

修士学位論文

レーザー干渉型ビームサイズモニターを用いた  
2ndバンチ電子ビームサイズ測定

**Measurement of 2nd Bunch Electron Beam Size  
Using the Beam Size Monitor Based on Laser  
Interferometer**

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 駒宮研究室  
加納 勇也

2016 年 2 月 3 日

## 概要

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある先端加速器試験施設 (ATF および ATF2) では、将来の線形加速器開発のための加速器技術の研究が行われている。その一つとして、マルチバンチビーム運転における、パルス内ビーム軌道フィードバック技術 (FONT) の開発研究が行われている。ATF2 においては仮想衝突点 (IP) における鉛直方向電子ビームサイズを測定するために、レーザー干渉型ビームサイズモニター (新竹モニター) を用いている。

本研究では新竹モニターのセットアップを変更し、マルチバンチビーム運転において電子ビームサイズを測定できるようにした。マルチバンチビーム運転において、FONT フィードバックシステムを用いることで、IP に伝播する鉛直方向ビーム軌道ジッターが抑制されることを、新竹モニターによる電子ビームサイズ測定を用いて検証する実験を行った。本研究では、FONT フィードバックシステムを用いることで、IP に伝播する鉛直方向ビーム軌道を  $O(10 \text{ nm})$  のオーダーで安定化することができることを確認した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>2</b>
1.1	国際リニアコライダー計画 . . . . .	2
1.2	ATF2 . . . . .	4
1.3	新竹モニター . . . . .	7
1.4	2nd バンチビームサイズ測定とビーム軌道フィードバック . . . . .	8
1.5	本研究の目的 . . . . .	10
1.6	本論文の構成 . . . . .	11
<b>第 2 章</b>	<b>新竹モニター</b>	<b>12</b>
2.1	新竹モニターを用いたビームサイズ測定の原理 . . . . .	12
2.2	コンプトン散乱断面積の計算 . . . . .	17
2.3	新竹モニターの構成 . . . . .	22
2.4	鉛直方向ビーム軌道ジッターによる Modulation の低下 . . . . .	25
<b>第 3 章</b>	<b>新竹モニターのガンマ線検出器</b>	<b>27</b>
3.1	CsI(Tl) シンチレーター . . . . .	27
3.2	アクリルチェレンコフ検出器 . . . . .	28
3.3	チェレンコフ検出器の検出器シミュレーションによる検証 . . . . .	30
3.4	ビームテスト . . . . .	33
<b>第 4 章</b>	<b>Upstream FONT feedback system</b>	<b>39</b>
4.1	ストリップライン BPM . . . . .	39
4.2	Upstream feedback system の構成 . . . . .	41
4.3	ビーム軌道フィードバックの方法 . . . . .	43
<b>第 5 章</b>	<b>FONT システムを使ったビームサイズ測定</b>	<b>45</b>
5.1	取り出しラインのステアリング磁石 . . . . .	45
5.2	ステアリング磁石によるビーム軌道ジッター増加を用いた実験 . . . . .	49
5.3	ビーム強度依存性の測定 . . . . .	59
5.4	まとめ . . . . .	66
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>68</b>
6.1	新竹モニターのガンマ線検出器 . . . . .	68
6.2	FONT フィードバックシステムによるビーム軌道安定化の検証 . . . . .	68

# 第1章 序論

## 1.1 国際リニアコライダー計画

国際リニアコライダー (ILC) は、将来の建設が計画されている電子・陽電子衝突型線形加速器である。超電導加速空洞を用いた加速器であり、重心系エネルギーはレプトンコライダーとしては最高の 250 – 500 GeV に達する。標準理論を超えた新物理の解明が期待される。

ILC の大きな特徴として、レプトンコライダーであることが挙げられる。素粒子同士の衝突を扱うため、相互作用の過程がシンプルである。また、粒子とその反粒子の衝突を扱うため、衝突前後で反応の素過程の重心系エネルギーが一致する。さらに、ハドロンコライダーにおいては QCD 過程によって大きなバックグラウンドが存在するのに比べて、レプトンコライダーにおいてはバックグラウンドの量が比較的少ない。これらの理由により、レプトンコライダーである ILC は物理過程の精密測定に適していると言える。

### 1.1.1 ILC の物理

ILC はヒッグス粒子とトップ粒子の精密測定を目標としている。標準理論における電弱対称性のもとでは素粒子は質量を持つことができないが、ヒッグス場はこの電弱対称性を破り、素粒子に質量を獲得させる。2012 年に大型ハドロンコライダー (LHC) の ATLAS 実験と CMS 実験において質量 125 GeV を持つ新粒子が発見され、のちにこの粒子がヒッグス粒子であることが確認された。ILC においてはレプトンコライダーである利点を活かし、ヒッグス粒子の精密な測定が予定されている。ヒッグス粒子の質量、ヒッグス粒子と他の粒子との結合定数、ヒッグス粒子の自己結合などの精密な測定による、標準理論を超える物理の探索が計画されている。

また、ILC は標準理論を超えた物理の直接探索を目標としている。例として、暗黒物質の探索、超対称性粒子の探索、余剰次元の探索などが挙げられる。

### 1.1.2 ILC のデザイン

ILC のデザインは図 1.1 に示されている。全長が 31 km に達する巨大な加速器である。

ILC は円形加速器ではなく、線形加速器である。これは、円形加速器ではシンクロトロン放射によって加速粒子のエネルギーが失われるためである。粒子が円形加速器を一周する間にシンクロトロン放射によって失うエネルギーは、CGS ガウス単位系を用いて次の式で表される：

$$\delta E = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \beta^3 \gamma^4 \quad (1.1)$$

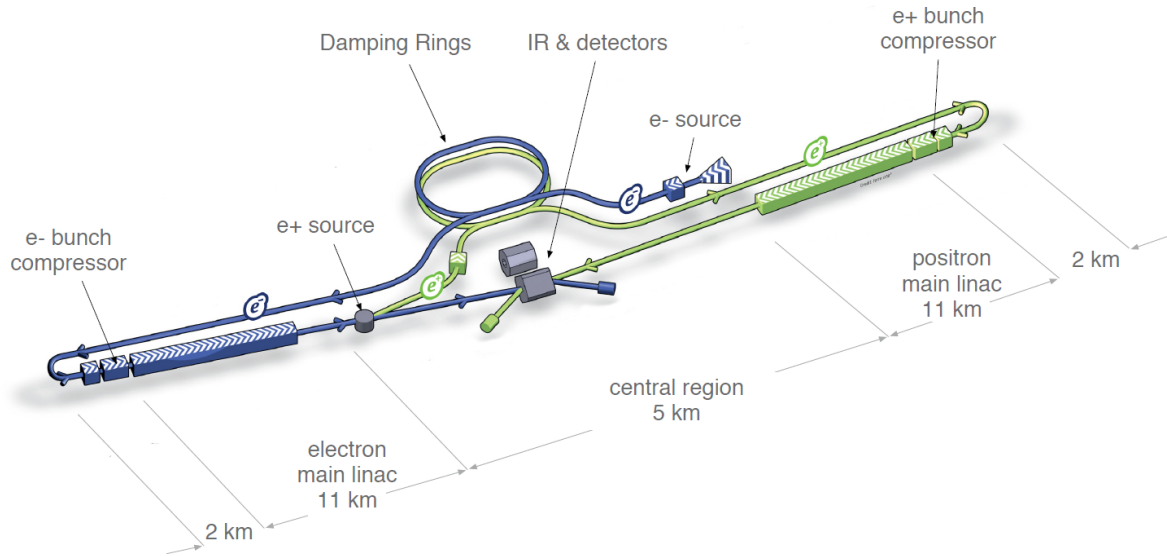


図 1.1: ILC のデザイン [1]

$e$  は粒子の電荷、 $R$  は円形加速器の半径、 $\beta = v/c$  と  $\gamma = E/mc^2$  はローレンツ因子である。電子と陽電子は質量が小さいため、高エネルギーにおいてはシンクロトロン放射によるエネルギーの損失が大きい。そのため、高エネルギーの電子陽電子衝突型円形加速器は現実的ではなく、ILC では線形加速器が採用されている。

線形加速器である ILC においてはルミノシティを高くすることが課題となる。粒子ビームの粒子分布にガウス分布を仮定したとき、加速器におけるルミノシティは次の式で表される：

$$L = \frac{f_{rep} n_b N^2}{4\pi \sigma_x^* \sigma_y^*} H_D \quad (1.2)$$

$f_{rep}$  はビームパルスの繰り返し周波数、 $n_b$  はビームパルスに含まれるバンチの数、 $N$  はバンチに含まれる粒子数、 $\sigma_x^*$  と  $\sigma_y^*$  はそれぞれ衝突点におけるビームの水平方向と鉛直方向のビームサイズ、 $H_D$  はビームビーム相互作用によってルミノシティにかかる係数である。

円形加速器では、ビームパルスを加速器内で周回させることでビームパルスの繰り返し周波数を大きくし、高いルミノシティを得ることが可能である（例として LHC では  $f_{rep} = 11$  kHz である）。対して線形加速器である ILC では、運転コストの制限から、ビームパワー  $2n_b N f_{rep} E$  が制限される。その制約から  $n_b$ 、 $N$ 、 $f_{rep}$  が制限され、デザイン上のビームパルスの繰り返し周波数は  $f_{rep} = 5$  Hz と比較的小さい。そのため、ILC においてはルミノシティを高くすることが課題である。ILC では衝突点におけるビームサイズを小さくすることで、ルミノシティを向上させることを計画している。重心系エネルギー  $E_{CM} = 500$  GeV の運転において、水平方向ビームサイズを  $\sigma_x^* = 474$  nm、鉛直方向ビームサイズを世界最小の  $\sigma_y^* = 5.9$  nm とする計画である [1]。

ILC におけるビームサイズは、 $\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$  となっている。これは、Beamstrahlung によるビームのエネルギー損失と、ビームのエネルギー広がりを小さくするためである。ビーム内の各粒子は、衝突する相手ビームのクーロン場の中で収束されてシンクロトロン放射光を発する。この

現象を Beamstrahlung と呼ぶ。Beamstrahlung によるビームの平均エネルギー損失は近似的に  $(\sigma_x^* + \sigma_y^*)^{-2}$  に比例するので、ILC では  $\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$  とすることによって Beamstrahlung の効果を抑制し、かつルミノシティを向上させる。Beamstrahlung によって生成される大量のシンクロトロン放射光は測定器において大きなバックグラウンドを作り出し、物理解析に悪い影響を与えるので、この面においても Beamstrahlung を抑制することは重要である。

## 1.2 ATF2

### 1.2.1 ATF2 と色収差補正

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある先端加速器試験施設 (ATF) は、将来のリニアコライダの研究のために建設された試験加速器である。1997 年に運転を開始し、2001 年に極小の鉛直方向ビームエミッタンス (ビーム強度が 0 の極限において  $\gamma\epsilon_y = 2.8 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{rad}$ ) を達成した [2]。

2008 年に、ATF のダンピングリングの下流に新たなビームラインとして ATF2 が建設された。ATF2 は、ILC にて用いられる最終収束系を、より低い粒子エネルギーにスケールダウンした、最終収束系のプロトタイプとしてデザインされた。

ILC では先述のように、高いルミノシティを得るために極小の鉛直方向ビームサイズ ( $\sigma_y^* = 5.9 \text{ nm}$ ) を用いる計画である。衝突点においてビームを極小サイズまで収束させるために、新たなデザインの最終収束系 (局所色収差補正方式) を用いる予定である。局所色収差補正方式の最終収束系の実現性は過去に実証されたことがないため、ATF2 はこの最終収束系の実証試験を行っている。また ATF2 では、ILC やコンパクトリニアコライダー (CLIC) など将来のリニアコライダーに用いるための各種の加速器技術の開発研究が行われている。

電子ビームはビームラインの終端にある 2 つの四極電磁石 (Final Doublet, FD) を用いて、衝突点 (Interaction Point, IP) において収束される。このとき、電子の持つエネルギーのずれによって、四極電磁石による収束の焦点の位置にずれが生じる (図 1.2)。結果として、電子ビームが持つエネルギー幅  $\sigma_E = \Delta E/E$  によって、衝突点における鉛直方向ビームサイズが増大する。この効果は次の式で近似的に表される：

$$\frac{\Delta\sigma_y^*}{\sigma_y^*} \sim \xi_y \sigma_E \quad (1.3)$$

$\xi_y$  は鉛直方向の色収差である。色収差が補正されていない場合、色収差はおおよそ  $\xi_y \sim L^*/\beta_y^*$  である。 $L^*$  は FD と IP との間の距離である。 $\xi_y$  はリニアコライダーにおいて典型的に  $\sim 10^4$  程度であるため、電子ビームのエネルギー幅が  $\sigma_E \sim 10^{-3}$  程度と小さい場合でも色収差によるビームサイズ増大の効果は 10 倍程度と大きくなる。

色収差によるビームサイズ増大の効果を抑えるため、リニアコライダーの最終収束系においては色収差を補正する必要がある。過去に SLAC における FFTB 実験では、大域の色収差補正方式の最終収束系の実証試験が行われた。大域の色収差補正方式では、FD の上流に複数の六極電磁石が配置され、これらによって色収差の補正が行われている。対して、局所色収差補正方式では六極電磁石が FD の前後に配置され、局所的に色収差が補正されている。局所色収差補正方式の

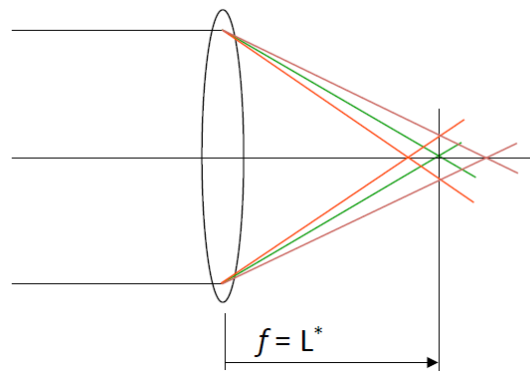


図 1.2: IP における色収差 [3]

利点としては、最終収束系を短くできることである。また、大域の色収差補正方式の場合ビームエネルギーのずれによって六極電磁石とFDとの位相関係にずれが生じてしまうが、局所色収差補正方式の場合はその影響が少ない。そのため、局所色収差補正方式のほうが許容されるビームエネルギーのバンド幅が広く、低エネルギーから高エネルギーまで同じ収束系を用いることができる。そのため、ILCでは局所色収差補正方式の最終収束系を用いる計画である。

### 1.2.2 ATF2 のデザイン

ATF および ATF2 のセットアップは図 1.3 に示されている。電子は電子銃において、UV レーザーをフォトカソード (Cs-Te 陰極) に照射することによって生成される。生成された電子は常伝導 RF 加速空洞を用いたリニアックによって 1.3 GeV まで加速されたのち、ダンピングリングに入射する。ダンピングリングにおいて電子は 200 ms のあいだ周回し、ダンピングによってエミッタンスが低減される。ダンピングされた電子パルスは、ダンピングリングから高速のパルスキッカー電磁石 (取り出しキッカー) によって取り出され、取り出しラインへと入射される。取り出しラインを通過した電子パルスは最終収束系に入射し、仮想衝突点 (Interaction Point, IP) において極小鉛直方向ビームサイズに収束される。

局所色収差補正方式の最終収束系による極小ビームサイズの収束と、衝突点におけるビーム軌道の nm 精度での安定化を実証するため、ATF2 において掲げられている目標は以下の 2 つである [5] :

- IP において、鉛直方向ビームサイズを  $\sigma_y^* = 37 \text{ nm}$  まで収束させる
- IP において、鉛直方向ビーム軌道を nm 精度で安定化させる

ATF2 と ILC のデザイン上のパラメータは表 1.1 に示されている。デザインパラメータである  $\sigma_y^* = 37 \text{ nm}$  は達成されれば世界最小のビームサイズである。ATF2 の IP における鉛直方向ビームサイズ  $\sigma_y^*$  は、ILC に比べて 5 倍ほど大きい。これは 2 つの加速器におけるビームエネルギーの

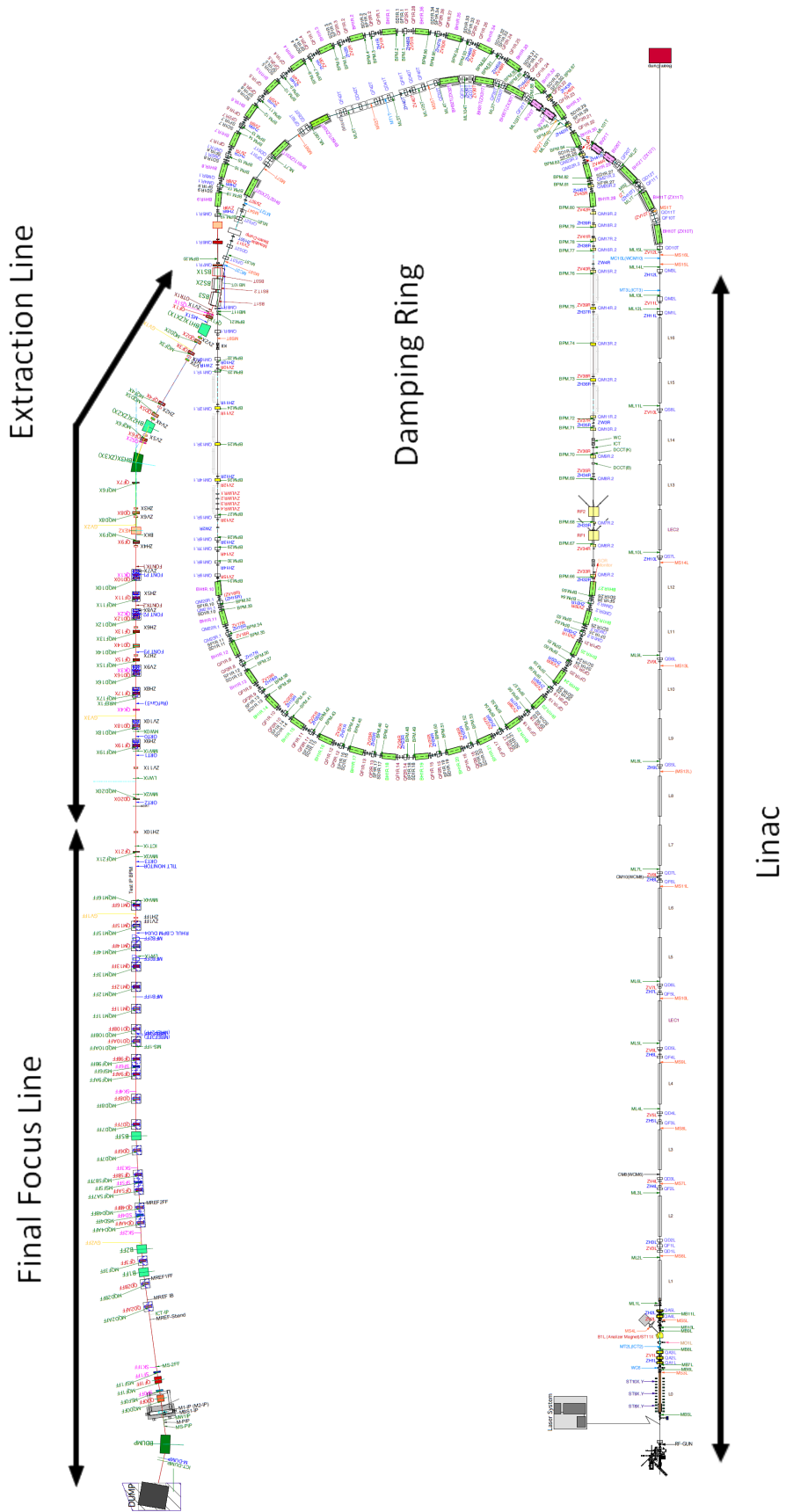


図 1.3: ATF の図 [4]



違いによるものである。IP における鉛直方向ビームサイズは

$$\begin{aligned}\sigma_y^* &= \sqrt{\epsilon_y \cdot \beta_y^*} \\ &= \sqrt{\frac{\gamma \epsilon_y \cdot \beta_y^*}{\gamma}}\end{aligned}\tag{1.4}$$

によって表される。 $\gamma$  はローレンツ因子である。ATF2 と ILC では規格化エミッタンス  $\gamma \epsilon_y$  と IP におけるベータ関数  $\beta_y^*$  が同程度であり、 $\gamma$  が 200 倍程度異なるため、IP における鉛直方向ビームサイズがそれらによってスケールされる。

Parameters		ATF2	ILC (TDR 500 GeV) [1]
Beam energy	$E$ [GeV]	1.3	250
Repetition rate	$f$ [Hz]	3.12	5
Distance between final quadrupole magnet and IP	$L^*$ [m]	1	4.1
Horizontal normalised emittance	$\gamma \epsilon_x$ [ $\mu\text{m} \cdot \text{rad}$ ]	2.8	10
Vertical normalised emittance	$\gamma \epsilon_y$ [nm $\cdot$ rad]	31	35
Horizontal IP beta-function	$\beta_x^*$ [mm]	4	11.0
Vertical IP beta-function	$\beta_y^*$ [mm]	0.1	0.48
Horizontal IP beam size	$\sigma_x^*$ [nm]	$2.2 \times 10^3$	474
Vertical IP beam size	$\sigma_y^*$ [nm]	37	5.9
Energy spread	$\sigma_E$ [%]	0.08	0.070/0.124 <sup>b</sup>
Vertical chromaticity	$\xi_y \sim (L^*/\beta_y^*)$	10000	7300/9400 <sup>a</sup>
Beam intensity	$N$ [electrons/bunch]	$1 \times 10^{10}$	$2.0 \times 10^{10}$

表 1.1: ATF2 と ILC のデザイン上のパラメータ。a はそれぞれ、検出器として SiD/ILD を用いたときの数値。b はそれぞれ、ILC の電子/陽電子の数値。ILC の  $L^*$  は、TDR の記述から変更された。

ATF2 においては、2013 年にビームサイズ測定において  $\sigma_y^* = 65$  nm[6]、2014 年 6 月には  $\sigma_y^* = 44$  nm[7] を達成し、局所色収差補正方式の最終収束系の実現性を実証した。現在では、IP におけるビームサイズ測定値がデザインパラメータの  $\sigma_y^* = 37$  nm よりも大きくなっている原因を解明するため、詳細な研究が進められている。

### 1.3 新竹モニター

IP において電子ビームが極小ビームサイズに収束されていることを確認するためには、ビームサイズモニターを用いてビームサイズを測定することが必要である。ATF2 では、IP に設置された新竹モニターを用いて、極小の鉛直方向ビームサイズを測定している。新竹モニターは新竹積

氏によって考案された電子ビームサイズモニターである。この測定器は SLAC の FFTB 実験において、IP の電子ビームサイズを測定するために用いられ、 $\sigma_y^* = 70 \text{ nm}$  の測定を達成した。

新竹モニターは、レーザーの干渉縞を用いて極小の電子ビームサイズを測定する。レーザーを IP にて交差させて干渉縞を作り出し、IP に入射した電子ビームとレーザー干渉縞とのコンプトン散乱による散乱光子を、ガンマ線検出器を用いて測定することによって、電子ビームの鉛直方向ビームサイズを測定する。この測定器の詳細な測定原理は第 2 章に記述する。新竹モニターは 100 nm 以下のビームサイズを測定した、現時点では唯一の測定器である。ATF2 では FFTB 実験よりも IP におけるデザイン上のビームサイズが小さい。そのため ATF2 では、新竹モニターに用いるレーザーの波長を半分にすることによってより小さいビームサイズが測定できるように改良し、測定に用いている。

## 1.4 2nd バンチビームサイズ測定とビーム軌道フィードバック

### 1.4.1 2nd バンチビームサイズ測定

ATF2 では通常、1 バンチビーム運転がおこなわれる。このとき、1 つのパルスに 1 つのバンチが含まれ、1 パルスが 3.12 Hz で IP に入射する。また ATF2 では、1 つのパルスに 2-3 バンチを含むマルチバンチビーム運転が可能である。2 バンチビーム運転の際には、バンチ間隔は 140 ns から 300 ns 程度まで調節可能である。リニアックからダンピングリングへ 3.12 Hz でバンチが入射し、半分の頻度の 1.56 Hz で 2 つのバンチが同時に取り出され、IP には 1 パルスが 1.56 Hz で入射する。3 バンチビーム運転の際には頻度が 3 分の 1 になる。

本研究では、2 バンチビーム運転において、パルス内の 2 つ目のバンチ (2nd バンチ) のビームサイズ測定を、新竹モニターを用いて行った。新竹モニターに用いているレーザーが IP に入射するタイミングを調節することによって、レーザーが 1st バンチか 2nd バンチのどちらと衝突するかを選択できる。これによって、2 つのバンチのどちらのバンチのビームサイズを測定するかを選択することが可能である。本研究では、ATF2 の新竹モニターで用いていたガンマ線検出器を、CsI(Tl) シンチレーターから、より時間応答が高速なアクリルチェレンコフ検出器に置き換えた。これによって、2nd バンチのビームサイズ測定が可能となった。ガンマ線検出器の研究に関して詳細は第 3 章で記述する。

### 1.4.2 Intra-train beam orbit feedback

ILC においては、IP における鉛直方向ビームサイズを数 nm とする予定である。そのため、電子ビームと陽電子ビームの衝突時の鉛直方向ビーム軌道に数 nm の差が生じると、ルミノシティが大きく減少する。よって、ビームの鉛直方向軌道をビーム軌道フィードバックによって補正することが必要となる。

地面振動は加速器の磁石を振動させる。特に四極磁石の位置にオフセットが生じると、ビームにキックが加えられ、ビーム軌道に振動を発生させる。このように、地面振動はビーム軌道ジッ

ターの大きな要因となる。図 1.4 は各地域における地面振動の周波数スペクトルを示している。ILCにおける繰り返し周波数は5 Hzであるため、パルス間パルス間のビーム軌道フィードバックを用いることによって、5 Hz以下の地面振動によるビーム軌道への影響を補正することが可能である。ただし、図 1.4のように、ILCにおいても5 Hz以上の鉛直方向地面振動が数 nmレベルで存在することが予想される。5 Hzよりも早い周波数の地面振動によるビーム軌道への影響を補正するためには、1つのパルス内におけるバンチ間バンチ間のビーム軌道フィードバックを用いる必要がある。線形加速器のIPにおけるビーム軌道フィードバック技術の概念図が図 1.5に示されている。1つのパルス内において、1つ目のバンチの鉛直方向ビーム位置をビーム位置モニター(Beam Position Monitor, BPM)を用いて測定し、その電気信号の信号処理を行う。直後に通過する2つ目のバンチに対してキッカー磁石を用いて鉛直方向にキックを加え、2つ目のバンチの鉛直方向ビーム軌道を補正する。

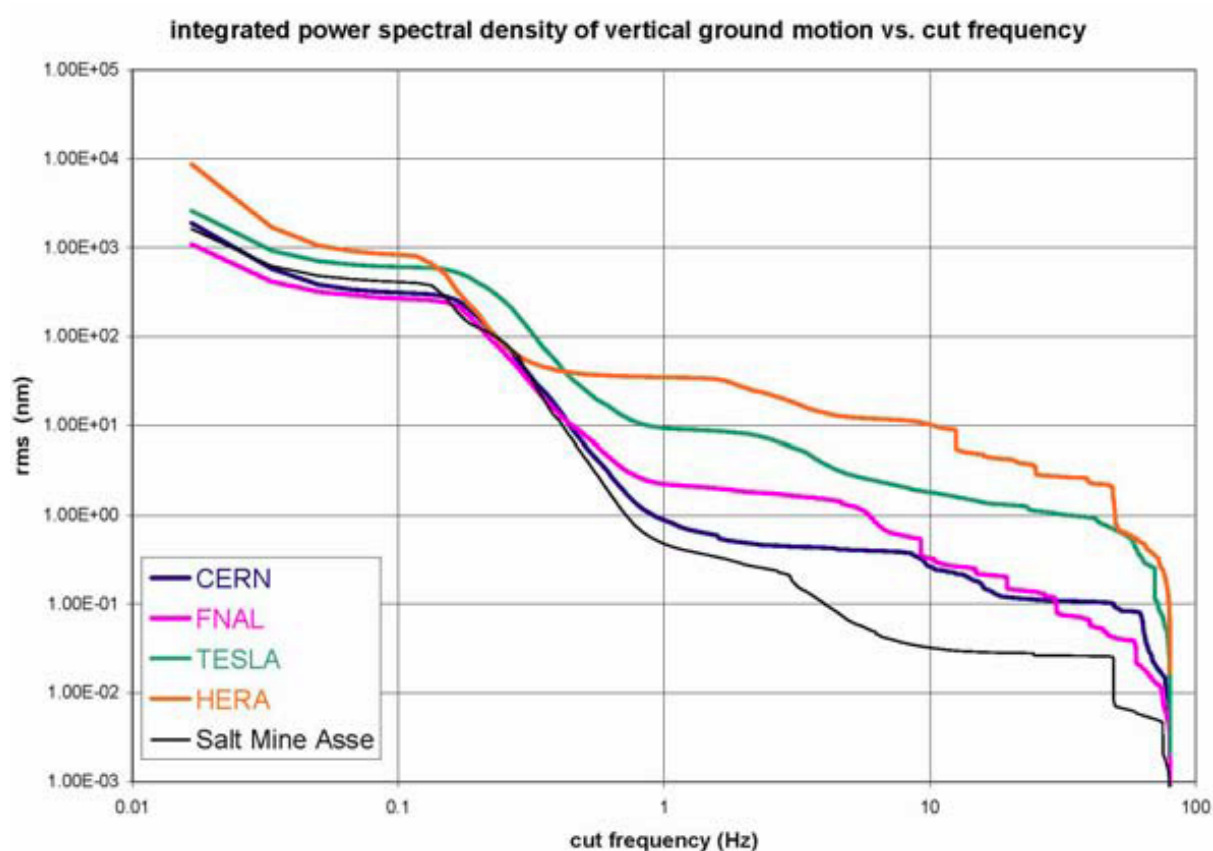


図 1.4: 各地域における、鉛直方向の地面の振動 (RMS) の周波数スペクトラム [8]。カットオフ周波数  $\omega$  から 80 Hz までの積分値を示している。

ILCを含む将来の線形加速器で用いるビーム軌道フィードバック技術の研究のために、ATF2においてはFeedback on Nanosecond Time-scales (FONT)の開発が、オックスフォード大学の研究グループによって進められている。FONT upstream feedback systemを構成する3つのstripline BPMと2つのstripline kickerは、ATFの取り出しライン(extraction line)に設置されている。ATF2の2バンチビーム運転において、2ndバンチの取り出しラインにおける鉛直方向ビーム軌

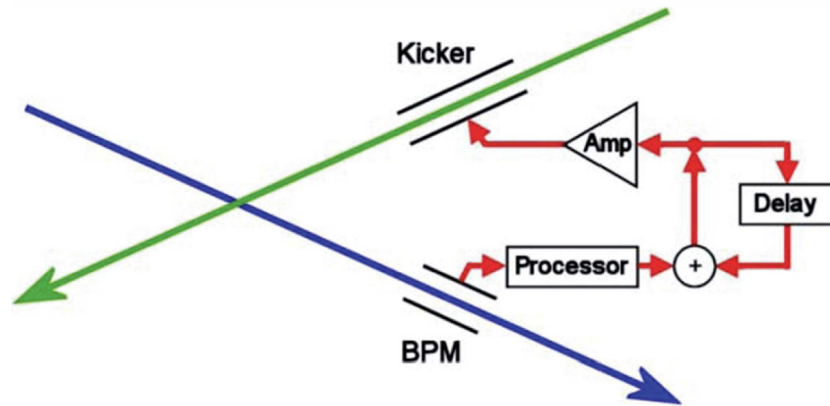


図 1.5: 線形加速器の IP における intra-train feedback システムの概念図 [9]。

道を補正して安定化させる。これらの BPM における鉛直方向ビームサイズは  $6 \mu\text{m}$  程度であると計算される。1 バunchの電荷が  $1 \text{ nC}$  (ビーム強度が  $6 \times 10^9 \text{ electrons/pulse}$ ) のとき、取り出しラインの BPM における鉛直方向ビーム位置ジッターを  $1/3$  程度に抑え、 $0.6 \mu\text{m}$  程度に抑制することに成功している [10]。このシステムの詳細は第 4 章に記述する。

## 1.5 本研究の目的

本研究の目的は、FONT upstream feedback system によるビーム軌道フィードバックによって、IP における電子ビームの鉛直方向ビーム位置が安定化することを、新竹モニターを用いたビームサイズ測定によって検証することにある。

電子ビームが取り出しラインから IP まで輸送される過程で、取り出しラインにおいて観測される鉛直方向ビーム位置ジッターは IP まで伝搬していく。FONT upstream feedback system によって、取り出しラインにおける 2nd バunchのビーム位置ジッターが抑制され、IP に伝搬する鉛直方向位置ジッターは抑制されることが期待される。また、新竹モニターによるビームサイズ測定ではその測定原理から、鉛直方向位置ジッターが抑制されることでビームサイズの測定値が減少することが予想される。このビームサイズ測定値の減少を観測することで、IP におけるビーム軌道の安定化を検証することが本研究の目的である。

本研究の意義は、取り出しラインにある FONT フィードバックシステムによって、IP に伝搬するビーム軌道ジッターを抑制することができることを確認することにある。取り出しラインにあるビーム軌道が安定化すれば、IP を含む下流におけるビーム軌道も安定化することが、ビーム輸送の計算から期待される。期待通りの効果が得られることを検証する。

また、ATF2 においてデザイン上の鉛直方向ビームサイズ  $\sigma_y^* = 37 \text{ nm}$  を達成する上での課題を調査することが、本研究の間接的な意義である。先述の通り、ATF2 においては  $\sigma_y^* = 44 \text{ nm}$  の実証を達成しており、 $\sigma_y^* = 37 \text{ nm}$  の実証を達成するための研究が進行している。現在のビームサイズ測定値が  $\sigma_y^* = 37 \text{ nm}$  よりも大きい原因の一つとして、IP における鉛直方向ビーム軌道ジッ

ターの影響が考えられる。本研究は、そのことを確認する研究のための、予備実験に位置づけられる。

## 1.6 本論文の構成

第2章では、新竹モニターを用いた電子ビームサイズ測定値の測定原理と、ATF2における新竹モニターのセットアップについて解説する。第3章では、新竹モニターのガンマ線検出器について説明する。また、2ndバンチビームサイズ測定を行うために用いるガンマ線検出器として、アクリルチェレンコフ検出器の研究を行った。これについて記述する。第4章では、FONTフィードバックシステムの動作原理とセットアップについて説明する。第5章では、FONTフィードバックシステムと新竹モニターを用いた、ビーム軌道安定化検証の実験について説明する。実験手法と、得られた実験結果の解析について解説する。最後に第6章では、本論文の研究をまとめる。

## 第2章 新竹モニター

この節では Heaviside-Lorentz 自然単位系を用いる:

$$c = 1 \quad (2.1)$$

$$\hbar = 1 \quad (2.2)$$

$$\epsilon_0 = 1 \quad (2.3)$$

$$\mu_0 = 1 \quad (2.4)$$

また、座標系として Frenet-Serret 座標系を用いる。電子ビームの進行方向を  $s$  軸 (または  $z$  軸) とし、鉛直方向を  $y$  軸とし、これら 2 つの軸に対して直交しなおかつ右手系となるように  $x$  軸をとる。

### 2.1 新竹モニターを用いたビームサイズ測定の実理

#### 2.1.1 新竹モニターのセットアップ

先述のとおり、ATF2 では仮想衝突点 (IP) における鉛直方向電子ビームサイズ  $\sigma_y^*$  の測定を、レーザー干渉型電子ビームサイズモニター (新竹モニター) を用いて行っている。新竹モニターのセットアップの概念図が図 2.1 に示されている。ビームサイズ測定の方法は次の通り:

1. ハーフミラーを用いてレーザー光を 2 本に分岐させる
2. IP において 2 本のレーザー光を交差させ、レーザー干渉縞を形成する
3. IP に電子ビームが入射すると、レーザー干渉縞とのコンプトン散乱によって光子が散乱される
4. コンプトン散乱光子を、ガンマ線検出器を用いて測定する
5. 光学遅延回路を用いて、レーザー干渉縞の位相を変化させる。これによって、コンプトン散乱光子数が変調する
6. コンプトン散乱光子数の変調の大きさから、電子ビームサイズを算出する

レーザー干渉縞の位相を変えることによって、コンプトン散乱光子の信号量が変調する様子が図 2.2 に示されている。レーザー光の片方の光路長を変更することで、レーザー干渉縞の位相を

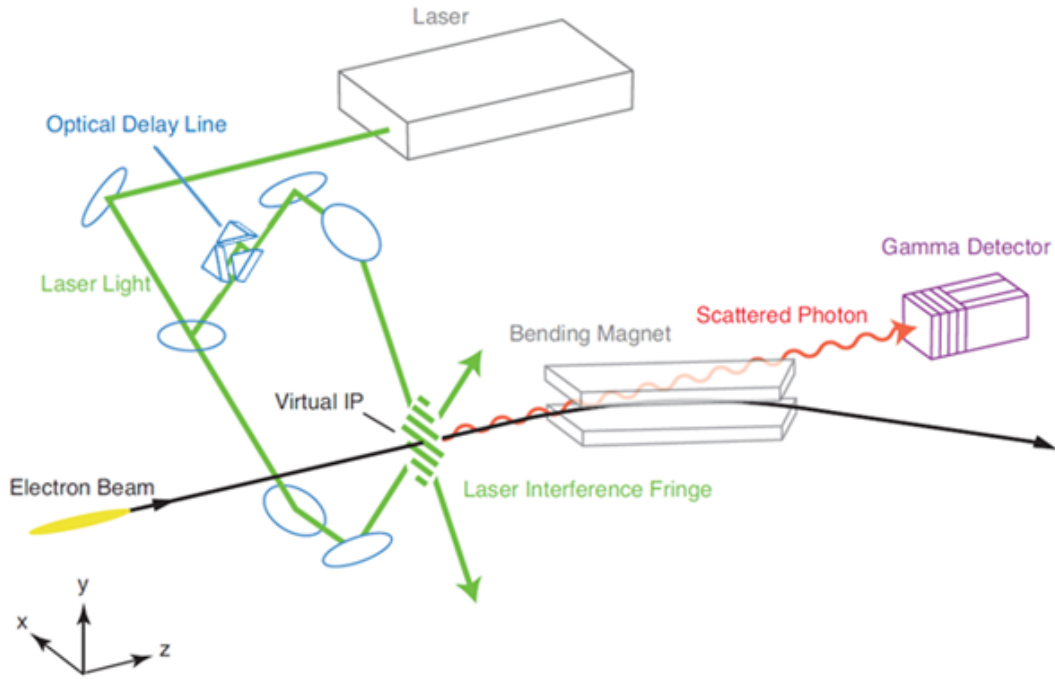


図 2.1: ATF2 における新竹モニターの概念図 ([11] より一部改変)。

変更する。このとき、レーザー干渉縞の磁場強度の山と谷の位置が、 $y$  軸方向に移動するため、コンプトン散乱光子数が変調し、サインカーブを描く。鉛直方向電子ビームサイズが小さいときには、この変調が大きい、電子ビームサイズが大きいたまには、変調が小さくなる。コンプトン散乱光子数の変調の大きさを測定することによって、電子ビームサイズを算出することが可能である。

### 2.1.2 レーザー干渉縞の磁場強度の計算

ATF2 では、新竹モニターのレーザーに  $s$  偏光 (電場が  $z$  方向に平行に振動) の可視光 (波長  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) を用いている。このとき、実験室系において電子ビーム内電子とレーザー光との相互作用を考えると、レーザー光の磁場による影響のみを考慮し、電場による影響を無視してよい。このことを示す。

$z$  方向に Lorentz 変換し、電子ビーム内電子の静止系を考える。このとき、レーザー光の電場は次のように変換される。 $\gamma = (1.3 \text{ [GeV]}) / (511 \text{ [keV]}) \sim 2500$  と  $\beta$  は Lorentz 因子である。 $E$  と  $B$  は実験室系における電磁場、 $E^*$  は電子静止系における電場である。

$$E_x^* = \gamma(E_x - \beta B_y) \quad (2.5)$$

$$E_y^* = \gamma(E_y + \beta B_x) \quad (2.6)$$

$$E_z^* = E_z \quad (2.7)$$

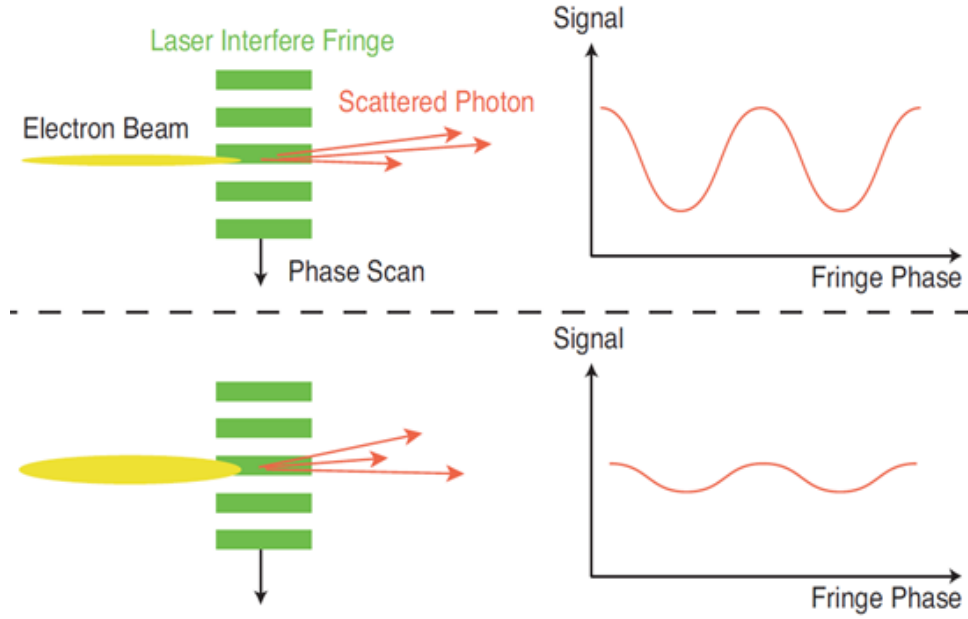


図 2.2: 鉛直方向電子ビームサイズとコンプトン散乱光子信号の変調 [11]。

レーザー光が  $s$  偏光なので、 $E_x = E_y = 0$  かつ  $B_z = 0$  である。

$$E_x^* = -\gamma\beta B_y \quad (2.8)$$

$$E_y^* = \gamma\beta B_x \quad (2.9)$$

$$E_z^* = E_z \quad (2.10)$$

電子ビーム内電子の静止系では、電子は電場のみに影響を受ける。静止系における電場強度は次のようにあらわされる。

$$|\vec{E}^*|^2 = \gamma^2\beta^2|\vec{B}|^2 + |\vec{E}|^2 \quad (2.11)$$

$$\sim \gamma^2\beta^2|\vec{B}|^2 \quad (\gamma \gg 1) \quad (2.12)$$

よって、実験室系において電子ビームとレーザー光の相互作用を考えるには、レーザー光の磁場強度のみを考慮すればよいことがわかる。

図 2.3 のように、IP においてレーザー光が交差角  $\theta = 2\phi$  で交差している状態を考える。用いているレーザー光のスポットサイズは  $\sim 10 \mu\text{m}$  であり、IP における電子ビームサイズ (デザイン上は  $\sigma_x^* = 2.2 \mu\text{m}$ ) よりも十分に大きいので、電子ビームが感じる電磁場は一様であると仮定し、平面波とみなすことができる。レーザー光の電磁場は次のように表せる。 $\vec{k}_1$  と  $\vec{k}_2$  はそれぞれの



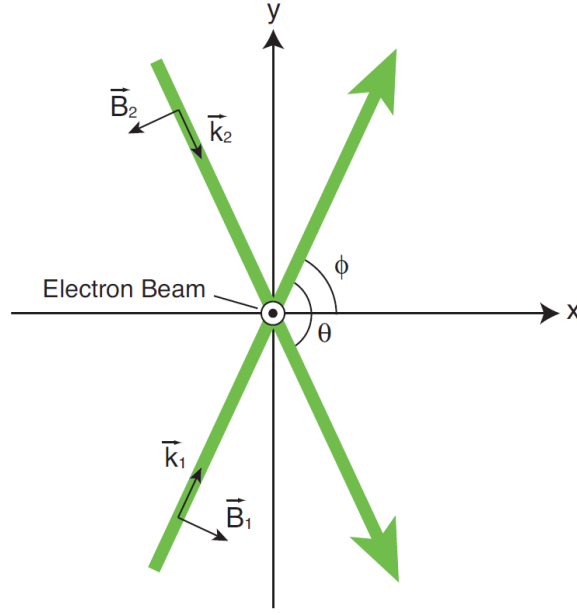


図 2.3: レーザー光が形成する平面 [11]。

レーザー光の波数ベクトル、 $\alpha$  は 2 つのレーザー光の位相差である。

$$\vec{k}_1 = (k \cos \phi, k \sin \phi, 0) \quad (2.13)$$

$$\vec{k}_2 = (k \cos \phi, -k \sin \phi, 0) \quad (2.14)$$

$$\vec{E}_1 = E(0, 0, 1) \cos \left( \omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} \right) \quad (2.15)$$

$$\vec{E}_2 = E(0, 0, 1) \cos \left( \omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2} \right) \quad (2.16)$$

$$\vec{B}_1 = E(\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left( \omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} \right) \quad (2.17)$$

$$\vec{B}_2 = E(-\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left( \omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2} \right) \quad (2.18)$$

$$(2.19)$$

レーザー光の磁場を足し合わせると次のようになる。

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \quad (2.20)$$

$$= 2E \begin{pmatrix} \sin \phi \sin(\omega t - k_x x) \sin(k_y y + \frac{\alpha}{2}) \\ -\cos \phi \cos(\omega t - k_x x) \cos(k_y y + \frac{\alpha}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

上式からわかるとおり、 $x$  方向には進行波となり、 $y$  方向には定在波になる。用いているレーザー光のパルス幅 (FWHM) は 8 ns、電子ビームのパルス幅は  $\sigma_z \sim 8 \text{ mm} \sim 30 \text{ ps}$  であり、レーザー光の方が十分長い。また、電子ビームが通過する間に磁場が振動する回数は  $\nu \sigma_z = (c/\lambda) * \sigma_z \sim 10^4$

である。これは十分大きいので、磁場強度の時間平均を計算して用いることとする。

$$\overline{|\vec{B}|^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T dt |\vec{B}|^2 \quad (2.22)$$

$$= E^2 [1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha)] \quad (2.23)$$

以上のように、IPには $y$ 方向に磁場の定在波ができる。この定在波の位相は $\alpha$ に対して線形に変化するので、光学遅延回路を用いて2つのレーザー光の位相差を変化させることで、定在波の位相を変化させることができる。

IPに生じるレーザー干渉縞の定在波の間隔(ピッチ) $d$ は次のように表される。

$$d = \frac{\pi}{k_y} \quad (2.24)$$

### 2.1.3 電子ビームサイズの算出

IPに電子ビームが入射した時の、レーザー干渉縞とのコンプトン散乱光子数の変化を計算する。2本のレーザーの交差点が電子ビーム中心から $y$ 方向に $y_0$ だけ離れているとする。

$$\overline{|\vec{B}|^2} = E^2 \{1 + \cos \theta \cos[2k_y(y_0 - y) + \alpha]\} \quad (2.25)$$

散乱光子数は、コンプトン散乱の散乱断面積、レーザー干渉縞の磁場強度、電子ビームの電子分布の積に比例する。電子ビームのビームプロファイルに2次元のガウス分布を仮定すると、次のように計算される。

$$N_\gamma \propto \int dx dy \overline{|\vec{B}|^2} \frac{1}{2\pi\sigma_x^*\sigma_y^*} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^{*2}}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^{*2}}\right) \quad (2.26)$$

$$\therefore N_\gamma = N_0 [1 + \cos \theta \exp(-2k_y^2\sigma_y^{*2}) \cos(2k_y y_0 + \alpha)] \quad (2.27)$$

上式より、レーザー干渉縞の位相 $\alpha$ を変化させていったとき、コンプトン散乱光子数 $N_\gamma$ は変調し、その変調の大きさは次のようにあらわされる。この変調の大きさを Modulation depth  $M$  と定義する。

$$M \equiv |\cos \theta| \exp(-2k_y^2\sigma_y^{*2}) \quad (2.28)$$

$$N_\gamma = N_0 [1 + M \cos(2k_y y_0 + \alpha)] \quad (2.29)$$

以上のように、電子ビームサイズ測定を行うことができる。レーザー干渉縞の位相 $\alpha$ を変化させ、コンプトン散乱光子数を変調させる。この変調の大きさ $M$ を測定し、 $M$ から鉛直方向電子ビームサイズを次のように計算できる。

$$\sigma_y^* = \frac{1}{2k_y} \sqrt{2 \log \left( \frac{|\cos \theta|}{M} \right)} \quad (2.30)$$

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.31)$$

$\lambda$  はレーザーの波長であり、ATF2 の新竹モニターでは  $\lambda = 532 \text{ nm}$  を用いている。

ATF2 における電子ビームサイズ測定の一例が図 2.4 に示されている。この測定では、レーザー交差角を  $\theta = 174 \text{ deg}$  に設定している。各位相につきガンマ線検出器のデータを 30 点測定し、その平均値をデータ点としてプロットしている。棒はその 30 点の標準偏差の  $\sqrt{1/30}$  倍を表す。このプロットに対して、式 2.29 を用いて  $\chi^2$  フィッティングを行い、フィッティングパラメーターである  $M$  から  $\sigma_y^*$  を計算している。

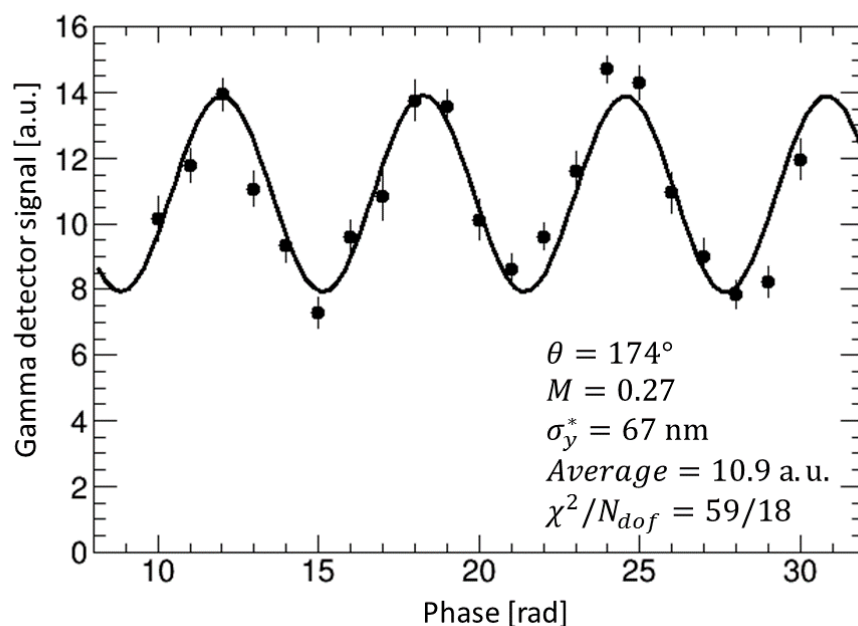


図 2.4: ATF2 の新竹モニターを用いた電子ビームサイズ測定結果の一例。

ATF2 の新竹モニターでは、レーザー交差角を  $\theta = 2 - 8 \text{ deg}, 30 \text{ deg}, 174 \text{ deg}$  から選択できるようにセットアップが作られている (後述)。レーザー交差角を変更することで、干渉縞のピッチを変更し (式 2.24)、電子ビームサイズの測定領域を変更することができる。異なるレーザー交差角を用いたときの、電子ビームサイズと Modulation の関係が図 2.5 に示されている。 $\theta = 174 \text{ deg}$  としたときは、数十 nm の鉛直方向ビームサイズを測定することが可能である。

## 2.2 コンプトン散乱断面積の計算

### 2.2.1 電子静止系における振幅の計算

入射電子、入射光子、散乱光子の 4 元運動量をそれぞれ  $p, k, k'$  とする。入射光子、散乱光子の偏極ベクトルを  $\epsilon, \epsilon'$  とする。Coulomb ゲージ ( $k \cdot \epsilon = 0$ ) を用いることとし、 $\epsilon_0 = 0$  とする。

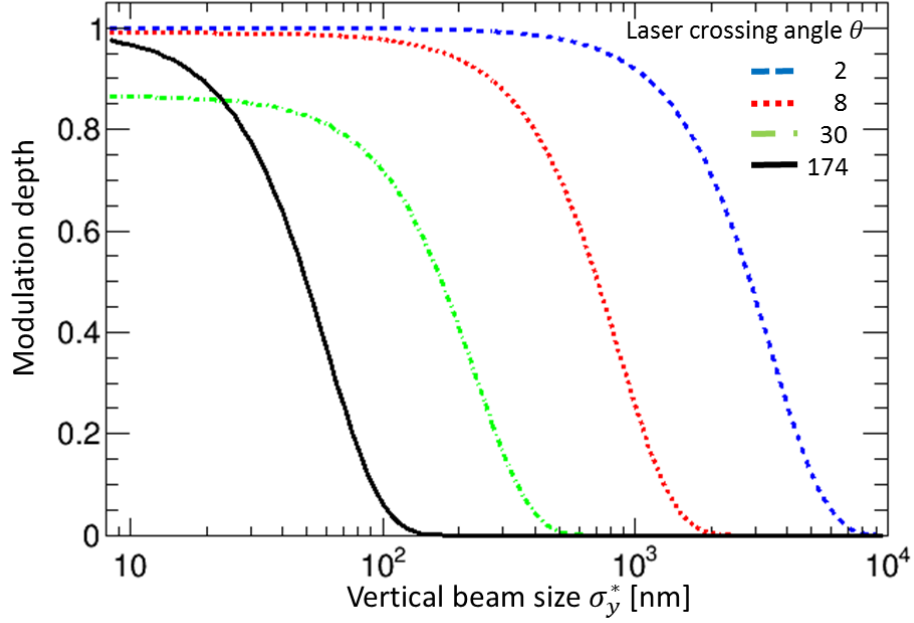


図 2.5: 電子ビームサイズと Modulation との関係。

光子が線偏光しているときの振幅  $|\overline{\mathcal{M}}|^2$  は次のようにあらわされる [12] :

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = e^4 \left[ \frac{p \cdot k'}{p \cdot k} + \frac{p \cdot k}{p \cdot k'} - 2 + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 \right] \quad (2.32)$$

電子の静止系で考える。それぞれのベクトルは次のようにあらわせる。 $\omega^* = \gamma\omega$  である。レーザー光に関しては、一般の線偏光を考える。 $|\alpha_s|^2 + |\alpha_p|^2 = 1$  である。s 偏光、p 偏光の偏極ベクトル  $\epsilon^{s*}$ 、 $\epsilon^{p*}$  はゲージ  $\epsilon^{s*} \cdot p = \epsilon^{p*} \cdot p = 0$  を満たすようにとった。

$$p^{*\mu} = (m, 0, 0, 0) \quad (2.33)$$

$$k^{*\mu} = \left( \omega^*, \frac{\omega^*}{\gamma} \cos \phi, \frac{\omega^*}{\gamma} \sin \phi, -\beta\omega^* \right) \quad (2.34)$$

$$k'^{*\mu} = (\omega'^*, \omega'^* \sin \theta'^* \cos \phi'^*, \omega'^* \sin \theta'^* \sin \phi'^*, \omega'^* \cos \theta'^*) \quad (2.35)$$

$$\epsilon_\mu^* = \alpha_s \epsilon_\mu^{s*} + \alpha_p \epsilon_\mu^{p*} \quad (2.36)$$

$$\epsilon_\mu^{s*} = \left( 0, \beta \cos \phi, \beta \sin \phi, \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.37)$$

$$\epsilon_\mu^{p*} = (0, -\sin \phi, \cos \phi, 0) \quad (2.38)$$

$\gamma \sim 2500 \gg 1$  より、次が成り立つ。

$$k^{*\mu} = (\omega^*, 0, 0, -\omega^*) \quad (2.39)$$

$$\epsilon_\mu^{s*} = (0, \cos \phi, \sin \phi, 0) \quad (2.40)$$

散乱光の偏光について和をとる。次の完全性関係の式を用いると、以下がなりたつ。

$$\sum_{\lambda} \epsilon_i^{\lambda*} \epsilon_j^{\lambda*} = \delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j \quad (2.41)$$

$$\sum_{\lambda} (\epsilon^* \cdot \epsilon^{\lambda*})^2 = \sum_{\lambda} \sum_{i,j} \epsilon_i^* \epsilon_j^* \epsilon_i^{\lambda*} \epsilon_j^{\lambda*} \quad (2.42)$$

$$= 1 - \sin^2 \theta'^* [\epsilon_1^* \cos \phi'^* + \epsilon_2^* \sin \phi'^*]^2 \quad (2.43)$$

以上から、次のように計算される。

$$\overline{|\mathcal{M}|^{*2}} = \sum_{\lambda} e^4 \left[ \frac{p^* \cdot k'^*}{p^* \cdot k^*} + \frac{p^* \cdot k^*}{p^* \cdot k'^*} - 2 + 4(\epsilon^* \cdot \epsilon^{\lambda*})^2 \right] \quad (2.44)$$

$$= 2e^4 \left\{ \frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 2 \sin^2 \theta'^* [(\alpha_s \cos \phi - \alpha_p \sin \phi) \cos \phi'^* + (\alpha_s \sin \phi + \alpha_p \cos \phi) \sin \phi'^*]^2 \right\} \quad (2.45)$$

散乱角  $\phi'^*$  について平均をとると、次の式が得られる。

$$\frac{1}{2\pi} \int d\phi'^* \overline{|\mathcal{M}|^{*2}} = 2e^4 \left[ \frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 1 + \cos^2 \theta'^* \right] \quad (2.46)$$

以上のように、電子静止系における散乱振幅が求まった。散乱角  $\phi'^*$  について平均をとると  $\alpha_s$  と  $\alpha_p$  が消え、散乱振幅がレーザーの偏光に依存しないことがわかる。

## 2.2.2 実験室系における散乱断面積

次に、実験室系における微分断面積を計算する。次の式のように計算される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'^*} = \frac{1}{64\pi^2 m^2} \left( \frac{\omega'^*}{\omega^*} \right)^2 \overline{|\mathcal{M}|^{*2}} \quad (2.47)$$

実験室系における各ベクトルは次のように表される。

$$p^\mu = (m\gamma, 0, 0, m\gamma\beta) \quad (2.48)$$

$$k^\mu = (\omega, \omega \cos \phi, \omega \sin \phi, 0) \quad (2.49)$$

$$k'^\mu = (\omega', \omega' \sin \theta' \cos \phi', \omega' \sin \theta' \sin \phi', \omega' \cos \theta') \quad (2.50)$$

Lorentz 変換により、次の関係式が成り立つ。

$$\omega^* = \gamma\omega \quad (2.51)$$

$$\cos \theta'^* = \frac{\cos \theta' - \beta}{1 - \beta \cos \theta'} \quad (2.52)$$

$$\phi'^* = \phi' \quad (2.53)$$

$$d\Omega'^* = \gamma^2 (1 + \beta \cos \theta'^*)^2 d\Omega' \quad (2.54)$$

コンプトン散乱の運動学から、次の式が得られる。

$$\omega'^* = \omega^* \frac{m}{m + \omega^*(1 - \cos \theta'^*)} \quad (2.55)$$

$$\omega' \simeq \omega \frac{m\gamma}{\omega + m\gamma(1 - \beta \cos \theta')} \quad (2.56)$$

上式から、散乱光子の最大エネルギーと最小エネルギーが求まる。

$$\omega'_{max} = 29.5 \text{ MeV} \quad (2.57)$$

$$\omega'_{min} = 1.17 \text{ eV} \quad (2.58)$$

以上の計算から、次の微分断面積が求まる。 $\alpha = e^2/4\pi$  は微細構造定数である。

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta'} = \int d\phi' \frac{d\sigma}{d\Omega'} \quad (2.59)$$

$$= \frac{1}{64\pi^2 m^2} \left( \frac{\omega'^*}{\omega^*} \right)^2 \gamma^2 (1 + \beta \cos \theta'^*)^2 \int d\phi'^* |\mathcal{M}|^{*2} \quad (2.60)$$

$$= \frac{\pi\gamma^2\alpha^2}{m^2} \left( \frac{\omega'^*}{\omega^*} \right)^2 (1 + \beta \cos \theta'^*)^2 \left[ \frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 1 + \cos^2 \theta'^* \right] \quad (2.61)$$

$$\frac{d\sigma'}{d\omega} = \frac{\omega}{\beta\omega'^2} \frac{d\sigma}{d \cos \theta'} \quad (2.62)$$

$$\frac{d\sigma}{d\theta'} = \sin \theta' \frac{d\sigma}{d \cos \theta'} \quad (2.63)$$

微分断面積のエネルギーとの関係と、散乱角との関係を上式を用いて計算したものが図 2.6 と図 2.7 である。

図 2.7 からわかるとおり、散乱角  $\theta'$  は 1 mrad 程度である。ただし、電子ビームの IP における角度広がりをデザインパラメータを用いて計算すると  $\sigma_x^* = 0.5 \text{ mrad}$ 、 $\sigma_y^* = 0.3 \text{ mrad}$  であり、電子ビームの角度分布によって、コンプトン散乱の角度分布は広がる。

全断面積は上式を積分し、次のように計算される。 $\xi = \gamma\omega/m$  とする。

$$\sigma_{total} = \frac{2\pi\alpha^2}{m^2} \left\{ \frac{1 + \xi}{\xi^3} \left[ \frac{2\xi(1 + \xi)}{1 + 2\xi} - \log(1 + 2\xi) \right] + \frac{1}{2\xi} \log(1 + 2\xi) - \frac{1 + 3\xi}{(1 + 2\xi)^2} \right\} \quad (2.64)$$

本実験では  $\xi = 1.2 \times 10^{-2}$  なので、以上よりコンプトン散乱の全断面積が求まる。

$$\sigma_{total} = 0.65 \text{ barn} \quad (2.65)$$

### 2.2.3 散乱光子数の推定

用いているレーザー光の設計上のサイズは  $\sim 10 \mu\text{m}$  であり、電子ビームサイズ (デザイン上は  $\sigma_x^* = 2.2 \mu\text{m}$ ) よりも十分大きい、また、レーザー光のパルス幅は 8 ns(FWHM) であり、電子ビームのパルス幅は  $\sim 8 \text{ mm} \sim 30 \text{ ps}$  であるので、レーザー光のパルス幅は十分大きい。そこで、以下の計算では、電子ビームから見てレーザー光の光子密度は一定であると仮定する。この仮定の

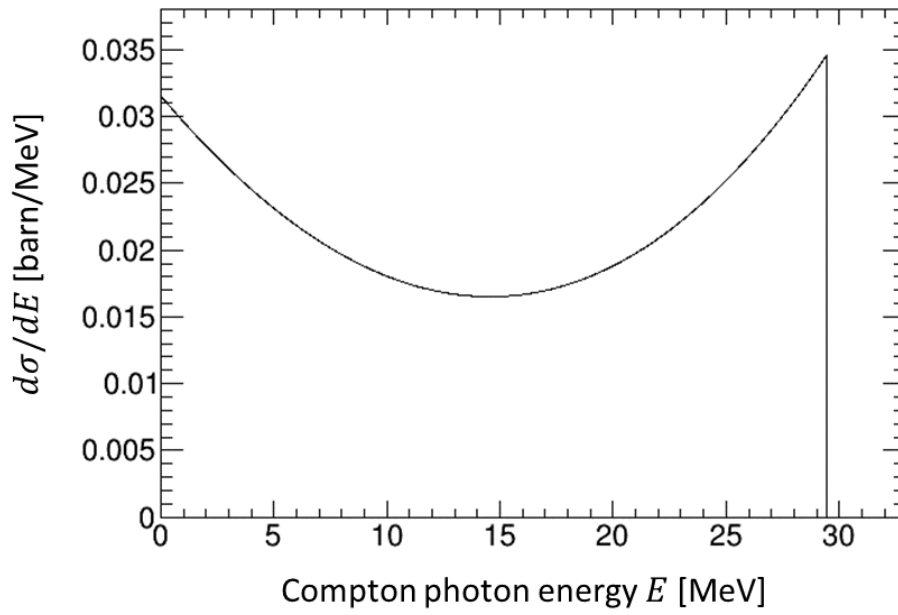


図 2.6: コンプトン散乱断面積のエネルギーとの関係。

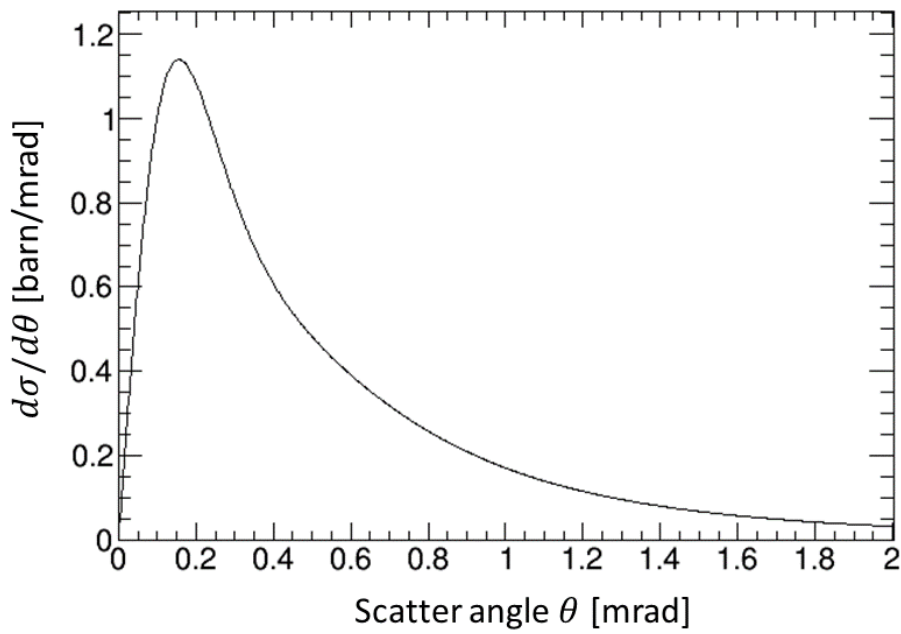


図 2.7: コンプトン散乱断面積と散乱角との関係。

下で、次の式を用いてコンプトン散乱による散乱光子数を概算する。 $\sigma_{total}$  は前節で計算したコンプトン散乱断面積、 $N_{bunch}$  は1バンチ内の電子数、 $n_{laser}$  は電子ビームから見たレーザーの光子数面密度である。

$$N_{\gamma} = \sigma_{total} N_{bunch} n_{laser} \quad (2.66)$$

簡単のため、レーザー光の進行方向を  $y$  軸、進行方向とビーム軸に直交する方向を  $x$  軸にとる。レーザー光の光子数面分布にガウス分布を仮定する。 $\sigma_{laser}$  がレーザー光のサイズ、 $\sigma_t$  がそのパルス幅である。

$$P_{laser}(x, y) = n_{laser} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{laser}^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2c^2\sigma_t^2}\right) \quad (2.67)$$

レーザーの1パルス当たりのエネルギーは次のように計算される。 $\epsilon_{laser}$  は1光子当たりのエネルギーである。

$$E_{laser} = \int dx dy \epsilon_{laser} P_{laser}(x, y) \quad (2.68)$$

$$= 2\pi \epsilon_{laser} \sigma_{laser} c \sigma_t \quad (2.69)$$

以上より、コンプトン散乱光子数は次のように概算できる。

$$N_{\gamma} = \sigma_{total} N_{bunch} \frac{E_{laser}}{2\pi \epsilon_{laser} c \sigma_t \sigma_{laser}} \quad (2.70)$$

例として、電子ビーム強度を  $N_{bunch} \sim 1 \times 10^9$  electrons/pulse と仮定する。ATF2の新竹モニターで用いているレーザーは  $E_{laser} = 1.4$  J、 $\epsilon_{laser} = 2\pi\hbar c/\lambda = 2.33$  eV、 $\sigma_t \simeq (8 \text{ ns})/2\sqrt{2 \ln 2} = 3.4$  ns、 $\sigma_{laser} \simeq 10 \mu\text{m}$  である。以上より、概算値は次のようになる。

$$N_{\gamma} \sim 4000 \quad (2.71)$$

## 2.3 新竹モニターの構成

ATF2の新竹モニターは次の4つの要素から構成されている。

- 大強度レーザー
- 光学系
- ガンマ線検出器
- DAQ および制御系

### 2.3.1 大強度レーザー

IPを囲うコンクリートシールドの外にレーザーハットを設置し、その中にレーザーとレーザー定盤を設置している。そうすることによって、ビーム運転中にもレーザー定盤にアクセスすることができる。用いているレーザーはSpectra-Physics社製の高出力パルスNd:YAGレーザーPro-350である。このレーザーを2倍高調波( $\lambda = 532$  nm)で使用している。パルス幅は8 ns(FWHM)、パルスエネルギーは1.4 J、繰り返し周波数は6.24 Hzである。



### 2.3.2 光学系

レーザー発振器によって生成されたレーザーは光学系を通して IP 付近に輸送され、IP 付近の光学系を設置している垂直定盤に入射する。レーザー光が垂直定盤に伝搬している様子が図 2.8 に示されている。

垂直定盤のレイアウトは図 2.9 に示されている。IP に真空チャンバーを設置し、真空中にてレーザーを交差させ、レーザー干渉縞と電子ビームとを衝突させている。ムーバーに載った各ミラーを移動させることで、3通りのレーザー交差角モード (2–8 deg、30 deg、184 deg) を選択できるようにしている。2–8 deg の際は、プリズムステージの位置を調節することで交差角を連続的に変化させることができる。

3 角形型のガラス (以前にプリズムとして使用されていたもの) を 3 つ組み合わせることで、光学遅延回路を構成している。ムーバーを用いてガラスを移動させることで、2 本のレーザー光のうち一方 (上パス) のレーザー光の光路長を変化させ、レーザー干渉縞の位相を変化させる。

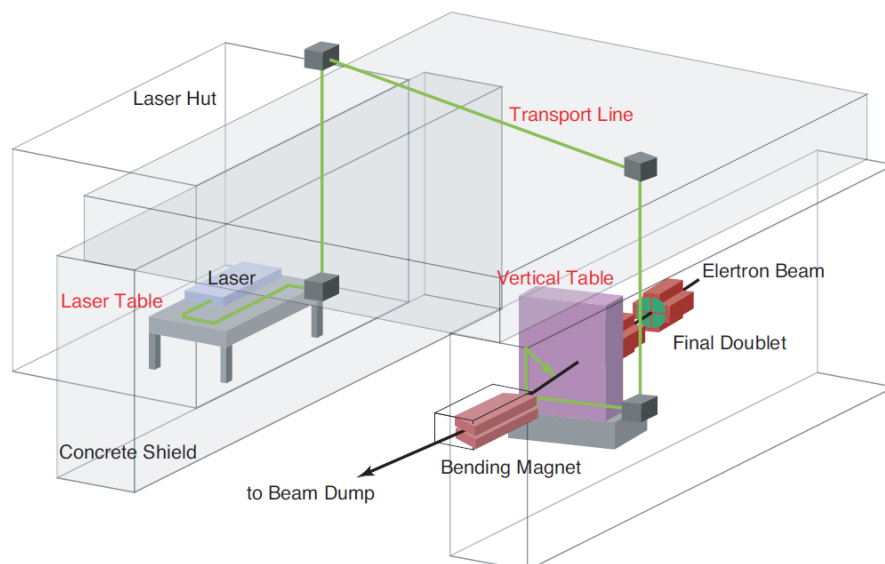


図 2.8: IP 付近の、新竹モニターの各構成要素のレイアウト [11]。

### 2.3.3 ガンマ線検出器

IP よりも下流に設置されたガンマ線検出器を用いて、コンプトン散乱光子数を測定する。本研究では CsI(Tl) シンチレーターとアクリルチェレンコフ検出器を用いた。それぞれの検出器の詳細は第 3 に記述する。電子ビームは偏光磁石を用いて曲げられ、ビームダンプに入射する。対し

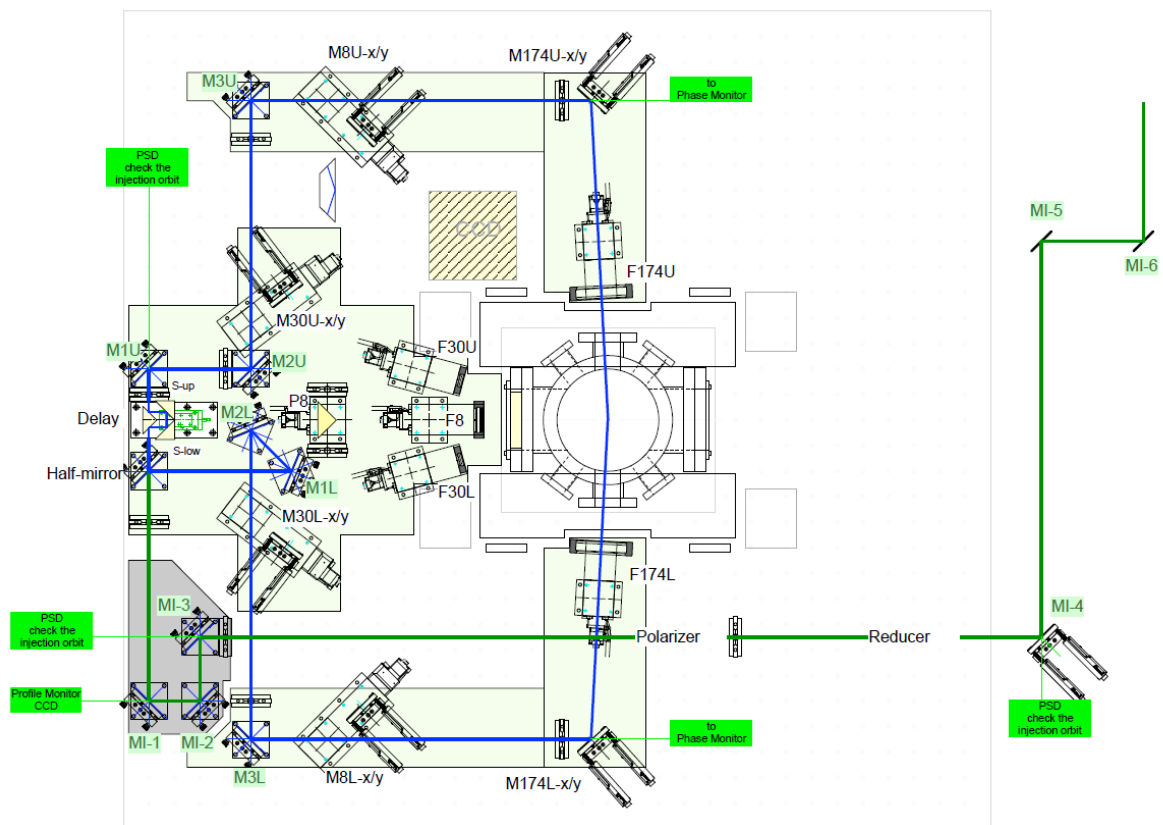


図 2.9: IP における光学系を設置するための垂直定盤 [13]。現在のレイアウトは数点変更されている。

てコンプトン散乱光子は直進し、ガンマ線検出器に入射する。これらのIP付近のセットアップは図 2.10 に示されている。

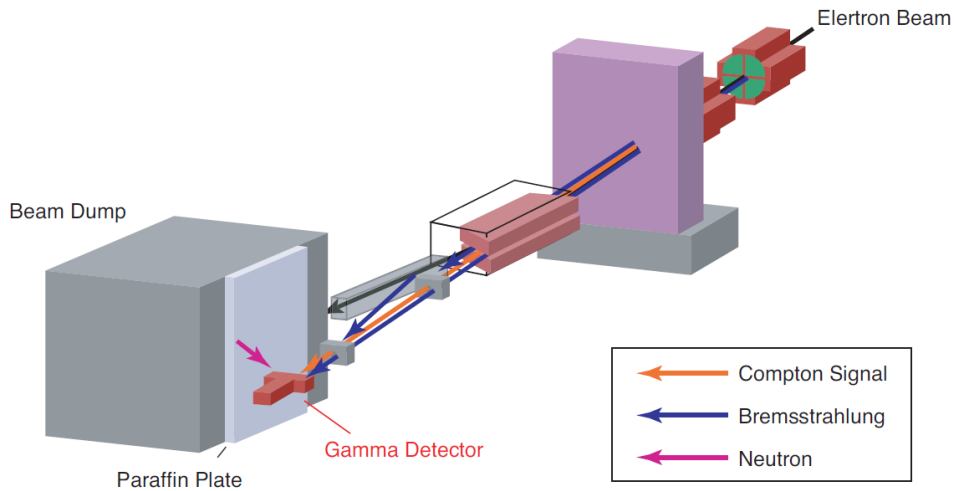


図 2.10: IP 付近のセットアップ。コンプトン散乱光子と、バックグラウンド源である制動放射光子と中性子が模式的に示されている。[11]

ガンマ線検出器を用いた測定のバックグラウンド源として、制動放射バックグラウンドと中性子バックグラウンドが存在する。電子ビームがビームラインで電磁石によって曲げられたり、電子ビーム内の電子がビーム管の側壁と衝突したりして、制動放射バックグラウンドが発生する。ガンマ線検出器の上流に、半径が  $R = 9 \text{ mm}$  の鉛のコリメーターを設置している。制動放射バックグラウンドはコンプトン散乱光子と同じ方向からくるので、このコリメーターを用いてバックグラウンドを抑制している。しかし、コンプトン散乱光子と同方向に入射し、コリメーターを通過するものも存在する。

中性子バックグラウンドは、電子ビームがビームダンプ内で相互作用し、コンクリートで防ぎきれなかった粒子がガンマ線検出器に入射して検出される。ビームダンプとガンマ線検出器の間にパラフィンブロックを並べることで、中性子バックグラウンドを抑制している。

## 2.4 鉛直方向ビーム軌道ジッターによる Modulation の低下

新竹モニターを用いたビームサイズ測定では、様々な原因（系統的誤差）によって Modulation が低下し、ビームサイズ測定値が増加する。そのため、電子ビームサイズの測定値は実際の電子ビームサイズの上限值であると考えられる。特定の原因による Modulation の低下の係数を Modulation reduction factor として、次のように定義する。 $M_{obs}$  が Modulation の測定値であり、 $M_0$  が、その系統誤差要因が存在しないときの Modulation である。

$$M_{obs} = C \cdot M_0 \quad (2.72)$$

のちの解析で用いるために、IP における鉛直方向ビーム軌道ジッターによる Modulation reduction factor を計算する。先述の通り、レーザー干渉縞の位相を  $\alpha$  と設定した時の、コンプトン散乱光子数は次のように表される。

$$N_\gamma = N_0[1 + M \cos(2k_y y_0 + \alpha)] \quad (2.73)$$

電子ビームの鉛直方向中心位置  $y$  がふらつき、そのふらつきがガウス分布に従うとする。 $\sigma_{\Delta y}$  がその標準偏差であるとする。

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\Delta y}^2}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_{\Delta y}^2}\right) \quad (2.74)$$

コンプトン散乱光子数の平均は次のように計算される。

$$\bar{N}_\gamma = \int dy \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\Delta y}^2}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_{\Delta y}^2}\right) N_0\{1 + M \cos[2k_y(y_0 - y) + \alpha]\} \quad (2.75)$$

$$= N_0[1 + M \cos(2k_y y_0 + \alpha) \cdot \exp(-2k_y^2 \sigma_{\Delta y}^2)] \quad (2.76)$$

以上より、鉛直方向軌道ジッターによる Modulation reduction factor は次のように表される。

$$C_{orbit \ jitter} = \exp(-2k_y^2 \sigma_{\Delta y}^2) \quad (2.77)$$

## 第3章 新竹モニターのガンマ線検出器

第2章で記述したとおり、新竹モニターはレーザーと電子ビームとのコンプトン散乱による散乱光を、ガンマ線検出器を用いて検出している。従来はこのガンマ線検出器に CsI(Tl) シンチレーターを用いていたが、より時間応答の早い検出器として、アクリルチェレンコフ検出器に置き換えた。

### 3.1 CsI(Tl) シンチレーター

ATF2の新竹モニターに用いている CsI(Tl) シンチレーターの模式図を図3.1に示す。全体の寸法は100 mm( $x$ 方向、幅) $\times$ 50 mm( $y$ 方向、高さ) $\times$ 330 mm( $z$ 方向、奥行き)である。シンチレーターは5層に分割されており、それぞれの奥行きが10 mmの第1~4層と、290 mmの第5層で構成されている。40 mmは2.1 radiation lengthに相当し、330 mmは17.7 radiation lengthに相当する。

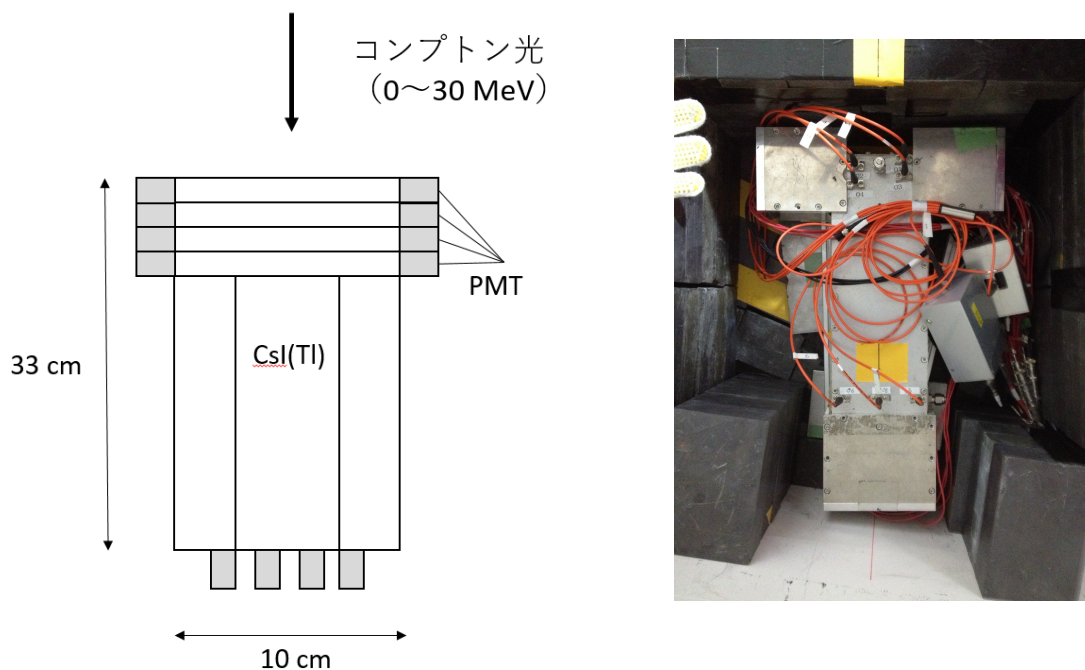


図 3.1: CsI(Tl) シンチレーター

CsI(Tl) のハウジングにはアルミニウムが用いられている。CsI(Tl) は弱い潮解性があるので、シンチレーター各層はテフロンで巻かれて潮解を防いでいる。さらに上からアルミマイラーを巻

くことで、シンチレーション光を内面で乱反射させ、集光している。光電子増倍管 (PMT) には、浜松ホトニクス社製の R7400 を用いている。この PMT の受光面の直径は  $\phi = 8 \text{ mm}$  である。前面 4 層の各層の左右に 1 つずつと、第 5 層の後ろに 4 つの、合計 8 つの PMT を用いている。

新竹モニターのレーザーと電子ビームとのコンプトン散乱による散乱光は平均 15 MeV のエネルギーを持つ。この光子が入射すると測定器中で電磁シャワーを起こしてシンチレーション光を誘起する。このシンチレーション光を PMT を用いて検出することで、コンプトン散乱光子数測定に用いている。

CsI(Tl) シンチレーターでは、新竹モニターのレーザーと電子ビームとのコンプトン散乱による散乱光の信号がシグナルであり、その他の信号がバックグラウンドである。主なバックグラウンド源は、電子ビーム中の電子とビームパイプとの衝突によって発生する制動放射光子と、ビームダンプに電子ビームが入射することによって発生する中性子である (図 2.10)。

CsI(Tl) シンチレーターが奥行き異なる 5 層に分割されているのは、シグナルとバックグラウンドの電磁シャワーの発展を測定するためである。Geant4 を用いた検出器シミュレーションによる計算によると、制動放射バックグラウンド中の光子は平均的に 50 MeV [14] 程度と、シグナル光子よりも大きなエネルギーを持つ。そのため、制動放射バックグラウンドによる光子は第 5 層に大きなエネルギーをデポジットする。対して、シグナルの光子は平均的に 15 MeV であり、前 4 層にエネルギーの大部分をデポジットする。このようにしてシグナルとバックグラウンドは異なる電磁シャワーの発展をするので、これを測定することでシグナルとバックグラウンドを分離することができる。このようにして、シグナル光子とバックグラウンド光子のそれぞれの信号を測定することを目的として、CsI(Tl) シンチレーターを 5 層に分割して用いている。

現在の ATF2 における新竹モニターを用いた測定においては、前面の第 1~4 層はバックグラウンドが小さいので、通常はこの 4 層の信号を用いて測定を行っている。本研究では、レーザーが IP チャンバーに入射するのを止めた状態でガンマ線検出器で信号を測定することで、バックグラウンドを測定する手法を用いた。レーザーが入射した状態で測定したコンプトン散乱光子信号と、レーザーが入射していない状態で測定したコンプトン散乱光子信号の差を、シグナルとして用いた。

## 3.2 アクリルチェレンコフ検出器

### 3.2.1 チェレンコフ放射光子数の波長依存性

物質中を進行する粒子が単位距離あたりに、チェレンコフ放射によって放射する光子数の波長依存性は、次のように表される [15]。  $\alpha$  は微細構造定数、  $ze$  が粒子の電荷、  $\beta$  はローレンツ因子、  $n(\lambda)$  は物質の屈折率である。

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (3.1)$$

アクリルの  $n(\lambda)$  は、  $\lambda = 405 \text{ nm} \sim 694 \text{ nm}$  の範囲で  $1.52 > n > 1.49$  であり [16]、ほぼ一定であるとみなせる。よって、可視光領域ではチェレンコフ放射光子数は  $(1/\lambda^2)$  に比例するとみなせる

ので、低波長域ほど放射光子数が多い。

物質中を進行する粒子の進行方向に対して、チェレンコフ放射光の進行方向の角度を  $\theta_C$  とすると、次の関係が成り立つ [15]。

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n(\lambda)\beta} \quad (3.2)$$

物質中を進行する粒子が、波長  $\lambda$  のチェレンコフ放射光を放射するための速度の閾値は、次のように表される。

$$\beta > \frac{1}{n(\lambda)} \quad (3.3)$$

### 3.2.2 アクリルチェレンコフ検出器のセットアップ

CsI(Tl) シンチレーターの減衰時間は  $3 \mu\text{s}$  程度であるため、PMT から得られる電気信号のパルス幅は数  $\mu\text{s}$  程度と長くなる。そのため、バンチ間隔が  $140 \sim 300 \text{ ns}$  である 2 バンチビーム運転において、新竹モニターを用いて 2nd バンチのビームサイズを測定する際、1st バンチ由来のパルスが 2nd バンチ由来のパルスに重なる。

新竹モニターを用いて 2nd バンチのビームサイズ測定を行う際、新竹モニターのレーザーの発振タイミングは 2nd バンチが IP に到達するタイミングと同時となるように設定する。そのため、新竹モニターのレーザーと電子ビームバンチとのコンプトン散乱は 1st バンチとは発生せず、2nd バンチとのみ発生する。1st バンチ由来のバックグラウンドはガンマ線検出器によって測定される。よって、CsI(Tl) シンチレーターを新竹モニターによる 2nd バンチビームサイズ測定に用いた場合、2nd バンチ由来のシグナルと、両方のバンチ由来のバックグラウンドが測定されることとなる。以上の理由により S/N 比が低下し、コンプトン散乱光子数の測定の精度が悪化する。

そこで、より時間応答の早いガンマ線検出器として、アクリルチェレンコフ検出器を用いることとした。アクリルチェレンコフ検出器の模式図は図 3.2 に示されている。アクリルは無色透明であり、直径  $\phi = 50 \text{ mm}$ 、長さ  $100 \text{ mm}$  の円柱形のを 3 本つなげて用いている。円柱と円柱を接着するための物質などは用いておらず、面と面を接触させているのみである。3 本のアクリル円柱はアルミマイラーで包んで固定されている。ただし、下流側の面（ミラーに最も近い面）はアルミマイラーで包まれずに露出している。アルミマイラーで包まれたアクリル円柱は箱型のアルミフレームの中に固定されている。このアルミフレームの内面はアルミマイラーでおおわれている。

PMT の光電面と、アクリルの表面のそれぞれに対して  $45$  度程度傾いている面には、集光率を高めるために、シグマ光機製のアルミ平面ミラーを用いている。ガラス基板の表面にアルミ膜を蒸着したミラーであり、 $\lambda = 400 - 700 \text{ nm}$  の光に対しては平均的に  $90\%$  以上の反射率を持っている。

PMT には、浜松ホトニクス製の R1250 を用いている。受光面は直径  $\phi = 120 \text{ mm}$  である。検出可能な波長域は  $300 - 650 \text{ nm}$  である。 $300 \text{ nm}$  程度の波長の可視光に対して量子効率が数%であり、低波長域の可視光に対しても測定感度を持つ。コンプトン放射光は低波長域ほど放射光子数が多いので、低波長域に測定感度を持つことは重要である。

コンプトン散乱光がアクリルに入射すると、電子対生成によって電子が生成される。生成された電子は数 MeV のエネルギーを持ち、アクリル中でチェレンコフ放射によって放射光を発生する。この放射光はアクリルとアルミマイラーとの境界面において、反射または全反射を起こし、アクリルの下流側の露出している面から空気中に出る。アクリルを出た光はミラーによって反射され、PMT の光電面に入射する。

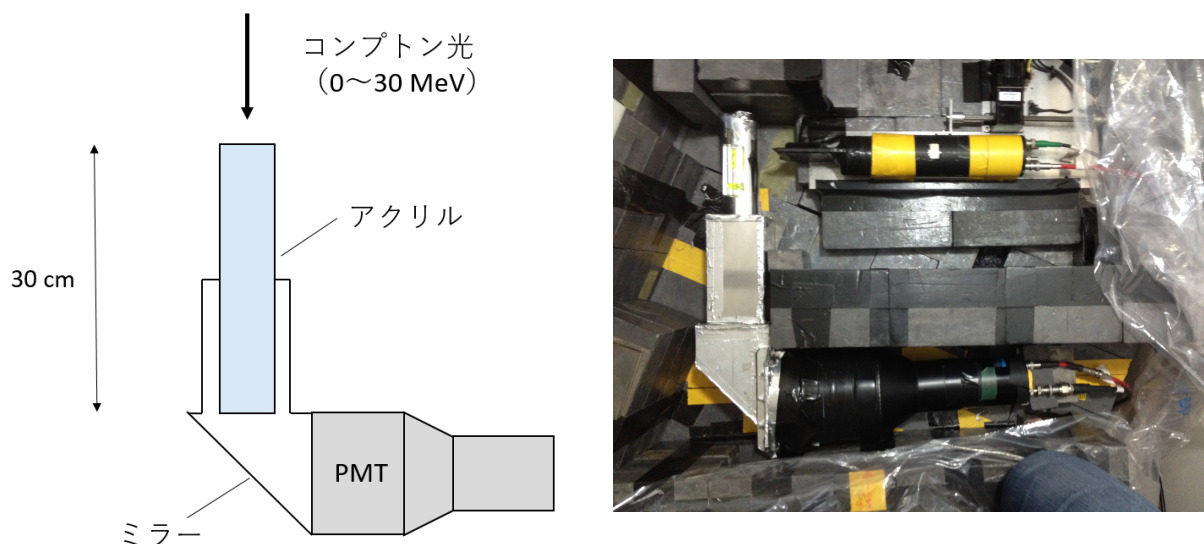


図 3.2: アクリルチェレンコフ検出器

ATF2 の IP 下流に実際にアクリルチェレンコフ検出器を設置し、コンプトン散乱信号を測定した際のオシロスコープ画像が図 3.3 に示されている。新竹モニターの 2 つのレーザーパスのうち、一方のみを IP に入射させ、レーザーと電子ビームとのコンプトン散乱光を測定したものである。図 3.3 からわかるとおり、測定器のパルス幅は 20 ns 程度であり、ATF2 の 2 バンチ測定に用いるには時間応答の早さは十分である。測定器のパルスの時間ジッターも、パルス幅より十分小さい。一般的なアクリルの性質を表 3.1 に示す。

Density [g/cm <sup>3</sup> ]	1.19
Radiation length [cm]	34.1
Refractive index $n$	1.49

表 3.1: 一般的なアクリルの性質 [15]。

### 3.3 チェレンコフ検出器の検出器シミュレーションによる検証

アクリルチェレンコフ検出器の応答を検証するために、検出器シミュレーションを行った。シミュレーションには Geant4 を用いた。Geant4 は国際共同研究で開発されたソフトウェアであり、物質中の粒子のふるまいをシミュレーションするために用いられる。



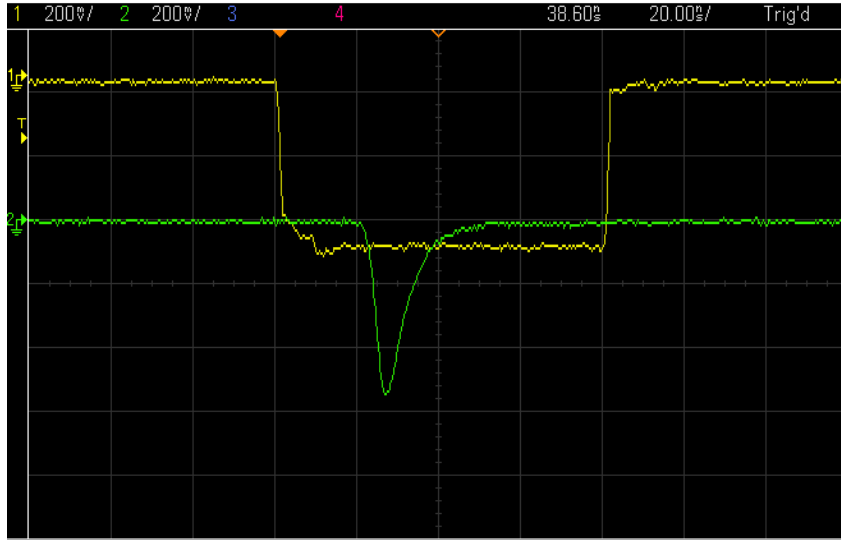


図 3.3: アクリルチェレンコフ検出器の信号をオシロスコープを用いて測定した例。黄色線 (CH1) が ADC のゲート信号、緑線 (CH2) がアクリルチェレンコフ検出器の PMT の電気信号である。横軸の 1 目盛りは 20 ns である。

### 3.3.1 検出器シミュレーションの初期条件

コンプトン散乱の断面積として、第 2 章で計算した微分断面積 (式 2.62 と式 2.63) を用いた。また、電子ビームのパラメーターとして以下を仮定して用いた。

$$\epsilon_x = 2 \text{ nm} \quad (3.4)$$

$$\epsilon_y = 12 \text{ pm} \quad (3.5)$$

$$\beta_x^* = 40 \text{ mm} \quad (3.6)$$

$$\beta_y^* = 0.1 \text{ mm} \quad (3.7)$$

$$\eta'_x = 0.14 \quad (3.8)$$

$$\eta'_y = 0 \quad (3.9)$$

$$\delta_E = 0.08 \% \quad (3.10)$$

以上の仮定を用いて計算した、コンプトン散乱光のエネルギー角度分布が図 3.4 に示されている。この分布は、電子ビームが持つ角度分布によって、コンプトン散乱の計算から得られる式 (式 2.56) から広がっている。ATF2 ではガンマ線検出器の上流に、制動放射バックグラウンドを取り除くためのコリメーターが設置されている。このコリメーターの半径が  $R = 9 \text{ mm}$ 、位置が IP から下流に  $L = 593 \text{ cm}$ 、 $R/L = 1.5 \text{ mrad}$  なので、散乱角  $\theta$  が  $1.5 \text{ mrad}$  以上のコンプトン光子はシミュレーションの計算から除外している。

各バンチから得られるコンプトン光子の数は平均的に 400 個であると仮定した。これは、バンチの電子ビーム強度が  $1 \times 10^9 \text{ electrons/pulse}$  のときに得られるコンプトン光子数の概算値 (式 2.71) の 10 分の 1 である。1 バンチから得られるコンプトン散乱光子数が、平均 400 個、標準偏

差 20 個でガウス分布していると仮定した。

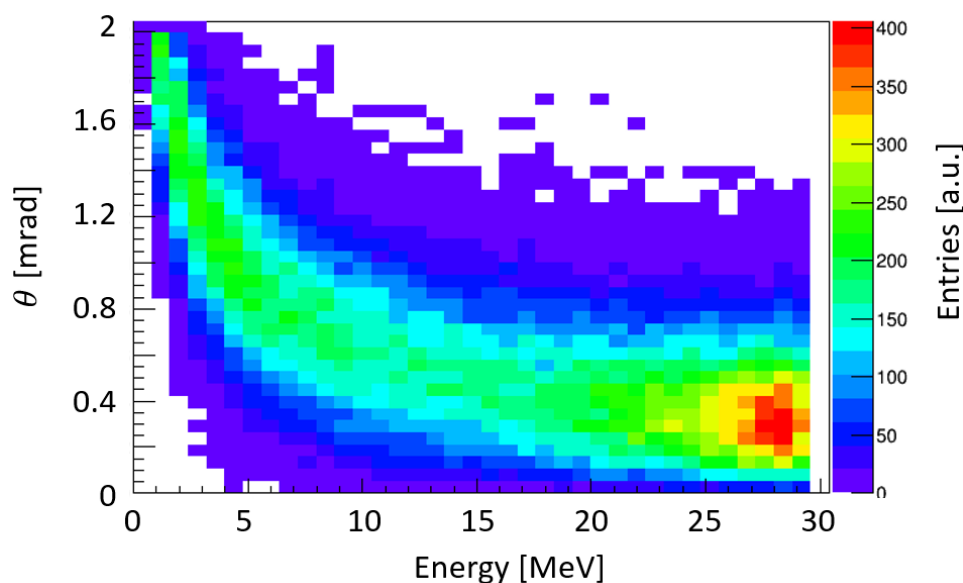


図 3.4: コンプトン散乱光の分布。MC シミュレーションによる結果を示す。

検出器シミュレーションにおいて仮定したセットアップは図 3.5 に示されている。IP、コリメーター、アクリル、CsI(Tl) シンチレーターの相対距離は、実際の ATF2 におけるそれぞれのセットアップの距離を用いている。ただし、簡単のために PMT の光電面をアクリルから 1 cm 離して設置したと仮定した。

PMT 光電面に入射したチェレンコフ放射光子数を計算した。さらに、PMT(R1250) の持つ量子効率の波長依存性を考慮して、得られる光電子数を計算した。物質と空気との境界における全反射・屈折・反射は計算中で考慮しているが、境界におけるアルミマイラーによる反射は考慮していない。

簡単のためにシミュレーションでは、アルミ平面ミラーと、アクリルを包んでいるアルミマイラーは省略している。Geant4 を用いた検出器シミュレーションにおいて、物質表面における光の反射を扱うのは煩雑なためである。

また、コンプトン散乱光子の散乱方向の計算では、コンプトン散乱断面積より計算される  $\phi$  方向依存性 ( $xy$  平面内の角度方向依存性) は考慮していない。

アクリルの光学特性に関しては、簡単のために屈折率と透過率は、可視光に対して波長に依存しないことを仮定した。屈折率は  $n = 1.5$ 、透過率は 100 inch で 92 % であることを用いた。

CsI(Tl) に関しては、CsI(Tl) 中におけるコンプトン光子の電磁シャワーによるエネルギーデポジションを計算した。

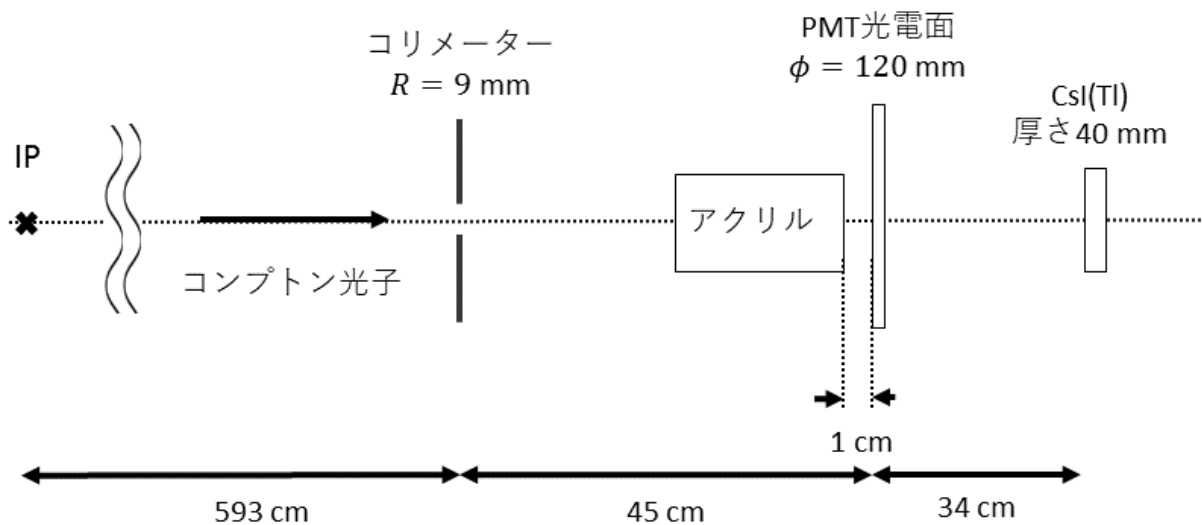


図 3.5: 検出器シミュレーションで仮定したセットアップ

### 3.3.2 検出器シミュレーションの計算結果

チェレンコフ検出器に用いるアクリルの長さを変更し、それによって得られる信号量を計算した。その結果が図 3.6 に示されている。アクリルの長さを長くすることによって、得られる信号量が増加しているのがわかる。これは、アクリルを長くすることによって、コンプトン散乱光子から電子陽電子対生成によって生じる電子の数が増加するためであると考えられる。対生成によって生じる電子数が増加することによって、電子から得られるチェレンコフ放射光子数が増加し、結果的に得られる信号量が増加している。

図 3.7 は、アクリルチェレンコフ検出器と CsI(Tl) シンチレーターの信号量のシミュレーション結果を示している。CsI(Tl) シンチレーターのシミュレーション結果に関しては、上流に設置してあるアクリルチェレンコフ検出器を削除 (取り外した) 状態でシミュレーションで計算している。アクリルチェレンコフ検出器は CsI(Tl) シンチレーターと同程度の信号量のふらつき (RMS/Mean) を持ち、信号量の測定精度は同程度であることがわかる。

## 3.4 ビームテスト

実際にアクリルチェレンコフ検出器を作成し、ATF2 のビームラインに設置してビームテストを行った。ATF2 において、IP より約 6 m 下流にアクリルチェレンコフ検出器を設置し、CsI(Tl) シンチレーターをさらに約 30 cm 下流に設置した。新竹モニターの 2 つのレーザーパスのうち、一方 (下パス) のレーザーのみを IP に入射し、レーザーと電子ビームとのコンプトン散乱光を、アクリルチェレンコフ検出器と CsI(Tl) シンチレーターを用いて測定した。バックグラウンド信号の測定は、新竹モニターの 2 つのレーザーが両方とも IP に入射しないようにしたうえで、測定

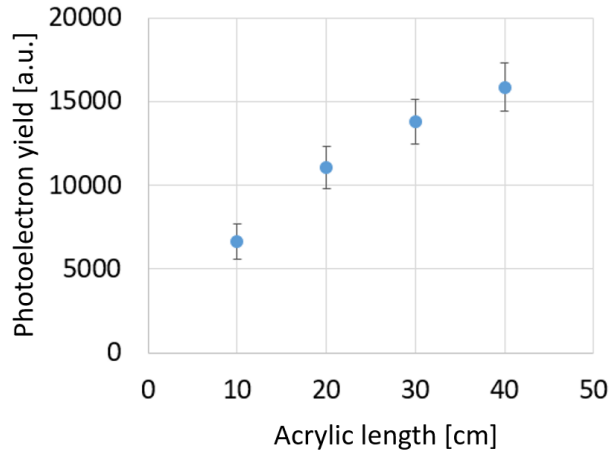


図 3.6: アクリルの長さを変えたときの信号量の変化。検出器シミュレーションによる計算結果を示す。データ点は 1000 パルスの平均値を示し、棒はその標準偏差を示す。

している。

ビームラインにおけるガンマ線検出器のセットアップが図 3.8 に示されている。ただし、図中の距離に関しては、メジャーを用いて測定したのみであるので、精度はよくない。当然ながら、図 3.8 は図 3.5 と同様である。ただし、図 3.8 と異なり、図 3.5 では CsI(Tl) シンチレーターの前 4 層のみしか考慮していないことに注意。これは、通常の ATF におけるビームサイズ測定では、CsI(Tl) シンチレーターの前 4 層のデータのみを用いて行っているためである。

アクリルチェレンコフ検出器のアクリルの長さを変えて、測定器の信号量を測定する実験を行った。測定結果は図 3.9 に示されている。アクリルの長さが 10 – 30 cm のときは、図 3.6 に示されているシミュレーション結果と同様の結果を示している。得られた結果から、以降の測定においてはアクリルの長さを 30 cm に固定して測定を行った。

レーザーが IP に入射しているとき (laser on) のガンマ線検出器の信号を  $D_{on}$ 、レーザーが IP に入射していないとき (laser off) のガンマ線検出器の信号を  $D_{off}$  とする。シグナル  $S$ 、バックグラウンド  $B$ 、それぞれの標準偏差  $\sigma_S$  と  $\sigma_B$  を次のように計算する。 $\sigma_{on}$  と  $\sigma_{off}$  は Laser on と Laser off のときのそれぞれのガンマ線検出器信号の標準偏差である。

$$S = \bar{D}_{on} - \bar{D}_{off} \quad (3.11)$$

$$B = \bar{D}_{off} \quad (3.12)$$

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_{on}^2 - \sigma_{off}^2} \quad (3.13)$$

$$\sigma_B = \sigma_{off} \quad (3.14)$$

図 3.9 の実験結果においては、 $S/B \sim 15 - 20$  であり、また  $\sigma_S/\sigma_B = 4$  であった。そこで、以降は簡単のために  $\sigma_S \sim \sigma_{on}$  として計算する。

次に、アクリルチェレンコフ検出器と CsI(Tl) シンチレーターの信号量の測定精度の比較を行っ

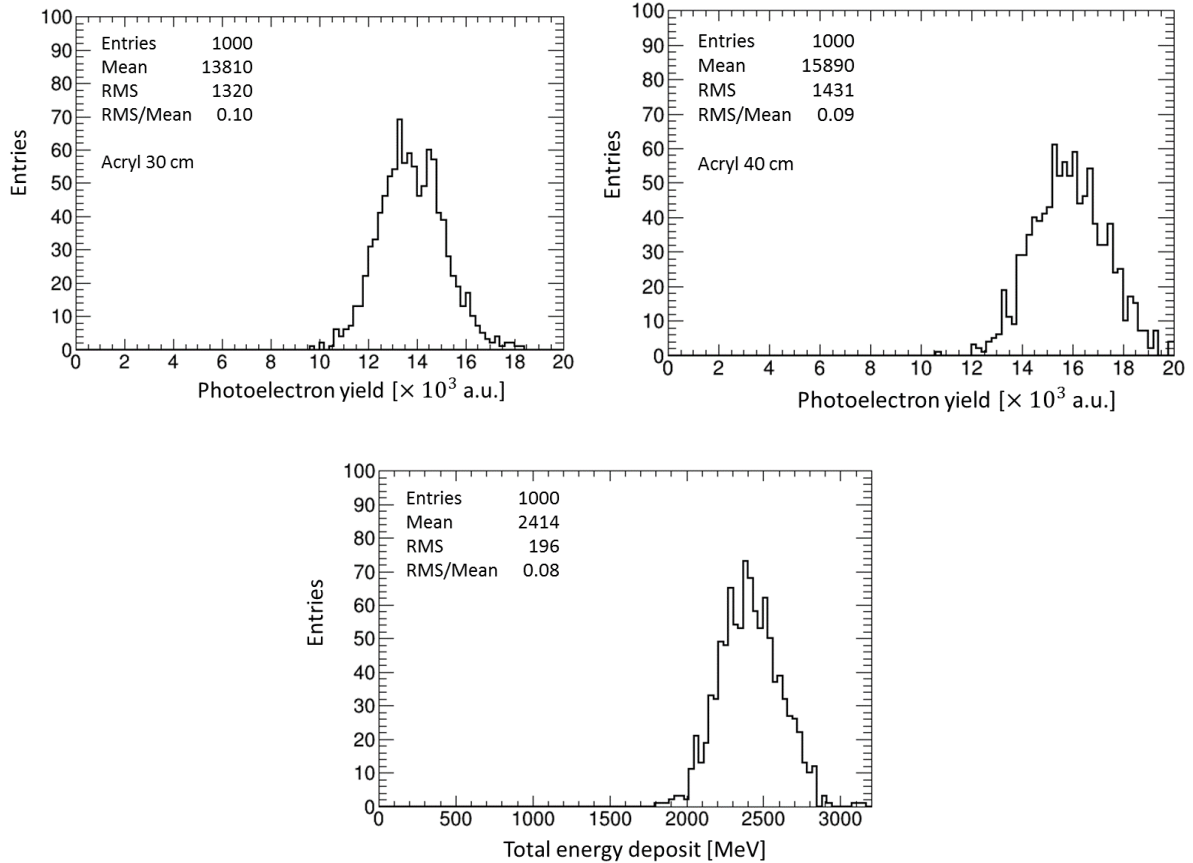


図 3.7: アクリルチェレンコフ検出器と CsI(Tl) シンチレーターのシミュレーション結果。(左上) アクリルの長さを 30 cm としたときの光電子数のヒストグラム。(右上) アクリルの長さを 40 cm としたときの光電子数のヒストグラム。(下) CsI(Tl) 内のエネルギーデポジットのヒストグラム。1 バンチ当たりのコンプトン散乱光子数を平均的に 400 個と仮定しているため、CsI(Tl) 中における平均的なエネルギーデポジットは 2.5 GeV 程度になっている。すべての場合において、信号のふらつき (RMS/Mean) が同程度であることがわかる。

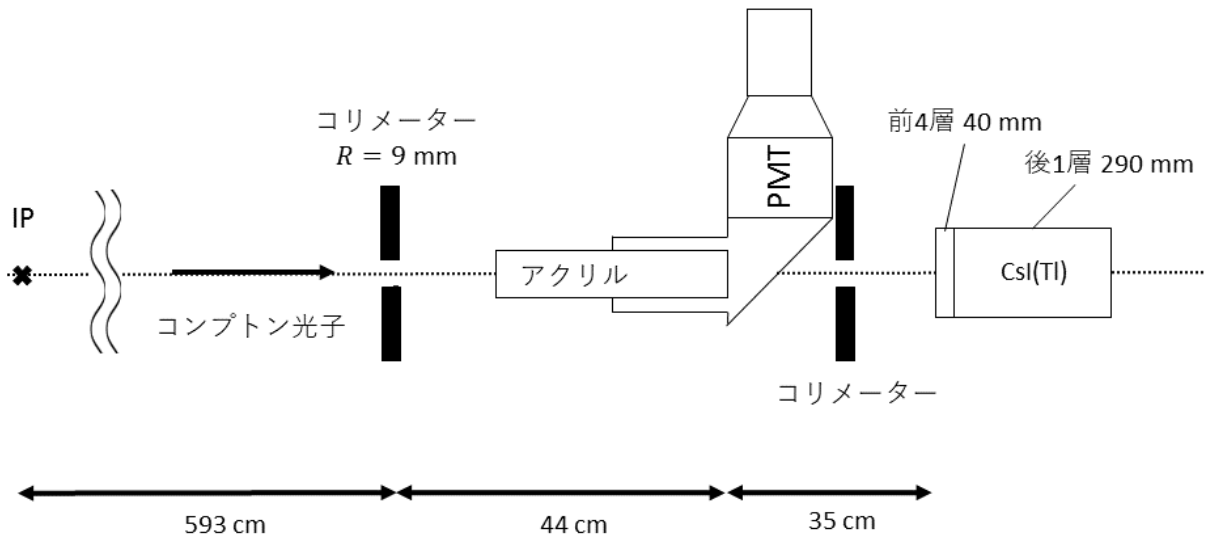


図 3.8: ビームラインにおけるガンマ線検出器のセットアップ。

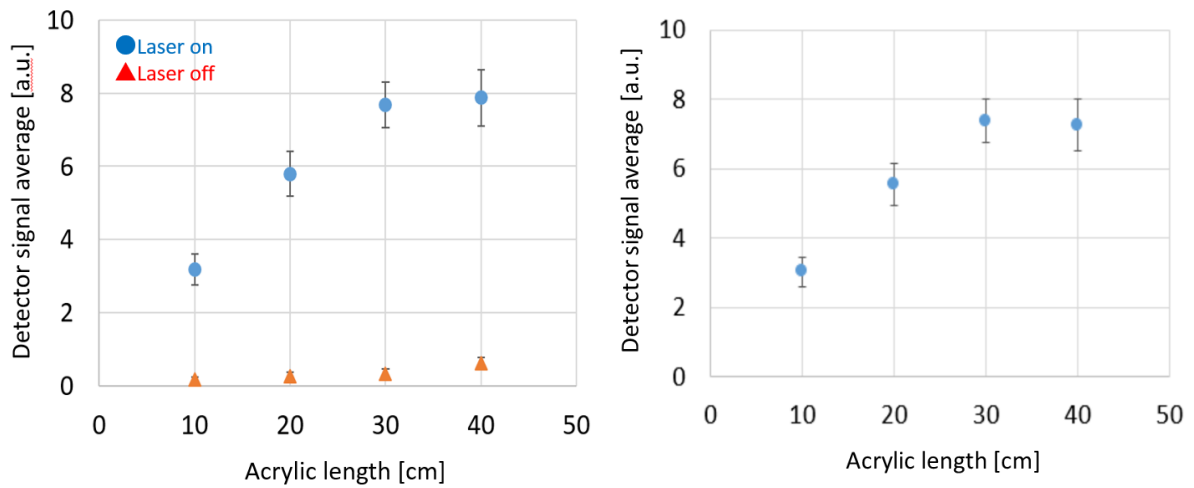


図 3.9: アクリルの長さを変えたときの信号量の変化。ビームテストによる測定結果を示す。ビーム強度は  $5 \times 10^9$  electrons/pulse。 (左) レーザーが IP 入射しているとき (laser on) と入射していないとき (laser off) との結果の比較。データ点はそれぞれ 501 パルスと 101 パルスのデータの平均値を示す。棒はそれぞれ 501 パルスと 101 パルスのデータの標準偏差を示す。 (右) Laser on のときの平均値から、Laser off のときの平均値を差し引いたグラフ。棒は Laser on のときのデータの標準偏差を示す。

た。先ほどと同様に、ATF2のビームラインにアクリルの長さを 30 cm にした状態のアクリルチェレンコフ検出器を設置し、新竹モニターの一方（下パス）のレーザーのみを IP に入射させて、測定した。また、アクリルチェレンコフ検出器がビームラインにない状態で（つまりアクリルチェレンコフ検出器が CsI(Tl) シンチレーターの前に設置されていない状態で）同様に CsI(Tl) シンチレーターを用いた測定を行った。その測定結果が図 3.10 に示されている。アクリルチェレンコフ検出器と CsI(Tl) シンチレーターの両方に関して、信号のふらつき (RMS/Mean) は同程度である。

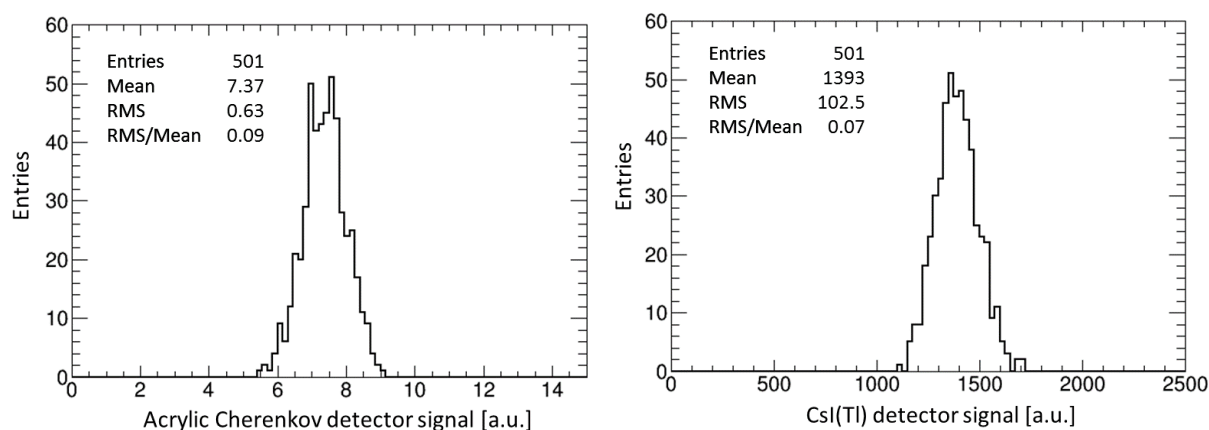


図 3.10: アクリルチェレンコフ検出器 (左) と CsI(Tl) シンチレーター (右) の測定結果。アクリルの長さは 30 cm にしてある。バックグラウンドの値を差し引いて、プロットしている。バックグラウンドは 101 パルスのデータを平均して計算している。ビーム強度は  $5 \times 10^9$  electrons/pulse。

図 3.10 の実験結果において、CsI(Tl) シンチレーターに関して  $S/B = 9$  であり、 $\sigma_S/\sigma_B = 3$  であった。そこで、CsI(Tl) シンチレーターの測定結果に関しても、簡単のために、 $\sigma_S \sim \sigma_{on}$  として計算している。

電子ビームのビーム強度を変え、測定器の応答を測定する実験を行った。その結果が図 3.11 に示されている。この実験では、新竹モニターの 2 つのレーザーを同時に IP に入射させ、両方のレーザーと電子ビームとのコンプトン散乱光を測定した。ただし、最終収束系の 6 極磁石の位置を調節することによって、電子ビームの鉛直方向ビームウエイストの位置 ( $\alpha_y$ ) を  $z$  方向にずらしているため、IP において電子ビームは収束していない。そのため、電子ビームの鉛直方向ビーム位置ジッターの効果は無視できる。また、アクリルチェレンコフ検出器の信号量はビーム強度の値で割っており、ビーム強度に対して正規化している。図 3.11 からわかるとおり、アクリルチェレンコフ検出器の信号量はビーム強度に対して比例していることがわかる。また、アクリルチェレンコフ検出器の信号量のふらつき (RMS/Mean) はこの測定において、15 % 程度であることがわかる。CsI(Tl) シンチレーターの信号量のふらつきも併記している。両方の検出器の測定は同時に行ったため、CsI(Tl) シンチレーターの前にはアクリルチェレンコフ検出器が設置されている。そのため、30 cm のアクリルが上流にあることで CsI(Tl) シンチレーターの信号量が低下しているため、信号量のふらつきが増加しているであろうことに注意が必要である。

$s = RMS$ 、 $\bar{X} = Mean$ 、 $n$  をデータ数としたとき、 $s/\bar{X}$  の標準偏差は以下のように計算して

いる:

$$\sigma\left(\frac{s}{\bar{X}}\right) = \sqrt{\left(\frac{\sigma(s)}{\bar{X}}\right)^2 + \left(\frac{s\sigma(\bar{X})}{\bar{X}^2}\right)^2} \quad (3.15)$$

$$\sim \frac{\sigma(s)}{\bar{X}} \quad (s \ll X^2) \quad (3.16)$$

$$\sim \frac{s}{\bar{X}} \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}} \quad (n \gg 1) \quad (3.17)$$

ここで、アクリルチェレンコフ検出器と CsI(Tl) シンチレーターの信号量がガウス分布に従うことを仮定し、データ数  $n$  が十分大きいとき  $\sigma(s) \sim s/\sqrt{2(n-1)}$  が成り立つことを用いている。

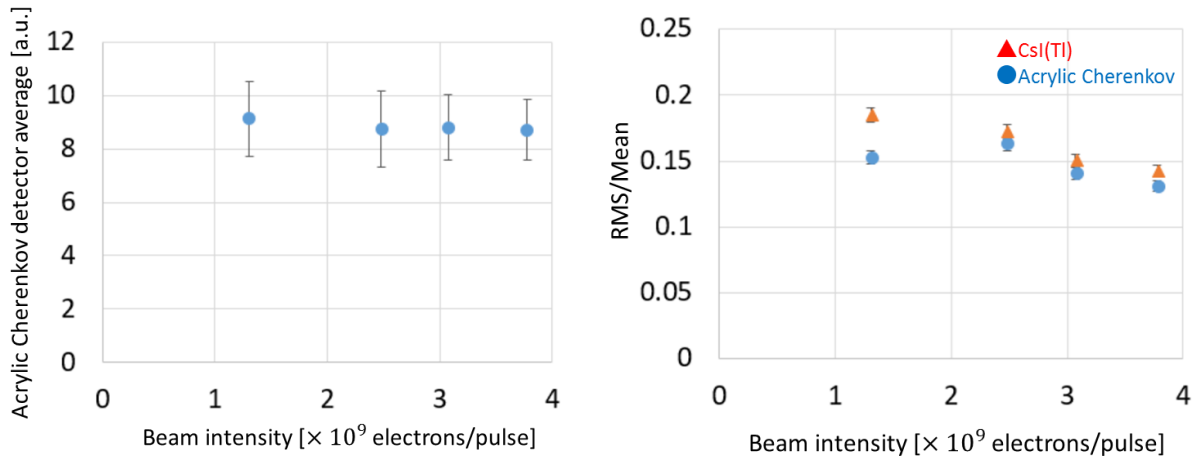


図 3.11: (左) ビーム強度を変えたときの、アクリルチェレンコフ検出器の信号量の変化。信号量はビーム強度に対して正規化している。データ点は 501 パルスの平均からバックグラウンドの値を差し引いたもの、棒は標準偏差を表す。バックグラウンドは 101 パルスの平均から計算している。(右)CsI(Tl) シンチレーターとアクリルチェレンコフ検出器の信号量のふらつき (RMS/Mean) の、ビーム強度による変化。棒は RMS/Mean の標準偏差の計算値 ( $\sigma(RMS/Mean)$ ) を表している。両方の検出器の測定は同時に行ったため、CsI(Tl) シンチレーターの前にはアクリルチェレンコフ検出器が設置されていることに注意が必要である。

以上のように、2バンチビーム運転において新竹モニターを用いたビームサイズ測定が行えるように、新竹モニター用のガンマ線検出器をアクリルチェレンコフ検出器に置き換えた。結果として、図 3.11 のように、アクリルチェレンコフ検出器は信号量がコンプトン散乱光子数に比例している。信号量のふらつき (RMS/Mean) は CsI(Tl) シンチレーターと同程度であり、新竹モニターのガンマ線検出器として用いるには十分小さいと考えられる。図 3.3 でわかるとおり、アクリルチェレンコフ検出器の信号のパルス幅は約 20 ns であり、時間応答の早さは十分である。このアクリルチェレンコフ検出器を新竹モニターに用いて、以降の 2nd バンチビームサイズ測定を行うこととした。CsI(Tl) シンチレーターは現時点でもアクリルチェレンコフ検出器の下流にインストールされており、コンプトン散乱光子をモニターできるようにしているが、今後の新竹モニターによるビームサイズ測定ではアクリルチェレンコフ検出器を用いる予定である。



## 第4章 Upstream FONT feedback system

### 4.1 ストリップライン BPM

ATF のビームラインに設置されているストリップライン BPM の1つの写真が図 4.1 に示されている。ビーム管の内壁に4つのストリップ状の電極が配置されており、ビーム管中心に対して  $x$  軸方向に対称な位置に2枚、 $y$  軸方向に対称な位置に2枚配置されている。BPM はムーバーの上に配置されており、ムーバーは  $x$  方向と  $y$  方向の両方に  $1 \mu\text{m}$  ステップで動かすことができる。

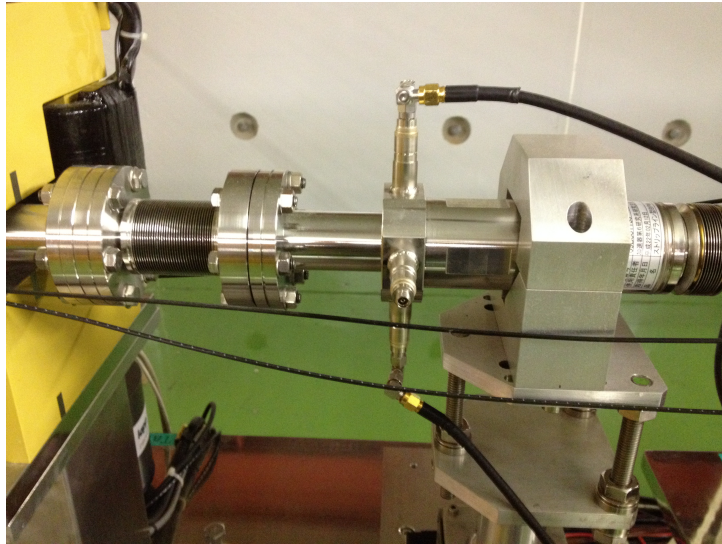


図 4.1: ATF ビームラインに設置されているストリップライン BPM。

BPM 内を電子バンチが通過すると、各電極に電荷が誘起されて電位が生じる。電子バンチの電荷を  $q$ 、BPM の内径を  $R$ 、測定器のエレクトロニクスから由来するインピーダンスを  $\rho$  とする。 $y \ll R$  の条件の下で、電子バンチが通過したときに電極に印可される電位は次のようにあらわされる [17]。T、B はそれぞれ上下の電極を表す。

$$V_T(t) \propto \left(1 + \frac{2y}{R}\right) \rho \frac{dq}{dt} \quad (4.1)$$

$$V_B(t) \propto \left(1 - \frac{2y}{R}\right) \rho \frac{dq}{dt} \quad (4.2)$$

FONT で用いているプロセッサで検出される電圧は次のようにあらわされる。 $g_\Sigma$ 、 $g_\Delta$  は処

理系のゲインを表す。

$$V_{\Sigma}(t) = g_{\Sigma}[V_T(t) + V_B(t)] \propto 2g_{\Sigma}\rho \frac{dq}{dt} \quad (4.3)$$

$$V_{\Delta}(t) = g_{\Delta}[V_T(t) - V_B(t)] \propto 4g_{\Delta} \frac{y}{R} \rho \frac{dq}{dt} \quad (4.4)$$

以上より、次の比を計算することによって  $y$  方向ビーム位置を計算することができる。 $k_s$  はキャリブレーションによって決定する定数である。

$$\frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} = \frac{2}{R} \frac{g_{\Delta}}{g_{\Sigma}} y \quad (4.5)$$

$$= k_s y \quad (4.6)$$

$k_s$  の値は、典型的に  $2.5 \times 10^{-3} \mu\text{m}$  である [18]。

ストリップライン BPM の処理系の信号は、 $\pm 500 \mu\text{m}$  程度のダイナミックレンジにおいて、ビーム位置に対して線形である [10]。ビーム強度が  $1 \text{ nC}$  のとき、得られる位置分解能は  $291 \pm 10 \text{ nm}$  である [9]。

ストリップライン BPM とその信号処理系のセットアップの詳細については [10] に記述されている。

ストリップラインキッカーの写真が図 4.2 に示されている。ストリップライン電極に電位を印加し、電子バンチに  $y$  方向にキックを加える。ストリップラインキッカーの詳細は [19] に記述されている。

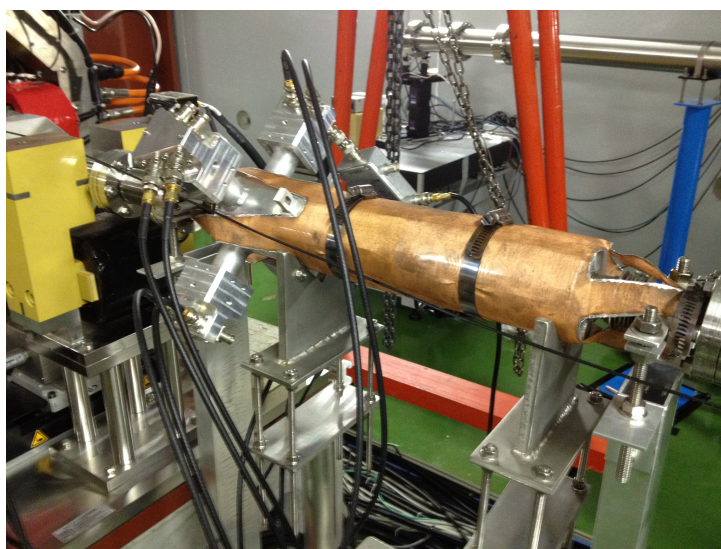


図 4.2: ATF ビームラインに設置されているストリップラインキッカー。

## 4.2 Upstream feedback system の構成

FONT upstream feedback system のセットアップが図 4.3 に示されている。3つのストリップライン BPM と 2つのストリップラインキッカーによって構成されている。2バンチビーム運転において、BPM(P2 と P3) を用いて 1st バンチの鉛直方向ビーム位置を測定し、それに対応したキックをストリップラインキッカー (K1 と K2) を用いて 2nd バンチに加えることで、2nd バンチの鉛直方向ビーム位置を補正する。BPM とキッカーがそれぞれ 2つあることにより、 $y$  方向の位置と角度の両方をともにフィードバックで補正することができる。P1 は K1 のすぐ下流に設置されており、K1 の影響をほぼ受けないので、 $y$  方向ビーム位置のモニターとして用いられている。より詳細な設置位置は図 5.3 に示されている。

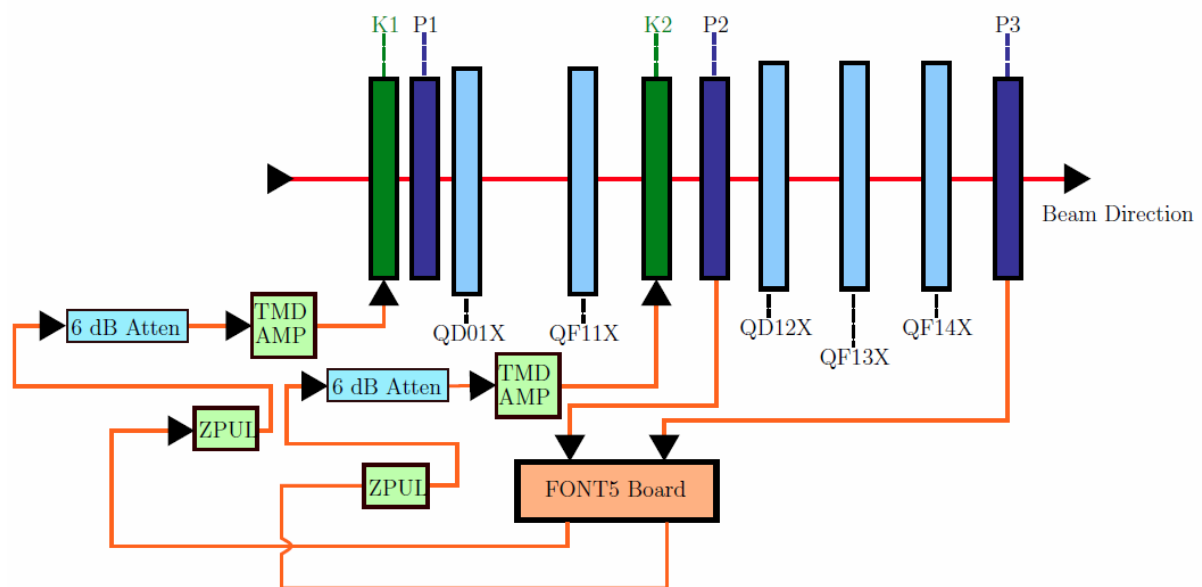


図 4.3: Upstream feedback system の構成 [20]。P1、P2、P3 が 3つのストリップライン BPM。K1、K2 が 2つのストリップラインキッカーを表す。信号処理系の各構成要素も示されている。

図 4.4 に、デザイン上のビームオプティクスを用いたときの、各構成要素の  $y$  方向位相が示されている。Flight Simulator[21] を用いた、デザイン上のビームオプティクスとデザイン上のビームパラメーターを用いた計算によると、K1 と K2 の間の位相差は  $\sim 90$  deg である [20]。このため、K1 と K2 を組み合わせることで、 $y$  方向の位相空間内におけるジッターを補正することができる。また、P2 と P3 の間の位相差は 57 deg である [20]。

まず、ストリップライン BPM とそのアナログ信号処理系が、ビーム位置を測定する。次に、FPGA を用いたデジタル論理モジュール (FONT5 board) が位置信号を用いて、ビーム位置を補正するためにビームに与えるのに必要なキックを計算する。最後に、このキック信号がレイテンシの小さいアンプを通して増幅され、ビームにキックが加えられる。

FONT5 board は、field programmable gate array(FPGA)、programmable read-only memory

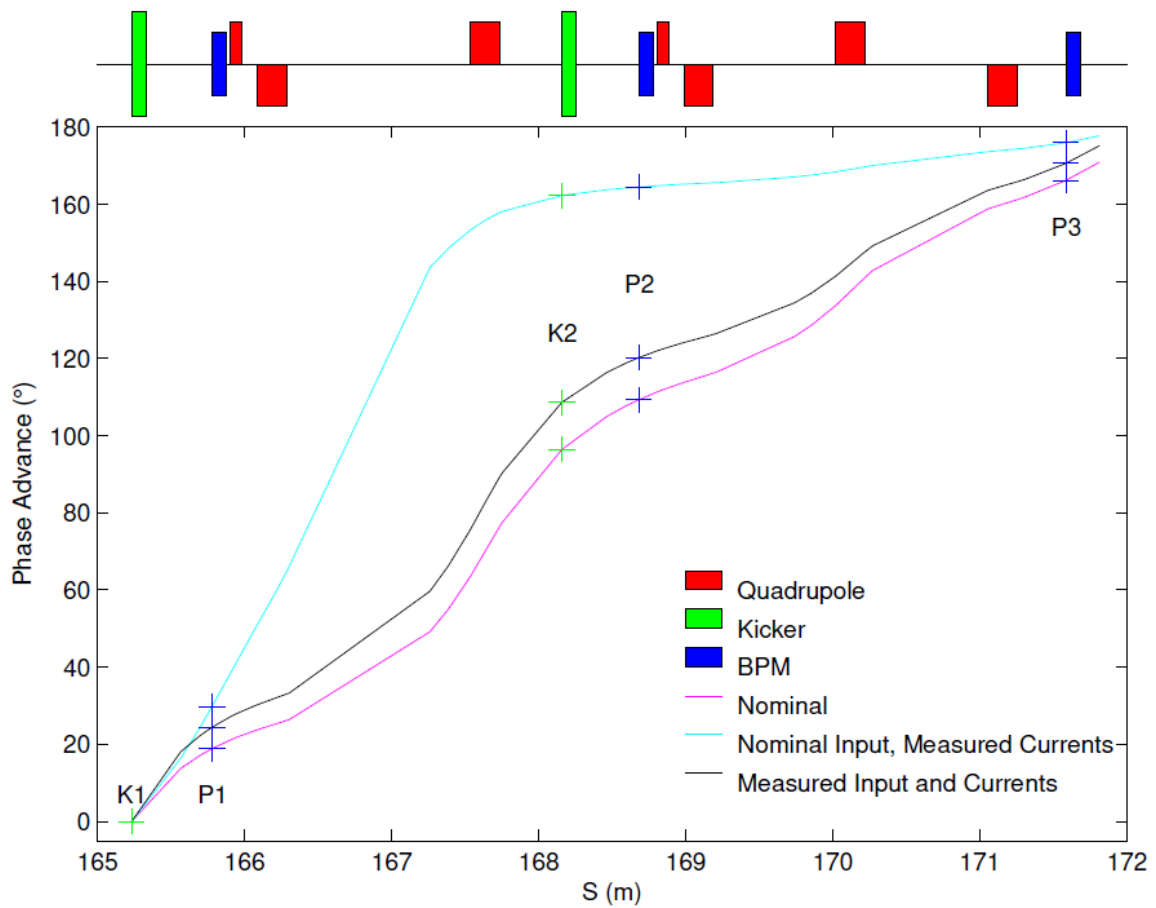


図 4.4: Upstream feedback system の各構成要素の  $y$  方向の位相 [20]。デザイン上のビームオペティクスとビームパラメーターを用いた計算結果が、マゼンタ線 ("Nominal") に示されている。他の 2 線は本研究とは関係がない。

chip(PROM)、いくつかのDACとADC、RS-232シリアルインターフェースなどから構成されている。FONT5 ファームウェアがPROMに保存されており、FONT5 board 起動時にFPGAに読み込まれる。

FONT5 board のDAC出力信号は、ZPUL-21 と呼ばれる 21 db パルス増幅器にて増幅されたあと、キッカーアンプ (TMD AMP) にて増幅される。用いられているキッカーアンプは  $\pm 30$  A の出力信号を、 $\sim 35$  ns の立ち上がり時間で出力できる。早い立ち上がり時間を持つがゆえに、intra-train のビーム軌道フィードバックに用いることができる。

セットアップについてのより詳細な説明は、[20] に記述されている。

### 4.3 ビーム軌道フィードバックの方法

ストリップラインキッカーのゲイン行列を計算する方法について記述する。ストリップラインキッカーに電圧  $V_{K1}$  と  $V_{K2}$  を印加したときの、BPM から得られるビーム位置の信号のオフセットを  $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P2}$  と  $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P3}$  とすると、応答行列は次のように表される。

$$\begin{pmatrix} \delta\left(\frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}}\right)_{P2} \\ \delta\left(\frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}}\right)_{P3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{K1} \\ V_{K2} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

K1 のキャリブレーションを行う際には、 $V_{K2} = 0$  と設定しておき、 $V_{K1}$  を何点か変え、 $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P2}$  と  $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P3}$  を測定する。それらの結果に対して、直線フィッティングを行うことによって  $H_{11}$  と  $H_{21}$  を計算することができる。同様の操作を K2 のキャリブレーションの際にも行い、 $H_{12}$  と  $H_{22}$  を計算することができる。

フィードバックに用いるゲイン行列は次のように計算される。

$$\begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix}^{-1} \quad (4.8)$$

BPM の 1st バンチと 2nd バンチのビーム位置の信号をそれぞれ  $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P2,1}$ 、 $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P3,1}$  と  $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P2,2}$ 、 $\delta(V_{\Delta}/V_{\Sigma})_{P3,2}$  とする。1st バンチのビーム位置の BPM 信号に対して、ストリップラインキッカーに印加する電圧は次のように計算される。

$$\begin{pmatrix} V_{K1} \\ V_{K2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\left(\frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}}\right)_{P2,1} \\ \delta\left(\frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}}\right)_{P3,1} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

この電圧値を用いて 2nd バンチに対してキックを加えたとき、得られる 2nd バンチのビーム位置

は次のように計算される。

$$\begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)'_{P2,2} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)'_{P3,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{K1} \\ V_{K2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P2,2} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P3,2} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

$$= - \begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P2,1} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P3,1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P2,2} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P3,2} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

フィードバックを用いなかったときの、1st バンチと 2nd バンチの  $y$  方向ビーム位置が等しいと仮定する。このとき、フィードバックを用いたときに補正される 2nd バンチのビーム位置は次のように 0 になる。

$$\begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P2,1} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P3,1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P2,2} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)_{P3,2} \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

$$\therefore \begin{pmatrix} \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)'_{P2,2} \\ \delta \left( \frac{V_{\Delta}}{V_{\Sigma}} \right)'_{P3,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

以上のようにして、2nd バンチに対してビーム位置の補正を行うことができる。ただし、実際には 1st バンチと 2nd バンチの  $y$  方向ビーム位置が等しいとは限らない。第 5 章における測定では、1st バンチと 2nd バンチの BPM 測定値の相関係数は  $\sim 80\%$  であった。

実際には、キッカーに印加する電圧  $V_{K1}, V_{K2}$  は、FONT5 board の DAC の出力である DAC count で表され、応答行列の各要素は  $(V_{\Delta}/V_{\Sigma})/(DAC \text{ count})$  で表される。そのため、応答行列はキッカーから BPM へのビーム輸送と、FONT システムのセットアップの組み合わせで決定される。 $H$  の各要素はそれぞれ  $\sim 10^{-4}$  程度である。後述のビーム強度依存性の測定実験 (5.3 節) では、ゲイン行列はそれぞれ  $G_{11} = 16969 \text{ DAC count}$ 、 $G_{12} = -4000 \text{ DAC count}$ 、 $G_{21} = -3813 \text{ DAC count}$ 、 $G_{22} = 12264 \text{ DAC count}$  であった。

# 第5章 FONTシステムを使ったビームサイズ測定

FONT フィードバックシステムと新竹モニターを用いた実験として、

1. ステアリング磁石を用いた実験
2. 電子ビーム強度依存性の実験

の2つを行った。これらの測定実験の結果について記述する。

## 5.1 取り出しラインのステアリング磁石

### 5.1.1 ステアリング磁石の設置

FONT feedback system は3つのストリップライン BPM と、2つのストリップラインキッカーで構成されている。ビーム強度が  $6.3 \times 10^9$  electrons/pulse のとき、用いているストリップライン BPM の位置分解能は  $291 \pm 10$  nm[18] である。また、位置分解能は電子ビームのビーム強度に比例するので、低いビーム強度 ( $1 \times 10^9$  electrons/pulse) のとき、位置分解能は  $2 \mu\text{m}$  程度になると計算される。

一方、3つの BPM における鉛直方向電子ビームサイズは  $6 \mu\text{m}$  程度であり、これらの BPM における鉛直方向軌道ジッターは小さい (例として軌道ジッターがビームサイズの 20%程度と仮定すると、鉛直方向軌道ジッターは  $2 \mu\text{m}$  程度になる)。そのため、低いビーム強度では鉛直方向軌道ジッターによるビーム位置の変位をこの BPM によって測定することはできず、FONT システムによるビーム軌道フィードバックによってビーム軌道を安定化させることができない。

また、高い電子ビーム強度では新竹モニター (174度モード) で、電子ビームサイズを測定できない。電子ビームがビーム管内を通過する際、ビーム管の壁面との間の相互作用によって電磁場を誘起する。これをウェイク場と呼ぶ。ウェイク場によってビーム内電子は電磁気力を受け、電子ビームが変形してビームサイズが増大する<sup>1</sup>。電子ビーム強度が大きくなると、ウェイク場によるビームサイズ増大の効果は大きくなる。ATF2における新竹モニターを用いた測定によって、

---

<sup>1</sup>FONT upstream feedback system のストリップライン BPM やストリップラインキッカーは、ウェイク場の大きな発生源ではないと考えられる。これらの BPM やキッカーの内壁の内径は、その前後のビーム管の内径と大きく異なるためである。ATF ビームラインにおけるウェイク場の発生源を特定するための研究が現在 ATF において進められている。

この効果は確認されている (図 5.1)。電子ビームサイズが増大したことにより、Modulation が減少している。現在の ATF2 における電子ビームサイズ測定は、ウェイク場の影響を小さくするために低いビーム強度 ( $1 \times 10^9$  electrons/pulse) で行われている。ただし、低いビーム強度では上述の理由により、FONT システムによってビーム軌道を安定化させることができない。

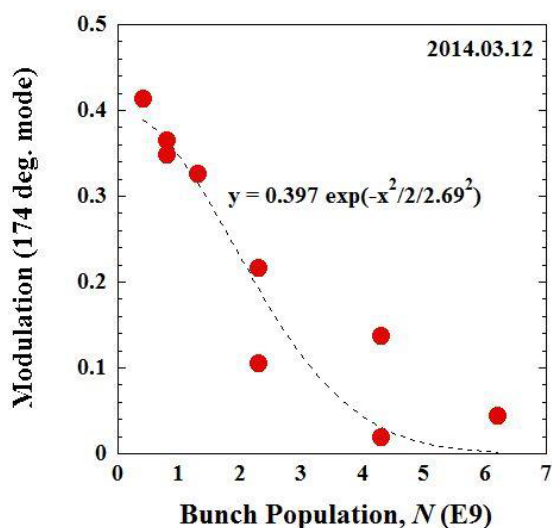


図 5.1: 電子ビーム強度を変化させたときの、新竹モニターで測定した Modulation の変化 [22]。

そこで、ATF の取り出しライン (ATF のセットアップ図 (図 1.3) 参照) に、新たにステアリング磁石を設置した。ステアリング磁石を用いて、電子ビームに早い周期 (パルス周期 3 Hz よりも早い周期) でランダムなキックを加えることで、人工的に鉛直方向ビーム軌道ジッターを発生させる。それによって FONT BPM における鉛直方向ビーム軌道ジッターを  $2 \mu\text{m}$  よりも大きくし、FONT システムによるビーム軌道フィードバックが機能するようにする。以上のようにして、ステアリング磁石を用いてビーム軌道ジッターを増加させることで FONT システムが機能するようにし、FONT システムによって IP におけるビーム軌道安定化を検証することが目的である。

2つのステアリング磁石 (ZVFB1X と ZVFB2X) の写真が図 5.2 に示されている。これらは空芯のステアリングコイルで、コイル自体の寸法は  $73 \text{ mm}$  ( $z$  方向)  $\times$   $63 \text{ mm}$  ( $y$  方向) である。1 A の電流を印加したとき、ZVFB1X は中心で約 10 G、ZVFB2X は約 15 G の磁場が  $x$  軸方向に発生する (2つのステアリング磁石で発生する磁場が異なるのは、ビーム管の太さが異なるためである)。これらの磁石の設置場所が図 5.3 に示されている。これらの磁石、および FONT システムの鉛直方向の位相差が、図 5.4 に示されている。この図からわかるとおり、2つのステアリング磁石は位相差が  $\sim 90 \text{ deg}$  となるように設置されている。そのため、 $yy'$  位相空間においてジッターを発生させることができる。



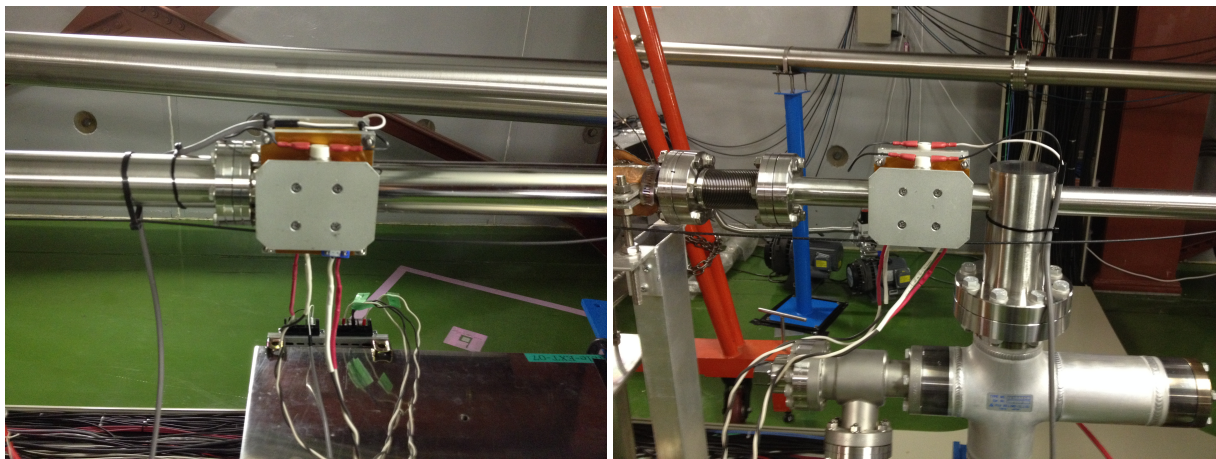


図 5.2: ZVFB1X(左) と ZVFB2X(右)。

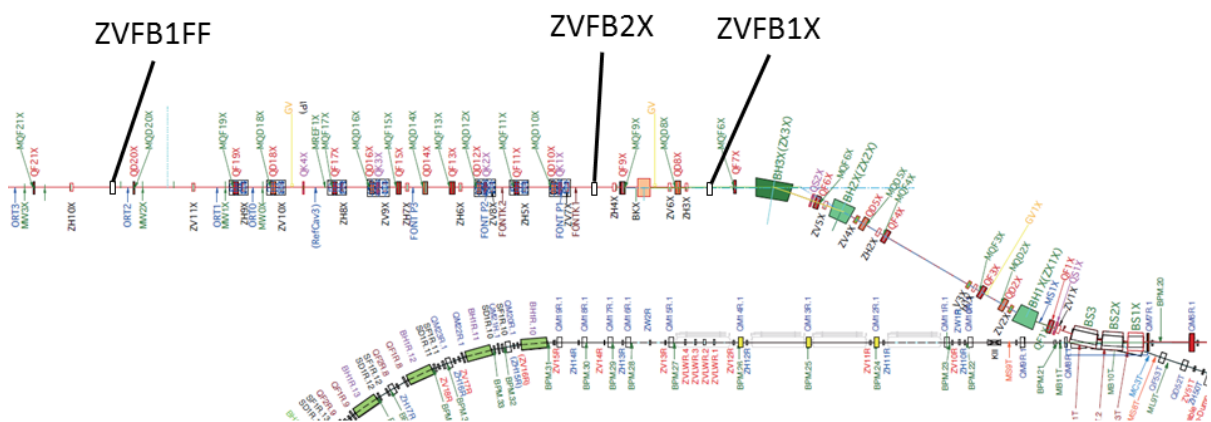


図 5.3: ZVFB1X と ZVFB2X の設置位置 ([4] より改変)。図下部がダンピングリング、上部が取り出しライン。また、FONT upstream feedback system の各構成要素である 3 つの BPM:FONTP1,FONTP2,FONTP3 と、2 つのキッカー: FONTK1,FONTK2 が示されている。また、ZVFB1FF(後述) の設置位置も示されている。

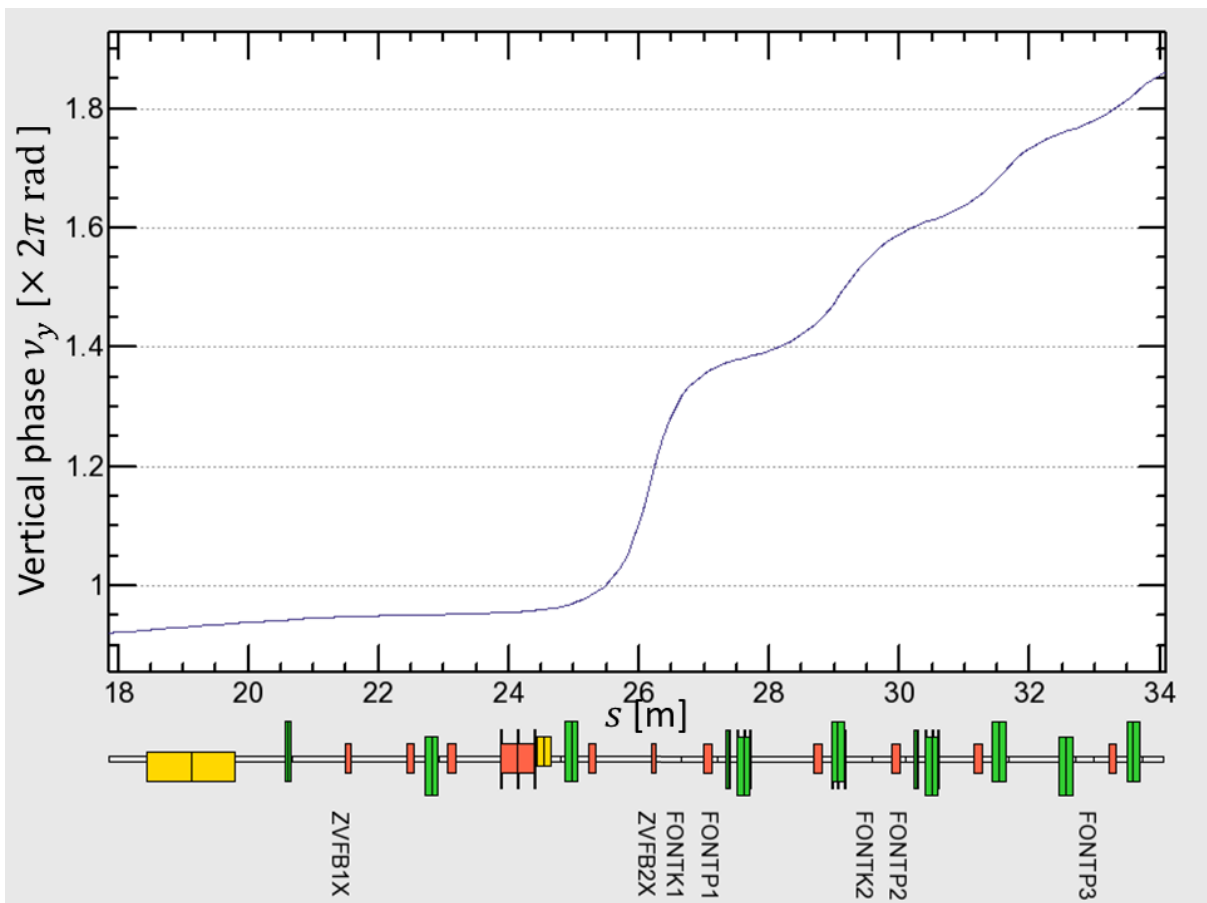


図 5.4: 2つのステアリング磁石と、FONT システムの各構成要素の鉛直方向位相。赤の要素がステアリング磁石、黄色の要素が偏向磁石、緑の要素が四極磁石を表す。位相は、加速器設計用の計算コード SAD[23] を用いて計算している。

### 5.1.2 ステアリング磁石の設定

2つのステアリング磁石には直流電流を流している。それらの電流値を、ガウス分布に従うようにランダムに 10 Hz で変更している。ZVFB1X と ZVFB2X に印加している電流をそれぞれ  $I_1$ 、 $I_2$  とすると、以下のように、それぞれの初期値  $I_{1,0}$ 、 $I_{2,0}$  に対して  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  の標準偏差を持ったガウス分布に従うように設定している。

$$I_1 \sim N(I_{1,0}, \sigma_1) \quad (5.1)$$

$$I_2 \sim N(I_{2,0}, \sigma_2) \quad (5.2)$$

$\sigma_1 = 0.10$  A、 $\sigma_2 = 0.25$  A と設定したときの、軌道ジッターの測定による様子が図 5.5 に示されている。この図は、取り出しライン上にある 2 つの空洞型 BPM (MQD10X と MQD12X) における鉛直方向ビーム位置の測定値をプロットしたものである。これらの BPM は ZVFB1X と ZVFB2X の下流にあり、MQD10X と MQD12X の鉛直方向位相は約 90 deg 離れている。これらの BPM のビームライン上の設置位置は図 5.3 参照。

ZVFB1X と ZVFB2X のそれぞれにおいて、同じ電流値を流したときに発生する磁場の強さ、鉛直方向電子ビームサイズ、IP への遷移行列、が異なるので、設定すべき  $\sigma_1$  と  $\sigma_2$  の値は異なる。図 5.5 からわかるとおり、この設定で軌道ジッターを増加させたときの、MQD10X と MQD12X における鉛直方向軌道ジッターの分布は負の相関を持つ。ステアリング磁石による軌道ジッター増加を行っていないときの、鉛直方向軌道ジッターの分布も同様に負の相関を持っている。本研究の目的は、加速器に生じる軌道ジッターを意図的に拡大したうえで、ビーム軌道フィードバックの効果を検証することにあるので、このように、ステアリング磁石による軌道ジッター増加を行ったときの分布が同様の分布を持つように、 $\sigma_1$  と  $\sigma_2$  の設定を選択した。

以降、以下の式のように  $\sigma$  を設定し、係数  $A$  を変更することによって、発生する鉛直方向軌道ジッターの大きさを変更する。

$$\sigma_1 = 0.20A \text{ A} \quad (5.3)$$

$$\sigma_2 = 0.50A \text{ A} \quad (5.4)$$

## 5.2 ステアリング磁石によるビーム軌道ジッター増加を用いた実験

この章で記述している実験においては、IP における  $\beta_x^*$  関数は、デザイン値より 10 倍大きい値にしたオプティクスを用いている (10×1 optics)。オプティクスの設定から得られる計算値はそれぞれ  $\beta_x^* = 40$  mm および  $\beta_y^* = 0.1$  mm である。

ダンピングリング内における bucket number は 0, 100 wt を選択し、2 つのバンチのバンチ間隔は 182 ns であった。

### 5.2.1 測定手順

測定手順は次のとおり：

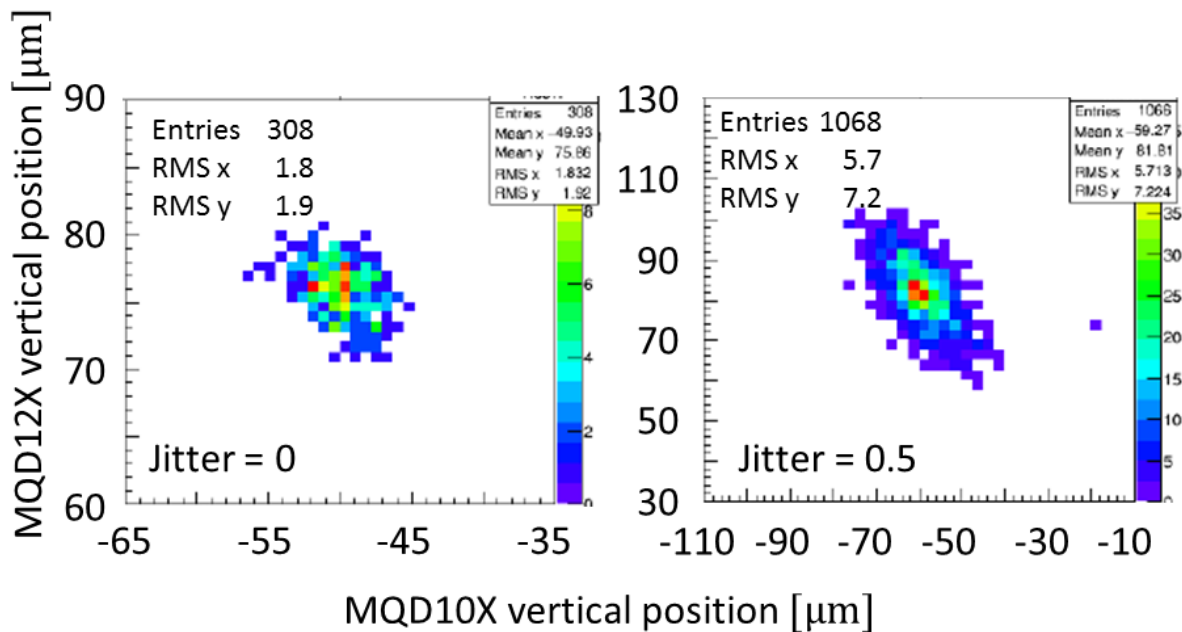


図 5.5: 2つの空洞型 BPM における鉛直方向ビーム位置の測定値の分布。2つの図の軸のスケールが異なることに注意。(左)ステアリング磁石による軌道ジッター増加を行っていないときの分布。(右) $A = 0.5$ とし、軌道ジッターを増加させたときの分布。

1. FONT フィードバックシステムを OFF にしておく
2. 上下パスのレーザーワイヤスキャンを行う
3. ZVFB1FF スキャンを行う (後述)
4. ステアリング磁石によるジッター量を変化させ、ビームサイズ測定を行う
5. FONT フィードバックシステムを ON にした上で、2.-4. を繰り返す

ZVFB1FF は最終収束系に設置されている空芯の鉛直方向ステアリング磁石である。設置場所は図 5.3 参照。ZVFB1FF スキャンの結果は図 5.6 に示されている。ZVFB1FF スキャンでは、ZVFB1FF の電流値を変更し、ビームサイズ測定を行うことで、ZVFB1FF の電流値のチューニングを行う。測定結果を次の式のようなガウス分布でフィッティングを行い、中心値  $I_C$  に ZVFB1FF の電流値を設定する。

$$M_{obs} = M \exp\left(-\frac{(I - I_C)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.5)$$

上記のように、FONT フィードバックシステムが OFF のときと ON のときとで、それぞれ ZVFB1FF スキャンを行った。これは、FONT フィードバックシステムを使用することで、電子ビームの鉛直方向ビーム位置の中心値がずれるためである。FONT フィードバックシステムを使用することで生じるビーム位置のずれを、ZVFB1FF によるキックを調節することで補正している。

重要な点は、FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときとでは、上記のように、鉛直方向ビーム軌道に差が存在することである。そのため、測定条件は完全に同一ではない。この節の測定は、全てビーム強度が  $1 \times 10^9$  electrons/pulse の条件の下で行っている。

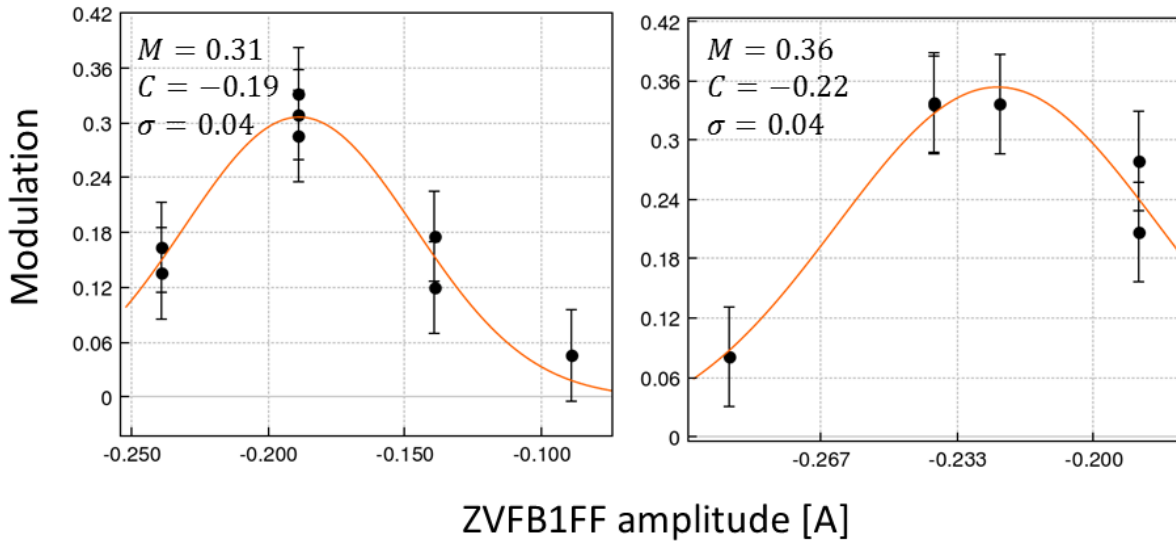


図 5.6: ZVFB1FF スキャンの結果。棒は  $M \pm 0.05$  を表す。M 測定値の標準偏差は典型的に 0.05 よりも小さいので、online analysis の際には棒を 0.05 として評価を行っている。(左)FONT フィードバックシステムを使用していないときのスキャン結果。(右)FONT フィードバックシステムを使用しているときのスキャン結果。

## 5.2.2 測定結果

測定結果が図 5.8 と図 5.9 に示されている。この測定では、各位相ごとに 30 点のデータ点を取り、その 30 点のデータの平均をプロットしている。データ点の棒は、30 点のデータ点の標準偏差を  $\sqrt{1/30}$  倍したものである<sup>2</sup>。

FONT フィードバックシステムを OFF にし、発生させるジッター量を  $A = 0.30$  としたときに、ビームサイズ測定を 5 回連続で行ったときの測定結果が図 5.7 に示されている。この測定は、本測定におけるビームサイズ測定の測定誤差の程度を見積もるために、一例として行った。図 5.7 の測定における測定値の標準偏差は 0.02 であった。

図 5.8 と図 5.9 の結果をまとめたプロットが図 5.10 に示されている。この図で、各点は図 5.8 と図 5.9 のフィッティング結果を示している。棒はフィッティング誤差を示している。この結果か

<sup>2</sup>実際には、それぞれのプロットではバックグラウンドの寄与を考慮している。バックグラウンドに関しては、新竹モニターレーザーが OFF の状態で、各位相につき 1 点、計 21 点 (10-30 rad の各位相につき 1 点) 測定し、その平均 ( $\bar{B}$ ) と標準偏差の  $\sqrt{1/21}$  倍 ( $\sigma_B$ ) を計算している。シグナルは、新竹モニターレーザーが ON の状態で、各位相につき 30 点測定し、その平均 ( $\bar{S}(\phi)$ ) と標準偏差の  $\sqrt{1/30}$  倍 ( $\sigma_S(\phi)$ ) を計算している。プロットでは、各位相につき  $\bar{S}(\phi) - \bar{B}$  をプロットし、棒は  $\sqrt{\sigma_S^2(\phi) + \sigma_B^2}$  を表している。ただし本測定においては、 $\bar{S}/\bar{B}$  は 10 以上であり、バックグラウンドの寄与は大きくない。

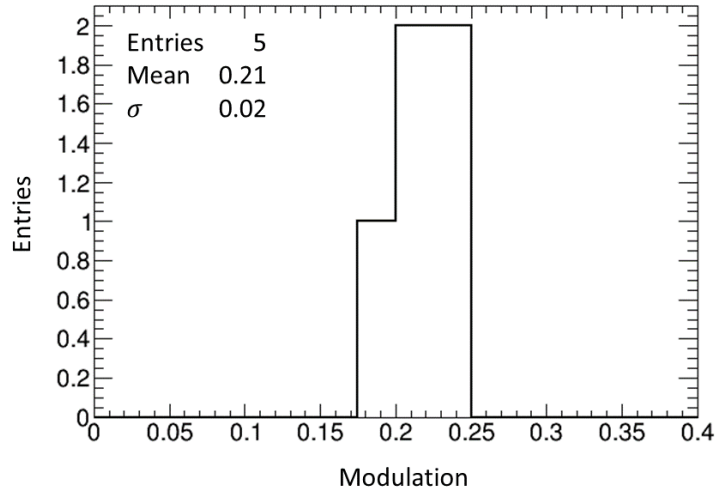


図 5.7: FONT フィードバックシステムを ON にした状態で、ステアリング磁石によるジッター量を  $A = 0.30$  としたときの、5 回連続のビームサイズ測定の結果。

ら、 $A \gtrsim 0.3$  のときは、FONT フィードバックシステムが OFF のときは Modulation が低下しているが、FONT フィードバックシステムが ON のときは Modulation が低下していないことがわかる。

### 5.2.3 測定結果のフィッティング

IP におけるステアリング磁石由来の鉛直方向ビーム軌道ジッターを  $\sigma_{\Delta y, IP}$ 、ステアリング磁石由来の軌道ジッターが存在しないときの Modulation を  $M_0$  とすると、次の式が成り立つ。ここで、 $C$  は Modulation reduction factor と呼ばれる。 $k_y$  は新竹モニターレーザーの  $y$  軸方向の波数である。

$$M = M_0 \cdot C \quad (5.6)$$

$$C = \exp \{ -2(k_y \sigma_{\Delta y, IP})^2 \} \quad (5.7)$$

$$k_y = \frac{2\pi}{532 \text{ [nm]}} \sin \left( \frac{174 \text{ [deg]}}{2} \right) \quad (5.8)$$

仮定として、IP におけるステアリング磁石由来の鉛直方向ビーム軌道ジッターが、ステアリング磁石に印加する電流値の係数  $A$  に比例するとする。

$$\sigma_{\Delta y, IP} = f_{IPA} \quad (5.9)$$

以上の式を用いて、FONT フィードバックシステムが OFF のときの結果に対し、 $\chi^2$  フィッティングを行った結果が図 5.10 に示されている。得られた結果は次の通り。± の後の数値はフィッティ

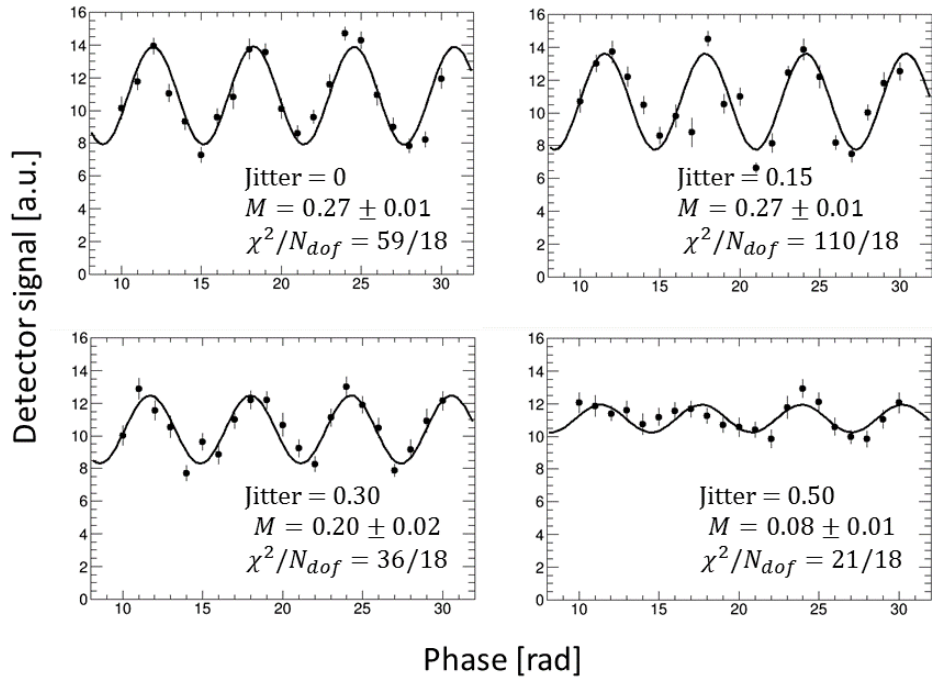


図 5.8: FONT フィードバックシステムを OFF にした状態で、ステアリング磁石によるジッター量を変化させたときの、それぞれのビームサイズ測定の結果。M の土のあとの数値はフィッティング誤差を示している。

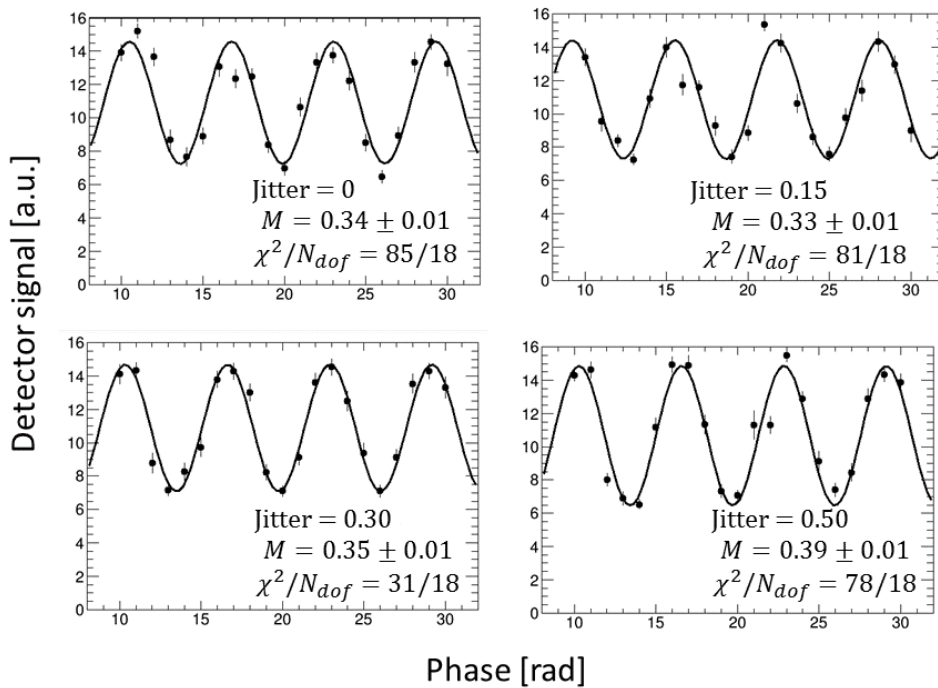


図 5.9: FONT フィードバックシステムを ON にした状態で、ステアリング磁石によるジッター量を変化させたときの、それぞれのビームサイズ測定の結果。M の土のあとの数値はフィッティング誤差を示している。図 5.8 と比較して、ステアリング磁石によるジッター量を増加させた場合においても Modulation が大きく保たれている。

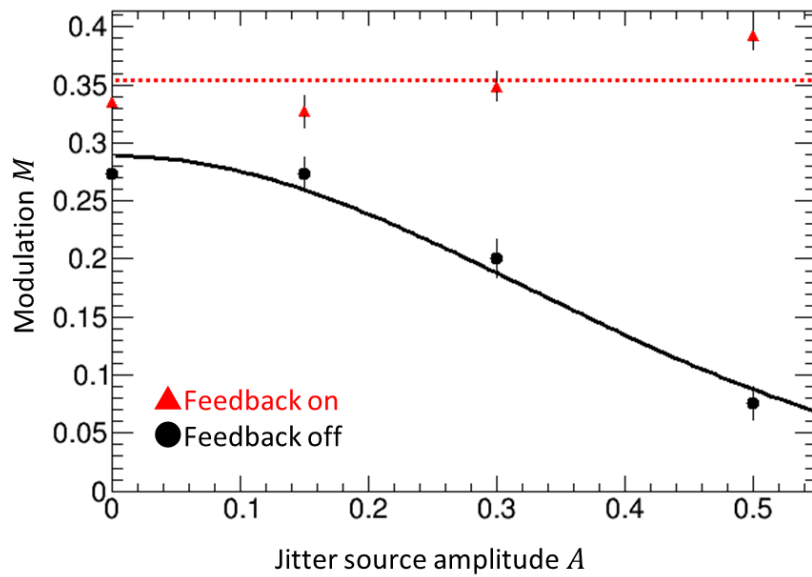
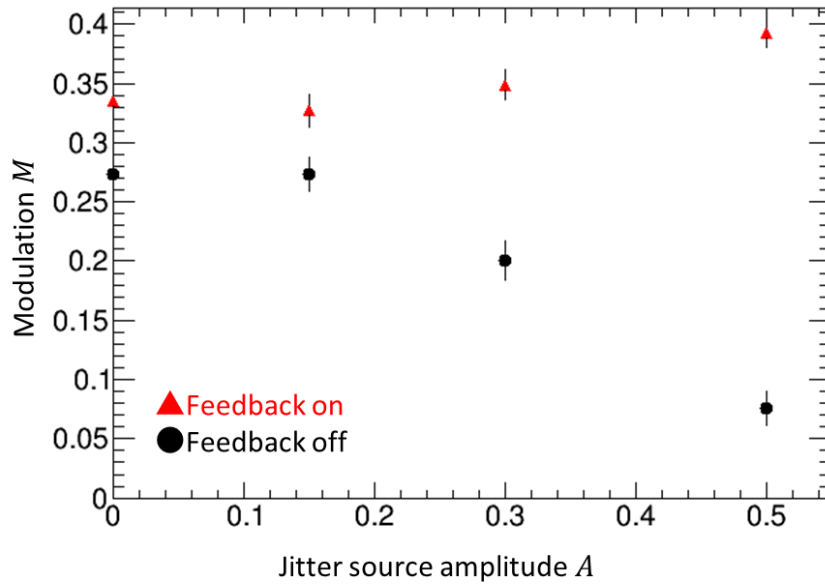


図 5.10: (上) ステアリング磁石によって発生する位置ジッターの大きさを変えたときの、ビームサイズ測定の結果。FONT システムを使用したときと、使用していないときの結果を比較している。(下) 同じ結果の、フィッティング結果を示した図。



ング誤差を示している。

$$M_0 = 0.29 \pm 0.01 \quad (5.10)$$

$$f_{IP} = 131 \pm 8 \text{ nm} \quad (5.11)$$

$$\chi^2/N_{dof} = 3.4/2 \quad (5.12)$$

また、FONT フィードバックシステムが ON のときの結果に対して、Modulation の平均と標準偏差を計算すると以下ようになった。

$$\bar{M} = 0.35 \quad (5.13)$$

$$\text{standard deviation} = 0.03 \quad (5.14)$$

#### 5.2.4 FONT BPM における軌道ジッターの解析

ステアリング磁石によるビーム軌道ジッター増加の大きさを変えたときの、FONT BPM の 1 つ (FONTP3) における鉛直方向ビーム軌道ジッターの変化が図 5.11 に示されている。FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときの結果を比較している。データ点の値を  $s$ 、データ点の数を  $n$  としたとき、棒は  $s/\sqrt{2(n-1)}$  を示す。各測定点ではデータ数が  $n \sim 50$  である。また、ジッターの係数が  $A = 0$  と  $A = 0.5$  のときの FONTP3 における  $y$  方向位置の測定値の分布が図 5.12 に示されている。

図 5.11 から、FONT フィードバックシステムが OFF のときは、ステアリング磁石によるジッター量を増加させたときは、取り出しラインにある FONT BPM における鉛直方向軌道ジッターが増加していることがわかる。対して、FONT フィードバックシステムが ON のときには、FONT BPM における鉛直方向軌道ジッターは一定値に保たれている。

ステアリング磁石によってジッターを発生させなかったときの鉛直方向軌道ジッターを  $\sigma_{0,\Delta y,\text{FONTP3}}$ 、ステアリング磁石由来の軌道ジッターを  $\sigma_{\Delta y,\text{FONTP3}}$ 、両方合わせた軌道ジッターを  $\sigma'_{\Delta y,\text{FONTP3}}$  とする。仮定として、次の式が成り立つとする：

$$\sigma'_{\Delta y,\text{FONTP3}} = \sqrt{\sigma_{0,\Delta y,\text{FONTP3}}^2 + \sigma_{\Delta y,\text{FONTP3}}^2} \quad (5.15)$$

また仮定として、FONTP3 におけるステアリング磁石由来の鉛直方向ビーム軌道ジッターが、ステアリング磁石に印加する電流値の係数  $A$  に比例するとする。

$$\sigma_{\Delta y,\text{FONTP3}} = f_{\text{FONTP3}}A \quad (5.16)$$

以上の仮定の下で、FONT フィードバックシステムが OFF のときの結果に対して  $\chi^2$  フィッティングを行うと、次の結果が得られた。土の後の数値はフィッティング誤差を示す。

$$\sigma_{0,\text{FONTP3}} = 1.7 \pm 0.1 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.17)$$

$$f_{\text{FONTP3}} = 13 \pm 1 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.18)$$

$$\chi^2/N_{dof} = 2.4/2 \quad (5.19)$$

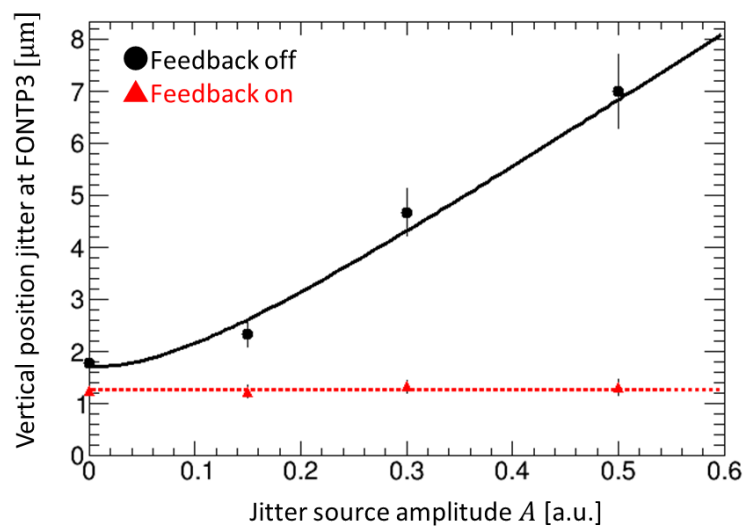
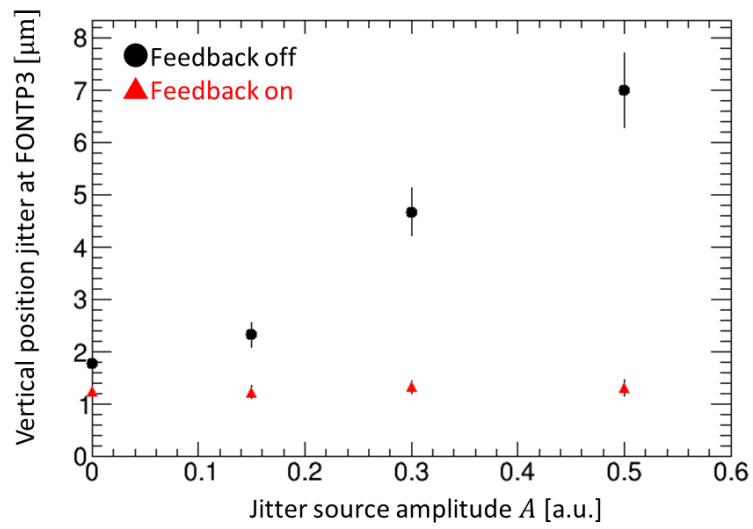
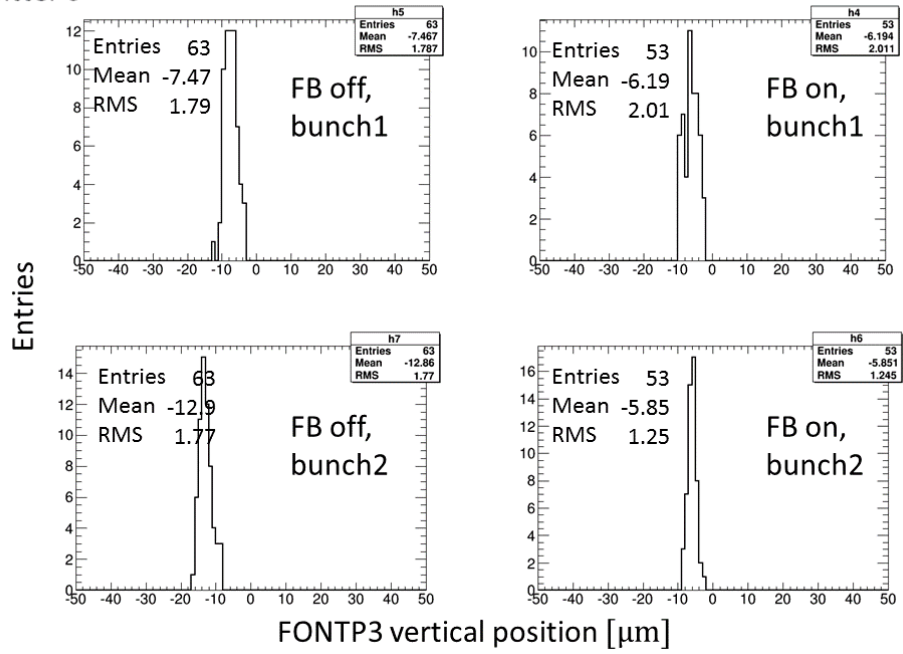


図 5.11: ステアリング磁石による軌道ジッターの大きさを変えたときの、FONTP3 における鉛直方向ビーム軌道ジッター（ビーム位置の標準偏差）の変化。

### Jitter 0



### Jitter 0.5

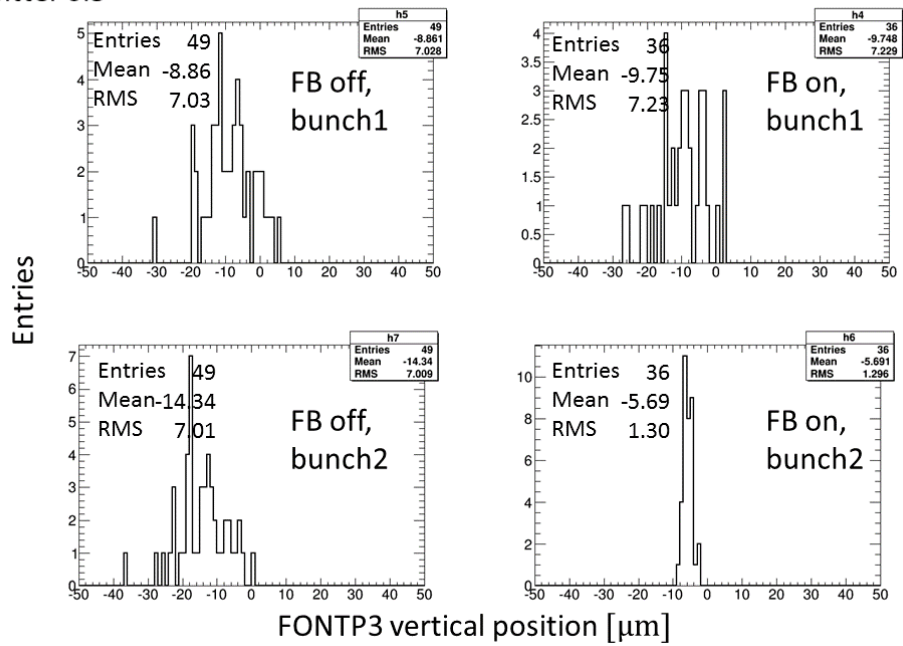


図 5.12: FONTP3 における  $y$  方向ビーム位置の測定値の分布。(上) ジッターの係数  $A = 0$  のときの測定結果。(下) ジッターの係数  $A = 0.5$  のときの測定結果。

また、FONT フィードバックシステムが ON のときの結果に対して、軌道ジッターの平均と標準偏差を計算すると以下ようになった。

$$\bar{\sigma}_{\Delta y, \text{FONTP3}} = 1.3 \mu\text{m} \quad (5.20)$$

$$\text{standard deviation} = 0.04 \mu\text{m} \quad (5.21)$$

### 5.2.5 IP におけるビーム軌道ジッターの推定

前節までに得られた結果を用いて、IP におけるビーム軌道ジッターを推定する。

仮定として、IP における鉛直方向軌道ジッターと、取り出しラインにある BPM(FONTP3) における鉛直方向軌道ジッターが比例し、次の式が成り立つとする。

$$\sigma_{\Delta y, IP} \propto \sigma_{\Delta y, \text{FONTP3}} \quad (5.22)$$

$$\sigma_{0, \Delta y, IP} \propto \sigma_{0, \Delta y, \text{FONTP3}} \quad (5.23)$$

さらに過程として、上二式の比例関係の係数が等しいとする。すると、次の式が成り立つ。

$$\frac{\sigma_{0, \Delta y, IP}}{\sigma_{0, \Delta y, \text{FONTP3}}} = \frac{\sigma_{\Delta y, IP}}{\sigma_{\Delta y, \text{FONTP3}}} \quad (5.24)$$

$$= \frac{f_{IP}}{f_{\text{FONTP3}}} \quad (5.25)$$

$$= 0.010 \quad (5.26)$$

以上より、FONT フィードバックシステムが OFF のときの IP におけるビーム軌道ジッターとして、次の推定が成り立つ。± の後の数値は、前二節で得られたフィッティング誤差をもとに、誤差の伝播則を用いて計算した。

$$\therefore \sigma_{0, \Delta y, IP} = \frac{f_{IP}}{f_{\text{FONTP3}}} \sigma_{0, \Delta y, \text{FONTP3}} \quad (5.27)$$

$$= 17 \pm 2 \text{ nm} \quad (5.28)$$

以上の計算から、ステアリング磁石による軌道ジッター増加がないときの鉛直方向軌道ジッターは、17 nm 程度であると推定できる。また、FONT フィードバックシステムを用いることによって、IP における鉛直方向軌道ジッターを、17 nm 程度に抑えることができることもわかる。

ただし、重要な注意点として、上記の推定はいくつかの仮定をもとに計算している。次の仮定を用いている (式 5.7、5.22、5.23)：

$$C = \exp(-2(k_y \sigma_{\Delta y, IP})^2) \quad (5.29)$$

$$\sigma_{\Delta y, IP} \propto \sigma_{\Delta y, \text{FONTP3}} \quad (5.30)$$

$$\sigma_{0, \Delta y, IP} \propto \sigma_{0, \Delta y, \text{FONTP3}} \quad (5.31)$$

ビームラインには設置されている電磁石による高次の磁場が存在する。鉛直方向のビーム位置にずれが存在すると、高次の磁場によってビームプロファイルが変形し、ビームサイズが増大する。

そのため、Modulation 測定値の変化は、IP における鉛直方向軌道ジッターの効果と、電子ビームの鉛直方向ビームサイズ自体の増大による効果の、2つの効果によって生じる。そのため、式 5.29 はこの効果を見逃した近似式である。式 5.28 の結果は、IP における軌道ジッターの上限であると考えられる。

## 5.3 ビーム強度依存性の測定

### 5.3.1 測定手順

測定手順は前節と同様である：

1. FONT フィードバックシステムを OFF にしておく
2. 上下パスのレーザーワイヤスキャンを行う
3. 取り出しキッカーの電流値のスキャンを行う
4. 電子ビーム強度を変更し、ビームサイズ測定を行う
5. FONT フィードバックシステムを ON にする
6. 上下パスのレーザーワイヤスキャンを行う
7. ZVFB1FF の電流値のスキャンを行う
8. 電子ビーム強度を変更し、ビームサイズ測定を行う

FONT フィードバックシステムが OFF のとき、ZVFB1FF の電流値の調節ではなく、取り出しキッカーの電流値の調節を行った。このとき、ZVFB1FF の電流値を変更しても、Modulation が増加せず、ビームサイズ測定が行えなかったためである。取り出しキッカーの電流値の調節を行うことで、電子ビームの軌道の調節を行った。これらの結果が図 5.13 と図 5.14 に示されている。前節と同様、FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときとは、測定条件が完全に同一ではないことに注意が必要である。FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときとで、Modulation の測定値を比較することは適切ではない。

この測定では、ステアリング磁石による鉛直方向ビーム軌道ジッターの増加は行っていない。

### 5.3.2 測定結果

測定結果が図 5.15 と図 5.16 に示されている。この測定では、各位相ごとに 20 点のデータ点を取り、その 20 点のデータの平均をプロットしている。データ点の棒は、20 点のデータ点の標準偏差を  $\sqrt{1/20}$  倍したものである<sup>3</sup>。

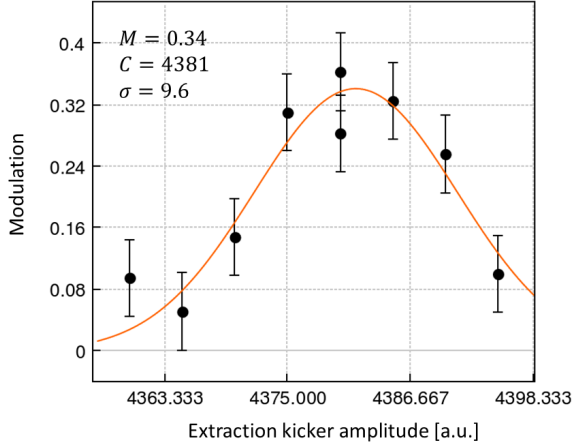


図 5.13: FONT フィードバックシステムがOFFのときの、取り出しキッカーの電流値のスキャンの結果。棒は  $M \pm 0.05$  を表す。

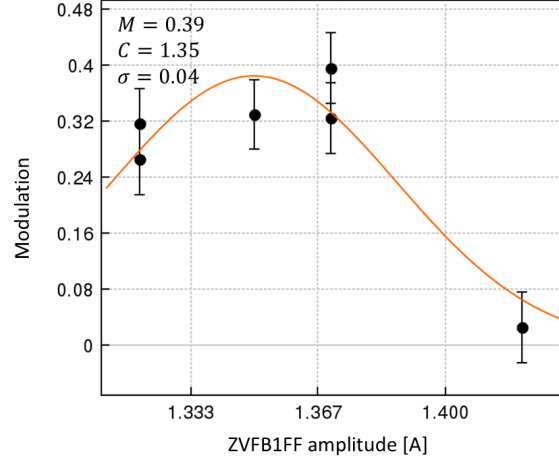


図 5.14: FONT フィードバックシステムがONのときの、ZVFB1FF の電流値のスキャンの結果。棒は  $M \pm 0.05$  を表す。

これらの結果をまとめたプロットが、図 5.17 に示されている。データ点は上記のフィッティング結果を用いている。棒は、フィッティング誤差を示している。

IP における電子ビームの鉛直方向ビームサイズを  $\sigma_y^*$ 、電子ビーム強度を  $q$ 、 $q \rightarrow 0$  の極限におけるビームサイズを  $\sigma_{y,0}^*$  とする。仮定として、ウェイク場によって電子ビームの鉛直方向ビームサイズが増大する効果は、次の式で表されるとする [24]。  $w$  は係数である。

$$(\sigma_y^*)^2 = (\sigma_{y,0}^*)^2 + w^2 q^2 \quad (5.32)$$

このとき、次の式が成り立つ。  $M_0$  は  $q \rightarrow 0$  の極限における Modulation である。

$$M = M_0 \cdot C \quad (5.33)$$

$$C = \exp \{ -2(k_y w q)^2 \} \quad (5.34)$$

$$k_y = \frac{2\pi}{532 \text{ [nm]}} \sin \left( \frac{174 \text{ [deg]}}{2} \right) \quad (5.35)$$

上式を用いて、 $\chi^2$  フィッティングを行った結果が図 5.17 に示されている。FONT フィードバックシステムがOFFのときの結果は次の通り：

$$M = 0.40 \pm 0.02 \quad (5.36)$$

$$w = (29 \pm 2) \text{ nm}/(10^9 \text{ electrons/pulse}) \quad (5.37)$$

$$= (1.8 \pm 0.1) \times 10^2 \text{ nm/nC} \quad (5.38)$$

$$\chi^2/N_{dof} = 24/2 \quad (5.39)$$

<sup>3</sup>実際には、本測定ではバックグラウンドの寄与を考慮している。計算方法に関しては脚注 2 と同様。

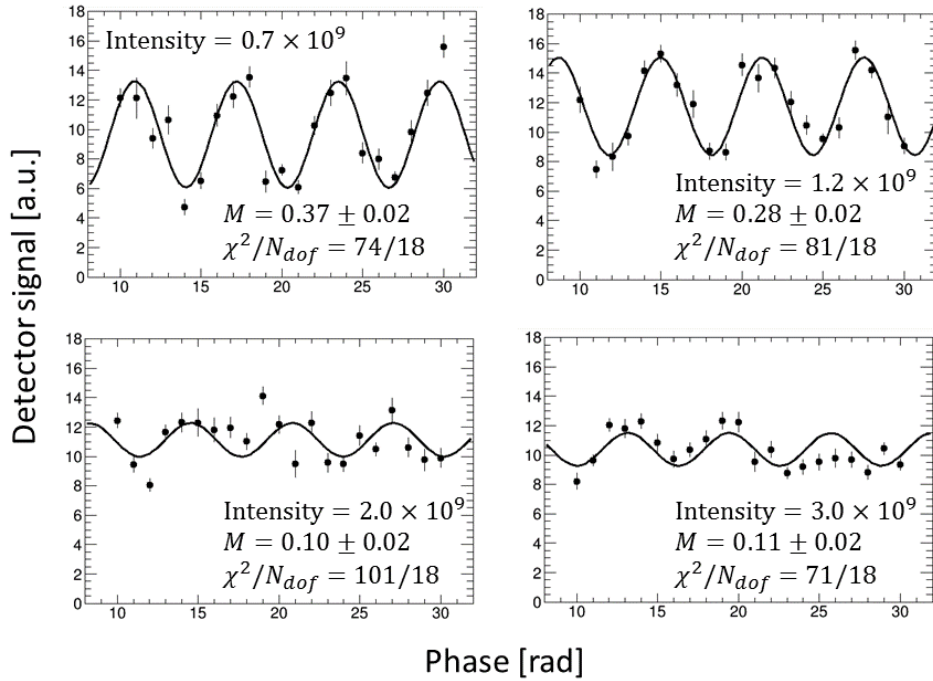


図 5.15: FONT フィードバックシステムを OFF にした状態で、電子ビーム強度を変化させたときの、ビームサイズ測定の結果。M の土のあとの数値はフィッティング誤差を示している。データ点はビーム強度に対して正規化されている。

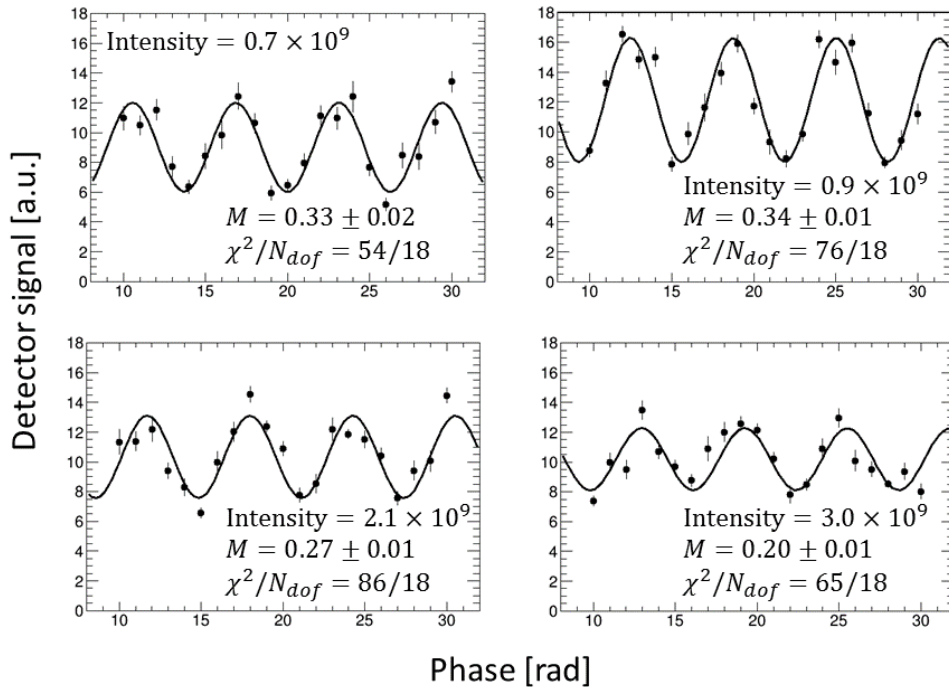


図 5.16: FONT フィードバックシステムを ON にした状態で、電子ビーム強度を変化させたときの、ビームサイズ測定の結果。M の土のあとの数値はフィッティング誤差を示している。データ点はビーム強度に対して正規化されている。

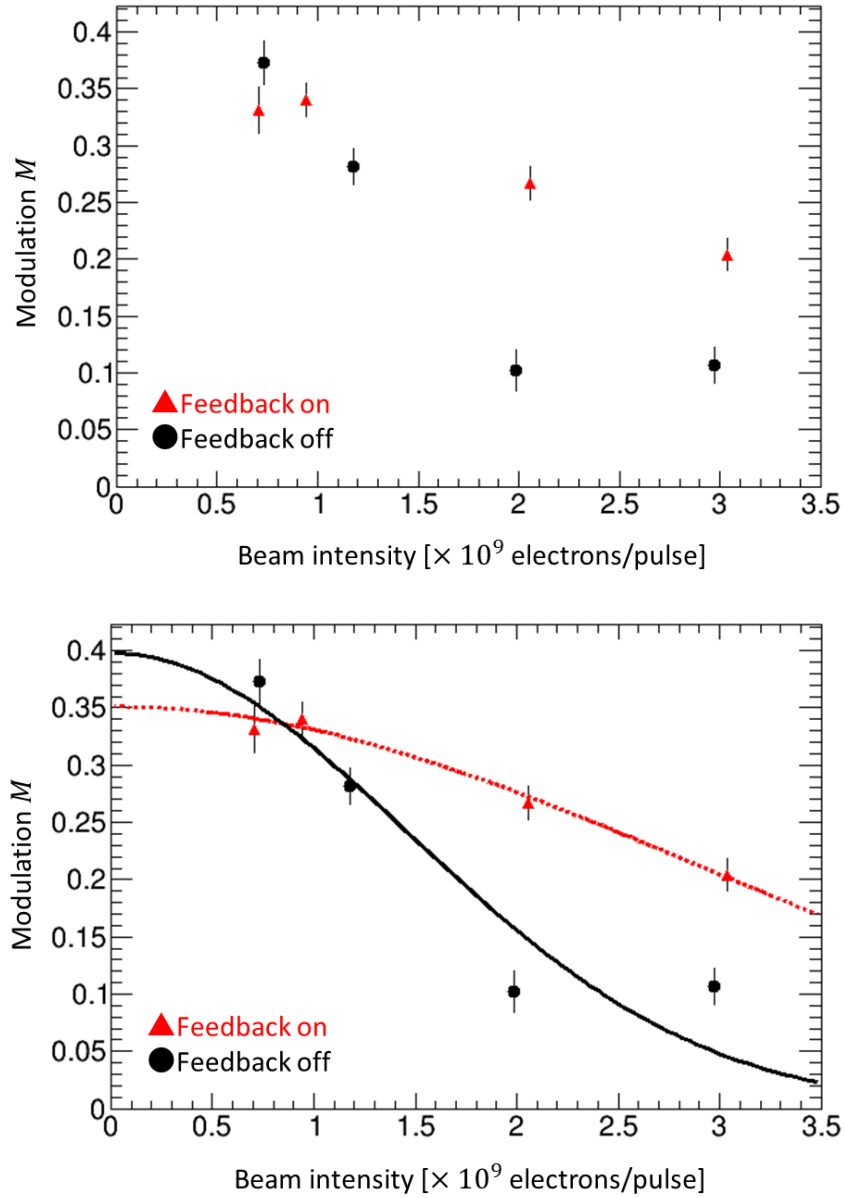


図 5.17: (上) 電子ビーム強度を変えたときの、ビームサイズ測定の結果。FONT システムを使用したときと、使用していないときの結果を比較している。(下) 同じ結果の、フィッティング結果を示した図。



同様に、FONT フィードバックシステムが ON のときの結果は次の通り：

$$M = 0.35 \pm 0.01 \quad (5.40)$$

$$w = (15 \pm 1) \text{ nm}/(10^9 \text{ electrons/pulse}) \quad (5.41)$$

$$= (92 \pm 7) \text{ nm/nC} \quad (5.42)$$

$$\chi^2/N_{dof} = 0.65/2 \quad (5.43)$$

電子ビーム強度を変えたときの、FONT BPM の 1 つ (FONTP3) における鉛直方向ビーム軌道ジッターの変化が図 5.18 に示されている。また、一例としてそのうちビーム強度が  $1 \times 10^9$  electrons/pulse のときと  $3.7 \times 10^9$  electrons/pulse のときの FONTP3 における  $y$  方向ビーム位置測定値の分布が図 5.20 に示されている。

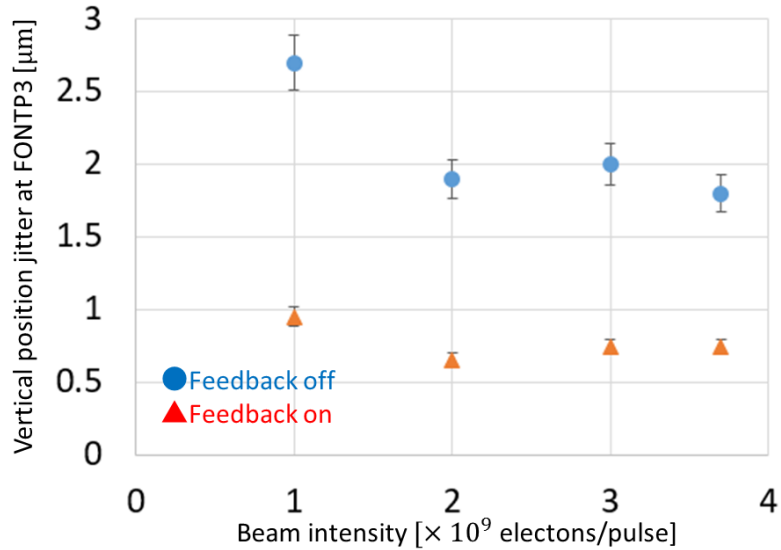


図 5.18: 電子ビーム強度を変えたときの、FONTP3 における鉛直方向ビーム軌道ジッター (鉛直方向ビーム位置の標準偏差) の変化。棒は  $s/\sqrt{2(n-1)}$  を示す。各測定点ではデータ数が  $n \sim 100$  である。

### 5.3.3 測定結果の考察

図 5.17 のフィードバック ON と OFF の両方の結果に関して、ビーム強度を増加させると、Modulation の測定値が減少していることがわかる。これは、ビーム強度を増加させることによってウェイク場の影響が増加しているためと考えられる。

この図に表されている測定結果のフィッティング結果に関して、FONT フィードバックが ON のときと OFF のときの係数  $w$  の値が異なることがわかる。ただし、このフィッティング結果に関してはいくつか懸案すべき点がある。

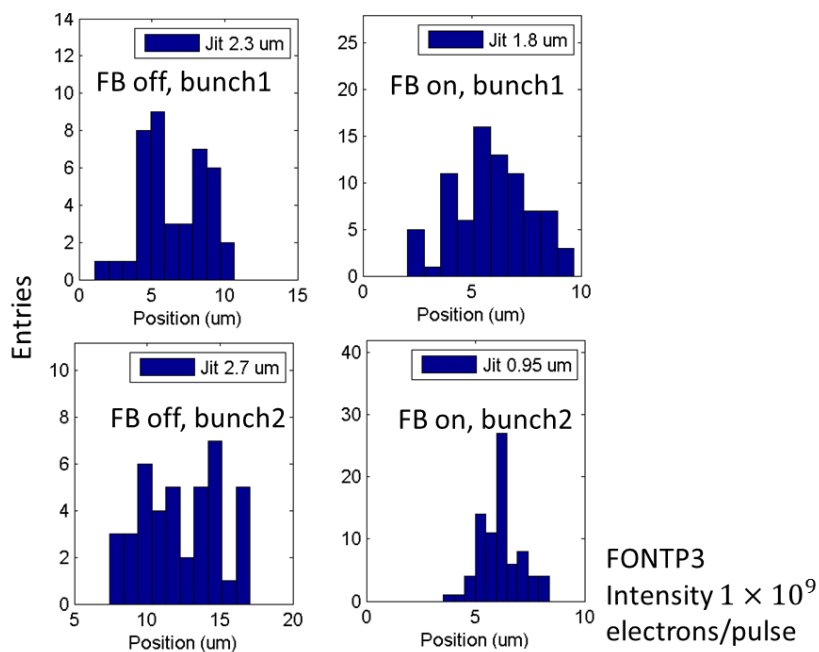


図 5.19: ビーム強度が  $1 \times 10^9$  electrons/pulse のときの、FONT3 における  $y$  方向ビーム位置分布 ([25] より改変)。FONT フィードバックが ON と OFF のときの、1st バンチと 2nd バンチそれぞれのビーム位置分布が示されている。

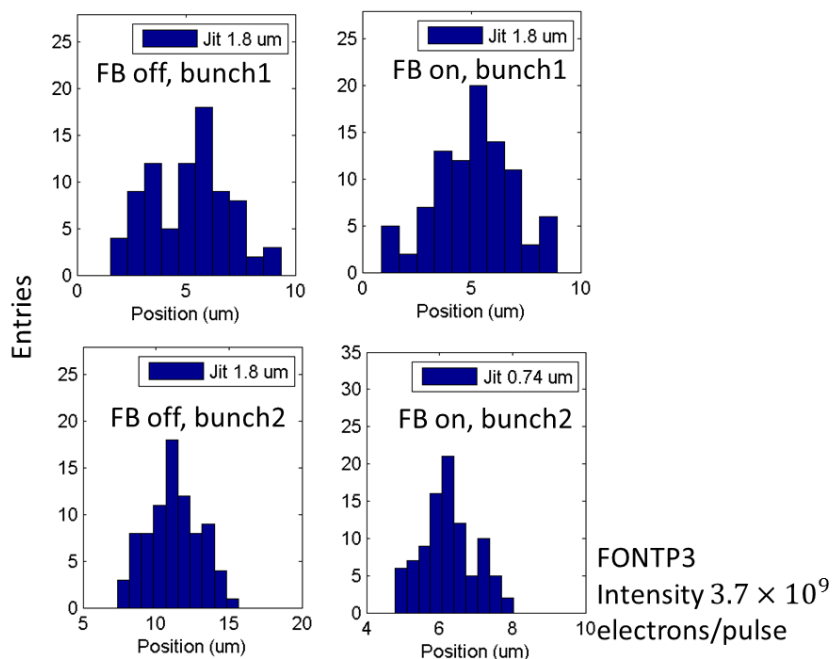


図 5.20: ビーム強度が  $3.7 \times 10^9$  electrons/pulse のときの、FONT3 における  $y$  方向ビーム位置分布 ([25] より改変)。FONT フィードバックが ON と OFF のときの、1st バンチと 2nd バンチそれぞれのビーム位置分布が示されている。

1. FONT フィードバックが OFF の結果に関して。ビーム強度が  $2 \times 10^9$  および  $3 \times 10^9$  electrons/pulse の 2 点に関して、データ点の信頼性が低い。

$M \sim 0.1$  のとき、サインカーブの振幅が小さいため、ビームサイズ測定結果に対するサインカーブによるフィッティングは信頼性が低いと考えられる。このことは、図 5.15 に示されている  $2 \times 10^9$  および  $3 \times 10^9$  electrons/pulse の 2 つの測定結果に対するフィッティング結果からうかがえる。

このため、図 5.17 における、フィードバック OFF に対するフィッティング結果には信頼性に関して疑問が残る。このことは、 $\chi^2/N_{dof}$  が  $\chi^2/N_{dof} = 24/2$  と大きいことから示唆される。

2. FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときの測定では、 $y$  方向ビーム軌道が一致しているかは確認できていない。

FONT フィードバックシステムを用いることによって、2nd バンチの  $y$  方向ビーム位置の中心値にオフセットが生じる可能性がある。

この理由から、FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときとで測定結果を比較する場合、2 つの条件における  $y$  方向ビーム軌道が一致するようにする必要がある。ただし、現在 ATF2 に設置されている空洞型 BPM では、2 バンチビーム運転において 2 つのバンチのビーム軌道を測定することができるようなセットアップになっていないため、ビーム軌道を確認することができない。

そこで、本研究では、ZVFB1FF の電流値または取り出しキッカーの電流値を調整し、Modulation が最大化するようにした。この方法によって、2 つの条件における最終収束系の  $y$  方向ビーム軌道が一致していると考えている。ただし、この方法ではフィードバックが ON のときと OFF のときとで  $y$  方向ビーム軌道に小さなずれが生じている可能性がある。このずれによって Modulation が変化、またはウェイク場の影響が変化することが考えられるため、これらが FONT フィードバック ON と OFF とにおける測定結果の差を生じさせている可能性がある。

1 つ目の懸案点に関しては、再実験によってデータ点を増やすことによって解決できると考えられる。図 5.17 のような測定に関して、ビーム強度を変更して測定するデータ点を増やすことによって、より正確なフィッティングが行えると考えられる。

2 つ目の懸案点に関しては、ATF2 のビームラインに設置されている空洞型 BPM を用いて、2 バンチビーム運転において  $y$  方向ビーム軌道を測定することができれば、解決することが可能であると考えられる。

以上のように、いくつかの懸案点があるため、FONT フィードバックが ON のときと OFF のときとで、係数  $w$  の値を比較することは難しい。再実験を行って、図 5.17 の結果を再確認する必要があると考えられる。

図 5.17 の結果に関して、FONT フィードバックシステムが OFF のときと ON のときとでは、 $w$  の値が異なる。上述のように、この結果に対しては再測定によって再確認する必要があると考えられるが、 $w$  の値が異なる物理的な要因について考察しておくことは有用であると考えられる。この測定結果のように、ビーム強度の変化によるビームサイズ測定値の変化に関して、FONT フィー

ドバックシステムを用いて係数  $w$  の値が変化する要因としては、以下の要因が考えられる。

#### 1. FONT BPM の位置分解能

FONT BPM の位置分解能は、電子ビーム強度に反比例する。電子ビーム強度を増加させることで、FONT フィードバックシステムによるビーム軌道安定化の効果が向上する。これによって、ビーム強度が増加することによって、IP における  $y$  方向ビーム軌道が安定化していることが考えられる。

#### 2. ウェイク場の影響の増加と FONT フィードバックによる抑制

電子ビーム強度を増加させることで、電子ビームに対するウェイク場の影響が増加する。FONT フィードバックシステムを用いることで  $y$  方向ビーム軌道が安定化することで、ビームライン中におけるウェイク場の誘起を抑制し、これによってウェイク場によるビームサイズへの影響が抑制できていることが考えられる。また、ウェイク場によって  $y$  方向軌道ジッターが増加するが、FONT フィードバックシステムによってこの軌道ジッターの増加の効果を抑制できていることも考えられる。これら 2 つの理由によって、FONT フィードバックシステムを用いることで、ビーム強度を増加させたときの Modulation 低下が抑制されていることが考えられる。

ただし、これら 2 つの要因は切り分けて測定することができていない。先述のように再実験によって図 5.17 の結果を確認し、その上で、 $w$  の値が変化する要因に関して詳細な調査が必要である。

## 5.4 まとめ

FONT フィードバックシステムと新竹モニターを用いた実験として、

1. ステアリング磁石によるビーム軌道ジッター増加を用いた実験
2. 電子ビーム強度依存性の実験

の 2 つを行った。

1. の実験では、ステアリング磁石によるジッター量の係数が  $A \gtrsim 0.3$  のときは、FONT フィードバックシステムを用いることで、取り出しラインから IP に伝搬する  $y$  方向軌道ジッターを抑制することを確認した。この際に取り出しラインから IP に伝播する軌道ジッターは、 $\sigma_{\Delta y, IP} \gtrsim 40$  nm と推定される。結論として、FONT フィードバックシステムを用いることで IP に伝播する  $y$  方向軌道ジッターを  $O(10$  nm) に抑制することができることを確認することに成功した。

2. の実験では、電子ビーム強度が高い条件において、FONT フィードバックシステムを用いることで Modulation 低下を抑制し、電子ビーム強度によるビームサイズ測定値の増大率  $w$  が減少していることを確認した。ただし、この実験による測定結果は信頼性が低いことが懸念される。

(1) 電子ビーム強度を変えたときの Modulation 測定値に対するフィッティング結果 (図 5.17) の信頼性が低い (2) FONT フィードバックシステムが ON のときと OFF のときとで、 $y$  方向ビーム軌

道が一致していることが確認できていない、の2点が懸案点として挙げられる。再実験によって本実験にて得られた結果を再確認する必要があると考えられる。

## 第6章 結論

本研究で行ったことは、主に次の2点である。

- 2ndバンチビームサイズ測定を行うための、新竹モニター用アクリルチェレンコフ検出器の研究
- 新竹モニターのビームサイズ測定を用いて、FONTフィードバックシステムによるビーム軌道安定化の検証

### 6.1 新竹モニターのガンマ線検出器

新竹モニターに用いるガンマ線検出器として、アクリルチェレンコフ検出器の研究を行い、ビームラインにインストールした。計算機を用いた検出器シミュレーションを用いて検証を行った。また、アクリルチェレンコフ検出器のビームテストを行い、検出器の応答を確認した。

最終的に、現在は長さ30 cmのアクリルを用いたアクリルチェレンコフ検出器をインストールしている。アクリルを用いることで、PMTに入射する信号量を大きくすることができた。結果として、電子ビーム強度が $5 \times 10^9$  electrons/pulseのとき、新竹モニターの片方のレーザーと電子ビームとを衝突させて生成したコンプトン散乱光子を測定すると、 $\sim 10\%$ 程度の信号量のふらつき (standard deviation/average) を得た。ただし、信号量のふらつきは電子ビームの条件と安定度、新竹モニターレーザーの状態、などによって変化することに注意が必要である。

結論として、信号量のふらつきを十分に低くすることができた。さらに、アクリルチェレンコフ検出器で得られる電気信号のパルス幅は20 ns程度であり、ATF2の2バンチビーム運転において電子ビームサイズ測定を行うのに適している。

### 6.2 FONTフィードバックシステムによるビーム軌道安定化の検証

ATF取り出しラインに設置されたFONTフィードバックシステムを用いて、2バンチビーム運転において2ndバンチのビーム軌道の安定化を行った。これによるIPにおける効果の検証を、新竹モニターを用いて行った。行った測定は主に次の2つである。

- 取り出しラインに設置したステアリング磁石を用いてビーム軌道ジッターを増加させ、その上でFONTフィードバックシステムを用いることで、IPにおける電子ビームサイズ測定値が増大する効果が抑制されることを確認した。

- FONT フィードバックシステムを用いた上で、電子ビーム強度を変更し、得られる電子ビームサイズ測定値を調べた。

ビーム軌道ジッターを増加させて行った実験では結果として、FONT フィードバックシステムを用いることで、上流から IP に伝播する  $y$  方向ビーム軌道を  $O(10 \text{ nm})$  のオーダーで安定化させられることを確認することに成功した。IP よりも上流である取り出しラインにおいて、ビーム軌道を  $1 - 2 \mu\text{m}$  程度に安定化させることによって、取り出しラインから IP に伝搬する軌道ジッターを抑制し、IP におけるビーム軌道をこのオーダーで安定化させられることを確認した。

ビーム強度を変更して行った実験では、電子ビーム強度が  $2 \times 10^9$  electrons/pulse 程度以上のときに、FONT フィードバックシステムを用いることで、FONT を用いないときに比べて電子ビームサイズ測定値が増加することを確認した。この測定実験から得られる結果に関して正確な考察を行うためには、より詳細なデータを測定する必要があると考えられる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々から多大なるご協力をいただきました。皆様に心よりお礼申し上げます。

指導教官の駒宮幸男教授には、本研究を進めて本論文を執筆する上で、多くのアドバイスをいただきました。修士課程における研究全般において大変親切にご指導いただきました。神谷好郎助教には、研究結果の解析や考察の方法と方向性に関して多くの示唆をいただきました。修士論文審査にて、副査の坂本宏教授と小沢恭一郎准教授には、多くの指摘と助言をいただきました。

ATFの皆様にも多大なるご協力をいただきました。照沼信浩先生と奥木敏行先生には、研究の方向性や実験方法について細かく指導していただき、また実験を遂行する上で多大なるご協力をいただきました。久保浄先生、黒田茂先生、田内利明先生、内藤孝先生、荒木栄先生、他の先生の皆様には多くの助言と指導をいただきました。また、ATFのスタッフの皆様には実験を進める上でたくさんの助言とサポートをいただきました。

ATF2 コラボレーションの皆様にも何度も協力していただきました。特にオックスフォード大学のFONTプロジェクトのPhilip Burrows先生、Neven B. Kraljevicさん、Talitha Bromwitchさん、Rebecca Ramjiawanさんを含む皆様には、本研究を進める上で多くの助言と協力をいただきました。皆様の長年のFONTプロジェクトの研究があつてこそ、本研究は実現いたしました。

駒宮研究室の同僚と先輩の皆様にも協力いただきました。過去に駒宮研究室において新竹モニターの研究に携わった皆様には多大な協力をいただきました。皆様の過去の研究資料や研究結果があつてこそ、本研究は実現いたしました。特にジャクリンヤンさんには多くの助言をいただきました。研究室の同僚の皆様、特に笹山悦宏君には多くの研究の助言と激励をいただきました。

本研究を進める上で多大なるご協力をいただいた皆様に、心より感謝申し上げます。最後に、研究生活を続けるうえで常にサポートしていただいた両親に、感謝申し上げます。



## 参考文献

- [1] T. Behnke, *et al.*, *The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary*, arXiv:1306.6327.
- [2] ATF Collaboration, K. Kubo, *et al.*, *Extremely Low Vertical-Emittance Beam in the Accelerator Test Facility at KEK*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (Apr, 2002) 194801.
- [3] G. White, “ATF2 FFS Tuning Some Theory.” Presentaion slides, 2012.
- [4] S. Araki, “ATF2 beamline layout.” Private Communication.
- [5] ATF2 Collaboration, B. I. Grishanov, *et al.*, *ATF2 Proposal*, 2005.
- [6] ATF2 Collaboration, G.R. White, *et al.*, *Experimental validation of a novel compact focusing scheme for future energy-frontier linear lepton colliders*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (Jan, 2014) 034802.
- [7] K. Kubo, “Towards International Linear Collider: Experiments at ATF2 (Final Focus Test).” Presentation at IPAC2014, 2014.
- [8] R. Amirikas, A. Bertolini, W. Bialowons, H. Ehrlichmann, *Ground motion & comparison of various sites*, Tech. Rep. EUROTeV-Report-2005-023-1, EUROTeV, 2005.
- [9] N. B. Kraljevic, *et al.*, *Development of a low-latency ,high-precision, intra-train beam feedback system based on cavity beam position monitors*, in *Proceedings of IPAC2014*, pp. 2783–2785, 2014.
- [10] N. B. Kraljevic, *Development of a high-precision low-latency position feedback system for single-pass beamlines using stripline and cavity beam position monitors*. PhD thesis, University of Oxford, 2015.
- [11] Y. Yamaguchi, *Study and Development of the Electron Beam Size Monitor Based on a Laser Interferometer*, Master’s thesis, University of Tokyo, 2011.
- [12] S. Weinberg, *ワインバーグ 場の量子論 2巻量子場の理論形式*. 吉岡書店, 1997.
- [13] N. Terunuma. CAD drawing from ATF Wiki.
- [14] T. Suehara, *Development of a Nanometer Beam Size Monitor for ILC/ATF2*. PhD thesis, University of Tokyo, 2008.

- [15] **Particle Data Group** Collaboration, K. A. Olive, *et al.*, *Review of Particle Physics*, *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001.
- [16] S. N. Kasarova, N. G. Sultanova, C. D. Ivanov, and I. D. Nikolov, *Analysis of the dispersion of optical plastic materials*, *Optical Materials* **29** (2007), no. 11 1481 – 1490.
- [17] R. T. Avery, A. Faltens, and E. C. Hartwig, *Non Intercepting Monitor of Beam Current and Position*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **18** (1971) 920–922.
- [18] R. J. Apsimon, *et al.*, *Design and performance of a high resolution, low latency stripline beam position monitor system*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** (Mar, 2015) 032803.
- [19] D. R. Bett, *The development of a fast intra-train beam-based feedback system capable of operating on the bunch trains of the International Linear Collider*. PhD thesis, University of Oxford, 2013.
- [20] M. Davis, *The Development of Intra-train Beam Stabilisation System Prototypes for a Future Linear Collider*. PhD thesis, University of Oxford, 2014.
- [21] S. Molloy *et al.*, *A Flight Simulator Based Beam Based Alignment Package for ATF2*, in *Proceedings of PAC09*, 2009.
- [22] K. Kubo, *Towards International Linear Collider: Experiments at ATF2*, in *Proceedings of IPAC2014*, pp. 1867–1871, 2014.
- [23] <http://acc-physics.kek.jp/SAD/>.
- [24] K. Kubo, A. Lyapin and J. Snuverink, *Wakefield Issues for the Linear Colliders*, in *ICFA Beam Dynamics Newsletter No. 61*, 2013.
- [25] N. B. Kraljevic. Private Communication.