

K^0TO 実験のための Neutron Collar Counter のデザイン及び開発

京都大学大学院 理学研究科物理学・宇宙物理学専攻
高エネルギー物理学研究室 修士課程 2年

河崎直樹

January 29, 2009

概要

K^0TO 実験は、K 中間子稀崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定する実験である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は直接的に CP を破る崩壊モードであり、この崩壊分岐比を測定する事で CP の破れの大きさを精密に決定する事が出来る。 K^0TO 実験は E391a 実験の検出器を upgrade し、東海村に建設中の J-PARC の世界最大強度 50GeV シンクロトロン加速器を用いて行われる。Step1 の 3 年間の run で標準模型の予言する感度まで到達し、世界で初めての $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象 2.7 event の観測が期待されている。

本論文の主要テーマである Neutron Collar Counter(NCC) は、崩壊領域上流部に beam hole を取り囲むように設置される veto 検出器 (Collar Counter) の 1 つである。この検出器の主な役割は、上流部における $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ および $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊から生じる γ を veto し、 K_L 崩壊起源バックグラウンドを抑制する事である。

一方ビーム軸周りに広く存在する中性子 (ハロー中性子) が検出器と相互作用して π^0 や η 中間子を生成する。これらの π^0 や η は 2γ に崩壊し、バックグラウンドとなりうる。このため NCC は、自身が作るハロー中性子起源バックグラウンドを無視出来る程度まで抑制することが求められる。またこれらのバックグラウンド源となるハロー中性子の分布と energy を測定、監視するため、NCC で γ と中性子の energy および flux を測定する事を考案した。この為には中性子を γ から分離して測定できることが求められる。

これらの要求を満たすため無機シンチレーターである pure CsI 結晶から構成され、不感領域のない新しい検出器である Neutron Collar Counter(NCC) を design した。NCC は複数の結晶から構成され、読み出しには波長変換ファイバーを用いている。

検出器全体の design としては、検出器全長を 45cm ($24X_0$) にとり、 K_L 崩壊による γ を確実に veto し、バックグラウンドを抑制出来るように設計した。また不感領域が無いことにより、ハロー中性子が NCC と反応して π^0 を作る event も確実に veto できる。さらに、CsI は γ の放射長にくらべて中性子の反応長が長く、周辺部の結晶で γ を veto することで、内部の結晶でハロー中性子のみを測定できる。

次に私は GEANT4 を用いたシミュレーションを行い、これらの要求性能が達成可能である事を確認した。シミュレーションでの結果、バックグラウンド抑制の為には 1MeV 付近の energy deposite に対して veto を掛ける必要がある事が分かった。

このため、CsI Fiber 読み出し方法の最適化についてベンチテストを行い、1MeV あたりのファイバー読み出し光量を十分確保する事に成功した。

最後に、600MeV/c の e^+ ビームを用いて光量の一様性や時間分解能等のテストを行い、CsI の波長変換ファイバー読み出しシステムを確立した。

目次

第 1 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験	9
1.1	理論的背景	9
1.1.1	概観	9
1.1.2	標準理論における CP 対称性の破れと $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	9
1.1.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比	10
1.1.4	Grossman-Nir Limit	11
1.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の現状	12
1.3	E391a 実験	12
1.4	$K^0 TO$ 実験	13
1.4.1	Step1	13
1.4.2	Step2	13
第 2 章	$K^0 TO$ 実験	15
2.1	実験原理	15
2.2	K_L ビームライン	16
2.3	detector	16
2.3.1	CsI カロリメータ	18
2.3.2	Barrel Photon veto 検出器	18
2.3.3	荷電粒子検出器	20
2.3.4	Collar Counter	20
2.3.5	Beam Hole veto 検出器	21
2.4	Event の再構成と選別	22
2.4.1	π^0 崩壊位置の再構成	22
2.5	運動力学的カット	23
2.6	$K^0 TO$ 実験のバックグラウンド概要	24
2.6.1	K_L 起源バックグラウンド	25
2.6.2	ハロー中性子起源バックグラウンド	26
2.6.3	各バックグラウンド数と Signal との比較	26
第 3 章	Neutron Collar Counter	28
3.1	Neutron Collar Counter とは	28
3.2	E391a 実験における CC02	28
3.3	$K^0 TO$ 実験における NCC のデザインコンセプト	29
3.3.1	K_L 崩壊起源バックグラウンドの排除	30
3.3.2	ハロー中性子と NCC との相互作用で生じるバックグラウンドの抑制	30

3.3.3	ハロー中性子の energy および flux の測定	31
3.4	K^0TO 実験における NCC の基本デザイン	31
3.5	ハロー中性子測定について	33
第 4 章	Simulation による NCC の性能評価	36
4.1	K_L 起源バックグラウンド	36
4.1.1	バックグラウンドとなり得る K_L の崩壊位置の決定	37
4.1.2	$K\pi^2, K\pi^3$ Simulation 手法	38
4.1.3	$K\pi^2, K\pi^3$ Simulation 結果	39
4.1.4	NCC への要請	41
4.2	CC02 Background	45
4.2.1	CC02 BG シミュレーションの process	45
4.2.2	シミュレーション結果	47
4.3	Halo neutron 測定	50
4.3.1	シミュレーション方法	51
4.3.2	K_L event 排除カットと N/K ratio	51
4.3.3	ハロー中性子の測定性能	56
4.3.4	ハロー中性子測定シミュレーションについての評価と今後の方針	57
第 5 章	CsI 結晶の WLS Fiber 読み出し	60
5.1	CC02 BG 抑制のために必要な光量	60
5.2	波長変換ファイバー読み出し系の構成	60
5.2.1	WLS Fiber	60
5.2.2	読み出し PMT	63
5.2.3	CsI と Fiber の optical contact	63
5.2.4	反射材	64
5.3	CsI 光量測定	64
5.3.1	セットアップ	64
5.3.2	Fiber 光量の見積もり方法	64
5.3.3	測定項目	66
第 6 章	ビームテストによる CsI Fiber 読み出しの基礎特性測定	72
6.1	東北大核理研ビームテストの概要	72
6.2	position に対する光量の一様性と時間分解能	73
6.2.1	ADC と TDC の相関	73
6.2.2	ビームポジションの Scan 測定	77
6.3	Cherenkov 光測定	78
第 7 章	まとめ	80
付 録 A	Appendix	81
A.1	運動力学的 Cut 詳細	81
A.2	$K\pi^0_2$ と $K\pi^0_3$ の比較詳細	82

A.3	WLS Fiber 減衰長測定実験	84
A.3.1	減衰長測定セットアップ	84
A.4	WLS Fiber 減衰長測定実験	86
A.4.1	減衰長測定セットアップ	86
A.4.2	測定結果	87

目 次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の Feynman diagram	10
1.2	CKM 行列のユニタリ三角形と K 中間子崩壊モード	11
1.3	過去の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索の歴史と $K^O TO$ 実験で到達する感度	12
1.4	E391a 実験の検出器	13
1.5	$K^O TO$ 実験が行われる、J-PARC の全体図	14
2.1	$K^O TO$ 実験の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 検出原理: K_L 崩壊からの 2γ を CsI カロリメータで検出し、崩壊領域全体を veto 検出器で覆っている。2 つの ν は検出されないため、検出可能なのは 2γ のみである	15
2.2	$K^O TO$ 実験ビームラインの全体図と Ni ターゲット	17
2.3	$K^O TO$ 検出器の全体図 (注:検出器はほぼ円筒状に並べられており、図は断面を表している。また実際には CC01 は使用されない)	17
2.4	$K^O TO$ 実験で使用される CsI カロリメータの Front View	18
2.5	モンテカルロ・シミュレーションによる、CsI カロリメータでのシャワーの漏れ 左: 0.1GeV から 1GeV の入射 γ に対する、実際の γ の energy と deposit energy の比 , 右: アルミニウム板を $Z=280.5\text{cm}$ に置いて π^0 を生成させた際の、CsI カロリメータで再構成された Z position の分布 (open histogram : E391a の calibration run での data, hatched histogram : $K^O TO$ 実験の CsI でのシミュレーション結果)	19
2.6	左:Main Barrel の module (鉛・プラスチックシンチレータの積層型 sampling calorimeter) , 右:Main Barrel の断面図	19
2.7	Charged Veto (CV) の front view:CsI の直前およびその 25cm 上流部の 2 カ所に設置される。各 module は厚さ 3mm のプラスチックシンチレータから構成され、波長変換ファイバーを用いて MPPC で読み出す。	20
2.8	CsI カロリメータのビームホール周辺部	21
2.9	BHCV の概略図 比例計数管内で生成したシンチレーション光を PMT で読み出す	21
2.10	BHPV の module γ を鉛で電子・陽電子に convert し、これら荷電粒子がエアロジェルを通過する際発生するチェレンコフ光を Winstone Cone で集光し、PMT で読み出す。BHPV はこのような module をビーム軸にそって 25 個並べて設置する。	22
2.11	π^0 の崩壊位置を再構成する際に使用する各 parameter	23
2.12	E391a 実験 (run2) の data の解析結果: 青枠が Signal Box, $Z = 230 \sim 300\text{cm}$ 付近に CC02 で生成した π^0 による event , $Z = 540 \sim 570\text{cm}$ 付近に CV で生成した π^0 による event が多数存在する (注: E391a では P_t の上限は $120\text{MeV}/c$ 、 $K^O TO$ 実験では $130\text{MeV}/c$ と異なる)	24
2.13	3 タイプの $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ バックグラウンドの仕組み 左: even event, 中:odd event, 右:fusion event	25

2.14	ハロー中性子と検出器との相互作用の様子：CC02(NCC) と CV でハロー中性子が相互作用を起こして π^0 や η を生成するとバックグラウンドとなり得る。	26
3.1	下流側から見た CC02 と Front Barrel の関係	28
3.2	左 :CC02 の front view , 右 :E391a 実験の CC02 の概念図 (鉛・シンチのサンドウィッチ型カロリメータで WLS Fiber を shashlik 型に配置し、2.5m 先の PMT で読み出す)	29
3.3	NCC 基本デザイン：左は NCC 中央部分をビームに垂直な面でカットした断面図、右はビーム軸を含む面でカットした断面図。各々 CsI 結晶で構成され、文中及び図 3.6 で説明されるように、色の違うブロックごとに粒子識別の際に異なる役割を果たす。 . .	32
3.4	NCC と FB の位置関係 (front view)	33
3.5	NCC と FB の位置関係 (side view)	33
3.6	NCC でのハロー中性子測定の仕組み：図 3.4 と同様、粒子識別の役割別に各 part が色分けされている。(注：ただし中性子測定部のみ、図 3.4 と異なり中央と外側の色分けがされていない。) CsI は中性子の反応長に対して γ に対する放射長が短いため、上流、内側、下流から入射した γ はそれぞれ入射位置の γ veto 部でシャワーを生成し、即座に veto される。一方中性子の多くは γ veto 部で反応せずに中性子測定部に到達し、シャワーを生成し、検出される。このようにして NCC ではハロー中性子を γ と分離して測定する。	34
4.1	$K\pi 2BG$ の原理： $2\pi^0$ 崩壊からの 4γ の内、異なる π^0 由来の 2γ が CsI カロリメータに入射してバックグラウンドとなる。上図：コリメーター無し、下図：コリメーターあり	37
4.2	NCC による、 K_L 起源バックグラウンド抑制のしくみ：CsI カロリメータに当たるはずの γ を NCC で遮断し、veto する。	38
4.3	detector 上流部の位置関係 黒線:2nd collimator, 緑:Front Barrel, 青: NCC, 紫:CsI カロリメータ 横軸は Z 位置、縦軸はビーム軸からの距離を示す。見込み角を見やすくするため縦軸と横軸はスケールを変えた表示である事に注意。	39
4.4	左上： $K\pi 2$ BG の pt.Z vertex 分布，右上： $K\pi 3$ BG の pt.Z vertex 分布，左下： $K\pi 2$ BG の K_L 崩壊点，右下： $K\pi 3$ BG の K_L 崩壊点	40
4.5	NCC に hit した γ の数 ($K\pi 2$)	41
4.6	NCC に hit した γ の数 ($K\pi 3$)	41
4.7	NCC の結晶間の隙間の最大角と、そこに入射する γ の最小入射角の比較：隙間の最大角の方が入射 γ の最小角より十分小さいため、 γ は必ず NCC に hit し貫通出来ない。	43
4.8	NCC に hit せず、CsI カロリメータに入射した γ の通過位置。NCC 上流端での X-Y 平面図を示している。この図から、NCC の外周部およびビームホール中を γ が通り抜けている event が存在することが分かる。(注:6 γ のうち 4 γ はコリメーター内で喪失、残り 2 γ のうち 1 γ は NCC に hit しており、上図は CsI に入射した残りの 1 γ について plot している。)	44
4.9	π^0 生成時の NCC の total Energy deposit： π^0 を生成するような event の大半は NCC に $\sim 100\text{MeV}$ 以上の energy deposit がある。この energy deposit に対する NCC の veto threshold を 5MeV に取ると、これら π^0 を $1/50$ まで排除する事が出来る。	46
4.10	CC02 BG の Z vs P_t 分布 (NCC の energy threshold： 5MeV)	48
4.11	CsI カロリメータ上で γ および中性子が形成した 2 クラスターの例	49

4.12	CC02 BG event で、Front Barrel に入射した γ の energy: low energy の γ が入射し、FB を構成する鉛・シンチの鉛部分で energy を落とす事で検出されなくなっている。(sampling effect)	49
4.13	NCC の結晶ごとの energy deposit の最大値：これらの energy deposit に対する veto が、CC02 BG 抑制のため重要となる。	50
4.14	今回 seed として用いた、ビームラインシミュレーションで得られたハロー中性子の Energy spectrum	51
4.15	ハロー中性子と K_L event の、Inner_ERatio の分布	53
4.16	Innerratio Cut を掛ける位置による、N/K ratio の変化：0.1 付近で Cut を掛けた際の N/K ratio が最大となる事が分かる	54
4.17	RearERatio vs MiddleEdep 上： K_L , 真中：ハロー中性子, 下： K_L /ハロー中性子	55
4.18	NCC のハロー中性子に対する efficiency：定義は (カット後残るハロー中性子数)/(入射したハロー中性子数), 高エネルギー側は event が少ないため統計誤差が大きく出ている。また、低エネルギー側も同じ seed を使い回した影響で各 data 点ごとに efficiency にばらつきがある。	57
4.19	NCC に入射したハロー中性子の energy に対する、NCC での全 energy deposit の分布	58
4.20	γ veto cut を掛けた後残るハロー中性子 event に対し、入射 energy が 0.5GeV, 1GeV, 2GeV を中心として $\pm 10\%$ の event を取り出して、それらの event の NCC での全 energy deposit を入射 energy ごとに plot した図	58
5.1	各 WLS Fiber の吸収・発光 spectrum と、CsI 発光および PMT 量子効率との関係	61
5.2	吸収発光の 2 次元 plot(B1)	62
5.3	280nm,316nm,376nm の吸収波長に対する発光 spectrum(B1)	62
5.4	吸収発光の 2 次元 plot(B2)	62
5.5	280nm,316nm,376nm の吸収波長に対する発光 spectrum(B2)	62
5.6	吸収発光の 2 次元 plot(PMP)	62
5.7	280nm,316nm,376nm の吸収波長に対する発光 spectrum(PMP)	62
5.8	EJ-500 の透過率	64
5.9	CsI 光量測定 Sepup 概略図	65
5.10	実際の CsI 光量測定 Setup 写真	65
5.11	オシロスコープで得た、線源による CsI の直接読み出しおよび Fiber 読み出し信号 (黄:直接読み出し, 水色: Fiber 読み出し, 紫: ADC gate 信号)	66
5.12	^{137}Cs を用いた CsI 光量測定での、直接および Fiber 読み出しの ADC 分布, 右: CsI 直接読み出し 左: Fiber 読み出し	67
5.13	両面読み出し Setup 概略図	69
5.14	Fiber の端面処理 (アルミナイズドマイラー接着) の概略図	69
6.1	東北大核理研 電子・陽電子テストビームライン構成図。金箔ターゲットに γ を照射し、生成した電子・陽電子を RTAGX 双極電磁石で運動量分析し、30 °ラインで鉛コリメーターにより絞られる。緑線が電子・陽電子の軌道	72
6.2	東北大核理研ビームテストのセットアップ全体図	74
6.3	東北大核理研ビームテストの trigger 側面図: a. 通常測定 b. アクリル Cherenkov 光測定	74

6.4	東北大核理研ビームテストの CsI 読み出しセットアップ側面図	75
6.5	ビームテストの回路図	75
6.6	ADC-TDC 相関	76
6.7	beam position と発光の最短 path length 比較 : 中心より両端の方が path length が長 くなっている。また-15cm 側の端は CsI 中の path length が長いため、+15cm 側より さらに検出に時間がかかる	77
6.8	beam position と ADC(光量) との関係	78
6.9	beam position と補正後の Timing の関係	78
6.10	Cherenkov 光測定における、Direct と Fiber の ADC 分布 : a.Direct, b.Fiber, c. 横軸 に Fiber、縦軸に Direct の ADC の値をとった 2 次元 plot	79
A.1	E_γ 分布 ($K\pi 2$) 上図 :lower γ , 下図 :higher γ (100MeV 以下、もしくは 2000MeV 以上 の event は排除する)	83
A.2	E_γ 分布 ($K\pi 3$) 上図 :lower γ , 下図 :higher γ (100MeV 以下、もしくは 2000MeV 以上 の event は排除する)	83
A.3	E_θ 分布 ($K\pi 2$) : 図中黒線より下の event は排除している	83
A.4	E_θ 分布 ($K\pi 3$):図中黒線より下の event は排除している	83
A.5	各運動学的カットによる、 $K\pi 2$ と $K\pi 3$ の rejection の比較: 上 カットをすり抜けバッ クグラウンドとして残る event の割合 , 下 上のグラフの $K\pi 3$ と $K\pi 2$ の比	84
A.6	減衰長測定セットアップ写真	85
A.7	減衰長測定の仕組み	87
A.8	減衰長測定セットアップ写真	87
A.9	B1 減衰長 (280nm)	88
A.10	B1 減衰長 (375nm)	88
A.11	B2 減衰長 (280nm)	88
A.12	B2 減衰長 (375nm)	88
A.13	PMP 減衰長 (280nm)	88
A.14	PMP 減衰長 (375nm)	88

表 目 次

2.1	K^0TO 実験 Step1 3 年間で期待される Signal と background 数一覧 (ただし CC02 BG は除く)	27
3.1	E391a CC02 を構成する sampling calorimeter と、NCC を構成する CsI 結晶の放射長、反応長および密度の比較	33
4.1	本実験 3 年間の run における、 $K\pi 2$ および $K\pi 3$ BG の値 (NCC が無い場合)	41
4.2	Front Cut による Halo n および K_L の spill あたりの event 数の変化	53
4.3	Front Cut による Halo n および K_L の spill あたりの event 数の変化	53
4.4	Rear Cut による Halo n および K_L の spill あたりの event 数の変化	54
4.5	入射 energy ごとの energy resolution	57
5.1	WLS Fiber の光量比較	67
5.2	WLS Fiber の光量比較	68
5.3	両面読み出しにおける、各 PMT の光量とその和	68
5.4	Fiber 端面処理による光量変化	70
5.5	2.5m 長の Fiber による読み出し光量	70
5.6	2.5m 長の Fiber による読み出し光量	70
5.7	K^0TO 実験 Step1 3 年間で予想される CC02BG の値と、Signal およびその他 background	71
A.1	各 WLS Fiber の減衰長測定値 (cm)	89

第1章 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験

我々は 2011 年から茨城県東海村の J-PARC 加速器を用いて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験を行う予定である。この実験は $K^O TO$ 実験と呼ばれている。この論文で主に述べる Neutron Collar Counter は、この $K^O TO$ 実験において使用される検出器である。この章ではまず、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の理論的背景について述べる。

1.1 理論的背景

1.1.1 概観

自然界に存在する対称性とその破れの機構を理解する事は、現在の素粒子物理学において最大の課題である。特に CP 対称性の破れは、現在物質優勢の宇宙を説明する上での前提であり、現在の素粒子物理学において最も重要なテーマの 1 つである。Quark sector における CP 対称性の破れは、 $K^0 - \bar{K}^0$ 振動で発見されて以来、K 中間子系、B 中間子系の崩壊実験によって測定されてきた。

$K^O TO$ 実験が探索する $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は直接的に CP を破る崩壊モードである。この崩壊は weak interaction の loop diagram による Flavor Changing Neutral Current(FCNC) を通して起こり、その崩壊過程の分岐比は、標準模型の CP の破れの大きさを表す CKM 行列の複素位相パラメータ η の 2 乗に比例する。このモードは理論的不定性が 1 ~ 2% と大変小さいため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定により、 η を精密に決定できる。また η の値は、Belle 等の B 中間子系での実験からも与えられており、 $K^O TO$ 実験における K 中間子系での実験結果と B 中間子系での結果を比較する事で、標準模型の検証が可能である。

さらに、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊 diagram は loop を含んでおり、この loop 中に標準理論に含まれない未知の粒子が寄与を持ち得ると考えられている。そのような粒子の寄与が標準理論の預言する分岐比からのズレとして検出できる可能性があり、 $K^O TO$ 実験は、このような標準理論を超えた物理についても感度のある実験である。

1.1.2 標準理論における CP 対称性の破れと $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

現在知られている、素粒子標準理論においては、3 世代 6 種のクォークが弱い相互作用を通して世代間で混合を起こす。この世代間の混合は、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

の行列で関係づけられる。この行列は、小林・益川行列 (CKM 行列) と呼ばれる 3×3 ユニタリ行列で、3つの回転角と1つの複素位相のパラメータを持つ。いわゆる Wolfenstein 表示でこの行列を表すと、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

となる。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は図 1.1 のような diagram によって引き起こされ、その不変振幅は

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \quad (1.3)$$

$$= 2 \times V_{ts} \times \text{Im}(V_{td}) \propto \eta \quad (1.4)$$

のように η に比例し、崩壊分岐比 $B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ は η^2 に比例する。このためこの崩壊の分岐比を測定する事で η の値を決定する事が出来る。

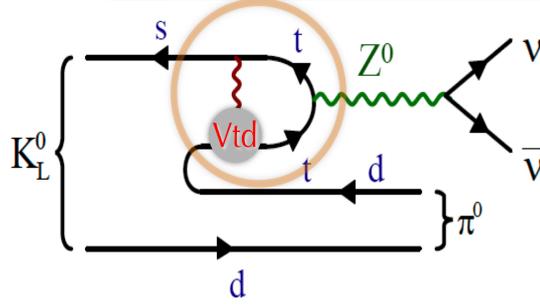


図 1.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の Feynman diagram

一方 V_{CKM} のユニタリ性に注目し、ユニタリ条件 $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$ の両辺の 3,1 成分を比較すると

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.5)$$

が要求される。 $V_{tb} \approx 1$ であり、また $\lambda \sim 0.22$ より、 $V_{ud} = 1 - \lambda^2/2 \approx 1$ とすると

$$V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* = 0 \quad (1.6)$$

となる。これを複素平面上に視覚的に表したのがユニタリ三角形である (図 1.2 参照)。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ から測定される η は、ユニタリ三角形の高さに相当する。上図のユニタリ三角形を構成するパラメータの内、 ρ および斜辺の長さについてはそれぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ に関係する。 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊モードの分岐比は既に実験から決定されている。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ から高さを測定できれば、K 中間子系の測定結果のみからユニタリ三角形を構成する事が可能となる。

1.1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の実効ハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \Theta_W} \sum_{l=e,\nu,\tau} V_{ts}^* V_{td} X(x_l) (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{\nu}_l \nu_l)_{V-A} + h.c. \quad (1.7)$$

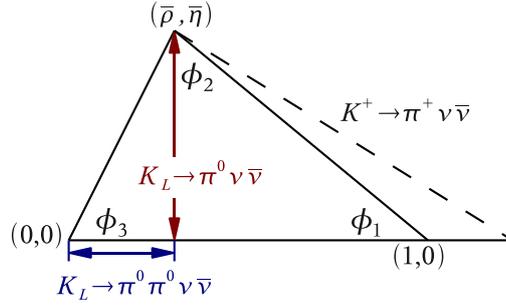


図 1.2: CKM 行列のユニタリ三角形と K 中間子崩壊モード

のように表される．ここで V_{ij} は CKM 行列要素で， $X(x_i)$ は top mass に関する量

$$X(x_t) = \frac{x}{8} \left[-\frac{2+x}{1-x} + \frac{3x-6}{(1-x)^2} \ln x \right], \quad x = \frac{m_t}{m_w} \quad (1.8)$$

である．

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ が $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ と isospin 対称にあることから 崩壊の分岐比は，

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{B(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{|V_{us}|^2} \frac{3\alpha^2}{2\pi^2 \sin^4 \Theta_w} [Im(V_{ts}^* V_{td}) X(x_t)]^2 \quad (1.9)$$

$$= 1.8 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 X^2(x_t) \quad (1.10)$$

と表される (補正項は省略)．ここで A, η は CKM 行列を Wolfenstein 表示で表したときのパラメータである．これに、QCD や電弱相互作用の高次補正などを考慮し、現在までに知られているパラメータを代入すると、標準模型による理論的予想値は、 $B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ となる．ここでの誤差はほとんどが CKM 行列のパラメータの不定性によるもので、理論的な不定性は 1~2% 程度となっている．

1.1.4 Grossman-Nir Limit

一方で $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊モードでの測定結果と isospin 対称性を仮定する事で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の理論的な上限値が得られている。(式 1.11)

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \leq 4.4 \times B(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \quad (1.11)$$

$$= 1.4 \times 10^{-9} \quad (1.12)$$

この上限値は理論モデルに依らない上限値で、”Grossman-Nir(GN) Limit”と呼ばれている．この値と小節 1.1.3 で述べた標準理論の預言値 2.8×10^{-11} との間には開きがあり、幾つかの理論モデルは GN Limit に近い崩壊分岐比を予言している．

実験感度が GN Limit を超えると新しい物理に対して感度を持ち得るため、GN Limit は $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験における 1 つの指標となっている．

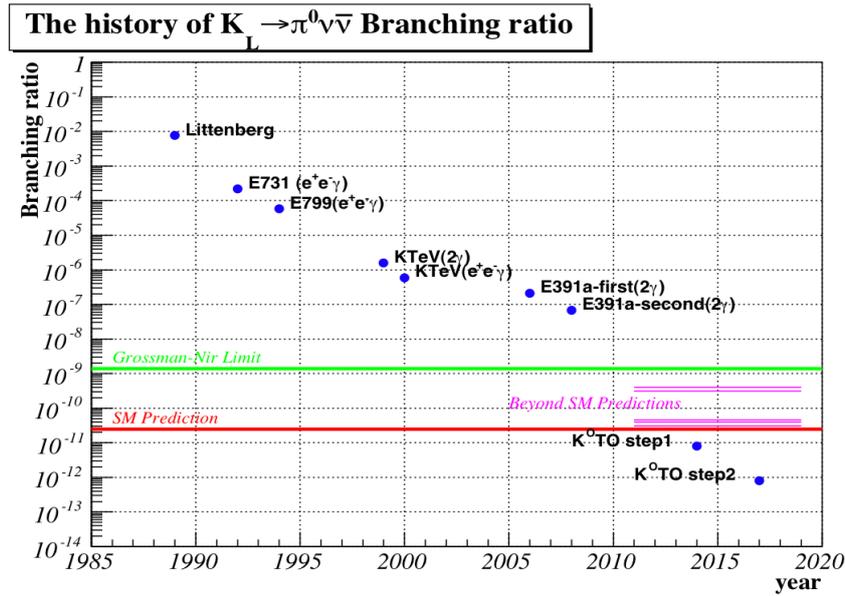


図 1.3: 過去の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索の歴史と $K^O TO$ 実験で到達する感度

1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の現状

上で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の測定は理論的不定性が非常に小さく、CKM 行列の複素位相パラメータ η を決定する上で非常に魅力的である。そのため、これまでも $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の探索は行われてきた。(図 1.3 参照) しかしながら 2.8×10^{-11} という非常に小さな分岐比と、始状態、終状態ともに中性粒子しか存在しないという実験的な困難さの為、これまで $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比は測定されておらず、その上限値のみが与えられている。

現在、分岐比上限値として最も高い感度まで到達した実験は、 $K^O TO$ 実験のパイロット実験として行われた E391a 実験である。E391a 実験の実験データの一部は現在も解析中であるが、E391a 実験の run2 の解析結果から、分岐比上限値として $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8}$ が与えられている。[2]

1.3 E391a 実験

E391a 実験は茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロンを用いて行われた、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索に特化した初めての実験である。 K_L ビームは、陽子ビームを白金ターゲットに照射し生成した 2 次粒子中の K_L を、陽子ビームから 4° 方向に取り出し、コリメーターで $12.6 \mu\text{str}$ に絞って用いている。

図 1.4 に、E391a 実験の検出器の全体図を示す。E391a 実験では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の終状態の π^0 から 2 つの γ を、CsI 電磁カロリメータで検出し、さらに崩壊領域全体を veto 検出器で覆う事で、 2γ 以外に検出可能粒子が存在しない事をもって、event の同定を行っている。E391a 実験は 2004 年 2 月から 2005 年 12 月まで 3 つの Run に分けて行われ、現在 Run2 の data の解析結果から、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比の上限値 $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8}$ が与えられており、現在は Run3 の data の解析が行われている。

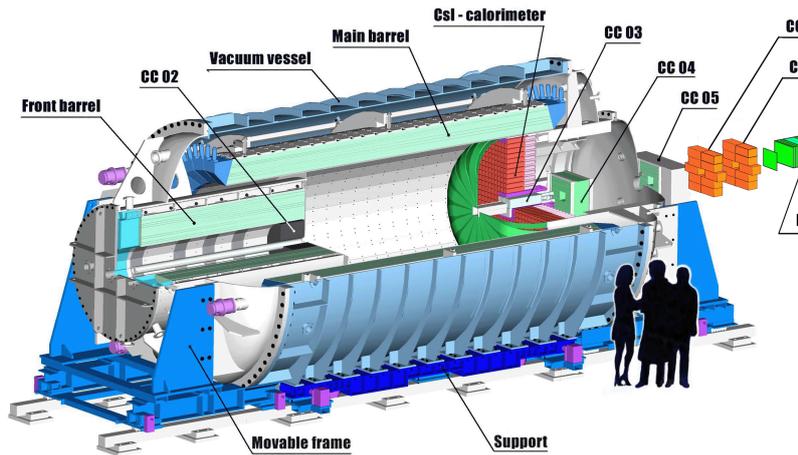


図 1.4: E391a 実験の検出器

1.4 K^0TO 実験

K^0TO 実験は、現在茨城県東海村に建設された大強度陽子加速器 (J-PARC(図 1.5 参照)) で 2011 年から行われる予定の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である。J-PARC 陽子シンクロトロンは 30GeV から運転を開始し、最終的には 50GeV で運転される。そのビーム強度は世界最大であり、最大強度においてはターゲットの spill あたりの陽子数は $2 \times 10^{14} ppp^1$ に達すると見込まれている。これは E391a 実験で用いられた KEK PS の約 100 倍の強度である。また、ビーム軸周りに存在するハロー中性子が少ないビームラインを建設することで、E391a 実験での主要バックグラウンド源であった、ハロー中性子起源のバックグラウンドを抑制する。(ハロー中性子バックグラウンドについては 2 章で述べる) K^0TO 実験は Step1, Step2 の 2 段階が計画されている。

1.4.1 Step1

Step1 では、E391a 実験の検出器を再利用して使用する。その際、E391a での経験を生かし、各検出器の改良によるバックグラウンドの抑制、CsI カロリメータの改良による感度向上がなされている。これらにより、E391a よりバックグラウンドを抑制し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の event を観測できるレベルまで感度を向上している。Step1 は 2011 年から 3 年間行われ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象 2.7event の観測が期待されている。なお本論文中では、Step1 に限定して述べる。

1.4.2 Step2

Step2 では、Step1 での経験を生かし、検出器の大型化(長さ 15m, 直径 3m) および、完全な upgrade を行う。また、独自のターゲットおよびビームラインを使用し、さらに高い K_L のビーム強度を実現する。期待される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ event 数は約 100event であり、 η の精密測定と、それによる標準理論の検証、新しい物理の探索が可能であると期待される。

¹proton per pulse



図 1.5: $K^O T O$ 実験が行われる、J-PARC の全体図

第2章 K^0TO 実験

この章では、 K^0TO 実験 Step1 の概略と実験原理、検出器、および主要バックグラウンドについて述べる。

2.1 実験原理

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊 event は、予想される崩壊分岐比が 2.8×10^{-11} と大変小さいため、signal の acceptance の確保と、バックグラウンドの削減が必須である。

崩壊後生成された π^0 は 98.8% の確率で 2 つの 線に崩壊し、 ν は検出不可能である。signal の同定は、「2 つの 線のみが検出され、他に検出可能粒子が存在しない」event とする。そこで K^0TO 実験では、

- K_L 崩壊領域下流側に CsI 結晶から成るカロリメータを設置して 2γ を検出
- 崩壊領域全体を veto 検出器で覆い、 2γ 以外の検出可能粒子が存在しない事を保証

といった方法によって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊 event を同定している (図 2.1)。

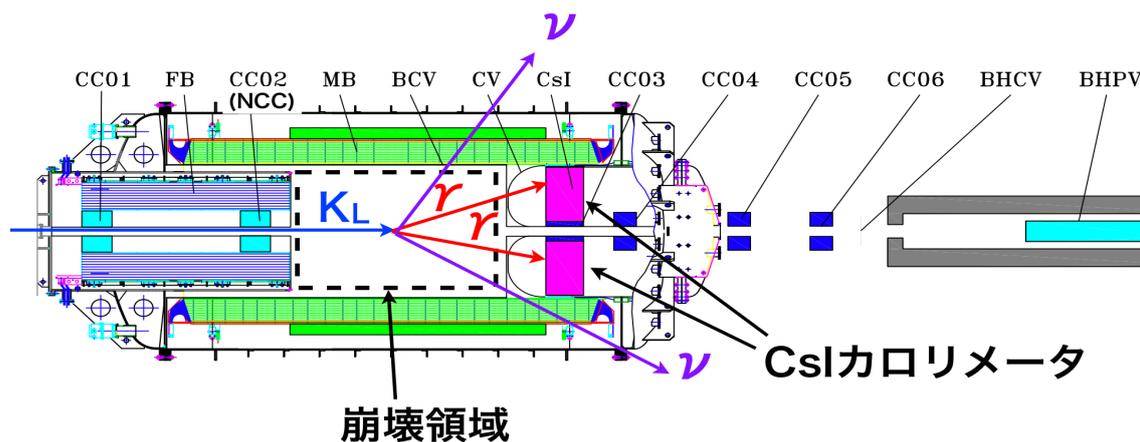


図 2.1: K^0TO 実験の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 検出原理: K_L 崩壊からの 2γ を CsI カロリメータで検出し、崩壊領域全体を veto 検出器で覆っている。2 つの ν は検出されないため、検出可能なのは 2γ のみである

また K^0TO 実験では、ペンシルビームと呼ばれる非常に細く絞った K_L ビームを使用する。これにより、CsI カロリメータでの 2γ の位置とエネルギーからビーム軸上に π^0 の崩壊位置を再構成でき、

検出器の崩壊領域内からの 2γ である事を保証する。また、再構成された π^0 が高い横運動量 (P_t) を持つ事を要求する事により、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ によるバックグラウンドを抑制できる。

さらに、検出器内部の残留ガスとビームの相互作用により π^0 が生じバックグラウンドになり得る為、崩壊領域内は高真空 (10^{-5}Pa) にしてバックグラウンドを無視できるまで抑制する。

2.2 K_L ビームライン

$K^O TO$ 実験は、図 2.2 のような K_L ビームラインを使用して行われる。陽子シンクロトロンで 30GeV に加速した陽子ビームをニッケルターゲットに照射し、生成した 2 次粒子を陽子ビームに対し 16° の方向に引き出す。全長 21m のビームライン中には 2 つのコリメーターが置かれ、beam を細く絞って $K^O TO$ 検出器内に導く。コリメーター前にはビーム中の γ を吸収させる鉛の γ absorber が、2 つのコリメーターの間には荷電粒子を排除する sweeping magnet が設置される。これらによってビーム中の γ および荷電粒子を極力排除している。コリメーターは、特に以下の 2 つの点を考慮して設計されている。

1. ビームを細く絞る (ペンシルビーム)

これは

- π^0 の横運動量 (P_t) の不定性を減らす
- もう一つは検出器のビームホールの size をできるだけ小さくし、崩壊領域からその穴を通して検出されずに逃げる粒子を出来るだけ少なくする

という主に 2 つの理由のためである。

本実験では、CsI カロリメータでの 2γ の位置とエネルギーの情報から π^0 の P_t を再構成するが、この際 π^0 がビーム軸上で崩壊した事を仮定する (2.4.1 小節参照)。本実験では、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 等のバックグラウンド排除のために各 event に高い P_t を持つ事を要求するが、ビームサイズが大きくなると P_t の不定性が大きくなってしまいます。 $(P_t$ 再構成については 2.4.1 小節で述べる) この点を考慮して、 $K^O TO$ 実験ではビームの立体角が $9\mu\text{str}$ となるように設計されている。

2. バックグラウンド源となる、ハロー中性子を出来るだけ少なくする。

ビーム周りに存在するハロー中性子が検出器と相互作用を起こして π^0 や η 中間子を生成し、それらの崩壊で生じた 2γ がバックグラウンドとなる。これらを抑制する為に、 K_L に対してハロー中性子の数が少ないビームラインを設計する必要がある。ビームラインデザインの研究の結果により、 $K^O TO$ 実験では E391a 実験に比べてハロー中性子と K_L の数の比が 66 倍も小さく設計されている。

2.3 detector

図 2.3 に $K^O TO$ 実験で用いられる検出器の全体図を示す。 $K^O TO$ 実験の検出器は、 K_L ビームラインの 2nd Collimator の出口から 1m 下流に検出器の端 (図 2.3 中の FB(Front Barrel) の端) が来るように設置される。なお本論文中では K_L のビーム中心軸に Z 軸を定め、この Front の上流端を $Z=0\text{mm}$ とする座標を用いる。

$K^O TO$ では $Z=2750 \sim 6150\text{mm}$ の間の崩壊領域内部で崩壊した $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ event のみを検出対象とする。

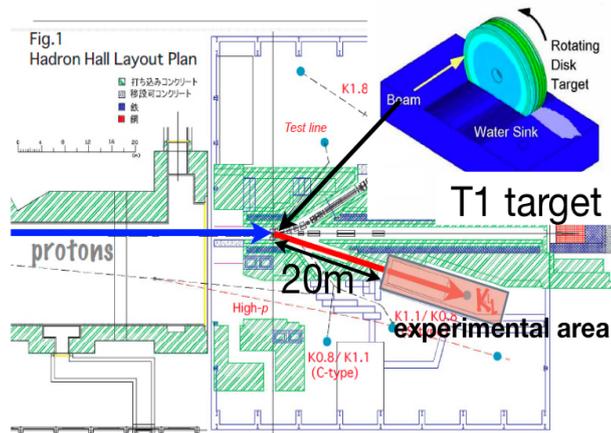


図 2.2: K^0TO 実験ビームラインの全体図と Ni ターゲット

K^0TO で使用される検出器は

- ・ π^0 から 2γ を検出するための CsI カロリメータ
- ・ 2γ 以外に検出可能粒子が存在しない事を保証する veto 検出器に分けられる。

veto 検出器は崩壊領域を 4π 囲むように設置され、Barrel Photon veto 検出器、荷電粒子検出器、Collar Counter、Beam Hole veto 検出器に大別される。

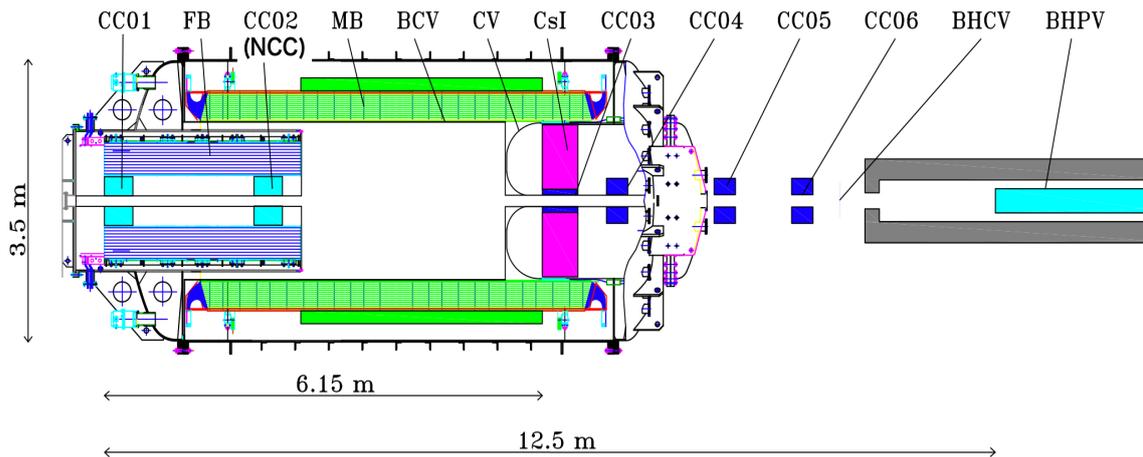


図 2.3: K^0TO 検出器の全体図 (注:検出器はほぼ円筒状に並べられており、図は断面を表している。また実際には CC01 は使用されない)

以下に、 K^0TO 実験における各 detector の役割とデザインについて簡単に述べる。

2.3.1 CsI カロリメータ

CsI カロリメータ (図 2.3 中では CsI と表記) は、 π^0 崩壊で生じた 2 の位置とエネルギーを測定する為の電磁カロリメータである。E391a 実験で使用されていた CsI カロリメータは、 $7\text{cm} \times 7\text{cm} \times 30\text{cm}$ の CsI 結晶 (KEK CsI) を使用していた。

K^0TO 実験の CsI カロリメータは、 50cm 長さの CsI 結晶を使用する。この CsI は、アメリカ・フェルミ国立研究所 (FNAL) で行われた KTeV 実験で使用されたもので、 $2.5 \times 2.5 \times 50\text{cm}^3$ と、 $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$ の 2 種類がある。中心部に $2.5 \times 2.5 \times 50\text{cm}^3$ の結晶を 2240 個、その外側に $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$ の結晶を 335 個並べて使用する (図 2.4 参照)。

E391a の CsI カロリメータより全長が $30\text{cm} \rightarrow 50\text{cm}$ と長くなった事で、電磁シャワーの漏れによる γ のエネルギーの不定性が小さくなっている。これにより、CsI で検出された 2γ から再構成される π^0 の崩壊点の Z position の不定性が小さくなり、バックグラウンドのさらなる抑制がなされている (図 2.5 参照)。

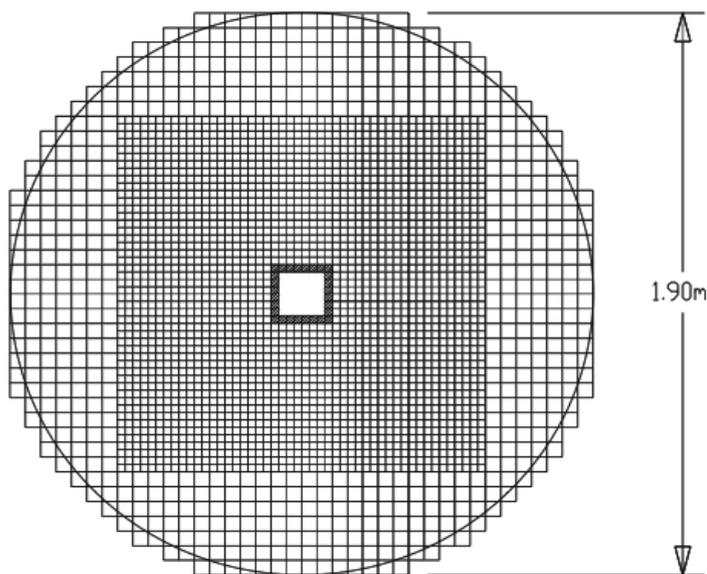


図 2.4: K^0TO 実験で使用される CsI カロリメータの Front View

2.3.2 Barrel Photon veto 検出器

Barrel Photon veto 検出器は崩壊領域を取り囲むように設置され、 K_L decay 由来の γ を検出し veto する。長さ 6 メートル程の検出器領域のほぼ全域を覆う大型検出器のため、この検出器はプラスチックシンチレータと鉛の積層型の sampling calorimeter となっている (図 2.6 参照)。読み出しには波長変換ファイバーを使用し、ファイバーの発光を PMT で検出する。

Barrel Photon veto 検出器は、signal 領域を覆う Main Barrel (MB) とその上流部を覆う Front Barrel (FB) があり、それらが覆う領域によって K_L 崩壊領域とその上流部とを区別している。

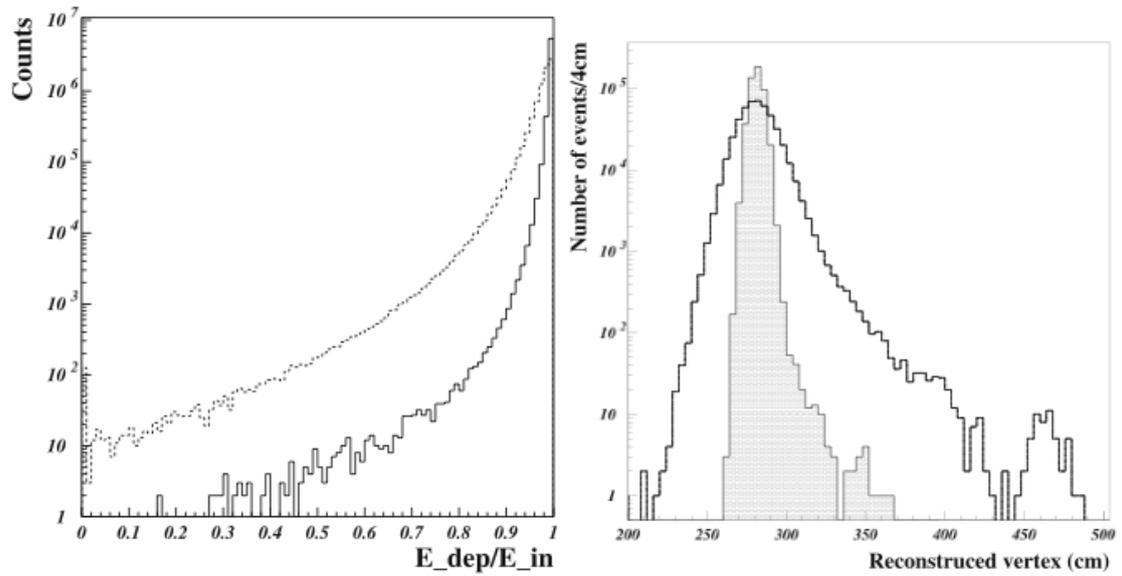


図 2.5: モンテカルロ・シミュレーションによる、CsI カロリメータでのシャワーの漏れ 左: 0.1GeV から 1GeV の入射 γ に対する、実際の γ の energy と deposit energy の比 , 右: アルミニウム板を $Z=280.5\text{cm}$ に置いて π^0 を生成させた際の、CsI カロリメータで再構成された Z position の分布 (open histogram : E391a の calibration run での data, hatched histogram : K^0TO 実験の CsI でのシミュレーション結果)

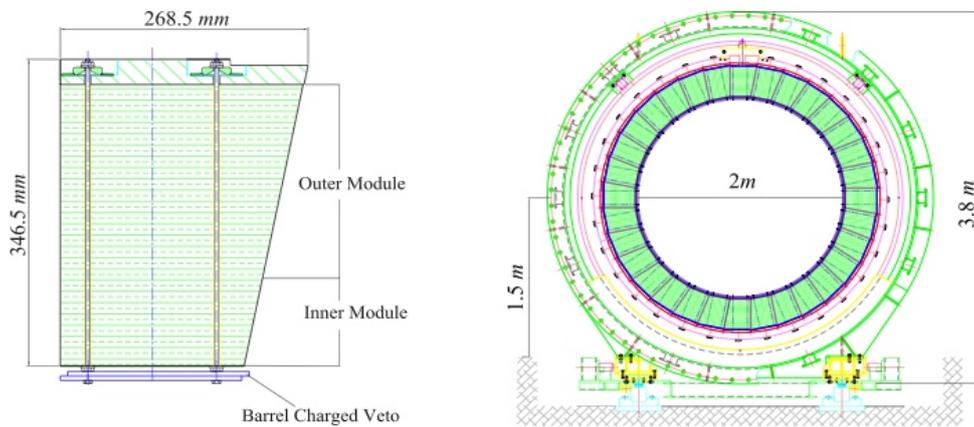


図 2.6: 左: Main Barrel の module (鉛・プラスチックシンチレータの積層型 sampling calorimeter) , 右: Main Barrel の断面図

2.3.3 荷電粒子検出器

大半の K_L 崩壊は $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (12%), $K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\pi^0$ (27%), $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp\pi^0$ (40%) のように荷電粒子を含んでおり [1]、例えば $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の π^0 からの 2 γ が CsI で検出され、残りの π^+,π^- が検出されないとバックグラウンドとなる。このため veto と同様に、崩壊領域全体を荷電粒子検出器で覆う必要がある。荷電粒子検出器には、CsI カロリメータ前面を覆うように設置される Charged Veto(CV) と、崩壊領域全体を覆うように Main Barrel の内側に設置される Barrel Charged veto (BCV) が存在する。

Barrel Charged Veto は幅 20cm、長さ 550cm、厚さ 1cm のプラスチックシンチレータ 32 枚から構成され、各シンチレータは 38 本の波長変換ファイバーで読み出しを行っている。(図 2.6 左 参照)

CV は図 2.7 のような、プラスチックシンチレータで構成された検出器であり、CsI カロリメータの直前とその 25cm 上流の 2 カ所に設置される。

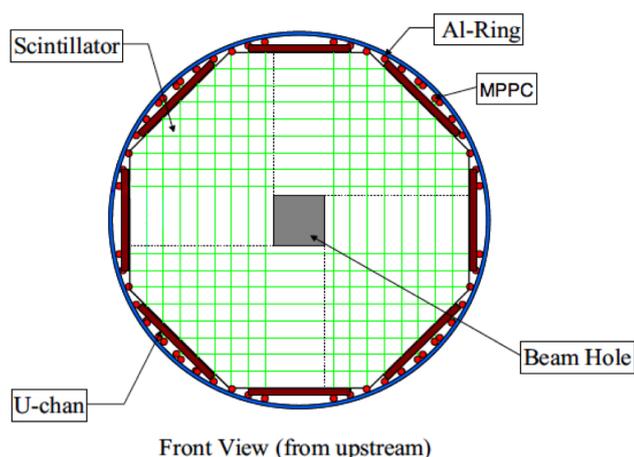


図 2.7: Charged Veto (CV) の front view:CsI の直前およびその 25cm 上流部の 2 カ所に設置される。各 module は厚さ 3mm のプラスチックシンチレータから構成され、波長変換ファイバーを用いて MPPC で読み出す。

2.3.4 Collar Counter

Collar Counter はビーム軸周りに設置される光子および荷電粒子 veto 検出器の総称であり、その設置場所により上流から順に CC02,CC03,CC04,CC05,CC06 と呼ばれている。なお CC01 については研究の結果設置する必要がない事が分かったので、実際には使用されない。

本論文でのべる Neutron Collar Counter (NCC) はこれら Collar Counter の内、E391a で CC02 と呼ばれていた検出器に相当する。今後この論文では、CC02 のことは NCC と呼ぶ。NCC の役割および design については 3 章以下で詳細に述べる。

CC03 は CsI カロリメータのビームホール内側に位置する検出器で、PWO 結晶から構成される。さらにその内側には Liner CV と呼ばれる厚さ 5mm のプラスチックシンチレータが設置される予定である。(図 2.8)

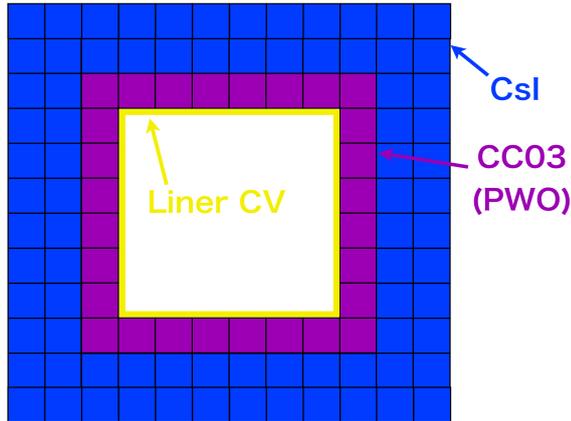


図 2.8: CsI カロリメータのビームホール周辺部

また、CC04 以下の Collar Counter には E391a でカロリメータとして使用された CsI 結晶 (KEK CsI) を使用する予定である。

2.3.5 Beam Hole veto 検出器

K^0TO 実験では崩壊領域全体を覆うため、Beam Hole veto 検出器を設置し、ビームホールを抜けてくる γ および荷電粒子を veto する。Beam Hole veto 検出器には荷電粒子を検出する Beam Hole Charged Veto(BHCV) と、光子 veto 検出器である Beam Hole Photon Veto(BHPV) の 2 種類の検出器が設置される。ビームホール中に設置されるこれらの検出器には、高い rate 耐性が要求される。

BHCV は高い rate 耐性と、中性子および γ に不感である必要があり、ガスシンチレーション比例計数管を用いることが考えられている。(図 2.8)

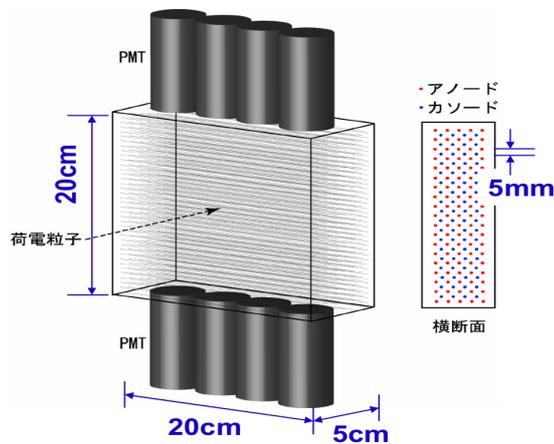


図 2.9: BHCV の概略図 比例計数管内で生成したシンチレーション光を PMT で読み出す

BHPV には高い rate 耐性と中性子に不感である事、かつ高い γ 検出効率を持つ事が要求される。このような要請を満たす検出器として、鉛の γ converter とエアロジェルのチェレンコフ放射体を組み合わせた検出器が使用される。(図 2.9) [3]

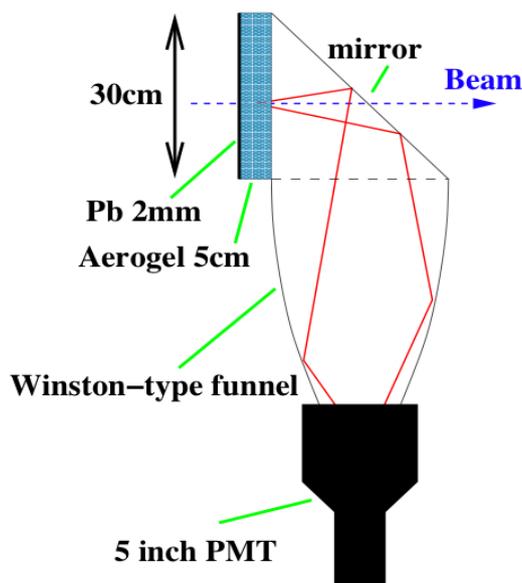


図 2.10: BHPV の module γ を鉛で電子・陽電子に convert し、これら荷電粒子がエアロジェルを通過する際発生するチェレンコフ光を Winstone Cone で集光し、PMT で読み出す。BHPV はこのような module をビーム軸にそって 25 個並べて設置する。

2.4 Event の再構成と選別

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の同定には、CsI カロリメータで 2γ を検出し、他に検出可能粒子が存在しないことを条件にする。さらに NCC や CV などハロー中性子が反応して π^0 を生成する event を排除するため、CsI で検出した 2γ が実際に崩壊領域内で π^0 が崩壊した event であることを保証する必要がある。このため、CsI カロリメータで 2γ の位置とエネルギーを測定し、その結果から π^0 の崩壊位置を再構成する。また同時に π^0 の横運動量 (P_t) も再構成でき、高い P_t を要求する事で $K_L \rightarrow 2\gamma$ のバックグラウンドを排除することができる。以下に、 π^0 の崩壊位置と P_t の再構成方法について述べる。

2.4.1 π^0 崩壊位置の再構成

CsI カロリメータに γ が入射すると、電磁シャワーを発生して入射位置付近の複数の CsI 結晶に energy を落とす。energy を落としたこれらの結晶の固まりをクラスターと呼ぶ。離れた位置に 2 つの γ が入射すると 2 つのクラスターを形成する。これにより、CsI カロリメータ上に 2 つのクラスターがある事を要求し、入射 γ が 2 つであることを保証する。また、各クラスターに属する結晶の energy

deposit の総和をとることで、クラスターを形成した γ の energy を決定する。さらに、クラスターに属する結晶の energy deposit の分布から energy の重心を取り、それをもって γ の入射位置と見なす。

検出した 2γ を π^0 崩壊によるものと見なし、invariant mass として π^0 の質量 M_{π^0} を仮定すると、

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

を得る。ここで、 E_1, E_2 は2つの入射 γ の energy、 θ は2つの γ の成す角度である (図 2.11 参照)。これにより、CsI での γ の energy の情報から θ が決定できる。

また π^0 崩壊位置を z 軸上 $(0, 0, Z_{vtx})$ と仮定すると、 2γ の入射位置と θ の値から、幾何学的条件より崩壊位置 Z_{vtx} が決定される。

CsI 上での 2γ のビーム軸からの距離をそれぞれ r_1, r_2 、CsI 上での 2γ の入射位置の距離を r_{12} 、 π^0 崩壊位置と γ の入射位置の距離を d_1, d_2 とすると、

$$r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos \theta \quad (2.2)$$

ここで、 $d_1 = \sqrt{r_1^2 + (dz)^2}$ 、 $d_2 = \sqrt{r_2^2 + (dz)^2}$ 、 $dz = Z_{CsI} - Z_{vtx}$ である。 r_{12}, r_1, r_2 は CsI 上の γ 入射位置から決定でき、 Z_{CsI} は既知である。よって、式 (2.1), (2.2) により、 Z_{vtx} が決定できる。 Z_{vtx} が分かると、CsI 上の hit position と energy から 2γ の運動量ベクトルが決定される。これらの和をとり、 2γ を生成した元の π^0 運動量ベクトルを求め、そこから横運動量 P_t が決定できる。

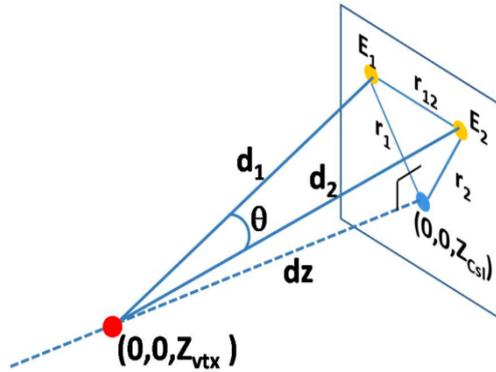


図 2.11: π^0 の崩壊位置を再構成する際に使用する各 parameter

2.5 運動力学的カット

K^0_{TO} 実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象選別にあたり、再構成された π^0 の Z_{vtx} 及び P_t に一定の条件を課す運動力学的カットを用いている。図 2.12 は E391a 実験における実験 data について、横軸を Z_{vtx} 、縦軸を P_t にとり plot したものである。 Z_{vtx}, P_t に対するカットは、図 2.12 中の青枠の box 内の event のみを選択する事に相当する。なお、以下この青枠の box を Signal Box と呼ぶ。

主なカット条件は以下のような物である。

- Vertex Cut

再構成された π^0 の崩壊点に対し、 $3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$ を要求するカット。これにより、ハロー中性子が NCC(CC02) および CV 等の検出器で生成した π^0 によるバックグラウンドを抑制する事が出来る。(図 2.12 参照)

- P_t Cut 再構成された π^0 の横運動量 (P_t) に対し、 $P_t \geq 130\text{MeV}/c$ を要求するカット。これにより、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ によるバックグラウンドを排除する。またこのカットにより、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊によるも排除出来る。この崩壊での π^0 の P_t が運動学的に $P_t \leq \sim 130\text{MeV}/c$ に制限されるため、 P_t Cut の P_t の上限値として $130\text{MeV}/c$ を用いている。(ただし、E391a 実験では上限値を $120\text{MeV}/c$ に設定していた)

実際には上記の Z_{vtx}, P_t に対するカットの他に、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 等の K_L 崩壊起源のバックグラウンドやハロー中性子起源のバックグラウンド抑制の為のカットが複数存在する。これらのカットは、CsI カロリメータ上で形成された 2 クラスターの位置および energy の情報からなる各種変数に対して制限を加えるものである。(運動学的カットの詳細は Appendix A.1 参照)

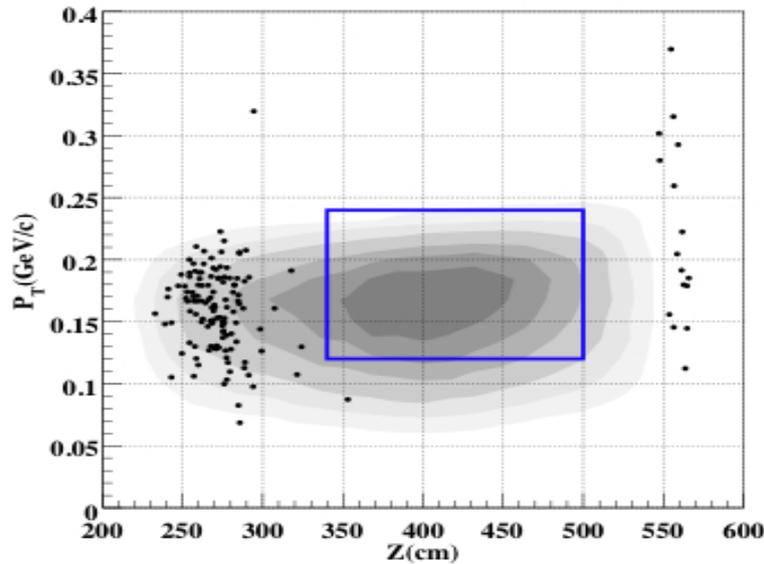


図 2.12: E391a 実験 (run2) の data の解析結果: 青枠が Signal Box, $Z = 230 \sim 300\text{cm}$ 付近に CC02 で生成した π^0 による event, $Z = 540 \sim 570\text{cm}$ 付近に CV で生成した π^0 による event が多数存在する (注: E391a では P_t の上限は $120\text{MeV}/c$ 、 K^OTO 実験では $130\text{MeV}/c$ と異なる)

2.6 K^OTO 実験のバックグラウンド概要

K^OTO 実験における主要バックグラウンドは、 K_L 起源バックグラウンドとハロー中性子起源バックグラウンドの大きく 2 つに分類される。以下にそれぞれのメカニズムについて述べる。

2.6.1 K_L 起源バックグラウンド

K_L 起源バックグラウンドには $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^-e^+\pi^0$ によるものの3種類のバックグラウンドが存在する。以下にそれぞれについて述べる。

- $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンド

崩壊領域内で K_L が $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊で2つの π^0 を生成する。生成された $2\pi^0$ がそれぞれ 2γ に崩壊し、それら 4γ の内2つを CsI カロリメータで検出し、残り2つを検出し損なう事で生じるバックグラウンド事象

$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドはさらに以下の3つのタイプに分類される (図 2.13 参照)。

- even event

$2\pi^0$ のうち、同じ π^0 から生成された 2γ が CsI カロリメータに入射する event。同じ π^0 からの γ による 2γ の組み合わせのため、再構成された Z_{vtx} および P_t は親の π^0 の正しい Z_{vtx}, P_t となる。この特徴は、 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ と特徴が似ているために運動学的カットが効きにくく、バックグラウンドになり易い event であり、主要なバックグラウンドとなっている。

- odd event

$2\pi^0$ のうち、異なる π^0 から生成された 2γ が CsI カロリメータに入射する event。異なる π^0 からの γ による 2γ の組み合わせのため、再構成された Z_{vtx} および P_t は、親の π^0 の正しい Z_{vtx}, P_t とはならない。このため even event に比べて運動学的カットが有効となる。

- fusion event

$2\pi^0$ からの 4γ の内、 3γ が CsI カロリメータに入射し、そのうち2つの γ の入射位置が近接しているために1つのクラスターに見える event。この event は、CsI に入射しない、veto されるべき γ が1つしかないため検出し損なう確率が高い。しかし、CsI カロリメータは細分化されており、近接 2γ の fusion を区別する能力が高く、このバックグラウンドを抑止している。

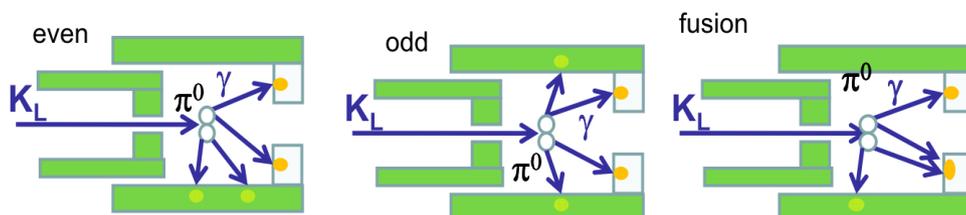


図 2.13: 3タイプの $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドの仕組み 左: even event, 中: odd event, 右: fusion event

- $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

π^0 からの 2γ を CsI カロリメータで検出し、 π^+, π^- を検出し損なう事で生じるバックグラウンド。この崩壊は、kinematics より π^0 の P_t が約 $130\text{MeV}/c$ に制限されているため P_t カットが有効となる。このためバックグラウンド数としては小さく抑えられる。

- $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$

この崩壊モードは、荷電粒子 Veto 検出器で起こる π^- の荷電共役反応と e^+ の対消滅により、荷電粒子検出器に hit を残さず終状態に 4 つの γ を持ち得る。これらの 4 γ の内 2 γ を検出し損なうことでバックグラウンドとなるが、 γ veto により十分小さく抑えられている。

2.6.2 ハロー中性子起源バックグラウンド

ハロー中性子が NCC(CC02) や CV と相互作用して π^0 や η 中間子を生成すると、それらの崩壊で生じる 2 γ が CsI カロリメータに入射してバックグラウンドとなり得る (図 2.14)。

ハロー中性子が NCC(CC02) と相互作用して生じるバックグラウンド (CC02 BG) については 3 章以下で詳しく述べる。

ハロー中性子が CV と相互作用して生じるバックグラウンドには、CV- η バックグラウンドと CV- π^0 バックグラウンドがある。

- CV- η

ハロー中性子が CV で η を生成することで生じるバックグラウンド。 η が 2 γ に崩壊して CsI カロリメータで 2 クラスターを形成すると、その崩壊点を求める際に invariant mass として M_{π^0} を仮定する。 η の質量は $M_\eta \sim 4M_{\pi^0}$ と π^0 の約 4 倍あるため、 Z_{vtx} は CV での実際の生成点よりも上流に再構成され、バックグラウンドとなる。

- CV- π^0

ハロー中性子が CV で π^0 を生成することで生じるバックグラウンド。この 2 γ が CsI カロリメータで形成するクラスターに、 π^0 と同時 CV で生成した二次粒子が energy を足す事で Z_{vtx} が実際の CV での π^0 生成点よりも上流に再構成されてバックグラウンドとなる。

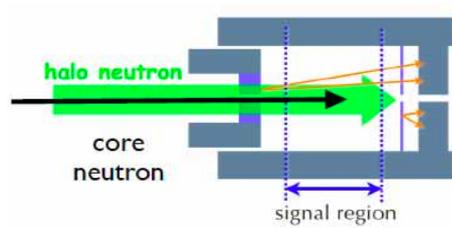


図 2.14: ハロー中性子と検出器との相互作用の様子 : CC02(NCC) と CV でハロー中性子が相互作用を起こして π^0 や η を生成するとバックグラウンドとなり得る。

2.6.3 各バックグラウンド数と Signal との比較

現在シミュレーションによって見積もられている各バックグラウンドの値を、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の Signal 数と比較したものを表 2.1 に示す (CC02BG は除く)。[4] 表 2.1 中の左の欄 (Kinematical cut+Veto) は、上で述べた運動学的カットおよび各 veto 検出器での veto の効果のみを考慮した際の値である。

真中の欄 (Cluster shape cut) は上記の運動学的カット条件に加え、CsI カロリメータ上のクラスターを形成する各 CsI 結晶の energy deposit の分布から、そのシャワー形状が γ クラスターらしいかを判定してバックグラウンドを除去するカットである。[5]

表 2.1 の右 (Accidental loss) は上記のカットに加え、各 veto 検出器での偶発的な事象によって signal(およびバックグラウンド) が veto される効果も考慮したものである。

	Kinematical cut+Veto	Cluster shape cut	Accidental loss
Signal	2.44	2.05	1.41
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	3.00	1.08	0.75
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0.25	0.22	0.15
$K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$	1.45	0.08	0.06
CV- η	0.58	0.10	0.07
CV- π^0	6.8	0.23	0.16

表 2.1: $K^O TO$ 実験 Step1 3 年間で期待される Signal と background 数一覧 (ただし CC02 BG は除く)

なお、この論文で行うシミュレーションによるバックグラウンド評価の際は、Kinematical cut+Veto の条件の元で行う。つまり Cluster shape によるカットは考慮されていない。つまりバックグラウンド数の比較対象としては Signal 2.44 event を用いる。Cluster shape の寄与についての研究は今後の課題である。

第3章 Neutron Collar Counter

この章では、本論文における主要テーマである Neutron Collar Counter について述べる。

3.1 Neutron Collar Counter とは

Neutron Collar Counter(NCC) はビーム軸周りに設置される検出器 (Collar Counter) の1つであり、E391a 実験では CC02 と呼ばれていた検出器に相当する (図 3.1 参照)。

この検出器は崩壊領域の上流側に設置され、崩壊領域より上流で崩壊した K_L 由来の γ を veto し、 K_L 起源バックグラウンドを抑制する事が主な役割である。

3.2 E391a 実験における CC02

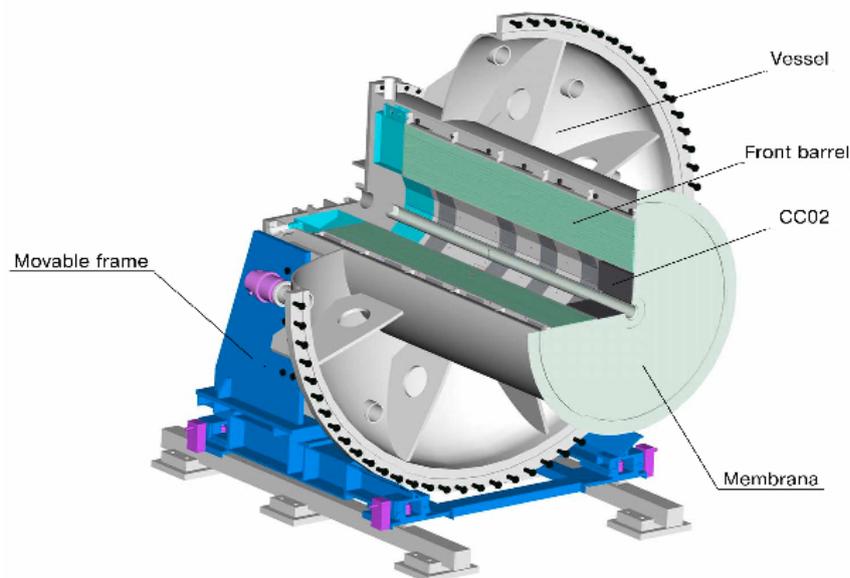


図 3.1: 下流側から見た CC02 と Front Barrel の関係

E391a の CC02 は図 3.1 のように検出器上流部のビーム軸周りに設置されていた検出器である。CC02 は鉛とプラスチックシンチレータを積層したサンドイッチカロリメータから構成されていた。各 module はシンチ・鉛の層に対して波長変換ファイバー (Y11) を垂直に通して読み出す Shashlyk 型の検出器となっている。(図 3.2) 上流側は鉛 1mm/シンチ 5mm を 7layer, 中心は鉛 2mm/シンチ 5mm

を 29layer, 下流は鉛 1mm/センチ 5mm を 7layer 積層しており、Total で $15.73X_0$ の放射長がある。これにより、 K_L 崩壊由来の γ を veto していた。

ファイバー読み出し光量は、鉛・センチ双方で落とす平均的な energy deposit に対して $2.1p.e./MeV$ であった。(センチのみでは $\sim 10p.e./MeV$)

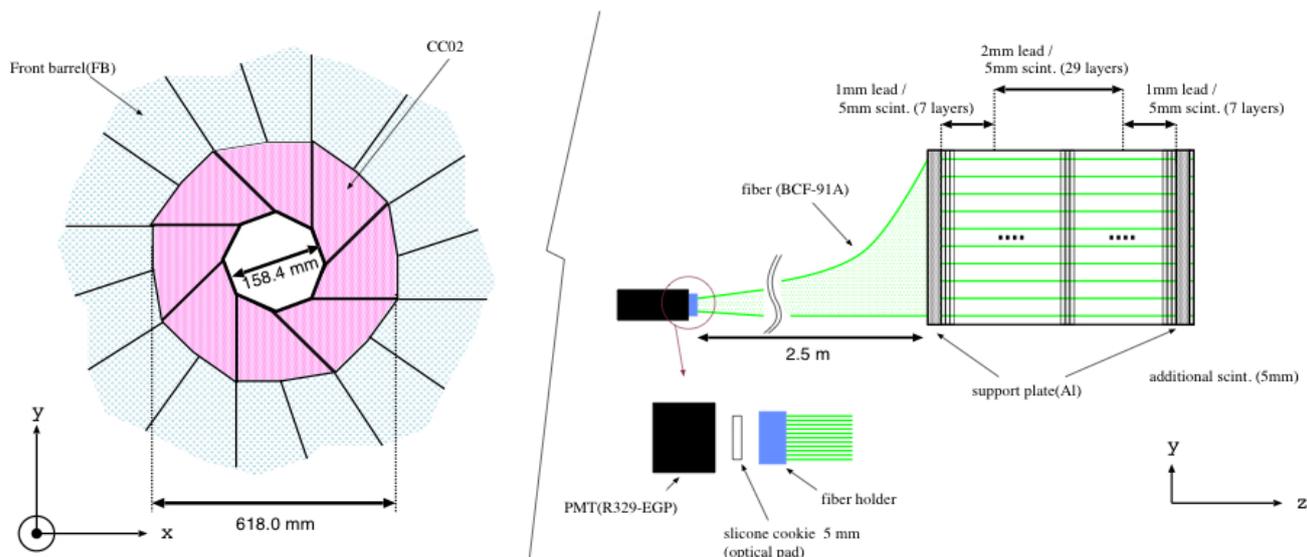


図 3.2: 左 :CC02 の front view , 右 :E391a 実験の CC02 の概念図 (鉛・センチのサンドウィッチ型カロリメータで WLS Fiber を shashlik 型に配置し、2.5m 先の PMT で読み出す)

E391a ではこの CC02 がハロー中性子と相互作用して π^0 を生成するバックグラウンド (CC02 BG) が主要バックグラウンドとなっていた。(詳細は後述) この原因の 1 つとして、サンドウィッチカロリメータでは検出器内に鉛の不感領域があり、ここでハロー中性子が反応し π^0 を生成する event を検出出来なかった為である。

このため K^0TO 実験では、サンドウィッチカロリメータに代わる、CC02BG に強い新しい検出器が求められている。

3.3 K^0TO 実験における NCC のデザインコンセプト

私は E391a 実験での経験を生かし、CC02 に代わる全く新しい検出器として Neutron Collar Counter(NCC) をデザインした。

NCC をデザインするにあたっては、以下の 3 点を特に考慮している。

- K_L 崩壊起源バックグラウンドの排除
- ハロー中性子と NCC との相互作用で生じるバックグラウンドの抑制
- ハロー中性子の energy および flux の測定

以下に、それぞれの役割について述べる。

3.3.1 K_L 崩壊起源バックグラウンドの排除

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の同定には、CsI カロリメータ上で 2 つの γ を検出し、かつその他の検出可能粒子が存在しないという条件を用いる事は 2 章で述べた。このような条件に当てはまりバックグラウンドとなり得る事象の 1 つとして、上流部の K_L 崩壊がある。

具体的には $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ や $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ のような複数の π^0 を生成する崩壊が、崩壊領域よりかはるか上流で起こるケースである。このような崩壊で生じた π^0 が複数の γ に崩壊し、その内の 2 つの γ が CsI に入射すると 2 クラスターを生成して $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に見える。しかも崩壊が $K^O T O$ 検出器の崩壊領域外で起こっているため、同時に生成されたその他の γ が検出されずにバックグラウンドになってしまう。

NCC は崩壊領域とその上流を隔てるように設置され、上流で崩壊した K_L 由来の 2γ が CsI カロリメータに入射する事を確実に防ぐことが要求される。

3.3.2 ハロー中性子と NCC との相互作用で生じるバックグラウンドの抑制

この節では、CC02 とハロー中性子が相互作用して生じるバックグラウンド (以下 CC02 BG) について説明する。

E391a 実験における CC02 BG は、CC02 で生成した π^0 が崩壊して生じた 2γ が CsI カロリメータで 2 クラスターを形成することで生じていた。本来このような event は、 π^0 が生成された CC02 の position 周辺に event が再構成される。(図 2.12 参照) このため、Vertex によるカットでこれらの event の大半を排除する事が出来る。しかしながらシャワーの漏れ等の影響で CsI カロリメータで γ の energy を実際より小さく検出してしまうと、Vertex が下流側にずれ込み Signal Box 内に入ってしまう。このようなメカニズムで生じる event が、E391a 実験で主要バックグラウンドとなっていた。

$K^O T O$ 実験では、この CC02BG の抑制のために以下のような対策がとられている。

1. K_L に対するハロー中性子の割合の少ないビームラインの建設
2. CsI カロリメータの改良
3. CC02(NCC) の position の変更
4. ハロー中性子と相互作用した event を確実に排除できる、veto efficiency の高い検出器 (NCC) の開発

1.2 については前章でも少しふれた。1. については、そもそものバックグラウンド源であるハロー中性子を出来るだけ抑える事で、CC02 BG を抑制している。2. については CsI カロリメータの全長を $30\text{cm} \rightarrow 50\text{cm}$ と長くする事でシャワーの漏れによる γ energy の損失を抑え、再構成される π^0 の Vertex の精度向上を計っている。この改良によって Vertex のカットがより効果的となり、CC02 BG を抑制している。

3 については、NCC(CC02) の下流端を E391a の $Z=275\text{cm}$ から 245cm と上流側に 30cm 移動させた。これは π^0 の生成点をより Signal Box から遠ざける事により、シャワーの漏れによる Signal Box 内への event のしみ出しを抑制するためである。

ただし CC02 バックグラウンドには、上で述べたような π^0 崩壊で生じた 2γ によるバックグラウンドの他に、ハロー中性子の相互作用で生じた π^0 以外の 2 次粒子 (主に中性子) が CsI カロリメータ上

でクラスターを生成する event が存在すると考えられている。このような事象に対しては、2 および 3 の対策では効果が期待できない。

このため NCC には 4. の、ハロー中性子と NCC が反応した event を確実に検出し veto できる性能が要求される。

3.3.3 ハロー中性子の energy および flux の測定

ハロー中性子は NCC 以外にも、Charged Veto(CV) と相互作用し、 π^0 や η 中間子を生成する。これらは $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma(98.8\%)$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma(40\%)$ で 2γ を生成し、バックグラウンドとなる。

これらのバックグラウンド抑制の為の研究が、現在も行われている。しかしながら最終的にこれらのバックグラウンドの値を評価する為には、バックグラウンド源であるハロー中性子の energy および flux について、実験的に押さえておく必要がある。このため私は、NCC をもちいてハロー中性子を実験中リアルタイムに測定する事を考案した。

ただし NCC の position においてはハロー中性子以外に K_L 崩壊由来の γ が中性子の約 40 倍存在すると見積もられており、中性子を γ から分離して測定できる能力が求められる。

3.4 K^0TO 実験における NCC の基本デザイン

この節では、上記の要求性能を考慮し私が製作した NCC の基本デザインについて述べる。図 3.4 に、NCC 基本デザインの全体図を示す。

NCC の特長は、以下のような物である。

- 検出器全体が複数の pure CsI 結晶から構成される。

NCC を構成する CsI 結晶は、 γ に対しては 1.85cm と短い放射長を持ち、一方中性子に対しては 36.5cm の比較的長い反応長を持つ無機シンチレーション結晶である。このため γ が入射すると直ちに反応し検出されるため、 K_L 崩壊由来バックグラウンド排除に有利である。

また、中性子との反応長が比較的長い為 π^0 が生成しにくいという利点も併せ持つ。さらにもし仮に π^0 が生成したとしても、 π^0 崩壊からの γ は CsI 結晶の持つ短い放射長のために直ちにシャワーを生成し、NCC で検出される。このため、NCC を CsI 結晶で構成する事は CC02 BG 削減の観点からも有利である。

- 不感領域が無い (Full active counter)

NCC が Full active である点は、主に CC02 BG 抑制に有利である。

NCC に鉛等の不感領域が存在しその点でハロー中性子が反応を起こすと、反応生成物は検出されにくい為、反応で生じた π^0 や中性子は潜在的にバックグラウンド源となる。特に下流側に不感領域が存在すると、そこで生成した π^0 の崩壊から生じる 2γ が検出しにくくなるため veto efficiency が下がってしまう。NCC はその全体を CsI のみで構成する事で、どのような点でハロー中性子が反応したとしても可能な限り検出できるように設計されている。

- 読み出しを結晶ごとに行う (検出器の segment 化)

NCC は複数の CsI 結晶から構成され、各結晶の信号をそれぞれ独立に読み出す事が可能である。(NCC の segment 化)

NCC を segment 化して結晶それぞれの信号情報を用いる事で、ハロー中性子を γ と分離して測定する事が可能になる。ハロー中性子測定原理については次節で述べる。

- 読み出しに、波長変換ファイバー (WLS-Fiber) を用いる

NCC の信号は、CsI 結晶から放出される僅かなシンチレーション光を、光電子増倍管 (PMT) で検出する。通常 CsI 結晶からの光は、PMT を直接結晶端面に取り付け読み出されている。*K^{OTO}* 実験では CsI カロリメータがこの方式を採用している。

しかし NCC は segment 化されており、NCC 内部に位置する結晶に直接 PMT を取り付ける事は不可能である。従って NCC では波長変換ファイバーを結晶間の僅かな隙間を通し、各結晶の読み出しを可能にする。

波長変換ファイバーは CsI シンチレーション光を吸収し、Fiber 内でより長波長の光を再発光する。この再発光した光を Fiber 内で伝搬させ、PMT で読み出すことで CsI の信号読み出しを行う。

波長変換ファイバー読み出しの詳細については 4 章で詳しく述べる。

なお NCC で使用される CsI 結晶は、E391a 実験の CsI カロリメータで使用されていた $7 \times 7 \times 30 \text{cm}^3$ の pure CsI 結晶を加工して再利用する予定である。分割する位置を変えると 1 つの結晶から長さ 10cm と 20cm の結晶の組み合わせ、もしくは長さ 15cm の結晶 2 つを取りだす事が出来る。NCC はこれら 3 種類の長さの結晶を組み合わせで構成されている。また、図 3.4 で示した NCC の全体図では Front Barrel の内径に NCC 全体が収まるように各結晶が積み上げられている。(図 3.4 参照) 設置場所の位置関係は、NCC の下流端が Front Barrel の下流端から 30cm 上流に来るように設置されている。(図 3.4 参照)

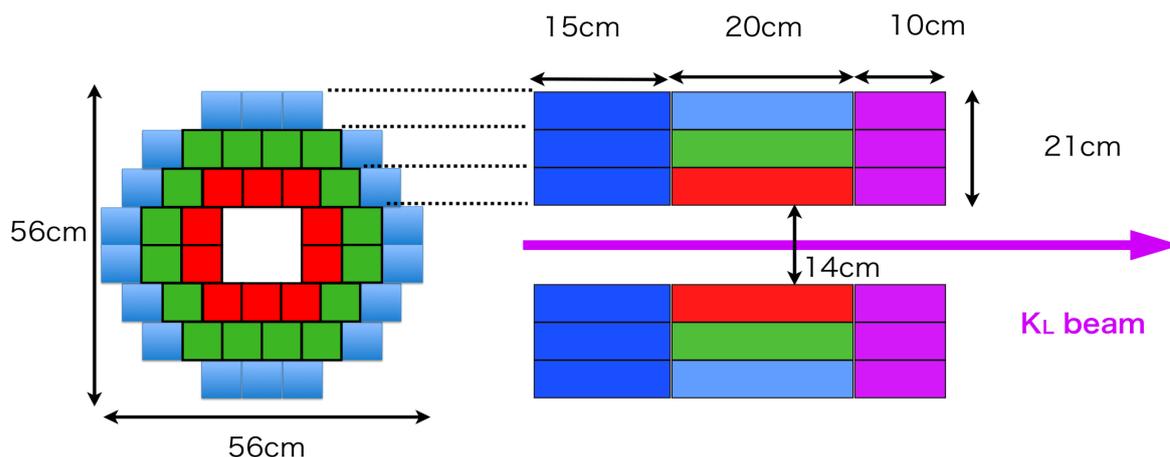


図 3.3: NCC 基本デザイン：左は NCC 中央部分をビームに垂直な面でカットした断面図、右はビーム軸を含む面でカットした断面図。各々CsI 結晶で構成され、文中及び図 3.6 で説明されるように、色の違うブロックごとに粒子識別の際に異なる役割を果たす。

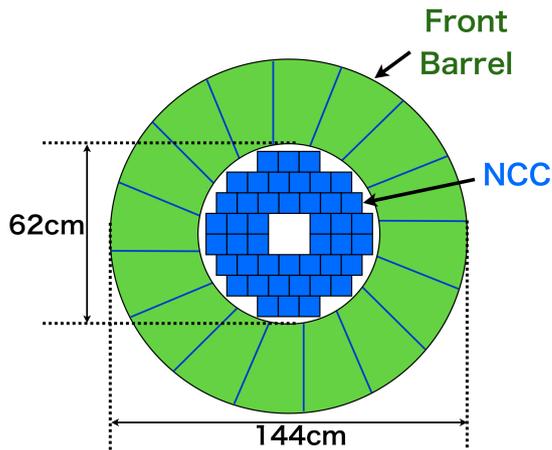


図 3.4: NCC と FB の位置関係 (front view)

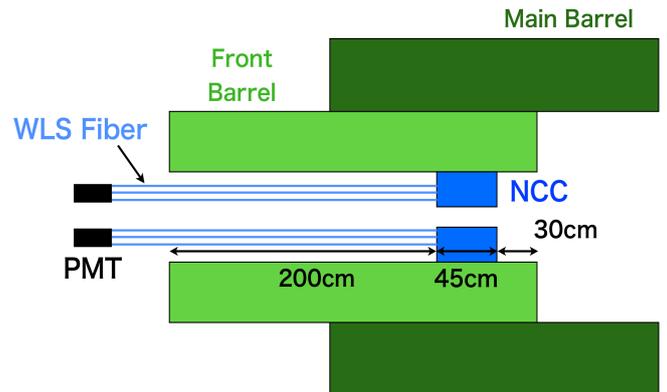


図 3.5: NCC と FB の位置関係 (side view)

3.5 ハロー中性子測定について

NCC の position においては、 K_L 崩壊起源の γ が大量に存在する。

4 章で述べるシミュレーションによる研究の結果、NCC に入射する γ の rate は、ハロー中性子の入射 rate の約 40 倍存在すると予想されている。

このためハロー中性子測定においては、ハロー中性子を γ と分離して測定出来る事が求められる。

NCC を構成する CsI 結晶は、 γ に対しては 1.85cm と短い放射長を、中性子に対しては 36.5cm の比較的長い反応長を持っている。(表 3.1 参照)

Counter	material	X_0 (cm)	λ_I (cm)	Density (g/cm^3)
CC02(E391a)	Pb-scint/sampling	6.54	57.8	2.75
NCC (K^OTO)	pure CsI/full active	1.85	36.5	4.53

表 3.1: E391a CC02 を構成する sampling calorimeter と、NCC を構成する CsI 結晶の放射長、反応長および密度の比較

また NCC は segment 化されており、各結晶の energy deposit が独立に測定できる。

この、 λ/X_0 が大きい CsI 結晶の特徴と NCC の segment 情報を用いる事で、中性子を γ から分離して測定する事が出来る。

以下に、NCC でのハロー中性子の測定原理を示す。

NCC は γ veto 部と、中性子測定部の大きく 2 つの part に分けられる。

γ veto 部はさらに

- 上流側 γ veto 部
- 下流側 γ veto 部

- 内側 γ veto 部

に細分化されている。(図 3.6)

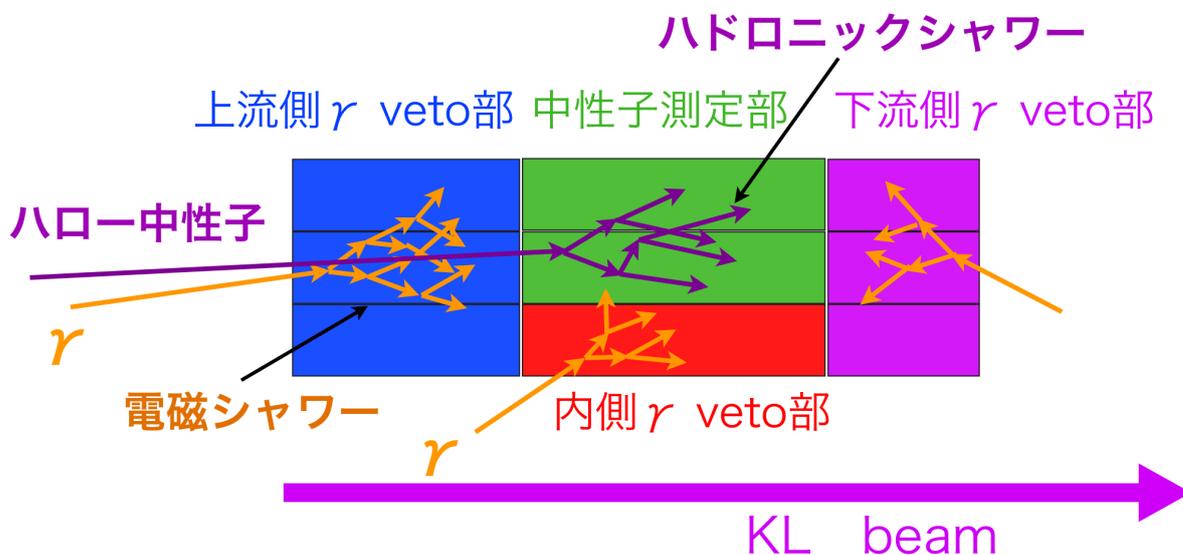


図 3.6: NCC でのハロー中性子測定の仕組み: 図 3.4 と同様、粒子識別の役割別に各 part が色分けされている。(注: ただし中性子測定部のみ、図 3.4 と異なり中央と外側の色分けがされていない。) CsI は中性子の反応長に対して γ に対する放射長が短いため、上流、内側、下流から入射した γ はそれぞれ入射位置の γ veto 部でシャワーを生成し、即座に veto される。一方中性子の多くは γ veto 部で反応せずに中性子測定部に到達し、シャワーを生成し、検出される。このようにして NCC ではハロー中性子を γ と分離して測定する。

例えば上流から入射した γ は CsI の持つ短い放射長のため、上流側 γ veto 部で直ちに電磁シャワーを生成し、検出される。よって、このような event は γ 入射 event として排除する。内側、および外側からの γ も同様に排除できる。

一方中性子が入射した場合、CsI は比較的長い反応長を持つため、多数の中性子が上流側 γ veto 部で反応を起こさず中性子測定部でシャワーを生成する。このように γ veto 部で反応が無く、中性子測定部で反応があった event は中性子入射 event として、 γ 入射 event と区別する事が出来る。またそのような event について各結晶の energy deposit の和を取る事で、中性子の energy を測定できる。

ただし実際は、中性子が生成したシャワーの一部が内側および下流部 γ veto 部に energy を落とす event が多数存在し、単純な veto では中性子と γ の分離精度は良くならない。そのためハロー中性子 event の選別には、各結晶の energy deposit の情報を用いた複雑なカット条件を用いており、 γ とハロー中性子の分離をより精度よく行う。

ハロー中性子測定に関する詳細については 4 章で詳しく述べる。

第4章 SimulationによるNCCの性能評価

前節で述べたNCCのdesignに基づき、Geant4[6]を用いたシミュレーションを

1. K_L 崩壊起源バックグラウンド抑制
2. CC02バックグラウンド抑制
3. ハロー中性子のenergy, flux測定

の各項目について行い、NCCが要求される性能を満たし得るかについて評価した。

この章ではそれぞれのシミュレーションの詳細とその結果について述べる。

4.1 K_L 起源バックグラウンド

-1mからの検出器領域での K_L 崩壊については、表2.1のように他の研究からバックグラウンド数を見積もっている。このバックグラウンドについては、主にFront Barrelが γ vetoを担っており、NCCへの要求は低い。

以下ではNCCの役割と関連して、上流部 K_L 崩壊からのバックグラウンドに限定して検討を行う。

上流部崩壊では、同じ π^0 からの 2γ がCsIに入る場合(even型)、 π^0 の Z_{vtx} は上流部に再構成されsignal領域には入らない。一方異なる π^0 からの 2γ がCsIカロリメータに入る場合(odd型)では、 Z_{vtx} は実際の K_L 崩壊点と異なる場所に再構成されてsignal領域に入る可能性がある。このように上流部 K_L 崩壊では、even型ではなくodd型のeventがバックグラウンドに寄与しうる。

バックグラウンド源と成り得る、崩壊の終状態に γ を2つ以上生成する K_L の崩壊モードには、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ (19.56%), $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (12.56%), $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ (8.69×10^{-4}), $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ (5.48×10^{-4})が存在する。この内、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ は2章で述べた P_t のcutによって排除できる。また、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ では、CsIカロリメータに入射する 2γ は同じ π^0 の崩壊から生成される為、 Z_{vtx} は崩壊領域の上流部に正しく再構成される(even型)。このため Z_{vtx} によるCutを施す事によって、このようなeventは排除できる。

上記の K_L 崩壊モードの内、

- $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$
- $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$

の2崩壊モードは終状態に2つ以上の γ を生成し、かつ異なる2つの π^0 を親に持つ2つの γ の組み合わせで2クラスターを形成し得る。このようなeventはZ vertexによるカットが効きにくく、バックグラウンドとなる。

以下これらの上流部 K_L 崩壊によるこれらバックグラウンドをそれぞれ $K\pi 2$ BG, $K\pi 3$ BGと呼ぶ。

例として、NCCが存在しないとした場合の $K\pi 2$ BGのメカニズムを図4.1に示す。 $2\pi^0$ が崩壊して生成された 4γ は、親の K_L のもつZ方向の運動量(P_Z)によってboostされ、その殆どが前方に飛

んでゆく。このような 4γ のうち 2γ が CsI カロリメータに入射し、残る 2γ が検出されないとバックグラウンドとなる。CsI カロリメータに入射しない γ (以下 Extra γ と呼ぶ) は、2nd collimator が存在しないと仮定すると Front Barrel で検出され、バックグラウンドとはならない。しかしながら 2nd collimator が存在するとこれら Extra γ が 2nd collimator の内壁に当たり、Front Barrel に入射出来なくなる。このような event は veto 出来ないのでバックグラウンドとなってしまう。

$K\pi^3$ バックグラウンドについても同様で、 $3\pi^0$ からの 6γ の内 2γ が CsI カロリメータに入射し、4本の Extra γ が collimator で止まるとバックグラウンドとなる。

NCC は崩壊領域とその上流部を隔てるように存在しており、これらの上流で K_L が崩壊し生成した γ が CsI カロリメータに入射するのを防ぐ事によって、 K_L 起源バックグラウンドを抑制する役割を果たしている (図 4.2 参照)。

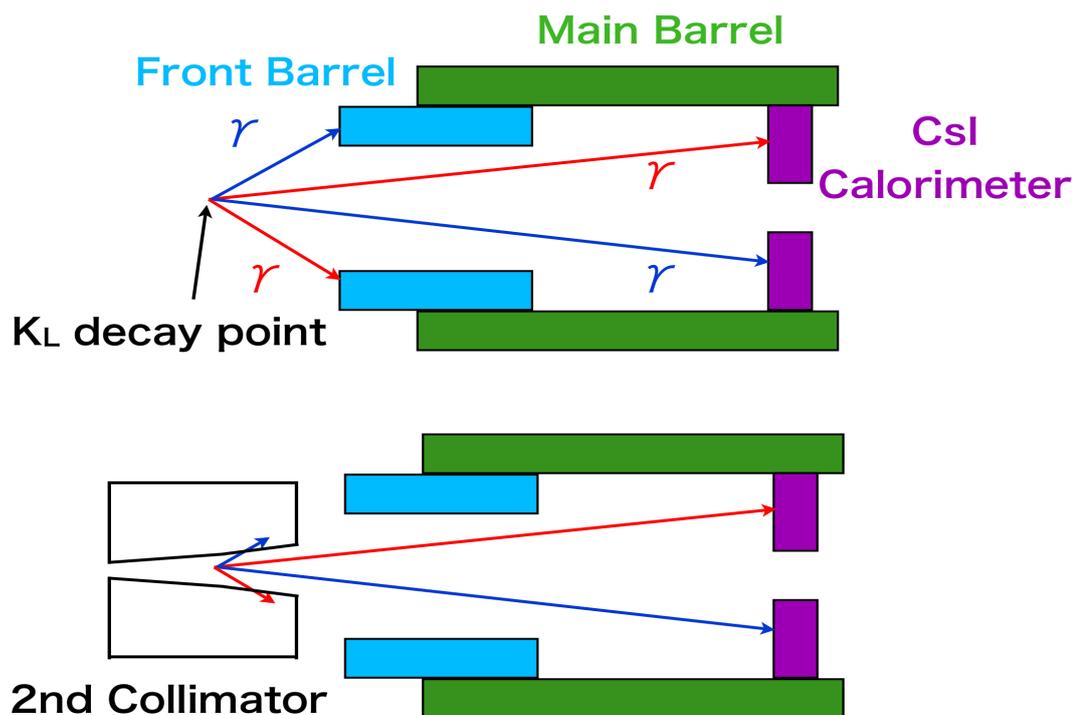


図 4.1: $K\pi^2$ BG の原理: $2\pi^0$ 崩壊からの 4γ の内、異なる π^0 由来の 2γ が CsI カロリメータに入射してバックグラウンドとなる。上図: コリメーター無し, 下図: コリメーターあり

NCC がこれら上流部 K^0 崩壊起源バックグラウンドを十分抑制可能かどうかを確認するため、私は Geant4 によるモンテカルロ・シミュレーションを行った。以下にその詳細について述べる。

4.1.1 バックグラウンドとなり得る K_L の崩壊位置の決定

K^0 検出器上流部の位置関係を図 4.3 に示す。NCC を置かない場合、上流で崩壊し生成した γ は CsI カロリメータに入射し得る。しかしながらさらに上流で崩壊した場合、今度は CsI カロリメータに当たるはずの γ が 2nd collimator 内壁に当たるため、バックグラウンドにはならない。

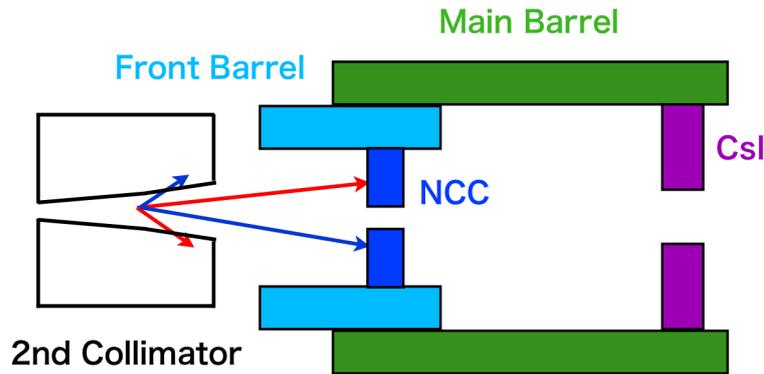


図 4.2: NCC による、 K_L 起源バックグラウンド抑制のしくみ: CsI カロリメータに当たるはずの γ を NCC で遮断し、veto する。

CsI カロリメータ上で検出される γ の入射位置の内、最もビーム軸に近い position と、collimator の出口の端を結んだ線が図 4.3 中の赤線である。この 2 本の赤線の内側で崩壊した event は、 2γ が CsI カロリメータに入射し得る。赤線と Z 軸との交点は、Front Barrel の上流端を $Z=0\text{mm}$ に取ると $Z=-4878\text{mm}$ に位置し、これより上流で崩壊した K_L は原理的にバックグラウンドとはなり得ないことが分かる。このことから以下のシミュレーションで扱う K_L 崩壊の最上流点は FB から 5m 上流までとすればよい。

4.1.2 $K\pi 2, K\pi 3$ Simulation 手法

シミュレーションでは、 K^0TO 実験の各検出器の現実的な形状の情報が組み込まれている。加えて、検出器上流部の 2nd Collimator についてもその形状および材質の情報を組み込んだ。

K_L 起源バックグラウンドシミュレーションには、Fast Simulation と呼ばれる手法を用いる。ここで言う Fast Simulation とは、検出器と粒子の相互作用は扱わず、 K_L および π^0 の運動学や検出器の形状の情報のみを用いて行うシミュレーションである。Fast Simulation では粒子がある検出器に入射した場合、検出器表面でその粒子は止められてシャワー等の生成は行わない。この際、入射した粒子の種類、入射位置、energy、運動量等の情報が保存され、それらの情報を用いて解析を行う事が出来る。Fast Simulation は検出器と粒子の相互作用を扱う Full Simulation に対して 1 イベント当たりに必要な計算量が格段に少なく、より大きな統計の情報を扱う事が可能になる。 K_L 崩壊起源バックグラウンドシミュレーションではこの Fast Simulation を用いて K_L 生成数の統計を稼いでいる。

NCC での veto 効果を見積もるため、まず NCC を外した全検出器を用いてシミュレーションを行った。この際、2nd Collimator もシミュレーション内に配置している。4.1.1 節の結果を元に $Z=-5\text{m}$ から K_L ビームを検出器に向かって入射させ、 γ に崩壊させた。この際用いられる K_L ビームは、本実験で予想されているビーム形状と運動量分布が考慮されている。

次にシミュレーションで得られた data の中から、CsI カロリメータ上に 2 つの γ のみが hit し、かつ他の veto 検出器に γ が hit しない event を取り出す。このような event について、CsI 上での 2γ の情報を元にクラスターを形成させる。この際 CsI カロリメータの現実的なエネルギー分解能は、別

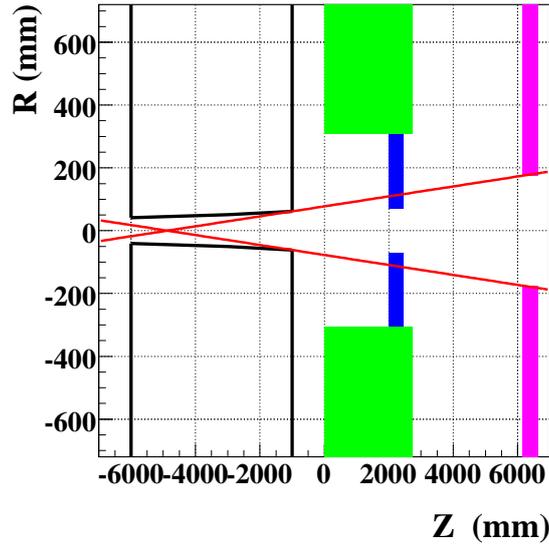


図 4.3: detector 上流部の位置関係 黒線:2nd collimator, 緑:Front Barrel, 青: NCC, 紫:CsI カロリメータ 横軸は Z 位置、縦軸はビーム軸からの距離を示す。見込み角を見やすくするため縦軸と横軸はスケールを変えた表示である事に注意。

の研究によって得られた入射 の energy 等の関数を用いて考慮されている。CsI カロリメータ上で 2 クラスタを形成する event に対し、2.5 節で述べた運動力学カットを施す事で、バックグラウンド 事象になり得る event の候補を選別した。

ただしこの Fast Simulation は、2nd Collimator に入射した Extra γ が生成するシャワーによる veto 効果がまだ含まれていない。そこで、Fast Simulation で得られたバックグラウンド候補の event については改めて、Extra γ の情報を元に 2nd Collimator 内で Full simulation を行い、シャワーを生成させた。

この際生じるシャワーが検出器に入射し veto される event は排除し、最終的なバックグラウンド事象を選別した。

なお、実際のシミュレーションで用いた K_L の統計量は、 $K\pi 2$: 1.5×10^9 (本実験 3 年間の 2.43×10^{-2} の統計), $K\pi 3$: 1.0×10^8 (本実験 3 年間の 7.09×10^{-6} の統計) に相当する。 $K\pi 2$ と $K\pi 3$ で本実験に対する K_L の統計量が大きく異なるのは、実際にシミュレーションで生成した K_L の数が 1 桁異なる事と、 $K\pi 3$ と $K\pi 2$ の崩壊分岐比が $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ (19.56%) $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (8.69×10^{-4}) と 3 桁も異なるためである。

4.1.3 $K\pi 2, K\pi 3$ Simulation 結果

最終的に残ったバックグラウンド事象についての解析結果を以下に述べる。図 4.4 に、 $K\pi 2$ および $K\pi 3$ バックグラウンドの $pt_{-Z_{vtx}}$ 分布と、それらのバックグラウンドを生成した K_L の実際の崩壊点の Z 分布を示す。図 4.4 上図の赤い box の内部が、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の signal 領域である。 $K\pi 2, K\pi$ とも

に、大量の event が signal box 内に存在する事が分かる。また図 4.4 下図は、-3m ~ -1m で崩壊した K_L がバックグラウンド源となっている事を示している。この-3m ~ -1m の領域は 2nd Collimator が設置されている場所に相当し、コリメーターのビームホール内部で崩壊した K_L がバックグラウンドとなっていることを裏付けている。

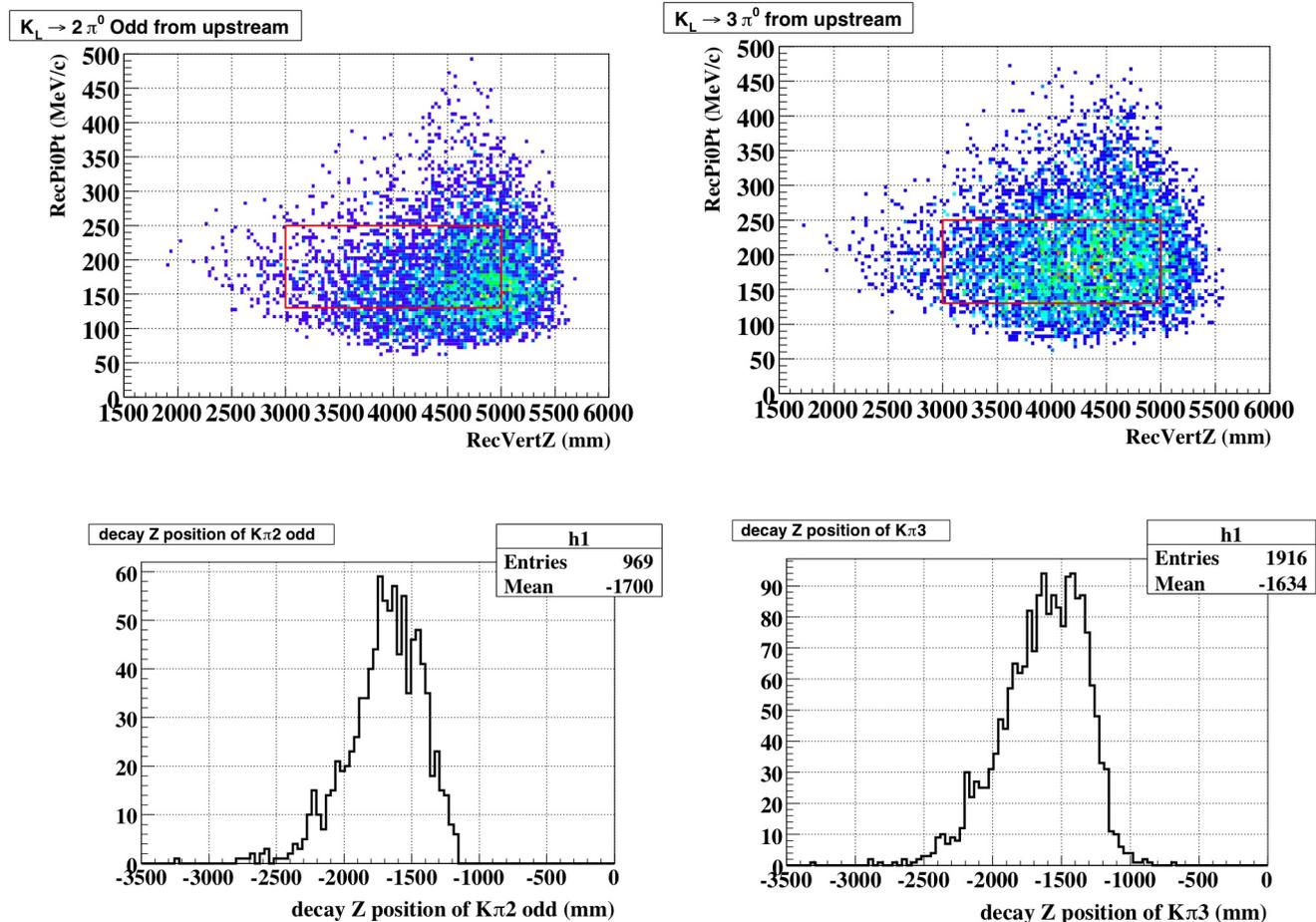


図 4.4: 左上 : $K\pi 2$ BG の pt.Z vertex 分布 , 右上 : $K\pi 3$ BG の pt.Z vertex 分布 , 左下 : $K\pi 2$ BG の K_L 崩壊点 , 右下 : $K\pi 3$ BG の K_L 崩壊点

シミュレーション結果に各崩壊の崩壊分岐比を考慮し最終的に見積もられた、NCC が無い場合のバックグラウンドの数を表 4.1 に示す。

この結果から、2つの K_L 崩壊の内、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊による $K\pi 3$ BG が $K\pi 2$ BG に対して圧倒的に支配的である事、そしてそのバックグラウンド数が標準理論で期待される $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊 event 数 2.44 に対して 8 桁も多い事が明らかになった。NCC には、この $K\pi 3$ event に対して $\sim 10^{-8}$ の reduction が求められる事になる。

また解析の結果、分岐比の違いを差し引いても $K\pi 3$ が $K\pi 2$ の約 30 倍も多いということも明らか

K_L decay mode	background (3 years)
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	3.99×10^4
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	2.70×10^8

表 4.1: 本実験 3 年間の run における、 $K\pi 2$ および $K\pi 3$ BG の値 (NCC が無い場合)

になった。この原因についての詳しい考察は Appendix に後述するが、

- $K\pi 3$ の 6γ と $K\pi 2$ の 4γ から、クラスター形成する 2γ を取ってくる組み合わせの数による効果 ($K\pi 3$ の方が組み合わせ方が多い)
- 2 体崩壊と 3 体崩壊の違いから来る CsI 入射 2γ の energy とその相関が異なり、そのため運動学的カット条件の効き方が約 5.5 倍も異なる
- Extra γ の生成する Collimator でのシャワーが異なり、それによる Front Barrel での veto の効果に違いがある

という、主に 3 つの要素のかけ算で説明できることが分かっている。

次にこのシミュレーションの結果から、NCC への要求について明らかにする。

4.1.4 NCC への要請

NCC 無しの際にバックグラウンドとなった event について CsI に hit していた 2γ の情報を取り出し、今度は NCC をおいてこれら 2γ の内いくつが NCC に入射するかを調べた。

その結果が図 4.5、および図 4.6 である。

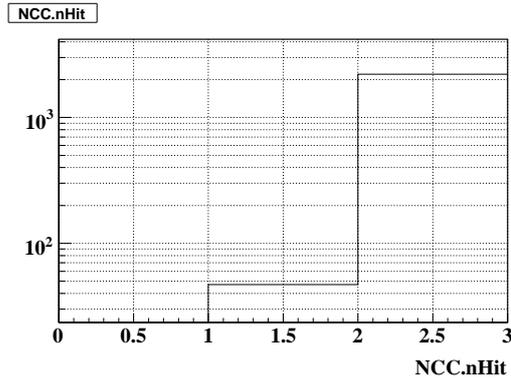


図 4.5: NCC に hit した γ の数 ($K\pi 2$)

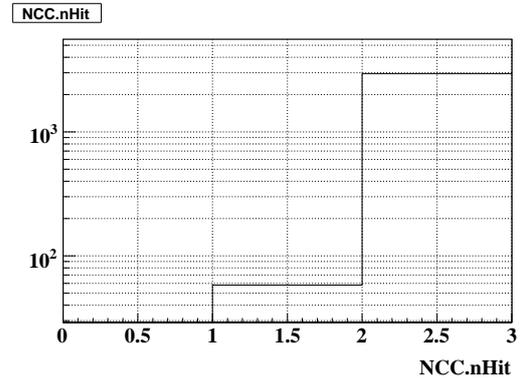


図 4.6: NCC に hit した γ の数 ($K\pi 3$)

$K\pi 2, K\pi 3$ 共に大半の event では NCC に 2γ とも入射しており、また今回のシミュレーションの統計の範囲内では少なくとも 1 方の γ は NCC に入射していることが分かった。以下では特に主要な $K\pi 3$ に限って議論する。

主要な K_L 起源バックグラウンドである $K\pi 3$ についてみて見ると、 2γ 入射 event が 10^8 order, 1γ 入射 event が 10^6 の order となっている。特に問題となるのは 1γ hit event である。 2γ 入射 event は

1 γ それぞれに対して 10^4 程度の reduction を達成できればよいが、1 γ hit event は 1 γ を 10^{-6} 以下まで抑制できることが要求される。

この要求の為に必要な項目は以下の 3 つである。

- 1 γ が NCC に入射した際、その γ が NCC で反応せずに貫通してしまう確率 (punch through 確率) が 10^{-6} より十分小さくなるだけの十分な物質量を持つ事

K π 3 バックグラウンドを排除する上では、NCC に入射した γ は必ずしも NCC に検出される必要は無い。即ち NCC で γ が光核反応等をおこしてその event が検出出来なかったとしても、そのような event は γ が CsI カロリメータに入射していないためバックグラウンドとはならない。つまり γ を止めるだけの物質量が十分あり、punch through 確率が十分小さい事が要求される。

NCC は全長 45cm の CsI 結晶で構成されており、その放射長は $24X_0$ にもなる。このため 1 γ の punch through 確率は僅か 3.8×10^{-11} である。さらに 2 γ 入射 event に対してはさらにその 2 乗の reduction が期待出来る。よって 2 γ 入射 event については NCC によって完全に排除され、1 γ 入射 event についても 3 年間でのバックグラウンド数を 10^{-4} の order まで抑制できる。

- CsI の読み出しのための結晶間の隙間に γ が入射しても、その隙間を通り抜けられないように隙間の間隔を十分小さく取る事

実際の NCC には、NCC を構成する CsI 結晶間に Fiber 読み出し用の僅かな隙間が存在する。この隙間は現在の design では 5mm としている。今回行ったシミュレーションではこの隙間を考慮していないが、現実にはこの隙間を γ が貫通してしまうことが考えられる。

そこで NCC の結晶間に入射する γ が持ち得る最小入射角と、結晶間を通過出来る最大角を比較した (図 4.7 参照) 計算の結果、隙間に入射し得る γ の最小角度は $1/32rad$ 、結晶間の隙間を通りうる最大角は $1/90rad$ であることが分かった。この結果は、現在の design である 5mm の隙間間隔でも γ は隙間を通り抜けられない事を示している。かつ、最小角で入射した γ でも NCC 内の pass length が全長の約 $2/3(16X_0)$ があり、 10^{-7} の reduction がある。よって、Fiber 読み出し用の隙間は K π 3 バックグラウンド抑制の為に問題にならないと結論出来る。

- NCC と Front Barrel の間 (NCC の外周部) に、 γ が通り抜けられるような隙間が無い事

1 γ 入射 event に対して、残る 1 γ が NCC の Z position では XY 平面上のどこを通過しているのかを確認した。(図 ?? 参照)

解析の結果、約半数は NCC の外堀 (Front Barrel との隙間、図 3.4 参照) を通り抜け、残る半分が beam hole を通過している事が明らかになった。このうち NCC の外堀については、外堀を 2 つの γ が通過するようなバックグラウンド事象が存在することが容易に推測され危険である。少なくとも NCC の外堀は、 γ が通り抜けできないように何らかの検出器で埋める必要があると結論づけられる。現在は、Front Barrel と NCC との隙間の形状に合うような CsI 結晶を用いる事を基本として考えているが、CsI 結晶よりも加工の簡単な鉛・シンチのサンドウィッチカウンターで代用出来る可能性もある。外堀の処置に関しては今後の課題である。

また今回のシミュレーションの統計では存在しなかったが、2 γ とともに NCC のビームホールを通過してしまう event の存在が考えられる。このような event に対して NCC のハード的な対策を講じるのは困難である。考えられるのは、NCC でのビームホールサイズを小さくする事である。しかしな

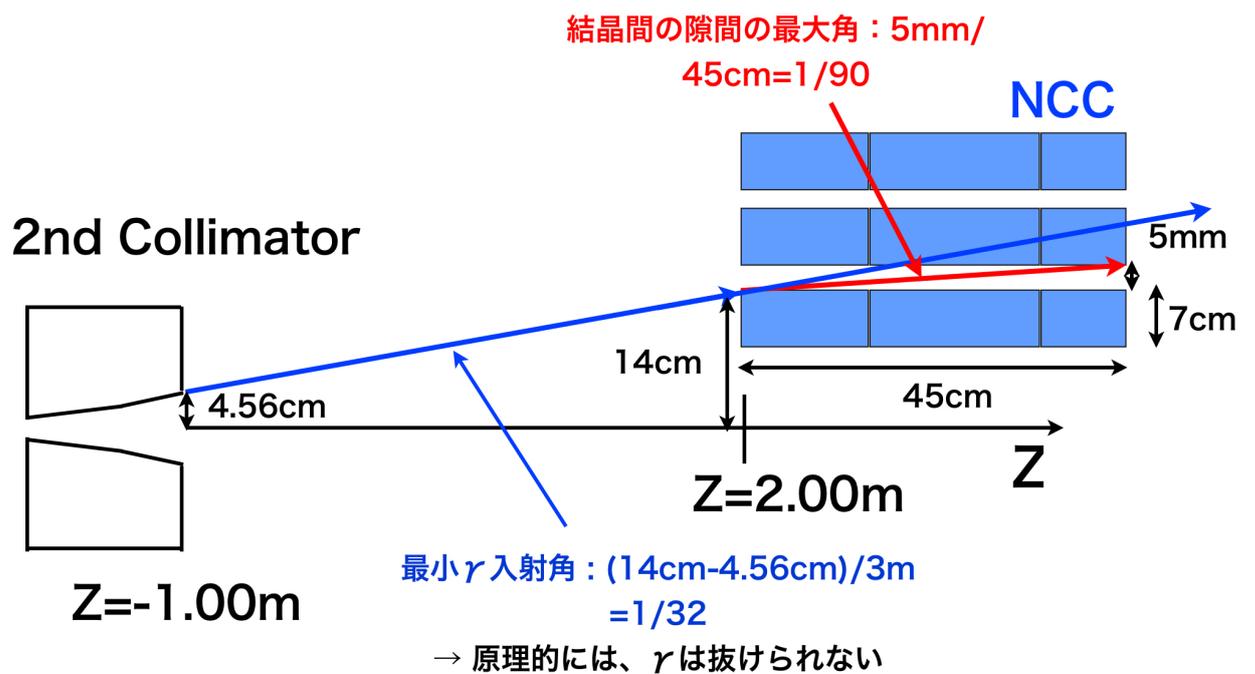


図 4.7: NCC の結晶間の隙間の最大角と、そこに入射しうる γ の最小入射角の比較：隙間の最大角の方が入射 γ の最小角より十分小さいため、 γ は必ず NCC に hit し貫通出来ない。

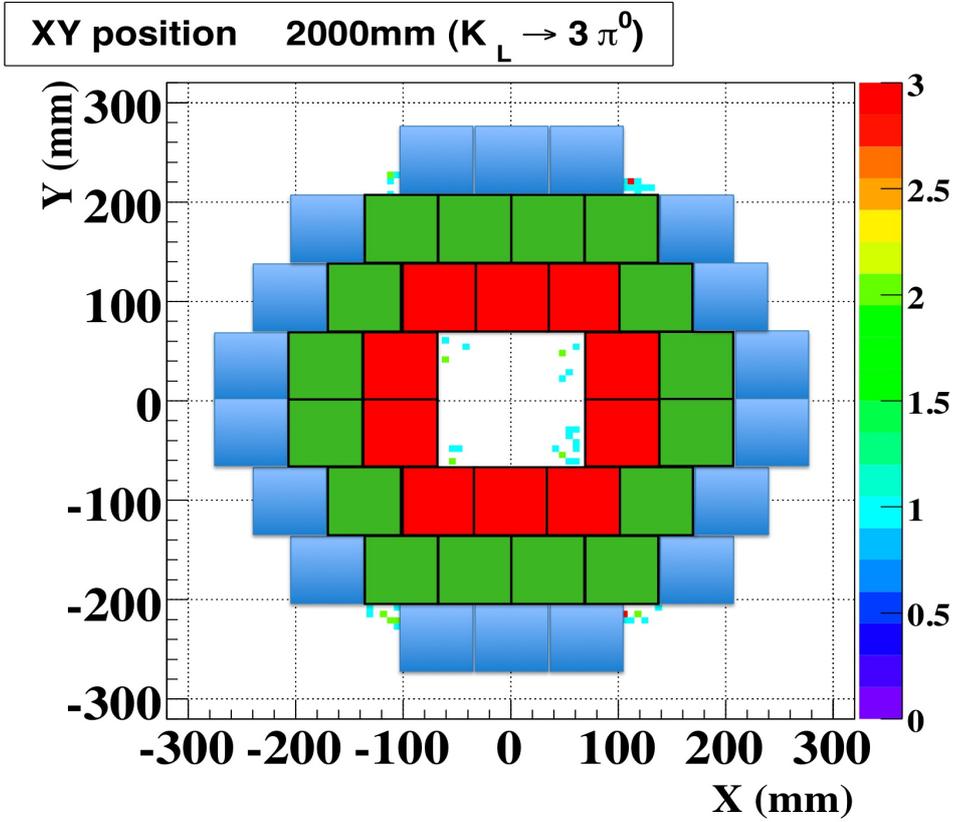


図 4.8: NCC に hit せず、CsI カロリメータに入射した γ の通過位置。NCC 上流端での X-Y 平面図を示している。この図から、NCC の外周部およびビームホール中を γ が通り抜けている event が存在することが分かる。(注:6 γ のうち 4 γ はカロリメータ内で喪失、残り 2 γ のうち 1 γ は NCC に hit しており、上図は CsI に入射した残りの 1 γ について plot している。)

がら NCC position でのビーム領域は中心から 6cm まで及んでおり、NCC が beam に接触しないことを保証するためには現状より小さくする事は難しい。

別の対策としては、例えば CsI 上の 2γ の hit position について、ビーム軸からの距離が十分大きい事を要求するカットを用いる等の解析的な手法を用いることが考えられる。このようなカットを用いる場合、カットの最適化の為にバックグラウンド事象についての詳細な情報が必要である。統計を増やしたシミュレーションを行い、そもそもこのようなバックグラウンド事象が存在し得るのかも含めて詳細に study することが今後の課題である。

4.2 CC02 Background

この節では、simulation による CC02 BG の見積もりについて述べる。

4.2.1 CC02 BG シミュレーションの process

現在ビームラインシミュレーションの結果から、Step1 の 3 年間の run で生成されるハロー中性子数は 5.76×10^{10} 程度だと見積もられている。本実験における CC02 BG の値を詳細に見積もる為には、シミュレーション上で 10^{11} 程度のハロー中性子に相当する統計量を用意する事が望ましい。

しかしながら以下の理由で 10^{11} のシミュレーションは困難である。まず CC02 BG 源である π^0 は、ハロー中性子が NCC で相互作用して生じる。このためシミュレーション上でも、ハロー中性子を NCC で Full simulation させて π^0 を生成させる必要がある。Full simulation は計算過程に膨大な時間が必要で、単純に 10^{11} ものハロー中性子を NCC に入射させて simulation することは非常に困難である。

このため今回の研究では、CC02 BG 生成過程を幾つかの段階にわけ、それぞれの段階で得た情報を用いて次の段階の simulation を簡素化するという、step by step の手法を用いることにした。例えば、独立な希少な事象 (例えば 1% で起こる事象) の重ね合わせ (例えば 3 種類の重ね合わせ) で起こる事象を考えよう。要求される統計誤差を得るために必要な事象数 (例えば 100 イベント) を集めたいとした時、全てを一段階で処理すると各段階の確率の積の逆数分だけ積算されたイベント数 (この例では $100/(0.01)^3 = 10^8$ イベント) の生成が必要となる。一方、段階を分けて各段階で条件を満たした事象についてのみ次の過程の統計試験 (シミュレーション) に進めば、各段階の和 (この例では $(100/0.01)*3=30000$ イベント) の生成でよくなる。

CC02 BG の process は、

1. ハロー中性子と NCC の Full-simulation による 2 次粒子生成
2. 生成した π^0 およびその他 2 次粒子が NCC 以外の veto 検出器や、CsI カロリメータに入射
3. CsI カロリメータ上で 2 クラスタ生成

の大きく 3 つの段階に分けられる。この step by step の手法により計算過程が大幅に短縮され、3 年間の run の 8.3 倍の数のハロー中性子に相当する統計を扱う事が可能になる。以下の節で、それぞれの過程でのシミュレーションの詳細について述べる。

1. ハロー中性子と NCC の Full simulation による 2 次粒子生成

CC02 BG はハロー中性子が NCC と相互作用を起こして π^0 やその他 2 次粒子を生成する事で生じる。2 次粒子生成過程をシミュレーションするためには、ハロー中性子の energy, flux, および position

distribution の情報が必要である。今回は、ビームライン simulation での結果で得られたハロー中性子の情報を seed として使用した。

このシミュレーション段階では検出器は NCC のみを設置し、 4×10^8 のハロー中性子を生成して NCC での反応について Full simulation を行った。この過程で π^0 を生成した event についてはその π^0 と、同時に生成した中性子等の 2 次粒子の情報を保存し、次のシミュレーション段階で活用する。なお、ハロー中性子の相互作用モデルには Geant4 の QBBC Hadron Package を使用している。

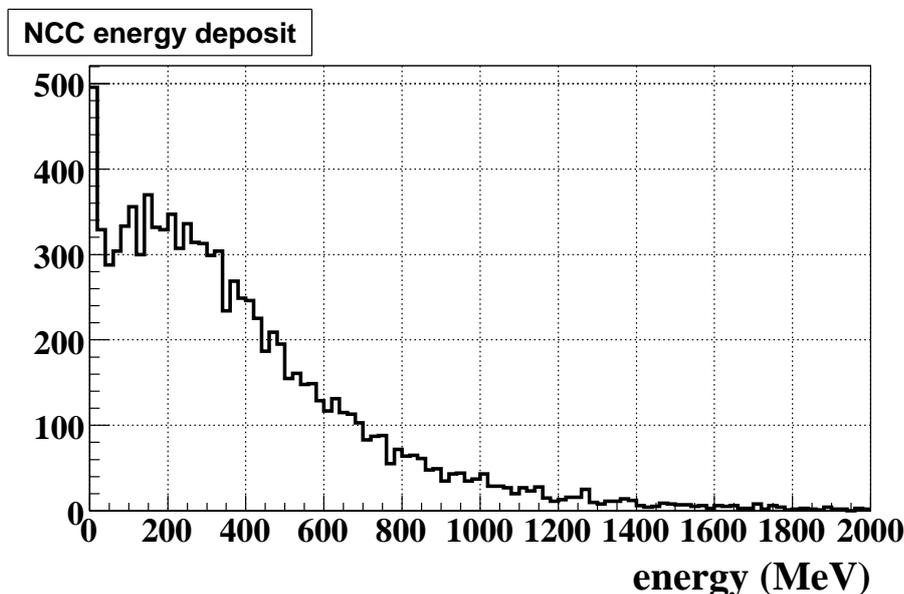


図 4.9: π^0 生成時の NCC の total Energy deposit : π^0 を生成するような event の大半は NCC に ~ 100 MeV 以上の energy deposit がある。この energy deposit に対する NCC の veto threshold を 5 MeV に取ると、これら π^0 を 1/50 まで排除する事が出来る。

図 4.9 で示されているように、ハロー中性子が NCC と反応して π^0 を生成するような event の殆どが、NCC に数十 MeV 以上の大きな energy deposit がある。このような event は NCC で検出し veto する事が可能で、CC02 BG となり得る π^0 生成 event を大幅に抑制することができる。

この段階では、NCC での energy deposit が 5 MeV 以上の event については NCC で 100% veto 可能であると仮定し、NCC の energy deposit 5 MeV 以下の event のみを選択して次のシミュレーション段階に使用した。この段階で、NCC で π^0 を生成する event に対し 1/50 の reduction が得られる。NCC の 5 MeV 以下の energy deposit に対する veto 効果は、解析の最終段階で詳しく study する。なお、この時点で得られた 5 MeV 以下の energy deposit の π^0 生成 event は 5×10^4 event であった。

2. 2 次粒子による他検出器での veto および CsI カロリメータへの入射

NCC の下流に放出された 2 次粒子が Front Barrel 等の NCC 以外の veto 検出器に入射し energy を落とすと、そのような event は veto し得る。このような寄与を見積もる為に、1. で得た π^0 の情報を用いて、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊のシミュレーションを行った。なおこの過程では 1. で得た π^0 の 1 event に対し、 π^0 の重心系で back to back に放出される 2γ の放出方向をランダムに変えながら 100 回崩壊させ

て用いている。これにより、ハロー中性子数として 100 倍相当の統計量に相当する π^0 崩壊 event を得る事が出来る。

同時に、1. で生成した π^0 以外の 2 次粒子 (主に中性子) も NCC 中の情報に基づき Full simulation を行い、NCC 以外の検出器に入射した際には energy deposit 等の情報を記録した。

さて、 π^0 崩壊由来の γ や 2 次生成粒子の中性子等は、CsI カロリメータにも入射し得る。このような粒子がシャワーを生成し、クラスターを形成すると潜在的にはバックグラウンドとなり得る。このシミュレーション段階では CsI カロリメータに入射した粒子を CsI 表面で一旦止め、入射粒子の種類、energy、momentum および position の情報を保存した。

この 2. の過程で得た event の内、CsI カロリメータに粒子が入射した event のみを選び出し、次の段階で使用した。

3. CsI カロリメータでのクラスタリング

2. で得た CsI カロリメータ表面上での入射粒子の hit 情報を元に、CsI カロリメータで Full simulation を行い、シャワーを生成させた。この際の CsI カロリメータでの各結晶における energy deposit の情報を元にクラスタリングを行った。

この際、CsI 上の hit event 1 つに対し 100 回シャワーを生成させ、CsI カロリメータにおけるシャワー形成の確率的な過程 (カロリメータの energy resolution や、シャワーの漏れ等の寄与) を含めたシミュレーションを行っている。この過程でさらに event 数は 100 倍されるので、最終的な統計量は本実験 3 年間で見積もられているハロー中性子数の 8.3 倍に相当する。

2 クラスターが形成された event に対して 2 章で述べた運動力学カットを掛け、残った event を集める。さらに 2. で得た各検出器での energy deposit の情報に基づき、カット後残ったこれらの event に対して閾値 1MeV の veto 条件を NCC 以外の全検出器に掛けた (但し CV は 0.3MeV)。

これらの過程を経て残った event が CC02 BG の候補となる event である。最終的な CC02 BG の event は、これら CC02 BG 候補の内、NCC 自身による veto を掛けた後残った event である。

4.2.2 シミュレーション結果

上で述べた一連のシミュレーションの結果を以下に示す。

event display

図 4.10 は、CC02 BG の Z_{vtx} と P_t の分布である。(Z と P_t の運動力学のカット以外の全カット適用後の event)

NCC の energy threshold は 5MeV に設定している。

図 4.10 中、NCC が設置されている $Z = 2000mm \sim 2450mm$ に event の集まりが見られる。これは NCC で生成された π^0 が崩壊して生じた 2γ が、CsI カロリメータに入射し、正しい NCC の再構成された event である。さらにその下流にも再構成された event が幾つか存在し、signal box(図 4.10 の赤枠) 内にも 14event 存在する。

このシミュレーション結果は本実験の 8.3 倍の統計に相当する為、signal box 内の 14event は本実験での 1.7event のバックグラウンドに相当する。

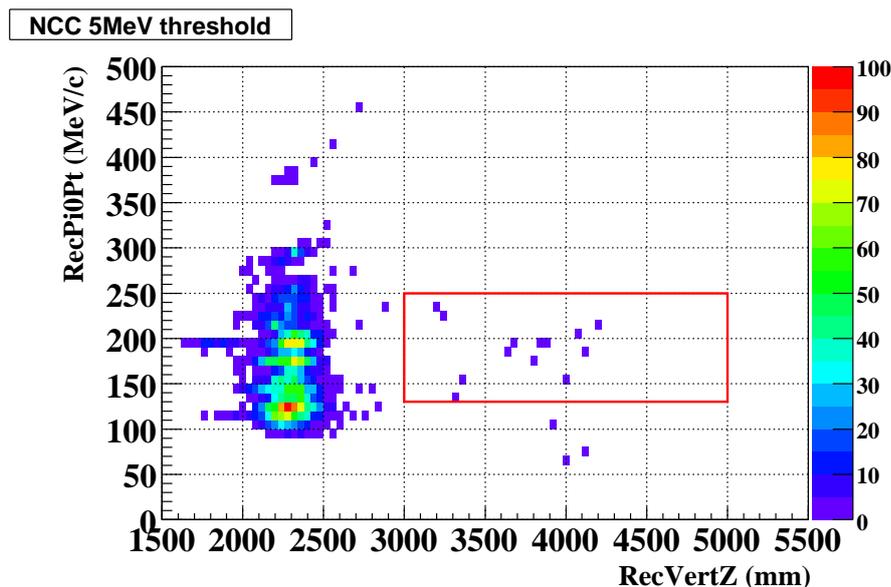


図 4.10: CC02 BG の Z vs P_t 分布 (NCC の energy threshold : 5MeV)

これら signal box 内に残った event について解析を行った。まず、CsI カロリメータ上での粒子の hit 情報からこれらの event は全て、 π^0 崩壊で生成した 2γ のうちの 1 つと、 π^0 と同時に生成された中性子が CsI カロリメータに hit して 2 クラスターを作る event であることが分かった。

今回のシミュレーションの統計の範囲内では、E391a 実験で問題になっていた「NCC で生成された π^0 の崩壊で生成された 2γ による 2 クラスター生成」によるバックグラウンド事象は存在しなかった。これは、CsI カロリメータの改良によるエネルギー測定の精度向上および NCC (CC02) の position を E391a より 30cm 上流に移動させる等の対策が功を奏した結果である。

しかし上記した対策は、今回発見された 1γ と 1 中性子によるバックグラウンドを想定されたものではなく、上記の対策は直接的でなかったため CC02 BG 事象として新たに残ったと思われる。このような BG では、CsI に入射した 1γ 以外にもう 1γ が生成されている。解析の結果、この γ は Front Barrel に入射しており、図 4.12 に示すように数 ~ 数 10 MeV と低い energy であることが分かった。Front Barrel は鉛・シンチ積層型の sampling calorimeter であり、low energy の γ は sampling 効果によって inefficient となり易い。このため、Front Barrel で veto されずにバックグラウンドとなっている。

このようなバックグラウンドを落とす方法の一つとして、カロリメータで γ と中性子の識別をすることが考えられる。図 4.11 は signal box 内に残ったバックグラウンドの形成したクラスタの例である。これを見てもわかるように中性子クラスタは広がりを持っており、識別が可能である。さらに、NCC の閾値を下げ、僅かでも反応の兆候のある event に対し rejection を増す方法も考えられる。これについて以下で述べる。

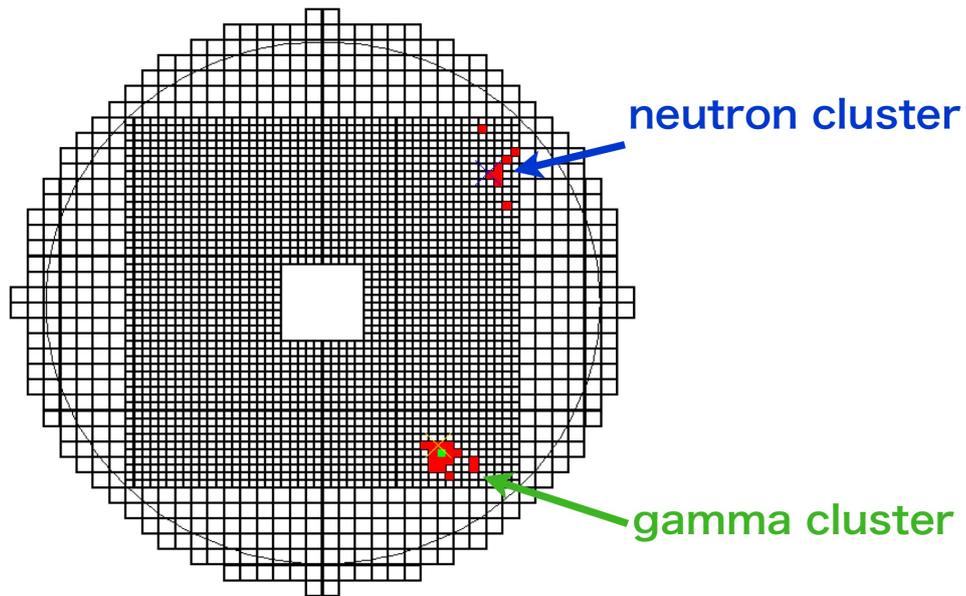


図 4.11: CsI カロリメータ上で γ および中性子が形成した 2 クラスターの例

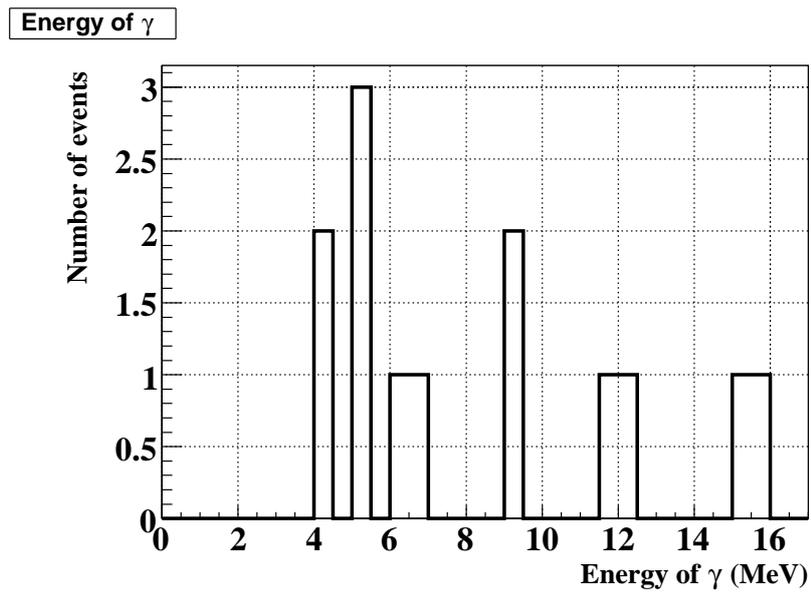


図 4.12: CC02 BG event で、Front Barrel に入射した γ の energy: low energy の γ が入射し、FB を構成する鉛・シンチの鉛部分で energy を落とす事で検出されなくなっている。(sampling effect)

要求される NCC の CsI 読み出し光量

NCC 5MeV の threshold を掛けた際の CC02 BG の event 数は、4.2.1 で述べたように 3 年間の run でのハロー中性子の 8.3 倍にあたる統計に対して 14event \rightarrow 3 年間の run では 1.7 event と見積もられる。これは、期待される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象 2.44event に対して無視できない大きさであると言える。このため、NCC は 5MeV より十分低い energy に対して threshold を掛ける必要がある。

NCC は各結晶を独立に読み出す為、それぞれの結晶での energy deposit に対して個別に threshold を掛けなければならない。signal box 内に残る event について、NCC の各 CsI 結晶の内、最も大きな energy を落とした結晶の energy deposit を図 4.13 に示す。図 4.13 より、例えば NCC の energy deposit の threshold を 1MeV に掛ける事が出来た場合、5MeV threshold の際の 14 event から 2 event まで CC02 BG を抑制出来る事を示している。これは 3 年間のバックグラウンド数 0.24 event に相当する。以上の結果から、CC02 BG 抑制の為に達成すべき energy threshold を 1MeV と設定する。

1MeV threshold を実現するためには、MeV あたりの読み出し光量を十分確保する必要がある。この結果を元に MeV 当たりの CsI 波長変換ファイバー読み出し光量増加について研究した、これについては 5 章で詳しく述べる。

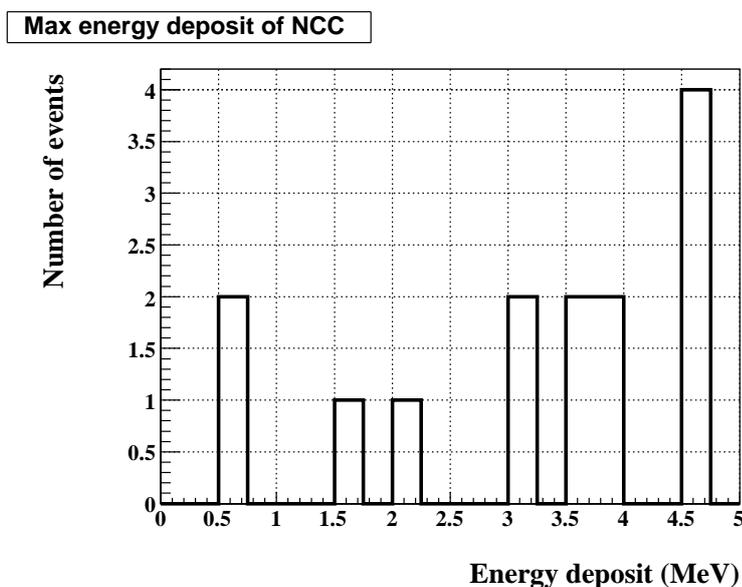


図 4.13: NCC の結晶ごとの energy deposit の最大値：これらの energy deposit に対する veto が、CC02 BG 抑制のため重要となる。

4.3 Halo neutron 測定

ハロー中性子測定の基本原則については、3.5 節で既に述べた。

ハロー中性子を測定するためには中性子入射 event を、 K_L 崩壊起源の γ による event と効果的に分離する必要がある。

このため私は、ハロー中性子測定のための γ veto カットの最適化についてシミュレーションを用いて研究を行った。

この節では、カットの詳細と、それによって得られる K_L event の排除性能のシミュレーション結果について述べる。また、それらのカットを施した場合得られる、ハロー中性子の efficiency および energy resolution についても述べる。

4.3.1 シミュレーション方法

今回のシミュレーションでは、 K^0TO 実験ビームライン design のためのビームラインシミュレーションで得られているハロー中性子の情報を seed として用いる。図 4.14 に実際使用したハロー中性子の P_Z 分布を示す。ただし元になるハロー中性子の seed の統計数が約 5000event と少ないため、同じ seed の momentum を event ごとに 1% ほど smear した物を使用し、統計を稼いでいる。

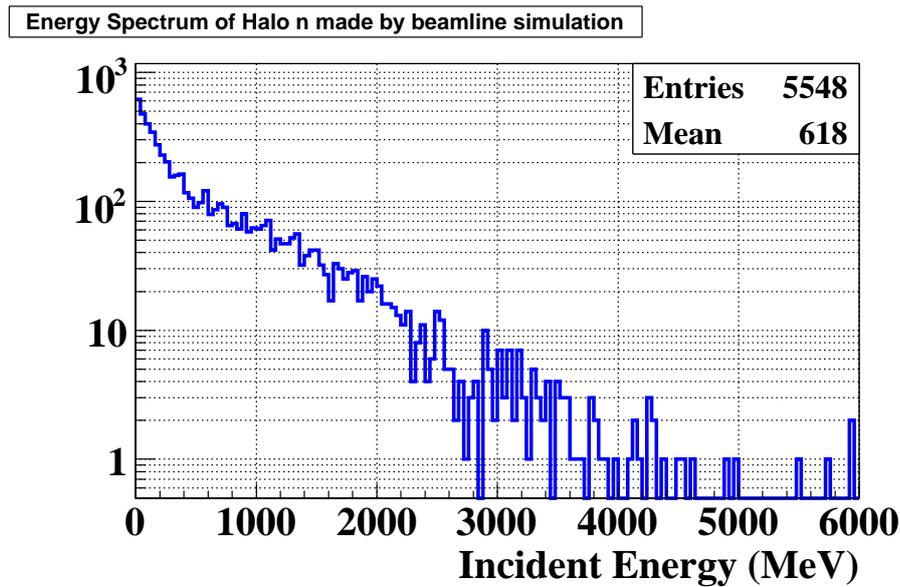


図 4.14: 今回 seed として用いた、ビームラインシミュレーションで得られたハロー中性子の Energy spectrum

K_L については、予想される K_L の spectrum に基づいてランダムに生成し、使用している。

今回のシミュレーションではハロー中性子ならびに K_L をそれぞれ $10^6, 10^7$ 生成し、これらハロー中性子及び K_L 崩壊からの粒子を NCC に入射させて Full simulation を行った。この際 NCC を構成する各 CsI 結晶の energy deposit の情報を保存し、それらを用いる事で K_L event 排除カットの効率化ならびにハロー中性子に対する efficiency、energy resolution を見積もった。

4.3.2 K_L event 排除カットと N/K ratio

NCC には測定対象であるハロー中性子の他に、 K_L 崩壊由来の粒子 (主に γ) が大量に入射する。ハロー中性子及び K_L を用いた simulation によると、ハロー中性子に対する K_L 崩壊 event の hit

rate は約 47.2 倍に達すると見積もられている。

この小節では、ハロー中性子測定のための K_L 崩壊起源の γ event を排除するカット条件について述べる。カット条件には、segment 化された NCC の energy deposit の分布からなる変数を用いる。

以下に、カットに用いる変数の名称とその定義について述べる。

- NCC_totE

定義 : NCC の全 energy deposit

- FrontEdep, InnerEdep, RearEdep, MiddleEdep

FrontEdep の定義 : NCC 前面に配置された Front γ veto 部 (図 3.6 参照) を構成する CsI 結晶の energy deposit の総和

同様に、InnerEdep, RearEdep はそれぞれ内側, 外側 γ veto 部の energy deposit と定義する。

MiddleEdep の定義 : 中性子測定部の energy deposit

- Inner_Eratio, Rear_Eratio

Inner_Eratio=InnerEdep/NCC_totE (内側の結晶に落とした energy deposit の割合)

Rear_Eratio=RearEdep/NCC_totE (下流の結晶に落とした energy deposit の割合)

また、各カットの評価には”N/K ratio”という変数を用いる。N/K ratio の定義は

$$N/K \text{ ratio} = (\text{検出されるハロー中性子 event 数})/(\text{検出される } K_L \text{ event 数}) \quad (4.1)$$

と定める。

全くカットを掛けない場合の N/K ratio は $1/47.2 = 0.021$ である。この値は、 K_L event を排除するカットを掛ける事によって大きくなる。N/K ratio の値が大きいカットほど、効率的に K_L event を落とせている事を意味している。ハロー中性子測定に寄与する K_L event の contamination を十分小さくするためには、効率的なカットにより 1 より十分大きな N/K ratio を達成する必要がある。

以下に上流、内側、および下流から来る γ に対するカットについてそれぞれ述べる。

上流からの γ の veto

NCC より上流で崩壊した K_L からの γ の多くは、NCC の前面に入射する。そこで、上流側 γ veto 部での Energy deposit $\geq 1\text{MeV}$ を要求する。以下このカットを”Front Cut”と呼ぶ。上流側 γ veto 部は放射長 $8.1X_0$ を持ち、 γ をほぼ 100% 検出し、veto できる。表 4.2 に、Front Cut 前後のハロー中性子および K_L の event 数の変化を示す。 K_L 崩壊起源の γ はその大半が Front 部分に入射するため、 K_L event 数は約 13% にまで落とす事が出来る。ただしハロー中性子も Front 部分に入射し veto される効果で、ハロー中性子 event 数も約 26% に減少する。この結果から、N/K ratio は $0.021 \rightarrow 0.040$ となることが分かった。

内側および下流側からの K_L 崩壊由来の γ による event が排除されていないため、このカットのみでは K_L の event rate がまだハロー中性子に対して圧倒的に高い。よって以下では、この Front Cut に加えてこれらの event を排除するカットを順次かけていく。

	カット前の event 数 (/spill)	Front Cut 後の event 数 (/spill)
Halo n	7.72×10^3	1.97×10^3
K_L	3.64×10^5	4.93×10^4

表 4.2: Front Cut による Halo n および K_L の spill あたりの event 数の変化

ビームホール内側からの γ の veto

Front で veto されなかった event の内、ビームホール内側から入射する γ を veto するためのカット条件について述べる。このカットでは、内側 γ veto 部の Energy deposit の情報を用いる。図 4.15 に示したのは、上記の cut 後残ったハロー中性子と K_L event の、Inner_Eratio の分布である。 K_L に比べてハロー中性子の方が、Inner_Eratio が 0 付近にある event の割合が大きい事が分かる。よって各 event に対し、Inner_Eratio がある値以下である事を要求するカット (Inner_Eratio カット) が有効となる。最も効率的に K_L event を排除するため、カットを掛ける Inner_Eratio の上限値の最適化を行った。図 4.16 は Inner_Eratio の上限値に対する、N/K ratio を plot したものである。この図から、Inner_Eratio の上限値を 0.1 とした場合、最も効率よく K_L event を排除出来る事が分かった。Inner_ratio カットによる K_L , ハロー中性子の event 数の変化を表 4.3 に示す。

	Inner_ratio カット前の event 数 (/spill)	Inner_ratio Cut 後の event 数 (/spill)
Halo n	1.97×10^3	1.22×10^3
K_L	4.93×10^4	2.09×10^4

表 4.3: Front Cut による Halo n および K_L の spill あたりの event 数の変化

このカットにより N/K ratio は $0.040 \rightarrow 0.058$ となる。

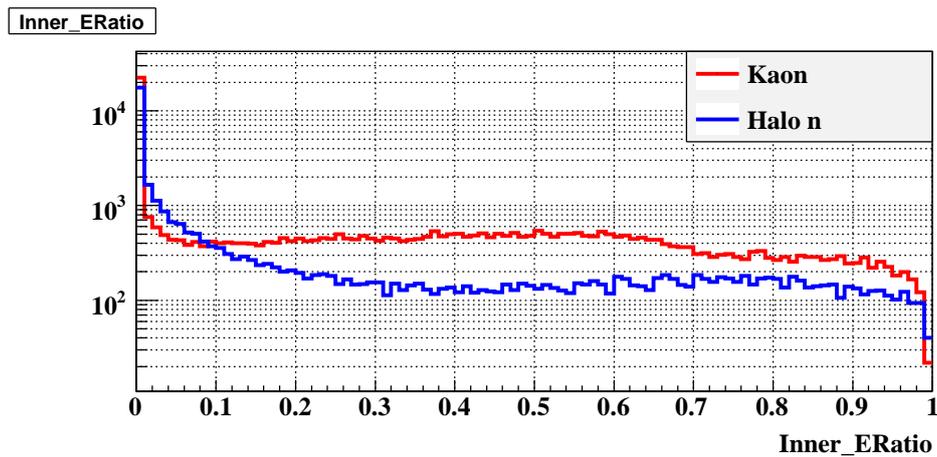


図 4.15: ハロー中性子と K_L event の、Inner_ERatio の分布

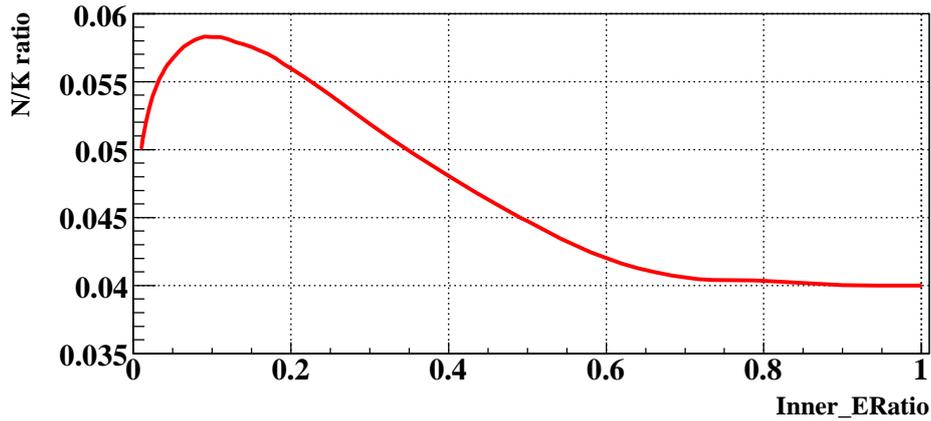


図 4.16: Innerratio Cut を掛ける位置による、N/K ratio の変化 : 0.1 付近で Cut を掛けた際の N/K ratio が最大となる事が分かる

下流からの γ の veto

最後に、下流側から入射する γ に対する veto について述べる。

veto すべき event には以下の 2 種類が存在する。

a. 下流部でシャワーを生成した event

b. 下流部でシャワーを生成せず中性子測定部でシャワーを生成した、low energy の γ による event
これらを排除するために、Rear_ERatio と MiddleEdep の相関図 (図 4.17) を作成し、 K_L とハロー中性子で比較した。

K_L の plot (図 4.17 の上の図) は、Rear_ERatio が比較的大きな event (上記の a. タイプ) と、Rear_ERatio がほぼ 0 で MiddleEdep が 50MeV 以下の event (上記の b. タイプ) の 2 種類の event が存在する事を示している。

K_L とハロー中性子の event 数の比を plot したのが図 4.17 の下図である。plot 中の色が濃いほど、その点でのハロー中性子に対する K_L event の割合が大きい事を示している。

この図から、図 4.17 中の 2 つの赤枠内をカット領域と定め、その内部の event を排除することとした。

	Rear Cut 前の event 数 (/spill)	Rear Cut 後の event 数 (/spill)
Halo n	1.22×10^3	3.98×10^2
K_L	2.09×10^4	1.51×10^2

表 4.4: Rear Cut による Halo n および K_L の spill あたりの event 数の変化

表 4.4 から、Rear Cut を掛けた最終的な N/K ratio は $5.8 \times 10^{-2} \rightarrow 2.63$ となる。この結果は、 γ veto カットによってハロー中性子 event を K_L event より 2.63 倍多く検出出来る事を示している。

下流側の veto による N/K ratio の変化が、上記の Front, Inner 部の veto での変化より大きい理由は以下のようなものである。

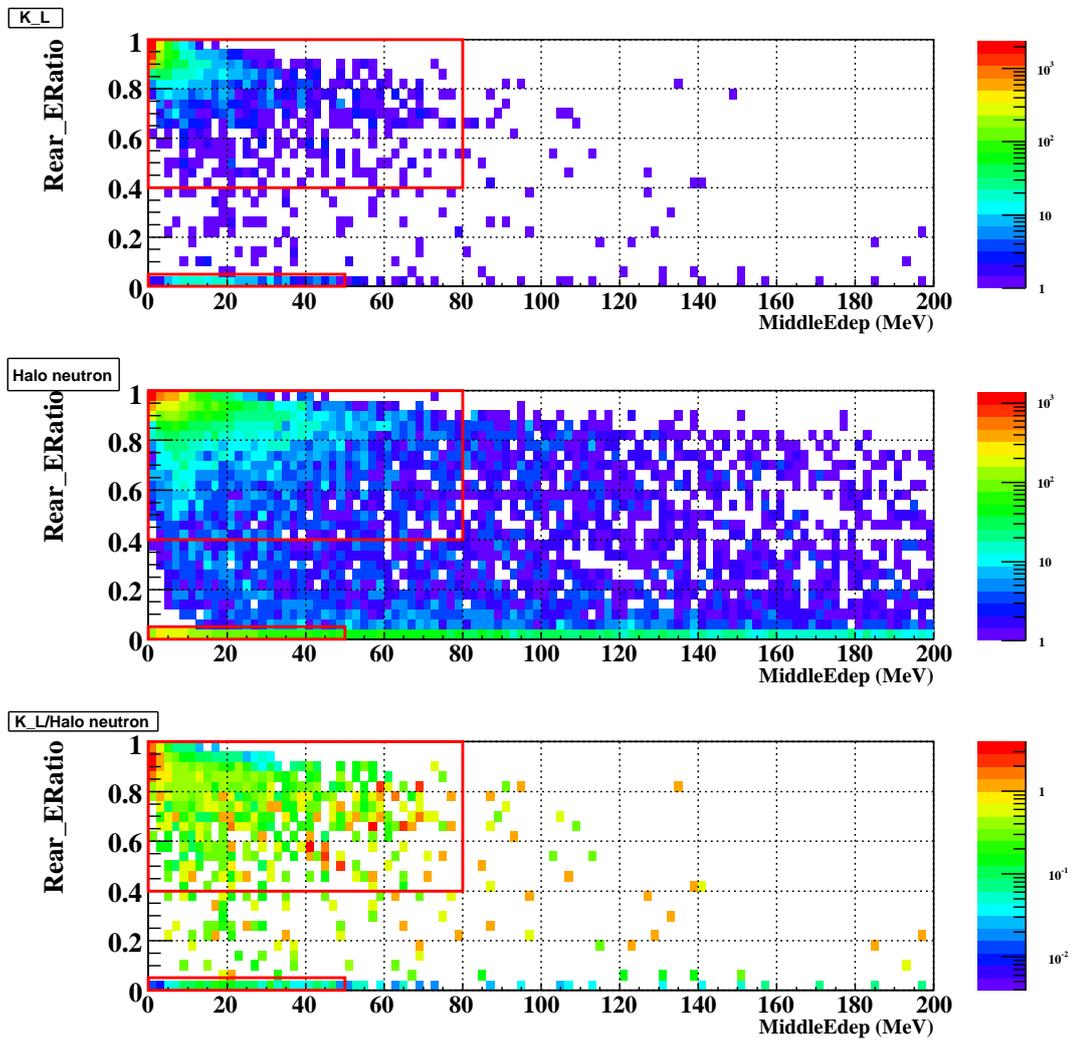


图 4.17: RearERatio vs MiddleEdep 上: K_L , 真中: 八口一中性子, 下: K_L /八口一中性子

上流および内側から入射する γ に対する veto は、上流および内側から同様に入射するハロー中性子に対しても veto してしまう効果大きい。このため、N/K ratio は大幅には向上しない。ただし K_L に対しては上流および内側から入射する event はほぼ veto で来ているため、残った event はほぼ下流入射 event のみである。これらの下流入射 K_L event に対して、下流側の veto は有効に働く。一方、ハロー中性子には下流から入射する event は存在しない。このため、最後の下流部の veto を掛けた際に大きな N/K ratio が得られることになる。最後の Rear Cut で大きな N/K ratio が得られたのは Front , Inner からの K_L event を十分 veto していたためであり、Front Cut および Inner.Ratio Cut も最終的に得られる N/K ratio に対して非常に重要である。

4.3.3 ハロー中性子の測定性能

上記のカットを施した後残ったハロー中性子 event について解析を行い、ハロー中性子測定における K_L event の contamination および NCC のハロー中性子に対する efficiency, energy resolution について見積もった。

- K_L contamination

前述の N/K ratio = 2.63 より、 γ 排除のカットを全て施した際の K_L event の contamination は 27.5% と見積もられる。この値はハロー中性子を測定するにあたっては無視出来ない値である。なおこの K_L contamination の寄与の大きさは、実験中の K_L スペクトルの測定により精確に評価出来るであろうと期待している。

K_L contamination の寄与は K_L 崩壊由来の γ と NCC の電磁相互作用のにより生じる。このため、 K_L のスペクトルの測定結果に基づきシミュレーションを行う事で、 K_L contamination の評価を精度よく行うことができる。

- efficiency

ここでは NCC のハロー中性子に対する efficiency を、(カット後残るハロー中性子数)/(入射したハロー中性子数) と定義する。

NCC のハロー中性子に対する efficiency を、ハローの energy ごとに plot したのが図 4.18 である。高エネルギー側ではシミュレーションの統計が足りていないが、おおむねどの energy 領域でも $\sim 5\%$ 程度の efficiency となっている。なお、低エネルギー側でも data 点ごとの efficiency のばらつきが統計誤差より大きくなっている。これはハロー中性子の seed の統計数が少なかつたため、統計を稼ぐために同じハロー中性子の seed を 200 回使い回しているためだと思われる。

- energy resolution

入射したハロー中性子の energy に対する、NCC の全 energy deposit を示したのが図 4.19 である。

入射 energy に対する energy deposit に正の相関が見られるが、平均的には energy deposit は入射 energy の $1/2 \sim 1/3$ 程度である事が分かる。

NCC のハロー中性子に対する energy resolution を見積もるため、入射 energy を 500MeV, 1GeV, 2GeV ごとにそれぞれ $\pm 10\%$ を区切り、それらの event での NCC の全 energy deposit を plot した。(図 4.20)

図 4.20 を gaussian で fitting し、その結果から $\sigma/Mean$ を energy resolution として表 4.5 に示す。

true energy(GeV)	Mean energy deposit (GeV)	$\sigma/Mean$
0.5	0.162	0.49
1.0	0.357	0.42
2.0	0.715	0.35

表 4.5: 入射 energy ごとの energy resolution

この結果から NCC のハロー中性子に対する energy resolution が、42%(for 1GeV incident energy) 程度である事が分かった。この結果から、NCC は一般的なハロンカロリメータと同程度の energy resolution を有する事が分かった。

efficiency of halo n

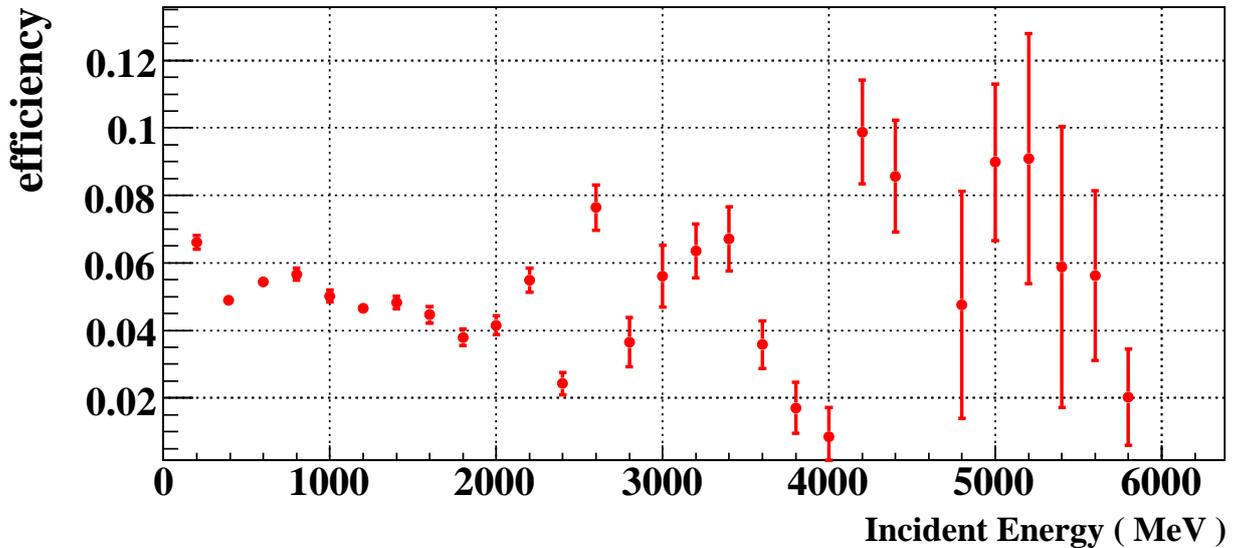


図 4.18: NCC のハロー中性子に対する efficiency : 定義は (カット後残るハロー中性子数)/(入射したハロー中性子数) , 高エネルギー側は event が少ないため統計誤差が大きく出ている。また、低エネルギー側も同じ seed を使い回した影響で各 data 点ごとに efficiency にばらつきがある。

4.3.4 ハロー中性子測定シミュレーションについての評価と今後の方針

今回の simulation 結果は、NCC が十分なハロー中性子測定能力を有する事を示唆している。ただし一般的には中性子の相互作用については未だ十分理解されておらず、シミュレーション結果もモデルによる依存性が存在する。このため NCC が実際にハロー中性子測定能力を有することを確認するためには実際に CsI 結晶を用いたテストを行い、その結果とシミュレーション結果を比較する必要がある。

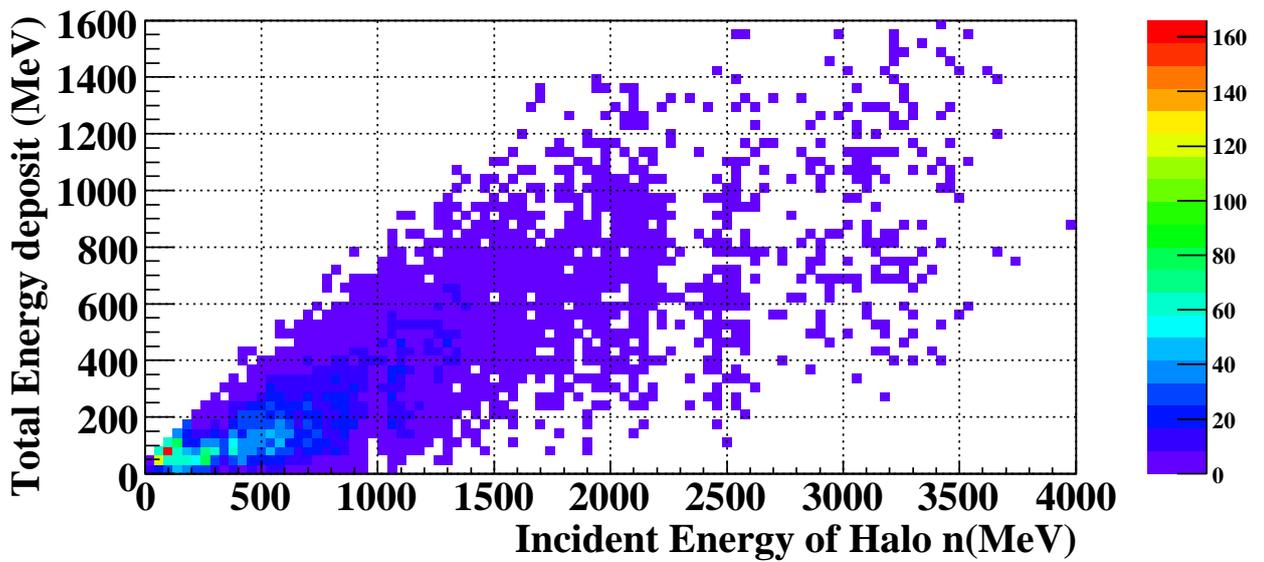


図 4.19: NCC に入射したハロー中性子の energy に対する、NCC での全 energy deposit の分布

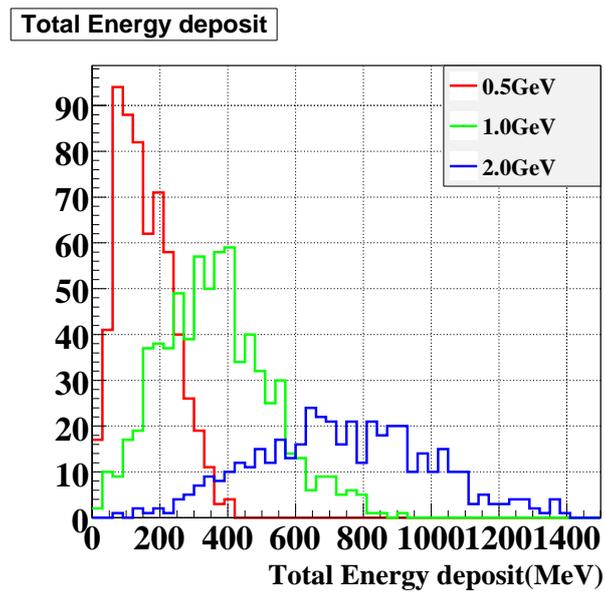


図 4.20: γ veto cut を掛けた後残るハロー中性子 event に対し、入射 energy が 0.5 GeV, 1 GeV, 2 GeV を中心として $\pm 10\%$ の event を取り出して、それらの event の NCC での全 energy deposit を入射 energy ごとに plot した図

現在、2009 秋に行われる K^0TO ビームラインのビームラインサーベイにおいて、NCC の prototype を用いて実際にハロー中性子を測定することを予定している。この実験結果とシミュレーション結果との比較から、本実験でのハロー中性子測定のための重要な示唆が得られると期待される。

また、数百～数 GeV の中性子そのものをビームとして用いるのは現実には非常に困難であるため、代用として陽子ビームを用いたテストを行う事を現在検討している。陽子の主な相互作用は電磁相互作用であるが、hadronic な相互作用の event がそれら電磁相互作用による event と分離して測定可能だと考えられている。このようにして得られた陽子の hadronic な相互作用についての実験結果と、同様なシミュレーションを行った結果との比較により、シミュレーションの正しさについてはある程度評価可能である。このように、今回のシミュレーション結果を実験によって検証していくことが今後の課題である。

第5章 CsI結晶のWLS Fiber読み出し

4章ではシミュレーションの結果から、NCCで1MeV付近で veto threshold を掛けると CC02BG を十分抑制出来る事を述べた。

このため CsI の波長変換ファイバー読み出しで、MeV 当たりの光量をいかに稼ぐかが重要となってくる。この章では、NCC を構成する CsI 結晶の波長変換ファイバー読み出しの最適化の研究内容およびその結果について述べる。

5.1 CC02 BG 抑制のために必要な光量

NCC は CsI 結晶の発光を波長変換ファイバーで読み出し、その光を検出する構成を考えている。この際の読み出し光量の平均値は、各結晶の energy deposit に比例する。即ち 1MeV の energy deposit 以上の event を veto することは、実際には Fiber 読み出しである閾値を超えた光電子数を検出した場合にその event を veto することに相当する。必要となる Fiber 読み出し光量を見積もるためには、まず光電子数に対する閾値を決定しなければならない。閾値を低く、たとえば 0.5p.e. に設定すると 1p.e. でも検出した event に対して veto することが出来るが、PMT のノイズや実験環境における環境放射線等の影響が大きくなり、Signal を over veto してしまうため現実的ではない。光電子数の閾値をいくらに設定するかは、実際の実験環境等に依存するため現時点では分かっていないが、以下ではこの閾値を大きめに見積もり、4.5p.e. に設定するとして議論する。

5.2 波長変換ファイバー読み出し系の構成

以下に WLS Fiber 読み出し測定系を構成する各要素について、要求される性能とそれらを満たす候補について具体的に述べる。

5.2.1 WLS Fiber

まず第一に、深紫外領域である CsI 発光を効率よく吸収し、かつ再発光波長で PMT の量子効率が高い事が要求される。図 5.1 に紫外領域を吸収可能な WLS Fiber の吸収発光 spectrum を示す。これは、クラレ (Kuraray) 社から提供された資料を元に作成されたもので、比較の為に CsI 発光 spectrum および PMT(R-329) の量子効率についても図中に示してある。波長変換を行う方法には、一種類の蛍光剤で吸収発光を行うもの、二種類の蛍光剤で二段階の吸収発光を行うものがある。前者の例ではクラレ社・B1,B2,PMP ファイバー、後者の例ではクラレ社 SCSF38(b-PBD+BDB) 等のファイバーが挙げられる。一段階余分な吸収波長プロセスを経て時間のばらつきが生じる可能性を避け、この論文では前者のファイバーについて研究を進める事にした。

各候補とも Fiber の吸収 spectrum が CsI 発光 spectrum(図 5.1 中の紫) との overlap を持ち、CsI 発光を吸収可能である事が分かる。この overlap が大きいほど、より効率よく CsI 発光を吸収できる事を示している。

また各 WLS Fiber のいずれも、PMT の量子効率 (図 5.1 中の水色線) が十分高い領域の発光波長を持っている。

ただし Fiber の発光波長が短すぎると、Fiber 内を伝搬する過程でレイリー散乱によって急速に減衰してしまう。

b-PBD についてはその発光波長が他の候補より特に短いため、減衰長が 10cm 程度だと言われている。本実験では Fiber は 2 ~ 2.5m 程度引き延ばして使用する為、b-PBD 単体の使用は現実的にはあり得ない。

このため今回の研究では、

- B1
- B2
- PMP

の 3 種類の Fiber を候補に定めた。

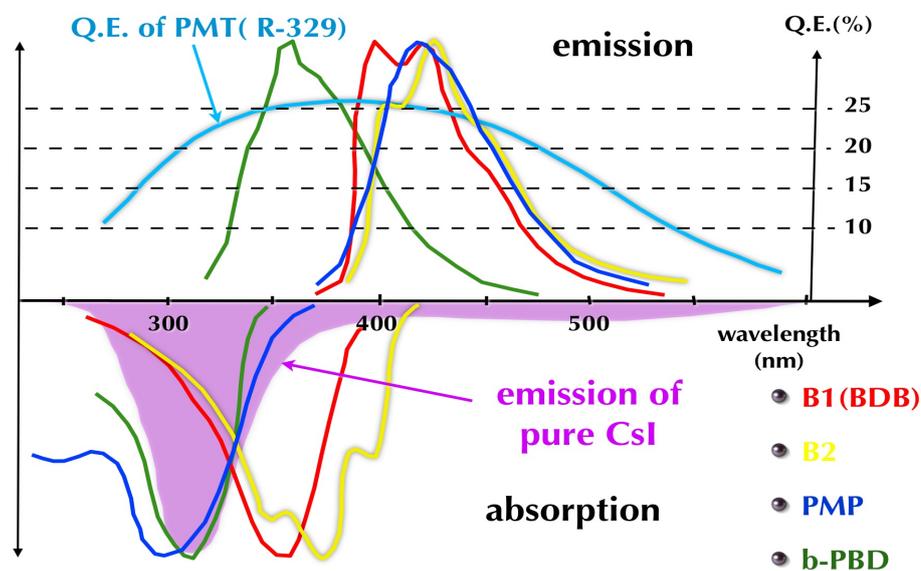


図 5.1: 各 WLS Fiber の吸収・発光 spectrum と、CsI 発光および PMT 量子効率との関係

WLS Fiber の吸収発光 spectrum 測定

まず、これらの WLS Fiber の特性を理解するために、F-4500 型分光蛍光光度計を用いて吸収発光 spectrum の測定を行った。

図 5.2~ 5.7 にその結果を示す。

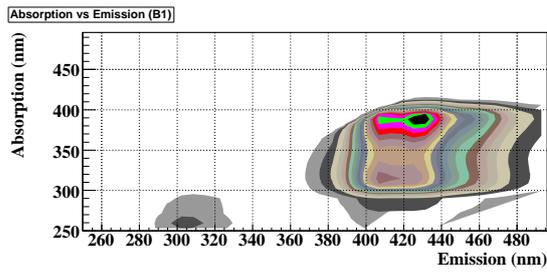


図 5.2: 吸収発光の 2 次元 plot(B1)

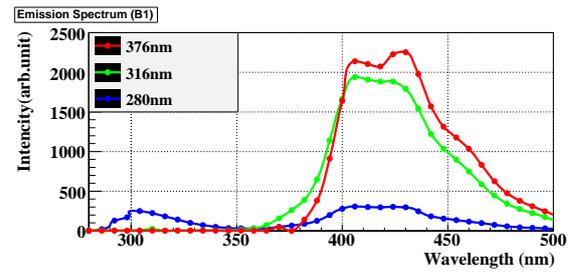


図 5.3: 280nm,316nm,376nm の吸収波長に対する発光 spectrum(B1)

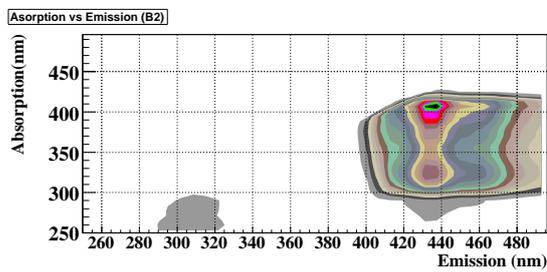


図 5.4: 吸収発光の 2 次元 plot(B2)

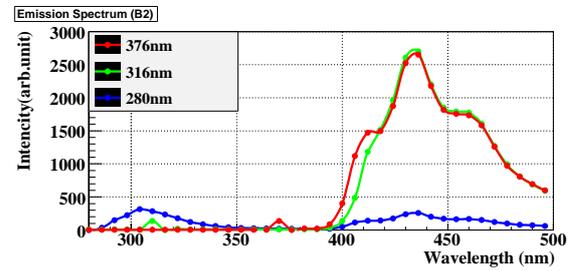


図 5.5: 280nm,316nm,376nm の吸収波長に対する発光 spectrum(B2)

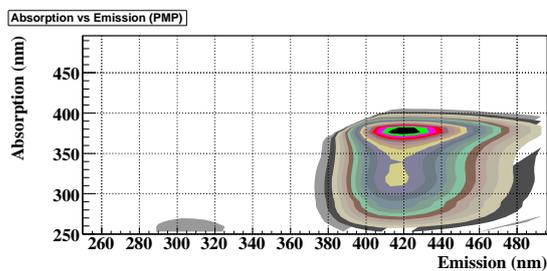


図 5.6: 吸収発光の 2 次元 plot(PMP)

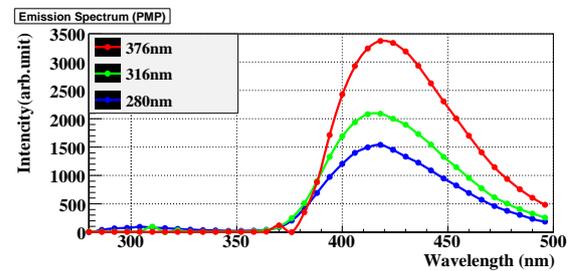


図 5.7: 280nm,316nm,376nm の吸収波長に対する発光 spectrum(PMP)

この分光計蛍光光度計は、キセノンランプの蛍光を分光してターゲットに照射し、ターゲットからの蛍光を 90° の角度で取り出して蛍光強度を測定している。なおターゲットからの蛍光も分光して読み出ししており、特定の吸収波長に対する特定の蛍光波長での蛍光強度が測定できる。また照射波長および読み出し波長の双方を scan することが可能であり、これにより WLS Fiber の吸収蛍光 spectrum の 2 次元の情報を得る事が出来る。

今回の測定では、吸収側と発光側共に、波長域は 250 ~ 500nm, 吸収, 発光の分光幅は共に 5nm, 測定間隔は 6nm ごとに設定して行った。

図 5.2,5.4,5.6 はそれぞれ B1,B2,PMP の吸収発光の 2 次元 plot であり、図 5.3,5.5,5.7 はこれら 2 次元 plot を、吸収波長 280nm,316nm,376nm で切つてその発光 spectrum を plot したものである。

今回の測定から、各 WLS Fiber が確かに CsI 発光波長域に吸収を持つ事が分かった。さらに、Fiber の発光波長 spectrum も PMT の量子効率が高い領域に peak を持ち、かつその spectrum が吸収波長によってほとんど変化しない事が明らかになった。

5.2.2 読み出し PMT

候補となる WLS Fiber の発光波長は、いずれも 400 ~ 450nm の青色の領域の発光波長を持つ。

よつてこの領域に十分感度を持っている必要がある。

一般的に良く使用される、光電面にバイアルカリを使用しているタイプの PMT はこの領域に十分な量子効率を持っている。このような光電面にバイアルカリを使用しているとして、PMT 浜松ホトニクス の R329 が候補として挙げられる。

また、紫外領域においてはバイアルカリの 2 倍の感度を持つ、ウルトラバイアルカリ (UBA) という素材を光電面に使用した PMT も市販されている。

ただし研究の結果、UBA は青色領域ではその感度は通常のバイアルカリ使用の R329 に対し、10% 程度しか向上しない事が分かった。

UBA の PMT の単価は R329 の約 4 倍であり、実機製作のコストパフォーマンスも考慮した結果、default の PMT としては R329 を現在使用している。

5.2.3 CsI と Fiber の optical contact

CsI 発光を読み出す際は結晶表面に Fiber を複数密着させ、それらを固定する必要がある。このため、紫外線透過アクリル板に Fiber 用の溝切り加工を施して Fiber を埋め込み、板ごと CsI 表面に接着する手法を考案した。紫外透過アクリルを使用する事でアクリル内での CsI 発光の減衰を抑え、効率的に Fiber 内に入射させる事ができる。今回の研究では、幅 7cm, 長さ 20cm, 厚さ 5.0mm の紫外透過アクリルに Fiber 用の溝を 3.5mm 間隔に 19 本掘つたものを default として製作、使用した。溝と Fiber 間の隙間には optical cement を流し込み、Fiber は完全にアクリル板と一体となっている。使用した optical cement は ELJEN 社の EJ-500 である。図 5.8 にその透過率を示す。

またアクリル板と CsI の隙間は、実機では optical cement で完全に固定する予定であるが、今回の研究ではファイバーの比較をするために同一の CsI 結晶を用いたため、CsI 表面と Fiber 押さえ板との隙間には optical grease を用いている。使用した optical grease は GE 東芝シリコン株式会社製の TSF451-5M である。これにより、アクリル板と CsI 結晶との屈折率の差による境界面での反射を抑え、効率よく CsI 発光を Fiber 内に導いている。

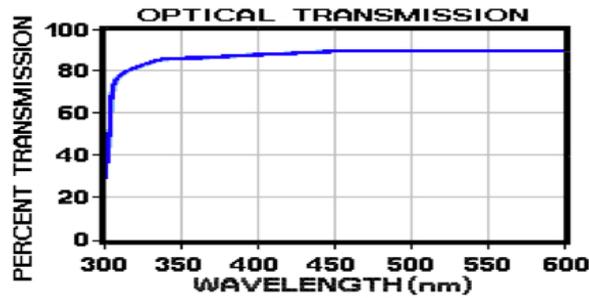


図 5.8: EJ-500 の透過率

5.2.4 反射材

Fiber に吸収されず結晶外部に放出された CsI 発光についても、結晶全体を反射材で覆うことで反射させ、Fiber に吸収させる事ができる。より反射率の高い反射材で結晶を覆う事で、効率よく CsI 発光を集光する事が出来る。

現在使用している反射材は、東レのルミラー E60L と呼ばれる乱反射型の反射材である。この反射材は紫外領域での反射率が 97% と非常に高く、高い集光率が得られる。

5.3 CsI 光量測定

5.3.1 セットアップ

図 5.9 に、 γ 線源を用いた CsI 光量測定セットアップの略図を示す。

使用した CsI 結晶は E391a 実験の CsI カロリメータで使用されていた $7 \times 7 \times 30 \text{ cm}^3$ の pure CsI で、NCC の実機製作にも同じ物を使用する予定である。結晶上面に WLS Fiber を設置し、PMT で読み出している。また今回の研究では、CsI 結晶の発光を直接検出するために直接読み出し PMT (Direct PMT) を設置している。図 5.10 に、実際の測定セットアップの写真を示す。

5.3.2 Fiber 光量の見積もり方法

図 5.11 に γ 線源である ^{137}Cs で得られた CsI 読み出し信号を示す。この信号を ADC に入力し、測定を行う。図 5.12 に、直接および Fiber 読み出しでの ADC histogram を示す。Fiber 読み出し光量は数 p.e. 程度であるため、ADC 分布は gaussian にはならない。このため光電子数の見積もりは、光電子数が Poisson 分布に従うと仮定して行う。

まず、直接読み出しの histogram を gaussian で fit し、光電ピーク $\pm 1\sigma$ の領域を線源の γ が 661.5keV の energy を落とした event と定義する。直接読み出しがそのカットの範囲内にある event について、そのときの Fiber 読み出しの ADC を plot したのが図 5.12 の右の histogram である。Fiber 読み出しの光電子数の分布は Poisson 統計に従うと考えらる。

$$P_n(\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (5.1)$$

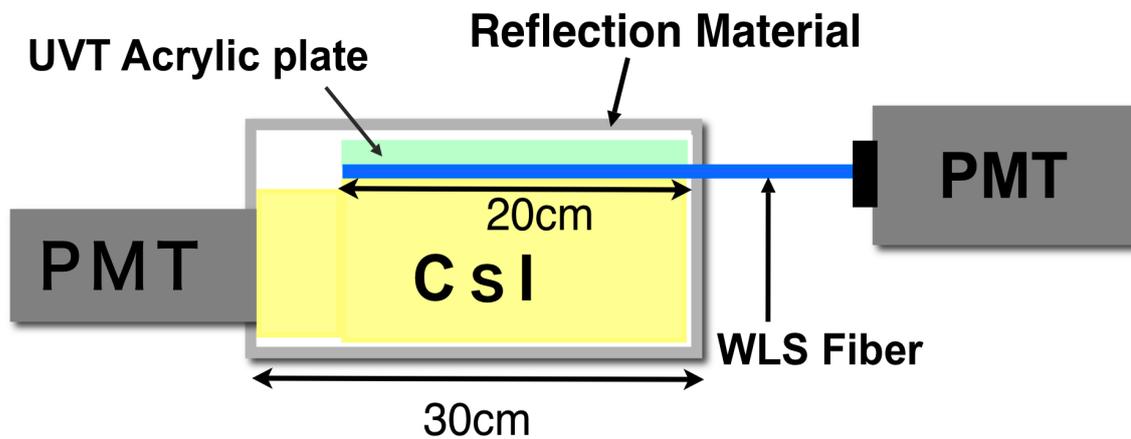


図 5.9: CsI 光量測定 Setup 概略図

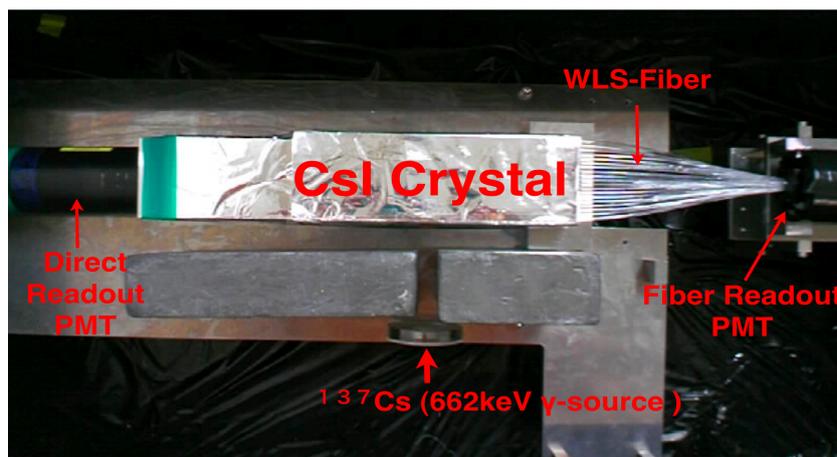


図 5.10: 実際の CsI 光量測定 Setup 写真

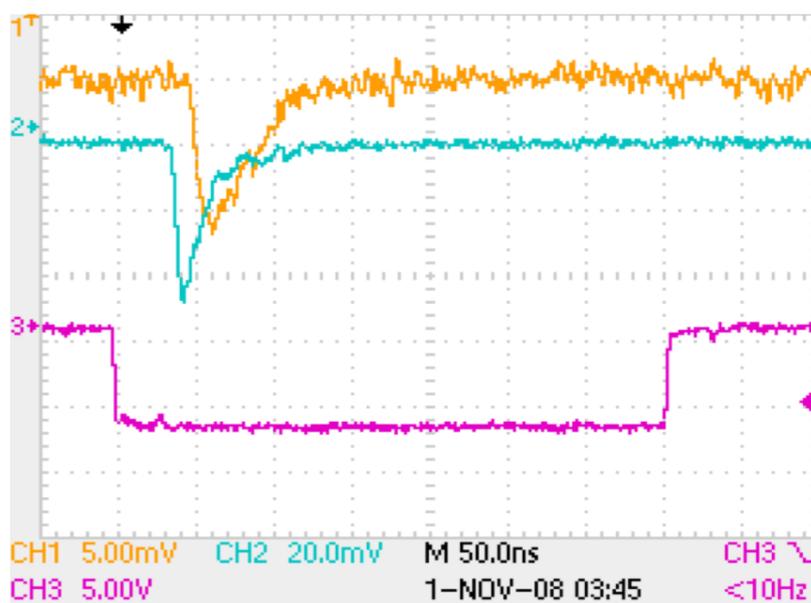


図 5.11: オシロスコープで得た、線源による CsI の直接読み出しおよび Fiber 読み出し信号 (黄: 直接読み出し, 水色: Fiber 読み出し, 紫: ADC gate 信号)

従って、Fiber 読み出しの ADC がペDESTAL (0p.e.) となる確率は

$$P_0(\mu) = e^{-\mu} \quad (5.2)$$

となる。つまり、全 event に対するペDESTAL の割合から、平均光電子数が

$$\mu = -\ln P_0 \quad (5.3)$$

と計算できる。

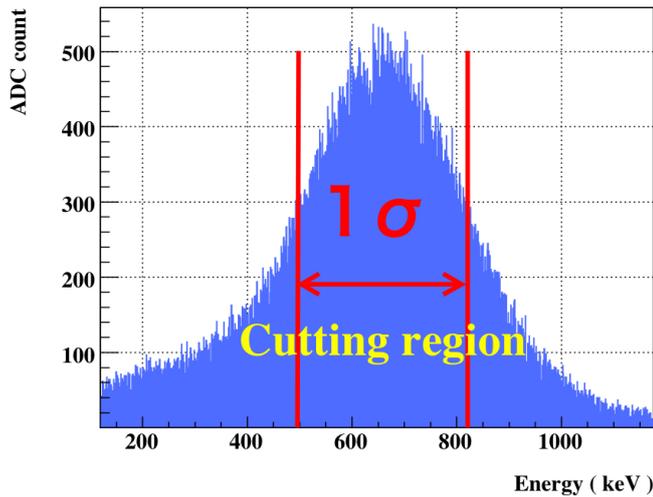
5.3.3 測定項目

測定項目は以下の通りである。

- 同じ条件での 3 種類の WLS Fiber の光量比較
- 同じ種類の WLS Fiber を用いた際の、読み出し条件による光量変化
- 実機で使用する 2.5m 長の Fiber を用いて、減衰込みの光量測定

以下にその詳細と測定結果について述べる。

ADC hist of Direct Readout



ADC hist of Fiber Readout (after cut)

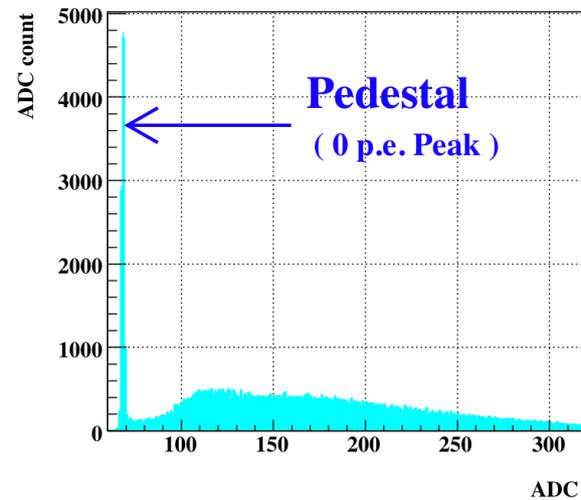


図 5.12: ^{137}Cs を用いた CsI 光量測定での、直接および Fiber 読み出しの ADC 分布，右：CsI 直接読み出し 左：Fiber 読み出し

3 種類の WLS Fiber の光量比較

前節で述べた CsI 光量測定 setup を用いて、B1,B2,PMP の 3 種の WLS Fiber のそれぞれの Fiber の読み出し光量を測定した。

なお読み出し条件は、Fiber 径 2.0mm,Fiber 長 34cm (CsI に接する長さ 20cm),Fiber 本数 19 本,Fiber の端面は 2000 番の紙ヤスリによる研磨を行った物を使用して比較している。

B1,B2,PMP の Fiber 読み出し光量を測定した結果を表 5.1 に示す。

WLS Fiber	光量 (p.e./MeV)
B1	5.54
B2	3.40
PMP	7.16

表 5.1: WLS Fiber の光量比較

測定の結果、PMP を用いた場合の光量が最大である事が分かった。

この理由としては、PMP の吸収 spectrum と CsI の発光 spectrum の overlap が、B1,B2 のそれより大きいためだと思われる。(5.1 参照)

同じ種類の WLS Fiber を用いた際の、読み出し条件による光量変化

次に、同じ種類の WLS Fiber を用いた際、その読み出し条件の違いによる光量変化の測定実験について述べる。

なお、この測定の際に用いた WLS Fiber は B1 および B2 である。本来なら 5.3.3 の結果、最も光量の光量の大きかった PMP で比較すべきであるが、実験準備段階で 5.3.3 の測定結果が判明していなかったためである。

測定項目は、以下の通りである。

- Fiber 本数および Fiber 径による光量変化

現在の default Setup は、Fiber 間隔 3.5mm の計 19 本を用いている。

読み出し系の理解という観点から Fiber 本数および Fiber 径による光量変化の測定が必要と考え、default に対する比較測定を行った。

測定は B2 を使って行い、 $\phi 2.0\text{mm}$ 19 本に対する $\phi 2.0\text{mm}$ 13 本および $\phi 1.5\text{mm}$ 19 本で比較を行った。その結果を表 5.2 に示す。

Fiber 本数	Fiber 径 (mm)	Fiber の本数 × 径の比	光量 (p.e./MeV)	光量比
19	2.0	1	3.40	1
13	2.0	0.684	2.98	0.876
19	1.5	0.750	3.32	0.976

表 5.2: WLS Fiber の光量比較

単純な Fiber 本数の比は $13/19 = 0.684$ である。この結果は、仮に Fiber 本数を増やしたとしても、Fiber 読み出し光量は Fiber 本数に比例して増える訳ではない事が分かった。また Fiber 径についても、径を $2.0\text{mm} \rightarrow 1.5\text{mm}$ にすると CsI 表面を覆う Fiber 面積は $3/4$ となるが光量は殆ど変化しない事が分かった。これらの結果は、Fiber 設置面に放出される CsI 発光量に限りがあるため、十分な本数および径の Fiber を用いて読み出すと光量が saturate され、それ以上は変化しないことを示唆している。

この結果から、Fiber の本数および径によっては現状からの大幅な光量増加は期待されず、せいぜい数 % 程度だと推測される。

- 両面読み出し

Fiber を結晶の上下 2 面に設置して読み出しを行い、それぞれの光量及びその和を 1 面読み出しでの結果と比較した。(図 5.13 参照)

表 5.3 にその結果を示す。

読み出し PMT	光量 (p.e./MeV)	光量比
PMT1 (一面読み出し)	5.54	1
PMT1	3.24	0.58
PMT2	2.99	0.53
PMT1+PMT2	6.23	1.12

表 5.3: 両面読み出しにおける、各 PMT の光量とその和

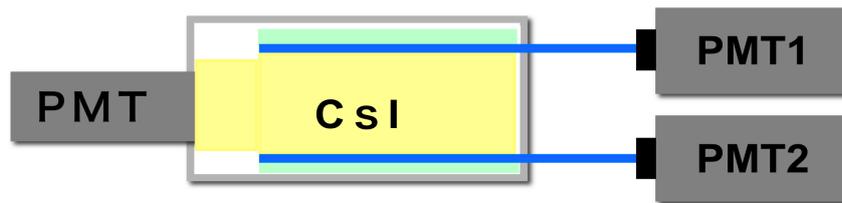


図 5.13: 両面読み出し Setup 概略図

PMT1 と PMT2 の光量の違いは、量子効率の個体差によるものである。

この測定の結果、両面読み出しにした際の光量増加は 12%(量子効率の差を補正して 16%) であることが分かった。これは上記の Fiber 本数に対する読み出し光量変化と同様に、Fiber に吸収されうる CsI の発光に限りがあるため、読み出し光量が saturate しているためだと思われる。

両面読み出しは使用する Fiber の量および読み出し channel 数が 2 倍となりコストが倍増するのに対し、読み出し光量がせいぜい 1~2 割程度しか向上しないため、コストパフォーマンスが悪いと言える。

但し、2 本の PMT で読み出す option は、実験中に何らかの理由で PMT が破損した場合に、致命的にならないという利点がある。ひとまず今後は 1 面での読み出しを基本とし、読み出し系最適化による光量確保を目指すこととした。

- Fiber の端面処理

PMT で読み出す側と反対側の Fiber 端面に、アルミナイズドマイラーの反射材を接着した際の光量の変化を測定した。

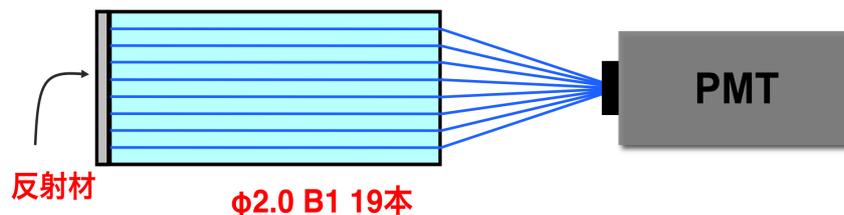


図 5.14: Fiber の端面処理 (アルミナイズドマイラー接着) の概略図

なおこの測定では、 $\phi 2.0$ の B1 Fiber19 本を用いて比較している。(図 5.3.3 参照) 表 5.4 に結果を示す。

この結果から Fiber の端面処理で光量が約 20% 増加する事が分かった。今回の測定では端面の反射材は optical grease による簡易な接着で行ったが、アルミを蒸着する等の鏡面処理を施せばさらなる光量増加の可能性もあり、今後の研究課題である。

反射材の有無	光量 (p.e./MeV)	光量比
無し	5.54	1
有り	6.70	1.21

表 5.4: Fiber 端面処理による光量変化

実機で使用する 2.5m 長の Fiber を用いて、減衰込みの光量測定

5.3.3 節の結果から、3 種の WLS Fiber の中で PMP が最も発光量が多い事が明らかになった。この結果を受けて、2.5m の長さの PMP を 19 本用いて CsI の読み出しを行った。また比較の為に B1 についても同様の測定を行った。

さらに上記の Fiber 端面処理による光量増加の結果を受けて、2.5m Fiber でも端面にアルミナイズドマイラーをつけた条件で測定を行い、現在達成できる CsI Fiber 読み出し光量の最大値を測定し決定した。

測定結果を表 5.5 に示す。

Fiber(2.5m)	光量 (p.e./MeV)
B1	2.04
B1+端面処理	2.46
PMP	2.48
PMP+端面処理	3.01

表 5.5: 2.5m 長の Fiber による読み出し光量

この結果から Fiber の減衰を考慮しても PMP の光量が B1 より大きい事が示された。

なおこの結果と、図 5.3.3 での短い Fiber を用いた光量測定結果から B1 と PMP の減衰長を計算した結果が表 5.6 である。

Fiber	減衰長 (m)
B1	2.33
PMP	2.20

表 5.6: 2.5m 長の Fiber による読み出し光量

Fiber の減衰長としては、今回の測定結果を元に今後の議論を進める。ただしこの結果は、Appendix A.3 の Fiber 減衰長測定実験の結果と consistent でなく、今後さらなる減衰長への理解が必要である。

2.5m 長さの PMP に端面処理を施した場合の光量が 3.01p.e./MeV と測定されており、この値が現在達成出来ている CsI Fiber 読み出し光量の最大値である。この結果から、Fiber 読み出し光量を 3.0p.e. とし、4.5p.e. に閾値を設定した際の CC02BG の値を見積もった。なお、この計算にはポアソン統計から得られる検出確率と、図 4.13 で示した各 event の NCC の energy deposit の値を用いた。その結果、3 年間での CC02BG の値が 0.33event と見積もられた。表 5.7 に、今回得られた CC02 BG の値を、signal およびその他バックグラウンドと比較した。

	Kinematical cut+Veto	Cluster shape cut	Accidental loss
Signal	2.44	2.05	1.41
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	3.00	1.08	0.75
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0.25	0.22	0.15
$K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$	1.45	0.08	0.06
CV- η	0.58	0.10	0.07
CV- π^0	6.8	0.23	0.16
CC02	0.33	<0.33	<0.33

表 5.7: $K^O TO$ 実験 Step1 3 年間で予想される CC02BG の値と、Signal およびその他 background

この値は期待される $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊事象 2.44event に対して 1 桁小さい値であり、その他の主要バックグラウンドである $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ バックグラウンドと比較しても十分小さいと言える。さらに 2.6.3 で述べた Cluster shape cut は、クラスターの形状に γ らしさを要求するカット条件である。今回の CC02 BG のシミュレーションでは 2 クラスターのうち 1 つは中性子の形成するクラスターであるため、さらに大きな rejection が期待出来る。

ただしこれらの結果はシミュレーションに依存する所が大きく、ハロー中性子の energy や flux, または NCC との相互作用における hadronic interaction に対する不定要素が存在する。このため安全を期す為にはよりいっそうの読み出し光量増加による veto efficiency の向上が必要であり、今後の課題である。

第6章 ビームテストによる CsI Fiber 読み出しの基礎特性測定

前章では γ 線源を用いた測定によって、MeV 付近の CsI Fiber 読み出しの光量について理解を得た。ただし実機の NCC の製作の為に、例えば光量の一様性や時間分解能等の基礎データを取得し、多角的な視点から CsI Fiber 読み出し系を理解する必要がある。

このため私は東北大核理研の e^+ ビームを用いたビームテストを行い、これら CsI Fiber 読み出しの基礎データ収集を行った。

この章ではビームテストの概要と、その結果について述べる。

6.1 東北大核理研ビームテストの概要

東北大学原子核物理学研究施設の検出器テスト用電子・陽電子ビームラインを用いて行った。図 6.1 に、その構成図を示す。このビームラインでは 50MeV~850MeV の範囲のエネルギーを利用出来るが、今回は beam rate の最も高い 600MeV の e^+ ビームを用いて測定を行った。

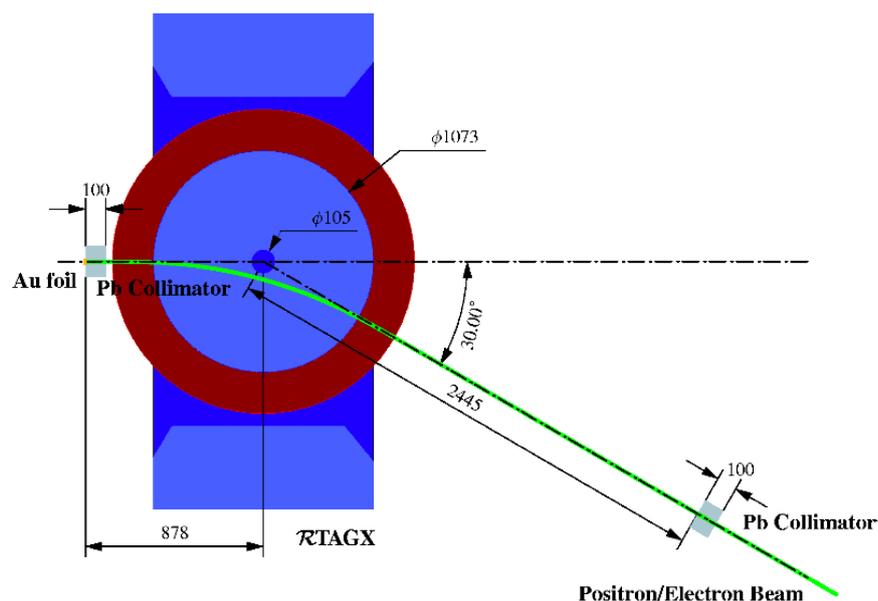


図 6.1: 東北大核理研 電子・陽電子テストビームライン構成図。金箔ターゲットに γ を照射し、生成した電子・陽電子を RTAGX 双極電磁石で運動量分析し、30°ラインで鉛コリメーターにより絞られる。緑線が電子・陽電子の軌道

ビームテストの目的は以下の通りである。

- ビームの入射 position の違いによる光量および時間分解能の変化
- Fiber おさえ板での Cherenkov 光の影響の確認

今回のビームテストのセットアップを図 6.2 に示す。測定系全体は暗箱中に納められ、遮光されている。CsI 結晶に対するビーム照射位置を絞るため、CsI 結晶前方に 4 つの trigger counter を設置した。(図 6.3 参照)

trigger counter は $4 \times 4 \times 1\text{cm}^3$ のプラスチックシンチレータからなる Main trigger 1 つと、 $1 \times 1 \times 0.5\text{cm}^3$ プラスチックシンチレータから成る Fine trigger 3 つを使用した。光量が大きくパルスの立ち上がりが速い Main trigger で beam の入射 timing を決定し、Fine trigger によって CsI 上での beam の照射位置を $1 \times 1\text{cm}^2$ に絞っている。通常測定時の trigger の配置は、図 6.3 の a のようになっており、Main trigger と 1 つめの Fine trigger の間隔が 4cm, Fine trigger の間隔が約 2.5cm、3 つめの Fine trigger と CsI 結晶の間隔が約 2cm となっている。

アクリル板での Cherenkov 光測定の際には図 6.3 の b のように Fine trigger を配置し、ビームがアクリル板を貫通した event を tag している。

CsI 結晶およびその読み出し PMT 等の測定系は 1 つのセットアップ台の上に固定されており、そのセットアップ台は自動ステージ上にセットされ、暗箱外から遠隔操作でビームに垂直方向に稼動する。これによりビーム照射位置を変えながら測定が可能となっている。

CsI Fiber 読み出し系は基本的に線源でのセットアップと同一である。(図 6.4 参照)

以下では CsI 結晶中心 (端から 15cm) を原点とし、直接読み出し PMT の設置位置を $x = -15\text{cm}$ とする座標系を用いる。

WLS Fiber は CsI 結晶に、 $-5\text{cm} \sim 15\text{cm}$ の範囲で接着されている。これは使用している E391a CsI の表面に、 -5cm の position で僅かな段差があるため、 $-5\text{cm} \sim 15\text{cm}$ の範囲は Fiber を密着して接着出来ない為である。

WLS Fiber は B1 を用いている。これは実際の実験準備段階で、5.3.3 での「PMP が最大光量を持つ」という結果が判明していなかった為である。

本測定の回路図を 6.1 に示す。4 つの trigger counter の signal の coincidence を trigger に用い、その trigger を ADC gate に用いる。直接および Fiber 読み出しの信号は ADC の各 channel に入り、その charge を積分する。

また trigger counter からの trigger は TDC stop 信号としても用いている。直接および Fiber 読み出し信号をそれぞれ stop 信号として TDC に入力し、trigger の start 信号との時間差を測定する。

以下に各測定項目の詳細と、その実験結果について述べる。

6.2 position に対する光量の一様性と時間分解能

6.2.1 ADC と TDC の相関

まず結晶中心である $x = 0\text{cm}$ にビームが照射するようにセットして測定を行った。

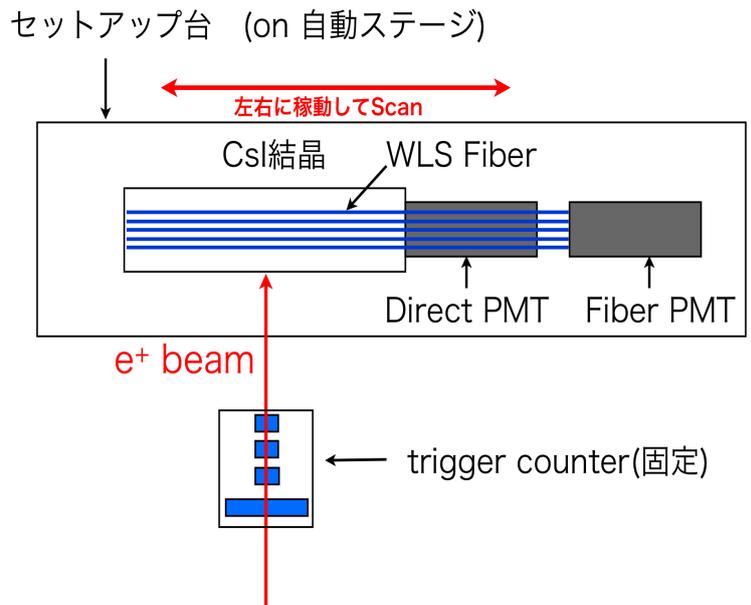


図 6.2: 東北大核理研ビームテストのセットアップ全体図

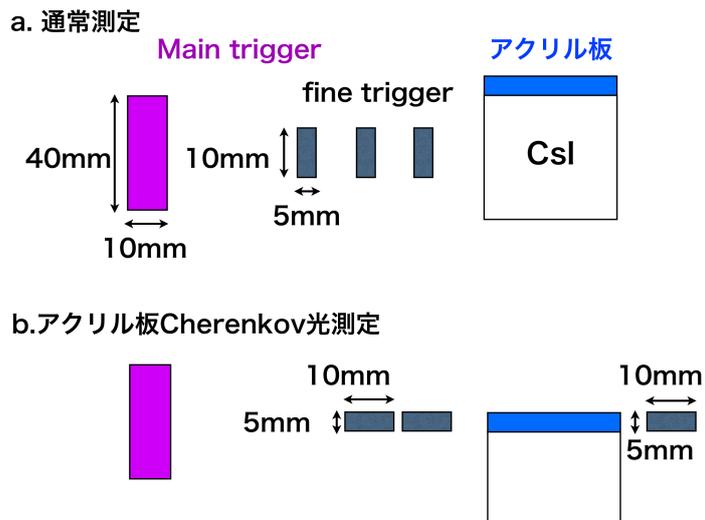


図 6.3: 東北大核理研ビームテストの trigger 側面図 : a. 通常測定 b. アクリル Cherenkov 光測定

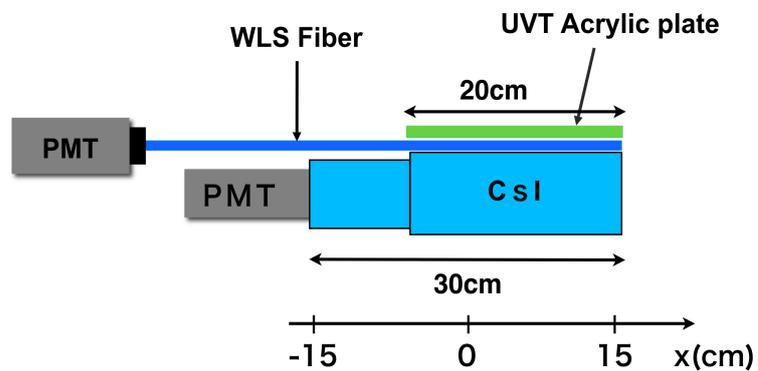


図 6.4: 東北大核理研ビームテストの CsI 読み出しセットアップ側面図

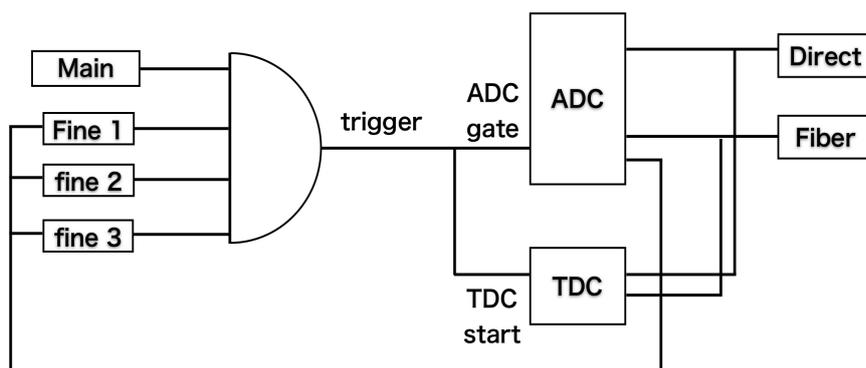


図 6.5: ビームテストの回路図

pulse height の違いによる TDC の time walk を補正する為に、ADC と TDC の相関を plot したものが図 6.6 である。図 6.6 中の赤線は ADC に対する TDC の値を、 \sqrt{ADC} の関数で Fitting した物である。以後この、 $x = 0cm$ で得られた Fitting 関数を、TDC に対する ADC の補正関数として用いる。補正された TDC とは、

$$(\text{補正後の TDC 値}) = (\text{TDC の値}) - C\sqrt{\text{ADC の値}} \quad (6.1)$$

で定義される。(C は Fitting で得られた parameter)

直接、Fiber 読み出しの timing は、以下はこの ADC で補正された TDC の値によって評価する。

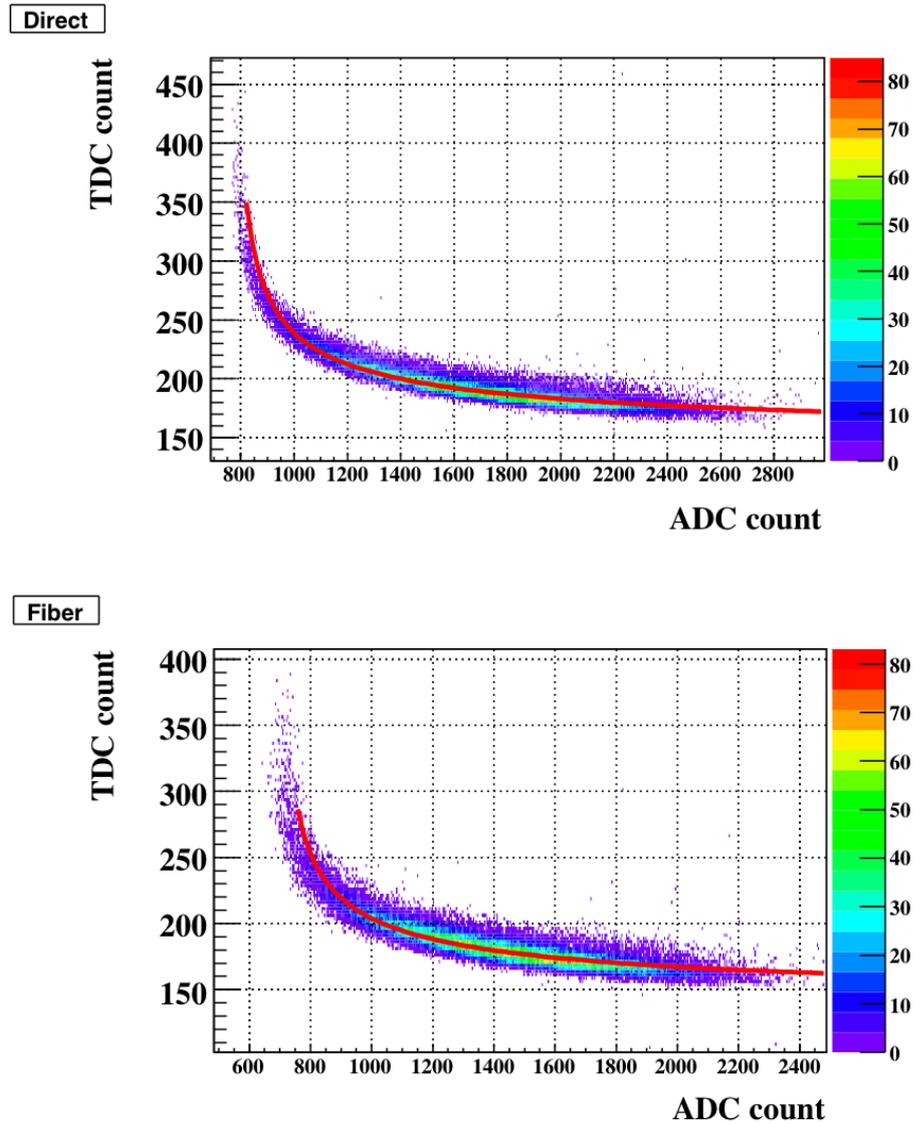


図 6.6: ADC-TDC 相関

6.2.2 ビームポジションの Scan 測定

次に自動ステージで CsI 結晶を-12.5cm~12.5cm の範囲で 2.5cm ずつ動かしながら測定を行った。

その際の、pedestal を除いた ADC の値の変化を示したのが図 6.8 である。

この結果から、Fiber が接着されている-5cm~15cm の領域ではその読み出し光量はほぼ一様であることが分かった。一方、Fiber が接着されなくなる-5cm から Fiber 光量が急激に減少し、最も Fiber から遠い測定点である-12.5cm の position においては光量がほぼ半減してしまう事も分かった。この領域で直接読み出し光量が増加しているのは、Fiber に吸収される光量が減った分直接側の光量が増えた為だと思われる。

次に、図 6.6 で得た TDC 補正関数を用いて補正した後の TDC 分布を図 6.9 に示す。(なおこの図は 0cm で得られた補正関数で補正しているため、0cm において Timing が 0ns となっている。)

図 6.9 も図 6.8 の ADC の結果と同様に、Fiber 側では-5cm 付近で position に対する timing の plot に変化が見られる。

Direct 側では-15cm に PMT が設置しているため、PMT から遠ざかるにつれて発光が CsI 中を通過する時間が長くなり、結果読み出し timing は遅くなっている。Fiber 側も読み出しは-15cm 付近で行っており、-5cm~15cm の領域では PMT から遠い側が timing がより遅くなる傾向が見取れる。

しかしながら Fiber のない-15cm~-5cm では逆に信号の検出 timing が遅れている。これは CsI 発光が Fiber に吸収されるまでの path length がこの領域では長くなる為だと思われる。(図 6.7 参照)

CsI は、その発光 peak である 315nm 付近では $n = 1.95$ と大きな屈折率を持つため光の伝達が Fiber 中より遅い (Fiber core の PS: $n=1.59$)。-15cm 付近での発光は特に CsI 中の path length が長い為、特に検出に時間がかかる事になる。

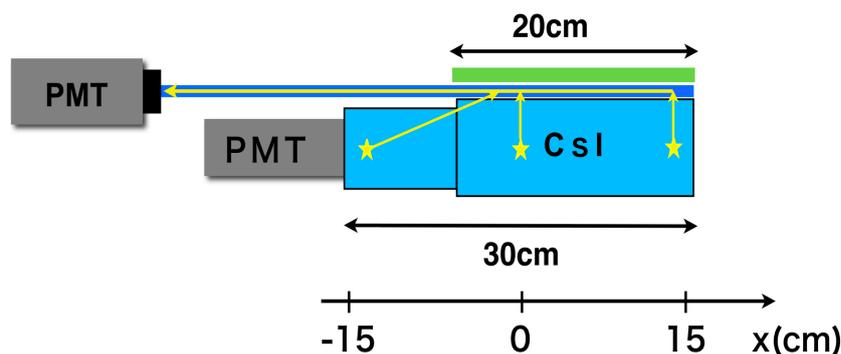


図 6.7: beam position と発光の最短 path length 比較 : 中心より両端の方が path length が長くなっている。また-15cm 側の端は CsI 中の path length が長い為、+15cm 側よりさらに検出に時間がかかる

以上の結果から、Fiber が接着されている領域では光量はほぼ一様であり、端と中心との timing の差は 1ns 以下であること、また Fiber が接着されていない領域では光量は半減し、timing も端と中心

では約 2ns のズレが乗じる事が明らかになった。よって NCC で実際に Fiber 読み出しする際は、結晶全面に Fiber を接着する事が重要である。

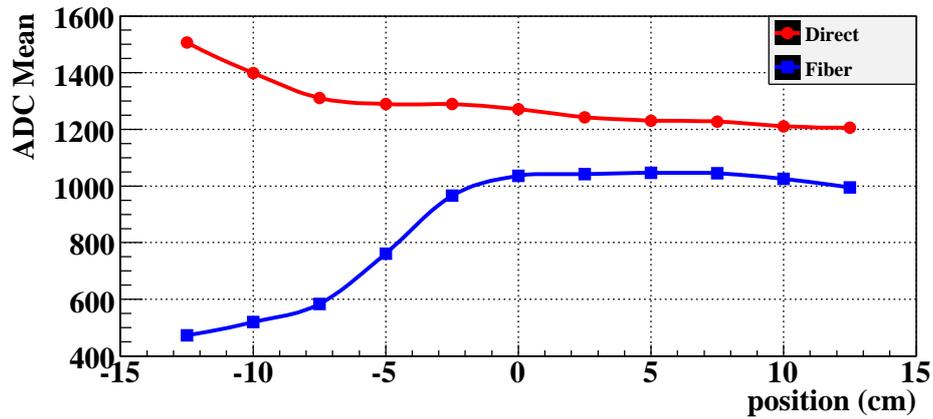


図 6.8: beam position と ADC(光量) との関係

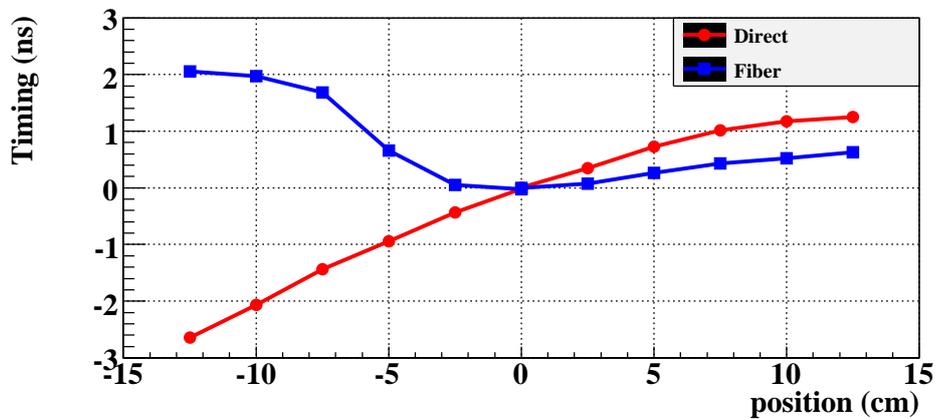


図 6.9: beam position と補正後の Timing の関係

6.3 Cherenkov 光測定

次に Fiber 抑え板のアクリル板内にビームを入射させ、生成した Cherenkov 光が検出され得るかテストを行った。

アクリル内の Cherenkov 光は Fiber で検出する際 CsI 発光と区別出来ないため、例えばハロー中性子の energy の測定に対し energy resolution を悪化させる原因となり得る。この測定はこの Cherenkov 光の寄与を見積もる為の基礎データ取得が目的である。

trigger は図 6.3b. のセットアップを用い、ビームがアクリル内を貫通した event を tag している。

アクリルで生成された Cherenkov 光は一部が Fiber に吸収され、また他の一部は CsI 結晶に入射し、結晶中を伝搬して直接読み出し側でも検出される。

測定結果を図 6.10 に示す。

Direct と Fiber 双方に、Cherenkov 放射による peak が見られる。

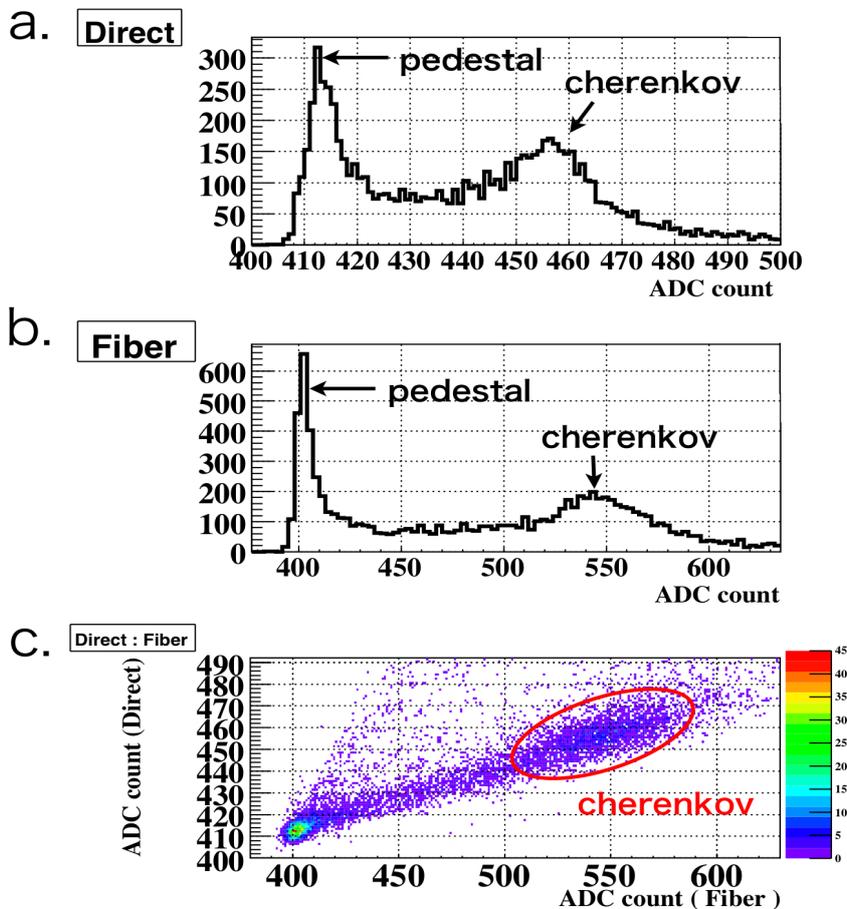


図 6.10: Cherenkov 光測定における、Direct と Fiber の ADC 分布 : a.Direct, b.Fiber, c. 横軸に Fiber、縦軸に Direct の ADC の値をとった 2 次元 plot

Fiber 側の ADC spectrum を解析して Cherenkov 光の寄与を見積もった。図 6.10 b. の ADC peak から pedestal を引いた 145count を PMT の gain で割って光電子数に換算すると 145p.e. に相当する。この結果からアクリル板での Cherenkov 光の Fiber 読み出しへの寄与が約 21p.e./cm であることが分かった。なおこの 21p.e. は CsI 発光光量でいえば 3.8MeV の energy deposit に相当する。

今後、今回の Cherenkov 光の測定結果を元に、この Cherenkov 光がハロー中性子測定にどのような寄与を持ち得るかについて研究を行う予定である。

第7章 まとめ

本研究では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である $K^0 TO$ 実験で使用されるビーム軸周りの光子 veto 検出器である、NCC についての研究を行ってきた。

NCC は CsI 結晶から成る full active counter であり、各結晶ごとに分割されて読み出しを行う。またその読み出しには波長変換ファイバーを用いる事が特徴である。

まず Geant4 を用いたシミュレーションにより、 $K^0 TO$ 検出器よりビーム方向上流側での K_L 崩壊によるバックグラウンドの評価を行い、そのようなバックグラウンドに対する NCC への要請について研究を行った。その結果、特に $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊で生じる γ によるバックグラウンドが存在することを明らかにし、かつそれらの event を NCC によって大きく抑制出来る事を示した。また、ビーム周りに存在するハロー中性子と NCC との相互作用で生じるバックグラウンド (CC02 BG) についてシミュレーションによる研究を行い、NCC の読み出し光量に対する CC02 BG の期待値の関係を明らかにした。これによって、CsI WLS Fiber 読み出し光量に対する要請が明らかになった。

さらに NCC はバックグラウンド源となるハロー中性子の energy および flux の測定も試みており、ハロー中性子を K_L 崩壊起源の γ から分離して測定できる分離能力ならびに efficiency および energy resolution の見積もりを行った。

上記のシミュレーションから得た NCC のハードに対する要請を満たすべく、CsI 波長変換ファイバー読み出し系の実験を行った。まず、CC02 BG 抑制の為に Fiber 読み出し光量増加について研究を行い、その結果 Fiber は PMP が最適である事、端面処理を施した後実機と同じ 2.5m 長さで読み出した際の光量 3.0p.e./MeV を達成した。これにより、CC02BG の期待値は 3 年間で 0.33event と見積もられる。

また、東北大核理研で CsI 読み出しのビームテストを行い、光量および時間分解能の位置依存性、アクリル板中の cherenkov 光の寄与等の、実機製作にむけた基礎特性についてのデータを取得した。

今後の課題としては、さらに統計量を増やしたシミュレーションを行い、NCC では veto 仕切れない $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊によるバックグラウンド事象についての研究を行う。

また、CC02 BG の更なる抑制の為に CsI Fiber 読み出し系の最適化を行い、更なる光量増加を目指す。

ビームテストでの結果もふまえて NCC prototype を今後製作し、2009 年秋に予定されているビームサーベイ実験で実際にハロー中性子測定を行う等実機製作に向けた性能試験を行う予定である。

付録A Appendix

A.1 運動力学的 Cut 詳細

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の event の同定には「 π^0 からの 2γ 以外検出可能粒子が存在しない」という条件を用いるが、本文中 2.6 で述べたように、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊や、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ で生成された π^0 が 4γ に崩壊し、内 2 つを検出し損なうイベントなどがバックグラウンドとなり得る。

これらのバックグラウンドを排除し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ event を選別する為に、運動力学的な条件を課す。適用される運動力学的 Cut は、バックグラウンドとなり得る $K_L \rightarrow 2\gamma$ や $K_L \rightarrow 2\pi^0$ の運動力学的な特徴を考慮し、CsI カロリメータでの 2γ の hit position や energy、およびそれらから再構成された Z_{vtx} と P_t の情報を用いて適用される。

以下に各運動力学 Cut の特徴について述べる。

- E_γ cut
CsI カロリメータに入射した γ のエネルギーは $100\text{MeV} < E_\gamma < 2000\text{MeV}$ とした。これにより、 K_L 崩壊由来以外の低エネルギーの γ 線の事象を排除することができる。
- Calorimeter fiducial cut
 γ 線の電磁シャワーの一部が CsI カロリメータの外に漏れ出てしまうのを防ぐため、カロリメータのビーム軸付近及び外周近くに入射した事象を使用しない。すなわち、 γ 線の CsI カロリメータにおける入射位置をビームホールの中心からの距離 r を $175\text{mm} < r < 850\text{mm}$ の間とした。
- vertex cut
再構成された π^0 の崩壊位置を $3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$ の間とする。
- P_t cut
 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ event は、 π^0 が高い P_t を持つ傾向がある。そこで、再構成された π^0 の横運動量 (P_t) を $130\text{MeV}/c < P_t < 250\text{MeV}/c$ とした。このカットにより $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ バックグラウンドなどを排除することができる。
- Collinearity angle cut
collinearity angle は CsI 平面上でビーム軸から二つの γ の各々の入射位置へと結んだ直線のなす角度である。 P_t カットと同様な効果を持ち、エネルギー測定を間違えても $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊に対して有効な幾何学的カットである。
collinearity angle は 150° 以下とした。
- $E-\theta$ cut
再構成された z から計算したそれぞれの γ 線の入射角度 θ とエネルギー E_γ に対して $E_\gamma \cdot \theta > 2.5$

であることを要求する。このカットにより、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊の 2 つの π^0 から生じる 4γ のうち異なる π^0 を親に持つ 2γ によるバックグラウンド (odd event) を落とす事が出来る。

- E-ratio cut
高いエネルギーの γ 線と低いエネルギーの γ 線のエネルギーの比が 0.2 以上であるとする。このカットにより、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ の odd event を落とす事が出来る。
- E-total cut
2 つの γ 線のエネルギーの合計 (すなわち π^0 のエネルギー) が 0.5GeV 以上であるとする。これにより、カロリメーターより下流で生成された π^0 による事象を排除することができる。
- γ distance cut
2 つのクラスターをきちんと区別するため、2 つの γ 線の距離を 300mm 以上とした
- P_t/P_z cut
再構成された π^0 の Z_{vtx} と P_t/P_z の二次元平面上に制限をつける。
このカットにより CV- η バックグラウンドを減らすことができる。

A.2 $K\pi^0 2$ と $K\pi^0 3$ の比較詳細

$K\pi 2$ と $K\pi 3$ のバックグラウンド数は、分岐比を考慮しない場合でも約 30 倍の違いがある ($K\pi 3$ がよりバックグラウンドとなり易い)。

本文中でも述べた通りこれは以下の要素の掛け合わせで説明される。

- 4γ および 6γ から 2γ を選び出す組み合わせの数による効果
CsI カロリメータに 2γ が入射する event 数が $K\pi 2$ と $K\pi 3$ で異なる。これは 4γ および 6γ から 2γ を選び出す組み合わせの数による効果と、2 体崩壊および 3 体崩壊による γ の持つ運動学的特徴の違いから説明される。
これらの効果で $K\pi 3/K\pi 2$ の event 比が 4.24 ある。
- 運動学的カットの効果の違い
2 体崩壊および 3 体崩壊による γ の持つ運動学的特徴の違いのため、CsI カロリメータに入射する 2γ の energy やその入射角などが異なる (図 A.1~A.4 参照)。このため CsI カロリメータでのクラスター情報から得られる運動学的カットの効き方にも違いを生じる (図 A.5 参照)。この効果によって、 $K\pi 3/K\pi 2 \sim 5.5$ の違いが生じる。
- Collimator で Extra γ が生成したシャワーによる veto 効果
Collimator の内壁に入射する Extra γ の数やその energy および入射角等の違いにより、Collimator で生成されるシャワーに違いが生じる。このため、Collimator のシャワーによる veto 効果が約 1.4 倍異なる。

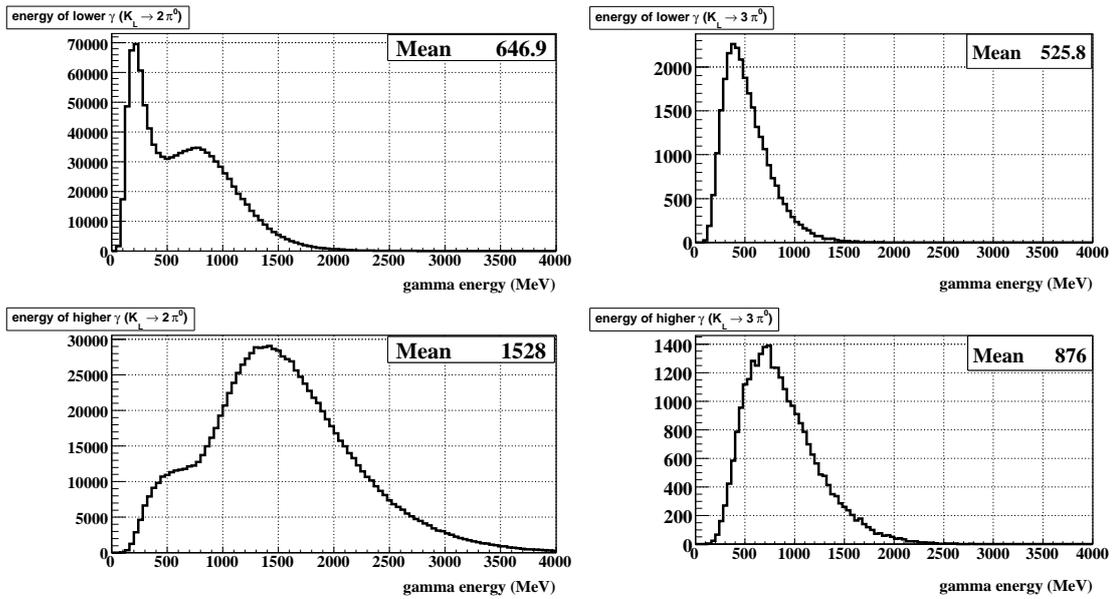


図 A.1: E_γ 分布 ($K\pi 2$) 上図 :lower γ , 下図 :higher γ (100MeV 以下、もしくは 2000MeV 以上の event は排除する) 図 A.2: E_γ 分布 ($K\pi 3$) 上図 :lower γ , 下図 :higher γ (100MeV 以下、もしくは 2000MeV 以上の event は排除する)

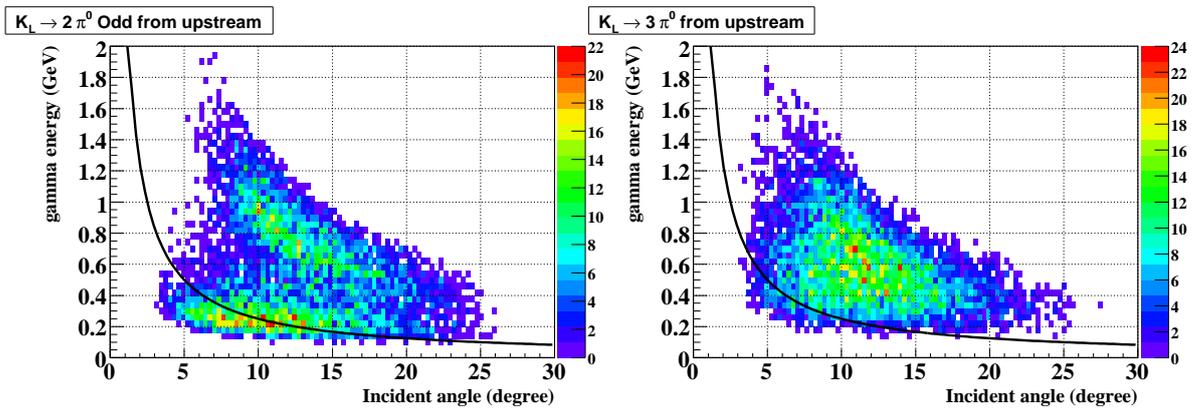


図 A.3: E_θ 分布 ($K\pi 2$) : 図中黒線より下の event は排除している 図 A.4: E_θ 分布 ($K\pi 3$): 図中黒線より下の event は排除している

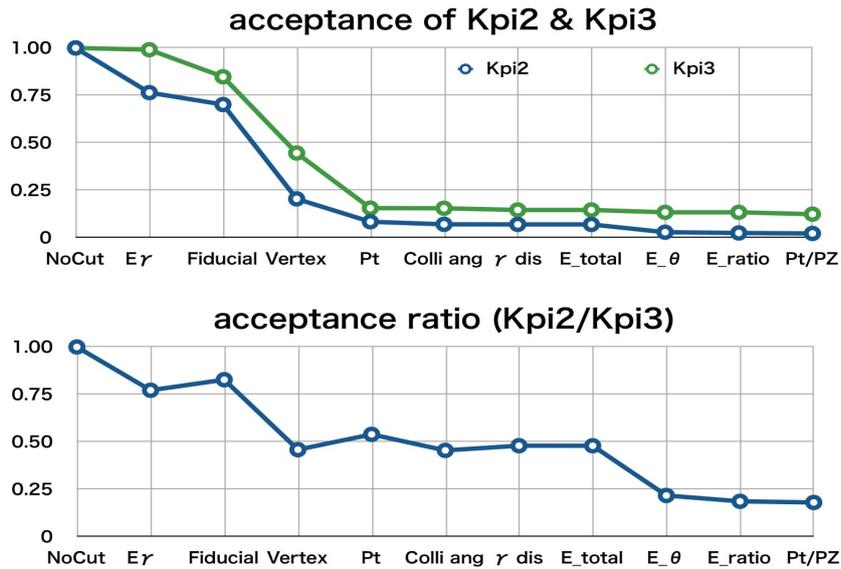


図 A.5: 各運動学的カットによる、 $K\pi 2$ と $K\pi 3$ の rejection の比較: 上 カットをすり抜けバックグラウンドとして残る event の割合, 下 上のグラフの $K\pi 3$ と $K\pi 2$ の比

A.3 WLS Fiber 減衰長測定実験

本実験における NCC の読み出しは、Front Barrel 前面の穴から外へ WLS Fiber を引き延ばして検出器外部の PMT で読み出す。

必要となる WLS Fiber の長さは 2 ~ 2.5m ほどである。この長さでは、伝搬する光の Fiber 内での減衰が無視できない。また、光の Fiber 内での減衰長は Fiber の種類によって異なる。

このため私は、候補となる WLS Fiber のそれぞれについて減衰長測定を行った。

以下でそのセットアップおよび実験結果について述べる。

A.3.1 減衰長測定セットアップ

減衰長測定は PMT を使用するため遮光が必要である。このため減衰長は暗箱の中で測定しなければならない。ただし実験室で使用可能な暗箱の size は 1m 程度であるのに対し、減衰長は約 3m にわたって測定する必要がある。

私は暗箱の中という限られた space においても測定可能な、減衰長測定システムを設計、製作した。

セットアップ概略

測定の基本的な仕組みを図 A.4.1 に示す。暗箱の横幅 50cm に対し、 $\phi 480\text{mm}$ の車輪が 2 つセットされている。測定対象の WLS Fiber は一方の端面に読み出し用の PMT を固定し、2 つの車輪にセットする。Fiber の途中には細く絞った紫外 LED の光が入射し、Fiber に吸収再発光させて端面の PMT で光量を測定する。2 つの車輪は stepping motor によって一定角度ずつ同期して回転して Fiber を巻

き取る事が可能で、LED 光が Fiber に入射する position を一定間隔ずらしながら光量を測定することが可能になる。

なお紫外 LED 自身の発光量は、Fiber に対して LED と反対側に設置した Monitor PMT で光量を Monitor する事ができる。PMT は、Fiber, Monitor とともに H3165(バイアルカリ光電面)を使用した。

Fiber の曲げ耐性について

本測定で用いた Fiber は 2.0mm 径の物である。使用した Fiber の製造元である Kuraray 社のカタログによると、曲げに弱い Non-S type の Fiber に大して、Bending Diameter 400mm 以上で使用する事が奨励されている。

本セットアップでの曲げ直径は 480mm とこの奨励値より十分大きくとり、曲げによる光量 loss を最小限に抑えている。また独自に Fiber の曲げ半径に対する耐久テストを行い、直径 400mm の際でも曲げによる loss が 1% 程度と十分小さい事を確認している。

紫外 LED

測定対象の WLS Fiber は紫外領域に吸収を持つため、使用する LED も紫外発光の物を使用した。実際用いた LED は日亜化学工業株式会社製の peak 波長 375nm の LED と、韓国ソウルオプトデバイス社製の peak 波長 280nm の深紫外 LED の 2 つである。

CsI 発光 peak である 315nm により近い 310nm に発光 peak を持つ LED もソウルオプトデバイス社から市販されているが、納期が今回の測定には間に合わなかったため使用されていない。

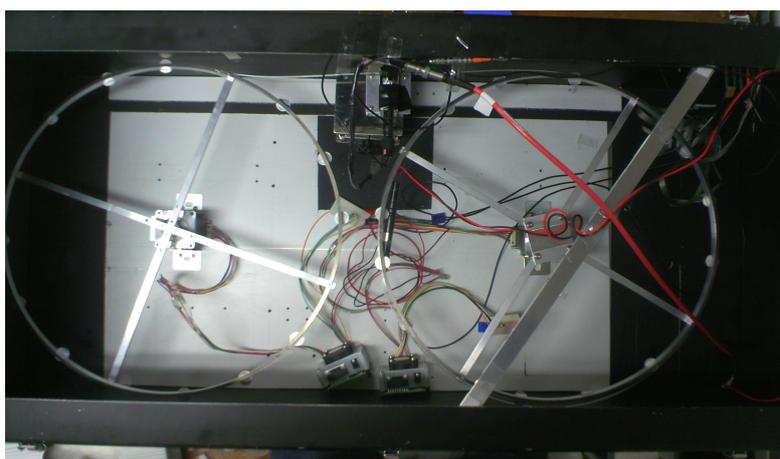


図 A.6: 減衰長測定セットアップ写真

A.4 WLS Fiber 減衰長測定実験

本実験における NCC の読み出しは、Front Barrel 前面の穴から外へ WLS Fiber を引き延ばして検出器外部の PMT で読み出す。

必要となる WLS Fiber の長さは 2 ~ 2.5m ほどである。この長さでは、伝搬する光の Fiber 内での減衰が無視できない。また、光の Fiber 内での減衰長は Fiber の種類によって異なる。

このため私は、候補となる WLS Fiber のそれぞれについて減衰長測定を行った。

以下でそのセットアップおよび実験結果について述べる。

A.4.1 減衰長測定セットアップ

減衰長測定は PMT を使用するため遮光が必要である。このため減衰長は暗箱の中で測定しなければならない。ただし実験室で使用可能な暗箱の size は 1m 程度であるのに対し、減衰長は約 3m にわたって測定する必要がある。

私は暗箱の中という限られた space においても測定可能な、減衰長測定システムを設計、製作した。

セットアップ概略

測定の基本的な仕組みを図 A.4.1 に示す。暗箱の横幅 50cm に対し、 $\phi 480\text{mm}$ の車輪が 2 つセットされている。測定対象の WLS Fiber は一方の端面に読み出し用の PMT を固定し、2 つの車輪にセットする。Fiber の途中には細く絞った紫外 LED の光が入射し、Fiber に吸収再発光させて端面の PMT で光量を測定する。2 つの車輪は stepping motor によって一定角度ずつ同期して回転して Fiber を巻き取る事が可能で、LED 光が Fiber に入射する position を一定間隔ずらしながら光量を測定することが可能になる。

なお紫外 LED 自身の発光量は、Fiber に対して LED と反対側に設置した Monitor PMT で光量を Monitor する事ができる。PMT は、Fiber, Monitor とともに H3165(バイアルカリ光電面)を使用した。

Fiber の曲げ耐性について

本測定で用いた Fiber は 2.0mm 径の物である。使用した Fiber の製造元である Kuraray 社のカタログによると、曲げに弱い Non-S type の Fiber に大して、Bending Diameter 400mm 以上で使用する事が奨励されている。

本セットアップでの曲げ直径は 480mm とこの奨励値より十分大きくとり、曲げによる光量 loss を最小限に抑えている。また独自に Fiber の曲げ半径に対する耐久テストを行い、直径 400mm の際でも曲げによる loss が 1% 程度と十分小さい事を確認している。

紫外 LED

測定対象の WLS Fiber は紫外領域に吸収を持つため、使用する LED も紫外発光の物を使用した。

実際用いた LED は日亜化学工業株式会社製の peak 波長 375nm の LED と、韓国ソウルオプトデバイス社製の peak 波長 280nm の深紫外 LED の 2 つである。

CsI 発光 peak である 315nm より近い 310nm に発光 peak を持つ LED もソウルオプトデバイス社から市販されているが、納期が今回の測定には間に合わなかったため使用されていない。

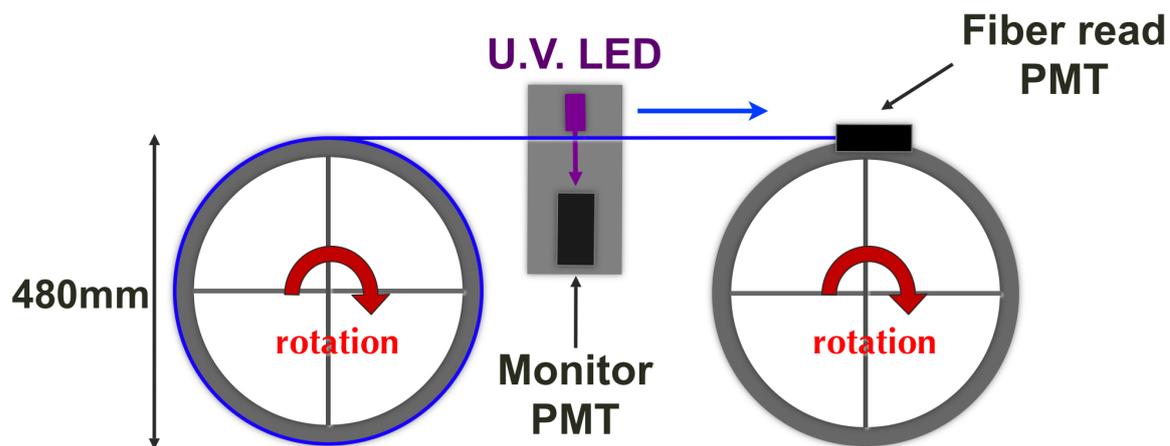


図 A.7: 減衰長測定の仕事

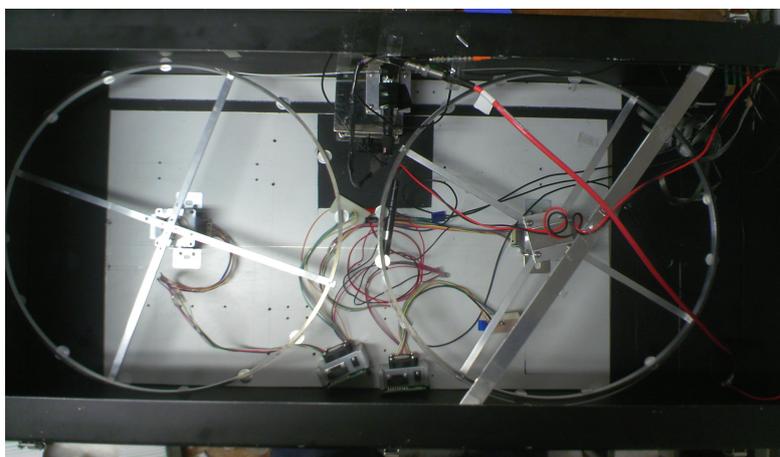


図 A.8: 減衰長測定セットアップ写真

A.4.2 測定結果

以下に測定結果を示す。

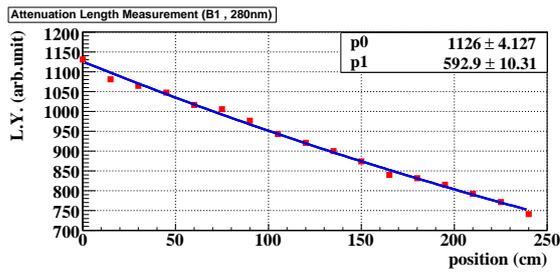


図 A.9: B1 減衰長 (280nm)

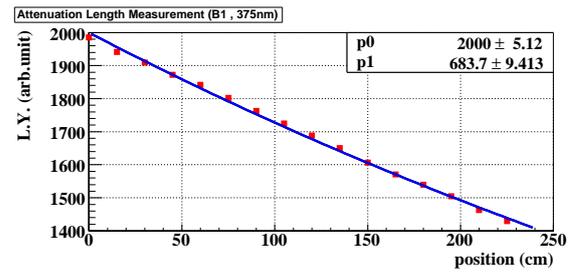


図 A.10: B1 減衰長 (375nm)

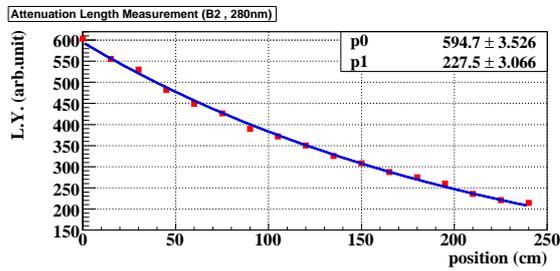


図 A.11: B2 減衰長 (280nm)

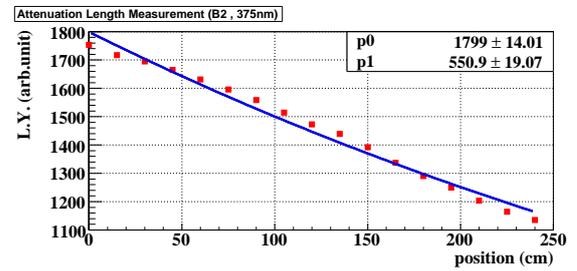


図 A.12: B2 減衰長 (375nm)

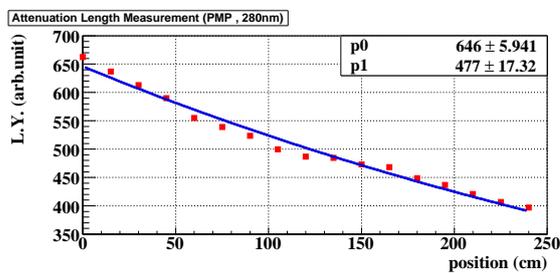


図 A.13: PMP 減衰長 (280nm)

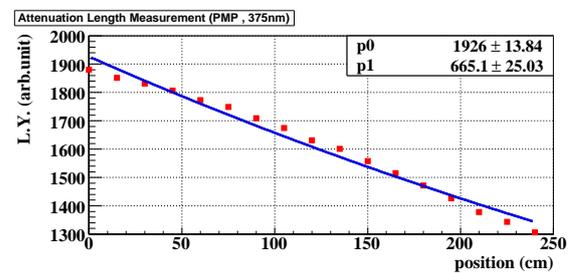


図 A.14: PMP 減衰長 (375nm)

WLS Fiber	280nm	375nm
B1	592.9±10.3	683.7±9.4
B2	227.5±3.1	550.9±19.1
PMP	477.0±17.3	665.1±25.0

表 A.1: 各 WLS Fiber の減衰長測定値 (cm)

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々に支えていただきました。ここにお世話になった方々への感謝の気持ちを述べたいと思います。

まず笹尾登教授には、このような貴重な研究の機会を与えて頂き、心から感謝いたしております。また毎週の meeting においては鋭いご指摘を賜り、研究において重要な指針となりました。笹尾登教授の普段からの物理に対する真摯な姿勢は、私の目指す研究者としての理想でもあります。是非これからもご指導ご鞭撻賜りたいと思います。

南條創助教と、昨年 KEK に移動された野村正准教授には常日頃から研究についての些細な事柄についても相談に乗って頂きました。お二人の、常に的確なアドバイスがあったからこそ、本研究を進められたのだと思います。また本論文を執筆するにあたっては、南條創助教にはいつも夜遅くまでつきあって頂きました。また野村正准教授には、メールで数々のアドバイスを頂き、また大変丁寧な原稿の添削をしていただきました。お二人のお力添えが無ければ、本論文は完成しなかったことでしょう。心から感謝いたします。

また、森井さん、塩見さん、白杵さん、増田君、前田君、内藤君といった京都 Kaon Group の学生の皆様には普段からいろいろな面でお世話になりました。ありがとうございました。

またその他にも、 K^0TO 実験の毎月の meeting においては、大阪大学の山中卓教授、山形大学の田島靖久助手、佐賀大学の鈴木史郎教授、KEK の小松原健准教授、Lim Geiyoub 准教授など他大学の多くのスタッフの方々に貴重なご意見を頂きました。本当に感謝しております。

特に田島靖久助手には、東北大核理研でのチームテストや本論文執筆直前におこなった KEK での測定などで大変お世話になりました。ありがとう御座いました。

最後に、常に私を温かく見守ってくださった両親と妹、そして常に傍らで見守ってくれた最愛の人に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] W.-M. Yao, *et al.* [Particle Data Group], *Journal of Physics G* **33**, 1 (2006).
- [2] J. K. Ahn *et al.* [E391a Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **100**, 201802 (2008) [arXiv:0712.4164 [hep-ex]].
- [3] 中島康博, 修士論文, 京都大学 (2006).
- [4] , 塩見公志, 修士論文, 京都大学 (2008).
- [5] 佐藤和史, 修士論文, 大阪大学 (2008).
- [6] J. Allison *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 270 (2006).