

2010年度 修士学位論文

結晶カロリメーターにおける
大面積アバランシェフォトダイオード読み出しの研究

奈良女子大学人間文化研究科
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室
前田 奈津子

平成23年3月8日

目次

第 1 章	はじめに	2
第 2 章	B ファクトリー実験の高度化における電磁カロリメーター	3
2.1	B ファクトリー実験高度化の動機	3
2.2	SuperKEKB 加速器	4
2.3	BelleII 測定器	6
2.4	Belle/BelleII 実験の電磁カロリメーター	7
第 3 章	アバランシェ半導体光検出器	10
3.1	半導体検出器の原理	10
3.2	不純物半導体	10
3.3	pn 接合した半導体の光検出器への応用	10
3.4	アバランシェフォトダイオード (APD)	12
第 4 章	無機シンチレーションカウンターの製作と宇宙線テスト	15
4.1	APD と無機結晶シンチレーターのオプション	15
4.2	BSO シンチレーターの組成と特性	16
4.3	無機シンチレーションカウンターの製作と宇宙線テスト	17
4.3.1	シンチレーションカウンターと読み出しエレクトロニクスの構成と測定方法	17
4.3.2	純 CsI シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果	21
4.3.3	プリアンプ交換の効果	24
4.3.4	BSO シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果	25
4.3.5	KEDR タイプのプリアンプ高増倍化の効果	27
4.3.6	印加電圧を変化させた場合の測定結果	28
4.3.7	波形整形時定数の変更	31
4.3.8	他の BSO シンチレーターの測定	34
第 5 章	放射線耐性	38
5.1	中性子線損傷試験	38
5.1.1	照射前後での I-V 特性の変化	39
5.1.2	照射前後での $QE \times Gain$ の変化	42
5.2	γ 線損傷試験	46
5.2.1	照射前後での I-V 特性の変化	46
5.2.2	照射前後での $QE \times Gain$ の変化	49
第 6 章	結論	52

第1章 はじめに

高エネルギー物理学実験とは、加速器で生成される高エネルギー粒子の衝突反応から、物質の究極の構成要素と、その間に働く相互作用を探索する学問である。そのため、生成される粒子のエネルギー、運動量、種類等を高精度で計測できる検出器が必要となる。検出器には役割に応じて様々な種類があり、検出する粒子の種類やその実験目的によって使用する検出器が分けられる。

現在、世界をリードしている高エネルギー物理学実験の一つが、我が国における高エネルギー加速器研究機構 (KEK) における KEKB 加速器を使った Belle 実験である。Belle 実験は、 B 中間子系の CP 非保存を測定することを主目的としており、2008 年ノーベル物理学賞が小林誠・益川敏英に与えられる上でも決定的な貢献を行った。

KEKB 加速器はクラブ空洞の導入など新しい技術の導入や努力の結果、2009 年には $2.1 \times 10^{34} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ におよぶ世界最高のルミノシティを達成した。しかし、小林・益川理論を越えた物理を探索するための CP 非保存現象の精密測定や、エキゾチックハドロンの探求といった研究テーマの推進には更なるルミノシティの向上が必要である。

これらの研究のうちいくつかは高効率かつ高分解能の γ 線検出器を必要とする。 B 中間子の崩壊モードのうち $1/3$ は π^0 を含むので、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 過程で生じる γ 線の検出は非常に重要である。また、 $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ のように非標準的な過程にも γ 線の放出を使うものがある。 γ 線の検出およびエネルギー測定を担っているのが電磁カロリメーターである。現在の Belle 検出器の電磁カロリメーターには Tl 添加 CsI シンチレーターと、光検出器として PIN フォトダイオードを用いている。このシンチレーターは発光量が多いが発光の減衰時間が長い。したがって加速器のルミノシティを上げた際には、ビームバックグラウンドによりパイルアップを起こしてエネルギー分解能が低下してしまうことが懸念される。これを回避するには、発光の減衰時間の短い新しいシンチレーターの導入が効果的である。

そこで新しいシンチレーターの候補として、純 CsI シンチレーターや BSO シンチレーターが挙げられる。しかしこれらのシンチレーターは発光量が少なく、さらに純 CsI シンチレーターの発光波長は PIN フォトダイオードの感度波長より短いため使用することができない。また電磁カロリメーターは磁場中で動作させる必要があるため、磁場の有無で増幅率が大きく変化する光電子増倍管よりも、半導体光検出器の方が適している。このような条件を考慮すると、固体内で電子なだれを形成し、信号を増幅する機能を持つアバランシェフォトダイオード (APD) は魅力的なデバイスと言える。

本研究では、近年に開発が進んだ大面積 ($1\text{cm} \times 1\text{cm}$) の APD を使用し、これを純 CsI や BSO といった高速の無機シンチレーターと組み合わせた電磁カロリメーターの性能評価を行った結果について報告する。

以降、本論文では、第 2 章で B ファクトリー実験の高度化、すなわち SuperKEKB 加速器および BelleII 測定器とその電磁カロリメーターについて述べる。第 3 章ではアバランシェ半導体光検出器について述べる。第 4 章では無機結晶シンチレーターである BSO シンチレーターと、APD を純 CsI シンチレーターと BSO シンチレーターと組み合わせたプロトタイプ検出器の基礎特性測定について述べる。第 5 章では APD の放射線耐性の結果について述べ、最後に第 6 章で本研究のまとめとする。

第2章 Bファクトリー実験の高度化における 電磁カロリメーター

2.1 Bファクトリー実験高度化の動機

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の B ファクトリー実験は、競争相手であるスタンフォード線型加速器センター (SLAC) の B ファクトリー実験とともに、 B 中間子系を用いた系統的な研究を遂行し、2008 年にノーベル物理学賞が与えられた小林・益川理論が CP 非保存現象を記述する正しい描像であることを示す検証実験を行った。この二つの B ファクトリーのうち、KEK において大量の B 中間子対の源となる電子・陽電子衝突をもたらしてきた KEKB 加速器では、2003 年 5 月に設計値のルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を達成した後、2007 年から導入したクラブ空洞、2009 年から導入した電子・陽電子バンチ毎切り替え入射とスキュー 6 極電磁石による水平方向・垂直方向カップリングの補正といった改善が続けられてきた。その結果、2009 年 6 月には世界最高のルミノシティ $2.1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を記録し、2010 年 6 月 30 日の運転終了までの最終的な積分ルミノシティは 1014fb^{-1} に達した。

こうして Belle 測定器にもたらされた大量のデータから得た成果として最大のものは、記述の通り小林・益川理論の予言である各種の CP 非保存を 5% から 30% の相対誤差で測定し、その検証を行ったことである [1]。これには B 中間子の崩壊モードのうち、ツリーダイアグラムと呼ばれる弱い相互作用の最低次の振幅が支配的に寄与するものが適しており、その典型が $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 崩壊を用いた $\sin 2\phi_1$ なる CP 非保存パラメーターの測定である [2] [3]。これに対して、ペンギンダイアグラムと呼ばれる弱い相互作用の 1 ループの振幅が支配的な崩壊モードでは、標準理論の振幅が小さくなる。一方で、不確定性原理により高いエネルギースケールの物理が寄与しやすい。したがって、高いエネルギースケールでの新しい物理が小林・益川理論と異なる複素位相を持つ場合は、標準理論の振幅との量子力学的干渉効果により、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 過程とは異なる CP 非保存として出現する可能性がある [4]。そのような研究に適した崩壊モードの代表的なものとして、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 、 $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ などが挙げられる [5] [6]。これらはいずれも稀崩壊過程であり、CP 非保存の測定精度はいまだ $\mathcal{O}(0.1)$ にとどまっており、新しい物理の効果を探索する感度は決して十分とは言えない。 $\mathcal{O}(0.01)$ の感度を得るには数十 ab^{-1} * のデータの蓄積が必要であり、これには加速器、測定器とも相当の規模の性能改良工事を必要とする。

また $X(3872)$ [7]、 $Z(4430)^\pm$ [8] に代表される、既存のバリオンやメソンの範疇に入らない可能性の高いエキゾチックハドロンと総称される粒子についても、新しい崩壊モードの探索や崩壊生成物の角度分布の測定については、実験データの統計量が感度を制限しているものが多い。事実、スピンやパリティなどの量子数を決定することができた例は極めて限られている。したがってエキゾチックハドロンの研究もこれまでよりも一桁以上多い大量データの蓄積を必要とする。

したがって、本章では、最終的に $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を目標とする高度化した KEKB 加速器である SuperKEKB 加速器と、それに対応する BelleII 測定器について概観し、本研究の主題である電

* $1000 \text{fb}^{-1} = 1 \text{ab}^{-1}$

磁カロリメーターについて説明する。

2.2 SuperKEKB 加速器

KEKB 加速器は周長 3km のトンネルの中に電子を蓄積する高エネルギーリング (HER) と陽電子を蓄積する低エネルギーリング (LER) の 2 つのリングが横に並べられており、電子と陽電子は各々のリングの中を反対方向に周回し、筑波実験棟内に設けられた衝突点で衝突する。Belle 測定器はこの衝突点を囲んで設置されている。KEKB 加速器の性能向上は既存のトンネル中の加速器コンポーネントの置換により行う計画で、この加速器を SuperKEKB 加速器と呼ぶ。

SuperKEKB 加速器では KEBK 加速器の約 40 倍のルミノシティを目標に設計が進められている。ルミノシティ \mathcal{L} に対し、反応断面積 σ をもつ過程の場合、その反応の発生頻度 R は $R = \mathcal{L}\sigma$ となる。ルミノシティはビームの電流値やサイズから決まる量であり、衝突型加速器においては以下の式が成り立つ。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

ここで E はビームのエネルギー (単位:GeV)、 I は蓄積電流 (単位:A) また、 ξ はビーム・ビームパラメーターと呼ばれる量であり、 β_y^* は衝突点における垂直方向 (y 方向) のベータ関数値、 r は衝突点における垂直方向のビームサイズを水平方向のビームサイズで割った値である。したがって、ルミノシティを大きくするためには、蓄積電流 I とビーム・ビームパラメーター ξ を大きくし、 β_y^* を小さくする必要がある。

SuperKEKB 加速器の設計は、2009 年 2 月の KEBK 加速器レビュー委員会の勧告以降、ナノビーム方式と呼ばれる技術に基づいて進められている。これまでの KEBK 加速器では、ビーム・ビーム相互作用によるビーム粒子の理想的軌道近傍での運動を安定化させ、大きなビーム・ビームパラメーター ξ を実現するために、 $x-y$ 相関はベータトロンチューンを半整数のすぐ上に設定して、 $x-z$ 相関はクラブ空洞の導入によってそれぞれ解消するという工夫がされてきた。これにより、互いに相関した 3 次元のビーム粒子の運動を互いに独立な 1 次元運動に転換して非線形力の影響を小さくすることにより、ビームを安定して貯蔵することが指導原理であった。これまでクラブ空洞導入後の KEBK 加速器では世界最高記録である $\xi = 0.09$ を達成している。

このビームパラメーター ξ の値を基準に、SuperKEKB 加速器の目標ルミノシティを狙うべく他のパラメーターの値を考察すると、運転に用いる電力量の制限からビーム電流値は現状の約 2 倍の LER=3.6A、HER=2.6A となる。したがって衝突点での垂直ベータ関数 β_y^* を LER で 0.27mm、HER で 0.42mm と KEBK 加速器の 20 倍も小さくしなくてはならない。ヘッドオン衝突またはクラブ衝突ではバンチ長をベータ関数以下にせねばならないが、そこまでバンチ長を縮めようとする、コヒーレント放射光の影響でバンチ長がのびてしまい、結局は要求されたルミノシティを実現できない。そこで SuperKEKB 加速器では極低エミッタンスのビームを有限角度衝突させることとし、バンチ長を 5mm と KEBK 加速器と同等のまま、ビーム交差領域の長さをベータ関数以下に設定し、目標のルミノシティが必要とするレベルまで β_y^* を小さくする。ルミノシティを狙う方針の検討が進んでいる。これをナノビーム方式と呼ぶ。また、これまでの電子 8GeV・陽電子 3.5GeV の衝突ではビーム光学設計の力学口径が確保できないので、ビームエネルギーは電子 7GeV・陽電子 4GeV に変更する。以上の設計パラメーターを表 2.1 に示す。

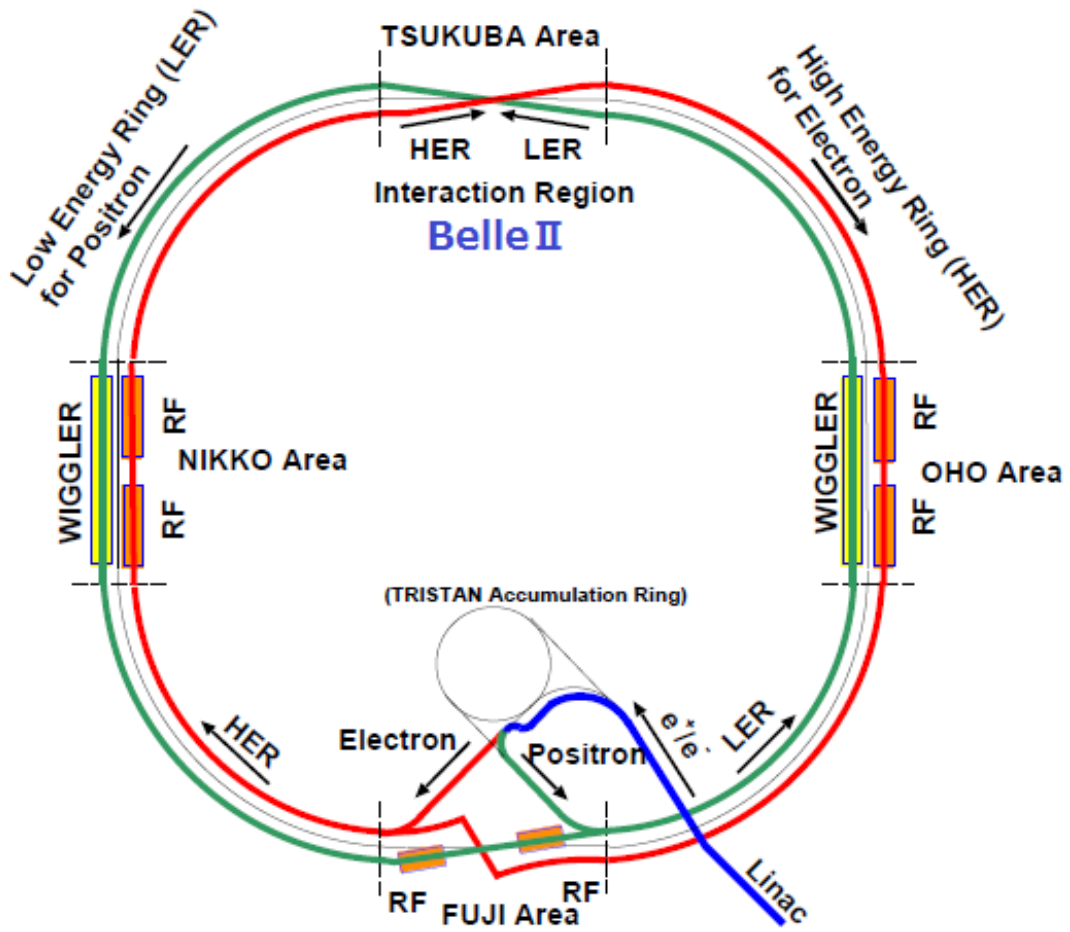


図 2.1: SuperKEKB 加速器の概観

	LER	HER
Energy(GeV)	4.0	7.0
I(A)	3.6	2.6
β_y^* (mm)	0.27	0.41
ξ_y	0.09	0.09
Bunches	2500	
Luminosity($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	80	

表 2.1: SuperKEKB 加速器のパラメーター

2.3 BelleII 測定器

加速器のルミノシティを 40 倍に上げるために、衝突点近傍におけるビームバックグラウンドも現在の 5 倍から 10 倍に増加することが予想される。この高いビームバックグラウンドに対処しつつ、高頻度の B 中間子対生成をはじめとした信号事象データを効率よく収集する必要がある。このため現在の Belle 測定器の性能改良が検討されており、これを BelleII 測定器と呼ぶ [9]。

BelleII 測定器は SuperKEKB 加速器によって作り出された e^+e^- 衝突のデータを効率よく収集するため、いくつかの検出器により構成される。以下にそれぞれの構造及び機能についてまとめる。

- ピクセル型シリコン半導体検出器 (PXD) 及び両面シリコンストリップ検出器 (SVD)
BelleII で新たに導入される 2 層構造の PXD(Pixel Detector) と 4 層構造の SVD(Silicon Vertex Detector) を用いて B 中間子及びその他の粒子の崩壊点を測定する。粒子の崩壊点の測定は B 中間子のみでなく D 中間子や τ レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。また、これらの検出器はその外側にある CDC と共に粒子の飛跡を検出し、運動量を精度よく測定する。
- 中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)
1.5Tesla の磁場内に設置され、内部を 1 気圧の $\text{He}:\text{C}_2\text{H}_6=50:50$ の混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーが張られている。BelleII では、高バックグラウンド対策として、陽極ワイヤーを陰極ワイヤーで囲んだセルと呼ばれる単位を小型化する。荷電粒子が通過する際にガスを電離し、そこから生じた電子がワイヤーまで移動する時間から、粒子の通過位置までの距離を知ることができる。CDC は荷電粒子の飛跡を検出し、ローレンツ力により螺旋を描く軌道の曲率半径から運動量を測定する。さらに、ガス中の電離量 (dE/dx) を検出した荷電粒子ごとに測定して粒子識別の情報を与える。
- 粒子識別システム (PID:Particle Identification Detector)
 K 中間子と π 中間子を識別するため、既存の Belle では閾値型のチェレンコフカウンターを用いているが、BelleII では、バレル部の Time of Propagation カウンター (TOP)、エアロジェルの屈折率によるリングイメージの違いを用いたエンドキャップ部のリングイメージチェレンコフカウンター (A-RICH) を用いることで、識別の効率を高く保ったまま、誤認率を低減する。
- 電磁カロリメーター (ECL:Electromagnetic Calorimeter)
高エネルギーの光子や電子は十分厚い物質に入射すると、制動放射や電子対生成により、電磁シャワーを形成し、そのエネルギーのほとんどを物質中で失う。このエネルギー損失を電気信号に変換して、読み出し記録することにより、入射粒子のエネルギーを精度よく測定することが電磁カロリメーターの役割である。既存の Belle では、 Tl 添加 $\text{CsI}(\text{CsI}(\text{Tl}))$ 結晶と PIN フォトダイオード読み出しで構成されるカウンターを用いているが、発光時間が長いため、ビームバックグラウンドのパイルアップによるエネルギー分解能の悪化が懸念される。この効果はビームパイプにより近いエンドキャップ部でより顕著である。BelleII の初期には既存の $\text{CsI}(\text{Tl})$ カウンターを用いて実験を開始するが、やや遅れてもエンドキャップ部のシンチレーターを短い発光時間の素材に変更することが効果的であると考えられている。本研究は ECL のアップグレードに関するものなので次節でさらに詳しく述べる。
- K_L^0, μ 粒子検出器 (KLM)
測定器の最も外側に位置するのが K_L^0 及び μ 粒子検出器である。KLM は高抵抗平行板

(RPC) と厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造になっている。 μ 粒子は貫通力に優れているため鉄を突き抜け明確な信号を残す。したがって CDC で検出した荷電粒子の飛跡を外挿したところに KLM の信号があれば μ 粒子と同定できる。 K_L^0 は鉄と衝突し強い相互作用によるハドロンシャワーを形成するので、CDC に飛跡を残さず KLM でハドロンシャワーとして検出される。エンドキャップ部ではビームバックグラウンドの影響が大きくなると予想されるので、RPC に換えてプラスチックシンチレーターにファイバーを通し、高増幅率の半導体光検出器である PPD(Pixelated Photon Detector) で読み出す方式が検討されている。

図 2.2 に BelleII 測定器の概観をのせる。

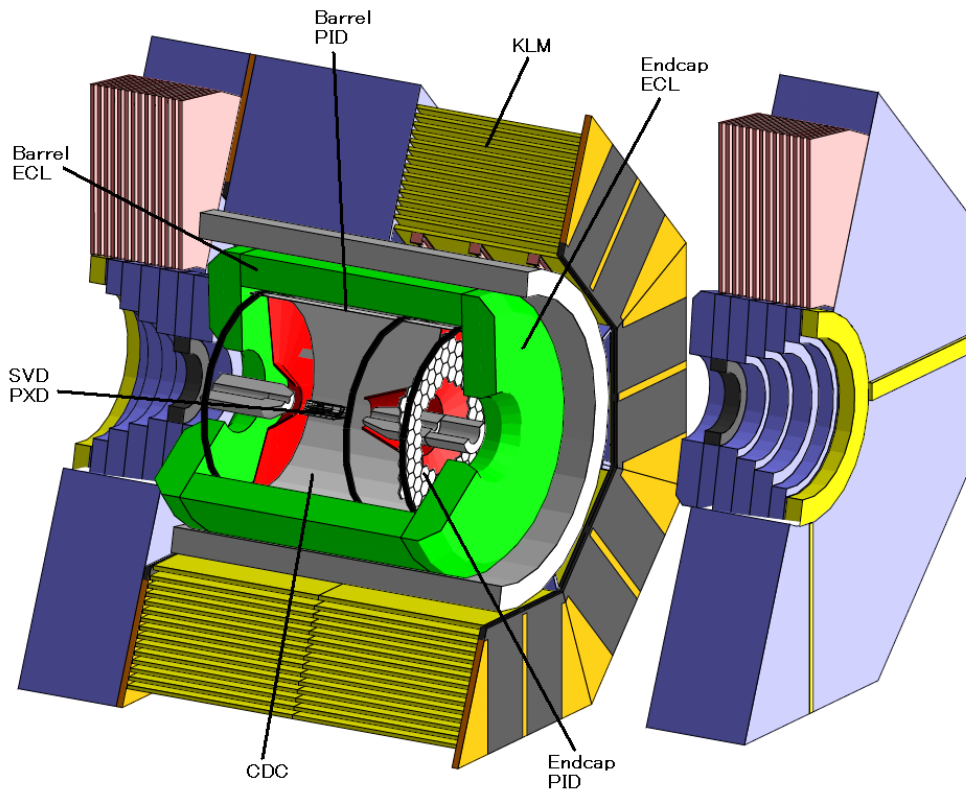


図 2.2: BelleII 測定器の概観

2.4 Belle/BelleII 実験の電磁カロリメーター

Belle 実験のカロリメーターの全体像は図 2.3 のようになっており、6624 本の CsI(Tl) 結晶を持つバレル部と、前方および後方にそれぞれ 1152 本および 960 本の CsI(Tl) 結晶を持つエンドキャップ部からなる。現在の Belle 実験では発光量の豊富な CsI(Tl) シンチレーターと、光検出器として PIN フォトダイオードを組み合わせている。1 本の結晶のサイズは前面が約 55mm×55mm、シンチレーション光の読み出し面が約 65mm×65mm、長さ 300mm となっている。集光効率を上げる

ため、結晶表面を厚さ $200\mu\text{m}$ の白色ゴアテックスシートで覆い、その上を厚さ $50\mu\text{m}$ のアルミナイズドマイラー (アルミ蒸着厚 $25\mu\text{m}$ 、PET 樹脂厚 $25\mu\text{m}$) で包んで静電遮蔽した構成になっている。

この CsI(Tl) カロリメーターでは、1本の結晶に $1\text{cm}\times 2\text{cm}$ の受光面を持つ PIN フォトダイオード (浜松ホトニクス社製 S2744-08) を2つ取り付けることにより、シンチレーター中のエネルギー損失 1MeV あたり 5000 個の電子-正孔対を得ている。一方、カウンター 1本あたりの雑音は、前置増幅器 (PreAMP)、波形整形回路、QtoT コンバーター、FASTBUS TDC からなる読み出し回路の総合で約 1000 個の電子、すなわち約 0.2MeV に対応する。2006 年以降の実験の状況では、エンドキャップ部において、パイルアップに起因する雑音がこれに加わっている兆候があり、カウンター 1本あたり 0.5MeV から 1MeV に達している。

BelleII 実験では、パイプライン方式で波形サンプリング読み出しを行うフラッシュADC (FADC) とデジタル信号処理 (DSP) を組み合わせてパイルアップに対処する。しかしながら、SuperKEKB 加速器が $8\times 10^{35}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のルミノシティを達成する時の条件ではエンドキャップ部においてパイルアップによる雑音の寄与が 1MeV から 2MeV に達する可能性がある。その場合、数百 MeV 程度までの比較的低エネルギーの光子を検出した際のエネルギー分解能に影響があり、 $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ の検出のように、エネルギーや運動量の未検出分の正確な理解が必要な研究、 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 再構成のように低エネルギー光子の検出が重要な研究の感度が制限される懸念がある。

これには CsI(Tl) シンチレーターの特性である、発光量は豊富であるが発光が終了するまでの減衰時間が $1\mu\text{sec}$ と長いためにパイルアップを起こしやすい、という性質が大きく寄与している。したがって、高速すなわち発光が終了するまでの減衰時間が短いシンチレーターの導入が抜本的対策といえる。高エネルギー物理学実験の電磁カロリメーターに使用できる大型のブロックを中庸な価格で生産可能で、発光量が SuperKEKB 実験の仕様に耐える、という条件を満たす有力な選択肢の一つとして純 CsI シンチレーターが考えられている。CsI(Tl) と比較して、純 CsI シンチレー

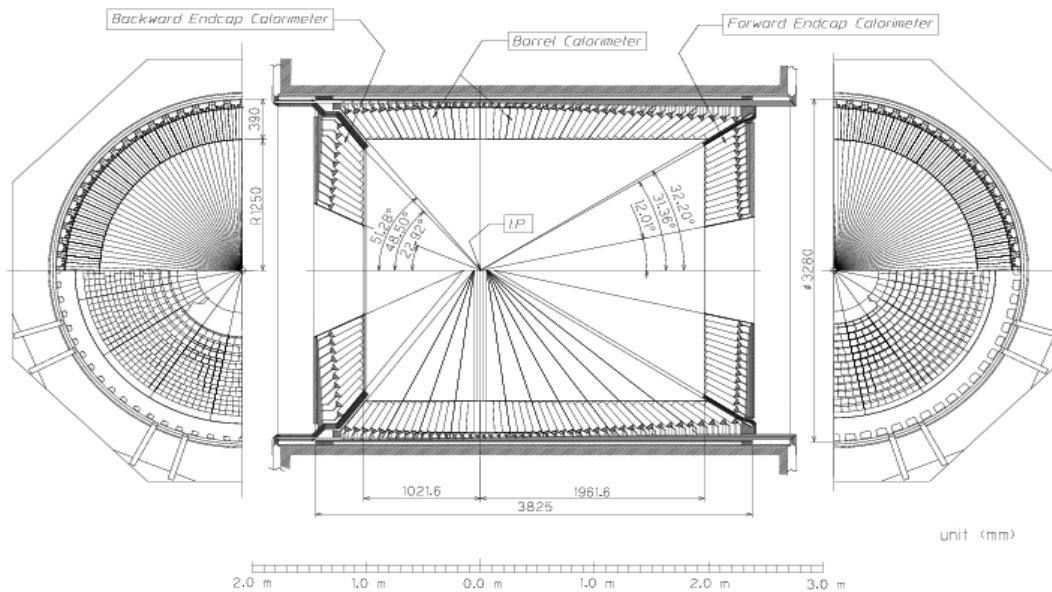


図 2.3: 現在の Belle の電磁カロリメーター

ターは発光の減衰時間が短く、この点では高輝度化実験に向く。しかし、純 CsI シンチレーターは発光量が少ない上に、発光波長が PIN フォトダイオードの感度波長より短いため使用できない。これまでに試作された BelleII 用純 CsI カロリメーターのプロトタイプでは、発光量の不足を補うために数十倍程度のゲインを得られる小数段のファインメッシュ型ダイノードを有する光電子増倍管が用いられた。光電子増倍管の場合は、磁場の有無で特性が大きく異なるため、実機においては磁場の有無を検知するインターロック機能を持った高電圧供給システムを必要とする。また、直径が 2 インチと大きいので、一つの CsI 結晶に一つしか取り付けられず、複数個取り付けることによって冗長性を確保することはできない。

一方、APD の場合は特性が磁場の有無に左右されず、数十倍から 100 倍のゲインが得られ、小型なので一つの CsI 結晶に複数個取り付けて冗長性を確保することも可能である。また、APD の感度が高い発光波長を持つシンチレーターと組み合わせることにより、さらに高性能な検出器を実現できる可能性がある。APD と組み合わせることで性能の向上が期待できるシンチレーターとして、BSO シンチレーターが挙げられる。BSO シンチレーターは、発光波長が約 480nm で、APD の量子効率も 80% 以上ある。さらに、密度が高い、すなわち輻射長とモリエール半径が短いので、純 CsI シンチレーターよりシャワーの漏れが小さくなりエネルギー分解能の向上と、近接した 2 つの γ 線の分離が良くなるので、 $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の再構成、 $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$ の探索などにも有用なオプションと言える。

そこで、本研究では、近年になって発展した大面積 (1cm \times 1cm) の APD に着目し、これを純 CsI や BSO といった高速の無機シンチレーターと組み合わせた電磁カロリメーター用カウンターのプロトタイプを製作し、その性能評価を行った結果について報告する。

第3章 アバランシェ半導体光検出器

本章では、まず半導体検出器の一般論について述べ、続いてアバランシェ半導体光検出器の構造や動作原理、諸特性について述べる。

3.1 半導体検出器の原理

結晶性の物質中における電子のエネルギー準位は、束縛状態にある価電子帯と、自由に動き回ることのできる伝導帯の2層の構造を持つ。2つの準位間には電子の存在することが出来ない禁制帯と呼ばれるエネルギーギャップが存在し、価電子帯の電子は光や熱などのエネルギーを受け取ると伝導帯に励起される。励起された電子は外場に反応して運動し、電気伝導に寄与するキャリアとなる。

したがって、半導体を光検出器として使用する上では、入射した光子を効率よく伝導帯に励起した電子に変換し、その結果生じる電流や電荷を効果的に収集することが重要である。そのため、次節に述べるように、微量の不純物を添加(ドーピング)して、その特性を制御することが広く行われている。

3.2 不純物半導体

シリコンのような典型的な半導体結晶は、個々の原子が規則的に結合して結晶構造を作っている。結晶構造は価電子が隣りの原子の価電子と対を作り、共有結合を形成することにより生じる。3価あるいは5価の原子を純粋な真性半導体に加えると、3価の原子は半導体の価電子で満たされない結合を形成し、5価の原子は余剰な電子を与える。これらの不純物は、それぞれアクセプター不純物、ドナー不純物と呼ばれる。アクセプター不純物をドーピングした半導体をp型半導体と呼び、ドナー不純物をドーピングした半導体をn型半導体と呼ぶ。導入された正孔は正(positive)の電荷を運び、電子は負(negative)のキャリアとなるため、この名がある。

3.3 pn接合した半導体の光検出器への応用

p型半導体とn型半導体を接合した半導体は、一般にはダイオードとして知られている。半導体ダイオードのpとnの接合点はp型とn型を圧着するのではなく、n型的一端にp型の不純物を拡張して作る。

交流を直流に変換(整流)する目的でダイオードを使用する場合は、p側を高電位、n側を低電位にすると、p側の正孔とn側の電子がともに接合部に向かって移動し、正孔と電子の再結合により電流が流れ続ける。この向きに電圧を印加することを順バイアスを印加するという。

光検出器としてダイオードを用いる場合は、それとは逆にp側を低電位、n側を高電位にするように直流電源をつなぐ。これを逆バイアスを印加するという。すると、正孔がp側、電子がn側に

引き寄せられて、接合部近傍にはキャリアがいなくなる。この領域を空乏層と呼ぶ。この状態で、光子が入射し、空乏層で光電効果により電子を伝導帯に励起すると、対になって生成された電子および正孔がそれぞれ n 側と p 側に移動することにより、電気信号パルスが生じる。

また、逆バイアス電圧を印加すると、印加電圧の変化に伴い一定の電流が流れる。これは半導体検出器で一般的に漏れ電流と呼ばれ、空乏層中で熱励起により発生した電子-正孔対の移動によるものである。放射線損傷により、デバイス中に欠陥ができると、その欠陥付近では電子-正孔対が熱励起させる確率が変化するため、電流-電圧 (I-V) 特性が大きく変化することが予想される。BelleII 実験では、 γ 線及び中性子線による被爆効果が予想されるため、APD の放射線損傷試験を行った。その詳細については、第 5 章で詳しく述べる。

PIN フォトダイオード等では、得られる電子-正孔対の数は、入射して光電効果を起こした光子の数と同じであり、光電子増倍管のように、信号を増幅する機能はない。したがってチェレンコフ放射のように微弱な光を検出することは不可能であるし、シンチレーターと組み合わせる場合も信号と雑音を十分に分離して読み出すには、大光量のものに限られる。このような弱点を克服するため、近年は固体内で電子なだれ (アバランシェ) を形成させることにより信号を増幅できるデバイスである、アバランシェ半導体光検出器が開発・使用されるようになってきた。次節以降に、その代表例であるアバランシェフォトダイオード (APD) についてさらに詳しく述べる。

APD の雑音を決定する重要な要素として、静電容量と漏れ電流の二つが挙げられる。これらは光検出器の性能を評価するのに必要であり、式 3.1 で表わされる。右辺の前項が電流性雑音、後項が容量性雑音を表している。ここで、 δ_{noise} は全雑音、 q_e は素電荷、 I_{ds} は暗電流、M は APD の増幅率、 I_{db} は信号電流、F は増幅にともなう揺らぎ ($F > 1$)、 C_{tot} はデバイスの静電容量、 τ は波形整形時定数で、 a_1 と a_2 は APD のサイズと構造により決まる定数である。

$$\delta_{noise}^2 = 2q_e(I_{ds}/M^2 + I_{db}F)\tau a_1 + 4kT(C_{tot}^2/M^2)(1/\tau)a_2 \quad (3.1)$$

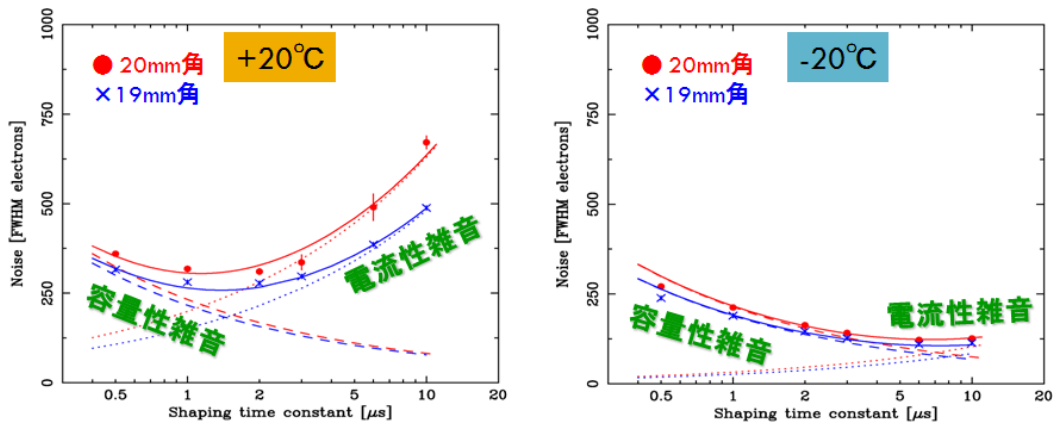


図 3.1: 2cm 角 APD の雑音レベルを整形時定数 (μs) の関数で示す。(「APD 開発現状：宇宙利用から高速 PET まで」片岡淳, ワークショップ 2006 年 12 月より抜粋)

本研究では、常温で高速の無機シンチレーターと組み合わせるため、100ns 以下の波形整形時定数で読み出しを行う。したがって容量性雑音の主たる寄与になると予想される。

3.4 アバランシェフォトダイオード (APD)

APD は、シリコン半導体の内部に強い電場勾配を作る構造とすることで、増幅機能を持たせた半導体素子である。光や放射線によって生成された電子あるいは正孔が、APD 内部で電場の強い領域に達すると加速され、アバランシェ(電子なだれ)を形成することにより信号を増幅する。信号を検出器内部で増幅させると回路内で発生する雑音を相対的に小さく抑えることができるため、通常のフォトダイオードよりもはるかに優れたシグナル・ノイズ比 (S/N:雑音に対する信号の比) が得られる。APD は高い増幅率を持つ光電子増倍管 (PMT) と、量子効率が高いフォトダイオード (PD) の両方の長所を兼ね備えたデバイスであると言える (表 3.1)。

	PMT	PD	APD
量子効率	~ 40%	≥ 80%	≥ 80%
増幅機能	(~ 10 ⁶ 倍)	× (なし)	(~ 100 倍)
印加電圧	~ 1000V	≤ 100V	~ 400V
容積	× (大)	(小)	(小)
磁場の影響	× (大)	(無)	(無)
構造	× (複雑)	(単純)	(単純)
消費電力	× (大)	(小)	(小)

表 3.1: 光検出器の比較

APD の動作モードには、ガイガーモードとプロポーショナルモードの二つがある。ガイガーモードは、ブレイクダウン電圧以上の電圧でデバイスまたはピクセルの全面にアバランシェが広がる動作モードであり、増幅率は 10⁵ ~ 10⁶ 倍と非常に高いが、APD へ入射した光量に関係なく、決まった波高の大きな出力信号パルスを出す。

一方、プロポーショナルモードでは、電子なだれ降伏が起きるブレイクダウン電圧以下の電圧でアバランシェを作るので、増幅率は数十 ~ 100 倍程度となり、APD へ入射した光量に比例した電荷量の出力を示す。

APD にはその内部構造の違いからいくつかの種類が存在し、代表的なものとしてはベベルエッジ型、リーチスルー型、リバース型の 3 種類が挙げられる。その中でもここでは特にリバース型について取り上げる。

リバース型 APD はシンチレーション光の検出用に特化して開発されたもので、表面から 5 μ m 程度の深さに狭い増幅領域を持つ。一般的なシンチレーターの出力波長は 550nm よりも短く、この波長領域の光子は表面から 1~3 μ m の領域で光電効果を起こすため、ほぼ全ての光が増幅領域の手前で電子に変換されて増幅される。増幅領域を表面側に配置することにより、デバイス内部で熱励起が起きると、増幅領域に向かってドリフトするのは正孔となる。正孔は電子よりも易動度が小さいため、増幅領域で作られるアバランシェは小さい。したがって、他の APD に比べて漏れ電流を低く抑えることができる。また空乏層の厚さが 40 μ m 程度と薄く、400V 程度の低い電圧で十分な増幅率が得られる。

本研究で用いた APD は浜松ホトニクス社製の S8664-1010 型、プロポーショナルモードで動作する受光部面積 1cm² のリバース型である。

この APD は、純 CsI シンチレーターの発光波長である 300nm 付近では約 50%、BSO シンチレーターの発光波長である 480nm では約 80% の量子効率を示す。S8664-1010 の仕様を表 3.4 に

まとめ、量子効率の波長依存性を図 3.5 に示す。

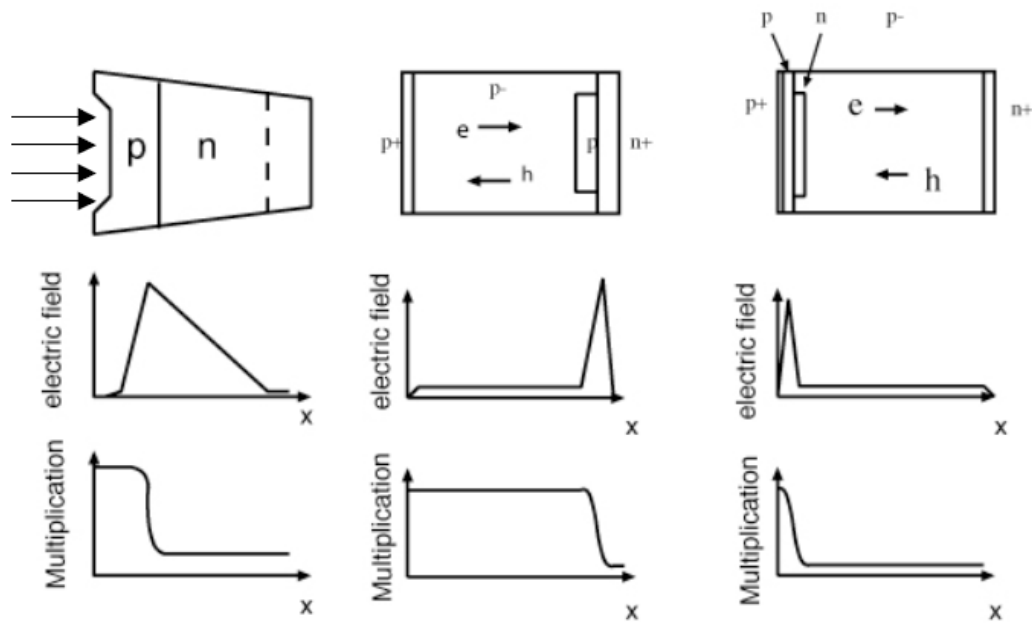


図 3.2: APD の 3 つの異なる内部構造図。左端がベベルエッジ型、中央がリーチスルー型、右端がリバース型。中段と下段に各 APD の電場領域と増倍率を受光部からの深さ x の関数として示す。

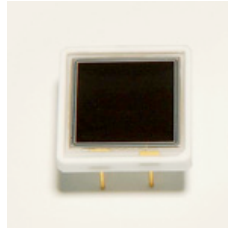


図 3.3: APD (浜松ホトニクス社製 S8664-1010 型)

■ 電気的および光学的特性 (指定のない場合は Typ. Ta=25 °C)

型名	感度 波長 範囲 λ (nm)	最大 ^{*3} 感度 波長 λ_p (nm)	受光感度 S M=1 $\lambda=420$ nm (A/W)	量子効率 QE M=1 $\lambda=420$ nm (%)	降伏電圧 V _{BR} I _D =100 μ A		暗電流 ^{*3} I _D		端子間 ^{*3} 容量 C _t (pF)	増倍率 M $\lambda=420$ nm
					Typ. (V)	Max. (V)	Typ. (nA)	Max. (nA)		
S8664-1010	320-1000	600	0.24	70	400	500	10	100	270	50

*3: 特性表に記載された増倍率での値

図 3.4: APD S8664-1010 型の仕様 (浜松ホトニクス社カタログより抜粋)

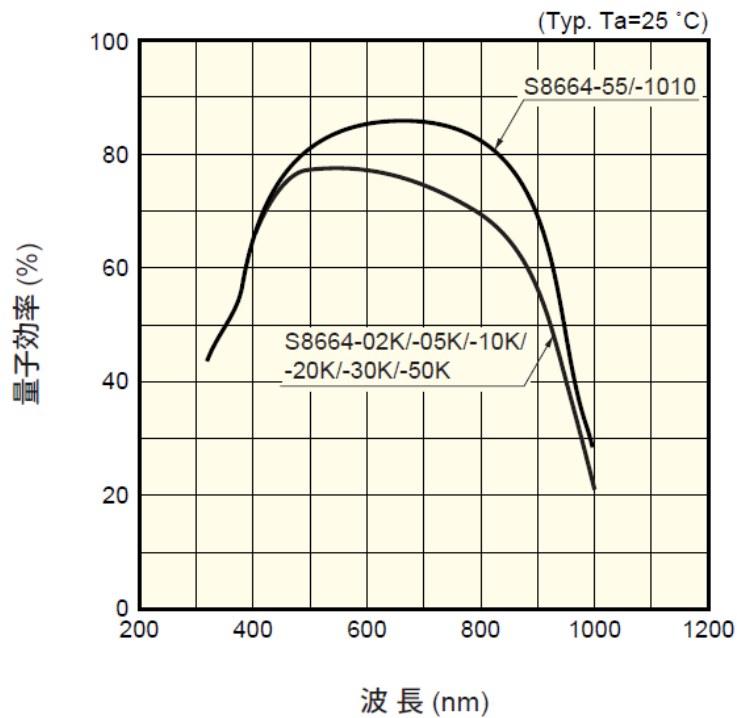


図 3.5: APD の量子効率 (浜松ホトニクス社カタログより抜粋)

第4章 無機シンチレーションカウンターの製作と宇宙線テスト

4.1 APD と無機結晶シンチレーターのオプション

BelleII 測定器のエンドキャップカロリメーターをアップグレードする際に使用する無機シンチレーターとしては、純 CsI に加えて、BSO と PWO が議論に上っている。このうち PWO は量産実績はあるものの、発光量が乏しく、それを補うために-30 の冷却が必要であるため、本研究では純 CsI と BSO を試験することとした。純 CsI シンチレーターは、発光の減衰時間が 10nsec と CsI(Tl) シンチレーターの 1300nsec に比べて格段に短く、SuperKEKB 加速器のビームバックグラウンドによるパイルアップの影響は無視できる。しかし、純 CsI シンチレーターは発光量が少ない上、発光の波長も 300nm 程度と CsI(Tl) シンチレーターよりも短いため、信号増幅機能がなく波長が 400nm 以下の光に対して感度がない PIN フォトダイオードは使用できない。この欠点を克服する方法として信号増幅機能のある APD の使用を検討するのは自然である。BSO シンチレーターは発光の減衰時間が 100ns と十分に短く、波長も 480nm と APD が高い量子効率を持つ領域にある。さらに、BSO シンチレーターは、純 CsI シンチレーターより密度が高い、すなわち輻射長 (X_0) とモリエール半径 (R_M) が短いので、高エネルギーの γ 線検出が鍵となる $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ の再構成に有利となり、また $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm\gamma$ の探索などにも有用である。それに加えて、BSO シンチレーターは純 CsI シンチレーターと違い潮解性がないため取り扱いやすいという実用上の利点を持つ。表 4.1 に各種シンチレーターのパラメーターを示す。

BSO シンチレーターは最近になって開発が進んだ材料であり、次節で詳しく記す。その後、APD を純 CsI シンチレーターと BSO シンチレーターの読み出しに用いた場合の宇宙線テストの測定方法を述べ、雑音レベルを測定した結果について述べる。

	CsI(Tl)	純 CsI	BGO	BSO	PWO
密度 (g/cm ³)	4.51	4.51	7.13	6.80	8.28
発光量 (NaI(Tl)=100)	165	4.7	21	3~4	0.37
減衰時間 (nsec)	1300	10	300	100	10
発光波長 (nm)	560	310	480	480	310
輻射長 (cm)	1.86	1.86	1.12	1.15	0.89
モリエール半径 (cm)	3.57	3.57	2.23	2.63	2.00
潮解性	若干有	若干有	無	無	無

表 4.1: シンチレーターのパラメーター

4.2 BSO シンチレーターの組成と特性

BSO は $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ の組成を持つ立方晶である。BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) なる無機結晶シンチレーターがこれまでに広く使用されているが、その Ge(ゲルマニウム) を同じ 4 価の元素である Si(シリコン) に置換したものと考えてよい。最初にこのアイデアに至ったのは湘南工科大学の石井満教授(当時)で、KEK の小林正明教授(当時)、東北大学原子核理学研究施設の清水肇教授らが加わり、フューテックファーンズ(株) と大型結晶育成技術を確立した。現在ではオキサイド(株) が技術移転により製造能力を持つ。発光量は純 CsI シンチレーターと同程度で、発光波長が 480nm であるため、APD は 80% 以上の量子効率を得ることができる。これは発光波長が 310nm と短いため、APD と組み合わせても量子効率が 40% 程度である純 CsI シンチレーターに比べて大きな利点である。発光時間は約 100ns で、これは現在 Belle 検出器で使用されている CsI(Tl) シンチレーターの 1/10 以下であり、ビームバックグラウンドのパイルアップによるエネルギー分解能の悪化を避けるのに十分短い。結晶中のシャワーが発達する領域のサイズを支配する輻射長 (X_0) とモリエール半径 (R_M) は共に 1.15cm、2.63cm と純 CsI シンチレーター ($X_0 = 1.86\text{cm}$ 、 $R_M = 3.57\text{cm}$) に比べ短いため、高い運動量の $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊における近接した 2 つのシャワーの分離に有利である。また、長さ 23cm で $20X_0$ に達するので、シャワーの後方の漏れを小さくして、数百 MeV 以上の γ 線に対するエネルギー分解能の向上が期待できる。また、潮解性がないので、保管・使用場所の湿度について特別な配慮が不要である。図 4.1 の写真は測定に用いた BSO シンチレーターのひとつで $2.2 \times 2.2 \times 18\text{cm}^3$ のサイズのものである。

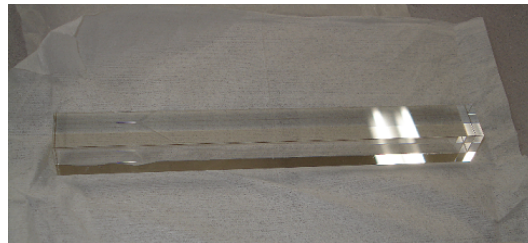


図 4.1: BSO シンチレーター

4.3 無機シンチレーションカウンターの製作と宇宙線テスト

本節では、純 CsI シンチレーターおよび BSO シンチレーターに APD を組み合わせた試作カウンターの性能試験について記す。

4.3.1 シンチレーションカウンターと読み出しエレクトロニクスの構成と測定方法

純 CsI シンチレーターは、既存の Belle 電磁カロリメーターに使用されているのと同じ、断面が約 $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ 、長さ 30cm のサイズのものを使用した。また、BSO シンチレーターの形状は、断面が $2.2\text{cm} \times 2.2\text{cm}$ 、長さ 18cm の直方体である。どちらも読み出す光量を増やすために $200\mu\text{m}$ 厚の白色ゴアテックスシートで包んだ。さらに、その上からアルミナイズドマイラーまたはアルミホイルで覆って、これを接地することにより静電遮蔽して雑音の混入を防止している。APD、バイアス電圧の保護抵抗、バイパスコンデンサーと結合コンデンサーはアルミボックス内に固定し、このアルミボックスを結晶シンチレーターに取りつけることができるアタッチメントとして設計した。この APD とプリアンプを収めたアルミボックスを純 CsI 結晶に取りつけた様子を図 4.2 に示す。測定のセットアップ全体図を図 4.3 に示す。純 CsI 結晶とアルミボックスは 25°C に保った恒温槽中に設置し (図 4.4)、APD に -455V を印加する。これはブレイクダウン電圧から 15V 程度下げた値である。

プリアンプは 1nF の結合コンデンサーを介して APD の信号を入力端子に受ける。また、テストパルスを入力コンデンサーとして 2pF を装備する。プリアンプが出力した信号は、シェーパーとフラッシュ ADC (FADC) を内蔵した CAMAC 規格のシェーパー FADC モジュールで受けて数値化される。CAMAC は OS として RedHat Enterprise Linux WS3 を搭載した PC で制御し、東陽テクニカ製 CC7700 型クレートコントローラーと専用 PCI インターフェイスに camdrv ドライバーソフトウェア [10] を使用してデータを読み出した。

プリアンプは CMS7200 タイプと KEDR タイプの二種類を使用する。CMS7200 タイプのプリアンプは、既存の Belle の電磁カロリメーターにおいて PIN フォトダイオード読み出しに使用している CMS7200 型の出力を、シェーパー FADC モジュールの入力段の規格に合わせ、ディファレンシャル伝送に改造したものである。CMS7200 タイプのプリアンプの写真を図 4.5、回路図を図 4.6、仕様を表 4.2 に示す。また、KEDR タイプのプリアンプは KEDR 実験 [11] の CsI カロリメーター用に開発されたものの出力をディファレンシャル伝送に改めたものである。この二種類を比較して、雑音レベルとオペアンプ部のオープンループゲインに起因する信号電荷収集効率の違いを調べた。KEDR 型については、さらにフィードバックコンデンサーを交換して増幅率の増大を図った場合の特性についても調べた。

プリアンプからの信号を受けるシェーパーは、純 CsI に APD を取りつけた測定では 30ns の時定数を持ったものを使用し、BSO と APD を組み合わせた場合は、BSO の発光減衰時間を考慮して、時定数を純 CsI と同じ 30ns にした場合と 100ns にした場合について測定を行う。FADC はサンプリング周波数 43MHz で、1 ワード (一回のサンプリング) あたり 12bit のレンジで、 256 ワードのリングバッファーを持っている。サンプルアンドホールドされたデータはリングバッファー上に常時、上書きされており、記録すべきパルスと同期したストップ信号を受け取るとリングバッファーの内容を保持して、そのデータを読み出す命令の実行を待つ。この際、ストップ信号受取の有無を PC 側から呼び出し (ポーリング) すると、その命令の実行によるデジタル信号の往復が雑音となる。これを防ぐため、CAMAC クレート内にもう一つ別のモジュールを挿してそのゲート

入力にもストップ信号を配信し、このモジュールが発する割り込みを PC が受信したときにデータの読み出しを実行するアルゴリズムでデータ収集プログラムを作成した。

テストパルス入力で得られた波高分布の幅を雑音レベルの絶対値とし、宇宙線データで得られた波高分布と比較することにより、雑音がエネルギー換算でいくらになるか求めることができる。このエネルギーに換算した雑音レベルのことを E.N.E. (Equivalent Noise Energy) と呼ぶ。次節で純 CsI シンチレーターに APD を組み合わせた測定について述べ、その後の節で BSO シンチレーターと APD を組み合わせ、プリアンプの増幅率変更、印可電圧依存性、シェーパーの波形整形時定数の変更が E.N.E. にどのように影響するかを記す。最後に BSO 結晶を交換して測定した結果を示し、製造時の発光量のばらつきやサイズの違いによる集光効率の変化について議論する。

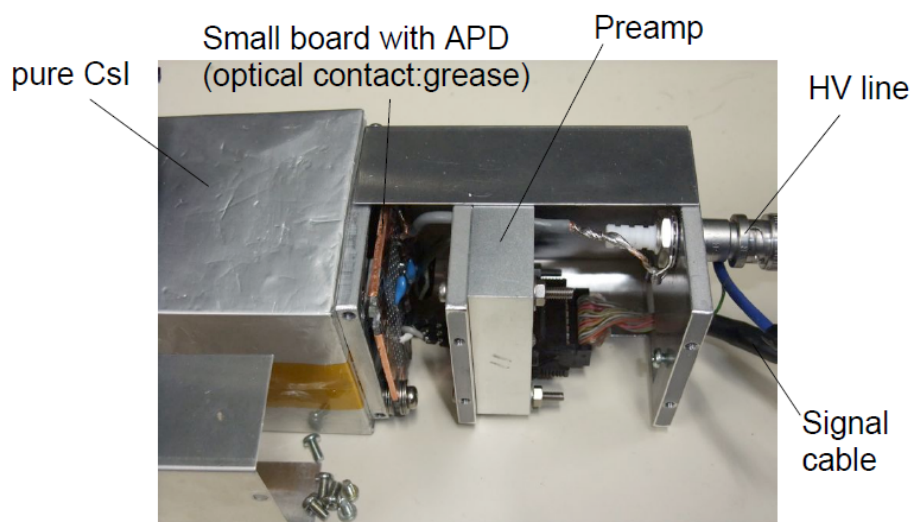


図 4.2: 純 CsI 結晶に APD とプリアンプを収めたアルミボックスを取り付けた様子。アルミボックスを閉じる直前の状態である。

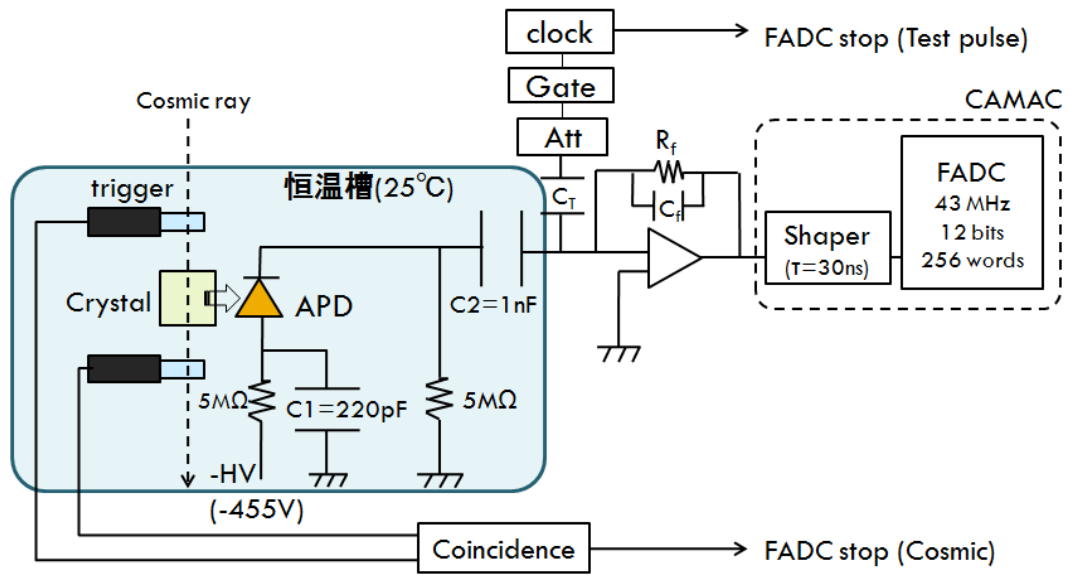


図 4.3: 測定のセットアップ。テストパルスの際はクロックから、宇宙線の際はトリガーカウンターのコインシデンスから、フラッシュADCのストップ信号を送る。

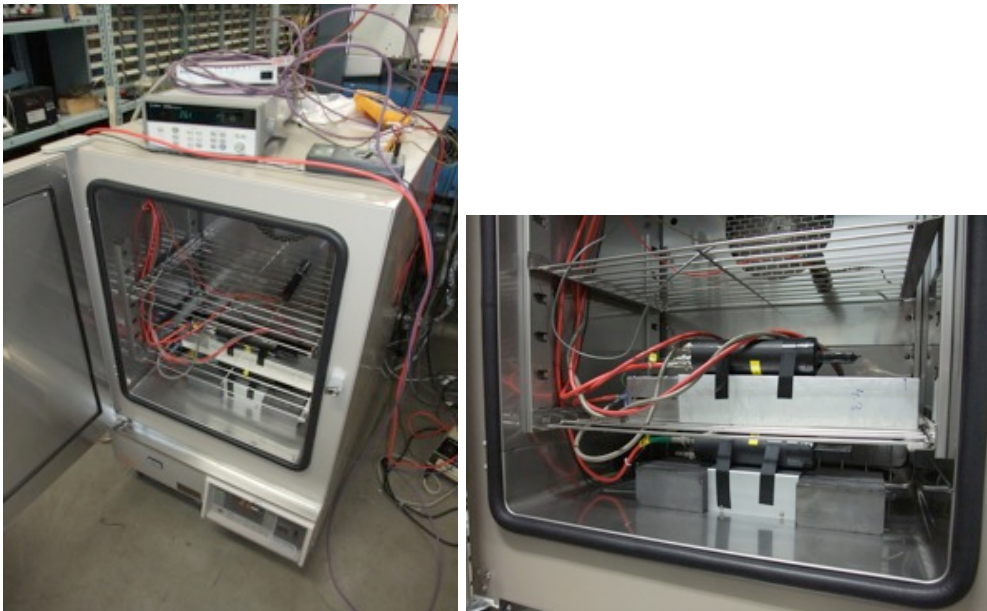


図 4.4: 恒温槽内の様子



図 4.5: CMS7200 タイプのプリアンプの写真

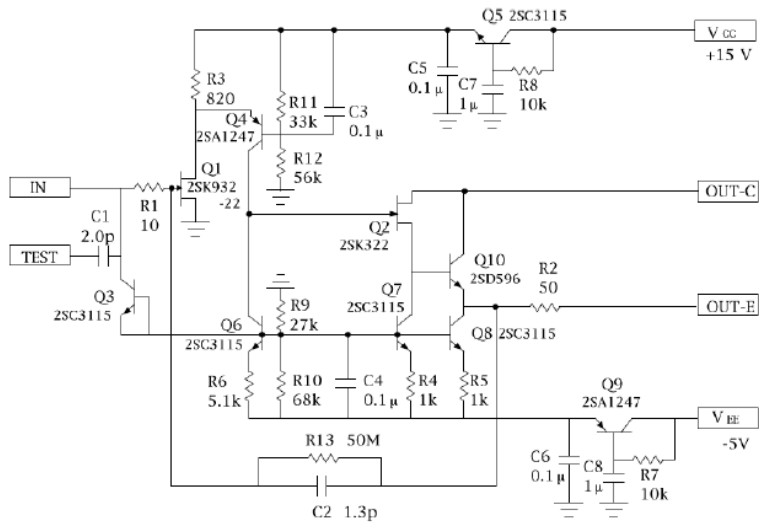


図 4.6: CMS7200 タイプのプリアンプ回路図。フィードバックコンデンサは 1.3pF、テスト入力
のコンデンサは 2.0pF である。

power consumption	125	mW
feed back capacitor	1.3	pF
drain current for input JFET	5	mA(typical)
transconductance for input JFET	25	mS(typical)
noise level ($\tau=1\mu\text{s}$)	620	electrons/pF
decay time	65	μs
charge to voltage conversion	0.77	V/pC
dynamic range of the output	5	V
integral nonlinearity	< 0.03	%

表 4.2: CMS7200 タイプのプリアンプの仕様

4.3.2 純 CsI シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果

前節で記述したように、 $5.5 \times 5.5 \times 30 \text{cm}^3$ の純 CsI 結晶に APD と CMS7200 タイプのプリアンプを取り付ける。まず、雑音レベルを測定するため、テストパルスを送ってデータを収集した。

テストパルスを用いて得られた波形 1 イベントのデータを図 4.7 に示す。図中に示した線はこの波形のデータから波高を得るためにフィットを行い求めたものである。波形を時間 t の関数で表わすには式 4.1 の $f(t)$ を用いた。ここで、 n はシェーパーの回路構成で決まり、 $n=5$ に固定した。 a 、 t_0 、 τ はそれぞれ波高、パルスのスタート時刻、時定数を表し、この 3 つのパラメーターをフィットで求めた。なお、FADC の無信号時の値 (ペDESTAL) はゼロでないため、フィットの際は、ペDESTAL を定数のパラメーターとして $f(t)$ に加えた関数を用いた。

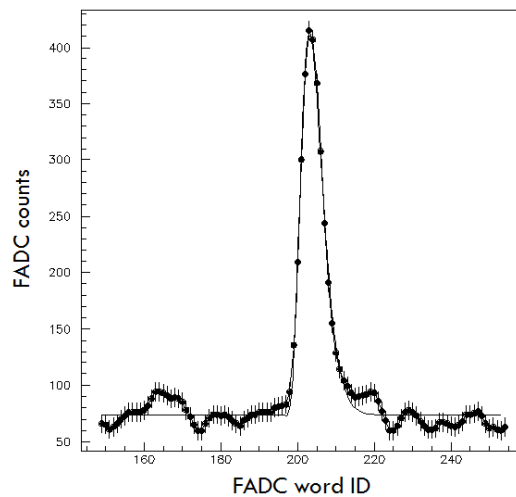


図 4.7: テストパルス 1 イベントのデータ。ペDESTAL を定数とし、信号波形を式 4.1 の $f(t)$ でフィットした線を描いた。

$$f(t) = \frac{a}{n^n e^{-n}} \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^n \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau} \right) \quad (4.1)$$

このピーク値 a の 1000 イベント分の分布を図 4.8 に示す。波高分布はガウス分布にしたがっており、フィットの結果、 σ は 10.5 FADC カウントとなった。

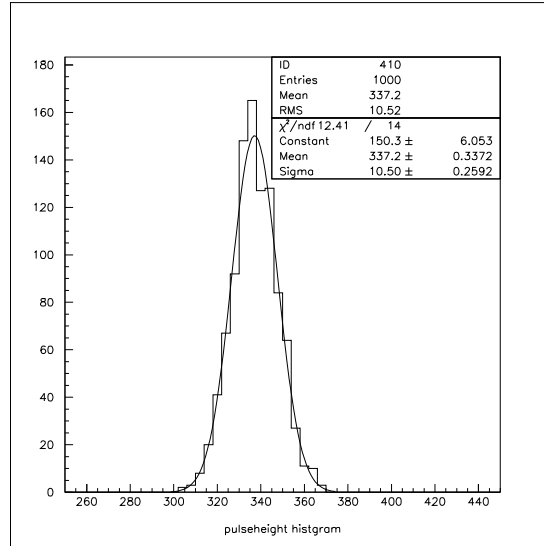


図 4.8: テストパルス 1000 イベントの波高分布。ガウス分布でフィットした結果、 $\sigma=10.5$ FADC カウントとなった。

次に、宇宙線を用いて得られた結果を示す。波形 1 イベントのデータは図 4.9 である。テストパルスの測定を行った際と同様に、FADC のペDESTAL を定数として、信号波形を式 4.1 の $f(t)$ でフィットした。ピーク値 a の 1000 イベント分の波高分布を図 4.10 に示す。一般に、物質中の荷電粒子が通過する際のエネルギーの損失は高い方にテールを持つ分布になるため、それに対応して Logarithmic Gaussian(式 4.2) でフィットする(図 4.10)。ここで、パラメーター μ の値が、純 CsI シンチレーターの波高 h となり、その値は 158 FADC カウントとなった。

$$f(x) = \frac{N}{(\epsilon - x)\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{1}{\sigma_0} \ln\left(\frac{\epsilon - x}{(\epsilon - \mu)e^{\sigma_0^2}}\right)\right) \quad (4.2)$$

ここで、

$$\epsilon = \frac{\sigma}{a} + \mu, y = a\sqrt{2\ln 2}, \sigma_0 = \frac{\ln(y + \sqrt{1 + y^2})}{2\ln 2} \quad (4.3)$$

また、フィッティングパラメーターは次の 4 つである。

- N : 規格化定数
- μ : 平均値
- σ : 標準偏差
- a : 非対称度

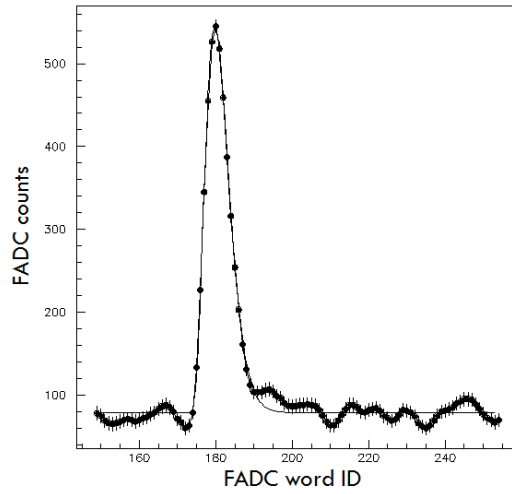


図 4.9: 宇宙線 1 イベントのデータ。ペダスタルを定数とし、信号波形を式 4.1 の $f(t)$ でフィットした線を描いた。

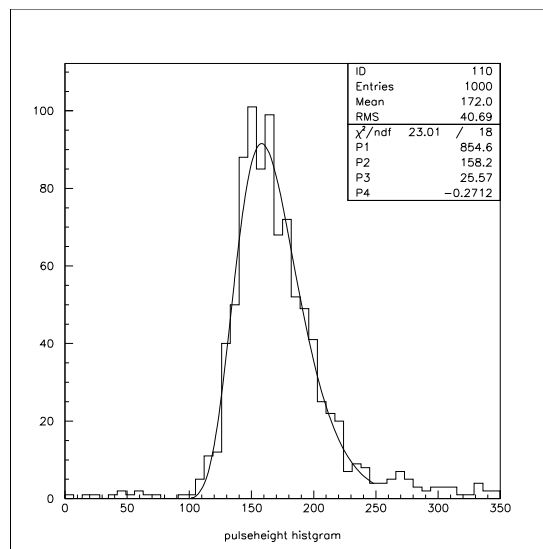


図 4.10: 宇宙線 1000 イベントの波高分布。Logarithmic Gaussian でフィットした結果、 $h=158$ となった。

E.N.E. は、 σ と h を用いて式 4.4 で求めることができる。ここで、 ΔE は宇宙線の μ 粒子 (平均エネルギー 1GeV) が結晶中を通過する際のエネルギー損失である。

$$\text{E.N.E.} = \Delta E \times \frac{\sigma}{h} \quad (4.4)$$

本実験では、断面が $5.5 \times 5.5 \text{cm}^2$ 、長さ 30cm の純 CsI シンチレーターを用いたので、エネルギー損失 ΔE は 30MeV である。よって、APD を純 CsI シンチレーターの読み出しに用いた場合の E.N.E は式 4.4 を用いて、2.0MeV となった。数百 MeV 以下のエネルギーを持つ光子の検出に際して、十分なエネルギー分解能を得るには E.N.E. を 0.5MeV 以下にすることが目標となる。しかし、純 CsI と S8664-1010 型 APD の組み合わせでは困難であることがわかった。

4.3.3 プリアンプ交換の効果

前項で、純 CsI と S8664-1010 型 APD の組み合わせでは、E.N.E. を十分小さくできなかったことを説明した。使用したプリアンプは CMS7200 タイプのプリアンプであり、もともと $1\mu\text{s}$ 程度の時定数を持つシェーパーと組み合わせて使用する目的で設計されている。一方、純 CsI を使用する場合は、発光の減衰時間が短いことを考慮して、30ns と短い時定数のシェーパーを使用していることは既述したとおりである。

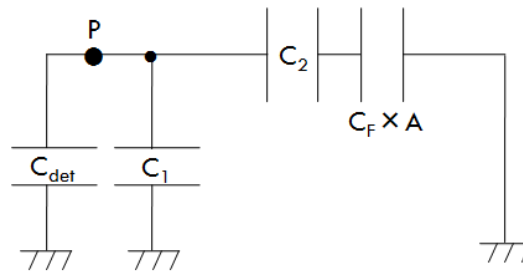


図 4.11: 信号電荷収集効率を評価するための等価回路

APD 中で発生した信号電荷をプリアンプが受け取る効率を信号電荷収集効率と呼ぶ。APD とプリアンプの系の等価回路を図 4.11 に示す。図中の C_{det} は APD の静電容量、 C_1 はバイアス電圧安定化のためのバイパスコンデンサ、 C_2 は結合コンデンサ、 $C_F \times A$ はプリアンプの等価容量である。ここで、 C_F はプリアンプのフィードバックコンデンサ、 A は該当する周波数でのオープンループゲインである。図中の P 点に信号電荷を置くと、 C_{det} 、 C_1 、および直列つなぎとなっている C_2 、 $C_F \times A$ の 3 つの並列つなぎのコンデンサに充電されると考えてよい。 C_{det} や C_1 に対して、 C_2 や $C_F \times A$ が十分に大きければ、信号電荷のほとんどは C_2 および $C_F \times A$ に集まる。 A が十分大きくない場合は、信号電荷収集効率は制限される。

したがってこの短い時定数に対応する高い周波数領域で、CMS7200 タイプよりも大きなオープンループゲインを有するオペアンプを使用したプリアンプに交換することで、信号電荷収集効率を向上させて、外部から混入する雑音の効果を低減させることができる。そこで高い周波数領域で、オペアンプ部のオープンループゲインが CMS7200 タイプより高いと期待される KEDR タイプのプリアンプに交換して、前項と同種の試験を実行した。

その結果を図 4.12 に示す。この時、KEDR タイプのプリアンプは C_F として公称値 5pF のコンデンサを使用しており、公称値 1.3pF の C_F を持つ CMS7200 タイプと比較して、テストパルスに

よる増幅率測定の結果は 0.34 倍であった。一方、宇宙線通過時の波高は CMS7200 タイプの 0.58 倍であり、KEDR タイプは信号電荷収集効率が $0.58/0.34=1.7$ 倍高いことがわかった。しかし、E.N.E. は 2.1MeV と CMS7200 タイプの場合と差が見られず、信号電荷収集効率の良さが E.N.E. に反映されていない。ここでは KEDR タイプの増幅率が低めであることも、改善が見られなかった理由の一つと考えられる。KEDR タイプのプリアンプの高増倍率化改造の効果については 4.3.5 で議論する。

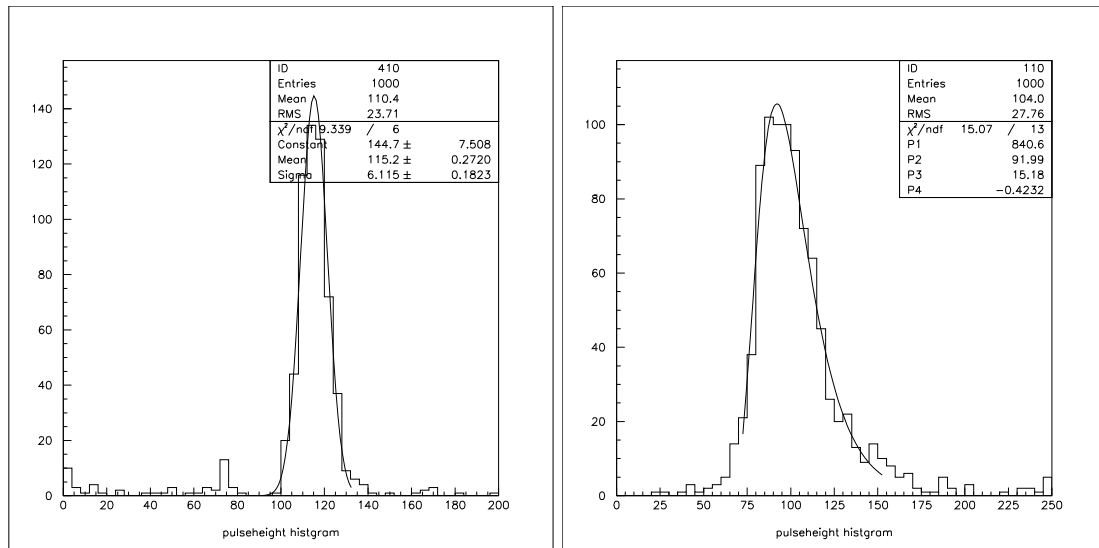


図 4.12: (左図) テストパルス (右図) 宇宙線

以後の項では、純 CsI シンチレーターに替わり、BSO シンチレーターに APD とプリアンプを取り付けて宇宙線による性能評価を行う。

4.3.4 BSO シンチレーターの APD 読み出しにおける測定結果

プリアンプは純 CsI の場合と同様に、CMS7200 タイプと KEDR タイプを試験して比較を行った。本実験で用いた BSO 結晶は、東北大核理研から貸与されたフューテックファーマス社製 (FFK co.) で、6 面を鏡面研磨したものである。結晶のサイズは $2.2 \times 2.2 \times 18\text{cm}^3$ なので、横方向に貫通した宇宙線 μ 粒子のエネルギー損失は 19MeV となる。以降、この BSO 結晶は BSO(A) と表記する。得られた波高分布を図 4.13 に示す。

この結果、CMS7200 タイプのプリアンプを使用した場合の E.N.E. は 0.41MeV、KEDR タイプの場合は 0.47MeV となった。これは目標となる 0.5MeV よりも低くなっており、BSO 結晶シンチレーターと APD を組み合わせた場合、高性能の電磁カロリメーターを製作できる可能性を強く示唆するものである。APD に純 CsI シンチレーターを組み合わせた場合と比べて E.N.E. が低くなったのは、1cm 角の APD に対して純 CsI の一辺の長さが 5.5cm、BSO(A) が 2cm なので、細い BSO の方が集光効率が高いこと、また、発光波長が 480nm と APD の量子効率が良好な領域であり、シンチレーター中の素粒子のエネルギー損失が効果的に信号電荷に変換されるためである。こ

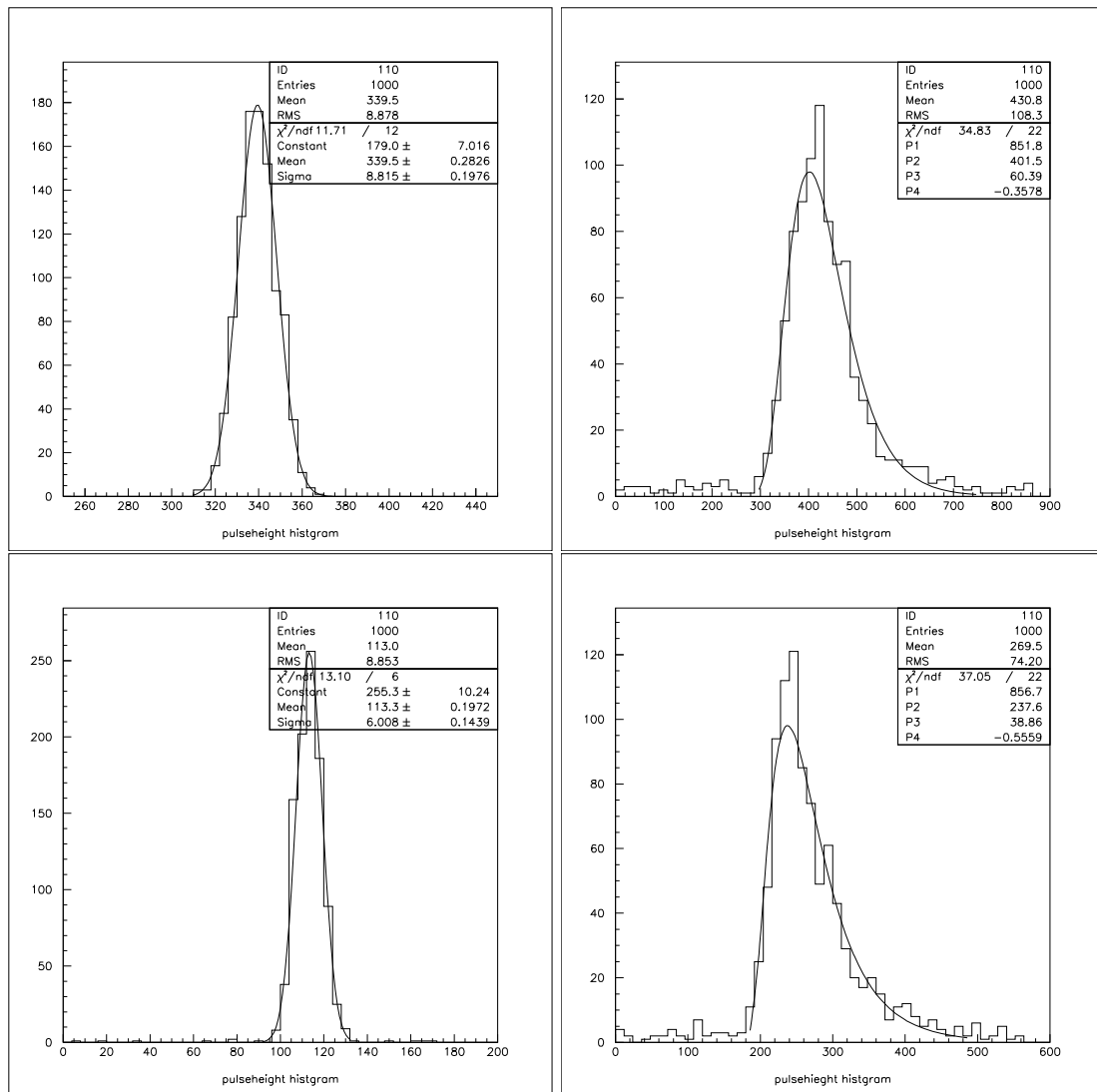


図 4.13: (上段)CMS7200 タイプのプリアンプ、(下段)KEDR タイプのプリアンプを使用した場合の波高分布。(左図) テストパルス (右図) 宇宙線の結果。

のうち、集光効率については 4.3.4 で、断面が $4 \times 4 \text{cm}^2$ の BSO 結晶シンチレーターを用いた場合の測定結果を示すので、そこで改めて議論する。

4.3.5 KEDR タイプのプリアンプ高増倍化の効果

4.3.3 で議論したように、KEDR タイプのプリアンプは広い周波数帯にわたって、CMS7200 タイプより高いオープンループゲインを持っている。これは C_F を小さいものに交換して、高増倍率化する性能的余裕があることを意味する。前項では、増倍率の絶対値が小さかったため E.N.E. の明白な改善として表れなかった可能性がある。

そこで KEDR タイプのプリアンプの増幅率を大きくするため、フィードバックコンデンサ C_F を 5pF から 2pF に変更した。変更後に BSO(A) シンチレーターを使用して得られたテストパルスと宇宙線の波高分布を図 4.14 に示す。

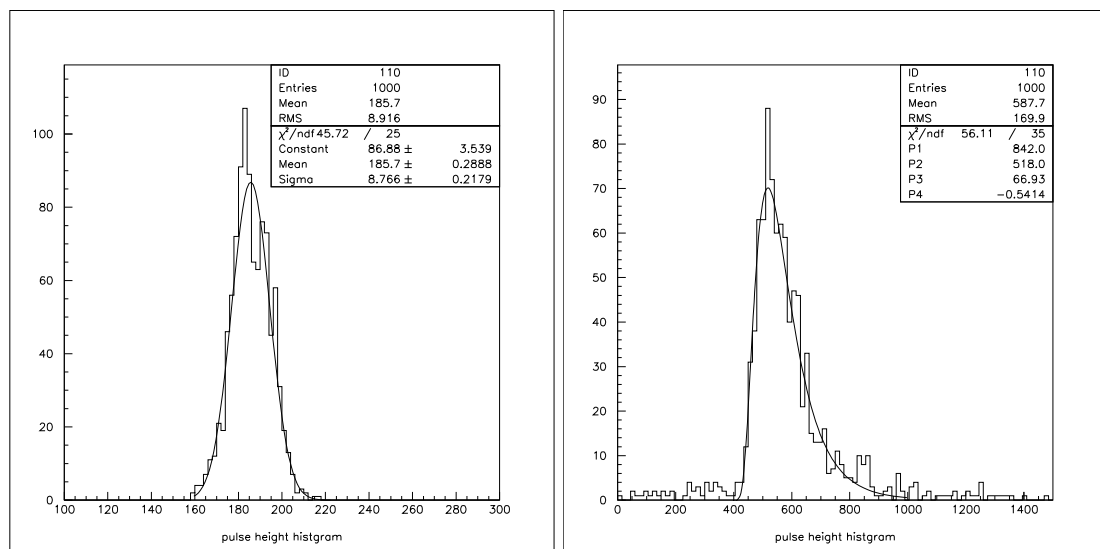


図 4.14: KEDR タイプのプリアンプを高増倍率化改造した後の波高分布。(左図) テストパルス (右図) 宇宙線の結果。

変更前に比べて雑音レベルは 1.5 倍となったが、より大きな信号の波高が得られるようになった結果、E.N.E. は 0.32MeV となり、変更前と比べて 32% の改善が認められた。

4.3.6 印加電圧を変化させた場合の測定結果

ここまでの測定は全て、APD に-455V を印加して行ってきた。これは APD の降伏電圧より 15V 低い電圧で使用しており、一般的に推奨される 50 倍程度よりも高い増幅率で動作していることになる。つまり、APD の漏れ電流のふらつきに起因する雑音や電流性雑音が小さくない可能性があった。そこで印加電圧を変化させながら E.N.E. の変化について調べた。BSO(A) シンチレータを用いて、CMS7200 タイプと増幅率改造後の KEDR タイプのプリアンプの両方で測定を行った。

まず、CMS7200 タイプのプリアンプを用いて得られた波高分布を図 4.15 に示す。E.N.E. は-430V を印加した場合に 1.09MeV、-440V では 0.79MeV、-450V では 0.52MeV となった。

次に、KEDR タイプのプリアンプを用いて得られた波高分布を図 4.16 に示す。E.N.E. は-435V を印加した場合に 0.74MeV、-445V では 0.52MeV、-455V では 0.32MeV となった。印加電圧を上げると雑音レベルは大きくなるが、顕著な変化とは言えない。このことから電流性雑音の寄与は小さく、APD の静電容量による雑音が支配的であることがわかった。一方で、APD の増幅率は印加電圧を 10V 下げると 35% から 40% 減少するため、これが低い電圧での E.N.E. の悪化をもたらしていると言える。

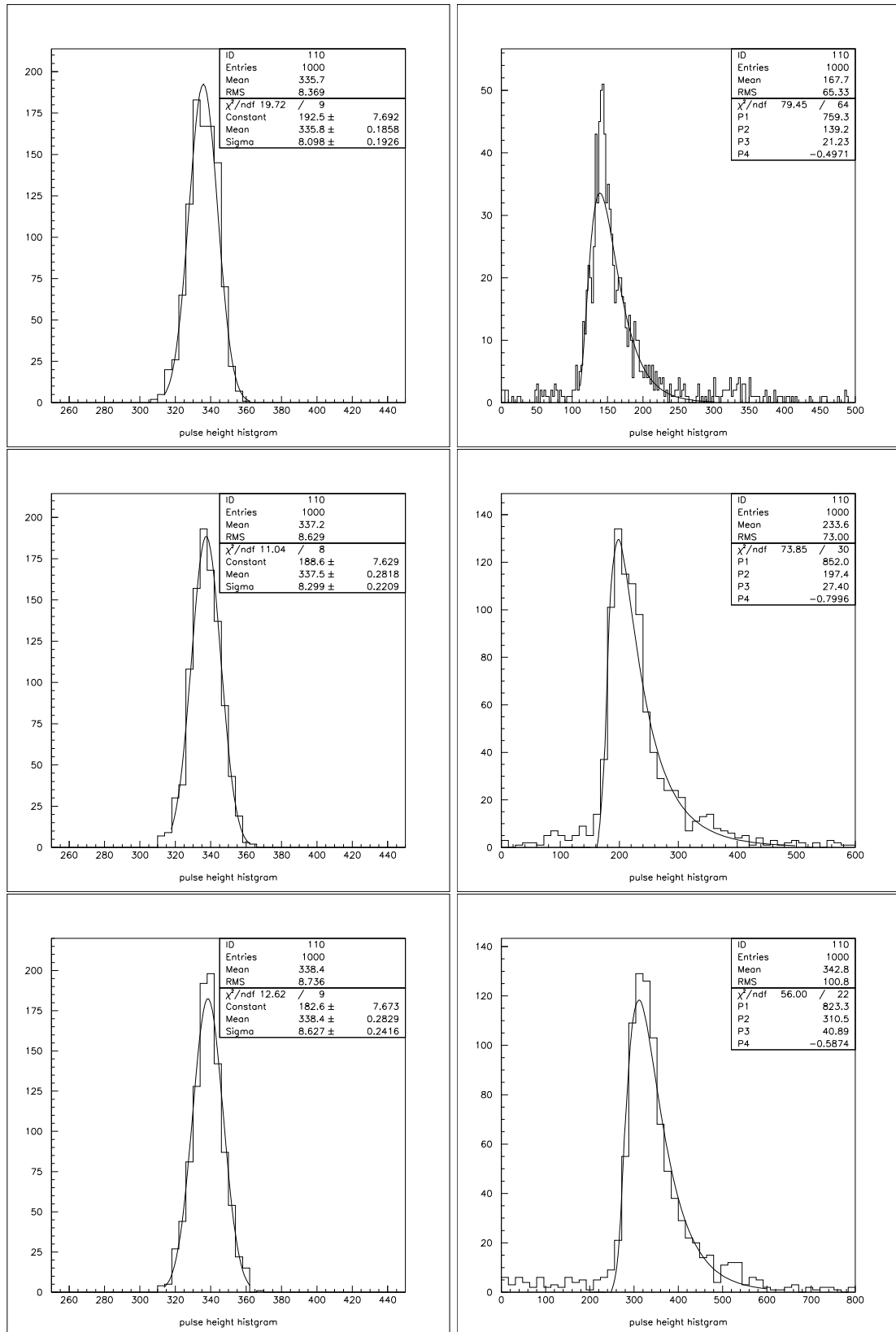


図 4.15: CMS7200 タイプのプリアンプを用いて HV-430V(上段)、-440V(中段)、 - 450V(下段) をそれぞれ APD に印加した場合の波高分布。(左図) テストパルス (右図) 宇宙線の結果。

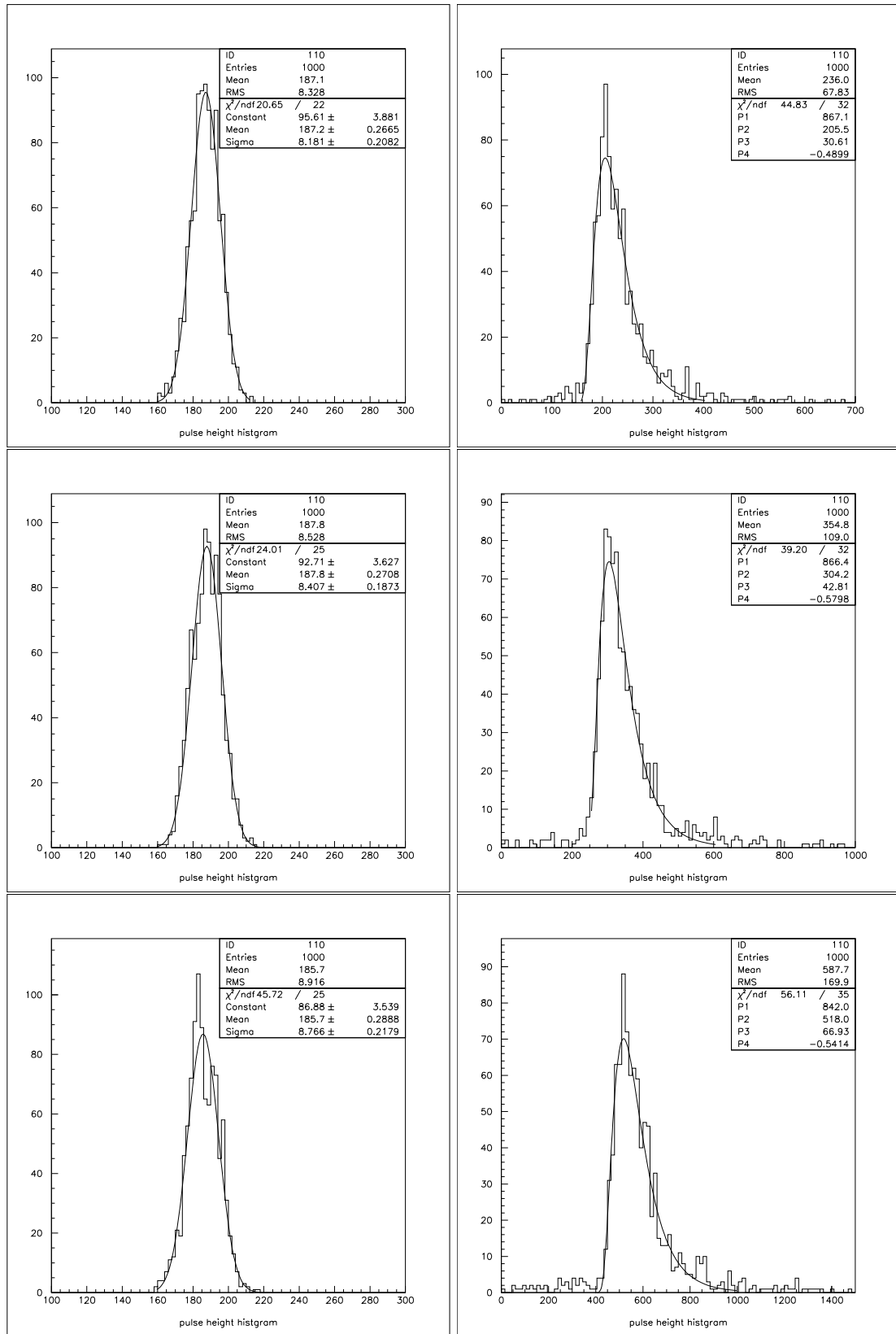


図 4.16: KEDR タイプのプリアンプを用いて HV-435V(上段)、-445V(中段)、 - 455V(下段) をそれぞれ APD に印加した場合の波高分布。(左図)テストパルス (右図) 宇宙線の結果。

印加電圧の変化による E.N.E. と波高の変化について図 4.17 にまとめる。

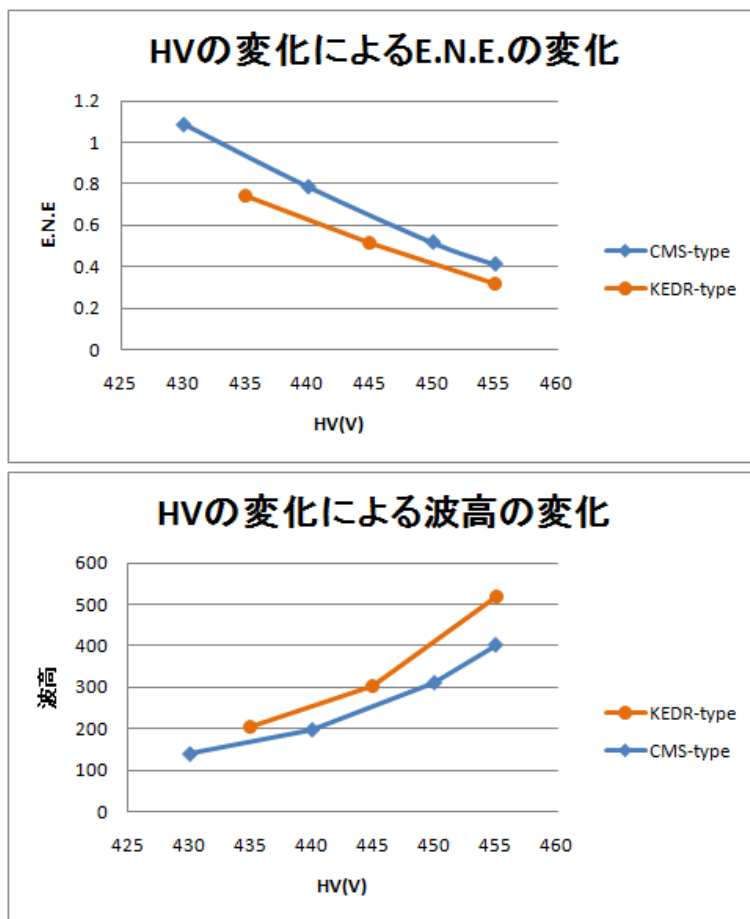


図 4.17: (上図)E.N.E. の HV 依存性 (下図) 波高の HV 依存性

4.3.7 波形整形時定数の変更

これまで、シェーパーの波形整形時定数は純 CsI シンチレーターの減衰時間 (=10ns) を考慮して 30ns にしたもので実験を行ってきた。一般にシェーパーの時定数は根源的な信号源であるシンチレーターの発光減衰時間に合わせると、信号の効果的な増幅が可能になり、信号/雑音比の向上、すなわち E.N.E. の低下が期待できる。そこで、BSO シンチレーターの減衰時間 (=100ns) に合わせて時定数を 100ns に変更した。BSO(A) シンチレーターを用いて、CMS7200 と KEDR タイプのプリアンプそれぞれについて波形整形時定数の変更前後で E.N.E. の値の比較を行った。

まず、CMS タイプのプリアンプを用いて得られた波高分布を図 4.18 に示す。E.N.E. は 0.28MeV となった。波形整形時定数を変更する前に比べて、E.N.E. は 30% 程度良くなることがわかった。次に、KEDR タイプのプリアンプを用いて得られた波高分布を図 4.19 に示す。E.N.E. は 0.29MeV となった。波形整形時定数を変更する前に比べて、E.N.E. は 10% 程度良くなることがわかった。いずれの場合も改善が認められ、特に CMS7200 タイプの場合に変化が大きいのは、既述した通りこのプリアンプのオペアンプ部のオープンループゲインの周波数依存が大きいためだと考えられる。

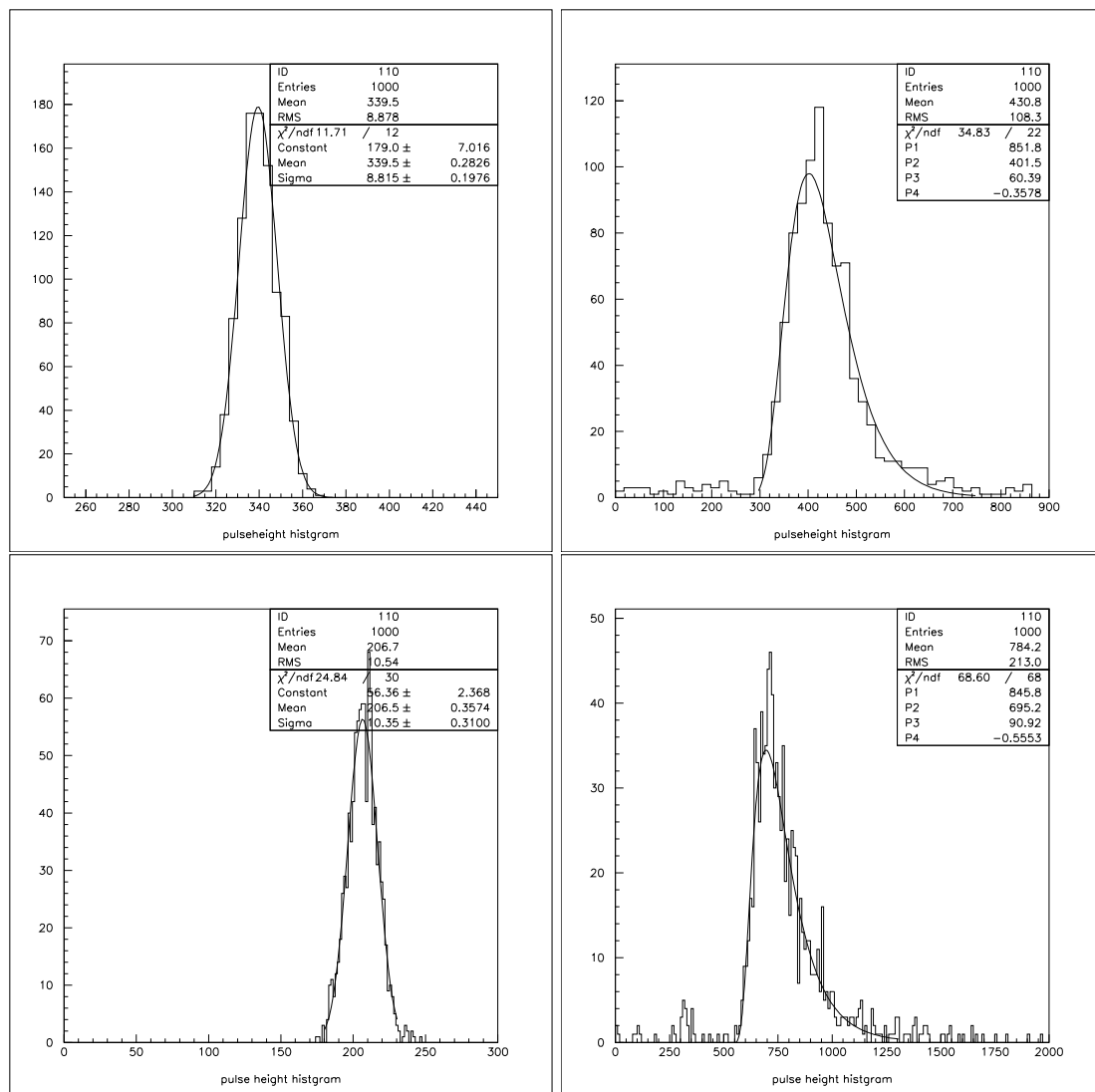


図 4.18: シェーパーの波形整形時定数を変え、CMS7200 タイプのプリアンプを用いて測定した時のテストパルスと宇宙線の波高分布。(上段) 時定数 30ns、(下段) 時定数 100ns、(左図) テストパルス、(右図) 宇宙線。

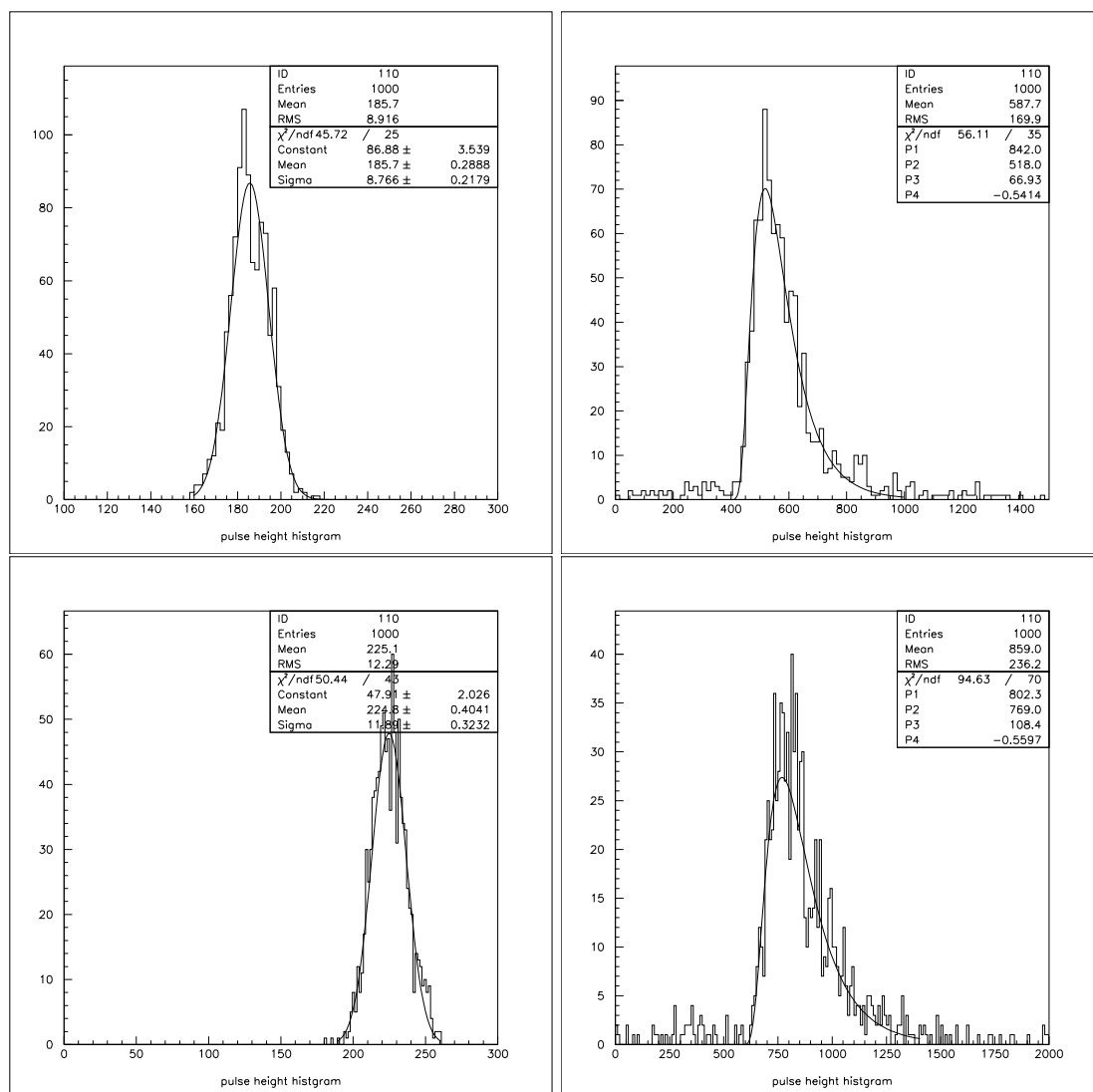


図 4.19: シェーパーの波形整形時定数を変え、KEDR タイプのプリアンプを用いて測定したテストパルスと宇宙線の波高分布。(上段) 時定数 30ns、(下段) 時定数 100ns、(左図) テストパルス、(右図) 宇宙線。

4.3.8 他のBSOシンチレーターの測定

前項までに記した測定では、全てBSO(A)を使用した。結晶のサイズの違いによる集光効率の変化を確認する目的で $4\times 4\times 18\text{cm}^3$ のもの、複数生産時の発光量個体差を確認するため4本の $2\times 2\times 20\text{cm}^3$ のものについて、APDとプリアンプを取り付けて宇宙線テストをした。測定した結晶の仕様について表4.3にまとめる。BSO(B)は東北大核理研から貸与されたFFK社製、BSO(No.1)から(No.4)は(株)オキサイド社製で直径4cmのインゴットを4本育成してそれぞれから切り出されたものである。

	サイズ (cm ³)	側面仕上げ	製造元
BSO(A)	2.2×2.2×18	6面鏡面研磨	FFK
BSO(B)	4×4×18	6面鏡面研磨	FFK
BSO(No.1)	2×2×20	6面鏡面研磨	オキサイド
BSO(No.2)	2×2×20	6面鏡面研磨	オキサイド
BSO(No.3)	2×2×20	6面鏡面研磨	オキサイド
BSO(No.4)	2×2×20	6面鏡面研磨	オキサイド

表 4.3: 測定に用いたシンチレーターの仕様と製造元

CMS7200タイプのプリアンプを使用し、APDに-455Vを印加した際に得られた波高分布を図4.20から図4.24に示す。この時、波形整形時定数は30nsである。

宇宙線 μ 粒子が横方向に貫通する際のエネルギー損失は、BSO(B)では34MeV、BSO(No.1)からBSO(No.4)では17MeVである。BSO(A)とBSO(B)の集光効率について考慮するため、APD受光部の面積と結晶の断面積の比をとると、BSO(A)では $1/2.2^2=0.207$ 、BSO(B)では $1/4^2=0.0625$ よって $0.0625/0.207=0.302$ が相対的な集光効率の相対値の単純な近似による期待値と言える。図4.20にBSO(B)で宇宙線を用いて得られた波高分布を示す。同条件でBSO(A)を使用した場合の測定結果(図4.13)と比較すると、ほぼ同じ波高となっている。BSO(B)の示す波高は、この単純な期待値、すなわちBSO(A)に対して $2.0\times 0.302=0.60$ 倍より大きい。これが結晶自体の発光の効率の違いによるものか、もしくは白色ゴアテックシートで包んだ場合の集光効率が単純な期待値より大きいことを示すかは明らかでない。いずれにしても、E.N.E.は0.76MeVであり、既存のCsI結晶と、幅を R_M の単位で同じにした4cm角のBSO結晶を使用して、2枚のAPDを取り付けて冗長性も確保した構成のカウンターの雑音レベルは目標とするE.N.E.=0.5MeVをほぼ満たすものとなることがわかった。

図4.21から図4.24は、オキサイド社製造の4本の $2\times 2\times 20\text{cm}^3$ のBSO結晶が示す波高分布である。最も大きな波高を示したNo.4(487 FADCカウント)と最も小さな波高を示したNo.1(351 FADCカウント)の間で、発光量の差は相対値で30%であった。既存のBelle電磁カロリメーターに使用するため量産したCsI(Tl)結晶の発光量は、最小のものが最大のものの60%程度[12]であったことを考慮すると、4本のBSO結晶の発光量のばらつきは、実用上問題にならない程度と考えられる。

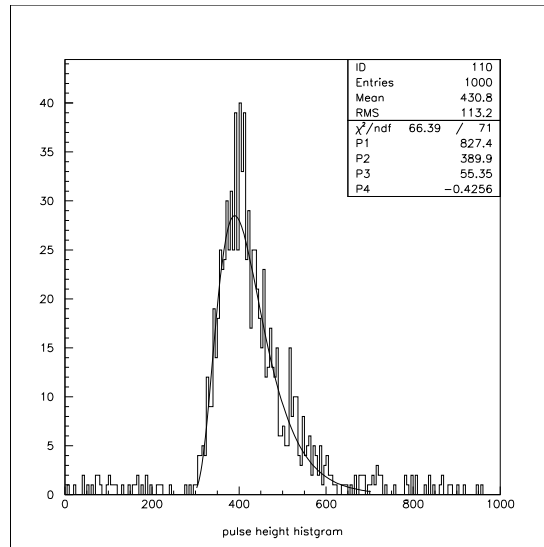


図 4.20: BSO(B) シンチレーターの宇宙線の波高分布。

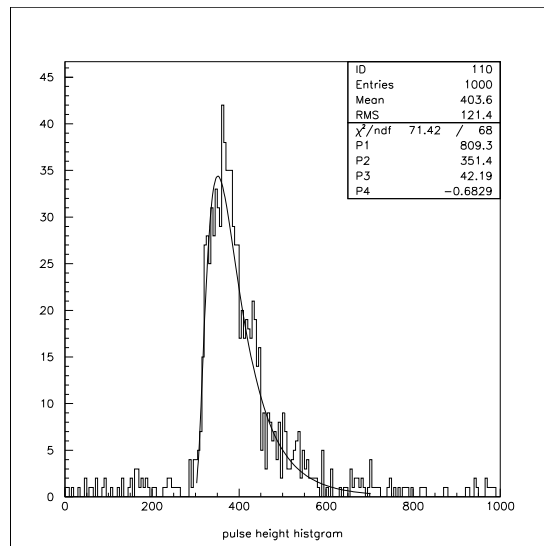


図 4.21: BSO(No.1) シンチレーターの宇宙線の波高分布。

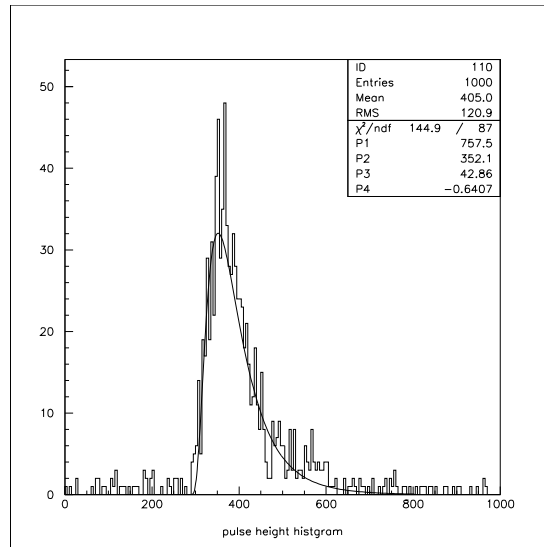


図 4.22: BSO(No.2) シンチレーターの宇宙線の波高分布。

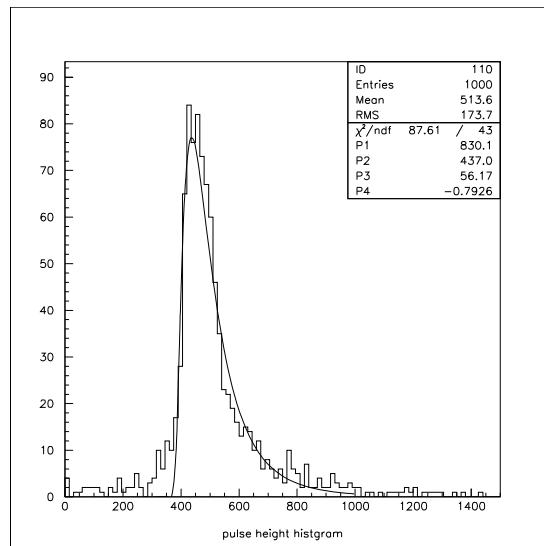


図 4.23: BSO(No.3) シンチレーターの宇宙線の波高分布。

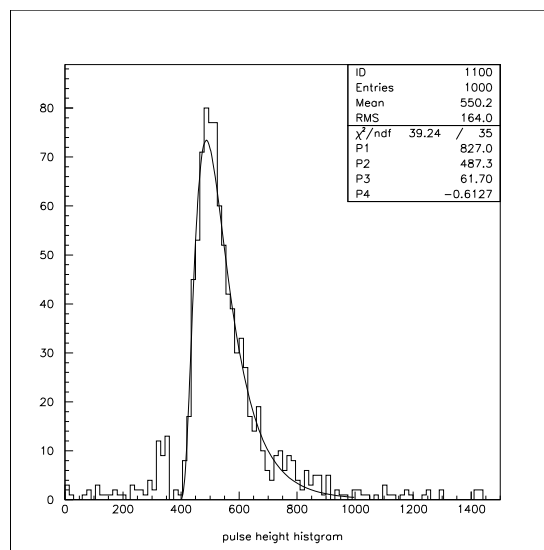


図 4.24: BSO(No.4) シンチレーターの宇宙線の波高分布。

第5章 放射線耐性

Belle 実験のような電子・陽電子衝突型加速器実験において、電磁カロリメーターのように比較的の外側に位置する測定器コンポーネントでは、衝突点付近から来るビームバックグラウンドの主成分は数 MeV 程度までの低エネルギー γ 線である。さらに $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のルミノシティが実現して明らかになったこととして、加速器トンネル内で生成する中性子によるバックグラウンドの寄与も大きい。これは、高エネルギー γ 線の放出を伴う Bhabha 散乱、つまり $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ 過程により生じた γ 線が、加速器トンネル内の物質と相互作用して中性子を発生する効果のためである。

BelleII 実験の電磁カロリメーターでは、中性子による被曝量は運動エネルギー 1MeV 中性子換算で $10^{11}\text{neutron}/\text{cm}^2$ から $10^{12}\text{neutron}/\text{cm}^2$ 、 γ 線による放射線被曝量は空間線量換算で 10Gy から 100Gy と予想される。こうした放射線被曝に対する耐性を調べるため、中性子は東京大学原子炉「弥生」で、 γ 線は東京工業大学 γ 線照射施設で照射し、その前後での APD の I-V 特性と量子効率と増幅率の積 ($\text{QE} \times \text{Gain}$) の変化を調べた結果について述べる。

5.1 中性子線損傷試験

中性子照射は茨城県東海村にある東京大学原子炉「弥生」[13]で行った。「弥生」はウラン燃料空気冷却型の高速炉で、最大熱出力は 2kW である。照射できる中性子は平均運動エネルギー 1MeV 程度の高速中性子である。写真に原子炉の様子を示す。右側の建造物が炉心を納めた遮蔽体でこの建造物の上のハッチからサンプルを吊り下げる。



図 5.1: 東大高速中性子源炉「弥生」

弥生の中性子線量フラックス (F) は

$$F = 1.5 \times 10^8 \text{neutrons/cm}^2 \text{Wh} \quad (5.1)$$

である。これは米国ロスアラモス研究所で開発された Monte Carlo N-Particle Transport Code(MCN P-4B) と呼ばれるコードによって計算された値で、Wh は原子炉の積分熱出力である。したがって、1W で 1 時間中性子を照射したときの照射量中性子フルエンス (積分フラックス) は $N = 1.5 \times 10^8 \text{neutrons/cm}^2$ となる。

照射する中性子の積分フラックスは、BelleII で予想される範囲を考慮し、 $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ および $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ の中性子を照射した。表 5.1 は用いた APD サンプルの製造番号と照射量を示したものである。

APD サンプル	照射線量 neutrons/cm ²
AA4298	10^{11}
AA4300	10^{12}

表 5.1: 照射したサンプルと中性子照射量

中性子照射直後のサンプルは放射化しているため、施設外への持ち出しに制限がある。放射化が治まるのを待ち、約 1 カ月後に施設内から持ち帰り測定を行った。

5.1.1 照射前後での I-V 特性の変化

漏れ電流はケースレー 6487 型ピコアンメーターを使用し、APD の温度は恒温槽を用いて 25 に保って測定した。APD に中性子を $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ および $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した前後での I-V 特性の変化を図 5.2、5.3 に示す。

照射前と比べて照射後の漏れ電流は、 $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した場合は約 10 倍、 $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した場合は約 100 倍増加し、照射量に比例して漏れ電流が増えることがわかった。

中性子照射前後でテストパルスを用いた測定を行い、雑音レベルを FADC カウントの単位で求めた。測定のセットアップは既に 4 章 3 節 1 項の図 4.3 に示したもので、温度を 25 に保ち、CMS7200 タイプのプリアンプを使用して、波形整形時定数は 100ns で測定を行った。テストパルスを用いて得られた波高分布を図 5.4 に示す。ここで、それぞれの APD に印加した電圧の値は、中性子を照射していない APD(AA1714) をレファレンスとして比較できるように、AA1714 と中性子照射前の AA4298、AA4300 の $QE \times Gain$ が一致するように設定した。

照射前と比べて、照射後の雑音レベルは、 $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した場合は約 2 倍、 $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した場合は約 3 倍大きくなることがわかった。

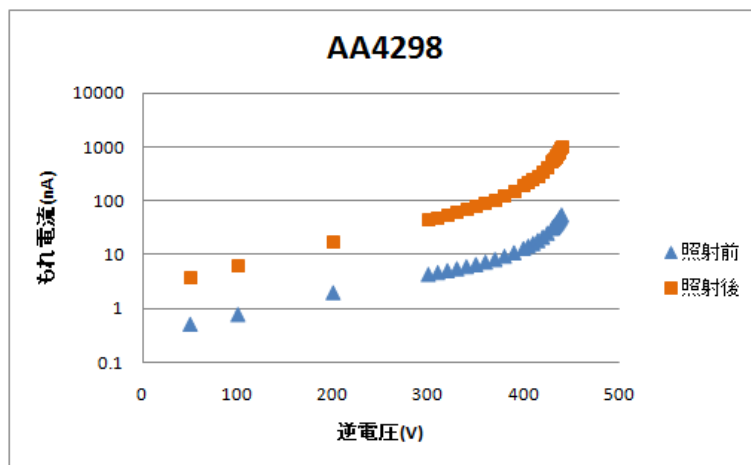


図 5.2: APD(AA4298) に $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した前後での I-V 特性の変化

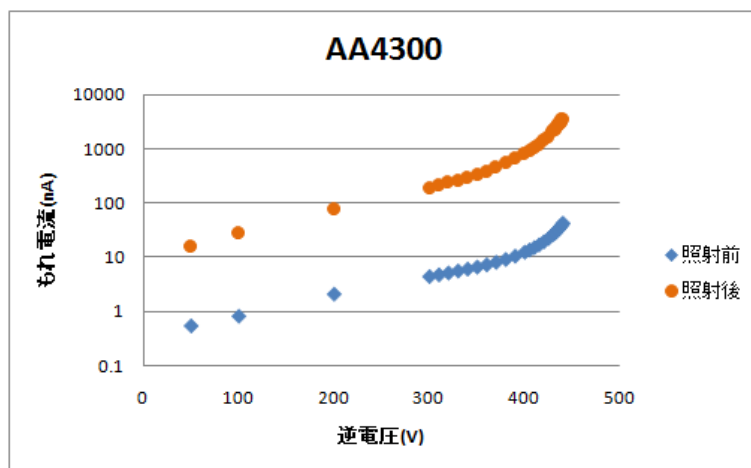
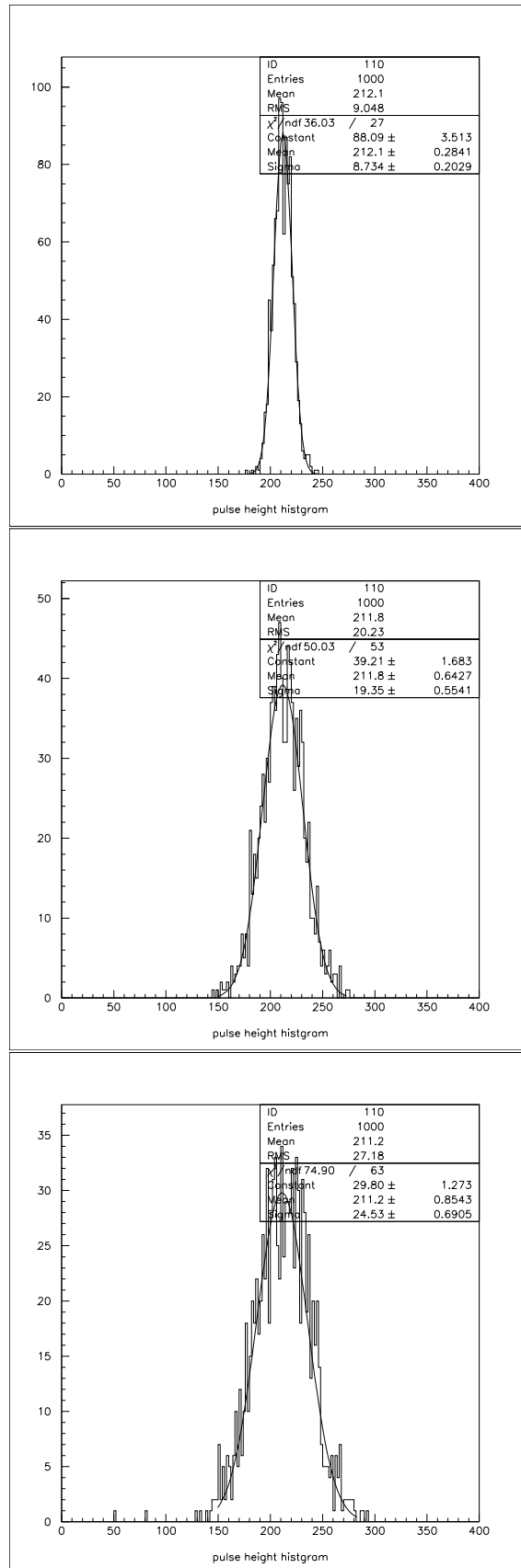


図 5.3: APD(AA4300) に $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した前後での I-V 特性の変化



41
 図 5.4: テストパルスを用いて得られた波高分布である。(上図)APD(AA1714) に-450V を印加する。(中図) 10^{11} neutrons/cm² 照射後の APD(AA4298) に-435V を印加する。(下図) 10^{12} neutrons/cm² 照射後の APD(AA4300) に-440V を印加する。

5.1.2 照射前後での QE× Gain の変化

QE×Gain の測定のセットアップ図を 5.5 に示す。これを 25℃ に保った恒温槽に入れ測定を行う。LED 点灯時の APD および PIN-PD の電流値、LED 消灯時に観測される漏れ電流値は、抵抗 10MΩ の両端の電圧を Agilent34970 型デジタルマルチメーターで測定する。

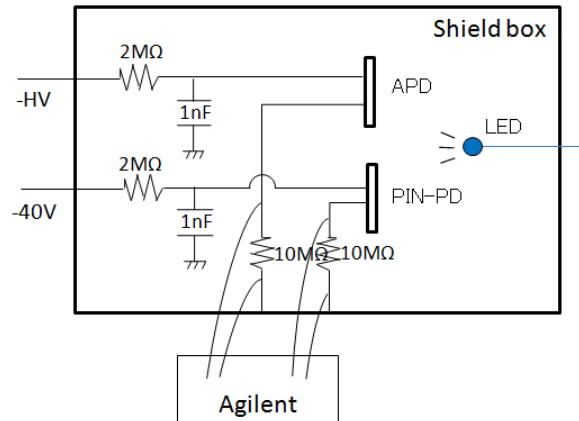


図 5.5: QE×Gain の測定のセットアップ

PIN フォトダイオード (PIN-PD) は増幅率 1 のデバイスなので、APD の QE×Gain と 10MΩ の両端にあらわれる電圧の関係は、式 5.2 で表わすことができる。

$$\frac{V_{APD}(LED \text{ 点灯}) - V_{APD}(LED \text{ 消灯})}{V_{PIN-PD}(LED \text{ 点灯}) - V_{PIN-PD}(LED \text{ 消灯})} = \frac{I'_s}{I_s} \propto QE \times Gain \quad (5.2)$$

ここで I'_s は LED の光を受けて APD から生じた電流、 I_s は PIN-PD のものである。PIN-PD に印加する電圧は -40V で一定に保ち、APD に印加する電圧を変化させた。APD に 10^{11} neutrons/cm² および 10^{12} neutrons/cm² 照射した前後での QE×Gain (I'_s/I_s) の変化を APD の印加電圧の関数として、図 5.6、5.7 に示す。

照射前と比べて照射後の $QE \times Gain$ は、 $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した場合は若干下がるが顕著な変化は見られない。 $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した場合は、印加電圧が高くなるにつれて悪化し、440V では約 30% の低下が見られた。

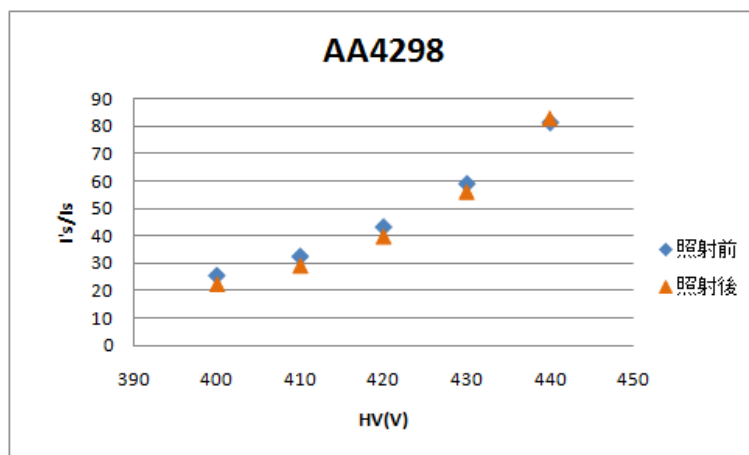


図 5.6: APD に $10^{11} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した前後での $QE \times Gain$ の変化

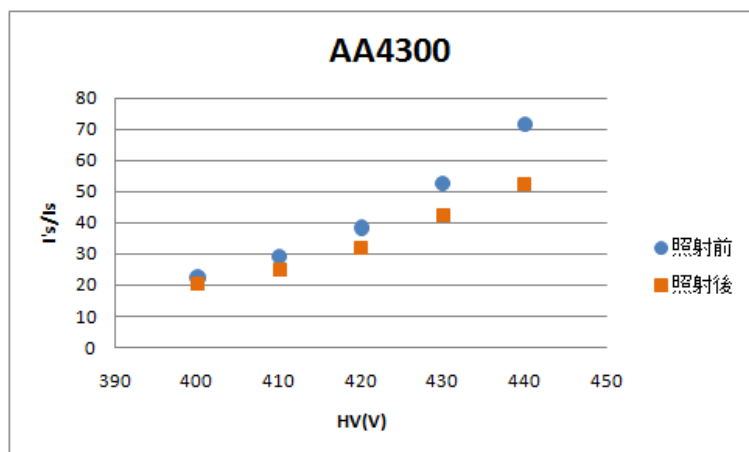


図 5.7: APD に $10^{12} \text{neutrons/cm}^2$ 照射した前後での $QE \times Gain$ の変化

また、中性子照射前後で宇宙線を用いた測定を行い、得られる波高が $QE \times Gain$ の変化と一致するかを確認した。測定のセットアップは既に 4 章 3 節 1 項の図 4.3 で示したものである。これを 25 に保った恒温槽に入れる。測定には BSO(A) シンチレーターと CMS7200 タイプのプリアンプを使用し、波形整形時定数は 100ns とした。得られた波高分布を図 5.8 に示す。それぞれの APD に印加した電圧の値は、前項のテストパルスを用いた測定の時と同様で、中性子を照射していない APD(AA1714) をレファレンスとして比較できるように、中性子照射前の $QE \times Gain$ が一致するように設定した。

照射前と比べて照射後の波高は、 10^{11} neutrons/cm² 照射した場合は約 2.5%、 10^{12} neutrons/cm² 照射した場合は約 30% 低くなり、LED で行った測定結果を裏付けるものとなった。E.N.E. は、照射前は 0.34MeV、 10^{11} neutrons/cm² 照射後では 0.77MeV、 10^{12} neutrons/cm² では 1.43MeV となる。よって、APD に中性子を 10^{11} neutrons/cm² 照射した場合の E.N.E. は約 2 倍、 10^{12} neutrons/cm² 照射した場合は約 4 倍悪化することがわかった。したがって、BelleII 実験のアップグレードに用いる場合、この中性子被爆による性能劣化に対して、何らかの対策が必要であると考えられることがわかった。

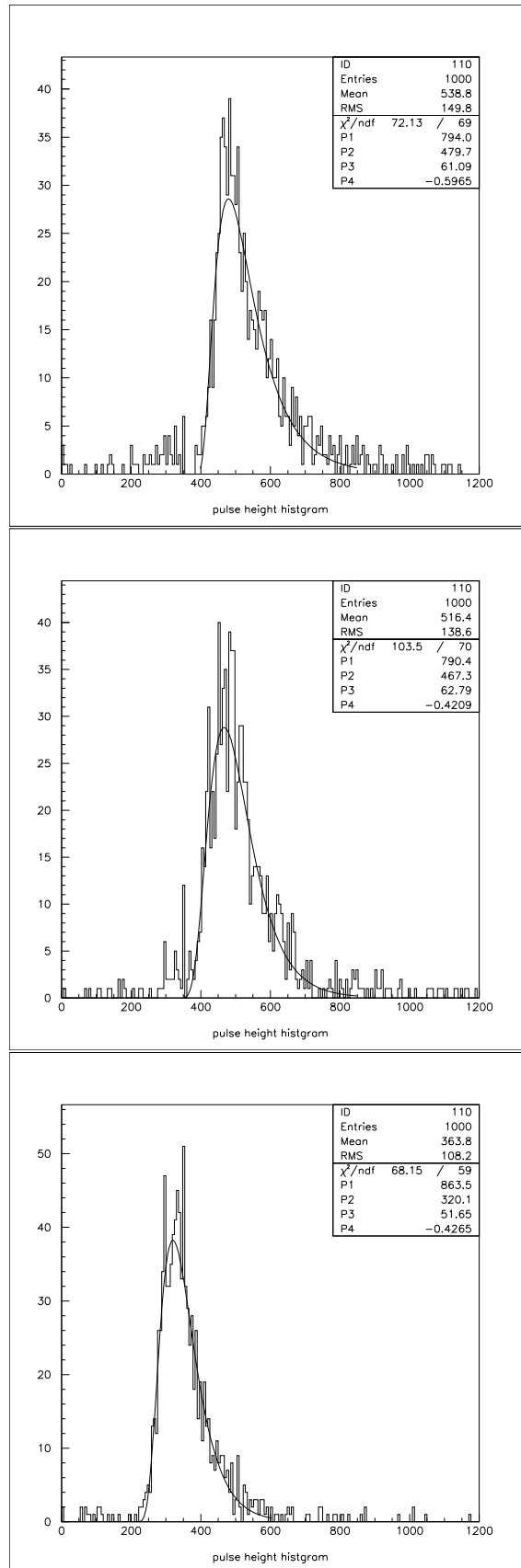


図 5.8: 宇宙線を用いて得られた波高分布である。⁴⁵(上図)APD(AA1714) に-450V を印加した場合。(中図) 10^{11} neutrons/cm² 照射後の APD(AA4298) に-435V を印加した場合。(下図) 10^{12} neutrons/cm² 照射後の APD(AA4300) に-440V を印加した場合。

5.2 γ 線損傷試験

γ 線の照射は東京工業大学の放射線照射施設において行った。線源には ^{60}Co が用いられ、照射は積算照射量が空間線量率換算で10Gy、100Gyとなるように照射した。表5.2は用いたAPDサンプルの製造番号と照射量である。

APD サンプル	積算照射量 (Gy)
AA44297	10
AA4305	100

表 5.2: 照射したサンプルと γ 線照射量

中性子損傷試験と同様に、照射前後での I-V 特性、 $\text{QE} \times \text{Gain}$ の変化を測定する。セットアップも同様のものを使用し、25℃ に保った恒温槽に入れ測定を行った。

5.2.1 照射前後での I-V 特性の変化

APD に γ 線を 10Gy および 100Gy 照射した前後での I-V 特性の変化を図 5.9、5.10 に示す。

照射前と比べて照射後の漏れ電流は、10Gy 照射した場合は印加電圧が 200 ~ 450V の間では約 10 ~ 20% 増加した。100Gy 照射した場合、アバランシェ形成が起こらない印加電圧が低いところでは、 γ 線照射後には約 7 ~ 8 倍大きくなった。330 ~ 390V 付近で I-V 特性は山のようなカーブを描くことがわかった。

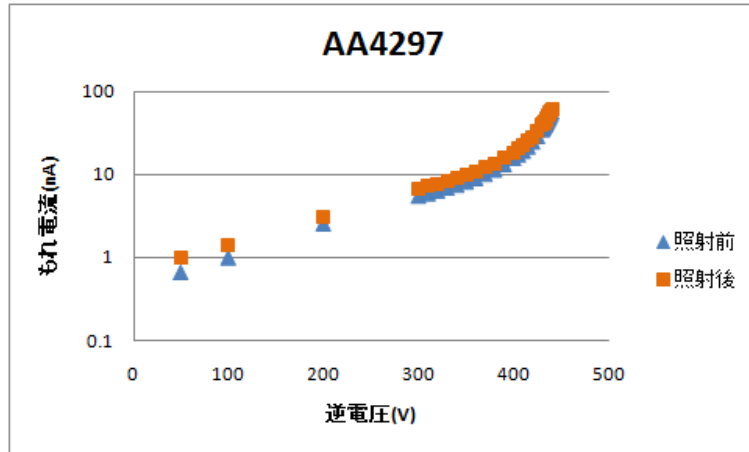


図 5.9: APD(AA4297) に 10Gy 照射した前後での I-V 特性の変化。

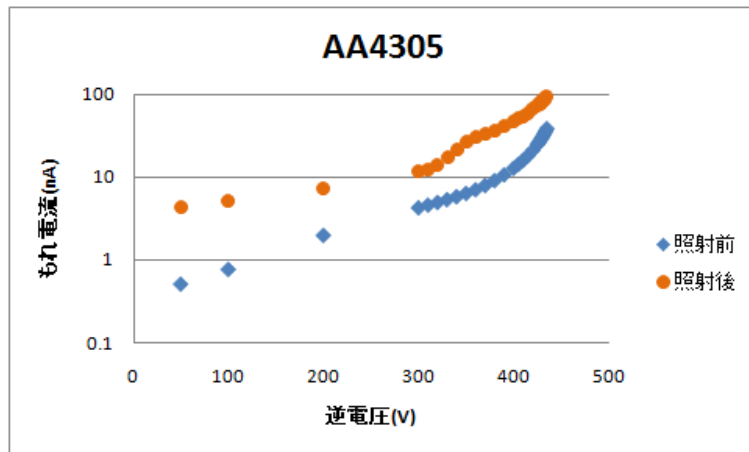


図 5.10: APD(AA4305) に 100Gy 照射した前後での I-V 特性の変化。

γ 線照射前後でテストパルスを用いた測定を行い、雑音レベルを FADC カウントの単位で求めた。測定のセットアップや使用したエレクトロニクス等は全て中性子損傷試験時に使用したものと同一である。APD には -430V 印加した。APD に 10Gy および 100Gy を照射した前後で得られた波高分布を図 5.11、5.12 に示す。

照射前と比べて照射後の雑音レベルは、10G y、100Gy 照射した場合共に顕著な変化は見られなかった。

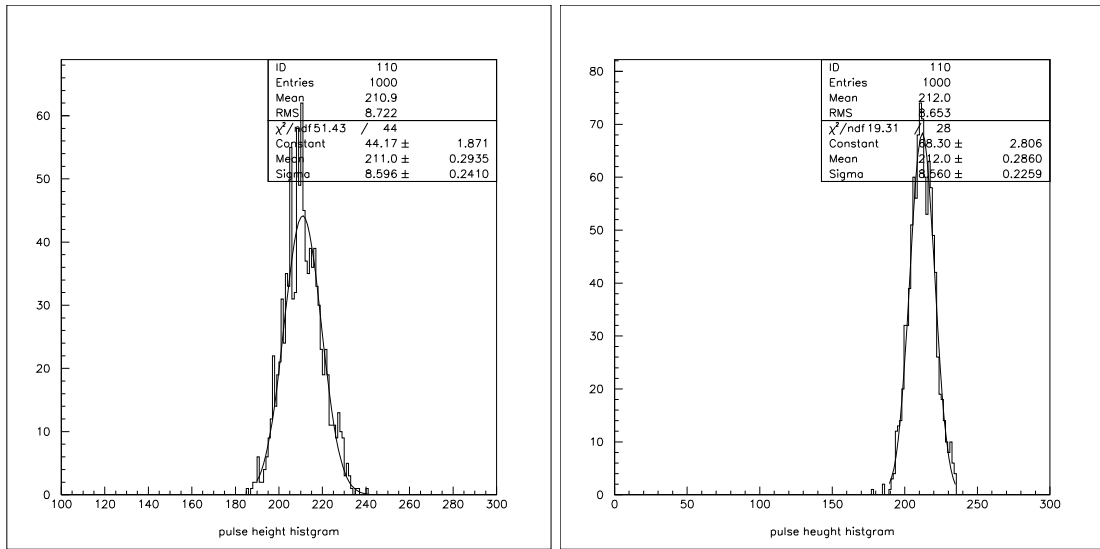


図 5.11: APD(AA4297) に 10Gy 照射した前後でのテストパルスを用いて得られた波高分布である。(左図) 照射前 (右図) 照射後

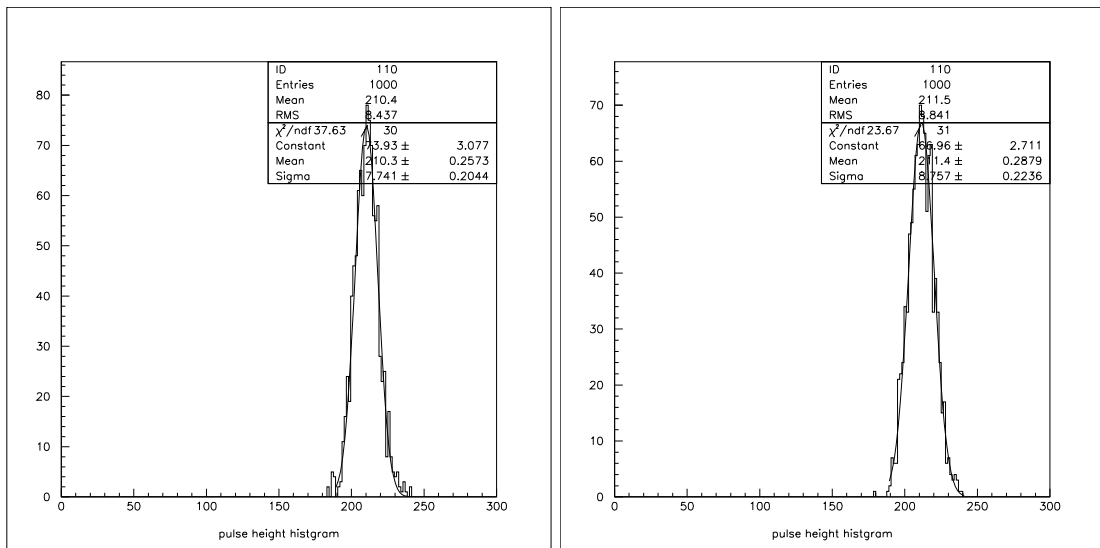


図 5.12: APD(AA4305) に 100Gy 照射した前後でのテストパルスを用いて得られた波高分布である。(左図) 照射前 (右図) 照射後

5.2.2 照射前後での QE×Gain の変化

APD に γ 線を 10Gy および 100Gy 照射した前後での QE×Gain の変化を図 5.13、5.14 に示す。

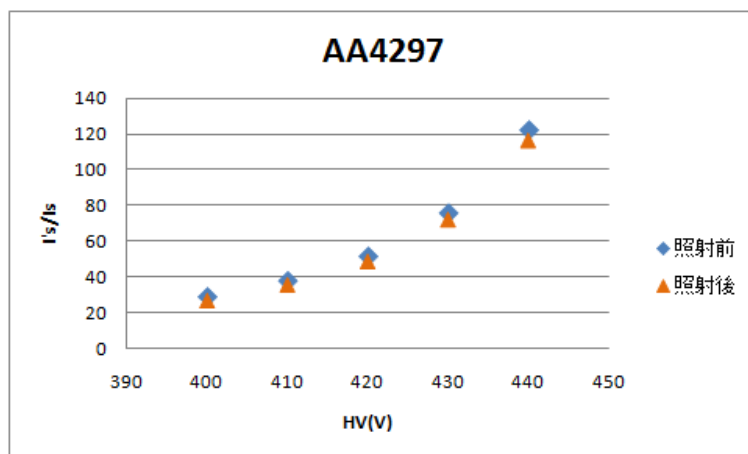


図 5.13: APD に 10Gy 照射した前後での QE×Gain の変化。

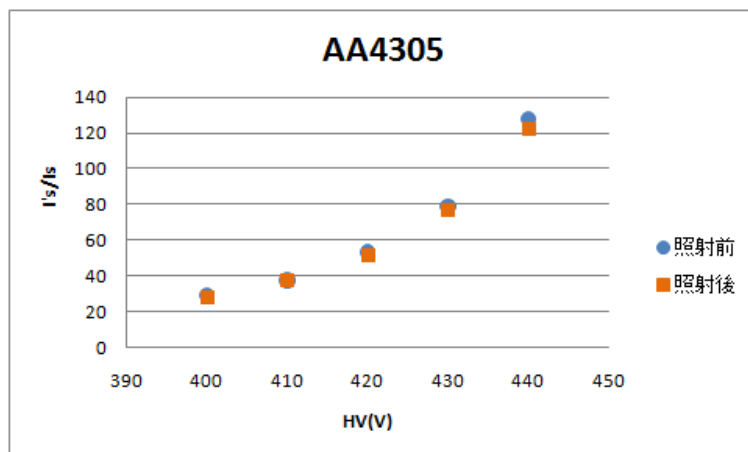


図 5.14: APD に 100Gy 照射した前後での QE×Gain の変化。

照射前と比べて照射後の QE×Gain は、10Gy、100Gy 照射した場合共に若干下がるが顕著な変化は見られなかった。

また、 γ 線照射前後で宇宙線を用いた測定を行い、得られら波高が QE×Gain の変化と一致するかを確認した。測定のセットアップや使用したエレクトロニクス等は全て中性子損傷試験時に使用したのと同じである。APD には-430V 印加した。APD に 10Gy および 100Gy を照射した前後で得られた波高分布を図 5.15、5.16 に示す。

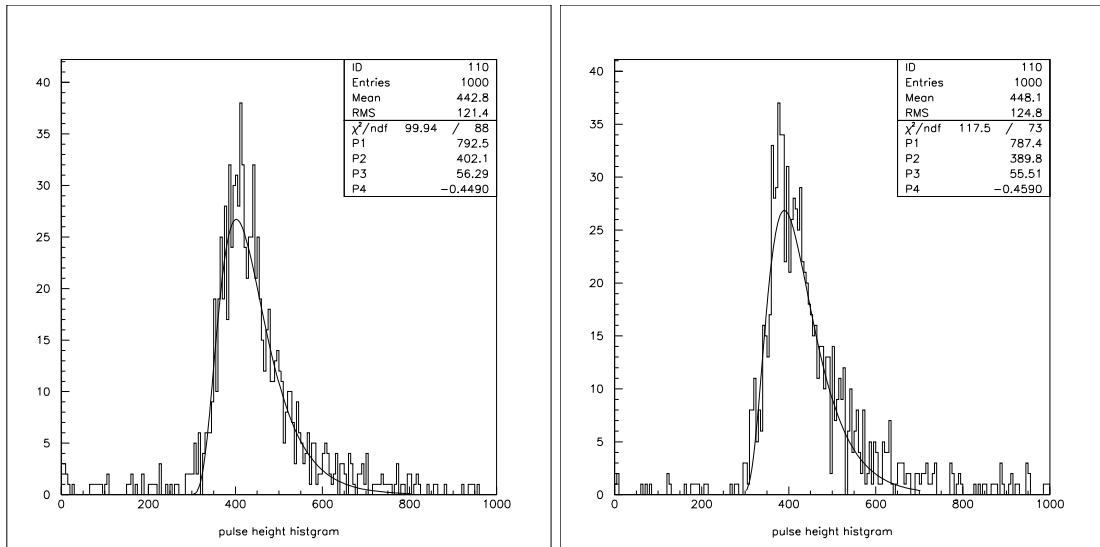


図 5.15: APD(AA4297) に 10Gy 照射した前後の波高分布。(左図) 照射前 (右図) 照射後

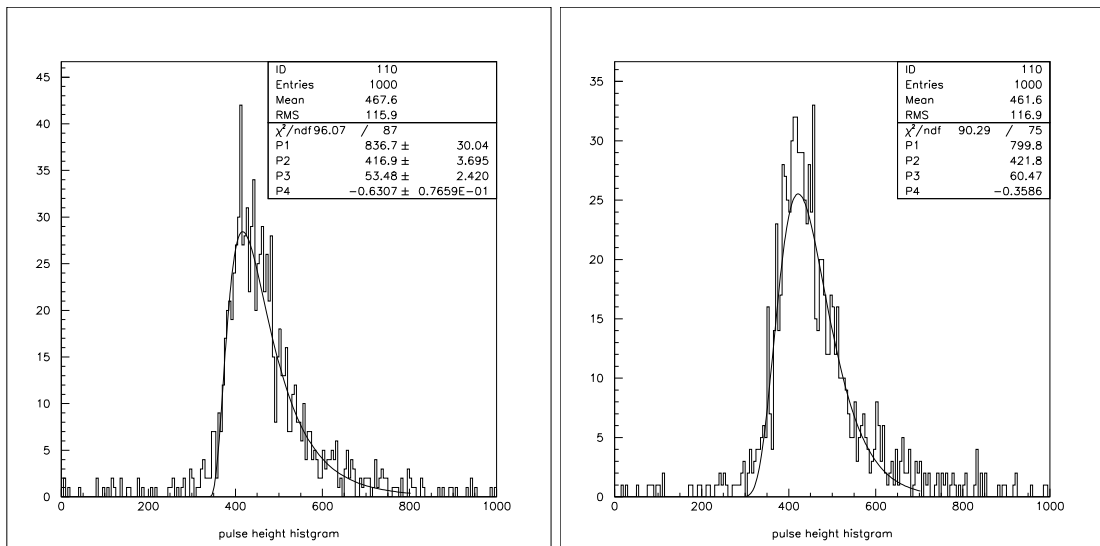


図 5.16: APD(AA4305) に 100Gy 照射した前後の波高分布。(左図) 照射前 (右図) 照射後

照射前と比べて照射後の波高は、10Gy、100Gy 照射した場合共に顕著な変化は見られない。

また、E.N.E. は、10Gy 照射前の APD(AA4297) で 0.40MeV、照射後には 0.41MeV、100Gy 照射前の APD (AA4305) で 0.35MeV、照射後には 0.39MeV となる。このことから、 γ 線を照射しても QE \times Gain に顕著な変化は見られないということが確認できる。したがって BelleII 実験のアップグレードに用いる上で、 γ 線被爆の効果は事実上大きな問題にならないことがわかった。

第6章 結論

本研究では、近年になって発展した大面積 ($1\text{cm}\times 1\text{cm}$) の APD に着目し、これを純 CsI や BSO といった高速の無機シンチレーターと組み合わせた電磁カロリメーター用カウンターのプロトタイプを製作し、その性能評価を行った。

BelleII 測定器のエンドキャップカロリメーターに純 CsI シンチレーターを用いる際、光検出器として浜松ホトニクス社製 S8664-1010 型 APD を使用し、シンチレーターのブロック一つに一個を取り付けた場合の E.N.E. は約 2MeV であるという結果を得た。数百 MeV 以下のエネルギーを持つ光子の検出に際して、十分なエネルギー分解能を得るには E.N.E. を 0.5MeV 以下にすることが目標となるため、純 CsI と S8664-1010 型 APD の組み合わせでは困難であることがわかった。

一方、BSO シンチレーターを用いる際、CMS7200 タイプのプリアンプを使用し、波形整形時定数を 100ns とした場合に E.N.E. は最も低くなり 0.28MeV であるという結果を得た。BSO シンチレーターに、この APD を数枚取り付けるなどの改良を施すことによって実用に足る雑音レベルで、より高性能な電磁カロリメーターを製作しようということがわかった。

さらに、APD の放射線耐性を調べた。 γ 線を最大 100Gy、中性子を最大 $10^{12}\text{neutrons}/\text{cm}^2$ 照射して、I-V 特性、 $\text{QE}\times\text{Gain}$ の変化を調べた。その結果、中性子を照射した場合は照射量に伴い大きく変化するのに対して、 γ 線を照射した場合の I-V 特性、 $\text{QE}\times\text{Gain}$ には、顕著な変化が見られなかった。よって、中性子被爆による性能劣化に対しては何らかの対策が必要であるが、 γ 線被爆による効果は実用上問題がないということが明らかになった。

謝辞

本研究を行うにあたり、お世話になりました多くの方々にこの場を借りてお礼申し上げます。

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下さった奈良女子大学理学部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致します。指導教官の宮林先生には、分かりやすく丁寧なご指導をして頂きました。林井先生からは、有用な助言をたくさん頂きました。現在は学長となられた野口誠之教授にも卒業研究だけでなく、ゼミやミーティングなどでも大変分かりやすくご指導して頂きました。本当にありがとうございました。

ブリアンプの増幅率変更やシェーパーの時定数変更ではロシア・ノボシビルスク・Budker 原子核物理研究所の Alexander Kuzmin 上級研究員と Yuri Usov 上級研究員にお世話になりました。

放射線損傷試験では KEK の中村勇助教、東京工業大学理学部の石塚正基助教、東京大学附属原子炉施設の中川勉専門職員には丁寧なご説明や実験の手助けをして頂きました。

東北大学原子核理学研究施設の清水肇教授には BSO サンプルを提供して頂きました。

D1 の岩下友子先輩には、本当にたくさんのアドバイスを頂き、ハードの楽しさも教えて頂きました。そして、同期の中牧理絵さんには学部から 6 年間大変お世話になりました。M1 の村上潤さんにも実験のお手伝いなどをしてもらいました。この研究室で研究ができたことを大変嬉しく思います。

この研究を行うにあたって支えて下さった全ての方々に心から感謝致します。

参考文献

- [1] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/>
- [2] B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).
- [3] K. Abe *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **66**, 071102 (2002).
- [4] Y. Grossman and M. P. Worah, Phys. Lett. B **395**, 241 (1997); D. London and A. Soni, Phys. Lett. B **407**, 61 (1997); T. Moroi, Phys. Lett. B **493**, 366 (2000); D. Chang, A. Masiero and H. Murayama, Phys. Rev. D **67**, 075013 (2003); S. Baek, T. Goto, Y. Okada and K. Okumura, Phys. Rev. D **64**, 095001 (2001).
- [5] K. F. Chen *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **98**, 031802 (2007).
- [6] B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. Lett. **99**, 161802 (2007); B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. D **76**, 091101 (2007).
- [7] S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett **91**, 262001 (2003).
- [8] S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett **100**, 112001 (2008).
- [9] Technical Design Report arXiv. 1011.0352
- [10] <http://www.awa.tohoku.ac.jp/sanshiro/kinoko/camdrv/index.html>
- [11] KEDR Collaboration, <http://kedr.inp.nsk.su>
- [12] 池田仁美, "Development of the CsI(Tl) Calorimeter for the Measurement of CP, Violation at KEK B-factory", 博士論文, 奈良女子大学 (1999年1月)
- [13] <http://www.nuclear.jp/rokan/>