

2013年度 修士学位論文
Belle II実験用CDCのInner chamberの製作・
宇宙線テストと読み出しエレクトロニクスの
エネルギー損失分解能の性能評価

奈良女子大学学院 人間文化研究科
物理学専攻 高エネルギー研究室
峰村 さつき

平成26年3月7日

概要

素粒子の物理法則をよく説明する理論として、現在までの数十年間をかけて標準模型 (Standard Model) が確立されてきた。1999年6月から2010年6月まで稼動した Belle 実験では、B 中間子系における CP 対称性の破れに焦点をあて、小林・益川理論の多角的検証を実行することにより、2008年ノーベル物理学賞を小林、益川両氏が受賞する上で決定的な貢献をした。この結果、CP 対称性の破れについて $\mathcal{O}(0.1)$ の影響を与える新しい物理は強く制限されたが、 $\mathcal{O}(10^{-2})$ の寄与をする標準模型をこえる新しい物理の発見にはいまだ到達していない。そこで、加速器、検出器それぞれを SuperKEKB 加速器および、Belle II 測定器へとアップグレードし、最大 $80 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ におよぶ既存の KEKB 加速器の 40 倍のルミノシティでの実験を準備している。

本研究では、Belle II 検出器の中でも中央飛跡検出器 (Central Drift Chamber) について報告する。ルミノシティ向上に伴いビームバックグラウンドの増大が懸念されるため、中央飛跡検出器ではバックグラウンド対策として、ワイヤー 1 本あたりのヒットレートを下げるために最内 8Layer にセルサイズの小さい Inner chamber を設置するとともに、データ取得用電子回路を一新し、より不感時間の短いものにするこで、高いトリガーレートに対応する。本論文では、まず第 2 章で Belle II 実験の概要について述べ、第 3 章では Belle II 検出器の中でも中央飛跡検出器について詳しく説明する。そして第 4 章では中央飛跡検出器の加速器によるバックグラウンド対策の一つである Inner Chamber の製作、第 5 章ではその Inner Chamber を使用して宇宙線テストを行い、事象選択後、FADC 分布が明瞭なランダウ分布を示すことと全事象からの TDC 分布から最大ドリフト時間 100nsec 以下と予想通り動作していることを確認した。第 6 章では、もう一つのバックグラウンド対策である新しいデータ取得用電子回路を用い、SPring8 で行ったビームテストの結果からエネルギー損失分解能の性能評価を行い、12Layer のときにエネルギー損失分解能は 10.6% となった。実機は 56Layer あるため、そのときのエネルギー損失分解能は 5% 程度と予想され、要求性能を満たし、エネルギー損失分解能の入射角度依存性も予想の範囲内で収まっていることをグラフから確認した。最後に第 7 章を結論とする。

目次

第1章	序論	3
第2章	B-Factory 実験の高度化	4
2.1	B-Factory 実験高度化の動機	4
2.2	SuperKEKB 加速器	5
2.3	Belle II 測定器	8
第3章	中央飛跡検出器 (CDC)	16
3.1	ドリフトチェンバーの概要	16
3.1.1	荷電粒子の検出	16
3.1.2	ドリフトチェンバーの動作原理	16
3.1.3	電子のドリフト速度	17
3.1.4	ガスの選択	20
3.2	Belle II 測定器 CDC の概要	21
3.3	CDC への要求	25
3.3.1	運動量分解能	25
3.3.2	エネルギー損失分解能	26
3.4	Belle II 実験に向けた中央飛跡検出器のアップグレード	26
3.4.1	構造でのアップグレード	26
3.4.2	読み出しエレクトロニクスでのアップグレード	27
第4章	Inner chamber の製作	29
4.1	Inner chamber の構造と製作	29
4.2	基本動作確認	32
4.2.1	ガスリークテスト	33
4.2.2	高電圧印加テスト	33
4.2.3	宇宙線による信号確認	34
第5章	Inner chamber の宇宙線テスト	36
5.1	概要	36
5.2	セットアップ	36
5.2.1	各検出器の配置	36
5.2.2	読み出しエレクトロニクス	36

5.3	ペDESTAL測定	37
5.4	エネルギー損失分布	37
5.4.1	事象選択	37
5.4.2	エネルギー損失分布	40
5.5	最大ドリフト時間	40
第6章	SPrin8 LEPS ビームラインでのビームテスト	43
6.1	目的	43
6.2	ビームライン	43
6.3	セットアップ	44
6.3.1	各検出器の配置	44
6.3.2	テストチェンバー	44
6.3.3	読み出しエレクトロニクス	48
6.4	測定	48
6.5	エネルギー損失分解能	48
6.5.1	Truncated Mean	48
6.5.2	エネルギー損失分解能	49
6.5.3	エネルギー損失分解能の入射角度依存性	50
第7章	結論	54

第1章 序論

素粒子の物理法則をよく説明する理論として、現在までの数十年間をかけて標準模型 (Standard Model) が確立されてきた。1999年6月から2010年6月まで稼動した Belle 実験では、B 中間子系における CP 対称性の破れに焦点をあて、様々な崩壊モードで測定を実行することにより、2008年ノーベル物理学賞を小林、益川両氏が受賞する上で決定的な貢献をした。この結果、CP 対称性の破れについて $\mathcal{O}(0.1)$ の影響を与える新しい物理は強く制限されたが、 $\mathcal{O}(10^{-2})$ の寄与をする標準模型をこえる新しい物理の発見にはいまだ手が届いていない。そこで、加速器、検出器それぞれを SuperKEKB 加速器および Belle II 測定器へとアップグレードし、最大 $80 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ におよぶ既存の KEKB 加速器の 40 倍のルミノシティでの実験を準備している。

本研究では、Belle II 検出器の中でも中央飛跡検出器 (Central Drift Chamber) について報告する。ルミノシティ向上に伴い、ビームバックグラウンドの増大が懸念されるため、中央飛跡検出器ではバックグラウンド対策として、ワイヤー 1 本あたりのヒットレートを下げるために最内 8Layer にセルサイズの小さい Inner chamber を設置するとともにデータ取得用電子回路を一新し、より不感時間の短いものにするこゝで、高いトリガーレートに対応する。

本論文では、まず第2章で Belle II 実験の概要について述べ、第3章では Belle II 検出器の中でも中央飛跡検出器について詳しく説明する。そして第4章、第5章では中央飛跡検出器の加速器によるバックグラウンド対策の一つである Inner Chamber の製作、宇宙線テストの結果、考察について述べる。第6章では、もう一つのバックグラウンド対策である新しいデータ取得用電子回路を用い、SPring8 で行ったビームテストによるエネルギー損失分解能の性能評価について述べ、第7章を結論とする。

第2章 B-Factory 実験の高度化

2.1 B-Factory 実験高度化の動機

茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において Belle 測定器と KEKB 加速器を用いて行われてきた B-Factory 実験は B 中間子の崩壊における CP 対称性の破れを測定し、2008 年に小林誠氏、益川敏英氏がノーベル物理学賞の受賞する上で決定的な貢献をした。KEKB 加速器は 8GeV-3.5GeV の非対称エネルギー電子・陽電子衝突加速器である。Belle 実験では、それ以前の加速器の約 100 倍に及ぶルミノシティを KEKB 加速器で実現することにより積算で 7 億 7 千万事象に及ぶ大量の B 中間子のデータを記録するに至った。2001 年に $J/\psi K_S^0$ に代表される $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移で CP 固有状態への崩壊事象で B^0 中間子と \bar{B}^0 中間子で崩壊までの時間分布に有意な差があることを観測し、CP 対称性が破れていることを発見した。さらに他の崩壊モードでの研究も進めた結果小林・益川理論がクォークセクターの世代混合と CP 非保存を記述するよい描像であることを証明した。Belle 実験は B 中間子系の CP 非保存測定にとどまらず、 $D^0-\bar{D}^0$ の振動の発見、 $X(3872)$ の発見に代表される通常メソンやバリオンの範疇に入らないエキゾチックハドロンの候補の発見など非常に多くの成果を挙げ、2010 年 6 月に SuperKEKB 加速器および Belle II 実験へのアップグレードのためデータ収集をおえた。

しかし、CP 対称性の破れを例にとれば、ひき続き追求すべき問題がまだ残されている。その中でも最重要項目の 1 つが、B 中間子のペンギンダイアグラムと呼ばれる 1 ループの振幅による崩壊モードにおける CP 非対称性の破れの精密測定である。特に b クォークが仮想 t クォークと W ボソンを経て s クォークに遷移する $b \rightarrow s$ ペンギン振幅によるものの存在はよく確立されてきたが、これらのうち、 $B^0 \rightarrow \phi K_S, \eta' K_S^0, K_S^0 K_S^0 K_S^0$ といったモードの CP 非保存は、小さい理論的不定形で標準模型の範囲ではツリーダイアグラムで崩壊する $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ と一致すると期待される。一方で、ループダイアグラムで一般に言えることとして、標準模型を超える新しい物理が量子補正を通じてツリーダイアグラムよりも顕著に現れやすい。もし、新しい物理が小林・益川理論とは異なる CP 非保存のメカニズムを含むならば、 $b \rightarrow s$ ペンギン振幅による崩壊モードの CP 非保存は $b \rightarrow c\bar{c}s$ ツリー振幅つまり $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ の CP 非保存とは異なった結果を示すと期待されている。ペンギン振幅は高次の相互作用なので、その崩壊モードの分岐比が低いことが測定の統計精度を制限しており、 $\mathcal{O}(0.1)$ の精度にとどまっている。これを解決し、 $\mathcal{O}(10^{-2})$ の感度で CP 非保存における新物理の探索を行うには、これまでの数

十倍となる高統計データが必要となる。そこで、ルミノシティ $80 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の SuperKEKB 加速器と高頻度の事象を記録可能な Belle II 測定器へアップグレードし、 50ab^{-1} のデータ蓄積を目指す。

2.2 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器は電子は 7.0GeV 、陽電子は 4.0GeV の非対称エネルギー衝突型加速器である。全長 600m の線形加速器 (Linac) で電子は 7.0GeV 、陽電子 4.0 はダンピングリングでエミッタンスを小さくした後、 GeV に加速され、全長 3km の蓄積リングに入射される。蓄積リングは電子蓄積用の High Energy Ring (HER) と陽電子蓄積用の Low Energy Ring (LER) からなっている。この2つは、筑波実験棟に設置された Belle II 測定器内で交差し、そこで電子・陽電子衝突が起きる。SuperKEKB 加速器では KEKB 加速器のトンネルなどのインフラストラクチャーを可能な限り再利用し、LER 用真空チェンバーをはじめ交換の必要な加速器コンポーネントを新たに製作する。図 2.1 に SuperKEKB 加速器の全体図を示す。異なったエネルギーの電子と陽電子を衝突させるのは $\Upsilon(4S)$ をローレンツブース

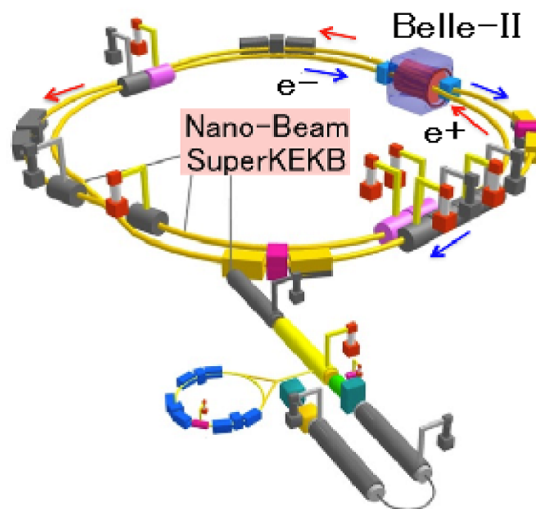


図 2.1: SuperKEKB 加速器の全体図

トさせ、 B 中間子の崩壊時間を伸ばすと共に、崩壊時間差を2つの B 中間子の崩壊位置の差から求めることを可能にするためである。

CP 非保存測定では B 中間子と \bar{B} 中間子の崩壊率あるいは崩壊時間差を測定するため、大量の B 中間子を生成しその崩壊過程を記録する必要がある。電子・陽

電子衝突で生成可能な $b\bar{b}$ 束縛状態を Υ と呼び、4 番目の動径方向励起状態である $\Upsilon(4S)$ は 96 % 以上が B 中間子対に崩壊することが知られており、この要求に適している。そこで通常は重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ の質量である 10.58GeV に設定して運転する。生成された B 中間子のうち CP 非保存測定に適した崩壊モードへの分岐比は 10^{-4} から 10^{-6} と小さい。したがって、加速器には高いルミノシティが求められる。ルミノシティとは、ビームの輝度であり、加速器を議論する上で重要な指標の 1 つである。ここで、ルミノシティを L 、単位時間あたりの反応数を Y 、その反応断面積を σ とすると、以下のような関係式が成り立つ。

$$Y = L\sigma \quad (2.1)$$

KEKB 加速器では設計値の 2 倍を上回る $2.1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ という高ルミノシティを達成した。Belle II 実験ではさらなるデータ蓄積が必要であるため、SuperKEKB 加速器では、最大 $80 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を得る設計が行われている。ルミノシティは加速器パラメーターを用いると、

$$L = \frac{N_{e^+} N_{e^-} f}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} R_L = \frac{\gamma_{\pm}}{2e\gamma_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}\right) \left(\frac{I_{\pm} \zeta_{\pm y}}{\beta_y^*}\right) \left(\frac{R_L}{R_y}\right) \quad (2.2)$$

N_{e^+} : バンチに含まれる e^+ の数

N_{e^-} : バンチに含まれる e^- の数

f : バンチの衝突頻度 ($f = n_b f_0$, n_b : バンチ数, f_0 : 周回周波数)

加速器内で粒子は 10^{10} 個の集団で運動しており、この集団はバンチと呼ばれる。

σ_x^* : 衝突点での水平方向のビームサイズ

σ_y^* : 衝突点での垂直方向のビームサイズ

R_L, R_y : 幾何学的な要因による補正係数

γ_{\pm} : Lorentz factor

e : 電子の電荷量

γ_e : 古典電子半径

I_{\pm} : ビーム蓄積電流

$\zeta_{\pm y}$: 垂直方向のビームビームパラメーター

ビームビームパラメーターとは衝突点でビームが互いに及ぼす相互作用のことである。

β_y^* : 衝突点での垂直方向の β 関数

*は衝突点での数値であることを示す。

とも表すことができる。よってルミノシティをさらに高めるためには、

- ビーム電流を高くする。
- ビームビームパラメーター ζ を上げる。
- 衝突点でのベータ関数を小さくする。

があげられる。

SuperKEKB 加速器では P.Raimondi と SuperB グループによって提案された「ナノビーム方式」を用いる。これは衝突点での垂直方向のベータ関数 (β_y^*) を KEKB 加速器の 1/20 程度まで小さくするものである。この際、ビームが交差する領域の幾何学的大きさ (図 2.2 中 d) より β_y^* を小さくしてもルミノシティ向上に寄与しないという効果 (=砂時計効果) を考慮しなければならない。図 2.2 に示すように、有限角度衝突として、バンチの一部のみが交差するようにすれば、その交差部分の幾何学的大きさと同程度まで β_y^* を小さくできる。これにビーム電流を約 2 倍にすることを合わせて、ルミノシティを約 40 倍にする。加速器内で粒子はバンチを形成しているが、バンチ内の電子または陽電子同士のクーロン散乱のためにビームが安定加速位相からはずれて失われるタウショック効果と呼ばれる現象によるビーム寿命の減少とビームバックグラウンドの増加が予想される。特にエネルギーの低い LER を周回する陽電子で顕著になると考えられるため、SuperKEKB 加速器では陽電子のエネルギーを 4.0GeV に変更する。それに伴い電子のエネルギーを 7.0GeV に変更することで、重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ の質量と同じにする。KEKB 加速器と SuperKEKB 加速器の主なパラメーターを表 2.1 に示す。

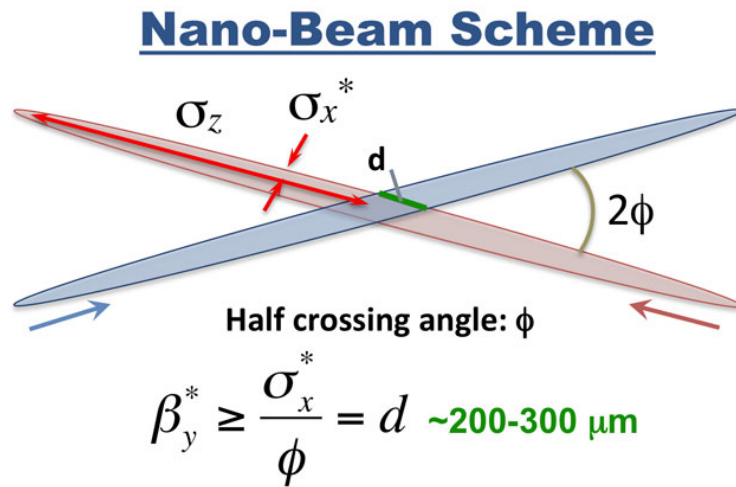


図 2.2: ナノビーム方式の模式図 d は衝突点における水平ビームサイズ σ_x^* と交差角 2ϕ で決まる。

表 2.1: KEKB 加速器と SuperKEKB 加速器のパラメーターの比較

Parameter	KEKB	SuperKEKB	unit
Beam energy(LER/HER)	3.5/8.0	4.0/7.0	GeV/c
Beam current	1.64/1.19	3.6/2.6	A
β_y^*	5.9	0.27	mm
$\zeta_{\pm y}$	0.129/0.090	0.0886/0.081	
Beam crossing angle	$2\phi = 22$	$2\phi = 83$	<i>mrاد</i>
Luminosity	2.1×10^{34}	80×10^{34}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

2.3 Belle II 測定器

Belle II 測定器は7つの検出器サブシステムからなる測定器であり、その模式図を図 2.3 に示す。Belle II 実験では加速器の性能向上に伴い、ビームバックグラウンドが Belle 実験に比べ 20 倍程度に増加することが見込まれている。そのため、高バックグラウンド下でも Belle 測定器と同程度以上の性能を出すことが求められ、Belle II 測定器はそれに沿った設計となっている。

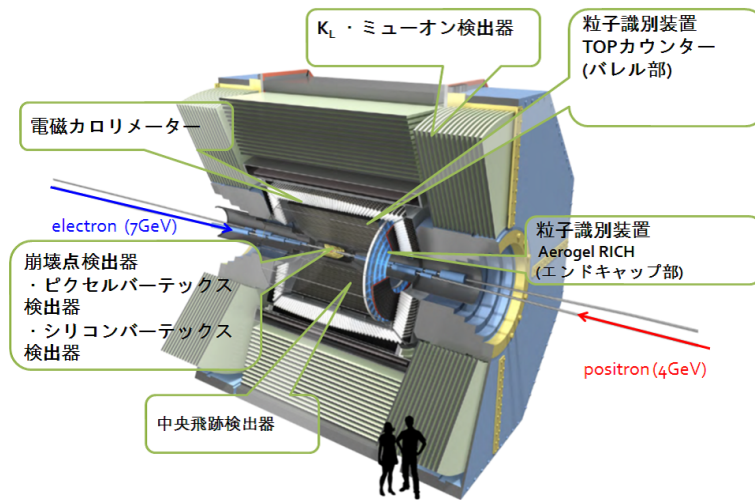


図 2.3: Belle II 測定器

各検出器サブシステムの構造、役割について以下にまとめる。

- 崩壊点検出器

Belle II 測定器の最内部に配置され、B 中間子崩壊後にできる荷電粒子

の飛跡を検出することで B 中間子の崩壊点を再構成する情報を与える。B-Factory 実験では時間に依存した CP 対称性の破れを測定するので、非対称エネルギーの電子・陽電子衝突と B 中間子の崩壊点位置の精密測定による崩壊時間差の決定が必要不可欠である。前述のとおりビーム力学口径の確保のため、SuperKEKB 加速器では LER のビームエネルギーを 4.0GeV、HER のビームエネルギーを 7.0GeV とするので、ブーストが小さくなる。一方、衝突点のビームパイプの内径は 30mm から 20mm へと細くして、そのすぐ外側に低物質量の崩壊点位置検出器を設置することにより、位置測定精度を向上させ、ブーストの減少を補い、必要な崩壊時間差測定の精度を実現する。衝突点最も近い 2Layer は Pixel Detector(PXD) として、その外側 4Layer に Si-strip Vertex Detector(SVD) を配置する。以下に PXD、SVD について簡潔に説明する。

PXD (PiXel Detector)

PXD は DEPFET(Depleted P-channel Field Effect Transistor) すなわちの一種の電界効果トランジスタ (Field Effect Transistor) を応用したピクセル型の半導体検出器である。空乏層で励起した電子をトランジスタで増幅する構造である。(図 2.4 参照) PXD は衝突点から 19mm と 22mm のところに置かれ、最内 2Layer をなす。他の検出器サブシステムと比較してデータサイズが大きいので、 $20\mu\text{s}$ ごとに 1 フレームを 1 単位として読み出し、最後は外側の検出器から信号のありえ得る場所を推定して、その部分を記録するという独特のデータ収集シーケンスを用いる。

SVD (Si-strip Vertex Detector)

Belle II 測定器の SVD では DSSD (Double Side Si-strip Detector) を使用する。表の側に y 方向に沿った n 型、裏の側に x 方向に沿った p 型の半導体ストリップを配置することで、1 枚のデバイスで 2 次元情報を得ることができる。CDC が耐えうるカウントレートはガス中を電子がドリフトする時間によって制限されるため、それが内筒の半径を決定している。SVD はその内側の領域をカバーする。

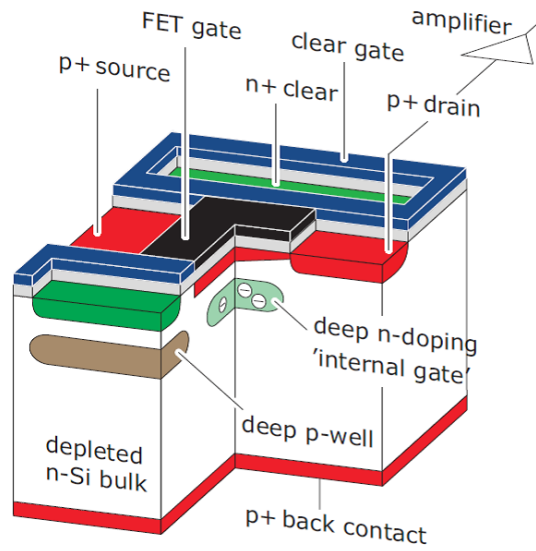


図 2.4: DEPFET の構造図

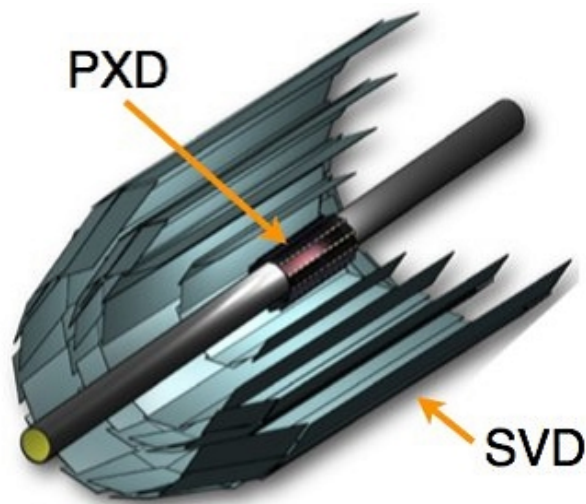


図 2.5: 内側 PXD2Layer、外側 SVD4layer という配置図

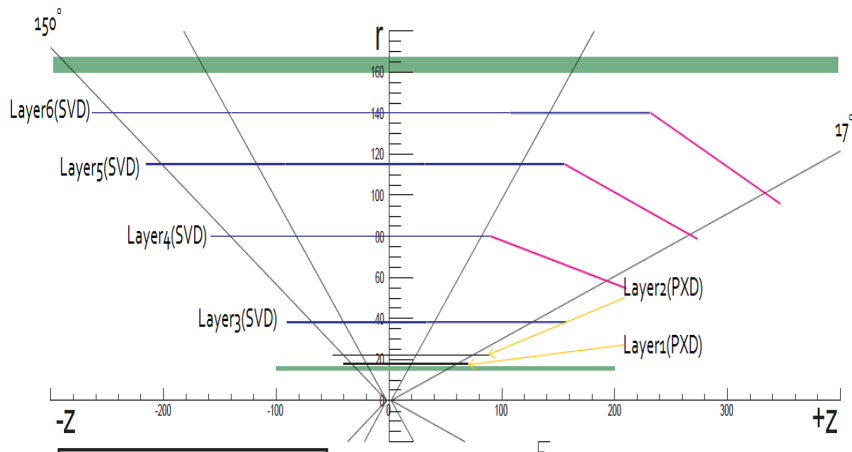


図 2.6: 各 Layer の詳しい配置図

- 中央飛跡検出器 CDC(Central Drift Chamber)

CDC は SVD のすぐ外側に位置し、荷電粒子の飛跡測定と運動量測定を行い、 dE/dx 測定から粒子識別の情報を与える。さらに、飛跡に伴うワイヤーのヒットパターンからトリガー生成を行う。内部を He(50%)-C₂H₆(50%) の混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーを張った構造である。張ったワイヤーにはビーム進行方向に対して平行な Axial Wire と角度 $\pm 70\text{mrad}$ 程度の Stereo Wire とを使用することで、3次元の位置情報を得ることができる。高電圧をかけた陽極ワイヤーの周りを陰極ワイヤーで囲った単位をセルと呼び、Belle II 測定器の CDC はセルサイズを小さくした最内 8Layer 部分を別に製作し、最終的にその外側部分と一体化する工程により建設される。内側のセルサイズをとりわけ小さく作ることも高バックグラウンド対策である。(図 2.7 参照) CDC については本論文の主題であるため第 3 章でさらに詳しく述べ、最内 8Layer 部分の製作と宇宙線テストの結果についてもそれぞれ第 4 章、第 5 章で説明する。

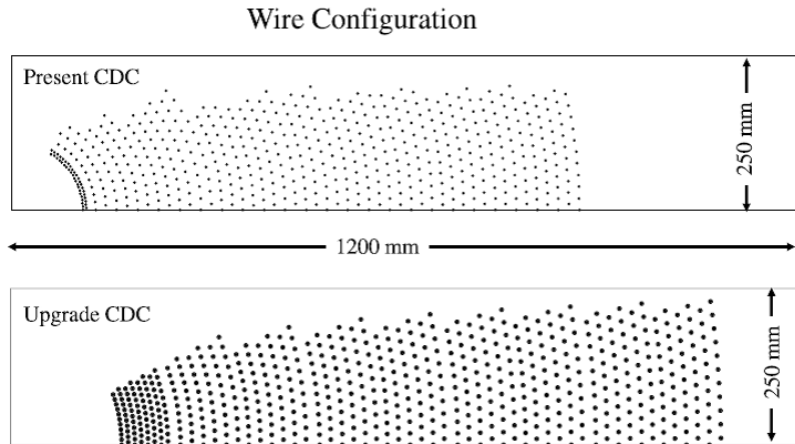


図 2.7: Belle 測定器と Belle II 測定器の各 Layer のワイヤー配置

- 粒子識別装置

Belle II 測定器で直接観測される粒子は e^\pm 、 μ^\pm 、 π^\pm 、 K^\pm 、 p 、 γ 、 K_L である。 e^\pm は後述する電磁カロリメーターで、 μ^\pm は後述する $K_L \cdot \mu$ 検出器により識別可能である。それ以外の安定な荷電粒子である π^\pm と K^\pm 、 p の識別は、CDC と TOP と A-RICH、の情報をを用いて行う。特に K 中間子と π 中間子の識別性能は $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ と $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の分離や $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ と $B^0 \rightarrow \rho\gamma$ の分離に代表される稀崩壊の研究に必要不可欠である。Belle II 検出器で要求される。Belle 測定器では閾値型のチェレンコフ検出器とシンチレータを用いた Time Of Flight counter (TOF) を使用した。Belle II 測定器では閾値型から、リング像を再構成するチェレンコフ検出器を導入する。バレル部に石英輻射体を使用し、チェレンコフ角をチェレンコフ光の伝播時間から測定する TOP (Time Of Propagation counter) を、エンドキャップ部にはシリカエアロジェルを輻射体とした A-RICH (Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter) を配置する。これにより運動量 $4\text{GeV}/c$ において 4σ の K/π 分離を目指す。

TOP (Time Of Propagation counter)

バレル部での粒子識別を担うのは石英輻射体からのチェレンコフ光を内部で全反射させ、端部で光検出器の MCP-PMT (Micro-Channel-Plate Photo-Multiplier Tube) により検出して、チェレンコフ光子のタイミングを高精度測定することにより粒子識別を行う TOP カウンターである。運動量の同じ荷電粒子からのチェレンコフ光は質量の大きな粒子ほど粒子入射方向に対して小さな角度で放出される。そのため、全反射を繰り返しながら端面まで達する経路が長くなり、光の伝搬時間が長くなる。TOP カウンターはこの伝搬時間の違いと端面でチェレンコフ光を検出

した位置の情報を組み合わせてリング像を再構成することで粒子識別情報を与える。また、崩壊点から TOP カウンターに荷電粒子がヒットするまでの飛行時間も質量の大きな粒子ほど長くなる。この飛行時間も使用し粒子識別を行う。

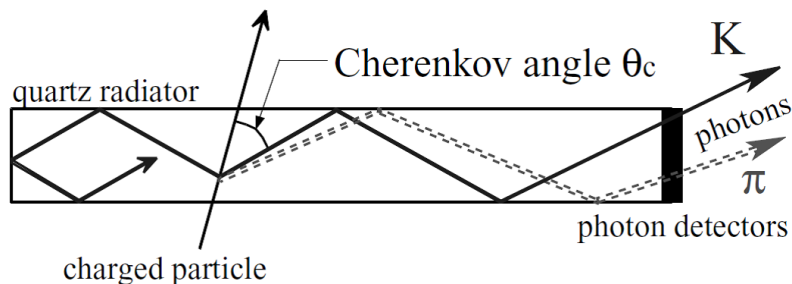


図 2.8: TOP カウンターの動作原理の概念図

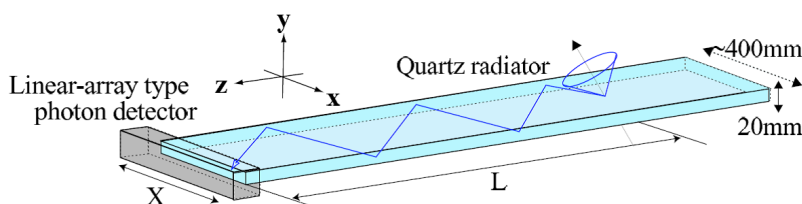


図 2.9: 石英輻射体のイメージと ring image 再構成のイメージ

A-RICH(Aerogel Ring Imaging CHerenkov counter)

エンドキャップ部にはエアロゲル輻射体 (屈折率 ~ 1.05) を荷電粒子が通過する際に発生するチェレンコフ光を、20cm 程の距離に配置した Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD) で検出することにより再構成する A-RICH を設置する。HAPD で検出したチェレンコフ光が作るリング像の半径から入射した荷電粒子の速さを求めることができるので、CDC による運動量測定と合わせて粒子識別ができる。

- 電磁カロリメーター ECL(Electromagnetic Calorimeter)

ECL は主に光子と電子のエネルギーを測定する。結晶シンチレーターに入射した光子や電子は電磁シャワーを形成し、ほぼ全エネルギーを結晶シンチレーター中で失う。このエネルギー損失によるシンチレーション光量を測定し、粒子の持っていた全エネルギーを知ることができる。

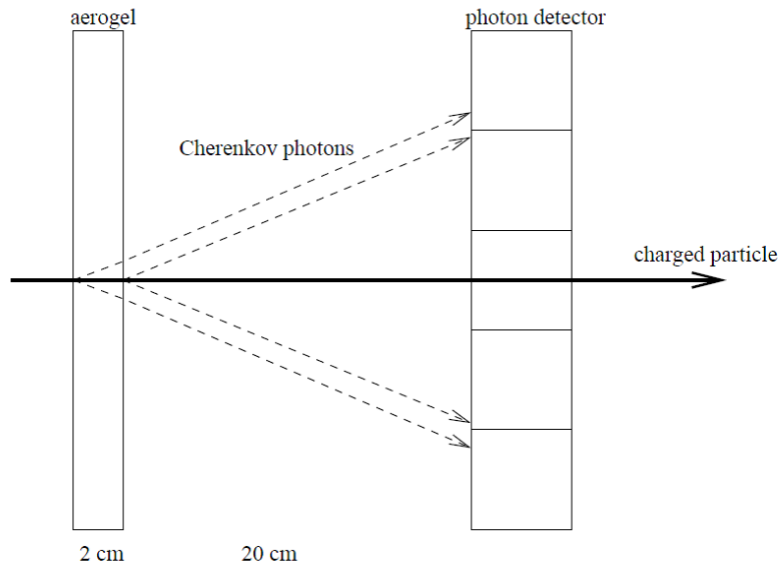


図 2.10: A-RICH の動作原理の概念図

Belle 測定器の ECL は Barrel 部と前方、後方の Endcap 部に 8736 本の結晶シンチレータを配置し、 $12^\circ < \theta < 157^\circ$ の大立体角をカバーしている。シンチレータは豊富な発光量を誇るタリウムをドープした CsI を採用し、PIN フォトダイオード読み出しと組み合わせて高いエネルギー分解能を実現した。しかしタリウムをドープした CsI は発光時定数が長い ($\tau \sim 1\mu s$) ため、Belle II の高バックグラウンド環境下は対処が必要である。FADC により波形取得してフィットすることでバックグラウンドの重なりを解くことによりバックグラウンドを 1/7 以下に抑制することができる。また、特にバックグラウンドの高いエンドキャップ部を時定数の短い pure CsI に置き換える計画が議論されている。

- $K_L \cdot \mu$ 検出器 KLM (K_L and Muon Detector)

Belle 測定器構造体の 1 番外側はソレノイド磁場のフラックスを戻す鉄が 14Layer 配置されている。この鉄板の間に検出器を挿入すると貫通力の高い μ^\pm や K_L^0 の識別が可能となる。これを $K_L \cdot \mu$ 検出器と呼ぶ。KLM では全面的に Resistive Plate Counter (RPC) が使用された。これは、荷電粒子が通過すると抵抗性のあるガラス電極の間に蓄えられた電荷がストリーマ放電して、信号パルスを発生させるものである。しかし、いったんストリーマ放電した面積 0.1cm^2 程度の領域は、電圧が復帰して次に入射した粒子を検出可能な状態に戻るまで 2 秒ほどの時間を要する。ルミノシティを上げる Belle II 実験の環境ではこの不感時間は許容できないので、エンドキャップ

部全てとバレル部の最内 2Layer をプラスチックシンチレータに置き換える。
読み出しは光を波長変換ファイバを介して、一端に設置された Multi Pixel
Photon Counter(MPPC)で行う。

第3章 中央飛跡検出器 (CDC)

3.1 ドリフトチェンバーの概要

3.1.1 荷電粒子の検出

荷電粒子がガス中を通過すると、ガス分子の電子とクーロン相互作用し、連続的に電離しながら、減速しエネルギーを失う。荷電粒子のエネルギー損失は次の Bethe-Bloch 式であらわされる。

$$\frac{-dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right], \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (3.1)$$

Z :物質の原子量 A :物質の原子番号
 z :入射荷電粒子の電荷 ρ :媒質の物質密度
 β :光速度を単位とした入射粒子速度
 m :電子の質量 e :電子の電荷
 I :実効電離ポテンシャル
 N :アボガドロ数

入射粒子が単位電荷を持っている K の値は $mc^2 = 0.511\text{MeV}$ を用いて、 $K=0.154\text{MeVcm}^2/\text{g}$ となる。 E_M は、2つの物体が相対論的に受け渡すことのできる最大エネルギーであり、次のように記述される。

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \quad (3.2)$$

ガス検出器は、入射粒子のガス中でのエネルギー損失によって発生する電子とガスイオンを増幅してパルス信号として読み出す。そのパルス信号から通過した荷電粒子の位置とエネルギー損失を測定する。

3.1.2 ドリフトチェンバーの動作原理

一般にドリフトチェンバーは多数のワイヤーを有する。ワイヤーは主に2種類あり、1つはガス分子から電離した電子をワイヤーの近傍で電子雪崩を起こし増幅させ、電子の対となるイオンの動きを信号として観測するためのセンスワイヤー、

もう1つは背エンスワイヤーとの間で電場を生成するためのフィールドワイヤーである。

ドリフトチェンバーは荷電粒子がチェンバー内のガスをイオン化することで電子を生成、ワイヤー付近でガス増幅し、電気信号として取り出す。荷電粒子はガス内を通るとき、ガス分子をイオン化させながら進み、電子とイオンを生成する。荷電粒子との衝突によって生じた電子を一次電子と呼ぶが、一次電子だけでは信号として読みだすには十分な大きさでない。そこで細いセンスワイヤー(直径 $\sim 30\mu\text{m}$)に高電圧($> 30\text{kV/cm}$)をかけ、ワイヤー中心に高電場を作る。電場はセンスワイヤー表面で最大となり、フィールドワイヤーに向かってセンスワイヤーからの距離 r に対して、 r^{-1} で急速に減衰する。前述のとおり細いセンスワイヤーを使うことで、非常に高い電場を得ることができる。電場は電子をセンスワイヤーに向かってドリフトさせ、正イオンをフィールドワイヤーに向かってドリフトさせる。一次電子はセンスワイヤー近傍の非常に高い電場付近でガス分子に衝突し、分子をイオン化させ、電子雪崩を起こしながら、センスワイヤーに向かって進む。電子雪崩は横方向に拡大しながらワイヤーに近づくため(図3.3参照)、しずくのような形のイオン集団はセンスワイヤーを囲みながら発展する。電子は1ns程度の短時間で集められるのに対し、正イオンの雲はゆっくりとフィールドワイヤーへ向かいながら離れていく。

このように電子雪崩によって電子が増幅される作用をガス増幅という。粒子入射のタイミングを決めるカウンターと併用し、粒子の通過時刻とセンスワイヤーでのパルスの立ち上がりとの時間差 Δt を測定する。この時間差 Δt は主に電子のドリフト時間により決まる。一次電子は $t = t_0$ ではじめの電離により生成され、 t_1 でワイヤー近傍の強い電場内に入り、電子雪崩を起こす。電子のドリフト距離 z は、 t, t_0, t_1 , ドリフト速度 v_D により以下の式のように表せる。

$$z = \int_{t_1}^{t_0} v_D(t) dt \quad (3.3)$$

ドリフト距離を精度よく測るにはドリフト経路に沿って v_D が一定であることが望ましい。 v_D が定数のとき、式(3.3)は比例関係となり、以下の式が成り立つ。

$$z = v_D(t_1 - t_0) = v_D \Delta t \quad (3.4)$$

このような関係は、ワイヤーのセル構造や適切なガスの選択により実現する。

3.1.3 電子のドリフト速度

ここでは、電場内における電子のドリフトについて説明していく。電場がない場合、電離によって生じた電子はガス分子の散乱により急激にエネルギー ε を失い、その後ガス分子との多重散乱で徐々に拡散される。Ar等の単一原子分子の場

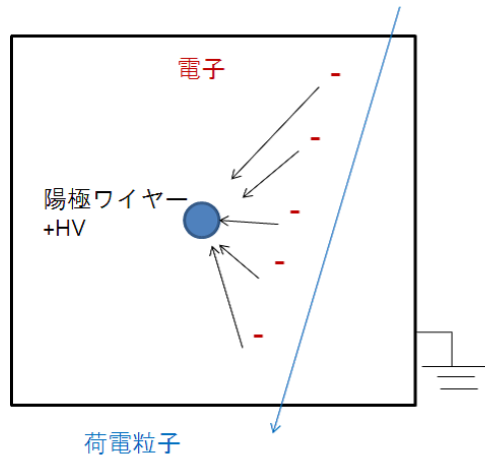


図 3.1: ガス分子が電離され、生成された電子が移動(ドリフト)する様子

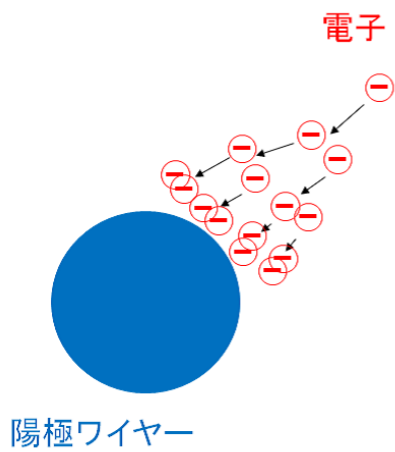


図 3.2: 陽極ワイヤー付近でのガス増幅の概念図

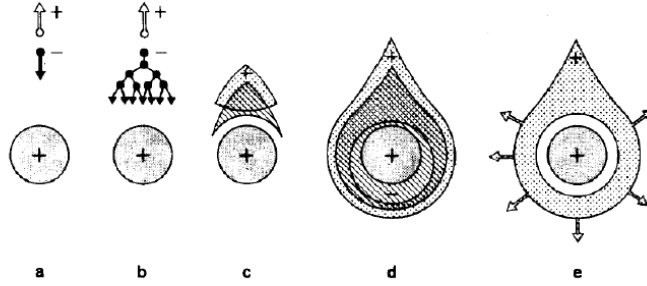


図 3.3: 電子雪崩の時間発展 a. 一次電子がセンスワイヤーに向かってドリフトする。 b. 検出ガスのイオン化しきい値をこえ電子雪崩がはじまる。 c.~e. 電子と陽イオンのドリフト速度の差から液滴状に成長する。

合、 $\varepsilon = \frac{2}{3}KT$ である。 K はボルツマン定数である。 温度 T でのエネルギー ε の分布は以下のように表せる。

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}e^{-\frac{\varepsilon}{2KT}} \quad (3.5)$$

電子は分子に衝突し熱平衡化する。 始めに N 個の電子があったとき、 時間 t 後に距離 x から $x + dx$ のあいだに見つかる電子の数は dN は、

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (3.6)$$

ここで D は拡散係数であり、 電子の熱運動による速度と平均自由行程に比例する量である。 この分布の分散 σ は $\sigma = \sqrt{2Dt}$ であり、 ドリフトチェンバーの空間分解能の限界を決める要因の一つである。

電場がある場合、 電子は電場 E により加速され運動エネルギーが熱平衡エネルギーより大きくなる。 電子の自由行路は短いため、 すぐに分子と衝突しエネルギーを失う。 よって、 電場が弱いときは電子のエネルギーは高くない。 電子のドリフト速度は v は運動量変化と力積 $\Delta p = f\Delta t$ から 以下の式が成り立つ。 τ は電子が分子と衝突したあと、 次の衝突をするまでの時間である。

$$v = \frac{e}{m}E\tau \quad (3.7)$$

衝突の断面積は、 電場とガスの種類によって大きく変わる。 そのため、 他のガスが少量混入すると電子の平均エネルギーが大きく変わる。 イオン化を伴う衝突がほとんど無視できる場合、 電子のエネルギー分布は

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\varepsilon)d\varepsilon}{[eE\lambda(\varepsilon)]^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)}\right) \quad (3.8)$$

$\Lambda(\varepsilon)$: 衝突で電子が失うエネルギー
 $\lambda(\varepsilon)$: 平均自由行程
 N : 単位体積当たりのガスの分子量
 $\sigma(\varepsilon)$: 衝突断面積

となる。弾性散乱及び非弾性散乱の断面積がわかると、 $F(\varepsilon)$ が計算できる。これにより、ドリフト速度 v と拡散係数 D は、 u をエネルギー ε のときの電子の瞬間速度としたときそれぞれ以下のようなになる。

$$v(E) = \frac{-2eE}{3m} E \int \varepsilon \lambda(\varepsilon) \frac{\partial(F(\varepsilon)u^{-1})}{\partial\varepsilon} d\varepsilon \quad (3.9)$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\varepsilon) F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.10)$$

Belle II 実験 CDC ではセルサイズの半分、つまり最大ドリフト距離が 1cm 未満なので、拡散は位置分解能の主たる制限要因にはなっていない。

3.1.4 ガスの選択

原理的には、あらゆるガスにおいてガス増幅が可能であるが、実際には実験で求められる性能を満たすために、いくつかの条件があり、それに基づいてガスを選択する。

単原子分子からなるガスと化合物分子からなるガスを比較すると、単原子分子は電子雪崩を起こす電圧領域が低いため単原子分子からなるガスが主成分として選択される。さらに、希ガスは高い増幅率と入射粒子によらない W 値 (一つのイオン対を作るのに必要なエネルギー) を持つため、単原子分子の中でも希ガスを選択するのが一般的である。各気体分子の W 値を表 3.1 に示す。

実際には、単一原子分子からなるガスと化合物分子からなるガスの混合ガスが用いられる。これは、希ガスのみを用いた場合では、電子雪崩が起きたとき励起された希ガス分子が再び基底状態に遷移することにより放出された光子が電場に関係なくガス中を透過し、光電効果により電子を発生させ、目的とは別の箇所での二次的な電子雪崩を起こすからある。このような現象が起こると、信号パルス生成がいつまでも終わらないので、検出器として目的を達しなくなる。

これを抑制するために、多原子分子ガスを混合する。多原子分子ガスは、光子放出を伴わない幅広い励起準位があり、希ガスから放出される光子を広いエネルギー範囲で吸収する。これをクエンチング効果と呼ぶ。これによって連続的な放電を抑え、検出器が設計通りに動作する。

Belle II 実験では He-C₂H₆(50:50) を使用する。適正な電圧の印加されたある 1 本のワイヤーから得られるエネルギー損失の分布は図 3.4 である。この分布は ADC

表 3.1: 主な気体の W 値

気体	W (eV)
He	41.3
Ne	37
Ar	26
Xe	22
CH ₄	30
C ₂ H ₆	26
CO ₂	34
CF ₄	54

表 3.2: 単一原子気体に混合される多原子分子ガス

メタン	CH ₄
エタン	C ₂ H ₆
プロパン	C ₃ H ₈
ブタン	C ₄ H ₁₀
ペンタン	C ₅ H ₁₂
イソブタン	(CH ₃) ₂ CHCH ₃
二酸化炭素	CO ₂
エチレン	(C ₂ H ₄) ₂

値の高い部分に尾を引いていることがわかる。これは一般にランダウテールと呼ばれるものである。図 3.4 からわかるように He-C₂H₆(50:50) を使用することでランダウテールの少ない ADC 分布が得られ、より良いエネルギー損失分解能を実現することができる。これにより、より精度よく粒子識別を行うことができる。

3.2 Belle II 測定器 CDC の概要

CDC の主な役割は主に荷電粒子の飛跡の再構築と運動量測定、ガス体積内でのエネルギー損失測定 (dE/dx 測定) による粒子識別情報の取得、荷電粒子のトリガー信号を生成の 3 つが挙げられる。Belle 実験の CDC は 10 年以上安定に稼働した。その実績に加え、Belle 実験の 20 倍に及ぶと予想されるビームバックグラウンド環境下でも、主として信号処理エレクトロニクスの改良によって対処可能であるため、ワイヤーの太さ、セルの構造、ワイヤー素材などは Belle 実験のものを基本として Belle II 実験に最適化したサイズと構造のものを建設しそれに置換する。Belle 実験の CDC と Belle II 実験の CDC の外観は図 3.5 に、CDC の主なパラメータを

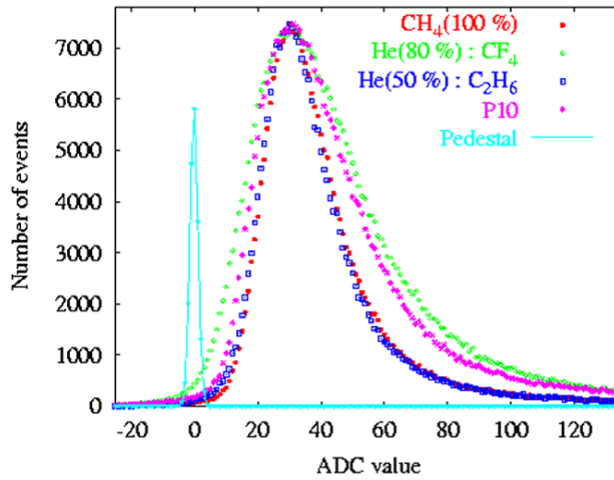


図 3.4: 各混合ガスのエネルギー損失分布

表 3.3 に、ワイヤーのパラメーターを表 3.4 に示す。

表 3.3: CDC の主なパラメーター

Parameters	Belle	BelleII
外筒の内半径 (mm)	77	160
外筒の外半径 (mm)	880	1130
センスワイヤーの最内 Layer の半径 (mm)	88	168
センスワイヤーの最外 Layer の半径 (mm)	863	111.4
Layer 数	50	56
センスワイヤーの数	8400	14336
使用ガス	$He - C_2H_6(50:50)$	$He - C_2H_6(50:50)$
センスワイヤーの直径 (μm)	30	30

Belle II 実験の CDC では 2 種類のワイヤーを用いる。センスワイヤーは約 +2.3kV の高電圧を印加して信号を読み出す陽極ワイヤーであり、フィールドワイヤーはグラウンドとなる陰極ワイヤーである。2 種類のワイヤー配置は図 3.7(a) のようにセンスワイヤーを 8 本のフィールドワイヤーが囲むものを単位としている。このワイヤー配置をセルと呼び、セルの構造は一般にそれぞれの実験の要求により異なる。Belle II 実験では B 中間子の崩壊で発生粒子は等方的に飛行するため、このような小さなセル構造を多数もったワイヤー配置が適している。

また、ワイヤーはソレノイド磁石幅方向と平行に張られた Axial ワイヤーと Axial ワイヤーと角度をつけて張られた Stereo ワイヤーがあり、(図 3.7(b) 参照) この 2 種

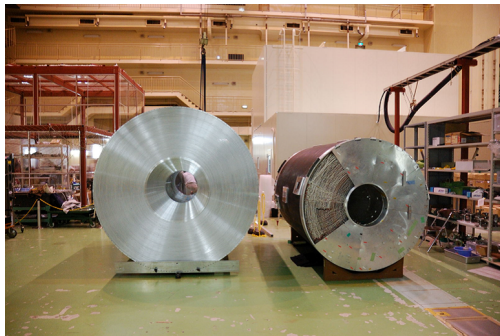


図 3.5: Belle II 実験 CDC(左) と Belle 実験 CDC(右) の外観

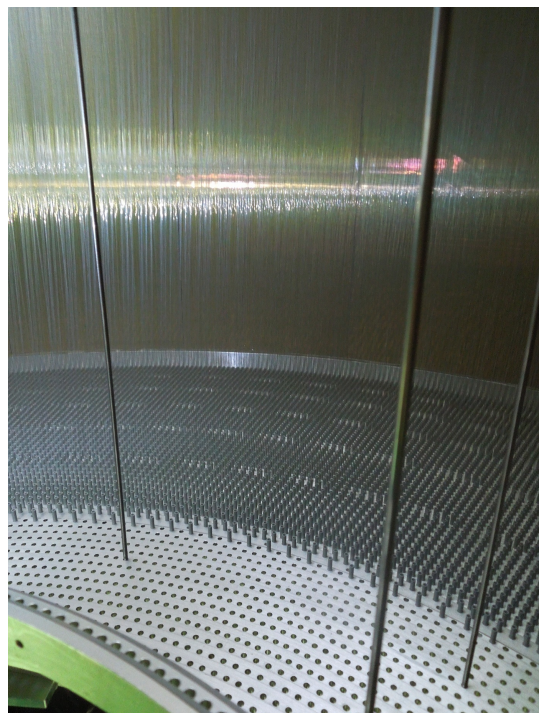


図 3.6: ワイヤ張り行程中の CDC 内部の様子

表 3.4: ワイヤーの主なパラメーター

Parameter	Sense	Field
材質	タングステン	アルミニウム
メッキ	金	なし
直径 (μm)	30	126
張力 (g)	50	80
ワイヤーの本数	14336	42240

類のワイヤーにより飛跡を3次元的に再構成する。また、3Dトリガーを生成する。同じ方向に張ってある Layer のかたまりを Super layer と呼び、表 3.5 に各 Super layer の諸元などをまとめた。

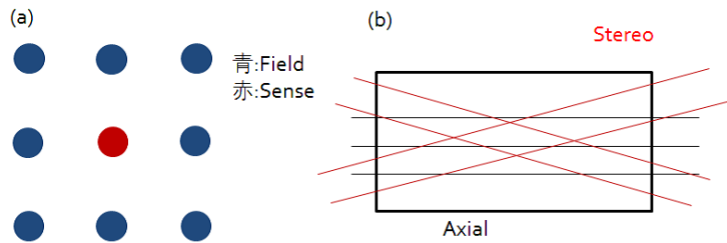


図 3.7: (a)CDC のセルの形 (b)Axial ワイヤーと Stereo ワイヤーを張られた際の模式図

表 3.5: 各 Super layer のパラメーター

Superlayer の型と番号	Layer 数	1Layer あたりのシグナルセルの数	半径 (mm)	Stereo 角度 (mrad)
Axial 1	8	160	168.0-238.0	0.
Stereo U2	6	160	257.0-348.0	45.4-45.8
Axial 3	6	192	365.2-455.7	0.
Stereo V4	6	224	476.9-566.9	-55.3- -64.3
Axial 5	6	256	584.1-674.1	0.
Stereo U6	6	288	695.3-785.3	63.1-70.0
Axial 7	6	320	802.5-892.5	0.
Stereo V8	6	352	913.7-1003.7	-68.5- -74.0
Axial 9	6	384	1020.9-1111.4	0.

3.3 CDC への要求

Belle II 実験での CDC へ期待される性能は以下のとおりである。

位置分解能 $\sigma_{r\phi} = 100(\mu\text{m}), \sigma_z = 2(\text{mm})$ ($\sigma_{r\phi}$:ビーム軸に対して垂直な面の位置精度 σ_z ビーム方向の位置精度)

運動量分解能 $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.19p_t \oplus \frac{0.30}{\beta}$ (σ_{p_t} :荷電粒子の横運動量の分散 p_t :荷電粒子の横運動量の平均値)

エネルギー損失分解能 6.9%

3.3.1 運動量分解能

Belle II 実験では発生した複数の粒子からなる組について不変質量を計算し、不安定粒子の再構成をするため、運動量分解能が第一義的に重要である。それは次式で表すことができる。

$$\left(\frac{\sigma_{P_t}}{P_t}\right)^2 = (aP_t)^2 + b^2 \quad (3.11)$$

$a = \frac{\sigma_{r\phi}}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}}$:測定点の数及び位置分解能から決まる分解能

$b = \frac{0.054}{LB} \sqrt{\frac{L}{X_0}} [1 + 0.038 \ln \frac{L}{X_0}]$:多重散乱による分解能

B:磁場の強さ (Tesla)

L:測定する長さ (m)(チェンバーの大きさ)

$\sigma_{r\phi}$:測定する位置精度 (m)

N:測定点の数

X_0 :チェンバー内を構成する物質の放射長 (m)

P_t :荷電粒子の横運動量 (GeV/c)

Belle II 実験では 1GeV/c 以下の粒子が多いため、十分な数の測定点と位置分解能により第 1 項を小さくするのみならず、第 2 項を小さくしなければ高い運動量分解能は達成できない。そのためには放射長 X_0 を長くすればよい。放射長は原子番号が小さいものほど大きくなるので、原子番号の小さい材料を用いることが必要である。したがって、ガスにはこうした条件を満たす He-C₂H₆(50:50) を用いる。

3.3.2 エネルギー損失分解能

単位距離あたりのエネルギー損失は荷電粒子の速さ v 、 $\beta = \frac{v}{c}$ 、 $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$ として $\beta\gamma$ の関数なので、運動量が同じであっても粒子の種類によって異なる。そのため運動量だけでなくエネルギー損失も測定することで、荷電粒子の識別が可能となる。ガス中のエネルギー損失の測定精度は経験的に次式で表される。

$$\frac{\sigma \frac{dE}{dX}}{\frac{dE}{dx}} = CN^{-0.46}(xP)^{-0.32} = CN^{-0.14}(xN)^{-0.32}P^{-0.32} = CN^{-0.14}(L)^{-0.32}P^{-0.32} \quad (3.12)$$

N :測定点の数

P :チェンバー内の圧力 (atm)

x :測定点あたりの飛跡の長さ (cm)

L :全測定点の飛跡距離 (チェンバーの大きさ) (cm)

C :ガスによって決まる係数

上式からわかるように全測定点の飛跡距離すなわちチェンバーの大きさが同じなら、測定点の増加がエネルギー損失分解能の改善に与える寄与は小さい。したがって、ガスによって決まる係数 C の小さいガスを選択が重要である。

3.4 Belle II 実験に向けた中央飛跡検出器のアップグレード

3.4.1 構造でのアップグレード

Belle 測定器の際からの構造の変化は表 3.3 からわかるように、

1. SVD の拡大に伴い、内半径は大きくなる。

2. 外側の粒子識別装置の薄型化により外半径が大きくなる。
3. 外半径の拡大の方が内半径の拡大よりも大きいので、レバーアーム (飛跡を測定する長さ) が伸び、総 Layer 数が 50 から 56 に増加する。
4. 最内 8Layer を小さなセルの Layer として、バックグラウンド耐性を高める。より詳しくは第 4 章で述べる。
5. 以上の結果としてセンスワイヤーの数が 8400 本から 14336 本に増加する。

レバーアームが長くなることにより運動量分解能は $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.19p_t \oplus \frac{0.30}{\beta}$ から $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.11p_t \oplus \frac{0.30}{\beta}$ へ向上する。

また、ワイヤー数の増加によりエンドプレートにかかる張力が增大するため、センスワイヤーの張力を動作に影響のない程度 (120gw/本 → 80gw/本) に小さくし、エンドプレートの形状を変更する。(図 3.4 参照) これらの変更でワイヤーの張力によるエンドプレートの変形を減らし、エンドプレートと CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastic) 製の外筒で合計約 4 トンの張力を支える。

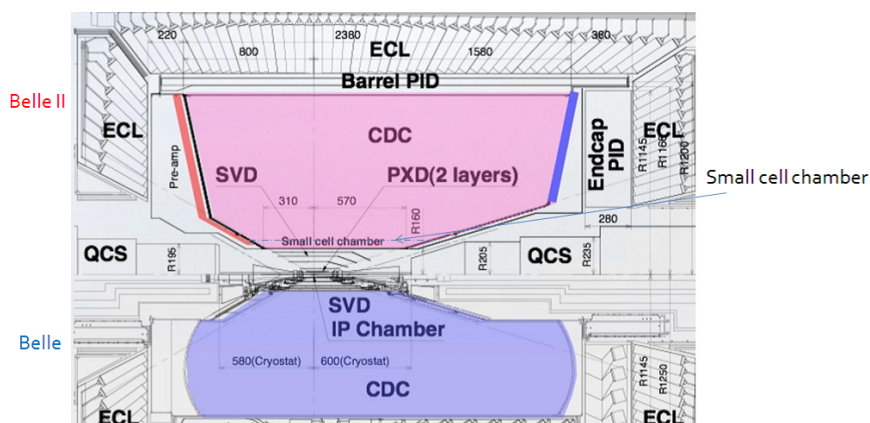


図 3.8: Belle II 測定器 (上) と Belle 測定器 (下) の断面図

3.4.2 読み出しエレクトロニクスでのアップグレード

バックグラウンドレートの増大に対応するため、読み出しエレクトロニクスを一新する。Belle 実験の際は、波形整形後に Q to T 変換をして波高を時間幅の情

表 3.6: 読み出しエレクトロニクスへの要求性能

チャンネル数	48 ch/board
総チャンネル	15k
ボードサイズ	15×30 cm ²
Trigger latency	5 μ s 以内
Single channel hit rate	< 1MHz(average)
Dynamic range	2 pC max
時間分解能	1 ns
電圧分解能	10 bit for 2pC
IO インターフェース	Roket IO ¹

報として TDC を用いて記録したため、ワイヤーごとに $1\mu\text{s}$ の不感時間が生じていた。Belle II 実験では、同一のワイヤーに時間的に近接した 2 つの信号を分離するために Pre-amp の後に配置する Shaper は peaking time を 8ns と短いものとし、信号のデジタル化に FADC を用いて、波形の時系列データをとる。サンプリング周波数 32MHz、信号の量子化を 10bit の FADC をパイプライン方式で読みだすことにより、不感時間をガス中の電子のドリフト時間が与える限界である 200ns 以下まで短縮する。

数十 kHz に及ぶ高いトリガーレートに対して、不感時間無しにデータ収集できるように FPGA 内に 16 事象分の Event buffer とパルス波高を計算するデジタル信号処理をファームウェアロジックで書き込んだものを用いる。また、測定器内部からエレクトロニクスハットまでの信号線の量を抑え、チャンネル間のクロストークを減らすため、エンドプレートのすぐ後ろに置かれた電子基板でデジタル化を行う。読み出しエレクトロニクスへの要求性能については表 3.6 にまとめるとともに第 4 章でより詳細に述べる。

¹Xilinx 社の高速シリアル IO で ClockData Recovery 機能を有する SERDES の機能を持つ。

第4章 Inner chamberの製作

4.1 Inner chamberの構造と製作

CDCの全56Layerの中の最内8Layerにはセルサイズがより小さいチェンバーを別途製作し、本体部分(Main chamber)と結合する。これをInner Chamberと呼び、別名”Small-cell chamber”とも呼ばれる(図4.1参照)。CDCのMain chamberセルサイズが径方向18mm×周方向10~20mmなのに対し、Inner chamberは径方向10mm×周方向6~8mmであり、この小さいセルサイズはBelle II実験で懸念される高バックグラウンドへの対策である。セルサイズが小さくなることにより各セル(=各ch)での荷電粒子がなくても、バックグラウンドの入射により信号が出てしまう確率(占有率)を下げると同時に、より細かく飛跡を測定することができる。この効果の模式図は図4.2(a)に示し、Main chamberとInner chamberのセルサイズについては図4.3(b)に示す。

Inner chamberは薄いCFRPとアルミ箔による内筒の両端にアルミニウム製の

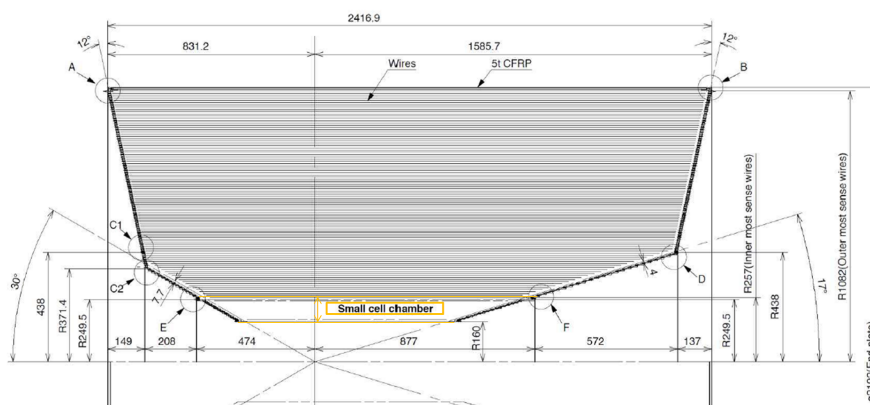


図 4.1: CDC全体図Inner chamberの配置図 黄色線部がInner chamberであり、その外側はMain chamberである。

エンドプレートをとりつけた構成となっている。内筒のアルミ箔は薄さ0.1mmであり、静電遮蔽のためにワイヤー側の表面に張られている。両端のエンドプレートは階段状の構造をしており、17°~150°というBelle II測定器の測定範囲と一致する。のワイヤー本数は5120本であり、ワイヤーによる張力の合計は371.2kgにも

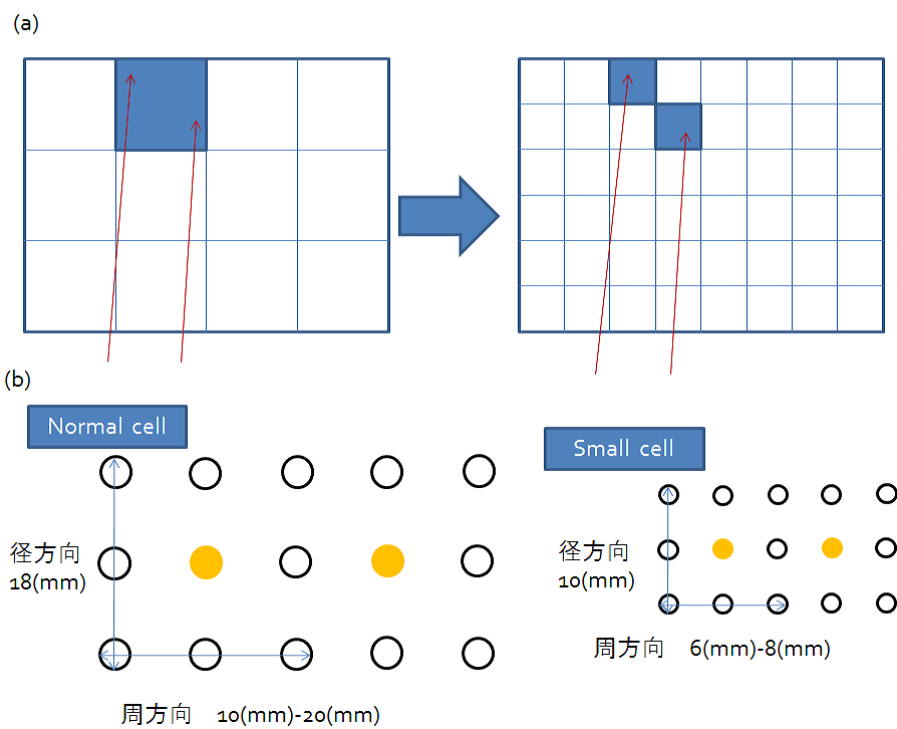


図 4.2: (a)Small-cell の模式図 セルサイズが小さいほど一つのセル (=ch) の占有率が低くなり、より精度よく飛跡を測定できる。 (b)Main chamber と Inner chamber のセルサイズの比較

達する。この張力を CFRP とアルミ箔できたわずか 0.52mm の内筒で支える。前述のとおり Inner chamber は最内 Layer に位置し、全て Axial ワイヤーであり、最も内側の 2Layer は他の Layer と同じセンスワイヤーを張り、高電圧を印加するが、Super KEKB 加速器が設計値に近いルミノシティを発生する場合にはビームバックグラウンドによるヒットレートが高すぎて飛跡検出できない可能性がある。そのような状況であっても、この 2Layer に通常の高電圧を印加することは、第 3Layer 以降のドリフト電場を整えると共に、信号パルスの読み出し及び電流値からビームバックグラウンドをモニターするという意味で依然として重要である。この役割により、最も内側の 2Layer のセンスワイヤーはアクティブガードワイヤーとも称する。

Inner chamber のパラメーターについては表 4.1 に示し、Inner chamber の外観を図 4.3 に示す。

表 4.1: Inner chamber の主なパラメーター

内筒の半径 (mm)	160
センスワイヤー 最内 Layer の半径 (mm)	168
センスワイヤー 最外 Layer の半径 (mm)	238
Layer 数	8
センスワイヤーの本数	1280
ガス	He-C ₂ H ₆ (50:50)

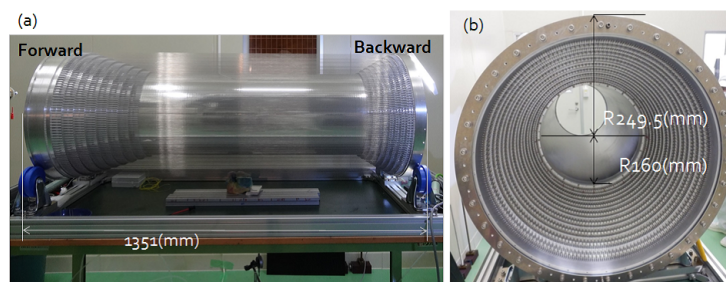


図 4.3: (a)Inner chamber 側面からの外観 (b)Inner chamber 正面からの外観

Main Chamber 同様、センスワイヤーには直径 $30\mu\text{m}$ の金メッキタンングステンを使用し 50gw の張力をかけ、フィールドワイヤーには直径 $126\mu\text{m}$ のアルミニウム合金を使用し 80gw の張力をかける。ワイヤーを張る際、はんだ付けでワイヤーを固定することが一般的であるが、Belle II 測定器の CDC ではフィードスルーの金属部分 (=ピンと呼ぶ。) を空気圧を使った工具で圧着することでワイヤーを固定す

る。なお、フィードスルーをエンドプレートに差し込む際はシリコンラバーを添付して穴とフィードスルーの間のすき間からガスが漏れるのを防ぐ。Inner chamber で使用するフィードスルーはセンスワイヤーでは2種類あり、エンドプレート角度が異なるため Backward 側、Forward 側で使い分ける。(図 4.4(b)(c) 参照) Main Chamber ではフィールドワイヤーもフィードスルーを使用するが、Inner chamber はセルサイズが小さく、絶縁体部分を設けることが可能なスペースがないため、直接エンドプレート穴に固定する。(図 4.4(a) 参照) したがって、フィールドワイヤーのピンは電氣的にエンドプレートと接地されている。Inner chamber は Main chamber のワイヤー張り完了後、Main chamber の内側にインストールする。

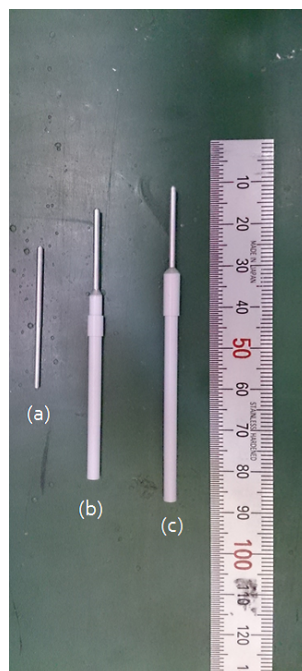


図 4.4: (a) フィールドワイヤー用のピン (b) Backward 側用のフィードスルー (c) Forward 側用のフィードスルー

4.2 基本動作確認

Inner chamber のみでの性能の確認を行うため、ワイヤー張り完了後に外筒をつけ、ガスリークテスト、高電圧印加テスト、宇宙線テストを行った。この外筒は仮のものであり、Main Chamber へのインストール時には取り外し、ワイヤーがむき出しの状態を組み込む。

4.2.1 ガスリークテスト

ワイヤーチェンバーはガス増幅により信号を読み出すため、ガス漏れが激しいと空気が混入し、その中に含まれる酸素の電気陰性度が高いために、荷電粒子が通過する際に電離した電子を吸収してしまうため、信号を得ることができない。ガスリークテストでは、ガス漏れ箇所を探索し、発見した場合は塞ぐ作業を繰り返し、許容範囲内の値にガス漏れを抑える。Inner chamber では差圧 100mmH₂O で 10cc/min 以下を目指しガスリークテストを行った。外筒取り付け後、Inner chamber 本体のガス漏れを探るため、図 4.5(a) に示すロックタイトと呼ばれる嫌気性接着剤をピン先端の穴に塗付し塞ぐ。ガス漏れ箇所を見つける際に He ガスを感知するガス検出器を使用する。(図 4.5(b) 参照) そのため、Inner chamber を純 He ガスで充填し、ガス漏れ箇所をピンポイントで探し、塞ぐという作業を繰り返し行った。最終的なガス漏れ量は差圧 100mmH₂O で 8.5cc/min となり、目標値を達成した。

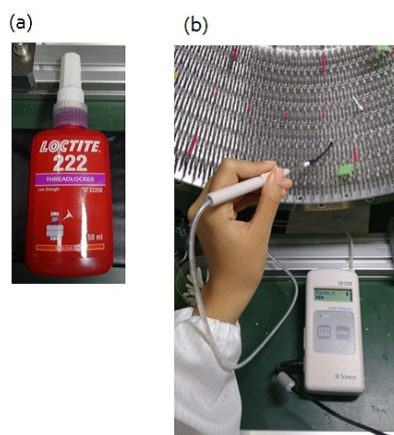


図 4.5: (a) ピン穴を塞ぐ際使用した接着剤(ロックタイト) (b) ガス検出器 ガス漏れを探る際に用いる。

4.2.2 高電圧印加テスト

フィードスルーには絶縁性の高いノリル樹脂を使用しているが、その内部及び表面の抵抗率で制限されるよりも大きな電流がワイヤー表面のごみやピン先端からの放電を介して流れてしまうことがある。無信号時に流れる電流をリーク電流と呼ぶが、このリーク電流が大きくなりすぎると高電圧を安定して印加できない。高電圧印加テストでは実験運転時に用いる He50%-C₂H₆50%の混合ガスを充填し、高電圧を印加してリーク電流を測定した。

センスワイヤーには Forward 側から定格の高電圧を印加し、この際 Layer ごとにセルサイズが異なってもガスゲインを同じにするため、表 4.2 に示すよう Layer ご

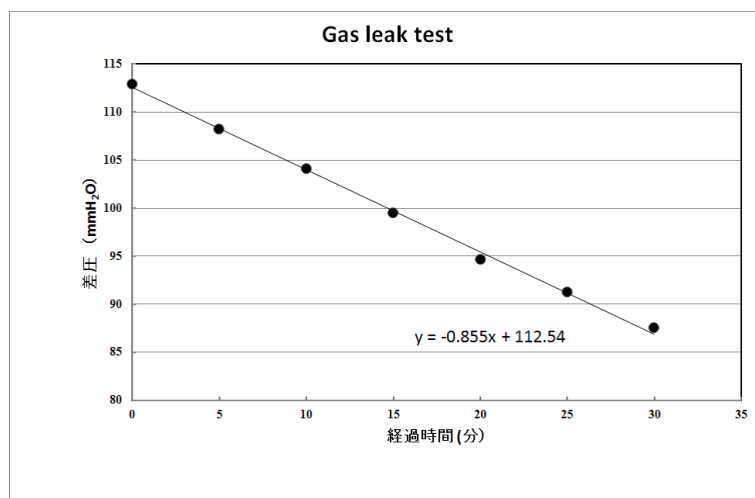


図 4.6: ガスリークテスト時の差圧の時間変化

とに印加電圧の値を調節した。外筒をつける前にワイヤー表面のごみを圧縮空気の吹付により取り除いた。ピンとエンドプレートの距離が非常に近いため、ピン先端とエンドプレート間の放電が問題となることが判明したため、ピンには絶縁として樹脂製のカバーをかけ対策を施した、その結果総リーク電流は $\sim 30\text{nA}$ となった。ワイヤー 1 本あたり 0.023nA に相当し、十分小さい値であり、使用に全く問題にならないものとすることができた。

表 4.2: 各 Layer に印加した高電圧値

layer	高電圧値 (V)
1	1996
2	2068
3	2081
4	2091
5	2101
6	2110
7	2118
8	2091

4.2.3 宇宙線による信号確認

Inner chamber は Forward 側に高電圧を印加し、Backward 側でデータ取得を行う。信号確認をする際、センスワイヤーのピンからの信号線は Premp-Shaper-

Discriminator の機能を持った ASIC チップを搭載したテストボードに接続し、オシロスコープに信号を出力した。各 Layer に表 4.2 の高電圧を印加し、He50%- C_2H_6 50%の混合ガスを差圧 5.8 mm H_2O で満たす。He50%- C_2H_6 50%のガス増幅率は $\sim 2 \times 10^4$ である。図 4.7 は Inner chamber から宇宙線をアナログ信号として取り出したものであり、第 2,4,6,8Layer へ一直線に宇宙線が入射したことがわかる。事象ではさらに読み出すエレクトロニクスチャンネル数を増やし、より総合的な Inner chamber の宇宙線テストを行った。それについて次章に述べる。

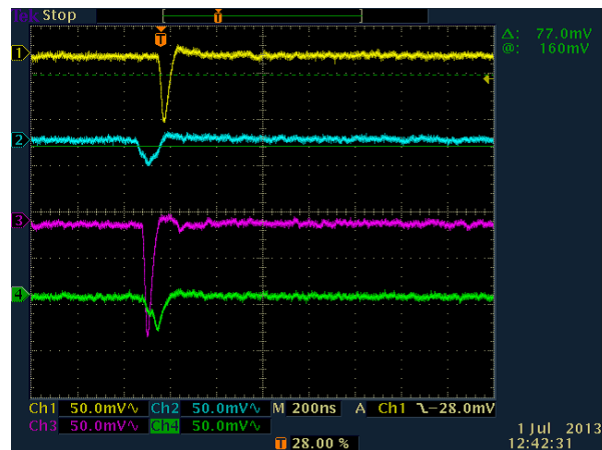


図 4.7: Small-cell chamber へ垂直に入射した宇宙線をアナログ信号として取り出したもの。黄が 2Layer 目、青が 4Layer 目、ピンクが 6Layer 目、緑が 8Layer 目の信号である。

第5章 Inner chamberの宇宙線テスト

5.1 概要

製作した Inner chamber の包括的な動作試験として宇宙線を使用し、エネルギー損失分布と最大ドリフト時間の測定を行った。

5.2 セットアップ

5.2.1 各検出器の配置

宇宙線テストを行うセットアップについて以下の図に示す。図 5.1 にはトリガーに使用したワイヤー、シンチレーションカウンタとデータ取得を行うワイヤーの位置関係を、図 5.2 にはデータ取得を行うワイヤー (=チャンネル) の位置関係の模式図を、図 5.3 にはトリガー信号の生成をブロックダイアグラムを示したものである。

5.2.2 読み出しエレクトロニクス

使用した読み出しエレクトロニクスは Belle II 実験用に新しく開発されたものの最終版である。図 5.4 には使用されたエレクトロニクスの外観を、図 5.5 にブロックダイアグラムを示す。プリアンプおよびシェーパーが出力した各ワイヤーからの信号はアナログのまま 30MHz サンプリング、ダイナミックレンジ 10bit の FADC に渡されるとともに、ディスクリミネーターで ON/OFF 規格パルスを生成して、FPGA 中にファームウェアロジックで実装した TDC にも供給される。前者の経路に沿って FADC が出力した信号パルス波形の時系列データはやはり FPGA 中にファームウェアロジックで作成されたバッファと出力するインターフェースで処理し Rocket IO を通じて後段へと読み出す。このデータからエネルギー損失を得る。後者の TDC データからドリフト時間を得る。

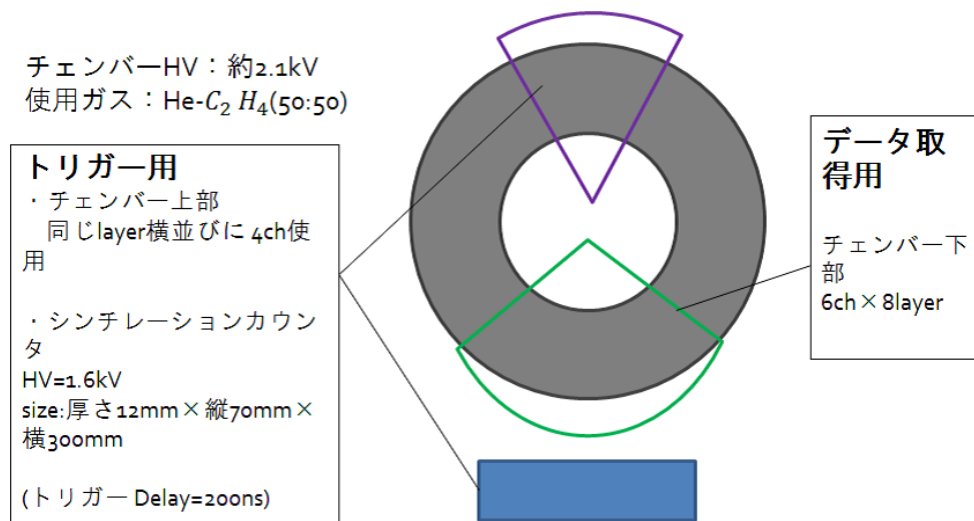


図 5.1: トリガーワイヤー、トリガー用シンチレーションカウンタとデータ取得を行うワイヤーの位置関係

5.3 ペDESTAL測定

ペDESTALとは無信号時に FADC が返してくるデジタルデータの値で、ゼロ点と称する場合もあり、その値は各チャンネルで異なる。よって較正データとして、各チャンネルのペDESTALを測定しておき、FADC の出力したデータから各チャンネルそれぞれのペDESTALの値を差し引いて、正味の波高を得る。ペDESTALはトリガーとして実際の信号と同期しないクロックジェネレーターから一定の周波数で信号を入力したときの FADC のデータから求めた。

5.4 エネルギー損失分布

5.4.1 事象選択

エネルギー損失分布を評価するにあたって、ノイズやクロストークが認められる事象、クロストークが認められる事象、セルの境界を粒子が通過して、隣り合う2つのセルに信号が出た事象を取り除くことにした。そこで、以下に示す事象選択条件を課した。

各 Layer 1セルのみにヒット 同一 Layer 内2セル以上のヒットの事象を取り除くことで、クロストークなどの影響を取り除く。

1セルのヒットがシングルヒット 1セルに複数の宇宙線粒子が入射したり、ノイズやクロストークで複数のヒットが記録されたもの取り除く。

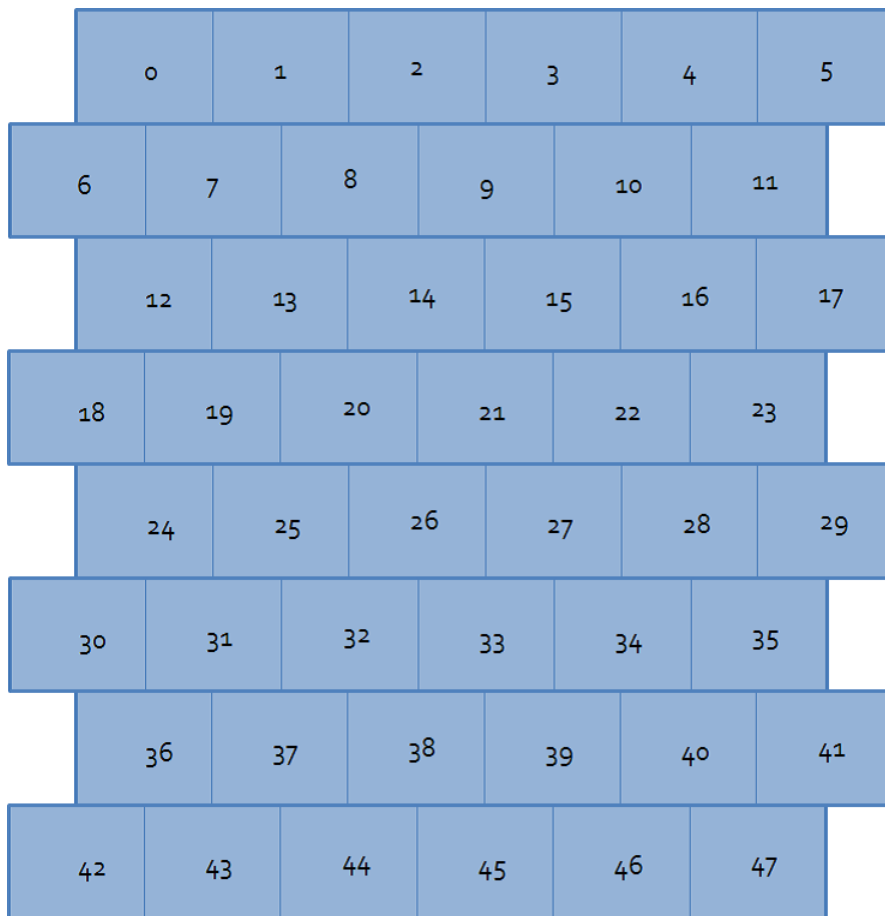


図 5.2: データ取得を行うワイヤー (=チャンネル) の位置関係の模式図 セル内の数字がチャンネル番号を表す。

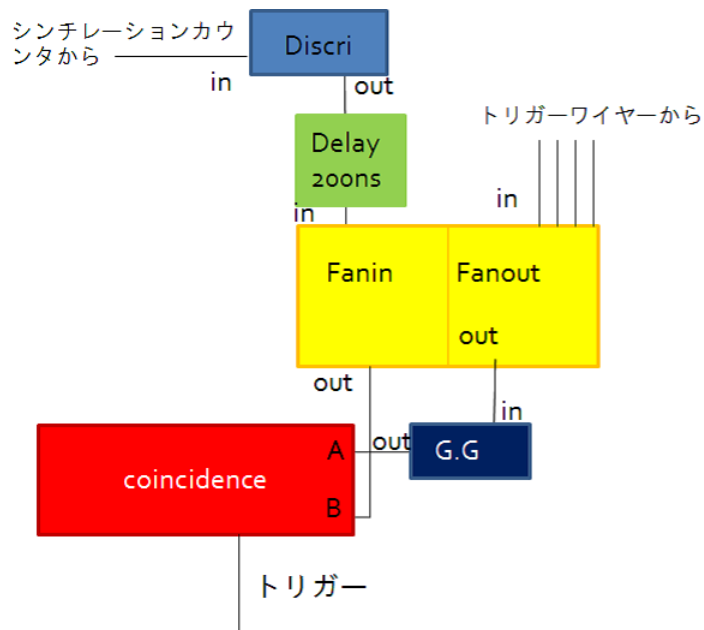


図 5.3: トリガー信号を生成する論理のブロックダイアグラム

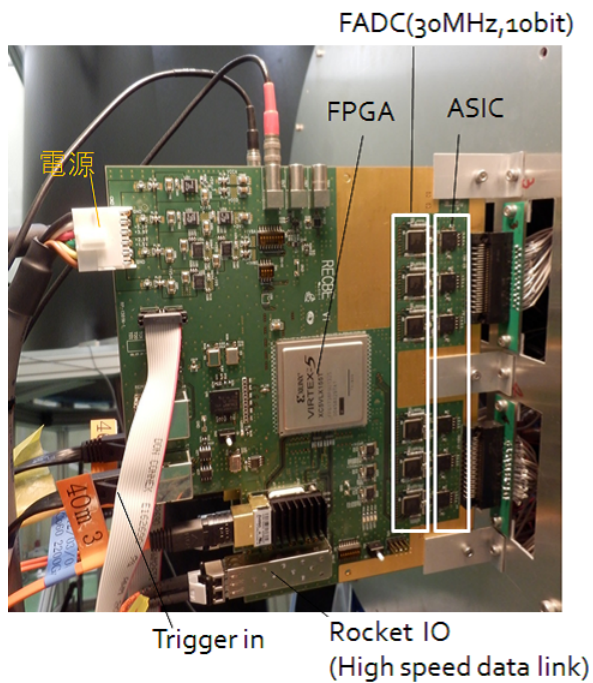


図 5.4: 使用した読み出しエレクトロニクスの外観図

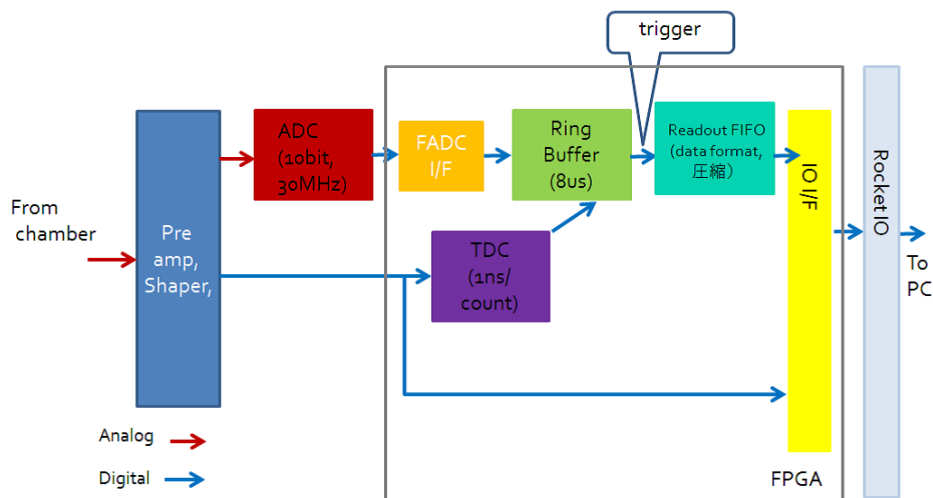


図 5.5: 読み出しエレクトロニクスブロックダイアグラム

8Layer すべてにヒット 宇宙線が着目している領域を全て通過した事象を選択するため、前述の二条件がすべて成り立つことを要求する。

上記の条件で事象を選択し、各セルで正味の FADC 値の積分値により検出したエネルギー損失を得る。

5.4.2 エネルギー損失分布

図 5.6 に代表的な FADC 分布を示す。典型的なランダウ分布を示しており、荷電粒子通過の信号が雑音からその標準偏差の約 20 倍程度分離しており、使用に十分であることがわかった。。

5.5 最大ドリフト時間

TDC のデータはチャンネルごとにデータのはじまりである点がある。この点を T_0 、TDC のデータを T_{TDC} とする。使用した TDC は Comon stop 方式であるため、測定されたドリフト時間 t_{TDC} は

$$t_{TDC} = T_0 - T_{TDC} \quad (5.1)$$

と表すことができる。最大ドリフト時間は $\sim 100\text{ns}$ と期待通りの値を得ることができた。図 5.7 に TDC 分布を示す。

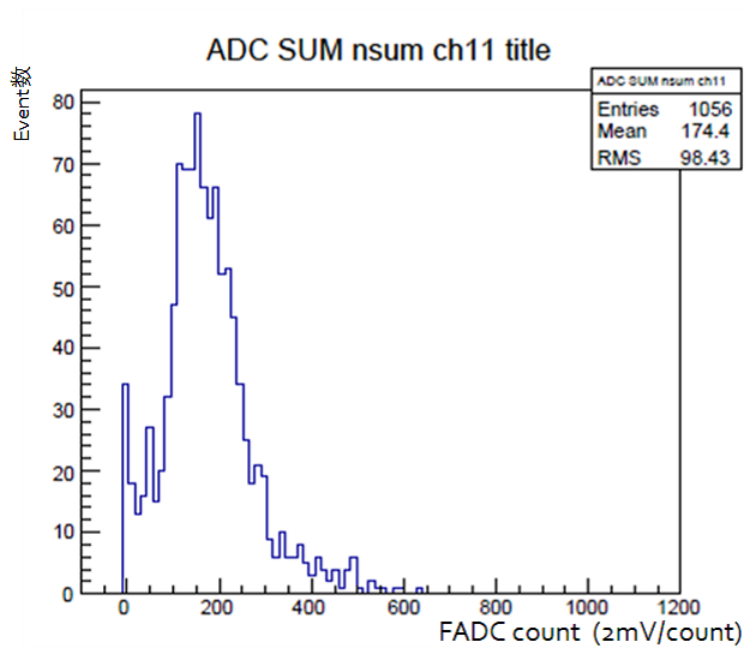


图 5.6: FADC 分布

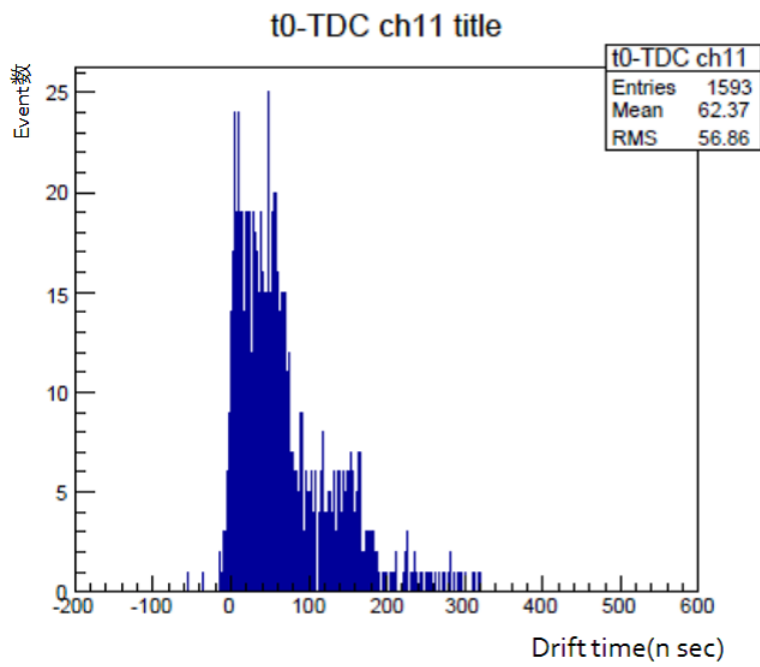


图 5.7: TDC 分布

第6章 SPrin8 LEPS ビームライン でのビームテスト

6.1 目的

前述したとおり、Belle II 実験の CDC では新規開発した読み出しエレクトロニクスを用いる。このエレクトロニクスが SuperKEKB 加速器がもたらす高ルミノシティ環境に対応するには事象発生からトリガー信号が来るまでの時間 (latency) を $5\mu\text{s}$ という条件で、高頻度データ収集にたえなくてはならない。そこで LEPS ビームラインを使用し、高計数率下でも位置分解能、エネルギー損失分解能、不感時間といった性能諸元について要求を満たしているか確認するテスト実験を行った。この測定のチェンバーは、後述するテストチェンバーを使用した。

6.2 ビームライン

SPring-8 は放射光施設であるが、LEPS (Laser-Electron Photon at SPring-8) ビームラインは X 線ではなくレーザー電子光のビームラインである。レーザー電子光とは、「レーザー・逆コンプトン光」とも呼ばれ、可視光または紫外線領域の波長のレーザー光線が電子ビームによってコンプトン散乱されてはね返された結果得られる高エネルギー光ビームである。LEPS ビームラインは、SPring-8 の 8 GeV 蓄積電子ビームに、波長 350 nm の紫外レーザー光を正面衝突させることによって、最高エネルギー が 2.4 GeV のレーザー電子光ビームを生成する。LEPS ビームラインの概略図を図 6.1 に示す。

Experiment hunch に到達した光子をコンバーター標的に当てて電子・陽電子対に転換し、LEPS 実験用電磁石の磁場で曲げた上で後方の TOF ウォールの中から適切なカウンターを選んでトリガー信号生成論理に加えてやると設置したりファレンスチェンバー及びテストチェンバーを電子のみが貫通する。その状態でデータ取得を行った。

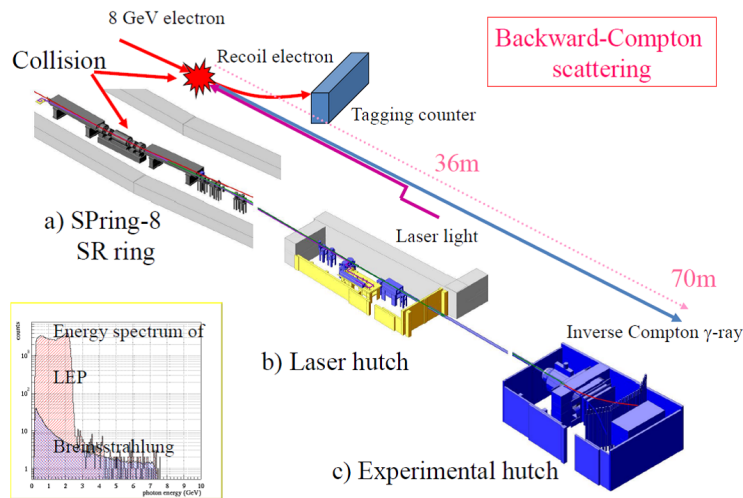


図 6.1: LEPS ビームラインの概略図

6.3 セットアップ

6.3.1 各検出器の配置

チェンバーなどの検出器は図 6.1 にある Experiment hunch に設置する。各検出器は、Experiment hunch の中でも図 6.2 のように LEPS 実験用ドリフトチェンバーと後方に配置されている TOF カウンターの間にあるビーム方向 150cm、幅 230cm の領域に置くことができる。検出器は、ビーム方向前後でリファレンス用チェンバーを配置し、中央にエネルギー損失分解能などの測定に使用するメインチェンバーを設置する。(図 6.3 参照) 基準となるクロックは 125MHz で同期されるクロックを用いるので、トリガーのタイミングは 8ns 間隔で離散的である。

6.3.2 テストチェンバー

前述のとおり、チェンバーはセットアップの上流側及び下流側にリファレンス用のものと測定に使うものとその中間においての 2 種類がある。リファレンス用のものはビーム方向 z 方向としたとき、 x 方向と y 方向にワイヤーが張られたものを使用した。(図 6.5 参照) 一方、測定用に使用したものは、図 6.5 に示すように x 方向にワイヤーが張られたものを使用した。(図 6.6 参照) 測定用のチェンバーは Belle II 実験 CDC の Main chamber の Axial ワイヤーと同じワイヤー配置を持つ。ワイヤー位置とチャンネル番号の対応を図 6.7 に示す。

²TTD:Triger Timing Distribution の略。Belle II 実験で中心となるデータ取得システムとサブ検出器システムのフロントエンドボードの間を木のようにつなぐ。
TTI/O:master-TTD であり、多目的 I/O モジュールでもある。
FTSW:1 から 20 のフロントエンドの Timing 信号のスイッチのモジュール。

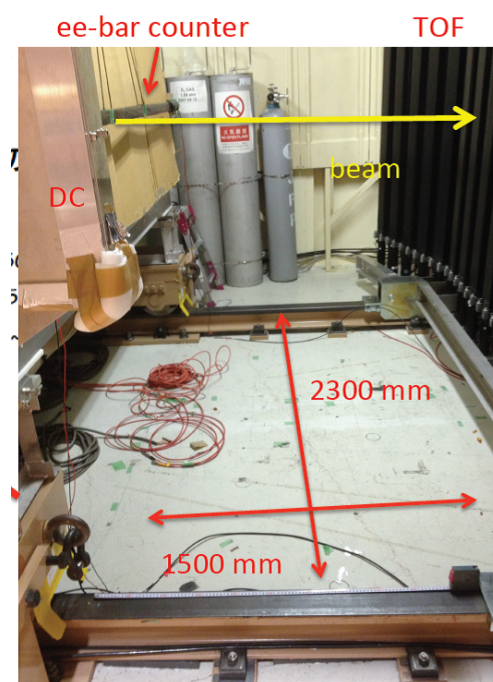


図 6.2: テストビーム実験の際に検出器を配置する箇所の様子

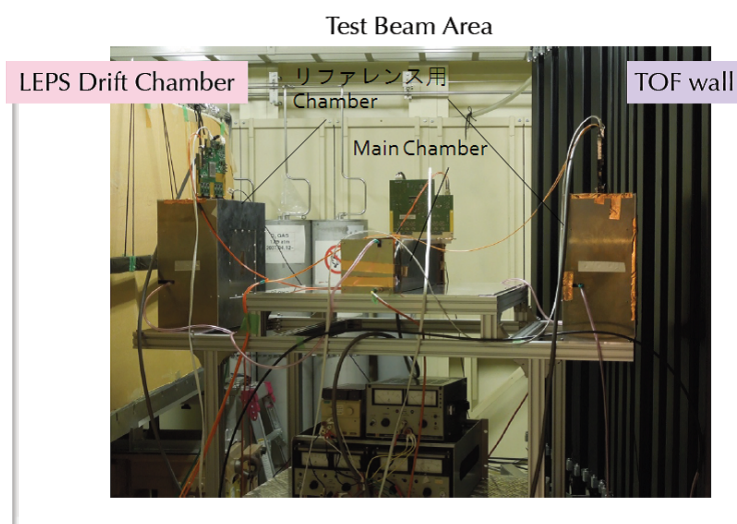


図 6.3: 各チェンバーの配置

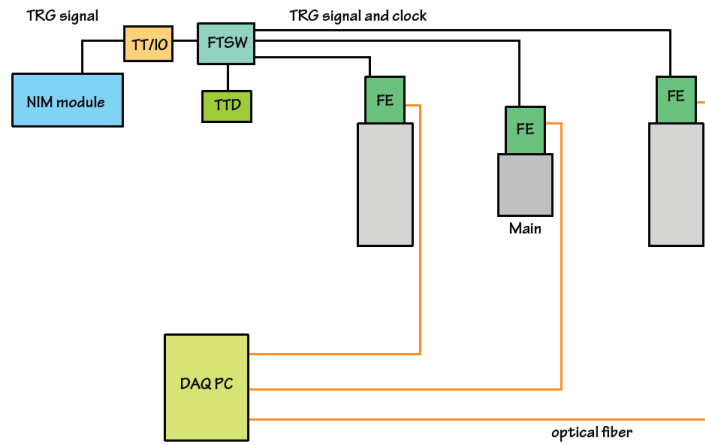
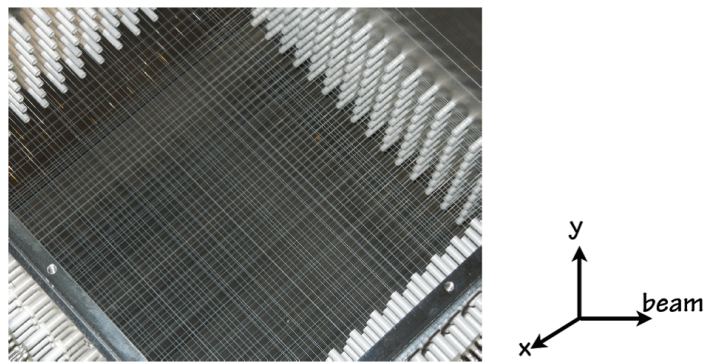
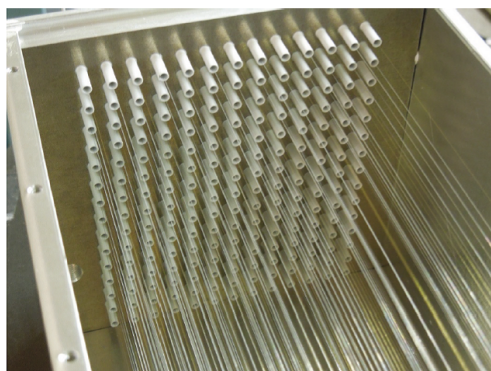


図 6.4: チェンバーと NIM モジュールなどの配置図²



XY chamber : A4 U4, wire length ~200mm

図 6.5: リファレンス用に配置されるチェンバーの外観図



Main chamber : Axial 8-Layers, wire length ~ 490mm

図 6.6: 測定用に配置されるチェンバーの外観図

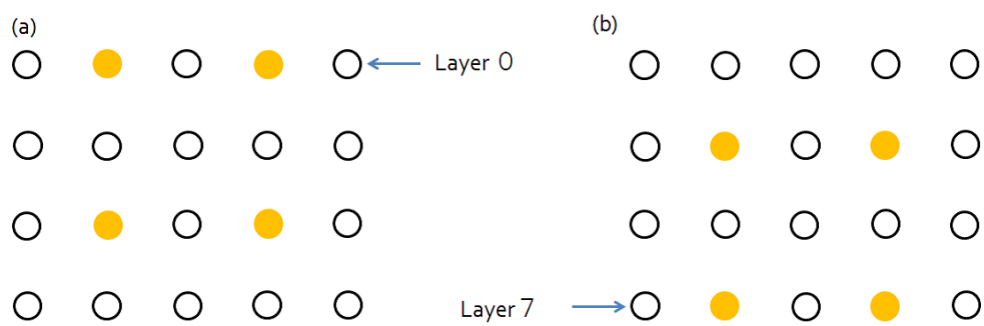


図 6.7: ワイヤ配置の模式図 (a)Layer0 (b)layer7

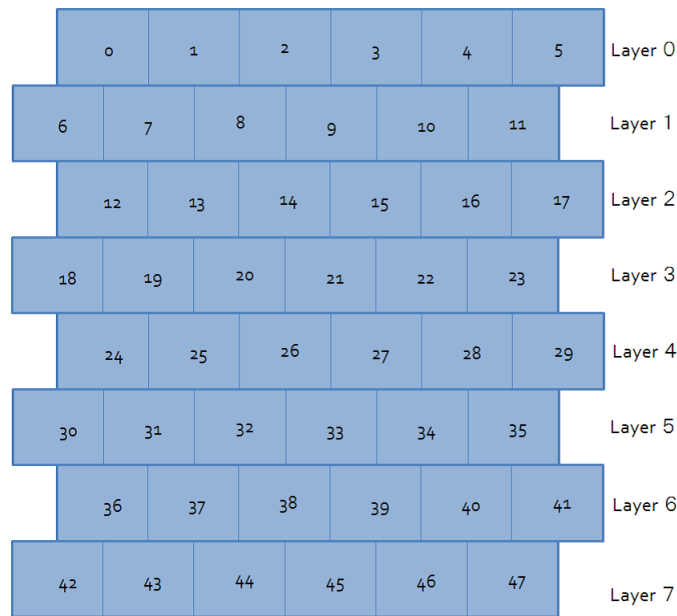


図 6.8: ワイヤーとチャンネルの対応

6.3.3 読み出しエレクトロニクス

読み出しエレクトロニクスは、5.2.2 に記述した Inner Chamber の宇宙線テストと同じ回路構成で、実機での使用状況を顧慮して一部の部品で取り付け位置・方向を変更したものを使用した。

6.4 測定

ガスには He-C₂H₆(50:50) を使用し、2377V の高電圧を印加し測定を行った。

6.5 エネルギー損失分解能

6.5.1 Truncated Mean

適正な電圧を印加をしたあるセルが示すエネルギー損失の分布は図 6.9 である。この分布は平均値よりも高い部分に尾を引いていることがわかる。これは一般にランダム分布と呼ばれるものであり、物質を電離する際に少ない確率で運動エネルギーの高い電子が出てくることに起因する。この尾を引いている部分をそのまま取り込むのは運動エネルギーの高い電子がでる電離の統計的ふらつきを取り込むことに対応し好ましくない。また、平均値と分布のピークつまり Most probable な値の間にズレが生じて、単純な正規分布のような確率分布に帰着できない。そ

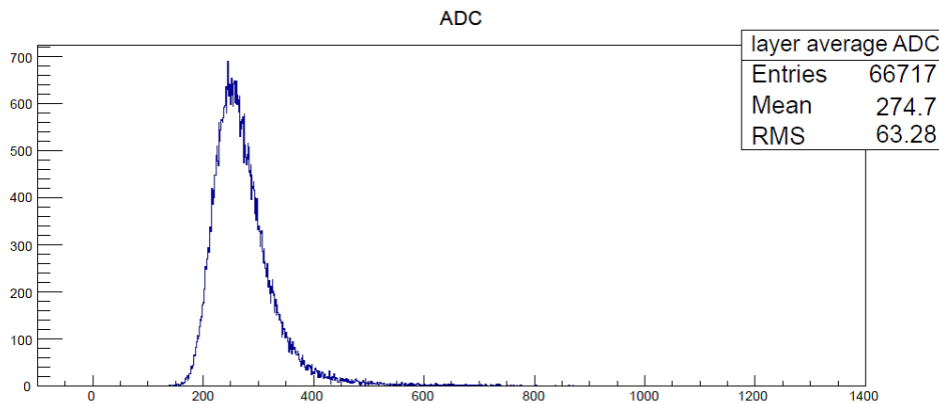


図 6.9: ADC 分布の例 約 6 万 event の全 ch の ADC 分布 ADC の平均値より高い部分にランダウテールを見ることができる。

ここで用いるのが Truncated Mean という方法である。Truncated Mean は、1event のサンプル数を N 個とすると、この N 個のサンプルの ADC 値を大きい順に並べ、ADC 値の小さいサンプルをある割合分採用し、これらの平均値をエネルギー損失の量とするというものである。つまり ADC 値の大きいサンプルをある割合分除くことでランダウテールの効果を減らし、ピークと平均値のずれを小さくし、正規分布への帰着をよい近似にする手法である。採用するサンプルの割合を調べるために、60%から 100%まで変化させて、エネルギー分解能の変化を調べた。その結果を図 6.10 に示す。この結果より 80%が一番エネルギー損失分解能がよいことがわかった。この後のエネルギー損失分解能の議論は 80%Truncated Mean を用いる。

6.5.2 エネルギー損失分解能

テストチェンバーは 8layer しかなく、また図 6.7 に示すように layer0 と layer7 はワイヤー配置が他の Layer とワイヤー配置が異なる。そのため、エネルギー損失分解能を求める際には、この 2つの Layer を除くため、1event に対するエネルギー損失測定のサンプル数は 6 となる。しかし、宇宙線と違いビームラインにおける実験では入射粒子の種類、方向、エネルギーがそろっているため、2event を結合して 1event とみなし、サンプリング数を 12 とする操作が可能である。この操作を行い、80%Truncated Mean を適用したエネルギー損失分解能は 10.6%となった。これは、12Layer の結果であり、実機が 56Layer あるため、サンプリング数の増加に伴うそのときのエネルギー損失分解能は 5.0%となる。これは十分要求性能を満たす。

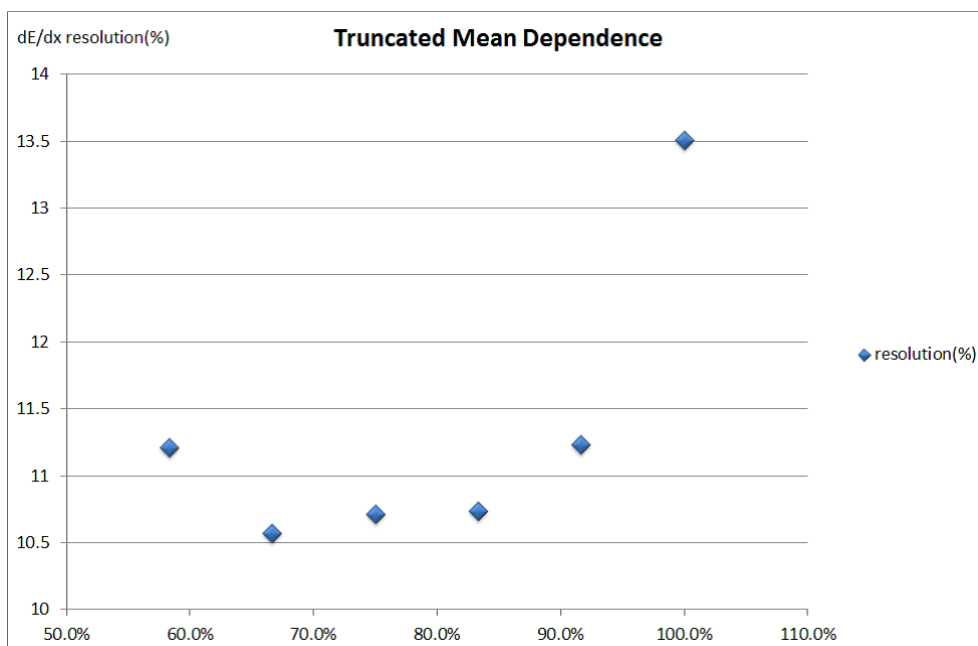


図 6.10: エネルギー損失分解能の Truncated Mean による違い

6.5.3 エネルギー損失分解能の入射角度依存性

ビームに対してチェンバーに角度をつけ、設置した場合のデータも収集し、エネルギー損失分解能の入射角度依存性について調べた。

図 6.12 はビームとチェンバーに張られたワイヤーとがなす角度 θ を入射角度として測定している。垂直入射の際は入射角度 $\theta = 90^\circ$ とする。電子雪崩が生成されるとその中の電子はさらにアノードワイヤーに向かってドリフトする。一方、同時にできた正イオンはカソードに向かって移動を始めるが、その質量が電子に比べて格段に大きいため、ドリフト速度が遅く、正イオンはワイヤー近傍からすぐには離れない。この正イオンが作り出す電場により、電子雪崩の先端では電場が低くなり、電子雪崩の成長が抑制される。これをスペースチャージ効果と呼ぶ。図 6.14 に示すように、荷電粒子の入射角度がワイヤーに対して 90° に近いと、飛跡に沿って電離された電子がワイヤー上のほぼ同一の領域に向かってドリフトする。ドリフトした距離が短い電子が生成する電子雪崩は通常の成長をするが、長い距離をドリフトした結果遅れてきた電子は既に作られた電子雪崩のスペースチャージ効果の影響を受けて、形成する電子雪崩が小さくなる。入射角度が浅ければ、ワイヤー上で電子雪崩が作られる場所が分散するため、どの電子も同様の大きさの電子雪崩を形成できる。

図 6.13 にエネルギー損失の測定値（ADC 値）を飛跡の長さで割り算した値を入射角度の関数として示す。17° 付近など浅い角度ではなめらかだが、90° 付近に近づくにつれ飛跡の単位長さ当たりのエネルギー損失値は小さくなる。図 6.13 から

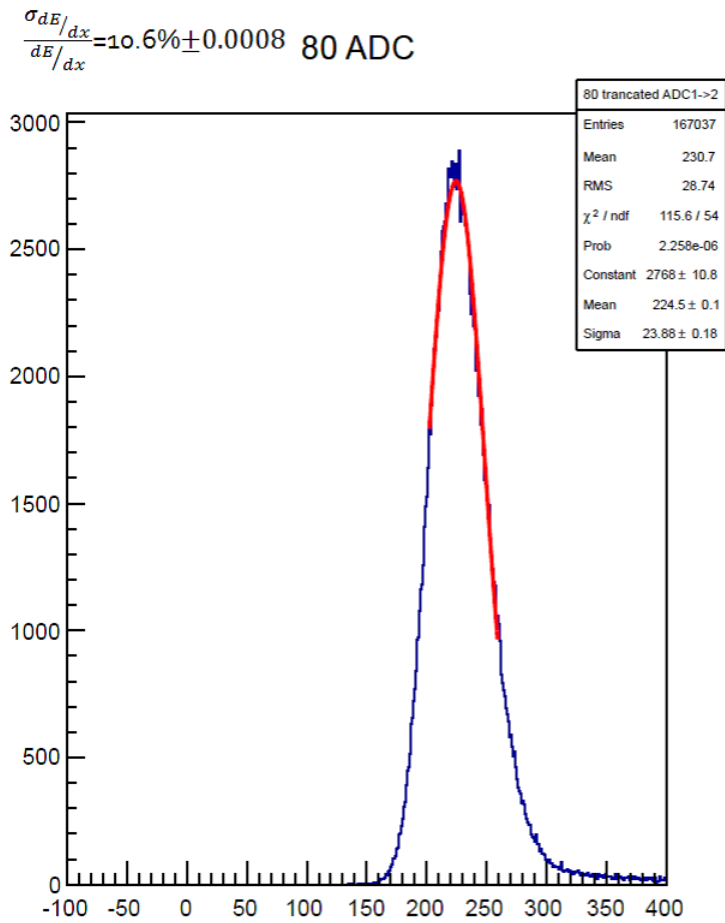


図 6.11: 2event 分のデータを連結して、12 サンプリングの擬似 1event を作ったものの約 5 万 event について 80%Truncated Mean によるエネルギー損失の分布。正規分布でフィットして、平均値、標準偏差から、分解能は 10.6% である。

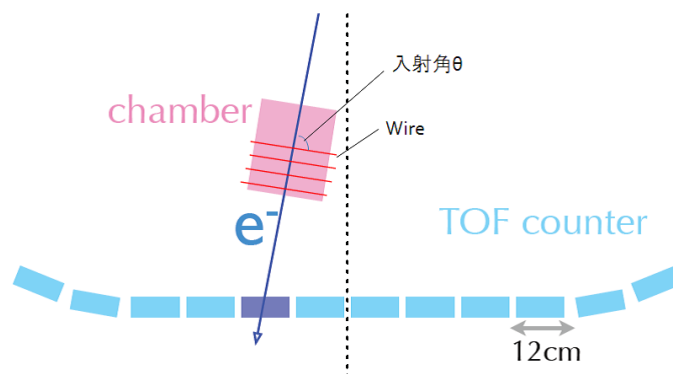


図 6.12: ビームとチェンバーの入射角度についての概念図

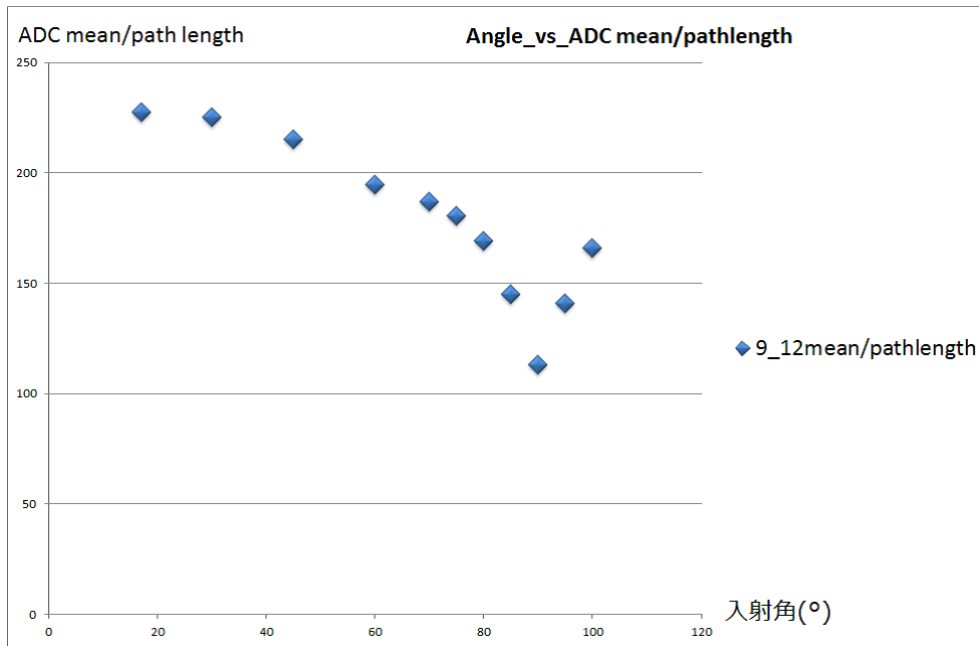


図 6.13: 入射角度と ADC 値/Path length の関係

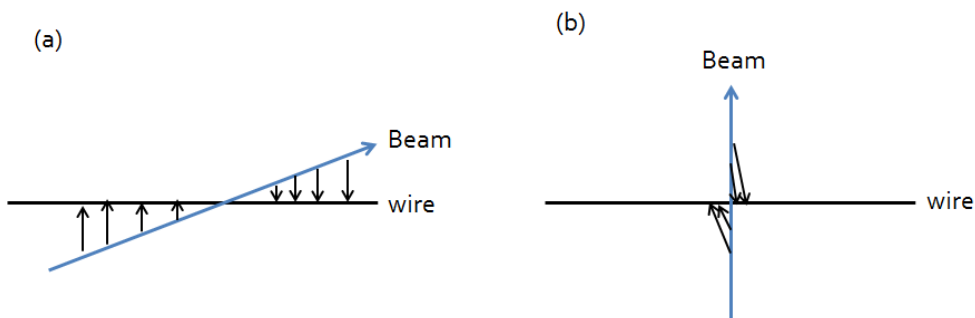


図 6.14: 入射角度に依存して電子なだれが起きる領域の違い 垂直に近いほど電子雪崩が起きる領域が集中してしまう (a)17° の場合 (b)90° の場合

17° 点までなめらかにつながっているのですが、17° のときの大きな信号に対しても問題なく測定できている。また、本来ならば入射角度によらず飛跡の単位長さ当たりのエネルギー損失は同一の値になるべきであるが、90° 付近ではエネルギー損失測定値が小さめになっている。これはスペースチャージ効果の影響が顕著に現れているためと考えられる。実際のビーム衝突実験のデータ処理では、荷電粒子の飛跡を三次元的に再構成するので、その進行方向とワイヤーがなす角度を計算し、このエネルギー損失測定値が入射角度から受ける影響を補正することで、粒子識別に実害が出ないように出来る。

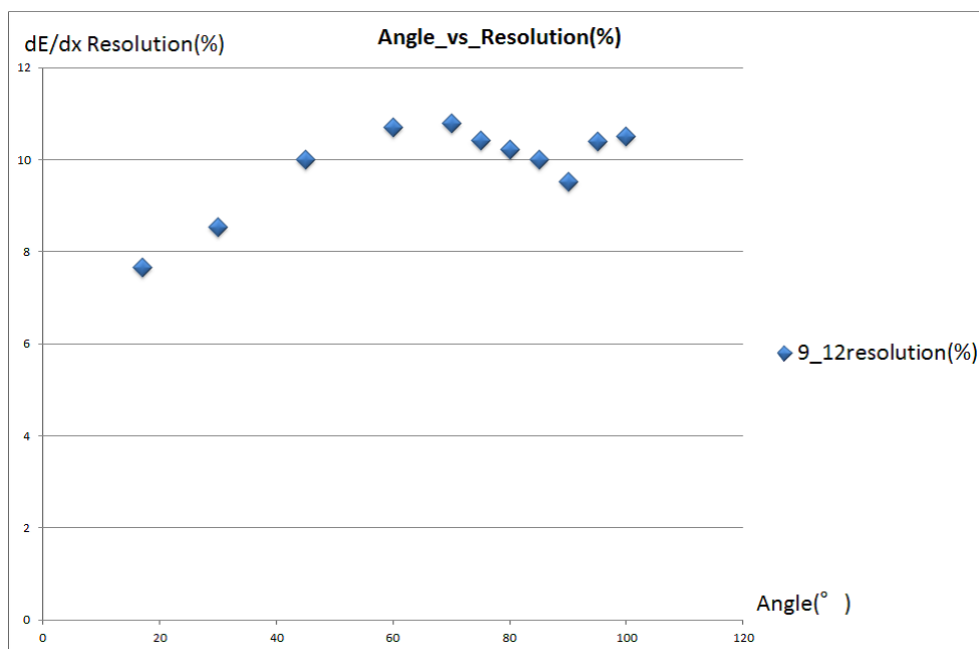


図 6.15: 入射角度とエネルギー分解能の関係

図 6.15 は今回のテストビーム実験から得られた入射角度とエネルギー損失分解能の関係を示した図である。エネルギー損失の分解能は、第一次近似では荷電粒子通過によるセル中で電離により発生する電子数の統計的ふらつきに左右される。したがって、粒子の入射角度が浅い方がより多くの電子が作られて分解能が良くなる。入射角度が20° から60°の間ではそうした傾向を示しているが、90° 付近でエネルギー損失分解能が良くなっているのは、スペースチャージ効果が顕著に表れるため、入射粒子により電離された電子数と信号電荷との間の比例関係が若干失われているためである。

第7章 結論

本論文では、第4章では中央飛跡検出器の加速器によるバックグラウンド対策の一つである Inner Chamber を製作し、動作確認を行い、問題なく動作することを確認した。そして、第5章では製作した Inner chamber の包括的な動作試験として宇宙線を使用し、FADC 分布の測定と最大ドリフト時間の測定を行った。事象選択後、FADC 分布はきれいなランダウ分布が見られ、全事象からの TDC 分布から最大ドリフト時間 100nsec 以下と予想通り動作していることを確認した。最後に第6章では、もう一つのバックグラウンド対策である新しいデータ取得用電子回路を用い、SPRING8 で行ったビームテストの結果からエネルギー損失分解能の性能評価を行い、12Layer のときにエネルギー損失分解能は 10.6% となった。この値は実機の 56Layer のときには、そのときのエネルギー損失分解能は 5% に相当し、要求性能を満たす。エネルギー損失分解能の入射角度依存性も予想の範囲内で収まっていることを確認した。いずれの項目も設計の想定通りであり、今後 Belle II 実験で問題なく使用できると言える。

謝辞

本研究を行うにあたり、たくさん方にお世話になりました。この場をお借りして心より御礼申し上げます。まず、このような国際的な実験に参加できる機会を与えてくださった高エネルギー物理学研究室の林井久樹教授、宮林謙吉准教授に深く感謝いたします。指導教官の宮林先生には私の至らない所をフォローいただき、丁寧なご指導をいただきました。林井久樹先生には多くの有用な助言をいただきました。本当にありがとうございます。KEKの宇野彰二教授には、Drift Chamberについて一から教えていただくだけでなく、多くのご指導、ご講義をいただきました。心からお礼申し上げます。大阪市立大学の中野英一准教授には、基礎からデータ解析について丁寧な説明、ご指導をいただきました。深く感謝いたします。KEKの谷口七重助教には貴重なご助言をいただきました。深く感謝いたします。KEKの高力孝技官にも貴重なご助言をいただきました。ありがとうございました。Chiang Mai UniversityのKullapa Chaiwongkhotさんには、Inner chamberの製作や研究姿勢など多くの刺激を受けました。心より感謝いたします。また、卒業生である岩下先輩には日頃の疑問に丁寧に答えていただくだけでなく、多くの場面でご助言いただきました。心より感謝いたします。卒業生の磯村先輩、木原先輩、近藤先輩、平山先輩、脇田先輩やM1の田中さん、福井さんは充実した研究生活を送れるよう支えていただきました。最後になりましたが、この研究を行う上で、関わっていただいた方々に深く感謝いたします。

関連図書

- [1] 山内正則, ”スーパー B ファクトリーで探る標準理論 Elucidation of Physics beyond the Standard Model with Super B Factory”, <http://ci.nii.ac.jp/naid/11000657036>
- [2] 赤井和憲, ”KEKB 加速器から SuperKEKB へ”, <http://soken.kek.jp/pn/wp-content/uploads/d25a88b2b4313732ee9abcd8e0e44773.pdf>
- [3] 赤井和憲, KEB-B ファクトリー加速器, <http://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/seminar/trape/FY2004/040520-akai.pdf>
- [4] 飯島徹、中山浩幸、後田裕, ”Belle II 実験”, 高エネルギーニュース p.201-212, <http://www.jahep.org/hepnews/2010/113Belle-02.pdf>
- [5] Shoji Uno, Hiroyuki Nakayama, ”Beam Background at SuperKEKB/Belle II”
- [6] A.abe · ”Belle II Technical Design Report”
- [7] 後田裕 · ”Belle II 測定器”
- [8] F.Sauli · ”Principle of operation of multiwire proportional and drift chamber”
- [9] 宇野彰二 · ”Wire Chamber”(2012 年 10 月大阪大学久野研究室セミナー)
- [10] Nanae Taniguchi · ”LEPS Beam test”, 16th Open meeting of Belle II collaboration
- [11] Kullapa Chaiwongkhot · ”Inner chamber of Belle II CDC”, 15th Open meeting of Belle II collaboration
- [12] 江見恵子 · 東京農工大学大学院 工学研究科 修士論文 (1991)
- [13] 小野竜太 · 東京工業大学大学院 理学研究科 修士論文 (2012)
- [14] 岩下友子 · 奈良女子大学大学院 人間文化研究科 修士論文 (2010)
- [15] 村上 潤 · 奈良女子大学大学院 人間文化研究科 修士論文 (2011)

- [16] 平山明子・奈良女子大学大学院 人間文化研究科 修士論文 (2012)
- [17] 岩田修一・首都大学東京大学院 理工学研究科 修士論文 (2010)
- [18] 坂下嘉徳・首都大学東京大学院 理工学研究科 修士論文 (2012)
- [19] News@KEK・ペンギン崩壊を調べる,<http://legacy.kek.jp/newskek/2008/marapr/Belle13.html>
- [20] News@KEK・ナノビームで目指す世界の頂点,<http://legacy.kek.jp/newskek/2010/marapr/SuperKEKB.html>
- [21] Mikihiko Nakao, Trigger Timing Distribution,