修士学位論文
$\mu \to e\gamma$崩壊探索実験用液体キセノンガンマ線検出器の calibration

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻
素粒子物理国際研究センター 森 俊則 研究室所属

86096
手嶋 剛

2000 年 1 月

概 要

標準理論を超える新しい物理として考えられる超対称性理論の枠組では、レプトンフレーバーの保存を破るような、μ^+ 粒子の稀崩壊である $\mu^+ \to e^+\gamma$ の存在が示唆されている。それによると、$\mu^+ \to e^+\gamma$ は、通常の μ^+ 粒子の崩壊である $\mu^+ \to e^+\bar{\nu_e}\nu_\mu$ に対し分岐比にして $10^{-13} \sim 10^{-14}$ 程度で起こると考えられている。この崩壊を探索するために、スイス国立 PSI 研究所が所有している、大強度の πE5μ^+ ビームを使用した新しい $\mu^+ \to e^+\gamma$ 探索実験が考えられており、γ 線のの検出器として、エネルギー及び位置を高精度で検出でき、バックグラウンドとの識別を可能とする検出器として液体 Xe が用いられることになっている。液体 Xe は密度が高く $(3g/cm^3)$、放射線検出効率が高い媒体であり、シンチレーション発光の時間応答も速いので、高精度が要求される本実験では非常に有効な検出媒体である。

昨年度早稲田大学において行なわれた実験では、光電子増倍管 (PMT) を 32 本用いて 500keV〜2MeV 程度の γ 線源のエネルギー分解能、位置分解能の測定実験が行なわれた。この実験で用いられる PMT Hamamatsu-R6041Q はメタルチャンネル型ダイノードを採用しており、軸方向の物質量を物質量を低減できる反面、PMT の量子効率が光電面の場所に依存するという特徴がある。我々のグループでは PMT の個性の測定・位置分解能の評価のために、ガス Xe を用いた実験を考案した。本実験ではガス Xe 用真空チェンバー、及び α 線源と PMT の相対位置を任意に移動できる機構をつくり、位置分解能の評価を行なった。

目 次

第 1 章　$\mu^+ \to e^+\gamma$ 実験 **3**
1.1 序論 . . . 3
1.2 実験の概要 . . . 9
1.2.1 液体 Xe Photon Detector . . . 11
1.3 Background . . . 13
1.4 プロトタイプ実験 . . . 14
1.4.1 エネルギー分解能 . . . 16
1.4.2 位置分解能 . . . 17

第 2 章　ガス Xe による実験 **18**
2.1 実験の目的 . . . 18
2.2 セットアップ . . . 19
2.2.1 光電子増倍管 . . . 19
2.2.2 真空系 . . . 22
2.2.3 駆動系 . . . 23
2.2.4 駆動系用回路 . . . 27
2.2.5 データ収集用回路 . . . 27
2.2.6 線源 . . . 28

第 3 章　実験の結果、解析 **29**
3.1 光電子数の重心による位置の特定 . . . 29
3.2 PMT の座標、及びデータ収集を行なった場所 . . . 32
3.2.1 全体のスキャン . . . 34
3.2.2 中心付近のスキャン . . . 35
3.2.3 4 本の PMT1,2,3,4 の中心付近のスキャン . . . 36
3.2.4 PMT1,2,4,6 の中心内部のスキャン . . . 37
3.3 補正 . . . 38
3.3.1 位置分解能 . . . 49
3.3.2 α 線源の広がりの補正 . . . 51
3.3.3 α 線源・プレート間距離と分解能の関係 . . . 52
3.3.4 52.8MeV への外挿 . . . 55

第 4 章　今後の展望 **57**
4.1　PMT の個性 57
4.2　立体角による位置の補正 59
4.3　低温下での実験 61
4.4　Large Prototype 61
4.5　PSI 本実験 62

第1章　$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 実験

1.1　序論

標準理論

現在広く受け入れられている標準理論は、物理現象の多くを説明してきた。この理論では素粒子間のあらゆる相互作用には、それぞれ力を媒介する素粒子が存在し、この媒介素粒子が素粒子間に交換されることにより力が生じると考えられている。
標準理論における相互作用は、ゲージ原理より導かれる普遍的なゲージ力として記述され、スピン 1 のゲージボソンによって媒介される。この相互作用は、$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ のゲージ群に対応している。このうち $SU(3)$ はグルーオンによる強い相互作用に対応し、$SU(2) \times U(1)$ は $W^{\pm}$、Z^0 による弱い相互作用、光子による電磁相互作用に対応し、重力以外の 3 つの基本力を記述する。ゲージ粒子の質量は厳密に 0 であり、弱い相互作用を媒介する $W^{\pm}$、Z^0 に質量があることは、長い間説明がつかなかった。これは Higgs 機構が導入されることで解決された。真空は Higgs 粒子の凝縮状態で、$W^{\pm}$、Z^0 は Higgs 場との相互作用を通じ質量を持つ。本来、物質の構成要素であるフェルミオン (クォークとレプトン) はカイラル不変性によって、力を媒介するゲージボソンはゲージ不変性によって、質量が 0 であるとされる。これらの対称性は、Higgs 機構を導入することで自発的に破れ、質量を持つようになる。この Higgs 機構の導入によって、有限質量の素粒子群の相互作用をゲージ理論の範囲内で扱うことが可能になった。

物質場はそれぞれ 3 世代のレプトン、クォーク、及び Higgs の基本粒子から成り立つ。レプトン、及びクォークにはレプトン数・バリオン数がが割り当てられており、e, μ, τ はレプトン数 $+1$、ν_e, ν_μ, ν_τ は -1 に対応し、クォークは $+1/3$、反クォークは $-1/3$ のバリオン数を持つ。
物理のモデルを考える上で保存則を考えることは非常に重要であるが、ニュートリノ質量がないとすると、標準理論では、このレプトン数・バリオン数の保存が成り立つとされる。クォークに関してはバリオン数は世代ごとには保存されないが、レプトン数に関していえば世代ごとのレプトン数も保存している。我々のグループで発見を目指している $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊は、反応の前後で世代ごとのレプトン数が変わっており、通常の標準理論の枠組の中ではこのような反応は起こらないとされている。

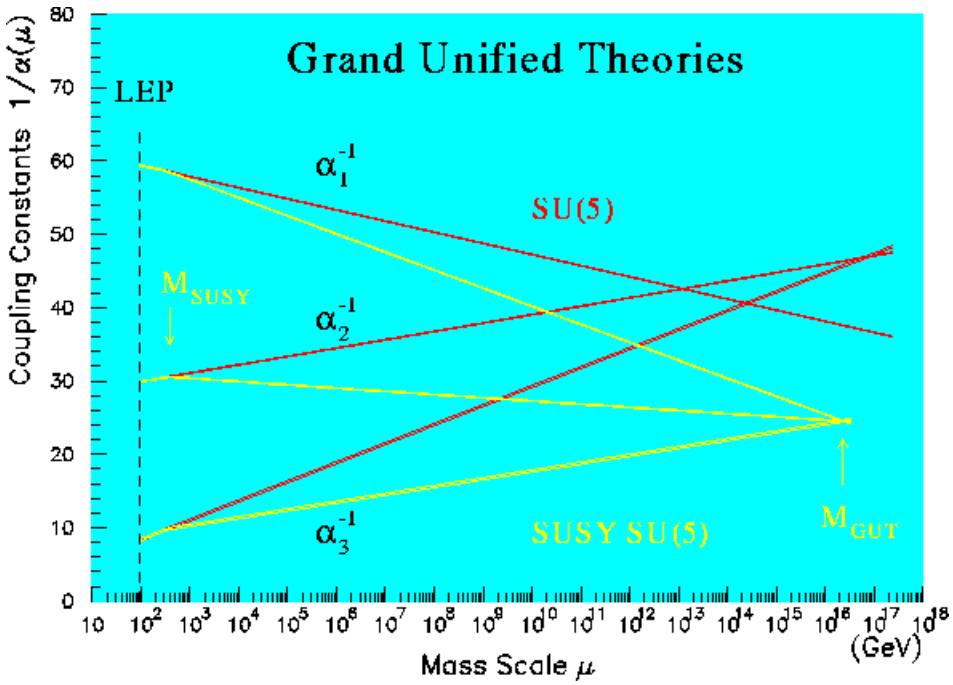


図 1.1: 超対称性を入れた理論での 10^{16}GeV 程度における相互作用の統一。

超対称標準理論

もし重力との統一理論や大統一理論が正しいとすると、標準理論が Plank スケールの近くまで 14 桁以上のエネルギー領域にわたってそのまま変更を受けずに成立していると考えられる。ところがこのエネルギースケールの階層性は現在の場の理論の知識では非常に不自然なパラメーターの微調整の結果としてしか実現できないと考えられており、これを標準理論に存在する「階層性の問題」と呼ぶ。より基本的な理論が統一のエネルギースケールにあるとすると、標準理論に現れる粒子の質量はほとんど 0 になることを保証するような対称性を導入する必要があり、Higgs 粒子がより基本的な粒子の複合状態からなっているのではなく、Plank スケールまで基本粒子として振舞うと考えた場合、このような役割を果たすことができる対称性としては超対称性が唯一考えられる。超対称とは Bose 粒子と Fermi 粒子との間の対称性のことで、超対称性を持つように標準理論を拡張すると、すべての粒子にたいしてスピンが 1/2 異なる超対称粒子を導入する必要がある。つまりスピン 0 の Higgs 粒子にはスピン 1/2 のヒグジーノ、スピン 1 のゲージ粒子にはスピン 1/2 のゲージーノ、スピン 1/2 のクォーク、レプトンにはスピン 0 のスカラークォーク、スカラーレプトンをそれぞれ導入する。このように標準理論を超対称性を持つように拡張した理論は超対称標準理論と呼ばれる。超対称粒子は、以下のような特徴を持つ。

- 既存のボソンには超対称性フェルミオンが、フェルミオンには超対称性ボソンがついとなっ

て存在。

- 超対称性が成立しているのなら、粒子とその超粒子は同一多重項に属し、同一の質量を持つ。
- 超粒子は既存の粒子とついになって 1 つの表現をつくるから、超粒子の $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ に関する量子数はついとなる既存の粒子とまったく同じであり、かつ結合定数もまた同じ。

この理論ではスカラーレプトンの質量の固有状態において、この相互作用を見ると異なる Flavor を持つ lepton とスカラーレプトンの間をつなぐ相互作用が生じ、レプトン数保存が破れ、$\mu^+ \to e^+\gamma$ のような反応が起こる。ニュートリノ質量、およびその混合を標準理論に導入すると、レプトン数の非保存 (LFV) が予測される。標準理論を拡張した超対称性では、LFV がより大きな寄与をするようになる。標準理論では観測にかからない程度の大きさしかなかった $\mu^+ \to e^+\gamma$ のような反応が、超対称を導入することで観測にかかる程度の大きさになる。

1998 年に開かれた国際会議・ニュートリノ 98 において、スーパーカミオカンデのグループはニュートリノ振動が確認されたことを宣言した。これはニュートリノ質量がゼロではないこと、右巻きニュートリノの存在の確認、レプトン数は保存しないことなどを示唆する。SUSY モデルではこれらのニュートリノ振動は、$\mu^+ \to e^+\gamma$ のようなレプトン数非保存が起こる反応を増長すると期待されている。

スカラーレプトンの質量の固有状態においてこの相互作用を見ると、異なるフレイバーをもつレプトンとスカラーレプトンの間をつなぐ相互作用が生じるので、レプトンフレイバー保存は破れてしまう。レプトンフレイバーを保存しない現象の探索は、標準理論を越える物理の検証になる、非常に意義のある実験になる。

超対称性の破れとレプトンフレーバーの保存の破れ

もし超対称標準理論、あるいは超対称性大統一理論が正しいとすれば、数 100GeV 程度の質量の一群の超対称粒子が発見されるはずである。一方、直接超対称粒子を発見できなくても、量子補正を通じて様々な過程に超対称粒子の効果が現れる可能性がある。特にレプトンフレーバー保存の破れは超対称標準理論では期待できる効果であり、近い将来 $\mu^+ \to e^+\gamma$ などの過程で観測される可能性がある。

レプトンフレーバー保存の破れは、超対称理論のもう一つの重要な側面である超対称性の破れの問題と関連している。超対称性が厳密に成り立っているとすると、粒子とその超対称粒子は等しい質量を持つことが導かれる。しかし現実にはクォーク、レプトンと質量が等しいスカラークォーク、スカラーレプトンは存在しないので、超対称性は 100GeV 程度のエネルギースケールでは破れていなくてはならない。つまり超対称性の破れの効果によってスカラークォーク、スカラーレプトンはクォーク、レプトンと異なった質量を持つことができるわけである。特にスカラーレプトンに関しては、この新たに導入された質量行列がレプトンフレーバー保存則を破ることになる。例えば、レプトンはゲージーノとスカラーレプトンとの相互作用を持つ。超対称性が厳密に保たれてい

る場合、この相互作用は通常のゲージ相互作用同様に相互作用の普遍性を持ち、レプトンフレーバー保存が破れることはない。しかし、超対称性の破れの結果としてスカラーレプトンがレプトンと無関係な質量を持つと、レプトンと Higgs 粒子との湯川相互作用を対角化してもスカラーレプトンの質量行列は同時に対角化できるとは限らない。もしスカラーレプトンの質量の固有状態においてこの相互作用をみると、異なるフレーバーを持つレプトンとスカラーレプトンの間をつなぐ相互作用が生じるので、レプトンフレーバー保存は破れてしまう。その結果として、$\mu^+ \to e^+\gamma$ のような反応が引き起こされる。図 1.2 に $\mu^+ \to e^+\gamma$ の主要な崩壊のダイアグラムを記す。

そのような模型の一つにニュートリノに小さな質量を考える超対称標準理論がある。太陽ニュートリノや大気ニュートリノの問題は、ニュートリノ振動によるものであり、振動を起こすため標準理論に右巻きニュートリノを付け加え、シーソー機構によってニュートリノに小さな質量を与える模型が考えられている。スーパーカミオカンデは、$\nu_\mu \to \nu_\tau$ の振動を指示し、転換前後のニュートリノ質量差 Δm^2 が 0 ではないことを明らかにした。この場合、右巻きニュートリノの質量は $10^{10} \sim 10^{14}$GeV 程度であり、このエネルギースケールの相互作用は一般にレプトンフレーバーの保存を破ることができる。しかし、大統一理論の場合と同様に、超対称性のない模型では $\mu^+ \to e^+\gamma$ の分岐比は観測にかかる程の大きさにはならない。一方、超対称標準理論では、ニュートリノ振動を引き起こす相互作用は、近い将来実験で確かめられるぐらいの大きさのレプトンフレーバー非保存の起源にもなっている可能性がある。したがって、レプトンフレーバー保存の破れの探索は、大統一理論や右巻きニュートリノの相互作用などの標準理論を超える物理の検証につながると言える。

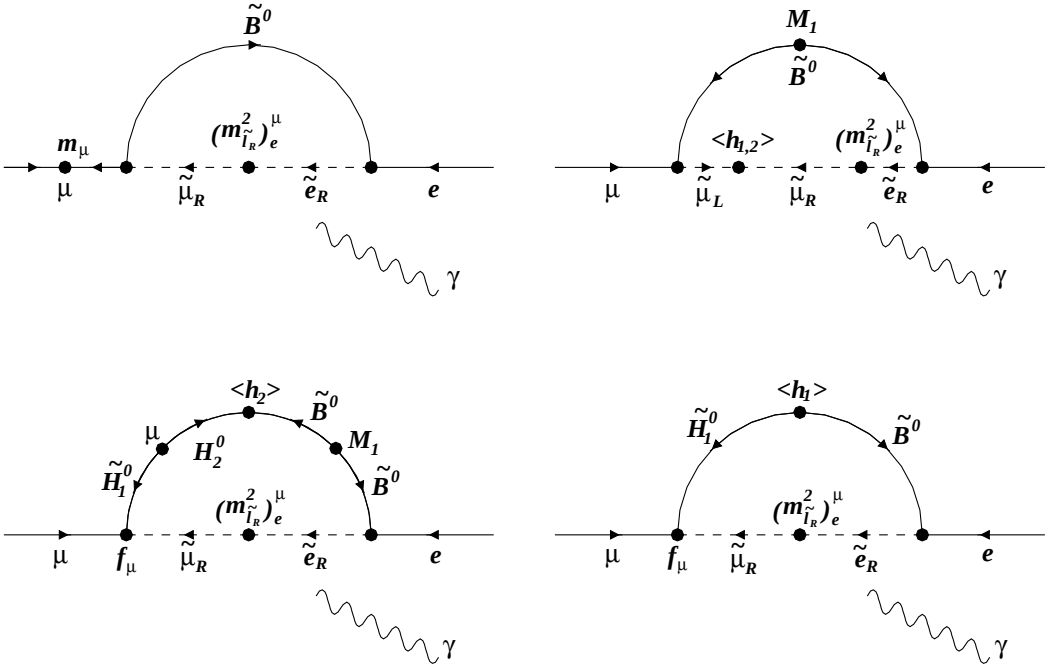


図 1.2: SU(5) SUSY モデルによる $\mu^+ \to e^+\gamma$ ダイアグラム

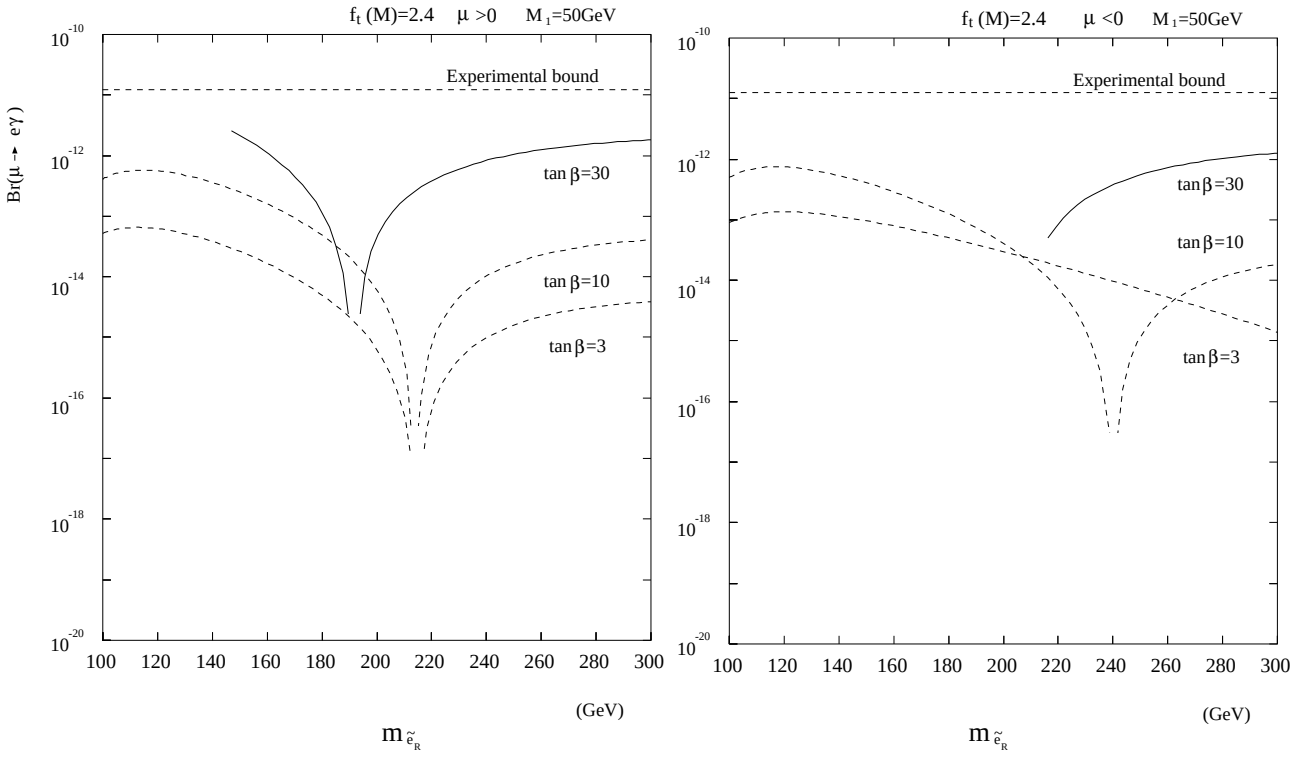


図 1.3: SU(5) SUSY モデルによる $\mu^+ \to e^+\gamma$ の分岐比

1.2　実験の概要

我々のグループは $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊を探索する実験を、スイス PSI の世界最大強度の μ 粒子 DC beam を用いて行なうことを提案し、approve された [2]。この国際共同研究には日本、イタリア、スイス、ロシアのグループが参加する予定で、2003 年に開始する予定である。この実験で用いる検出器の side view 及び front view を図 1.4 および図 1.5 に示す。入射した DC の μ 粒子ビームは Aluminum Target で止まり、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊が起こると μ 粒子の静止質量のちょうど半分のエネルギーを持つ γ 線と陽電子が back to back に出る。このうち γ 線を液体 Xe Photon Detector、陽電子を Drift Chamber 及び Timing Counter によって検出する。液体 Xe Photon Detector は $0.8m^3$ の液体 Xe で満たされ、約 800 本の PMT が内側を向く形で設置される。ターゲットからやってきた γ 線はこの検出器の中で液体 Xe と相互作用を起こし、光子のシャワーを発生させる。このシャワーを約 800 本の PMT で検出し、エネルギー、及び場所の検出を行なう。

現在この崩壊に与えられている分岐比の上限値は Los Alamos Meson Physics Facility(LAMPF) で行なわれた MEGA 実験で得られたもので、1.2×10^{-11} と発表されている。本実験ではこの上限値を越え、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の発見を目指している。
$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の分岐比は、通常の μ 粒子の崩壊である $\mu^+ \to e^+\bar{\nu_e}\nu_\mu$ に比べ、10^{-13}〜10^{-14} 程度であると予測され、この小さな分岐比のイベントを検出するためには検出器の感度をあげることが非常に重要である。今、検出器の Single Event に対する感度を

$$S(\mu^+ \to e^+\gamma) = \frac{1}{N_\mu \cdot t \cdot (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{cut}} \tag{1.1}$$

N_μ^+	μ^+ 粒子の停止頻度
t	測定時間
Ω	検出器の立体角
ϵ_e	電子の検出効率
ϵ_γ	γ 線の検出効率
ϵ_{cut}	イベント選別の効率

とし、おのおののパラメーターに対して $N_\mu = 3\times10^8 s^{-1}$, t= 10^7s, $\Omega/4\pi = 0.1$, $\epsilon_e = 0.9$, $\epsilon_\gamma = 0.8$, $\epsilon_{cut} = 0.6$, の性能が達成されたとすると、期待される感度 S は

$$S = 0.8 \times 10^{-14} \tag{1.2}$$

となり、現在の実験で得られている上限値を 2〜3 桁上回ることが可能となる。$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊からの γ 線のエネルギーは、μ 粒子の静止質量のちょうど半分である 52.8MeV であるが、このエネルギーの γ 線に対して background を検出器の感度以下に抑えるためには以下の性能が必要である。

- 高いエネルギー分解能 〜1%
- 高い位置分解能 2〜3mm

- 速い立ち下がり時間 ～数 nsec

本実験でこの性能を達成するために γ 線検出器に液体 Xe Photon Detector を用いるが、この検出器には、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊反応から生成される 52.8MeV の γ 線に対し、エネルギー分解能 1.4%(FWHM)、位置分解能 ～4mm が見込まれている。[3]

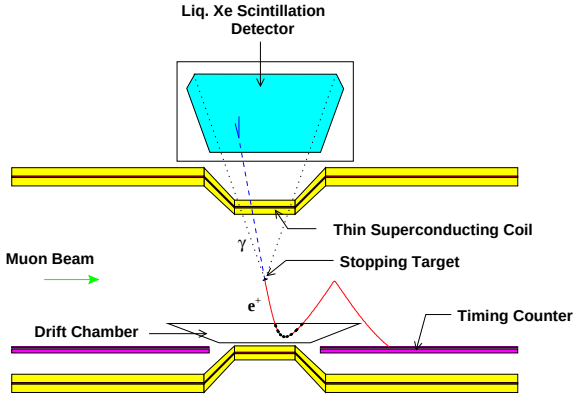


図 1.4: $\mu^+ \to e^+\gamma$ 実験 side view

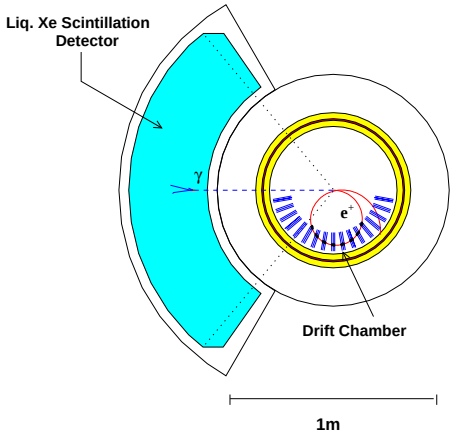


図 1.5: $\mu^+ \to e^+\gamma$ 実験 front view

1.2.1　液体 Xe Photon Detector

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊を探索するための γ 線検出器には高いエネルギー分解能を持ち、かつ速い時間応答があり、さらに均一・大容量にできることが要求される。γ 線検出器には、プラスチック・結晶などの固体シンチレーター、アルゴンなどの液体シンチレーターがよく用いられるが、我々のグループでは $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験のための γ 線検出器として液体 Xe を用いる。

固体シンチレーター

固体の γ 線シンチレーターとしては、NaI、CsI、KI などの無機結晶、アントラセンのような有機結晶、ポリスチレンやポリビニルトルエンなどのプラスチックシンチレーターがあげられる。これら固体シンチレーターの特性を、表 1.1 に示す。

この表から、これらのシンチレーターの特徴がわかる。無機結晶は発光効率が高く γ 線のエネルギーに対して放出される光子の数が多い。従ってエネルギー分解能をあげることが可能である。この利点に反して減衰時間が長い・結晶であるために大型化が難しい・もろいなどの点もあげられる。$\mu^+ \to e^+\gamma$ 実験の検出器には、減衰時間が速く、大型・均一であることが要求されるため、この点は大きな不利点になる。プラスチックシンチレーターは大型化が可能・かつ応答が速く、高いイベントレートにも十分耐えるシンチレーターである。しかし発光効率が低く、エネルギー分解能をあげることが難しい。

物質	密度 [g·cm^{-3}]	波長 [nm]	蛍光効率	光の減衰時間 [ns]
NaI(Tl)	3.67	413	0.10	250
CsI	4.50	白色	0.06	550
KI	3.13	410	0.02	250
アントラセン (結晶)	1.25	440	0.03-0.05	250
ポリスチレン (固体)	1.04	450	30(*)	3
ポリビニルトルエン (固体)	1.04	450	80(*)	3

表 1.1: 各種シンチレーターの諸性質。(*) はアントラセンを 100 とした時の割合

液体 Xe シンチレーター

上述の固体シンチレーターに対して、液体 Xe は以下のような性質を持つ。

(1) シンチレーション時間定数が小さい (立ち下がり時間 数 nsec)。
(2) W_{ph} 値が小さいため、エネルギー当たりの放出光子数が多く、エネルギー分解能が良い (1MeV 電子に対して 23.7eV、α 粒子に対して 19.6eV)

(3) 液体であるため、均一・大容量にするのが容易である。

従って液体 Xe は、無機結晶・プラスチックシンチレーターの両者の良い点をを合わせ持つような特徴をもっている。これらから液体 Xe は、本実験で求められる要求に答えるよいシンチレーターであることがわかる。しかしこれらの良い特徴を持つ変わりに、液体 Xe には取り扱いの難しい点もある。すなわち、液体の温度が低い (165K)、高価であり使い捨てができない、シンチレーション光が紫外光 (λ =175nm) であるために、通常の PMT で検出することが難しい、といった点である。現在我々のグループではこの点をクリアするために、液体 Xe 検出器のさまざまな R&D を行なっている。

Atomic Number	54
Mass Number	131.29
Density	3.00g/cm^3
Boiling point	165K
Melting point	161K
Radiation length	27.7mm
Scintillation wave length	175nm
Energy per scintillation photon	23.7eV
Decay time(recombination)	45ns
Decay time(Fast Components)	4.2ns
Decay time(Slow Components)	22ns
Scintillation absorption length	$>$ 1000mm

表 1.2: 液体 Xe の諸特性。

1.3 Background

この実験において考えられる主な Background には、Prompt Background 、および Accidental Background の 2 つがある。Background は検出器の性能に寄るので、検出器のパフォーマンスを決める重要な要因の 1 つになる。Prompt(physics) Background B_{rad} は、μ の通常の崩壊である $\mu^+ \to e^+\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$ 崩壊からおこる。Accidental Background は、Accidential な、$e^+\gamma$ の coincidence からおこる。この coincidence は、$\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ からくる e^+ と、$\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma$ から、もしくは e^+ が Bremsstrahlung か対消滅により引き起こされる高いエネルギーの光子が同時に発生することによって起こる。

prompt background

この B_{rad} は無偏極 μ 粒子 ($P_\mu = 0$) に対して、e と γ のなす角 $\theta_{e\gamma}$ に制限がないとすると、

$$B_{rad} = \frac{\alpha}{8\pi}\left[J_1 + J_2\right] \tag{1.3}$$

$$J_1 = (\delta x)^4(\delta y)^2 \tag{1.4}$$

$$J_2 = (8/3)(\delta x)^3(\delta y)^3 \tag{1.5}$$

x, y は、無偏極 e^+ 及び光子に対するエネルギーで、

$$x \equiv \frac{2E_e}{m_\mu c^2} \qquad y \equiv \frac{2E_\gamma}{m_\mu c^2} \tag{1.6}$$

となる。
ここで、$\Delta x = 2(\delta x) = 0.01$、$\Delta y = 2(\delta y) = 0.05$ とすると Background は $B_{rad} = 2 \times 10^{-15}$ となり、検出器の感度以下に抑えられる。

accidental background

accidential background は、次式 (1.7) に比例する。

$$B_{acc} \propto \delta E_e \cdot \delta t_{e\gamma} \cdot (\delta E_\gamma)^2 \cdot (\delta\theta_{e\gamma})^2 \tag{1.7}$$

検出器のパフォーマンスとして、ΔE_e〜0.5%、ΔE_γ〜1%、 $\Delta\theta_{e\gamma}$〜8.4mrad、$\Delta t_{e\gamma}$〜0.15nsec が達成されると、$B_{acc} = 5 \times 10^{-15}$ となり、検出器の感度以下に抑えられる。

1.4　プロトタイプ実験

去年度 (1998 年度) 早稲田大学菊池研究室において、PMT を 32 本用いたプロトタイプ液体 Xe 検出器の実験が行なわれた。この実験では、32 本の PMT を、内側を向くようにホルダーに配置し、そのフォルダーごと液体 Xe の中に完全に浸す。数 MeV 程度のエネルギーを持つ γ 線、α 線をこのホルダーの側面から内部方向に入射する。この γ 線および α 線は液体 Xe と相互作用を起こし、photon を放出する。この photon を 32 本の PMT で検出し、エネルギー、及び場所の分解能を測定する。PMT、及び PMT ホルダーの概観を図 1.6 に示す。

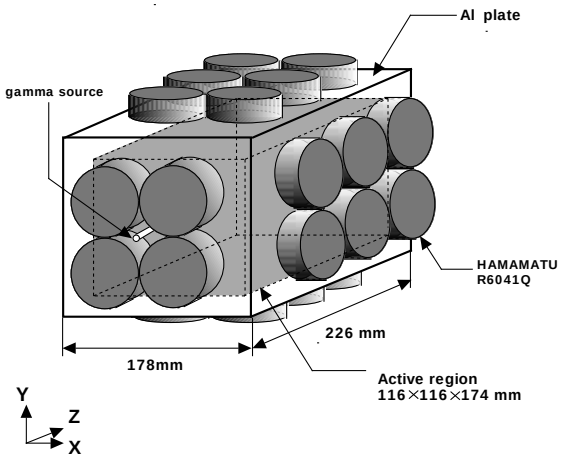


図 1.6: 32 本プロトタイプ実験。このフォルダーを液体 Xe の中に浸す。

エネルギー分解能は、32 本の PMT に入った光電子数の総和から求めた。エネルギーが PMT に入った光電子数によって決まると、光電子数はガウス分布に従い、分解能は N_{phe} と、$E_{reso} = 1/\sqrt{N_{phe}}$ と表せる。光電子数は、ADC channel の分布から求めた。ADC の分布がガウス分布に従うものとし、ADC の Peak 値を ADC_{peak}、幅を σ、光電子数を N_{phe} として、

$$N_{phe} \quad = \quad \left(\frac{ADC_{peak}}{\sigma}\right)^2 \tag{1.8}$$

で与えられる。

γ 線、及び α 線は、Xe と相互作用しながら、エネルギーを落し、光子を放出する。α 線は液体 Xe 中では 40μm ほどですべてのエネルギーを落すので、ほぼ点光源とみなせる。γ 線はコンプトン散乱、光電吸収、電子対生成の 3 つの相互作用をしながら Xe 中を飛んでいく。γ 線、及び α 線がエネルギーを落した位置は、各 PMT に入った光電子の重心から求めた。つまり、この光量重心の座標を (X_{wm}, Y_{wm}, Z_{wm}) とすると、PMT の中心座標を (x_i, y_i, z_i)、それぞれの PMT に入っ

た光電子数を N_i とし、

$$X_{wm} = \frac{1}{N}\sum_i x_i N_i \tag{1.9}$$

$$Y_{wm} = \frac{1}{N}\sum_i y_i N_i \tag{1.10}$$

$$Z_{wm} = \frac{1}{N}\sum_i z_i N_i \tag{1.11}$$

とした。プロトタイプ実験での位置分解能の評価は、32 本の PMT を左右、もしくは上下 16 本ずつにわけ、それぞれ 16 本から求めた光量重心の差から求めた。16 本にわけたうちの片方から求めた座標を z_1、もう片方から求めた座標を z_2 とする。この 2 つの座標の差を $\Delta z = z_1 - z_2$ とすると、Δz と z_1、z_2 の分解能の間には、$\sigma^2_{\Delta z} = \sigma^2_{z1} + \sigma^2_{z2}$ となる関係がある。検出器の対称性を考え $\sigma_{z1} = \sigma_{z2}$ とすると、$\sigma_{\Delta z} = \sqrt{2}\sigma_{z1}$ となる。この式を用いて、16 本ずつによって求めた位置の差から、検出器の分解能を評価した。実験では Cr(320keV)、Cs(662keV)、Mn(835keV)、Y(898, 1835keV) の γ 線源と、Am(5386, 5442keV) の α 線源を用い、それぞれのエネルギー・位置分解能の評価を行なった。図 1.7 はそれぞれの γ 線源のエネルギー分解能と、egs4 によるモンテカルロシミュレーションの結果のプロットで、図 1.8 は同様に位置分解能の、実験とシミュレーションのプロットである。[3]

1.4.1　エネルギー分解能

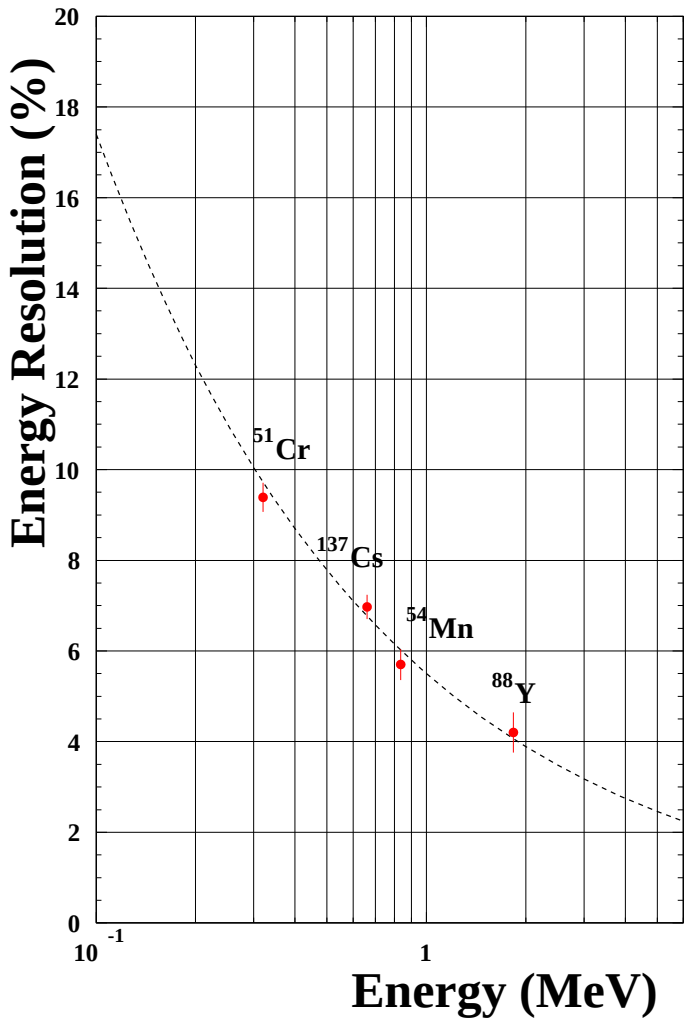


図 1.7: 32 本プロトタイプ実験のエネルギー分解能。プロットは実験データで、破線はモンテカルロシミュレーションによる予測値。

1.4.2　位置分解能

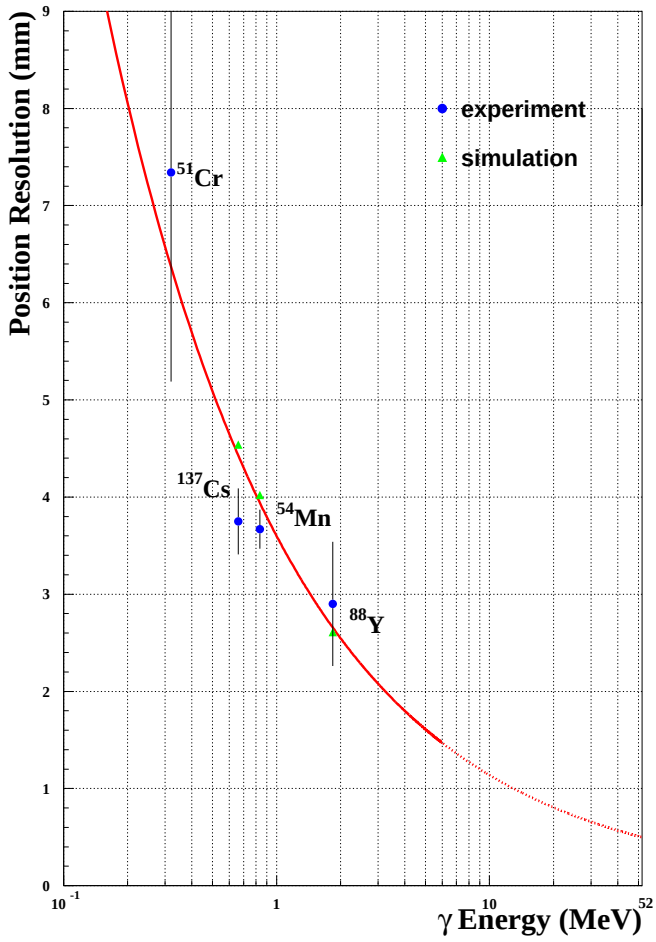


図 1.8: 32 本プロトタイプ実験の位置分解能。実線は位置分解能が $1/\sqrt{E}$ に比例するとしたもの

第2章　ガスXeによる実験

2.1　実験の目的

プロトタイプ実験では、エネルギーを落した場所の特定には光量重心を用いてきた。光量重心は、各PMTに入った光量によって決定されるので、正確に場所を再現できない場合がある。ある特定のPMTの手前で大きく光ったようなイベントでは、そのPMTの光量が増えるためにそのPMTの重心座標に大きく依存し、光量重心位置はそのPMTに近い位置に現れる。また場所の特定に用いる数本のPMTの重心よりも遠方になればなるほど、実際の位置と光量重心位置のずれが大きくなる傾向がでる。従って光量重心による位置の特定にはなんらかの補正が必要になる。

位置分解能をより精度良く測定するために、我々のグループではガスXeを用いてCalibrationを行なうためのチャンバーを製作し、α線の位置分解能の測定を行なってきた。この真空チェンバーはStepping Motorを用いることで線源とPMTの相対位置を自由に変えることができる。本実験では線源にはアメニシウムα線源を使用し、この駆動系を用いて線源位置をさまざまに変化させ、この入射位置と光量重心位置との比較を行なうことで、分解能がどのように変化するかを見ていく。本実験で用いた真空チェンバーは、ガスXeを液体Xe温度(165K)程度まで下げる設計になっているが、本実験は常温のガスXeによって実験を行なった。

2.2　セットアップ

2.2.1　光電子増倍管

Xe を用いる $\mu^+ \to e^+\gamma$ 用カロリーメーター用の光電子増倍管 (PMT) には、165K においても動作可能で、Xe のシンチレーション光の波長領域 (175nm) においても十分な Gain を確保できるものである必要がある。このため、$\mu^+ \to e^+\gamma$ グループでは浜松フォトニクスと共同し、PMT R6041Q を開発した (図 2.1)。この PMT には以下のような特徴がある。

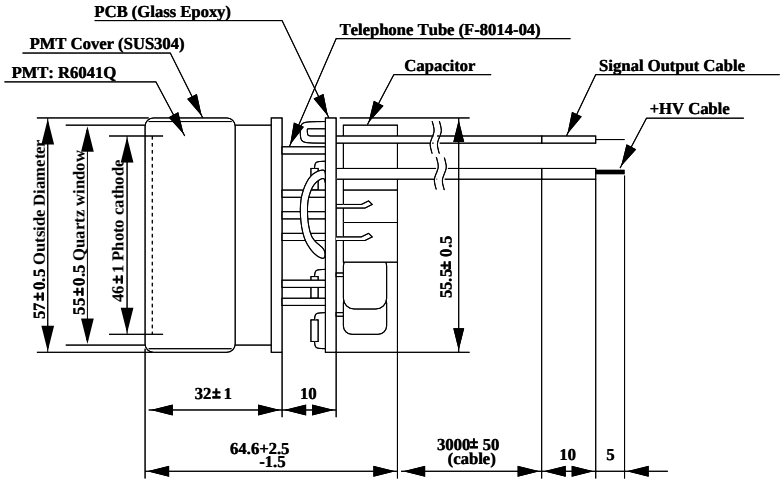


図 2.1: PMT Hamamatsu R6041Q の概観

(1) メタルチャンネル型ダイノードにより、縦方向の長さ、物質量を低減し、かつ増倍率 (Gain) を確保している。(図 2.2)
(2) 時間応答性が早い (Transit Time(FWHM) 0.3nsec)。
(3) Quartz Window を用いることで、有感領域が紫外光領域までのびていて、Xe のシンチレーション波長 (175nm) 領域でも十分な感度がある。
(4) 光電面材料 Rb-Cs-Sb を使用し低温での光電面の面抵抗を押えることで、量子効率の低下を防ぐ。
(5) 低温の液体 Xe 温度 (165K) でも動作可能である。
(6) 表面不純物の発生が少ない。
(7) 耐圧力があり、3 気圧液体 Xe 中において動作可能である。

この PMT の最大の特徴は、低温 (165K) の液体 Xe 中でも正常に動作し、Xe の発光波長である $\lambda = 175nm$ の紫外光に対しても十分な Gain が得られることである。我々はプロトタイプ実験を通して、液体 Xe 下で総計 1000 時間以上この PMT を動作させていて、長期にわたる実験におい

ても動作可能であることを確認した。

PMT Type	R6041Q
Dynode Type	Metal-Channel
Number of Dynode	12 stages
PMT size	$57mm\phi$
Photo-Cathode material	Rb-Cs-Sb
Photo-Cathode size	$46mm\phi$
Quntum Efficiency at room temperature	$10\% \sim 15\%$
Typical High Voltage	$1000V$
Current amplification	$\sim 9 \times 10^6$

表 2.1: PMT Hamamatu R6041Q の諸特性

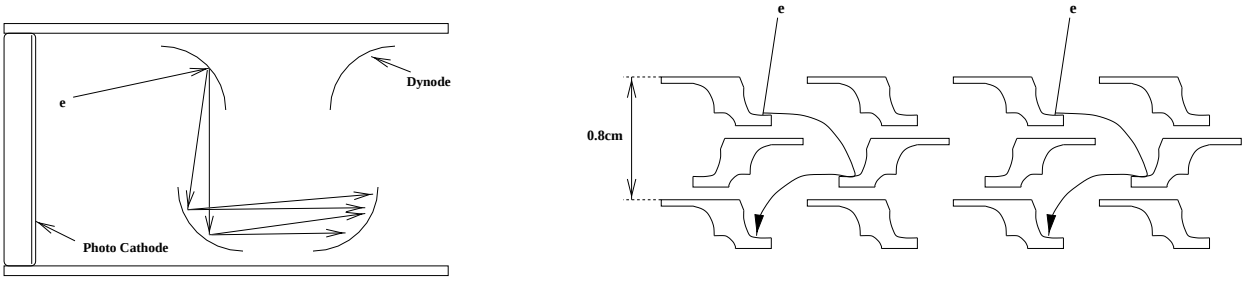


図 2.2: 一般的な PMT のダイノード (左) とメタルチャンネル型ダイノード (右)。通常のダイノードでは、光電子は、発生した場所に関係なく Anode に向かって増幅されていくが、メタルチャンネル型ではそのままの位置で増幅されていく。

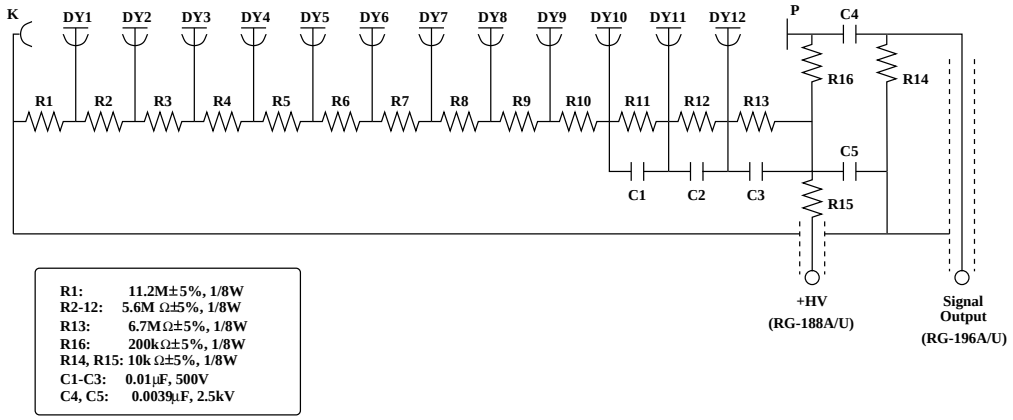


図 2.3: 光電子増倍の回路図。実際の実験では、800〜1200V の程度の高圧をかけた。

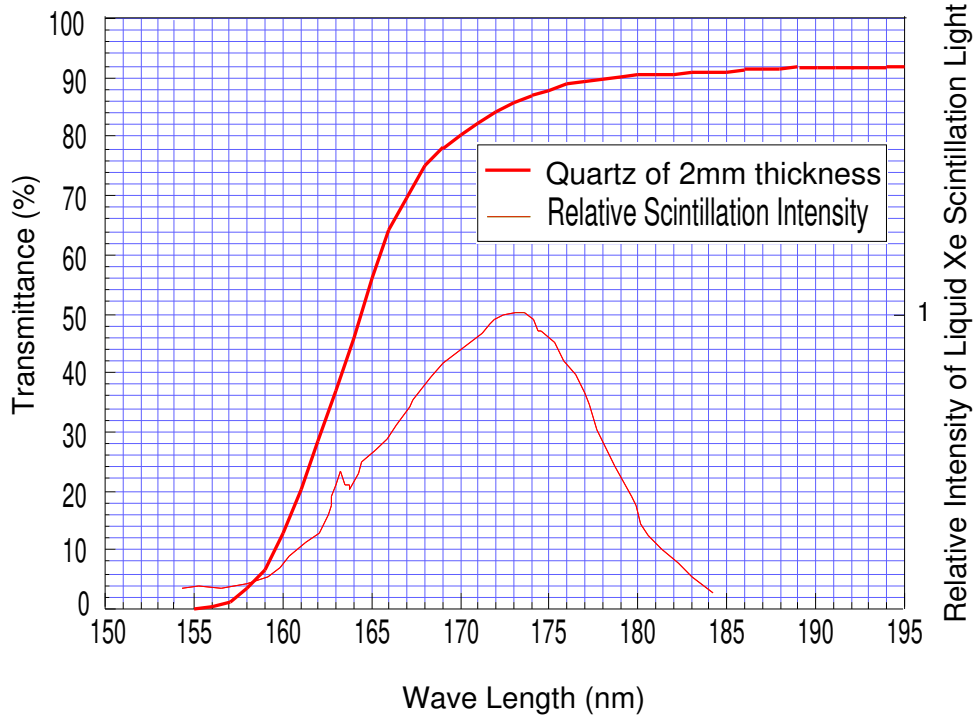


図 2.4: Liquid Xe の Scintillation のスペクトラムと quartz の透過率曲線

2.2.2　真空系

ガス Xe 実験は、図 2.5 に示す真空装置で行なった。この真空系には以下のような特徴がある。

(1) 本体のチェンバーは 2 重真空になっていて、外側が真空断熱の役割を果たす。内部と外部の真空は、それぞれ別の真空ポンプによって排気される。真空ポンプはそれぞれロータリーポンプとターボモレキュラーポンプから構成され、低真空ではロータリーポンプのみ、高真空では両方のポンプによって排気を行なう。
(2) 真空チェンバーには 2 つの Xe タンクがついている。それぞれのタンクの容量は 3.9 リットル（1 ガロン）で、液体にして約 1 リットル程度の Xe を貯めることが可能である。このうち片方の Xe タンクは Xe を貯めておくためのタンクで、もう 1 つは避難用のタンクである。避難用タンクは、低温状態で真空チェンバーの中に入れたガスが常温に戻ることで膨張し、内部の圧力があがって PMT を壊すおそれがあるために設置した。
(3) 真空チェンバーと避難用 Xe Tank の途中には圧力弁がついていて、2.7atm の圧力以上になると弁が開き、真空チェンバー内の圧力が一定以上にはならないように調節されている。2.7atm というのは、PMT の保証耐圧 3.0atm を越えないように設定した値である。
(4) Xe は Molecular Sieve を通ることで純化される。Molecular Sieve は、分子の吸着力を利用して、通ったガスの不純物を吸着して取る純化装置である。

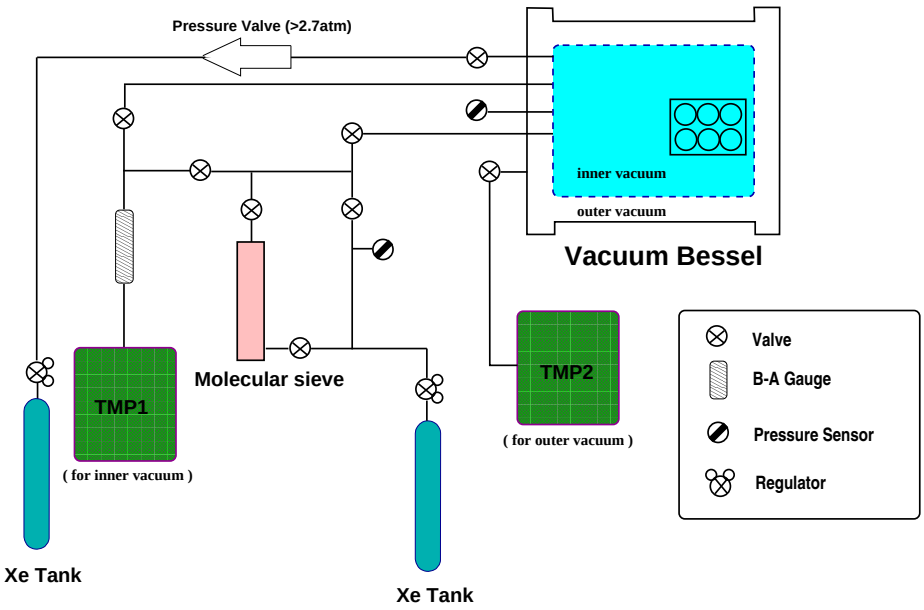


図 2.5: 真空系

2.2.3　駆動系

Gas Xe 実験では線源と PMT の相対位置を変えることが必要である。そのため太陽マテリアルと共同で、相対位置を変える機構を製作した。使用した駆動系及び真空チェンバーの概観を図 2.6 に示す。x,y,z 軸それぞれの軸に 1 台ずつ Stepping Motor がついていて、送信したパルスの数に応じて動力が伝わり、α 線源、PMT を固定したフォルダーを駆動する。α 線源は、Stepping Motor1, 2 によって x, y 軸を動く。x 軸は Stepping Motor の回転をチェーンによって軸方向の動作に変えて駆動する。PMT は α 線源の方を向くようにホルダーに固定され、Stepping Motor3 によって z 軸方向に駆動する。

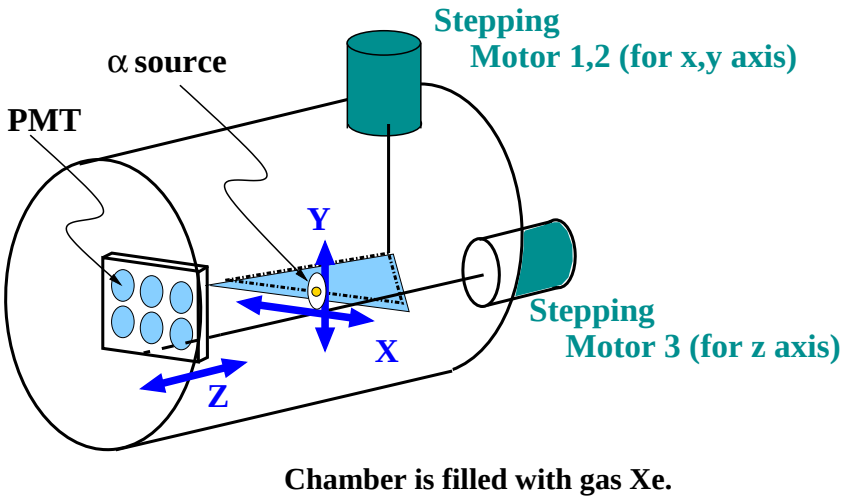


図 2.6: 駆動系の概観

この駆動系の特徴は以下の通りである。

(1) Stepping Motor: VEXTA PK569-NAC は磁気シールを用いることで、真空系を破らずに真空内部に動力を伝えることが可能である。
(2) Stepping Motor PK569-NAC は TTL パルスで動作し 1 パルスで 0.36 度進む。これを利用して内部の α 線源、PMT Plate を動かす。
(3) Stepping Motor は X,Y,Z 各軸に 1 台づつ取り付けてあり、α 線源が X,Y 軸を、PMT Plate が Z 軸を動く。
(4) 各軸の両端にはリミットスイッチがついており、その範囲以上へは動かないようになっている。またこのリミットスイッチを利用し、原点調整を行なうことが可能である。

駆動系の精度

この駆動系の移動精度の測定、及びパルス数と移動距離の関係を調べるために、駆動系のマッピングを行なった。図 2.6 中の、α 線源の位置に、α 線の代わりにペン型のリミットスイッチを取り付け、PMT の取り付けてあるプレートに接触すると駆動系が止まるように回路を組んだ。また PMT を固定するプレートのかわりにプラスチックのプレートを取り付けて、このプレートにカーボン紙を張り付け、ペン型のリミットスイッチが触れたところにマークがつくような仕組みにした。駆動系によってこのペン型リミットスイッチを x,y 平面上を動かし、プレート上にマークをつけていき、移動した点のプロットをしていった。このマッピングのデータを図 2.7 に示す。プロットの原点は、駆動系が x,y 軸のリミットスイッチで止まった点で、この点を基準点にして座標を取った。

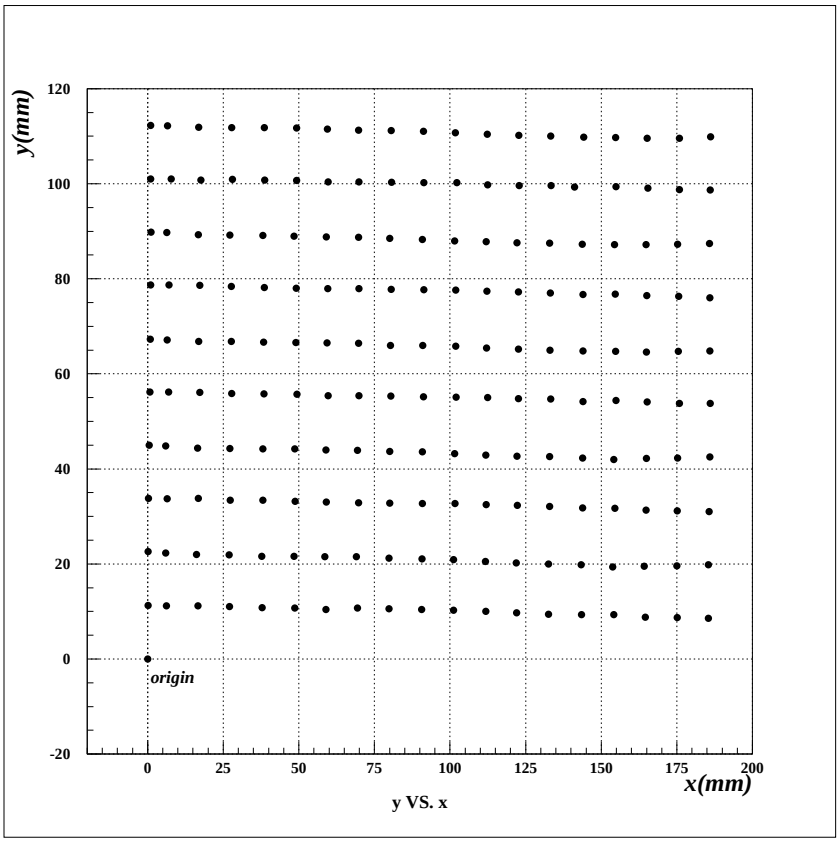


図 2.7: 駆動系精度測定のためのマッピングデータ。紙面表側に α 線源がある

このマッピングデータを用い、まずパルス数と移動距離の関係を求めた。図 2.8 は、横軸に送信したパルス数、縦軸に移動距離をプロットしたもので、左側が x 軸、右側が y 軸のプロットであ

る。z 軸方向に関しては、リミットスイッチ間の距離をノギスで測り、送ったパルス数と比較することで両者の関係を求めた。図 2.8 から移動距離と送信パルス数は 1 次関数に比例していると考えられ、これを 1 次関数で Fit し、その傾きからパルス数あたりの移動距離を求めた。これを表 2.2 に示す。

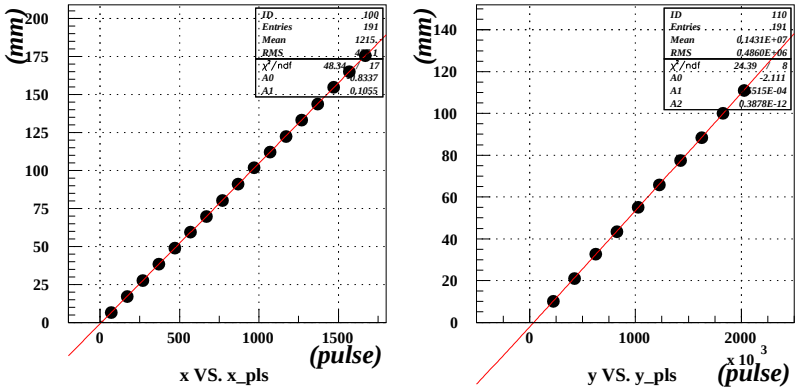


図 2.8: 移動距離とパルス数の関係

x	9.5	pulse/mm
y	17809	pulse/mm
z	1070	pulse/mm

表 2.2: 送ったパルス数と移動距離の関係

次に駆動系の移動精度の測定を行なった。x,y 軸ともに limit switch にぶつかった位置を原点に取り、基準点とした。図 2.7 を見ると x を 0mm から 190mm まで動かした時に、y 座標が 3mm〜4mm 程度下がり、勾配があることがわかる。この勾配は、ステッピングモーター 1、2 をチェンバーに取り付ける部分の真空フランジが斜めについているためにできるもので、実際の測定点へ移動するときにはこの勾配を考慮し補正を行う必要がある。勾配の計算は、図 2.7 中のすべての行に対して行なったが、このうち y=8.0〜12.0mm の間の 1 行のプロットを図 2.9 に示す。この傾きから、x 方向に 100mm 進むと約 2mm 程度 y が下がることがわかる。この勾配は図 2.7 中のどの行に対してもほぼ同じ値を持っていたため、パルス数の補正にはすべての行の勾配の平均値を用いた。この勾配の測定から、原点から任意の点 (x, y, z) に移動する時に送るパルス数 (P_x, P_y, P_z) を、

$$P_x = \frac{x}{0.1055} \tag{2.1}$$

$$P_y = \frac{y + 0.01572 \times x}{0.5615 \times 10^{-4}} \tag{2.2}$$

$$P_z = \frac{z}{5.077 \times 10^{-4}} \tag{2.3}$$

とした。以後の実験ではこのパルス数と移動距離の関係を信用し、α 線源はパルスを送った点に移動するものとした。

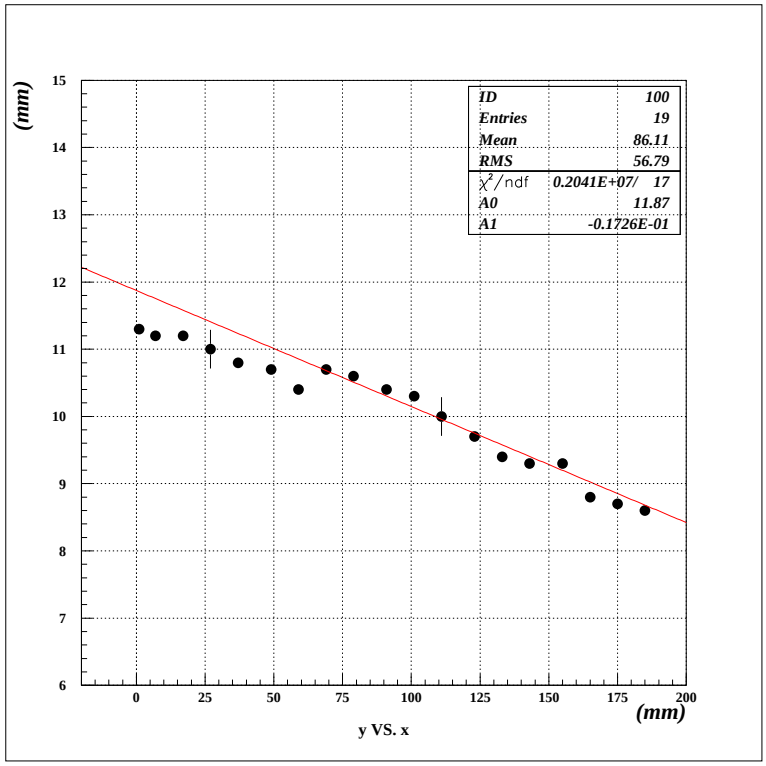


図 2.9: x, y 平面での gradient。図 2.7 中の、y=8.0〜12.0mm の一行を取り出した。

2.2.4　駆動系用回路

実験において用いた駆動系用回路を、図 2.10 に示す。Clock Generator によって Stepping Motor に送るパルスを発生させる。Clock Generator が発生するパルスの幅は数 nsec〜数 100nsec であるが、Stepping Motor を駆動するためには数 μ 秒の幅のパルスが必要であるので、この幅の信号を得るために Clock Generator からのパルスを Gate Generator に入れ 5μ 秒の幅のパルスを発生させた。NIM レベルのパルスは Level Adaptor によって TTL レベルに変換し、Stepping Motor を駆動した。Stepping Motor のドライバーは CW、CCW の 2 つの入力があり、この入力を選ぶことで回転方向を制御できる。本実験ではモーターが受けとったパルス数から式 (2.1) 〜式 (2.3) を用いて移動距離を求めるので、パルス数を記録しておくことが必要になる。従って送信するパルス数は Output Register でコンピューター制御し、送信したパルス数とモーターが受けとったパルス数を Scaler によって記録した。駆動系が Limit Switch にあたると、Gate Generator の Veto に信号が入力され、Stepping Motor にはそれ以上のパルスが送信されず、移動が止まるようになっている。

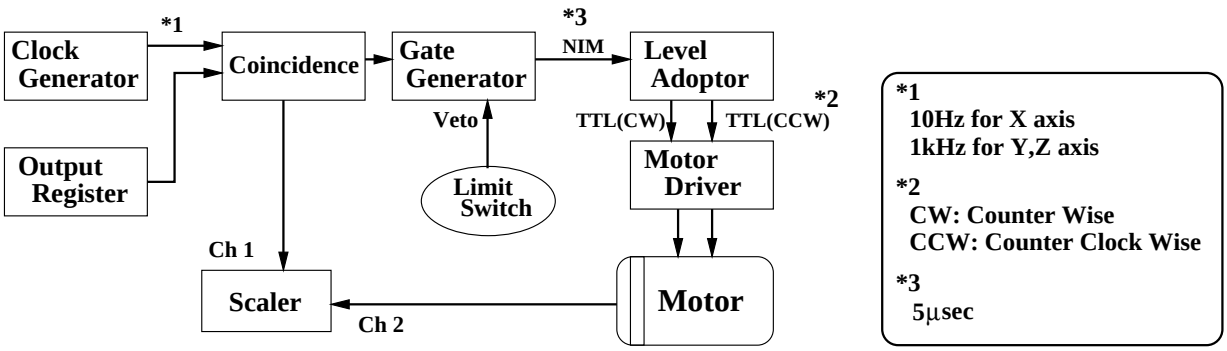


図 2.10: 駆動系用回路

2.2.5　データ収集用回路

データ収集に用いた回路を、図 2.11 に示す。セルフトリガーをかけるために、PMT からの signal は一旦 Sum Module に入り、through signal と sum signal に分割される。PMT1〜6 の through signal は、それぞれ 100nsec の delay cable を通った後、ADC に入力され、記録される。PMT1〜6 の sum signal は Sum Module によって和算され、トリガーに使われる。この Sum Module からの信号を discriminator に入力し、300nsec の Gate をつくり、ADC の Gate に入力した。

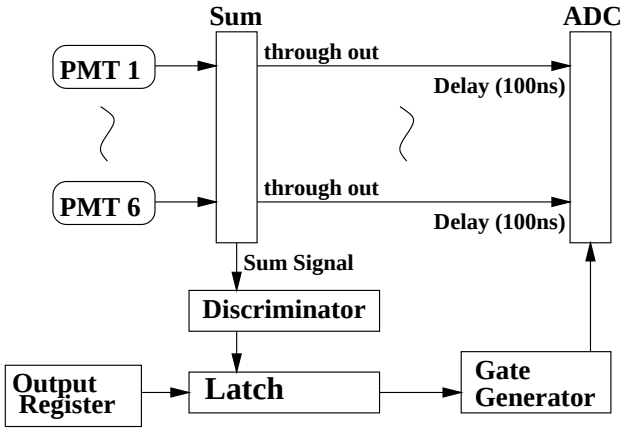


図 2.11: データ収集用回路

2.2.6　線源

この実験では、線源にアメニシウム α 線源を用いた。この線源の概観及び詳細を図 2.12 及び表 2.3 に示す。α 線源は ϕ15 の SUS Plate に塗ってあり、α 線源の有効領域は、1×1mm の foil になっている。M3 のネジが後部に取り付けてある。駆動系の x 軸方向に動くチェーンにはネジ山がきってあり、このネジで線源と駆動系を固定する。

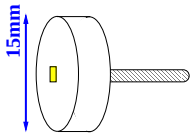


図 2.12: α 線源の概観

α 線源	エネルギー (keV)	線強度 (kBq)	半減期	一崩変あたりの強度 (%)
^{241}Am	5486,5442	1.0	433 年	85.2,12.8

表 2.3: 実験に使用した α 線線源のエネルギー、強度と半減期。

第3章　実験の結果、解析

3.1　光電子数の重心による位置の特定

図 3.2 は α 線源が (93.3, 50.2, 46.5) にある時の ADC チャンネルのヒストグラムで、プレートのほぼ中心から入射したものである。このヒストグラムを見ると、入射した中心付近の PMT3,PMT4 の 2 本がよく光っていて、上下の PMT の ADC チャンネルはほぼ対称な形をしている。このように実験では α 線源の入射位置に対応して ADC の Peak の大きさが移っていくのが非常によく観測できた。

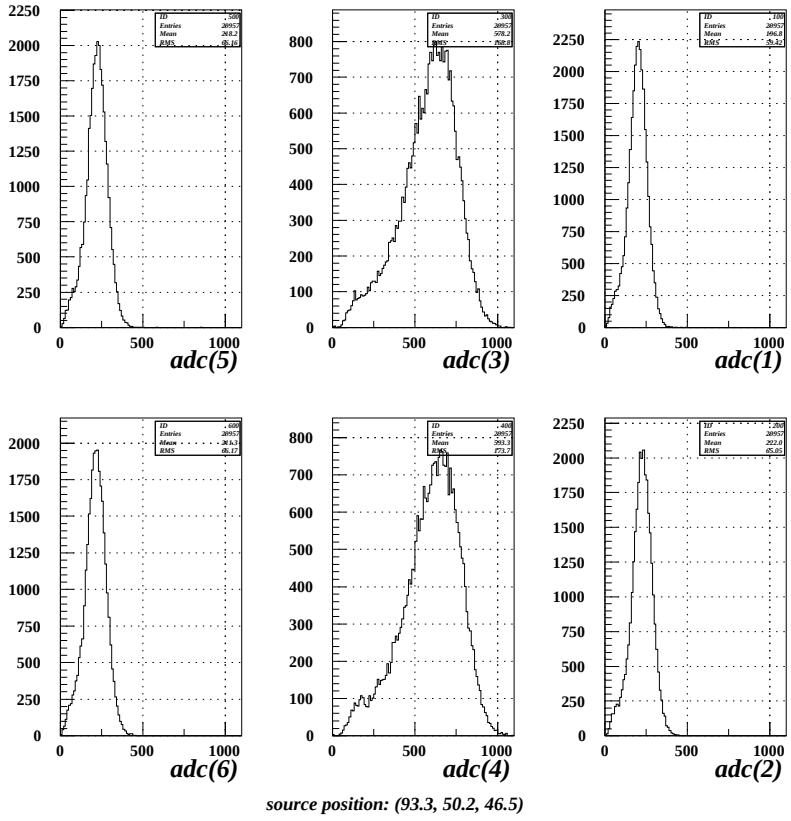


図 3.1: ADC のチャンネル。α 線源は (93.3, 50.2, 46.5) から入射した。

実験では、まず光電子数の重心による位置の特定を行なった。光量重心 (X_{wm}, Y_{wm}, Z_{wm}) は、i 番目の PMT の中心座標を (x_i, y_i, z_i)、それぞれの PMT に入った光電子数を N_i、6 本の PMT に入ったすべての光電子数の総和を N として、

$$X_{wm} = \frac{1}{N}\sum_i x_i N_i \tag{3.1}$$

$$Y_{wm} = \frac{1}{N}\sum_i y_i N_i \tag{3.2}$$

$$Z_{wm} = \frac{1}{N}\sum_i z_i N_i \tag{3.3}$$

から計算する。光電子数 N_{phe} は、ADC channel の分布が N_{phe} の統計によって決まりガウス分布に従うものとし、ピークの幅が $1/\sqrt{N_{phe}}$ に比例すると考えて計算した。すなわち PMT の ADC の Peak 値を ADC_{peak}、幅を σ、として

$$N_{phe} \quad = \quad \left(\frac{ADC_{peak}}{\sigma}\right)^2 \tag{3.4}$$

で与えられる。実験では、各 PMT の Gain をほぼそろえた状態で行なったが、Gain の調整は、α 線源そのものを用いて行なった。液体 Xe 中では、α 線は 40μm 程度でほとんどすべてのエネルギーを落し光子を放出するため、ほぼ点光源とみなせるが、ガス Xe 中ではすべてのエネルギーを落すまでに数 mm 飛ぶために点光源とはみなせない (3.3.2 節参照)。従って Gain を測定する際にはこの広がりをできるだけ点光源とみなせるよう、線源と PMT の距離を 250mm まで離し (実際の測定は線源と PMT の距離は 45mm〜70mm 程度で行なった)、PMT の ADC のパルスから Gain を見積もった。実験に用いた LeCroy 製 ADC 2249W は、1 チャンネルが 0.25pC の電荷量に相当しているので、ADC の電荷量を PMT のカソード面で発生した電子の電荷量で割れば PMT の Gain を見積もることができる。従って ADC の値を ADC_{peak}、光電子数を N_{phe} とすると、Gain は

$$G \quad = \quad \frac{ADC_{peak} \times 0.25pC}{N_{phe} \times 1.6 \times 10^{-19}C} \tag{3.5}$$

で与えられる。実験では各 PMT の Gain を、10^7 倍を基準として、15% 以内におさまるように Gain を調整した。

図 3.2 は、図 3.1 の ADC 分布から光量重心位置を求めたものである。左側のプロットが x 座標、右側のプロットが y 座標の光量重心に対応している。入射点の x、y 座標は (93.3, 50.2) であるが、光量重心から求めた座標 (プロットの Mean 値) は (95.3, 50.21) である。

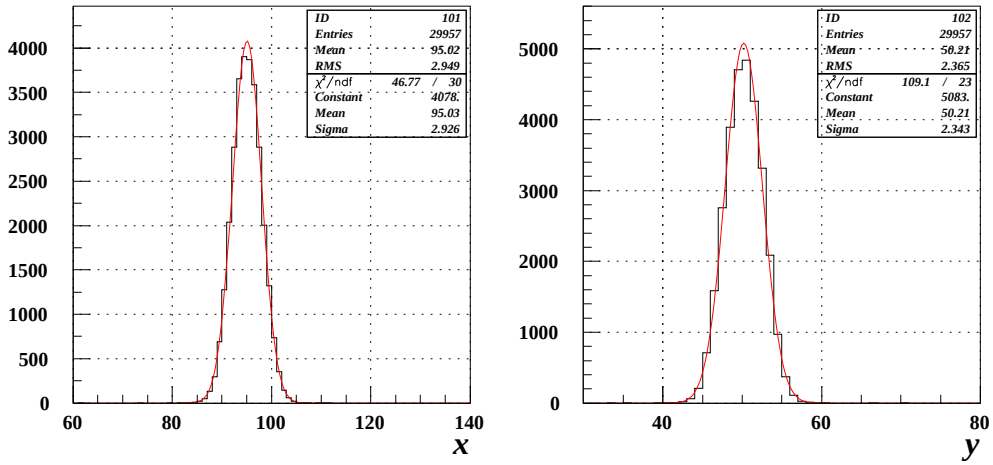


図 3.2: 光量重心による場所の特定。α 線源の位置は (93.3, 50.2, 46.5) で、ほぼ中心付近から入射している。

3.2　PMT の座標、及びデータ収集を行なった場所

実験では、次の範囲について α 線源と PMT プレートの相対座標を動かし、データ収集を行なった。6 本の PMT の番号、及び座標を図 3.3 に示す。PMT の中心位置は、プレートとの相対位置をノギスで測定した。PMT の半径 53.0mm は PMT の外枠の大きさではなく、クォーツ面の大きさである。PMT R6041Q 自身は、外径 57mm の大きさを持っている。この座標の原点は x 軸・y 軸の駆動がリミットスイッチで止まる点で、実験では α 線源をこの点に合わせることでゼロ点調整を行なった。

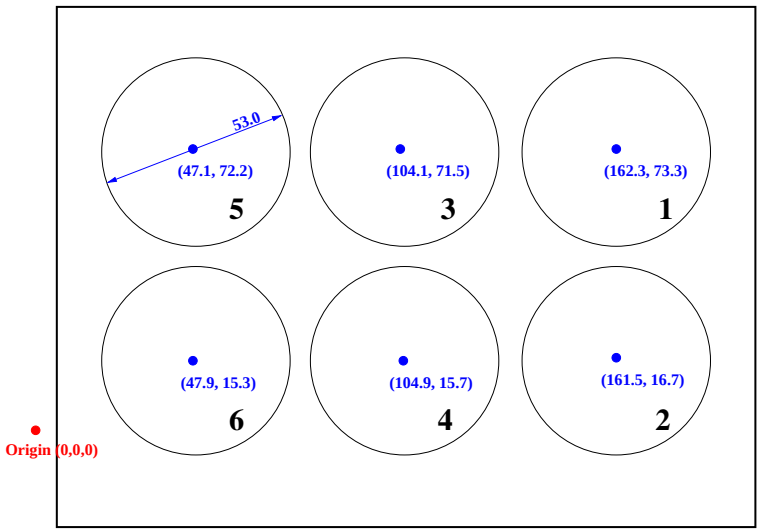


図 3.3: PMT の座標

実験では α 線源を、表 3.1 の 4 つの範囲を中心に動かした。実験では z 座標を一定の座標に固定し、x,y 平面上を、α 線源を動かすことでプロットしていった。表 3.1 の (a) はほぼ 10mm おきに α 線源を動かし、6 本の PMT をほぼすべて覆う範囲で線源を動かた。このプロットから全体の様子を見た。(b) は線源を中心付近の範囲で 1mm、もしくは 2mm おきに動かし、1mm の差が認識できるかを測定した。(c) は PMT4 本の中心付近を 2mm、もしくは 3mm おきに動かした。(d) では 6 本の PMT の重心がすべて含まれる範囲で、縦 5 列、横 5(ないし 6) 列をほぼ 5mm おきに動かし、(b) のプロットに比べ大きな範囲での様子を確認した。

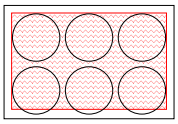
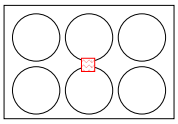
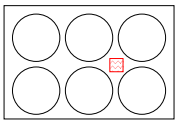
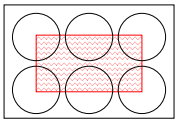
	DAQ の範囲	x,y の範囲 (mm)
(a)	一番広いレンジ z=46.5mm 	$10.0 < x < 190.0$ $0.0 < y < 100.0$
(b)	6 本の PMT の中心付近 z=46.5mm, 71.5mm 	$82.75 < x < 113.35$ $37.2 < y < 57.2$
(c)	4 本の PMT の中心付近 z=46.5mm, 71.5mm 	$110.78 < x < 131.88$ $41.5 < y < 59.5$
(d)	PMT1,2,5,6 の中心座標の内側 z=46.5mm, 61.5mm, 71.5mm 	$35.28 < x < 150.3$ $22.5 < y < 78.5$

表 3.1: DAQ を行なった座標。(a) ほぼ 10mm おき、(b) ほぼ 1mm おき、(c) ほぼ 2mm おき、(d) 横・縦 5 列づつをほぼ 5mm おきに線源の位置を動かした。

3.2.1　全体のスキャン

図 3.4 は表 3.1 (a) のレンジで α 線源を動かした時の、光量重心の Mean をプロットしたものである。実験では、α 線源を x 軸方向に、x=10mm から 190mm まで 10mm 置きに動かしていった。ただしプレートの中心座標を通ると思われる場所に関しては、10mm ではなく、中心を通る座標でデータ収集を行なった。x 軸のデータ収集を 1 行終るごとに y を 10mm 上に動かし、全部で 11 行のデータ収集を行なった。図を見るとわかるように、ほぼ等間隔で α 線源を動かしているにもかかわらず、光量重心によるプロットでは、外側の点が全体的に内側に引き寄せられているのがわかる。

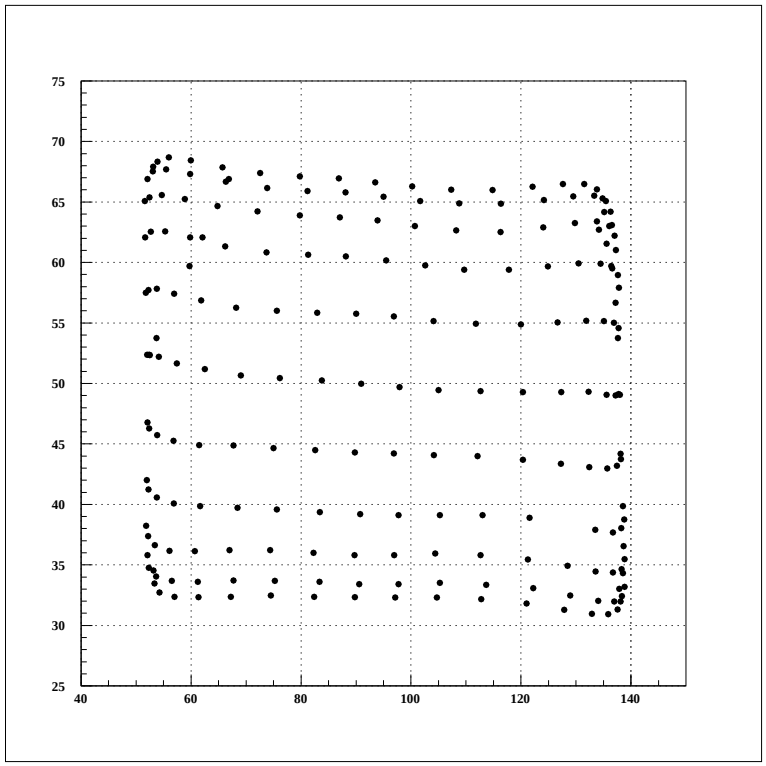


図 3.4: 光量重心のプロット。PMT 全体を覆う範囲で DAQ を行なった。

3.2.2　中心付近のスキャン

図 3.5 及び図 3.6 は表 3.1(b) のレンジで α 線源を動かした時のデータである。図 3.5 は α 線源・プレート間距離が 46.5mm、図 3.6 は 71.5mm である。前節の、全体のスキャンでは、α 線源をほぼ 10mm おきに移動してプロットしたが、このプロットは線源を x 方向、y 方向とも 1mm 間隔で動かしてプロットした。ただし図 3.5 の上下 2 行は、y を 2mm 動かした。光量重心では、この付近の、PMT の重心付近が一番ゆがみが少なく、重要であると思われ、より詳しいデータを得るために 1mm おきのプロットを行なった。このプロットからわかるように、Mean のデータは 1mm の違いを認識している。

図 3.6 は、図 3.5 と x,y 軸平面はほぼ同じ範囲を、プレートと α 線源の間の距離を 71.5mm にしてプロットしたものである。このプロットから明らかなように、PMT との距離が遠くなると、全体が内側に収縮するように見える。

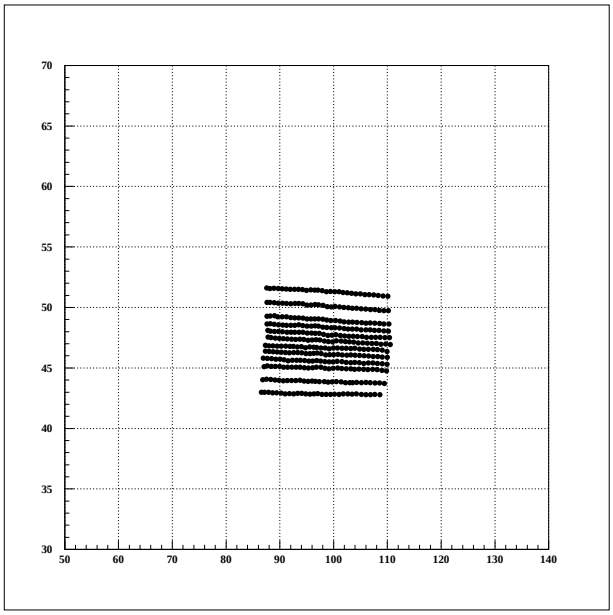


図 3.5: 光量重心のプロット。中心付近の、1mm おきのプロットで、光電面とソースの距離は 46.5mm

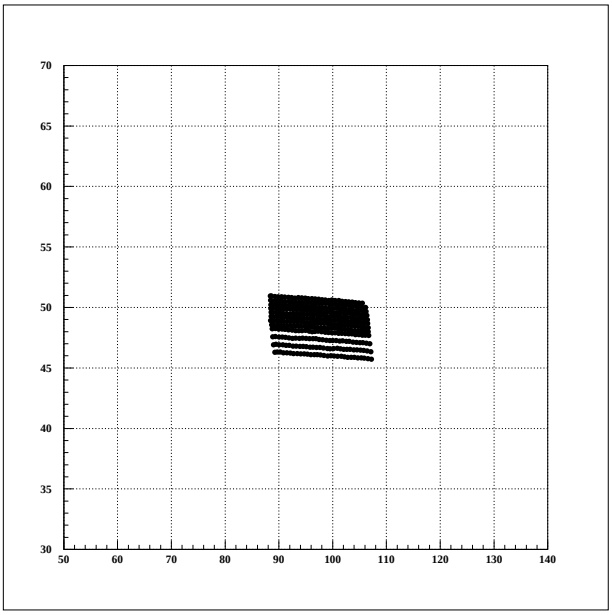


図 3.6: 光量重心のプロット中心付近の、1mm おきのプロットで、光電面とソースの距離は 71.5mm

3.2.3　4 本の PMT1,2,3,4 の中心付近のスキャン

図 3.7 及び図 3.8 は表 3.1(d) のレンジで α 線源を動かした時のデータである。図 3.7 はソース、プレート間距離が 46.5mm、図 3.8 は 71.5mm である。

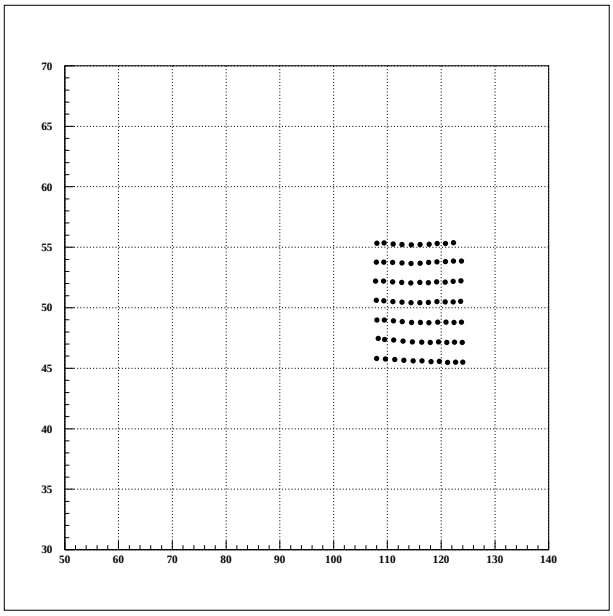


図 3.7: 光量重心のプロット。PMT1,2,3,4 の中心を約 2mm 間隔でプロットしたもの。光電面とソースの距離は 46.5mm

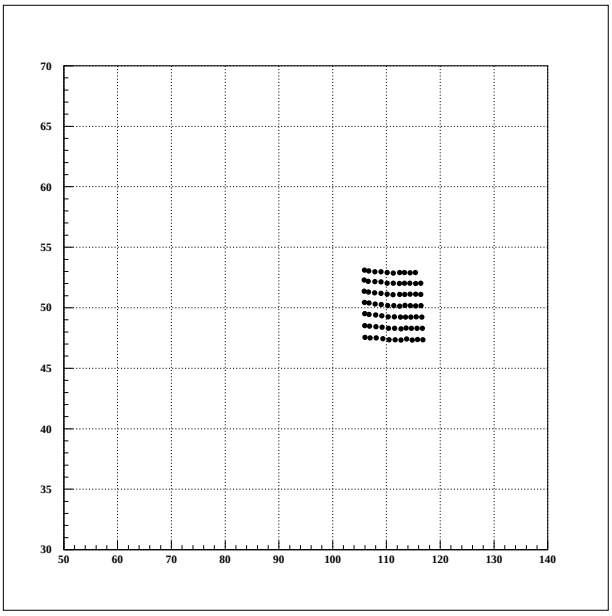


図 3.8: 光量重心のプロット。PMT1,2,3,4 の中心を約 2mm 間隔でプロットしたもの。光電面とソースの距離は 71.5mm

3.2.4　PMT1,2,4,6 の中心内部のスキャン

図 3.9 及び図 3.10 は表 3.1(c) のレンジで α 線源を動かした時のデータである。光量重心は、6 本の PMT の重心位置から求めているので、このスキャンの外側に線源を持っていっても、光量重心からもとめた点はすべてこの領域の内側になる。このプロットは全体の様子を把握するために、縦・横それぞれ 5 列 (z=71.5mm のスキャンに関しては横 6 列) を、ほぼ 5mm 間隔でプロットしていった。

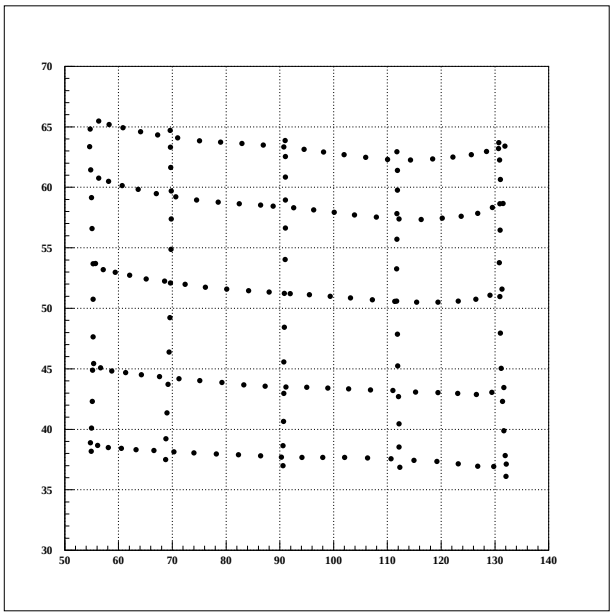


図 3.9: 光量重心のプロット。縦・横 5 列をほぼ 5mm 間隔でプロットした。光電面とソースの距離は 46.5mm。

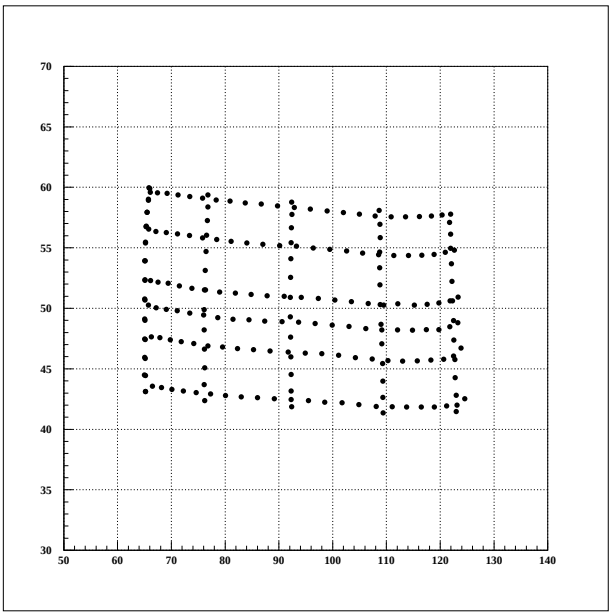


図 3.10: 光量重心のプロット。縦・横 5 列をほぼ 5mm 間隔でプロットした。光電面とソースの距離は 71.5mm。

3.3　補正

図 3.11 は、プレート・α 線源間距離 46.5mm のデータに対して、光量重心から求めた場所と実際の入射点の両者をプロットしたものである。白抜きのプロット (○) が実際の入射点、黒のプロット (●) が光量重心からもとめた位置のプロットである。中心座標 (93.3, 50.5) 付近ではほぼ両者の位置が一致しているが、中心から離れるほど光量重心位置と入射位置のずれが大きくなっていて、全体が内側に収縮しているように見えていることがわかる。この収縮がどの程度のものかを見積もるために、光量重心を用いて求めた場所と、実際の α 線源の場所との比較を行なった。

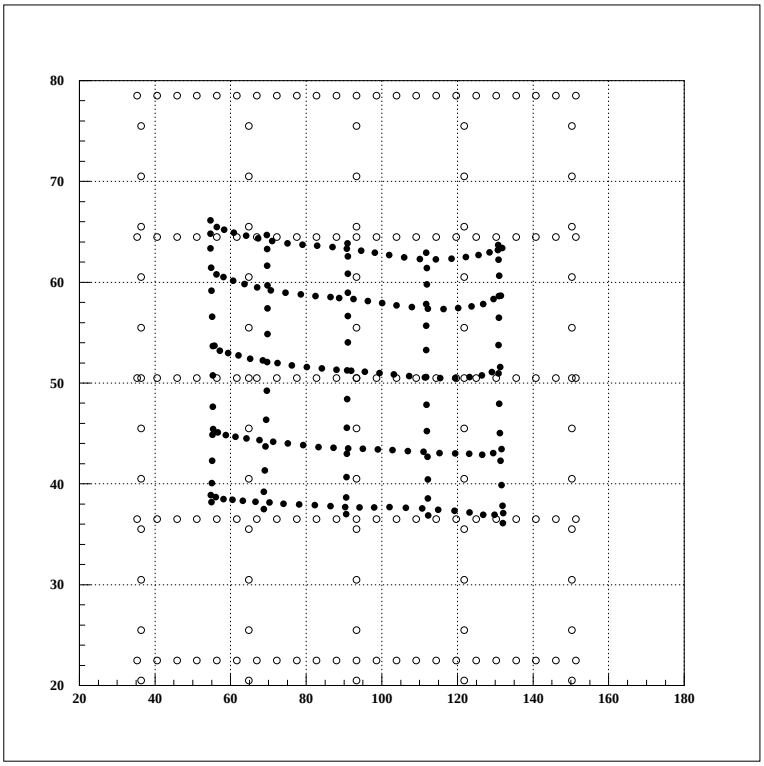


図 3.11: 実際の入射位置を光量重心による位置のプロット。α 線源、プレート間距離 46.5mm。全体が内側に収縮する。

まず補正には、プレート・α 線源間距離 46.5mm である、図 3.9 の範囲プロットを用いた。このデータでは、α 線源を縦・横それぞれ 5 列づつ動かしてプロットしたが、この中から中心座標 (93.3, 50.5) を通るラインを取って Fitting をした (図 3.12 中の (a) 及び (b) のライン)。このラインを、中心座標を基準に左右 (上下) にわけ、それぞれで Fitting の関数を作った。

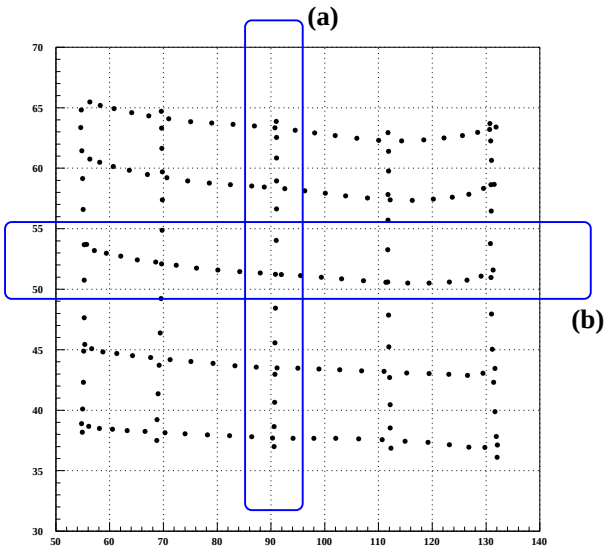


図 3.12: correction に用いた line。

図 3.13 の (a)、(b) は y 軸 (図 3.12(a)) に対して Fitting したプロットである。横軸は光量重心の中心からの相対距離で、縦軸は光量重心と実際の入射精位置の差の絶対値である。このプロットから、中心からの距離が遠くなるほど光量重心と入射位置とのずれが大きくなることがわかる。図 3.13 の (c)、(d) は y 軸と同様に x 軸 (図 3.12(b)) に対しての Fitting を行なったものである。

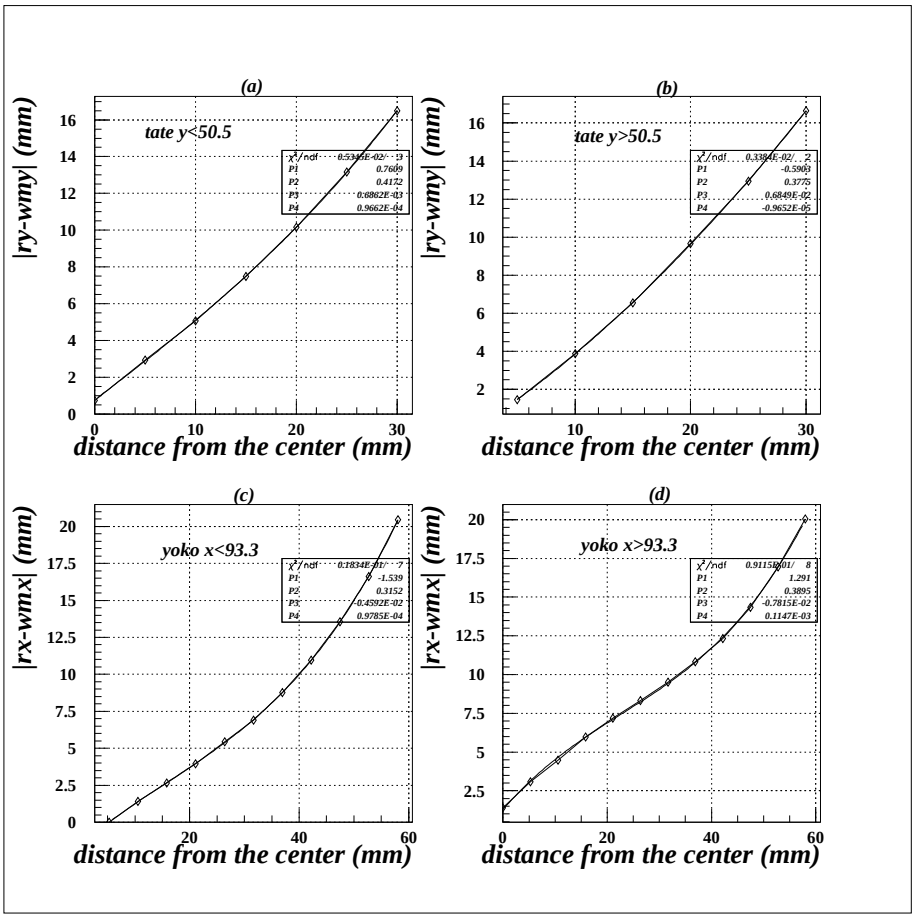


図 3.13: Fitting。Fitting には z=46.5mm のデータを用いた。中心からの距離が遠くなるほど correction が大きくなる。

y 軸方向に対しての補正 (3 次関数)

補正に用いた関数を式 (3.6)〜式 (3.9) に示す。ここで $|ry - wmy$、$|rx - wmx|$ は入射位置と光量重心位置との差を表し、d は中心座標からの距離を表す。A_0〜A_3 は、補正関数の係数である。

$$
\begin{aligned}
|ry - wmy| &= A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \qquad (3.6)\\
A_3 &= 0.9662 \times 10^{-4}\\
A_2 &= 0.6862 \times 10^{-3}\\
A_1 &= 0.4172\\
A_0 &= 0.7609
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
|ry - wmy| &= A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \qquad (3.7)\\
&\quad A_3 = -0.9652 \times 10^{-4}\\
&\quad A_2 = 0.6849 \times 10^{-3}\\
&\quad A_1 = 0.3775\\
&\quad A_0 = -0.5903
\end{aligned}
$$

x 軸方向に対しての補正 (3 次関数)

$$
\begin{aligned}
|rx - wmx| &= A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \qquad (3.8)\\
&\quad A_3 = 0.9785 \times 10^{-4}\\
&\quad A_2 = -0.4592 \times 10^{-2}\\
&\quad A_1 = 0.3152\\
&\quad A_0 = -1.539\\
|rx - wmx| &= A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \qquad (3.9)\\
&\quad A_3 = 0.1147 \times 10^{-3}\\
&\quad A_2 = -0.7815 \times 10^{-2}\\
&\quad A_1 = 0.3895\\
&\quad A_0 = 1.291
\end{aligned}
$$

この関数を用いて光量重心による位置を補正し、プロットしたものが図 3.14 である。黒三角のプロットが光量重心位置、白抜きのプロットが入射位置である。光量重心位置のプロットが入射点にほぼ再現されている。

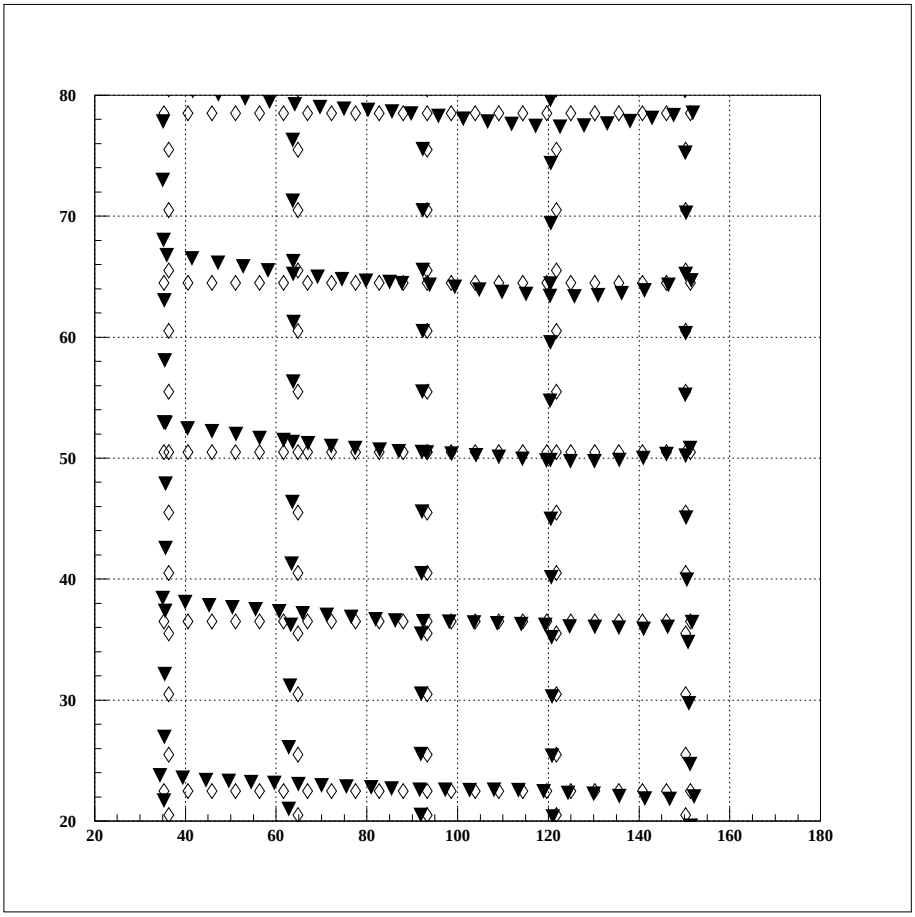


図 3.14: プレート・α 線源間距離 46.5mm のデータに対して、補正ををかけた光量重心のプロット。入射位置にほぼ再現されている。

図 3.13 によって求めた関数で、表 3.1 (b)、(c) のプロットに対して補正をかけたものが図 3.15 及び図 3.16 である。各々のプロットの左側は、補正前の入射点と光量重心のプロット、右側は、補正後の入射点と光量重心のプロットである。白抜きの菱形のプロットが実際の入射点、黒の三角が光量重心位置のプロットである。

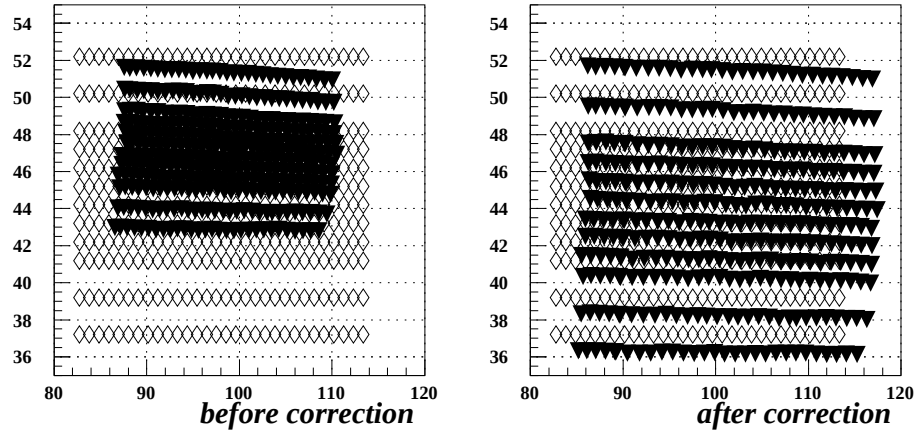


図 3.15: 補正をかけた。図 3.14 と同じ関数で補正したもの

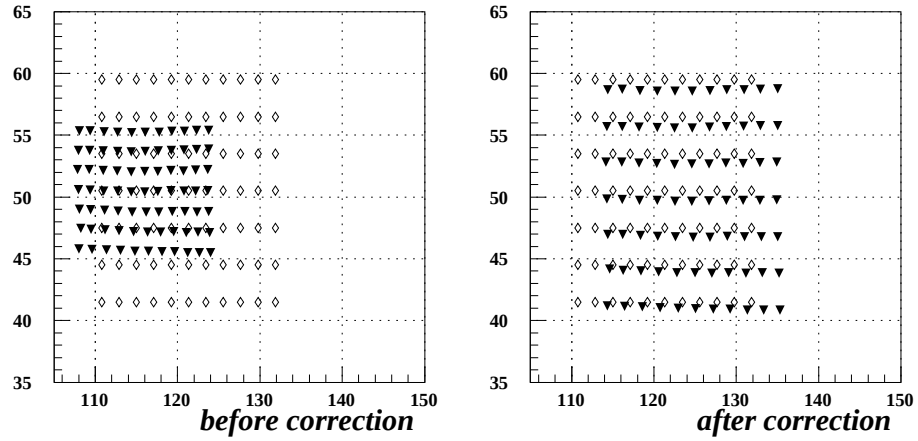


図 3.16: Correction をかけた。図 3.14 と同じ関数で Correction したもの

α 線源・プレート間距離 71.5mm に対しての補正

α 線源・プレート間距離 71.5mm に対しても同様の補正を行なう。図 3.17 を見ると、α 線源・プレート間距離 46.5mm のプロットに比べ、より中心付近に引き寄せられている。

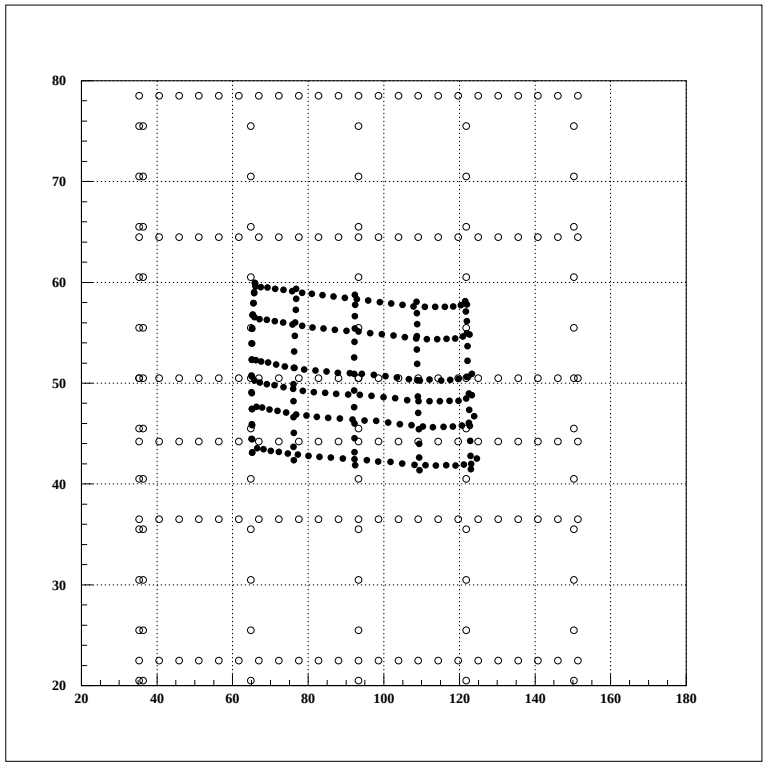


図 3.17: 実際の入射位置を光量重心による位置のプロット。α 線源、プレート間距離 71.5mm。全体が内側に収縮する。

図 3.18 中 (a)、(b) は中心 (93.3, 50.5) を通る y 軸に関しての Fitting で、(c)、(d) は x 軸に関しての Fitting。

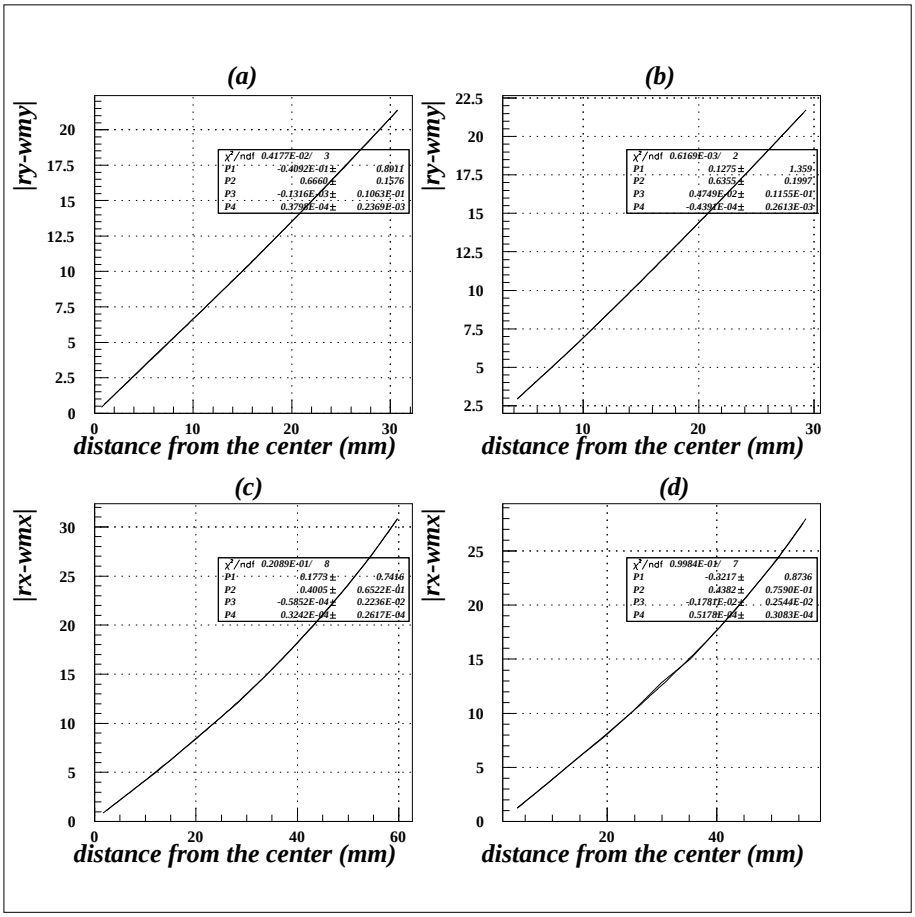


図 3.18: Fitting。

y 軸方向に対しての補正 (3 次関数)

$$
\begin{aligned}
|ry - wmy| &= A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \quad (y < 50.5) \qquad (3.10)\\
&\quad A_3 = 0.3978 \times 10^{-4}\\
&\quad A_2 = -0.1316 \times 10^{-3}\\
&\quad A_1 = 0.6660\\
&\quad A_0 = -0.04092\\
|ry - wmy| &= A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \quad (y > 50.5) \qquad (3.11)
\end{aligned}
$$

$$A_3 = -0.4391 \times 10^{-4}$$
$$A_2 = 0.4749 \times 10^{-3}$$
$$A_1 = 0.6355$$
$$A_0 = 0.1275$$

x 軸方向に対しての補正 (3 次関数)

$$|rx - wmx| = A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \quad (x < 93.3) \tag{3.12}$$
$$A_3 = 0.3242 \times 10^{-4}$$
$$A_2 = -0.5852 \times 10^{-4}$$
$$A_1 = 0.4005$$
$$A_0 = 0.1773$$
$$|rx - wmx| = A_3 d^3 + A_2 d^2 + A_1 d + A_0 \quad (x > 93.3) \tag{3.13}$$
$$A_3 = 0.5178 \times 10^{-4}$$
$$A_2 = -0.1781 \times 10^{-2}$$
$$A_1 = 0.4382$$
$$A_0 = -0.3217$$

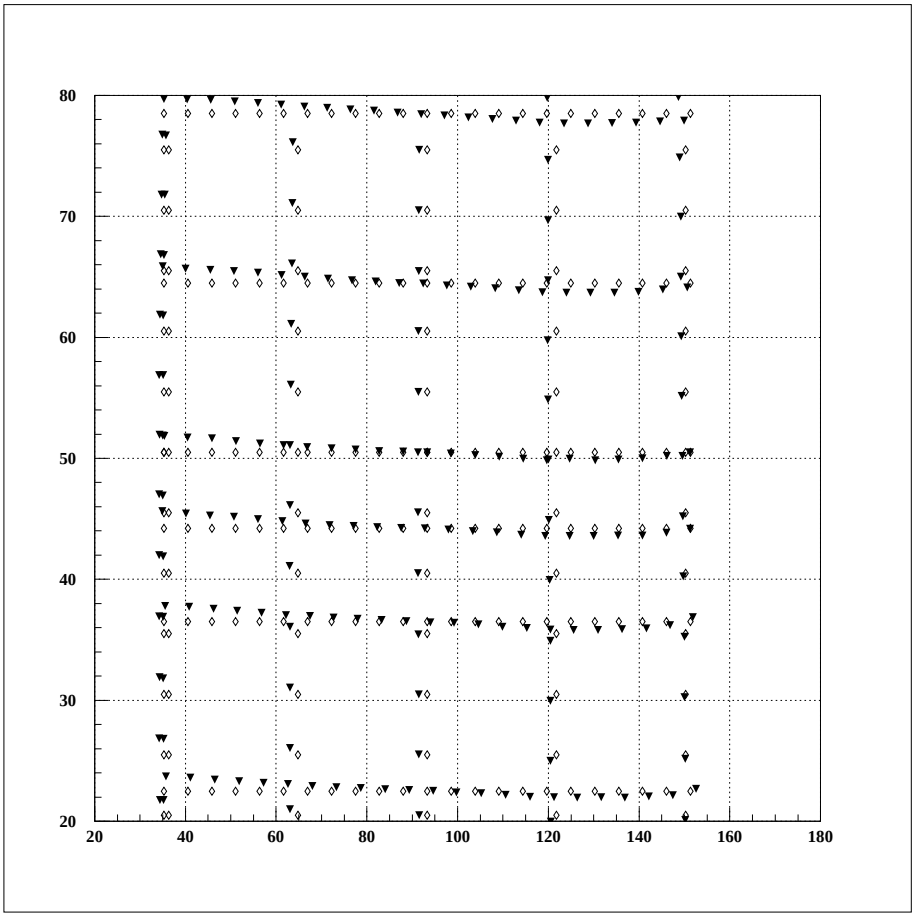


図 3.19: プレート・α 線源間距離 71.5mm のデータに対して、補正ををかけた光量重心のプロット。入射位置にほぼ再現されている。

プレート・α 線源間距離 71.5mm、表 3.1 (b)、(c) のデータに関して補正をかけたものが図 3.20 及び図 3.21 である。

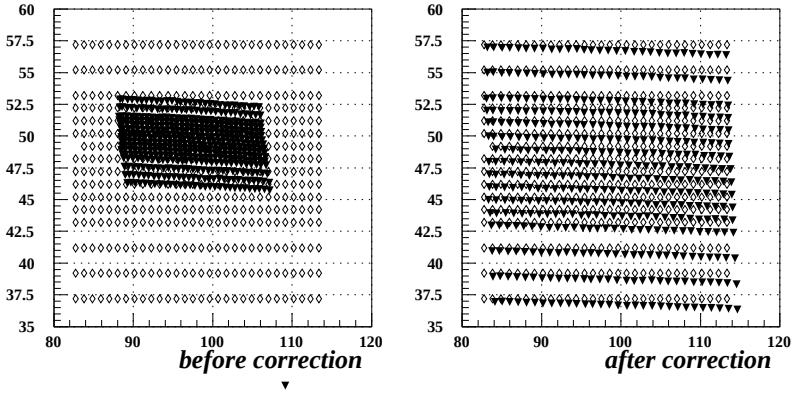


図 3.20: プレート・α 線源間距離 71.5mm のデータに対して、補正ををかけた光量重心のプロット。図 3.19 と同じ関数で補正をした。

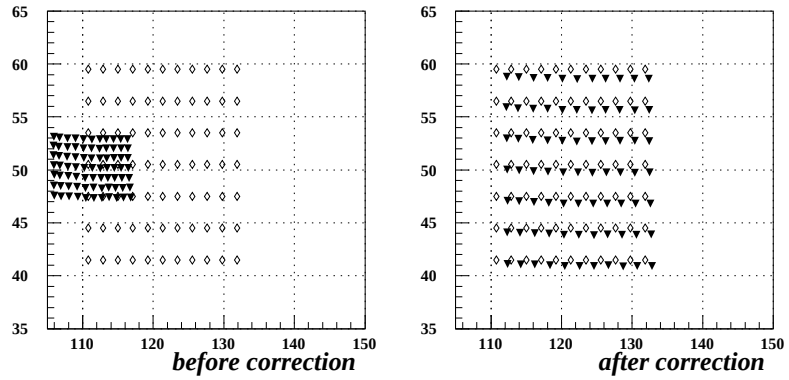


図 3.21: プレート・α 線源間距離 71.5mm のデータに対して、補正ををかけた光量重心のプロット。図 3.19 と同じ関数で補正をした。

3.3.1　位置分解能

前節では光量重心によってもとめた位置と実際の入射位置との補正を考えたが、この補正後の分解能を調べる。図 3.22 は、表 3.1(d) の範囲で取ったデータの光量重心をプロットしたもので、α 線源・プレート間距離は 61.5mm である。図中の (a) から (c) はそれぞれそ x が 61.65mm, 93.30mm, 124.95mm の点のデータである。

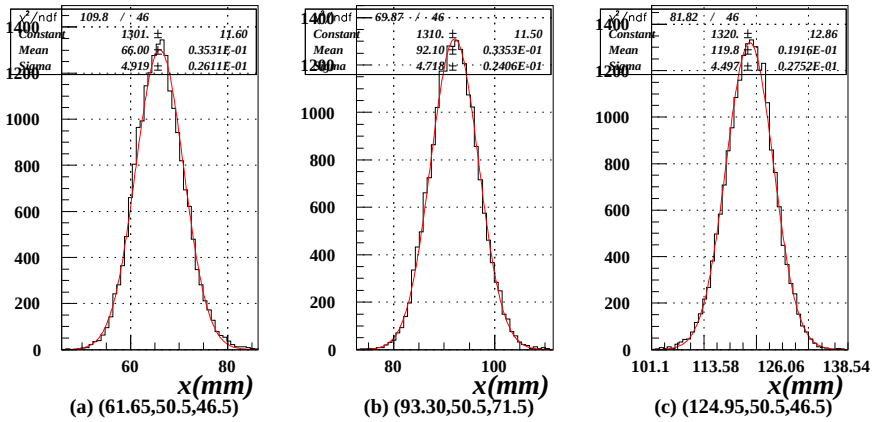


図 3.22: z=61.5mm に対する位置分解能

同じ x 座標の 3 点について、位置分解能を α 線源・プレート間距離 46.5mm、61.5mm、71.5mm において求めた。この位置分解能を表 3.2 にまとめる。

z(mm)	(a) x=61.65mm	(b) x=93.30mm	(c) x=124.95mm
46.5	4.070	3.993	3.922
61.5	4.919	4.718	4.497
71.5	5.046	4.848	4.844

表 3.2: 補正後の分解能 (mm)

x の場所によって分解能に差があるが、位置によってどの程度分解能が変わるのかを見るために、横軸に x 座標、縦軸に σ を取ったものを図 3.23 に示す。x が大きくなるにつれ、分解能がよくなる傾向が見られる。これは、まず第 1 に補正に用いた関数が、中心の左右で非対称であり、補正に 4%〜5% 程度の大きさの違いがあることが考えられる。もう 1 つには、PMT1 番が非常によく光っていて、x の大きいところで分解能がよくなっていると考えられる。

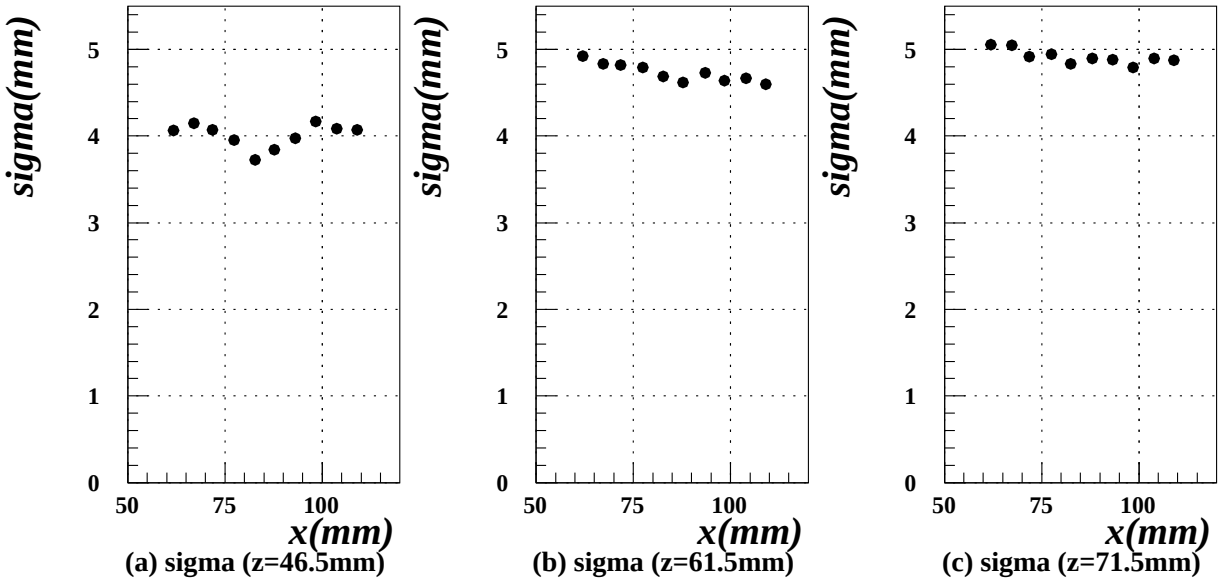


図 3.23: 位置分解能。x 座標 vs. 分解能のプロット。(a): z=46.5mm (b): z=61.5mm (c): z=71.5mm

3.3.2　α 線源の広がりの補正

液体 Xe 中では α 線源は数十 μm でほとんどすべてのエネルギーを落すため点光源と考えられるが、気体 Xe 中では液体 Xe 中に比べ広がりを持つため、この様子を理解し位置分解能をよりよく評価するために、Geant による α 線源の振舞いのモンテカルロシミュレーションを行なった。Geant によって x-y 平面上の半径 1mm の円から α 線源を放射させ、放射した α 線が Xe の中で落すエネルギー及びその位置を計算した。 そのエネルギーに従いシンチレーション光を放射させ、PMT に入った光子数から光量重心位置を求めた。α 線源・プレート間距離は 46mm であるとした。

エネルギーを落した場所の評価は、徐々に落した点の重心を取り、次式 (3.14) を用いて行なった。１つの α が落したエネルギー、およびその座標を $E_\alpha(i)$、$P_\alpha(i)$ とし、平均位置 P_{mean} を、

$$P_{mean} = \frac{\sum E_\alpha(i) \times P_\alpha(i)}{\sum E_\alpha(i)} \tag{3.14}$$

として求めた。

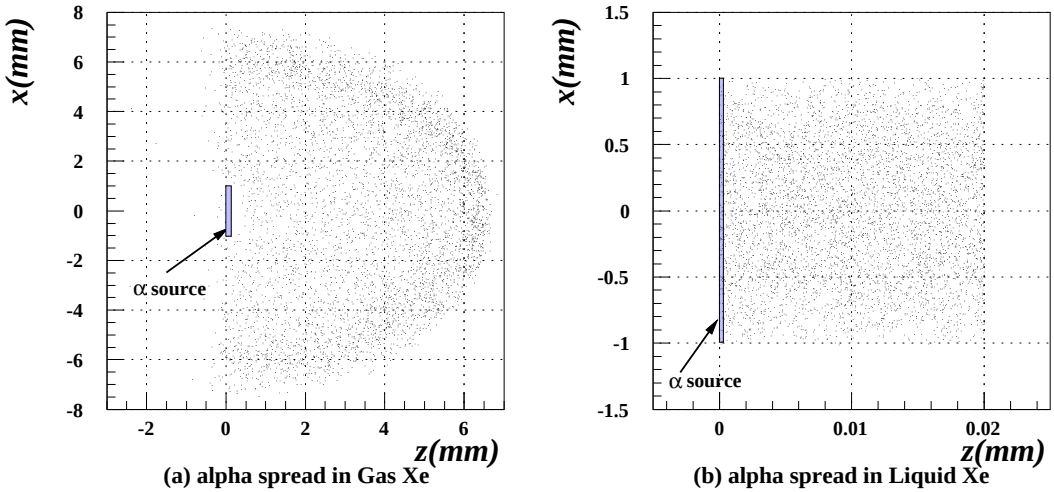


図 3.24: α 線源の広がり。(a) はガス Xe 中の様子で、(b) は液体 Xe 中の様子。α 線源は x-y 平面の半径 1mm の円から放射している

図 3.24(a) はガス Xe 中、(b) は液体 Xe 中の α 線の広がりの様子を表している。このシミュレーションから、ガス Xe 中では、α 線は放射点から 6mm 程度の間でエネルギーを落すが、液体中では 20μm の間でほぼすべてのエネルギーを落し、点光源とみなせることがわかる。

この α 線源を用い、ガス Xe、液体 Xe 両者に対して、PMT の量子効率を 6%としたときの光量重心位置を計算すると、ガス Xe 中、液体 Xe 中での光量重心位置は、それぞれ図 3.25、図 3.26 の様になる。

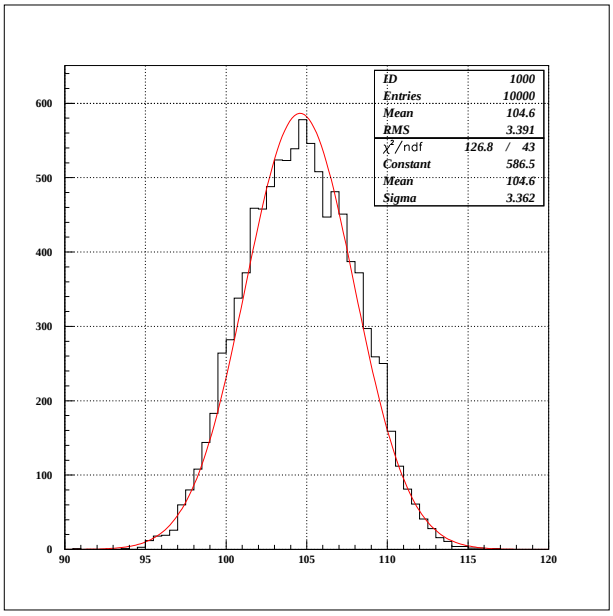


図 3.25: ガス Xe 中での光量重心位置

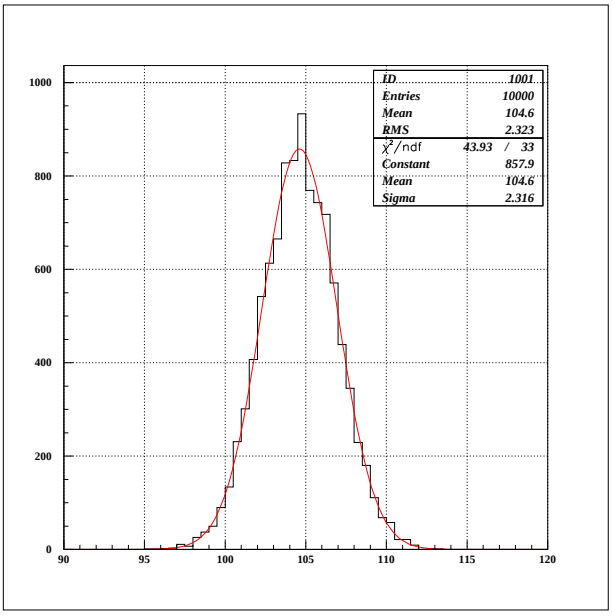


図 3.26: 液体 Xe 中での光量重心位置

この 2 つのプロットからガス Xe 中、液体 Xe 中での位置分解能を評価できるが、ガス Xe による光量重心位置の分解能を σ_{gas}、液体 Xe による光量重心位置の分解能を σ_{liquid} とすると、σ_{gas} は、σ_{liquid} に α 線源の広がりを足したものであると考えられ、

$$\sigma_{gas}^2 = \sigma_{liquid}^2 + \sigma_{\alpha}^2 \tag{3.15}$$

と表される。従って α 線の広がりの効果は、

$$\sigma_{\alpha} = \sqrt{\sigma_{gas}^2 - \sigma_{liquid}^2} \tag{3.16}$$

程度であると考えられ、図 3.25 及び図 3.26 から $\sigma_{gas} = 3.362$、$\sigma_{liquid} = 2.316$ とすると、$\sigma_{\alpha} = 2.437$ となる。

表 3.2 の値に α 線による補正を加えた時の位置分解能を、表 3.3 に示す。(a)〜(c) はそれぞれ x=61.65mm, 93.30mm, 124.95mm から入射した。

3.3.3　α 線源・プレート間距離と分解能の関係

図 3.23 から、α 線源・プレート間距離 (z) が大きくなるにつれ、分解能が悪くなる傾向が見られる。図 3.27 はその関係を調べるために、横軸に z、縦軸に分解能を取ったグラフである。x が

z(mm)	(a)	(b)	(c)	(a)′	(b)′	(c)′
46.5	4.070	3.993	3.922	3.260	3.163	3.073
61.5	4.919	4.718	4.497	4.273	4.040	3.779
71.5	5.046	4.848	4.844	4.418	4.191	4.186

表 3.3: α 線源の広がりを考慮した後の分解能 (mm)。(a)〜(c) は α 線源の補正前、(a)′〜(c)′ は補正後の値。

61.65mm, 93.30mm, 124.95mm の 3 点についてプロットした。z の増加とともに分解能が悪くなっているが、これは以下の理由が考えられる。

(1) 光量から位置を求めているため、分解能は中心の PMT に入った光量と、端の PMT に入った光量の差によって決まる。PMT に入る光量は立体角によって 決まるが、z の小さいところでは光量差が大きく z の大きいところでは 光量差は小さい。中心の PMT に入った光量を N_0、端の PMT に入った 光量を N_1 とすると、分解能は $\Delta N = N_0 - N_1$ による。
(2) Z が大きくなると、PMT に入る光量が減るために、統計誤差が大きくなる。ポアソン分布では σ は $1/\sqrt{N}$ に比例し、N は $1/z^2$ に寄るため、分解能 $\propto z$ となる。

従って光量重心によって位置を特定する場合、位置分解能は荒い近似では z に比例していると考えられる。図 3.27 中の点線は、$\sigma = 0.042z + 1.256$ の関数をプロットしたものである。

ガス実験ではこのように z の増加とともに分解能が悪くなる傾向がある。これは用いている PMT が 6 本であり、z が遠くなるほど有効領域が減っていくためである。スイス PSI で行なわれる本実験では PMT を約 800 本使用する。従って z が増加すると最も近い PMT に入る光電子量は減るが有効な PMT 数が増えるため、分解能はそれほど悪くならないと考えられている。

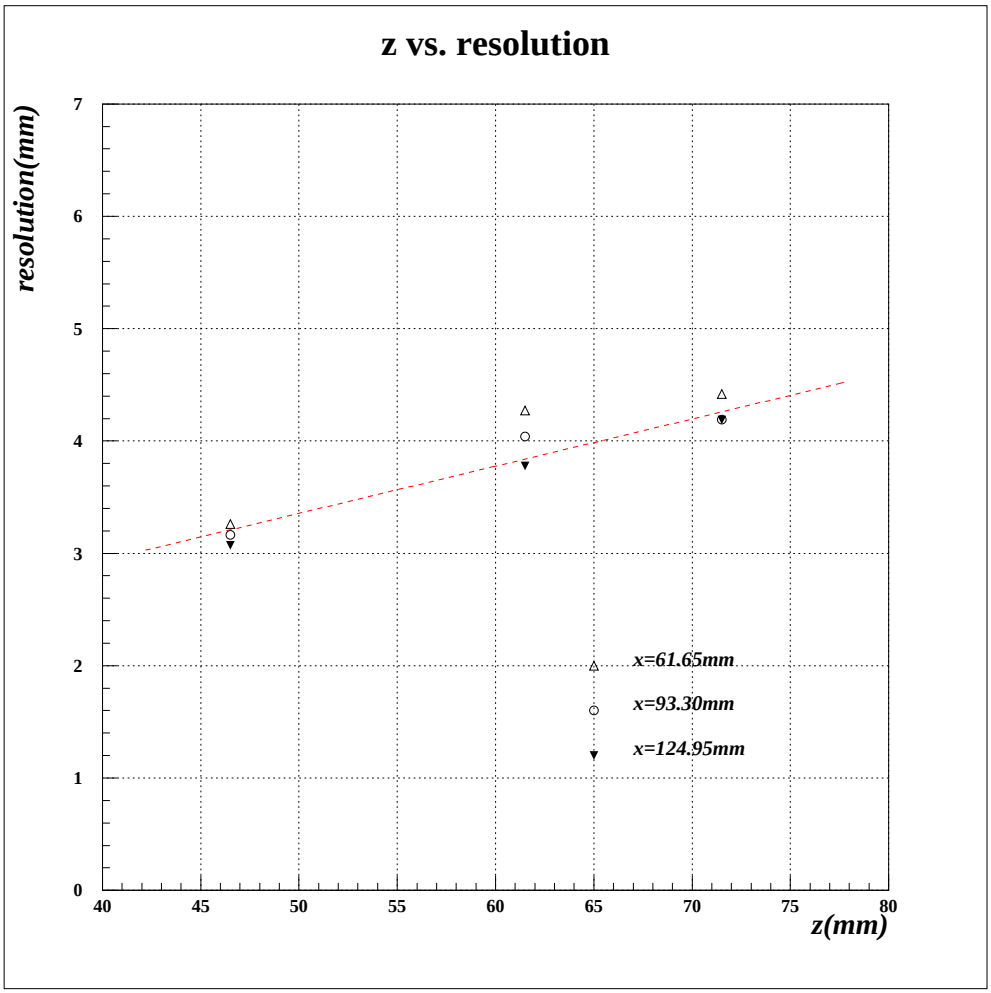


図 3.27: α 線源・プレート間距離と分解能の関係

3.3.4　52.8MeV への外挿

α 線源に対する分解能が、(x,y,z)=(93.30, 50.2, 46.5) より入射したときの分解能 4.226mm であるとし、これを $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊からでてくる γ 線のエネルギー 52.8MeV まで外挿する。光量重心は各 PMT に入った光電子数より求めているので、位置分解能はエネルギー E と、$1/\sqrt{E}$ の関係があるとする。図 3.29 は横軸にエネルギー、縦軸に分解能をプロットしたグラフである。

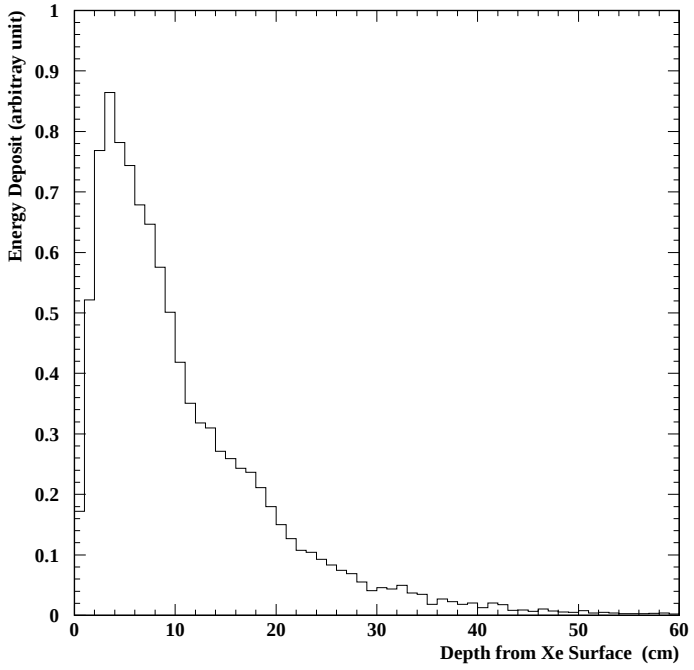


図 3.28: γ 線が平均でエネルギーを落す距離

図 3.28 はモンテカルロシミュレーションによって、液体 Xe に入った γ 線がエネルギーを落した平均距離を求めたグラフであるが、52.8MeV の γ 線は入射点から 20〜100mm の領域でそのほとんどのエネルギーを落す。ガス Xe 実験における z は、α 線源・プレート間距離は、主に 46.5mm から 71.5mm の範囲で行なったので、本実験での γ 線の飛行距離と同程度の距離である。実際の実験での γ 線検出器では、

(1) ガス実験では 6 本の PMT を用いたが、本実験では約 800 本の PMT を用い、PMT 数が増える。
(2) ガス実験では PMT が少なく、z の増加とともに分解能が悪くなった。しかし本実験では PMT が多いので、z の増加と同時に有効な PMT 数も増えるため、位置分解能は z に大きくは寄ら

ない。

(3) 高いエネルギーの γ 線はシャワーを起こし広がる。Gas 実験で用いた α 線の広がりに比べ、52.8MeV の γ 線は Xe 中でより大きな広がりを持つので、分解能は悪くなる。

などの条件が考えられ、位置分解能は単純に外挿した値にはならないが、単純な外挿を用いてエネルギー 52.8MeV に対する位置分解能を求めると、1.5mm 程度の分解能があることがわかる。

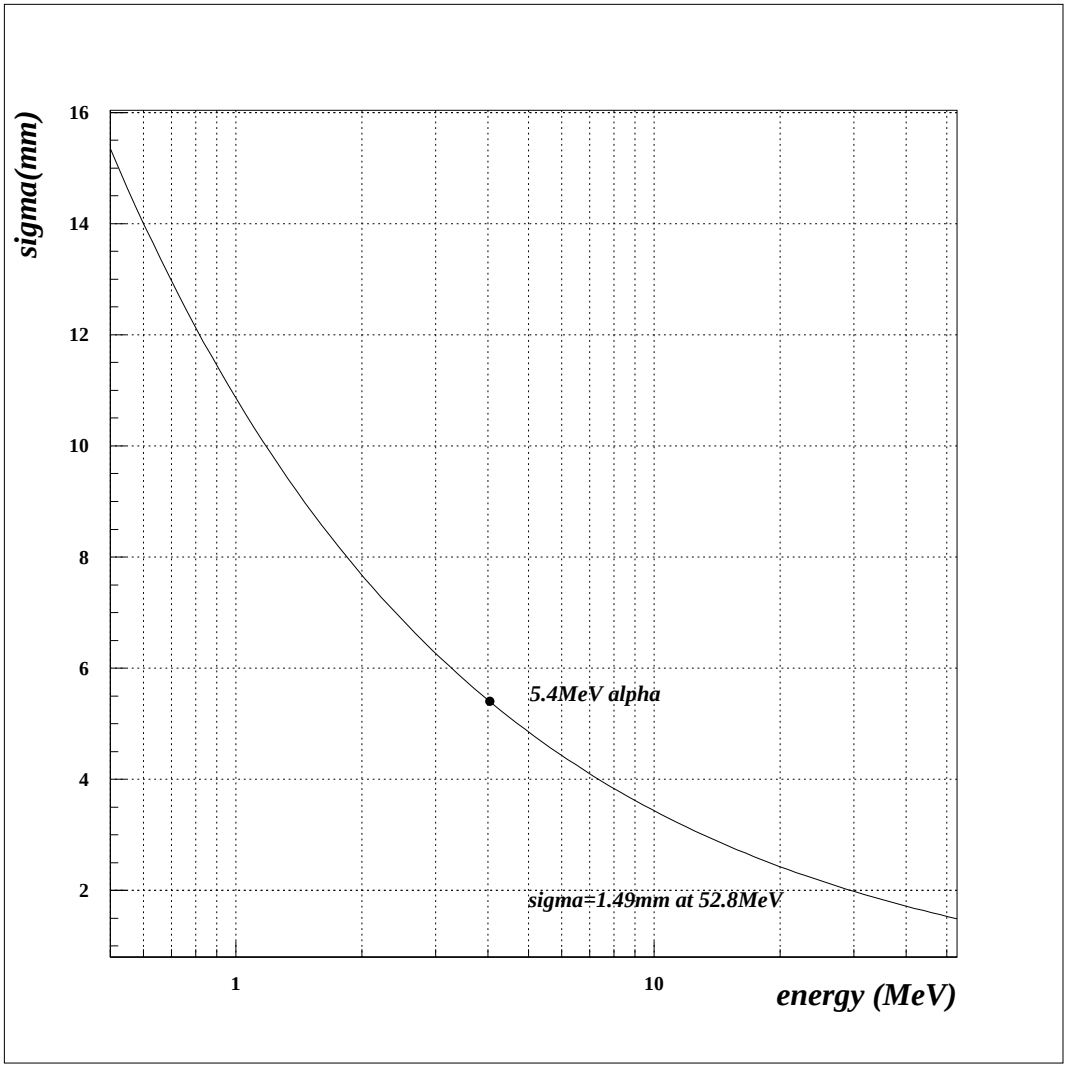


図 3.29: 位置分解能の外挿。52.8MeV に対して 1.4mm 程度の分解能が得られる。

第4章　今後の展望

4.1　PMTの個性

PMT Hamamatsu R6041Qはダイノードにメタルチャンネルを採用している。メタルチャンネルは図4.2のように、光電面からきた光電子をその場所で増幅していたために、場所によって増幅率が一定ではない。実際には52.8MeVのγ線から放出された光子はPMTの面を均等に光らせると考えられるので、場所依存性が大きく影響を及ぼすとは考えられていないが、この場所依存性を調べることは重要である。PMTの場所依存性は、浜松フォトニクスによって、常温下、400nmの可視光を用いて測定されている。これを図4.1に示す。これは400nmのタングステンランプからの光をPMTにあてた時のデータで、横軸にPMTの光電面上での位置、縦軸に最大出力を100%としたときの相対出力電流をプロットしたグラフである。実線はカソードから取った出力、破線はアノードから取った出力のプロットである。この図のアノード出力を見ると、出力は光を入射した場所に依存し、ばらつきがある。

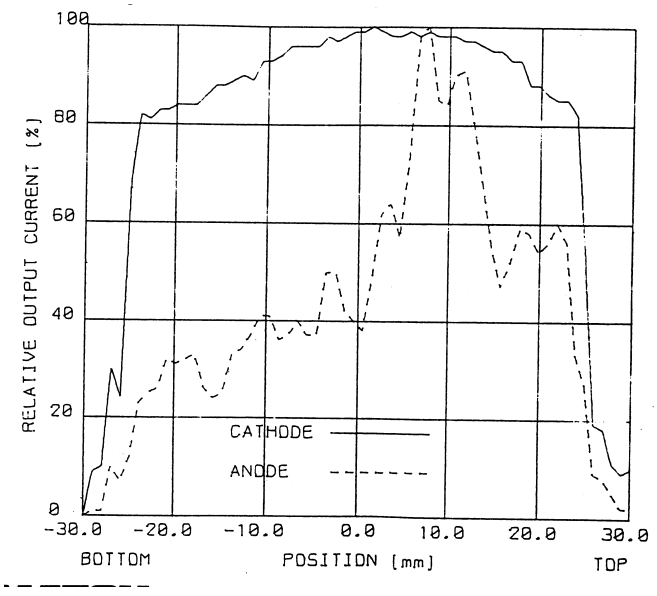


図 4.1: 浜松フォトニクスによって得られた、常温下・400nmの光に対するPMTの場所依存性

PMT に入った光子数を正確に見積もるためには、この場所依存性を詳しく調べる必要がある。現在調べられているこの場所依存性は、常温、可視光領域でのデータのみで、Xe のシンチレーション光によるデータは得られていない。今後の実験ではコリメーターを α 線源につけ、放出する光子の個数・広がりを制御し、この光子をプローブとして PMT の前で動かし、PMT の温度・場所依存性を調べる実験を行なう予定である。検出器のパフォーマンスをより詳しく調べるために、現在行なっているシミュレーションに、PMT の個性を入れる必要がある。$\mu^+ \to e^+\gamma$ 実験で用いられる γ 線検出器には、1.7mm 程度の分解能が要求されているため、光を数 mm 程度のスポットまで絞り、PMT のキャリブレーションを行なう。図 4.3 のように、ガス実験で用いた α 線源に 2 組のスリットを取り付け、α 線から放出された光子の広がりを絞る。1999 年に行なった実験ではこの実験を行なったが、この実験で用いたコリメーターは、コリメートの度合が強すぎ、光子数が 10 個程度まで減ってしまったため、十分な分解能を得られることができなかった。コリメーターの十分な設計を行ない、PMT の個性を把握していくことが今後の重要な課題の 1 つである。

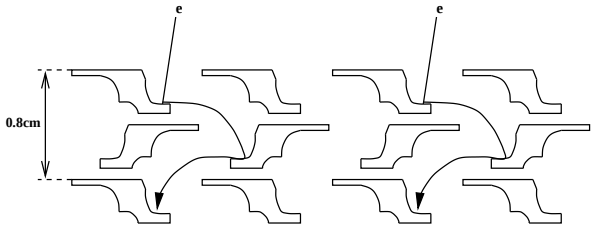


図 4.2: メタルチャンネル型ダイノード

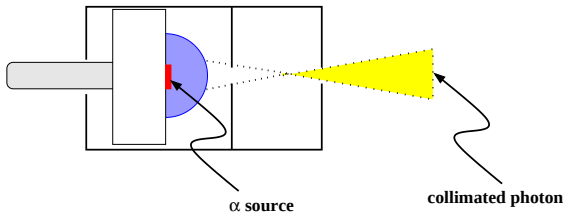


図 4.3: コリメートされた α 線源からの光子。2 組のスリットを通ることで、光子の広がりを絞る。

4.2　立体角による位置の補正

位置の特定には、光量重心を用いる方法の他に、立体角を用いる方法がある。図 4.4 は Plate の中心 (93.3, 50.5) において、z=21.5mm から 271.5mm まで、10mm おきに遠ざけていった時の各 PMT の光電子数と距離の関係で、図 4.5 は、Monte Carlo Simulation による立体角と距離の関係を表している。この 2 つのプロットを比較すると、両者は非常によい相関があることがわかる。今後立体角を用いた場所の特定方法を考えることが課題となる。

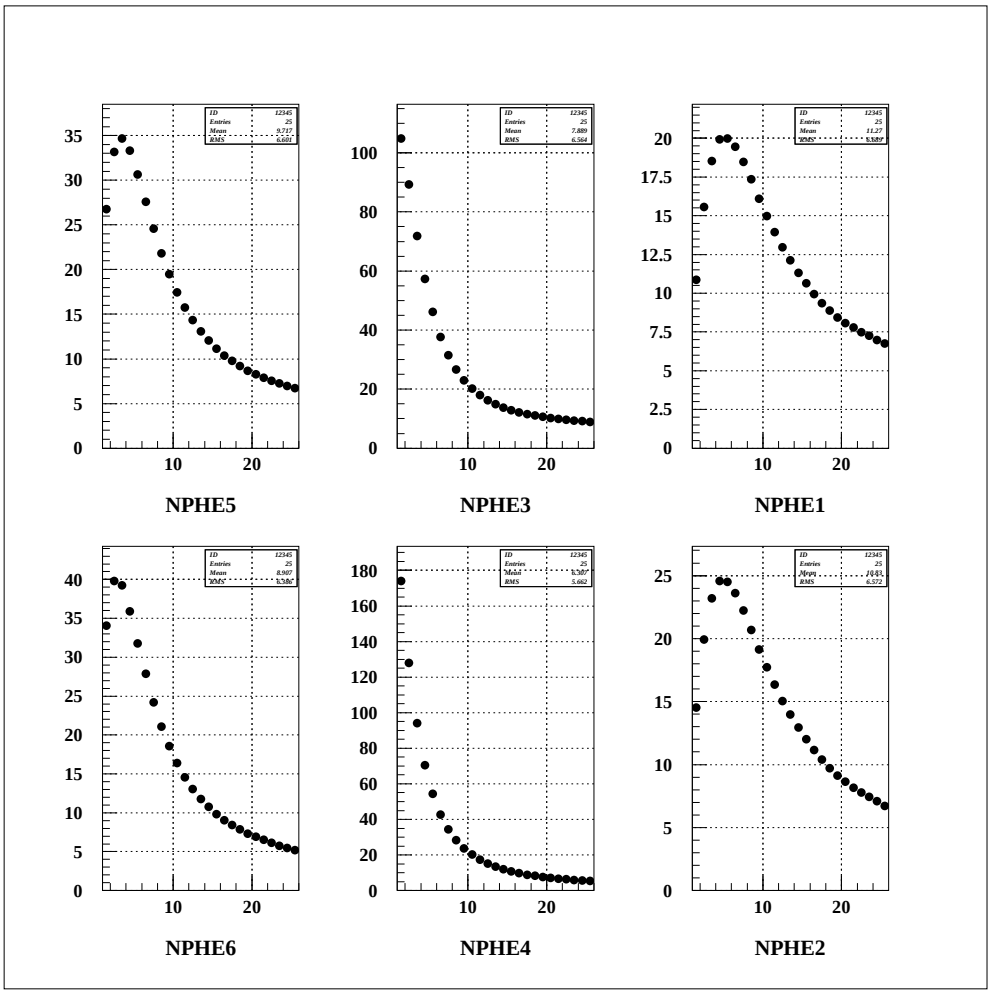


図 4.4: 光電子数と距離の関係 6 本それぞれの PMT について、距離と光電子数をプロットしたもの。

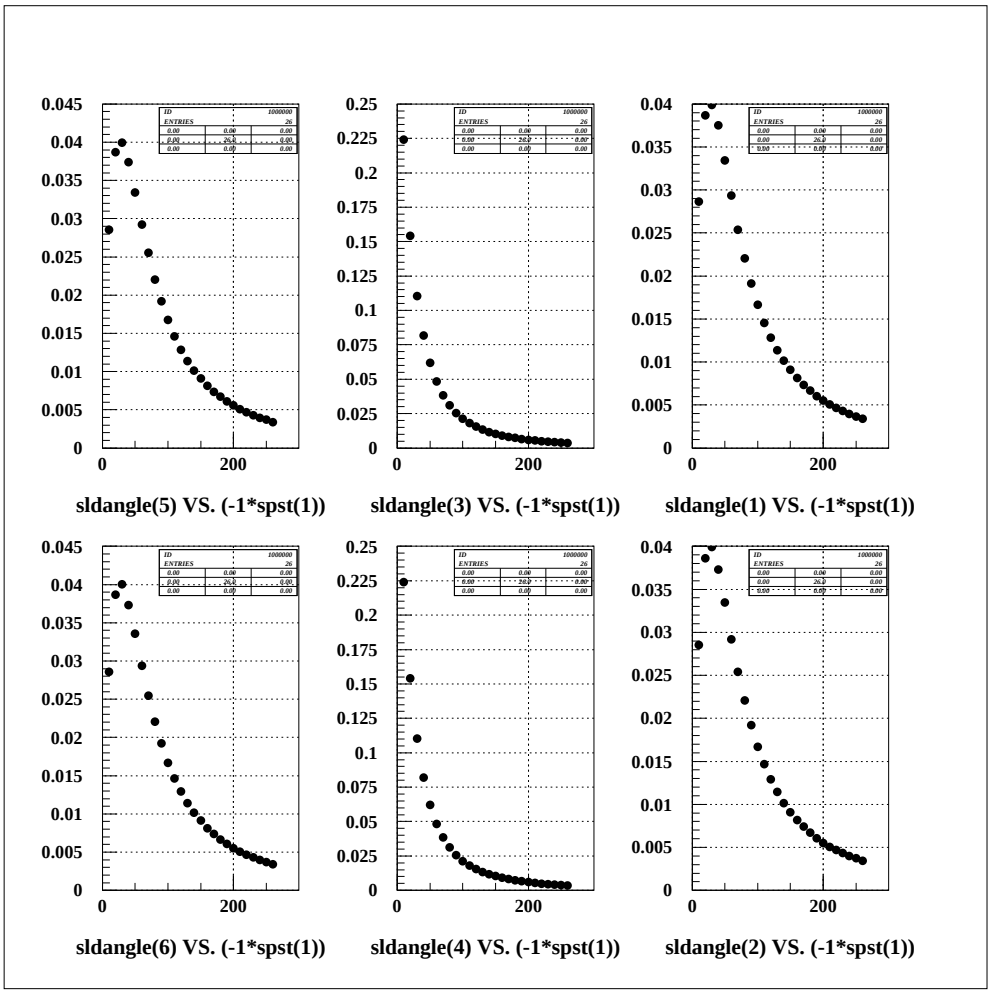


図 4.5: Simulation による立体角と距離の関係

4.3　低温下での実験

今回実験で用いた真空系は、Gas Xe を液体 Xe 温度 (165K) 付近まで冷却し実験を行なう設計でつくられている。1999 年度、数度に渡りチェンバーを低温にする R& D を行なったがこのチェンバーで到達してた温度は 195K が最高で、液体 Xe 温度 (165K) には達しなかった。これは液体窒素温度 (77K) が液体 Xe 温度 (165K) に比べて冷た過ぎるため、窒素の流量をうまくコントロールしないと窒素パイプの周りに Xe が固化し、内部が真空状態になるなどの現象が起こったためと考えられる。

今後低温での実験を行なうために、以下のような解決方法を用い、チェンバーを改良していく必要がある。

- 現在冷媒には液体窒素 (LiN2) を用いているが、この窒素パイプの入口付近にヒーターを巻き、流入する窒素の温度をコントロールする
- 固化が始まると中の圧力がどんどん減っていくので、中の圧力を一定にコントロールする。
- 電磁弁を用いて、液体窒素の流量を調節する

4.4　Large Prototype

実験を行なってきたガスチェンバーは、一度に実験可能な PMT の本数は 6 本であった。PSI では PMT を約 800 本用いるため、このガスチェンバーでは測定することは困難である。従って 800 本の PMT のキャリブレーションを行なうためには新しいセットアップが必要である。また現在まで行なってきたプロトタイプの実験では、γ 線源として 1MeV 程度のエネルギーの物を用いて来たこと、PMT が 32 本と少なく、またカバーしている領域が小さいことなどから、PSI で用いられる検出器のパフォーマンスを正確に把握することは困難であった。これらの実験を行なうために、我々のグループでは 264 本の PMT を用いた Large Prototype を計画し、2001 年春から電総研において実験を開始する予定である。電総研では TERAS 電子蓄積リングの 800MeV 電子と $\lambda = 256$nm のレーザーを衝突させ、40MeV の γ 線を放出する。この 40MeVγ 線を用いて液体 Xe 検出器のパフォーマンス、PMT のキャリブレーションを行なっていく。図 4.6 は Large Prototype 検出器である。検出には PMT264 本を用い、断熱のためチェンバーは二重構造になっている。入射面にはハニカムが用いられている。内部は約 150ℓ の液体 Xe で満たされ、液体窒素と冷凍器を用いて冷却を行なう。この Large Prototype を用いた実験でも、ガス実験と同様に駆動系を用いた α 線によるキャリブレーションを行なう事を検討している。駆動系は全体を真空チェンバー内部に入れ駆動する。そのために液体 Xe 中、低温下でも動作可能な駆動装置を考え、より精密な PMT のキャリブレーションを行なっていく。

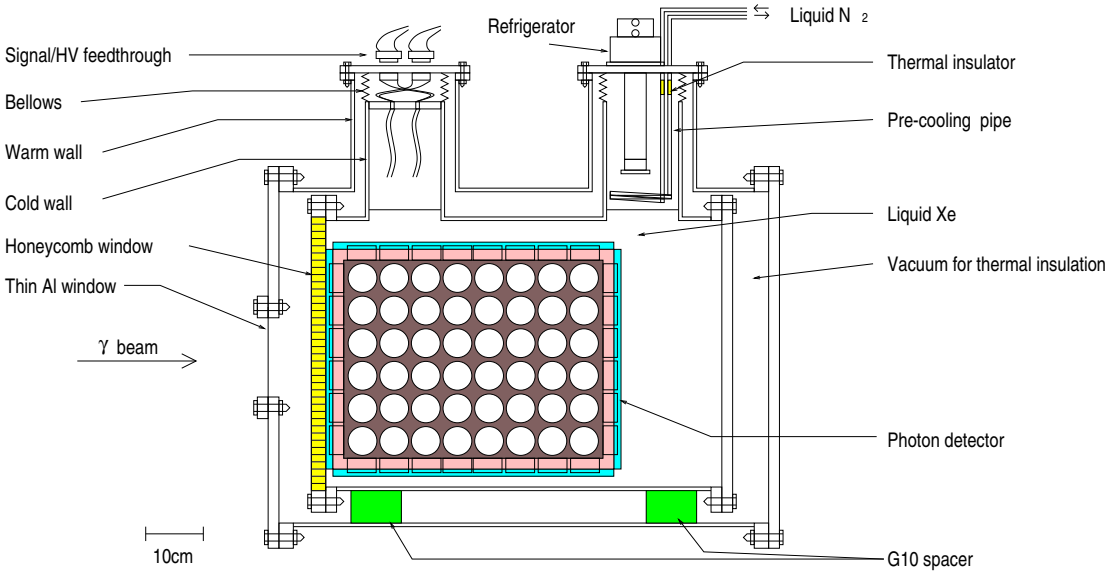


図 4.6: Large Prototype 実験でのチェンバー

4.5　PSI 本実験

1999 年度承認された $\mu^+ \to e^+\gamma$ 実験は、スイスの PSI で、2003 年実験開始の予定である。液体 Xe 検出器は、図 1.4 および図 1.5 のように、扇状の複雑な形をしている。この検出器では、PMT の定期的なモニターを行なうために検出器の内部に線源をいれ、この線源を用いて PMT の個々のキャリブレーションを行なう。従って、線源を動かすための精密な駆動系を考える必要がある。Xe に入射した γ 線は、Xe に入った直後に大きなエネルギーを落し、入射面の PMT に大きな信号がでることが考えられる。従ってこの面の PMT の個性をよく知ることは非常に重要である。今後この駆動系、及び Large Prototype の実験を元に、PSI 実験用のキャリブレーションシステムの R& D を進めていく予定である。

参考文献

[1] T.Doke,K.Masuda,Nucl.Instr.and.Method A 420(1999)62-80

[2] T. Mori *et al*, Research Proposal to PSI(1999)

[3] 宮沢俊之, 修士論文 (1999)

[4] K.Terasawa, Technical Report No.98-12 June,1998

[5] T.Miyazawa, $\mu \to e\gamma$ Technical Note TN010(1998)

[6] A. Schaaf *et al*, Letter of Intent for an experiment at PSI(1998)

[7] S.Tanaka, Status Report(1997)

[8] Photon Cross Sections Data Base,
http://physics.nist.gov/PhysRefData/.

[9] T.Doke *et al*, Portgal. Phys. Vol. 12, fasc. 1-2, pp. 9-48, 1981

謝辞

本研究において、適切なご指導と指針を提示頂いた素粒子物理学国際研究センター所属、指導教官森俊則助教授に、そして、早稲田大学における研究活動に並々ならぬご支援をして下さった、道家忠義名誉教授及び道家·菊池研究室の方々に深く感謝し、ここにお礼申し上げます。
研究活動について一から指導して下さった三原智氏には大変お世話になりました。深く感謝いたします。
最後に、再三にわたる徹夜の実験をはじめとして、様々な協力をして頂いた八島純氏、小曽根健嗣氏、矢萩幸一氏、西口創・神谷好郎氏、どうも有り難うございました。