修士学位論文

TOPAZ前方カロリメーターによる ルミノシティーの精密測定

奈良女子大学大学院理学研究科
物理学専攻
高エネルギー物理学講座
足立 和子

目次

1 Introduction **1**

1.1 標準理論 1

1.2 電子・陽電子衝突反応 3

2 ルミノシティー **6**

2.1 ルミノシティー 6

2.2 Bhabha event 7

3 実験装置 **10**

3.1 TRISTAN 加速器 10

3.2 TOPAZ 測定器 11

3.3 TOPAZ 前方カロリメーター 11

3.3.1 BGO カロリメーター 17

3.3.2 Si 検出器 20

4 ルミノシティーの測定 **24**

4.1 ルミノシティーの測定方法 24

4.2 Simulation の内容 25

4.2.1 Event generation 25

4.2.2 Detector simulation 28

4.3 Bhabha event selection 29

4.4 実験データと simulation との比較 33

4.4.1 バックグラウンドの割合 35

4.4.2 エネルギー分布 36

4.4.3 ϕ 分布 42
4.4.4 θ 分布 44
4.5 ルミノシティーの測定結果 46

5 システマティックエラーの検討 50
5.1 測定器（FCL）の製作精度 51
5.2 測定器（FCL）とビームラインとの相対的な位置関係 51
5.3 ϕ についての一様性 52
5.4 エネルギースケールの不定性 56
5.5 θ についての依存性 56
5.6 ビーム・ガス反応によるバックグラウンド 59
5.7 Simulation の統計エラー 60
5.8 Bhabha 散乱についての理論的な不定性 60

6 まとめ 62

A 加速器学におけるルミノシティーの定義 63
A.1 ルミノシティーの定義 63

B TOPAZ データ収集システム 66
B.1 Trigger system 66
B.1.1 Charged track pre-trigger 66
B.1.2 Energy trigger 67
B.1.3 FCL trigger 67
B.2 TOPAZ データ収集システム 67

図目次

1.1 標準模型におけるフェルミオン 2
1.2 $e^+e^- \to lepton\ pair$ 反応 4
1.3 $e^+e^- \to hadrons$ 反応 4

2.1 最低次における Bhabha イベントのダイアグラム 7
2.2 Bhabha イベントの微分断面積 9

3.1 TRISTAN 加速器全体図 12
3.2 TOPAZ 測定器 13
3.3 TOPAZ 検出器の座標系 16
3.4 TOPAZ 前方カロリメーター：y-z view 17
3.5 TOPAZ 前方カロリメーター：x-y view 18
3.6 モジュールの構造 19
3.7 BGO クリスタルのゲインの変動（FBC # 10） 21
3.8 Si 検出器 23

4.1 実験データと simulation との比較の流れ図 26
4.2 $O(\alpha)$ radiative correction を考慮した Bhabha イベントのダイアグラム 27
4.3 Acolinearity angle 28
4.4 BGO、Si の clustering 方法 30
4.5 前方／後方の cluster のエネルギー 31
4.6 理想的なビーム状態 32
4.7 実際のビーム状態 33
4.8 ϕ 方向の傾きが N_{Bhabha} の決定に与える影響 34

4.9 VTX インストール前後の Si cluster の様子（実験データ） 35
4.10 FCL 付近の detector simulation の様子 37
4.11 VTX インストール前後の Si cluster の様子（simulation） 38
4.12 各 $R = E_{second}/E_{total}$ による E_{total} の分布 40
4.13 補正を行なった後の BGO のエネルギー分布 41
4.14 ϕ 分布 43
4.15 θ 分布 44
4.16 θ 分布の例 45

5.1 FCL とビームラインとの位置関係 52
5.2 全てのカウンターの Bhabha イベント数 53
5.3 2 つのカウンターの平均をとった Bhabha イベント数（実験データ） 54
5.4 2 つのカウンターの平均をとった Bhabha イベント数（simulation） 55
5.5 各 sub-region で測定したルミノシティーの比較（%） 57
5.6 Bhabha イベントの $|\phi(+Z) - \phi(-Z)|$ 分布 59
5.7 BHLUMI による rediative correction 61

A.1 一様な密度を持つビームの衝突 63
A.2 ガウス分布を持つビームの形状 64

B.1 TOPAZ データ収集システム 69

表目次

1.1 4つの基本的な力 2

3.1 TOPAZ検出器を構成する各測定器の概要．I 14
3.2 TOPAZ検出器を構成する各測定器の概要．II 15
3.3 FCLがカバーする散乱角 15
3.4 BGOクリスタルの性質 17
3.5 ストリップの幅と対応する散乱角 22

4.1 Si clusterのmultiple type 36
4.2 実験ごとに行なった補正の内容 47
4.3 LUMで測定したルミノシティーの値とECLとの比較（単位：pb^{-1}） 49

5.1 各sub-regionで測定したルミノシティーの値（単位：pb^{-1}） 56

6.1 システマティックエラーのまとめ 62

第 1 章

Introduction

高エネルギー物理学とは、エネルギーの高い粒子どうしを衝突させて物質の構成要素とその間に働く力を探求する学問である。この章では、現在あらゆる実験事実をよく記述している「標準理論」について簡単に説明し、本論文の全体の構成を述べる。

1.1 標準理論

自然界を形作る様々な物質を細分化して行くと、ごく少数の構成子に限られることがわかっている。これらの基本的な粒子を我々は「素粒子」と呼んでおり、素粒子間に働く力やその振舞いを実験的な方法から検証するのが高エネルギー物理学である。この章では現在、最も広く、かつ深く理解されている素粒子理論である標準理論（Standard Model）について、その基本となる考え方を説明する。

基本粒子には大別すると、物質を構成するフェルミオンと物質間で交換されることによって力を伝えるゲージボゾンとがある。フェルミオンには強い相互作用をするクォークと強い相互作用に感じないレプトンという、これ以上分割することのできない「点状だとされる」粒子がある（図 1.1参照）。

世代数	I	II	III		電荷
クォーク	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t^{\dagger} \\ b \end{pmatrix}$	$\cdots$ $\cdots$	$+2/3$ $-1/3$
レプトン	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	$\cdots$ $\cdots$	0 -1

図 1.1: 標準模型におけるフェルミオン

現実の世界の物質をつくっているのは第 I 世代のフェルミオンであり、第 II、第 III 世代のフェルミオンは生成後、短時間で質量のより小さい第 I 世代の粒子に崩壊してしまう。

自然界に存在する基本的な相互作用には、Maxwell 方程式で記述される電磁相互作用、核子の β 崩壊の際観測される弱い相互作用、クォーク間に働く強い相互作用、我々が日常感じる重力があるが、重力は現在の我々の実験のエネルギースケール（$O(100GeV)$）においては他の力と比べ 10^{-40} も小さいので、無視できる。4 つの力を表 1.1にまとめる。

相互作用	ゲージボゾン	電荷	スピン	到達範囲 (cm)
電磁相互作用	光子（γ）	0	1	∞
弱い相互作用	ウィークボゾン（$W^{\pm}$,Z^0）	$\pm$1,0	1	10^{-16}
強い相互作用	グルーオン（g）	0	1	10^{-13}
重力	グラビトン‡	0	2	∞

表 1.1: 4 つの基本的な力

†1994 年 2 月に FNAL の TEVATRON（重心系エネルギー $1.8TeV$ の陽子・反陽子衝突型加速器）の CDF グループが「top quark 存在の証拠」と題した論文を発表したが、統計的に問題があり決定的な証拠とはなっていない。

‡未発見。

電磁相互作用は量子電磁気学（Quantum Electrodynamics：QED）で非常に詳しく理解されているが、SU(2)×U(1) ゲージ対称性を用いて弱い相互作用と統合され、電弱相互作用として記述される。[1][2][3]。一方、強い相互作用を記述する理論は量子色力学（Quantum Chromodynamics：QCD）と呼ばれている。これらの理論を総称して標準理論と呼んでいる。

1.2 電子・陽電子衝突反応

第3章で述べるように、本論文は高エネルギー物理学研究所（KEK）で行なった電子（e^-）・陽電子（e^+）衝突実験についてのレポートである。ビームとビームを衝突させて行なう実験は、固定された原子核などの標的に粒子ビームを衝突させて行なう実験よりも、粒子生成に利用できる全重心系エネルギーが高いという利点がある。また電子、陽電子は、陽子やパイオンなどのハドロン（クォークによって内部構造を持つ）とは異なりそれ自身が基本的な粒子なので、始状態が非常にクリアーなために観測される反応の解析が比較的容易である。しかし円型加速器で電子・陽電子を加速すると、制動輻射によりエネルギーを損失するために、高エネルギーに加速するには困難がある。従って、質量の重い未知の素粒子（Higgs 粒子、超対称粒子）等の探索などには、現在加速が比較的容易なハドロンコライダーが用いられる。高エネルギー物理学の目的には「より新しい物理の探求（より高いエネルギー領域の開拓）」、「より詳細な物理の理解（ルミノシティーの向上）」が上げられるが、陽子・反陽子や陽子・電子などのハドロンコライダーは前者を、電子・陽電子などのレプトンコライダーは後者の役割を自ずと果たしている。

電子・陽電子の衝突反応のうち、中間状態として1つの仮想光子（γ）に対消滅したり1つの仮想光子を交換する反応が圧倒的に多い。対消滅によって仮想的な γ や Z^0 になってレプトン対を生成する反応を図 1.2、クォーク対になってハドロンジェットを生成する反応を図 1.3に示す。

電子・陽電子の弾性散乱を Bhabha イベントと呼んでいる。本論文では Bhabha イベントを用いて、高エネルギー実験での様々な反応の断面積を求めるために重要なパラメーターであるルミノシティーを精密に測定した。以下、第2章ではルミノシティーと Bhabha イベントに関する QED の理論について、第3章では粒子加速器と実際に使用した実験装置について述べる。第4章ではルミノシティーの測定方法とその結果について、第5章ではルミノシティーのシステマティックエラーの見

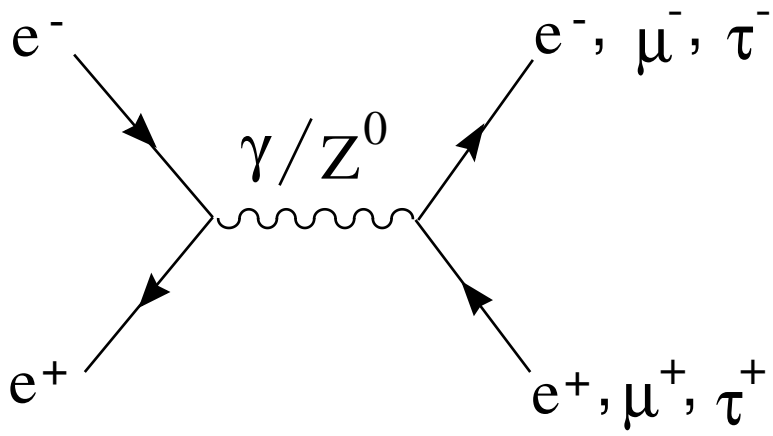


図 1.2: $e^+e^- \to lepton\ pair$ 反応

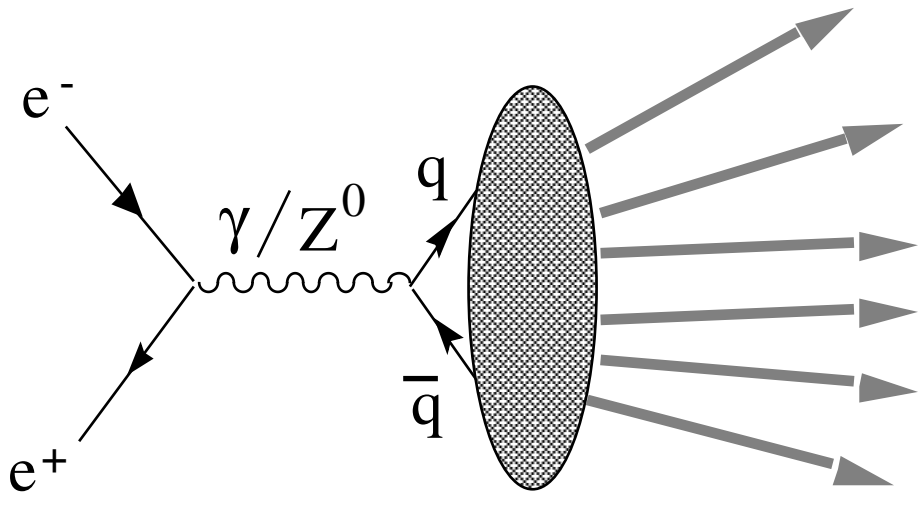


図 1.3: $e^+e^- \to hadrons$ 反応

積もり方法について述べ、第6章で以上のまとめを報告する。

第 2 章

ルミノシティー

ここでは本論文で測定したルミノシティーの説明と、それを精密に測定することの意義を述べる。

2.1 ルミノシティー

ルミノシティー（L）は、式（2.1）で定義される。

$$L = \frac{R}{\sigma_{eff}} \tag{2.1}$$

ここで、

R：単位時間当たりに観測されるあるイベントの数

σ_{eff}：そのイベントの有効反応断面積

である。

しかし実際の実験はある期間にわたって行なわれるため、イベントレート R よりもある実験期間における全イベント数 N を考える方が実際的である。N は式（2.2）の形、すなわち実験期間にわたって積分した積分ルミノシティーを用いて表される。

$$\int L dt = \frac{N}{\sigma_{eff}} \tag{2.2}$$

本論文では、以下、ルミノシティーとは積分ルミノシティーを示すものとする。我々が実験で得られたデータを実際に解析する時、ルミノシティーという物理量は「どれだけ統計的に信頼できる解析結果であるか」といった目安にされる。なお、加速器学のパラメーターを用いたルミノシティーの導出法は付録 A で述べる。

反応の断面積とはそのイベントの起こる確率を表す物理量であるが、実際に測定できる量はイベント数N （R）である。QEDによってBhabhaイベントの前方散乱の断面積は高精度で計算されているので、Nとσ_{eff}との変換係数であるルミノシティーの測定は一般にBhabhaイベントを用いて行なわれる。

e^+e^-の衝突反応の場合、式（2.2）はすべての反応に対して成り立つので、ルミノシティーの誤差はすべてのイベントの断面積の測定値に影響を及ぼす。従ってTRISTANのような高い統計での物理解析ではルミノシティーのシステマティックエラーを抑えることが非常に重要な課題になる。

2.2 Bhabha event

Bhabhaイベントはe^+とe^-の弾性散乱反応である。図2.1にQEDの最低次のみを考慮したダイアグラムを示す。

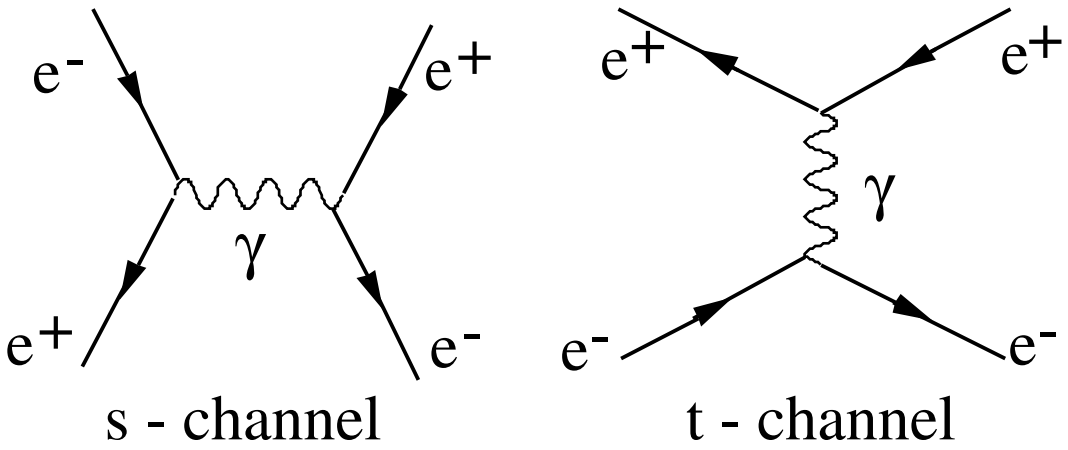


図 2.1: 最低次におけるBhabhaイベントのダイアグラム

e^+とe^-が対消滅を起こしγになったのちにe^+とe^-を生成する反応がs-channel、e^+とe^-がγを交換する反応がt-channelである。式（2.3）にBhabhaイベントの反応の微分断面積（$\frac{d\sigma}{d\Omega}$）を示す。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{S}\left\{\frac{1+cos^4(\theta/2)}{sin^4(\theta/2)} - \frac{2cos^4(\theta/2)}{sin^4(\theta/2)} + \frac{1+cos^2\theta}{2}\right\} \tag{2.3}$$

ここで、

Ω：立体角
S：(重心系エネルギー $= 2E_{beam})^2$
θ：散乱角
α：$e^2/4\pi = 1/137$ （微細構造定数）

である。

式（2.3）の第 1 項、第 3 項はそれぞれ t-channel、s-channel からの寄与であり、第 2 項は両者の干渉項になる。式（2.3）を変形したものを次に示す。

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{S}\frac{(3+cos^2\theta)^2}{2(1-cos\theta)^2} \\
&\propto \frac{\{3+(1-sin^2\theta)\}^2}{\{2sin^2(\theta/2)\}^2} \\
&= \frac{16-8sin^2\theta+sin^4\theta}{4sin^4(\theta/2)} \\
&\sim \frac{16-8\theta^2+\theta^4}{4(\theta/2)^4}
\end{aligned}$$

これより Bhabha イベントの微分断面積は、散乱角が非常に小さいところでは θ の 4 乗に反比例することがわかる（図 2.2参照）。即ち、Bhabha イベントは超前方での断面積が急激に変化するために、それを測定する検出器は十分高性能であることが要求される。

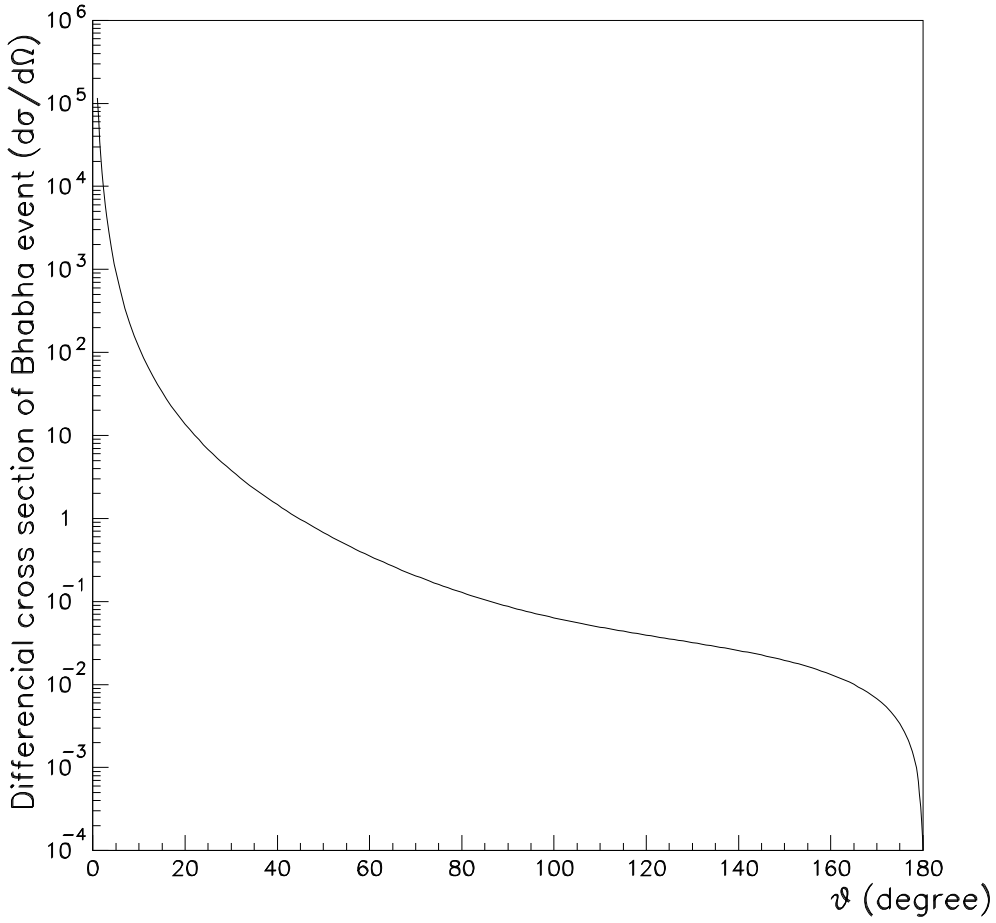


図 2.2: Bhabha イベントの微分断面積

第 3 章

実験装置

本論文は茨城県つくば市にある、高エネルギー物理学研究所（KEK）にある、電子陽電子衝突型円形加速器 TRISTAN で行なわれた e^+e^- 衝突反応を解析したものに基づく。使用した実験データは TRISTAN の TOPAZ 検出器で集めたもので、本章では TRISTAN 加速器と TOPAZ 検出器について、今回主に用いた前方カロリメーターを中心に述べる。

3.1 TRISTAN 加速器

TRISTAN 加速器は、高エネルギー物理学研究所が中心となって建設された国内最大規模の電子・陽電子衝突型加速器である。その概形を図 3.1に示す。TRISTAN 加速器は主に線形加速器（Linear Accelerator:LINAC）、蓄積リング（Accumulation Ring:AR）、主リング（Main Ring:MR）の 3 部分から構成されている。LINAC は 400m の長さがあり、ここで電子及び陽電子は 2.5GeV まで加速される。自然には安定に存在することができない陽電子は 200MeV の電子ビームをタンタルターゲットに当てて生成される。LINAC で加速された各ビームは周長 377m の AR で 8GeV まで加速されて最終的には MR に送り込まれる。MR は周長約 3km であるが、ビームの軌道を曲げられる際に起こる制動輻射によるエネルギー損失の効果を考慮して設計されている。具体的にはエネルギー損失に打ち勝って必要なビームエネルギーまで到達させ、これを維持するために 4 箇所ある約 200m の直線部分に加速空洞とクライストロンが設けられている。この直線部分のほぼ中心に 4 つ（大穂 =AMY グループ、筑波 =TOPAZ グループ、日光 =SHIP グループ、富士 =VENUS グループ）の実験室があり、ここで 29GeV まで加速された各ビームは実験室内で

衝突する。

3.2 TOPAZ 測定器

奈良女子大学高エネルギー講座は実験グループ TOPAZ に参加しており、1989 年には後述する前方カロリメーター（Forward Calorimeter : FCL）の製作を担当した。TOPAZ 測定器は筑波エリアに設置されている粒子検出器である。ビームラインに沿って見た 1/4 断面図を図 3.2に示す。TOPAZ 測定器には 1 $Tesla$ の磁場がかけられており、それによって荷電粒子の飛跡は曲げられる。磁場をつくる超電導ソレノイド内にはビーム衝突点から順に、Vertex Chamber（VTX）、Trigger Chamber（TCH）、Time Projection Chamber（TPC）が配置されておりこれらは主に荷電粒子の飛跡を測定する。その次の Time of Flight Counter（TOF）は粒子の飛行時間を測定するものであるが、以上の測定器の組合わせによって粒子の電荷と運動量を決めることができる。超電導ソレノイドの外には Barrel Drift Chamber（BDC）、Barrel Calorimeter（BCL）等があり、一番外側には物質と相互作用のしにくい μ 粒子を検出するための Barrel Muon Chamber（BMU）が設置されている。カロリメーターとは粒子の持つエネルギーを測定するためのもので、BCL をはじめエンドキャップ方向にある Endcap Calorimeter（ECL）、低角度（超前方）にある FCL などは電子、陽電子及び光子のエネルギーを測定する電磁カロリメーターである。表 3.1、表 3.2に主な検出器の概要を示す。

TOPAZ 検出器を用いて解析する際の座標系を図 3.3に示す。

3.3 TOPAZ 前方カロリメーター

本論文に用いた TOPAZ 前方カロリメーター（FCL）について説明する。FCL についてのより詳細な内容は参考文献 [4] を参照していただきたい。

FCL 設置の元来の目的は、Ring Calorimater（RCL）と共に検出器全体を衝突点からみて密閉化することにあった。FCL は全く同じ構造の 4 つのモジュールで構成されているが、図 3.4にみられるように衝突点から $\pm 120cm$、$\pm 60cm$ の距離にあるものをそれぞれ Luminosity Monitor（LUM）、Forward-Backward Calorimeter（FBC）と呼んで区別している。これらがカバーする散乱角を表 3.3に示す。

各々のモジュールは図 3.5に示すようにビームラインに対して放射状に並んでお

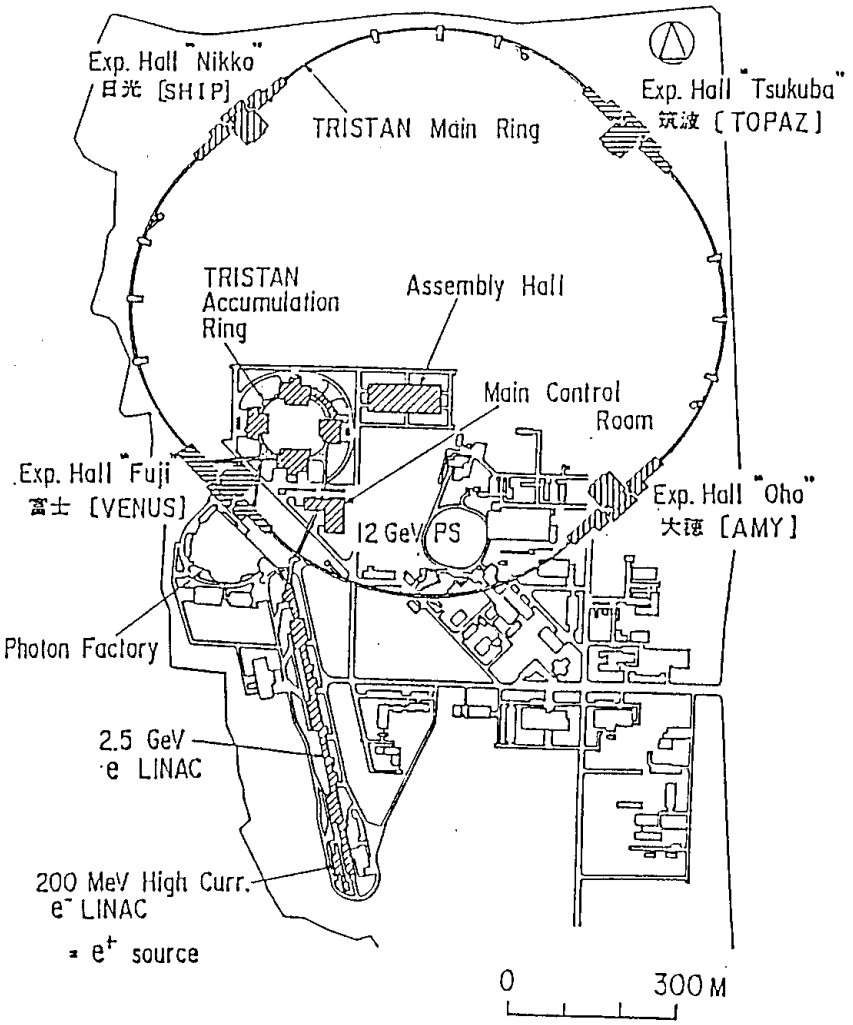


図 3.1: TRISTAN 加速器全体図

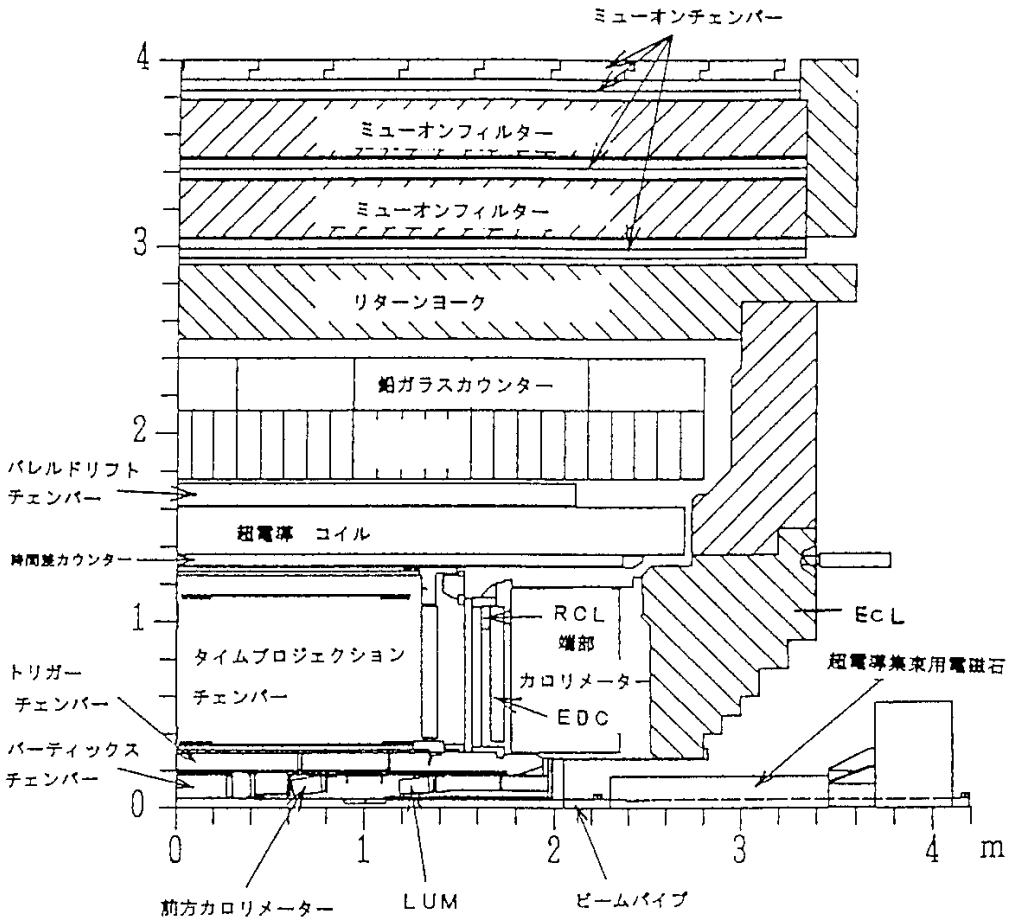


図 3.2: TOPAZ 測定器

Components	Material and Size	Measured Performance
Beam Pipe	171.5 mm (ϕ) 1.8 mm - thick Al	
VTX	Jet chamber, 16 sectors 25 sense wires/sector CO_2/C_2H_6 (92/8) $3atm$ $66 \leq$ r ≤ 161 mm, L = $60cm$	$\sigma_{r\phi} = 40$ μm $\sigma_{ip} = 75$ μm
TCH	Cylindrical, 8 layers 128 sense wire/layer Ar/CO_2/CH_4 (89/10/1) $1atm$ $220 \leq$ r ≤ 279 mm, L = 130 cm	$\sigma_{r\phi} = 250$ μm
TPC	16 sector 10 pad row, 176 wires/sector Ar/CH_4 (90/10) $3.5atm$ $364 \leq$ r ≤ 1090 mm, L = 2.2 m	$\sigma_{r\phi} = 185$ μm $\sigma_z = 335$ μm σ(dE/dX) = 4.6 % $\sigma_{pt}/p_t = \sqrt{(1.5p_t)^2 + 1.6^2}$ %
TOF	64 plastic scinti. (BC412) $\lvert\cos\theta\rvert \leq 0.85$	$\sigma_{TOF} = 210$ ps
Magnet	$2.9m(\phi) \times 5m$(L), $0.7X_0$	B = $1.0Tesla$
BDC	Streamer tube Ar/CO_2/CH_6 (50/50) $1atm$ 4 layers($r\phi$)	$\sigma_{r\phi} = 500$ μm $\sigma_z = 5$ μm
BCL	Lead-glass (SF6W), $20X_0$ 4300 $blocks$ $\lvert\cos\theta\rvert \leq 0.848$	$\sigma_E/E = \sqrt{(\frac{8.0}{\sqrt{E}})^2 + (2.5)^2}$ % $\sigma_\theta = 0.38$
BMU	3 layers($r\phi$), 1 layer(z) Ar/CH_4(90/10) $1atm$ $\lvert\cos\theta\rvert \leq 0.75$	$\sigma_{r\phi} = 1$ mm

表 3.1: TOPAZ 検出器を構成する各測定器の概要．I

Components	Material and Size	Measured Performance
FCL	BGO + Si-strip, $15X_0$ $38 \leq \theta \leq 66\ mrad$ (LUM) $60 \leq \theta \leq 227\ mrad$ (FBC)	$\sigma_E/E = 5.0$ % (for 29 GeV electron)
EDC	Streamer tube 2 layers each in x and y. $Ar/C_2H_6(30/70)\ 1atm$ $0.866 \leq \lvert\cos\theta\rvert \leq 0.966$	
ECL	Pb-PWC Sandwich $18X_0$ thick $Ar/CH_4(95/5)\ 1atm$ $0.848 \leq \lvert\cos\theta\rvert \leq 0.978$	$\sigma_E/E = 6.7$ % (for 26 GeV electron) $\sigma_\theta = 0.7$
RCL	W-Si Sandwich, $7.0X_0$ $0.839 \leq \lvert\cos\theta\rvert \leq 0.860$	$\sigma_E/E = 17$ % (for 29 GeV electron)

表 3.2: TOPAZ 検出器を構成する各測定器の概要 . II

	衝突点からの距離 (cm)	カバーする領域 ($degree/mrad$)
LUM	± 120	3.43 ~ 6.3 / 6.0 ~ 11.0
FBC	± 60	6.3 ~ 12.2 / 11.0 ~ 21.3

表 3.3: FCL がカバーする散乱角

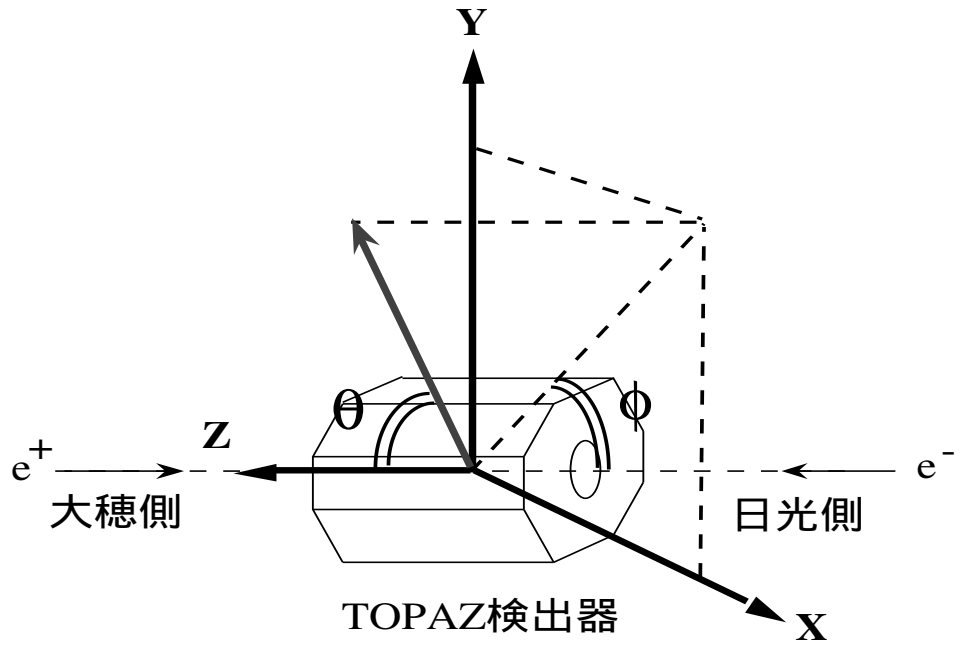


図 3.3: TOPAZ 検出器の座標系

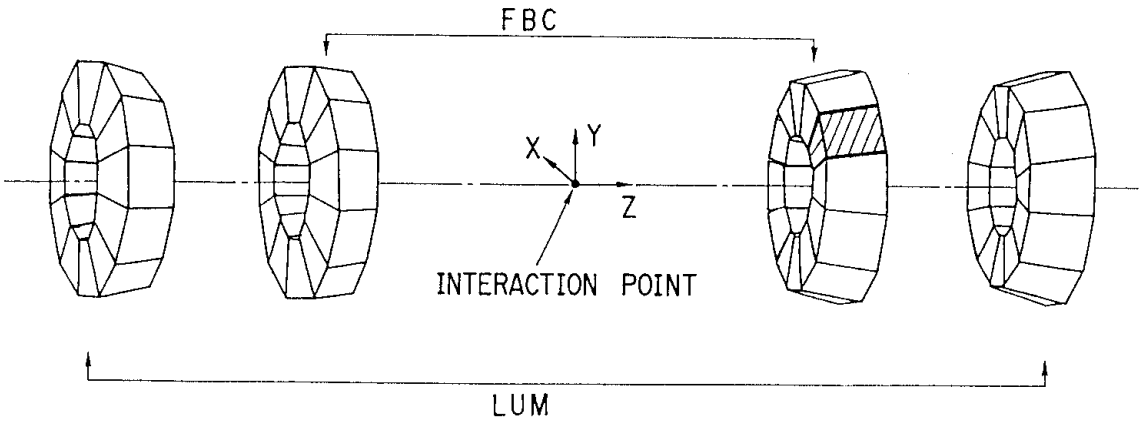


図 3.4: TOPAZ前方カロリメーター : y-z view

り、x-y 平面を 360° カバーしている。モジュールの構造を図 3.6に示す。このように 1 つのモジュールは大別して BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) カロリメーターとその前面に取り付けられた Si 検出器とから構成されている。次に BGO と Si の機能について述べる。

3.3.1 BGO カロリメーター

BGO クリスタルはビスマスとゲルマニウムの酸化物で透明な結晶体である。表 3.4にその特徴を示す。

密度 (g/cm^3)	7.13
放射長 (cm)	1.12
エネルギー損失 (MeV/cm)	9.2†
light output $(photons/MeV)$	~6000

表 3.4: BGO クリスタルの性質

†for min. ionizing particle

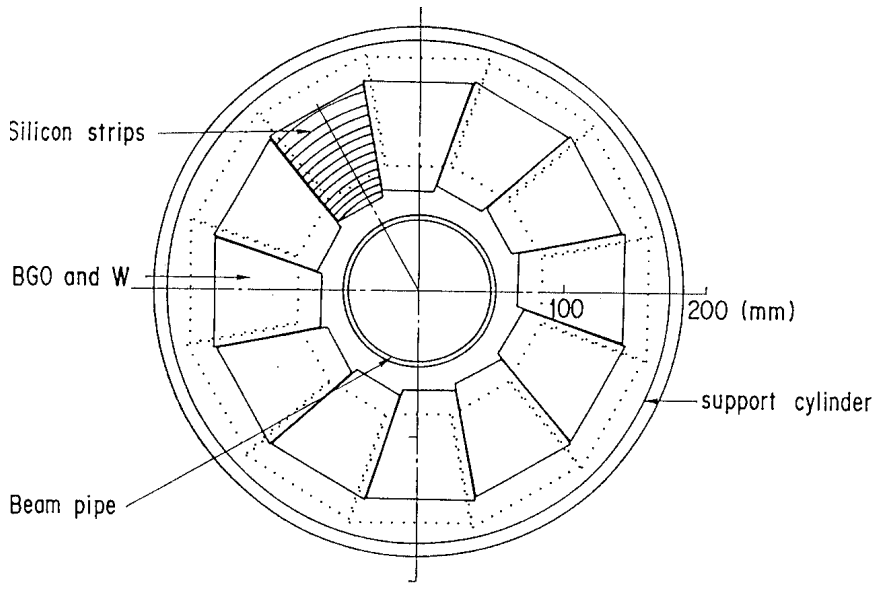


図 3.5: TOPAZ 前方カロリメーター : x-y view

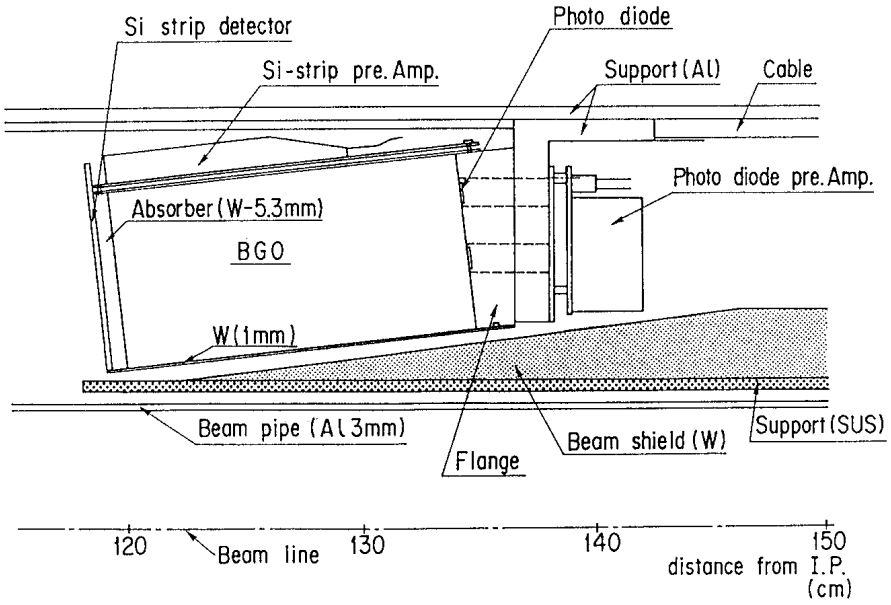


図 3.6: モジュールの構造

この中で特に注目すべき箇所は放射長である。CsI(Tl) や鉛ガラスの放射長 $1.85cm$、$1.70cm$ より短く、コンパクトにまとめる必要のある超前方の振舞いを調べる測定器としてふさわしいと言える。

またBGO の前面にはタングステンの吸収体が取り付けられている。タングステンはカロリメーター内の縦方向のシャワーの洩れを防ぎ、ビームエネルギー $29GeV$ 前後のエネルギーに対してその分解能を 5% 以下に抑える役割を果たしている。タングステンはBGO のビームパイプ側にも取り付けられており、ビームのシンクロトロン放射の影響を防いでいる。BGO の後面には Si フォトダイオードが取り付けられており、シンチレーション光の読み出しを行なっている。Si フォトダイオードは 1 $Tesla$ という強い磁場の中でもその影響を受けず、光子によるシグナルに対してゲインが安定である。

BGO の全面には光学研磨が施されており、応答を一応にするためにシグナル読みだしの後面を除いて厚さ $100\mu m$ の白色の反射材で覆い、更に光、静電気を遮断するために厚さ $100\mu m$ のアルミナイズドマイラーで覆っている。

一般にシンチレーターは radiation による damage を受け、時間と共にその発光能力は低下する。図 3.7は BGO （FBC # 10）のゲインの時間変化を示している。このように、各モジュールは 3 年間でおよそ 10% の減少が見られるが、実験終了までは十分な性能を維持することができると期待できる。

3.3.2 Si 検出器

Si 検出器は半導体検出器でストリップ状になっており、図 3.8のように配置されている。各々のストリップは 5.3mm~9.3mm の幅になっており散乱角 θ を測定している。角度分解能は 5% である。表 3.5に各ストリップに対応する散乱角の範囲を示す。ただし、# で示されている番号はビームラインから見たストリップの順番である。

12 本に分かれているのは P 型半導体でその厚さは約 $1\mu m$、N 型半導体の厚さは $300\mu m$ であるが、約 $70V$ の逆バイアス電圧によって、depleted region はほとんど $300\mu m$ になっている。この領域を通過する minimum ionizing particle が失うエネルギーは $84KeV$ である。

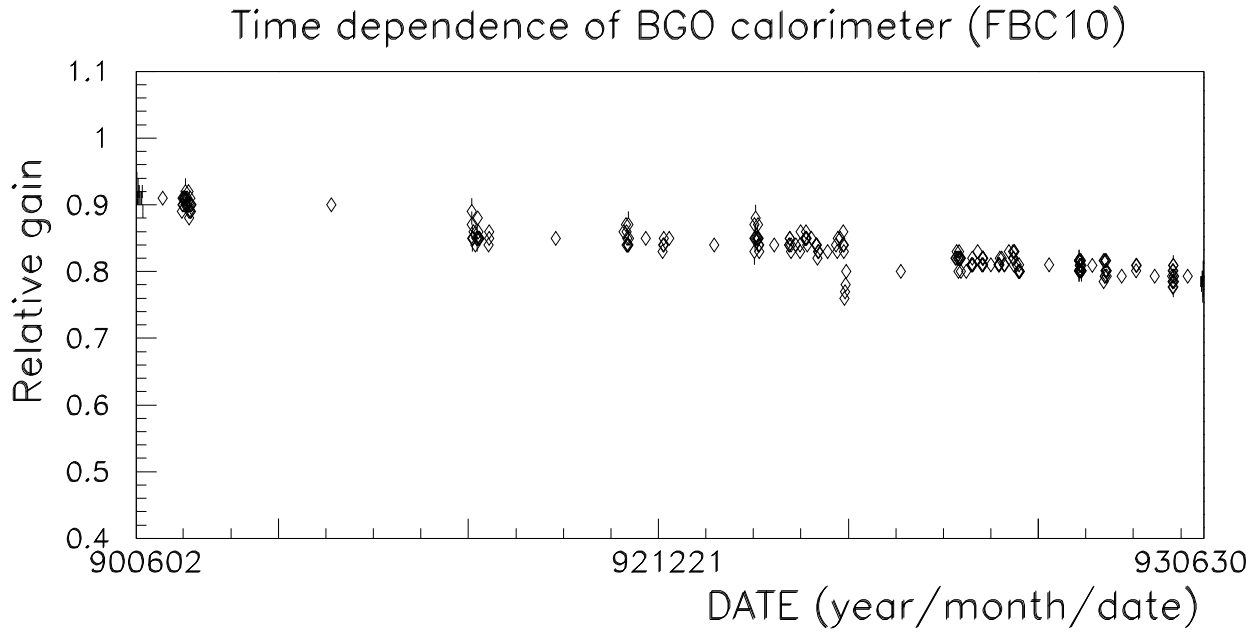


図 3.7: BGO クリスタルのゲインの変動（FBC # 10）

番号	幅 (mm)	散乱角 θ $(degee)$	
		LUM	FBC
# 1	5.3	3.21 $\sim$ 3.46	6.14 $\sim$ 6.63
# 2	5.0	3.46 $\sim$ 3.70	6.63 $\sim$ 7.09
# 3	5.0	3.70 $\sim$ 3.94	7.09 $\sim$ 7.55
# 4	5.0	3.94 $\sim$ 4.18	7.55 $\sim$ 8.00
# 5	6.0	4.18 $\sim$ 4.47	8.00 $\sim$ 8.55
# 6	6.0	4.47 $\sim$ 4.76	8.55 $\sim$ 9.10
# 7	6.0	4.76 $\sim$ 5.05	9.10 $\sim$ 9.65
# 8	6.0	5.05 $\sim$ 5.34	9.65 $\sim$ 10.2
# 9	6.0	5.34 $\sim$ 5.62	10.2 $\sim$ 10.7
# 10	7.0	5.62 $\sim$ 5.96	10.7 $\sim$ 11.4
# 11	7.0	5.96 $\sim$ 6.30	11.4 $\sim$ 12.0
# 12	9.3	6.30 $\sim$ 6.75	12.0 $\sim$ 12.9

表 3.5: ストリップの幅と対応する散乱角

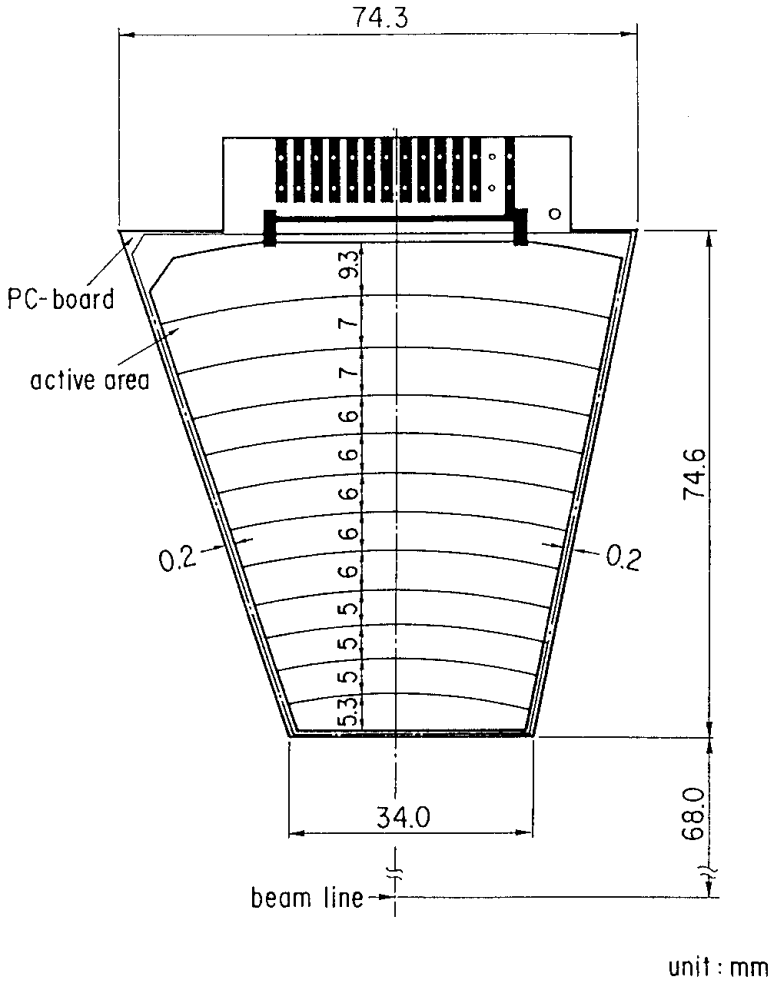

74.3
PC-board
active area
9.3
7
7
6
6
6
6
6
5
5
5
5.3
0.2
0.2
74.6
34.0
68.0
beam line
unit : mm

図 3.8: Si 検出器

第 4 章

ルミノシティーの測定

本章では、より詳細なルミノシティーの測定方法と、そのために用いた Monte Carlo simulation の内容について述べる。また Bhabha イベントセレクションの方法についても説明する。

4.1 ルミノシティーの測定方法

式（2.2）を詳しく書くと、式（4.1）の形になる。

$$\int Ldt = \frac{N^{exp}_{Bhabha}}{\sigma \cdot \varepsilon} \tag{4.1}$$

ただし、N^{exp}_{Bhabha} は実験で測定された Bhabha イベントの数、ε は、Bhabha イベントを検出した装置の検出効率である。つまり、第 2 章の式（2.2）中の有効断面積とは検出器の性能を考慮した値で、本解析に用いる有効断面積は TOPAZ 検出器の特徴を反映したものでなければならない。

ε の値は、Monte Carlo simulation によって推定する（式（4.2））。

$$\varepsilon = \frac{N_{acc}}{N_{gen}} \tag{4.2}$$

ここで、N_{acc}、N_{gen} はそれぞれ simulation で発生させた Bhabha イベント数、simulation で作った検出器（FCL）で検出された Bhabha イベント数である。

これよりわかるように、正確にルミノシティーの値を測定するためには simulation が実験データを正しく再現していなければならない。それを調べるためには、実験データと simulation に全く同等な条件を課してやり、両者の最終的な結果を比

較すればよい。課すべき条件には、実験中そのイベントをデータとして収集するかどうかを判断するオンラインレベルのセレクション（trigger 条件：付録 Bで詳細を述べる）、検出器の状態、対象となる物理に関するオフラインレベルのセレクションなどがある。

各段階の概略を図 4.1に示し、 simulation の中の event generation と detector simulation について、次に説明する。

4.2 Simulation の内容

4.2.1 Event generation

Event generation とは理論計算によっていわゆる「衝突点の物理」を再現させているプロセスで、対象とする物理現象の反応断面積を計算し、その確率分布に従ってイベントを発生させている。今回用いた Bhabha event generator は、黒田、飛松、清水によるものである [6][7]。このプログラムは、 matrix element （行列要素）の計算において図 4.2に示すように $O(\alpha)$ の Full electroweak radiative correction をとり入れ、位相空間の積分を BASES で行なって断面積を算出し、これを用いて SPRING でイベントを生成している [5]。

今回の解析のために Bhabha event generator で 50 万個の Bhabha イベントを生成させた。式 4.1、式 4.2より、 simulation の統計エラーはルミノシティーのシステマティックエラーとみなされるので、十分な数のイベントを生成させることは重要である。

以下に Bhabha event generator での各パラメーターを示す。

重心系エネルギー：$57.77GeV$
発生させる範囲：$3.0° \leq \theta \leq 20.0°$
Z^0 の質量：$91.187GeV$
Z^0 の崩壊幅：$2.5GeV$
$W^{\pm}$ の質量：$80.00GeV$
e^+、e^- のエネルギー・カット：$10.0GeV$
soft γ のエネルギー・カット：$0.5GeV$
Acollinearity angle：$\leq 20.0°$

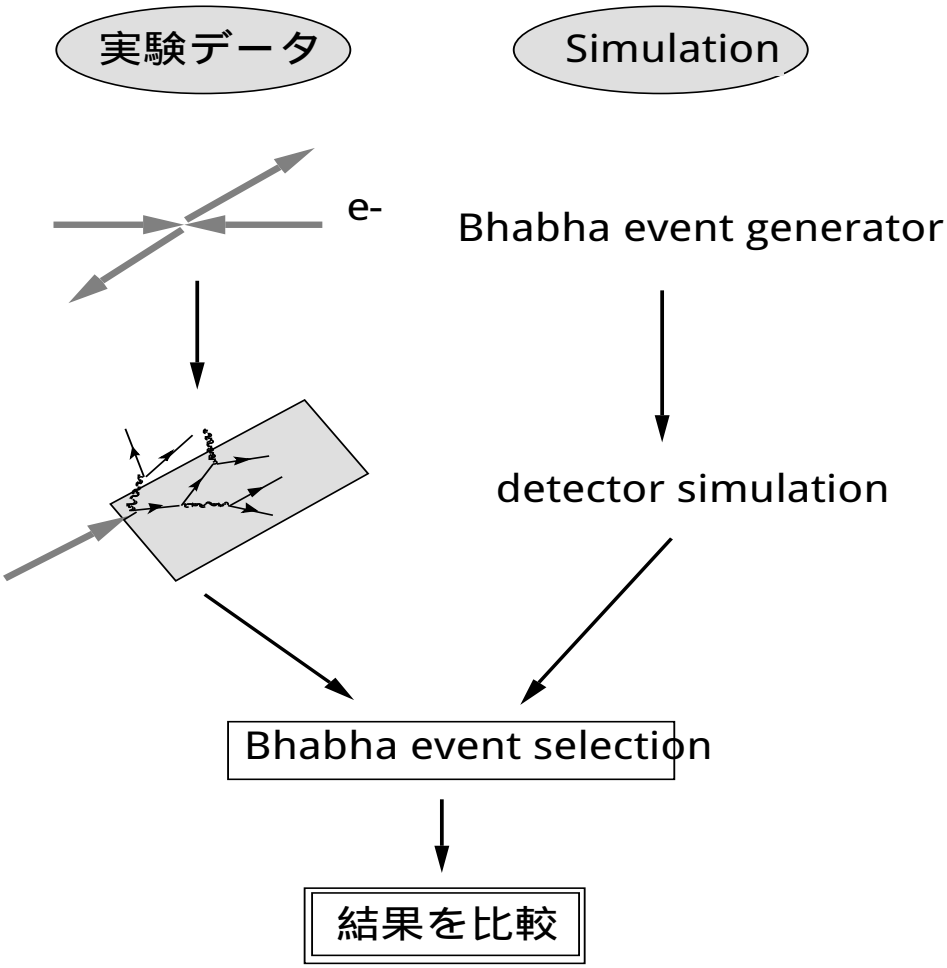


図 4.1: 実験データと simulation との比較の流れ図

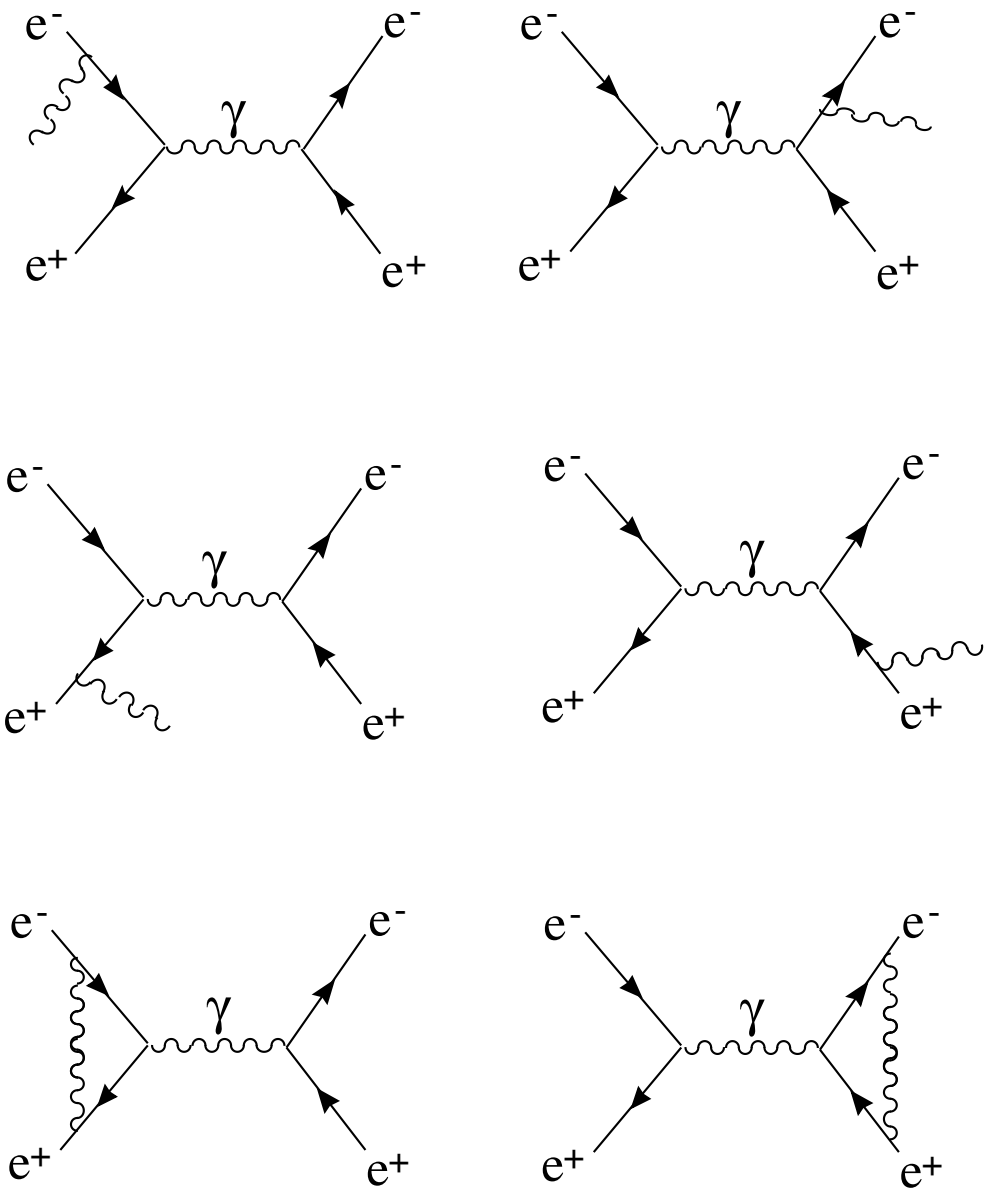


図 4.2: $O(\alpha)$ radiative correction を考慮した Bhabha イベントのダイアグラム

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ のモードでは、終状態の e^+ と e^- は Back to back にはならない。両者の散乱角の差が Acollinearity angle である（図 4.3）。これにより得られた $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$、$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ の断面積の合計は $113.165nb$ である。

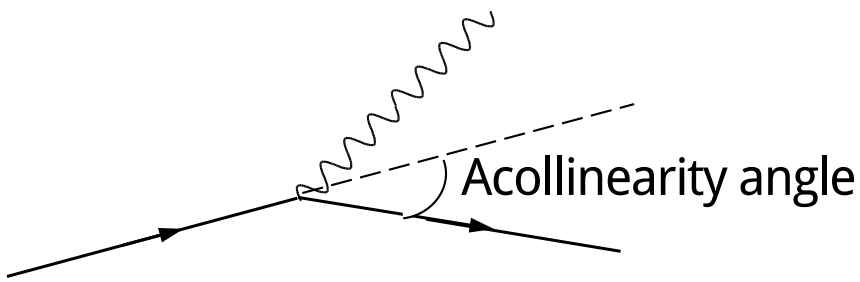


図 4.3: Acolinearity angle

4.2.2 Detector simulation

衝突点で生成された粒子群はその周りの粒子検出器内で飛跡を残したり、シャワーを起こして吸収されたり、あるいは検出器の物質と何ら相互作用することなく通過する。Detector simulation とは実際の検出器の位置、形状、物質量などの情報を基にして作られた「ソフトウエアの検出器」で、Event generator で発生されたイベントはここを通される。TOPAZ detector simulation の FCL 部分は奈良女子大学が担当したが [8][9]、FCL は電磁カロリメーターなので電磁シャワーの振舞いは Electron Gamma Shower(EGS) code system[10] によって再現させている。

以上に述べた一連の simulation を行なうことにより、実験データと比較可能な形になる。信頼できる理論に基き、測定器の状態をよく反映した simulation は実験で得られた結果を正確に再現するはずである。しかし、実際の物理には検出器の性能の不正確さ、測定の不確かさ、理論の不確かさなど、多くのファクターによるエラーが含まれているので両者の結果を一致させるためには、実際の実験から来る様々

な不正確さの原因をつきとめ、その効果をsimulationに反映させなければならない。

FCLを取り巻く検出器や装置の状態を調べ、その条件をTOPAZ detector simulationに組み入れた。今回用いた実験データは1990年から1993年に収集されたものであるが、1991年にはVertex Chamber(VTX)がインストールされたため、これがFCLに及ぼす影響を詳しく調べた。

4.3 Bhabha event selection

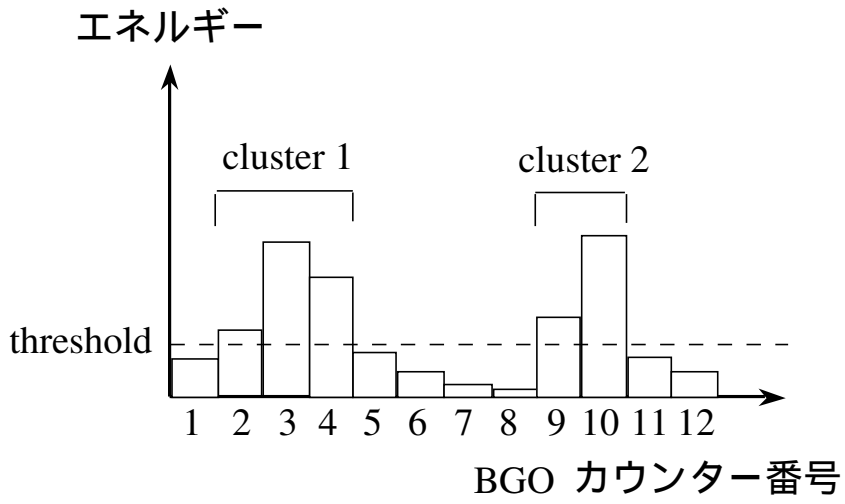
Bhabhaイベントを選び出すための条件を以下に述べる。これらの条件を全て同時にみたすイベントのみをルミノシティーの測定に用いる。

(i) 2つ以上のclusterが存在すること
ある threshold 以上のエネルギーが deposit されている BGO のブロックを探し、複数個のブロックが連続して threshold を越えているとき、これらをひとまとめにして cluster と定義し、cluster を決定することを clustering という。図 4.4は BGO、Si の clustering 方法を摸式的に示したものである。

(ii) FBC と LUM とに同時に存在する cluster が無いこと
cluster の位置は、以下のようにして決定した。

- BGO cluster の場合
まず、cluster の中でもっともエネルギーの大きな BGO ブロックを選び、その前面の Si の cluster の状態によって位置を決める。Si cluster が一つもない場合は、BGO ブロックの中心値を BGO cluster の位置とする。Si cluster が奇数個（1,3,5 個）ある場合は、真中の Si cluster の位置を BGO cluster の位置とする。Si cluster が偶数個（2,4,6 個）ある場合は、真中 2 つの Si cluster の位置をランダムにとり、BGO cluster の位置とする。
- Si cluster の場合
Cluster に含まれるストリップが奇数本の場合は、真中のストリップの位置を Si cluster の位置とし、偶数本の場合は、真中 2 本のストリップの位置をランダムに選ぶ。

* BGO cluster



$$E_{cluster1} = E_2 + E_3 + E_4$$
$$E_{cluster2} = E_9 + E_{10}$$

* Si cluster

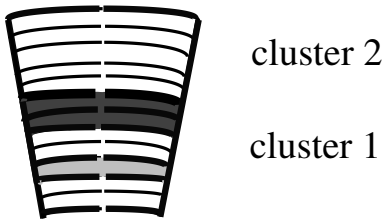


図 4.4: BGO、 Si の clustering 方法

(iii) 前方と後方に cluster が存在すること

(iv) 各々の cluster のエネルギーが $15GeV$ 以上であること
Bhabha イベントは弾性散乱であるため、入射エネルギーにほぼ等しい cluster が観測されると期待できる。図 4.5は前方、後方の cluster のエネルギーをプロットしたものであるが、両者が入射エネルギー $29GeV$ 付近でピークを持っていることがわかる。

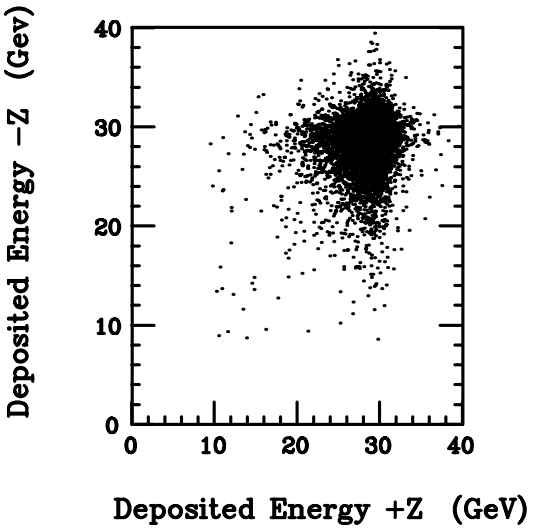


図 4.5: 前方／後方の cluster のエネルギー

Cluster のエネルギーは各々のカロリメーターのエネルギーの和とする。また、threshold エネルギーはエレクトロニクスによるノイズのおよそ 3 倍程度で、実験の条件から決定される（大体 100 $\sim$ $200MeV$ 程度）。Si 検出器についても同様の方法で clustering がなされ、Si の場合の threshold エネルギーはおよそ $30KeV$ である。

(v) 前方／後方の cluster の ϕ 座標の差が 180° であること
Bhabha イベントは back to back の形で観測されるため、以下の条件を課す。

$$180^\circ - 45^\circ \leq |\phi(+Z) - \phi(-Z)| \leq 180^\circ + 45^\circ$$

$\pm 45^\circ$ とは、最も大きなエネルギー deposit のあった BGO の両隣の BGO まで許容することに対応する。

(vi) Si ストリップ combination

以上の条件にかなった BGO カロリメーターの前面の Si cluster の状態を調べるわけであるが、最後に前方／後方の Si cluster の位置の組み合わせによる条件を考える。これは、ビームの衝突点がある広がりを持つために生じる systematic な影響を緩和させる目的がある [11][12]。理想的なビーム状態では常に同じ場所で衝突が起こり、前方／後方の検出器の同じ領域内で cluster が観測されるはずである（図 4.6参照）。しかし実際には図 4.7のように衝突点は広がっている。

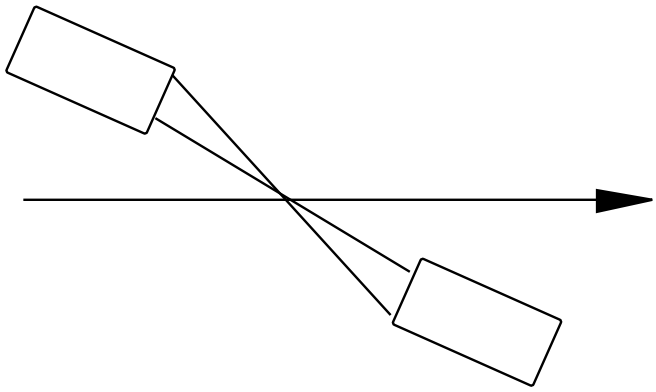


図 4.6: 理想的なビーム状態

これよりわかるように、衝突点が広がりを持つために、前方／後方の検出器での cluster が観測される領域の大きさに違いが現れる。逆に言えば、Si ストリップの narrow region と wide region を定義することによって、図 4.7に示されている衝突点のずれはカバーされることになる。これらの 2 つの状態の narrow region で検出された Bhabha イベントの平均をとることによって、衝突点のゆらぎの効果をキャンセルすることができる。narrow region はスト

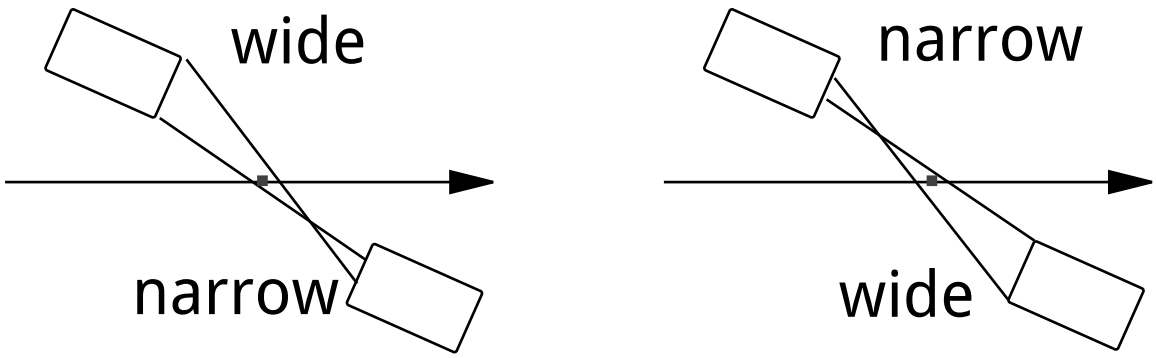


図 4.7: 実際のビーム状態

リップ番号 #3~#8、 wide region は #2~#11 とした（図 3.8参照）。

$$N_{Bhabha} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^{12} (N^i_{+Z} + N^i_{-Z})$$

ただし、i は narrow region を持った BGO のカウンター番号である。

また ϕ 方向に BGO が傾いているために、入射位置によっては最も大きなエネルギー deposit のある BGO の前面の Si にヒットがあるとは限らない場合もあり（図 4.8参照）、ここで述べた Bhabha イベントのセレクションルールに従うとこのようなイベントは排除されてしまう。そこで、図 4.8でヒットのあった Si の後ろの BGO のエネルギーが 2 番目に大きなエネルギーであると仮定すると、これらの割合 E_{second}/E_{max} が 50% 以上ある場合、これを Bhabha イベントとみなした。

4.4 実験データと simulation との比較

第 4 章第 3 節に述べた方法で実験データ、simulation 共に Bhabha イベントセレクションを行なったわけであるが、この結果をそのまま比較したのではルミノシティーを精密に測定したことにはならない。ルミノシティーの値は結局実験データと simulation を同じ条件にした時に、両者で観測される Bhabha イベントの数 N_{Bhabha}

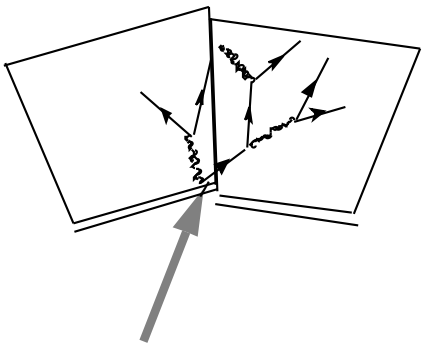


図 4.8: ϕ 方向の傾きが N_{Bhabha} の決定に与える影響

の違いに現れる。実際に行なわれる実験は、様々な原因によって結果に影響を及ぼす。実験データを詳しく理解し、それを simulation に反映させるために行なった事柄を述べる。

Bhabha イベントのセレクションルールを基に、調べるべき事柄は以下のように要約される。

- Threshold エネルギー $15GeV$ 付近の変動による両者の Bhabha イベント数の変動はどうなるか？
  → 全体のエネルギー分布の形が合っているか？
- 各々の BGO カウンターで観測される Bhabha イベント数に相違は無いか？
  → 理想的な状態（simulasion）では均等になっているはず
- Si ストリップにヒットする cluster の分布は合っているか？
  → 小角度では非常に重要な問題

1990 年から 1993 年に TOPAZ 検出器で得られた実験データについて、これらのことを調べた。TOPAZ グループでは各実験期間ごとに独自の通し番号をつけているので、本論文でも便宜上この通し番号を用いる。

4.4.1 バックグラウンドの割合

FCL の上流に物質（VTX）が置かれたため、特に VTX に近い方の FBC にヒットする cluster の数が非常に増加し、cluster の位置決定の不定性が増した。図 4.9は、Bhabha イベントセレクションを行なった後の、VTX インストール前（1990 年：TOPAZ グループ内で用いている Exp#34 に対応）、後（1991 年： Exp#36 に対応）における Si cluster の multiplicity の様子を FBC、LUM についてそれぞれ示したものである。横軸は multiplicity のタイプで、表 4.1に示すように前方／後方で場合分けをしている。

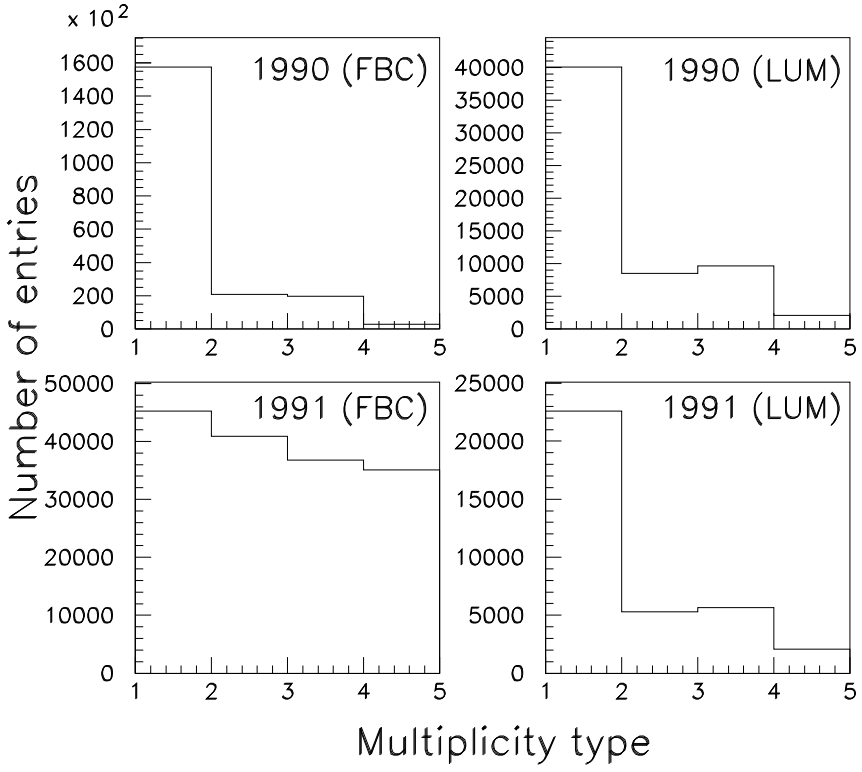


図 4.9: VTX インストール前後の Si cluster の様子（実験データ）

前方と後方での multiple cluster の数が 15% 程度異なっているが、これは前方と後方での物質の状態に相違があるとこを示しており、VTX のインストールに伴ってセットされたケーブルやプレアンプなどの物質が原因になっていると考えられる。

そこで、1991 年以降のデータ解析については図 4.10の斜線部にアルミニウムを入れた detector simulation を用いた。前方と後方で検出される cluster 数に違いが現れるように、前方には厚さ $2.5mm$ のアルミニウムを、後方には厚さ $5.0mm$ のア

Type	前方／後方の Si cluster 数
1	1 ／ 1
2	1 ／ multi
3	multi ／ 1
4	multi ／ multi

表 4.1: Si cluster の multiple type

ルミニウムをそれぞれ一様に分布させた。

従って Bhabha event generator で発生させた 50 万個の Bhabha イベントは、VTX の入っていない detector simulator と VTX の入っている detector simulator に別々に通されたことになる。このようにして得られた simulation の分布を図 4.11に示す。グラフの順番は図 4.9と同様である。

実験データと simulation の分布を比較すると、VTX のインストールによる影響を受けた FBC については simulation は実験データを完全には再現していない。これは VTX インストール後の FBC の状態については理解が困難な部分があることを示している。一方 LUM の方は VTX のインストール後も引続き安定した性能を保っている。第 2 章第 1 節で述べたように、同一の実験状態で得られたルミノシティーの値は、理想的にはどの物理反応でも同じ値を示す。同様に、各測定器で得られたルミノシティーの値にも理想的には相違はない。これらのことを考慮し、本解析ではルミノシティーの測定は LUM のみを用いて行なうことにした。ただし、VTX インストール以前には LUM と FBC は完全に理解されており、1990 年の時点で両者で求めたルミノシティーの値は 0.4% 以内で一致していることを強調しておく。

4.4.2 エネルギー分布

Threshold （しきい）エネルギーは非常に大事なカットパラメーターである。第 4 章第 3 節で述べたように、Bhabha イベントのセレクションルールではデフォルトの threshold エネルギーを $15GeV$ に設定しているが、この値が本当に最適な値かどうかは確定できない。設定値が高過ぎると本もののイベントを無駄に落としている可能性が高くなり、また低過ぎるとビームガスによる運動量の低い X 線散乱など

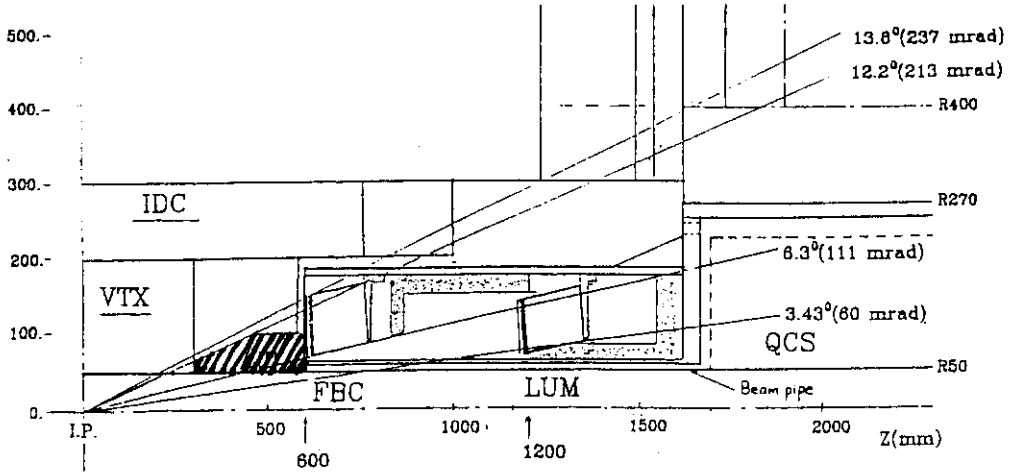


図 4.10: FCL 付近の detector simulation の様子

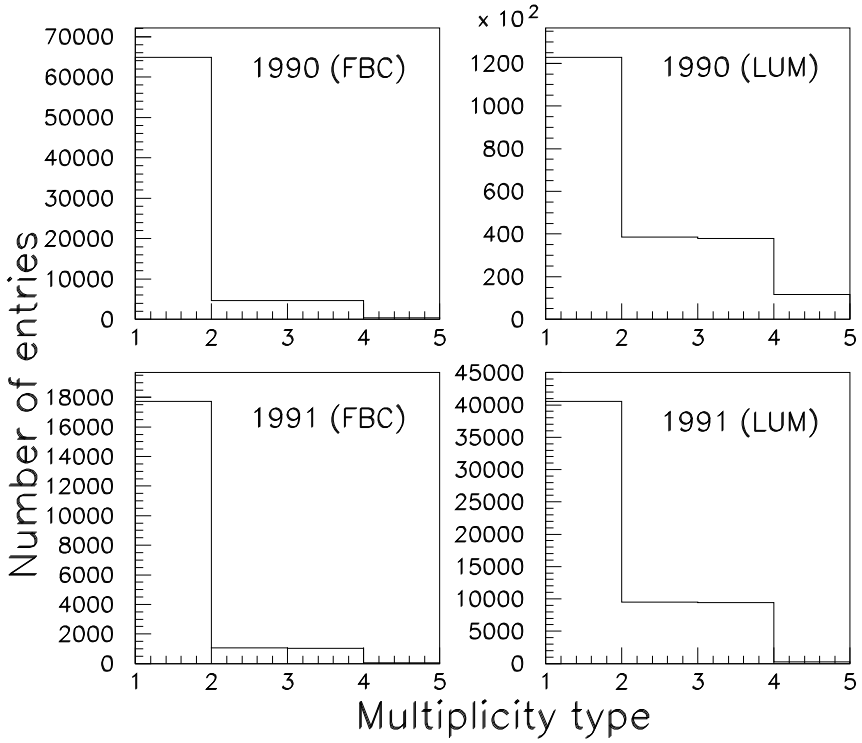


図 4.11: VTX インストール前後の Si cluster の様子 (simulation)

のバックグラウンドを取り込んでしまう危険性がある。

実験データとsimulationのエネルギー分布を比較すると、一般的にsimulationのデータはバックグラウンドを再現しないため裾野を引かず、そのためresolutionは実験データに比べて良い。そこで、実験データの分布をdouble gaussianでフィットすることにより、simulationのresolutionを補正した。

また、BGOの境界近くに入射した電子によるシャワーのしみ出しの影響も考慮すべき事柄である。BGOどうしの間には$1mm$程度のすきまがあるが、そのためにBGOの境界付近に入射したclusterから起こるシャワーはすきまからしみ出してしまう。

Clusterの全エネルギーをE_{total}、2番目に大きなdepositのあったBGOのエネルギーをE_{second}と定義すると、その割合$R = E_{second}/E_{total}$は最もしみ出しの大きなところで最大値0.5をとる。図4.12はRの範囲を0.05きざみにとったときのE_{total}の分布である（Exp#34のデータ）。図中の各々のグラフは以下のRに対応する。

(a) $0.0 \leq R \leq 0.05$
(b) $0.05 \leq R \leq 0.1$
(c) $0.1 \leq R \leq 0.15$
(d) $0.15 \leq R \leq 0.2$
(e) $0.2 \leq R \leq 0.25$
(f) $0.25 \leq R \leq 0.3$
(g) $0.3 \leq R \leq 0.35$
(h) $0.35 \leq R \leq 0.4$
(i) $0.4 \leq R \leq 0.45$
(j) $0.45 \leq R \leq 0.5$

このように、Rが高くなるにつれてピーク値は$29GeV$より下がってゆき、resolutionは悪くなっている。実際のBGOでは、粒子が$1mm$のすきまにまっすぐ入射して情報を何も残さないで通過することがないように、ϕ方向に傾きを持たせている（図3.5参照）。SimulationにはBGOのすきまもϕ方向の傾きも入っていないので、Rによってピーク値が低下する効果をsimulationに組み入れた。

また長期的にカロリメーターを使用する場合、radiation damageによるゲインの低下を考慮する必要がある。ゲインの低下に伴ってエネルギーのresolutionは悪

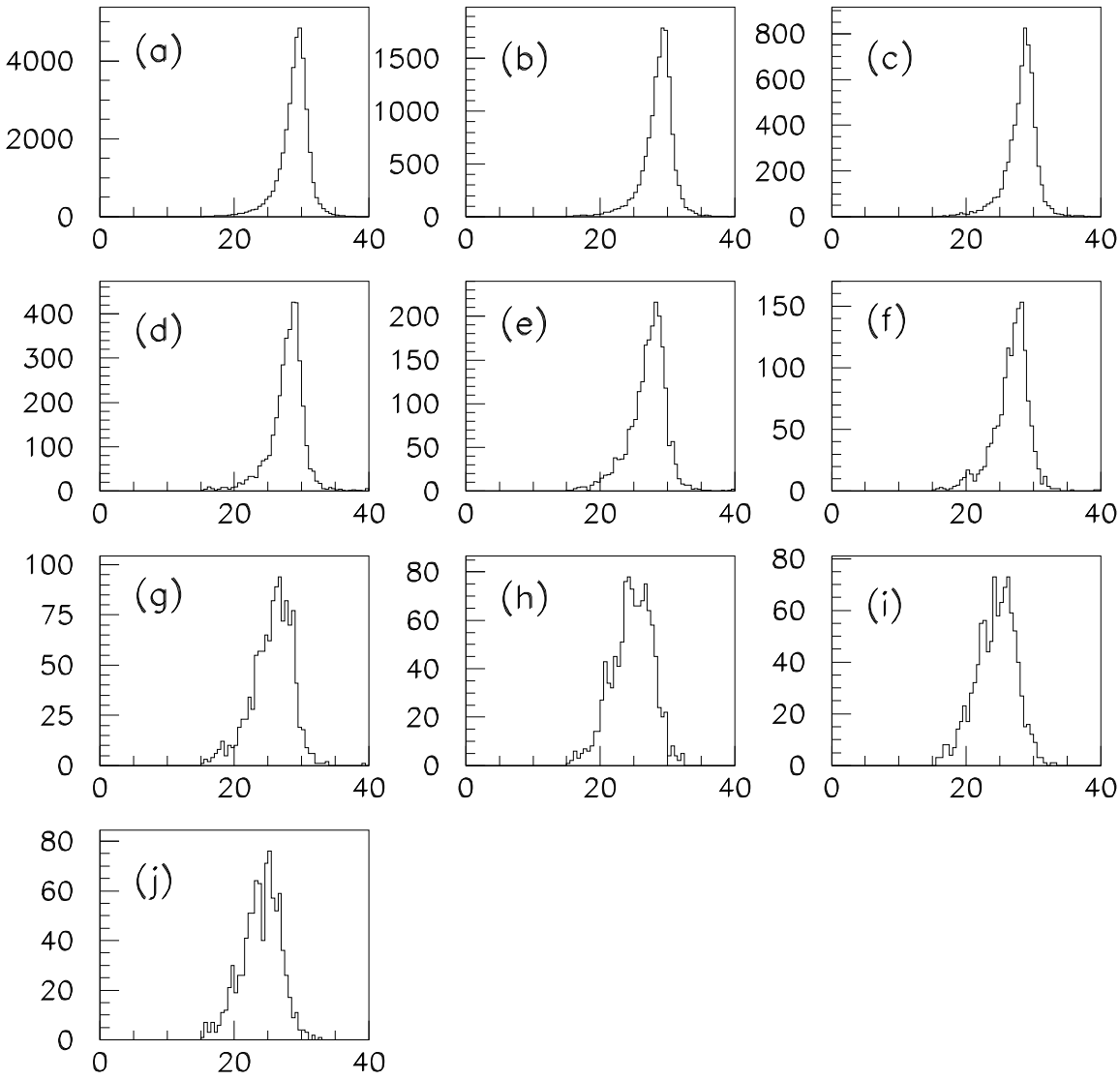


図 4.12: 各 $R = E_{second}/E_{total}$ による E_{total} の分布

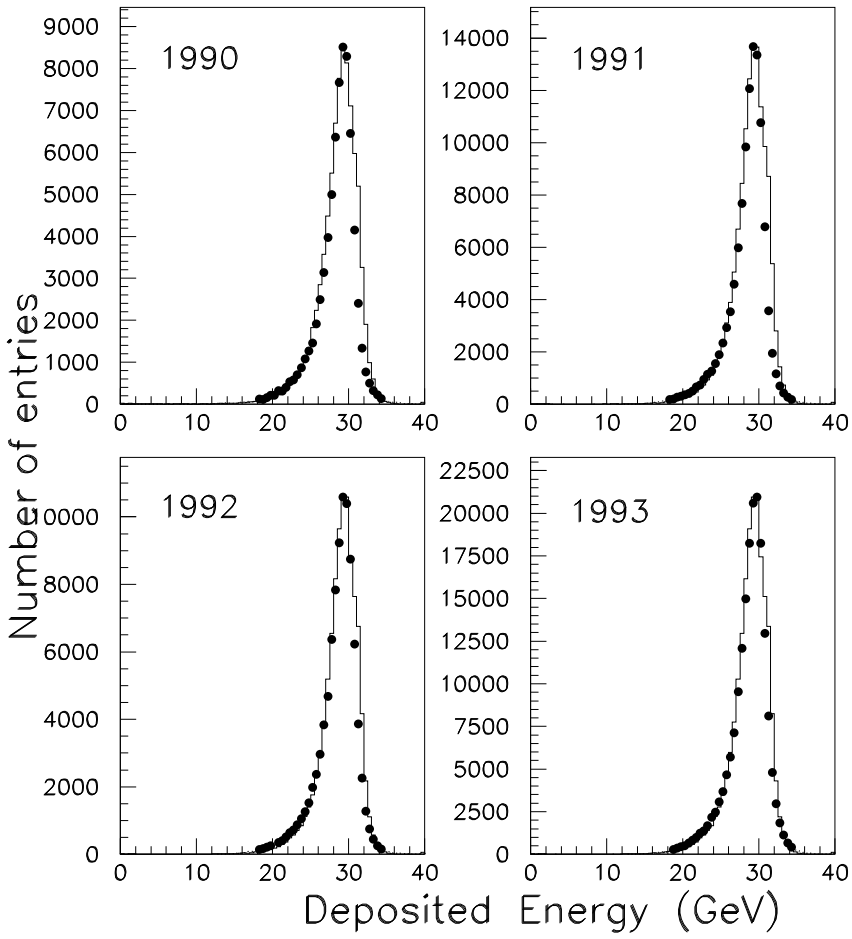


図 4.13: 補正を行なった後の BGO のエネルギー分布

くなってくるが、ハードウエアレベルでの threshold を同じ値に設定していると相対的に accept されるイベント数は減ってくる。そこで、ソフトウエアレベルでも、この変化に対応して treshold を上げて行かなければならない。BGO によって性能はまちまちなので、各 BGO ごとにエネルギー分布を調べ、必要と思われるところで threshold を調整した。

以上の補正を simulation に行なった結果を、図 4.13に示す。ただし、Bhabha イベントのセレクションルールからエネルギーに関するものを除外している。4 つの図はそれぞれ 1990 年（Typical な分布として Exp#34）、1991 年（Exp#37）、1992 年（Exp#41）、1993 年（Exp#50）のデータである。

4.4.3 ϕ 分布

BGO カウンターで観測されるイベント数にばらつきがあることの原因には、次の事柄が考えられる。

◇ ビーム軸とカウンターの全体の中心とが一致していない
このような可能性は十分にありえるが、ビーム軸に対して互いに向かい合う 2 つのカウンターのイベント数の平均をとると、安定した分布を示すはずである（第 5 章で述べる）。

◇ カウンター個々の性能にばらつきがある
仮にある特定のカウンターのみ、ゲイン（信号の読みだし能力）が他に比べて著しく劣っているとすると、対になる back to back のカウンターとともにイベント数は低下する。

1990 年（Exp#34）から 1993 年（Exp#50）までの ϕ 分布を図 4.14に示す。ただし前方のカウンターのみ示し、横軸は 12 個のカウンターの番号である。

これより、時間とともにイベント数が極端に減少しているカウンターがあることがわかる。これは一部のカウンターのゲインが時間とともに下がって来ていることを示すもので、1991 年（Exp#36）からの解析にはそのようなカウンターは使わないことにした。ルミノシティーを計算する際に用いないカウンターは、#7 と #19 である。ここで #1 から #12 までは前方のカウンター番号、#13 から #24 までは後方のカウンター番号である。

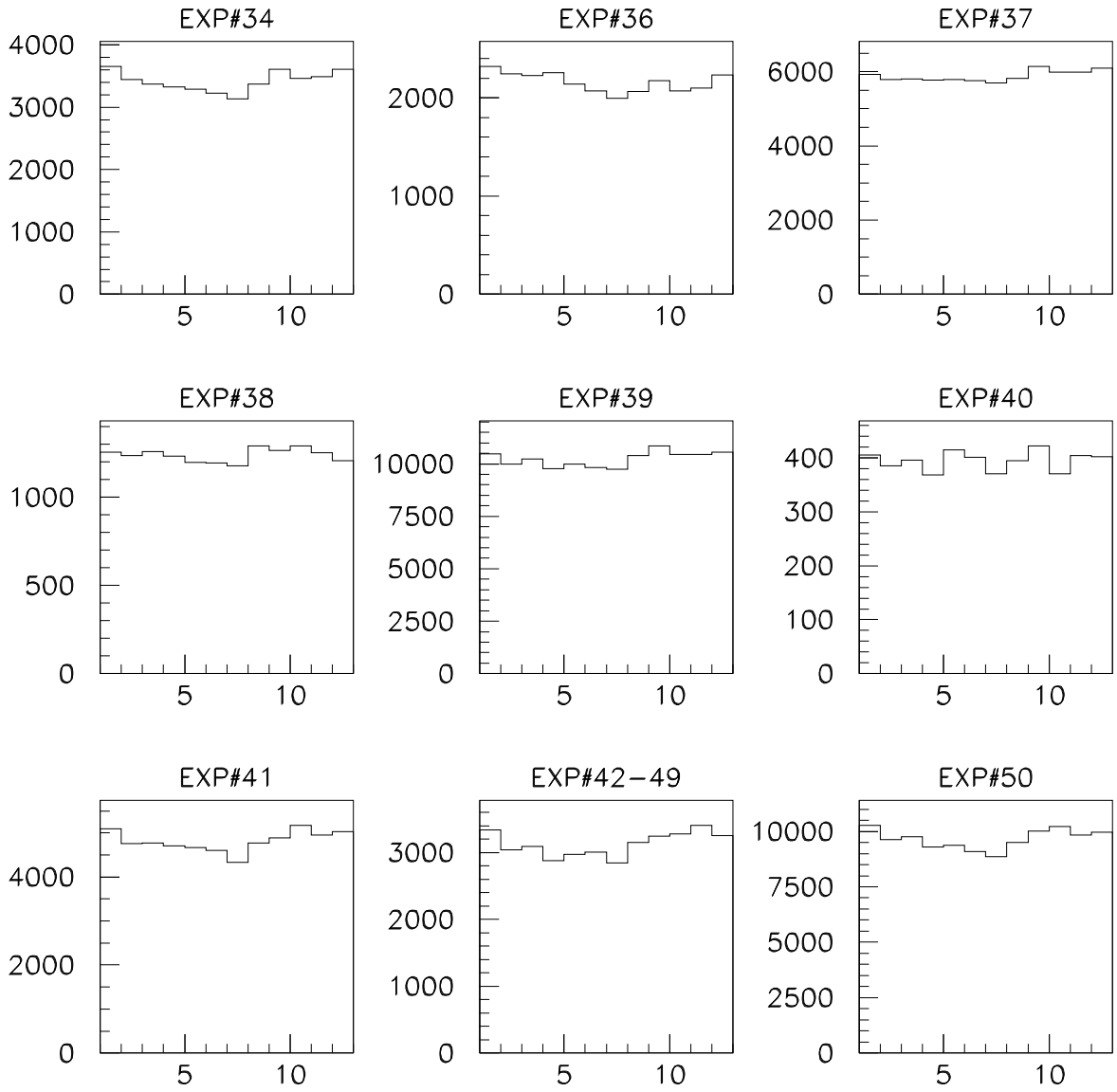


図 4.14: ϕ 分布

4.4.4 θ 分布

BGO カウンターと同様に Si ストリップについても Bhabha イベントの分布を調べた。図 4.15に 1990 年（Exp#34）、1991 年（Exp#37）、1992 年（Exp#41）、1993 年（Exp#50）の Si ストリップ分布、すなわち θ 分布を示す。

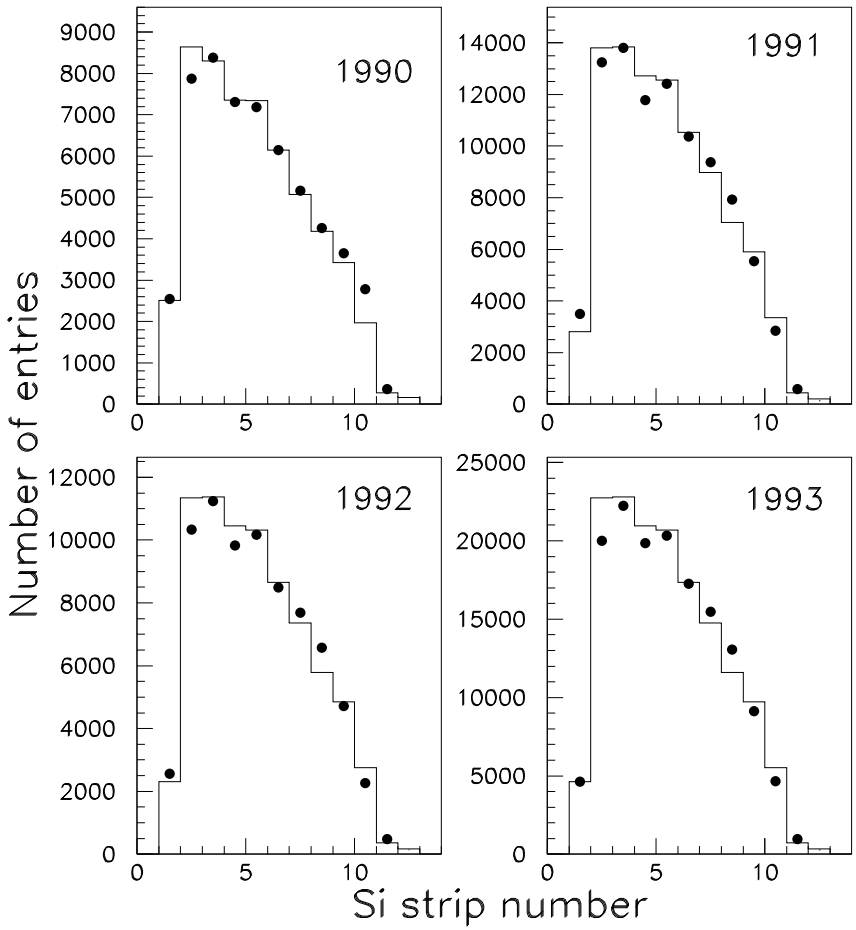


図 4.15: θ 分布

LUM 領域のような小角度での θ 分布が正しく再現されていることの重要性は第 2 章第 2 節で説明したが、カウンターの上下の端の部分にヒットしたイベントはシャ

ワーの洩れの影響が大きいために simulation での再現が難しい。このため、 narrow region、 #3 から #8 までのストリップの範囲を有効範囲としている。

他と性能の異なるストリップを探すために、 Exp#32 （1990 年）から Exp#51 （1993 年）について前方／後方全てのカウンターの θ 分布を詳しく調べた結果、奇妙な分布を示すものもいくつか見つかった（図 4.16）。

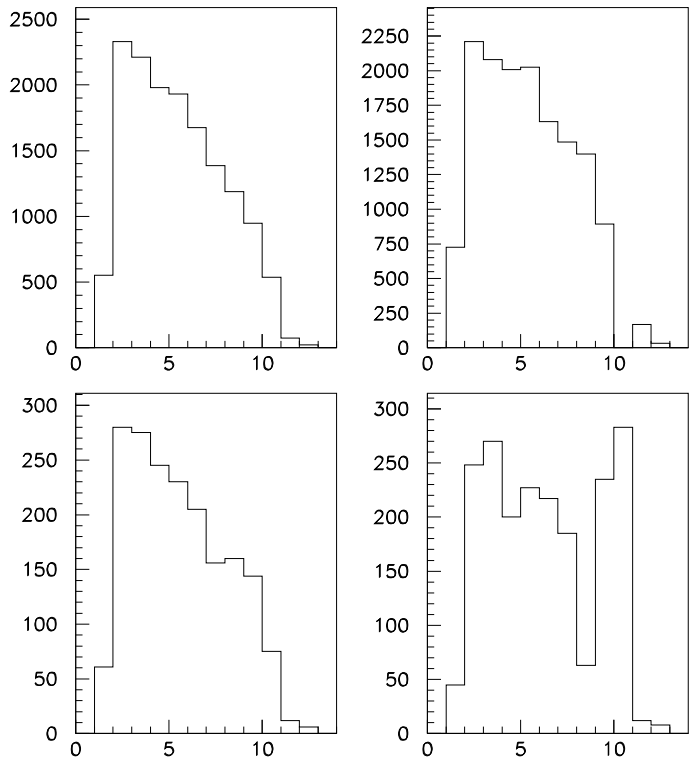


図 4.16: θ 分布の例

左上の図は Exp#39、カウンター番号 #23 の θ 分布で、理想的な分布を示している。右上の図は Exp#39、カウンター番号 #1 の分布であるが、ストリップ番号 #10 に対応するものの信号読みだし能力が完全に失われている。そこで simulation でもこのストリップに対応するところにヒットしたイベントは読み込まないようにした。このようなストリップは今回調査した実験期間についてはカウンター番号 #1、ストリップ番号 #10 のみであり、全体の比率は $\frac{1}{12\times 24} = 0.35(\%)$ である。またストリップ番号 #10 が有効範囲外であることよりも、このストリップがルミノシティーの値に及ぼす影響は無いと言える。

また下の 2 つの図は、同じ Si 検出器での θ 分布の変動を時間的に比較したもの

である。左下の図はExp#38、カウンター番号 #23 のデータ、右下の図はExp#57（1994 年のデータ）の同じカウンターの分布である。形状が変化していることがわかるが、これは一部のストリップのゲインが低下した、もしくは周囲の環境が変化したためにある特定の部分にはヒットしなくなったためと考えられる。この分布は極端な例であるが、1994 年のデータ（Exp#52 から Exp#57）に関して言えば θ 分布が理想的な形からかけ離れているものは 24 個の BGO カウンター中に 2、3 個みとめられ、これらについての原因究明と補正は今後の課題である。

以上の状況を総合的に考慮するために、今回調査した実験期間について、分布の傾向によっていくつかに場合分けをし、それぞれの分布に適する補正を行なった。実験ごとにその状態を調べ、加えた補正の一覧を表 4.2に示す。

ただし、BGO threshold エネルギーでの () 内の数字は BGO カウンターの番号、補正したストリップでの () 内の数字は BGO カウンター番号 - Si ストリップ番号である。

4.5 ルミノシティーの測定結果

本章で述べてきた方法で解析を行ない、ルミノシティーの値を求めた。その結果をまとめる。

- Bhabha イベントの断面積

$$\sigma = 113.165\, nb$$

- 検出効率

▷ VTX インストール以前

$$N_{gen} = 500000\ events$$
$$N_{acc} = 145007.0\ events$$

$$\varepsilon = \frac{145007.0}{500000} = 0.2900$$

▷ VTX インストール以後

$$N_{gen} = 497077\ events$$

Exp#	実験期間	BGO threshold エネルギー (GeV)	使用しない BGO	補正した ストリップ
32 33	1990.4 5	(24)16.0, (11)17.0, (17)(18)19.0, (19)20.0	なし	なし
34	6	同上	なし	(1-10)
36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49	1991.5 10 1992.2 3 6 10 11 12 12 12 12 12 12 12	(24)16.0, (4)(11)17.0, (17)(18)19.0, (19)20.0	(7), (19)	同上
50 51	1993.2 11	(22)(23)(24)16.0, (5)(11)17.0, (15)18.0, (4)(16)(18)19.0, (17)(19)20.0	同上	同上

表 4.2: 実験ごとに行なった補正の内容

$$N_{acc} = 131248.0\ events$$

$$\varepsilon = \frac{131248.0}{497077} = 0.2640$$

- 有効断面積（$=\sigma \cdot \varepsilon$）

  ▷ VTX インストール以前

  $$\sigma_{eff} = 113.165 \times 0.2900 = 32.82 \pm 0.09\ nb$$

  ▷ VTX インストール以後

  $$\sigma_{eff} = 113.165 \times 0.2640 = 29.88 \pm 0.08\ nb$$

ただし、有効断面積のエラーは simulation の統計エラーである。

これを基に、各 Exp# ごとについてルミノシティーを求め、Endcap Calorimeter(ECL)[13][14] で測定したルミノシティーの値との比較を行なった。その結果を表 4.3に示す。ただし、エラーは実験データの統計によるもののみである。

LUM と ECL との値を比較すると、ある実験期間で一部相違はあるものの、年度ごとにこれらを足し合わせたものは最大でも 0.5% 内外で両者は一致しており、双方の測定器で測定したルミノシティーの値が信頼できるものであることを示している。

TOPAZ 検出器に FCL がインストールされる以前は、ECL で測定されたルミノシティーの値が TOPAZ の物理解析の基本になっていた [15][16]。しかし ECL によるルミノシティーのシステマティックエラーは現在 4.0% であり、なお多くの課題が残っている。そこで今回、統計的により優れた FCL でシステマティックエラーを見積もったわけであるが、次章でその方法を述べる。

---

†一部のデータのみ使用。

††Exp#42 から Exp#49 までは、Energy Scan を行なった時のデータである。重心系エネルギーは Exp#42 から順に、$59.7GeV$、$58.2GeV$、$59.2GeV$、$58.45GeV$、$58.7GeV$、$58.95GeV$、$59.95GeV$、$57.6GeV$ となっている。

Exp#	N^{exp}_{Bhabha}	LUM	ECL
32	56450	1.714 ± 0.023	1.705 ± 0.028
33	149130	4.504 ± 0.037	4.611 ± 0.046
34	409115	12.431± 0.061	12.552 ± 0.075
36	234670	7.831 ± 0.051	8.809 ± 0.063
37	645975	21.439± 0.084	$20.286^{\dagger}$ ± 0.095
38	136075	4.511 ± 0.039	3.840 ± 0.042
39	1122170	37.194± 0.111	34.823 ± 0.126
40	258415	8.578 ± 0.053	7.914 ± 0.060
41	530765	17.603± 0.076	17.057 ± 0.088
42	27855	$0.932 \pm 0.018^{\dagger\dagger}$	0.901 ± 0.021
43	38600	1.292 ± 0.021	1.204 ± 0.023
44	41185	1.378 ± 0.021	1.337 ± 0.025
45	40685	1.362 ± 0.021	1.250 ± 0.024
46	40625	1.360 ± 0.021	1.316 ± 0.025
47	54040	1.808 ± 0.024	1.685 ± 0.028
48	34725	1.162 ± 0.020	1.138 ± 0.023
49	65945	2.207 ± 0.027	$0.975^{\dagger}$ ± 0.021
50	1525565	50.796± 0.132	47.342 ± 0.146
51	125260	4.158 ± 0.037	6.032 ± 0.052

表 4.3: LUM で測定したルミノシティーの値と ECL との比較（単位：pb^{-1}）

第 5 章

システマティックエラーの検討

本章では、Bhabha イベントに対するいくつかの分布を実験データと simulation について比較、考察し、ルミノシティーのシステマティックエラーについて様々な角度から議論する。

測定値について母集団を考えると、実際に得られる測定値はそのサンプルとみなすことができる。母集団の平均値は必ずしも真値と一致するとは限らない。両者の差を偏りといい、測定値に偏りを与えるような原因によって生じるエラーは全てシステマティックエラーである。具体的には測定原理の不確かさ、測定器の構成や動作の不完全さ、測定環境や測定条件の変動によるものなどがある。

以下にルミノシティーのシステマティックエラーとして考えられる原因を挙げる。

(i) 測定器（FCL）の製作精度

(ii) 測定器（FCL）とビームラインとの相対的な位置関係

(iii) ϕ についての一様性

(iv) エネルギースケールの不定性

(v) θ についての依存性

(vi) ビーム・ガス反応によるバックグラウンド

(vii) Simulation の統計誤差

(viii) Bhabha 散乱についての理論的な不定性

これらの原因について順に説明し、システマティックエラーの見積もり方法を述べる。

5.1 測定器（FCL）の製作精度

ビームラインに相対置する 2 つの Si 検出器間の距離は $100\mu m$ の精度で正確に測定されており、この値は simulation にも組み込まれている。これがルミノシティーの測定に及ぼす影響は 0.4% である。

5.2 測定器（FCL）とビームラインとの相対的な位置関係

ビームラインに相対置する 2 つのカウンターどうしを結ぶ直線を考えると、これらの直線（各モジュール毎に 6 本引ける）の交点が必ずしもビームラインに一致するとは限らない。そこで、図 5.1のようにモジュールの中心とあるカウンターとの距離を d、各モジュールの中心とビームラインとの距離を δ とすると、ルミノシティーのシステマティックエラーは式（5.1）で表される [4]。

$$\frac{\Delta L}{L} = 10 \cdot \left(\frac{\delta}{d}\right)^2 \tag{5.1}$$

直接 δ/d を測定することはできないが、あるカウンターで測定された Bhabha イベントの数を N_A、それに相対置するカウンターで測定された Bhabha イベントの数を N_B とすると、これらと δ/d は式（5.2）で関係づけられる [4]。

$$3 \cdot \left(\frac{\delta}{d}\right) = \frac{N_A - N_B}{N_A + N_B} \equiv A \tag{5.2}$$

ここで A は Asymmetry で、測定により A は 4% であった。これは $\frac{\Delta L}{L}$ ~0.2%、$\delta \sim 1mm$ に相当する。

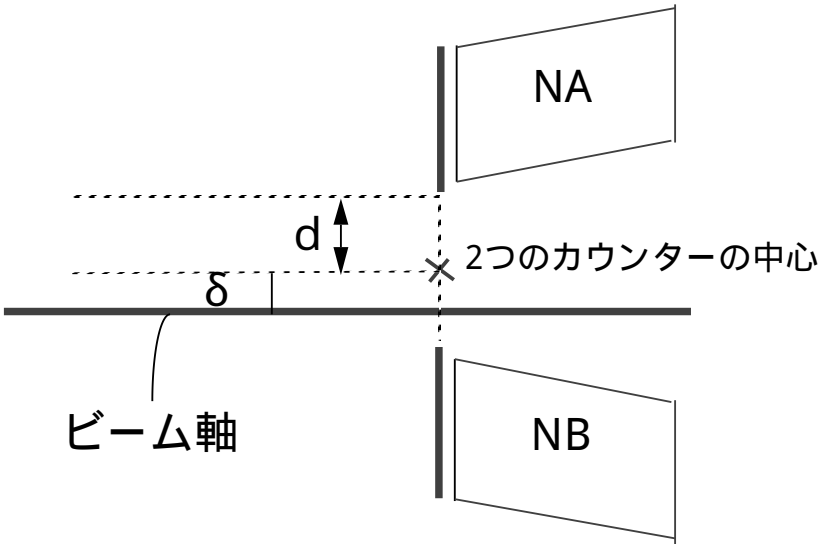


図 5.1: FCL とビームラインとの位置関係

5.3 ϕ についての一様性

仮に全ての BGO カウンターの性能が一様で、各々の検出器のビームラインに対する位置のずれが全く無いならば、各カウンターで検出される Bhabha イベントの数は統計エラーの範囲内で一致するはずである。しかし、実際にはシステマティックエラーが存在するため、ϕ 分布においてばらつきが生じる。

第 4 章第 4.3 節で述べたように、ルミノシティーの測定には性能の悪いカウンターの組を除外している。1990 年（除外するカウンターなし）と、1991 年（除外するカウンターあり）の実験データのカウンターごとの Bhabha イベント数（ϕ 分布）を図 5.2（a）、（b）に示す。

横軸はカウンターの番号で、グラフの左側が前方、右側が後方のカウンターである。下側のグラフは 24 個の平均をとったものからの各々のずれ（(各々のカウン

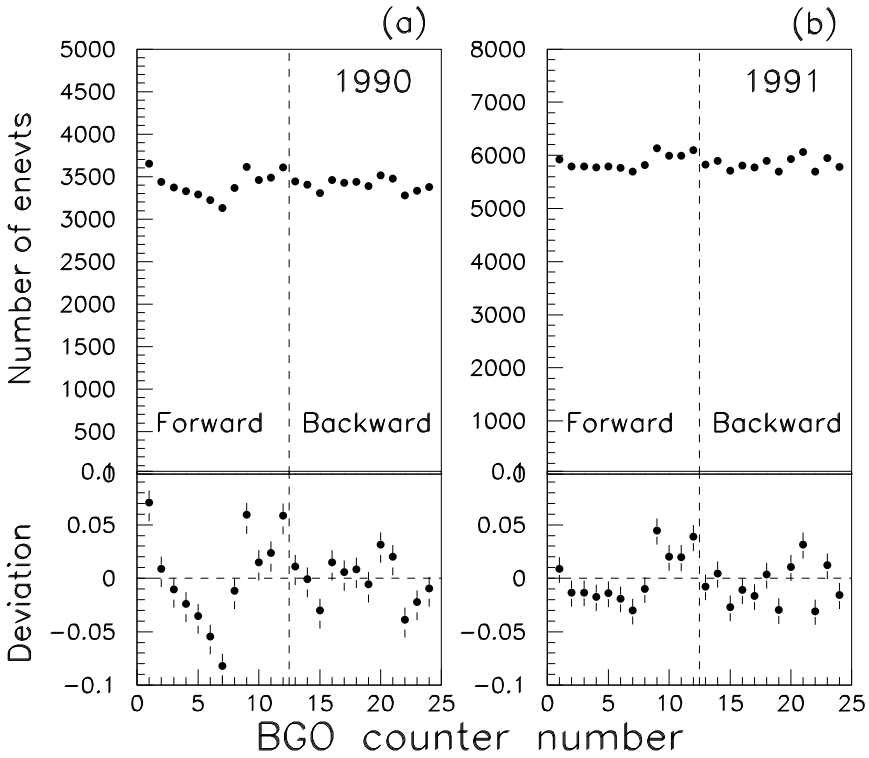


図 5.2: 全てのカウンターの Bhabha イベント数

ターでの Bhabha イベント数 - 平均値) / 平均値) を示しており、全体の傾向を見ると最大で ±8% 程度のばらつきがあることが確認される。

次に、同じ実験データで、ビームラインに相対置する 2 つのカウンターで観測された Bhabha イベントの平均をとった分布を図 5.3 (a) 、 (b) に示す。

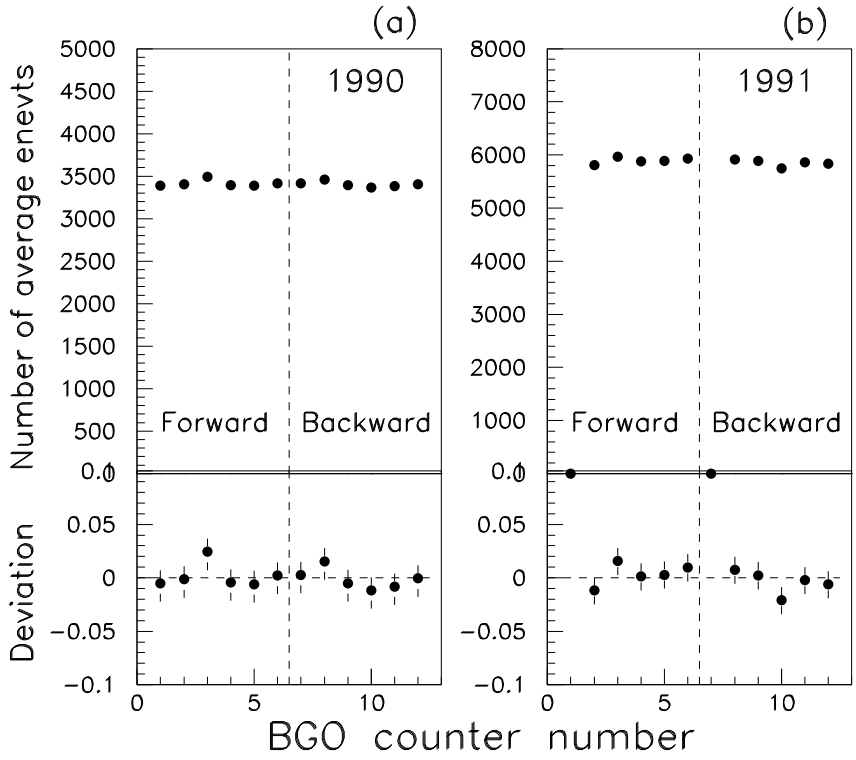


図 5.3: 2 つのカウンターの平均をとった Bhabha イベント数 (実験データ)

これより、ビームラインに相対置する 2 つのカウンターの平均をとった分布は非常に安定していることがわかる。2 つのカウンターの平均をとることによって、x-y 平面内での位置のずれに対する補正が行なわれ、その結果、システマティックは見えなくなっている。図 5.4 (a) 、 (b) は simulation の ϕ 分布であるが、ばらつきの傾向は統計の範囲内で一致しており、この原因によるシステマティックエラーは無視できる程小さいと言える。

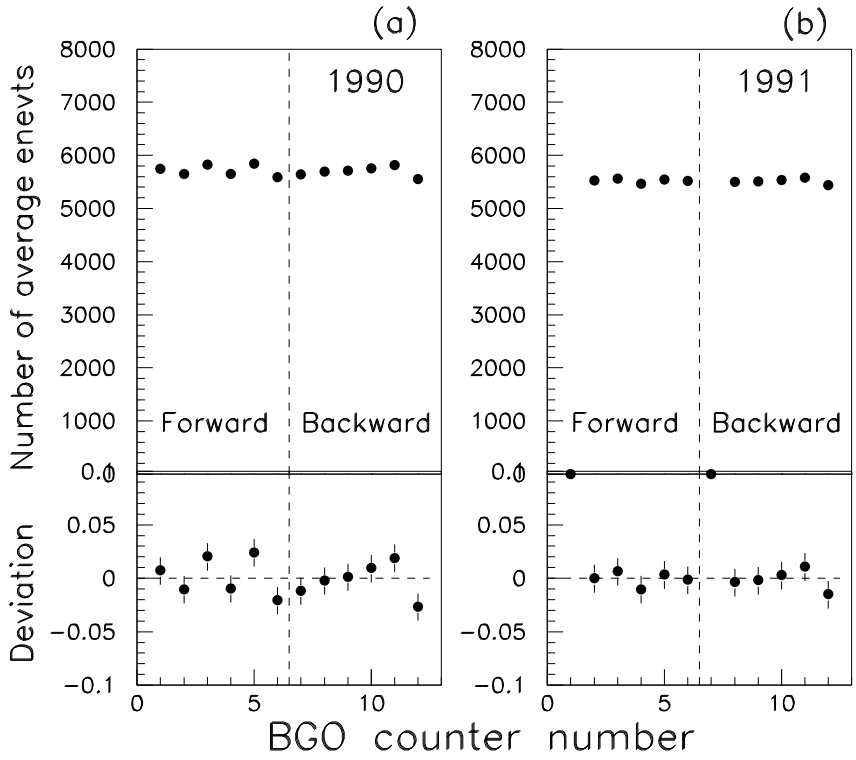


図 5.4: 2 つのカウンターの平均をとった Bhabha イベント数 (simulation)

5.4 エネルギースケールの不定性

第 4 章第 4 節で述べたように、実験データと simulation とのエネルギー分布の形状に相違があると、threshold エネルギーを変化させるたびに accept される Bhabha イベントの数は変わってしまう。その結果、ルミノシティーの値が変化してしまうので、threshold エネルギーをある基準値から数 % ずつ変化させて、システマティックエラーを見積もった。

BGO については、threshold エネルギー $15GeV$ からヒストグラムのビン幅 $0.5GeV$ の 4 倍である $2GeV$、同様に、Si については $42KeV$ から $8KeV$ それぞれ変化させた。その結果、BGO については 0.5%、Si については 0.8% となり、実際のシステマティックエラーはこの値以下であると考えられる。

5.5 θ についての依存性

第 2 章第 1 節で述べたように、どの検出器で測定してもルミノシティーの値は本来同じであることより、各検出器での測定値の差はシステマティックなものとみなせる。これと同様に、図 4.15に示した θ 分布の相違を定量的に見積もるために LUM という一つの検出器の内部を分割して、その internal consistency を調べた。

具体的には、Si ストリップによって #3、#4~#5 、#6~#7 の 3 つの sub-region を定義し、それぞれの sub-region で測定したルミノシティーの比較を行なった。便宜上、#3、#4~#5 、#6~#7 の sub-region をそれぞれ A、B、C と名付ける。表 5.1に各 sub-region で測定したルミノシティーの結果を示す。

実験期間	A	B	C
1990	18.440	18.579	18.929
1991	29.095	28.528	30.188
1992	78.229	77.915	81.664
1993	54.095	54.065	56.701
ALL	179.859	179.087	187.481

表 5.1: 各 sub-region で測定したルミノシティーの値（単位：pb^{-1}）

ただし、ALL は、全ての実験期間を合計した結果を表している。

A、B、C での平均値からのそれぞれのずれを表したものが図 5.5である。ただし、エラーは実験データの統計エラーのみとした。

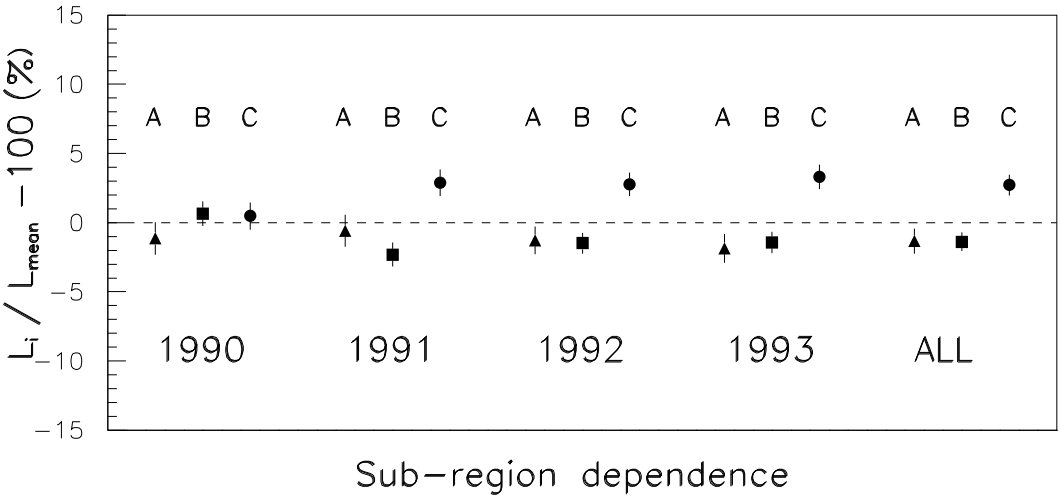


図 5.5: 各 sub-region で測定したルミノシティーの比較（%）

縦軸は、次の式によって算出した。

$$\left(\frac{L_i}{L_{mean}} - 1\right) \times 100(\%) \equiv \sigma_i$$

ただし、L_i は各々 A、B、C で測定したルミノシティーの値、L_{mean} はそれら 3 つの平均をとったルミノシティーの値である。ALL のデータについて、L_i、L_{mean} とその統計エラーを用いてシステマティックエラーを求めた。具体的な計算方法を次に述べるが、詳細は参考文献 [17] を参照していただきたい。

システマティックエラーの導出には、χ^2 を用いた。式（5.3）に χ^2 の定義を示す。

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(\overline{x} - x_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{5.3}$$

ここで、x_i は各データポイントで得た値、$\overline{x}$ はそれらの平均値である。また σ_i は各値についたエラーである。これらの値について各データポイントで上記の比を

計算し、データの数 N まで足し合わせたものが χ^2 である。しかし一般には、χ^2 の代わりに ' reduced χ^2 ' を用いる。これは対象とする物理量の自由度（Number of Degrees of Freedom : NDF）を考慮した場合、χ^2 に比べてより適当な量である。具体的には式（5.3）で定義した χ^2 の値を NDF で割ったものである。以下、文章中での ' χ^2 ' は ' reduced χ^2 ' を指すものとする。

χ^2 とはエラーの程度を考慮した上での、各データのばらつき加減を表す量であるが、またデータの信頼度を表す量であるとも言える。一般的に χ^2 の値が 0 から 1 までの範囲にあればそのデータは十分に信頼できる。

χ^2 の値が 0 から 1 の範囲にない場合は、式（5.4）のように分母の σ_i を補正する。

$$\sigma_i' = \alpha\sigma_i \qquad \left(\alpha \equiv \sqrt{\frac{\chi^2}{NDF}} \right) \tag{5.4}$$

以下、σ_i を σ_i' と置き換えて同様に考えてゆけばよいが、今回の θ による依存性についての χ^2 は 1 よりも大きかったので、σ_i（今の場合は σ_A、σ_B、σ_C）には補正された値を用いた。

次に、各データポイントでのエラーの平均値を求めた。一般に複数個のエラーの平均は式（5.5）で与えられる。

$$\sigma_{mean}^2 = 1/\sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2} \tag{5.5}$$

今回の場合、上記のようにして求めたエラーには実験データの統計エラーとシステマティックエラーの両方が含まれている（α によって σ_i を補正した時点でシステマティックエラーが含まれた）ので、

$$\sigma_{sys} = \sqrt{\sigma_{mean}^2 - \sigma_{stat}^2}$$

によってシステマティックエラーを求めた。

その結果、θ の依存性によるルミノシティーのシステマティックエラーは全体で 1.27% という値を得た。

5.6 ビーム・ガス反応によるバックグラウンド

ビームパイプ中の真空度が悪くなると、ビームラインの周りで相互作用が起こり運動量の低い光子などが散乱される。これらの反応は衝突点付近では起こらないため、back to back の Bhabha イベントの分布をとると裾野に現れる。図 5.6は Bhabha イベントの $|\phi(+Z)-\phi(-Z)|$ 分布である。ただし、前章で説明した Bhabha イベントの条件から back to back の条件を除外している。

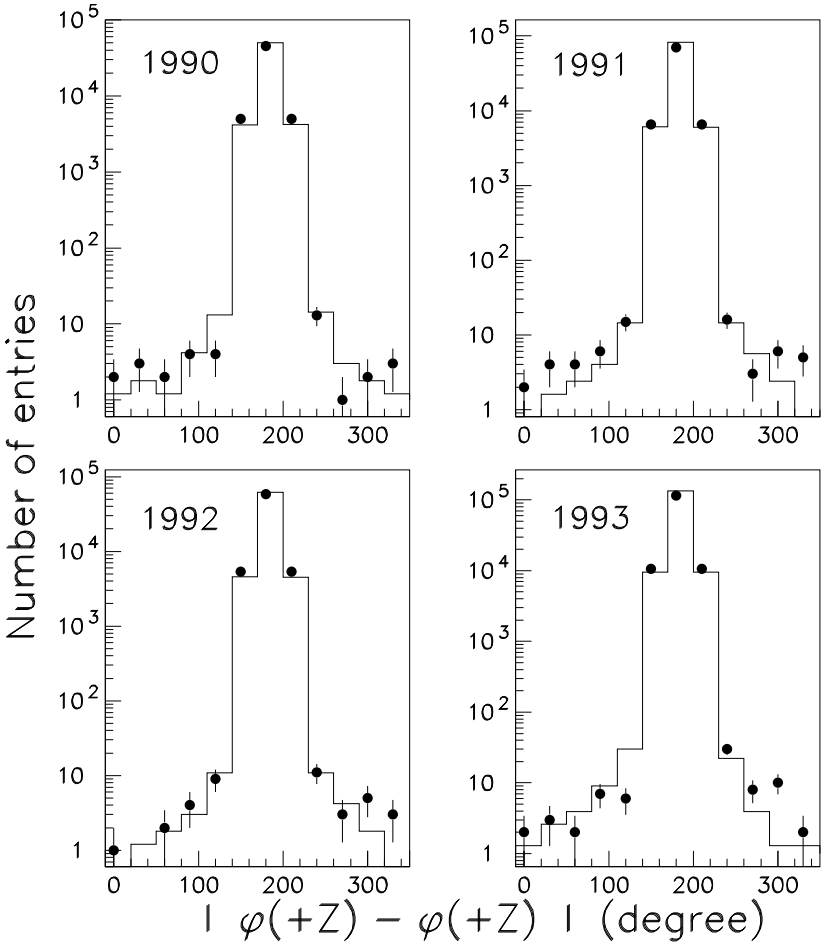


図 5.6: Bhabha イベントの $|\phi(+Z)-\phi(-Z)|$ 分布

これより、裾野の部分はピーク値（180° に対応）の 10^{-4} 以下という非常に小さなオーダーであり、なおかつ $O(\alpha)$ の radiative correction の入った simulation によって良く再現されている。

従って、ビームガスによるバックグラウンドを原因とするシステマティックエラーは無視できる程度に小さい。

5.7 Simulation の統計エラー

現在、simulation による Bhabha イベント数は約 14 万イベントあり、これによる統計エラーは 0.26% である。

5.8 Bhabha 散乱についての理論的な不定性

第 4 章第 2.1 節で述べたように、本解析には Bhabha event generator として $O(\alpha)$ の radiative correction が入ったプログラムを使用している。しかし現実の Bhabha 散乱はさらに複雑な過程によって起こっており、より正確に Bhabha イベントを理解してルミノシティーの値を求めるためには、さらに高次の correction の入った generator を用いることが望まれる。

このような実験グループの要望に答えるべく、現在様々な理論グループがより高次の radiative correction を考慮した Bhabha event generator を開発している。TOPAZ 検出器の LUM は 3.43° から 6.3° までの範囲をカバーしているが、このような非常に小さな散乱角の範囲に合った generator として、CERN の理論グループが開発した BHLUMI というプログラムがある [18][19]。これは図 5.7にあるように、t-channel での e^+、e^- にほとんど平行な γ を放出するようなプロセス等を考慮したものである。

理論的な不定性を調べるには、現在用いている generator と BHLUMI を generator レベル、つまり断面積を比較すればよい。これによるシステマティックエラーの値として、0.25% 程度が期待できる。

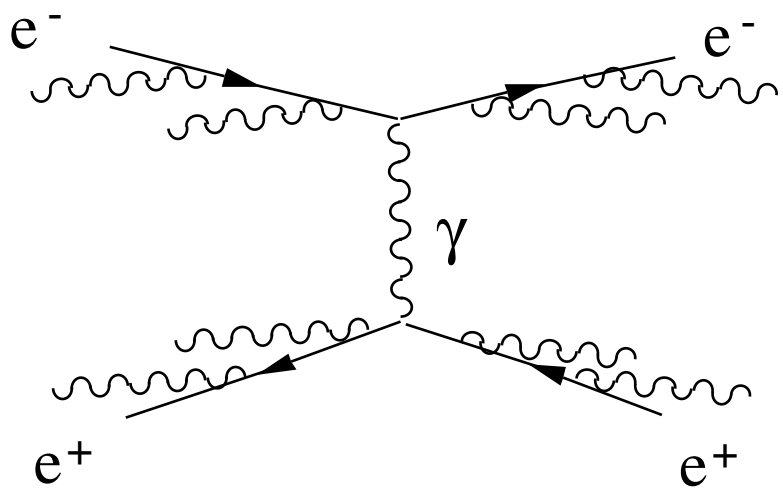


図 5.7: BHLUMI による rediative correction

第 6 章

まとめ

今回、TOPAZ 検出器 LUM で 1990 年から 1993 年にかけて収集された実験データを用いて、ルミノシティーの精密測定を行なった。その結果、Bhabha イベントとして選び出されたものは合計 4472620 $events$ で、これは積分ルミノシティーに換算すると、$180.856pb^{-1}$ である。実験データの統計によるエラーは 0.15% になった。

また、ルミノシティーのシステマティックエラーを見積もった。各々の原因とその結果を表 6.1にまとめる。

source	systematic error
FCL の製作精度	0.4%
FCL の位置関係	0.2%
ϕ についての一様性	negligible
エネルギースケールの不定性 (BGO)	0.5%
エネルギースケールの不定性 (Si)	0.8%
θ についての依存性	1.27%
バックグラウンド	negligible
Simulation の統計誤差	0.26%
理論的な不定性	0.25%
合計	1.68%

表 6.1: システマティックエラーのまとめ

付録 A

加速器学におけるルミノシティーの定義

A.1　ルミノシティーの定義

この章では、加速器学の立場からルミノシティーを導出する。まず図 A.1のように、最も簡単な場合を考える。ここで、N_1 と N_2 は 2 つのビームに含まれる粒子数、A はビームの断面の面積として、ビームの密度は一様であるとする。

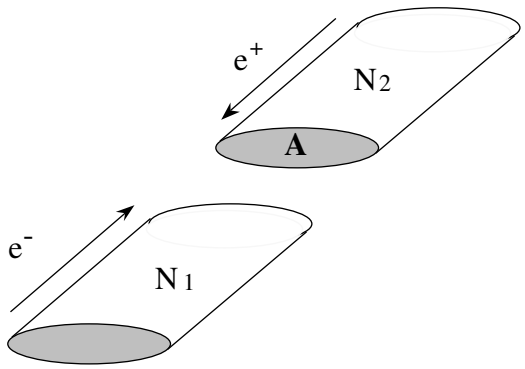


図 A.1: 一様な密度を持つビームの衝突

e^+ と e^- の反応の断面積（まとの大きさ）σ を用いると、e^+ ビームの単位面積

あたりにまとが占める割合は

$$\frac{N_2\sigma}{A}$$

で与えられ、これはねらいを定めずに飛んでくる e^- が e^+ のまとに衝突する確率である。従って、1 回の衝突で e^- と e^+ が衝突する確率は

$$\frac{N_1N_2\sigma}{A}$$

となる。ビームの周波数を f とすると、1 秒間に電子・陽電子衝突を起こす確率、つまりイベントレート R は

$$R = \frac{fN_1N_2}{A}\sigma$$

で与えられる。これよりルミノシティー L は

$$L = \frac{fN_1N_2}{A}$$

となる。1 つのビームに k 個のバンチ（荷電粒子の塊）がある場合は

$$L = \frac{kfN_1N_2}{A}$$

となる。

ところが実際のビームはガウス分布をしているので、次にこの場合を考える。

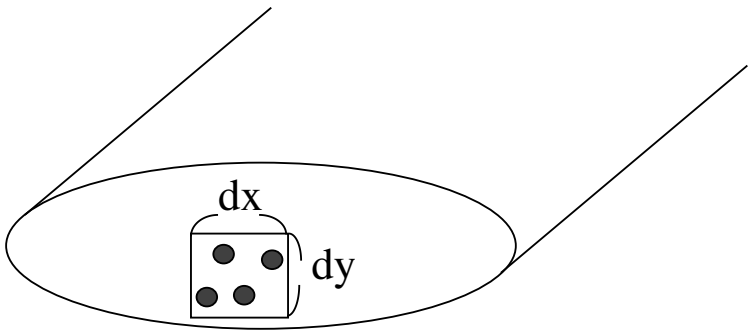


図 A.2: ガウス分布を持つビームの形状

先ほどと同様に考え、図 A.2で示した $dxdy$ 内の粒子数を dN_2 とすると、

$$dN_2 = N_2 \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x}e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y}e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}\,dxdy$$

と表すことができる。従ってこの領域で衝突する割合 dR は、

$$dR = \frac{f\sigma dN_1 dN_2}{dxdy}$$

となり、この領域に対するルミノシティー dL は

$$\begin{aligned} dL &= \frac{f dN_1 dN_2}{dxdy} \\ &= \frac{f N_1 N_2}{4\pi^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2} e^{-\frac{x^2}{\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2}} dxdy \end{aligned}$$

となる。全ルミノシティー L はこれを積分して得られる。

$$\begin{aligned} L &= \frac{f N_1 N_2}{4\pi^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{\sigma_x^2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{y^2}{\sigma_y^2}} dy \\ &= \frac{f N_1 N_2}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_y} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-X^2} dX \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-Y^2} dY \\ &\qquad \left(\frac{x}{\sigma_x} \equiv X \, , \, \frac{y}{\sigma_y} \equiv Y \right) \\ &= \frac{f N_1 N_2}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_y} \sqrt{\pi}\sqrt{\pi} \\ &= \frac{f N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \end{aligned}$$

k 個のバンチがある場合は

$$L = \frac{k f N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

となる。

また、1つのビームの電流は

$$I = ekNf$$

と表せるので、電流を用いたルミノシティーの式は

$$L = \frac{1}{4\pi k f} \left(\frac{I_1 I_2}{e^2} \right) \frac{1}{\sigma_x \sigma_y}$$

となる。TRISTAN 加速器 MR の標準的なパラメーター、$k = 2$、$f = 99.33kHz$、$I_1 = I_2 = 20mA$、$\sigma_x = 0.367mm$、$\sigma_y = 0.023mm$ を代入すると、ルミノシティーは約 $7.4 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ となる [21]。この値が加速器の設定したルミノシティーの値である。

付録 B

TOPAZ データ収集システム

B.1 Trigger system

実際の実験では、興味のある物理現象の他にもビーム・ガス、ビーム・パイプ、宇宙線等による非常に多くのバックグラウンドが発生しているが、膨大な数のバックグラウンドの中から目的とする物理を選び出す system を Trigger system と呼んでいる。バックグラウンドであるか目的とする物理であるかを識別するには、衝突点付近から荷電粒子が出ているかどうかということが一つの目安にされ、そのために TPC[23] でのトラックの情報が必要となる。TPC 内で電子がドリフトするのに要する時間はおよそ $25\mu sec$ である。これに対してビームは $5\mu sec$ 間隔で衝突するので、TPC で最初の trigger を決定するとデータ収集に対する dead time が非常に長くなってしまう。そこで、TPC で trigger をかける前に pre-trriger と呼ばれる非常にはやい trigger （$\sim 1.7\mu$ sec）をかけて、データ収集を行なっている。

Pre-trigger には、charged track pre-trigger と energy trigger の 2 種類がある。次にこれらの pre-trigger について述べる。

B.1.1 Charged track pre-trigger

Charged track pre-trigger とは、TCH と TOF の r-ϕ 平面での飛跡の情報を組み合わせて行なわれる trigger である。飛跡があるかどうかの判断は、各セグメントから読み込まれる信号のパターンと、予めメモリーに組み込まれているヒットパターンとを比較することにより行なわれる。衝突点付近から発生して TCH、TPC、TOF をそれぞれ通過するような高い運動量を持った荷電トラックがある角度以上

離れて 2 本以上あるようなイベントが選び出されるが、この trigger rate は 200~300Hz なので、次に TPC trigger がかけられる。

B.1.2 Energy trigger

Energy trigger は、BCL と ECL の情報を組み合わせて行なわれる。具体的には以下に示す位置とエネルギーに関する条件について、1 つでも満たしていればそのイベントを選び出す。

- BCL の total deposit energy が 4 GeV 以上であること
- ECL の total deposit energy が 10 GeV 以上であること
- BCL の前方、中央、後方の領域のうち 2 ヶ所に 1 GeV 以上の energy deposit があること
- 前方と後方の ECL に 3 GeV 以上の energy deposit があること

これによって、ハドロンイベント、Bhabha 散乱イベント、2 光子反応であると思われるイベントが収集される。この trigger rate は約 1.5Hz である（データ収集の dead time を 5% 以下に抑えるためには、trigger rate は 3Hz 以下であることが要求される）。

B.1.3 FCL trigger

以上に述べた trigger とは独立に、ルミノシティー用の解析のために FCL でかける trigger がある（図 B.1参照）。その方法を以下に説明する。

まず、FBC、LUM 合計 48 個の BGO カウンターについて連続する 3 つの BGO に deposit したエネルギーを順に調べる。つまり 48 組の BGO のエネルギーを調べ、合計 10GeV 以上のエネルギー deposit があればそのイベントを収集する。

B.2 TOPAZ データ収集システム

図 B.1 に TOPAZ データ収集システムの流れを示す。

前述した trigger システムによって得られた情報は FASTBUS/CAMAC システムを通して online computer の VAX-11/780 へ読み込まれる。また、各検出器の空

気圧や high voltage、LUM で得られた情報は μPDP-11 によってモニターされ、同様に VAX-11/780 へ送られる。

次に off line で解析を行なうために、VAX のデータは DACU (Device Attachment Control Unit of IBM) job によってメインコンピューターである FACOM M-780 に転送され、一時的にバッファに書き込まれる。

バッファの容量がいっぱいになると、データはリサイクルの磁気カセットテープ (CTL) にコピーされ、FACOM で解析ができるように format が行なわれる。これによって CTL に書き込まれたものが Raw Data と呼ばれるものである。

Raw Data は TDC (Time to Digital Converter) や ADC (Analogue to Digital Converter) という、各検出器によって得られた元々の情報が入っているので、解析には不必要なデータも含まれている。バックグラウンドイベントを取り除く Reduction、粒子の位置や運動量、エネルギーなど実際の物理量にシグナルを変換する Production というプロセスを経て、DST (Data Summary Tape) に記録される。この段階のデータは PASS1 と呼ばれているが、さらに各検出器やビームの状態などを考慮して calibration を行ない、最終的には PASS2 データを作っている。各々の物理解析はこの PASS2 データを用いて行なわれている。

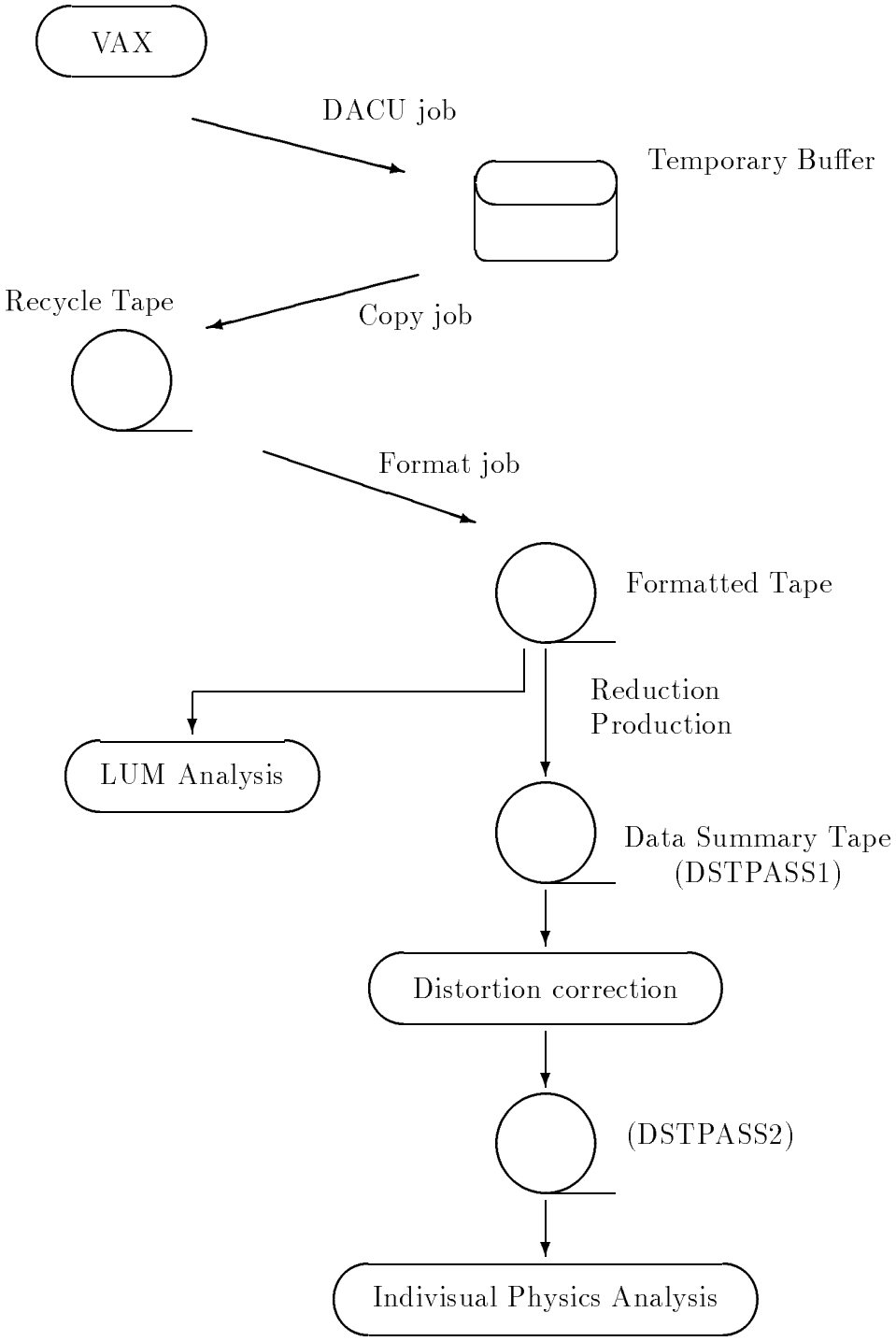


図 B.1: TOPAZ データ収集システム

謝辞

本研究を仕上げるにあたり、奈良女子大学高エネルギー講座の皆様の暖かい御協力を得ましたことを心より感謝致します。

野口先生、林井先生、宮林先生にはお忙しい合間に多大な御講義、御教授を頂きました。また、高エネルギー物理学研究所物理部の足立一郎氏、藤本順平氏はじめ、諸先生方にも非常に有益な御助言を頂きまして、どうもありがとうございました。

TRISTAN 実験は、今年 1994 年をもってデータ収集に終止符を打つことになります。本論文は文字通りその集大成とも言えるものですが、現在ある膨大な実験データを私達が使用できることの陰には TRISTAN の設計、建設段階から携わってこられた多くの方々の努力がありました。それら TRISTAN に関わってこられた全ての人に感謝を捧げます。

参考文献

[1] S. Weinberg, Phys.Rev.Lett.**19**(1967)1264

[2] A. Salam, in Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity(Nobel Symp. No.8)(1968)361

[3] S.L.Glashow, Nucl.Phys.**B22**(1961)1579

[4] H.Hayashii et al., Nucl.Inst.and Meth.**A316**(1992)202

[5] S.Kawabata, Comp.Phys.Comm.**41**(1986)127

[6] K.Tobimatsu et al., Prog.of Theoretical Phys.**74**(1985)567

[7] K.Tobimatsu et al., Prog.of Theoretical Phys.**75**(1986)905

[8] 夜明陽子,TOPAZ 前方カロリメーターについての simulation (修士論文 1989)

[9] 大倉正子,Bhabha event を用いた前方カロリメーターの性能の解析 (修士論文 1990)

[10] W.Nilson et al., SLAC-Report(1985)265

[11] J.F.Crawford et al., Nucl.Inst.and Meth.**127**(1975)173

[12] L.H.O'neill et al., Nucl.Inst.and Meth.**216**(1983)361

[13] K.Fujii et al., Nucl.Inst.and Meth.**A236**(1985)55

[14] J.Fujimoto et ai., Nucl.Inst.andMeth.**A256**(1987)449

[15] I.Adachi et al., Phys.Lett.**B255**(1991)613

[16] B.Howell et al., Phys.Lett.**291**(1992)206

[17] Phys.Rev.D(1994)1180

[18] S.Jadach et al., Comp.Phys.Comm.**70**(1992)305

[19] S.Jadach et al., CERN preprint CERN-TH 7452(1994)

[20] D.Decamp et al., Particle and Fields**53**(1992)375

[21] 神谷幸秀, OHO'84 「加速器の原理 - シンクロトロン及びストレージリング -」

[22] F.Halzen and A.D.Martin, QUARKS & LEPTONS (Jhon Wiley & Sons 1984)

[23] T.Kamae et al., Nucl.Inst.and Meth.**A252**(1986)423