

ALICE 実験高度化に向けた 前方光子検出器 FoCal の性能評価

広島大学 理学研究科 物理科学専攻
クォーク物理学研究室

M171426 高須 早織

2019/02/28

指導教員 杉立 徹 教授

主査 杉立 徹 教授

副査 深澤 泰司 教授

概要

高エネルギー原子核衝突の衝突前後の過程でカラーガラス凝縮と呼ばれる核子中のグルーオンの飽和状態が生成される可能性が理論的に提唱されており、衝突前方領域における物理量測定を通じたその検証の試みは注目を集めている。中でも光子は強い相互作用をしないため衝突時に生成される直接光子を測定することは衝突初期の状態を探るための重要なプローブになると期待されている。そこで、私たちは重イオン衝突実験に特化した LHC ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) における検出器のアップグレード計画として前方光子検出器 FoCal (Forward Calorimeter) を新規導入してこの命題に挑戦する。FoCal はセンサー部分のシリコン検出器 (Si) と吸収体のタングステン層 (W) を交互に重ねた構造を持つ電磁カロリメーターであり、その物理的目的は衝突前方領域における直接光子測定を通じた核子内部構造の探査である。特に核子中で $x_B < 10^{-2}$ 以下の小さな運動量を担うパートンの描像は全くの未知であり、FoCal は探査されていない物理領域に焦点を当てることで新しい物理の開拓を目指す。直接光子とハドロン由来の崩壊光子のシグナルを識別するためには高い空間分解能とエネルギー分解能を持つ検出器が必要であり、特に粒子多重度が高い衝突前方領域での測定では粒子識別能力が重要となる。それらの要求を満たすため、FoCal は $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ の Si-Pad と $30\text{ }\mu\text{m} \times 30\text{ }\mu\text{m}$ の Si-Pixel の異なる粒度のシリコンセンサーを組み合わせる。Si-Pad は入射粒子のエネルギー測定を目的とし、Si-Pixel は位置測定を目的とする。FoCal は全体で $20 X_0$ の構造を持ち、そのエネルギー封入率は 1 TeV の入射光子に対して 90% である。

本研究では特に 8×8 (=64 ch) の Si-Pad で構成されるシリコンセンサーを対象にその性能評価を行なった。赤外光源としてパルスレーザーを用いた特性試験では隣接する Si-Pad 間での信号の漏れを表すクロストークと呼ばれる現象を測定し、それらは本研究に用いた入射レーザーの強度 (=465 mips) に対して約 0.1% の大きさのシグナルとして隣の Pad に現れることを確認した。2018 年 8 月には新たに設計製作した FoCal 試作機に対して初めて高エネルギー荷電粒子ビームを用いた試験を行い、電磁カロリメーター中における電子・陽電子の特徴的な振る舞いとして電磁シャワーの発展や収束の様子を 110 GeV と 150 GeV の荷電入射ビームに対して評価した。入射エネルギーが 150 GeV の電子成分を抽出したとき、試作機のエネルギー分解能は $5.9 \pm 0.5\%$ を達成していることを明らかにした。同実験のシミュレーションによる理想的な検出器の分解能は $4.0 \pm 0.1\%$ であるので本研究で Si-Pad 間、layer 間の較正が未定なことを加味すると期待通りの高性能を発揮させることができたと言える。今後、これまでの経験から得られた知識を踏まえ更なるテスト実験を継続すると共に実機導入に向けた技術開発を継続する予定である。

目次

第 I 部	序論	4
1	物理的背景	4
1.1	物質の構成要素	4
1.2	基本粒子とその性質	4
1.3	荷電粒子と物質の相互作用	5
1.4	光子と物質の相互作用	6
1.5	核子の内部構造	7
2	測定器	9
2.1	光電変換	9
2.2	電磁シャワー	10
2.3	ハドロンシャワー	11
2.4	電磁カロリメーター	12
2.5	ガウス関数	12
3	高エネルギーハドロン衝突実験	13
3.1	CERN 研究所	13
3.2	ALICE 実験	14
3.3	高エネルギー原子核衝突の時間発展	15
3.4	QGP と原子核補正因子	15
3.5	光子の種類	16
3.6	擬ラピディティ	16
3.7	衝突前方領域	16
第 II 部	研究目的	18
4	FoCal プロジェクト	18
4.1	FoCal-E	18
4.2	FoCal-H	19
4.3	FoCal の物理的動機	19
5	論文構成	21
第 III 部	本論	22
6	赤外光源を用いたクロストーク測定	22

6.1	β 線源測定	22
6.2	レーザー光測定のセットアップ	24
6.3	スポットサイズの見積もり	25
6.4	クロストーク測定	25
7	高エネルギー荷電粒子ビームを用いた FoCal 試作機の性能評価	28
7.1	SPS テストビーム	28
7.2	FoCal 試作機 (mini-FoCal) の構造	29
7.3	読み出しシステム (DAQ system)	29
7.4	トリガーロジック	31
7.5	データセットアップ	32
7.6	データ解析手法	32
7.7	ビーム入射座標の導出	36
7.8	150 GeV 正電荷粒子ビーム	38
7.9	110 GeV 正電荷粒子ビーム	40
7.10	Geant4 simulation	42
7.11	実験データとシミュレーション結果の比較	44
7.12	陽電子候補の選択手法に関する考察	46
7.13	mini-FoCal のエネルギー分解能に関する考察	47
第 IV 部 まとめ		49
8	結論	49
9	展望	49
謝辞		50
参考文献		50

第I部 序論

1 物理的背景

1.1 物質の構成要素

物質を構成する基本粒子の研究を遡ると紀元前 400 年に提唱されていた原子論にたどり着く。現代広く認知されている原子、分子といった考えは 1803 年にドルトンによって提案されたものである。その後 1897 年にトムソンが電子を、1911 年にラザフォードが原子核の存在を発見した。1930 年代に入り原子核の構成要素として陽子、中性子が発見されたことで電子、陽子、中性子が最小の構成要素であると考えられた。しかし 1950 年代、陽子や中性子の仲間とされる粒子バリオンが多数発見され、核力を説明するために湯川秀樹氏が予言した π 中間子にもメソンと呼ばれる仲間が発見された。また、電子もレプトンと呼ばれる仲間のひとつであることが明らかになり、物質の最小の構成要素である素粒子の種類が 100 を超えるものとなった。そんな中バリオンやメソンはクォークと呼ばれる基本粒子によって構成されているという説（クォーク模型）が 1960 年代にゲルマンによって提唱された。これはバリオンは 3 個のクォークによって成り立ち、メソンはクォークと反クォーク対で構成されているという考えである。この説は様々な実験事実在即しており、今日では物質の構成要素はクォークとレプトンであると考えられている。

1.2 基本粒子とその性質

現在基本粒子はクォークとレプトンであるとされているが、それらもそれぞれの性質によって分類することができる。クォークはフレーバーを持っているとされそれによって (u, d, c, s, t, b) の 6 種類に分類される。またレプトンも電子、電子ニュートリノ、ミューオン、ミューオンニュートリノ、タウ、タウニュートリノの 6 種類に分けられる。クォーク、レプトンはそれぞれ第 1 3 世代に分類できる。それぞれの粒子の同じ世代間では基本的な相互作用の性質は同じである。またそれぞれの粒子には反粒子が存在しすべてスピンの $1/2$ のフェルミ粒子である。また、自然界には強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用の 4 つの基本相互作用が存在し、その相互作用に対応するゲージボソンがクォーク、レプトン間で交換されることで力が働くと考えられている。クォーク、レプトン、ゲージボソンについての詳細は表 1 と表 2 に示す。

表 1: ゲージボソン (スピン=1)

	光子 (γ)	弱ボソン			グルーオン
		W^+	Z^0	W^-	
電荷	0	+1	0	-1	0
バリオン数	0	0			0
レプトン数	0	0			0
媒介する力	電磁相互作用	弱い相互作用			強い相互作用

表 2: クォークとレプトン (スピン=1/2)

	クォーク		レプトン	
第 1 世代	アップ (u)	ダウン (d)	電子 (e)	電子ニュートリノ ν_e
第 2 世代	チャーム (c)	ストレンジ (s)	ミューオン (μ)	ミューオンニュートリノ ν_μ
第 3 世代	トップ (t)	ボトム (b)	タウ (τ)	タウニュートリノ ν_τ
電荷	+2/3	-1/3	-1	0
バリオン数	1/3	1/3	0	0
レプトン数	0	0	1	1
色荷	赤、青、緑		無色	
相互作用	弱い相互作用 電磁相互作用 強い相互作用		弱い相互作用 電磁相互作用	弱い相互作用

1.3 荷電粒子と物質の相互作用

荷電粒子と物質の相互作用は主に次の 2 つに分けられる。

- 制動放射

質量が小さな電子や陽電子の物質との相互作用は制動放射が重要となる。制動放射は入射電子の進行方向が物質中の原子核の電場によって曲げられることで放出される電磁波の放射のことである。低エネルギー領域ではこの寄与は小さいが、数十 MeV を超える高エネルギー領域では後述する物質中の原子のイオン化によるエネルギー損失よりも重要となる。制動放射の断面積は $\sigma_{\text{rad}} \propto Z^2 \alpha^3 / m_e^2 c^4$ であり粒子の質量の 2 乗に反比例することから電子、陽電子よりも質量が大きな粒子ではほとんど無視できる。

- 物質を構成する原子、或いは分子との非弾性衝突 (電磁相互作用)

この過程は荷電粒子と電子の散乱であり、荷電粒子がこの過程で物質中に落としたエネルギー量は次に示す Bethe-Bloch の式から求めることができる。

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha^2 (\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right) \quad (1)$$

ここで I は物質原子の平均励起エネルギーであり $Z > 1$ で近似的に $I = 16Z^{0.9}$ [eV] と表せる。また m_e は電子の半径であり、 α は微細構造定数と呼ばれディラック定数 \hbar 、電気定数 ϵ_0 を用いて $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \simeq \frac{1}{137}$ と表せる。図 1a に荷電粒子のエネルギー損失の平均値を図式的に示す。式 1 よりこのエネルギー損失は粒子の電荷や速さに依存するが質量には依存しない。図 1a より荷電粒子のエネルギー損失はその速さが小さいとき $1/v^2$ のように減少し、やがて $\beta\gamma \approx 4$ 付近で最小値を取る。このような粒子は最小電荷粒子 (minimum ionization particle; MIP) と呼ばれる。陽子、荷電 π 中間子、 μ 粒子など電荷が 1 の粒子の MIP のエネルギー損失は式 2 で表せる。

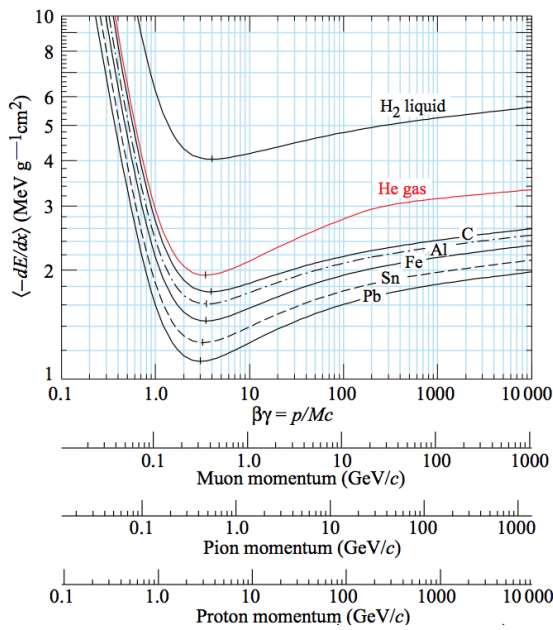
$$-\frac{dE}{d(\rho x)_{\text{min}}} \approx 2 \text{ MeV/gcm}^{-2} \quad (2)$$

荷電粒子が物質中を通過する際に媒質との衝突によってエネルギーを失い、原子は励起もしくは電離され電子とイオンに分かれる。この作用によって失われるエネルギー量は式 1 から求められる。しか

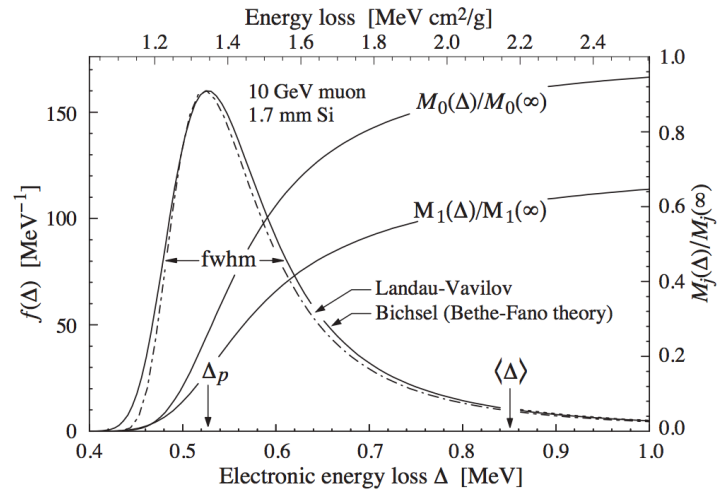
し、薄い物質層を透過する際は電子-イオン対の生成量は統計的なばらつきをもち、その分布はエネルギー損失が大きい方に尾を引く形をとる。図 1b に厚さ 1.7 mm のシリコンに対し 10 GeV のエネルギーの μ 粒子を照射した際の μ 粒子のエネルギー損失を表す。この振る舞いはランダウによって指摘され、このような分布をランダウ分布という。物質の厚さが厚くなり入射粒子と物質の散乱回数が十分大きくなるとこの分布は左右対称なガウス分布へと近づいてゆく。またランダウ分布のピーク値は most probable energy loss と呼ばれ、式 1 で与えられるエネルギー損失の平均値より小さな値を取る。この値を Δp とおくとその大きさは式 3 で表せる。

$$\Delta p = \xi \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) + \ln \left(\frac{\xi}{I} \right) + j - \beta - 2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (3)$$

ここで $j=0.200$ である。電子の古典的半径、質量をそれぞれ r_e 、 m_e とおき、アボガドロ数 N_A を用いると ξ は厚さ $x[\text{gcm}^{-2}]$ の検出器中で $\xi = (4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A) \langle Z/A \rangle z^2 (x/\beta^2) [\text{MeV}]$ と表せる。 δ は密度効果の補正項であり高エネルギーで $\delta/2 \rightarrow \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln(\beta\gamma) - 1/2$ である。



(a) 荷電粒子の最小電離損失



(b) 荷電粒子の最小電離損失

図 1: 荷電粒子と物質の相互作用 [1]

1.4 光子と物質の相互作用

光子と物質の相互作用は主に次の3つの種類に分けられる。

- 光電効果 (Photoelectric Effect)

光電効果は金属の表面にエネルギー $h\nu$ の光を照射する際、金属内の原子がそのエネルギーを吸収することで原子中での束縛エネルギー $B.E.$ だけ小さいエネルギー $E = h\nu - B.E.$ を持つ電子が放出される現象である。100 keV を超えるエネルギーの光子は K 殻の電子との反応断面積が大きくなり、その反応断面積 σ_{pe} は次のように表せる。[2]

$$\sigma_{pe} = Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^n \quad (4)$$

ここで n は $E_\gamma < m_e c^2$ のとき $n = 7/2$ であり、 $E_\gamma \gg m_e c^2$ のとき $n = 1$ である。式 4 より K 殻電子との光電効果の反応断面積は Z の大きさに依存する為、光電吸収を起こす為には Z が大きい物質を用いることが有用である。また、原子中の電子はその反跳運動量を原子核が担うが自由電子と光子の間で運動量保存則のため光電効果は起こらない。

- コンプトン散乱 (Compton Scattering)

コンプトン散乱は光子と自由な電子との散乱である。入射光子のエネルギーが原子中の電子の束縛エネルギーを無視できるほど大きい場合には光子と電子の散乱は光子と自由粒子の散乱と考えることができる。またこの現象は光子の粒子性を表すものでもあり、その断面積は反応物質の Z に比例する。

- 対生成 (Pair Production)

対生成は高エネルギーの光子が物質に入射することで光子が消滅し、電子・陽電子対が生成される現象のことである。この反応は真空中ではエネルギーと運動量の保存則を満たさないため起こらないが、物質中では原子核のクローン場の存在により対生成が可能となる。対生成が起こる際に消滅する光子のエネルギーは生成された電子対、また光子が入射した原子核に分配されるが原子核の質量は電子と比べて非常に大きいことから原子核が得るエネルギーはごく僅かである。よって対生成が可能な入射光子のエネルギーは電子・陽電子の質量の和 $2m_e c^2 (\approx 1.02 \text{ MeV})$ 以上である。また対生成の断面積 σ_{pp} は $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合式 5 のように表すことができ [3]、この場合の反応断面積は Z^2 に比例する。

$$\sigma_{pp} = 4Z^2 \alpha \gamma_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (5)$$

入射光波長と吸収係数

物質に入射した光の強度は通過する物質の厚さ x の関数として指数関数的に減少する。入射光子のビーム強度を I_0 とすると厚さ x を通過した後のビームの強度 $I(x)$ は式 6 のように表せる。

$$I(x) = I_0 e^{-ax} \quad (6)$$

ここで a は物質に入射する光の吸収のされやすさを表す吸収係数であり波長や物質によって異なる。吸収係数は入射光の波長が短いほど大きな値をとることから、短波長の光は長波長の光よりも短い距離で強く吸収され物質中の透過率が悪い。吸収係数の逆数は侵入深さと呼ばれ、その距離を通過した光の強度は元の $1/e$ であることを表す。

1.5 核子の内部構造

1.5.1 価クォーク/海クォーク

クォーク模型において陽子を構成する (u, u, d) のクォークは価クォーク (valence quark) と呼ばれる。また陽子の中にはこれらのクォークの他にも強い相互作用の場の中でグルーオンから仮想粒子として生成され消

滅するクォーク・反クォーク対が存在する。これらのクォーク・反クォーク対は海クォーク (sea quark) と呼ばれ価クォークと区別される。またクォーク・反クォーク対から生成される為海クォークの量子数の平均は実質 0 となることから陽子の量子数は価クォークの量子数によって決定される。

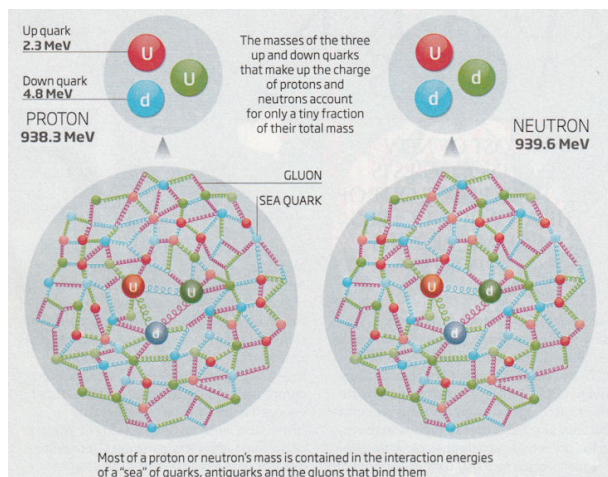


図 2: 核子の内部構造 [4]

1.5.2 Bjorken- x

陽子中のあるパートンがその親陽子の運動量やエネルギーに対して持つ運動量やエネルギーの割合を x とおく。この x は Bjorken- x と呼ばれる物理量でそれぞれのパートンは異なる値を取りうる。あるパートン i が陽子の運動量 p をある割合 x で担う確率を表すパートンの運動量分布 $f_i(x) = dP_i/dx$ を導入すると x の総和は 1 になることから次式が成り立つ。

$$\sum_{i'} \int dx x f_{i'}(x) = 1 \quad (7)$$

散乱前と散乱後の粒子の運動量をそれぞれ p と p' とおきそれらの差を運動量移行 q として定義する ($q = p - p'$)。また便宜的に $Q^2 \equiv |q^2|$ となるような正の物理量 Q を導入すると Bjorken- x は Q^2 を用いて次のように表すことができる。

$$x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (8)$$

1.5.3 構造関数

核子の内部構造の様子は構造関数を用いて記述される。核子を構成するクォークの種類を f 、それぞれのクォークの電荷を $z_f \cdot e$ とするとそれぞれのクォークによる電氣的散乱断面積はその電荷の 2 乗に比例することから z_f^2 に比例する。クォーク・反クォークの運動量の分布関数をそれぞれ $q_f(x)$ 、 $\bar{q}_f(x)$ と表すと構造関数 $F_2(x)$ は次式で定義される。

$$F_2(x) = x \sum_f z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (9)$$

式 9 より構造関数はパートン分布関数の和で表されることから実験で構造関数を測定することでパートン分布関数を定めることができる。

1.5.4 パarton分布関数

Parton分布関数 (Parton Distribution Function; PDF) はハドロン内部におけるPartonの分布の様を表す関数である。親陽子の運動量 p に対して x の割合の運動量 (=Bjorken- x) を持つParton i が存在する確率を表す。PDF を x の関数として見たとき、 x が大きな領域 ($x \simeq 1$) では価クォークが支配的である。対してグルーオンはクォークからの輻射で生成され、反クォークはそのグルーオンからクォーク、反クォーク対で生成されることから運動量やエネルギーが小さい。よって x が小さな領域ではそれらのPDFが支配的になる。小さな x の領域でグルーオンのPDFは他の粒子に比べ非常に大きいことから構造の大部分をグルーオンが占める。

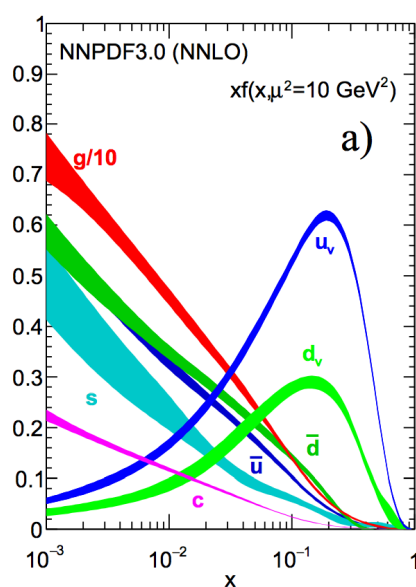


図 3: Parton分布関数 [5]

2 測定器

2.1 光電変換

光電変換は入射した光のエネルギーで物質や物質を構成する原子に束縛されている電荷を解放することである。束縛を解かれて自由になった電荷を電界などによって移動させることで電流として増幅することや外部にシグナルとして取り出すことが可能になる。光電変換はその動作原理から外部光電効果と内部光電効果の2種類に分けられる。

- 外部光電効果

外部光電効果は金属や半導体の表面に光を照射すると光が持つエネルギーによって物質中の電子が外部に飛び出す現象である。導体である金属を例にとると金属はフェルミ準位まで電子が満たされているため電子が外界 (真空空間) に飛び出すためには電子は真空準位とフェルミ準位の差 (=仕事関数) を超えるエネルギーを入射光から得なければならない。この効果は微弱な光を二次電子増倍によって大きな

光電流に変換する光電子増倍管の光電変換部などに利用される。

- 内部光電効果

内部光電効果はさらに光によって電気抵抗を変化させる光導電効果と、半導体の光効果によって起電力を生じさせる光起電力効果に分けられる。光導電効果は半導体の両端に設けた電極に電圧を印加し光を照射することで半導体の抵抗が下がり、半導体中を流れる電流が増加する現象である。電気伝導度と光量の直線性の範囲が狭く、応答性があまり良くないため実用的には街路灯の自動点滅器など緩やかな照度変化の検出に限定して使用される。

光起電力効果は pn 接合など整流作用を持つ半導体にバンドギャップ以上のエネルギーの光を照射することで伝導電子が増加し起電力が生じる現象である。半導体や絶縁体において価電子帯や不純物準位などにある電子が光のエネルギーを吸収し、伝導帯へ励起されることで伝導電子や正孔が増すため導電性が増加する。波長 λ [m] の光が持つエネルギー E_{ph} [eV] はプランク定数 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ [Js] を用いて $E_{\text{ph}} = hc/\lambda$ [J] と表せる。 c は真空中の光速を表す。ここで 1 [eV] = 1.602×10^{-19} [J] を用いると E_{ph} は式 10 のように表せる。

$$E_{\text{ph}} = 1.240 \times 10^{-6} / \lambda \quad (10)$$

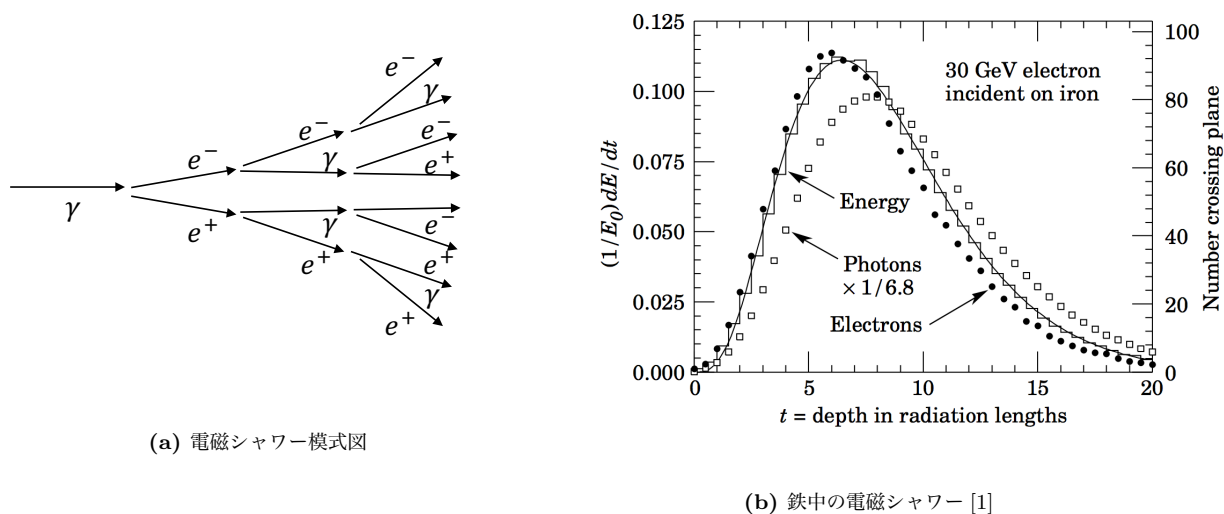
よってバンドギャップが E_g の半導体に対して光起電力効果を起こすためには入射光として $E_g < E_{\text{ph}} = 1.240 \times 10^{-6} / \lambda$ を満たす波長の光を用いる必要がある。

2.2 電磁シャワー

制動放射によって放出された高エネルギーの光子は高エネルギーの電子・陽電子対を生成し、生成された電子・陽電子が制動放射に十分なエネルギーを持っている場合、次の制動放射を引き起こし新たに光子を生成する。この過程は電子・陽電子のエネルギーがイオン化によるエネルギー寄与の方が大きくなる低エネルギー領域になるまで繰り返され、電子・陽電子・光子が鼠算式に多数生成される。この現象は原子核乾板上でその飛跡がシャワー状を呈することから電磁シャワーと呼ばれる。電磁シャワーの模式図を図 4a に示す。図 4b に鉄に電子が入射した場合に各放射長ごとに測定される入射粒子のエネルギー損失の値を示す。入射電子が物質中で電磁シャワーを起こすことで粒子数が増加し、それぞれの粒子が物質中で相互作用をすることでエネルギー損失の値が増加している。ここでエネルギー E_{int} の粒子 j が物質に入射した際に生成する電磁シャワーが最も発達する深さを T_{max} とおくと式 11 のように表せる [1]。

$$T_{\text{max}} = 1.0 \times \left(\ln \left(\frac{E_{\text{int}}}{E_c} \right) + C_j \right) \quad (11)$$

ここで C_j は入射粒子が電子の場合 $C_e = -0.5$ で、光子の場合 $C_\gamma = +0.5$ であり、 E_c は臨界エネルギーと呼ばれる物質に固有の値である。電子は高いエネルギーであるほど制動放射によるエネルギー損失が大きく、低いエネルギーであればイオン化によるエネルギー損失が大きい。それらの反応断面積が等しいときに電子が持つエネルギーが臨界エネルギーである。臨界エネルギー E_c は物質の原子番号 Z に依存し、 $E_c = \frac{800}{Z+1.2}$ MeV と近似される。



(a) 電磁シャワー模式図

(b) 鉄中の電磁シャワー [1]

図 4: 電磁シャワー

2.2.1 放射長

電子が物質の中を進むとき、制動放射により次第にエネルギーを失ってゆく。失われたエネルギーは物質の厚さに対して指数関数の形をとり、入射前の電子のエネルギーが $1/e$ となるまでに電子が物質中を進んだ距離を放射長 (radiation length) といい、 X_0 を用いて表す。

2.2.2 モリエール半径

電磁シャワーの横方向の広がりにはモリエール半径を用いて記述できる。モリエール半径 R_M は放射長 X_0 を用いて

$$R_M \approx 21\text{MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c} \quad (12)$$

と表せる。この値は入射粒子の進行方向を軸にもつ半径 R_M の円筒内にシャワーの全エネルギーの約 90 % が収まる指標として用いられる。

2.3 ハドロンシャワー

高エネルギーの陽子や中間子等のハドロンが物質に入射すると物質中の核子との衝突で多数の中間子やバリオンなどの二次粒子を生成する。また生成された二次粒子のうち荷電中間子やバリオンはさらに物質中の核子と衝突することで三次粒子を生成する。この現象はハドロンシャワーと呼ばれ、生成粒子のエネルギーが小さくなり電離損失で止まる、もしくは核反応によって吸収されるまで粒子生成が連続的に繰り返される。

2.3.1 原子核相互作用長

電磁シャワーの発達の際の進行方向に対する長さを放射長 X_0 で表すのに対し、ハドロンシャワーは原子核相互作用長 (nuclear interaction length) を用いて表記する。これは物質中に入射したハドロンが最初に相互作用を起こすまでに走る距離の平均値を表し、 $\lambda_0 \sim 35A^{1/3}[\text{g}/\text{cm}^2]$ で近似される。一般的に $\lambda_0 \gg X_0$ が成り立ち、ハドロンシャワーは電磁シャワーに比べてより物質中を進んだ後にシャワー発展を起こす。この性質を利用してハドロンシャワーの測定を目的とするハドロンカロリメータは電磁シャワーを測定する電磁カロリメータよりも外側に配置される。

2.4 電磁カロリメータ

電子や光子のエネルギーを検出する装置を電磁カロリメータという。電磁カロリメータには大きく分けて全吸収型とサンプリング型カロリメータの2種類がある。全吸収型カロリメータには無機シンチレータや鉛ガラスなど透明で密度が大きい物質が使用される。全吸収型カロリメータは検出層と吸収層が一体となっているため、粒子が吸収層を通過する際に発生するシンチレーション光やチェレンコフ光を測定することができサンプリング型カロリメータよりも良いエネルギー分解能を持つ。全吸収型カロリメータは主に低エネルギー粒子の精密測定や粒子識別に使用される。サンプリングカロリメータは検出層と吸収層を交互に重ねた構造を持ち、吸収層には電磁シャワーを誘発させるために重い金属が使用される。サンプリング型カロリメータは吸収層で落としたエネルギーを測定できない為全吸収型に比べてエネルギー分解能に劣るが測定可能なエネルギーの範囲が広く、進行方向の位置分解能に劣る全吸収型カロリメータに対して三次元的なシャワーの観測が可能であるという利点がある。

2.5 ガウス関数

ある連続型確率変数 X に対して X が $a \geq X \geq b$ となる確率が $P_{(a \geq X \geq b)} = \int_a^b f(x)dx$ で表せるとき、 $f(x)$ を確率密度関数という。そして $f(x)$ が式 13 を満たすような分布をガウス分布といい、その分布は左右対称な釣鐘型の分布となる。ここで μ は分布の平均値、 σ^2 は分散の値を表す。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x - \mu}{2\sigma^2}\right) \quad (13)$$

3 高エネルギーハドロン衝突実験

3.1 CERN 研究所

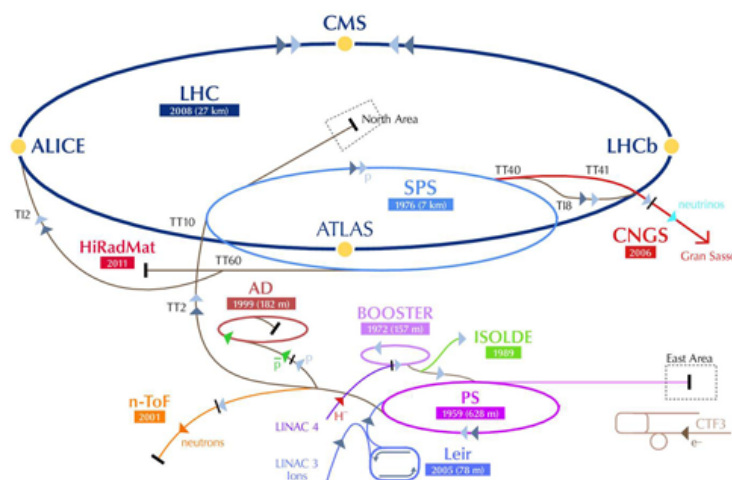


図 5: CERN 研究所円形加速器 [6]

CERN（欧州原子核研究機構）は素粒子の基本法則や現状を加速器を用いて探求する目的で 1954 年に欧州 12 カ国の国際的研究機関として設立された。ジュネーヴ郊外のスイスとフランスの国境に位置する。1959 年に 28 GeV の陽子シンクロトロン（PS）、1971 年に陽子・陽子コライダー（ISR）、1976 年に 450 GeV 大型陽子加速器（SPS）の完成を経て 1983 年に陽子・反陽子コライダーで W,Z 粒子を発見した。また 2008 年に LHC が完成し、2012 年にはヒッグス粒子を発見した。

3.1.1 PS/SPS 加速器

PS 加速器（Proton Synchrotron）は CERN の円形加速器の中で最初に建設された全周 628 m の加速器である。SPS 加速器（Super Proton Synchrotron）は CERN の加速器の中でも 2 番目に大きな加速器であり、全周は約 7 km である。現在は SPS は PS で加速された粒子をさらに加速させ、LHC リングに供給する LHC の前段加速器として使用されている。PS や SPS で加速された粒子の一部はテストビーム用のビームラインに供給され、その二次粒子は検出器の試験などに使用される。

3.1.2 LHC 加速器

LHC 加速器（Large Hadron Collider）は CERN によって建設され、2009 年に陽子-陽子 900 GeV で物理運転を開始した世界最大のハドロン衝突型加速器であり、その全周は約 27 km に及ぶ。その重心系衝突エネルギーは 2019 年現在で陽子-陽子 13 TeV、鉛-鉛 5 TeV を達成した。LHC を使用する実験として ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHC b 実験、LHC f 実験、TOTEM 実験の 6 つの実験施設が設置されている。

3.2 ALICE 実験

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) は CERN の LHC 加速器を用いた実験の中で高エネルギー重イオン衝突に特化する実験チームである。ALICE の主な目的は極初期宇宙に存在していたとされるクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) と呼ばれる物質相を高エネルギーで重イオン同士を衝突させることで再現しその性質を解明することである。高エネルギー原子核衝突で生成される様々な粒子を幅広いエネルギー領域で測定できるように ALICE 実験の検出器はデザインされている。ALICE 実験検出器の全体の大きさは高さ・幅が 16 m、長さは 26 m に及ぶ。これらの検出器は以下の 3 つに大きく分けられる。

1. 衝突点付近を覆うセントラルバレル ($-0.9 < \eta < 0.9$)
2. 前方方向のミュオン粒子を測定するミュオンアーム ($-4 < \eta < 2.5$)
3. 衝突事象を選別するグローバル検出器

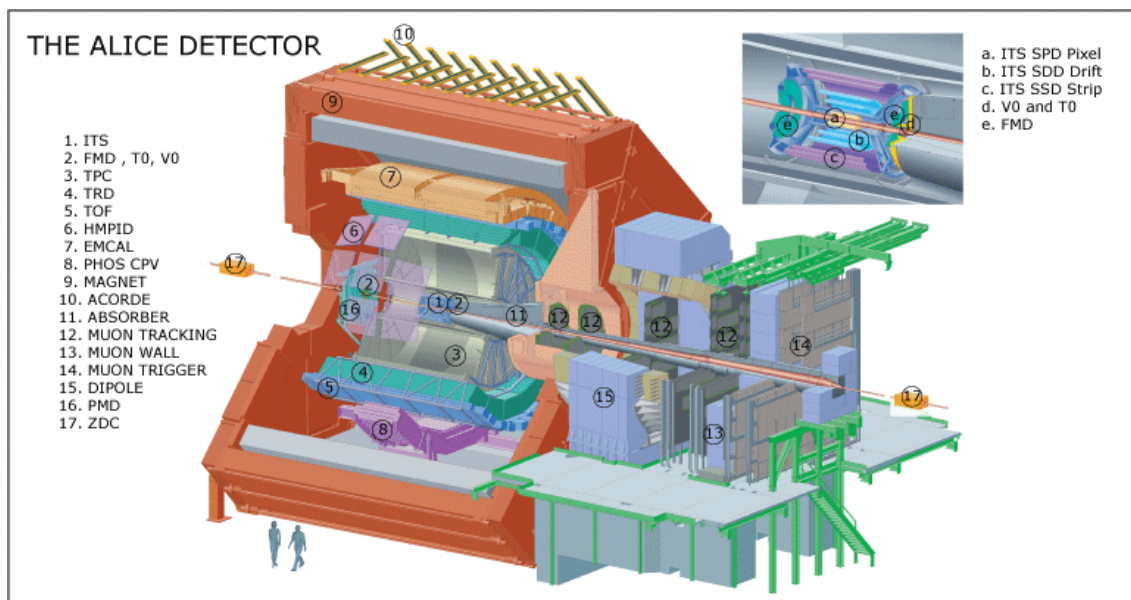


図 6: ALICE 実験検出器群 [7]

3.2.1 ALICE アップグレード計画

LHC ではビームラインのメンテナンスやエネルギー増強、高輝度化のために数年ごとに LHC の運用を止めるシャットダウンの期間を設けている。その期間を利用し各実験グループは既存の検出器のメンテナンスや新しい検出器の導入を行い、再開後の実験でより良い成果を目指す。それらの計画を総称してアップグレード計画という。

3.3 高エネルギー原子核衝突の時間発展

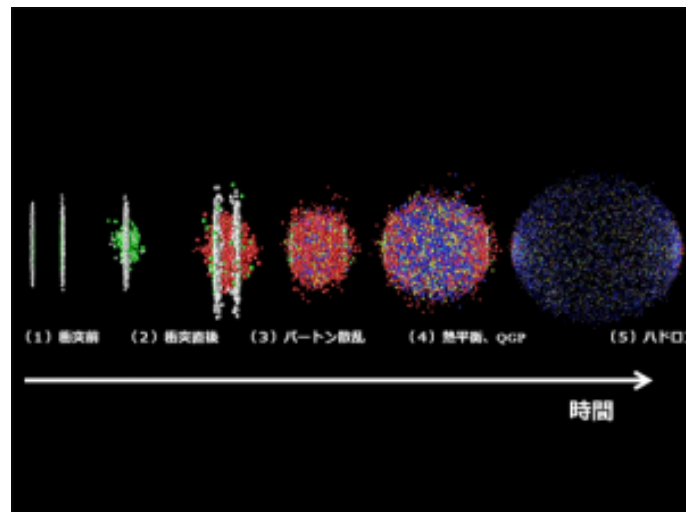


図 7: 高エネルギー原子核衝突の時空発展模式図 [8]

高エネルギー重イオン衝突においてその時空発展の様子はその状態によって「原子核衝突前」→「原子核衝突直後」→「パートン散乱」→「熱平衡、QGP」→「ハドロン相」→「終状態」のように分けられる。図 7 はその模式図である。高エネルギーで加速された原子核はそれぞれローレンツ収縮により進行方向に長さが縮み薄い円盤状になり衝突する。衝突から約 $1 \text{ fm}/c$ 後原子核中のパートン同士が散乱し、パートン散乱により系の温度が相転移温度を超えると QGP の局所的熱平衡状態に達し QGP が生成される。その後時間の経過とともに系の温度が下がることでパートンからハドロンが生成されハドロン相へ相転移が起こる。やがて生成された粒子は系の膨張とともに広がり終状態を迎える。

3.4 QGP と原子核補正因子

原子が電子と原子核に分離した状態のことをプラズマと呼ぶのに対し、核子や中間子がクォークとグルーオンに分離した状態をクォーク・グルーオン・プラズマ (Quark Gluon Plasma; QGP) と呼ぶ。QGP 相は高エネルギー原子核衝突で生成可能であり、QGP 相を生成しないとされる高エネルギー陽子-陽子衝突の物理測定と比較することでその生成を確認する。高エネルギー原子核衝突において高速で運動する原子核はローレンツ収縮によりそれぞれ平たい円盤状の構造となり衝突する。このとき二つの原子核間で QCD 媒質が生じ、衝突によって生成されるパートンはこの媒質と強い相互作用をするためエネルギーを失い、やがて破碎反応によりハドロンを生成する。これらのハドロンは衝突の終状態として観測され、その生成率は陽子-陽子衝突の場合と比較して抑制される。一方で強い相互作用をしない光子は衝突によって生成される媒質との相互作用をほとんどしないためその生成率は原子核衝突と陽子衝突の間でほとんど変化しない。このような生成率の比を原子核補正因子という物理量で表す。原子核衝突で生じるある粒子の生成量を N_{AA} 、陽子衝突で生じるその粒子の生成量を N_{pp} 、平均核子衝突回数を $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ 、横運動量を p_T とすると原子核補正因子 R_{AA} は式 14 の

ように表せる。

$$R_{AA} = \frac{\frac{dN_{AA}}{d^2p_T}}{\frac{dN_{pp}}{d^2p_T} \langle N_{\text{coll}} \rangle} \quad (14)$$

式 14 から $R_{AA} = 1$ の場合は原子核補正がかかっていない、つまりその粒子の収量の比が原子核衝突と陽子衝突の間で等しいことを表す。先行実験からハドロン R_{AA} は 1 を下回る結果が得られている。これは原子核衝突におけるハドロン生成の抑制を表しており、この現象は衝突によって生成された高密度の QGP 相をパートンが伝搬することが原因で生じるため QGP 生成の有力な証拠となる。

3.5 光子の種類

高エネルギー原子核衝突で生成される光子はその生成過程によって次のように分類される。

- 即発光子 (prompt photon)
即発光子は衝突初期のパートン散乱によって生成される光子である。即発光子が生成される過程はクォークとグルーオンのコンプトン散乱過程 ($q+g \rightarrow \gamma + q$) と、クォークと反クォークの対消滅過程 ($q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$) がある。
- 熱光子 (thermal photon)
熱光子は衝突初期に生成される高温物質から熱的に放射される光子である。熱光子の発熱量とエネルギー分布は衝突初期の温度やその後の時間発展を反映していることから衝突時の系の温度測定に用いられる。
- 崩壊光子 (decayed photon)
崩壊光子は衝突後に生成されたハドロンが崩壊することで生じる光子である。その崩壊過程は主に π^0 からの $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ や η からの $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ に由来し、特に π^0 由来のものが崩壊光子の大部分を占める。

崩壊光子との区別のため、即発光子と熱光子を合わせて直接光子 (direct photon) という。

3.6 擬ラピディティ

擬ラピディティ (pseudo-rapidity) は粒子が粒子線軸となす角度、つまり高エネルギーハドロン衝突実験においてビーム軸となす角度を記述する際に用いられる空間座標である。擬ラピディティを η とおくと η は次のように定義される。

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (15)$$

ここで θ はビーム軸と粒子の進行方向がなす角度を表し、ビーム軸方向を 0° 、ビーム軸に対し垂直な方向を 90° となるように定義する。つまりビーム軸となす角度が小さいほど η は大きな値をとり、ビーム軸と一致する方向の η は ∞ となる。

3.7 衝突前方領域

高エネルギー原子核衝突実験において「前方」とは $|\eta|$ が大きい方、つまり衝突点から見てビーム軸に沿った領域のことを指す。また前方、後方の区別はビーム軸の正負を定義する方向に依る。第 1.5.2 章で定義した Bjorken- x の高エネルギーハドロン実験において到達可能な最も小さな値として、擬ラピディティ η を用いて

次のように表せる。

$$x_{\min} \approx \frac{P_T}{\sqrt{s}} e^{-\eta} \quad (16)$$

ここで P_T は横運動量、 \sqrt{s} は重心系衝突エネルギーの大きさを表す。式 16 より、衝突エネルギーを上げる、若しくは η を大きくすることでより小さな x の領域に到達可能である。

3.7.1 カラーグラス凝縮

小さな x 領域の物理としてカラーグラス凝縮 (Color Glass Condensate; CGC) と呼ばれる核子中でのグルーオンの飽和状態が理論的に提唱されている。第 1.5.4 章で述べたように小さな x の領域で $g \rightarrow g + g$ のグルーオンの多重生成によりグルーオンの PDF は急激に増加する。しかし、さらに小さな x の領域では $g + g \rightarrow g$ のグルーオンの再結合が行われ高密度でグルーオンが飽和した状態となる。このような核子中のグルーオンの飽和状態をカラーグラス凝縮という。カラーグラス凝縮の名前は、グルーオンを生成した価クォークの分布や運動が非結晶状態のガラスのようにランダムに凍結しているとみなせることと、カラーを持つグルーオンが非常に高密度で凝縮状態に見えることに由来する。

この現象は高エネルギー原子核衝突の中に現れると考えられている。クォークはグルーオンを絶えず放射・吸収しているがその寿命はとても短いため、3つのクォークが核子を構成するという基本構造は大きく変わらない。しかし高エネルギー粒子衝突など核子が非常に高速に加速された場合、それを構成するクォークは非常に高いエネルギーを持つために反応の寿命が延び、グルーオンの雪崩的生成やグルーオン同士の相互作用を生じる。よって散乱によって測定される核子の構造は3つのクォークではなく多数のグルーオンで満たされた状態となる。高エネルギーで加速された核子の内部構造の変化の様子を図 8 に示す。この描像は図 7 に示す衝突の陽子の初期状態に現れると予測されている。

この描像を示唆する実験結果は複数存在する。その 1 つにアメリカの BNL (Brookhaven National Laboratory) の RHIC 実験での重陽子+金衝突における π^0 粒子の収量の抑制が挙げられる [9]。前方領域で観測された π^0 粒子の収量の抑制は金原子核の小さな x 領域における CGC の効果が現れたものだと考えられている。いくつかのハドロンの収量測定ではグルーオンの飽和モデルと一致する結果が得られているが、それらの現象は全て他の要因でも説明が可能であり実験的な証明は未だ確立されていない。

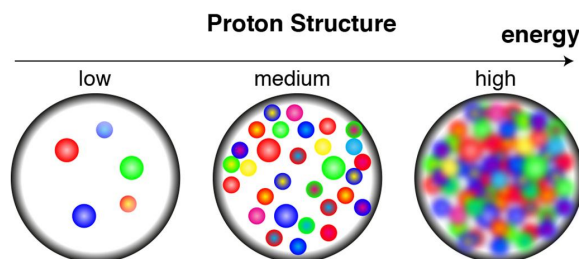


図 8: 運動量の増加と核子の内部の描像 [10]

第II部

研究目的

4 FoCal プロジェクト

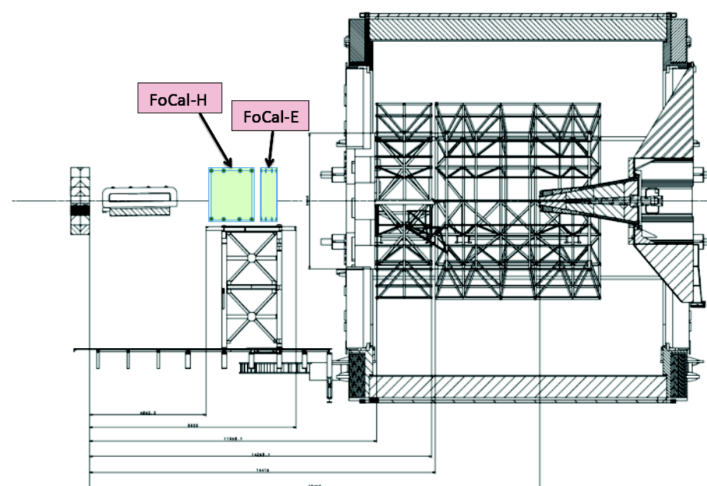


図 9: FoCal の設置想定位置 [11]

ALICE 実験のアップグレード計画の一つとして衝突前方領域に Forward Calorimeter (FoCal) を導入する計画がある。FoCal は 2024 年の Long Shutdown3 にその完成機を導入し 2026 年から始まる Run4 で運用の開始を目指している。大きなラピディティをカバーするために衝突点から 7 m 前方の位置に設置、 $3.3 < \eta < 5.3$ の領域で物理測定を行う。FoCal 運用の物理的動機は前方領域での直接光子測定を通じた CGC などの衝突初期状態における原子核の内部構造の解明である。FoCal はハドロンカロリメーターの FoCal-H と電磁カロリメーターの FoCal-E で構成される。

4.1 FoCal-E

FoCal-E はシリコン検出器とタングステンの層構造をもつサンプリング型電磁カロリメータで前方領域での光子やメソンの測定を目的とする。各タングステン層の厚さは $1 X_0$ でありシリコン検出器層と交互に 20 層 (=20 X_0) 重ね合わせた構造を持つ。シリコン検出器は $1 \times 1 \text{ cm}^2$ の Si-Pad センサーから成る Low Granularity Layer (LGL) と $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ の Si-Pixel センサーから成る High Granularity Layer (HGL) の異なる粒度のセンサーを組み合わせる。LGL 層の目的は入射粒子のエネルギー測定であり、HGL 層の目的は入射粒子の位置測定である。図 10 に FoCal の構成図を示す。全体で 20 X_0 の構造のうち電磁シャワー発達の前の 5 X_0 とシャワーが発達する 10 X_0 の位置に HGL 層を配置する。

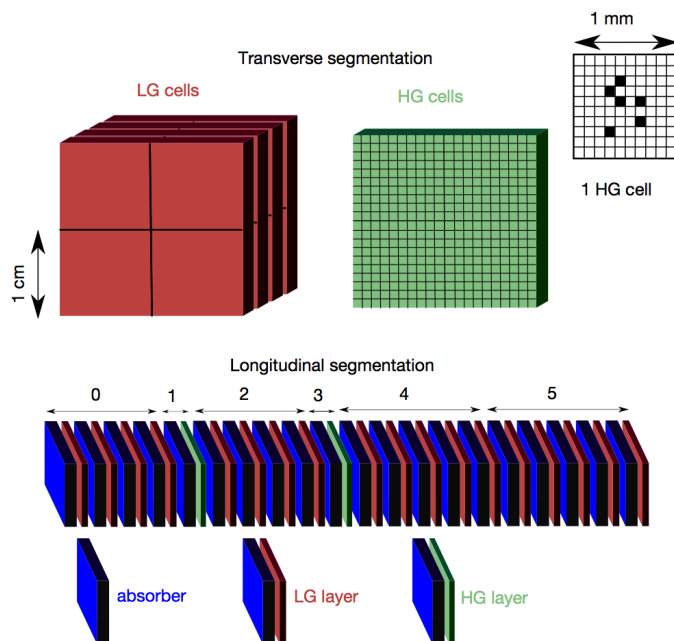


図 10: FoCal-E の構造 [11]

4.2 FoCal-H

FoCal-H はハドロンエネルギーやジェットの測定を目的とし、FoCal-E の後方に設置予定のサンプリング型ハドロンカロリメーターである。電磁カロリメーターとハドロンカロリメーターを併用することで孤立光子 (isolation photon) やジェットの測定の飛躍的な向上が期待されている。理想的には FoCal-H は FoCal-E と共通するラピディティ領域をカバーし、FoCal-E で発生したシャワーの発散を防ぐために FoCal-E になるべく近く設置することが望ましい。現在の設置を予定している位置は衝突点から 10 m の場所であり、全体の厚さは $\sim 8\lambda_{\text{had}}$ 、 $\Delta z \sim 1.5$ m を予定している。

4.3 FoCal の物理的動機

PDF や nPDF で表される核子や原子核中のパートンの構造を知ることは高エネルギーハドロン衝突の物理を理解するために重要である。これは衝突初期状態の PDF が終状態の反応断面積や方位角依存性に大きな影響を持つとされている為である。図 11 に x と Q のスケールに対するグルーオンの飽和状態を表す。このようにグルーオンの密度は x の減少や運動量移行 Q^2 の増加によって増加すると考えられている。グルーオンのパートン分布の飽和スケールは式 17 のように表される。

$$Q_s^2(x) \approx \frac{\alpha_s}{\pi R^2} x G(x, Q^2) \propto \left(\frac{A}{x}\right)^{1/3} \quad (17)$$

式 17 は、ある任意の x に対して原子核が重いほど、 Q_s^2 が大きいほどグルーオンの飽和状態の探査に利用しやすいことを表している。式 16 と式 17 から、重い原子核と陽子の衝突において前方領域の測定値で飽和がより調べやすい条件であると導かれる。ここで投射に陽子を使用する理由は原子核同士の衝突で現れる終状態の効果による測定への影響を避けるためである。

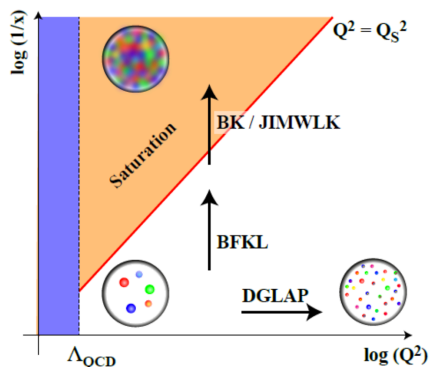
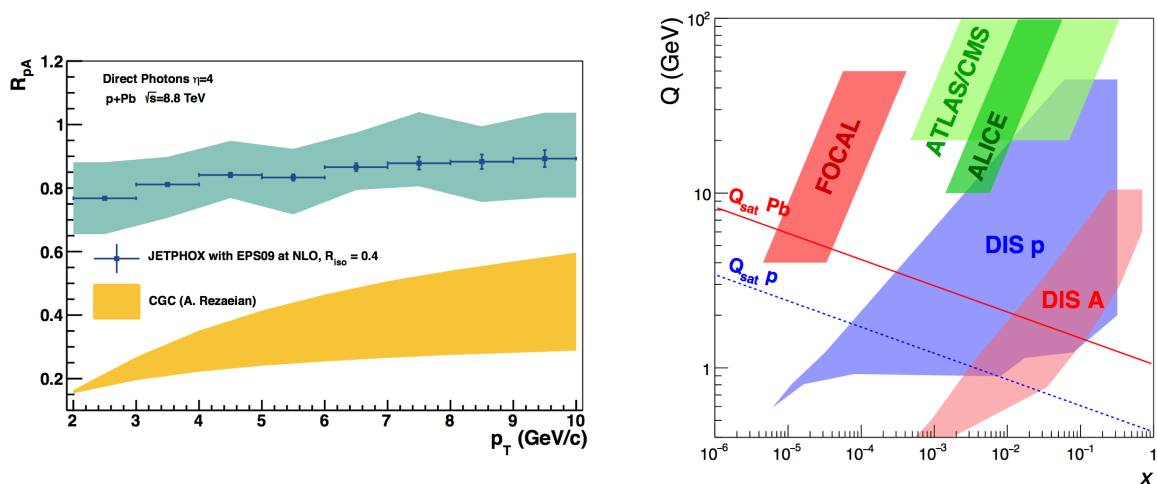


図 11: x と Q スケールにおけるグルーオンの飽和の描像 [11]

図 12a は $\sqrt{s}=8.8$ TeV の陽子+鉛衝突の $y=4$ における直接光子の R_{pA} の理論計算結果である。ここで y はラピディティと呼ばれ粒子の速度を記述する物理量であり高エネルギー領域で $y \approx \eta$ と近似できる。青色の各データ点は NLO pQCD による理論モデルを使用し、黄色く塗られた結果は CGC を仮定した理論モデルを使用している。光子は衝突によって生成する媒質との相互作用をほとんどしないため CGC を仮定しないモデルでは $R_{pA} \sim 1$ の値をとる。ここで CGC を仮定しないモデルの結果においても R_{pA} が 1 を下回っているのは CGC 以外の原子核効果が現れた為だとされている。対して CGC を仮定したモデルでは特に低い P_T 領域で R_{pA} は大きく 1 を下回っている。直接光子はその生成初期状態にグルーオンを含んでおりその収量はグルーオンの密度分布の影響を直接的に受ける。よってこの結果は CGC の効果によって前方領域で直接光子の収量は強く抑制されること示唆する。

図 12b に LHC の各実験において深部非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering; DIS) 測定や直接光子測定を通した x と Q の測定感度がある領域を示す。FoCal は $x \sim 10^{-5}$ までの到達を見込んでおり、小さな x の領域の陽子や原子核のグルーオン密度分布などといった未解明な物理の開拓を目指す。



(a) $\sqrt{s} = 8.8$ TeV 陽子+鉛衝突の直接光子 R_{pA} 理論予想 [11]

(b) 各 LHC 実験の $Q - x$ の対応領域 [11]

図 12: 直接光子の R_{pA} の理論モデルと FoCal の $Q - x$ の対応領域

5 論文構成

本研究では赤外光源を用いた FoCal-E の Si-Pad の特性評価と、高エネルギー荷電粒子ビームを用いた FoCal-E の試作機の性能評価を行なった。第 6 章では 970 nm の波長の赤外光源を使用し、FoCal-E の LGL 層に用いるパッドサイズが $11.3 \times 11.3 \text{ mm}^2$ 、厚さ $320 \text{ }\mu\text{m}$ の Si-Pad の構造上の特性を調べた。特に隣り合う検出器にシグナルが漏れる現象であるクロストークの測定を行なった。第 7 章では FoCal-E の試作機に対して 110 GeV と 150 GeV の高エネルギー荷電粒子ビームを照射することで試作機の性能を評価した。実験環境を再現した Geant4 シミュレーションの結果とビームテストで得られた結果の比較を通して、試作機の性能評価と本研究で用いた解析手法に関する考察を行なった。図 13 に本研究で使用した浜松ホトニクス社製の Si-Pad の図面を示す。

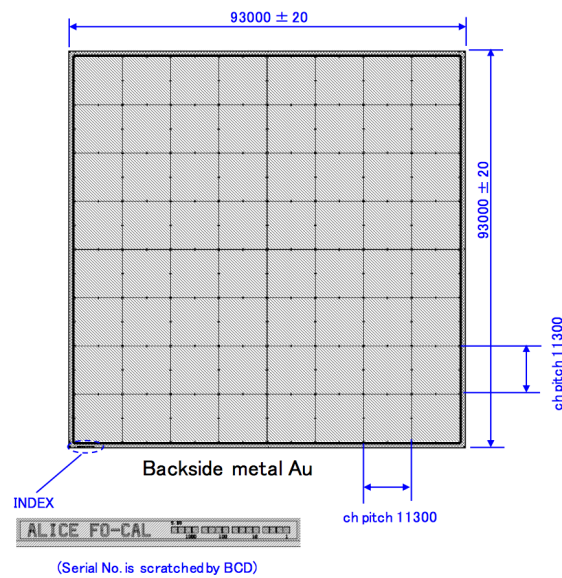


図 13: LGL Si-Pad 図面

第 III 部 本論

6 赤外光源を用いたクロストーク測定

クロストークは検出器にシグナルが入射した際に隣接する検出器にその散乱放射線が漏れ、シグナルとして認識されてしまう現象である。この現象は検出器のエネルギー分解能や位置分解能のような検出精度に影響する。本実験では赤外パルスレーザーを用いて Si-Pad の構造上の特性として現れるクロストークの測定を行った。

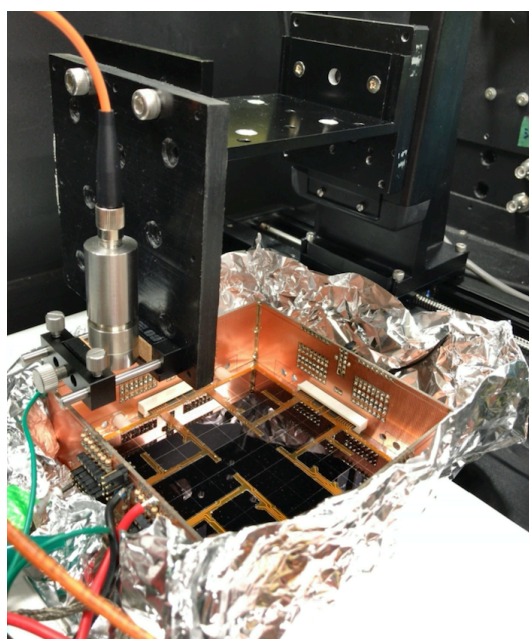


図 14: 暗箱内のセットアップ

6.1 β 線源測定

本研究で用いるセットアップの ADC 値と電荷量の間を較正を行う為に ^{90}Sr を線源として β 線の測定を行った。 β 粒子は原子核が β 崩壊する際に放出される電子や陽電子のことであり、それぞれ β^- 崩壊で電子、 β^+ 崩壊で陽電子が放出される。本実験で用いた ^{90}Sr は β^- 崩壊により ^{90}Y を生成、またさらに β^- 崩壊し安定な ^{90}Zr を生成する。それらの β 崩壊エネルギーはそれぞれ 0.546 MeV と 2.28 MeV である。

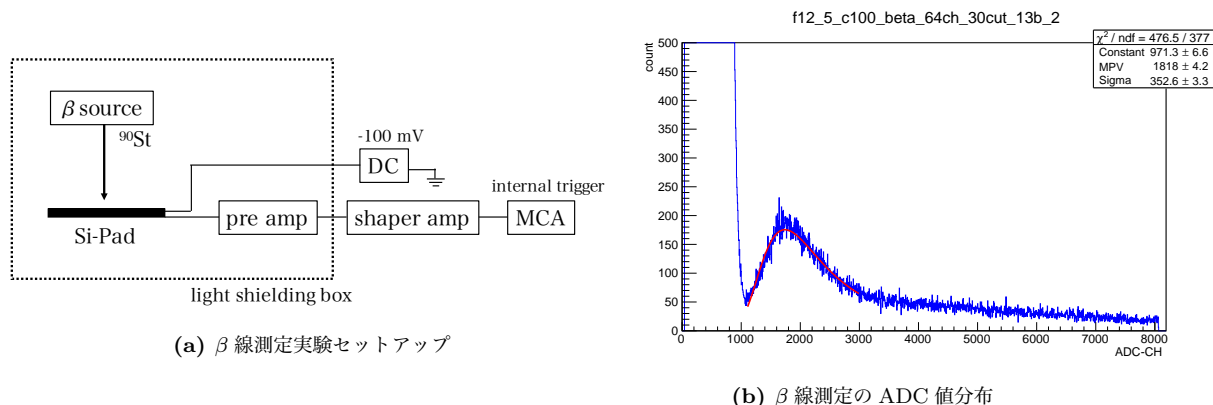
図 15: β 線測定

図 15a に本研究で使用した β 線測定の実験セットアップを示す。シリコンからのシグナルをプリアンプ、メインアンプで整形、増幅し、Multi Channel Analyzer (MCA) を用いて ADC 値に変換した。MCA は入力されたアナログパルスの最大波高を測定し、その値をデジタル数値に変換する装置である。使用したプリアンプはチャージセンシティブアンプであり、入力した電荷の総量に比例した信号を出力する。図 15b はシリコン 1 Pad の真上に β 線源を配置しその電荷量を MCA を用いて読み出したものである。MCA のトリガーは内部トリガーを使用し、設定した値以上の波高を持つシグナルを自動的に保存する。1000 ADC 値以下に現れているシグナルは β 線源を取り除いた際にも同様に現れたことから、外部からのノイズやグラウンドレベルの揺れの影響が検出されたものと考えられる。それに対し 1818 ADC 値にピークを持つ分布は β 線源を取り除いて測定した際には現れなかったことから β 線起因のものであると考えられる。前述したように ^{90}St の核種が安定な ^{90}Zr を生成するまでに 2 段階の β 崩壊を行い 2 つの β 崩壊エネルギーを放出する。図 15b では 1 つのシグナルしか確認できないがこれは低い β 崩壊エネルギーのシグナルはノイズに埋もれており、より崩壊エネルギーの大きい $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ の崩壊の際に放出される 2.28 MeV のエネルギーが検出されたものと考えられる。先行研究 [12] では本実験で使用したものと同様のセットアップで 1 cm \times 1 cm の単独の Si-Pad を用いて宇宙線を測定した結果、シグナルのピーク位置が β 線源測定のものと同じ結果が得られた。よって本論文では β 線源測定で現れるピーク位置を 1 mip のエネルギー損失量と同等のものとして扱う。以下この β 線源の測定で得られた 1818 ADC 値を本実験において 1 mip の基準値として使用する。

6.2 レーザー光測定のセットアップ

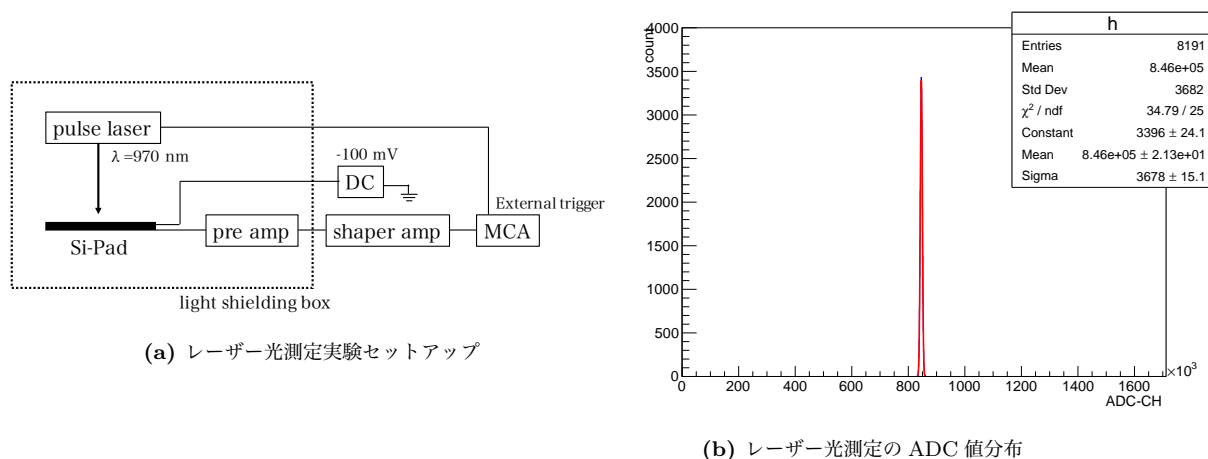


図 16: レーザー光測定

Si-Pad に照射する外部の光源としてシリコンのバンドギャップは約 1.1 eV であることから入射光はそれ以上のエネルギーを持っている必要がある。式 10 を用いるとその波長は 1127 nm より短いものである。また第 1.4 章で述べたように光は波長が短いほど物質中での透過率が悪い。例えばシリコン単結晶中において波長 450 nm の青色光の吸収係数は $a = 2.55 \times 10^6 / \text{m}$ でありこれは入射光強度が $1/e$ の大きさになるまでに光が進む侵入深さが $1/a \sim 0.392 \mu\text{m}$ であることを表し、この波長の光を用いても厚さ $320 \mu\text{m}$ の Si-Pad に対して表面のごく一部の構造しか見ることができない。よって測定にはシリコンのバンドギャップの条件を満たし、かつ長い波長を光源として用いるのが望まれる。以上の理由から本実験では 970 nm の波長のピコ秒パルスレーザーを光源として使用した。この波長のシリコン単結晶に対する吸収係数は $a = 1.14 \times 10^4 / \text{m}$ であり侵入深さは $1/a \sim 87.7 \mu\text{m}$ である。

図 16a にレーザー光測定のセットアップを示す。ここで MCA で読み出すタイミングのトリガーとしてレーザー出力と同期した信号を用いた。Si-Pad は外部の些細なノイズからも大きな影響を受けてしまうためアルミホイルをグラウンドと接地させ Si-Pad や配線と接触しないように Si-Pad の外側を覆った。これによって Si-Pad が外部から受けるノイズレベルを低減させた。本実験に用いたレーザー光は光ファイバーの出力であり、光はファイバーの先端の出力窓から空間的に広がって放射する。本研究のセットアップの構造上ファイバーの出力窓を Si-Pad と密接させることは困難であった為に集光レンズを用いて光を集光させた。光ファイバー及び集光レンズは水平方向と垂直方向にそれぞれ $40 \mu\text{m}$ 間隔で遠隔操作が可能な電動ステージに固定して測定を行った。Si-Pad を遮光するために Si-Pad とプリアンプ、可動式ステージを暗箱内に設置して測定を行なった。図 16b に Si-Pad の中央にレーザーを照射した際の ADC 値分布を表す。分布の形は図 15b の β 線測定の結果と異なり鋭いピークとして現れた。またこの分布の中心値は $846000 \pm 20 \text{ ch}$ であることから本セットアップにおけるレーザーの出力強度は約 465 mip であることを確認した。

6.3 スポットサイズの見積もり

本実験では集光レンズを使用している為そのスポット径はレンズから Si-Pad までの距離に依存する。電動ステージを垂直方向に動かしながら最もレーザー光のスポット径が小さくなる位置を探し、その位置で高さを固定した。決定したセットアップと約 1 mm の隙間を持つスリットを用いてそのセットアップにおけるレーザー光のスポット径を測定した。レーザーを 40 μm 間隔で移動させ各点ごとに測定した ADC 値の分布を図 17 に示す。ここでグラフの横軸はレーザーの進行方向の距離 ($/40 \mu\text{m}$)、縦軸は各測定点における ADC 値を表す。

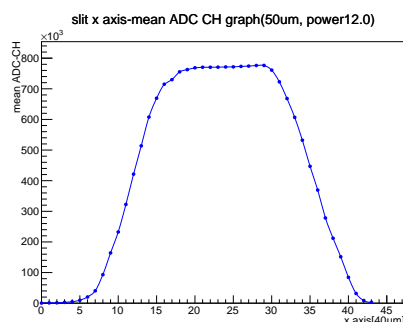


図 17: レーザー光のスポットサイズ測定

図 17 から各測定点の ADC 値はレーザーの進行方向に進むにつれて立ち上がり、一定値をとり、やがて立ち下がる様子が見られる。ここでは光のスポット径内において光の強度が一定であると仮定すると、各点における立ち上がり、立ち下がるの挙動はレーザー光のスポット径を表していると考えられる。ADC 値が立ち上がり始めてから一定の値をとるまでにレーザーが進んだ距離は約 520 μm であり、この結果から本セットアップにおけるレーザー光のスポット径を約 520 μm と見積もった。

6.4 クロストーク測定

第 6.3 章では Si-Pad の 1 Pad のみの測定を行なったが、この章では隣接する 4 pad のシグナルを同時に測定することでクロストークの測定を行なった。測定に使用した 4 つの Pad は図 18 に示す中央の ch-35~38 である。レーザーの入射位置を図 18 の矢印で表すように各 Si-Pad の中心部分を横断する形で動かし、各点で 4 pad のシグナルを同時に測定した。測定結果を図 19~ 図 21 に示す。

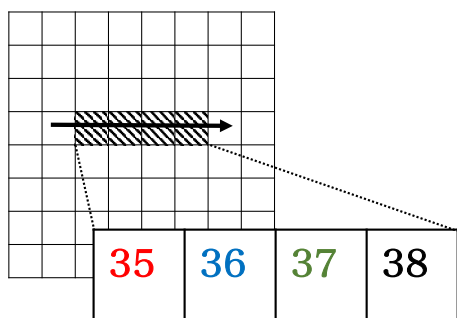


図 18: レーザー照射位置 (矢印) と各読み出しチャンネル

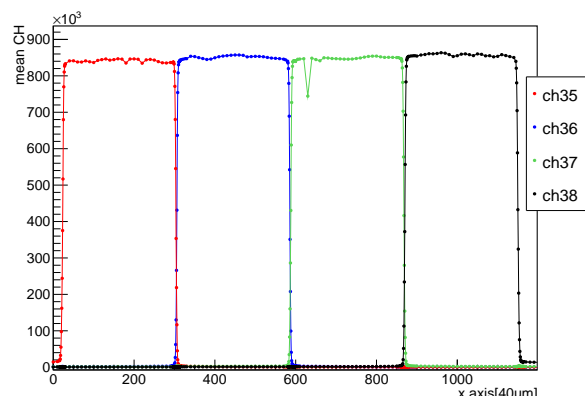


図 19: レーザー光の照射位置スキャン (全体)

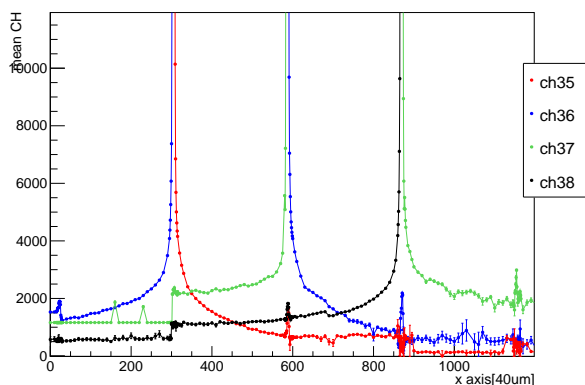


図 20: レーザー光の照射位置スキャン (低 ADC 値の拡大)

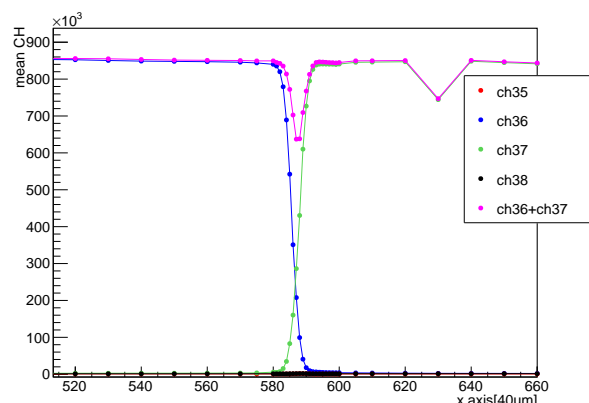


図 21: レーザー光の照射位置スキャン (パッド間の拡大)

図 19 はレーザー光の照射位置スキャンを行った際の各 Si-Pad の全ての測定データを表している。使用したプリアンプの増幅率の個体差の補正のために個別に共通のセットアップでレーザー光を測定し、その結果をもとに補正を行なった。4 Pad はレーザーの進行方向に対し ch-35, ch-36, ch-37, ch-38 の順に並んでおり、それぞれの ADC 値の測定結果を図 19～図 21 において赤、青、緑、黒色のマーカーで表した。各 Si-Pad の境界は $x \approx 300, 600, 900$ 付近であることが確認できる。

図 20 は図 19 の縦軸の小さな領域を拡大したものである。ch-35 と ch-36 の境界である $x=300$ 付近の点で ch-35 は急激に立ち下がり、対照的に ch-36 が急激に立ち上がっている様が見られる。その立ち上がり、立ち下がり様は緩やかなスロープ状の振る舞いを持っており、これは使用した光源の強度分布は厳密には一定の径に収まっておらず、光源の中心からの距離に対してその強度が指数関数的に弱くなるような微弱な光の漏れが存在する為であると考えられる。対して $x \approx 300$ 付近で ch-37 と ch-38 はステップ状の振る舞いを持っている。これは光源の強度分布では説明がつかない現象であり、近接する Si-Pad 間のシグナルの漏れであるクロストークの影響だと考えられる。同様の振る舞いは Si-Pad の境界である $x \approx 300, 600, 900$ 付近の点でも現れている。それぞれのステップ状のシグナル (=クロストークシグナル) のステップの大きさは $360 \sim 1100$ ADC 値であり本実験で使用したセットアップにおける 1 mip のシグナルの大きさは 1818 ADC 値に相当す

ることから、測定したクロストークのシグナルの大きさは 0.2~0.6 mip であることが分かった。ここで本実験で用いた光源の強度は 465 mip 相当であることを踏まえるとこの値の大きさは入射光源の強度に対して約 0.1 % と非常に小さい値であることが分かる。

図 21 には図 19 の $x=520\sim 660$ の領域を拡大したものを表す。図 21 において図の中心である $x=580\sim 590$ が ch-36 と ch-37 の Si-Pad の境界を表しており、桃色のマーカーは ch-36 と ch-37 の ADC 値の合計値を示す。この結果から Si-Pad の境界で合計の ADC 値の低下が見られるが、低下が見られる範囲は約 $400\ \mu\text{m}$ であることが分かる。これは本実験で用いたレーザー光のスポット径 (=約 $520\ \mu\text{m}$) よりも狭い範囲である。より精密な測定を行うためには光源のサイズをより絞る必要があるが、Si-Pad 間の感度の低下が見られる領域は 1Pad のサイズ (=11.3 mm) と比較しても非常に狭い範囲であることが分かる。

以上の結果から赤外光源を用いて測定した Si-Pad 間クロストークの影響は入射強度と比較し十分小さく、また Si-Pad 間に光が入射した際はやや出力の低下が見られるが低下が現れる領域は Si-Pad のパッドサイズに対して非常に狭い領域であることが確認できた。Si-Pad 間の境界は明確であり互いに重なりがないことも分かった。

7 高エネルギー荷電粒子ビームを用いた FoCal 試作機の性能評価

我々は 2018 年 7 月 18~25 日に CERN 研究所の PS 加速器、8 月 1~15 日に SPS 加速器から供給される粒子の 2 次粒子を用いたビームテストを行った。PS では 1~9 GeV の負電荷粒子ビームを Si 1 layer を用いて測定し、SPS では 100~150 GeV の正電荷粒子と 250 GeV の負電荷粒子ビームを Si 20 layer の試作機を用いて測定した。本論文では SPS で測定したデータのうち 110 GeV と 150 GeV の荷電粒子ビームを用いた試験の解析結果について述べる。PS ビームテストの実験目的は低エネルギー入射粒子を用いたシャワーの発達測定と SPS ビームテストに向けたトリガーセットアップや測定環境のセットアップであった。SPS ビームテストでは高エネルギー荷電粒子を用いた電磁シャワーの測定と試作機の分解能の評価を目的とした。本実験は新たに設計製作した FoCal の試作機に対して初めて高エネルギー入射粒子を使用した試験である。

7.1 SPS テストビーム

SPS のビームテストには SPS H8 beam line を使用した。H8 beam line は 10~400 GeV のエネルギーのハドロン、電子、ミューオンを含む二次粒子ビームである。これは SPS 加速器で加速された ~450 GeV の一次陽子ビームの一部がテストビーム用に抽出され鉛ターゲットに照射された際に生成するものである。H8 beam line 上における粒子の極性や運動量は実験の使用目的に応じて選択が可能であり、例えば一次粒子ビームが 450 GeV であるとき H8 beam では $-10 \sim -400$ GeV の負電荷粒子ビーム若しくは最大 180 GeV までの正電荷粒子ビームを選択することができる。図 22 と図 23 はそれぞれテストビームの照射室と本実験で用いた FoCal 試作機の写真である。図 22 の中でビームの進行方向を矢印で表した。



図 22: SPS 二次粒子ビーム照射室

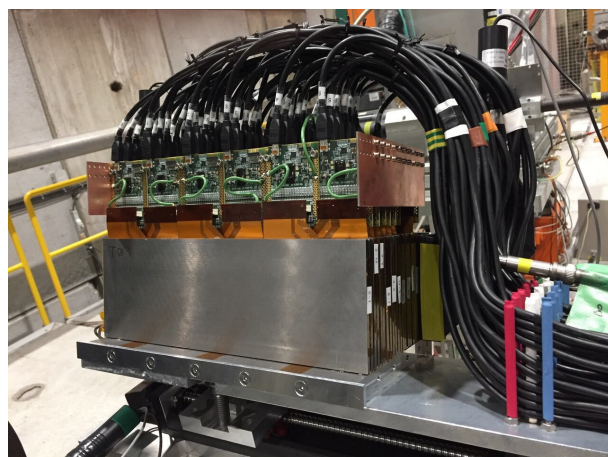


図 23: FoCal 試作機 (mini-FoCal)

7.2 FoCal 試作機 (mini-FoCal) の構造

本実験で使用した FoCal 試作機を本論文では mini-FoCal と表記する。この章では mini-FoCal の構造について述べる。

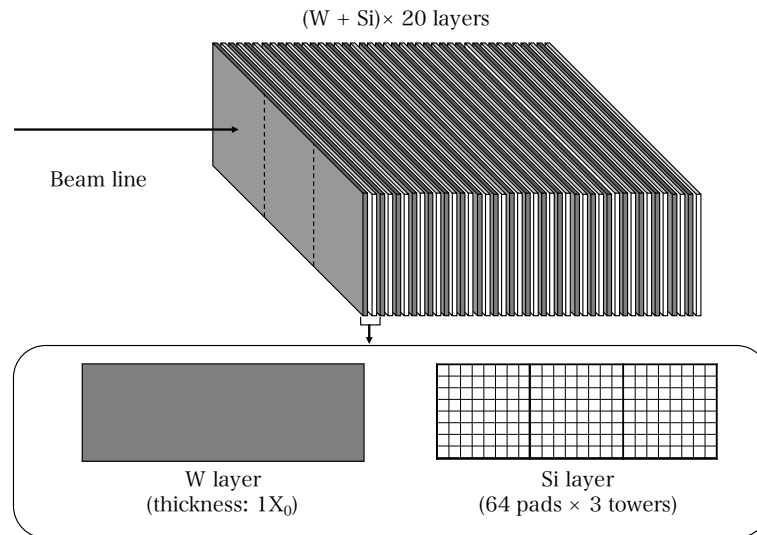


図 24: mini-FoCal の構造

mini-FoCal は図 24 に示すように $8 \times 8 = 64$ ch の Si layer を横に 3 枚並べたものと $1 X_0$ の厚さのタングステン層を交互に 20 枚ずつ配置した構造をもつ。 $8 \times 8 = 64$ ch の Si layer を基本構造とすると、試作機は 3 tower の構造を持つが本実験ではビーム上流から見て左側に位置する 1 tower を測定に使用した。この奥行き長さ ($=20 X_0$) は FoCal が完成機として予定しているものと等しく、Pixel layer (HGL) を Pad layer (LGL) に置き換えている点で異なる。

7.3 読み出しシステム (DAQ system)

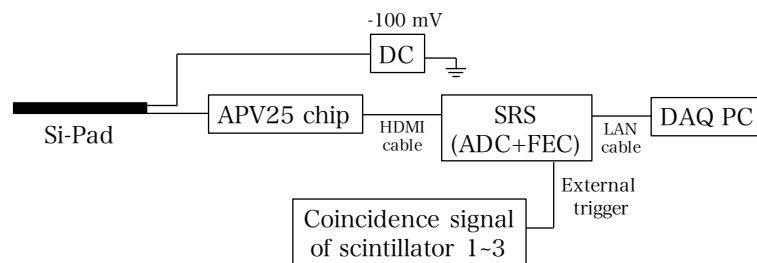


図 25: SPS ビームテストの読み出しシステム

DAQ system (Data Acquisition) とは物理的現象をコンピュータで計測しデータを収集するシステムのことを表し、一般的にアナログ信号をデジタル化し、そのデータをデジタル形式で保存しデータを収集するシス

テムのことである。DAQ system はセンサー、DAQ 測定ハードウェア（信号調節、A/D 変換）、プログラム可能なソフトウェアを搭載した PC で構成される。本実験で使用した DAQ system の模式図を図 25 に示す。各 Si-Pad のシグナルは Si-Pad 表面に貼り付けた FPC 基板を通して各 $8 \times 8 = 64$ ch ごとに APV25 chip へ送られる。各 Si-Pad の電極と FPC の電極はワイヤボンディングで接続し、その上から樹脂ポッティングを行うことでワイヤーを固定した。APV25 chip からの信号は SRS へ送られ、デジタル信号へ変換、PC へ送信するための処理が行われる。また SRS でトリガーをかけることで PC へ送り出すイベントの選択を行う。SRS からの信号は最終的に DAQ system に対応している PC で読み出し、保存される。本実験において読み出しのトリガーシグナルにはビーム上流に設置した 3 つのシンチレータを用いた。トリガーロジックについては次章で述べる。

- FPC (Flexible Printed Circuits)

FPC 基板は絶縁性を持った薄く柔らかいベースフィルムに銅箔などの導電性金属を貼り合わせた基材に電気回路を形成した基板である。柔軟性のある回路基板であり、薄く、軽く、耐久性に優れる特徴を持ち電子機器等の配線に使用される。

- APV25 chip (Analog Pipeline Voltage chip)

APV25 chip は LHC CMS 実験のシリコンストリップ検出器の読み出しを目的として制作された、バッファ、プリアンプ、パルスシェーパーを組み合わせた集積回路である。40 MHz の周波数で 128 ch のアナログ信号を並列に処理可能である。

- SRS (Scalable Readout System)

SRS はアナログデータを PC に送るための読み出しモジュールであり、ADC (Analog to Digital Converter) board と FEC (Front End Converter) board で構成されている。APV25 chip から HDMI ケーブルを通じて送られてくるアナログ信号を ADC board でデジタル信号に変換し、FEC board で PC へ送るための処理を行う。

- DAQ software

データの読み出しには DATE (ALICE Data Acquisition and Test Environment) というソフトウェアを用いた。DATE は ALICE が開発した DAQ system であり、マルチプロセッサ環境下でデータ所得を行うソフトウェアである。1 台のコンピューターを使用する小規模な実験から、ALICE 実験の膨大な量のデータを処理するために数百のコンピューターを含む大規模なシステムまで幅広く対応している。また測定データのモニタリングシステムとして AMORE (Automatic MONitoring Environment) system を使用した。

7.4 トリガーロジック

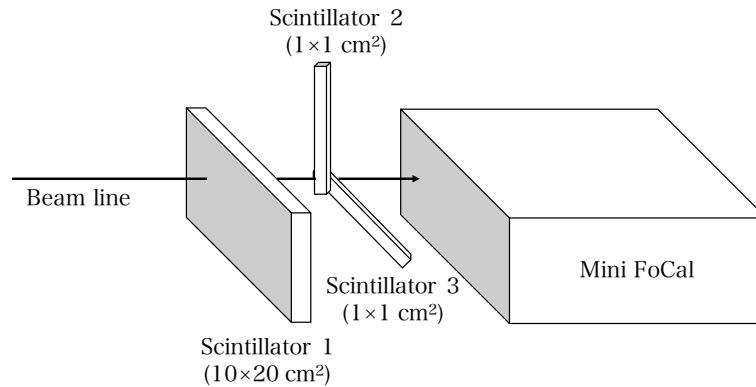


図 26: SPS ビームテストのトリガーロジック

荷電粒子が mini FoCal に入射するイベントを選択するため、mini FoCal のビーム上流に 3 つのシンチレーターを設置し読み出しのトリガーに使用した。各シンチレーターの厚みはそれぞれ 5 mm である。本論文ではそれらを図 26 に示すようにビーム上流から順に Scintillator 1, 2, 3 と表記する。Scintillator 1 は $10 \times 20 \text{ cm}^2$ の大きさであり、mini FoCal の 2 tower 分の表面の面積を覆っている。Scintillator 2 と Scintillator 3 のシンチレーターのサイズはそれぞれ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ であり、シンチレーター部分がビーム軸上で互いに重なるように配置した。またライトガイドに粒子が入射した場合に発生するチェレンコフ光によってトリガーがかかってしまうことを避けるために Scintillator 1 と Scintillator 2 のそれぞれのライトガイドは重ならず互いに垂直になるように配置した。SRS のトリガーのシグナルとしてこれらの Scintillator 1~3 が同時に応答することを要求し、ビーム上流から見たときに 3 つのシンチレーターが重なる $1 \times 1 \text{ cm}^2$ の範囲に荷電粒子が入射するイベントを選択した。

7.5 データセットアップ

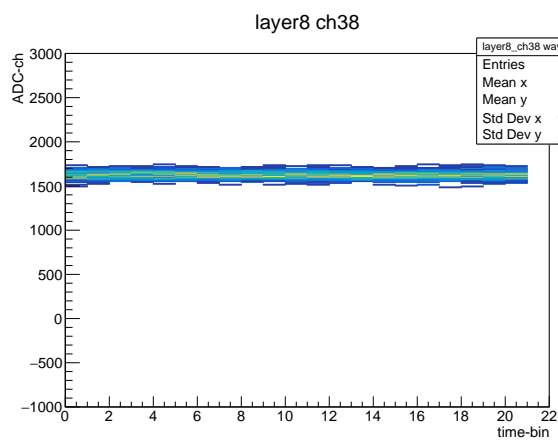


図 27: ビーム停止時

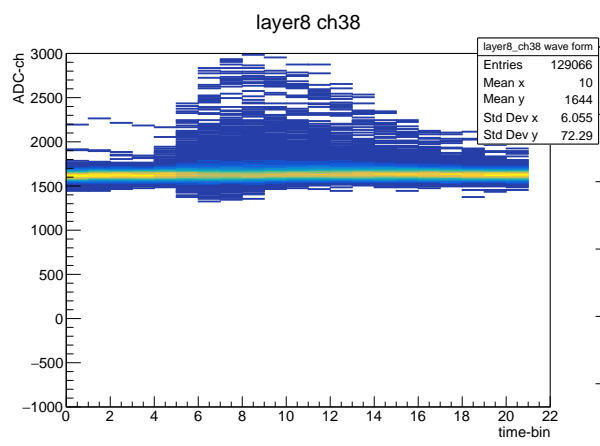


図 28: 150 GeV 正電荷粒子ビーム

図 29: ビーム停止時とビーム照射時の 1 Si-Pad の ADC 値時間発展

図 27 と図 28 は本実験で所得したデータの一部であり、それぞれビーム停止時とビーム照射時に $9X_0$ の位置にある Si-layer の中心の 1 Pad で取得したものである。図 28 で使用したビームは 150 GeV 正電荷粒子ビームである。ここで横軸は time-bin を、縦軸は各 time-bin における ADC 値を表す。1 time-bin の長さは 20 ns である。それぞれイベントを重ね書きして表記しており、青色 → 黄色の色の変化はイベントごとの ADC 値の重複 (多重度) を表す。図 27 では大部分のイベントは ADC 値 ≈ 1600 程度で時間に対してほぼ一定の値をとっているが、図 28 では一部のイベントで山なりの時間発展が確認でき、検出器で何らかのシグナルが検出されたことを表す。本実験では最終的に読み出せなかったものも含めると 64 Pad \times 20 layer = 1280 channel の Si-Pad の読み出しを同時に行い、各 Si-Pad 毎に 21 time-bin の各 ADC 値をデータとして記録した。データ解析の手順については次章で述べる。

7.6 データ解析手法

7.6.1 グランド基準の設定

図 27 の結果の平均の ADC 値が約 1600 を示しているように、ビーム停止時にも有限の値として現れる ADC 値をペDESTAL成分として測定値から差し引く必要がある。ペDESTALの平均値は同一の実験セットアップにおいてそれぞれの Si-Pad に固有の値である為、例えば図 27 の平均値を図 28 のグラウンドレベルとして用いる手法もあるが、本解析ではより解析の精度を高める目的でグラウンドの基準を各 Pad、各イベント毎に定義を行なった。これは図 27 の分布が 1600 ADC 値を中心に有限の幅を持っていることから分かるように、イベント毎にグラウンド基準の揺らぎが存在する為である。ここであるイベントにおける任意のチャンネルの ADC 値を $A_{\text{time}}[\text{event}][\text{channel}][\text{timebin}]$ とおき、そのチャンネルのグラウンド基準 $G[\text{event}][\text{channel}]$ を次のように定義する。

$$G[\text{event}][\text{channel}] = \frac{\sum_{\text{timebin}=0}^2 A_{\text{time}}[\text{event}][\text{channel}][\text{timebin}]}{3} \quad (18)$$

合計 21 time-bin のうちの最初の 3 つの time-bin の ADC 値の平均値を各イベントごとのグラウンド基準とした。

7.6.2 ADC 値計算

第 7.6.1 章で各イベント毎にグラウンドの基準値を設定した。その値を用いてイベント毎のシグナルの値を計算する。あるイベントで任意のチャンネルで測定されたシグナルの大きさを $A[\text{event}][\text{channel}]$ とおき、次のように定義する。

$$A[\text{event}][\text{channel}] = \sum_{\text{timebin}=0}^{20} \{A_{\text{time}}[\text{event}][\text{channel}][\text{timebin}] - G[\text{event}][\text{channel}]\} \quad (19)$$

式 19 のように Si-Pad で検出されるシグナルの大きさを 0~20 time-bin の ADC 値の総和 (時間積分) として表す。ここで各 time-bin ごとにそのイベントのグラウンド基準値を差し引いている。図 30 と図 31 はビーム停止時に取得したシグナルの大きさを式 19 を用いて導出したものであり、それぞれ $9X_0$ に位置する layer の中心の 1 Pad の ADC 値と同一 layer に含まれる 64 pad の ADC 値の総和を表している。これらの結果から 1 Pad の ADC 値分布と比較し 64 pad の ADC 値を合計した値は非常に大きな分布幅を持っていることが分かる。標準偏差の値は 64 Pad の総和 ADC 値は 1 pad の ADC 値の約 40 倍の値を持つ。例として挙げた図 30 以外のチャンネルの ADC 値分布も図 30 と大きな違いはなく、全て 0 を中心とする狭い分布幅を持っていた。よってこの結果は各 Si-Pad で測定されるノイズが Pad 間で相間を持たないランダムなものではなく、同一 layer 内で共通するノイズ成分が存在することを表す。以下このノイズ成分をコモンノイズと表す。コモンノイズの原因として外部からの電磁波の受信に依るものと、layer に共通するグラウンドレベルの揺らぎに依るものが考えられる。図 27 で大きなシグナルが見られないことから、コモンノイズの原因はグラウンドレベルが time-bin 0~20 の間で揺らぐ長い周期数のグラウンドレベルの揺らぎであると考えられる。

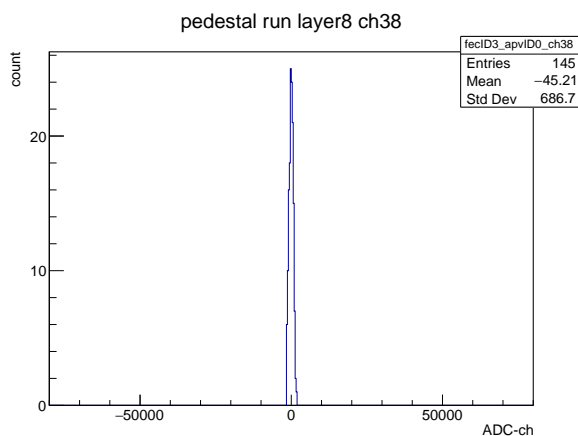


図 30: ビーム停止時 1 pad

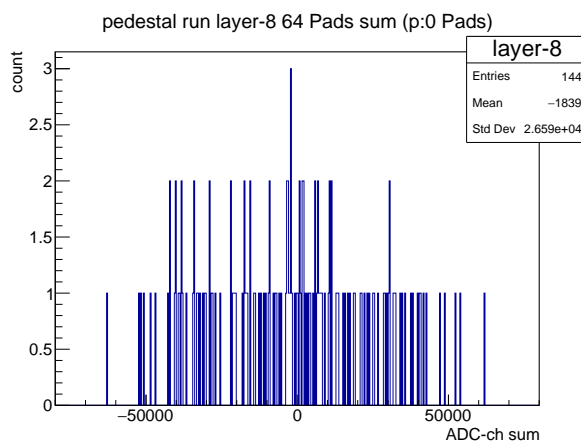


図 31: ビーム停止時 64 pads

図 32: ビーム停止時の layer-8 における 1 Pad の ADC 値と 64 Pad の総和

7.6.3 ノイズ除去

- グランド値の揺らぎ

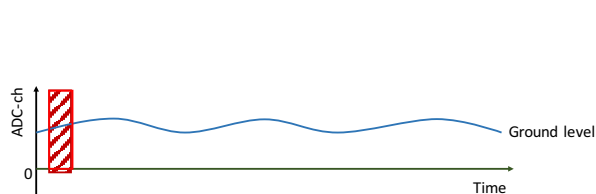


図 33: グランドの長期的な揺らぎ模式図

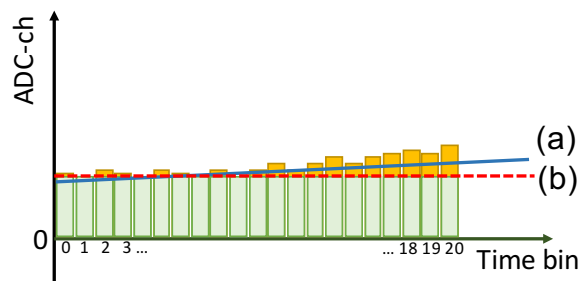


図 34: 図 33 の揺らぎがある場合のグランド基準の見積もり

図 33 はグランド値が長い周波数で揺らいでいる様子を表した模式図であり、そのうち赤色で囲われた範囲の揺らぎが存在した場合の測定結果の予測を図 34 に表す。図 33 のようにグランド値が右肩上がりの揺らぎを持っている場合、測定結果の時間発展も図 34 のグラフのような右肩上がりの分布を示す。この場合の実際のグランドレベルは図 34 の (a) の実線が正しいが、式 18 を用いたグランド値の計算では初めの 3 つの time-bin のみを用いて計算する為図 34 の (b) の破線で見積もってしまう。グランド値を誤って見積もることによって図 34 の橙色で塗っている部分をシグナルとして認識しまう。そして同様の振る舞いを持つ全 64 Pad の ADC 値を足し合わせることでその結果は図 31 のように大きな分布幅を生み出してしまう。これは検出器の分解能に大きな影響を与えることからグランド値を適切に見積もる必要がある。

そこでそれぞれの layer に含まれる 64 Pad のうち外周の 28 Pad を用いて各イベントごとにグランド値を計算した。図 34 において (b) と (a) の傾きの比を P 値とおくと P は次式のように表せる。

$$P[\text{event}][\text{channel}] = \frac{\sum_{\text{timebin}=0}^{20} A_{\text{time}}[\text{event}][\text{channel}][\text{timebin}]}{21 \times G[\text{event}][\text{channel}]} \quad (20)$$

この値を各 layer ごとにそれぞれの外周の 28 Pad を用いて計算し、28 Pad の平均値をとったものを $P_i[\text{event}]$ とおく。ここで i は layer 番号 (0~19) とする。式 19 の $G[\text{event}][\text{channel}]$ の値に $P_i[\text{event}]$ をかけることでイベントごとの揺らぎを考慮した各 Si-Pad のグランド値を導出する。これを用いて i 番目の layer の任意のチャンネルの ADC 値を次のように表す。

$$A[\text{event}][\text{channel}] = \sum_{\text{timebin}=0}^{20} \{A_{\text{time}}[\text{event}][\text{channel}][\text{timebin}] - P_i[\text{event}] \times G[\text{event}][\text{channel}]\} \quad (21)$$

図 35 と図 36 にそれぞれビーム停止時に取得した 9 X_0 の layer の 36 Pad の ADC 値の合計をそれぞれ式 19 と式 21 を用いて計算した結果を表す。ここで足し上げた 36 Pad は外周の 28 Pad を除いた Si-Pad を使用した。これらの結果の比較からグランドの揺らぎを考慮した図 36 の方が図 35 の分布よりも分布幅は狭くなっており、ノイズの影響を抑制できていることが分かる。

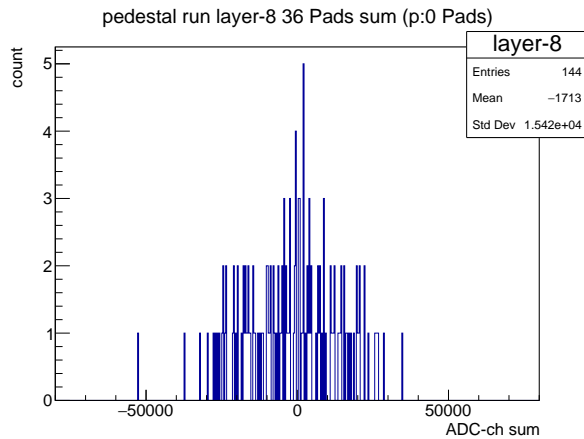


図 35: コモンノイズの差し引き前

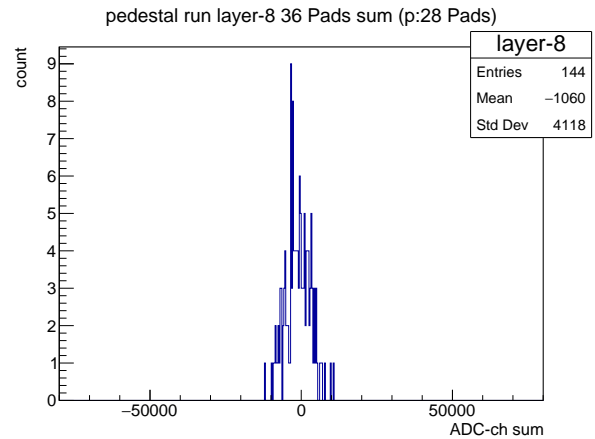


図 36: コモンノイズの差し引き後

図 37: ビーム停止時の layer-8 における 36 Pad の ADC 値の総和

- 足し上げ範囲の設定

図 31 と図 36 の分布の比較から、足し上げに使用する Pad の数を減らすこともコモンノイズの影響を抑えることに有用である。本研究ではノイズの影響を最小限に抑える為にビームの入射軸を中心とする $2 \times 2 = 4$ Pad を各 layer ごとの足し上げ範囲として用いた。図 38 に式 21 を用いて計算したビーム停止時の 9 X_0 の layer の 4 Pad の合計値の分布を表す。0 を中心とする鋭い分布の様子が確認できる。図 39 に本解析でグラウンドの揺らぎの導出に使用した 28 Pad と足し上げに用いた 4 Pad の位置を表す。×で示す位置がビームの入射位置であり、その周囲の 4 Pad を足し上げの範囲として選択した。ビーム入射位置の導出に関しては次章で述べる。

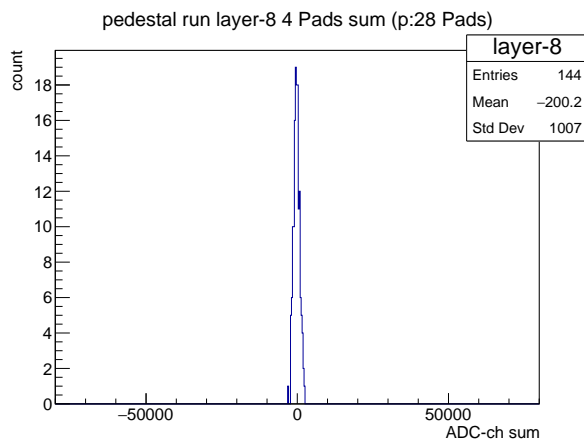


図 38: ビーム停止時 4 pad の ADC 値総和
(コモンノイズの差し引き後)

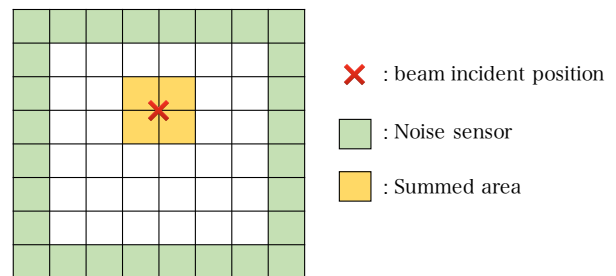


図 39: 解析手法イラスト

7.7 ビーム入射座標の導出

各 layer は $8 \times 8 = 64$ ch の Si-Pad で構成されている。各 Si-Pad の ADC 値を色で表し、64 ch 全ての ADC 値の情報を視覚的に表したものをヒットマップと呼ぶ。図 40 に 150 GeV 正電荷粒子ビームを照射した際の 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17 X_0 の各 layer のヒットマップを示す。使用した総イベント数は 6145 イベントであり、図 40 は全てのイベントの情報を重ね書きして表している。この結果から入射粒子は特に図 39 の黄色で表す Si-Pad に多く入射していることが確認できる。この章ではビームのエネルギー重心を取ることで本実験セットアップのビームの入射座標を導出した。

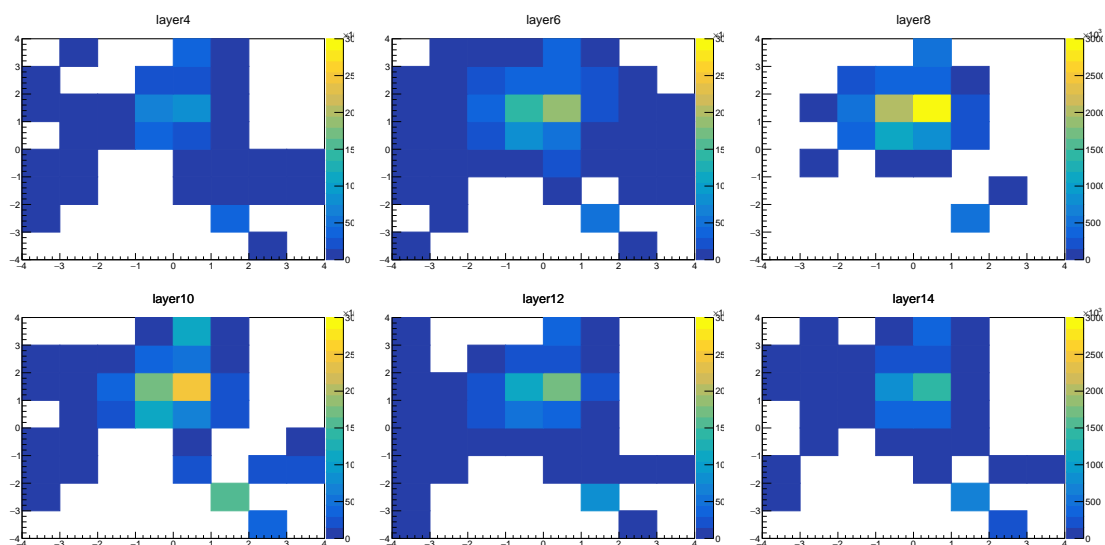
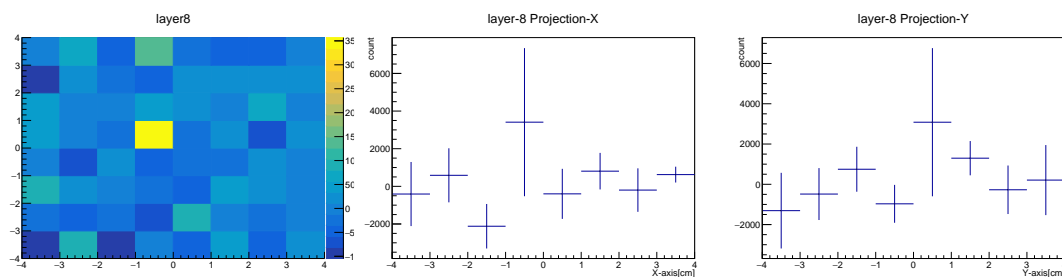


図 40: 150 GeV 正電荷粒子ビームの 5~17 X_0 の layer におけるヒットマップ

エネルギー重心の計算の為にイベントごとにヒットマップを作成し、それらを X 軸と Y 軸に対して投影したものを示す。例として図 41 に layer-8 で測定した 1 イベントのヒットマップとそれを X 軸と Y 軸にそれぞれ投影したものを表す。



(a) ヒットマップ

(b) X 軸投影結果

(c) Y 軸投影結果

図 41: 150 GeV 正電荷粒子ビームの layer-8 におけるヒットマップと各軸への投影

ここで各 layer の中心を原点座標とし、ビームのエネルギー重心の X 軸と Y 軸成分をそれぞれ X_{Energy} と Y_{Energy} とおく。図 41b と図 41c の各ビン番号を k とし ($k=1\sim 8$)、各ビンの中心座標と ADC 値をそれぞれ $X[k]$ と $Y[k]$ 、 $A_X[k]$ と $A_Y[k]$ と表す。 X_{Energy} 、 Y_{Energy} を次のように定義する。

$$\begin{aligned} X_{\text{Energy}} &= \frac{\sum_{k=1}^8 \{A_X[k] \times X[k]\}}{\sum_{k'=1}^8 A_X[k']} \\ Y_{\text{Energy}} &= \frac{\sum_{k=1}^8 \{A_Y[k] \times Y[k]\}}{\sum_{k'=1}^8 A_Y[k']} \end{aligned} \quad (22)$$

22 式に示すように各イベントのエネルギー重心の座標はそれぞれの軸の座標にその成分を掛け合わせたものを成分の総和で割った値として表される。式 22 を用いて各イベントごとに求めた layer-8 のエネルギー重心座標の分布を図 42 に示す。この結果より layer-8 におけるエネルギー重心の値は ($X_{\text{Energy}}[\text{cm}]$, $Y_{\text{Energy}}[\text{cm}]$)=(0.02 ± 0.02 , 1.05 ± 0.02) であると求められた。同様の計算を全体の 20 layer のうち中央部分の 10 layer に対しても行った。その結果を表 3 に示す。

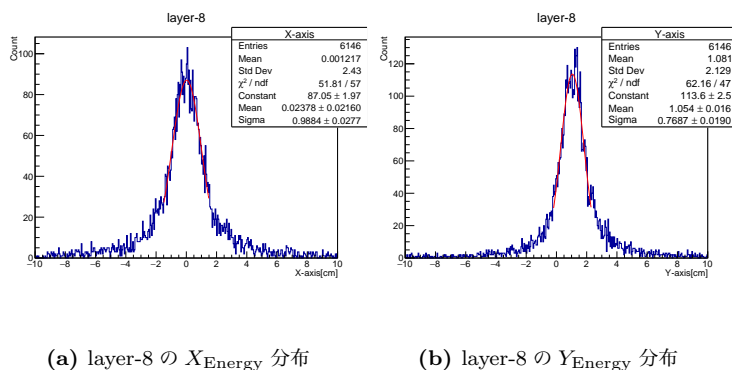


図 42: 150 GeV 正電荷粒子ビームの layer-8 におけるエネルギー重心座標の分布

表 3: layer ごとのエネルギー重心座標

layer No.	layer depth [X_0]	$X_{\text{Energy}}[\text{cm}]$	$Y_{\text{Energy}}[\text{cm}]$
5	6	0.14 ± 0.01	1.02 ± 0.01
6	7	0.95 ± 0.02	1.08 ± 0.02
7	8	0.14 ± 0.02	1.08 ± 0.01
8	9	0.02 ± 0.02	1.05 ± 0.02
9	10	0.18 ± 0.02	1.07 ± 0.01
10	11	0.36 ± 0.03	1.04 ± 0.02
11	12	0.13 ± 0.01	1.05 ± 0.01
12	13	0.26 ± 0.03	1.04 ± 0.02
13	14	0.46 ± 0.02	1.08 ± 0.01
14	15	0.22 ± 0.03	1.11 ± 0.02

表3よりエネルギー重心のY座標は各layerごとに誤差の範囲で概ね一致するが、X座標は各layerごとにばらつきが見られた。表3の X_{Energy} と Y_{Energy} のlayerごとの平均値をそれぞれ $X_{\text{aveEnergy}}$ と $Y_{\text{aveEnergy}}$ とおくと、 $(X_{\text{aveEnergy}}[\text{cm}], Y_{\text{aveEnergy}}[\text{cm}]) = (0.29 \pm 0.06, 1.062 \pm 0.05)$ と求められる。この値を本実験のビームの入射座標の中心とする。ビームはシンチレーターのトリガーの要求により $(X[\text{cm}], Y[\text{cm}]) = (0.29, 1.062)$ を中心とするその周囲 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ の範囲に入射しているものとみなす。

7.8 150 GeV 正電荷粒子ビーム

図43に150 GeVの正電荷粒子ビームの各layerごとのADC値分布を表す。縦軸は対数表示をしており、layer-17は読み出しの問題からデータ取得ができていない。layer-0とlayer-1は他のlayerと比較し読み出し回路の減衰率が20倍小さい為、図43ではその補正のために所得データの値に1/20を掛けた値を表記した。以下layer-0とlayer-1の取得データに関しては全てその補正を行なった上で表示する。この補正の影響で図43ではlayer-0とlayer-1のシグナルは他のlayerのシグナルと比較し狭い分布幅を持っている。これは回路上で減衰回路の後に乗ったノイズにまで減衰率の補正として1/20を掛けてしまうことでノイズレベルを実際の値より小さく見積もってしまっている為である。図43からそれぞれのlayerに共通して0付近に現れるシグナルと、layer-5~12に顕著に見える正の値のピークを持つシグナルの2種類のシグナルが確認できる。ここで、0付近にピークを持つシグナルはハドロンが最小電離損失を行ったことで各layerに共通する1 mip程度のエネルギー損失として現れたものであると考えられる。もう一方のシグナルはハドロンの作用だけでは説明がつかず、電子・陽電子の電磁シャワーが最大となるlayer-8~9で特に大きな値をとっていることから陽電子に起因するものと考えられる。これらの結果からビームに含まれている粒子成分の大部分がハドロンであり陽電子のイベントは全体のごく一部分であることが確認できる。試作機の性能評価の為には陽電子のイベントを抽出する必要がある為、電磁シャワーが発達しているlayer-8を用いて陽電子のイベントの選択を行った。

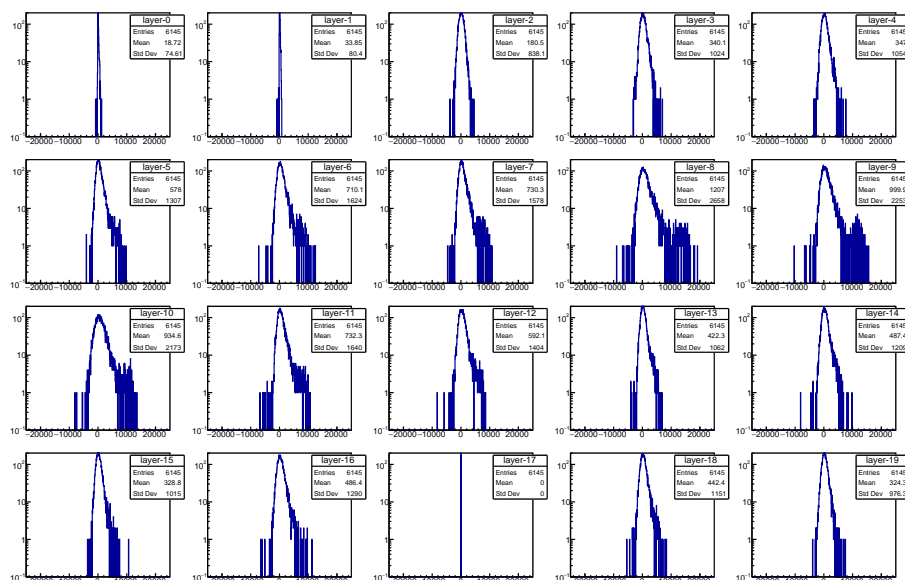


図 43: 150 GeV 正電荷粒子ビームの各 layer の ADC 値分布

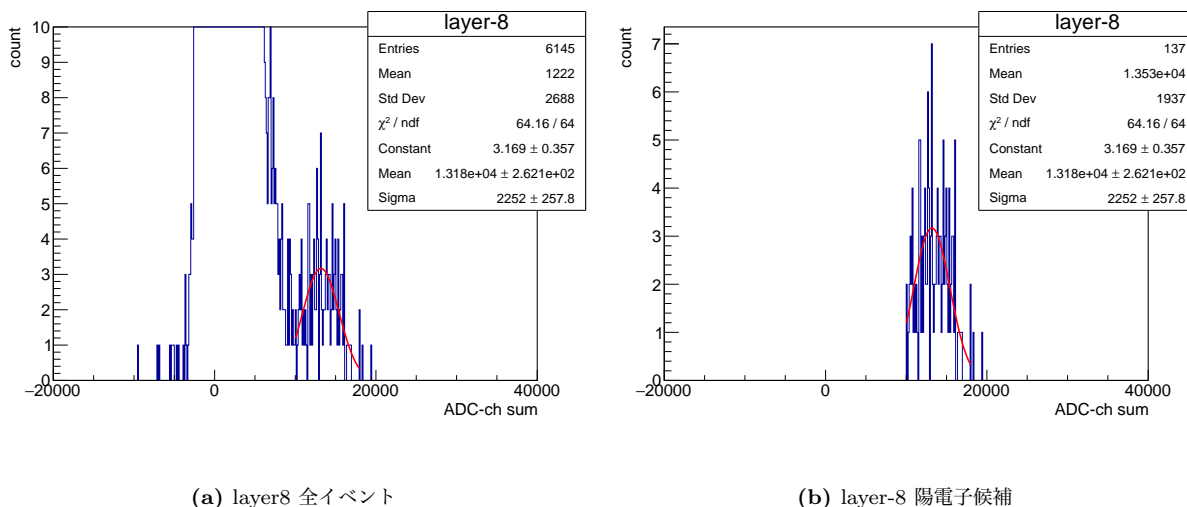


図 44: 150 GeV 正電荷粒子ビームの陽電子候補の選択

図 44a に 150 GeV の荷電粒子ビームを測定した際の layer-8 の ADC 値分布を示す。図 44a から陽電子と見られるシグナルは約 13000 ADC 値にピークを持ち、シグナルの立ち上がりはハドロンのシグナルの裾と被ってしまっている。判別できる陽電子のシグナルの立ち上がりは約 10000 ADC 値であることから、150 GeV の正電荷粒子ビームに対して layer-8 で 10000 ADC 値以上の値を持つイベントを選択し、それらを陽電子の候補とした。図 44b に layer-8 の陽電子候補の ADC 値分布を示す。layer-8 で選択した陽電子候補の他の layer における ADC 値分布を図 45 に示す。

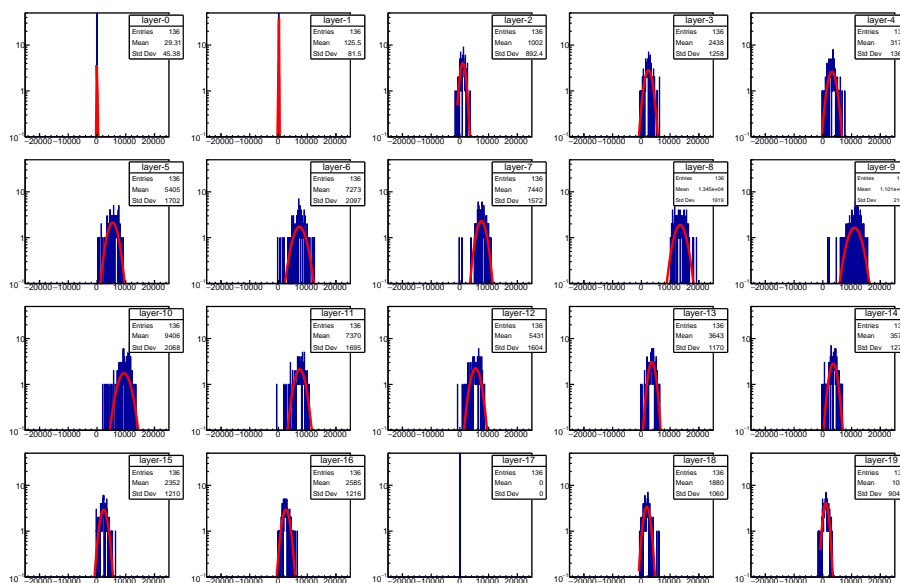


図 45: 150 GeV 陽電子候補の各 layer の ADC 値分布

図 45 から layer-8 で高いエネルギー損失をしているイベントは前後の layer でも同様にエネルギー損失を

していることが確認でき、偶発的に layer-8 でのみ大きなエネルギー損失を起こしたようなイベントは見られない。各 layer ごとの ADC 値の振る舞いは layer-8~9 で最大値をとり、その前方や後方の layer ほど小さな ADC 値をとっていることが分かる。

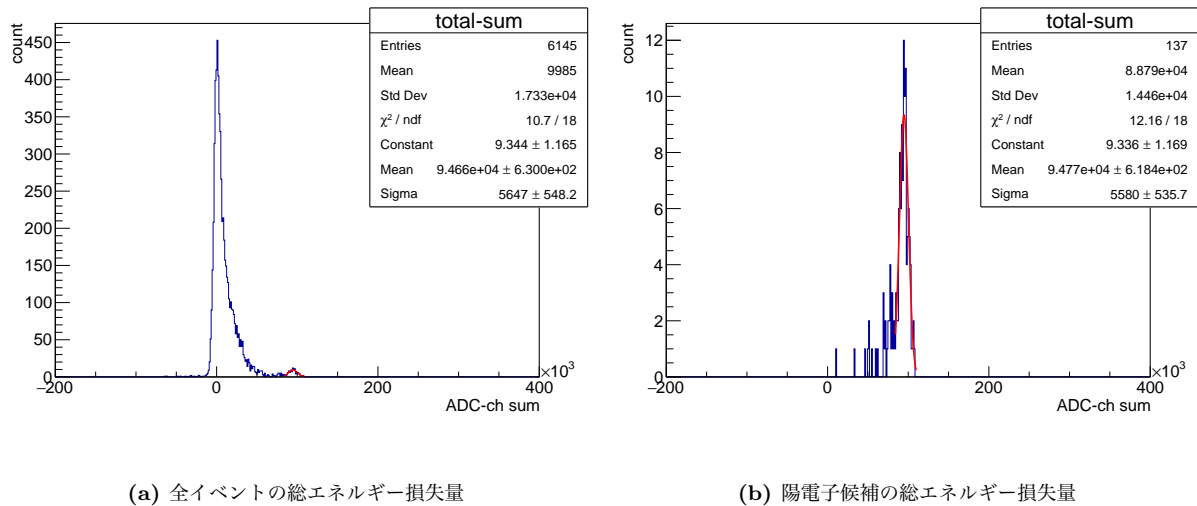


図 46: 150 GeV 正電荷粒子ビームの総エネルギー損失量

イベントごとに全 layer の ADC 値を合計したものをそのイベントの総エネルギー損失量として評価する。図 46a と図 46b にそれぞれ 150 GeV 荷電粒子ビームの全イベントと、陽電子候補として選択したイベントの総エネルギー損失量の分布を表す。図 46a から全イベントの総エネルギー損失量は 0 にピークを持つ指数関数的な分布の他に $\approx 10^5$ ADC 値にピークを持つ分布も確認できる。これと図 46b を比較すると両者のピークの値は概ね一致しており、イベントの選択によって図 46a の分布を構成している成分を取り出せていることが確認できる。また、陽電子候補として選択したイベントの総エネルギー損失量の分布は図 46b に示すように 1 つの鋭い分布を持つ。その分布に対してガウス関数でフィッティングした結果の中央値 (mean) と分散 (sigma) の値はそれぞれ $\text{mean}=(9.48 \pm 0.06) \times 10^4$ 、 $\text{sigma}=(0.56 \pm 0.05) \times 10^4$ であり、エネルギー分解能を表す sigma/mean の値は $\text{sigma}/\text{mean} = 0.059 \pm 0.005$ と求められた。

7.9 110 GeV 正電荷粒子ビーム

図 47 に 110 GeV 正電荷粒子ビームを測定した各 layer ごとの結果を示す。110 GeV の測定では layer-17 に加えて layer-12 と layer-18 の読み出しができていない。

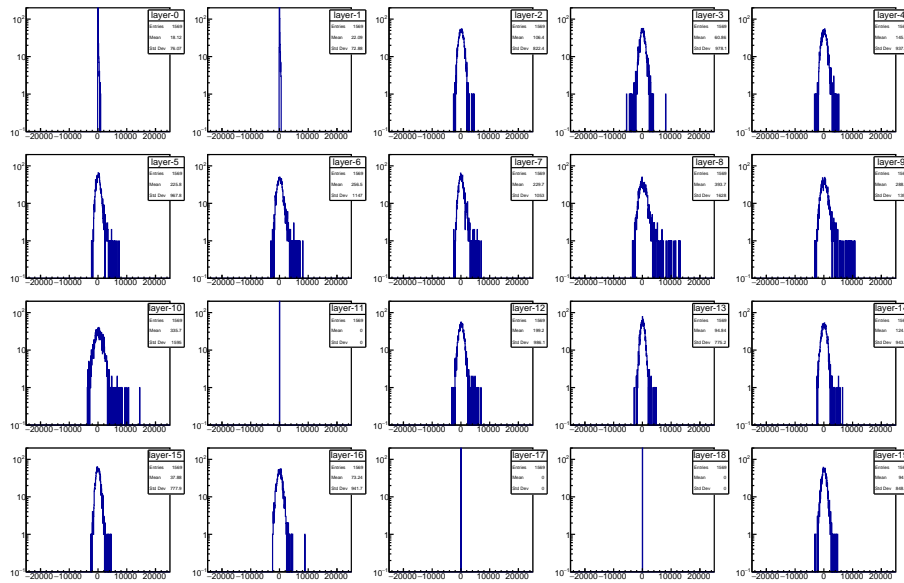
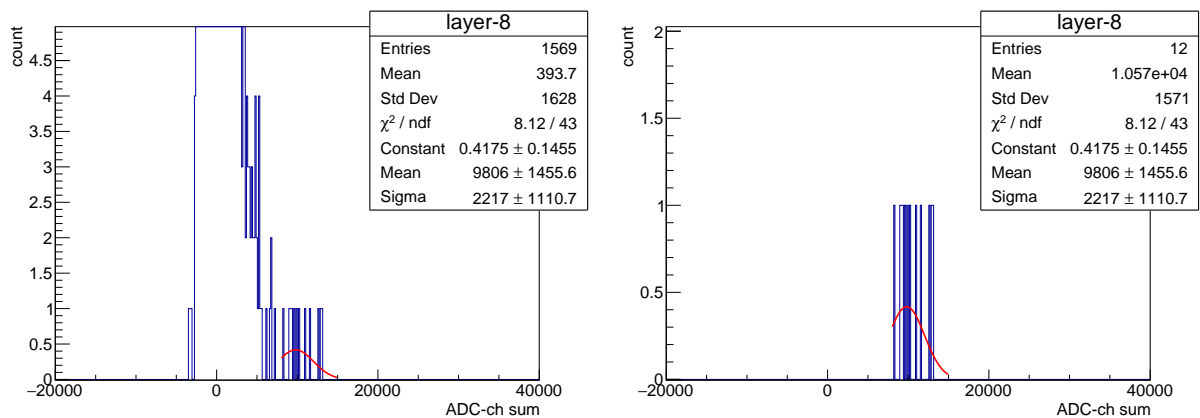


図 47: 110 GeV 正電荷粒子ビームの各 layer の ADC 値分布

150 GeV のときと同様に陽電子のイベントを選択するために layer-8 の測定データを使用し、layer-8 で 8000 ADC 値以上の値を持つイベントを陽電子候補とした。図 48a と図 48b にそれぞれイベント選択前後の layer-8 の ADC 値分布を示す。



(a) layer8 全イベント

(b) layer-8 陽電子候補

図 48: 110 GeV 正電荷粒子ビームの陽電子候補の選択

110 GeV の測定データは 150 GeV と比較し総イベント数が少なく、陽電子候補のイベント数は 12 イベントであった。図 49a と図 49b に 110 GeV 荷電粒子ビームの全イベントと陽電子候補を選択したイベントの総エネルギー損失量の分布を示す。

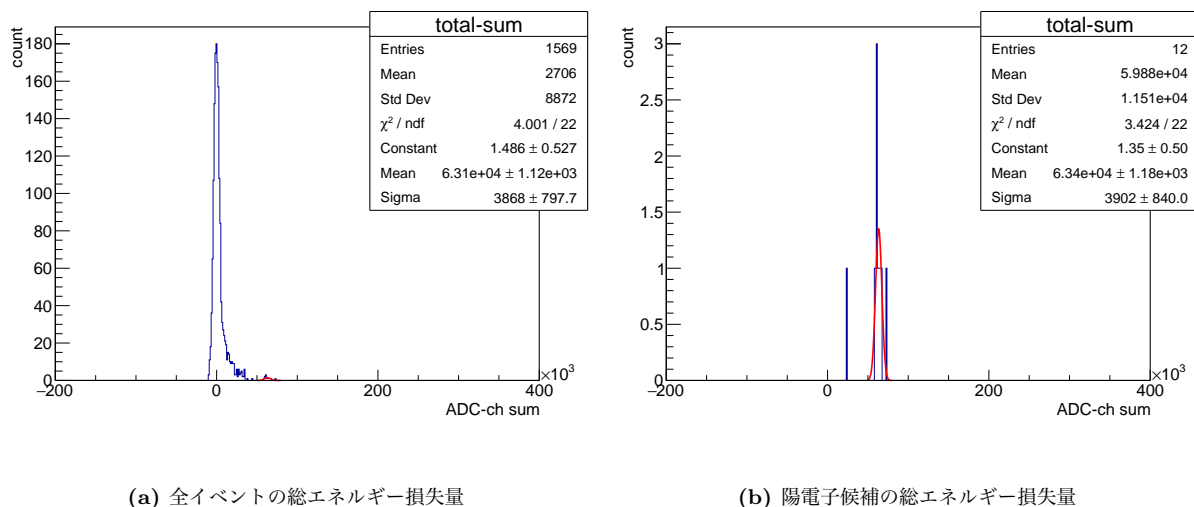


図 49: 110 GeV 正電荷粒子ビームの総エネルギー損失量

図 49b より、陽電子候補の総エネルギー損失量に対してガウス関数でフィッティングした結果の mean と sigma の値はそれぞれ $\text{mean} = (6.3 \pm 0.1) \times 10^4$ 、 $\text{sigma} = (0.39 \pm 0.08) \times 10^4$ であり、エネルギー分解能を表す sigma/mean の値は $\text{sigma}/\text{mean} = 0.06 \pm 0.01$ と求められた。

7.10 Geant4 simulation

本実験結果をより深く理解する為に Geant4 というソフトを用いて SPS テストビーム実験を再現したシミュレーションを行った。Geant4 は粒子が物質中を通過する際の相互作用過程をシミュレーションするソフトウェア・パッケージであり、主に高エネルギー物理学、原子核実験、医療、加速器の分野の研究で使用されている。本研究のシミュレーションでは図 50 に示すような基本構造を用いて mini-FoCal を構成した。ビーム上流からタングステン層、非伝導性接着シート、FPC 基盤、伝導性接着シート、シリコン検出器の順に配置した構造を 1 layer とし、20 layer の構造を実際のセットアップと同様に 5.5 mm 間隔で配置し mini-FoCal の構造を再現した。

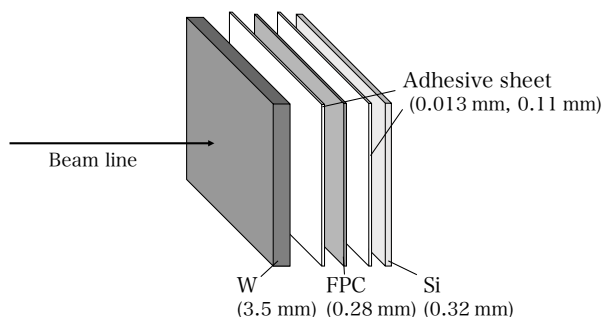


図 50: シミュレーション上の試作機の基本構造

図 51 と図 52 に 110 GeV と 150 GeV の陽電子を試作機に照射した際の各 layer ごとのエネルギー損失量

と総エネルギー損失量のシミュレーション結果を示す。110 GeV と 150 GeV の結果はそれぞれ青色と赤色で表した。陽電子の入射位置は第 7.7 章で求めたエネルギー重心座標を参考にし、試作機の中心を原点としたときに $(X[\text{cm}], Y[\text{cm}])=(0.29, 1.062)$ を中心とするその周囲 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ の範囲内にランダムに照射した。解析では実際のビームテストと条件を揃えるために各 layer ごとにビームの入射軸を中心とする 4 Pad を足し上げ、図 52 の総エネルギー損失量の導出の際には 110 GeV では layer-12, 18, 19 を、150 GeV では layer-18 をそれぞれ読み出せないものとして計算した。

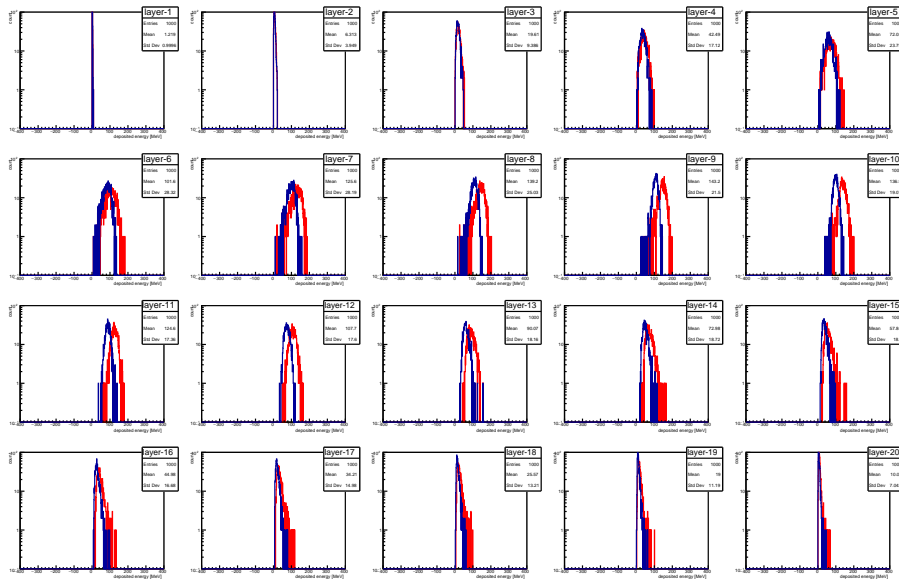


図 51: 110 GeV (青) と 150 GeV (赤) の陽電子の各 layer のエネルギー損失量

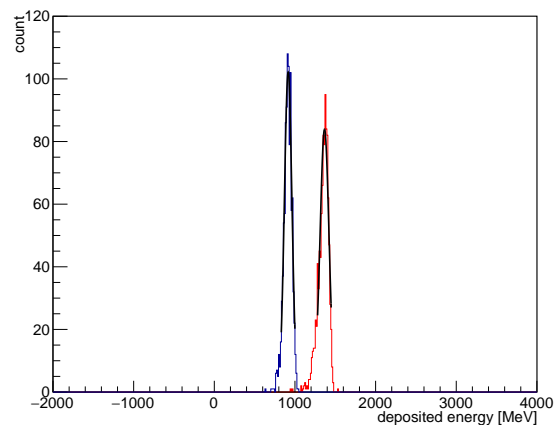


図 52: 110 GeV (青) と 150 GeV (赤) の陽電子の総エネルギー損失量

図 52 に示す総エネルギー損失量のフィッティング結果は 110 GeV 陽電子の場合 $\text{mean} = 916 \pm 2 \text{ MeV}$ と $\text{sigma} = 5 \pm 2 \text{ MeV}$ であり、150 GeV 陽電子の場合 $\text{mean} = 1367 \pm 2 \text{ MeV}$ と $\text{sigma} = 55 \pm 3 \text{ MeV}$ であった。この結果からエネルギー分解能を表す sigma/mean の値は 110 GeV と 150 GeV それぞれで 0.050 ± 0.002 と

0.040±0.002 と求められた。

7.11 実験データとシミュレーション結果の比較

ビームテストの 110 GeV と 150 GeV の陽電子候補の結果と、シミュレーションによる 110 GeV と 150 GeV の陽電子の結果を比較した。図 53 に mini-FoCal の奥行きに対する各 layer でのエネルギー損失量をグラフで表す。

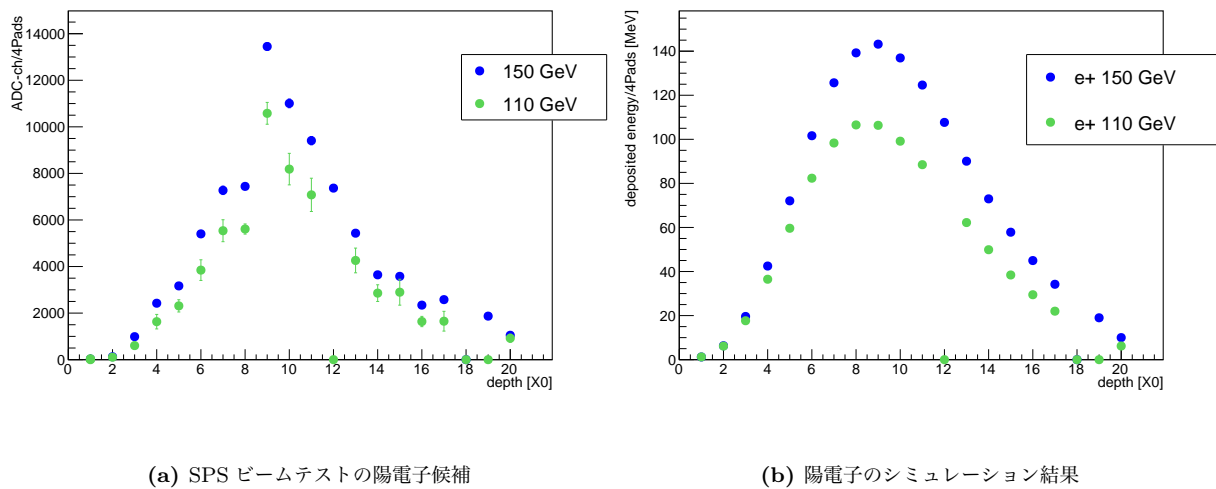


図 53: ビームテストの結果とシミュレーション結果の比較
110 GeV (黄緑) , 150 GeV (青)

図 53 より 110 GeV と 150 GeV のそれぞれのエネルギーで約 $9X_0$ にピークを持つことが確認できる。式 11 を用いて計算するとタングステンに電子が入射した場合にシャワーが最も発達する位置は 110 GeV の場合 $T_{\max}=8.74 X_0$ であり、150 GeV の場合 $T_{\max}=9.05 X_0$ であることからシミュレーションは期待通りの動作をしていることが確認できる。図 53a より陽電子候補も同様に $9 X_0$ の深さでシャワーの大きさが最大となる電磁シャワーの発達と収束の様子が確認できる。図 53b と比較し図 53a の結果は深さ方向に対してそれぞればらついた値をとる。これは本実験を行うにあたり各 Pad 間や layer 間の較正を行っていないためであると考えられる。Si-Pad の応答の仕方は厳密には各 pad ごとや各 layer ごとに固有のものであるため、より精密な測定を行うためにはそれらを個別に測定したうえで補正する必要がある。ここで実験結果に現れた深さ方向に対するバラつきの原因は layer ごとに固有のものであると仮定し、2つの異なる入射エネルギーの結果を layer ごとに比較したものを、シミュレーション結果との比較に使用する。表 4 に図 53a と図 53b の各 layer ごとに 110 GeV と 150 GeV の ADC 値の比をとったものを示す。

表 4: 110 GeV と 150 GeV の各 layer の
エネルギー損失量の比率

depth [X_0]	$\frac{\text{mean}_{150\text{GeV}}}{\text{mean}_{110\text{GeV}}}$	
	sps	geant4
1	1±1	1±1
2	1±1	1±1
3	2±2	1.2±0.8
4	1.0±0.7	1.0±0.6
5	1.3±0.2	1.2±0.5
6	1.3±0.3	1.3±0.5
7	1.3±0.1	1.3±0.4
8	1.4±0.7	1.3±0.4
9	1.3±0.1	1.3±0.3
10	1.38±0.06	1.4±0.2
11	1.3±0.5	1.4±0.3
13	1.3±0.8	1.5±0.4
14	1.3±0.6	1.4±0.5
15	1.3±0.9	1.5±0.6
16	1.3±0.9	1.7±0.9
17	1.5±0.9	2±1
20	1±1	2±2
1~20	1.50±0.03	1.477±0.003

表 5: 実験結果とシミュレーション結果の
エネルギー分解能

入射粒子のエネルギー	$\frac{\text{sigma}}{\text{mean}}$	
	sps	geant4
110 GeV	0.06±0.01	0.050±0.002
150 GeV	0.059±0.005	0.040±0.001

表 4 から 110 GeV と 150 GeV の各エネルギーを持つ粒子が各 layer で損失するエネルギー量の比は実験結果とシミュレーション結果の間で大きな誤差の範囲内で一致することを確認した。奥行き方向に全て足し合わせた総エネルギー損失量の 110 GeV と 150 GeV の比も実験データとシミュレーション結果でそれぞれ 1.50 ± 0.03 と 1.477 ± 0.003 であり互いに近い値の結果が得られた。表 5 に各入射エネルギーに対する実験結果とシミュレーション結果のエネルギー分解能 (sigma/mean) をまとめたものを示す。シミュレーションの結果が示す値は 110 GeV と 150 GeV のエネルギーに対してそれぞれ $5.0 \pm 0.2 \%$ と $4.0 \pm 0.1 \%$ であり、これは本実験で使用したセットアップと解析手法を用いた際に理想的な精度で測定できた場合の期待値である。それに対して本実験で得られたエネルギー分解能の値は 110 GeV と 150 GeV の場合でそれぞれ $6 \pm 1 \%$ と $5.9 \pm 0.5 \%$ であり Pad 間や layer 間の較正が出来ていないことを考えるとシミュレーション結果と十分近い分解能の結果が得られた。

7.12 陽電子候補の選択手法に関する考察

本研究では電磁シャワーが最も発達する layer の ADC 値に閾値を設けることで陽電子候補のイベントを選択したが、この手法ではハドロンのイベントを全て取り除くことは出来ない。同様に陽電子のイベントを一部失っている可能性も否めない。よってこの章では本実験で用いた陽電子候補の選択効率についてシミュレーションを用いて推定した。本実験で使用したビームを構成する荷電粒子のうち陽電子が占める割合は分かっているが、その割合を実験データを参考に概算した。ここで実験で得られた 150 GeV の荷電粒子ビームの総イベント数が 6145 であるのに対し陽電子候補として選択したイベントの数は 137 でありこれは全体の 2.2 % を占めることからビームに含まれる陽電子の割合は 2 % 前後であると見積もる。ここではその仮定をもとにハドロン (π^+) を 6000 イベントと陽電子を 120 イベントを用いてシミュレーションで使用するビームを構成した。図 54 に陽電子 (赤) と π^+ (青) のエネルギー損失量を各 layer ごとに示す。

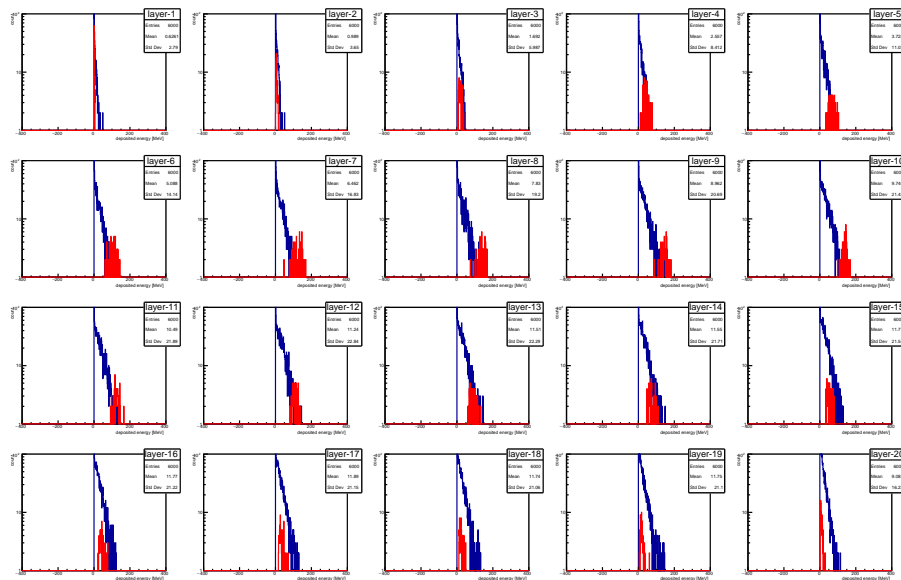


図 54: π^+ (青) と e^+ (赤) の各 layer のエネルギー損失量 (シミュレーション結果)

図 54 より陽電子のシャワーが発達する試作機の間部分の layer で陽電子のイベントはハドロン分布の裾にピークを持つ。それぞれの粒子のイベントを融合させたうえで実験の解析と同様の手法で陽電子候補のイベントを選択した。陽電子候補を選択する前と選択した後の総エネルギー損失量の分布を図 55a と図 55b に示す

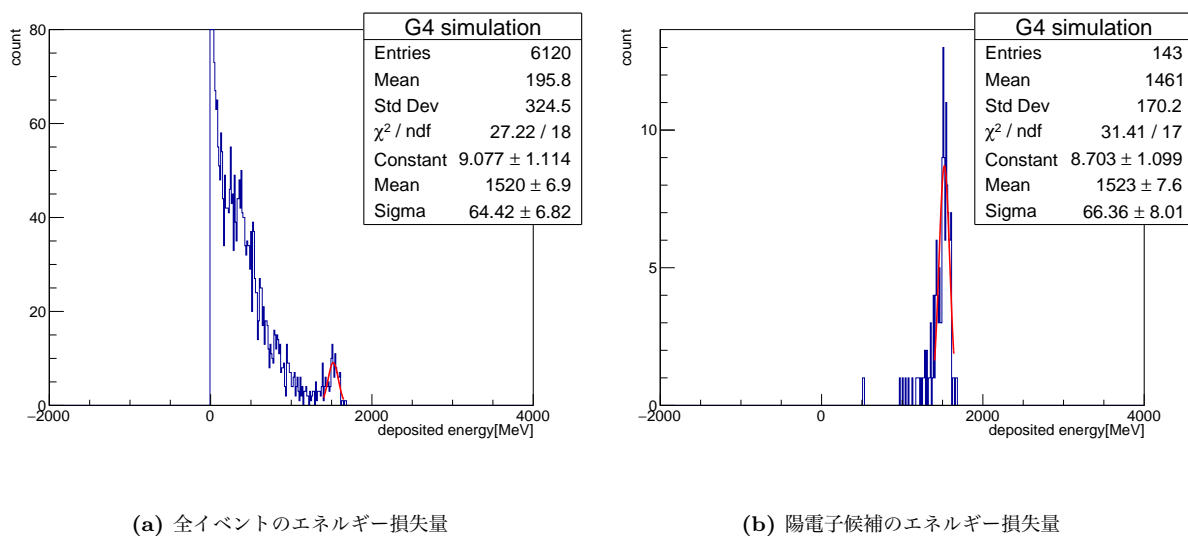


図 55: π^+ (6000 events) + e^+ (120 events) の総エネルギー損失量
(シミュレーション結果)

シミュレーション結果から陽電子候補として選択したイベントの総数は 143 イベントであり、それを構成する粒子の内訳は π^+ が 110 イベントと e^+ が 33 イベントであった。この結果より陽電子候補に含まれる陽電子の割合は $110/143=0.769 \approx 77\%$ であり、陽電子候補として選択したイベントの 8 割弱を陽電子が占めていることが分かった。陽電子候補に含まれる陽電子数の全体の陽電子数に対する割合は $110/120=0.916 \approx 92\%$ であった。図 55b の陽電子候補の総エネルギー損失量の分布から、ビームに含まれる陽電子の割合が 2% の場合のエネルギー分解能の値は $\text{sigma}/\text{mean} = 0.043 \pm 0.005$ と求められた。表 5 に示すように陽電子のみを使用した際のシミュレーションの期待値は 0.040 ± 0.001 であったことから、陽電子候補の一部にハドロンを含むことでエネルギー分解能が微量に低下することを表す。これは表 5 の実際の測定結果とシミュレーション結果の相違の原因の一つとして考えられる。

陽電子候補がビームを構成する粒子に対して占める割合は $143/6120=0.0233 \approx 2.3\%$ である。実際の測定結果から求めた陽電子候補の割合は $\approx 2.2\%$ であったことから実際のビームラインに含まれる陽電子の割合の見積として 2% は妥当な数字であると考えられる。

7.13 mini-FoCal のエネルギー分解能に関する考察

本研究では layer ごとの各 Pad に共通するノイズの影響が大きかった為に、各 layer ごとにビームの入射位置を中心にその周囲の 4 Pad のみを解析に使用した。よって選択した 4 Pad の外側の Pad に入射粒子が落としたエネルギーの情報は失われてしまっている。実際に FoCal を運用する際の解析にはクラスタリングと呼ばれる手法を用いて多重に入射する粒子同士の識別を行う。粒子多重度が高い測定で粒子同士の識別することは非常に困難である為、FoCal のクラスタリングに関する研究は途上でありその手法は確立されていない。

この章ではビームテストの実験において解析手法として簡易的なクラスタリングを使用した際に期待される mini-FoCal の性能の評価を行なった。本解析では粒子多重度が無いものと仮定し、簡易的なクラスタリングの構造として layer ごとにエネルギー損失が最も大きい Pad を中心に周囲 9 Pad を足し合わせて計算した。

ここで各 Pad を足し合わせる閾値として 10 mip 以上のシグナルのみをクラスタリングに使用した。以上の手法で第 7.11 章で作成した 150 GeV 陽電子ビームのシミュレーションデータを改めて解析した。クラスタリングの例として図 56a と図 56b にそれぞれクラスタリングする前と後の 150 GeV 陽電子 1 イベントのヒットマップを表す。図 57 にクラスタリングを用いた解析後の総エネルギー損失量の分布を示す。

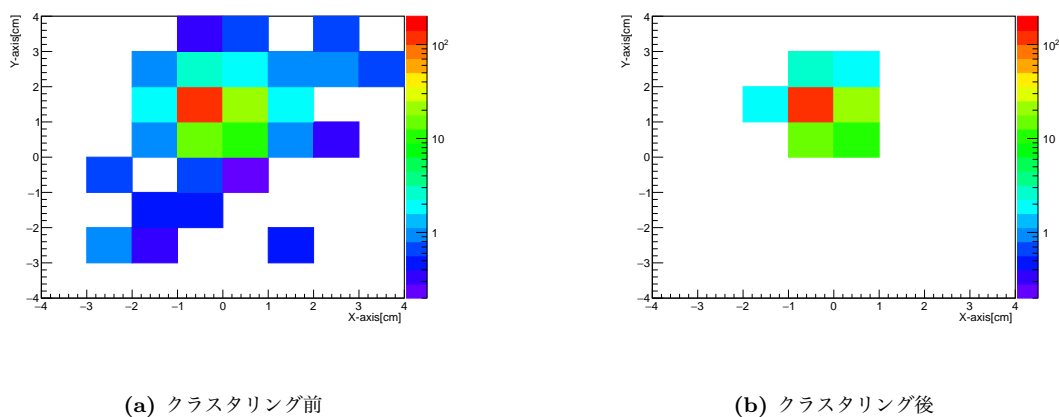


図 56: 150 GeV 陽電子の 9 X_0 におけるヒットマップ (シミュレーション結果)

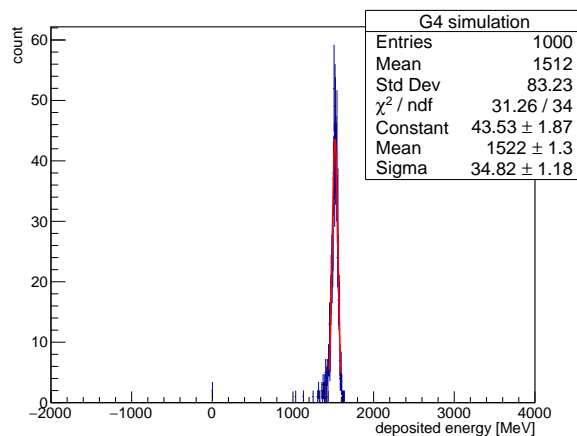


図 57: 150 GeV 陽電子ビームの総エネルギー損失量
(シミュレーションデータのクラスタリングによる解析結果)

図 57 から簡易的なクラスタリングによって期待されるエネルギー分解能 (sigma/mean) は $2.30 \pm 0.07\%$ であると求められた。これはクラスタリングを使用しない場合のシミュレーションの結果である $4.0 \pm 0.1\%$ よりも良い分解能の値である。本実験では各 layer ごとに共通するコモンノイズの影響が大きく、クラスタリングを用いたデータ解析を行えなかったが、今後試作機を用いたビームテストを行う際にノイズの影響を抑えることができれば、クラスタリングを用いた解析によって更に良い分解能の結果を期待できる。

第 IV 部

まとめ

8 結論

本研究では ALICE 実験のアップグレード計画の 1 つである前方光子検出器 FoCal の性能評価として、Si-Pad に赤外光源を照射したクロストーク測定と高エネルギー荷電粒子ビームを用いた試作機の動作試験を行なった。クロストーク測定では、465 mip の強度の赤外パルスレーザーを $11.3 \times 11.3 \text{ mm}^2$ の Si-Pad に照射することで隣接する Si-Pad に入射光強度の $\sim 0.1\%$ の大きさのクロストークの信号が現れることを確認した。Si-Pad の境界にレーザー光を照射した際には一部の領域でやや出力が低下が見られたがその領域は Si-Pad のパッドサイズに対して非常に狭い範囲であった。本測定を通して Si-Pad 間の境界は明確であり、互いに重なりがないことも確認した。

FoCal 試作機の性能評価として SPS 加速器から供給される粒子の二次粒子（荷電粒子）を用いたビームテストを行った。110 GeV と 150 GeV のそれぞれの測定データで陽電子のイベントを抽出した結果では $9 X_0$ に最大値をもつ電磁シャワーの発展と収束の様子が確認できた。シャワーが最も発達する奥行きは理論予測やシミュレーション結果と一致した。取得データのエネルギー分解能は 110 GeV で $6 \pm 1\%$ と 150 GeV で $5.9 \pm 0.5\%$ であった。シミュレーションによる理想的な検出器の分解能は 110 GeV で $5.0 \pm 0.2\%$ と 150 GeV で $4.0 \pm 0.1\%$ であり、実測値との違いは本実験では layer 間や Pad 間の較正ができていないことが主な要因であると考えられる。以上の較正ができていない点を踏まえると本実験結果から試作機は期待通りの高い性能を発揮させることができたと言える。110 GeV と 150 GeV の陽電子候補が各 layer で落としたエネルギー量と総エネルギー損失量の比率はシミュレーションの結果と誤差の範囲内で概ね一致した。試作機の動作環境に関して、本測定の中で現れた同一の layer の Si-Pad に共通するノイズの影響を抑えることが今後の課題である。ノイズレベルを抑えることが出来れば今回は行えなかったクラスタリングを用いた解析が可能となり、検出器の分解能の更なる向上が見込まれる。

9 展望

今回のテストビームでは新しく設計製造をした FoCal 試作機に対して初めて高エネルギー荷電粒子ビームを用いた試験を行なった。その結果はシミュレーションの結果を概ね再現できており試作機の構造は期待通り機能していることを確認した。FoCal の ALICE 実験への実装に向け、今後は今回得られた結果を反映させた物理シミュレーションを行い、FoCal の物理的目的である CGC などの核子内部構造の探査の実現性を評価する。

謝辞

本研究を行うにあたりお世話になった方々にこの場をもって厚く御礼申し上げます。指導教官である杉立先生には常日頃から研究に関して多大なご指導ご鞭撻を賜り、本研究を最後まで暖かく見守ってくださいました。研究室のミーティングでは志垣先生、本間先生、三好先生、山口先生からご指摘を受けたことで気づいたことも多くその後の研究の糧となりました。FoCal のプロジェクトリーダーである筑波大学の中條先生には研究に関して親身に相談にのっていただき、各実験を行うにあたり数多くのご協力を頂きました。筑波大学の三明先生、筑波技術大学の稲葉先生、奈良女子大学の下村先生、蜂谷先生には FoCal 定例ミーティングで毎回多くのご助言をいただきました。筑波大学の学生の皆様は初めて筑波大学に伺ったときからいつも暖かく迎えてくださり、同期の川村君、鈴木君、川名君、奈良女子大学の坂本さんには FoCal の先輩として多くのことを学びました。特に川村君からは測定に関して一から教わり、筑波大学で測定を行なった際には連日実験に付き合ってくださいました。筑波大学の Norbert さんには試作機のデータの解析環境の構築に大変ご尽力頂いたほか、CERN での滞在に関して数多くサポートして頂きました。PS/SPS のビームテストで共に実験を行なった Utrecht 大学の Ton さんと Rene さん、筑波大学の田所君、高村君、畠山さん、星さん、中川さんと奈良女子大学の港さんのご協力があったからこそ本実験を無事に終えることができました。CERN で皆様と共に過ごした日々は毎日が充実していたとても良い思い出です。広島大学の同研究室の皆様とは研究テーマの垣根を超え日頃から有意義な時間を過ごせました。最後になりましたが本研究に関わって頂いた全ての方々に重ねて御礼申し上げます。

参考文献

- [1] PDG 2018 (<http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-passage-particles-matter.pdf>)
- [2] B. ポッフ, K. リーツ, C. ショルツ, F. サッチャ ”素粒子・原子核入門” 丸善出版 p351
- [3] 永江知文, 永宮正治 ”原子核物理学” 裳華房出版 p5
- [4] ”Quantum Field theory HP” (<http://universe-review.ca/R15-12-QFT18.htm>)
- [5] PDG 2018 (<http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-structure-functions.pdf>)
- [6] ”LHC ALICE 実験 日本グループ HP” (<http://alice-j.org/lhc> 加速器/)
- [7] ”CERN ALICE HP” (<http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>)
- [8] ”LHC ALICE 実験 日本グループ HP” (<http://alice-j.org/クオーク・グルーオンプラズマ-qgp/>)
- [9] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 97, 152302 (2006); Nucl. Phys. A 854, 168 (2011)
- [10] ”Utrecht University HP”
(<https://www.uu.nl/en/research/institute-for-subatomic-physics/research/color-glass-condensate>)
- [11] ”Measurement of forward direct photon production in p-A at the LHC with ALICE A probe for nuclear PDFs and saturation” (<https://pos.sissa.it/265/273/pdf>)
- [12] 筑波大学 川村陽太さん 日本物理学会第 71 回年次大会講演資料