

筑波大学大学院修士課程
理工学研究科修士論文

論文題目

核子あたり 158GeV の鉛・鉛衝突における
中間子，K 中間子，陽子の一粒子包括測定

相澤美智子

平成 13 年 3 月

筑波大学大学院修士課程
理工学研究科修士論文

論文題目

核子あたり 158GeV の鉛・鉛衝突における
中間子，K 中間子，陽子の一粒子包括測定

相澤美智子

主任指導教官 物理学系 三明康郎

概要

核子当たり 10GeV ~ 数 100GeV にまで加速した原子核同士を衝突させる高エネルギー原子核・原子核衝突実験は、高温・高密度の物質相を生成し、その性質を探ることを目的としている。衝突反応によって生成された粒子を測定し、その運動量分布や粒子生成比などを理論計算と比較することにより、衝突反応機構に対する理解が得られる。

衝突の微分断面積は基本的な測定量の一つであり、横質量 m_T 、ラピディティ y を用いてローレンツ不変な量として表される。不変微分断面積の横質量分布は指数型減少を示すことが知られている。そこで、指数関数型を仮定して生成粒子数の横質量分布を積分することにより、単位ラピディティあたりの粒子生成量 dN/dy が求められる。この dN/dy を陽子・陽子衝突実験等の他の衝突や理論計算と比較検討することにより、衝突反応の様相についての理解が得られると期待される。

高エネルギー原子核・原子核衝突の様相は、反応関与部・傍観部模型と呼ばれる描像で記述することができる。これは、衝突時の原子核の幾何学的配置により、衝突反応を起こす部分（反応関与部）と衝突に関与しない部分（反応傍観部）とに分かれるというものである。反応関与部の大きさが大きい衝突を中心衝突とよぶ。 dN/dy の中心衝突度依存性を調べることにより、さらに反応機構の理解が得られると考えられる。

そこで本研究では、 dN/dy を中心衝突度毎に求め、「核子・核子衝突の重ね合わせ」などの基本的な模型と比較検討した。 dN/dy を求めるために、まず粒子生成量の横質量分布を求めた。この分布を求めるためには、測定に依存する様々な効果（測定装置のアクセプタンス・多重散乱・粒子の崩壊・検出器の検出効率等）を見積もり、補正が必要があった。そこでモンテカルロシミュレーションを用いて補正係数を算出し、補正を行った。求められた粒子生成量の横質量分布を積分することにより、 $^+ \text{中間子} \cdot K^+ \text{中間子} \cdot \text{陽子}$ の dN/dy を得た。以上の解析を中心衝突度毎に行い、 dN/dy の中心衝突度依存を調べた。

$^+ \text{中間子}$ と $K^+ \text{中間子}$ の dN/dy を、高エネルギー原子核・原子核衝突が「核子・核子衝突の重ね合わせ（模型 1）」で表されるときとの dN/dy と比較すると、両者とも模型 1 を下回ること、また中心衝突度が高いほど模型との開きが大きくなることがわかった。この模型 1 を発展させ、「核子・核子衝突毎にエネルギーを失う」という模型（模型 2）を考えたときには、 $K^+ \text{中間子}$ は実験値が模型を上回るが、 $^+ \text{中間子}$ は下回ることがわかった。次に、「生成粒子数は衝突を起こした核子の数に比例する」という模型（模型 3）を考えると、 $^+ \text{中間子}$ はこの模型に良く合うことがわかった。

目次

第 1 章 序論

- 1.1 高エネルギー原子核・原子核衝突実験
- 1.2 反応関与部・傍観部模型
- 1.3 粒子生成の特徴
- 1.4 本研究の目的

第 2 章 WA98 実験

- 2.1 WA98 実験の概観
- 2.2 ZDC と MIRAC による中心衝突度の相補的測定
- 2.3 2nd Tracking Spectrometer Arm

第 3 章 飛跡再構成・運動量再構成・粒子識別

- 3.1 Event selection
- 3.2 Calibrations
- 3.3 飛跡再構成
- 3.4 track selection
- 3.5 運動量測定
- 3.6 粒子識別
- 3.7 測定された粒子の分布

第 4 章 測定値に含まれる効果

- 4.1 測定装置のアクセプタンス
- 4.2 多重散乱
- 4.3 粒子の崩壊
- 4.4 検出器の分解能
- 4.5 検出器の検出効率

第 5 章 補正

- 5.1 補正係数の算出と補正

第 6 章 結果

6.1 粒子生成量の横質量分布

6.2 Parameterization

6.2 単位ラピディティーあたりの粒子生成量 dN/dy

第 7 章 考察

7.1 モデル計算との比較

7.2 議論

第 8 章 まとめ

謝辞

参考文献

第 1 章 序論

1.1 高エネルギー原子核・原子核衝突実験

量子色力学によれば、高温・高密度下において、物質を構成する最小の粒子であると考えられている Quark と、強い相互作用を媒介する粒子であると考えられている Gluon が、Baryon、Meson という Hadron 中の閉じ込めから解放された Plasma 状態、すなわち Quark-Gluon Plasma(QGP)への相転移が起これと考えられている。この QGP 相転移を地上で唯一確認できる方法として、高エネルギー原子核・原子核衝突実験が考えだされ、行われている。昨年 2 月には、ヨーロッパの CERN で行われた固定標的に原子核ビームを入射する実験で、QGP 相転移が起こったという報告がなされた。さらに現在、アメリカのブルックヘブン国立研究所では、固定標的ではなく原子核ビーム同士を衝突させる加速器が稼動し、実験が行われている。

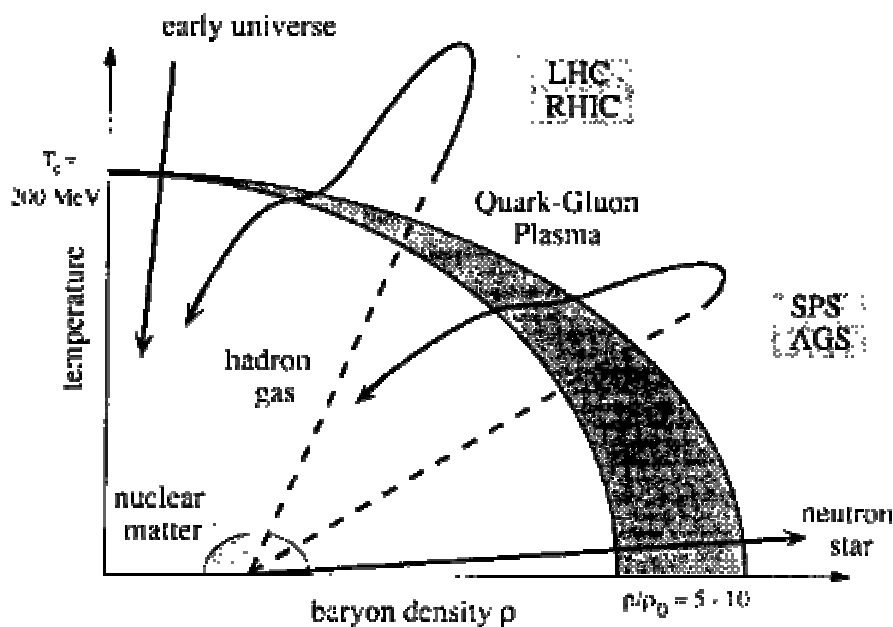


図 1-1 量子色力学により予測される相図 [1]

QGP 生成の証拠としてはいくつかシグナルが考えられており、それらを組み合わせることでより確証の持てる証拠とされる。QGP 生成のシグナルとして、

ストレンジ粒子生成量の増大

J/ψ 粒子発生抑制

巨大ハドロンガスの発生

などが考えられている。CERN における QGP 相転移が起こったという報告は、 J/ψ 粒子発生抑制をはじめとするいくつかの測定量に基づいている。

1.2 反応関与部・傍観部模型

高エネルギー原子核・原子核衝突には次のような特徴があるため、反応関与部・傍観部模型(participant spectator model)という描像で衝突の様子が表される。第一に、衝突する核子のド・ブローイ波長が核子の大きさより小さい。核力の到達距離が $1 \sim 2[\text{fm}]$ であるのに対し、入射核子の運動量が $10[\text{MeV}/c]$ のときド・ブローイ波長は $0.12[\text{fm}]$ である。第 2 に、衝突時間が核の固有時間に比べて十分短い。よって、衝突の間に核内核子の運動量は無視できる。また、核内核子の相互作用の起こる距離は原子核の大きさに比べて小さい。

反応関与部・傍観部模型はこのような基本概念に基づいた、高エネルギー原子核・原子核衝突の描像である。図 1-2 にこの模型の模式図を示す。左側が衝突前の鉛入射原子核と標的原子核、右側が衝突後の様子である。どちらも重心系での様子をあらわしている。衝突後には衝突反応に関わった部分(participant)と反応に関与しない部分(spectator)とに分かれている。

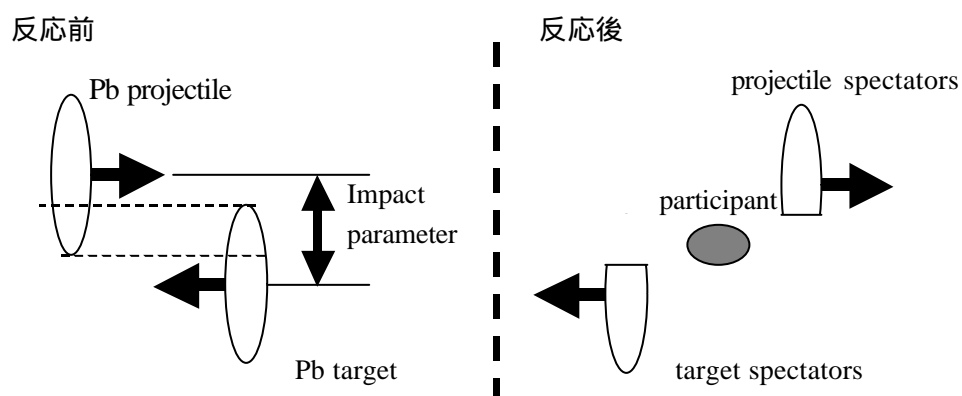


図 1-2 反応関与部・傍観部模型の概念図

この描像のもとで、衝突反応を幾何学的に記述することができる。ビーム原子核の反応傍観部(projectile spectators)の全エネルギーを前方のハドロンカロリメータで測定することにより、次式により傍観部核子数(N_{spec})を求めることができる。

$$N_{\text{SPECTATOR}} = \frac{E_{\text{calorimeter}}}{E_{\text{projectile_nucleon}}}$$

ここで、 $E_{\text{calorimeter}}$ はビーム前方のカロリメータによって得られたエネルギーであり、 $E_{\text{projectile_nucleon}}$ は入射原子核中の核子のエネルギーである。

反応傍観部の核子数 $N_{\text{SPECTATOR}}$ が小さいときは、2 原子核の中心軸間の距離である衝突係数 b が小さく、反応領域が大きい衝突が起こったといえる。衝突係数 b が小さく、反応領域が大きい衝突を中心衝突と呼び、反対に衝突係数 b が小さい衝突を周辺衝突と呼ぶ。

1.3 粒子生成の特徴

高エネルギー原子核・原子核衝突の後には、反応関与部から多くの生成粒子が放出される。このとき生成されたハドロンの分布には、過去に行われた実験によっていくつか特徴のあることが知られている。本項では、粒子生成量を見る基本概念である不変微分断面積について述べたのち、原子核・原子核衝突を考える上で基本となる陽子・陽子衝突による粒子生成の特徴と、原子核・原子核衝突における粒子生成の特徴について述べる。

1.3.1 不変微分断面積

衝突の微分断面積は、次式によって表される。

$$E \frac{d\sigma}{dp} \quad (1.1)$$

この量は粒子の収量 N とトリガーの断面積 σ_{trig} を用いると、次のようになる。

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_{\text{trig}} \cdot \left(E \frac{dN}{dp} \right) \quad (1.2)$$

高エネルギー原子核衝突では、衝突を実験室系で考えたり重心系で考えたりする必要がある。そこで微分断面積は次に示すローレンツ不変な量（不変微分断面積）としてあらわす。

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{d^3\sigma}{m_T dm_T dy d\phi} \quad (1.3)$$

ここで、ラピディティ y および、横方向質量 m_T は下記のような物理量であり、は方位角である。

$$m_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + m_0^2}, \quad y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.4)$$

原子核・原子核衝突では、通常ビーム軸方向を z 軸にとる。ここで、方位角方向について対称性を持つならば、不変微分断面積はラピディティ y および、横方向質量 m_T のみの関数になる。そこで、これを方位角方向 $0 \sim 2\pi$ まで積分することにより、不変微分断面積は次のようになる。

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{d^2\sigma}{2\pi m_T dm_T dy} \quad (1.5)$$

式 1.2、式 1.4 より不変微分断面積は粒子の収量 N とトリガーの断面積 σ_{trig} で次のように書ける。

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{1}{\sigma_{trig}} \frac{d^2N}{2\pi m_T dm_T dy} \quad (1.6)$$

ここに示された $\frac{1}{\sigma_{trig}} \frac{d^2N}{2\pi m_T dm_T dy}$ または、 $\frac{d^2N}{2\pi m_T dm_T dy}$ の、あるラピディティにおける分布を、 m_T spectrum (横質量分布) とよぶ。単位ラピディティあたりの粒子生成量、 $\frac{dN}{dy}$ は、この横質量分布 $\frac{d^2N}{2\pi m_T dm_T dy}$ を全横質量にわたって積分することによって得られる。

1.3.2 陽子・陽子衝突における粒子生成の特徴

陽子・陽子衝突を考える上で最も基本的な概念は、衝突の断面積である。過去に測定された総断面積と、弾性散乱断面積を図 1-3 に示す。高エネルギーでは弾性散乱断面積は総断面積に比べて小さく、ほとんどが非弾性散乱である。また、エネルギーが 5GeV をこえるところで総断面積は 10% の範囲内で一定であり、よりエネルギーが高くなると少しずつ増える。

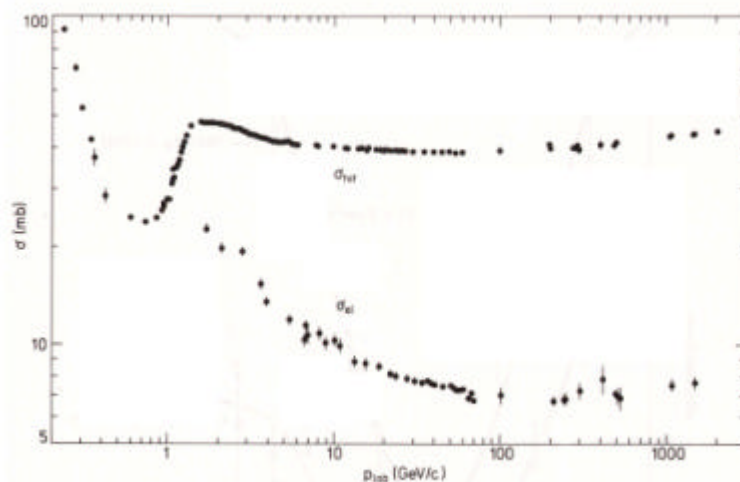


Figure 4.15 pp elastic and total cross-sections as a function of energy.

図 1-3 陽子・陽子衝突の弾性散乱断面積および総断面積

このように、高エネルギーの陽子・陽子衝突では非弾性衝突がほとんどであり、非弾性衝突では 2 次中間子やバリオン-反バリオン対の多重生成が起こる。いくつかの 2 次粒子の平均多重度を図 1-4 に示す。衝突エネルギーが高くなるにつれて多重度が増えるが、エネルギーが高いほど増加は緩やかになる。

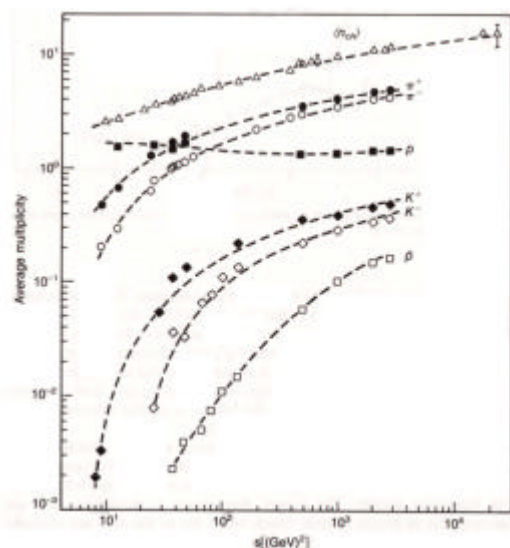


図 1-4 陽子・陽子衝突によって生成する粒子の多重度

2 次粒子の横運動量分布は、衝突のエネルギー s や、ビーム軸方向の運動量にほとんど依存せず、指数関数形になることが知られている。だが質量の大きい陽子などの分布は、指数関数形からずれる。そこで、横質量を横軸にとると、

粒子の種類に依らず、同じ形になることが知られている (図 1-5)。このことを、"m_T Scaling"と呼ぶ。

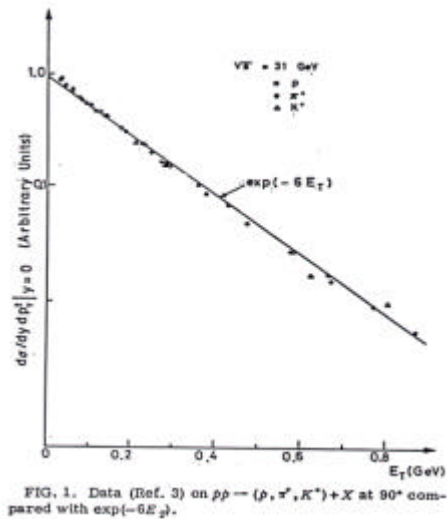


図 1-5 m_T Scaling

次に、ラピディティー分布について見てみると、陽子・陽子衝突では、重心系でのラピディティーが小さいときには単位ラピディティーあたりの断面積がほぼ一定である。図 1-6 には、断面積のラピディティー分布が示されている。ラピディティー y が小さいとき (図では $y_{\max} - y$ が 3~4 のとき)、分布は flat になっている。また y が y_{\max} に近い所で、急激に落ちる。

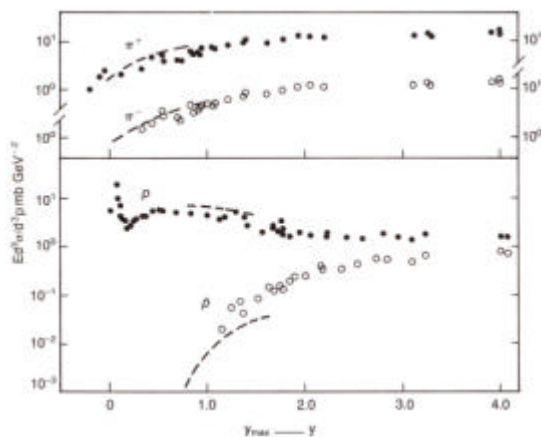


図 1-6 陽子・陽子衝突における $p_T=0.4\text{GeV}/c$ での $d^2\sigma/d^2p_T dy d\eta$

1.3.3 原子核・原子核衝突における粒子生成

原子核・原子核衝突では、中心衝突度によって様々な終状態が見られるのが、1つの大きな特徴である。例えば横質量分布の Inverse Slope parameter は中心衝突度が高くなるにつれ上昇することが観測されている。また、原子核・原子核衝突実験では、 T は生成された粒子質量が大きくなるにつれて上昇することも観測されている。

1.4 本研究の目的

粒子生成量を測ることにより、陽子・陽子衝突や理論計算と比較検討することができる。そこで本研究では、核子当たり 158GeV/c の鉛・鉛原子核衝突実験における粒子生成量を求め、衝突反応機構を考察したい。

次のことを方針として解析した。

- 1 . π^+ 中間子、 K^+ 中間子、陽子の一粒子生成量を求める。
- 2 . 求められた粒子生成量を、次の基本的なモデルと比較検討する
核子・核子衝突の重ね合わせ
Wounded nucleon model

第2章 WA98 実験

2.1 WA98 実験の概観

WA98 実験は CERN-SPS において 1994 年から 1996 年まで行われた国際共同実験であり、ヨーロッパ・アメリカ・インド・日本等の国が参加している。本研究の解析に用いた、1996 年に行われた核子あたり $158\text{GeV}/c$ 鉛ビーム実験における検出器のセットアップを図 2-1 に示す。

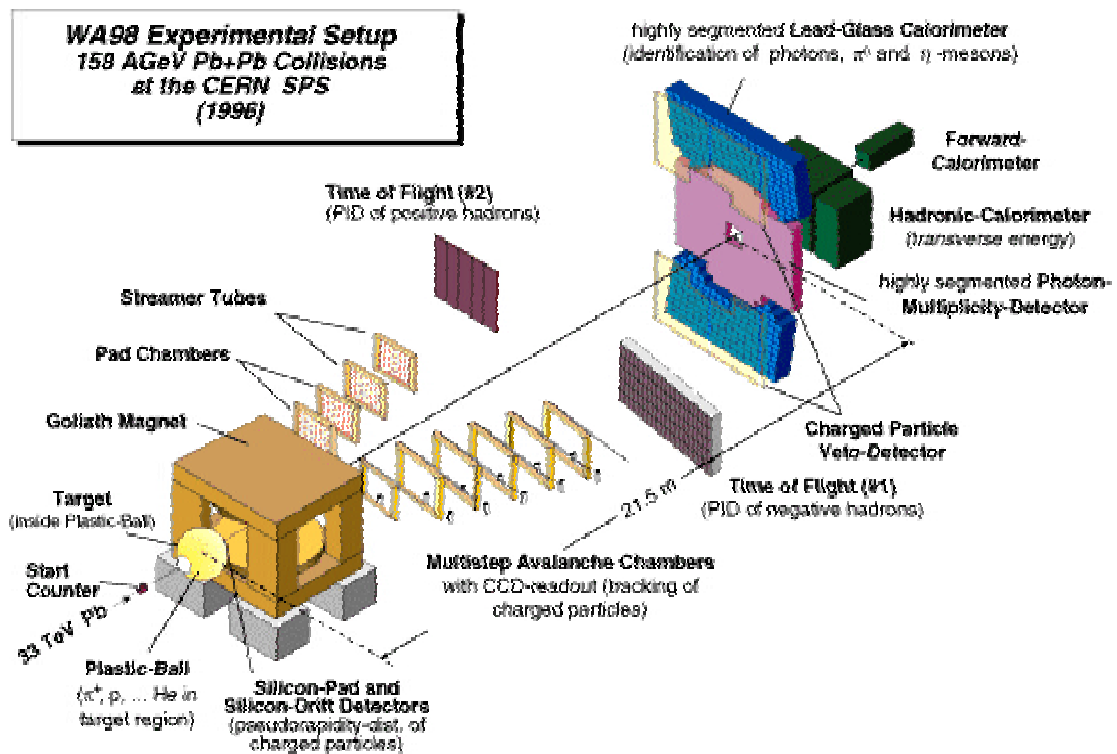


図 2-1 WA98 実験の測定系

実験では、図 2-1 の左下側から、SPS 加速器で核子あたり 158GeV/c (実験室系) のエネルギーまで加速された鉛原子核ビームが入射し、スタートカウンターであるチェレンコフカウンターを通過した後、Plastic-ball 内の鉛ターゲットに衝突する。ターゲットは 238mg/cm^2 、 495mg/cm^2 の厚さのものが用いられた。Plastic-ball は 655 個の E-E カウンターによって構成され、ターゲット領域に発生した π 、p、d、t 及び He 等を $-1.7 < \eta < 0.5$ の範囲で粒子識別を行い測定するものである。

ターゲット下流の Silicon Drift Detector(SDD)、Silicon Pad Multiplicity Detector(SPMD)は衝突によって生成する粒子の多重度を測定する。ターゲットから 328cm の位置には Dipole Magnet である GOLIATH magnet が設置されている。GOLIATH magnet は半径 1.5m、ギャップ幅 160cm で、 $1.6\text{T}\cdot\text{m}$ の磁場をつくっている。その磁場を通過することで、荷電粒子は電荷の正負によって異なる方向に曲げられる。この曲率を調べることにより運動量を測定している。

Magnet の下流には、荷電粒子の検出のために、それぞれ 1st-Arm、2nd-Arm と呼ばれる飛跡検出器と飛行時間測定器を組み合わせた 2 系統の Spectrometer がビームラインをはさんで左右に設置されている。本研究の解析に用いたのは、通常の磁場設定において正荷電粒子を測定する 2nd-Arm による検出値である。この Spectrometer については、2.3 で述べる。

ビーム下流方向 21.5m にはビームを囲むように Photon Multiplicity Detector(PMD)が設置され、光子の多重度を測定している。PMD は鉛の Photon Converter と Plastic Scintillator によって構成されており、Converter 中での光子の電磁シャワーを Scintillator によって検出し光子を測定をする。

PMD の上下に 10080 モジュールの鉛ガラス電磁カロリメータで構成される Lead-Glass Detector Array(LED A)が設置され、反応関与部からの光子、及び $0 < \eta < 2$ による光子の多重度・エネルギー測定を行っている。LED A の前面には Charge Particle Veto Counter(CPV)が設置され、荷電粒子によるシグナルを光子のシグナルと区別し排除する。

PMD/LED A の下流、ターゲットから 25m の位置に置かれた Mid Rapidity Calorimeter (MIRAC)で、 $3.0 < y < 5.2$ 領域の反応関与部からのハドロンの E_t の和を測定し、衝突の中心性からトリガータイプを決定する。

ビームラインの最下流には、反応傍観部の全運動量エネルギーを測定する Zero Degree Calorimeter が設置されている。

2.3 に述べるように、中心衝突度は以上の 2 つのカロリメータ(MIRAC,ZDC)を用い、相補的に決定している。

筑波大学グループは 1995 年より実験に参加しており、Start Counter、2nd Tracking Spectrometer Arm の建設、運転管理を担当した。

2.2 ZDC と MIRAC による中心衝突度の測定

2.2.1 ZDC

Zero Degree Calorimeter (ZDC)はビーム最下流に設置されているハドロンカロリメータで、反応傍観部の全運動量エネルギーを測定することによって反応傍観部核子数を測定することを目的としている。大きさは35モジュール(7×5)で構成された $600 \times 600 \times 2500[\text{mm}^2]$ であり、ハドロン計測のための吸収領域としてのElectromagnetic sectionとハドロン計測用のHadronic sectionとに分けられている。Electromagnetic sectionでは電磁相互作用を利用した電磁カスケードシャワーによってエネルギーを測定し、Hadronic sectionでは強い相互作用を利用した核カスケードシャワーによってエネルギーを測定している。

ZDCで測定された反応傍観部核子数から、反応関与部核子数を間接的に算出することができる。

2.2.2 MIRAC

Mid Rapidity Calorimeter (MIRAC)は反応関与部で生成された粒子のTransverse Energy (ET)を $3.5 < ET < 5.8$ の領域で測定し、Start Counterのシグナルと共にトリガー情報を供給している。このMIRACで測定したETの値は反応関与部からの生成粒子の多重度に比例することから、反応関与部核子数を算出することができる。実験では、MIRACで測定されたETの値から中心衝突度(Central, Not so central, Peripheral)を決定し、その値に応じて記録するイベントの数をスケールダウンしている。このスケールダウンを行わないと、Peripheralのイベントが多量に記録されてしまうからである。

MIRACはターゲットから25m下流に4ブロックがビームラインを囲むように設置されている。それぞれのブロックはビーム軸垂直方向に 6×6 個の $20 \times 20\text{cm}^2$ の柱に分割されており、それぞれがZDCと同様にハドロン計測のための吸収領域としてのElectromagnetic sectionとハドロン計測用のHadronic sectionとに分けられている。

Electric sectionは鉛(3mm)とプラスチックシンチレータ(3mm)が交互に配置されており、そのエネルギー分解能は $17.9\%/\sqrt{E}$ (E in GeV)である。また、

Hadronic section は鉄(8mm)とプラスチックシンチレータ(3mm)が交互に配置されており、エネルギー分解能は $46.1\% / E$ となっている。

2.2.3 中心衝突度の相補的測定

図 2-2 に測定された ZDC の値と MIRAC の値の相関を示す。このようにして MIRAC と ZDC は相補的な測定を行っており、直接的に反応関与部核子数を算出することができる。

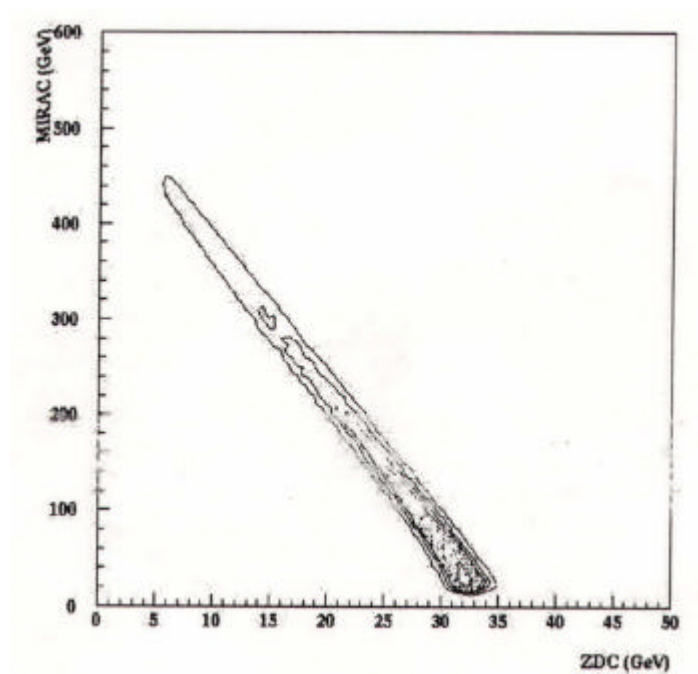


図 2-2 $E_{ZDC}[\text{TeV}]$ v.s. $E_T[\text{GeV}]$

2.3 2nd Tracking Spectrometer Arm

ビーム上流から見て下流左側に、2nd Tracking Spectrometer Arm が設置されている。この Spectrometer は、位置検出器として 2 枚の Pad Chamber と 2 枚の Streamer Tube Detector を持ち、さらに飛行時間測定器を持っており飛行時間測定を同時に行えるようになっている。通常の磁場設定において正荷電粒子と高い運動量を持つ一部の負荷電粒子の飛跡検出、飛行時間測定を行い、再構成した粒子の運動量と飛程、飛行時間の情報を得ることにより、粒子質量を計算して粒子識別を行う。

4 枚の Tracking Chamber と飛行時間測定器は、その有効領域の内側端がビームラインから 9.4° の線上に来るように配置されている。有効領域の内側端の位置は Magnet の中心からそれぞれ 410cm、505cm、653cm、802cm、1470cm である。図 2-3 に上から見た検出器の幾何学的配置を示す。2nd-Arm を構成するそれぞれの検出器について次項以降に述べる。

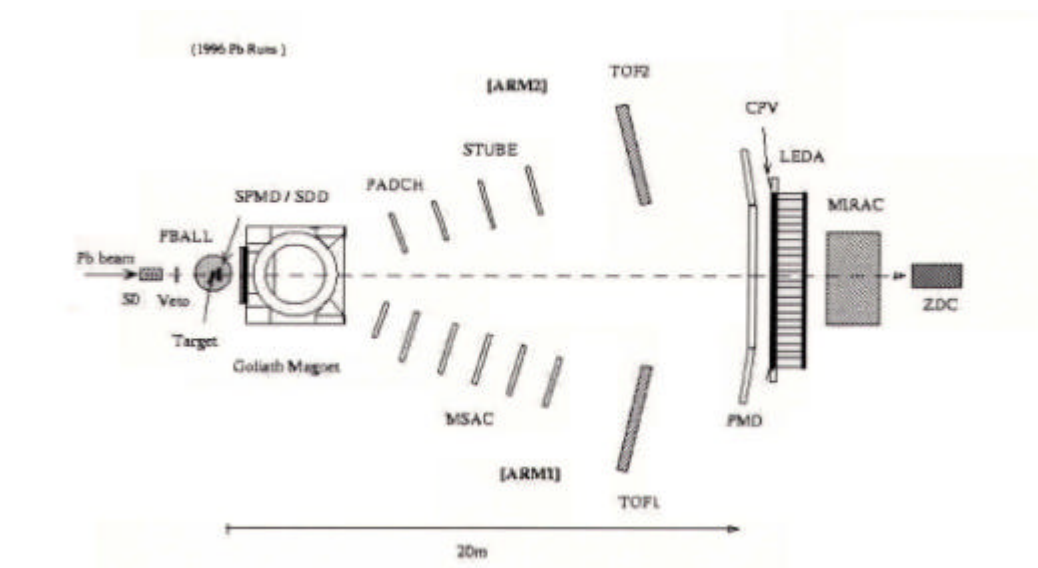


図 2-3 WA98 荷電粒子測定系

2.3.1 Pad Chambers

2nd Tracking Spectrometer Arm の最上流に 2 枚設置されている Pad Chamber は、P10 ガス(Ar80%,CH₄10%)を用いた 2 次元読み出しの Multi-Step

Avalanche Chamber である。Pad Chamber の構造を図 2-4 に示す。

入射した荷電粒子はイオン化領域で飛跡に沿ってガス中の Ar を電離する。電離電子は数段階の増幅領域において電子なだれにより増幅され、2 次元読み出し用の Charge Sensitive Pad によって電荷信号として読み出される。これを Charge Sensitive Pad 16 枚につき 1 個ある 6bit の ADC Chip によって A/D 変換する。1 枚の Pad Board には 1008 枚の Pad と 63 個の ADC chip があり、Pad Board 毎に Chamber 上の DSP Board で読み出しを行っている。

図 2-4 Pad Chamber の構造

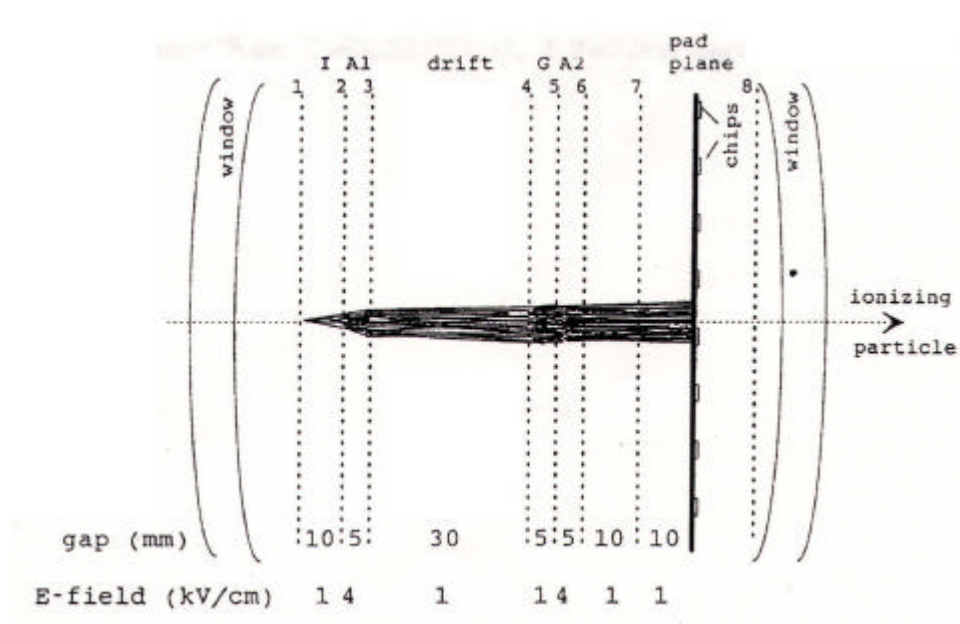


図 2-4 Pad Chamber の構造

Pad の大きさは $1 \times 17 \text{ mm}^2$ であり、2 面の検出器の有効領域は上流側、下流側の検出器でそれぞれ $100 \times 57 \text{ cm}^2$ (36288pads)、 $96 \times 57 \text{ cm}^2$ (34560pads) である。

3 個の ADC chip が A/D 変換を行う 48 枚の Pad は、図 2-5 に示すように、楕形の構造をもっている。Pad chamber においては Pad の大きさが粒子通過による信号の広がり（クラスター）よりも小さいため、実際の荷電粒子の通過においては、複数の Pad の上に電荷が残される。この電気信号を解析において位置情報として認識するためには、まず信号のある Pad を探し、信号のある Pad に隣接する Pad のシグナルに有無があるかどうかを調べる。この操作を繰り返すことにより、1 つの粒子の通過による信号の広がりを 1 つのクラスターとして認識する。

櫛型に並んだ複数の Pad によるクラスターから位置測定を行うことにより、1Pad の大きさよりも高い位置分解能が得られている。intrinsic な分解能として、0.5mm(水平方向)×1.7mm(垂直方向)が報告されている。

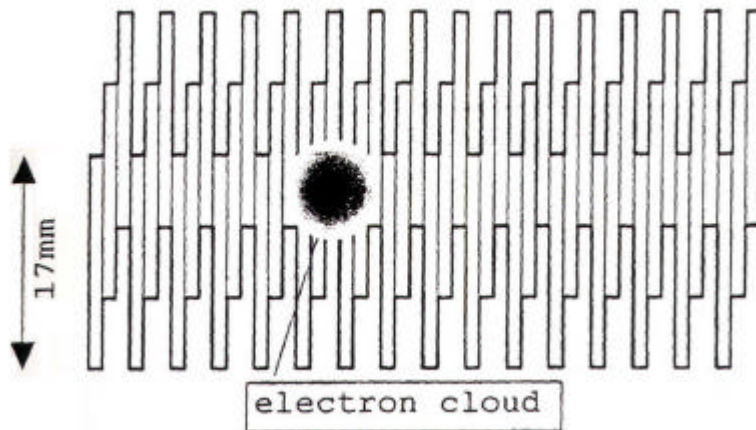


図 2-5 Pad Chamber の Charge Sensitive Pad 配置

2.4.2 Streamer Tube Detectors

Pad Chamber の下流に設置されている 2 枚の Streamer Tube Detector は Ar 10%と、quencher として働く CO₂ 60%及びイソブタン 30%の混合ガスを使ったガスチェンバーである。この検出器は図 2-6 に示すように一枚につき 19 本の Streamer Tube で構成されており、1 本の Streamer Tube は 8 つのセルと呼ばれる部分から成る。セルの様子は図 2-7 のようになっている。セルの中心に +4500V もの高電圧がかかった陽極線が通っており、荷電粒子が通過するとこの陽極線が作る電場によって電離電子が加速され、電子なだれが起こる。電子なだれが起こることにより、セルの外部に取り付けられた Charge Sensitive Pad 上に電荷が誘起され、Pad の位置・電荷の情報が読み出される。1 本の Streamer Tube は 7×22mm² のセル 320 個で構成されており、検出器の有効領域は 132×100cm²である。

電荷及び位置に関するデータは、6bit の ADC chip によりデジタル化され、DSP によって読み出される。1 個の ADC Chip は 16 個のセルの A/D 変換を行い、ADC Chip は 70 個または 50 個を 1 つのチェーンとして 1 個の DSP で読み出しを行っている。

Streamer Tube Detector での粒子通過位置情報は、Pad Chamber と同様にクラスターとして認識する。この検出器の intrinsic な分解能として、3mm(水平方向)×6.5mm(垂直方向)が報告されている。

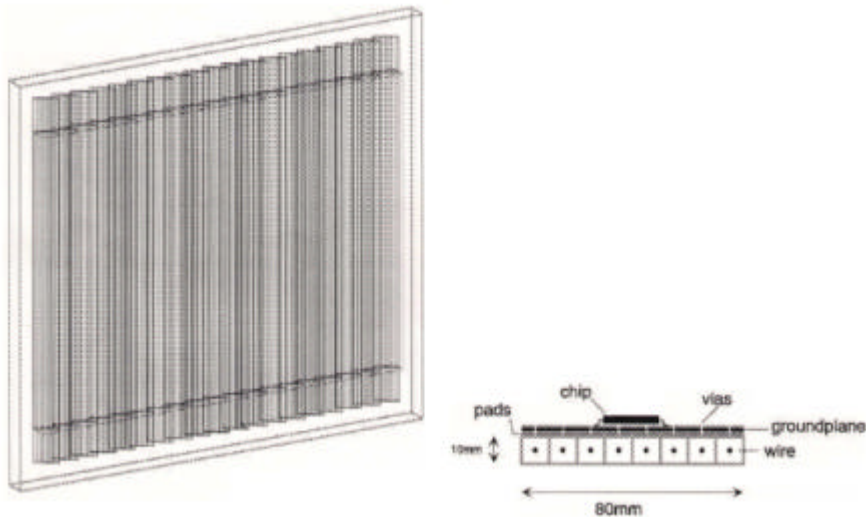


図 2-6 Streamer Tube Detector

左：19 本の Streamer tube から成る Streamer Tube Detector
右：1 つの Streamer tube の断面図

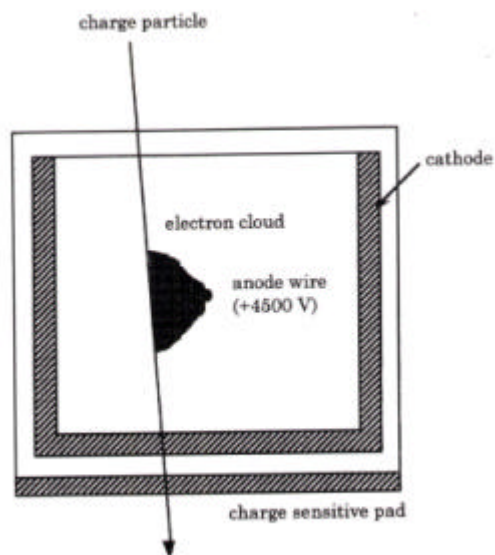


図 2-7 Streamer Tube Detector 1 セルの構造

2.4.3 飛行時間測定器(JTOF)

2nd Tracking Spectrometer Arm における飛行時間測定器(JTOF)は、2nd Tracking Spectrometer Arm を通過する荷電粒子の飛行時間測定を行う検出器である。JTOF は5枚のパネルからなり、パネル1枚につき96slatの両読みシンチレーションカウンタが配置されている。(図 2-8) このシンチレーションカウンタの光電子増倍管からの電気信号により、荷電粒子が測定器を通過したタイミングとシンチレータを通過する際の電離損失との、2種類のデータを測定している。

タイミング測定で得られる値は、光電子増倍管からの電気信号がある閾値を超えたときの時間である。電気信号は通過する粒子の種類、通過位置、運動量、角度、また統計的な揺らぎなどで波高がばらつく。波高がばらつくと、閾値をこえるタイミングがばらつくため、正しいタイミングが測定できなくなる。このような波高の差によってタイミングのばらつきが起こることを Slewing 効果と呼んでいる。本測定においては、この Slewing 効果を以下の式により補正している。

$$T_{corrected} = T_{measured} - \frac{a}{\sqrt{Q}} + b$$

ここで $T_{measured}$ 、 $T_{corrected}$ はそれぞれ、測定されたタイミング、補正後のタイミングであり、 Q は測定された電荷に比例する値、 a 、 b は補正パラメタである。この補正を Slat の両側の光電子増倍管からのシグナル T_{up} 、 T_{down} について行い、Start Counter でのビーム通過のタイミング T_{start} との差をとることにより、飛行時間 ToF を、

$$ToF = \frac{1}{2}(T_{up} + T_{down}) - T_{start}$$

のように得る。また、粒子の通過位置は、 x 方向は Slat の位置とし、 y 方向は

$$y = \frac{v}{2}(T_{up} - T_{down}) + y_0$$

から求められる。ここで、 v はシンチレータ中の光の伝播速度であり、 y_0 は Slat の y 方向の位置である。

Slewing 補正によって得られた ToF の時間分解能は $JTOF=85\text{ps}$ であった。また位置分解能は $12.5\text{mm} \times 26.4\text{mm}$ が報告されている。

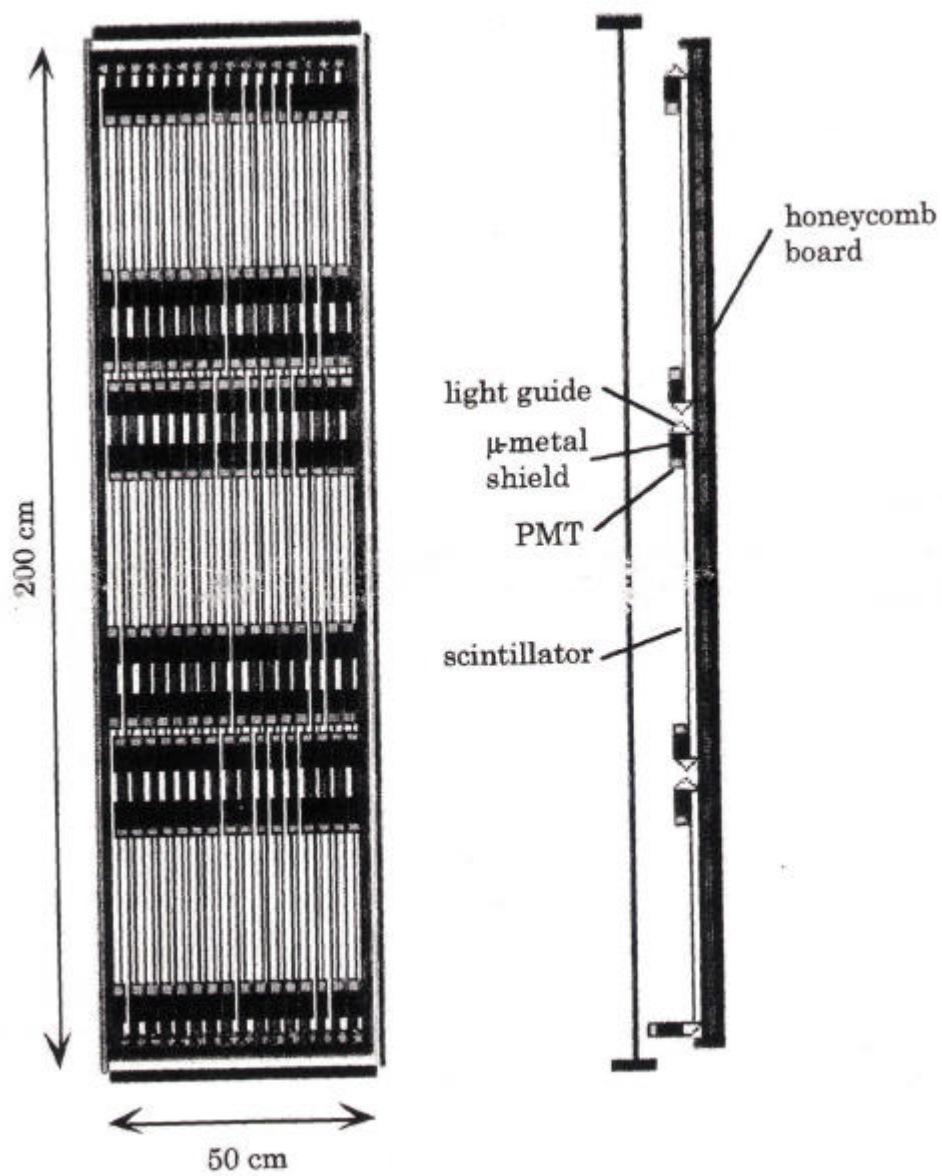


図 2-8 飛行時間測定器 1 パネルの構造

第3章 解析

Second Arm で測定される量は、飛跡検出器や飛行時間検出器における粒子の通過位置と、飛行時間測定器による飛行時間である。これらの測定量を用いて荷電粒子の飛跡を求め、運動量を求め、粒子識別をして、粒子生成量の運動量分布を求める。本章では、この飛跡再構成・運動量測定・粒子識別を主とする解析について述べる。

3.1 event selection

イベントセレクションは以下のように行った。

1. Start counter の TDC の 2 ピーク目に含まれるイベントは除外する。
2. Start counter の TVC が 1 ~ 3860 チャンネルの間にはないイベントは除外する。
3. Start counter の ADC がピークから ± 3 内に入っていないイベントは除外する。
4. pad chamber 上の位置情報の数と他の検出器や MIRAC との相関を見て、位置情報が少ないイベントは除外する。

3.2 calibrations

検出器に残された粒子の通過位置情報(hit)は、検出器内の相対位置として測定されている。飛跡再構成を行うためには、hit の位置をグローバルな実験エリアの座標系に変換する。このグローバルな座標系は Goliath Magnet の中心を原点とし、ビーム軸下流方向を z 方向にとる右手系の座標とする。各検出器上の数点の座標が測量によって実験エリアの座標系で求められており、その点を基準に hit の座標変換を行う。

しかしながら、この測量は巻尺での測定であり、数十 mm の精度である。後述のように、WA98 実験で用いた飛跡検出器の位置分解能は 0.5mm ~ 数 mm であるため、測量の精度による誤差が大きく効いてしまう。

そこで、飛跡検出器における粒子通過位置(hit)を fit する直線の χ^2 が全体的に小さくなるように、検出器の座標を微調整し、座標変換の際に用いた測定データのずれをできるだけ小さくした。

3.3 飛跡再構成(Track reconstruction)

4.1.2 でセレクトされたイベントに対し、飛跡再構成を行った。飛跡検出器は磁場の影響がない位置に設置されているので、理想的には飛跡は直線になるが、実際には検出器本体や空気・ガス等における多重散乱のために直線からずれてしまう。そこで飛跡検出器の通過位置(hit)を直線 fit し、それを再構成された飛跡とする。

Second Arm の飛跡検出器は、2 面の Pad Chamber と 2 面の Streamer Tube Detector の計 4 面で構成されている。(ここではそれぞれの検出器を PAD#1、PAD#2、STR#1、STR#2 と呼ぶ。) 飛跡として得ることができるのは、全ての検出器の hit を持つ 4 hits track か、または 4 面のうち 3 面に hit がある 3 hits track である。具体的な飛跡再構成のアルゴリズムを以下に示す。

- 1 . PAD#1 と STD#1、PAD#1 と STD#2 のような、隣り合わない検出器上の hit を結ぶ直線をひく。
- 2 . 1.で用いた 2 つの検出器の間にある検出器の hit を調べ、1 でひいた直線の近く(直線と hit との距離が、検出器の位置分解能 の 7 倍以内)に hit があるかどうかを調べる。近くに hit があった場合、この hit と 1.で線をひくのに用いた 2 つの hit の組を、飛跡を構成する hit の組の候補とする。さらに、もう 1 つの検出器に直線に近い hit がある場合にはそれを hit の組に加え、4hits track の候補とする。
- 3 . 2 において得られた hit の組全てについて、直線 fit し、fit の χ^2 を求める。
- 4 . 1~3 のようにして、3 つまたは 4 つの hit で構成される、考えうる全ての飛跡の候補を得る。
- 5 . 飛跡の候補のうち、まず 4 つの hit を用いた直線を χ^2 の小さいものから飛跡と認定する。次に、3 つの hit を用いた直線を χ^2 の小さいものから飛跡と認定する。飛跡を認定する際、その飛跡を構成する hit を用いた飛跡候補が他にある場合には、認定する飛跡以外を候補から除外する。このようにして逐次飛跡を選び出す。

このアルゴリズムを通すことにより、イベント毎に飛跡再構成を行い、飛跡の数とその位置情報を得た。

3.4 track selection

4.1.4 で得られた飛跡に、次のようなカットをかけ、不適切な飛跡を除外した。

1. ターゲットカット
2. ToF association cut

1.のターゲットカットは、明らかにターゲットの方向から来た飛跡ではないと分かる次の、 に該当する飛跡を除外するものである。

飛跡再構成で得られた fit 直線と、ターゲットの位置にある xy 平面との交点の x 座標が $-2000 \sim 0[\text{mm}]$ の間でない飛跡

飛跡再構成で得られた fit 直線と、ターゲットの位置にある xy 平面との交点の y 座標が $\pm 80[\text{mm}]$ の間でない飛跡

また、2 の ToF association cut は、今回の測定において粒子識別を行うために、飛跡検出器の hit を要求するものであり、以下のようなカットをかけた。

飛跡再構成で得られた fit 直線と、飛行時間検出器との交点を求める。この交点と、飛行時間検出器で実際に測定された hit のなかでその交点に最も近い hit との距離が次の関係を満たすとき、この hit を associated ToF hit と名づける。

この associated ToF hit がない飛跡は除外する。本研究では $\chi^2(\text{max})$ を 2.0 に設定した。

associated ToF hit の ADC の値が約 $300[\text{ch}]$ 以下の飛跡を除外する。実際にはカットの値をデータベース化してある。

この2つのカットのうち、1.のターゲットカットについては、4.1.4 で述べた飛跡再構成を行った後にカットをかけるのと、飛跡再構成のアルゴリズムの途中(4.1.4 のアルゴリズムの 5.の直前)でカットをかけるのとで、選ばれる飛跡に大きな違いが現れることが確認された。1.のターゲットカットは飛跡再構成のアルゴリズムの途中で、飛跡認定を行う前の飛跡候補に対してかけることとした。

3.5 運動量測定

再構成された荷電粒子の磁場中での飛跡を求め、その曲率と磁場の大きさとの関係から荷電粒子の運動量を求めることができる。

実験においてはターゲットにおける衝突反応で生成した荷電粒子が、Goliath Magnet の磁場中で進行方向を曲げ、Second Arm の飛跡検出器に入射する。解析においては逆に、まず Second Arm における飛跡を 4.1.5 に述べたような方法で求め、その飛跡が磁場と交わる点からターゲットに戻るための粒子飛跡を求め、運動量を測定する。

電荷 $q[e]$ をもつ荷電粒子が運動量 $p [\text{GeV}/c]$ で一様な磁場 $B [T]$ 中を A から B までの飛程 $s [m]$ を移動した場合に受ける力積は、次式で表される。

$$\Delta \mathbf{p} = 0.29979 \bullet q \int_A^B \mathbf{B} \times d\mathbf{s}$$

この力積の x 成分は次式のようにかける。

$$\Delta p_x = 0.29979 \bullet q \int_A^B (B_y dz - B_z dy)$$

Goliath Magnet 中の飛程 $s [m]$ は、図 3-10 に示す BdL sampling method で、地式を用いて求められる。

$$\Delta \theta = \beta - \sin \left(-\frac{R_0}{z_0} \sin(\beta - \alpha) \right)$$

$$\rho = R_0 \frac{\cos(\alpha - \beta + \Delta \theta / 2)}{\sin(\Delta \theta / 2)}$$

ここで、 α は偏向角であり、 ρ は曲率半径である。 $R_0 (=200\text{cm})$ は磁場の半径であり、 $z_0 (=328\text{cm})$ はターゲットと Goliath Magnet の中心との距離である。また角 α 、角 β は図 3-10 に示された角度である。

実際には、Goliath Magnet の磁場は一様ではなく、3次元の磁場分布を持っている。そこで、その磁場の分布がいくつかの点において測定され、データベース化されている。そのデータを用いて $B_y dz$ を計算し、式 3-10 により x 方向の運動量変化を求める。このとき粒子の電荷量を 1 としている。その結果、運動量を次式のように求めることができる。

$$p = \frac{\Delta p_x}{\Delta \theta \bullet \cos(\beta - \theta)}$$

この方法で運動量測定を行った。

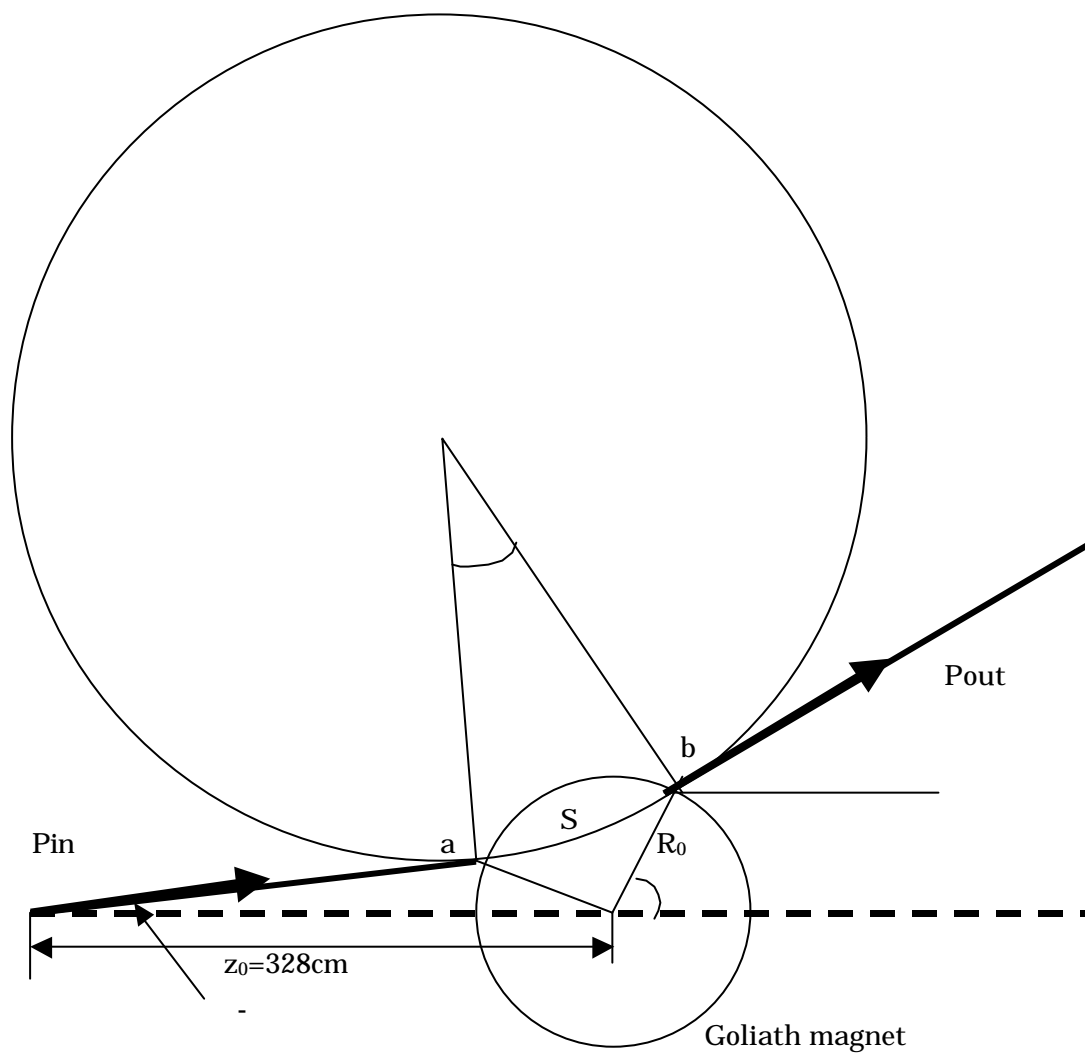


図 3-1 BdL-sampling method

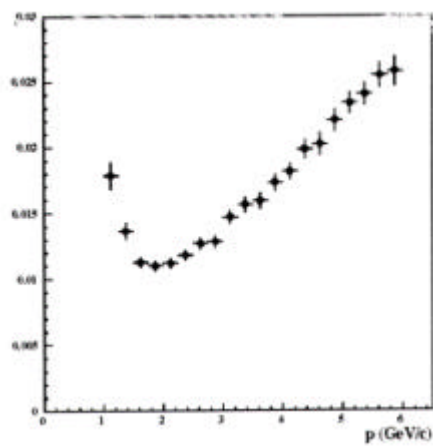


図 3-2 GEANT を用いて算出した運動量分解能

3.6 粒子識別(Particle identification)

粒子識別は飛行時間 ToF[s]を用いて粒子質量 $m[\text{GeV}/c^2]$ を求めることによつて行ふ。粒子質量の 2 乗 m^2 は、再構成した運動量 $p[\text{GeV}/c]$ と、運動量再構成の過程で求められる飛程 $L[\text{m}]$ 、及び飛行時間 ToF[s]を用いて次のように書ける。

$$m^2 = p^2 \left\{ \left(\frac{\text{ToF}}{L} \right)^2 - 1 \right\}$$

質量分解能 $\sigma^2_{m^2}$ は、運動量分解能 σ^2_p 及び飛行時間分解能 σ^2_{ToF} の関数であり、次のように表される。

$$\sigma^2_{m^2} = 4m^2 \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 + 4 \frac{p^4}{\beta^2} \left(\frac{\sigma_{\text{ToF}}}{L} \right)^2$$

飛行時間分解能は、本実験では 85[ps]が得られている。また、運動量分解能については、運動量に依存し、図が得られている。そこで、運動量 $p[\text{GeV}/c]$ を縦軸に、求められた質量の 2 乗 $m^2[\text{GeV}^2/c^4]$ を横軸にプロットすると、図が得られる。 $m^2 = 0.02[\text{GeV}^2/c^4]$ 付近、 $0.25[\text{GeV}^2/c^4]$ 付近、及び $0.85[\text{GeV}^2/c^4]$ 付近のプロット密度が濃く、それぞれ 中間子、K 中間子、陽子に対応している。運動量が高いところで分布が広がっているのは、図 の運動量が高いときに運動量分解能が悪くなる事実をあらわしている。

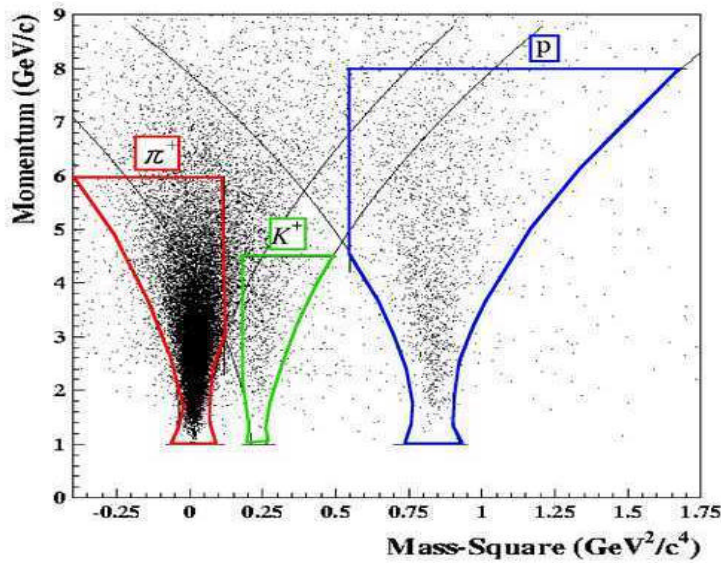


図 3-3 粒子識別のためのカット

3.7 検出された生の粒子生成量の分布（補正前）

以上の過程を経て、検出された粒子生成量の運動量分布が求められた。図に中間子、 K 中間子、陽子の生の粒子生成量分布を示す。

しかしながらこの粒子数には、測定器のアクセプタンス、粒子の崩壊など、測定に依存する効果が含まれており、本来の生成粒子数を表していない。本来の粒子数を調べるためには、それらの効果を補正する必要がある。

そこで次章では、測定に依存する効果について述べる。さらに第 5 章で本研究において本来の粒子数を求めるために行った補正について述べる。

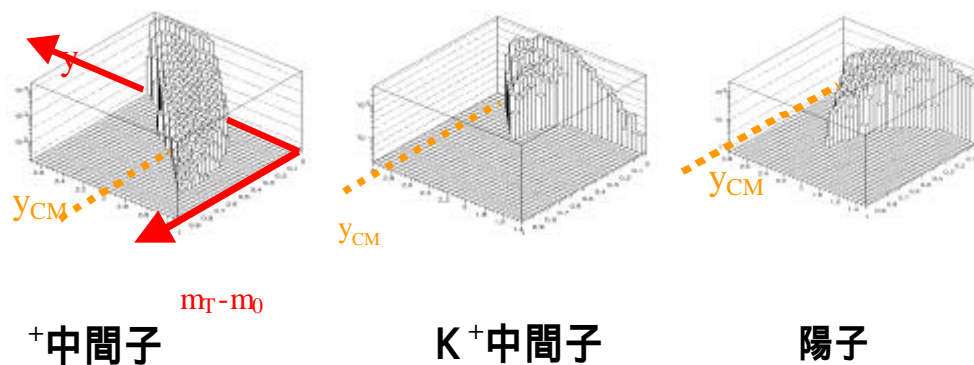


図 3-4 検出された生の粒子数分布(中心衝突)

第 5 章 補正

5.1 Single track correction

Background track 構成の効果を除く 5.2.1 から 5.2.6 において述べた効果について、次のように補正を行った。

生成粒子数の $y - m_T$ 分布を図 6-1 の様に 30×30 のメッシュに区切り、メッシュの各ビンについて補正係数 C_{corr} を求め、次式によって補正を行った。

$$\frac{dN_{corr}}{dm_T dy} = c_{corr} \times \frac{dN_{exp}}{dm_T dy}$$

ここで、 $\frac{dN_{exp}}{dm_T dy}$ は上記の $y - m_T$ 分布における、 (y, m_T) での 1 ビンあたりの粒子

数である。また、 $\frac{dN_{corr}}{dm_T dy}$ は補正後の (y, m_T) のビンにおける粒子数である。

補正係数 C_{corr} はモンテカルロシミュレーションを用いて次のように算出した。

$$c_{corr} = \frac{\frac{dN_{reconstructed}}{dm_T dy}}{\frac{dN_{generated}}{dm_T dy}}$$

ここで、 $\frac{dN_{sim_gen}}{dm_T dy}$ は、乱数を用いて発生させた粒子の $y - m_T$ 分布を、実験データ

の場合と同様に 30×30 のメッシュに区切ったときの、 (y, m_T) における 1 ビン中

の粒子数である。また、 $\frac{dN_{sim_rec}}{dm_T dy}$ は、GEANT を用いて検出器からの出力をシミュレーションし、その出力のデータを解析して再構成した粒子数の $y - m_T$ 分布を、 30×30 のメッシュに区切ったときの、 (y, m_T) での 1 ビン中の粒子数である。

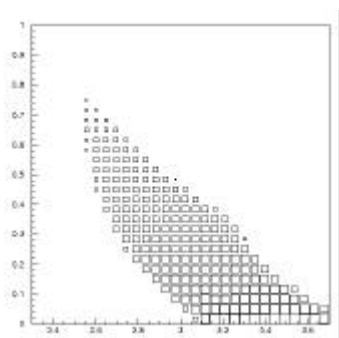


図 5-1 中間子の y - m_T 分布

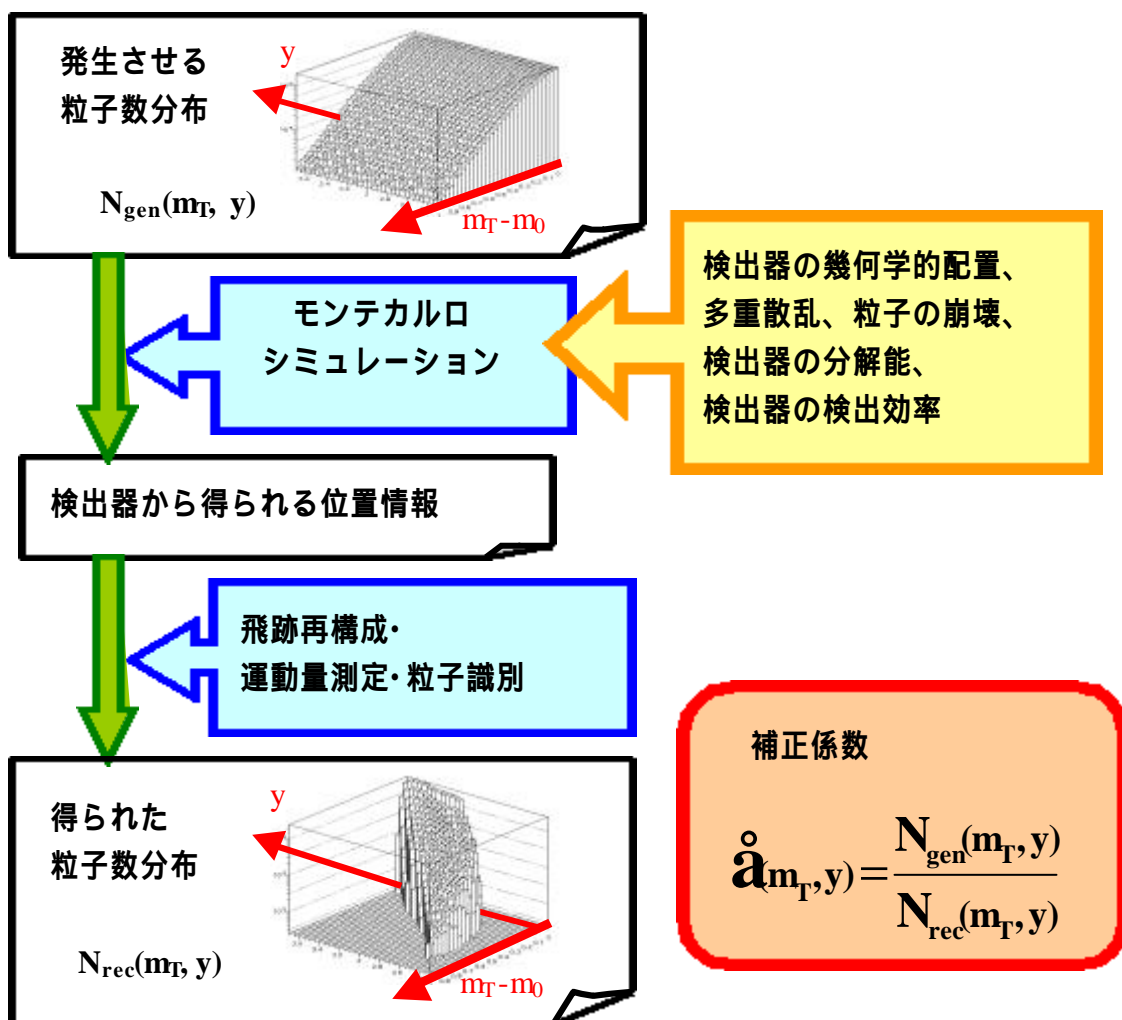


図 5-2 検出効率の算出

第 6 章 結果

6.1 粒子生成量の横質量分布

第 5 章における補正の結果、生成粒子数を見積もることができ、粒子生成量の横質量分布が得られた。

図 6-1 に 中間子の中心衝突(MIRAC による E_T 測定値 400GeV ~ 500GeV)における横運動量分布を示す。4hits track のみを使って解析した場合、4hits track と 3hits track の両方を用いて解析した場合、3hits track のみを使って解析した場合の 3 種類の解析結果をのせている。3hits track と 4hits track との両方を用いた場合からみて、 $\pm 10\%$ 以内に他の解析結果が合った。そこで、これを系統誤差とした。

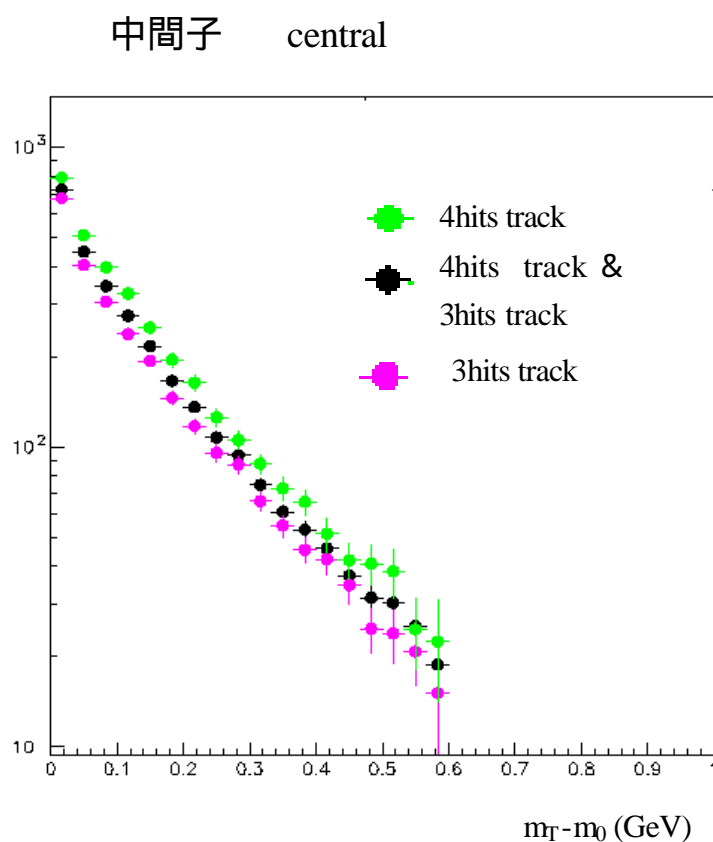


図 6-1 得られた横質量分布

+中間子、K+中間子、陽子の中心衝突における横質量分布を図 6-2 に示す。この図には、4hits track と 3hits track の両方を使って解析した結果をのせた。

図より、分布が指数関数的に減少している様子がわかる。 中間子においては m_T の低い部分で分布が上昇しているが、これは共鳴粒子 の崩壊によって放出された 中間子が含まれるからであると考えられている。

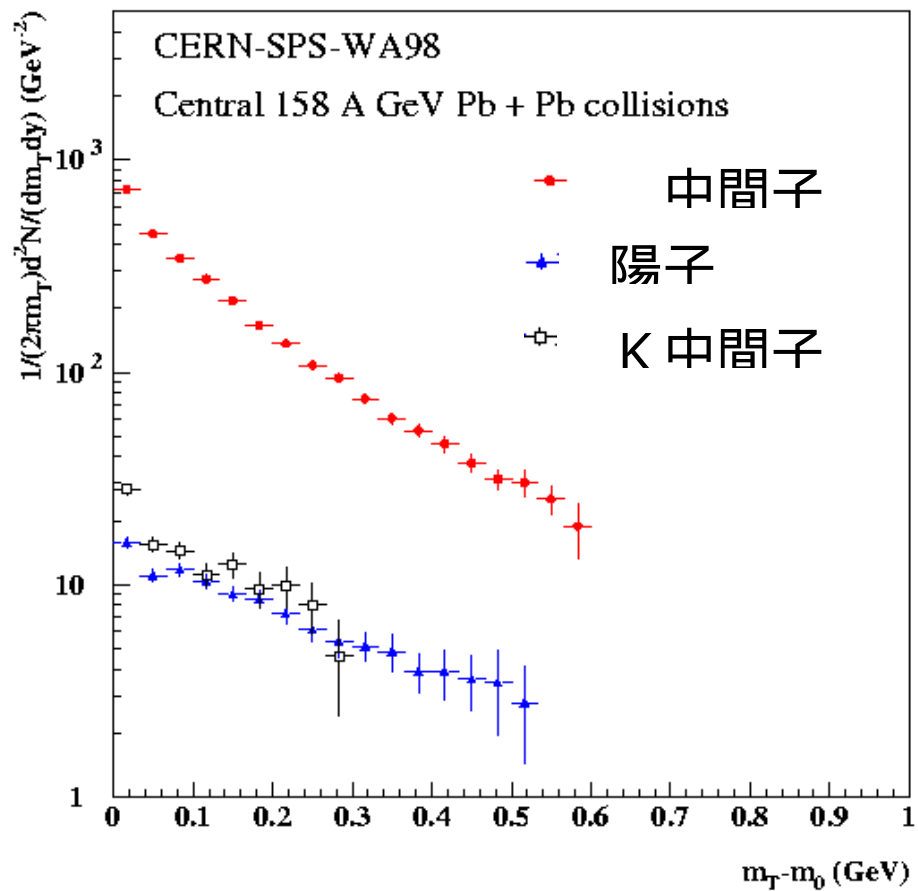


図 6-2 中間子、K 中間子、陽子の横質量分布

6.2 Parameterization

図 6-2 に示した粒子生成量の横質量分布を積分すると、単位ラピディティーあたりの粒子生成量 dN/dy が求められる。本解析では dN/dy を、次のような考えに基づき fit 関数のパラメタとして求めた。

粒子生成量の横質量分布が指数関数形であるとする、次式のようにかける。

$$\frac{d^2 N}{2\pi m_T dm_T dy} = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{m_T - m_0}{T}\right)$$

この式の両辺に、 $2\pi m_T$ をかけ、 m_T で積分することにより、

$$\frac{dN}{dy} = \int_{m_0}^{\infty} \frac{d^2 N}{2\pi m_T dm_T dy} \cdot 2\pi m_T dm_T = 2\pi N_0 T_0 (T_0 + m_0)$$

と dN/dy が求まる。この 2 式から N_0 を消去すると、

$$\frac{d^2 N}{2\pi m_T dm_T dy} = \frac{1}{2\pi T_0 (T_0 + m_0)} \cdot \frac{dN}{dy} \cdot \exp\left(-\frac{m_T - m_0}{T_0}\right)$$

が得られる。この式を用い、 T_0 、 dN/dy をパラメタとして不変断面積の横質量分布を fit することにより、単位ラピディティーあたりの dN/dy を求めた。

6.3 単位ラピディティーあたりの粒子生成量 dN/dy

6.2 までに行った解析の結果、単位ラピディティーあたりの粒子生成量 dN/dy が、中心衝突度毎に求まった。図 6-3 に測定された 中間子、K 中間子、陽子の dN/dy を示す。ここで、中心衝突度は MIRAC で測定されたハドロンの横方向エネルギー E_T をものさしとして選んだ。



図 6-3 単位ラピディティーあたりの粒子生成量 dN/dy の中心衝突度依存
(ここで中心衝突度は MIRAC で測定した値を用いた。)

第7章 考察

7.1 モデル計算との比較

7.1.1 核子・核子衝突の重ね合わせ

7.1.1.1 高エネルギー原子核衝突の基本的性質から考えられる描像

高エネルギー原子核・原子核衝突には、1.2 で述べたように、衝突する核子のド・ブROI波長が核子の大きさより小さいという特徴がある。つまり、入射する原子核の核子は相手の核子をみるため、高エネルギー原子核・原子核衝突は核子・核子散乱の集合であると考えられる。また、衝突時間が核の固有時間に比べて短いという特徴があり、このため衝突で核内核子の運動は無視できる。また核力の性質として、核内核子の相互作用の起こる距離は原子核の大きさに比べて小さく、核子・核子が相互作用の起こる距離まで近づくと非弾性衝突が起こる。さらに、粒子の生成時間が $\sim 1\text{fm}/c$ と衝突時間程度であることから、粒子生成前に何度も核子・核子衝突を起こすと考えられる。

このような特徴を考えると、高エネルギー原子核・原子核衝突を「核子・核子衝突の重ね合わせ」として表せることが期待される。

7.1.1.2 模型 1

「核子・核子衝突の重ね合わせ」として、次のような模型を考える。

模型 1：

核子は原子核・原子核衝突の間、エネルギーを失わずに相手の核子と次々に衝突する。衝突回数は、原子核の幾何学的配置による。

衝突のたびに、核子・核子衝突 1 回分の粒子を発生する。

この模型の概念図を、図 7-1 に示す。

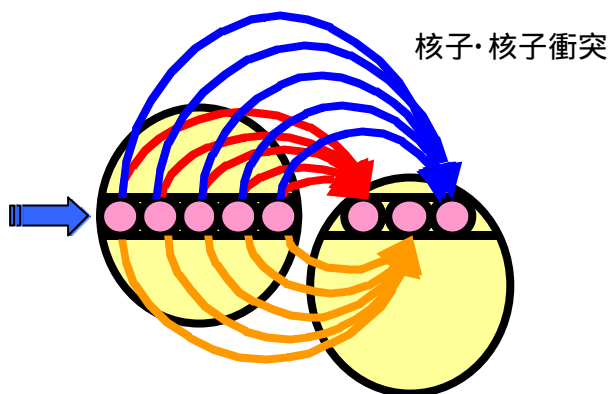


図 7-2 核子・核子衝突の重ね合わせの概念図

この模型に従うならば、核子・核子衝突 1 回あたりの dN/dy は、同じエネルギーの陽子・陽子衝突と同じになる。そこで、中心衝突度毎に核子・核子衝突の回数を計算し、これで dN/dy を割ることによって、一回の核子・核子衝突あたりの dN/dy を求めた。核子・核子衝突の回数は、プログラムの初めに衝突回数を計算するコード fritiof を用いて計算した。図 7-2 に、計算によって求められた、中心衝突度を示す反応関与部核子数と核子・核子衝突の回数との関係を示す。

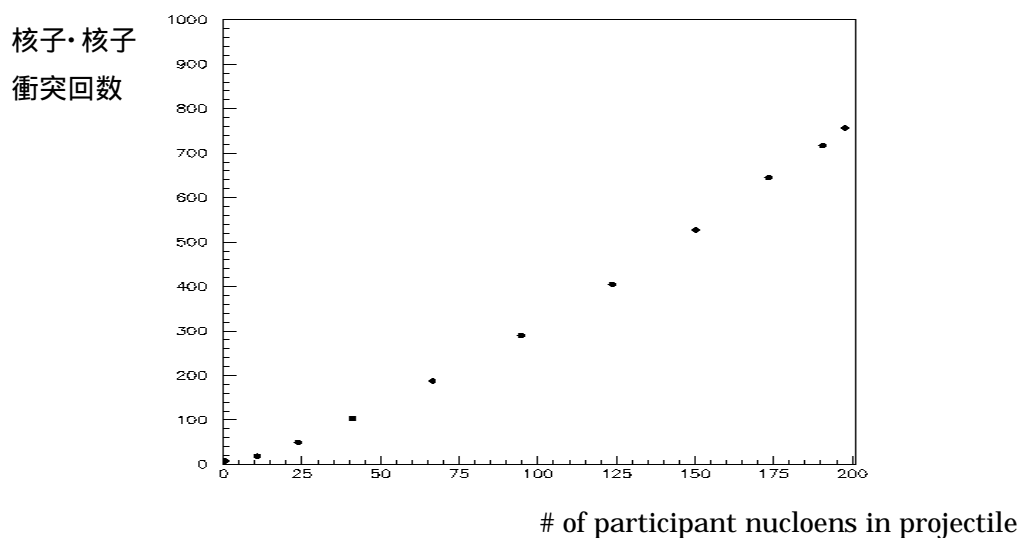


図 7-2 反応関与部核子(projectile の核子)数と、衝突回数との関係

7.1.1.3 模型 1 と実験値との比較

中間子、K 中間子の dN/dy を核子・核子衝突回数で割ったときの値を図 7-3 に示す。また、比較のためにエネルギーの近い $\sqrt{s}=23\text{GeV}$ の陽子・陽子衝突による 中間子と K 中間子の dN/dy をそれぞれ水平な直線として示した。これを見ると、模型 1 では 中間子、K 中間子どちらも Overestimate していることが分かる。また 中間子については、中心衝突ほど模型 1 との差が大きくなっている。

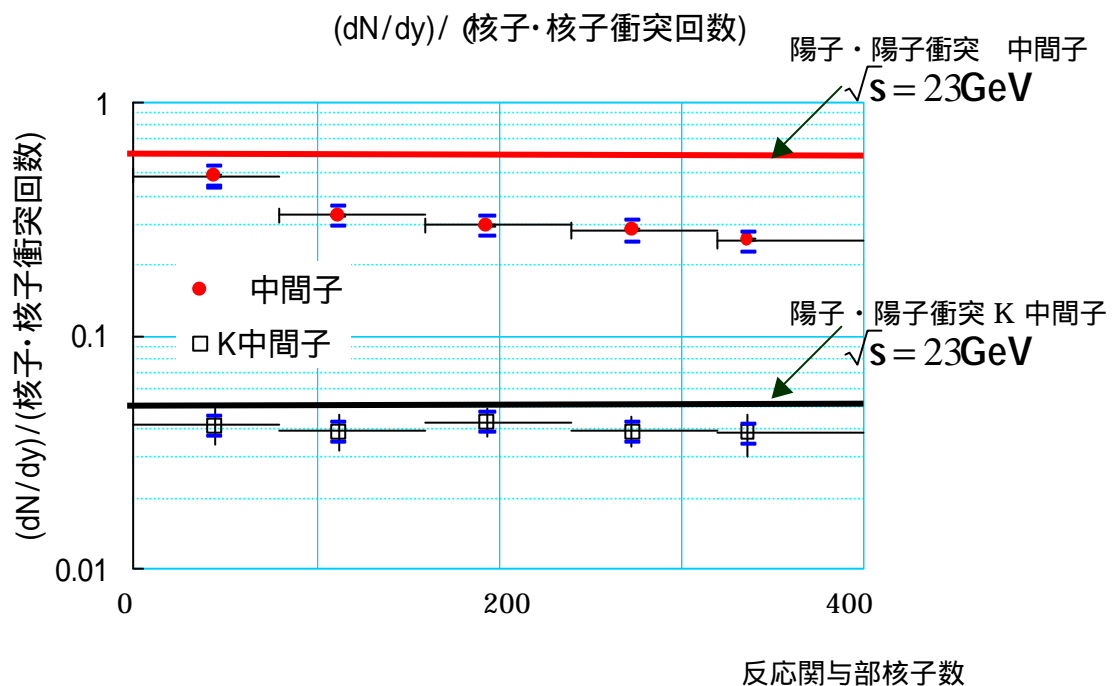


図 7-3 核子・核子 1 回あたりの 中間子と K 中間子の dN/dy

7.1.1.3 模型 2：核子・核子衝突毎にエネルギーを失う

7.1.1.2 で、模型 1 が実験値よりも Overestimate していること、 中間子が 中心衝突になるほど dN/dy の実験値が模型 1 よりも小さいことが分かった。模型 1 が合わない理由として、WA98 実験のエネルギーは粒子生成に使われるエネルギーが無視できるほど高くなく、衝突を繰り返すうちにエネルギーが下が

ってくることを考えられる。陽子・陽子衝突において、粒子生成量は衝突のエネルギーに依存し、過去の測定により図 7-4 が得られている。

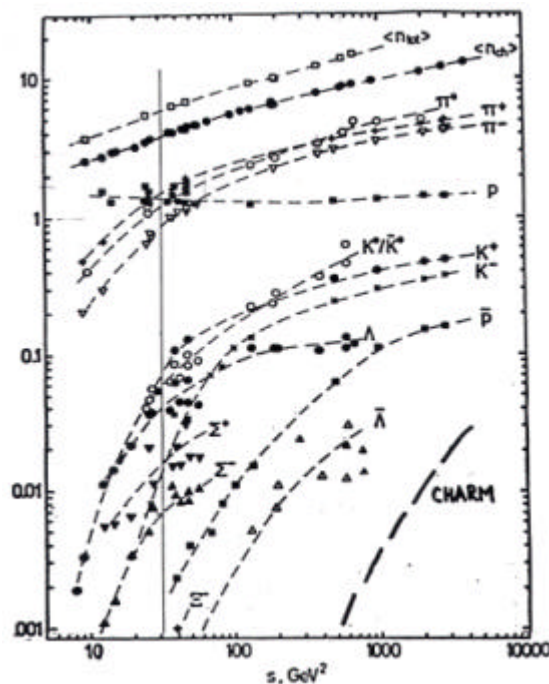


図 7-4 陽子・陽子衝突における生成粒子の多重度

これをみると明らかなように、衝突のエネルギーが小さいほど、粒子生成量は小さい。そこで次に以下のような模型を考えた。

模型 2 :

核子が核子と衝突するとき、次の衝突の前にその核子・核子衝突で粒子が生成する分だけエネルギーを落とす。

この模型に従うとした場合の、核子が n 回目の衝突を起こすときの dN/dy を次のように求めた。

まず n 回目の衝突におけるエネルギー放出と、 dN/dy を次の仮定に基づいて計算した。

仮定 1 : 核子のエネルギーは、生成中間子 (π^0 , π^+ , π^-) によって持ち出される。

仮定 2 : 生成中間子の運動量分布を次のように仮定する。

方向は対称

ラピディティー分布は図 7-5 のように平らな分布

単位ラピディティーあたりの平均横質量 $\langle m_T \rangle \sim 0.3[\text{GeV}/c^2]$

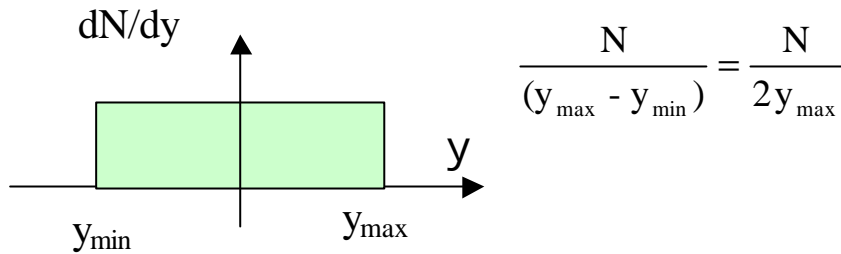


図 7-5 生成 中間子運動量分布の仮定

この仮定のもとで、核子のエネルギー放出量は、次のように計算できる。
ラピディティー y で放出された 中間子のエネルギーは、次式で表される。

$$E = m_T \cosh y$$

これを、全ての 中間子についてたしあわせると、次のようになる。

$$E_{\text{total}} = \int E dN = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} E \frac{dN}{dy} dy = \langle m_T \rangle \frac{N}{2y_{\max}} \sinh y_{\max}$$

模型 2 ではこのエネルギー E_{total} が、次の衝突の前に失われる。

そこでまず、一回目の核子・核子衝突では WA98 実験のエネルギー $s=17$ であるとして、図 7-4 より生成 中間子の数を調べた。これを用いて E_{total} を求め、衝突前のエネルギーからこれを引いた。つぎに 2 回目の核子・核子衝突で生成される 中間子の数を、2 回目の衝突でのエネルギーを用いて図 7-5 を見て調べ、この数から失われるエネルギーを求めた。これを繰り返し、 n 回目の衝突のエネルギーを計算した。計算結果を図 7-6 に示す。

モデル2によるn回目の衝突のエネルギー

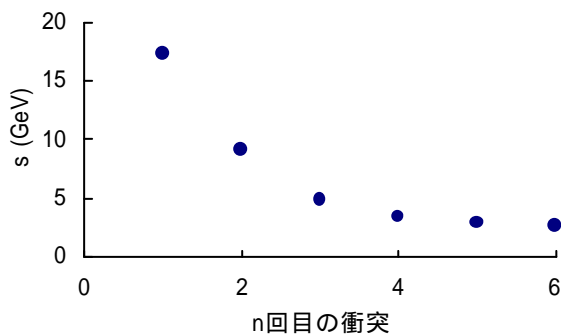


図 7-6 計算によって求められた n 回目の衝突のエネルギー

つぎに、コード fritiof を用いて、中心衝突度毎に核子が何回衝突するかを分布として求めた。図にこの分布を示す。この図では、衝突を起こした核子のみについて表している。これを見ると、周辺衝突では衝突は 1 回程度であるが、中心衝突では一つの核子が平均 5 回程度衝突している。

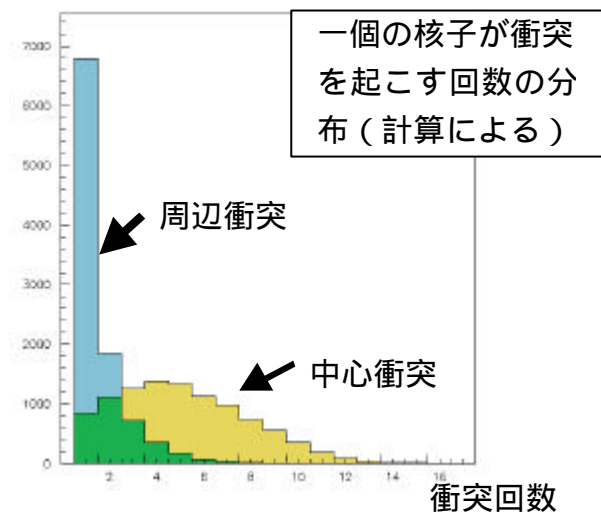


図 7-7 一つの核子が衝突を起こす回数の分布

この衝突回数分布と、図 7-4 から、n 回目の核子・核子衝突で放出される 中間子、K 中間子の dN/dy を求め、図 7-7 の衝突回数分布を用いて積分することにより、 dN/dy を求めた。

7.1.1.4 模型 2 と実験値との比較

中間子、K 中間子それぞれについて、 dN/dy の反応関与部核子数依存を調べた。すると図 7-8 のようになった。ここで円形のプロットは実験値を、三角形のプロットはモデル 2 の計算結果を示す。比較のために、モデル 1 による dN/dy を四角形でプロットした。

これを見ると、確かにモデル 2 はモデル 1 よりも dN/dy は小さくなっている。しかしながら、中間子を見ると、まだ Overestimate している。ところが逆に、K 中間子では Underestimate している。どちらも、中心衝突ほどモデルとの差が

大きくなっている。

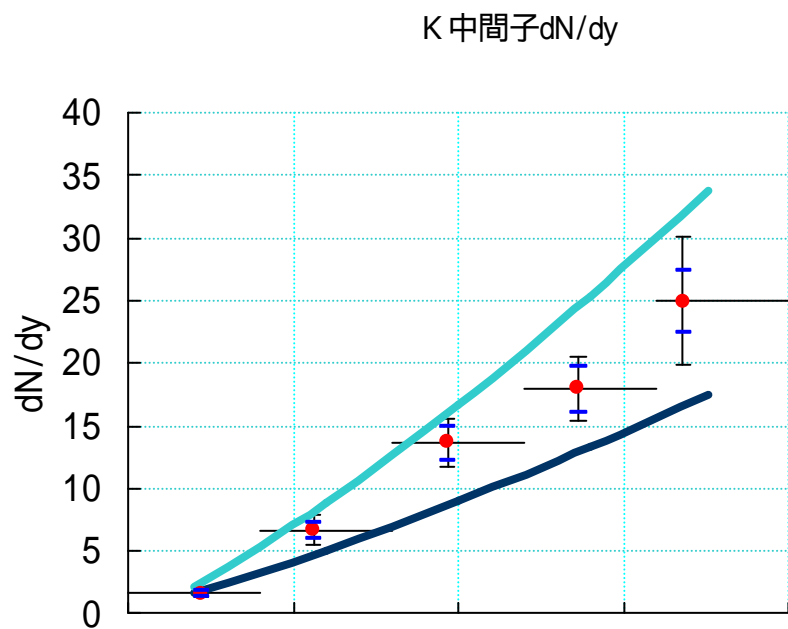
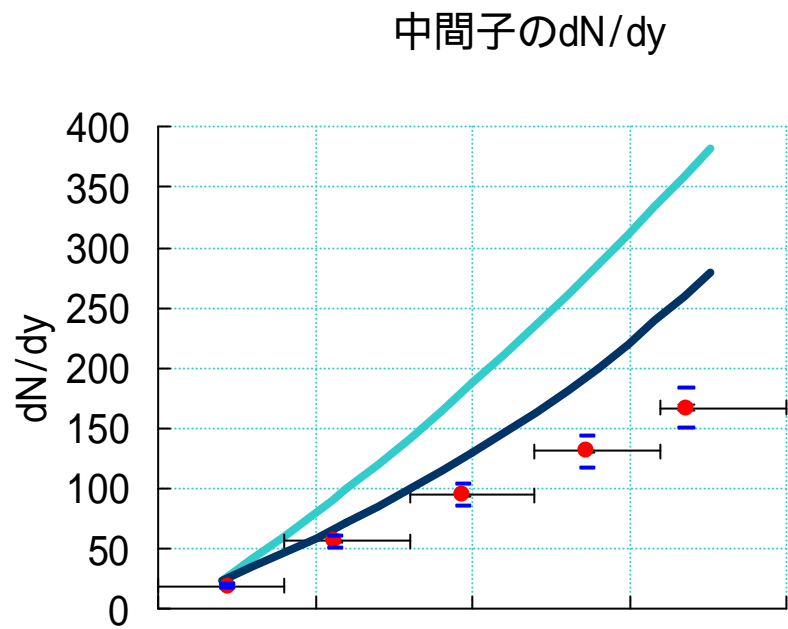


図 7-8 中間子と K 中間子の dN/dy とモデル 2 との比較

7.1.2 Wounded nucleon model

核子・核子衝突と、原子核・原子核衝突とでは何らかの違いがあることが考えられる。そこで次に、核子・原子核衝突の実験値を良く説明する、Wounded nucleon model を考える。

7.1.2.1 Wounded nucleon model

Wounded nucleon model は、Busza らによって示されたモデルである。このモデルの基本的概念は、「核子・原子核衝突における生成粒子数は、何個の Wounded nucleon を作ったかによって決定される。」というものである。

7.1.2.2 模型 3

Wounded nucleon model を原子核・原子核衝突に拡張すると、次のような模型が考えられる。

モデル 3 :

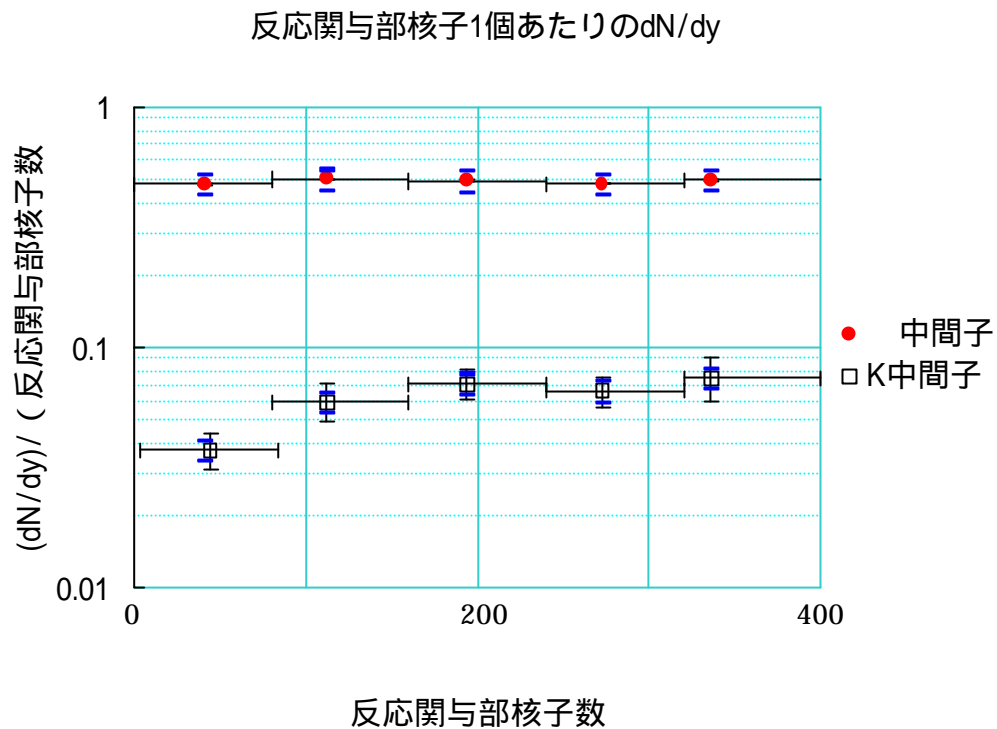
生成粒子数は、反応関与部の核子数で決まる． $\langle n \rangle \propto N_{participant}$

この考えに依れば、反応関与部核子 1 個あたりの dN/dy を求めると、一定になるはずである。

7.1.2.3 模型 3 と実験値の比較

図 7-9 に、反応関与部核子 1 個あたりの dN/dy の実験値を示す。

これを見ると、中間子は一定であり、模型 3 によくあっている。しかし K 中間子は中心衝突度が高くなるに連れて、反応関与部核子 1 個あたりの dN/dy は上昇している。



7.2 議論

模型 1、模型 2、模型 3 との比較を行ったことにより、中間子と K 中間子との性質の違いが見られた。

模型 1 ではエネルギーが原子核衝突の間失われないとしたために Over Estimate したと思われたので、模型 2 ではそれとは対照的に、衝突の瞬間にエネルギーを失うということを考えた。この模型 2 では K 中間子が Under estimate であったのに対し、中間子はまだ Over estimate だった。

このことから、K 中間子の生成する様相は、中間子よりも核子・核子衝突の重ねあわせに近いと考えられる。中間子については、生成粒子の 2 次散乱などの効果が現われてくると思われる。

このことを詳しく調べるためには、原子核内の様々な効果が入れてある模型と比較する必要がある。今後カスケード模型と比較するつもりである。

第8章 まとめ

核子あたり 158GeV/c の鉛・鉛原子核衝突における 中間子、K 中間子、陽子の不変微分断面積の横質量分布を求め、その分布からそれぞれの dN/dy を求めた。

求められた dN/dy をもとに、高エネルギー原子核・原子核衝突の基本的な描像を考察した。その結果、次のことがわかった。

模型 1 : 核子・核子衝突の重ねあわせ

実験値より Over estimate する。 中間子は中心衝突になるに連れて核子・核子衝突 1 回当たりの dN/dy が減少する。

模型 2 : 核子・核子衝突を基本とし、衝突毎にエネルギーを失っていく反応

中間子では Over estimate し、K 中間子は Under estimate する。

模型 3 : Wounded nucleon model

中間子は、モデルの予想と良く合うが、K 中間子は中心衝突で合わない。

今後は、原子核内部における様々な反応を考慮したカスケード計算と比較する予定である。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの人たちに助けていただきました。この場を借りて感謝の言葉を述べさせていただきます。

三明康郎教授には、高エネルギー原子核・原子核衝突の物理をご教授いただくとともに、研究を行う上で多大なるご指導・ご助言を頂きました。研究の方針についてもお忙しい時間を割いて議論してくださり、正しく導いていただきました。

佐藤進氏には、本研究を進める上で様々な議論をしていただくとともに、研究の進め方や心構えにおいて、多大なるご指導・ご助言を頂きました。

江角慎一氏には、本研究を進める上で様々な議論をしていただき、多くのご助言を頂きました。

理化学研究所の西村俊二氏には、一粒子測定の解析法について、多くのご指導を頂きました。

清道明男氏には、研究を進めるときの心構えについてご助言を頂きました。

鈴木美和子氏には、多くのご助言を頂きました。また BNL 滞在中には、仕事をする上でも、日常生活においても、大変お世話になりました。

箱崎大祐君には、本研究に関して多くの議論をしていただくとともに、日々の活動で大いに助けていただきました。

また、加藤純雄氏、坪雄大君、小野雅也君、鶴岡裕士君、黒木善昭君、坂井真吾君、進藤美紀さん、団村洵子さん、益井宙君には、研究室内外の活動において助けていただきました。

本研究を行う上でご支援いただいた皆様に、もう一度多大なる感謝の意を表します。

参考文献

WA98 Collaboration

K. Enosawa, Doctor thesis, Institute of Physics Univ.of Tsukuba

H. Hayashi, Master thesis, Institute of Science and Technology Univ.of Tsukuba

M. Kurata, Doctor thesis, Institute of Physics Univ.of Tsukuba

L.Carlen et al, A large-acceptance spectrometer for tracking in a high-multiplicity environment, based on space point measurements and high-resolution time-of flight, Nuclear Instruments & Methods A431(1999)

Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics

B. Alper et al, Production spectra of π^+ , K^+ , p^+ at large angles in proton-proton collisions in the CERN intersecting storage rings, Nuclear Physics B100(1975)

W. Busza et al, Charged-Particle Multiplicity in π^- -Nucleus Interactions at 100 and 175 GeV/c, Physical Review Letters 34 836-839(1975)