修士論文

リニアコライダーにおけるナノメータビームサイズ測定方法の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

西郷　学

平成 14 年

概要

次世代線形加速器実験 JLC では、高い重心エネルギーでのビーム衝突を実現できるため、さまざまな物理成果が期待されている。しかし、ビームを一度の衝突でしか使えないという線形加速器特有の欠点があり、目的の物理測定に必要な高いルミノシティーを得るためには、ビームサイズをナノメータレベルまで絞り込んで衝突させる必要がある。そこで、この高いルミノシティーを維持するために衝突点でのビームサイズ等を常にモニタし、フィードバックすることが重要になる。しかし、このナノメータビームサイズを測定することは極めて困難であり、これを可能にする唯一の方法として提案されたのが、ビーム衝突時に非コヒーレント過程で多量に発生する $e^{\pm}$ ペアを利用するものである。この $e^{\pm}$ ペアはビームの作る強い電場によって散乱されるため、ビームサイズの重要な情報を持つことが分かっている。現在、これら $e^{\pm}$ ペアを捕らえるための検出器として Pair Monitor が開発中である。本研究では、シミュレーションプログラム CANI を用いて Pair Monitor から得られる $e^{\pm}$ ペアの情報を再現し、そこからビームサイズを測定する方法について議論する。

目 次

第 1 章 JLC **7**

1.1 JLC 計画の概要 7

1.2 JLC 検出器 8

1.3 インタラクションリージョン 10

第 2 章 Pair Monitor **11**

2.1 Beam Profile 11

2.2 Pair Monitor と Beam Profile の原理 11

2.3 ハードウエア 13

2.3.1 3D ピクセルセンサー 13

2.3.2 ピクセルエレクトロニクス 14

2.4 研究の目的 14

第 3 章 シミュレーションプログラム **17**

3.1 CAIN 17

3.2 非コヒーレント過程 17

3.3 座標の定義とビームパラメータ 18

第 4 章 シミュレーションスタディー **22**

4.1 Pair Monitor での $e^{\pm}$ ペアの分布 22

4.2 水平方向のビームサイズ (σ_x) 25

4.3 垂直方向のビームサイズ (σ_y) 29

4.3.1 IP での散乱角分布 29

4.3.2 Pair Monitor での方位角分布 30

4.3.3 Peak-to-valley ratio (R_{pv}) の定義 31

4.3.4 σ_x、N を変化させた時の R_{pv} 34

4.4 ビームの垂直、又は水平方向の変位 (Δ_y, Δ_x) 37

4.4.1 Up-dowm ratio (R_{ud}) 37

4.4.2 Δ_y がある時の R_{pv} 41

4.4.3 Left-Right ratio (R_{rl}) 42

4.4.4 Δ_x がある時の R_{pv} 45

4.5 ビームの回転 (ϕ_{xy}) 45

第 5 章 まとめ **48**

付 録 A Photon background **50**
A.1 EGS4 の概要 50
A.2 シミュレーションとその結果 51

図 目 次

1.1 JLC の概念図 8
1.2 JLC 検出器 9
1.3 Intaraction region 10

2.1 ビームの電磁場による $e^{\pm}$ ペアの曲がり 12
2.2 $e^{\pm}$ ペアの散乱角分布 13
2.3 Pair Monitor 15
2.4 Pair Monitor の構成要素 15
2.5 3D ピクセルセンサーの概念図 16
2.6 読み出し回路 16

3.1 $e^{\pm}$ ペアのエネルギー分布 18
3.2 シミュレーションでの座標系 19
3.3 ビームの時間発展 21

4.1 Pair Monitor 上での衝突の分布 23
4.2 Pair Monitor 上での衝突の分布 ($r$vsE) 24
4.3 Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_x を変化させた場合) 25
4.4 Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (N を変化させた場合) 26
4.5 Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_y を変化させた場合) 26
4.6 σ_x と N に対する r_{max} の変化 27
4.7 (σ_x^o, σ_y^o) に対する r_{max} 28
4.8 (σ_x^o, $10\sigma_y^o$) に対する r_{max} 28
4.9 陽電子の IP での散乱角 ϕ_{ip} 分布 29
4.10 陽電子の Pair Monitor での衝突分布 30
4.11 Pair Monitor での方位角 ϕ_{PM} 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$) 31
4.12 領域 H_1、H_2、L_1、L_2 の定義 32
4.13 σ_y に対する R_{pv} の変化 33
4.14 σ_x を変えた時の R_{pv} の変化 35
4.15 アスペクト比の関数としての R_{pv} の変化 35
4.16 N を変えた時の R_{pv} の変化 36
4.17 R_{pv} のフィット 37
4.18 ビームに垂直方向の変位 $\pm\Delta_y$ がある衝突 38
4.19 ビームに上下の変位 (Δ_y) がある場合の Pair Monitor での方位角 ϕ_{PM} 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$) 38

4.20 領域 Up, $Down$ の定義 39
4.21 $\Delta_y = 0.0, \pm 0.5\sigma_y^o, \pm 1.0\sigma_y^o, \pm 2.0\sigma_y^o$ に対する R_{ud} 40
4.22 $\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ の時のビームの時間発展 40
4.23 上下の変位がある時の R_{pv} 41
4.24 領域 $Left$、$Right$ の定義 42
4.25 ビームに左右の変位 $(Delta_x)$ がある場合の Pair Monitor での方位角 ϕ_{PM} 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$、$0.55r_{max} < r < r_{max}$) 43
4.26 $\Delta_x = 0.0, \pm 0.05\sigma_x^o, \pm 0.15\sigma_x^o, \pm 0.25\sigma_x^o$ に対する R_{rl} 44
4.27 左右の変位がある時の R_{pv} 45
4.28 (陽) 電子ビームの xy 平面での回転 (ϕ_{xy}) 46
4.29 ビームに xy 平面での回転 (ϕ_{xy}) がある場合の ϕ_{PM} 分布 ($0.55r_{max} < r < r_{max}$) 46
4.30 ビームに xy 平面の回転がある場合の R_{pv} 47

A.1 Pair Monitor でのエネルギーデポジットの分布 51

表 目 次

3.1 ビームパラメータ 20

4.1 σ_x と N に対する r_{max} 27
4.2 領域の取り方 (a),(b),(c) に対する統計的な有利さ ΔR_{pv} 33
4.3 領域 H_1, H_2, L_1, L_2 の定義 34
4.4 $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数 (1) 34
4.5 $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数 (2) 36
4.6 $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数 (3) 39
4.7 $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数 (4) 44
4.8 $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数 (5) 47

第1章　JLC

1.1　JLC 計画の概要

高エネルギー物理学とは、我々の世界の最も基本的な構成要素と、それらの間に成り立つ物理法則がどのようなものであるかを研究し、理解することを目的としている。現在の素粒子物理学では、ゲージ理論を基礎とする標準模型が、数多くの実験により非常に良い精度で確かめられ成功を収めている。しかし、長く標準模型の粒子スペクトラムに残されてきた二つの空席のうちトップクォークこそ TEVATRON で見つかったものの、この模型の最も重要なメカニズムである自発的対称性の破れをになうヒッグス粒子は未だ発見されていない。さらにこの模型は、電弱相互作用のエネルギースケールでの理論であるため究極の素粒子理論でありえない。標準模型を超える理論のこれという決定的な候補はまだないが、多くの研究者を惹き付けているのは超対称性を持った一群の模型であろう。そこで、標準理論の完全な検証と、それを超える超対称性理論から予言される新粒子の探索は、今後の物理学の方向を示す上で非常に重要であり、それらを可能にする加速器実験は必要不可欠である。

現在 CERN で重心エネルギー 14TeV のハドロンコライダー、LHC (Large Hadoron Collider) の建設が進められているが、先に述べたような物理の精密測定には終状態に余分な粒子のない電子、陽電子コライダーが最適である。しかし、これまでエネルギーフロンティアを支えてきた電子、陽電子円形加速器では、制動放射によるエネルギー損失のため得られる重心エネルギーに限界がある。そこで次世代加速器として提唱されているのが制動放射によるエネルギー損失の少ない電子、陽電子リニアコライダーである。リニアコライダーは、長大な向かいあった二つのリニアックにより目的のエネルギー領域まで粒子を加速し衝突させる線形型加速器で、その開発研究は世界中で進められている。日本でも JLC 計画が進められており、第一期計画 (JLC-I) として重心エネルギー 300 ~ 500GeV の加速器により実験を行い、その後 TeV 領域へのエネルギー増強をはかる予定である。図 1.1 に JLC の概念図を示す。JLC では、ヒッグス粒子の検出、トップクォークの精密測定、超対称性粒子の探索、W、Z ボソンの大量発生による標準模型の超精密検証、等の極めて豊かな物理成果が期待されている。

しかしながら、リニアコライダーには高い重心エネルギーを得るのとが出来る反面、円形加速器にはない欠点がある。円形加速器では、ビームをリングで周回させながら何回も衝突に用いることが出来るため繰り返し周波数が高くビームサイズが多少大きくてもルミノシティーを稼ぐことが出来る。それに対しリニアコライダーではビームを一度の衝突でしか使えない。そのため先に述べたような物理測定に必要な高いルミノシティー ($2.5 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$) を得るために、インタラクションポイント (IP) でのビームサイズをナノメータレベルまで絞り込んで衝突させることが重要になる。そこで、高いルミノシ

ティーを維持するために IP でのビームサイズ等を常にモニタしフィードバックすることが必要不可欠になる。JLC ではビーム-ビーム相互作用により多量に発生する e^+e^- ペアを利用してビームサイズを測定する Pair monitor が設置される予定である。Pair monitor の詳細は第 2 章以降に述べることにして、ここでは Pair monitor の設置されるインタラクションリージョンと、その周りの検出器について簡単に述べる。

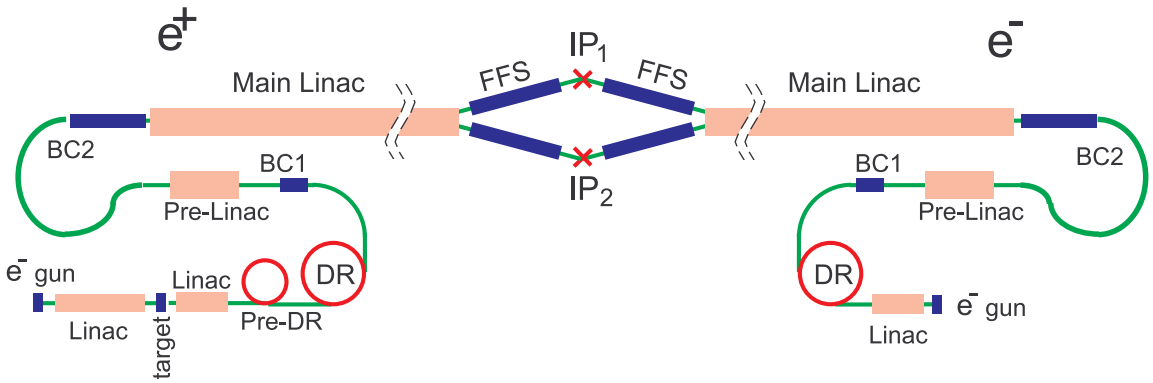


図 1.1: JLC の概念図

1.2 JLC 検出器

電子、陽電子コライダーでの衝突過程は全重心系エネルギーが反応の素過程に使用されるため、終状態の識別が容易であり確実な新粒子探索や精密実験が可能である。そのため、加速器の能力を 100%引き出し、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を精度よく検出する高性能な測定器が必要とされる。そこで JLC 検出器の満足するべき基本性能は以下のように設定された。

- 高エネルギーになればなるほど、三体以上の終状態過程が増すため出来るだけ多くの立体角を覆うことが重要であり、検出可能な角度領域をビームパイプとバックグラウンド対策マスキングシステムの前後方領域を除く領域とする。
- クォークジェットに崩壊した W ボソンと Z ボソンの識別可能であることを要求する。つまり、2 ジェット不変質量の分解能は、W、Z ボソンの崩壊巾と同程度でなければならない。
- 軽いヒッグスの生成過程 $e^+e^- \to ZH$ において、Z 崩壊からのレプトン対を使った質量欠損法によるヒッグス質量の分解能が、ビームエネルギーの広がり 200MeV と同程度であること。

図 1.2 に提案された JLC 検出器の構成を示す。検出器の内側から、Vertex Detector (VTX)、Intarmediate Silicon Tracter (IT)、Central Drift Chamber (CDC)、Calorimeter (CAL)、Superconducting Solenoid、Muon Counter (MU) という構成になっており、大きさは $14m \times 14m \times 13m$ である。

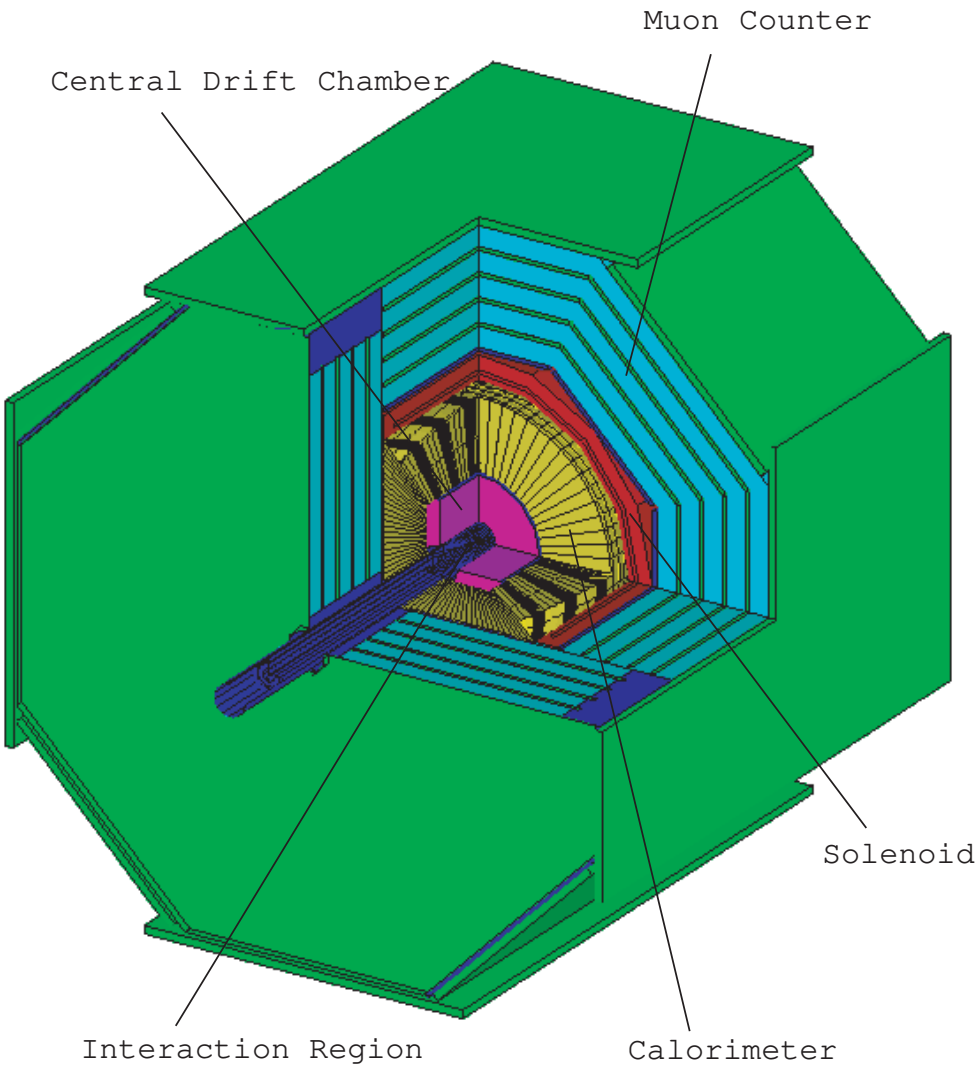

Muon Counter
Central Drift Chamber
Solenoid
Interaction Region
Calorimeter

図 1.2: JLC 検出器

1.3　インタラクションリージョン

図 1.3 に CDC より内側のインタラクションリージョンのレイアウトを示す。IP から 2 m の位置に最終収束四極磁石 (QC1) が設置される。この QC1 からは、ビーム衝突時に発生した e^+e^- ペアとの衝突により多量の光子が後方に散乱される。これらは、検出器に侵入するのを防ぐため円錐状のタングステンマスクによって吸収される。さらにカーボンマスクは QC1 からの反跳電子を効果的に吸収する。Pair Monitor は、ルミノシティーモニターの内側、IP から 176cm の位置に設置される。

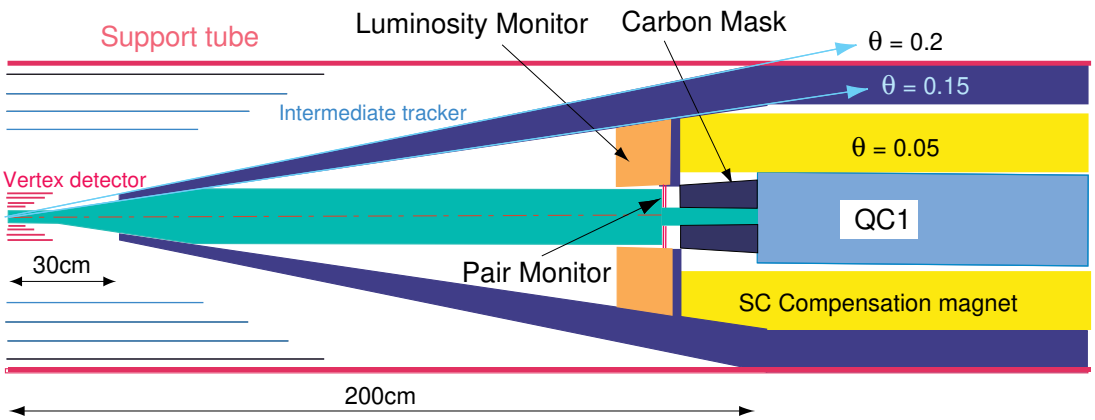


図 1.3: Intaraction region

第2章　Pair Monitor

2.1　Beam Profile

ビームのエネルギーや品質は加速器の設計により決まり、未知の高エネルギー粒子の探索には、高品質 (低エミッタンス)、大電流、超高エネルギーの電子、陽電子ビームの生成が要求される。そのため、物理実験及び加速器運転時に、このような高品質なビームを生成、輸送、加速、維持をいかに行うかが重要性を増してきている。つまり、ビームの状態 (サイズ、位置、エネルギーなど) をいかにして把握するかが、高品質なビーム生成のための鍵を握っている。その意味で、ビームのあらゆる情報をモニタすることが欠かせない。特にリニアコライダーでは、ビームサイズを IP でナノメータレベルまで絞り込むため、そのサイズを測定するビームプロファイルモニタは非常に重要なモニタである。しかしビームサイズが超微小 ($\sigma_x/\sigma_y = 243nm/3.0nm$) であるために、その測定は極めて困難である。

ナノメータビームサイズ測定にレーザーの干渉を利用する方法がある [6]。これは、電子ビームの軌道をレーザー干渉縞の横切る方向にスキャンし、レーザーとビームが当たる時に生じるコンプトン散乱光の強度分布を測定することによりビームサイズを測る。既に、この方法により SLAC の FFTB (Final Focus Test Beam) で $\lambda = 1.064\mu m$ の Nd:YAG レーザーを用いて 60nm のビームサイズを測定することに成功している。さらに波長の短いレーザーを用いることにより、10nm 以下のビームサイズを測ることも可能であるが、実際、リニアコライダーの IP に、粒子検出器の障害にならないようなレーザー干渉モニタを作ることは困難である。そこで田内氏、横谷氏によって提案されたのが、ビーム-ビーム相互作用により発生する e^+e^- ペアを利用する方法で [3]、現在そのための検出器 Pair Monitor が開発中である。そしてこれを用いる方法が IP でナノメータビームサイズを測定できる唯一のものである。

2.2　Pair Monitor と Beam Profile の原理

Pair Monitor によるビームサイズ測定の詳しい方法については第 4 章で述べることにして、ここではその原理について説明する。

まず、上で述べたようにリニアコライダーでは、ビーム-ビーム相互作用により多量の $e^{\pm}$ ペアが発生することが予想されている。これらの $e^{\pm}$ ペアは、非コヒーレントな過程によりほとんどビーム軸にそって生成され、そのエネルギーは非常に低エネルギーにピークを持つ。そして、この $e^{\pm}$ ペアは、ビームの作る電磁場により力を受け曲げられる。バンチが非常にフラットな場合 ($\sigma_y \ll \sigma_x$)、向かってくるビームの電荷と生成された粒子の電荷の符号が同じであれば縦方向に大きく散乱される。それに対し、粒子の電荷の符号が

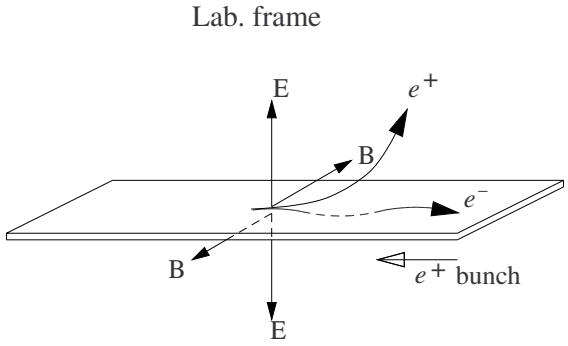


図 2.1: ビームの電磁場による $\mathrm{e}^{\pm}$ ペアの曲がり：向かってくるビームと同じ電荷のものが強い斥力を受けて大角度に散乱される。

反対であればビーム面を振動し大きく散乱されることはない。この過程を図 2.1 に簡単に描写した。この大きく散乱された粒子の散乱角分布はビームの形 (電場の形) に依存するためビームサイズの重要な情報を持つ。図 2.2 にフラットな陽電子ビームによって散乱された $\mathrm{e}^{\pm}$ ペアの散乱角分布を示す。この図より、大きく散乱される粒子は上下方向に偏極されていることが分かる。

$\mathrm{e}^{\pm}$ ペアが受けるクーロン力は、ほぼ高速度でのビーム衝突のためローレンツ収縮により、非常に良い近似で 2 次元力となる。そこで、ビームの進行方向 (z) に対して垂直な電場成分を考える。ビーム静止系での垂直方向の電場を $\boldsymbol{E}_{\perp}^{'}$ とすると、重心系 (実験室系) で観測される電場 $\boldsymbol{E}_{\perp}$ と磁場 $\boldsymbol{B}_{\perp}$ は、ローレンツ変換により

$$\boldsymbol{E}_{\perp} = \gamma \boldsymbol{E}_{\perp}^{'}, \qquad \boldsymbol{B}_{\perp} = -\gamma \boldsymbol{v} \times \frac{\boldsymbol{E}_{\perp}^{'}}{c^2} \tag{2.1}$$

となる。ここで $\boldsymbol{v}$ はビームの静止系に対する重心系の速度とする。この電磁場により電荷 e、速度 $\boldsymbol{v}_e$ の粒子の受ける力 $\boldsymbol{F}$ は

$$\boldsymbol{F} = e(\boldsymbol{E}_{\perp} + \boldsymbol{v}_e \times \boldsymbol{B}_{\perp}) \tag{2.2}$$

となる。ここで $\boldsymbol{v} = (0, 0, v)$、$\boldsymbol{v}_e = (0, 0, \pm v_e)$ (符号は電荷の進む方向を示す) とすると式 2.1 より式 2.2 の磁場による寄与は、

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v}_e \times \boldsymbol{B}_{\perp} &= \boldsymbol{v}_e \times (-\boldsymbol{v} \times \frac{\boldsymbol{E}_{\perp}}{c^2}) \\ &= \pm \frac{1}{c^2}(v v_e E_x, v v_e E_y, 0) \\ &= \pm \frac{v v_e}{c^2} \boldsymbol{E}_{\perp} \end{aligned} \tag{2.3}$$

となり、結局、電荷が受ける力は、

$$\boldsymbol{F} = e(1 \pm \frac{v v_e}{c^2}) \boldsymbol{E}_{\perp} \tag{2.4}$$

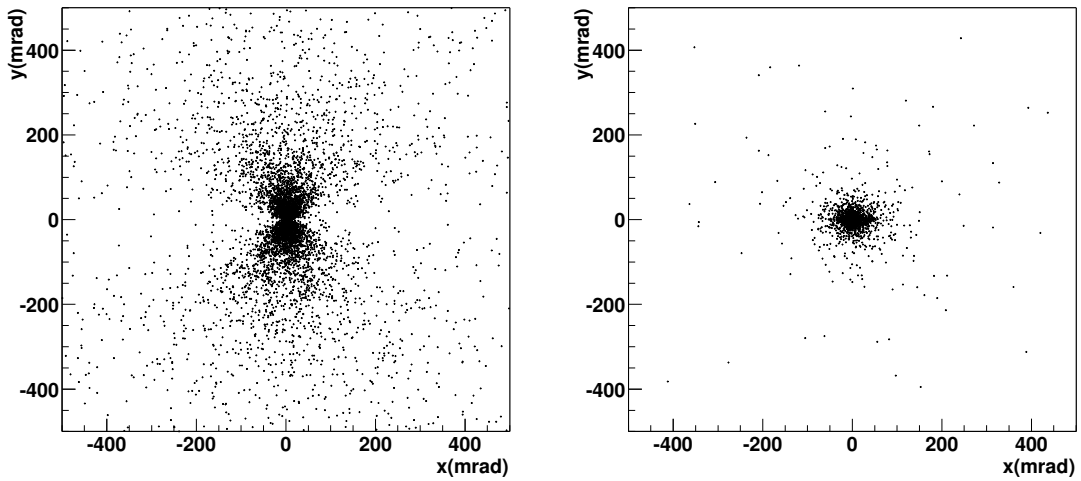


図 2.2: $e^{\pm}$ ペアの散乱角分布：縦、横軸はそれぞれ水平、垂直方向への散乱角を表す。右図は陽電子、左図は電子に対してで、ビームと同じ電荷符号を持つ陽電子は上下に偏極して散乱している。

となる。よって $v \simeq v_e \simeq c$ なので、上式よりビームと同じ方向に進む電荷の受ける力はゼロとなり、反対方向に進むものは電場 $\boldsymbol{E}_{\perp}$ の 2 倍の力を受ける。つまり、生成された $e^{\pm}$ ペアは向かってくるビームによって散乱されるため、そのビームの情報だけを持つことになる (同じ方向に進むビームの情報は持たない)。

散乱された $e^{\pm}$ ペアは、検出器のソレノイド磁場によってビームパイプに巻き付く様に進み、IP から $176cm$ の所にある Pair Monitor に衝突する。回転されることによりビームの情報が失われることはない。よって Pair Monitor で粒子の衝突した位置を測定し、その衝突位置の分布からビームサイズの情報を抜き出すことが出来る。

2.3 ハードウエア

2.3.1 3D ピクセルセンサー

Pair Monitor は、多量の $e^{\pm}$ ペアにさらされるためそれに耐えることができ、また、高いレートで粒子がやってくるため高速応答でなければならない。3D ピクセルセンサーは、後で述べるが放射能耐性が高く、応答時間も数 ns と高速であるため Pair Monitor のセンサーとして最適である。

$e^{\pm}$ ペアの衝突した位置を測定するために提案された Pair Monitor を図 2.3 に示す。円盤は二つのリングにわけられ、そのリングは台形の 3D シリコンピクセルセンサー [7, 8] で構成される。各ピクセルセンサーは読み出しチップにバンプボンドされ、それによってデジタル化された信号は、チップの外側に送られバックエンドデータプロセスに渡されることになっている。

普通のピクセルセンサーはセンサーの上面と下面の電極に電圧をかけ空乏化させる。しかし、3D ピクセルセンサーは図 2.5 に示すように、ポール状電極がセンサーを縦に貫く様

に配置されピクセルを形成する。そのため、センサーの縁の電場整形や表面を流れる暗電流を抑えるためのガードリングなどを設ける必要がなく、センサーの縁も有感領域にすることが出来る。Pair Monitor に用いられる 3D ピクセルセンサーは、厚さが $300\mu m$ でピクセルサイズは $100\mu m \times 100\mu m$ である。このときの全空乏化電圧は 5V 程度で、ブレイクダウンが発生する電圧に比べて十分低い。そのため、実質的な放射線 ($1Mrad/year$) を受けた後の全空乏化電圧の上昇にも耐えることができる。

2.3.2 ピクセルエレクトロニクス

JLC においてビームは、高いルミノシティーを得るため、電子又は陽電子を束にしたバンチを 1.4ns 間隔で 192 個連ねて 1 トレインを構成し、これを 100 ~ 150Hz で衝突させる。個々のバンチは加速管内の加速電場により加速されるが、この時、加速電場はバンチ自身の作る電場の影響をうける。そのため後続するバンチの加速に影響を与え、ビームを安定させるうえで大きな問題となる。そのため、トレイン内の個々のバンチの状態をモニタし、それをもとに加速電場に補正をかけ安定したビームを供給しなければならない。そこで、Pair Monitor もビームサイズをバンチごとに、又は、少なくとの数十バンチごとに測定できることが望ましく、読み出し回路には $e^{\pm}$ ペアが Pair Monitor に衝突した時間を識別できることが要求される。バンチごとのビームプロファイルには、バンチの間隔が 1.4ns のため 1ns 程度の時間分解能が必要であるが、現在開発中の読み出し回路は 20 ~ 30ns の時間分解能を目標としている [9]。実際この程度の時間分解能があればビームの調整に十分な情報が得られる。図 2.6 に開発中の読み出し回路を簡略化したものを載せる。これは、センサーからの信号に対して 4 点の波形サンプリングを行い、その値を保持する。最終的にはこの値をマルチプレクサによって一定の時間で切り替えステップ状のアナログ信号として出力し、それをもとに粒子の衝突した時間を求めることが出来る。この回路は各ピクセルごとに必要なので、センサー全体で 35000 チャンネルほどになる。

2.4 研究の目的

上で述べたように、ビームサイズの情報は $e^{\pm}$ ペアが Pair Monitor に衝突した位置分布から抜き出す。そこで、その分布からどのようにしてビームサイズの情報を取り出すか考えなければならない。又、その分布はビームの状態 (サイズ、粒子数、位置など) によって変化すると考えられる。よって、ビームの状態が変わってもビームサイズの情報を抜き出せるかどうかも検証する必要がある。そこで本研究ではシミュレーションによって $e^{\pm}$ ペアを生成し、それらを検証する。さらに、この分布はビームサイズ以外にビームの位置などの情報も持つため、それらの抜き出し方についても考えることにする。基準とするビームパラメータはビームエネルギー 259GeV の JLC パラメータを用いる。

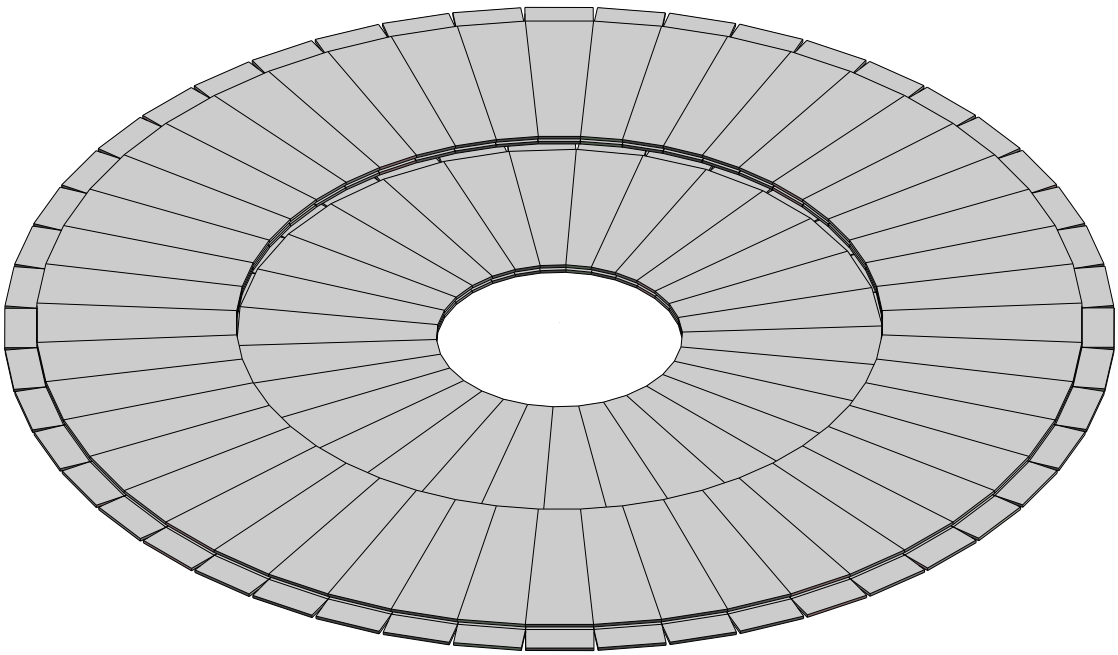


図 2.3: Pair Monitor：内径 2cm、外径 8.5cm で複数の台形センサーで構成される。上が IP 側

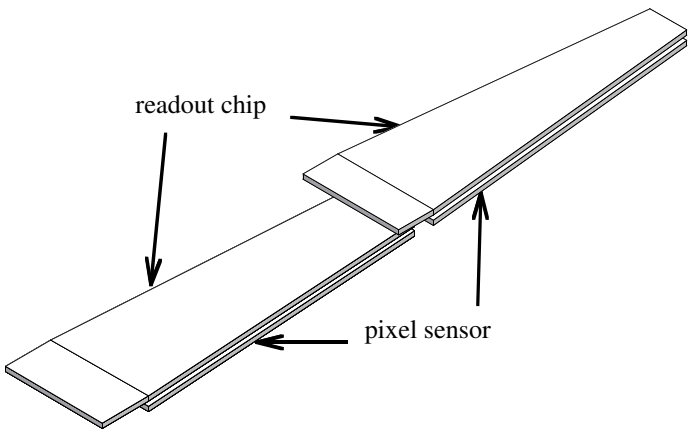


図 2.4: Pair Monitor の構成要素：下が IP 側

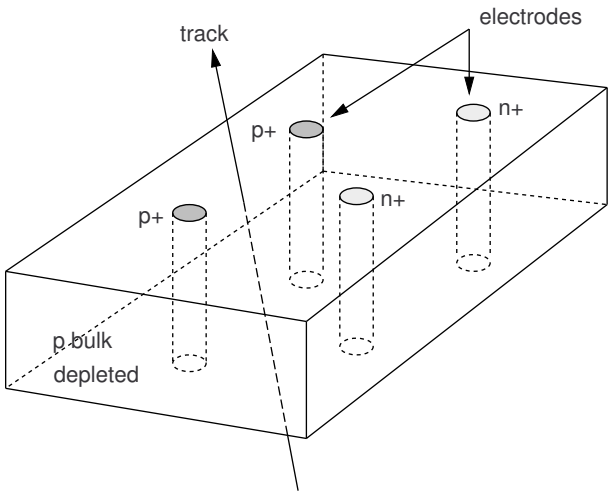


図 2.5: 3D ピクセルセンサーの概念図

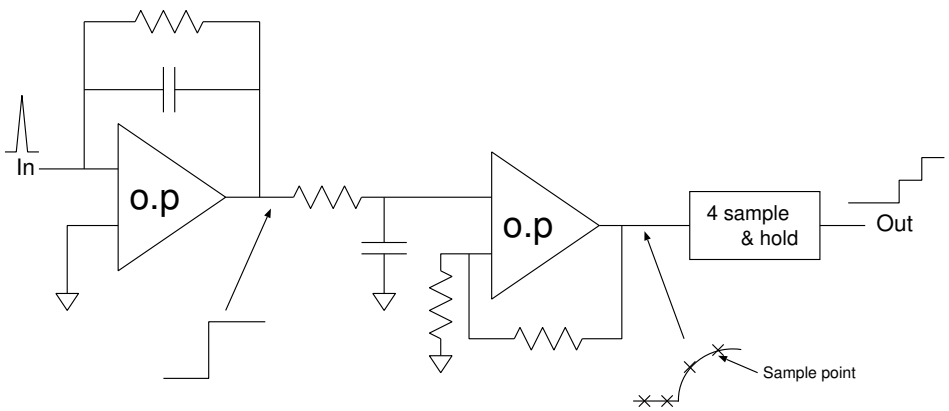


図 2.6: 入力パルスに対して増幅、波形整形を行う。そして、その波形の 4 点の電圧のサンプリングを行いそれを保持する。最終的には、その保持していた電圧を階段状のパルスにして出力する。

第3章　シミュレーションプログラム

3.1　CAIN

CAIN は、高エネルギーな電子、陽電子、光子を含むビーム-ビーム相互作用を扱うための FORTRAN Monte-Carlo cord で、次のようなことを扱うことが出来る。(CAIN マニュアルより [10])

- Classical interaction (orbit deformation) due to the Cloulomb field.
- Luminosity between (e^- e^+ γ).
- Synchrotron radiation (beamstrahlung), and pair creation by high energy photons (coherent pair creation) due to the beam field.
- Interaction of high energy photon or electron/positron beams with laser field, including the nonlinear effect of the field strength.
- Classical and quantum interactions with a constant external field.
- Incoherent e^+e^- pair creation by photons, electrons and positrans.
- In almost all interaction the polaization effects can be included.

本研究では、CAIN により非コヒーレント $e^{\pm}$ ペアを生成し、これを検出器の磁場 ($3T$) で回転させ、IP から 176cm の所での $e^{\pm}$ ペアの位置分布をみる。CAIN のバージョンは 2.1e を用いる。

3.2　非コヒーレント過程

電子陽電子対生成の非コヒーレント過程には、次の 3 つのものがある。

Breit-Wheeler (BW)	$\gamma + \gamma \to e^- + e^+$
Bethe-Heitler (BH)	$\gamma + e^{\pm} \to e^{\pm} + e^- + e^+$
Landau-Lifshitz (LL)	$e + e \to e + e + e^- + e^+$

ここで γ は、ビーム中の粒子が向かってくるビームの磁場によって曲げられる時に放射するシンクロトロン光で、ビームストラールング光と呼ばれる。CAIN では、これらの過程は等価光子近似 [11] で計算され、すべて 2 光子衝突による電子陽電子対生成 ($\gamma+\gamma \to e^-+e^+$) に帰することができる。つまり、BW の 2 光子はビームストラールング光であり、BH で

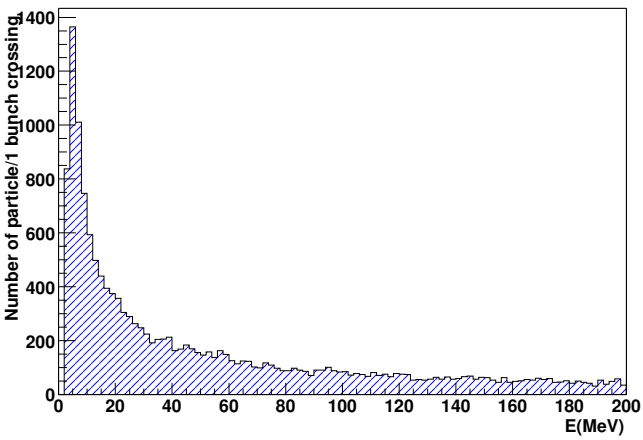


図 3.1: $e^{\pm}$ ペアのエネルギー分布：ビームエネルギー 250GeV まで連続的に分布する。

はビームストラールング光と電子 (陽電子) に附随する仮想光子であり、LL での 2 光子は仮想光子である。

生成された $e^{\pm}$ ペアは、図 3.1 から分かるように非常に低いエネルギーにピークをもちビームエネルギー (250GeV) まで連続的に分布する。そして、1 バンチ衝突当たりの発生数は、BW：5.8×10^2 個、BH：2.5×10^3 個、LL：1.1×10^3 個で、これらの生成角度は m_e/E_e 程度であり大部分はビーム方向である。前章でも述べたように、これら $e^{\pm}$ ペアはビームの作る電磁場によって散乱されるため、ビームサイズの重要な情報をもつ。

3.3 座標の定義とビームパラメータ

シミュレーションでの座標を図 3.2 のように定義する。電子ビームと陽電子ビームは Full crossing angle(ϕ_{cross}) 6mrad で衝突する。ビームの交差には、ビーム重心系で正面衝突になるようにクラブ衝突させる。又、xy 平面での上下左右をそれぞれ UP(H_1)、Down(H_2)、Left(L_1)、Right(L_2) と呼ぶことにする。Pair Monitor は、電子ビーム側と陽電子ビーム側にそれぞれ IP から 176cm の所に設置されるが、本研究では陽電子ビーム側の Pair Monitor の分布をみるものとする。つまりこの側では、非コヒーレント過程で生成された $e^{\pm}$ ペアの内、ビームの磁場によって大きく散乱されるのは陽電子であり、これは陽電子ビームの情報を持つ。

基準とする JLC ビームパラメータは、重心エネルギー 500GeV では : 1 バンチ当たりの粒子数 $N_o = 0.75 \times 10^{10}$ 個、ビームサイズ $\sigma_x^o/\sigma_y^o/\sigma_z^o = 243nm/3.0nm/100\mu m$、ルミノシティー $\mathcal{L}$= $25.0 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$、1 トレイン (1 パルス) 当たりのバンチ数 $n_b = 192$ バンチ、繰り返し周波数 $f_{rep} = 150Hz$、ソレノイド磁場 $B = 3T$ である。又、シミュレーションでビーム中の粒子はガウス分布を仮定する。ビームサイズは ($\sigma_{x(y)}$) は、ベータト

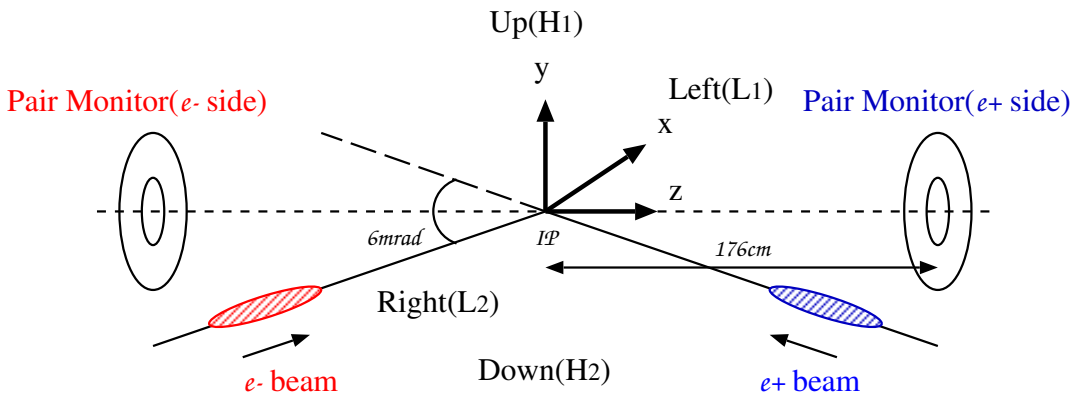


図 3.2: シミュレーションでの座標系

ロン関数 ($\beta_{x(y)}$) とエミッタンス ($\epsilon_{x(y)}$) を用いて近似的に

$$\sigma_{x(y)} \simeq \sqrt{\epsilon_{x(y)}\beta_{x(y)}} \tag{3.1}$$

と表せる。ベータトロン関数は加速器自身が持つパラメータであり、ビームの状態にはよらない。一方、エミッタンスはビームの広がりの性質を表す量で、位相空間上 ($x(y), x'(y')$) でのビーム粒子の分布の面積と同等である。シミュレーションでビームサイズを変化させるときは、このエミッタンスを変化させることにする。

JLC の重心エネルギー 500GeV でのビームパラメータを表 3.1 にまとめた。ここで、$D_{x(y)}$ はビームの変形の性質を表す量で

$$D_{x(y)} \equiv \frac{2Nr_e}{\gamma}\frac{\sigma_z}{\sigma_{x(y)}(\sigma_x+\sigma_y)} \tag{3.2}$$

r_e : 古典電子半径

で定義される。又、$\mathcal{L}_0$ は幾何学的な条件で決まるルミノシティーで

$$\mathcal{L}_0 = \frac{f_{rep}n_bN^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{3.3}$$

と表される。H_D はピンチ効果などによるルミノシティー増加の因子で $D_{x(y)}$ の関数である。つまり、ピークルミノシティーは

$$\mathcal{L} = H_D\mathcal{L}_0 \tag{3.4}$$

と表される。

これらのパラメータを用いたビームの時間発展のシミュレーション結果を図 3.3 に載せた。ただし時間の単位は t/σ_z とし、$t=0$ で (陽) 電子ビームの中心が原点と一致するものとする。

Center-of-mass energy	E_{cm}	500	GeV
Linac repetition rate	f_{rep}	150	Hz
Number of particles / bunch	N	0.75	$\times 10^{10}$
Number of bunches / pulse	n_b	192	
Bunch separation	t_b	1.4	ns
Bunch train length	$n_b t_b$	0.267	μs
Bunch length	σ_z	110	μm
Solenoid field	B	3	T
Normalized emittance at IP	$\gamma\epsilon_x/\gamma\epsilon_y$	3.6 / 0.04	$\times 10^{-6}$m $\cdot$ rad
Beta function at IP	β_x/β_y	8 / 0.11	mm
Beam size at IP	σ_x/σ_y	243 / 3.0	nm
Full crossing angle	ϕ_{cross}	6	mrad
Disruption parameters	D_x/D_y	0.16 / 12.9	
Pinch enhancement factor	H_D	1.52	
Average beamstrahlung parameter	Υ	0.14	
Average energy loss by beamstrahlung	δ_B	4.7	%
Nominal luminosity	$\mathcal{L}_0$	15.2	$10^{33}\mathtt{cm}^{-2}\mathtt{s}^{-1}$
Peak luminosity	$\mathcal{L}$	25.0	$10^{33}\mathtt{cm}^{-2}\mathtt{s}^{-1}$

表 3.1: ビームパラメータ

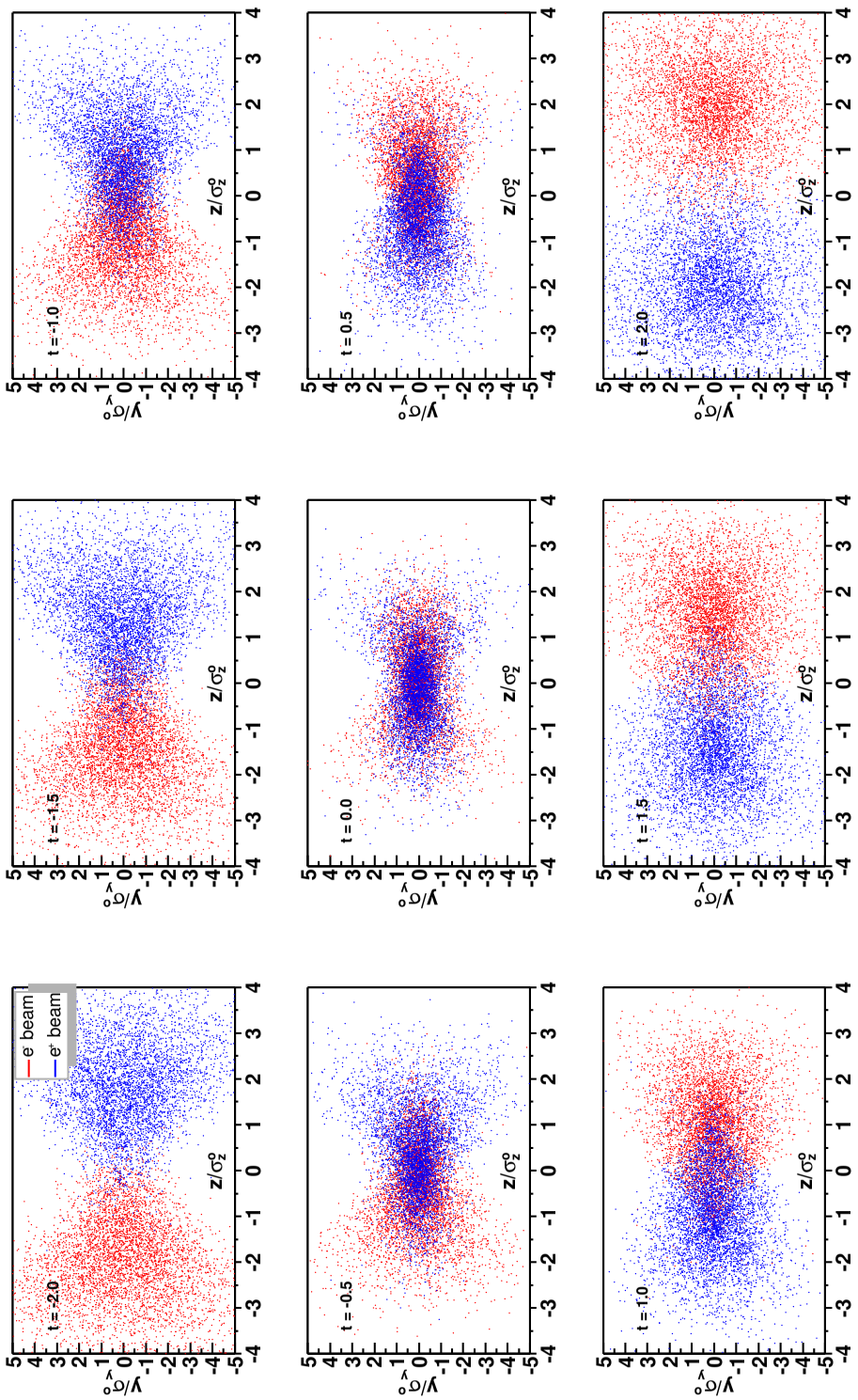


図 3.3: ビームの時間発展：時間の単位は t/σ_z で $t = 0$ でビームの中心が原点にくる。

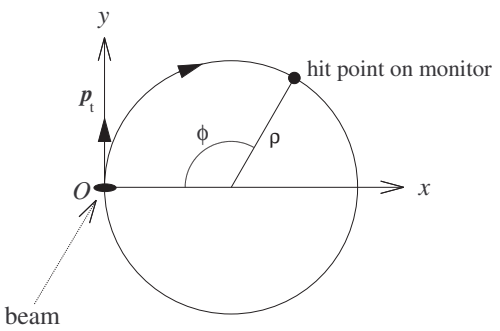
第4章　シミュレーションスタディー

4.1　Pair Monitor での $e^{\pm}$ ペアの分布

非コヒーレント過程で生成された $e^{\pm}$ ペアは、向かってくるビームの作る電磁場によって散乱されることは前に述べた。散乱された $e^{\pm}$ ペアは検出器のソレノイド磁場 ($3T$) によってビーム軸に巻き付くように進み、IP から 176cm の所にある Pair Monitor に衝突する。衝突する位置は、

$$\rho(cm) = \frac{p_t(MeV/c)}{3B(Tesla)}, \qquad \phi = \frac{3B(Tesla)L(cm)}{p_z(MeV)} \tag{4.1}$$

L ：IP から Pair Monitor までの距離
B ：検出器のソレノイド磁場



で与えられる。

図 4.1 に陽電子ビーム側の Pair Monitor での衝突の分布を示す。図中の一番外側 (半径 8.5cm) と内側 (半径 2cm) の円は Pair Monitor の縁を表す。陽電子ビーム側では、大きく散乱されるのは陽電子なので、この図の分布の大部分が陽電子によるものであり、あまり散乱されない電子は半径 2cm の円の内側を通るため Pair Monitor にはほとんど衝突しない。また、図から分かるように半径 3 ~ 5cm 辺りの分布が非対称になっている。これは、IP で生成された $e^{\pm}$ ペアがソレノイド磁場によってらせん運動しても、その散乱方向の非対称性 (図 2.2) が失われていないということであり、もしビームが円形 ($\sigma_x = \sigma_y$) であれば、Pair Monitor 上の衝突分布に図のような非対称性は現れない (つまりこの非対称性はビームサイズの情報を持つ)。

もう 1 つ重要なことは、衝突の分布に最大半径 (r_{max}) があるということである。次のセクションで述べるが、実はこの最大半径もビームサイズの情報を持つ。図 4.2 に Pair

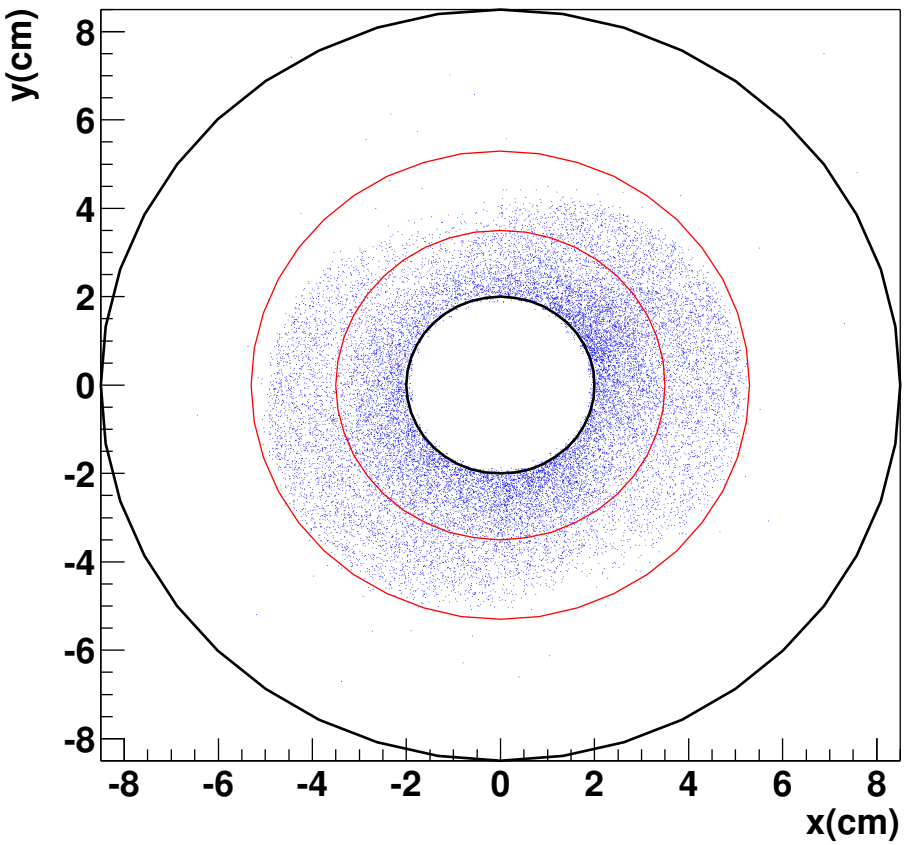


図 4.1: Pair Monitor 上での衝突の分布。半径 $2cm$ と $8.5cm$ の円は Pair Monitor の縁をしめす。

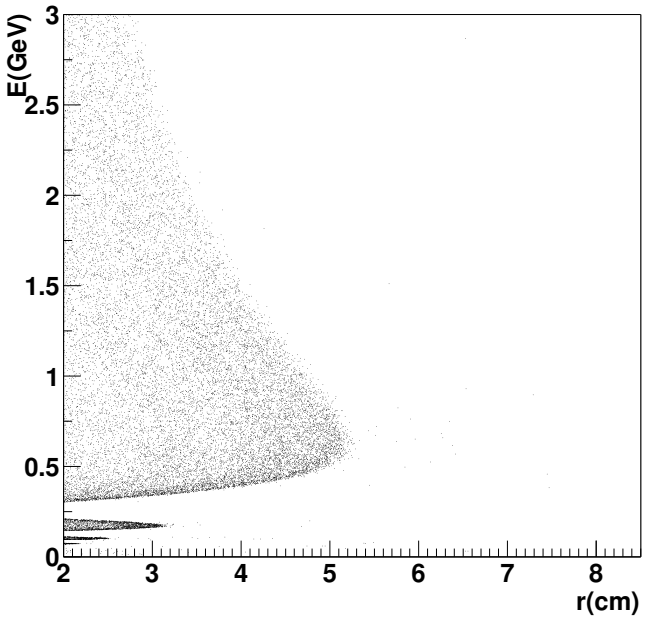


図 4.2: Pair Monitor 上での衝突の分布 ($r$vsE)

Monitor に衝突した粒子の半径位置 (r) とそのエネルギー (E) の分布を示す。この図より明らかな最大半径があることが分かる。ここで式 4.1 より

$$r = 2\rho \sin\frac{\phi}{2} \tag{4.2}$$

となるので、$\phi = \pi$ の時 r_{max} となる。よって、粒子の最大横運動量を $p_t^{max} = p\sin\theta_{max}$、$p_z \simeq p$ とすると式 4.1 を用いて

$$r_{max} = 2\rho = \frac{2p_t^{max}}{3B} \simeq \frac{2L\sin\theta_{max}}{\pi} \tag{4.3}$$

となり r_{max} は、p_t^{max} すなわち θ_{max} で決まることが分かる。$D_x/\epsilon \geq 1$ の時、θ_{max} は、ビーム-ビーム相互作用での散乱によって与えられるとすると近似的に [4]

$$\theta_{max} \simeq \left[\frac{\ln(\frac{4\sqrt{3}D_x}{\epsilon})}{\sqrt{3}\epsilon D_x}\right]^{1/2} \theta_0\sqrt{2} \tag{4.4}$$

と書ける。ここで、$\epsilon \equiv p/E_{beam}$、$D_x \equiv 2Nr_e/\gamma \cdot \sigma_z/(\sigma_x(\sigma_x+\sigma_y))$、$\theta_0 \equiv D_x\sigma_x/\sigma_z$ である。実際、JLC の $E_{beam} = 250GeV$ のビームパラメータ (表 3.1) で、$D_x = 0.16$ で $\theta_0 = 0.35mrad$ となり、0.6GeV の粒子では $\theta_{max} = 0.048rad$ と計算される。これを式 4.3 に代入すると $r_{max} = 5.3cm$ となり、図 4.2 の結果とよく一致している。

4.2　水平方向のビームサイズ (σ_x)

前のセクションで、衝突分布が最大半径 r_{max} を持つことを述べた。ここで、式 4.4 を $\sigma_x \gg \sigma_y$ として近似すると、θ_{max} つまり r_{max} は σ_y に依らず、σ_x と N の関数となることが分かる。そこでこのセクションでは、ビームサイズ (σ_x, σ_y)、1 バンチ当たりの粒子数 (N) を変化させた時、最大半径 r_{max} がどのように変化するかを調べる。

まずはじめに、σ_x、N を変化させた場合について見てみる。σ_x は、$\sigma_x^o (= 243nm)$ から $1.5\sigma_x^o$、$2\sigma_x^o$、N は、$N_o (= 0.75 \times 10^{10})$ から $3/4N_o$、$1/2N_o$ と変化させてシミュレーションを行い Pair Monitor 上の衝突半径の分布をプロットした。その結果を図 4.3 と図 4.4 に示す。これらの図から分かるように、それぞれのプロットには明らかなエッジがありここが r_{max} である。また、それに続く小さなテールは、$e^{\pm}$ ペア生成時にすでに大角度散乱しているものに依るものである。r_{max} が σ_x と N に依存していることは、上で述べたことと一致している。次に、σ_y にも同様のシミュレーションを行い、その結果を図 4.5 に示す。σ_y は、$\sigma_y^o (= 3nm)$、$2\sigma_y^o$、$3\sigma_y^o$、$4\sigma_y^o$、$10\sigma_y^o$ と変化させてプロットした。これから分かるように、$10\sigma_y^o$ ぐらいまで、r_{max} は σ_y にあまり依存せず、これも上で述べた近似が成り立つことを示している。

1 バンチ当たりの粒子数 N は、壁電流モニター (WCM : Wall Current Monitor) などを用いることにより精度よく分かる。つまり、Pair Monitor により r_{max} を測定することで σ_x を見積もることが出来る。図 4.6 と表 4.1 に σ_x と N の変化による r_{max} をまとめた。なお、後セクションで述べるビームの衝突位置の変位やビームの回転による r_{max} の変化はなかった。よってこのような場合でも σ_x を見積もることが可能である。

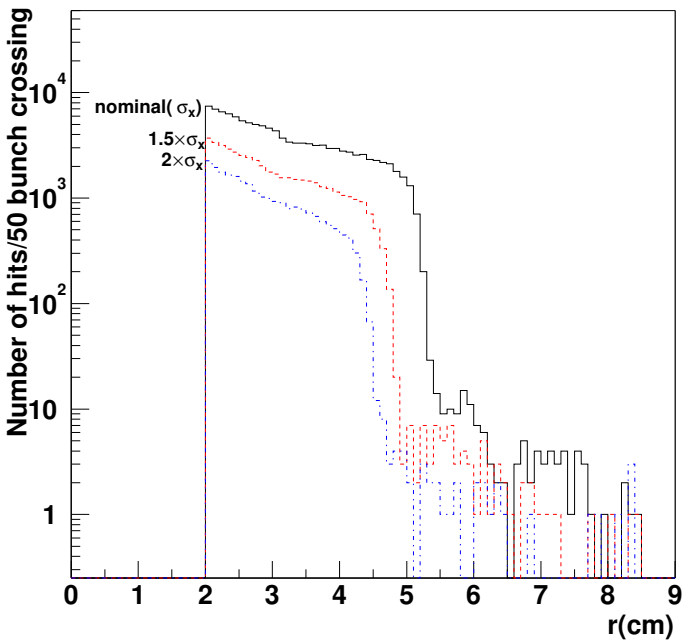


図 4.3: Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_x を変化させた場合)

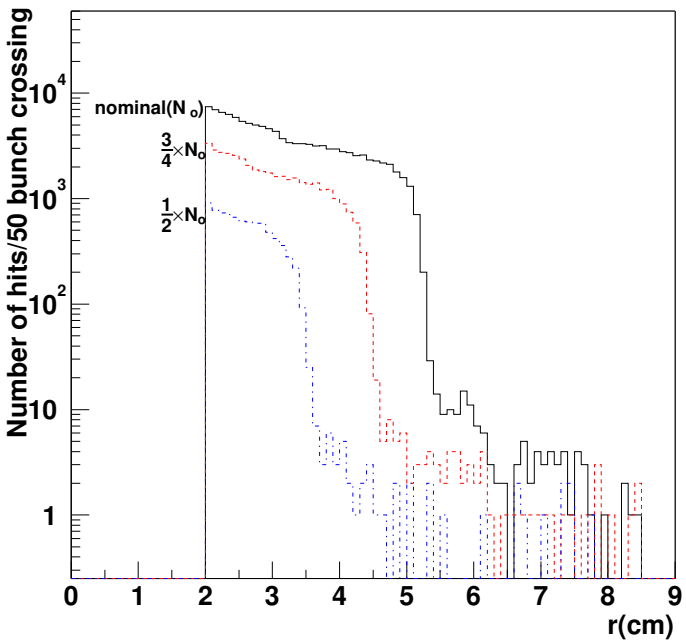


図 4.4: Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (N を変化させた場合)

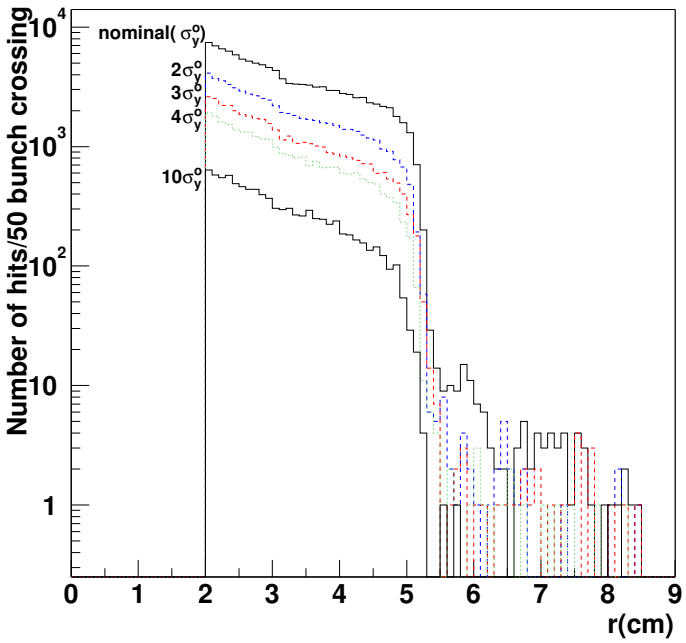


図 4.5: Pair Monitor 上の衝突半径の分布 (σ_y を変化させた場合)

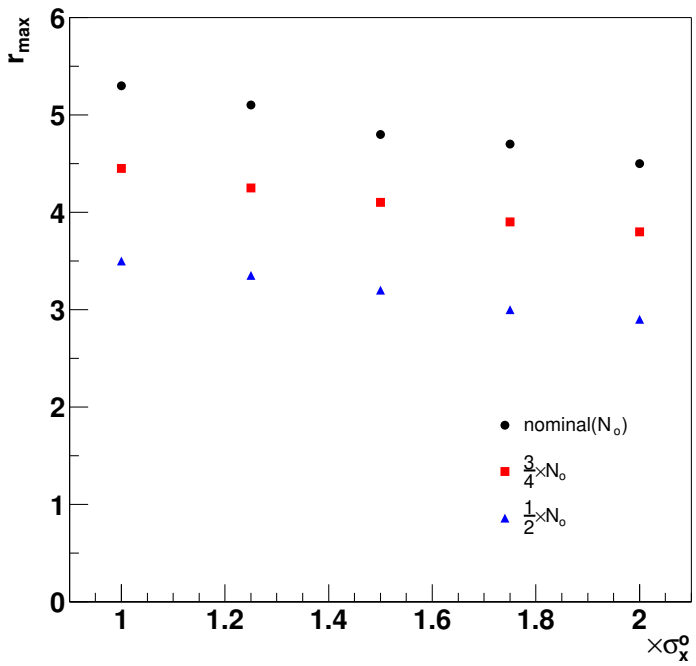


図 4.6: σ_x と N に対する r_{max} の変化

	σ_x^o	$1.25\sigma_x^o$	$1.5\sigma_x^o$	$1.75\sigma_x^o$	$2\sigma_x^o$
N_o	5.3	5.1	4.8	4.7	4.5
$\frac{3}{4}N_o$	4.5	4.3	4.1	3.9	3.8
$\frac{1}{2}N_o$	3.5	3.4	3.2	3.0	2.9

表 4.1: σ_x と N に対する r_{max}：単位は cm。

実際の実験では最大半径 r_{max} を衝突半径の分布から求めなければならない。その方法の一つとして衝突半径の分布で隣り合うビンの差をプロットすることで求めてみる。図 4.7、4.8 にそれぞれビームサイズが (σ_x^o, σ_y^o) (σ_x^o, $10\sigma_y^o$) に対してビンの差をプロットしたものを示す。統計量はそれぞれ 50 バンチ、500 バンチ相当のデータを用いた。r_{max} は、半径の大きい所から探してはじめに現れるピークにガウスフィットをかけることで求めることにする。これから求められるピーク値は実際の r_{max} より小さいのでこの値に 2 シグマ足した値を r_{max} とした。その結果、得られた値は次のようになった。

(σ_x^o, σ_y^o) に対して　　$r_{max} = 5.28 \pm 0.02cm$
(σ_x^o, $10\sigma_y^o$) に対して　　$r_{max} = 5.24 \pm 0.04cm$

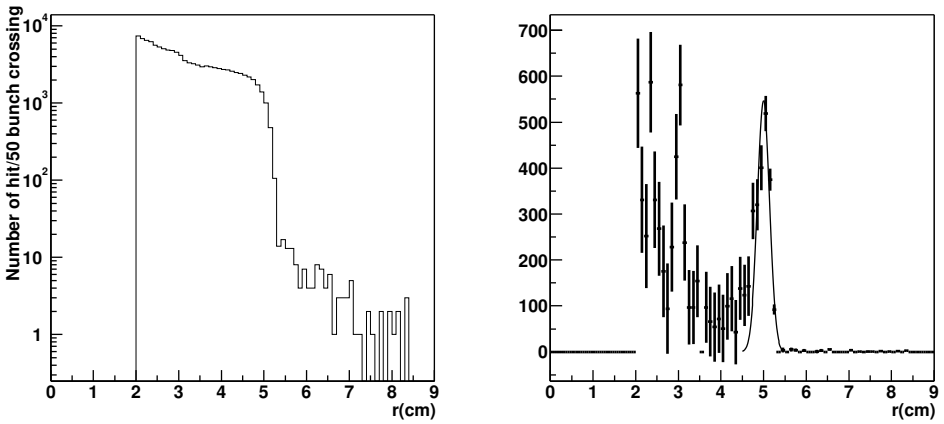


図 4.7: 左は (σ_x^o, σ_y^o) に対する半径位置の分布で、隣り合うビンの差をプロットしたものが左。50 バンチ相当の $e^{\pm}$ ペアのデータを用いた。

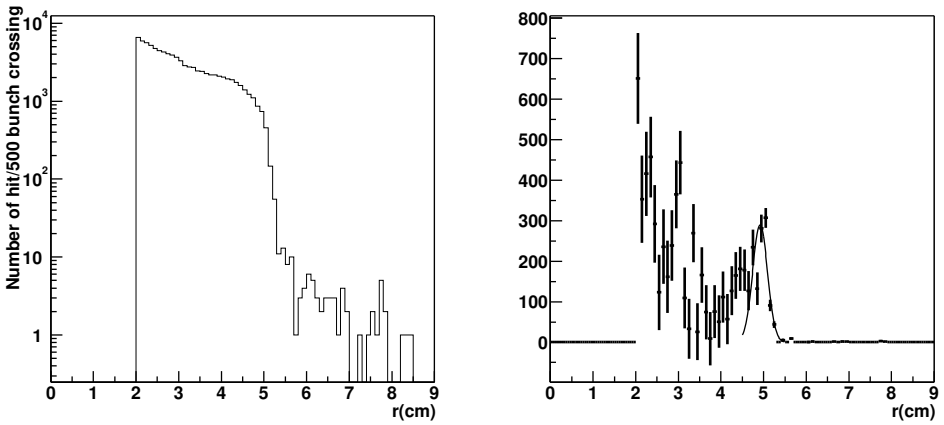


図 4.8: 左は (σ_x^o, $10\sigma_y^o$) に対する半径位置の分布で、隣り合うビンの差をプロットしたものが左。500 バンチ相当の $e^{\pm}$ ペアのデータを用いた。

その他のビームサイズにも同様なことを行った結果 r_{max} は、$0.5mm$ 以下の精度で測定できることが分かった。仮にこの精度で r_{max} を測定できたとすると、図 4.6 からノミナルなビームサイズ σ_x^o は 5% 以下の精度で測定できることになる。

4.3 垂直方向のビームサイズ (σ_y)

4.3.1 IP での散乱角分布

IP で生成された $e^{\pm}$ ペアの散乱角の分布が、ビームサイズの情報を持つことは前に述べた。ここではまず、垂直方向のビームサイズ σ_y を変化させた時、IP での散乱角の分布がどのように変わるかを見る。シミュレーションは、σ_y を $\sigma_y^o(=3nm)$ から $2\sigma_y^o$、$3\sigma_y^o$、$4\sigma_y^o$、$10\sigma_y^o$ と変化させ、その他のパラメータは変化させずに行った。図 4.9 は、陽電子の IP での散乱角 ϕ_{ip} (方位角) をそれぞれの σ_y に対してプロットしたものである。ただし、それぞれのヒストグラムは $\theta_{e^+} > 0.01rad$ (これより z 方向の方向余弦が小さいと Pair Monitor に衝突しない) のものをプロットし、散乱された陽電子の数で規格化してある。

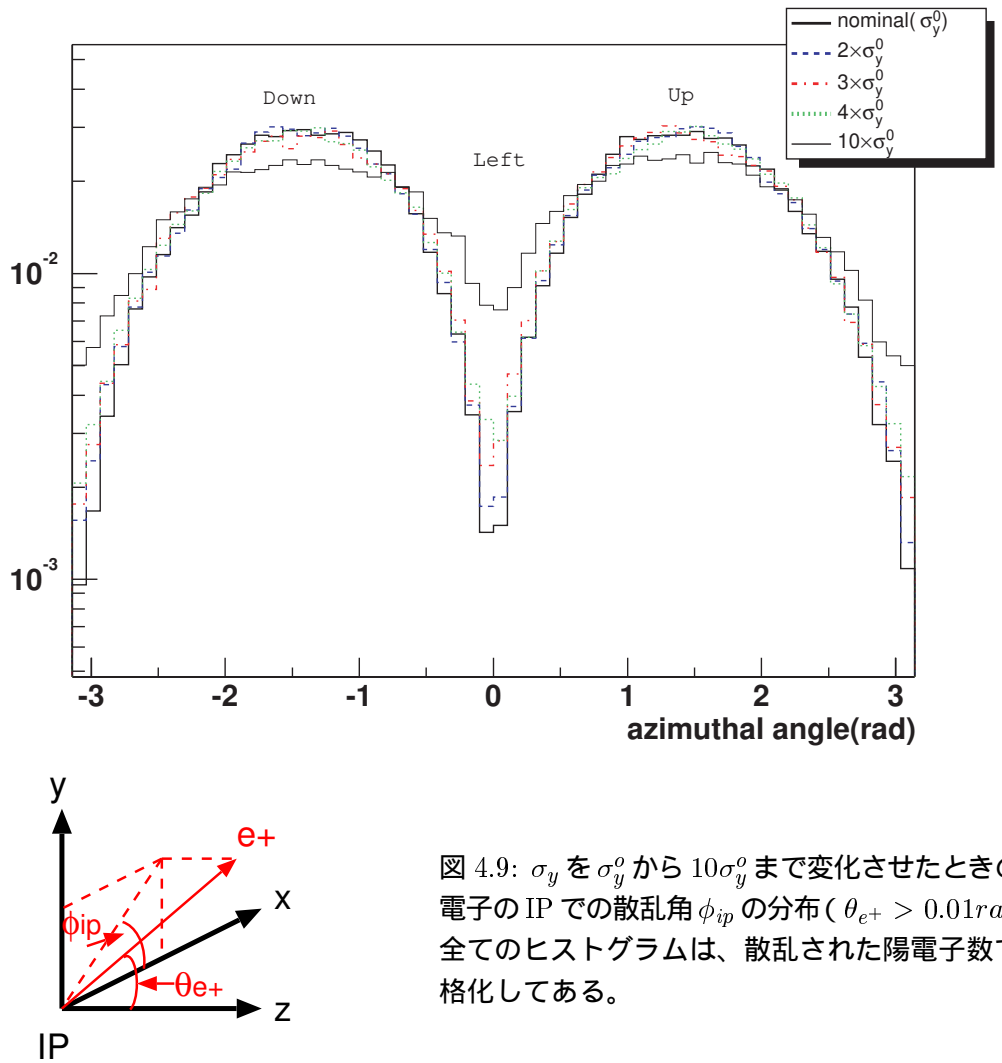


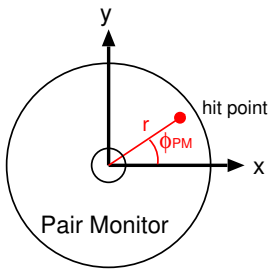
図 4.9: σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させたときの陽電子の IP での散乱角 ϕ_{ip} の分布 ($\theta_{e^+} > 0.01rad$)。全てのヒストグラムは、散乱された陽電子数で規格化してある。

この図から分かるように、σ_y が変化することによって分布の山と谷の比が変化しているのが分かる。つまり、σ_y が小さいと水平方向に散乱されにくくなり、垂直方向により多く

散乱されるということである。これは、ビームがよりフラットになることで上下方向の電場成分が水平方向に比べて大きくなるためだと考えられる。分布が Left 領域に少し偏極しているのは、Crossing angle がある衝突のためである。

4.3.2 Pair Monitor での方位角分布

次に、IP での σ_y の変化による散乱角分布の変化が Pair Monitor 上の衝突分布にどのように現れるかをみる。IP での時と同様に σ_y だけを変化させ、Pair Monitor 上の衝突分布をシミュレーションした。図 4.10 は、それぞれ σ_y^o、$2\sigma_y^o$、$3\sigma_y^o$、$4\sigma_y^o$、$6\sigma_y^o$、$8\sigma_y^o$、$10\sigma_y^o$ の時の衝突分布で、横軸と縦軸はそれぞれ衝突位置の方位角（ϕ_{PM}）と半径（r）を表す。



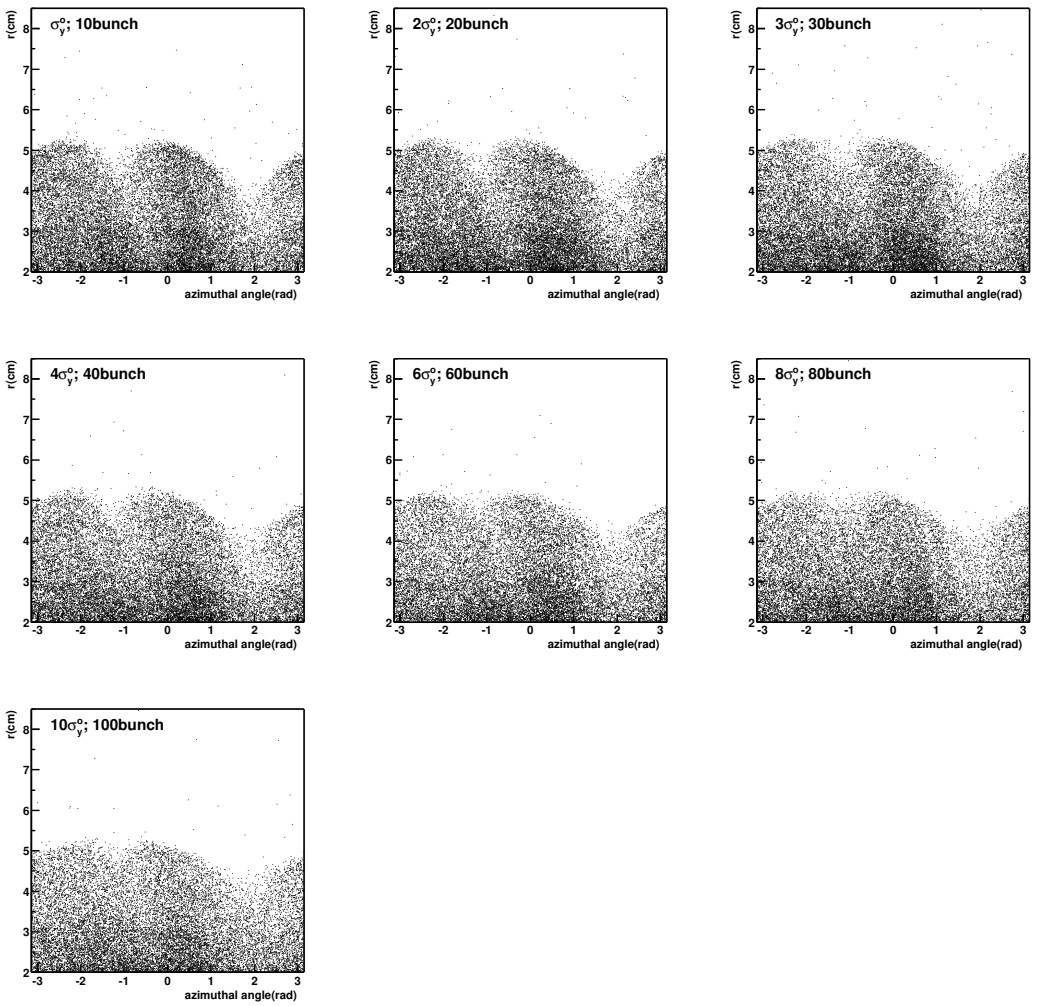


図 4.10: 陽電子の Pair Monitor での方位角（ϕ_{PM}）と半径位置（r）分布。

この図で、ϕ_{PM} が $-1.5rad$ あたりと $1.5rad$ あたりの分布が σ_y によって変化しているのが分かる。そこで、それぞれの σ_y に対して分布の変化が観られる領域 $0.7r_{max} < r < r_{max}$ (この場合 $r_{max} = 5.3cm$) での方位角 ϕ_{PM} 分布をプロットした。その結果ををを図 4.11 に示す。

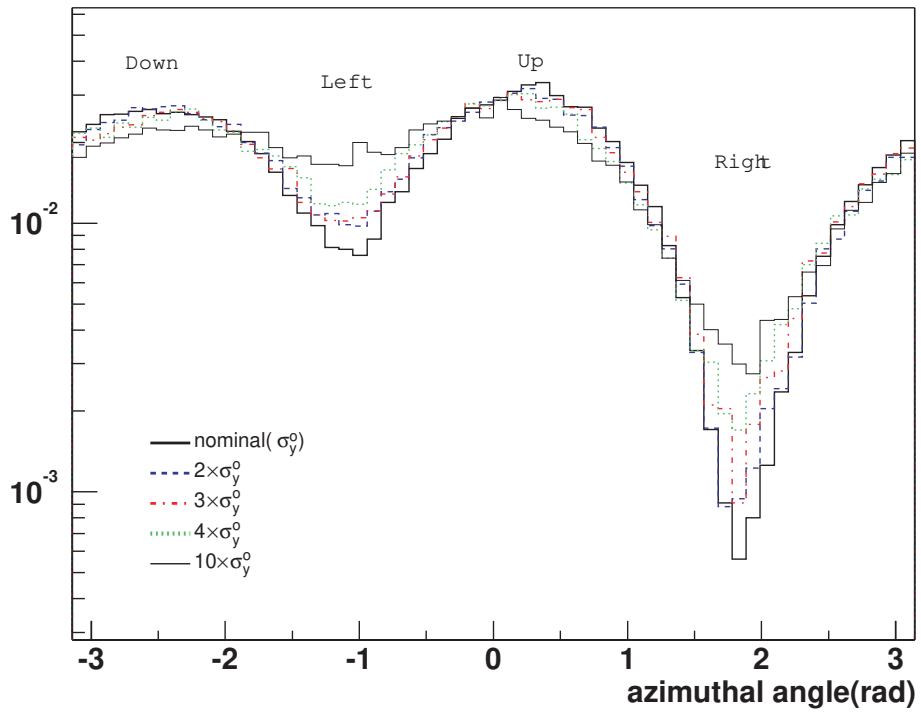


図 4.11: σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させたときの Pair Monitor での方位角 (ϕ_{PM}) 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$)。全てのヒストグラムは、衝突した粒子数で規格化してある。

図 4.9 と比較すると、この領域での ϕ_{PM} 分布は、ϕ_{ip} 分布と線形依存していることが分かる。これはちょうどこの領域に衝突した粒子のソレノイド磁場による回転角が 360 度以下のものだけであるためで、これより内側の領域では 360 度以上回転したものと重なりあった分布となるため線形性は失われる。又、Left と Right あたりの分布の違いは、ϕ_{ip} 分布でも見られた Crossing angle の存在によるものである。

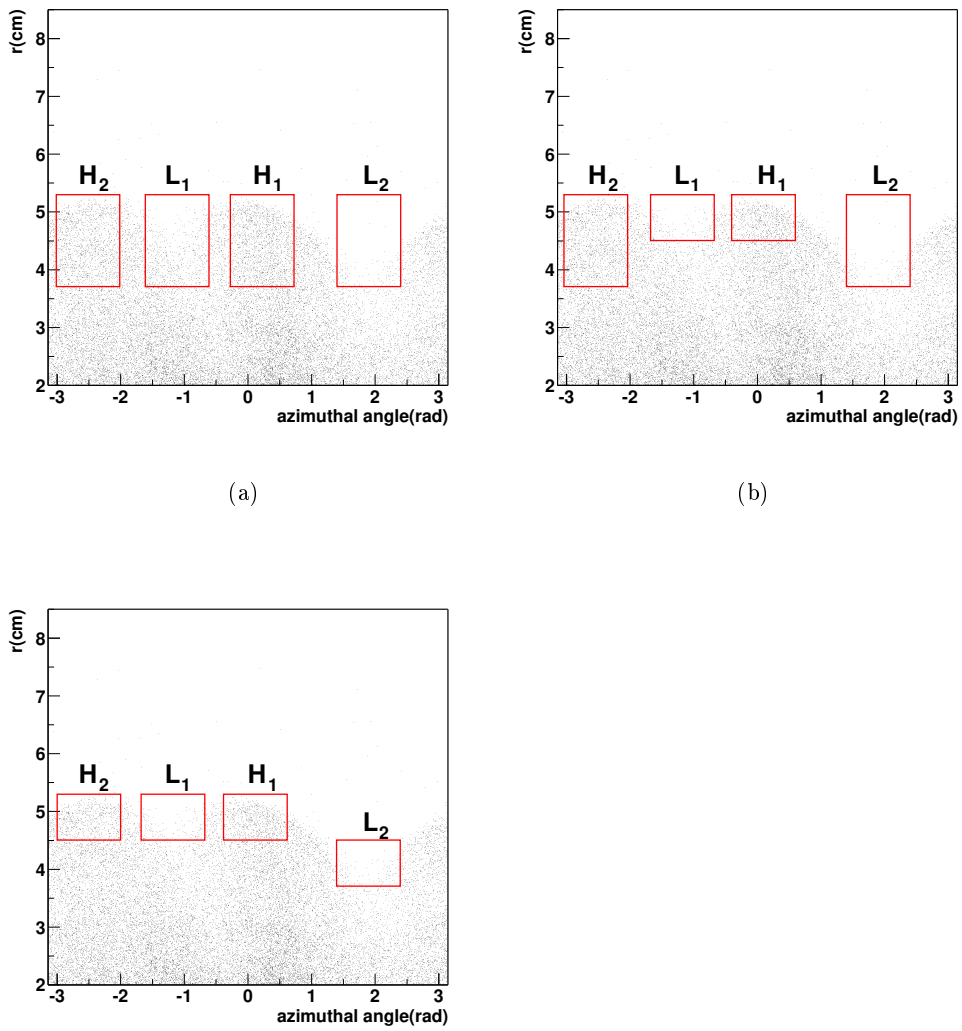
4.3.3 Peak-to-valley ratio (R_{pv}) の定義

Pair Monitor の衝突分布の変化から垂直方向のビームサイズ σ_y の情報を抜き出すためには、図 4.11 から分かるように Up、Down に対する Left、Rigth の比をとればよい。そこで、図 4.12 のような領域 H_1、H_2、L_1、L_2 をそれぞれ定義した 3 パターンを考え、

Peak-to-valley ratio

$$R_{pv} \equiv \frac{L_1 + L_2}{H_1 + H_2} \tag{4.5}$$

を定義する。ここで H_1、H_2、L_1、L_2 は、それぞれの領域に衝突した粒子数とする。



(a)　(b)

(c)

図 4.12: 領域 H_1、H_2、L_1、L_2 の定義

これらの領域の方位角方向の幅はすべて $1rad$ とし、半径方向は $0.7r_{max} < r < r_{max}$、又はその半分とした。領域を設ける方位角の位置は、基準ビームサイズ (つまり $\sigma_x^o/\sigma_y^o = 243nm/3nm$) での衝突分布において H と L の粒子数の差が最大になるように決める。それぞれの領域の取り方 (a),(b),(c) に対して、σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変えたときの R_{pv} の変

化を図 4.13 に示す。統計は、$\sigma_y^o, 2\sigma_y^o, 3\sigma_y^o, 4\sigma_y^o, 6\sigma_y^o, 8\sigma_y^o, 10\sigma_y^o$ に対して、それぞれ 50, 100, 150, 200, 300, 400, 500 バンチ分の $e^{\pm}$ ペアデータを使用した。

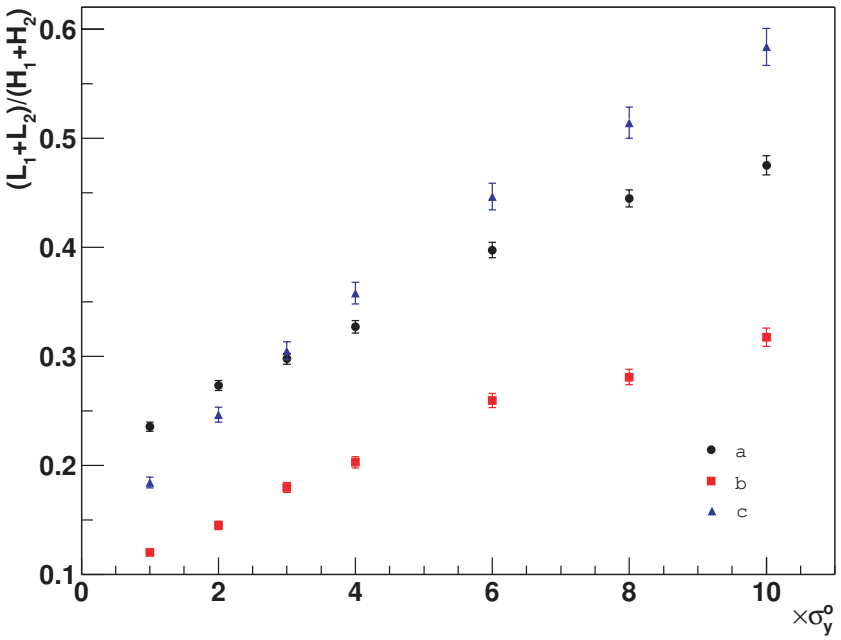


図 4.13: σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変えたときの R_{pv} の変化で、横軸は σ_y^o を単位とする。a,b,c は、それぞれ図 4.12 の (a),(b),(c) の領域で定義された R_{pv} に対応する。

領域の取り方 (a),(b),(c) に対する統計的な有利さを調べるために次のような差をとり、その結果を表 4.2 に示す。

$$\Delta R_{pv} \equiv \frac{R_{pv}^1 - R_{pv}^2}{\sqrt{(\delta R_{pv}^1)^2 + (\delta R_{pv}^2)^2}} \tag{4.6}$$

ここで、添字 1、2 は異なる σ_y での R_{pv} を表し、δR_{pv} はその統計誤差 ($\sqrt{n}$) を表す。

	ΔR_{pv}			
	$(2\sigma_y^o, \sigma_y^o)$	$(3\sigma_y^o, \sigma_y^o)$	$(10\sigma_y^o, 6\sigma_y^o)$	$(10\sigma_y^o, 8\sigma_y^o)$
(a)	6.06	9.54	6.98	2.61
(b)	4.81	10.4	5.42	3.28
(c)	7.31	12.6	6.57	3.15

表 4.2: 領域の取り方 (a),(b),(c) に対する統計的な有利さ。ΔR_{pv} は $(2\sigma_y^o, \sigma_y^o)$、$(3\sigma_y^o, \sigma_y^o)$、$(10\sigma_y^o, 6\sigma_y^o)$、$(10\sigma_y^o, 8\sigma_y^o)$ の組に対しての差を取った。

これらの結果から、図 4.12 の (c) のような領域を選択すると、特に σ_y が小さいところで統計的に有利であることが分かる。又、(c) に対して領域の方位角方向と半径方向の幅を変えて同様のことを行ったが統計的な有利さに大きな変化はなかった。よって以後 R_{pv} をとる領域 H_1, H_2, L_1, L_2 は図 4.12 の (c) のように定義し、その詳細を表 4.3 にまとめた。

	位置 (領域の中心)	半径方向の幅	方位角方向の幅
H_2	$-2.5rad$	$0.85r_{max} < r < r_{max}$	$1rad$
L_1	$-1.178rad$		
L_2	$0.116rad$		
H_1	$1.894rad$	$0.7r_{max} < r < 0.85r_{max}$	

表 4.3: 領域 H_1, H_2, L_1, L_2 の定義

4.3.4 σ_x、N を変化させた時の R_{pv}

上でみてきたように、Peak-to-valley ratio R_{pv} を取ることにより σ_y の情報を抜き出せることが分かった。ここでは σ_x、N を変化させた時、R_{pv} がどのようになるかを調べる。

まず、σ_x^o、$1.5\sigma_x^o$、$2\sigma_x^o$ に対してそれぞれ σ_y を変化させた時の R_{pv} を図 4.14 に示す。σ_x が変化することによって衝突分布の最大半径 r_{max} が変わるので、それによって R_{pv} を取る領域 H_1, H_2, L_1, L_2 の半径方向の幅を変化させてある。使用したバンチ数は表 4.4 のとりである。この図から分かることは、σ_x が基準となる水平方向ビームサイズ σ_x^o の 2 倍になっても σ_y が変化することによって R_{pv} に違いが現れるということである。つまり、σ_x と σ_y が同時に変化したとしても、r_{max} から σ_x は分かるので σ_y を見積もれる。さらに、R_{pv} を横軸アスペクト比 $(R = \sigma_y/\sigma_x)$ としてプロットすると (図 4.15)、R_{pv} はほぼアスペクト比の関数として表せることが分かる。このことから、たとえ σ_x が分からなかったとしても R_{pv} の測定だけで、だいたいのアスペクト比を見積もることが出来る。このことは、σ_x、σ_y によらずアスペクト比が同じであれはそのビームが作る電磁場の形状があまり変化しないことに起因していると考えられる。

	σ_x^o	$2\sigma_x^o$	$3\sigma_x^o$	$4\sigma_x^o$	$6\sigma_x^o$	$8\sigma_x^o$	$10\sigma_x^o$
σ_x^o	50	100	150	200	300	400	500
$1.5\sigma_x^o$	100	200	300	400	600	800	1000
$2.0\sigma_x^o$	200	400	600	800	1200	1600	2000

表 4.4: $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数

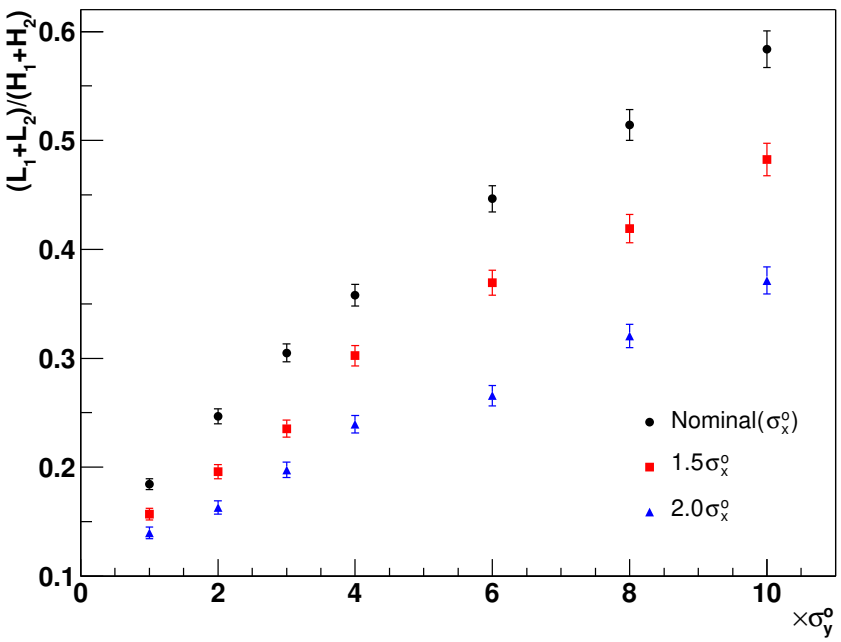


図 4.14: σ_x^o、$1.5\sigma_x^o$、$2\sigma_x^o$ に対する R_{pv}(縦軸) の変化。

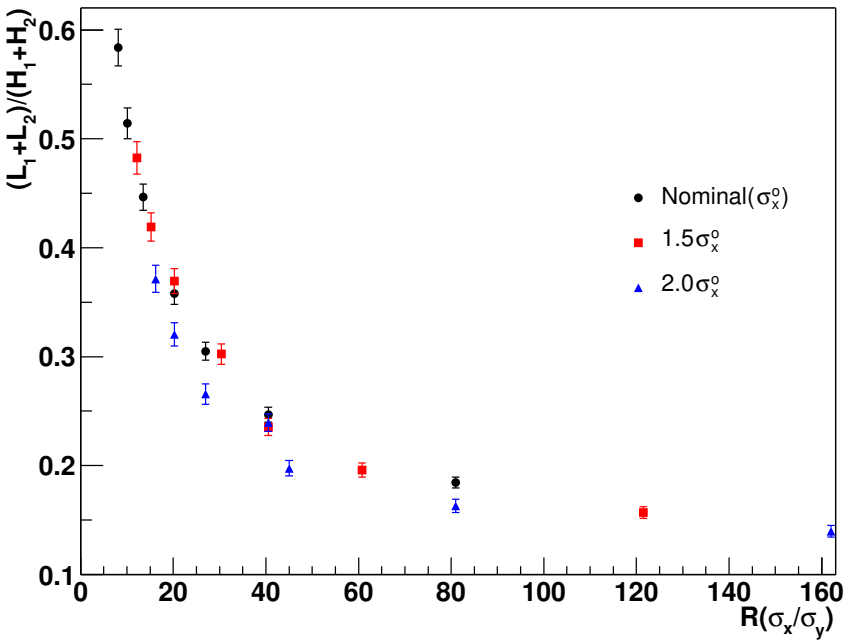


図 4.15: σ_x^o、$1.5\sigma_x^o$、$2\sigma_x^o$ に対する R_{pv}(縦軸) を横軸アスペクト比 $(R = \sigma_y/\sigma_x)$ としてプロットしたもの。

次に、N にを変えた時についてみてみる。図 4.16 に N_o、$3/4N_o$、$1/2N_o$ の時の R_{pv} の変化を示す。使用したバンチ数は表 4.5 のとうりである。この図から σ_x の時と同様に N が変わっても σ_y によって R_{pv} が変化していることが分かる。N は前にも述べたように他の方法で知ることが出来る。よって、N が変化しても σ_y を見積もることが出来る。

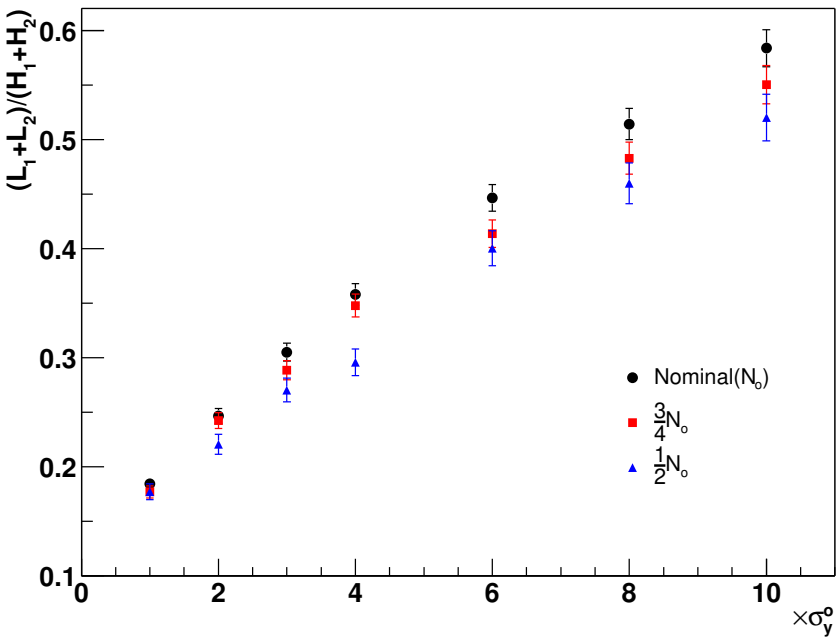


図 4.16: N_o、$\frac{3}{4}N_o$、$\frac{1}{2}N_o$ に対する R_{pv}(縦軸) の変化。

	σ_x^o	$2\sigma_x^o$	$3\sigma_x^o$	$4\sigma_x^o$	$6\sigma_x^o$	$8\sigma_x^o$	$10\sigma_x^o$
N_o	50	100	150	200	300	400	500
$\frac{3}{4}N_o$	100	200	300	400	600	800	1000
$\frac{1}{2}N_o$	200	400	600	800	1200	1600	2000

表 4.5: $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数

ここで、σ_x^o が 5% の精度で測定できたとして σ_y がどの程度で求まるのか見積もってみる。まず、図 4.17 のように二次関数で R_{pv} をフィットする。このフィットした関数の誤差はシミュレーションの統計をあげることで精度良く決まってくるものなので、これによる誤差はないものとする。よって統計誤差からくる σ_y の誤差は、図の破線のようにして決める。また、σ_x^o の精度は 5% なので、ここからくる誤差は簡単のため図の a、b の長さの 1/10 として見積もった。その結果、ノミナルなビームサイズ (σ_x^o, σ_y^o) では、50 バンチ相当の統計量で 10% の精度で σ_y^o を見積もれることが分かった。ビームサイズが (σ_x^o, $6\sigma_y^o$)

であれば、300 バンチ相当の統計量があれば 10% の精度測定できる。さらにサイズの大きいビームに対しては、さらに多くの統計量を必要とするが JLC ビームは 192 バンチ/1 トレインが 150Hz で衝突を繰り返すので全く問題ない。今求めた精度は系統誤差などを含んでいないが、これも統計量をあげることである程度カバーできるはずである。

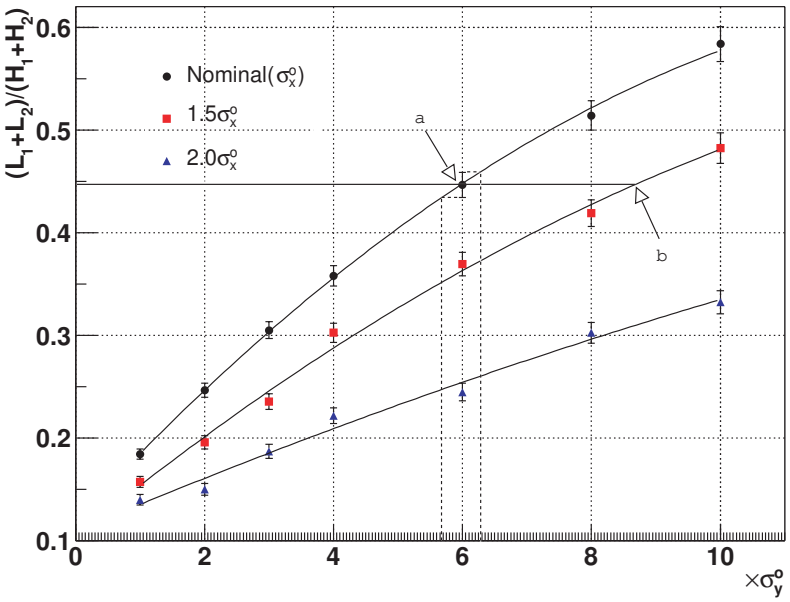


図 4.17: R_{pv} のフィット

4.4 ビームの垂直、又は水平方向の変位 (Δ_y, Δ_x)

4.4.1 Up-dowm ratio (R_{ud})

ここでは、まずビームが図 4.19 に示すような垂直方向 (上下) に変位して衝突したとき、Pair Monitor の分布がどのようになるかを調べる。このようなビームの上下の変位はルミノシティーの減少をもたらす (ずれが $\pm 0.5\sigma_y^o$ と $\pm 1.0\sigma_y^o$ のときのルミノシティーの減少は、それぞれ約 10% と 30% 程度である)。

もし、図 4.19 のように陽電子ビームが電子ビームの下側に変位し、$e^{\pm}$ ペアが 2 つのビームの重なった部分から生成されるとすると、陽電子ビーム側ではそれらはビーム上側に偏極することが予想される。よって、IP での $e^{\pm}$ ペアの方位角分布と線形依存する Pair Monitor の領域 $0.7r_{max} < r < r_{max}$ の分布に上下の非対称性が現れるはずである。図 4.19 にその領域での Pair Monitor での方位角 (ϕ_{PM}) 分布を示す。ビームの上下の変位は、$\Delta_y = 0.0,\ \pm 0.5\sigma_y^o,\ \pm 1.0\sigma_y^o,\ \pm 2.0\sigma_y^o$ に対してプロットした。

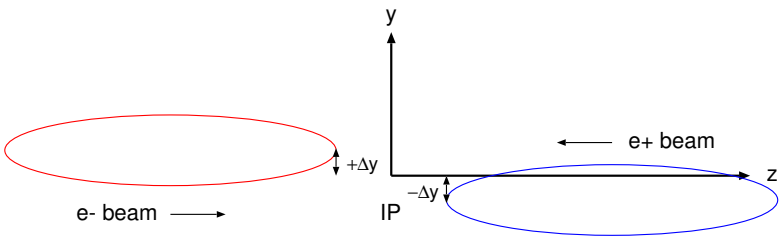


図 4.18: ビームに垂直方向の変位 $\pm\Delta_y$ がある衝突

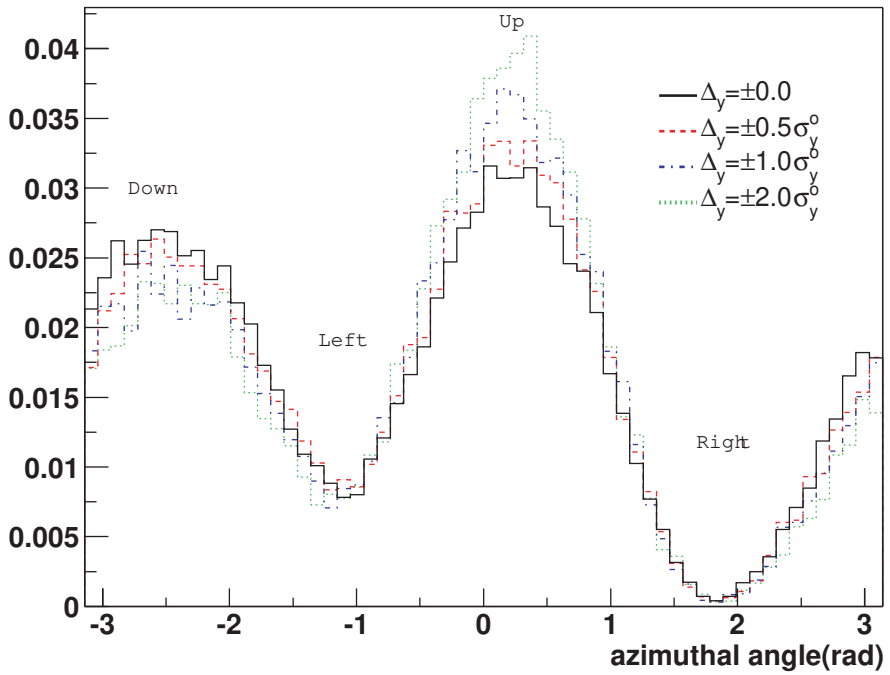


図 4.19: ビームの上下の変位が $\Delta_y = 0.0,\ \pm 0.5\sigma_y^o,\ \pm 1.0\sigma_y^o,\ \pm 2.0\sigma_y^o$ に対する Pair Monitor での方位角 (ϕ_{PM}) 分布 ($0.7r_{max} < r < r_{max}$)。全てのヒストグラムは、衝突した粒子数で規格化してある。

この図から Δ_y が大きいほど上下の非対称性が大きくなるのが分かる。そこで図 4.20 のような領域 $Up,\ Down$ をとり、その比 Up-Down ratio

$$R_{ud} \equiv \frac{down}{up} \tag{4.7}$$

を定義しこれをみる。ただし、$down,\ up$ はこの領域に衝突した粒子の数とする。もし、上下の変位がない場合 (Δ_y=0.0) ビーム衝突時にビームの上側と下側に散乱される粒子の数は対象なはずである。そこでこの時、$R_{ud} = 1$ になるように領域 $Up,\ Down$ を調節してある。

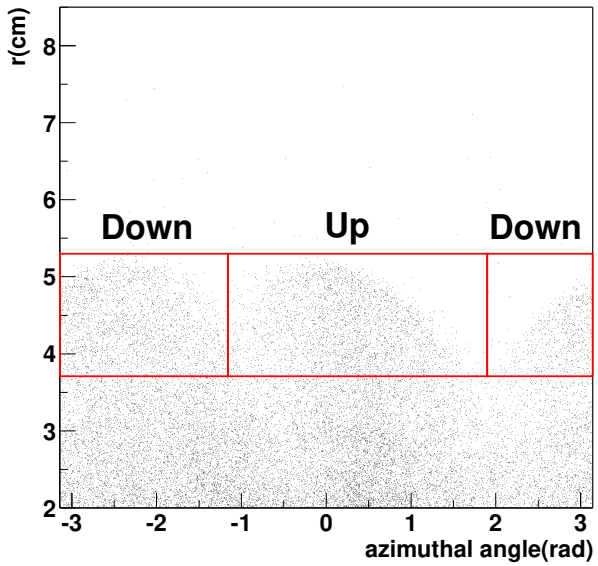


図 4.20: 領域 Up, $Down$ の定義

図 4.21 に、上下の変位 $\Delta_y = 0.0,\ \pm 0.5\sigma_y^o,\ \pm 1.0\sigma_y^o,\ \pm 2.0\sigma_y^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させた時の R_{ud} をプロットしたものを示す。また、これに用いたバンチ数は表 4.6 のとうりである。この図から分かることは、上下の変位 Δ_y の大きさが同じであれば、σ_y によらずほぼ一定であるということである。σ_y が小さい時では σ_y が大きい時に比べて相対的なビームのずれ (ビームサイズに対する上下の変位) が大きいので、上下の非対称性が大きくなることが予想される。つまり今の場合、σ_y が小さいほど R_{ud} が小さくなるはずである。しかし実際にはそのようにはなっていない。これは、ビームが衝突する時に上下の変位があるとその軌道が変わってしまうためだと考えられる。JLC ビームはその高い電荷密度から強い電場を形成し、それにより電子ビームと陽電子ビームとの間に強い引力が働く。その結果、ビーム衝突時には上下の変位がはじめより小さくなる。この効果を図 4.22 に示す。これは、標準 JLC ビーム ($\sigma_x^o,\ \sigma_y^o$) を $\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ 変位させた時の (陽) 電子ビームの y 方向の重心をプロットしたもので、$t = 0$ で確かに上下の変位が小さくなっているのが分かる。

	σ_x^o	$2\sigma_x^o$	$3\sigma_x^o$	$4\sigma_x^o$	$6\sigma_x^o$	$8\sigma_x^o$	$10\sigma_x^o$
$\Delta_y = 0.0$	50	100	150	200	300	400	500
$\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$	50	100	150	200	300	400	500
$\Delta_y = \pm 1.0\sigma_y^o$	50	100	150	200	300	400	500
$\Delta_y = \pm 2.0\sigma_y^o$	50	100	150	200	300	400	500

表 4.6: $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数

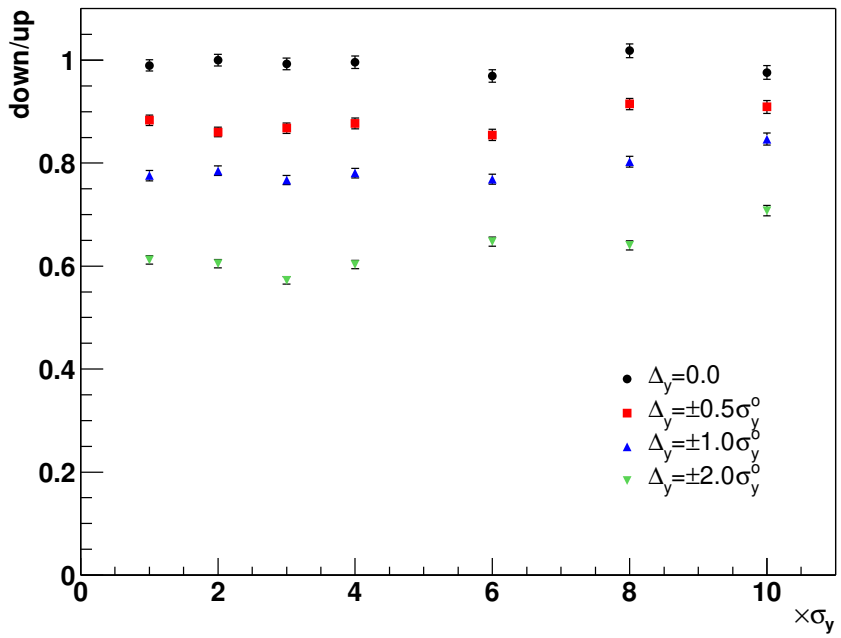


図 4.21: $\Delta_y = 0.0,\ \pm 0.5\sigma_y^o,\ \pm 1.0\sigma_y^o,\ \pm 2.0\sigma_y^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させた時の R_{ud}。

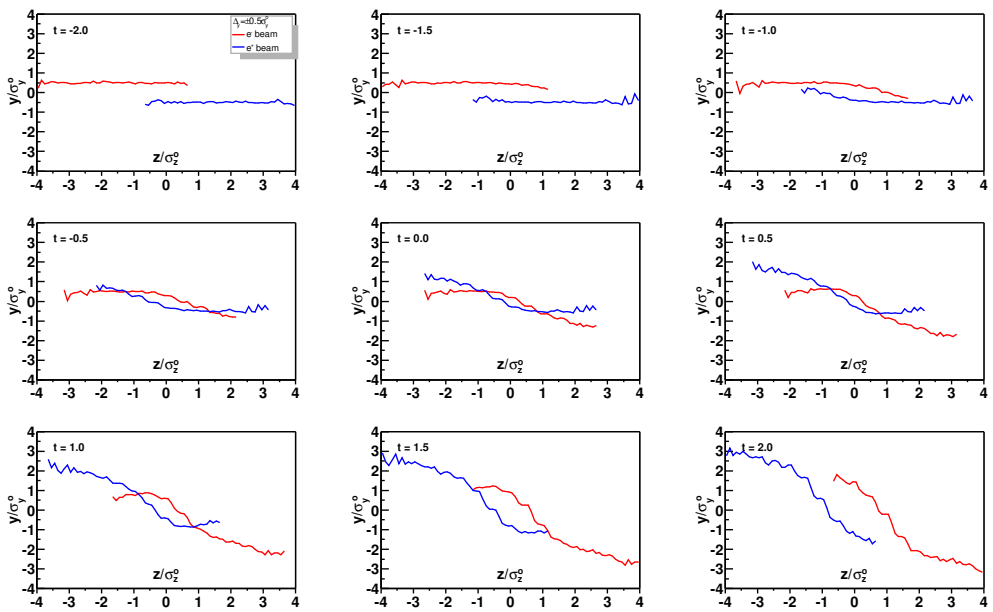


図 4.22: $\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ の時のビームの y 方向の重心の時間発展で時間の単位は t/σ_z である。

ここでビームがノミナルなサイズである時バックグラウンド等がないとして、どの程度のずれが測定できるか見積もってみる。まず考えられる誤差は r_{max} の誤差による領域 Up, $Down$ のずれによるものである。この場合、仮に $1mm$ ずれても領域は同じ方向にずれるので R_{ud} の変化は 1% 以下である。もう一つ考えられるのがビームの衝突点が Pair Monitor の中心からずれていることよる誤差である。この場合、ビーム衝突点が中心から横に $1mm$ ずれと R_{pv} は 17% も変化してしまう。その変化を 3% 程度に抑えるには $0.1mm$ の精度でアライメントを行わなければならない。仮にこれができたとすると統計誤差は 50 バンチのデータで 1% なので、約 $0.3\sigma_y^o$ のずれを検出できることになる。

4.4.2 Δ_y がある時の R_{pv}

次に、上下の変位 Δ_y がある場合、R_{pv} はどのようになるかを調べる。図 4.23 に $\Delta_y = 0.0$, $\pm 0.5\sigma_y^o$, $\pm 1.0\sigma_y^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させた時の R_{pv} をプロットしたものを示す。また、これに使用したバンチ数は表 4.6 と同じである。

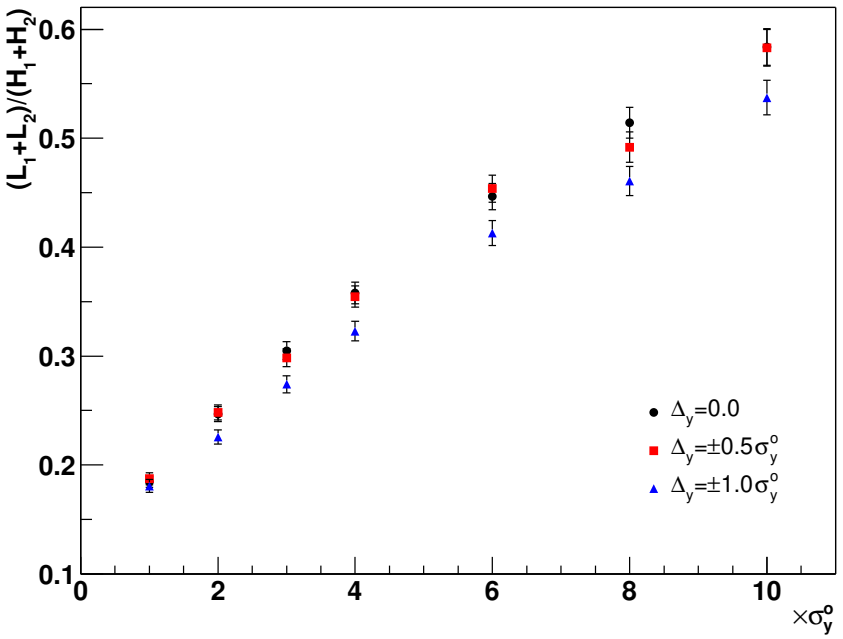


図 4.23: 上下の変位 $\Delta_y = 0.0$, $\pm 0.5\sigma_y^o$, $\pm 1.0\sigma_y^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させた時の R_{pv}。

この図から、上下の変位があっても σ_y に対して R_{pv} に変化が現れることが分かる。さらに、上下の変位があると R_{ud} には明らかな違いが現れるのに対し、R_{pv} はあまり変化がない。特に $\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ ぐらいまでは変位がない時とほとんど同じになる。上下の変位により IP で生成された $e^{\pm}$ ペアは、上下どちらか一方に多く散乱され、もう一方に散乱されるものはその分減ってしまう。そのために R_{ud} に違いが現れることは前に述べた。しか

し R_{pv} はその定義から H_1 (Up) と H_2 (Down) を足し合わせているため、上下の変位による分布の違いが打ち消される。よってこのような結果になる。このことから、ビームに上下の変位があっても $\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ ぐらいまでは変位がない場合と同じように R_{pv} を扱うことが出来る。又、上下の変位は R_{ud} によって見積もれるので変位が大きい場合は R_{pv} に補正などをかけることも出来るだろう。(または、$\Delta_y = \pm 0.5\sigma_y^o$ 以下になるように加速器を操作してから R_{pv} を測定する。)

4.4.3 Left-Right ratio (R_{rl})

ビームが左右の方向に変位 (Δ_x) している場合も、上下の変位がある時と同じように分布に非対称性が現れる。図 4.25 は、ビームを左右に $\Delta_x = 0.0, \pm 0.05\sigma_x^o, \pm 0.15\sigma_x^o, \pm 0.25\sigma_x^o$ ずらした時の $0.7r_{max} < r < r_{max}$、$0.55r_{max} < r < r_{max}$ での方位角 (ϕ_{PM}) 分布である (今の場合、電子ビームを x 軸の正の方向に、陽電子ビームは負の方向にそれぞれ変位させた)。そこで図 4.24 のような領域 $Left$、$Right$ を定義しその比 Left-Right ratio

$$R_{rl} \equiv \frac{right}{left} \tag{4.8}$$

を定義する。ただし、$right$, $left$ はこの領域に衝突した粒子の数とする。又、Crossing angle のため領域 Up、$Down$ のように、ずれがない時その比が 1 になるようには定義していない (はじめから左右方向の散乱は対称ではない)。

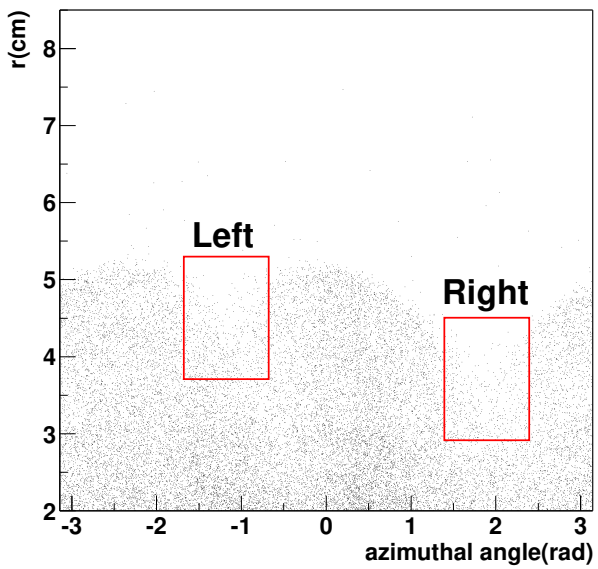


図 4.24: 領域 $Left$、$Right$ の定義

$\Delta_x = 0.0, \pm 0.05\sigma_x^o, \pm 0.15\sigma_x^o, \pm 0.25\sigma_x^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させたときの R_{rl} を図 4.26 に示す。ただし、用いたバンチ数は表 4.7 のとうりである。これから分かるように、左右の変位によって確かに R_{rl} に差がみられる。Δ_x がもっと小さい

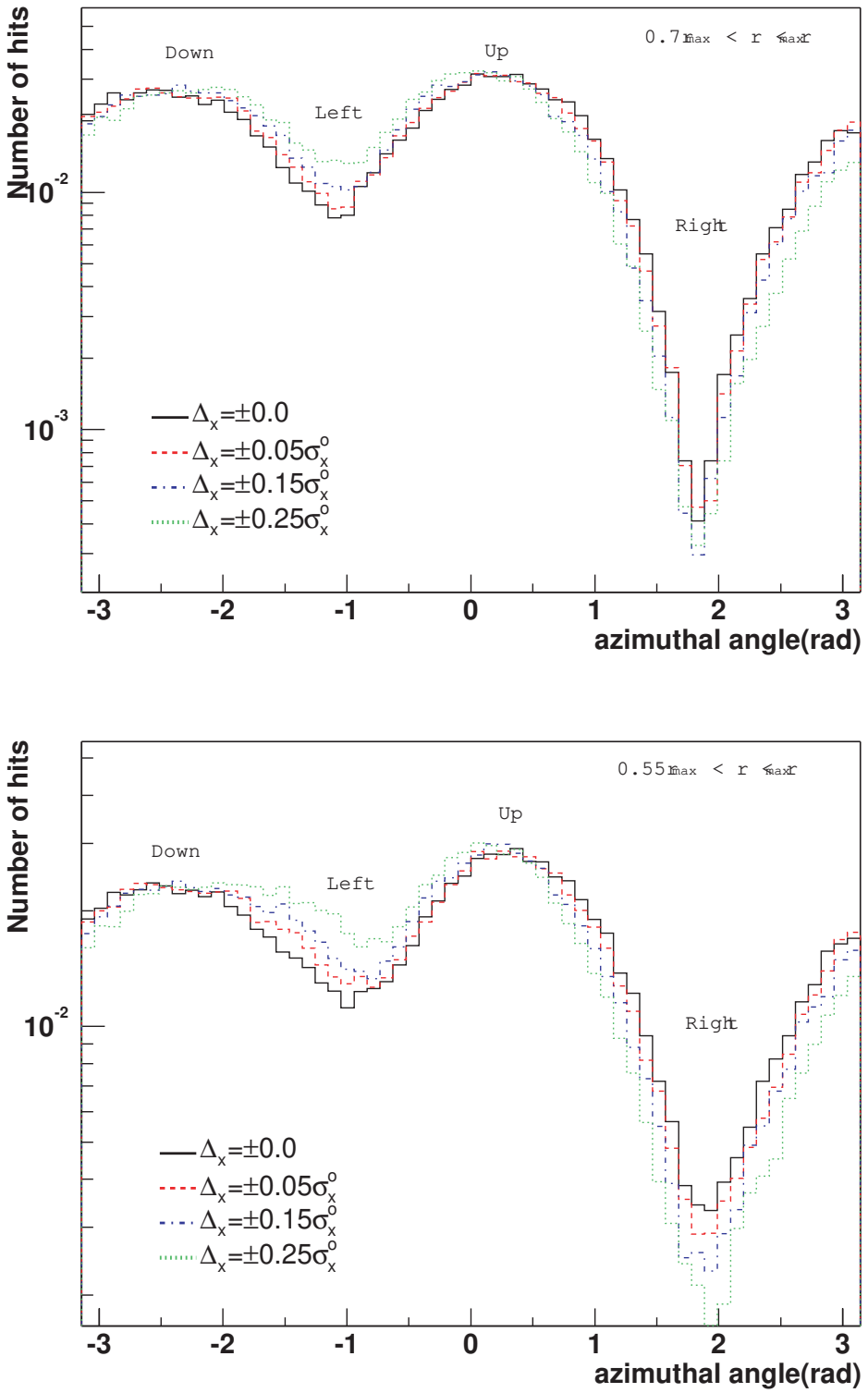


図 4.25: ビームの左右の変位が $\Delta_x = 0.0,\ \pm 0.05\sigma_x^o,\ \pm 0.15\sigma_x^o,\ \pm 0.25\sigma_x^o$ に対する Pair Monitor での方位角 (ϕ_{PM}) 分布 (上-$0.7r_{max} < r < r_{max}$、下-$0.55r_{max} < r < r_{max}$)。全てのヒストグラムは、衝突した粒子数で規格化してある。

σ_y^o と同程度の場合も同様に R_{rl} をみたが、ずれがない場合との区別は出来なかった。しかし、この程度ずれが小さいとルミノシティーの減少はほとんどないので、その点ではさほど問題にならないだろう ($Delta_x = \pm 0.05\sigma_x^o \simeq \pm 3\sigma_y^o$ でもルミノシティーの減少は数パーセント程度である)。

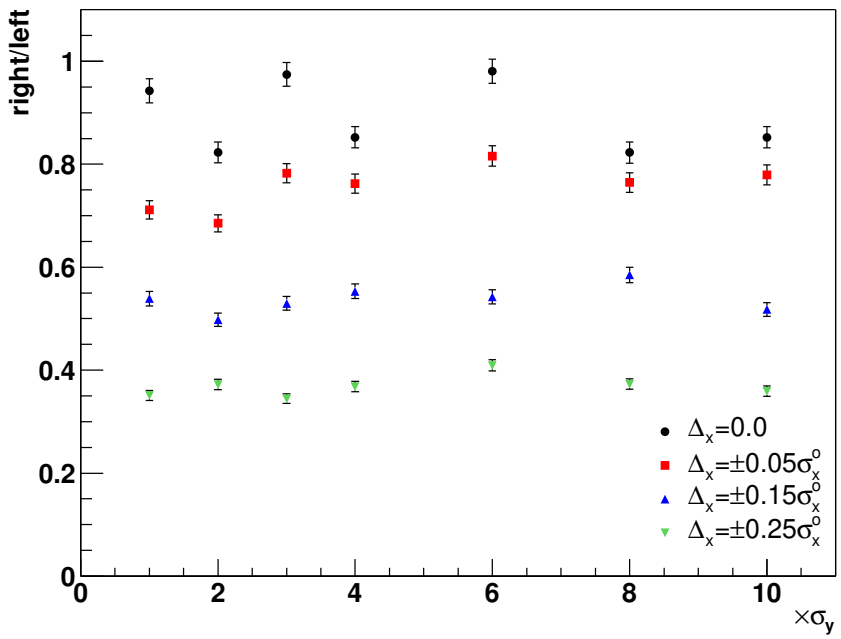


図 4.26: $\Delta_x = 0.0,\ \pm 0.05\sigma_x^o,\ \pm 0.15\sigma_x^o,\ \pm 0.25\sigma_x^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させた時の R_{rl}。

	σ_x^o	$2\sigma_x^o$	$3\sigma_x^o$	$4\sigma_x^o$	$6\sigma_x^o$	$8\sigma_x^o$	$10\sigma_x^o$
$\Delta_x = 0.0$	50	100	150	200	300	400	500
$\Delta_x = \pm 0.05\sigma_x^o$	50	100	150	200	300	400	500
$\Delta_x = \pm 0.15\sigma_x^o$	50	100	150	200	300	400	500
$\Delta_x = \pm 0.25\sigma_x^o$	50	100	150	200	300	400	500

表 4.7: $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数

4.4.4 Δ_x がある時の R_{pv}

では、左右の変位 Δ_x があると R_{pv} はどのようになるかをみる。その結果を図 4.27 に示す。ここから左右の変位があっても R_{pv} はそれによってほとんど変わらないことが分かる。つまり、左右の変位があってもずれがないものとして R_{pv} を測定し σ_y を見積もることが出来る。

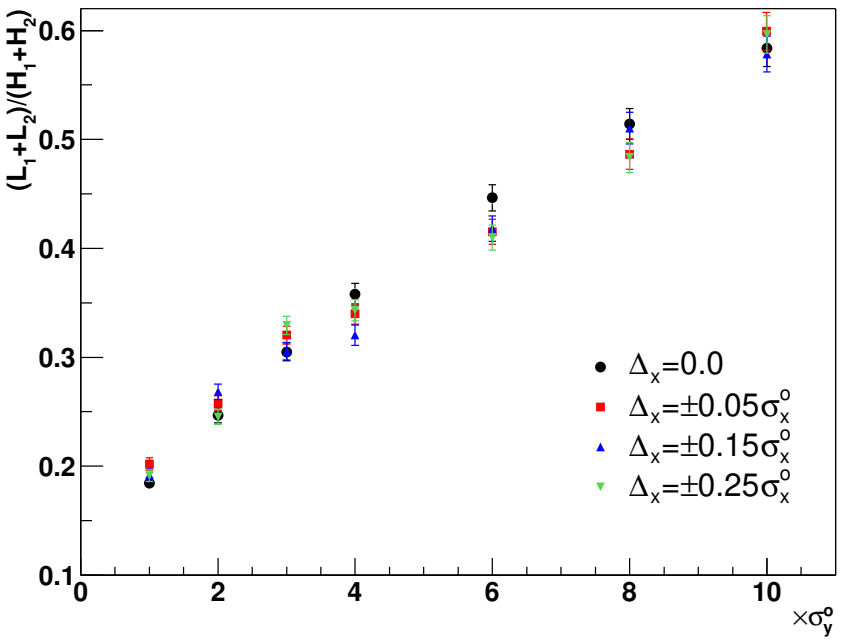


図 4.27: 左右の変位 $\Delta_x = 0.0,\ \pm 0.05\sigma_x^o,\ \pm 0.15\sigma_x^o,\ \pm 0.25\sigma_x^o$ に対してそれぞれ σ_y を σ_y^o から $10\sigma_y^o$ まで変化させた時の R_{pv}。

4.5 ビームの回転 (ϕ_{xy})

ここでは、図 4.28 のようにビームが xy である回転角 (ϕ_{xy}) を持って衝突する場合について考える。JLC ビームは、非常にフラットなビームであるため小さな回転角でもルミノシティーの減少をもたらす (回転角が $\phi_{xy} = \pm 0.01rad$、$\phi_{xy} = \pm 0.02rad$、$\phi_{xy} = \pm 0.03rad$ に対してルミノシティーの減少はそれぞれ約 10%、30%、40% になる)。

ビームに回転がある場合の衝突分布の変化をみるために、上で定義してきた R_{ud}、R_{rl}、R_{pv} を回転角 $\phi_{xy} = 0.0,\ \pm 0.01,\ \pm 0.02,\ \pm 0.03rad$ に対してそれぞれ σ_y を変えて調べた。ここで $+$ は電子ビーム、$-$ は陽電子ビームに対しての回転角である。結論から言えば、R_{ud} と R_{rl} は回転していない場合とほとんど同じ値であったのに対し、R_{pv} は ϕ_{xy} によって変化した。これは、次のように説明できる。まず、図 4.28 においてビームの右側だけを考える。ここでは、電子ビームが上側で陽電子ビームが下側になり、上下の変位がある時と

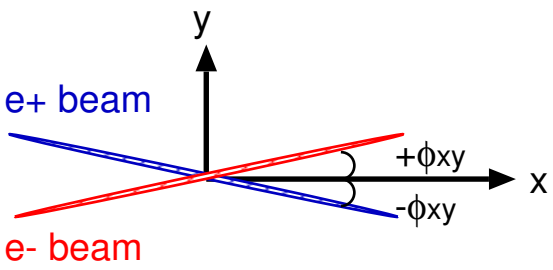


図 4.28: （陽）電子ビームの xy 平面での回転（ϕ_{xy}）

同様に上下の非対称性が現れる。しかし、左側ではその変位が逆で、さらにビームはクラブ交差により正面衝突し、右側と左側の面積がほぼ同じになるため、全体ではその非対称性は打ち消し合ってしまう。よって、R_{ud} は回転がない場合と同じになる。また、$e^{\pm}$ ペアがビームの重なった所から発生するとすると、その重なった部分の裾のほうで生成されたものは、直ちにビームの上下方向の電場にさらされる。そのため、ビームが回転していると左右の方向に散乱される確率が回転していない場合に比べて小さくなる。しかし、R_{rl} は、右と左の比をとるので結局、回転していない場合とほとんど同じになる。図 4.29 に $\phi_{xy} = 0.0,\ \pm 0.01,\ \pm 0.02,\ \pm 0.03 rad$ に対する $0.55 r_{max} < r < r_{max}$ での ϕ_{PM} 分布を示す。

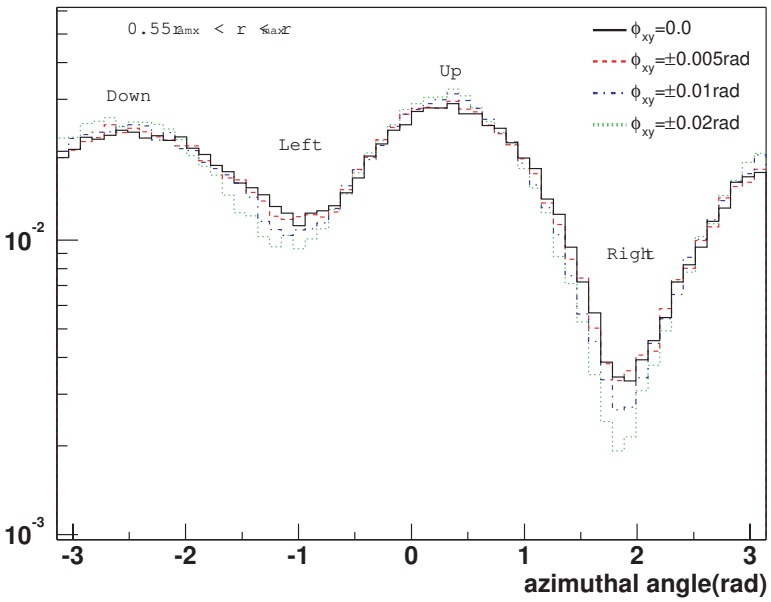


図 4.29: xy 平面でのビームの回転角が $\phi_{xy} = 0.0,\ \pm 0.01,\ \pm 0.02,\ \pm 0.03 rad$ に対する ϕ_{PM} 分布（$0.55 r_{max} < r < r_{max}$）。

この図から、回転角が大きい方が左右に散乱される確率が小さくなっていることが分か

る。このことから、R_{pv} はその定義より σ_y が同じであれば回転角が大きい方が値が小さくなる。また、この効果は σ_y が小さいほど大きくなる。図 4.30 に $\phi_{xy} = 0.0,\ \pm 0.01,\ \pm 0.02,\ \pm 0.03 rad$ に対してそれぞれ σ_y を変えた時の R_{pv} を示す。また、用いたバンチ数は表 4.8 のとおりである。

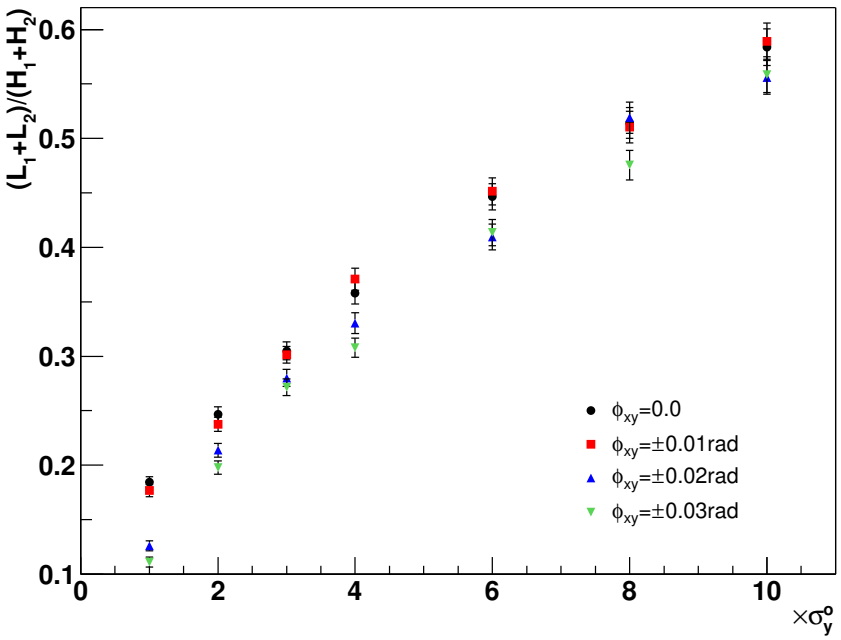


図 4.30: xy 平面でのビームの回転が $\phi_{xy} = 0.0,\ \pm 0.01,\ \pm 0.02,\ \pm 0.03 rad$ に対してそれぞれ σ_y を変えた時の R_{pv}。

	σ_x^o	$2\sigma_x^o$	$3\sigma_x^o$	$4\sigma_x^o$	$6\sigma_x^o$	$8\sigma_x^o$	$10\sigma_x^o$
$\phi_{xy} = 0.0 rad$	50	100	150	200	300	400	500
$\phi_{xy} = \pm 0.01 rad$	50	100	150	200	300	400	500
$\phi_{xy} = \pm 0.02 rad$	50	100	150	200	300	400	500
$\phi_{xy} = \pm 0.03 rad$	50	100	150	200	300	400	500

表 4.8: $e^{\pm}$ ペアの生成に使用したバンチ数

以上のことから、ビームに回転が加わると R_{pv} が小さくなる傾向があるため、σ_y を実際より小さく見積もってしまう可能性がある。そのため、例えばそのビームサイズから予想されるルミノシティーと実際に測定されたルミノシティーを比較するなどして σ_y を見積もることが必要だと考えられる。

第5章　まとめ

本論文では、CAIN によるシミュレーションにより $e^{\pm}$ ペアの Pair Monitor での衝突分布からビームの情報を抜き出す方法について議論した。Peak-to-valley ratio (R_{pv}) を取ることにより σ_y を測定すること自体は以前から提案されていたが、今回は R_{pv} をとる領域を統計的に有利になるように変更し、さらにビームサイズの変化やビームの変位、回転をくわえた時にどのように分布が変化を調べた。その結果を以下にまとめる。見積もった測定精度はバックグラウンド等の誤差はないものとして求めたものである。また、ノミナルなビームサイズ σ_x^o/σ_y^o は $243nm/3nm$ である。

- σ_x の測定

  分布の最大半径 r_{max} は、σ_x と N に依存し σ_y に依存しない。よって、N は他の方法で分かるので r_{max} を測定することのより σ_x を見積もることができる。また、ビームに変位 (Δ_x, Δ_y) や回転 (ϕ_{xy}) があったとしても r_{max} は変化しないため、そのような場合でも σ_x を見積もることができる。ここで r_{max} は $0.5mm$ 以下で、σ_x^o は 5% ぐらいの精度で測定できる。

- σ_y の測定

  σ_y は、R_{pv} の測定により見積もることができる。R_{pv} は、σ_x と N に依存するがこれらは r_{max} 等から分かるので、σ_x と N が変化しても σ_y を測定することができる。この時、σ_x^o が 5% ぐらいの精度で測定できたとすると、σ_y^o は 10% ぐらいの精度で求まる。また、この R_{pv} はアスペクト比 (σ_y/σ_x) の関数として表すことができるため、たとえ σ_x が分からなくてもアスペクト比を知ることができる。

- Δ_x の測定

  ビームの左右の変位 Δ_x は、R_{rl} を測定することで見積もることができる。Δ_x が σ_y と同程度のずれの場合は、それを見積もることが困難のなるが、そのときのルミノシティーの減少はほとんどないので問題にならないと思われる。また、Δ_x があっても R_{pv} への影響はないので、ずれがないものとして σ_y を見積もることが可能である。

- Δ_y の測定

  ビームの上下の変位 Δ_y は、R_{ud} を測定することで見積もることができる。また、$R_{ud} = 1$ ($\Delta_y = 0$) になるように調整してから σ_y を見積もることもできるが、Δ_y が $0.5\sigma_y^o$ 以下であれば R_{pv} への影響は少ないので、ずれがないものとして σ_y を見積もることも可能である。精度良く Δ_y を測定するには、Pair Monitor とビーム衝突点のずれが $0.1mm$ 以下にすることが必要で、この時ノミナルなビームサイズであれば $0.3\sigma_y^o$ 程度の Δ_y を検出できる。

- ϕ_{xy} の測定

  ビームの回転 ϕ_{xy} があると、R_{pv} が小さくなる傾向がある。よって R_{pv} から測定した σ_y は実際より小さく見積もってしまう可能性がある。しかしこの場合、R_{ud} と R_{rl} は回転によって変化しないため、これらの測定によりビームの変位がなく、さらに測定された σ_y から予想されるルミノシティーと実際のルミノシティーとに食い違いがあればビームが回転しているということになり、その有無を判断することができる。

Δ_y は、ビーム-ビームキックによるビームの偏向を利用したビーム位置モニターによっても測定されるが、Pair Monitor はビームサイズやビームの変位、回転がそれぞれ独立なパラメータとして、またはそれらを組み合わせさた形で測定できるので、JLC において非常に強力なモニタになるといえる。

付 録A　Photon background

Pair Monitor のバックグラウンドとして、二次的に発生する光子がある。これは、Pair Monitor の直後に設置されるカーボンマスク (図 1.3) に $e^{\pm}$ ペアが吸収されるときに発生し非常に低エネルギー (数十 keV) である。そこで、この二次的光子がどの程度 Pair Monitor に影響するかを EGS4 を用いて検証した。

A.1　EGS4 の概要

EGS4(Electron Gamma Shower Code Version 4) とは、光子や荷電粒子の物質との相互作用を追跡することの出来るシミュレーションソフトである。以下に EGS4 で扱うことのできる物理現象を示す (H.Hirayama and Y.Namito, Lecture Notes of EGS4 Course at KEK より [12])。

- EGS4 コードシステムは、任意の元素、化合物あるいは混合物質中の電子、陽電子あるいは光子の輸送を扱う事ができる。EGS4 で使用する核物質の諸データは、原子番号 1 から 100 までの元素の断面積データを用いて PEGS4(A Preprocessor for EGS4) により計算される。
- 光子、荷電粒子共に、離散的なステップではなく、ランダムな輸送として扱われる。
- 荷電粒子の適用エネルギー範囲は、運動エネルギーで数 keV から数千 GeV である。
- 光子の適用エネルギー範囲は、1keV から数千 GeV である。
- EGS4 では、以下の物理現象が扱われている。
  - Beamsstrhlung production
  - Positran annihilation
  - Molière multiple scatterring
  - Møller (e^-e^-) and Bhabha (e^+e^-) scattering
  - Pair production
  - Compton scattering
  - Coherent (Rayleigh) scattering
  - Photoelectric effect

A.2　シミュレーションとその結果

シミュレーションは CAIN により生成した 20 バンチ相当の $e^{\pm}$ ペアデータをソレノイド磁場 3T でらせん運動させ、IP から $176cm$ にある Pair Monitor に入射し、各ピクセルでのエネルギーデポジットを調べる。Pair Monitor は内径 $2cm$、外径 $8.5cm$、厚さ $300\mu m$ のシリコンディスクとし、ピクセルサイズは $100\mu \times 100\mu$ とした。Pair Monitor から $1cm$ 後ろに長さ $23cm$ のカーボンマスク (C) と長さ $2.2m$ の QC1 (Fe) を置いた。図 A.1 にシミュレーションの結果を示す。

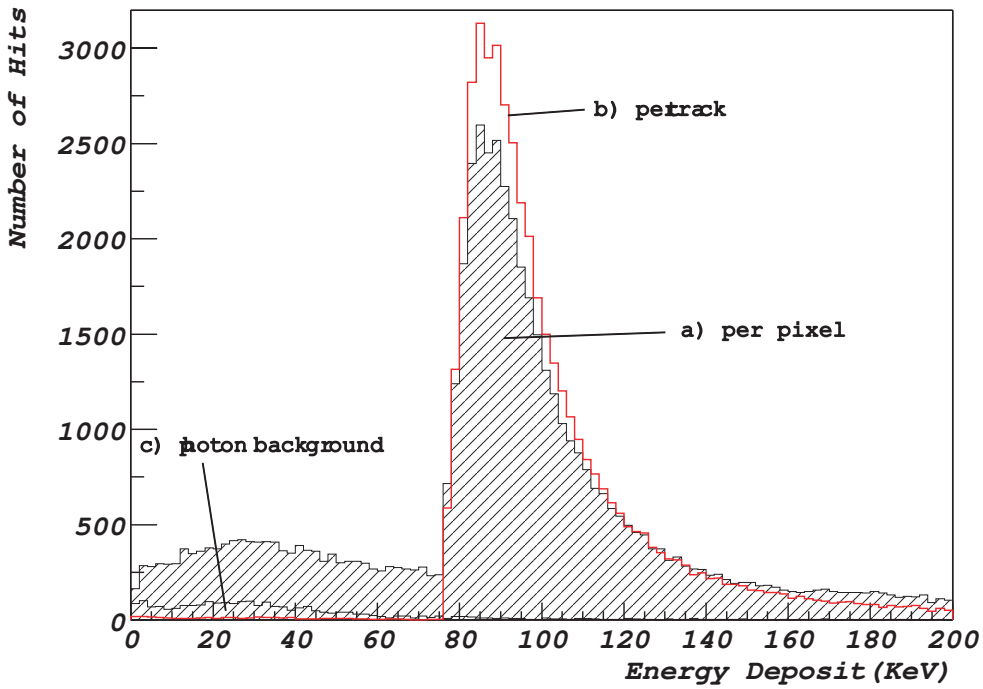


図 A.1: Pair Monitor でのエネルギーデポジットの分布

この図は、a) 各ピクセルごと、b) 粒子のトラックごと、c) 二次的な光子による各ピクセルごとのエネルギーデポジットをプロットしたもので 90keV あたりに明らかなピークがみられる。a) において 0 ~ 70keV あたりの分布は、b) との比較で分かるように粒子のトラックが複数のピクセルにまたがって衝突したことによるもので、これもまたバックグラウンドとなる。また、二次的な光子による Pair Monitor への寄与は非常に小さく、これらのバックグラウンドは 70keV 以下をカットすることにより効率的に取り除ける。

謝辞

参考文献

[1] ACFA Linear Collider Working Group, Particle Physics Experiment at JLC, KEK-Report-2001-11 (2001).

[2] 研究者代表 小林富雄, 電子陽電子リニアコライダー実験における測定器の開発研究, 平成 8 年度科学研究費補助金 (基盤研究 A) 研究成果報告書.

[3] T. Tauchi and K. Yokoya, Nanometer Beam-size Measurement during Collisiona at Linear Collider, KEK-Preprint 94-122.

[4] K. Yokoya, P. Chen, Beam-beam phenomena in linear colliders, KEK-Preprint 91-2 (1991).

[5] G. Alimonti *et al.*, Silicon pixel detector R&D for a beam profile monitor, Published in Taipei 2000, APPC 2000 572-577.

[6] T. Shintake, Beam-Profile Monitor for Very Small Transverse and Longitudinal Dimensions using Laser Interfermeter and Heterodyne Tecniques, KEK-Preprint 96-81 (1996).

[7] C. Kenny, S. Parker, J. Segal, *Nucl. Instr. and Meth.* **A395**, 328 (1997).

[8] C. Kenny, S. Parker, J. Segal, and C. Storment, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **46**, No. 4 1224 (1994).

[9] 田中 諭志, 修士論文 リニアコライダーにおけるビームプロファイルモニター用読み出し回路の開発.

[10] K.Yokoya, CAIN21e The detaled informations can be obtained at http://www-acc-theory.kek.jp/members/cain/

[11] T. Tauch, Y. Yokoya and P. Chen, Pair creation from beam-beam interaction in linear colliders, *Particle Accelerator* **41**, 29 (1993).

[12] H.Hirayama and Y.Namito, Lecture Notes of EGS4 Course at KEK, KEK-Internal 99-5 (1999).