宇宙線及び β 線源によるシリコンマイクロストリップディテクターの動作検査

京都教育大学 自然科学コース 高嶋研究室
平松 寛生

2001 年 2 月 9 日

概要

Silicon Microstirip Detectorは2001年から始まるCDF(the Collider Detector at Fermilab) RunⅡ実験でSVX(Silicon Vertex Detector)のパーツとして使用される。RunⅡでは2~3年で積分ルミノシティー$2fb^{-1}$を目標としているため、132ns間隔でのイベントサイクル、年間放射線量1Mradという苛酷な条件が要請される。

今回、宇宙線やβ線源(^{90}Sr)のような外部信号を用いての動作検査を行い、本研究室の測定システムの評価やchipの設定と応答、sensorのS/N評価を実施した。本稿ではそのテスト方法の詳細、結果について論述する。また付録として放射線損傷がS/Nに与える影響の測定結果を記載する。

謝辞

この一年間の通して行ってきた研究の中で、適切なご指導をして頂いた高嶋先生に感謝の意を表したい。先生のご指導なしにはこの論文を書き上げることは出来なかっただろうし、また高エネルギー物理実験という分野にふれる機会もなかったであろう。

理学科の諸先生方にもいろいろと助言を頂き大変お世話になった。この場を借りて感謝の言葉を述べたい。付録に記載した放射線損傷の項目は広島大学の増田氏の協力によるものである。修士論文で忙しい中にもかかわらず、共同で測定に加わってくれた事に心からお礼申し上げる。

最後にこの一年間を同じ研究室で過ごし、ともに学んできた村山君、小野君に今後の御活躍への期待と感謝の言葉を贈る。

目 次

概要 i
謝辞 i

第 1 章 CDF 実験と SVX システムの概略 **1**
1-1 CDF の物理 1
1-2 CDF 測定器 4
1-3 SVX システム 4

第 2 章 半導体検出器の動作原理 **8**
2-1 半導体検出器 8
2-1.1 PN 接合と全空乏化電圧 8
2-1.2 シグナルパルスの立上り時間 9
2-1.3 暗電流 10
2-2 DSSS(Double-Sided Silicon microstrip Sensor) 10
2-2.1 DSSS の構造 11
2-2.2 放射線損傷 11

第 3 章 放射線と物質との相互作用 **12**
3-1 電離損失 12
3-2 電離損失の変動 13
3-3 多重クーロン散乱 14

第 4 章 宇宙線、β 線源による測定 **15**
4-1 測定システム 15
4-1.1 STAR(SVXⅡ Test Aquisition and Readout module) 16
4-1.2 外部トリガーとフロントエンドクロックとのタイミング調整 16
4-2 データ解析 18
4-2.1 ペデスタル・ノイズサブトラクション 18
4-2.2 ストリップクラスタリング 19
4-2.3 バンド幅 21
4-3 宇宙線による測定結果 22
4-4 β 線による測定結果 22
4-5 まとめ 27

付 録 A 放射線損傷 **29**

第1章　CDF実験とSVXシステムの概略

1-1　CDFの物理

素粒子物理学は電弱統一理論と量子色力学に基づく標準模型で記述される。標準模型は現在得られている実験事実のほとんどを説明する事ができる。RunⅡ実験では標準模型を超える現象を観測する事が目標になっており、以下に挙げる5つのグループに分かれて解析を行っている。

- トップクォークの精密測定

  CDFはRunIで得られた実験データからトップクォークの対生成の証拠を1994年に報告している。トップクォークの生成、崩壊は

$$q + \bar{q} \rightarrow "g" \rightarrow t + \bar{t}$$

$$t \rightarrow b + W^+, \bar{t} \rightarrow \bar{b} + W^-$$

  のようになる。またトップクォークの崩壊モードはWの崩壊モードに従って、

  1. 2個のWがレプトン崩壊する場合
  2. 1個のWがレプトンに、他方のWがクォークに崩壊する場合
  3. 2個のWがクォークに崩壊する場合

  の3通りがあり、得られる実験データは、

  1. 2個の荷電レプトン + 2ジェット + 消失横運動量
  2. 1個の荷電レプトン + 4ジェット + 消失横運動量
  3. 6ジェット

  である。消失横運動量はニュートリノの横運動量 (後述) に対応する。RunIでの探索と質量決定は2の1個の荷電レプトン + 4ジェット + 消失横運動量で行われた。質量の決定は荷電レプトンの運動量と消失横運動量から $m(l\nu) = M_w$ を求め、素過程が $t\bar{t}$ 過程であるカイ自乗 (χ_1^2) とクォークのエネルギーが E_q であるカイ自乗 (χ_2^2) をそれぞれ求め、

$$\begin{aligned} \chi_1^2 &= (m(jj) - M_w)^2/\Gamma_W^2 + (m_t - M_t)^2/\Gamma_t^2 \\ \chi_2^2 &= \sum (E_j - E_q)^2/(\Delta E_j)^2 \end{aligned}$$

  総合的なカイ自乗 $\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2$ をふたつのニュートリノとあらゆるbタグの情報に対して最小になるような素過程を選ぶ。さらに M_t を変化させて最小のカイ自乗を与える M_t をトップクォークの質量とする。現在のトップクォークの質量の誤差は $\pm$ 5Gevであるが、RunⅡでは3Gevを目標としている。

- 量子色力学 (**QCD**) の現象

  QCDの研究はジェットを中心にして行われる。ジェットは後述するカロリーメーターの二次元分割単位であるタワーのエネルギー付与が最大のものを探し、$\Delta\eta^2 + \Delta\psi^2 < R^2$ を満たすエネルギー付与の重心を決める (η, ψ は後述する測定器の座標系による)。さらに得られた重心を中心にして新しい

半径 R の円で重心を求め、重心の位置が収束するまでこの操作を行い、ジェットと定義する。さらに 1Gev 以上のタワーがなくなるまで逐次エネルギーの小さいジェットを探していく。半径 R の値は理論やシミュレーションとの比較で決められ、QCD 過程では $R = 0.7$ が用いられている。ジェットのエネルギー、運動量はタワーへのエネルギー付与を E_i 衝突点からタワーの重心に向かう単位ベクトルを n_i とすると

$$E = \sum E_i, \boldsymbol{p} = \sum E_i \boldsymbol{n_i}$$

で定義し、横エネルギー $\boldsymbol{E_t}$ は $\boldsymbol{p}$ のビームパイプに垂直な平面への射影 $\boldsymbol{p_t}$ を用いて

$$\boldsymbol{E_t} = e\boldsymbol{p_t}/ \mid \boldsymbol{p_t} \mid$$

で定義される。またジェットの横エネルギーに関する包含微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{dE_t} = \frac{1}{N_{tot}} \frac{dN(E_t)}{dE_t}$$

で定義される。QCD による包含微分断面積の理論計算は 10 桁程度まで実験値と一致しているが、$E_t > 300$Gev の領域では不一致がみられる。ジェットの生成微分断面積はハドロン $P, \bar{P}$ のパートン $q\bar{q}$ の衝突による素過程で $q + \bar{q} \to \acute{q} + \acute{\bar{q}}$ となる二体衝突を例に取ると、

$$d\sigma(P + \bar{P} \to \acute{q} + \acute{\bar{q}}) = \sum C_{q\bar{q}} dx_q dx_{\bar{q}} f_{q/P}(x_q) f_{\bar{P}/\bar{q}}(x_{\bar{q}}) d\sigma(q + \bar{q} \to \acute{q} + \acute{\bar{q}})$$

で表され、パートン分布関数:f に依存する。現在のパートン分布関数は E_t の低い実験から決定されているため、RunⅡ では $10\text{Gev} < E_t < 500\text{Gev}$ までの範囲で測定を進める。またこのような高い E_t 領域での包含断面積の異常はサブ・クォーク模型やテクニカラー模型から理論的検証が進められており、新しい物理学の領域を示唆するものとして期待されている。

- 電弱相互作用の精密測定

  トップクォーク、ウィークボソン (W,Z) の質量の精密測定は CDF の物理解析の初等的課題になる。$W \to l\nu$ の崩壊過程による W の検出ではニュートリノのビームパイプに平行な運動量の成分 (縦成分) は測定できないため、縦成分をゼロとした横質量 M_W^T を定義する。W の質量は M_W^T の最確値として得られる。RunI での解析結果から $M_W = 80.40 \pm 0.18 Gev$ が得られており、RunⅡ では誤差 ± 0.04Mev が見込まれている。

  また、標準模型は電弱ゲージボソンの相互作用を明確に予言する。実験的には $q\bar{q} \to W\gamma, Z\gamma, WW, WZ, ZZ$ のようなペアプロダクションから得られる。特に光子と W ボソンとの相互作用は、W の磁気双極子モーメント μ_W、電気四極子モーメント q_W

$$\mu = \frac{e}{2M_W}(2 + \Delta\kappa + \lambda), \mu = \frac{e}{2M_W^2}(1 + \Delta\kappa - \lambda)$$

を使って書ける。V-A 理論によれば $\Delta\kappa = \lambda = 0$ である。RunI での結果と、RunⅡ で予想される結果を図 1.1 に示す。$2fb^{-1}$ ののデータから許容範囲 (CL limit:Confident Level) は $\mid \Delta\kappa \mid < 0.1$、$\mid \lambda \mid < 0.1$ になることが予想される。バリオンの異常磁気モーメントから核子の内部構造が示されたようにモーメントの精密測定は新しい物理の探索に意味を持つ。

- 新しい現象の探索

  標準理論では、$100 - 200 Gev/c^2$ のエネルギー領域で未発見の物理現象の存在を予言する。またこのエネルギー領域では超対称性粒子、テクニカラー粒子、トップカラーなどの探索も期待されている。

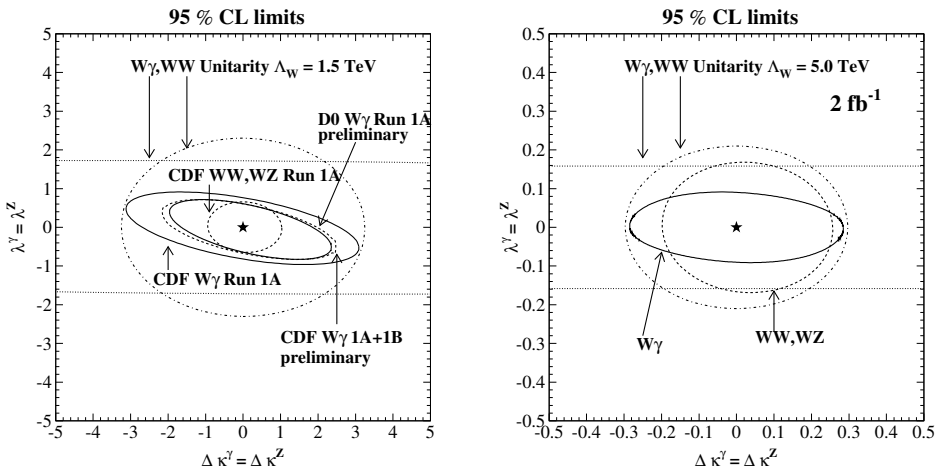


図 1.1: 異常磁気能率の 95% CL limit, 右:RunI の結果,:RunⅡ で予想される結果

未発見粒子のなかでもヒッグス粒子の発見は RunⅡ 実験での最重要課題になる。

ヒッグス粒子の探索はその崩壊物の観測によって行われる。崩壊モードは質量に依存し中性ヒッグス粒子の場合、ウィークボソンの 2 倍以上 ($m_h > M_W + M_Z \simeq 170$GeV:高い質量領域) の質量を持つ場合はウィークボソン対に、それ以下 ($m_h < 170$Gev:中間質量領域) ならば $b\bar{b}$ ペアに崩壊する。

- ボトムクォークの物理

b クォークに関する研究は電子・反電子衝突によるものが中心だが、CDF のハドロン衝突実験でも同質の研究がなされており、中性 B 中間子 $(B^0, \bar{B}^0)$ の CP 非保存の観測が中心的な課題になっている。 b クォークの生成はハドロン衝突器の場合、主に $g \to b\bar{b}$ の過程から対生成され、$b \to c + W^-, \bar{b} \to \bar{c} + W^+$ の様に崩壊する。生成された b クォークは第一世代のクォークと対をなし主に B 中間子を形成する。これらの生成・崩壊過程はビームパイプの中で起こるため直接観測する事はできないが飛跡検出器で再構成された飛跡を外挿する事で決定できる。

中性 B 中間子の同定 (b タグ) は崩壊で生成される粒子の電荷から識別することができる。

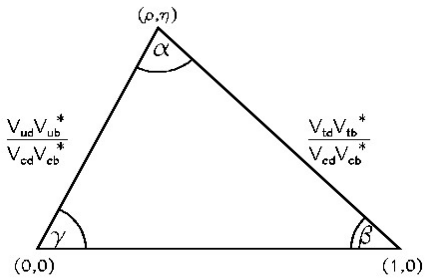
1. W がレプトン崩壊する場合、$B_0(\bar{b}d) \to cl^+\nu$ 、$\bar{B}_0(b\bar{d}) \to cl^-\bar{\nu}$ となるためレプトンの符号からフレーバーが決定できる。
2. 中性 B 中間子が生成されるとき、$B_0(\bar{B}_0)$ は $d(\bar{d})$ を真空中からとらえるため $B_0(\bar{B}_0)$ 付近には $\bar{d}(d)$ ができる。これらがハドロン化すると $\pi^+(\pi^-)$ となる。従って、B_0 中間子近傍の π 中間子の符号から B_0 のフレーバーがわかる。

CP 非保存の可能性は小林・益川理論で説明される。CKM 行列の直交関係で B 中間子の崩壊から調べられる式は

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

であり、この式は複素平面上の三角形 (ユニタリー三角形) に対応し、両辺 $V_{cd}V_{cb}^*$ で割ると図 1.2 の様な底辺が 1 の三角形となる。またこのユニタリー三角形の測定のための崩壊チャンネルと測定される値を図 1.2 に示す。CDF では以下の三項目の観測を目標としている。

- $B_d \to J/\psi K$ の崩壊チャンネルによる $\sin(2\beta)$ の精密測定
- $B_d \to \pi^+\pi^-$ の崩壊チャンネルによる $\sin(2\alpha)$ の誤差 ± 0.10 での測定
- $|V_{td}/V_{ts}|$ の精密測定



崩壊チャンネル	測定量
$B_d \to J/\psi K$	$\sin 2(\beta)$
$B_s \to J/\phi\phi$	V_{ts}の位相
$B_d \to \pi^+\pi^-$	$\sin 2(\alpha)$
$B_s \to D_s^-, K^+, D^+, K^-$	$\sin 2(\gamma)$
$B^+ \to D^0K^+, B^+D^0K^+, B^+D_{cp}^0K^+$	$\sin 2(\gamma)$

図 1.2: ユニタリー三角形と B 中間子の崩壊モードと測定される角度

1-2 CDF 測定器

CDF 測定器 (図 1.3) は高エネルギー陽子反陽子衝突によって生じた粒子を検出するための装置であり、前節で述べたような再構成を行うためのデータを収集する。

検出器の座標系は陽子の入射方向を z 軸、水平、鉛直方向を x、y 軸にとる。また天頂角を θ、方位角を ϕ とし、$\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ で定義する擬ラピディティー (η) を用いると、大きく $1.0 <| \eta |< 2.0$、$| \eta |< 2.0$、$| \eta |< 3.0$ の 3 部分に分けられる。

- 飛跡検出器系 $(1.0 <| \eta |< 2.0)$

  衝突点を中心に 1.5T の一様な磁束密度をつくり出す超伝導ソレノイドの内側に飛跡検出器系が置かれる (図 1.4 参照)。飛跡検出器の機能は飛跡の曲率から荷電粒子の運動量と電荷の符号の決定、衝突点付近の飛跡の測定である。曲率は COT で決定され、SVX と ISL とで飛跡を 3 次元に再構成する。ただし短寿命粒子はビームパイプの中で崩壊し直接観測することができないため、再構成された飛跡を外挿して決定する。

- カロリーメーター $(| \eta |< 3.0)$

  カロリーメーターでは粒子の全エネルギーを測定するための装置である。電子や光子は電磁相互作用により電磁シャワーを形成し、中間子や重粒子はパイ中間子を主成分としたハドロンシャワーを形成する。電磁カロリーメーターは鉛板とシンチレーター、ハドロンカロリーメーターは鉄板とシンチレーターから構成され、それぞれのシンチレーターから通過粒子による信号が読み出される。カロリーメーターのエネルギー分解能は一般に

  $$\beta/\sqrt{E} = \Delta E/E$$

  で与えられ、電磁カロリーメーターで $\beta \approx 0.14 Gev^{1/2}$ ハドロンカロリーメーターで $\beta \approx 0.7 Gev^{1/2}$ が得られている。

- ミューオン検出器 $(| \eta |< 2.0)$

  カロリーメーターの外部にリターン・ヨークの鉄板があり、最外部にミューオン検出器が配置されている。電子、光子、ハドロンはリターン・ヨークに到達するまでにほとんど止められるが、ミューオンは測定器と最小電離損失をしてさらにミューオン検出器を通過する。ミューオンの運動量は中央飛跡検出器によって決定されるため、ミューオン検出器で得られる情報は b タグやトリガーの機能に使われる。

1-3 SVX システム

SVX は CDF 測定器の最内層に配置され陽子・反陽子衝突による生成粒子の二次崩壊点を測定し、トップクォーク探索やボトムの物理での b タグを有効にする。その全体図は図 1.5 の様になり、検出器として機能

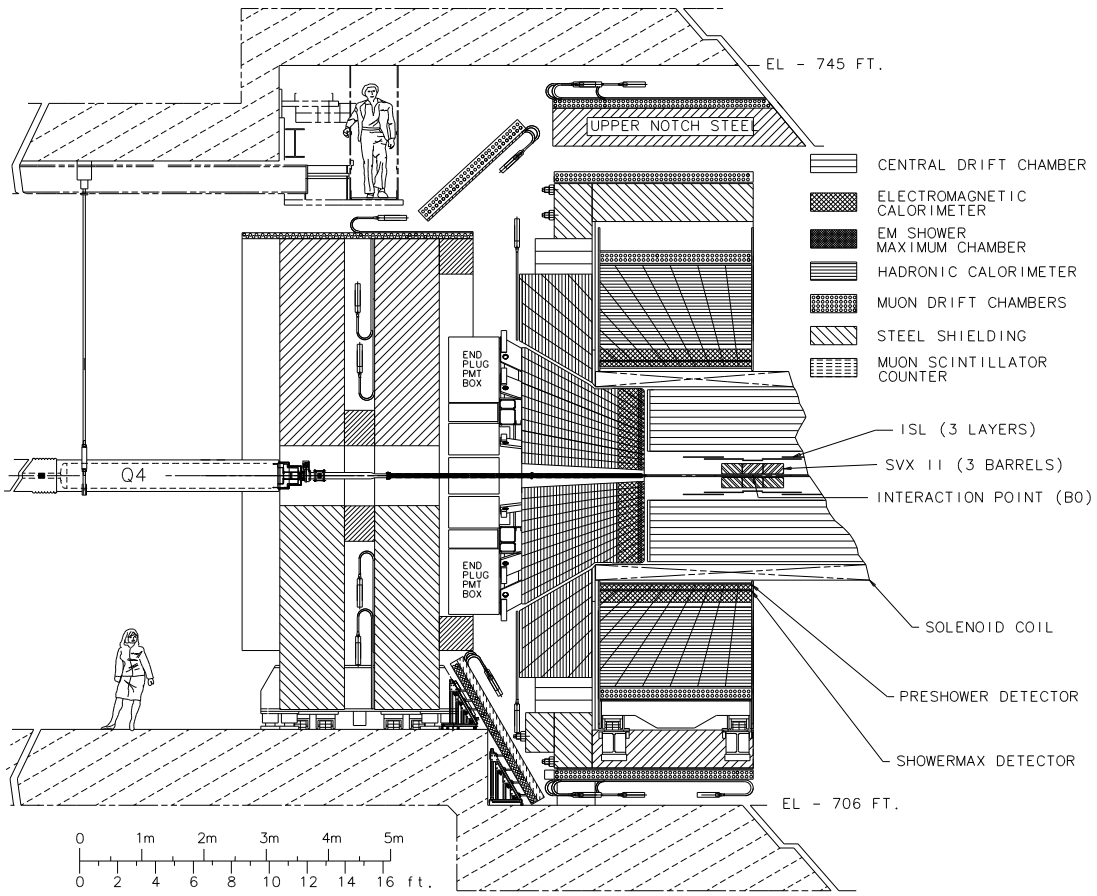


図 1.3: CDF 測定器の鳥瞰図

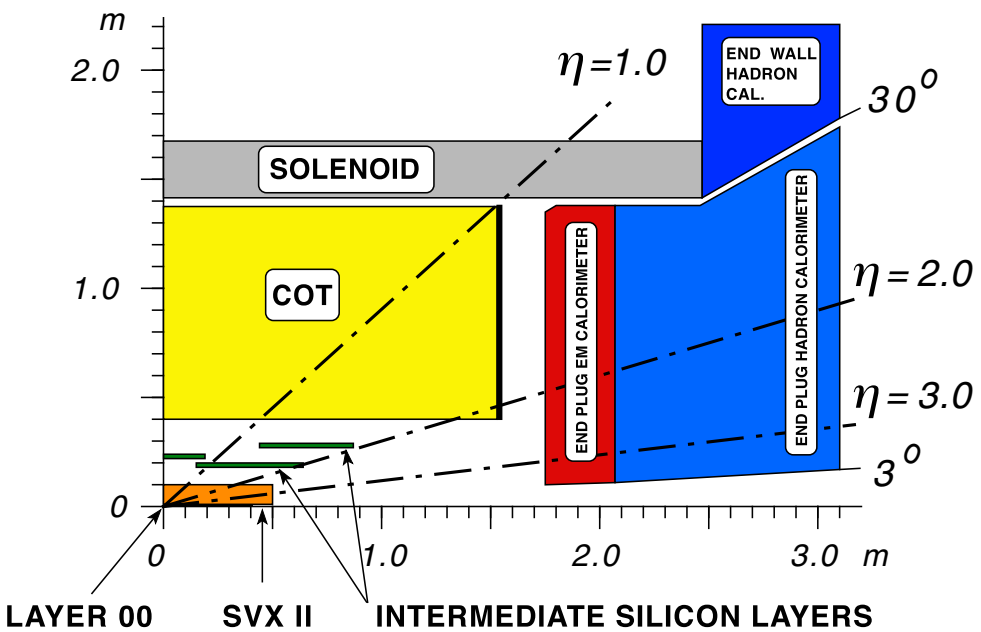


図 1.4: CDF 測定器と擬ラピディティの範囲

する最小単位であるラダー (図 1.7,1.8) を円筒状に 12 個配置し五層にしたバレル (図??) を 3 つ並べた構造で $|\eta| < 2$ の範囲のトラック情報を与える。

SVX の最小単位であるラダーはさらに、シリコンセンサーとセンサーからの信号読みだし用の SVX3D chip とエレクトロニクス機器が同一基盤上に乗ったハイブリッド構造になっている。センサーは生成粒子のエネルギーなどの情報をできる限り乱さないようにするため一枚で z 方向と ϕ 方向の位置情報が得られるような両面読み出し構造 (z side、r-ϕ side) になっている。また概要でもふれたようにこれらの機器は年間放射線量 1Mrad という高い放射線レベルの環境に置かれるため、センサーやチップにはいくつかの放射線対策がなされている。(2-2.1 参照)

SVX3D chip によるシグナル読み出しの流れは図 1.9 のようなブロックダイアグラムで表され、SVX FE(アナログセクション) と SVX BE (デジタルセクション) に分けられる。SVX FE ではセンサーからのシグナルを 5mV/fC まで増幅しキャパシターに電荷として保持する。さらにフィードバックループを通り 15mV/fC にまで増幅される。電荷はカロリーメーターからレベル 1 トリガーと呼ばれる信号読み出しトリガーが入るまで 42 本のパイプラインキャパシター保持され、トリガーが入ると SVX BE に送られ、トリガーが入らなければその電荷は捨てられる。SVX BE では Wilkinson ADC(ランプ、コンパレーター、カウンター) により信号をデジタイズする。デジタイズされたシグナルはレベル 2 トリガーに利用され、さらにレベル 3 トリガーにかけられて物理的に興味のある事象と判断されると解析用のデータとして保存される。

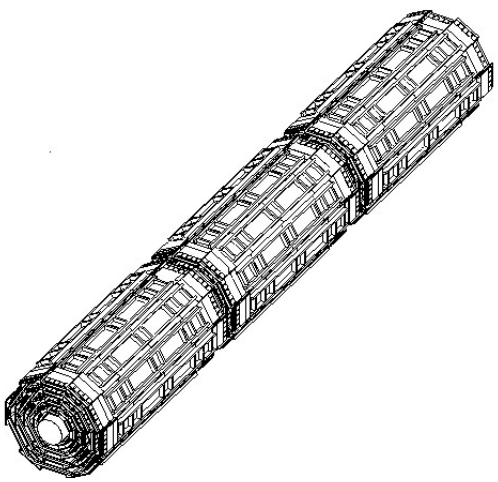


図 1.5: SVX Barrel の全体図

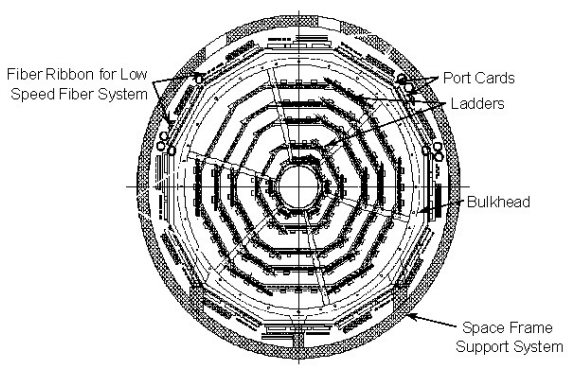


図 1.6: Barrel の断面図

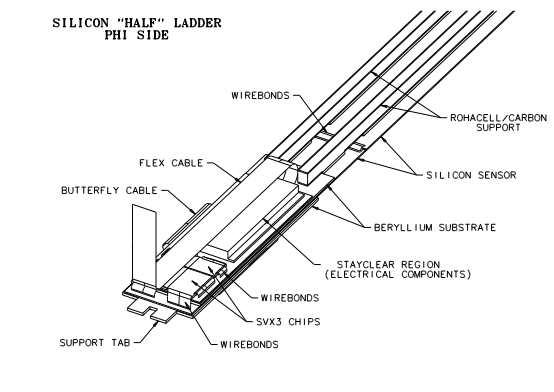


図 1.7: half ladder r-ϕ side

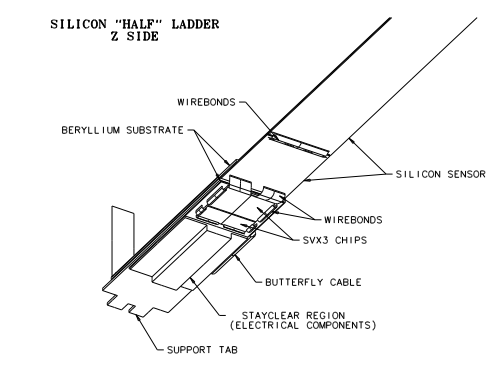


図 1.8: half ladder(z side)

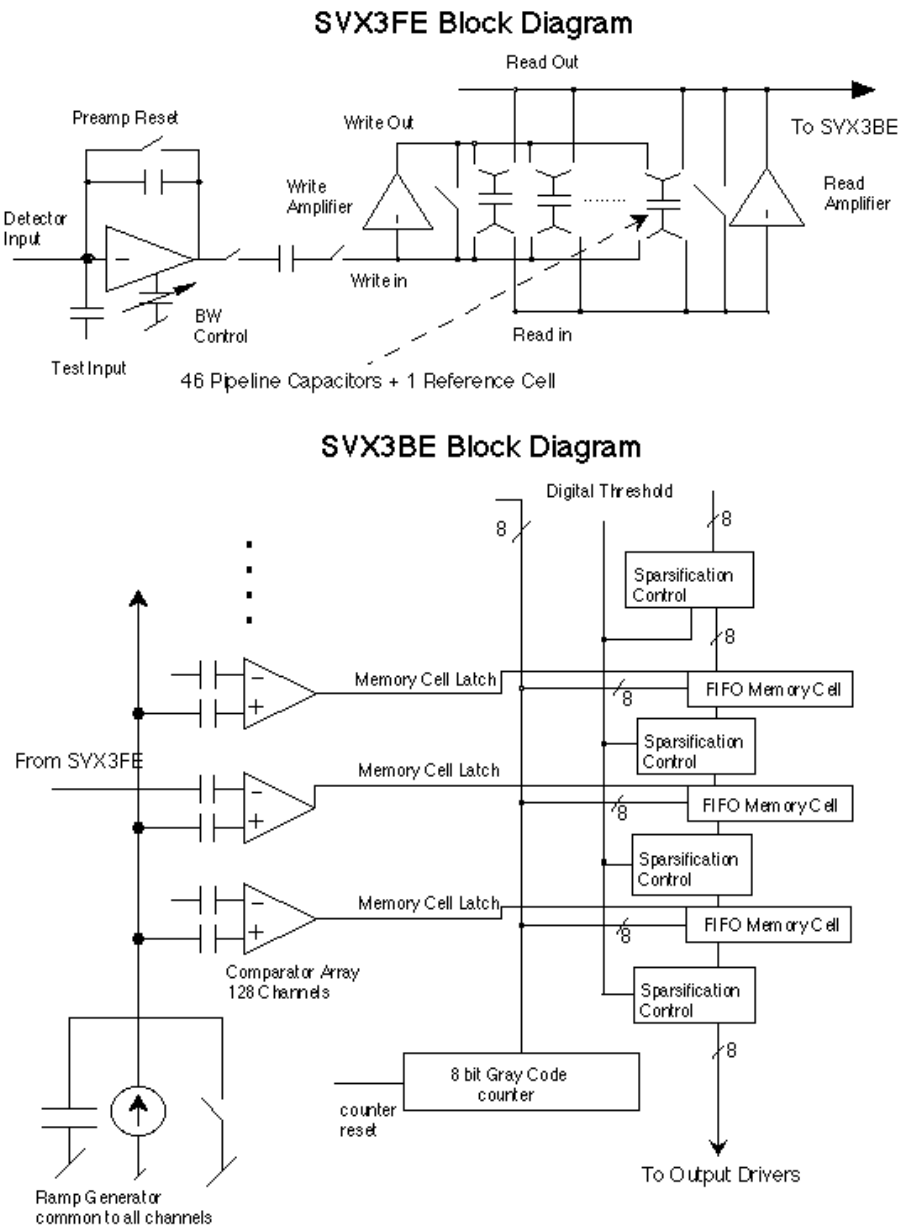


図 1.9: SVX3D chip のシグナル読み出しのダイアグラム

第2章　半導体検出器の動作原理

2-1　半導体検出器

高エネルギー荷電粒子がシリコンを通過した場合 3.6eV で一つの電子・正孔対ができる。このため半導体検出器はガス検出器の 30eV や光電子増倍管の 300eV と比べると、遙かにエネルギー分解能がよい。またシリコンは高密度物質であるため、デルタレイの飛程が短く位置分解能が高い。さらに検出器自体が固体であるのでガス検出器のように容器が必要なくコンパクトな検出器を作ることができる。以下に半導体検出器の基本的性質を述べる。

2-1.1　PN 接合と全空乏化電圧

PN 接合ではキャリアー密度の違いから電子と正孔が接合面を超えてキャリアーの拡散が起こる。この拡散が平衡状態に達するとドナーイオンとアクセプターイオンが作る内部電場によって薄い空乏層ができるが、半導体検出器は空乏層が有感領域になるので測定時は逆バイアス電圧を掛けて空乏層を厚くする必要があるまた逆バイアスが安全限界を超えたとき PN 接合では降伏現象が起こるため、降伏電圧が検出器に掛ける電圧の上限を与え、以下に述べる全空乏化電圧が下限を与えることになる。

空乏層の厚さは電荷密度:$\rho(x)$ が既知ならばポアッソン方程式を解くことで求まる。(半導体での典型的な電荷密度分布を図 2.1 に示す。以下、座標系はこの図による)

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad , \quad \rho(x) = \begin{cases} eN_D & (0 < x < x_n) \\ eN_A & (-x_p < x < 0) \end{cases} \tag{2.1}$$

式 2.1 を一回積分すると $x = x_n, x_p$ で $dV/dx = 0$ という条件から

$$\frac{dV}{dx} = -E = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon}(x - x_n) & (0 < x < x_n) \\ \frac{eN_A}{\varepsilon}(x + x_p) & (-x_p < x < 0) \end{cases} \tag{2.2}$$

が得られる。また電場:E は $x = 0$ で負の最大値 (E_{max}) をとるので、

$$\begin{aligned} E_{max} = \frac{eN_A}{\varepsilon}(x_p) &= \frac{eN_D}{\varepsilon}(x_n) \\ \Longrightarrow N_A x_p &= N_D x_n \end{aligned} \tag{2.3}$$

が成り立つ。さらに積分して得られる二つの解は $x = 0$ で連続、$x = x_n$ で $V(x) = V_0$ なので、

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

となり、式 2.3 を代入することで x_p、x_n が求まるので空乏層全体の厚さは

$$d = x_p + x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{e}\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$$

で与えられ、特に $N_A \gg N_D (N_D \gg N_A)$ の時は近似的に

$$d \simeq \begin{cases} x_n \simeq \sqrt{2\varepsilon\rho_n\mu_e V_0} & (N_A \gg N_D) \\ x_p \simeq \sqrt{2\varepsilon\rho_p\mu_h V_0} & (N_D \gg N_A) \end{cases}$$

となり、シリコンの場合は次式で与えられる。

$$d \simeq \begin{cases} 0.53\sqrt{\rho_n V_0}\mu m & \text{(n-type)} \\ 0.32\sqrt{\rho_p V_0}\mu m & \text{(p-type)} \end{cases}$$

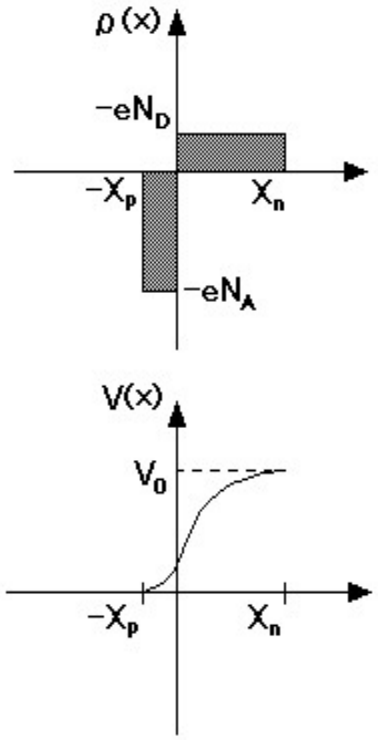


図 2.1: PN 接合のキャリアー密度とポテンシャル

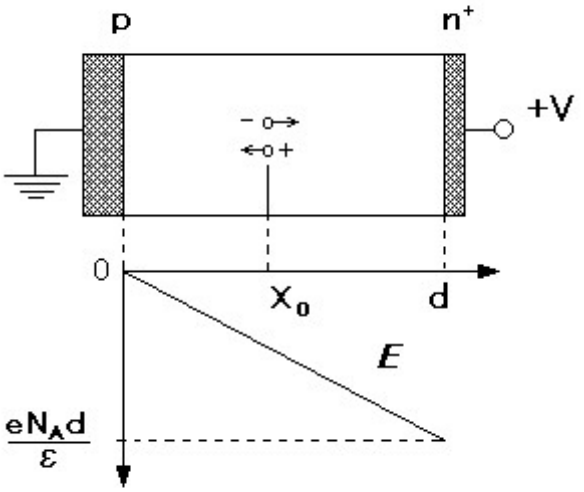


図 2.2: 空乏層の電場強度

2-1.2　シグナルパルスの立上り時間

p 型半導体と高濃度でド ープした n 型半導体の pn 接合ダイオードを考えると、(図 2.2) 空乏層中の電場は式 2.2 で与えられ、電気伝導度 $(\sigma \simeq eN_A\mu_h)$ を用いて、

$$E = -\frac{x}{\mu_h \tau} \ (\tau = \varepsilon/\sigma = \rho\varepsilon)$$

と書ける。ただし、μ : キャリアーの移動度、ρ : 抵抗率、ε : 誘電率 である。また、移動度の定義から空乏層の x で作られた電子が電極に到達するまでの時間は

$$\frac{dx}{dt} = -\mu_e E = \frac{\mu_e}{\mu_h}\frac{x}{\tau} \Longrightarrow t = \tau\frac{\mu_h}{\mu_e}\ln\frac{d}{x_0}$$

同様に正孔では

$$\frac{dx}{dt} = -\mu_h E = -\frac{x}{\tau} \Longrightarrow t = \tau \ln\frac{d}{x_0}$$

である。また τ はシグナルの立ち上がり時間を表すパラメーターであり、典型的な $1000\Omega\mathrm{cm}$ のシリコン場合粗い計算で $\tau = 1000 \times 10^{-12}$ でナノセカンドのオーダーになる。

2-1.3　暗電流

真性半導体は逆バイアスに対して絶縁体として働くが、一般には結晶中の欠陥やドープ物質以外の不純物によってできる禁制帯中の中間準位などがキャリアーの生成中心となり暗電流が生じる。暗電流の原因には先述した欠陥や不純物準位のほか、少数キャリアーの存在や結晶表面の SiO_2 薄膜などによる結晶構造の乱れがある。少数キャリアーの影響 ($\sim$ nA/cm^2) や不純物準位による影響 ($\sim \mu$A/cm^2) は少なく、主に表面構造による欠陥やバルク欠陥などプロセスに起因するものの影響が大きい。また暗電流は温度に依存しノイス、ショックレーによる単純化計算によれば、

$$I_{leak} = Sl\frac{en_i}{\tau} \qquad n_i \propto T^{3/2}\varepsilon^{-E_g/2kT}$$

となり、常温では 7.5 度冷却すれば約半分にすることができる。

2-2　DSSS(Double-Sided Silicon microstrip Sensor)

SVX で使用されるセンサーは第 1-3 節でふれたように両面読み出し構造が採用されている。信号読み出し用の電極は互いに 90° の角度がつけられており、このような構造はより少ない物質量でも通過粒子の二次元的飛跡情報が得られるため有利である。本節ではその具体的構造や特徴について述べる。また、図 2.3 はセンサーの模式図となっている。

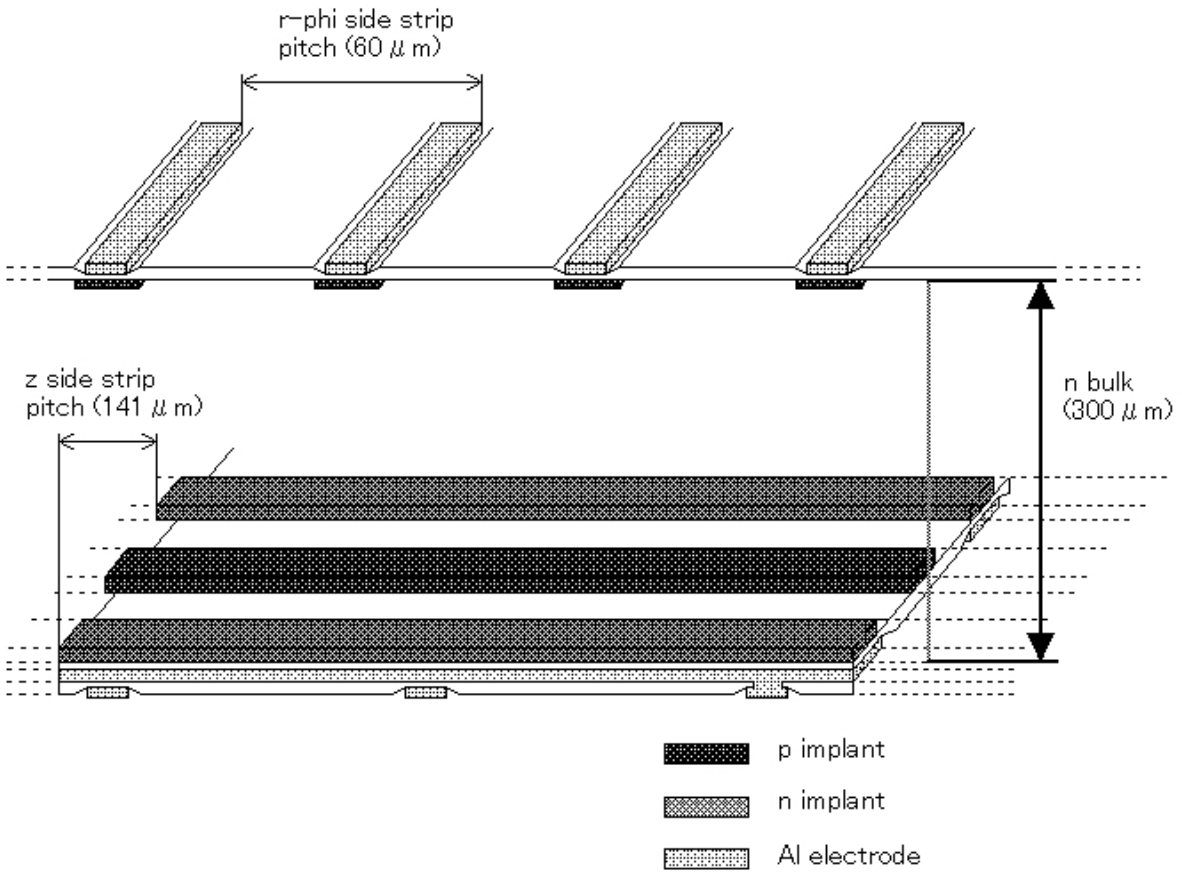


図 2.3: センサーの模式図

2-2.1 DSSS の構造

DSSS は図 2.3 の様な構造を持ち、n 型半導体ウェハーの表面にイオンインプラントによって比較的不純物濃度の高い p 型半導体と n 型半導体がストリップ状に形成されている。インプラントされた半導体は電極として働きストリップ一本一本が独立した一つの検出器となる。これらの電極での信号読み出し方式は SiO_2 薄膜を隔てたアルミニウム電極がプリアンプに接続される AC 結合方式となっている。このように DC 電流を断つことで放射線損傷などで増加した暗電流が直接プリアンプに流れ込まないようにしている。

また n ストリップ側では SiO_2 薄膜に接する蓄積電荷層を通して n ストリップどうしが導通してしまうのを防ぐため p ストップと呼んでいる構造で蓄積電荷層を断っている。

2-2.2 放射線損傷

放射線損傷には大きくバルク損傷と表面損傷の二つがある。バルク損傷では結晶格子が放射線との相互作用から格子間原子や欠陥のようなキャリアーの捕獲中心、再結合中心をつくるため暗電流の増加に寄与する。暗電流は放射線量に比例し以下のように表される。

$$I_{leak} = I_0 + \alpha\phi$$

I_0 は初期暗電流で、ϕ は放射線の積分フラクッス、α は照射粒子とそのエネルギーで決まる固有の値で暗電流損傷定数と呼ばれる値である。

表面損傷は一般的に絶縁層 (SiO_2 薄膜) の荷電粒子通過によるイオン化帯電効果を言う。表面損傷による効果はエレクトロニクスの方面から詳しく調べられており、移動度の小さい陽イオンは絶縁層にトラップされやすいことが分かっている。トラップされた陽イオンはセンサー内の電場の乱れの原因になる。このような現象は p ストリップと n ストリップに共通であり、p ストリップではストリップ近傍の電場が強められ鋭いパルス状のノイズを出すマイクロディスチャージを引き起こしやすくなり、n ストリップではストリップ間のクロストークが大きくなりシグナルシグナルの分離の悪化を促す。

バルク損傷や表面損傷で生じた欠陥やトラップイオンは数日間アニールする事である程度解消される。その時定数は数日で、アニールしないイオンや欠陥の量は線量の $2/3$ 乗で比例すると考えられている。

第3章　放射線と物質との相互作用

センサーが検出するシグナルは物質と放射線との相互作用の結果である。本章では検出結果への影響が大きい物理プロセスについて論述する。

3-1　電離損失

荷電粒子が物質を通過する際のエネルギー損失のほとんどはイオン化によるものである。物質層 gcm^{-2} でのエネルギー損失の平均的な値はベーテ・ブロッホの式から見積もることができ、

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\ln[(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 T_{max}}{I^2}) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}]$$

r_e:電子半径 $(= 2.817 \times 10^{-31} cm)$	m_e:電子の質量
N_a:アボガド ロ定数 $(= 6.022 \times 10^{23} mol^{-1})$	Z:標的物質の原子番号
A:標的物質の原子量	z:入射粒子の電荷
β:入射粒子の v/c	γ:$1/\sqrt{1-\beta^2}$

と表される。T_{max} は一回の衝突におけるエネルギー損失の最大値であり、入射粒子の質量を M とすると

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2m_e/M\sqrt{1+\eta^2}} + (m_e/M)^2$$

で与えられ $(\eta = \beta\gamma)$、入射粒子が陽子やミューオンように $M \gg m_e$ が成立するときは $W_{max} = 2m_e c^2 \eta^2$ と近似できる。パラメータ I は平均励起エネルギーと呼ばれ、dE/dx の測定と Z との相関から、

$$\begin{aligned} \frac{I}{Z} &= 12 + \frac{7}{Z}\mathrm{eV} && (Z < 13) \\ \frac{I}{Z} &= 9.76 + 58.8Z^{-1.19}\mathrm{eV} && (Z \geq 13) \end{aligned}$$

で与えられてる。

δ、C は密度効果の補正項である。密度効果は入射粒子のエネルギーが高い $(\approx \mathrm{Gev})$ 場合に重要になり、入射粒子の電場が通過経路の原子と分極を傾向があるために生じる。この分極のため入射粒子の経路から遠方の電子は間の原子により電場が遮蔽され全エネルギー損失に寄与しなくなる。

δ、C は以下のように表現される。

$$\begin{aligned} \delta &= \begin{cases} 0 & (X < X_0) \\ 4.6052X + C + a(X_1 - X)^m & (X_0 < X < X_1) \\ 4.6052X + C & (X > X_1) \end{cases} \\ (X &= \log_1 0(\beta\gamma)) \\ C &= -(2\ln\frac{I}{h\nu_p} + 1) \end{aligned}$$

$h\nu_p$ はプラズマ周波数と呼ばれ次式で表される。

$$\nu_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi M_e}} \qquad (N_e(= N_a \rho Z/A) : \text{電子密度})$$

C、a、m、X_1、X_0 は物質固有の値で、特にシリコンの場合を表 3.1 に示す。

また、ベーテ･ブロッホの式の特徴は入射粒子の速度が小さい時は $1/v^2$ で減少し $p/m_0c \simeq 4(m_0$:入射粒子の質量) で極小値に達し、入射粒子の速度が相対論的速度に近づくと対数的に増加する。$p/m_0c \simeq 4$ での電離損失の極小値は $de/dx \simeq 2\mathrm{MeV/gcm}^2$ であり、このような粒子を m.i.p.(minimum ionizing particle) と呼ぶ。

	I(eV)	$-C$	a	m	X_1	X_0
Silicon	173	4.44	0.1492	3.25	2.87	0.2014

表 3.1: Constant of silicon for the density effect correction

3-2 電離損失の変動

ベーテ・ブロッホの式から得られるエネルギー損失の値は一回一回の衝突から得られる平均値であり、実際の測定ではその平均値は変動している。このような変動が一般的な特計現象を扱うガウス分布に近くなるのは厚い物質層を通過する場合のみで薄い物質層を通過する場合、少数のエネルギーを大きく失う衝突のため高エネルギー側に尾を引くような左右非対称の分布になる。図 3.1 にその一般的な形を示す。この図からわかるようにエネルギー損失 (電離損失) 平均値と最確値に関係がなくなっている。薄い物質層における電離損失の変動はランダウによって計算され、ランダウ変動 (分布) と呼ばれている。この分布はエネルギー損失の最大値とベーテ・ブロッホの式から得られる平均エネルギー損失の対数項を無視した値との比、

$$\kappa = \bar{\Delta}/T_{max}$$

$$\bar{\Delta} \simeq \xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A}(\frac{z}{\beta})^2 x$$

で特徴づけられ、$\kappa > 1$ の時はガウス分布に近くなる。

ランダウは $\kappa < 0.01$ となるような場合のエネルギー損失の分布を以下の仮定に基づいて計算した。

1. エネルギー損失の最大値を無限大とする $(T_{max} \to \infty, \kappa \to 0)$
2. 密度効果によって遮蔽されるような衝突は考慮しない
3. 入射粒子の速度を一定とする

これらの仮定からランダウ分布は以下のように表現される。

$$\begin{aligned}
f(x,\Delta) &= \phi(\lambda)/\xi \\
\phi(\lambda) &= \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \exp(-u\ln u - u\lambda)\sin\pi u du \\
\lambda &= \frac{1}{\xi}[\Delta - \xi(\ln\xi - \ln\varepsilon + 1 - C)] \qquad (C : \text{Eular constant}) \\
\ln\varepsilon &= \ln\frac{(1-\beta)^2 I^2}{2mc^2\beta^2} + \beta^2
\end{aligned}$$

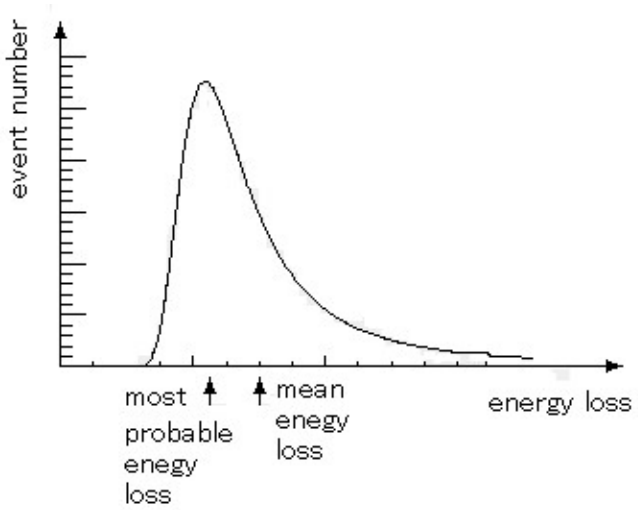


図 3.1: ランダウ分布の一般的な形

3-3　多重クーロン散乱

荷電粒子が物質を通過すると、小さい角度での散乱を受ける。このような散乱は原子核によるクーロン散乱であるため多重クーロン散乱と呼ばれる。一回一回の衝突による散乱角の分布は概ねガウス分布になり、その平均は以下のように表される。

$$\theta_0 = \frac{13.6\mathrm{Mev}}{\beta cp} z\sqrt{x/X_0}[1 + 0.038\ln(x/X_0)]$$

ここで X_0 は放射長と呼ばれ、高エネルギー電子が放射損失によってエネルギーが $1/e$ になるような物質固有の量である。また、散乱角はたいていの場合入射粒子の飛跡を含む平面に散乱角と通過した位置を投影した値 $(\theta_{proj}$、$y_{proj})$

$$\theta^2_{proj} = \frac{1}{2}\theta^2_0 x \ ,\ y_{proj} = \frac{1}{\sqrt{3}} x\theta_{proj}$$

が用いられる (図 3.2)。β 線源によるテストでは多重散乱による影響が強く複数のストリップにシグナルが跨って検出ている (次章 4-2.2 節参照)。

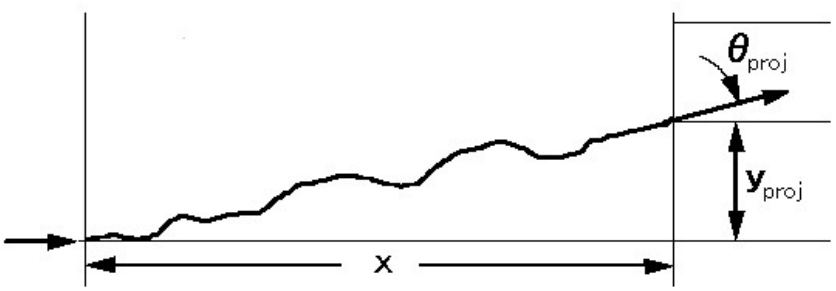


図 3.2: 多重クーロン散乱による散乱角と位置の投影

第4章　宇宙線、β線源による測定

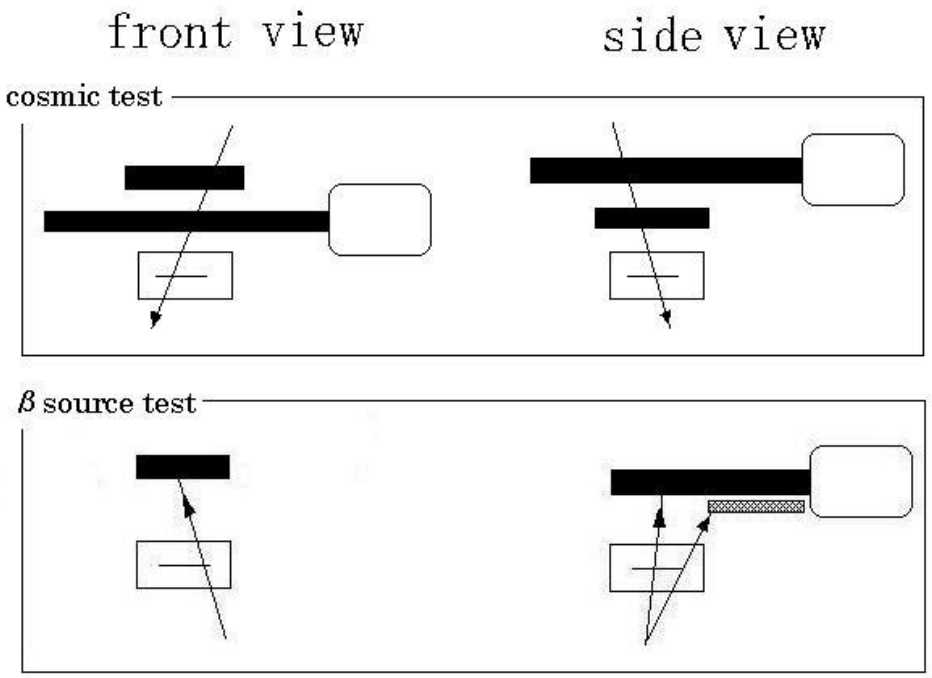


図 4.1: シンチレーターの配置

4-1　測定システム

本研究では 1 枚のセンサーと 4 個のチップから成る 1/4 ラダー、j001、の動作を宇宙線、β 線源 (Sr^{90}) を用いて検査した。これらの放射線からの信号の読み出しはシンチレーターからのパルスと STAR から送られるレーザーアウトと呼ばれるパルスとのコインシデンスをトリガーとして行う。センサーを通過した粒子のみをトリガーソースとするためにシンチレーターは宇宙線による測定時は図 4.1 のようにラダーの上部に二つ配置した。線源での測定ではラダーの下部から β 線を照射し、上部にサイズの小さい一枚のシンチレーターを置いた。このようにシンチレーターを配置することでセンサーを通過した粒子のみをトリガーソースとして扱うことができる。またラダーはペルチェクーラーで 15°C 前後に冷却し、90V のバイアス電圧で 2.5μA 程度のリークカレントが流れている状態で測定した。温度とバイアス電圧は宇宙線、β 線源のどちらのテストでも同じ条件である。

図 4.2 にシステム全体の概略を示す。システムの制御は STAR(第 4-1.1 項参照) が行い、UNIX ベースの PC ではを STAR を介してチップの制御コマンド設定をし、またオフライン解析用のデータを保存する。このようなシステムを用いることで 50MHz($140ns$ のビームクロッシング間隔) の高速リードアウトでのディテクターの応答や各バンド幅 (4.1) におけるチップの応答を調べることができた。

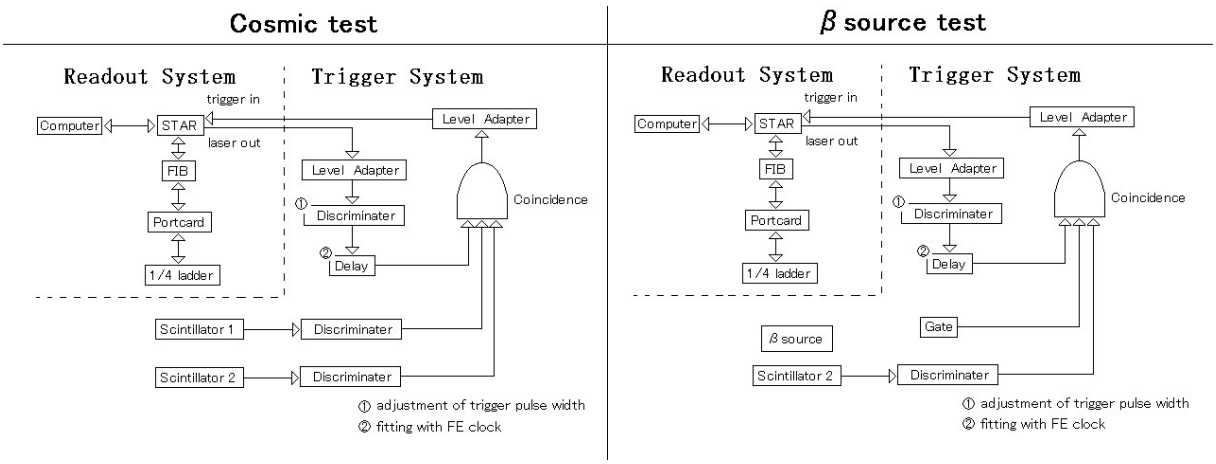


図 4.2: テストシステムの概略図

4-1.1 STAR(SVXⅡ Test Aquisition and Readout module)

STAR は SVX3Dchip のテスト装置として Test Fiber Interface Board(TFIB) と Test Port Card(TPC) と組み合わせて使用される。このようなシステムをテストスタンドと呼んでいる。テストスタンドは今回行った宇宙線によるテストや、一昨年のレーザーテスト、高エネルギー加速器機構で行われるようなビームテストなどを可能にする。

STAR の全体的な機能は図 4.3 の様に表される。STAR はテストスタンドのタイムベースになり、マスタークロックというクロック構造で Tevatoron のビームクロッシングタイミングのシミュレートや、測定時のデータ取得のタイミングなどの制御をしている。マスタークロックはトリガーのインターフェースにもなっているため、トリガーパルスがマスタークロックに対して適切なタイミングでリードアウトステートマシーンに入るとデータ取得の動作が開始される。

4-1.2 外部トリガーとフロントエンドクロックとのタイミング調整

外部トリガーによる測定では一般にトリガーパルスは図 4.2 のように様々なモジュールを通過して来るため STAR からの送られるマスタークロックによるクロック構造とタイミングがずれる (図 4.4)。図 4.4 中のフロントエンドクロックは SVX FE(第 1-3 節) のプロセスがアクティブであることを示しており、マスタークロックでタイミングが制御されている。シグナルの読み出しはフロントエンドクロックが立ち上がっているの状態の時のみ行われるので外部トリガーがフロントエンドクロックの立ち上がりの瞬間に入る必要がある。前節で述べた STAR にはプログラムでトリガリングのタイミングを調節する機能をもつが、動作に不明瞭な点が多いため NIM モジュールを使い外部制御での調整を行った。

NIM モジュールによる調整では STAR から送られるレーザーアウトのパルス幅を 10ns にシェイピングし、ディレイを掛けることで外部トリガーをマスタークロックと同期させた。最適遅延時間はシグナルピークが最大になるような遅延時間を調べることで決定した。シグナルピークと遅延時間との関係は図 4.5 の様になる。遅延時間が 36ns 以下ではフロントエンドクロックが立ち上がる前にトリガーが入りデータ取得数が極端に少なくなるためプロットしていない。また、図 4.5 から 38ns から遅延時間が長くなるにつれて落ちている事がわかる。以下すべての測定は 38ns の遅延時間を変更せずに行った。

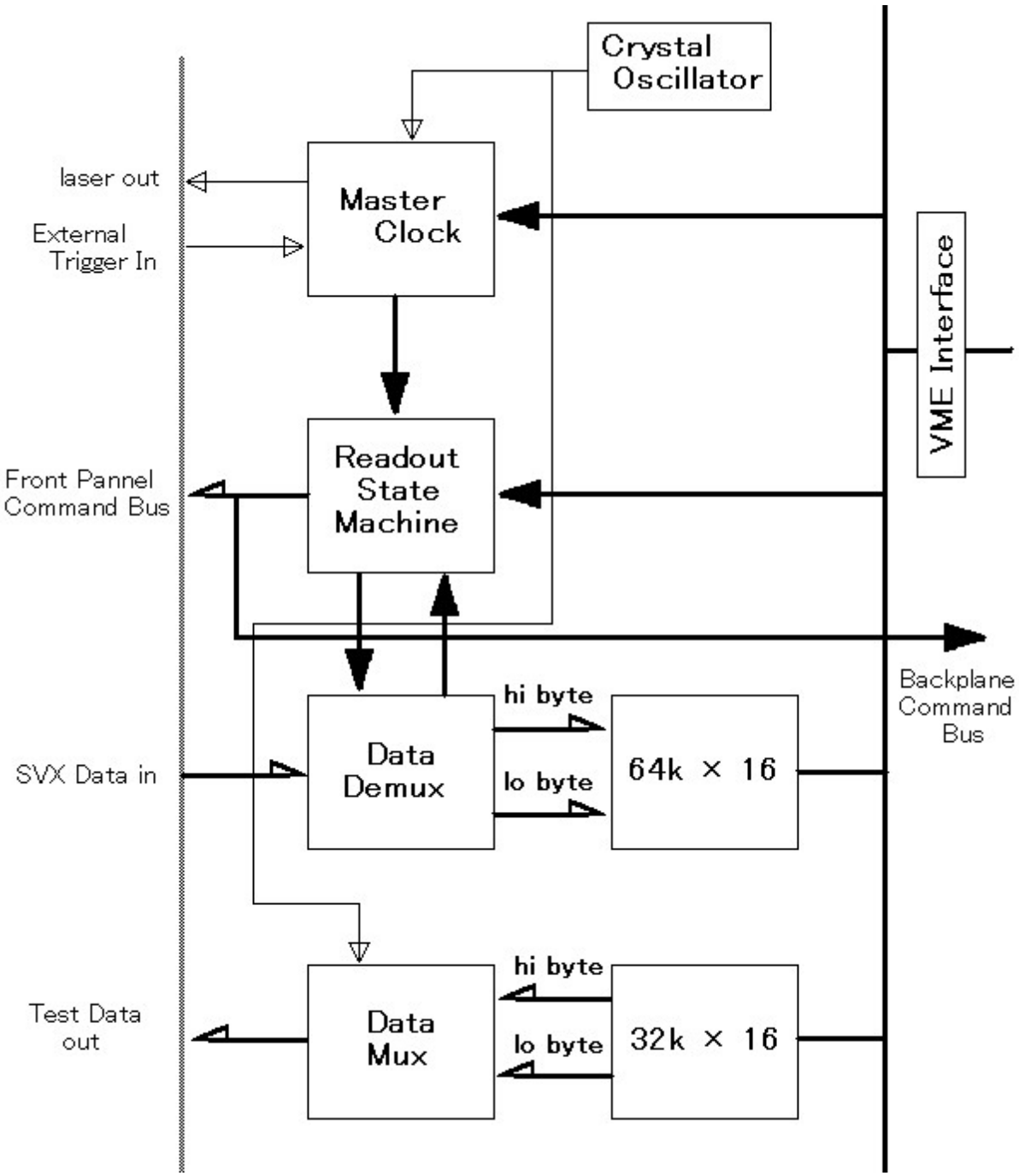

Crystal
Oscillator
laser out
External
Trigger In
Master
Clock
VME Interface
Front Pannel
Command Bus
Readout
State
Machine
Backplane
Command
Bus
hi byte
SVX Data in
Data
Demux
lo byte
64k × 16
hi byte
Test Data
out
Data
Mux
lo byte
32k × 16

図 4.3: STAR の機構

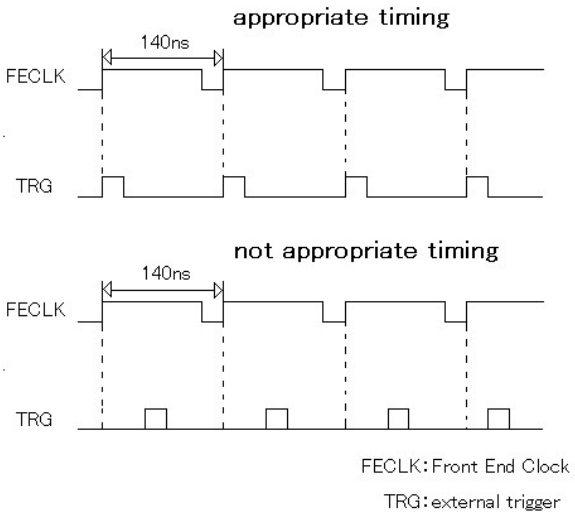


図 4.4: FE clock と外部トリガーのタイミング

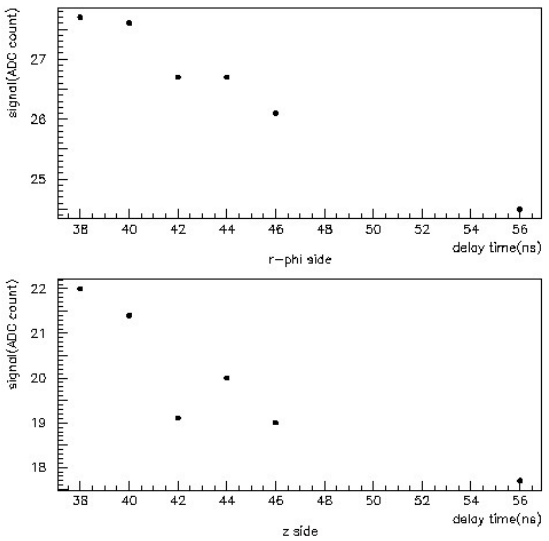


図 4.5: 遅延時間とシグナルピーク

4-2　データ解析

4-2.1　ペデスタル・ノイズサブトラクション

シグナルの大きさは ADC count という値で読み出される。シグナルヒットがない場合でも ADC カウントは 0 ではなく、ガウス分布に従って変動する (図 4.6)。この変動の標準偏差をノイズ、平均値をペデスタルと定義し、粒子の通過によるシグナル値をヒストグラミングする時にはノイズ、ペデスタルを差し引いた値を使う (ペデスタル

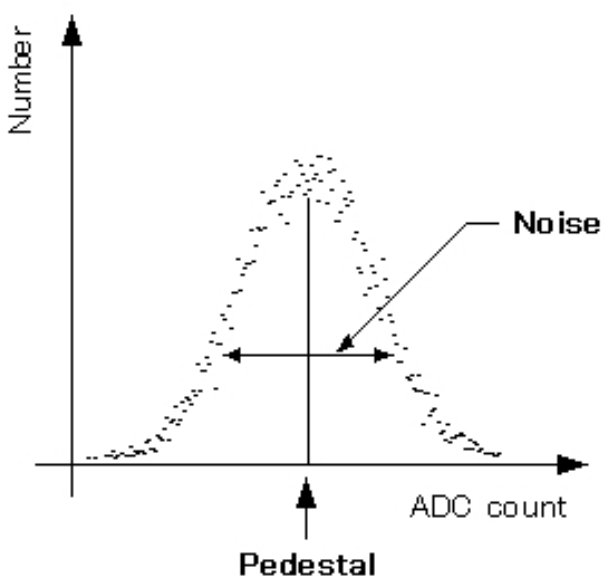


図 4.6: ペデスタルとノイズ

ペデスタル・ノイズサブトラクションを有効にするため、シグナル測定に入る前に 2000 回データスキャンをしてペデスタルやノイズのレベルを調べ、ノイズレベルの高いデッドチャンネルからは読み出しを行わ

ないように設定する。図 4.7 に測定ソフトウェアのデフォルト設定でのペデスタル、ノイズのヒストグラムを示す。ノイズレベルが 4 カウント以上のストリップはデッドチャンネルとして扱うため、ヒストグラムには 4 カウント以上を表示していない。

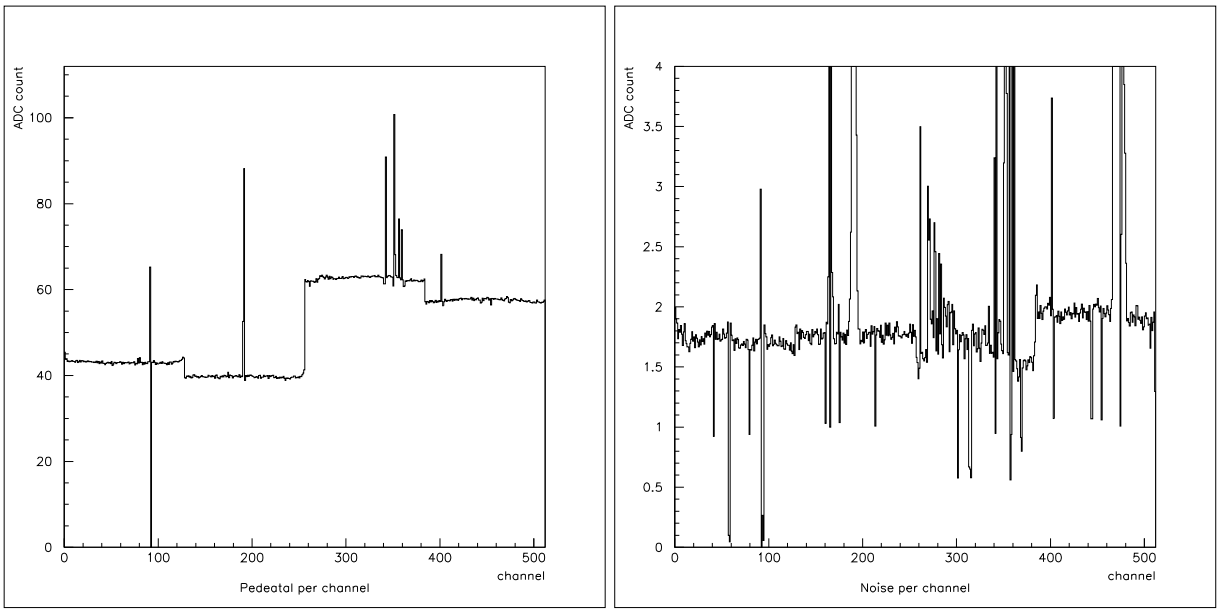


図 4.7: デフォルト設定でのペデスタルとノイズのヒストグラム

4-2.2 ストリップクラスタリング

シグナルヒットは必ずしも一つのストリップのみから検出されるのではなく、粒子の斜め入射や多重散乱のような現象のため複数のストリップに跨る場合がある。このような場合に入射粒子が一つだけであるにも関わらず複数のシグナルヒットとしてヒストグラムしてしまうのを避けるためある敷居地を超えてシグナルヒットがあった連続した複数のストリップのカウント数を足し合わせ一つのヒットとして扱う (ストリップクラスタリング：図 4.8 左)。

β 線源でのテストで最小クラスター幅を 1 ストリップ、敷居値を 10 カウントにとった時のシグナルと、最小クラスター幅を 2 ストリップ、敷居値を 5 カウントとした時のシグナルの比較は図 4.9 の様になる。

一般にはクラスターの最小幅は 1 ストリップにとるのが自然だが今回使用したセンサーはデッドストリップが多いため最小幅を 1 ストリップにすると図 4.8 の右側の様にクラスターが分割され敷居値の近傍のシグナルが増加する。回避策として最小クラスター幅 2 ストリップにとり、分割されたクラスターを意図的に落とすことでシグナルピークをはっきりと見ることができたが、クラスターのヒットポジションはその中心位置を取るため、クラスターの端を落とすのは位置分解能に悪影響を与えてしまい、また実際のシグナルより小さい値かえすことになり良い解決策とはいえない。仮に、3 ストリップから成るクラスターの端を一つ落としたとするとヒットポジションは z side では 70μm ずれることになる。クラスタリングはアルゴリズムの問題でもあるので、デッドチャンネルもクラスターのグループに加えるようにプログラムを書き換えることで解決できると考えられる。

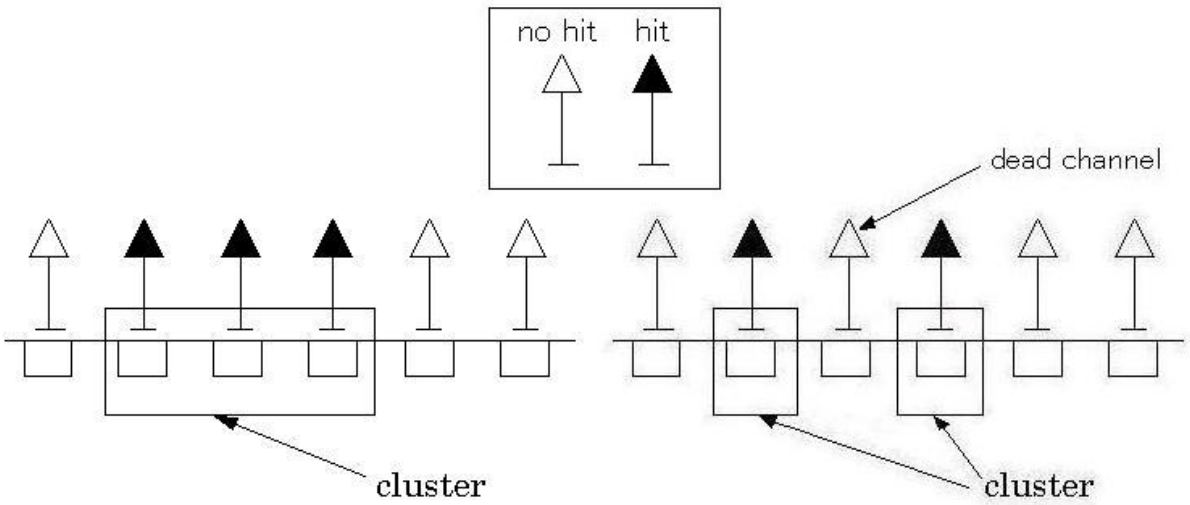


図 4.8: ストリップクラスタリングの図式

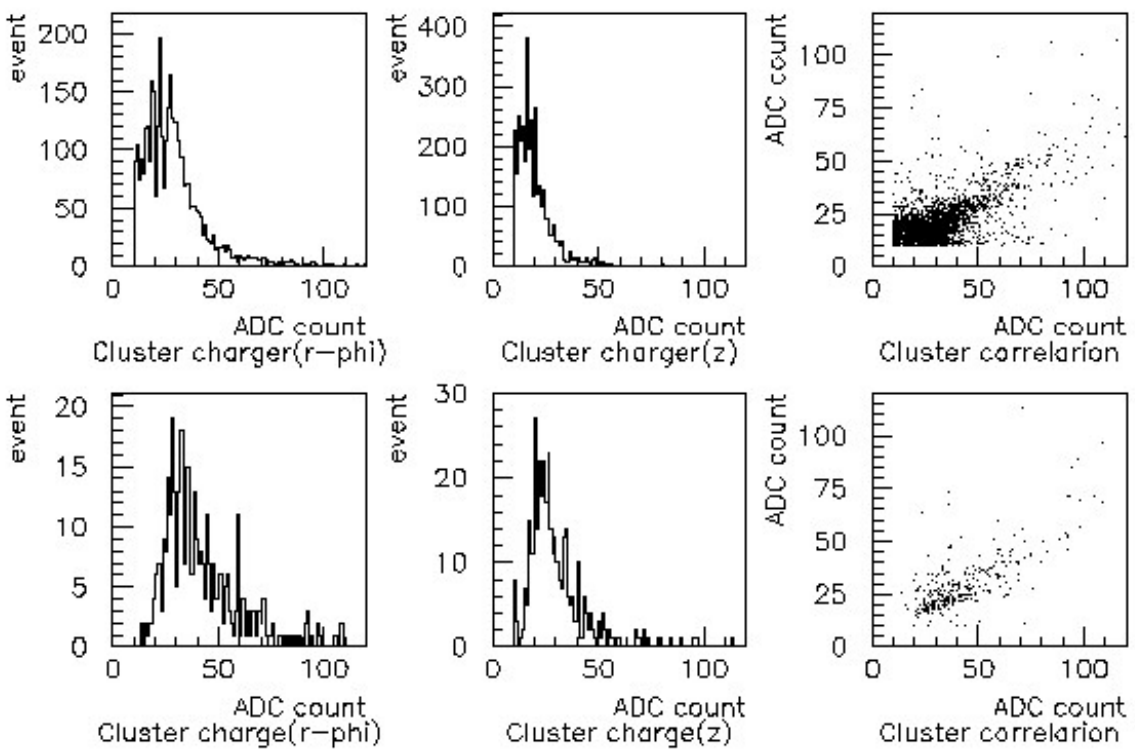


図 4.9: 最小クラスター幅を変化させた時のシグナル, 上段：10/1(threshold/minimum width),:下段 5/2

4-2.3　バンド幅

バンド幅は利得がある一定値まで低下する周波数帯 (遮断周波数帯) を指定する bit で定義している。一般に遮断周波数帯を狭くすると高周波ノイズをカットするためノイズは小さくなる。遮断周波数帯は静電容量と逆比例の関係にあり、プリアンプに接続されている可変コンデンサーで制御される (図 1.9)。

SVX3D chip は 8 段階 (3bit) でバンド幅の設定でき、各設定での S/N 比は図 4.10 のようになる。シグナルはクラスターチャージ分布のランダウフィッティングのピーク、ノイズは各ストリップの平均としている。

またバンド幅はプリアンプでのシグナルの立ち上がり時間もまた逆比例の関係にあり、遮断周波数帯が狭い (静電容量が大きい) ほど立ち上がり時間が遅くなる。z side では移動度の高い電子をシグナルとしているため立ち上がりは速くなることが予想されるが、内部電場が r-phi side に比べて弱く p stop パターンや二重金属構造などシグナルピークに影響を与える要素が複雑になる。そのため正確な議論ができないので、遮断周波数帯を高域までとった時のシグナルピ− クの減少が z side の方が顕著に現れるという結果のみを与える (表 4.1)。

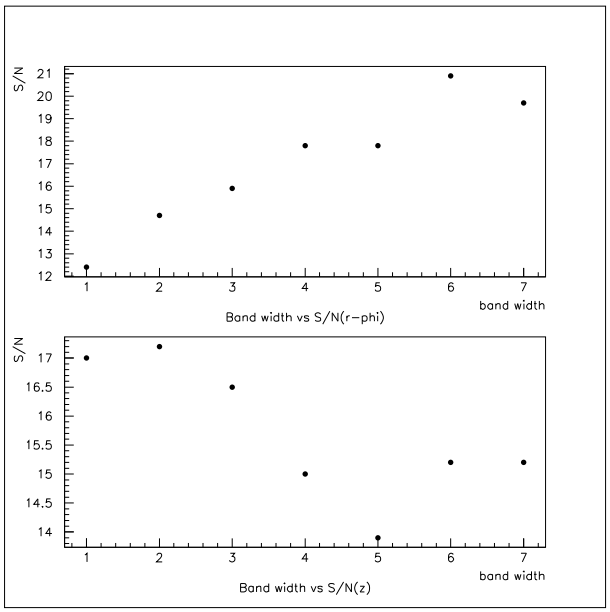


図 4.10: バンド幅と S/N

	bandwidth	Signal[ADC]	Noise[ADC]	S/N
rϕ side				
	1	32.8	2.64	12.4
	2	34.1	2.32	14.7
	3	33.5	2.10	15.9
	4	34.6	1.94	17.8
	5	32.8	1.84	17.8
	6	34.4	1.64	20.9
	7	30.3	1.54	19.7
z side				
	1	35.5	2.09	17.0
	2	31.8	1.85	17.2
	3	28.3	1.72	16.5
	4	24.8	1.66	15.0
	5	23.8	1.71	13.9
	6	22.3	1.46	15.2
	7	20.9	1.37	15.2

表 4.1: 各バンド幅設定でのシグナル, ノイズ,S/N

4-3 宇宙線による測定結果

バンド幅を 6 に指定したときの 399 イベントのクラスターチャージ分布を図 4.11 に示す。宇宙線でのテストでは最小クラスター幅を 2 ストリップにとると解析に必要な分だけのイベントを取得する事が困難なため最小幅を 1 ストリップにとった。ランダウフィットの結果シグナルピークは r-ϕ side で 27.5 カウント、z side で 19.6 カウントとなった。SVX3Dchip は m.i.p.(4fC に相当) の通過で 30 カウントのシグナルを返すように設計されているため両面ともかなり小さい値ではあるが、これらはクラスターが分割されているために全体的に小さい値になったと考えられる。

図 4.12 では両面でのクラスターの相関、ヒットポジション、ペデスタル、ノイズを示している。ヒットポジションは両面とも一様になっており空間的依存性のない宇宙線らしいデータとなっている。また、相関からみても両面で偏ったカウント数にはなっておらず粒子の通過によるシグナルが適切の読み出せているといえる。

4-4 β 線による測定結果

宇宙線でのテストと同じ測定環境での β 線源による 1058 イベントのクラスターチャージ分布は図 4.13 のようになる。β 線源によるテストでは分割されたクラスターを意図的に落としているので m.i.p. シグナルに近い値が得られている。

図 4.14 では宇宙線テストのヒストグラムと同様にクラスターの相関、ヒットポジション、ペデスタル、ノイズをプロットしている。特にヒットポジションは宇宙線と異なり、z side でセンサーの中央部でシグナルが集中的に検出されている。これはラダーの構造上の問題でチップやエレクトロニクス機器がセンサーを覆うように配置されているため飛程の短い β 線はそれらを通過できず、結果として有感領域が限られている。rϕ side は z side のストリップに対して垂直に角度がつけられているため、このようなヒットポジションの偏りはない。

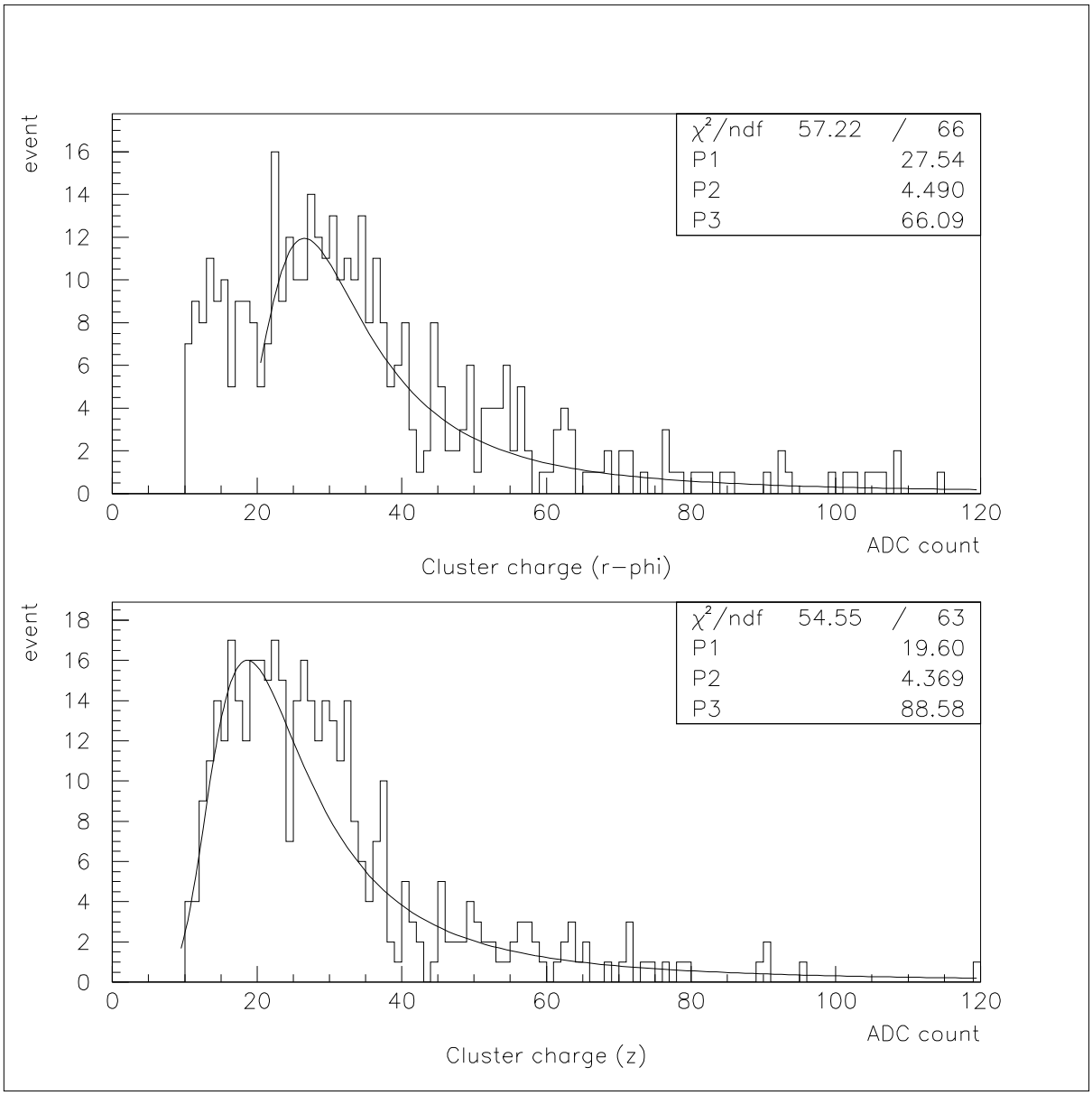


図 4.11: 宇宙線のシグナルピーク

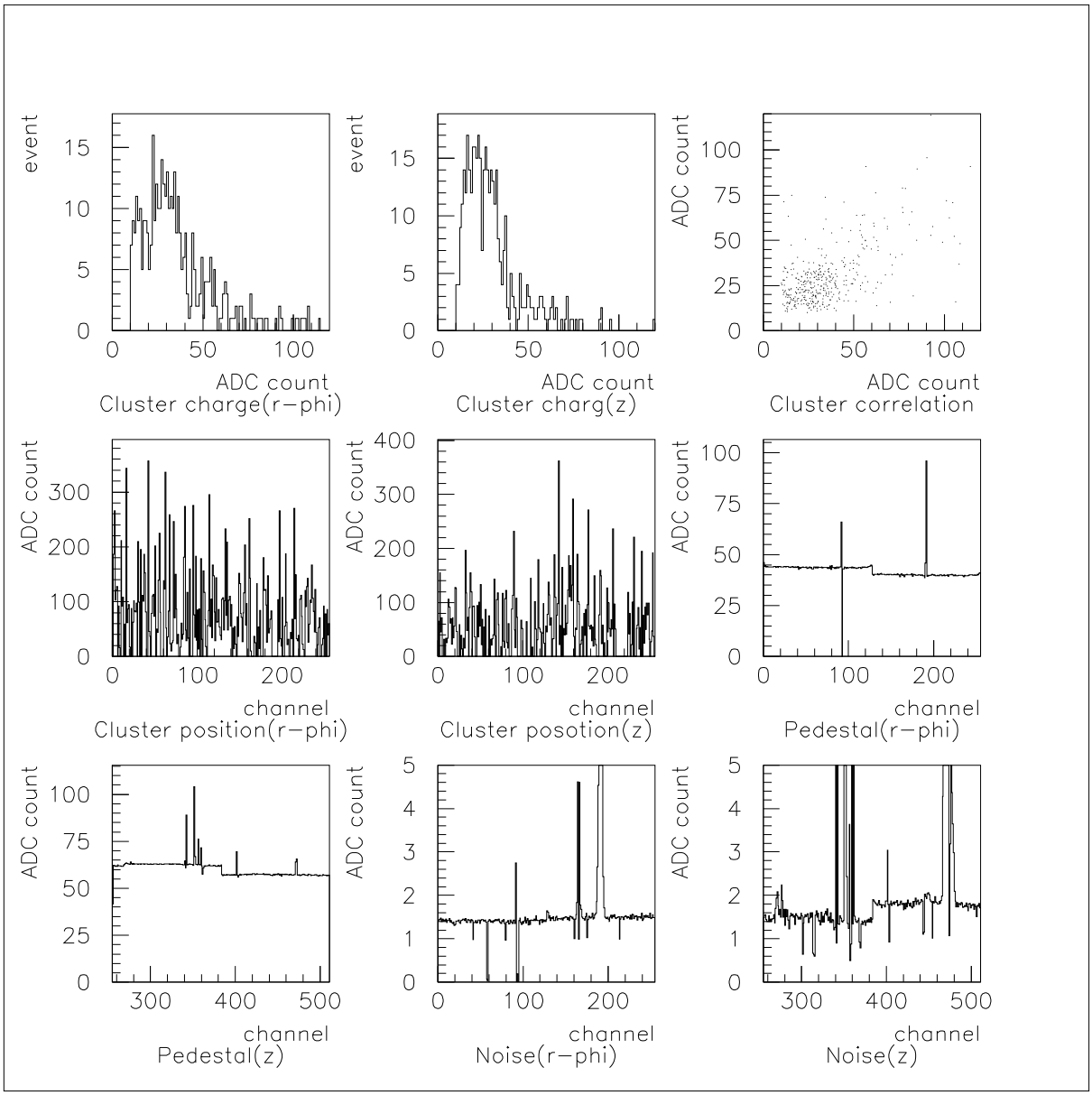


図 4.12: 宇宙線テストの結果

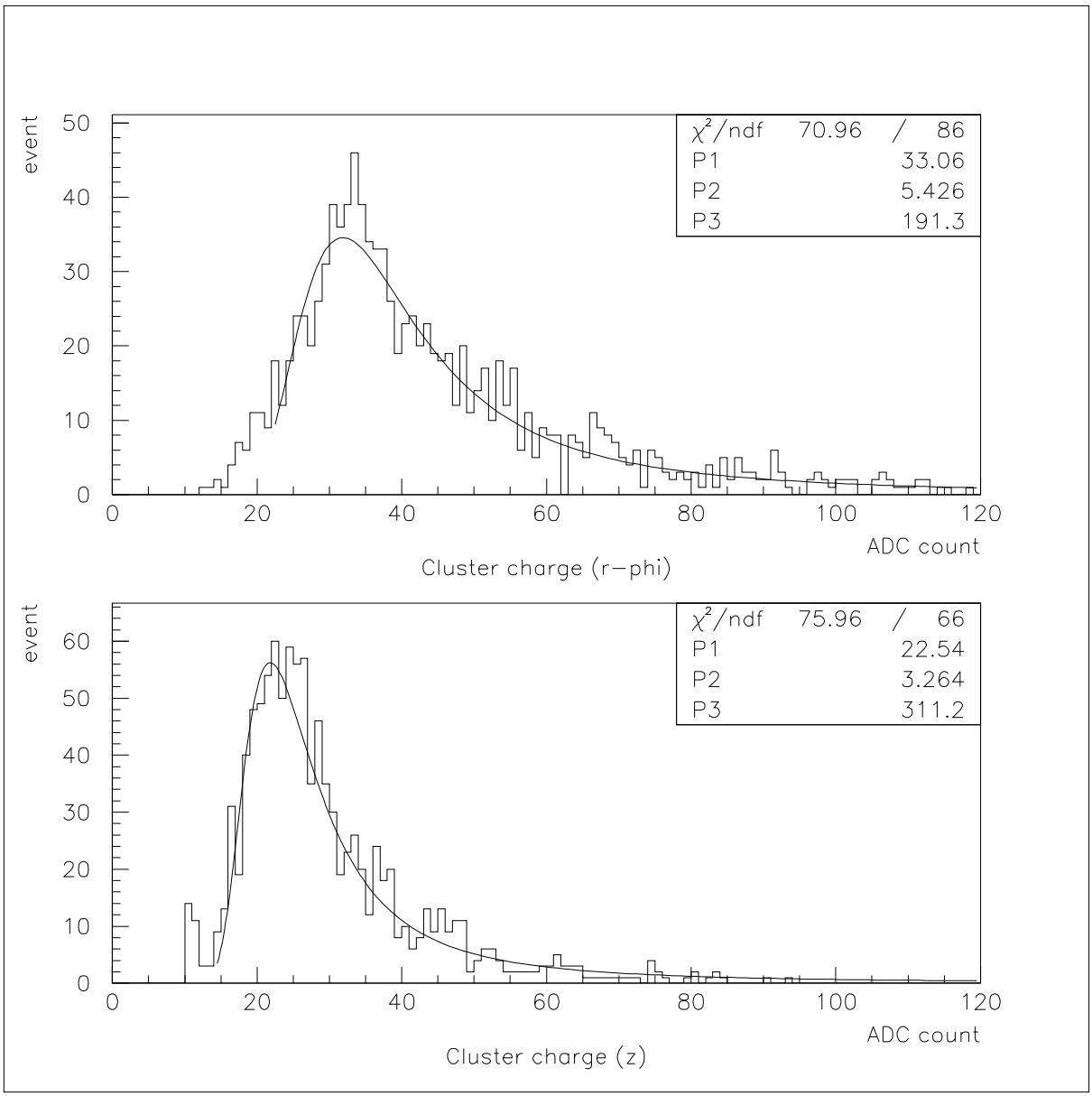


図 4.13: β 線のシグナルピーク

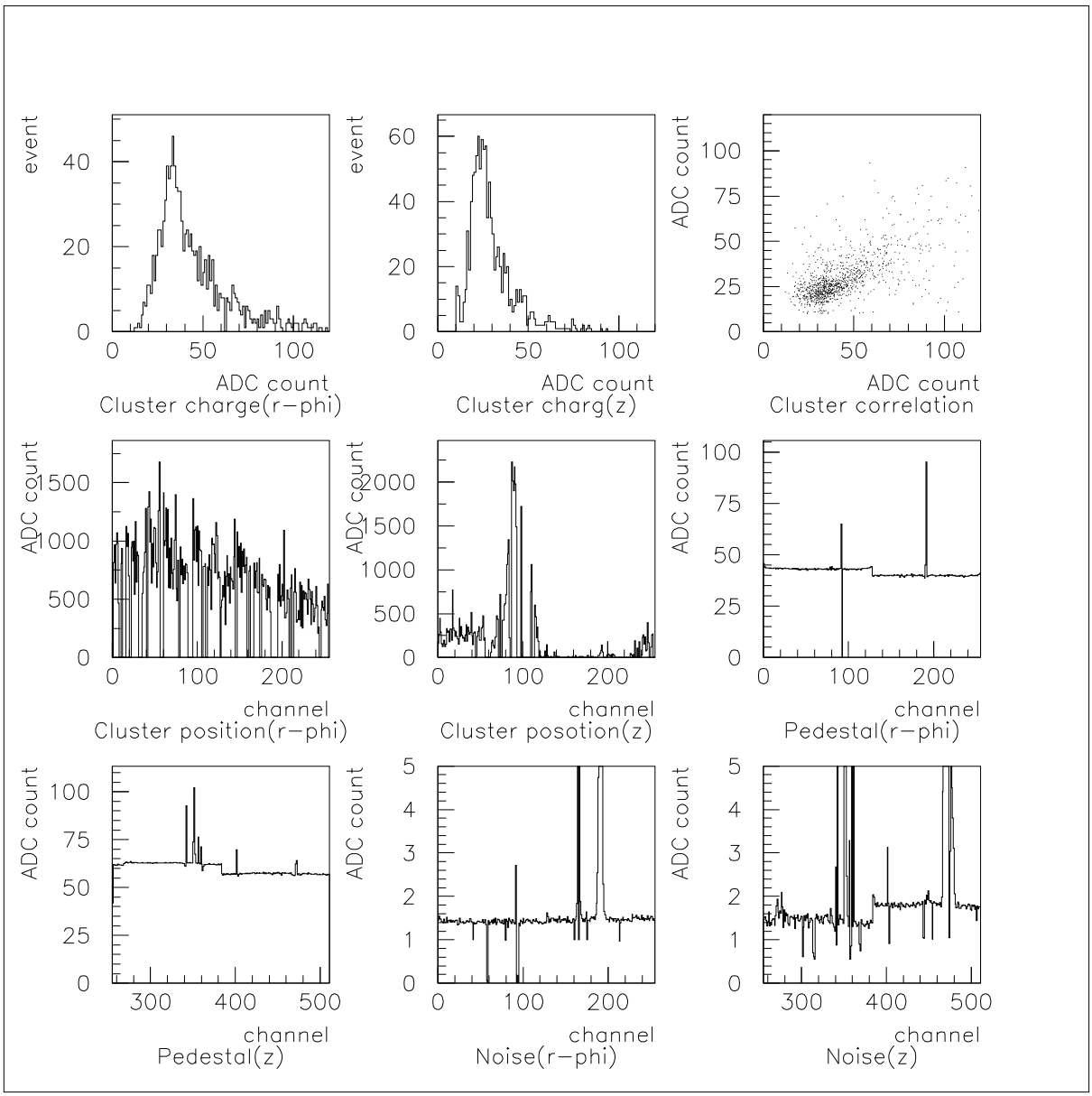


図 4.14: β 線テストの結果

4-5 まとめ

以上の結果から 50MHz 高速リードアウトによるシリコンマイクロストリップディテクターの検査の結果以下のような S/N 比が得られた。これらの値は十分に実用可能であるが、センサーのデッドストリップが規格より多くあるため RunⅡ では使用されない。また、特に宇宙線テストでは研究室のテストシステムが長時間運転に対しても安定な動作をする事が確認できたため有意義であったと考える。

今回の研究ではバンド幅の影響は詳細に調べることができず結果を示すにとどまったが、今後詳細な研究が実施していく必要がある。本研究室はまた 2005 年に完成が予定されている LHC (Large Hadoron Collider) 計画へもインスティテュート参加しており、来年度からは ATLAS で使われるバイナリーリードアウトモジュールのテストも予定しているため今回のテストででたノウハウが活かされるだろう。

宇宙線テスト		β 線テスト	
S/N(rϕ side)	**S/N(z side)**	**S/N(rϕ side)**	**S/N(z side)**
14.6	10.5	17.4	12.0

表 4.2: 宇宙線,β 線の S/N

関連図書

[1] N.Bacchetta *et al.*,*Measurements of SVXII prototype ladders using cosmic and source data*,CDF-Note(5210),(1999).

[2] R.Takashima *et al.*,*Testing on SVXII layer 3 quarter ladders*(2000).

[3] D.Amidei *et al.*,*The Silicon Vertex Detector of the Collider Detector at Fermilab*,CDF-Note(2398),(1994).

[4] D.Amidei *et al.*,*Future Electro Weak Phisics at the Fermilab Tevatron Report of the tev-2000 Study Group*,FERMILAB-Pub-96/082,(1996).

[5] D.Haidt,*THE EUROPEAN PHYSICS JORNAL C Particle and Fields*,Springer-Verlag,(2000).

[6] Colin Gay,John Oliver,*Silicon Test Acquisition and Readout Module(STAR)*,Fermilab,(June 8,1994).

[7] W.R.Leo,*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*,Springer-Verlag,(1987).

付 録A　放射線損傷

放射線損傷によるダメージが S/N にどのような影響を与えるかを SVX の第 3 層 (layer3) に設置される 1/4 ラダー、QJ301、で調べた。QJ301 に関する詳細な研究は増田氏の論文にあるので以下の項目では放射線照射前後でのシグナルデータについて述べる。

QJ301 をテストした時期はトリガーのタイミング調整を行っていたのでタイミングに関してはいくらかの不備がある。具体的設定はトリガーパルスを 50ns にとり、ディレイを 0ns、バンド幅を 5 に指定した状態で測定している。この設定は放射線ダメージを与える前後で変更していない。また QJ301 には z side にピンホールがあるためバイアス電圧は r-ϕ から照射前には 90V、照射後には 120V 掛けている。照射前後でのバイアス電圧の違いは放射線損傷によって全空乏化電圧が上昇したための結果である。

照射した放射線は 1Mrad の γ 線であり、CDF で年間線量に相当する。γ 線照射前後のノイズレベルを比べると照射後のほうが明らかに上がっており (図 A.4、A.3)、またリークカレントも照射前では数 μA であったのに対し照射後には 90μA に増加した。このような被爆による影響は第 2-2.2 節で議論したが、全空乏化電圧の上昇などディテクターのコンディションの維持が問題となり今回の研究からもシグナルシグナルへの影響は特に見られない。

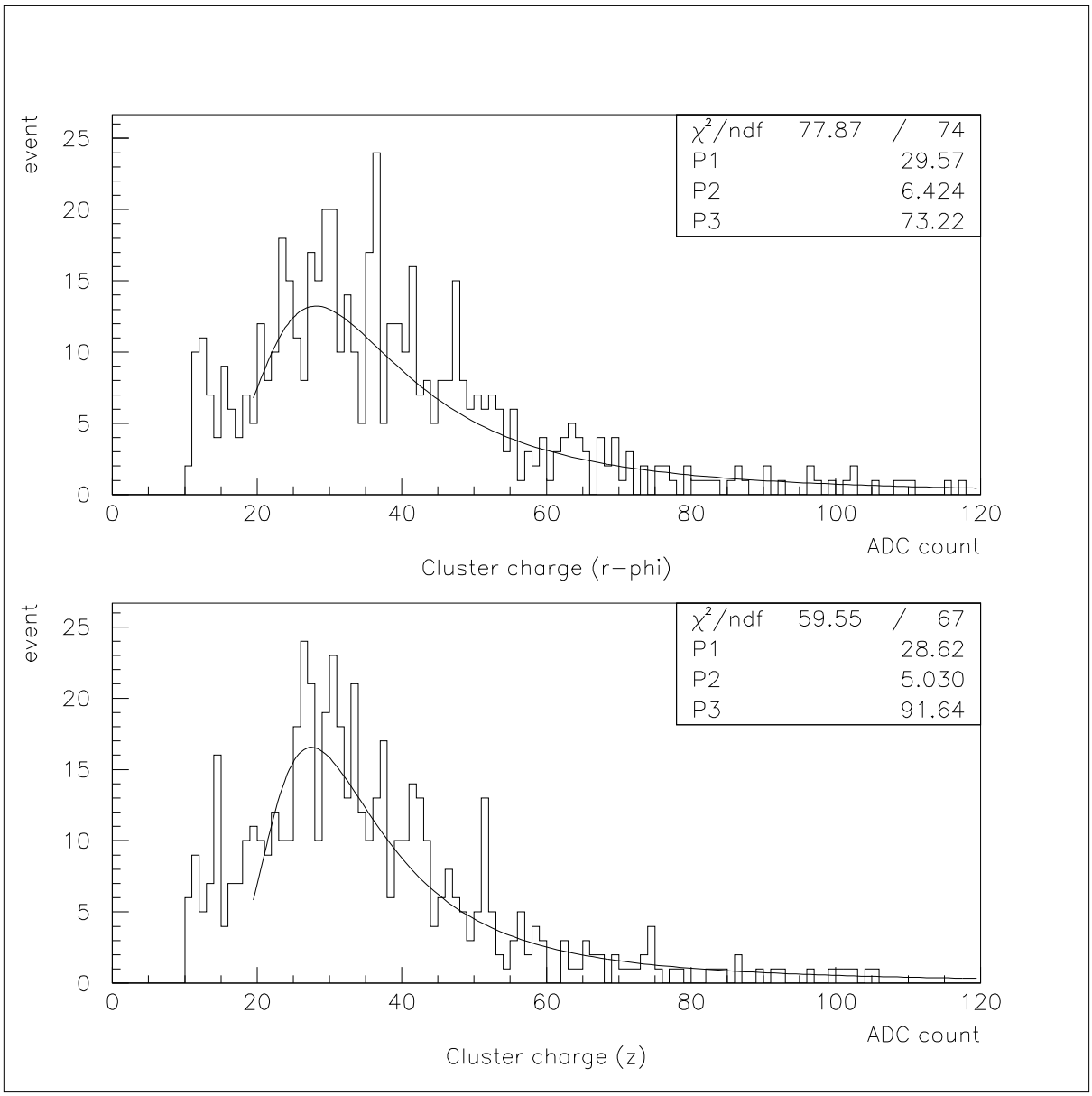


図 A.1: γ 線照射前のシグナルフィッティングデータ

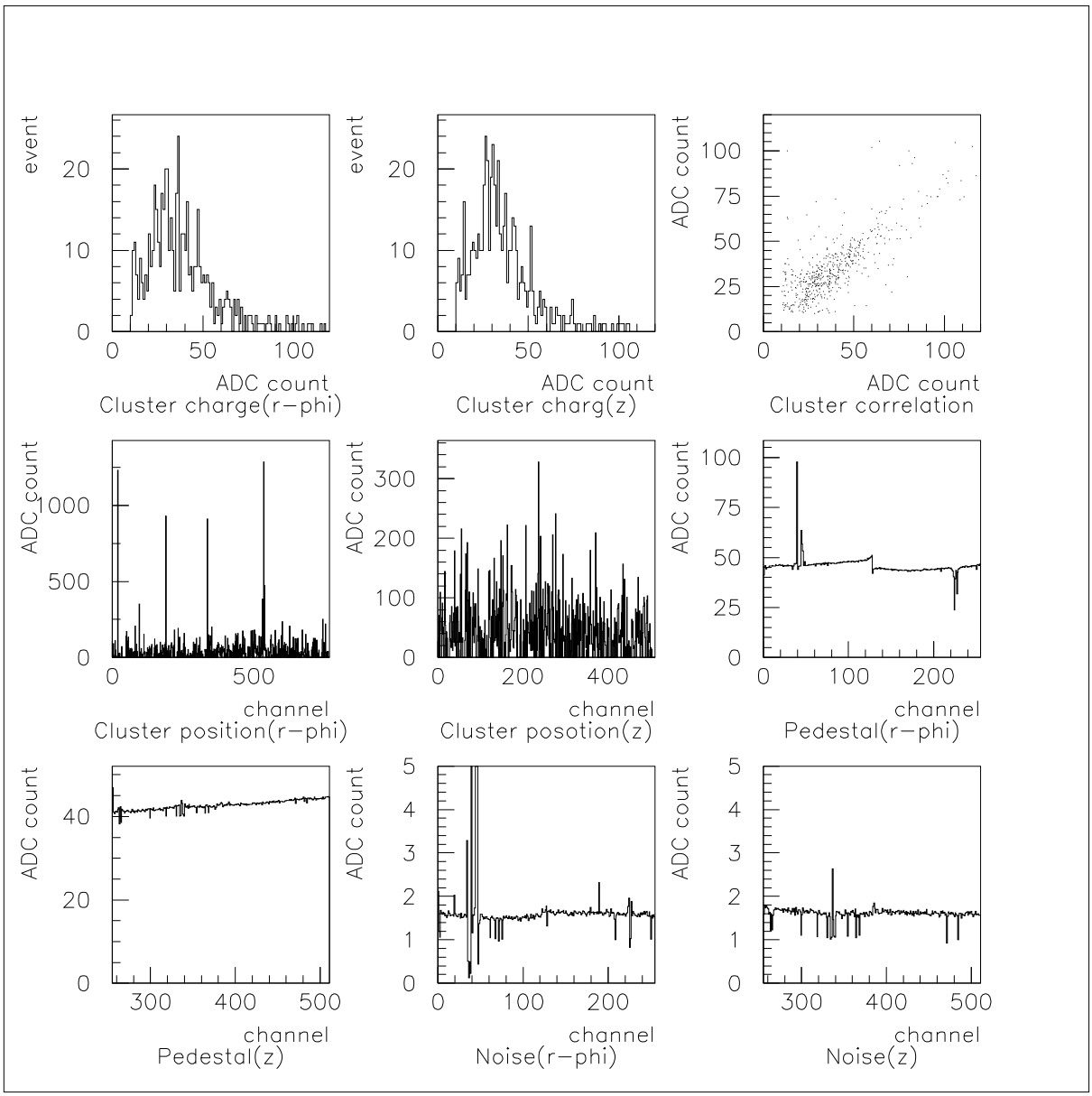


図 A.2: γ 線照射前のシグナルデータ

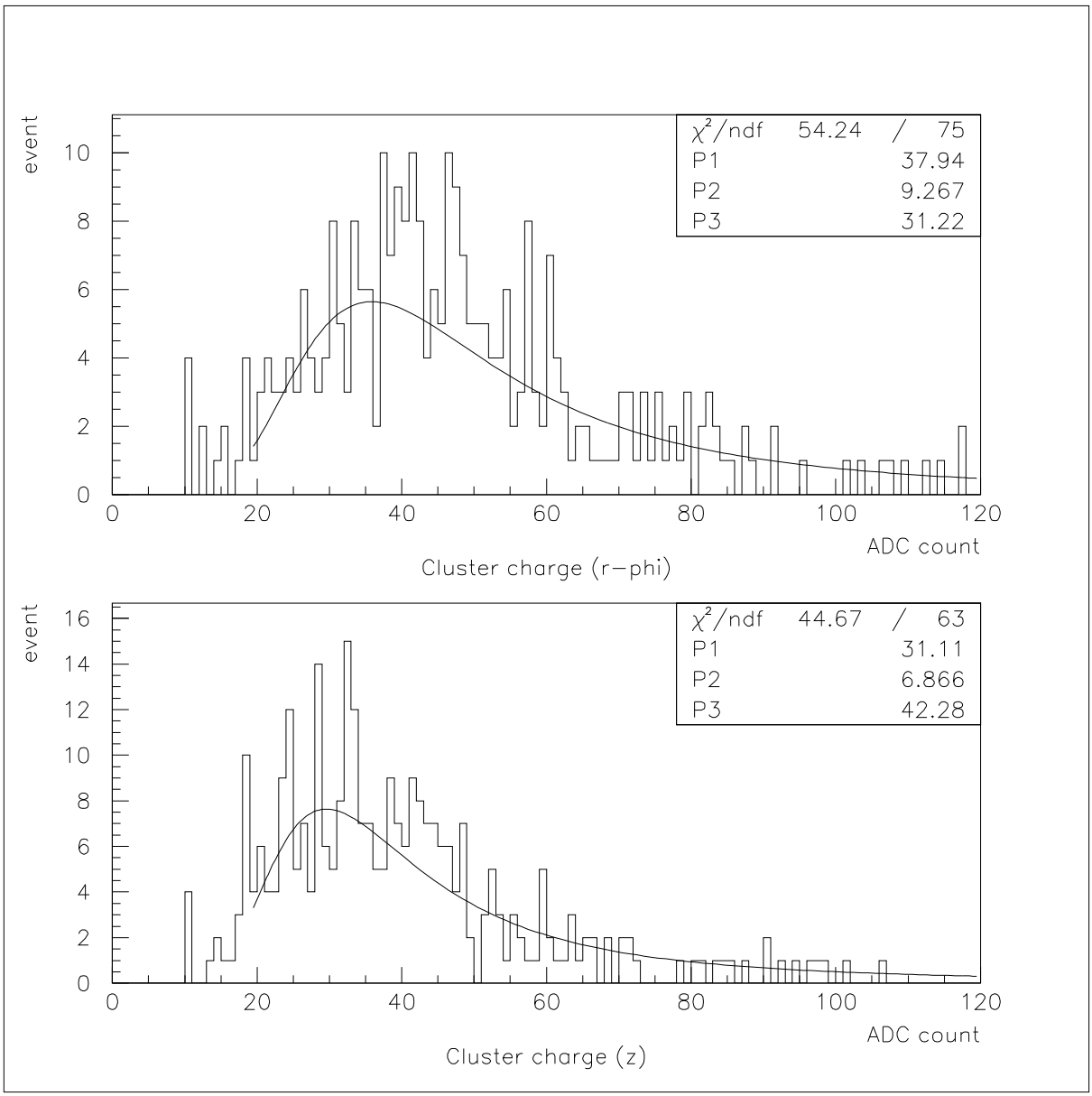


図 A.3: γ 線照射後のシグナルフィッティングデータ

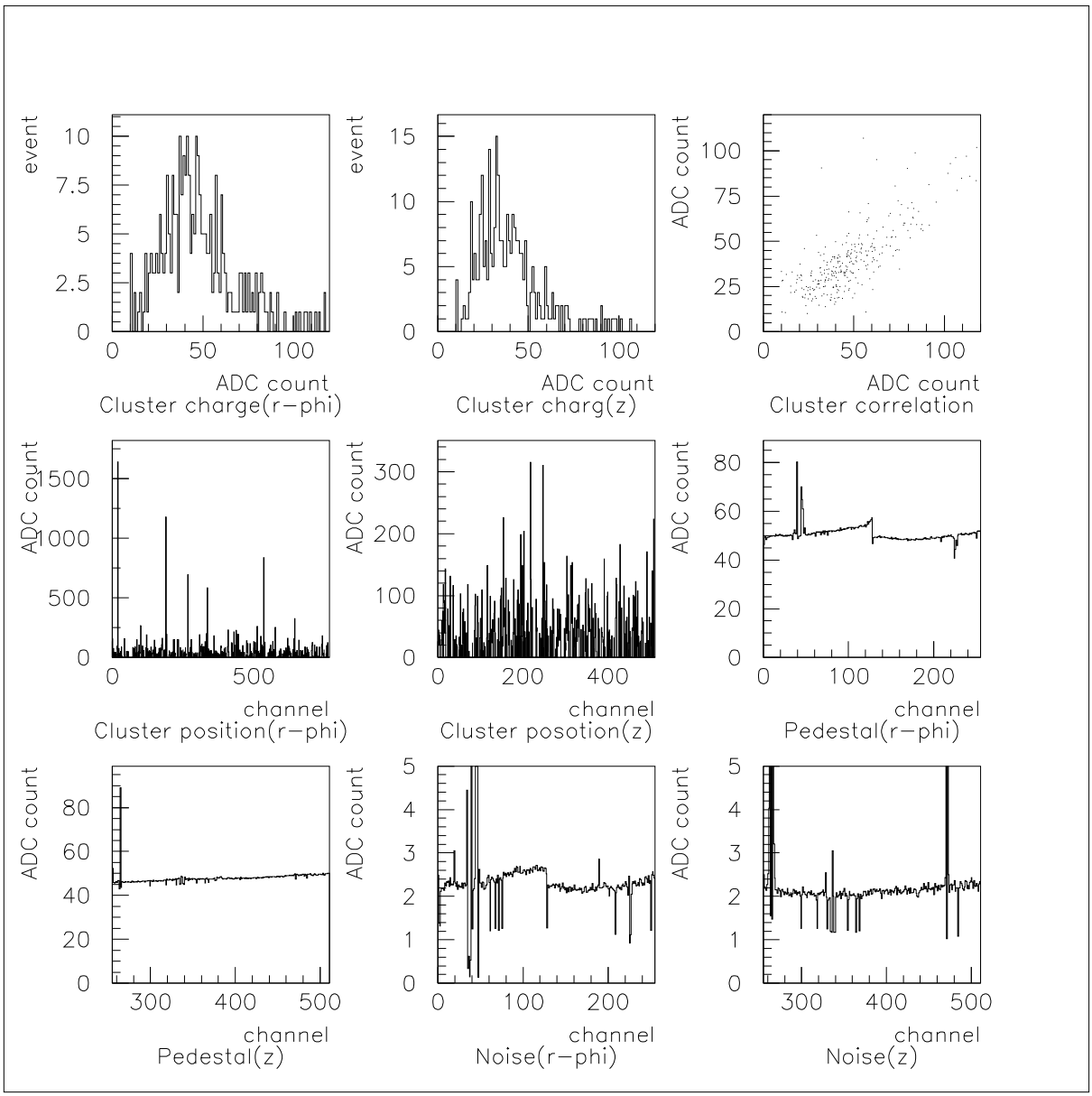


図 A.4: γ 線照射後のシグナルデータ