KOPIO 実験の荷電粒子 veto カウンターの開発研究

京都教育大学　理学専攻　素粒子物理学研究室
河内 知己

2002 年 2 月 9 日

はじめに

２００５年より，CP 非保存の可能性を検証するための KOPIO 実験が開始される．CP 非保存はこの宇宙が現在のような粒子世界になったことを裏付ける現象であり，今回の実験によってその解明に大きな手がかりを与えることが期待されている．具体的な実験内容としては，$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊モードの分岐比を測定することを目標としている．しかし予想される分岐比は約 3.0×10^{-11} と非常に小さいため，K_L^0 からの他の崩壊モード (バックグラウンド) を積極的に排除していくことが要求される．

本研究は，その中でも，K_L^0 から荷電粒子に崩壊するモードをとらえるための veto カウンターの性能向上を目指し，そのパーツである光電子増倍管及びシンチレーションファイバーの特性を調べることを目的としている．

目 次

1 基礎理論 **1**
1.1 CP 非保存 1
1.2 小林-益川行列とユニタリ三角形 2
1.3 KOPIO 実験との関連 4

2 KOPIO 実験 **5**
2.1 KOPIO 実験の意義 5
2.2 荷電粒子 veto カウンター 5

3 荷電粒子 veto カウンターの開発研究 **7**
3.1 光電子増倍管特性 7
3.1.1 目的 7
3.1.2 実験概要 7
3.1.3 実験結果 14
3.1.4 考察 15
3.2 シンチレーションファイバー特性 18
3.2.1 目的 18
3.2.2 実験概要 18
3.2.3 実験結果 21
3.2.4 考察 22

4 まとめと今後の課題 **32**

1　基礎理論

この章では，CP 非保存の概要と，KOPIO で行われる実験がどのように CP 非保存の解明につながっていくのかということについて，簡単に説明する．

1.1　CP 非保存

素粒子とは，物質を構成する最小単位であると考えられている粒子である．ただし，いくつかの基本粒子が集まってできている複合粒子についても，素粒子と呼ぶ場合がある．素粒子には次のような種類がある．

クォーク，レプトン		
第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$
ゲージボソン：光子，ウィークボソン (W,Z)，グルーオン		
ヒグスボソン：ヒグスボソン		

表 1 ：素粒子の分類

このように，素粒子には，クォーク，レプトンをはじめとして様々な種類があるが，そのそれぞれに対応して反粒子というものが存在する．反粒子とは，各粒子と等しい質量，寿命，スピンを持ち，また電荷などの量子数の符号が，もとの粒子とは逆になっている粒子のことで，例えば電子の反粒子である陽電子，陽子の反粒子である反陽子などがある．粒子と反粒子が出会うと，両者は消滅して，光子や中間子になってしまう．逆に，真空が高いエネルギー状態になることによって，粒子と反粒子の対生成も起こり得る．また，反粒子からできている物質を反物質と呼ぶ．

現在，宇宙はビッグバンという大爆発によってによって生まれたと言われている．莫大なエネルギーが含まれた小さなかたまりが爆発し，その後膨張して温度が下がり，今のような宇宙が出来上がった．宇宙誕生時はあまりにも高いエネルギー状態のため，物質は存在することができない．しかし宇宙が膨張し，冷えていくにしたがって，粒子と反粒子が対をなして生成され，しだいに物質がつくられていったと考えられている．この過程において，仮に粒子と粒子の間に作用する力と，反粒子と反粒子の間に作用する力が全く同じならば，物質と反物質は厳密に同じ量だけつくられなければならない．宇宙が存在するならば，同様に反宇宙も存在しなければならない．しかし，現在，この宇宙のどこにも反物質の世界はみつかっていない．この事実は，粒子と反粒子が従う物理法則に，なんらかの差が存在することを示唆しており，それが現れている現象として現在注目されているのが，CP 非保存である．

C とは荷電共役変換 (Chargi conjugation) のことであり，粒子を反粒子に変換する操作を表す．また P とは空間反転 (Parity transformation) のことであり，空間座標を反転させる操作を表す[1]．CP 非保存とは，この 2 つの変換を同時に行ったときの対称性が破れていることを示す．ここで言う対称性とは，ある物理現象に対して変換を行ったとき，変換の前後で起きる物理現象が同様に起こり得るということを意味する．

1.2 小林-益川行列とユニタリ三角形

現在，素粒子物理学における様々な実験の結果を高い精度で系統的に説明できる理論として，標準模型と呼ばれる理論がある．その中の小林・益川理論によると，弱い相互作用によってクォークに異なる世代間の転化が起こったとき，CP の対称性は破れる可能性があると説明されている．

電荷を帯びたゲージボソンの W^+ と W^- は，弱い相互作用を仲立ちする粒子である．電荷が $2e/3$ の u クォークが W^- を吸収する，あるいは u クォークが W^+ を放出すると，u クォークは，電荷が $-e/3$ である 3 種類のクォーク d, s, b の 1 次結合

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \qquad (1-1)$$

に変わる．これは，u クォークが，それぞれ V_{ud}, V_{us}, V_{ub} の確率で，d クォーク,s クォーク,b クォークに変わるということを示している．c クォーク ,t クォークがそれぞれ W^- を吸収するときに生じる状態の s',b' も同様に

$$s' = V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \qquad (1-2)$$

$$b' = V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \qquad (1-3)$$

と表せる．したがって，次のような関係が成り立つ．

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \qquad (1-4)$$

式 (1–4) に表れる 3 行 3 列の行列 V を，小林・益川行列という．

V は，4 つのパラメーター $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta_{13}$ を用いて，

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c13 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \qquad (1-5)$$

と表される．ここで，$c_{12} = \cos\theta_{12}, s_{12} = \sin\theta_{12}$ であり，また θ_{ij} は i 番目の世代と j 番目の世代の混合を表すパラメーターである．この値が大きいほど，世代間の転化が起こりやすい．

[1]この他にも，T 変換と呼ばれる時間反転 (Time reverse) がある．

小林・益川理論によると，式 (1–5) の行列の中で，i 行 j 列の行列要素に複素数があらわれると (すなわち $\delta_{13} \neq 0$ であると)，第 i 世代に属する電荷 $2e/3$ のクォークが第 j 世代に属する電荷 $-e/3$ のクォークに変わる反応において，CP 対称性が破れている．

小林-益川行列と KOPIO 実験との関係を明確にするために，Wolfeinstein パラメーター及びユニタリ三角形を使って議論する．

小林-益川行列は，Wolfeinstein によってその近似形が与えられている．これは，各行列要素を $\theta_{12} \sim 0.2205 \equiv \lambda$ で展開して得ることができる．Wolfeinstein の近似の結果，V は，

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1-6}$$

となる．λ，A，ρ，η はフリーパラメーターであり，小林-益川理論自身にその値を理論的に予言する能力はない．したがって，小林-益川行列の要素を決定するためには，それぞれの値を実験により精密に測定する必要がある．

CP 非保存現象は，小林-益川行列中の複素位相に起因することを前に述べた．式 (1–6) をみると，要素中に複素成分があるのは，V_{ub}，V_{td} であり，またその複素成分は，パラメーター η に依存していることがわかる．

このことを幾何学的に理解する手法として，ユニタリ三角形の概念がある．小林-益川行列はユニタリ行列であり，次のユニタリ条件

$$V^*V = I \quad (I：単位行列) \tag{1-7}$$

を満足する．すなわち，

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1-8}$$

であり，この要素のうち，複素数因子を持つ V_{ub}，V_{td} を含むものは

$$V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0 \tag{1-9}$$

である．式 (1–6) を用い，さらに $\lambda = 0.2205$ より $V_{ud} \simeq 1$ と近似すれば，

$$A\lambda^3(\rho + i\eta) - A\lambda^3 + A\lambda^3(1-\rho-i\eta) = 0 \tag{1-10}$$

となり，これは複素平面上で閉じた三角形をつくる．式 (1–10) の両辺を $A\lambda^3$ で割って，三角形の底辺を 1 に規格化すると，図 1 のようになる．

このとき，三角形の底辺に対する頂点の座標は (ρ, η) であり，η は三角形の高さを表す．つまり，ユニタリ三角形が三角形として形作られるとき，小林-益川行列には複素成分が現れ，CP 非保存を引き起こすことになるのである．

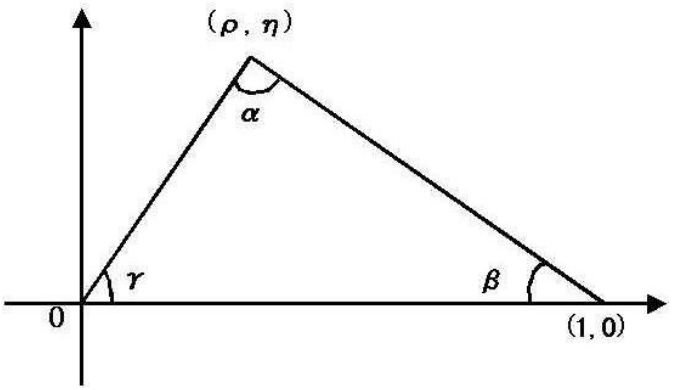

図 1: ユニタリ三角形

1.3 KOPIO 実験との関連

標準模型によると，$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比 $B(K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu})$ は，次のように表される．

$$B(K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}) = r_{IB}\frac{B(K^+ \longrightarrow \pi^0 e^+\nu)}{|V_{us}|^2}\frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)}\frac{3\alpha^2}{2\pi^2\sin^4\theta_W}[Im(V_{ts}^*V_{td})X(x_t)]^2 \qquad (1-11)$$

ただし x_t 及び $X(x)$ は，

$$\begin{aligned} x_t &= \frac{m_t^2}{M_W^2} \\ X(x) &\equiv \eta_x \cdot \frac{x}{8}\left[\frac{x+2}{x-1} + \frac{3x-6}{(x-1)^2}\ln x\right] \qquad \eta_x = 0.985 \end{aligned}$$

である．ここで，r_{IB} はアイソスピンの破れの程度を示すパラメーター，τ はその粒子の寿命，α は微細構造定数，θ_W はワインバーグ角，m_t はトップクォークの質量，M_W は W ボソンの質量を表している．

また式 (1–6) より，

$$\begin{aligned} Im(V_{ts}^*V_{td}) &= Im(A\lambda^2 \times A\lambda^3(1-\rho-i\eta)) \\ &= -A^2\lambda^5\eta \qquad (1-12) \end{aligned}$$

であるから，これを上式に代入すると，$B(K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu})$ は η の 2 乗に比例することがわかる．従って，KOPIO 実験において $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊モードの分岐比を測定することにより，直接的に η を導くことができるのである．

2 KOPIO 実験

2.1 KOPIO 実験の意義

KOPIO 実験は，$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊モードの分岐比を測定することによって，CP の保存及びその破れがどのような理論に起因するのかという問題の解明に対して，大きな手掛かりを与えることを目的としている．この節では，KOPIO 実験が素粒子物理学を記述する諸理論に及ぼす影響について述べる．

先に述べたように，標準理論は，素粒子物理学における現象をほぼ正確に記述している．ただし標準模型も全ての実験結果を説明できるわけではなく，またクォークやレプトンの質量など，標準模型では予言できないようなパラメーターも存在する．こうした理由から，標準模型を超えるいくつかの模型が提唱されている．例えば，大統一理論や超対称性理論がそれにあたる．これらは，考え方において，標準模型の自然な延長線上にある模型である．また，標準模型とは全く異なる考え方を含む超弦理論などの模型も存在する．

ここにあげたものは 1 例であり，他にもいくつかの模型が唱えられているが，そのそれぞれが，各々の理論に基づいて，$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ 分岐比に対する予想範囲を示している．仮に実験から得られた分岐比が 10^{-10} から 10^{-11} の付近にあれば，標準理論を含む多くの理論がその存在の可能性を保てるが，もし 1 イベントも発見されないならば，標準模型さえも CP 非保存の起源としては否定されることになる．いずれにしても KOPIO 実験の結果は，CP 非保存の起源について大きな判断材料を与え得ると結論できる．

2.2 荷電粒子 veto カウンター

荷電粒子をとらえる方法は，大きく分けて 2 つある．1 つは光信号を利用するものであり，シンチレーションカウンターやチェレンコフ計数器などがある．もう 1 つは電気信号を利用するもので，これには半導体検出器や気体検出器などがある．このうち KOPIO 実験で検討されているのは，シンチレーションカウンターである．

このカウンターでは，シンチレーションファイバーと，光電子増倍管が大きな役割を果たす．シンチレーションファイバーの大きな特徴は，荷電粒子が通過すると，内部に光を発生させることにある．ファイバー内部には蛍光物質が含まれており，ここを粒子が通過すると，蛍光物質内の原子が励起され，それが元のエネルギー戻るときに光を発する．発生した光 (光子) は，ファイバーに沿って末端へと伝えられる[2]．ファイバーの先には，光子を検出することができる光電子増倍管が設置される．光子が光電子増倍管の光電面と呼ばれる部分に蒸着してあるアルカリ金属にあたると，光電効果によって光電子

[2]ただし通信などに利用されているファイバーとは異なり，光を伝えることのできる距離は短い．このことは本研究の目的とも深く関わっている

が飛び出す．光電子は，いくつかのダイノードと呼ばれる電極に当たってさらに電子をたたき出し，最終的には 10^6 ~ 10^7 の電子が電流となって流れ出す．この電流は，ADC(Analog-to-Digital Converter) という装置の中のキャパシターにためこまれ，その電荷量に応じた値が，ADC カウントというデジタル情報としてコンピューターへ送られる．

1 個の光電子が増幅された結果，最終的に流れ出す電子の数には平均値があるが，これは統計的に揺らぎを持つ．従って，仮にいつも同じ数の光電子が光電面から出ていたとしても，測定されるシグナルは一定ではない．その結果，横軸に ADC カウント，縦軸にイベント数をとったヒストグラムは，ある平均値を中心としたガウス分布になる．

また，光電面から飛び出す光電子の数は，ポアソン分布に従う[3]．従って，何回かデータをとって，最終的に得られるヒストグラムには，2 つの分布が含まれていることになる．

このうち，ポアソン分布は，次の式によって表される．

$$P(r) = \frac{e^{-\lambda}\lambda^r}{r!} \qquad (2-1)$$

式 (2–1) は，今回の場合に適用して考えると，光電面から飛び出す平均光電子数が λ 個の場合，実際に r 個の光電子が出てくる確率を表している．この式において，$r = 0$ の場合を考えると，

$$P(0) = e^{-\lambda} \qquad (2-2)$$

となる．これはつまり，光電面から出る光電子数が 0 個である割合を表しており，この値をカウンターの不感率という．不感率は，平均光電子数によって表すことができる．実験を行う場合，この不感率をできるだけ小さくする必要がある．不感率が大きいと，荷電粒子が通過しても，光電子増倍感が反応できないというイベントが多くなってしまうからである．

KOPIO で使用される荷電粒子カウンターは，主に $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ という崩壊モードを標的としている．生成粒子のうち荷電粒子カウンターでとらえることのできるものは電荷を帯びている π^+ と π^- であり，2 つの粒子の論理和でこの崩壊モードを排除する．従って，それぞれの粒子に対する不感率をかけあわせた値が，$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ の予想分岐比である 3.0×10^{-11} よりも小さくならなければならない．そうでなければ，荷電粒子検出器が粒子を検出しなかったときに，そのイベントが $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ なのか $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ なのか区別がつかないからである．

不感率を上げるには，単純にファイバーを何層にも重ね合わせ，発光量を増やせばよいと考えられる．しかし，π^- は，ファイバー内部に存在する炭素中の陽子と反応し，中性子になるという性質を持つ．この反応が起こると，荷電粒子が存在しなくなり，ファイバー内部の蛍光発光自体が起こらなくなっ

[3] 4.2.4 節参照

てしまう . ファイバーを厚くするにしたがって , この反応が起こる可能性は高くなる . したがって , 薄いファイバーと厚いファイバーのどちらが検出器として優れているかということは , 一概には決定できない .

3 荷電粒子 veto カウンターの開発研究

3.1 光電子増倍管特性

3.1.1 目的

- LED(発光ダイオード) を光源として , 光電子増倍管の光電面から光電子が 1 個出てくるとき (Single Photoelectron) の , 平均 ADC カウント数を求める .

  · · · ADC カウント数については後で詳しく述べるが , 光電面から出てくる光電子数にほぼ比例した量である . したがって , 光電子 1 個あたりの ADC カウント数がわかれば , 平均 ADC カウント数から光電子数を計算することができる . このことは , 次のシンチレーションファイバー特性の実験で利用できる .

- 光電子増倍管への印加電圧を変化させたときの増幅率変化を調べる .

  · · · 1 つの光電子が , 最終的に何倍になるかという増幅率は , 光電子増倍管にかける電圧によって変化する . この実験では , 光量を一定に保ちつつ光電子増倍管への印加電圧を変化させ , 増幅率がどのように変化するのかを調べた .

3.1.2 実験概要

実験装置

まず実験装置の模式図を , 図 2 に示す .

今回の実験には , 様々なはたらきを持つモジュールを使用した . このモジュールを総称して CAMAC と呼ぶ .

以下で , CAMAC をはじめとする実験装置の各部分の説明を行う .

a. パルス発生器

パルス発生器では , LED に送られるパルスと , TTL シグナルがつくられる . TTL シグナルとは , メインのシグナルと同じタイミングで振幅する 5[V] 程度のアナログ信号である . TTL シグナルを利用することによって , LED のフラッシュと同じ間隔で光電子増倍管のデータをとることが可能となる .

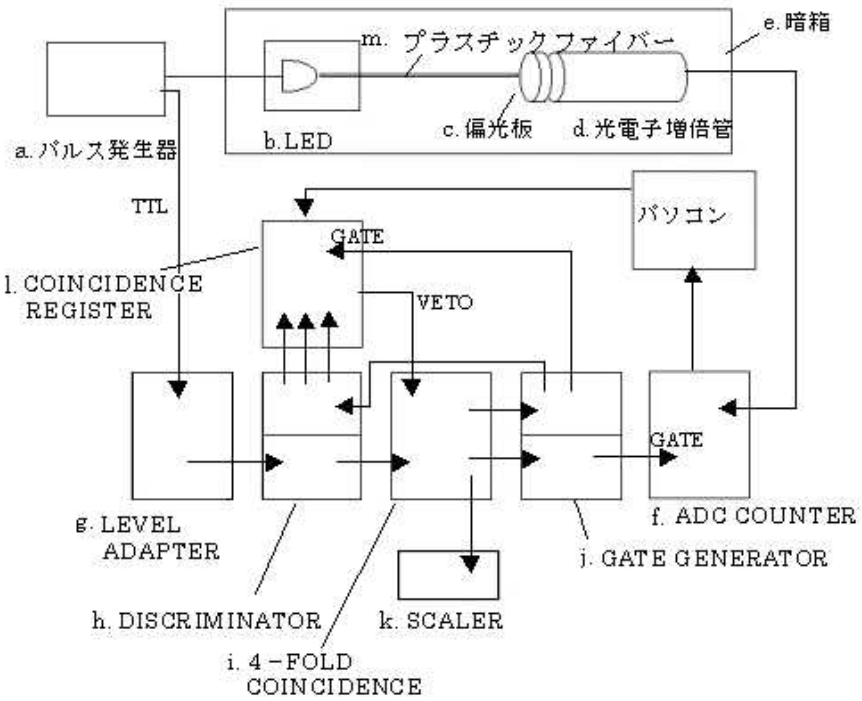

図 2: 光電子増倍管特性の実験装置

b. LED

この実験では，光電子増倍管への印加電圧のみを変化させる．したがって，LED とプラスチックファイバーの位置関係がずれるなどして，光電子増倍管に入ってくる光子の数が変化するということがあってはならない．そこで，アクリル板を用いて，LED とファイバーを固定するホルダーを製作した．これによって，LED からファイバーに入る光子数を一定に保っている．

c. 偏光板

Single Photoerectron の状態を実現するためには，光電面に当たる光子数をできる限り少なくする必要がある．ファイバーの出口に，2 枚の偏光板をその偏光方向がほぼ 90 ° になるように置くことによって，ファイバーから光電子増倍管に入る光子数を減少させている．

d. 光電子増倍管 (R2256–02 型)

光電子増倍管は，検出した光子に応じた光電子を放出し，それを増幅して電流として出力する．

各光電子増倍管には，それぞれ量子効率 (Quantum Efficiency) とい

うパラメーターがある．これは，入ってきた光子数に対する，初めに飛び出す光電子数の割合である．例えば，量子効率 20 %の光電子増倍管に 100 個の光子が入ったとすると，初めに飛び出す光電子数は，約 20 個となる．

光電子増倍管は，光電子がきていない状態でも，常に一定の大きさのシグナルを出力している．これを Pedestal と呼ぶ．光電子が光電面から飛び出したときは，Pedestal に上乗せされたものとして，そのシグナルを観測することができる (図 3) . また，何らかの理由でノイズが入り込み，Pedestal が一定にならない場合もある．このようなときに測定を行っても正確なデータを得ることはできない．ノイズによる Pedestal の揺らぎを最小限に抑えることが，実験を行うにあたっての大きな前提条件となる．具体的には，

- 電源系を変更する
- 実験装置の周辺機器のアースをとる
- ノイズカットトランスを挿入する

などの措置が考えられる．

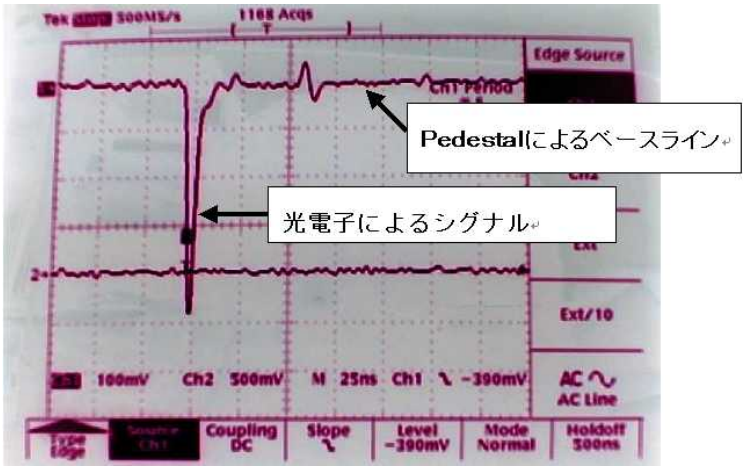

図 3: 光電子からのシグナル

e. 暗箱

この実験は，光量が大きな意味を持っているため，外部からの光が光電子増倍管に入ってくるなどということがあってはならない．したがって，外部光を完全に遮断する機構が必要となる．実験時には，念のため，暗箱をさらに暗幕で覆った．

f. ADC(Analog-to-Digital Converter)

ADC には，2 つの信号が入力される．1 つは光電子増倍管によって増幅された電流であり，もう 1 つは，GATE としてはたらくシグナルである．GATE とは，そのモジュールが機能する時間を定めるものである．ADC の場合は，GATE シグナルの幅が示す時間の間，光電子増倍管からの入力信号が内部のキャパシターにためこまれる[4]．このようにして ADC キャパシターにためこまれた電荷は，モジュール内の論理回路によって，ADC カウントというデジタル信号に変換される．1 カウントは約 0.24pC に相当する．変換の原理は，まずキャパシター内の電荷量と，ADC カウント数 0 に相当する電荷量 (0pC) が比較される．もしキャパシター内の電荷の方が大きければ，カウント数がプラス 1 され，再び比較される．これが，ADC 側の電荷量の方が大きくなるまで繰り返され，初めて大小が逆転した特のカウント数がコンピューターへ出力される．

g. LEVEL ADAPTER

このモジュールは，パルス発生器からの TTL シグナルを，-600[mV] 程度の NIM シグナルに変換する．ただしシグナルの幅は変わらないので，この状態ではまだ GATE シグナルとしては利用できない．GATE シグナルは，実験目的に合うだけの十分な幅が必要となる．今回の実験の場合，ある程度の時間的な幅を持っている光電子増倍管からのシグナルを受け取ることができるような GATE シグナルが要求される．

h. DISCRIMINATOR

DISCRIMINATOR は，受け取った NIM シグナルの幅を，約 100[ns] まで広げることができる．

また，アナログシグナルを NIM シグナルに規格化する機能も持っているが，今回の実験では使用していない．

このモジュールには 4 つのチャンネルがあり，それぞれが独立して動作する．図 2 において，DISCRIMINATOR は上下に分かれているが，それぞれ別のチャンネルであることを示している．GATE GENERATOR においても同様である．

i. 4-FOLD COINCIDENCE

このモジュールには，DISCRIMINATOR からのシグナルとは別に，他のモジュールから，veto シグナルが入力されている．veto シグナル

[4]したがって GATE シグナルははっきりとした幅が決まっているシグナルでなければならない．普通 GATE には NIM シグナルと呼ばれるものが用いられる．NIM シグナルとは，パルスの立ち上がりと立ち下がりがベースラインに垂直であるような，決まった幅を持ったシグナルである．

とは，コンピューターが 1 つのデータを処理しているときに次のデータが来ないようにするシグナルのことで，このシグナルが送られている間は，このモジュールはシグナルを出力することができない．コンピューターが 1 つのデータを取り終わり，次のデータを受け取る準備ができると，veto シグナルが入力されなくなり，DISCRIMINATOR からのシグナルを通過させることができる．

またこのモジュールには，異なるシグナルが同じタイミングで入力されたときに限りそのシグナルの出力を許可するという機能があるが，今回は使用していない．

j. GATE GENERATOR

GATE GENERATOR は，入力された NIM シグナルを操作をするための 2 つの機能を持つ．1 つは WIDTH 機能であり，NIM シグナルの幅を変更することができる．DISCRIMINATOR にも同様の機能があるが，最大約 100[ns] までしか広げることができない．GATE GENERATOR は，1[s] のオーダーまで変えることができる．もう 1 つは DELAY 機能であり，これによってシグナルを出力するタイミングを調節することができる．

k. SCALER

SCALER は，データをとった回数が表示される．

l. COINCIDENCE REGISTER

GATE 入力端子に入力があるときに 1 ~ 16CH の中で入力があったものだけが内部に記憶され，これを元にして，1 入力当たり 200[mV] のシグナルを出力する．また，外部からデータクリアーの信号が入力されると，記憶されていたデータは消去され，出力シグナルは止まる．今回の実験では，このモジュールを，veto シグナルをつくるために用いている．一般に，veto シグナルには，約 500[mV] の NIM シグナルが用いられる．今回は DISCRIMINATOR から 3 つのシグナルを入力させているので，約 600[mV] の veto シグナルを出力していることになる．コンピューターが次のデータを受け取る準備ができたことを知らせる信号がこのモジュールに入力されると，これがデータクリアーの合図となり，veto シグナルはストップする．

m. プラスチックファイバー

今回の実験では，LED の光を光電子増倍管まで伝える手段として，約 20[m] のプラスチックファイバーを用いた．

シグナルの流れ

- 光電子によるシグナル

  パルス発生器から LED にパルスが伝わる
  → LED がフラッシュする
  →光子がプラスチックファイバーに沿って伝わる
  →偏光板により減光される
  →光電子増倍管の光電面に光子があたり，光電子が飛び出す
  →増幅された電子が電流となって出てくる
  → ADC へ

- GATE シグナル

  パルス発生器から TTL 信号が出る
  → LEVEL ADAPTER によって NIM 信号に変換される
  → DISCRIMINATOR によってパルス幅を広げられる
  → TRIPLE へ
  →コンピューターが前のデータを処理し終わり，TRIPLE への veto シグナルが止まる
  → GATE GENARATOR へ
  → DELAY 機能により出力のタイミングを調節される
  → ADC へ

実験方法

1. 図 2 のように装置を組んだ．
2. 光電子増倍管に 2.2[kV] の電圧をかけた．
3. ADC カウンターに入る 2 つのシグナルを，オッシロスコープで観測し，GATE のタイミングを調節した．

   例えばオッシロスコープが図 4 のような画面を示しているとする．この状態でデータをとっても，光電子増倍管からのシグナルが何もない領域で GATE がかけられているため，結果的にどのイベントも Pedestal を測っていることになってしまう．したがって，図 4 の場合では，GATE GENERATOR の DELAY 機能を使って，70 ~ 80[ns] ほど GATE シグナルを遅らせる必要がある．光電子増倍管からのシグナルと，GATE シグナルのタイミングが合い，図 5 のような状態になっていれば問題はない．

4. LED を 10000 回フラッシュさせ，コンピューターでデータをとった．

5. 光電子増倍管への印加電圧を 2.6[kV] まで 0.1[kV] ずつ上げていき，３，４を繰り返した．

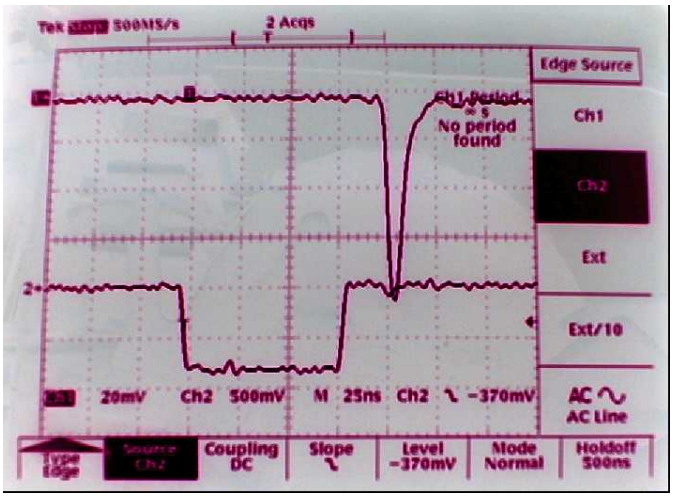

図 4: GATE からはずれているとき

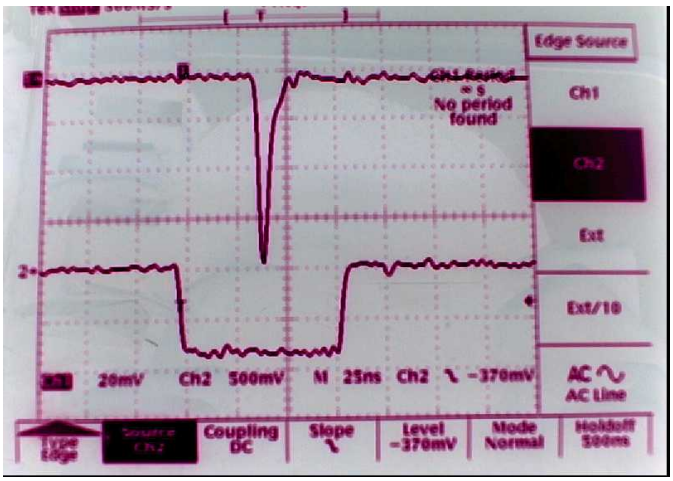

図 5: GATE に入っているとき

3.1.3 実験結果

実験の結果、それぞれの印加電圧における ADC カウントの分布は図 6 のようになった．なお，グラフ中の Nent は全イベント数を，Mean は平均を，RMS は標準偏差を示している．

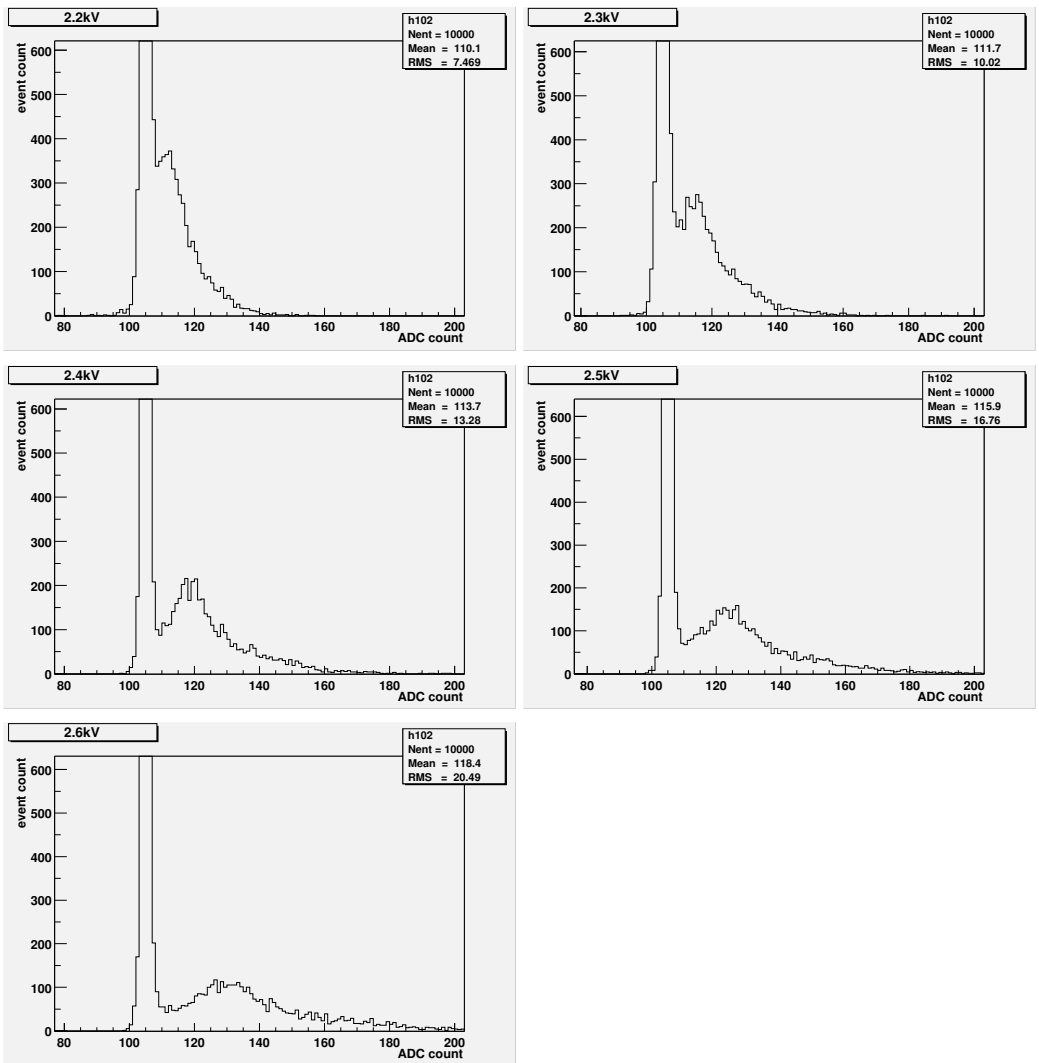

図 6: 各印加電圧における ADC カウントの分布

3.1.4 考察

図 6 において，グラフ左側の高く細長い山は，光電子が 1 つも出なかったイベント (Pedestal) を，また右側の低く広がっている山は，光電子が 1 個出てきたイベント (Single Photoelectron) を表していると考えられる．Pedestal の場合，光電子が増幅されることによる揺らぎがないので，ADC カウント数の広がりは小さい．またそれぞれの山は，ガウス分布になっている．印加電圧の増加に伴って，SIngle Photoelectron の平均値 (分布のピーク) が増加していることがわかる．

光電子 1 個あたりの平均 **ADC** カウント数

光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数を求めるには，Single Photoelectron のピークが存在するカウント数から，Pedestal のピークが存在するカウント数を引けばよい．ピークの値とは，すなわちそれぞれのガウス分布の平均である．そこで，ROOT というデータ解析ソフトを用いて，グラフ中の Pedestal 部分と Single Photoelectron 部分を範囲指定し，それぞれをガウス分布で近似した．その結果を図 7 に示す．

図 7 の結果を用いると，それぞれの印加電圧おける光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数は，次のように求めることができる．

印加電圧 [kV]	μ_1[カウント]	μ_0[カウント]	μ[カウント]
2.2	111.9	105.2	6.7
2.3	114.9	105.3	9.6
2.4	119.1	105.1	14.0
2.5	123.7	105.1	18.6
2.6	128.0	105.1	22.9

μ_1 ：Single Photoelectron の平均
μ_0 ：Pedestal の平均
μ ：光電子 1 個あたりの ADC カウント数 $(\mu_1 - \mu_0)$

表 2 ：各印加電圧における光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数

光電子増倍管は光電子を $10^6 \sim 10^7$ 倍に増幅する．それをためこんで電荷量をデジタル変換したものが ADC カウントの値である．故に ADC カウント数と光電子数は比例関係にある．したがって表 2 の結果を用いることによって，光電子が複数個のときでも，そのピークが存在する ADC カウントの値から光電子数を求めることが可能となる．

光電子増倍管の増幅率

光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数 μ から，それぞれの印加電圧における増幅率も計算することができる．

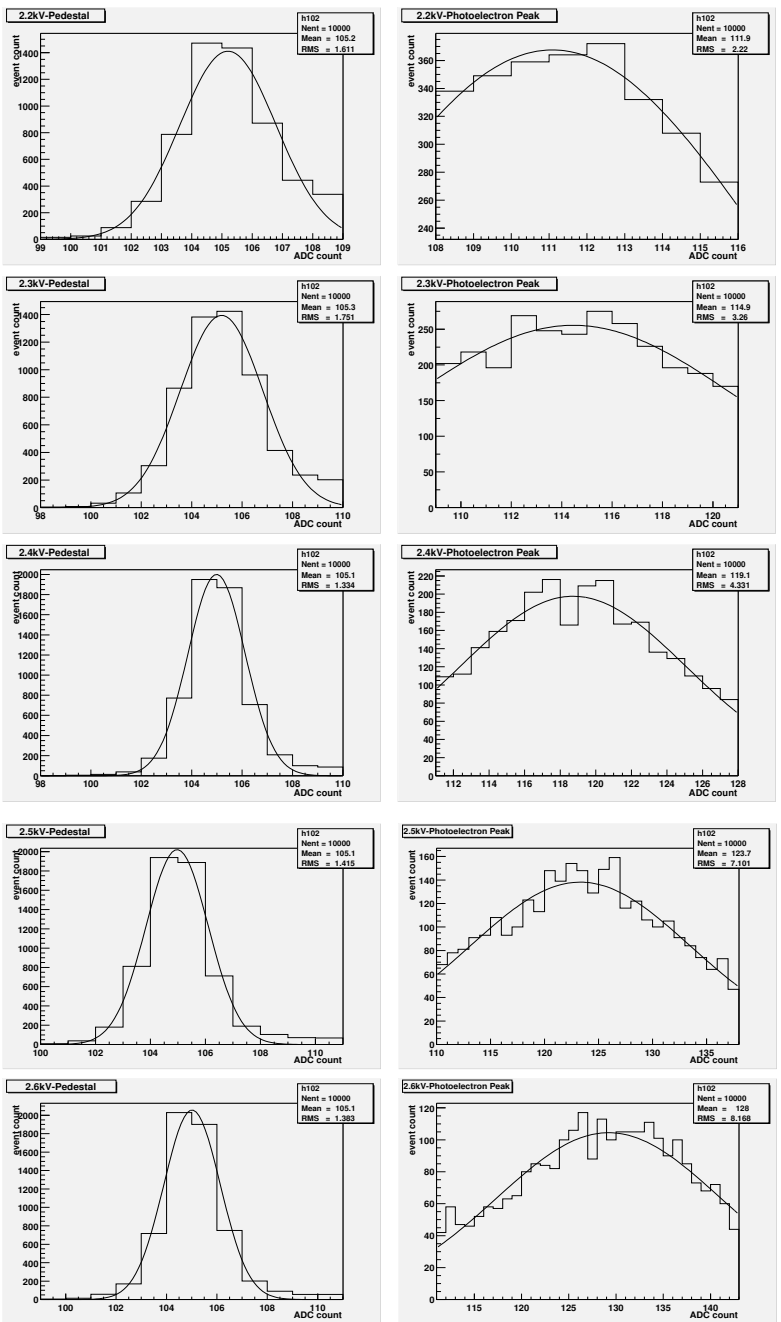

図 7: 各印加電圧における Pedestal 及び Single Photoerectron の ADC カウント分布

前述のとおり，今回の実験で用いた ADC カウンターでは，1 カウントは 0.24[pC] に相当する．したがって，ADC カウントの値が μ のとき，ADC 内のキャパシターにためこまれた電荷量の平均値 Q は，0.24μ[pC] となる．また，光電子増倍管の増幅率を G，電気素量を 1.6×10^{-19}[C] とすると，Q は，$1.6 \times 10^{-7} \times G$[pC] のようにも書ける．故に，

$$G = \frac{0.24\mu}{1.6 \times 10^{-7}} \qquad (3-1)$$

表 2 の結果を用いると，光電子増倍管にかける印加電圧に対する増幅率が求まる．

印加電圧 [kV]	増幅率 [$\times 10^7$ 倍]
2.2	1.02
2.3	1.46
2.4	2.14
2.5	2.88
2.6	3.49

表 3 ：各印加電圧における光電子増倍管の増幅率

これをグラフ化すると図 8 のようになる．

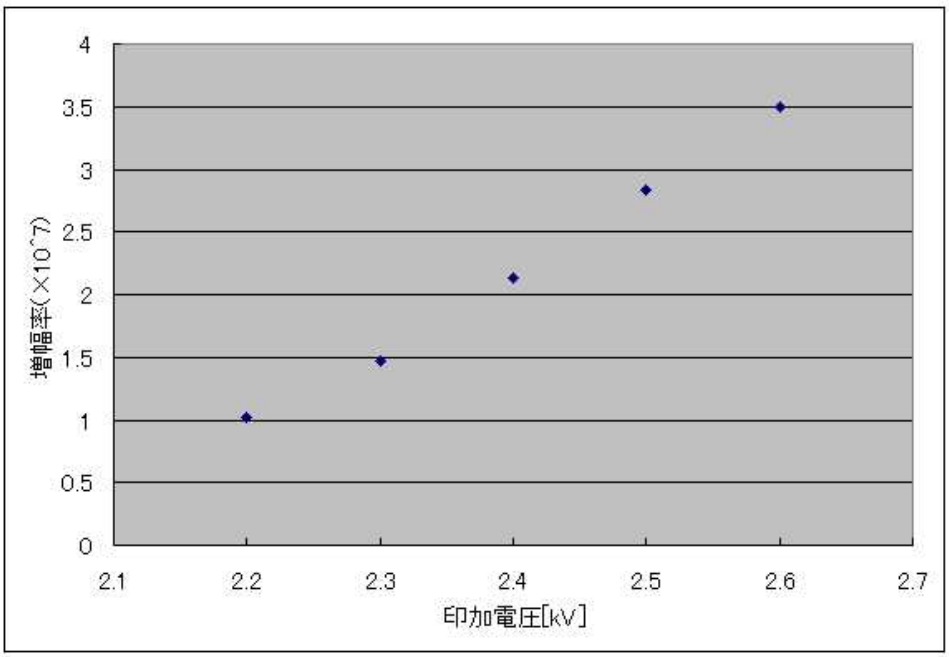

図 8: 印加電圧に対する増幅率の変化

グラフより，光電子増倍管の増幅率は，印加電圧を上げることによって，この変域内では，ほぼ 1 次関数的に増加すると考えられる．

3.2 シンチレーションファイバー特性

3.2.1 目的

シンチレーションファイバーの中を伝わる光子数が，その移動距離が大きくなるにしたがってどのように変化していくのかを調べ，シンチレーションファイバーの減衰長 (Attenuation Length) を求める．また今回用いた荷電粒子カウンターの不感率を求め、KOPIO 実験において有効に動作するものであるかを評価する．

3.2.2 実験概要

実験装置

この実験では，次に示す図 9 のように装置を組んで実験を行った．

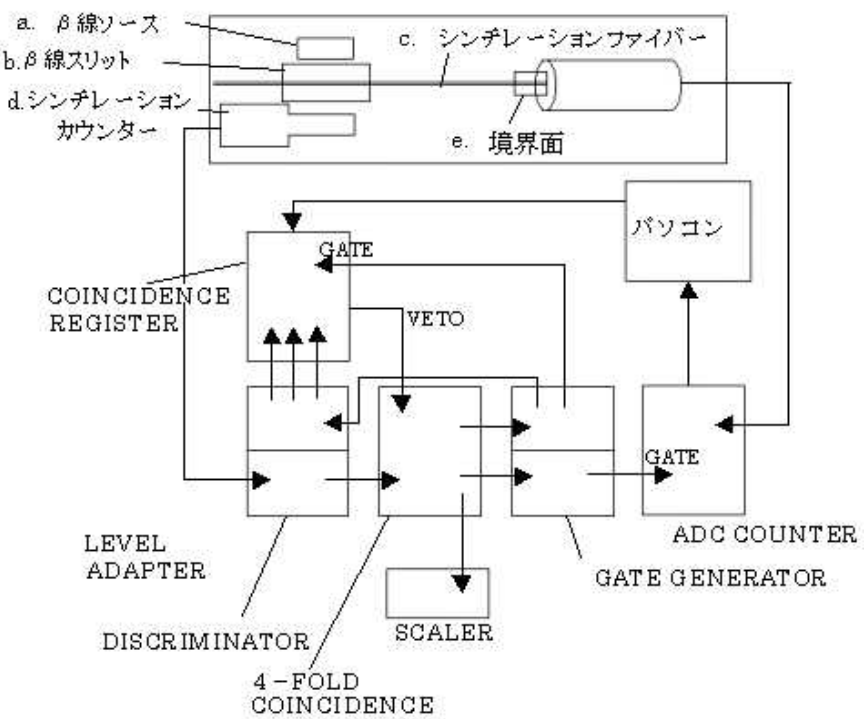

図 9: シンチレーションファイバー特性の実験装置

装置は，光電子増倍管特性の実験とほぼ同じであるが，今回初めて用いたものについて簡単に説明する．

a. β 線ソース

今回の実験では，β 線源として，Sr^{90} を用いた．

b. β 線スリット

真鍮製のブロックを加工したβ 線用のスリットである．水平方向には，シンチレーションファイバーを通すための穴が開いている．またブロック上面の中央から，垂直方向にスリットが入っている．スリットとファイバーは，ブロックのほぼ中央で交わっている．スリット幅は $0.4\mathrm{mm}$ である．スリットの真上に置かれた Sr^{90} からβ 線が飛び出してくるのであるが，β 線のエネルギーは低いため，スリット以外の部分を通り抜けることができない．したがって，スリットを通ってきたβ 線のみ，シンチレーションファイバーを通過することになる．このスリットによって，β 線をピンポイントでファイバーに当てることが可能となる．

c. シンチレーションファイバー (SCSF–78M 型)

今回の実験では，直径約 $1[\mathrm{mm}]$ のファイバーを使用した．

蛍光発光により発生した光子は，その全てがファイバーの端に伝わるのではない．光子はファイバー内を，全反射を繰り返すことによって伝わっていく．全反射の臨界角を θ_1 とすると，光電子増倍管に達する可能性があるのは，その進行方向とファイバーの中央を通る直線のなす角度が，$90° - \theta_1$ 以下であるような光子である．今回用いたファイバーの場合，この角度は $26.7°$ 以下であり，これは立体角にすると $2\pi(1 - \cos 26.7°)[\mathrm{strad}]$ 以下となる．

d. シンチレーションカウンター

荷電粒子がシンチレーションカウンターの蛍光物質中を通過すると，その飛跡に沿って蛍光発光が起こる．この光をとらえることによって荷電粒子を検出する．

光電子増倍管特性の実験では，LED にパルスを送ると同時に TTL シグナルを発生させていた．「今 LED が光った」という情報を CAMAC に送ることによって，GATE シグナルをつくっていたのである．しかし今回の実験はランダムに発生するβ 線を用いているため，そのようなシグナルをパルサーでつくることはできない．そこでこのシンチレーションカウンターを用いて「β 線がきた」という情報を CAMAC に送っているのである．

e. 境界面

光電子増部移管特性の実験では，Single Photoelectron の条件を実現するために，光電子数を極力減らすことが要求された．しかしこの実験においては，シンチレーションファイバーを伝わってきた光子数を正確に測定する必要があるため，光子を逃がさない工夫が重要となる．光子が発生してから光電面に当たるまでに，最も散乱する可能性が高いのは，ファイバーと光電子増倍管の境界面であると考えられる．まず，ファイバー断面のわずかな凹凸による光子の散乱を防ぐために，断面を粒度の細かい紙やすりで磨いた．また，光電子増倍管を単純にファイバーの出口の前に設置すると，ファイバーと光電子増倍管の間に空気の層ができてしまい，ファイバーと空気の境界面で光子が屈折を起こしてしまう．そこで，ファイバーをアクリル板に通し，そのアクリル板を，ファイバーの材質に比較的近い屈折率を持つグリスを用いて光電子増倍管と接着することによって，境界面での光子の屈折を防いだ．

シグナルの流れ

シグナルの流れについても，光電子増倍管特性の実験とほぼ同じである．ただしシグナルが発生するまでの経過が異なる．光電子増倍管からのシグナルは，β 線の通過によってシンチレーションファイバー内に発生した光子が光電子増倍管に入ってくることによって発生する．GATE シグナルは，シンチレーションカウンターがβ 線をとらえることによって出力するシグナルに起因する．

実験方法

1. 図 9 のように装置を組んだ．
2. β 線がシンチレーションファイバーを通過するポイントを，光電子増倍管から 30[cm] の距離に設定した．
3. シンチレーションカウンターに 1.25[kV] の電圧をかけた．
4. 光電子増倍管に 2.3[kV] の電圧をかけた．
5. ADC カウンターに入る 2 つのシグナルを，オッシロスコープで観測し，GATE のタイミングを調節した．
6. シンチレーションカウンターがβ 線を 5000 回検出するまで，コンピューターでデータをとった．
7. β 線がファイバーを通過するポイントを，280[cm] まで 50[cm] ずつ伸ばしていき，3 ~ 6 を繰り返した．
8. β 線の通過以外の原因によりシンチレーションカウンターが反応していないかを調べるために，スリット上にソースを置かない状態で，SCALER のカウント回数を調べた．20 分ずつ 5 回計測し，その平均をとった．

3.2.3 実験結果

実験の結果，各ファイバー長における ADC カウント数の分布は，図 10 のようになった．また，ソースを置かなかったときのシンチレーションカウンターの反応回数を，表 4 に示す．

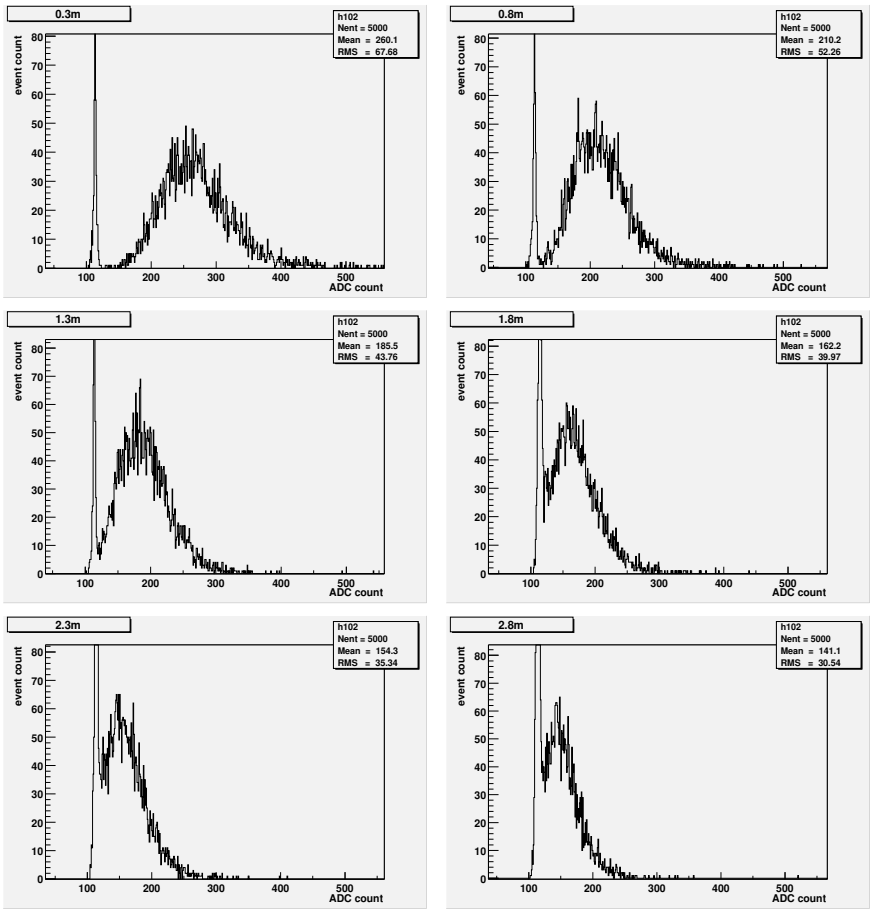

図 10: 各ファイバー長における ADC カウント数の分布

1 回目	168 回
2 回目	166 回
3 回目	199 回
4 回目	186 回
5 回目	181 回
平均	180 回

表 4 ： 2 0 分間ソースを置かなかったときのシンチレーションカウンターの反応回数

3.2.4　考察

光電子 1 個あたりの平均 **ADC** カウント数を用いた光電子数の評価

それぞれの場合の光電子数を評価するために，光電子増倍管特性の実験で得た結果を用いる．この実験では，光電子増倍管に $2.3[\mathrm{kV}]$ の電圧をかけた．したがって，前の実験で同じく印加電圧 $2.3[\mathrm{kV}]$ をかけたときの光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数である 9.6 という値が基準となる．方法としては，まず前の実験と同じように，Pedestal のイベント部分と光電子が発生したイベント部分それぞれについて平均をとり，その差を求め，その値を 9.6 で割ればよい．

図 11，図 12 に，それぞれのファイバー長における Pedestal の分布及び Pedestal を除いた部分の分布を示す．また，表 5 に，それぞれのファイバー長における Pedestal を差し引いた平均 ADC カウントの値と，それにより導かれる平均光電子数を示す．

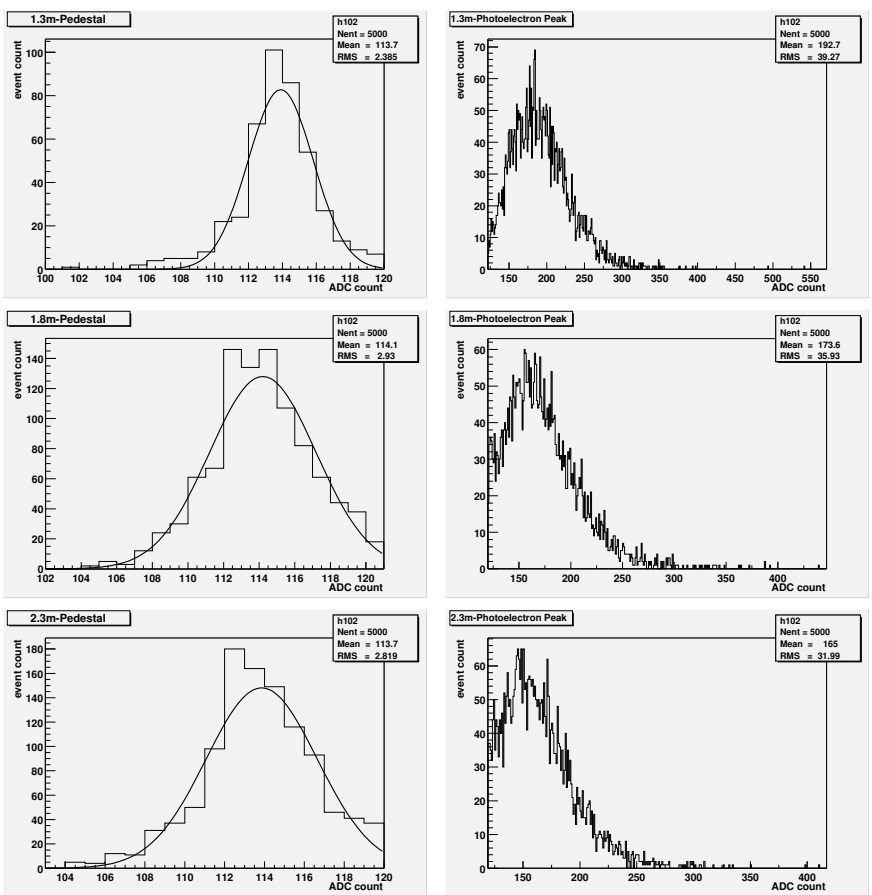

図 11: Pedestal の分布と Pedestal を除いた分布 (1)

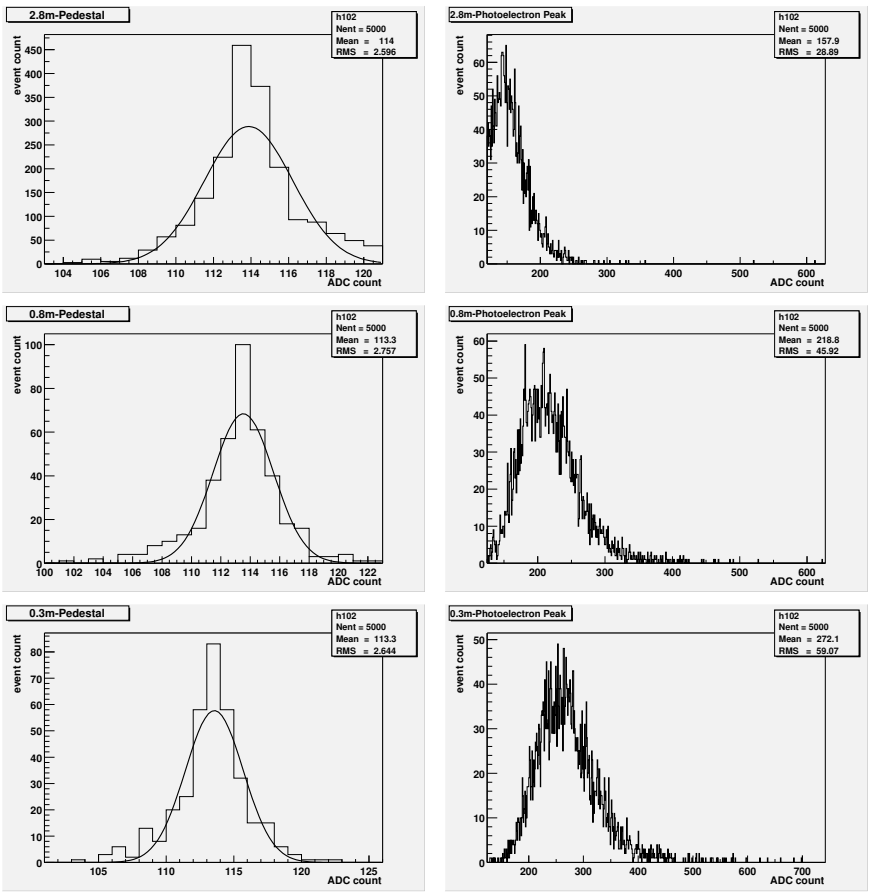

図 12: Pedestal の分布と Pedestal を除いた分布 (2)

印加電圧 [kV]	μ_1[カウント]	μ_0[カウント]	μ[カウント]	平均光電子数 [個]
0.3	272.1	113.3	158.8	16.5
0.8	218.8	113.3	105.5	11.0
1.3	192.7	113.7	79.0	8.23
1.8	173.6	114.1	59.5	6.20
2.3	165.0	113.7	51.3	5.34
2.8	157.9	114.0	43.9	4.57

μ_1 ：Pedestal を除いた平均
μ_0 ：Pedestal の平均
μ ：$(\mu_1 - \mu_0)$

表 5 ：光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数より求めた各ファイバー長における平均光電子数

図 13 に，ファイバー長と光電子数の関係を示す．

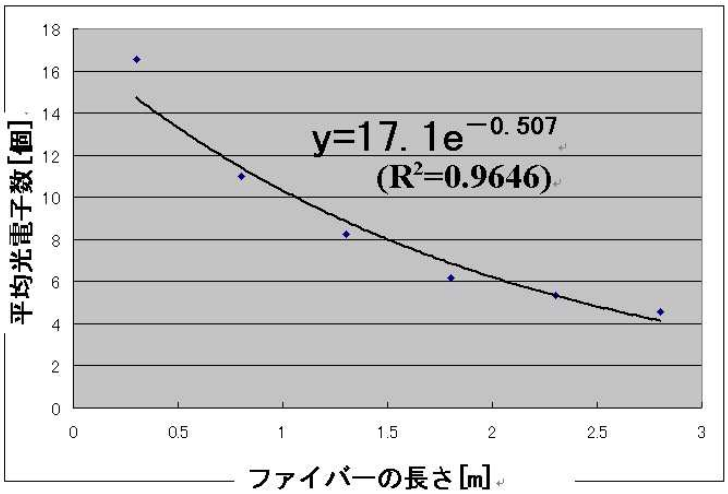

図 13: ファイバーの長さに対する平均光電子数

光電子数は，ファイバー長が大きくなるにしたがって，指数関数的に減少することがわかる．初め N_0[個] だった光子が，ファイバー中を x[m] 移動した結果 N[個] になったとすると，

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{L}} \qquad (L : \text{定数}) \tag{3-2}$$

という関係が成り立つ．ここで L はシンチレーションファイバー固有の定数であり，減衰長 (Attenuation Length) という．図 13 より，今回用いたシンチレーションファイバーの減衰長は，

$$L = \frac{1}{0.5071} \simeq 1.97[m] \tag{3-3}$$

となる．

全体的な光量の評価

図 13 より，ファイバーの長さが 0[m] のときの光電子数は約 17.1 個となる．この値が適当かどうか，理論的に導かれる値と比較してみる．一般に，シンチレーションファイバーを荷電粒子が通過したときに発生する光子の数は，約 2×10^4 個程度であると考えられている．これだけの数の光子が，放射状に発生する．このうち，ファイバーを 1 方向に伝わっていくことができる光子の数は，今回用いたシンチレーションファイバーの場合，発生した点から立体角 $2\pi(1 - \cos 26.7°)$[strad] の方向に進む光子のみである．この光子数 n_1 は，全方向の立体角が 4π であることから，

$$n_1 = 2 \times 10^4 \times \frac{2\pi(1 - \cos 26.7°)}{4\pi} \simeq 106.6 \tag{3-4}$$

と計算できる．さらに，この光子が光電子増倍管に入ったことによって発生する光電子の数 n は，今回用いた光電子増倍管の量子効率が約 20 %であることから，

$$n = n_1 \times 0.20 \simeq 21.3 \qquad (3-5)$$

となる．以上より，実験で得られた値は，ほぼ理論値に近い値となっていることがわかる．少し差ができた原因としては，

- シンチレーションファイバーが劣化し，伝えることのできる光子数が減った．
- ファイバーとグリスの僅かな屈折率の違いにより，境目で光子が屈折し，光電面に至らなかった．
- グリス中に小さな気泡が存在しており，その境目で光子が屈折した．
- 光電面の劣化により，量子効率が減少していた．

ということなどが考えられる．

不感率の評価

今回の実験で使用したシンチレーションファイバーを KOPIO 実験で使われる条件下においたと仮定して，その不感率を求める．

KOPIO 実験では，4[m] のファイバーの中央を荷電粒子が通過する．またファイバーの両端には，2 つの光電子増倍管が設置される．従って，荷電粒子が通過するポイントから光電子増倍管までの距離は，2[m] となる．図 13 より，ファイバーの長さが 2[m] のときの平均光電子数は，約 6 個であると考えられる．しかし光電子増倍管は両端に 2 つあるので，この場合の平均光電子数は約 12 個となる．このときの不感率 $P(0)$ を，式 (2–2) を使って求めると，

$$P(0) = e^{-12} \simeq 6.7 \times 10^{-6} \qquad (3-6)$$

となる．一般に，炭素との反応が起こらないこともあり，π^+ の方が π^- よりも不感率は低い．従って，π^- の不感率が 10^{-6} のオーダーにあるということは，π^- と π^+ の不感率を掛け合わせた値が，$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ の予想分岐比である 3.0×10^{-11} よりも小さくなると考えられるので，このシンチレーションカウンターは，荷電粒子 veto カウンターとしての役割を果たせるものになっていると考えられる．

ポアソン分布の性質を用いた光電子数の評価

まず、基本的な考え方として、１回のイベントで光電子がある任意の個数出てくる確率は二項分布に従うことを示す．その後、イベント回数を大きくすることによってポアソン分布に近づくことを示す．ここでいうイベントとは，ファイバー特性の実験ではβ 線がファイバーを通過したことを指す．

二項分布の定義は、1回の試行で E という事象の起こる確率を p としたとき、長さ N のベルヌイ列で E が r 回起こる確率のことであり、$B_{N,p}(r)$ で表す．長さ N のベルヌイ列とは、独立な試行を N 回つづけて行うことである．

$$B_{N,p}(r) = {}_NC_r p^r q^{N-r} \tag{3-7}$$

ただし、$q = 1-p$ である．ここで，$Np = \lambda$ とすると，

$$B_{N,p}(r) = {}_NC_r \left(\frac{\lambda}{N}\right)^r \left(1-\frac{\lambda}{N}\right)^{N-r} \tag{3-8}$$

となる．

1回のイベントあたりの平均光電子数を λ とすると，全イベントで出てくる光電子の総数は，全イベント回数を N として，$N\lambda$ 個となる．

1回のイベントで光電子が r 個出てくる確率は，つまり N 区画の上に $N\lambda$ 個の玉を降らせたときに，特定の1区画の上に実際に r 個落ちる確率と等しい．

1つの玉が特定の1区画の上に落ちる確率は $1/N$ なので，r 個落ちる確率 P は，

$$P = {}_{N\lambda}C_r \left(\frac{1}{N}\right)^r \left(1-\frac{1}{N}\right)^{N\lambda-r} \tag{3-9}$$

ここで $N\lambda = M$ とおけば，

$$P = {}_MC_r \left(\frac{\lambda}{M}\right)^r \left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{M-r} \tag{3-10}$$

となり，二項分布に従うことがわかる．

上式において M を大きくしていくと，P はポアソン分布に従う．ポアソン分布とは，

$$P_\lambda(r) = \frac{e^{-\lambda}\lambda^r}{r!} \tag{3-11}$$

で定義される 0 および自然数上の分布である．

$M = N\lambda$ であるから，M を大きくするには，イベント回数 N を大きくすればよい．また M が大きくなっても平均光電子数 λ は不変であると考えられるので，$Mp = \lambda$ は一定に保たれる．

以下で，$M \longrightarrow \infty$ のとき $P \longrightarrow P_\lambda(r)$ となることを示す．

$$\begin{aligned}
P &= {}_MC_r \left(\frac{\lambda}{M}\right)^r \left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{M-r} \\
&= \frac{M!}{r!(M-r)!} \left(\frac{\lambda}{M}\right)^r \left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{M-r} \\
&= \frac{\lambda^r}{r!} \frac{\frac{M!}{(M-r)!}}{M^r} \left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{M-r} \\
&= \frac{\lambda^r}{r!} \left(\frac{M}{M}\frac{M-1}{M}\cdots\frac{M-r+1}{M}\right) \left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{-r} \left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{M}
\end{aligned} \tag{3-12}$$

ここで，

$$\frac{M-1}{M}\ ,\frac{M-2}{M}\ ,\cdots\ ,\frac{M-r+1}{M}\ ,\left(1-\frac{r}{M}\right)^{-r}$$

は，M を限りなく大きくするとき，全て 1 に収束する．また，

$$\left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{M}=\left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{(-M/\lambda)(-\lambda)} \qquad (3-13)$$

であり，

$$\left(1-\frac{\lambda}{M}\right)^{-M/\lambda}$$

は，M を無限大にするとき，e に収束するから，結局，

$$P\longrightarrow\frac{\lambda^{r}e^{-\lambda}}{r!}=P_{\lambda}(r) \qquad (3-14)$$

となり，ポアソン分布に近づく．

証明の中で，$M\longrightarrow\infty$ としたが，実際には $M=100$ 程度でも十分ポアソン分布に近づく．今回の実験では $N=5000$ と設定してあるので，たとえ平均光電子数が 1 個であっても．$M=N\lambda=5000$ であるから，ポアソン分布に近似しても問題はない．

図 10 の各分布は，Pedestal のイベント数が多くなっているので，全体としてポアソン分布の形状をしていないようにみえる．ただし Pedestal には，表 4 からもわかるように，平均して 20 分あたり 180 カウントの「空データ」が存在するため，これによって Pedestal が多くなっていると考えられる．各ファイバー長におけるデータをとる際，5000 カウント分のデータをとるのに要した時間も同時に計測してあるので，それぞれいくつの空データが含まれているのかを算出できる．

ファイバーの長さ [m]	測定時間 [秒]	β 線以外のイベント回数 [回]
0.3	1553	233
0.8	1639	246
1.3	1832	275
1.8	1480	222
2.3	1355	203
2.8	1625	244

表 6 ：各ファイバー長におけるβ 線以外のイベント回数

この原因は，例えば宇宙線などが偶然シンチレーションカウンターを通過したことなどが考えられる．宇宙線はあらゆる方向から飛んできており，またβ 線よりもエネルギーが大きいのでスリットの開いてない部分も通り抜けてしまう．したがって宇宙線はファイバーを通過してシンチレーションカウンターに達するとは限らない．以上ような理由により Pedestal が大きくなっ

ていると考えられるので，ここでは，Pedestal を除いた部分を，ポアソン分布と仮定して考察を行う．

前に述べたように，平均光電子数が λ の場合，r 個の光電子を受け取る確率はポアソン分布に従い，次のように表される．

$$P(r) = \frac{e^{-\lambda}\lambda^r}{r!} \qquad (3-15)$$

このとき，ポアソン分布の性質より，分布の平均と分散は，ともに λ となる．また標準偏差は分散の平方根である．したがって，平均 μ と標準偏差 σ の間には，

$$\sigma = \sqrt{\mu} \qquad (3-16)$$

という関係がある．

実験結果として得られた分布は，ADC カウント数の分布である．ADC カウント数は，光電子数にほぼ比例する値であるので，その比例定数を A とすると，ADC カウント数分布の平均は，$A\mu$ で与えられることは明らかである．このとき，分布の標準偏差は $A\sigma$ となることを示す．

まず定義より，光電子数分布の分散 σ^2 を求める．ポアソン分布に限らず，あらゆる分布の分散は，次の式によって与えられる．

$$\sigma^2 = \int_\Omega (x-\mu)^2 \rho(x) dx \qquad (3-17)$$

ここで，Ω は全事象数，$\rho(x)$ は，ある事象が x という値を持つ確率を示す．これを計算すると，

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \int_\Omega (x^2 - 2x\mu + \mu^2)\rho(x)dx \\ &= \int_\Omega x^2\rho(x)dx - 2\mu\int_\Omega x\rho(x)dx + \mu^2\int_\Omega \rho(x)dx \qquad (3-18) \end{aligned}$$

ここで，

$$\int_\Omega x\rho(x)dx = \mu \qquad (3-19)$$

$$\int_\Omega \rho(x)dx = 1 \qquad (3-20)$$

であるから，

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \int_\Omega x^2\rho(x)dx - 2\mu^2 + \mu^2 \\ &= \int_\Omega x^2\rho(x)dx - \mu^2 \qquad (3-21) \end{aligned}$$

次に，ADC カウント数分布の分散 σ_1^2 を求める．この分布は光電子数分布の横軸を A 倍したものと考えられるので，$\mu \longrightarrow A\mu$，$x \longrightarrow Ax$ となっており，

また $\rho(Ax) = \rho(x)$ である．故に，

$$\begin{aligned}
\sigma_1^2 &= \int_\Omega (Ax - A\mu)^2 \rho(Ax) dx \\
&= A^2 \int_\Omega x^2 \rho(x) dx - 2A^2\mu \int_\Omega x\rho(x) dx + A^2\mu^2 \int_\Omega \rho(x) dx \\
&= A^2 \int_\Omega x^2 \rho(x) dx - 2A^2\mu^2 + A^2\mu^2 \\
&= A^2 (\int_\Omega x^2 \rho(x) dx - \mu^2) \\
&= A^2\sigma^2 \qquad (3-22)
\end{aligned}$$

したがって，ADC カウント数分布の標準偏差 σ_1 は，

$$\sigma_1 = A\sigma \qquad (3-23)$$

と表されることが示された．

実験結果より，$A\mu$ と $A\sigma$ はわかっている．この比をとると，

$$\frac{A\mu}{A\sigma} = \frac{\mu}{\sigma} = \frac{\mu}{\sqrt{\mu}} = \sqrt{\mu} \qquad (3-24)$$

となる．つまり，平均光電子数 μ は，

$$\mu = \left(\frac{A\mu}{A\sigma}\right)^2 \qquad (3-25)$$

で求めることができる．

この結果を用いて各ファイバー長の光電子数を計算すると，表 7 のようになる．

ファイバーの長さ [m]	平均光電子数 [個]
0.3	7.23
0.8	5.28
1.3	4.05
1.8	2.74
2.3	2.57
2.8	2.31

表 7 ：ポアソン分布の性質より求めた各ファイバー長における平均光電子数

ポアソン分布の性質から求めた光電子数は，光電子 1 個あたりの ADC カウントの値から求めた光電子数よりも，全体的にかなり小さくなった．本来ならば，同じものを違う方法で求めているだけなので，この 2 つは等しくなければならない．値が異なってしまった原因としては，次のようなことが考えられる．

今回，シンチレーションファイバーに当てる放射線として，Sr^{90} が自然発生的に放射するβ 線を用いた．これは直線的なビームではないので，様々な方向に放たれていると考えられる．またβ 線は，他の放射線に比べてエネルギーが低く，物質中を通過するときに散乱されやすいという特徴を持つ．

図 14 に，比較的シンチレーションファイバーの材質に近いポリスチレン中に，β 線を入射させたときのシミュレーションを示す．直線でない，複雑な軌跡を描いているイベントがあることがわかる．

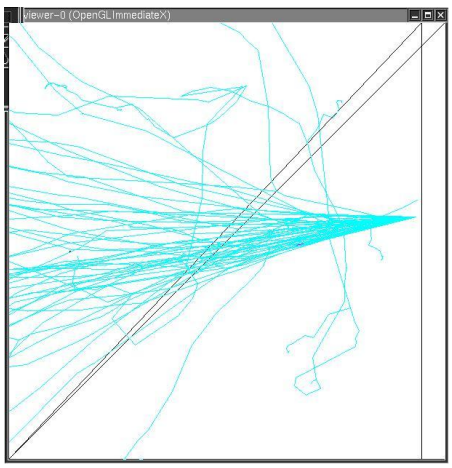

図 14: ポリスチレン中のβ 線の飛跡のシミュレーション

ポアソン分布は，あくまで同じ条件で起こった事象について成立する分布である．したがって，今回の実験においても，各イベントの条件が異なっていてはならない．しかし上のような理由により，ソースからシンチレーションカウンターに至るまでのβ 線の経路は各イベントによって多少の違いがあると考えられる．特にファイバー中を長距離にわたって移動したβ 線による発光量は，当然一直線に横切ったβ 線による発光量よりも大きい．その結果，非常に大きな ADC カウント数になるイベントが起こってしまい，ポアソン分布が破れてしまっている可能性も考えられる．仮に，そのような特異なイベントを除いたとすると，分布の平均 μ と標準偏差 σ はともに小さくなる．また図 15 に示すように，ADC カウント数が大きいイベントから順に除いていったときの減少の仕方は標準偏差の方が大きい．

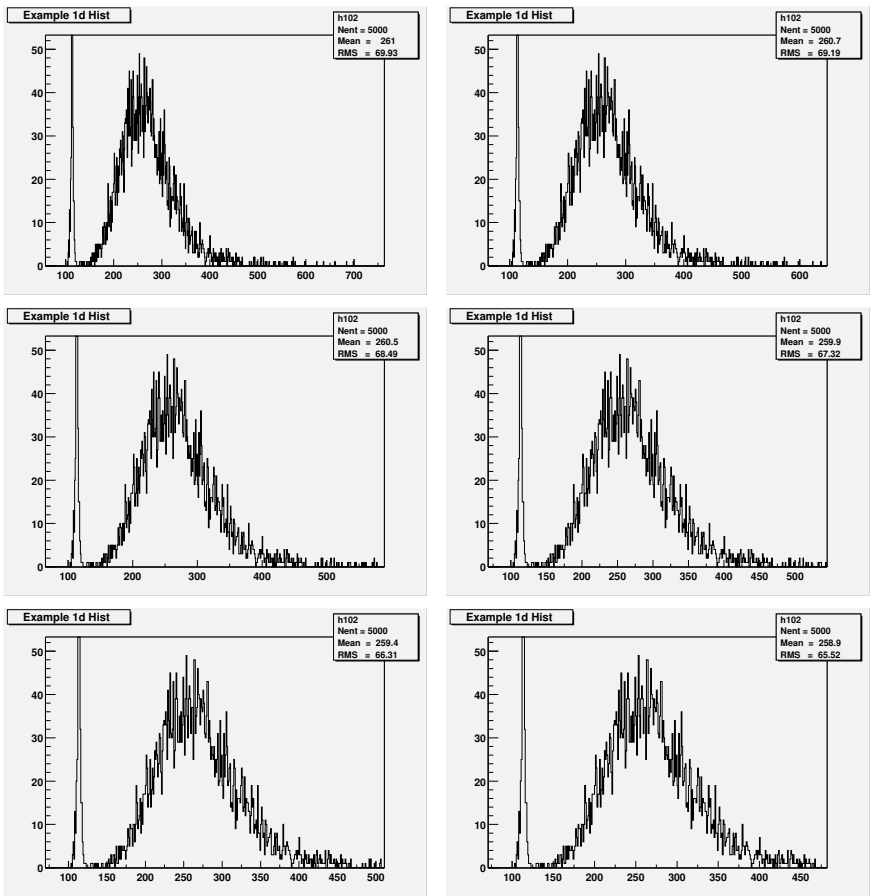

図 15: ADC カウント数が大きいイベントから除いていったときの分布の変化

一般に，分母分子がともに正の実数である分数について，

$$\frac{a}{b} < \frac{a-c}{b-c} \qquad (a > b > c > 0) \qquad\qquad (3-26)$$

が成立するので，ポアソン分布の性質から求めた光電子数は増加する．また平均 μ が小さくなるので光電子 1 個あたりの平均 ADC カウント数から求めた光電子数は減少する．したがって，2 つの方法から求めた光電子数は，より近づくと考えられる．

4　まとめと今後の課題

今回の実験により，次のようなことがわかった．

- Single Photoelectron の平均 ADC カウント数
  Single Photoelectron の平均 ADC カウント数を求めたことによって，光電子数が複数個のときでも，その ADC 分布の平均から，平均光電子数を計算することができるようになった．

- 印加電圧の変化に対する光電子増倍管の増幅率の変化
  今回の実験で変化させた範囲では，光電子増倍管への印加電圧を上げることによって，その増幅率は，ほぼ 1 次関数的に増加することがわかった．

- シンチレーションファイバーの減衰長
  それぞれのファイバーの長さに対する平均光電子数を求めることによって，今回使用したシンチレーションファイバーの減衰長を求めることができた．また，ファイバーと光電子増倍感の接合面を工夫することなどによって，ほぼ理論値に近い光電子数を得ることができることがわかった．

- カウンターとしての不感率
  ファイバーの減衰長がわかったことにより，今回用いた荷電粒子カウンターを KOPIO 実験で使われる条件下においたときの不感率を求めることができた．またその値は 10^{-6} のオーダーにあることから，今回のような薄いシンチレーションファイバーでも，荷電粒子 veto カウンターとして有用に使用できるということがわかった．

また，今後の課題としては，次のようなことが挙げられる．

- シンチレーションファイバーに対して，常に同じ条件で荷電粒子を通過させたときの平均光電子数を求める．

- シンチレーションファイバー中の光電子数の減衰の仕方は単純な指数関数ではなく，別の要素もはたらいている可能性があるため，さらに多くのデータを細かくとって，より正確な減衰の仕方を調べる．

- KOPIO でもう一つの案として検討されているタイルファイバーと，今回使用したシンチレーションファイバーとの特性の比較を行う．

謝辞

本研究を行ってきた中で、様々なご指導をして頂き、また実験が行き詰まったときにも適切な助言を与えて下さった高嶋先生に、深く感謝の意を表します。ありがとうございました。

また、光電子増倍管を提供して下さった京都大学の笹尾教授、研究を進めるにあたり様々な示唆を与えて下さった KOPIO 日本グループの皆様に心からお礼申し上げます。

最後に、昨年亡くなられた増田敦君にも、共に勉強する中で大変お世話になりました。同じ研究室で過ごした者として、心よりお悔やみと感謝を申し上げます。

参考文献

[1] 素粒子物理学　　原康夫，稲見武夫，青木健一郎　　朝倉書店

[2] パリティ物理学コース 素粒子物理　　牧二郎，林浩一　　丸善

[3] テバトロンでの CP 非保存の物理　　金信弘 (代表)

[4] KOPIO : A search for $K_L^0 \longrightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$

[5] The European Physical Journal C