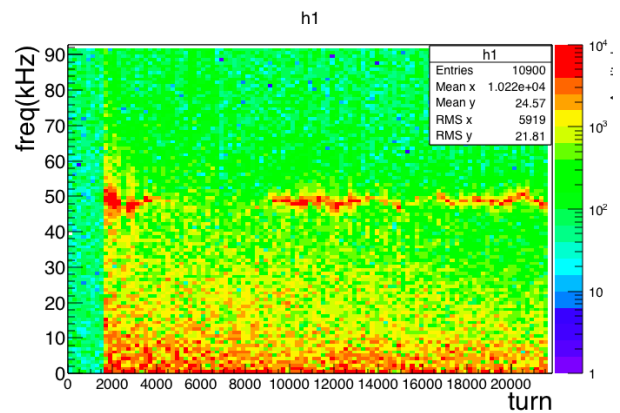


図 8.12: フィードバックオフの時の y 方向のスペクトログラム

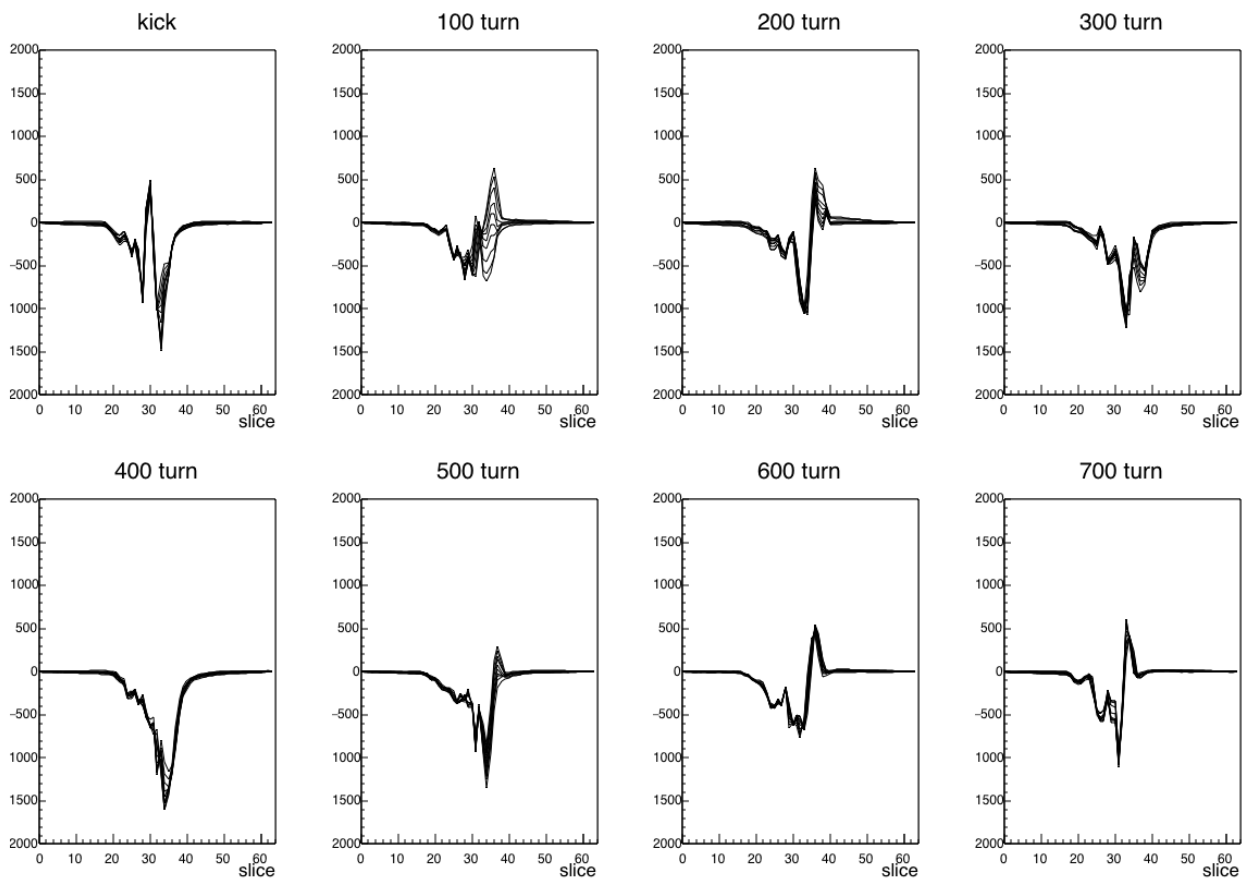


図 8.13: フィードバックオフの時の3回目の入射付近の x 方向のバンチ内振動の様子 (縦軸は任意スケール)

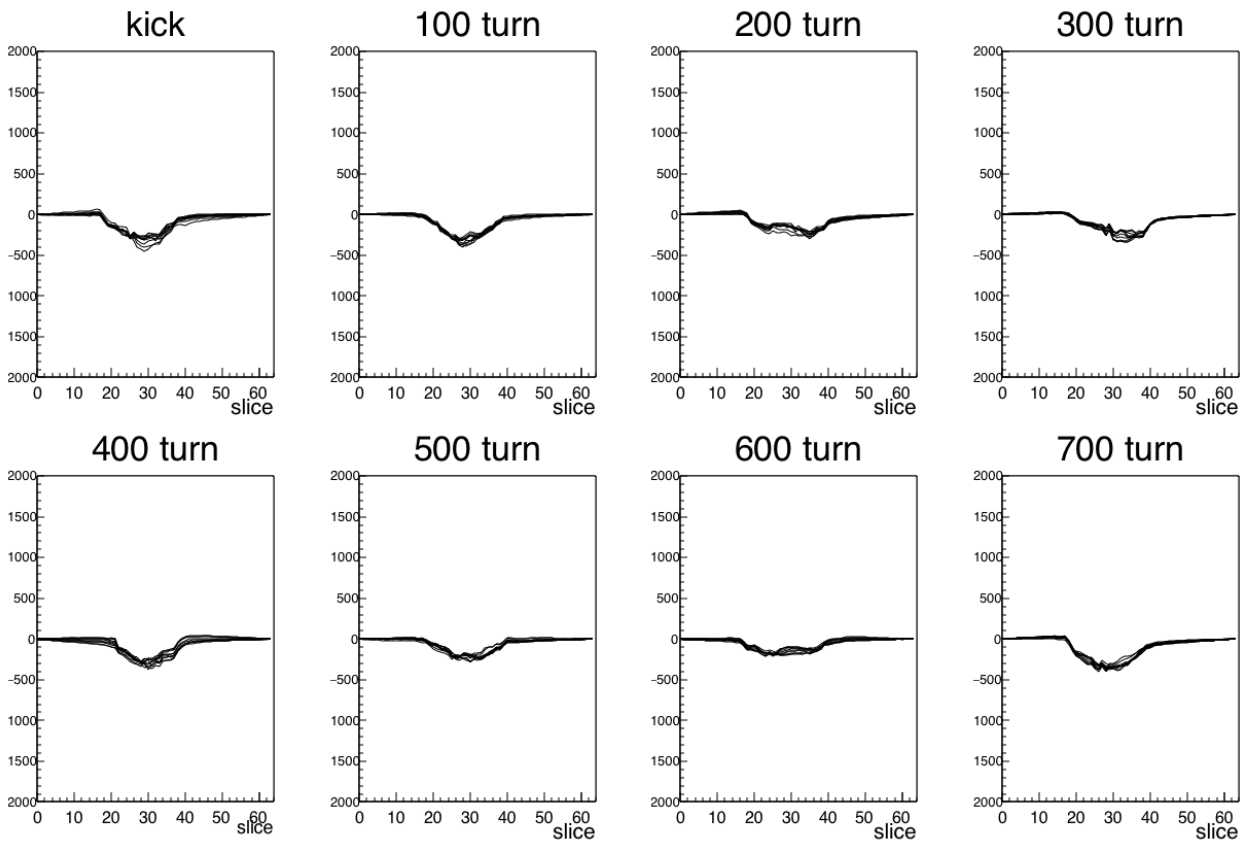


図 8.14: フィードバックオフの時の3回目の入射付近の y 方向のバンチ内振動の様子 (縦軸は任意スケール)

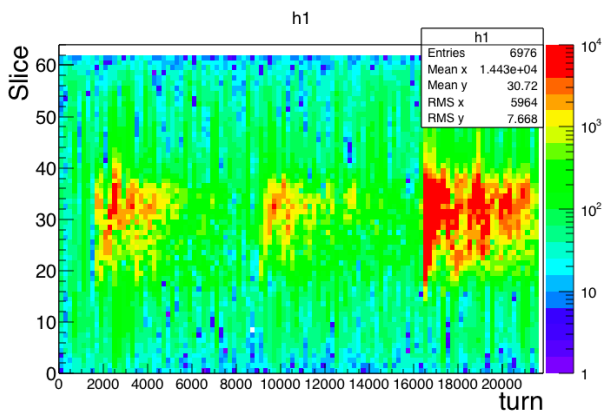


図 8.15: フィードバックオフの時の x 方向の内部振動のベータトロン振動の遷移

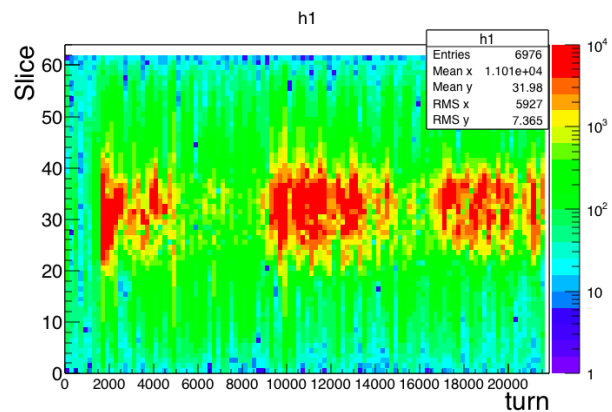


図 8.16: フィードバックオフの時の y 方向の内部振動のベータトロン振動の遷移

フィードバックシステムをすべてオンにした時のそれぞれの図を図 8.17~ 図 8.26 に示す。x 方向、y 方向とも大きなロスは見られず IB フィードバックによって不安定性を抑制することに成功したが、Run5 では抑制できていた 3 回目の入射付近 (16000 ターン付近) での内部振動は少し残ってしまっている。

また入射付近 (2000 ターン付近) にも抑えきれしていない内部振動が見えている。図 8.25 を見るとこの振動は、400 ターンほどでバンチの前から後ろにかけて (図 8.25 では下から上) 振動が遷移しているのが確認できる。このような振動は現在のフィードバックではスライス毎にしかかけることができないため、抑えることが難しい。

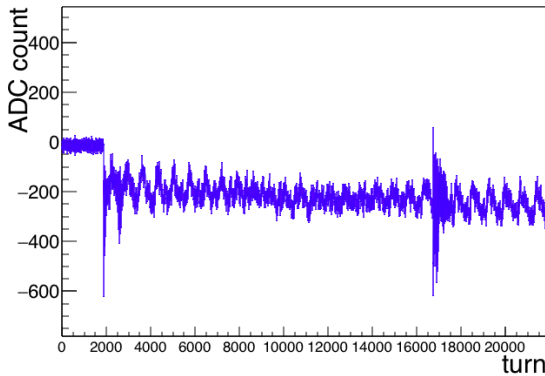


図 8.17: フィードバックすべて on の時の x 方向のベータトロン振動の時間発展

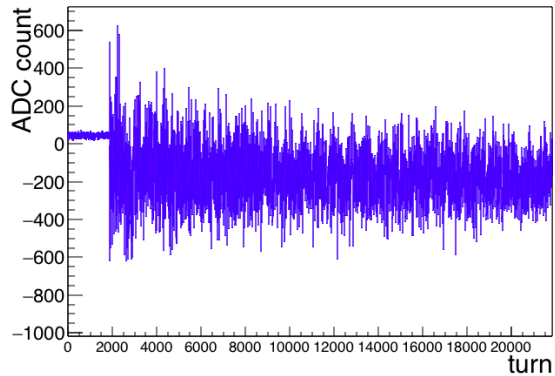


図 8.18: フィードバックすべて on の時の y 方向のベータトロン振動の時間発展

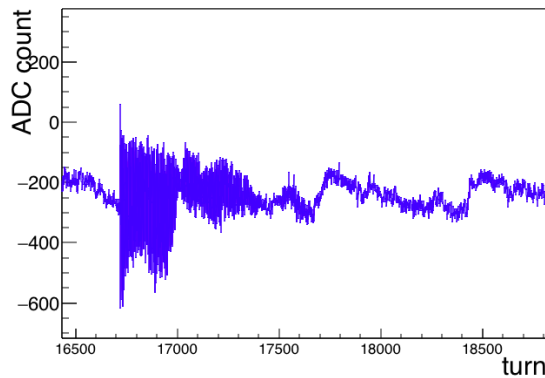


図 8.19: 3 回目の入射付近の拡大図

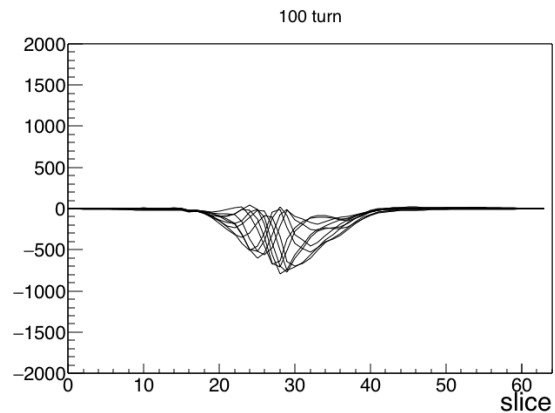


図 8.20: バンチ内振動の様子 (縦軸は任意スケール)

T2K Run6 からはコリメータダクト、遅い取り出し用セプタム、新しい RF 空洞が導入されており、これらの機器のインピーダンスによって変化した可能性が考えられるがよく不安定性を調査しなければ特定できない。またこの振動は現在のクロック周波数よりも高周波の振動であるためより詳細な観測が必要である。

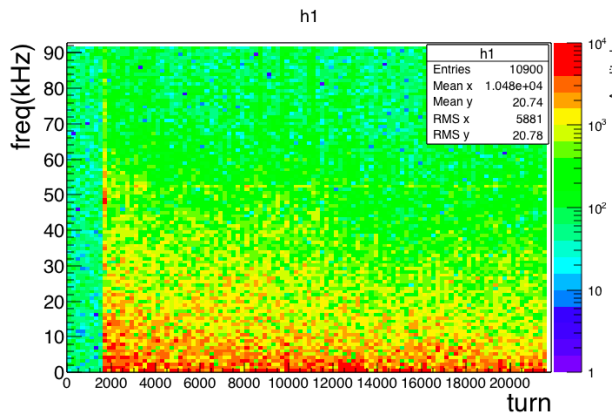
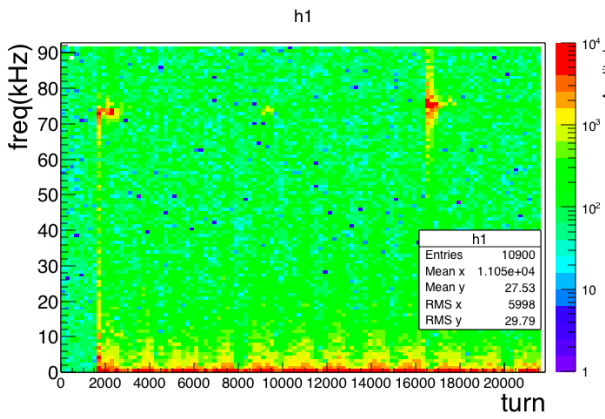


図 8.21: フィードバックすべて on の時の x 方向のスペクトログラム

図 8.22: フィードバックすべて on の時の y 方向のスペクトログラム

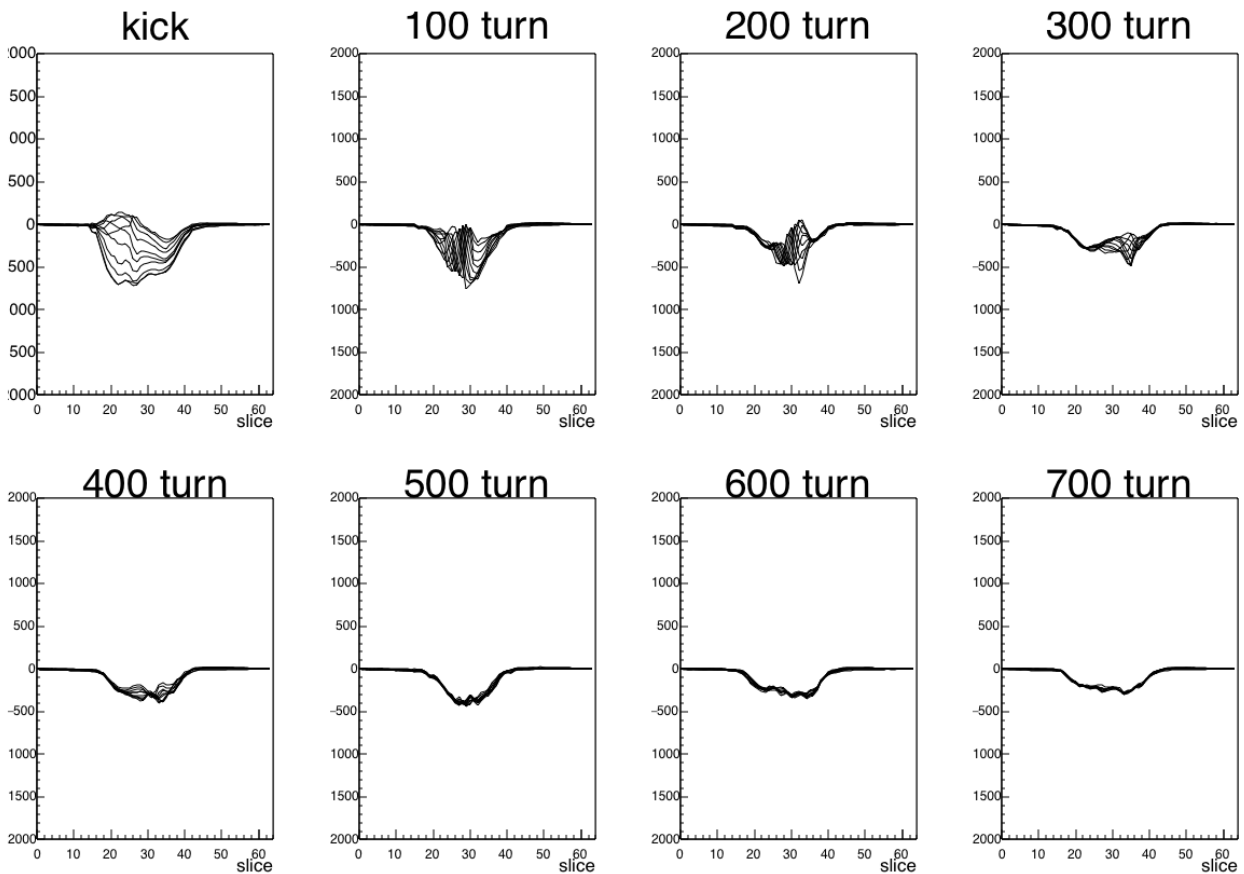


図 8.23: フィードバックすべて on の時の 3 回目の入射付近の x 方向の Δ 信号の遷移 (縦軸は任意スケール)

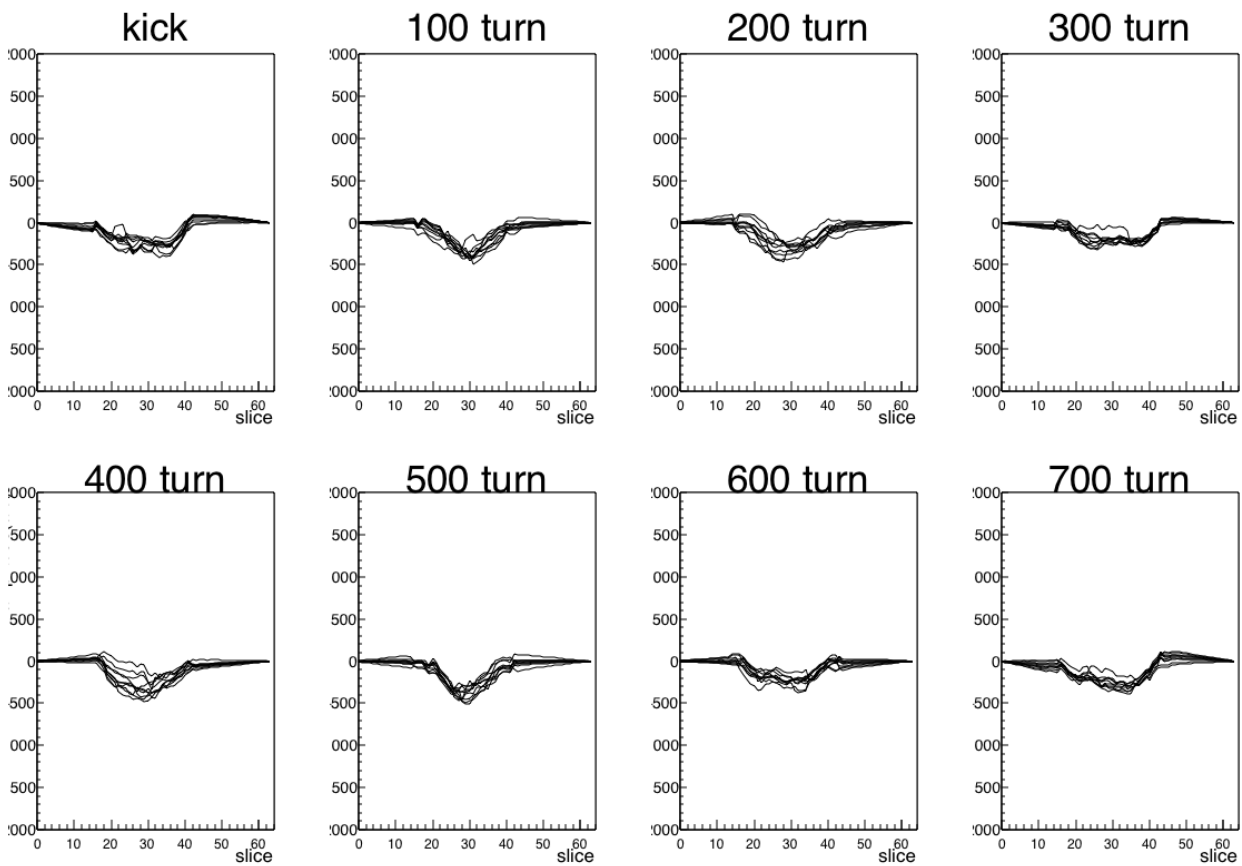


図 8.24: フィードバックすべて on の時の 3 回目の入射付近の y 方向の Δ 信号の遷移 (縦軸は任意スケール)

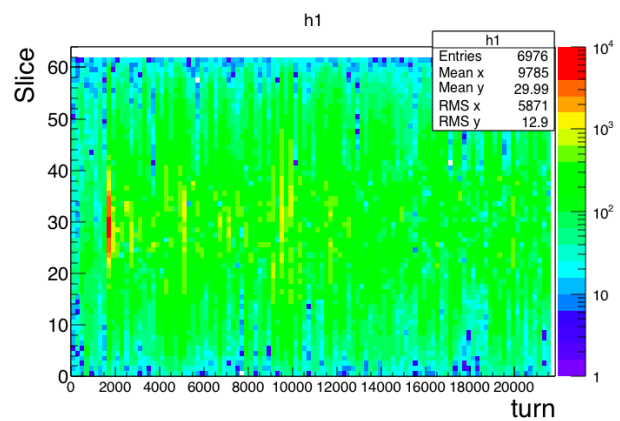
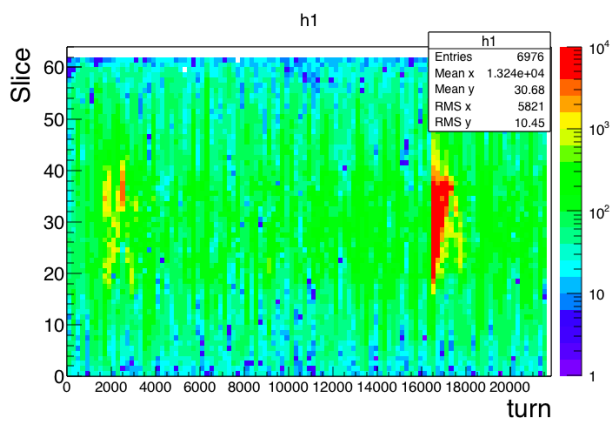


図 8.25: フィードバックすべて on の時の x 方向の内部振動のベータトロン周波数の遷移

図 8.26: フィードバックすべて on の時の y 方向の内部振動のベータトロン周波数の遷移

8.4 まとめ

実際に利用運転に IB フィードバックシステムを導入し、実際にビームロスの抑制、ビーム不安定性の抑制に効果があることを確認した。IB フィードバック導入の結果、ビームロスは 350W から 170W に減少し、クロマチシティを-1 程度にあげても不安定性が起きないようにできることを確認した。フィードバックによってどれだけの強度が改善できたかは一概には言えないが、単純にフィードバックオンとフィードバックオフで比較すると、不安定性を抑えることで数十 kW 程度の強度増強に役だっていると言える (後述のハイパワー試験では、50kW 強度を上げている)。これまでは入射付近でのビームロスについて述べたが図 4.1 の不安定性は加速中に起きている。加速中は RF 周波数は変化するが、ケーブルによる信号の遅れは変化しないため、加速するに連れて積分開始のタイミングやキックのタイミングずれてしまう。この加速中でのフィードバックも現在の課題である。

第9章 今後

J-PARC の MR ビーム強度の目標である 750kW を達成するためのプランを図 9.1 に示す [73]。

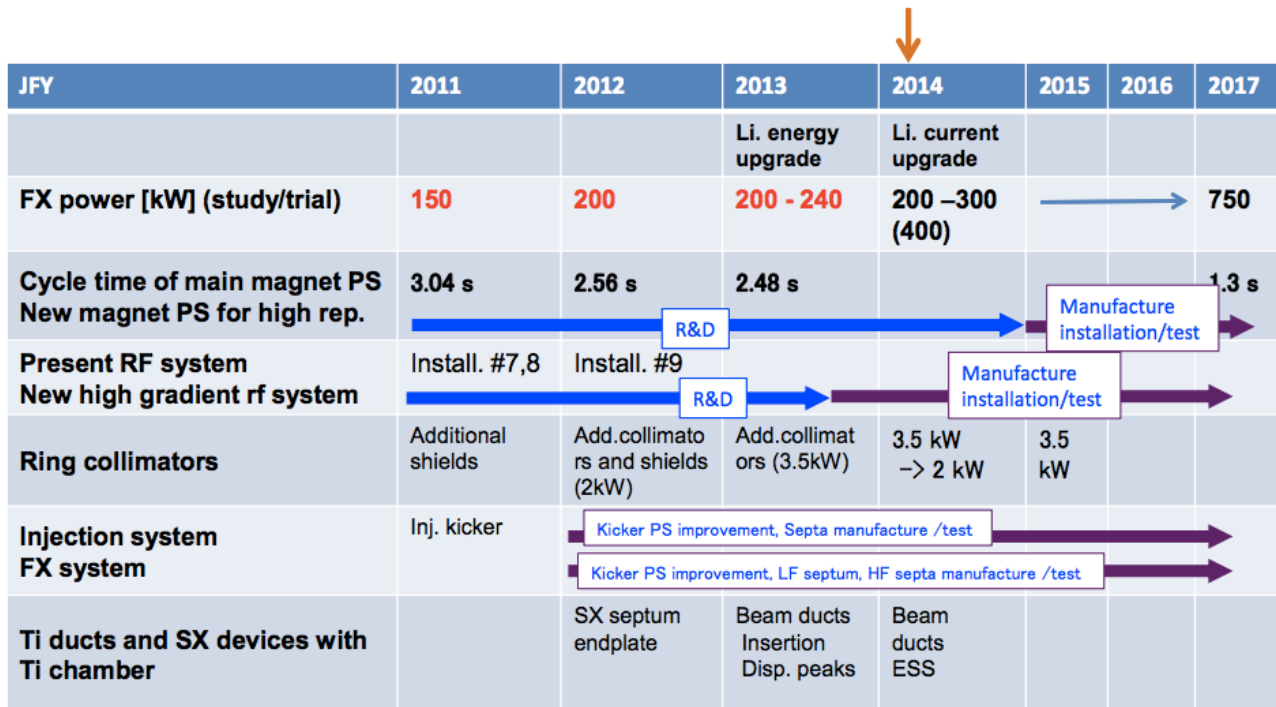


図 9.1: 今後の J-PARC MR 計画

2017 年には電源のアップグレードが完了し、1 Hz 運転が開始される予定である。この時までにはビームロスを低減し、現行電源で 400 kW を達成できれば 1 Hz 運転により 750 kW 運転が可能になる。2015 年 1 月に行われた大強度試験ではフィードバックがすべてオフの場合 256kW が上限であったのに対して、フィードバックシステムすべてオンの場合 (BxB, IB 両方) 311 kW を達成した (図 9.2)。フィードバックシステムは今後も強度増強において非常に重要な位置を占めていることがわかる。今後も更に不安定性を抑えることができるようにゲインやタイミングの調整について最適化を行っていく予定である。また、現在は加速途中で不安定性が起きているが、まだタイミング調整がうまくできていないためフィードバックはかけられていない。加速中でもフィードバックをかけることができるようにすることも課題である。

より強力にフィードバックをかける方法としては、クロック周波数を上げるという方法もある (BxB より IB がより効果的にフィードバックをかけることができるのと同じ原理である)。また、フィルタのかけ方を工夫する (シンクロトロン振動による粒子の動きを追いかけるように適切にディレイを変えていく) 等の方法も考えられる。また、強度が上がってウェイク場が強くなる他にも、2 倍高調波導入によるパンチの形状の変化、高繰り返しによる周回周波数の変化などで不安定性が起きやすくなる可能性がある。これらの効果を調べるためにもウェイク場を導入したシミュレーションを行う、あるいは色々

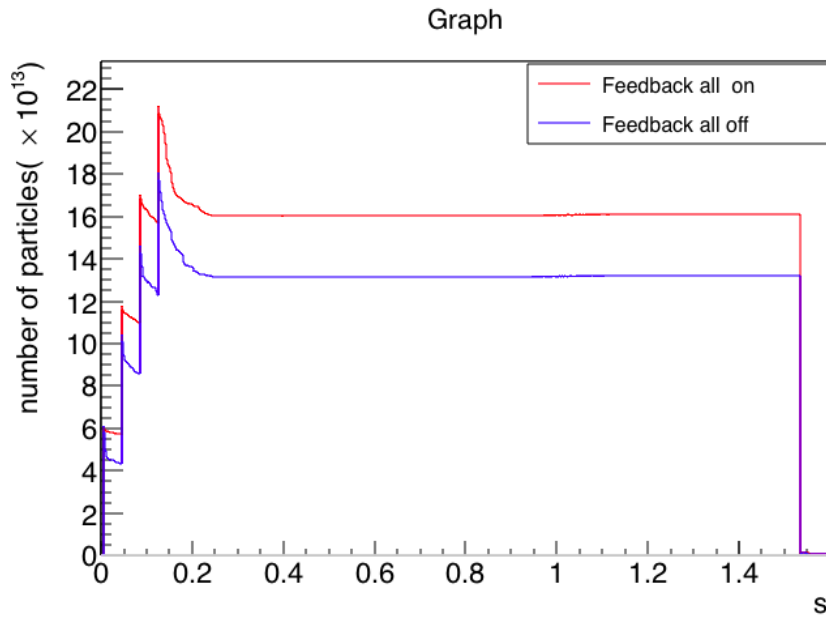


図 9.2: ハイパワー試験での粒子数

なパラメータを変化させるなどバンチ内フィードバックの評価及び、今後の置き可能性のある不安定性についても研究を行っていく。

最後に、現在 IB フィードバックで使用している BPM は高周波になるに連れて精度が悪くなるため、新しい BPM の作成を計画している。現在の BPM の問題点としては、電極のマッチングが悪い、反射の影響が不明といった課題があるため、よりマッチングを取りやすい電極の形状の決定、反射を抑えた測定のための治具の作成を行っている¹。また、200MHz 以上の成分が現れると、現在の積分する方法ではビームの形状を再構成できないため、高周波でも正しくビーム電流を再構成できるような BPM の特性関数を補正するフィルタも作成していきたい。

¹付録参照

第10章 結論

T2K 実験において、ビーム強度増強はレプトンセクターでの CP 位相の決定のために非常に重要な課題である。

本研究では T2K 実験ニュートリノビーム増強にむけて J-PARC MR Intra-bunch feedback system(バンチ内フィードバックシステム)のためのビーム位置モニタ (BPM) の製作、バンチ内フィードバックシステムの調整を行い利用運転に導入した。BPM は指数関数型にテーパーを加える事で通常のストリップ型 BPM よりもノッチがなく高周波まで感度を持つことができる。シミュレーションを元に BPM を作成し 1GHz まで位置及び、周波数特性を精度 15%で測定でき、位置を誤差 7%の精度で測定できることを確認した。この BPM を用いてバンチ内フィードバックの調整を行い、実際にビームロスを従来のフィードバックシステムよりもより効果的に減らすことができ、不安定性も抑制できることを確認した。マクロ粒子シミュレーションを行いフィードバックシステムの評価を行った。非常にシンプルな系ではあるがバンチ内フィードバックの性質を定性的に再現することができた。

2014 年 5 月からは利用運転に導入し、入射時のビームロスを 350W 程度から 150W 程度まで抑えることに成功した。また、2014 年 12 月にはこれまでの最高ビーム強度である 260kW の利用運転に成功し、2014 年 5 月から 2014 年 12 月までの間に T2K 実験に 1.2×10^{20} POT のビームを供給した。これは T2K に割り当てられている POT の約 2%、これまでに取得したデータの約 20%に当たる。

今後はゲインの最適化、タイミング調整を行い加速中に発生している不安定性の抑制を目指すことで世界最高ビーム強度の更新を目指し、T2K 実験に対して 3 年で 1.5×10^{21} POT の供給を目指す。また、シミュレーションにウェイク場の影響、複数のバンチでの影響を考慮に入れ、現実的な挙動を再現することでフィードバックシステムの評価及び、将来予想される不安定性に向けての対策を行っていきたい。またより精度の良くビームを測定するために電極の形を変えた新しい BPM の製作、テーパー管の高性能化を行って行く。

付録A z変換

A.1 定義

ある列 x_n の z 変換は以下の式で定義される。

$$\mathcal{Z}[x_n] = X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n z^{-n} \quad (\text{A.1})$$

ここで n は整数 z は複素数である。逆変換は

$$f[n] = \frac{1}{2\pi j} \oint_C F(z) z^{n-1} dz \quad (\text{A.2})$$

で計算できる。積分路はすべての極を囲むように決める¹。

A.2 他の変換との関係

A.2.1 ラプラス変換

z 変換はラプラス変換を離散化したものである。

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n \delta(t - nT) \quad (\text{A.3})$$

のラプラス変換

$$\sum_{n=0}^{\infty} f_n \delta(t - nT) e^{-inT} \quad (\text{A.4})$$

ここで T はサンプリング周期であり、 e^{st} が z 変換における z に対応する。

A.2.2 フーリエ変換

z 変換は離散時間フーリエ変換 (DTFT) の拡張である。DTFT は z 変換で $z = e^{i\omega}$ を代入したものと一致する。

そのためフーリエ変換の諸性質 (畳み込みや線形性) はすべて z 変換でも成り立つ。

¹通常の計算では留数定理を用いる必要はなく、ラプラス変換の様に対応表を見れば良い

A.3 システムの安定性

システムが安定であるとは有限な入力に対して有限な出力されることをいい、システムの安定条件はインパルス応答 h_n を用いて

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} |h_n| < \infty \quad (\text{A.5})$$

とかける。特性関数は有利多項式表現

$$H(z) = \frac{b_0 + b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2} \cdots b_M z^{-M}}{1 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-2} \cdots a_N z^{-N}} = \frac{A(z)}{B(z)} \quad (\text{A.6})$$

と書き直すことができ、この関数の極が安定性を決めている。 $A(z)$ が多重の極を持たなければ部分分数分解ができて

$$1/A(z) = \frac{\gamma_1}{1 - a_1 z^{-1}} + \frac{\gamma_2}{1 - a_2 z^{-1}} \cdots + \frac{\gamma_N}{1 - a_N z^{-1}} \quad (\text{A.7})$$

とかける。この時インパルス応答は

$$h_n = \gamma_1 a_1^n + \gamma_2 a_2^n \cdots \gamma_N a_N^n \quad (\text{A.8})$$

となり、収束するためにはすべての極 a_i について $|a_i| < 1$ であることがわかる。

付録B 加速器に関する用語

B.1 バンチ

ビーム中の粒子は均一に存在するのではなくある部分にかたまりとして存在している。この粒子の集まりをバンチと言う。シンクロトロンでは、RFで加速しているために、安定に加速できる部分が限られている(トランジションエネルギーの項を参照)。そのため、粒子は加速できる部分に集中して存在することになる。

B.2 ベータトロン振動

ビームは常に設計軌道にそって動いてるわけではなく、ビーム軌道に対して垂直な方向に振動している。この振動をベータトロン振動という。通常は観測されないが、不安定性が起きると観測される。

B.3 チューン

チューンとは、一周あたりに何回ベータトロン振動をするかを示すパラメータである。つまり、ベータトロン振動数/周回周波数である。加速器ではビームの位置モニタは固定して置かれているため、1つのモニタで見ていると一周あたりに何回振動するかが観測量になる。一般にチューンが整数や半整数になるとビームは不安定になる。

B.4 エミッタンス

エミッタンスは、ビームの持つ位相空間の分布の広がりを表すパラメータである。一般に $\beta\gamma$ が一定であれば、エミッタンスは保存する。

B.5 Twiss パラメータ

(x_0, x'_0) の組を (x_1, x'_1) に移す写像を考える。この写像は 2×2 行列でかけるとして

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

エミッタンスが保存する場合は、位相空間が保存する条件から、 $\det M = 1$ が必要である。また、リングを安定に回る条件として固有値 λ が $|\lambda| < 1$ という条件が必要である。これを解くと

$$\cos \mu = \frac{1}{2}(a + d) \quad (\text{B.2})$$

となる。あとは、適当な量

$$\begin{aligned} a - d &= 2\alpha \sin \mu \\ b &= \beta \sin \mu \\ c &= \gamma \sin \mu \end{aligned}$$

について、 $\det M = 0$ の条件を満たす様に

$$\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta^2} \quad (\text{B.3})$$

という条件をつければ行列は一般に

$$M = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ -\gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

とかける。この α 、 β 、 γ を Twiss パラメータといい、場所ごとに決まった値を取る。

B.6 空間電荷効果

空間電荷効果はビームを構成する粒子間のクーロン力によって反発する力による効果で、ビーム強度が強くなると、このクーロン力の効果によって磁場による収束力が弱くなってしまい、その結果チューンが小さくなってしまふ (チューンが設定値からずれてしまふ)。このチューンの広がり具合はラissetの式で表されて、

$$\Delta\nu = -\frac{N_p r_p}{2\pi\epsilon\beta^2\gamma^3} \frac{I_{peak}}{I_{average}} \quad (\text{B.5})$$

とかける。 N_p は粒子数、 r_p は陽子の古典半径、 ϵ はエミッタンスである。最後の $I_{peak}/I_{average}$ をバンチングファクターと言う。空間電荷効果はバンチングファクターが大きい、つまりピーク電流が大きいほど大きくなる。このチューンの広がりによって、上記の整数や半整数の値になるとビームが不安定になり、ビームがロスしてしまふ (図 B.1)。

B.7 トランジションエネルギー

B.7.1 位相安定性の原理

シンクロトロンは RF 空洞の縦方向の加速電場によって加速される。ある粒子が同じ位相 (基準位相) で加速されているとする (図 B.2)。この基準位相に対し位相が進んでいて (遅れていて)、A(B) の点に粒子がある場合、基準位相よりも強い (弱い) 加速電場を感じるためより大きな (小さな) p を得る。もし、大きな p によって到着時間が速くなる場合は次の加速の時に B(A) 点に到達するというのを繰り返す。このようにある基準点の付近を振動するため (この振動の振動数をシンクロトロン振動数という)、位相に対して安定になる。

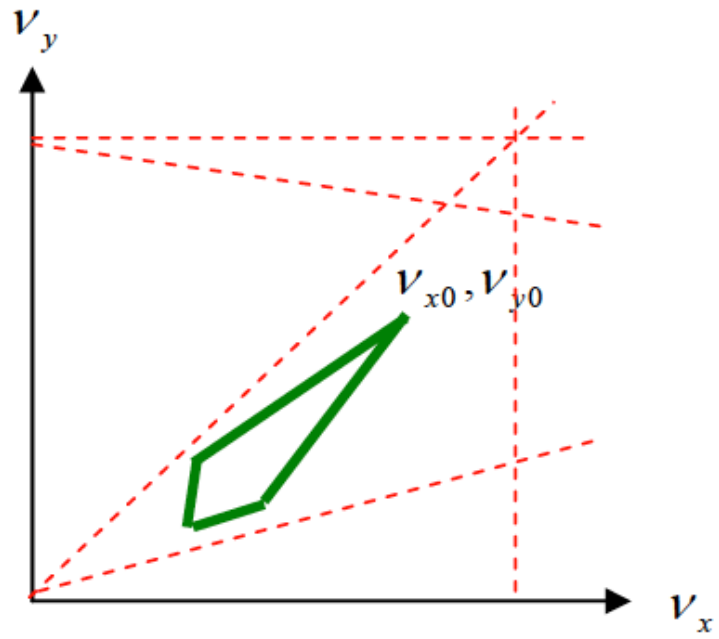


図 B.1: 空間電荷効果によるチューンシフトの概念図 [48]

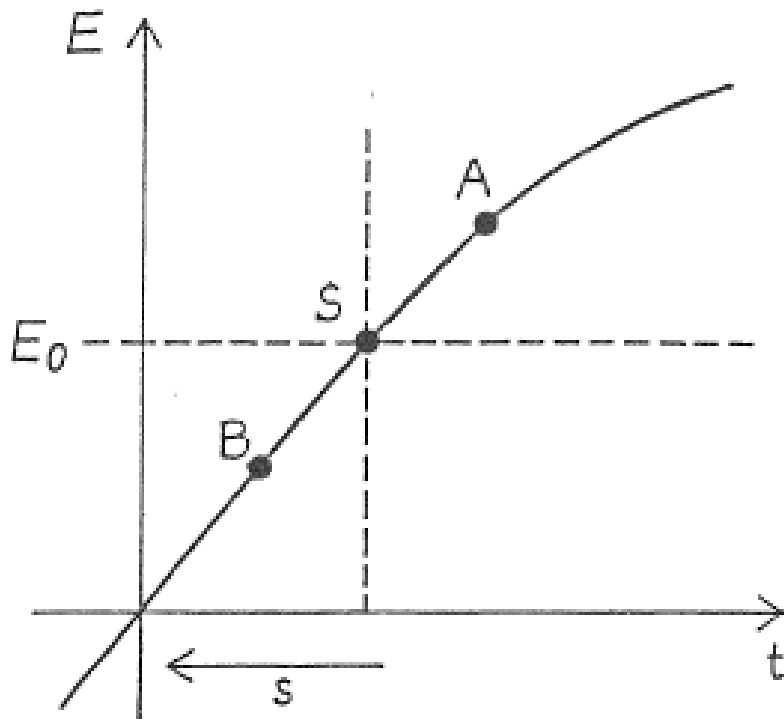


図 B.2: 加速位相のイメージ図。s が基準点

B.7.2 スリッページファクター

粒子が加速された時に必ずしも、到着時間が速くなるとは限らない。ビームが加速されると、速度が速くなるため到着時間も速くなると同時に、速くなる分、ある半径よりも大きく周回することになる。この時の時間のズレは周回する距離 C 、速さ v を用いて

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta C}{C} - \frac{\Delta v}{v} \quad (\text{B.6})$$

周回が大きくなる効果は運動量 p のズレに比例し、

$$\frac{\Delta C}{C} = \alpha \frac{\Delta p}{p} \quad (\text{B.7})$$

とかける。この α をモーメンタムコンパクションファクターと言う。速さのズレは相対論の式より

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \frac{\Delta \beta}{\beta} \quad (\text{B.8})$$

とかける。そのため時間の遅れは

$$\frac{\Delta t}{t} = \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2}\right) \frac{\Delta p}{p} = \eta \frac{\Delta p}{p} \quad (\text{B.9})$$

となる。この η をスリッページファクタといい、この値が 0 になる時のエネルギー $\gamma_t = 1/\sqrt{\alpha}$ をトランジションエネルギーと言う。

B.7.3 トランジション

ビームのエネルギーがトランジションエネルギー以下の時は p の大きい粒子が先に到着するため、先ほど述べた位相安定の原理が成り立つが、ビームのエネルギーがトランジションエネルギーを超えると大きい p を持つ粒子の方が到着時間が遅くなるため図 B.2 の基準点は不安定な点に変わり、90 度ずれたところが新たに安定な点となる。

このため、トランジションエネルギーを超える瞬間に安定に加速できる位相を変えなければならず、ビームロスが生じやすくなる。

B.8 ランダウダンピング

ある周波数でビームが振動していたとしても、進行方向速度差により位相が混じって振動が減衰してしまう。その様子が図 B.3 である。ある瞬間正弦波的なビーム振動があってもエネルギー毎に正弦波がずれてしまい、平均すると重心は 0 になってしまう。このように位相が混じることでコヒーレント振幅が減衰していく現象をランダウ減衰と言う。

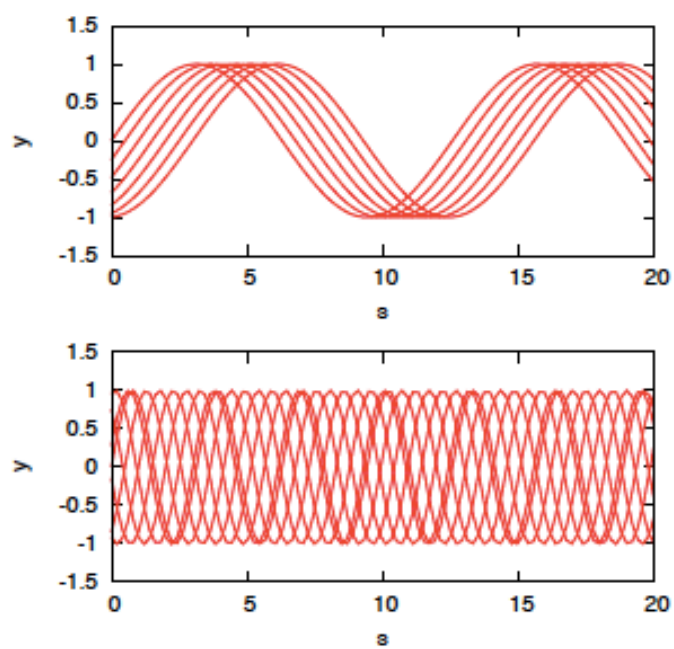


図 B.3: ランダウ減衰の概念図 [72]

付録C 不安定性

不安定性は粒子の分布関数に関するブラソフ方程式を用いて議論する。ここでは文献 [48] に及び [74] に則って結論だけ述べる。

C.1 結合バンチ不安定性

結合バンチ不安定性は、リング内に複数のバンチがある時に起きる。あるバンチがウェイク場を発生させた時、その後ろのバンチがウェイク場の影響をうけることで発生する不安定性である。解析的に解ける初期条件として、エアバッグモデルを考えると結合バンチ不安定性の増大率はバンチの数 M 、ビーム電流 I_b 、エネルギー E_0 、ベータトロンチューン $\nu_{\beta 0}$ 、周回周波数 ω_0 のビームの時

$$\tau^- = -\frac{MI_b\beta c}{4\pi\nu_{\beta 0}E_0/e} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{Re}Z_T((Mp + \mu + \nu_{\beta 0})\omega_0) J_0^2((Mp + \mu + \nu_{\beta 0})\omega_0\hat{\tau}) \quad (\text{C.1})$$

ここで、 μ はバンチ間の位相差、 Z_T は横方向のインピーダンス、 $J(\omega)$ はベッセル関数、 $\hat{\tau}$ は Airbag モデル (図 C.1) にした時の縦方向の粒子分布

$$\rho_0 = 2\frac{N}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{\tau}{\hat{\tau}}\right)^2} \quad (\text{C.2})$$

のバンチ長の半分の長さを表している。

C.2 Head-Tail 不安定性

Head-Tail 不安定性は、バンチの前方 (Head) で発生したウェイク場をバンチの後方 (Tail) が影響を受けて発生する不安定性を Head-Tail 不安定性という。結合バンチ不安定性と同様の条件の 1 バンチのビームの場合、

$$\tau^{-1} = -\frac{I_b\beta c}{4\pi\nu_{\beta 0}E_0/e} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{Re}Z_t((p + \nu_{\beta 0} + m\nu_{s0})\omega_0) J_m^2(((p + \nu_{\beta 0} + m\nu_{s0})\omega_0 - \omega_{\beta 0}\frac{\xi}{\eta})\hat{\tau}) \quad (\text{C.3})$$

ここで ξ はクロマティシティ、 ν_{s0} はシンクロトロンチューンを表す。また、 m はベッセル関数の次数で、 m はバンチ内の節の数に対応している。

クロマティシティを変えると、 $J_m^2(\omega)$ は一般に右へ移動する。そのため、バンチの周波数成分がインピーダンス源の周波数と一致するとそこで不安定になってしまう (図 C.2)。

(a)

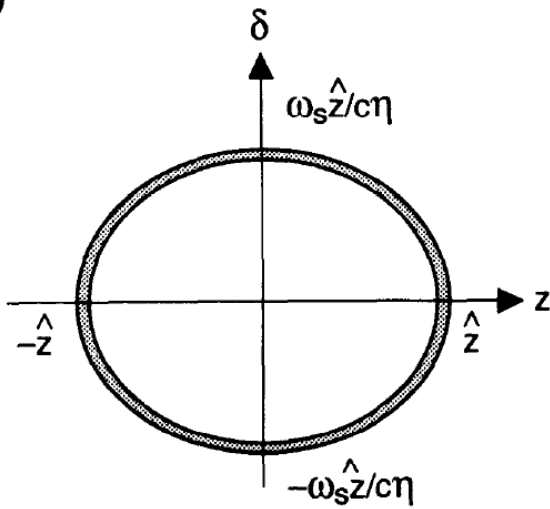


図 C.1: Airbag モデルの粒子数分布 [74]

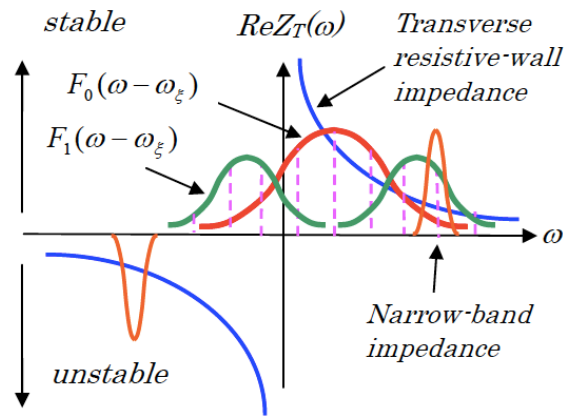


図 C.2: インピーダンスとクロマチシティの関係。この時クロマチシティ 1 が不安定になる。[48]

式からわかる様に、インピーダンスの関数形で不安定性のおきやすさが変化する。また、ここでは初期条件を airbag モデルと言うあまり、現実的でないモデルで解いているため、この条件を変えると不安定性のおきやすさも変わる。

C.3 電子雲不安定性

電子雲不安定性は、ロスした陽子が壁に当たった時にそこから 2 次電子を発生させる。発生した電子が、電場やビームによるウェイク場などによって加速されると、電子が壁にぶつかり更に電子を発生されるという雪崩増幅を引き起こす。この電子雲とビームが相互作用することで発生するのが電子雲不安定性である。

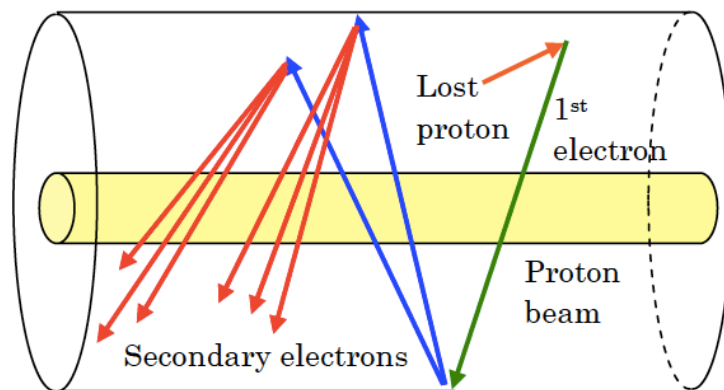


図 C.3: 電子雲発生メカニズム [48]

付録D 新しいBPM及び、BPMの測定

D.1 テーパー管

今回作成したBPMは1GHzまで感度を持つが精度が15%程度と精密な測定には充分でない。原因としてはインピーダンスミスマッチ、測定精度の問題があげられる。今回の測定ではTime Domain Gate法を用いたが反射波が十分に取り除けていない可能性がある。ワイヤー法の問題点はインピーダンスミスマッチによる反射が問題であったため、インピーダンスを出来るだけ一定にすれば反射は少なくなるはずである。そこでインピーダンスが 50Ω に保たれるように外導体及び内導体の径を変えることで、反射を少なく接続できるテーパー管を作成している(図D.1)。



図 D.1: 製作したテーパー管の写真

D.1.1 特性インピーダンス

インピーダンス

図D.2のようにテーパー管を設置し、テーパー管のインピーダンスをTDRで測定した(図D.3)。赤線で示したところがPORTの位置を表している。入射から4nsあたりで 6Ω ほどインピーダンスが合っていない。この部分には支えとしてテフロンが入っており、このテフロンがインピーダンスに影響を及ぼしている。

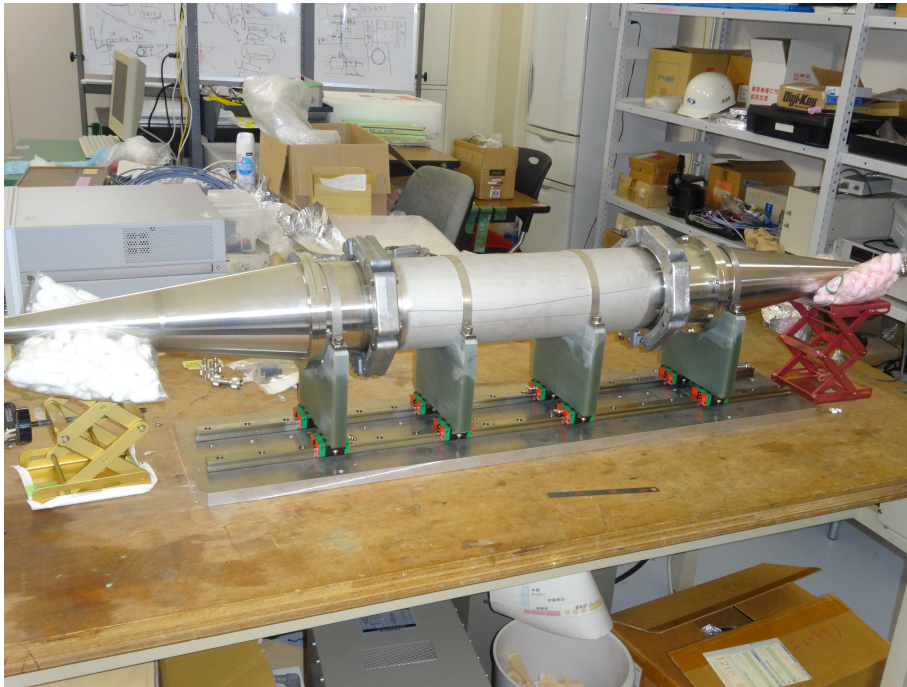


図 D.2: セットアップの写真。中心にダクトを挟んでいる。

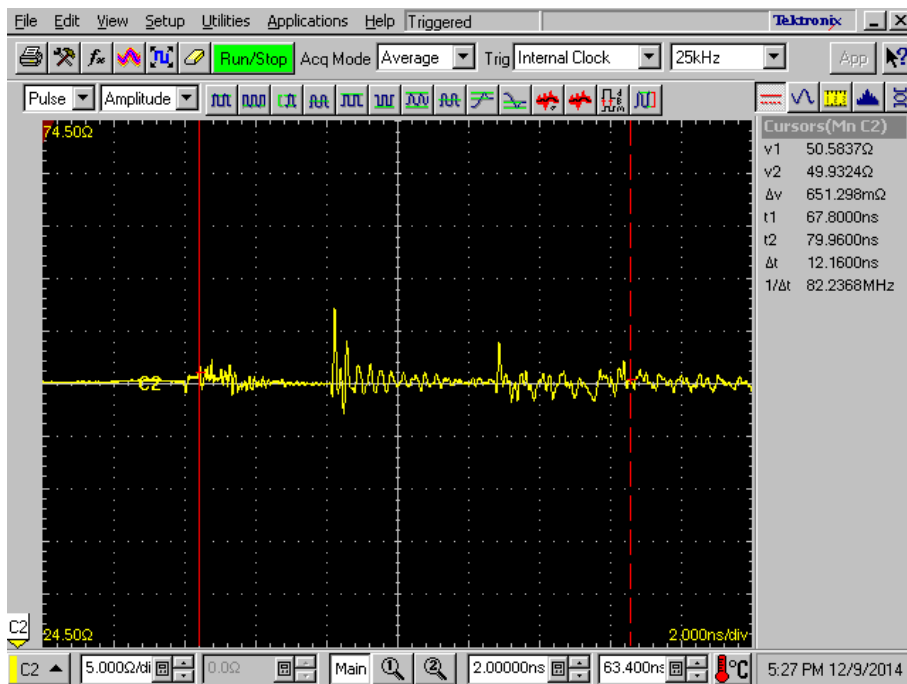


図 D.3: TDR で測定したテーパ管のインピーダンス。赤線がポートの位置で縦軸の中心が 50Ω である。

今後はこのテーパ管のインピーダンスを 50Ω になるように調整を続け、この管を用いて反射の無い正確な BPM の特性が測定ができるよう目指す。

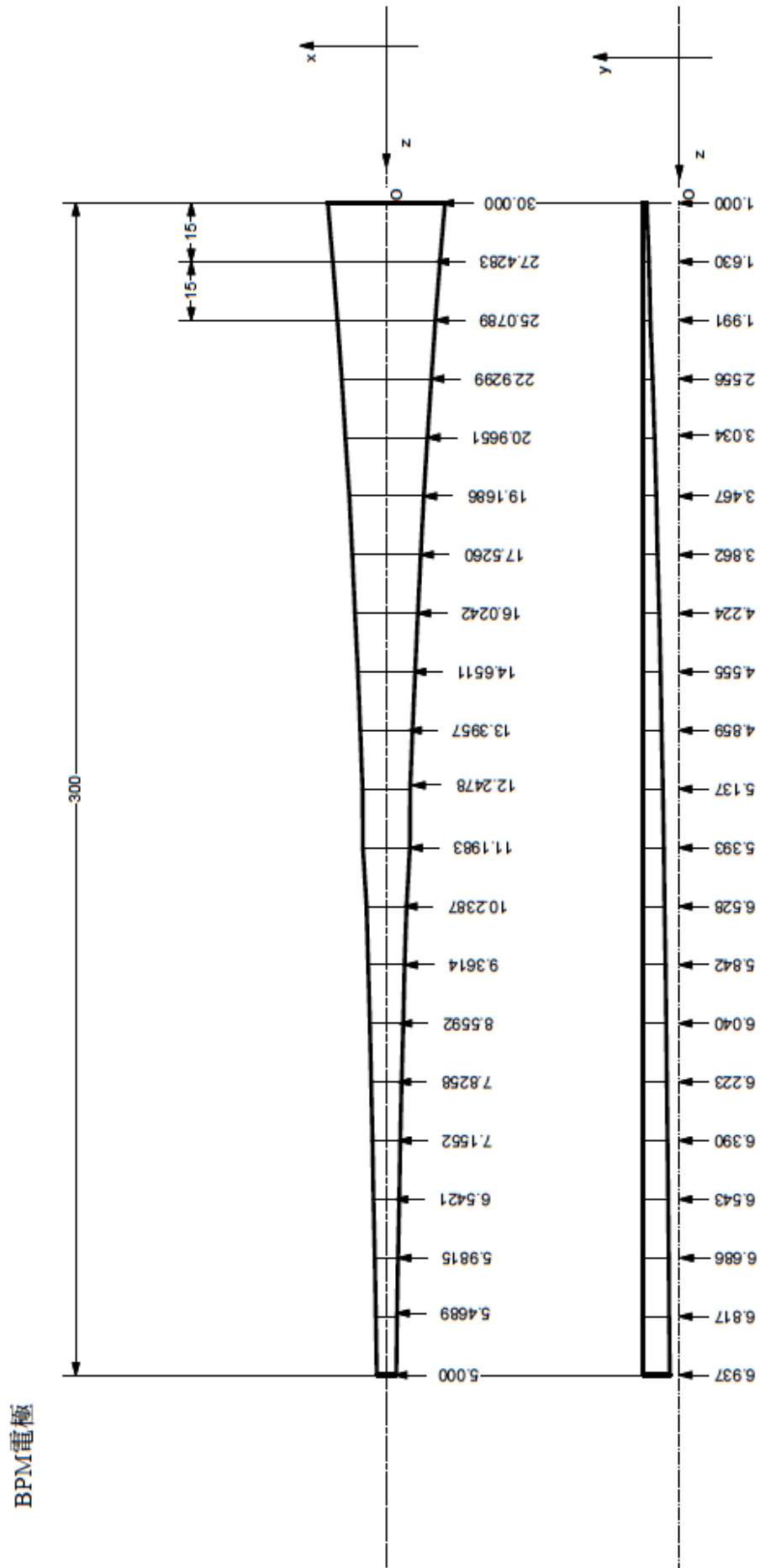
D.2 新しい電極のマッチング方法

インピーダンスは電極とダクトの距離、電極の厚さ、電極の幅で決まる。5章で述べた様に電極とダクトの距離を変化させるのは製作が困難であった。そこで電極の厚さを変化させる方法を考えた。5章と同様に 15mm づつに 20 点について境界要素法でインピーダンスを 50ω に合わせていった (図 D.4)。

この電極を CSTStudio で三次元電磁場解析から、BPM の出力の周波数特性を確認した (図 D.6、図 D.5)。

これらの結果から、これまでの電極とほぼ同じ特性を達成できることを確認した。厚さを変化させていく方法ではある程度の精度で工作も可能である。今年中にはこの電極での特性が測定できる予定である。

また、他の関数形にするという案もある。最も単純な形は電極の形を台形にすることである。こうすれば、電極とダクトの距離も直線で良いはずである。ただし、周波数特性が少し変化する可能性もあるため、周波数特性やインピーダンスの合わせ方で最適化を行っていきたい。



電極の幅は
 $x = 15.0 \exp(-1.7917/300 * z)$ で計算(原点は右端のO)
 引き出し線の中はその場所での電極の幅 (電極の幅は $w = 30.0 \exp(-1.7917/300 * z)$ で計算)

引出線はその場所での厚さ

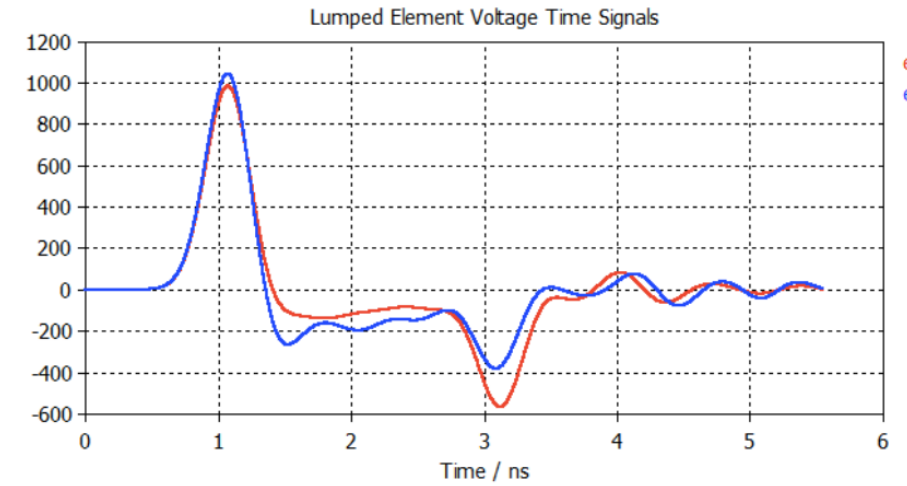


図 D.5: BPM の信号。赤:現在の電極、青:新しい電極

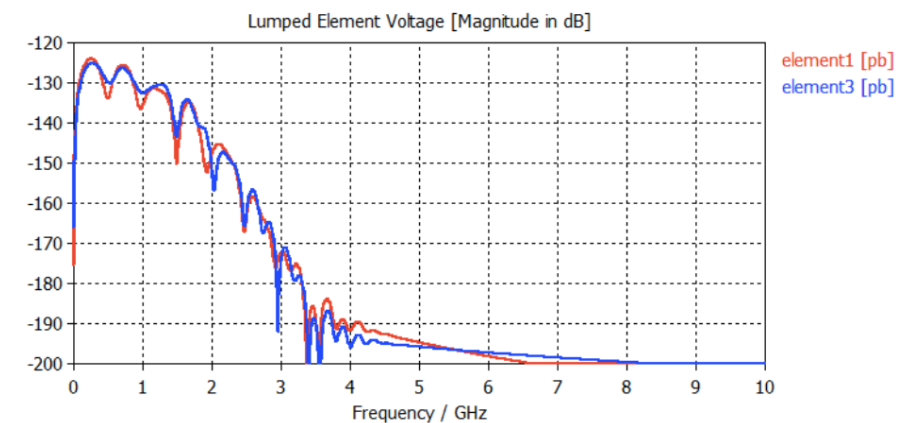


図 D.6: BPM の振幅特性。赤:現在の電極、青:新しい電極

謝辞

本来の研究室での研究である素粒子実験の分野から少し離れた加速器科学の分野で2年間研究を行ってきましたが、非常に実りの多い二年間だったと思います。その中で沢山の方にお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

中家剛教授はこのような研究をする機会をいただけたことに心より感謝しています。また普段でも私の研究を気にかけてくださいました。市川温子准教授、南野彰宏助教は日頃から沢山の助言を頂いたり、普段の生活なども気にかけてくださいました。ありがとうございました。

J-PARCの受け入れ教官である小関忠氏を始めとするJ-PARC MRグループの方には実験から、普段の生活に至るまで大変お世話になりました。特に外山毅氏、岡田雅之氏、飛山真理氏、帯名崇氏、陳栄浩氏、菖蒲田義博氏は慣れない環境の中丁寧に指導していただきました。ありがとうございました。

修士論文では触れませんでした。MUMONでの仕事では、平木さん、T2Kビームグループの皆さんにお世話になりました。ビームグループの研究に対する姿勢には頭の下がる思いです。ビームモニタの製作には清和製作所の清野さんにお世話になりました。ありがとうございました。

KEKのMegan Friend助教、太田さん、同期の林野くん、吉田くん、東京大学の古賀くん、大阪市立大学の若松くんのおかげで非常に楽しく東海村での生活を送ることが出来ました。そして、京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には、色々とありましたが、たまに京都に帰ってきた時に楽しい時間を過ごすことが出来ました。ありがとうございました。最後にここまで支えて続けてくれた家族、大学院生活を支えてくれたY.Mさんに深く感謝すると共に、この二年間で私に関わって下さったすべての方々に改めて感謝の意を示し、本論文の締めくくりとします。ありがとうございました。

目 次

| | | |
|------|----------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測結果 [17] | 9 |
| 1.2 | OPERA 実験で観測された ν_τ 事象 [12] | 10 |
| 1.3 | 質量階層性 | 11 |
| 2.1 | T2K 実験の概要図 | 12 |
| 2.2 | ν_e 出現の振動確率 (L=300 km の場合) | 13 |
| 2.3 | π 中間子の崩壊 | 14 |
| 2.4 | π 中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係 | 14 |
| 2.5 | off-axis とエネルギー分布 [29] | 15 |
| 2.6 | それぞれの反応のニュートリノ反応断面積 [29] | 15 |
| 2.7 | ビームラインの概要図 | 16 |
| 2.8 | MUMON の内部 | 17 |
| 2.9 | 前置検出器 | 17 |
| 2.10 | 上からの写真 (マグネットは開いている) | 17 |
| 2.11 | INGRID 検出器 | 17 |
| 2.12 | INGRID モジュール概略図 | 17 |
| 2.13 | ND280 検出器 | 18 |
| 2.14 | スーパーカミオカンデ | 19 |
| 2.15 | スーパーカミオカンデ内部の写真 | 19 |
| 2.16 | SK での e 、 μ 、 π でのイベント・ディスプレイ | 20 |
| 2.17 | ν_e 出現モードの発見 [25] | 20 |
| 2.18 | δ_{CP} の制限 [25] | 20 |
| 2.19 | ν_μ 消失モード [19] | 21 |
| 2.20 | 実験から許容される Δm_{32}^2 と $\sin^2 \theta_{23}$ の範囲 [19] | 22 |
| 2.21 | POT と δ_{CP} の感度 [31] | 22 |
| 2.22 | POT と θ_{23} の感度 [31] | 23 |
| 3.1 | J-PARC | 24 |
| 3.2 | Main Ring の一部分 | 24 |
| 3.3 | LINAC[38] | 25 |
| 3.4 | RCS[38] | 26 |
| 3.5 | Main Ring[38] | 27 |
| 3.6 | RCS からの入射 [38] | 28 |
| 4.1 | J-PARC で観測された不安定性: 上のグラフはベータトロン振動の変化の様子、下のグラフはMR での粒子数を示している。1 つ目の矢印が加速開始を示している。 | 30 |
| 4.2 | フィードバックシステムの概要 | 32 |

| | | |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.3 | 4tapFIR フィルタの係数 | 33 |
| 4.4 | 8tapFIR フィルタの係数 | 33 |
| 4.5 | 4tapFIR フィルタの振幅特性 | 33 |
| 4.6 | 8tapFIR フィルタの振幅特性 | 33 |
| 4.7 | 4tapFIR フィルタの位相特性 | 33 |
| 4.8 | 8tapFIR フィルタの位相特性 | 33 |
| 4.9 | 4tap の時の特性方程式の根 | 36 |
| 4.10 | 8tap の時の特性方程式の根 | 36 |
| 4.11 | 4tap の時の $ z_p $ 。色は図 4.9 の根と対応している。 | 36 |
| 4.12 | 8tap の時の $ z_p $ 。色は図 4.10 の根と対応している。 | 36 |
| 4.13 | 4tap の時のダンピング時間。色は図 4.9 の根と対応している。 | 37 |
| 4.14 | 8tap の時のダンピング時間。色は図 4.10 の根と対応している。 | 37 |
| 4.15 | 4tap の 1 ループ関数 (黒線) と閉ループ関数 (赤線) | 37 |
| 4.16 | 8tap1 ループ関数 (黒線) と閉ループ関数 (赤線) | 37 |
| 4.17 | BxB フィードバックシステムのセットアップ概要図。Hor. は水平方向、Ver. は垂直方向の BPM 及びキッカーを表している。 | 38 |
| 4.18 | BxB フィードバック off の時の粒子数 | 38 |
| 4.19 | BxB フィードバック on の時の粒子数 | 38 |
| 4.20 | BxB フィードバック off の時のベータトロン振動 | 39 |
| 4.21 | BxB フィードバック on の時のベータトロン振動 | 39 |
| 4.22 | 5 章で作成した BPM で取得した不安定性が起きている時のバンチ内振動。縦軸は ADC の出力、横軸は RF バケツを 64 等分した時のスライスを示している。1 スライスは約 10 ns に対応する。△ 信号を 5 ターン毎に重ね書きしている。 | 39 |
| 4.23 | フィードバックシステムの概要図 | 40 |
| 5.1 | stripline 型 BPM の概要図 [58] | 42 |
| 5.2 | 通常のストリップライン型 BPM の伝達関数の振幅 | 43 |
| 5.3 | ストリップライン型 BPM のステップ応答。左はステップ関数型のビームが左から右に 来た時の様子である。右は PORT から出てくる、左図に対応した位置での応答 (ステッ プ応答) を示している。 | 44 |
| 5.4 | stripline 型 BPM のステップ応答を 2 つ重ねて出力信号を見る。 | 44 |
| 5.5 | 指数関数型の電極 [59] | 45 |
| 5.6 | exponential tapered coupler の振幅特性。青線が通常のストリップライン型 BPM、赤線 が exponential tapered coupler、緑線が a の極限をとった時 (=HPF) である。 | 45 |
| 5.7 | exponential tapered coupler の位相特性。青線が通常のストリップライン型 BPM、赤線 が exponential tapered coupler、緑線が a の極限をとった時 (=HPF) である。 | 45 |
| 5.8 | a を変化させた時の BPM の振幅特性 | 46 |
| 5.9 | l を変化させた時の BPM の振幅特性 | 46 |
| 5.10 | exponential tapered coupler のステップ応答。左はステップ関数型のビームが左から右 に来た時の様子である。右は PORT から出てくる、左図に対応した位置での応答 (ステッ プ応答) を示している。 | 46 |
| 5.11 | exponential tapered coupler のステップ応答を 2 つ重ねて出力信号を見る。 | 47 |
| 5.12 | 分割した要素の中心点 | 49 |
| 5.13 | 一番右の電極に電圧 1 加えた時の各点の電荷 | 49 |

| | | |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 5.14 | 中心に電荷 1 をおいた時の各点の電荷 | 49 |
| 5.15 | 電極の構造 | 51 |
| 5.16 | BPM の構造 | 52 |
| 5.17 | BPM の出力と入力信号 (入力信号は 1/50 に縮小) | 52 |
| 5.18 | 信号の周波数特性 | 52 |
| 5.19 | 信号の周波数特性; 青線が再構成値、赤線が計算値 | 53 |
| 5.20 | 制作した BPM の設計図 | 54 |
| 5.21 | 制作した BPM の架台 | 55 |
| 5.22 | 制作した BPM の内部 | 56 |
| 5.23 | 4 つの電極のインピーダンス: 右上から左へ順に上、下、右、左の電極に対応している。横軸の時間は TDR の入力から反射の時間を表している。 | 57 |
| 5.24 | ワイヤー法。下の信号は信号と反射した信号の PORT2 と、Through の到着時間を表している。 | 58 |
| 5.25 | 図 5.24 の through で取得したデータにフーリエ変換をかけて時間のプロットに変換したもの。20 ns あたりに反射波 (図 5.24 での緑線に対応する) が見える | 59 |
| 5.26 | Time Domain Gate をかけた時の周波数特性。赤線が TDG をかける前、青線が TDG をかけた後 | 59 |
| 5.27 | 500 MHz の時の非対称性と位置の相関 | 60 |
| 5.28 | 各周波数における位置感度係数。赤線は定数でフィットした結果 | 60 |
| 5.29 | 転送インピーダンスの測定結果 | 60 |
| 5.30 | 5.29 式の時の BPM の $1\mu\text{s}$ 分の出力電圧 | 61 |
| 5.31 | ビーム信号部分の拡大図 | 61 |
| 5.32 | BPM の設置場所。オレンジ色の丸の付近が設置場所で、黄色丸の建物が IB フィードバックの信号処理回路が設置されている D3 電源棟である。 | 62 |
| 5.33 | BPM のセットアップ概要図。下流部は地下で終端し、上流部は地上までケーブルで引いて信号を取得している。詳しいセットアップ方法は本文に掲載している。 | 63 |
| 5.34 | BPM の写真 | 63 |
| 5.35 | オシロスコープで取得した信号 | 64 |
| 5.36 | 再構成された信号。99.9916ms 付近から始まる 2 つの山がビーム信号である。赤線が方法 1、青線が方法 2 で再構成したものである。 | 64 |
| 6.1 | バンチ内フィードバックの概要図 | 66 |
| 6.2 | バンチ内フィードバックのセットアップ | 67 |
| 6.3 | キッカーの周波数特性 | 67 |
| 6.4 | キッカー内部の写真 | 67 |
| 6.5 | iGp12 での処理の流れ | 68 |
| 6.6 | 入出力信号及び、調整のための信号の模式図 | 69 |
| 6.7 | WCT のデータ。信号の間隔時間の 2 倍の逆数がシンクロトロン振動数に対応する。 | 71 |
| 6.8 | 図 6.7 の黄色丸部分の一バンチ分を拡大したもの | 71 |
| 6.9 | 図 6.7 のオレンジ丸部分の一バンチ分を拡大したもの | 71 |
| 6.10 | iGp12 の Delay 調整ディスプレイ。TRIG 信号によって STATE が変化するため、STATE 毎にフィルタ、ゲイン、FIDUCIAL DELAY、BACKEND DELAY の値を設定しておけば、TRIG1 のタイミングにおける適切なフィードバックをかけることができる。 | 72 |
| 6.11 | 調整後のビーム信号とキック | 73 |

| | | |
|------|-------------------------------------------------------------------------------|----|
| 6.12 | 間違ったタイミングで積分した時の出力 | 73 |
| 6.13 | 正しいタイミングで積分した時の出力 | 73 |
| 6.14 | すべてのフィードバック off の粒子数 | 74 |
| 6.15 | y 方向のみ BxB フィードバック on の粒子数 | 74 |
| 6.16 | 4 回目の入射時の入射キッカーの磁場 (赤線)。周回後の 1 バンチ目と 3 バンチ目が通過時に磁場が残っている。 | 75 |
| 6.17 | フィードバック off の時のベータトロン振動の遷移 | 76 |
| 6.18 | BxB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移 | 76 |
| 6.19 | IB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移 | 76 |
| 6.20 | キック付近の拡大図。赤線は exponential でフィットした線である。 | 76 |
| 6.21 | フィードバック off の時のスペクトログラム | 77 |
| 6.22 | BxB フィードバック on の時のスペクトログラム | 77 |
| 6.23 | IB フィードバック on の時のスペクトログラム | 77 |
| 6.24 | バンチ内振動の様子。一番左がキックが加えられた時のプロットである。左から順に 100 ターン後、200 ターン後、300 ターン後のプロットを示している。 | 78 |
| 6.25 | フィードバック off の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移 | 79 |
| 6.26 | BxB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移 | 79 |
| 6.27 | IB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移 | 79 |
| 6.28 | フィードバック off の時の粒子数 | 80 |
| 6.29 | IB フィードバック on の時の粒子数 | 80 |
| 6.30 | フィードバック off の時のベータトロン振動の遷移 | 80 |
| 6.31 | IB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移 | 80 |
| 6.32 | フィードバック off の時のスペクトログラム | 80 |
| 6.33 | IB フィードバック on の時のスペクトログラム | 80 |
| 6.34 | IB フィードバック on の時のバンチ内振動。左上から順に 100 ターン毎にプロットしている。ノイズが大きいため振動が起きているのかが判断できない。 | 82 |
| 6.35 | フィードバック off の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移 | 83 |
| 6.36 | IB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の遷移 | 83 |
| 6.37 | 1.1×10^{13} の時の粒子数の遷移 | 83 |
| 6.38 | 1.1×10^{13} の時のベータトロン振動の遷移 | 83 |
| 6.39 | 1.1×10^{13} の時のスペクトログラム | 83 |
| 6.40 | 1.1×10^{13} の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移 | 83 |
| 7.1 | シミュレーションの概要 | 85 |
| 7.2 | BxB フィードバックシステムのシミュレーション方法 | 86 |
| 7.3 | IB フィードバックシステムのシミュレーション方法 | 86 |
| 7.4 | δ の初期条件 | 88 |
| 7.5 | τ の初期条件 | 88 |
| 7.6 | フィードバック off の時のバンチ内振動 | 89 |
| 7.7 | BxB フィードバックシステム on の時のバンチ内振動 | 89 |
| 7.8 | IB フィードバックシステム on の時のバンチ内振動 | 89 |
| 7.9 | フィードバック off の時のバンチ内でのベータトロン振動の発展 | 90 |
| 7.10 | BxB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の発展 | 90 |
| 7.11 | IB フィードバック on の時のバンチ内でのベータトロン振動の発展 | 90 |

| | | |
|------|---------------------------------------------------------------|-----|
| 7.12 | フィードバック off の時にオフセットを加えた時の内部振動 | 91 |
| 7.13 | BxB フィードバック on の時にオフセットを加えた時の内部振動 | 91 |
| 7.14 | IB フィードバック on の時にオフセットを加えた時の内部振動 | 91 |
| 7.15 | フィードバック off の時のビームの平均位置 | 92 |
| 7.16 | BxB フィードバック on の時のビームの平均位置 | 92 |
| 7.17 | IB フィードバック on の時のビームの平均位置 | 92 |
| 7.18 | シミュレーションでの粒子数分布 | 92 |
| 7.19 | フィードバック off の時のベータトロン振動の遷移 | 93 |
| 7.20 | BxB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移 | 93 |
| 7.21 | IB フィードバック on の時のベータトロン振動の遷移 | 93 |
| 7.22 | フィードバック off の時のスペクトログラム | 94 |
| 7.23 | BxB フィードバック on の時のスペクトログラム | 94 |
| 7.24 | IB フィードバック on の時のスペクトログラム | 94 |
| 7.25 | ゲインの比較 黒:IB フィードバック, 赤:BxB フィードバック | 94 |
| 7.26 | Δ 信号の包絡線 (BxB フィードバックの場合) | 95 |
| 7.27 | K 毎の収束時間 青:BxB フィードバック, 赤:IB フィードバック | 95 |
| 7.28 | フィードバック off、 $\xi = 0$ の時のバンチ内振動 | 96 |
| 7.29 | フィードバック off、 $\xi = -1.0$ の時のバンチ内振動 | 96 |
| 7.30 | フィードバック off、 $\xi = -2.5$ の時のバンチ内振動 | 96 |
| 7.31 | IB フィードバック on、 $\xi = 0$ の時のバンチ内振動 | 97 |
| 7.32 | IB フィードバック on、 $\xi = -1.0$ の時のバンチ内振動 | 97 |
| 7.33 | IB フィードバック on、 $\xi = -2.5$ の時のバンチ内振動 | 97 |
| 7.34 | IB フィードバック on、 $\xi = 0$ の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移 | 98 |
| 7.35 | IB フィードバック on、 $\xi = -1.0$ の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移 | 98 |
| 7.36 | IB フィードバック on、 $\xi = -2.5$ の時のバンチ内のベータトロン振動の遷移 | 98 |
| 7.37 | IB フィードバック on、 $\xi = 0$ の時のベータトロン振動 | 99 |
| 7.38 | IB フィードバック on、 $\xi = -1.0$ の時のベータトロン振動 | 99 |
| 7.39 | IB フィードバック on、 $\xi = -2.5$ の時のベータトロン振動 | 99 |
| 8.1 | SK で初めて観測された反ニュートリノビームでのニュートリノ事象 | 102 |
| 8.2 | T2K でこれまでに取得した POT の履歴。点はその時のビーム強度、線は積算 POT の遷移を示している。 | 103 |
| 8.3 | T2KRun5,T2KRun6 で取得した POT の履歴 | 103 |
| 8.4 | IB フィードバックを x 方向、y 方向をそれぞれ on、off にした時の粒子数 | 104 |
| 8.5 | 3 回目の入射での粒子数。IB フィードバックが off の時より、on の時の方が粒子数が多くなっているのが確認できる。 | 104 |
| 8.6 | クロマチシティ補正 90%IB フィードバックオフの時の粒子数 | 104 |
| 8.7 | クロマチシティ補正 91%,IB フィードバック on の時の粒子数 | 104 |
| 8.8 | T2K Run6 中に観測された不安定性 青:フィードバックすべてオフ、赤すべてオン | 105 |
| 8.9 | フィードバックオフの時の x 方向のベータトロン振動の時間発展 | 105 |
| 8.10 | フィードバックオフの時の y 方向のベータトロン振動の時間発展 | 105 |
| 8.11 | フィードバックオフの時の x 方向のスペクトログラム | 105 |
| 8.12 | フィードバックオフの時の y 方向のスペクトログラム | 105 |

| | | |
|------|-----------------------------------------------------------------------|-----|
| 8.13 | フィードバックオフの時の3回目の入射付近の x 方向のバンチ内振動の様子 (縦軸は任意スケール) | 106 |
| 8.14 | フィードバックオフの時の3回目の入射付近の y 方向のバンチ内振動の様子 (縦軸は任意スケール) | 107 |
| 8.15 | フィードバックオフの時の x 方向の内部振動のベータatron振動の遷移 | 107 |
| 8.16 | フィードバックオフの時の y 方向の内部振動のベータatron振動の遷移 | 107 |
| 8.17 | フィードバックすべて on の時の x 方向のベータatron振動の時間発展 | 108 |
| 8.18 | フィードバックすべて on の時の y 方向のベータatron振動の時間発展 | 108 |
| 8.19 | 3回目の入射付近の拡大図 | 108 |
| 8.20 | バンチ内振動の様子 (縦軸は任意スケール) | 108 |
| 8.21 | フィードバックすべて on の時の x 方向のスペクトログラム | 109 |
| 8.22 | フィードバックすべて on の時の y 方向のスペクトログラム | 109 |
| 8.23 | フィードバックすべて on の時の3回目の入射付近の x 方向の Δ 信号の遷移 (縦軸は任意スケール) | 109 |
| 8.24 | フィードバックすべて on の時の3回目の入射付近の y 方向の Δ 信号の遷移 (縦軸は任意スケール) | 110 |
| 8.25 | フィードバックすべて on の時の x 方向の内部振動のベータatron周波数の遷移 | 110 |
| 8.26 | フィードバックすべて on の時の y 方向の内部振動のベータatron周波数の遷移 | 110 |
| 9.1 | 今後の J-PARC MR 計画 | 112 |
| 9.2 | ハイパワー試験での粒子数 | 113 |
| B.1 | 空間電荷効果によるチューンシフトの概念図 [48] | 119 |
| B.2 | 加速位相のイメージ図。s が基準点 | 119 |
| B.3 | ランダウ減衰の概念図 [72] | 121 |
| C.1 | Airbag モデルの粒子数分布 [74] | 123 |
| C.2 | インピーダンスとクロマティシティの関係。この時クロマティシティ 1 が不安定になる。 [48] | 123 |
| C.3 | 電子雲発生メカニズム [48] | 124 |
| D.1 | 製作したテーパ管の写真 | 125 |
| D.2 | セットアップの写真。中心にダクトを挟んでいる。 | 126 |
| D.3 | TDR で測定したテーパ管のインピーダンス。赤線がポートの位置で縦軸の中心が 50Ω である。 | 126 |
| D.4 | 新しい電極案 | 128 |
| D.5 | BPM の信号。赤:現在の電極、青:新しい電極 | 129 |
| D.6 | BPM の振幅特性。赤:現在の電極、青:新しい電極 | 129 |

関連図書

- [1] W. Pauri, Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930)
- [2] F.Reines and C.L. Cowan et al. "Detection of the Antineutrino" Phys. Rev. 117 (1960)
- [3] M.Kobayashi, T. Maskawa "CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction " Prog.Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [4] G. Danby, J.M. Gaillard, K.Goulianos, L.M. Lederman, N.B. Mistry, M. Shwartz, J.Steinberger, "Observation of high-energy neutrino reaction and the existence of two kinds of neutrinos" Phys.Rev.Lett. 9:36
- [5] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration), "Observation of tau neutrino interaction" Phys.LetV.B 504(3):218 (2001)
- [6] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006).
- [7] B. Pontecorvo, " Mesonium and antimesonium, " Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, vol. 33, p. 549, 1957, Soviet Physics JETP, vol. 6, p. 429, 1958.
- [8] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. " Remarks on the unified model of elementary particles " Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [9] Samoil M. Bilenky, " Bruno Pontecorvo and Neutrino Oscillations, " Advances in High Energy Physics, vol. 2013, Article ID 873236, 9 pages, 2013. doi:10.1155/2013/873236
- [10] Y.Fukuda et. al.(The Super-Kamiokande Collaboration), "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos", Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567
- [11] M.H.Ahn et al. [K2K Collaboration], " Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment" ,Phys. Rev. D 74, 072003 (2006).
- [12] N. Agafonova et al. (OPERA) "vidence for μ appearance in the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment" ,Phys.Rev. D89 (2014) 051102
- [13] K.Abe et.al., "Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III" ,Phys. Rev. D 83, 052010(2011)
- [14] B. Aharmim et. a., [The SNO Collaboration] ,"Measurement of the ν_e and Total 8B Solar Neutrino Fluxes with the Sudbury Neutrino Observatory Phase-III Data Set" ,Phys. Rev. C 87, 015502 (2013)
- [15] S. Abe et al. (KamLAND Collaboration),"Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND", Phys. Rev. Lett.100, 221803 (2008).

- [16] K. Abe et al., "Evidence for the Appearance of Atmospheric Tau Neutrinos in Super-Kamiokande", Phys. Rev. Lett. 110, 181802 (2013)
- [17] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys.Rev. D 71, 112005 (2005).
- [18] P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), "Measurement of the Neutrino Mass Splitting and Flavor Mixing by MINOS", Phys. Rev.Lett. 106, 181801 (2011).
- [19] K. Abe et al., Phys.Rev.Lett., 112, 181801 (2014).
- [20] M. Apollonio et al. (Chooz Collaboration), Eur. Phys. J. C 27, 331 (2003).
- [21] F. P. An et al., Phys. Rev. Lett., 108, 171803 (2012).
- [22] J. K. Ahn and other, Phys. Rev. Lett., 108, 191802 (2012).
- [23] Y. Abe et al., Phys. Rev. D, 86, 052008 (2012).
- [24] K. Abe et al. (T2K Collaboration), "Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam", Phys.Rev.Lett. 107, 041801 (2011).
- [25] K. Abe et al., Phys.Rev.Lett., 112, 061802 (2014).
- [26] R. Wendell, "Atmospheric Results from Super-Kamiokande " Neutrino 2014 talk.
- [27] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [28] Y.Itow et al. " The JHF-Kamioka neutrino project " arXiv:hep-ex/0106019 (2001)
- [29] 木河達也 " T2K 実験新ニュートリノ検出器の開発及び製作とそれを用いたニュートリノ反応の研究 ", 京都大学修士論文 (2011)
- [30] 藤井芳昭 山田善一 "ニュートリノ実験施設の概要", 高エネルギーニュース Vol.28 No.2 2009
- [31] K.Abe et. al., "Neutrino Oscillation Physics Potential of the T2K Experiment", arXiv:1409.7469 [hep-ex]
- [32] 松岡広大、久保一、横山将志、"T2K 実験ミュオンモニターの開発" 高エネルギーニュース 29-1, 1 (2010)
- [33] 南野彰宏、大谷将士, " T2K 実験ニュートリノビームモニター (INGRID) " 高エネルギーニュース 29-1, 10 (2010)
- [34] 青木茂樹、中家剛、塚本敏文, "T2K 実験 前置ニュートリノ測定器 ND280 Off-Axis", 高エネルギーニュース 29-2, 57 (2010)
- [35] Y.Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], " The Super-Kamiokande detector " Nucl. Instrum. Meth. A 501 418 (2003)
- [36] K.Abe et.al., "Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —", arXiv:1109.3262 [hep-ex]
- [37] 山崎良成 他, "J-PARC 加速器", 高エネルギーニュース Vol.24 No.1 2005

- [38] “ Accelerator Technical Design Report for High-Intensity Proton Accelerator Project, J-PARC ”, KEK Report 2002-13 and JAERI-Tech 2003-44.
- [39] H. Harada et. al., ”THE PAINTING INJECTION AT J-PARC 3GeV RCS” ,Proceedings of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 33rd Linear Accelerator Meeting in Japan
- [40] H. Kobayashi et. al., ”CHALLENGES TO ACHIEVING HIGH-POWER OPERATION OF THE JPARC MR”, Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Himeji, Japan, August 4-6, 2010
- [41] Kurimoto et. al., ”HYBRID CONTROL OF LOW AND HIGH VOLTAGE POWER SUPPLIES FOR HIGH VOLTAGE AND LOW RIPPLE MAGNET POWER SUPPLY”, Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagoya, Japan, August 3-5, 2013
- [42] C. Ohmori, et al., “ DEVELOPMENT OF MAGNETIC ALLOY CORES WITH HIGHER IMPEDANCE FOR J-PARC UPGRADE ” , IPAC10, Kyoto, May 23-28, 2010.
- [43] T. Sugimoto et al., “ Upgrade of the injection kicker system for J-PARC Main Ring ” , IPAC14, Dresden, June 2014, p.526 (2014).
- [44] F.Tamura et.al., ”Longitudinal painting with large amplitude second harmonic rf voltages in the rapid cycling synchrotron of the Japan Proton Accelerator Research Complex”, Phys. Rev. ST Accel. Beams, 12, 041001 (2009).
- [45] Y. Sato et.al., ”HIGH POWER BEAM OPERATION OF THE J-PARC MAIN RING”, Proceedings of 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Aomori, Aug. 9-11, 2014.
- [46] M. Yamamoto et. al., ”Simulation of optimization for rf capture at J-PARC MR by using controlled longitudinal emittance blow-up in RCS”, Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagoya, Aug. 3-5, 2013.
- [47] Y.Sato, T2K Collaboration meeting
- [48] 陳 栄浩, OHO 2005, ”大強度陽子ビームの不安定性”
- [49] 菖蒲田 義博 ,OHO 2010 ”大強度陽子リングのビーム力学 3: ビームの受けるインピーダンスとビームの不安定性の理論”
- [50] S. Igarashi, et al., “ J-PARC MR におけるビーム不安定性抑制のための八極電磁石 ”, Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagoya, Aug. 3-5, 2013.
- [51] 平松成範, OHO2011, ”ビームモニタ ビーム・インスツルメンテーション”
- [52] H. Hindi, et. al., ” Analysis of DSP-BASed Longitudinal Feedback system: Trials at SPEAR and ALS*” , SIAC-PUB-6151, (1993)
- [53] H. A. Hindi et. al., ”Downsampled Bunch-by-Bunch Feedback for PEP ” SLAC-PUB-5919,(1992)

- [54] Y. Kurimoto, et al., “ The bunch by bunch feedback system in J-PARC Main Ring ”, Proceedings of DIPAC2011, Hamburg, Germany, May 16-18, 2011.
- [55] 外山毅, OHO 2009 ” ビームインストルメント ”
- [56] <http://www.aps.anl.gov/epics/>
- [57] B. M. Oliver ” Directional electromagnetic couplers ” Proc.I.R.E, Vol.42-11, p1686
- [58] Shafer, Robert E. ” Beam position monitoring. ” AIP Conference Proceedings. Vol. 212. 1989.
- [59] T. Linnecar, “ The high frequency longitudinal and transverse pick-ups used in the SPS ”, CERN-SPS ARF/78-17 (1978).
- [60] T. Shintake et. al., ” SENSITIVITY CALCULATION OF BEAM POSITION MONITOR USING BOUNDARY ELEMENT METHOD ”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A254, 146-150, (1987)
- [61] F. Caspers, in Handbook of Accelerator Physics and Engineering, edited by A.W. Chao and M. Tigner (World Scientific, Singapore, 1998), p. 570.
- [62] Agilent technology, “ Time Domain Analysis Using a Network Analyzer ”, Application Note 1287-12.
- [63] 絵面栄二, ” マイクロ波伝送と信号解析の基礎 ”, KEK Internal report 0326003 (2003)
- [64] A. Schnase, et al, “ Simulation of narrow-band longitudinal noise applied to J-PARC Main Ring ”, Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Himeji, Aug. 4-6, 2010
- [65] M.Okada et. al., ” DEVELOPMENT OF THE DLC COATED BEAM EXCITER ”, Proceedings of 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Aomori, Aug. 9-11, 2014.
- [66] K.Nakamura et. al., ” FABRICATION OF TAPERED COUPLER FOR INTRA-BUNCH FEEDBACK SYSTEM IN J-PARC MAIN RING ”, Proceedings of 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Aomori, Aug. 9-11, 2014.
- [67] K. Nakamura et. al., ” INTRA-BUNCH FEEDBACK SYSTEM FOR THE J-PARC MAIN RING ” Proceedings of IPAC2014 p.2786, Dresden, Germany, 2014
- [68] K. Nakamura et.al., ” PERFORMANCE EVALUATION OF THE INTRA-BUNCH FEEDBACK SYSTEM AT J-PARC MAIN RING ”, Proceedings of IBIC2014, California, USA, Sep. 14-18, 2014
- [69] 吉田春夫 ” ハミルトン力学系のためのシンプレクティックオイラー法 ”
- [70] 神谷幸秀 OHO 1984 ” 加速器の原理 シンクロトロン及びストレージング ”
- [71] 田村文彦 OHO 2010 ” 大強度陽子リングのビーム力学 2: J-PARC シンクロトロンの RF 調整 ”
- [72] 大見和史 OHO 2011 ” ビーム不安定性 電子雲、イオン、CSR ”

[73] Y.Sato, T2K Collaboration meeting

[74] A. W.Chao, "Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators", John Wiley & Sons, Inc., New York, 1993.