プリズム状光電面を持つ光電子増倍管 (HAMAMATSU R329EGPX) の性能特性研究

山形大学大学院 理工学研究科 博士前期課程
クォーク核物性研究グループ
板谷 道隆

平成 15 年 3 月 21 日

概 要

直接的な CP 対称性の破れを伴う K 中間子稀崩壊過程 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ を測定する KEK-PS E391a 実験が 2003 年実験開始の予定で現在準備が進められている。この実験において、CsI 電磁カロリーメーターをメインとする大型 Detector が用いられる。そしてこの Detector において最も特徴的であり、重要な役割を為すものは Main-Barrel カロリーメーター、Front-Barrel カロリーメーター、ビームキャッチャー及び 5 つの Collor counter から成る veto システムである。

これら veto counter には極めて高い検出効率が求められる。しかし Main 及び Front-Barrel カロリーメーターは wavelength shifter(WLS) fiber 読み出しという構造に由来する様々な場所での集光 loss などにより光電子増倍管へ導かれる光量は少ない。この状況下で獲得光電子数を増やすために従来の 2 インチ光電子増倍管 (HAMAMATSU R329) に改良を施した。

施した改良は光電面をプリズム状に加工、光電金属を green extended へ変更そして内部鏡面加工の 3 点である。この 3 点の改良を施した試作機 (HAMAMATSU R329EGPX) について E391a 実験が要求する性能を満たすかどうか評価を行なった。最も重視されていた獲得光電子数では従来の光電子増倍管に比べ約 1.8 倍、そして光電面由来の darkcurrent はほぼ変わらないことがわかった。

本論文ではその他、一般的特性へも言及する。

目 次

第 1 章　序論 **2**
1.1 KEK-PS E391a 実験の概要 . . . 2
1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の物理 . . . 2
1.2.1 K 中間子系での CP 対称性の破れ . . . 2
1.2.2 CKM パラメータ η . . . 3
1.2.3 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊 . . . 4
1.3 KEK-PS E391a 実験 . . . 5
1.3.1 K^0 ビームライン及び Detector の概要 . . . 5
1.3.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定 . . . 7
1.3.3 Background . . . 8
1.4 本研究の目的 . . . 8

第 2 章　光電子増倍管への改良の経緯 **10**
2.1 Barrel カロリーメーターの構造 . . . 10
2.1.1 Barrel カロリーメーターの efficiency . . . 11
2.1.2 使用素材 . . . 11
2.2 改良への経緯 . . . 13
2.3 改良点 . . . 13
2.4 光電子増倍管の動作原理 . . . 16
2.4.1 入射窓材 . . . 17
2.4.2 光電子放出過程 . . . 17
2.4.3 ダイノードと陽極出力 . . . 18
2.5 Barrel カロリーメーターとの整合性 . . . 19

第 3 章　性能評価 **22**
3.1 獲得光電子数の比較 . . . 22
3.1.1 β 線のエネルギー損失 . . . 23
3.1.2 ADC 分布と fitting 関数 . . . 25
3.1.3 結果と考察 . . . 27
3.2 gain 測定 . . . 28
3.2.1 電圧等分割 breeder を用いた場合の gain . . . 31

3.3 暗電流測定 33
3.3.1 印加電圧対暗電流特性 34
3.3.2 threshold 対暗電流特性 38
3.3.3 陰極側接地・陽極正高圧方式 breeder(E5859-02) を用いた場合の暗電流 . . . 41
3.3.4 threshold と不感率 42

第 4 章 その他の性能評価 **44**
4.1 Uniformity 特性 44
4.2 Transit Time Difference 46
4.3 Transit Time Spread 48
4.3.1 電圧等分割 breeder を用いた場合の Transit Time Spread 51

第 5 章 まとめ **52**

付 録 A Current Integrator Module **54**

付 録 B Quantum Efficiency **56**

付 録 C $T.T.S. \propto \frac{1}{\sqrt{N}}$ **の検証** **57**

第1章　序論

1.1　KEK-PS E391a 実験の概要

KEK-PS E391a 実験 [1, 2] は直接的な CP 対称性の破れを伴う中性 K 中間子稀崩壊過程 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を測定することを目的としている。この分岐比の標準理論による推定値は 3×10^{-11} [3, 4] である。また現在までに実験によって求められている上限値は 5.9×10^{-7}[5] である。

E391a 実験は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロンを用いて行なわれるが、ここで目指す感度は標準理論に近い 1.0×10^{-10} であり、さらに高い感度を目指すべく現在建設中である JHF(Japan Hadron Factory)[6] へと移される。JHF では大強度 50GeV 陽子シンクロトロンを用い、標準理論の推定値をはるかに超える 3.0×10^{-14} の分岐比を目指す。この意味で、KEK-PS E391a 実験は JHF へ向けた一種の試験的実験と言える。

1.2　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の物理

1.2.1　K 中間子系での CP 対称性の破れ

中性 K 中間子にはストレンジネス $S = +1$ を持つ K^0、及びその反粒子であるストレンジネス $S = -1$ を持つ $\bar{K^0}$ の 2 種が存在する。この両者に対し CP 非保存の非常に小さな効果を無視し、C 変換 (荷電共役変換) と P 変換 (パリティ変換) の組合せである CP 変換を施すと、

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K^0}\rangle \tag{1.1}$$

$$CP|\bar{K^0}\rangle = |K^0\rangle \tag{1.2}$$

となるが、弱い力の下では $s \to u$ のフレーバー遷移が許されるので、$|\bar{K^0}\rangle$,$|K^0\rangle$ のいずれも CP の固有状態になり得ない。中性 K 中間子に対する CP の固有値及び固有状態は以下のように示される。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle] \qquad (CP = +1) \tag{1.3}$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle] \qquad (CP = -1) \tag{1.4}$$

すなわち、$|\bar{K^0}\rangle$,$|K^0\rangle$ のそれぞれの CP 固有状態は K^0,$\bar{K^0}$ の線形結合状態として表される。実験的に K_1,K_2 は異なった寿命を持つことが知られている。

$$\tau(K_1) = (0.8926 \pm 0.0012) \times 10^{-10} \quad [sec] \tag{1.5}$$

$$\tau(K_2) = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \quad [sec] \tag{1.6}$$

弱い相互作用のもと C 変換、P 変換は共に保存則を破るが CP 変換は保存していると考えられていたので前述の CP 固有値を考慮すると K_1 は $2\pi(CP=+1)$、K_2 は $3\pi(CP=-1)$ への崩壊のみが許されることになる。

しかし 1964 年、Cronin と Fitch らによって長寿命の K 中間子が $\pi^+\pi^-$ へ崩壊するという CP 保存則の下では起こり得ない崩壊過程、つまり CP 対称性の破れが発見されたのである [7]。この現象は式 (1.3),(1.4) の $|K_1\rangle$,$|K_2\rangle$ が、実は CP の固有状態ではなかったということを示す。そしてこの現象は、長寿命成分 K_L が実際は $|K_2\rangle$ だけではなく僅かに $|K_1\rangle$ が混ざった状態であるとすると説明がつく。

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}[|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle] \tag{1.7}$$

すなわち、僅かに混ざり合っている K_1 が $\pi^+\pi^-$ へと崩壊したことになる。このような崩壊過程は間接的な CP 対称性の破れと呼ばれる。けれども、仮に式 (1.7) の K_2 が 2π へと崩壊したとしても CP 対称性は破られる。この K_2 が 2π へと直接崩壊するならば、我々はそれを直接的な CP 対称性の破れと呼ぶ。

1.2.2　CKM パラメータ η

現在 CP 対称性の破れを説明するのに最も有力であるのは小林・益川理論 [8] である。弱い相互作用の荷電カレント相互作用をする場合のクォークの固有状態は通常の質量固有状態と異なっており、以下に示すように二重項を形成している。

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

このとき d',s',b' は

$$\begin{aligned} d' &= V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \\ s' &= V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \\ b' &= V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \end{aligned} \tag{1.9}$$

である。これは

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

と表すことができる。ここで

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

と定義する行列 V_{CKM} を Cabbibo・小林・益川行列と呼び、荷電カレントによる弱い相互作用で、クォークのフレーバーが遷移する強度を表している。Cabbibo・小林・益川行列はユニタリ行列であり、回転角に対応する 3 つの実数のパラメータと、CP 対称性の破れを引き起こす 1 つの複素位相の合わせて 4 つが物理的に意味のあるパラメータである。

これを Wolfenstein 表示 [9] で表すと

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

となる。4 つのパラメータ λ , A , ρ , η のそれぞれの値は実験により決定される。λ は Cabbibo 角を θ_c とすると $\sin\theta_c$ で精度良く測られている。

$$\lambda = \sin\theta_c = 0.2205 \pm 0.0018 \tag{1.13}$$

次に良く測られているのがパラメータ A で、

$$A = 0.784 \pm 0.043 \tag{1.14}$$

である。ρ , η は現在のところまだ精度は高くない。

特に η は CP 対称性の破れに深く関係しているパラメータでありこの値を精度良く求めることが今日の素粒子物理学の一つの主要な目標となっている。KEK-PS E391a 実験において CP 対称性を破る中性 K 中間子稀崩壊過程 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を精度良く測定することでこのパラメータ η 値を決定することができる。

1.2.3　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比測定は複素位相を表すパラメータ η を決定するのに非常に適した実験である。この崩壊は図 1.1 のような Z-penguin ダイアグラム及び W-box ダイアグラムで表される。

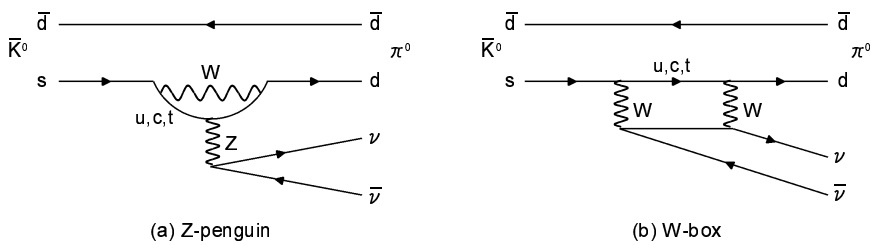


図 1.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に寄与する (a)Z-penguin ダイアグラムと (b)W-box ダイアグラム

$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊振幅は式 (1.3),(1.4) を用いると

$$A(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}[A(K_2^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) + \epsilon A(K_1^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu})] \tag{1.15}$$

あるいは

$$A(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}[(1+\epsilon)A(K^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) - (1-\epsilon)A(\bar{K^0} \to \pi^0\nu\overline{\nu})] \tag{1.16}$$

と表される。図 1.1 に示すように top クォークは $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊過程の中間状態になることができるので、この崩壊は必然的に V_{td} , V_{ts} を伴う。式 (1.12) の Wolfenstein 表示を用いると

$$A(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \sim 2i\eta \tag{1.17}$$

となる。このようにして $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比が η^2 に比例し、パラメータ η が求められるということがわかる。

分岐比 BR(Branching Ratio) は次のように計算されている [4, 10]。

$$BR(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) = 1.94 \times 10^{-10}\eta^2 A^4 \chi^2(x) \tag{1.18}$$

ここで $x = m_t/m_W$, $\chi \sim x^{1.2}$ であり、A は式 (1.14) のとおりである。この分岐比の標準理論による推定値は $\cong 3.0 \times 10^{-11}$ [3, 4, 10] であるが CKM パラメータの不確定さゆえに、この推定値にはまだ $\cong 2 \times 10^{-11}$ の誤差を含む。しかし、$BR(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu})$ と η の間の理論的不確定さは、式 (1.18) 中の $A^4\chi^2(x)$ にだけ依存し、その不確定さはわずか 1% のオーダーと極めて小さい [10, 11, 12]。それゆえに $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比を測定することによって直接、CKM パラメータ η を高い精度で求めることができる。

1.3　KEK-PS E391a 実験

1.3.1　K^0 ビームライン及び Detector の概要

12GeV 陽子シンクロトロンで加速された陽子を target である白金 (Pt) に衝突させると中性子 (n)、π 中間子 (π^+, π^0, π^-)、K 中間子 (K^+, K^0, K^-)、反陽子 $(\bar{p})$ 等の二次粒子を多数発生させる。また、副次的に多数の γ 線が発生する。これら二次粒子群は図 1.2 に示す 5 段階のタングステンコリメータ及び荷電粒子をはじくための 2 つの Bending Magnet を用いることにより、最終的に純粋な中性 K 中間子ビームとなる。図 1.2 のコリメータ 1 とコリメータ 2 の間にはベリリウム (Be) 及び鉛 (Lead) のアブソーバが挿入されるが、これらはそれぞれベリリウムによって中性子を、鉛によって γ 線を減少させることを目的としている。また、ビームライン下流部は真空状態に保たれ、ビーム粒子と空気中の粒子の反応による background を抑止できる。

このビームラインは 10 m に及ぶ。このビームラインを経た中性 K 中間子ビームは 2 mradian と非常に細い pencil beam となって図 1.3 の Detector 内部へと導かれる。このときのビーム強度は約 10^5 ppp であり、そのうち $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ event は年間数 event 程度である。

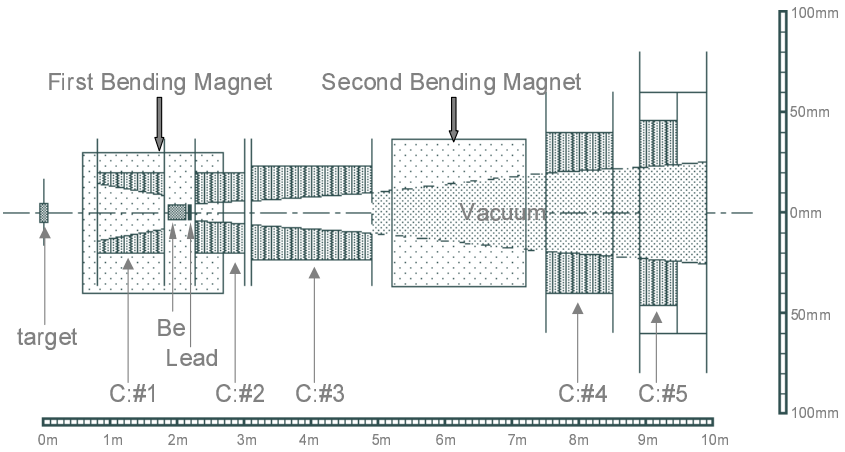


図 1.2: 中性 K 中間子 K^0 ビームライン

次に Detector の構成について述べる。E391a 実験に用いられる Detector は図 1.3 に示されるように、非常に大型のものである。これは前節で述べた寿命を持つ中性 K 中間子の崩壊領域を全て覆うサイズとなっている。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ を測定するためのメイン Detector として、520 block の pure CsI 電磁カロリーメーターが用いられる。

CsI クリスタル前面約 50 cm には CsI クリスタルに入射する荷電粒子を取り除くための plastic scintillator(Charged veto Counter) が置かれる。これは主に

$$K_L^0 \to \pi^- e^+ \gamma \tag{1.19}$$

崩壊を抑えるためである。この崩壊モードにおいて問題となるのは、π^- による π^0 生成

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \tag{1.20}$$

及び e^+ の対消滅のための検出効率の低下である。しかし、この Charged veto Counter のため、たとえ e^+ 対消滅からの 2γ を分離することができなくても、π^- による scintillator での π^0 生成からの 2γ を用いることで式 (1.19) を 3γ イベントとして検出することができ、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ イベントと分離することができる。荷電粒子を伴う他の K_L^0 崩壊モードでは荷電粒子は常に対として生成されるので問題とはならないことがわかっている [13]。

そしてこの大型 Detector において 最も特徴的であり、重要な役割を為すものは Main-Barrel カロリーメーター、Front-Barrel カロリーメーター、ビームキャッチャー及び 5 つの Collor counter から成る veto システムである。特に Main 及び Front-Barrel カウンターは K_L^0 の多岐にわたる崩壊モードから生じる Background を取り除く為の γ-veto Counter であり非常に高い検出効率が求められる。

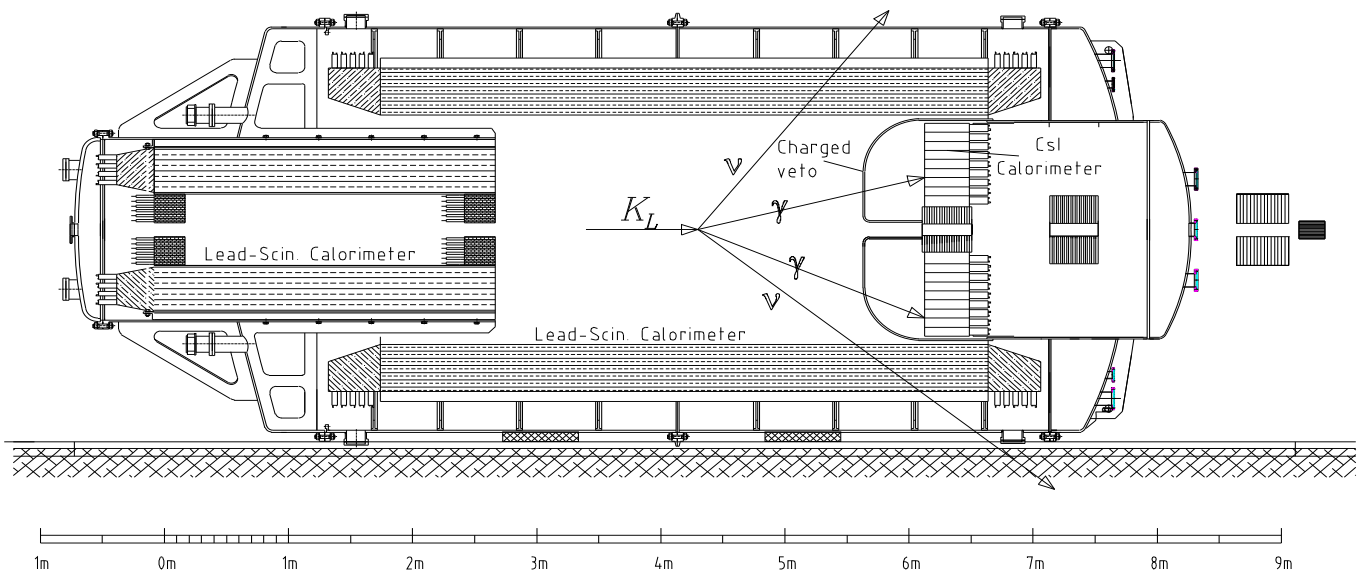


図 1.3: E391a 実験の Detector setup

1.3.2　$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 測定

ビームが Detector 内部に入射し $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ へと崩壊すると π^0 は

$$\tau(\pi^0) = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \quad [sec] \tag{1.21}$$

という短い寿命 [14] の後、2γ へと崩壊する。

$$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu} \to \gamma\gamma\nu\overline{\nu} \tag{1.22}$$

この 2γ を CsI 電磁カロリーメーターで捕らえ、そこから得られた γ のエネルギーと位置から π^0 を再構成し、$\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊のビームライン上での位置、γ の運動量ベクトル及び π^0 の運動量ベクトルを求める。$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と他の崩壊モードに由来する $\pi^0 \to 2\gamma$ の識別は π^0 のビーム方向に垂直な運動量成分

$$120\ [MeV/c] < P_T < 230\ [MeV/c] \tag{1.23}$$

という制限をかけることで可能となる。

1.3.3 Background

K_L^0 崩壊モード (表 1.1) は多岐にわたるが、そのなかでも荷電粒子を含まない以下に示すような $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 以外の中性崩壊モードが存在する。

$$\begin{aligned}
K_L^0 &\to \gamma\gamma \ \ [BR = (5.86 \pm 0.15) \times 10^{-4}] \\
K_L^0 &\to \pi^0\pi^0 \ \ [BR = (9.27 \pm 0.19) \times 10^{-4}] \\
K_L^0 &\to \pi^0\pi^0\pi^0 \ \ [BR = (21.37 \pm 0.27)\%] \\
K_L^0 &\to \pi^0\gamma\gamma \ \ [BR = (1.68 \pm 0.10) \times 10^{-6}] \\
K_L^0 &\to \pi^0\pi^0\gamma \ \ [BR = 5.6 \times 10^{-6}]
\end{aligned} \tag{1.24}$$

このなかでも、特に主要な Background となるのは $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ である。その理由はこの崩壊モードの分岐比が $(9.27 \pm 0.19) \times 10^{-4}$ と相対的に大きく、かつ 4γ に崩壊するため、このうちの 2 つの γ の検出に失敗した場合、$2\gamma + nothing$ となり $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ event と同じ終状態として検出されてしまうことにある。この Background を $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比と同等の 10^{-11} 以下のレベルまで減少させるためには 1 つの γ に対して 10^{-4} 以下の検出不感率が要求される [1]。

この要求は 100MeV 以上の高エネルギー γ に対しては達成されるであろうことがわかっている [16]。問題となるのはそれ以下の低エネルギー γ であるが、これに対しては式 (1.23) の運動学的制限をかけることで回避できる。

1.4 本研究の目的

E391a 実験の veto Counter には前述のとおり、極めて高い検出効率が求められる。そのなかで、Main 及び Front-Barrel カロリーメーターはビーム軸方向の長さが図 1.3 に示すようにそれぞれ 5.5 m , 2.75m と大型であり、構造が plastic scintillator と鉛の Sandwich の積層、及び wavelength shifter(WLS) fiber 読み出しとなっている。この構造に由来する様々な場所での集光 loss などにより光電子増倍管へと導かれる光量は非常に少なくなり、結果として Detector の不感率の増加を招く。この状況下で獲得光電子数を増やすために、これまでコストパフォーマンスまで含めた Detector デザインが詳細に研究されてきた [17, 18, 19]。

これらの研究成果から Main 及び Front-Barrel での不感率 10^{-4} を達成する獲得光電子数が得られている [18, 19]。しかしそれらは以下の章でも言及するがあくまで Barrel カロリーメーターでの threshold を 1p.e. より上に置くと仮定した場合での達成ということになる。そしてこの度、さらに多くの獲得光電子数を得るために従来の 2 インチ光電子増倍管 (HAMAMATSU R329) に改良を施した。施した改良は光電面をプリズム状に加工、光電金属を green extended へ変更そして内部鏡面加工の 3 点である。この 3 点の改良を施した試作機 (HAMAMATSU R329EGPX) について E391a 実験が要求する性能を満たすかどうか評価を行う。また、光電子増倍管の一般的特性の研究についても言及する。

K_L^0 decay mode	branting ratio	MaX 2γ-P_T	visible particl(additionals)
$3\pi^0$	(21.13 ± 0.27) %	139	6γ (4γ)
$\pi^+\pi-\pi^0$	(12.55 ± 0.20) %	133	2ch-2γ (2ch)
$\pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$	(27.18 ± 0.25) %	216	2ch (2ch)
$\pi^\pm e^\mp\nu_e$	(38.78 ± 0.28) %	229	2ch (2ch)
2γ	$(5.86 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	249	2γ (non)
$\pi 2\gamma$	$(1.68 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	231	4γ (2γ)
$\pi^0\pi^\pm e^\mp\nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	207	2ch-2γ (2ch)
$\pi^\pm e^\mp\nu_e\gamma$	$(3.62 + 0.26 - 0.21) \times 10^{-3}$	229	2ch-1γ
$\pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu\gamma$	$(5.7 + 0.6 - 0.7) \times 10^{-4}$	-	2ch-1γ (2ch)
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.61 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	206	2ch-1γ (2ch)
$\pi^0\pi^0\gamma$	5.6×10^{-6}	209	5γ (3γ)
$\mu^+\mu^-\gamma$	$(3.25 \pm 0.28) \times 10^{-7}$	225	2ch-1γ (2ch)
$e^+e^-\gamma$	$(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	249	2ch-1γ (2ch)
$e^+e^-\gamma\gamma$	$(6.9 \pm 1.0) \times 10^{-7}$	249	2ch-2γ (2ch)
$\pi^0\gamma e^+e^-$	7.1×10^{-7}	-	2ch-3γ (2ch-1γ)
$\pi^+\pi^-$	$(2.056 \pm 0.033) \times 10^{-3}$	206	2ch (2ch)
$\pi^0\pi^0$	$(9.27 \pm 0.19) \times 10^{-4}$	209	4γ (2γ)
$\mu^+\mu^-$	$(7.15 \pm 0.16) \times 10^{-9}$	225	2ch (2ch)
e^+e^-	$(9 + 6 - 4) \times 10^{-1}$	249	2ch (2ch)
$\pi^+\pi^-e^+e^-$	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^{-7}$	206	4ch (4ch)
$\mu^+\mu^-e^+e^-$	$(2.9 + 6.7 - 2.4) \times 10^{-9}$	225	4ch (4ch)
$e^+e^-e^+e^-$	$(4.1 \pm 0.8) \times 10^{-8}$	249	4ch (4ch)
$\pi^0\mu+\mu-$	$< 5.1 \times 10^{-9}$	177	2ch-2γ (2ch)
$\pi^0e^+e^-$	$< 4.3 \times 10^{-9}$	231	2ch-2γ (2ch)
$\pi^0\nu\bar{\nu}$	$< 5.9 \times 10^{-7}$	231	2γ (non)
$e^\pm\mu^\mp$	$< 4.7 \times 10^{-12}$	238	2ch (2ch)
$e^\pm e^\pm\mu^\mp\mu^\mp$	$< 6.1 \times 10^{-9}$	-	4ch (4ch)
$\pi^0\mu^\pm e^\mp$	$< 6.2 \times 10^{-9}$	-	2ch-2γ (2ch)

表 1.1: K_L^0 崩壊モード [15]

第2章　光電子増倍管への改良の経緯

本章ではプリズム状光電面を持つ光電子増倍管開発への経緯と光電子増倍管への改良点について述べる。最も重視される性能はいかに多くの獲得光電子数が得られるかどうかであるが、まずこの光電子増倍管が使用される Main 及び Front Barrel カロリーメーターの構造と、そこでの集光システム等を踏まえて述べていく。

2.1　Barrel カロリーメーターの構造

前章で述べたように、Main 及び Front Barrel カロリーメーターには極めて高い検出効率で Background イベントからの γ を veto する性能が要求される。それぞれのカウンターはビーム軸方向の長さ 5.5 m , 2.75 m という大型円筒形であるため、crystal を用いた設計はコスト面との兼ね合いから不可能であり、比較的安価な plastic scintillator と鉛の Sandwich 積層構造が採用された。plastic scintillator で発光した光は、その短い Attenuation length(約 1.7m) をカバーするために、plastic scintillator に WLS fiber を埋め込むことによって光電子増倍管へと光が導かれる。図 1.3 に示すように、Main Barrel カロリーメーターは fiber 両読み、Front Barrel カロリーメーターは fiber 片読みとなっている。この Sandwich 積層構造の 1 層を抜きだした様子を図 2.1 に示す。図のように plastic scintillator の両側面には集光効率を上げるための反射材が置かれる。

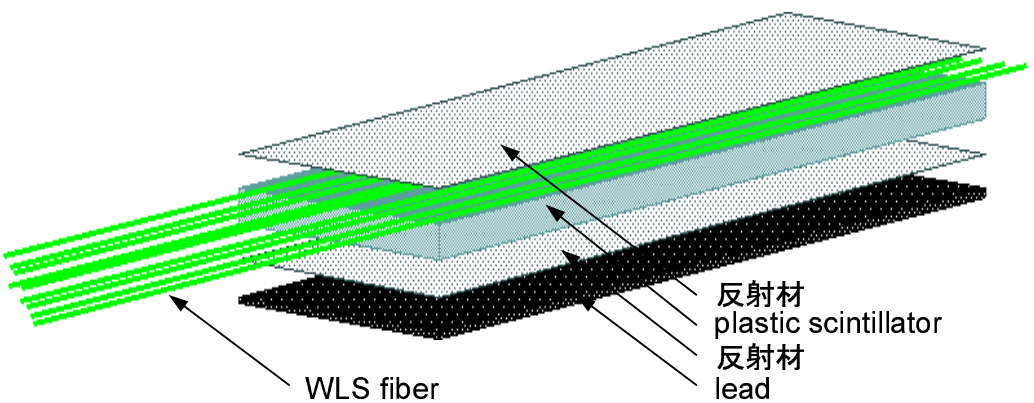


図 2.1: Barrel カロリーメーター 1 層の構造

2.1.1　Barrel カロリーメーターの efficiency

Barrel カロリーメーターの efficiency を決定する因子として、

- plastic scintillator でのエネルギー損失
- plastic scintillator でのシンチレーション効率
- 集光効率
  - plastic scintillator の溝の配置
  - plastic scintillator と WLS fiber の接着
  - 反射材
  - WLS fiber 端面の処理 (片面読み出しである Front Barrel カロリーメーターの場合)
- WLS fiber 中でのシンチレーション効率と attenuation length
- 光電子増倍管における量子効率

等が挙げられる。plastic scintillator でのエネルギー損失及びシンチレーション効率は scintillator の構成する物質及び添加された蛍光材で決定される。集光効率、WLS fiber でのシンチレーション効率と attenuation length は用いる素材などの、より良い選択によって決定される。そして本論文で論じていくのが最後に挙げられた光電子増倍管における量子効率の向上についてである。他の項目はすでに十分な研究が成されており [17, 18, 19]、先にこれらの結果を簡潔に述べる。

2.1.2　使用素材

本小節では現時点までに決定された Barrel カロリーメーターの素材とその特徴及び性能を簡潔に述べる。

まず plastic scintillator であるが、その成形法として injection molding 法[1][20]、casting 法[2]、extrusion molding 法[3]などがある。このなかで、2.75 m , 5.5 m に及ぶ長い scintillator を作るため extrusion molding 法が採用された [17]。また plastic scintillator の母材としてはポリスチレン、MS 樹脂のどちらかの選択であるが、鉛との Sandwich を成す大型 Detector においてその重量は非常に重く、plastic scintillator にはそれに耐え得る強度が求められる。その結果 MS 樹脂が母材として選ばれた。蛍光剤としては PPO(ジフェニルオキサドール)1%、POPOP(フェニルオキサゾリルフェニルオキサゾリルフェニル)0.02% が配合される。

[1]成形材料をシリンダー内で加熱して溶かし、閉じた金型の中に高圧注入し固化させることにより成形品を作る方法。特徴として多様な形状の scintillator を作ることが出来る。

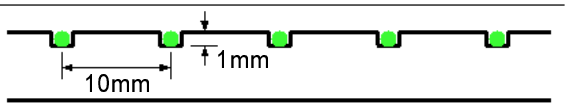
[2]injecrion molding 法とほぼ同様の工程であり金型に注入して冷却凝固させる。一般に鋳造法とも呼ばれる。主に板状の成形に用いられるが、$2 \sim 3$ m 以上のものを作ることは難しい。

[3]成形材料を押し出し機の中で加熱・可塑化させ流動状態にし、型から押し出して成形する方法。この方法では、生成できる長さの制限を受けない。

集光効率の面では溝の配置は plastic scintillator 片面に 10 mm 間隔であり、WLS fiber との接着にはアクリル系紫外線硬化型接着剤[4]が用いられる。図 2.1 に示す plastic scintillator カロリーメーターの両サイドに置かれる反射材には強度の観点から TiO_2 PET(E60L)[5]が用いられる [18]。Front-Barrel における WLS fiber 端面処理としては、ホットナイフで切断ののちアルミナイズドマイラーをオプティカルセメント[6]で接着する [19]。

次に、用いられる WLS fiber であるが、Main Barrel カロリーメーターでは KURARAY 社製の Y-11、Front Barrel カロリーメーターでは BICRON 社製の BCF-91a が用いられる[7]。両者において attenuation length はほぼ変わらないが、光量においては、Y-11(KURARAY) のほうが BCF-91a に比べ約 1.5 倍上回る結果が得られている [18]。この光量の違いの問題は、先に述べた fiber の端面処理によって解消されると期待する。また Barrel カロリーメーターの efficiency とは別に、veto タイミングに関わる fiber の蛍光寿命に関してであるが、これは両者の fiber においてほぼ変わらないことが実験により分かった [21]。

以上の結果を以下の表にまとめる。

項目	使用素材等
Plastic scintillator	extrusion molding 法 MS樹脂ベース　PPO(1%) , POPOP(0.02%)
溝の配置と形状	
接着剤	アクリル系紫外線硬化型接着剤
fiber端面処理 (Front Barrel)	ホットナイフで切断 アルミナイズドマイラーを接着
WLS fiber	Main Barrel : Y-11(KURARAY) Front Barrel : BCF-91a(BICRON)

[4]Norland Optical Adhesive 61 屈折率:1.5691(wavelength=480 nm の場合)

[5]東レ社製 RW188(E60L ♯188)、厚み:0.188 mm、PET(ポリエチレンテレフタレート) に TiO_2 を dope したもの。

[6]BICRON 社製:BC600, 屈折率:1.56

[7]両者の WLS fiber は共にマルチクラッド (fiber 内が同心円状に 3 層に分かれた構造を持っており、それぞれの層ごとに光りに対する屈折率が異なる) 形状をしている。

2.2　改良への経緯

Main 及び Front Barrel カロリーメーターの efficiency を決める最後の因子となるのが光電子増倍管での量子効率である。光電子増倍管へ導かれる少ない光を、いかに多くの光電子に変換するかという問題に対し、これまでにも試作検討が行なわれてきた。これは 1 インチの光電子増倍管 (HAMAMATSU R5800) に対して、光電面をプリズム状に加工し、光電金属を green extended に変更したというものである。この 2 点の変更を加えたもの (R5800MOD) での獲得光電子数は $1.4 \sim 1.5$ 倍の向上が得られていると報告されている [17]。

光電子増倍管	光電子数の相対比
標準 (R5800)	1
改良 No.1 (R5800MOD)	1.39
改良 No.2 (R5800MOD)	1.49

表 2.1: 1 インチ R5800 への改良による結果

Barrel カロリーメーターの検出効率を考える際、1 インチの光電子増倍管を使用すると Dynode の段数が少ない分、ゲインの低さの問題が生じる。また、多数の fiber から光を読み出すために、fiber の断面積と入射窓の面積の関係から光電子増倍管の数が増えてしまう。こうした背景から、この改良を基礎に 2 インチ光電子増倍管への改良が始まった。

2.3　改良点

こうした背景の下、我々は 2 インチ光電子増倍管 (HAMAMATSU R329) に改良を施した。表 2.2 に R329 の仕様及び性能を示す。

この R329 をベースに、施した改良点は以下に示す 3 点である。

- 光電面をプリズム状に加工
- 光電金属を green extended へ変更
- 内部鏡面加工

光電面は図 2.2 の左図に示すようにプリズム状に加工が施されている。この加工により光子が光電金属中を通過する距離が延び、その結果として光電効果を起こす確率が上がる。光電金属の真空蒸着厚は従来の光電子増倍管と同じに保たれている。光電面は 45 度の角度で加工されているので、垂直入射光に対し約 $\sqrt{2}$ 倍、確率が上がるものと見込まれる。

また光電金属は一般的に green extended と呼ばれるものへと変えている。光電子増倍管の光電面の多くは仕事関数の低いアルカリ金属を主成分とする化合物半導体でできており [23]、R329 はバイアルカリと呼ばれる 2 種類のアルカリ金属を主成分 (Sb-Rb-Cs) に構成されている。この 2 種のアルカリ金属 Rb(ルビジウム) と Cs(セシウム) の配合比を変えることで、仕事関数がより低いものへと

Parameter	Description/Value[Unit]
Spectral Response	300 to 650 [nm]
Wavelength of Maximum Response	420[nm]
Photo-cathode Material	Bialkali
Photo-cathode Minimum Effective Area	46 [mm] dia.
Window Material	Borosilicate glass
Window Shape	Plano-concave
Dynode Structure	Linear focused
Dynode Number of Stages	12
Gain	1.1×10^6 at 1500 [V]
Maximum Supply Voltage	2700 [Vdc]
Electron Transit Time	48 [ns]
Transit Time Spread	1.1 [ns]

表 2.2: general properties of R329[22].

変えられている。この変更によって、図 2.2 右図[8]に示すように PMT の有効感度域は WLS fiber の発光スペクトルに適合するよう長波長側 (500 nm∼) において感度が高くなる。この改良によって約 1.2 倍程度、獲得光電子数が増えると見込まれる。

そして最後に内部鏡面加工についてであるが、これは集束電極及び第 1、第 2Dynode を鏡面状に研磨したものである。研磨することで反射率を上げ、光電面において光電効果を起こさずに通過した光が、再び光電面へ戻り光電効果を起こす確率を上げることが狙いである。しかし、この改良によってどの程度、獲得光電子数に起因するか定量的な評価は難しい。

以上の 3 点の改良により、ベースである光電子増倍管 (R329) に比べ少なくとも 1.7 倍の向上を期待する。以上の改良を施した試作機 HAMAMATSU R329EGPX(X は開発段階であることを示す) を用いて、様々な角度から性能評価を行なう。

[8]HAMAMATSU PHOTONICS 社によって得られたデータであり、測定には DC 平行光が用いられている。ここに示されたデータは一例である。

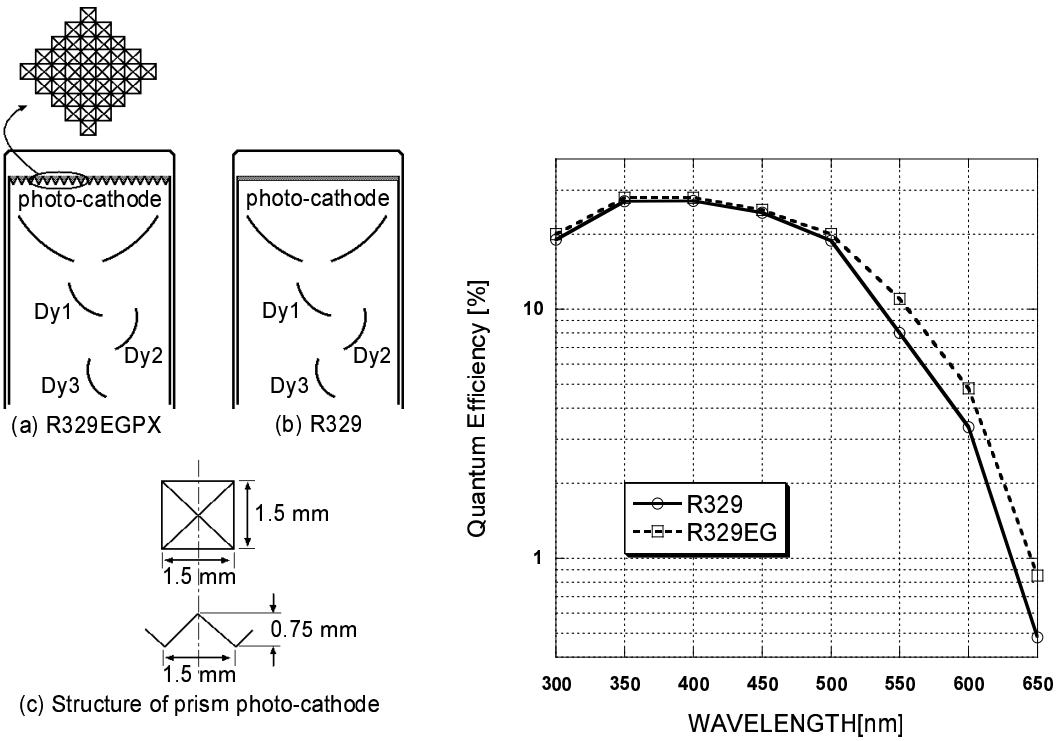


図 2.2: 左図:(a) 改良型 PMT(R329EGPX) と (b) 従来の PMT(R329) の構造。前者の PMT は 827 個のプリズムを持つ。光電金属の真空蒸着厚は両者の PMT において同じである。(c) は 1 つのプリズムの構造を示す。右図:Quantum Efficiency [R329 vs R329EG](詳細は付録 B を参照)。

図 2.3: 左が改良前 (R329)、右が改良後 (R329EGPX)

2.4　光電子増倍管の動作原理

ここで光電子増倍管の動作原理について述べて置く。光電子増倍管は一般的にガラス管に封じられた真空管であり、入射窓 (Window)、光電陰極 (Photo-cathode)、集束電極 (focusing-electrode)、電子増倍部 (Dynode)、そして陽極出力部 (Anode) から構成されている。光電子増倍管に入射した光は以下の過程を経て電気信号として出力される [24]

(1) 入射窓 (R329 の窓材は Borosilicate glass) を透過する
(2) 光電金属中の電子を励起し、真空中に光電子を放出 (外部光電効果) する
(3) 光電金属より放出された光電子は集束電極により第 1 ダイノード上に収束され、後段のダイノードに向かい二次電子増幅を繰り返す
(4) 最後段ダイノードより放出された二次電子群は陽極出力部より外部へ取り出される

これらをまとめると図 2.4[25] のようになっている。

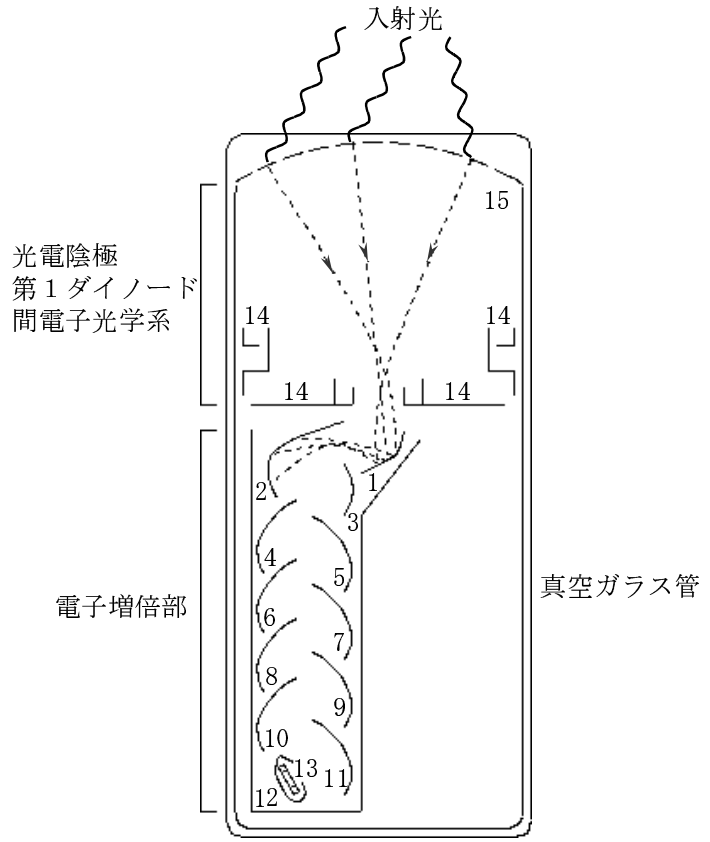


図 2.4: 光電子増倍管の動作原理　1 ∼ 12:Dynode 13:Anode 14:focusing-electrode 15:Photo-cathode

2.4.1　入射窓材

入射窓材は、短波長側のカットオフを決めるので光電子増倍管を用いる際、その実験に適した窓材を選択することが必要である。Barrel カロリーメーターは WLS fiber(wavelength:480 nm∼550 nm) による光読み出しであるので、透過波長が 300 nm∼680 nm である Borosilicate glass が用いられる。

2.4.2　光電子放出過程

光電面に入射した光子による光電子放出の過程は図 2.5 に示すモデルで説明できる [26]。
(1) 光子により価電子帯内の電子が励起される
(2) 励起された電子が表面に拡散
(3) 表面より光電子として電位障壁を超えて放出される
これらはそれぞれ確率過程であり、量子効率は次式で示される。

$$\eta(\nu) = (1-R)\Big(\frac{\alpha_{pe}}{\alpha}\Big)\Big(\frac{1}{1+1/\alpha L}\Big)\cdot P \tag{2.1}$$

ν : 入射光子の振動数
R : 反射係数
α : 光子の全吸収係数
α : 光吸収のうち真空レベル以上に励起される確率
L : 励起電子の平均逸脱距離
P : 表面に到達した電子の真空中に放出される確率

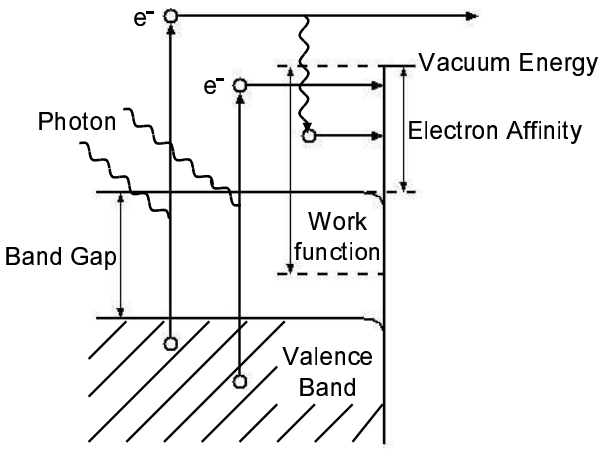


図 2.5: 光電面における光電子放出モデル

光電金属を構成する化合物半導体には、電子が存在することができない Band Gap、伝導帯と真空レベル (Vacuum Energy) の間隔である電子親和力 (Electron Affinity)、そしてフェルミレベル (Fermi level) と真空レベルの間隔である仕事関数 (Work function) が存在する。

上述の (1) の段階において光子が価電子帯内の電子に与えるエネルギーは光量子エネルギー $h\nu$ で与えられる。Barrel カロリーメーターにおいて、光電子増倍管へと入射する光は WLS fiber による緑の光 (480 nm∼550 nm) であり、その量子エネルギーは約 2.39 eV(at 520 nm) である。(2) の段階ではそのエネルギーの一部分が電子-電子衝突等で失われる。(3) の段階では物質と真空の境界に存在する仕事関数を乗り越える十分なエネルギーが電子に残されていなければならないのである。

これらのことより、たとえ電子のエネルギー損失がまったくないと仮定しても、電位障壁が入射する光子に必要とされる最小エネルギーを決定する。すなわち、長波長側のカットオフはこの光電面によってなされることになる。しかし金属中におけるエネルギー損失率は比較的大きく、電子は数 nm 移動するだけで電位障壁以下にエネルギーを落とす。従って表面から数 nm 以内の非常に薄い物質層からのみ光電子が放出可能となる。一般に半導体金属においては、エネルギー損失率ははるかに低いので、離脱深さ (escape depth) は約 25 nm まで延びる [27]。しかし、この厚さでさえ可視光を止めるに十分ではなく、図 2.3 の特に左の写真を見てもわかるよう Photo-cathode は半透明であり、可視光の数 10%程度しか相互作用 (光電効果) を起こさない。従って、このような photo-cathode は如何に低い電位障壁を持っていたと仮定しても全ての光子を光電子へと変換することが不可能である。

実用上の光電子増倍管において、量子効率 (Quantum Efficiency) は式 (2.1) を具体化した次式で定義される。

$$Q.E. = \frac{\text{発生する光電子の数}}{\text{入射した光子の数}} \tag{2.2}$$

理想的な photo-cathode が存在するならば、この量子効率は 100%になる。しかしここまで述べてきたような制限のもと、図 2.2 右図のように実際の photo-cathode において量子効率は 20∼30%程度になる。この量子効率を上げることが今回の改良の最も大きな目的の一つであると言える。

2.4.3　ダイノードと陽極出力

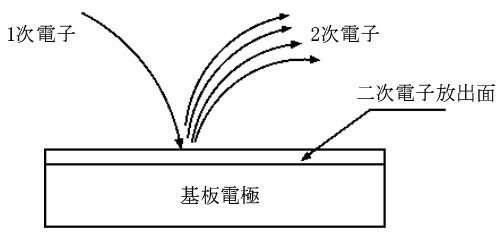


図 2.6: Dynode における二次電子放出モデル

光電子増倍管の Dynode 部分は 2 次電子放出現象に基づいている。Photo-cathode からの光電子は高電圧により加速され Dynode に衝突する。加速された電子のエネルギーによって、同じ表面から 1 個以上の電子を再放出させることが可能である。2 次電子放出過程は先に述べた光電子放出過程に似ているが、光電子放出過程においては 1 光子に対し 1 光電子が放出されるのに対し、2 次電子放出過程においては図 2.6 に示すように 1 電子に対し複数個の電子を放出するという点でそのメカニズムは異なる。2 次電子放出過程で Dynode 材料中の電子を励起するのはエネルギーを持った電子である。1 つの Dynode の増倍係数は次式で表される。

$$\delta = \frac{\text{放出される 2 次電子の数}}{\text{最初に入射した電子の数}} \tag{2.3}$$

2 次電子放出面内部に励起電子を生成するには、最低限 2∼3 eV の Band Gap に等しいエネルギーが必要とされる。従って、仮に 1 個の入射電子が電圧 100 V で加速を受け Dynode に衝突したとすると、30 個以上の励起電子を生成することができると考えられる。しかし、励起電子の運動量ベクトルはランダムであるので表面方向に向かう電子はそのなかの一部である。そして、表面方向に向かった電子のほとんどは物質中で電子-電子衝突を起こし表面に到達するまえにエネルギーを失う。また表面にたどり着いても、表面に電位障壁を超えるのに必要なエネルギーを持っていないものは離脱できない。その結果、数個程度のみが 2 次電子として真空中に放出されることになる。

この 2 次電子放出過程を Dynode の段数だけ繰り返し増幅され、最終的に陽極出力部より信号として外部へと取り出される。式 (2.3) に示した増倍係数、及び Dynode の段数は光電子増倍管の gain に最も関わる因子である。gain に関しては次章で詳しく述べる。

また我々は改良点の 1 つとして内部鏡面加工を収束電極及び第 1、第 2Dynode に内部鏡面加工を施したが、Dynode における鏡面加工は図 2.6 に示す電極基板を磨き上げたもので、その上から二次電子放出材料を真空蒸着させたものである。

2.5　Barrel カロリーメーターとの整合性

本章の最後として WLS fiber 読み出しの Barrel カロリーメーターと 3 点の改良を施した光電子増倍管 (HAMAMATSU R329EGPX) の整合性について述べる。

Barrel カロリーメーターから光電子増倍管への光の伝達過程は以下の通りである。

Barrel 部 plastic scintillator の発光 (emission)
⇓
WLS fiber による光の吸収 (absorption)
⇓
WLS fiber による光の発光
⇓
光電子増倍管での光電子放出

この一連の過程において、光の損失が少なく効率良く伝達されていることが、カロリーメーターの不感率を抑えることになる。また先にも述べたように Main 及び Front-Barrel カロリーメーターの両者で、用いられる WLS Fiber は異なる。

このため、それぞれの吸収・発光スペクトルを HITACHI F-4500 形分光蛍光光度計を用いて測定し、伝達過程の整合性を調べた。光源は 150W Xe ランプ、測光方式は単色光モニタ比演算方式である。測定試料を以下に示す。

(a) Barrel 部 plastic scintillator
(b) Y-11(KURARAY)
(c) BCF-91a(BICRON)

Barrel カロリーメーターにおいて plastic scintillator に埋め込む WLS fiber は図 2.1.2 に示すよう 1 本ごと離れて埋め込まれているので、WLS fiber での吸収発光の現象を正しく把握するために、直径 1 mm の fiber を 1 列に並べて正面から励起させて測定した。

その結果を図 2.7 に示す。座標 EX は励起光 (excitation light)、座標 EM は発光 (emssion light) を表し、共に単位は [nm] である。

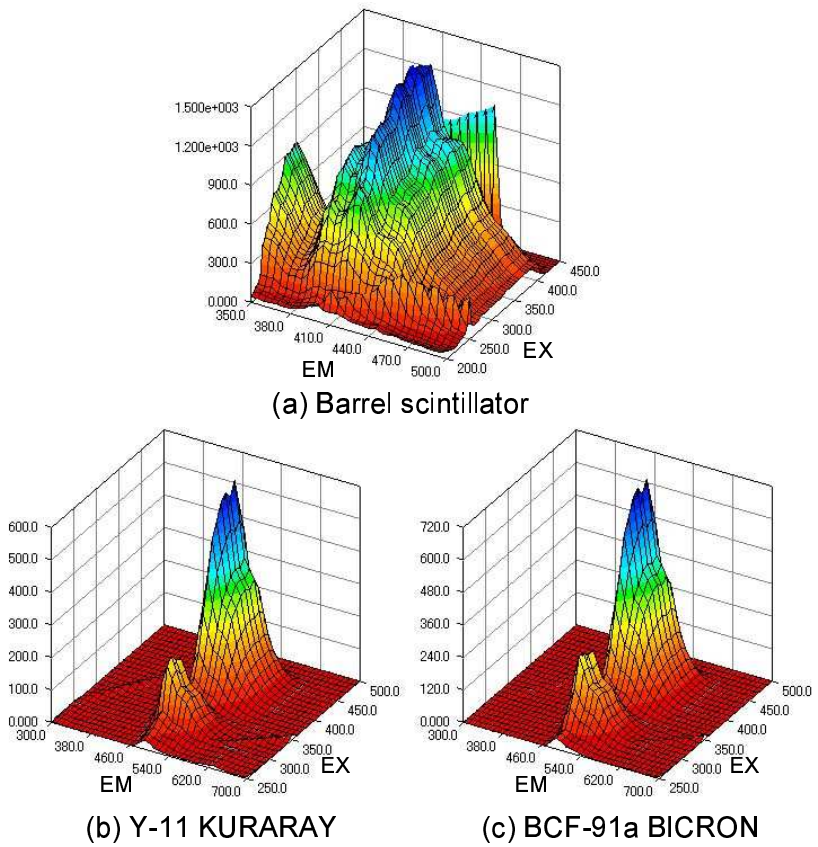


図 2.7: Absorption Emission Spectra

図 2.7 の吸収発光スペクトルを各 peak 位置の座標でそれぞれの座標軸に沿って切り出し、そこから最大吸収スペクトル、最大発光スペクトルを求めた。Z 軸の最大値を 1 として表示すると図 2.8 が得られる。

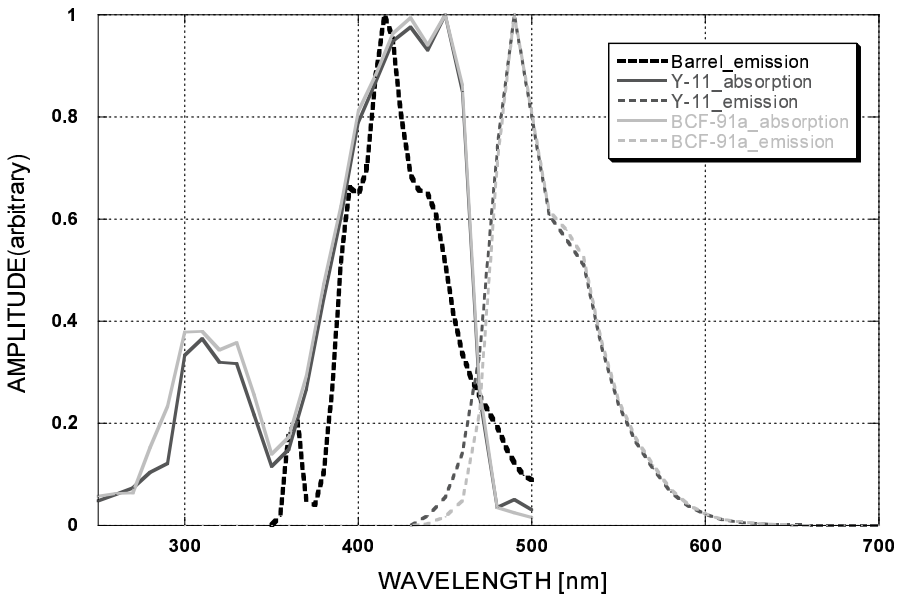


図 2.8: Optical Spectra

図 2.8 より、2 種の WLS fiber において吸収スペクトル、発光スペクトルにほとんど相違がないことがわかる。これは Main 及び Front Barrel カロリーメーターの両者での光伝達過程に違いがないことを示す。また、Barrel 部 plastic scintillator の発光スペクトル[9]をほぼ全領域にわたり WLS fiber が吸収することがわかる。そして最後に図 2.2(b) と見比べると分かるように、光電子増倍管の光電金属を green extended に変更することで、WLS fiber の発光スペクトルに適応する波長感度になっていることがわかる。

以上のことより、Barrel 部 plastic scintillator と WLS fiber、そして改良を施した光電子増倍管の組合せは、極めて良い整合性を持つと言える。

[9]plastic scintillator の発光スペクトルは蛍光材 POPOP に由来する発光である [28]。

第3章　性能評価

本章、及び次章では、R329EGPX の性能評価について述べる。すべての測定において再現性が得られるよう詳細に記述する。

3.1　獲得光電子数の比較

前章で述べた 3 点の改良を施した光電子増倍管でどの程度獲得光電子数が増えるかどうか、また 3 点の改良項目のうち、どの因子が獲得光電子数の増加にどの程度影響を与えるかどうかを調べた。実験のセットアップを下図 3.1 に示す。

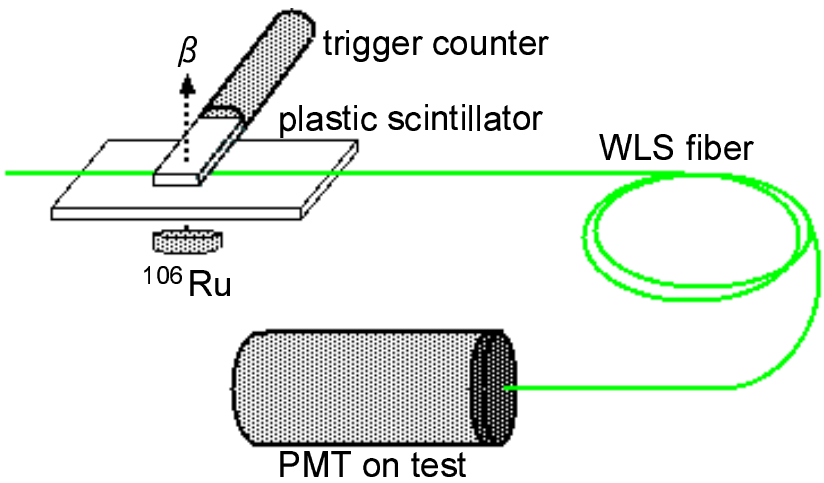


図 3.1: 獲得光電子数比較の setup

直径 1 mm の WLS fiber(KURARAY Y-11) を BICRON BC408 plastic scintillator(100 mm×50 mm×5 mm) の表面の溝に OKEN 6262A シリコングリス (屈折率: 1.453) により接着している。plastic scintillator は反射材としてアルミホイルで巻いた後、暗箱内に光が拡がらないよう遮光されている。 WLS fiber は plastic scintillator の中心から 5.2 m の長さにしてあり、光電子増倍管の入射窓中央へと fiber 内での 2 次発光を導く。BC408 plastic scintillator の上部 10 mm の位置には trigger counter(PMT:HAMAMATSU H3164) が設けられている。励起線源として ^{106}Ru からの β

線を用いた。β 線が BC408 plastic scintillator と trigger scintillator(20 mm×15 mm×5 mm) の両方を突き抜けた event の coincidence をとり、ADC の gate signal とし ADC データをとる。

入射窓前面に取り付けられたアクリル製のアパーチャにより、測定系を一切変えずに、光電子増倍管のみを取り換え、獲得光電子数の比較を行なった。光電子増倍管を取り換える際、真空管部分のみを変え、全ての測定において同一の breeder を用いている。また、single photon レベルの測定であるので、電源からのノイズの影響を減少させるため電子回路等はすべて AVR を通した電源を用いている[1]。さらに、実験系は常に $23°C$ に保たれており、その温度下で光電子増倍管を測定前にそれぞれ約 6 時間暗箱内でエイジングを行なっている。これらにより、systematic error 及び random error を極力除去するようにしている。測定試料を表 3.1 に示す。

Tube type	Serial number
R329	RD0292
	RD0644
	RD0717
R329EG	ZK1310
	ZK1316
	ZK1320
R329EGPX	ZK0679
	ZK0680
	ZK0682

表 3.1: samples

3.1.1　β 線のエネルギー損失

ここで、実験に用いる放射線源 ^{106}Ru が plastic scintillator(BC408) にどの程度エネルギーを付与するかを考察する。^{106}Ru は図 3.2 左に示すように 2 度の β^- 崩壊を経て安定核 ^{106}Pb となる。β 線は電子であるが、単一エネルギーを持つ電子とは異なり、図 3.2 右に示すようエネルギー 0 から E_{max} の範囲の連続エネルギースペクトルを持つ。

この測定に用いる β 線は娘核 ^{106}Rh の β^- 崩壊に伴い放出される $E_{max} = 3.541\text{MeV}$ を持つ β^- 粒子である。β^- 粒子の平均エネルギーは実用的に以下の式 (3.1) で与えられる [29]。

$$\bar{E}_{\beta^-} = \frac{E_{max}}{3} \tag{3.1}$$

これより $\bar{E}_{\beta^-} \approx 1.18\text{MeV}$ である。plastic scintillator にこのエネルギーの電子が入射したと仮定し、scintillator 内でのエネルギー損失を計算する。

[1]以下すべての実験において AVR を通した電源を使用している。

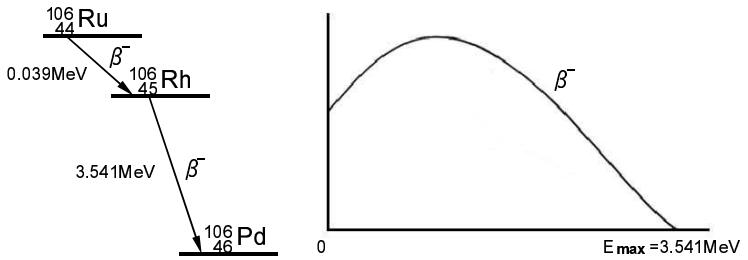


図 3.2: ^{106}Ru の崩壊図式と β 線のエネルギー分布

plastic scintillator 中を通過する電子のエネルギー損失を考える際、電離及び励起によるエネルギー損失と制動放射線放出によるエネルギー損失の 2 点を考慮する必要がある。それぞれによるエネルギー損失は以下の式 (3.2),(3.3) を用いて求めることができる [29]。

$$\begin{aligned}\Big(\frac{dE}{dx}\Big)_{\text{電離}}(MeV/m) &= 4\pi r_0^2\frac{mc^2}{\beta^2}NZ\Big\{\ln\Big(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I}\Big)\\ &\quad +\frac{1}{2\gamma^2}\Big[\frac{(\gamma-1)^2}{8}+1-(2\gamma^2+2\gamma-1)\ln 2\Big]\Big\} \qquad (3.2)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_0 &= e^2/mc^2 = 2.818\times 10^{-15}m\\ mc^2 &= 0.511MeV\\ \gamma &= 1/\sqrt{1-\beta^2}\\ \beta &= v/c\\ N &= \text{粒子が通る物質中の } 1m^3\text{当りの原子の個数}\\ Z &= \text{物質の原子番号}\\ I &= \text{物質の平均励起ポテンシャル}\end{aligned}$$

$$\Big(\frac{dE}{dx}\Big)_{\text{制動放射}}(MeV/m) = \frac{ZT(MeV)}{750}\Big(\frac{dE}{dx}\Big)_{\text{電離}} \qquad (3.3)$$

実験に用いる plastic scintillator(BC408) は母材の組成 $C_{10}H_{11}$、密度 $\rho = 1.032\times 10^3 kg/m^3$ の化合物である。化合物中では式 (3.2) は以下の式 (3.4) ように書き換えられる。

$$\frac{1}{\rho}\Big(\frac{dE}{dx}\Big)_{\text{化合物}} = \sum_i \omega_i\frac{1}{\rho_i}\Big(\frac{dE}{dx}\Big)_i \qquad (3.4)$$

ここで ω_i は i 番目の元素の重量比、ρ は化合物の密度、ρ_i は i 番目の元素の密度を表す。

さらに、化合物では式 (3.3) 中の Z を次式 (3.5) で表される実効原子番号で表す。

$$Z_{\text{実効}} = \frac{\sum_{i=1}^{L}(\omega_i/A_i)Z_i}{\sum_{i=1}^{L}(\omega_i/A_i)Z_i^2} \tag{3.5}$$

ここで A_i は i 番目の元素の原子量、Z_i は i 番目の元素の原子番号を表す。

plastic scintillator の組成 $C_{10}H_{11}$ より重量比は $\omega_C : \omega_H = 0.916 : 0.084$ である。また、炭素のデータとして $Z = 6, A = 12, I = 78$、水素のデータとして $Z = 1, A = 1, I = 19.2$ を用いると、厚さ 5 mm の plastic scintillator(BC408) を $\bar{E}_{\beta^-} \approx 1.18\text{MeV}$ が通過する際に失うエネルギーは、

$$\begin{aligned} \Delta E_{total} &= \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{電離}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{制動放射}} \\ &= 0.925705MeV + 0.0933314MeV \\ &\approx 0.933MeV \end{aligned} \tag{3.6}$$

と求めることができる。

放射線源 ^{106}Ru はアルミで覆われた密封線源であり、そのアルミ中でのエネルギー損失、及び空気中、反射材として用いているアルミホイル中でのエネルギー損失等を考慮すると、おおよそ

$$1MeV \leq \beta^- \leq 3.541MeV \tag{3.7}$$

の範囲の β^- 粒子が event として計測されることになる。

3.1.2　ADC 分布と fitting 関数

光電子増倍管に入射する光量が十分に小さいとき、出力分布がどの様になるかを考察する。たとえ十分に配慮して光量を一定に保ったとしても、光子の入射は当然確率的な分布を持つ。この測定におけるその確率的な分布とは β^- 粒子が plastic scintillator に入射した際の変換効率や、WLS fiber により吸収される効率などである。そして、光電面にたどり着いた光子はさらに量子効率の制限を受け、確率過程のもと光電子へと変換される。

このような少数かつ離散的な数を扱う統計現象では、その分布は Poisson 分布に従う。

$$P(m, n) = \frac{m^n}{n!}exp(-m) \tag{3.8}$$

ここで m は取り扱う光電子の平均数、n は光電子数である。この Poisson 分布は m が十分に大きい極限、すなわち光電子増倍管へ入射する光量が極めて多く、光電子が多数放出される事象では、同じ平均値と標準偏差をもつ Gauss 分布に近づくことが証明できる [30]。

このように発生する光電子は既にある程度の離散的分散をしている (図 3.3 の左図)。さらに光電子増倍管のなかで増幅されていく過程においても増幅率の周りに確率的な分布をする。これは Dynode で放出された二次電子が次の Dynode にすべてたどり着かず、洩れ出す電子が存在するためにおこる。理想的に、Dynode 部において常に一定の増幅率で増幅されるのであれば、出力分布は式 (3.8) で示す分布関数のみで表すことができる。しかし実際に光電子増倍管では全体の増幅率を G とすると、1 個の光電子が最終的に G 個の電子を中心とする Gauss 分布を為す。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} exp\Big\{ - \frac{(x-m)^2}{2\sigma^2} \Big\} \tag{3.9}$$

この両者の分散関係を考慮すれば、光電子増倍管からの出力時での各光電子数に対する分布は図 3.3 の右図のようになると考えられる。

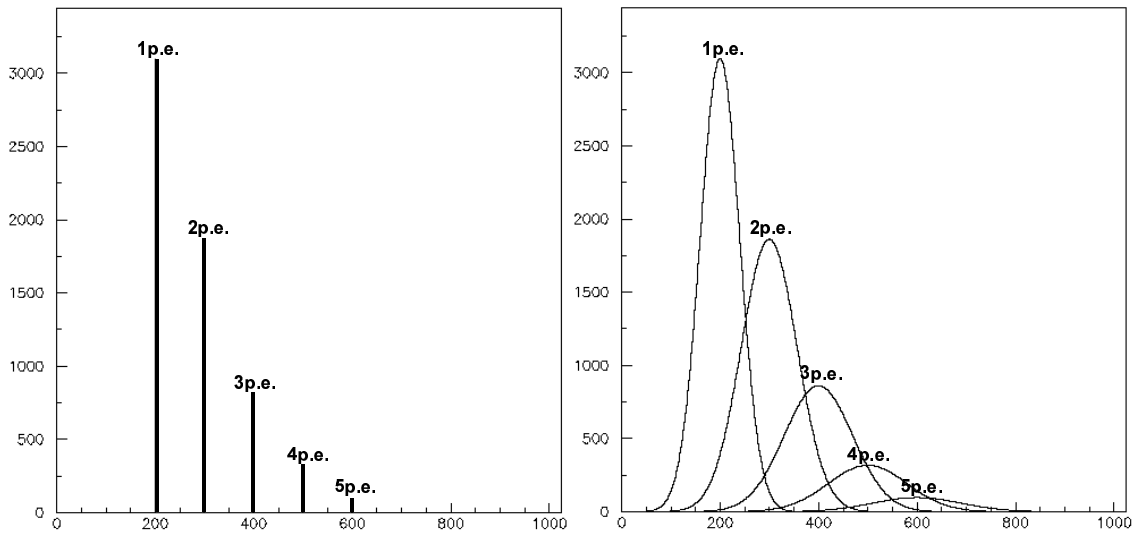


図 3.3: Poissin 分布と Gauss 分布での広がり

これより測定により得られる ADC 分布に対する fitting 関数は平均光電子数 $\bar{N}$ の時に Poisson 分布から得られるそれぞれの光電子数 N の確率に、Gauss 分布を用いて分布に幅を持たせた次式 [31] を用いた。Gauss 分布を当てはめる際、各光電子数に対する標準偏差を $\sqrt{N}\sigma$(σ は $N = 1$ の標準偏差) としてある。

$$F(x) = A \sum_{N=1}^{N=max} \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!} \frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma} exp\Big\{ - \frac{(x-pN-q)^2}{2N\sigma^2} \Big\} \tag{3.10}$$

ここで x は ADC channel を表し、A は normalization factor、$\bar{N}$ は平均光電子数、σ は標準偏差、p は peak interval、そして q は pedestal channel を表す。

図 3.3 右図の様に各光電子数は Gauss 分布で広げられており、分布は $x = \pm\infty$ まで僅かであるが広がり、測定によって得られる pedestal 値と式 (3.10) で求められる pedestal 値の間には若干のぶれ

が生じる。そのため fitting において pedestal channel をフリーパラメータとしてあり、測定で得られた値からの数 channel ほどのずれは以上の理由より許容される。

測定により得られた ADC 分布に fittig をかけた様子を図 3.4 に示す。

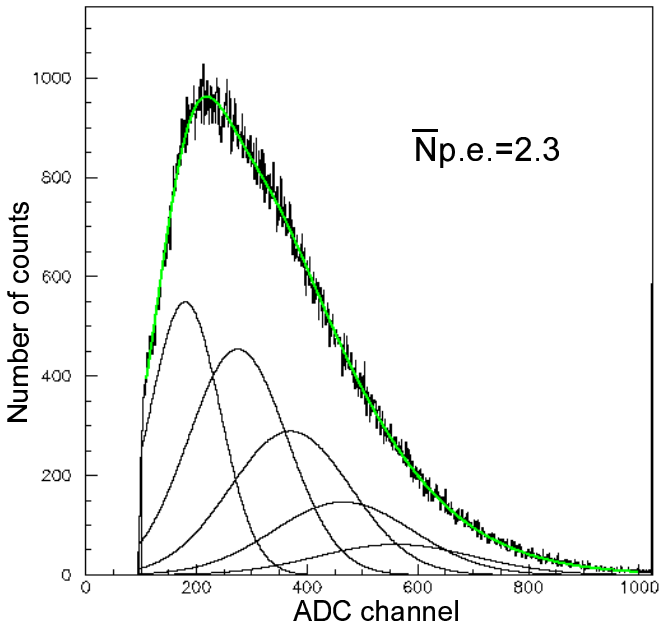


図 3.4: 改良を加えた光電子増倍管 (R329EGPX) の ADC 分布と fitting の様子。滑らかな曲線は各光電子数の Gauss 分布での広がりを表す。

3.1.3　結果と考察

以上の様に得られた ADC 分布に fitting をかけ、獲得光電子数の比較を行なった。印加電圧は-2200 V である。その結果を図 3.5 に示す。改良を施していない光電子増倍管 (R329)3 本での獲得光電子数の平均が 1 となるように normalize して表している。

その結果、すべての改良を施した光電子増倍管 (R329EGPX) では従来のもの (R329) に比べ、獲得光電子数が約 1.8 倍近く得られることがわかった。また、green extended 加工のみをほどこしたもの (R329EG) では約 1.4 倍近い結果が得られている。これより、プリズム加工及び内部鏡面加工により約 1.4 倍、そして green extended 加工により約 1.4 倍の獲得光電子数の増加となっていると考えられる。なお、得られた ADC 分布には測定系での accidental coincidence 等のためノイズが僅かながら含まれており、このノイズを含んだ fitting であるため、おおよその error を見積もる必要がある。この error の見積もりは次節の gain 測定で述べるが、error を考慮に入れてもこの優位な差は変わらない。

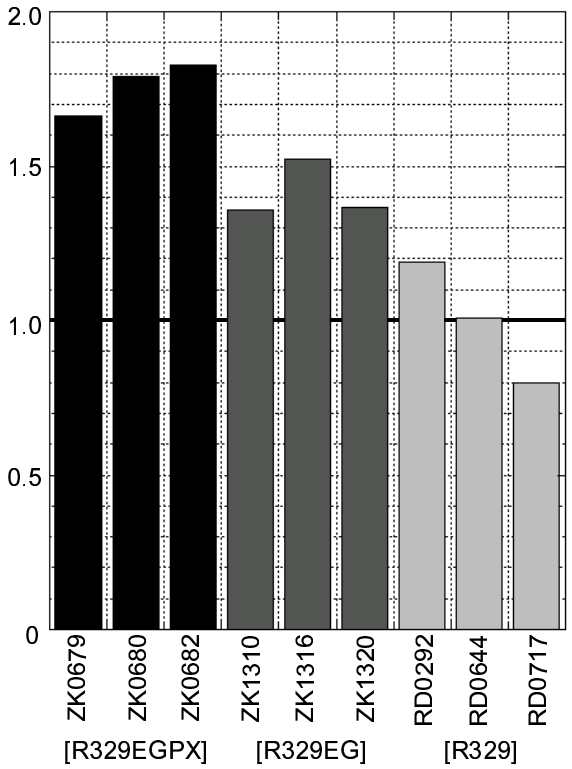


図 3.5: 獲得光電子数の比較。3 本の R329 の平均が 1 となるように normalize している。

3.2　gain 測定

光電子増倍管での電子の増幅率 (gain) を G とすると

$$G = (\theta_1\varepsilon_1)(\theta_2\varepsilon_2)(\theta_3\varepsilon_3)\cdots\cdots(\theta_i\varepsilon_i)\cdots\cdots(\theta_n\varepsilon_n) \tag{3.11}$$

と表すことができる。ここで、

$$n = Dynode \text{ の段数} \tag{3.12}$$

$$\varepsilon_i = \frac{i \text{ 番目の } Dynode \text{ の収集電子の数}}{(i-1) \text{ 番目の } Dynode \text{ の放出した電子の数}} \tag{3.13}$$

$$\theta_i = \frac{i \text{ 番目の } Dynode \text{ の放出する電子の数}}{i \text{ 番目の } Dynode \text{ に入射する電子の数}} \tag{3.14}$$

である。

プリズム加工により光電面と第 1Dynode 間の電場は連続的では無く局所的に変化している可能性は高い。局所的に電場勾配が高くなっていれば光電子の加速度が増し第 1Dynode での二次電子の数

が増え、式 (3.14) に従えば θ_1 が大きくなり gain が高くなることになる。しかし、逆に局所的に電場が弱くなっていれば θ_1 が小さくなり gain が低くなる。この光電面と第 1Dynode 間の電場が、印加電圧により変化していく可能性も考えられる。

また内部鏡面加工により第 1 及び第 2Dynode の基板電極が磨かれているため、二次電子放出材料の蒸着が従来と同じではないかもしれない。いずれにしても初段 Dynode における二次電子放出は gain に最も寄与する因子のうちの一つである。光電子増倍管への改良が gain に寄与するかどうか調べるため gain の印加電圧依存性を調べた。

測定系は前節の図 3.1 と同様であり、入射光を一定に保った状態で印加電圧を 1800 V から 2700 V まで 50 V step で ADC 分布をとり、それに式 (3.10) で fitting をかけ、各光電子数のピークの移動量より gain curve を求めた。測定試料は表 3.1 のとおり R329EGPX:3 本、R329EG:3 本、R329:3 本である。

ここで式 (3.11) において、全ての Dynode で ε_i,θ_i が一定であると仮定すると

$$G = (\theta\varepsilon)^n \tag{3.15}$$

と表される。ε は式 (3.13) を見ると分かるように Dynode の配置に依存するパラメータで、θ は式 (3.14) より Dynode 間の印加電圧と Dynode の二次電子放出材料に依存するパラメータであることがわかる。θ の電圧依存性は一般的に

$$\theta = kV^{\alpha} \tag{3.16}$$

と表され、V は Dynode 間の電位差、k, α は定数である。すべての Dynode 間の電圧が等しいと仮定、すなわち電圧等分割 breeder を用いた場合、光電子増倍管の gain は

$$\begin{aligned} G(V) &= \varepsilon^n (kV^{\alpha})^n \\ &= (\varepsilon k)^n V^{\alpha n} \\ &= A \cdot V^{\alpha n} \end{aligned} \tag{3.17}$$

という電圧 V の関数として表すことができる。ここで A は電圧に依存しない定数である。gain は一般的に両対数グラフで表されるが、この式 (3.17) より傾き αn の直線になることがわかる。

ただし、この測定において用いている breeder は taper breeder であり、各 Dynode 間の電圧はそれぞれ異なる。よってこの場合、式 (3.17) は厳密には成り立たない。しかし、一般的に良い近似を与える。測定によって得られた値にはこの式 (3.17) を最小二乗法により fitting を行なっている。またこの fitting が測定値にどれだけ良い近似を与えているかを評価するため、相関係数

$$R = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i^2 - N\bar{x}^2) \sum (y_i^2 - N\bar{y}^2)}} \tag{3.18}$$

を用いた。

なお、各測定点における error は CERN Library PAW++の fitting error を用いている。結果を図 3.6 に示す。いずれも $1800V \sim 2700V$ の範囲において $10^6 \sim 10^8$ の gain が得られていることが

わかった。図 3.6(b) の R329EG において他に比べ gain が高くなっているが、これは光電子増倍管 1 本ごとの個性による違いの範疇に収まる値である。また、3 点の改良を施した R329EGPX でも遜色ない結果が得られている。これは改良が gain に及ぼす影響はほぼ無いと言えるものである。相関係数 (3.18) はすべてにおいて $R > 0.99$ であり、強い相関が得られている。すなわち、式 (3.17) は taper breeder 用いた場合でも良い近似を与えていると言える。

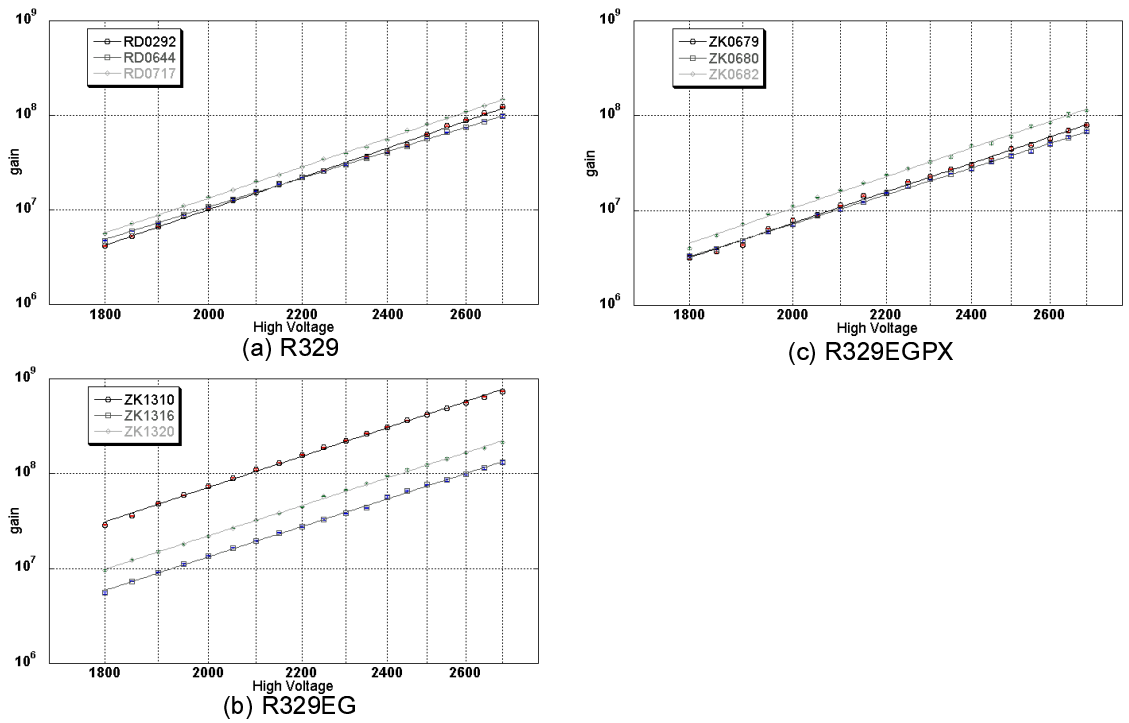


図 3.6: (a)R329, (b)R329EG, (c)R329EGPX の gain curve

この gain curve は、先に述べたとおり入射光を変えずに印加電圧のみを変えて測定を行ない、得られた ADC 分布に式 (3.10) により fitting をかけて求めている。すなわち、光電子増倍管での平均光電子数は入射光が一定であるため常に一定の値をとることになる。しかし、実際にはその値に多少の変動がある。この様子を図 3.7 に示す。

図 3.7 を見るとわかるように、fitting により平均光電子数は常に一定の値をとらず、ある範囲の中で変動している。古典電磁気学によれば導体中の電場は 0、すなわち光電金属中には印加電圧による電場は入り込めず光電効果は入射光にのみ依存するはずである。これより、平均光電子数の変動は fitting の精度がこの範囲の中にあると考えるのが適切である。この変動の原因の一つとして ADC 分布に組み込まれるノイズが考えられる。測定において plastic scintillator と trigger counter の Coincidence を条件としているが、それぞれの光電子増倍管からの event rate に応じて Accidental coincidence が起こる。Accidental event はほぼ光電子増倍管からの暗電流であり、主に Photon counting の光

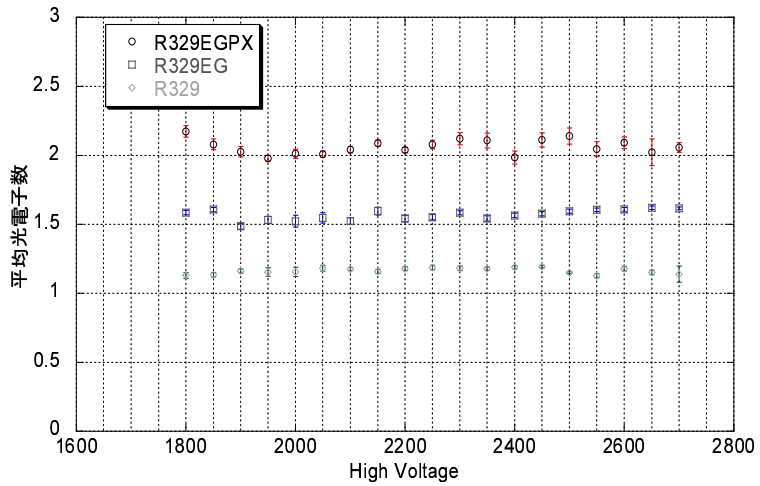


図 3.7: 印加電圧対平均光電子数 それぞれの光電子増倍管の代表的なもの一本づつの値を載せている。

電子増倍管の場合 1p.e. ピーク近傍の event となり、そうでない場合は 1p.e. ピークより低 channel の event となる。暗電流については次節で論じる。

測定に用いてる光電子増倍管の R329 及び R329EG は Photon counting のものとして HAMAMATSU 社より購入しているが、R329EGPX は試作段階のもので Photon counting ではない。これは図 3.7 で R329EGPX が他に比べ変動が大きい理由の一つであると考えられる。

ここで、fitting(3.10) 式がどの程度の精度を持っているかのおおまかな目安として、各印加電圧ごとの平均光電子数の値 (測定点:19 点) の標準偏差を用いる。その値を表 3.2 にまとめる。これより、

R329	σ	R329EG	σ	R329EGPX	σ
RD0292	0.087	ZK1310	0.038	ZK0679	0.097
RD0644	0.021	ZK1316	0.041	ZK0680	0.097
RD0717	0.022	ZK1320	0.037	ZK0682	0.053

表 3.2: 平均光電子数の標準偏差

各光電子増倍管での標準偏差はそれぞれ異なっているがいずれも fitting により得られる平均光電子数の $1\% \sim 4\%$ の範囲にあり、前節の獲得光電子数の比較で得られた結果 (図 3.5) に示された優位な差は変わらず、十分に信頼できる結果であると言える。

3.2.1　電圧等分割 breeder を用いた場合の gain

一般に高エネルギー実験において光電子増倍管の電圧分割回路に、Dynode の前段から後段に向かって段間電圧を上げていく taper breeder が用いられ、これまで述べた測定でも陽極側接地・負高圧

印加方式 taper breeder(E5859) を用いているが、E391a 実験で R329EGPX の使用に適した breeder を選択するため、

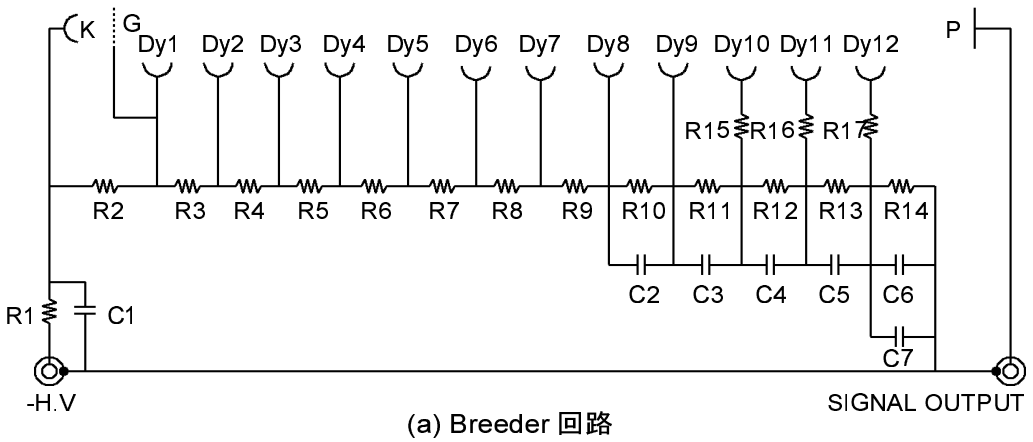
(1) 陽極側接地・負高圧印加方式 taper breeder(HAMAMATSU E5859)

(2) 陰極側接地・正高圧印加方式 teper breeder(HAMAMATSU E5859-02)

(3) 陽極側接地・負高圧印加方式電圧等分割 breeder(自作)

の 3 種を用いた比較も行なってきた。ここでは、その比較項目のうちの一つである電圧等分割 breeder を用いた場合の gain について述べる。比較対象は (1) の taper breeder である。

図 3.8 に breeder 回路、及び回路中の電子部品の値を掲載する。



(a) Breeder 回路

R1	10 kΩ
R2	648 kΩ
R3,R5 to R7	150 kΩ
R4	240 kΩ
R8	180 kΩ
R9	226 kΩ
R10	300 kΩ
R11	360 kΩ
R12 , R14	453 kΩ
R13	590 kΩ
R15	51 Ω
R16 , R17	100 Ω
C1	470 pF
C2	0.022 μF
C3	0.047 μF
C4	0.1 μF
C5 to C7	0.22 μF

(b) Taper breeder E5859

R1	10 kΩ
R2 to R14	326 kΩ
R15	51 Ω
R16 , R17	100 Ω
C1	470 pF
C2	0.022 μF
C3	0.047 μF
C4	0.1 μF
C5 to C7	0.22 μF

(c) 電圧等分割 breeder

図 3.8: (a)Breeder 回路,(b)Taper breeder(HAMAMATSU E5859),(c) 電圧等分割 breeder

電圧等分割 breeder は自作したものであるが、電圧供給ラインからのノイズを軽減させるための R1 及び C1 より成るローパスフィルター、出力波形のリンギングを軽減させるための R15∼R17 のダンピング抵抗、そして Dynode 後段での電圧降下を抑制する C2∼C7 のデカップリングコンデンサの値はすべて taper breeder(E5859) と等しくしてある。ただし通常デカップリングコンデンサには高周波域でのインピーダンスが十分に低く、耐圧特性が高いセラミックコンデンサが用いられる

が (E5859 にも用いられている)、入手できなかったためフィルムコンデンサで代用している。

gain 測定の際のセットアップ及び gain curve の導き方は先に述べた方法と同様である。異なる breeder のによる gain の違いを見ることが狙いであるため、測定点を 2100 V∼2500 V まで 100 V step の 5 点のみを測定している。光電子増倍管は R329EGPX(ZK0679) を用いている。図 3.9 に結果を示す。

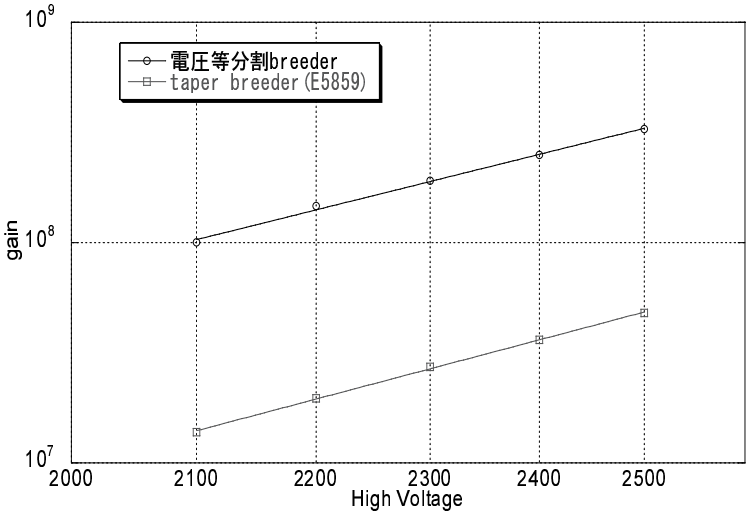


図 3.9: taper breeder(E5859) と電圧等分割 breeder を用いた場合の gain curve。光電子増倍管は R329EGPX(ZK0679) を使用。

この結果より電圧等分割 breeder を用いた場合、taper breeder に比べ約 1 桁程度、gain が大きいことが分かる。その他、電圧等分割 breeder を用いた場合の時間特性を調べたが、それについては次章で言及する。

3.3　暗電流測定

光電子増倍管の暗電流の原因として、光電面及び Dynode 面からの熱電子放出、電界放出、ガラス管や電極支持材の発光、漏洩電流などがあげられるが、このうち最も暗電流に起因するものは光電面からの熱電子放出であることが知られている。改良を施した光電子増倍管 R329EGPX において、従来のものに比べ光電面の面積が約 $\sqrt{2}$ 倍に増えたこと、光電金属の仕事関数を下げたことにより熱電子が増えると予想される。そしてプリズムの頂点付近で局所的に電場が強くなり電界放出により電子が真空中に叩き出されることによっても暗電流が増すと予想される。

E391a 実験において、K_L^0 の崩壊領域は 10^{-5}Pa 程度の高真空化され、それ以外の Detector 全領域は 10^{-1}Pa 程度の真空に保たれる。Main 及び Front Barrel カロリーメーターからの光を読み込む光電子増倍管も真空中に曝されることになる。真空状態は高い断熱作用を持つので、breeder 回

路等で発生した熱の影響で光電面付近も高温状態になると考えられる。実際に E391a 実験のメイン Detector である CsI とそれに用いられる光電子増倍管を接合した形で 10^0Pa の真空状態下で動作させた際の温度上昇についての研究がなされており [32]、それによると光電子増倍管の温度は $53.6°C$ に及ぶ。この結果から Barrel カロリーメーターで用いられる R329EGPX も $50°C$ 近傍に温度が上昇すると予想される。

暗電流の増加は E391a 実験において高い threshold level を要求し、その結果、カロリーメーターの検出効率を損なう。光電子増倍管への改良によりどの程度暗電流が増すかどうか、そして光電面付近の温度条件を変えた際にどの程度暗電流が変化するかを測定した。本節ではこの暗電流について述べる。

3.3.1　印加電圧対暗電流特性

暗電流は印加電圧の増加に伴って増加するが、その増加率の様子を測定する。評価は各電圧での Anode 電流値[2][nA]、及び counting rate[cps] で行なう。また、各電圧に対する暗電流の ADC 分布もとる。測定温度条件及び簡単な測定系を以下に示す。

状態	Temperature[$°C$]
ice bath	0
noting	23
hot water	50

表 3.3: 測定温度条件

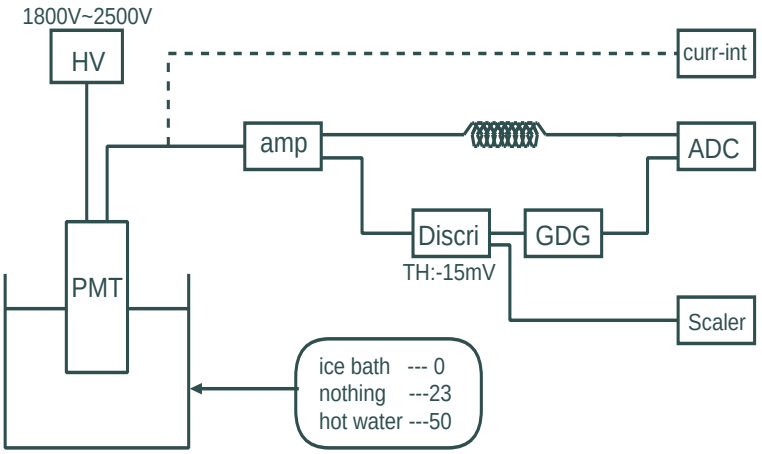


図 3.10: 印加電圧対暗電流特性の測定系

[2]電流値は current integrator Module を用いて測定する。この Module については付録 A を参照。

温度条件は表 3.3 に示すように $0°C$,$23°C$,$50°C$ としてあり、高温状態は E391a 実験における真空下での光電子増倍管の状態を想定している。各温度はおよそ $\pm 1°C$ 以内に保たれている。図 3.10 に示す通り、光電子増倍管からの暗電流 signal は Amp(gain 約 8 倍) により増幅され、threshold -15 mV に設定された Discriminator を通過したものを Scalar で計数している。測定試料は R329:3 本、R329EGPX:3 本であり、breeder は同一の E5859 を用いている。

光電子増倍管は電圧をかけていない状態でも室内光に 1 分以上曝すべきではなく、また完全遮光状態で高電圧を印加しておくと、初期の暗電流計数率を著しく減らすことができるとの報告がある [33]。これより、測定前には全ての光電子増倍管で 24 時間以上のエイジングを行なっている。また温度条件を変える際、熱平衡状態に達するまで約 3 時間程度の時間をおいている。印加電圧は $1800\ V \sim 2500\ V$ まで $100\ V$step で測定を行なった。

まず、current integrator を用いて暗電流を電流値で評価した結果を図 3.11 に示す。

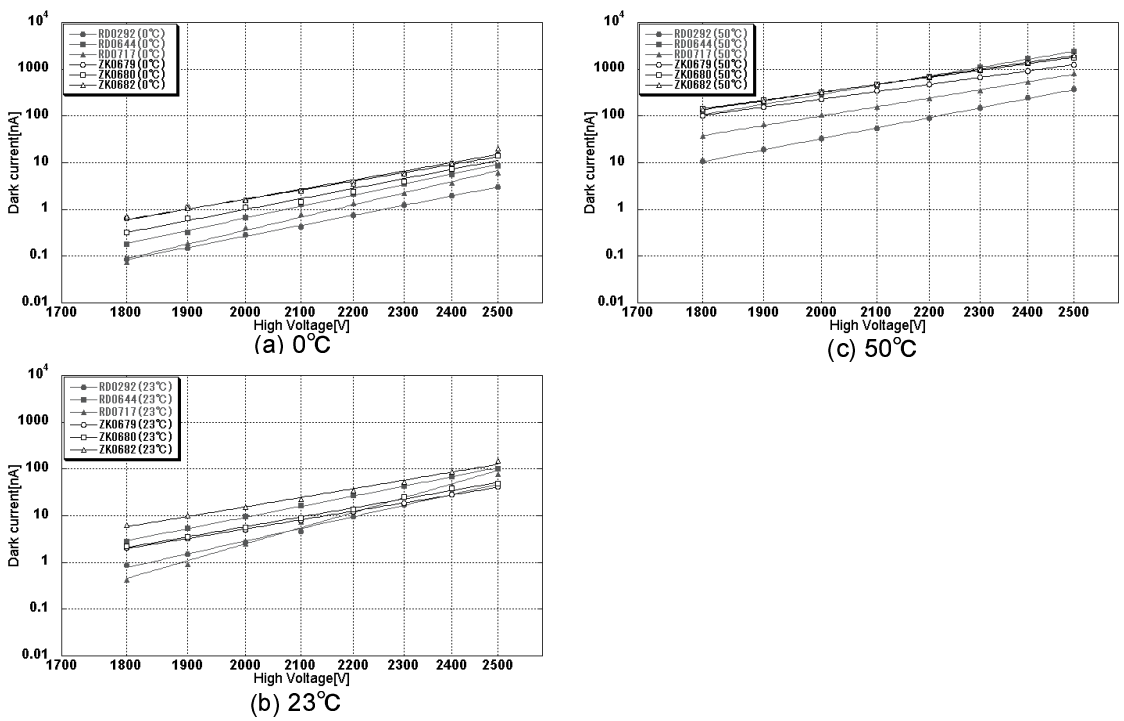


図 3.11: 印加電圧対暗電流特性を電流値で評価したもの。(a) は $0°C$,(b) は $23°C$,(c) は $50°C$ のデータである。

これより電流値による暗電流評価では各温度での光電子増倍管の違いによる優位な差はあまり見受けられない。

次に暗電流を counting rate [cps] で評価した結果を図 3.12 に示す。

暗電流を counting rate[cps] で評価したものでは、温度条件 $50°C$ の時、R329EGPX は R329 に

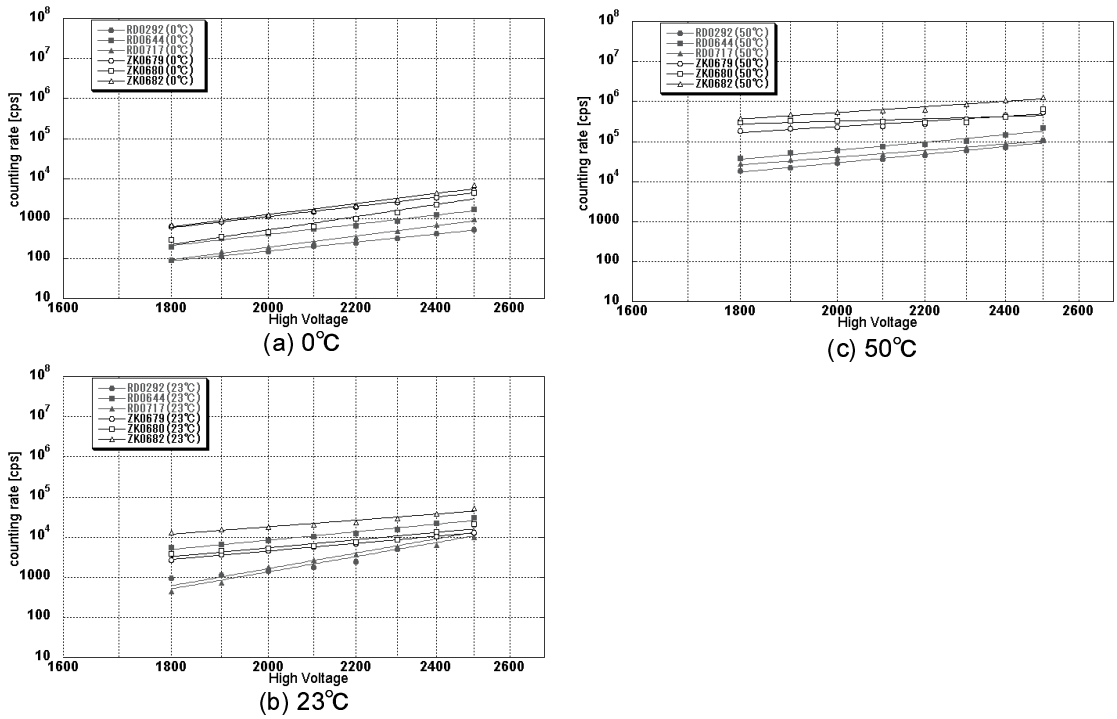


図 3.12: 印加電圧対暗電流特性を counting rate[cps] で評価したもの。(a) は $0°C$,(b) は $23°C$,(c) は $50°C$ のデータである。

比べ約 1 桁近く計数値が多い。

このように評価方法が異なると、両者の光電子増倍管の暗電流に相違があるようにも無いようにも見受けられる。この理由を考察する必要がある。図 3.13 に暗電流による event の ADC 分布を示す。この分布を見て分かるように暗電流の ADC 分布は両者の光電子増倍管で著しく異なる。この傾向は測定試料全てに当てはまる。R329 は Photon counting のものなので光電面からの熱電子はほぼ 1p.e. としてピークを持つ。一方、R329EGPX は Photon counting ではないためそのようにはならず、常に低 channel に多くの暗電流が現われる。

ADC channel は電荷量に比例しており、このため高 channel の暗電流 event は高い電流値を示し、低 channel の暗電流 event は低い電流値となる。一方、counting rate は threshold を越えたものを全て計数する。このため低 channel に多くの暗電流をもつ R329EGPX が counting rate[cps] で評価を行なった場合、約 1 桁高い計数値を示す理由の一つになると考えられる。そして、電流値による評価では低 channel の暗電流 event による寄与が小さいため、両者の光電子増倍管で顕著な差が見られないと考えられる。

また光電子増倍管固有の gain がこの上述の 2 つの暗電流評価に大きく起因する。gain の高いものほど、暗電流計数値及び暗電流値は必然的に高くなる。このため、ここで得た結果から、改良を施

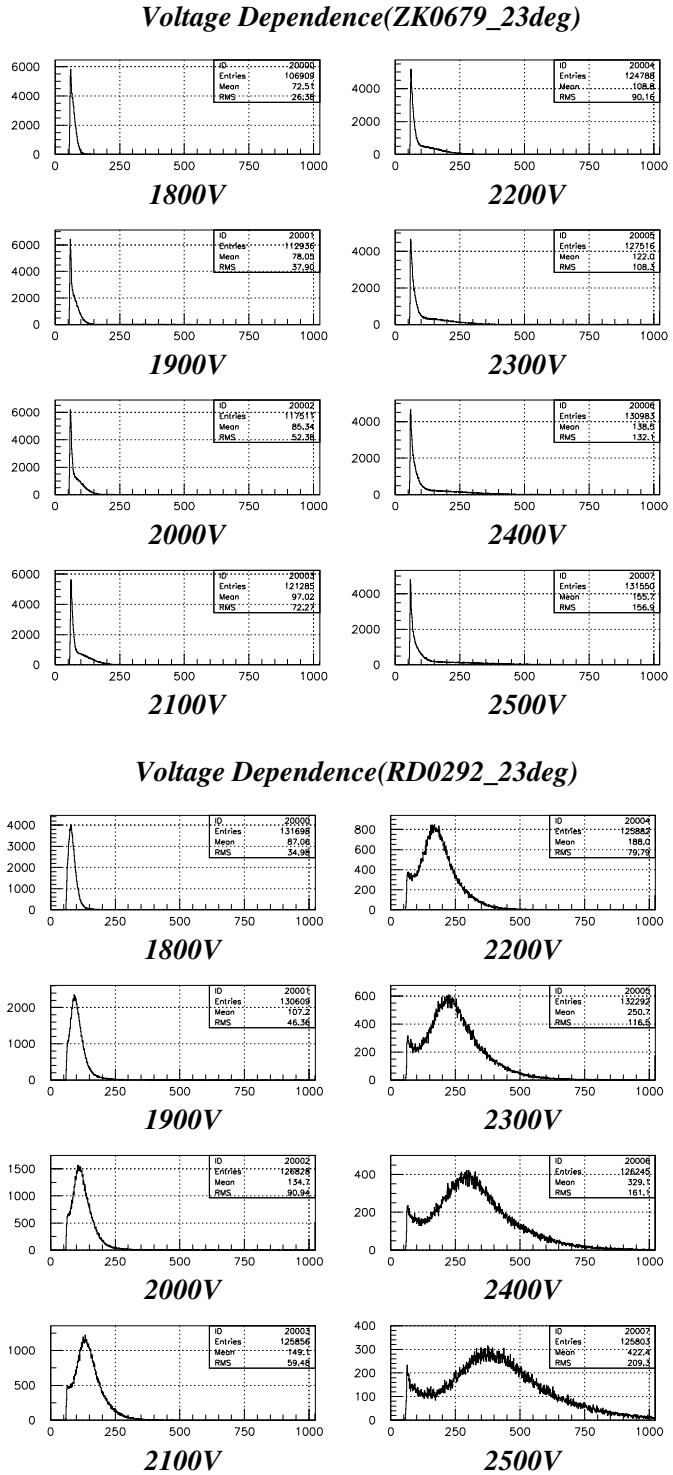


図 3.13:　各電圧に対する暗電流 ADC ヒストグラム。上図は R329EGPX(ZK0679)、下図は R329(RD0292)。共に温度条件 $23°C$ のヒストグラムである。

したことにより暗電流がどの程度増加するかどうかを見積もることは難しい。この見積もりは次小節の threshold 対暗電流特性で行なう。

しかし、ここでの暗電流評価から、温度条件が $50°C$ の場合、暗電流は計数値及び電流値の双方において極めて高くなるが冷却 $(0°C)$ することにより、はるかに減少することがわかる。

3.3.2　threshold 対暗電流特性

ここでは印加電圧を一定 (2300 V) にし、threshold を変化させていった際の暗電流を counting rate[cps] で評価する。測定の際の温度条件及び測定試料は前述の測定と同様である。測定手順として、まず図 3.14 のようなセットアップで各温度条件下での 1p.e. 程度の微弱光量に対する ADC 分布をとり、得られた ADC 分布式 (3.10) を用い fitting を行ない peak interval を求める。これにより各 photoelectron の peak channel がわかる。この様子を図 3.15 に示す。

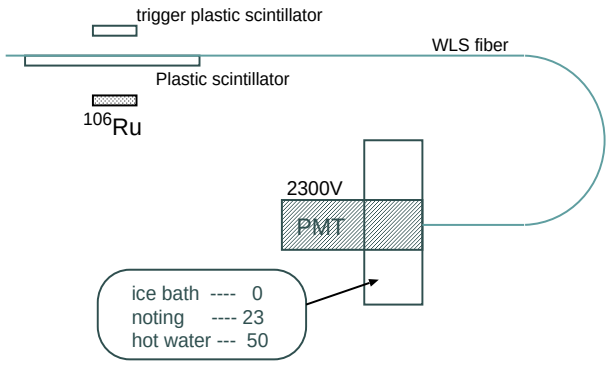


図 3.14: 各温度条件での微弱光量に対する ADC 分布の測定系

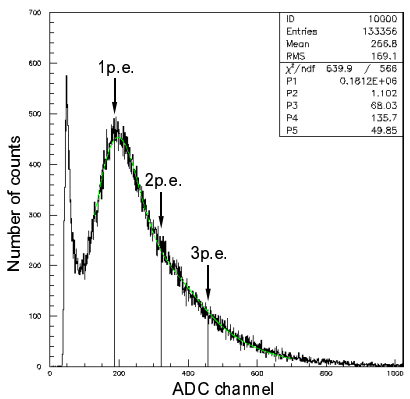


図 3.15: 微弱光量に対する ADC 分布 [R329(RD0292)]

暗電流を測定する際には、Discriminator の threshold を 0.5 p.e.∼3 p.e. まで 0.5 p.e. step で各 photoelectron の peak channel に合わせ、その threshold に対する counting rate[cps] を測定する。この方法では、光電子増倍管固有の gain の違いによる影響を受けない。また、E391a 実験の Barrel 部の threshold に対しどの程度の暗電流が影響するかをおおよそ見積もることができる。この測定系を図 3.17 に示す。

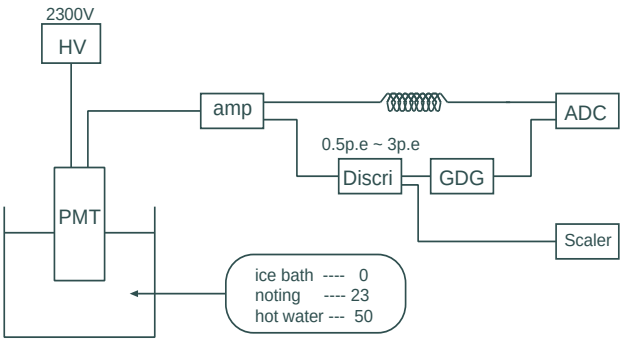


図 3.16: threshold 対暗電流特性の測定系

今、暗電流で問題としているのは光電子増倍管に改良を加えたことで、光電面からの熱電子放出が増えるかどうかである。光電面から放出された熱電子は 1p.e. に相当するので、熱電子放出の影響を見るためには threshold を 0.5 p.e. に設定した場合の counting rate[cps] で比較するのが、最も適当と考えられる。図 3.17 にその結果を示す。

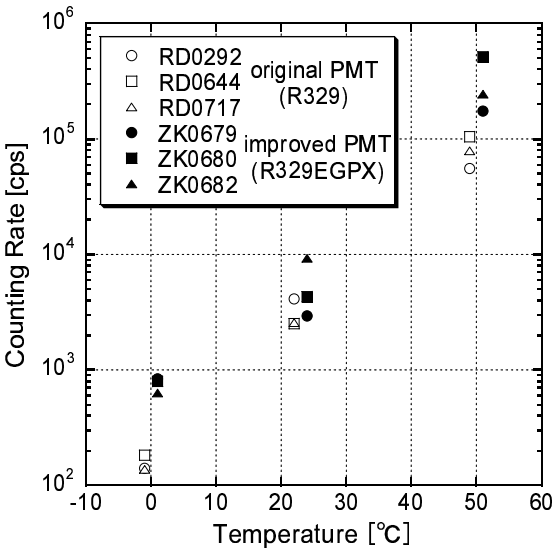


図 3.17: threshold=0.5 p.e. の場合の counting rate[cps] 印加電圧 2300V

この結果より、両者の光電子増倍管において各温度条件ともに顕著な差は見られない。改良による暗電流 event の発生率の増加はほぼ無いものと考えてよいと考えられる。しかし、ここで断っておくが、測定試料が R329:3 本、R329EGPX:3 本と sample 数がかなり少ない。これより改良による暗電流増加が無いと言い切るのは難しい。この sample 数のなかでは顕著な差が見られなかったという結論が適切であろう。原理的に光電金属の仕事関数が下がり、なおかつ光電面積が広がっているのでなんらかの増加があるはずである。従って、使用に際しては暗電流の影響を多めに見積もっておいたほうがが賢明であると考えられる。

次に threshold を変えていった際の暗電流計数値を示す。

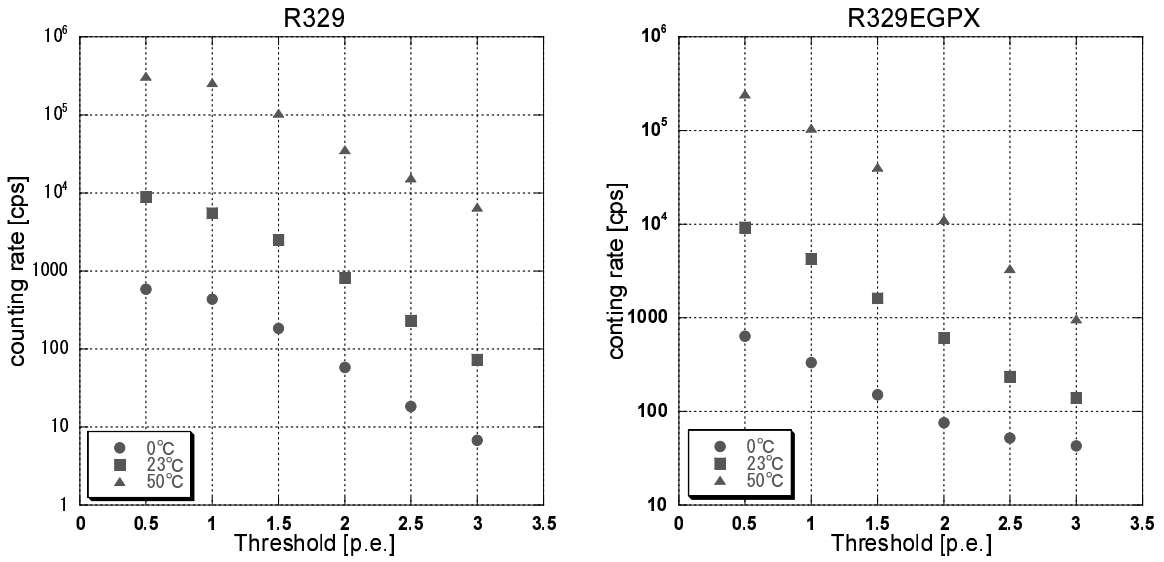


図 3.18: threshold 対暗電流特性 左図:R329 右図:R329EGPX 代表的なもののみ示す 印加電圧 2300V

ここでは両者の光電子増倍管の代表的なもののみをそれぞれ示した。この図 3.18 より、高い threshold を設定しても冷却による効果が大きいことがわかる。

E391a 実験では真空下での使用のため、高温度で増加する暗電流による over veto を防ぐため現在のところ threshold を 3p.e. 程度に設定する予定である。しかし、3p.e. に threshold をかけた場合でも、高温条件下では約 $1 \times 10^3 \sim 1 \times 10^4$[cps] もの暗電流計数値がある。これを室温以下へ冷却すれば約 1×10^2[cps] 以下の暗電流計数値まで減少させることができる。この結果より、E391a 実験においてはなんとしても室温以下に光電面付近の温度を下げるべきである。

また、図 3.13 の R329EGPX の暗電流分布は、低 channel に偏った暗電流成分の存在を示している。この低 channel 部分は Dynode 部からの熱電子放出に起因するものと考えられる。低 channel ノイズは測定において threshold を高く設定することで切り捨てることができるが、光電子増倍管の動作そのものを不安定にさせる原因の一つとなることに変わりはない。これより、Dynode 部も含めた冷却が必要であろう。

3.3.3　陰極側接地・陽極正高圧方式 breeder(E5859-02) を用いた場合の暗電流

一般的に、外部回路 (Module 等) と、光電子増倍管の陽極との電位差をなくして接続を容易にするため、陽極側接地・陰極負高圧方式の breeder が用いられている。しかしこの場合、陰極すなわち光電面に高電圧がかかるため、光電面付近の電場環境はあまり静かなものではない。特に R329EGPX の場合、光電面がプリズム状に突起しているため、光電面付近の電場が著しく乱れている可能性が考えられる。強電場由来の電界放出電子により暗電流が増加しているかどうかを調べる必要がある。このため陰極側接地・陽極正高圧方式の breeder(E5859-02) を用いて、比較を行なった。この breeder を用い光電面を ground 電位にすることで、光電面付近の電場環境が静かになると考えられる。図 3.19 に E5859-02 の breeder 回路を掲載する。ここでは回路中の電子部品の値は省略するが、各 Dynode 間にかかる電圧は陽極側接地の E5859 breeder とほぼ同じになるように作られている。

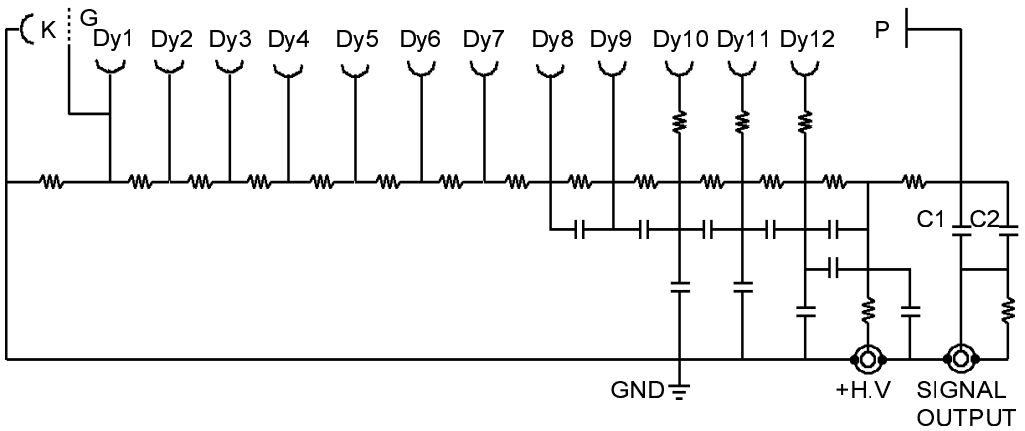


図 3.19: 陰極側接地・陽極正高圧方式 (HAMAMATSU E5859-02) taper breeder 回路

このような陽極正高圧 breeder には、陽極に印加されている正高圧 (+HV) と signal とを分離するためのカップリングコンデンサ (図中の C1,C2) が使用されている。カップリングコンデンサを通過した信号はその電荷量の分、コンデンサに充電され、充電された電荷によりコンデンサ両端には信号と逆向きの電圧が生じる。この電圧の減衰時間内に次の信号が来る状態、すなわち event rate が高い場合、信号のベースラインが元に戻らず、見かけ上のベースラインが形成される。

このベースラインシフトのため、current integrator により暗電流値を測定することができないので、ここでは counting rate[cps] で評価を行なう。測定系は図 3.10 と同様で、signal を Amp に通したあと threshold -15 mV を通過したものを計数している。温度条件は $23°C$、用いた光電子増倍管は R329EGPX(ZK0679)1 本のみである。breeder の電圧分割比は E5859 及び E5859-02 の両者で等しく、同一の光電子増倍管で測定を行なっているので gain の違いを考慮しなくてよい。ゆえに、光電子増倍管内部の電場環境のみが異なると考えられる。この測定結果を図 3.20 に示す。

この結果よりわずかに正高圧 breeder を用いたほうが暗電流計数値が下がることがわかった。やはり光電面付近の電場環境が少なからず暗電流に影響を及ぼすものと考えることができる。

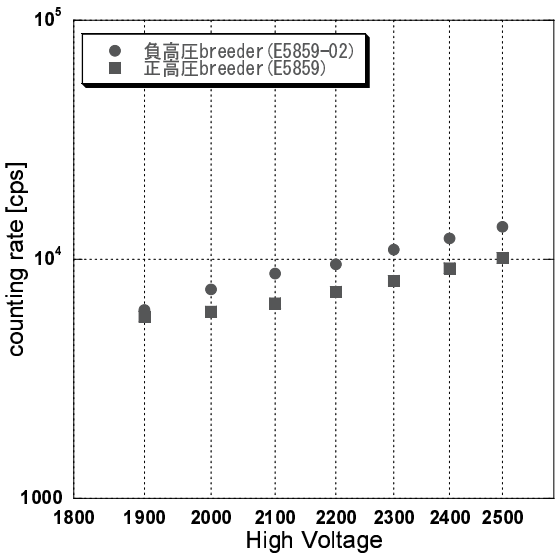


図 3.20: 負高圧 breeder(E5859) と正高圧 breeder(E5859-02) を用いた場合の暗電流計数値の比較。測定に用いた光電子増倍管は R329EGPX:1 本

しかし、E391a での使用を考えた場合、このわずかな差よりも、カップリングコンデンサによるベースラインシフトのほうが問題となってしまうであろう。

3.3.4　threshold と不感率

先にも述べたが、現在のところ E391a 実験において、Barrel カロリーメーターの threshold を 3p.e. 程度に設定する予定である。これは暗電流による over veto を避けるためであるが、それと同時に平均光電子数 3p.e. 以下の true event は全て Detector の不感率につながってしまう。この threshold に対し、Barrel カロリーメーターの不感率 10^{-4} 以下を達成するためには、どの程度の平均光電子数を得る必要があるかを考える。

光電子数 N が小さい時、その分布は Poisson 分布に従うことはすでに述べてある。すなわち光電子数が N である event が起きる確率 $P(N)$ は平均光電子数を $\bar{N}$ とすると式 (3.8) より、

$$P(N) = \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!} \tag{3.19}$$

と書くことができる。この式を用いて、不感率の対象となる光電子数 N=0,1,2,3 の event の割合を求めることが出来る。

$$P(0) + P(1) + P(2) + P(3) = e^{-\bar{N}}(1 + \bar{N} + \frac{1}{2}\bar{N}^2 + \frac{1}{6}\bar{N}^3) \tag{3.20}$$

この式より求めた平均光電子数と不感率を表 3.4 にまとめる。

$\bar{N}$	P(0)+P(1)+P(2)+P(3)	$\bar{N}$	P(0)+P(1)+P(2)+P(3)
1	9.81×10^{-1}	9	2.12×10^{-2}
2	8.57×10^{-1}	10	1.03×10^{-2}
3	6.47×10^{-1}	11	4.92×10^{-3}
4	4.33×10^{-1}	12	2.29×10^{-3}
5	2.65×10^{-1}	13	1.05×10^{-3}
6	1.51×10^{-1}	14	4.74×10^{-4}
7	8.18×10^{-2}	15	2.11×10^{-4}
8	4.24×10^{-2}	16	9.31×10^{-5}

表 3.4: 平均光電子数 $\bar{N}$ のときの光電子数 N=0,1,2,3 の割合

これより threshold を 3p.e. 以上に設定した場合、10^{-4} 以下の不感率を達成するためには Barrel カロリーメーターで少なくとも平均光電子数 14p.e. 以上が得られなければならないことがわかる。

これまでなされてきた研究において入射エネルギー 1MeV あたり約 5.7p.e. が得られている [18]。この結果は光電子増倍管に HAMAMATSU H1161[3]を用いた結果である。R329 に比べ R329EGPX では約 1.8 倍の平均光電子数が得られているので、単純に見積もると、入射エネルギー 1MeV あたり約 10.2p.e. が得られることになる。よって、10^{-4} 以下の不感率は入射エネルギー約 1.37MeV 以上で達成されることになるであろう。

以下に P(0)、すなわち pedestal event での不感率を参考までに示す。

$\bar{N}$	P(0)	$\bar{N}$	P(0)
1	3.68×10^{-1}	9	1.23×10^{-4}
2	1.35×10^{-1}	10	4.54×10^{-5}
3	4.98×10^{-2}	11	1.67×10^{-5}
4	1.83×10^{-2}	12	6.14×10^{-6}
5	6.74×10^{-3}	13	2.26×10^{-6}
6	2.47×10^{-3}	14	8.32×10^{-7}
7	9.12×10^{-4}	15	3.06×10^{-7}
8	3.35×10^{-4}	16	1.13×10^{-7}

表 3.5: 平均光電子数 $\bar{N}$ のときの光電子数 N=0 の割合

[3]H1161 は R329 の前身であり、R329 と同じものと考えてよい。

第4章　その他の性能評価

本章ではその他の一般的特性について言及する。Uniformity 特性及び時間特性等、いずれも光電子増倍管を用いる際に最も重視される項目のうちの一つである。

4.1　Uniformity 特性

Uniformity とは光電面上で、光の入射位置を変えていった際の Anode 出力の均一性のことである。Anode 出力の Uniformity は (1) 光電面、(2) 光電面から第 1Dynode への光電子収集、(3)Dynode 部分それぞれの Uniformity の積として考えられる。

R329EGPX の場合、光電面がプリズム状になっているため、光電面と第 1Dynode 間の電場に局所的な歪みが生じ、光の入射位置によっては著しく光電子収集が悪く Uniformity 特性を損なう可能性が高い。このため、ここでは R329EGPX の Uniformity を測定し、Anode 出力の観点からプリズム光電面の影響を確かめる。

測定系は獲得光電子の比較を行なった際とほぼ同様 (図 3.1) であり、plastic scintillator からの光を直径 1.0 mm の WLS fiber を用いて光電子増倍管へと導き入射させている。図 4.1 に座標軸の取り方と入射位置を示す。図に示すように光電子増倍管を上から見て、第 1Dynode が上、第 2Dynode が下にくるよう X 軸、Y 軸を決めている。入射測定位置は 2.5 mm 間隔であり、それぞれの軸に沿って 21 点で測定を行なった。

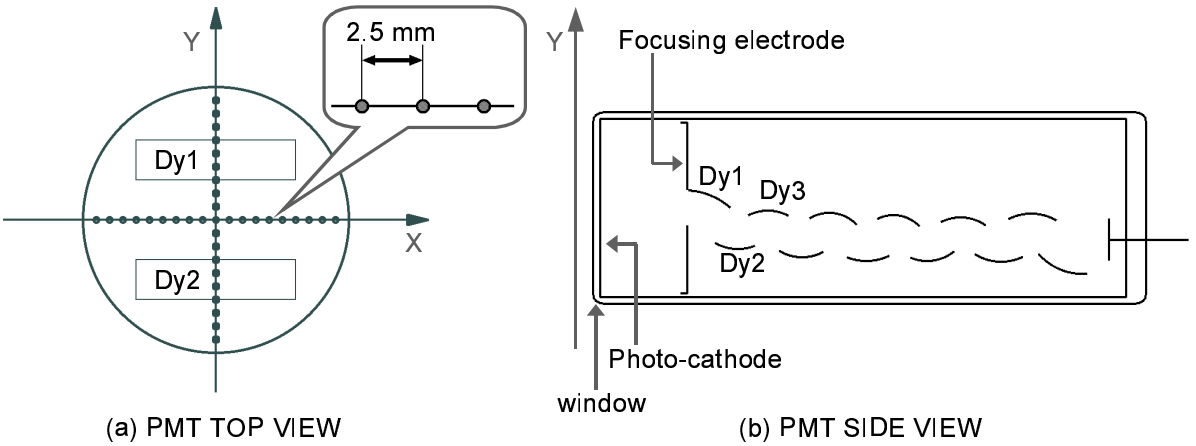


図 4.1: 座標軸と測定点。(a) PMT top view. (b) PMT side view.

測定試料は R329EGPX、印加電圧は 2200 V、用いた breeder は陽極側接地・負高圧印加方式 taper breeder(HAMAMATSU E5859) である。その測定結果を図 4.2 に示す。X 軸、Y 軸で最も高い出力を得た測定位置の値を 100%として表している。

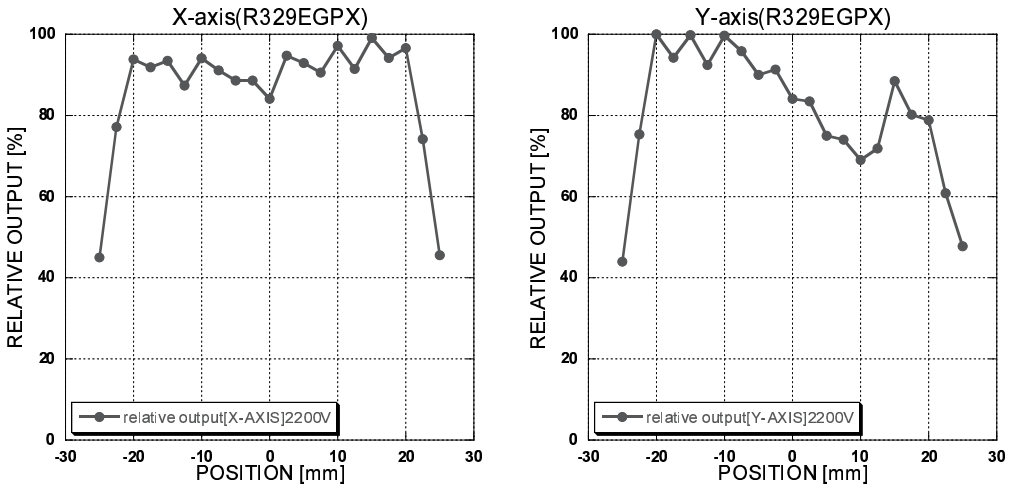


図 4.2: R329EGPX(ZK0679) の Uniformity 特性。左図は X 軸、右図は Y 軸。印加電圧 2200 V

この結果より、X 軸ではほぼ左右対称な出力が得られているのに対し、Y 軸においては場所によって約 30%程度変化していることがわかる。これは、X 軸は Dynode が軸に沿って対称な方向に横切っているのに対し、Y 軸は非対称であることに由来すると考えられる。次に印加電圧を上げることで、光電面から第 1Dynode への光電子収集及び Dynode 部分での Uniformity が改善されるかどうかを確かめるため、2500 V にて測定を行なった。その結果を図 4.3 に示す。

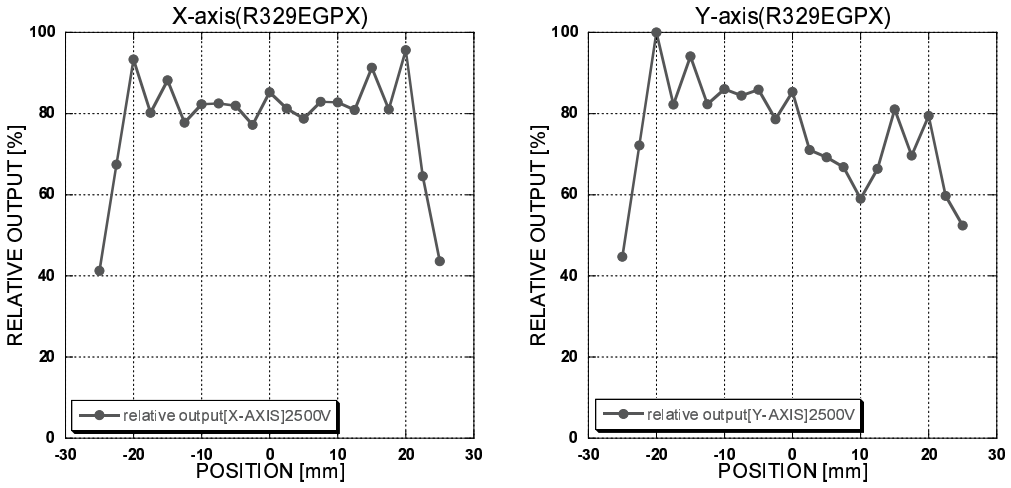


図 4.3: R329EGPX(ZK0679) の Uniformity 特性。左図は X 軸、右図は Y 軸。印加電圧 2500 V

これより、印加電圧を上げても Uniformity の傾向はそれほど変わらず、Y 軸に沿って 20∼40%ほどの不均一性が見られる。次に、比較のために R329 での Uniformity 測定の結果を図 4.4 に示す。X 軸ではほぼ対称になることが明らかであるので、ここでは Y 軸に沿ってのみ測定を行なった。印加電圧はいずれも 2200 V である。

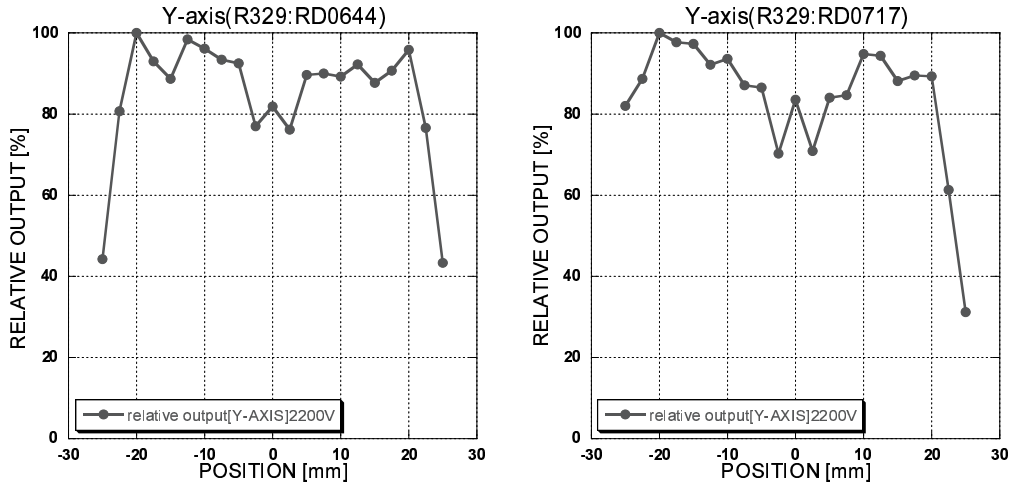


図 4.4: R329 の Uniformity 特性。左図は RD0644、右図は RD0717。印加電圧 2200 V、共に Y 軸のデータである。

R329 でも同様に Y 軸に沿っては Anode 出力は均一でなく、20∼30%程度不均一性をもつことがわかる。R329EGPX と比べ感度が悪くなっている場所は異なるが、これは光電子増倍管がそれぞれ持つ個性であろう。

以上の結果より、Y 軸に沿って Anode 出力は不均一であるが、R329EGPX に限ったことではなく、一般的に光電子増倍管は Y 軸に沿って 20∼40%程度の不均一性をもつと考えられる。また、Uniformity は電圧依存しないものと言える。ただし、あまりに低い電圧では光電面と Dynode 間での電子収集が悪くなると言われている [23]。しかし、いずれにしても入射位置による応答の不均一性は系全体のエネルギー分解能を損なうので、E391a での使用に際しては光電面と WLS fiber との間に、適当なライトガイドを入れるのが望ましい。これにより、WLS fiber からの光を光電面全体に広げ、不均一性を平均化することができる。

4.2　Transit Time Difference

ここでは、光電面上で光の入射位置を変えていった際の電子走行時間の違い (Transit Time Difference) について述べる。これは次節の Transit Time Spread に最も影響を与える因子のうちの一つである。本節及び次節では、時間応答の観点からプリズム光電面による影響を確かめる。

測定系を図 4.5 に示す。座標軸及び測定点は Uniformity 測定の際と同様 (図 4.1) で、測定点は各軸に沿って 19 点としている。各測定点は直径 1.0 mm のコリメータを通し光を入射させている。

測定系に示すよう、光源として波長 408 nm、パルス幅 58 ps、最大ピーク出力 401 mW の超短パルスレーザー (HAMAMATSU PLP-02) を用いている。また、測定においてパルスレーザーを測定点正面 296 mm に位置を合わせ測定しており、その測量誤差は ±1 mm 以内にしてある。これより、光源及び測定系での時間ジッターは極めて小さく、なおかつ測定点全てに一様に含まれるため、光電面上で入射位置を変えたときの相対的な電子走行時間差を精度良く測定することができる。

図 4.5 のように、TDC の start signal としてパルスレーザーからの同期トリガ出力を用い、stop signal として光電子増倍管からの出力を用いている。測定試料として R329:3 本、R329EGPX:3 本を用い、陽極側接地・陰極負高圧方式 taper breeder(E5859)、印加電圧 2500 V で測定を行なった。Transit Time Difference の典型的な結果を図 4.6 に示す。結果は光電面中心の値を基準に表している。

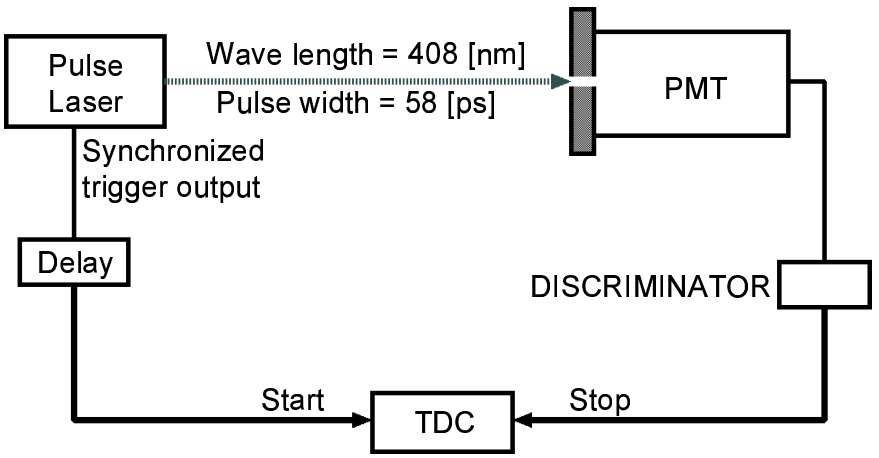


図 4.5: Setup for the transit time difference measurement.

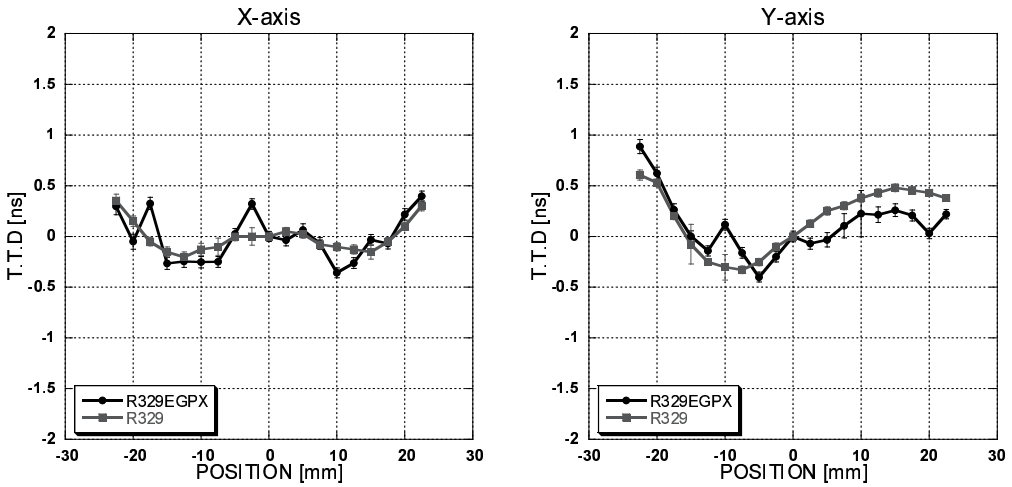


図 4.6: R329(RD0292) と R329EGPX(ZK0679) の Transit time difference. 左図:X 軸 右図:Y 軸

この結果より、両者の光電子増倍管で、X 軸ではほぼ対称的であるのに対し、Y 軸では非対称となっている。これは Uniformity 測定の際と同様で、各座標軸に対する Dynode の配置に起因するものである。また、R329 の各測定点のデータは滑らかに結ばれるのに対し、R329EGPX の場合は滑らかには結ばれない。これは光電面のプリズム構造に由来するものと考えられる。やはり、光電面と第 1Dynode 間の電場は局所的に歪んでいるもの結論づけられる。時間特性に対する定量的な考察は次節の Transit Time Spread で行なう。

なお各データ点の error は、TDC 分布の RMS(Root Mean Square) で評価している。

4.3 Transit Time Spread

Transit Time Spread とは光電面を全面照射した際の単一光電子パルスの走行時間のゆらぎと定義される [23]。このため光電子増倍管の入射光強度を single photon レベルまで下げて測定を行なう必要がある。図 4.7 に測定系を示す。測定試料は R329:3 本、R329EGPX:3 本で負高圧 taper breeder を用いている。印加電圧は 2500 V である。

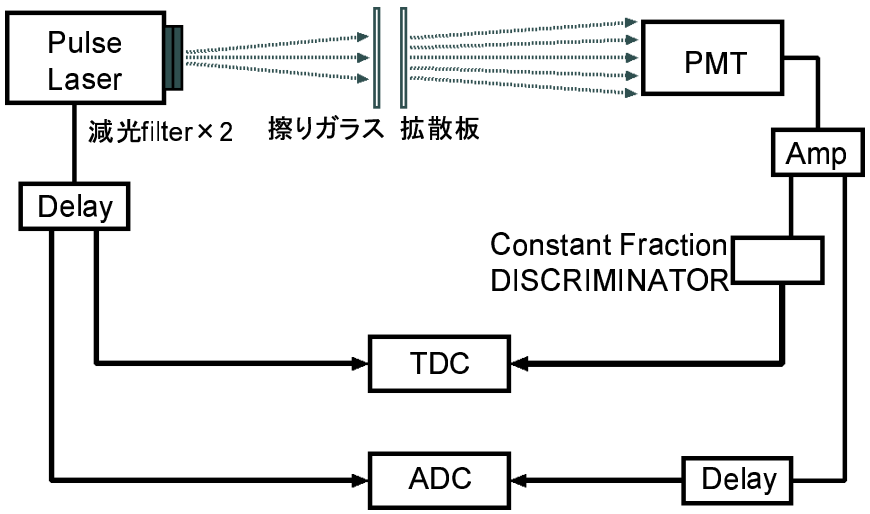


図 4.7: Setup for the transit time spread measurement.

光源として、前述と同じ超短パルスレーザーを用いている。このパルスレーザーからは 1 パルスあたり約 10^6 個の photon が発生する。これを single photon レベルまで下げるため、パルスレーザー前面に減光板[1]を 2 枚置き、約 10^1 個へ photon 数を減らす。その後、擦りガラス[2]で一度拡散させ、最後に拡散角 80° を持つ拡散板[3]で一様に photon を分布させている。

パルスレーザーからの同期トリガ出力は 2 系統に分けられ、それぞれ TDC の start signal、ADC

[1]Edmund Optics 社製吸収型 ND フィルター。光学濃度:2.5 平均透過率:0.3±0.1%
[2]Edmund Optics 社製オパール光拡散ガラス
[3]Edmund Optics 社製ホログラフィックディフューザー。拡散角度 80°

の gate signal としている。そして光電子増倍管からの Anode 出力も 2 系統に分けられ、TDC stop 及び ADC へと入力される。

TDC stop に入力する信号には、パルス波高に依存しない Constant Fraction Discriminator を用いている。これにより、光電子増倍管それぞれの gain に由来するパルス波高値から生じる時間のぶれを無視することができる。

前述のように、Transit Time Spread を求める際、単一光電子の event のみを選び出す必要がある。このため測定の際に得られた ADC 分布に式 (3.10) により fitting を行ない、単一光電子 event を選び出した。図 4.8 に ADC 分布の例と fitting の様子を示す。図に示されるように 1p.e. ピークを中心に 1p.e.±0.5p.e. を単一光電子 event と決めて、その event の TDC 分布より Transit Time Spread の値を求めた。

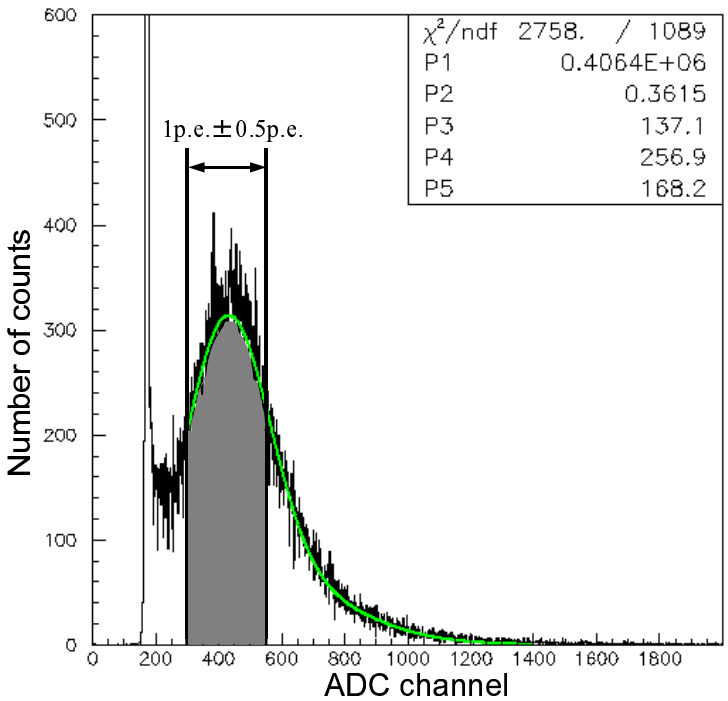


図 4.8: Single photoelectron event の選択

この方法で選び出した単一光電子 event の TDC 分布を図 4.9 に示す。Transit Time Spread はこの TDC 分布の FWHM で評価を行なった。その結果を表 4.1 に示す。これより、改良を施した R329EGPX では R329 に比べ、その値が悪くなっていることがわかる。この結果は前節の Transit Time Difference の結果と矛盾しない。R329EGPX ではプリズム状の光電面の形状に由来し、時間特性が悪くなると結論づけることができる。

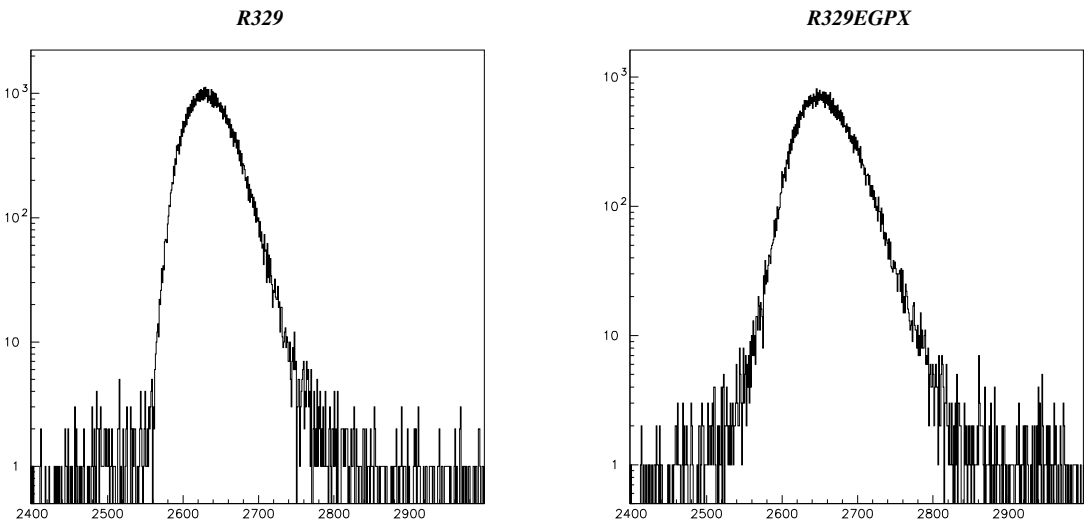


図 4.9: R329(RD0292) と R329EGPX(ZK0679) の TDC 分布。印加電圧は 2500 V

Tube type	Serial number	T.T.S [ns]
R329	RD0292	1.69±0.03
	RD0644	1.39±0.03
	RD0717	1.44±0.02
R329EGPX	ZK0679	1.90±0.02
	ZK0680	1.94±0.03
	ZK0682	1.82±0.04

表 4.1: Transit Time Spread の結果

一般的に、Transit time spread の値は平均光電子数を $\bar{N}$ とすると、

$$T.T.S. \propto \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} \tag{4.1}$$

の関係にある[4]。すなわち、平均光電子数が多い状況では Transit time spread の値は改善される。E391a 実験においては、Barrel カロリーメーターの threshold を 3p.e. 程度に設定するため、改良を施したために生じる時間の広がりはほぼ問題とはならないと考えられる。

なお、表 4.1 に示した値は光電子増倍管のみではなく、測定に用いられたパルス幅 (58 ps) 及び TDC Module の時間分解能 (約 25 ps) を含む値であり、光電子増倍管自身の Transit Time Spread の値はもう少し小さな値を持つ。

Transit Time Spread の値は特に時間相関光子計数法など、single photon レベルでの時間測定に

[4]この関係の検証実験を行った。詳細は付録 C を参照。

おいて時間分解能を決定する重要な因子である。このため、R329EGPX はこれらの用途には向かないものと考えられる。

4.3.1　電圧等分割 breeder を用いた場合の Transit Time Spread

次に、負高圧電圧等分割 breeder(図 3.8) を用いた際の Transit Time Spread を測定した。測定系及び印加電圧等、測定条件は前述と全て等しい。測定試料は R329EGPX:3 本である。この測定の際にも同様の手順で単一光電子 event を選び出し、その event の TDC 分布の FWHM により評価を行なった。その結果を表 4.2 に示す。

Tube type	Serial number	T.T.S [ns]
R329EGPX	ZK0679	2.32±0.02
	ZK0680	2.38±0.03
	ZK0682	2.45±0.03

表 4.2: 電圧等分割 breeder を用いた場合の Transit Time Spread の結果

この結果より、負高圧電圧等分割 breeder を用いると、負高圧 taper breeder(E5859) に比べ Transit time spread の値が約 25%程度広がることが分かった。

第5章　まとめ

本論文では、KEK-PS E391a 実験の Main 及び Front Barrel カロリーメーターに用いられる光電子増倍管について述べた。この光電子増倍管は HAMAMATSU R329 をベースに

(1) 光電面をプリズム状に加工
(2) 光電金属を green extend に変更
(3) 内部鏡面加工

の 3 点の改良を加えたものである。この試作機 (HAMAMATSU R329EGPX) の性能評価を行なった。この改良において最も重視される点は、獲得光電子数がどの程度増加するか、そして改良により暗電流がどの程度増加するかの 2 点である。測定の結果、獲得光電子数は R329 に比べ、約 1.8 倍程増加することがわかった。その詳細は、プリズム状加工と内部鏡面加工で約 1.4 倍、green extend への変更で約 1.4 倍である。この値は予想を上回り、光電子変換率 1.8 倍増は革命的なものであり十分に E391a 実験の要求を満たす値である。

また暗電流については光電面の面積の広がり、光電金属の仕事関数を下げたこと、そしてプリズム状に起因する強電場による電界放出などにより、光電面由来の暗電流が増えると危惧されたが、R329 と比べほぼ変わらないということが分かった。しかし、光電面以外 (Dynode 部分など) からの暗電流は R329 に比べ増しているため、使用の際には、やや多めに暗電流を見積もった方が無難であろう。E391a 実験での真空下での使用を想定し、光電面付近温度を $50°C$ まで上げ暗電流を測定したが、常温 $23°C$ に比べ著しく増加し、冷却 $0°C$ の効果が非常に大きいことがわかった。E391a 実験では現在のところ、Barrel カロリーメーターの threshold を 3p.e. 程度に設定する予定であるが、その場合でも冷却の効果は大きい。光電子増倍管の安定性も踏まえ、光電面及び Dynode 部を含めた冷却が必要であると考えられる。

その他一般的な特性として、gain、Uniformity 特性、Transit Time Difference、Transit Time Spread について調べた。この結果 gain 及び Uniformity は R329 とほぼ変わらないことがわかった。Uniformity は一般の光電子増倍管と同様に 20∼40%変化するが、これは WLS fiber 接着の際にライトガイド等を入れることで回避できる。時間特性は光電面の形状に由来する分、やや R329 に比べ劣るが、E391a 実験で用いる際には問題とならない程度である。

以上のことより R329EGPX は E391a 実験での使用において、優れた性能を持つと言える。

また、E391a 実験でこの光電子増倍管に用いる breeder の選択を行なった。比較検討を行なった breeder は

(1) 陽極側接地・負高圧印加方式 taper breeder(HAMAMATSU E5859)
(2) 陰極側接地・正高圧印加方式 teper breeder(HAMAMATSU E5859-02)
(3) 陽極側接地・負高圧印加方式電圧等分割 breeder(自作)

の 3 種類である。その結果、高計数率下で正高圧 taper breeder はカップリングコンデンサの影響でベースラインシフトが起こるため、E391a 実験での使用に適さない。また、負高圧電圧等分割 breeder は負高圧 taper breeder に比べ、gain は高いものの時間応答特性が良くないことがわかった。これより、E391a 実験では負高圧 taper breeder を採用することに決まった。

今後の展望

本論文で言及してきた事柄で、E391a 実験での使用に対する性能評価項目はほぼ網羅されている。そして全ての項目で非常に良い性能が確認された。

唯一、Transit Time Spread の値が劣るため、時間相関光子計数など single photon レベルでの時間測定の用途には向かないが、それ以外の低光量域での実験においては非常に有効であると考えられる。

なお、本論文で取り扱った試作機 R329EGPX は、現在、HAMAMATSU 社より R329EGP として製品化されている。

付 録A　Current Integrator Module

ここでは自作した current integrater Module の回路について述べる。この Module は光電子増倍管からの Pulse signal を単位時間で積分し、電流値を電圧値として読み出す仕組みであり、NIM 規格に準じて作成してある。以下にその回路図を載せる。

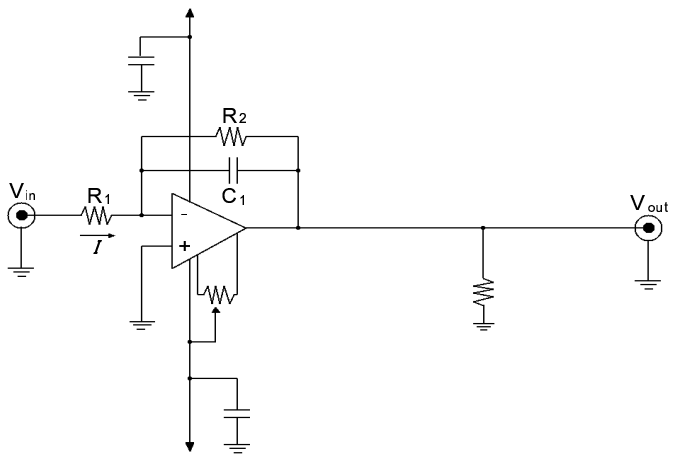


図 A.1: current integrator Module 回路図

OP アンプにおいてバーチャルショートを仮定すると $V_{-} = 0[V]$ と書くことが出来る。また入力電流 $I = \frac{V_{in}}{R_1}$ がコンデンサー C_1 に充電される。ここでコンデンサー C_1 中の電荷は

$$Q = \int I(t)dt \tag{A.1}$$

これより出力電圧は

$$\begin{aligned} V_{out} &= -\frac{Q}{C_1} \\ &= -\frac{1}{C_1}\int I(t)dt \\ &= -\frac{1}{C_1}\int \frac{V_{in}}{R_1}dt \\ &= -\frac{1}{C_1 R_1}\int V_{in}(t)dt \end{aligned} \tag{A.2}$$

また、周波数特性は

$$f_c = \frac{1}{C_1 R_2} \tag{A.3}$$

である。この Module では $1nA \to 100mV$,$1nA \to 10mV$,$1nA \to 1mV$ の変換口を作製した。それぞれの周波数特性をそろえるため C_1,R_2 の値はそれぞれ以下の表の値にしてある。よって今回作製し

変換	R_1	R_2	C_1
$1nA \to 100mV$	$1k\Omega$	$100M\Omega$	$10 \times 10^3 pF$
$1nA \to 10mV$		$10M\Omega$	$10 \times 10^4 pF$
$1nA \to 1mV$		$1M\Omega$	$10 \times 10^5 pF$

表 A.1: 各電気部品の組合せ

た current integrator Module は計算上、

- $10^{-2}[nA]$ ~ $10^4[nA]$ の範囲で測定可能
- $1[Hz]$ 以上での動作

という性能を持ち、光電子増倍管からの電流値が十分高い場合にも使用できる。

付 録B　Quantum Efficiency

ここでは R329、R329EG、R329EGPX の Quantum Efficiency を示す [22]。ここに示すデータは R329 が 19 本、R329EG が 3 本、R329EGPX が 9 本のデータであり、サンプル数が少ないため、典型的なデータとは言うことができないが、改良による優位な差を見ることができる。短波長 (300∼350 nm) 領域では全ての改良を施した R329EGPX の Q.E. が他に比べ劣り、逆に長波長 (600∼700 nm) 領域では他に比べ、Q.E. が高くなっているが、この理由は現在のところ分からない。

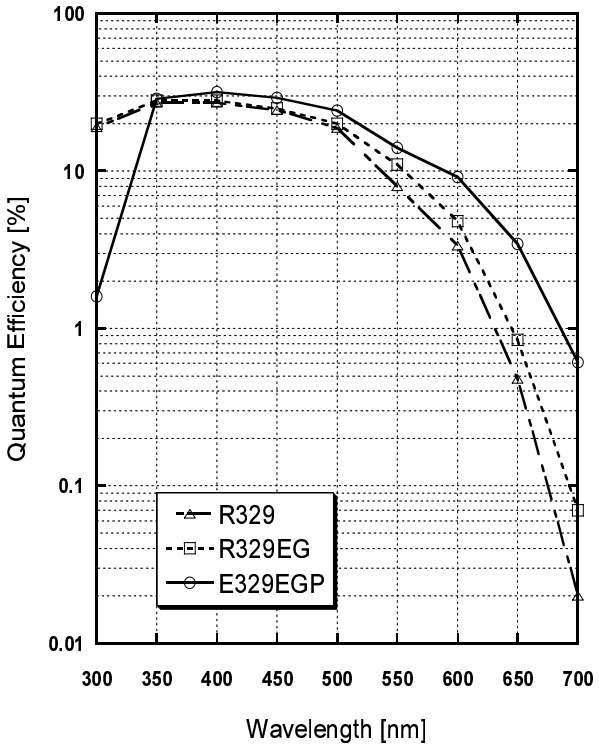


図 B.1: Comparison of the Q.E.(R329 vs R329EG vs R329EGPX)

付 録C　$T.T.S. \propto \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}}$の検証

ここでは、Transit time spread の値が平均光電子数 $\bar{N}$ に対し、以下の関係にあるかどうかを実験的に確かめる。

$$T.T.S. \propto \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} \tag{C.1}$$

実験における setup は図 4.7 とほぼ同様であり、光量をあげるため (1p.e 以上の event を増やすため) 擦りガラスを除いてある。event selection も図 4.8 で行ったように 1p.e.±0.5p.e. を 1p.e. event、2p.e.±0.5p.e. を 2p.e. event という方法で各光電子数に対する TDC の分布を求めた。T.T.S. の評価も同様に TDC 分布に対する FWHM で行った。この結果を以下に示す。

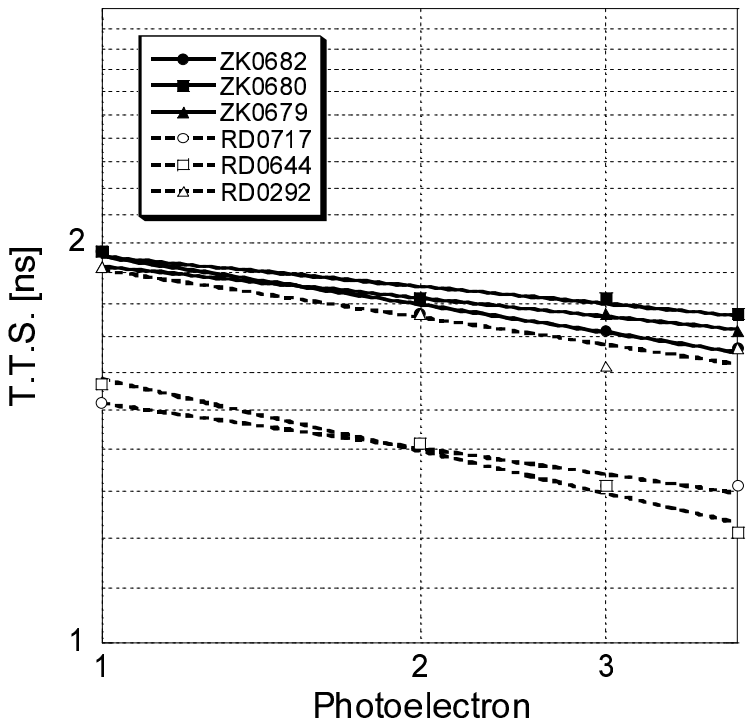


図 C.1: T.T.S. vs Photoelectron 実線は R329EGPX を示し、破線は R329 を示す。

ここで、図 C.1 の横軸が平均光電子数では無いことに注意して頂きたい。横軸は先に述べた、event selection による各光電子数を示す。

この結果より、ほぼ T.T.S. は光電子数の平方根に反比例していることがわかる。これは式 (C.1) が成り立つ事を示すと言える。

謝辞

本論文及び研究において、多くの方々の御協力、御指導を承りました。この場を借りて感謝を述べさせて頂きます。

加藤静吾先生には、役職柄多忙を極めるなか、ゼミや授業を行なって頂きました。これらを通して御教授頂いた原子核に関する知識は、私が高エネルギー物理学の分野に興味を持つきっかけとなったものでありとても感謝しております。

清水肇先生には、ゼミを通し素粒子に関する知識を御教授頂きました。難しい内容のゼミで、あまり理解できませんでしたが、熱心に教えて頂きました。

岩田高広先生には、1 年間という短い間でしたが、研究に関して常に的確なアドバイスを頂きました。そして本論文と双子の関係をなす国際論文の執筆に関しても、私の貧弱な英語の訂正をして頂き感謝に堪えません。

吉田浩司先生、田島靖久先生には日々の実験へのアドバイスを頂くとともに、多くの知恵を授かりました。また惜し気もなく測定器具等を多々買い与えて頂きました。両先生のおかげで、やりたい実験を行なうことができ、非常に充実した研究生活を送ることができました。

また長年に渡り、本大学との共同研究を行なっている KEK の稲垣隆雄先生、吉村喜男先生をはじめ、アドバイスを頂いた奥野英城先生、G.Y. Lim 先生には大変感謝をしております。そして E391a collaborator 全ての方々にお礼を申し上げます。

そして HAMAMATSU PHOTONICS 社の技術の方々には光電子増倍管に関し、クラレ株式会社の技術の方々には WLS fiber に関して議論を交わし多くのことを御教授頂いたことに感謝致します。

研究室の同輩である針生智夫君、森谷昌輝君、山本正和君、吉田祐樹君には、研究のみならず、日々の生活においてサポートして頂きました。

本論文はすべての方々の御協力、御指導、御教授あってのものであると考えております。すべての方々に改めて深く感謝致します。

本論文が E391a 実験及び今後の高エネルギー実験に少しでも寄与できれば感無量である。

関連図書

[1] T. Inagaki *et al.*, KEK-Internal 96-13(1996).

[2] T. Inagaki *et al.*, KEK-Preprint 2000-89(2000).

[3] W.J. Marciano and Z. Parsa, Phys. Rev.D 53, R1(1996).

[4] G. Buchalla and A.J. Buras, Phys. Rev.D 54, 6782(1996).

[5] A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev.D 61, 072006(2000).

[6] The Joint Project for High-Intensity Proton Accelerators, KEK Report 99-4.

[7] J. Cronin and V. Fitch *et al.*, Phys. Rev. Lett. 13, 138(1964).

[8] M. Kobayashi and T. Masukawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652(1973).

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

[10] A. Buras, Phys. Lett. B333, 476(1994).

[11] G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Phys. B398, 285(1993).

[12] G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Phys. B400, 225(1993).

[13] T. Inagaki *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A359 478(1995).

[14] Particle Data Group, "Review of Particle Physics", *The European Physical Journal* C3 25(1998).

[15] Particle Data Group, "Review of Particle Physics", *The European Physical Journal* C15 514(2000).

[16] S. Ajimura *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A435, 408(1999).

[17] T. Matsumoto, Master thesis, Yamagata Univ.(1999)

[18] A. Miura, Master thesis, Yamagata Univ.(2001)

[19] Y. Aruga, Master thesis, Yamagata Univ.(2002)

[20] Y. Yoshimura *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A406, 435(1998).

[21] M. Itaya *et al.*, E391a Technote, TN137(2002).

[22] HAMAMATSU PHOTONICS K. K., private communication.

[23] "KOUDENSHIZOUBAIKAN-2nd Edition-".
HAMAMATSU PHOTONICS K.K.,Tube Center(1998).

[24] J.P. Boutot *et al.*, Advances in Electronics and Electron Physics, 34, 95(1983).

[25] "*Test Procedures for Photomultipliers for Scintillation Counting and Grossary for Scintillation Counting Field*", IEEE Standard 398-1972,(1972).

[26] T. Hayashi, "Study of Spectroscopy", 22, 233(1978).

[27] G.F. Knoll, "RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT-2nd Edition-",
John Wiley & Inc. (1988).

[28] K. Sawabe, Master thesis, Ibaraki Univ.(2002).

[29] N. Tsoulfanidis, "Measurement and Detection of Radiation",
Hemisphere Publication Corporation,(1983).

[30] S.L. Meyer, "Data Analysis for Scientists and Engineers", 227, John Wiley & Inc. (1975).

[31] S. Yasumi *et al.*, KEK 83-25(1984).

[32] T. Miyahara, E391a Technote, TN103(2000).

[33] D.V.O'Connor, D.Phillips "Time-correlated Single Photon Counting". 103,
The Royal Institution, London, UK(1984)