

鉛タングステン結晶を用いた
光子検出器の研究および開発

小原亮太

高エネルギーハドロン実験研究室 0972015

指導教官 宮村修

平成 13 年 2 月 9 日

概要

原子核衝突において放射される光子は、主に中性 π 中間子の崩壊による光子、また大変興味深い過程ではクォークやグルーオンが直接放射する光子がある。これらの光子を検出することにより、我々はより深く原子核について知ることができる。光子の測定で最もよく使われるのは、鉛とシンチレータのサンドウィッチ型カロリメーターで、そのエネルギー分解能は $9\% / \sqrt{E}$ である。また、よりエネルギー分解能の高いものとしては、鉛ガラスの $5\% / \sqrt{E}$ がある。最近、CERNで開発された鉛タングステン結晶 (PbWO_4) はさらに高い分解能をもっているが、まだ高エネルギー実験では本格的には使用されておらず、 PbWO_4 の特性はあまり知られていない。今回、 PbWO_4 を入手することができたので、そのカロリメーターとしての性能を調査することにした。本研究では、性能調査の初段階として、モンテカルロ法によるシミュレーションを試みた。そして、エネルギー分解能および位置分解能を算出した。

目次

第 1 章	序論	2
第 2 章	原理	3
2.1	エネルギー損失	3
2.1.1	電離損失	3
2.1.2	放射損失	3
2.2	電磁カスケードシャワー	4
2.3	電磁カロリメータ	4
2.3.1	エネルギー分解能	5
2.3.2	位置分解能	5
2.4	鉛タンゲステン結晶	5
2.5	モンテカルロ法	7
第 3 章	方法	8
3.1	物理過程および測定装置の実装	8
3.2	測定方法および解析方法	8
3.2.1	エネルギー付与の測定	8
3.2.2	電磁シャワーの縦方向への成長の測定および解析	8
3.2.3	電子シャワーの横方向への漏れの測定および解析	10
3.2.4	エネルギー分解能の測定および解析	10
3.2.5	位置分解能の測定	10
3.2.6	位置分解能の解析	10
第 4 章	結果	12
第 5 章	考察	19
5.1	シミュレーションと実験の比較	19
第 6 章	結論	20

第1章 序論

重イオン衝突実験において、光子の放出は最も積極的に測定される観測量のひとつである。高エネルギーの重イオン同士が衝突すると、高温高密度の物質相が形成される。衝突により発生した光子は、この熱相で極端に大きな自由行路を持っているので、再度の散乱をほとんど受けることなく、この熱相から脱出してくる。ゆえに、この光子を観測できれば、我々は衝突の初期状態や形成された熱相の内部構造を知ることができる。特に、熱相内部のクォークやグルーオンが直接放出する光子はクォークグルーオンプラズマの生成を示す最も有望な信号のひとつだと考えられている。重イオン衝突で放出される光子には、今述べたような熱相内部の荷電粒子同士の散乱により生じる光子（直接光子）の他に、主に中性 π 中間子や η 中間子といったハドロンの崩壊により生じる光子（崩壊光子）もある。これら放出光子のエネルギーは数 GeV の領域である。

高エネルギー実験において、光子や電子の全エネルギーを測定する場合、普通、電磁カロリメーターを使用する。原子核同士の中心衝突で予想される高い粒子密度のもとで、光子や電子を測定するためには、カロリメーターを構成する物質により密度の高い物質を用いて、入射粒子が誘起する電磁シャワーの空間的な広がりを可能な限り抑え、より小さな要素からなる非常によく細分化されたカロリメーターを設計する必要がある。このように細分化されたカロリメーターならば、中心衝突においても、中性 π 中間子の崩壊を測定できるようになり、直接光子の探索も可能となる。

最近、CERNで開発された鉛タングステン結晶は、今までの無機結晶シンチレータに比べて抜きん出た性能をもっている。この鉛タングステン結晶は、高エネルギー実験において、まだ本格的には使用されてはいない。我々は幸運にもこの鉛タングステン結晶を入手することができた。直接光子も検出可能な電磁カロリメーター（光子検出器）を鉛タングステン結晶を用いて製作することを目的とし、我々は研究を開始した。本稿では、光子検出器の研究および開発の初段階として、モンテカルロ法によるシミュレーションを行い、0.1GeV~2.5GeVのエネルギー領域で電磁相互作用する粒子（光子、電子および陽電子）を鉛タングステン結晶に打ち込んだときに、結晶内で発生する電磁カスケードシャワーの成長について詳しく調べた。また、シミュレーション結果よりエネルギー分解能および位置分解能を算出し、実験データとの比較をした。加えて、エネルギー分解能の比較から、鉛タングステン結晶のおおよそのシンチレーション光量を見積ってみた。

第2章 原理

粒子を検出するという事は、粒子が検出器を構成する物質と相互作用し、その結果、検出器に付与したエネルギーを何らかの形で取り出すことである。ゆえに、我々は粒子と物質の相互作用によって生じる現象を理解する必要がある。この章では、粒子と物質の相互作用および検出器について述べる。

2.1 エネルギー損失

粒子が物質中を通過するとき、物質内での衝突過程によりエネルギーを損失する。普通、粒子が物質内を距離 dx だけ進んだとき失うエネルギーを dE として、 dE/dx で単位長さあたりのエネルギー損失を表す。また、この量は、粒子が物質に与えるエネルギーという意味でエネルギー付与とも呼ばれる。エネルギー損失の過程は、粒子の種類やエネルギーによって様々であるが、本研究で着目する 0.1GeV から 2.5GeV のエネルギー領域で主要な過程についてのみ言及する。荷電粒子の場合は、電離損失および放射損失が主要な損失過程である。また、光子の場合は、光電効果や電子陽電子対生成による吸収およびコンプトン散乱やレーリー散乱などによってエネルギーを失う。以下、電離損失ならびに放射損失について詳しく説明する。

2.1.1 電離損失

高速の荷電粒子は、物質を通過する際、物質を構成している原子の電子と連続的に衝突を繰り返して、原子を励起したり、イオン化したりする。この反応は、気体のイオン化、シンチレーション光の放出、チェレンコフ光の放出として観測される。連続的な衝突の結果、入射荷電粒子はもっていたエネルギーを失う。この過程を電離損失という。単位長さあたりに損失する平均のエネルギーはよく知られているように Bethe-Bloch の式で与えられる。Bethe-Bloch の式によれば、電離損失の値は相対論的な領域ではほぼ一定であるが、非相対論的な領域では速度が小さくなるにつれて大きくなる。特に、入射荷電粒子が電子の場合には、衝突の際に失うエネルギーのゆらぎが大きいので、低エネルギー領域でも適用可能な Berger-Seltzer の式が用られる（文献 [2]）。

2.1.2 放射損失

電子のように質量の小さい荷電粒子は物質中を通過する際、上述の電離損失に加えて、原子核のクーロン場で制動を受け光を放出して（制動放射）、エネルギーを損失する。この過程を放射損失という。また、入射荷電粒子のエネルギーが制動放射によって失われ、はじめの $1/e$ （約 64%）になる物質の深さを放射長と呼ぶ。放射長 X_0 として、次の近似式がよく使われる。

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.1)$$

ここで A は原子質量、 Z は原子番号である。

電離損失はエネルギーとともに減少して相対論的領域ではほぼ一定になるのに対して、放射損失はエネルギーとともに増大するので、あるエネルギー値で電離損失と放射損失が等しくなる。このエネルギーを臨界エネルギーといい、原子番号にほぼ反比例する。光速に近い荷電粒子の場合には、チェレンコフ放射によってエネルギーを損失するが、その量は電離損失に比べてはるかに小さい。

2.2 電磁カスケードシャワー

高エネルギーの電子が物質に入射すると、電子の制動放射による光子生成の過程と、光子による電子陽電子対生成の過程が交互に繰り返されて、多数の電子、陽電子および光子が増殖される。この現象を電磁カスケードシャワーまたは電磁シャワーと呼ぶ。

二次的に生成された電子や光子も同様に上記の過程を繰り返すので、電子や光子の数は物質層の深さにともなって増大する。しかしながら、入射電子のエネルギーは1つ1つの粒子に分配されるので、ある深さにまで達すると、電子や光子のエネルギーが臨界エネルギーより低くなり、1放射長あたりの電子の電離や光子のコンプトン散乱によるエネルギー損失が制動放射によるエネルギー損失を上回るようになる。この結果、制動放射やそれにより発生する光子による電子陽電子対生成を通しての粒子の増殖がとまり、粒子数は物質層の深さとともに減少する。

入射粒子が光子の場合でも、約1放射長の深さで電子陽電子対が生成され、同様に電磁シャワーが形成される。ただ、対生成が生じるまでの長さ分だけ、シャワーの最大位置（電磁シャワーにより生成された粒子の数が最大になる位置）は後方へずれる。

また、電磁シャワー中に発生した低エネルギーの電子が多重散乱を行うことにより、電磁シャワーは横方向への広がりも持つ。縦方向に1放射長入った所での電磁シャワーの横方向への広がり、モリエール半径で与えられる。モリエール半径 R_M はよく次式で定義される。

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0 \quad (2.2)$$

ここで、 E_s はスケールエネルギーと呼ばれる量でその値は 21.2MeV、 E_c は臨界エネルギーである。一般的に、 $3R_M$ 以内には電磁シャワーの全エネルギーの 90% 以上が含まれるとされる。

2.3 電磁カロリメータ

上述したように、電子や光子は物質中で電磁シャワーを起こし、入射エネルギーを失う。電磁シャワーが物質中で発達しきり、もっていたエネルギーを全て失った場合、生成される電子および陽電子による電離または分子励起の総量は平均的に入射粒子のエネルギーに比例する。したがって、電磁シャワーを全て閉じ込めることができるほどの大きさをもつ物質を用いて、そこでの電離量やチェレンコフ光量またはシンチレーション光量を測れば、入射粒子の全エネルギーが測定できる。このような原理に基づく測定器を電磁カロリメータという。普通、電磁カロリメータは 10 から 20 放射長の深さを必要とする。また、密度の高い物質中での電磁シャワーの横方向の広がりはいないので、入射位置の測定も可能である（後述）。

2.3.1 エネルギー分解能

カロリメーターのエネルギー分解能は入射粒子のエネルギーに依存し、しばしば次式に従ってパラメーター化される。

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_E}{E} &= \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + b^2 + \left(\frac{c}{E}\right)^2} \\ &\equiv \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}\end{aligned}\quad (2.3)$$

ここで、 a は統計的なゆらぎを反映する項で、確率係数と呼ばれる。また、 b はエネルギー漏れの効果などを反映する項、 c は電子機器のノイズを表す項である。 E は入射粒子のエネルギーで単位は [GeV] である。代表的な電磁カロリメーターのエネルギー分解能を表 2.1 に記す。

2.3.2 位置分解能

カロリメーターの位置分解能も入射粒子のエネルギーに依存することが知られており、次式によりパラメーター化される。

$$\begin{aligned}\sigma_{x,y} &= \sqrt{\left(\frac{f}{\sqrt{E}}\right)^2 + g^2} \\ &\equiv \frac{f}{\sqrt{E}} \oplus g\end{aligned}\quad (2.4)$$

2.4 鉛タングステン結晶

鉛タングステン (PbWO_4) は鉛タングステンガラスとも呼ばれ、少し黄色がかった透明な結晶である (図 2.1 参照)。鉛タングステン結晶は、他の無機結晶シンチレータに比べて優れた性質をもっている (表 2.2 参照)。鉛タングステン結晶は、密度が $8.28[\text{g}/\text{cm}^3]$ と高く、放射長も $0.89[\text{cm}]$ と短く、モリエール半径も $2.2[\text{cm}]$ と小さく、シンチレーション光の減衰時間も $\sim 10[\text{ns}]$ と極端に速い。唯一の短所は発光量が少ないことのみである。発光量が少ないという短所はあるものの、鉛タングステン結晶を用いれば、今述べたような大変優れた性質のおかげで非常に細分化されたカロリメーターを構成でき、高いエネルギーおよび位置分解能を実現できる。鉛タングステン結晶は、電磁カロリメーターの材質として大変魅力的なのである。

表 2.1: 代表的な電磁カロリメーターのエネルギー分解能

物質	エネルギー分解能
NaI 結晶	$2.7\% / E^{1/4}$
鉛ガラス	$5\% / \sqrt{E}$
鉛とシンチレータ (サンドウィッチ)	$9\% / \sqrt{E}$
鉛と液体アルゴン	$7.5\% / \sqrt{E}$

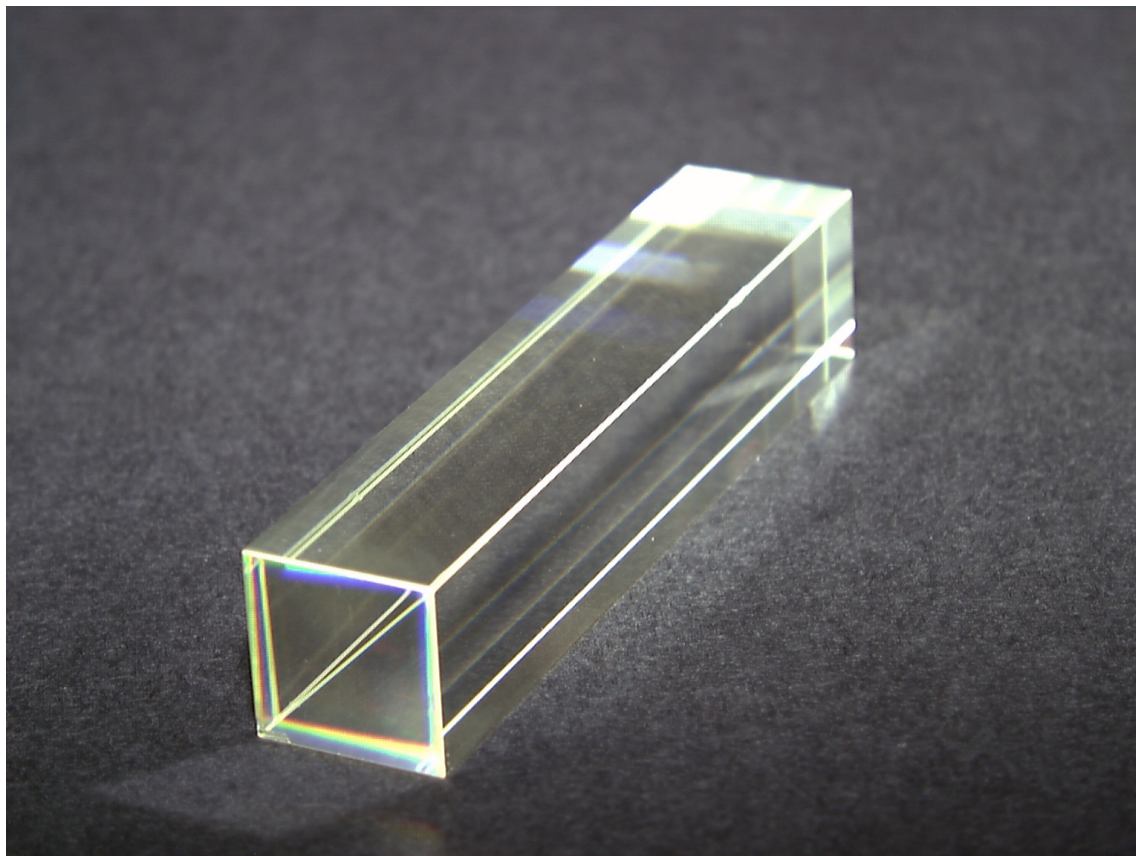


図 2.1: 2cm×2cm×20cm の鉛タングステン結晶

表 2.2: 無機結晶シンチレータの性質 ([1] より抜粋)

物質	密度 [g/cm ³]	放射長 [cm]	モリエール半径 [cm]	減衰時間 [ns]	相対発光量
PbWO ₄	8.28	0.89	2.2	5 ~15	0.01
BGO	7.13	1.12	2.4	300	0.15
NaI(Tl)	3.67	2.59	4.5	250	1.00
CsI(Tl)	4.53	1.85	3.8	565	0.40

2.5 モンテカルロ法

モンテカルロ法とは、乱数を用いる数値計算法の総称である。確率的な現象をシミュレーションする方法としてよく用いられる。その物理学への応用のひとつに電磁シャワーの計算がある。本来、電磁シャワーの成長過程は、その素過程の反応の断面積を用いて解析的に取り扱うことが可能なのだが、関連する粒子の数が多くなることや、粒子と物質の相互作用を考慮せねばならず、極めて複雑な問題となる。そのため、今日では、モンテカルロ法により電磁シャワーを解析する。

GEANTは、モンテカルロ法のひとつで、粒子と物質の相互作用をシミュレーションするための計算機プログラムである。測定器シミュレーションにおいて、世界で最も広く使用されているソフトである。

第3章 方法

本研究でのシミュレーションは全て GEANT の最新版である GEANT4 により行った。

3.1 物理過程および測定装置の実装

まず、2章で述べた物理過程を再現するため、以下に列挙した物理過程を実装した。光子および電子について、0.1GeV から 2.5GeV のエネルギー領域で考慮すべき主な電磁相互作用である。電子および陽電子については次の 4 過程。

- 多重散乱
- 電離損失
- 制動放射
- 電子対消滅

光子については次の 3 過程。

- 電子対生成
- コンプトン散乱
- 光電効果

ただし、入射粒子は点状粒子で運動量の広がりには考慮しなかった。

つぎに、電磁カロリメーターの材質として鉛タングステン結晶を表 2.2 のデータをもとに実装した。

3.2 測定方法および解析方法

3.2.1 エネルギー付与の測定

本シミュレーションでは、光電子増倍管や ADC や TDC などの電子機器は実装せず、カロリメーターに付与された全エネルギーを直接読み出した。

3.2.2 電磁シャワーの縦方向への成長の測定および解析

2cm×2cm×20cm の鉛タングステン結晶の中心へ垂直に 1GeV の電子または光子を打ち込み、入射位置からどの程度の深さまで電磁シャワーが到達するのかを 10000 回測定した。ただし、単位放射長あたりの付与エネルギーは、10000 回の測定の平均値とした。

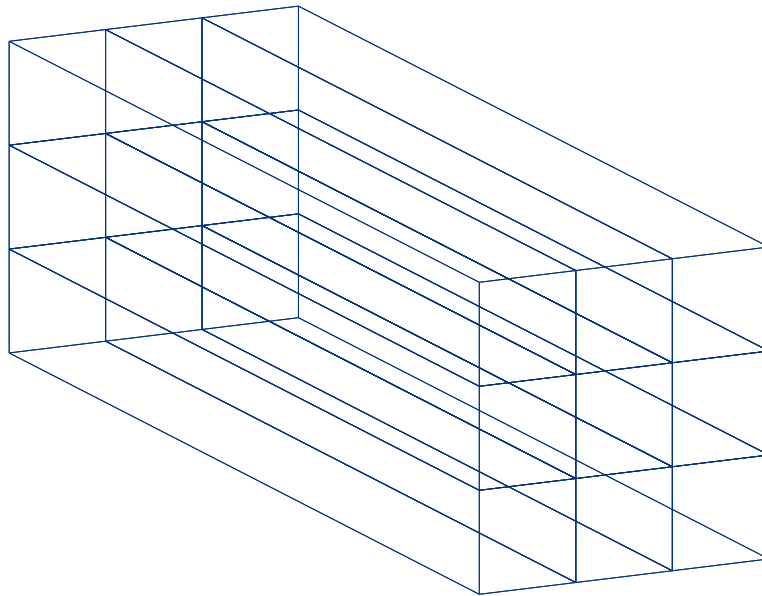


図 3.1: 鉛タングステン結晶の 3×3 配列。各ブロックは、2cm×2cm×20cm の単結晶。各ブロックの場所に次のように番号付けをした。1-1 の場所は 1 番、1-2 の場所は 2 番、1-3 の場所は 3 番、2-1 の場所は 4 番、2-2 の場所は 5 番、2-3 の場所は 6 番、3-1 の場所は 7 番、3-2 の場所は 8 番、3-3 の場所は 9 番。

3.2.3 電子シャワーの横方向への漏れの測定および解析

鉛タングステン結晶の縦および横の長さを奥行きは一定 20cm のまま、0.25cm×0.25cm、0.50cm×0.50cm、1.00cm×1.00cm、2.00cm×2.00cm、3.00cm×3.00cm、4.00cm×4.00cm、6.00cm×6.00cm、8.00cm×8.00cm と変化させ、いずれの場合も 1GeV の電子を打ち込み、入射エネルギーに対して何% のエネルギーがカロリメーターから漏れているのかを 10000 回測定した。10000 回の測定で得られた付与エネルギーのスペクトルについては、正規分布関数を当てはめた。

3.2.4 エネルギー分解能の測定および解析

まず、図 3.1 のように鉛タングステン結晶を配置し、カロリメーターを構成した。便宜上、各ブロックに番号をふった。つぎに、カロリメーターの中心、すなわち 5 番のブロックの中心（以下、原点）へ垂直に 1GeV の電子を打ち込み、各ブロックに付与されたエネルギーを 10000 回測定した。1 回の測定ごとに各ブロックに付与されたエネルギーの和をとった。10000 回の測定で得られたカロリメーターに付与された全エネルギーのスペクトルについては、正規分布関数を当てはめた。入射電子のエネルギーを、0.1 GeV、0.2 GeV、0.4 GeV、0.6 GeV、0.8 GeV、2.0 GeV、2.5 GeV と変化させて、同様の測定を繰り返した。そして、入射エネルギーを E 、正規分布関数を当てはめて得られたエネルギースペクトルの幅を σ_E として、式 (2.3) よりパラメーター a および b を決定し、エネルギー分解能を算出した。ただし、本シミュレーションでは電子機器のノイズを考慮していないので、式 (2.3) 第 3 項の c は無視した。

3.2.5 位置分解能の測定

まず、エネルギー分解能の測定と同様のカロリメーターを構成した。つぎに、カロリメーターの 原点近傍 へ垂直に 1GeV の電子を打ち込み、各ブロックに付与されたエネルギーを 10000 回測定した。また、1 回の測定ごとに各ブロックに付与されたエネルギーの和をとった。同様の測定を入射エネルギーを 0.1 GeV、0.2 GeV、0.4 GeV、0.6 GeV、0.8 GeV、1.5 GeV、2.0 GeV、2.2 GeV、2.5 GeV と変化させて、同様の測定を繰り返した。

3.2.6 位置分解能の解析

今、合計 9 つの PbWO_4 ブロックからなるカロリメーターを考える。まず、「付与エネルギーの重心」なる座標 (x_G, y_G) を次式で定義する。

$$\begin{aligned} x_G &\equiv \frac{\sum_{i=1}^9 x_i E_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \\ y_G &\equiv \frac{\sum_{i=1}^9 y_i E_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \end{aligned} \quad (3.1)$$

(x_i, y_i) は i 番目の PbWO_4 ブロックの中心位置である。ただし、5 番目のブロックの中心を原点とした。また、 E_i は入射粒子によって i 番目のブロックに付与されたエネルギーである。つぎに、実際の入射位置を (x_{imp}, y_{imp}) とすると、付与エネルギーの重心との関係は経験的に得られた次式で表現されることが多い。

$$\begin{aligned}
x_G &= p_{x0} \tan(p_{x1} x_{imp} - p_{x2}) \\
y_G &= p_{y0} \tan(p_{y1} y_{imp} - p_{y2})
\end{aligned}
\tag{3.2}$$

上式のパラメーター $\{p\}$ を入射粒子のエネルギー毎に決定し、カロリメーターに付与されたエネルギーから粒子の入射位置を次式のように見積った。

$$\begin{aligned}
x_{est} &= \frac{1}{p_1} \arctan \frac{x_G}{p_0} + \frac{p_2}{p_1} \\
y_{est} &= \frac{1}{p_1} \arctan \frac{y_G}{p_0} + \frac{p_2}{p_1}
\end{aligned}
\tag{3.3}$$

そして、見積った入射位置と実際の入射位置の差

$$\begin{aligned}
x_{diff} &= x_{est} - x_{imp} \\
y_{diff} &= y_{est} - y_{imp}
\end{aligned}$$

を求めた。カロリメーターの位置分解能が無限によければ、この差は常にゼロである。10000回の測定の結果から、 x_{diff} および y_{diff} の分布曲線を作り、正規分布関数で当てはめ、その幅を σ_x (または σ_y) として、式 (2.4) より、位置分解能を算出した。

第4章 結果

- 図 4.1 は 10000 回の測定の内のある 1 回についての GEANT4 によるシミュレーション結果の描画である。この測定では、結晶の側面から電磁シャワーが漏れているのがわかる。また、結晶後方からの電子または陽電子の漏れは見られない。
- 図 4.2 はシミュレーションの結果得られた電磁シャワーの縦方向分布である。電子は 4 放射長の深さ、光子は 5 放射長の深さで最もエネルギーを損失している。電子、光子ともに 20 放射長の深さでは十分に入射エネルギーを失っているのがわかる。
- 図 4.3 は電磁シャワーの横方向への漏れを表す。結晶が大きくなるにつれて、漏れは減少している。結晶の大きさが $6\text{cm} \times 6\text{cm} \times 20\text{cm}$ では、漏れは 10% 以下であった。
- 図 4.4 は 3×3 配列のカロリメーターに 1GeV の電子を打ち込んだときに、各ブロックに付与されたエネルギーのスペクトルならびに全付与エネルギーのスペクトルである。入射エネルギーの約 75% が中心のブロックに付与され、入射エネルギーの約 92% が 9 つのブロックに付与された。このシミュレーション結果は、 $0.1\text{GeV} \sim 2.5\text{GeV}$ の範囲においては、入射エネルギーに無関係に成立した。
- 図 4.6 に示した赤破線はシミュレーションの結果から得た 3×3 配列の鉛タングステン結晶電磁カロリメーターのエネルギー分解能である。得られた式 (2.3) のパラメーターの値は $a = (1.61 \pm 0.02)\%$ 、 $b = (0.41 \pm 0.04)\%$ である。
- 図 4.7 は、 3×3 配列のカロリメーターに、実際に粒子が打ち込まれた位置 (x_{imp}, y_{imp}) 、式 3.2 より求めたエネルギー付与の重心 (x_G, y_G) 、式 3.3 より見積った粒子の入射位置 (x_{est}, y_{est}) である。正しく入射位置が見積られているのがわかる。図 4.8 を見ると、式 (3.2) による当てはめ（左列の図）が正しく、実際の入射位置と見積った入射位置の間関係もおおよそ比例関係にある（中列の図）。また、実際の入射位置と見積った入射位置の差の分布を正規分布関数でうまく当てはめることができている。
- 図 4.9 の赤点および緑点は GEANT4 で生成したデータ、赤破線は x 方向の位置分解能、緑破線は y 方向の位置分解能を示す。それぞれ、式 (2.4) のパラメーターの値は $f_x = (2.05 \pm 0.01) [\text{mm}]$ 、 $g_x = (1.07 \pm 0.02) [\text{mm}]$ 、 $f_y = (2.03 \pm 0.01) [\text{mm}]$ 、 $g_y = (1.13 \pm 0.02) [\text{mm}]$ である。入射エネルギー増すにつれて、カロリメーターの位置分解能は向上しているのがわかる。

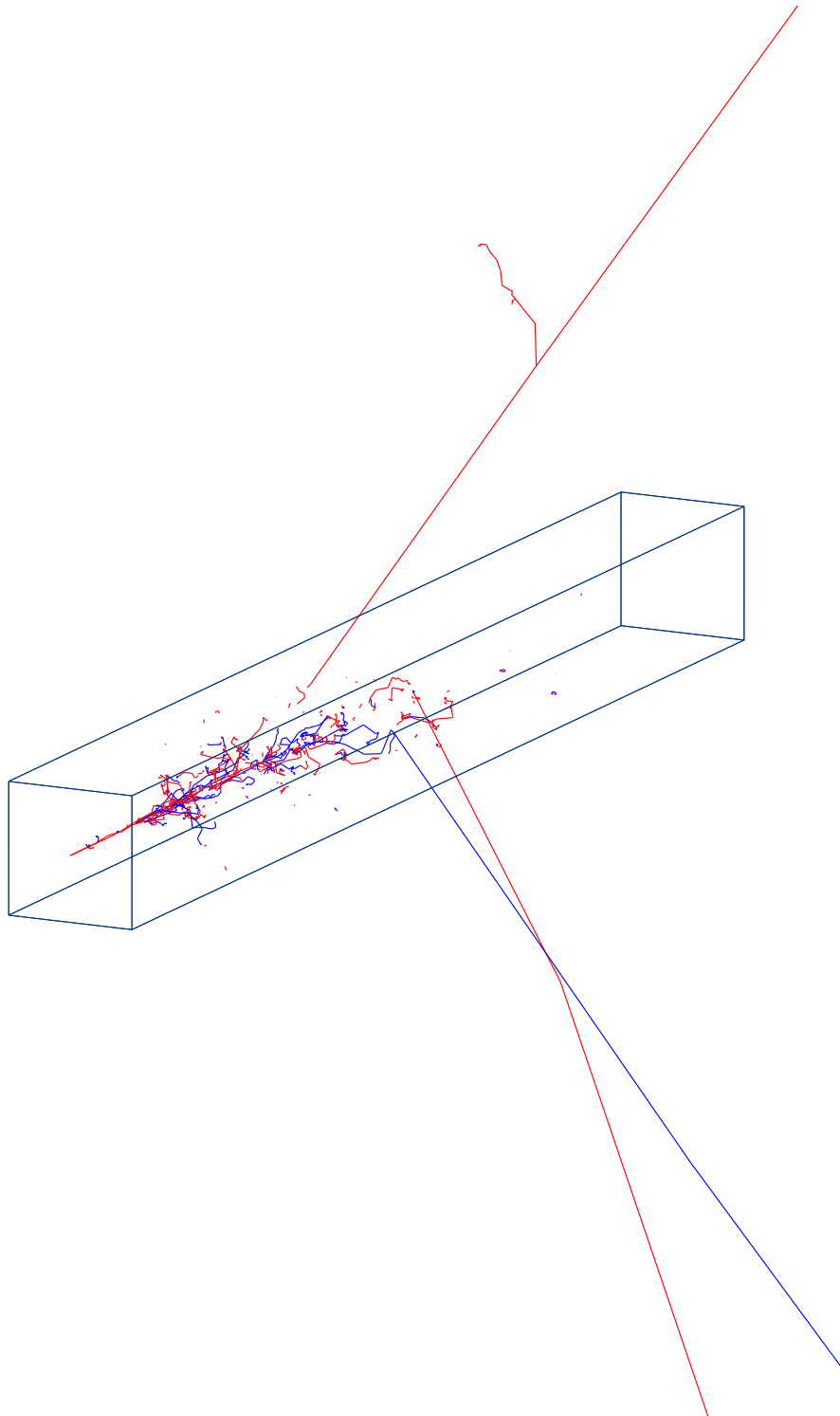


図 4.1: 2cm×2cm×20cm の鉛タングステン結晶に 1GeV の電子を打ち込んだときの様子。電磁シャワーの発生が見える。赤線は電子、青線は陽電子を表す。ただし、光子は描かれていない。

longitudinal EMshower profile

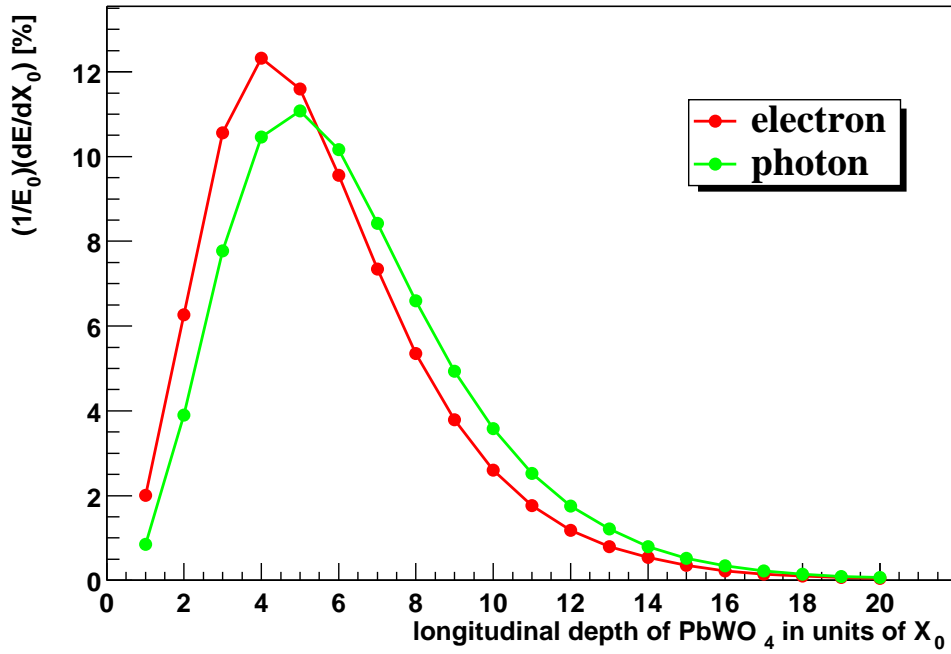


図 4.2: 電磁シャワーにおける単位放射長あたりのエネルギー損失の縦方向分布

lateral leakage of 1GeV incident electron in PbWO₄

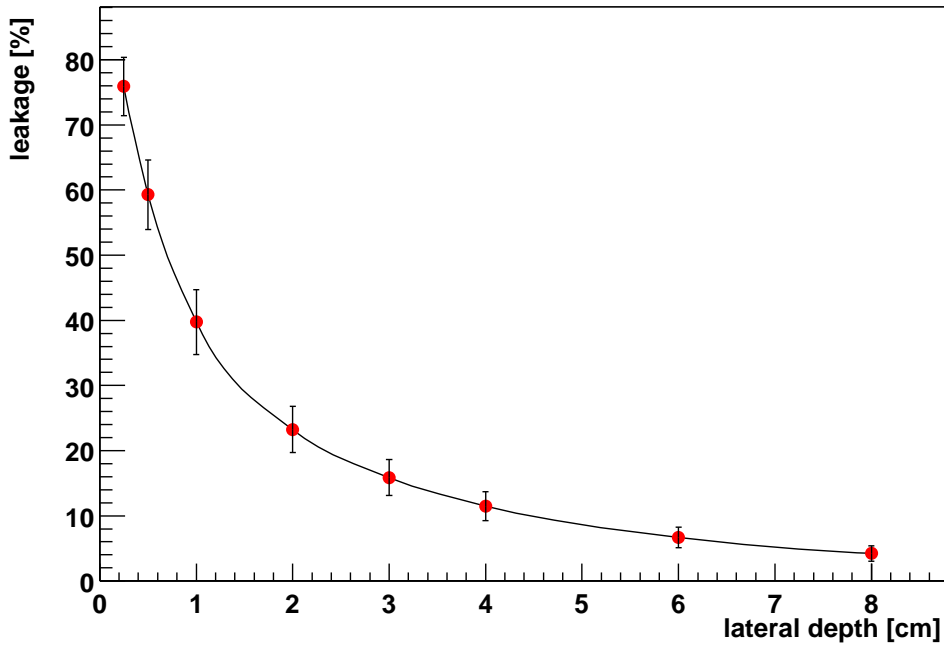


図 4.3: 電磁シャワーのエネルギー損失の横方向分布

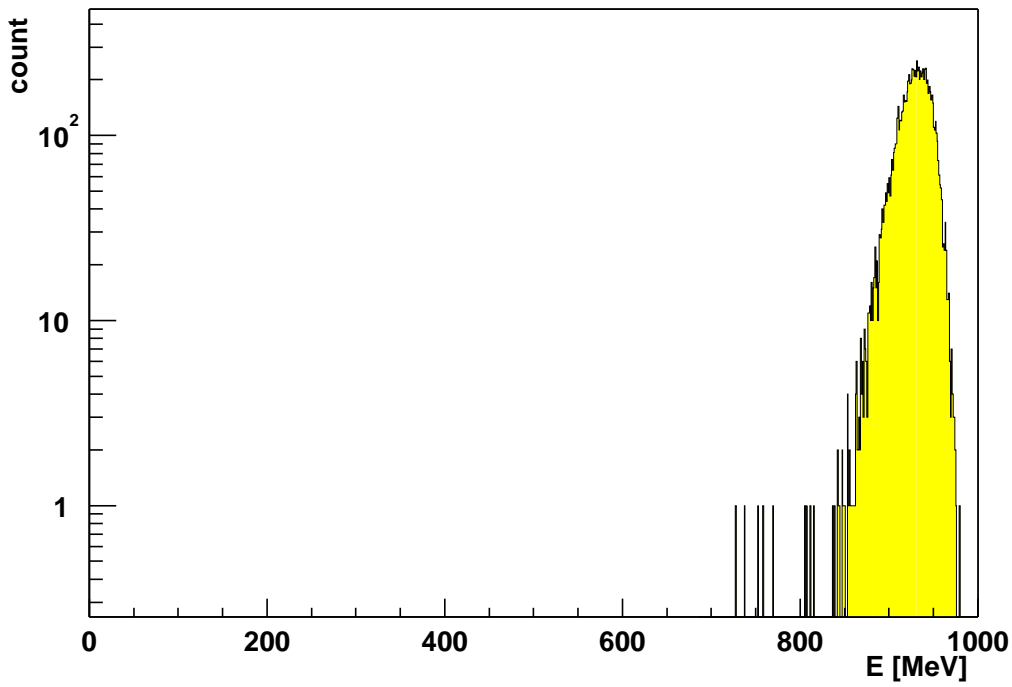
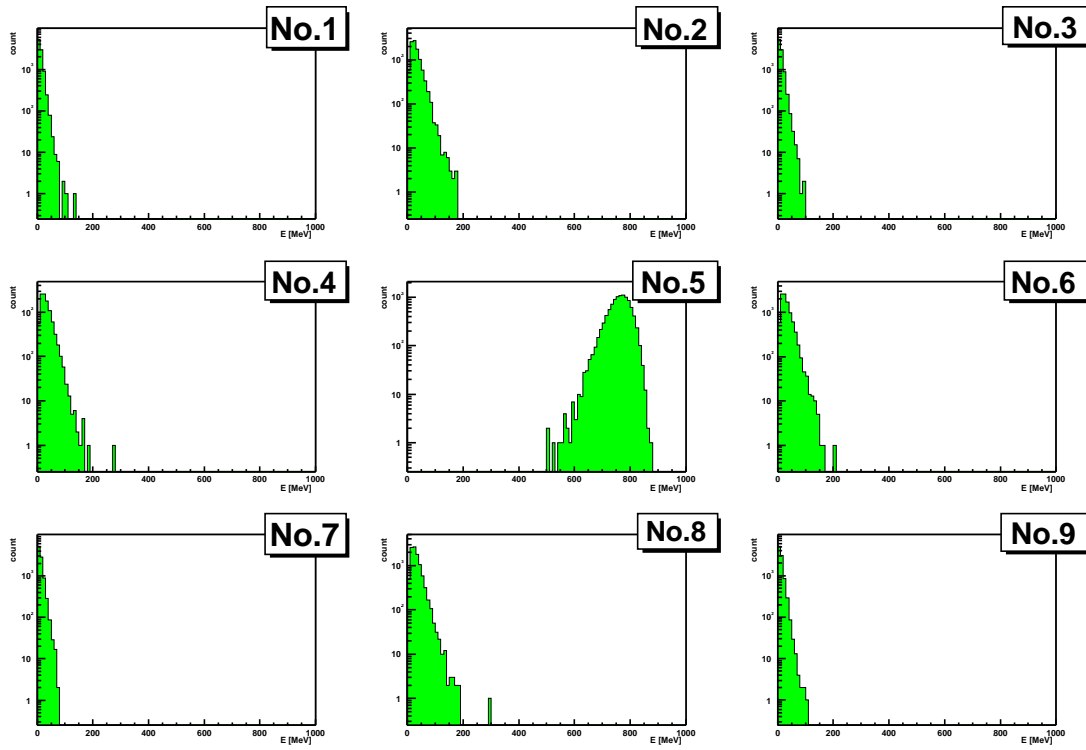


図 4.4: 上図は 1GeV の入射電子が各ブロックで損失したエネルギー。下図は損失エネルギーの全ブロックについての和。入射エネルギーの約 75% が中心である 5 番のブロックに付与される。

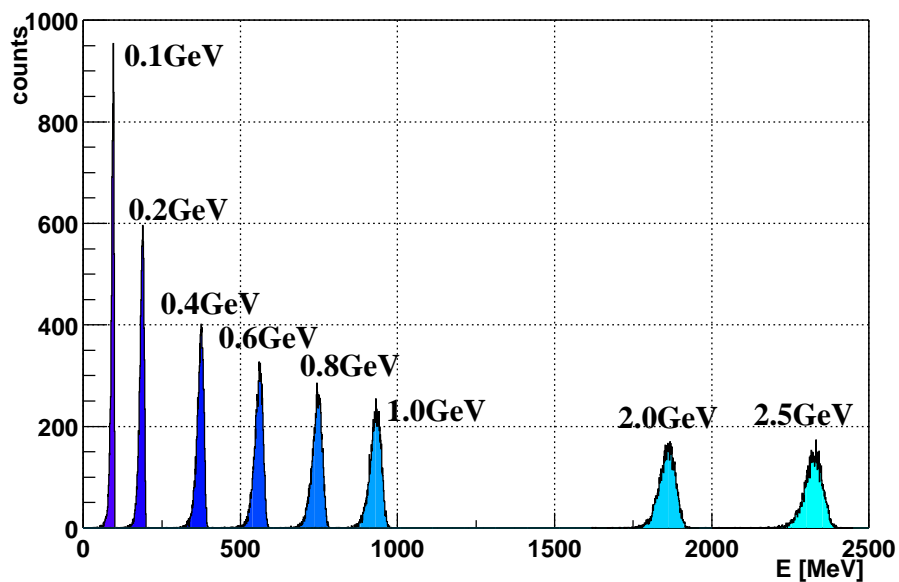


図 4.5: エネルギースペクトル 入射電子のエネルギーはそれぞれ 0.1GeV、0.1GeV、0.2GeV、0.4GeV、0.6GeV、0.8GeV、1.0GeV、2.0GeV、2.5GeVである。それぞれ 10000 回の測定で得られた結果である。

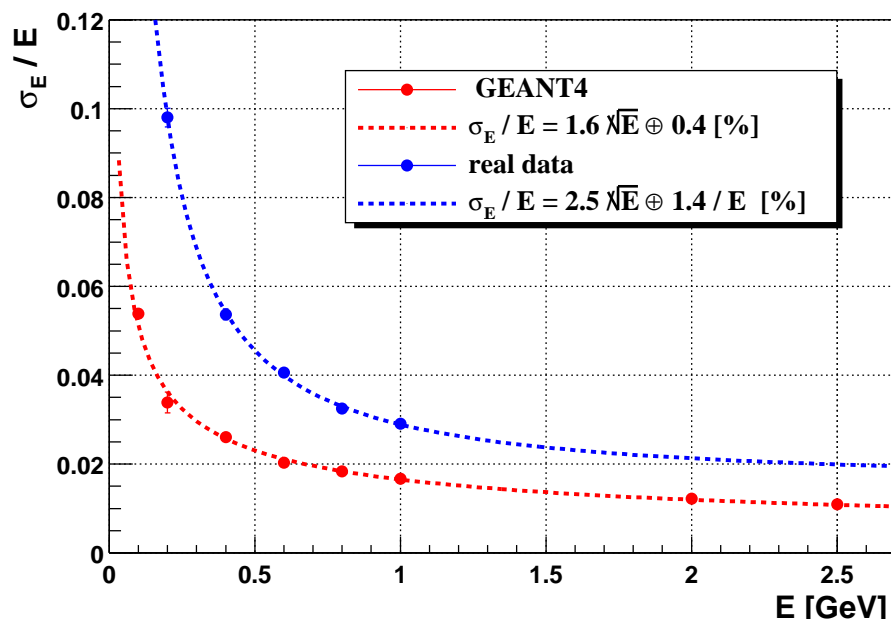


図 4.6: 3×3 配列の 鉛タングステン結晶を用いたカロリメータのエネルギー分解能 赤点は GEANT4 で生成したデータ、赤破線はシミュレーション結果得たエネルギー分解能。青点は文献 [3] による実際の実験データ、同様に青破線は実際の実験結果から得られたエネルギー分解能。

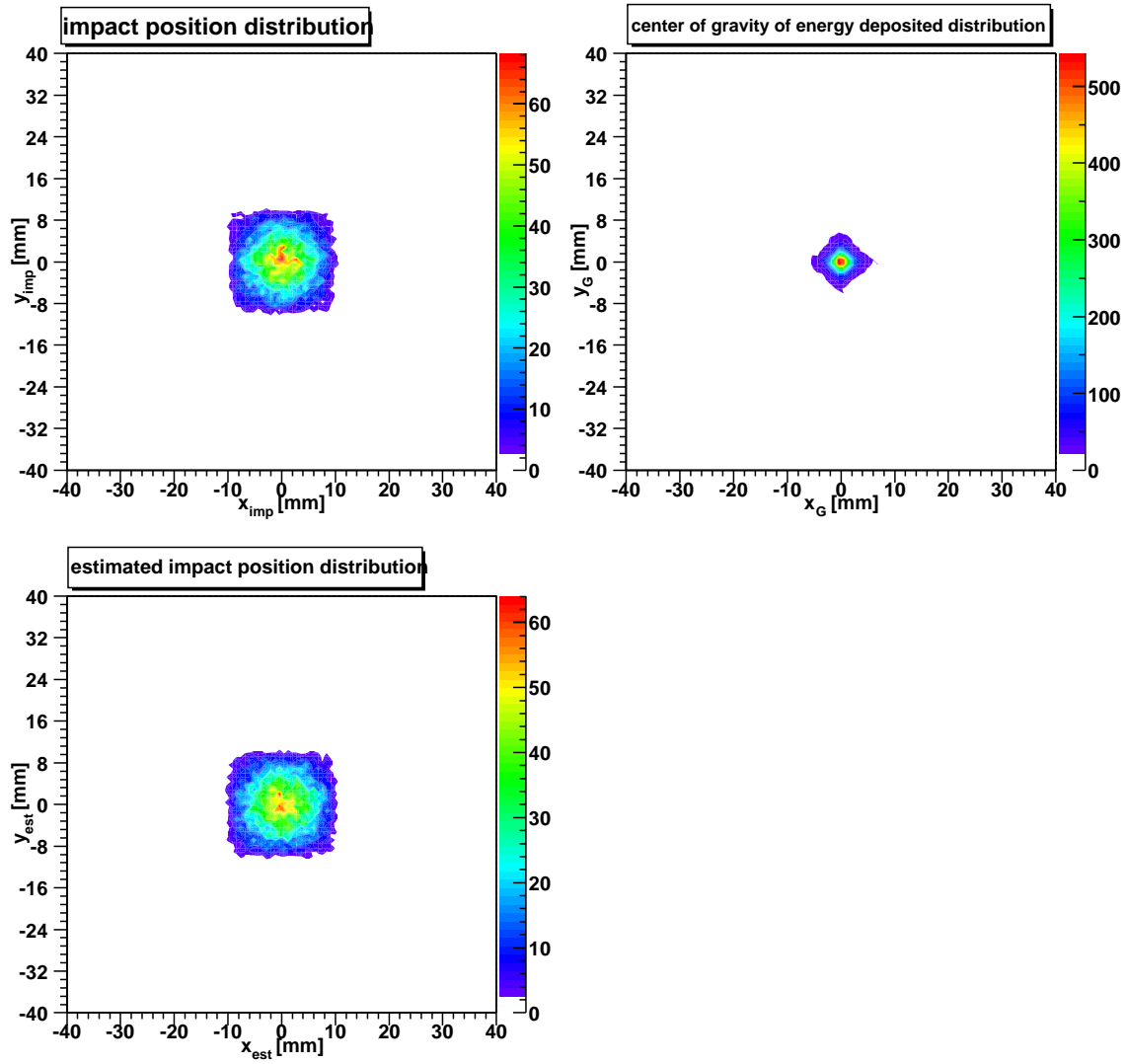


図 4.7: 実際の入射位置、エネルギー付与の重心、見積った入射位置

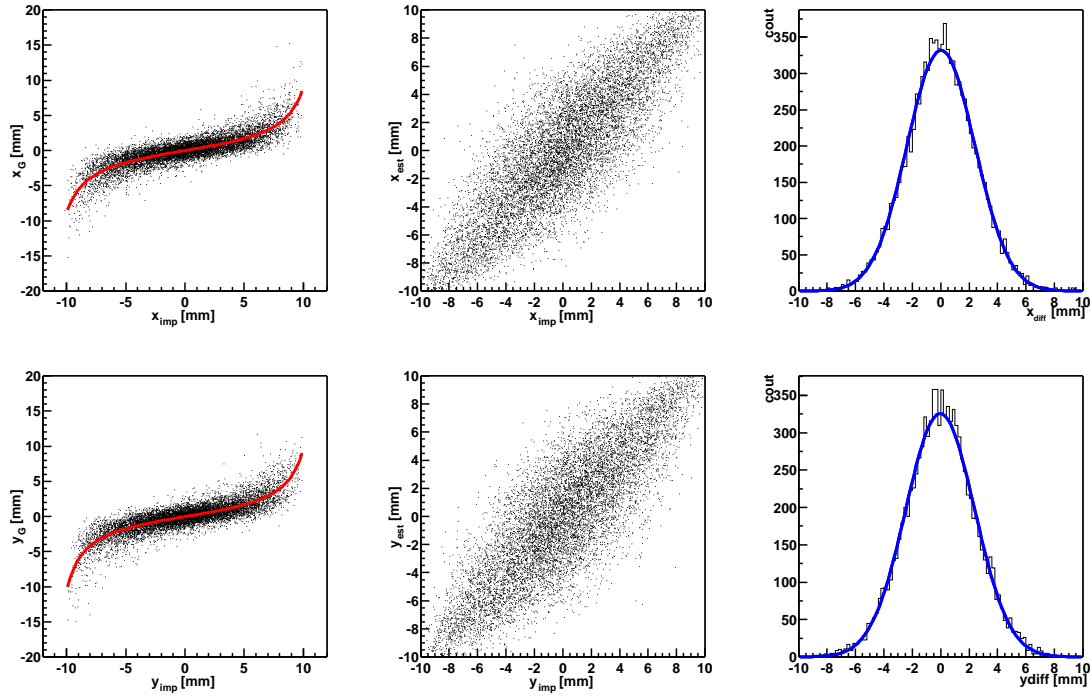


図 4.8: 1GeV の電子を原点近傍に打ち込んだ場合の位置分解能の解析過程

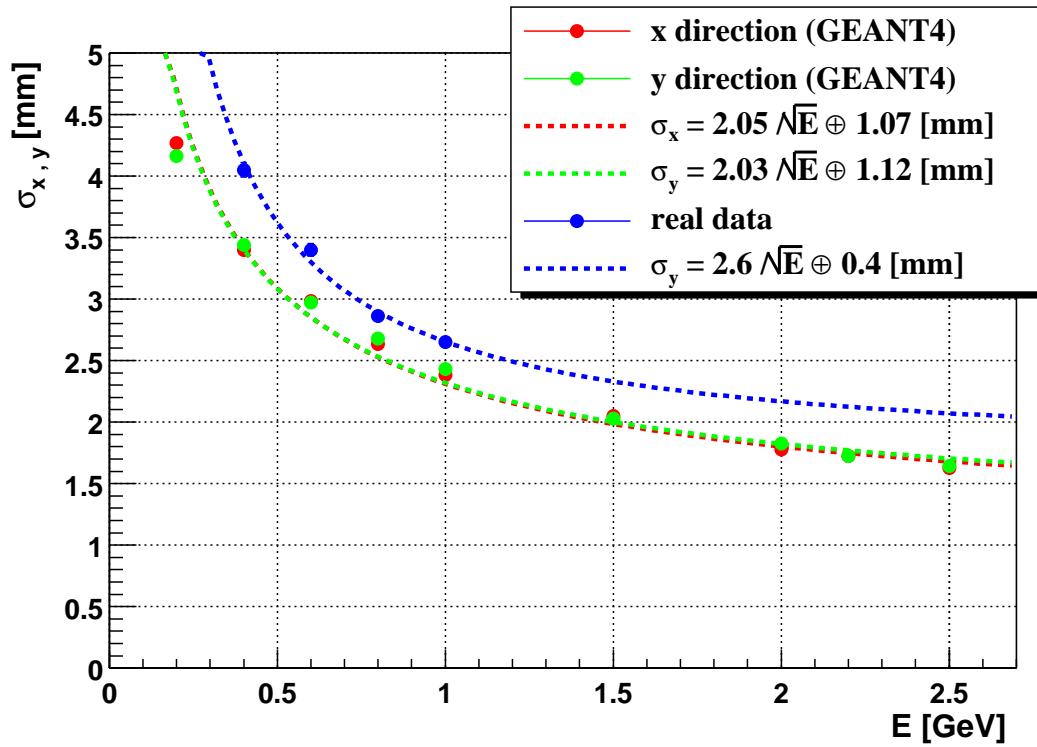


図 4.9: 3×3 配列の鉛タングステン結晶を用いたカロリメータの位置分解能 赤点および緑点は GEANT4 で生成したデータ、赤破線および緑破線はシミュレーション結果から得た位置分解能。青点は文献 [3] による実際の実験データ、同様に青破線は実際の実験結果から得られた位置分解能。

第5章 考察

5.1 シミュレーションと実験の比較

本シミュレーションと同様のカロリメーター（すなわち、大きさが $2\text{cm} \times 2\text{cm} \times 20\text{cm}$ の鉛タングステン結晶を9つ用いて構成した 3×3 配列の電磁カロリメーター）に $0.2\text{GeV} \sim 1.0\text{GeV}$ の電子を打ち込む実験が行われた [3]。この実験で得られたエネルギー分解能は次の通りである（図4.6の青点および青破線を参照）。

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{real} = \frac{(2.5 \pm 0.1)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.0 \pm 2.7)\% \oplus \frac{(1.4 \pm 0.4)\%}{E} \quad (5.1)$$

今、 $1/\sqrt{E}$ の項に注目する。確率係数を本シミュレーションで得た結果（第4章参照）と比較すると、シミュレーションの方が約1%良い結果であることがわかる。エネルギー分解能に寄与する要素として、検出器内で観測される電磁シャワーにより誘起されたシンチレーション光の統計に基づく光電子数のゆらぎがある。本シミュレーションではシンチレーションを考慮しなかったため、実験で得られた確率係数を a_{real} 、本シミュレーションで得た確率係数を a_{simu} 、光電子数のゆらぎを反映した確率係数を a_{pe} とすると、次式のような関係を考えることができる（文献 [7] 参照）。

$$a_{real} = \sqrt{a_{simu}^2 + a_{pe}^2} = a_{simu} \oplus a_{pe} \quad (5.2)$$

また、検出器が光電子増倍管の場合、光電子数 N_{pe} と確率係数 a_{pe} の関係はおおよそ以下のようにかける（文献 [5] 参照）。

$$a_{pe} \sim \frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (5.3)$$

よって式 (5.2) および式 (5.3) から、 $N_{pe} \sim 3/\text{MeV}$ と見積れる。実験で用いられた光電子増倍管の集光率は約10%、量子効率は約20%である。したがって、鉛タングステン結晶のシンチレーション光量は $\sim 100/\text{MeV}$ である。NaI結晶のシンチレーション光量は $\sim 10^4/\text{MeV}$ なので、表2.2の値と桁は一致する。以上より、シミュレーション結果と実験結果の相違の原因に、シンチレーション光の統計を挙げてよいだろう。

第6章 結論

本研究では次のような結論に達した。

- 0.1GeV~2.5GeVの入射エネルギーをもつ電子または光子を検出するのに、鉛タングステン結晶を用いることは大変有効である。
- GEANT4によるシミュレーションにおいて、2cm×2cm×20cm鉛タングステン結晶を9つ用いて構成した3×3配列の電磁カロリメーターのエネルギー分解能 σ_E/E について次のような結果を得た。ここで、 E は入射粒子のエネルギーで単位はGeVである。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(1.61 \pm 0.01)}{\sqrt{E}} \oplus (0.31 \pm 0.04) \quad [\%] \quad (6.1)$$

実験値との差が生じたのは、シンチレーション光を実装を考慮しなかったためである。また、鉛タングステン結晶のシンチレーション光は1MeVのエネルギー付与あたり約100個である。

- 同様に位置分解能 σ_x 、 σ_y について以下の結果を得た。 E は入射粒子のエネルギーで単位はGeVである。

$$\sigma_x = \frac{(2.05 \pm 0.01)}{\sqrt{E}} \oplus (1.07 \pm 0.02) \quad [\text{mm}] \quad (6.2)$$

$$\sigma_y = \frac{(2.03 \pm 0.01)}{\sqrt{E}} \oplus (1.12 \pm 0.02) \quad [\text{mm}] \quad (6.3)$$

謝辞

まず、指導教官である宮村先生に感謝いたします。つぎに、高エネルギーハドロン実験室のみなさんに感謝いたします。特に、杉立先生、本間先生には本研究について多くの有益な指摘をして頂きました。また、蜂谷さんと中村さんには本稿製作にあたり様々な助言を頂きましたし、小浜さんと宇津巻さんには本稿の最終チェックをして頂きました。ありがとうございます。

関連図書

- [1] The European Physical Journal C, Vol.15,No.1-4,pp1-878,2000.
- [2] Physical Reference Manual, <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/G4UsersDocuments/>
- [3] H. Shimizu et al., Nucl.Instr. and Meth. A 447(2000)467-475.
- [4] V. Bellini et al., Nucl.Instr. and Meth. A 386(1997)254-258.
- [5] K. Arisaka, Nucl.Instr. and Meth. A 442(2000)80-90.
- [6] R.Novotny et al., Nucl.Phys. B(Proc. Suppl.) 61 B(1998)613-618.
- [7] P. Depasse et al., CMS NOTE 2000/009.
- [8] D.Yu. Peressounko et al., Nucl.Phys. A 669(2000)196-218.
- [9] Yu.D Prokoshkin et al., Nucl.Instr. and Meth. A 362(1995)406-409.
- [10] G. Alexeev et al., Nucl.Instr. and Meth. A 385(1997)425-434.
- [11] A. Fyodorov et al., Radiation Measurements, Vol.26,No.1,pp 107-115,1996.
- [12] F. Gautheron et al., CMS NOTE 1997/037.
- [13] M. Kobayashi et al., Nucl.Instr. and Meth. A 373(1996)333-346.
- [14] M. Ishii et al., Nucl.Instr. and Meth. A 376(1996)203-207.
- [15] K. Hara et al., Nucl.Instr. and Meth. A 414(1998)325-331.
- [16] A. Wagner et al., Nucl.Instr. and Meth. A 456(2001)290.
- [17] A.A. Kaminskii et al., Optics Communications 183(2000)277-287.
- [18] K. Lassila-Perini CMS NOTE 1999/031.
- [19] G.J. Davies et al., CMS NOTE 2000/014.
- [20] D. Dannheim, CERN Summer Student Report, 15 Sep. 1999.
- [21] B.W. Kennedy, CMS NOTE 2000/030.
- [22] R.M. Brown, CMS CR 2000/016.
- [23] E. Auffray et al., CMS NOTE 2001/004.

- [24] P. Aspell et al., Nucl.Instr. and Meth. A 376(1996)17-28.
- [25] M. Lundin et al., Nucl.Instr. and Meth. A 372(1996)359-367.
- [26] 真木 晶弘, 「高エネルギー物理学実験」, 平成9年3月30日.