2001年度 卒業論文

ホトダイオードを用いた半導体検出器の基礎特性の研究

奈良女子大学
理学部物理科学科
楫　登紀子　松田　佳子

目 次

第 1 章　Introductioon **1**
1.1　実験の目的 1

第 2 章　放射線測定の原理 **3**
2.1　荷電粒子の検出 3
2.1.1　エネルギー損失 3
2.2　γ 線の検出 5
2.2.1　光電効果 6
2.2.2　コンプトン散乱 7
2.2.3　電子対創生 8

第 3 章　半導体検出器の特性 **11**
3.1　基本的な半導体の性質 11
3.1.1　エネルギーバンド構造 11
3.1.2　半導体での電荷キャリアー 13
3.1.3　真性の電荷キャリアーの密度 13
3.1.4　不純物を加えられた半導体 14
3.2　半導体検出器 16
3.2.1　np 半導体接合 16
3.2.2　空乏層の厚さ 16
3.2.3　接合の静電容量 19
3.2.4　逆バイアス接合 19

第 4 章　実験準備 **21**
4.1　実験装置の概要 21
4.1.1　検出器 21
4.1.2　ホトダイオード 23
4.1.3　Pre-Amp 24

4.2 テストパルスによる動作チェック 27
4.2.1 Pre-Amp の線形性 27
4.2.2 逆バイアス 35

第 5 章 放射線源を用いた測定 39
5.1 線源 39
5.2 Am の測定 40
5.2.1 セットアップ 40
5.2.2 threshold の決定 42
5.2.3 shapingtime の決定 45

第 6 章 測定の解析 51
6.1 ADC count と electron 数の変換 51
6.2 ノイズの解析 56
6.2.1 Pre-Amp の原理的ノイズ 56
6.2.2 Am の測定でのノイズの解析 59
6.2.3 本実験装置全体でのノイズの解析 60

第 7 章 まとめ 63

第1章　Introductioon

1.1　実験の目的

　高エネルギー物理学は、物質を構成している素粒子の存在や性質を探求し、自然界の根本的法則を解明する学問である。そのため高エネルギー実験では粒子の運動量 や質量を精度良く計測できる検出器が要求される。今回ホトダイオードを用いて半導体検出器を製作し、その特性について調べる。

第2章　放射線測定の原理

素粒子を測定するためには、その粒子が物質中を通過する時にその物質を構成している原子(分子)、原子核と相互作用することを利用している。その相互作用は荷電粒子と γ 線のような荷電粒子でないものの 2 つに分けることができる。この章ではそれぞれについて述べていく。

2.1　荷電粒子の検出

2.1.1　エネルギー損失

物質を通過した荷電粒子の進行の過程は次の 5 つである。
1) 物質の原子の電子の非弾性衝突
2) 原子核からの弾性散乱
3)Cherenkov radiation の放射
4) 原子核反応
5) 制動放射
3),4),5) は極めてまれなので、Cherenkov radiation を例外として無視できる。
これらの結果の特徴
(a) 粒子によるエネルギー損失
(b) 入射角からの粒子のそれ
エネルギー損失は阻止能または $\frac{dE}{dx}$ とよばれる。この量は古典論でボーアにより計算され、のちにブロッホや他の人により量子力学で計算された。物質 1 g/cm^2 通過するときエネルギー損失は Bethe-Bloch の式によって次のように与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2piN_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z^2}{A}\frac{z^2}{\beta^2}[ln(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}] \quad (2.1)$$

ここで、

I: 電離ポテンシャル

v: 入射荷電粒子の速度

z: 入射荷電粒子の電荷

N_a**:** アボガド ロ数 $=6.022 \times 10^{23} mol^{-1}$

Z: 物質の原子番号

A: 物質の原子量

m_e**:** 電子の質量

r_e**:** 古典的電子の半径$=2.817 \times 10^{-13} cm$

ρ**:** 物質の密度

β**:** 入射荷電粒子の $\frac{v}{c}$

γ**:** $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

δ**:** 密度の修正

C: shell の修正

W_{max}**: 1** 回の衝突でのエネルギーの移動の最大値

$\frac{dE}{dx}$ のエネルギー依存の例は図 2.1 に見られる。それはいくつかの粒子について、運動エネルギーの関数として Bethe-Bloch 公式を描く。

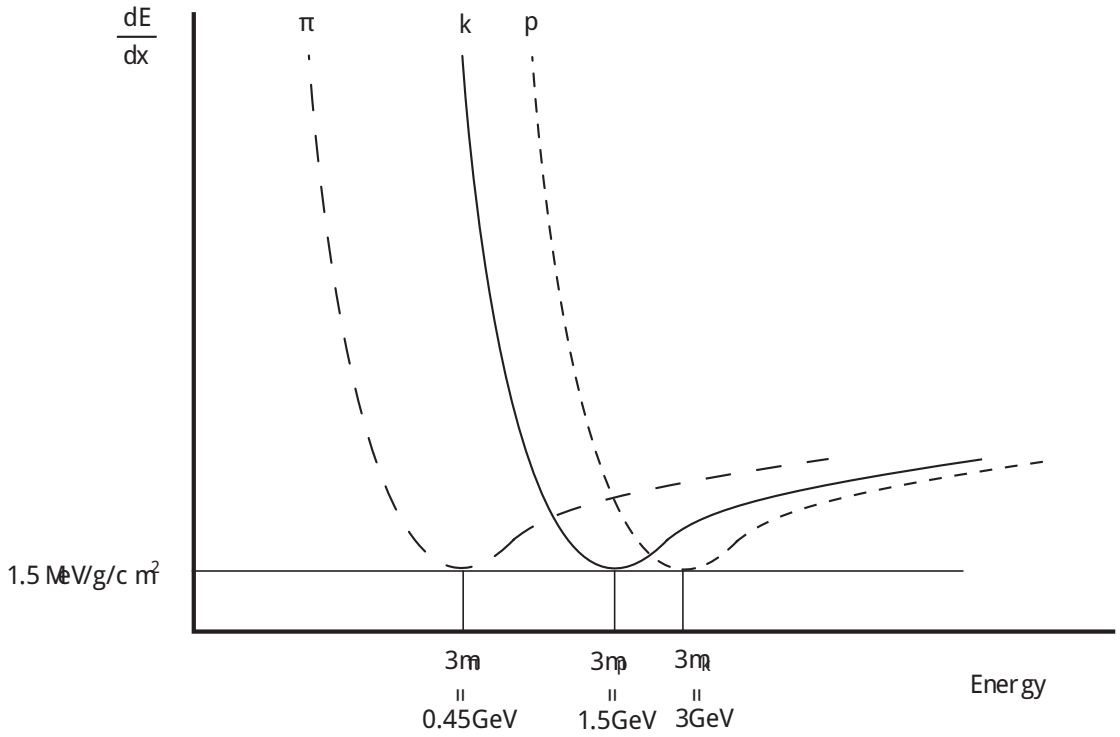


図 2.1: ionizing energy vs -$\frac{dE}{dx}$

非相対論的エネルギーでは、$\frac{dE}{dx}$ は $\frac{1}{\beta^2}$ に比例して減少している。$\frac{dE}{dx}$ が最小になるときのエネルギー損失は、すべての同じ電荷の粒子でほとんど同じで、この値は minimum ionizing energy として知られている。

2.2 γ 線の検出

物質の光子のふるまい (X 線と γ 線の場合) は、荷電粒子のふるまいとは劇的に違っている。特に光子のように電荷を持っていないものは、原子の電子との非弾性衝突は不可能である。その代わりとして、物質での X 線と γ 線の主な相互作用は次の 3 つである。

1) 光電効果

2) コンプトン散乱
3) 電子対創生
これらの反応は X 線と γ 線の 2 つの主な質的な特徴を説明する。
(a)X 線と γ 線は、荷電粒子よりも何倍も物質に浸透する。
(b) 光子のビームは、強さが減少するだけで、それが物質を通り抜けるためのエネルギーはかわらない。
(a) は、相対的に非弾性衝突の断面積に対して、この 3 つの過程の断面積がとても小さいためである。
(b) は吸収作用と分散作用によるビームからの光子を取り除くことによる、3 つの過程の結果である。それゆえ、光子は最初のエネルギーを保っているが、相互作用をすることにより総計は減っている。

2.2.1　光電効果

光電効果は、原子の電子を放出することに続いて、原子の電子が光子を吸収する。それゆえ、放出される電子のエネルギーは

$$E = h\nu - B.E. \tag{2.2}$$

B.E. は、電子の結合エネルギー

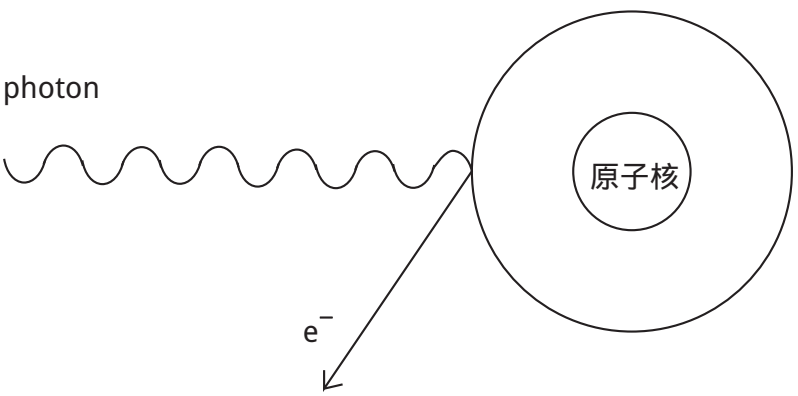


図 2.2: 光電効果

自由な電子は光子を吸収できず、また運動量を保存できないので光電効果はいつも核の束縛電子で起る。

断面積はボルン近似を使って計算できる。
K 殻について,1 原子あたり

$$\Phi_{photo} = 4\alpha\sqrt{2}Z^5\phi_0(m_e c^2/h\nu)^7/2 \tag{2.3}$$

$$\phi_0 = 8\pi {r_e}^2/3 = 6.651 \times 10^{-25}(cm_2) \tag{2.4}$$

$$\alpha = 1/137 \tag{2.5}$$

この式より、断面積は原子数 Z の 5 乗に比例する。Z が大きい方が断面積が大きくなり、光電効果が起りやすくそれは γ 線検出器を選ぶときに重要な考慮すべきことである。

2.2.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱は光子と自由電子による散乱である。もちろん電子は数 keV のエネルギーで束縛されているが、光子のエネルギーが高いので束縛エネルギーは無視でき、電子は本質的に自由であると考えられる。

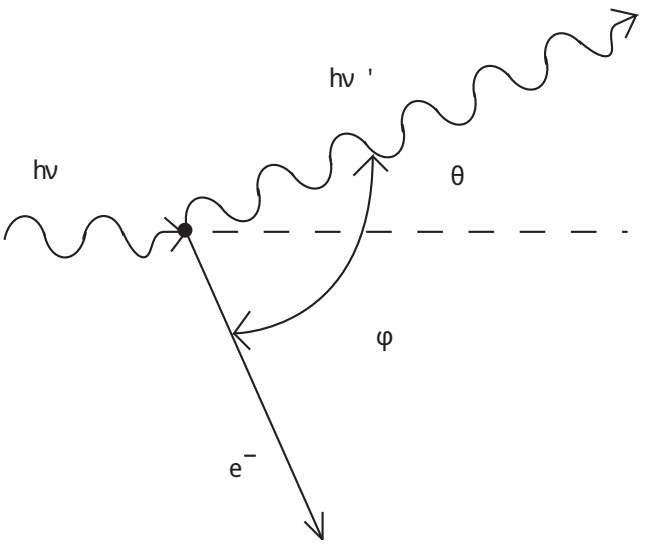


図 2.3: コンプトン散乱

エネルギーと運動量の保存を適用すると、次の関係が得られる。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - cos\theta)} \tag{2.6}$$

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - cos\theta)}{1 + \gamma(1 - cos\theta)} \tag{2.7}$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \tag{2.8}$$

2.2.3　電子対創生

電子対創生は、光子 (1.022MeV 以上) が原子核と相互作用して、電子と陽電子の対を生成することである。

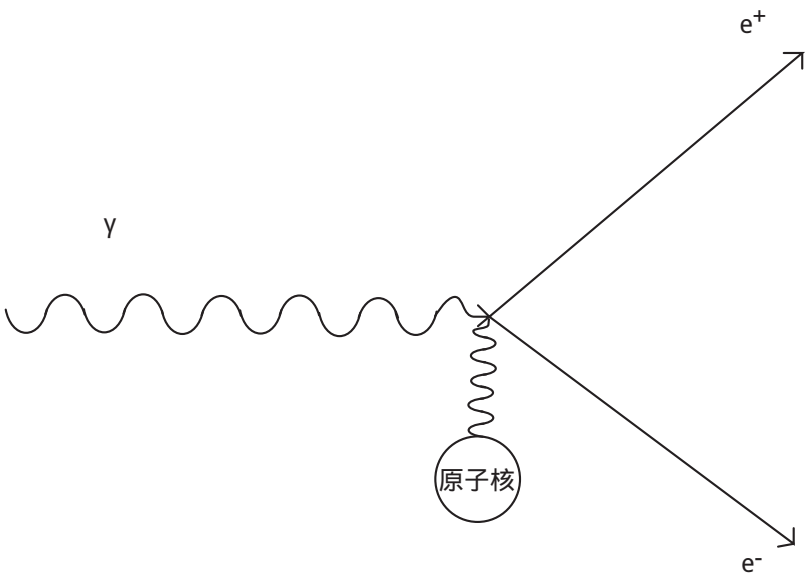


図 2.4: 電子対創生

本実験で用いる Si での主要効果は、

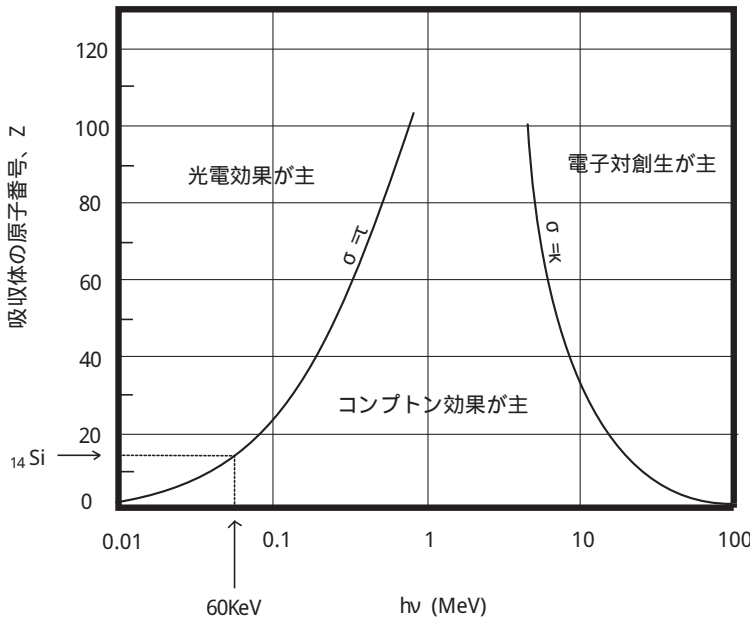


図 2.5: γ 線のエネルギーに対する主要効果の相対的重要さ

よって、グラフより光電効果とコンプトン散乱が主であることがわかる。

第3章　半導体検出器の特性

この章では、簡単に半導体の基本的な性質と放射線検出器としてそれらを使うために重要な電気的な特性を述べる。

3.1　基本的な半導体の性質

3.1.1　エネルギーバンド構造

半導体は、透明な物質でそれらの外部の殻の原子レベルはエネルギーバンド構造を見せる。
エネルギーバンドは、接近して一定の間隔に置かれたたくさんの不連続なレベルの領域で、連続体と考えられている。図により荷電子帯、エネルギーギャップ、伝導帯からなる基礎の構成を図解する。導体と絶縁帯のバンド配置も比較する。

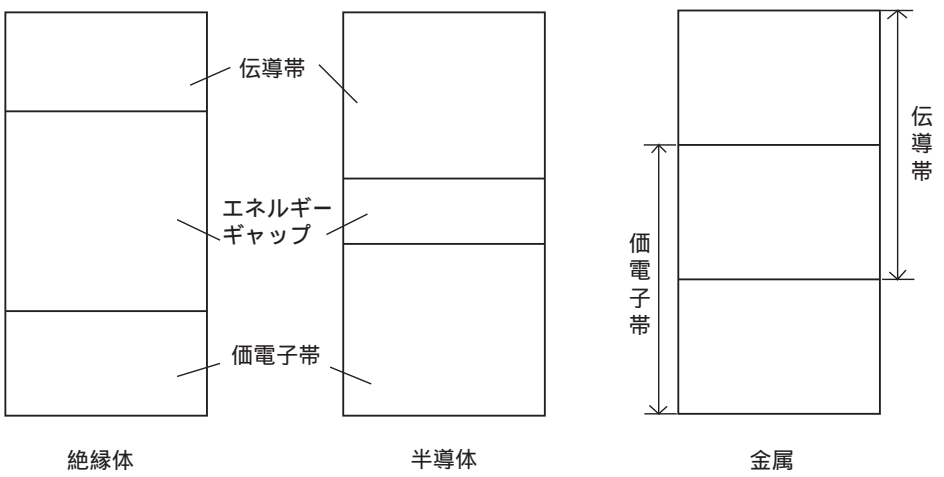


図 3.1: エネルギーバンド構造

伝導帯：電子は、それらの親原子から分離され、結晶全体を自由に動き回る。

荷電子帯：電子は、しっかり束縛されている。

エネルギーギャップ：伝導帯と荷電子帯の間のエネルギーの幅。

使えるエネルギーレベルはない。

導体ではエネルギーギャップは存在しない。一方、絶縁体ではエネルギーギャップは大きい。
導体はギャップがないので、熱的に励起した電子は、結晶の中を自由に動き回れる伝導帯に簡単にジャンプできる。よって、電界が加えられると電流が流れる。
絶縁体は、常温ではギャップを横切って電子が励起するためには熱のエネルギーが不十分であるので電子はすべて荷電子帯のなかにある。よって、電界が加えられるとき、結晶を通って電子の運動はなく、電流は流れない。
半導体は、エネルギーギャップはいくつかの電子が熱のエネルギーによって伝導帯の中に励起されるので大きさは (導体と絶縁体の) 中間である。よって、電界が加えられると小さい電流が観測される。

3.1.2 半導体での電荷キャリアー

0K で、半導体の最も低いエネルギー状態では、荷電子帯での電子はすべて格子状の原子の間に共有結合している。

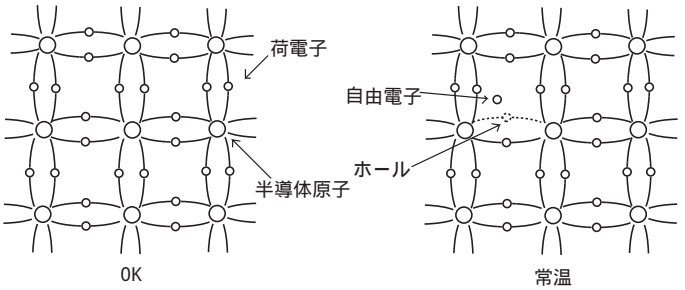


図 3.2: シリコンの共有結合

シリコンもゲルマニウムも 4 つの共有結合を形作るので 4 つの荷電子をもっている。しかしながら常温で熱のエネルギーは伝導帯の中へ荷電子を励起させ、荷電子帯にホールを残す。ホールの隣りの電子はホールに移動する。この繰り返しによってホールが結晶を通り抜けて動いているように見える。ホールは正の電荷キャリアーみたいにふるまい、結晶を通り抜ける動作は、電気の電流を構成する。
半導体では電気の電荷は伝導帯での自由電子の動きと、荷電子帯でのホールの動きの 2 つの根源から生ずる。

3.1.3 真性の電荷キャリアーの密度

半導体では電子とホールのペアは、熱のエネルギーによって絶えず生み出されている。同時に、再結合する電子とホールがある程度ある。一定の状態の下で、電子とホールのペアの密度の平衡は確立される。もし、n_i を電子 (またはホール) の密度、T を温度とするなら

$$n_i = \sqrt{N_c N_v}\exp(\frac{-E_g}{2kT} = AT^{\frac{3}{2}}\exp(\frac{-E_g}{2kT}) \tag{3.1}$$

N_c:伝導帯での状態の数

N_v:荷電子帯での状態の数

E_g**:0K でのエネルギーギャップ**

k:ボルツマン定数

N_c と N_v は、Fermi-Dirac 統計から計算でき、各々$T^{\frac{3}{2}}$ で変動する。
N_i は常温でシリコン : $1.5 \times 10^{10}/cm^3$、ゲルマニウム : $2.5 \times^1 013/cm^3$ である。

3.1.4　不純物を加えられた半導体

純粋な半導体の結晶の中にはホールと同数の電子が伝導帯の中に存在する。この均衡は 1 つ多いか、1 つ少ない原子価の電子を外の原子殻に持つものを不純原子として導入することによって変化させることができる。シリコンとゲルマニウムは 4 価なので、これは 5 価の原子か 3 価の原子どちらかを意味する。

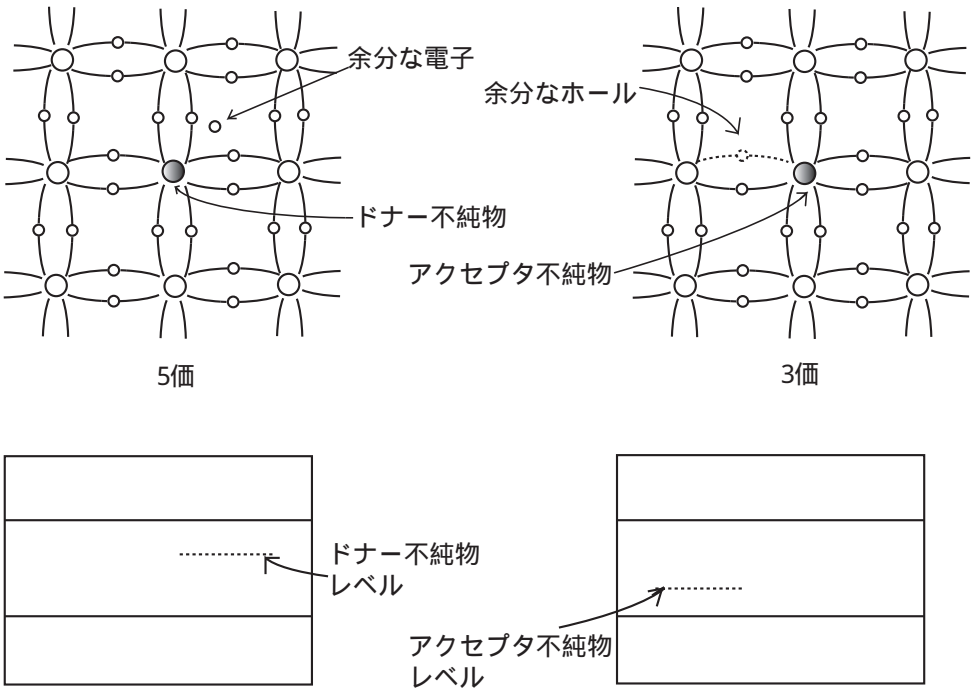


図 3.3: エネルギーレベル

不純物が 5 価なら、4 つの手にフィットしないので余分な電子が 1 つ残る。

この電子は不連続なエネルギーレベルにある。このレベルは伝導帯の近くで、シリコンで 0.05eV、ゲルマニウムで 0.01eV のところにある。それゆえ、常温ではこの電子は簡単に伝導帯に励起する。このことにより、半導体の伝導率が増す。このようにドナー不純物を加えられた半導体は n-型半導体と呼ばれている。
不純物が 3 価なら、4 つの手にフィットしないので余分なホールができる。このホールは不連続なエネルギーレベルにある。このレベルは荷電子帯の近くにある。それゆえ、荷電子帯の電子は簡単にこのレベル励起し、荷電子帯に余分なホールを残す。このようにアクセプタ不純物を加えられた半導体は p-型半導体として呼ばれている。
不純物の種類にかかわらず、電子とホールの密度は熱平衡状態のとき単純な質量作用法則に従う。n が電子の密度、p がホールの密度とすると、それらの積は

$$np = n_i^2 = AT^3 \exp(\frac{-E_g}{kT}) \tag{3.2}$$

n_i は不純物がないときの電荷密度
半導体は中性だから正と負の電荷密度は等しくなければならない。

$$N_D + p = N_A + n \tag{3.3}$$

ここで N_D と N_A はドナーとアクセプタの密度である。
n-型では、N_A=0 、$n \gg p$、電子の密度は、

$$n \simeq N_D \tag{3.4}$$

そのときのキャリアー密度は

$$p \simeq \frac{n_i^2}{N_D} \tag{3.5}$$

n-型物質の伝導性もしくは抵抗率は

$$\frac{1}{\rho} = \sigma \simeq eN_D\mu_e \tag{3.6}$$

同様にして、p-型も得られる。

3.2　半導体検出器

3.2.1　np 半導体接合

すべての半導体検出器は半導体接合の形態に頼っている。単純な配置は p-型半導体と n-型半導体の並列によって形作られる。それは p-n 接合という。p-n 接合の形態は 2 つの物質の間のインターフェースのつながっている部分で形成さる。2 つの物質の間の、電子とホールの電荷密度の違いによって、ホールは n-地帯へ向けて拡散し、電子は p-地帯へ向けて拡散する。したがって、拡散電子は p-地帯のホールを満たし、拡散しているホールは n-地帯の電子を捕まえる。最初は n も p も中性だったので、この再結合により p-地帯は余分な電子を注入されるから、n-地帯が正になり、p-地帯は負になる。これは接合を横切る電場の勾配をつくる。電場のために、接合を横切ってポテンシャルの違いができ、この差を接触ポテンシャルという。
変化ポテンシャルの地帯は空乏層として知られる。特別な特性として、作られたもしくはこの地帯に入った電子やホールは電場によって押し出されるので、自由に動く電荷キャリアーは存在しない。イオン化した放射線が、この地帯に入ることは電子とホールのペアを解放し、その時電場によって押し出される。この空乏層の特性は、放射線検出にとって魅力的である。

3.2.2　空乏層の厚さ

空乏層の幅は一般に小さく、n と p の不純物の個数密度に依存する。空乏層での電荷密度の分布 $\rho(x)$ がわかっているならポアソン方程式より計算できる。

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \tag{3.7}$$

ε :誘電率
簡単のため空乏層での一様な電荷分布を仮定する。
x_n を n 側の空乏層の範囲とし、x_p を p 側の範囲とする。

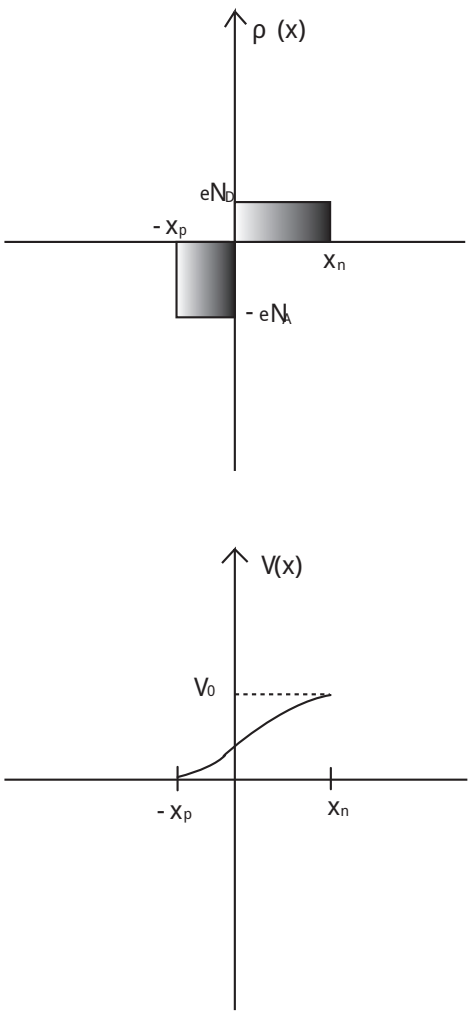


図 3.4: n-p 接合の空乏層の計算の模型

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & 0 < x < x_n \\ -eN_A & -x_p < x < 0 \end{cases} \tag{3.8}$$

e:電子の電荷

N_D:ドナーの密度

N_A:アクセプタの密度

総電荷は保存されるので、

$$N_A x_p = N_D x_n \tag{3.9}$$

今、(3.7) を 1 回積分すると、

$$\frac{dV}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon}x + C_n & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\varepsilon}x + C_p & -x_p < x < 0 \end{cases} \tag{3.10}$$

C_n と C_p は積分定数
$x = x_n$ と $x = -x_p$ で $\frac{dV}{dx} = 0$ より

$$\frac{dV}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon}(x - x_n) & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\varepsilon}(x + x_p) & -x_p < x < 0 \end{cases} \tag{3.11}$$

これをもう 1 回積分して、電場の強さを求めると、

$$V_x = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon}(\frac{x^2}{2} - x_n x) + C & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\varepsilon}(\frac{x^2}{2} + x_p x) + C' & -x_p < x < 0 \end{cases} \tag{3.12}$$

2 つの解は、$x = 0$ でつながるので、$C = C'$ は明らかである。$x = x_n$ で接触電位は、$V(x) = V_0$ のとき、

$$V_0 = \frac{eN_D}{2\varepsilon}{x_n}^2 + C \tag{3.13}$$

p 側でも同様に、$x = -x_p$ で $V = 0$ より、

$$0 = -\frac{eN_A}{2\varepsilon}{x_D}^2 + C \tag{3.14}$$

この 2 式より、

$$V_0 = \frac{e}{2\varepsilon}(N_D {x_n}^2 + N_A {x_p}^2) \tag{3.15}$$

(3.9) より、

$$x_n = (\frac{2\varepsilon V_0}{eN_D(1 + N_D/N_A)})^{1/2}, x_p = (\frac{2\varepsilon V_0}{eN_A(1 + N_A/N_D)})^{1/2} \tag{3.16}$$

(3.16) から、もし 1 つの側がもう一方より、より多量に不純物をくわえられているときには、わかる。その場合、空乏層は不純物が少ない方、が長い。
例えば高い抵抗の n 型シリコンで $V_0 = 1$ のとき、$\rho \sim 20k\Omega cm$ の値をとると、厚さは $d \simeq 75\mu m$ となり、とても小さいものである。

3.2.3 接合の静電容量

空乏層は接合が検出器として使われるとき、ノイズの特性に影響するある容量を持つ。平行平板のコンデンサーのとき静電容量は、

$$C = \varepsilon \frac{A}{d} \tag{3.17}$$

A:空乏層の面積
d:空乏層の幅

3.2.4 逆バイアス接合

これまでに述べてきた特徴より、p-n 接合は検出器のように働くが、固有の電場は不十分であり、空乏層の厚さは最低のエネルギーの粒子しか検出しない。ノイズは静電容量に比例するので、空乏層を大きくすることはシグナルをつかまえるためにもノイズを減らすためにも有効である。それは逆バイアス電圧を接合にかけることにより実現する。
この電圧はホールを接合から p-地帯に引きつけ、空乏層を広げる。より高い電圧はよりシグナルを捕まえることができる。しかし、高い電圧をかけすぎると接合は壊れ電気を通してしまう。

第4章　実験準備

4.1　実験装置の概要

4.1.1　検出器

半導体検出器は、検出部(ホトダイオード)と、前置増幅器(Pre-Amp)からなっている。今回製作した検出器の回路図を以下に示す。

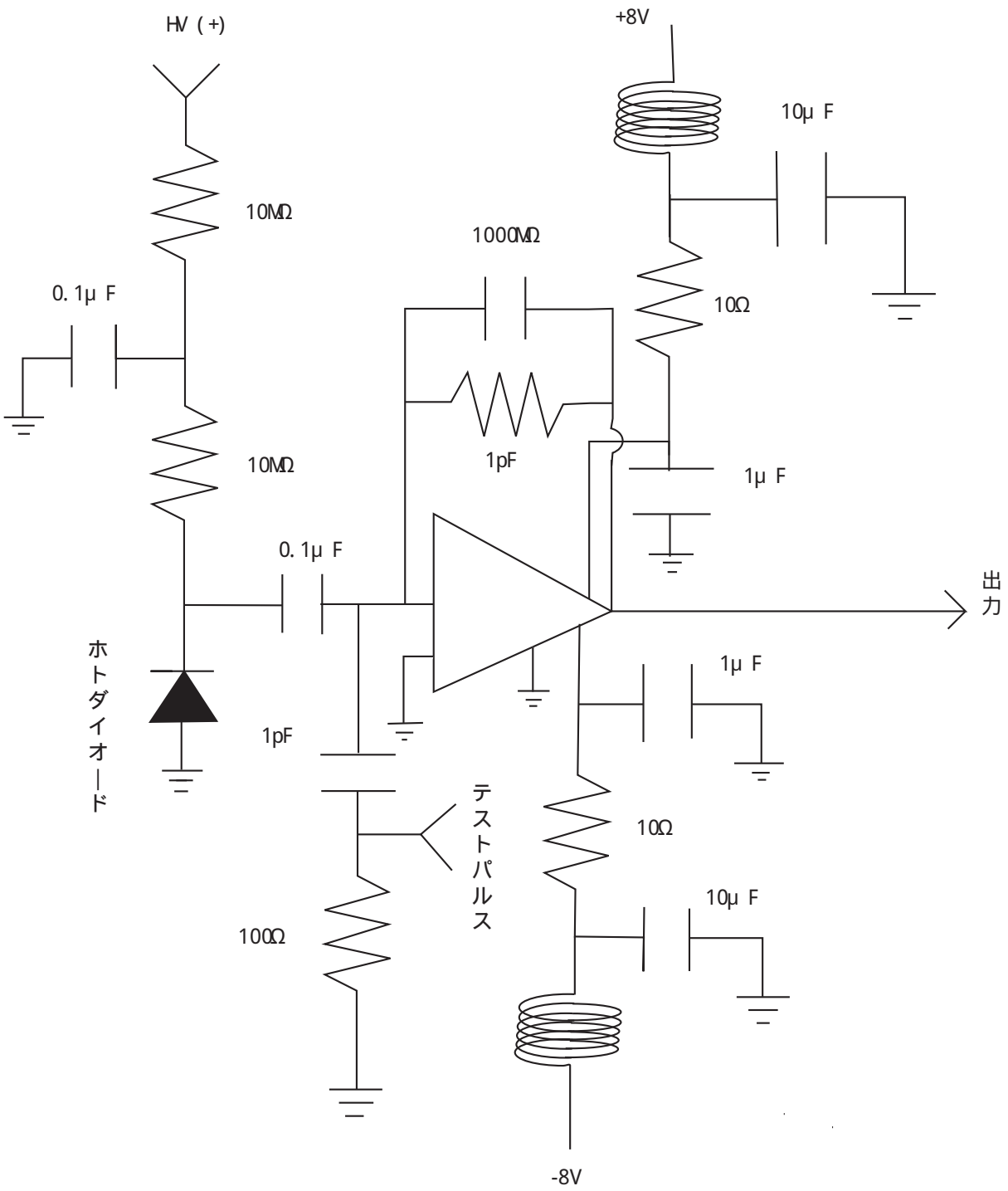


図 4.1: Pre-Amp の回路図

4.1.2 ホトダイオード

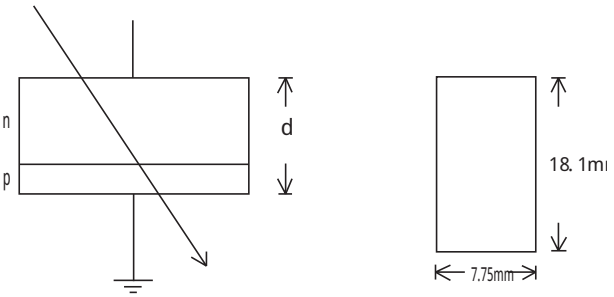


図 4.2: ホトダイオード (Si)

Si ホトダイオードに荷電粒子が通過したときのエネルギー損失を求める。

$$\Delta E = \frac{dE}{dX} dA \tag{4.1}$$

$\frac{dE}{dX} = 1.5(MeV/g/cm^2)$

$d = 200(\mu m)$

$A = 2.33(g/cm^3)$: **Si の密度**

したがって、ΔE は、

$$\Delta E = 1.5 \times 200 \times 10^{-6} \times 2.33 = 6.99 \times 10^{-2}(MeV) \simeq 70(KeV) \tag{4.2}$$

生成される電子とホールのペアの数 n_e は、

$$n_e = \frac{\Delta E}{W} \tag{4.3}$$

W:Si での電子とホールのペア生成の平均エネルギー

表 4.1: Si と Ge の $0K, 300K$ のときの W

	Si	Ge
300K	3.62eV	-
77K	3.81eV	2.96eV

常温なので、$W = 3.6(eV)$ として、

$$n_e = \frac{70 \times 10^3}{3.6} \simeq 1.9 \times 10^4(\text{個}) \tag{4.4}$$

信号の電荷 Q は、

$$Q = e\frac{\Delta E}{W} = en_eQ = 1.6 \times 10^{-19} \times \frac{70 \times 10^3}{3.6} \simeq 3.1 \times 10^{-15}(C) \tag{4.5}$$

4.1.3 Pre-Amp

Pre-Amp(前置増幅器) の基本的な機能は、検出器からの弱い信号を増幅し後続の設備に送ることである。Pre-Amp は検出器の最も近くに設置され、低ノイズ、線形性、安定性が要求される。Pre-Amp には、次の 3 つの型がある。

1.voltage sensitive (電圧増幅器)
2.current sensitive (電流増幅器)
3.charge sensitive (電荷増幅器)

なお、半導体検出器には電荷増幅型が適している。

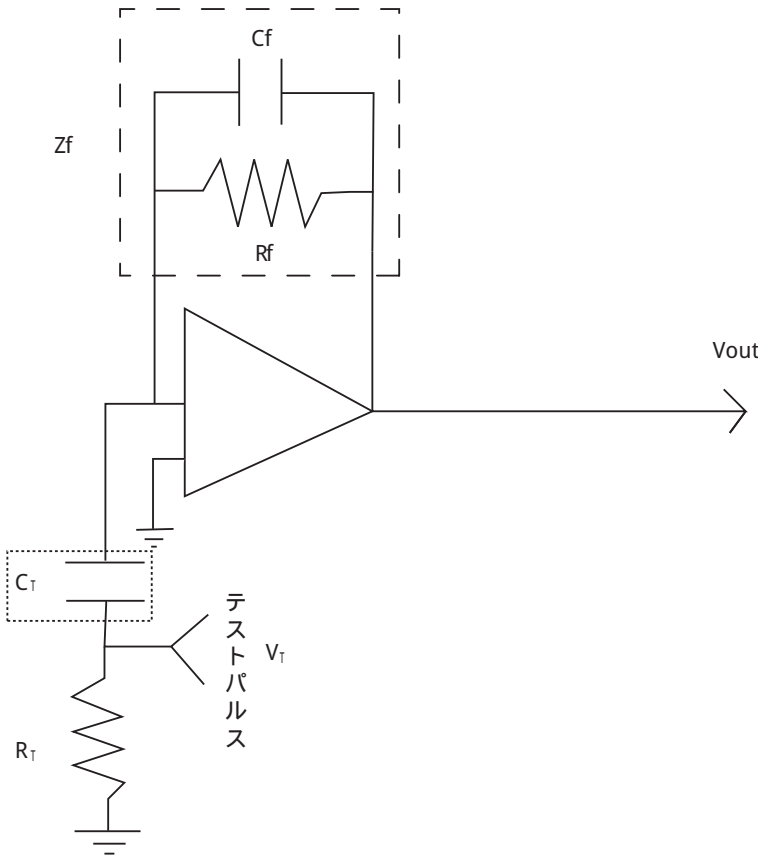


図 4.3: Pre-Amp 回路図概略

< Pre-Amp の入、出力波形 >
入力から次のようなステップパルスを入れたときの出力波形を求める。
各インピーダンスは、

$$Z_T = \frac{1}{SC_T} \tag{4.6}$$

$$Z_f = \frac{1}{R_f} + SC_f = \frac{1 + SC_f R_f}{R_f} \tag{4.7}$$

$$Z_f = \frac{R_f}{1 + SC_f R_f} = \frac{\frac{1}{C_f}}{S + \frac{1}{C_f R_f}} \tag{4.8}$$

$$A = -\frac{Z_f}{Z_T} = -\frac{\frac{1}{C_f}}{S + \frac{1}{C_f R_f}} C_T S \tag{4.9}$$

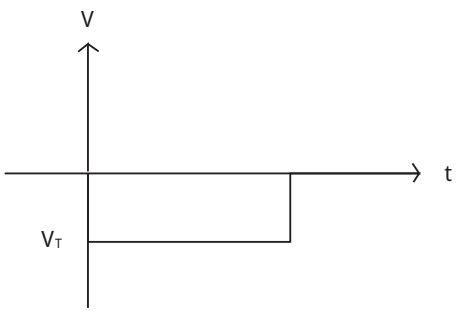


図 4.4: 入力波形

ここでステップパルスの波形はラプラス変換によって、$\frac{1}{S}$ と表わすことができるので、

$$V_{in} = -\frac{V_T}{S} \tag{4.10}$$

この時の Vout は、

$$V_{out} = AV_{in} = SC_T \frac{R_f}{1 + SC_f R_f} \frac{V_T}{S} = \frac{C_T}{C_f} \frac{1}{S + \frac{1}{C_f R_f}} V \tag{4.11}$$

$Q = C_T V_T$ より、

$$V_{out} = \frac{Q}{C_f} \frac{1}{S + \frac{1}{C_f R_f}} \tag{4.12}$$

ラプラス変換 ($\frac{1}{S+x} = \exp(-xt)$) を用いると、

$$V_{out} = \frac{Q}{C_f} \exp(-\frac{1}{C_f R_f}) \tag{4.13}$$

よってパルス高は、

$$\frac{Q}{C_f} \tag{4.14}$$

出力波形の概略は以下のようになる。

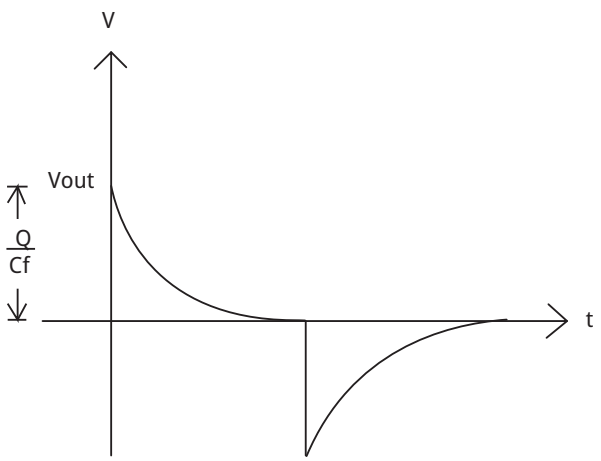


図 4.5: 出力波形

4.2 テストパルスによる動作チェック

4.2.1 Pre-Amp の線形性

まず、Pre-Amp の原理より、テストパルスの大きさを決める。
入力電荷 Q は、

$$Q = C_T V_T \tag{4.15}$$

信号の大きさを同程度にするために、これに、式 (4.3) で求めた信号の電荷、$Q = 3.1 \times 10^{-15}, C_T = 1 \times 10^{-12}$ を代入すると、

$$V_T = 3.1 \times 10^{-3} \tag{4.16}$$

以上よりテストパルスの信号の大きさを決めた。
次に、Pre-Amp の線形性を調べる。実験装置の概略図を以下に示す。

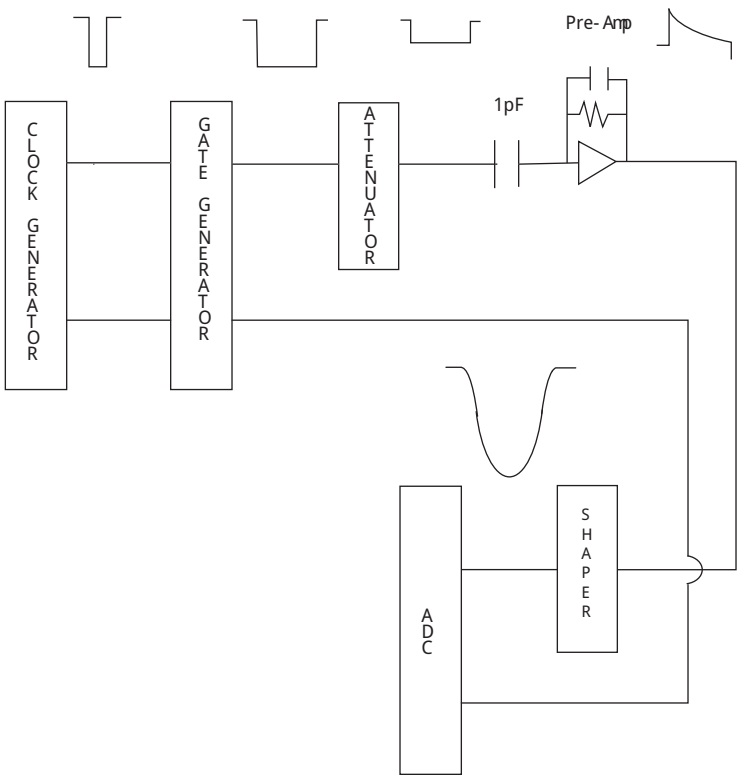


図 4.6: テストパルスでのセットアップ

CLOCK GENERATOR: ステップパルス入力装置

GATE GENERATOR: Width のコントロール

ATTENUATOR: V_T の調整

ADC: アナログ信号をデジタル信号に変換する装置 (V-mode)

テストパルスを入れたときの信号を ADCcounter で測定した結果を以下に示す。

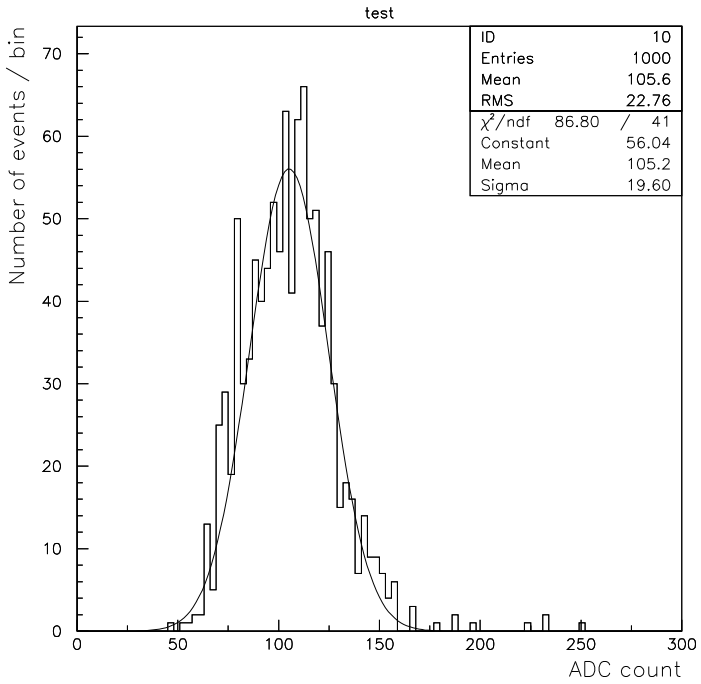


図 4.7: $V_T = 0V$ (ペデスタル)

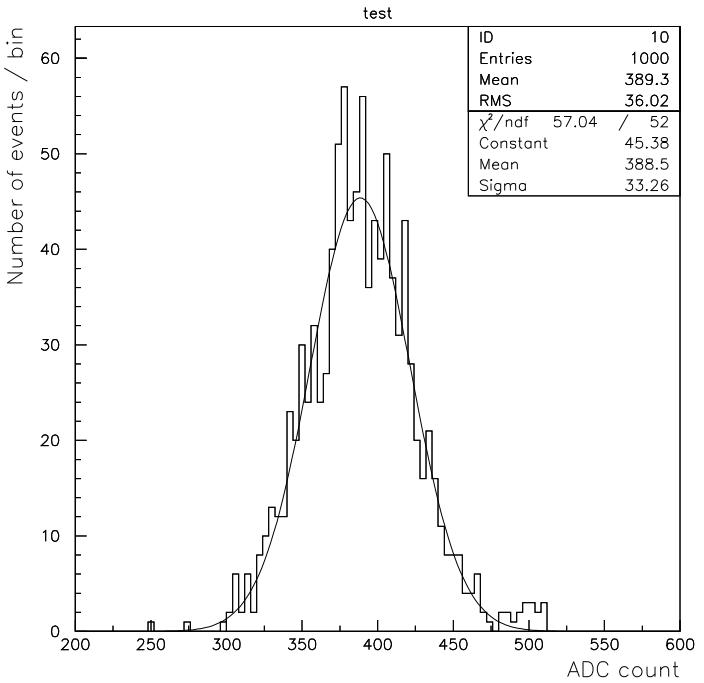


図 4.8: $V_T = 3mV$

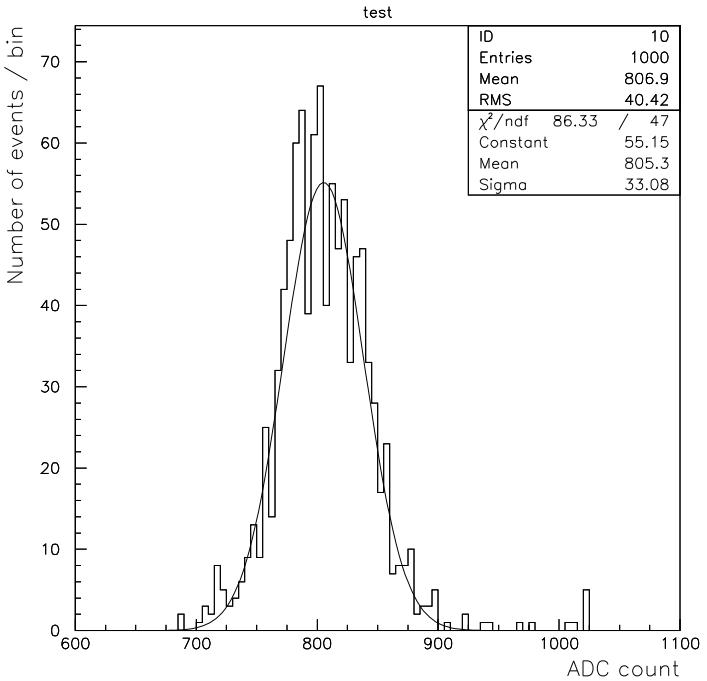


図 4.9: $V_T = 5mV$

これらのグラフのピークと V_T の関係をグラフにすると、

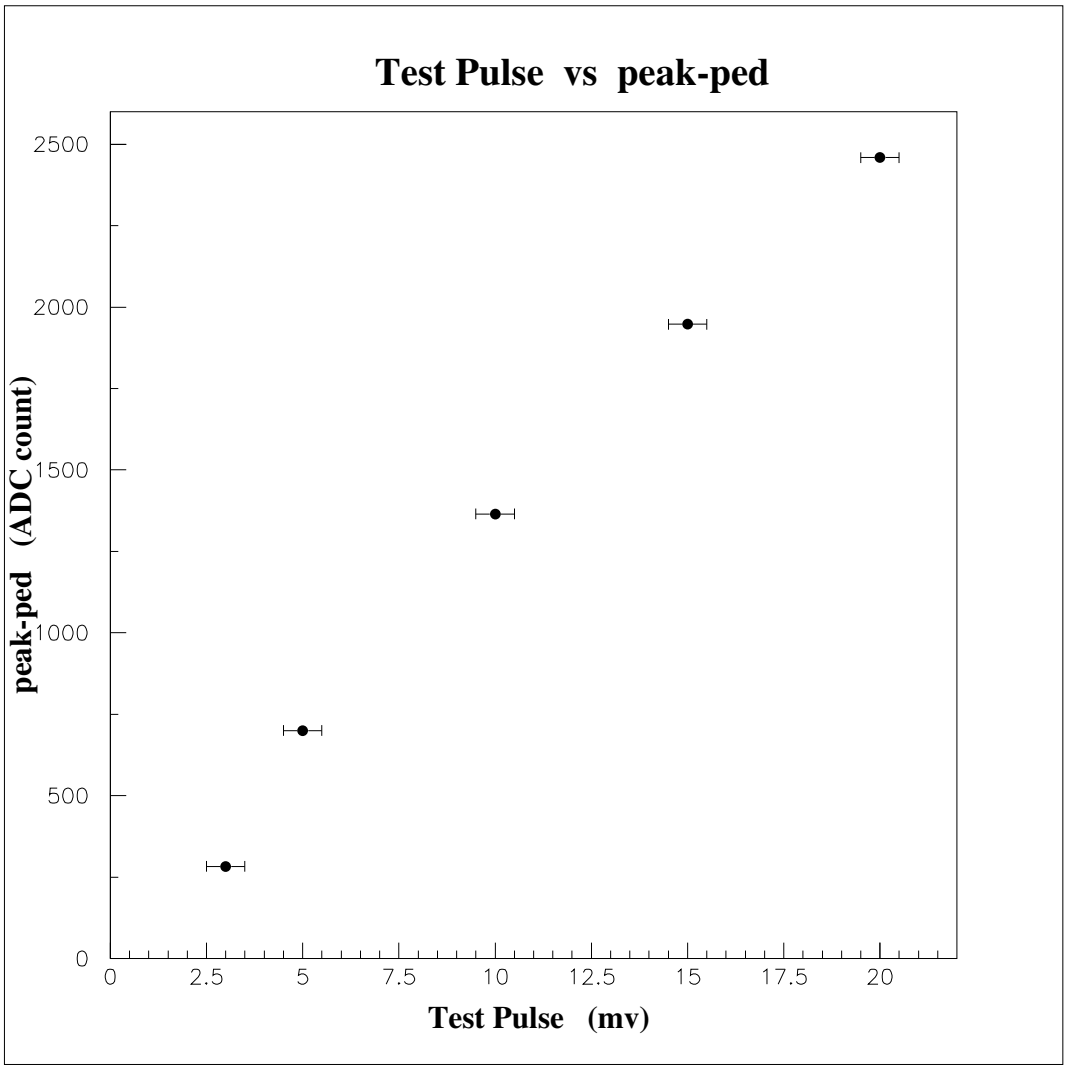


図 4.10:

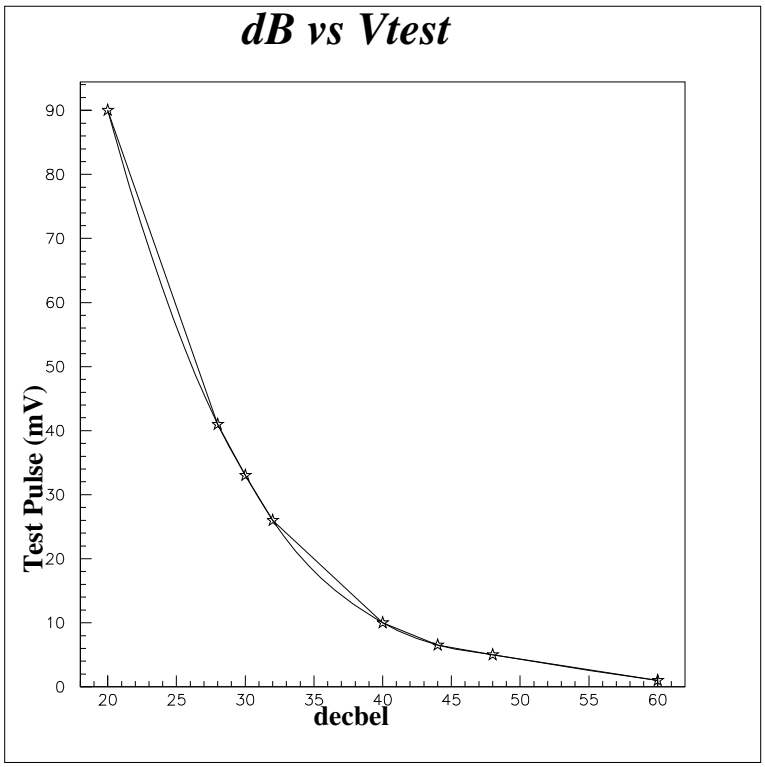
オシロスコープによる V_T の読み取り誤差が考えられるので、ATTENUATOR とテストパルスの関係を調べ、V_T を dB から求め、この値を誤差考慮値とする。

Atteneator と V_T の関係を計測した。

表 4.2: 測定値

$ATT(dB)$	$V_T(mV)$
20	90
28	41
30	33
32	26
40	10
44	6.5
48	5

これをグラフにすると、



このときデシベルと V_{in}, V_{out} の関係は、

$$dB = -20\log|\frac{V_{out}}{V_{in}}| \tag{4.17}$$

変形して、

$$|\frac{V_{out}}{V_{in}}| = 10^{-\frac{dB}{20}} \tag{4.18}$$

グラフより、20dB のとき $V_{out} = 90(mV)$ なので式に代入して V_{in} の値を決める。

$$\frac{90}{V_{in}} = 10^{-\frac{20}{20}}\frac{90}{V_{in}} = 10^{-1} \tag{4.19}$$

よって

$$V_{in} = 900(mV) \tag{4.20}$$

これから、誤差考慮値を計算する。

ATT(dB)	測定値 $V_T(mV)$	誤差考慮値 $V_T(mV)$
34	20	17.95
37	15	12.71
40	10	9
46	5	4.51
53	3	2.02

図 (4.10) の横軸 V_T を誤差考慮値にすると、

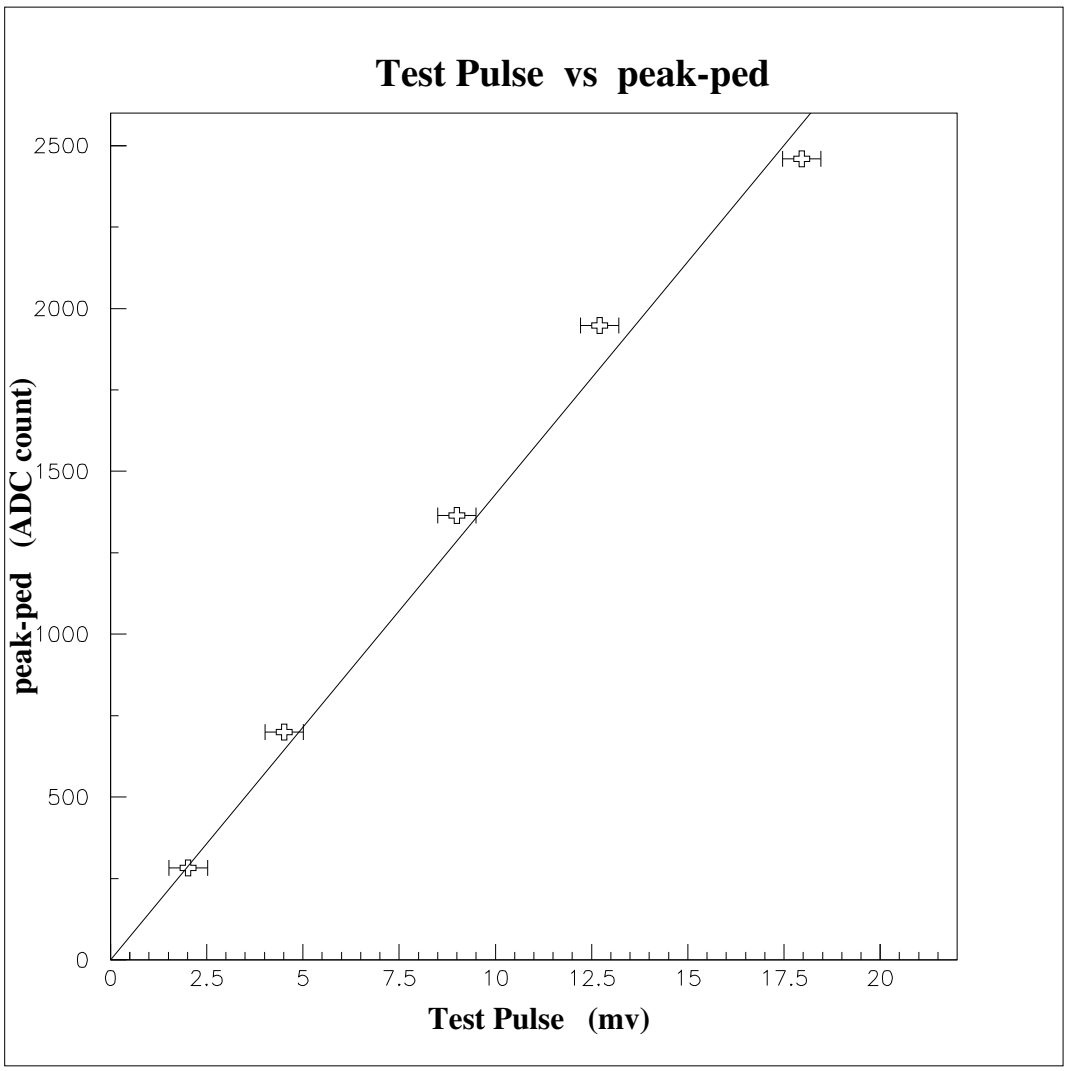


図 4.11:

この直線の fit は、$y = a_1 x + a_0$ であり $a_0 = 41.638 \pm 6477.6$, $a_1 = 140.79 \pm 653.65$ より 20 での値を求めて描いた。
以上より、Pre-Amp の線形性は保たれていることがわかった。

4.2.2 逆バイアス

3.2.4 で述べたように、検出器に逆バイアスをかけるとノイズが減る。ここでは逆バイアスとノイズの関係を調べる。
式 (4.16) より、V_T を 3mV に固定して逆バイアスを 0V から 20V まで 1V 単位で調べた。

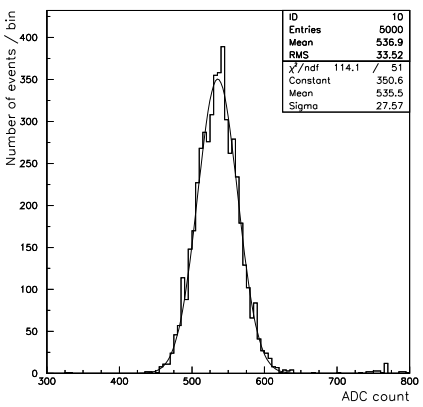


図 4.12: バイアス 0V

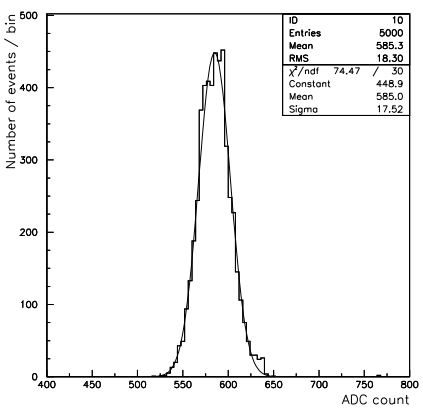


図 4.13: バイアス 5V

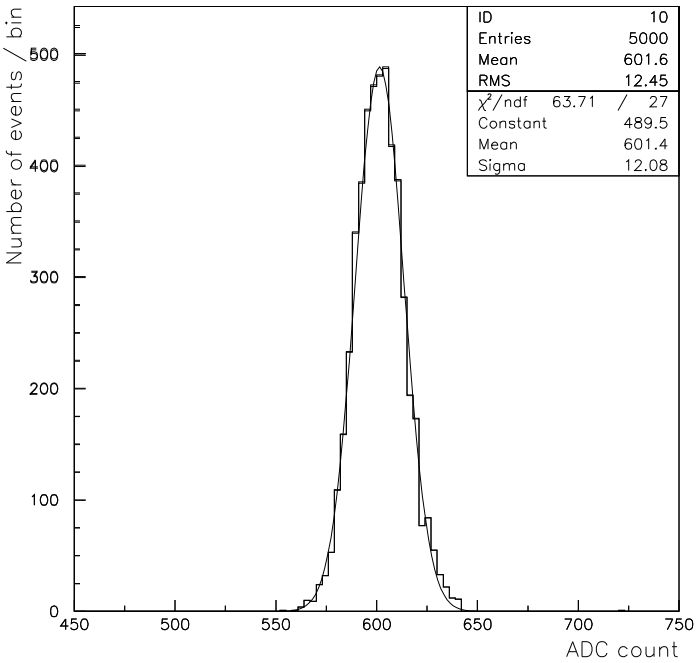


図 4.14: バイアス 10V

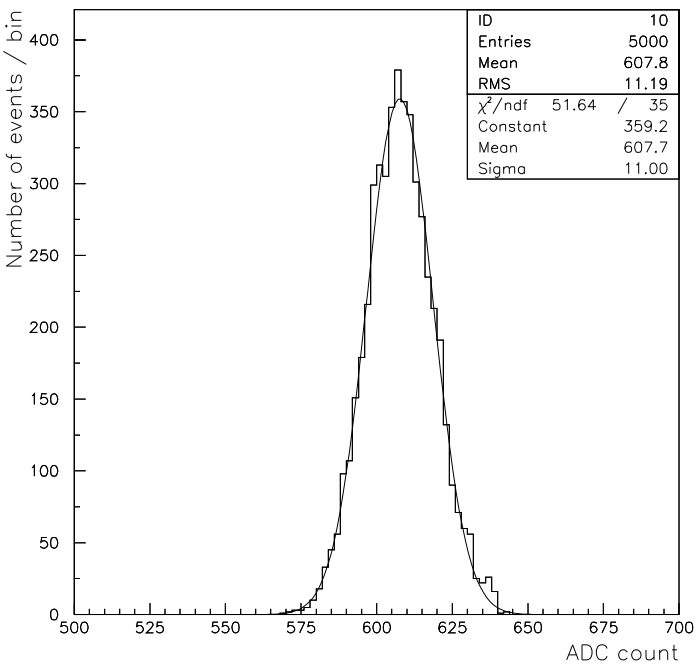


図 4.15: バイアス 15V

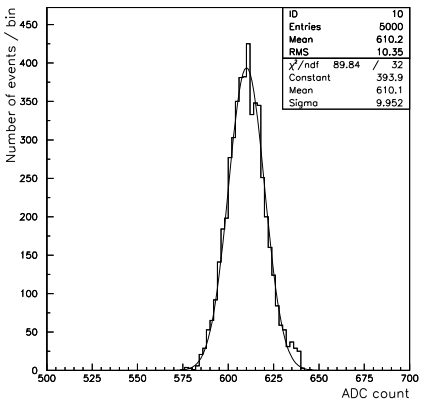


図 4.16: バイアス 20V

Vbias	*Mean*	*Sigma*
0	535.5	27.57
1	541.4	28.74
2	558.8	23.67
3	570.9	21.59
4	578.3	19.42
5	585.0	17.52
6	586.8	16.32
7	594.9	14.08
8	600.3	13.14
9	602.4	12.48
10	601.4	12.08
11	604.2	11.95
12	605.1	11.40
13	605.9	11.36
14	607.6	11.14
15	607.7	11.00
16	608.5	10.77
17	608.5	10.64
18	609.3	10.60
19	609.8	10.55
20	610.1	9.95

これをグラフにすると、

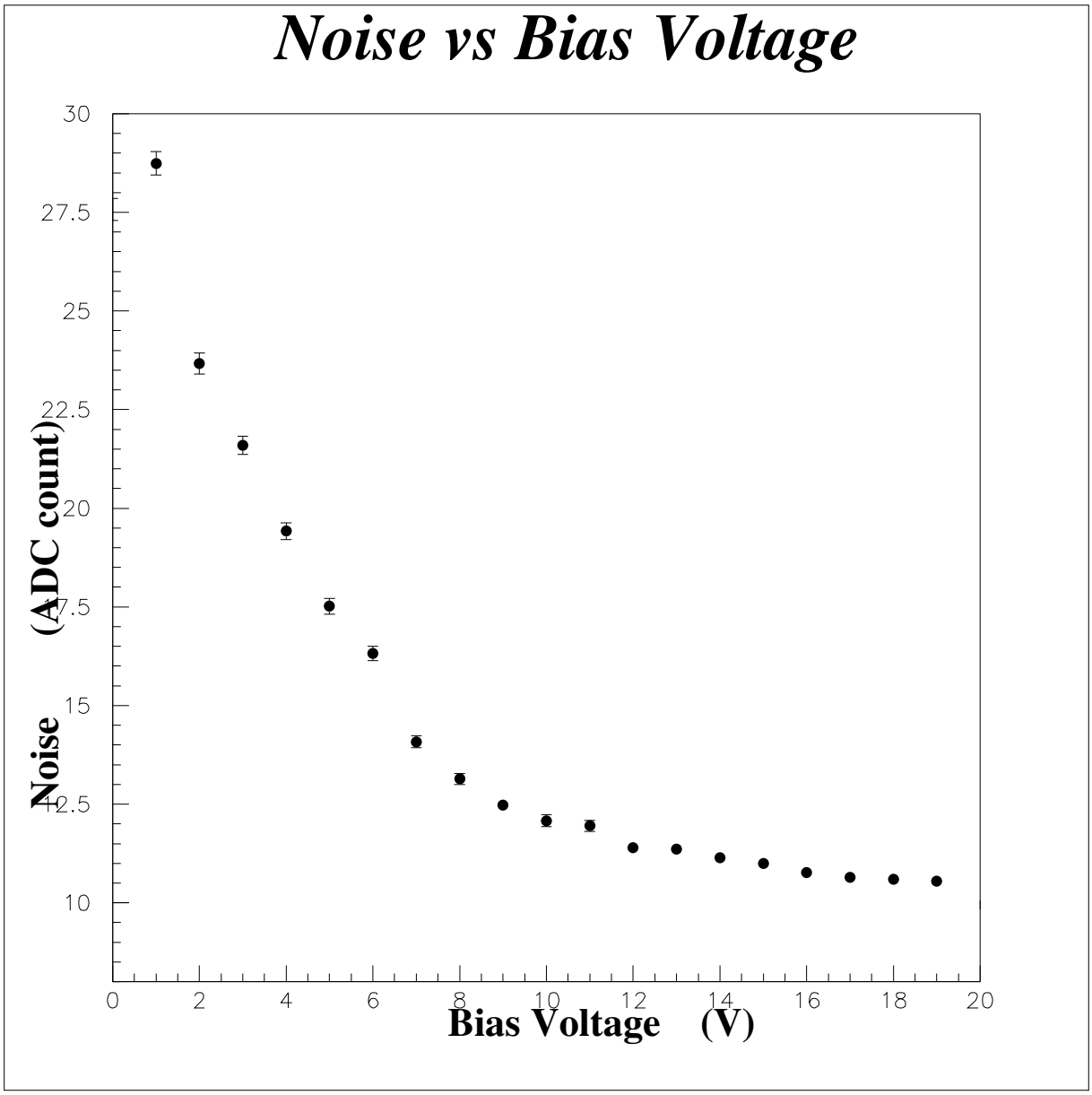


図 4.17:

以上より、逆バイアスを大きくしていくとノイズが小さくなった。

よって、この Pre-Amp は、機能良く作動していることがわかった。

第5章　放射線源を用いた測定

5.1　線源

放射線源とは、原子そのものが不安定で、α 線 β 線 γ 線などを放出して安定な原子に崩壊していく物質のことである。

α 線： He の原子核のビーム。電離作用が強く、透過力は小さい。

β 線： 電子 (陽電子を含む) で構成される放射線。電離作用の強さや透過力は、α 線と γ 線の中間である。

γ 線： 波長の短い電磁波。透過力が強く電離作用、写真作用、蛍光作用は X 線よりはるかに小さいので検出が難しい。

< Am 線源>
原子番号 95 、超ウラン元素の 1 つで、最長半減期の同位体の質量数は 243 である。kg 単位で得られ、物理的、化学的性質が調べられている。シーボーグらによって質量数 241 の Pu の $/beta^-$ 崩壊生成物、質量数 241Am が最初に発見された (1944)。金属の融点は 994 度。複六方最密構造で金属結合半径は配位数 12 で $1.81\mathring{A}$ である。質量数 241、243 の Am は有用な放射線源である。質量数 241 は煙探知器にも使われる。
式 (4.2) よりホトダイオード通過するのに必要なエネルギーは 70keV で

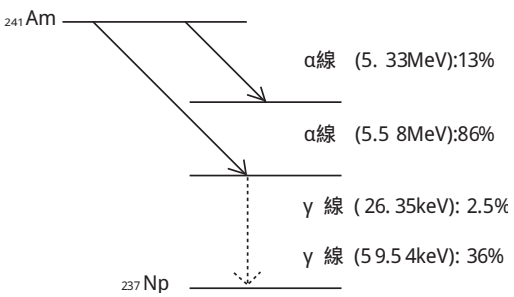


図 5.1: Am の崩壊

あり、Am の γ 線のエネルギーは約 60keV なので、Am の γ 線はホトダイオードの中で相互作用して、すべてなくなる。よって本実験では、質量数 241 の Am 線源を使用する。

5.2　Am の測定

5.2.1　セットアップ

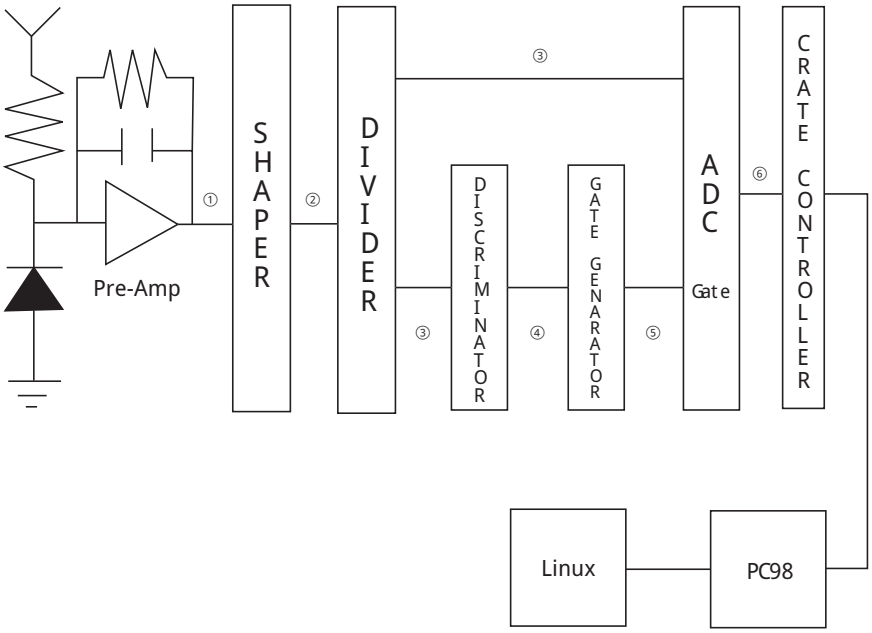


図 5.2: 線源の測定でのセットアップ

DIVIDER: 信号を 2 つに分ける。

DISCRIMINATOR: threshold を決め、それ以上の信号だけを通す。

GATE GENERATOR: 信号が入るように gate の width を調整する。

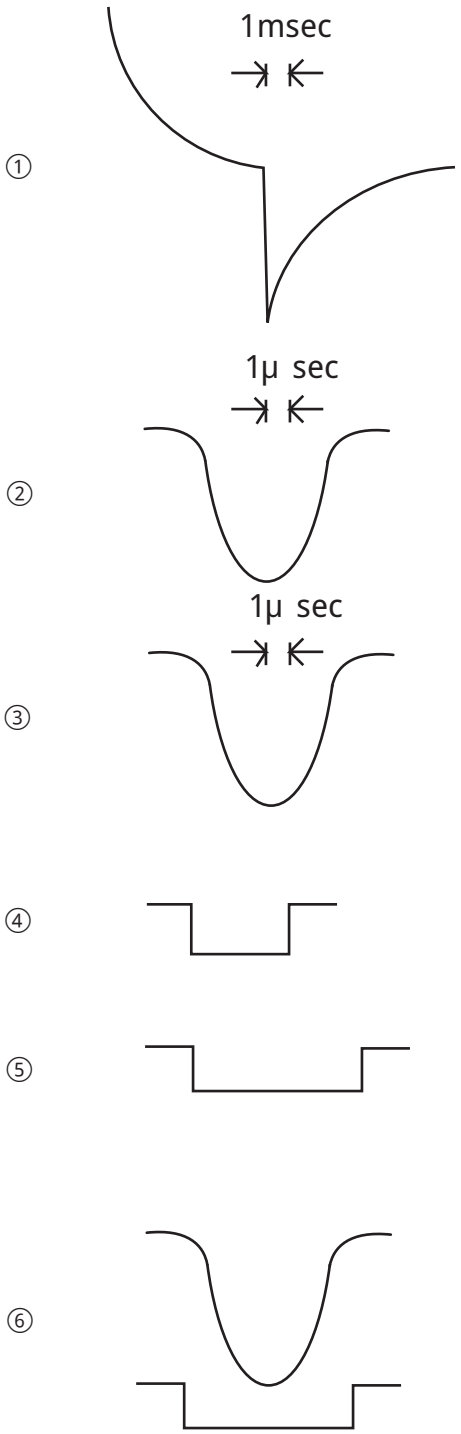


図 5.3: 各番号での波形

5.2.2　threshold の決定

ペデスタルを測り、DISCRIMINATOR の threshold を決める。図 (4.17) よりノイズが十分に低くなっている Vbias=15V に固定し測定を行った。これらより、Am の信号がきれいに見える 83.1mV を threshold と決定した。

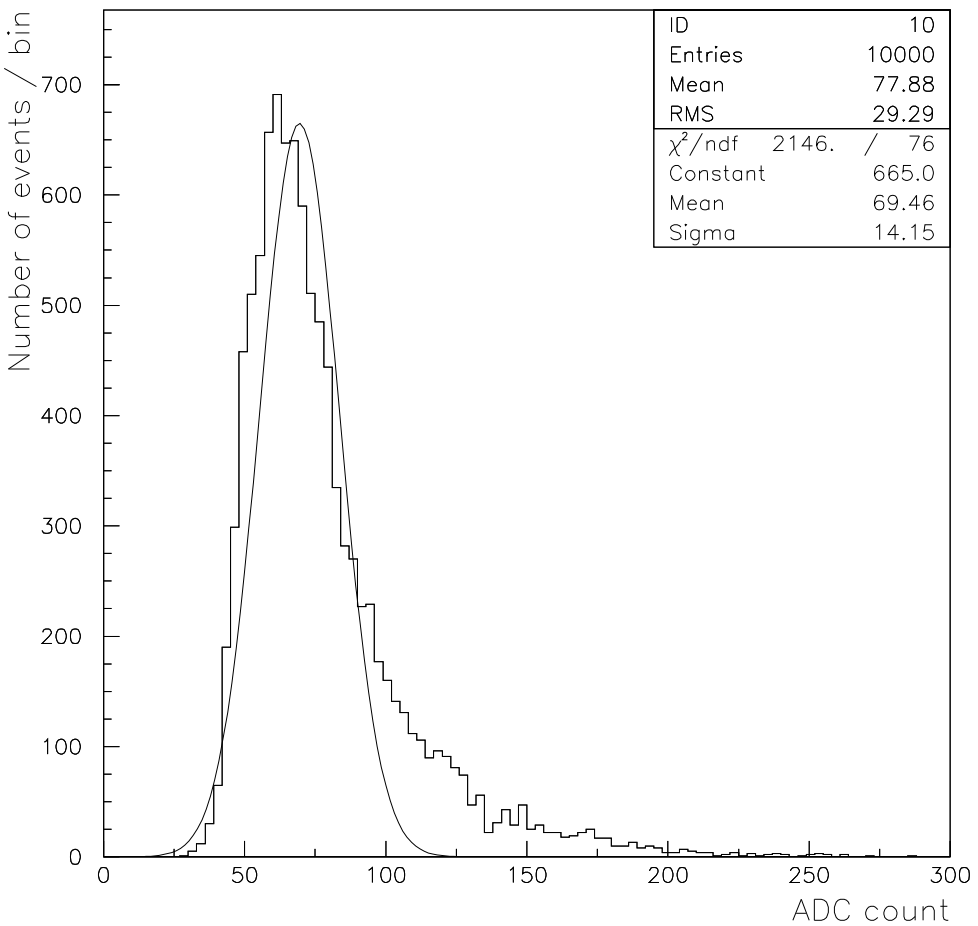


図 5.4: ペデスタル

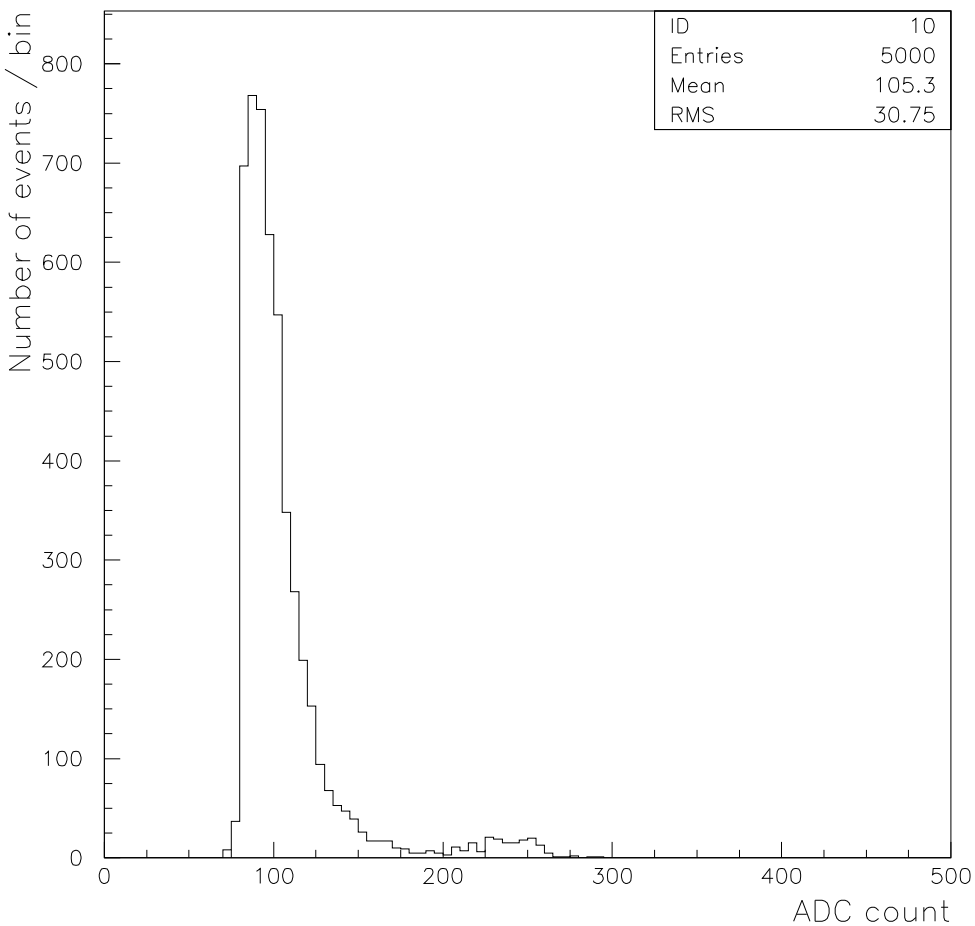


図 5.5: $threshold = 68.9mV$

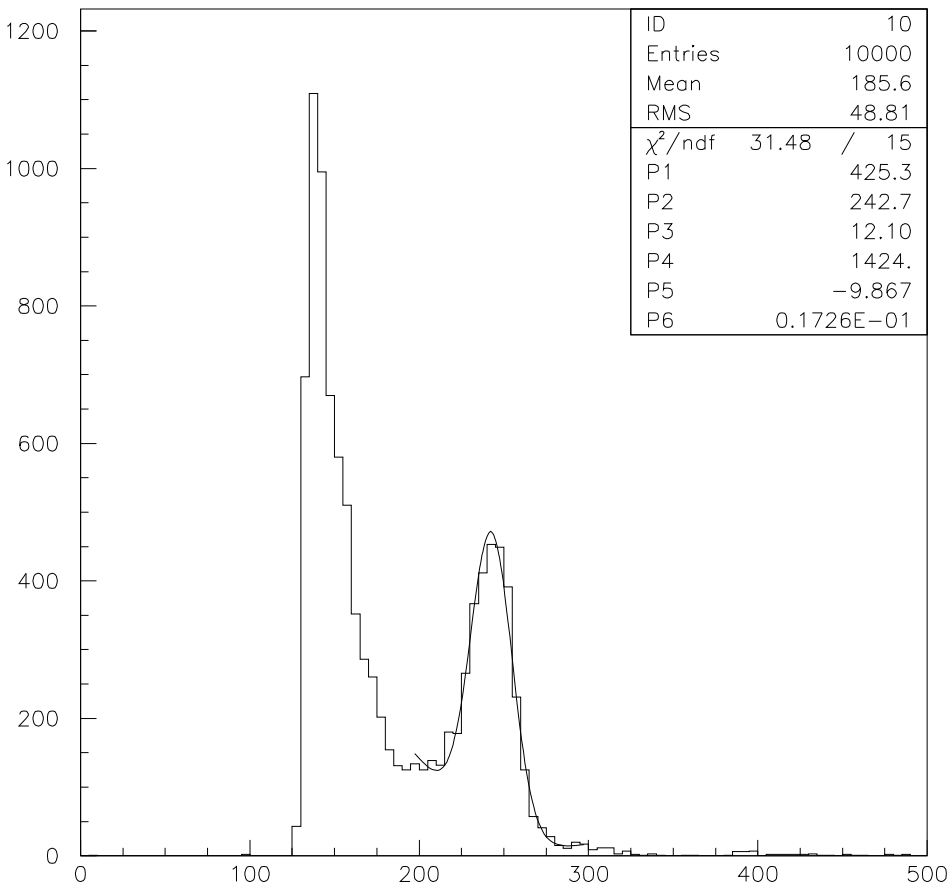


図 5.6: $threshold = 83.1mV$

5.2.3 shapingtime の決定

shapingtime を変えて、1 番ノイズの少なくなる時間をさがす。

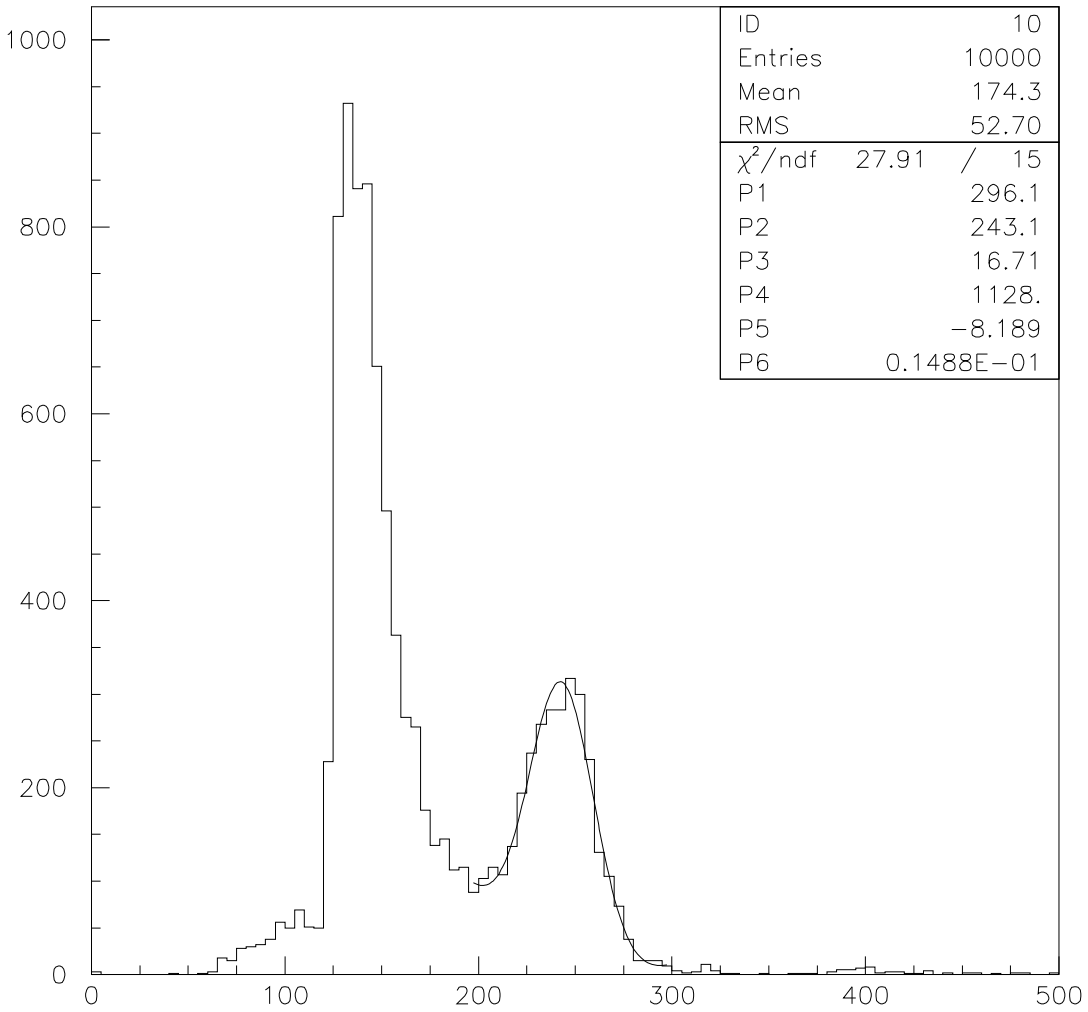


図 5.7: $shpingtime = 0.5\mu sec$

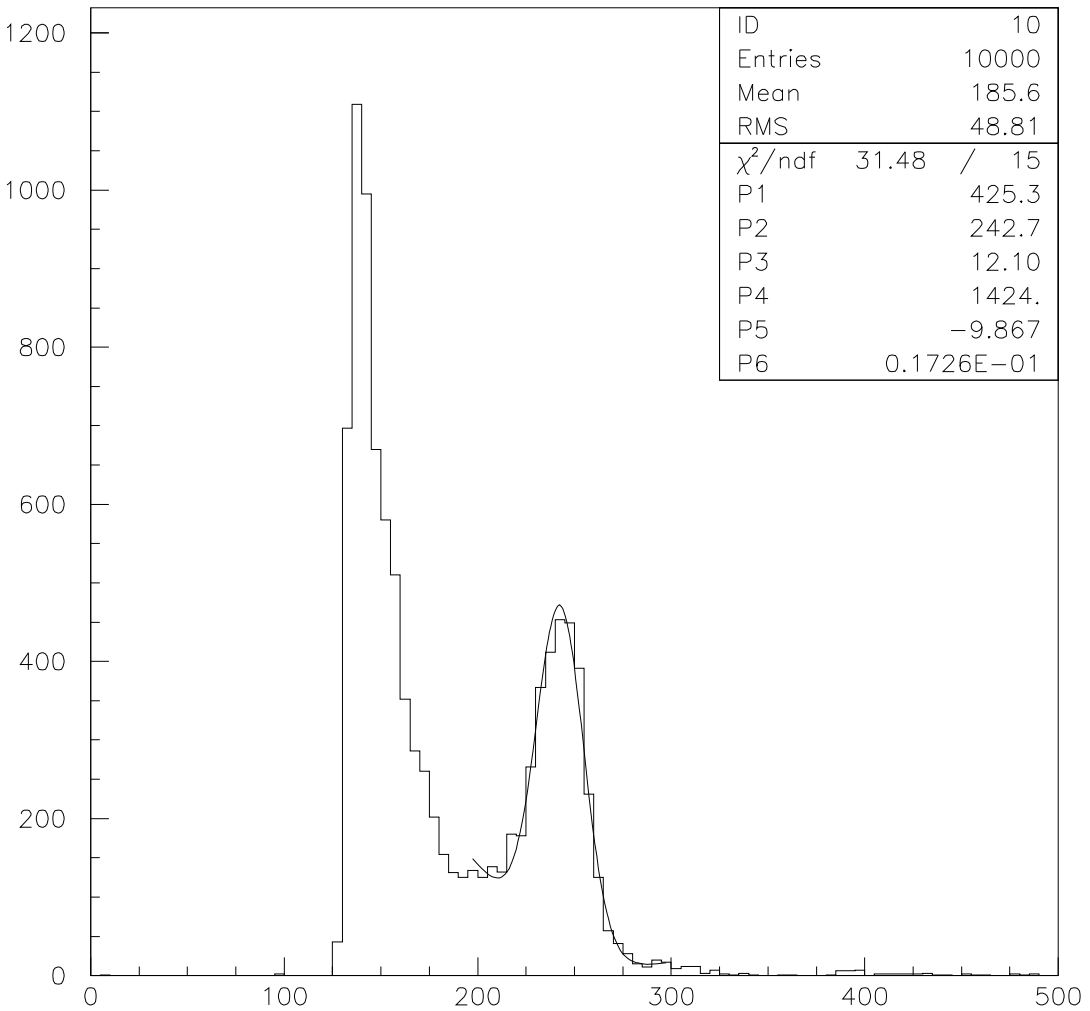


図 5.8: $shapingtime = 1\mu sec$

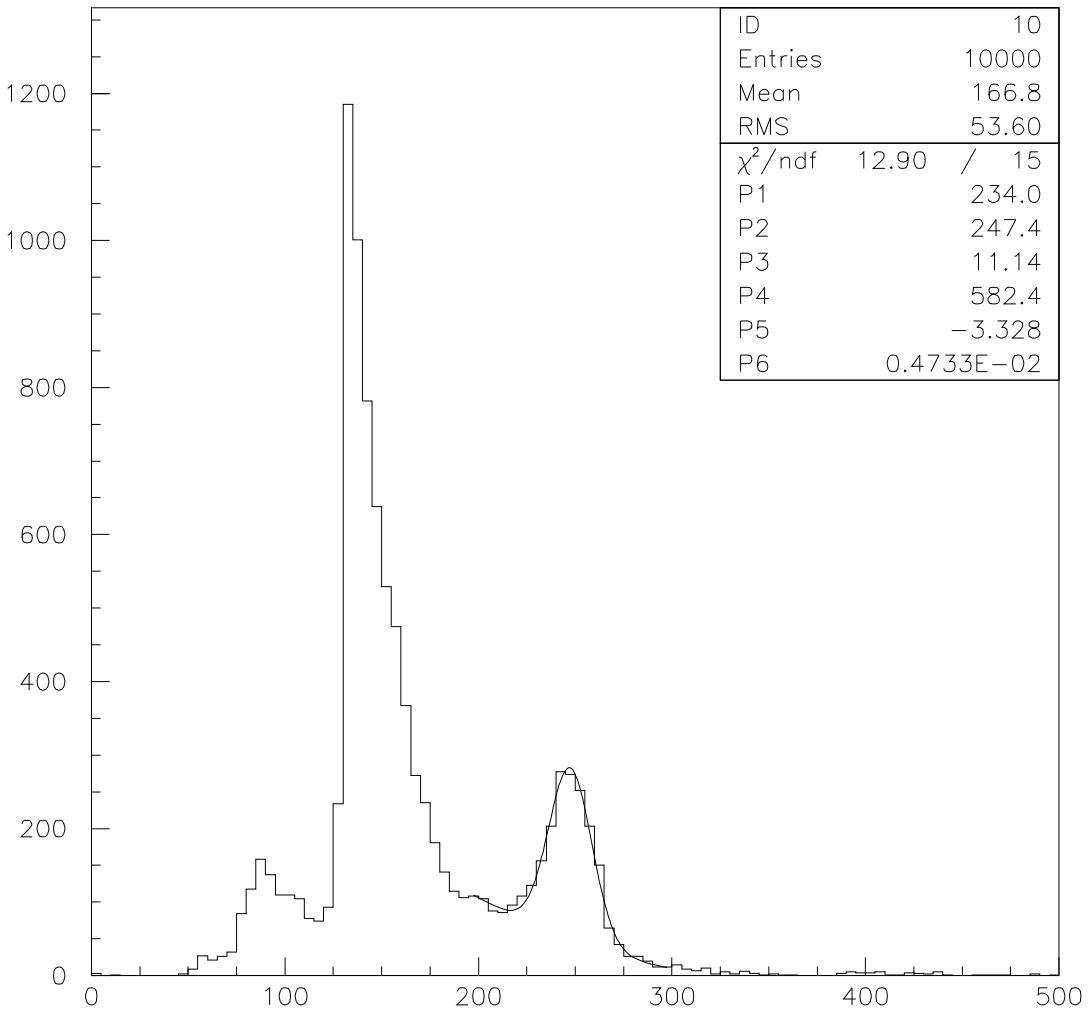


図 5.9: $shapingtime = 2\mu sec$

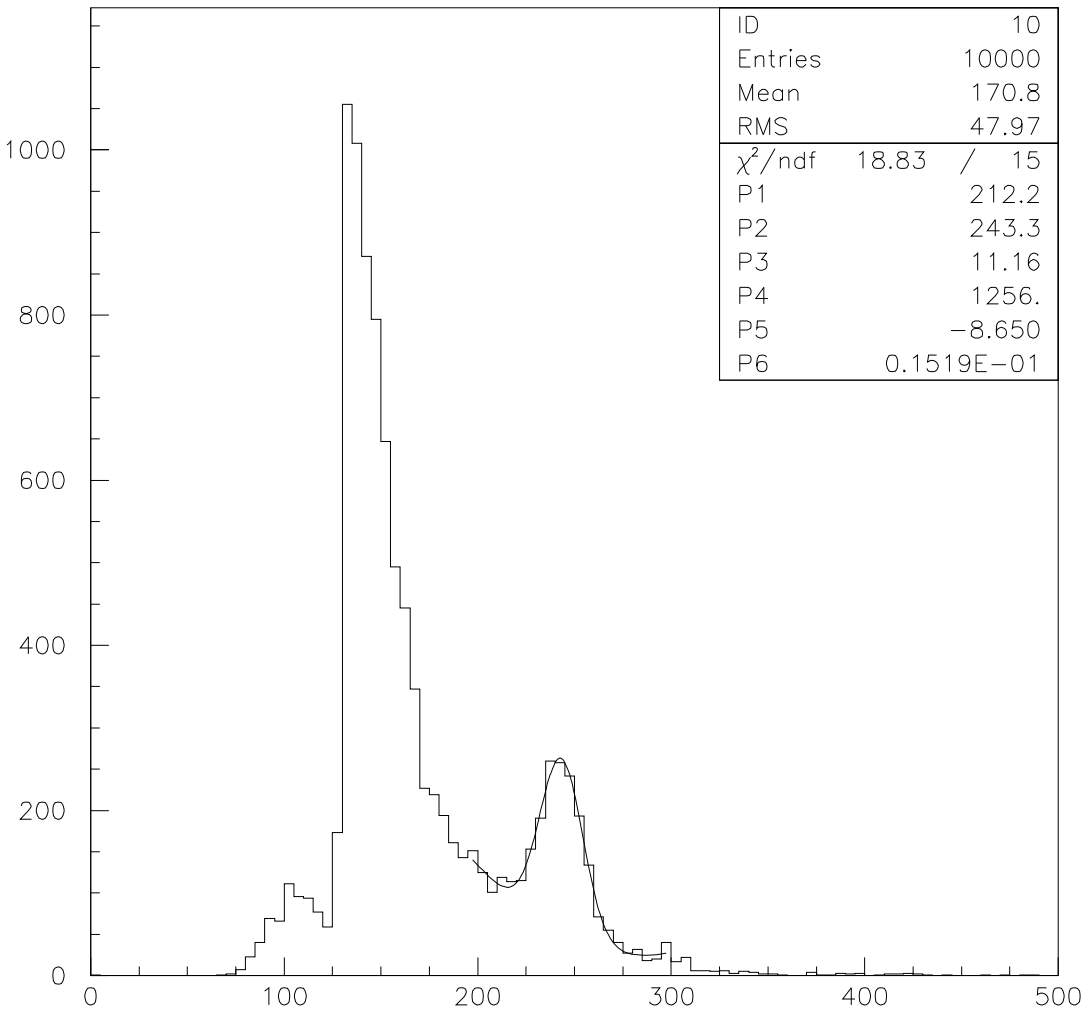


図 5.10: $shapingtime = 3\mu sec$

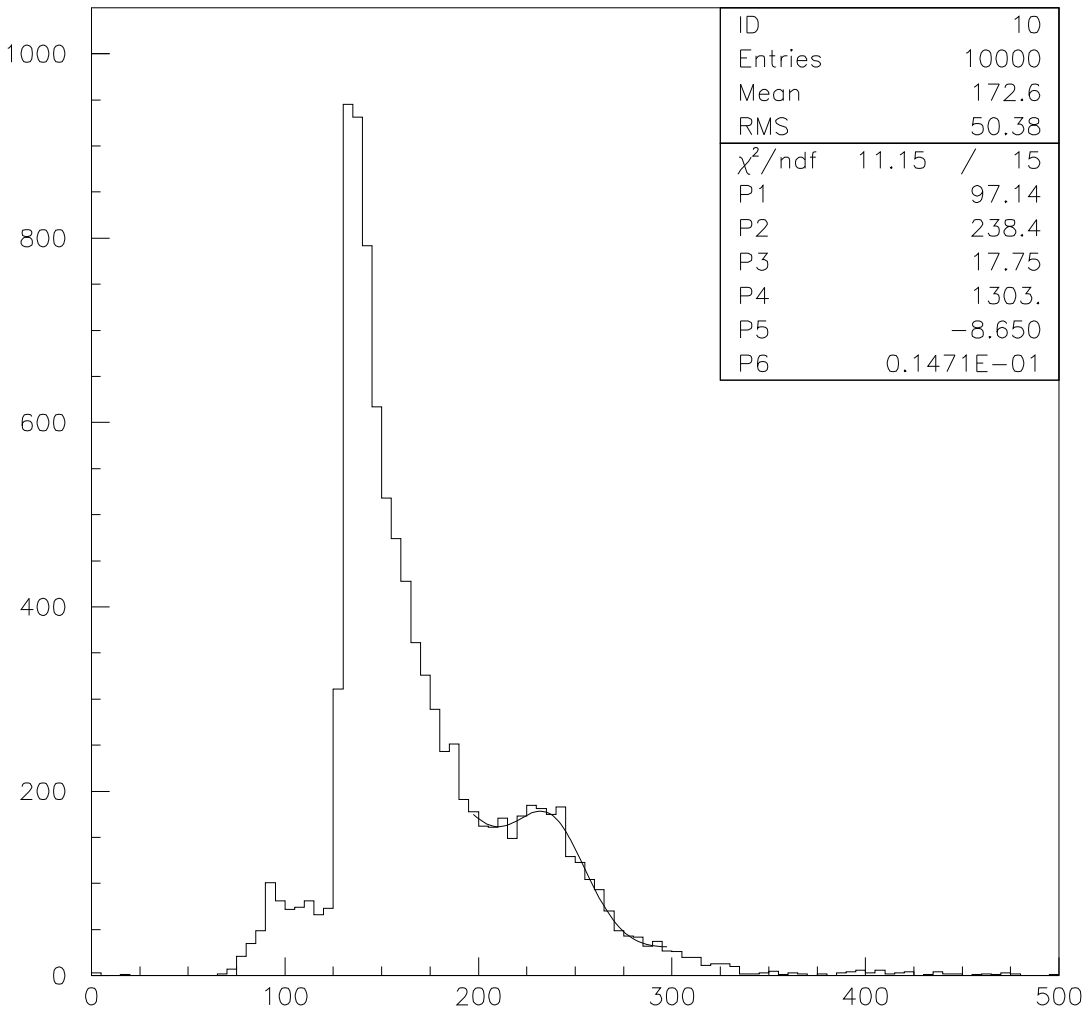


図 5.11: $shapingtime = 6\mu sec$

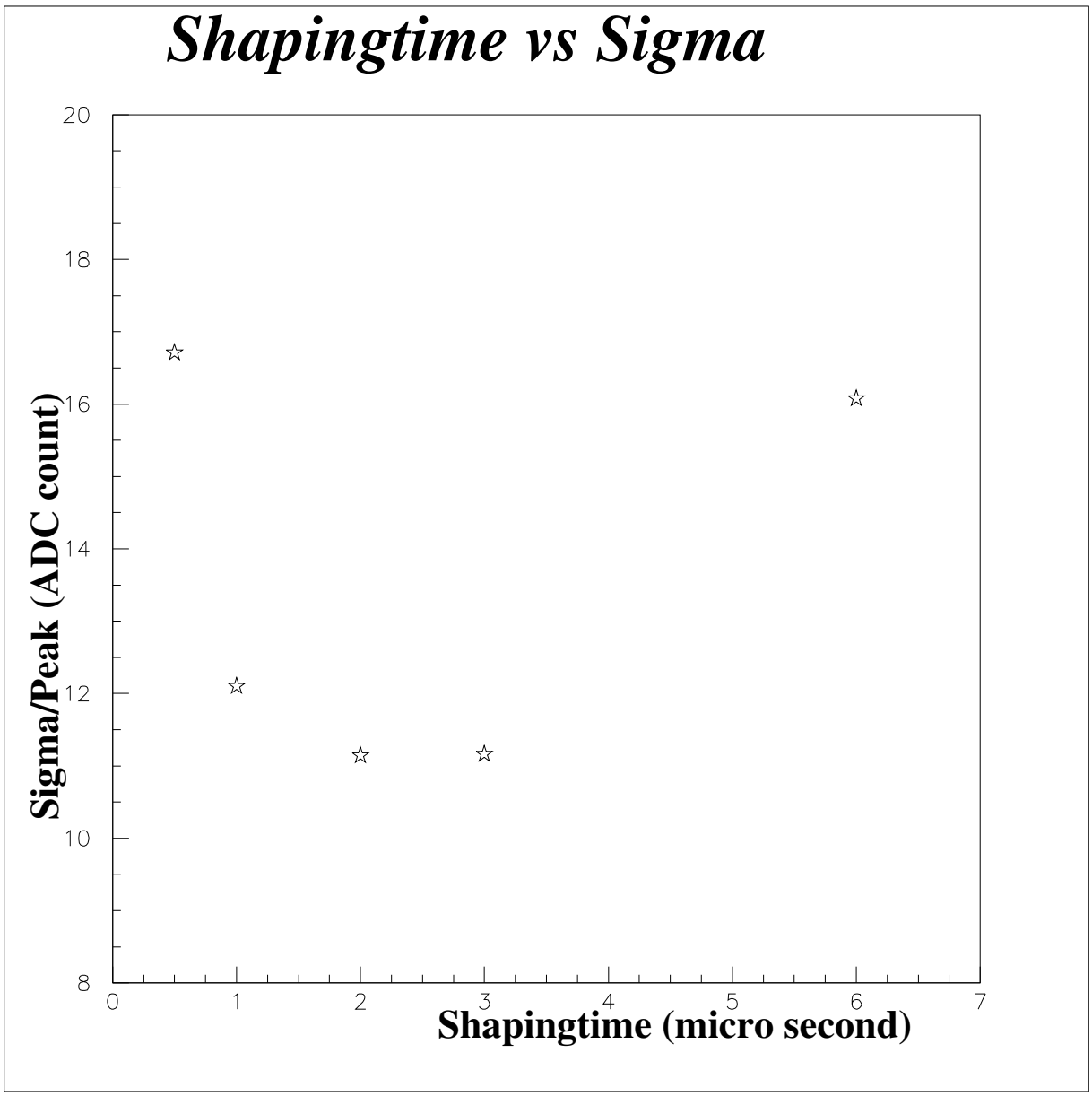


図 5.12:

以上より、shapingtime2μsec が 1 番ノイズが少なく測定に適していることがわかった。

第6章　測定の解析

6.1　ADC count と electron 数の変換

図 (5.1) より、Am は約 60keV の γ 線を放出しているので、常温での Si の電子とホールのペアを作り出す平均エネルギーは 3.6eV であることから、

$$n_e = \frac{60 \times 10^3}{3.6} \simeq 16.7 \times 10^3 (electron) \tag{6.1}$$

図 (5.4) と図 (5.9) より、この 16.7×10^3electron に相当する ADC count は、246.7count と 69.46count の差である。よって、

$$\frac{n_e}{ADC} = \frac{16.7 \times 10^3}{246.7 - 69.46} \tag{6.2}$$

$$\simeq 94.22 (electron/ADC count) \tag{6.3}$$

この値を用いて electron 数の変換を行った。変換したグラフを順にのせる。

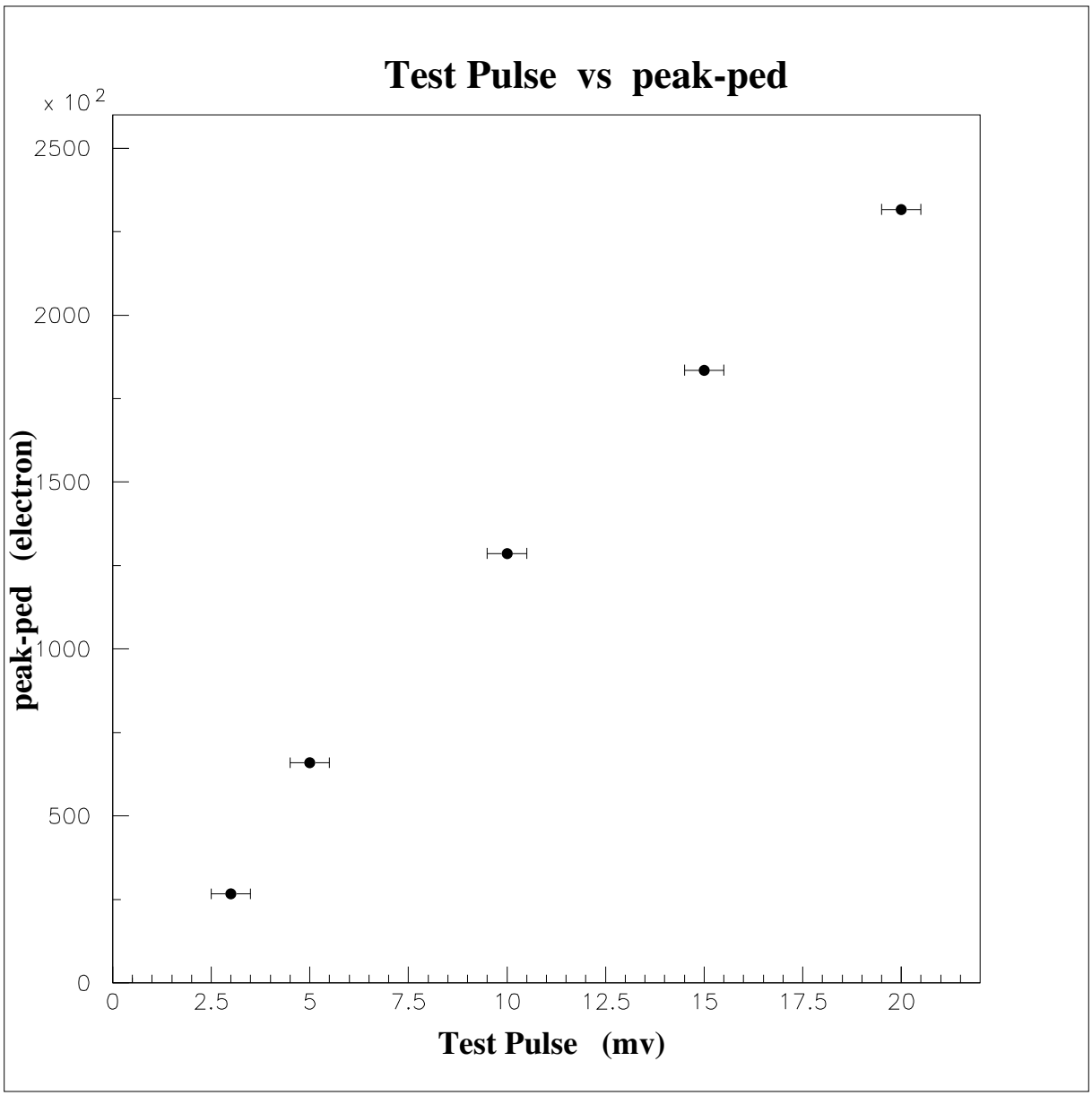

Test Pulse vs peak-ped
x 10 2
2500
2000
1500
1000
500
0
peak-ped (electron)
0
2.5
5
7.5
10
12.5
15
17.5
20
Test Pulse (mv)

図 6.1:

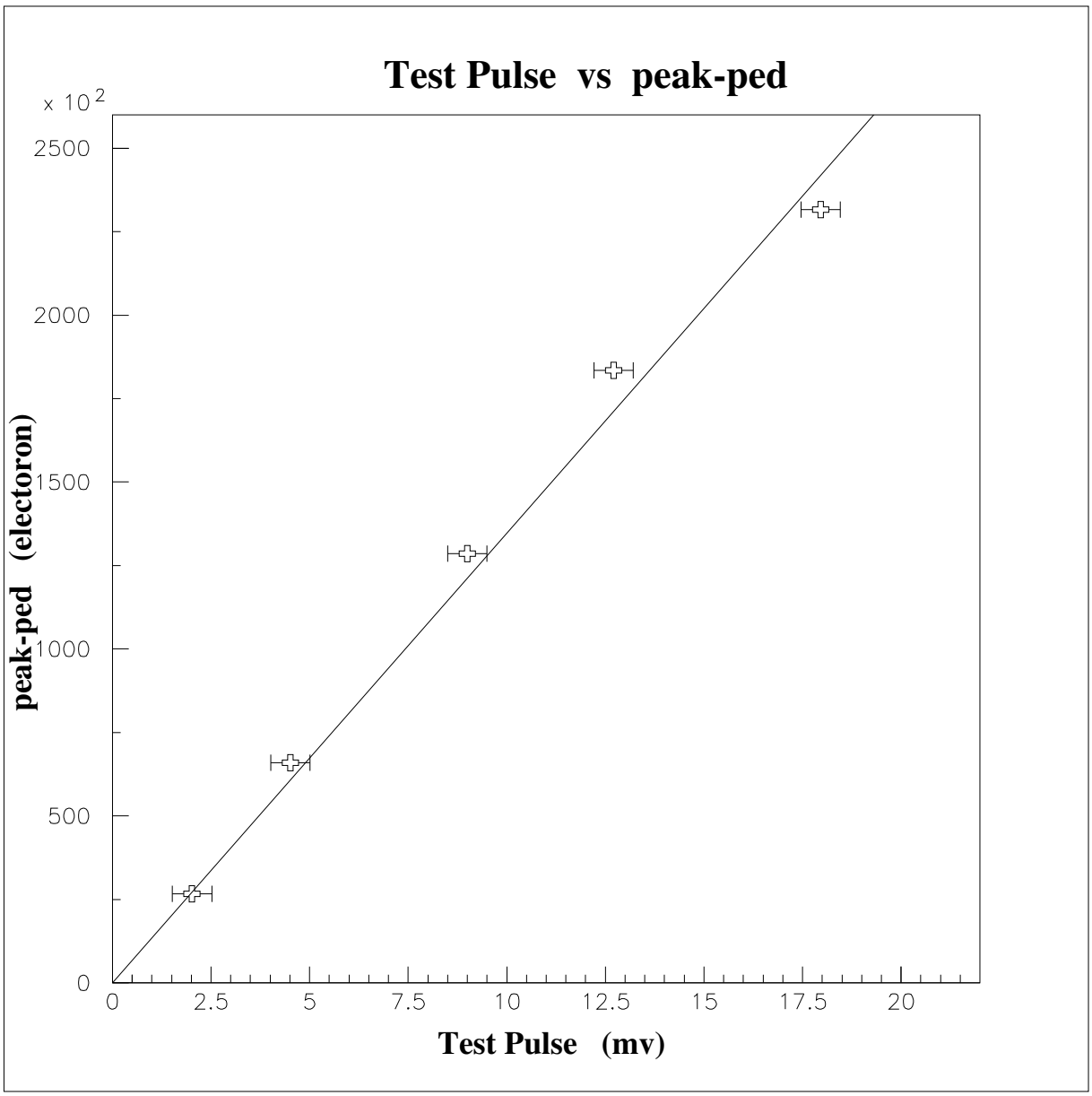


図 6.2:

この直線の fit は、$y = a_1 x + a_0$ であり $a_0 = 3925.1 \pm 4130.0$, $a_1 = 13265. \pm 521.49$ より 20 での値を求めて描いた。

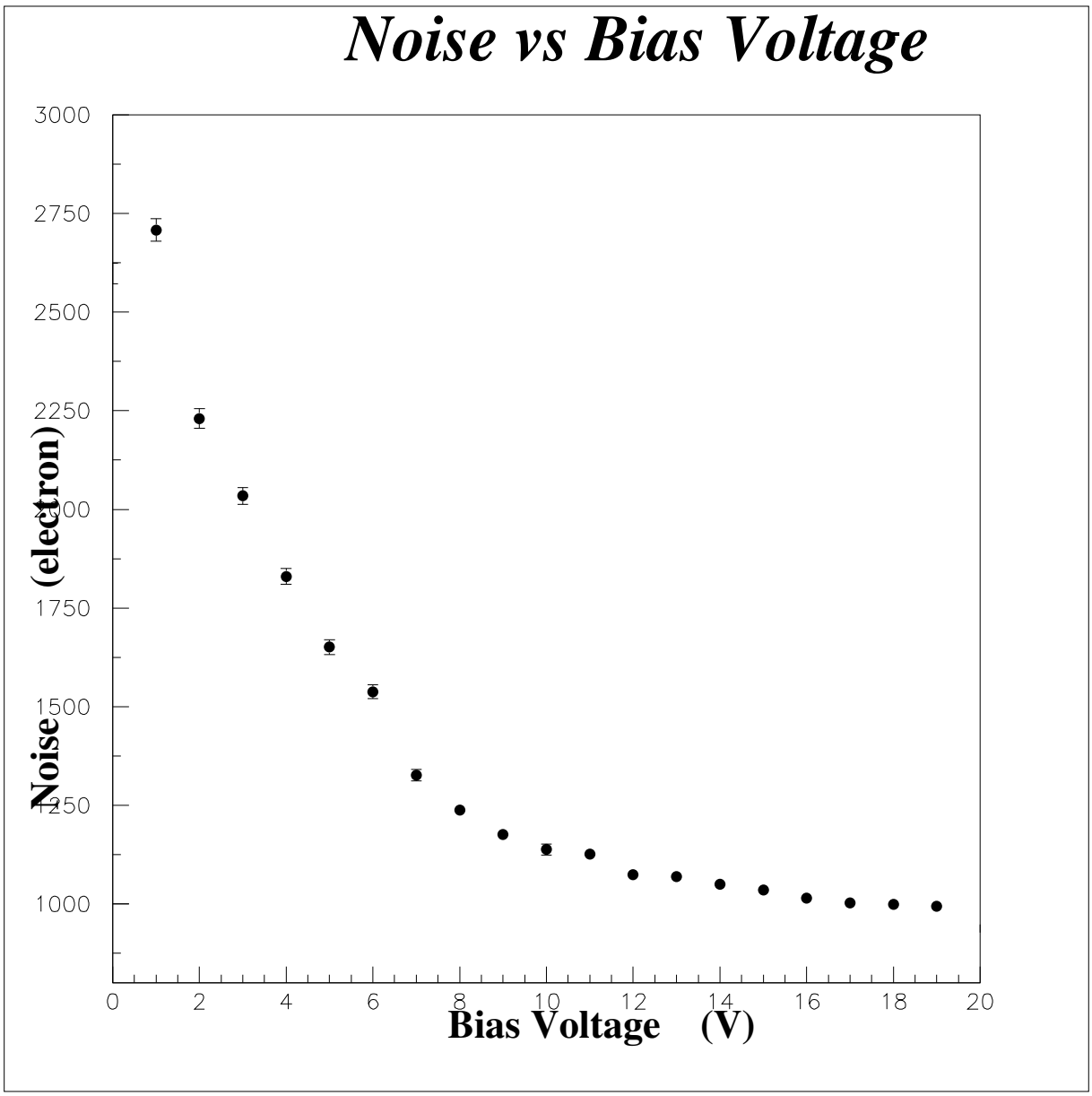

Noise vs Bias Voltage
Noise (electron)
Bias Voltage (V)
3000
2750
2500
2250
2000
1750
1500
1250
1000
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20

図 6.3:

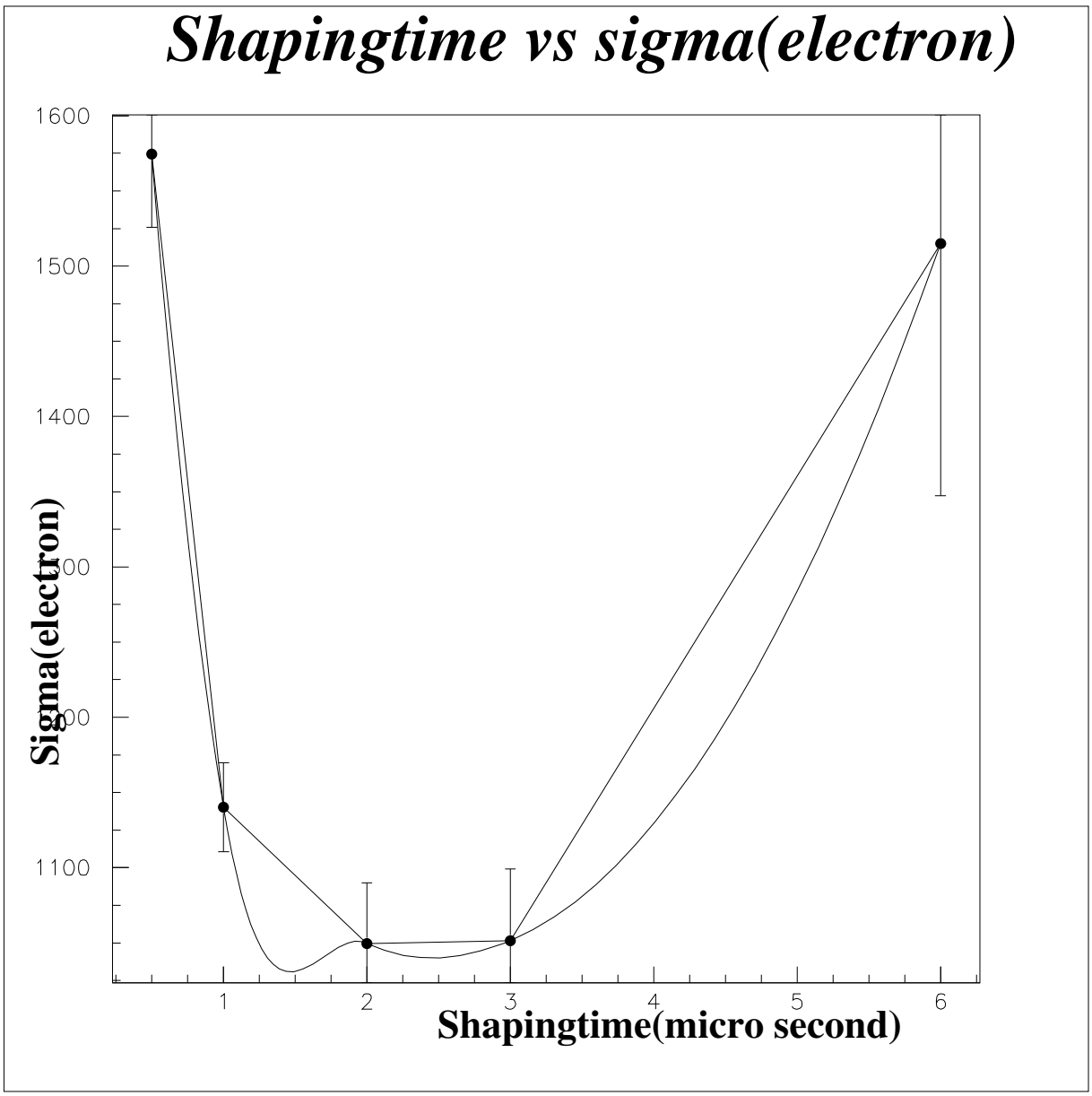

Shapingtime vs sigma(electron)
1600
1500
1400
1100
Sigma(electron)
1
2
3
4
5
6
Shapingtime(micro second)

図 6.4:

6.2　ノイズの解析

6.2.1　Pre-Amp の原理的ノイズ

Pre-Amp のノイズのうち、電子放出の不規則性によって電流にゆらぎが現れることによる生ずるノイズ (ショットノイズ) と結晶の熱振動によるノイズ (熱ノイズ) が最も大きい。
原理的ノイズ

$$({e_n}^2)_{total} = ({e_n}^2)_h + ({e_n}^2)_s \tag{6.4}$$

熱ノイズ

$$({e_n}^2)_h = \frac{8}{3}{C_d}^2\frac{kT}{g_m}\frac{1}{T_M} + \frac{3}{4}\frac{kT}{R_f}T_M \tag{6.5}$$

ショットノイズ

$$({e_n}^2)_s = \frac{1}{3}T_M 2qI_{leak} \tag{6.6}$$

C_d : 静電容量

k : ボルツマン定数

T_M : shapingtime

T : 温度

R_f : フィードバック抵抗 (1000MΩ)

I_{leak} : リーク電流 (10nA)

g_m : 相互コンダクタンス

q : 電荷

静電容量 C_d を式 (3.17) より計算する。

$$C_d = \varepsilon \frac{A}{d} \tag{6.7}$$

バイアス 15V なので、空乏層の幅は 200μm と近似でき、$\varepsilon = 12\varepsilon_0$ より、

$$C_d = 12 \times 8.854 \times 10^{-12} \times \frac{0.775 \times 1.81 \times 10^{-4}}{200 \times 10^{-6}} \tag{6.8}$$

$$\simeq 74.5(pF) \tag{6.9}$$

ここで定数を代入して shapingtimeT_M の関数にすると、
熱ノイズ

$$({e_n}^2)_h \simeq 4.308 \times 10^{-34} \frac{1}{T_M} + 0.0552 \times 10^{-34} T_M \tag{6.10}$$

ショット ノイズ

$$({e_n}^2)_s \simeq 10.67 \times 10^{-34} T_M \tag{6.11}$$

この 2 式により、計算する。

表 6.1: Pre-Amp 原理的ノイズ (c^2)

shapingime(μsec)	熱ノイズ *(c^2)*	ショット ノイズ *(c^2)*	*Total* ノイズ *(c^2)*
0.2	21.5×10^{-34}	2.13×10^{-34}	23.6×10^{-34}
0.5	8.64×10^{-34}	5.35×10^{-34}	13.9×10^{-34}
1	4.36×10^{-34}	10.6×10^{-34}	15.0×10^{-34}
2	2.26×10^{-34}	21.3×10^{-34}	23.6×10^{-34}
3	1.60×10^{-34}	32.0×10^{-34}	33.6×10^{-34}
6	1.04×10^{-34}	64.0×10^{-34}	65.0×10^{-34}

ノイズの単位を eledtron 数に変換する。1electron は、1.6×10^{19}(c) より、

表 6.2: Pre-Amp 原理的ノイズ (electron)

shapingtime(μ*sec*)	熱ノイズ *(e)*	ショットノイズ *(e)*	*Total* ノイズ *(e)*
0.2	296.6	91.3	304
0.5	193.4	144	234
1	144.4	204	242
2	111.8	289	304
3	100.3	354	362
6	88.93	500	504

これをグラフにすると、

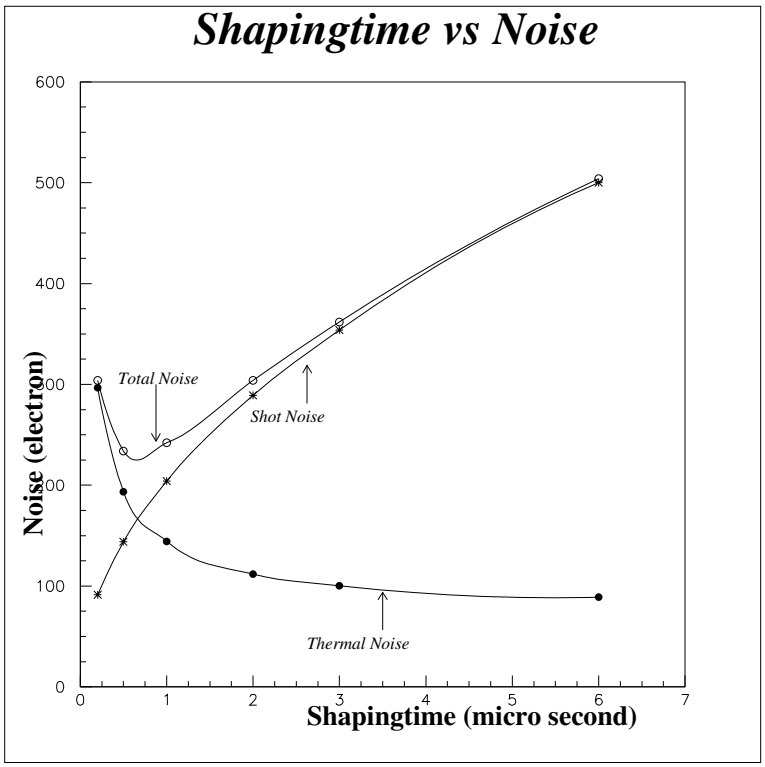


図 6.5:

6.2.2 Amの測定でのノイズの解析

第5章でAmを用いて測定した結果のノイズをPre-Ampの原理的ノイズを使って解析した。
Am測定のノイズとPre-Ampの原理的ノイズを比較してみる。

表 6.3: Am測定のノイズ

shapingtime(μsec)	*noise(ADC count)*	*noise(electron)*
0.5	16.71	1574
1	12.1	1140
2	11.14	1049
3	11.16	1051
6	1608	1515

1番ノイズが小さく測定に適していたshapingtime2μsecのときの値で比較してみる。

Am測定のノイズ 1049(electron)

Pre-Ampの原理的ノイズ 304(electron)

このように、Am測定のノイズはPre-Ampの原理ノイズの3倍強になっている。これらの差は、Pre-Ampから以外 (Pre-Ampにかけている電圧、Shaper、Divider、Discriminator、Gate Generator、ADC) のノイズの寄与が考えられる。

6.2.3　本実験装置全体でのノイズの解析

shapingtime とノイズの関係式を原理的ノイズの式より次の様に表し、

$$\sigma_{jikken} = \sqrt{\frac{a}{T_M} + bT_M} \tag{6.12}$$

これに Am の測定値を代入して a、b を求めた。

$$\sigma_{noise} = \sqrt{\frac{1310401}{T_M} + 222600T_M} \tag{6.13}$$

この式のグラフと実際の Am 測定でのグラフ図 (6.4) を比較する。

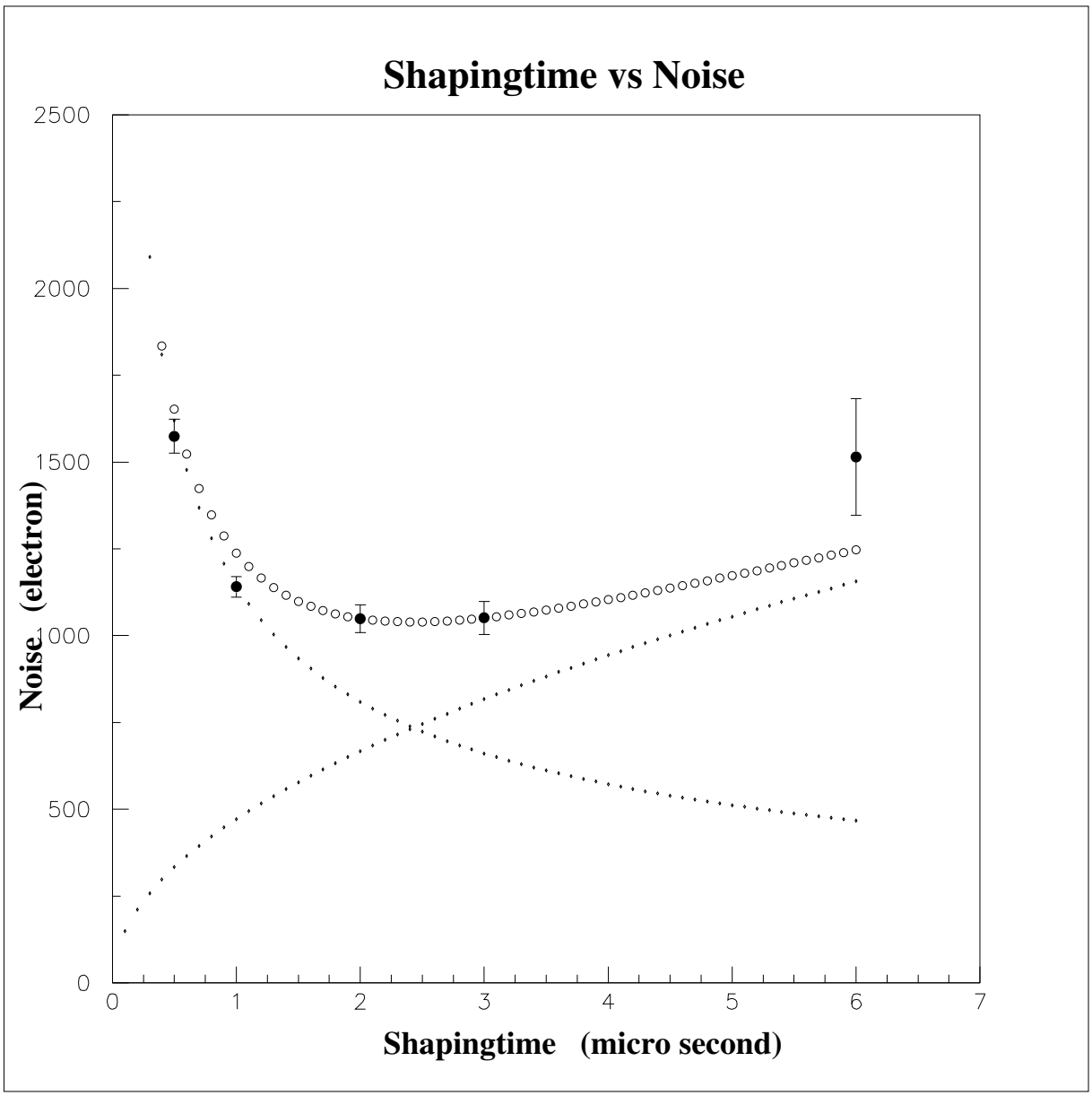


図 6.6:

- :Am 測定値
- ◇ : 式 (6.13) の T_M と $\frac{1}{T_M}$ の項
- ○ : 式 (6.13)

原理的ノイズの式である、式 (6.10) と式 (6.11) を合わせて式を書き換えてみると、

$$\sigma_{riron} = \sqrt{\frac{16828}{T_M} + 41895T_M} \tag{6.14}$$

この式と式 (6.13) を近似的に比較すると、
$\frac{1}{T_M}$ の項は、

$$\frac{\sigma_{jikken}}{\sigma_{riron}} = \frac{\sqrt{1310401}}{\sqrt{16828}} \simeq 8.82(\text{倍}) \tag{6.15}$$

T_M の項は、

$$\frac{\sigma_{jikken}}{\sigma_{riron}} = \frac{\sqrt{222600}}{\sqrt{41895}} \simeq 2.31(\text{倍}) \tag{6.16}$$

以上より、本実験装置全体でのノイズは T_M の項、つまり熱ノイズが大きく寄与していることがわかった。

第7章　まとめ

図 (5.9) より Am のピークの ADC count は 247.4 でこれを electron 数に変換すると、23310(electron) で表 (6.3) よりノイズは 1049(electron) なので、

$$\frac{1049}{23310} \simeq 0.045 \tag{7.1}$$

よってノイズは Am の全 electron 数の約 $\frac{1}{22}$ になった。このことより、今回製作した Si 半導体検出器は、放射線測定を十分に行える検出器であると言える。

参考文献

1)W.R.Leo “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”
2) 関口 晃訳 “プライス-放射線計測”
3) 岩波理化学辞典第 5 版
4)1997 年度卒業論文
5)1998 年度卒業論文
6)1999 年度卒業論文

謝辞

お忙しい中、私たちを一からご指導下さった林井先生をはじめ、ゼミやミーティングなどでご指導下さった野口先生、宮林先生、先輩方のおかげで卒業研究および卒業論文を仕上げることができました。この場をお借りして御礼申し上げます。ありがとうございました。