修士学位論文

次世代線型加速器実験のための 新しい光検出器の研究

神戸大学自科学研究科物理学専攻
高エネルギー物理学研究室*

963S109N

金谷奈央子

1998 年 2 月 10 日

要旨

日本で計画されている次世代線形加速器実験では、カロリメータ測定器を磁場中に置くことを想定しており、読み出しに使われる光検出器は磁場中でも動作可能であることが必要である。最も有力な候補である **Hybrid Photo Diode** は構造上磁場の影響を受けにくく、かつ 10^3 程度以上の増幅が可能である。今回それぞれ構造の異なった 4 種類の HPD に対して、磁場特性の測定を中心に研究を行なった。本論文ではそれらの HPD の性能評価について報告する。

目次

1　序論

1.1　JLC 計画

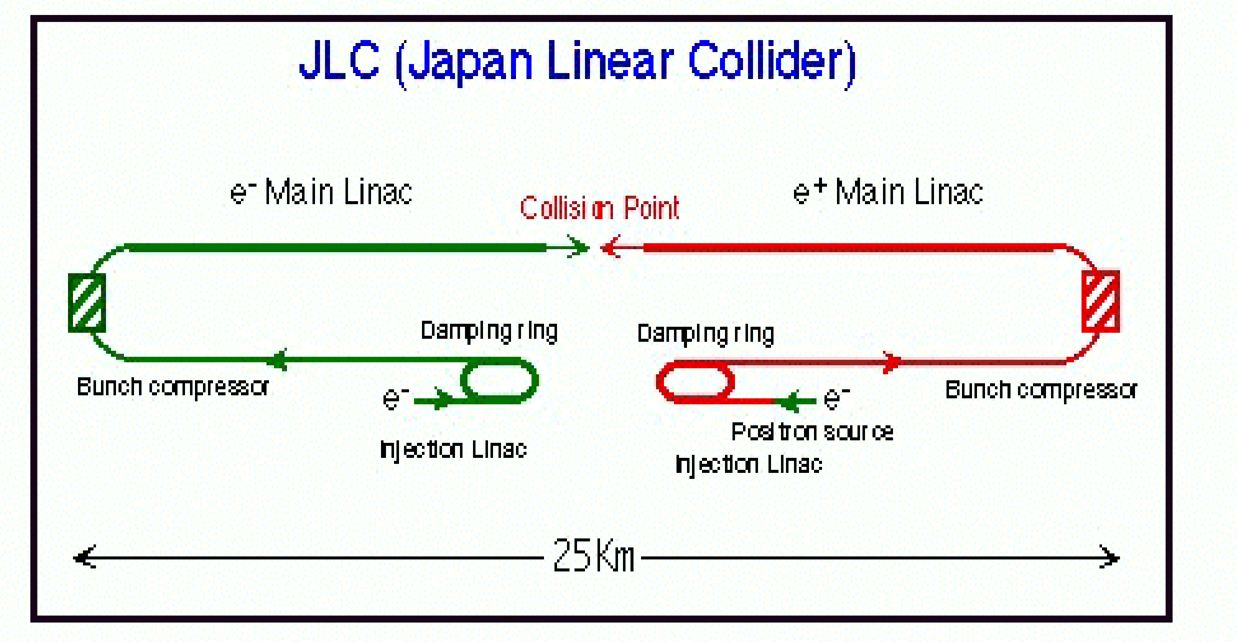

図 1: JLC 加速器の概念図

現在、高エネルギー物理学において標準模型のより高い精度での検証とそれを越える新粒子・新現象の発見・研究を行なうために、よりエネルギーの高い加速器の建設が望まれている。現在稼働している最も高い重心系エネルギーをもつ加速器はアメリカのフェルミ国立研究所 (FNAL) の陽子反陽子衝突型加速器 TEVATRON で重心系エネルギーは 1.8 TeV である。また現在進行中の TeV 領域の素粒子実験の計画はスイスの欧州原子核共同研究機構 (CERN) 大型陽子陽子衝突型加速器 LHC (2005 年完成予定) が唯一のものでありその重心系エネルギーはおよそ 14 TeV である。しかし、これらの加速器は構造を持ったハドロン同士を衝突させるため粒子内で反応に寄与するパートンの持つエネルギーはその数分の一であり、また、そのエネルギーを知ることはできない。更に、反応に関わらない残りのパートンが多くのジェットを発生するためきれいに反応をとらえることが難しい。円形の加速器ではシンクロトロン放射によるエネルギー損失の少ない重い粒子の方が高いエネルギーを得やすいので TEVATRON や LHC のようなハドロン加速器では重い粒子の発見を得意としている。

一方 CERN の大型電子陽電子衝突型加速器 LEP-II は重心系のエネルギー約 183 GeV で運転されており、電子陽電子衝突型加速器では世界最高の重心系エネルギーを持つ。 CERN はこの LEP-II の加速器を強化し最終的には重心系のエネルギーを約 200 GeV まで上げることを計画している。電子陽電子加速器はハドロン加速器と違い衝突する粒子が構造を持たない素粒子であるためほとんどのエネルギーが反応に使われ、余分なジェットなども発生しないため非常にきれいに反応を捕らえることができ、精密測定に向いている。しかし、円形の加速器ではシンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きいので LEP-II を越えるような重心系エネルギーを持つ加速器の建設はもはや不可能に近く、今後の電子陽電子加速器は JLC のように粒子を直線的に加速する線形加速器が主流になると考えられる。

図 ?? は JLC 加速器の概念図である。現在の実験計画によれば、当初重心系エネルギー 300~500 GeV (3 ~ 5 千億電子ボルト) での実験 (JLC-I) を行ない、その後引続き TeV (1 兆電子ボルト) 領域へのエネルギー増強をはかる計画 (JLC-II) である [?]。

1.2 JLC における物理

電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一的に記述する素粒子の標準模型は、LEP での精密測定を筆頭とする多くの実験によって、その正しさが詳細に検証され、今だその破れは見つかっていない。しかし、長く標準模型の粒子スペクトラムには二つの空席が残されていた。そのうちの一つであるトップクオークは 1994 年 4 月、アメリカの FNAL の陽子反陽子衝突型加速器 TEVATRON に設置されている測定器 CDF で発見された。一方、この模型の最も本質的な部分である、ゲージ対称性を破り質量を作り出すヒッグス粒子が未発見のままである。ゲージ粒子である W 粒子と Z 粒子の質量に関しては、その相互作用が普遍的なゲージ力であるため、予言が可能であった。物質粒子クオークとレプトンの質量に関しては、粒子毎に異なる強さを持つ湯川力 (ヒッグス粒子と物質粒子の相互作用) を仮定したに過ぎない。その結果、標準模型の 18 個のパラメータのうち半分はこの湯川力の結合定数になってしまう。質量生成の鍵となるヒッグス力と湯川力の解明には、まず、標準模型最後の未発見粒子である、ヒッグス粒子の発見、そしてそのヒッグス粒子及び、トップクオークの性質の詳細な研究が不可欠である。現在 LEP-II 実験、TEVATRON でのデータの蓄積が進み、これらの結果から軽いヒッグス粒子が存在するする可能性が高まってきた。また、この標準模型は本質的に電弱相互作用のエネルギースケールでの実効的な理論であり、究極の素粒子理論ではあり得ない。それを越える理論として、最も有力であるのは超対称性理論 (SUSY) である [?]。 SUSY が予言する超対称性粒子の探索も JLC における重要な物理の一つである。

1.2.1 ヒッグス 粒子

現在のヒッグス粒子の質量の下限は CERN の LEP-II 実験により与えられており 95% CL で 77.4 GeV である [?]。将来的には 2000 年の実験終了までに 100 GeV/c^2 程度までは探索されることが予想される。電子陽電子衝突型加速器でヒッグス粒子を作る反応としては

(1) $e^+e^- \to Z^0H^0$

(2) $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H^0$

(3) $e^+e^- \to e^+e^-H^0$

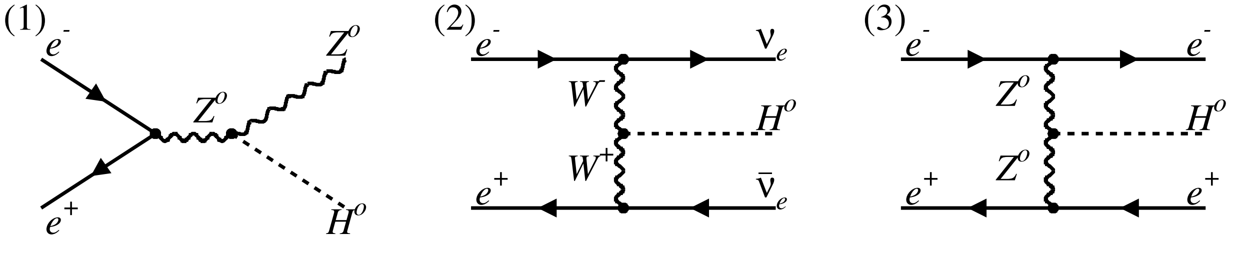

図 2: ヒッグス粒子の生成過程のファインマン図

などがある。図?? にそれらのファインマン図を示す。 (2) と (3) の反応はフュージョン (fusion) 過程と呼ばれ 1 TeV を越えるようなエネルギーで断面積が大きくなるので重いヒッグス粒子を探すのに適している。これに対して (1) の反応は低いエネルギーで断面積が大きく、軽いヒッグス粒子の探索に適しており LEP でもこの反応を用いている。一方ヒッグス粒子のフェルミオン、ウィークボソンとの結合はその質量に比例し、その崩壊の部分巾は

$$\begin{aligned}\Gamma(H^0 \to f\bar{f}) &\propto \left(\frac{gm_f}{2m_W}\right)^2 \\ \Gamma(H^0 \to V\bar{V}) &\propto (gm_V)^2\end{aligned}$$

となる。よってヒッグス粒子は運動力学的に許される範囲内で最も重い粒子への崩壊巾が大きい。しかし、ウィークボソン対への崩壊巾は b クォーク対への崩壊巾より大きいので 140 GeV/c^2 以上では仮想的な W を含めて $H^0 \to W^+W^-$ への崩壊巾が最も大きくなる。図?? にヒッグス粒子の崩壊の分岐比をヒッグス粒子の質量の関数として示す。

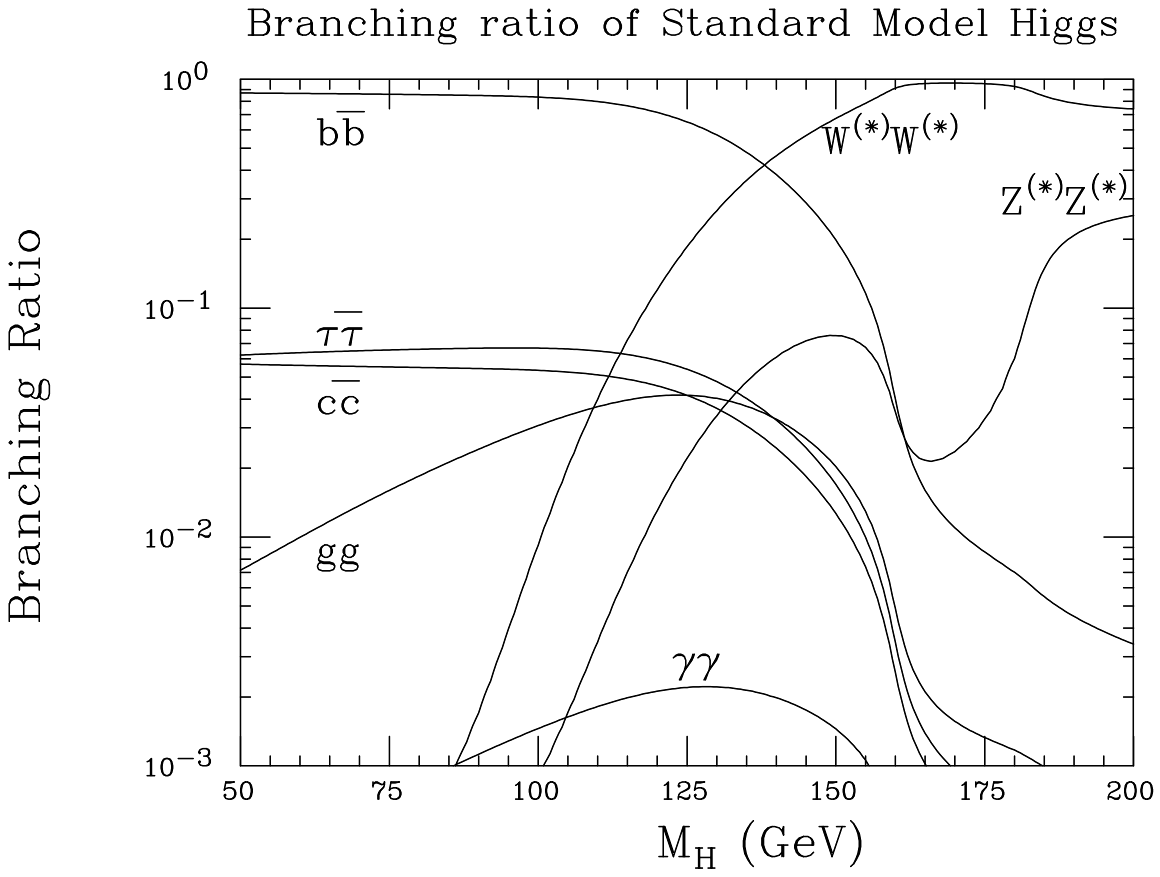

図 3: ヒッグス粒子の質量の関数として表したヒッグス粒子の崩壊分岐比

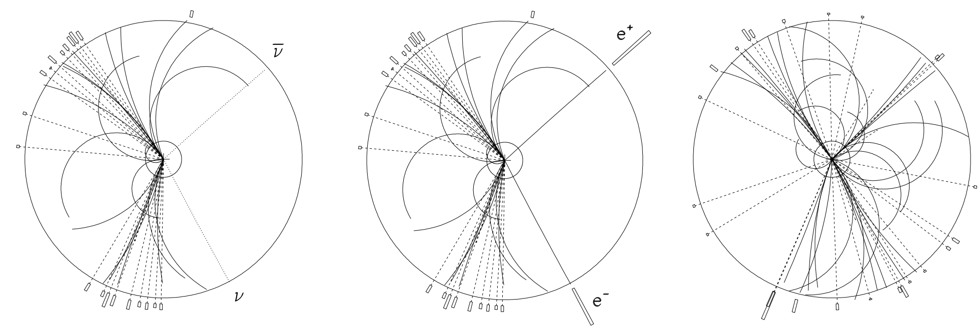

図 4: ヒッグス粒子の事象の例

では、JLC でのヒッグス粒子の探索の方法について述べよう。まずヒッグス粒子の質量が $2m_W$ より小さいときであるが、このときの生成過程は上で述べたように $e^+e^- \to Z^0H^0$ であり、ヒッグス粒子は b クォークと反 b クォークに崩壊するのでその終状態は Z^0 粒子の崩壊モードによって

(1) $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$

(2) $l^+l^-b\bar{b}$

(3) $q\bar{q}b\bar{b}$

のように 3 つに分けられる。図?? にそれぞれの崩壊モードが検出されるときの典型的な例を示す。これらの場合に (1) の場合は四元運動量欠損、(2) では二つのレプトン、(3) の場合には二つのジェットの不変質量が Z^0 粒子の質量と一致するときに残りの二つのジェットの不変質量の分布にピークとなってヒッグス粒子はあらわれる。

このときの主なバックグラウンドは

(1) $e^+e^- \to Z^0Z^0$

(2) $e^+e^- \to W^+W^-$

(3) $e^+e^- \to e\nu W$

であるが、このうち (1) と (2) は微分断面積が前方にピークを持ち、(2) と (3) はヒッグス粒子の崩壊過程の特徴である b クォークを含んでいない。よって、中心部に発生した事象を選び、その事象に二つの b クォークジェットを要求することにより効率よくヒッグス粒子の事象を選ぶことができる。

ヒッグス粒子の質量が $2m_W$ よりも重い場合、ヒッグス粒子は二つの W 粒子に崩壊するのでその終状態の六つ、四つあるいは二つのジェットや残りのトラックから Z^0 粒子に一致する組み合わせを見つけてさきほどと同じようにしてヒッグス粒子を見つけることができる。

このようにしてヒッグス粒子が見つかったときにはその性質を詳しく調べることが次の課題となる。なかでも、見つかったヒッグス粒子が標準模型のそれか最小超対称性標準模型のそれかを調べることは重要である。これはヒッグス粒子の全崩壊巾や $H^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比を精密に測定することによって知ることができる可能性がある。

1.2.2 トップクオーク

トップクオークの質量は現在 CDF グループの測定結果では $175.9 \pm 4.8 \pm 4.9$ GeV/c^2 であることが分かっている [?]。JLC-I ではトップクォークは

$$e^+e^- \to t\bar{t}$$

の対生成反応により生成される。トップクオークは直ちに b クォークと W 粒子に崩壊するのでその終状態は W 粒子の崩壊モードによって

(1) $b\bar{b}l^+l^-\nu\bar{\nu}$

(2) $b\bar{b}l^-(l^+)\nu(\bar{\nu})q\bar{q'}$

(3) $b\bar{b}q\bar{q'}q''\bar{q'''}$

のように三つに分類される。図?? にファインマン図、図?? に事象の例を示す。(1) にはニュートリノが 2 個含まれているので使えないが、(2) と (3) ではトップクォーク反応の特徴である 2 つの b クォークジェットをバーテックス検出器を用いて効率良く探しだし、残りのクォークジェットの組み合わせ ((2) の場合は残りの 2 つのクォークジェット) から W 粒子の組み合わせを探し出してそれと b クォークジェットとの不変質量を求めることによってトップクォークの質量を再構成できる。このようにして得られるトップクォークの事象を用いてトップクォークの質量、崩壊巾、強い相互作用の結合定数 α_s などを詳しく調べることができる。

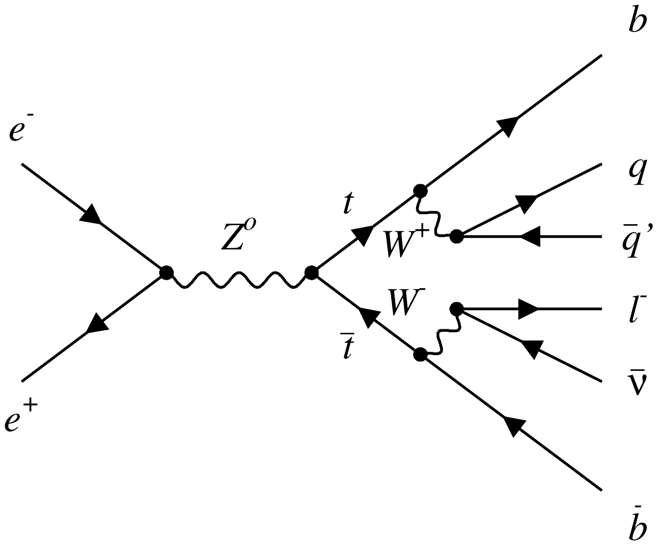

図 5: トップクォーク反応のファインマン図

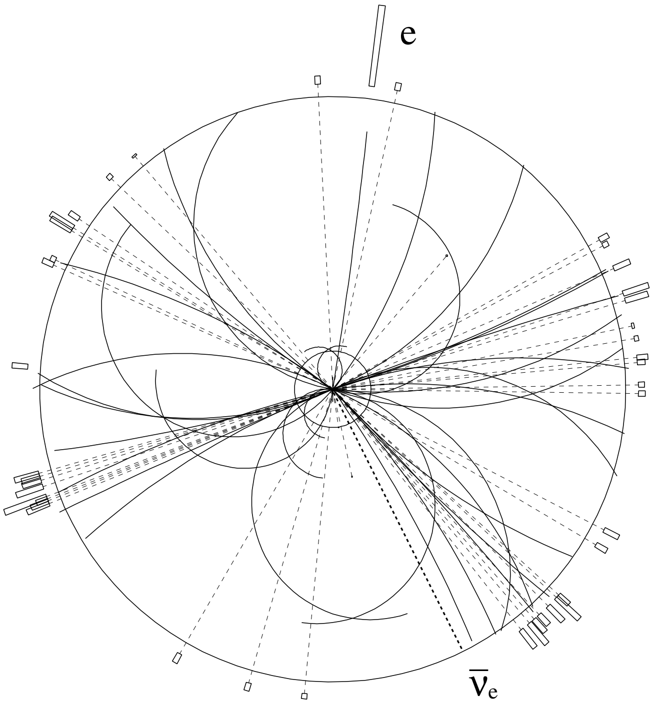

図 6: $e^+e^- \to b\bar{b}e^-\bar{\nu}_e q\bar{q}'$ 四つのジェットと大きなエネルギーを持つ電子があることがわかる。

1.2.3 超対称性粒子

超対称性 (SUSY) はボゾンとフェルミオン間の対称性である。それはまた、ヒッグスのようなスカラー粒子の場の質量項に内在する二次発散を除去する、現在知られている唯一の対称性である。この理論の魅力は弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメータがプランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているというシナリオを可能とするところにある。

超対称性理論が正しければ軽いヒッグス粒子が存在し、 JLC で確実に発見できる。しかし、超対称性の証明には少なくとも一つ超対称性粒子を発見することが必要である。 JLC で最初に見つかることが予想される超対称性粒子はチャージーノ、あるいはスレプトンで

- $e^+e^- \to \tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-$
- $e^+e^- \to \tilde{l}^+\tilde{l}^-$

のような対生成過程により生成される。ここで $\tilde{\chi}^\pm$ はチャージーノ、 $\tilde{l}^\pm$ はスレプトンである。そして生成された超対称性粒子はそれぞれ

- $\tilde{\chi}^\pm \to \tilde{\chi}^0 W^\pm$
- $\tilde{l}^\pm \to \tilde{\chi}^0 l^\pm$

のように最も軽い超対称性粒子 (LSP) と W 粒子、レプトンに崩壊し、 LSP が検出されないため大きな横運動量損失を持つ。このときのおもなバックグラウンドは $e^+e^- \to W^+W^-$ である。 W 粒子対生成の断面積は偏極ビームを用いることで押えることが出来る。

1.3 JLC 測定器

JLC 計画では測定器は一つしか設置されない予定である。よって、そこに設置される測定器は予想されるさまざまな物理現象を正確に測定できるよう高性能であることが要求される。特に Z 粒子や W 粒子の質量のジェットを用いた再構成や b ジェットの識別は重要である。また、予想外の物理現象が起きたときにも十分対応ができるように高い汎用性をもつことが要求される。このような要請のもとに設計されたのが JLC 測定器である (図??)。 JLC 測定器はビーム衝突点に近い方から以下のような検出器で構成されている。

- バーテックス測定器：電子・陽電子の衝突点の極めて近傍に設置され荷電粒子の飛跡を高い精度で測定する。これから D 中間子や B 中間子の崩壊点を見つけ、ジェットが b クオークや c クオークから発生したことを識別する。
- 中心軌跡測定器 ：荷電粒子の飛跡を正確に測定し、その曲率から電荷粒子の運動量を知ることができる。
- カロリメータ ：粒子のエネルギーを測定する。
- ミュオン測定器 ：ミュー粒子の飛跡を測定する。

またカロリメータより内側にある検出器は荷電粒子の運動量を測定するための 2 テスラの磁場を発生する超伝導ソレノイドコイルの内側に置かれる。

1.4 カロリメータ

1.4.1 JLC カロリメータに要求される性能

先に述べたように JLC における最も重要な目的の一つは軽いヒッグス粒子の探索と研究である。このようなヒッグス粒子は主として $e^+e^- \to Z^0H^0$ での反応で生成される。この反応は Z 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネルにおいて最も容易に検出されうる。しかしこのチャンネルは全体の 7% 程度しかな

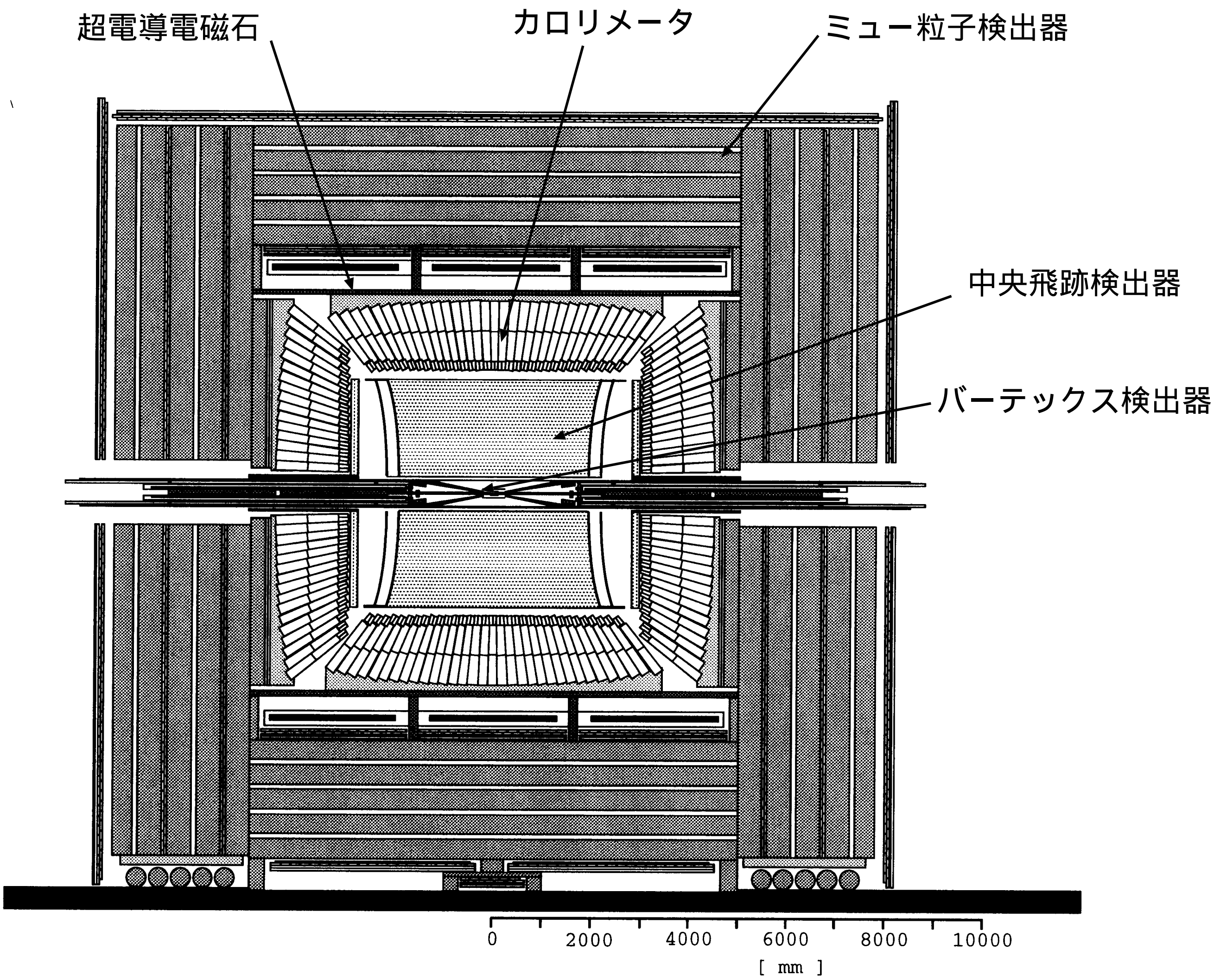

図 7: JLC 測定器

く、統計精度の高い測定を行なうためには 70% もの崩壊比をもつ Z 粒子のクオーク対への崩壊を測定すること、すなわちジェットを精度良く測定することが不可欠である。

Z 粒子がジェットに崩壊すつ反応に対しては、 W 粒子対生成や Z 粒子対生成が大きなバックグラウンドとなりうる。 W 粒子対生成はバーテックス測定器を用いた b タギングによって効率良く除去することが出来るが、 Z 粒子対生成チャンネルにおける $Z \to b\bar{b}$ の崩壊は、 2 ジェットの不変質量分布によってのみ $H \to b\bar{b}$ と区別することが出来る。このため 2 ジェットの不変質量分布を高精度で測定することが不可欠である。

この要求を満たす測定器において、カロリメータはプリシャワー部、シリコンパッド部、電磁カロリメータ部、ハドロンカロリメータ部から構成される。カロリメータは鉛とシンチレーターからなる補償型サンドイッチカロリメータで、電磁部分は $29X_0$、ハドロン部分は $5.6\lambda_0$ の厚みをもつ。ここで X_0 は輻射長、 λ_0 は核吸収長である。以上に述べた物理的背景よりカロリメーターに求められる性能はエネルギー分解能が電磁シャワーに対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1\%$$

ハドロンシャワーに対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 2\%$$

である。ここで $\oplus$ は二乗和を示す。シリコンパッド部は 1cm × 1cm の大きさをもつシリコンパッドのアレイで、ほぼシャワーの位置測定、2 クラスター認識を行なう。測定器の不感領域を少なくするためカロリメータ全体は 2 テスラの磁場中におかれ、ビームパイプを除くほぼ全ての領域を穴のないように覆っている。

1.4.2　カロリメータとは

カロリメータとは粒子のエネルギーをその測定器内ですべて消費（全吸収）させせることによってそのエネルギーや入射位置を測定するためのものである。

入射粒子が電子、陽電子あるいは光子である場合、これらの粒子の物質との相互作用は、主として制動輻射と電子陽電子対生成であり、これら二つの相互作用が交互に続いて起こる結果として、電子、陽電子、及び光子のカスケードシャワーが起こり、そのシャワーは電子や陽電子のエネルギーが臨界エネルギー E_c に近くなったところで初めて停止する。このようなシャワーの過程を電磁シャワーと呼ぶ。

一方入射粒子が荷電パイ粒子などのハドロン粒子である場合、その粒子は物質中において核子との弾性散乱や非弾性散乱をおこす。このような衝突反応においては、パイ粒子、K 粒子、陽子や中性子などからなる数個の二次粒子が放出され、これらの二次粒子が次の非弾性散乱を引き起こす。これらの粒子がイオン化や物質中の核子の結合を壊すことによりエネルギーを失っていくこのようなカスケード現象のことをハドロンシャワーと呼ぶ。

一般にカロリーメータのエネルギー分解能は以下のように表せられる。

$$\frac{\sigma_E}{E} = a \oplus \frac{b}{E} \oplus \frac{c}{\sqrt{E}} \tag{1}$$

ここで、a は定数項 (Constant term) と呼ばれ、読み出しチャンネルごとのゲインの不均一性や、カロリーメーターのエネルギーの洩れに起因する。b はノイズ項 (Noise term) と呼ばれ読みだし回路などからのノイズによる寄与で入射エネルギーに関わらず一定なので 1/E の寄与である。そして c は統計項 (Statistial term) と呼ばれ、統計項への寄与は大きく分けて以下の 3 つに分類できる。

σ_{int}	“intrinsic” なゆらぎ
σ_{samp}	“サンプリング” によるゆらぎ
σ_{photo}	検出される光電子数のゆらぎ

σ_{photo} は光読み出しデバイスなどで検出される光電子数の揺らぎで

$$\frac{\sigma_{\mathrm{photo}}}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_{\mathrm{p.e.}}}}$$

のように表される。ここで $N_{\mathrm{p.e.}}$ はデバイスに検出される光電子数である。サンプリング型のカロリメーターではシャワーを構成する荷電粒子が有感層でイオン化により損失したエネルギーのみを検出しているのでサンプリングによるゆらぎ σ_{samp} がエネルギー分解能に寄与を与える。シャワー内の荷電粒子を mip[†]と仮定すればカロリメーター内の有感層を横切る数は有感層の物質量を無視すれば

$$N_x = \frac{T\ (\text{全飛跡長})}{t\ (\text{吸収層の厚さ})}$$

[†] minimum ionizing particle : 電離損失のみをおこなう理想的な粒子。ミュー粒子がこれに近い。

と表せる。$T = E/E_c$ であるから $N_x = E/E_c \cdot$ である。よって σ_{samp} は

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} &= \frac{1}{\sqrt{N_x}} \\ &= C_{mul} \cdot \sqrt{\frac{E_c \cdot t}{E}} \\ &= R \cdot \sqrt{\frac{t(X_0)}{E(\mathrm{GeV})}}\end{aligned}$$

と表される。ここで C_{mul} は多重散乱の効果の補正の係数、R は吸収層の物質の種類により与えられる量でおおよそ

鉄	19.5 %
鉛	13.7 %
ウラニウム	15.0 %

である。よって、4 mm の厚さの鉛を使ったカロリメーターでは

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = 13.7 \cdot \sqrt{\frac{4/5.6}{E(\mathrm{GeV})}} = \frac{11.6\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

となる。また、R. Wigmans によれば有感層にシンチレーターを使ったサンドイッチカロリメーターの場合

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = C \cdot \sqrt{\frac{d(\mathrm{mm})}{f_{samp}(\%)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

と表すこともできる [?]。シンチレーティングファイバーの直径、d はシンチレーターの厚み、f_{samp} は有感層でのエネルギー損失の割合、$C = \sqrt{2} \cdot C_1 =\sim 28\%$ である。よって、4 mm の厚さの鉛と 1 mm の厚さのシンチレーターをもちいたサンドイッチタイプのカロリメーターでは

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = 28 \cdot \sqrt{\frac{1}{3.92}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} = \frac{14.2\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

となる。

σ_{int} は "intrinsic" なゆらぎの寄与で検出器に検出される光子などを出すのに必要な最低限のエネルギー（カットオフエネルギー）に起因する。しかし、一般にカットオフエネルギーは入射粒子のエネルギーに比べ小さく、カットオフエネルギーによる効果はほとんど無視できる ($< 1\%$)。ハドロンカロリメーターではこの他に "invisible" なエネルギーの寄与や補償の効果の寄与があり、良く補償された ($e/\pi = 1$) カロリメーターでも σ_{int} は

$$\frac{\sigma_{\mathrm{int}}}{E} = \frac{\sim 13\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

程度である。

式 (??) の c は

$$\frac{c}{\sqrt{E}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{int}}^2 + \sigma_{\mathrm{samp}}^2 + \sigma_{\mathrm{photo}}^2}{E}}$$

と表されるので 4 mm の厚さの鉛と 1 mm の厚さのシンチレーターを用いたサンドイッチタイプのカロリメーターの統計項は 1 GeV 当たり 1000 個の光子が検出されるとすれば電磁シャワーにたいして

$$\frac{c}{\sqrt{E}} = \sqrt{\frac{14.2^2 + 3.16^2}{E}} = \frac{14.6\%}{\sqrt{E}}$$

となる。

1.4.3 補償型カロリメータ

カロリメータにハドロンが入射した時と電子が入射した時では、両者のエネルギーが同一であったとしてもカロリメータに与えるエネルギーはハドロンの方が小さい。これはハドロンシャワーにおいては、核破砕反応によって核の結合エネルギーの分だけエネルギーが消費されることや中性子がエネルギーを持って逃げていくことによる。ハドロンシャワーにおいて π^0 粒子が生成されると、この π^0 粒子は電磁相互作用で 10^{-16} 秒程度の寿命で二つの光子に崩壊し、電磁シャワーの形でカロリメータにエネルギーを与える。よってハドロンシャワーには電磁シャワーの成分と残りの電磁シャワーを含まない純粋なハドロン過程によるシャワーの成分（純ハドロンシャワーの成分）が含まれることになる。シャワー発達の初期の段階で π^0 粒子の生成のふらつきはシャワー全体のエネルギーに大きなふらつきをひき起こす。従って、同じエネルギーの純ハドロンシャワーと電磁シャワーが同じエネルギーをカロリメータに与えるようにしておけば、π^0 生成のふらつきがエネルギー測定のふらつきを引き起こさないようにできる。このように EM(電子・光子) とハドロンに対する応答を揃えたカロリメータを補償型カロリメータという。

このような補償の度合を計る量は電磁シャワー成分と純ハドロンシャワーの成分に対する出力信号の比 e/h でエネルギーに依存しない。しかし、 e/h は直接測定できないので電磁粒子と荷電パイ粒子に対する出力信号の比 e/π も用いられる。ハドロンシャワーにはニュートリノやミュー粒子、中性子などが検出器の外部に持ち出すエネルギーや原子核の結合を壊すときに消費されるエネルギーなどカロリメーターの信号に対する寄与のない "invisible" な成分が含まれている。よって全ての光子が検出された場合でも、 e/h は < 1 となる。 D.E.Groom と R.Wigmans によると e/π は E を GeV で数えてまたは

$$e/\pi(E) = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1)\ 0.11\ \ln\ E}$$

この $e/h = 1$ を実現するには以下のような方法がある。

- シャワー発生材に鉛等の重元素を用いることにより、核反応でのエネルギー消費を減らす。
- 測定材にプラスチックシンチレーター等の水素原子を多量に含む材質を用いることにより、中性子のエネルギーを逃がさないようにする。
- シャワー発生材の比率を増やして電磁シャワーが測定材に与えるエネルギーを減らす。

図?? は鉛とシンチレーターの体積比を変化させたときの e/h の変化を表したもので鉛とシンチレーターの体積比が 4:1 になるときに補償することがわかる。

1.4.4 JLC カロリメータの R&D

$40\%/\sqrt{E}$ という優れたハドロンエネルギー分解能は、補償型カロリーメーターでのみ達成可能である。これは重金属とプラスチックシンチレーターで構成されるサンプリングカロリメータで、その重金属とシンチレーターの構成比を適切に設定することにより、ハドロンに対して高いエネルギー分解能が得られるようにしたものである。いわゆる補償型カロリメータの R&D がいくつか行なわれているが、それらの結果の一致はあまり良くなく [?, ?]、また構成比をスキャンするといった一連の実験は今まで行なわれたことがない。我々は補償型カロリメータを用いて目標とするエネルギー分解能を達成できることを実証することを目的として R&D を進めている。

ここで 1997 年に製作しビームテストを行なったタイル / ファイバー型カロリメータについて述べておく。 [?] シンチレーターは 1m × 1m × 2mm 厚の大きさをもち、図?? のように 6 本の溝が切られている。溝の形状は CDF の電カロリメータに用いられているものと同じく鍵穴型をしている。この溝に 1mmϕ の WLS ファイバー（波長変換ファイバー）を通して集光して PMT 光電面まで導く。実際のモジュールでは鉛やシンチレーターの再配置を容易にするためファイバーは直接つながず、途中に光ファイバーコネクタをはさんで脱着出来るようにしてある。シンチレーターは 5 枚づつまとめて両側 2 つの PMT で読み出す。シンチレーターと鉛の比率を細かくかつ容易に変えられるように、構造体は図?? のような吊り下げ型とした。

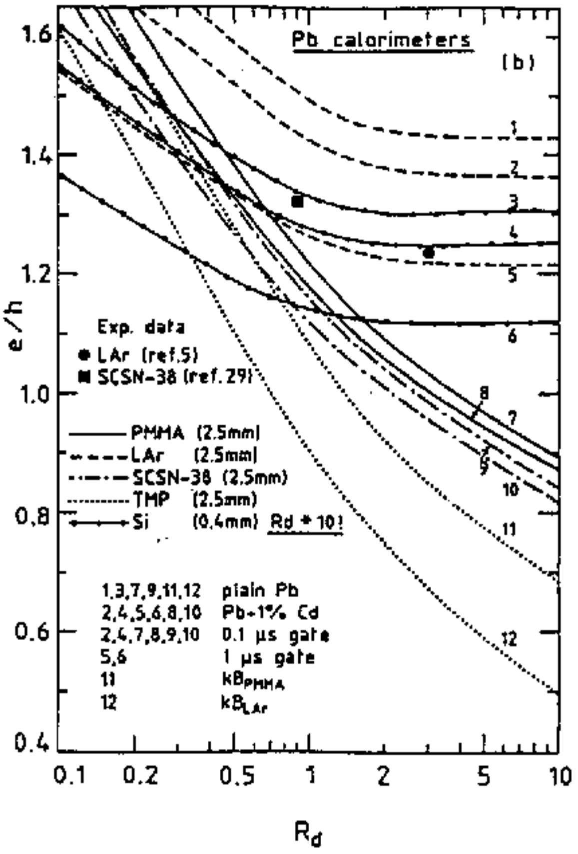

図 8: 鉛とシンチレーターの体積比を変化させたときの e/h の変化 R_d は吸収層と有感層の体積比。

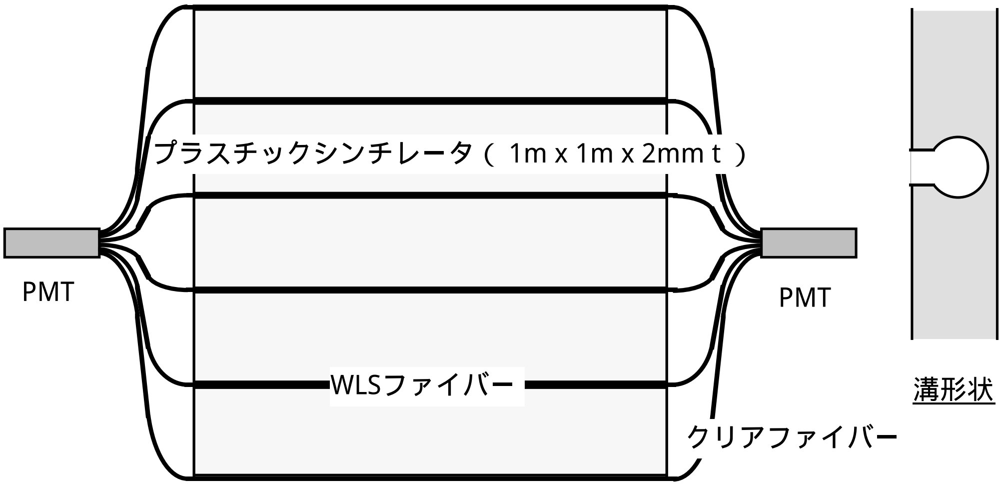

図 9: シンチレーターのデザイン。 6 本の溝に WLS ファイバーを通し、シンチレーション光を PMT まで導く。

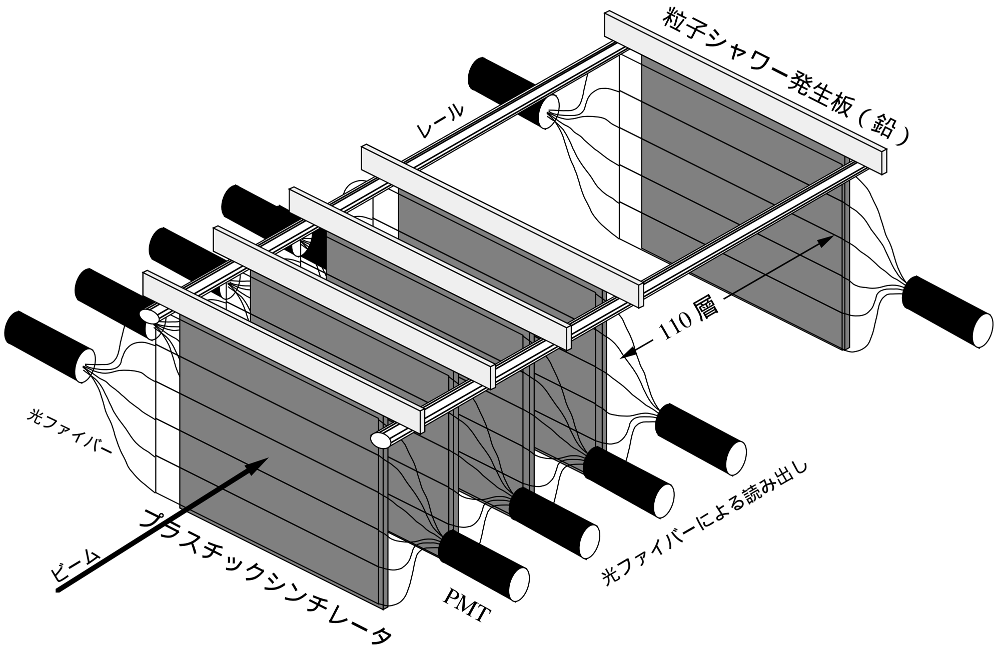

図 10: テストモジュールの概観。 2 本のレールの上に鉛の板とシンチレーターを吊り下げる構造になっている。

これらのテストモジュールは 1997 年 2 月に素粒子・原子核研究所（KEK）の 12 GeV 陽子シンクロトロン施設内の $\pi2$ ビームラインで行なった。図?? は組み上げたカロリメータを正面から見た図であり、図?? はビームテストにおけるセットアップの全体図である。

構成比 8:2, 10:2, 12:2, 14:2, 16:2 のカロリメータの中心に電子とパイ粒子を打ち込みそれぞれに対してそのエネルギー分解能と e/π 比を測定した。また、ビームのエネルギー 1~4GeV まで変えてそれらのエネルギー依存性も調べた。

その結果鉛 / シンチ比が 8:2 と 10:2 の間に $e/h = 1$ となる補償点があることが分かった。また、構成比 8:2、ビームエネルギー 4 GeV に対して e/h 比は

$$e/h = 1.12 \pm 0.02$$

また、その分解能は EM に対して

$$\frac{\sigma_{EM}}{E} = \frac{15.4\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1.2\%$$

ハドロンに対して

$$\frac{\sigma_{HAD}}{E} = \frac{40.2\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1.2\%$$

となった。

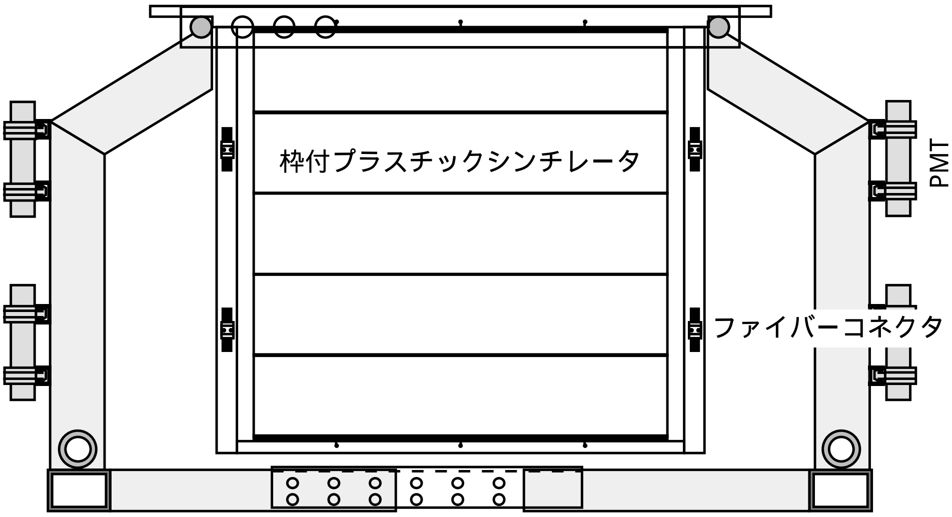

図 11: テストモジュールの正面から見た組み上がり図。

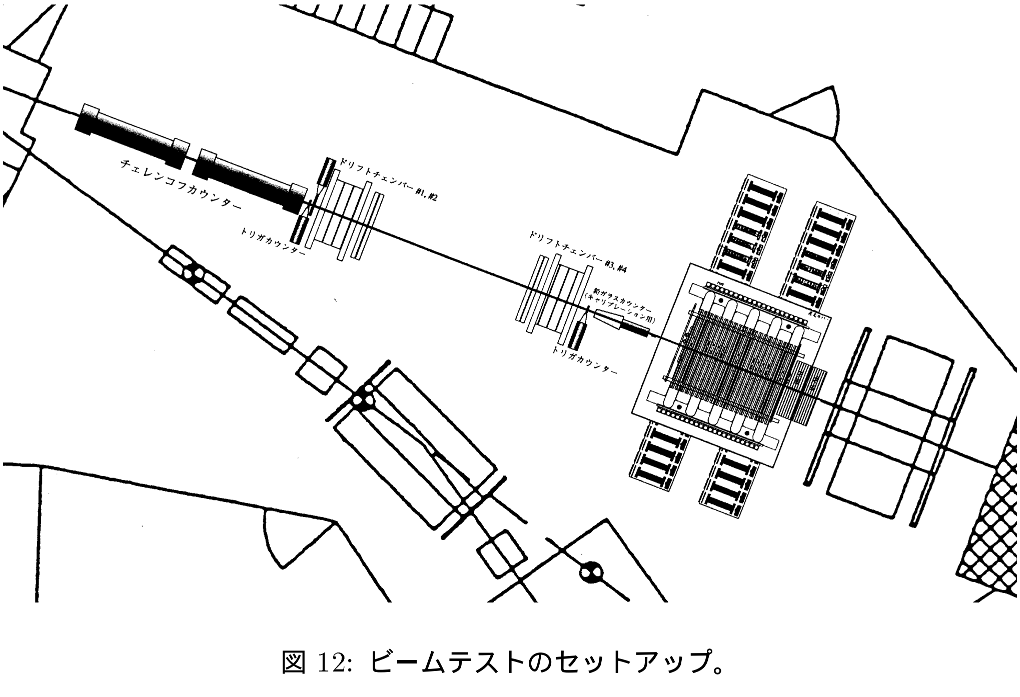

図 12: ビームテストのセットアップ。

1.5 光検出器

1.5.1 JLC カロリメータにおける光検出器

上述したように JLC の標準測定器ではカロリメータ前方の物質量を減らすためにカロリメータ全体を 2 テスラの磁場中に設置する。このためシンチレーターからの光はこの強磁場中で読み出さなければならない。結晶を用いたカロリメータは光量が多いので、PIN ダイオード等の磁場の影響を受けない光検出器を持ちいることが出来る。しかし、サンプリングカロリメータは光量が少ないため高増幅率の光検出器が必要となる。このような要請を満たす光検出器としてはファインメッシュ型光電子増倍管 (FMPMT) とシリコン検出器を用いたハイブリッド フォト ダイオード (HPD) 等が挙げられる。我々のグループは 1993 年にこれらの光検出器の磁場テストを行なった [?]。図?? は FMPMT の磁場テストの結果である。FMPMT の増幅率は一般に 10^7 程度で強磁場中においても 10^5 以上を保っている。しかし、図?? を見て分かるように磁場と検出器の軸のなす角度に対する増幅率の変動が大きく実際に測定器に組み込む時の取り扱いが難しい。その点、HPD は元々の増幅率は 10^3 程度と小さいものの強磁場中における角度に対する変動は小さい。（これは我々のグループが 1993 年に行なった測定結果であり、詳細は [?] を参照。）磁場中での有用性の他にも JLC カロリメータの光検出器に要求される性能としては以下が挙げられる。

- 現在 R&D を行なっているサンプリングカロリメータの出力は 1 モジュール当たりおおよそ 150 光電子 / GeV である。これに対してエネルギートリガーを動作させせる上で 1 チャンネル当たりのノイズを 2 ～ 3MeV 程度のレベルにおさえることを要求すると、アンプのノイズを $1000\mathrm{e}^-$ 相当の場合、この値は HPD のゲインが 3,500 程度あれば達成できる。

- カロリメータのシンチレーション光をファイバーで導く場合、光電面の一様性のばらつきは式?? の定数項となり、高エネルギーになるほど、その寄与は深刻になってくる。目安としては 1% 程度以下であることが理想である。

- プリシャワー部分の光検出に用いることを考えると、一光子の識別能力が要求される。プリシャワーとは電磁カロリメータの前方におかれ、カロリメータ本体の情報と合わせて π^0 粒子と EM 粒子を識別するために用いられる。厚みは 4, $5X_0$ 程度にして π の場合にここでのエネルギー損失がない程度にしておく。EM 粒子が入射した場合では、プリシャワーで検出される光子数はせいぜい 10 光子程度である。よってペデスタル[‡]と一光子の時の出力を識別出来ることが重要となってくる。ペデスタル、一光子時の出力の幅はアンプのノイズ σ_{el} で決まってしまう。HPD の一光子に対する出力がガウス分布すると仮定する。その場合、出力が半値全幅 ($=2.35\ \sigma_{el}$) 程度あれば ~98% の確率でこれらを識別できる。しかし実際には一光子に対する出力はガウス分布でなく、低い側にテールを引いている。これが識別能力を低下させる原因となっている。（これに関しては?? で述べる。）

現在のところ、コスト的には HPD は FMPMT に比べて高いが、非常に単純な構造であるので HPD の技術が確立し大量生産体制にはいれば従来の光電子倍管よりも低いコストで生産できるものと期待される。また高ゲインのアンプも比較的低コストで入手できるようになってきている。そこで我々を LC カロリメータにおける光検出器として最も有望であると考え、その一般特性と磁場依存性を評価することにした。

1.5.2 その他の光検出器

光検出器は光と物質の相互作用から生成された電荷量を出力するもので、現在では用途に応じて多種多様のものがある。高エネルギー物理学の分野で広く使われているものとしては光電子増倍管 (PMT)、ファインメッシュ光電子増倍管 (FMPMT)、フォトダイオード (PD) などが挙げられる。

- **PMT**
  荷電粒子の検出に用いられるシンチレーターから発する光は極めて微弱である。この数 100 個以下の光子を電流パルスに変換するには高い増幅率をもった PMT がもっともよく使用されている。

[‡] pedestal：信号がない時の値。オフセット値

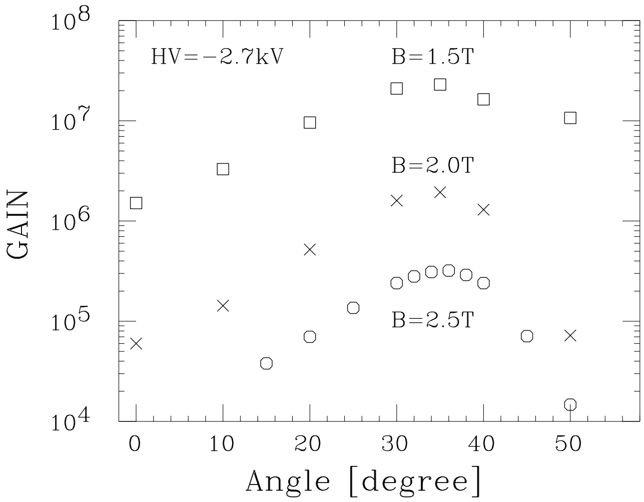

図 13: FMPMT の磁場中での角度に対する増幅率の変動。

光電子増倍管の主要な二つの要素は光電陰極と呼ばれる感光層と、これを増幅する電子増倍部から成る (図??(a))。光電面に光が入射すると真空中に光電子が放出される。この放出された光電子は収束電極によってダイノードに収集され、そこで二次電子の放出を行なう。各ダイノード間には適当な電位差があり、二次電子は次々と増幅され、最終的に陽極に収集される。一般に電子増倍部は 8 から 19 段のダイノードから構成されていて、その増幅率は 10^6 から 10^8 となる。よってこのような多重増幅型 PMT は極めて高感度で高速応答な光検出器として高エネルギーの分野以外でも広く普及してる。

- **FMPMT**
  図??(b) は FMPMT の摸式図である。 PMT と比較して電子の飛翔距離が短く、その軌跡が直線的であるので、高磁場用の光電子増倍管としてよく使用されるものである。ダイノードの形状はかなり異なるが動作原理は PMT と同様である。

- **PD**
  PD は半導体の PN 接合部に光を照射すると電流や電圧を発生させる受光素子である。通常光の強弱の変化をとらえるセンサとして一般に普及している。特徴としては以下が挙げられる。
  - 入射光に対する直線性が優れている。
  - 雑音が小さい。
  - 感度波長範囲が広い。
  - 強度が高い。
  - 小型・軽量
  - 長寿命

しかしながら PD 自体に増幅率はない。ダイオードに利得を持たせた APD というものもあるが、その増幅率も 10∼100 程度である。 PD は HPD の構成の主要部分であるので、次章でより詳しく述べる。

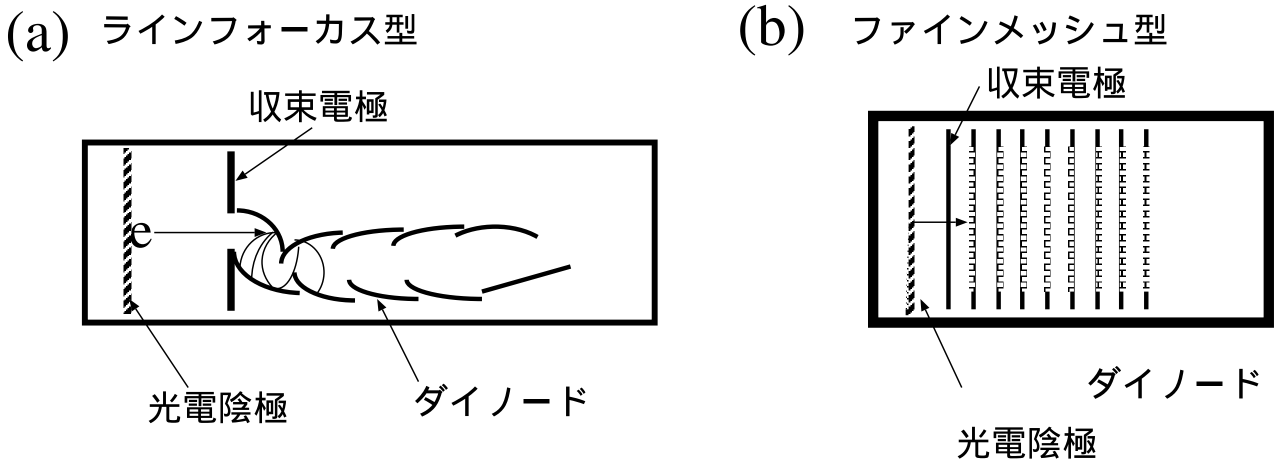

図 14: 光電子増倍管の断面図。 (a)PMT, (b)FMPMT

2 HPD

2.1 HPD の動作原理

HPD は光電陰極と PIN ダイオードの 2 つの部分から構成されている非常にシンプルな光検出器である。円い軸対称の窓の上に光電陰極が生成されてあり、これと狭いギャップ (5mm – 15mm) を隔てた位置にフォトダイオードがマウントしてある。

図 ??(a) に簡単に動作原理を摸式的に表す。入射光はまず、光電陰極で光電効果により光電子をたたき出す。光電陰極とダイオードの間には数 ~ 十 keV の高電圧がかけられており、この電場によって光電子が加速される。光電子はまずダイオード表面にある薄い電極を通過し、空乏化されたフォトダイオードに入射する。光電子はフォトダイオード内部でその入射方向にそって電子正孔対を生成しながらやがて完全にエネルギーを失って停止する。ダイオードには逆バイアス電圧がかけられており、電子正孔対はその電場によってダイオード両側の電極に収集される。シリコンのバンドギャップエネルギーは 1.12eV で、このエネルギー以上を持っていれば電子一つの信号を作ることが出来る。しかし荷電粒子がシリコンを通過する際のエネルギーは電子正孔対生成以外にも消費されるので、平均エネルギー損失 3.6eV で一電子正孔対が出来る。

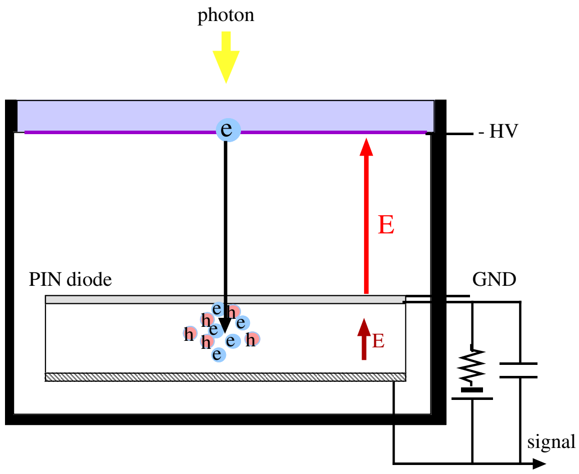

図 15: HPD の動作原理。

2.2 構造

HPD は大きく分けて静電収束型と近接焦点型の 2 つに分類される。それぞれの摸式図を図?? にしめす。静電収束型 HPD は図??(a) にあるようにマイナスの高電位にある 2 つの収束電極の作用によって入射光によって生成された光電子をフォトダイオード上に収集させている。これには非常に小さいフォトダイオードが用いられていて、その静電容量は数 pF 程度である。 HPD の応答速度はフォトダイオード中での電荷が電極に収集されるまでの時間で決まってしまう。フォトダイオード自体の応答速度 (立ち上がり $\mathrm{t_r}$、立ち下がり $\mathrm{t_f}$) は基本的には接合容量 $\mathrm{C_j}$ と負荷抵抗 $\mathrm{R_L}$ によって

$$t_{\mathrm{r}}, t_{\mathrm{f}} \sim 2.2 \times C_{\mathrm{j}} \times R_{\mathrm{L}}$$

で決定される。また接合容量はフォトダイオードの受光面積にほぼ比例しているので、面積が小さいほど応答速度が速くなる。また HPD の分解能は微弱光時にはほぼアンプのノイズで決まってしまい、これは

アンプと HPD 全体の接合容量に比例する。このように面積の小さいフォトダイオードを用いた HPD は応答速度、分解能に優れている。近接焦点型 HPD は光電陰極とこれと同じ大きさを持つフォトダイオードをもち、これらは非常に狭い間隔に位置させてある。よって電場を収束させる必要はないことから静電収束型のよりもさらにシンプルな構造になっている。大きな特徴は光電子の飛翔距離が短く、その軌跡が直線的であるので、耐磁場性に優れている点にある。またマルチチャンネル化し、位置感度を持たせることも容易である。

次に HPD の光電子検出部分に用いられているフォトダイオードについてその動作原理と種類を説明する。

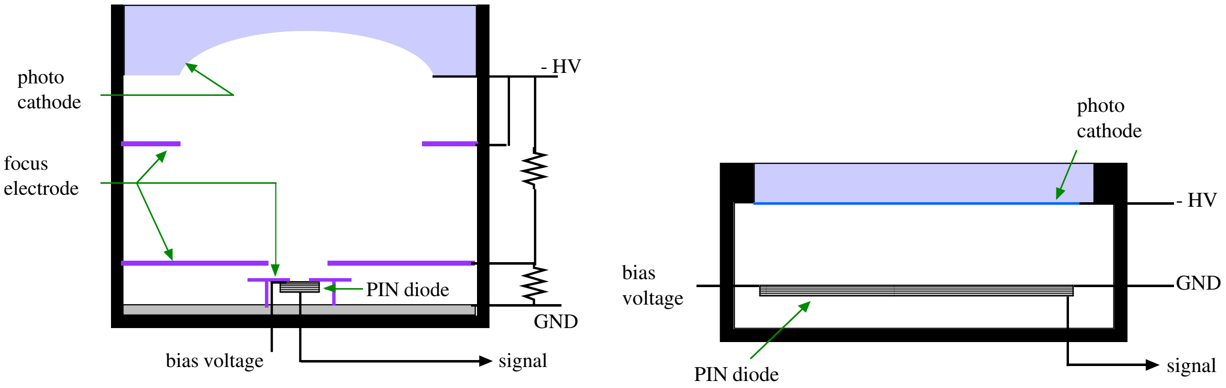

図 16: 静電収束型と近接焦点型 HPD の構造

2.3 フォトダイオード

2.3.1 フォトダイオードの動作原理

図 ?? はフォトダイオードの PN 接合部での電子・正孔対の状態を摸式的に示したものである。 PN 接合されたシリコンダイオードに荷電粒子が入射し、そのエネルギーがバンドギャップエネルギー E_g よりも大きいと価電子帯の電子は伝導帯に励起され、もとの価電子帯に正孔を残す。空乏層中では電界のため電子は N 層へ、正孔は P 層へ加速される。 N 層で出来た電子正孔対のうち電子は P 層で出来た電子とともに N 層に残り、正孔は N 層中を空乏層まで拡散し、加速され、 P 層の価電子帯に集まる。こうして P 層は正に N 層とは負に帯電し、これらに外部回路を接続すれば N 層からは電子が P 層からは正孔がそれぞれ反対の電極へ向かって流れる。これを出力として測定することにより入射光量を知ることができる。

フォトダイオードの種類には以下が挙げられる。

- PNN^+ フォトダイオード
- PIN フォトダイオード
- ショットキ型フォトダイオード
- APD(アバランシェフォトダイオード)

この中で HPD に用いられている PIN 型と APD 型についてその特徴を説明する。

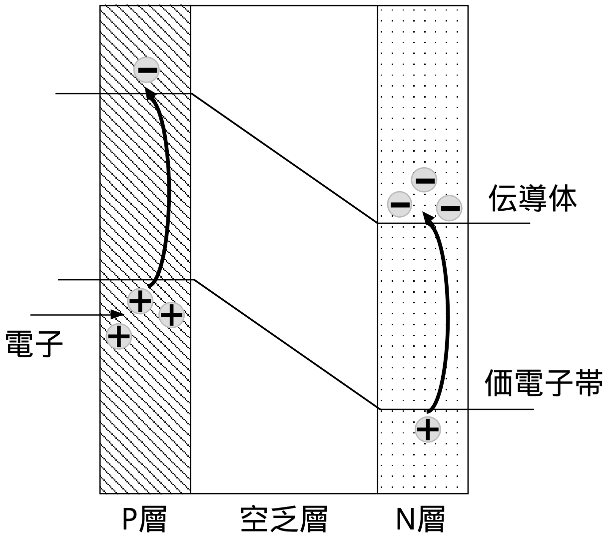

図 17: シリコンダイオードの PN 接合部の断面図。

2.3.2 PIN フォトダイオード

PIN フォトダイオードとは高速応答を目的としたフォトダイオードであり、一般に P 層と N^+ 層[§]の間に I 層 (intrinsic region) という真性領域をもった構造をしている。I 層で作られた電荷キャリアの寿命はは両側に収集されるのに要する時間よりもずっと長いので電荷収集特性が良い。またダイオードの高速応答はほとんど P–I, N–I 境界への電子と正孔のドリフト時間のみできまるので、この I 層に高い逆バイアス電圧をかけるほど応答速度が速くなる。このように高い電圧をかけて使用するため耐圧があり、暗電流が少ないように設計してある。逆バイアス電圧をゼロから上げていくと、空乏層は強くドープされた側からウエハのバルク内の奥まで延びていく。空乏化されていない部分には電場が存在しないので不感領域となる。完全に空乏化された場合でも表面電極接合部分が不感層となる。

2.3.3 アバランシェフォトダイオード (APD)

フォトダイオードに高い電圧をかけて、アバランシェ過程（なだれ過程）をおこし、シリコン内部に利得を持たせることができるものである。なだれ過程とは生成された電荷キャリアが高い電圧によって十分加速され、電荷収集の方向に沿って新たな電子・正孔対を作る過程のことである。構造上は PIN 型のものと同じであるが、高い電圧をかけて使用するため、表面絶縁破壊を起こすほど表面の電界を大きくしないで、かつ検出器有感体積内に高電界を作れるような形状に設計する必要がある。なだれ過程は周囲の温度に大きく左右されるので増幅率の安定性という点では PIN タイプのものに劣る。しかしながら HPD の光電子のターゲット部分に APD を用いれば HPD の小さいゲインを補うことができる。また、これらの電荷は非常に高い電場で加速されるので応答速度は $2, 3$nsec である。

2.4 各 HPD の特徴

今回性能評価をした HPD は 4 種類である。それぞれの HPD の特徴を述べ、主要なパラメータを表 ?? にまとめておく。

(1) PP0350 (DEP 社製) 高耐圧型
最大の特徴は耐圧を 15kV と高めたことによって、増幅率が他のものよりも大きい点にある。また、全体の体積に対する検出部の割合が大きく、ダイオードの有効面積自が 284cm^2 と大きいのも 1 つの特徴である。

[§] ドープした不純物濃度が特に高いものを + をつけて N^+, P^+ と呼ぶ。電極として使用可能にする場合に用いる。

(2) PP0380 (DEP 社製) マルチピクセル型
検出器のマルチピクセル化はシングルピクセルのシリコンの信号の読みだし側に絶縁層を埋め込むことで位置感度をもたせることができる。よって比較的簡単に要求されるピクセル配置にすることが可能である。この HPD は 1 つのシリコンに 7 つに独立した接合を埋め込んであるもので、その配置は図 ?? のように直径 25 mm の円形のシリコンの中心に六角形の P^+ 層を埋め込み、その周りの部分を残りの 6 つ P^+ 層が埋めるようなものとなっている。それぞれのピクセルは 200 μm の絶縁層で隔離されていて、各々に独立して信号読みだしのラインが抵抗接触によって付けられている。加速電場が一様で、光電陰極とダイオード間 (光電子の飛翔距離) が約 5 mm と非常に短いので耐磁場性に優れていることが期待される。

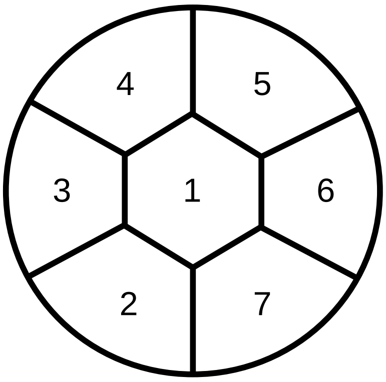

図 18: PP0380 のピクセル配置図。

(3) R7100U (浜松ホトニクス社製)
現在のところ日本で開発し、商用として製品化されている HPD はなく、これは浜松の開発段階の HPD である。大きさは直径 20mm、高さ 17mm と最も小さい。ダイオードの静電容量も $\sim$15pF と小さいことから、ノイズを小さく押えることができる。その結果、高利得のアンプを用いれば光子数の識別分解能において比較的良い性能をしめすと期待される。これには収束電極が用いられているが一般の静電収束型 HPD にくらべてその収束は比較的緩やかである。よって磁場中でのゲインの減少は少ないと期待される。

(4) R7110U (浜松ホトニクス社製) APD 型
構造は R7100U HPD とほぼ同じであるが、光電子検出部分として PIN ダイオードのかわりに APD を用いてあるものである。これは?? 章に述べたようにダイオード自体に増幅作用があるので、 HPD の小さい増幅率を補うことができる。アバランシェ増幅における利得は一般に数 10–100 程度であるので、 HPD 全体の増幅率は PIN ダイオードを用いたものより、 1、 2 桁大きくなる。 APD はダイオード自体に非一様性があると部分的に降伏電圧以上の電圧がかかり破損するおそれがあるので、大面積にすることは技術的に難しい。この HPD では光検出部分の面積を広く持たせるために、直径 8mm の光電陰極内で生成された光電子が直径 3mm のダイオード上に収集されるよう、電極が配置してある。 (図 ??)

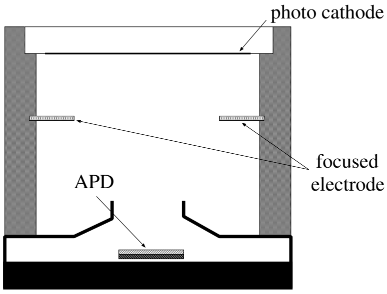

図 19: R7110U の構造。光電陰極付近に収束電極があり、またダイオード周辺には帯電防止のための金属版が取り付けてある。

パラメーター		PP0350	PP0380	R7100U	R7110U
直径 × 高さ	(mm × mm)	35 × 31	50 × 21	20 × 17	20 × 17
光電陰極有効直径	(mm)	18	25	8	8
ダイオード直径	(mm)	18.0	25^a	7	3
ダイオード静電容量 ^{b}	(pF)	110	20,30	15	120
光電陰極・ダイオード間距離	(mm)	14.3	5.0	12	12
最大印加電圧	(kV)	-15	-10	-8	-8
最大バイアス電圧	(V)	250	150	150	150
光電陰極感度 ^{c}	(%)	25	22	15	15
立ち上がり	(nsec)	4	6	2.4	1.3

表 1: HPD の特性一覧表 (a) ピクセル有効面積、 inner 58mm^2, outer 72mm^2。 (b) カタログ推奨値の逆バイアス電圧を印加した時の値。 PP0380 は inner が 20pF、 outer が 30pF。 (c) 最大光電陰極感度。最大感度を示す波長は左から順に 440nm,440nm,400nm,400nm。

3　HPDの一般特性の測定

3.1　利得

前述したようにHPDはPMTのような多重増幅でなく、ダイオードに入射した光電子がエネルギー損失を行なうという過程から増幅率を得る。このように一段階の増幅方法であるので、統計的なばらつきが小さいという利点がある。フォトダイオードを用いたものでは1keVあたり278の電子・正孔対を得ることができるが、ダイオードの表面の不感層を通過する際のエネルギー損失により、HPDの増幅率は以下のようになる。

$$G = e(V_C - V_{\mathrm{th}})/E_{\mathrm{pair}} \tag{2}$$

G ：増幅率
V_C ：印加電圧
V_{th} ：不感層を通過する際に必要な電圧
E_{pair} ：一電子・正孔対を生成するのに必要なエネルギー（3.6 eV）
e ：電子の電荷量

逆バイアス電圧をかけるためにフォトダイオードの両側には電極が付いておりこの部分が不感層となる。一般にシリコンでのエネルギー損失とその入射エネルギーの間には以下のような関係式が成り立っているので、V_{th}の値から不感層の厚みが求められる。

$$T(\mathrm{cm}) = 1.57 \times 10^{-11} \times V^{1.73}(\mathrm{V}) \tag{3}$$

ここでTはシリコンの厚み、Vは電子のエネルギーをポテンシャルに換算したものである。

3.1.1　測定方法

図??はゲイン測定のセットアップ図である。光源としては日亜化学の青色のLED (主波長470 nm) を用いた [?]。光は直径2mmのアパーチャーを通してHPDの中心のみに照射し、光量が10^6光子程度になるようにLEDの駆動パルスを調節した。電荷量測定にはCAMACのADC (Analog-Degital-Converter) を使用し、各印加電圧において1,000事象ずつ測定を行なった。出力電荷量をガウス分布でフィットして求めた平均値をその印加電圧におけるHPDの応答とした。

3.1.2　測定結果

図??の(a)から(d)は上の各HPDのゲインカーブで横軸は印加電圧、縦軸はHPDの絶対ゲインである。絶対ゲインを知るには入射光子数が分かっていなければならない。浜松ホトニクス社製のHPD (R7100U, R7110U) の二つは??章で述べるように一光子に対するADCカウントが分かっているので、測定値を絶対ゲインに換算した。しかしDEP社製のHPD (PP350, PP0380) ではこれが分かっていない。これら4つをすべて同じ光量で測定し、R7100Uとの出力比から求めた値に使用したLEDのピーク波長における光電陰極感度の比をかけて、これをのDEP社製のHPD (PP350, PP0380) の絶対ゲインとした。

PP0380のHPDの立ち上がり電圧が低いのは抵抗背面側 (N^{++}層) を光電子の衝突部にしてあり、N^{++}層はP^{+}層に比べて薄く生成することができるためである。しかし、出力としては正孔を収集することになり、シリコン内部での正孔のドリフト速度は電子よりも遅いため、応答が遅くなるという欠点がある。

また、R7110Uに関してはアバランシェ過程における利得率も測定した。光電陰極に$-8\,\mathrm{kV}$を印加して、APDにかける逆バイアス電圧を変えて測定を行なった。図??にその結果を示す。縦軸に逆バイアス電圧30 V時（アバランシェの増幅率がない時）で正規化した値、横軸に印加した逆バイアス電圧をプロットしたものである。およそ70 V付近からなだれ過程による増幅が始まり、アバランシェでの利得率は最大150 V時で約33であった。

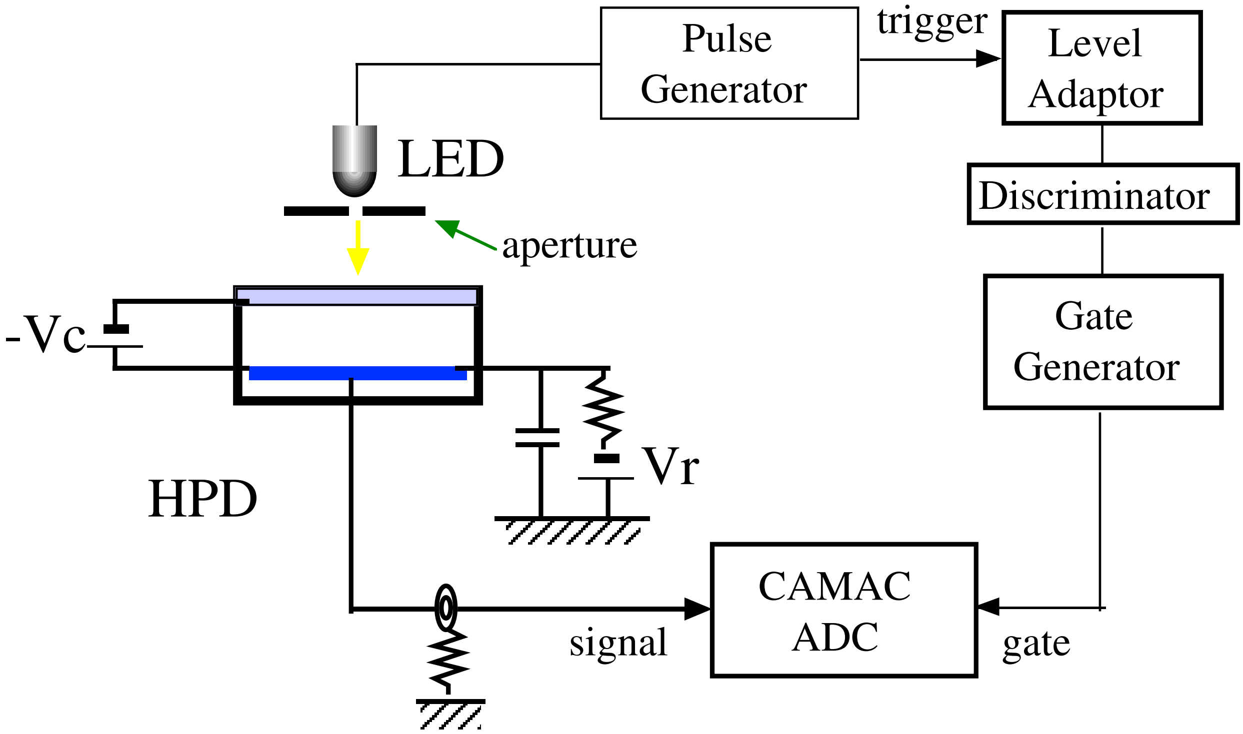

図 20: 増幅率測定方法の概略図。

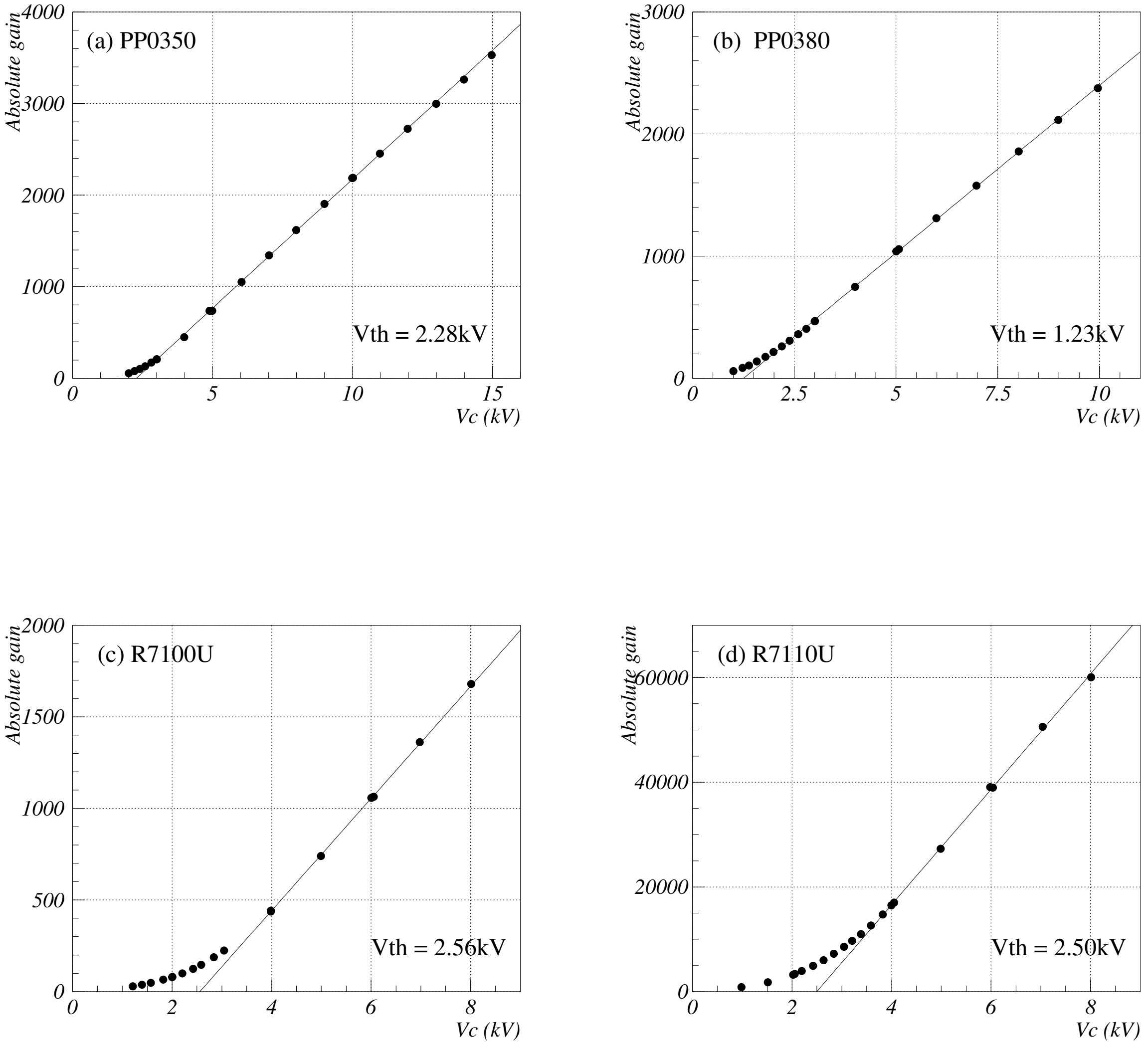

図 21: 増幅率の光電陰極印加電圧に対する依存性。 (a)PP0350, (b)PP0380, (c)R7100U, (d)R7110U。

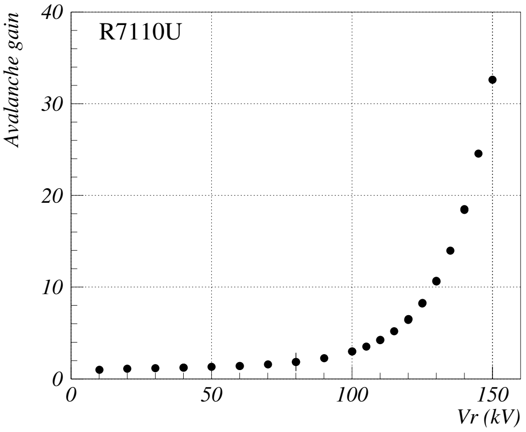

図 22: R7110 のアバランシェ増幅率。縦軸は逆バイアス電圧 30V 印加時の出力を 1 とした値。

3.1.3　まとめ

表?? に各 HPD の絶対ゲインと立ち上がり電圧とそれに対応する不感層の厚みを示した。絶対ゲインは最大電圧印加時の値である。

	絶対ゲイン	立ち上がり電圧 (kV)	不感層の厚み (cm)
PP0350	3.53×10^3	2.28	1.01×10^{-5}
PP0380	2.28×10^3	1.23	3.48×10^{-6}
R7100U	1.68×10^3	2.56	1.23×10^{-5}
R7110U	6.01×10^4 (33)[a]	2.50	1.18×10^{-5}

表 2: 各 HPD の絶対ゲインとシリコン表面の不感層の厚み。 R7110U の括弧内の値はアバランシェにおける利得率を示す。 (a) 逆バイアス電圧 150 V 印加時。

HPD は動作させるのに十数 kV もの高圧が必要であるという欠点があるが、 PMT のようにブリーダー（抵抗分割回路）がなく、理想的には電力消費はゼロであるのでコンパクトで安価な HV 供給源を使うことができ、また並列に組むことが可能である。

3.2　Uniformity

3.2.1　測定方法

一様性の測定は図?? のような暗箱に入れてある二次元スキャナーを用いて行なった。システムは直線的に動作するリニアモータを二台組み合わせたものである。動力にはステッピングモータが使われており、一ステップで 0.72 度回転する。この回転部分にゴムベルトをかみあわせて、直線的な動作をするようにしている。稼働部分は一ステップで 0.12 mm 動き、その精度は ±0.01 mm である。この装置は暗箱の底にセットされている HPD の光電陰極上を x–y 稼働部分に固定された光源が、プログラムされた間隔でスキャンする仕組になっている。各測定点では、毎回 1000 事象ずつ測定し、その時の平均出力電荷量をその点における HPD の応答とした。一様性の評価はある領域においてすべての測定点の応答の r.m.s. をその領域の

平均で規格化したもので行なった。光源としては増幅率の測定と同様の LED を使い増幅率測定時と同様にアンプは使用せずに光量をおおよそ 10^6 程度にして測定を行なった。測定時に使用した光源の大きさと測定間隔は測定する HPD の有効面積に応じて変えた。この測定条件は後にまとめて記しておく。また、測定時間内 (2 時間から 5 時間) の光量の変動は 0.3 % 程度であった。

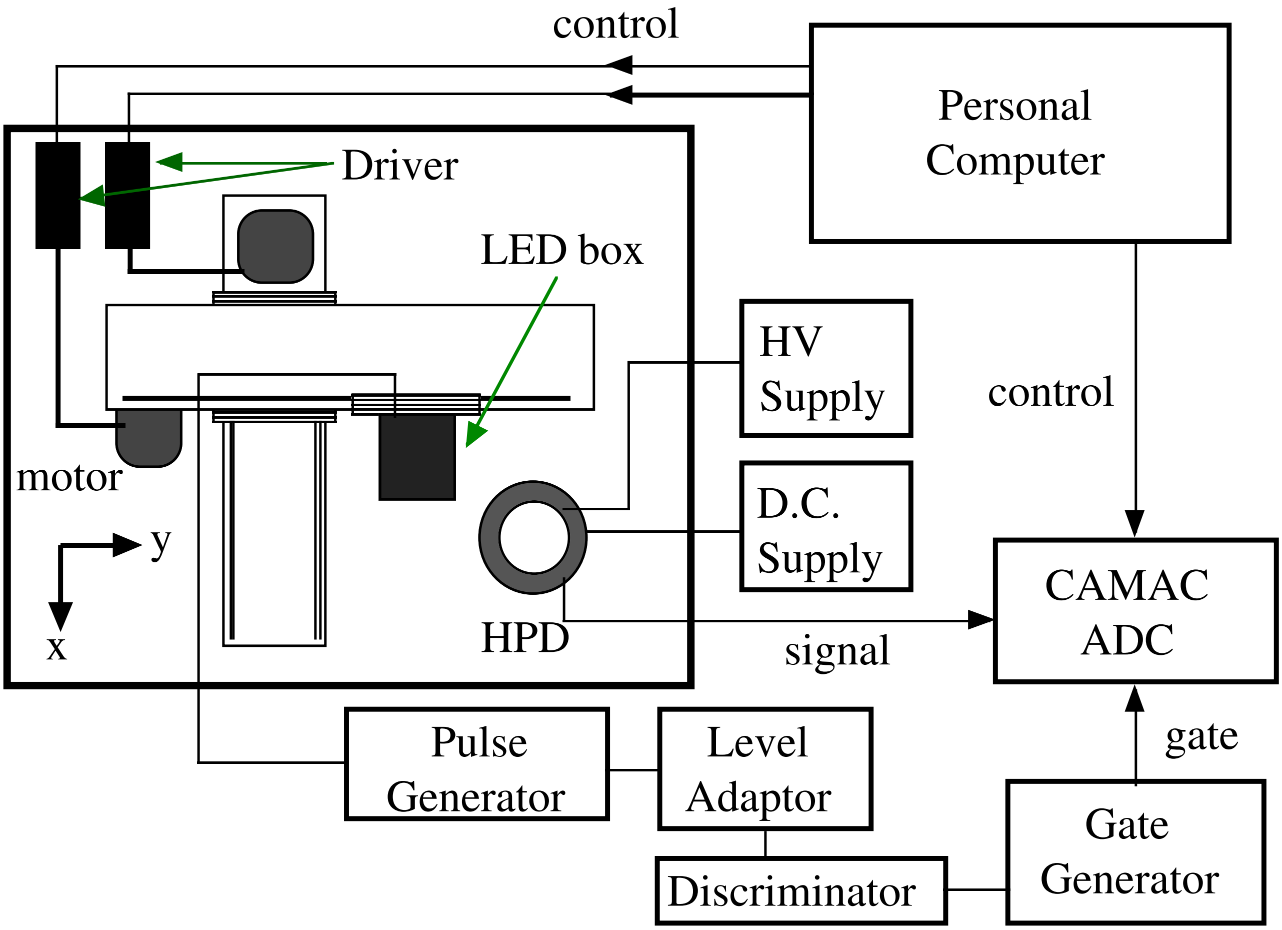

図 23: 一様性測定のためのセットアップの概略図。

3.2.2　結果

まず、 PP0380 以外のシングルピクセルの測定結果を図?? から図?? に示す。それぞれの図において、(a) は各測定点での応答の平均値を 2 次元的にプロットしたもの、 (b) は HPD の直径に沿ってスキャンした部分をぬきだしたもの、 (c) はある領域内の各測定点の平均値の分布を示した。

一般に光電面及びダイオードの一様性は非常に良いので、 HPD の非一様性は主に光電子の収集効率のばらつきに起因する。分解能 1 mm での測定において、 PP0350 は半径 9 mm のうち、半径 6 mm 以内 (全体の 45 %) でのゲインのばらつきは 1.1 %, 同様に R7100U は半径 3.5 mm のうち半径 2 mm 以内 (全体の 33 %) で 2.2 % と非常に一様性が良いといえる。

図 ?? は PP0350 のダイオード端での応答を測定した結果である。測定間隔は 120 μm であり、黒丸は出力、白抜きの四角は測定点の差分を示している。この差分をガウス分布でフィットした結果、その σ_{dif} は 0.4 mm であり、分解能 1 mm (光源の直径 1 mm) におおよそ合致している。この結果より HPD の端の応答が落ちているのは光源がフォトダイオード上から外れたためであって、フォトダイオード全域に渡ってほぼ一様であるといえる。この結果から光電面のガラス部分での光の広がりは無視できる程度である。また、光源がフォトダイオード上からはずれても 10 % 程度の応答があった。これは光電陰極で光電効果を起こさずに透過した光が周囲にあるアルミ電極上で反射し、光電陰極で光電効果を起こすことによって生

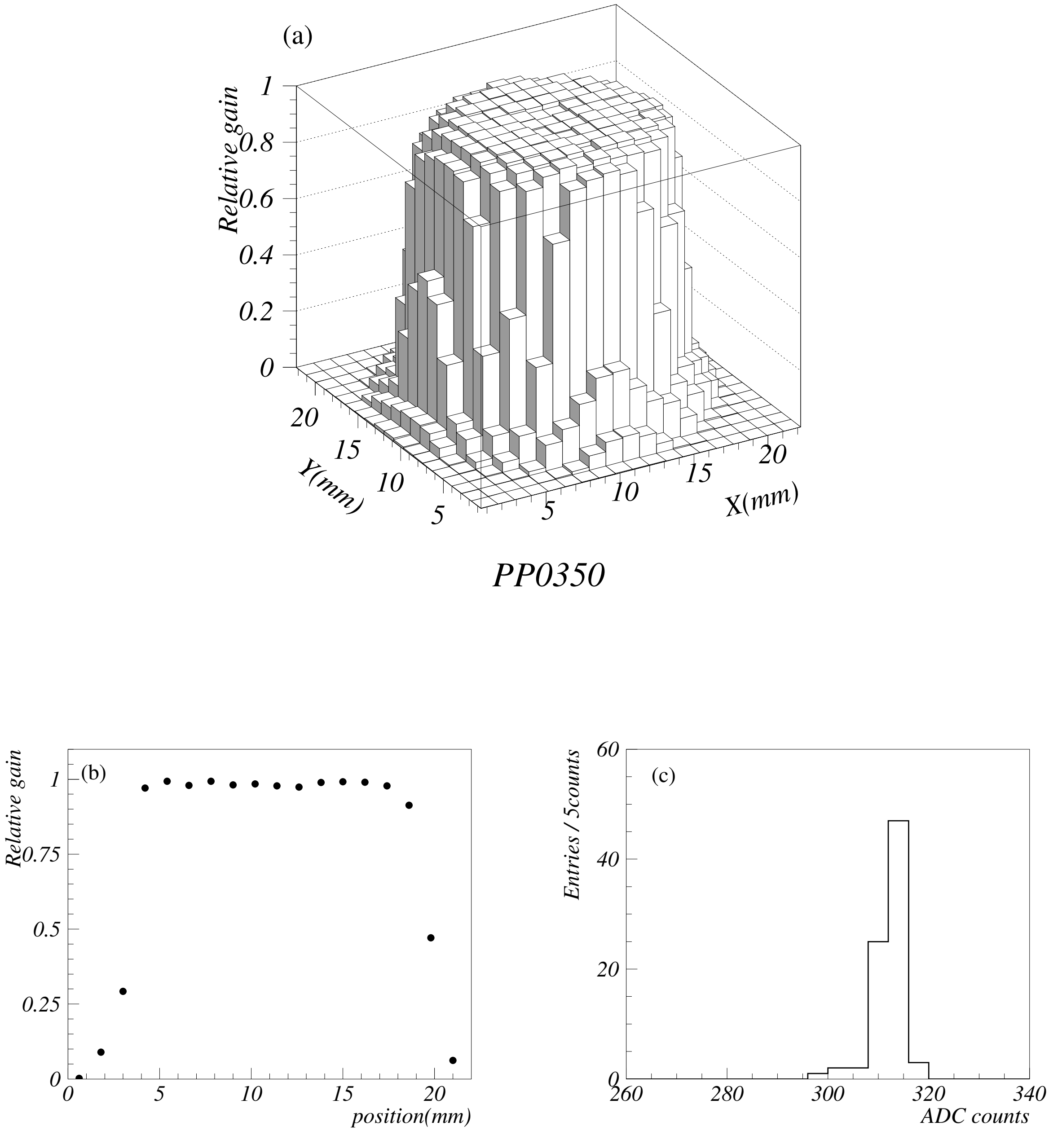

図24: PP0350の一様性測定結果。(a) 各測定点の平均値の2次元プロット、(b) HPDの中心を通る断面の1次元プロット、(c) 半径6 mm以内の領域における各測定点でのばらつきでその結果は1.1 %であった。

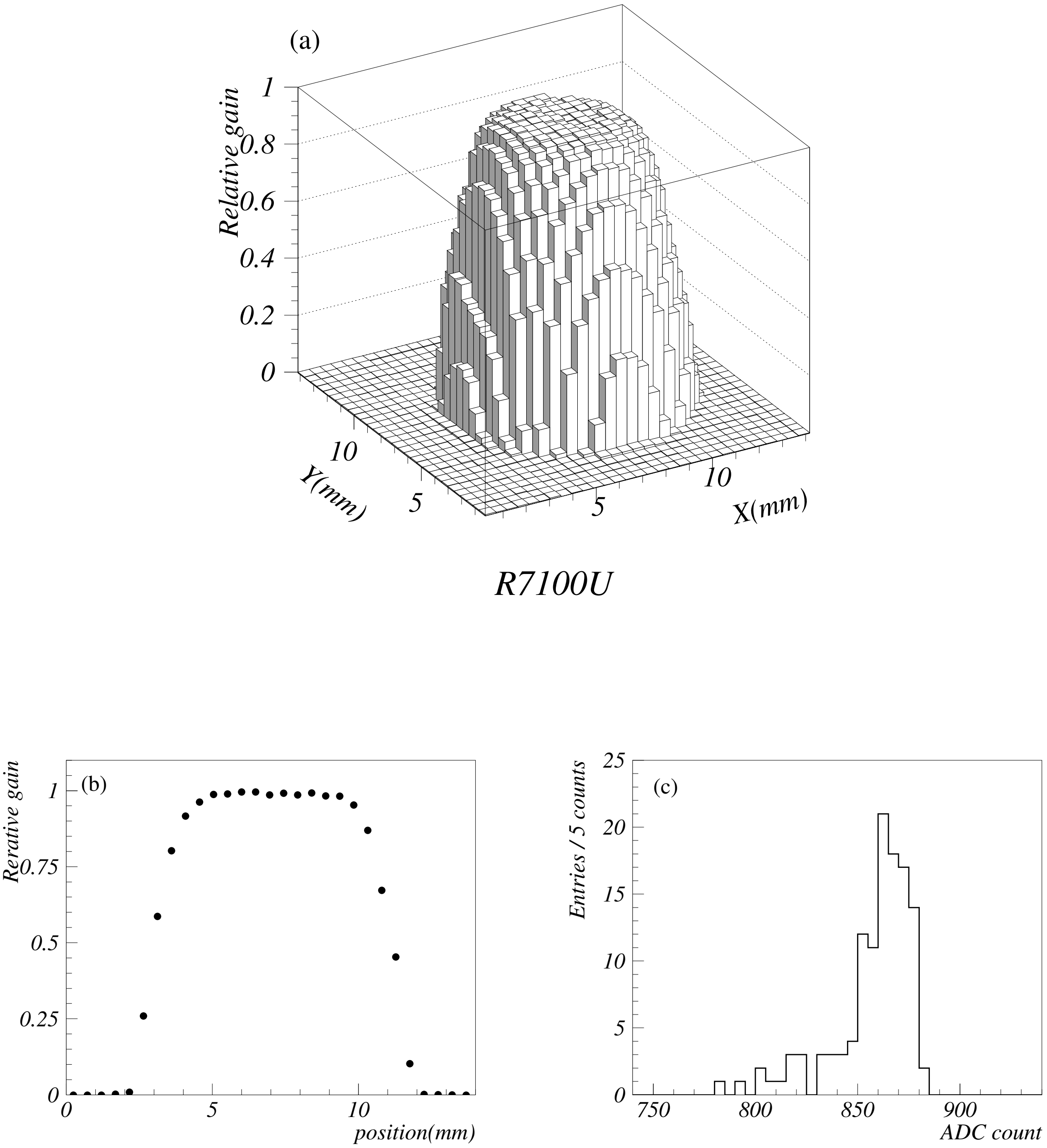

図 25: R7100U の一様性測定結果。(a) 各測定点の平均値の 2 次元プロット、(b) (a) の HPD の中心を通る断面の 1 次元プロット、(c) 半径 2 mm 以内の領域における各測定点でのばらつきでその結果は 2.2 ％であった。

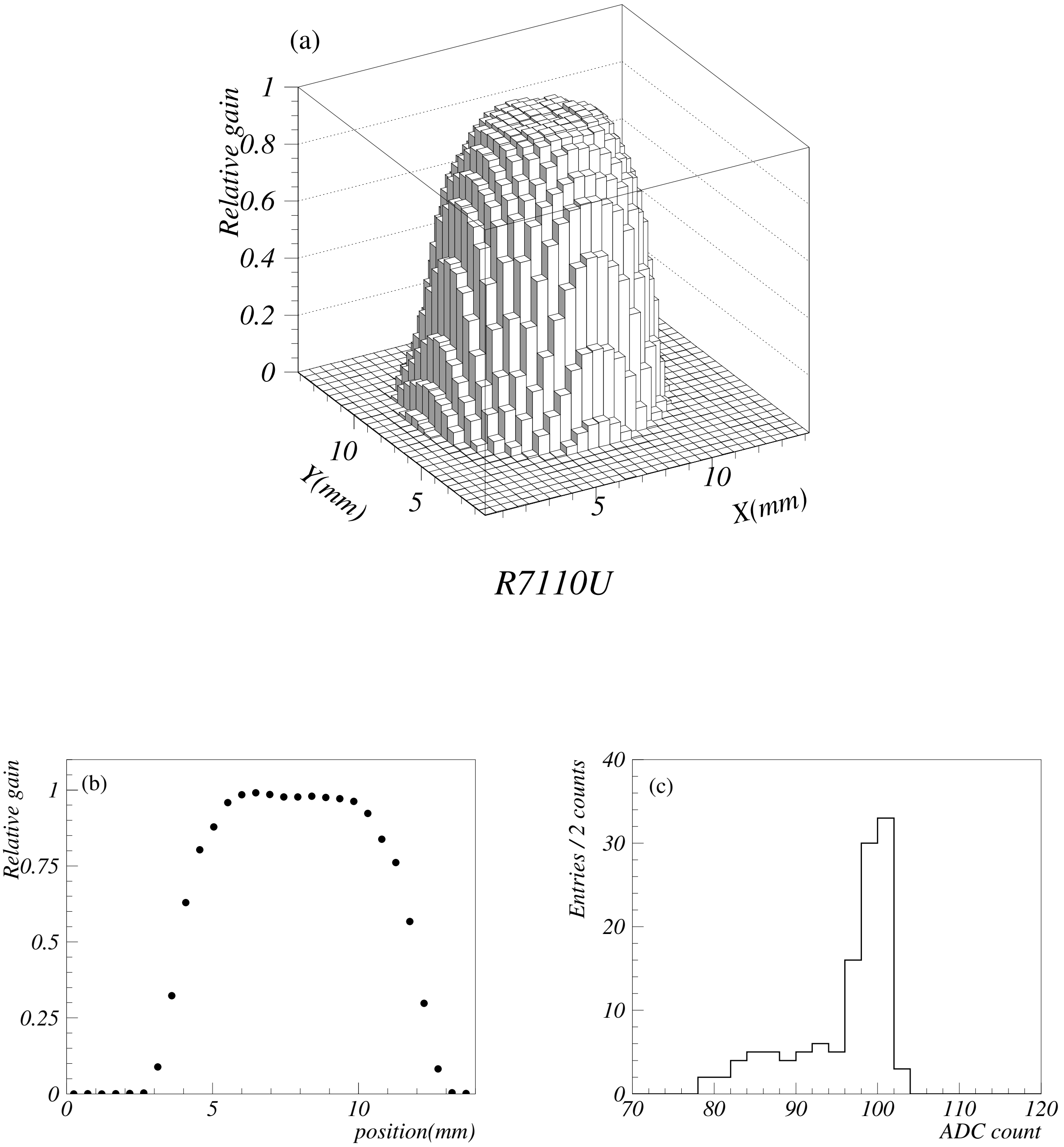

図 26: R7110 の一様性測定結果。(a) 各測定点の平均値の 2 次元プロット、(b) HPD の中心を通る断面の 1 次元プロット、(c) 半径 2 mm 以内の領域における各測定点でのばらつきでその結果は 3.0 % であった。

成された光電子の出力であると考えられる。

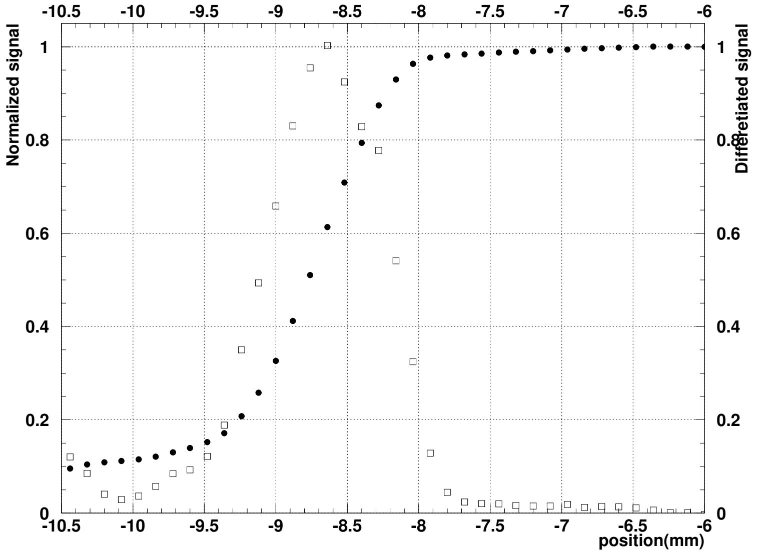

図 27: 120μm ピッチで HPD の直径をファインスキャンした結果。 PP0350 のダイオード端の応答で、使用した光源の大きさは直径 1mm、

図 ?? は PP0380 の各測定点での全ピクセルの出力の和を平均し、その値を 2 次元的にプロットしたものである。各ピクセル間のギャップで出力が落ちているのが見える。マルチピクセルにおいては全体の一様性の他に隣接するピクセルへ信号のもれ、いわゆるクロストークが問題となってくる。これを詳しく調べるために直径 200μm の光源を使って、 120 μm ピッチで細かくスキャンした。図 ?? は PP0380 の 1,3,6 ピクセルの中心を通る直径を細かくスキャンした結果である。光源の大きさは直径 200 μm 程度である。絶縁層から 1mm 程度離れたところに光が入射した際にも隣のピクセルに 20% 程度の信号の洩れが見れれるこの原因としては以下の 3 つが考えられる。

(1) 十数 keV 程度のエネルギーをもった光電子がダイオード表面で後方散乱される割合は 20 % 程度あり、内部電場によってこの内の一部は隣のピクセルに吸収される。

(2) シリコン上で透過光が反射し、その光によって生成された光電子が隣のピクセルに吸収される。

(3) 入射窓ガラスで入射光が屈折によってスポットが広がる。

しかし原因 (??) の寄与は図 ?? の結果から非常に小さいと思われる。原因 (??) の反射光については光の反射確率はシリコン表面の状態に大きく左右されるので定量的に見積もることはしなかった。原因 (??) の光電子の後方散乱についてはのちに定量的に議論する。

3.2.3 まとめ

図?? にある領域での応答のばらつきを示した。近接焦点型 HPD は有効面積の約半分において応答のばらつきが 1 % 程度であった。 APD を用いた静電収束型 HPD(R7110) は 3 % 程度であった。一様性はタイル / ファイバーカロリーメータ [?] やスパゲティカロリーメータ [?] などファイバーでシンチレーション光を導いているものに使われる光検出器には大事な特性の一つである。何本かのファイバーをまとめて 1 つの検出器で読み出した時それぞれのファイバーに対してゲインを調整することは不可能である。よって検出部の非一様性がカロリーメータの分解能式?? の定数項になる。 R7110U の一様性に影響するのは電場の非一様性と APD の非一様性が挙げられるが、 1 % 程度に達する見込みは十分あると考えられる。マルチピクセルの HPD に関してはクロストークが見られた。この一番の要因は後方散乱された電子が隣

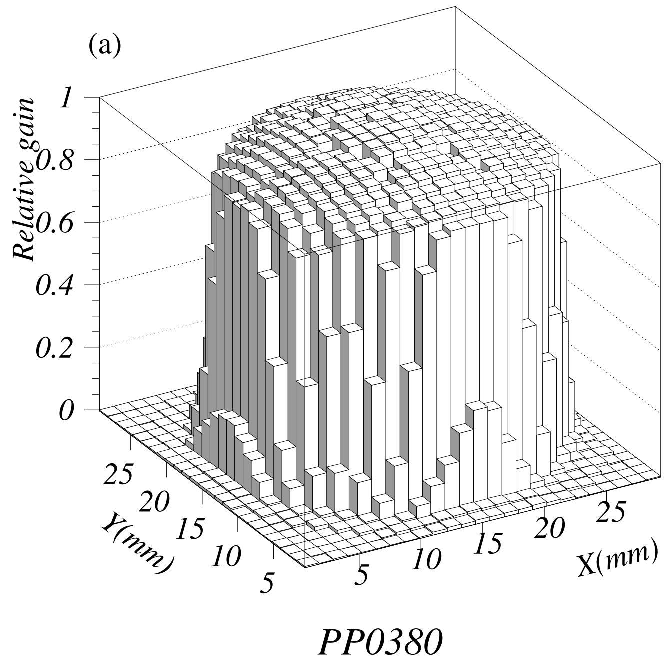

図 28: PP0380 の一様性測定結果。各測定点の平均値の 2 次元プロット

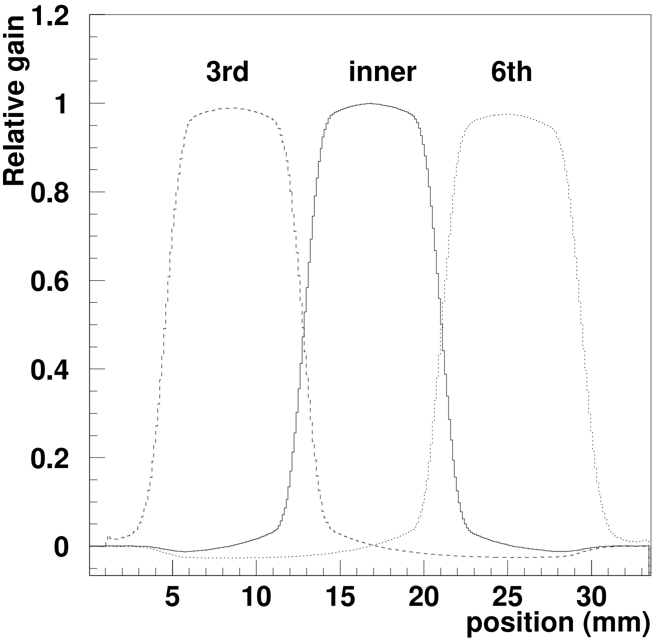

図 29: 120μm ピッチで HPD の直径をファインスキャンした結果。 PP0380 の 1,3,6 ピクセルの応答で各ピクセル間でのクロストークが見られる。

接するピクセルに吸収されることだと考えられる。位置検出器としてその出力の大きさを測定するのでなく、トリガー等に使用するのであれば問題なく使用できると思われる。しかし、カロリメータの様にエネルギーをはかる場合、各ピクセルを独立した検出器として使うにはその使用範囲を考慮する必要がある。クロストークの主な原因が上記のようであれば隣接するピクセルからの洩れはその出力にほぼ比例すると考えられる。ピクセルギャップから 1,2 mm 程度離れた領域を使えば隣のピクセルからの洩れはその出力の 5 % 以下におさえることができる。

	相対誤差（半径）	光源直径 (mm)	測定間隔 (mm)
PP0350	1.1 % (6mm)	1	1.2
PP0380^a	1.4 % (3mm)	1	1.2
R7100U	2.2 % (2mm)	0.2	0.48
R7110	3.3 % (2mm)	0.2	0.48

表 3: ある領域内での応答のばらつきと測定条件。括弧内はその領域の半径を示す。(a) は中心ピクセルの応答を示す。

3.3 Photon counting

3.3.1 分解能

photon couting の性能に優れているということは、その検出器のエネルギー分解能が良いということを意味する。エネルギー分解能はある単一エネルギーの測定におけるパルス波高分布の半値幅 (full width af half maximum, FWHM) をその分布のピーク値で正規化した値 R で評価する。

$$R = \frac{\mathrm{FWHM}}{\mathrm{PEAK}} \tag{4}$$

この値が小さいほどたがいに接近したエネルギーをもつものを区別する能力に優れていることになる。およそ半値幅の値だけ離れた 2 つのエネルギーのものを区別することができると考えてよい。光検出器の場合、この分解能がよいと一光子、二光子と... 光子数の識別が可能となる。この一光子に対する反応を SER (Single Photoelectron Response) と言う。一般に使われている PMT は応答が高い方にテールを引いてしまうので、二光子以上はほとんど識別できない。まず、 PMT の分解能について述べておく。ダイノードが N 段で、各ダイノードの増幅率が δ の PMT を考える。 2 次電子放出は統計過程であり、与えられたダイノード固有の δ の値は事象ごとに平均値のまわりで変動する。最も簡単なモデルによるとダイノードにおける 2 次電子の生成は平均収集率についてポアッソン分布に従うと仮定できる。第一ダイノードに入射する 1 個の光電子から生成される 2 次の電子数は δ の平均値であり、その標準偏差 σ は $\sqrt{\delta}$ となる。 σ/δ で定義される相対分散は $1/\delta$ に等しい。この過程が PMT の N 個の各段で重なり、陽極に集められる電子の平均数、すなわちパルス波高は δ^N で与えられる。ポアッソン分布の性質からして、この数の相対分散は次式のようになる。

$$\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \cdots + \frac{1}{\delta^N} \cong \frac{1}{\delta - 1} \tag{5}$$

$\delta \gg 1$ のであれば、相対分散すなわちパルス波高分布の広がりは電子の絶対数が最小の第一ダイノードの収集効率の変動によって支配される。一方、 HPD はエネルギーを消費することでその増幅率を得ているので、 PMT などの多重増幅の検出器にある上述の増幅率の不安定性や、環境温度からの影響、 SER のテールがない。 HPD の SER の波高分布は非常に幅が狭く、理想的にはダイオード表面の不感層でのエネルギー損失の揺らぎによってその幅は制限されるが、実際には読み出しに使われるアンプの電気的なノイズで決まってしまう。このアンプのノイズは入力側の接合容量に比例する。検出器の静電容量が 0 であってもアンプ自体が持っている接合容量が存在するので 0 にはなりえない。出力に対するノイズが小さくなるように検出器に適したアンプを用いることが大切である。静電収束型と違って、近接焦点型の HPD には大面積のシリコンチップが使われているのでこの静電容量は大きく ($\sim$0.5pF/mm^2)、電気的なノイズが分解能を悪くしている。

LED 光に対するフォトンカウンティングの誤差は

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{el}}^2}{G^2} + N} \tag{6}$$

σ_{el}	:	検出器に入力がない時の出力の幅
G	:	検出器全体のゲイン
N	:	光子数

となる。よってこの測定結果は HPD とアンプを一体とした検出器の分解能を評価していることになる。また、環境ノイズや測定系の電気的なノイズも存在するので、これをうまくとりのぞいて測定することが不可欠である。

このように入射光量が微弱な場合、光電面から放出される光電子数は少数でまた離散的な数であるのでポアソン分布に従う。光電面からでた光電子がダイオード中で増幅過程を起こし、その出力電子はガウス分布に従うので、最終的に出力として現れる波高分布は

$$F(x) \propto \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\mu}\mu^n}{n!} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} e^{-\frac{(x-Gn)^2}{2\sigma_{\rm n}^2}} \tag{7}$$

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_{\rm el}^2 + n\sigma_{\rm SER}} \tag{8}$$

ここで

n	光電面から放出される光電子数
μ	スペクトラム全体の平均光電子数
$\sigma_{\rm el}$	ペデスタル (出力が 0 の時) の幅
$\sigma_{\rm SER}$	一光子応答に対する幅
G	HPD のゲイン

である。光電面から n 個の光電子が放出されて最終的に Gn 個に増幅されたとすると、その幅 $\sigma_{\rm n} = \sqrt{Gn}$ となる。これを全光電子数に渡ってたし上げると上のようなスペクトラムになると期待される。

3.3.2 測定方法

セットアップを図?? にしめす。HPD の増幅率が 10^3 程度しかないので上述してある通り、測定には高利得で低ノイズの電荷積分アンプが必要となる。ノイズを遮断するため図 6 にあるように伝導性のある箱に HPD と電荷積分アンプをいれ、さらにこの出力をシェーパーアンプに入力して、ある適当な時間幅で積分、微分することにより周波数の異なるノイズを落した。LED を直接光電面に近くに設置すると、LED を駆動しているパルスが光電面から HPD の出力にのってしまう。これを避けるため、LED を検出器からある程度離し、その光をプラスチックファイバーで HPD 光電面上に導いて測定を行なった。光量は LED とファイバー端面の間にオプティカルフィルターをいれ減衰させることで調節した。使用したアンプはそれぞれ以下のようなものである。

HPD	型番	ゲイン
R7100U	DEGITE 1576	30V/pC
R7110U	EG&G 142A	1V/pC

DEGITEX 1560 は電荷積分アンプと電圧比例アンプを内蔵したもので非常にゲインが高い。また、接合容量が 0–100pF の検出器に適しており、これをゲインの低い R7100U に用いた。また R7110U はゲインが比較的高いが容量が 120 pF (V_r=150V 印加時) と大きいので、低ノイズのアンプ、EG&G 142A アンプを選択した。これらは検出器からの出力電荷を増幅し、その電荷量に比例した電圧を出力するので測定には電荷量でなく電圧値を測定する CAMAC の PHADC (Peak Hold Analog Desital Converter) を用いた。

3.3.3 測定結果

図 ??(a),(b) はそれぞれ R7100U と R7110U の HPD で測定した LED 光の光子数スペクトラムである。

図?? は平均光量が 0.7 程度時の R7110U での測定結果である。ペデスタルのフィットから $\sigma_{el} = 283e^-$ であった。ゲイン 1700 程度の R7100U の一光子の幅は $\sigma_{SER} = \sqrt{1700} = 41e^-$ と期待される。各ピークが FWHM 離れていれば識別出来るとすると、理想的には 15 光子程度まで識別可能なはずである。しかしながら実際には図?? で見られるようにピークの下側にテールをひいているため、5 光子程度までしか識別できなかった。

3.3.4 まとめ

HPD の分解能はアンプのノイズが大きく寄与している。また、HPD の一光子に対する応答は低い方にテールを引いていて、これがさらに HPD の分解能を悪くしていることが分かった。

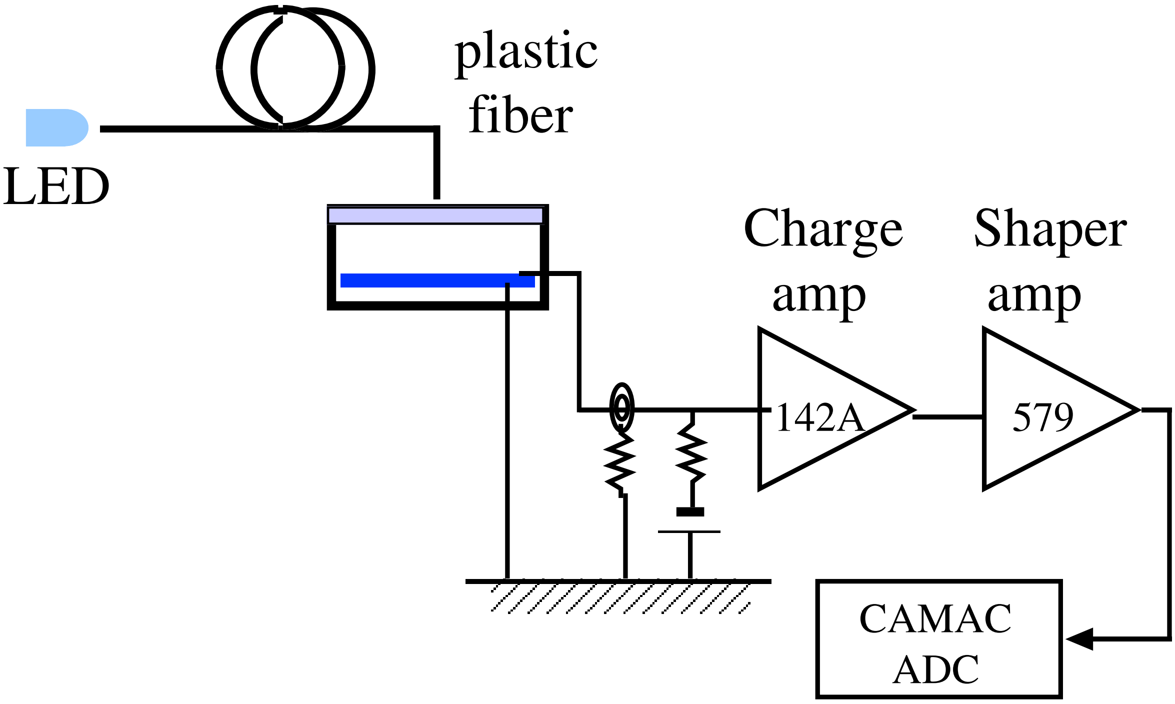

図 30: 光子計数能評価のための測定系の概略図

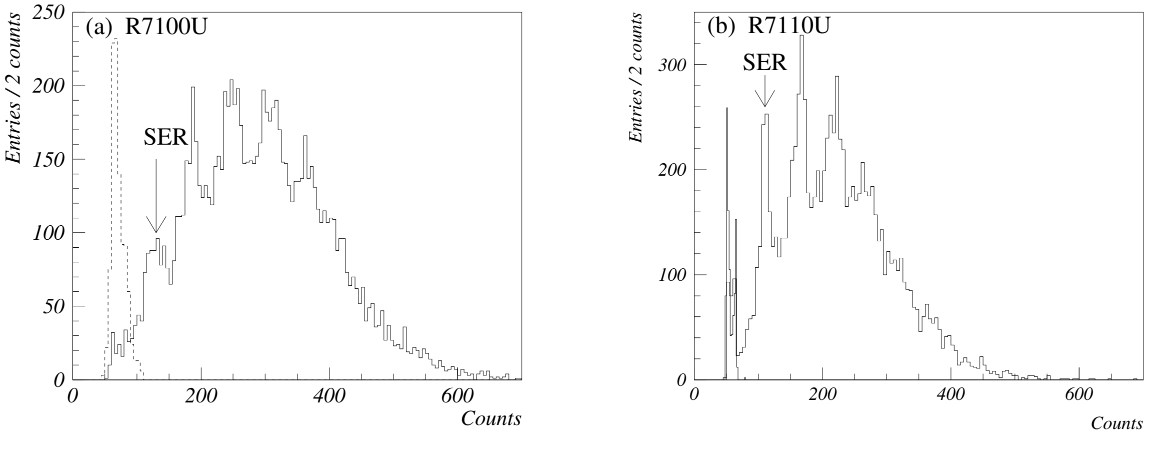

図 31: (a)R7100U(b)R7110U における LED 光の光子数スペクトラム

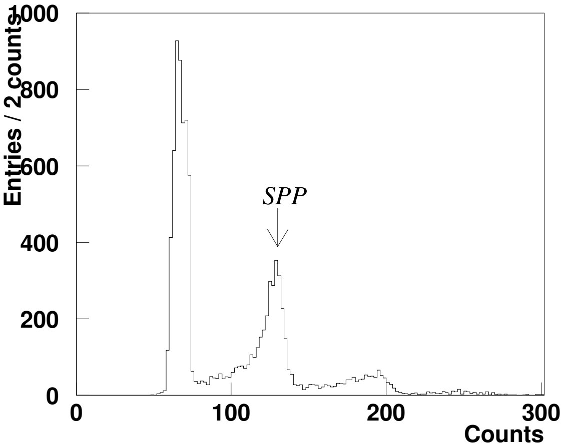

図 32: 平均入射光量を 0.7 光子にしたときの R7110 の応答。

これはダイオード表面において光電子が後方散乱することが原因と考えられる。HPD 内部には電場が存在するのでこの電子は再度ダイオードに入射する。（ダイオードの大きさがダイオード・光電陰極間の距離より十分大きい場合）散乱された電子のうち準弾性散乱されたものがこのスペクトラムの連続部分に値する。約 10 kV のエネルギーを持った電子がシリコンに対して垂直に入射した場合、表面で散乱される確立は 18∼20% 程度あることが様々な実験によって確かめられている [?]。電子の後方散乱を考慮することで静電焦点型 HPD の photon couting のスペクトラムを非常によく再現出来たという報告もされている [?]。

4 磁場特性の測定

4.1 磁場中における HPD のゲイン変動

HPD 内部に磁場があると、光電子はローレンツ力を受けるので磁場がない場合に比べて、その軌道が変わってしまう。ダイオード上での入射角度及び、入射位置が変わることによって光電子のエネルギー、もしくはダイオード上での光電子の検出効率が変わる。

HPD のゲイン変動の主な原因は以下の三つと考えられる。

(1) フォトダイオードに入射する角度により、不感層を通過する際の距離が変わる。不感層でのエネルギー損失が変わることで全体のゲインの変動を引き起こす。磁場と電場のなす角度が大きいほどこのエネルギー損失は顕著になる。

(2) 光電子のフォトダイオードへの入射位置が変わることで、光電子の一部もしくは全体がダイオード上で検出されなくなる。磁場と電場のなす角度か大きく、また光源の大きさが大きいほど顕著に現れる。

(3) 物質に入射した電子の一部は、後方散乱される。これは低エネルギーの電子ほど特に重要になってくる。後方散乱された光電子は HPD 内部の電場によって再びダイオードに入射するがその際の入射位置が磁場強度やその角度によって変動することによってダイオード上で検出される割合が変動する。

4.2 測定方法

HPD の磁場依存性測定は 1996 年 11 月と 1997 年 11 月に高エネルギー加速器研究所内の π 2 エリアで行なわれた。使用した電磁石は最大電流時でギャップ中心に 1.5 テスラの磁場を発生させることができる。図?? に HPD の磁場依存性測定のセットアップ図を示す。HPD と LED を暗箱の底板に固定し、この箱全体を磁場に対して回転させる。角度調整の精度は ± 0.05 度である。

光源はその光量分布の非一様性があまりに大きいと設定時の再現性が問題となり、HPD の増幅率に影響する。これを避けるために LED と HPD の間に拡散板を挿入した。HPD の光電面には遮光性のある黒色アクリル板を取り付ける。このアクリル板の中心には穴があけられて、照射範囲 (光源サイズ) を制限した。また、HPD 光電面付近に温度センサーをい取り付け、測定時の暗箱内の温度をモニター出来るようにした。データ収集は、光量の大きい時には電荷積分型の ADC を使用した。また、微弱光時には読み出しに電荷積分アンプを用い、測定に PHADC を使用した。イベントトリガーにはパルスジェネレーターのトリガー出力を用いてあり、各測定点おいて 5,000 事象ずつ測定を行なった。こうして得られた HPD の応答の ADC 分布をガウス分布でフィットし、その平均値をある条件における HPD の応答とみなした。

4.3 光源の磁場特性測定

セットアップ全体は磁場中に置いてあるので、LED の光量が磁場によって変動しないことを確かめる必要がある。そこでまず、LED 自体の磁場依存性を測定した。

図?? に LED の磁場依存性測定のセットアップ図を示す。暗箱に固定した LED をマグネット内部に置いて、その光を直径 200 μm、長さ 10 m の石英ファイバーで洩れ磁場のないところに置いてある PMT の光電面まで導く。暗箱側面のねじ穴と支持箱側面の穴 4 箇所を固定することにより角度が設定できるようになっている。磁場依存性の評価は角度 0, 40, 60, 90 度の各点において磁場強度を 0, 0.5, 1.0, 1.5 テスラと変えていったときの PMT の出力変動で行なった。この時の LED は HPD の磁場依存性測定時とおおよそ同様のパルスで駆動した。

図?? がその結果である。横軸に磁場強度、縦軸に ADC カウントをとってある。角度、磁場強度に対する光量の変動は見られる。しかし、磁場強度に関しては光量との相関はなく一定角度内でのばらつきは相対誤差にして約 0.6 %、最大でも 0.8 % であり、以下の測定において問題ない。一定磁場強度内のばらつきは最大 1.4 % 程度あるが、設置角度との相関は見られない。LED の光量の温度依存性は事前に神戸大学

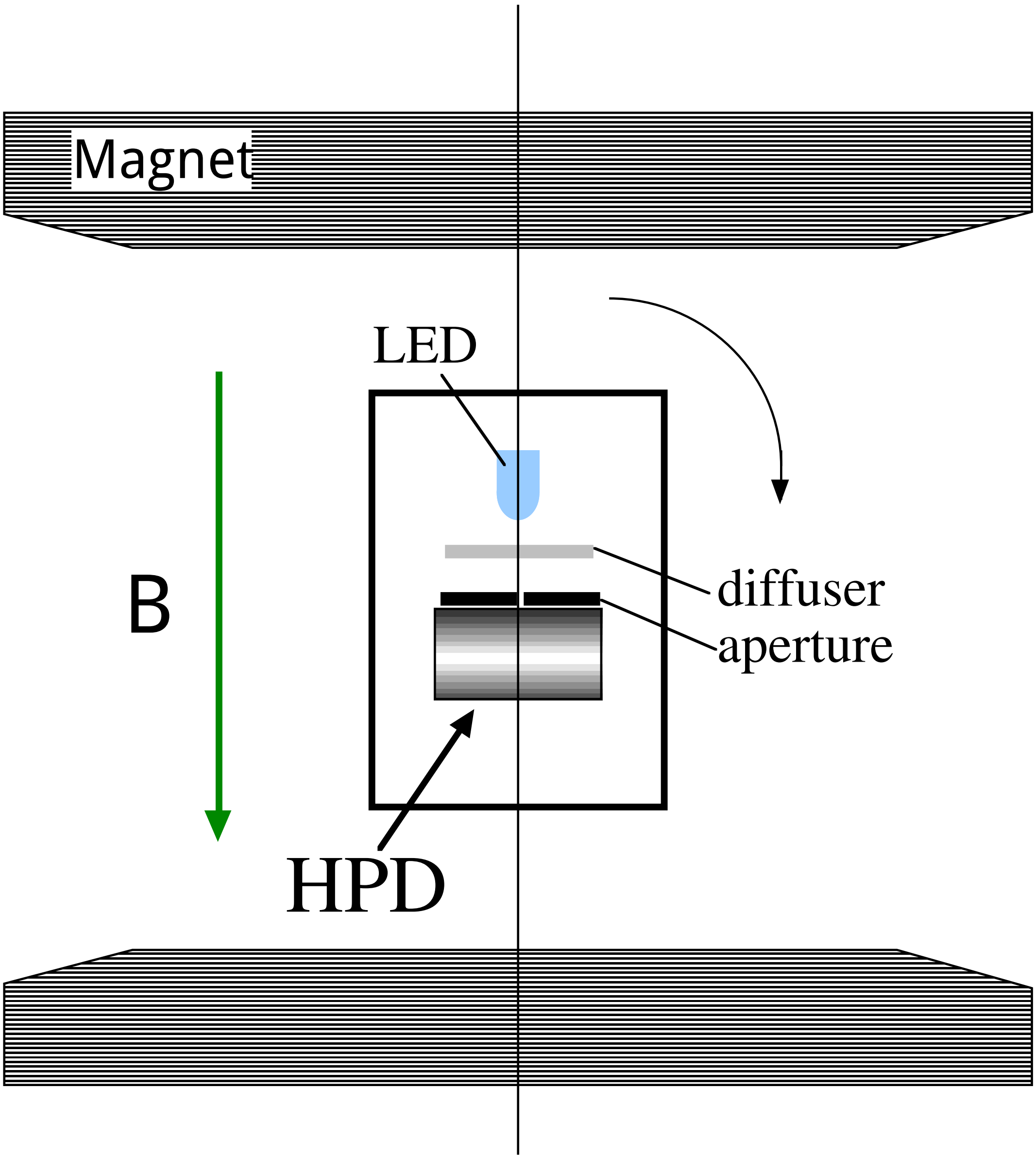

図 33: HPD の磁場依存性のセットアップ図。

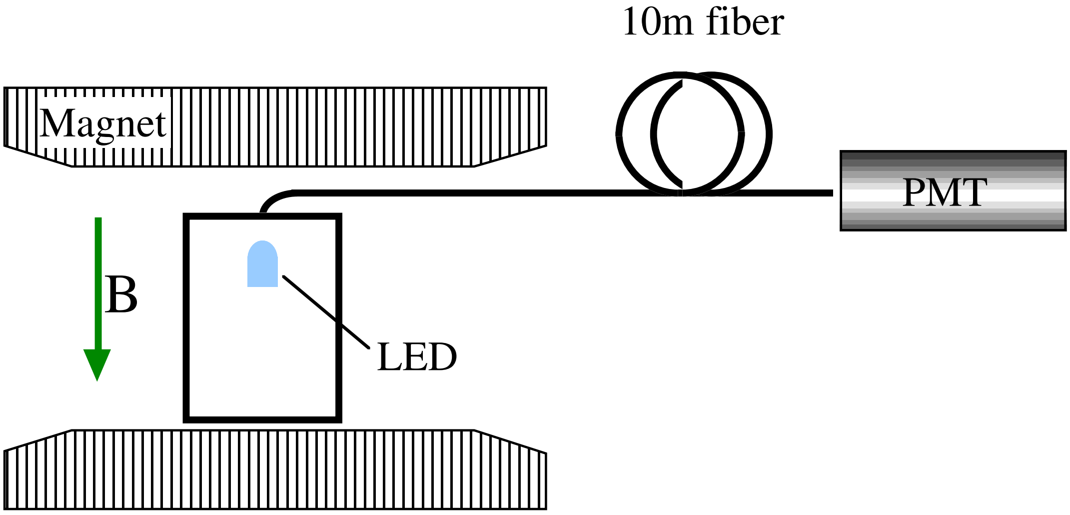

図 34: LED の磁場依存性測定のセットアップ

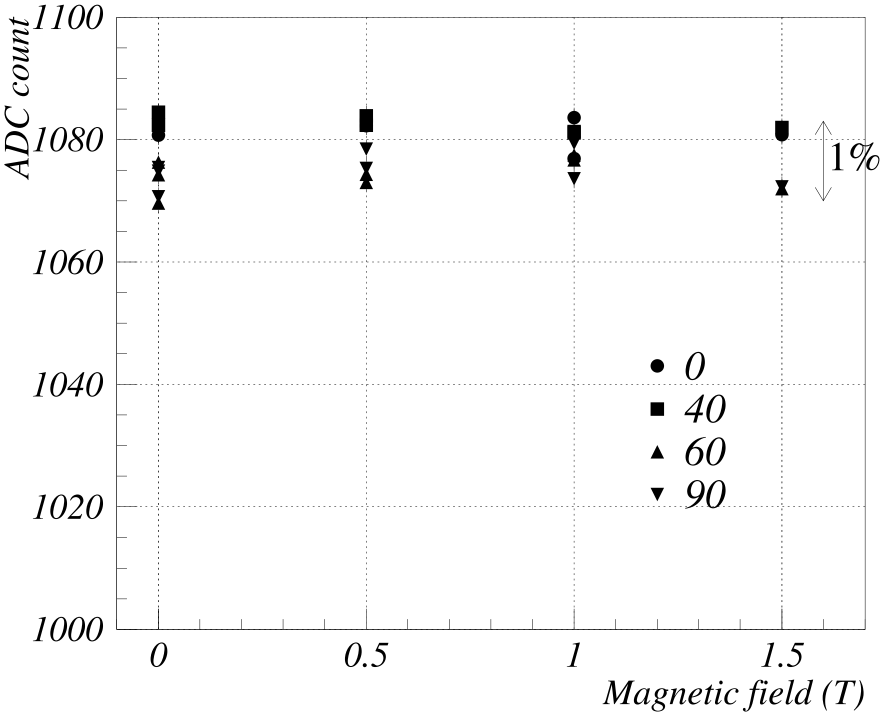

図 35: LED の磁場依存性の測定結果。磁場中における LED の光量の揺らぎは相対誤差にして約 0.6%。

磁場強度 (Tesla)	0.05	0.2	0.5	1.0	1.5
PP0350	+8%	+11%	+12%	+12%	+10%
PP0380(inner)	+1%	+10%	+10%	+10%	+10%
PP0380(total)	+1%	+1%	+1%	+1%	+1%
R7100U	+1%	+14%	+14%	+14%	+11%
R7110U	−2%	−3%	-1%	−1%	−3%

表 4: 角度 0 度における各 HPD の磁場強度に対する増幅率の変動。磁場がない時の HPD の出力に対する変動を示してある。

のほうで測定しており、10°C—30°C の間での平均的な変動率は 1°C あたり 0.6°C であった。測定時間内での暗箱中の温度変動はモニターの結果 1°C 以下であった。以上の結果より、LED の光量は磁場に依らず一定であるとして、以下の測定を進めた。

4.4 B スキャン

磁場と HPD の内部電場の角度を固定し、磁場強度を 0 から 1.5 テスラまで変えて、磁場強度に対する HPD の出力の変動を測定した。（以下、この測定を B スキャンと呼ぶ。）

図 ??(a) から (c) はそれぞれ PP0350, R7100U, R7110U の B スキャンの結果を示す。同様に図?? は PP0380 の (a) は中心ピクセルの応答 (b) は 7 つのピクセルの出力の和の B スキャンの測定結果を示す。

横軸は磁場強度、縦軸は磁場がない時の各 HPD の出力で正規化した値である。この実験において 4 つ全ての HPD は 1.5 テスラまで動作可能であることが確認できた。光源の直径は PP0380 の測定時には 4 mm、それ以外は 1 mm に設定した。角度 0 度において R7110U 以外は磁場の強度を上げると徐々にゲインが上昇し、およそ 0.2 テスラ以上で一定に収束している。その時の上昇率を表 ?? にまとめてある。

これはダイオード上で後方散乱をうけてダイオードから外れていた光電子が磁場をかけることによって再びダイオードに入射するためだと考えられる。後方散乱される割合は標的の質量数 Z の依存性が大きい。シリコンの場合、質量数 $Z = 14$ であり、10 keV 程度のエネルギーをもった電子が入射した場合、その散乱確率は 18–20% であることが実験より確かめられている [?, ?]。散乱された光電子が再度シリコンに入射する位置は電磁場内の電子のサイクロイド運動の計算によって求められる。図?? は散乱角度と到達距離を示してある。散乱角度は入射方向に対する角度で、到達距離とは一次電子の入射位置からの距離である。ここでエネルギー E は 0–15keV(E_0: 一次電子のエネルギー) まで、後方 2π の立体角内に一様に散乱させた。また、電場は PP0350 の磁場特性測定の際の値 (1.05×10^6eV) を使った。(a)–(d) は磁場と電場のなす角度が 0 の時、(e)–(f) は 30 度の時の計算結果である。磁場がない場合、一番到達距離が大きくなるのは 135 度に弾性散乱された時で 135 度を軸に対称的な分布になる。一方、磁場をかけると低角度に散乱されるものほど到達距離が長くなり、磁場が強いほど到達距離は短く、図?? の分布の非対称性は大きくなる傾向にある。ゲインの上昇率は散乱電子のエネルギー分布と角度分布にも大きく依存する。また、電磁場の空間、すなわちダイオードの面積とダイオードと光電陰極との距離にも左右される。

R7110U では磁場中でのゲインの上昇は見られなかった。これは R7110U には収束電場が用いられているため磁場がない場合での後方散乱による非検出効率が小さいためだと考えられる。また、PP0380 は光電陰極とフォトダイオード間の距離に比べてフォトダイオードの直径が十分大きいので磁場によるゲインの上昇はないと考えられる。しかし図 ??(b) には磁場によるゲインの上昇が数 % 見られた。これは 96 年次のセットアップでは光源の直径も 4mm と大きく、LED が HPD の中心からずれていたと考えられる。その結果、磁場がない場合にも後方散乱による非効率があったと考えられる。

磁場と電場のなす角度が大きくなると原因 (??)、(??) の効果が現れてくる。図 ?? は磁場と電場のなす角度が 30 度の場合の入射角度と入射位置を示したものである。それぞれ光電陰極中心から光電子が放出された時の計算値である。

入射角度は 30 度を中心に振動しており、強磁場になるに従って、一定値に収束するようになる。このエネルギー損失の増加によるゲインの減少率は入射角度 30 度では 2 % 程度、40 度でも 3 % 程度である。

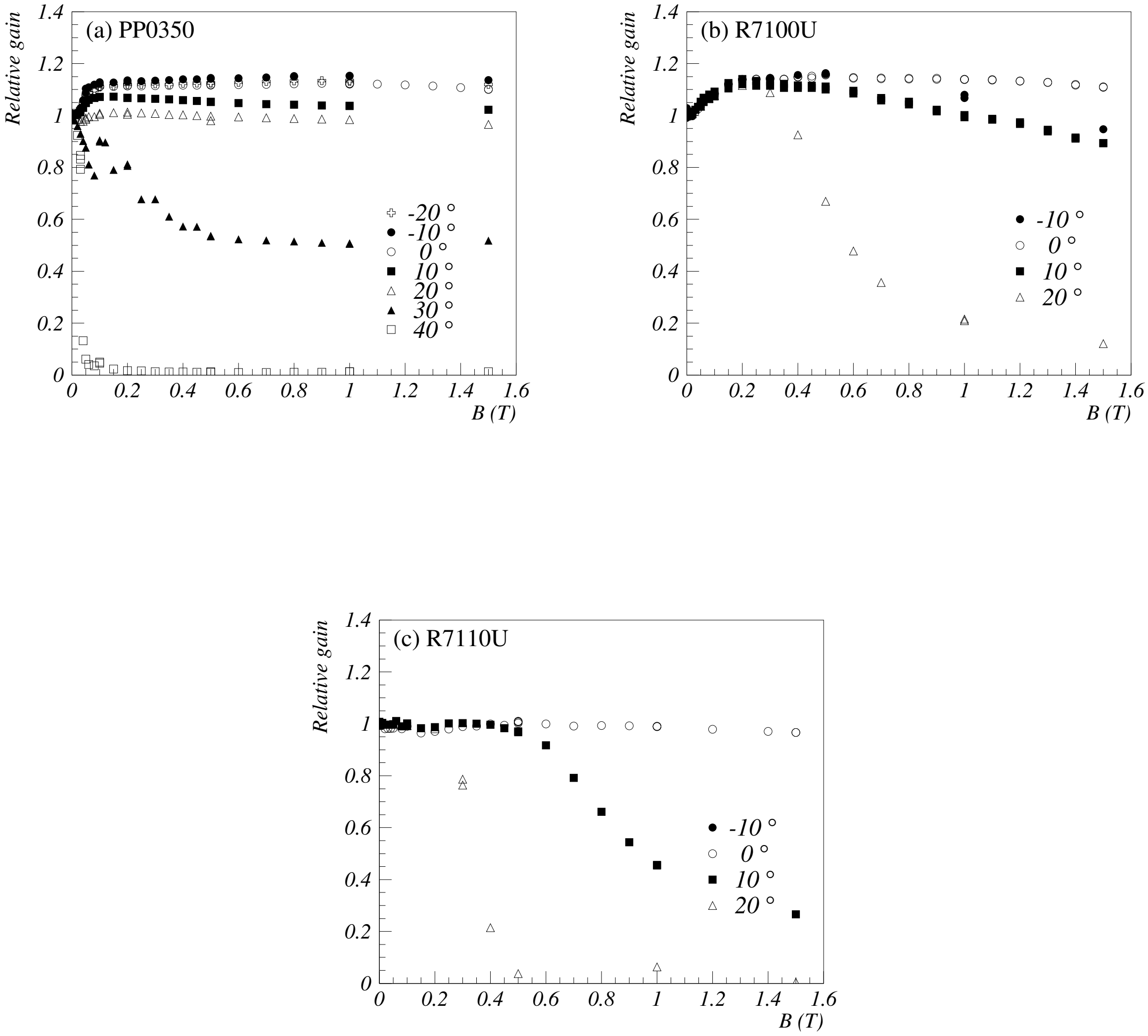

図 36: B スキャンの測定結果。縦軸は磁場強度、横軸は設定角度。(a)PP0350、(b)R7100U、(c)R7110U。低磁場において入射角の変動による増幅率の振動が見えている。測定時の光源の大きさは直径4mm。

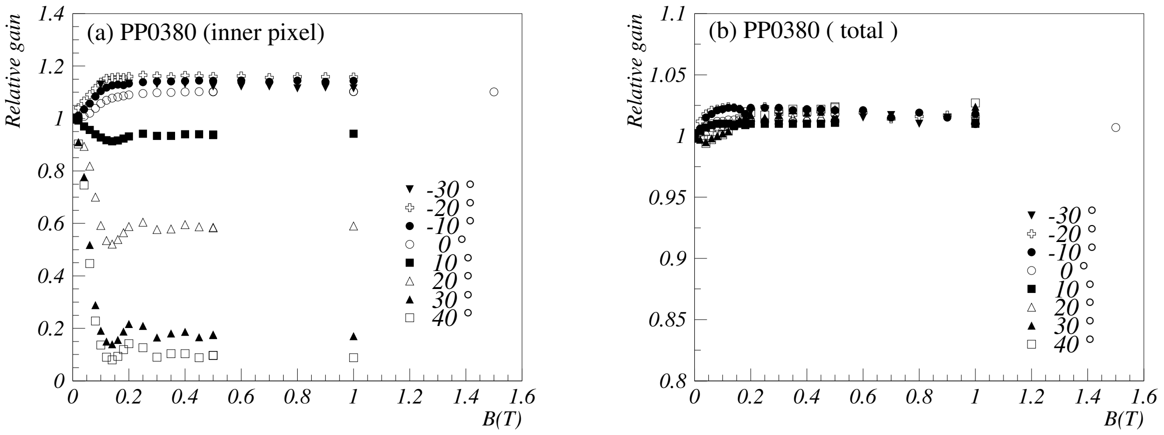

図 37: マルチピクセルPP0380のBスキャンの測定結果(1996年のデータ)。縦軸は磁場強度、横軸は設定角度。(a)は中心ピクセルのみの応答。(b)は7つのピクセルの出力の和。光源の大きさはおおよそ4mm。

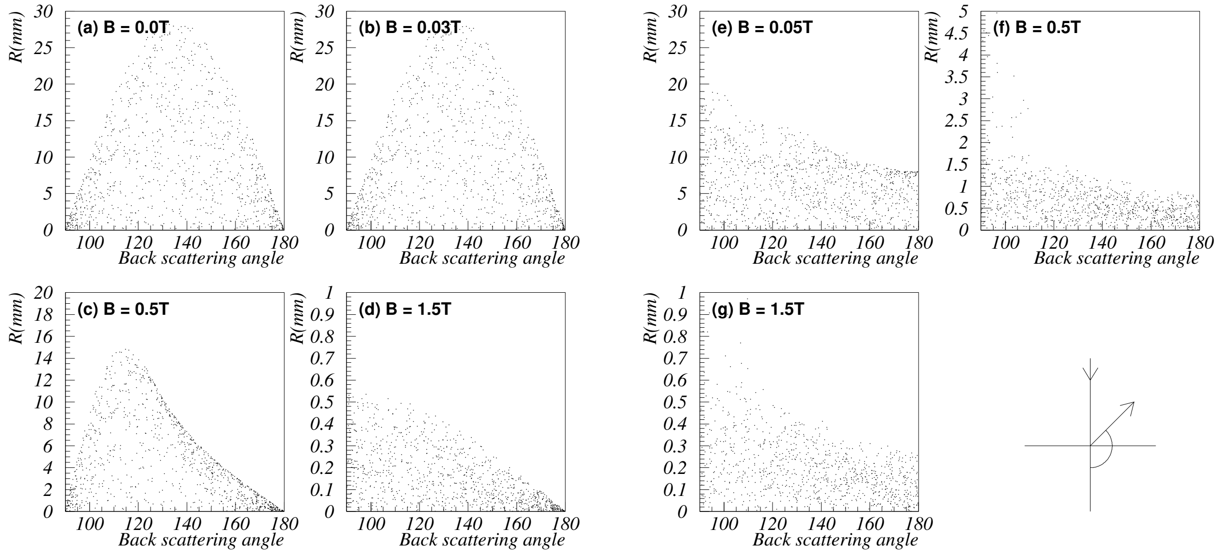

図 38: 後方散乱された電子の散乱角度とその到達距離。(a)–(d)は磁場と電場のなす角度が0度の時、(e)–(f)は30度の時。

図 ??(a) では入射角度が最大のとき ($\sim$0.15 テスラ) での減少率は 23 % もある。よって (??) の効果が大きく現れていると考えられる。

図 ??(b) の円は PP0350 のダイオードの有効範囲を表している。磁場が強いほど、入射位置は一点に収束しているのが分かる。光電陰極とダイオード間 d、磁場と電場のなす角度 θ とするとその値は $d\tan\theta$ となる。

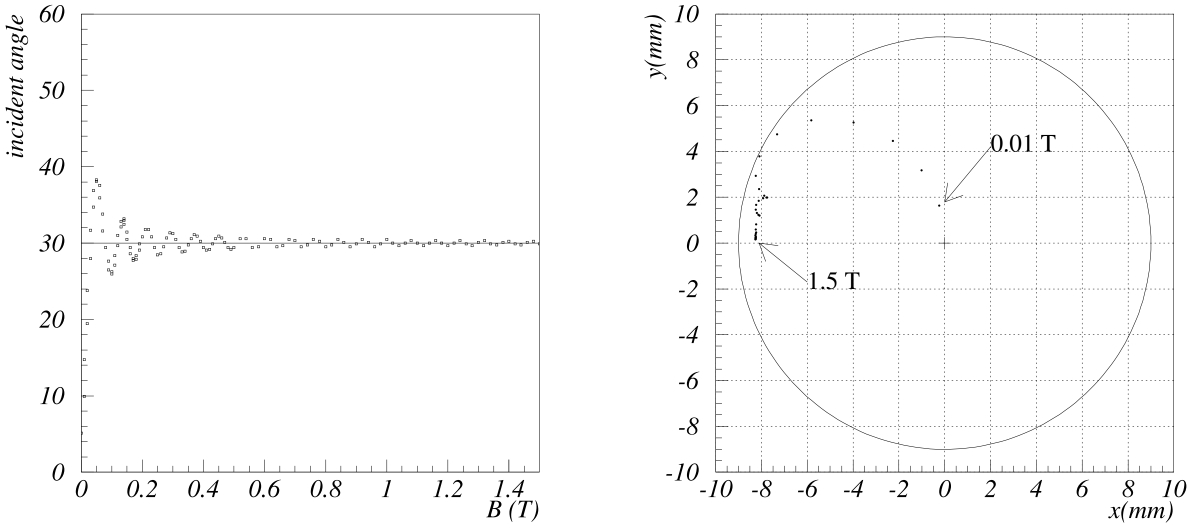

図 39: ダイオード上における光電子の入射角度 (a)、及び入射位置 (b)。

大角度の場合、原因 (??) の効果が大きいので、光電陰極とダイオード間の距離が短く、ダイオードの有効面積が大きいほど磁場によるゲインの減少は小さくなる。また、光の照射範囲が広いほど、原因 ?? によるゲインの減少は大きくなるといえる。

四つ全ての HPD の B スキャンの傾向から角度 0 度に設置すれば 2 テスラの磁場においてもゲインの損失なく使用することが出来る。しかし、浜松ホトニクス社製の HPD (R7100U, R7110U) は収束電場であるため、広い範囲で光を照射した際では角度を 0 度の場合でも強磁場ではゲインの減少が生じると考えられる。よって角度 0 度で使用するにあたっても近接焦点型の HPD の方が使用する際の制限が小さく、またゲインの変動率も見積もり易い。

ある角度で設置した場合、 DEP 社製の HPD (PP350, PP0380) の B スキャンの結果から光電陰極とダイオード間の距離が短く、ダイオードの有効面積が大きいほど光電子が PIN ダイオードから外れ難い。二つとも 0.5 テスラ以上の磁場中ではゲインはほぼ一定である。これは図?? よりフォトダイオード上の衝突地点、及びダイオードへの入射角度が一定値に収束するためである。浜松ホトニクス社製の HPD (R7100U, R7110U) に関しては強磁場であるほど磁場方向に巻き付くような軌道をとる。。これらの収束電場はほぼ同じであるがフォトダイオードの有効面積の違いから、磁場 1.5 テスラ中で 10 度傾けた場合、 R7100U は 90 % のゲインを保っているにも関わらず、 R7110U のゲインは 22 % 程度に減少している。

図?? は角度 30 度に傾けた時の 1, 5, 6 ピクセルの応答を示している。ピクセル間の出力の変動は図??(a) の入射位置の変動と矛盾はない。

角度 0 度で設置した場合のゲインの上昇をより詳しく調べるために以下のような測定を行なった。この測定では四つの中で最もシンプルな構造をしている PP0350 のみについて行なった。

図 ?? にその読み出し回路の摸式図を示す。

- HPD モード (a)
  通常の HPD の動作方法で、光電陰極とダイオード間に高圧を印加し、ダイオードに逆バイアス電圧

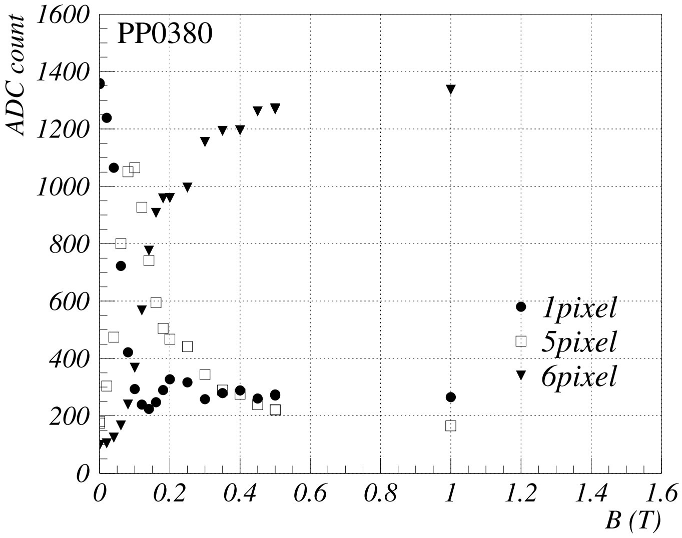

図 40: 角度 30 度に傾けた際の PP0380 の 1, 5, 6 ピクセルの出力。

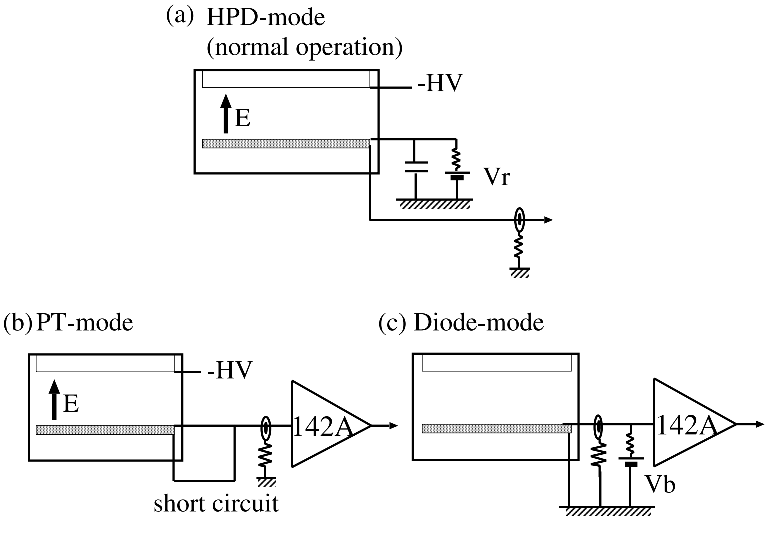

図 41: 様々な測定モードにおける HPD の読み出しの摸式図。 (a) 通常の HPD の操作方法、 (b)PT モード、 (c) ダイオードモード

をかける。

- Photo Tube (PT) モード (b)
  図 ??(c) にあるようにダイオードのアノードとカソードをショートしている。ダイオードで生成される電子は出力として現れないので、ここでの測定値はフォトダイオード上に収集された光電子数に比例している。

- ダイオードモード (c)
  図 ??(b) にあるように光電陰極とダイオード間に高圧を印加せずに、光電面を透過してきた入射光を直接フォトダイオードで検出する。

(b), (c) では増幅率はないので大量の光を照射し、かつ読み出しには電荷積分アンプを用いた。この際の光量は光子数にして約 6×10^7 である。

図 ?? は上の 3 つの方法で HPD を動作させた時の設置角度 0 度の B スキャンの測定結果である。 HPD モードの結果は図 ??(a) の角度 0 度時の値をプロットしたものである。残り二つのモードは光量を十分得るために、光源の直径 1cm 程度になるように設定した。

図 ?? の黒丸はダイオードモードでの測定結果である。フォトダイオードの磁場依存性はほとんど見られず、相対誤差にして 0.1% 程度であった。

図 ?? の白ぬきの四角は PT モードでの測定結果である。 PT モードと通常のモードでは磁場に対するゲインの変動の傾向は同じでその変動率の差はほとんど見られない。低磁場で PT モードの増加率の方が数 % 程度大きくなっている。これは PT モードでの測定における光の照射範囲が広いためだと考えられる。

またこの PT モードにおける HV 依存性を測定した。図 ?? は磁場 0 と磁場 1.5 テスラの時での HV スキャンの結果である。設置角度は 0 度である。印加電圧が 3 keV 以上では磁場中における出力の方が大きく、その増分は約 10 % である。これは図 ??、図 ?? の測定結果と合致している。光電子の後方散乱がなければ PT モードにおける立ち上がり電圧は光電子の光電陰極からの離脱時のポテンシャルに相当し、それ以上の電圧では印加電圧依存性はなく一定になると期待される。しかしながら磁場がない場合の出力は光電陰極電圧が 0.02 keV から急激に立ち上がり、 1.5 keV 程度から緩やかな上昇へと変わっている。磁場 1.5 テスラ中では 0.06 keV 以上印加しないと出力がなく、 2 keV あたりから揺るやかな上昇となっている。この立ち上がりの違い、また低電場での測定結果はまだ理解できていない。

4.5 θ スキャン

磁場強度を固定して、磁場と HPD の内部電場の角度を変えて、設定角度に対する HPD の出力の変動を測定した。

まず、磁場かない時にどの角度に設置してもゲインがかわらないことを確認した。図 ??(a) から分かるように磁場がない場合の変動はほとんど見られなかった。その相対誤差は 0.1 % 程度であり、我々が求める測定精度に対して影響はない。

図 ?? (a) は PP0350、 (b) は PP0380、 (c) は PP0380 の全ピクセルの出力の和に対する θ スキャンの測定結果である。横軸は磁場と HPD の内部電場のなす角度、縦軸は各磁場強度の角度 0 度の時の出力で正規化した値である。これらのデータは 1996 年の結果で使用した光源の直径は 4mm である。 PP0350 は 40 度から 50 度の間で、 PP0380 の中心ピクセルは 50 度から 60 度の間でゲインが 0 になっている。表 ?? は磁場 1.5 テスラ、角度 0 での出力に対する、ゲインの減少率を表したものである。浜松ホトニクス社製の HPD (R7100U,R7110U) の数値は B スキャンの測定結果を示してある。

4.6 HV スキャン

図 ?? は PP0380 の中心ピクセルの HV スキャンの結果である。横軸は光電陰極の印加電圧、縦軸は ADC カウント (0.25 pC/ カウント) である。測定は (0° , 0T), (0° , 0.2T), (0° , 0.5T), (10° , 0.5T) の 4 つの条件で行なった。磁場 0.2 テスラ中ではどの印加電圧においても $\sim$10% 程度のゲインの上昇が見られる。よって磁場中において、出力の関係の直線性は失われていない。また角度が小さければ不感層でのエ

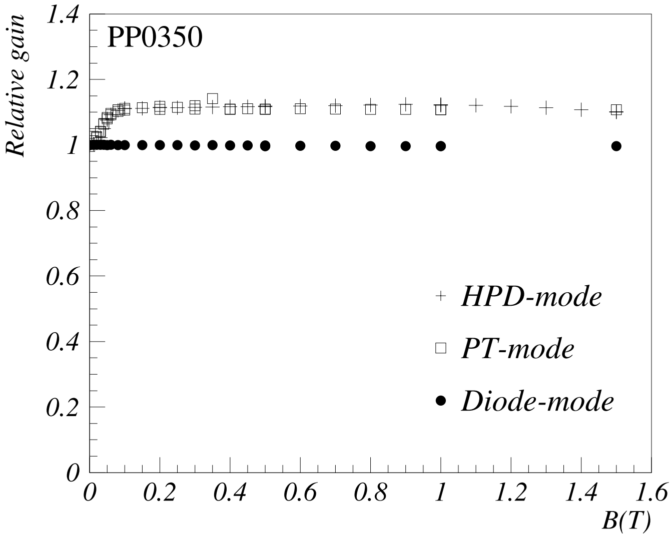

図 42: 通常の動作モード、ダイオードモードと PT モードでの B スキャンの測定結果。設置角度は 0 度。

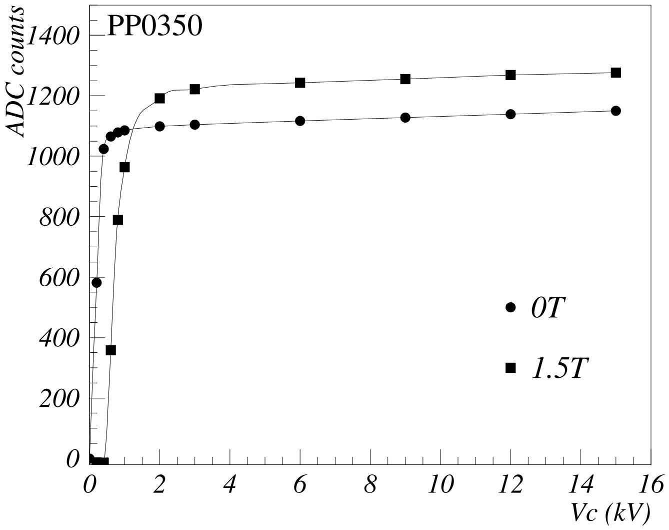

図 43: PT モードでの HV スキャンの測定結果。横軸は印加したカソード電圧、縦軸は ADC カウント。

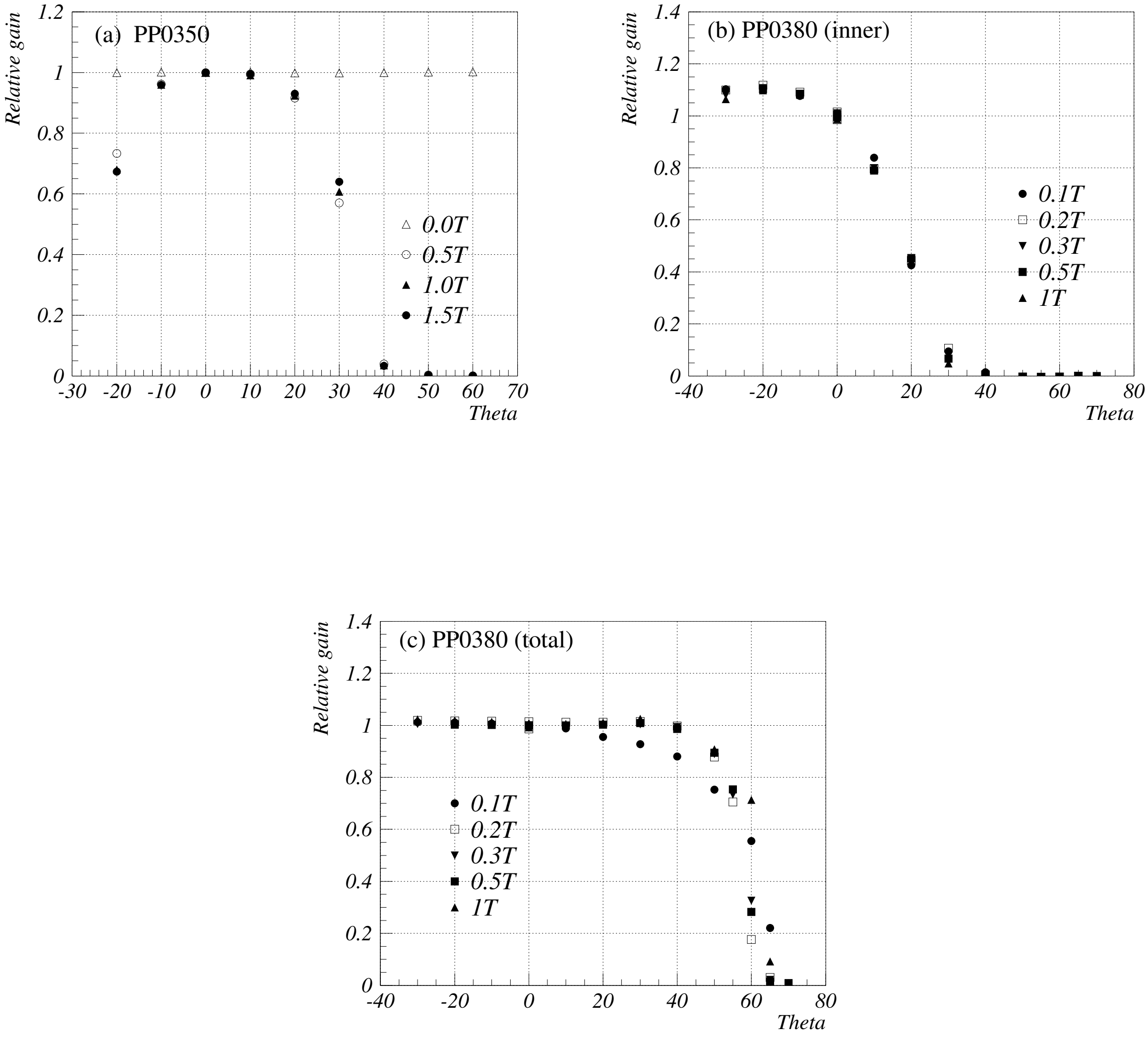

図 44: θ スキャンの測定結果。横軸は角度、縦軸はそれぞれの磁場強度における角度 0 度時の ADC カウントで正規化した信号。(a)PP0350、(b) PP0380 の中心ピクセルの応答。(c) PP0380 の全ピクセルの出力の和。光源の直径は約 4mm。

角度	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
PP0350	100	100	100	64	4	-	-
PP0380(inner)	100	100	100	102	99	90	71
PP0380(total)	100	100	100	79	44	12	0
R7100U	100	98	20	-	-	-	-
R7110U	100	22	0	-	-	-	-

表 5: 磁場 1.5 テスラ中における各 HPD の角度に対する増幅率の変動。角度を 0 度に設定したときの出力を 100 としてある。

ネルギー損失は無視出来る程度であり、PP0380の場合、角度10度で入射した際の全体のゲインは0.2%程度しか減少しない。しかし、低磁場中で、大角度で設置した場合は原因(??)の効果によって印加電圧に対するゲインの直線性は失われる。

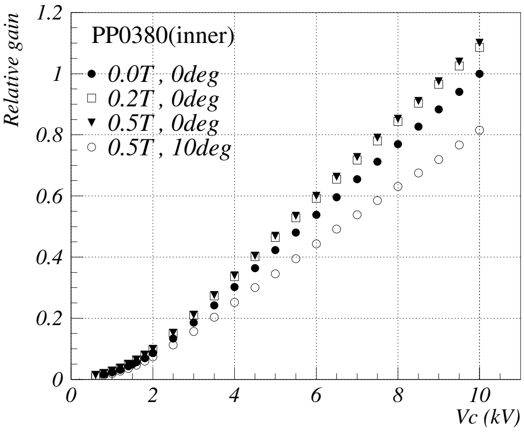

図 45: PP0380の中心ピクセルのHVスキャンの測定結果。横軸はカソード電圧、縦軸は(0°, 0T)の条件で、印加電圧が最大のときのADC値を1としたときの相対的な出力を示す。

4.7 シミュレーション

??–??章の測定結果から、ゲインの変動は電子の軌道計算をすることによってほぼ再現できることが分かった。

図??はPP0350を角度0度と30度で設置した時のBスキャンの結果と計算値である。

後方散乱におけるパラメータは以下である。

E_0	入射電子のエネルギー
$\Gamma(E)$	エネルギー分布
α	入射角度
η_α	散乱確率
ϕ	散乱角度

垂直入射時の散乱確率η_0は18%とした。また角度αで入射した際の散乱確率η_αは以下の式を使った。

$$\eta_\alpha = B(\eta_0/B)^{\cos\alpha}$$

標的の質量数Zが大きいほど弾性散乱の確率が大きく、散乱された電子のエネルギースペクトラム$\Gamma(E_0)$は$E/E_0 = 1$の方にピークを持つ。シリコンの質量数Zは14であるので、近似的に一様分布すると仮定した。散乱角度分布ϕに関しては論文[?]より134度より後方に一様分布するとした。以上の値は電子のエネルギーが10 keVの時の値である。後方散乱に使用した値、及び導出の詳細は付録に記してある。(P.3参照)

図??(b)の実線Aは斜め入射による効果と、光電子がダイオードから外れる効果のみを考慮した場合の計算結果である。ここでダイオード端の応答の減少率と入射光の中心位置をフリーパラメータとしてある。実線Bはそれに後方散乱の効果をいれたものである。

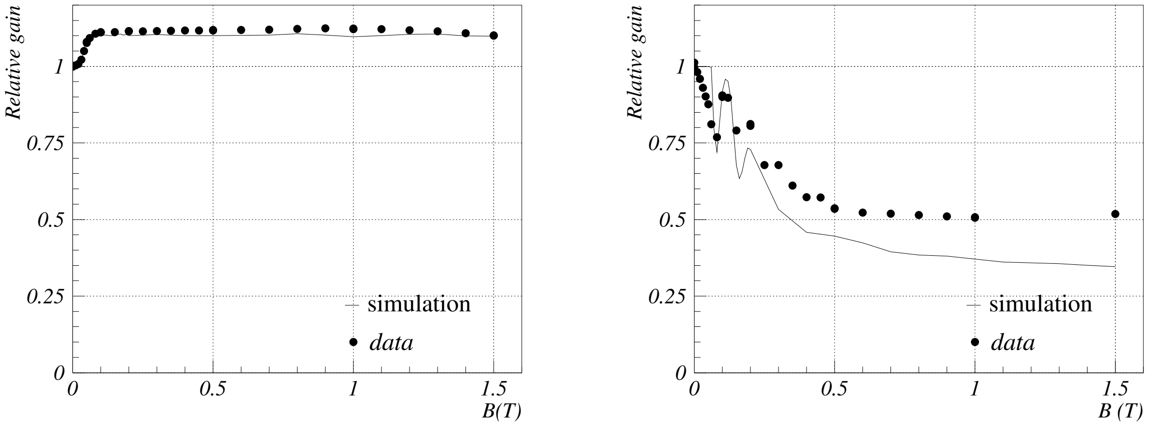

図 46: B スキャンの (a) 角度 0 度と (b)30 度における測定結果とシミュレーションの結果。縦軸は磁場なしのときの出力で正規化した値。

4.8 まとめ

磁場 1.5 テスラにおいて四つの HPD すべてほとんどゲインの損失なく動作することが確認出来た。また B スキャンの傾向から 2 テスラの磁場中でも十分動作されると見込まれる。以上の結果から、 0 度で設置して使う場合にはほとんど問題がないと思われる。さらには強磁場中では後方散乱による非効率の効果が小さくなるのでマルチピクセルにおけるクロストークは減少すると期待される。一般に角度をつけて設置する場合、光電陰極とダイオード間の距離が短く、ダイオードの有効面積が大きいほどゲインの変動は小さいといえる。また、角度がない場合に比べて光の照射範囲に対する制限は大きくなる。近接焦点型のように電場が一様である場合、強磁場中でのゲインの変動はほぼ再現出来ているので、おおかた予測が可能で、目的に応じた検出器の設計も比較的容易であると言える。 R7110U は他に比べて設置角度 0 によるゲインの変動は大きかったが FMPMT に比べてその変動は小さい、また元来のゲインが高いということから JLC における有用性は高い。

なお、以上の測定結果でまだ理解されていないものがいくつか残っている。

- 角度による非対称性
  HPD は軸対称な構造をしているのでこのような非対称性が見られることは考え難い。また、磁場強度をスキャンした結果、中心付近でそのような磁場の非一様性はないと思われる。
- PT モードにおける HV 依存性

これらの原因を見い出すことは今後の課題である。

5 まとめ

5.1 測定結果に対する評価

4 つの異なるタイプの HPD に対して以下の性能を測定した。

- 増幅率
- 一様性
- photon counting
- 磁場特性

ゲインが 10^3 から 10^4 と小さいのが欠点であるが、高利得のアンプと組み合わせれば問題なく使用できる。また、 PMT と違って、 HPD のゲインは印加電圧に比例するので調整が行ない易い。 この直線性は磁場中でも失われていので取り扱いやすい。
一様性、分解能は PMT に比べて非常に優れているのでタイル / ファイバー型カロリメータの読み出しに使用するのに適しているといえる。

5.2 HPD の改良点

測定した HPD では本来期待される増幅過程以外に加速された光電子がシリコン上で後方散乱される過程が存在する。このような過程からの出力が占める割合が比較的大きいので HPD の長所である簡潔さが失われている。電子の後方散乱によるエネルギーのばらつきは PIN ダイオードの面積を小さくすれば減らすことが出来る。大面積の PIN ダイオードを 100 μm 間隔でピクセル化した HPD で、図 ?? のピークの底にある連続部分が著しく減少し、非常に良い分解能を得ることが出来たとある [?]。しかしながらマルチピクセル化においてはやはり問題になってくる。

四つの HPD にすべて磁性体用いられていた。浜松ホトニクス社製の HPD のチューブにはコバール金属という磁性体を使用している。この合金は光電面のガラスとの相性がよいので、ガス洩れなどが起こり難く、真空度の長期安定性に優れているため一般の PMT に広く使われている。しかし磁場中で取り扱うには磁性体がなく、しかも真空度や強度を損なわない検出器が望まれる。このような材質的な面からもさらなる改良が必要である。

5.3 今後の展望

以上の測定結果から JLC カロリメータの光検出器としての HPD への期待はさらに高まったと思われる。現在、 JLC カロリメータはいろいろな R&D の結果、タイル / ファイバー型が考案されている。図 ?? にあるようにシンチレーション光をファイバーで導いているので検出器の磁場に対する設置角度にはある程度の自由度があり、また十分な光量が得られるであれば洩れ磁場のないところに光検出器を設置することも可能である。しかし、磁場中での使用可能性だけでなく、コンパクトであること、分解能にすぐれているという点から考えても HPD の有用性は高い。今後は商用としてある HPD の性能を評価するにとどまらず、我々の要請に合う HPD を開発すること、またそれに適した高ゲインのアンプを選択することも重要である。

A　電子の後方散乱

電子が物質を通過する際に、入射粒子の電場と原子核の電場との相互作用によって進行方向を変える。これを電磁散乱という。電子の電磁散乱の確率は荷電粒子共通の式 (1) で与えられる。この公式は Rutherford の散乱公式として知られている。質量 M、電荷 ze、速度 v の粒子が原子番号 Z の原子によって。進行方向と θ、 $\theta + d\theta$ の間の立体角 $(2\pi \sin\theta d\theta)$ に散乱される確率は

$$p(\theta)d\theta = \frac{2\pi e^4 z^2 Z^2}{4M^2 v^4 \sin^4(\theta/2)} \sin\theta d\theta \tag{9}$$

となる。このように散乱を n 回の散乱 (多重散乱) を受けた後の方向 Θ の二乗平均は

$$\Theta^2 = \sum_{i=1}^{n} \bar{\theta}_i^2$$

となる。このうち Θ が 90 度以上のものは後方散乱と呼ばれ、特に低エネルギーの電子の場合には重要となってくる。

10keV–100keV の低エネルギーの電子が受ける後方散乱については様々な実験がなされている [?, ?]。散乱確率 η は入射電子のエネルギー (E_0)、入射角度 α、標的物質の原子番号 Z の関数である。様々な原子番号 Z の標的物質に電子が垂直に入射した場合の散乱確率が測定されている。図 1は様々な Z の標的に電子のエネルギー E_0 を変えて入射した際の散乱確率を示している。散乱確率の Z 依存性は電子と標的物質の原子間の二つの相互作用によって引き起こされる。一つは弾性散乱（入射の際のエネルギーを失うことなく散乱される）であり、式 1から分かるように、前方への散乱確率が大きい。またもう一つは準弾性散乱であり、この過程では著しい角度の偏向はない。弾性散乱は Z 依存性が大きい。一方準弾性散乱は Z 依存性がわずかしかないので重い原子ほど散乱確率 η は大きくなる。

また、入射角度 α への依存性があり、図 2は 25keV の電子が様々な原子番号 Z に入射した際の散乱確率 η の入射角度依存性を測定した結果である。入射角度 α が大きいほど散乱確率 η は大きくなっている。これは弾性散乱確率が前方に鋭いピークを持つためであると考えられる。標的物質の表面から小さい角度をもって出てくることができるので、後方散乱の確率は垂直入射時よりも大きくなる。

散乱確率 η の入射角度 α 依存性を表す式とし、以下が挙げられる。

$$\eta_\alpha = \eta_0 \exp \gamma l(1 - \cos\alpha) \tag{10}$$

これは Bruining (1938) によるもので、 10keV 以下のエネルギーでの実験値に非常によい一致を示している。ここで η_0 は垂直入射時の散乱確率であり、 γ は吸収係数、 l は拡散距離である。また γl は任意の係数であり、 Seidel (1973) らの 10keV 以上のエネルギーにおける実験値に適応させると、

$$\gamma l = -\eta_0 - 0.119$$

と表すことができ、式 (2) に代入して

$$\eta_\alpha = B(\eta_0/B)^{\cos\alpha} \tag{11}$$

ここで実験値との χ^2 フィットから $B = 0.891$ の時に最良値を与える。

図 3は 30 keV の電子を入射した際の 135 度の散乱角度におけるエネルギースペクトラムを表したものである。横軸は散乱された電子のエネルギー E を入射エネルギー E_0 で規格化した値、縦軸は全散乱角度における散乱確率 η の積分値である。

また散乱角度が小さい程、エネルギーを失う前に散乱される確率は大きい。よってエネルギースペクトラムは $E/E_0 = 1$ の近くに鋭いピークをもつ。しかしながら散乱角度が小さいほど標的物質の表面に到達するまでの距離が長く、その結果吸収される割合は大きい。低角度において弾性散乱われる確率が大きいにも関わらず、全体の後方散乱に占める割合は小さい。実験値から 135 度に後方散乱された電子の寄与が

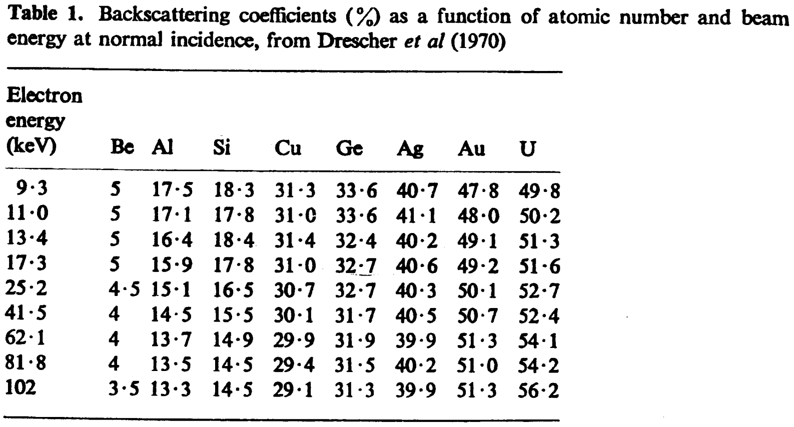

Table 1. Backscattering coefficients (%) as a function of atomic number and beam energy at normal incidence, from Drescher *et al* (1970)

Electron energy (keV)	Be	Al	Si	Cu	Ge	Ag	Au	U
9·3	5	17·5	18·3	31·3	33·6	40·7	47·8	49·8
11·0	5	17·1	17·8	31·0	33·6	41·1	48·0	50·2
13·4	5	16·4	18·4	31·4	32·4	40·2	49·1	51·3
17·3	5	15·9	17·8	31·0	32·7	40·6	49·2	51·6
25·2	4·5	15·1	16·5	30·7	32·7	40·3	50·1	52·7
41·5	4	14·5	15·5	30·1	31·7	40·5	50·7	52·4
62·1	4	13·7	14·9	29·9	31·9	39·9	51·3	54·1
81·8	4	13·5	14·5	29·4	31·5	40·2	51·0	54·2
102	3·5	13·3	14·5	29·1	31·3	39·9	51·3	56·2

図 47: ある原子番号 Z とエネルギーに対する電子の後方散乱される確率。これは Drescher らの測定結果 (1970) である。

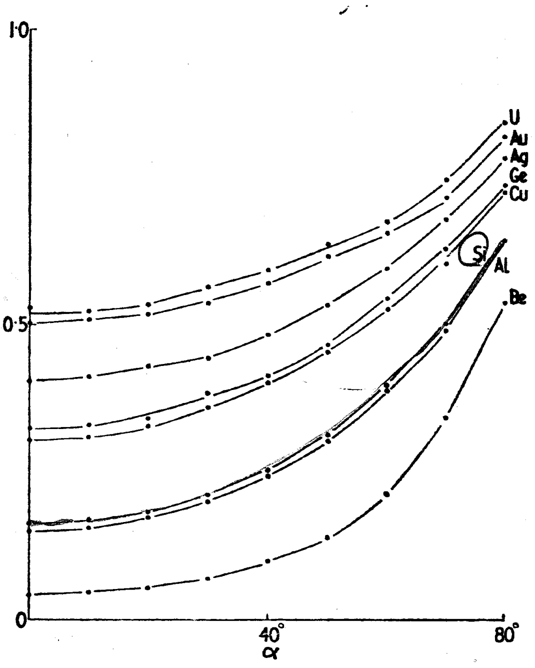

Figure 3. Backscattering coefficient at 25 keV as a function of angle of incidence from Drescher *et al* (1970).

図 48: 散乱確率 η の入射角度 α に対する依存性。25 keV の電子を様々な原子番号 Z の標的に入射させた場合の測定結果である。(Drescher *et al.*)

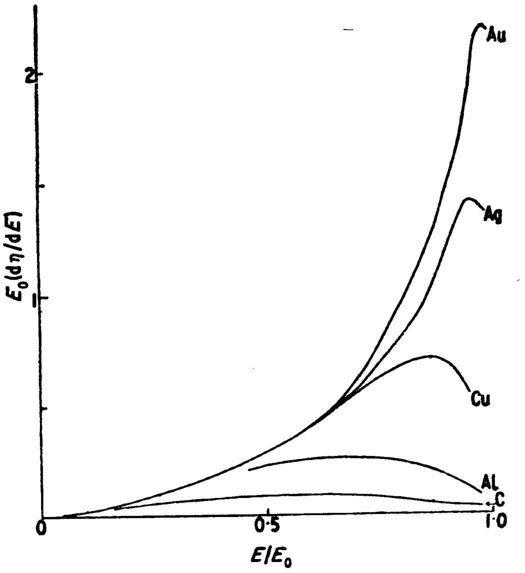

Figure 5. **Energy spectra of backscattered electrons at normal incidence, integrated over take-off angles, at 30 keV from Darlington (1971).**

図 49: 30keV の電子を垂直に入射した際のエネルギースペクトラム。横軸は散乱電子のエネルギーを入射エネルギーで規格化したもので縦軸は全散乱角度に渡って積分した値を示す。 Dalington (1971) らによる測定結果。

最も大きい。また原子番号 Z が小さいほど弾性散乱の確率は小さいので、散乱された電子のエネルギーは一様に分布する傾向にある。

光電子がエネルギー E、角度 α でフォトダイオードに入射し、後方散乱された場合は以下のパラメータを用いた。散乱時の速度を初速度として電子のサイクロイド運動から再度フォトダイオードに入射する位置を計算し、再度フォトダイオード上で検出される割合を求めた。 HPD のシミュレーションには垂直入射時には η_0=18 % とし入射角度が 0 度でない場合には式 (3) を用いた。散乱された電子のエネルギースペクトラムは図3のアルミ (原子番号 Z=13) での測定結果から一様であると近似した。散乱角度に対する制限は物質中での拡散距離と吸収長から原子番号 Z に依存し後方 2θ の立体角内に散乱される。この ϕ と Z には以下の関係式が成り立っている [?]。

$$\cos\phi = \frac{1}{40/7Z - 1}$$

よって HPD のゲインのシミュレーションでは後方散乱された光電子は 134 度以上の大角度に一様分布するとして計算を行なったている。

謝辞

本研究を進めるにあたり、適切な御指導及び御助言を与えて下さいました武田 廣先生、野崎 光昭先生、川越 清以先生に深く感謝致します。また、HPD性能評価するにあたって測定技術等に関して数々の助言をいただいた高エネルギー物理学研究所の藤井 芳昭さんに深く感謝致します。また、HPDの磁場特性の測定に御協力下さった横山 千秋先生、筑波大学の原和彦先生、鈴木隆史さん、信州大学の戸枝武明さんを始めとするJLCグループの皆様、論文を書くにあたって助言をして下さった石井 恒次さん、中村 勇さんはじめ高エネルギー研究室の皆様に深く感謝致します。

参考文献

[1] 平成 8 年度科学研究費補助金（基盤研究 A）研究成果報告書 1997 年 2 月

[2] E. Barberio *et al.*, DESY97-100

[3] "Search for the S.M. Higgs boson at LEP" presented at the International Europhysiscs Conference on High Energy Physics, 19-26 Aug. 1997, Jerusalem, Israel

[4] F. Abe *et al.*, hep-ex/9801014

[5] R. Wigmans, CERN-PPE/91-205(1991).

[6] K. Ishii *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.***A385**(1998) 215.

[7] D.Acosta *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.***A308**(1991) 481.

[8] Y. Fujii *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.***A368**(1997) 71.

[9] NSPB 520S,

[10] Particle Data Book

[11] C. D'Ambrosio *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) 389.

[12] L. Waldron et al, Nucl. Instr. Meth. A387 (1997) 113.

[13] R. DeSalvo *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.***A315**(1992) 375.

[14] S. Basa *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.***A330**(1993) 93.

[15] H. Arnaudon *et al.*, , *Nucl. Instr. and Meth.***A324**(1994) 558.

[16] E. Bosato et al., Nucl. Instr. Meth. A387 (1997) 97.

[17] P. Cushman et al., Nucl. Instr. Meth. A387 (1997) 107.

[18] L. Waldron et al., Nucl. Instr. Meth. A387 (1997) 113.

[19] T. Gys *et al..*, *Nucl. Instr. and Meth.***A387**(1997) 131.

[20] E.H. Darlington, J. Phys. D., 8 (1974) 85

[21] C. D'Ambrosio et al., Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) 389.

[22] D. Websdale, Nucl. Instr. Meth. A387 (1997) 117.

[23] E. Chesi et al., Nucl. Instr. Meth. A387 (1997) 122.

[24] E.H. Darlington, J. Phys. D., 5 (1972) 1968

[25] G. D. Archard, J. Appl. Phys. 32 (1961) 1505.

表一覧

図一覧