

修士論文

K^0 TO 実験のための中性子不感型光子 veto 検出器の開発

京都大学大学院 理学研究科 物理学宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室 修士課程二回生
前田 陽祐

2010年1月28日



概要

茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC に於いて行われる K^0 TO (K_0 at TOkai) 実験のための中性子不感型光子 veto 検出器, Beam Hole Photon Veto(BHPV) のデザイン及び開発を行った.

この検出器は K^0 TO 実験で用いられる, 膨大な量の γ , 中性子が存在する環境下で K_L の崩壊で生じた γ を検出出来なければならない.

本論文では, この要請を満たすため, 鉛とエアロジェルを用いた Cerenkov 閾値型の検出器の考案した. 本実験で用いていく上で必要な性能を持ちうかどうかの検証を行った.

先ずシミュレーションにより基本デザインの構築を行なった. ここで問題となるのがビーム中の γ による検出器のカウントレートである. Cerenkov 光の集光方法の改善や鉛, エアロジェルデザインの最適化により 1GHz 近い γ と中性子のフラックス中にもかかわらず最大のカウントレートは 2.3MHz と運用可能な範囲に抑えられ, 且つ 1GeV 以上の入射 γ に対する不感率を 0.1% 程度に抑えることに成功した.

次に, この検出器の実際の動作を確認するため, 東北大学 (旧) 原子核理学研究施設 (核理研) の 600MeV/c 陽電子ビームを用いて試作機の試験を行なった. 結果, 絶対的な光量については予測の 50% 程度であったが, 相対光量のビーム入射位置依存性はシミュレーションによる予測と一致し, この検出器の動作について実験的な裏づけを得ることが出来た.

これらの結果を元に, 本実験に於ける性能を評価し, $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンド事象を抑制するのに十分な性能を有することを確認出来た.

更に, この検出器を本実験で用いるビームライン上にインストールし, 期待される応答について測定を行った. ここではビーム中の γ に対する応答について評価を行ったところ, γ を検出を示唆する結果を得ることが出来た. しかし, その様相はシミュレーションとの予測とは異なるものであり, 原因の 1 つとしてはビーム自体の性質が詳しく理解されていないためことが考えられ, これに対する理解を進め, ビーム中でのこの検出器の動作を調べていくことが今後の求められていく.

目次

第 1 章	研究の背景	9
1.1	中性 K 中間子に於ける CP 対称性の破れ	9
1.2	小林-益川理論と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	10
1.2.1	CKM 行列とユニタリー三角形	10
1.2.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	11
1.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の探索	12
1.3.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の現状	12
1.3.2	KTeV 実験	13
1.3.3	E391a 実験	13
1.3.4	K ⁰ TO 実験	14
第 2 章	K⁰TO 実験と Beam Hole Photon Veto 検出器	16
2.1	実験原理	16
2.1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象の同定	16
2.1.2	イベントの再構成	17
2.2	ビームライン	17
2.2.1	ターゲット	19
2.2.2	γ absorber	19
2.2.3	コリメータシステム	19
2.2.4	ビーム粒子の収量	20
2.3	検出器	20
2.3.1	Front Barrel(FB), Main Barrel(MB)	23
2.3.2	Neutron Collar Counter(NCC)	23
2.3.3	Charged Veto(CV)	23
2.3.4	CsI カロリメータ	23
2.3.5	下流 collar counters(CC04,CC05,CC06)	24
2.3.6	Beam Hole Charged Veto(BHCV)	24
2.4	Beam Hole Photon Veto	25
2.4.1	BHPV の役割	25
2.4.2	BHPV への要請	25
第 3 章	BHPV のデザイン	27
3.1	基本デザイン	27
3.1.1	検出原理	27
3.1.2	Cerenkov 放射体としてのエアロジェル	28

3.1.3	Winston Cone を用いた集光系	30
3.2	シミュレーションの手法	32
3.2.1	基本的枠組み	32
3.2.2	エアロジェル内での散乱モデル	32
3.2.3	PMT の量子効率	32
3.2.4	その他のパラメータ	33
3.3	モジュールデザイン	34
3.3.1	集光系の分割	34
3.3.2	シングルモジュールでの γ に対する応答	34
3.3.3	25 モジュールの場合の性能評価	35
3.3.4	複数 PMT 読み出しのまとめ	37
3.4	鉛コンバータとエアロジェルデザインの最適化	38
3.4.1	鉛コンバータの厚みに対する応答	38
3.4.2	エアロジェルデザインの変更に対する応答	39
3.4.3	最終的なデザイン案	40
3.5	BHPV デザインについてのまとめ	44
第 4 章	陽電子ビームによる試作機モジュールの性能評価	45
4.1	測定の目的と概要	45
4.2	ビームライン	45
4.3	エアロジェルの発光量評価	46
4.3.1	セットアップ	47
4.3.2	測定結果	48
4.3.3	測定結果とシミュレーションとの比較	50
4.4	2-PMT-readout 試作機モジュールの性能評価	56
4.4.1	試作機モジュール	56
4.4.2	トリガーロジック	58
4.4.3	光量キャリブレーション	60
4.4.4	X 方向の位置依存性測定	60
4.4.5	Y 方向の位置依存性測定	64
4.4.6	測定結果に対する考察	65
4.4.7	絶対光量の比較	65
4.5	試作機モジュール性能評価のまとめ	67
第 5 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドに対する性能評価	68
5.1	シミュレーションの手法	68
5.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の fast simulation	69
5.2.1	検出器の inefficiency function	69
5.2.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドのメカニズム	70
5.2.3	シミュレーションの結果	70
5.2.4	BHPV で veto すべき γ	70
5.3	BHPV の inefficiency function	71

5.3.1	BHPV の集光系の改良	71
5.3.2	シミュレーション上でのエアロジェルの条件	72
5.4	fast simulation による $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンド見積もりの結果	75
5.5	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンド見積もりのまとめ	76
第 6 章	J-PARC KL ビームラインにおける性能評価	78
6.1	測定の目的と概要	78
6.2	KL 測定エリアの状況	78
6.2.1	ターゲット	78
6.2.2	KL ビームライン	79
6.2.3	γ absorber	79
6.3	サンプリングカロリメータを用いた BHPV による γ の検出	80
6.3.1	測定の目的と手法	80
6.3.2	セットアップ	82
6.3.3	トリガー	82
6.3.4	検出器の較正	84
6.3.5	イベントセレクション	85
6.3.6	得られた光量分布	88
6.4	3 モジュールによるビーム粒子の検出	88
6.4.1	期待される結果	88
6.4.2	セットアップ	90
6.4.3	PMT ゲインの較正	91
6.4.4	イベントセレクション	91
6.4.5	得られた結果	94
6.5	J-PARC KL ビームラインでの測定のまとめ	94
第 7 章	まとめと展望	96

目 次

1.1	ユニタリー三角形	11
1.2	最低次の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊ダイアグラム	12
1.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比上限値の遷移	13
1.4	E391a 検出器	14
1.5	J-PARC 全体図	15
1.6	J-PARC ハドロン実験施設の概観	15
2.1	K^0 TO 実験の概念図	16
2.2	CsI への 2γ hit による π^0 の再構成	18
2.3	KL ビームラインの概要	18
2.4	T1 ターゲット	19
2.5	コリメータの光学設計	20
2.6	ビームラインシミュレーションによるビーム γ の運動量分布	21
2.7	ビームラインシミュレーションによるビーム中性子の運動量分布	22
2.8	ビームラインシミュレーションによるビーム K 中間子の運動量分布	22
2.9	K^0 TO 実験で用いる検出器	22
2.10	ビームホール周辺の構造	24
2.11	BHPV で検出すべき γ の運動量と入射位置の分布	26
2.12	ビーム γ と BHPV で検出すべき γ の運動量分布の比較	26
3.1	BHPV に於ける γ の検出原理	27
3.2	エアロジェルの分子構造	28
3.3	ビーム中性子を厚さ 2mm の鉛板に照射したときの応答	29
3.4	γ を厚さ 2mm の鉛板に照射したときの応答	29
3.5	Winston Cone	30
3.6	集光鏡の比較	31
3.7	シミュレーションに組み込んだ PMT の量子効率の波長依存性	33
3.8	集光系の分割モデル	34
3.9	各分割モデルに対する光量の位置依存性	35
3.10	各分割モデルに対する hit rate	36
3.11	各分割モデルに対するモジュールごとのカウントレートの見積もり	37
3.12	各分割モデルに対するエネルギー毎の γ に対する inefficiency	38
3.13	鉛コンバータの厚みを変えた場合のビーム γ によるカウントレートの変化	39
3.14	鉛コンバータの厚みを変えた場合の γ に対する検出効率の変化	39

3.15	エアロジェルの屈折率を変えた場合のビーム γ に対する各モジュールでの カウントレート	40
3.16	エアロジェルの屈折率を変えた場合の γ に対する inefficiency	40
3.17	屈折率 1.05 と屈折率 1.01 の場合で, 25 モジュール並べて 20MeV の単色 γ を打ち込んだ場合に最上流のモジュールで得られる光量分布	41
3.18	ビーム γ を入射した場合の各モジュールでの入射 γ エネルギー毎のレート への寄与の割合	41
3.19	最適化後の鉛コンバータとエアロジェルのパラメータ	42
3.20	最適化されたデザインと “basic デザイン” に於ける各ビーム粒子に対する カウントレート	43
3.21	最適化されたデザインと “basic デザイン” での γ に対する inefficiency の比較	43
4.1	核理研ビームラインの概要	46
4.2	APC モジュールの概要	46
4.3	エアロジェル発光量測定に於けるエアロジェルのインストールの様子	47
4.4	エアロジェル発光量測定に於ける検出器, トリガーカウンターの配置	48
4.5	エアロジェル発光量測定に於けるトリガーロジック	49
4.6	エアロジェル発光量評価に於ける測定データの一例	49
4.7	AIDA エアロジェルの透過率測定セットアップ	51
4.8	AIDA エアロジェルの透過率測定結果の fit の一例	52
4.9	空気 Cerenkov 光のシミュレーションに用いた屈折率の波長依存性	54
4.10	空気 Cerenkov 光のシミュレーション結果	54
4.11	エアロジェルの厚みを変えた場合の測定結果とシミュレーションによる予 測値	55
4.12	試作機モジュールの模式図	57
4.13	試作機モジュールをインストールした様子	57
4.14	使用した平面鏡の波長毎の反射率	58
4.15	2分割プロトタイプ性能評価時のトリガーカウンターとモジュール本体の配置	59
4.16	2分割プロトタイプ性能評価時のトリガーロジック	59
4.17	2-PMT-readout モジュール試験での測定データの一例	61
4.18	X 方向の光量の入射位置依存性の測定結果とシミュレーションの予測	62
4.19	alignment の補正	62
4.20	シミュレーションで平面鏡の継ぎ目の効果を入れた場合の光量の変化	63
4.21	X 方向の光量の入射位置依存性の測定結果とシミュレーションの予測	64
4.22	シミュレーション上でオプティカルボックス側面での反射率を変えた場合 に於ける Y 方向の光量の位置依存性	65
4.23	シミュレーションによる空気 Cerenkov 光による光量の位置依存性	66
4.24	2-PMT-readout 試験の測定結果とシミュレーションの比	66
5.1	MB の inefficiency function	69
5.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドイベントのうち BHPV に hit する γ の運動 量分布	71

5.3	側面鏡の取り付け位置による Y 方向のオプティカルボックスのサイズ	72
5.4	シミュレーションによる, Y 方向のオプティカルボックスのサイズを変えた 場合光量の位置依存性	72
5.5	12 枚の AIDA エアロジェルに対して透過率の測定を行った結果	73
5.6	YI シリーズ (左) と AIDA エアロジェル (右) でのタイルの継ぎ目の違い	74
5.7	タイルの継ぎ目を変更した場合の, ビームサイズに対する光量の変化	74
5.8	BHPV の inefficiency function	76
6.1	本章の測定で主に用いた小型ニッケルターゲットの概要	79
6.2	実際に建設された KL ビームラインの様子	79
6.3	γ absorber の設置	80
6.4	ビームラインシミュレーションの結果期待される 1 st モジュールの左右合計 での光量	81
6.5	CERBERUS の模式図と実際の写真	81
6.6	CERBERUS を用いた測定に於ける検出器の配置.	82
6.7	CERBERUS を用いた測定を行なった際の KL エリアの写真	83
6.8	CERBERUS を用いた測定に於けるトリガーロジック	83
6.9	clock トリガーで得られた on spill 中の 1p.e. のピーク	84
6.10	ミュオン run で得られた CERBERUS の ADC 分布	85
6.11	シミュレーションによる CERBERUS での F/T ratio	86
6.12	シミュレーションによる CERBERUS での γ と中性子の検出効率	86
6.13	CERBERUS に於ける F/T ratio と全エネルギーデポジットの測定結果	87
6.14	シミュレーションによる CERBERUS での visible ratio	87
6.15	CERBERUS を用いた測定の結果とシミュレーションで期待される光量分布	89
6.16	シミュレーションによる, 3 モジュールを用いた測定で期待される結果	89
6.17	BHPV3 モジュールを設置したときの各検出器の配置	90
6.18	BHPV3 モジュール測定時に於けるトリガーロジック	91
6.19	BHPV でみた spill の時間構造	92
6.20	3 rd モジュールに於ける TDC 分布	93
6.21	1 st モジュール左側のチャンネルでの TDC 分布	93
6.22	1 st モジュール左側のチャンネルでの ADC と TDC の相関	93
6.23	3 モジュールコインシデンスの測定結果とシミュレーションによる予測	95

表 目 次

2.1	K_L の主な崩壊モードとその分岐比	17
2.2	Geant3 により見積もられた各ビーム粒子の収量	21
3.1	BHPV で用いる Winston Cone のパラメータ	31
3.2	シミュレーションに組み込んだ各種パラメータの値	33
3.3	屈折率 1.03 のエアロジェルに対する散乱パラメータ	39
3.4	ビーム粒子による accidental loss の見積もり	43
4.1	光量測定に用いたエアロジェルサンプルのサイズ	47
4.2	エアロジェル発光量測定に用いたトリガーカウンターの概要	48
4.3	エアロジェル発光量測定の結果	50
4.4	AIDA エアロジェルの透過率測定結果	52
4.5	ラップの条件を変えたときの光量の測定結果	53
4.6	エアロジェルの厚みを変えた発光量測定の厚み依存性 fit 結果	54
4.7	エアロジェルの発光量測定に於ける, 測定結果の予測値に対する比	56
4.8	2-PMT-readout モジュールテストに用いたトリガーカウンターの概要	59
4.9	左右の PMT を入れ替えた場合の左右合計の光量の測定結果	63
5.1	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの見積もりに使用した BHPV のセットアップ	75
5.2	BHPV の inefficiency function のパラメータ	76
6.1	CERBERUS の仕様	81

第1章 研究の背景

ここでは本研究の背景である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊について、その物理的意義と探索実験について概要を述べる。

1.1 中性 K 中間子に於ける CP 対称性の破れ

1932 年の Anderson による陽電子の発見より、各粒子に対して質量が同じで電荷が逆である反粒子の存在が知られるようになった。通常の粒子からなる物質に対して、この反粒子からなる反物質はそれ以前は知られてすらいなかったという歴史の通り、現在に於いては殆ど存在せず、宇宙は圧倒的に物質が優勢である。一方で、宇宙創成初期はこれら物質と反物質は同じ程度の量だけ存在していたと考えられている。この機構を説明する手段として有力なのが CP 対称性の破れ、即ち粒子と反粒子に対する物理法則の違いによるものである。

CP 対称性の破れは、1964 年、J. W. Cronin, V. L. Fitch らにより中性 K 中間子に於いて初めて発見された [1]。K 中間子は標準理論に於ける第二世代の粒子である s クォークを含む中間子であり、中性のものは d クォークと \bar{s} クォークからなる K^0 と、その反粒子の関係にある、s クォーク \bar{d} クォークからなる \bar{K}^0 が存在する。これらは弱い相互作用を通して崩壊するが、これらはともに中性であり、崩壊に於いて区別されないため、実際には次のような、これらの線形結合からなる K_S, K_L の 2 種類が観測される。

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.1)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.2)$$

この ϵ が 0 であれば、 K_S, K_L はそれぞれ CP 変換についての固有状態となる。しかし、 K_L が CP を破って 2π に崩壊する過程が実験により発見され、 $\epsilon \neq 0$ 、即ち弱い相互作用に於いては CP 対称性が破れていることが実験的に確認された。これは「間接的 CP 対称性の破れ」と呼ばれるものである。

CP 対称性の破れにはこの他に「直接的な CP 対称性の破れ」と呼ばれる過程が存在する。 K_S と K_L の 2π 系への崩壊振幅の比を、

$$|\eta_{+-}| = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \quad (1.3)$$

$$|\eta_{00}| = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \quad (1.4)$$

のように定義する. 実験によるこれらのパラメータの測定結果は

$$|\eta_{00}/\eta_{+-}| = 0.9950 \pm 0.0008 \quad (1.5)$$

と与えられている [2]. $|\eta_{00}/\eta_{+-}| \neq 1$ という事実は CP の対称性の破れが間接的な破れだけでは説明が出来ず, もっと別の, 「直接的な CP 対称性の破れ」が存在することを示している.

1.2 小林-益川理論と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

1.2.1 CKM 行列とユニタリー三角形

現在のところ, クォークセクターに於ける CP 対象性の破れは小林-益川理論 [3] で説明されると考えられている. 弱い相互作用では, Cabbibo-Kobayashi-Masukawa 行列 (CKM 行列) V_{CKM} によって

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

のように, 各世代が混ざり合った状態が固有状態となる. この CKM 行列の各要素の値は理論では予言されず, 実験によって決められるべきパラメータとなっている. 従って, 実験との対応のよい次の (1.8) 式のような Wolfenstein パラメータによる表示がよく用いられる [4].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ \lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.8)$$

また, CKM 行列はユニタリー条件を満たすことから,

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.9)$$

が成り立つ. ここで, $\lambda \sim 0.22$ であることより, $V_{ud} \sim 1$ とすれば,

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \quad (1.10)$$

という関係式を得ることが出来る. これを $\rho - \eta$ 平面で図示したものが図 1.1 のユニタリー三角形であり, CKM 行列のパラメータ間の関係を視覚的に表すためによく用いられる. この三角形の高さに相当するパラメータが η であり, この値が 0 でないことにより直接的な CP 対称性の破れが引き起こされていると考えられている.

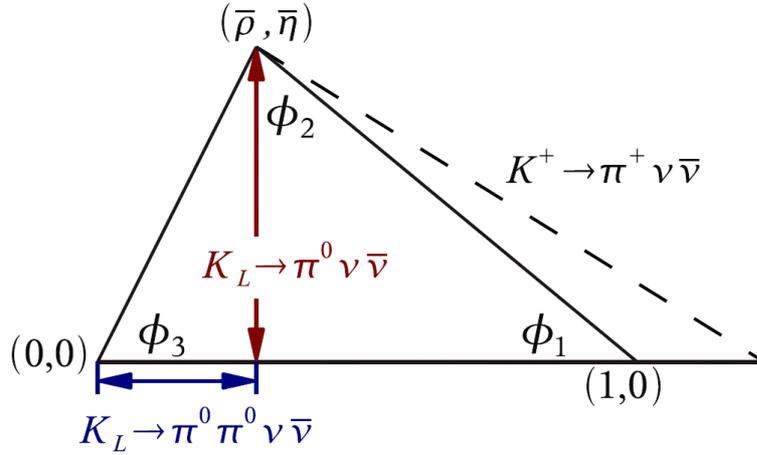


図 1.1: ユニタリー三角形. 図中に描かれている崩壊モードは, その分岐比の測定により得られるパラメータがユニタリー三角形上で表す長さを示している.

1.2.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

これまでに CKM 行列のパラメータは様々な実験により測定がなされ, そのどれもが互いに標準理論に矛盾しない結果を与えている. しかし, 物質優勢の現在の宇宙の成り立ちを説明するに当たっては, 標準理論で考えられるような範囲の CP 対称性の破れでは不十分であり, これを超えた物理の探索が必要になってくる.

そこで有力な手段となるのが直接的な CP の対称性の破れにより引き起こされる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索である [6]. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は図 1.2 に示すようなダイアグラムで示され, Flavor Changing Neutral Current (FCNC) と呼ばれる, フレーバーを変えるが電荷は変えない過程を通して起こる. ダイアグラム中のループに於いては t クォークの寄与が最も大きく, 従って,

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \sim 2i\eta \quad (1.11)$$

が成り立ち, 崩壊振幅が CP の破れの大きさを表す η に直接比例する. この過程は 1.1 で述べた間接的な破れの影響が小さいため, この崩壊分岐比の測定により直ちに直接的な CP の破れについての情報を得ることが出来る.

更に, 中間状態が W^\pm や Z^0 , t クォークといった重い粒子で構成され, エネルギースケールの高い状態であるため, 長距離相互作用の影響を受けにくい. また, この崩壊のハドロン行列要素はよく測られている $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ のハドロン行列要素とアイソスピン対称の関係にあることから正確に計算することが可能である [5]. よって理論的不定性を 1-2% と非常に低く抑えることが出来, 従って実験との比較を精度よく行うことが可能である.

また, 図 1.2 のダイアグラムで, ループ中に未知の粒子の寄与があれば分岐比のずれとして捕らえることが可能であるため, “new physics” に対して非常に高い感度を持っている.

以上より, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索は標準理論の精密な検証と, これを超える物理の探索に非常に適した手段であり, 一日も早い実験的測定が待たれている.

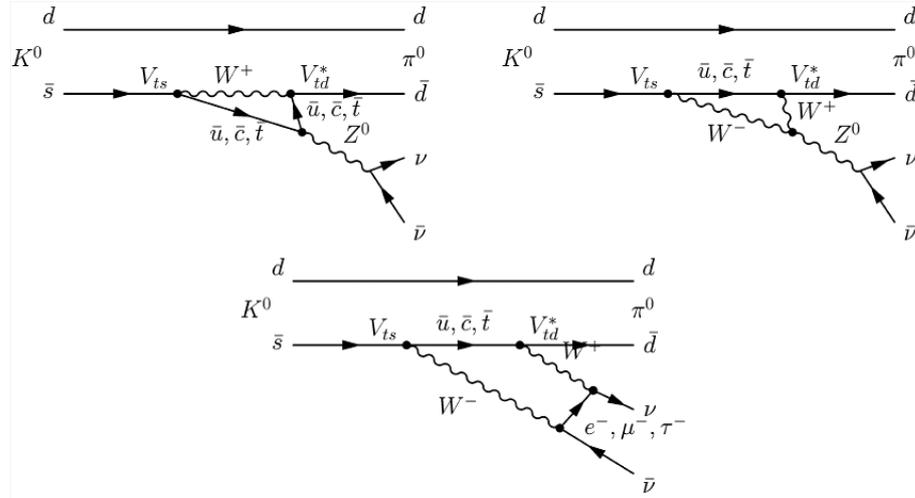


図 1.2: 最低次の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊ダイアグラム. 上の 2 つはペンギンダイアグラムと呼ばれている.

1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の探索

1.3.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の現状

これまでに様々な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象は探索が行われてきたが, 標準理論から予測される崩壊分岐比 [7] は

$$(2.49 \pm 0.39) \times 10^{-11} \quad (1.12)$$

と非常に小さく, また崩壊前後で関与するのが中性粒子だけであるという実験的困難のため, 未だに観測例が存在しない. 図 1.3 にこれまでに行われてきた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の探索の結果得られた分岐比の上限値を示す. 現在の直接測定による最も低い上限値は 1.3.3 で述べる E391a 実験の最終結果から

$$2.6 \times 10^{-8} (90\% \text{C.L.}) \quad (1.13)$$

と与えられている [8].

また, 間接的な崩壊分岐比の探索として, 荷電 K 中間子の稀崩壊 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比を用いた上限値が与えられている. Y. Grossman と Y. Nir により, 理論モデルに依らず

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4.4 \times \text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \quad (1.14)$$

という関係式が成り立つことが指摘されており [9], 米国のブルックヘブン国立研究所 (Brookhaven National Laboratory, BNL) で行われた $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ の探索実験である E787 及び E949 実験 [10] の結果より,

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.4 \times 10^{-9} (90\% \text{C.L.}) \quad (1.15)$$

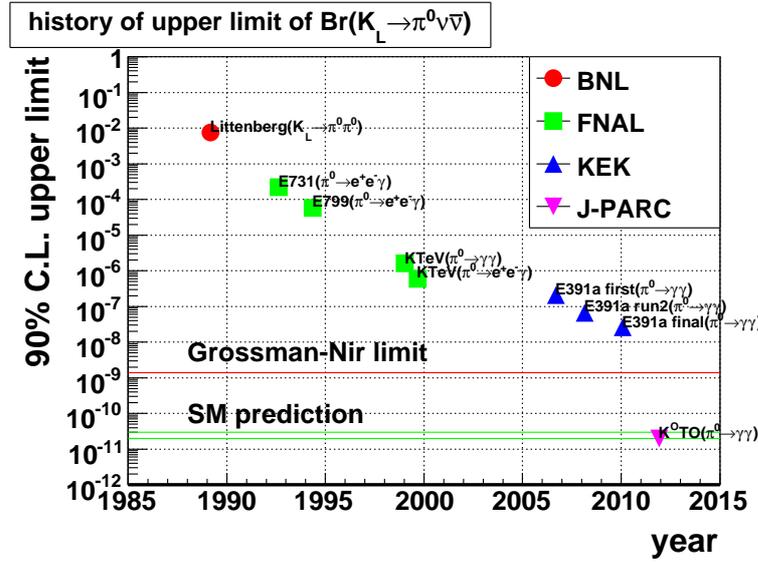


図 1.3: これまでに行われてきた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験による分岐比の上限値の遷移. () 内はシグナル事象の同定に用いた崩壊モードである. 比較のため $K^0 \text{TO}$ 実験に於ける single event sensitivity の現在の見積もり値と実験開始予定時期もあわせて示した.

という上限値が与えられている (Grossman-Nir limit). 従って, これを上回るような感度での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の探索は, 標準理論を越える物理につながる可能性を持つものとして注目されている.

以下の節で, これまでの主な探索実験と, 本研究の対象である $K^0 \text{TO}$ 実験について概略を述べる.

1.3.2 KTeV 実験

米国フェルミ国立加速器研究所 (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL) に於いて 1996 年から 2000 年にかけて行われた CP violation のパラメータ $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ の精密測定と様々な中性 K 中間子の稀崩壊の探索を目的とした実験である. Tevatron で加速された $800 \text{ GeV}/c$ の一次陽子から得られる高エネルギーの K 中間子ビームと崩壊領域下流に設置された spectrometer による荷電粒子のトラッキング, 約 3000 本の pure CsI 結晶からなる電磁カロリメータが特徴である.

1.3.3 E391a 実験

茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12 GeV -プロトンシンクロトロン (PS) を用いて 2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて行われた, 世界初の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索に特化した実験である. 次に述べる J-PARC $K^0 \text{TO}$ 実験に向けた実験原理の検証も兼ねている. 検出器の概観を図 1.4 に示す. 「ペンシルビーム」と呼ばれる非常に細く絞っ

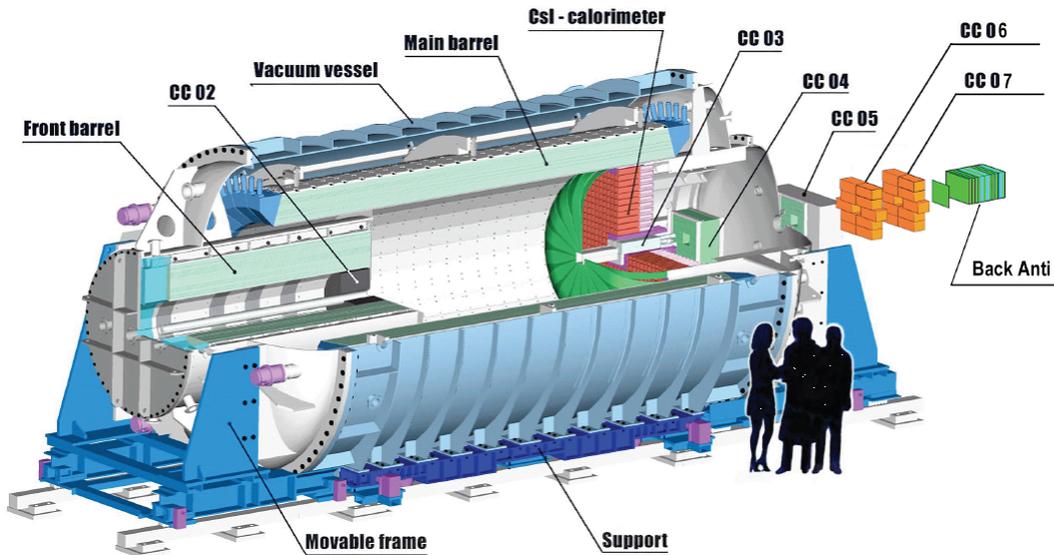


図 1.4: E391a 検出器.

たビームがこの実験の特徴でターゲットから見た立体角は $12.6 \mu\text{str}$ と狭く, K_L の崩壊点に強い制限を与えている.

一次陽子ビームを白金ターゲットに照射し, コリメータにより二次粒子を 4° の方向に取り出し検出器に導く. シグナル事象の同定は π^0 からの 2γ を約 500 本の pure CsI 結晶からなる電磁カロリメータで検出することで行い, 更に崩壊領域を完全に veto 検出器で覆うことで余剰粒子を伴うバックグラウンド事象を排除している.

1.3.4 $K^0\text{TO}$ 実験

茨城県東海村に建設された大強度陽子加速器施設 (Japan Proton Accelerator Research Complex, J-PARC) に於いて準備が進められている, E391a 実験をアップグレードした実験である. 世界最大強度で, E391a 実験の行われた KEK-PS の 100 倍に相当する 2×10^{14} p.p.p.¹ を見込む J-PARC の陽子シンクロトロンを用い, 世界初の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の観測を目標としている. J-PARC の全体図と $K^0\text{TO}$ 実験の行われるハドロン実験施設の概観をそれぞれ図 1.5, 1.6 に示す.

検出器自体は E391a をベースとしてバックグラウンドに弱い点に関して改良を行う. 更に電磁カロリメータには KTeV 実験で用いられていたより細分化され, 放射長も長い pure CsI 結晶を再利用することで更に精度よく γ の位置と運動量の測定を行う.

また, J-PARC に於ける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索としてはこの実験の次期計画も考えられている. $K^0\text{TO}$ 実験で得られた経験を活かし, 独自のビームラインの建設と検出器の完全アップグレードにより約 100 イベントの $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を観測を見込んでいる.

$K^0\text{TO}$ 実験の実験原理等, その他詳細については次章で述べる.

¹Protons Per Pulse, spill あたりの陽子数



図 1.5: J-PARC 全体図. 「50GeV シンクロトロン」とあるが, 当面は 30GeV で運転が行われ, 機会があれば 50GeV に引き上げられる.

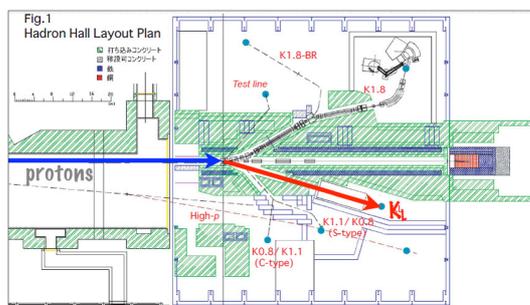


図 1.6: K^0 TO 実験の行われるハドロン実験施設の概観. 左から一次陽子ビームが導かれ (青線), 中央に置かれた Ni ターゲットに照射され, 16 度方向に K_L のビームを取り出す (赤線).

第2章 K^0 TO 実験と Beam Hole Photon Veto 検出器

本章では K^0 TO 実験全体についてやや詳しく述べ、最後に本研究の主題となるビームホール光子 veto 検出器 (Beam Hole Photon Veto, BHPV) について概要を述べる。

2.1 実験原理

2.1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象の同定

図 2.1 に K^0 TO 実験の概念図を示す。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は終状態で観測可能な粒子が π^0 のみであり、しかも π^0 は生成後瞬時に 99% の確率で 2γ に崩壊するので、実際はこれらの γ のみということになる。従って崩壊領域下流に電磁カロリメータを設置して π^0 からの 2γ の検出を行う。更に表 2.1 に示すように K_L は $K_L \rightarrow 2\gamma$ 以外の崩壊では荷電粒子やより多くの γ を伴うため、崩壊領域を完全に veto 検出器で覆い、カロリメータで 2γ 以外に何も反応がないことを要求する。そしてその上で検出した 2γ やこれらから再構成した π^0 に運動学的カットを施し、シグナル事象を同定する。この際、 K_L の他の崩壊で生じた余剰粒子を検出器の inefficiency によって検出し損ねると、バックグラウンド事象となってしまう。とりわけシグナル事象は非常に分岐比が小さいため、こうした veto 検出器には非常に高い検出効率が要求される。また、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ に関しては終状態がシグナル事象とまったく同じであるが、2 体崩壊で、運動学的制約が強いため、例えば次に述べるように高い横運動量を要求することで簡単に区別出来る。

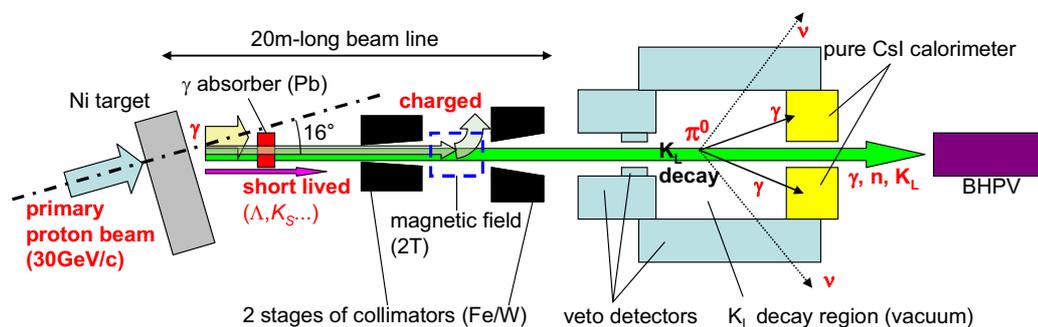


図 2.1: K^0 TO 実験の概念図。一次陽子からの K 中間子ビーム生成過程と、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象の同定原理を示した。ビームラインについては次の 2.2 で説明する。

表 2.1: K_L の主な崩壊モードとその分岐比. 10^{-4} 以上の分岐比を持つものを記載した.

崩壊モード	分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	$40.55 \pm 0.12 \%$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	$27.04 \pm 0.07 \%$
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$19.52 \pm 0.12 \%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$12.54 \pm 0.05 \%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.966 \pm 0.010) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e \gamma$	$(3.80 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	$(8.65 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu \gamma$	$(5.65 \pm 0.23) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow 2\gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$

2.1.2 イベントの再構成

1.3.4 で述べたように, カロリメータとして細分化された pure CsI 結晶を用いるので, 2 つ γ の入射位置とエネルギーが測定可能な量である. 従って π^0 の再構成は上記の測定量に加え, π^0 の質量とビーム軸上での崩壊を仮定した上で行う. 具体的には M_{π^0} を π^0 の不変質量, E_1, E_2 を測定された 2 つの γ それぞれの運動量とすると, 図 2.2 に示すような 2 つの γ のなす角度 θ が kinematics より

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \quad (2.1)$$

と求まる. これより幾何学的な関係から π^0 の崩壊位置 z と横運動量 P_t (ビーム軸に垂直な面内での運動量) を再構成出来る. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊より生じる π^0 は大きな横運動量を持ちやすい事が特徴である. そこで先ず, カロリメータ上の 2 γ について一定の制限を課し, 更に再構成された π^0 について, 高い横運動量を持つこと ($130 \text{ MeV}/c < P_t < 250 \text{ MeV}/c$ ¹), そして崩壊点が定められた崩壊領域に入っていること ($3000 \text{ mm} < z < 5000 \text{ mm}$ ²) を要請し, 全てのカットを通ったものを $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象と同定する. (これらのカットを standard cut と呼ぶ.)

2.2 ビームライン

K⁰TO 実験で用いる K_L ビームは, 陽子シンクロトロンより遅い取り出しで得られた 1 次陽子ビームをターゲットに照射し, 生成した二次粒子を 16° 方向にコリメータで細く絞り, 更にマグネットにより荷電粒子を取り除くことで得る. 図 2.3 に K⁰TO 実験で用いるビームライン (KL ビームライン) の概要を示す. 以下で各要素について説明する.

¹運動学的制約より, この崩壊で π^0 が持ちうる横運動量の最大値は $231 \text{ MeV}/c$ である.

² z の原点はターゲットから 21m 地点の検出器の最上流の位置である.

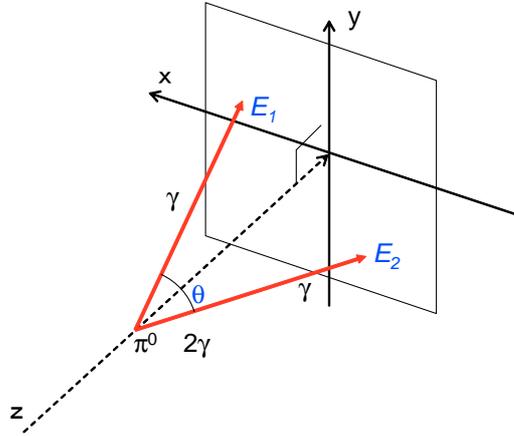


図 2.2: CsI への 2γ hit による π^0 の再構成.

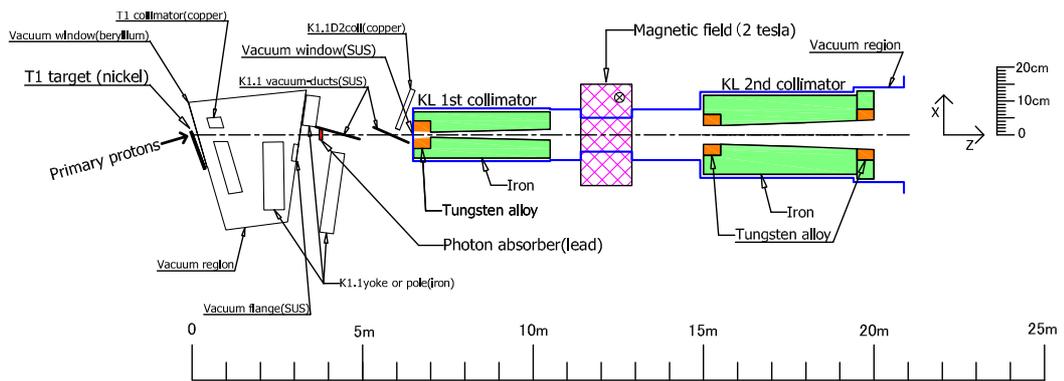


図 2.3: KL ビームラインの概要 (top view).

2.2.1 ターゲット

ターゲットは T1 ターゲットと呼ばれる, 図 2.4 に示すようなニッケルの 5 枚の disk からなるもので, ハドロン実験施設で行われる他の実験と共用である. 直径 280mm で厚さは上流から 21.7mm, 11.2mm, 8.3mm, 6.8mm, 5.9mm となっており, 全体で $0.36\lambda_I$ (ハドロン反応長) となっている. ここで生成した二次粒子は一次陽子ビームに対して 16° をなす方向に 40mm 角の正方形状に穴の開いた厚さ 416.1mm の銅のコリメータにより荒く絞られる.

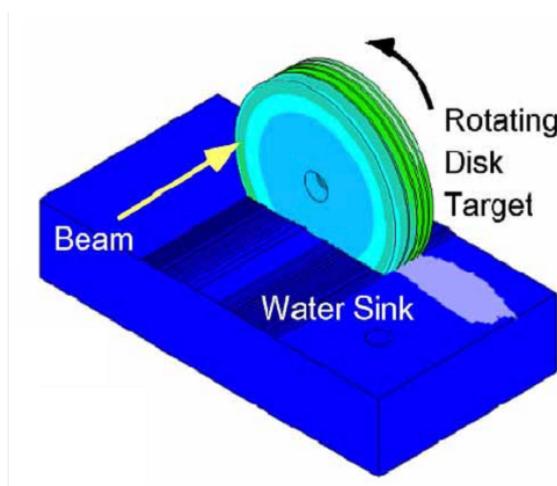


図 2.4: T1 ターゲット.

2.2.2 γ absorber

ビーム中に残存する γ のレートをビームライン上に於かれる検出器を運用可能な範囲にまで落とすため, コリメータの上流に直径 30mm の円筒状の鉛からなる γ absorber がビーム中に挿入される. 鉛は放射長の割りにハドロン反応長が長いので, K_L のようなハドロンに対してはあまり減衰させることなく, ビーム中の γ のレートを効果的に落とすことが出来る. また, absorber 中で生成した e^\pm は更に下流のマグネットでビームラインより掃きだすことが出来るため, ビーム中の荷電粒子を増やすことなく γ のレートを下げられる.

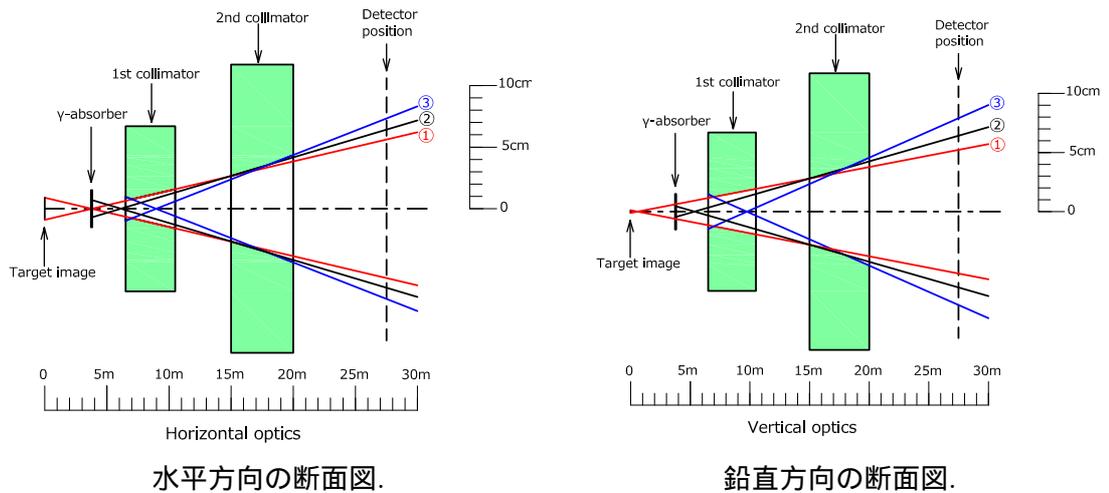
2.2.3 コリメータシステム

コリメータは 1st コリメータと 2nd コリメータの二段からなり, それぞれ鉄と一部タンゲステンから作られている. 1st コリメータの上流端はターゲット中心から 6.5m の点に位置する.

コリメータのデザインに於いて留意しなければならない点の一つにビームサイズがある. 2.1.2 で述べたように, シグナル事象の再構成には K_L がビーム軸上で崩壊したことを仮定するので, ビームを細く絞ることは非常に重要である. 更にこれにより veto が難しいビームの領域を小さく出来るので, ここに余剰粒子が逃げてしまうような事象を減らすことが

可能である。一方で、ビームを絞ることにより K_L の収量は減少してしまうので、統計精度が悪くなる。これらを事項を考慮し、ビームのサイズの立体角は $7.8\mu\text{str}^3$ と決められ、また、2.3.4 で後述するビームホールにあわせて形状を四角形にすることで K_L の収量を稼いでいる。

また、 γ absorber やコリメータの内壁での多重散乱でビームのコア領域から外れた領域(ハロー領域)の中性子は、検出器の物質自体と相互作用して π^0 や η を生成し、これらがバックグラウンドとなることがある。従ってコリメーションラインを工夫して内壁での散乱を押さえ、更により物質の大きいタングステン一部を用いることでこれらのハロー中性子を抑えた設計になっている [11]。実際のコリメーションラインを図 2.5 に示す。



水平方向の断面図.

鉛直方向の断面図.

図 2.5: コリメータの光学設計. 図中の 3 本のラインはそれぞれ①はビームの形と大きさを決めるためのライン, ②は 2nd コリメータ下流での散乱を防ぐためのライン, ③は γ absorber で散乱した中性子が 2nd コリメータ の内壁に当たらないようにするためのライン である.

2.2.4 ビーム粒子の収量

上記のデザインで得られた γ absorber の状態毎のビーム粒子のフラックスを表 2.2, γ , 中性子, K_L の運動量分布をそれぞれ図 2.6, 2.7, 2.8 に示す. 以下では特に断りのない限り 7cm の absorber を用いているものとする.

2.3 検出器

図 2.9 に各検出器の配置を示す. 本実験で用いる検出器は π^0 からの γ を検出する CsI カリメータと, K_L からの余剰な崩壊粒子を veto する veto 検出器の 2 種類に大別出来る. 後者は FB, MB, NCC 等より成り立つ. 崩壊領域は中子との反応して π^0 を生成する反応を防ぐため, 高真空中に保たれており, veto 検出器はこれを覆うように配置される. 以下でそれぞれについて概要について述べる.

³ ターゲットを点光源とした場合の値である.

表 2.2: ビームラインシミュレーションの結果得られた 1spill(2×10^{14} P.O.T.) あたりの各ビーム粒子の収量. 検出器の上流端, ターゲット中心から 21m 地点での結果である. 尚, この見積もりで使用したシミュレーションは Geant3 をベースとしたものであり, また absorber としては実際に使用する $30\text{mm}\phi$ のものではなく, $36\text{mm}\phi$ のものを入れている. (図 2.6, 2.7, 2.8 についても同様.)

	no absorber	7cm absorber	9cm absorber
γ	2.4×10^{10}	4.8×10^8	1.9×10^8
neutron	1.3×10^{10}	5.2×10^8	4.1×10^8
K_L	2.7×10^7	1.5×10^7	1.3×10^7

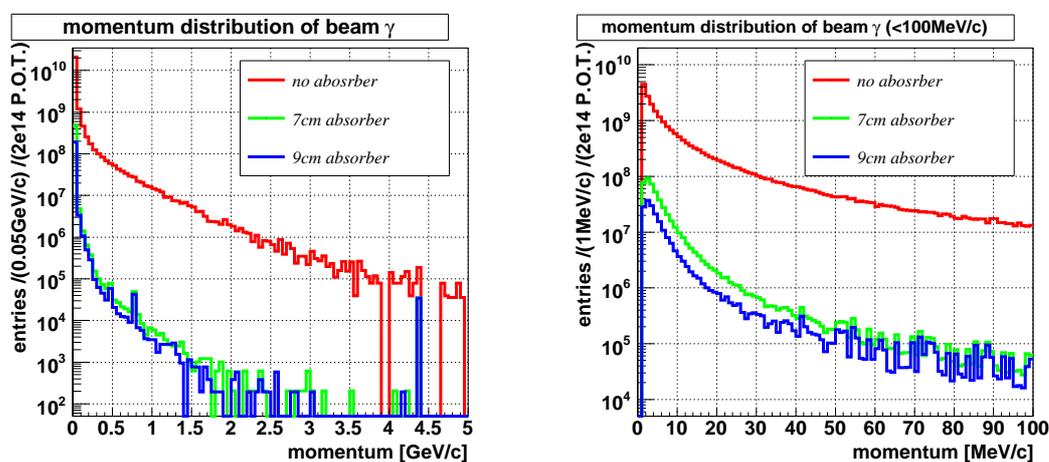


図 2.6: ビームラインシミュレーションにより得られたビーム γ の運動量分布. 右は低エネルギー領域 ($< 100\text{MeV}/c$) を拡大したものである. また, $1\text{MeV}/c$ より低い運動量のものは落としてある.

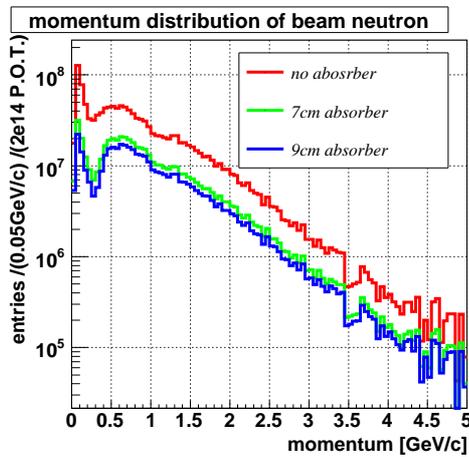


図 2.7: ビームラインシミュレーションにより得られたビーム中性子の運動量分布.

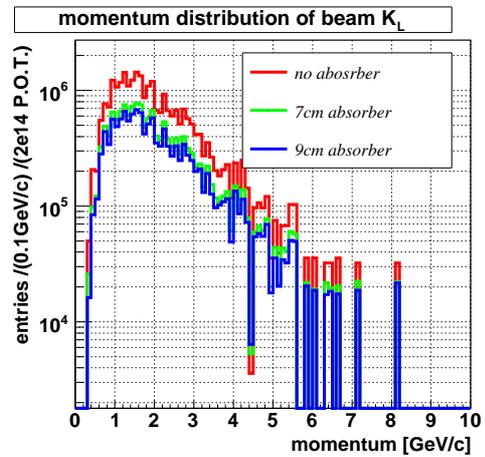


図 2.8: ビームラインシミュレーションにより得られたビーム K 中間子の運動量分布. 運動エネルギーで 100MeV(運動量にして 331MeV/c) 以下のものについてはシミュレーション上で物質との反応断面積が定義されていないため, このヒストグラムでは意図的に落としている.

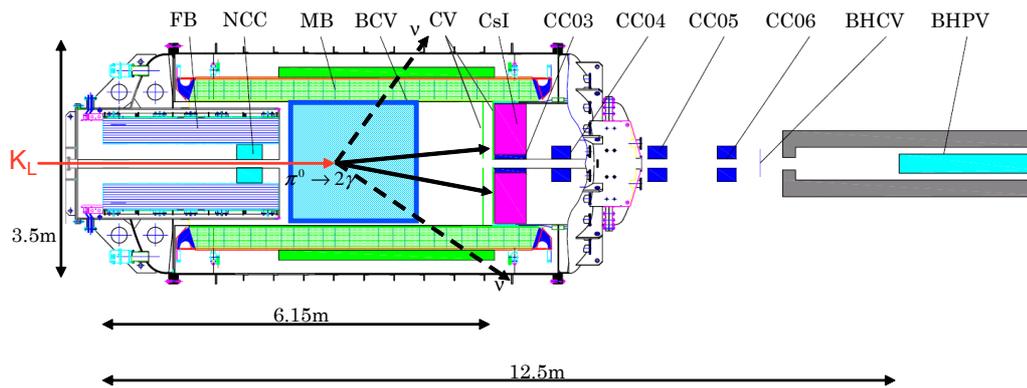


図 2.9: K^0 TO 実験で用いる各検出器の配置. 中央部の水色に色付けした部分は崩壊領域を示す. また, 最下流の BHPV は, 上流の検出器 (BHCV や CC05, CC06) へのバックスプラッシュによるカウントレートの増大を防ぐため, シールドで囲まれている.

2.3.1 Front Barrel(FB), Main Barrel(MB)

ビーム軸を中心とした円筒状に配置される veto 検出器で, FB は崩壊領域上流, MB は崩壊領域をそれぞれ覆っている. 鉛とシンチレータからなるサンプリングカロリメータで, 波長変換ファイバーと PMT による読み出しを行う. 余剰 γ を検出するのが目的であるが, 最内層は Barrel Charged Veto(BCV) と呼ばれ, 2 層のシンチレータとすることで荷電粒子の veto に使われる. この検出器は E391a 実験のものをそのまま使用するが, γ に対する不感率をより小さくするため, MB の更に内側に鉛, シンチレータ層を付け足すことを計画している.

2.3.2 Neutron Collar Counter(NCC)

この検出器は崩壊領域で生じて上流に逃げるような余剰粒子の veto のためと, 検出器上流のコリメータ内で崩壊した K_L によるバックグラウンド事象を抑制するために設置される. E391a 実験では CC(Collar Counter)02 として FB 下流の内側にインストールされていた鉛とシンチレータによるサンプリングカロリメータを pure CsI 結晶を用いた新しい検出器としてアップグレードする. E391a 実験ではこの検出器自身がビームのハロー領域の中性子と反応して π^0 を生成するような事象が大きなバックグラウンドの一つであった. そこで, 検出器自体を上流に動かして崩壊領域から離し, 更に全領域が有感な CsI 結晶を用いて中性子が反応した時点で veto をかけることでこうしたバックグラウンド事象の抑制を図る. また, 無機結晶を波長変換ファイバーにより読み出ししているのもこの検出器の特徴である.

2.3.3 Charged Veto(CV)

CV は次に述べる CsI カロリメータのすぐ上流に設置され, これ全体を覆うような厚さ 3mm のプラスチックシンチレータからなる荷電粒子の veto 検出器である. 読み出しは波長変換ファイバーと Multi Pixel Photon Counter(MPPC) と呼ばれる半導体光検出器を用いる. この検出器もハロー中性子によるバックグラウンド源の一つであったが, その抑制のため E391a のものから厚さを薄くする, 場所をより下流にずらす, 2 層構造としてビーム軸周りの物質量を減らすといった改良が加えられた.

2.3.4 CsI カロリメータ

π^0 からの 2γ を検出するための電磁カロリメータとして, 細分化された pure CsI の結晶を用いる. 1.3.4 で述べたように, E391a 実験で使われていた $7\text{cm} \times 7\text{cm} \times 30\text{cm}$ のものから, KTeV 実験で用いられていた $2.5\text{cm} \times 2.5\text{cm} \times 50\text{cm}$ 又は $5\text{cm} \times 5\text{cm} \times 50\text{cm}$ のより細長いものにアップグレードする. 分割が細くなることで γ の入射位置の測定精度が向上し, 2 つの γ が接近していた場合, 1 つの γ のように見えてしまう事象を少なくすることが可能である. また, 放射長が長くなったことで電磁シャワーの漏れが無視できるようになり, エネルギーの測定精度も向上している.

ビーム軸上付近にはビームホールと呼ばれるビームを通すための穴があげられている。図 2.10 にその周辺の構造を示す。この中で崩壊した K_L に対する veto として、3mm 厚のプラスチックシンチレータからなる Linear Charged Veto(LCV) と呼ばれる荷電粒子 veto 検出器と厚さ 18mm の CsI 結晶が CC03 として設置される。また、CsI 結晶が角型であるのに対し、検出器全体を収めるバレルは円形であるので、その隙間を埋めるための鉛とプラスチックシンチレータによるサンプリングカロリメータが設置される。

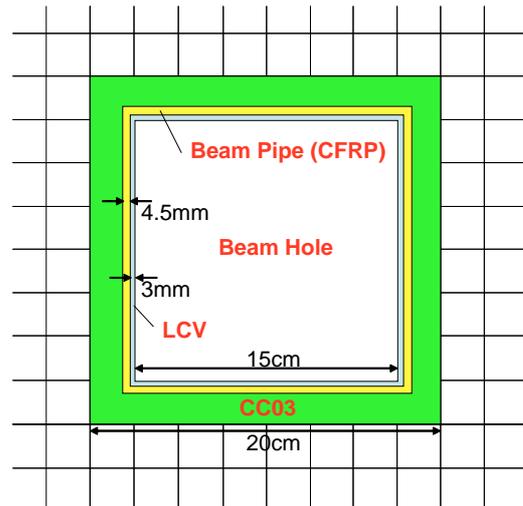


図 2.10: CsI カロリメータのビームホール周辺の構造.

2.3.5 下流 calor counter(CC04,CC05,CC06)

CsI カロリメータの下流にビーム軸を覆う形で設置される。特に CC04 は CsI カロリメータの直後に配置される。これらはビームホールへ逃げた余剰 γ のうち、ビームホール veto 検出器に hit せずすり抜けてしまうようなものを検出する。

2.3.6 Beam Hole Charged Veto(BHCV)

ビーム下流部分に設置される、ビームホールに逃げた荷電粒子を veto するための検出器である。厚さ 3mm のプラスチックシンチレータをカウントレートを検討して 16 分割して読み出す。更にカウントレートを軽減するため、Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) 型ガスシンチレーション光検出器の開発もなされている。

2.4 Beam Hole Photon Veto

2.4.1 BHPV の役割

ビームライン最下流に設置され、ビームホールを抜けてきた K_L 由来の余剰 γ を veto するための検出器が Beam Hole Photon Veto(BHPV) である。中でも特に検出すべきは $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊より生じ、ビームホールを抜けてきた γ である。この崩壊の分岐比は 8.65×10^{-4} とメインモードと比べると小さいが予想される $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊崩壊の分岐比 (2.49×10^{-11}) に比べると十分大きく、また終状態の大半は両方の π^0 が 2γ に崩壊するため 4 つの γ となり、余剰な γ を 2 つしか伴わないためバックグラウンドとなりやすい。この崩壊によるバックグラウンドへの寄与をシグナル事象に対し十分低く抑えるにはビームホールも veto 検出器を配置し、高い検出効率で γ を veto する必要がある。

2.4.2 BHPV への要請

BHPV は他の検出器と異なり、直接中性ビームライン上に置かれるため、検出効率に加え特殊な要請が課せられてくる。これらをまとめると、以下ようになる。

高い光子検出効率

前節で述べたように、BHPV では $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊から生じ、ビームホールに逃げた γ を確実に検出できなければならない。実際に検出すべき $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊からの γ 、即ち、CsI カロリーメータに 2 つの γ がヒットし、それらから π^0 を再構成した結果、standard cut を通ってしまうようなイベントで、残りの γ のうち、BHPV にヒットするようなものについて運動量分布と BHPV への入射位置分布をシミュレーションで見積もった結果を図 2.11 に示す。これよりビーム中心に対しおよそ 20cm 角の正方形領域に入射し、エネルギーが 100MeV-5GeV 程度の γ に対し、十分な検出効率が求められる。 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ のシグナル事象を 1 としたときのビームホールに veto 検出器を配置しない場合 7.17 ± 5.54 と見積もられるので、 γ に対する inefficiency は多くとも 10% 以下、特に高エネルギーのものに対しては 10^{-3} 程度に抑えなければならない。より詳しくは検出器の構成やバックグラウンドイベントの性質によってくるため、以降の章で述べていく。

中性子に対する不感性

2.2 で述べたように、我々が実験で用いる中性 K_L ビーム中には大量の光子、中性子が存在する。 γ の検出器としてはある程度大きな物質質量が必要になるが、これにより中性子の反応が増大することで、 γ と誤って veto をしてしまう確率が増えてしまう。従って、BHPV は γ の検出に特化し、中性子に対しては不感でなくてはならない。

レート耐性

中性子と同様に、ビーム中に残存する γ も問題となる。これらは BHPV で検出すべき種類の粒子であるため、実際に veto すべきものと切り分けることは難しい。しかし 2.12 に示すように、ビーム γ は圧倒的に低エネルギー側に偏ってる一方、検出すべき γ とエネルギー領域が異なるため高い閾値を設定する等によりビーム γ はある程度分離することが出来る。しかし、これらの低エネルギー γ により、検出器のカウ

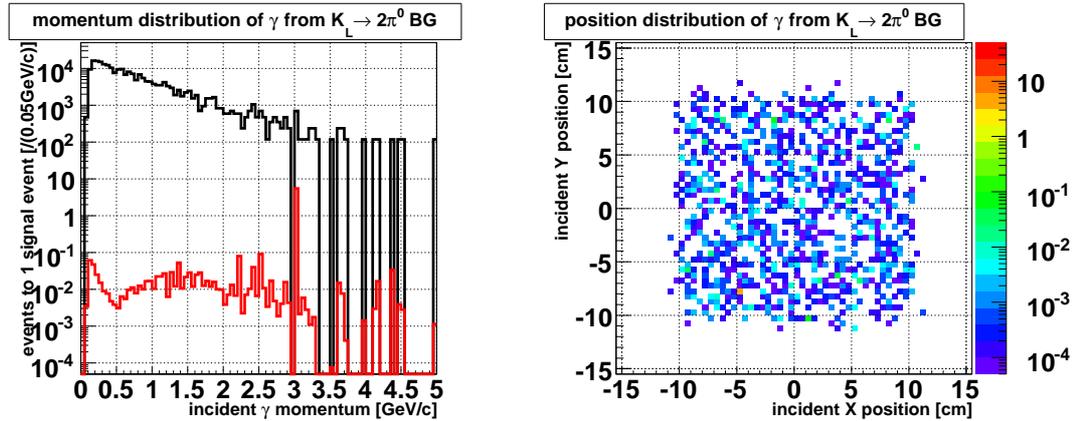


図 2.11: BHPV で検出すべき γ の運動量分布 (左) と入射位置の分布 (右). 縦軸 (右のグラフでは色) は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 1 事象に対するイベント数を表す. 左のグラフの赤色は, 他の検出器による veto 効率を考慮した場合である.

ントレートが非常に高くなり, PMT 等の光検出素子が安定に動作しない可能性がある. また, ビーム γ のレートは 2.2.2 で述べた γ absorber の厚みにより調整可能であるが, これを厚くすると γ のみならず K_L の収量も下がり, 実験の感度が悪くなってしまう. 従って大量の γ が存在するような環境下でも安定に動作出来ることが求められる.

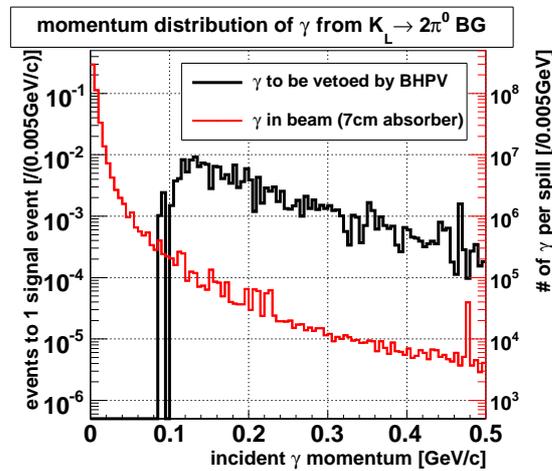


図 2.12: γ absorber 7cm のときのビーム γ の運動量分布と図 2.11 左で他の検出器の veto 効率を考慮したときに BHPV で検出しなければならない γ の運動量分布の比較. 検出すべき γ は殆どが 100MeV 以上であるのに対し, ビーム γ は大半がこれより低い運動量である.

以上のことを考慮し, 次章以降で具体的な BHPV のデザインについて議論していく.

第3章 BHPV のデザイン

この章では 2.4 で述べた, BHPV のモンテカルロシミュレーションを用いたデザインについて述べる.

3.1 基本デザイン

3.1.1 検出原理

2.4 で述べたように, BHPV は中性子に不感でありながら, γ を高い検出効率で検出することが求められる. この要請を満たすため, 鉛とエアロゲルのサンドウィッチ型の Cerenkov 光検出器を考案した. これは入射 γ を鉛コンバータにより e^+e^- 対に変換し, それらがエアロゲル中で発生する Cerenkov 光を集光, PMT で検出するというものである. 鉛板, エアロゲルの 1 組を 1 モジュールとし, 1 モジュールでの γ 検出の様子を図 3.1 に模式的に表す. Cerenkov 光のエアロゲル中での発光閾値の違いを利用し, 中性子による反応に対して不感性を実現する. (詳しくは次の 3.1.2 で述べる.)

実際にはこのモジュールを 25 個ビーム軸に沿って並べ, 連続するモジュールでの Cerenkov 光の検出を要求する. これにより, 前方に広がる傾向にある γ による電磁シャワーを積極的に検出し, 且つ等方的に広がる傾向にある中性子による反応に対しては検出しにくくなっている. また, 低エネルギーのビーム γ はシャワーの広がりが小さいため, 粒子の入射方向にコインシデンスを要求することでこれらを検出すべき γ と誤って検出し, false veto してしまうのを防ぐことができる.

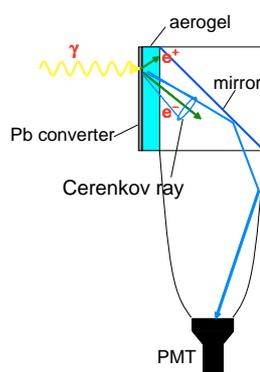


図 3.1: BHPV に於ける γ の検出原理.

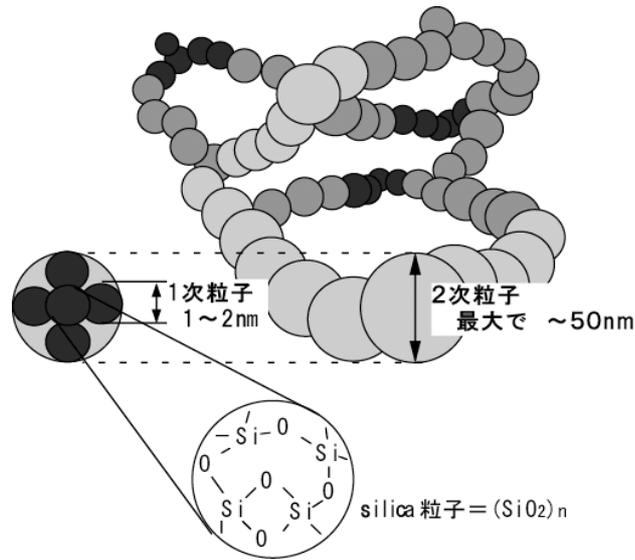


図 3.2: エアロジェルの分子構造.

3.1.2 Cerenkov 放射体としてのエアロジェル

エアロジェルは SiO_2 を主成分とし、図 3.2 のように $(\text{SiO}_2)_n$ が鎖状に繋がり、三次元的に絡み合った構造をしている。大部分が空洞であるため密度が低く、1.01-1.07 と気体と固体の中間程度の屈折率をもつ。また可視光領域の光に対し高い透過率を持つため、素粒子物理、原子核物理に於いてこれによる Cerenkov 発光閾値の違いを利用した粒子識別のために広く用いられている。

BHPV にエアロジェルの Cerenkov 発光を用いることの有用性について、簡単なシミュレーションによる見積もりを行った。¹ 図 3.3 にビームラインシミュレーションによる運動量分布を用いて 10^6 の中性子を BHPV の位置に置かれた 2mm 厚の鉛板に照射した時に通過してきた π^\pm と陽子の運動量分布を示す。中性子の反応により生成されやすいこれらの粒子の運動量は大部分が Cerenkov 発光の閾値以下である。一方、検出すべき γ として、例えば 500MeV の γ を同様に入射し、生成した e^\pm の運動量分布を調べると図 3.4 の左側のようになり、分布は低エネルギー側に偏っているが、 e^\pm に対する Cerenkov 発光閾値が低いため (屈折率 1.05 に対して 1.6MeV/c) これらの大半は十分高い運動量を持っている。(実際に図 3.4 の分布に於いて 96% の e^\pm は $\beta = 1$ の荷電粒子に対して約 90% 以上の発光量が得られる運動量²を持つ。) また、ビーム γ を入射した場合を図 3.4 の右側に示す。運動量のピークは発光閾値付近であり、多くは閾値を超えているが、 $\beta = 1$ の場合の 90% 以上の発光量に対応する運動量をもつものは半分以下である。

以上より BHPV ではエアロジェルの Cerenkov 発光を用いることでビーム中の中性子や γ に対しては不感でありながら γ に対しては高い検出効率を持つことが可能である。

¹シミュレーションに用いたソフトウェアは 3.2 で述べるのと同じく Geant4 であり、ハドロンパッケージは QGSP を用いた。

²屈折率 1.05 の場合、電子、陽電子に対しては 5.08MeV/c。

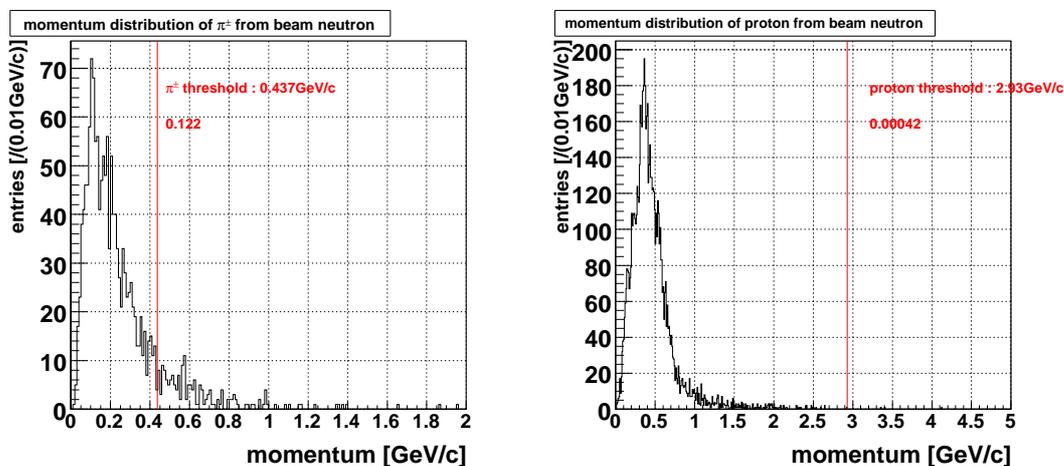


図 3.3: ビーム中の中性を厚さ 2mm の鉛板に照射したとき、通過してくる π^\pm (左) と陽子(右)の運動量分布. 赤線が屈折率 1.05 に対する Cerenkov 発光閾値であり、その右上 2 段目の小数値はそれぞれの粒子全数に対して、発光閾値を超えたものの割合を示す.

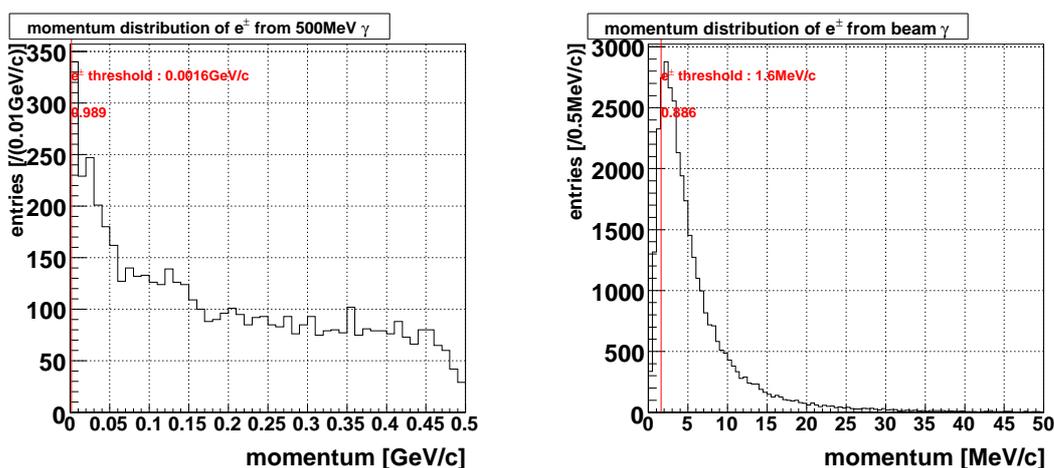


図 3.4: 図 3.3 と同様に、500MeV の単色 γ を 20cm 角の正方形領域に一様に垂直入射させた場合(左) とビーム γ を入射した場合(右) に得られる e^\pm の運動量分布.

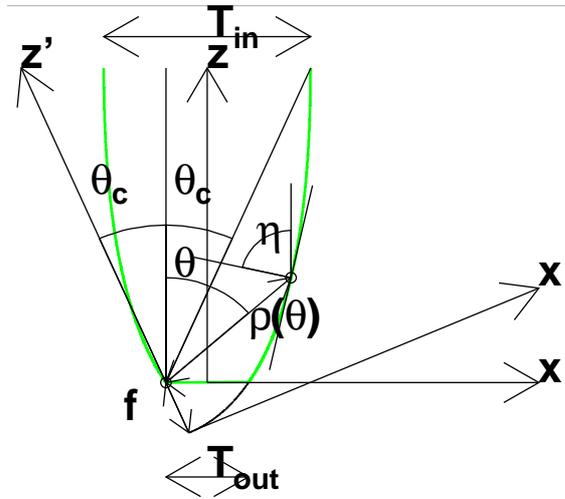


図 3.5: Winston Cone. ' のついた座標系に於ける焦点距離が f の放物線 ($x'^2 = 4fy'$) を, 角度 θ_c だけ傾け, 原点を平行移動した xy 座標系において回転したもの (緑色の曲線) が Winston Cone の曲面である.

3.1.3 Winston Cone を用いた集光系

エアロジェルからの Cerenkov 光を検出するため, 平面鏡で方向を変えた後, Winston Cone[12] と呼ばれる集光鏡を用いて一定の領域に光を集め, 5-inch 径の PMT により検出する.

Winston Cone は図 3.5 のように off-axis parabola の回転体であり, その回転軸に対してある臨界角 θ_c より小さい角度で入射してきた光を全て集光することが出来る形状になっている. 実際に図 3.6 の左側のように平面鏡を組み合わせた台形状の集光鏡に比べ約 30% 高い集光率を実現できる [14].

Winston Cone の形状は, 入口と出口の直径のように, 2 つのパラメータを指定することで一意に決まる. 入口の直径を T_{in} , 出口の直径を T_{out} , 臨界角を θ_c , 高さを L , 放物線の焦点距離を f とすると, これらのパラメータの関係は以下の式で表される:

$$\sin \theta_c = \frac{T_{out}}{T_{in}} \tag{3.1}$$

$$L = \frac{(T_{out} + T_{in})}{2 \tan \theta_c} \tag{3.2}$$

$$f = \frac{T_{out}}{2} (1 + \sin \theta_c) \tag{3.3}$$

BHPV に用いる Winston Cone としては, 2.4.2 で述べたように, 検出すべき γ は凡そ 20cm 角の領域に分布していることから, Cerenkov 光を集光するための平面鏡の設置を考え, $T_{in} = 30\text{cm}$, また Cerenkov 光の検出に 5 インチの PMT を用いるため, $T_{out} = 12\text{cm}$ と選んだ. このときの他のパラメータの値を表 3.1 にまとめた.

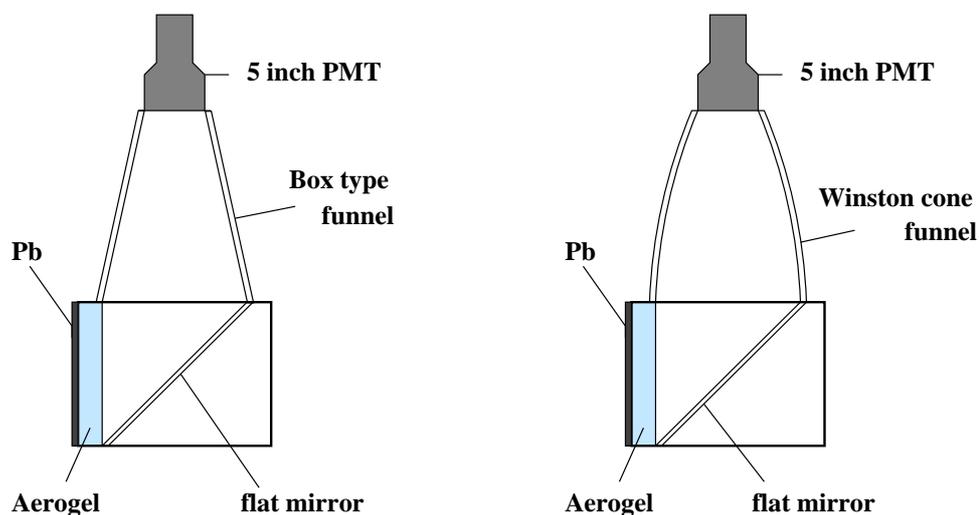


図 3.6: 集光鏡の比較. 左側は平面鏡を台形状に組み合わせたもので, 右側の Winston Cone を用いた場合と比べると光学系は単純だが, 集光率は低くなる.

表 3.1: BHPV で用いる Winston Cone のパラメータ. 参考に屈折率 1.05 のときの $\beta = 1$ の荷電粒子に対する Cerenkov 光の放射角度を載せた. Winston Cone の臨界角に比べ小さく, Cerenkov 光を効率よく集光出来る.

入り口径 T_{in}	出口径 T_{out}	高さ L	臨界角 θ_c	Cerenkov angle(n=1.05)
30.0cm	12.0cm	48.12cm	23.58°	17.75°

3.2 シミュレーションの手法

これまで述べてきた基本的なデザインを元に、本実験で運用可能な BHPV の設計を行うため、シミュレーションにより得られる性能の見積もりを行う。先ずこの節ではその手法について述べる。

3.2.1 基本的枠組み

シミュレーションは Geant4 をベースとし、ハドロンパッケージとしては QGSP を用いた。物質としてはビームを直接照射される領域とその周辺、すなわちビーム中心から凡そ 30cm 角の領域にのみ配置している。Cerenkov 光については、エアロジェル内で発生した後その中での散乱と平面鏡、Winston Cone により PMT 表面まで集光過程の ray trace を行い、最後に PMT での量子効率により検出されたかどうかを判定する。

3.2.2 エアロジェル内での散乱モデル

Cerenkov 発光による発光量は媒質の屈折率と通過する荷電粒子の速度から計算されるが、実際に得られる光量を考えるときは媒質中での光の散乱により失われる効果を加味しなければならない。エアロジェルの透過率測定の結果から、この効果は波長の 4 乗に逆比例する確率で起こる略等方的な散乱である Rayleigh 散乱と波長に依存しない吸収の効果を考えることでよく説明出来る ([13], [14], [15])。Rayleigh 散乱については、エアロジェルは大半を空洞が占めており、従ってこの中での光の散乱を起こす媒質のサイズは SiO_2 の大きさ程度で、これは検出すべき可視光領域の光の波長 (100nm - 1 μm) に比べ十分小さく、Rayleigh 散乱の起こるべき条件

$$1 \gg ka \quad (3.4)$$

を十分満たしているからである。(k は光の波数, a は散乱体の大きさ)

具体的には波長 λ の光に対し、単位長さあたりに吸収が起こる確率を A 、また Rayleigh 散乱の起こる確率を C をパラメータとして

$$\exp\left(-\frac{C}{\lambda^4}\right) \quad (3.5)$$

とし、吸収が起きた場合はその場でその光は消滅したもとして扱い、Rayleigh 散乱が起きた場合は入射方向に対し、

$$1 + \cos^2 \theta \quad (3.6)$$

に比例する角度分布で進行方向を θ だけ変えている。

3.2.3 PMT の量子効率

PMT の光電面に達した光に対し、図 3.7 に示すような波長依存性を入れた量子効率によるセレクションをかけ、これを通った場合に 1 光電子の検出とした。この波長依存性は実際に使用する浜松ホトニクス製 R1250 のカタログ値から読み取ったものである。

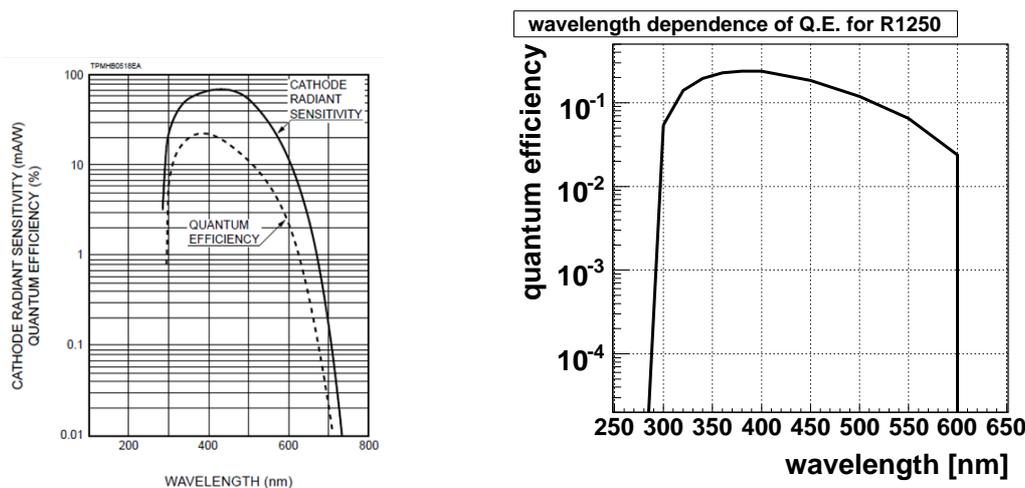


図 3.7: シミュレーションに組み込んだ PMT の量子効率の波長依存性. 左が浜松のカタログ値, 右が実際に使用したものである.

3.2.4 その他のパラメータ

実際にモジュールを製作することを考え、Cerenkov 光の ray trace に於いて、平面鏡と Winston Cone 内壁での反射率、更にエアロジェルが崩れ落ちないように支えるために用いたラップの透過率を考慮した。具体的には [16] に於いて使用された値を採用している。

またシミュレーションによる光量の予言値はビームの入射位置や入射エネルギー等の変化させたことによる光量の応答については測定結果を再現するが、光量の絶対値は測定結果がエアロジェルの種類毎にある一定割合少なくなる傾向がある ([15], [16])。これを補正するためにオーバーオールファクターをシミュレーションの最終結果に掛けている。

本章では、[16] で用いられた松下電工製の YI シリーズのエアロジェルを想定している。具体的に与えた値を 3.2.2 で述べた散乱パラメータとあわせて表 3.2 に示す。

表 3.2: シミュレーションに組み込んだ各種パラメータの値.

屈折率	1.05
A	0.96
$C[\text{cm}/\mu\text{m}^4]$	0.0082
ラップの透過率	0.90
平面鏡の反射率	0.90
Winston Cone 内壁の反射率	0.85
オーバーオールファクター	0.77

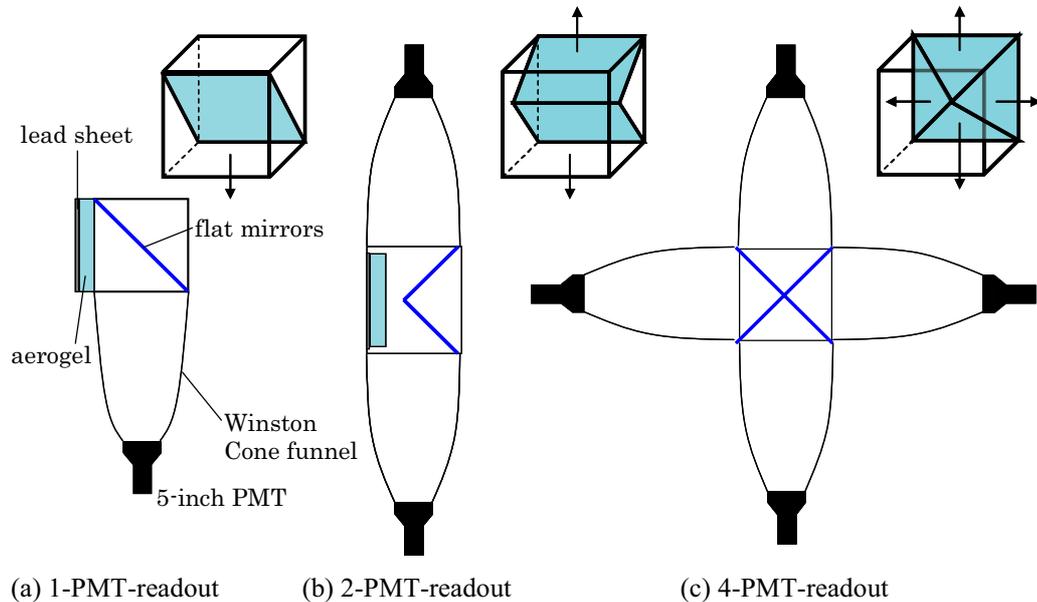


図 3.8: 集光系の分割モデル. 各モデルの右上に対応する平面鏡の形を示す.

3.3 モジュールデザイン

3.3.1 集光系の分割

実際のモジュールのデザインとして集光系を分割することが考えられる. 分割の方法として, 図 3.8 に示すような, 1-PMT-readout, 2-PMT-readout, 4-PMT-readout の 3 種類の比較を行った. PMT のカウントレートが非常に高いことが予想されるため, Cerenkov 光を複数の方向に分けて集光して読み出すことにより, PMT 毎のカウントレートを下げることが望ましい. しかし, 分割数が増える程読み出しチャンネルが増え, 又 Winston Cone や PMT がその分多く必要されるため, コストがかかるというデメリットが生じてくる. 従ってこれらのデザインで得られる性能を調べ, レート耐性に関してどれくらいの効果が得られるかを明らかにする.

3.3.2 シングルモジュールでの γ に対する応答

光量の入射位置依存性

まず 1 モジュールのみを置いた状態で単色の γ を打ち込んだ場合の応答を調べた. 各分割モデルに対し, 読み出しを分割した方向に入射位置をスキャンしながら点状に 500MeV/c の γ を垂直入射させた場合に観測される平均光量を図 3.9 に示す. 複数の PMT で読み出す場合は合計の光量で評価を行うことで, 1-PMT-readout に比べ, より広い範囲で一様な光量が得られていることがわかる. 更に, 絶対光量に関しても 2-PMT-readout の場合に中心付近で僅かに下回るが, 1-PMT-readout に比べて高い値を示している. また, 複数 PMT 読み出しの場合で, 1 つの PMT での光量をみると γ が中心付近に入射した場合はそれぞ

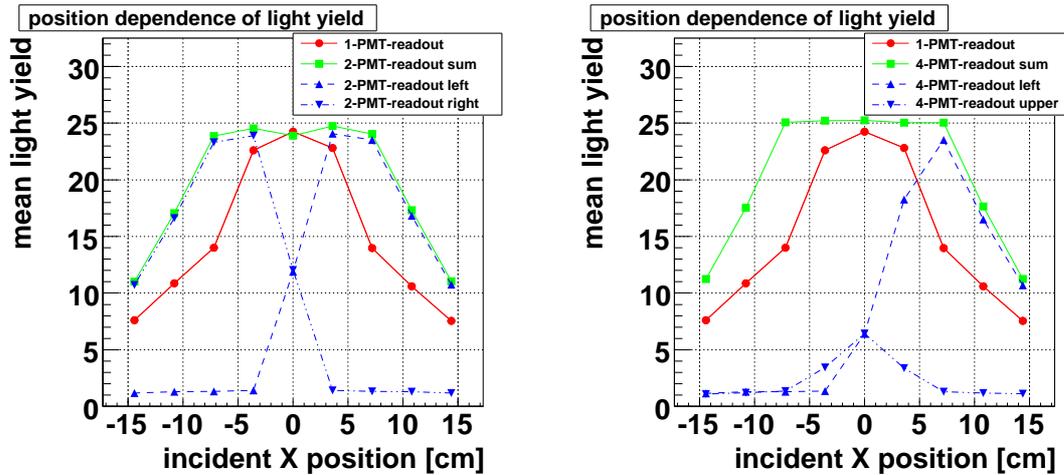


図 3.9: 2-PMT-readout(左) と 4-PT-readout(右) に於ける 1-PMT-readout の場合の γ に対する光量の入射位置依存性の比較. 1p.e. 以上を観測したものに対する平均値をとっている. ビーム入射方向を z 方向とし, これと垂直な面内に x, y 軸を定義する. 2-PMT-readout では x 方向に分割を行ったものとし, $x > 0$ を左側 (“left”), $x < 0$ を右側 (“right”) とする. また 4-PMT-readout の “upper” は y 方向を指す.

れの PMT に分散されるが, 読み出し方向に近い場所に γ が入射した場合は殆どがその方向に集光されていることがわかる.

カウントレート

次に各分割モデルに対して, γ を 15cm の正方形領域に一様に入射し, エネルギー毎にカウントレートの違いを調べた. 入射した γ に対して hit があったイベントの割合を分割モデル毎に示したのが図 3.10 である. ここでいう “hit” とは, 4p.e. 以上の光量を観測されたことを指し, 左側で実線のグラフは 1 つ PMT について評価した場合, 破線は複数 PMT による読み出しで全 PMT の合計に対して評価した結果である. モデル間の比較のため, 1-PMT-readout での結果に対する比を右側に示した. PMT 毎のカウントレートは中心付近や平面鏡の継ぎ目付近に入射した γ は複数の PMT で Cerenkov 光が検出されるため, 単純に分割した分下がるわけではないが, 2-PMT-readout で凡そ 60%, 4-PMT-readout は入射する γ のエネルギーにもよるが, 凡そ 30% -50% 程度に削減されている. また, 合計の光量で比較した場合には分割した場合でも同じ程度の割合を示しており, 検出効率という意味ではどのモデルについても凡そ等しい.

3.3.3 25 モジュールの場合の性能評価

ビーム γ のスペクトル

次に本実験でのセットアップを考慮し, 各分割モデルに対し 25 モジュールをビームライン上に並べ, ビーム中の γ に対する応答をシミュレーションした. エネルギースペクトル

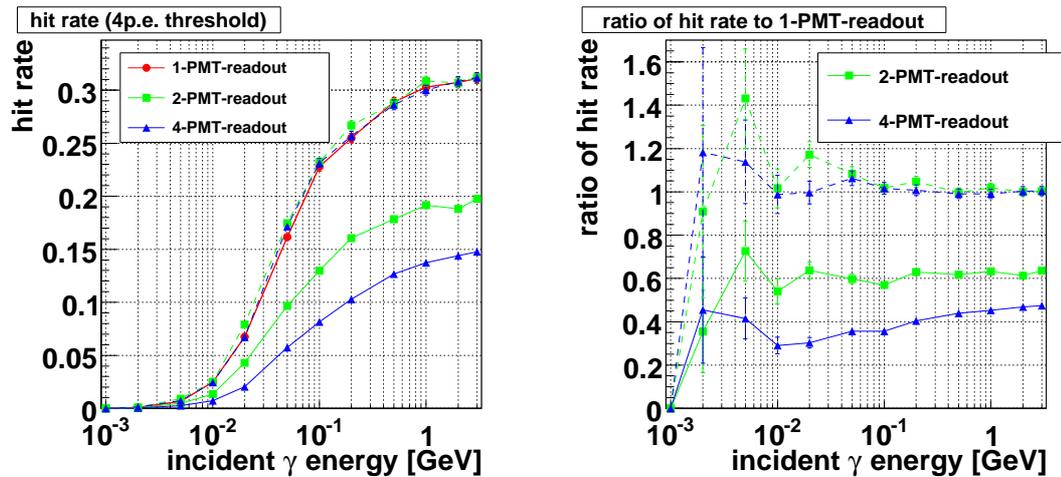


図 3.10: 各分割モデル1 モジュールの γ に対する PMT 毎の hit rate(左) と 1-PMT-readout の場合に対するその比 (右).

は図 2.6 に示すようなもので、ビームラインシミュレーションから得られたものである。またビームにはターゲットから $9\mu\text{str}$ の立体角の円錐状³ に一様に分布するように広がりを持たせている。BHPV の最上流はターゲットから 33.4m であるので、入射する γ の広がり凡そ直径 11.3cm の円になる。

また、実際のカウントレート R への換算は、シミュレーションで得られた検出率を r 、ビームラインシミュレーションに於ける P.O.T.⁴あたりの γ の数を N_γ として以下の式のように行った:

$$R[\text{Hz}] = \frac{rN_\gamma \times (2 \times 10^{14})}{0.7\text{s}} \quad (3.7)$$

ここで、 2×10^{14} は本実験での spill あたりの P.O.T., 0.7s は spill の時間である。

ビーム γ に対するレート

図 3.11 の左に各分割モデルについて、モジュール毎のカウントレートのシミュレーション結果を、右に 1-PMT-readout 型モジュールに対するレートの比を示す。ここでは各分割モデルについて、同一のモジュールを 25 個並べている。

分割をしない 1-PMT-readout では最上流のモジュールでのカウントレートが 10MHz 近くにまで達しており、これでは検出器の安定した動作に問題がある。また、複数 PMT 読み出しに於ける 1-PMT-readout とのカウントレートとの比は 2-PMT-readout で約 60% , 4-PMT-readout で約 30% と 3.3.2 での見積もりと一致しているが、それでもレート自体は MHz を越えており、非常に高いカウントレートになっている。

³ コリメータデザインについて当初は円形のビームを想定していたため。

⁴ Protons On Target

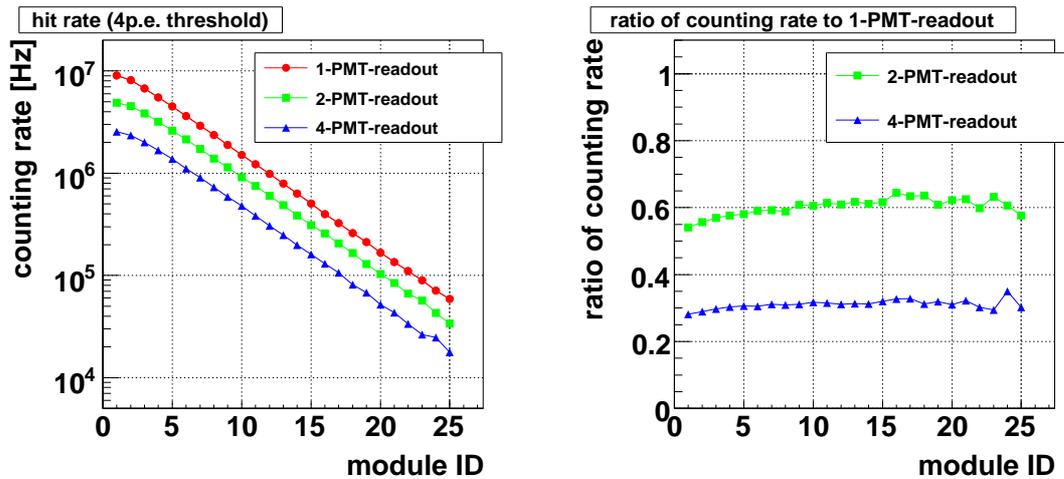


図 3.11: 各分割モデルに対するモジュールごとのカウントレートの見積もり. 閾値は 4p.e. に設定している. 横軸の module ID は, 25 個並べたそれぞれのモジュールをさし, module ID = 1 が最上流のモジュールに対応する.

γ に対する inefficiency

続いて, いろいろなエネルギーの γ を 25 モジュール並べた状態で垂直に入射させ, γ の検出効率を調べた. このときの γ は 15cm 角の正方形領域⁵ に一様に分布させている. ここで γ の検出条件は連続した 3 つ以上のモジュールで閾値以上の光量を観測することであり, 複数 PMT 読み出しでは各 PMT の合計の光量に対して評価を行っている. また, BHPV は veto 検出器であるという観点から, 入射した γ を検出できなかった割合, 即ち inefficiency について評価を行う.

図 3.12 の左に各分割モデルごとにシミュレーションにより inefficiency の見積もった結果を, 右にこれまでと同様, 1-PMT-readout に対する比を示す. 高エネルギー側では 10^{-3} の inefficiency に抑えられており, これは鉛の放射長 ($8.9X_0$) による γ の punch through の確率で決まっている. また, 1-PMT-readout と複数 PMT 読み出しを比較すると, 3.3.2 に於いて, 複数 PMT 読み出しにより光量と入射位置に対する一様性が向上したことに対応し, 入射エネルギーが 100MeV-1GeV の領域で検出効率がよくなっているのが確認出来る.

3.3.4 複数 PMT 読み出しのまとめ

BHPV のモジュールのデザインとして, 集光系を分割して 1 モジュールを複数の PMT で読み出すことにより, 2-PMT-readout では 60%, 4-PMT-readout では 30% 程度にカウントレートが低減されることがわかった. 加えて, 合計の光量で評価することで, 1-PMT-readout の場合と同様な光量を広い範囲にわたって得ることが出来, これにより γ の検出効率も向上する.

⁵veto すべき γ の位置分布はビームホールの形状によるため正方形領域となる. そのサイズについては下流の Collar Counters のビームホールの大きさによって決まるが, ここではその最適化前の値を用いているため, 15cm としている.

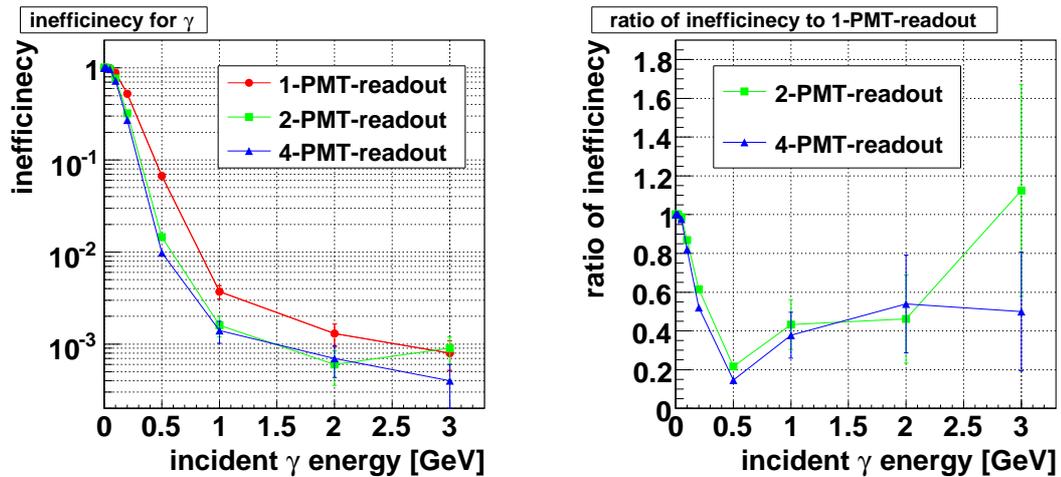


図 3.12: 各分割モデルに対するエネルギー毎の γ に対する inefficiency.

しかし、複数 PMT 読み出しでも想定されるカウントレートは 3MHz-5MHz 程度であり、更なるレートの削減が必要である。

3.4 鉛コンバータとエアロジェルデザインの最適化

この節では集光系以外の部分のデザインを見直すことで γ の検出効率を保ちながらカウントレートを削減できるようなデザインについて議論する。

3.4.1 鉛コンバータの厚みに対する応答

まず鉛コンバータの厚みを変えた場合のビーム γ によるカウントレートとエネルギー毎の γ の検出効率の変化を調べた。ここでは定性的な理解を得ることを目的としているので、簡単のため集光系は 1-PMT-readout とし、25 全モジュールに対して厚みを変更した。標準の 2mm に比べ、薄くした場合 (0mm) と厚くした場合 (5mm) シミュレーションの結果を、モジュール毎のカウントレートの見積もりを図 3.13 に、 γ に対する検出効率を図 3.14 に示す。

鉛コンバータを薄くした結果として、 γ のコンバージョンの確率が小さくなるため、最上流のモジュールについては厚い場合に比べレートが下がっているが、物質量が少ないためシャワーが下流まで広がりがちで、結果的に下流側のレートが高くなってしまふ。このため放射長で inefficiency が決まる入射 γ のエネルギーが高い領域での inefficiency は大きくなってしまふ。しかし、エネルギーが低い側では、生成した電子/陽電子がより下流側に突き抜けやすくなるため、検出効率が向上している。

一方、コンバータを厚くした場合はこれとは逆に、物質量が大きい分シャワーが早く減衰するため、レートは下流に行くにつれ急激に減少するが、先頭ではコンバージョンの確率が高くなるため、ここでのレート自体は 2mm の場合とあまり大差がない。また、低エネルギー側の γ が下流に突き抜けにくくなるため、inefficiency も大きくなってしまっている。

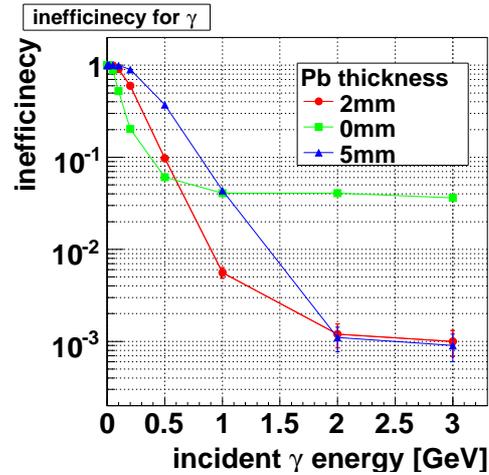
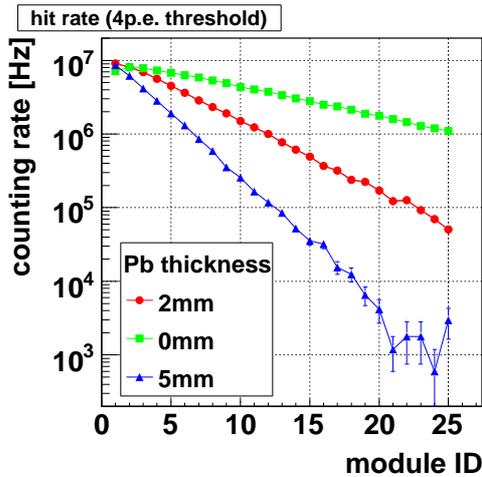


図 3.13: 鉛コンバータの厚みを変えた場合の 図 3.14: 鉛コンバータの厚みを変えた場合
 ビーム γ によるカウントレートの変化. 0mm の γ に対する検出効率の変化.
 は鉛を挿入しない場合に相当するが, 構造体
 の物質があるため γ は反応し得る.

3.4.2 エアロジェルデザインの変更に対する応答

次にエアロジェルのデザインを変更した場合のカウントレートと γ の検出効率の変化を調べた. ここでも 3.4.1 と同様に, 集光系は 1-PMT-readout とし, 全モジュールに対してセットアップの変更を行った.

ここでは, エアロジェルの屈折率を $n=1.03, 1.01$ と変更することで, 発光閾値と発光量を変えた場合の応答を調べた. 屈折率が $n=1.05$ 以外のエアロジェルの光学特性に関しては, $n=1.03$ に関しては [16] での測定値 (表 3.3) を使い, $n=1.01$ では密度も小さくなるため透過率も向上すると考えられるが, ここでは簡単のため $n=1.03$ と同じ値を使用した. 従って低い屈折率では光量は少なめに見積もる傾向があり, レートに関しては optimistic, 検出効率に関しては conservative な見積もりになっている. ビーム γ による各モジュールのカウントレートを図 3.15 に, γ に対する inefficiency を図 3.16 に示す.

表 3.3: 屈折率 1.03 のエアロジェルに対する散乱パラメータ.

A	0.96
$C[\mu\text{m}^4]$	0.0040

屈折率を小さくすることで発光量が下がるので, これによりカウントレートが大きく下がっている. レートが下がる様子を詳しく確認するため, 25 モジュールを並べた場合で, 屈折率が 1.05 の場合と 1.01 の場合について, 20MeV の単色 γ を入射したときの最上流モジュールでの光量分布を比較した. これが図 3.17 で, 左側が屈折率 1.05, 右が 1.01 の場合に対応する. この程度のエネルギーの γ に対する光量分布はピークのないならかな分布

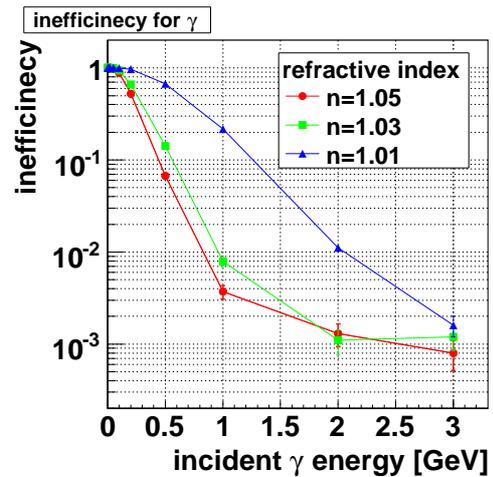
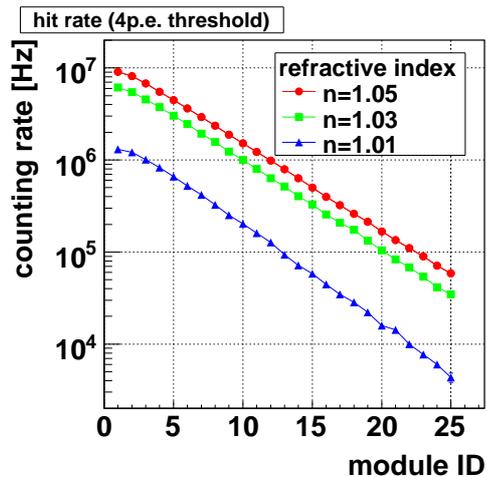


図 3.15: エアロジェルの屈折率を変えた場合の各モジュールでのカウントレート. 図 3.16: エアロジェルの屈折率を変えた場合の γ に対する inefficiency.

になる。屈折率が小さい場合は、実効的に高い閾値を設定したような状態になり、閾値を超えるイベントが少なくなるためレートが低下している。エネルギーの高い γ に対する光量分布は明確なピークを持つため、この閾値による効果が小さい。従って、光量を落とすことでエネルギーの小さな γ を積極的に排除できる。実際に図 3.18 に、ビーム γ を入射した場合、入射エネルギー毎にどれだけレートに寄与しているかをモジュール毎にプロットした。左が屈折率が 1.05 の場合で右が 1.01 の場合であり、1.05 の場合は 50MeV 以下の γ が 80% のレートを占めているのに対し、1.01 ではその割合が小さくなっているのが確認出来る。

一方で、 γ に対する検出効率に関しては逆に閾値以下のイベントが増大するため、図 3.16 に見られるように、特にエネルギーの低い側で大きく悪化してしまっている。

3.4.3 最終的なデザイン案

これまでのシミュレーション結果より得られた見地を組み合わせ、本実験で運用可能な範囲に γ に対する検出効率は保ちながらもより低い PMT あたりのカウントレートを達成できるようなデザインを考案した。具体的なパラメータを図 3.19 に示す。

集光系に関しては 2-PMT-readout を採用した。これは比較的簡単なモジュールの構造で PMT あたりのカウントレートを低く保て、且つ 1-PMT-readout に比べて広い範囲で一般的な光量を得ることが出来るためである。4-PMT-readout ではよりレートを下げることが可能だが、

- γ の検出効率は 2-PMT-readout と比べ大差がない。
- 平面鏡やモジュールの構造が複雑になる。
- 読み出しチャンネルや必要な PMT, Winston Cone の数が増え、コストがかかる。

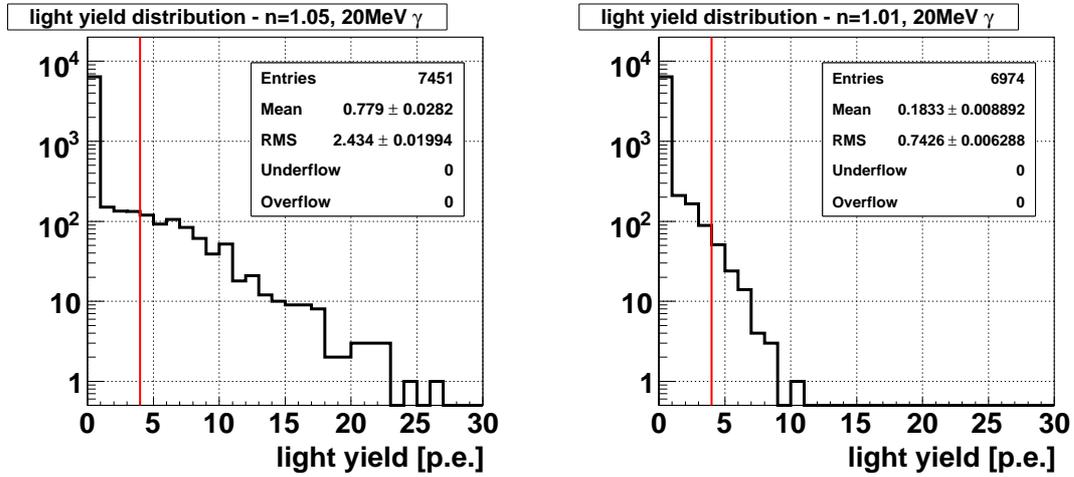


図 3.17: 屈折率 1.05(左) と屈折率 1.01(右) の場合で、25 モジュール並べて 20MeV の単色 γ を打ち込んだ場合に最上流のモジュールで得られる光量分布. 赤色の線は閾値の 4p.e. を示している.

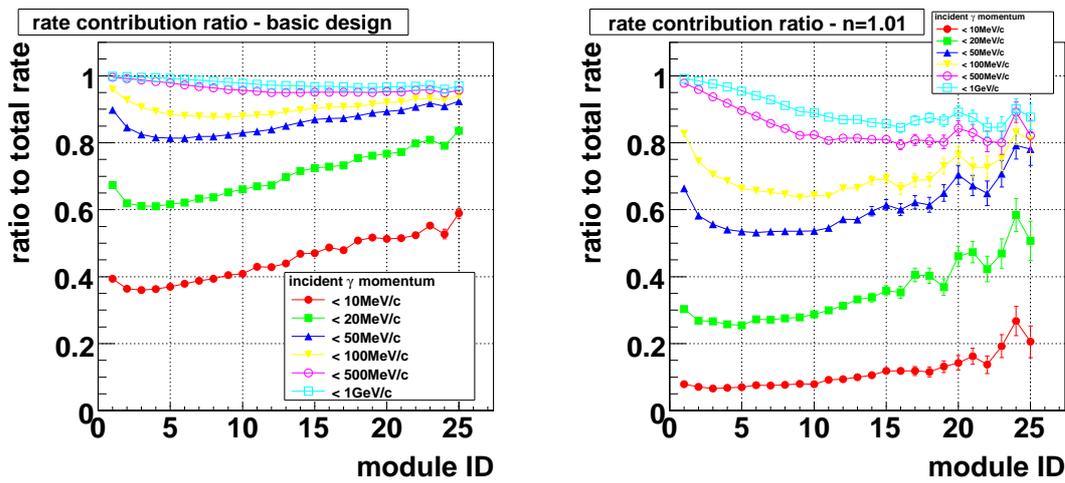


図 3.18: ビーム γ を入射した場合の各モジュールでの入射 γ エネルギー毎のレートへの寄与の割合. 左が $n=1.05$ の場合, 右が $n=1.01$ の場合である.

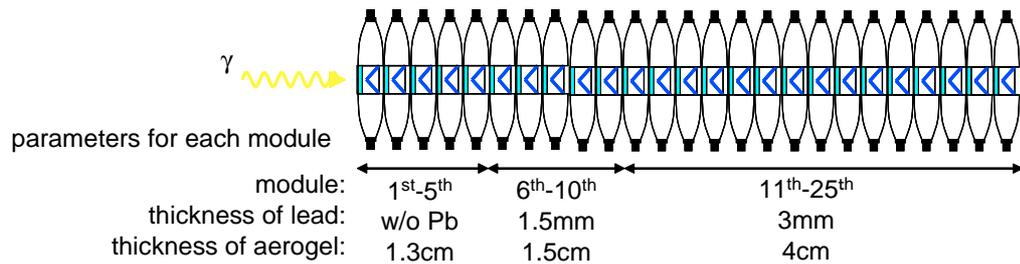


図 3.19: 鉛コンバータとエアロジェルのデザインを最適化した時の各モジュールのパラメータ.

といった理由により, 2-PMT-readout を基本としたデザインを採用した.

また, 鉛コンバータとエアロジェルのデザインについては, 以下のような思想の下最適化を行った:

1. 上流部のモジュールで光量の低いエアロジェルを用い, 発光量を抑えることでカウントレートを下げる.
2. 上流部では低エネルギーの γ を, 下流部では高エネルギーの γ を検出するよう, 上流ほど薄い鉛コンバータを採用する.
3. 合計の放射長は保存する.

1 より γ の検出効率が低下してしまうが上流部の Pb を薄くすることで低エネルギー側の γ に対する検出効率の回復を図っている. また, 光量の低いエアロジェルとしては, 3.4.2 では屈折率を変更することを考えたが, 厚みを薄くすることで同様の目的を達成することが出来る. この場合, 用意するエアロジェルが 1 種類で済むため, コスト的にも有利である. 高エネルギー γ に対しては, 検出効率は略検出器の放射長で決まるので, 下流モジュールの鉛コンバータを厚くすることで対応している.

ビーム粒子に対するレート

上記のデザインでビーム粒子に対する応答を確認する.

まずビーム粒子に対するレートの見積もりを行った結果を図 3.20 の左側に示す. ここでは γ に加え中性子と K 中間子に対してもシミュレーションを行った. また, 比較のため同様のシミュレーションを 25 全モジュールが 1-PMT-readout であり, 鉛コンバータとエアロジェルの厚みがそれぞれ 2mm, 5cm であるような “basic デザイン” についても行った.

optimize 前は 10MHz 近くに達していた最大のカウントレートが, 2.3MHz 程度と運用可能な範囲にまで軽減されている (図 3.20 右側).

γ に対する inefficiency と accidental loss

次に, γ の検出効率を両者で比較した. 結果は図 3.21 のようになり, 最適化後も “basic デザイン” と同程度に検出効率が保たれており, 1GeV/c 以上の入射 γ に対して約 0.1% の

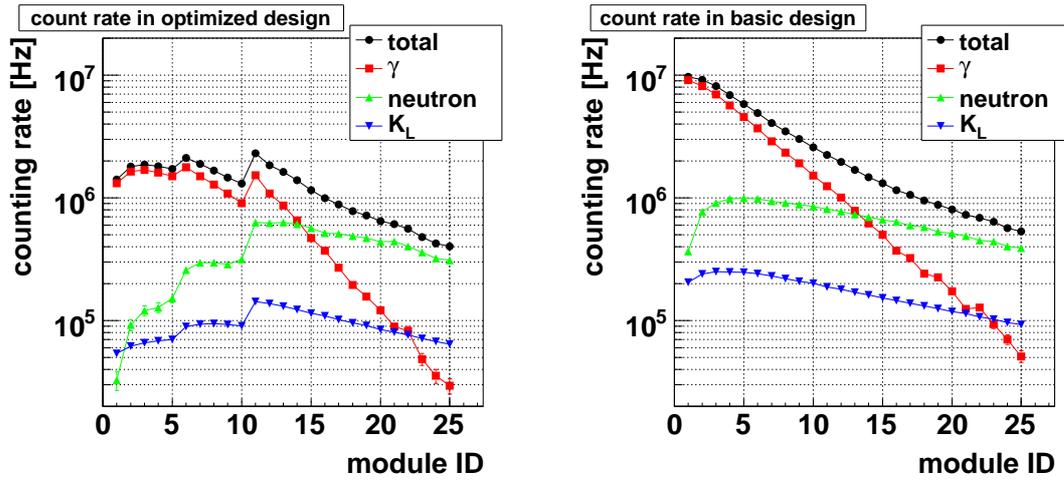


図 3.20: 最適化されたデザイン (左) と “basic デザイン” (右) に於ける, 各ビーム粒子に対するモジュールごとのカウントレート. 閾値はこれまでと同じく 4p.e. である.

inefficiency に抑えられている.

また, ビーム粒子に対するシミュレーション結果について同様に検出効率の評価を行うことで accidental にシグナルを veto してしまう確率, 即ち accidental loss の見積もりを行った. 具体的にはビーム粒子で γ の検出条件を満たすものについて (3.7) 式と同様にレートを計算し, 各々に対し 10ns の veto window を仮定して, ビーム粒子により accidental に veto がかかってしまう確率を見積もった. 結果は表 3.4 のようになり, ビーム粒子が大量に存在する環境下でありながら, accidental loss は数% 程度と非常に低く抑えられている.

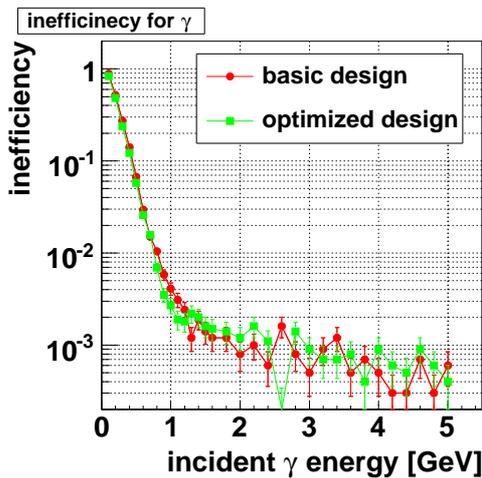


表 3.4: ビーム粒子による accidental loss の見積もり.

ビーム粒子	accidental loss [%]
γ	0.92
中性子	1.5
K_L	0.52
合計	2.9

図 3.21: 最適化されたデザインと “basic デザイン” での γ に対する inefficiency の比較.

3.5 BHPV デザインについてのまとめ

Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを行い, BHPV のデザインを行った.

BHPV は γ を確実に検出しなければならない一方, 非常に高い中性粒子のフラックス中でも動作できるものでなければならない. このため鉛とエアロジェルのサンドウィッチ型の Cerenkov 検出器を考案した. エアロジェルに於ける Cerenkov 発光閾値を利用し, γ による電磁シャワーは積極的に検出し, 且つ中性子による比較的重い, 即ち β の小さい粒子に対しては不感であることが出来る. 本章ではこの思想に基づく検出器で, K⁰TO 実験に於いて運用可能なデザインを考案した.

先ずモジュールのデザインについて, 集光系の分割に関して 1-PMT-readout, 2-PMT-readout, 4-PMT-readout の 3 つのモデルを検討した. 結果, 複数の PMT で読み出すことで 1-PMT-readout に比べて 2-PMT-readout で約 60% ,4-PMT-readout で約 30% 程度にレートが削減されることがわかった. 加えて集光率が向上し, 1-PMT-readout に比べ広い範囲で様な光量が得られ, 25 モジュール並べた場合の γ の検出効率の向上につながった.

次に鉛コンバータとエアロジェルデザインについても, デザインの見直しを行った. 鉛コンバータについては厚みを変えることで下流モジュールのカウントレートは大きく変化するが, 上流側に対する影響は小さい. また, γ の検出効率については, 薄い程物質量が減り, 低エネルギーのものに対しては向上することが確認された. エアロジェルに関しては屈折率を変えた場合の応答を見たが, これにより光量が低下することでビーム γ によるヒットの大部分を占める 50MeV 以下の低エネルギーの γ に対して大きくレートを下げることが出来る. しかし一方で検出効率も大きく悪化してしまう.

最後に以上の内容を踏まえ, 本実験で対応できる範囲に PMT のカウントレートを抑えつつ, 且つ高い検出効率を保つことが出来るデザインを考案し, その性能の見積もりを行った. 集光系は分割によるメリットとコストや構造上の問題との兼ね合いから 2 本の PMT を用いた読み出しを採用した. また, 検出効率を保ちながらカウントレートを下げるため, 特にレートの高い上流側のモジュールに関してエアロジェルの厚みを変えて光量を調節することでレートを下げ, 同時に鉛コンバータを薄くすることで γ の検出効率の回復を図った. また, 下流モジュールにはより厚い鉛コンバータを採用し, 高エネルギーの γ に対する検出効率も維持した. 以上のデザインに於ける本実験でのカウントレート, γ の検出効率を見積もったところ, レートは最大で 2.3MHz と運用可能な範囲内に抑えられ, 且つ 1-PMT-readout と変わらない検出効率を得ることが出来た. 更に, ビーム粒子を検出してしまい, シグナル事象を誤って veto してしまう確率も 3% 以下と十分低く抑えられていることを確認した.

第4章 陽電子ビームによる試作機モジュールの性能評価

ここでは前章で得たデザインを元に試作機モジュールを製作し、東北大学 原子核理学研究施設 (現 電子光理学研究センター, 以下核理研) に於いて陽電子ビームを用いた性能試験を行った結果について述べる.

4.1 測定の目的と概要

前節でデザインを行った 2-PMT-readout モジュールについて, 実機サイズのプロトタイプモジュールを製作し, 陽電子ビームに対する応答を見ることで, その性能評価を行う.

これに先立ち, エアロジェルの発光量についての基本的な情報を得るため, 同施設に於いて分割をしないモジュールを用いていくつかの種類のエアロジェルの発光量測定を行った. この中で, シミュレーションと測定結果の比較を行なうため, 測定のバックグラウンドとなる空気 Cerenkov 発光の寄与について見積もりと, エアロジェルの透過率の測定, そしてエアロジェル保持のため用いるラップの影響に対する考察を行なった.

続いて実機サイズの 2-PMT-readout モジュール試作機をビームライン上にインストールし, ビームに対し垂直な平面内でモジュールを移動させ, ビームの入射位置による検出器の応答を調べた. これより得られた結果がモンテカルロシミュレーションによる予測と一致するかを試験するのが本章の目的である.

4.2 ビームライン

測定に用いた核理研の陽電子ビームについて説明する. 施設の全体の様子を図 4.1 の左側に示す. 先ず一次電子が線形加速器とストレッチャーブースターリング (STB リング) と呼ばれる電子円形加速器により最大 1.2GeV まで加速される. 続いて細い炭素ファイバーをビーム中に挿入し, 制動放射により γ を取り出す. 最後にこれを金箔ターゲットに照射し, 対生成により得られた e^+ , e^- を電磁石 (RTAGX) により適当な運動量を選択することで陽電子ビームを得る. 陽電子ビーム取り出し付近の詳細を 4.1 の右側に示す. 運動量は電磁石に流す電流により可変であり, 200MeV/c-800MeV/c の領域で選ぶことが出来る. 本測定ではエアロジェルの Cerenkov 発光の検出が目的であり, この運動量領域の陽電子は十分な速度を持っているため, どう選んでも構わない. 従って, 収量が最も大きな 600MeV/c の運動量で測定を行った.

またビームの広がりや凡そ 5cm であり, 次節以降で説明するトリガーカウンターで 1cm 角の領域に来たものトリガーした. また繰り返し周期は 14s で, うち 7s が on spill である.

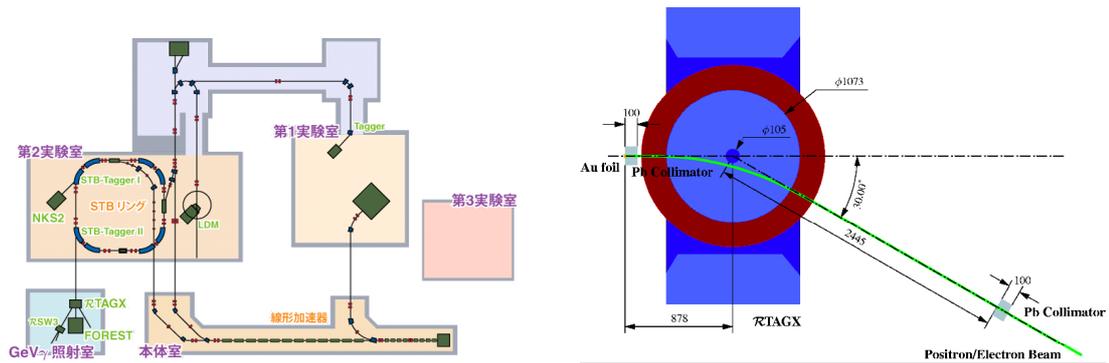


図 4.1: 核理研ビームラインの全体図 (左) と陽電子ビームの取り出しを行う RTAGX の詳細図 (右). 測定は左図の GeV γ 照射室に於いて行なった.

4.3 エアロジェルの発光量評価

2分割プロトタイプの実験に先立ち、過去に研究がなされその性能が十分評価されている [16] 1-PMT-readout 型モジュール (Aerogel Photon Catcher, 以下 APC と呼ぶ) を用い、このビームラインを用いてエアロジェルの発光量測定を行った。APC モジュールの概略と実際にビームライン上に設置したときの写真を図 4.2 に示す。本測定では鉛を挿入せず、また平面鏡は厚さ 2mm のポリカーボネート樹脂にアルミ蒸着を施したものを使用している。また Winston Cone は横浜機工 (株) に製造を依頼したもので、APC モジュール製作時に作られたものを使用した。

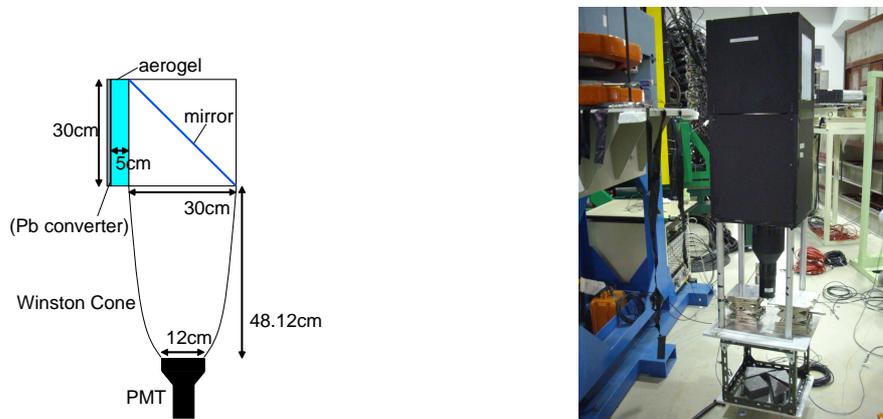


図 4.2: APC モジュールの概要. 左側は概念図, 右側が実際にビームライン上にインストールしたときの実機の様子である.

試験したエアロジェルの一覧を表 4.1 にまとめる。表の 5 種類のうち, YI シリーズは松下電工製であり, [16] の研究で用いられたものである。AIDA シリーズは KEK E248 AIDA 実験 [17] に於いて用いられていたもので、2009 年 4 月に同施設の東カウンターホールより回収したものである。

表 4.1: 光量測定に用いたエアロジェルサンプルのサイズ. 枚数は通常の測定でビーム方向に重ねたタイルの枚数を表す.

サンプル名	屈折率	断面のサイズ	厚さ	枚数
YI50-1.7	1.05	10cm × 10cm	1.7cm	3
YI50-1.1	1.05	10cm × 10cm	1.1cm	5
YI30-1.1	1.03	10cm × 10cm	1.1cm	5
AIDA-1.03	1.03	15.9cm × 15.9cm	2.9cm	2
AIDA-1.007	1.007	15.9cm × 15.9cm	2.9cm	2

4.3.1 セットアップ

エアロジェルのパッケージング

本測定ではビームがモジュール中心に照射されるようにモジュールの位置は固定して測定を行う。従ってエアロジェルをモジュールデザイン通り 30cm 角に敷き詰める必要がないので、エアロジェルタイルを図 4.3 に示すように、アクリルブロックで高さを調整して中心に配置するようにした。またエアロジェルが倒れるのを防ぐため、透明のラップでエアロジェルボックスを覆った。表 4.1 に示されているように、松下製のエアロジェルと AIDA 実験で用いられていたものとで大きさが異なるので、標準の状態ではタイルの中心とビーム軸が一致するように設置した。



図 4.3: エアロジェル発光量測定に於けるエアロジェルのインストールの様子. 左のように 30cm 角のアルミ製の箱にエアロジェルを配置し、このボックスを右図のようにモジュールに挿入する.

トリガーロジック

トリガーは図 4.4 に示すように 3 つのプラスチックシンチレータによるトリガーカウンターのコインシデンスとした。それぞれのカウンターのサイズを表 4.2 にまとめる。また、PMT のゲインモニターのため off spill の間に clock generator によるトリガーでデータ取

得を行い, これと同期してモジュールに内蔵した LED を光らせた. 以上をロジックの全体像をまとめたものを図 4.5 に示す.

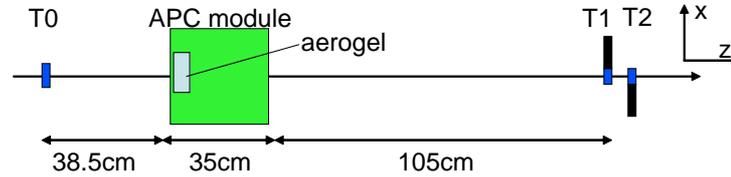


図 4.4: エアロジェル発光量測定に於ける検出器, トリガーカウンターの配置. z 軸をビームの入射方向, y 軸を鉛直上向きにとり, xyz 座標系が右手系をなすように x 軸を定義している.

表 4.2: エアロジェル発光量測定に用いたトリガーカウンターの概要.

名称	サイズ (x 方向 \times y 方向 \times z 方向)
T0	2.5cm \times 4.0cm \times 1.0cm
T1	1.0cm \times 4.0cm \times 1.0cm
T2	1.0cm \times 4.0cm \times 1.0cm

4.3.2 測定結果

データの解析

図 4.6 に得られた ADC 分布の一例を示す. 左側は 4.3.1 で述べた clock generator によるトリガーによるデータで, LED による 1p.e. ピークが見えている. 各測定についてこの分布からペDESTALと 1p.e. ピークを gaussian による fit で求め, 1p.e. あたりの ADC count を計算する. これを用いて得られた ADC count の平均値を以下の式に従って平均 p.e. 数に換算する:

$$(\text{平均光量})[\text{p.e.}] = \{(\text{ADCcount}) - (\text{ペDESTAL})\} / (\text{1p.e.あたりの ADCcount}) \quad (4.1)$$

以下「光量」とはこの方法で算出された値を指すものとする.

サンプルごとの光量

表 4.3 に測定結果を示す. 測定したサンプルのうち, YI シリーズに関しては光の透過率の測定や同じモジュールを用いた π^+ ビームによる測定がなされている. それらの結果を組み込んだシミュレーションから本測定に於ける光量の予測が可能であり, その結果も併せて示す.

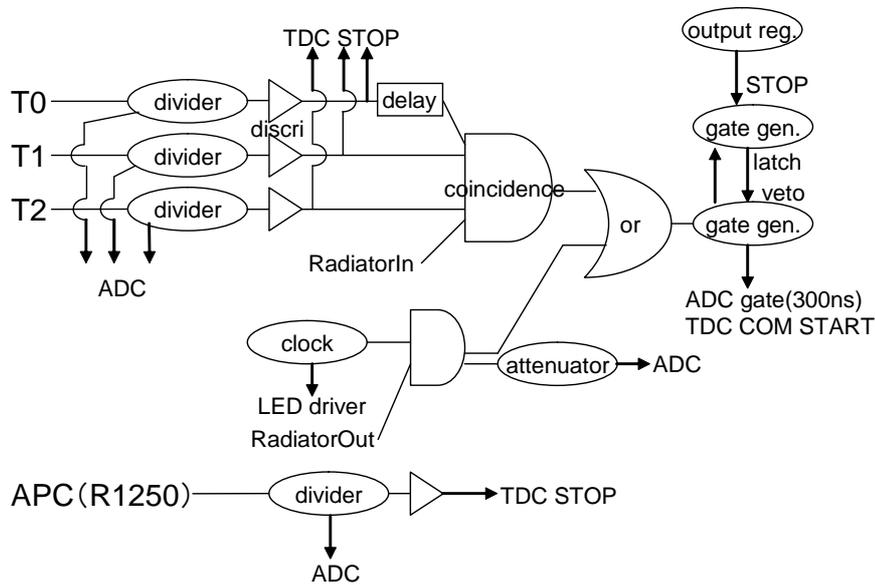


図 4.5: エアロジェル発光量測定に於けるトリガーロジック. “RadiatorIn” と “RadiatorOut” はそれぞれ on spill, off spill を表す信号である. また, clock によるトリガーをデータ上で見分けるため, clock generator からの NIM パルス を attenuator で減衰させたものを ADC で読んでいる.

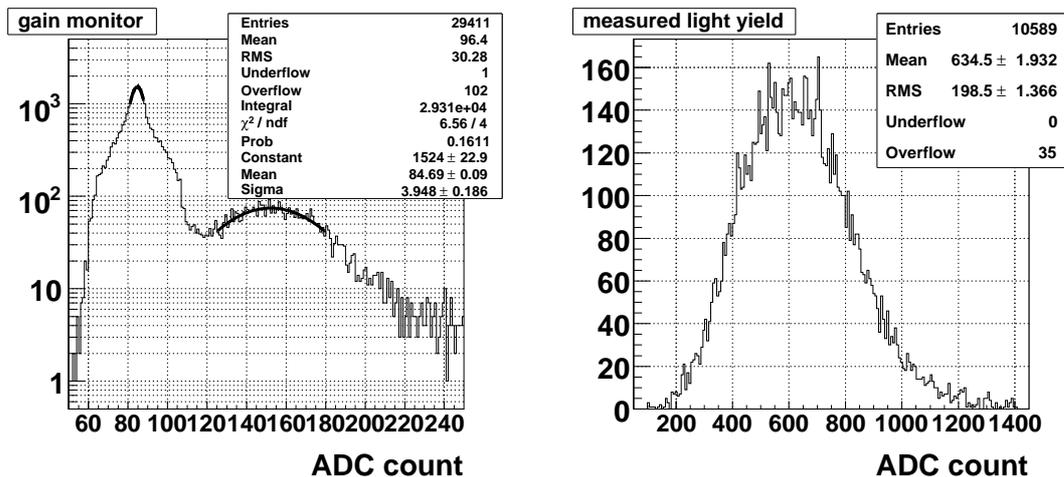


図 4.6: LED による PMT のゲインモニターの結果(左) とビームによるトリガーで観測された ADC 分布(右) の例. グラウンドラインのノイズの影響でペDESTAL が太くなってしまっているが, PMT の印加電圧を高めにかけてゲインを大きくすることでペDESTAL と 1p.e. ピークは明確に分離している. この図は AIDA-1.03 に対する測定結果である.

表 4.3: エアロジェル発光量測定の結果. 誤差は統計によるもののみを示している. 「測定値」は(4.1)式より求めた値で, 「予測値」はシミュレーションで得られた結果, 「ファクター」はその際用いたオーバーオールファクターを表す. シミュレーションで用いる透過率パラメータは YI シリーズについては [16] での測定結果を, AIDA-1.03 の透過率パラメータはこれ以降で述べる測定による値を用い, また, AIDA-1.007 に対しては透過率測定を行っていないので, シミュレーションの予測値を出していない.

サンプル名	屈折率	厚み	発光量	予測値	ファクター
YI50-1.7	1.05	5.1cm	8.76 ± 0.09	13.52 ± 0.06	0.77
YI50-1.1	1.05	5.5cm	9.23 ± 0.09	15.39 ± 0.06	0.85
YI30-1.1	1.03	5.5cm	9.92 ± 0.11	13.20 ± 0.06	0.85
AIDA-1.03 - 1	1.03	5.8cm	7.73 ± 0.07	13.27 ± 0.09	1
AIDA-1.03 - 2	1.03	5.8cm	8.39 ± 0.18	12.99 ± 0.09	1
AIDA-1.007 -1	1.007	5.8cm	1.82 ± 0.03	-	-
AIDA-1.007 -2	1.007	5.8cm	1.77 ± 0.03	-	-
AIDA-1.007 -3	1.007	5.8cm	1.73 ± 0.03	-	-
AIDA-1.007 -4	1.007	5.8cm	1.83 ± 0.03	-	-

AIDA-1.007 は屈折率が小さいため光量が極端に低いという結果になっているが, AIDA-1.03 については同じ屈折率の YI シリーズのものと比較すると 1 割程度低いものの, ある程度の発光量が得られることがわかった. また, 次に述べるように透過率が YI シリーズに比べて悪い場合, シミュレーション結果に於いてもオーバーオールファクターを導入しない値で比較すると AIDA-1.03 は YI30 に比べて低い光量になっている. YI シリーズの光量は 9p.e. 程度であり, 過去のビームテストの結果と比較してオーバーオールファクターを加味したシミュレーションに比べ低い結果となっている. このシミュレーションとの比較については, 以降でバックグラウンドの見積もりなどを行った後に詳しく考察することにする.

4.3.3 測定結果とシミュレーションとの比較

次にこれらの測定に対応するシミュレーションを行い, 測定値との比較を行なう. 最初に, そのために必要となる AIDA エアロジェルの透過率測定, 空気 Cerenkov 光バックグラウンドの考察, ラップの寄与の確認を行なったため, これらについて先に述べ, その後, 比較について考察する.

AIDA エアロジェルの透過率測定

使用したエアロジェルのうち, AIDA エアロジェルについては透過率パラメータの測定データがないため, 図 4.7 のようなセットアップを用いて透過率の測定を行った.

基本的な測定原理は, 先ず LED の光から $2\text{mm}\phi$ の穴を開けた 2 枚のアルミ板からなるコリメータを用いて細く絞った光束を作る. そしてその光軸上にエアロジェルを置く場合

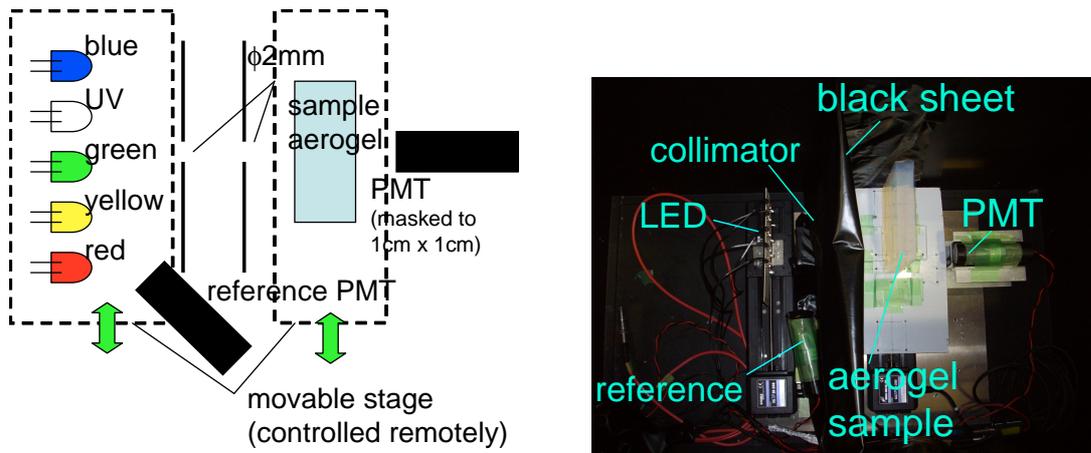


図 4.7: AIDA エアロジェルの透過率測定セットアップの模式図 (左) と実際のセットアップの様子 (右).

と置かない場合での透過光を PMT によって測定し、平均光量の比を取ることで透過率を求める。LED とエアロジェルは移動ステージ上に置かれ、自動的に LED の交換とエアロジェルの出し入れが可能である。また、測定中の LED の光量変動をモニターするために reference 用の PMT を設置した。これより透過率 T を次の (4.2) 式のように二重に比を取ることで求めた:

$$T = \frac{\frac{(\text{Mean})_{w/\text{ aerogel}} - (\text{Pedestal})}{(\text{RefMean})_{w/\text{ aerogel}} - (\text{RefPedestal})}}{\frac{(\text{Mean})_{w/o \text{ aerogel}} - (\text{Pedestal})}{(\text{RefMean})_{w/o \text{ aerogel}} - (\text{RefPedestal})}} \quad (4.2)$$

ここで Mean, RefMean はそれぞれ透過光の測定に用いた PMT と reference PMT で観測された ADC 分布の平均値, Pedestal, RefPedestal はそれぞれのペDESTAL の値を表し、下付の w/ aerogel, w/o aerogel はそれぞれサンプルのエアロジェルを挿入した状態、していない状態を指す。

これを 5 種類の LED、即ち 5 つの波長 (UV:375nm, BLUE:470nm, GREEN:530nm, YELLOW:575nm, RED:625nm) に対して行い、それぞれに対する透過率を求めた。そしてその結果を波長 λ に対する関数として

$$T(\lambda) = \exp(-A't) \exp\left(-\frac{Ct}{\lambda^4}\right) \quad (4.3)$$

で fit を行うことで、サンプルの厚み t に対して 3.2.2 で述べた透過率パラメータ A' と C を求めた。¹ 図 4.8 に fit の一例を示す。

測定は AIDA-1.03-1 については 2 枚のタイルについて、AIDA-1.03-2 については 1 枚のみについて行い、各タイル 8 点ずつ測定を行った。表 4.4 にその結果をまとめた。Rayleigh 散乱の寄与を表す C の値はエアロジェルの個体や場所によるばらつきは小さいが、吸収の

¹例えば [13] では、 $A \exp\left(-\frac{Ct}{\lambda^4}\right)$ という式が用いられている。これは実際に測定するエアロジェルの厚みに不定性があるため (光を透過させるタイルの中心の厚みは測定が難しい) で、タイル毎の特性として A , Ct の値で評価を行っている。しかしここではシミュレーションに組み込むに当たり単位長さあたりの値が必要なため、厚みは t を明示的に与え、また吸収項のパラメータ A についても単位長さあたりの値として $A = \exp(-A't)$ として式 (4.3) により評価を行った。

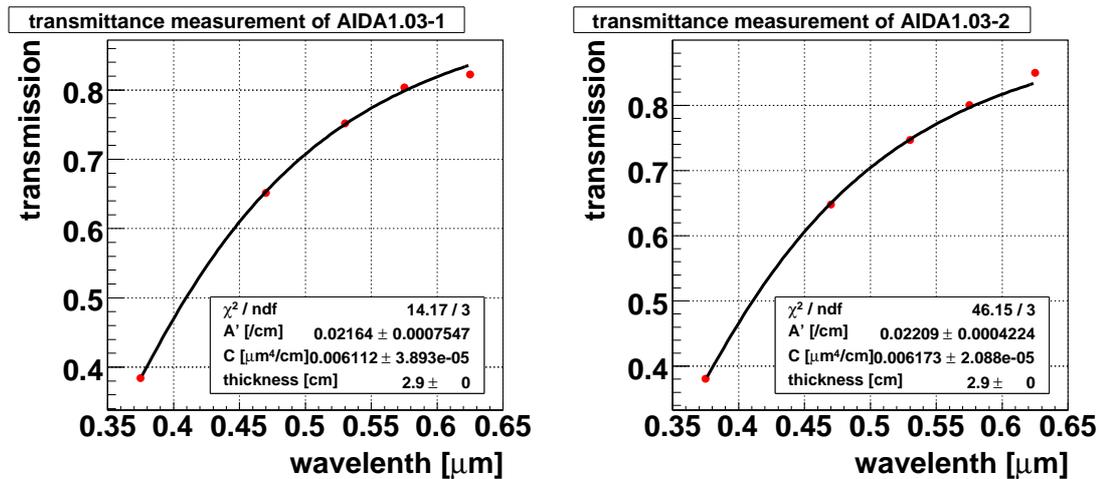


図 4.8: AIDA エアロジェルの透過率測定結果の fit の一例. 左右はそれぞれ発光量測定を行なった AIDA1.03-1, AIDA-1.03-2 のうちの 1 枚のタイルに対するものである.

効果を表す A' については場所ごと, タイルごとのばらつきが非常に大きい. 例えば波長 $\lambda = 400\text{nm}$ の光に対する 1cm あたりの透過率に直すと, AIDA-1.03-1 の sample1 では, パラメータ A に対して約 1.4% , C に対しては約 0.03% となり, A のばらつきが圧倒的に大きくなる.

AIDA-1.03-2 に対して場所を変えながら発光量の測定を行ったところ, そのばらつきの標準偏差は 2% 程度であった. 一方で, 吸収の効果を表すパラメータ A の場所ごとのばらつきから厚み 5.8cm の場合の光量のばらつきを見積もると約 2% となり, 2 つの測定結果でコンシステントである. 従って, 場所ごとの光量のばらつきはこのパラメータ A によるものと考えられる.

表 4.4: AIDA エアロジェルの透過率測定結果. 測定した 3 枚のサンプル各 8 点のの平均値とその標準偏差 (σ) を示した. 但し AIDA-1.03-2 の sample2 については 2 点 fit が出来ない点があったため, それらを除いた 6 点に対する結果である. A は本測定で求めた A' を $A = \exp(-A' \times 1\text{cm})$ として 3.2.2 で示したパラメータ A に対応する値に焼きなおしたものである.

エアロジェルサンプル名	A' [1/cm]	A	$\sigma_{A'}$ [%]	C [$\mu\text{m}^4/\text{cm}$]	σ_C [%]
AIDA-1.03-1 sample1	0.0276	0.973	51.5	0.00631	5.83
AIDA-1.03-1 sample2	0.0162	0.984	16.2	0.00668	3.24
AIDA-1.03-2	0.0367	0.964	59.5	0.00639	6.63

最終的に, シミュレーションに組み込む値としては, AIDA-1.03-1 については sample1,2 の平均値, ($A' = 0.0219[1/\text{cm}]$, $C = 0.00649[\mu\text{m}^4/\text{cm}]$), AIDA-1.03-2 については表 4.4 の値とした.

空気 Cerenkov 光バックグラウンド

本測定では用いる 600MeV/c の陽電子ビームは β が非常に 1 に近く、空気に対しての発光閾値 ($\sim 21.7\text{MeV}/c$) を十分に超えているためエアロジェルを挿入しなくともある程度のバックグラウンド光が観測される。この効果を見積もるため、図 4.9 のような屈折率の波長依存性を入れ、APC モジュールで観測が期待される光量をシミュレーションを行なった。得られた分布は図 4.10 のようになり、 $(1.23 \pm 0.02)\text{p.e.}$ の光量が期待されるという結果になった。エアロジェルを除いて測定した光量の結果は $(0.74 \pm 0.02)\text{p.e.}$ であった。発光の原因としては空気によるシンチレーション光の可能性も考えられるが、[18] によるとその単位エネルギー損失あたりの発光量は

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dE} = (25.46 \pm 0.43)\text{p.e./MeV} \quad (4.4)$$

と測定されており、20cm 厚みの空気を通過した際のエネルギー損失から実際の発光量を計算すると 1.2p.e. 程度であり、集光系の角度アクセプタンスや PMT の量子効率を加味すると多めに見積もっても 0.02p.e. 程度で、測定値に比べ十分小さい。従って測定で見られた発光は略空気による Cerenkov 発光であると考えることが出来る。

測定結果からこのバックグラウンドとして差し引く値としては、その測定値 $N_{\text{exp}} (= 0.74\text{p.e.})$ を用いて、

$$N_{\text{exp}} \left(1 - \frac{T}{L_{\text{max}}}\right) \quad (4.5)$$

で計算される値とした。ここで、 L_{max} は、エアロジェルを取り出してバックグラウンド測定をした時の、発生した空気 Cerenkov 光が集光されうる領域の長さ (=20cm, モジュール上流から平面鏡中心までの長さ)、 T はエアロジェルの厚みである。

ラップによる光量ロス

エアロジェルを保持するために用いているラップを外した場合 2 枚重ねた場合について測定を行った結果を表 4.5 にまとめた。測定は YI30-1.1 を用いて行った。また、ラップなしの場合は、エアロジェルが下流側に倒れないよう左右約 1cm の領域をラップで覆って支えている。

ラップによる光量ロスの影響を見るため、表の値からバックグラウンド発光を差し引いて (ラップ 1 枚)/(ラップなし)、(ラップ 2 枚)/(ラップ 1 枚) の比を取るとそれぞれ 0.89 ± 0.02 、 0.92 ± 0.01 となり、光量ロスとしてシミュレーションに組み込んでいるラップの光の透過率 0.9 とコンシステントである。

表 4.5: ラップの条件を変えたときの光量の測定結果.

ラップの条件	観測された光量 [p.e.]
ラップなし	11.08 ± 0.23
1 枚 (default)	9.98 ± 0.07
2 枚	9.23 ± 0.13

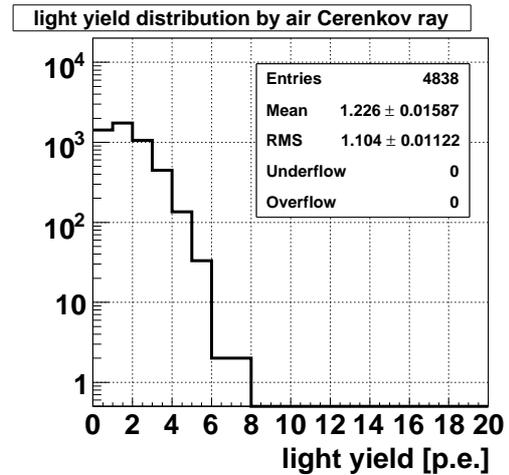
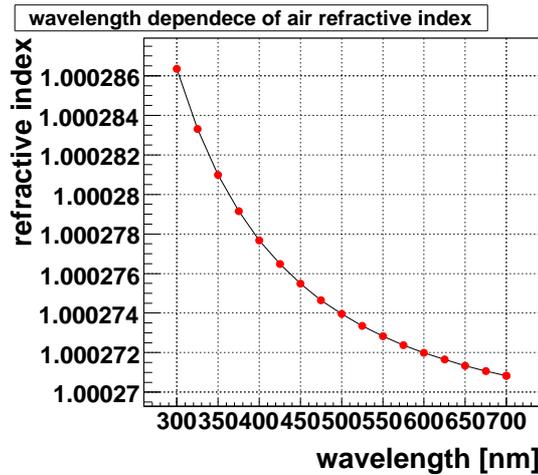


図 4.9: 空気 Cerenkov 光のシミュレーションに用いた屈折率の波長依存性. NIST Engineering Metrology Toolbox の Modified Edlen Equation[19] を用いて, 20C°, 相対湿度 30% , 101.325kPa, CO₂ 濃度 450ppm の場合に計算した結果である.

図 4.10: 空気 Cerenkov 光のシミュレーション結果. ここではエアロジェルを用いていないので, オーバーオールファクターは掛けない.

発光量の厚み依存性

YI30-1.1 について, タイルの枚数を変えながら発光量を測定した. 結果を図 4.11 に示す. これらの測定結果と同様のセットアップで行なったシミュレーションの結果を比較した. それぞれの発光量を厚みの関数として次の関数

$$\int_0^t A \exp\left(-\frac{t-x}{\lambda}\right) dx = A\lambda \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right)\right) \tag{4.6}$$

で fitting をした. 表 4.6 にその結果を示す. ここで A は単位長さあたりの発光量, λ はエアロジェル中での Cerenkov 光の減衰長, t は測定したサンプルの厚みを表す. 減衰長 λ は測定結果とシミュレーションで大きな違いはないが, パラメータ A の測定結果は小さな値を示している. このパラメータはオーバーオールに光量が減少する効果も表すため, エアロジェル中の散乱以外の要因で光量が低下してしまっていることを示している.

表 4.6: エアロジェルの厚みを変えた発光量測定の厚み依存性 fit 結果.

	A [p.e./cm]	λ [cm]
測定結果	2.79 ± 0.07	5.04 ± 0.35
シミュレーション	4.06 ± 0.02	4.74 ± 0.06

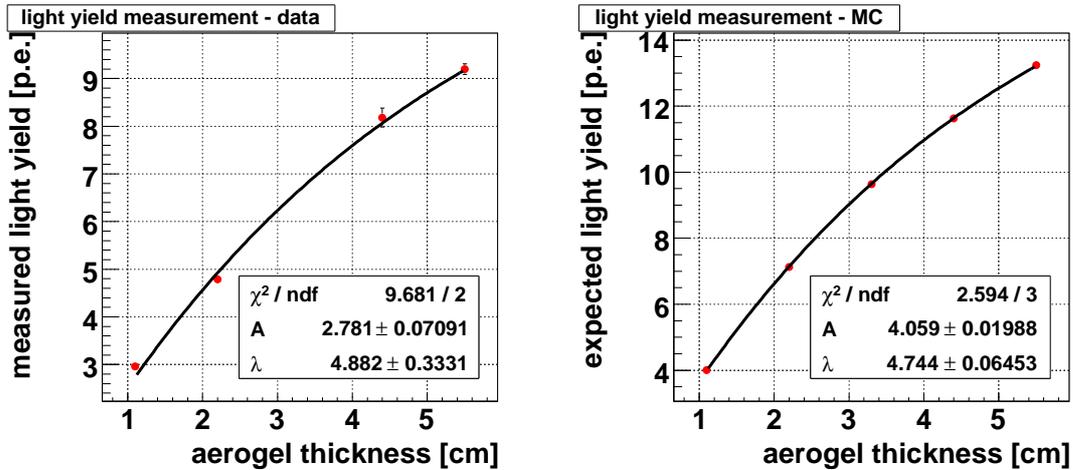


図 4.11: エアロジェルの厚みを変えた場合の測定結果 (左) とシミュレーションによる予測値 (右).

シミュレーションと測定結果の発光量の比較と考察

表 4.7 に、オーバーオールファクターを考慮しない場合のシミュレーションによる予測値とバックグラウンドを差し引いた測定値の比を示した。測定結果は予測の 60% から 45% 程度である。特に、YI シリーズについては [16] での測定と同じものを用いているにもかかわらず更に低い光量であった。原因としては先ずエアロジェルの取り扱い、特に輸送中に於いて、エアロジェルタイル同士が擦れあって磨耗してしまい、生じた微粒子が表面に付着してして透過率が悪化したことに起因するものが先ずと考えられ。このような原因で透過率が悪化することは調べられている [15]。YI50-17 については特にシミュレーションの予測と離れていたが、これは運搬回数が多く、測定前に様子を確認したところ表面にタイルがこすれて生じた微粒子が付着している様子が確認できた。また、経年変化による劣化の可能性も考えられ、 K^0 TO 実験では長期間の run を行うので、長い期間に亘るエアロジェルの光量の安定性を確認していく必要がある。

また、空気 Cerenkov 発光に対するシミュレーションと測定結果の比が 0.602 であり、多くのタイルについて、シミュレーションと測定値の比はこの程度であったので、ずれの大部分はエアロジェル以外の寄与であると考えることが出来る。特に空気 Cerenkov 光の測定結果に於いて、放射角度が空気の屈折率は小さいため、 $\beta = 1$ の荷電粒子に対してでも

$$\arccos \frac{1}{1.000277679} \sim 1.35^\circ \quad (4.7)$$

と小さく、従って殆どの Cerenkov 光は Winston Cone の内壁で反射することなく直接 PMT の光電面に届くと考えられる。よって、このずれの原因としては平面鏡や PMT の量子効率による寄与が大きいことが示唆される。平面鏡については、APC モジュールではプラスチック製のものを用いているため、たわみや取り付けの精度で期待されたような ray trace が行えていない可能性もある。従って平面鏡は取り付けについては、こうした不定性をなるべく小さく出来るような設計が必要である。また、他の要因として、シミュレーションツールの違いによる可能性も挙げられる。本測定の予測には Geant4 をベースとしたシミュレー

ションを用いたが, [16] では Geant3 を用いており, 同じセットアップでシミュレーションを行っても Geant4 では多めの光量が得られる傾向にある. Cerenkov 光の光量は本来電磁気学より計算可能なものであるが, こうしたシミュレーション間の差異に関してより詳しく調べていく必要がある.

表 4.7: バックグラウンドを差し引いた測定値と, オーバーオールファクターを考慮しないシミュレーションによる予測値の比. 参考のため空気 Cerenkov 光についての値も載せた.

サンプル名	data/MC
YI50-1.7	0.468
YI50-1.1	0.480
YI30-1.1	0.604
AIDA-1.03 - 1	0.543
AIDA-1.03 - 2	0.605
air	0.602

4.4 2-PMT-readout 試作機モジュールの性能評価

前節の 4.3 に於いてエアロジェルの発光量や陽電子ビームを用いた測定に於けるバックグラウンドについて基本的な情報を得ることが出来た. これを下に 2-PMT-readout モジュールの試作機を製作し, その性能試験を行った.

4.4.1 試作機モジュール

実際に製作した試作機モジュールの概略図を図 4.12 に, またビームラインにインストールした様子を図 4.13 に示す. フレームの材質はアルミで, 鉛 (本測定では使用しない), エアロジェル, 平面鏡を内蔵したオプティカルボックスの側面に Winston Cone を嵌め込み, 全体が厚さ 5mm, 長さ 2.5m の等辺 L 字アングル上に乗る構造になっている. エアロジェルの端で発生した Cerenkov 光が平面鏡で反射されずに直接 Winston Cone に入ると, その Winston Cone の軸に対して深い角度で入射したことになるので集光されなくなってしまう. そこで, オプティカルボックスの左右方向 (分割した方向) をエアロジェルのサイズより少し長めに取りすることでこの効果を抑えるようにした. また, Winston Cone と PMT は, 光電面での放電を防ぐため直径 12cm の穴を開けたアクリル板を介して, 直接触れることのないように設置している.

エアロジェル

エアロジェルは 4.3 の測定に於いて最も光量が高く, 且つ APC の study でも用いられ, 透過率等が既に測定されていた YI30-1.1 を用いた. 本測定ではモジュールを動かし, BHPV の有感領域 30cm 角のいろいろな場所にビームを照射するため, エアロジェルは 10cm 角

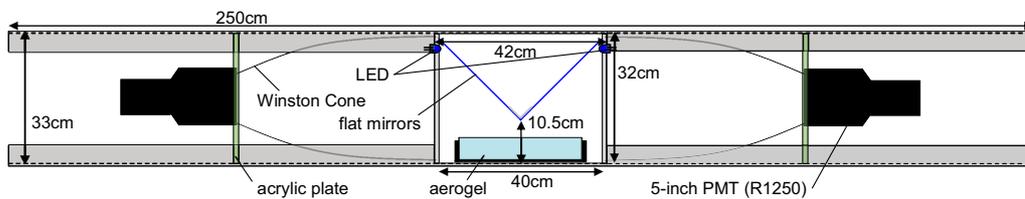


図 4.12: 試作機モジュールの模式図.

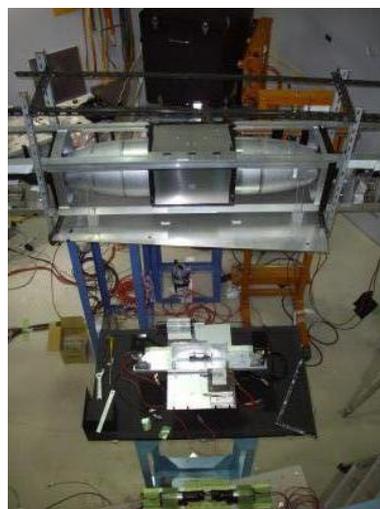


図 4.13: 試作機モジュールをインストールした様子 (左) とトリガーカウンターも含めた全体的様子 (右).

のタイルを 3×3 に敷き詰め, 4.3 の測定と同様, ビーム下流側の面をラップで包み, タイルが崩れ落ちないようにした.

平面鏡

平面鏡は横浜機工 (株) より購入した, 厚さ 0.75mm で, 片面にアルミ蒸着を施したアルミ板を 2 枚を 1mm 厚の L 字アングルで直角に組み合わせてインストールした. 横浜機工による反射率の測定結果を 4.14 に示す. シミュレーションに組み込む際は, 反射率は波長に依らず一律 85% であるとした.

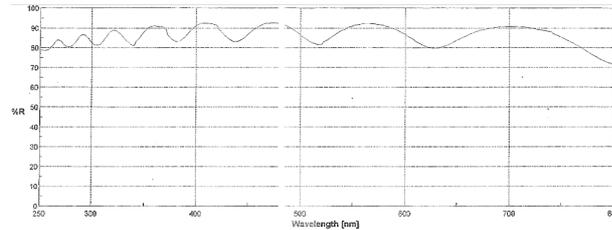


図 4.14: 使用した平面鏡の波長毎の反射率. 横浜機工による測定結果である. アルミの酸化被膜のコーティングにより, 干渉の効果が見える.

WinstonCone

本測定では 2 個の Winston Cone が必要であるが, 一方は 4.3 の測定で用いたもの, もう一方は同時期に製作されたもので, 内壁を研磨しない状態でアルミ蒸着を施したものを使用した.

LED

オプティカルボックス側面の端の部分に, LED(波長 470nm) を左右 1 つずつ内蔵した. 4.3 の測定時と同様に, off spill 時に clock generator により左右同時に光らせ, 両 PMT のゲインモニターを行う.

4.4.2 トリガーロジック

トリガーは表 4.8 に示すような 5 つ (または 4 つ) のトリガーカウンターのコインシデンスとした. トリガーカウンターと検出器の配置は図 4.15 に示した. これによりビームサイズを 1cm 角の大きさに定義している. ロジック自体は図 4.16 のように, 基本的には 4.3 の測定時と同じである. 但し, 一部の測定では 1cm 各のカウンター T1 と T4 をトリガーに組み込んでいなかったため, その場合は T1, T4 それぞれの ADC 分布に対し, Minimum Ionization Particle(M.I.P) に対応するピークを landau 関数で fit し, Most Probable Value(MPV) に対して -3σ 以上の ADC カウントを要求した.

表 4.8: 2 分割モジュールテストに用いたトリガーカウンターの概要. T4 は T3 の上流に置かれ, また T3 は一部の測定では用いていない.

名称	サイズ ($x \times y \times z$)	備考
T0L, R	4.0cm \times 4.0cm \times 1.0cm	両読み
T1	1.0cm \times 1.0cm \times 0.5cm	-
T2	4.0cm \times 4.0cm \times 0.5cm	-
T4	1.0cm \times 1.0cm \times 0.5cm	-
T3	4.0cm \times 4.0cm \times 0.5cm	-

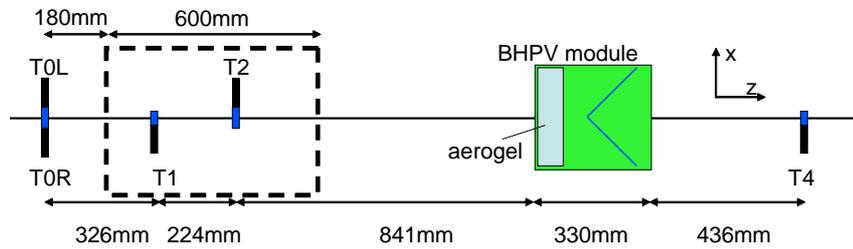


図 4.15: 2 分割プロトタイプ性能評価時のトリガーカウンターとモジュール本体の配置. 座標軸の定義は図 4.4 と同様である. この図に於いて破線で囲まれた部分は厚さ 3mm のアルミ板からなる暗箱の中に収められている. また T4 の更に下流に 4cm 角のトリガーカウンター T3 が置かれる.

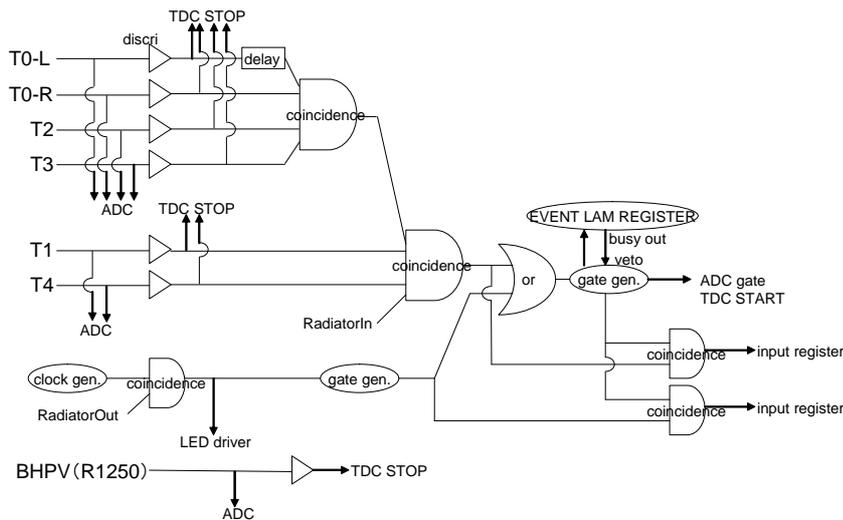


図 4.16: 2 分割プロトタイプ性能評価時のトリガーロジック

4.4.3 光量キャリブレーション

図 4.17 にデータの一例を示す。基本的な解析の方針は 4.3.2 と同じであるが、本測定では 2 本の PMT を用いているので、先ず各々について p.e. 単位への換算を行う。この際ゲインモニターのための LED を同じ電圧により駆動しており左右での光量比を変えることが出来なかったため、一方の光量がやや大きくなりすぎ、1p.e. ピークがより光量の多い側に引っ張られることがある。従って fitting の手法を変え、 A を規格化定数、 μ を平均光量、 σ を 1p.e. に対する分解能、 G を 1p.e. あたりの ADC カウント P をペDESTAL として Poisson 分布と Gaussian のコンボリューション関数

$$f(x) = A \sum_{n=1}^{10} \frac{\mu^n \exp(-\mu)}{n!} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi n\sigma}} \exp\left(-\frac{(x - nG - P)^2}{2n\sigma^2}\right) \quad (4.8)$$

を用いて光量の大きいものの寄与も考慮した fitting を行った。ここで fit パラメータは A , μ , σ , G の 4 つで、ペDESTAL P の値は別に fit をして求め、固定パラメータとして与えた。以上の方法で各測定毎に G の値を求め、(4.1) 式に従って得られた ADC カウントの平均値を p.e. 単位に換算する。このチャンネルの左右各チャンネルの「光量」と呼ぶことにする。

また、左右合計の光量に関しては、イベントごとに p.e. 換算した値を左右で足し合わせたものの分布に対する平均値とした。

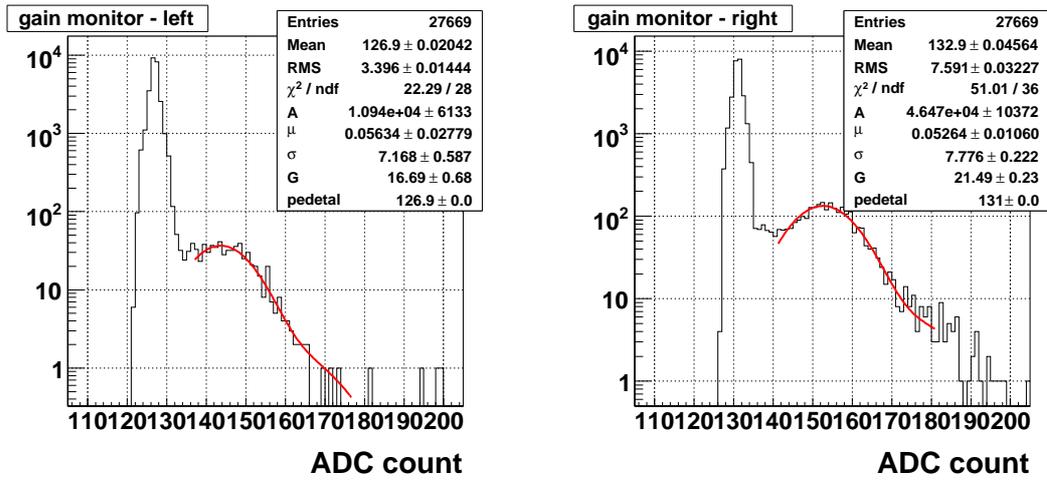
4.4.4 X 方向の位置依存性測定

測定方法

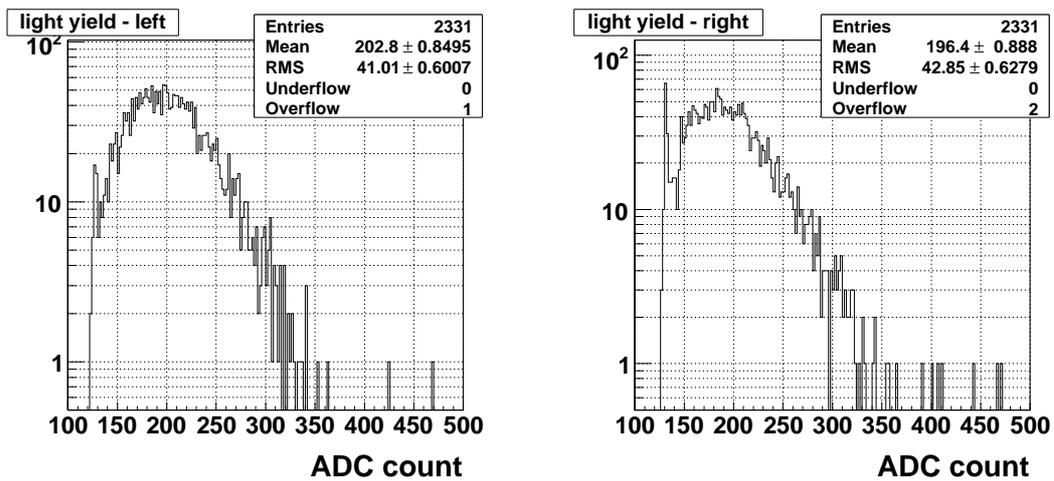
モジュールを X 方向 (水平方向) に動かし、光量のビームの入射位置依存性を測定した。集光系をこの方向に分割しているため、この方向にビームの入射位置を変えることで、左右の PMT で観測される光量の比が変わっていくのが確認出来る。モジュールの移動は手動で行ったが、移動の際に ZX 面内で回転してしまうのを防ぐため、この面に対して垂直に 4 箇所 L アンクルを立ててモジュールを挟むことによって X 方向にのみ動けるようにしている。また任意の距離だけ精度よく動かすことが出来ないため、予めモジュールと架台に定規を取り付けておき、動かした後に移動した距離を測定している。尚、この測定に於いては Y 方向の位置はモジュール中心に対してビーム中心が +2mm で一定でありシミュレーションでもこの値を取り入れている。

測定結果

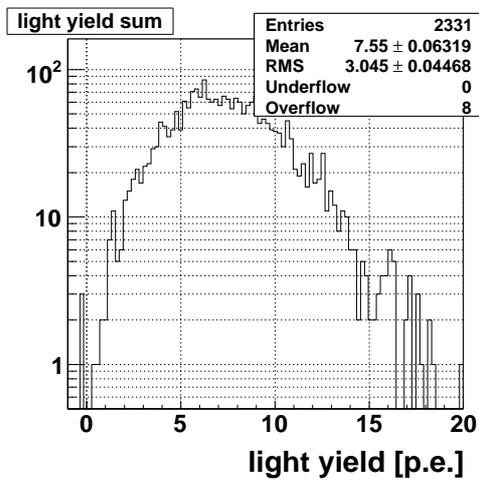
測定結果と対応するシミュレーションの結果を図に 4.18 に示す。左右での光量は、ビームの入射位置が中心のときは同じ程度の光量を示し、ビームの入射位置が変わると近い側の PMT でより集光されていくのがわかる。 $|x| > 3\text{cm}$ で片側でのみ集光されるようになり、シミュレーション通りの位置依存性が確認された。合計の光量では中心付近と $|x| \sim 5\text{cm}$ 周辺を除けば凡そ $|x| < 13\text{cm}$ の範囲で一様な光量が得られている。 $|x| \sim 5\text{cm}$ で光量が落ち込んでいるのはエアロジェルタイルの継ぎ目によるもので、タイルの側面での光の散乱の寄与である。これは [16] に於いても確認されている。シミュレーションではエアロジェ



clock トリガーによる 1p.e. モニター.
赤の実線は (4.8) 式による fit 結果である.



ビームトリガーにより得られた左右それぞれの光量の ADC 分布.



左右合計の光量. 横軸は p.e. に換算している.

図 4.17: 2-PMT-readout モジュール試験で得られたデータの一例とその解析の手法. これらはビームの入射位置がモジュール中心に対して $x = +0.1\text{cm}$, $y = +0.2\text{cm}$ のときの測定結果である. 1 段目, 2 段目の左右のヒストグラムはそれぞれビーム上流から見たときの左右の PMT でのデータに対応している.

ル内の Cerenkov 光の ray trace に於いて継ぎ目を通過した時点でその光を散乱させることでこの効果を取り入れている。

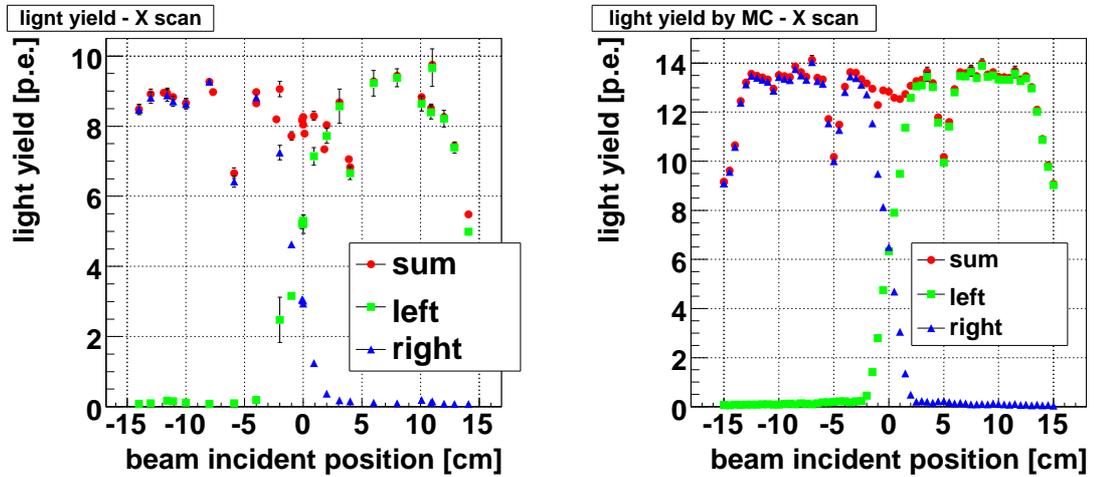


図 4.18: X 方向のビーム入射位置に対する光量の測定結果 (左) とシミュレーションにより予想される光量の位置依存性 (右)。

alignment の補正

図 4.18 の X 方向の入射位置依存性の測定結果に於いて、全体が中心に対して対称になっていない。しかし、中心をずらして見ると対称となることから、これは alignment のずれによるものと考えられ、以下この測定結果とシミュレーションを比較するに当たっては図 4.19 のようにモジュールの中心付近での測定結果で、左右それぞれの PMT で得られた光量を直線 fit し、その交点を中心に来るよう座標を取り直した。

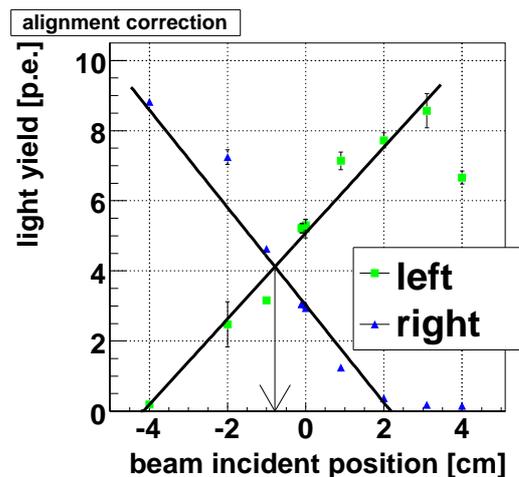


図 4.19: alignment の補正. 交点の x 座標は $x = -0.79\text{cm}$ であった。

左右の対称性の確認

検出器の左右の応答の違いを見るため PMT を入れ替えた場合の光量測定を行った. 表 4.9 にその結果を示す. 誤差の範囲内で測定結果は一致しており, PMT の量子効率については左右で大きな差がないことを確認した.

表 4.9: 左右の PMT を入れ替えた場合の左右合計の光量の測定結果. 誤差は統計によるもののみを示す. 光量の中の括弧内の値が実際のビームの入射位置である. また, x 座標の値は alignment 補正前のものである.

ビームの入射位置 [cm]	入れ替え前の光量 [p.e.]	入れ替え後の光量 [p.e.]
$\sim -8\text{cm}$	9.26 ± 0.09 ($x = -8.0\text{cm}$)	9.33 ± 0.08 ($x = -8.1\text{cm}$)
$\sim 0\text{cm}$	8.04 ± 0.10 ($x = 0.0\text{cm}$)	8.09 ± 0.08 ($x = -0.1\text{cm}$)
$\sim +8\text{cm}$	9.44 ± 0.09 ($x = 8.0\text{cm}$)	9.53 ± 0.08 ($x = 7.8\text{cm}$)

平面鏡の継ぎ目の効果

図 4.18 の測定結果では中心付近での左右合計の光量がやや減少しているのが確認出来る. これは平面鏡の継ぎ目の部分で光がうまく反射しないためと考えられる. シミュレーションに於いて実際に使用した平面鏡の厚み 0.75mm を考慮して, 2 枚の平面鏡の接合面から左右 $0.75 \times \sqrt{2}\text{mm}$ または $2 \times 0.75 \times \sqrt{2}\text{mm}$ 以内の領域を不感領域とし, ここにあたった Cerenkov 光をその場で消すようにした場合, 図 4.18 のような結果が得られ, 理想的な継ぎ目の場合には略一様な光量が得られるのに対し, 一方, 意図的に不感領域を作った場合は中心付近で光量が低下するのが確認出来る.

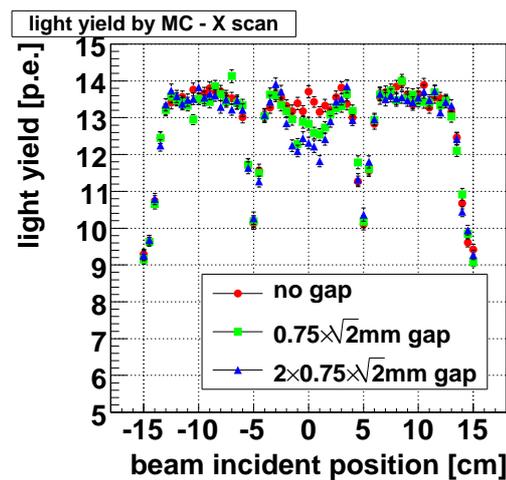


図 4.20: シミュレーションで平面鏡の継ぎ目の効果を入れた場合の光量の変化.

4.4.5 Y 方向の位置依存性測定

モジュールは厚さ 1cm のアクリル板を約 3cm × 5cm の大きさに切断し、適当な枚数重ねたものの上に乗せている。Y 方向 (鉛直方向) の移動はこのアクリル板の枚数を変えることで行った。セットアップの都合上、モジュール上方にビームを入射させることが出来なかったため、測定は主に $y < 0$ の領域を中心に行った。また、この測定時の X 方向のビームの入射位置は補正した x 座標に対して $x = 0.79\text{cm}$ である。

測定結果とシミュレーションの結果を図 4.21 に示す。本測定も 4.4.4 と同様に光量に関しては予想に比べ全体的に低い結果となっている。入射位置依存性については、次に節で考察する。

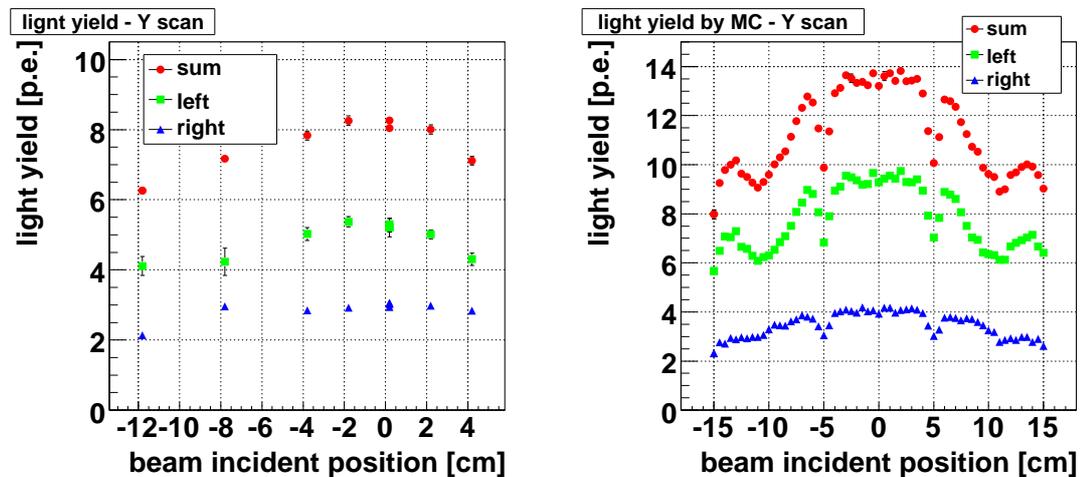


図 4.21: Y 方向のビーム入射位置に対する光量の測定結果 (左) とシミュレーションにより予測される光量の位置依存性 (右). ビーム入射位置が上流から見て左側に偏っているため、左右で光量が異なっている。また、測定では一部の区間しか測定していないため、右のグラフと表示している範囲が異なっている。また側面の反射率は 80% としている。

optical box 側面での反射の効果

本測定で用いた optical box は内壁面に黒塗り加工等を施していなかったため、ある程度光の反射の効果が見込まれる。図 4.21 のシミュレーション結果で、 $|y| \sim 10\text{cm}$ 付近から光量が一旦増大する傾向が見られる。測定結果は点数が少なく、ちょうど光量が極小になる点で測定を行っていないためこの効果を直接は確かめられないが、図 4.22 のように側面の反射率を 0% とした場合のシミュレーション結果と比べると外側で光量が増大しているのが確認出来、側面での反射の効果を見ることが出来る。

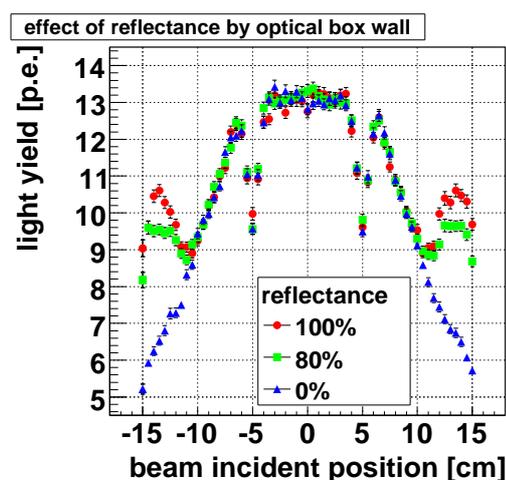


図 4.22: シミュレーション上でオプティカルボックス側面での反射率を変えた場合に於ける Y 方向の光量の位置依存性.

4.4.6 測定結果に対する考察

空気 Cerenkov 光バックグラウンドの定量

4.3 の測定と同様に、エアロジェルを取り出し、モジュールを中心 ($x = 0.0\text{cm}$ (補正していない座標系に対して), $y = +0.2\text{cm}$) に配置した状態で $(0.309 \pm 0.0099)\text{p.e.}$ の発光が確認された。図 4.9 のような屈折率の波長依存性をいれ、シミュレーションを行ったところ (0.687 ± 0.025) という結果になった。また、エアロジェルの領域は除いた状態でその位置依存性を見積もったところ図 4.23 のようになった。尚、ここでのシミュレーションの見積もりではオーバーオールファクターは考慮していない。

4.4.7 絶対光量の比較

図 4.18, 4.21 では、観測された相対的な光量の位置依存性については概ね期待通りの結果が得られているが、光量の絶対値に関しては全体的に少ないという結果になった。ここで、定量的な比較を行なうため、ビームの入射位置ごとにシミュレーションによる予測値と測定値の比を取ったものを図 4.24 に示す。ここで、測定値に対しては alignment を補正し、また空気 Cerenkov バックグラウンドの位置依存性のシミュレーション結果 (図 4.23) をバックグラウンドの測定結果にあうように normalize して、各測定値から差し引いた。シミュレーションによる予測値についてはオーバーオールファクターは考慮していない。X 方向に関しては大きく離れている点も見受けられるが、概ね測定値とシミュレーションの比は一定で、Y 方向についても、オプティカルボックス側面での反射の影響を受ける端の点を除いては 0.5 付近で X 方向と同じ程度の値になっている。端の点が高くなっているのは、側面の反射率を低く見積もりすぎているためである。

X 方向についてみると、比の平均値は 0.54、標準偏差はその凡そ 4.8% であり、このファクターを考慮すると約 5% の精度でシミュレーションによる予測は測定結果を再現すると

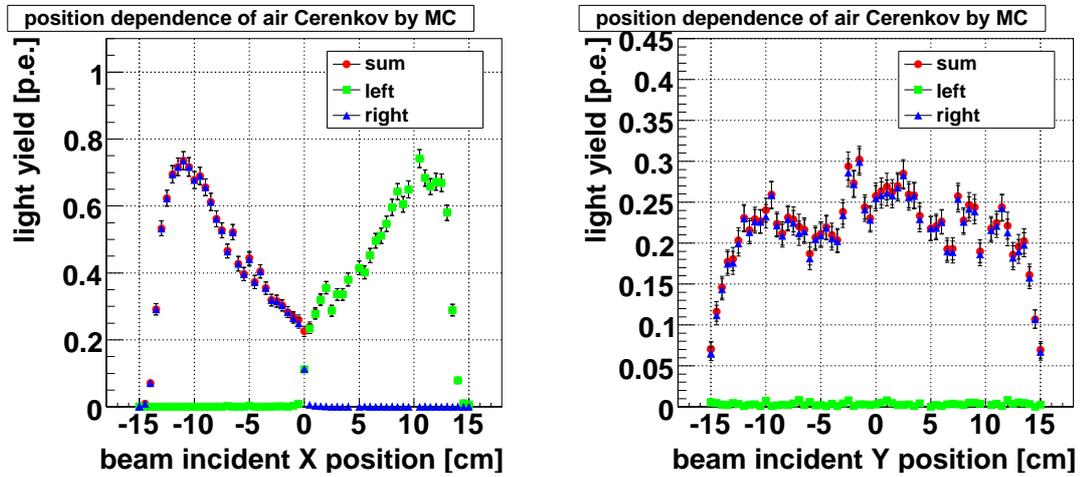


図 4.23: シミュレーションによる空気 Cerenkov 光による光量の位置依存性. 左が X(水平)方向, 右が Y(鉛直)方向の結果で, 測定と対応するように X 方向では $y = +2\text{cm}$, Y 方向では $x = +0.79\text{cm}$ としている. X 方向では, 平面鏡の形状から, 外側に行く程荷電粒子が走る距離が長くなるため光量が増えていく.

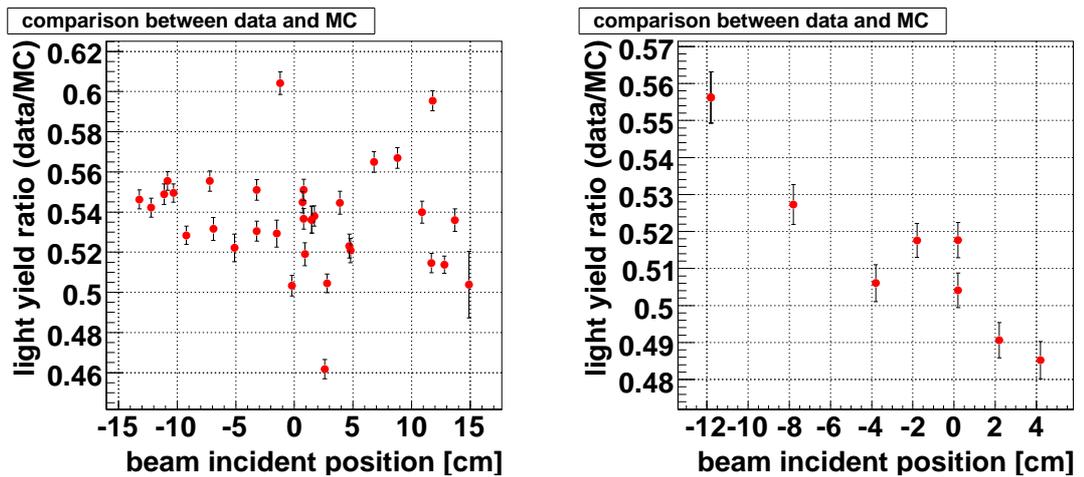


図 4.24: 測定結果とオーバーオールファクターを考慮しないシミュレーションの結果の比. 左が X 方向 scan, 右が Y 方向に scan した場合である.

いうことが出来る。Y 方向については、これよりやや小さい結果となっているが、このばらつき範囲内である。

また、この比は 4.3 での測定で、同じエアロジェルに於ける光量のシミュレーションとの比に比べ小さい値となっている。

4.5 試作機モジュール性能評価のまとめ

前章でデザインを行った 2-PMT-readout モデルについて実際に試作機を 1 モジュール製作し、東北大学原子核理学研究施設の 600MeV/c の陽電子ビームを用いた性能試験を行った。

試作機の試験に先立って、測定に用いるエアロジェルについての基本的な情報を得るため、先ず同施設に於いて既に動作が確認されている 1-PMT-readout 型の APC モジュールを用いたエアロジェルについてその発光量の試験を行った。測定したサンプルは APC モジュール開発時に用いられた松下製の YI シリーズと、KEK E248 AIDA 実験で用いられていたである。シミュレーションとの比較を行うため、測定データのなかった AIDA エアロジェル透過率のパラメータの測定を行い、また、空気 Cerenkov 光バックグラウンドについての評価を行った。これらを考慮したところ、発光量の測定結果は Geant4 をベースとしたシミュレーションの予測の 60% 以下であった。

次に、光量測定で最も光量の多かった YI03 を用いて、2-PMT-readout モジュールの性能評価を行った。モジュールをビームに対して動かしながら、光量のビーム入射位置依存性を確認した。測定結果について、APC モジュールの場合と同様に空気 Cerenkov 光バックグラウンドを見積もり、これを差し引いた値とシミュレーションからの予測値を比較したところ、光量の絶対値はやはり小さいものの、その比は 0.5 程度でビーム入射位置に依らず一定であった。従ってこの値をシミュレーションの結果にかけることで、約 5% の精度をもってシミュレーションが発光量の再現可能であることを確認した。

シミュレーションと光量の絶対値が一致しない理由については、特にシミュレーションに比べて光量が少なかったものに関しては、輸送等の取り扱いによる表面状態の悪化が一因であると考えられ、エアロジェル同士が擦れないようするなど、取り扱いに工夫が求められる。また、空気 Cerenkov 光についてもシミュレーションと測定で同程度の差があることから、平面鏡 (反射率や取り付け精度など)、PMT の量子効率など、エアロジェル以外の原因も存在することと考えられる。本実験では 25 台のモジュールを製作しなければならず、こうした不定性をはっきりと抑えていく必要がある。

本章の測定により、2-PMT-readout 型モジュールのシミュレーションにおける性能に対し、実験的な裏付けを与えることに成功し、より信頼性のあるものとして扱えるようになった。

第5章 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドに対する性能評価

第4章に於いて、2-PMT-readout の試作機モジュールの試験を行った結果、このモジュールの性能について理解することが出来た。そこで本章では再びシミュレーションを用いて、本実験に於いてこの検出器が十分なバックグラウンド削減能力を持ちうるかどうかを確認する。

5.1 シミュレーションの手法

シミュレーションの基本的な枠組みは、第3章と同じく、Geant4 をベースとしたものである。

BHPV の $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドに対する寄与を見るため、以下に示すような2段階のシミュレーションを行った。先ず第一段階として、fast simulation と呼ばれる手法で $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊のシミュレーションを行う。K⁰TO 実験の検出器のうち荷電粒子検出器 (BCV, CV, BHCV) 以外を全て配置し、 K_L を打ち込んで $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊させる。そして崩壊粒子が検出器にヒットした時点でその入射位置と運動量等を記録し、そこでシミュレーションをとめる。続いて CsI で2クラスターヒットとなるイベントに対し、 π^0 の再構成を行い、standard cut を通るイベントを集める。これらが $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドとなりうるイベントであるが、実際のバックグラウンド数の見積もりは、CsI 以外の veto 検出器にヒットした余剰粒子が、その検出器で検出されない確率、即ち inefficiency で重み付けを行う。inefficiency については検出器ごとに入射粒子の運動量や入射位置の関数 (inefficiency function) として予め評価を行っておくことで少ない統計量で効率的に確率の小さな事象に対する評価を行うことが出来る。

次に、第二段階として BHPV の寄与を調べるため、上記のバックグラウンドの候補となるイベントに対し、BHPV へのヒットの有無で分類する。ヒットのあるものについては、残りの余剰粒子に対する inefficiency で重み付けを行い、BHPV の inefficiency については別途評価を行う。また BHPV にヒットのないものについては、各余剰粒子の inefficiency を掛け合わせ、BHPV の寄与と比較を行う。

BHPV に於ける inefficiency の評価は、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ fast simulation に於ける他の検出器と同様に inefficiency function を評価し、これによりバックグラウンドとなりうる候補の各イベントに対し、この関数から得られた値をかけあわせていくことで最終的に残ってくるバックグラウンド数の見積もりを行った。

また、バックグラウンドのイベント数を比較は、標準理論で予言されている分岐比 (2.49×10^{11}) を用いたときに期待される $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ シグナル 1 事象に対する比という形で比較

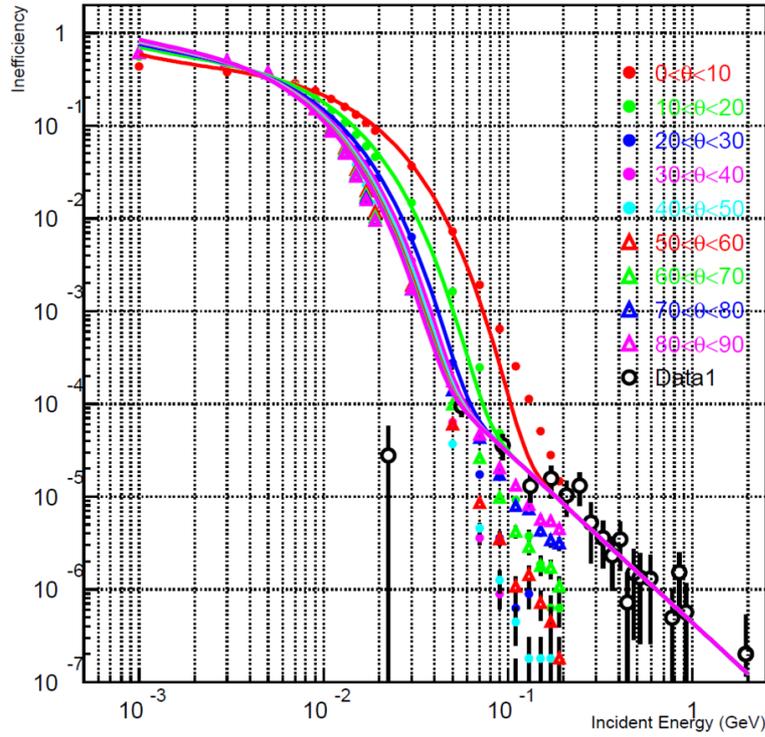


図 5.1: MB の inefficiency function. 丸は光核反応による inefficiency の測定結果である.

することにする。これは、例えば BHPV でのビーム粒子を検出してしまふとある確率で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象を veto してしまうことになるのでこのイベントの検出率が低下してしまうが、このような accidental な veto は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象やバックグラウンド事象にかかわらず起こるため、比をすることでこのような効果をキャンセルすることが可能だからである。

5.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の fast simulation

5.2.1 検出器の inefficiency function

Main Barrel(MB) に対する inefficiency は、 γ の入射角度と運動量により評価を行った。入射角度は、MB が鉛とプラスチックシンチレータのサンプリング検出器であるため、これによりサンプリングの長さが変わって見えるためである。入射運動量については、これにより inefficiency の原因が変わってくる。即ち、低エネルギー側ではサンプリングの影響が、高エネルギー側では γ と原子核が直接反応を起こす光核反応とまったく何も反応せず通り抜けてしまう punch through がそれぞれ主に inefficiency に寄与している。シミュレーションによる予測の難しい光核反応については実験データを用い、その他の効果に対してはシミュレーションの結果から、inefficiency function を作成した。実際に使用したものを図 5.1 に示す。

また, MB 以外の検出器 (Front Barrel と Collar Counters) の inefficiency function については, MB のもので代用した.

5.2.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドのメカニズム

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドには次のように 3 種類のメカニズムが存在する. それぞれの内容と特徴を述べる.

even event

CsI カロリメータに hit する 2 つの γ が 1 つの π^0 の崩壊に由来する場合である. この場合 π^0 は正しく再構成され, 且つこの崩壊では π^0 は大きな横運動量を持ちうるため, バックグラウンドとなりやすく, 排除するのが難しい.

odd event

CsI カロリメータに hit する 2 つの γ が K_L が崩壊して生じた 2 つの π^0 のそれぞれから 1 つずつ来ている場合である.

fusion event

CsI カロリメータの近い位置に 2 つの γ が入射することで, それを 1 つの γ の hit と誤った場合に生じるバックグラウンドである.

5.2.3 シミュレーションの結果

シミュレーションは, $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊については 10^8 , $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊については 9.9×10^6 だけ行い, それぞれシグナル事象の条件を満たすものの数を見積もった. 結果, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象については K^OTO 実験で計画される run タイム 3×10^7 s と標準理論の分岐比を仮定すると 5.21 ± 0.03 イベントと見積もられた. (誤差は統計によるもののみを示す. 以後も同様である.) 一方, BHPV を設置しない場合の $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ によるバックグラウンド事象は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 1 事象に対して 7.20 ± 5.49 と見積もられ¹, このうち 6.63 ± 5.49 が BHPV に hit のあるイベント, 即ち, veto しなくてはならないイベントである.

5.2.4 BHPV で veto すべき γ

上で見積もった $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドとなるイベントのうち, BHPV に hit のあるものを選び出し, 他の veto 検出器での inefficiency で重みをつけた運動量の分布を図に示す. 低エネルギーのものは even event が主であり, 高エネルギーのものは odd event が大半を占めている. 特に高エネルギーのイベントは, 数自体は少ないものの, もう一方の γ が低エネルギーであり, veto 検出器で検出されにくいいため event weight が非常に高くなる傾向がある. 実際のところ, 今回のシミュレーションの見積もりで, 統計誤差が非常に大きくなっているが, これは 1 イベント, weight が非常に高いイベントが存在する² た

¹統計エラーがとても大きい, これについては 5.2.4 で述べる.

²odd event で, もう一方の γ は NCC に hit しており, そのエネルギーは 27.8MeV であった.

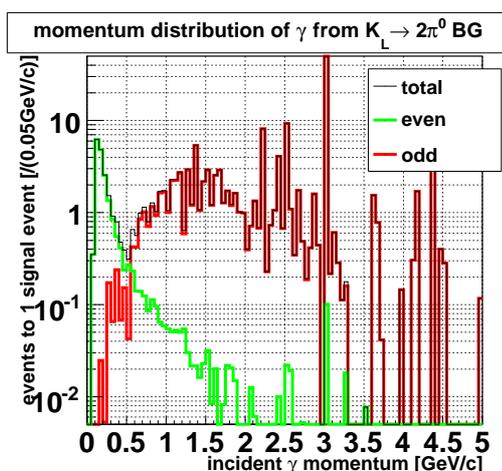


図 5.2: BHPV に γ が hit する $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドイベントについて、他の veto 検出器の veto weight を考慮したときの入射 γ の運動量分布.

めで、これを除いた場合、BHPV を設置しないときの $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンド数は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 1 事象に対し 1.71 ± 0.13 で、BHPV に hit のあるものは 1.14 ± 0.13 となった。このようなイベントが存在しうるため、特にエネルギー高い側では非常に高い検出効率を持っている必要がある。

5.3 BHPV の inefficiency function

5.3.1 BHPV の集光系の改良

BHPV の γ に対する inefficiency を見積もる前に、前章の試作機の試験の結果を受け、モジュールの改良を行なった。

4.4.5 の結果より、BHPV モジュールのオプティカルボックスの側面での反射は、粒子がモジュールの Y 方向 (Winston Cone の光軸に対し垂直な方向) の端の部分に入射した場合の集光率に大きく影響する。核理研での試験に用いた試作機ではオプティカルボックス側面を何の加工もしない状態のアルミ表面としていたが、平面鏡に用いているアルミ板を側面にも導入することで、集光率の向上を図った。

また、この側面鏡の導入に際し、オプティカルボックスの Y 方向のサイズの最適化を行った (図 5.3)。現行の Y 方向のサイズが 32cm であり、これは集光を行う Winston Cone に比べて少し大きい。従ってこの側面鏡をなるべく内側に取り付け実効的な Y 方向のサイズを小さくすることが望ましいと考えられる。しかし逆に、小さくしすぎるとこれより外側のエアロジェルから出てきた Cerenkov 光を集光できないため、最適化が必要である。このためシミュレーション上で、この Y 方向のサイズを変えながらエネルギー 1GeV/c の γ に対する位置依存性を調べた。結果は図 5.4 のようになった。Y 方向のサイズが小さくなる程端での光量低下が著しくなるが、 $|y| \sim 8\text{cm}$ 付近での光量が大きくなり、元の 320mm にくらべ、光量の一様性が向上している。295mm より小さい場合ではどれも殆ど変化がないた

め、以後の Y 方向のサイズはこの値のものに変更することにする。但し、モジュール制作上の都合より、実際には 294.5mm としている。

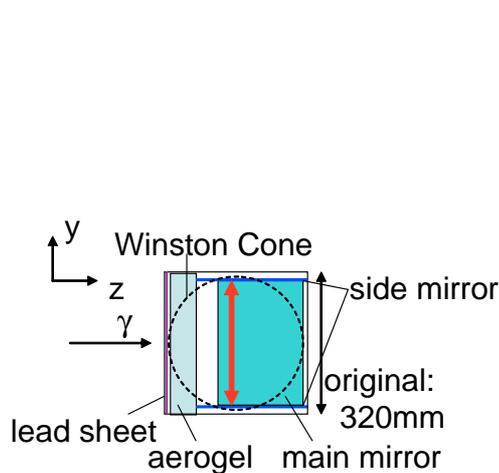


図 5.3: 側面鏡の取り付け位置による Y 方向のオプティカルボックスのサイズ。図はモジュールを Winston Cone の光軸に対して垂直な面で切った時の断面図である。“side mirror”と書かれているのが側面鏡を示し、赤色矢印の長さがこの Y 方向のサイズに相当する。

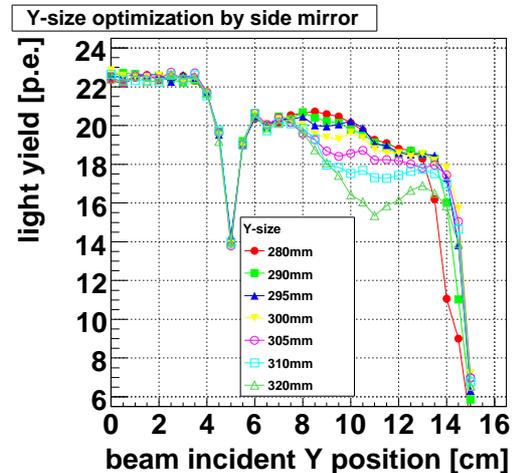


図 5.4: シミュレーションによる、Y 方向のオプティカルボックスのサイズを変えた場合の光量の位置依存性。側面鏡の反射率は 0.8 とし、エアロジェルは YI30 に対応するパラメータを用いている。 $|y| \sim 5\text{cm}$ での光量減少はタイルの継ぎ目によるものである。

5.3.2 シミュレーション上でのエアロジェルの条件

使用したエアロジェル

エアロジェルは、AIDA のエアロジェルを用いることを想定した。これは、AIDA 実験に於いて多くのエアロジェルが使用されており、必要な分量が既に確保されていること、そして、前章の測定で、YI シリーズには劣るもののその 90% 程度の光量が得られることが確認されたためである。

透過率パラメータの測定

このエアロジェルをシミュレーション上で構築するため、4.3.3 で行ったのと同じ方法で、AIDA エアロジェルの透過率パラメータの測定を行った。

測定は基本的には J-PARC に於いて、次の 6 章で延べるように、K 中間子ビームライン上に検出器をインストールした前後で行った。対象は屈折率が 1.03 のタイル 12 枚で、うち 6 サンプルについては KEK からの輸送前後で測定を行っている。またこれらは 4 章で用いたものとは別個体である。各サンプル 7 点について測定を行い、(4.3) 式で測定結果を fit して求めたパラメータ A' と C について、サンプルごとの平均値を図 5.5 示す。

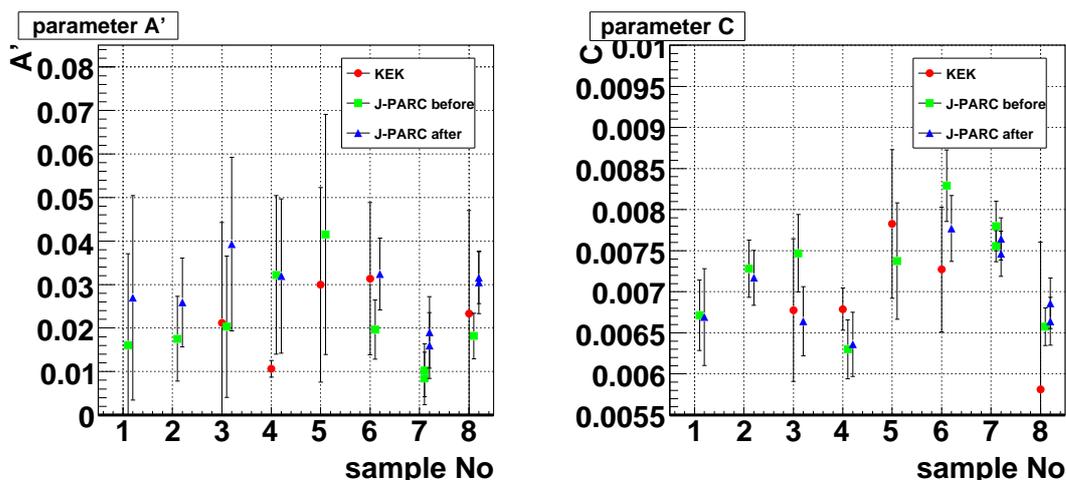


図 5.5: 12 枚の AIDA エアロジェルに対して透過率の測定を行った結果. 1 つのタイルの
 ついて 8 点 (一部 3 点のみ) 測定を行い, その平均値をプロットし, 標準偏差をエラーバ
 ーとして示した. 点の色は測定を行った条件を表し, 赤の “KEK” は J-PARC への輸送前に
 測定したもの, “J-PARC before/after” はそれぞれ, 次の章で述べる KL ビームライン上に
 インストールした前後という意味である.

測定を行った条件によるパラメータの変化については, A' の値が KL ビームラインへの
 インストール前後で少し大きくなっているのが見受けられる程度で, 大きな変化は認めら
 れなかった. KEK から J-PARC へのエアロジェルの輸送では, エアロジェルタイル同士が
 こすれ合うのを防ぐためタイル一個ずつを包んだ上で輸送を行ったが, この前後で系統的
 な変化は認められず, タイルを悪化させることなく運搬することに成功したといえる.

かくして, 測定状況による透過率パラメータの特徴的な変動は見られなかったが, 最終
 的にシミュレーションに組み込む値としては, 最後に行った測定値を元にし, 全タイル 12
 枚の各 8 点の測定結果の平均値をとり以下の値をいれることにした;

$$A = \exp(-A' \times 1\text{cm}) = 0.96 \quad (5.1)$$

$$C = 0.00692[\mu\text{m}^4] \quad (5.2)$$

タイルの継ぎ目の効果

このエアロジェルは YI シリーズと異なりサイズが 15.9cm とひとまわり大きい. BHPV
 としては, 30cm 角の領域をカバーする必要があるため, タイルを 2×2 に敷き詰めるのが
 都合がよい. この場合, タイルの継ぎ目は図 5.6 のように中心に十字に入ることになるの
 で, シミュレーション上のタイルの継ぎ目を変更した.

実際にタイルの継ぎ目の場所を変えた場合の光量の変化についてシミュレーションを
 行った結果を図 5.7 に示す. 1GeV の γ をビームの大きさを変えながら正方形に一樣に
 垂直入射させ, 継ぎ目のない場合, 10cm のタイルを使用した場合, 15cm のタイルを使用し
 た場合について, 得られる光量を見積もった. 中心に継ぎ目の来る 15cm の場合はビーム



図 5.6: YI シリーズ (左) と AIDA エアロジェル (右) でのタイルの継ぎ目の違い.

サイズが小さいと継ぎ目の影響を大きく受けるが、ビームが 10cm 以上広がっている場合はタイルによる違いは殆どなくなり、逆に継ぎ目の数が少ない 15cm のほうが光量が多くなる。実際に BHPV で検出すべき γ の広がりは何れも 20cm 角の正方形形状なので、継ぎ目を変更したことによる影響はバックグラウンドへの寄与という意味では殆どないといえる。

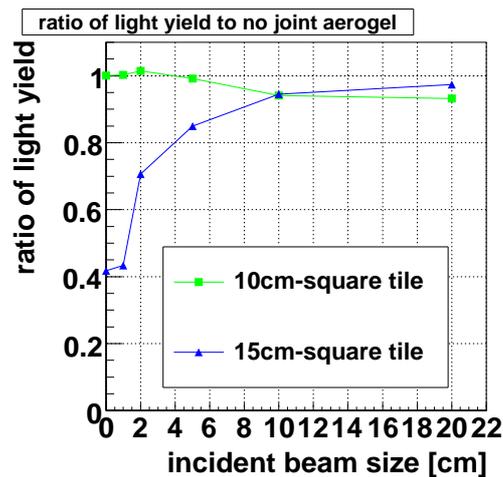


図 5.7: タイルの継ぎ目を変更した場合の、ビームサイズに対する光量の変化。継ぎ目がない場合の比をとっている。

オーバーオールファクター

第 4 章で AIDA エアロジェルの発光量を測定したところ、測定結果と、透過率パラメータを考慮した場合のシミュレーションによる予測値の比は 2 組のサンプルについて、それぞれ表 4.7 にあるように 0.54, 0.60 であった。ここでは conservative な見積もりを与えるため、低いほうの 0.54 の割合で、シミュレーションの光量を減らすことにする。

γ に対する inefficiency

5.3.2 で述べたようなエアロジェルをシミュレーションに導入し, BHPV での γ の検出効率の見積もりを行った. 検出効率は主に入射 γ のエネルギーに依ってくるので, 25 個のモジュールを並べた状態でエネルギーを変えながら γ の打ち込んでいき, それぞれについて inefficiency, 即ち入射した γ の数に対し, 検出出来なかったものの割合を見積もった.

まず, 検出器のデザインとしては, 3.4.3 で述べた方針に則り, 且つ AIDA エアロジェルを使用することを考え, エアロジェルの切断などの加工がなるべく少なくなるよう, 厚みを選んだ. 具体的な値を表 5.1 に示す. また, 図 2.11 で示したように, この $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドとなりうる γ は BHPV に対して約 20cm の正方形に概ね一様に分布しているので, inefficiency の見積もりに於いても一辺 20cm の正方形領域に一様に γ を垂直させた.

表 5.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドの見積もりに使用した BHPV のセットアップ.

モジュール番号	鉛の厚さ	エアロジェルの厚さ
1 st – 5 th	(なし)	1.5cm
6 th – 10 th	1.5mm	2.9cm
11 th – 25 th	3.0mm	5.8cm

また, 光量の閾値に関しては, 第 3 章での見積もりに加えてオーバーオールファクターにより光量が凡そ半減していることを考慮し, 各モジュール, 左右合計で 4p.e. 以上を観測することを課していたが, 2p.e. に引き下げることにする.

以上の条件より得られた, γ に対する inefficiency を図 5.8 に示す. これをエネルギー E の関数 $I(E)$ として評価するため, p_0, p_1, p_2 をパラメータとして,

$$I(E) = p_0 \exp(-p_1 E) + p_2 \quad (5.3)$$

という式で fit を行った. 結果得られたパラメータの値を表 5.2 にまとめた.

バックグラウンドの見積もりには BHPV に hit のあるイベントに対し, この式より inefficiency を計算して, 重み付けを行ったうえで足し合わせていく. 尚, (5.3) 式による fit では, 1GeV 付近の領域で, inefficiency をシミュレーションの結果以上に小さく見積もってしまっている. これによりバックグラウンドを過小評価してしまうことを防ぐため, BHPV への γ の入射エネルギーが 0.8GeV - 1.8GeV の領域では, inefficiency を (5.3) 式の 2 倍大きく見積もることとした.

5.4 fast simulation による $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンド見積もりの結果

上記の inefficiency function を用いて $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドを評価したところ, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル 1 事象に対して, 全バックグラウンド数が 7.20 ± 5.49 であったのが,

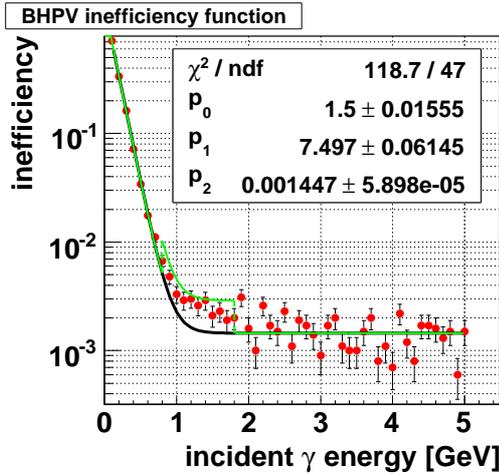


表 5.2: BHPV の inefficiency function のパラメータ.

p_0	1.5 ± 0.016
p_1	7.50 ± 0.06
p_2	$(1.45 \pm 0.06) \times 10^{-3}$

図 5.8: シミュレーションで γ を BHPV に入射させた時の入射エネルギー毎の inefficiency (赤点) と, これから (5.3) 式で fit した結果 (黒の実線). 緑の実線が実際に inefficiency function として用いたものである.

BHPV の導入により 0.65 ± 0.013 と, シグナル事象より低く抑えられることがわかった. このうち, BHPV で veto しきれなかったものは 0.081 ± 0.011 と, 全 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドに比べ低く, BHPV がバックグラウンドの抑制に十分な寄与をしていることを確認することが出来た.

5.5 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンド見積もりのまとめ

前章までに行ってきたデザインと実際の測定をもとに, 本実験で BHPV が設置される目的である $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊によるバックグラウンド事象の抑制について, 十分な性能を持っているかどうかをシミュレーションにより検証した. ここでは fast simulation と呼ばれる手法をとり, 各検出器の入射粒子に対する応答を予め用意した inefficiency function を用いて評価することで予測されるバックグラウンド数を見積もった.

エアロジェルについては現時点で十分な個数があり, 且つ第 4 章の測定に於いてもある程度の発光量を確認することが出来た AIDA のエアロジェルを用いることを想定した. エアロジェル中での Cerenkov 光の ray trace のため, これらのうち 12 枚のタイルについて透過率を測定し, 得られた値をシミュレーションに組み込んだ.

また, 同じく第 4 章で得られた測定結果とシミュレーションでの予言値は, 大きく異なっていたものの, その比は測定毎に凡そ一定であったことから, オーバーオールファクター 0.54 をシミュレーションにかけ, 測定結果を再現するようにした.

更に集光系についても改良を行った上でエネルギー毎に γ を入射して inefficiency の評価を行った. これをもとに入射エネルギーの関数として inefficiency function を製作し, バックグラウンド事象の数を見積もったところ, BHPV 導入前は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象を

1 としたとき, $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 他いによるバックグラウンドの事象数は 7.20 ± 5.49 であったが本デザインによる BHPV により 0.65 ± 0.013 にまで削減されることを確認した. このうち, BHPV で veto しきれなかった分は 0.081 ± 0.011 と見積もられ, 残るバックグラウンド数に比べ十分小さく抑えられている.

第6章 J-PARC KL ビームラインにおける 性能評価

この章では J-PARC KL ビームラインに於ける試作機モジュールの性能評価について述べる。

6.1 測定の目的と概要

K^0 TO 実験で用いる K_L ビームはハドロン相互作用によって生じた二次粒子を取り扱うため、シミュレーションによる予測が難しく、実際のビームを用いて動作を確認しておく必要がある。そのため、本実験と同じ J-PARC ハドロン実験施設の KL ビームライン上に試作機モジュールをインストールし、低強度でのビームを用いることで検出器の応答の評価を行った。本章では、最も基本的な事項である γ の検出出来ているかを確認、中性ビーム中で検出器が正しく動作してことを示す。このための測定の手段として、CERBERUS と呼ばれるサンプリングカロリメータを使って γ をタグする方法と、BHPV モジュールを 3 台ビーム軸に沿って並べ、これらのコインシデンスにより γ をタグする方法の 2 通りの方法により、BHPV の γ 検出に対する性能の評価を行なった。

6.2 KL 測定エリアの状況

本章の測定は J-PARC ハドロン実験施設の KL ビームラインを用いて行った。実際に測定器がおかれたスペースは KL 測定エリアと呼ばれており、ここでは測定エリアの周辺の状況についてまとめる。

6.2.1 ターゲット

この測定では、本実験と異なる小型のニッケルターゲットと白金のターゲットの 2 種類を用いている。小型ニッケルターゲットの概略を図 6.1 に示す。一次陽子ビーム方向の分割は同じだが、全体の形状は disk 型でなく、4cm × 4cm の四角型になっている。大半の測定ではこのニッケルを用いているので、特に断りのない限りはこの小型ニッケルターゲットでのデータであるとする。

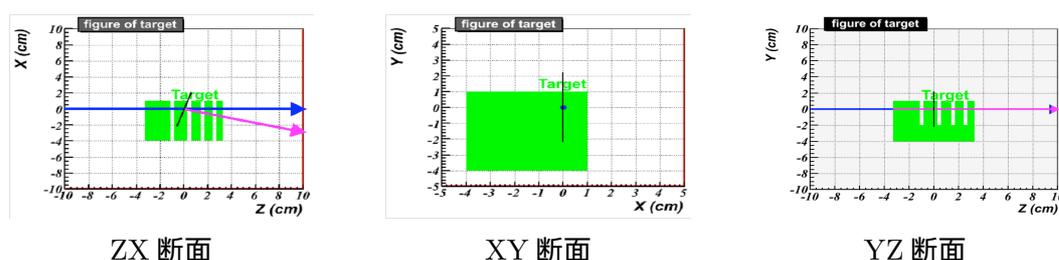


図 6.1: 本章の測定で主に用いた小型ニッケルターゲットの概要. 座標軸は一次陽子ビームの方向を Z 軸, 鉛直上向きを Y 軸, これらに垂直で XYZ 座標が右手系になるように X 軸を取っている. 青のラインは一次陽子, 紫が実際のビーム取り出し方向である 16° の方向を示す.

6.2.2 KL ビームライン

概要については 2.2 で述べた. 実際に建設されたビームラインの写真を図 6.2 に示す. 基本的には本実験で用いるビームラインと同じであるが, コリメータ上流部に設置される予定のマグネット (K1.1) がまだ入っておらず, 従ってターゲット直近の銅コリメータと 1st, 2nd コリメータの間には 1st ビームプラグと γ absorber のみが存在するという状態になっている.



図 6.2: 実際に建設された KL ビームラインの様子. 左側が上流で, そこから 1st コリメータ, sweeping magnet, 2nd ビームプラグ, 2nd コリメータが見える. ビームプラグはこれらより上流にもう一つ設置されており, この測定時のビーム強度では 2 つのプラグを閉じることによりビーム運転中でもエリア内に立ち入ることが出来る.

6.2.3 γ absorber

γ absorber は円筒状の鉛で, 大きさが $30\text{mm}\phi \times 7\text{cm}$ と $30\text{mm}\phi \times 9\text{cm}$ の 2 種類が用意されている. 図 6.3 に示すように取り付けられ実験中に 2 種類の厚みと, absorber なしの 3 つの状態を任意に選ぶことが可能である. ここでは 7cm 厚の absorber を最もよく用いており, 特に断りがなければ absorber は 7cm 厚のものがインストールされているとする.

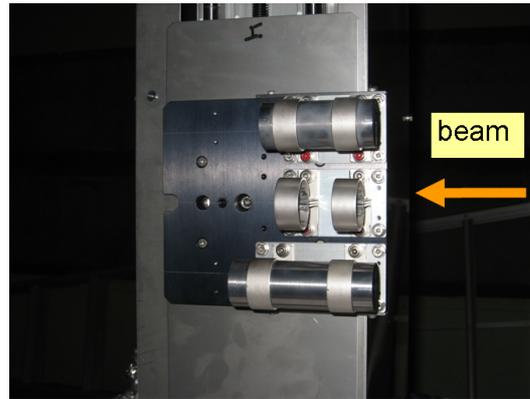


図 6.3: γ absorber の設置. 3つのホルダーが縦に取り付けられており, 一番上に 7cm 厚, 一番下に 9cm 厚の鉛が設置され, 中央の段は空になっている. これらはリモートで上下に移動させることで absorber を変更する.

6.3 サンプルングカロリメータを用いた BHPV による γ の検出

6.3.1 測定の目的と手法

ここではモジュールを 1 台のみインストールし, 測定を行った. 第 3 章で述べたように, KL ビームラインに於ける中性 K 中間子ビームに対する BHPV の hit は大半が 50MeV 以下の低エネルギーの γ に依るものであり, 実際にビームラインシミュレーションの結果を用いて予想される光量分布を見積もると, 図 6.4 の左側のようになった. これは低エネルギーの γ による寄与が圧倒的で, 光量分布に於いて明確なピークを持たず, γ を検出したことを示すのは難しい. 一方でこの中からあるエネルギー以上の γ のみを選び出した場合に期待される応答が図 6.4 の右側のヒストグラムである. 要求するエネルギーが高いほど, 大きな光量の位置にピークが得られるのが期待できる. 従って, 中性ビーム中からエネルギーの高い γ によるイベントを積極的に選び出す事で, BHPV の γ に対する応答を調べられると考えられる.

このため, モジュールの下流に CERBERUS[20] と呼ばれる, 鉛または鉄とプラスチックシンチレータからなるハドロンサンプルングカロリメータを設置し, 測定を行った. CERBERUS は図 6.5 に示されるように, 1 つの鉛, シンチレータによるサンプルングモジュール (Electro Magnetic, EM part) と 5 つの鉄, シンチレータによるサンプルングモジュール (hadron part) からなる検出器で, 中性子と γ の識別が可能なカロリメータである. 具体的な識別方法については 6.3.5 の最初で述べる. また, その他詳しいパラメータについては表 6.1 にまとめた.

これにより BHPV で生じた γ による電磁シャワーを下流の CERBERUS で γ によるイベントとして検出することが可能であり, CERBERUS からのトリガーによりデータ取得を行うことで BHPV の γ に対する応答を評価することが可能である.

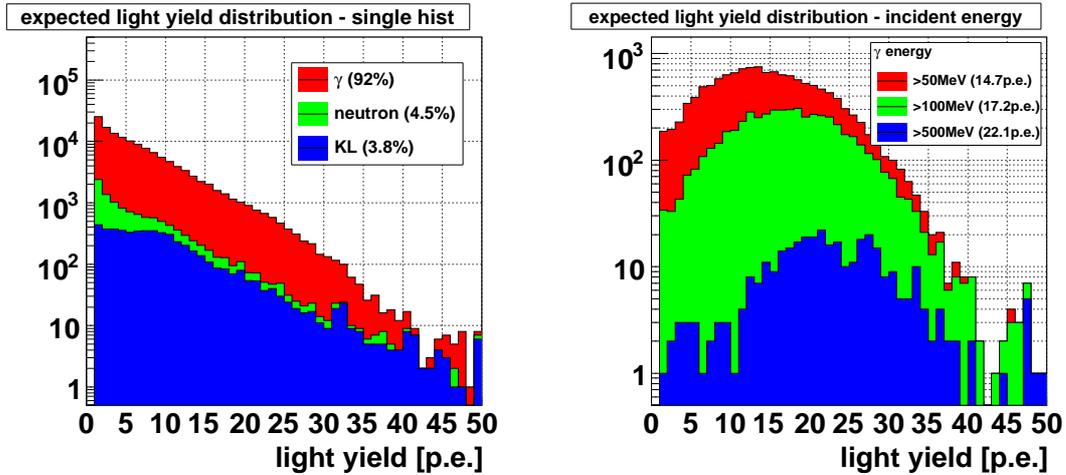


図 6.4: ビームラインシミュレーションの結果を用いた, 本測定で用いた KL ビームにより 1st モジュールの左右合計で期待される光量分布. 色づけはコリメータ出口での粒子の種類を表しており, 括弧内の割合は BHPV の hit に対するその粒子の寄与を示す. また, ここではオーバーオールファクターを考慮していないため, 光量については多めに見積もっている.

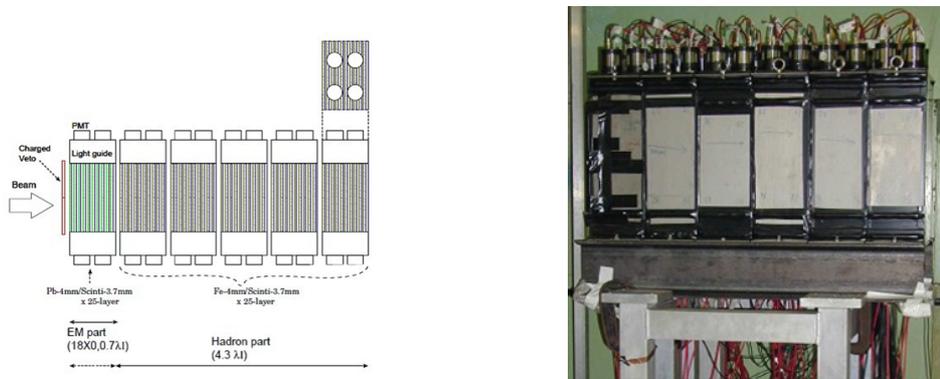


図 6.5: CERBERUS の模式図 (左) と実際の検出器の写真 (右).

表 6.1: CERBERUS の仕様.

有感領域	400mm × 400mm
モジュール数	6 (#1:EM part, #2-6:hadron part)
EM part の構成	4mm 鉛 + 3.7mm シンチレータ 25 層
hadron part の構成	4mm 鉄 + 3.7mm シンチレータ 25 層
チャンネル数	8ch/module (total 48ch)
PMT	R1652

6.3.2 セットアップ

BHPV モジュールのセットアップ

基本的なデザインは第 4 章での測定時に作成したものと同一であるが、集光系については 5.3.1 で述べた改良を施している。また、エアロジェルについても KEK より輸送した AIDA エアロジェルを用い、前章のシミュレーションで用いたのと同じセットアップで測定を行った。また、この測定ではヨシザワ LA(株) 製の、3% アンチモン入りの 1.5mm 厚の鉛板を挿入している。

検出器の配置

図 6.6 に示す。BHPV1 モジュールと、約 3m 間を空けて下流に CERBERUS を配置した。BHPV と CERBERUS の間には KURAMA と呼ばれる電磁石とガスチェンバーが 4 層インストールされているが、本測定では磁場は用いていない。

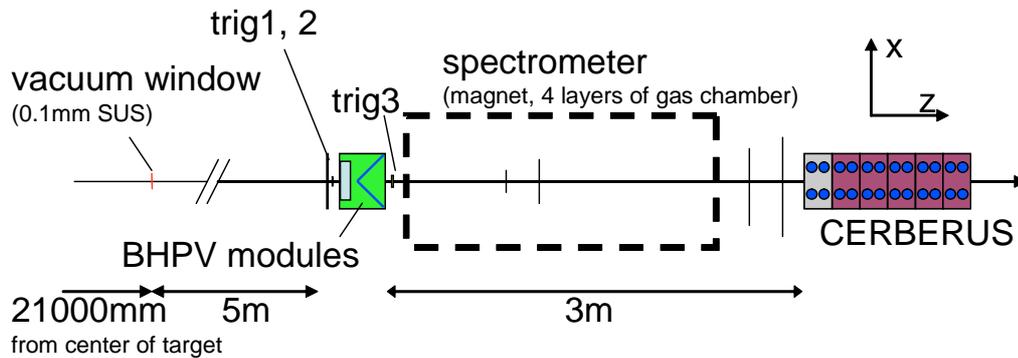


図 6.6: CERBERUS を用いた測定に於ける検出器の配置.

6.3.3 トリガー

この測定に於けるトリガージックを図 6.8 に示す。基本的には CERBERUS でのトリガーによりデータ取得を行った。CERBERUS は上下から 4 本の PMT で読み出す面が 12 層連なる構造であり、1 つの面の hit を 4 本の PMT のコインシデンスとした時、先頭 1 モジュールのみが hit した場合 (γ trigger) と、先頭モジュールの 2 層のどちらにも hit がなく、且つ残る 5 モジュール 10 層のどれかに hit があった場合 (neutron trigger) の 2 種類のトリガーに分けてデータ取得を行った。但し、CERBERUS の hit のうち、BHPV に hit があるようなイベントは非常に少ないため、更に BHPV の左右のチャンネルの or とのコインシデンスも要求した。(γ trigger/neutron trigger の区別はオンラインでの解析を容易にするための便宜的なものであり、解析に於いては両者は区別しないものとする。)

また、次に述べる BHPV の PMT ゲインのモニターのために clock generator による信号をトリガーに混ぜ込んでいる。

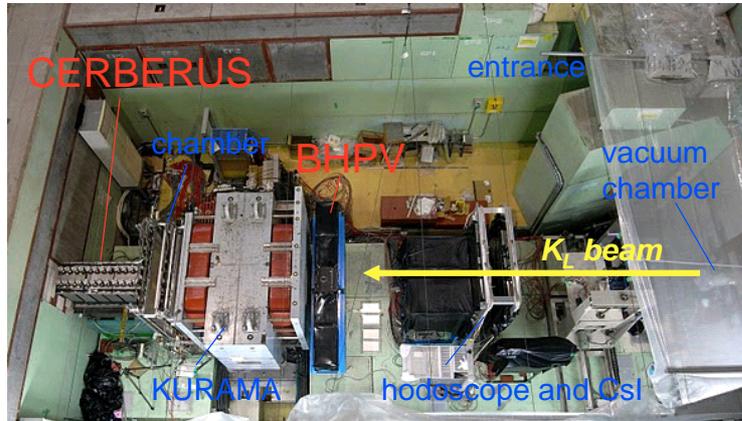


図 6.7: CERBERUS を用いた測定を行なった際の KL エリアの写真. BHPV 上流の “hodoscope and CsI” は, 本ビーム中の K_L の収量を $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊を検出することで測定する装置である. 同様に電磁石 “KURAMA” と 4 層のチェンバー (2 層は KURAMA の中に入っている) からの spectrometer は, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊を検出することで, K_L の収量を測定する. これらの測定に於いてはビーム中に物質量の大きなものを設置せず, またここでは KURAMA を励磁していないため本測定に対して影響を与えるものではない.

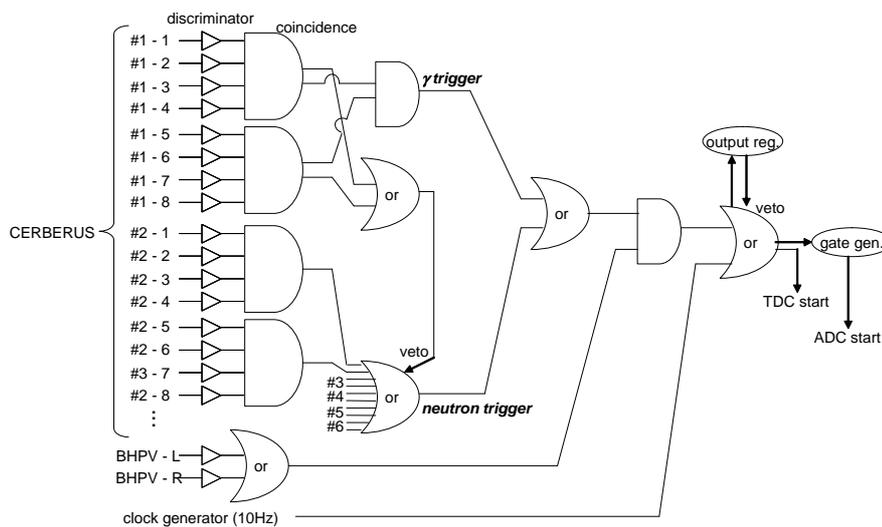


図 6.8: CERBERUS を用いた測定に於けるトリガーロジック.

6.3.4 検出器の較正

BHPV の PMT ゲインキャリブレーション

第4章での測定と同様に、モジュールに内蔵した LED により clock generator によるトリガーに同期して LED を光らせ、PMT のゲインのモニターを行った。このトリガーは on spill/off spill を問わず常に 10Hz で入っている。実際に得られた ADC 分布を図 6.9 に示す。得られた ADC 分布の 1p.e. に対応するピークを (4.3) 式で fit を行い、ここで得られたペダスタルとゲインのにより、測定で得られた ADC カウントを光電子数に換算する。

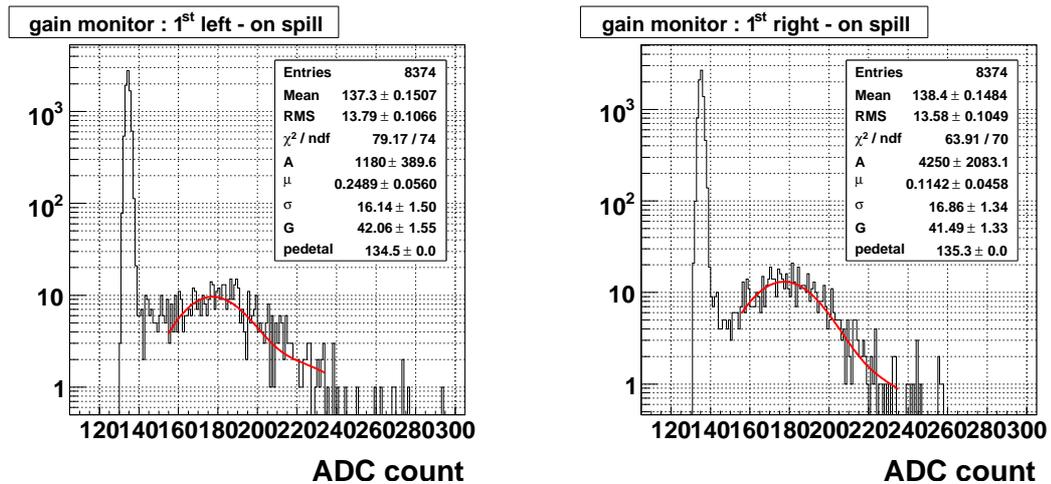


図 6.9: clock トリガーで得られた on spill 中の 1p.e. のピーク。左右はそれぞれ BHPV モジュールの左右のチャンネルに対応している。

CERBERUS のエネルギーキャリブレーション

CERBERUS のエネルギーキャリブレーションのため、 γ absorber がない状態でビームライン中のマグネット (D1 マグネット) を off にし、荷電粒子をビームラインに導く run を行った (ミュオン run)。この run では、CERBERUS の前後に配置したトリガーカウンターの両方でのコインシデンスをトリガートリガーとすることで検出器を突き抜けるような荷電粒子によるデータを取得した。図 6.10 にミュオン run で取得したデータの一例を示す。ビーム軸に垂直な同一面内にある 4 つの PMT に出力の ADC カウントの和をとり、つき抜け荷電粒子に対するエネルギーデポジットのピークを Landau 関数で fit し、得られた MPV の値をピークの位置とした。

ADC カウントの値を実際のエネルギー損失に焼きなおすため、シミュレーション上での各モジュールの上流層、下流層に於けるエネルギーデポジットの値を見積もった。ミュオン run の時と同様に、CERBERUS 本体とトリガーカウンタを設置して、トリガーカウンタでコインシデンスを要求した。このとき打ち込んだ粒子は、 γ absorber は設置せず D1 マグネットを off にした状態のビームラインシミュレーションで得られた粒子である¹ 以

¹実際にはこのシミュレーションでは 2nd ビームプラグ (図 6.2 参照) を閉じた状態の結果で、ミュオンランではプラグは開けたままで行なったので、同一のセットアップに対するシミュレーションではない。

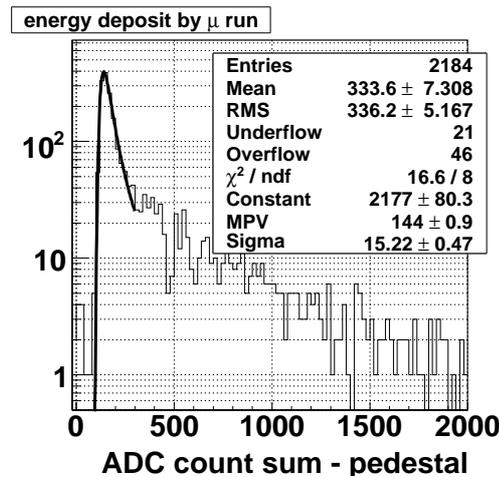


図 6.10: D1 マグネットを off にした run で得られた, CERBERUS 最上流の面の 4 つの PMT で得られた ADC カウントの合計. 検出器をつき抜けた荷電粒子によるピークを確認出来る.

上の結果を用い, 測定で求められたピークの値をシミュレーションで得られたエネルギーデポジットのピークにスケールしなおすことで, ADC カウントをエネルギーデポジットに換算する.

6.3.5 イベントセレクション

CERBERUS の F/T ratio

イベント毎に CERBERUS の各モジュールでのエネルギーデポジットを算出し, 先頭のモジュールでのエネルギーデポジットの, 全モジュール合計のに対する比 (F/T ratio) を求める. γ 由来の電磁シャワーによるイベントであれば, 先頭モジュールは放射長の短い鉛のサンプリング層であるのでシャワーはすぐに減衰し, 大部分のエネルギーを先頭モジュールで落とす. この F/T ratio が 1 に近い値となる. 一方でハドロン反応長は放射長に比べて長く, 中性子による反応では, エネルギーデポジットはより下流のモジュールに広がる傾向があるため F/T ratio は 0 に近くなる. 従ってこの F/T ratio を利用することにより γ と中性子の hit を分離することが可能である. 実際にシミュレーションにより, 単色の γ と中性子を入射させたときの F/T ratio の違いを確認したのが図 6.11 である. γ と中性子の検出条件をそれぞれ $(F/T\text{ratio}) > 0.85$, $(F/T\text{ratio}) < 0.5$ とした場合のこれらの検出効率を入射エネルギー毎に示したものが図 6.12 である. この条件下では γ は 100MeV-3GeV の範囲で 99% の効率で検出が可能であるが, 同じ条件では中性子も, その運動エネルギーにもよるが数 10% の割合で検出してしまうため, 中性子による hit も混ざってくることになる. 一方, 中性子検出効率は 40% - 60% 程度であり, 中性子と誤って検出される γ の割合は殆ど無視出来る.

今回は BHPV の位置で発生した γ の電磁シャワーの検出をすることが目的であるので, $F/T\text{ratio} > 0.85$ であることを要求した. 図 6.13 に本測定で得られた CERBERUS の F/T

ratio と, $F/T \text{ ratio} > 0.85$ を要求した場合の CERBERUS での全エネルギーデポジットの分布を示す.

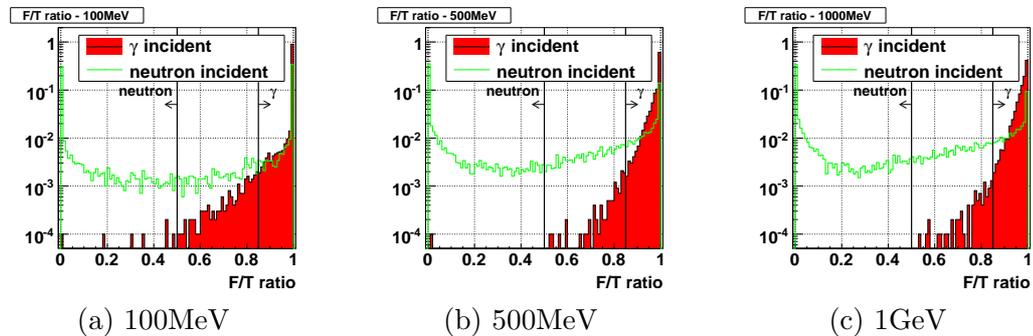


図 6.11: シミュレーションで CERBERUS に単色エネルギーの γ , 中性子を入射させた場合のそれぞれの F/T ratio の分布.

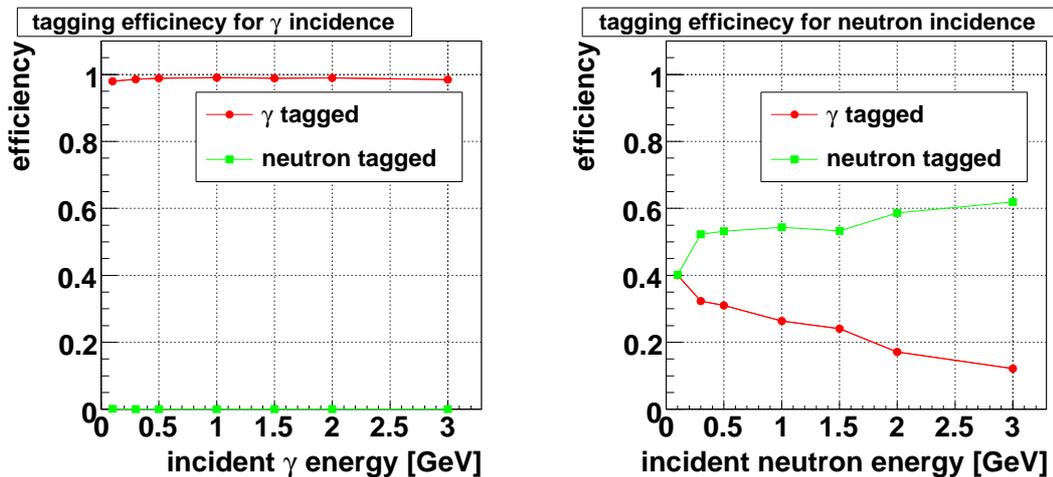


図 6.12: シミュレーションによる CERBERUS での γ と中性子の検出効率, 左は γ を入射した場合, 右は中性子を入射した場合で, それぞれにつき打ち込んだ粒子に対して γ と検出される割合と中性子と検出される割合を示す.

visible energy ratio

CERBERUS はサンプリングカロリメータであるので, 観測できるエネルギーは実際に入射した粒子のエネルギーの一部のみである. シミュレーション上で, 実際に入射した運動エネルギーに対し, 全モジュールで観測されるエネルギーの平均値を図 6.14 に示す. 直線で fit したところ, γ , 中性子ともに観測されるエネルギーは入射粒子の運動エネルギーに対し凡そ 8.5% であることがわかった (この比を visible ratio と呼ぶ). この値を用いてエネルギーデポジットから実際に入射した粒子のエネルギーを求めた. 入射エネルギーとしては, 高く要求するほうが大きな光量の位置にピークがたちわかりやすいが, 統計精度が悪

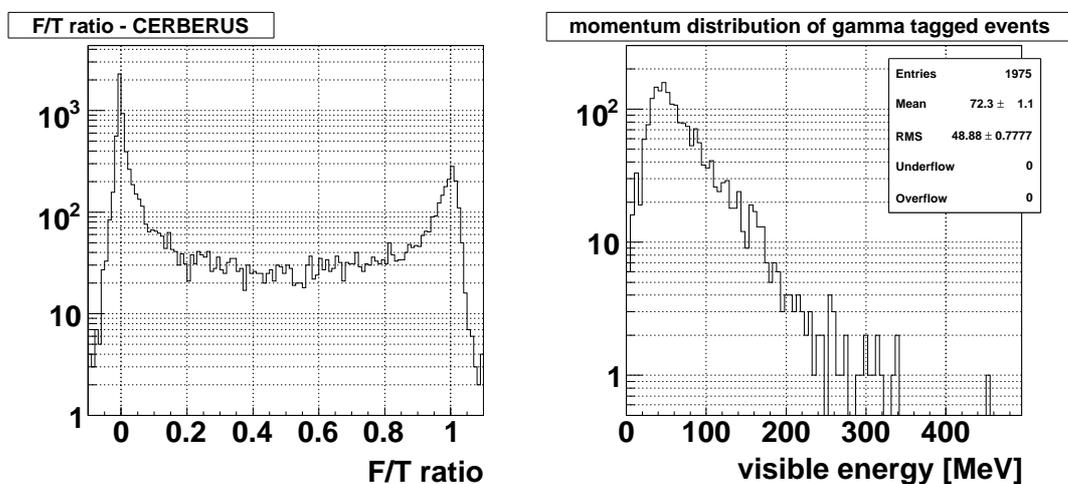


図 6.13: 測定の結果得られた CERBERUS の F/T ratio(左) と, F/Tratio > 0.85 を要求した際の全モジュールでのエネルギーデポジットの合計の分布 (右). F/T ratio はペダスタルを ADC カウントからペダスタルを差し引くために値が広がりを持ってしまい, 0 より小さいイベントや 1 より大きいイベントが多少存在する.

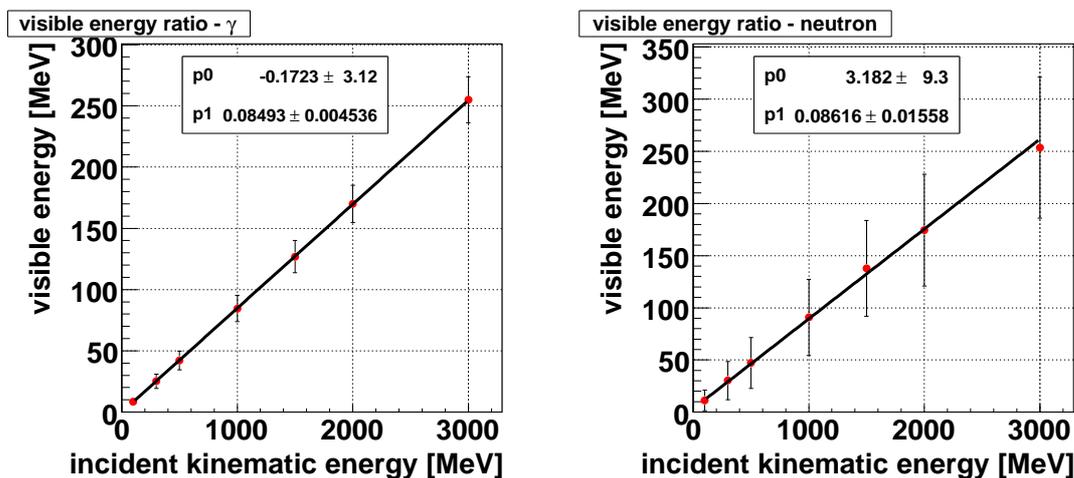


図 6.14: 単色の γ (左) と中性子 (右) をシミュレーション上で CERBERUS に対して打ち込んだ場合の, 入射エネルギーに対する全モジュール合計の平均エネルギーデポジットの比 (visible ratio). エラーバーはその分解能を現している.

くなるため 500MeV 以上であることを要求した. シミュレーションで求めた visible ratio を用いると測定データに対してエネルギーデポジットが 42.5MeV 以上ということになる.

TDC によるカット

この測定で用いたビームは, 後の 6.4.4 で述べるように瞬間的に非常に高いレートになる場合がある. アクシデンタルな hit によるイベントが混在してくる. このような事象を排除するため, BHPV の TDC 分布に対して, on timing であるようなイベントのみを選択した.

6.3.6 得られた光量分布

以上のようなカットを施した結果, BHPV 左右合計のモジュールで得られた光量は図 6.15 の左側のようになった. 15p.e. 付近にピークを確認することが出来る.

シミュレーションによる見積もりを図 6.15 の右側に示した. ここでは前章のシミュレーションで用いたのと同じ 0.54 のオーバーオールファクターを考慮し, CERBERUS に関しては 6.3.5 と同じ用にイベントセレクションを行い, 更に BHPV について, 左右の PMT のどちらかに hit があることを要求した.

こうして選び出されたイベントによる, 予測される BHPV 左右での光量分布で最も大きな寄与を示したのは K_L であった. γ のみに対しての応答としては 6.4 の右側の結果について, オーバーオールファクタを加味すれば, 測定値と略一致すると考えられ, また図 6.15 右のシミュレーション結果も, γ 起源のイベントは 15p.e. の周りに広がっていることから, BHPV は γ に対して予想通りの動作を示しており, 且つビーム粒子の組成が予想とは異なっているということが示唆される.

しかし, BHPV の中性子に対する応答や, 実際の γ や中性子, K_L のフラックスはまだ正しく図られておらず, 不定性が大きい. 従ってこの結果を正しく理解するためには, BHPV のハドロン反応に対する応答についてより詳しい測定が必要なことと, ビーム中の粒子の実際の収量や運動量を正しく把握す必要がある.

6.4 3モジュールによるビーム粒子の検出

ここでは, 同タイプの試作機モジュール 3 機を製作してビームライン上にインストールし, これらのコインシデンスによりビーム粒子を検出した際の応答について考察する.

6.4.1 期待される結果

別の γ の検出手法として, 3モジュールを並べてこれらのコインシデンスをとることで, 高エネルギーの γ を選択的に検出することを試みた. 実際にシミュレーションによる見積もりを行うと, 図 6.16 の右側のように γ 検出のピークを確認することが出来る. 低エネルギーの γ や中性子では 3つのモジュールを貫通するようなイベントは少ないため, 結果として高いエネルギーを持った γ を積極的に検出出来る.

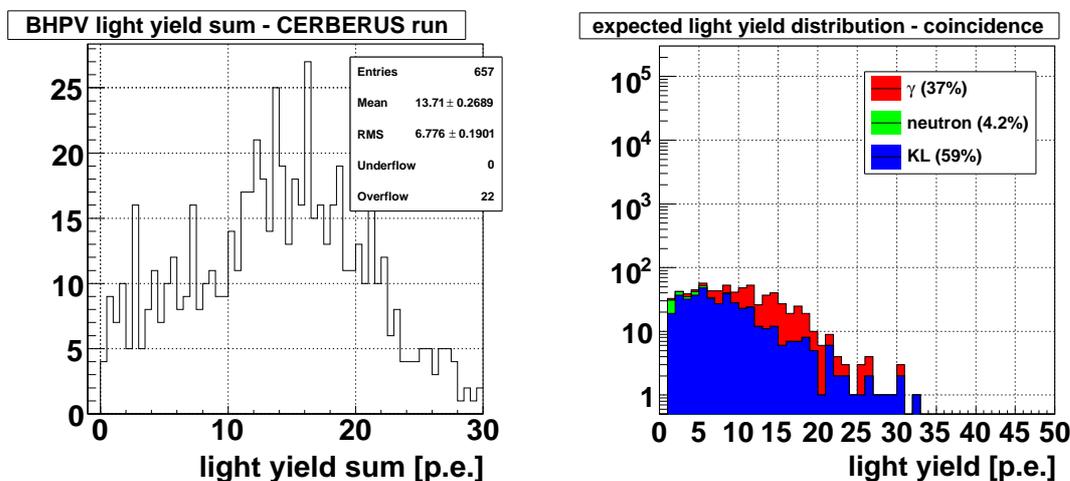


図 6.15: CERBERUS を用い, 500MeV 以上の γ をタグしたときの BHPV に於ける左右合計の光量分布. 左は測定結果, 右は前章で導入したオーバーオールファクターを考慮した場合に予測される光量分布である.

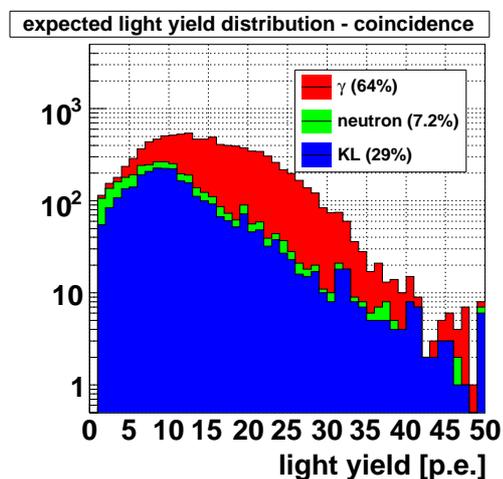


図 6.16: ビームラインシミュレーションの結果を用いた, 3 モジュールを並べた場合の本測定で予想される 1st モジュール左右合計の光量分布. 3 つのモジュールの全てに対し, それぞれどちらかの PMT で 1p.e. 以上の hit があることを条件としている. ヒストグラムの色付けやオーバーオールファクターの条件は図 6.4 と同じである.

6.4.2 セットアップ

検出器の配置

エリアの最下流に3つのモジュールを並べて配置した。BHPVの他に全モジュールを突き抜ける荷電粒子を検出するため、荷電粒子 veto のために BHPV の前後にシンチレータを設置した。また1モジュール目と2モジュール目にはY方向(鉛直方向)に15分割された、厚さ5mmのプラスチックシンチレータからなるホドスコープを設置した。3つのモジュールはそれぞれ同一の仕様であり、個々のモジュールに関しては、CERBERUSとの測定時と同様である。

また、各チャンネルの呼称について、モジュール自体は上流から1stモジュール、2ndモジュール、3rdモジュールと呼び、またビーム軸を z 方向、鉛直上向きを y 方向、これらに垂直な向きで、座標系が右手系をなす向きに x 軸をとったとき、 $x > 0$ 側を左またはleft、 $x < 0$ を右またはrightと呼ぶことにする。

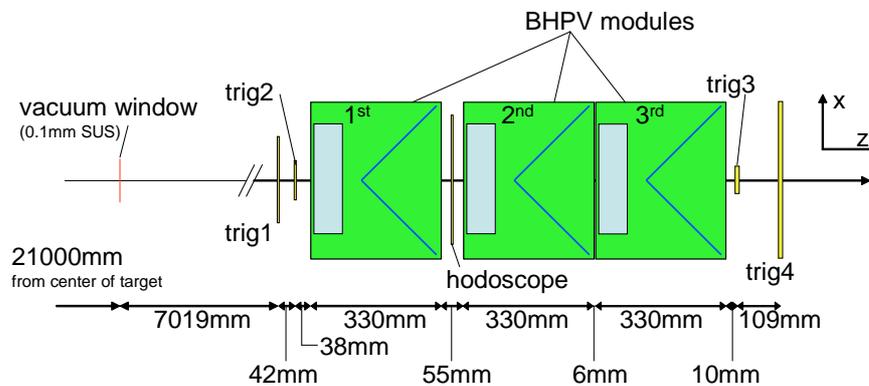


図 6.17: BHPV3 モジュールを設置したときの各検出器の配置.

トリガー

トリガーロジックを図 6.18 に示す。1モジュールは左右2つのPMTで読み出しているため、どちらかのPMTでのhitをそのモジュールのhitと定義する。これに対し、2モジュール以上のhitをトリガーの条件とした。

また、TDCで時間を測定するため、そのスタートを決めるチャンネルを明確にするため、各チャンネルのdiscriminatorの出力をcoincidenceに入れる際にdelayを入れて調節を行った。最終的には、左右両方にhitがあった場合は右側のチャンネルが優先的にタイミングを決め、モジュール単位では1stと2ndのみ、又は2ndと3rdのみの2モジュールhitの場合は2ndモジュールが、3モジュール全てにhitがあった場合と1stと3rdモジュールのみのhitの場合は3rdモジュールがタイミングを決める。

各モジュールの閾値は全6チャンネルについて共通で-70mVにかけた。これは凡そ0.7p.e.に相当する。

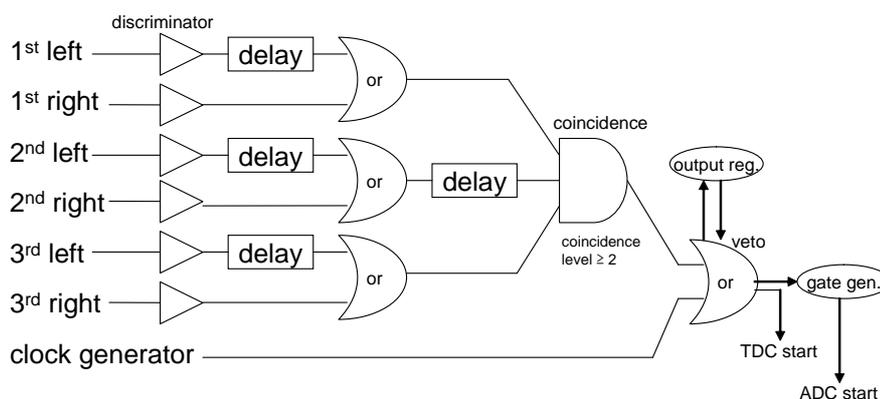


図 6.18: BHPV3 モジュール測定時に於けるトリガーロジック.

6.4.3 PMT ゲインの較正

トリガーには上で述べたほかに, 6.3 と同様に PMT のゲイン較正のために 10Hz の clock generator によるパルスをトリガーに混ぜ, これに同期して各モジュールに内蔵した LED を光らせた

6.4.4 イベントセレクション

基本方針

トリガーは 2 モジュール以上の hit を条件としているが, ここではそのうち 3 つともモジュールに hit があるようなイベントを選び出した. ここでは TDC によるカットを行なったが, 先ずその理由について述べ, 続いて具体的なイベントセレクションの手順を述べる.

spill の時間構造

今回測定に用いたビームは, Main Ring からの取り出しに於ける電源のリップルの影響によりビームの時間構造が平坦でなく, 一度の多くの粒子が取り出されてしまい, 瞬間レートが非常に高くなってしまっている. この様子は BHPV での応答に於いても確認出来る. 図 6.19 に 1st モジュール左の PMT での hit の瞬間レートをデータ取得開始からの時間に対してプロットしたものを示す. これはイベントごとにクリアせず, discriminator の出力と 100kHz の clock 信号を測り続け, その時間間隔でイベント間の hit 数を割ったものをプロットしている. off spill の間は PMT の熱電子ノイズのため 1kHz 弱のレートで略一定であるが, on spill では急激にレートが上がっており, この間のレートは周期的に変動している, 瞬間的には 500kHz 程度と非常に高くなっているため, アクシデンタルな hit による寄与が生じうる. このため, コインシデンスイベントの選定には, TDC の情報を使い, 各モジュールの hit の時間が on time であることを条件とした. 具体的な条件を次に述べていく.

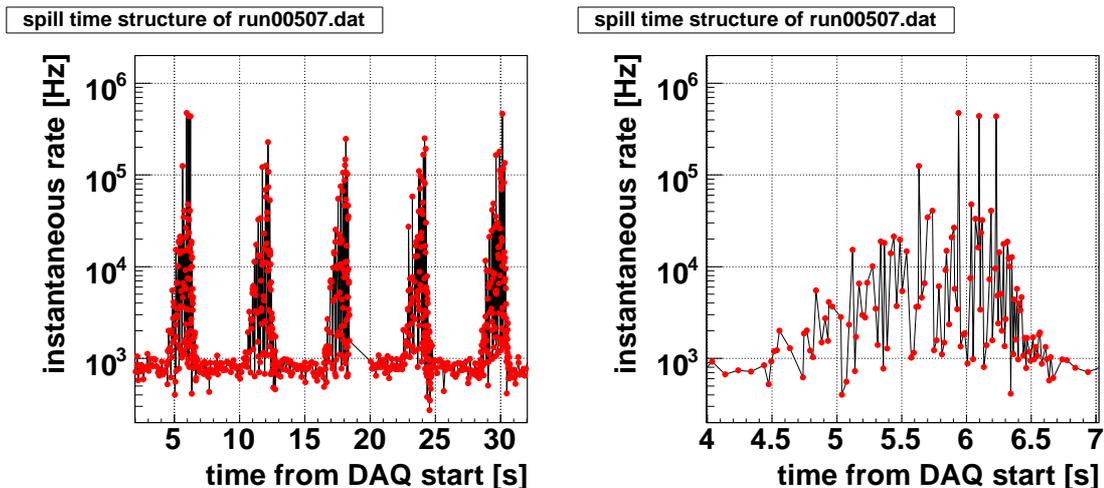


図 6.19: BHPV の 1st モジュールの hit 情報による spill の時間構造. 左側は 5spill 分の時間構造を, 右側はそのうちの 1 つの spill を拡大したものを示す.

TDC 分布によるイベントセレクション

3 モジュールの hit があつた場合は 3rd モジュールが TDC のスタートタイミングを決める. 実際に ADC について, 各モジュールに対して 0.5p.e. 以上という条件を課した上で 3rd モジュールの TDC 分布を確認すると, 図 6.20 のように非常に細かいピークを確認することが出来る. 従つて第一に, このモジュールの TDC カウントがこのピークに対し, 2σ 以内に入っていることを要求した.

次に残るモジュールの TDC 分布を確認する. 図 6.21 に, 1st モジュール左側のチャンネルでの例を示す. 3rd モジュールで, 左側がタイミングを決めた場合と右側による場合の 2 つのピークを確認出来る. これらのピークについて, ADC との相関を確認した. 図 6.22 はその 1st モジュール左側での例である. 低光量の場合は小さいパルスの場合で, 閾値を超えるまでの時間が長くなっているのが確認出来る. これに対し, a, b, c をパラメータ, T, Q をそれぞれ TDC, ADC カウントの値とした場合にこの相関を

$$T = \frac{a}{\sqrt{Q-b}} + c \quad (6.1)$$

のような式で fit し, TDC の値から $a/\sqrt{Q-b}$ 差し引くことでこの効果を補正した. この補正後の TDC 分布について, 1st, 2nd モジュールそれぞれで左右どちらかが 3rd モジュールでタイミングを決めた場合に対応するピークに対し, 2σ 以内に入っていることを要請した. また, 3rd の右側がタイミングを決めた場合は左側にヒットがあつてもよいため, 対応する TDC 分布のピークに対して同様に補正を行い, 同じく 2σ 以内に入っているか, TDC カウントがオーバーフローしているかどうかであるという条件を課した. 同様に左側がタイミングを決めた場合は右側では hit はない筈なので, TDC カウントはオーバーフローしていることを課した.

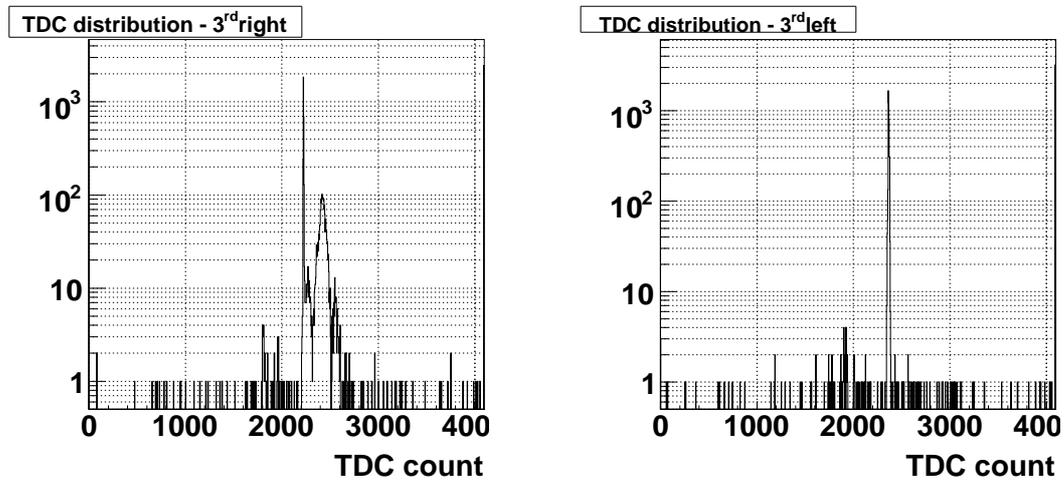


図 6.20: 3rd モジュールに於ける TDC 分布. 左右のヒストグラムがそれぞれ左右のチャンネルに対応する. 右が優先的にタイミングを決めるため,1 つの鋭いピークとなり, 左は右にヒットがある場合は幅の広いピークになり, ない場合は自分がタイミングを決めるため鋭いピークとなる.

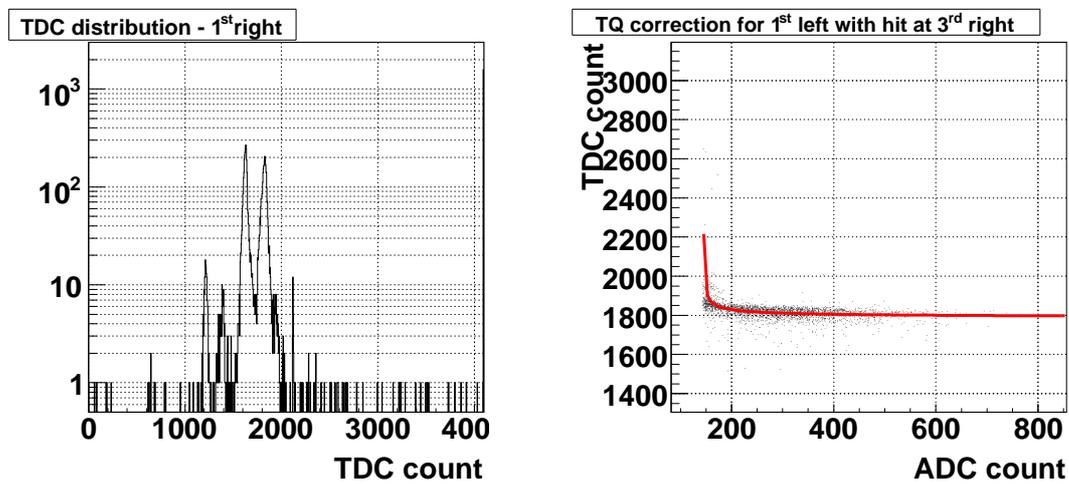


図 6.21: 1st モジュール左側のチャンネルでの TDC 分布. 各モジュールで 0.5p.e. 以上の hit があることを要求している.

図 6.22: 1st モジュール左側のチャンネルでの ADC と TDC の相関. 3rd モジュール右側のチャンネルがタイミングを決めた場合の図である. 赤色の曲線は (6.1) 式での fit 結果である.

6.4.5 得られた結果

以上のカットを施した上で、各モジュールの左右合計の光量を図 6.23 に示す。

シミュレーションでは大半のイベントが γ 由来で在る事が予測されているが、概ね分布は γ によるものに近い構造になっている。しかし、ピークの場所が異なっている等、理解されない面もも多い。ここでもやはり、ビーム粒子の組成に不定性があるため、これらに対する更なる測定が必要とされる。

6.5 J-PARC KL ビームラインでの測定のまとめ

第 4 章で製作した試作機に改良を加えた BHPV モジュールを本実験で用いる J-PARC KL ビームライン上にインストールを行い、 γ を検出することで検出器の性能評価を行った。

測定の手法としては、1 モジュールのみをインストールし、 γ のタグのため下流に CERBERUS と呼ばれるサンプリングカロリメータを設置する方法と、同一のモジュールを 3 つビーム軸に沿って並べ、それらのコインシデンスにより γ を検出する方法の 2 通りを行った。

CERBERUS を用いた測定では、BHPV とのコインシデンスによりデータ取得を行い、CERBERUS で F/T ratio が 0.85 以上である、 γ like なイベントを集め、更に BHPV で on timing であることを課したところ、左右合計の光量 15p.e. 付近にピークを見出すことが出来た。

同様に、3 モジュールによる方法では、TDC の情報を用いて全モジュールに hit のあるデータを選び出し、各モジュールでの左右合計の光量をみたところ、 γ により期待される分布に近いものを得る事が出来た。

それぞれの方法で、 γ を検出したような兆候を得ることが出来たが、ビーム粒子の収量やその運動量分布に不定性があること、また BHPV 自身についてもハドロン反応に対しては、その応答が不定であるため、これらの結果についてより理解を進めるにはビーム粒子に対する更に詳細な測定と、BHPV のハドロンに対する応答にの定量を行っていく必要がある。

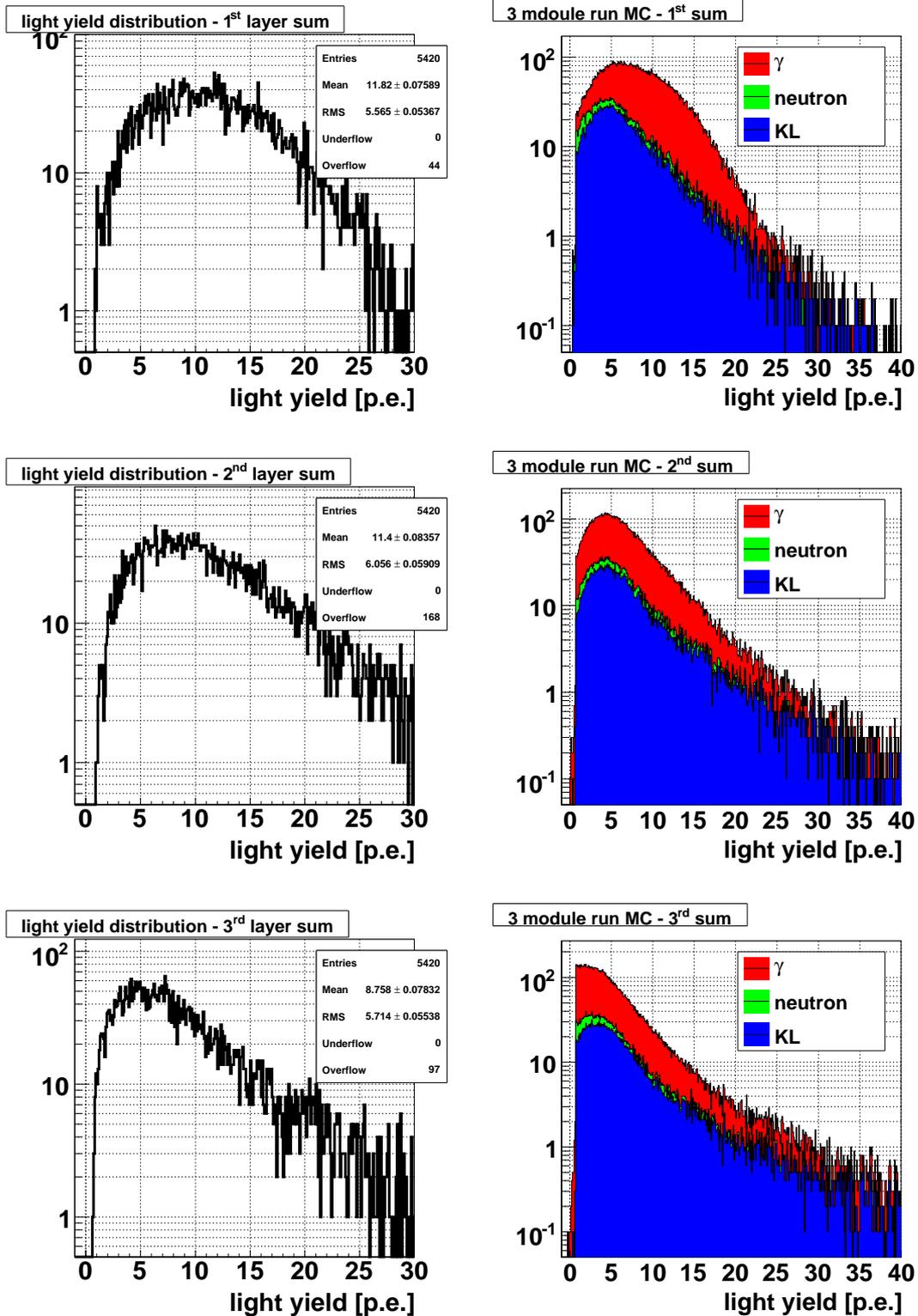


図 6.23: 3 モジュールコインシデンスによる各モジュールでの左右合計の光量分布 (左) と対応するシミュレーションによる期待される光量分布 (右). シミュレーションではオーバーオールファクターを考慮しており, 更にゲインモニターに於ける 1p.e. の σ でイベント毎に光量を意図的にばらつかせた.

第7章 まとめと展望

J-PARC に於ける中性 K 中間子の稀崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である K^OTO 実験のためのビームホール光子 veto 検出器の開発を行った。

この検出器は中性子、光子が大量に存在する環境下で K_L が崩壊して出来た γ を高い検出効率で検出出来ることを要求される。このため、エアロジェルを用いた Cerenkov 閾値型の検出器を考案し、本実験で要求される環境下で動作可能なデザインの構築を Geant4 をベースとしたシミュレーションにより行った。検出器の構成としては、入射 γ を鉛板により電磁シャワーに変換し、これらがエアロジェル中で放射する Cerenkov 光を平面鏡と Winston Cone と呼ばれる集光鏡を用いて集光して PMT で検出するというものである。この際に特に問題となるのがビーム粒子によるカウントレートであり、特に γ についてはエネルギーが異なるものの検出すべき粒子と同じ種類であるため区別が難しい。そこで、まずレート耐性について考察するため、集光系を 2 方向、又は 4 方向に分割した場合について、その応答を確認した。更に鉛板とエアロジェルについてもデザインの最適化を行い、最終的に 2-PMT-readout 型のモジュールを採用し、最大カウントレートを 2.3MHz と運用可能な範囲に抑えながら、 γ に対する検出効率は 1GeV 以上の入射エネルギーに対し約 99.9% を達成することに成功した。またこのとき、ビーム粒子を K_L からの γ と誤って検出することで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象を veto してしまう確率は 3% 以下と低く抑えられている。

次の段階として、本実験で用いる 2-PMT-readout と同サイズの試作機モジュールを製作し、東北大学 原子核理学研究所 (核理研) の 600MeV/c 陽電子ビームを用いた性能試験を行った。ビームの入射位置による光量の変化を測定したが、絶対光量についてはシミュレーションによる予言の半分程度であったものの、位置依存性についてはシミュレーションの予想通りの結果となり、2-PMT-readout モジュールの動作を確かめることが出来た。光量については過去に開発された 1-PMT-readout 型のモジュール (APC モジュール) を用いて同ビームを使い測定を行った結果でもシミュレーションの 60% 程度という結果であった。エアロジェルの種類によってはこれより更に低いものもあり、はっきりとはわからないが、タイル表面の悪化によるものと考えられる特に輸送による影響が大きいと思われる、改善が必要である。また、エアロジェルがない場合のバックグラウンドとして確認された空気 Cerenkov 光について、シミュレーションを行った結果においても、測定値はその予測に比べ低い値を示しており、エアロジェルの発光に依らず、モジュール自身の構成要素に起因するものであることが示唆される。

以上の試験の結果、シミュレーションの結果にオーバーオールファクターを導入して光量を一定の割合減少させることで測定結果を再現することがわかったので、これをもとに本実験に於ける $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンド事象に対する性能評価を fast simulation と呼ばれる手法で行った。エアロジェルとしては、必要な個数が既に確保されており、且つ核理

研で, APC モジュールを用いて光量の評価を行っている AIDA エアロジェルを使用することを想定した. また, 集光系について改良を施し, この上で γ に対する inefficiency を評価し, $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドの事象数を見積もった. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル事象 1 に対して BHPV を導入しない場合は 7.17 のバックグラウンドが見込まれる一方, BHPV を導入することで 0.65 にまで削減されることがわかり, 本実験に於いて十分な性能を持つことを確認することが出来た.

これらより, 本論文でデザインされた BHPV により, 原理的には十分な性能を期待できることを示すことが出来た. しかし, この実験で用いるビームはハドロン相互作用により生じた二次粒子を集めたものであるため, シミュレーションによる予言には限界がある. そこで, 本実験で用いるビームライン上に試作機モジュールをインストールし, データの取得を行った. ここでは, ビーム中の γ を検出することを念頭に置いた測定を行ったがこの結果をよく理解するためには, より詳細なビーム粒子についての測定や, ここでは評価を行っていない, BHPV のハドロンに対する応答の評価を行っていく必要がある.

謝辞

本論文をまとめるにあたり、多くの方々にお世話になりました。この場を借りて皆様にお礼を申し上げたいと思います。

私にこの研究の機会を与えてくださった笹尾登教授には3回生の実験のときからお世話になり、岡山に移られてからも、常日頃から様々な助言を下さいました。南條創助教は多くの仕事を抱えながらも、研究の方針のみならずソフト面、ハード面ともにいろいろな技術を教えていただきました。

中家剛教授、市川温子准教授、東京大学に移られました横山将志准教授には授業や普段のミーティング、コロキウムに於いてご指導いただきました。

森井秀樹さん、塩見公志さん、河崎直樹さん、増田孝彦さん、高橋剛君、また、FNALから戻られた中島康博さんと栗本佳典さんには、日常のコーヒープレイクから研究内容に至るまで、いろいろな話や議論に付き合ってくださいました。特に、学部の頃のサイクリング部の先輩でもあるは常に鋭い目で助言や議論をしてくださり、大変お世話になりました。

J-PARC に於けるビームサーベイでは半年近くにわたり、多くの方々にお世話になりました。

4回生の実験から指導してくださいました野村正准教授は、KEK に移られてからも毎週のミーティングに参加してください、様々な助言を下さいました。渡辺丈晃助教を始め、双葉工業の関根さん、森さんには検出器のインストールに際し大変お世話になりました。KEK の小松原健准教授、Lim GeiYoub 准教授には毎月の JUM や現場に於いてお世話になりました。

また、京都グループのメンバーの他、一緒にサーベイを進めてきた田島靖久准教授、下川哲司さん、佐藤 和史さん、Baek KwangYun さんには、現場でのセットアップやいろいろな実験の技術について教えていただき、また東海村での生活に於いても大変お世話になりました。大阪大学や山形大学の皆さんにも膨大な量のケーブルリングを手伝って頂くなど、お世話になりました。皆さんのおかげで非常に充実した時間を過ごすことが出来たと思います。本当にありがとうございました。

同期である家城佳君、村上明君、内藤大地君にはよく一緒に食事に行く等、情報交換をしたり、お互い励ましあいました。

この2年間の研究生生活は高エネルギー物理学研究室のメンバー、K^OTO collaboration の皆様、そしてこれまで私を支えてくださった家族の存在があってのものです。

本当にありがとうございました。

2010年1月

参考文献

- [1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 meson”, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [2] Particle Data Group, “REVIEW OF PARTICLE PHYSICS”, (2008)
- [3] M. Kobayashi, M. Masukawa, “CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [4] L. Wolfenstein, “Parameterization of the Kobayashi Masukawa Matrix”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983).
- [5] W. J. Marciano and Z. Parsa, “Rare kaon decays with ‘missing energy’ ”, *Phys. Rev. D* **53**, 1 (1996).
- [6] L. S. Littenberg, “CP-violating decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ” *Phys. Rev. D* **39**, 3322 (1989).
- [7] F. Mescia and C. Smith, “Improved estimates of rare K decay matrix elements from K_{l3} decays” *Phys. Rev. D* **76**, 034017 (2007).
- [8] J. K. Ahn, *et al.* (E391a collaboration), “Experimental study of the decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ”, arXiv:0911.4789v1 [hep-ex] (2009).
- [9] Y. Grossman, Y. Nir, “ $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ beyond the Standard Model”, *Phys. Lett.* **B398**, 163-168 (1997).
- [10] A. V. Artamonov, *et al.* (E949 collaboration), “New Measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ Branching Ratio”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 191802 (2008).
- [11] T. Shimogawa, *et al.*, “Design of neutral beam-line for K^0 TO experiment”, in the Proceedings of TIPP09, to appear in *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* (2009).
- [12] Winston R., “Light collection within the framework fo geometric optics”, *J. Opt. Soc. Amer.*, 60, 245 (2004).
- [13] E. Aschenauer *et al.*, “Optical characterization of $n = 1.03$ silica aerogel used as radiator in the RICH of HERMES”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **440**, 338-347 (2000).
- [14] 森井 秀樹, “KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の設計”, 修士論文, 京都大学 (2004).

- [15] 白井 健雄, “KOPIO 実験で用いる Aerogel 光学特性評価システムの開発”, 修士論文, 京都大学 (2005).
- [16] 中島 康博, “中性 K 中間子稀崩壊探索実験のためのエアロジェルを用いた光子検出器の開発”, 修士論文, 京都大学 (2006).
- [17] S. Fukui *et al.*, “KEK-PS Experiment248 (AIDA) Search for the H particles via the $pp \rightarrow K^+K^+X$ reaction”, Workshop on Hadron Physics at e^+e^- Collider 38-41 (1994).
- [18] H. Morii *et al.*, “Quenching effects in nitrogen gas scintillation”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **26**, 399-408 (2004).
- [19] <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Equation2.asp>
- [20] 上林 智亮, “J-Parc KL ビームラインモニタ用 n/γ 検出器 Cerberus の改良”, 修士論文, 山形大学 (2009).