

修士論文

ミュー粒子稀崩壊実験における  
ヨウ化ナトリウムシンチレータと  
アバランシェフォトダイオードを用いた  
較正用ガンマ線検出器の性能評価

The performance evaluation of the gamma ray detector  
using NaI and APD for calibration  
in the rare muon decay experiment

東京大学理学系研究科 物理学専攻  
森 俊則 研究室

56085

西村 康宏

Yasuhiro NISHIMURA

2007年 1月

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>MEG 実験の概観</b>	<b>1</b>
1.1	バックグラウンドと検出器の性能	1
1.1.1	$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ における分岐比	1
1.1.2	バックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の探索	4
1.2	MEG 実験における検出器	9
1.2.1	検出器の構成	9
1.2.2	各検出器の性能	13
1.2.3	アルファ線源による液体キセノン検出器較正	13
1.2.4	パイオンによる検出器較正	16
<b>第 2 章</b>	<b>NaI+APD 検出器</b>	<b>21</b>
2.1	NaI+APD 検出器の概要	21
2.1.1	光検出器の選択	21
2.1.2	APD の温度制御	23
2.1.3	駆動装置	23
2.1.4	較正	24
2.1.5	精度の見積もり	27
2.1.6	NaI+APD 検出器の製作	27
2.2	NaI 結晶の特性測定	30
2.2.1	放射線源による較正	30
2.2.2	透過率の評価	35
2.3	APD とアンプの特性評価	38
2.3.1	APD とアンプの概要	39
2.3.2	APD とアンプのレート耐性	42
2.3.3	LED による APD の利得特性測定	45
2.4	Pt100 による温度モニタとペルチェ素子による温度制御	45
2.4.1	ペルチェ素子と冷却システム	46
2.4.2	検出器周辺の温度変動	47
2.4.3	電圧と冷却到達温度の相関	47
2.4.4	温度による利得変動	48
2.5	APD とアンプによるシンチレーション光測定	53
2.5.1	放射線源による較正	53
2.5.2	モンテカルロシミュレーションによる宇宙線エネルギー損失	55
2.5.3	宇宙線による較正	62

<b>第3章 終論</b>	<b>65</b>
3.1 結論	65
3.2 現状と改善	65
3.3 今後	67

## 概要

本稿では、スイス・ポールシェラー研究所 (PSI) で行われる MEG 実験 [1] において、ガンマ線検出を担う液体キセノン検出器を較正するための検出器開発と性能測定について述べ、目的の要求を果たせるか検討する。

MEG 実験はミュー粒子からガンマ線と陽電子への崩壊 ( $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ) を捉える事を目標に、現在の MEGA 実験 [2] による分岐比の上限値  $1.2 \times 10^{-11}$  を 2 桁以上下回る  $10^{-13}$  付近までを探る見通しで、2007 年春から 2、3 年に亘る本測定を控えている。この崩壊に対して上限値を下げた場合は、SUSY パラメータへの更なる制限が付加され、標準理論に加わる多様な理論の可能性に制約を与えると期待されている。特に超対称性の一部のモデルでは  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  崩壊が  $10^{-13}$  付近でも見込まれており、崩壊が測定されニュートリノと同様に荷電レプトンフレーバーも混合が示唆される結果となれば、今後の理論と実験に有用な指針を示せる。

ミューオン稀崩壊事象を探るため、MEG 実験ではガンマ線を捕らえる液体キセノン検出器、陽電子を捕らえるドリフトチェンバー、時間測定のためのタイミングカウンターを主な検出器とし、COBRA (COntant Bending RAdius) 磁石による特殊な磁場勾配により、ドリフトチェンバーにかかる陽電子の運動量を選出している。ミュー粒子静止状態からの崩壊を探るため、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  からの陽電子とガンマ線はそれぞれミュー粒子質量のおおよそ半分のエネルギー (52.8MeV) を持ち、一直線上に観測される。無偏極ミュー粒子の通常崩壊 ( $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ ) からの陽電子が、この 52.8MeV エネルギーにバックグラウンドとして多く現れるため、陽電子の運動量で  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  事象を篩い分けるには難しい。一方、ミュー粒子崩壊からのガンマ線スペクトルは 52.8MeV エネルギーにかけて極端に少なくなるため、ガンマ線のエネルギーにより崩壊事象を大きく選別する事が肝要となる。

ガンマ線検出器としては、高頻度のビームによる事象や陽電子の対消滅によるバックグラウンドでも検出に耐えるため、速い時間応答と短い不感時間により大量のイベント捕捉ができること望ましい。これを実現するため、これまでにない 1000 リットル規模の大型液体キセノン検出器の開発を進めてきた。この規模での液体キセノン検出器による測定を実現するため、予備実験として小型のプロトタイプ、大型のラージプロトタイプで段階を重ねて光電子増倍管の開発と液体キセノン冷却・純化システムの構築を行い、アルファ線、中性子線、逆コンプトン散乱、LED、中性パイオン崩壊からのガンマ線を利用した較正を重ね、開発と性能評価を行ってきた。

2007 年前半には大型液体キセノン検出器が完成し、本測定を開始する事になる。検出器の較正として、目的の 52.8MeV 領域のガンマ線がターゲット中心から得られること望ましい。これに合う候補として 54.9MeV のエネルギーを持つガンマ線が得られる中性パイオンからの二体ガンマ線崩壊が特に有用視されており、このエネルギーでの分解能は  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  の識別能力を知るために不可欠となる。パイオンビームを用いた場合単色の 129.4MeV と 54.9MeV から 82.9MeV に一様なガンマ線が得られ、82.9MeV と逆方向に 54.9MeV のガンマ線が得られるため液体キセノン検出器とターゲットを挟み反対する位置に崩壊角を限定するカロリメータが必要となる。ここで、ビーム上流から見て右側の  $1/3(\pm 60^\circ)$ 、ビーム方向に対し  $\pm 30^\circ$  を占める液体キセノン検出器に対し、左側に同じく  $\pm 60^\circ$ 、 $\pm 30^\circ$  に亘って駆動し液体キセノン検出

器を満遍なく較正可能な NaI+APD 検出器を設置する事にした。本文では、ガンマ線カロリメータとして新たに開発した NaI 検出器が液体キセノン検出器を較正する能力を有するかを焦点としている。

今回評価した NaI 検出器の特徴として、3×3 本の NaI シンチレータと、それぞれの結晶に 2 個のアバランシェフォトダイオード (APD) とペルチェ素子 1 個を有し、ターゲットに面するよう 3 方向へ駆動可能である点が挙げられる。ミュオンターゲットとパイオンターゲットは入れ替え可能で、ミュオン、パイオン共に同じビームラインを用いる。また、2 枚のプラスチックシンチレータそれぞれを 2 本の光電子増倍管で両端から挟み、NaI 検出器の入射面に配置して、他検出器との同期を可能にする。光電子増倍管ではなく APD を用いる事で COBRA 磁石による強磁場中での、駆動による磁場の影響を除外できる代わりに、低い利得と小さな有感面積に対しノイズを抑え、温度による利得変動を勘定する必要が生じる。そのため、白金抵抗による温度読み出しとペルチェ素子による温度補整も行う。

NaI+APD 検出器の駆動装置は 2005 年末から、検出器自体は 2006 年夏から製作・開発に取り掛かり、2006 年末に MEG 実験検出器の一部を実際に配置してミュオンビームからのガンマ線計測を行った。本文では、APD の特性測定、ペルチェ素子による温度制御、線源、宇宙線、LED を用いた NaI 検出器の性能評価等について述べていく。

## 第1章 MEG 実験の概観

ミューオンからのレプトンフレーバーを変える崩壊分岐比は、 $\mu \rightarrow e + \gamma$  ( $< 1.2 \times 10^{-11}$ , 90% C.L.),  $e e e$  ( $< 1.0 \times 10^{-12}$ , 90% C.L.),  $e + 2\gamma$  ( $< 7.2 \times 10^{-11}$ , 90% C.L.),  $\mu^- T i \rightarrow e^- T i$  ( $< 1.2 \times 10^{-11}$ , 90% C.L.) と全て分岐比  $10^{-11}$  程度に抑えられており、これらを越えるためには非常に多くの崩壊事象が必要とされる。この中でも  $\mu \rightarrow e \gamma$  崩壊は、いくつかの MSSM GUT モデルにより他の LFV ミューオン崩壊より 2 桁程多く現れる可能性が示唆され、現分岐比の上限から 1、2 桁下でも崩壊の可能性があるため理論に制限を与える事ができる。探索可能な崩壊事象数はバックグラウンドからの識別がどれ程まで可能かで決まり、本章でバックグラウンドと検出器の性能によりどのように制限されているかを述べ、現在見積もられている検出器の分解能を元に今回開発する較正用検出器がどの程度の性能を持てば良いかを概算する。

1999 年頃から進められてきた MEG 実験は、2007 年現在、日本を始め、イタリア、スイス、ロシア、アメリカと共同で、ポールシェラー研究所にて実験が進められている。2006 年 12 月にはドリフトチェンバー、タイミングカウンター、較正用 NaI 検出器を用いたミューオン崩壊測定が試験され、2007 年中旬には全ての検出器が動作して 2、3 年に亘る本測定に入る予定となっている。

### 1.1 バックグラウンドと検出器の性能

#### 1.1.1 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ における分岐比

標準理論から比較的自然に得られる拡張として、ニュートリノによるレプトンフレーバーの混合から  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  が起こる場合を見てみる。左巻きニュートリノが僅かに質量を有しニュートリノ振動を起こすとして、 $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  の 2 つが質量固有状態と弱い相互作用の固有状態の間を  $\theta_{\mu e}$  で混合する場合、2 つの質量 ( $m_{\nu_\mu}$ ,  $m_{\nu_e}$ ) の二乗差を  $\Delta m^2$  として大まかに分岐比を見積もれば、通常ミューオン崩壊  $\Gamma(\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}) \approx \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$  との差異がガンマ線バーテックスとニュートリノ振動項として現れる。

$$Br(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) \simeq \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu)} \simeq \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) \sin^2 \theta_{\mu e} \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{m_W^2}\right)$$

上式は、ミューオンが W ボソン、ミューオンニュートリノとバーテックスを成し、ミューオンニュートリノが電子ニュートリノとなった後、W ボソンと電子ニュートリノから電子が放出され、その過程で制動放射が起こる確率になる。ここでは、 $m_W^2$  と  $\Delta m^2$  の大きな差が  $10^{-55}$  前後の小さな分岐比を生んでしまい、到底観測に適わない。ニュートリノがマヨラナ粒子であるとしてシーソー機構を導入しても、 $10^{-40}$  程度 (右巻きで  $10^{10}$  GeV の場合) と小さく、実験での検証が到底不可能である。

しかし、ここで MSSM を導入しレプトンの混合が太陽ニュートリノや大気ニュートリノの観測結果に影響を与えていた場合に、マヨラナ質量が大きい程湯川結合定数が大きくなり観測可能な枠に達する可能性がある。MSW(Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 解と  $\tan \beta$  の値にもよるが、現在の上限の1桁から3桁下で  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  崩壊が見つかる可能性がある (図 1.1、1.2)。

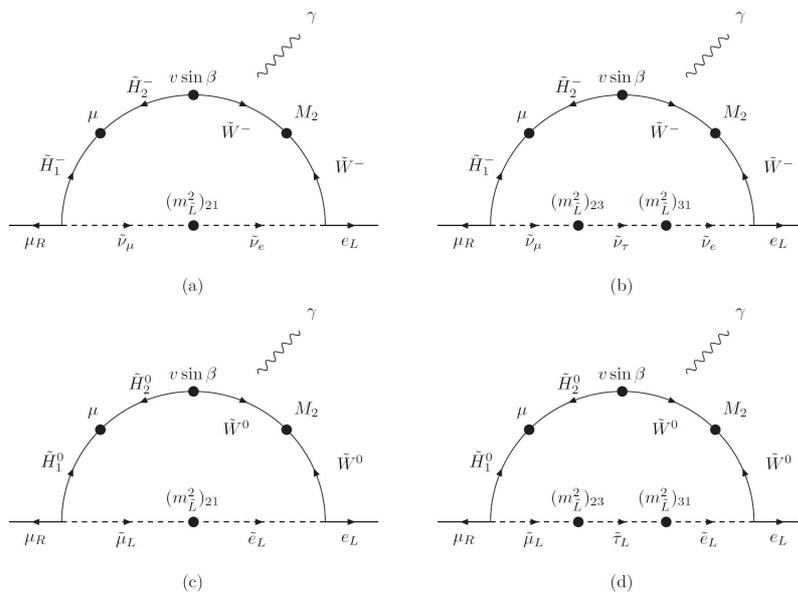


図 1.1: MSSMRN  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  ファインマン図例 [3]

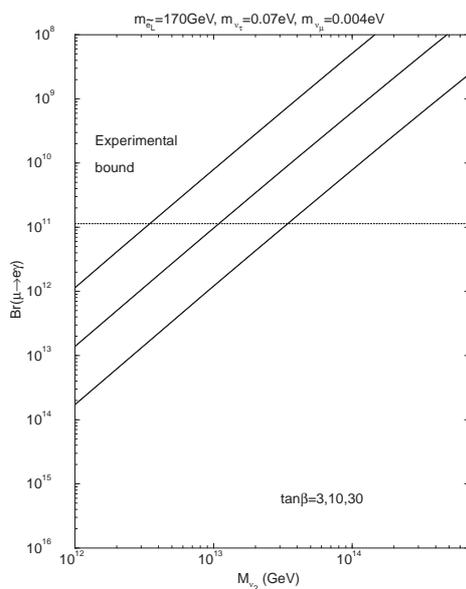


図 1.2: MSSMRN、MSW large-angle 解による  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

ここで一般に  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  の Lagrangian を考えてみる。

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  の Lagrangian は、

$$\mathcal{L} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} [m_\mu A_R \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + m_\mu A_L \bar{\mu}_L \sigma^{\mu\nu} e_R F_{\mu\nu} + h.c.]$$

で表せる。 $A_R$ 、 $A_L$  は  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  に対応する実効結合定数で、ミューオンの偏極率を  $P_\mu$  として、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  からの  $e^+$  の運動向きと  $\mu^+$  の偏極向きの成す角を  $\theta$  とすると

$$\frac{dB(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)}{d(\cos\theta)} = 192\pi^2 [|A_R|^2(1 - P_\mu \cos\theta) + |A_L|^2(1 + P_\mu \cos\theta)]$$

$$B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)} = 384\pi^2 (|A_R|^2 + |A_L|^2)$$

$A_R$ 、 $A_L$  は、モデルによって異なり、例えば Minimal SUSY SU(5) GUT では  $A_R$  項の寄与が消えて  $A_L$  が残り、SO(10) では  $A_R$  と  $A_L$  がほぼ同じで、偏極度により散乱分布が異なる [4]。これは、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  が発見された場合、モデルを限定する制限として有効だが、MEG 実験では  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  の発見を当面の目標として、崩壊前に表面ミューオンの偏極を緩和して崩壊自体の発見を急ぐ事にする。図 1.3、1.4 のように、MSSM SU(5) でも MEG 実験で  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  が発見される可能性を示している。

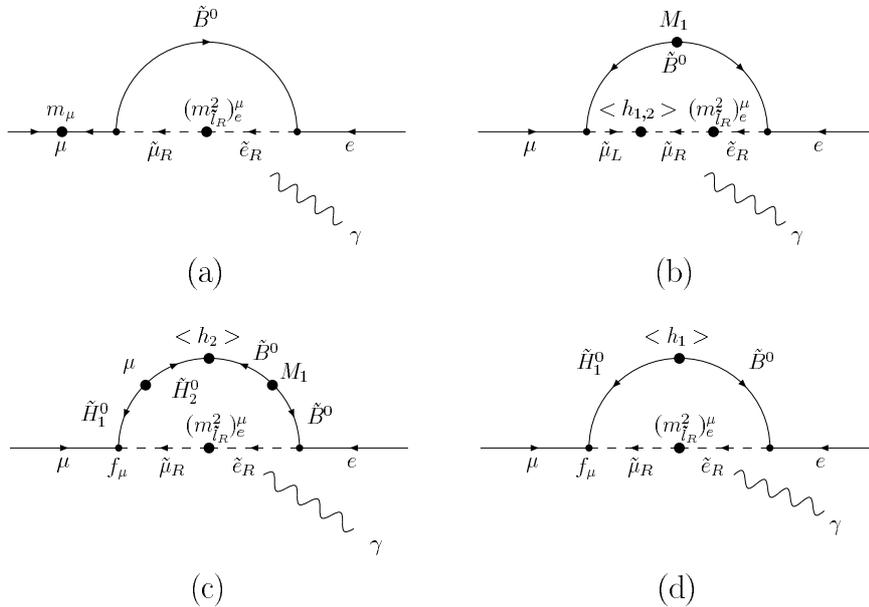


図 1.3: MSSM SU(5) によるファインマン図例

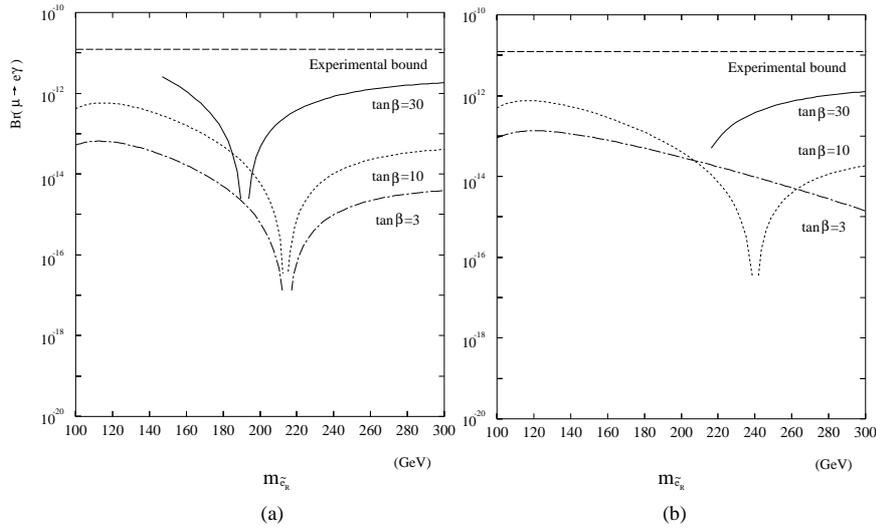


図 1.4: MSSM SU(5) での分岐比 (SUSY gaugino mass=50GeV、Planc scale:2.4、 $\mu > 0$ (左図)、 $\mu < 0$ (右図))

### 1.1.2 バックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の探索

検出器のバックグラウンドとして、

- $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  からの陽電子
- $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  からのガンマ線と陽電子
- 陽電子の対消滅によるガンマ線
- 陽電子の散乱によるガンマ線
- 中性子からのガンマ線

等が考えられる。ガンマ線は低エネルギーで非常に多いが、52.8MeV 領域になるとほとんど存在しなくなる。一方、陽電子は52.8MeV にも多く見られる。これらが、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  とどの程度混同され、MEG 実験でどの程度識別できるかを見てみる。

以下で、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  で  $e^+$ 、 $\mu^+$  が持つエネルギーは  $E_e = \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu}$ 、 $E_\mu = \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu}$  であり、これで  $e^+$ 、 $\mu^+$  のエネルギーを1に規格化して、それぞれ  $x$ 、 $y$  と表し、陽電子とガンマ線が  $180^\circ$  からどれだけずれているかを  $z = \pi - (\mu^+ \text{ から崩壊した } e^+ \text{ と } \gamma \text{ が成す角})$  とする。

$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  からのバックグラウンド

$\theta$  を  $\mu^+$  の偏極向きと陽電子の運動向きの成す角とし、 $W_{e\mu} = \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu}$ 、 $x_0 = \frac{m_e}{W_{e\mu}}$  として、 $e^+$  の偏極を測定で区別しない場合は  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  の微分崩壊幅が

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)}{dx d\cos\theta} = \frac{G_F^2 m_\mu}{4\pi^3} W_{e\mu}^4 \sqrt{x^2 - x_0^2} (F(x) + P_\mu \cos\theta G(x))$$

$$F(x) = x(1-x) + \frac{2}{9}\rho(4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x)$$

$$G(x) = \frac{1}{3}\xi\sqrt{x^2 - x_0^2} \left(1 - x + \frac{2}{3}\delta \left(4x - 3 + \sqrt{1 - x_0^2} - 1\right)\right)$$

となる。 $\rho$ 、 $\eta$ 、 $\xi$ 、 $\delta$  は Michel パラメータで、標準理論では  $\frac{3}{4}$ 、 $0$ 、 $1$ 、 $\frac{3}{4}$  を取る。これは、陽電子の質量を無視して簡単に

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)}{dx d\cos\theta} \approx \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} x^2 ((3 - 2x) + P_\mu \cos\theta(2x - 1))$$

と表せ、ミューオンの偏極状態によって 52.8MeV 付近の陽電子スペクトルは大きく異なってくる。表面  $\mu^+$  はそのまま崩壊した場合、運動向きと逆向きに偏極しているので、ビーム下流では 52.8MeV に陽電子がほとんど現れず (図 1.5(c)) ビーム上流に非常に多く現れる (図 1.5(b)) 事になる。ビーム下流ではミューオンによるバックグラウンドが多く、これと 52.8MeV の陽電子によるバックグラウンドを同時に防ぐには磁場によりミューオンの偏極方向と運動方向を直角にして、偏極方向と逆向きに陽電子検出器を配置すれば良い。しかし、実際にはミューオンビームは輸送中に磁場で曲げられ物質中で運動量を落とし、最終的に MEG 実験のターゲットで静止し崩壊するまでに偏極が緩和されるため、MEG 実験では偏極の影響を受ける  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  の角度依存を排除した崩壊率自体の測定を行う事になる。結局、52.8MeV に近づく程陽電子のレートが増え、これが検出器のバックグラウンドとなる (図 1.5(a))。

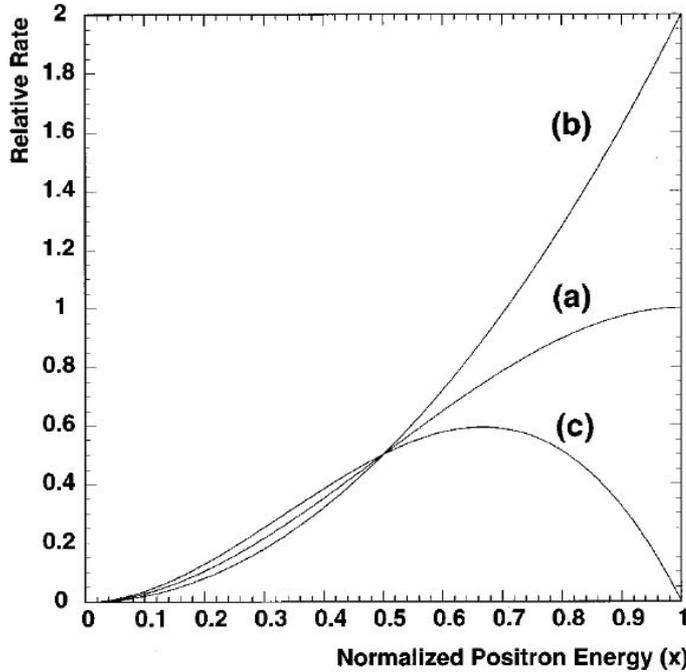


図 1.5:  $P_\mu = 1$ 、(a) $\cos\theta = 0$ 、(b) $\cos\theta = 1$ 、(c) $\cos\theta = -1$  での陽電子エネルギースペクトル

$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  からのバックグラウンド

$x = 1$  から  $x = 1 - \delta x$ 、 $y = 1$  から  $y = 1 - \delta y$ 、 $z = 0$  から  $\delta z$  の範囲で微分崩壊振幅を積分した崩壊率は次のようになる。

$$\frac{dB(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma)}{d(\cos \theta)} = \frac{\alpha}{16\pi} [J_1(1 - P_\mu \cos \theta) + J_2(1 + P_\mu \cos \theta)] d(\cos \theta)$$

$$\delta z > 2\sqrt{\delta x \delta y}$$

$$J_1 = (\delta x)^4 (\delta y)^2$$

$$J_2 = \frac{8}{3} (\delta x)^3 (\delta y)^3$$

$$\delta z \leq 2\sqrt{\delta x \delta y}$$

$$J_1 = \frac{8}{3} (\delta x)^3 (\delta y) \left(\frac{\delta z}{2}\right)^2 - 2(\delta x)^2 \left(\frac{\delta z}{2}\right)^4 + \frac{1}{3} \frac{1}{(\delta y)^2} \left(\frac{\delta z}{2}\right)^8$$

$$J_2 = 8(\delta x)^2 (\delta y)^2 \left(\frac{\delta z}{2}\right)^2 - 8(\delta x) (\delta y) \left(\frac{\delta z}{2}\right)^4 + \frac{8}{3} \left(\frac{\delta z}{2}\right)^6$$

$\delta x$ 、 $\delta y$ 、 $\delta z$  は検出器で区別できない陽電子、ガンマ線のエネルギー幅、陽電子とガンマ線の崩壊角を意味し、上式は検出器の分解能に依存する  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  と区別できないミュオン崩壊事象のレートを表す。MEG 実験とこれまでの  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  探索実験では  $\delta z > 2\sqrt{\delta x \delta y}$  の条件に相当するため、角度分解能ではなくエネルギー分解能により抑えられるバックグラウンドレートが決まる。図 1.6 は、 $\delta x$  と  $\delta y$  による  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  からのバックグラウンドの抑制を示している。

検出器自体の性能から到達できる  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  探索範囲はこれにより決まるが、 $10^{11}$  を越える大量の崩壊事象測定を実現するためには大強度ミュオンビームを用いる必要があり、実際には複数の崩壊から偶発するアクシデンタルバックグラウンドが探索範囲を制限する事になる。 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  を探索するにあたって、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  からの陽電子と、陽電子対消滅等のガンマ線が共に 52.8MeV 領域のエネルギーを持ち逆向きに放出されるアクシデンタルバックグラウンドの影響を以下で考えてみる。

### アクシデンタルバックグラウンド

ガンマ線検出器と陽電子検出器に陽電子、ガンマ線が  $\delta t$  の間に入射し、立体角  $\delta \omega$  内で崩壊した場合をアクシデンタルとすると、総事象数との比から次のようになる。

$$B_{acc} = R_\mu \cdot f_e^0 \cdot f_\gamma^0 \cdot \left(\frac{\delta \omega}{4\pi}\right) \cdot (2\delta t) \cdot \eta$$

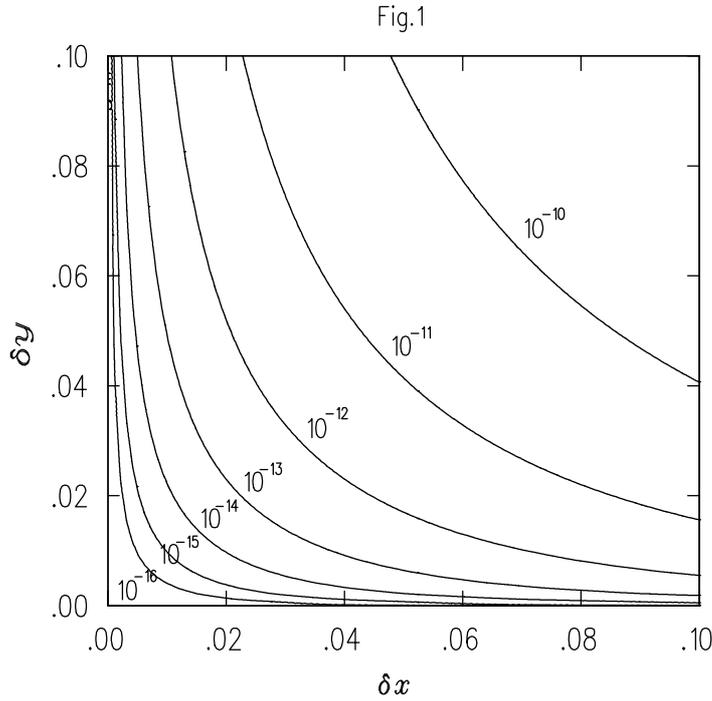


図 1.6:  $\delta z \leq \sqrt{\delta x \delta y}$  における  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  からのバックグラウンド

$\eta$  は偏極による角度分布を考慮する係数で、ここでは1とする。 $f_e^0$ 、 $f_\gamma^0$  は1から  $1 - \delta x$ 、1から  $1 - \delta y$  で積分した陽電子、ガンマ線の数で、エネルギー分解能の制限により  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$  からの陽電子、ガンマ線と区別できない数を表す。

例えば、陽電子の場合  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  からのバックグラウンドがほとんどなので、実際に積分して  $f_e^0 \approx 2(\delta x)$  となり、ガンマ線で  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  からのバックグラウンドのみを考えた場合、 $f_\gamma^0 \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) (\delta y)^2 (\ln(\delta y) + 7.33)$  となり、 $\delta\omega = \frac{(\delta\theta_{e\gamma})^2}{4}$  であるから、放射崩壊からのガンマ線が起源となるアクシデンタルバックグラウンドは

$$B_{acc} = N_\mu \cdot 2(\delta x) \cdot \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) (\delta y)^2 (\ln(\delta y) + 7.33) \cdot \frac{(\delta\theta_{e\gamma})^2}{4} \cdot (2\delta t) \\ \propto \delta E_e \cdot \delta t_{e\gamma} \cdot (\delta E_\gamma)^2 \cdot (\delta\theta_{e\gamma})^2$$

となる。実際には、対消滅からのガンマ線、2つ以上の低エネルギーガンマ線が  $\delta\omega$ 、 $\delta t$  内で重なる場合のアクシデンタル、陽電子による物質中での放射も起こる。

図 1.7 はパイルアップを含まない各ガンマ線のエネルギーで、 $y$  値から  $y=1$  までの積分値を縦軸として表している。実線は陽電子起因のガンマ線も含めた全てのガンマ線レートで、2つの点線は  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  による放射崩壊と陽電子からの対消滅によるガンマ線レートになる。対消滅からのガンマ線レートは電子と陽電子の断面積によって決まるが、52.8MeV に近い領域では放射崩壊より大きなバックグラウンドとなる。図 1.7 は液体キセノン検出器に入ったガンマ線のパイルアップによるもので、 $\delta y < 0.01$  では対消滅による単一ガンマ線の方が大きい。

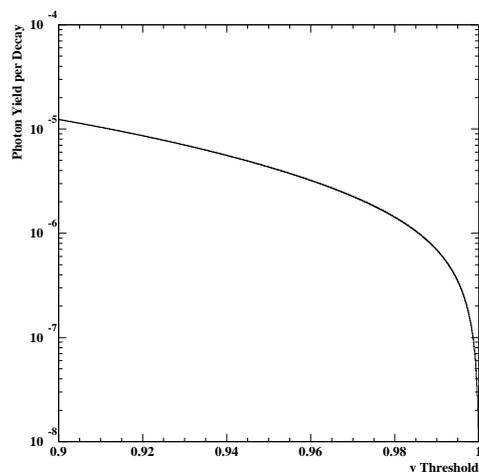
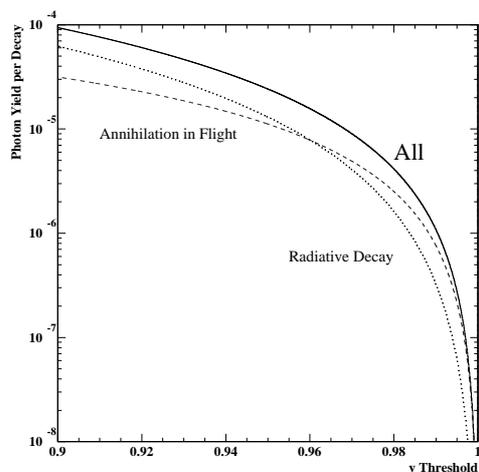


図 1.7: ミューオンビームからの積分ガンマ線スペクトル

図 1.8: ミューオンビームからのパイルアップによる積分ガンマ線スペクトル

ミューオン崩壊事象を  $10^{14} s^{-1}$  とし、これまで見てきたパイルアップを含む全てのガンマ線を陽電子に対しランダムに与え、150ps(FWHM) でアクシデンタルとしたイベントに、10 個の  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  イベントを与え、 $0.995 < x < 1.005$ 、 $0.99 < y < 1.01$ 、 $z < 8.4 \text{ mrad}$  でこれを選別したモンテカルロシミュレーションが図 1.9 になる。

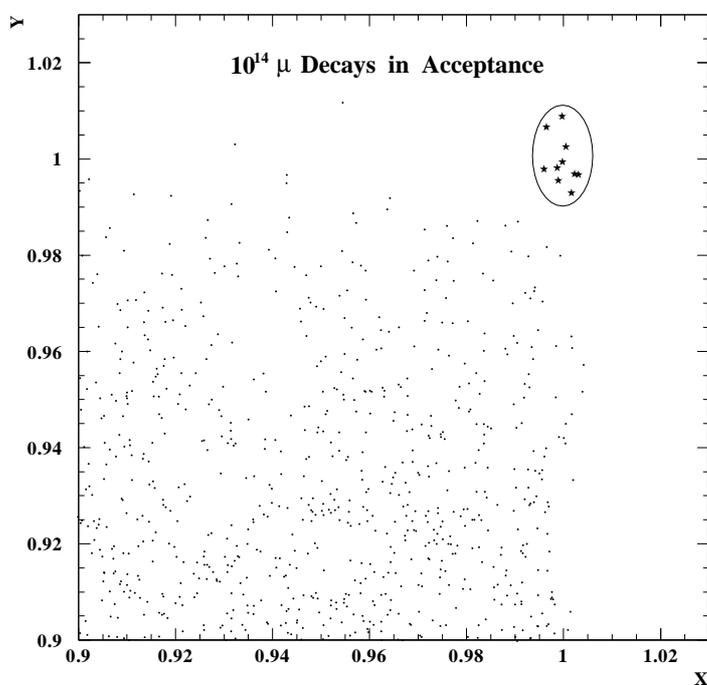


図 1.9: アクシデンタルイベント中の  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  事象

このように、主にアクシデンタルバックグラウンドが  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  の探索可能率を制限し、探索できる分岐比の上限は検出器の分解能により見積もられる。よって、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  事象の分岐比を知るためには 52.8MeV 付近で検出器の分解能を実際に求める必要があり、較正用ガンマ線検出器でこれを実現する事を目標に本研究を進めている。

## 1.2 MEG 実験における検出器

### 1.2.1 検出器の構成

MEG 実験ではミュオンから陽電子とガンマ線への二体崩壊測定を目的とし、ミュオンビームがビーム軸から検出器側へ  $22^\circ$  傾いたターゲットで静止された後、ビーム上流から見て右手に位置する液体キセノン検出器でガンマ線の入射位置とエネルギーを測定し、その反対方向に向かった陽電子を磁場で曲げドリフトチェンバーで軌跡を測定し、更にその先でタイミングカウンターにより時間を測定する。捉えたいエネルギーは陽電子、ガンマ線共に 52.8MeV と決まっているため、MEG 実験における検出器では主に

- 陽電子に対し回転半径のみで検出器にかかる運動量を選別する (COBRA 磁石、ドリフトチェンバー)
- 陽電子に対しパイルアップを軽減する (COBRA 磁石)
- 光子に対し不感時間を小さくする (液体キセノンシンチレータの速い時間応答)
- 光子に対しパイルアップを識別する (液体キセノン検出器による位置構築と Domino Ring Sampler による波形解析)
- 高頻度の事象を可能にする (大強度 DC ミュオンビーム)
- アクシデンタル事象を減らす時間測定 (タイミングカウンター)

等の特徴を持ち、バックグラウンド事象の重なりを抑えて  $10^{-13}$  までの分岐比探索が行える見通しである。

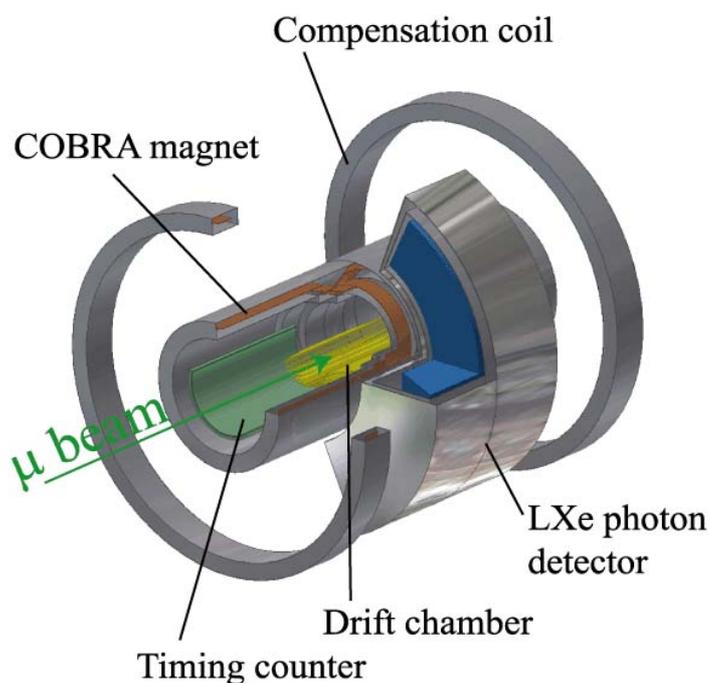


図 1.10: MEG 実験検出器の概観

図 1.10 で右に位置する扇形の検出器が液体キセノンカロリメータで、中央に位置する 16 枚の台形板が陽電子ドリフトチェンバー、ビーム軸に沿って上流下流それぞれに位置する陽電子タイミングカウンターであり、陽電子検出器は液体キセノン検出器に入射するガンマ線と反対に放出される 52.8MeV の陽電子検出に特化した構造を持つ。陽電子検出器を覆うコイルは COBRA 磁石で、3 つの異なる半径の超伝導コイルで磁場に勾配を作り、リング状の大きな常伝導補償コイル 2 つで液体キセノン検出器への磁場を軽減している。ターゲットはヘリウム中に置かれ、ドリフトチェンバーはメタンガスとヘリウムの一対一混合気体中に置かれる。タイミングカウンタはプラスチックシンチレータバーをビーム軸上に複数並べて両側に光電子増倍管で挟んだ層と、円弧に沿って複数並べ両側から APD で挟んだ層からなり、窒素中に置かれる。また、ビーム下流からターゲット位置に別のターゲットを挿入できる装置、液体キセノン検出器と反対の領域に NaI+APD 検出器を駆動する装置が用意されている。

### PiE5 ビームライン

MEG 実験で用いるミューオンビームは、プロトンビーム (590 MeV、50.63 MHz、 $\sim 2.0$  mA) が E ターゲット E (60 mm 又は 40 mm 厚の回転式黒鉛ターゲット) に照射された場合のパイオン崩壊から得られる。MEG 実験が行われる  $\pi E5$  では、 $\pi^\pm$  と、ターゲット表面近くで静止したパイオンから得られる 4.1MeV(28MeV/c) の  $\mu^+$ (surface muons)、ターゲット内で静止したパイオンから得られる 5MeV の  $\mu^+$ (sub-surface muons)、ターゲット外で崩壊したパイオンから得られる  $\mu^\pm$ (cloud muons) を得る事ができる (図 1.11)。

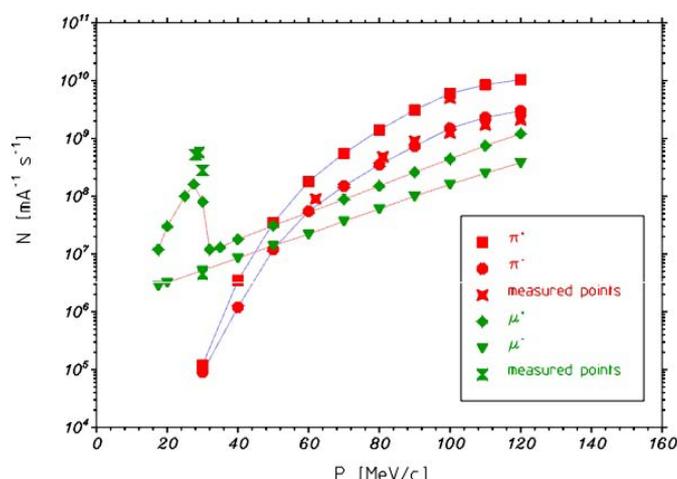


図 1.11: 実験エリア (PiE5) で得られるミュオン、パイオンビームスペクトル

表面ミュオンに対しては、静止パイオンからミュオンとニュートリノへの崩壊となるため運動向きと逆に縦偏極を起こしているが、ターゲットで止まり崩壊が起こるまでに偏極が緩和される。また、ほぼ DC ビームとして利用できるためビームレートがバックグラウンドに影響する MEG 実験にとって AC ビームより都合が良い。入射ビームの運動量はターゲットへ到達するまでに Wien フィルタにより選別され、電子等のバックグラウンドは取り除かれる。

対消滅がターゲット中で起こる場合はガンマ線バックグラウンドを増やすため、ターゲットはビーム軸上で止まる厚さを保持し崩壊後のガンマ線がカロリメータに向かう際は  $2/5$  の厚さとなるようにビーム軸から傾けて設置され、ミュオン静止に十分な厚さと対消滅を軽減する厚さを同時に実現している。

### 液体キセノン検出器

ガンマ線検出器として液体キセノン検出器を用いる理由は、液体希ガスシンチレータの特徴である大きな発光量と早い時間応答に加え、ガンマ線を止める十分な密度 ( $2.98\text{g}/\text{cm}^3$ ) を持ちながらシンチレーション光の自己吸収も少なく、大きな体積でも均質なシンチレータとして用いる事ができる点にある。一方、液体キセノンは高価であり  $161\text{K}$  から  $165\text{K}$  を保たねばならず、水や酸素等の不純物によるシンチレーション光減衰を防ぐため純化の必要があり、シンチレーション光は  $178\text{nm}$  の真空紫外光であり波長が短く光検出器は短波長と低温中で動作が必要なため、これまで  $100$  リットルを超えるような大型の検出器として用いられる事は無かった。このため、液体キセノン用のパルス管冷凍機を開発し、低温、高圧、高レート、強磁場に耐え、ガンマ線の透過を妨げない低物質量の光電子増倍管を開発し、試測定を行ってきた。これまで有感体積で  $2.3$  リットル、 $67$  リットル (図 1.12) の規模で液体キセノン検出器の性能を評価しており、最終的に  $800$  リットル規模の検出器 (図 1.13) で測定を行う。

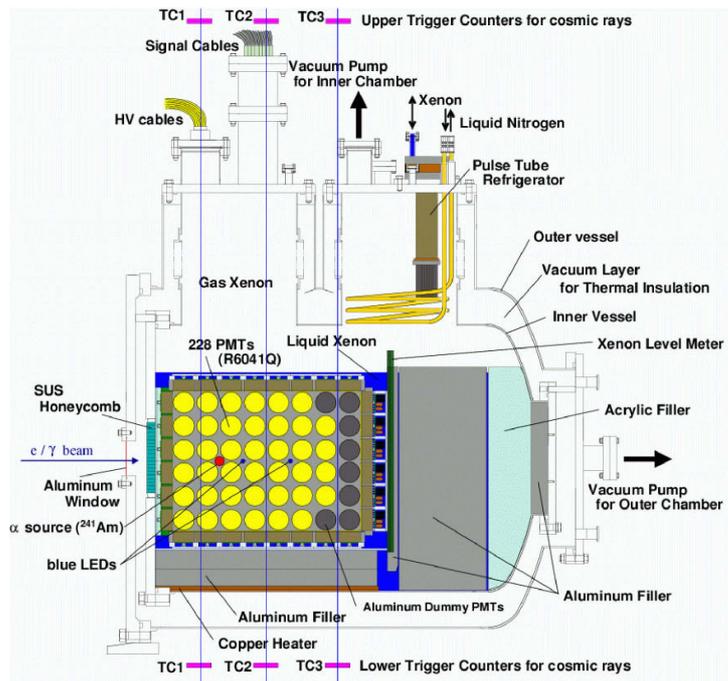


図 1.12: 液体キセノン検出器ラージプロトタイプ

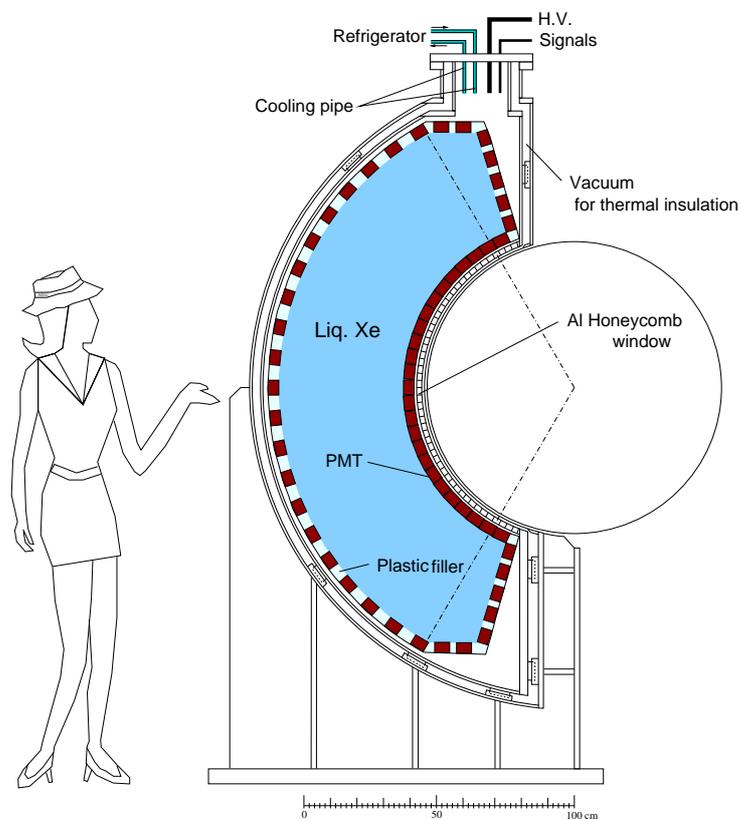


図 1.13: 液体キセノン検出器

## 1.2.2 各検出器の性能

表 1.1 にこれまでの  $\mu \rightarrow e\gamma$  と分解能、上限値の対応を載せた。

表 1.1: これまでの  $\mu \rightarrow e\gamma$  探索における分解能 (FWHM) と上限値 (90%C.L.)

Place	Year	$\Delta E_e$	$\Delta E_\gamma$	$\Delta t_{e\gamma}$	$\Delta\theta_{e\gamma}$	Upper limit	References
TRIUMF	1977	10%	8.7%	6.7ns	-	$< 3.6 \times 10^{-9}$	[6]
SIN	1980	8.7%	9.3%	1.4ns	-	$< 1.0 \times 10^{-9}$	[7]
LANL	1982	8.8%	8%	1.9ns	37mrad	$< 1.7 \times 10^{-10}$	[8]
Crystal Box	1988	8%	8%	1.8ns	87mrad	$< 4.9 \times 10^{-11}$	[9]
MEGA	1999	1.2%	4.5%	1.6ns	15mrad	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[2]

MEG 実験では、 $\Delta E_e = 0.8\%$ 、 $\Delta E_\gamma = 5\%$ 、 $\Delta t_e = 0.1ns$ 、 $\Delta t_\gamma = 0.15ns$ 、 $\Delta\theta_e = 10.5$  mrad になると見込まれている。

MEG 実験の検出器でどの程度探索が可能か、検出感度を考えてみる。単純に観測可能な事象数の逆数で考えて、

$$B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = \frac{1}{N_\mu \cdot T \cdot (\Omega/4\pi)\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{cut} \cdot f_s}$$

が抑えられる上限となる。勿論、パイルアップとバックグラウンドをこの値まで排除できなければならない。ここで  $N_\mu$  は  $\mu^+$  崩壊の頻度、 $T$  は測定時間、 $\Omega$  は検出器立体角、 $\epsilon_e$ 、 $\epsilon_\gamma$ 、 $\epsilon_{cut}$  は陽電子、ガンマ線、イベント選別の効率で、イベント選別は検出器の分解能と DAQ システムに依る。 $f_s$  は検出器の位置と偏極による角度分布の影響で、ここでは 1 とする。

実質ミュオンビームが得られる時間は 2 年間で  $4 \times 10^7$ s であり、検出器の立体角は 0.09、ミュオンの停止頻度は  $0.35 \times 10^8/s$  と仮定する。 $\epsilon_e = 0.9$ 、 $\epsilon_\gamma = 0.4$ 、 $\epsilon_{cut} = 0.7$  と期待されるので、 $10^{-13}$  から  $10^{-14}$  にかけて上限を下げられる見込みになる。最終的には、ミュオン崩壊事象がアクシデンタルバックグラウンドによる制限に到達するまで測定を行いたい。

以上を踏まえて、液体キセノン検出器のエネルギー分解能は 5%以内、時間分解能は 100 から 200ns を目指したい。図 1.14 は、液体キセノン検出器のラージプロトタイプで確認された分解能 ( $\sigma$ ) で、緑点はアルファ線、赤点は TERAS における逆コンプトン散乱からのガンマ線、青はパイオンからのガンマ線による較正で見積もられた。

## 1.2.3 アルファ線源による液体キセノン検出器較正

液体キセノン検出器中に渡したワイヤ ( $100\mu m$ ) にアルファ線源  $^{241}\text{Am}$  ( $150\mu m$  以下) を取り付け、 $1.5\mu m$  の金で覆われた状態で、量子効率と液体キセノンの純度測定を主として用いる。 $^{241}\text{Am}$  は長い崩壊時間 (430 年) を持ち、液体中に漏れ出さないかテストされた後、実際に液体キセノン検出器のラージプロトタイプで使用され、MEG 実験中安定して用いる事ができると確認された。

$^{241}\text{Am}$  はワイヤに沿って 2mm 以下の長さで配置され、 $200\text{Bq}(\pm 25\%)$  で放射される。液体キセノン検出器ラージプロトタイプでは、12.4cm 間隔で 2 個のアルファ線源を取り付けたワ

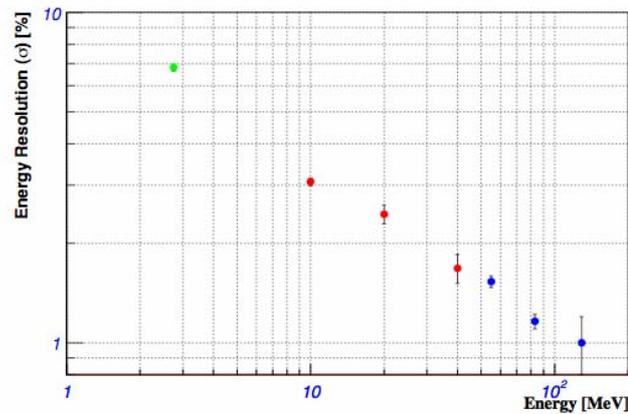


図 1.14: 液体キセノン検出器ラージプロトタイプにおけるエネルギーと  $\sigma$  の相関

イヤを 4 本用いた。シンチレーション光がアルファ線とガンマ線どちらに起因するかは、波形を見る事で分かる。これは次のような理由による。

液体キセノンのシンチレーション光は



によって生じる。  $Xe_2^*$  には遷移時間が 4.2ns と 22ns の 2 つの異なる状態がある。また、



によって生じるシンチレーション過程もあり、こちらは 45ns を要する。  $Xe_2^*$  から発光する以外は熱となってエネルギーが消費され、最終的な発光過程は同じであるため波長は 178nm で等しい。これはキセノン原子の励起エネルギーと異なるため液体キセノン中では吸収されず、100cm を超える吸収長で透過する。ここで重要なのは、単位長さあたりのエネルギー損失によってどちらの過程が優勢になるか異なる事であり、アルファ線の場合前者の 22ns 過程が優勢となり、電子の場合後者の遅い過程が優勢となる。1 つの  $Xe^+$  を生じるエネルギー 15eV に比べ、1 つの光子を生じるエネルギーは 1MeV のアルファ線で 18eV、電子で 22eV と開きがあり、アルファ線と電子での差は  $Xe^+$  と  $Xe^*$  のエネルギー準位差と同程度である事が伺える。

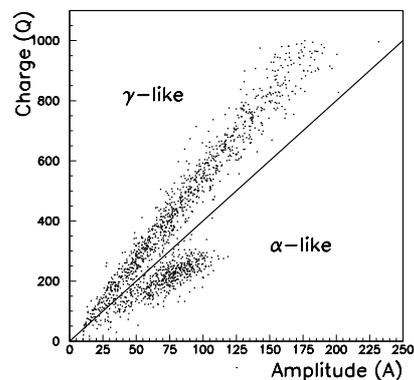
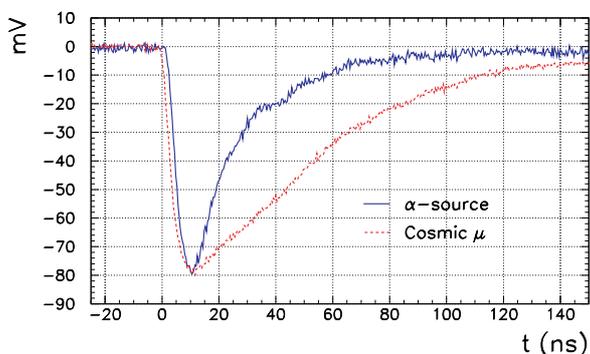


図 1.15: 入射粒子によるシンチレーション光の波形      図 1.16: 電荷と振幅による粒子識別

このように、入射粒子とエネルギーが測定したいガンマ線と異なるためエネルギー較正として期待できないが、位置や光量による較正に用いる事ができる。実際に、液体キセノン検出器のラージプロトタイプにおいて、おおよそ  $10^4$  個のモンテカルロシミュレーションと照らし合わせて位置が構築され(図 1.17、1.18)、量子効率も求められた。液体キセノンのシンチレーション光過程から分かるように、ガンマ線による較正が要請される。

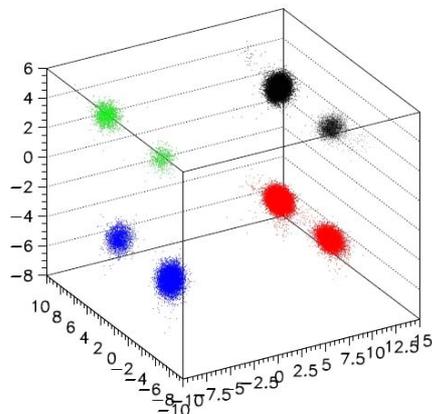


図 1.17: ガスキセノン中でのアルファ線によるシンチレーション光発生

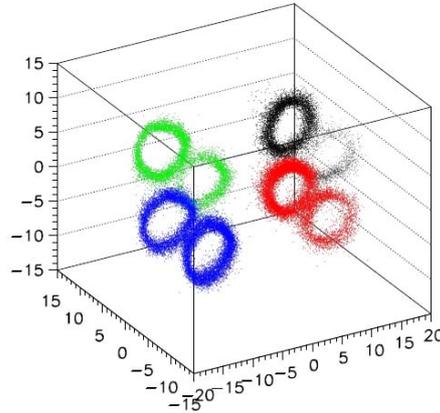


図 1.18: 液体キセノン中でのアルファ線によるシンチレーション光発生

### 1.2.4 パイオンによる検出器較正

液体水素ターゲット中で  $\pi^-$  ビームから荷電交換により生じる  $\pi^0$  の崩壊を利用する。液体キセノン検出器の較正には、LED による利得較正、熱中性子、アルファ線源、宇宙線、コッククロフト・ウォルトン型加速器からの陽子ビームを用いる方法も用意されているが、 $\pi^-$  ビームを利用する最大の利点は、 $\mu \rightarrow e\gamma$  で求める 52.8MeV に近い 54.9MeV のガンマ線がターゲットからの放射として得られる点にあり、 $\mu \rightarrow e\gamma$  に対しての感度を決められる点にある。

$\pi^-$  は液体水素中の電子殻との束縛状態である pionic hydrogen となり、 $Z$  の値が十分小さいため無放射でオーグメント電子を介しエネルギーを失い、最終的に K 殻に達し陽子と作用して放射捕獲  $\pi^- p \rightarrow \gamma n$  と荷電交換  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  が起こる。この比  $P = \frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma n)}$  は Panofsky ratio として知られ、pionic hydrogen と相関があり、ここではおおよそ 4:6 で起こる。 $\pi^0$  から 98.8% が 2 つのガンマ線、1.2% は電子、陽電子、ガンマ線へ崩壊する。

得られるエネルギーは次のように期待できる。実験室系での  $\pi^0$  の 4 元運動量を  $p = (E, \mathbf{k})$ 、質量を  $m_{\pi^0}$ 、2 つのガンマ線の 4 元運動量を  $p_1 = (E_1, \mathbf{k}_1)$ 、 $p_2 = (E_2, \mathbf{k}_2)$  とし、 $\pi^0$  の運動方向とガンマ線が成す角をそれぞれ  $\theta_1$ 、 $\theta_2$ 、3 元運動量の大きさを  $k = |\mathbf{k}|$ 、 $k_1 = |\mathbf{k}_1|$ 、 $k_2 = |\mathbf{k}_2|$  とする (図 1.19) と

$$\begin{aligned} 0 &= p_1^2 = (p - p_2)^2 \\ &= m_{\pi^0}^2 - 2EE_2 + 2kk_2 \cos \theta_2 \end{aligned}$$

よって、

$$\begin{aligned} \cos \theta_1 &= \frac{2EE_1 - m_{\pi^0}^2}{2kk_1} \\ \cos \theta_2 &= \frac{2EE_2 - m_{\pi^0}^2}{2kk_2} \end{aligned}$$

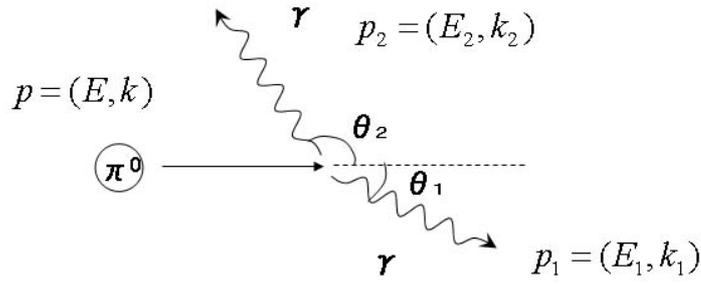


図 1.19:  $\pi^0$  崩壊後の運動量

一方、 $\theta_1^* = \theta_{CM}$ 、 $\theta_2^* = \pi - \theta_{CM}$ 、 $\beta = \frac{k}{E}$  とすると、

$$E_1 = \frac{E}{2}(1 + \beta \cos \theta_{CM})$$

$$E_2 = \frac{E}{2}(1 - \beta \cos \theta_{CM})$$

となり、

$$\cos \theta_1 = \frac{\beta + \cos \theta_{CM}}{1 + \beta \cos \theta_{CM}}$$

$$\cos \theta_2 = \frac{\beta - \cos \theta_{CM}}{1 - \beta \cos \theta_{CM}}$$

となる。 $\cos \theta_{CM}$  は-1 から 1 を取りうるから、ガンマ線のエネルギーは片方が最大値  $\frac{E}{2}(1 + \beta)$  を取る時もう片方は最小値  $\frac{E}{2}(1 - \beta)$  を取り、エネルギーが最大の時の  $\theta$  は 0、最小の時は  $\pi$  を取る。 $\theta_{CM}$  と  $\pi^-$  から  $\pi^0$  への放射角は一樣なので、実験室系でガンマ線は  $\frac{E}{2}(1 - \beta)$  から  $\frac{E}{2}(1 + \beta)$  へ一様なスペクトルを持つ事になる。

一方、 $\phi$  を 2 つのガンマ線の成す角として

$$m_{\pi^0}^2 = (p_1 + p_2)^2$$

$$= 2k_1k_2(1 - \cos \phi)$$

$$\cos \phi = \frac{m_{\pi^0}^2}{2k_1(E - k_1)}$$

であるから、 $k_1 = \frac{E}{2}$  の時  $\cos \phi$  は最大となり、 $k_1 = \frac{E(1+\beta)}{2}$  の時最小値 0 を取る。

$\pi^-$  と陽子は液体水素中でほぼ静止して荷電交換すると見なせるので、2 つの静止質量の和  $139.57MeV + 938.27MeV = 1077.84MeV$  を元に、中性子と  $\pi^0$  へ  $180^\circ$  で崩壊する場合、 $m_{\pi^0} = 134.97MeV$ 、 $m_n = 939.57MeV$  から

$$E = \frac{(m_{\pi^-} + m_p)^2 + m_{\pi^0}^2 - m_n^2}{2(m_{\pi^-} + m_p)} = 137.85MeV$$

$$E_n = \frac{(m_{\pi^-} + m_p)^2 + m_n^2 - m_{\pi^0}^2}{2(m_{\pi^-} + m_p)} = 939.99MeV$$

となる。これより  $\beta = 0.20$ 、 $\beta_n = 0.03$  となり、 $\phi$  は  $156.6^\circ$  から  $180^\circ$  まで、エネルギーは  $54.91\text{MeV}$  から  $82.95\text{MeV}$  の間を取る事が分かる。このエネルギー領域を取るために、陽子を原子核として持つ液体水素をターゲットとしている。また、中性子と  $\pi^0$  ではなく中性子とガンマ線を出す反応があり、

$$E_\gamma = \frac{(m_{\pi^-} + m_p)^2 - m_n^2}{2(m_{\pi^-} + m_p)} = 129.40\text{MeV}$$

の単色光が得られる。この場合、荷電交換に伴う中性子 ( $0.42\text{MeV}$ ) と比べ無視できないエネルギーの中性子 ( $8.87\text{MeV}$ ) が反対方向に放出される。

パイオンビームから得られるガンマ線のエネルギー域は、ミューオンの二体崩壊から得られるエネルギーに近く、角度  $\phi$  を知る事で既知のエネルギーを持つガンマ線として較正に用いる事が期待できる。特に、ターゲットの大きさ等から  $\phi$  に広がりが生じるが、 $\frac{d\cos\phi}{d\phi}$  が 0 に近い  $180^\circ$  付近に  $\phi$  を限定すれば、 $\phi$  による  $k_1$ 、 $k_2$  の不定性が小さくなると期待できる。実際には、 $180^\circ$  付近に立体角を適宜制限するだけで、液体キセノン検出器に求める分解能より十分狭いエネルギー領域を得られる。

この手法を用いて、2003 年末に液体キセノン検出器のラージプロトタイプを  $\pi^0$  からのガンマ線を用いて較正した (図 1.20)。図 1.21 のように、 $\phi$  は固定され立体角も限定されている。液体キセノン検出器の対面に位置する検出器として、 $63.5\text{mm} \times 63.5\text{mm} \times 406\text{mm}$  の NaI 結晶を  $8 \times 8$  本用いた。NaI 結晶の前には、時間較正のために、両側に光電子増倍管 (HAMAMATSU R5505) を取り付けた  $50\text{mm} \times 50\text{mm} \times 10\text{mm}$  のプラスチックシンチレータと  $3\text{mm}$  厚の鉛を 2 枚ずつ配置した。用いた  $\pi^-$  ビームは、運動量が  $107\text{MeV}/c$  で  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  は  $12\text{mm}$  程度、液体水素ターゲットは大まかに径  $40\text{mm}$  長さ  $100\text{mm}$  の円筒形で広がりを持っている。

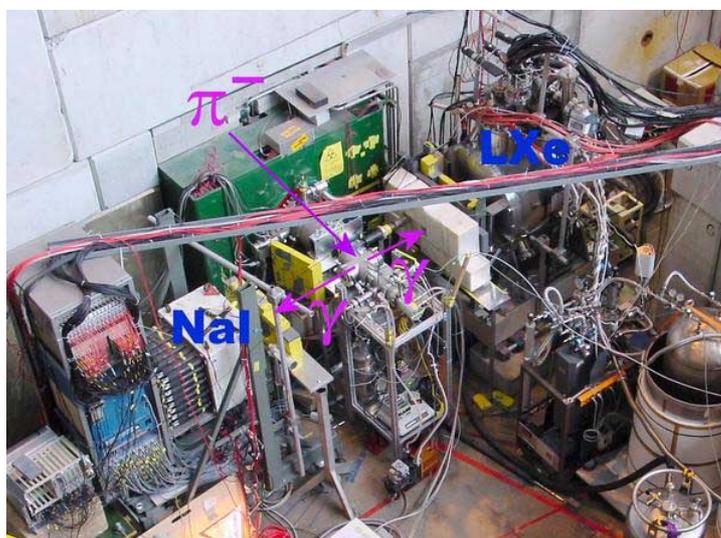


図 1.20: パイオンビームテストを行った  $\pi^0$  エリア

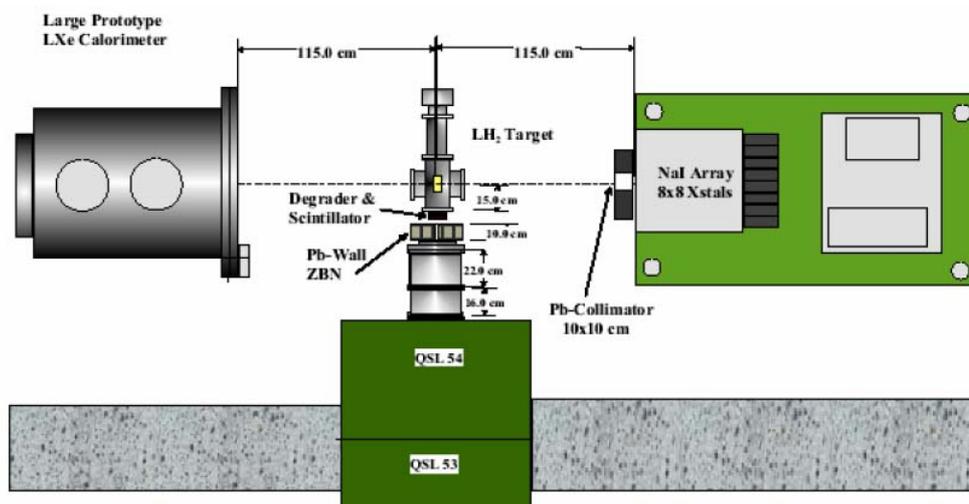


図 1.21: 8×8NaI 検出器、液体キセノン検出器ラージプロトタイプと LH2 ターゲットの設定

ビーム軸上に 5cm の広がりを持っている時のシミュレーションが図 1.22 で、ここから  $\phi$  を  $175^\circ$  以上、 $170^\circ$  以上に限った 2 通りで崩壊を選別した時のエネルギースペクトルが図 1.23 になり、 $175^\circ$  以上に限った場合  $0.3\text{MeV}$ (FWHM)、 $170^\circ$  以上に限った場合  $1.3\text{MeV}$ (FWHM) の分解能が得られる。

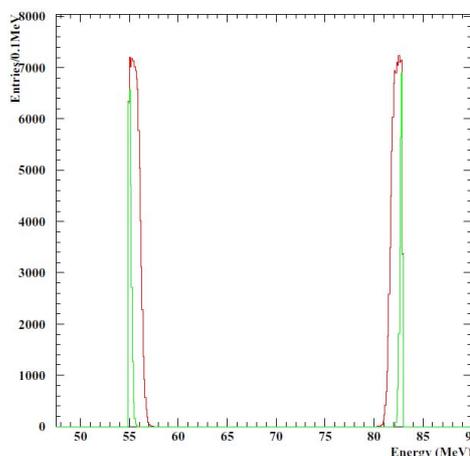
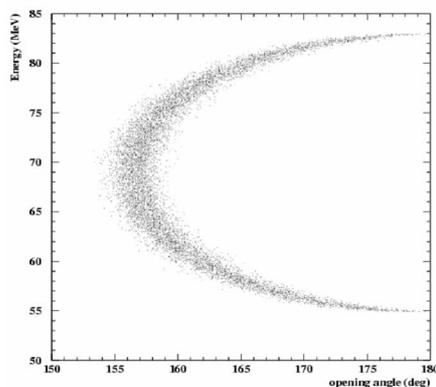


図 1.22: 5cm の広がりを持ったターゲットからの  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$       図 1.23:  $\phi > 175^\circ$ (緑)、 $\phi > 170^\circ$ (赤) でのエネルギー分布

測定結果は既に図 1.14 で挙げた通り、液体キセノン検出器ラージプロトタイプでは  $55\text{MeV}$  で  $4.5\%$  前後の分解能 (FWHM) を得られた。測定された液体キセノン検出器ラージプロトタイプと NaI 検出器のエネルギーは図 1.24 に表され、2 つのエネルギーが選別できている事が分かる。

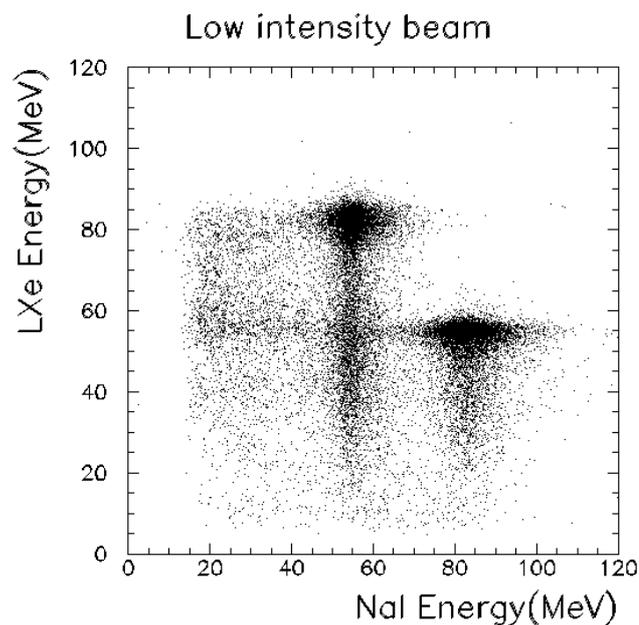


図 1.24: 液体キセノン検出器と NaI 検出器でのエネルギー相関

2007年から行われる本測定での較正も、 $\pi^-$  ビームを用いて行う予定である。液体キセノン検出器ラージプロトタイプとは異なり、広い立体角を持つため、反対側の検出器はそれに応じて駆動可能にする。これにより、 $180^\circ$  方向のガンマ線崩壊をもれなく走査できるだけでなく、 $156.6^\circ$  に亘る範囲でもトリガを与える事が可能となる。同時に、 $\phi$  を限定できる仕組みを、物理的、あるいは解析で設ける必要がある。較正のための解析手法を編み出し、ガンマ線トリガのための走査方法と必要なイベント数を見積もり、無駄なく液体キセノン検出器の較正を行ってミューオンからの稀崩壊によるガンマ線を捉える事が今後の研究の目的であり、そのための検出器開発と現段階でのガンマ線による性能評価について、以下で述べていく。

## 第2章 NaI+APD 検出器

### 2.1 NaI+APD 検出器の概要

パイオンビームを用いてガンマ線により液体キセノン検出器を定期的に較正し、ミュオンビーム時もカロリメータとしてガンマ線検出器の役割を果たせるように、液体キセノン検出器からターゲットを挟んで反対位置に NaI+APD 検出器を設置する。シンチレータとして 3×3 本の NaI(Tl) 結晶を採用し、それぞれに 2 個ずつアバランシェフォトダイオード (APD) を取り付け、合計 9 本の NaI 結晶と 18 個の APD を用いて、液体キセノン検出器の立体角全てに亘って対面するような駆動を可能とし、ガンマ線の入射位置とエネルギーを特定する。ここでは、この開発と評価を扱う。今後 NaI 検出器において図 2.1 のように NaI0 から NaI8 までのラベリングにより区別する。また、各結晶には APD、アンプ、ケーブルが 2 セットずつ取り付けられており、結晶  $\text{NaI}_x(x=0\sim 8)$  に対して各セットを  $\text{NaI}_x.0$ 、 $\text{NaI}_x.1$  と記述する。

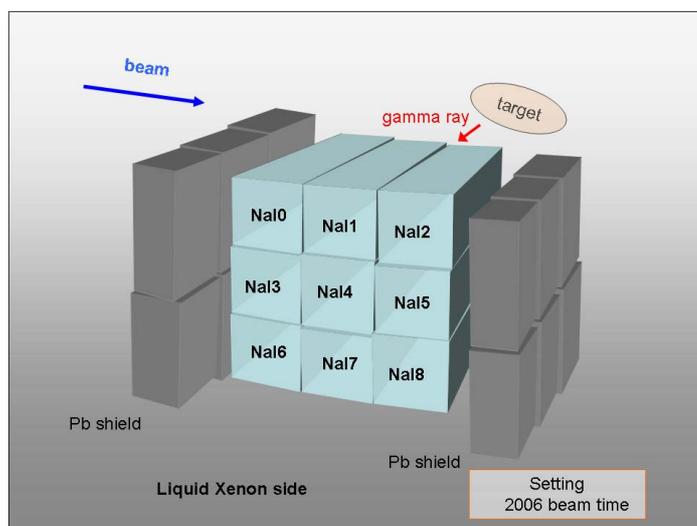


図 2.1: NaI 結晶のラベリング

#### 2.1.1 光検出器の選択

今回用いる NaI 検出器の特徴は、光電子増倍管ではなくアバランシェフォトダイオード (APD) を用いる事にある。光電子増倍管自体は液体キセノン検出器で用いられるように磁場を考慮して固定すれば使用できるが、NaI 検出器は強い磁場中での駆動により磁場の向きと強さが変わり利得が影響を変動するため、増幅領域が小さく磁場に強い APD を採用する。検出器周りの

磁場は図 2.2 のようになり、液体キセノン検出器と NaI 検出器は磁石に対して対称な位置に置かれ同じ磁場を受けるため重ねて表している。

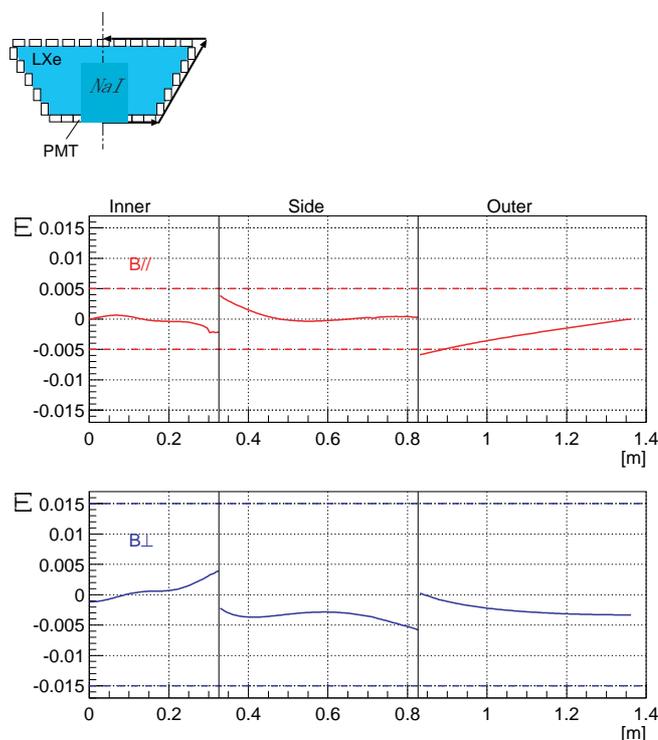


図 2.2: 液体キセノン検出器、NaI 検出器周辺の磁場

MEG 実験での液体キセノン検出器用に開発された光電子増倍管 (HAMAMATSU R9288) の磁場による影響は、COBRA 磁石を用いて実際より強い磁場中で測定されており、61.7G で量子効率は 30%減少し、利得は最大で 18%減少する結果となった。光電面のスリット方向に対してはある程度磁場に強いが、それと垂直な 2 方向 (光電面上でスリットと垂直な方向と管と平行な方向) には弱い。しかし、液体キセノン検出器内でこれを考慮して定位置で使用した場合は磁場も一定なので問題にならない。液体キセノン検出器や NaI 検出器が置かれる場所は補償コイルにより COBRA 磁石の磁場を弱めてはいるが、場所により磁場が異なるため、光電子増倍管を NaI 検出器に取り付けた場合は駆動させる毎に NaI 検出器を校正しなければならない。特にビーム方向の駆動に対しては、ターゲットを向くような回転により検出器が受ける磁場の変動が大きくなる。校正自体はパイオンビーム時に液体キセノン検出器の校正と同時に NaI 検出器で行えるが、駆動により大きな出力変動を伴うと印加電圧或いはトリガ閾値の変更を要求され非常に煩雑となる。APD を利用する事で、駆動毎に頻繁に校正、補整をしなくて済む利点がある。

### 2.1.2 APD の温度制御

APD は磁場に強い代わりに温度により大きな影響を受け、印加電圧にも依存するが温度が  $1^{\circ}\text{C}$  上がると利得は数%下がる。増幅率を決めるイオン化係数は温度依存性を持つため温度を下げると利得は上がり [10]、一方暗電流は大まかに温度の逆数を指数として減少し、分解能が顕著に向上する。このため、温度を一定に保つか印加電圧による補正を行わなければ利得が変動し、温度の監視は必須になる。MEG 実験の検出器全体は閉ざされて恒温に保たれたまま測定が行われるので大きな温度補整は必要ではないが、考えられる温度変動として、アンプ出力に応じたアンプの発熱と、駆動に伴う外気温の僅かな変化が挙げられる。これらを相殺するためにペルチェ素子を採用し、分解能向上のための冷却ではなく温度変動の補償を目的に制御を行う。外気より幾らか低い温度を保ちそこから温度制御が可能であれば、分解能を向上できるため望ましい。温度読み出しのために白金抵抗 (Pt100) を取り付け、定電流を流して電圧を読み出して APD モジュール内の温度、ペルチェ素子両面の温度差、室温の変動を把握し、利得の把握・制御・補整に役立てる。利得の揺らぎを抑えるためには、安定した冷却制御が求められる。

### 2.1.3 駆動装置

ターゲット中心を原点として、 $x$  方向 (液体キセノン検出器が負、NaI 検出器が正の向き)、 $y$  方向 (鉛直上向き)、 $z$  方向 (ビームの向き) と、 $\phi$  方向 ( $z$  軸右回り)、 $\theta$  方向 ( $y$  軸右回り) を定義する。駆動装置は図 2.3 左図のように  $z$  軸に平行に  $\pm 60\text{cm}$  ( $\theta$  方向  $\pm 35^{\circ}$ )、 $\phi$  方向に  $\pm 60^{\circ}$  駆動でき、図 2.3 右図のように  $z$  軸方向の移動に合わせてターゲットに向かうような NaI 検出器中心での  $\pm 30^{\circ}$  に亘る回転が可能になっており、位置は目盛りに光を当て跳ね返った光の強弱をカウントして把握できる。ターゲット中心からの距離は、ターゲットに一番近い  $z=0$  ( $\theta = 0^{\circ}$ ) の位置で、NaI 検出器前面 (カバー含む) までは  $66.5\text{cm}$ 、検出器中心までは  $84\text{cm}$ 、ターゲットから一番遠い  $z = \pm 48.5\text{cm}$  ( $\theta = \pm 30^{\circ}$ ) の状態で、NaI 検出器前面 (カバー含む) までは  $79.5\text{cm}$ 、検出器中心までは  $97\text{cm}$  である。

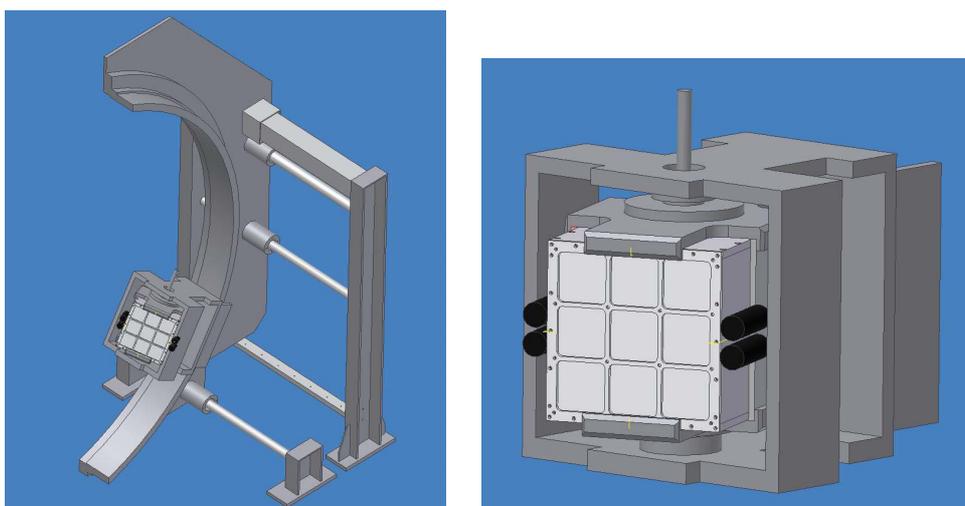


図 2.3: NaI+APD 検出器用駆動装置の設計図

図 2.4 は実際の駆動装置で、ビーム上流から左側に設置される。



図 2.4: 製作された NaI+APD 検出器用駆動装置

#### 2.1.4 較正

##### エネルギー較正

液体キセノン検出器はビーム上流から見て右方向に位置し、対して左方向には移動可能な NaI+APD 検出器が置かれる。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  によるガンマ線の片方のエネルギーを NaI+APD 検出器で知る事により、液体キセノン検出器に入射するガンマ線エネルギーを知る事ができるが、実際には NaI 検出器の分解能は液体キセノン検出器の分解能より悪く、エネルギー分解能より崩壊角を特定した方が液体キセノン検出器の分解能より狭いエネルギー幅を得る事ができる。そのため、NaI+APD 検出器でエネルギーをある程度識別しガンマ線の立体角を限定するトリガとして用いる。また、 $\pi^- \rightarrow n\gamma$  による 129.4MeV 単色ガンマ線は NaI+APD 検出器によるトリガを用いなくともエネルギー較正に利用できるが、52.8MeV ガンマ線に近い 54.9MeV ガンマ線で液体キセノン検出器の較正を行い分解能を求める事が、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  探索の到達度を示唆する事に繋がる。

NaI+APD 検出器 (または液体キセノン検出器) で数 MeV 以上のガンマ線検出を要求すると液体キセノン検出器 (または NaI+APD 検出器) では 54.9MeV から 82.9MeV のガンマ線、129.4MeV のガンマ線と 8.9MeV の中性子が得られ、10 から 50MeV 以上を要求すると 54.9MeV

から 82.9MeV のガンマ線と 8.9MeV 以上の中性子が得られ、70 から 80MeV 以上を要求すると 54.9MeV 付近のガンマ線と 8.9MeV の中性子が得られ、90MeV 以上を要求すると 8.9MeV 中性子のみが得られる。得られる全てのエネルギーを同時に測定しても良いが、NaI+APD 検出器と液体キセノン検出器を共にトリガとして用いれば 8.9MeV、54.9MeV 付近、82.9MeV 付近、129.4MeV 付近のエネルギーを独立に選出できる。この大まかな選出の後、液体キセノン検出器への入射位置を導出し崩壊角が分かればエネルギーが決定される。前章で見たように、 $180^\circ$  から立体角を大きく取る程統計は多く取れるがエネルギー幅が広くなり、どの位置でどれだけ的事象を取るか検討しなければならない。パイオンビームレートが DAQ レートより十分高い場合は、要求されるイベント数に応じて任意のエネルギーで別々に測定すれば較正に要する時間を無駄なく分配でき、効率よく短時間で較正を終わらせる事ができれば目的に応じた較正を頻繁に行える。NaI+APD 検出器を駆動装置でビーム方向  $\pm 30^\circ$ 、上下  $\pm 60^\circ$  に亘って液体キセノン検出器全面を走査するには多くの時間が必要なため、DAQ レートに余裕がある場合はトリガを緩めて立体角を広く取り、54.9MeV から 82.9MeV 間のエネルギーも利用して円滑に較正を進める事が実際の較正では求められる。

### 時間較正

NaI シンチレータの前面には前置タイミングカウンタとして、鉛板、プラスチックシンチレータが 2 枚ずつ交互に置かれ、それぞれのシンチレータは 2 本の光電子増倍管で両側から挟まれ、 $3 \times 3$  の NaI 検出器の内、真ん中の一本を覆うように付けられる (図 2.5)。プラスチックシンチレータからのシンチレーション光は、ビーム軸方向に伝ってライトガイドで NaI 検出器の両サイドに置かれた光電子増倍管に運ばれ、出力信号は波形として記録されるため、水平方向の入射位置決め、タイムウォーク補正が可能となる。駆動により利得が変動するため波形取得が重要になり、印加電圧による出力調整を必要に応じて行う。

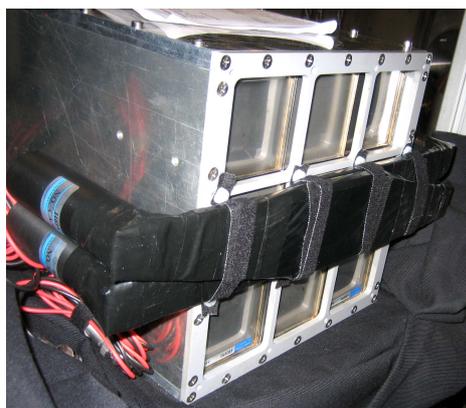


図 2.5: NaI 検出器正面に取り付けられた前置タイミングカウンタ

事象を区別し各崩壊の識別能力を上げるには各検出器の時間分解能だけでなく同期の精度も重要になり、前置タイミングカウンタを用いれば間接的に全ての検出器間で同期を取れる。液体キセノン検出器に関しては、 $\pi^0$  からのガンマ線の一方が NaI 検出器側のタイミングカウンタで観測された時、反対側の液体キセノン検出器に同時に入射したガンマ線からのシンチレー

シオン光を利用して、全ての光電子増倍管に対して同期を取り時間分解能を求める。54.9MeVのガンマ線を利用すればミュオン二体崩壊からのガンマ線エネルギー 52.8MeV とほぼ同じため、液体キセノン内でのシンチレーション光発生位置が同じ分布を取り、時間分解能を求める手段として適している。ドリフトチェンバー、タイミングカウンタに関しては、 $\pi^0$  からガンマ線、電子、陽電子への崩壊 (1.2%) 時に、ガンマ線が NaI 前置タイミングカウンタで観測され電子がドリフトチェンバー、タイミングカウンタに入射した時に同期が取れる。また、ミュオンビーム時でも  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  (1.4%) からの陽電子とガンマ線が利用できる。

$\pi^0$  から2つのガンマ線へ崩壊し、一方が NaI 検出器前面のタイミングカウンタで観測され、他方が液体水素ターゲットのカバー、コンバート用タングステン等の物質中で電子と陽電子を対生成し、ドリフトチェンバー、タイミングカウンタに入れば、検出器間で同期が取れる事になる。液体キセノン検出器にガンマ線の一方が入射した場合は、液体キセノン検出器、ドリフトチェンバー、タイミングカウンタを同時に同期できる。このように同期には幾つかの手法があるが、 $\pi^0$  崩壊を利用すればエネルギー較正と同時に全ての検出器全体に対し時間較正を行える利点がある。

### 入射位置較正

液体キセノン検出器はビーム方向  $\pm 30^\circ$ 、上下  $\pm 60^\circ$  でガンマ線を一様に検出する事になるため、液体キセノンに入射するエネルギーを知るためには入射位置を決める手段が必要になってくる。液体水素ターゲットは長さ 7.5cm、半径 2.5cm の円筒型となっており、NaI 検出器とターゲットの形状から来る崩壊角の不定性は取り去る事ができない。ビーム軸方向の駆動により変動するが、NaI 検出器側の立体角は設計によって決まり、NaI 結晶 1 つあたり 0.070% から 0.053%、検出器全体では 0.67% から 0.50% となっている。2003 年末に  $8 \times 8$  NaI 検出器でパイオン崩壊からのガンマ線を検出し、光量分布から入射位置を横方向に 2.7cm( $\sigma$ )、縦方向に 1.6cm( $\sigma$ ) で位置を特定できており、今回用いる  $3 \times 3$  NaI 結晶を用いて実質的な立体角は更に限定できると予想される。

パイオンビームを用いた位置較正として、液体水素ターゲットから液体キセノン検出器に均等に照射される 54.9MeV から 82.9MeV までの一様なガンマ線と単色 129.4MeV のガンマ線を複数の穴が開いたコリメータに通す事で、ガンマ線の入射位置を幾何的な制限と一致するように位置を構築する方法がある。液体キセノン検出器側、或いは液体水素ターゲット側にコリメータを設置する必要がある。

NaI+APD 検出器を用いる場合、8.9MeV 中性子をトリガとして反対向きに放出する 129.4MeV を利用する方法、54.9MeV のトリガをかけて NaI 検出器とターゲットの直線上を中心に 82.9MeV を頂点とする分布を利用する方法、82.9MeV のトリガで同様に 54.9MeV を中心とする分布を見る方法、54.9MeV 或いは 82.9MeV のトリガで NaI 検出器とターゲットの直線上の軸から  $23.4^\circ$  までに限定されるエネルギー分布のエッジを利用する方法が考えられるが、これらは液体水素ターゲットの大きさと NaI+APD 検出器の大きさが見込まれる液体キセノン検出器の位置分解能より大きいため、位置分解能の導出に用いる事はできない。

位置分解能には、前述したアルファ線源による位置構築等、他の手段と併せる事が必要になる。

### 2.1.5 精度の見積もり

プラスチックシンチレータは60mm×60mm×7mmで、2006年末のミュオンビーム測定に用いた鉛板は60mm×60mm×6mmであり、放射線長単位で4枚合わせて $\sim 2.2X_0$ 、NaIシンチレータのカバーを含め $\sim 2.5X_0$ 、液体水素ターゲットとCOBRA磁石と空気で $\sim 1X_0$ 、NaIシンチレータのみで $11.8X_0$ となっている。液体水素ターゲットの大きさは検出器側から見て縦横それぞれ $\sim 6^\circ$ の広がりを持ち、ターゲットから見てNaI+APD検出器の結晶1つあたり $\sim 6^\circ$ の広がりを持ち、液体キセノン検出器の位置分解能(FWHM)による広がり $\sim 1^\circ$ となり、54.9MeVと82.9MeVの2つのガンマ線が一直線上に放出される場合全体で $\sim 10 \sim 12^\circ$ の不定性を持ち、検出器とターゲットの大きさに起因するエネルギーの不定性は0.5MeVの広がり収まると予想される。これは大きさのみからの見積もりで、実際はNaI検出器自身での位置構築や液体水素ターゲット中での崩壊位置分布により更にエネルギーの不定性が小さくなり、物質中の通過を考えれば悪くなるため大まかな見積もりであるが、2003年末にパイオンビームを用いた液体キセノン検出器ラージプロトタイプのエネルギー較正結果を考慮しても、液体キセノン検出器のエネルギー分解能として4%(FWHM)程度を目指すに際し十分な設定である。

また、パイオンビームによるエネルギー較正に用いた $8 \times 8$ NaI検出器は、今回用いる物とほぼ同じ大きさのNaI結晶で構成されており、パイオンビームによって行われた $8 \times 8$ NaI検出器のエネルギー分解能( $\sigma$ )は54.9MeVで $7.0 \pm 0.13\%$ 、82.9MeVで $6.5 \pm 0.14\%$ 、129.4MeVで $6.1 \pm 0.04\%$ であった。パイオンビームからのガンマ線の立体角をこの時コリメータで制限しており多少の違いはあるが、今回製作するNaI+APD検出器では55MeVで7%(in  $\sigma$ , 17% in FWHM)のエネルギー分解能を目指す事にする。エネルギー較正に利用できるビーム測定はまだ行われていないため、本稿では宇宙線のエネルギー損失で評価している。

### 2.1.6 NaI+APD 検出器の製作

APDはHAMAMATSU製S8664-55のシリコンAPDを使用した。S8664-55は、5mm×5mmの受光面を持ち、 $-20$ から $60^\circ\text{C}$ で動作する。おおよそ320nmから1000nmに感度を持ち、420nmでは0.24(A/W)の受光感度と70%の量子効率を持つ。降伏電圧の温度係数は $0.78(\text{V}/^\circ\text{C})$ 、遮断周波数は40MHz、利得50となる電圧印加時の暗電流は5nA、最大で50nA、端子間容量は80pFとなる。以上が $25^\circ\text{C}$ における典型的な仕様となっている。

アンプには、S8664-55を直接マウント可能な広島大学クオーク物理学研究室開発のGN-0261-3(表2.1)を使用した。

モジュールは図2.6のようにNaI結晶に取り付けられ、主に図2.7の部品で構成される。このAPDモジュールは、レーザー又はLEDからの光によりAPDの計測が行えるようになっており、銅板には光を通すための丸穴が開けられている。APDとアンプはAPDの端子を絶縁し銅板の穴に通して銅板の両面から挟む事で固定されており、アンプとAPDの熱が銅板に伝わるようになっている。銅板上のテスト光入射窓と対称な位置にペルチェ素子が導熱テープで固定され、ペルチェ素子の排熱面には外部へ導熱するための銅塊が取り付けられる。銅塊はアルミに開けられた角穴から外面に出てヒートシンクに取り付けられ、アルミの背面固定板にも導熱され、ファンによって排熱される(図2.8)。銅板とNaI側、背面側は口ハセルにより断熱され、アルミの背面固定板をNaI結晶に螺子止めする事で、その間に挟まれるアルミリング

表 2.1: アンプの特性

最大入力電荷	8pC
利得	0.8V/pC
出力極性	正
立ち上がり	15-30ns (入力側容量 80pF 時)
雑音	500electron (FWHM) (入力側容量 80pF 時)
負帰還定数	100M // 1pF
電源電圧	+12V, -6V
消費電力	64 mW
許容周囲温度	室温から-25
外形寸法	19×19mm
コネクター	モレックス 6P 型番 53398-0690
バイアス電圧	400V 以下

と2つのO-リングにより遮光される。APDはNaI結晶との間のオプティカルグリスによりシンチレーション光を受け取り、アルミの背面板から銅板を螺子により押し付ける事で、NaI結晶にAPDが押し当てられる。

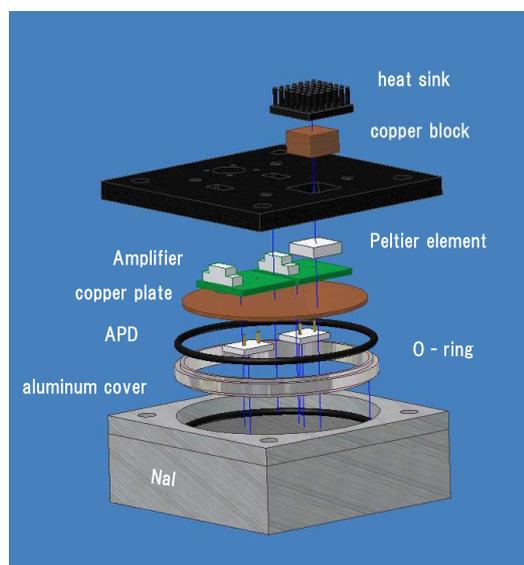


図 2.6: APD モジュールの構造

Pt100 温度計は図 2.8 に見られる銅板上と放熱用ヒートシンクにそれぞれ1個ずつ取り付けられ、室温用として検出器外部に2個取り付けられている。Pt100にはDC電源から定電流が流され、電圧読み出しにより温度の変化を読み取る。

9本のNaI結晶は3×3に組まれてアルミの箱で側面を囲われ、背面には光学窓と同じ大き



図 2.7: APD モジュールに用いる部品

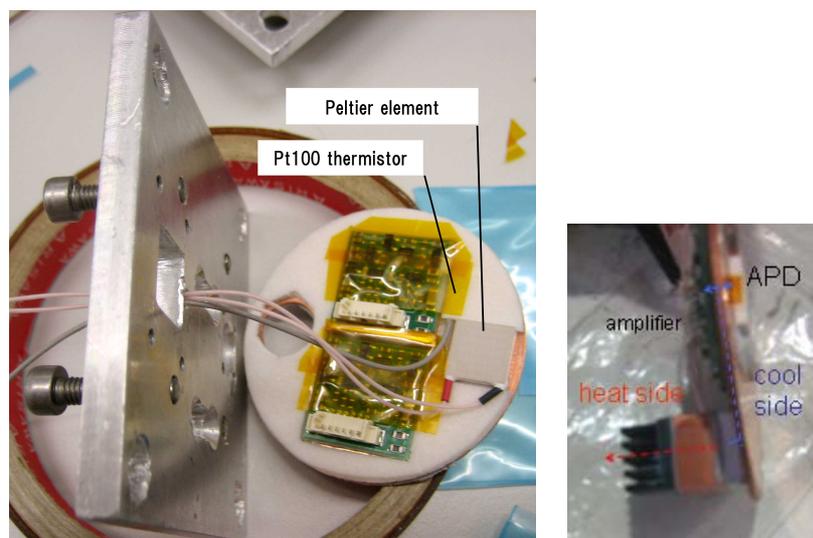


図 2.8: APD モジュール中のペルチェ素子と Pt100 温度計

さの丸穴が 3×3 個開けられたカバーが用意されて図 2.6 の組み立ての際に同時に固定される。APD の位置は図 2.9 のようになり、APD は暗電流、利得 50 での印加電圧を参考に表 2.2 のように割り当てた。

## 2.2 NaI 結晶の特性測定

NaI(Tl) 結晶の色や形状に多少のばらつきが見られたため、APD での測定を行う前に、光電子増倍管で結晶の性能を調べた。APD+アンプの利得は LED 又はレーザーで知る事ができ、アンプの利得はテストパルス入力を用いて分かるので、結晶の発光特性が分かれば量子効率も得る事ができる。APD の性能を調べるために、NaI 結晶による性能の違いがどの程度生じるのか、シンチレータとしての発光量、透過率を 9 本に亘って 1 つの同じ光電子増倍管で測定した。

### 2.2.1 放射線源による較正

APD は受光面が一般の光電子増倍管より小さく、NaI 結晶からの光学窓が 55mm 径であるのに対し、5mm 四方の有感面積しか持たない。今回は 1 つの NaI 結晶からのシンチレーション光を APD2 個で受光する事になるが、2 つ合わせても全体の 2.1% の集光に止まり、増幅率も光電子増倍管に比べて小さいため APD で光電子増倍管より高い分解能は期待できない。そこで、予め NaI 結晶と光電子増倍管の組み合わせで、9 本の NaI 結晶につき全て同じ光電子増倍管、同じ印加電圧で放射線源を測定し、分解能と透過率を測定しておく。NaI 結晶の発光量を知る事で APD 利得の設定に役立ち、NaI 結晶を性能により選別する事が可能となる。用いた光電子増倍管は、液体キセノン検出器内で使われている物と同じで、57mm 管径、有感面は 45mm 径で、67% 集光できる。



図 2.9: NaI+APD 検出器における APD の位置

表 2.2: APD の特性 (仕様表)

NaI No.	Hvch	amp No.	Serial No.	$V_{break}$ (V)	$V_r$ (M=50) (V)	$I_{dark}$ (M=50) (nA)
0.0	0	17	257	426	384	9.3
0.1	1	18	250	395	354.3	5.4
1.0	2	11	262	446	406.5	6.1
1.1	3	12	259	434	392.6	6.9
2.0	4	19	253	406	366.5	11.9
2.1	5	20	254	442	400.7	5.3
3.0	6	7	247	426	386.9	8.4
3.1	7	2	256	437	396.5	7.1
4.0	8	3	266	413	374.1	3.7
4.1	9	4	255	434	392.2	6.3
5.0	10	5	260	440	399.2	7.3
5.1	11	6	258	441	400.4	6.5
6.0	12	13	261	442	401.3	5
6.1	13	14	263	450	409.1	10.4
7.0	14	9	251	402	361.2	5.8
7.1	15	10	265	449	408.1	6.9
8.0	16	15	264	438	398.9	4.4
8.1	17	16	248	425	386.3	9.8

用いたガンマ線源  $^{88}\text{Y}$  は、106.61 日の半減期で、0.898MeV と 1.836MeV に大きなピーク、1.383MeV と 2.734MeV に小さなピークを持つ (表 2.3)。 $^{88}\text{Y}$  線源を、コリメートせずに光電子増倍管に向けて NaI 結晶の正面の中央に設置した。バックグラウンドでは、 $^{40}\text{K}$  からの 1.461MeV ガンマ線と  $^{208}\text{Tl}$  からの 2.615MeV によるピークも見られた。また、僅かに 1.76MeV の  $^{222}\text{Rn}$  からのガンマ線も見られた [11]。図 2.10 は 9 本の NaI 全てでペDESTAL、バックグラウンド、 $^{88}\text{Y}$  線源を測定したヒストグラムで、ペDESTALのピークを 0 とした ADC チャネルを横軸とした。図の配置は NaI+APD 検出器を入射面と反対の背面から見た位置と一致し、中心の光量が大きく隅の 4 つは小さい配置となっている。

表 2.3:  $^{88}\text{Y}$  線源 スペクトル

photon energy (MeV)	photons emitted
0.522	from $\beta^+$
0.898	93.2%
1.383	0.04%
1.836	99.4%
2.734	0.6%
3.219	0.009%
3.52	0.007%
0.014-0.016	~60% Sr K X-rays

0.898MeV、1.836MeV、2.74MeV の 3 つのピークで正規分布を仮定し、フィッティングにより 4 つのピークの位置と  $\sigma$  を求めた。バックグラウンドでのピークは、2.615MeV を正規分布でフィッティングし、1.461MeV では正規分布と対数関数の和でフィッティングした (図 2.11)。 $^{88}\text{Y}$  の計数率はバックグラウンドに比べて高いため、 $^{88}\text{Y}$  でのバックグラウンドの影響は無視した。ペDESTALの  $\sigma$  は線源のピークの  $\sigma$  の 3 割に届かない程度であった。

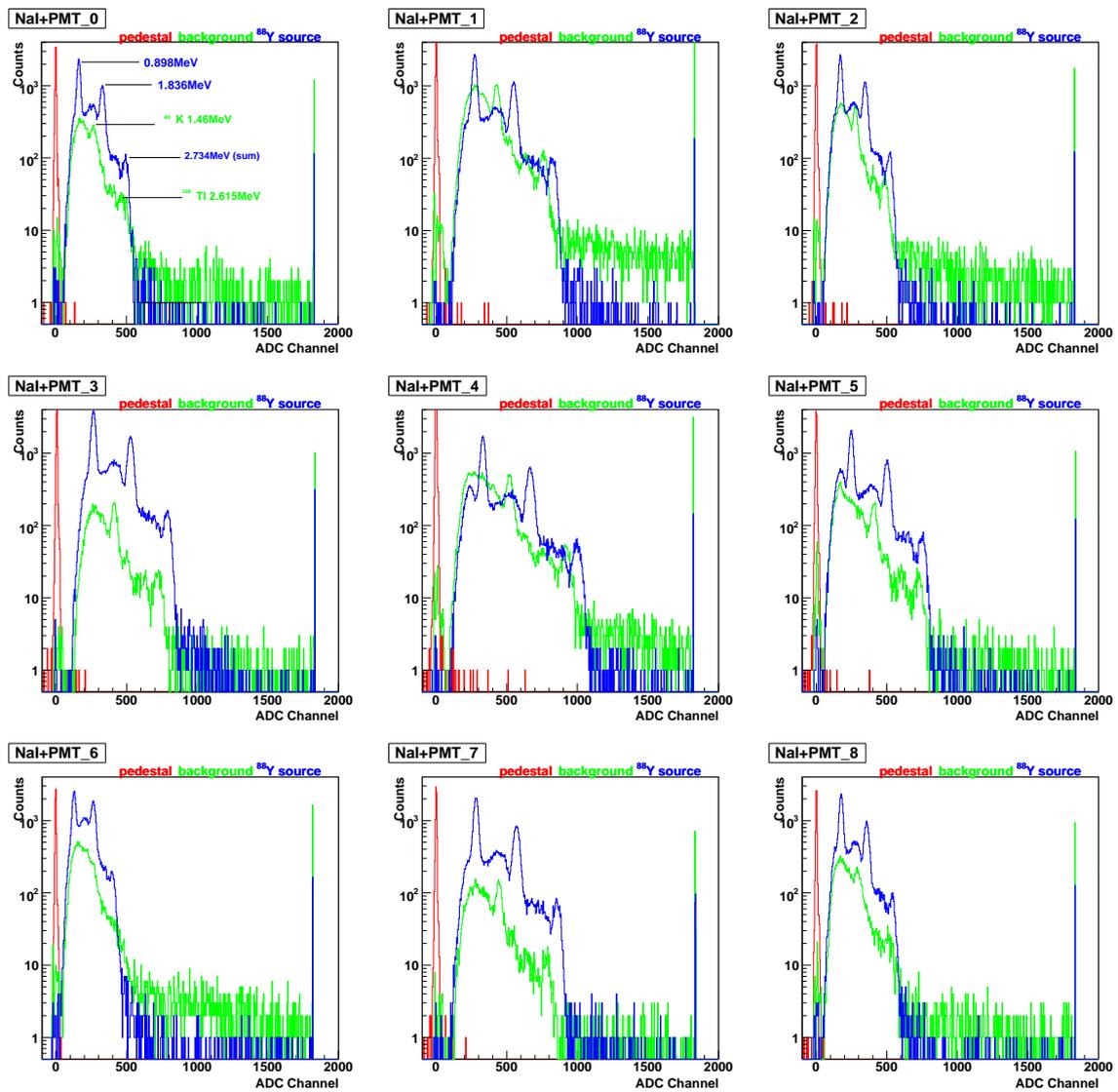


図 2.10: 3 × 3NaI の ペDESTALとバックグラウンドと <sup>88</sup>Y 線源のヒストグラム

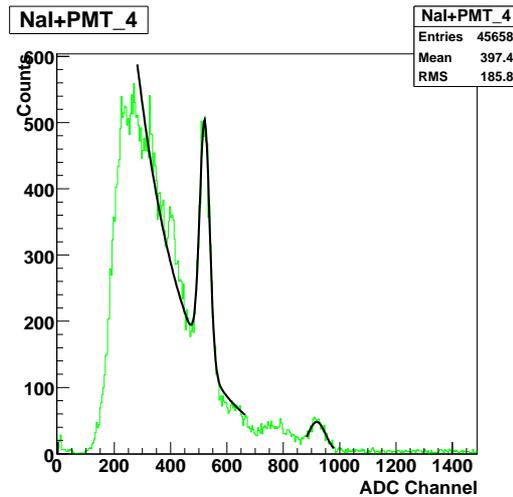


図 2.11: バックグラウンドにおける 1.46MeV、2.615MeV ピークのガウシアンフィッティング例

ADC channel におけるピーク位置と線源のピークエネルギーとの対応が図 2.12 である。横棒の幅はフィッティングによる正規分布の  $\sigma$  であり、一次関数でフィッティングした。同じ光電子増倍管、印加電圧にて測定を行っているので、傾きが大きい程、単位エネルギーあたりのシンチレーション発光量が少なく、小さい程光量が多い。図 2.12 の内、最右端の直線が NaI4 が検出器の中心に位置し、左の 4 本の直線が検出器の四隅に位置する NaI 結晶である。

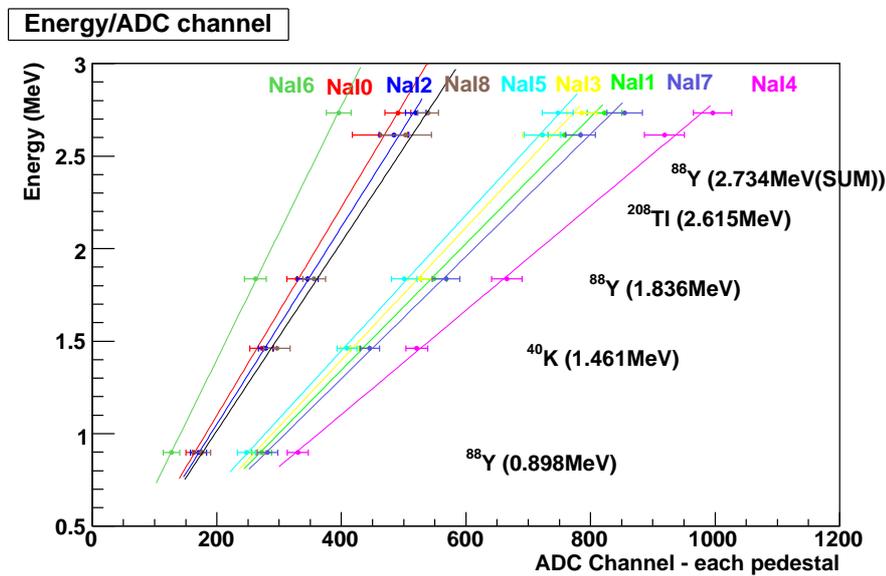


図 2.12: 光電子増倍管と CAMAC ADC を用いた時のエネルギーと channel の分布

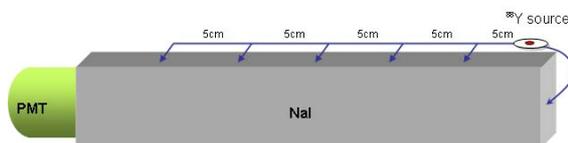
$^{88}\text{Y}$  の 0.898MeV と 1.836MeV での分解能が表 2.4 になる。分解能はピーク値/半値幅で定義した。

表 2.4: NaI+PMT で測定した  $^{88}\text{Y}$  ガンマ線領域の分解能 (%)

energy(MeV)	0.898	1.836	2.734	1.461	2.615
NaI0	18.4	12.1	10.0	16.8	22.6
NaI1	13.6	8.9	8.0	8.3	8.2
NaI2	18.0	11.5	7.4	9.7	11.5
NaI3	13.7	8.9	7.3	8.3	9.7
NaI4	12.1	8.6	7.3	7.9	8.2
NaI5	14.0	9.7	7.8	9.1	9.6
NaI6	24.2	15.7	11.9	-	-
NaI7	13.7	9.1	7.8	8.2	7.1
NaI8	19.7	12.0	7.2	16.9	19.3

### 2.2.2 透過率の評価

NaI 結晶の透過率を測定するために、 $^{88}\text{Y}$  線源からのガンマ線を、NaI 結晶の先端から結晶の長軸方向に入射する場合と、先端から 5cm 毎 30cm に亘り真横から入射する場合の 7 通りの距離で測定した (図 2.13)。コリメータは使用していない。NaI 結晶によるシンチレーション光減衰を分解能を左右する 1 つの要因として見なし、古くなった NaI 結晶の一部を新調するための発光量、減衰による選別を目的として予備測定を行った。

図 2.13:  $^{88}\text{Y}$  線源の設置位置

それぞれの入射位置での NaI 結晶による光量比較も同時に行うため、同じ光電子増倍管と同じ印加電圧で測定を行った。この時、光電子増倍管が光に晒され、再び電圧を印加した後不安定になるため、安定になるまでバックグラウンドを測定し出力の変動をモニタした。図 2.14 から分かるように、少なくとも 30 分以上時間を空け、測定は短時間に収めた。

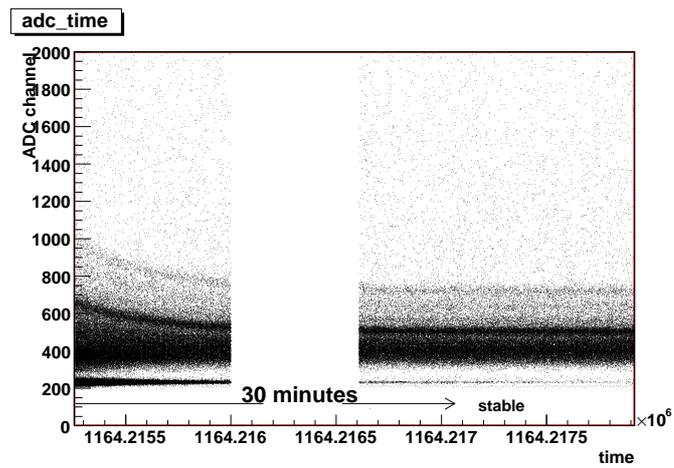


図 2.14: 光電子増倍管取り付け後出力が安定になるまでの時間

図 2.15 は各 NaI 結晶における、ガンマ線入射位置によるスペクトル (上段) と  $^{88}\text{Y}$  からの 2 つのガンマ線ピークの変移 (下段) で、下段の光電面からの距離と同色でスペクトルも色分けしている。発光量の少ないシンチレータは減衰も大きく見られ、これが分解能を悪くする一因となる。

図 2.16 に、NaI4 において光電面から 30.5cm 離れた前面での光量を 1 として、0.898MeV と 1.836MeV の各ピーク変移を各シンチレータの光量比と共に示した。

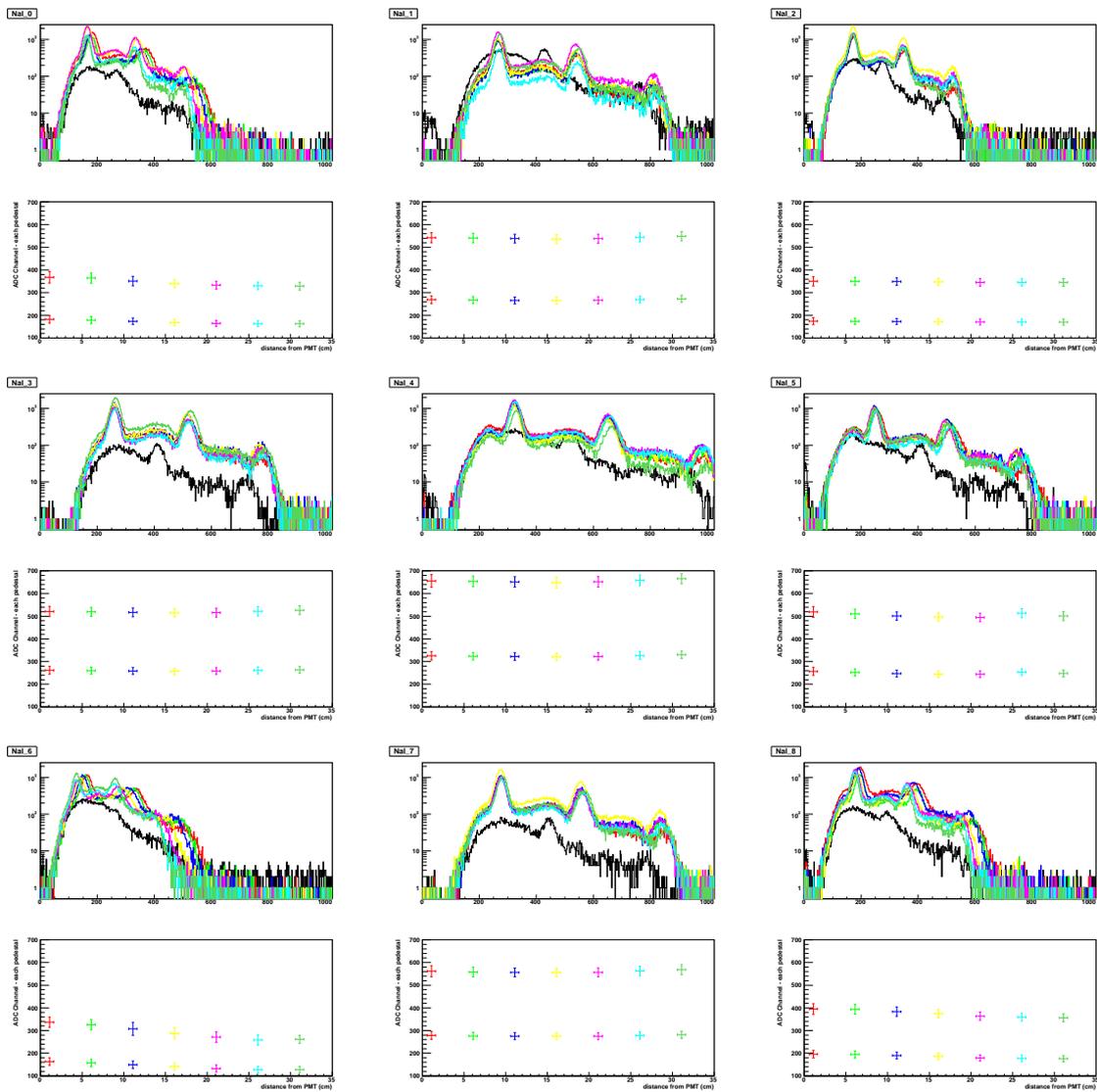


図 2.15:  $3 \times 3$  NaI の  $^{88}\text{Y}$  ガンマ線入射による位置依存

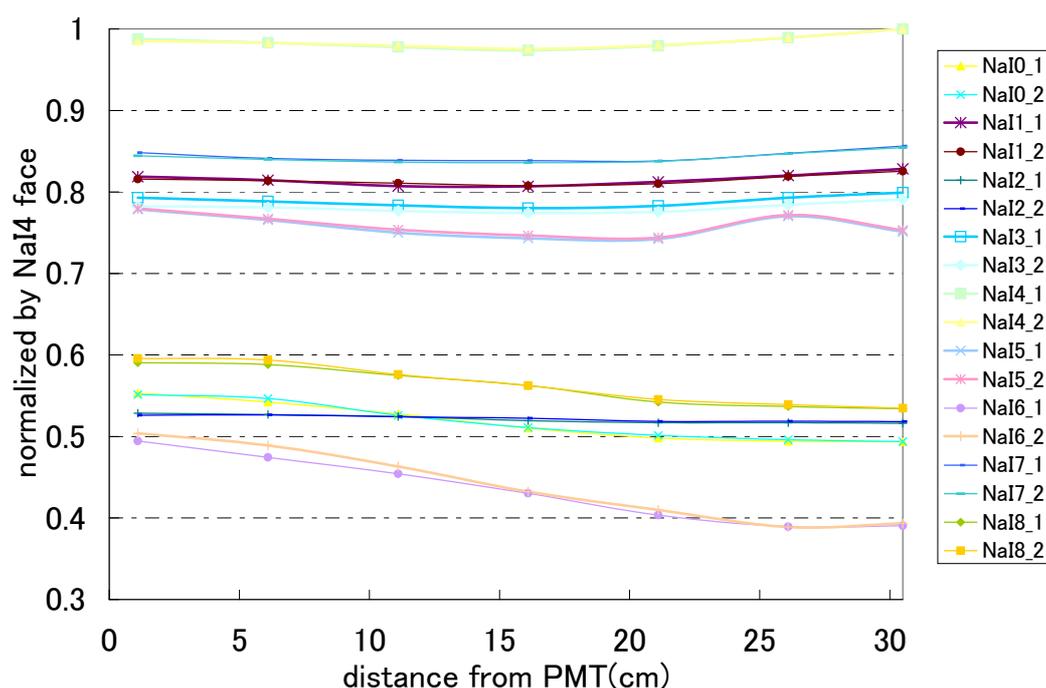


図 2.16: NaI 結晶の透過率と光量比

透過率の良い結晶は場所によらず変動は1%に収まったが、透過率が悪い結晶は光電子増倍管から離れる程10%減少した。これは宇宙線の場合分解能をそのまま悪くする原因となり、前面からの入射に対して入射粒子依存やエネルギーとの非線形性を引き起こす可能性がある。

### 2.3 APD とアンプの特性評価

アンプからの出力波形は、回路の時定数に依存する。電荷集積型アンプであるため、シンチレータの減衰時間より十分長い時定数が必要とされ、用いた GN-0261-3 アンプは非常に長い時定数を持っている。そのため出力は安定するが、信号がゲートに収まり信号同士が重ならないように波形整形が必要となる。今回は前置アンプからの波形をコンデンサのみで整形し、特別なアンプは用いていない。MEG 実験では、splitter で波形を取得・反転させ2つに分けた後、片方はトリガとして用い、片方は DRS により波形を取得するため、波形整形をしなくと

も波形解析によりアンプからの情報を得る事ができる。DRS では正の入力を取り splitter では波形を反転させるため、APD からの出力信号は負でなければならないが、GN-0261-3 アンプは正の出力であるためアンプの出力には反転が必要であり、数 MeV のシンチレーション光では信号の波高が低く、アンプ自身や splitter や DRS のノイズレベルで S/N が非常に悪くなり、増幅と反転と波形整形 (幅を狭める) を有する後段アンプを用いれば十分な利点があると考えられる。これは現段階で較正用検出器としての性能が得られない時に考慮する事にする。

アンプからの波形例を図 2.17 に示しておく。図 2.18 はトリガと波形取得のため反転をさせている。linear fan-in/fan-out モジュール (NIM) での反転はノイズが大きくオフセットが安定しないため、コイルによる反転器を用いる事にした。

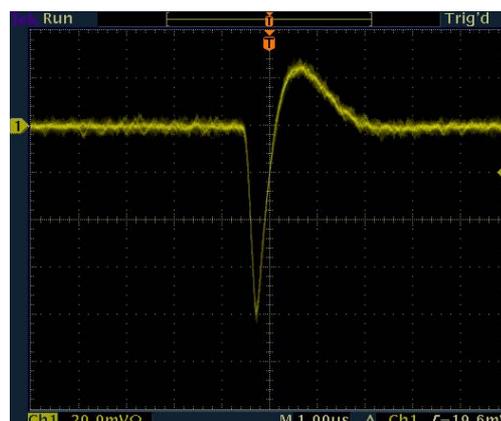
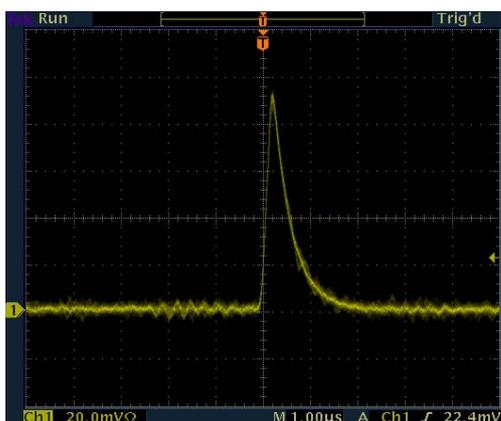


図 2.17: APD 信号 + プリアンプ増幅 + AC 結合による波形  
 図 2.18: APD 信号 + プリアンプ増幅 + AC 結合 + 反転器による波形

### 2.3.1 APD とアンプの概要

アンプの等価回路を図 2.19 に示す。

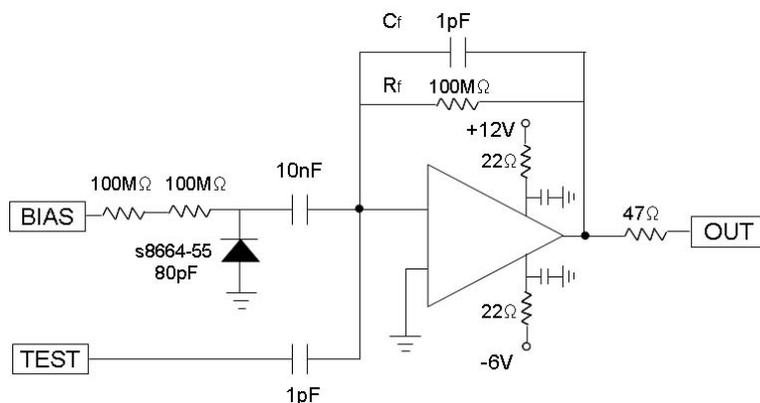


図 2.19: GN-0261-3 等価回路

ここで、アンプからの出力波形を考察する。NaIシンチレータからのシンチレーション光は減衰が230nsと立ち上がり比べて非常に長いので、アンプへの入力信号電流は  $i = \frac{Q}{t_0} e^{-\frac{t}{t_0}}$  と仮定する。ここで、 $Q$  は入力電荷で  $t_0$  はNaIシンチレーション光の減衰時間で230ns、帰還定数は  $R_f = 100M\Omega // C_f = 1pF$  とし、ここにかかる電圧を  $V$  とすると

$$\frac{dV}{dt} + \frac{1}{C_f R_f} V = \frac{Q}{C_f t_0} e^{-\frac{t}{t_0}}$$

で表せる。これを  $V=0(t=0)$  として解くと

$$V = \frac{1}{\frac{1}{t_0} - \frac{1}{C_f R_f}} \cdot \frac{Q}{C_f t_0} (e^{-\frac{t}{C_f R_f}} - e^{-\frac{t}{t_0}})$$

となり、 $t_0$  で立ち上がり  $C_f R_f$  で減衰する事が分かる。ところで、 $C_f R_f = 100\mu s$  であり、これはそのまま観測するには非常に長く、また  $V$  のオフセットには定電圧電源からの負の出力が乗っているため、これを取り除かなければならない。今回は波形整形、増幅を目的とした別のアンプを後段に取り付けず、波形整形のみで適切なゲート幅 ( $\sim \mu s$ ) に収まるように、アンプ出力に直接コンデンサを取り付ける事にした。

用いるコンデンサの容量と出力を受けるモジュールの入力インピーダンスによって波形整形後の減衰時間が決まるが、これは  $t_0 = 230ns$  より十分長く、そしてなるべく短く取る方が好ましいため、コンデンサ容量と出力波形の相関を調べた。

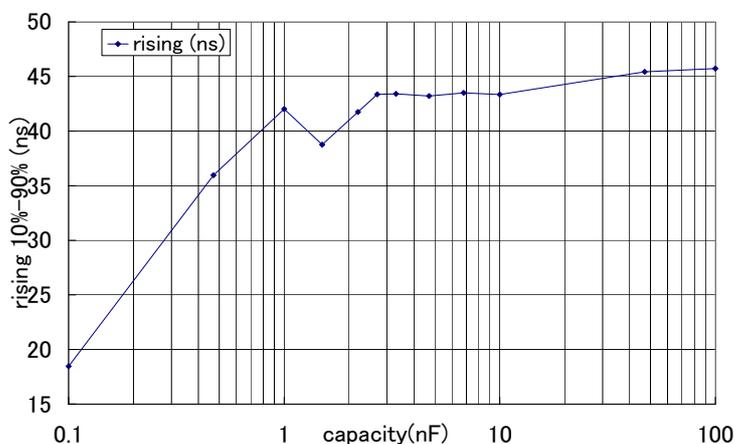


図 2.20: コンデンサ容量による立ち上がり (5V/20ns/8ms interval LED pulse)

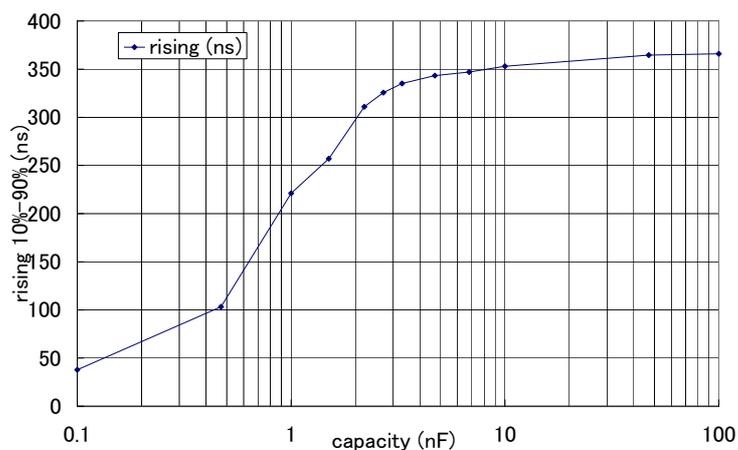


図 2.21: コンデンサ容量による立ち上がり (5V/460ns/8ms interval LED pulse)

図 2.20、2.21 は、アンプ出力に取り付けるコンデンサ容量を変え、立ち上がり時間 (10%-90%) を測定した結果である。読み出しの入力インピーダンスは  $50\Omega$  で、NaI 結晶は取り付けず、APD で LED からのパルス波を受光している。LED には 5V 振幅 8ms 間隔の矩形波を与え、幅 20ns、460ns で調べた。それぞれ 16ns、370ns で立ち上がることが期待され、容量が大きいと一定の立ち上がりに落ち着いている。アンプの立ち上がり性能は 15 から 30ns の設計であり、20ns で LED を光らせた場合はこの影響を受け立ち上がりに時間がかかっていると考えられ、460ns で LED を光らせた場合は立ち上がりが入力波の振幅と一致しているように見られる。

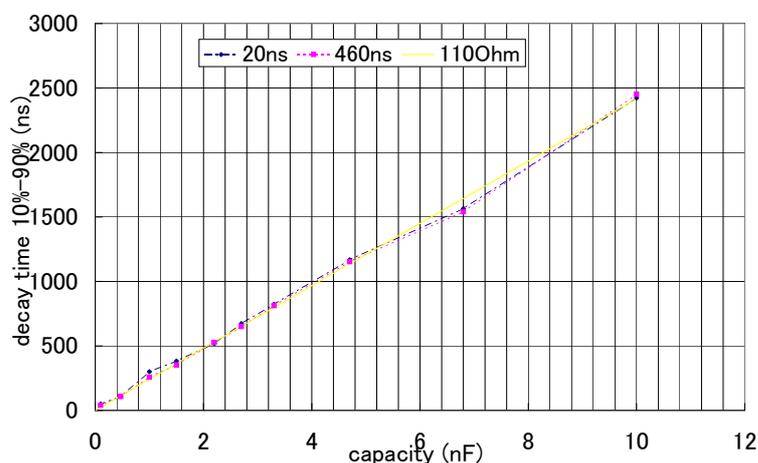


図 2.22: コンデンサ容量による減衰時間

一方、減衰時間は入力信号の振幅によらず、20ns 幅と 460ns 幅で同じ値を取っている (図 2.22)。この減衰時間は、出力端のコンデンサが抵抗  $110\Omega$  で接地されているとした場合にほぼ一致している。

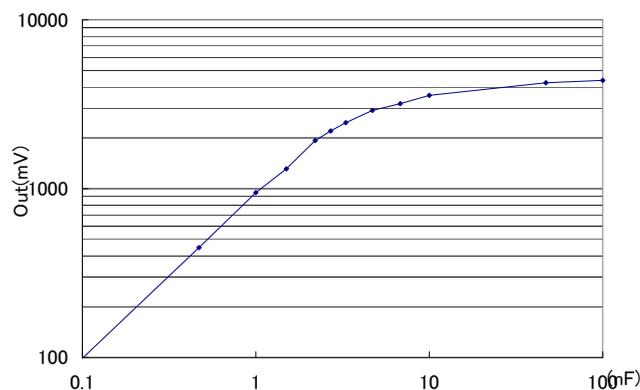


図 2.23: コンデンサ容量による出力振幅 (5V/460ns/8ms interval LED pulse)

図 2.23 はコンデンサ容量による出力振幅で、容量が大きい程出力が大きくなる。コンデンサのみで高い出力振幅を持たせ、かつ短い減衰時間を持たせる事は難しいが、以下では 2.7nF 容量のコンデンサを採用して測定を行った。

### 2.3.2 APD とアンプのレート耐性

ここで、NaI 検出器に入射するガンマ線のレートを見積もってみる。 $\pi^-$  のビームレートを  $R_{\pi^-}$ 、ターゲットで止まる割合を  $S$ 、Panofsky 比を  $P_p \equiv \frac{N_{\gamma\gamma}}{N_{n\gamma}}$ 、プラスチックシンチレータや鉛を含めた NaI 検出器の検出効率を  $\epsilon_{NaI}$ 、NaI 検出器が 1 本あたり占める立体角を  $\Omega_{NaI}$  とすると、

$$R_{NaI} = R_{\gamma\gamma} + R_{n\gamma}$$

$$R_{\gamma\gamma} = 2 \cdot R_{\pi^-} \cdot S \cdot \frac{P_p}{1 + P_p} \cdot \epsilon_{NaI} \cdot \Omega_{NaI}$$

$$R_{n\gamma} = R_{\pi^-} \cdot S \cdot \frac{1}{1 + P_p} \cdot \epsilon_{NaI} \cdot \Omega_{NaI}$$

と考えられる。液体キセノン検出器較正に用いる事のできるイベントレートは、2 体ガンマ線崩壊に対して  $R_{\gamma\gamma}$  と NaI 結晶の本数と液体キセノン検出器の検出効率と液体キセノン検出器でガンマ線を検出する立体角と検出するエネルギー領域を取る確率(トリガによるエネルギー選出から決まる係数)との積となり、単色ガンマ線に対して  $R_{n\gamma}$  の検出効率と立体角を液体キセノン検出器のそれと入れ替えたレートになる。

NaI(Tl) 結晶は 6.5cm×6.5cm の面積にガンマ線を入射する事になり、ターゲット中心から最近接距離 67cm を取った場合、結晶 1 つあたり 0.07%(9 つ全てで 0.68%) を占める。NaI 検出器から見た液体水素ターゲットは 0.067% を占めるが、ガンマ線の発生位置には偏りが現れるので実際は更に小さい。 $\pi^-$  は図 1.11 で見られるように運動量大きい程レートを高く取れるが、ターゲットまで精度良く運べるビームの運動量は 56MeV/c が最大であり、その

時のレートは  $7.6 \times 10^6/s$  である。ビームは縦横のスリットを狭めるとレートを下げられる。また、表面ミュオンビームと違いバンチを持っているので、レート耐性を見る場合は  $R_{\pi^-}$  をバンチが来た時のレートとする。 $\pi^-$  ビームが 50MHz で 03ns 間毎にまとまっているとし、 $\epsilon_{NaI} = 1$ 、 $S=1$ 、Panofsky 比を  $P_p = 6/4$ 、として多めに見積もった場合バンチが来た時のレートは  $R_{NaI} \sim 2\text{MHz}$  となり、NaI 検出器がどのレートまで耐えうるかで  $\pi^-$  ビームレートは制限される。実際は DAQ レートが 10~200Hz と制限されており、較正に用いるイベントレートがこれを下回らない限り  $\pi^-$  ビームレートを下げる事が可能となる。較正に用いるレートとして、ガンマ線を  $170^\circ$  以上の崩壊角に相当するエネルギーで選別し NaI+APD 検出器のトリガで 54.9MeV 側のみが液体キセノン検出器に入射する場合のレートは  $\sim 4\text{kHz}$  となり、54.9MeV 付近に限らなければ 50 ~ 300kHz となる。ターゲットで  $\pi^-$  が捕獲される割合と NaI+APD 検出器の効率を考えればこれより更に下がるが、DAQ レートより十分高いと見込まれ、 $\pi^-$  ビームレートを下げても問題がない。また、ミュオンビームからのガンマ線は  $0.35 \times 10^8/s$  の場合、500Hz 程と期待される。

$C_f R_f = 100\mu\text{s}$  であるから、10kHz 付近では入力信号の間隔が大きく影響してくると考えられる。実際に、アンプ出力におけるコンデンサ容量による出力信号振幅のレート依存性を図 2.24 で見てみた。入力光には LED を用い、 $200\mu\text{s}$  間隔でのパルスを与えた時アンプの出力が 1.5V ほどになるような電圧を 200ns 幅で LED に与えた。

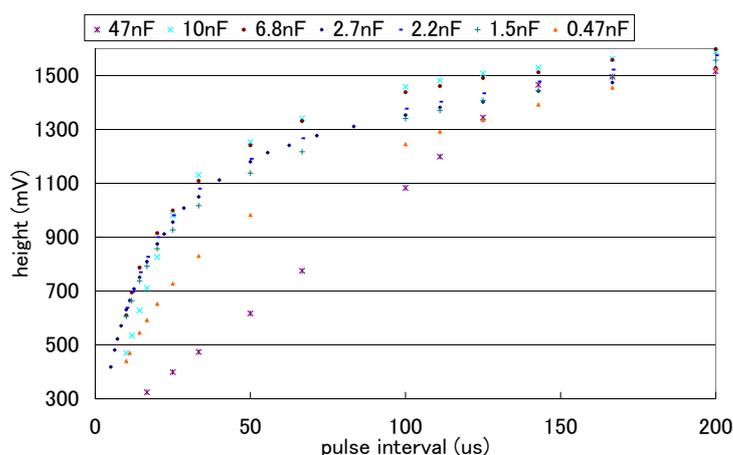


図 2.24: 各容量による  $100\mu\text{s}$  付近でのレート耐性

実際に用いる 2.7nF の容量で出力と結合し、 $200\mu\text{s}$  における 1.5V のアンプ出力高から LED のパルス間隔を短くして、どの程度出力が減少するかを図 2.25、2.26 に載せた (図 2.25 と図 2.26 は横軸の違いのみ)。LED には 2000ns 幅で 2.89V、200ns 幅で 3V の電圧を与え、それぞれ 500Hz、5kHz からレートを上げていった。APD には 320V (利得 20 程度) を印加した。

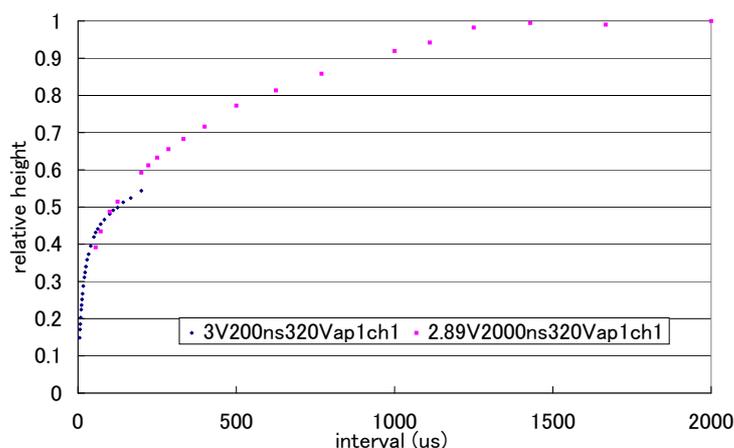


図 2.25: 1kHz 付近のレート耐性 (時間間隔表示)

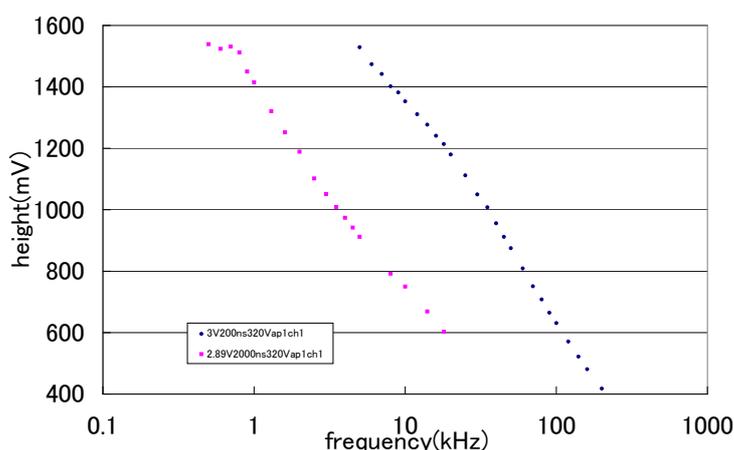


図 2.26: 1kHz 付近のレート耐性 (周波数表示)

レート耐性はアンプへの入力電荷にもよると思われるが、アンプ出力 1.5V では 700Hz 以上 (1.5ms 間隔以下) の頻度になると信号の出力が下がる結果となった。DAQ レートが 20Hz 程度の場合、54.9MeV 領域のみを取る DAQ ではアンプのレート耐性の制限から  $\pi^-$  ビームレートと共に更に DAQ レートを下げなければならないが、荷電交換反応からのガンマ線を全て取る場合は  $\pi^-$  ビームレートを DAQ レート 20Hz に収まるように下げれば確認されたアンプのレート耐性で十分な性能であると言える。同じ時定数 (帰還定数:50M $\Omega$ //2pF) を持つ別のアンプ (HAMAMATSU H4083) では 220mV 出力で 10kHz、30mV 出力で 100kHz まで耐える結果を得ており、低出力では更に高頻度の信号に耐え、低エネルギーでのバックグラウンドはそれ程気にならないと考えられる。現段階では特定の出力高とアンプでレート耐性の測定を行ったが、実測定に備えビームカレントを決めるには、各 APD モジュールで出力レベル毎に LED 又はレーザーを用いての詳細な分析が必要になる。

### 2.3.3 LED による APD の利得特性測定

図 2.27 は、23°C 付近での印加電圧による利得変動を、LED によるパルス光を与えて波高で測定したものである。LED を 300ns 幅、1kHz で矩形波により光らせ APD 仕様の利得が 50 になる電圧で 500mV、50mV の波高出力になるよう LED に与える電圧を調整し、低い電圧側と高い電圧側で電圧を走査した。利得が 200 を越えるとブレークダウン電圧が近くなっている。

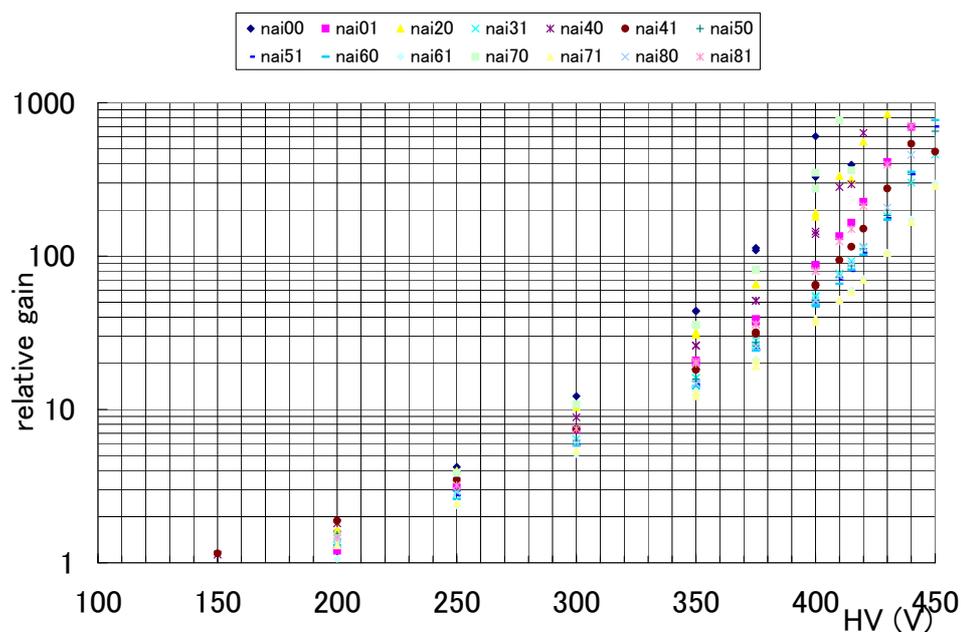


図 2.27: 23°C 付近における利得曲線

この結果とシンチレーション光量を合わせ、各 APD 出力を同じにする電圧を求める。次に述べるように、この測定は温度毎に必要となる。

## 2.4 Pt100 による温度モニタとペルチェ素子による温度制御

APD 素子は非常に温度依存が強いため、温度モニタと補正が必要である。実験エリアは閉ざされた空間で一定の気温を保つようになっているが、局所的な温度変化に対応できるよう、ペルチェ素子で数°Cの補正を考えている。これは、アンプでの発熱、長期での温度変動、上下駆動に伴う温度変化等に備えるため、S/N 比を向上させる冷却能力を求めている訳ではない。温度モニタにより、オンラインでの APD 印加電圧変更、オフラインでの利得補正も可能であるが、ペルチェ素子を用いて APD からの信号レベルを一定にする事を試みる。

## 2.4.1 ペルチェ素子と冷却システム

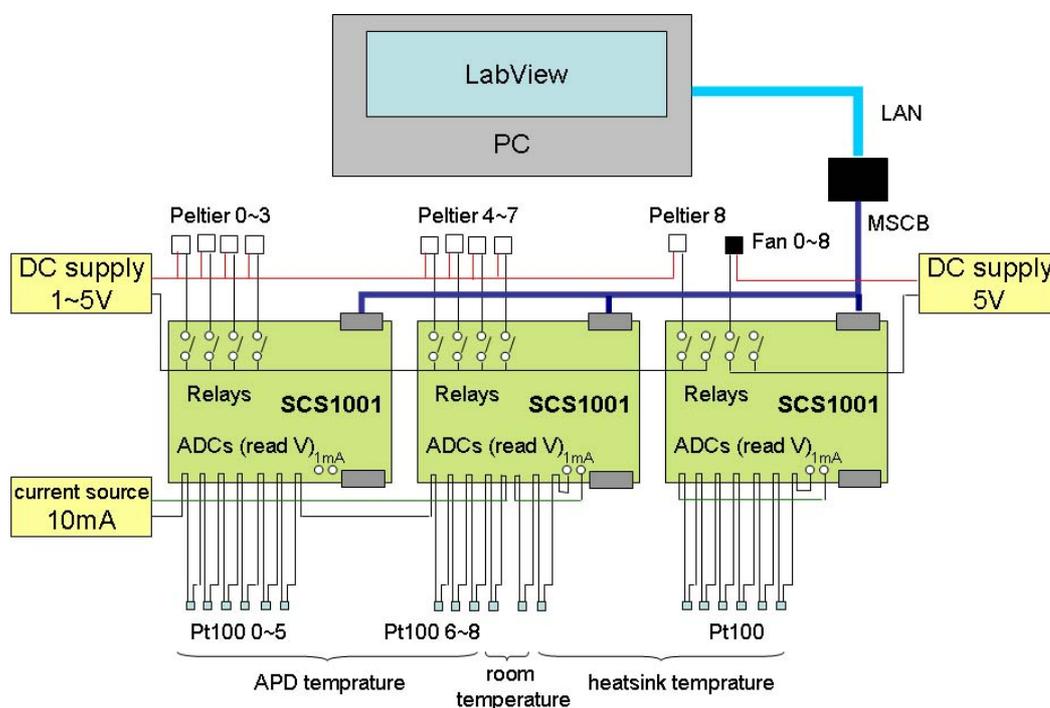


図 2.28: 温度制御システム

図 2.28 に、温度モニタとペルチェ制御システムを図示した。Pt100 に定電流を流し電圧を読み出す事で抵抗値から温度を知る事ができ、オフライン、オンラインでの利得補正のために温度の変動を監視する。ペルチェ素子は  $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 3\text{mm}$  であり、1つの電源で各单位をリレーにより ON/OFF で制御するため、定電流では無く全てに同じ電圧を与える。ペルチェ素子の抵抗は  $10\Omega \pm 10\%$  であり、1つあたり  $0.3\text{W}$  程消費し ( $3\text{V}$  与え温度差がほぼ無い場合)、冷却能力には個体差がある。

制御装置には、MIDAS (Maximum Integration Data Acquisition System)[12] の一環として開発された MSCB (Midax Slow Control Bus) を用いた SCS-1001 モジュールを3つ使用している。MSCB を介した制御は APD やその他検出器の高電圧印加モジュール、ガス循環システムでも用いており、MEG 実験では DAQ システムとして MIDAS を採用しているため、MSCB を通じて各モジュールの制御、読み出しが行える。この仕組みは Slow control system と呼ばれ、データベースに値を書き込み DAQ データとして蓄積できる。また、MSCB から TCP/IP への変換モジュールが用意され、LAN 上で各モジュールの呼び出しが行える。SCS モジュールにはファームウェアを書き込む事ができ、SCS-1001 には液晶ディスプレイとボタンが備わっているため単体で制御が可能であるが、計算機上で LabVIEW (National Instruments Corporation) によるソフトウェア制御も可能である。

今回温度モニタとして、各 NaI 結晶単位での APD 付近の温度と室温を測定し、測定中はペルチェ素子に電流を与えていない。これは、ペルチェ素子の電源から  $20\text{mV}$  程のノイズが生じるため、今後ノイズの少ない電源を使用し、バイパスコンデンサやフィルタによりノイズを

軽減しなければならない。APD アンプ、ペルチェ素子と Pt100 素子は回路として独立しているが、共に銅板に貼り付けられているため、ここでノイズを渡さないためには APD モジュール内にノイズが入るまでに落とす必要がある。

### 2.4.2 検出器周辺の温度変動

実際に、検出器の周りでの温度変化を調べ、図 2.29、2.30 に NaI9 本の APD 付近の温度と NaI 検出器の外気温を示した。一日の内での温度変化は  $1^{\circ}\text{C}$  以内に止まっている。測定時は検出器全体が MEG 実験で用いる事になる空調ブースに収められず、実験エリア全体の空調での温度変化となっており、実際は更に温度変化が少ないと思われる。

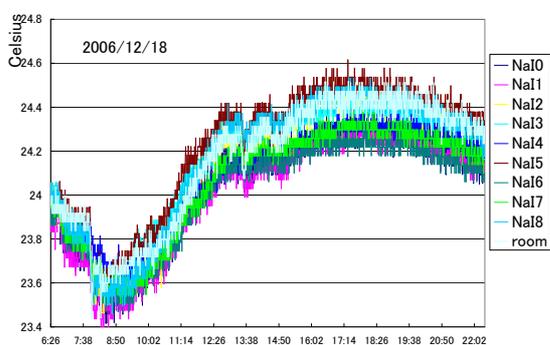


図 2.29: 2006 年 12 月 18 日の温度モニタ

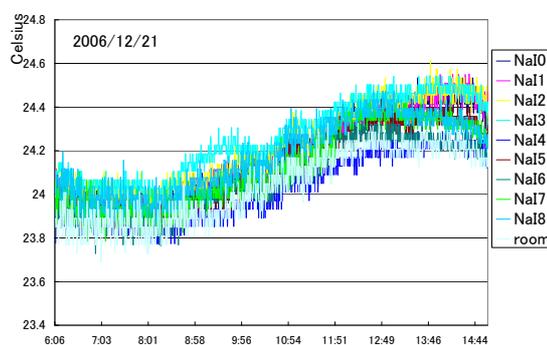


図 2.30: 2006 年 12 月 22 日の温度モニタ

図では  $10\text{mA}$  の定電流電源を用いた場合であり、温度読み出しに  $0.1^{\circ}\text{C}$  の安定性が認められた。 $1\text{mA}$  の SCS-1001 モジュールに実装されている  $1\text{mA}$  の定電流電源を用いた場合、 $0.5$  から  $1^{\circ}\text{C}$  の安定性となり、利得の変動から要請される性能を満たさない。今回、 $1\text{mA}$  電流は外気温用に 2 つある Pt100 の内片方と、ヒートシンクの温度モニタに用いている。また、ビームテスト時には外気温  $24^{\circ}\text{C}$  前後であるが、CAMAC を用いた測定の場合は  $18^{\circ}\text{C}$ 、 $22^{\circ}\text{C}$  であった。

一日を通じた温度変化を抑えるには、 $2$ 、 $3^{\circ}\text{C}$  の冷却性能があれば十分であると予測される。年間を通じた変化、アンプの入力に応じた発熱次第では更に冷却が必要である可能性もあり、今後更に調査する必要がある。

### 2.4.3 電圧と冷却到達温度の相関

APD モジュールの冷却は製作段階でも測定しており、APD モジュールが NaI 結晶に取り付けられず空气中に置かれた場合で  $5$ 、 $6^{\circ}\text{C}$ 、NaI 結晶に取り付けヒートシンクとファンによる放熱を行い銅板を断熱しない状態で冷却した場合  $1$ 、 $2^{\circ}\text{C}$ 、ヒートシンクから APD モジュール筐体に導熱して放熱側の熱容量を上げ、APD モジュール筐体と APD 側を断熱した場合で  $3^{\circ}\text{C}$  程下がる見込みとなった。銅板に断熱を施さず空气中に置かれた場合、銅板上での温度差は  $0.2$  から  $0.5^{\circ}\text{C}$ 、APD 表面と銅板での温度差は  $0.5$  から  $0.7^{\circ}\text{C}$  以内に収まる結果となった。

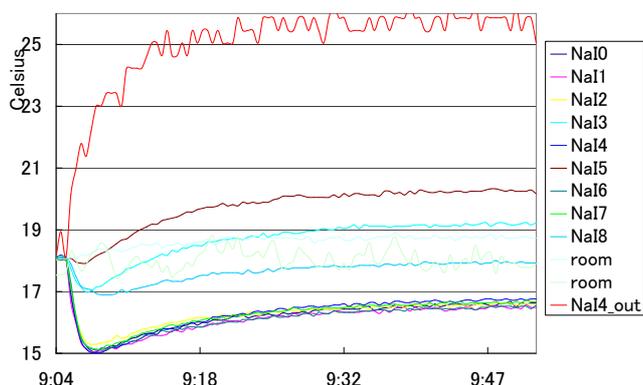


図 2.31: ペルチェ素子による温度降下

実際に NaI 検出器が完成された状態でペルチェ素子に 3.2V をかけた場合の温度変化が図 2.31 である。ここで、発熱が排熱より多少大きいと思われる電圧を選び、長時間に亘る変化を見た。赤線は NaI4 のヒートシンクの温度であり、 $8^{\circ}\text{C}$  程上昇している。青線は NaI4 の APD の温度であり、3、4 分で  $3^{\circ}\text{C}$  下がった後徐々に上昇している。他のモジュール温度は個体差もあり、ペルチェ素子の抵抗と排熱性能に差があると思われる。

#### 2.4.4 温度による利得変動

LED 発光による線形性は図 2.32、2.33 になる。図 2.32 は 3.4V、1kHz と 4V、1kHz のパルス入力で LED を光らせた場合、図 2.33 は 10ns、1kHz のパルス入力で LED を光らせた場合で、図 2.32 では光量が振幅に比例し、5V 付近までアンプに線形性があると分かる。

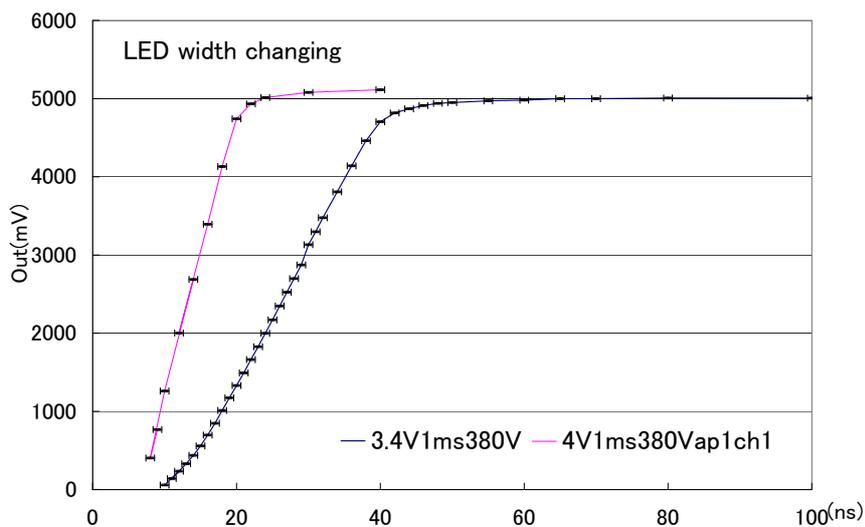


図 2.32: LED パルス幅による APD アンプ出力

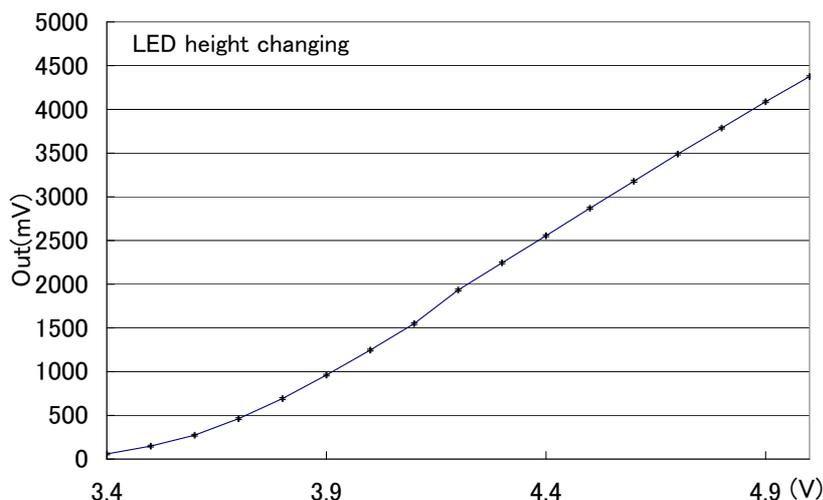


図 2.33: LED パルス高によるアンプ出力

これから、LED を用いた温度による APD 利得の変動を見る事にする。図 2.32、2.33 とは LED、APD、アンプが異なるが、LED にかける電圧は、アンプからの出力高が  $18.8^{\circ}\text{C}$  において  $500\text{mV}$ 、 $1000\text{mV}$ 、 $1500\text{mV}$ 、 $2000\text{mV}$  になるように選んだ。ここでは、APD モジュール内の 2 つの APD に温度変化を与え、共に印加電圧を与えている。印加電圧は別々に与えそれぞれの温度特性を測定する事も可能であるが、2006 年末ビーム測定時と同じ温度特性を見るため 2 つ同時に電圧を与えている。2 つの APD の利得は大体同じであるが僅かに異なり、ここでは温度に対する依存性を 2 つの APD の温度特性の和として見ている。よって、ここでは利得の温度係数等を求めず、単位温度あたり利得がどの程度変動するかを見積もり、どの程度の精度で温度読み出しとコントロールが必要かを見積もるに止める。温度に対する利得変動は以下で見るように非常に大きいため、用いる 18 個の APD 個々の温度特性と印加電圧特性を後ほど詳細に調べる必要がある。温度制御の精度が足りない場合は、印加電圧を下げて温度による影響を減らさなければならない。

NaI 検出器中心に位置する NaI4 にて、温度と利得の関係を見る。まず、NaI4 のペルチェ素子に  $3\text{V}$  を与え、APD モジュールを冷却する。この時の温度変化をモニタしたものが図 2.37 で、LED4 をアンプの出力が  $1\text{V}$  になる  $300\text{ns}$ 、 $2.877\text{V}$ 、 $5\text{Hz}$  で光らせて時間によるピーク位置の変動を見たものが図 2.35、2.36 になる。図 2.35 は冷却開始直前から 32 分、図 2.36 は冷却終了直前から 16 分に亘り温度変化をモニタしたもので、前者は図 2.37 での点線 1 から 2 の間、後者は点線 3 から 4 の間の時間に対応している。

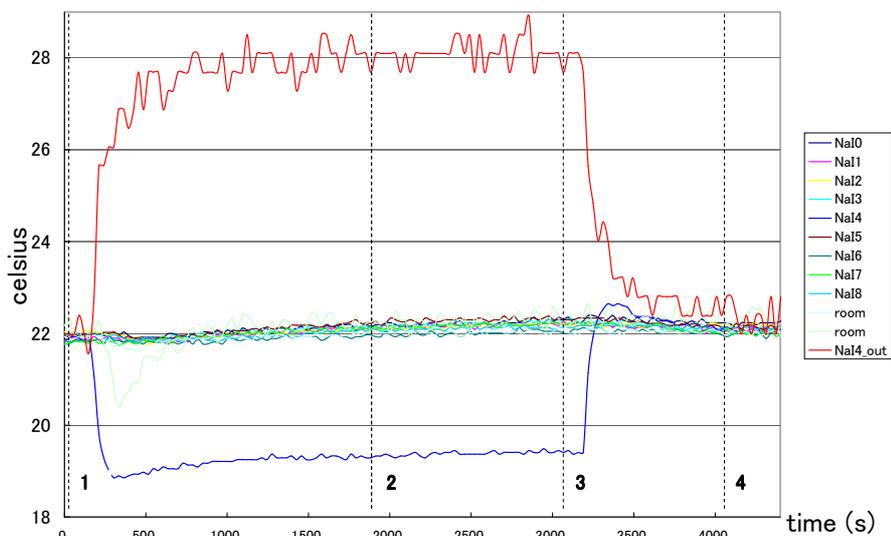


図 2.34: ペルチェ素子による温度変化 (NaI4)

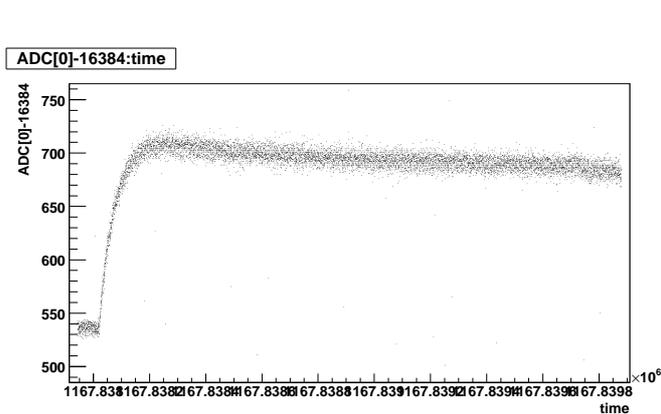


図 2.35: 冷却開始時の利得変動 (NaI4)

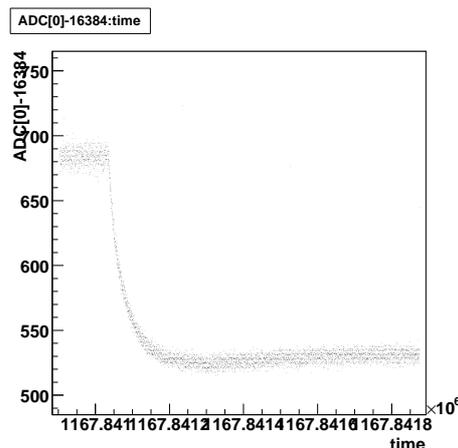


図 2.36: 冷却終了時の利得変動 (NaI4)

ペルチェ素子に電流を与えた点から、明らかに利得が向上し、冷却を止めた点から降下している様子が見て取れる。

次に、ペルチェ素子に逆電圧を与え、APD モジュール側を加熱する。これは、電流の流れる向きが逆になる事で電荷の運ぶエネルギーが逆向きになるから可能になるが、すぐに加熱され危険であり、S/N は非常に悪くなるため利点が無く、実際に逆に電圧を与える事はない。この時の測定時はビーム測定時から 2、3°C 温度が低く、利得の変化を見るためにも敢えて加熱を行った。また、電圧反転により熱の流れが悪くなる事から容易に分かるように、電流のリプルがペルチェの冷却性能を悪くするため、ペルチェへの電流ノイズをなくす事はアンプに乗るノイズをなくすためだけでなく、冷却能力を向上するためにも望ましい。

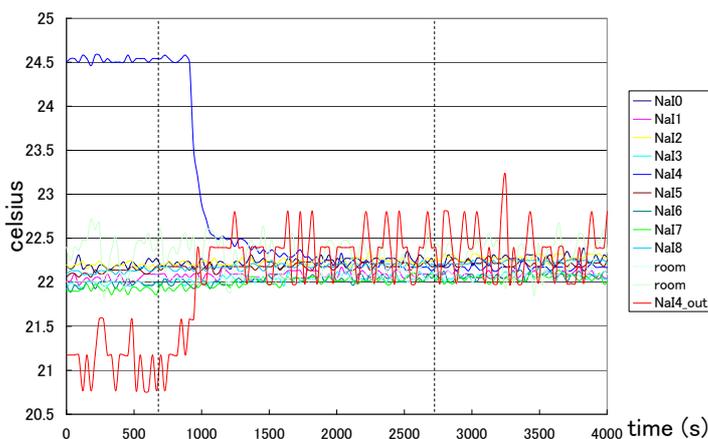


図 2.37: ペルチェ素子による温度変化 (NaI4)

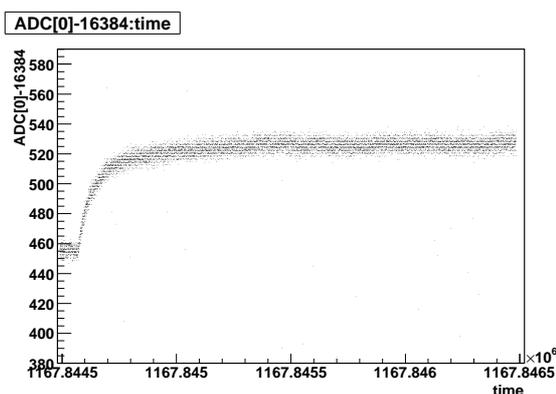


図 2.38: 放熱中の利得変動 (NaI4)

図 2.37 はペルチェ素子に逆電圧 1V を与え加熱した後、電流を切った後の経過を見ている。図 2.38 は図 2.37 の点線間の利得変化を、図 2.35、2.36 と同じ LED からの発光でモニタした。

以上から、 $1^{\circ}\text{C}$  の変化に数十秒、 $3^{\circ}\text{C}$  の変化に 5 分以上、完全な安定まで 30 分程を要しており、秒単位での制御は現実的ではなく、電流を切った後放熱側からの熱の逆流により APD モジュールが若干加熱されている事からも、リレーの ON/OFF による制御は難しい。急激な外気温の変化は予想されないので、長期的な観点から制御を行いたい。ペルチェに電流を与えない  $22^{\circ}\text{C}$ 、5V 与えた  $19.3^{\circ}\text{C}$ 、逆に 1V 与えた  $24.5^{\circ}\text{C}$ 、その後電流を与えない  $22.2^{\circ}\text{C}$  の 4 通りで、十分温度が安定した後 (30 分おき) に LED 光を用いて利得の変化を見た。

図 2.39 は、横軸が LED に与える電圧、縦軸が得られたアンプ出力であり、出力は 30dB で減衰させている。色の違いは温度による違いで、上から順に  $19.3^{\circ}\text{C}$ (赤)、 $22^{\circ}\text{C}$ (黒)、 $22.2^{\circ}\text{C}$ (青)、 $24.5^{\circ}\text{C}$ (黄) であり、温度が低い程上にシフトしている事が分かる。

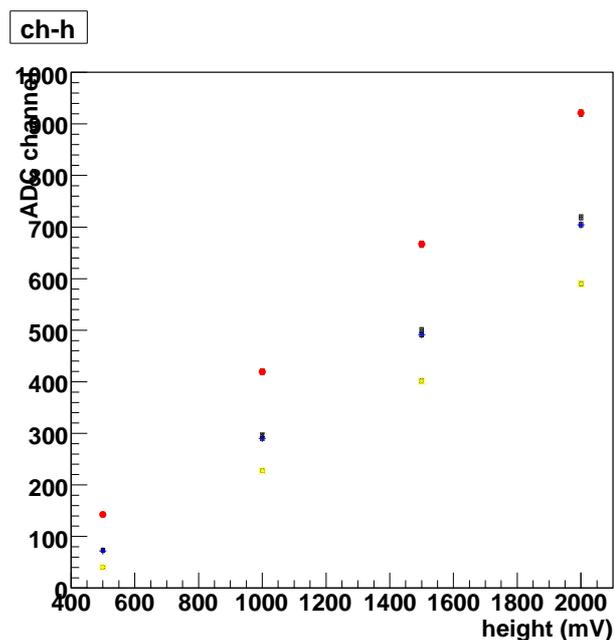


図 2.39: LED からの受光による APD 利得の温度依存性 (NaI4)

図 2.40 は、横軸が温度、縦軸が得られたアンプ出力であり、出力は 30dB で減衰させている。色の違いは LED に与える電圧の違いで、上から順に 2.957V(黄)、2.918(青)、2.877V(黒)、2.824V(赤) を与えている。温度が低い程出力が大きくなっている事が分かる。

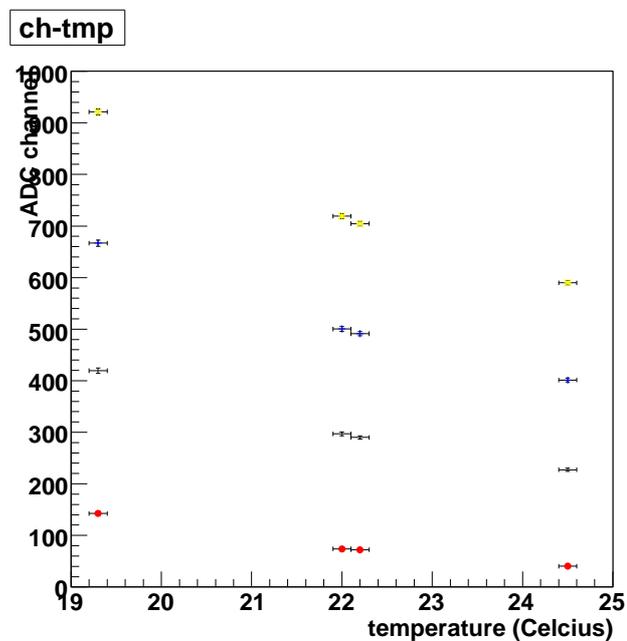


図 2.40: 温度によるピーク位置の遷移 (NaI4)

ここで、補整のためではなく温度による利得の誤差を見積もってみる。温度に依存するパラメータが APD の利得のみとした場合、異なる温度での利得の比はそのまま出力の比となるので、 $1^{\circ}\text{C}$  で 10% 前後変わる結果が得られる。温度の読み出し精度は  $0.1^{\circ}\text{C}$  程度なので、その範囲で安定にできたとしても利得に 1% の不確定さが残る。但し、利得の温度依存は印加電圧により大きく異なる [13]。ここでは出力が大きくなるように電圧を高め設定しているので、電圧を下げた場合は温度の影響も相当に少なくなると思われる。よって、印加電圧を決める要素は以下の点になる。

1. ブレークダウン電圧を十分下回る電圧 (線形性を保つ)
2. 同じ NaI 内の 2 つの APD の利得が揃う電圧 (2 つの出力和を取る場合)
3. 温度変化による影響を回避できる電圧 (温度制御可能な範囲)
4. 9 つのモジュール間で同じ入射エネルギーに対し同じ出力高 (同レベルトリガの要請)
5. 外部ノイズに埋もれない高い利得を持った電圧 (低レベルトリガと波形取得の観点から)
6. S/N 比が最高の電圧 (APD からの暗電流を抑える)

## 2.5 APD とアンプによるシンチレーション光測定

### 2.5.1 放射線源による較正

図 2.41 は  $^{88}\text{Y}$  と  $^{241}\text{Am}/\text{Be}$  を線源として用い、各 NaI 結晶に取り付けられた 2 つの APD の出力和を電荷積分したヒストグラムである。横軸はペDESTAL のピーク位置を引いた ADC チャンネルで、APD からの出力は 8CH PMT amp(REPIC RPN-090) により 10 倍に増幅した後 NaI0,2,6,8 は 3dB、NaI1,3,4,5,7 は 6dB で減衰させている。

図 2.41 から見られるように、ペDESTAL の  $\sigma$  は 50 から 80 チャンネルと非常に大きく、線源によるピークがこの影響を受け重なってしまっている。線源による 10mV 前後の出力波高に対し、ベースラインには電源に由来する低周波の揺らぎ数 mV 程あり、電荷積分による ADC を用いた事でベースラインの揺らぎが影響していると思われる。MEG 実験では測定に DRS を用いた波形解析が可能で、出力の波形前後でベースラインを取りそこからの波高でシンチレーション光量を求める方法が可能となるため、外部からの低周波ノイズを幾分取り除けると見込んでいる。

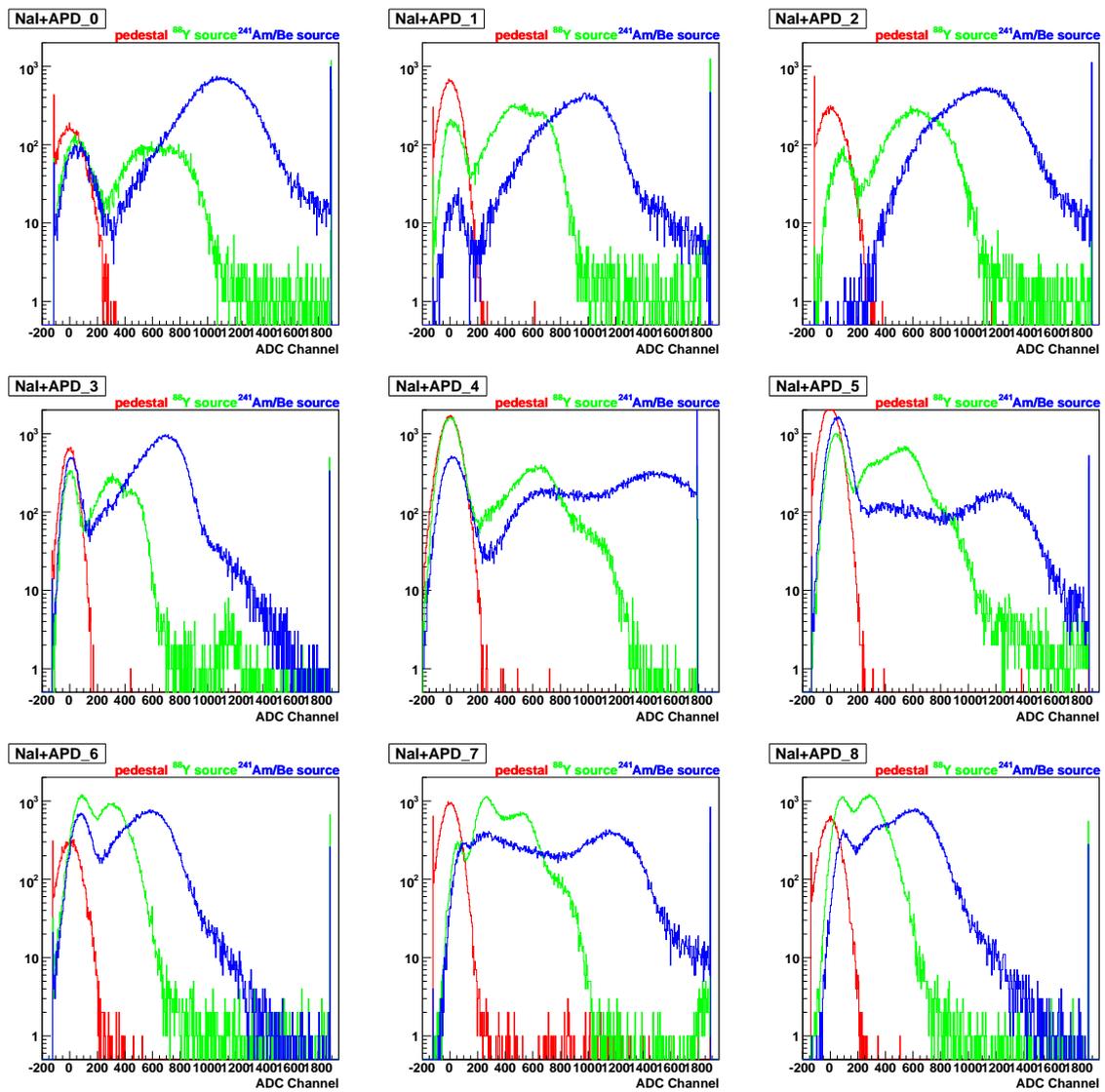


図 2.41: 3 × 3NaI の APD によるペダスタルと <sup>88</sup>Y と <sup>241</sup>Am/Be のヒストグラム

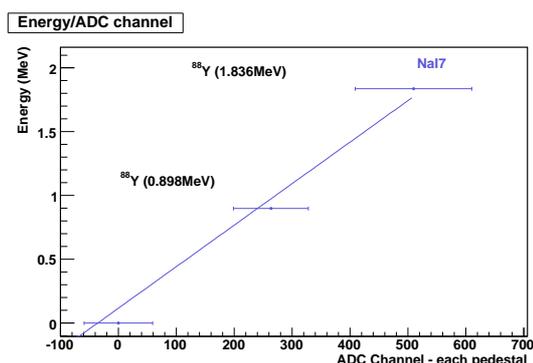


図 2.42: ピーク、ピーク幅 ( $\sigma$ ) とエネルギー (NaI7)

図 2.42 に正規分布の和でフィッティングした  $^{88}\text{Y}$  線源によるエネルギーと NaI7 の ADC 読み出し値との相関を示した。他の APD モジュールではペダスタルのピーク値と  $^{88}\text{Y}$  の 2 つのピーク値が直線上に乗らない場合が多い。低エネルギーではトリガがペダスタルの広がりから影響を受けるため低いピーク値 0.898MeV をベースラインのレベルに依らず均等に取得するように配慮しているが、このままではアンプで出力を増大させ外部ノイズからの影響を軽減させる必要がある。ここでは、低出力でもトリガにかけるために印加電圧を高くしているが、数 MeV 領域でのエネルギー測定は難しいと伺える。数十 MeV を目的とした測定ではこのままでも良いが、数 MeV の測定も可能にするには後段アンプの導入、集光力の改善、別の電源・グラウンドの使用等により分解能を向上させる必要がある。

### 2.5.2 モンテカルロシミュレーションによる宇宙線エネルギー損失

NaI+APD 検出器で用いる NaI(Tl) シンチレータは、結晶寸法  $62.5\text{mm} \times 62.5\text{mm} \times 305\text{mm}$ 、検出器寸法  $65\text{mm} \times 65\text{mm} \times 330\text{mm}$  を有し、 $3 \times 3$  の配列で並べられる。宇宙線のピークは結晶寸法のみで自由度を持ち、天頂角分布の重みを持ってピークからの広がりが決まる。また、トリガをどのように取るかで宇宙線の入射立体角が制限され、ピークと幅が異なってくる。このため、トリガの選択により宇宙線がどのようにエネルギーを損失するか見積もり、APD による宇宙線計測と照らし合わせる事にする。

図 2.43 のセットアップで 4 枚のプラスチックシンチレータにより上下でトリガをかけ、光電子増倍管での検出を行ったデータが図 2.44、APD での検出は図 2.45 のようになった。赤線はトリガをかけ、緑線はかけなかった場合である。縦軸はトリガをかけた場合とかけなかった場合で測定時間が同じになるよう調節してある。

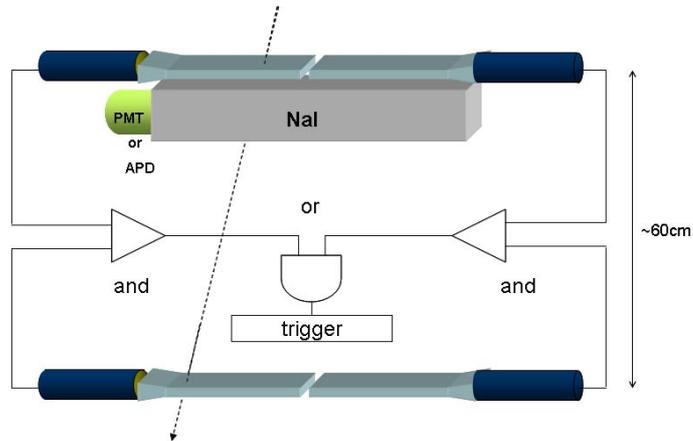


図 2.43: 宇宙線立体角の制限 (プラスチックカウンタによるトリガ)

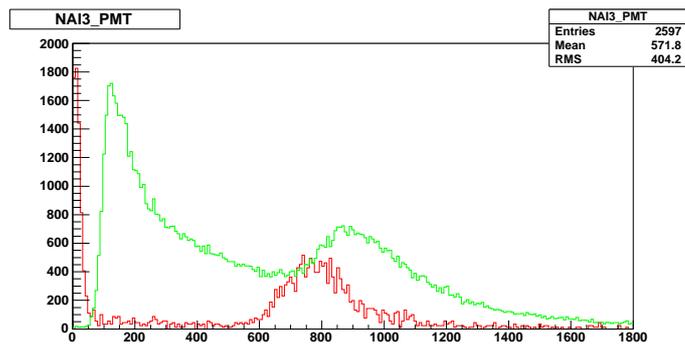


図 2.44: 上下カウンタによるトリガ有無の比較 (光電子増倍管)

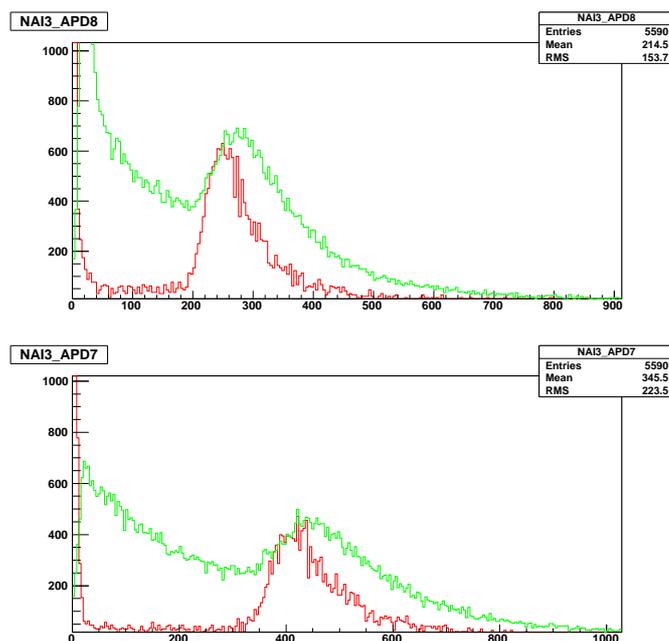


図 2.45: 上下カウンタによるトリガ有無の比較 (NaI3 中の 2 つの APD)

ここでは、幾何的な要素より揺らぎが少ないと思われる、光電子増倍管での信号の広がりや NaI 結晶内での散乱等の分解能を決める要素は無視し、エネルギー損失のピークと NaI 検出器の大きさから来るピークの広がりをシミュレーションで求め、宇宙線を用いて NaI 検出器のエネルギー較正を試みる。

シミュレーションでは、宇宙線が単位面積、単位立体角あたり  $\cos^n \theta$  ( $n = 2$ ) に比例するフラックスを持ち、運動量分布が参考文献 [14] に挙げられた近似関数を再現すると仮定している。NaI 結晶を通り抜けるミュオンの寄与が大きいため、特にフラックスの分布が効いてくる。このため、駆動に伴う検出器の  $\phi$  方向回転では宇宙線の通過距離が変わりピークもずれると考えられ、この  $\phi$  回転によるピークのずれを利用してエネルギー較正ができる可能性もある。2006 年末でのビーム測定では、NaI 検出器をターゲットに向け水平に置き、 $\phi = 0^\circ$  の状態で固定していたため、シミュレーションも同様に  $\phi = 0^\circ$ 、 $\theta = 0^\circ$ 、 $z = 0$  で行った。(2006 年末の測定で NaI+APD 検出器は液体キセノン検出器と同じ側に置かれ、本来置かれる位置と  $\phi$  が  $180^\circ$  異なるが、ここでの位置を  $0^\circ$  とした。)

図 2.46~2.49 は最上段の NaI0 で損失するエネルギーと、その横の水平な位置にある NaI2、最下段の 3 つの NaI 結晶でのエネルギー損失を対比したモンテカルロシミュレーションによる結果になる。水平、斜め入射では NaI 結晶をかすった場合のエネルギー損失が多く、垂直に NaI 結晶を横切った場合にピークが現れる結果となっている。NaI 検出器自身でトリガをかける場合、上段と下段によるトリガの取り方と宇宙線のエネルギースペクトルを対応を次に示す。

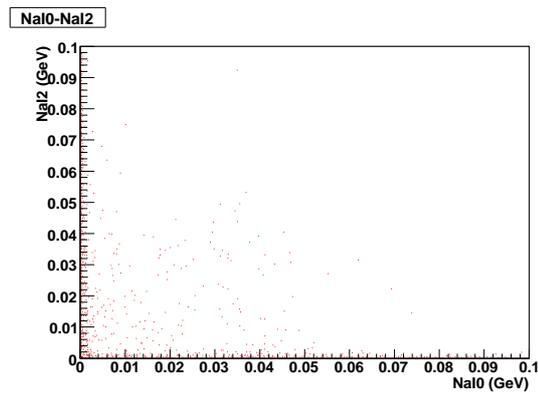


図 2.46: エネルギー損失 NaI0/NaI2 (水平入射)

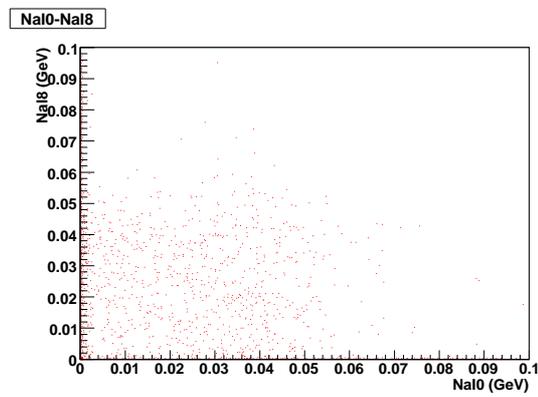


図 2.47: エネルギー損失 NaI0/NaI8 (45° 入射)

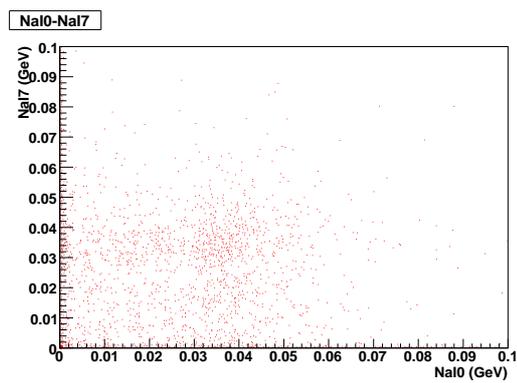


図 2.48: エネルギー損失 NaI0/NaI7 (斜め入射)

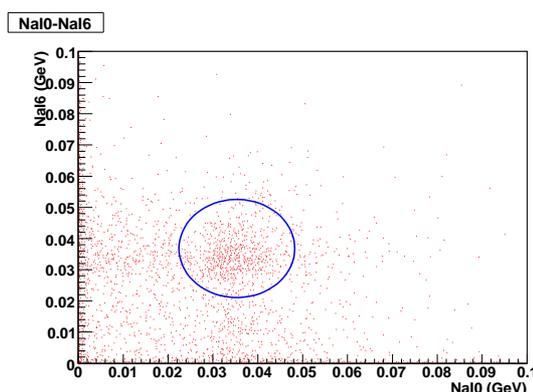


図 2.49: エネルギー損失 NaI0/NaI6 (鉛直入射)

図 2.50、図 2.51、図 2.52 は、縦に並んだ 3 つの NaI 結晶の、様々なトリガを想定したモンテカルロシミュレーションによるエネルギースペクトルである。図 2.50、図 2.52 は、上から順に、トリガ無し、縦に接した NaI 結晶でかけたトリガ、縦に 2 つ離れた NaI 結晶でかけたトリガ、斜めに接した結晶でかけたトリガ、斜めに 2 つ離れた結晶でかけたトリガによるヒストグラムで、トリガは 10MeV 以上とした。低エネルギー側は宇宙線が NaI 結晶の中心を通らずかすってエネルギーを落とした場合で、垂直に入射する程かすった場合の低エネルギー損失が減っている様子が見られる。図 2.51 は縦 3 つの内中心の NaI+APD で、上から順にトリガ無し、上又は下で接した NaI 結晶でトリガ、上と下の NaI+APD でのトリガであり、宇宙線が上下に突き抜けるよう制限されれば、低エネルギー領域はほぼ見えない事が確認できる。上下の NaI 結晶は、それぞれ下、上でのトリガがかけれないため、縦全てのトリガの積を取っても、低エネルギー領域が残ってしまう。

図 2.50、図 2.52 の下 2 つ (斜めの結晶でトリガをかけたヒストグラム) は、縦入射によるピークがほぼ消え、結晶の長辺に対して斜めに入射した分のピークが残っている。特に対角の NaI 結晶でトリガをかけた場合は、宇宙線が NaI 結晶をかすって落としたエネルギーがほとんどを占めているように見られる。

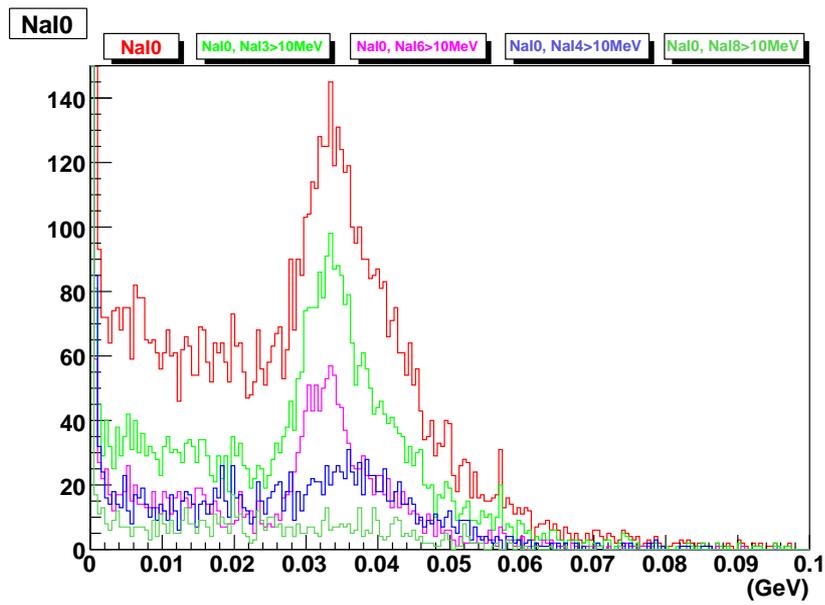


図 2.50: トリガによる NaI0 でのエネルギー損失

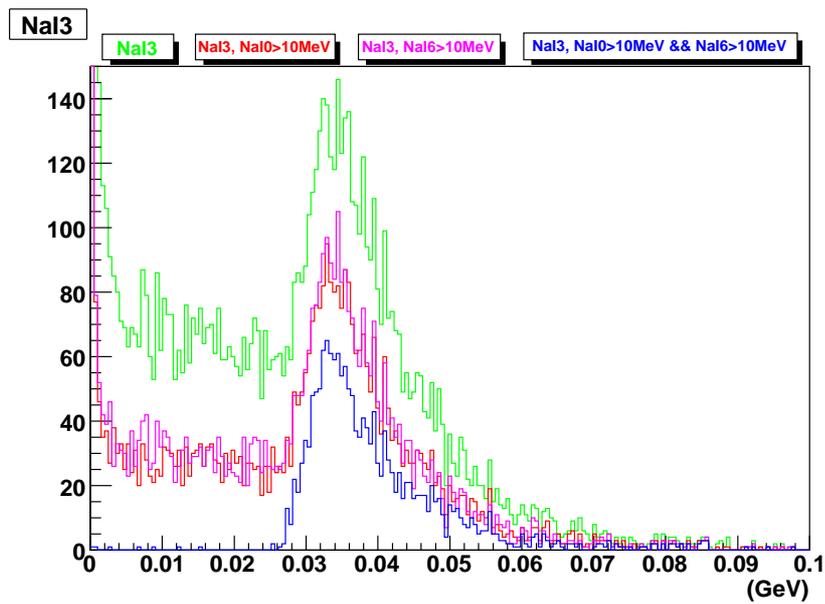


図 2.51: トリガによる NaI3 でのエネルギー損失

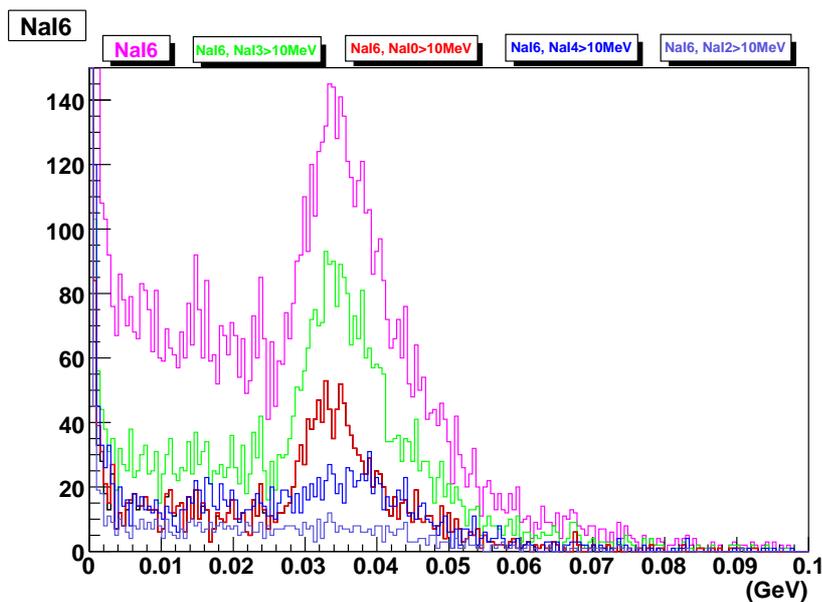


図 2.52: トリガによる NaI6 でのエネルギー損失

ランダウ分布 + 指数関数によるフィッティングを行った結果が図 2.53 になる。ランダウ分布の most probable energy loss と  $\sigma$  をフィッティングの誤差付きで表した。most probable energy loss は 32 から 34MeV が収まっている。

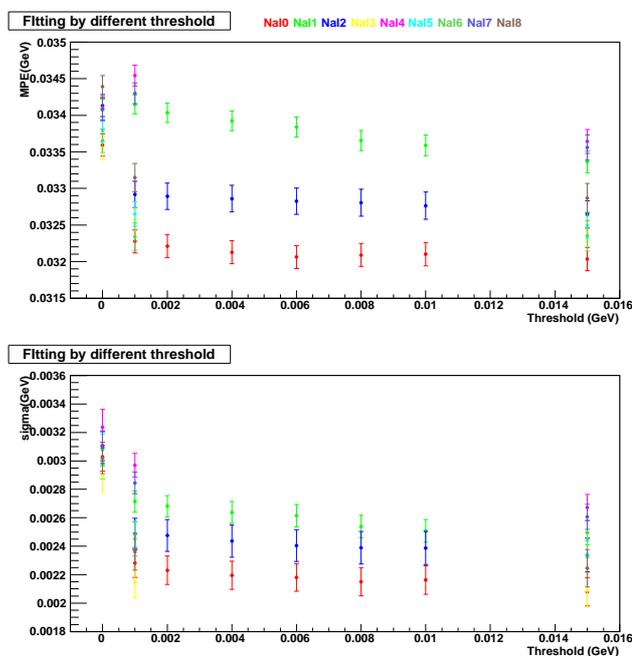


図 2.53: ランダウ分布と指数関数によるシミュレーション結果のフィッティングパラメータ

2.5.3 宇宙線による較正

図 2.54 は、左の列から、NaI0 と NaI6 による上下トリガで NaI0,3,6 により APD と CAMAC を用いて宇宙線を測定したヒストグラム、NaI1 と NaI7 による上下トリガで NaI1,4,7 により宇宙線を測定したヒストグラム、NaI0 と NaI6 による上下トリガで NaI2,5,8 により宇宙線を測定したヒストグラムになる。

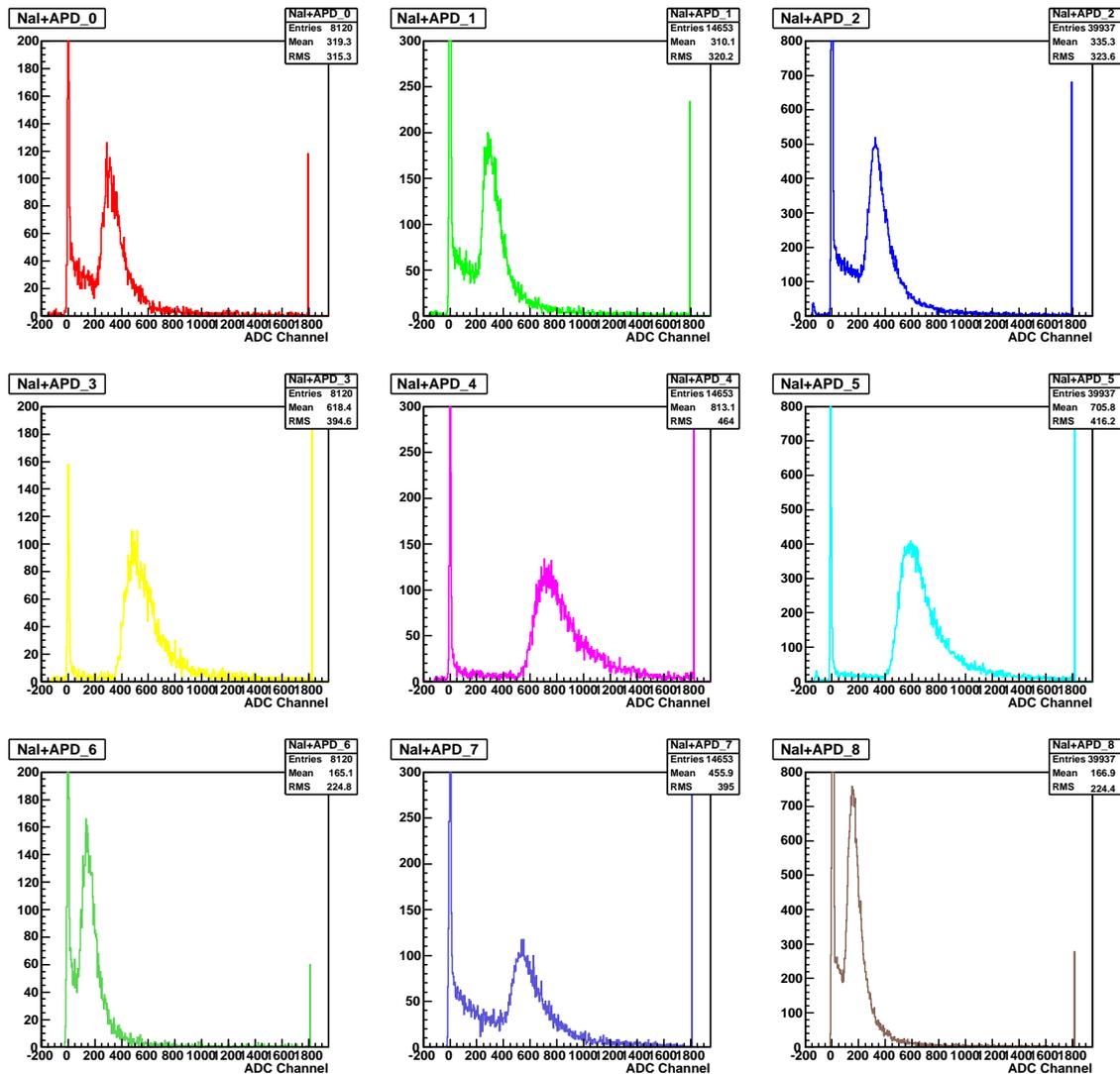


図 2.54: 宇宙線スペクトル (各列上下の NaI でトリガをかけた場合)

ランダウ分布によるフィッティングにより、モンテカルロシミュレーションとの比較を行った。以前に述べた宇宙線のシミュレーションでランダウ分布を仮定しフィッティングした結果は表 2.5 になる。MPV はフィッティングによるランダウ分布の平均、peak は最も計数が高い ADC チャンネルを表し、分解能はピーク位置から見て正に現れる半値幅と負に現れる半値幅で別々に求め、-FWHM はピークより左側領域のみの半値幅、+FWHM はピークより右側領域

のみの半値幅で、和と取って半値幅となる量とした。ミュオンが NaI 結晶を横切った場合 (6.25cm 通過) のエネルギー損失は、Bethe-Bloch 式から 30MeV あたりにピークを持つと思われる。ここでの分解能は  $(-/+FWHM)/\text{peak}$  で定義した。NaI0 と 6 のトリガで NaI0,3,6 を取り、NaI1 と 7 のトリガで NaI1,4,7 を取り、NaI2 と 8 のトリガで NaI2,5,8 を取っており、上下から挟まれる NaI3,4,5 は宇宙線が完全に上面から下面へ突き抜けるのでピークの位置が若干異なっている。

表 2.5: モンテカルロシミュレーションによる宇宙線のフィッティング結果

NaI	MPV(MeV)	peak(MeV)	$-/+FWHM(\text{MeV})$	$-/+resolution(\%)$
0	32.3	31.8	3.1 / 6.0	9.7 / 18.9
1	32.6	32.1	3.0 / 5.8	9.2 / 18.0
2	32.5	32.0	3.3 / 6.4	10.3 / 20.0
3	34.2	33.6	3.7 / 7.1	10.9 / 21.2
4	34.5	33.9	4.0 / 7.9	11.9 / 23.2
5	34.3	33.7	3.8 / 7.5	11.3 / 22.1
6	33.0	32.4	3.4 / 6.7	10.6 / 20.5
7	32.7	32.2	3.3 / 6.5	10.3 / 20.1
8	33.1	32.6	3.4 / 6.7	10.6 / 20.6

同じく APD と NaI 結晶での測定結果を、NaI3,4,5 ではランダウ分布、NaI0,1,2,6,7,8 ではランダウ分布 + 指数関数によりフィッティングした (図 2.6)。

表 2.6: APD+NaI 検出器による宇宙線のフィッティング結果

NaI	MPV(ch)	peak(ch)	$-/+FWHM(\text{ch})$	$-/+resolution(\%)$
0	312.7	301.9	52.7 / 95.6	17.5 / 31.7
1	298.8	288.1	50.5 / 90.5	17.5 / 31.4
2	329.0	317.8	55.0 / 100.0	17.3 / 31.5
3	499.3	486.6	72.5 / 139.1	14.9 / 28.6
4	735.3	717.4	104.1 / 200.6	14.5 / 28.0
5	590.5	575.3	85.8 / 163.8	14.9 / 28.5
6	143.3	134.5	40.3 / 70.7	29.9 / 52.6
7	548.9	531.8	84.6 / 154.9	15.9 / 29.1
8	155.2	147.6	36.4 / 65.9	24.7 / 44.6

ここで、宇宙線測定のピークがモンテカルロシミュレーションによるピークと同じエネルギーを持つと仮定して、半値幅をエネルギーに換算してみる (表 2.7)。ピークは、シミュレーションでの NaI3,4,5 の値と NaI0,1,2,6,7,8 の値の平均を別にして実際のピークに当てはめた。

NaI1,3,4,5,7 は NaI 検出器の内で中心を含めた十字形の 5 つに位置し、NaI0,2,6,8 は透過率

表 2.7: APD で見た宇宙線エネルギー損失の広がり

NaI	-FWHM(MeV)	+FWHM(MeV)
0	5.6	10.2
1	5.9	10.6
2	5.7	10.4
3	5.0	9.6
4	4.9	9.4
5	5.0	9.6
6	9.6	16.9
7	5.1	9.4
8	7.9	14.4

が悪い結果となっている隅の4つで、後者は結晶の交換を考えている。結果として、モンテカルロシミュレーションではシンチレーション光によって NaI1,3,4,5,7 で  $^{+6.9}_{-3.6}$ MeV、NaI0,2,6,8 で  $^{+6.5}_{-3.3}$ MeV の広がり幾何的に発生すると予想され、実測値では NaI1,3,4,5,7 で  $^{+9.7}_{-5.2}$ MeV、NaI0,2,6,8 で  $^{+13.0}_{-7.2}$ MeV の広がりを持っている。2003 年末に行われたパイオンビーム測定で用いた 8×8NaI 検出器では最上段と最下段の NaI 結晶で同様にトリガを引き宇宙線測定を行っている。結晶の大きさは 63mm × 63mm × 406mm で 3×3NaI 検出器の NaI 結晶とほぼ同じであるが、上下のトリガ用 NaI 結晶が 8/3 倍離れて置かれている。この時の半値幅は  $^{+10}_{-4.5}$ MeV で、今回 APD を用いて測定した NaI1,3,4,5,7 は-FWHM で 1.16 倍、+FWHM で 1.03 倍広くなっている。

8×8NaI 検出器では、放射線源により 1MeV で 15%の分解能 (FWHM)、パイオンビームを用いて 55MeV から 130MeV にかけて 16%から 14%の分解能 (FWHM) を出しており、これは 28MeV 離れたピークに対し 8.3MeV(FWHM) の識別性能でもパイオンを用いたエネルギー較正を十分行えたという事である。ここでの分解能はモンテカルロシミュレーションでも分かるように宇宙線のエネルギー損失の広がりを大きく含んでおり、更にエネルギーも 30MeV と低く APD への印加電圧も適当な値を用いているため、実際は 10MeV(32MeV での-FWHM×2) より更に良い分解能が見込まれる。実際に APD からの出力を DRS による波形取得で見た場合、波高による分解能はベースラインに乗るノイズの影響を受けにくいため波形積分値より明らかに向上しており、今回 CAMAC では電荷積分を計測しているため、DAQ システムの変更で波形解析を用いるだけでも分解能が向上すると見込んでいる。

NaI+APD 検出器を較正用として扱う場合、55MeV、83MeV、129MeV のエネルギーが区別できればトリガとして用いる事ができるため、表 2.7 の分解能でも 83MeV と 55MeV の差を区別できると見込まれ、NaI+APD 検出器自体は較正用検出器の役割が果たせると期待できる。

## 第3章 終論

### 3.1 結論

これまで、APD が伴う幾つかの性能を概観してきた。各要因での相関、各 NaI 結晶、APD で詳細な測定をするには至らなかったが、NaI+APD 検出器の持つ性能として主に以下が明らかになった。

1. NaI 結晶の透過率により、入射位置による変動が 10 から 20%の NaI 結晶が 3 本見つかり、残りは 2%以内に収まっている
2. アンプへの入力は  $\sim 1\text{kHz}$  から出力高の減少が見られる
3. ペルチェ素子により 2 から  $3^{\circ}\text{C}$  の冷却が可能
4. Pt100 により  $0.1^{\circ}\text{C}$  の精度で温度の読み出しが可能
5. APD の利得は、室温、高めの印加電圧で  $1^{\circ}\text{C}$  につき 10%程変動する
6. 電源ノイズが大きく、グラウンドを落とす場所や配線でノイズレベルが変わる

宇宙線の測定結果から、 $30\text{MeV}$  以上では  $10\text{MeV}$  以下 (FWHM) の分解能が見込まれ、過去のパイオンビーム較正で用いた NaI 検出器との比較から較正用検出器としての役割は果たせると期待される。APD とアンプの性能に応じた設定、波形解析により更なる向上が期待できる。

2006 年 4 月からのビーム測定に向けて、NaI+APD 検出器を改善・完成させ、温度制御を行った上で再度性能を見積もっていく事になる。

### 3.2 現状と改善

これまで採用していた  $5\text{mm}\times 5\text{mm}$  の有感面積を持つ APD(S8664-55,HAMAMATSU) に代わり、 $10\text{mm}\times 10\text{mm}$  の有感面積を持つ APD(S8664-1010,HAMAMATSU) に変更する予定となっており、暗電流は 2 倍になるが確認されているノイズレベルから無視でき、S/N を 4 倍にできると見込んでいる。NaI+APD 検出器の前置タイミングカウンタに関しては、未だ時間分解能を求めておらず、MEG 実験全体の検出器が出来上がるまでに性能を把握する必要がある。入力に対する出力の線形性、APD への印加電圧とノイズの相関、暗電流等、未だ測定されていない事項もある。特に、実際にその印加電圧で出力に線形性があるか、数 MeV から数十 MeV の広範囲な入力に亘り測定時の温度で確認しなければならない。APD の S/N に関しては他結晶から漏れたガンマ線やバックグラウンドからの低エネルギー粒子を測定する時に考慮する必要があるが、数十 MeV の測定では気にする程でなく、これまであまり憂慮しなかつ

た。後段アンプを導入しない場合は、実際取る温度の範囲で出力の線形性が保たれる限り APD の利得をできるだけ大きく取って、外部ノイズレベル (APD とプリアンプ以外からのノイズ) との S/N を向上させたい。後段アンプを用いた場合は APD の S/N が最善となる印加電圧を割り出す測定が必要で、外部ノイズレベルを軽減できた場合も必要になる。現状のノイズ起源は電源、グラウンドからと考えられ、時には数 MeV のエネルギー測定で性能の悪化を招いているため、軽減を模索しなければならない。方策として、配線の変更とグラウンドの改善、フィルタ導入、バイパスコンデンサ導入が挙げられる。

### 配線

1 つの APD モジュールには高電圧  $\times 2$ 、出力信号  $\times 2$ 、テスト入力信号  $\times 2$ 、Pt100  $\times 2$  の同軸ケーブルと、電源 (0V、-6V、+12V)  $\times 2$ 、ペルチェ素子  $\times 1$ 、放熱用ファン  $\times 1$  の平線ケーブルが用いられている。ここで問題となるのは、銅板に直接取り付けられる Pt100 とペルチェ素子が銅板を介して同じく直接取り付けられているアンプにノイズを与えないかであり、測定でペルチェ素子の電源から大きなノイズが現れ、SCS モジュールからも多少現れていた。ペルチェ素子の電源は元からノイズが大きいいため、この電源をファンで用いてもノイズが多少現れ、平線同士のクロストークによりペルチェ素子がノイズを持つ可能性が示唆される。よって、信号として用いない独立した回路であっても、外界からのノイズを APD モジュール内に持ち込まないため同軸ケーブルやケーブルの遮蔽を行う方が好ましいと思われる。ノイズはグラウンドを通して互いに影響し、落とすグラウンドから他の電源のノイズを拾う事もあるため、検出器全体としてうまくループを減らし互いに干渉しない配線を考えて望ましい。

### フィルタとバイパスコンデンサ

印加電圧に対するフィルタに関して、APD 側につけると出力の質を損失し、現在の高圧電源でも必要がないと見込まれる。アンプの電源電圧に対して、電源自体のノイズは少ないが、他の電源に変えると問題になる場合も確認されている。全てのアンプで 1 つの電源を用い、配線は電源の出力ですぐにまとめられているため、アンプ回路内のバイパスコンデンサだけでなく、グラウンドが共通になる点、電源で共通になる点等でバイパスコンデンサの導入を考えている。装着により大きな変化が見られない事は確認しているが、ノイズレベルやアンプ出力の安定性から必要かどうか検討する余地がある。ペルチェ素子は数  $\Omega$  から 20  $\Omega$  程度なので、フィルタの実装や電圧をまとめて印加した際の 9 個の素子への電流等分配が難しく、電源の改善が有効だと思われる。

### シミュレーション

NaI+APD 検出器と前置タイミングカウンタに関するシミュレーションは既に GEM(MEG 実験用の Geant3 によるモンテカルロシミュレーションの総称) に組み込み、基本的な部分は完成させる事ができた。 $\pi^0$  からのガンマ線を用いた過去の較正では立体角が照準されて物理的に定まっていたが、実際の液体キセノン検出器では入射した全てのガンマ線から目的の立体角を選ぶ必要がある。シミュレーションでは、NaI+APD 検出器前面の鉛板による分解能の悪化や、NaI 結晶中でのガンマ線入射位置、液体キセノン検出器との実効計率、各駆動位置での必

要なイベント数、ドリフトチェンバーやタイミングカウンタ、液体キセノン検出器との時間較正に関する考察を考えている。MEG 実験ではシミュレーションデータと実測データの解析で同様のフレームワークを用いており、2007年4月からのビーム測定に向けて完成を目指す。

### 温度制御

SCS モジュールのファームウェアに Pt100 の電圧読み出しとペルチェ素子制御に加えて、手動で行えるよう構築してきた。これを書き換えて自動制御を行う事も可能で、そのためには各 APD モジュールでペルチェ素子への電流と両端の温度差による冷却能力の相関、APD の利得に影響を与えない冷却速度、安定性を把握する必要があり、リレー操作だけでなく電源の制御も要する可能性がある。また、意図的に温度を変え各温度での APD 利得を測定し、電圧により利得測定と併せて把握していれば、長期を通して常に同じ利得での測定が容易になる。

## 3.3 今後

2006年夏に試測定として実際に使用する APD と NaI 結晶を、持ち合わせのアンプを用いフィルタによるノイズ軽減を経て測定に成功した。APD モジュールに使用されるアンプをテスト信号入力により動作確認し、2006年10月から温度制御と APD モジュールの開発を行ってきた。12月にはビームからのガンマ線を測定するため、検出器を完成させ実験エリアで設置、配線とノイズの調整を行い、12月19日から22日まで MEG 実験用検出器と DAQ システムを用意してビームを捉える事に成功した。陽電子飛跡検出器であるドリフトチェンバーとタイミングカウンタと共に、較正用の検出器である NaI+APD 検出器も測定に用いた。CAMAC による DAQ システムも使用し、ビーム測定の前後で基礎的なデータを取って解析をした。

2006年末では、初めて MEG 実験の DAQ システムが動き、NaI+APD 検出器では、3種類の強度のミュオンビームと、COBRA 磁石による磁場中と磁場を切った時で宇宙線を測定した。トリガは9本の和で取っていたため、線源から NaI 結晶1本のみへの照射では9本全てに同期して現れるノイズレベルを越える事ができず、エネルギー較正で使えるデータは宇宙線のみである。加えて、ゲート幅により波形が全て取得できないデータ、DRS 波形取得までに波高が減衰されている事もあり、完全なデータを取れた訳ではないが、モニタにより信号が確認でき(図 3.2、3.3)、トリガでも波形を読み込むため振幅を求める事ができる(図 3.1)。これから解析を進めて、DAQ システムも含めた性能を見積もる段階となっている。

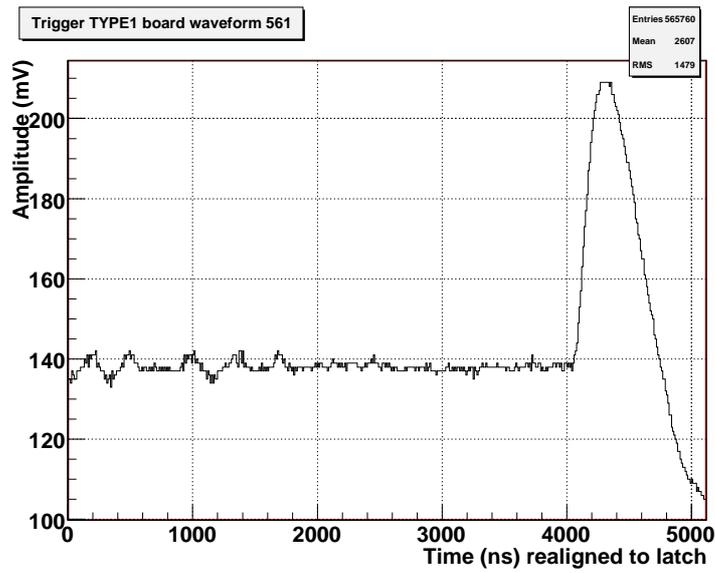


図 3.1: トリガによる波形サンプリング (V/ns)

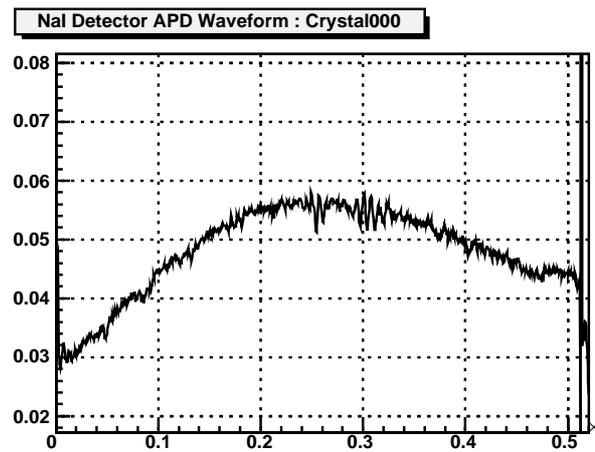


図 3.2: DRS による NaI 検出器からの 512ns 幅波形サンプリング (V/ns)

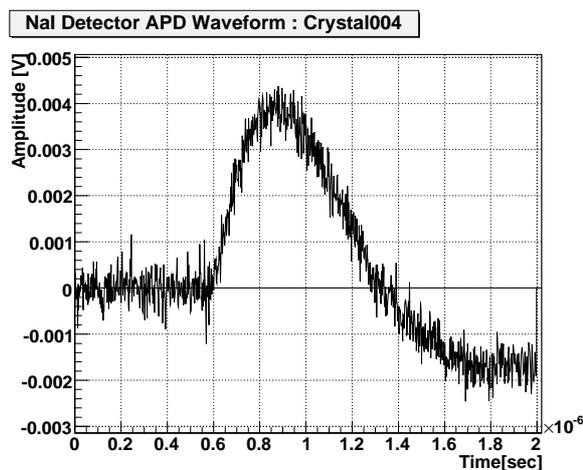


図 3.3: DRS による NaI 検出器からの 2048ns 幅波形サンプリング (V/ns)

ミューオンからのガンマ線解析を進めていくと共にこれまでの CAMAC でのデータと比較し、シミュレーションで較正方法も見積もっていきたい。2007 年春から始まるビームタイムに向けて、主にケーブリングの改善と温度制御の完成に加え、MEG 実験の DAQ システムで再度性能を確認し、ガンマ線測定と液体キセノン検出器較正に向けて研究を進める必要がある。この検出器の意義は  $\pi^0$  からのガンマ線を捉える事で、2007 年夏までに測定を行い、用いたいエネルギー領域での性能が明らかになる見通しである。2007 年中旬には液体キセノン検出器との同期を取って、1000 リットル規模の液体キセノン検出器で初めての性能評価が行える予定である。

EVENT 21

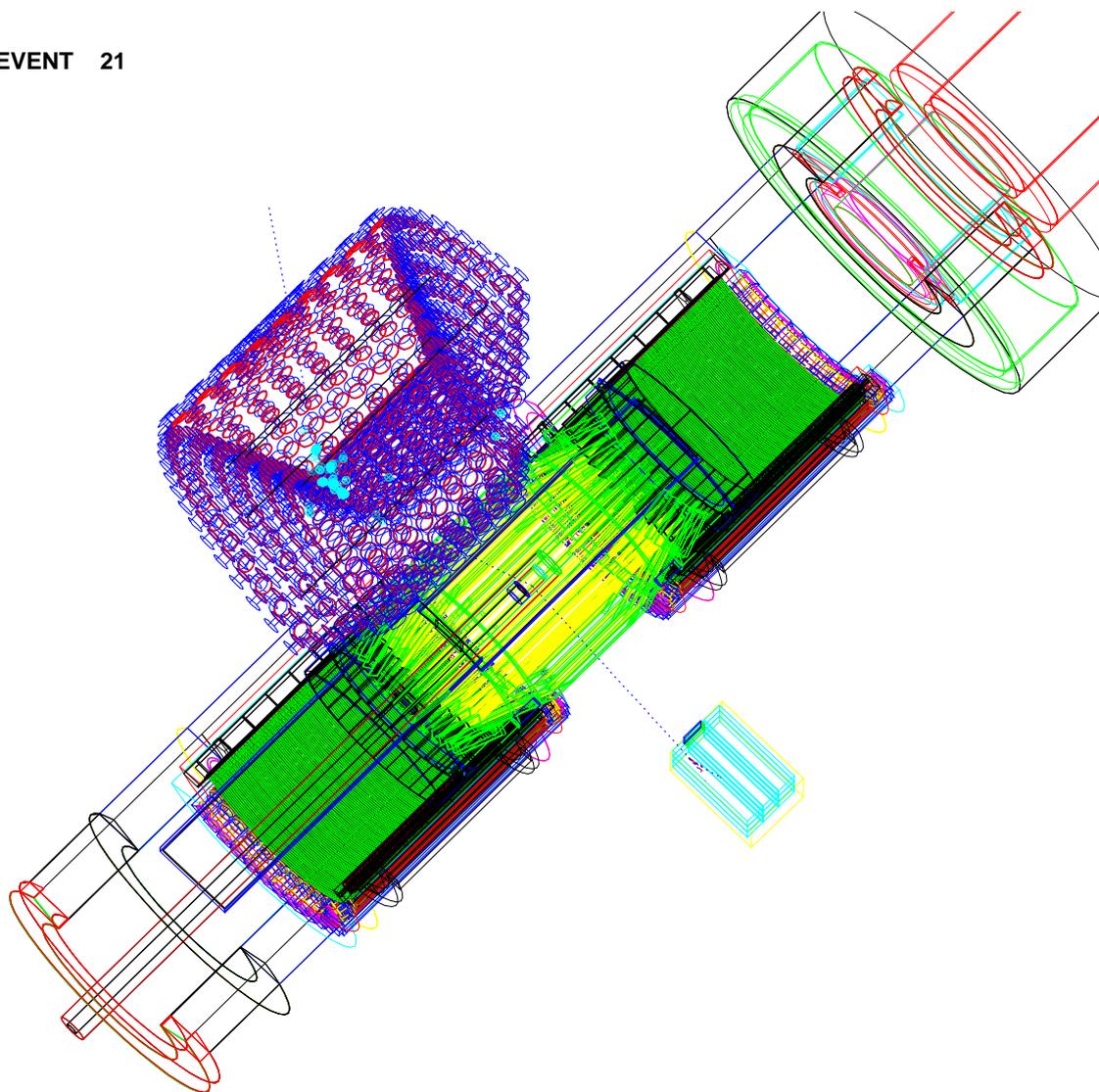


図 3.4: モンテカルロシミュレーションによる  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

## 参考文献

- [1] T. Mori et al., Search for  $\mu \rightarrow e\gamma$  down to  $10^{14}$  branching ratio, Research Proposal to PSI, May 1999. A. Baldini et al., The MEG experiment: search for the  $\mu \rightarrow e\gamma$  decay at PSI, Research Proposal to INFN, Sep. 2002.
- [2] M. L. Brooks et al. MEGA Collaboration, " New limit for the family-number non-conserving decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  ", Phys. Rev. Lett. 83, 1521 (1999).
- [3] J. Hisano, D. Nomura, " Solar and atmospheric neutrino oscillations and lepton flavor violation in supersymmetric models with right-handed neutrinos " Phys. Rev. D 59, 116005 (1999).
- [4] Y. Kuno and Y. Okada, " Muon decay and physics beyond the standard model " Rev. Mod. Phys. 73, 151 (2001)
- [5] S. Weinberg and G. Feinberg, Phys. Rev. Lett. 3, 111 (1959).
- [6] P. Depommier et al., " A New Limit On The  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  Decay " Phys. Rev. Lett. 39, 1113 (1977).
- [7] A. van der Schaaf, R. Engfer, H. P. Povel, W. Dey, H. K. Walter and C. Petitjean, " A Search For The Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  ", Nucl. Phys. A 340, 249 (1980).
- [8] W. W. Kinnison et al., " A Search For  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  ", Phys. Rev. D 25, 2846 (1982).
- [9] R. D. Bolton et al., " Search For Rare Muon Decays With The Crystal Box Detector, " Phys. Rev. D 38, 2077 (1988).  
R. D. Bolton et al., " Search For The Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  ", Phys. Rev. Lett. 56, 2461 (1986).
- [10] 光半導体ハンドブック 浜松ホトニクス「光半導体ハンドブック」制作委員会
- [11] 放射線計測ハンドブック第3版 Glenn F. Knoll 著 木村逸郎/阪井英次訳 日刊工業新聞社
- [12] MIDAS <http://midas.psi.ch/>
- [13] Avalanche photodiodes as proportional particle detectors  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 388, Issues 1-2, 21 March 1997, Pages 79-90  
I. Tapan, A. R. Duell, R. S. Gilmore, T. J. Llewellyn, S. Nash and R. J. Tapper

- [14] WP17 IDSPANAP 35-02/2002 The muon energy spectra for different zenithal angles and the earth's magnetic field fluctuations  
J. Kempa, I. M. Brancus, B. Mitrica, H. Rebel, C. Aiftimiei, M. Duma, and G. Toma  
Received 29 Aug 2002

## 謝辞

先ず、実験を主導し研究の場を提供して下さった指導教官である森 俊則氏に感謝致します。ポールシェラー研究所では、三原 智氏、大谷 航氏に多大な指導をして頂き、岩本 敏幸氏、山田 秀衛氏、小曾根 健嗣氏には研究の初歩からスイス生活に至るまで様々な世話を頂きました。同じ研究室である西口 創氏、澤田 龍氏、久松 康子氏、内山 雄祐氏、名取 寛顕氏には、大学、ポールシェラー研究所でのいろはから研究に関するあらゆる事を教えて頂き、研究生活全面を支えて頂きました。山下 了氏、MEG Collaboratorの方々には、研究に亘る知識とアドバイスを頂き、多くの事を学びました。修士2年から同じ研究室となった松田 衣世氏とは共に勉学に励み、同じく素粒子センターで共に在学する学生諸氏にも楽しい一時を提供して頂きました。同回である麻植 健太氏、兼田 充氏、桑原 隆志氏、是木 玄太氏、森田 裕一氏には、入学当時から身近な研究生活を共に過ごし、色々な方面から助けて頂きました。素粒子センターでの生活を支えてくれた教官方、先輩方と、出張や経費全般に多くの手間を頂いた秘書の方々にも、大変お世話になりました。また、家族、友人が生活全般を支えて下さったお蔭で、これまで研究に専念でき、健全な生活を送る事ができました。

特に、本修士論文に関する研究には、三原 智氏と岩本 敏幸氏に多くの事を教えて頂き、研究に関する手解きを頂きました。また、田中 光明氏には検出器の金属部品を製作して頂きました。

ここに皆様へ感謝の意を表したいと思います。