PMT R4125UV 性能チェック

藤野屋 大樹　　飯嶋 晶子

平成１３年 ４月 ２日

1　目的

光電面に UV ガラスを使用した PMT R4125UV-ASSY が１０本納品された。今後この PMT を実験で使用する事を考え、Single Photon Peak を分離する事が可能かを測定し、それぞれの PMT の分解能に関する性能評価を行う。

2　測定試料

浜松ホトニクス社製 PMT R4125UV-ASSY 10 本
シリアルナンバー

zb0434	zb0436	zb0437	zb0440	zb0441
zb0443	zb0444	zb0448	zb0450	zb0451

2.1　カタログスペック

PMT	R4125
PMT 直径 [mm]	$19(3/4inch)$
窓材質	UV ガラス
ダイノード構造 (段数)	ライン (10 段)
最大定格陽極-陰極間電圧 [V]	1800
最大定格平均陽極電流 [mA]	0.1
陽極-陰極間印加電圧 [V]	1500
電流増倍率	8.7×10^5
陽極暗電流 Typ[nA]	10
陽極暗電流 Max[nA]	50
応答速度 立上がり時間 [ns]	2.5
応答速度 走行時間 [ns]	16

3　測定内容

PMT R4125UV の性能評価を行うために、次の二つの測定を行った。

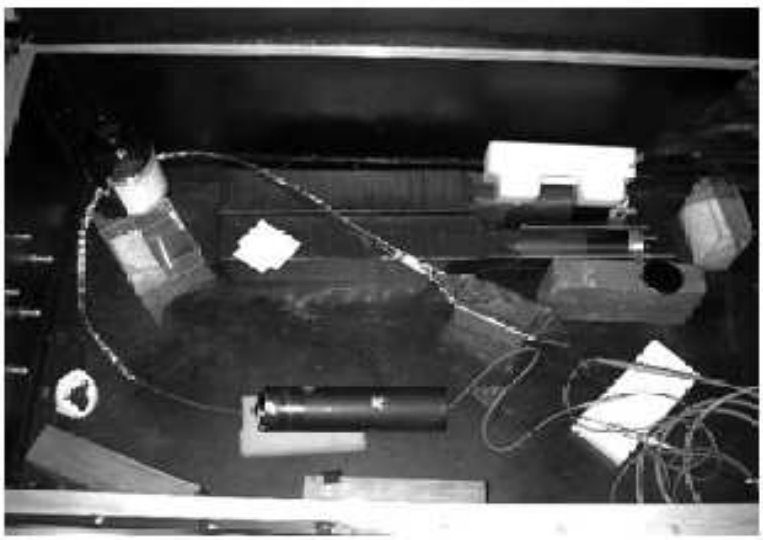

図 1: Setup

1. PMT の Dark Current の測定
2. 光電面へ一定量の微量な Photon を入射させ、Photoelectron の測定

測定を行う際に PMT R4125UV の Gain が低いため OCTAL PULSE AMPLIFIER を使用し、PMT からのシグナルを増幅した。測定は AMPLIFIER 一段 (8 倍) と AMPLIFIER 二段 (6 4 倍) の二回測定を行った。しかし AMPLIFIER 一段では得られる Gain が低いなど PMT の性能を評価するにあたっていくつかの問題点が見られたので後に補足する。

なお測定時間などは特に設定せず Single Photoelectron Peak が分離可能かを判断できると思われるイベント数を目標に測定を行った。また Discriminator の Threshold 値を $-8.0[mV]$ に設定し、一定量の微量な Photon を得るためプラスチックシンチレータ及び β 線源として ^{106}Ru を使用した。

3.1　^{106}Ru 線源

今回の測定では β 線源として ^{106}Ru を使用した。^{106}Ru は以下のような経路で崩壊し安定した状態になる。
$[^{106}Ru]$

$$^{106}_{44}Ru \quad \xrightarrow{367\text{日}} \quad ^{106}_{45}Rh \tag{1}$$

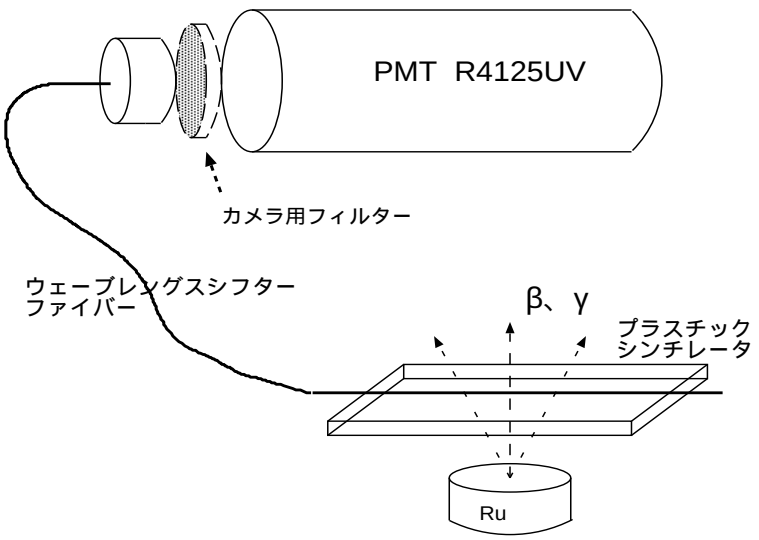

図 2: Setup 図

$$^{106}45Rh \quad \stackrel{29.8\,秒}{\longrightarrow} \quad {}^{106}_{46}Pb \tag{2}$$

崩壊過程 (1) では $0.039[MeV]$、崩壊過程 (2) では $3.53[MeV](68\%)$、$3.1[MeV](11\%)$、$2.4[MeV](12\%)$ の連続エネルギースペクトルを持つ β^- 線がそれぞれ放出される。またそれらの過程において、β 線の他に γ 線 $(0.51[MeV])$ も放出される。

今回の測定では β 線を得るため ^{106}Ru を使用したが、この線源は従来 $0.51[MeV]$ の γ 線を放出する γ 線基準線源である。

3.2 プラスチックシンチレータ

一定量の微量な Photon を得るため、^{106}Ru からの β 線をプラスチックシンチレータへ入射させシンチレーション光を発生させた。

プラスチックシンチレータは溶剤と一種類以上の溶質の混合物であり、母材であるポリスチレンやポリビニルトルエンのような有機素材にウェーブレングスシフター (蛍光剤) を混ぜたシンチレータである。プラスチックシンチレータは NaI や CsI などの無機 (結晶) シンチレータと異なり任意の形状と寸法への加工が容易であるため、細い線から薄い板まで様々な形状で利用されている。また水、空気、多種類の科学薬品と反応しないと言う特性を持っている。

^{106}Ru から β 線は任意の方向へ放出される。松本 哲也氏の修士論文によると、この厚さ $5[mm]$ のプラスチックシンチレータに β 線が垂直に入射し通過した場合、β 線のエネルギー損失は $\Delta E = 0.93[MeV]$ である。^{106}Ru

から放出される β 線は連続スペクトルであり、β 線の平均運動エネルギーは $\bar{E}_{\beta^-} = \frac{1}{3}E_{\beta^-}$ である。したがって $\bar{E}_{\beta^-} < 0.93MeV$ の場合は、ほとんどの粒子がプラスチックシンチレータ内で全エネルギーを失って停止するが、$\bar{E}_{\beta^-} > 0.93[MeV]$ のエネルギーを持つ粒子だけが一部のエネルギーを失いプラスチックシンチレータを通過する事ができる。

β 線がプラスチックシンチレータに入射した場合、β 線のエネルギー損失 $100[eV]$ 毎に 1 個の Photon を放出する。これは約 2% の変換効率である。$0.039[MeV]$、$2.4[MeV]$ の β 線の平均エネルギーは $\bar{E}_{0.039} = 0.013[MeV]$、$\bar{E}_{2.4} = 0.8[MeV]$ である。したがって $0.039[MeV]$、$2.4[MeV]$ の β 線がプラスチックシンチレータに入射すると、ほとんどの粒子が全エネルギーを失いそれぞれおよそ 130 個、8000 個の Photon を放つ。同様に $\bar{E}_{\beta^-} > 0.93MeV$ である $3.1[MeV]$、$3.53[MeV]$ の β 線が入射した場合には、$0.93[MeV]$ のエネルギーを失いおよそ 9000 個の Photon を放つ。

3.3 ウェーブレングスシフターファイバー

これはプラスチックシンチレータで発生したシンチレーション光を PMT へ効率良く伝達するために考えられたファイバー (Wavelength Shifting Fiber) である。

プラスチックシンチレータで発生したシンチレーション光が直接ファイバーに入射した場合、入射角はファイバー内での全反射条件を満足しない。そのためファイバーにウェーブレングスシフター (蛍光剤) を混入し、入射したシンチレーション光を蛍光剤に吸収 · 再発光させる。ファイバーに直接入射したシンチレーション光は全反射条件を満足せずファイバーから出て行ってしまうが、蛍光剤によって再発光された光の一部は全反射条件を満足する。この全反射条件を満足した光がファイバーの外へ漏れ出すことなく PMT へ読み出される。

このファイバーに混入されている蛍光剤は $400 \sim 480[nm]$ の波長の光を吸収し、$480 \sim 550[nm]$ の波長の光を発光する。シンチレータの最大発光波長は $430[nm]$ 位であり、再発光された光は長波長のため透過率が向上する。

4 Dark Current 測定

各 PMT の Dark Current において Single Photoelectron Peak を分離する事が可能かを調べるために、光電面を遮光し Dark Current の測定を行った。PMT の光電面をタフニール数枚で覆い光電面への Photon の入射がないようにした状態で最大定格陽極-陰極間電圧 $1800[V]$ を印可し Dark Current の測定を行った。

5　Photon 測定

実際に PMT へ一定量で微量の Photon を入射させ、Photoelectron の測定を行った。プラスチックシンチレータに ^{106}Ru 線源を当て、発生したシンチレーション光をウェーブレングスシフターファイバーによって光電面へ導き Photoelectron を測定した。プラスチックシンチレータとファイバーには光の漏れ出しを防ぐため、反射材として厚さ $0.015[mm]$ のアルミニウム泊でおおった。先に述べたようにプラスチックシンチレータ内では入射した β 線のエネルギー損失に比例して Photon が発生する。しかし発生した Photon のうちファイバーに入射する Photon 数は少なく、さらに光電面の直前にカメラ用フィルターを設置したため実際に光電面に到達する Photon 数は非常に少ない。

測定当初は AMPLIFIER 一段 (8 倍) を用いて測定を行ったが、Gain が低く Photoelectron 数が少ない側 (低 Channel 側) の Peak が Threshold によって切れてしまい解析に十分な測定を行う事ができなかった。したがって Single Photoelectron Peak が分離可能かを判断するのに十分なデータを得るために AMPLIFIER を更に一段増やし AMPLIFIER 二段 (6 4 倍) で再測定を行った。

AMPLIFIER 一段 (8 倍) で測定を行っていた時点ではプラスチックシンチレータと ^{106}Ru 線源の間にコリメータを設置し放射線を選別していた。しかし Counting Rate が Dark Current 測定時と比較し二倍程度と低い値であった。Counting Rate の割合から Dark Current が測定結果に与える影響が大きいと判断し、AMPLIFIER を二段 (6 4 倍) に変更した段階で撤去した。またファイバーから直接 PMT に Photon を入射させた場合、光量が多くなり目的としている「微量な Photon」を得られない事からファイバーと光電面の間にカメラ用フィルターを設置し光量を減少させた。カメラ用フィルターの設置にともない光電面とファイバーの間を接着剤等による固定を行わなかった。そのため PMT で得られた光量に若干の差が見られる。

6　結果と考察

AMPLIFIER 二段 (64 倍) を使用し $1800[V]$ を印加した Photoelectron(図 5∼7)、Dark Current の測定 (図 8∼10)、AMPLIFIER 一段 (8 倍) として $1750[V]$ と $1800[V]$ を印可した Dark Current、Photoelectron の測定 (図 11∼20) のヒストグラムをそれぞれ示す。

6.1 AMPLIFIER 二段 (64 倍)

AMPLIFIER 二段 (64 倍)、印加電圧 1800[V] における Dark Current の測定では zb0437、zb0451 の二本を除き十分に Single Photoelectron Peak を分離する事が可能だった。中でも zb0448、zb0436 は他の PMT に比べ明らかな分離が見られた。

それぞれの事象が互いに独立して起こり、平均値が存在する場合の確率は Poisson Distribution に基づく。原子核の崩壊はそれぞれ独立の事象であり、崩壊による放射線はある一定の崩壊速度とエネルギーを持っている。これらの条件から、Photoelectron の測定で得られた全ヒストグラムを「入射した Photon 数は 3 個以下」と仮定し、Poisson Distribution に基づいた Fitting Function によって Fitting を行った。Fitting Function と、実際どのように Poisson Distribution と Gauss Distribution を当てはめるのかその例 (図 3) を示す。

[(1) Poisson Distribution]

$$p(x|m) = e^{-m}\frac{m^x}{x!} \qquad x = 0, 1, 2, \ldots \qquad m > 0$$

m : 母平均

[(2) Gauss Distribution]

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

m : 母平均
σ^2 : 母分散

[Fitting function]

$$R(x) = A\sum_{N=1}^{Nmax}\frac{1}{e^{\bar{N}}}\frac{\bar{N}^N}{N!}\frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma} exp\left\{-\frac{(x-pN-q)^2}{2N\sigma^2}\right\}$$

x : $ADC\ Channel$
$A(p1)$: $NormalizationFactor$
$\bar{N}(p2)$: 平均光電子数
$\sigma(p3)$: $Sigma$
$p(p4)$: $Peak\ Interval$

$q(p5)$: *Pedestal Peak Channel*

この Fitting Function は平均光電子数 (母平均)$\bar{N}$ の時に Poisson Distribution から得られる N Photoelectron の確率に、Gauss Distribution を用いて分布の幅を持たせた構造をしている。Gauss Distribution を当てはめる際、各 N Photoelectron における分散 σ_N はそれぞれ

$$\sigma_N = \sqrt{N}\sigma$$

の値となる。また $Nmax$ は Fitting を行う際に考慮する最大光電子数を表しており、今回の解析では $Nmax = 10$ とした。$Nmax$ の値は各 Photoelectron Peak における分散をどこまで評価の対象にするかを表している。Gauss Distributi は $\sigma_N = \sqrt{N}\sigma$ から各 Photoelectron Peak での広がりを与える。N が常に 1 以上の値とするのは、Pedestal(0 Photoelectron) での分布は分散が $\sigma_0 = 0$ であり Fitting Function でその分布を求めることができないからである。もし Pedestal での分布を考える場合は、測定誤差など Gauss Distribution とは異なる分布を考慮しなければなければならない。

Poisson Distribution から得られる確率を見てもわかるように母平均 $(\bar{N})$ の値から N の値が離れるにしたがって、その確率も急激に小さくなる。N の確率が小さい場合、その分布の広がりが他の Peak に与える影響は極めて小さくなる。この事から分かるように $Nmax$ の値を必要以上に大きくする事は必ずしも Fitting の精度を高める結果にはならない。なぜなら実際に Fitting Fuction の計算を行うコンピュータにも計算の限界があり、N の値があまりに大きく収束が見込まれない場合には計算を途中で止めてしまう事があるからである。実際の測定から得られたヒストグラムと、先にあげた Fitting Function を別に計算した値から得られたヒストグラムの比較を図 4 に示す。

先の仮定「入射 Photon 数が 3 個以下の場合」のように、母平均 (平均光電子数)m を $m = 1, 2, 3$ とした時の確率はそれぞれ

$$p(0|1) = \frac{1}{e} \quad p(1|1) = \frac{1}{e} \quad p(2|1) = \frac{1}{2e} \quad p(3|1) = \frac{1}{6e} \quad p(4|1) = \frac{1}{24e} \quad \ldots$$

$$p(0|2) = \frac{1}{e^2} \quad p(1|2) = \frac{2}{e^2} \quad p(2|2) = \frac{2}{e^2} \quad p(3|2) = \frac{4}{3e^2} \quad p(4|2) = \frac{2}{3e^2} \quad \ldots$$

$$p(0|3) = \frac{1}{e^3} \quad p(1|3) = \frac{3}{e^3} \quad p(2|3) = \frac{9}{2e^3} \quad p(3|3) = \frac{9}{2e^3} \quad p(4|3) = \frac{27}{8e^3} \quad \ldots$$

のようになる。Fitting によってより正確な平均光電子数を得るために数 Photoelectron Peak の範囲にわたって Fitting を行いたい。したがって平均光電子数が 1 個の場合でも数 Photoelectron Peak をカバーできるように、イベント数が最大の Peak からそのイベント数に対してイベント数が 1/6 になる範囲を目安に Fitting を行った。Poisson Disutribution から得られた確率から、

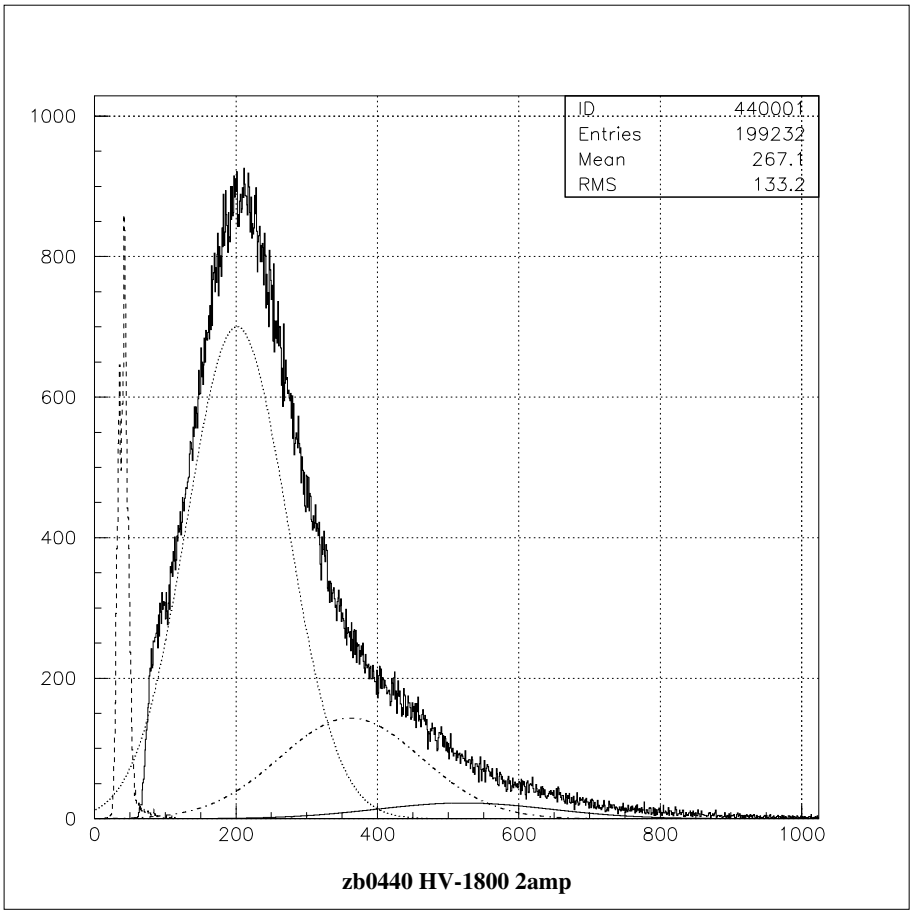

図 3: Poisson Distribution & Gauss Distribution

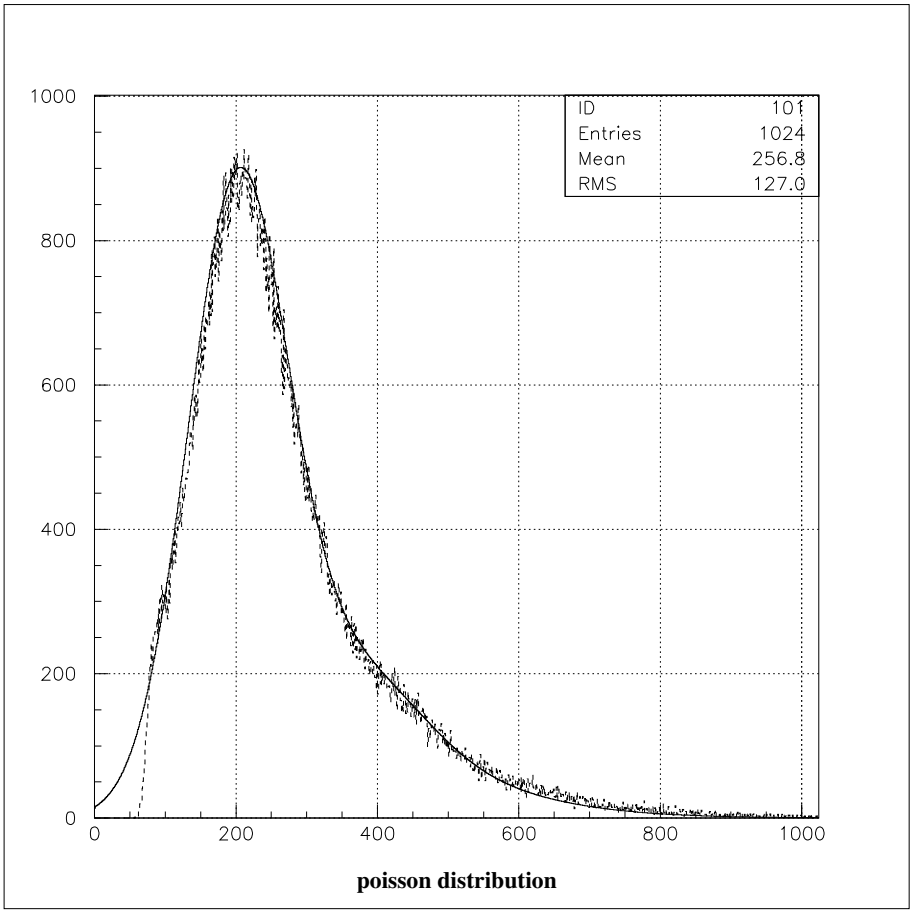

図 4: 測定結果と Fitting Function の比較

この範囲で Fitting を行えば 1 Photoelectron Peak∼3 Photoelectron Peak を覆う事ができるはずである。実際に Fitting を行った範囲は、Fitting の範囲が Threshold にかからないように注意しながら「イベント数が最大の Peak の左側で、イベント数が $3/4 \sim 4/5$ となる Channel」から「最大イベント数に対して 1/6 イベントとなる Channel」としておおざっぱに範囲を決定した。

Fitting の範囲は、

- 各ヒストグラムにおいて「測定した Pedestal Peak Channel」と「Fitting によって得られた Pedestal Peak Channel」が近い値になる。
- Fitting によって得られた「Chi-square 値」が最小になる。

を条件に各ヒストグラムごとに調整した。

Fitting は、Fitting を行う範囲が数 Channnel 異なるだけで Sigma や Pedestal Peak Channel、Chi-square が大きく変化してしまう。そのために最初に低 Channel 側 (start) を固定し、次いで高 Channel 側 (end) を 10 Channel づつ低 Channel 側へ変化させた。しかし低 Channel 側の値によってはいくら高 Channel 側を変化させても上の条件を満たさない場合がある。その場合は低 Channel 側を 1、2Channel 高 Channel 側へずらし、同じことを繰り返し行い上の条件を満足する範囲を求めた。

なお Pedestal Peak は OCTAL PULSE AMPLIFIER を使用した事によって幅を持ってしまった。そのため Pedestal Peak の重心 (mean) を求め、その値を「測定した Pedestal Peak Channel」として、Fitting Function の parameter の初期値に使用した。

AMPLIFIER 二段 (６４倍)、印加電圧 1800$[V]$ で測定したデータに Fitting を行い得られた結果を Peak Interval の大きい順に並べ次の表に示す。

[初期値および Fitting range]

PMT	Pedestal(重心値)	Fitting-start	Fitting-end	Fitting range
zb0448	34.44	207	920	713
zb0436	43.5	174	605	431
zb0440	41.7	155	525	370
zb0434	49.2	169	550	381
zb0443	34.57	130	630	500
zb0450	37.94	138	550	412
zb0441	33.98	136	540	404
zb0444	34.4	136	455	319
zb0451	38.26	130	462	332
zb0437	42.12	126	438	312

[Fitting より得られた各値]

PMT	Pedestal-Fitting 値	Peak Interval	Chi-square	Sigma	平均光電子数
zb0448	34.47	237.5	1.236	115.6	0.5329
zb0436	43.66	172.3	1.177	82.23	0.5658
zb0440	41.66	160.3	1.064	70.91	0.6228
zb0434	49.51	160.1	1.184	74.66	0.6213
zb0443	34.4	157.8	1.2	74.21	0.5811
zb0450	37.87	157.7	0.8619	74.3	0.6405
zb0441	33.99	156.4	1.068	72.23	0.6096
zb0444	34.42	141.8	0.9826	64.91	0.4567
zb0451	38.53	137.7	1.064	59.41	0.5481
zb0437	42.71	121.3	1.048	57.38	0.6097
Average					0.5788

Fitting の結果、平均光電子数は各 PMT において 0.58 個前後 (平均値 0.579 個) となり Fitting を行う際の仮定は満たしている。また平均光電子数が他の PMT と著しく異なった値を示す結果も得られなかった事から、光電面への Photon の入射は各々の PMT に対してある程度一様だったと判断できる。

この結果より得られた平均光電子数から再度 Poisson Distribution $P(x|0.58)$ の計算を行うと、

$$
\begin{aligned}
p(0|0.58) &= \frac{1}{e^{0.58}}\frac{0.58^0}{0!} &\approx\ 0.560\\
p(1|0.58) &= \frac{1}{e^{0.58}}\frac{0.58^1}{1!} &\approx\ 0.325\\
p(2|0.58) &= \frac{1}{e^{0.58}}\frac{0.58^2}{2!} &\approx\ 0.094\\
p(3|0.58) &= \frac{1}{e^{0.58}}\frac{0.58^3}{3!} &\approx\ 0.018\\
p(4|0.58) &= \frac{1}{e^{0.58}}\frac{0.58^4}{4!} &\approx\ 0.003
\end{aligned}
$$

となり、Fitting を行う際に定めた範囲では数 Photoelectron Peak を覆っていない事が判る。しかしこの範囲は各 PMT のヒストグラムにおいて 1 Photoelectron Peak∼2 Photoelectron Peak の間であり、覆っている Photoelectron 数にはほとんど差がないので全 PMT を同等の条件で評価したと言える。また、もし得られた確率から Fitting 範囲を拡げたとしても 3 Photoelectron で約 2%、4 Photoelectron では約 0.3% の確率である。確率が低くなるにしたがって Dark Current の影響が大きくなるので、これ以上 Fitting 範囲を拡げる事は解析結果に良い影響を与えないだろう。また今回の Fitting では

$Nmax = 10$ として計算を行ったが、平均光電子数の値から $Nmax$ の値はもっと小さくても良いと思われる。

Poisson Distribution による 1 Photoelectron、2 Photoelectron、...、と Photoelectron Peak の間隔から PMT の大まかな Gain が見積もる事ができ、Peak Interval を比較し特に Gain が高いと思われる PMT は zb0448、zb0436 の 2 本であった。また zb0434、zb0440、zb0441、zb0443、zb0450 は今回の試料の中では平均的な Gain を持つが、zb0437、zb0444、zb0451 の 3 本は特に低い Gain を示した。

以上の結果から、Threshold 値 $-0.8[mV]$、OCTAL PULSE AMPLIFIER 二段 (6 4 倍) を使用し $1800[V]$ を印可して測定を行った場合、測定によって得られたヒストグラムの Peak から全 PMT において Single Photoelectron Peak が分離可能であるという事が判った。

またこれらの PMT の中でも 1 Photoelectron などの微量な Photon の測定を行う場合には、「Gain の高さ」から zb0448 が最も適している。同様にシンチレーション光をウェーブレングスシフターファイバーによって光電面へ導くような 1 Photoelectron 程の微量な Photoelectron の識別が必要な測定でなければ zb0437、zb0444、zb0451 を除いた 7 本の PMT で十分に数 Photoelectron の測定は可能である。

6.2 AMPLIFIER 一段 (8 倍)

OCTAL PLUSE AMPLIFIER を二段使用し PMT からのシグナルを 6 4 倍に増幅して測定を行ったが、その測定に先立ちほぼ同様のセッティング (変更点-コリメータ有り) を用いて同 OCTAL PLUSE AMPLIFIER を一段のみの測定を行った。測定方法は AMPLIFIER 二段とほとんど変わらないが、印加電圧を $1650[V] \sim 1800[V]$ まで $50[V]$ づつ変化させ各 PMT 数回測定を行った。印加電圧 $1750[V]$ と $1800[V]$ のヒストグラム (図 9~18) を示す。

AMPLIFIER 一段によってシグナルを 8 倍に増幅した測定においても、AMPLIFIER 二段の測定結果と同様の傾向を見る事ができる。しかし Gain が低いために Photoelectron Peak が $0 \sim 150$ ADC Channel という狭い範囲に偏ってしまった。そのため設定した Threshold 値が測定結果に与える影響が大きくなり、Gain が低い zb0437、zb0443、zb0451 では Single Photoelectron Peak が分離可能かを明確に判断できるデータが得られなかった。

また、この測定ではコリメータを設置しシンチレータへ入射する放射線を選別していたため、プラスチックシンチレータへ入射する放射線の数が少なく Dark Current 測定時の Counting Rate の倍程度しか Counting Rate を得られなかった。一定量の微量な Photon が光電面へ入射している場合に発生する Photoelectron 数は Poisson Distribution に一致するはずである。しかし Dark Current による electron(熱電子) の発生はランダムであり Poisson

Distribution に一致しない。したがってこの AMPLIFIER 一段で得られたデータでは Poisson Distribution を用いた Fitting Function によって Fitting を行う事はできなかった。

得られたヒストグラムから Single Photoelectorn Peak の分離が可能かを判断した場合、ヒストグラムの荒さから Gain の低い PMT では Peak の形が明確ではなく、Thershold で切れているのかどうかが判断できない場合もある。しかし Gain の高い数本の PMT では Sigle Photoelectorn Peak は分離は明確に確認することはできた。

7 改善点

最後に反省を含め今回の測定において改善が可能と思われる点を以下にまとめる。

1. 測定時間の設定
   今回の測定では測定時間の設定を行わずイベント数を目安に測定を終了した。これは Single Photoelectorn Peak を確認するという目的では十分であったが、PMT の性能を評価するという点では不十分であった。測定時間を全 PMT(Dark Current 測定、Photon 測定) で揃える事によって各 PMT における Dark Current の量を相対的に比較する事ができる。この比較を行えばイベント数が少ない測定など様々な条件に適した PMT の選別も可能となるはずである。

2. トリガー
   今回の実験ではプラスチックシンチレータの発光だけをトリガーとする Self-trigger で測定を行った。Self-trigger で測定を行う場合、シンチレーターへ入射した粒子のエネルギーや種類に関係なく trigger してしまう。プラスチックシンチレータを通過する粒子は ^{106}Ru 起源だけでも $0.039[MeV]$、$2.4[MeV]$、 $3.1[MeV]$、 $3.53[MeV]$ の 4 種類の β 線と $0.511[MeV]$ γ 線が存在する。したがって測定によって得られたヒストグラムには、これら β 線と γ 線の全エネルギー損失を含んでしまっている。 したがって β 線を起源とする Photoelectron だけでも広い幅を持つ測定になっている事が分かる。

   また Self-trigger で測定を行った場合にはシンチレータが発光した場合のデータと Pedestal のデータを別に測定しなくてならない。この場合には Pedesta Peak と Single Photoelectron Peak の分離を判断するのが難しくなってしまう。

   そのため放射線源に対しプラスチックシンチレータの後方に別のシンチレータを設置し、そのシンチレータが発光した場合 (プラスチックシンチレータを突き抜けた放射線がシンチレータを発光させた場合) だけ

を trigger にするなど外部 trigger で測定を行う事によって、より正確な測定が可能となる。なぜなら先に述べたように ^{106}Ru からは 4 つの異なったエネルギーを持った β 線が放出されている。「プラスチックシンチレータを通過した粒子のみ trigger する」という条件を加える事でエネルギーの低い $\bar{E}_{\beta^-} < 0.93[MeV]$ の β 線を除く事ができる。したがって $0.039[MeV]$、$2.4[MeV]$ の β 線を trigger しないようにする事ができる。またプラスチックシンチレータ内での粒子のエネルギー損失は粒子の飛程に比例する。そのため上の条件を与えることによって測定するエネルギーの幅を一定にする事ができ、より「一定量の Photon」という条件に近づける事が可能となる。(しかし上の条件を与えても $0.511[MeV]\gamma$ 線を除くことはできず、β 線のエネルギー損失のみを測定することはできない。)

その他にも Poisson Distribution における $p(0|\bar{N})$ のイベントを測定する事ができるようになる。これにより Pedestal を別に測定する必要がなくなる。このように外部トリガーを用いる事によってより正確な識別が可能となる。

3. 測定点
   OCTAL PULSE AMPLIFIER を二段使用した測定では印加電圧が 1800[V] での測定しか行わなかった。明らかに Pedestal Peak と Single Photo-electron Peak の分離が印加電圧 $1800[V]$ 以下で起きていると思われる PMT もあり、$1700[V]$ から $50[V]$ おきに 3 点の測定を行うなどすれば Gain を全 PMT で揃えるといった実際の測定に即したデータが得られただろう。

4. AVR の影響
   測定を開始した当初は AVR のそばの暗箱で測定を行っていた。AVR とは電流中のノイズを除去する装置で、周囲に強力な磁場を発生させる。PMT は磁場により大きな影響を受けるため、AVR で発生した磁場が測定に対して何らかの影響を与える可能性は十分考えられる。そのため測定の途中 (AMPLIFIER 一段時) から AVR による磁場が測定に悪影響を与えないように、暗箱の場所を AVR から離れた場所へ移動した。測定に先立ち周りの環境、特に磁場の発生源を確認するというのは精度の良い測定を行う上で必要である。

   * AVR のそばと移動後で同じ条件の測定を行っていないので、AVR の磁場が測定に悪影響を与えたかは断言できない。

以上が今回の測定を解析した結果から得られた改善点である。

8 付録

[Poisson Distribution]

$$p(x|m) = e^{-m}\frac{m^x}{x!} \qquad x = 0, 1, 2, \ldots \qquad m > 0$$

$$\text{母平均} \quad : \quad m$$

Fitting を行うにあたり Fitting Function の理解を深めるために、Poisson Distribution に関し少々補足する。第 6 章で述べたように今測定を解析するにあたって用いた Fitting Function は Poisson Distribution と Gauss Distribution を組み合わせた構造である。Poisson Distribution により母平均 m における $x = 1, 2, 3, \ldots$ での確率 $p(x|m)$ を求め、Gauss Distribution によって各 x における広がりを与える。

この Fitting Function を用いるにあたって、計算の考慮に入れる x の範囲は $Nmax(\geq 1)$ によって決定する。しかし母平均 m の値によって x における確率 $p(x|m)$ は大きく異なる。Dark Current の多い PMT を持ちいた場合や宇宙線などの Back Ground が大きい場合、測定によって得られたヒストグラムは当然それらんの影響が大きく、確率 $p(x|m)$ が小さい範囲では Dark Current や宇宙線と区別する事ができない場合もある。また計算機を用いて Fitting Function の計算を行わせるが、$Nmax$ が必要以上に大きい時は計算が収束せず途中で終了してしまう場合がある。したがって測定にしめる確率 $p(x|m)$ の値が非常に小さい事が見込まれる場合は、$Nmax$ の値を必要以上に大きくする必要はない。

そこで以下に母平均 $m = 0.5 \sim 5$、$x = 0 \sim 10$ の範囲での確率 $p(x|m)$ を示す。各測定において平均光電子数を見積もる事ができれば、確率 $p(x|m)$ からヒストグラム全体に対する x の割合を求めることができ、解析に必要とされる $Nmax$ の値を容易に決められるであろう。

p(x | m)	x=0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
m=0.5	0.607	0.303	0.076	0.013	0.002	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1.0	0.368	0.368	0.184	0.061	0.015	0.003	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000
1.5	0.223	0.335	0.251	0.126	0.047	0.014	0.004	0.001	0.000	0.000	0.000
2.0	0.135	0.271	0.271	0.180	0.090	0.036	0.012	0.003	0.001	0.000	0.000
2.5	0.082	0.205	0.257	0.214	0.134	0.067	0.028	0.010	0.003	0.001	0.000
3.0	0.050	0.149	0.224	0.224	0.168	0.101	0.050	0.022	0.008	0.003	0.001
3.5	0.030	0.106	0.185	0.216	0.189	0.132	0.077	0.039	0.017	0.007	0.002
4.0	0.018	0.073	0.147	0.195	0.195	0.156	0.104	0.060	0.030	0.013	0.005
4.5	0.011	0.050	0.112	0.169	0.190	0.171	0.128	0.082	0.046	0.023	0.010
5.0	0.007	0.034	0.084	0.140	0.175	0.175	0.146	0.104	0.065	0.036	0.018

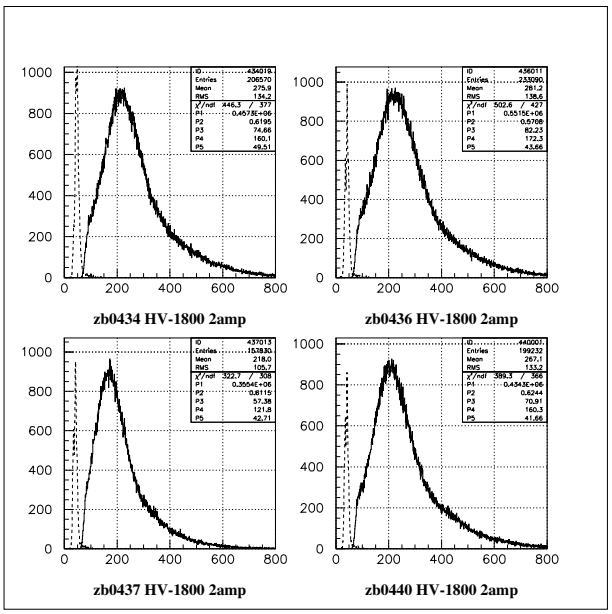

図 5: $zb0434 \sim zb0440$
AMP 二段 (6 4 倍)、印加電圧 1800[V]

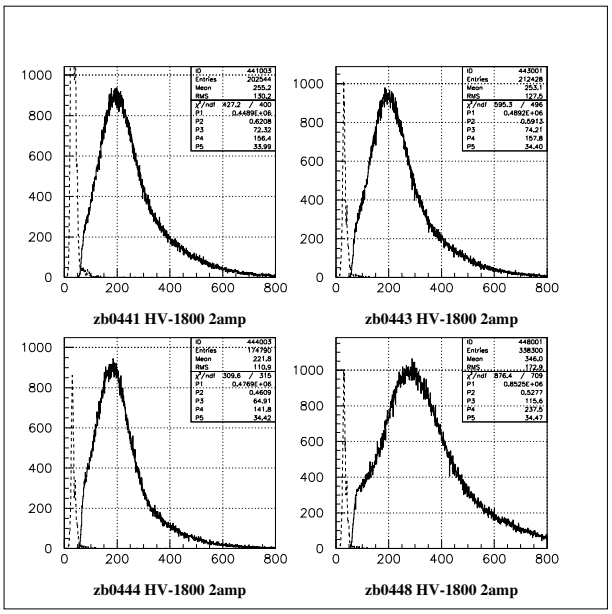

図 6: $zb0441 \sim zb0448$
AMP 二段 (6 4 倍)、印加電圧 1800[V]

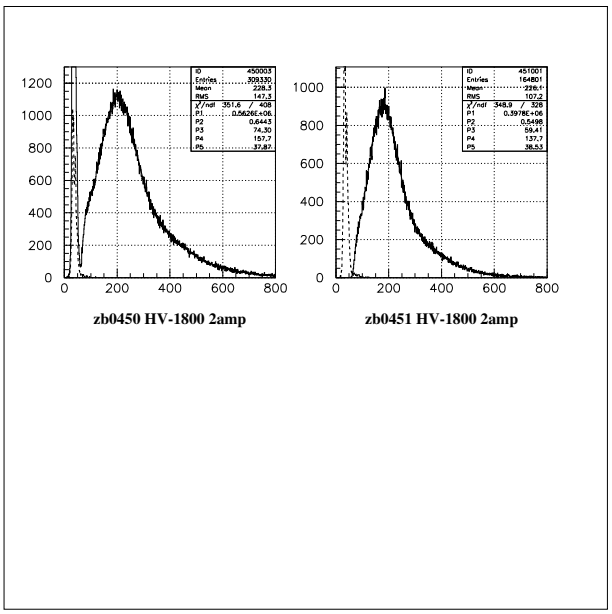

図 7: $zb0450 \sim zb0451$
AMP 二段 (6 4 倍)、印加電圧 1800[V]

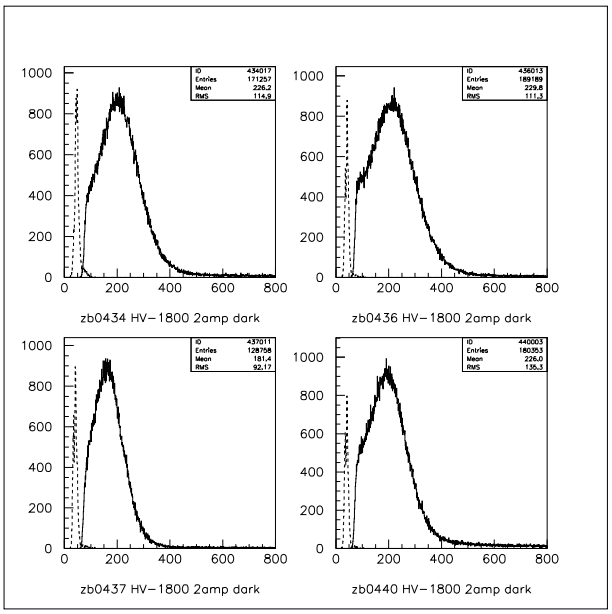

図 8: $zb0434 \sim zb0440$
Dark Current、AMP 二段 (6 4 倍)、印加電圧 1800[V]

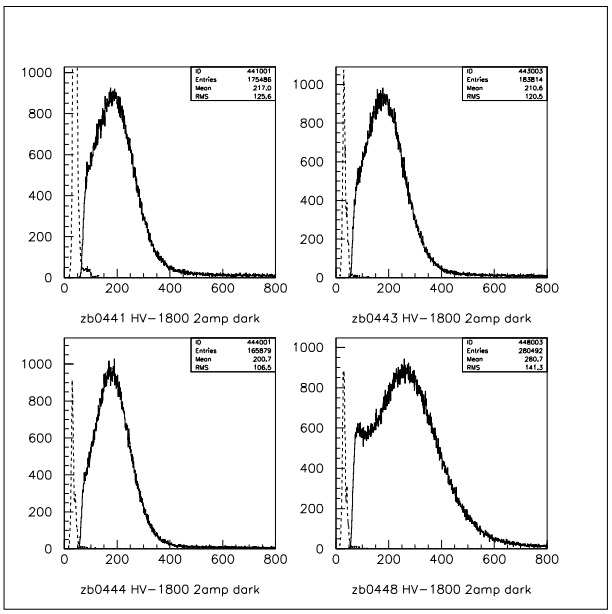

図 9: $zb0441 \sim zb0448$
Dark Current、AMP 二段 (6 4 倍)、印加電圧 1800[V]

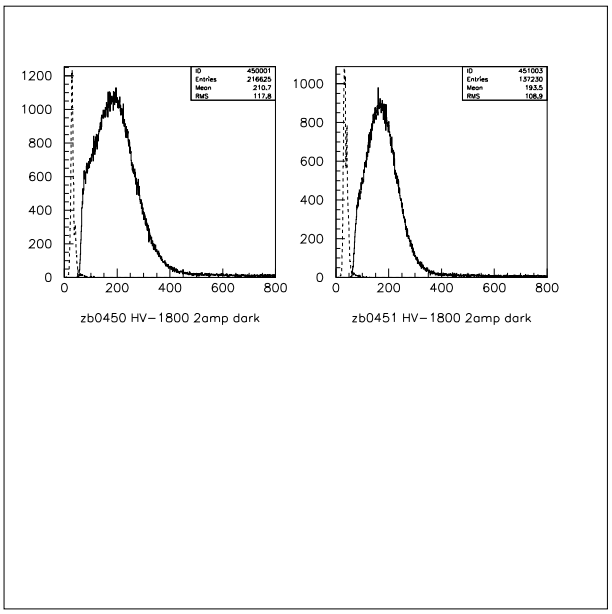

図 10: $zb0450 \sim zb0451$
Dark Current、AMP 二段 (6 4 倍)、印加電圧 1800[V]

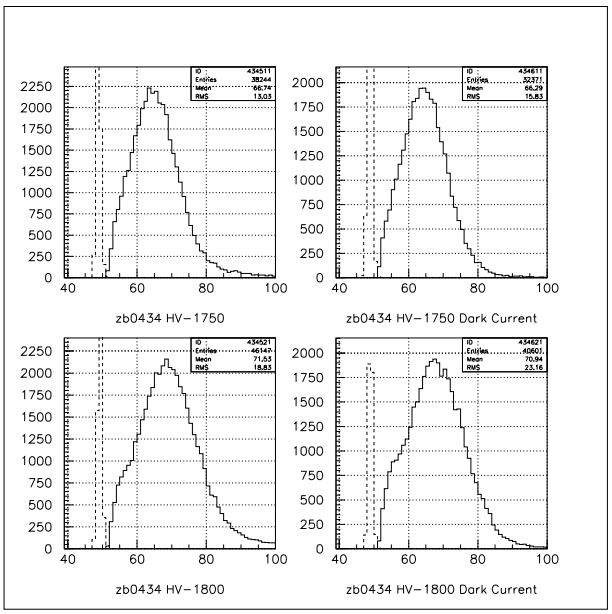

図 11: $zb0434$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

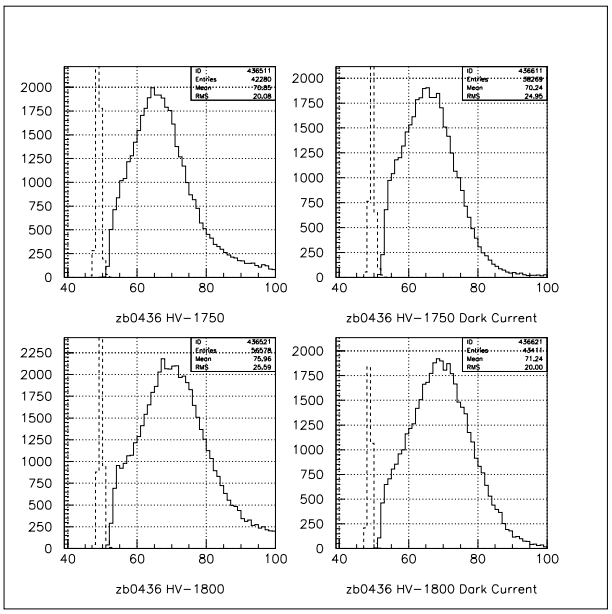

図 12: $zb0436$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

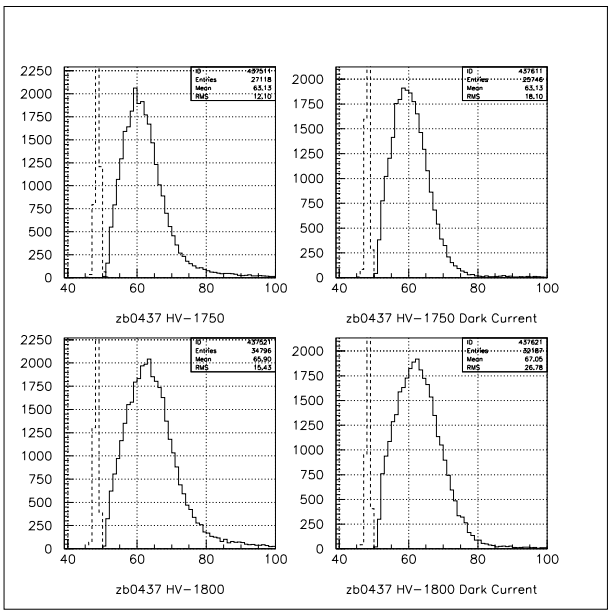

図 13: $zb0437$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

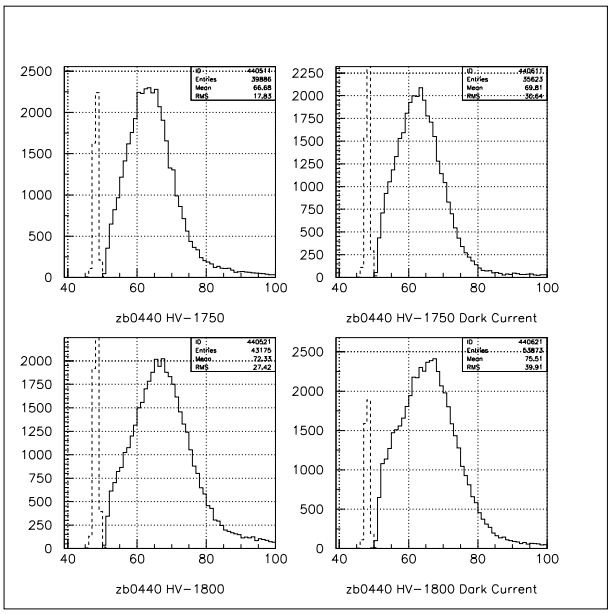

図 14: $zb0440$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

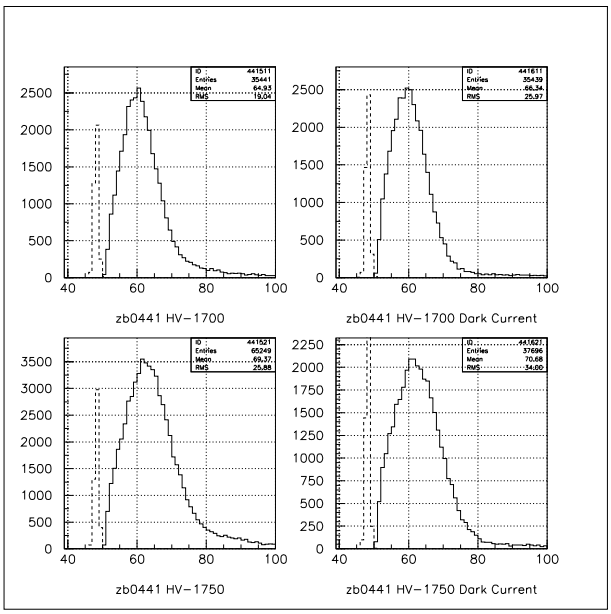

図 15: $zb0441$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1700 \sim 1750[V]$

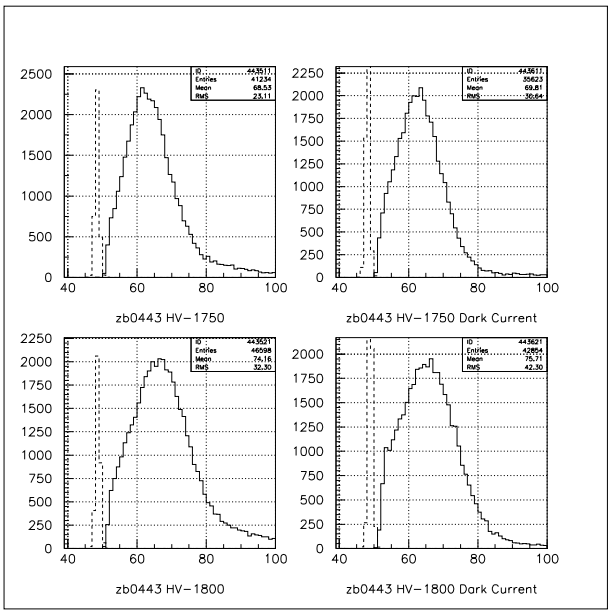

図 16: $zb0443$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

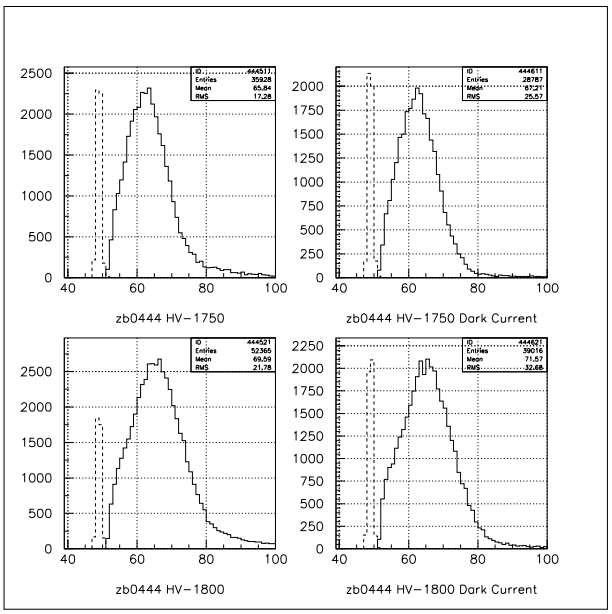

図 17: $zb0444$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

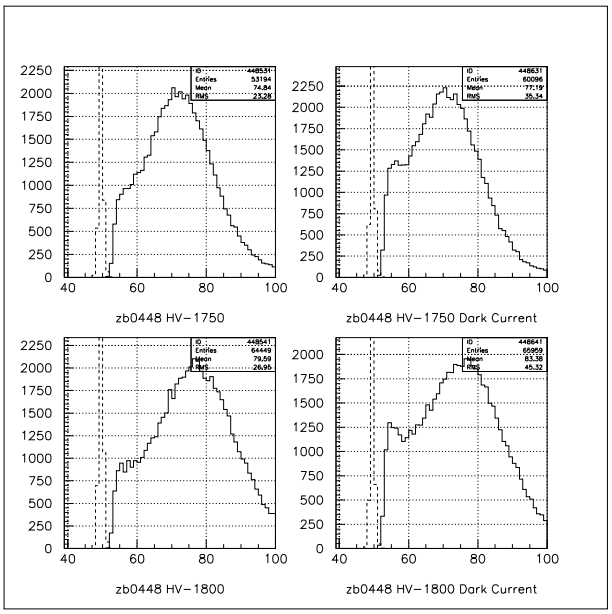

図 18: $zb0448$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

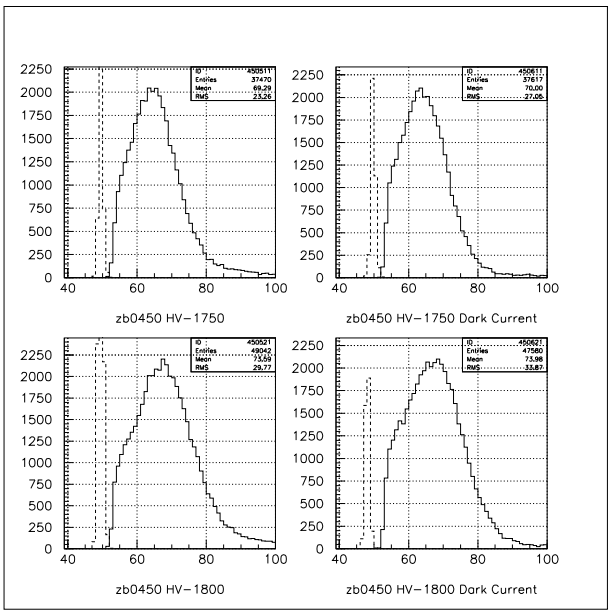

図 19: $zb0450$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$

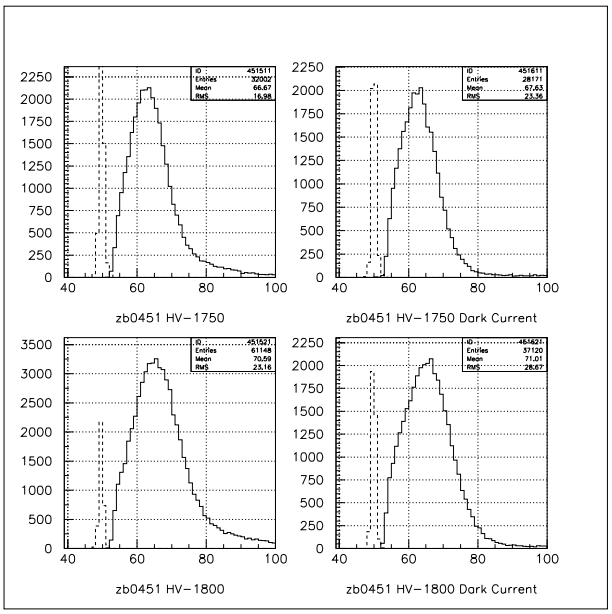

図 20: $zb0451$
AMP 一段 (8 倍)、印加電圧 $1750 \sim 1800[V]$