電磁シャワー検出器への実用化に向けた CeF_3 結晶の基本性能の研究

山形大学 クォーク核物性研究室
千葉 竜一

平成１３年２月９日

目 次

第 1 章　序論 **3**
1.1 KEK E391a 実験 . . . 3
1.1.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 分岐比測定の意義 . . . 3
1.1.2 E391a 実験概要 . . . 4
1.1.3 バックグラウンドについて . . . 5
1.2 研究の目的 . . . 6

第 2 章　フッ化セリウム結晶の基本的特性 **8**
2.1 フッ化セリウム結晶の一般的性質 . . . 8
2.2 無機シンチレータ . . . 10
2.3 CeF_3 結晶の発光機構 . . . 12
2.4 現在のフッ化セリウム製作状況 . . . 13

第 3 章　耐放射線特性 **15**
3.1 実験目的 . . . 15
3.2 都立大で行われた実験の概要 . . . 15
3.3 透過率測定 . . . 18
3.4 考察 . . . 22

第 4 章　単一光子測定法による蛍光寿命測定 **23**
4.1 目的 . . . 23
4.2 実験に用いた結晶の特徴 . . . 23
4.3 実験方法 . . . 24
4.4 実験装置のセットアップ . . . 25
4.5 回路 . . . 26
4.6 測定、解析 . . . 30
4.6.1 データの評価法 . . . 30
4.6.2 2 成分 $(l = 2)$ によるフィッティング . . . 30
4.6.3 3 成分 $(l = 3)$ の時のフィッティングと各成分の割合 . . . 32
4.6.4 フィルターによる波長の選別 . . . 33
4.7 考察 . . . 37

第 5 章　ビームテスト **39**
5.1　目的 39
5.2　セットアップ 39
5.2.1　ビームライン 39
5.2.2　フッ化セリウムシンチレーターのセッティング 41
5.2.3　回路 43
5.2.4　Data taking system(DAQ) 46
5.3　解析 46
5.3.1　ビームを用いた光電子増倍管のキャリブレーション 46
5.3.2　光電子増倍管の Gain 測定 49
5.3.3　電子ビームを入射した Run の解析 53
5.4　検出器としての評価 61

第 6 章　まとめ **62**
6.1　耐放射線特性 62
6.2　単一光子測定法による蛍光寿命測定 62
6.3　ビームテスト 62
6.4　今後の課題 63

付 録 A 実験に用いた光電子増倍管 **64**
A.1　蛍光寿命測定実験に用いた光電子増倍管 64
A.2　KEK-T466 実験で用いた光電子増倍管 64

付 録 B 光学フィルタ **67**

謝辞 **72**

第1章　序論

1.1　KEK E391a 実験

現在、つくばにある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、12GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を用いた「$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比測定 (KEK-PS E391a)」が計画され、2003 年の実験開始を目指しその準備が行われている。この実験の目的は K_L^0 粒子を生成し、その粒子の $\pi^0\nu\overline{\nu}$ という非常に希な崩壊の分岐比を測定するものである。ただし、K_L^0 の別の崩壊モードによるバックグラウンドを十分に精度よく識別することが重要である。

1.1.1　$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 分岐比測定の意義

$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ という希崩壊は、直接的に CP 不変性を破る過程である。始状態の K_L^0 は $CP = -1$ であり、終状態の $\pi^0\nu\overline{\nu}$ 系を π^0 と $\nu\overline{\nu}$ 系に分けて考えると、π^0 は $CP = -1$、$\nu\overline{\nu}$ 系は $CP = +1$ となる。$\nu\overline{\nu}$ 系と π^0 間の相対角運動量は l は、K_L^0 のスピンが 0 であるため、$l = 1$ となる。したがって $\pi^0\nu\overline{\nu}$ 系では、$CP = (+1)(-1)(-1)^{l=1} = +1$ となる。ゆえに $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ は、CP 不変性を破る過程となっている。

また、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊は、クォークの flavor は変わるが電荷が変化しない中性カレント現象であり、標準理論における一次の電弱相互作用では GIM 機構[1][1] によって禁止されている。しかし高次の弱い相互作用では、図 1.1 のような Feynman Diagram を通して起こる。

これらの過程で起きる $K_L^0 \to \pi\nu\overline{\nu}$ の分岐比は次のようになる。

$$B(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) = 6k_1(Im(V_{td}V_{ts}^*))^2X^2(x_t)$$

ここで、V_{ij} は CKM 行列 [2, 3] [2]の要素であり、

$$k_1 = \frac{\tau(K_L)}{\tau(K^+)}B(K^+ \to \pi^0e^+\nu_e)\frac{\alpha^2}{V_{us}^2 4\pi^2 \sin^4\theta_W} \simeq 1.22 \cdot 10^4$$

である。また m_t を top quark の質量、M_W を W boson の質量とすると、$X(x_t)$ は $x_t = (m_t/M_W)^2$ の関数で

$$X(x_t) = \frac{x_t}{8}\left(\frac{x_t+2}{x_t-1} + \frac{3x_t-6}{(x_t-1)^2}\ln x_t\right)$$

[1] Glashow-Iliopoulos-Maiani 機構
[2] Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 行列

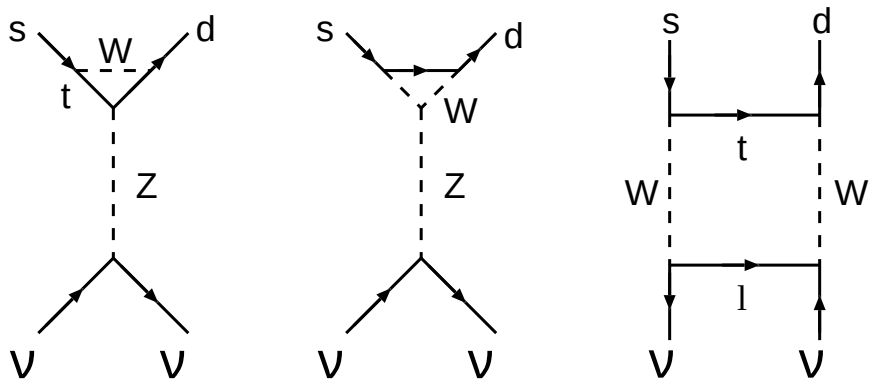


図 1.1: Diagram of $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$

と表される [4]。CKM 行列の Wolfenstein parameterization[5]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

を用いて分岐比を表すと、

$$\begin{aligned} B(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) &= 1.94 \cdot 10^{-10}\eta^2 A^4 X^2(x_t) \\ &\simeq 8.2 \cdot 10^{-10}\eta^2 A^4 x_t^{1.18} \qquad (m_t \sim 150 GeV/c^2) \end{aligned}$$

となる。ただし、

$$A \sim 1,$$
$$\lambda \sim 0.2,$$

である。$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 実験でその分岐比を測定することにより、逆に CP の破れの程度を表すパラメータ η を求めることができる。したがって、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の希崩壊を探索することは有意義であるといえる。

1.1.2　E391a 実験概要

運動量 12.9GeV/c に加速された陽子は EP2 ビームラインを通り、白金ターゲットに衝突、その時に陽子ビームの方向から 4^o の角度で発生した 2 次粒子は、東カウンターホールに 2000 年 3 月に建設された K0 ビームラインへと通される。K0 ビームラインは長さ 10m からなり、主にタングス

テン製の 5 段階のコリメーター部 6m と、荷電粒子を取り除くための二つの双極子マグネットからなっており、約 2GeV/c の運動量を持つ K^0 ビームを取り出すことができる。コリメーターを通って取り出される K^0 ビームは円錐状になり、その頂角の半分は $2\mathrm{mm}\cdot\mathrm{radian}$ にコリメートされ、図 1.1.2 で示される Detector 内部に導かれる。

この円筒形の Detector は K_L^0 の崩壊領域を覆う Barrel と、ビームの下流にある End-cap からなっている。この End-cap には無機シンチレーター (ビーム中心部には CeF_3、それ以外の範囲は CsI) が設置してある。K_L^0 がビームライン上で $\pi^0\nu\overline{\nu}$ に崩壊したとする。この π^0 は飛行距離が短く、直ちに 2γ へと崩壊する。この 2γ を End-cap の無機シンチレーターによりエネルギーと位置を測定する。この 2 γ を復元し π^0 の質量になることを要求すると、無機シンチレーターで End-cap から得られた値から π^0 のビーム軸上での崩壊位置が求められる。それに続いて γ の運動量ベクトル、π^0 の運動量ベクトルが計算できる。K_L^0 の崩壊領域内での領域であることと π^0 の運動量のビームの方向に垂直な成分 P_T 制限を加え、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の識別を行うことになっている。

1.1.3　バックグラウンドについて

1.1.2 の方法で測定を行うには、2γ が $\pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の π^0 の崩壊によるものか否かの十分な識別が必要となる。なぜならば K_L^0 の $\pi^0\nu\overline{\nu}$ 以外の崩壊モードは以下のような π^0 や γ といった中性粒子による崩壊モードがあるためである。それらには次のようなものがある。

$$K_L^0 \to \gamma\gamma(\mathrm{B.R.} = (5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4})$$
$$K_L^0 \to \pi^0\pi^0(\mathrm{B.R.} = (9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4})$$
$$K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0(\mathrm{B.R.} = (2.112 \pm 0.027) \times 10^{-1})$$

上で述べた崩壊で、Back ground イベントで生じる粒子が三個以上の場合[3]は、End-cap 部以外のカウンタにシグナルがないことを要求することにより、ほぼ取り除くことができる。また、$K_L^0 \to \gamma\gamma$ では、End-cap 部に二つの γ が入射し、他のシグナルがないようなイベントになりうるが、main の検出器で検出された 2γ を reconstruct して π^0 の質量になったとしても、その粒子のビームに対して垂直な成分の運動量 P_T に selection cut をかけることで、ほぼ取り除くことができる。P_T による selection cut はまた、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ や $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ の崩壊にも有効である。これらの崩壊と $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ を判別するためには、以下のような要求が必要となる。

1. End-cap 部に 100MeV 以上の γ のシグナルがある。

2. $P_T > 120MeV/c$ などといった力学的要求

標準理論で推定される $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比は 3×10^{-11} 程度 [6, 7](現時点で測定されている分岐比の上限値は、5.9×10^{-7} である [8]。) で、他の崩壊モードと比べ非常にイベントが少ないことが予想される。E391a 実験では崩壊モードの十分な識別ができることが非常に重要なこととなっている。このような理由から、すべての K_L^0 による崩壊を Detector で捕らえる必要があり、K_L^0 の崩壊

[3] $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ と $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ を指す。

領域を覆いつくす大型の円筒型検出器が採用され、各カウンター類は十分によい効率で粒子の検出ができなければならない。

Back ground を除くために必要な検出器の性能を以下に示す。

1. End-cap 部のエネルギー分解能は $\Delta E/E = (\frac{0.004}{\sqrt{E[GeV]}} + 0.005)$、位置分解能は $\frac{2.5}{\sqrt{E[GeV]}}$ を達成しなければならない。

2. Barrel 部の γ に対する inefficiency は 10^{-4} 程度に押さえなければならない。

1.2　研究の目的

高エネルギー γ 線および電子用のカロリメーターは、高エネルギー物理学実験で γ 線のエネルギー測定、電子とハドロンの分別に有用であり、必要不可欠な測定器となっている。高エネルギーの電子線や γ 線を検出する実験では、鉛とプラスチックシンチレーターを積層したサンドイッチカロリメーターや鉛ガラスが良く用いられるが、前者は鉛中に落としたエネルギーを検出することができず、その統計的なふらつきにより良いエネルギー分解能を得ることができない。また、後者はチェレンコフ光をとらえるが、発光量が少ないため、やはり良いエネルギー分解能を得ることができない。最近の高エネルギー物理学実験ではより希な崩壊を扱うようになり、均質で発光量の多い結晶シンチレーターを使用し、大強度のビームを用い、非常に High rate な環境で実験を行うようになってきた。そのため高密度で radiation length が短く、蛍光発光時間の短いシンチレーターが望まれるようになった。さらに実験規模も大きくなると大量に結晶が必要になり、コスト的により安価な結晶が必要とされている。

フッ化セリウム結晶の開発は、このような背景から 1980 年代後半あたりから CERN の Crystal Clear Collaboration や他研究所など世界各地で進められてきた。1 インチ程度の立方体は比較的容易に製作ができるが、検出器として使えるほどの大きさの結晶を製作することは非常に困難であった。

E391a グループでも、新しい結晶シンチレータを組み上げるため、大きいフッ化セリウム結晶の研究開発を行っている。最近結晶の大型化に成功したが、大きい結晶のフッ化セリウムはまだ高エネルギー実験で用いられた実績は全くないため、その量産タイプである結晶の基本性能を調べる必要がある。

本論文ではこの試作された大きい結晶を、電子やハドロンの高エネルギー粒子線に当て、シンチレーターとしての性能を評価する。また、フッ化セリウムの蛍光寿命時間の測定や耐放射線性といった基本的性質を測定し、この大きいフッ化セリウム結晶が E391a 実験に耐えうるかどうかの総合的な評価を行い、その結果を述べる。

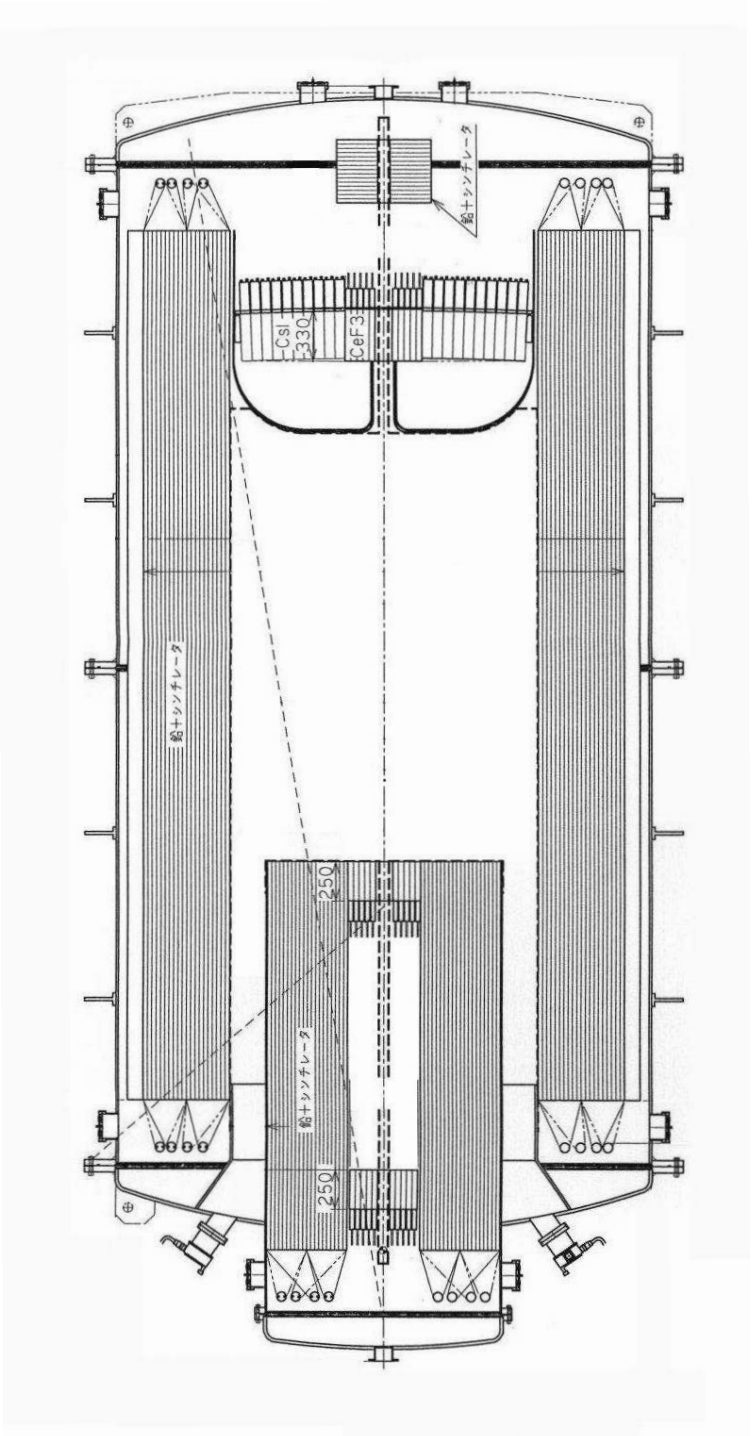


図 1.2: KEK E391a 実験に使用する検出器

第2章　フッ化セリウム結晶の基本的特性

2.1　フッ化セリウム結晶の一般的性質

無機シンチレーターであるフッ化セリウムは、10 年ほど前からさかんに研究が行われるようになっており、CERN や KEK などから、結晶の性質が報告されている。望まれている主な結晶の用途は、PET[1]などの医療用途や高エネルギー物理学実験用の検出器などである。

まず、フッ化セリウム結晶の特徴を表 2.1 に、室温での発光スペクトルと透過率を図 2.1 示す [9]。

フッ化セリウムは、密度が高く、放射長 (Radiation length) が短い。放射長とは γ 線が物質内でシャワーに変換される目安となる長さで、通常 X_0 で表される。物質の密度を d、原子番号を Z とすると、X_0 は

$$X_0 \propto \frac{1}{d \cdot Z(Z+1)}$$

という比例関係式で表される。フッ化セリウムは Z 値[2]の 2 乗和が大きくないのだが、密度が高いため放射長が短くなっているのである。この性質から粒子が入射したとき、相互作用によって起こる電磁シャワーの横の広がりも小さくなり、モリエル半径[3] も小さくなっている。そのため検出器のサイズを小さくすることができる。大強度のビームを用い、希な現象を探し出す最近の高エネルギー物理学実験では、粒子の空間的な密度が高い。このような環境の中での測定でフッ化セリウムは望まれる性質を持っているといえる。

シンチレーターの性能として、まず重要なのは発光波長であるが、この波長に感度のある光電子増倍管はそれほど高価なものではないので特に扱いにくい結晶ではない。発光量、発光時間、光量

発光量 (NaI を 100%)	4-5	モリエル半径 (cm)	2.8
発光時間 (ns)	5_{fast},30_{slow}	屈折率	1.68
発光波長 (nm)	310_{fast},340_{slow}	潮解性	なし
光量の温度依存性 (%/℃)	0.05	圧縮強度 ($\mathrm{dyn/cm^2}$)	3.1×10^9
密度 (g/cm^3)	6.16	ヤング率 ($\mathrm{dyn/cm^2}$)	1.1×10^{12}
放射長 (cm)	1.7	熱膨張率 (/℃)	1.3×10^{-5}

表 2.1: フッ化セリウム結晶のシンチレーターとしての性能

[1] Positron Emission Tomography。
[2] 原子核の荷電量
[3] 入射エネルギーの 90%以上が含まれる円筒の半径。

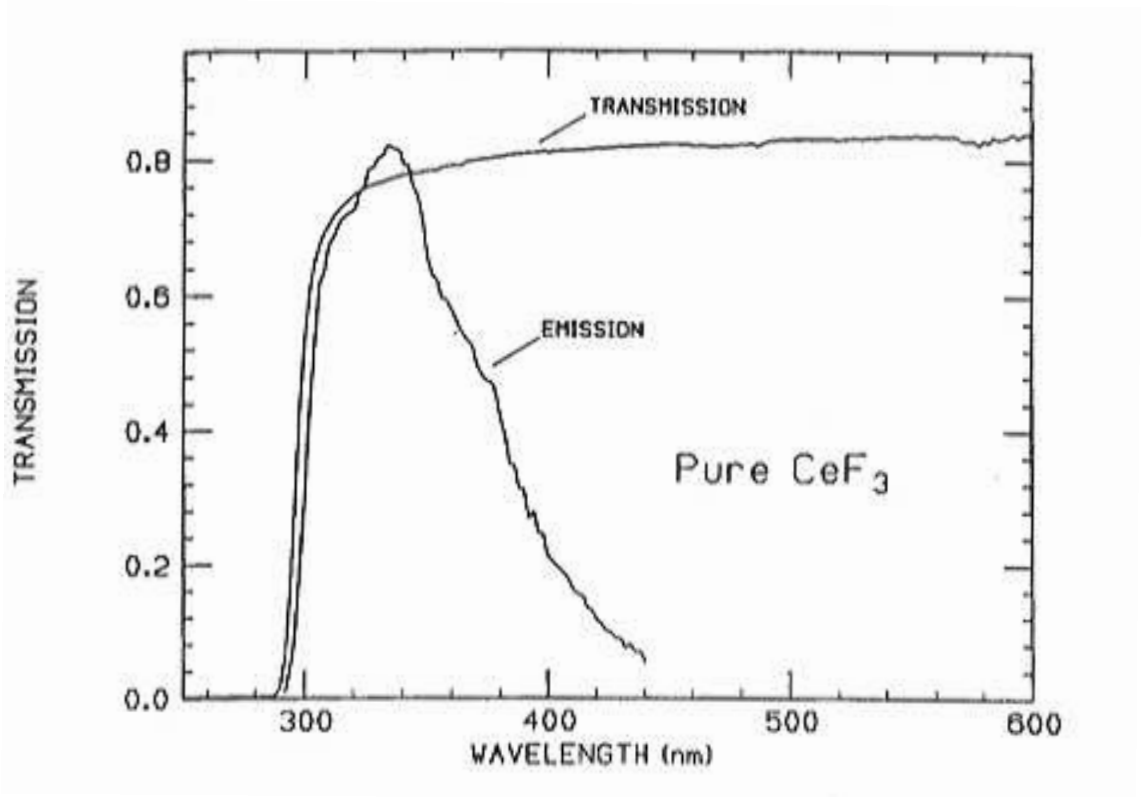


図 2.1: 室温時の発光スペクトルと透過率。横軸は波長 (nm)。縦軸は透過率 (%)、または発光強度。

の温度依存性なども、優れた特性を持っている。特に発光時間に遅い成分が含まれていないことは、高い放射線計数率での環境下での使用に向いているということである。

光量の温度依存性、屈折率も比較的小さく、ガラス (約 1.5) 等に近いため、光電子増倍管による光の読み出しが容易になっている。また、代表的な無機シンチレーターである NaI、CsI などのアルカリハライド結晶などによく見られる潮解性はフッ化セリウムにはない。さらに圧縮強度、ヤング率、熱膨張率が通常の貴金属に近い。特に熱膨張率がアルミ (2.313×10^{-5}/℃) や鉄 (1.18×10^{-5}/℃) に近いことは、カロリメーターとして検出器を組み立てるときに大きな長所となる。大量に結晶を使用する高エネルギー実験では取り扱いが容易なことが肝心であり、これを満たすフッ化セリウムは非常に優れた科学的性質を持っている。

2.2　無機シンチレータ

物質中で発生するシンチレーション光で、電離性放射線を検出する検出器をシンチレーション検出器というが、その物質として主に無機結晶が用いられている。無機結晶は原子番号が大きく、密度が大きいため γ 線の検出に優ている。有機シンチレーターと比べるとシンチレーション光の収量が大きいが、ほとんどの結晶は応答時間が長い。理想的な無機シンチレーション検出器の要素を挙げると以下のようなものがある [11][13]。

1. 荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で検出可能な光に変換すること。
2. 1. の変換が直線的に行われること。広範囲にわたって光の収量が付加エネルギーに比例すること。
3. 発生する光の波長に対して透明であること。
4. 誘起したルミネッセンスの減衰時間が短く、高速のパルスを発生すること。
5. 実際の検出器として使用するのに十分な大きさの結晶が製作できること。
6. シンチレーション光を光電子増倍管で効率良く検出するため、シンチレーション光の屈折率がガラスの値 (約 1.5) に近いこと。

これらの条件のすべてを満足させるような物質はないので、実際に検出器として使用する際に上記の条件と他の因子を妥協させることになる。

現在、もっとも広く用いられているシンチレーターは、無機結晶では NaI などのアルカリハライド結晶などである。最近の高エネルギー物理学実験分野においては CsI(pure) がよく使われているようである。基本的に無機結晶は成分中の Z の値が大きく、密度も高いため γ 線の検出用として優れている。代表的な無機シンチレーターを表 2.2 に示す [10][12]。

	CeF_3	BaF_2	BGO	CsF	CsI(pure)	PWO	NaI(Tl)	GSO
密度 (g/cm^3)	6.16	4.9	7.13	4.64	4.53	8.2	3.67	6.71
Radiation length(cm)	1.7	2.1	1.1	2.0	1.86	0.92	2.6	
Dacay time(ns)								
short	∼5	0.6	300	2.8	∼10,36	10	230	60
long	30	620		4.4	>1000	40	150[ms]	
Emission peak(nm)								
short	310	220	480	390	300	430	415	430
long	340	310			>400			
反射率	1.68	1.56	2.15	1.48	1.8	2.2	1.85	1.9
Light yield								
NaI(Tl) を 100	4-5	5	7-10	6	3.7	0.26	100	20
とした場合		16						
Radiation								
hardness(rad)	10^{6-7}	10^{6-7}	10^{4-5}		10^{4-5}		10^3	$>10^8$
潮解性	なし	少し	なし	非常に	少し	なし	あり	なし
問題点		quartz	slow	cost	UV-glass	発光量が	slow	cost
		PMT			PMT	少ない		
		slow comp			slow comp			

表 2.2: シンチレーション光を発する無機結晶

2.3　CeF_3 結晶の発光機構

CeF_3 結晶は、原子番号 57∼71 のランタノイド (希土類) の Ce を含んだ結晶である。主な発光機構は、5d $\rightarrow$ 4f の電子軌道のエネルギー準位間の電子遷移による発光が特徴的である。

純粋結晶の発光過程は主に自由励起子の崩壊による蛍光や、格子欠陥、空格子などによる色中心[4]からの発光などがある。実際にはこれらは温度や共存する不純物によって失活されやすく、光の強度が弱くなる。このため、安定で再現性のある光を放出するには、刺激エネルギーを発光エネルギーに効率良く転換するための仲介役として発光中心が必要になる。フッ化セリウム結晶で発光中心となるものは Ce^{3+} イオンで、光や γ 線等により励起され生成された電子—正孔対を効率良く再結合することによって光を発する。または発光中心が自由励起子を束縛することによって自己束縛励起子 (STE) をつくり、この再結合により光を発する。

フッ化セリウムの主要な発光機構を図 2.2 に示す。図中の (1)、(2) の過程は、結晶に光を照射した結果生成される電子や正孔、または励起子などによって励起された Ce^{3+} イオンの遷移による発光である。(3) の過程は、このエネルギー準位間で励起子が遷移するときの発光である [11][16]。

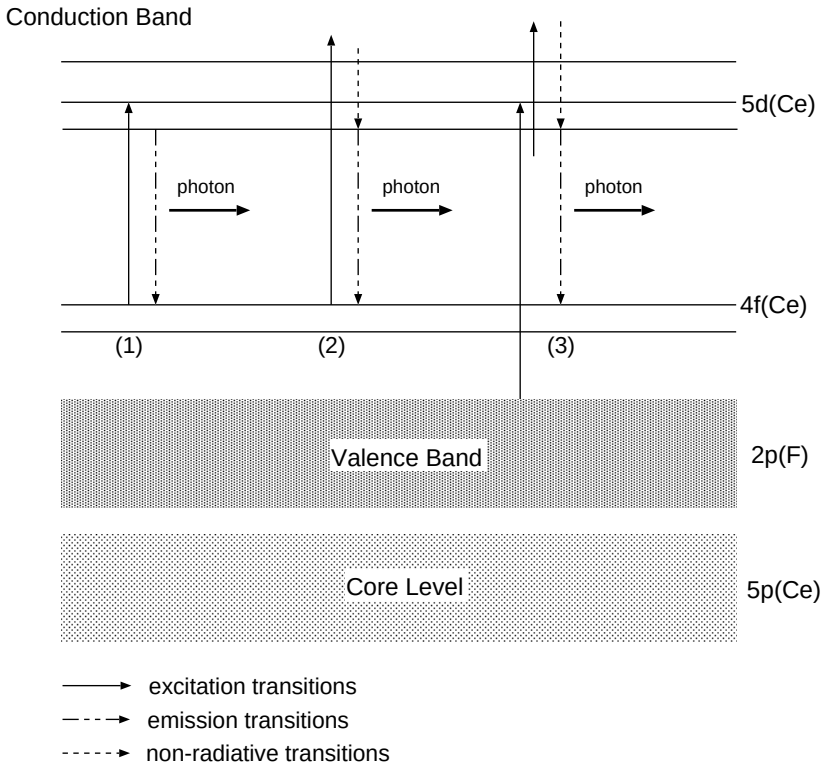


図 2.2: CeF_3 結晶のエネルギー対での電子遷移

[4] V_k、F などがある。V_k は正イオンの空格子点が捕らえられたときにできる色中心。F は負イオンの空格子点に電子が捕らえられてできる色中心である。

2.4　現在のフッ化セリウム製作状況

1990 年以降、1 インチ立方程度のサイズのフッ化セリウムは容易に作られるようになったが、長さが 10 倍、容積で 100 倍程度の大型結晶の製作は、非常に困難なこととなっている。KEK-E391a collaboration では、結晶を大型化し、実用化するにあたって 2 つの障害があることがわかってきている。その二つとは

- 熱膨張係数に異方性がある
- 大型結晶は小型の結晶に比べると性能が悪い

というものである。フッ化セリウム結晶は六方晶系の単純立方格子で構成され、各結晶面に対する異方性を図 2.3 に示す。No.1 は結晶面 (004)、No.2 は No1、No.2 に垂直な方向、No.3 は結晶面 (300) であり、横軸は横軸は温度、縦軸は熱膨張係数 (熱膨張率) である。

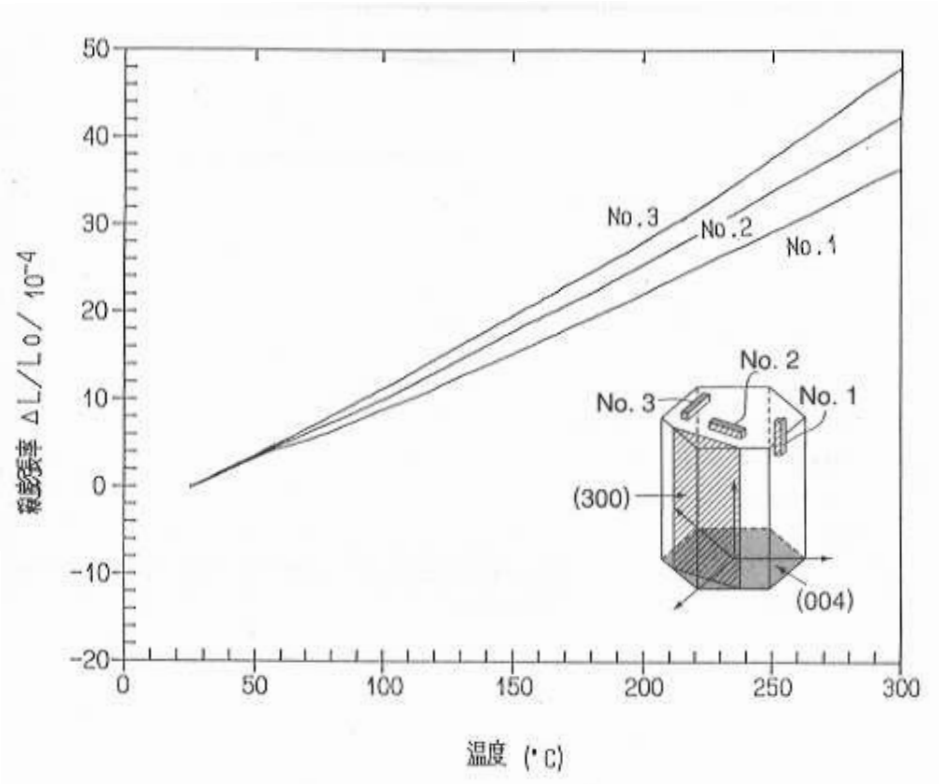


図 2.3: 各結晶面の熱膨張率の違い

線膨張率にして No1 と No3 では約 13%の違いが見られている。この異方性のため、育成された結晶が多結晶の場合、結晶を冷却していく際に割れてしまう。結晶が割れてしまうのを防ぐためには完全な単結晶を注意深く育成しなければならない。

KEK E391a グループと応用光研工業株式会社では、現在共同でフッ化セリウムを大量かつ安価に製作できる製法として、ブリッジマン法[5](引き下げ法) を守りながら、効率よく単結晶を製作する研究開発を行っている。種結晶の長さ、炉内の温度分布、引き下げ速度 (結晶成長速度)、雰囲気を変化させるなどの最適化を行うことで、直径 2 インチ、長さ３０センチという結晶の製作に最近成功している。この製法に用いるるつぼは図 2.4 に示されるように、同時に 7 本の結晶を引き上げることができる構造をしており、特許を取得した。るつぼの先が非常に細くなっており、フッ化セリウムの単結晶をきれいに育成することのできる独特の温度勾配を作り出す構造となっている。

図 2.4: KEK と OKEN によって開発されたるつぼ

しかし、引き下げ前半に比べ、後半の結晶は例を挙げれば透過率の悪化がみられる。CERN の Crystal clear collaboration でも KEK E391a グループにおいても同じ結果が得られている。この理由の一つとしては不純物の混入によるものであると Crystal Clear Collaboration は報告しているが、E391a グループではこれ以外にフッ化セリウムが高温の状態で不安定であるためであると考えている。結晶の大きなものと小さなものでは、結晶の成長時間、つまりフッ化セリウムが高温で滞在する時間が違うため、フッ化セリウムが高温で不安定ならば、引き下げ後半での劣化の原因となりうるからである。長い時間高温にさらされているるつぼの上部が、熱の影響を受けやすいからである [10]。

現在のフッ化セリウム単結晶の製造については、大型化は可能になったが、均一性にまだばらつきがある。しかし、結晶の製造を進めていくうちに品質は徐々にではあるが向上しており、無機シンチレーターとして十分な性能を持つ結晶はもう少しで手のとどくところまで来ている。

[5]正しくは Bridgeman-stockberger 法という。

第3章　耐放射線特性

3.1　実験目的

ここでは、フッ化セリウム結晶を東京都立大のガンマセルを用い、10^6rad までの放射線を当て、その透過率の劣化を検証した。

表 2.2 にあるように無機結晶は基本的に耐放射線性に優れており、フッ化セリウムもこの部類に含まれる。表 3.1 にまとめなおした。KEK E391a 実験では大型検出器の中心部分に用いられることが望まれており、中心部分では放射線計数率が非常に高い。フッ化セリウムは検出器として使用できるほどの大きさの結晶を製作することが難しく、放射線計数率の高い環境下で用いられたことはない。KEK E391a グループが製造を行っているフッ化セリウム結晶が耐放射線に優れているかどうかは未知である。

ここでは、E391a グループが製作した大型のフッ化セリウム結晶を小さく切り出し、結晶の上下、原材料の違いで、結晶の耐放射線性の違いを透過率で評価することを目的としている。

CeF_3	CsI(pure)	BaF_2	BGO	NaI(Tl)
10^{6-7}	10^{4-5}	10^{6-7}	10^{4-5}	10^3

表 3.1: 耐放射線性。単位は rad である。

3.2　都立大で行われた実験の概要

2000 年 5 月東京都立大学理学部にて、10^6rad までの放射線を当てたときの透過率の測定を行った。都立大学は図 3.1 のようなガンマセルという ^{60}Co を用いた放射線照射装置を所有しており、その装置を利用して実験を行った。サンプルとなるフッ化セリウムは図 3.2 に 示すような台座の上に丸棒上に並べて置く。その場所は図 3.3 の γ 線の強度を示している領域 1、2 の部分に対応する。参考として実験を行った 2000 年 5 月 8 日時点での領域 1、2 の第一鉄線量計の平均吸収線量は 3.40×10^5rad・hr^{-1} であり、時間にすると以下のようになる。

$$
\begin{aligned}
10^2\mathrm{rad} &\rightarrow 1.06\ \mathrm{sec} \\
10^3\mathrm{rad} &\rightarrow 10.6\ \mathrm{sec} \\
10^4\mathrm{rad} &\rightarrow 100.6\ \mathrm{sec} \\
10^5\mathrm{rad} &\rightarrow 1000.6\ \mathrm{sec} \\
10^6\mathrm{rad} &\rightarrow 10000.6\ \mathrm{sec}
\end{aligned}
$$

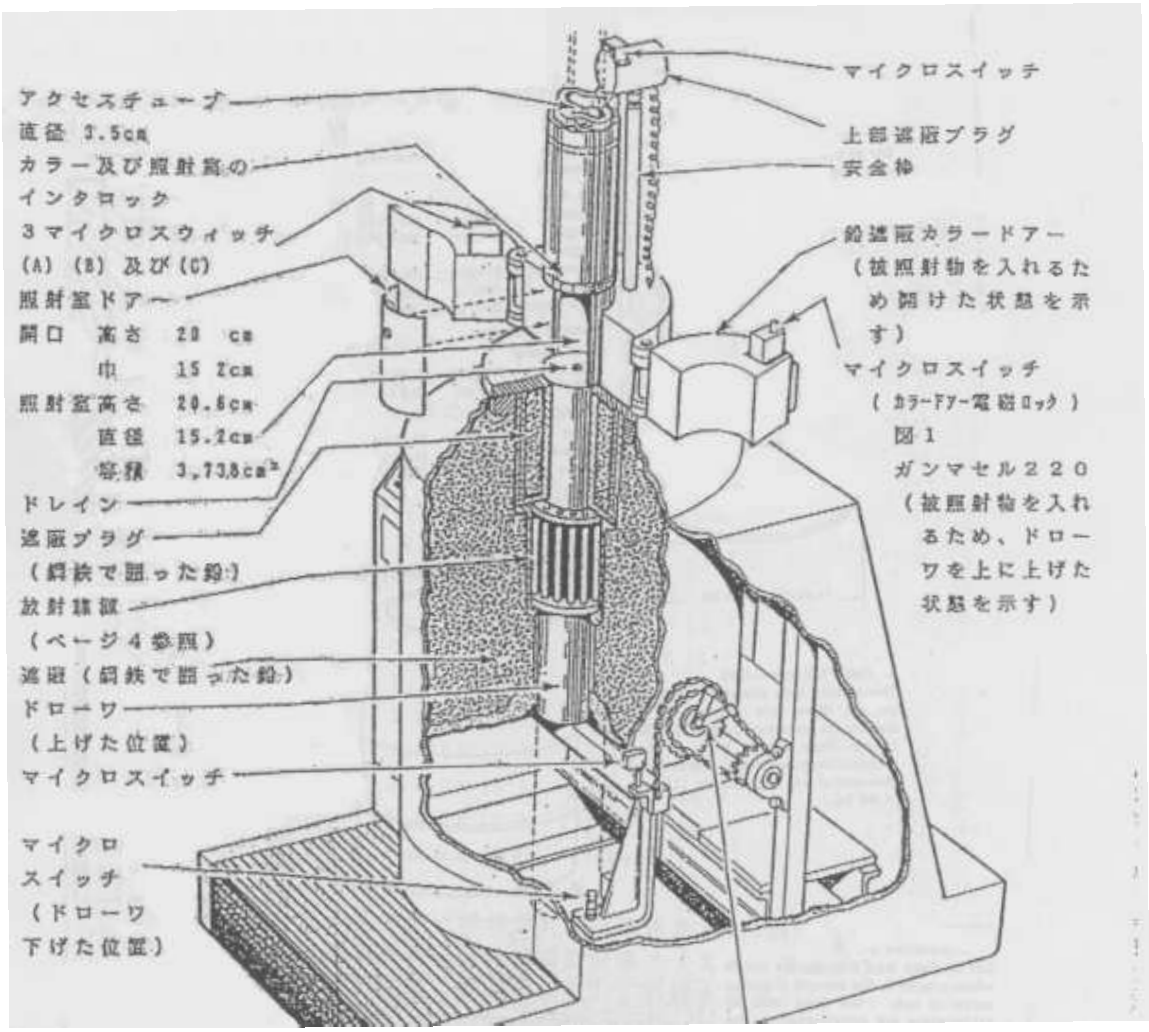


図 1
ガンマセル２２０
（被照射物を入れ
るため、ドロー
ワを上に上げた
状態を示す）

図 3.1: ガンマセル 220

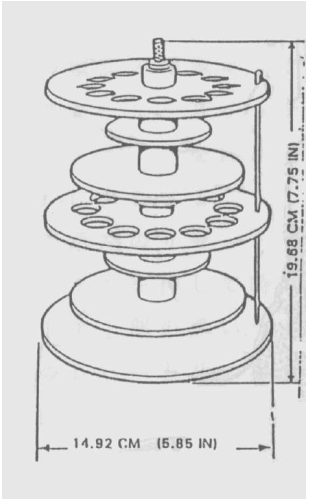


図 3.2: フッ化セリウム設置用の台座

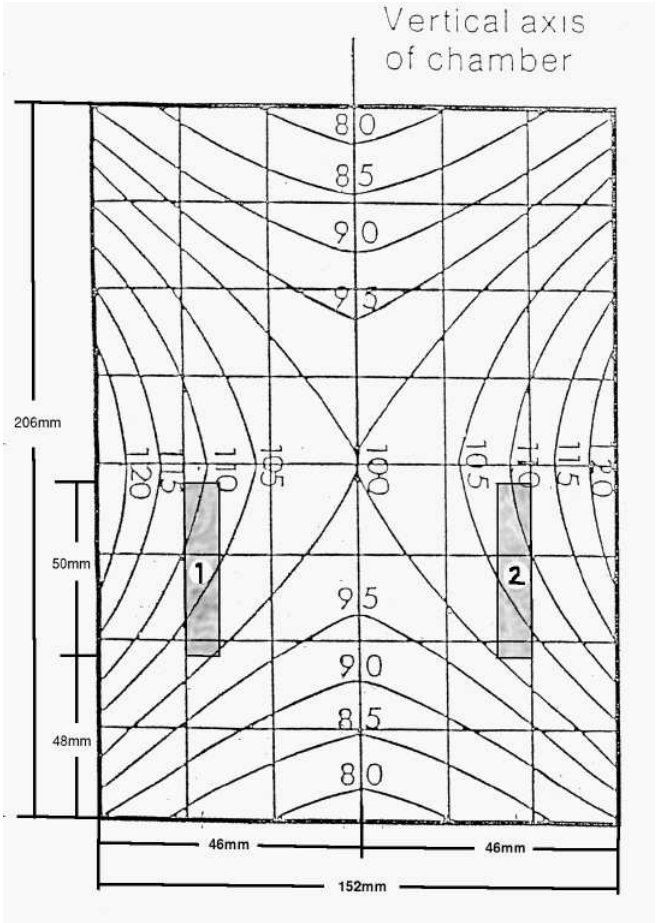


図 3.3: γ 線の強度図

3.3　透過率測定

実験に用いた結晶は $10\phi \times 15mm$ のサイズで、サンプルの数は 6 種類である。サンプルの結晶は表 3.2 のように区別される。

サンプル名	切り出し位置	特徴	測定結果
991511u	上部	材料仕入先：ステラ 材料名：898240 前処理: 1 回	図 3.4
991511d	下部	↑	図 3.5
991512u	上部	材料仕入先：ステラ 材料名：8980601 前処理:2 回	図 3.6
991512d	下部	↑	図 3.7
991513u	上部	材料仕入先:信越科学 材料名：CF034 前処理:1 回	図 3.8
991513d	下部	↑	図 3.9

表 3.2: サンプルの種類

これら 6 種類のサンプルをガンマセルに入れ、^{60}Co 放射線を 10^3rad $\sim 10^6$rad まで照射した。透過率の測定は 10^3、10^4、10^5、10^6rad と放射線を照射後、すみやかに分光器で透過率の測定を行った。図 3.4 から図 3.9 までが、フッ化セリウムの透過率の測定結果である。なお、透過率のグラフであるが、たとえば 10^3rad、10^4rad の結果がほぼ同じ場合は、どちらか一方の結果を選択し載せている。

材料の特徴で前処理とあるが、ステラや信越科学から仕入れた粉末の材料を焼結、結晶を製作し、再び結晶を粉砕→焼結→結晶化するのを前処理 1 回と呼ぶ。そのできた結晶をもう一度、粉砕→焼結→製作の手順を踏んだものが前処理 2 回の結晶となる。前処理を行えば行うほど、基本的に不純物が少なくなるが、結晶製作コストが高くなる。

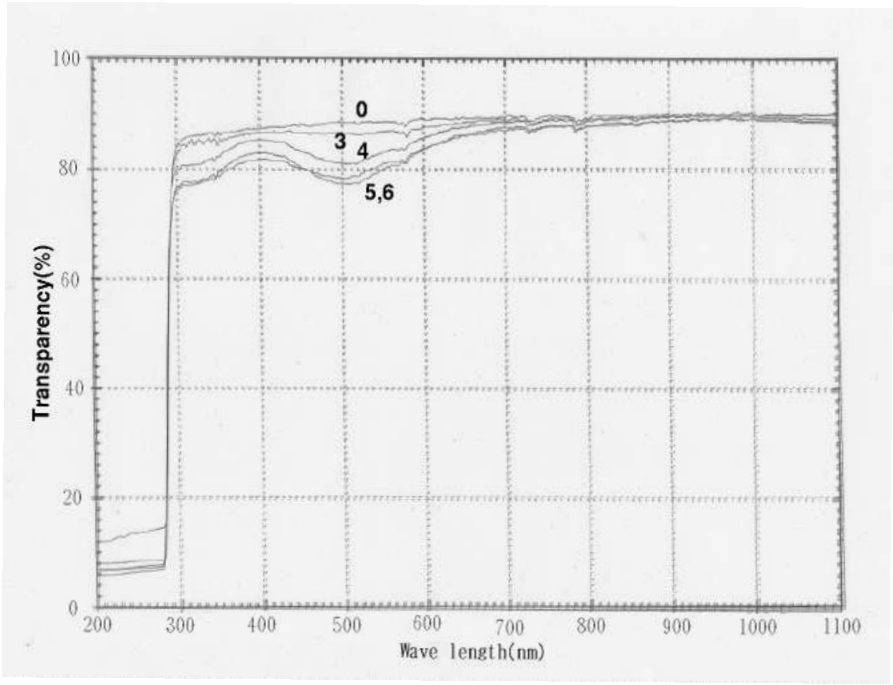


図 3.4: 991511u。図中の数字は、10^Xrad の X に対応する。

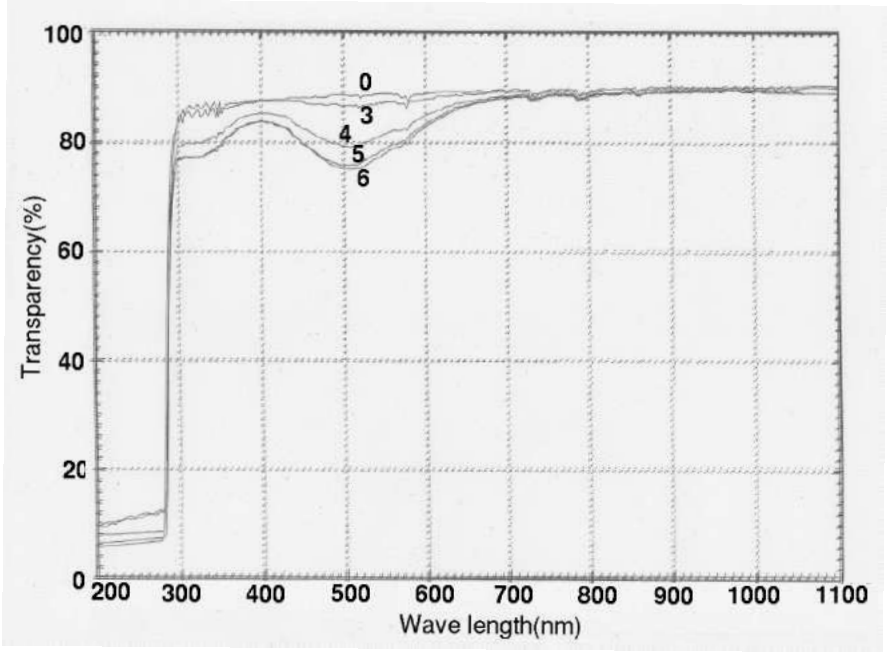


図 3.5: 991511d

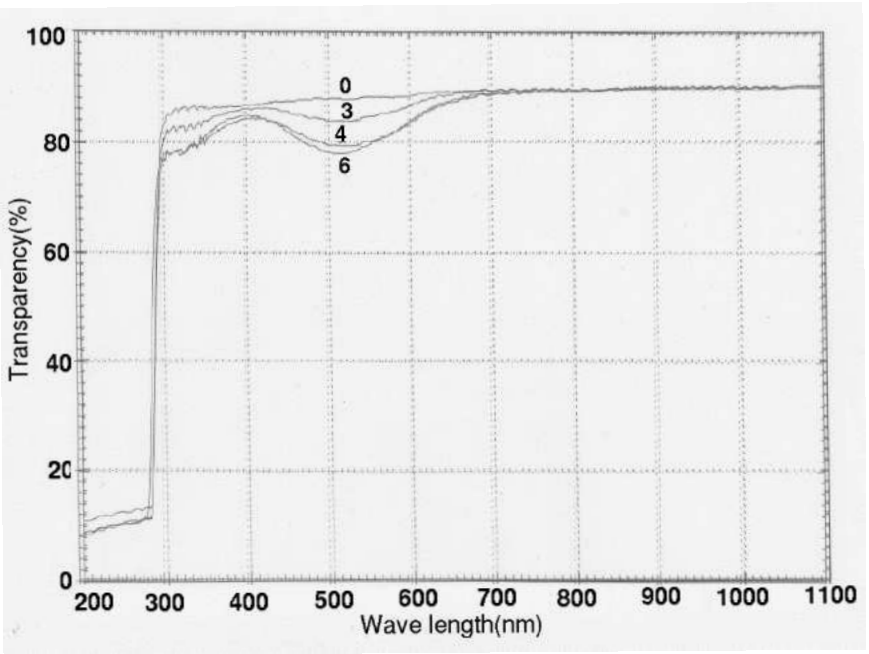


図 3.6: 991512u。図中の数字は、10^{-X}rad の X に対応する。

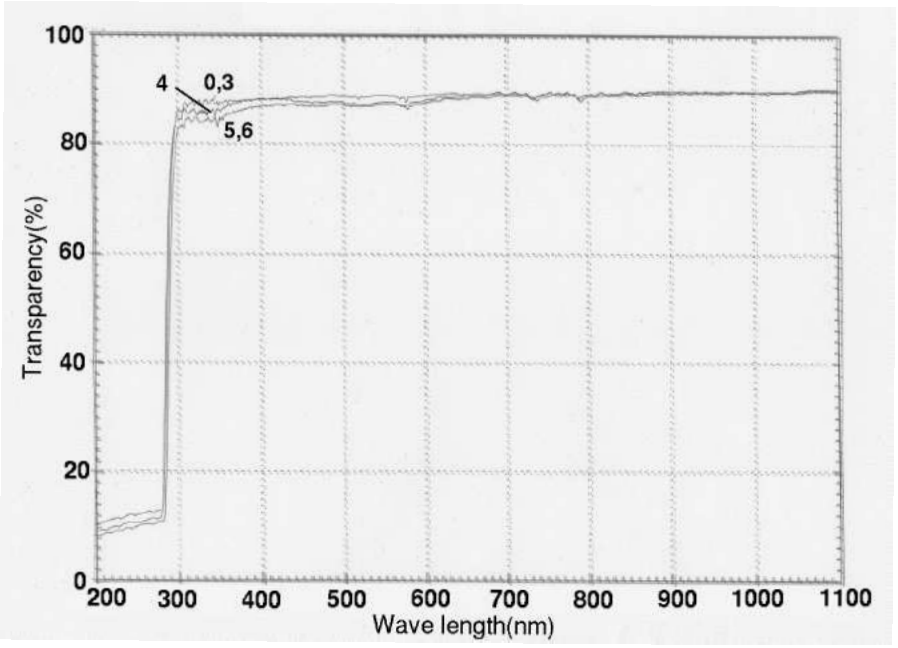


図 3.7: 991512d

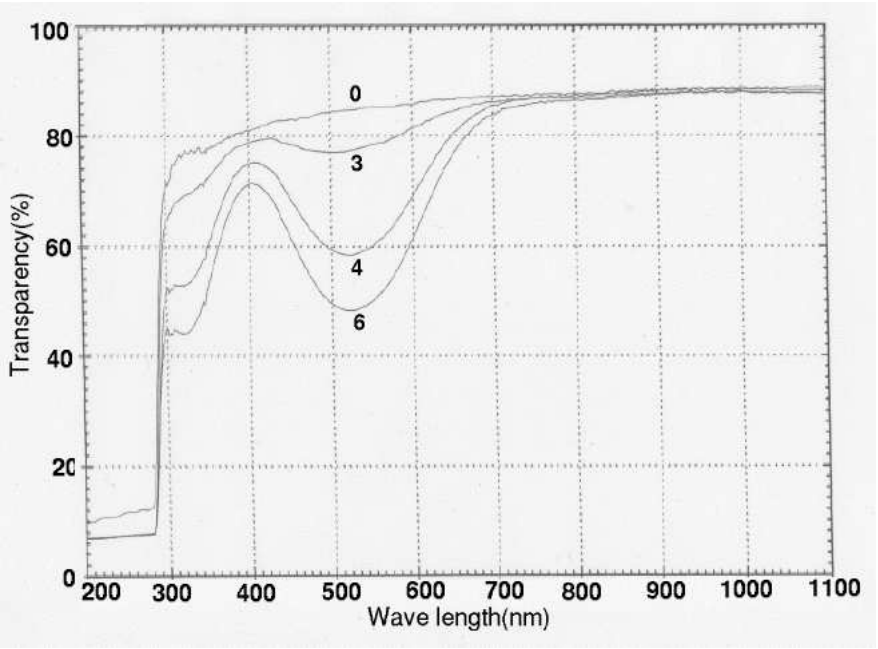


図 3.8: 991513u。図中の数字は、$10^{X}\mathrm{rad}$ の X に対応する。

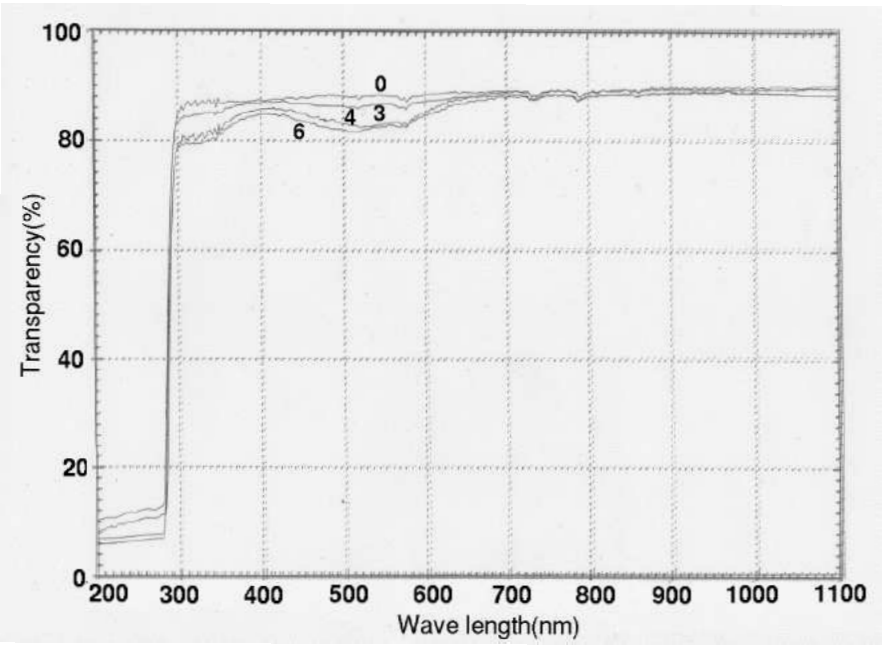


図 3.9: 991513d

3.4　考察

結晶の上部、下部の違い

2.4 で結晶を製作する際、結晶の品質が上部と下部で不均一であるということにふれたが、どのサンプルでもほぼ放射線による透過率の劣化が確認できている。サンプル 991511(図 3.4,3.5) では上部と下部の差はとくに見られないが、サンプル 991513(図 3.8,3.9) では上部の劣化が顕著に現れている。

前処理による違い

前処理 1 回、2 回による比較だが、1 回だけの前処理を行ったものより、2 回行ったサンプルのほうが結晶の下部については透過率の悪化は少なくなっている。これは前処理を 1 回多く行うことによって結晶の不純物が少なくなり、放射線による損傷に強くなるものと推定される。しかし上部については、前処理の回数にかかわらず、透過率の差はほとんどない。

材料 (メーカー) による違い

ステラの材料を用いたものは 10^6rad までの放射線を当てても透過率の悪化が最大でも 14-15%程度におさまったが、信越 CF-034 の材料を用いた結晶、特に上部では、透過率が放射線を当てていないときの 50%程度まで悪化する結果が得られている。これは、メーカーの材料の精製法や、原材料の仕入れ先などによって不純物の量が異なっている可能性があるためだと考えることができる。

材料、前処理など結晶の製作したときの条件が異なっていても、基本的に結晶の上下では透過率の違いが現れてしまう。2.4 でも述べてあるが、フッ化セリウムは高温で不安定な可能性があり、上部で結晶の劣化が激しく、きちんと単結晶化されていないためだと考えられている [10]。

全サンプルを見てみると、991513u を除いた他のサンプルは 10^6rad までの放射線を照射しても透過率は 500nm 付近で 15%程度、フッ化セリウムの発光波長 310,340nm 付近では、10%程度の悪化となっており、耐放射線性は 10^6 rad までは非常に優れたものであるといえる。そのため、高エネルギー物理学分野での使用も可能である。

第4章　単一光子測定法による蛍光寿命測定

4.1　目的

フッ化セリウム結晶の蛍光寿命時間だが、CERN の Crystal Clear Collaboration 等の論文から、早い成分で 5ns、遅い成分は 30ns との報告がなされている [9, 12, 14, 15, 16]。しかし、KEK 内の Private communication では、200ns というさらに遅い成分があるという報告の他、発光波長には、310nm、340nm 以外に 480nm の波長も観測されているとの報告もある。KEK E391a 実験では大強度ビームを用い、高い放射線計数率になることが予想されるため、遅い成分があるとパルスのパイルアップなどにより粒子の判別ができなくなったり、検出器システム全体の不感率の悪化を招く。したがって実際に KEK E391a グループが試作した結晶のサンプルを用い、蛍光寿命の測定を単一光子計数法に基づき測定を行った。

4.2　実験に用いた結晶の特徴

この実験で用いた実験サンプルは表 4.1 で 4 種類であり、その発光スペクトルと透過率は図 4.1 のようになっている。発光スペクトルは放射線による励起ではなく、270nm の光で励起させたものである。４種類ともほぼ同じスペクトルを示しており、代表としてサンプル 001506d の発光スペクトル、及び透過率を示した。ただし、結晶の透過率は各サンプルにより 310nm 付近で 5∼10%ほどのばらつきが見られる。サンプル結晶の大きさは第 3 章の結晶サンプルと同じ大きさである。

サンプル名	結晶の切り出し位置	特徴
001506u	上部	信越化学 低酸素品 (0.02%)
		前処理 1 回
001506d	下部	↑
991501u	上部	不明
991501d	下部	

表 4.1: SPC 実験サンプル結晶

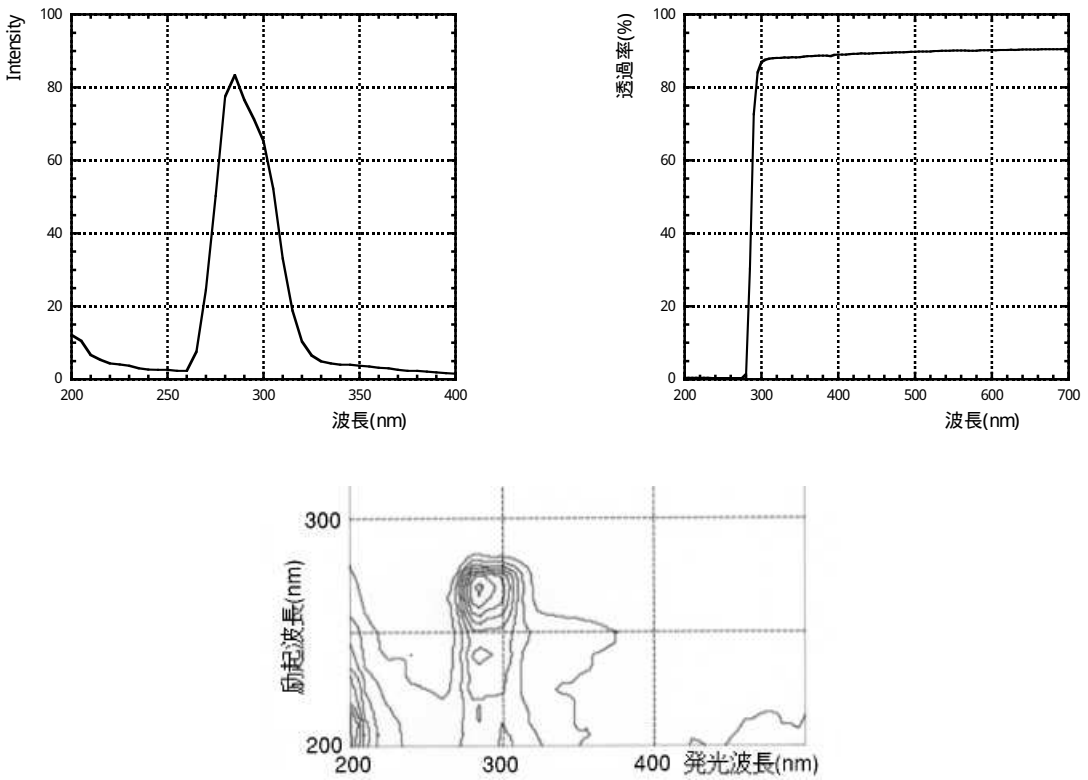


図 4.1: Sample 001506(下)。左上は波長 270nm の光で励起させた時の発光スペクトル。右上は透過率。中央下は励起発光スペクトルの 2 次元ヒストグラムである。

4.3　実験方法

単一光子計数実験では、『1 回の励起事象による光子 1 個の発光確率分布が、励起によって発する全光子の時間軸上での実際の強度分布になる』という概念に基づいている。つまり、結晶を多数回励起させた後、単一光子を検出することによってこの確率分布を実験的に構築できることになる [17]。通常、励起源として光パルスを用いるが、今回我々は、励起源として ^{60}Co を用いた。^{60}Co は 1.173MeV と 1.33MeV の 2 つの γ 線をほぼ同時に放射する。その γ 線の一方はプラスチックシンチレーターで検出し、そのパルスで時間のスタートをかける。もう一方の γ 線はフッ化セリウムを励起し、それに引き続き蛍光が放出される。励起事象ごとにせいぜい 1 個の光子だけが検出されるように光電子増倍管の光電面の面積を黒い布などで覆うなどして調節する。この光子により生じた信号でストップをかけ、このスタートシグナルとストップシグナルの時間差を CAMAC の TDC[1] で測定する。

[1]TDC : Time to Digital Converter の略。CAMAC モジュールの一つで start pulse と stop pulse の時間差をそれに対応するチャンネルに変換する。今回の測定では測定レンジを 500ns にした。データの変換時間は 150μsec、データ clear 時間は 3μsec である。

4.4　実験装置のセットアップ

蛍光寿命測定実験の装置のセットアップを図 4.2 に示す。これらの装置は暗箱の中に設置されており、その暗箱をさらに暗幕で覆い、外部からの光が入射しないように細心の注意を払った。

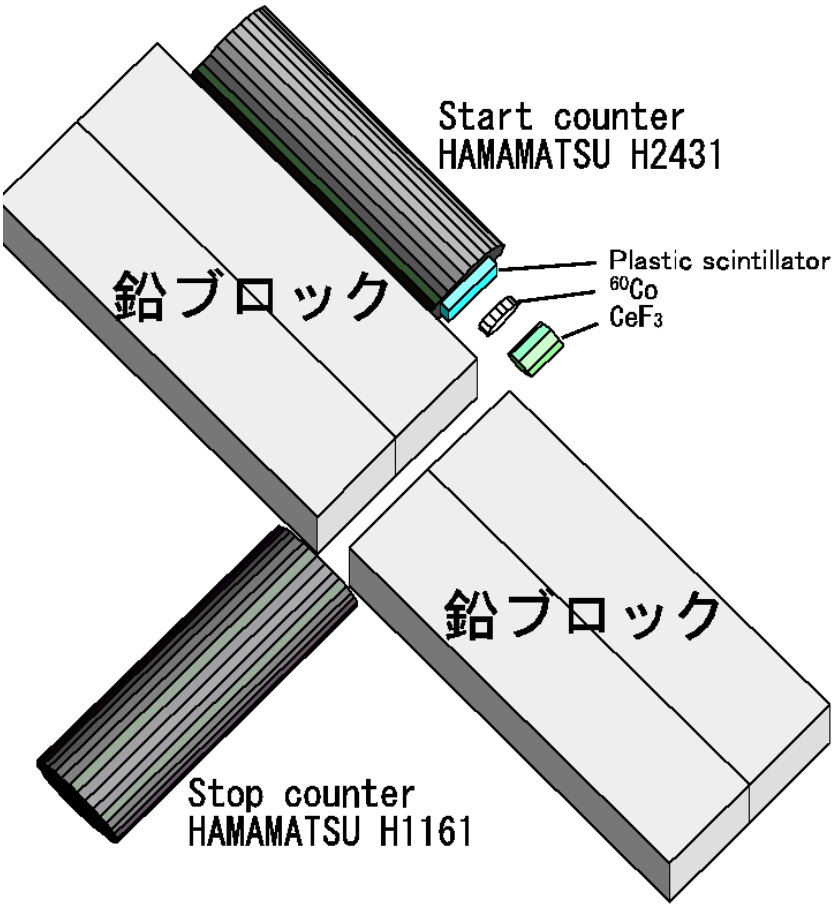


図 4.2: 実験装置の配置

図中のフッ化セリウムと Start counter のである光電子増倍管 (HAMAMATSU H2431、付録 A.1 を参照) との間の距離は 2.5cm であり、このちょうど中間に ^{60}Co 線源が置いてある。Start counter は屈折率が 1.453 のシリコングリース (OKEN 6262A、応用光研) で厚さ 5mm のプラスチックシンチレーターと接着し完全に遮光している。プラスチックシンチレーターは発光時間が非常に短く、早い時間特性を持った Start counter と組み合わせることによって TDC のスタートシグナルのぶれを小さくでき、時間を計る実験では最良の組み合わせといえる。

鉛ブロックをはさんでちょうどフッ化セリウムの反対側には Stop counter となる光電子増倍管 (HAMAMATSU H1161、付録 A.1 を参照) が置かれている。この光電子増倍管は単一光子を検出できる性能を持つものである。しかし ^{60}Co 線源から放射される β 線、γ 線が光電子増倍管の光電面に直接当たると、光電面内の物質中の電子とコンプトン散乱を起こし、この電子によって発生する

チェレンコフ光を検出してしまう。これは単一光子を測定をするうえで、大きなバックグラウンドになるため、厚さ 10cm の鉛ブロックを用いて Stop counter の光電面から ^{60}Co 線源を直接見込まないように配置し、バックグラウンドとなる γ 線をできるだけ遮蔽した。

Start counter の光電子増倍管には電圧が 3000V、Stop counter には 2400V かけて測定を行った。なお、光電子増倍管に電圧をかける高電圧印加装置、回路等への電源は AVR を通し、電源からのノイズの影響を受けないようにした。

これら 2 つの光電子増倍管から長さ 3m の BNC ケーブルにより検出パルスを取り出し、蛍光寿命測定実験用の回路に直接接続した。

また、光学フィルター (付録 B) を用いて長波長側だけの寿命を測定するときは、Stop counter の光電面に直付けすることにより、光電子増倍管とフィルターの間からフィルターを通れない光子が入らないようにしている。

4.5　回路

Logic は図 4.3 に示す。始めに Start counter、Stop counter からのシグナルは Divider に接続さ

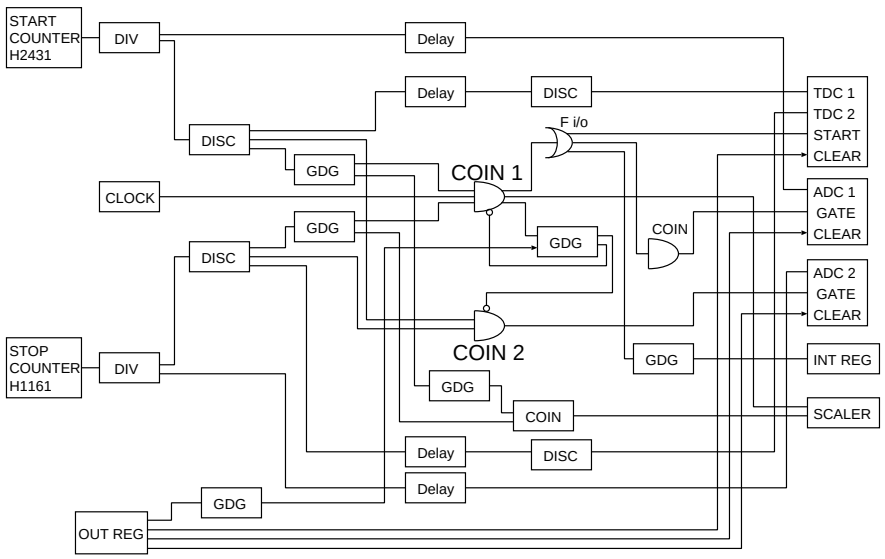


図 4.3: 単一光子計数実験回路

れ、2 系統のシグナルが得られるように分けられる。分けられたシグナルの 1 つは Delay を通して ADC[2] につながれる。特に Stop counter の ADC は、単一光子を検出しているかどうかを判別するうえで非常に重要な役割を持つ。データー収集後、ソフトウェアによって、単一光子と、そうでないイベントを分けるのに利用する。もう一方のシグナルはまず Discriminator に入る。Start counter の光電子増倍管からのシグナルには、ノイズやケーブルのインピーダンスが合わないことによるシ

[2]ADC : Analogue to Digital Converter の略。アナログパルスを積分し、その積分値に対応したチャンネルにデータを変換する。Start counter に用いた ADC はテクノランド製で変換時間は 100μsec、データ clear 時間は 3μsec である。Stop counter には Lecroy 社製 (2249A) を用い、変換時間は 150μsec、データ clear 時間は 3μsec である。

グナルの反射が起こったが、これは閾値を 100mV にすることで回避することができる。また Stop counter は単一光子を検出するため、シグナルの大きさが非常に小さい。これは Discriminator の閾値を 10mV にすることで単一光子による事象をとらえることができた。Discriminator を通った後の

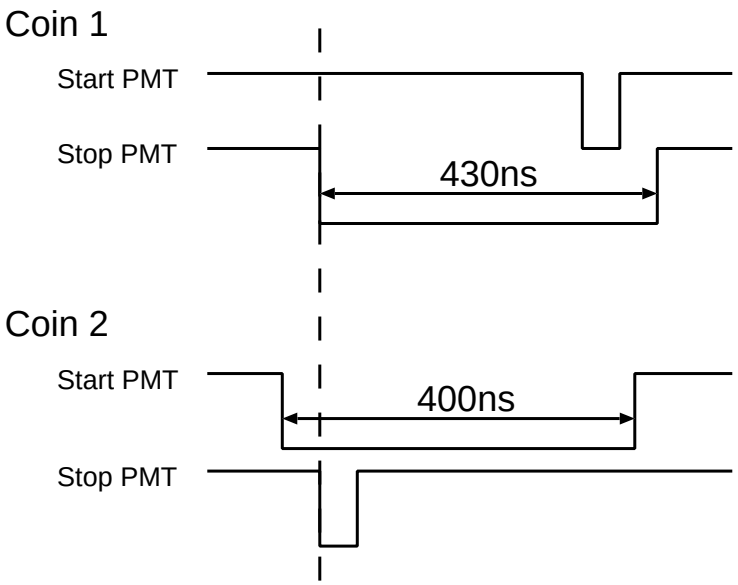


図 4.4: Coincidence のパルスタイミング

シグナルは、2 系統に分けられ、一方は GDG[3] に接続され図 4.4 に示すようにシグナルのタイミングを決定し coincidence に入力した。もう一方は、TDC のスタートタイミングにあうように Start、Stop の出力を同じ時間だけ遅延させた。ここで coincidence をとる理由であるが、coincidence をとって Start、Stop シグナルが同時に生じたイベントのみを選択するような回路を組まないと、1 実験あたりの実験データが数ギガバイトという膨大なデータ量になり、大半が無駄なデータでしめられてしまうからである。また、coincidence をとらなくてはならないもっと重要な理由は、4.3 の最初で述べられている、「一回の励起事象」がわからなくなるため、単一光子計数実験の基本概念を満たせなくなってしまうことである。この実験は放射線により励起させており、その励起は時間軸に対しランダムに起こる。したがって Start、Stop の coincidence をとることではじめて、「放射線が当たって一回の励起が起こった」ということを断定できるようになる。

Coin1 の出力は latch 用の GDG と OR 回路 (F i/o) に入力される。latch は Coin1 の veto に入力され、OR 回路からは Start counter 側の ADC のゲート、TDC のスタート、GDG により ADC に変換時間だけ遅らせて Interrupt register にそれぞれ入力される。Interrupt register にシグナルが入力されると LAM(look at me) が立ち、コンピュータが ADC、TDC の各データを読み込み、読み込み終了後、output register からシグナルが出力され、ADC、TDC のデータを clear、latch を解除し次のシグナルを待つ。Interrupt register への遅延は 500μsec、output register から latch の解除のシ

[3]GDG : Gate Delay Generator の略。このモジュールは NIM 規格に従い、シグナルを遅延、シグナルの幅を変更することができる。

グナルは 5μsec と ADC、TDC の変換時間、データの clear 時間に対し余裕を持ってセットした。

Coin2 では Stop counter の ADC のゲートとして用いる。Coin1 の latch が Coin2 の veto に入力されてる。Coin1 と同じゲートを用いない理由は、Coin1 から出力されるシグナルのタイミングが Start counter のシグナルを時間の基準としたものなので、減衰時間分布を持っている Stop counter のタイミングと全く異なるからである。Stop counter が単一光子を測定していることを確実に確認するために、Coin2 という Stop counter を基準としたシグナルを出力する別回路が必要となっている。このヒストグラムは図 4.5 に示す。 データを解析するときに Start の ADC のデータが存在し、Stop の ADC データが単一光子のみを測定しているイベントを選択するようにソフトウェアで補正を加えることにより、2 つの光子が同時に光電面に入射したイベントなどの偶発的な事象をさらに減らすことができる。

また、ADC のゲート幅は Start、stop 共に 260nsec とし、入力される生シグナルとタイミングを合わせた。

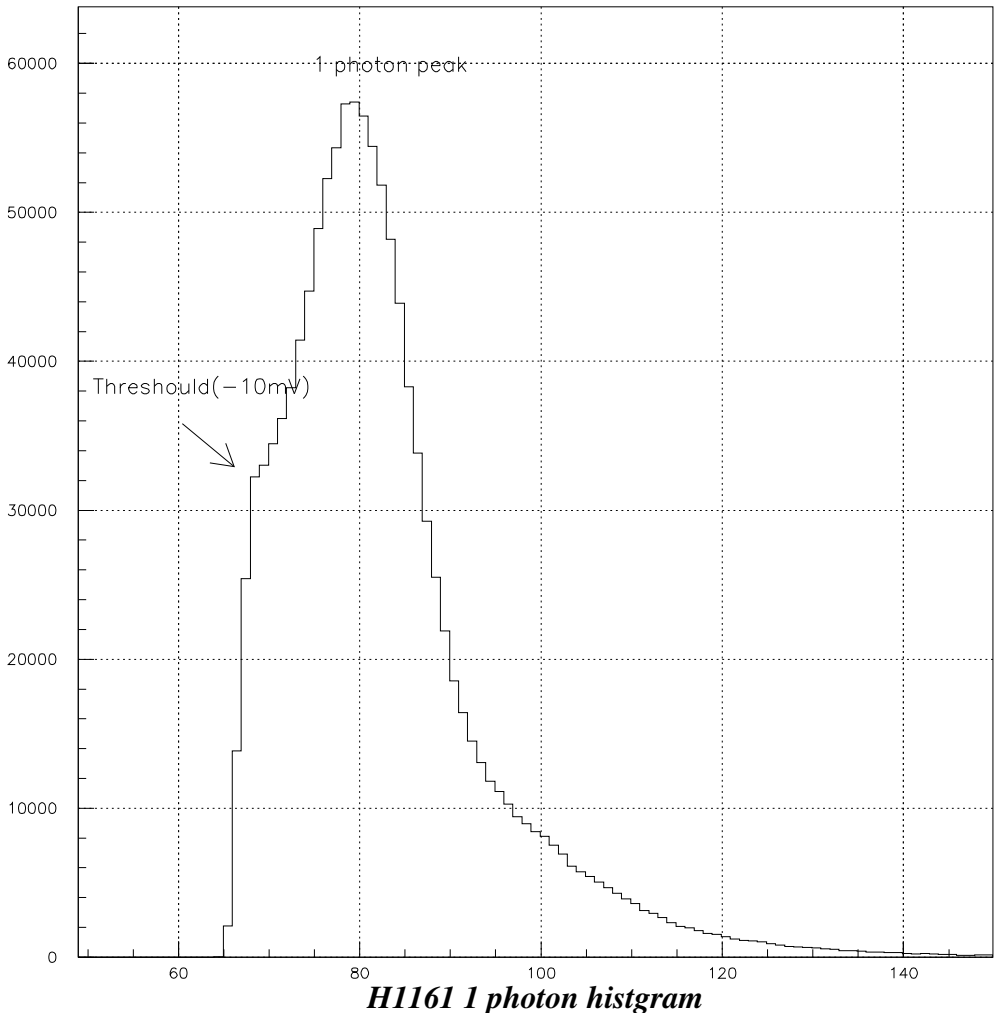


図 4.5: Stop counter(H1161) の ADC ヒストグラム

4.6　測定、解析

4.6.1　データの評価法

実験によってえられたデータは、オフライン解析により単一光子のみと思われるイベントのみを選び出し、蛍光寿命測定の解析を行った。速い成分と遅い成分の減衰曲線を求めるため、以下のような指数関数列の数式であてはめを行った [17]。

$$F(t) = \sum_{j=1}^{l} a_j \exp(-t/\tau_j) + bkg \tag{4.1}$$

ここで、a_j は定数、t は変数[4]、τ_j は減衰時間、bkg はバックグラウンドである。l の値は 2、または 3 にして実験データにあてはめた。$l = 2$ であれば、 2 成分の成分の式、$l = 3$ であれば 3 成分のあてはめの式になる。実験データには通常、光電子増倍管の暗電流雑音や、室内光のもれに起因するにせの計数値が混ざっており、通常ランダムに発生するものである。したがって実験データのどの TDC チャンネルにも一様に分布するものと考えることができるため、今回の実験では、バックグラウンドを見積もるために、TDC の最初の 200 チャンネルほどをバックグラウンド計測用に確保し、その平均値をバックグラウンドレベルとし、(4.1) の bkg に代入し、フィッティングを行った。

4.6.2　2 成分 ($l = 2$) によるフィッティング

CERN の Crystal clear collaboration などからは、フッ化セリウムの Decay time (減衰時間) は速い成分で 3∼5ns、遅い成分で 30ns ほどの結果が得られたという報告が多数ある。まず、実際に今回の測定で 2 成分のあてはめを行い、E391a グループが試作した結晶でも同じような結果が得られるかどうかの検証を行った。フィッティングを行った範囲は 324ch から 1200ch までで時間にすると 114ns である。あてはめを行った結果を図 4.6 に示し、表 4.2 にまとめた。また、表中の誤差はフィッティングエラーである。なお、フィッティングに関して各 ch の誤差は $\sqrt{N}$ での評価[5]を行っている。図 4.6 の縦軸はイベント数、横軸は TDC チャンネルで 1ch あたり 129.5psec である。

サンプル名	速い成分 (ns)	遅い成分 (ns)	χ^2/ndf
001506d	3.85±0.03	29.84±0.06	3.25
001506u	2.35±0.02	31.51±0.04	4.73
991501d	3.17±0.02	30.11±0.03	5.29
991501u	3.02±0.02	30.36±0.05	4.22

表 4.2: 各サンプルごとの速い成分と遅い成分の減衰時間。誤差はフィッティングエラーを用いた。

[4]TDC のチャンネルに対応する。
[5]データのフィッティングに関しては CERN ライブラリの PAW を使用している。

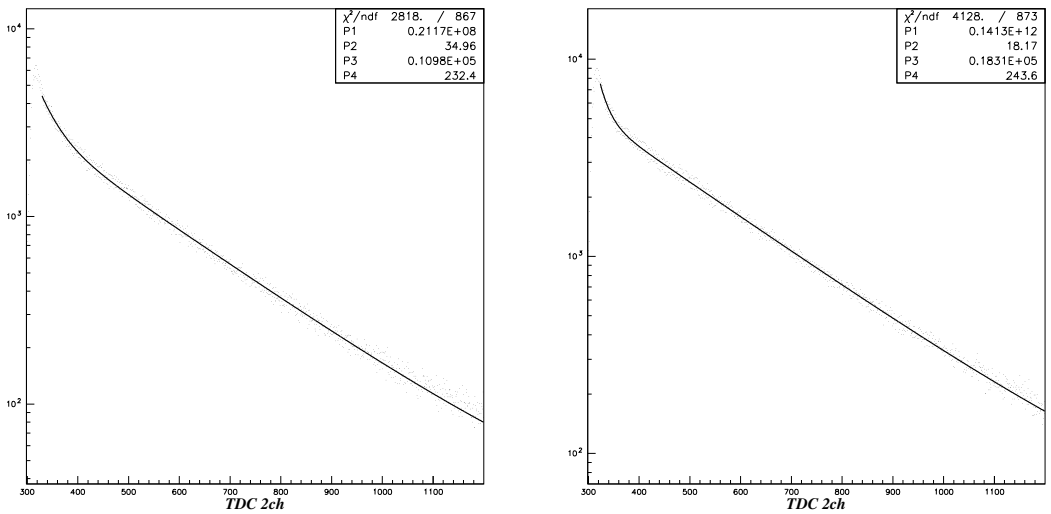


図 4.6: 2 成分によるフィッティング結果

H1161 の波長範囲と量子効率特性における速い成分と遅い成分の割合

速い成分が全体に占める割合は、速い成分の関数の積分値 (面積) を (4.1) の関数 $F(t)$ の積分値で割ったものであり、次の式で表される。

$$\frac{\int a_1 \exp(-t/\tau_1)\, dt}{\int F(t)\, dt} \times 100(\%)$$

この式にフィッティング結果を代入すると表 4.3 のような結果が得られた[6]。結晶の切り出された位置によって違いが見られる結果が得られている。同一サンプルの上下で比べると、上部よりも、下部のほうが速い成分の発光する割合が多くなっている。また、サンプル 001506d 以外の結晶は、速い成分の割合が小さくなっている。このことは、サンプル 001506d 以外の結晶の 310nm 付近の透過率が図 4.1 に示されている 001506d よりも 5∼10% ほど悪化しているため、発生した光が結晶中から外に出てくる数が減るためだと考えられる。つまり 2.4 で述べられているような結晶の上下の劣化や、サンプルの材料の品質の違い、結晶作成時の条件の違いがこのような差をもたらしていると思われる。

サンプル名	速い成分 (%)	遅い成分 (%)
001506d(下部)	11.0	89.0
001506u(上部)	4.95	95.05
991501d(下部)	7.10	92.9
991501u(上部)	6.84	93.2

表 4.3: 速い成分と遅い成分の割合

4.6.3　3 成分 ($l = 3$) の時のフィッティングと各成分の割合

30ns より長い減衰時間の成分があるかどうかを確認するため、2 成分のヒストグラムを 345ns までの範囲で評価を行った。2 成分によるあてはめの時と同じように (4.1) の項をひとつ増やして ($l = 3$) フィッティングを行った。フィッティングを行った範囲は TDC のチャンネルで 324∼3000ch(時間に換算すると 345ns) で行った。図 4.7 にフィッティング図をしめし、その結果を表 4.4 にまとめた。また、各成分が占める発光の割合は (4.1) から第 i 成分は以下の式で表され、その結果を表 4.5 に示す。

$$\frac{\int a_i \exp(-t/\tau_i)\, dt}{\int F(t)\, dt} \times 100(\%)$$

[6]この結果は光電子増倍管の感度の波長依存性が含まれた結果であることに注意してもらいたい。これについては考察 (p.37) にまとめてある。

サンプル名	第 1 成分 (ns)	第 2 成分 (ns)	第 3 成分 (ns)	χ^2/ndf
001506d	3.37±0.03	27.99±0.05	152.2±4.1	1.83
001506u	2.15±0.01	30.64±0.07	401.7±40.1	2.28
991501d	2.81±0.02	28.81±0.04	184.4±5.1	2.37
991501u	2.69±0.02	29.09±0.05	185.6±5.3	2.07

表 4.4: 各サンプルごとの速い成分と遅い成分の減衰時間。誤差はフィッティングエラーを用いた。

サンプル名	第 1 成分 (%)	第 2 成分 (%)	第 3 成分 (%)
001506d(下部)	9.16	84.78	6.06
001506u(上部)	4.38	91.91	3.71
991501d(下部)	6.54	88.86	4.60
991501u(上部)	6.40	88.99	4.61

表 4.5: 速い成分と遅い成分の割合

4.6.4　フィルターによる波長の選別

光電子増倍管の前に光学フィルターを入れ、各フィルターごとの発光時間分布を調べた。光学フィルターを入れることにより速い成分のイベントのみをなくすことができ、今までその影に隠れていた遅い成分を観測することができるようになる。しかし、390nm 以上の波長をきる光学フィルターを用いて測定を行うと、イベントがほとんどなく、統計的に十分な量のデータをためるためには莫大な時間を要するため、時間的な制約から 390、420nm の光学フィルターを用いた実験は行わなかった。図 4.8 にその測定結果を示す。図 4.8 から分かるように、短波長側から波長をきっていくにしたがって速い成分がなくなっていく。これはつまり、速い成分の発光波長が 340nm よりも短いところにしかないことを示している。A.J. Wojtowicz らの論文 [21] では、短寿命成分の発光ピークは 310nm と報告しており、この実験は、彼らの報告と矛盾しない結果が得られたと思う。

また、340nm、370nm の光学フィルターを入れたときの減衰時間の分布に、時間原点から 50ns 遅れたところから 2 成分の指数関数によるフィッティングの結果は図 4.9 と表 4.6 に示す。

光学フィルター	第 1 成分 (ns)	第 2 成分 (ns)	χ^2/ndf
340nm	36.39	18(μs)	1.35
370nm	38.31	622.5	1.14

表 4.6: 2 成分によるフィッティング結果

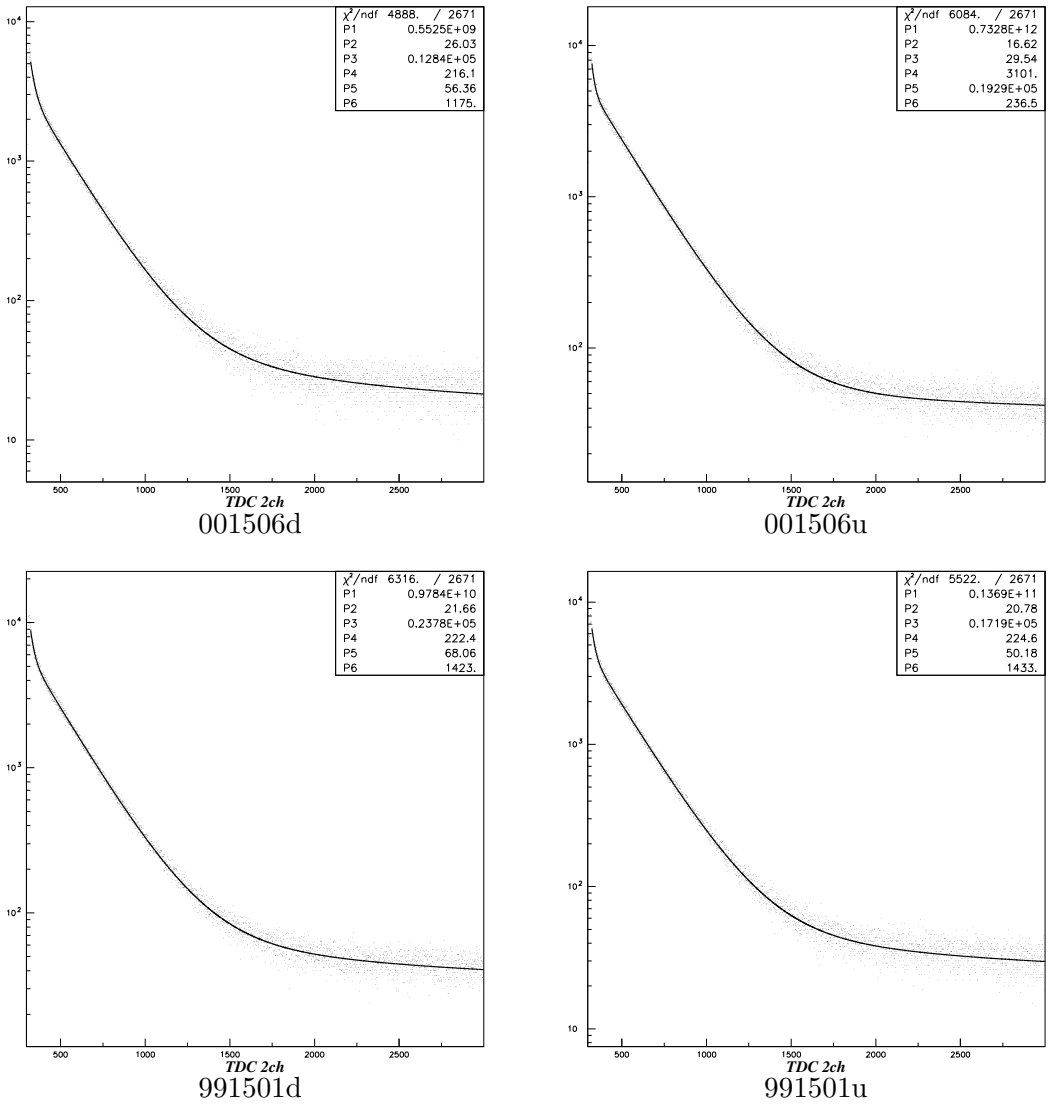


図 4.7: 3 成分のときのフィッティング結果

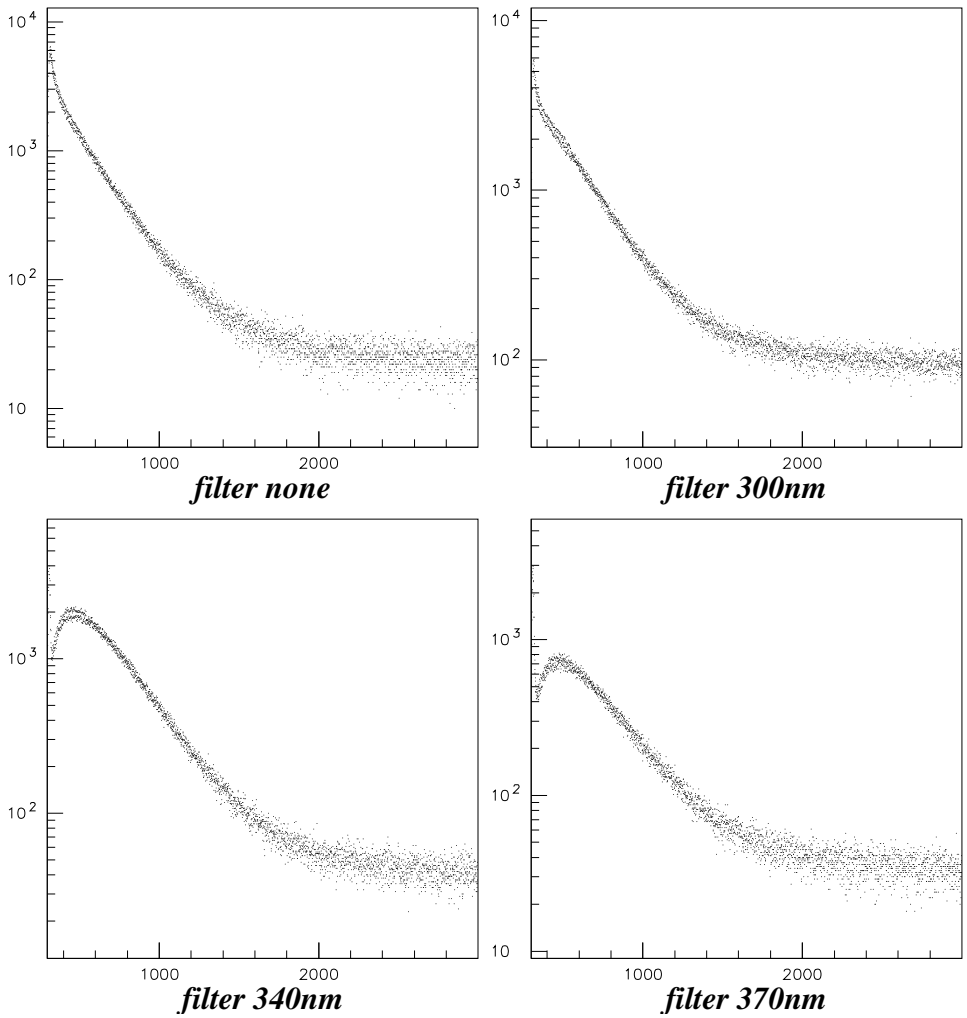
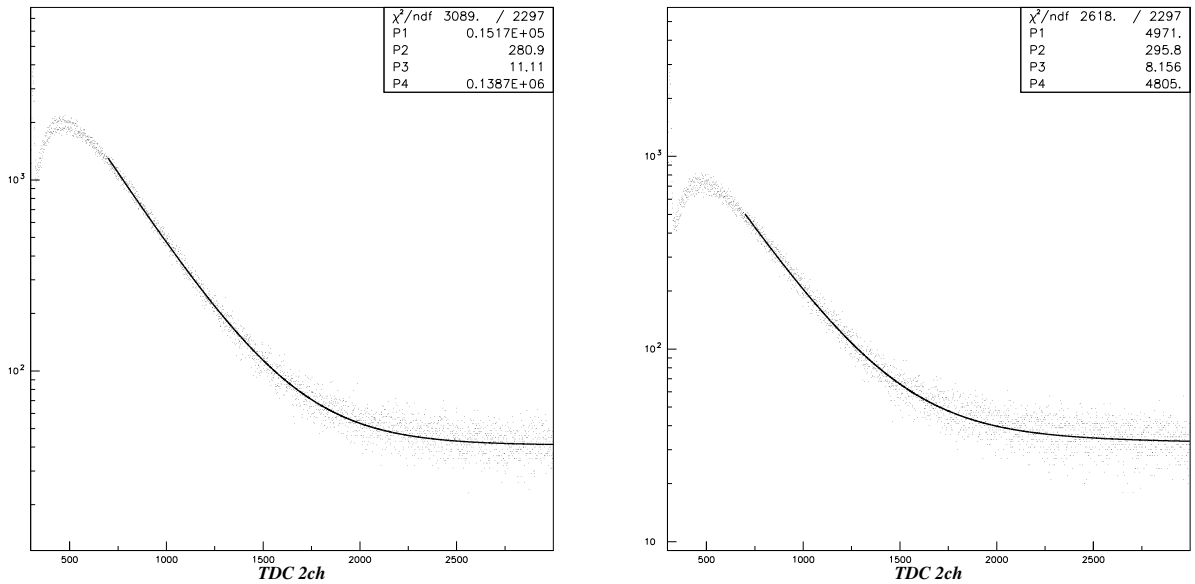


図 4.8: フィルターを入れていったときの減衰時間の時間分布



S76-UV34(340nm)　　S76-L37(370nm)

図 4.9: 光学フィルターを入れたときの 2 成分によるフィッティング

4.7　考察

減衰時間

測定、解析を行った結果、2 成分、3 成分によるフィッティングや結晶の種類、切り出し位置によらず第 1 成分は 3ns 程度、第 2 成分は 30ns 程度の結果を得られた。この結果は CERN などの報告によるものとほぼ一致している。しかし、我々が行った実験で用いた Stop counter の光電子増倍管は単一光子が測定できるものの、時間特性も半値幅で 1ns 程度の幅を持っている。第 1 成分の様に数 ns の減衰時間の測定ではばらつきが大きい結果となっている。遅い成分については、1ns の時間特性の幅を持っていても測定のばらつきは数%程度におさえられ、ばらつきの小さい信頼のおける結果となっていると考えている。

KEK の private communication で報告されている第 3 成分についてだが、全サンプルにおいて、3 成分ありそうな減衰時間分布を示す結果が得られている。同じヒストグラムにたいして第 3 成分まであると仮定して行ったフィッティングでは、サンプルによって例外はあるものの 150∼180ns の程度の減衰時間が得られ、2 成分によるフィッティングを行ったときの χ^2 の値より改善が見られている。表 4.7 にまとめた。しかし、第 3 成分の発光強度は非常に小さく、実験に用いた TDC の時間が測定できる幅も 340ns 程度と狭いため、測定できる時間幅を数 μs まで大幅に広げられる装置を使用し、長寿命の減衰時間成分を再検証してみる必要がある。

結晶サンプル名	χ^2(2 成分)	χ^2(3 成分)
001506d	3.25	1.83
001506u	4.73	2.28
991501d	5.29	2.37
991501u	4.22	2.07

表 4.7: 自由度あたりの χ^2 の違い

また、光学フィルターを入れた場合については長寿命成分は 340nm で 18μs、370nm で 622ns とフィッティングには一応のっているが、長寿命成分があるとは断言するのは難しい。これはむしろ長波長における減衰定数 τ の長い成分はないと判断するほうが望ましい。フィルターを入れていないときは長寿命の成分が見えているため、この長寿命の発光波長は第 1 成分の発光波長に近いところ、つまりフィルターによってカットされる 340nm より短い波長のところに存在するのではないかと思われる。

成分比

サンプルによって多少ばらつきがあるが、発光のおよそ 9 割が寿命 30ns の第 2 成分によるものである。第 1 成分はすべてのサンプルで 10%より小さくなっているが、Stop counter に用いた光電子増倍管の有効感度ぎりぎりの波長であり、この波長の光子の検出効率が低いために、今回の実験ではこの程度の値になったと考えられる。光電面に紫外光を透過させることのできる石英ガラスを用いた光電子増倍管を用いれば、第 1 成分の全体に占める割合は増加すると思われる。

この実験の結果から、フッ化セリウムは長寿命の 3 成分の減衰時間の存在があることが分かってきた。しかし、第 3 成分は発光強度が低く、かつ発光にしめる割合は測定した範囲の中ではかなり小さいものである。別途装置を変更し測定を行わなくてはならないが、発光に占める割合は大きくはならないであろう。サンプル 001506d の第 3 成分の占める割合は 6.06%という結果であるが、積分を極限まで行っても 6.7% ほどである。極端な放射線環境下では、検出器として用いるのは性能的に難しいかもしれないが、E391a 実験における K_L^0 の崩壊による放射線計数率 480kHz[18] の環境下での使用には十分に耐えられる性能を持っていると思われる。

第5章　ビームテスト

5.1　目的

高エネルギー粒子線をフッ化セリウムに入射し、実際にカロリメーターとしてその性能を評価した実験報告は少なく [19, 20]、現状としてカロリメーターとしての性能を判断するには十分とはいえない。使用されるエネルギー領域で、テストする必要がある。

今回、実験施設として高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の東カウンターホール内の T1 ビームラインを用いて実験を行った。このビームラインは $0.4\mathrm{GeV/c} \sim 2.0\mathrm{GeV/c}$ までの運動量を持った電子とハドロン (陽子、π 等) などを発生することができる。フッ化セリウム結晶に電子、ハドロンビームを入射し、高エネルギー粒子に対する応答を調べた。

5.2　セットアップ

5.2.1　ビームライン

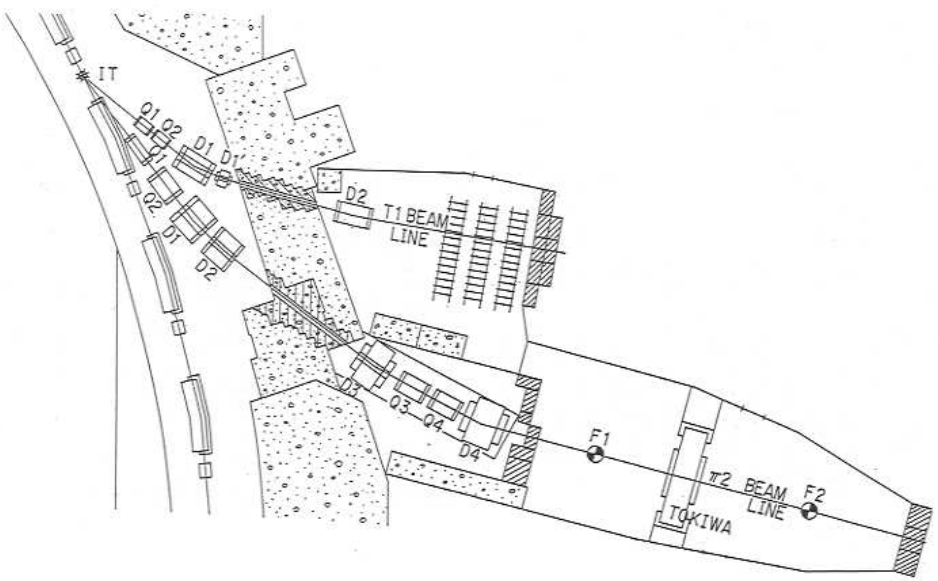


図 5.1: T1 ビームライン

図 5.1 で示される KEK T1 ビームラインは、12GeV 陽子シンクロトロン内に設置された内部標的からビームを供給される 2 次ビームラインである。テスト実験用のビームラインで内部標的を 23^{o} で見込んでいる。内部標的で発生したビームは四重極マグネット (Q) と双極マグネット (D) を Q-Q-D-D に構成されたビームラインを通ってフォーカスされ、最高運動量 2.0GeV/c までの粒子を導くことができる。なお、主に導かれる粒子は正電荷をもったものは e^{+}、陽子、π^{+} で、負電荷を持つものは電子、π^{-} である。図 5.1 の D2 マグネット後に図 5.2 のようにカウンターを配置した。

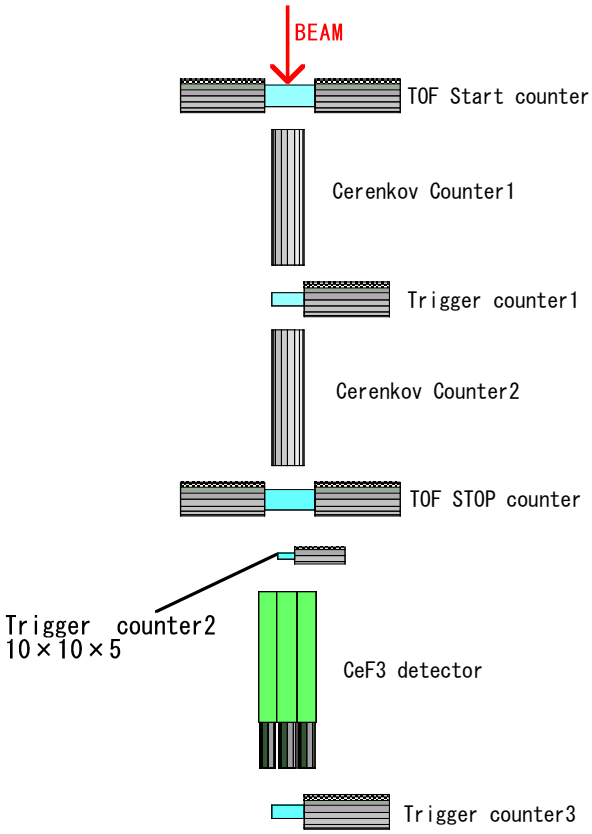


図 5.2: マグネット後のカウンターの配置

TOF[1]スタート、ストップカウンターの距離は約 3.8m で、2GeV/c までの運動量を持つパイオンと陽子を TOF で区別することができる。また電子とハドロンの選別に 2 台のガスチェレンコフカウンターを用いた。チェレンコフカウンター内のガスは 1 気圧の二酸化炭素が用い、気温 20 度の時、チェレンコフ光を発するしきい値は $\beta > 0.99959$ となる。この速度を超えるには、電子は $P_{electron} > 17.84\mathrm{MeV/c}$、$\pi$ は $P_{\pi} > 4.87\mathrm{GeV/c}$ の運動量が必要となる。T1 ビームラインは最高 2GeV/c であるため、電子が通過したときのみ信号が得られ、電子とハドロンの識別が可能となる。

またフッ化セリウム検出器にビームがまっすぐ入るように、TOF スタートカウンターからフッ化セリウム検出器までに 2 つのトリガーカウンターを置いた。二つの TOF カウンターもトリガーカウ

[1]Time Of Flight の略。

ンターとして用いている。トリガーカウンター 2 のサイズを 10×10×5mm と小さいものを用いているが、これはフッ化セリウム検出器の中心の結晶にのみ入射させるため、ビームを絞る必要があったからである。ただしビームを絞ることにより、1spill[2]あたりのイベントレートが極端に少なくなってしまった。一番後ろに置かれているトリガーカウンター 3 はハドロンの突き抜けを捕らえるために使用した。

5.2.2　フッ化セリウムシンチレーターのセッティング

フッ化セリウム結晶を用いた検出器の全体図を図 5.3 に示す。図中の CeF_3 検出器は 9 本の結晶を 3×3 に重ね、各クリスタルの後方に光電子増倍管が取りつけられている。取りつけられた光電子増倍管は、PHOTONIS 社製 XP2978(付録 A.2) で、光電面の材質に 200nm までの紫外光を透過することのできる fused silica を使用し、フッ化セリウムの発光波長を十分にカバーできる性能を持っている。光電子増倍管とフッ化セリウム結晶の間には、クッキー (KE-103、信越シリコーン) をはさみ、光電子増倍管を後方からばねの力で密着させている。クッキーは図 5.5 に示すように 240∼700nm までの波長で透過率が 80% 以上で、フッ化セリウムの発光を最小限の減衰で光電子増倍管へ導くことができる。

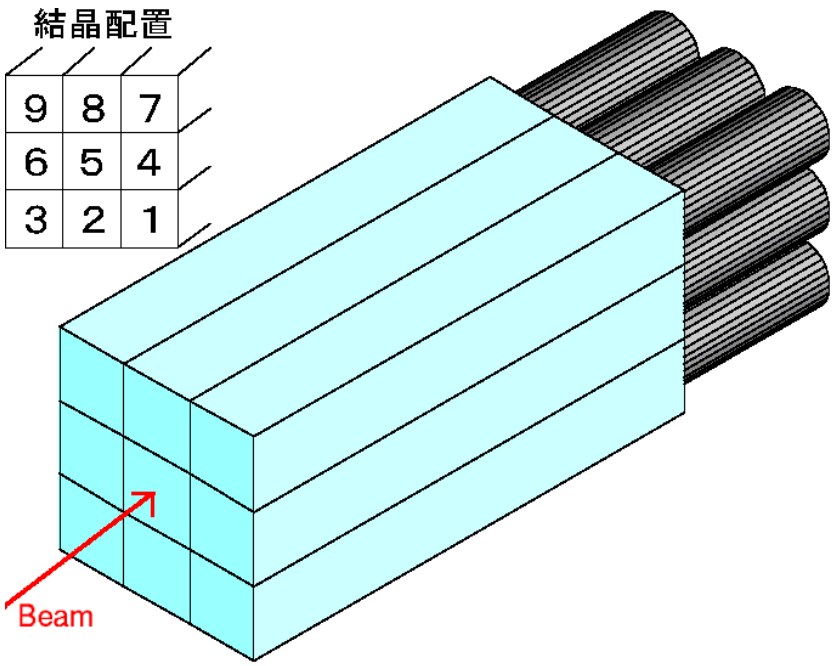


図 5.3: フッ化セリウム検出器のセットアップ。9 本のクリスタルを 3×3 に重ね、その後方に光電子増倍管がつけられている。

各クリスタルは図 5.4 に示されるように、34×34×330mm の大きさになるように、2 本、ないし

[2]今回の実験では 4 秒周期で 2 秒間ビームがでて、残りの 2 秒は 12GeV 陽子シンクロトロンで陽子の加速に使われる。この 1 サイクルを 1spill という。

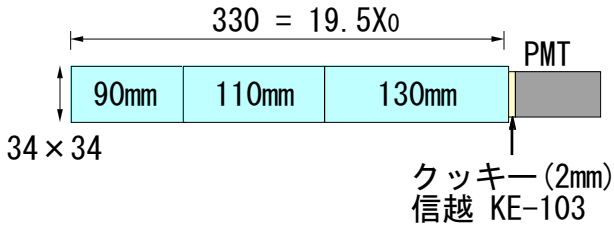


図 5.4: フッ化セリウム結晶の接着の一例。No5、中心のクリスタルの場合。

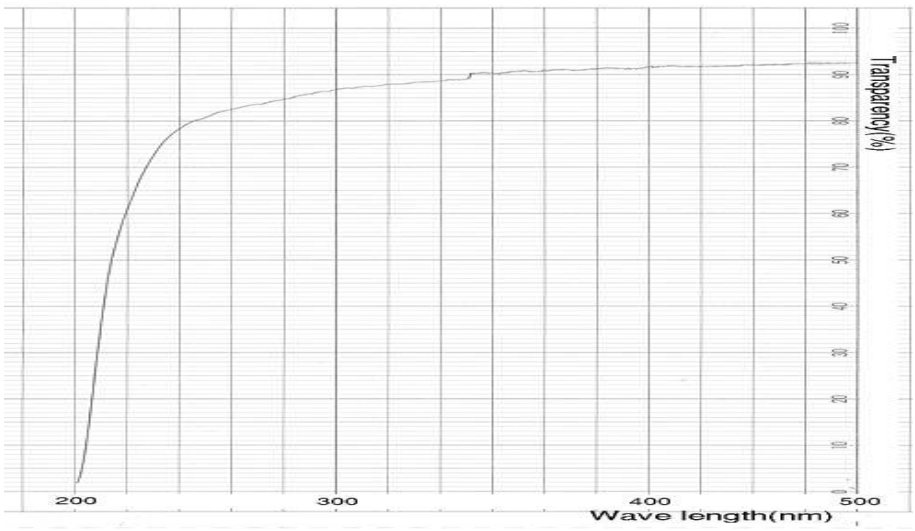


図 5.5: クッキーの透過率。横軸は波長 (nm)。縦軸は透過率 (%) である。)

は 3 本の結晶を組み合わせている。330mm という長さは、フッ化セリウム結晶では $19.5X_0$ の放射長になり、電子ビームの縦方向の電磁シャワーをほぼ 100%吸収できる。各結晶は 80 ℃で硬化する TSE3033(東芝) という接着剤で接着されている。接着された大型結晶は光電子増倍管が取りつけられる面以外は、反射材かつ遮光材としてテフロンテープが巻かれている。9 本のフッ化セリウムと光電子増倍管は崩れないように固定し、全体を黒い紙で覆った後、さらにタフニールで覆い、外部からの光が入らないようにした。

フッ化セリウム検出器は π^- ビームでキャリブレーションを行う際に、結晶を上下に動かす必要があるため、ビームの入射方向に対し垂直 (上下方向のみ) に手動で移動が可能な架台に乗せられた。

光電子増倍管から出る高電圧、シグナル用の各ケーブルは実験エリアから実験装置を制御するコンテナまで伸びている HV、BNC ケーブルにそれぞれ接続され、高電圧印加等の作業は実験コンテナで行う。これらのケーブルの長さは 15m であり、高電圧用のケーブルは高電圧印加装置へ、シグナルケーブルは後述する回路に接続した。

5.2.3　回路

Logic 回路は図 5.6 のようになっている。また、回路の中で使用されている S1、S2 等のカウンターと図 5.2 のカウンターとの対応は以下のようになっている。

図 5.2 のカウンター名	回路図
TOF start counter(right)	S1R
TOF start counter(left)	S1L
Trigger counter 1	S2
TOF stop counter(right)	S3R
TOF stop counter(left)	S3L
Trigger counter 2	S4
Trigger counter 3	S5
Cerenkov counter 1	C1
Cerenkov counter 2	C2

ロジック図には書いていないが、すべてのカウンターはまず Divider に入力し、2 つに分けられ、一つは ADC に入力され、もう一方は Discriminator に入力される。ただし TOF カウンターだけは、Discriminator の出力後のパルスは Mean timer[3]に入力される。またフッ化セリウムは全チャンネル 3dB のアテネーターを入れ、シグナルの大きさを小さくした。

電子とハドロンの識別には 2 つの Cerenkov counter(C1、C2) を用いた。今回実験を行った運動量 (0.5∼2GeV/C) の範囲では電子だけが C1、C2 でチェレンコフ光を発生する。したがって C1、C2 からのシグナルが両方あったときを電子のイベントとした。また、ハドロンではチェレンコフ光は発生しないが、チェレンコフカウンター内で π の崩壊による電子や陽電子の発生や、カウンターの壁面、窓、カウンター内のガスにぶつかってはじき出された電子などによるチェレンコフ光が観測される可能性がある。したがって C1、C2 からのシグナルがどちらかでもある場合、そのイベントは純粋なハドロンイベントとはいえないため、両方から来ないときがハドロンイベントとした。ハドロンが上記の理由でチェレンコフ光を発しながらくることは、まず希な事象であるといえる。

また、ハドロンの粒子識別には TOF Start counter である S1 のシグナルをスタートとして用い、TOF Stop counter(S2) のシグナルをストップとした。この TOF の時間差によって π^+ と陽子の識別を行った。図 5.7 にその様子を示す。

[3]このモジュールは二つのシグナルを入れ、その時間差のズレを平均化する NIM 規格モジュールである。

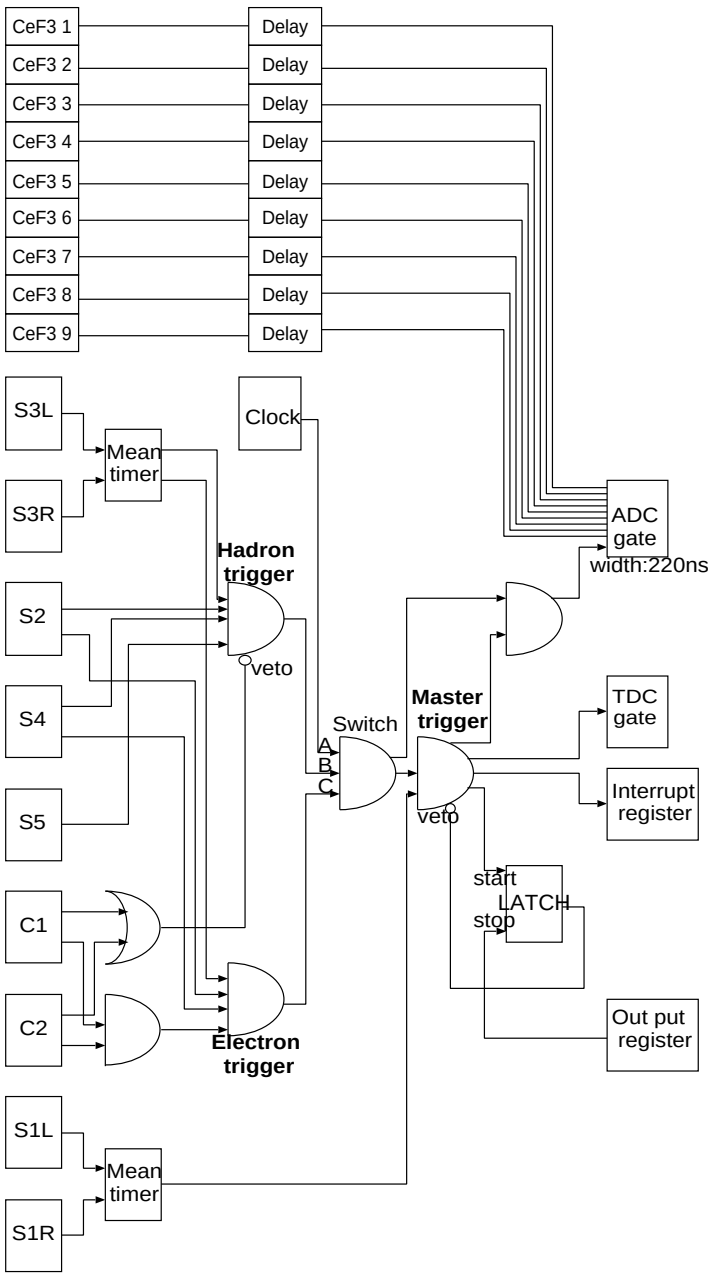


図 5.6: 実験時のロジック回路。図には載っていないがフッ化セリウム検出器、その他のカウンターもすべて TDC に入力されている。

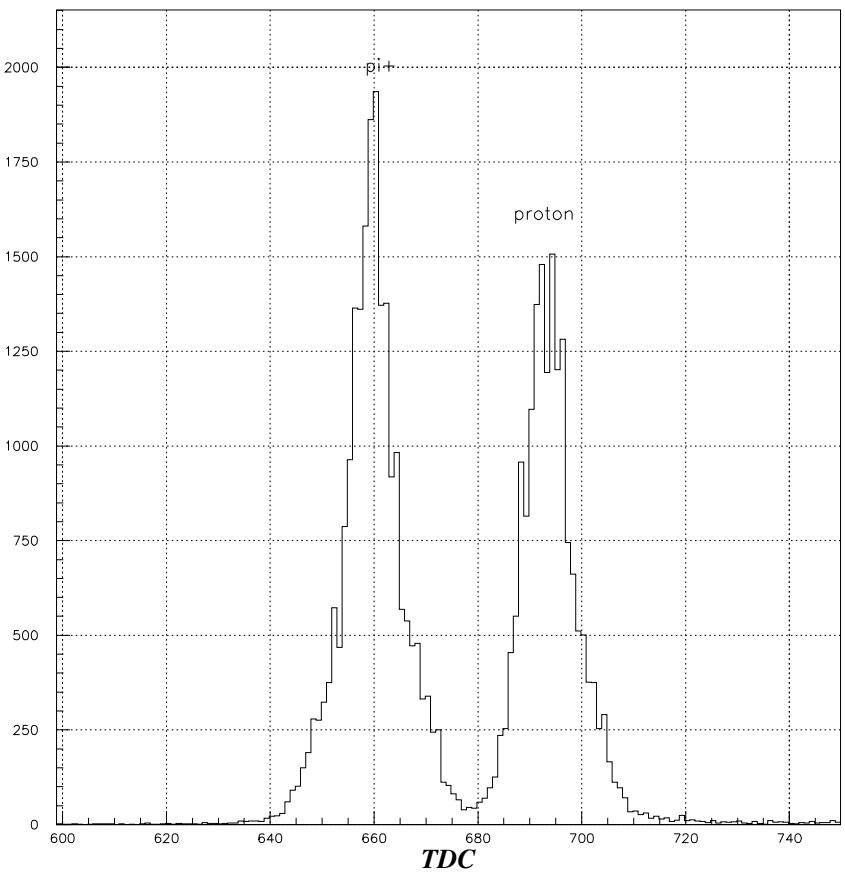


図 5.7: TDC の分布。運動量 1.5GeV/c。左が π^+、右は陽子である。

5.2.4　Data taking system(DAQ)

CAMAC で変換されたデータは、Linux2.0.38 ベースの PC により読み込む。これらのシステムは平成１１年度卒業の橋本朋幸氏の論文に詳しく書いてあるので割愛させていただく [24]。

今回のビーム実験では、橋本氏の用いたシステムを基本にフッ化セリウム結晶や TOF カウンターなどをモニターができるように改良した。実験中、リアルタイムに各クリスタルの吸収したエネルギーのスペクトルを表示したり、9 本のクリスタルで吸収した全エネルギーを表示ができるようになっている。

今回の実験で取り込んだデータは ADC、TDC とも 18ch で合計 36ch のみを取り込めばいいのだが、この実験の終了後、同研究室の三浦明夫氏の veto カウンターの実験でも使用するため、そちらの実験に合わせてシステムを構築してある。したがって合計で 96ch ものデータを同時に取り込んでいる。

5.3　解析

5.3.1　ビームを用いた光電子増倍管のキャリブレーション

各クリスタルのキャリブレーションは図 5.8 に示されるように、フッ化セリウム検出器をビームの方向に対し垂直にセットし、1GeV/c の運動量を持った π^- を用いて行った。ビームを入射した位置は光電子増倍管が取りつけられていない方から 300mm の距離のところに S4 の中心をあわせた。光電子増倍管から遠い位置にビームを当てると、フッ化セリウムの 9 本全部の結晶の接着したつぎ目の位置が違うため、入ってくる光が不均一になる可能性がある。300mm という位置は、すべての結晶はつぎ目のない位置になり、発生した光はどの結晶からも均一に光電子増倍管で検出できる。上段、中段、下段の三段階に分け三本づつ測定した。

トリガーの条件は S5 のヒットを要求して、結晶をつきぬけたイベントのみデータを収集した。このとき π^- の MIP[4]を用いたため 3 本のフッ化セリウムにはほぼ同じエネルギーが deposit する。本実験のときは No.5 のクリスタルにビームを入射するため、この Gain を基準にまわりの 8 本の Gain をあわせた。まず、9 本の全クリスタルの calibration を行う前のエネルギーヒストグラムは図 5.9 に示されている。なお、ADC のヒストグラムはすべてペデスタルが差し引かれている。差し引くペデスタルの値は各 Run 終了後に取ったペデスタルの値を用いている。

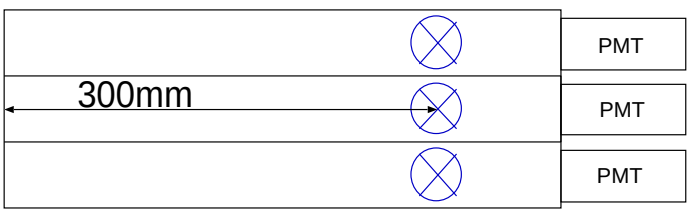


図 5.8: キャリブレーション時の検出器の配置

[4]Minimum Ionizing Particle.

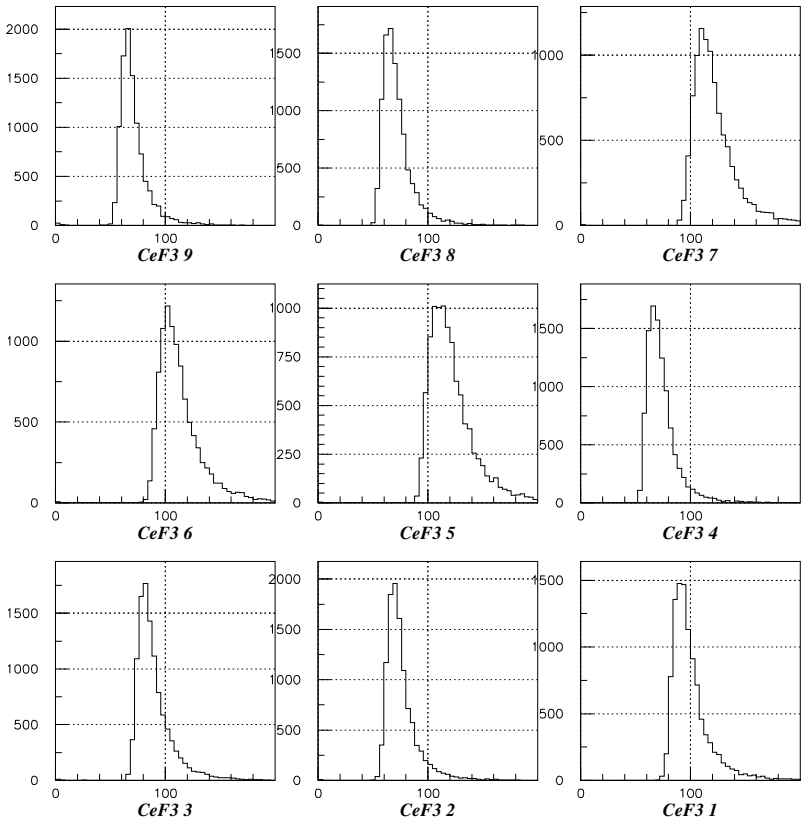


図 5.9: キャリブレーションを行う前の各クリスタルの ADC ヒストグラム。

ヒストグラムの各頂点から半値幅の範囲で deposit energy の頂点に Gaussian fit を行い、No.5 以外の 8 本の mean の値を No.5 の mean にあうようにファクター (C_i) をきめ、残り 8 本のキャリブレーションを行った。各光電子増倍管のファクターは表 5.1 に示される。キャリブレーションを行った後のヒストグラムは図 5.10 に示す。9 本ともほとんどの同じところにヒストグラムが表示され、Gain が揃えられたことがわかる。

PMT No.	C_i
1	1.209656
2	1.585222
3	1.358038

PMT No.	C_i
4	1.640476
5	1.0
6	1.074464

PMT No.	C_i
7	0.978742
8	1.701571
9	1.687023

表 5.1: 各光電子増倍管のキャリブレーションファクター

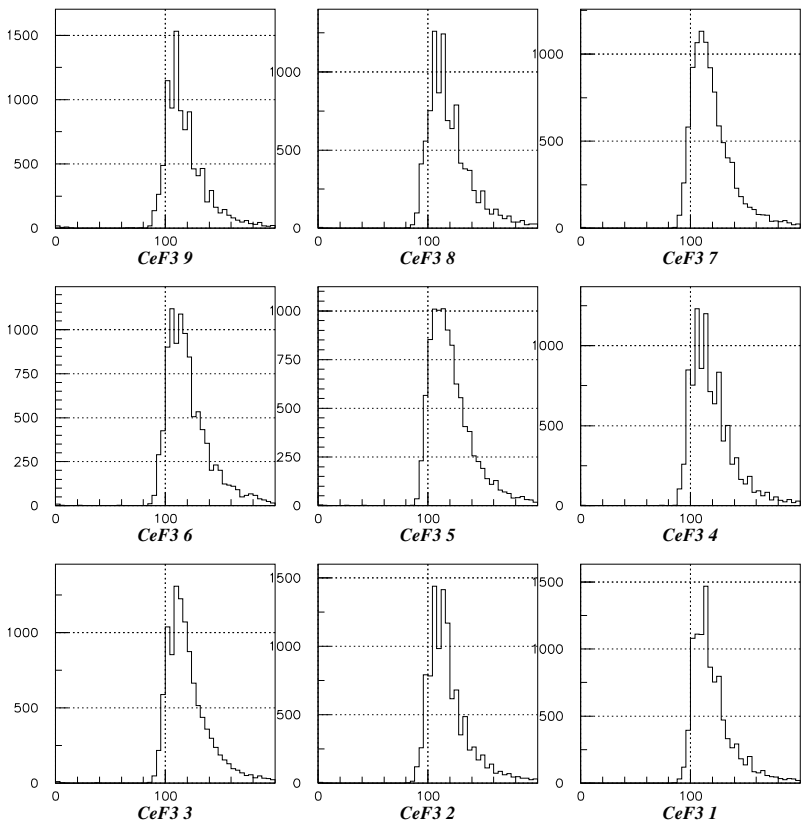


図 5.10: キャリブレーションを行った後の各クリスタルのヒストグラム

5.3.2　光電子増倍管の Gain 測定

5.3.1 で全 9 本の Gain のキャリブレーションを行った。この実験に用いた光電子増倍管の増幅率 (Gain) が、後の解析に必要となるため、まず先に求めておく。光電子増倍管の詳細については付録 A.2 を参考にしてほしい。

ビームは図 5.3 に示される No.5 の結晶に入射される。キャリブレーションを行う際にも No.5 を基準にしたため、この基準に用いた光電子増倍管の増幅率を求めるのがよい。

光電子増倍管の増幅率の測定は、KEK における全実験が終了したあとに大学の実験室にて測定を行った。まず、光電子増倍管に実験時にかけていた電圧 1120V をかけオシロスコープによりシグナルを確認してみたが、暗電流によるノイズも全く見えなかった。非常に増幅率の低い光電子増倍管と判断したため、非常にたくさんの光子を入れ、エネルギー分解能から平均光電子数 N を算出し、増幅率を求めていく手法をとった。

図 5.11 のようなセットアップにし、実験を行った。発光ダイオードには NIM モジュールの clock generator からの TTL シグナル (width 25ns) を入力し、発光させている。clock generator から同時に出る NIM 信号を GDG にいれシグナル幅をかえ、qVt のゲートに入力される。光電子増倍管からのシグナルはゲートに入るように調整を行い、qVt に入力された。この qVt は別途キャリブレーションを行っており、1ch あたり 0.2517pC(ピコクーロン) に対応している。発光ダイオードからの光が非常に多く、またシグナルの rate が高くなったのでカメラ用の光学フィルターを 2 枚入れ、光の数を減らした。

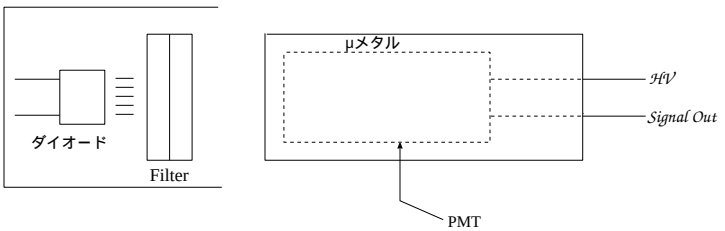


図 5.11: 増幅率の測定時のセットアップ

光電子増倍管に印加された電圧は、ビーム実験を行ったときと同じ電圧 (1120V) をかけた。このセットアップによって得られたスペクトルは図 5.12 に示す。

エネルギー分解能からの平均光電子数の求め方

理想的には、発光ダイオード (LED) から放出される光の数、光電面から出る光電子の数、光電子増倍管で増幅された電子の個数は一定で、ヒストグラムで表示されるグラフにはあるチャンネルだけにデータが入る。しかし、実際は LED が発光する光子の数に対して、光電面上で電子が放出される機会は非常に少ない。従ってこの統計はポアソン分布に従うことになる。したがってエネルギー分解能から光電子数を求める際、これはほとんど光電面での光電子数の統計で決定する。ポアソン分布では、平均値 μ と分散 σ の 2 乗は等しくなる。したがって平均光電子数を N とすれば、分解能

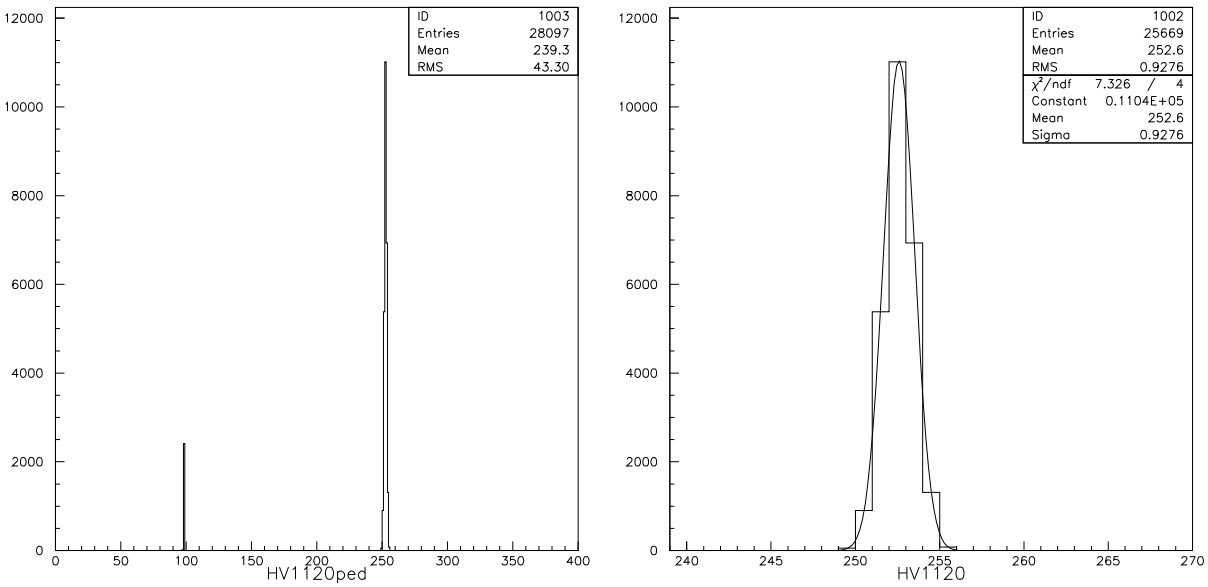


図 5.12: 左はペデスタルと測定されたスペクトル。右は測定されたスペクトルの拡大図。ペデスタル、スペクトルのヒストグラムには Gauss fit をかけ、mean の値をそれぞれのピークチャンネルとした。ペデスタルピークは 99ch、スペクトルピークは 252.6ch である。

は、エネルギーと光電子の数は比例しているから

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{5.1}$$

という関係が得られる。それゆえ平均光電子数は

$$\overline{N}_{p.e.} = \frac{1}{(\frac{\sigma}{E})^2} \tag{5.2}$$

と表される。

図 5.12 の左図はペデスタルと測定されたスペクトルを示している。いま、$\overline{N}$ が大きくなるとポアソン分布はガウス分布に近づく。従って測定されたヒストグラムに対しガウスフィットを行う。右図はガウスフィットを行った結果で、σ は $0.9726(\mathrm{ch})$、mean の値、つまりスペクトルのピークは $252.6(\mathrm{ch})$ になる。$E =$ (スペクトルピーク) $-$ (ペデスタルピーク) であり、この差 (E) は 153.6ch になる。これはクーロン数に変換するとと 38.66pC であり、平均光電子数 N が入ったときの増幅後のクーロン数になる。(5.2) から $N_{p.e} = (\frac{153.6}{0.9726})^2 = 2.7 \times 10^4(\mathrm{p.e})$ が得られ、この値に電気素量 e をかけると増幅前のクーロン数が得られる。増幅率は

$$\text{増幅率} = \frac{\text{増幅後のクーロン数}}{\text{増幅前のクーロン数}} = \frac{38.66pC}{2.7 \times 10^4 \times e} = 8.4 \times 10^3$$

である。

以上に書かれた方法で光電子増倍管に 900V から 1200V までの Gain カーブを導き出した。この Gain カーブを図 5.13 に示す。横軸は印加電圧 (V)、縦軸はその時の増幅率である。Gain の関数を $G(V)$ とすると

$$G(V) = 3.00^{-10} \cdot V^{4.42} \tag{5.3}$$

となる。

ダイオードは常に一定の光を発するはずであるが、実際には光量が変動している可能性がある。したがって Gain の測定に用いたダイオードがどのくらい光量の変化があるのかを測定した。実験装置には何もしないまま光電子増倍管の印加電圧のみを変更し、各電圧で増幅後の光電子数の比較をおこなった。結果は図 5.14 に示す。ダイオードからの光が一定であればどの電圧でも光電子数は一定になるはずである。しかし、この結果からダイオードの発光は一定ではないため、測定した増幅率は図 5.14 の○ で示される程度の揺らぎがあることになる。したがってこの揺らぎはそのまま増幅率の揺らぎになってしまう。各電圧で光電子数の平均をとり、実験データの最大値 (1300V)、最小値 (1120V) 程度揺らぐとすると、増幅率は $\pm 5.7\%$ 程度の揺らぎを含むことになる。

電圧 1120V 実測値 Gain は 8.4×10^3、Gain curve からは 9.0×10^3 となり、7%程度の差がみられた。5.3.3 で Gain を使用するが、このときは Gain curve による増幅率を用いることとする。

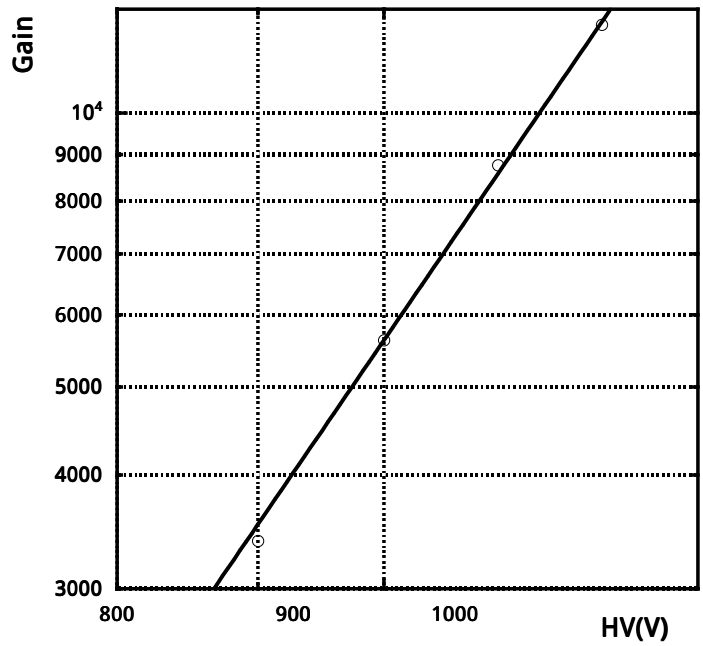


図 5.13: CeF_3 結晶 No.5 に用いた光電子増倍管の Gain カーブ

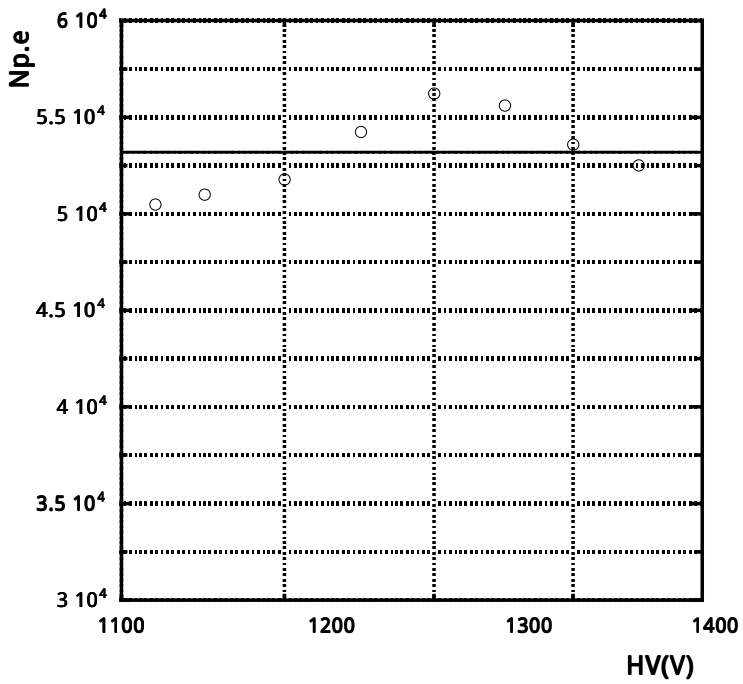


図 5.14: 各電圧ごとの増幅後の光電子数の揺らぎ。横軸は電圧 (V)。縦軸は光電子数

5.3.3　電子ビームを入射した Run の解析

ここでは電子ビームをフッ化セリウム検出器に、0.5GeV/c、1GeV/c、1.5GeV/c の運動量を持つビームを入射し、その時の結果を示す。解析を行ったことは

1. エネルギー分解能
2. 入射エネルギーと発光量の線形性 (Linearity)
3. 獲得光電子数

の三つについてである。本実験では 2GeV/c までの運動量を持った電子ビームも使用するつもりであったが、10spill あたり 1 イベントあるかないかの状態であり、実験時間も迫っていることから十分な統計量をためることができないと判断し、このエネルギーの測定をあきらめた。

運動量 (GeV/c)	イベントレート
0.5	0.6/spill
1.0	∼1/spill
1.5	1.3/spill
2.0	<0.1/spill

1GeV/c の運動量を持った電子を入射した際の典型的な ADC の各チャンネルを図 5.15 に示す。9 つのヒストグラムは入射される電子ビームの上流側から見たときの位置に対応する。

図を見てみるとほとんど中心のクリスタルでエネルギーが吸収されていることが分かる。ADC-2 と ADC-4 は中心以外の他の 6 本のクリスタルに比べ、多くエネルギーが吸収されているが、これはフッ化セリウム検出器をビームライン上に設置する際、測量がずれていたか、または S4 カウンターの取りつけ位置がすれている可能性がある。この状態では検出器はビームに対し左斜め上にずれていることがわかる。

エネルギー分解能

次に 9 本のクリスタル全体のスペクトルを考えてみる。全体のクリスタルは各クリスタルに吸収されたエネルギーの和で表される。したがって入射する 1 つ 1 つのイベントのエネルギーは

$$E = \sum_{i=1}^{9} C_i \cdot (ADC_i - P_i)$$

ここで C_i は、5.3.1 で決めた Gain の異なる光電子増倍管を補正する定数で、表 5.1 に示されているものである。また、ADC_i は i 番目のクリスタルの ADC のデータで、P_i はペデスタルの値である。それぞれのペデスタルを引くことで、ADC の原点を揃えた。このデータをヒストグラムに表示すると図 5.16 となる。左から入射エネルギーが 0.5、1.0、1.5GeV/c でフッ化セリウム 9 本に

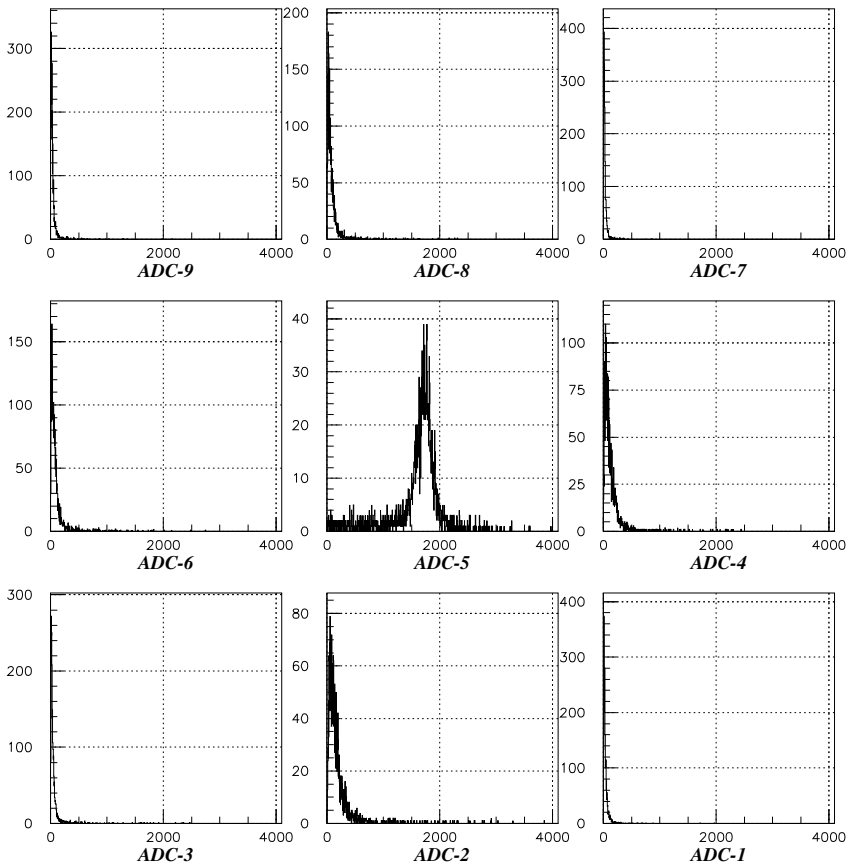


図 5.15: 運動量 1GeV/c の電子を入射したときの ADC スペクトル。各スペクトルは図 5.3 に示される結晶の配置になっている。

deposit したエネルギーを測定した結果となる。グラフの横軸は ADC のチャンネルで、縦軸はイベント数である。

全吸収エネルギーはガウス分布をするものと仮定し、各 ADC のピーク付近に Gauss fit を行った。平均を m、分散を σ とするとガウス分布は以下の式で表される。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.4}$$

この関数により、エネルギーのピークを決定し、横軸に入射エネルギー、縦軸にエネルギー分解能を取ったものを図 5.17 に示す。

エネルギー分解能は以下の式でフィッティングを行った。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(GeV)}} \ + \ b \tag{5.5}$$

a、b はパラメーターである。

この結果よりエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(3.7 \pm 0.3) \times 10^2}{\sqrt{E(GeV)}} \ + \ (6.3 \pm 31.0) \times 10^4 \tag{5.6}$$

となった。なお、誤差はフィッティングエラーを用いた。

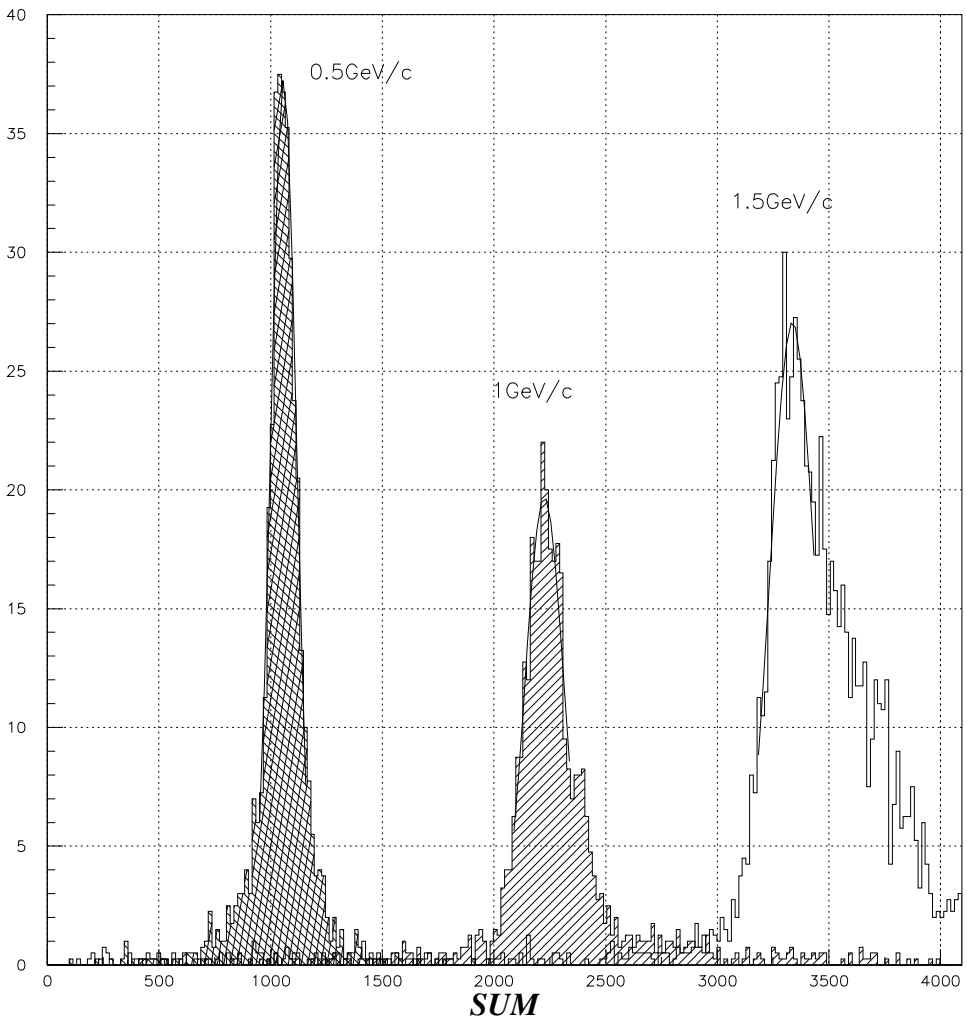


図 5.16: 左から入射エネルギー 0.5、1.0、1.5GeV/c の電子を入射したときの吸収エネルギー。横軸は ADC のチャンネル。縦軸はイベント数。

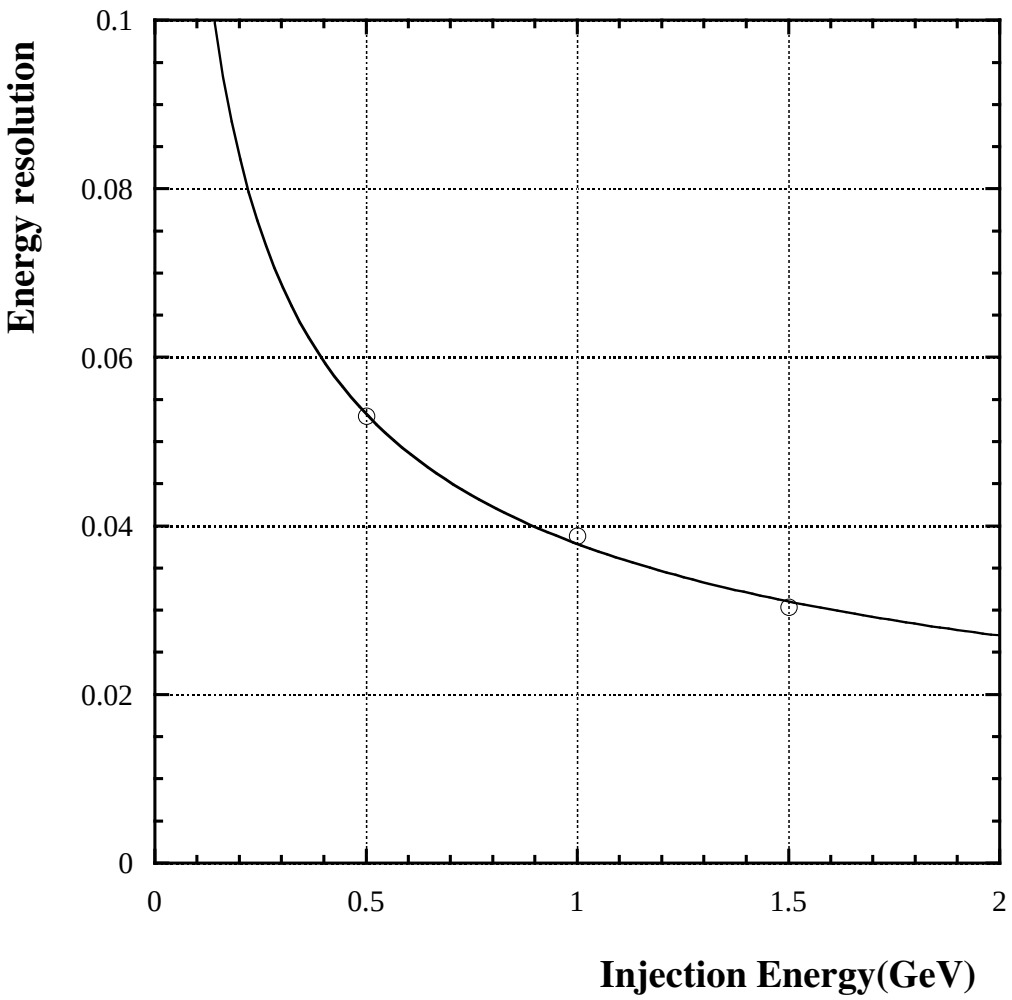


図 5.17: エネルギー分解能。横軸は入射エネルギー (GeV)。縦軸は分解能

Linearity

2.2 でも述べられているが、光の収量が入射エネルギーに比例することが、高エネルギー物理実験で用いられる無機シンチレーターでは求められていることである。したがって、入射エネルギーと ADC のチャンネルとの線形性が実際に示されることが重要である。その結果を図 5.18 に示す。各エネルギーごとの ADC のピークは、5.3.3 でガウスフィットを行うことによって求められた ADC のピークを用い、エラーバーはガウス関数の分散 σ を用いた。

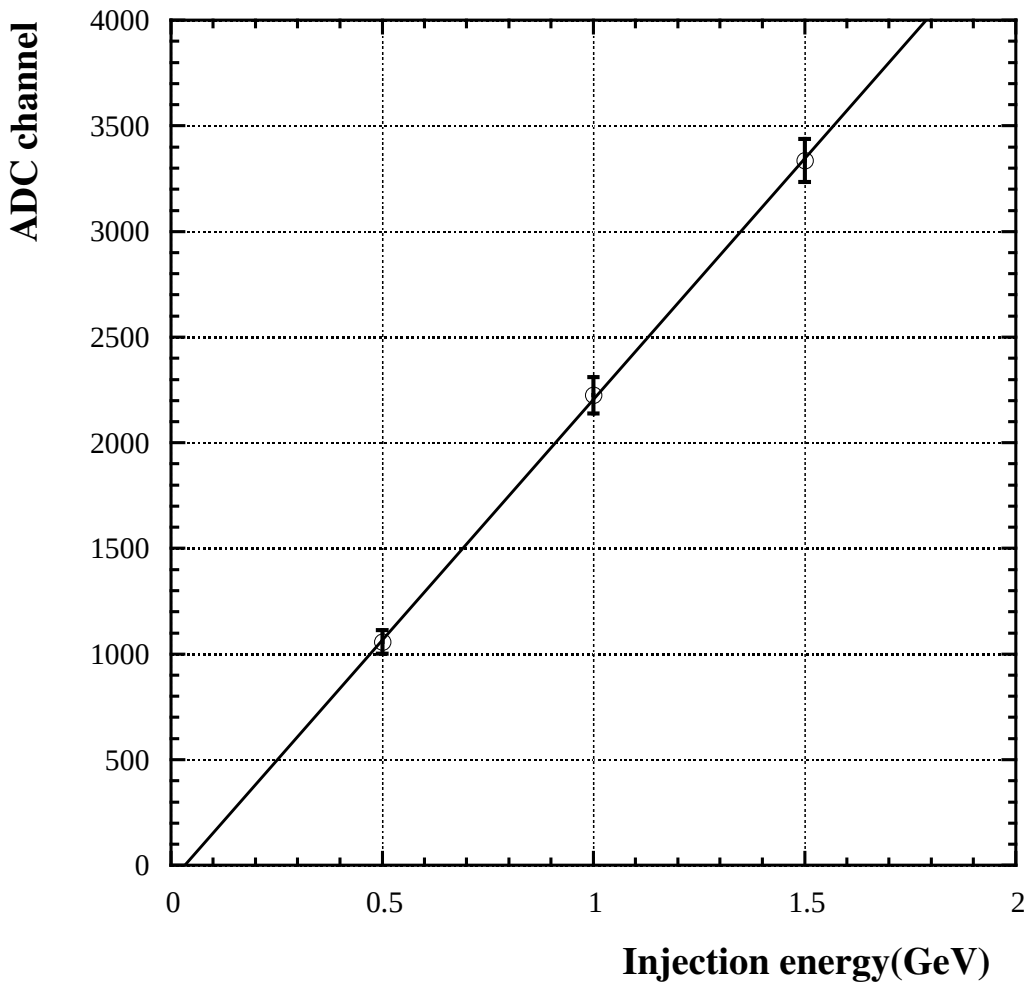


図 5.18: 電子入射時の CeF_3 の応答の線形性。横軸は入射エネルギー (GeV)。縦軸は ADC のチャンネル。

獲得光電子数の見積もり

電子ビームを入射し、そのときの光電子増倍管で獲得できた光電子数を以下のような手順でもとめる。

1. 光電子増倍管の Gain の測定。式 (5.3) に実験時に用いた電圧 1120V を代入し、9.0×10^3 が得られた。
2. ADC キャリブレーション。別途行われており、1ch あたり 0.263pC となった。
3. 各入射エネルギーの ADC channel のクーロン数 q を求める。
4. 得られた q を PMT の Gain で割り、増幅前のクーロン数 $q_{\text{増幅前}}$ を求める。
5. 平均光電子数 $N_{p.e.}$ は $q_{\text{増幅前}}$/電気素量 e となる。

しかし実験時の光電子増倍管からの出力には Attenuator が 3dB かけられているので、

$$\mathrm{dB} = -20\, ln \frac{V_{out}}{V_{in}} \tag{5.7}$$

の関係式から

$$V_{in} = e^{\frac{3}{20}} V_{out} = 1.162\, V_{out}$$

となり、電子の入射エネルギーに対応する ADC のピークチャンネルを 1.16 倍する必要がでてくる。したがって 3. で ADC のチャンネルを求めた際、この値に対して 1.16 倍する。また、この出力は Divider で光電子増倍管の出力が半分にされているため、さらに 2 倍する必要がある。この ADC のピークの値はすでに、エネルギー分解能を求めるときに値を求めたので、その値に対し 2.32 倍し、クーロン数へ変換した。

入射エネルギーと光電子増倍管が獲得した光電子数の関係を図 5.19 にしめす。この関係に 1 次関数によるフィットを行い、その傾きが 1MeV あたりの平均光電子数となる。フィットを行った結果は

$$N_{p.e.} = 9.7 \times 10^5\, x\, (\mathrm{GeV}) \tag{5.8}$$

となり、電子の入射エネルギー 1MeV あたり 970 個ほどの光が得られることになる。

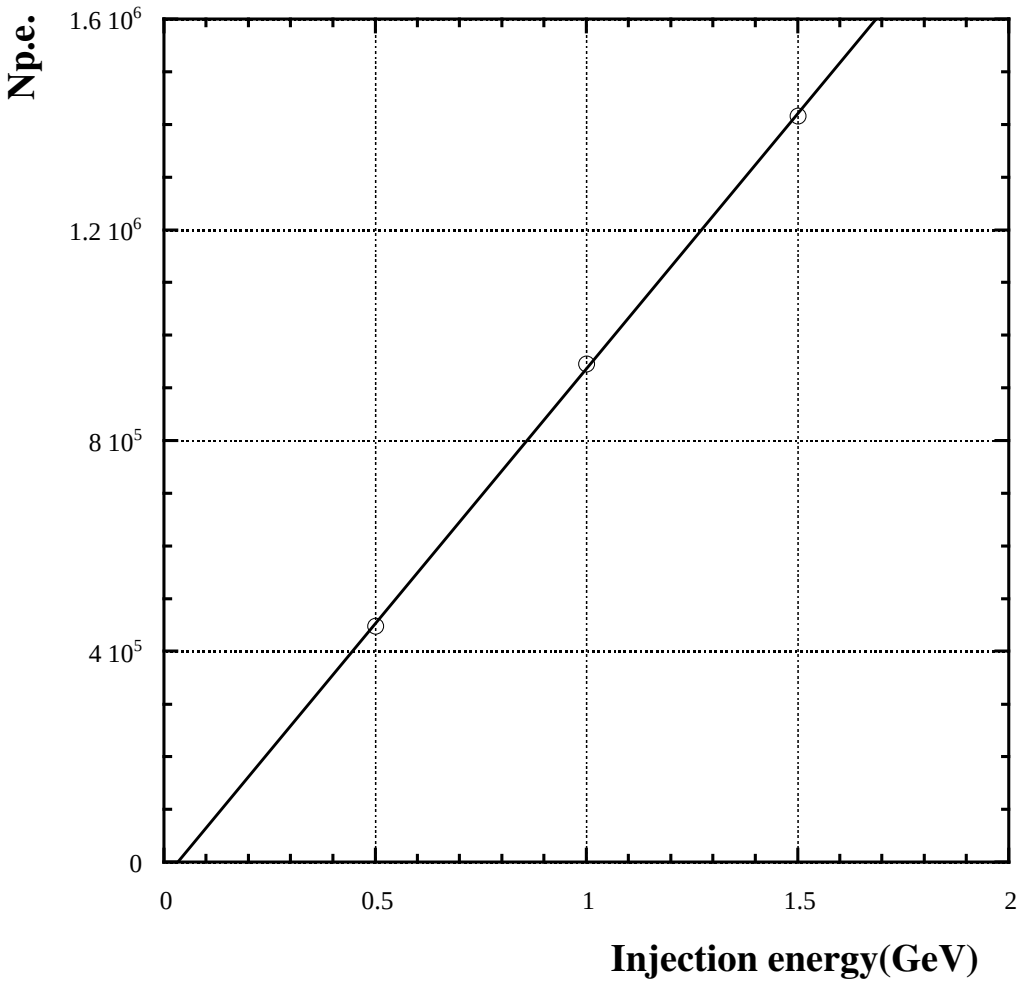


図 5.19: 獲得光電子数。横軸は入射エネルギー (GeV)。縦軸は獲得光電子数。

5.4　検出器としての評価

0.5GeV/c、1.0GeV/c、1.5GeV/c の運動量を持つ電子ビームを入射し、E391a グループにより試作されたフッ化セリウムの検出器の基本的性能を調べた。その結果 deposit エネルギーと入射エネルギーの間には、非常によい線形性が見られる結果が示された。また、獲得光電子数についても非常に良好な結果を示した。実験に用いた光電子増倍管が単一光子を検出できるものではないため、大まかな見積もり方法でしか算定できなかったのだが、解析の結果、1MeV あたり 970 個程度もの光子が光電子増倍管から得ることができていることになる。

エネルギー分解能については

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(3.7 \pm 0.3) \times 10^2}{\sqrt{E(GeV)}} \ + \ (6.3 \pm 31.0) \times 10^4$$

と、よいといえる結果を得ることができなかった。獲得光電子数が多いので統計は良いはずであるが、このような結果になってしまったことの理由として、おそらく 2 次粒子ビームの運動量の幅が見えてしまっているためだと推測している。

エネルギー分解能はとくに良いとはいえない。しかし、入射エネルギーに対する吸収エネルギーの線形性にすぐれており、獲得光電子数が多いことは、高エネルギー物理学分野での使用も十分可能であることを示している。

第6章　まとめ

6.1　耐放射線特性

- 実験
  東京都立大学で $^{60}\mathrm{Co}$ の γ 線放射線照射装置、ガンマセルを用いて $10^6\mathrm{rad}$ までの放射線をあて、フッ化セリウム結晶の透過率の劣化について調べた。

- 解析結果
  $10^6\mathrm{rad}$ までの放射線を照射すると、フッ化セリウムの発光波長付近で 10%程度の透過率の悪化が見られるが、非常に優れた性能を持っていることが分かった。しかし、結晶の製作された位置や用いた材料の違いによって、透過率の劣化の仕方にばらつきがあることも分かった。

6.2　単一光子測定法による蛍光寿命測定

- 実験
  蛍光寿命に長寿命成分があると、放射線計数率の高い実験環境での使用に問題が生じる可能性がある。したがって蛍光寿命が何成分あるか、さらに長い寿命成分があるかどうか、各成分ごとに発光がどのくらいを占めているかを調べた。

- 解析結果
  寿命の成分には確実に $3\mathrm{ns}$ 程度のものと、$30\mathrm{ns}$ のものがあることが分かった。また、もっと遅い寿命を持つ成分もある可能性がわかった。その成分は $340\mathrm{nm}$ より短い波長の可能性があることも分かった。また、各寿命の成分比も大部分が寿命が $30\mathrm{ns}$ の発光によるものであることが分かった。

6.3　ビームテスト

- 実験
  フッ化セリウムを実際に使用するエネルギー領域でテストする必要があり、電子、π、陽子などを入射し、高エネルギー粒子に対する応答を調べた。

- 解析結果
  今回は電子による解析のみであった。エネルギー分解能は $\frac{\sigma}{E} = \frac{(3.7\pm0.3)\times10^2}{\sqrt{E(GeV)}} + (6.3\pm31.0)\times10^4$

という結果を得た。また、入射エネルギーと deposit エネルギーの線形性が確認でき、おおまかにであるが、光電子数は 1MeV あたり 970 個程度の光電子を獲得できていることが分かった。

6.4　今後の課題

今回の蛍光寿命測定実験については、寿命が 180ns 程度の長寿命の成分がある可能性が示唆されたが、TDC の計測できる時間幅をさらに広げて測定を行い、長寿命成分の存在をきちんと確かめる必要がある。

ビームテストについては、フッ化セリウムのハドロンに対する応答について解析を続けていく必要がある。今後、機会があれば、質のよいビームを用いて、もう一度高エネルギー粒子の応答を調べ、エネルギー分解能の評価を行う予定である。

付 録A　実験に用いた光電子増倍管

A.1　蛍光寿命測定実験に用いた光電子増倍管

使用した光電子増倍管は、浜松ホトニクス製 H2431、及び H1161 の 2 種類を用いて実験を行った。両光電子増倍管ともヘッドオン型の増倍管で、光電面の直径は 2 インチ、光電面の素材はバイアルカリ金属、窓質はホウケイ酸ガラスでできている。分光感度は波長が 300 ~ 650nm の間で 10% ~ 25% である。最大電圧は H2431 で 3500V、H1161 で 2700V となっている [22]。

H2431 は、他の光電子増倍管に比べパルスの立ち上がり時間が格段にはやく、主な用途として TOF(Time of flight) 用に用いられる。蛍光寿命測定実験では時間の start trigger として、用いることにした。通常の特性は次の表 A.1 になる。

Tube Name	Rise Time Typ. (ns)	Transit Time Typ. (ns)	T.T.S. Typ. FWHM (ns)
H1161	2.6	48	1.1
H2431	0.7	16	0.37

表 A.1: 主な時間特性

H1161 は、高エネルギー物理学実験分野でよく用いられる一般的な光電子増倍管であるが、今回実験に用いた増倍管は単一光子が検出できるものを選り出し、時間信号の stop trigger 検出用として使用した。時間のぶれが半値幅で 1.1ns 程あるため、フッ化セリウムの速い成分は 1 イベントごとに 1ns 程度のぶれを含むことになるが、遅い成分ではこの程度の幅を含んでも、大きな問題はないでだろう。ただし速い成分の減衰時間を測定する際、ばらつきの大きい結果になる。しかし、速い成分を主に測定するわけではないため、H1161 の使用を決定した。

両増倍管の分光感度特性は図 A.1 である。

A.2　KEK-T466 実験で用いた光電子増倍管

この実験で使用した光電子増倍管は、PHOTONIS 社製 (旧 PHILIPS) の XP2978 をもちいた。電圧分配器は通常品に比べ電子の増幅率が factor で 1 桁ほど低くなるものの、時間特性 (立ちあがり時間等) が良くなるように改良されたものを用いている。以下の表 A.2 に簡単に特徴をまとめた。

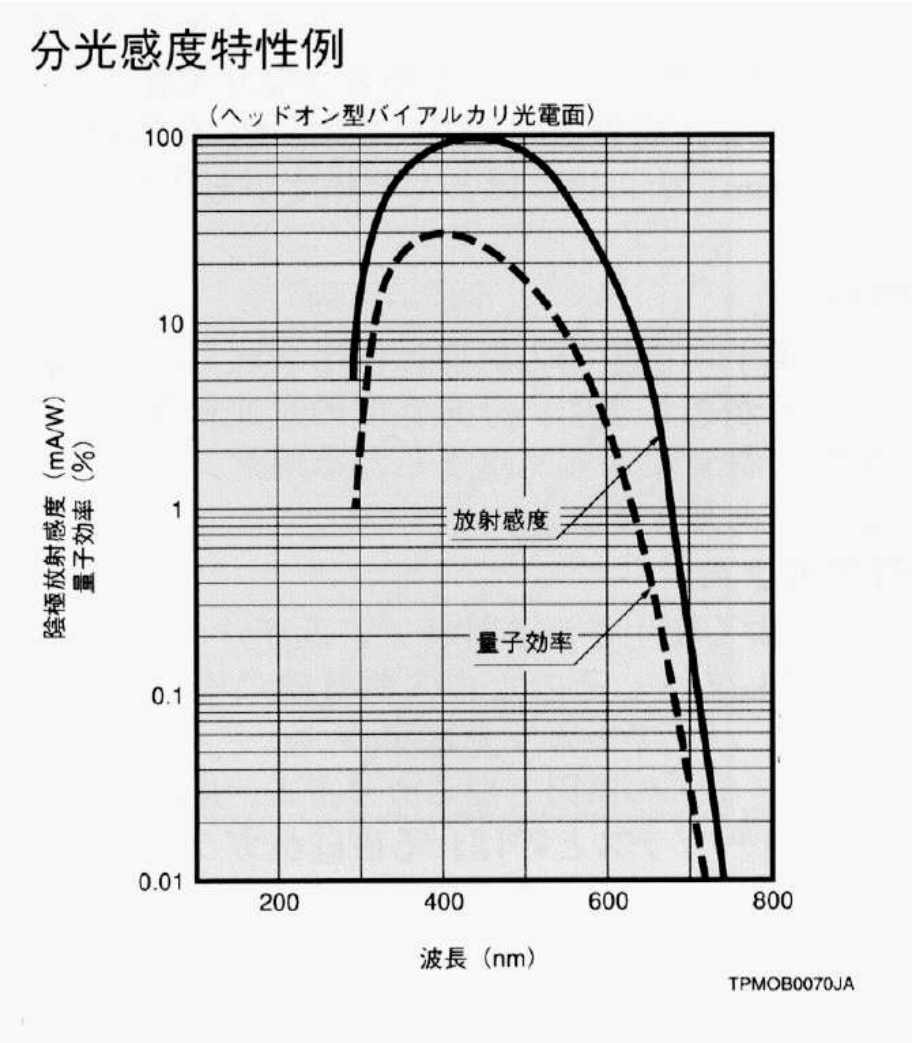


図 A.1: 光電面放射感度 (mA/W)

光電面の直径	1 1/8 インチ
光電面の素材	バイアルカリ金属
窓質	fused silica
最大電圧	1800V
立ち上がり時間	1.9ns

表 A.2: XP2978 の主な特徴

量子効率については図 A.2 の光電面放射感度のグラフを読み取り、以下の式に代入することによって計算することができる [23]。

$$\text{量子効率}\ (\%) = \frac{124}{\lambda(nm)} \times \text{放射感度}\ (mA/W)$$

図 A.2 から、200 ~ 600nm の範囲で量子効率は 0.83% ~ 22.0% と見積もられ、フッ化セリウム結晶の発光波長領域 (310nm では 20%、340nm では 22%) でも十分に光を獲得する性能を有している。

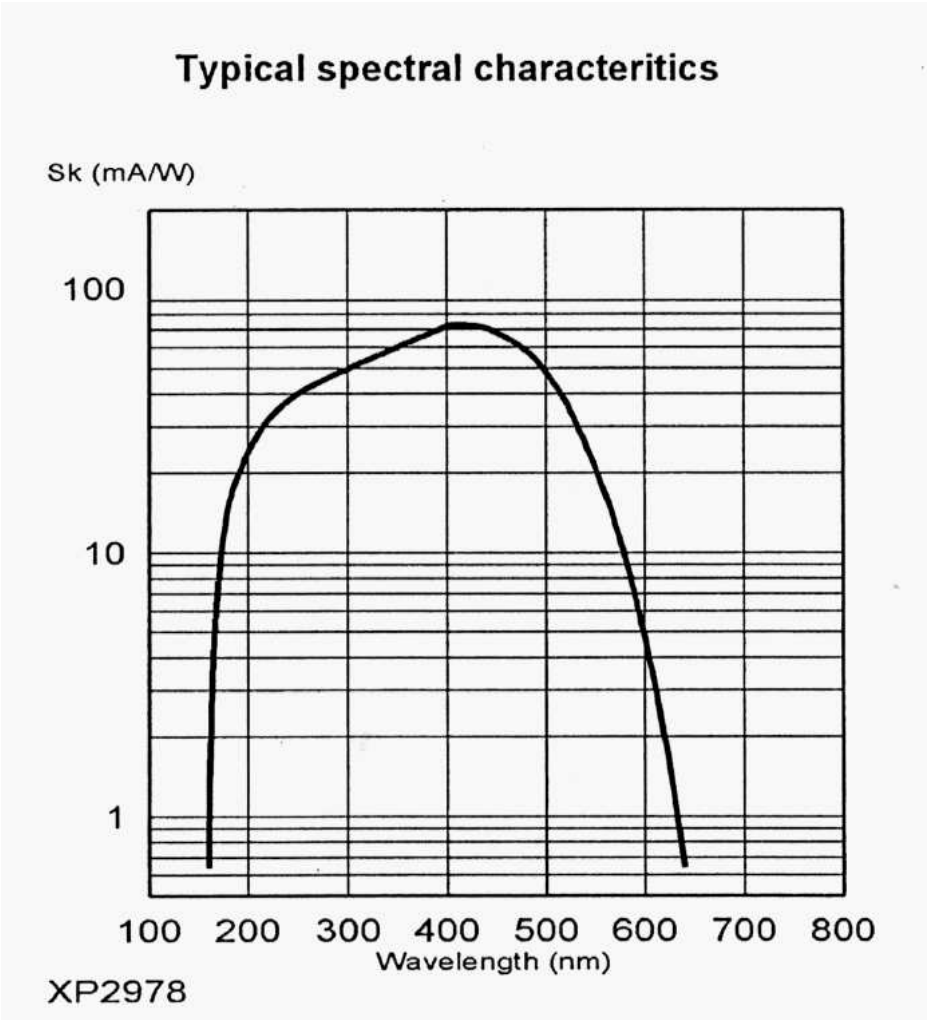


図 A.2: 光電面放射感度 (mA/W)

付 録B　光学フィルタ

蛍光寿命測定を行った際、slow 成分の光のみを測定するために駿河精機 (株) のカラーフィルターを用いた。このフィルターはある波長より単波長側の光を吸収し、長波長側の光を透過させることができるものである。蛍光寿命測定実験で用いたフィルターには 5 種類あり、S76-UV30、S76-UV30、S76-UV34、S76-L37、S76-L39、S76-L42 の製品でそれぞれ 300nm, 340nm, 370nm, 390nm, 420nm 以上の長波長側の光を透過させることができる。

製品ごとの透過率のグラフは以下のとおりである。

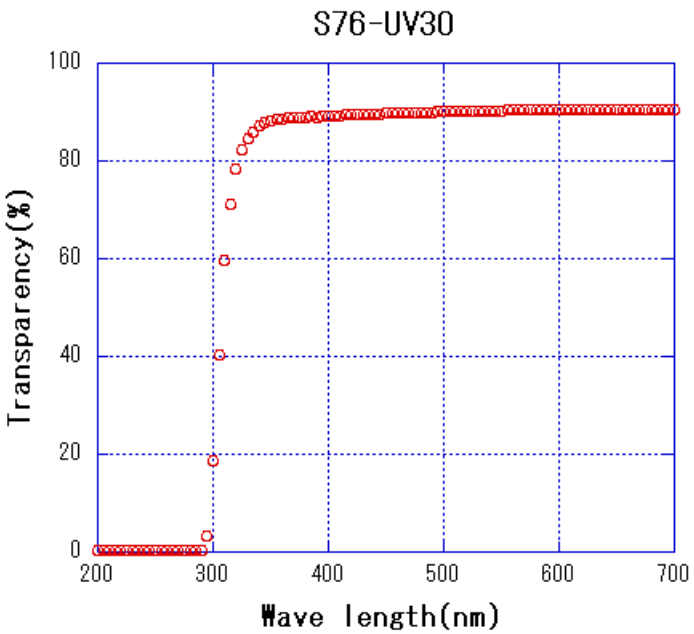


図 B.1: S76-UV30

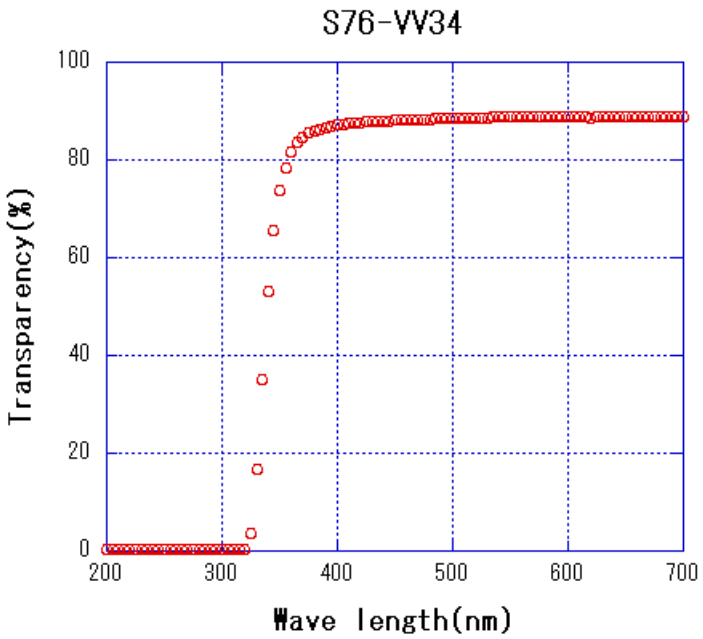


図 B.2: S76-UV34

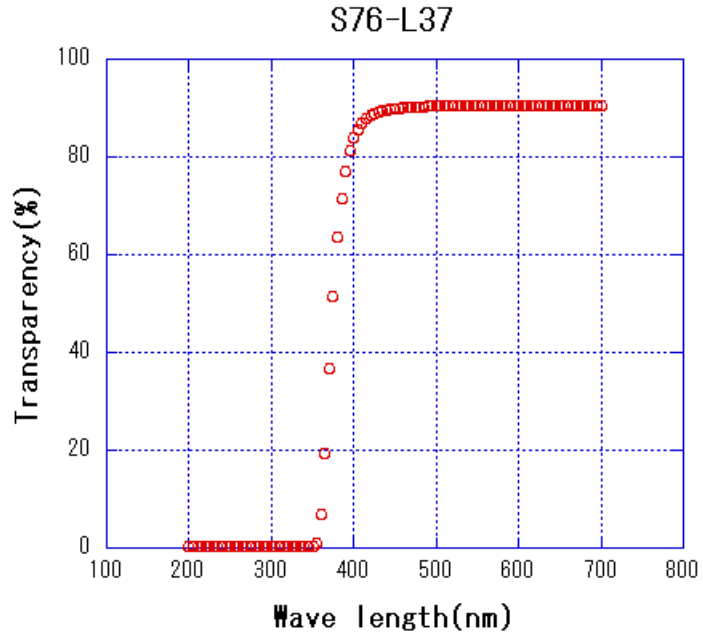


図 B.3: S76-l37

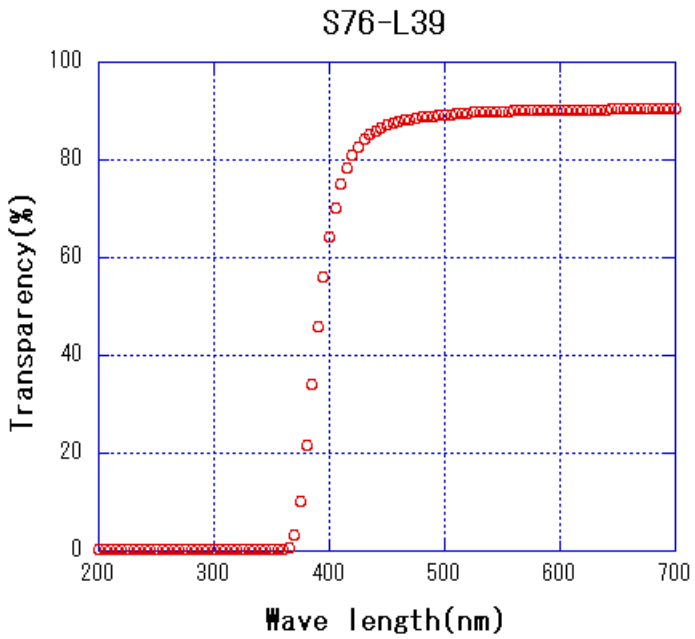


図 B.4: S76-l39

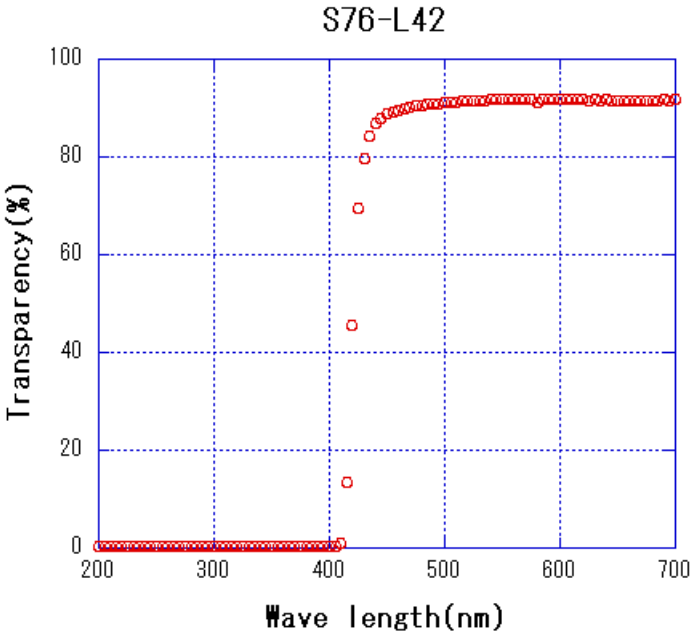


図 B.5: S76-l42

関連図書

[1] S.L. Glashow and J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. **D2**,1285(1970)

[2] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**,531

[3] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**,652(1973)

[4] T. Inami and C.S. Lim, Prog. Theor. Phys 65,297(1981), 65,1772(1981)

[5] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**,1945(1983)

[6] W.J. Marciano and Z. Parsa, Phys. Rev. **D53**, R1(1996)

[7] G. Buchalla and A.J. Buras, Phys. Rev. **D54**, 6782(1996)

[8] A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev. **D61**, 072006(2000)

[9] D.F. Anderson, FERMILAB-Pub (1989) 169

[10] Proceedings of the Workshop on Scintillating Crystals(KEK,1997)

[11] 駒路真吾、修士論文「CeF_3 結晶の各種励起粒子に対する応答と低温におけるシンチレーション光の温度特性の研究」、佐賀大学 (2000)

[12] D.F. Anderson, Nucl. and Meth A287 (1990) 606-612

[13] グレン F. ノル 著　木村 逸朗、阪井 英次 訳
『放射線計測ハンドブック (第 2 版)』(日刊工業新聞社、1991)

[14] T.Inagaki, et al., Nucl. Instr. and Meth A443 (2000) 126-135

[15] IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.36, No.1 (1989)

[16] E. Auffray,et al., Nucl. Instr. and Meth A383 (1996) 367-390

[17] D.V.O'Connor, D. Phillips 著　平山 鋭、原 清明 訳
『ナノ・ピコ秒の蛍光測定と解析法』(学会出版センター、1988)

[18] T. Inagaki et al, KEK Internal 96-13 Proposal of an Experiment at the KEK 12GeV Proton Synchrotron Measurement of the $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$

[19] E. Auffray, et al., CERN-PPE (1994) 94-112

[20] E. Auffray, et al., CERN-PPE (1995) 95-176

[21] IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.39, No.4 (1992)

[22] 浜松ホトニクス株式会社カタログ (1998)、光電子増倍管と関連製品

[23] PHOTONIS PMT Catalogue(1999), Photomultiplier tubes

[24] 橋本朋幸、修士論文「8GeV 蓄積リング中のガス制動放射線の測定」、山形大学 (1999)

謝辞

本論文は、多くの方々の協力によって作成することができました。この場をお借りして感謝を述べたいと思います。

加藤静吾教授、吉田浩司講師、田島靖久助手からは、高エネルギー物理学・実験物理学・測定器・回路の知識をはじめ、非常に多くの知識を教えてくださいました。本当にありがとうございました。毎日のようにご指導してくださった吉田浩司講師、田島靖久助手には心から感謝します。同級の三浦昭夫君、乃万友洋君には、常日頃から様々なことを手伝って頂きました。大変お世話になりました。また、M1 の有賀雄一君、飯嶋晶子さん、伊藤祐輔君、藤野屋大樹君には実験の準備等を手伝って頂きました。4 年生の坂本英知君、守明宏君には論文を作成していく際に手伝って頂き、そして元気づけて頂きました。

そして、高エネルギー加速器研究機構の稲垣隆雄氏、吉村喜男氏からは研究の機会を与えて頂き、また様々な助言や援助を授けて頂き、感謝しています。

みなさん本当にありがとうございました。