

核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV
と 62GeV における銅 + 銅 原子核衝突による
生成エネルギー密度

M052652 山浦 和久

広島大学大学院理学研究科物理科学科専攻

クォーク物理学研究室

主査 杉立 徹 教授

副査 大川 正典 教授

平成 19 年 2 月 28 日

概要

量子色力学によると、通常クォークとグルーオンは核子内に閉じ込められているが、超高温・高密度状態では閉じ込めが破れクォークとグルーオンが核子の大きさを超えて自由に動き回る、クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) 状態が生じると考えられている。格子 QCD 数値計算の結果より、QGP 状態への相転移は、エネルギー密度が約 $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 、温度が約 170 MeV 以上で起こると考えられている。高温・高密度状態を作り出す為に、原子核重イオンを高エネルギーで加速して衝突させる。米国のブルックヘブン国立研究所 (BNL) の RHIC 加速器は、QGP の探索及び性質を調べる為の実験装置である。測定されたエネルギー密度が、 $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ に達しているかを調べることで、相転移を起こしているかどうか推定できる。超高エネルギー原子核衝突での反応初期エネルギー密度は、Bjorken が考えた推定式で次のように表される。
$$\varepsilon = \frac{1}{\pi R_A^2 \tau_0} \frac{dE_T}{dy}$$
 R_A は衝突原子核の半径、 τ_0 は粒子生成に要する固有時間で、 $0.3 \sim 1.0 \text{ fm}/c$ 程度と推定される。ここでラピディティ y は粒子のエネルギー E とビーム軸方向の運動量 P_z を用いて $y = \frac{1}{2} \log (E + P_z)/(E - P_z)$ と定義される運動変数で、ビーム軸方向のローレンツ不変な目盛を提供する。この解析にはラピディティの代わりに、粒子の質量が無視できるほど軽いとみなした近似式として、擬ラピディティ: η を用いた。 $dE_T/d\eta$ は、 $|\eta| < 0.5$ に発生する粒子の横方向エネルギーの総和である。エネルギー密度は反応に関与する核子数の単調増加関数になると期待される。RHIC で測定された金原子核中心衝突 (重心系衝突エネルギー 200 GeV) の $dE_T/d\eta$ 分布からエネルギー密度を推定するとおよそ $3 \sim 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ となり、QGP 生成に十分なエネルギー密度に達している。熱化した系では、エネルギー密度は温度の 4 乗に比例することから間接的に温度が測定できる。従って QCD 相図の温度を実験で指定することができ、非常に重要な解析と言える。

本研究では、既に RHIC で行われた金原子核衝突データ ($200 \text{ GeV}, 62 \text{ GeV}$) に加え、銅原子核衝突データ ($200 \text{ GeV}, 62 \text{ GeV}$) を解析した。測定には鉛シンチレータ積層型カロリメータを使い、粒子が作るクラスターエネルギーから、衝突イベント毎の全横方向エネルギーを足し合わせた。その際、衝突係数 (反応に関与する核子数) に分けて $dE_T/d\eta$ を求めた。重心系衝突エネルギーと反応に関与する核子数に関する $dE_T/d\eta$ のスケーリングを調査した。

目次

第1章	序論	8
1.1	クォーク・グルーオンプラズマ	9
1.2	相対論的重イオン衝突反応	10
1.2.1	粒子生成機構	11
1.3	相対論的重イオン反応の時空発展の猫像	12
1.4	Bjorken のエネルギー密度	13
1.4.1	ラピディティ	13
1.4.2	Bjorken によるエネルギー密度 ε の見積もり	13
第2章	研究の目的	16
第3章	実験装置	17
3.1	相対論的重イオン加速器	17
3.2	PHENIX 実験	18
3.3	ビーム・ビームカウンター	18
3.4	ゼロ度・カロリメーター	19
3.5	電磁カロリメーター	20
3.6	タイムオブフライト	20
3.7	その他の検出器	21
第4章	解析手法	22
4.1	データ	22
4.2	衝突イベントの選択と条件	23
4.3	衝突中心度の決定	23
4.3.1	中心度の確認とビン幅の決定	26
4.4	横方向エネルギーの測定	27
4.4.1	セクターの選択	27
4.4.2	EMCal クラスタについて	27
4.5	0 粒子の再構成	29
4.6	横方向エネルギー	32
4.7	横方向エネルギーの補正係数の決定	33
4.7.1	EMCal の幾何学的な損失補正	33
4.7.2	EMCal の使えないタワーによる補正	35
4.7.3	シミュレーションにおける EMCal のレスポンス、粒子の流入・流出による補正	46
4.8	補正前の横方向エネルギー分布	48

第 5 章	結果	52
5.1	横方向エネルギー分布	52
5.2	衝突反応関与核子数と横方向エネルギーのプロット その1	55
5.3	衝突反応関与核子数と横方向エネルギーのプロット その2	57
5.4	エネルギー密度の見積もり結果	61
第 6 章	結論と考察	68

目次

1.1	格子 QCD シミュレーション結果によるエネルギー密度と温度の関係	9
1.2	Big Ban 後の宇宙	10
1.3	重イオン原子核衝突における図	11
1.4	相対論的重イオン反応の時空発展図	12
1.5	衝突における時空発展猫像	15
3.1	米国ブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器	17
3.2	ブルックヘブンの各種加速器装置	17
3.3	PHENIX 実験装置の全景	18
3.4	PHENIX 実験装置をビーム軸方向とビーム軸に垂直な方向から見た図	18
3.5	ビーム・ビームカウンター	19
3.6	ZDC の全景	19
3.7	電磁カロリメーターの片側アームの写真	20
3.8	EMCal の詳細図	21
4.1	左から Au+Au 200GeV、Cu+Cu 200GeV、Cu+Cu 62GeV の衝突点 $\pm 30\text{cm}$ でイベントをカットした時のヒストグラム	23
4.2	左から Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, Cu+Cu 62GeV。ZDC への入射粒子エネルギー (縦軸) と BBC の出力電荷量 (横軸) の相関分布。各図の、右側へ行くほど中心衝突で、左側に行くほど周辺衝突になる。	24
4.3	左から Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, Cu+Cu 62GeV。BBC の出力電荷量の和と、各中心度別に色分けした分布。右側が中心衝突で左側にいくほど周辺衝突になる	24
4.4	縦軸を BBC 出力電荷量、横軸をビーム軸 ($Z_{\text{vertex}}(\text{cm})$) に取った時の分布図	25
4.5	PHENIX 実験装置をビーム軸方向から見た図	27
4.6	光子が EMCal に入り、クラスターを作る概略図	28
4.7	Au+Au 200GeV の π_0 不変質量ピーク	30
4.8	Cu+Cu 200GeV の π_0 不変質量ピーク	30
4.9	Cu+Cu 62GeV の π_0 不変質量ピーク	31
4.10	多重荷電粒子の擬ラピディティ分布。	32
4.11	EMCal の擬ラピディティ方向と Φ 方向の収容範囲	34
4.12	Au+Au 200GeV の各セクターの補正前ヒットマップ。縦軸が座標軸 y 、横軸が座標 z で、縦 36 本 \times 横 72 本の計 2592 本のタワーがある。	36

4.13	Au+Au 200GeV の各セクターのヒット分布。横軸がヒット回数、縦軸がタワー数で、ガウス関数でフィットしてある。	37
4.14	Cu+Cu 200GeV の各セクターの補正前ヒットマップ。縦軸が座標軸 y 、横軸が座標 z で、縦 36 本 × 横 72 本の計 2592 本のタワー数がある。	38
4.15	Cu+Cu 200GeV の各セクターのヒット分布。横軸がヒット回数、縦軸がタワー数で、ガウス関数でフィットしてある。	39
4.16	Cu+Cu 62GeV の各セクターの補正前ヒットマップ。縦軸が座標軸 y 、横軸が座標 z で、縦 36 本 × 横 72 本の計 2592 本のタワーがある。	40
4.17	Cu+Cu 62GeV の各セクターのヒット分布。横軸がヒット回数、縦軸がタワー数で、ガウス関数でフィットしてある。	41
4.18	Au+Au 200GeV の使えないタワーを取り除いた、補正後の各セクターのヒットマップ	43
4.19	Cu+Cu 200GeV の使えないタワーを取り除いた、補正後の各セクターのヒットマップ	44
4.20	Cu+Cu 62GeV の使えないタワーを取り除いた、補正後の各セクターのヒットマップ	45
4.21	$ Z_{vertex} \leq 30cm$, Au+Au200GeV	48
4.22	$ Z_{vertex} \leq 30cm$, Cu+Cu200GeV	49
4.23	$ Z_{vertex} \leq 30cm$, Cu+Cu62GeV	49
4.24	$ Z_{vertex} \leq 20cm$, Au+Au200GeV	50
4.25	$ Z_{vertex} \leq 20cm$, Cu+Cu200GeV	50
4.26	$ Z_{vertex} \leq 20cm$, Cu+Cu62GeV	51
5.1	$ Z_{vertex} \leq 20cm$ 、上から Au+Au200GeV,Cu+Cu200GeV,Cu+Cu62GeV の横方向エネルギー分布。横軸がエネルギーで縦軸がイベント数。それぞれ右から中心度が 赤:0 ~ 5 % , 緑:5 ~ 10 % , 青:10 ~ 15 % , 黄色:15 ~ 20 %	53
5.2	$ Z_{vertex} \leq 30cm$ 、上から Au+Au200GeV,Cu+Cu200GeV,Cu+Cu62GeV の横方向エネルギー分布。横軸がエネルギーで縦軸がイベント数。それぞれ右から中心度が 赤:0 ~ 5 % , 緑:5 ~ 10 % , 青:10 ~ 15 % , 黄色:15 ~ 20 %	54
5.3	Au+Au 200GeV、横軸:反応関与核子数 縦軸:横方向エネルギー。赤:自分のプロット 青:メキシコ大学院生のプロット 黒:公表論文のプロット。水平方向のエラーバー:反応関与核子数 (N_p) の全システムエラー、垂直方向のエラーバー:横方向エネルギーの全システムエラー、垂直方向のエラーバーには統計エラーも含まれている。	55
5.4	Au+Au 200GeV、横軸:反応関与核子数 縦軸:反応関与核子数当たりの横方向エネルギー。赤:自分のプロット 青:メキシコ大学院生のプロット 黒:公表論文のプロット。水平方向のエラーバー:反応関与核子数 (N_p) の全システムエラー、垂直方向のエラーバー:横方向エネルギーの全システムエラー。published data の曲線エラー:衝突中心度に依存した全システムエラー線	56

5.5	Au+Au 200GeV, 自分の横方向エネルギーの結果を published data の結果で割ったもの。横軸:反応関与核子数、縦軸:(自分の横方向エネルギーの結果 ÷ published data の結果)。水平方向のエラーバー:衝突反応関与核子数 (N_p) の全系統エラー、垂直方向のエラーバー:横方向エネルギーの全系統エラー	56
5.6	横軸:反応関与核子数 縦軸:横方向エネルギー。赤: Au+Au 200GeV 水色: Au+Au 130GeV 紫: Au+Au 19GeV 緑: Cu+Cu 200GeV 青: Cu+Cu 62GeV。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー	57
5.7	横軸:反応関与核子数 縦軸:反応関与核子数当たりの横方向エネルギー。赤: Au+Au 200GeV 水色: Au+Au 130GeV 紫: Au+Au 19GeV 緑: Cu+Cu 200GeV 青: Cu+Cu 62GeV。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー	58
5.8	横軸:反応関与核子数 縦軸:横方向エネルギー。赤: Au+Au 200GeV 緑: Cu+Cu 200GeV。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー	59
5.9	横軸:反応関与核子数 縦軸:反応関与核子数当たりの横方向エネルギー。赤: Au+Au 200GeV 緑: Cu+Cu 200GeV。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー	60
5.10	Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, 62GeV の反応初期エネルギー密度。横軸:反応関与核子数 (N_p) 縦軸:反応初期エネルギー密度。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 反応初期エネルギー密度の全系統エラー	62

表目次

4.1	使用したデータセット	22
5.1	横方向エネルギー	63
5.2	横方向エネルギーその2	63
5.3	Au+Au 200GeV の中心度と反応関与核子数の表	64
5.4	Cu+Cu 200GeV の中心度と反応関与核子数の表	65
5.5	Cu+Cu 62GeV の中心度と反応関与核子数の表	65
5.6	金原子核と銅原子核の反応断面積	66
5.7	銅原子核 (62GeV) の反応断面積	66
5.8	エネルギー密度	67
5.9	銅原子核 (62GeV) のエネルギー密度	67

第1章 序論

1964年に Gell - Mann と Zweig によってハドロンの模型が提案された。ハドロンはバリオンとメソンを総称した呼び名である。通常の原子核を構成している陽子や中性子はバリオンで、100種類近くの種類が存在する。一方、原子核を結びつけているパイ中間子はメソンと呼ばれる。数多くのハドロンが存在することから、ハドロンもまた、より基本的な粒子によって成り立っていると考えられ、クォーク模型が提唱された。クォーク模型でハドロンは、uクォーク、dクォーク、sクォークの3種類のクォークとその反粒子から構成されている。バリオンは3個のクォークからなり、メソンはクォーク・反クォークペアによって成り立っている。クォークは、ハドロンの中に存在するが、陽子や中性子のサイズ程度の領域にあるハドロンの中に閉じ込められていて、単独ではハドロンの外に出てこれないと考えられている。クォーク間にはたらく強い相互作用は、クーロン力や重力とは異なり、2つのクォークが遠く離れても弱くならず、クォーク間にはたらく強い相互作用は近距離になると比較的弱くなる。強い相互作用が近距離になると弱くなる性質を漸近的自由性といい、クォークの閉じ込めと近距離での漸近的自由性を説明できる理論が量子色力学 (QCD) であり、クォーク間の相互作用を非可換ゲージ理論によって記述することにより基本法則を確立した。漸近的自由性は実験により確認されており、QCDの漸近的自由性は1973年に Politzer、Gross、Wilczek によって証明された。

1.1 クォーク・グルーオンプラズマ

強い相互作用を記述する際、ハドロンや多体系を計算するのに QCD の摂動論が用いられた。摂動 QCD は相転移が起こる臨界温度 T_c で閉じ込めから非閉じ込めへの相転移を示唆しているが、低・高温のみで可能な理論であって、完全には相転移を記述出来ない。

そこでクォークの閉じ込め現象を理解する為に、格子 QCD が導入された。格子 QCD は、格子点で空間を表した格子ゲージ理論である。系のバリオン密度がゼロの場合、十分に高い温度・エネルギー密度では、クォークの閉じ込めが破れ、QCD の相転移が起こることを述べている。バリオン密度がゼロではない場合、格子 QCD の計算が困難になる。しかし、十分に高いバリオン密度の場合も現象論的モデルから、QCD 相転移が起こる。その結果によると、真空の温度を高温にすると、核子の運動エネルギーが増大し、核子間衝突が頻繁に起こる。この衝突により中間子が発生して、これらの中間子と核子、中間子と中間子の衝突によって、更に中間子が生じる。こうして温度が上昇し、ある温度 T_c 以上ではハドロンの粒子密度が増大し、核物質の圧縮と同時に最終的に閉じ込め現象が消失する。このような高温状態では、クォークや反クォーク、そしてグルーオンが非常に沢山存在する多体系となり、電子のプラズマ状態に似ていることから、クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) とよばれ、それは相転移を起こした状態になる。格子 QCD の計算結果より、QGP を作り出すには、バリオン密度が 0 の場合、温度が約 170MeV、エネルギー密度が $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 以上必要であるといわれている。

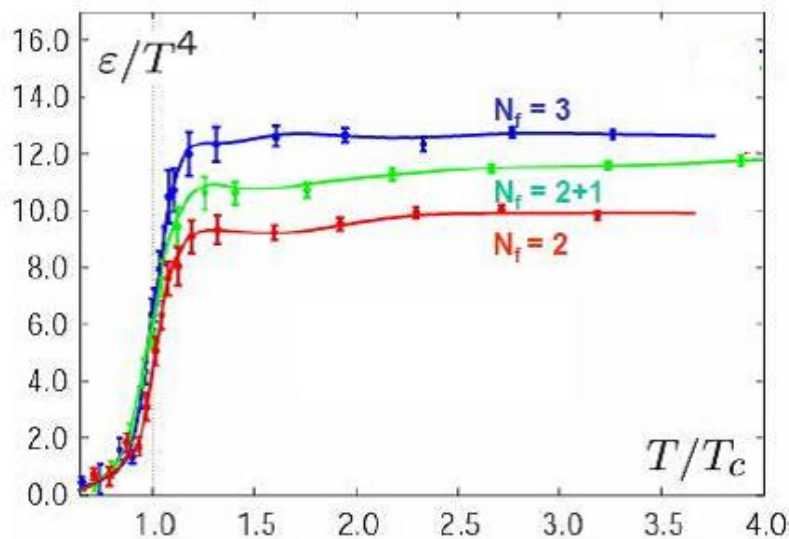


図 1.1: 格子 QCD シミュレーション結果によるエネルギー密度と温度の関係

人工的に QGP 相への相転移を実現することが出来れば、QCD の非摂動領域の検証になり、真空構造の研究や閉じ込め機構の解明に役立つと考えらる。また、BigBang 直後、数 μ 秒までの初期宇宙は、QGP 相の物質状態であったと考えられている。QGP の実現は宇宙初期状態を再現することになり、その時空発展を実験的に検証することにつながる。

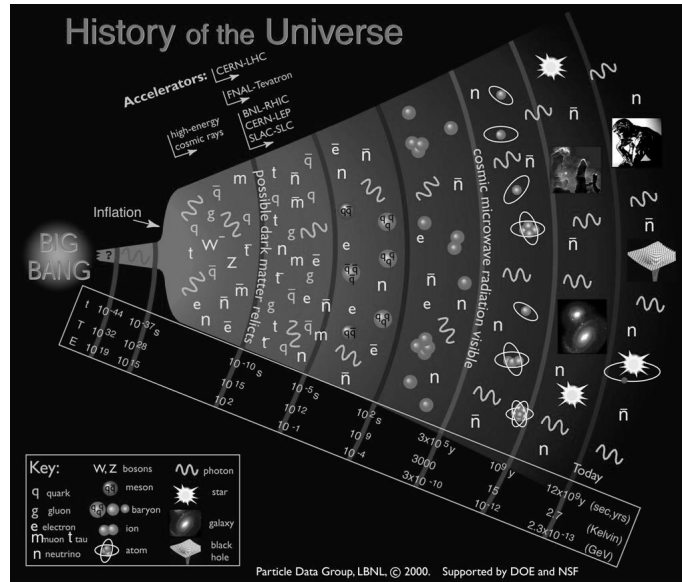


図 1.2: Big Ban 後の宇宙

1.2 相対論的重イオン衝突反応

高温や高密度状態を実験室で作り出す方法として、原子核同士を超高エネルギーで衝突させる方法がある。核子当たりのエネルギーが重心系で 100GeV 以上と、非常に高エネルギーの重イオンを衝突させる実験である。この実験は米国ブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器にて行っている。

RHIC で、重イオン原子核衝突を重心系で観測することを考える。入射してくる二つの原子核は、ともに光速に近い速度を持つのでローレンツ収縮する。収縮により厚みが 0.1fm 程度の薄い円盤状になった原子核同士が衝突する。

衝突原子核内の格子はビーム方向に直進していて、2枚の収縮したディスクが幾何学的に重なった領域だけが反応に参与して、残りの部分は反応傍観部として飛び去る。反応領域の核子を「反応関与核子」(particepant)、関与核子の数を「関与核子数」(Number of particepant)、関与核子間の二体衝突の総数を「核子衝突数」と呼ぶ。衝突係数が小さく、衝突原子核のほとんどの部分が反応に参与する場合や核子衝突数が大きな衝突を中心衝突と呼び、逆に衝突係数が大きく、重なりが小さい場合を周辺衝突と呼ぶ。重なりが大きく、反応に参与する核子が多い程、より広い空間により高いエネルギー密度の状態を作ることが出来る。反応関与粒子数は、個々の原子核衝突イベントを特徴づけるもっとも基本的な量である。

衝突の結果、原子核が互いにすり抜けたあとに、バリオン密度がほとんどゼロの高エネルギー密度状態が作られる。この状態を構成するのは衝突の結果生じた

クォークやグルーオンで、これらの中で散乱が繰り返され、高温・高密度状態の持続時間が長ければ熱的平衡状態が実現する。その時の、エネルギー密度が臨界エネルギー密度 ($1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) 以上であれば QGP が実現する。

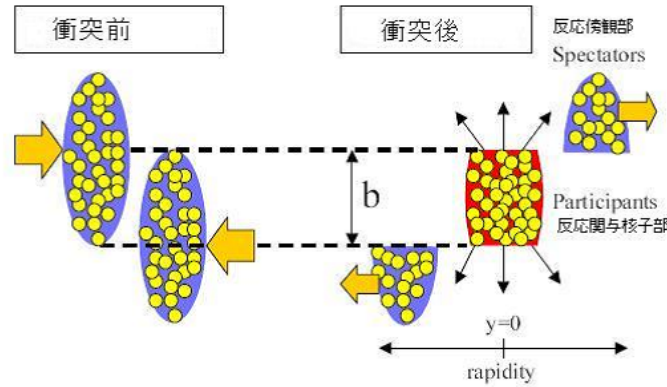


図 1.3: 重イオン原子核衝突における図

1.2.1 粒子生成機構

重イオン衝突におけるもっとも単純な粒子生成機構は、陽子・陽子衝突の重ね合わせである。幾何学的に反応を記述するものとしてグラウバーモデルがある。グラウバーモデルは、核子同士の衝突の散乱断面積において、衝突回数 N_{coll} と衝突に関与した数 N_{part} を提供する。 N_{coll} はハードな反応過程を表し、 N_{part} はソフトな反応過程を表す。重イオン衝突では、荷電粒子発生数が N_{part} で規格化するように見える。高エネルギー重イオン衝突において、原子核内部の核子やクォークは、相手の原子核内のクォークと何度も散乱を繰り返す。もし高密度状態の持続時間が十分に長ければ、散乱を繰り返す内に熱平衡状態に達し、QGP 状態が作られる。原子核のエネルギーがとても高いので衝突核同士は静止せずにすり抜けてしまう。すり抜けた原子核は互いに光速に近い速さで遠ざかるが、衝突による熱エネルギーが尾を引くように後ろに残るため、2つの原子核の間には非常に高温・高密度の火の玉が形成される。この火の玉は時間とともに膨張し冷えていくために、QGP 相から QGP とハドロン相が両存する状態を経て、高エネルギーのハドロンガスに変わる。このハドロンガス中で、ハドロンの生成・吸収反応が繰り返され、膨張・冷却に伴って密度が低くなるとハドロン間の相互作用が終わり、生成されたハドロン、レプトン、光子が飛び出す。

1.3 相対論的重イオン反応の時空発展の猫像

上述の高密度領域は、ビーム軸方向に高速で拡大する。反応の中心部分は高密度・高圧力であり、反応領域の外は真空なので、圧力差により、外側への急速な膨張が生じる。系の膨張に伴ってエネルギー密度が下がり、臨界エネルギー密度以下になれば、中間子などのハドロンが生まれ、QGP からハドロンガスへの相転移が起こる。さらに密度が下がるとハドロン間の非弾性散乱が起こらなくなり、粒子の生成が止まり始める。混合相 (mixed phase) と呼ばれる、自由に飛び回るクォークとグルーオンと、核子に閉じ込められたクォーク・グルーオンが混ざった相に移る。そして粒子の生成が止まり、ハドロンの粒子数や組成比が固定される。これを「化学凍結」と呼ぶ。

化学凍結後も弾性散乱によりハドロンの運動分布は変化し続けるが、やがて自由に飛び回っていた粒子の運動量のやり取りがなくなり、運動量分布が固定する。これを「熱的凍結」と呼ぶ。

QGP への相転移が起こったかどうかを調べるためには、この時間発展の各段階で発生するシグナルから、反応時間発展を再構成して反応の全体像を理解しなければならない。反応初期からのシグナルとしては、ジェット、電子対、直接光子などがあり、反応終状態からのシグナルは低運動量の中間子、K 中間子、陽子、反陽子などのハドロンがある。図 1.4 は QGP が中心部分に発生する場合の衝突の様子で、時間の経過と空間的な広がりを表したものである。横軸に入射粒子の進む方向で縦軸が時間軸。入射粒子が図の下の原点 O 点で衝突する。衝突した原子核は固有時 τ_0 で高温・高密度の熱平衡状態に達する。この固有時 τ_0 は、 $\tau_0 = (t^2 - z^2)^{1/2} = \text{一定}$ で表される。

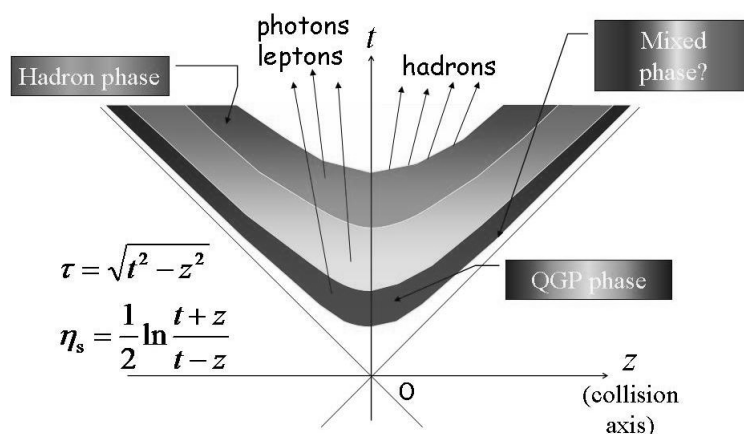


図 1.4: 相対論的重イオン反応の時空発展図

1.4 Bjorken のエネルギー密度

1.4.1 ラピディティ

高エネルギーの原子核反応は、相対論的運動として扱う必要がある。原子核衝突実験において便利なラピディティという物理量を導入する。

衝突によって発生する多数のハドロンの運動量を

$$q_{\mu}^i = (E^i, q_L^i, q_T^i)$$

と書く。 q_L は入射 (z 軸) 方向の運動量成分 (縦成分)、 q_T はそれに垂直な成分 (横成分)、 E は入射粒子の全エネルギー。

(E, q_L) に対して

$$E^2 - q_L^2 = m^2 + q_T^2 \equiv m_T^2$$

$q_T = q \sin \theta$ (θ は衝突後に放出される粒子の入射ビーム軸に対する方位角) が成立するので、これを、

$$E = m_T \cosh y \quad (1.1)$$

$$q_L = m_T \sinh y \quad (1.2)$$

と書く。 y はラピディティ (rapidity) とよばれる。この式より、 y を導くと

$$y = \tanh^{-1} \left(\frac{q_L}{E} \right) = \log \left(\frac{E + q_L}{m_T} \right) = \frac{1}{2} \log \frac{(E + q_L)}{(E - q_L)} \quad (1.3)$$

入射粒子速度の縦成分は $v_L = q_L/E$ になるので、

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{(1 + v_L)}{(1 - v_L)} \quad (1.4)$$

とも表される。

1.4.2 Bjorken によるエネルギー密度 ε の見積もり

原子核衝突によって生成された QGP のエネルギー密度を Bjorken の猫像に従って考える。

重心系での衝突を考える。二つの粒子は、ほぼ光速でビーム軸 (z 軸) に沿って入射し、時刻 $t=0$ 、 $z=0$ において衝突するものとする。図 1.5 は t - z 面での衝突の様子を示すものである。

原点から放射状に出ている直線は、衝突後に放出された多数のハドロンの軌跡である。双曲線より上では粒子は互いに相互作用することなく自由に運動している。この一つの直線上の 1 点 (t, z) を、

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{(t+z)}{(t-z)} \quad (1.5)$$

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (\text{固有時間}) \quad (1.6)$$

を用いて表すと、

$$t = \tau \coth y \quad (1.7)$$

$$z = \tau \sinh y \quad (1.8)$$

となる。自由粒子の縦方向速度は $v_L = z/t$ と書けるので、式(1.3)の y は式(1.5)のラピディティに他ならない。双曲線よりも下の部分では粒子間に相互作用が存在する。2次的なハドロンができあがるまでには、約 1fm 程度の生成時間が必要とされる。

Bjorken は衝突のローレンツ不変性から、系が熱平衡状態に達して粒子生成に要する固有時間を $\tau = \tau_0$ ($\tau_0 \sim 1\text{fm}$) の時だとした。これが図(1.5)の双曲線である。式(1.5)より光速に近い粒子 ($v_L \sim 1$) は y が大きい。一方、遅い粒子 ($v \ll 1$) は $y \sim 0$ に対応する。放出ハドロンのラピディティ y 分布は直接衝突実験によって観測される。

観測は $t \rightarrow \infty$ の漸近領域で行われるが、図 1.5 の猫像を用いると、これらの自由ハドロンを $\tau = \tau_0$ にまで内挿することが可能になる。Bjorken はこうして衝突直後の中心部分のエネルギー密度の見積もりを行った。ラピディティが $y \sim y + \Delta y$ の間の値を持つ放出ハドロンの粒子数 N は、ラピディティ分布 dN/dy についての実験データを用いて、 $N = (dN/dy)\Delta y$ と求められる。これらのハドロンのエネルギーのうち、火の玉の熱エネルギーへの寄与は $(q_T^2 + m^2)^{1/2} = m_T$ である。運動量分布の縦成分と横成分の差は、火の玉流体の膨張速度に対応する。したがって、火の玉の熱エネルギーへの、この部分からの寄与は、

$$E = \langle m_T \rangle \frac{dN}{dy} \Delta y \quad (1.9)$$

ここで $\langle m_T \rangle$ は放出されるハドロンの横質量の平均値で、横質量は運動量の x 成分 p_x, y 成分 p_y を用いて $m_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ と表すことができる。

一方、これらのハドロンを $\tau = \tau_0$ の時刻まで内挿したとき、ハドロンが押し込められている体積を ΔV とする。(1.9)(1.10)式より $dt dz = \tau d\tau dy$ が得られるので、横方向の座標を x_T として、 R^2 を衝突原子核の半径とすると、

$$\Delta V = \tau_0 \Delta y \int d^2 x_T = \tau_0 \Delta y (\pi R^2) \quad (1.10)$$

式, よりエネルギー密度に対する見積もり、

$$\epsilon_0 = \frac{\Delta y \text{ に放出された全ハドロンの横運動エネルギー}}{\Delta y \text{ に相当する体積}}$$

より

$$\varepsilon_0 = \frac{\langle m_T \rangle dN}{\tau_0 \pi R^2 dy} = \frac{1}{\tau_0 \pi R^2} \frac{dE_T}{dy} \quad (1.11)$$

が得られる。

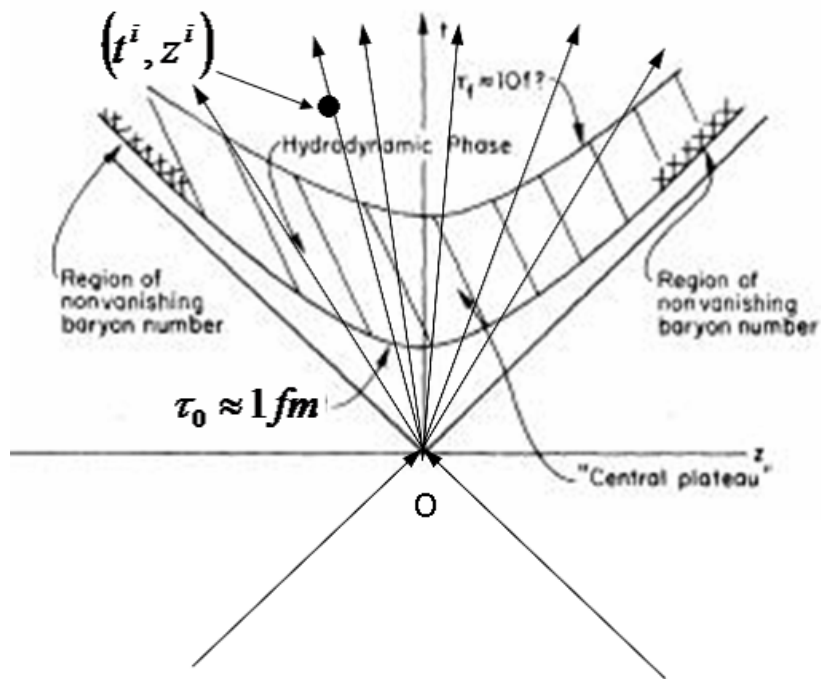


図 1.5: 衝突における時空発展猫像

第2章 研究の目的

本研究では、重心系エネルギー 200GeV と 62GeV の、銅 + 銅原子核衝突による、全横方向エネルギー dE_T/dy を求めることを第一の目的とする。横方向エネルギーからエネルギー密度 ε が推定出来るので、その値が十分に高く、QGP 生成に必要な、格子 QCD の計算値 ($1\text{GeV}/fm^3$) に達しているかどうかをみる。各衝突を中心度ごとに分けることで、反応関与核子数を決め、横方向エネルギーを反応関与核子数で割る事により、核子当たりの横方向エネルギーを求める。原子核衝突での反応が、核子の足し合わせとして記述できるなら、反応関与核子数の等しい金 + 金原子核衝突と銅 + 銅原子核衝突における、核子当たりの横方向エネルギー値は等しくなり、反応関与核子数の関数として重なり、スケーリングが成り立つことが予想される。この事を調べる為に、測定結果を照らし合わせ、比較して議論する。またエネルギー密度は、反応関与核子数に比例して大きくなり単調増加関数になることが期待される。エネルギー密度が重心系エネルギーの大きさに依存するかどうかを調べる。

第3章 実験装置

3.1 相対論的重イオン加速器

実験室で高温高密度状態を作り出す方法は、高エネルギー重イオン衝突反応である。核子当りのエネルギーが重心系で 100 GeV 以上といった非常に高エネルギーの重イオン衝突反応は、Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) とよばれる米国ブルックヘブン国立研究所において 2000 年から行われている。RHIC 加速器は円周が約 3.8 Km で、金 + 金、銅 + 銅や陽子 + 陽子などの原子核が核子当たり 100 GeV まで加速され、衝突型の 2 つ超伝導リングにおいて反対方向に加速された原子核と正面衝突させる。高速度に近い速さで加速された重イオンのビームは 6 箇所の衝突ポイントで衝突角 180 度で衝突する。RHIC 加速器には、それぞれの衝突点内の、PHENIX、PHOBOS、BRAMS、STAR の 4 つの測定器が置かれ実験が行われている。RHEIC 加速器は静電加速器と AGS 加速器で原子核を核子当たり約 10 GeV まで加速させ、その加速された原子核を RHIC 加速器のリングに入れることにより、核子当たりの重心系エネルギーは最大で 100 GeV まで加速することが出来る加速器である。



図 3.1: 米国ブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器

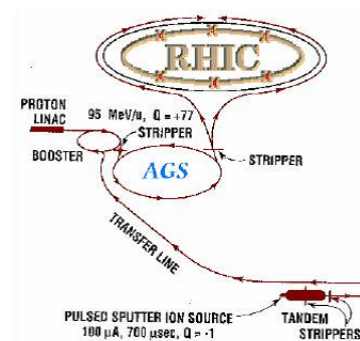


図 3.2: ブルックヘブンの各種加速器装置

3.2 PHENIX 実験

RHIC の主要実験の 1 つでもあり、広島大学が参加している実験は PHENIX 実験である。PHENIX 実験の目的は、RHIC 加速器を用い、原子核衝突反応で生成出来ると考えられている QGP の実証と、その性質を研究することである。QGP を実証する、数少ないシグナルを検出する為に、PHENIX 検出器は中央の検出器においてレプトンとハドロンを同じ可検出領域で同時に測定する能力と、各検出器からの情報を高速で処理する為の読み出しシステムを備えている。PHENIX 検出器は、様々な役割を持つ検出器サブシステムからなっている。衝突地点により近い位置にあるビーム・ビームカウンター (BBC) とゼロ度・カロリメーター (ZDC) は、衝突事象をトリガーし、衝突時間とビーム軸上での衝突位置を決定する。ビーム軸に対し、垂直成分を持つ粒子を捕まえる、アームの最後部に位置する電磁カロリメーター (EMCal) と、そのすぐ傍に位置するタイムオブフライト検出器で粒子のエネルギーと飛行時間を検出する。測定される飛行時間と運動量から粒子の質量を同定することが出来る。

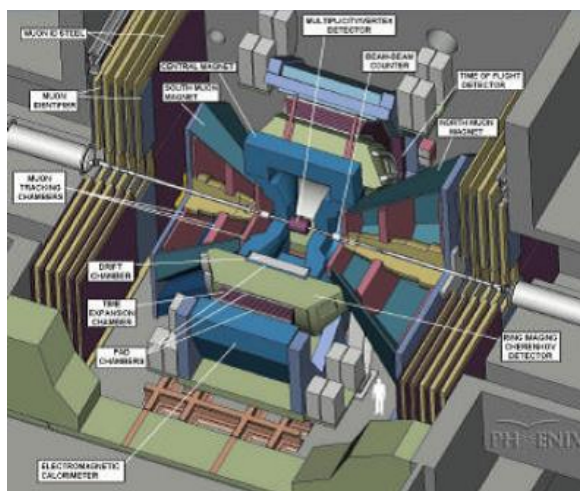


図 3.3: PHENIX 実験装置の全景

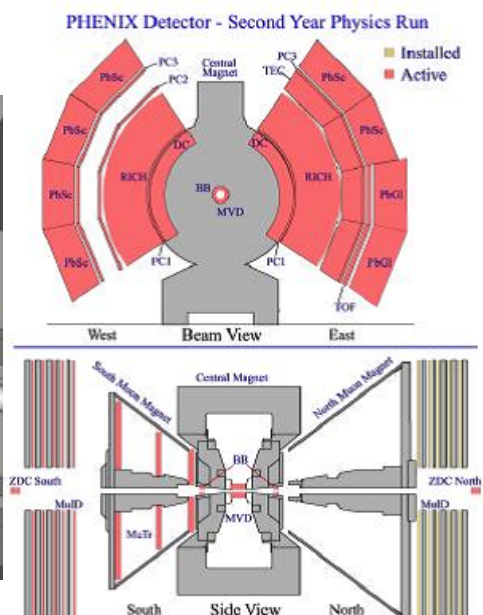


図 3.4: PHENIX 実験装置をビーム軸方向とビーム軸に垂直な方向から見た図

3.3 ビーム・ビームカウンター

ビーム・ビームカウンターは、水晶チェレンコフラディエーターと光電子増倍管を 64 本組み合わせたセットによって構成され、ビーム軸方向に沿って衝突地点からそれぞれ $\pm 144.5\text{cm}$ 離れた 2 地点に設置されている。BBC の役割のひとつとして、衝突そのものを検出して PHENIX の検出器やデータ収集系に知らせる "トリガー" の役割を担っている。PHENIX 実験においてこの BBC と ZDC が

1次トリガーとなる。1対のBBCはそれぞれの検出時刻の平均値から衝突時刻を計算することが出来、それぞれの検出時刻の差から、ビーム軸方向の衝突位置を特定することが出来る。また、その衝突位置はオンラインで素早く処理され、中心から外れた位置での衝突事象を棄却することが出来る。BBCの出力電荷量から、観測粒子数を見積もることが出来るので、ラピディティ： $\eta = 3 \sim 4$ の全方向領域における発生粒子数を観測することが出来る。またBBCは、およそ40psと高い時間分解能を持っているので、衝突開始時間を粒子飛行時間測定器に精度良く供給することによって、高分解能の粒子識別をすることが可能になる。



図 3.5: ビーム・ビームカウンター

3.4 ゼロ度・カロリメーター

ゼロ度カロリメーター (ZDC) は、ビーム軸方向の前方に位置する。ZDCは衝突点から両側18mの、ビームラインが分かれる場所に位置する、1体1対のハドロンカロリメーターである。各ZDCは、直径1mmのファイバー100本と2.5mmのタンゲステンを組み合わせたチェレンコフ光サンプリングカロリメーターであり、片側4本、合計8本の光電子増倍管によってシグナルを読み出している。前後方向に設置してある2つのZDCから衝突時間を約120psの分解能で求めることができ、ビーム軸上の衝突点を約2cmの精度で決定することが出来る。ZDCの役割の一つは、BBCと組み合わせることで反応事象の衝突中心度を決めることである。

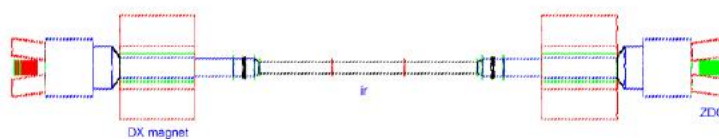


図 3.6: ZDCの全景

3.5 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは、中心アームの衝突点から最も遠い場所 ($5.0 < R < 6.1$ m) に置かれている。その主な役割は、衝突反応事象によって生成される粒子のエネルギー測定と、空間的な位置を測ることにある。PHENIX の EMCal は 2 種類あり、1 つは積層型の鉛シンチレーターのサンプリングカロリメーター、もう一つは鉛ガラスである。各アームに設置されているこのカロリメーター部分は、それぞれ $\theta = 22.5^\circ$ のセクター 4 個に分かれている。このうちビーム方向から見て東側のアームの上から 2 セクターと西側のアームの全 4 セクターは鉛シンチレーターで、東アームの下 2 セクターは鉛ガラスのカロリメーターになっている (図 3.4 参照)。金原子核同士の衝突で予想される、高い粒子密度のもとで、粒子のエネルギーを細かく測定するために、このカロリメーターは非常に細かく細分化されている。鉛シンチレーターの 1 セクターは縦 $36 \times$ 横 $72 =$ 合計 2,592 個の各 $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ のタワーからなり、鉛ガラスの 1 セクターは縦 $48 \times$ 横 $96 =$ 合計 4,608 個の各 $4.0\text{cm} \times 4.0\text{cm}$ のタワーからなる。つまり EMCal 全体は 15,552 個の鉛シンチレーターと 9,216 個の鉛ガラスから構成されている。エネルギー分解能 $\sigma E/E$ (GeV) は鉛シンチレーターが $7.8/\sqrt{E} \pm 1.9\%$ 、鉛ガラスが $5.8/\sqrt{E} \pm 1.0\%$ であり、鉛シンチレーターの時間分解能 σt は約 $200\text{ps}/E$ (GeV) を持つ。それによって 1 GeV/c 程度までの粒子識別能力で (p、k、 π) の分離が可能になる。



図 3.7: 電磁カロリメーターの片側アームの写真

3.6 タイムオブフライト

タイムオブフライトカウンタ (ToF) は飛行時間の測定を主目的としたシンチレーションカウンタである。PHENIX の中央検出器から東側の下半分に設置されている。960 枚の高速応答プラスチックシンチレーターで荷電粒子を捕らえ、1920 本の光電子増倍管がそのシンチレーションの両端に設置されており、両端の受光時刻の差から、長さ方向への荷電粒子の入射位置を特定できる。単独の時間分解

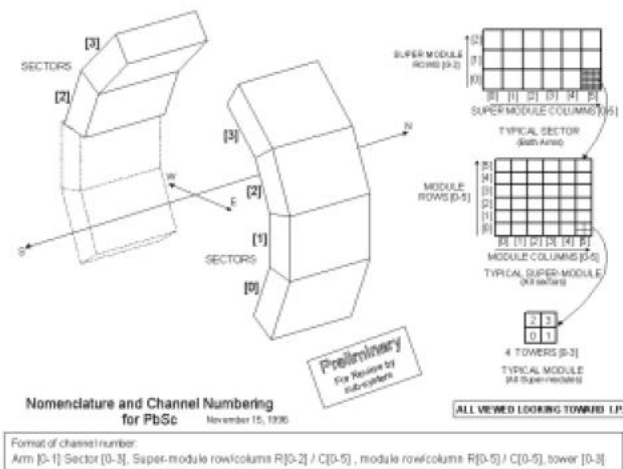


図 3.8: EMCAL の詳細図

能 85ps を達成するように設計され、重イオン衝突実験において、BBC カウンターとの間の飛行時間分解能は 120ps である。しかし、発生粒子数の少ない陽子・陽子衝突実験においては BBC カウンターに入射する粒子数が少ないため、時間分解能は約 160ps である。

3.7 その他の検出器

リング・イメージ・チェレンコフ検出器 (RHICH) は電子の同定の為に用意されているチェレンコフカウンタである。電子・陽電子と 5GeV/c 以上の荷電 1/4 中間子が、チェレンコフ光発生の閾値を超えてチェレンコフ光を出し、その光子をとられることで、粒子の種類同定を行う為の粒子検出器である。

第4章 解析手法

4.1 データ

本研究では、ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の PHENIX 実験で収集された、2004 年度 (Run4) の重心系エネルギー 200GeV 金 + 金原子核衝突と、2005 年度 (Run5) の重心系エネルギー 200GeV、62GeV の銅 + 銅原子核衝突のデータを使って解析を行った。PHENIX-DAQ システムで集められるデータは、各サブシステムのエレクトロニクスモジュールで ADC や TDC の単位で収集される。DAQ システムで得られるこのデータを各サブシステムごとに、検出器の特性によって生じるデータへの影響を補正し物理量に直す。その後、各サブシステムのヒット情報から、粒子の飛跡や運動量などを計算し粒子の再構成が行われる。これらの値が入ったデータセットを PHENIX-DST と呼び、このデータを使って解析を行う。データはこの DST の中から、ミニマムバイアスのトリガー (できる限り全ての粒子を検出できる、最小限のトリガー) の事象を選び出し、また PHENIX で磁場が付加されていない状態のデータを用いた。しかし、Run5 Cu+Cu 62GeV のデータは磁場が付加されたものしか無かったので、磁場の効果が含まれている。

使用したデータの詳細は下の表より。

表 4.1: 使用したデータセット

Year	Run set	重心系エネルギー	衝突イベント数	磁場
2004 年	Run 12221	200GeV	522k-evt	磁場無し
2005 年	Run 153018	200GeV	2448k-evt	磁場無し
2005 年	Run 163456-163457	62GeV	8332k-evt	磁場有り

4.2 衝突イベントの選択と条件

ビームの衝突点はBBCを用いて測定される。BBCは、ビーム軸方向で、中心点0を挟んで $\pm 144.5\text{cm}$ (Noth: $z \geq 0$ とSout: $z < 0$)の位置に配置される。BBC両方の、発生粒子の検出時間差から、衝突がビーム軸のどこで起きたかを計算して求めることができる。

衝突点が中心から $\pm 20\text{cm}$ と $\pm 30\text{cm}$ の範囲内にあるイベントを選び出した。PHENIXサブシステムの配置及び形状上、衝突点が中心から離れると、発生した粒子がPHENIXのマグネットポールなどに衝突し、直接EMCalに入る粒子数が減ってしまう。よって衝突事象は出来るだけ中心に近い方が良く、過去の解析結果を参考にして、衝突点を中心から $\pm 20 \sim 30\text{cm}$ 以内を取った。衝突点は両方の検出時間差 $T_{\text{South}} - T_{\text{Noth}}$ と光速 c を使って、次の式で表すことができる。

$$Z_{\text{vertex}}(\text{衝突点}) = \frac{T_{\text{South}} - T_{\text{Noth}}}{2} \times c \quad (4.1)$$

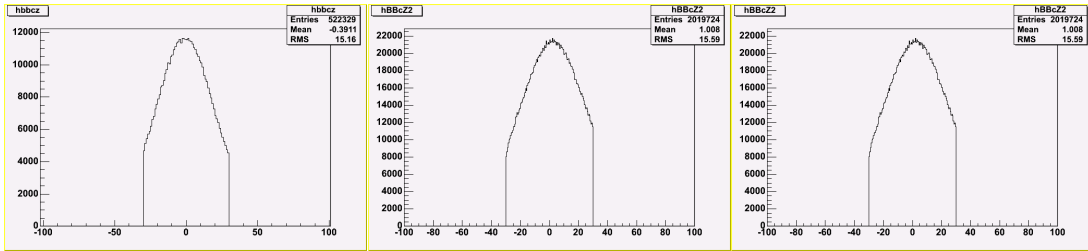


図 4.1: 左から Au+Au 200GeV、Cu+Cu 200GeV、Cu+Cu 62GeV の衝突点 $\pm 30\text{cm}$ でイベントをカットした時のヒストグラム

図は横軸がビーム軸 (cm) で 0 点が PHENIX 検出器全体の中心点。縦軸は衝突イベント数。

4.3 衝突中心度の決定

ビーム軸上で、中心点を挟んで両側 (Noth: $z \geq 0$ とSout: $z < 0$)に配置されるBBCとZDCを使って、衝突の中心度を決定する。

衝突する2つの原子核が、より中心で衝突する場合、つまり衝突係数が小さく、衝突事象に関与する原子核の数が多い場合は、発生する粒子数が多くなり、反応に関与せずすり抜ける粒子が少なくなる。その為、BBCに入射する粒子の数は多くなり、ZDCへの入射粒子数は少なくなる。一方、かすり衝突のような衝突係数が大きな事象の場合は、BBCとZDCの入射粒子の数はその逆になる。このBBCとZDCの反相関関係から、衝突事象の中心度を決定することができる。BBCの出力電荷量とZDCの入射エネルギーの相関分布を図4.2に示す。

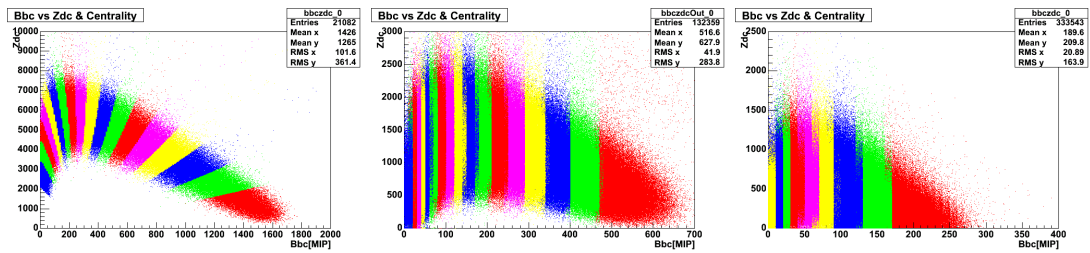
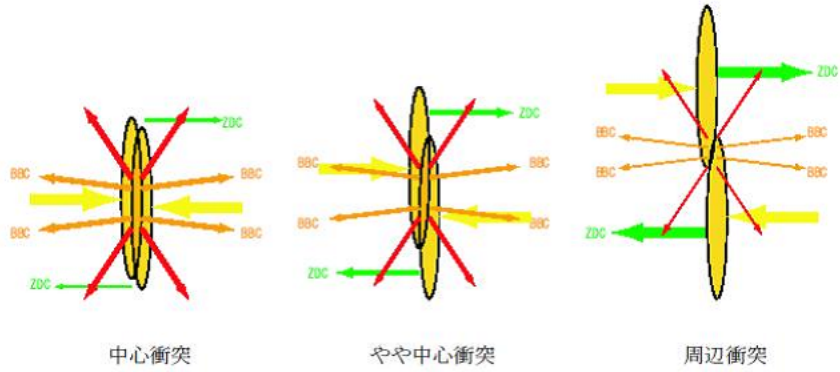


図 4.2: 左から Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, Cu+Cu 62GeV。ZDC への入射粒子エネルギー（縦軸）と BBC の出力電荷量（横軸）の相関分布。各図の、右側へ行くほど中心衝突で、左側に行くほど周辺衝突になる。

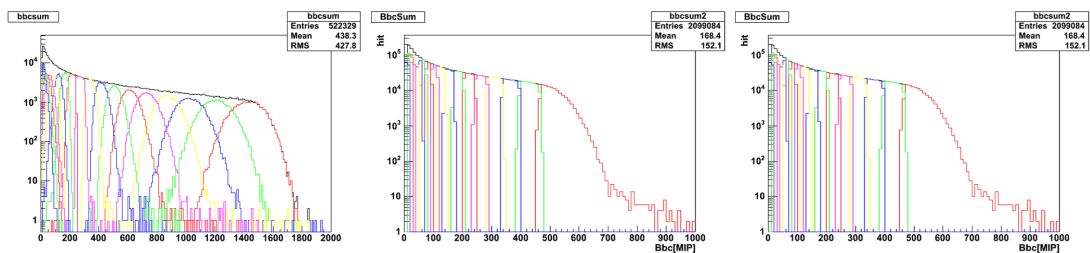


図 4.3: 左から Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, Cu+Cu 62GeV。BBC の出力電荷量の和と、各中心度別に色分けした分布。右側が中心衝突で左側に行くほど周辺衝突になる

色分けは、Au+Au200GeV と Cu+Cu200GeV は右から 0～5 % (赤)、5～10 % (緑)、10～15 % (青)、15～20 % (黄)、20～25 % (紫) と 5 % ごとに分けて示している。Cu+Cu62GeV は右から 0～10 % (赤)、10～20 % (緑)、20～30 % (青)、30～40 % (黄)、40～50 % (紫) と 10 % ごとに分けて示している。

Cu+Cu データの BBC と ZDC の相関分布から、各中心度の敷居が重なる部分がある。Cu+Cu の中心度は、BBC の出力電荷量と衝突点からの距離をもとに中心度を決定していることがわかった。

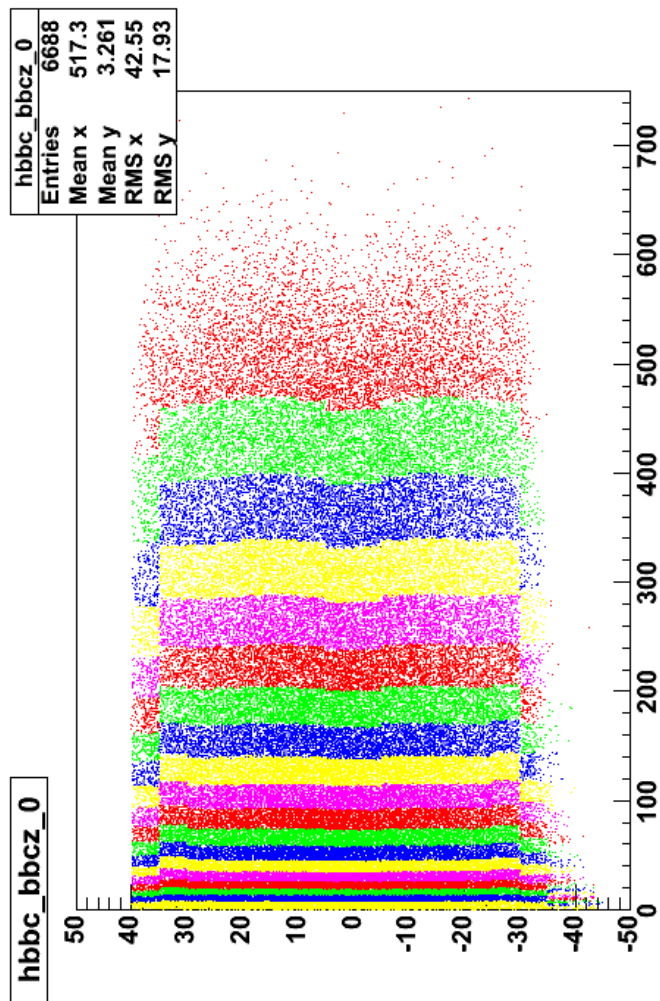
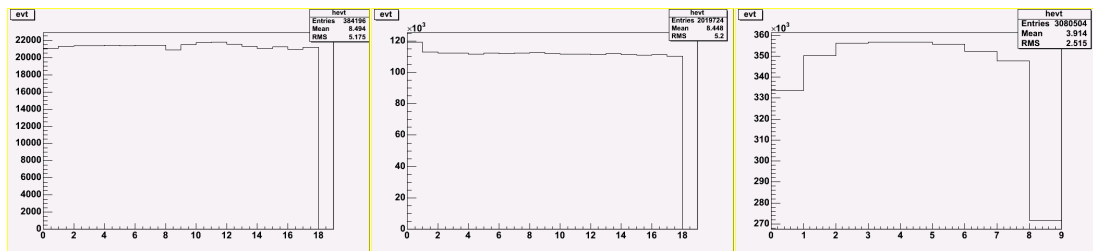


図 4.4: 縦軸を BBC 出力電荷量、横軸をビーム軸 (Zvertex(cm)) に取った時の分布図

4.3.1 中心度の確認とビン幅の決定

Au+Au 200GeV と Cu+Cu 200GeV のデータの中心度 (0 ~ 100 %) を 5 % 毎に分けた。Cu+Cu 62GeV のデータは 10 % 毎に分けた。イベントが正しく均等に分けられているかを確認した。図は横軸の 0 ~ 100 % で、1 ビンを 5 % ごとに、Cu+Cu 62GeV で 1 ビンを 10 % ごとに表し、縦軸をイベント数として表した。縦軸のイベント数が、おおよそ水平になり、各ビンにおいて、イベントを中心度別に正しく割り振っていることが確認できた。



4.4 横方向エネルギーの測定

横方向エネルギーは、前章の3.5で述べた電磁カロリメーター (EMCal) で得られた、入射粒子エネルギーをもとに計算して求める。

4.4.1 セクターの選択

PHENIX 実験ではビーム軸を z 軸に取り、ビーム軸に対して垂直な方向を横方向 (transverse) という。横方向のうち地面に対して水平な方向を x 軸、垂直方向を y 軸とし、 x y 平面上の方位角を ϕ で表し、 z 軸となす極角を θ とする。

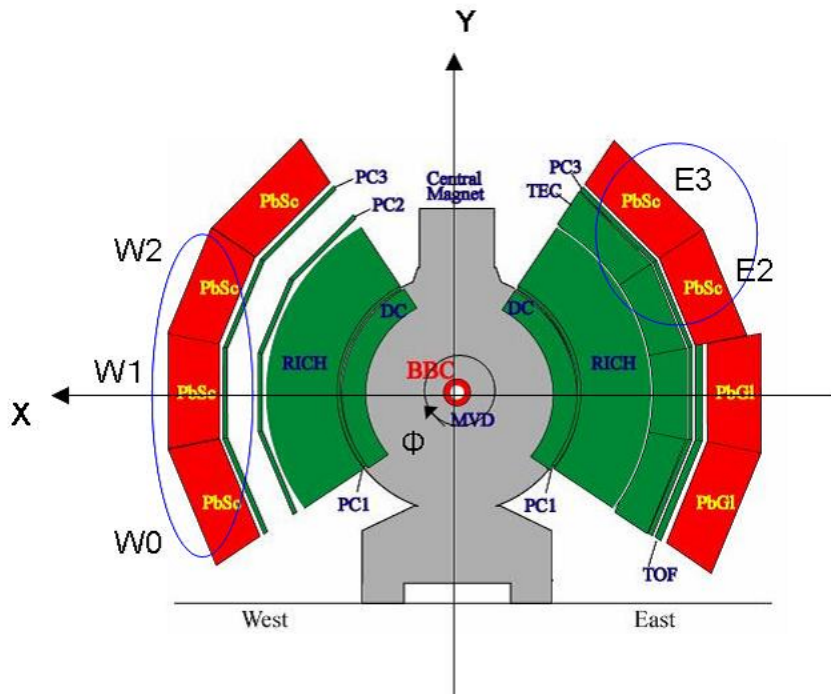


図 4.5: PHENIX 実験装置をビーム軸方向から見た図

今回使った EMCal のセクターは鉛シンチレーターのみで構成される。図 4.5 で示す、西側 (West) アームの W0, W1, W2 部分と東側アーム (East) の E2, E3 の、計 5 セクターを解析に使用した。W3 のセクターは検出器の調子が悪く、ノイズが多いので省いた。

4.4.2 EMCal クラスタについて

衝突により生成された粒子が EMCal の鉛シンチレータータワーに入射すると、制動放射や電磁シャワーを起し、一塊のクラスタを形成しエネルギーを落としていく (図 4.8 参照)。入射する粒子は、光子、ハドロン、メソン、電子・陽電子で、粒子の違いによってエネルギーの落とし方が変わってくる。そのクラスタのエネルギーをイベント毎に、くまなく足し合わせた。粒子が作るクラスタの平均サイズは、およそ 3 タワーの大きさである。PHENIX 検出器の中心点を

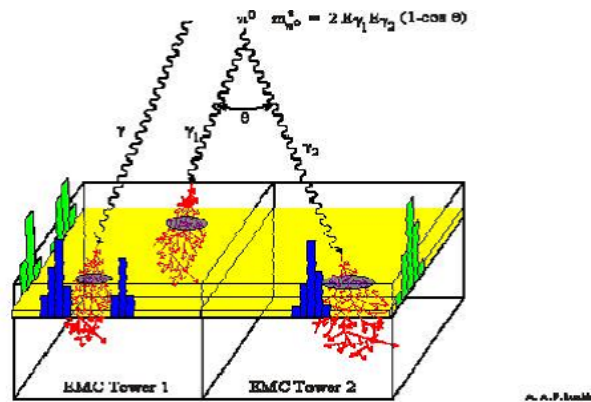


図 4.6: 光子が EMCAL に入り、クラスターを作る概略図

$(x,y,z)=(0,0,0)$ とする。衝突点: $(0,0,Z_{\text{vertex}})$ で発生した粒子が EMCAL に入射し、形成されたクラスターの位置座標 (x,y,z) が情報として記録される。クラスターの位置座標より、衝突点からの距離及び入射角度を求めることができる。今回の解析で横方向エネルギーを求めるに際し、EMCAL の全入射粒子エネルギーを足し合わせたい。そこで、全タワーのエネルギー閾値を 30MeV 以上と、できるだけ低く設定してある。例えば、光子の事象だけを EMCAL で選び出すには、エネルギー閾値を 300MeV 以上などと、閾値を設定して解析を行う。

4.5 π_0 粒子の再構成

解析に使うデータの、EMCal クラスタエネルギー値が、検出器の特性によって生じるデータへの影響を考慮して、正しい物理量へと補正されているかを確認する作業を行った。EMCal のクラスタエネルギーから $\pi_0(135\text{MeV})$ の事象だけを選び出して、その不変質量の再構成を行った。 π_0 は、衝突から発生した π_0 粒子が2つの光子に崩壊し(分岐比 99.8%)、各々の光子が EMCal に入射しクラスタを形成する。衝突イベントによって生じる、沢山のクラスタの中から、もともと π_0 である二光子に相当するクラスタを選び出し、運動量やエネルギーを計算することで不変質量を求めた。

条件:

- EMCal タワーのエネルギー閾値を 300MeV 以上
- 衝突から EMCal に到達する入射粒子の飛行時間を 1.2ns 以内とした。
- 衝突点: $|Z_{\text{vertex}}| \leq 30$
- π_0 から崩壊する際の幾何学的情報(二光子の非対称成分をカット)

π_0 から2つの光子に崩壊して、EMCal に入射した時の、それぞれの光子が作るクラスタの座標を (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) 、クラスタのエネルギーを E_1, E_2 とすると、不変質量は

$$E^2 = 2E_1E_2(1 - \cos \theta) \quad (4.2)$$

$$\cos \theta = \frac{(x_1, y_1, z_1) \cdot (x_2, y_2, z_2)}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2} \sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}} \quad (4.3)$$

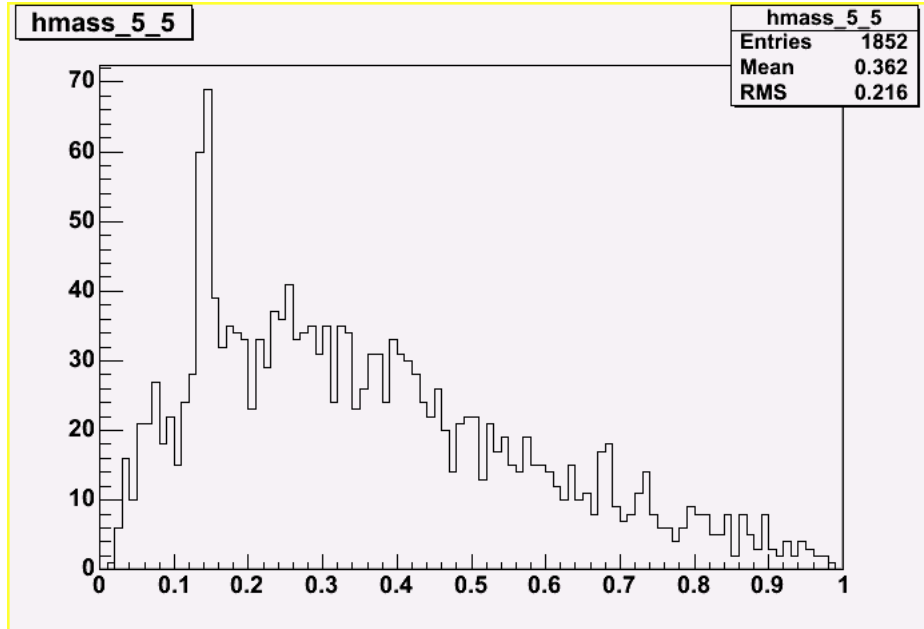


図 4.7: Au+Au 200GeV の π_0 不変質量ピーク

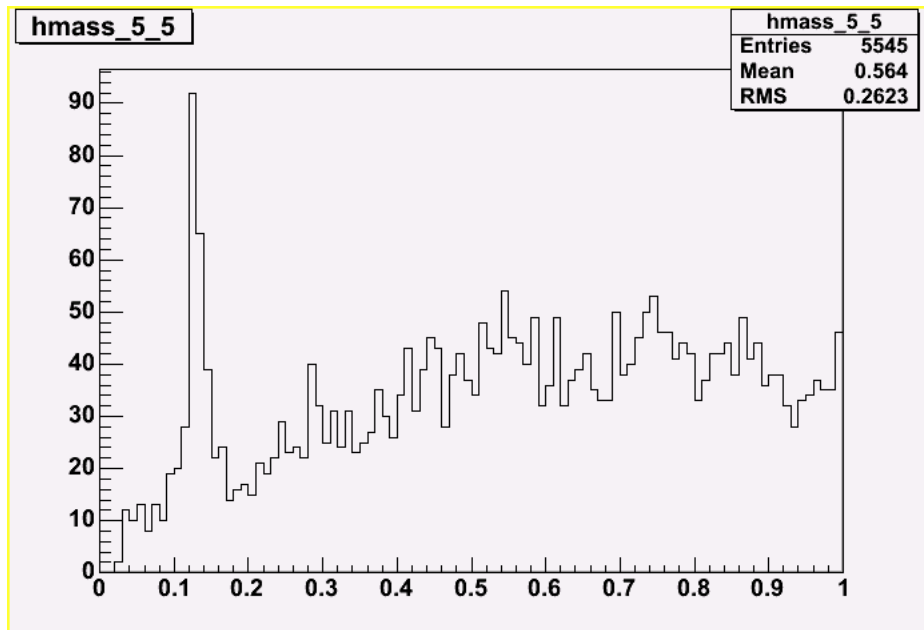


図 4.8: Cu+Cu 200GeV の π_0 不変質量ピーク

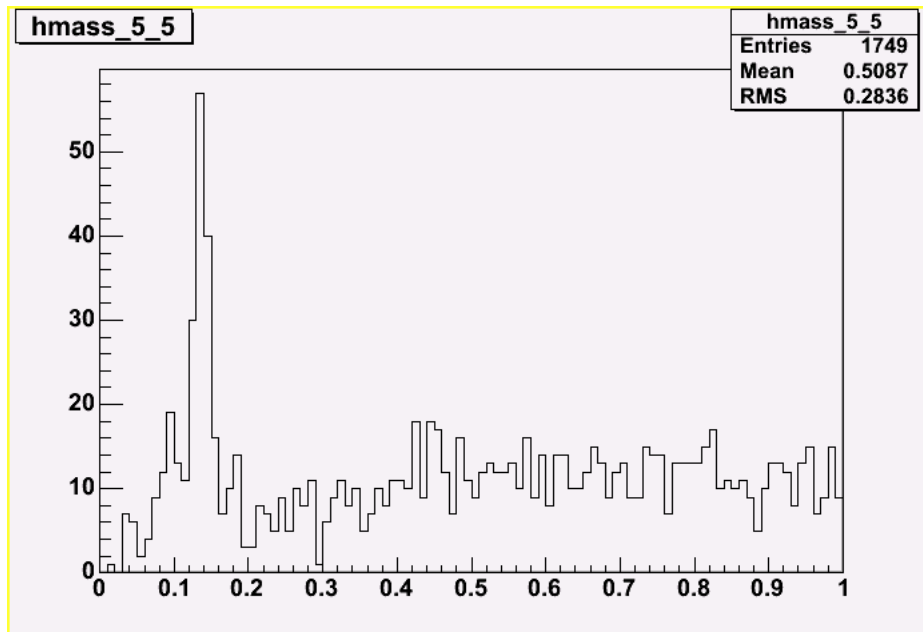


図 4.9: Cu+Cu 62GeV の π_0 不変質量ピーク

π_0 不変質量ピークが約 135MeV 付近に有り、EMCal クラスタエネルギーの値は正しいといえる。今回は π_0 不変質量ピークが正しいエネルギー位置にあるかを調べただけなので、バックグラウンド事象を引いていない。

4.6 横方向エネルギー

横方向エネルギーとは、入射粒子のビーム軸に垂直な成分 ($\sin \theta$) のエネルギーを取り出したもの。 θ はビーム軸となす極角で、 $\theta=0$ はビーム軸に相当する。入射粒子の中心点からの極角: θ を表すのに便利な擬ラピディティを導入する。

擬ラピディティはラピディティ y の式で、粒子の質量 m を粒子の運動エネルギー E に比べて小さいとして無視した近似 ($m \ll E$) として表せる。

$$\eta = -\frac{1}{2} \ln |\tan \theta| \quad (4.4)$$

擬ラピディティは相対論的不変量、重心系と静止系などで使うと便利である。EMCal の口径は $-0.382 < \eta < +0.382$ の範囲を覆う。

横方向エネルギー E_T は、1 衝突イベントで入射する i 個の粒子のクラスターエネルギー E_i を足し合わせたもので、多重粒子の変数としてあらわされる。

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i \quad (4.5)$$

θ_i は i 番目の粒子の衝突点からの極角度。横方向エネルギーと擬ラピディティとの関係は次のように表せる。

$$\frac{dE_T(\eta)}{d\eta} = \sin \theta(\eta) \frac{dE(\eta)}{d\eta} \quad (4.6)$$

$\frac{dE_T(\eta)}{d\eta}$ を求めることで、エネルギー密度の測定につながる。図 4.10 に PHENIX で生成される軽い粒子の擬ラピディティ分布を表す。

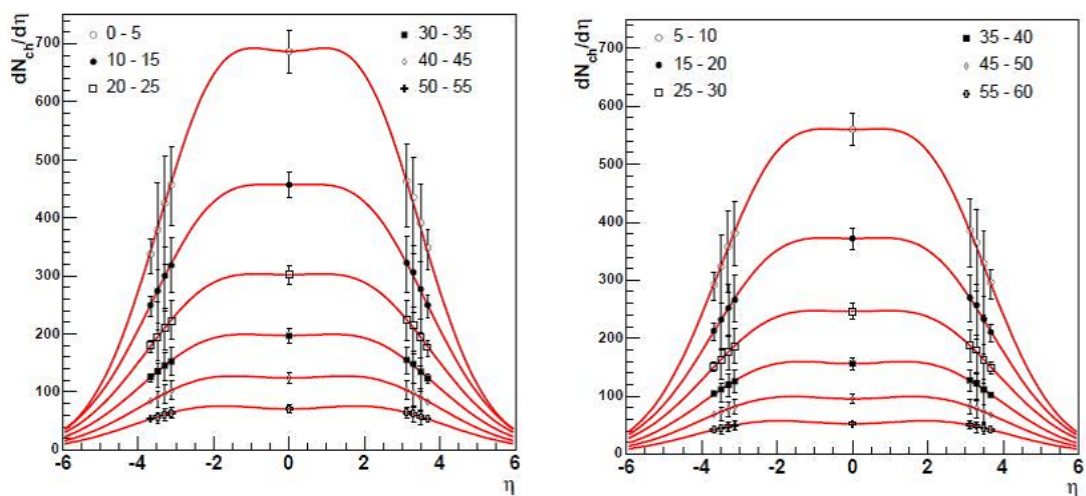


図 4.10: 多重荷電粒子の擬ラピディティ分布。

4.7 横方向エネルギーの補正係数の決定

横方向エネルギーを求める際に、次のことを考慮して、実際の測定値に補正係数を掛ける必要がある。

1. EMCal 検出器の幾何学的な損失補正。
2. EMCal の使えないタワーによる補正。
3. シミュレーションにおける EMCal のレスポンス、粒子の流入・流出による補正。

4.7.1 EMCal の幾何学的な損失補正

EMCal の構造上、生成粒子の収容範囲が限られており、全粒子を受け入れることが出来ず、生成粒子の漏れが必然的に生じる。EMCal に入らなかった粒子を見積もって補正を行わなければならない。

1 セクターの方位角は $\Delta\Phi=22.5^\circ$ で、W0,W1,W2,E2,E3 の 5 セクターの合計方位角は $22.5^\circ \times 5=112^\circ$ 。収容擬ラピディティは、どのセクターも $|\eta| < 0.382$ 。また生成粒子は方位角 $\Phi=360^\circ$ に満遍なく発生し、擬ラピディティは $|\eta| < 0.5$ に飛散する。

< アクセプタンス補正係数 >

(方位角の補正) \times (擬ラピディティの補正)

$$\begin{aligned} &= \left(\frac{\text{発生粒子の全方位角}}{\text{EMCal 5 セクターが占める合計方位角}} \right) \times \left(\frac{\text{発生粒子の最大ラピディティ}}{\text{EMCal の収容ラピディティ}} \right) \\ &= \left(\frac{360}{112} \right) \times \left(\frac{1.0}{0.764} \right) = 4.21 \end{aligned}$$

となる。

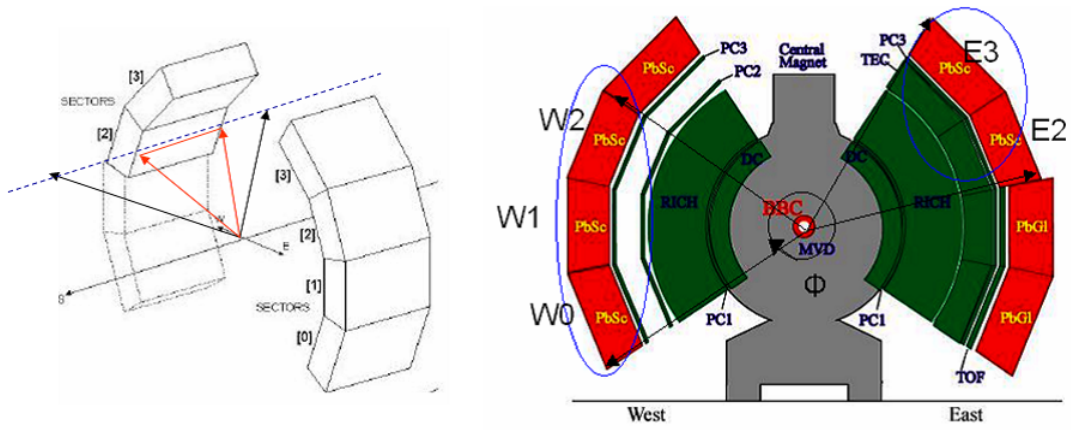


図 4.11: EMCal の擬ラピディティ方向と ϕ 方向の収容範囲

4.7.2 EMCal の使えないタワーによる補正

EMCal の使えないタワーとは、Run が行われてる時期中に、またはそれ以前から、ある箇所の鉛シンチレータタワーが壊れているものをいう。その補正を行う。

1. 粒子が EMCal に入射してもエネルギーを落とさず、出力がゼロになるタワー。
2. 粒子が EMCal に入射しなくても、常にあるエネルギーを出力しているタワー。
3. 粒子が入射しても正しくエネルギーを落とさず、多く出力したり少なく出力するタワー。

これらのタワーに入射する粒子をカウントしない。壊れているタワーを数え、全タワーからの割合を算出して補正を行った。

Run4 Au+Au 200GeV の DST データには、壊れているタワーの情報が含まれており、補正が行われているのだが、Run5 Cu+Cu 200GeV と 62GeV のデータには情報が含まれてなく、補正が行われていなかった。

使えないタワーのマップを各タワーのヒット情報をもとに定義し作成した。

EMCal タワーヒットマップと分布の作成

各セクターのヒット情報からヒットマップを作成し、そのヒットマップ情報から横軸をヒット回数、縦軸をタワー数に取ったヒストグラムを作成した。

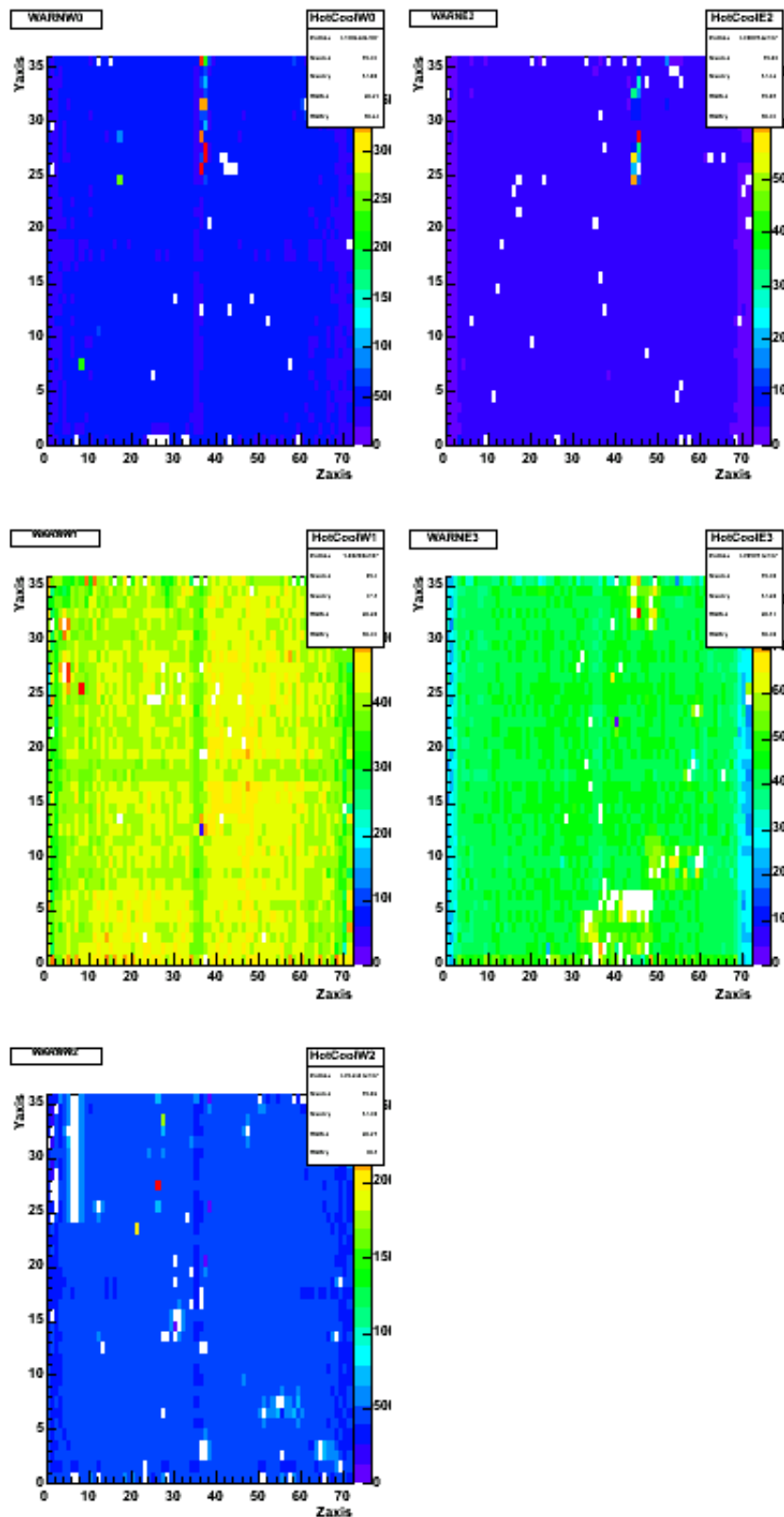


図 4.12: Au+Au 200GeV の各セクターの補正前ヒットマップ。縦軸が座標軸 y、横軸が座標 z で、縦 36 本×横 72 本の計 2592 本のタワーがある。

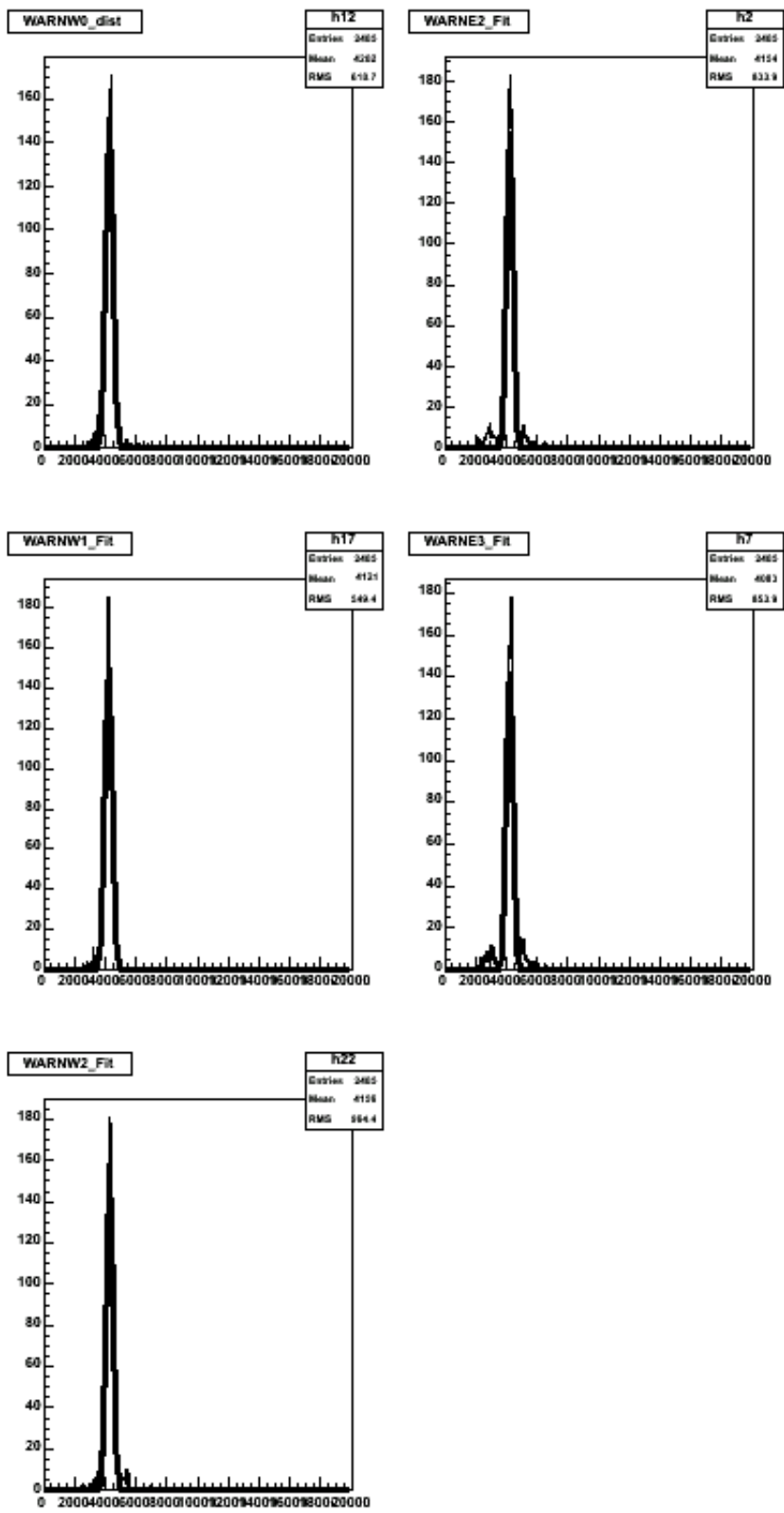


図 4.13: Au+Au 200GeV の各セクターのヒット分布。横軸がヒット回数、縦軸がタワー数で、ガウス関数でフィットしてある。

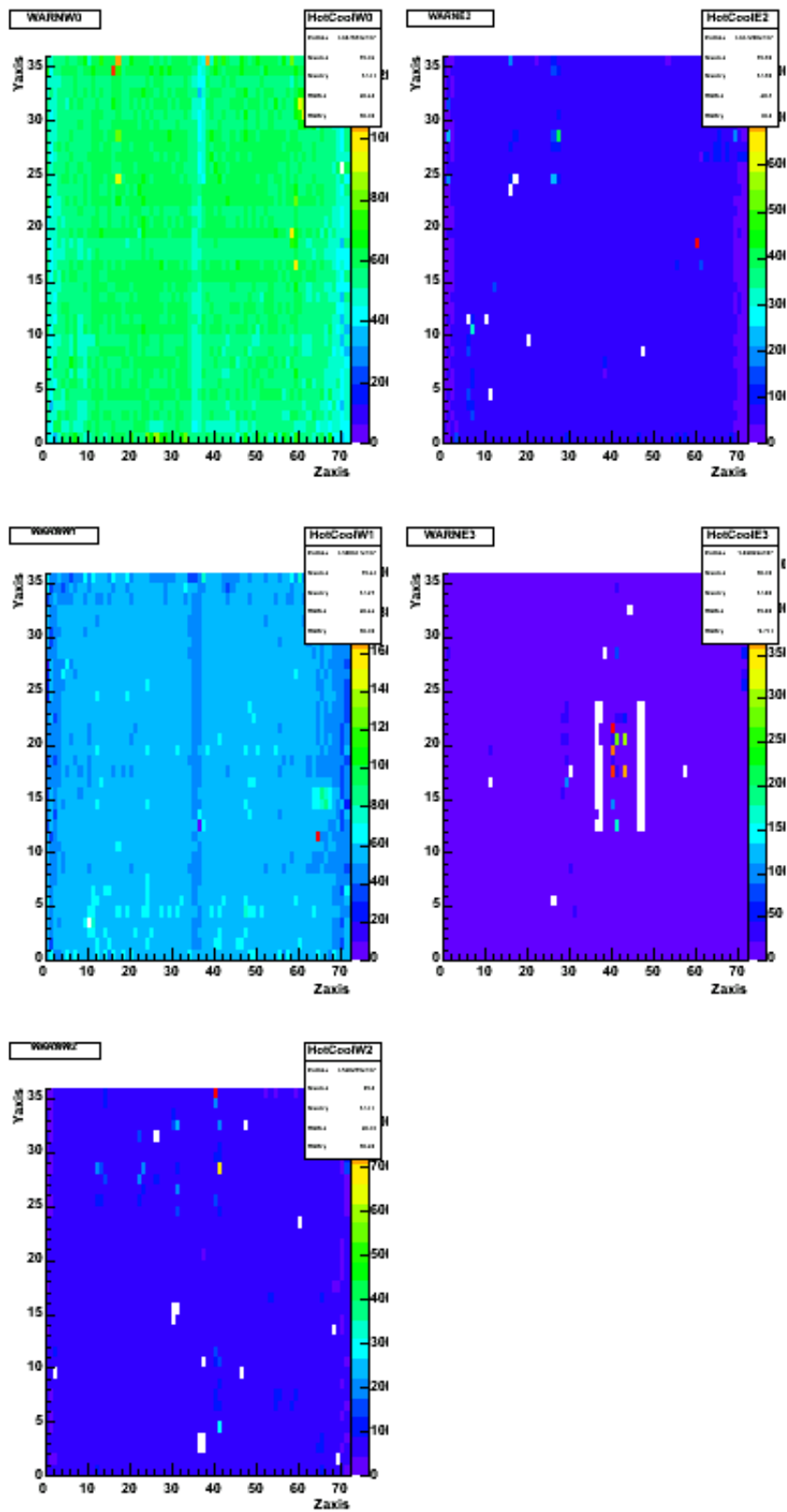


図 4.14: Cu+Cu 200GeV の各セクターの補正前ヒットマップ。縦軸が座標軸 y、横軸が座標 z で、縦 36 本×横 72 本の計 2592 本のタワー数がある。

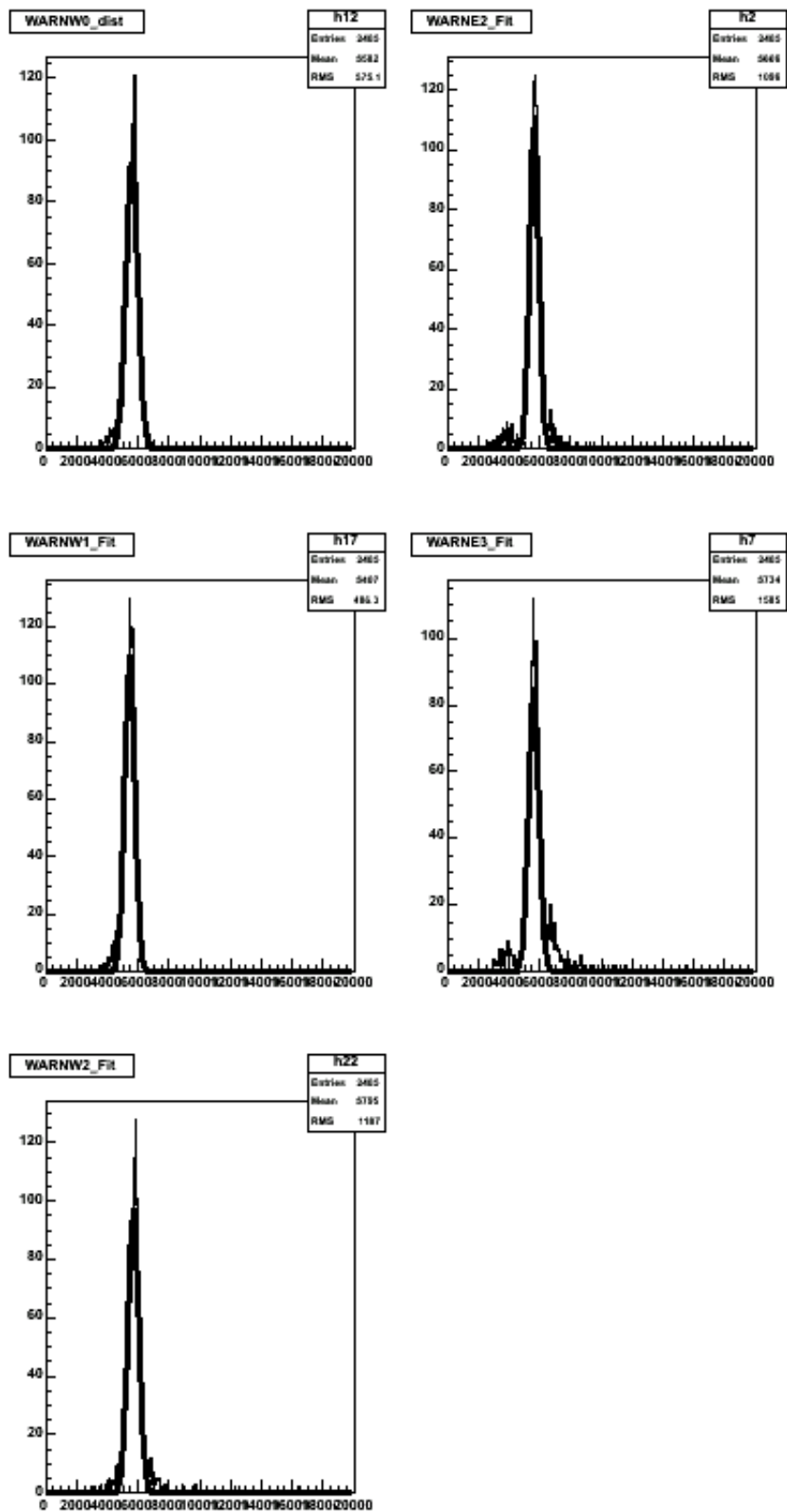


図 4.15: Cu+Cu 200GeV の各セクターのヒット分布。横軸がヒット回数、縦軸がタワー数で、ガウス関数でフィットしてある。

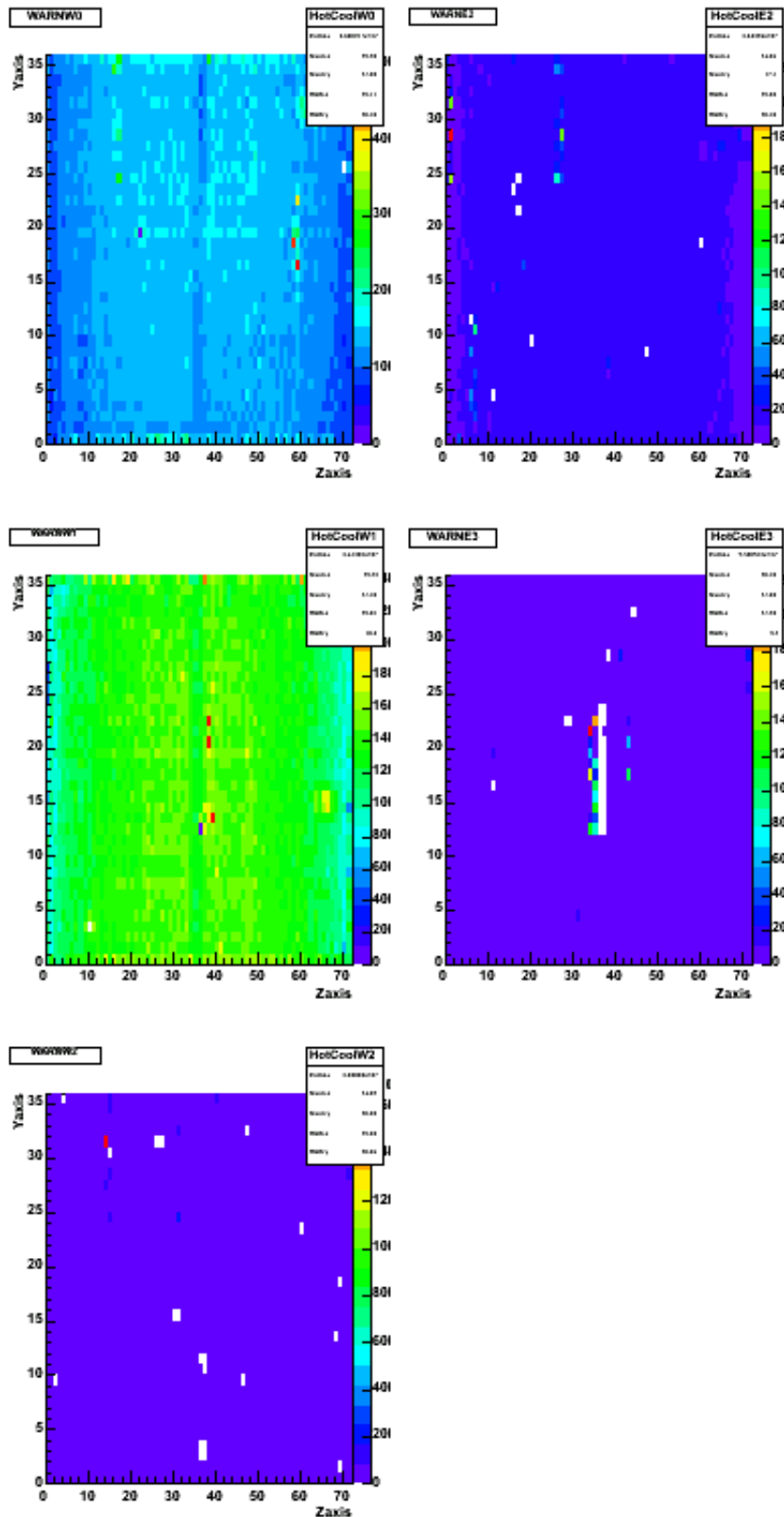


図 4.16: Cu+Cu 62GeV の各セクターの補正前ヒットマップ。縦軸が座標軸 y、横軸が座標 z で、縦 36 本×横 72 本の計 2592 本のタワーがある。

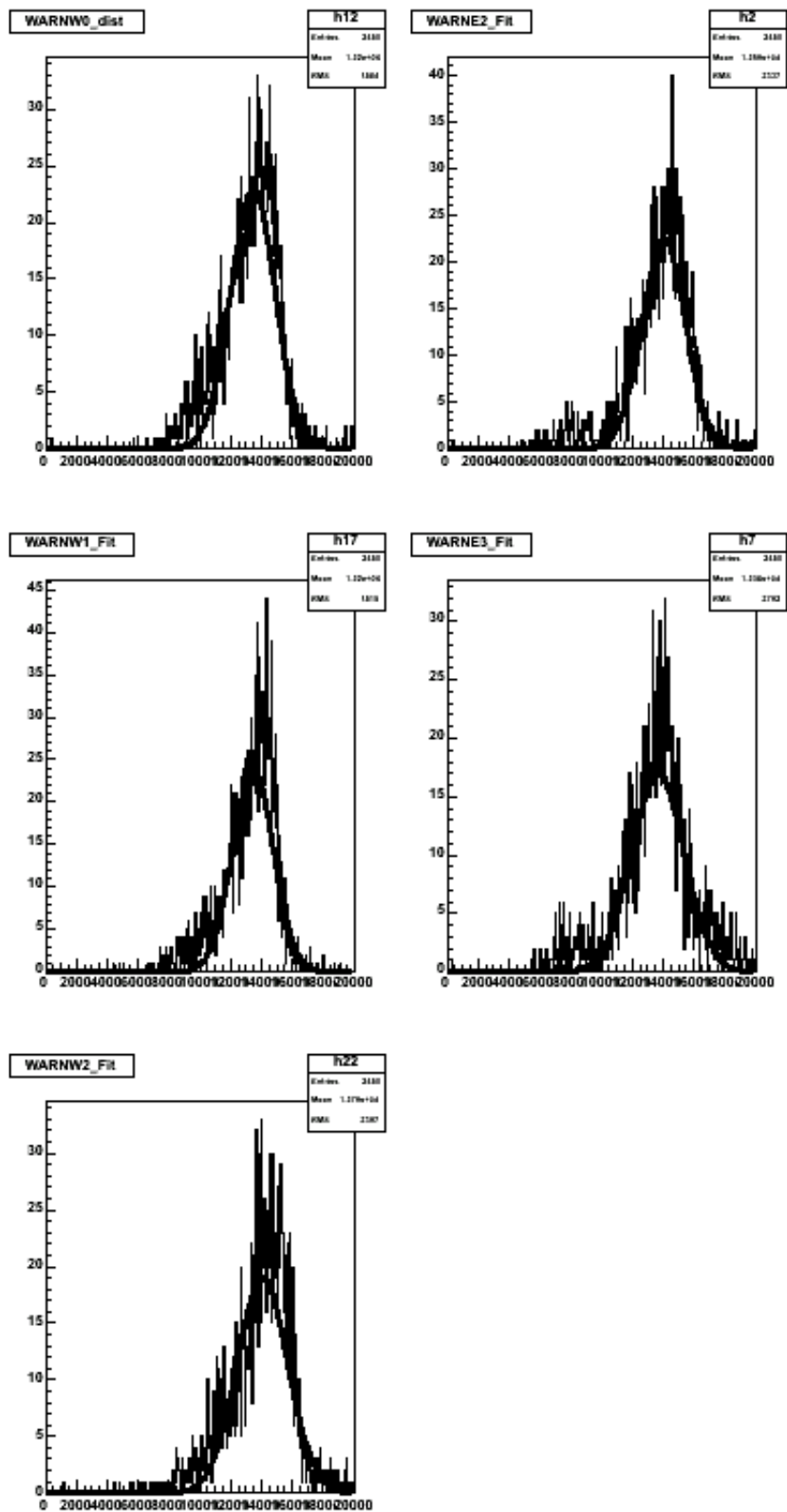


図 4.17: Cu+Cu 62GeV の各セクターのヒット分布。横軸がヒット回数、縦軸がタワー数で、ガウス関数でフィットしてある。

ヒットマップで、色がついていない白い点は1度もヒットが無かったタワーである。タワーが壊れている為出力が無く、粒子が入射しても全く反応がなかったものである。また色のグラデュエーションから、満遍なくヒット回数を重ねているかを知ることが出来る。赤い点は、ヒット回数が周囲に比べて多かったことを表し、粒子が入射しなくても、ヒットがあったものとして数えてしまったものである。このヒットマップから横軸をヒット回数、縦軸をタワー数であらわした分布を作成する。粒子は満遍なく EMCal に入射するので、正規分布になるはずである。この分布の平均値と σ を求め、分布にガウス関数でフィッティングを行い、平均値から 5σ の範囲に収まるタワーだけを使用し、範囲外のタワーを問題があるタワーとしてその数を数えた。また横方向エネルギーを求める際に、使えないタワーのエネルギーをカウントしないように、マスクした。

<使えないタワーを取り除いた後のヒットマップ>

反応が無かったタワーと、過度に反応しているタワーを取り除いた結果。

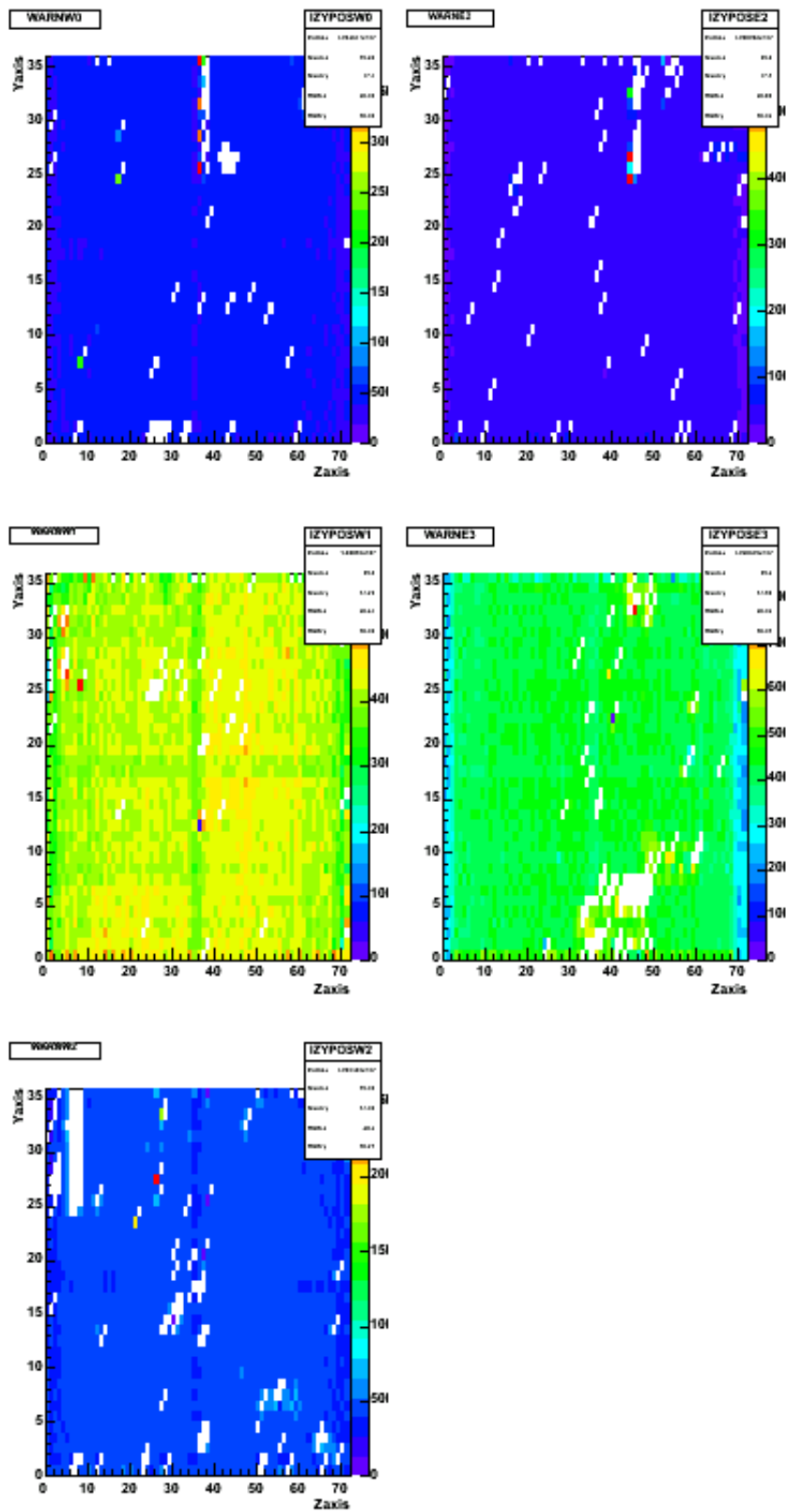


図 4.18: Au+Au 200GeV の使えないタワーを取り除いた、補正後の各セクターのヒットマップ

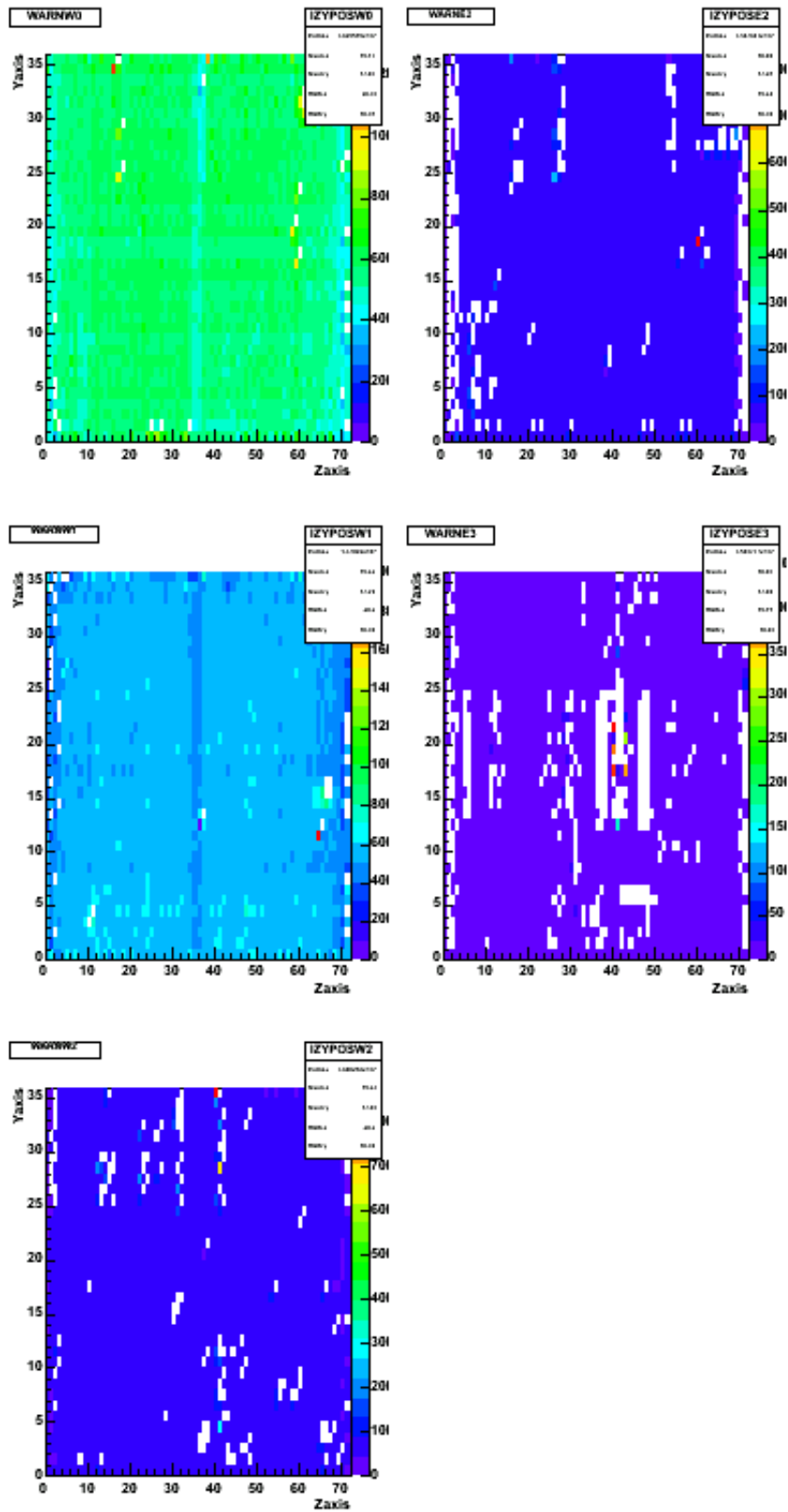


図 4.19: Cu+Cu 200GeV の使えないタワーを取り除いた、補正後の各セクターのヒットマップ

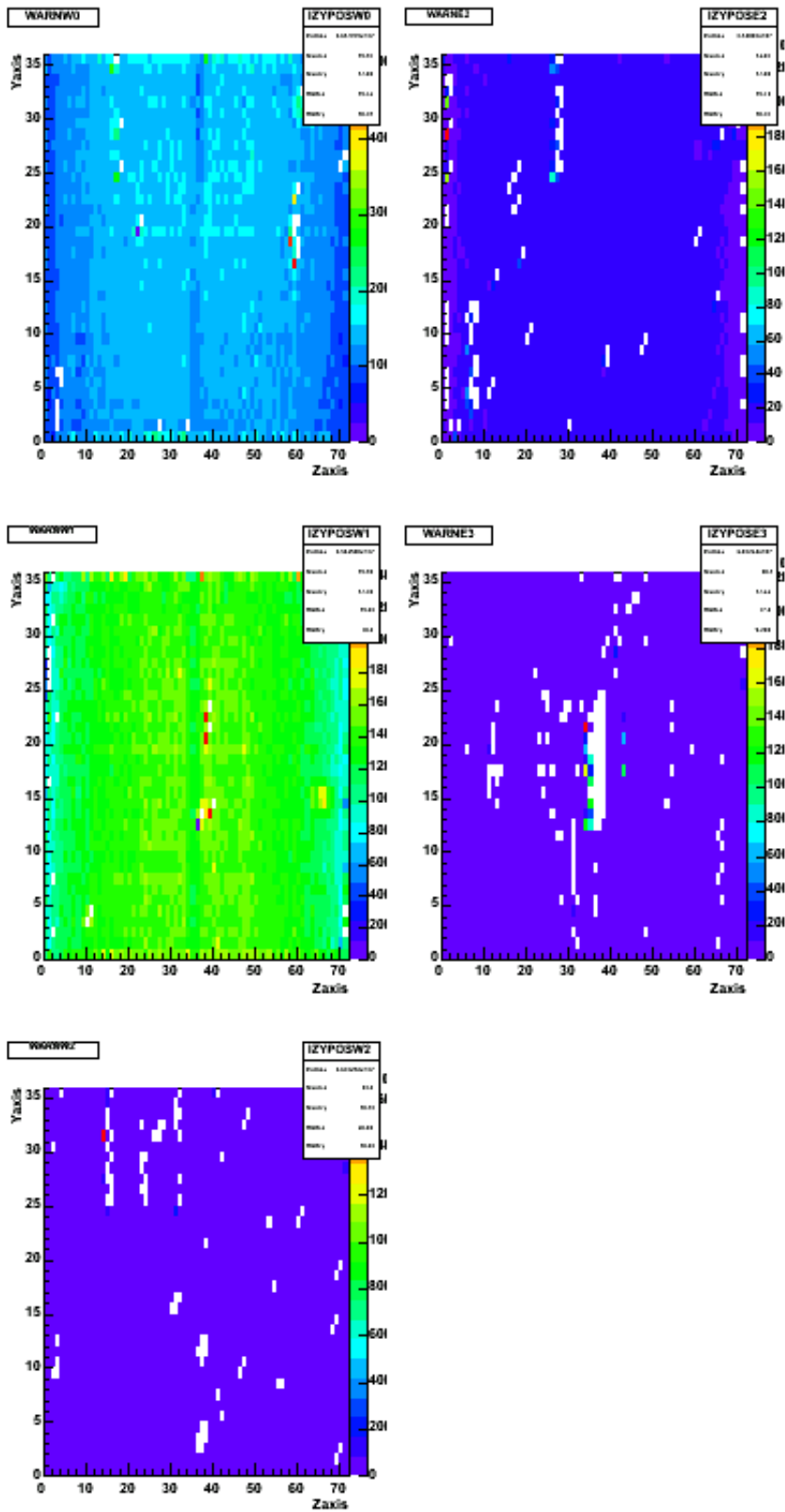


図 4.20: Cu+Cu 62GeV の使えないタワーを取り除いた、補正後の各セクターのヒットマップ

< 使えないタワーの補正係数の決定 >

上記の、使えないタワーの集計結果より、全セクター (E2,E3,W0,W1,W2) の使えない全タワー数は

Au+Au 200GeV = 531 本

Cu+Cu 200GeV = 717 本

Cu+Cu 62GeV = 273 本

よって使えないタワーの補正係数は

$$\text{補正係数} = \frac{\text{セクター数} \times 2592 \text{ 本}}{(\text{セクター数} \times 2592 \text{ 本}) - (\text{全セクターの使えないタワーの数})} \quad (4.7)$$

$$\text{補正係数 (Au + Au200GeV)} = \frac{12960}{(12960) - (531)} = 1.04 \quad (4.8)$$

$$\text{補正係数 (Cu + Cu200GeV)} = \frac{12960}{(12960) - (717)} = 1.05 \quad (4.9)$$

$$\text{補正係数 (Cu + Cu62GeV)} = \frac{12960}{(12960) - (273)} = 1.02 \quad (4.10)$$

4.7.3 シミュレーションにおける EMCal のレスポンス、粒子の流入・流出による補正

シミュレーションを行うことによって、EMCal への流入流出粒子数やエネルギーの損失など、検出器の反応及び効果を知ることが出来る。

補正の内わけは、主に3つの要素からなる。

- EMCal の高エネルギーハドロン入射による不完全なエネルギー反応の補正。
- EMCal の口径に入るはずの無かった粒子の流入による、余分なエネルギー増加分の補正。
- EMCal の口径に入射出来なかった、又はタワーの途中で抜けていった粒子によるエネルギー損失効果の補正。

EMCal は主に光子や電子・陽電子などの電磁粒子を検出するために設計されており、典型的なハドロンカロリメーターに比べて奥行きが浅い。その為、高いエネルギーを持つ π_0 が入射すると最小イオン化ポテンシャルエネルギー (MIP) の分だけエネルギーを落として EMCal を通過してしまう。このエネルギー損失は EMCal 全体のエネルギーのうち 25 % に相当する。

EMCal の口径に入るはずの無かった粒子とは、EMCal の口径範囲外に軌道を持つ親粒子が飛行途中の崩壊によって、その崩壊粒子が EMCal に入ってしまう計算外な粒子のことである。その粒子の流入によるエネルギー増加分の補正を行う。

また PHENIX のイオン磁石ポールや他の検出器によって反射された粒子も含まれる。これらの効果は全体の 24 % に及ぶ。

EMCal の口径に入射出来なかった粒子とは、EMCal の口径に向かって飛行していたにもかかわらず、途中、他の崩壊粒子などに打つかって軌道を曲げられ、結局 EMCal に入射出来なかった粒子や、EMCal の表面で反射して入射出来なかった粒子のことである。また、入射したにもかかわらず EMCal セクターの端で、途中で抜けていった粒子も含む。このエネルギーの損失は 22 % に及ぶ。

< シミュレーションにおける EMCal のレスポンス、粒子の流入・流出による補正因子の決定 >

$$\text{補正因子} = \frac{1 - \text{外部流入要素 (0.24)}}{[\text{ハドロンの反応 (0.75)}] \times [1 - \text{外部流出要素 (0.22)}]} = 1.3 \quad (4.11)$$

それぞれの効果より補正因子は 1.3 と求まる。このシミュレーションは Au+Au 200GeV で磁場の影響が無い場合を想定して行われている。異なる重心系エネルギーによる系統誤差は参考文献より (Ref[1]) Au+Au 130GeV で 1 %、19.6GeV で 1.3 % である。重心系エネルギーの違いによる影響は少ないと考えられる。磁場がある場合の補正因子は磁場が無い場合に比べ 1.8 % 低くなる。今回 Cu+Cu 200GeV と 62GeV のデータに Au+Au 200GeV の補正因子の値を使った。

4.8 補正前の横方向エネルギー分布

EMCalのクラスター情報から、座標と極角とエネルギーの値がわかる。1イベントに生じる、上述の条件を満たす、あらゆる粒子が作る全クラスターを足し合わせる。足し合わせる際に、ビーム軸に垂直な方向(横方向)成分だけを計算する。 $E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$ (E_i は各クラスターのエネルギーで $i=1,2,3,\dots,n$ を足し合わせる)

PHENIX 検出器の中心を $(x,y,z)=(0,0,0)$ 、ビームの衝突点を $(x,y,z)=(0,0,zvertex)$ とすると

$$\sin \theta_i = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - zvertex)^2}} \quad (4.12)$$

クラスターエネルギーの横方向成分の足し合わせを行い、全イベントデータを集計して統計を溜めてヒストグラム分布を作る。下の図は全イベントの、補正前の横方向エネルギー分布である。衝突点を中心から 30cm 以内と 20cm 以内に分けて計算を行った。

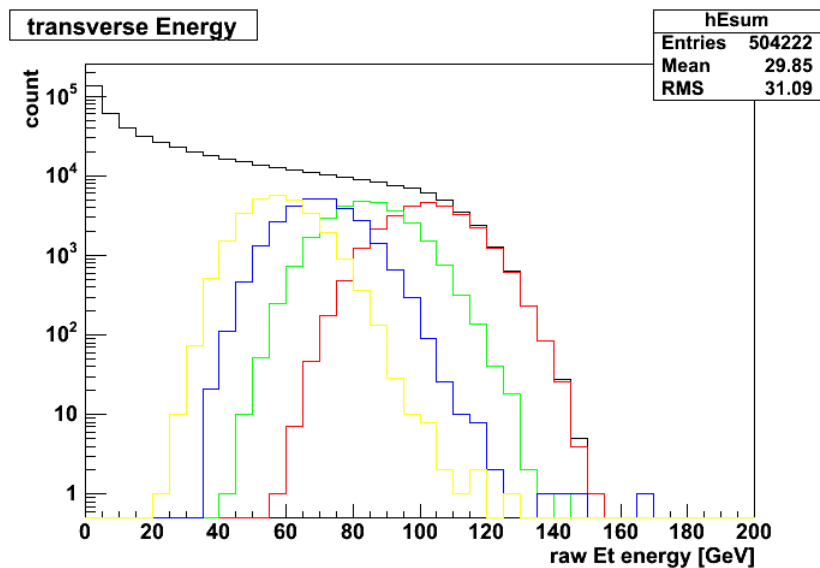


図 4.21: $|Zvertex| \leq 30cm$, Au+Au200GeV

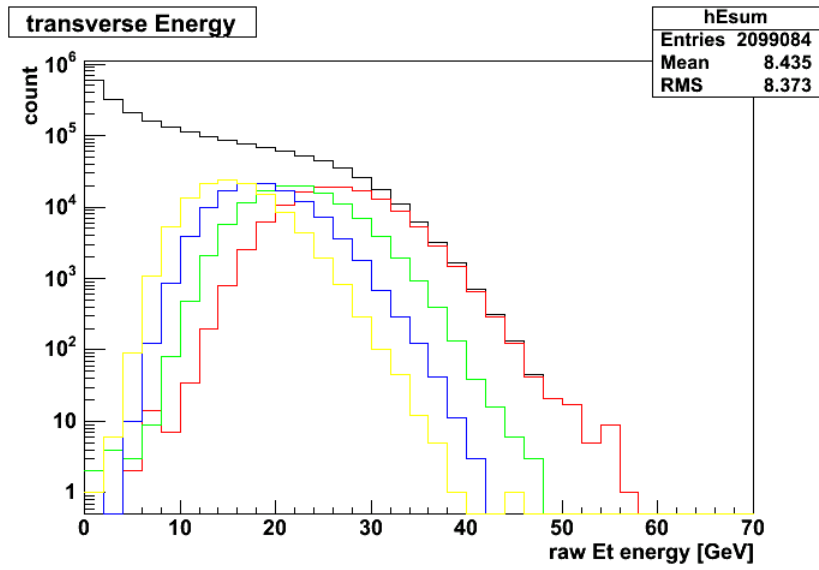


図 4.22: $|Z_{vertex}| \leq 30cm$, Cu+Cu200GeV

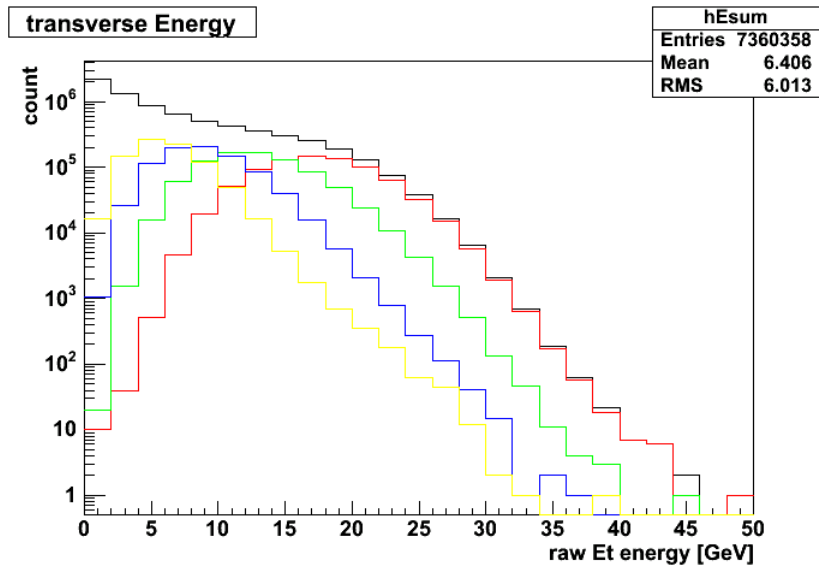
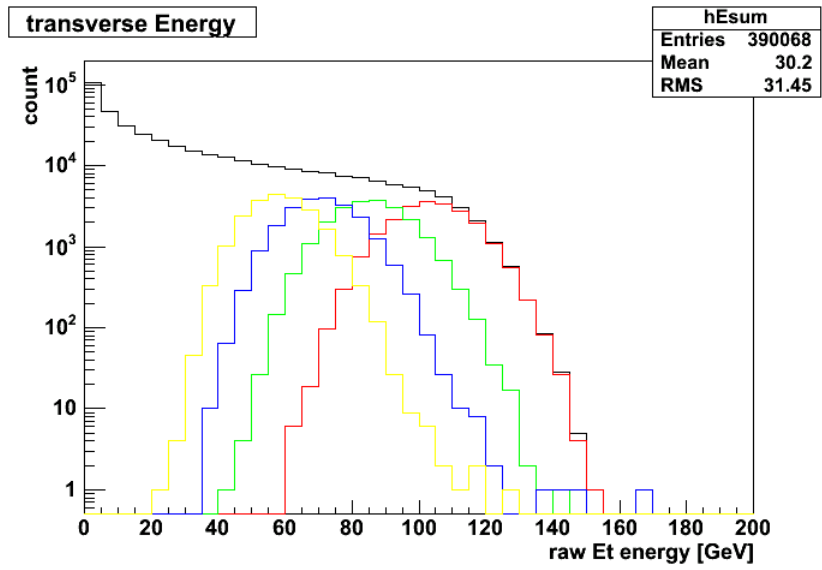


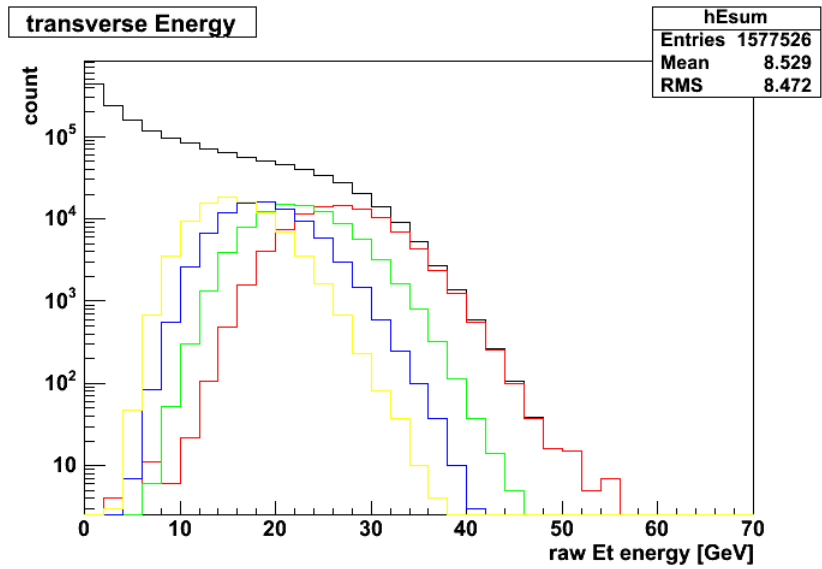
図 4.23: $|Z_{vertex}| \leq 30cm$, Cu+Cu62GeV

衝突点が $30cm$ 以内の $Au + Au200GeV$, $Cu + Cu200GeV$, $Cu + Cu62GeV$ の補正前の横方向エネルギー分布。横軸がエネルギー、縦軸がイベント数。それぞれ右から赤: $0 \sim 5\%$, 緑: $5 \sim 10\%$, 青: $10 \sim 15\%$, 黄色: $15 \sim 20\%$ の中心度を表している。

。



4.24: $|Z_{vertex}| \leq 20cm$, Au+Au200GeV



4.25: $|Z_{vertex}| \leq 20cm$, Cu+Cu200GeV

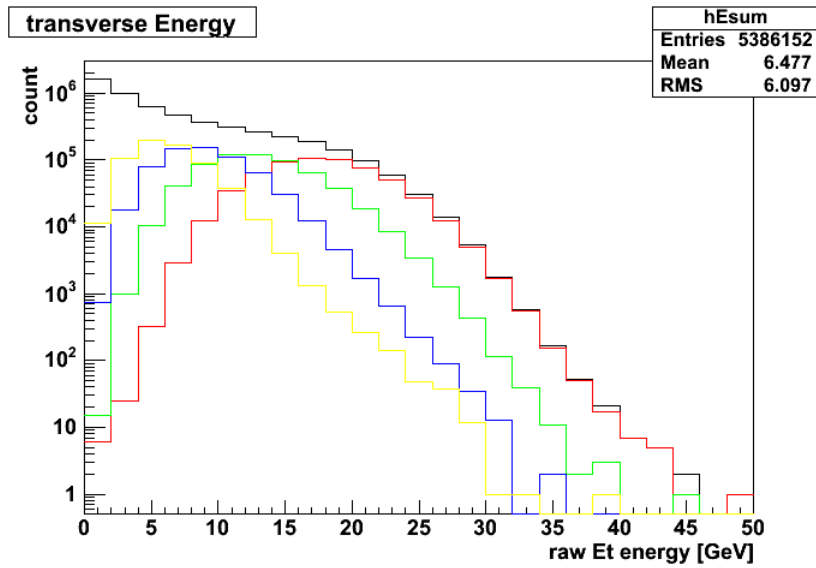


図 4.26: $|Z_{vertex}| \leq 20cm$, Cu+Cu62GeV

衝突点が $20cm$ 以内の $Au + Au200GeV, Cu + Cu200GeV, Cu + Cu62GeV$ の補正前の横方向エネルギー分布。横軸がエネルギー、縦軸がイベント数。それぞれ右から赤 : $0 \sim 5\%$, 緑 : $5 \sim 10\%$, 青 : $10 \sim 15\%$, 黄色 : $15 \sim 20\%$ の中心度を表している。

1つの分布の平らな部分が平均の値で、エネルギーの高い方（右側）の裾が中心度の最大部分に相当する。 $0 \sim 5\%$ の場合、分布の右側の裾が最中心衝突部分であり最大横方向エネルギーになる。

第5章 結果

前章で求めた補正前の横方向エネルギーに、補正係数を掛け、イベントごとに足し合わせ、衝突中心度別に横方向エネルギー分布を求めた。この値こそが求めたい真の横方向エネルギーである。

式(4.5)と式(4.6)より

$$\frac{dE_T(\eta)}{d\eta}\Big|_{\eta=0} = E_T \times \text{補正係数} \quad (5.1)$$

$$\frac{dE_T(\eta)}{d\eta}\Big|_{\eta=0} = E_T \times (\text{シミュレーションによる補正}) \times (\text{幾何学的な補正}) \times (\text{使えないタワーの補正})$$

5.1 横方向エネルギー分布

横方向エネルギーを求める際、条件および補正係数をまとめる。

1. 衝突点をビーム軸中心から $\pm 30\text{cm}$ 又は $\pm 20\text{cm}$ 以内のイベント。
2. EMCal の全クラスターのエネルギー閾値を 0.3GeV 以上。
3. 中心度を Au+Au, Cu+Cu 200GeV は 5% 毎に区切り Cu+Cu 62GeV は 10% 毎に区切った。
4. EMCal の幾何学的な補正。
5. EMCal の使えないタワーによる補正。
6. シミュレーションによる EMCal のレスポンス、粒子の流入・流出による補正。

それぞれの分布の結果から、衝突中心度ごとの分布の平均値(横方向エネルギー値)を求め、表(5.1~5.4)にまとめる。

補正後の横方向エネルギー分布

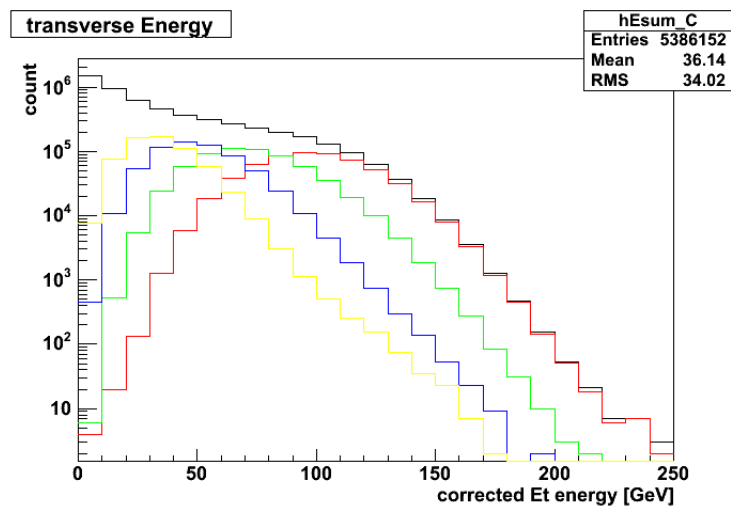
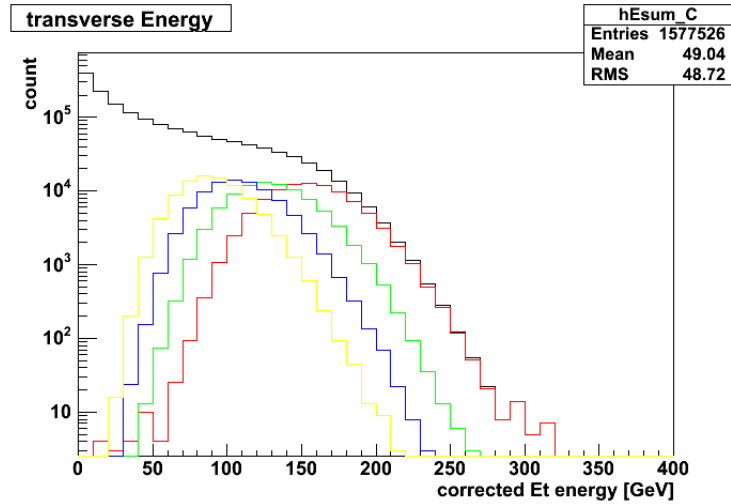
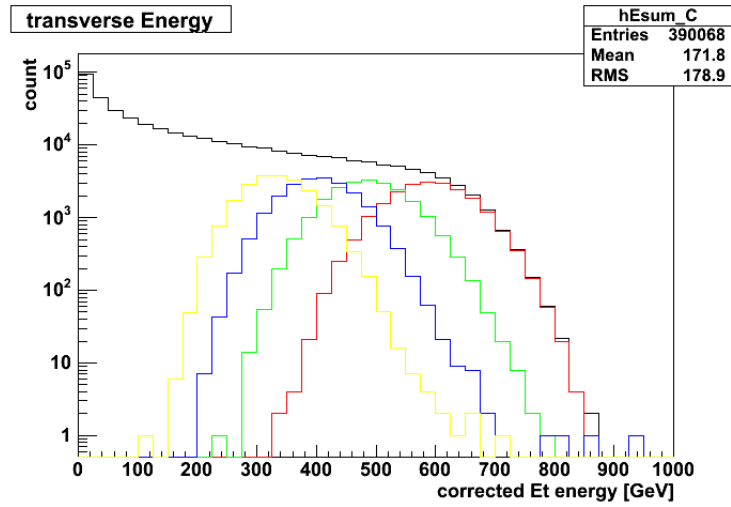


図 5.1: $|Z_{\text{vertex}}| \leq 20\text{cm}$ 、上から Au+Au200GeV, Cu+Cu200GeV, Cu+Cu62GeV の横方向エネルギー分布。横軸がエネルギーで縦軸がイベント数。それぞれ右から中心度が 赤:0 ~ 5%, 緑:5 ~ 10%, 青:10 ~ 15%, 黄色:15 ~ 20%

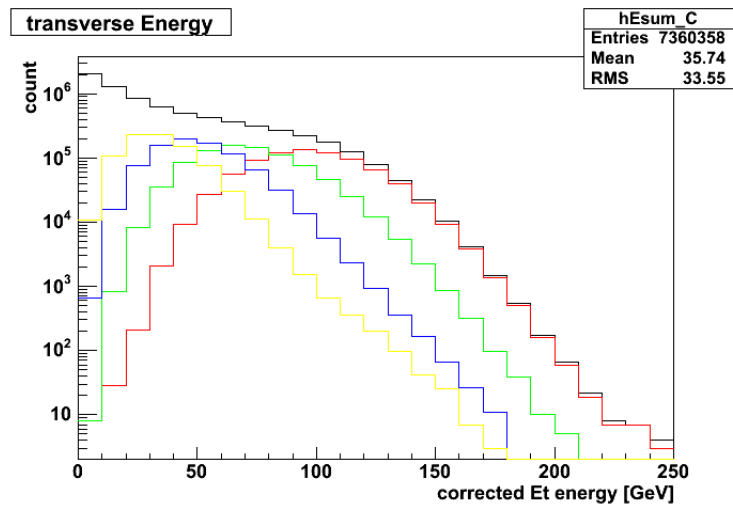
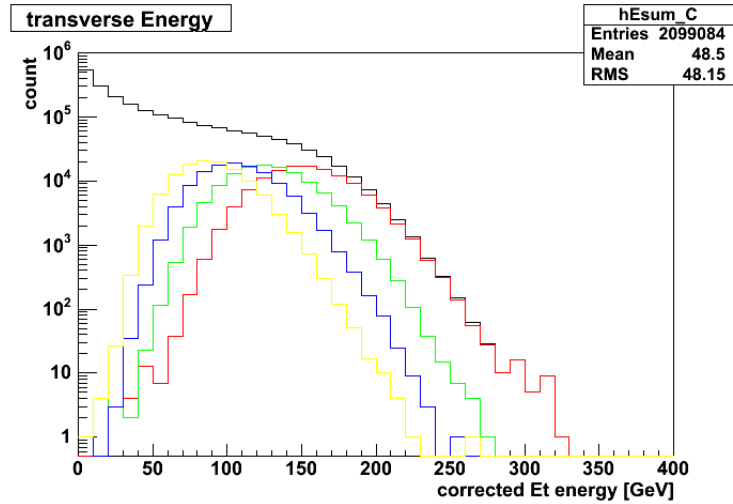
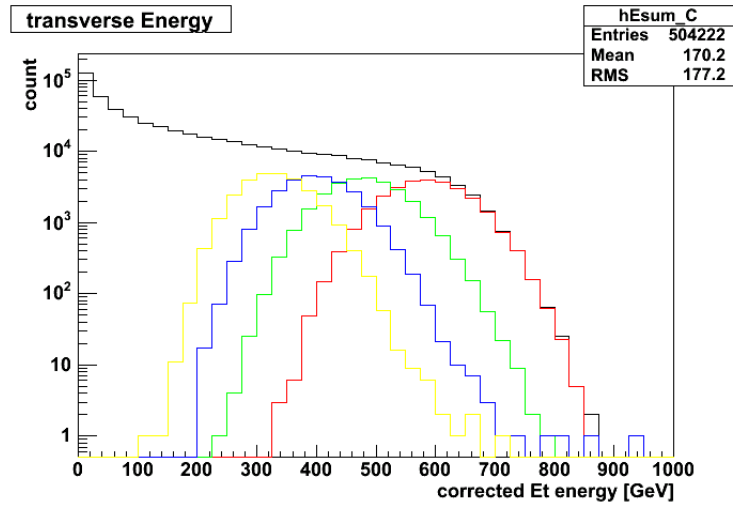


図 5.2: $|Z_{vertex}| \leq 30\text{cm}$ 、上から Au+Au200GeV, Cu+Cu200GeV, Cu+Cu62GeV の横方向エネルギー分布。横軸がエネルギーで縦軸がイベント数。それぞれ右から中心度が 赤:0 ~ 5% , 緑:5 ~ 10% , 青:10 ~ 15% , 黄色:15 ~ 20%

5.2 衝突反応関与核子数と横方向エネルギーのプロット その1

衝突中心度を、反応関与核子数に換算し、横軸を反応関与核子数、縦軸を横方向エネルギーにとってプロットした。

自分の解析が正しく行われているかを確認する為に、Run4 Au+Au200GeVの横方向エネルギー測定値をもとに、公表された論文の結果、メキシコ大学院生の結果と自分の解析結果を比べた。Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, 62GeVの衝突中心度と反応関与核子数の換算はGlouberモデルのシミュレーションによって行われ、その結果が求められている。表(5.5~5.7)参照。

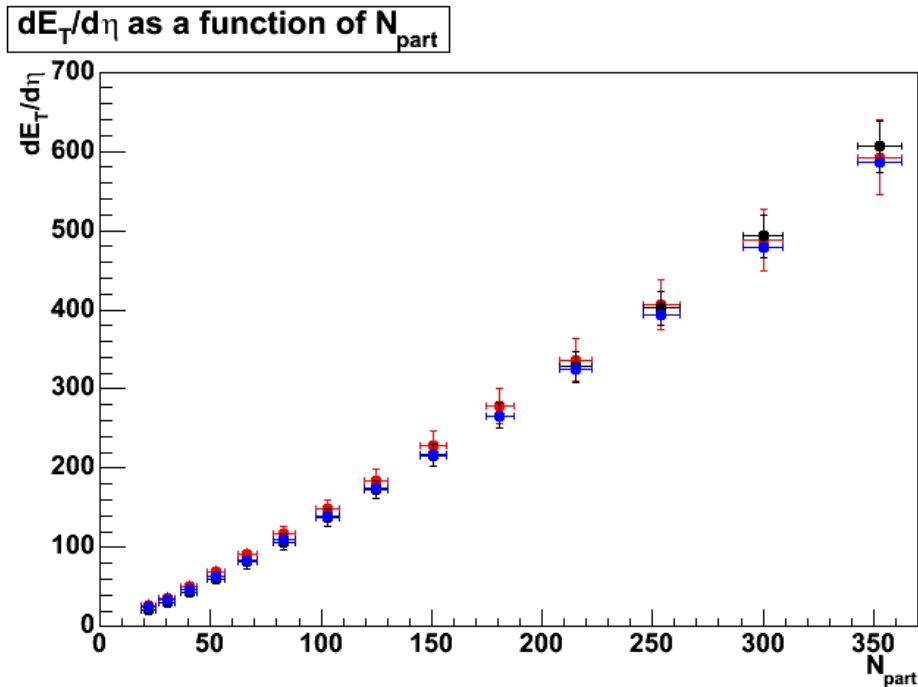


図 5.3: Au+Au 200GeV、横軸:反応関与核子数 縦軸:横方向エネルギー。赤:自分のプロット 青:メキシコ大学院生のプロット 黒:公表論文のプロット。水平方向のエラーバー:反応関与核子数 (N_p) の全系統エラー、垂直方向のエラーバー:横方向エネルギーの全系統エラー、垂直方向のエラーバーには統計エラーも含まれている。

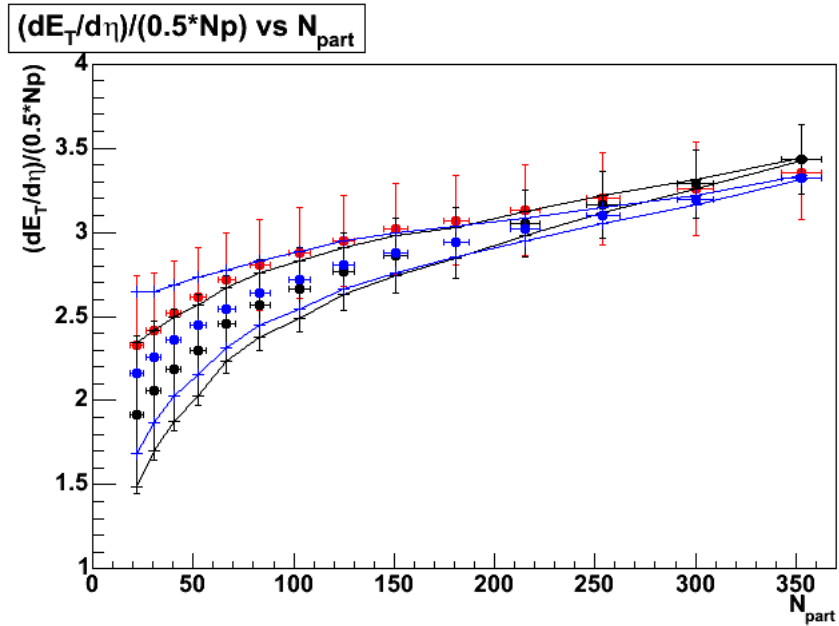


図 5.4: Au+Au 200GeV、横軸:反応関与核子数 縦軸:反応関与核子数当たりの横方向エネルギー。赤:自分のプロット 青:メキシコ大学院生のプロット 黒:公表論文のプロット。水平方向のエラーバー:反応関与核子数 (N_p) の全系統エラー、垂直方向のエラーバー:横方向エネルギーの全系統エラー。published data の曲線エラー:衝突中心度に依存した全系統エラー線

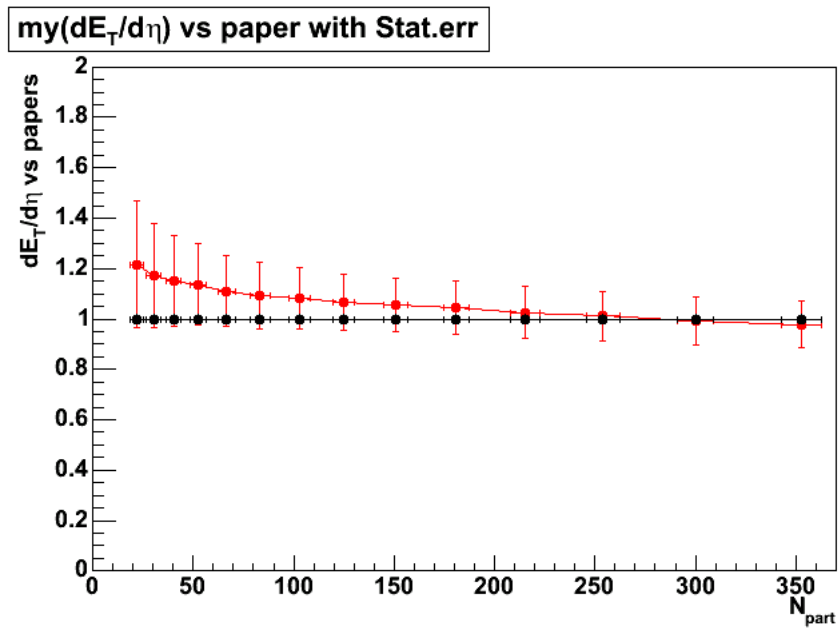


図 5.5: Au+Au 200GeV、自分の横方向エネルギーの結果を published data の結果で割ったもの。横軸:反応関与核子数、縦軸:(自分の横方向エネルギーの結果 ÷ published data の結果)。水平方向のエラーバー:衝突反応関与核子数 (N_p) の全系統エラー、垂直方向のエラーバー:横方向エネルギーの全系統エラー

5.3 衝突反応関与核子数と横方向エネルギーのプロット その2

Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, 62GeV を比較するために、それぞれの横方向エネルギーを反応関与核子数の関数として同じ座標にプロットした。

それぞれの座標の、赤い点が Au+Au 200GeV, 水色の点が Au+Au 130GeV, 紫の点が Au+Au 19GeV, 緑の点が Cu+Cu 200GeV, 青の点が Cu+Cu 62GeV。水平方向のエラーバーは反応関与核子数 (N_p) の全系統エラー、垂直方向のエラーバーは横方向エネルギーの全系統エラー。

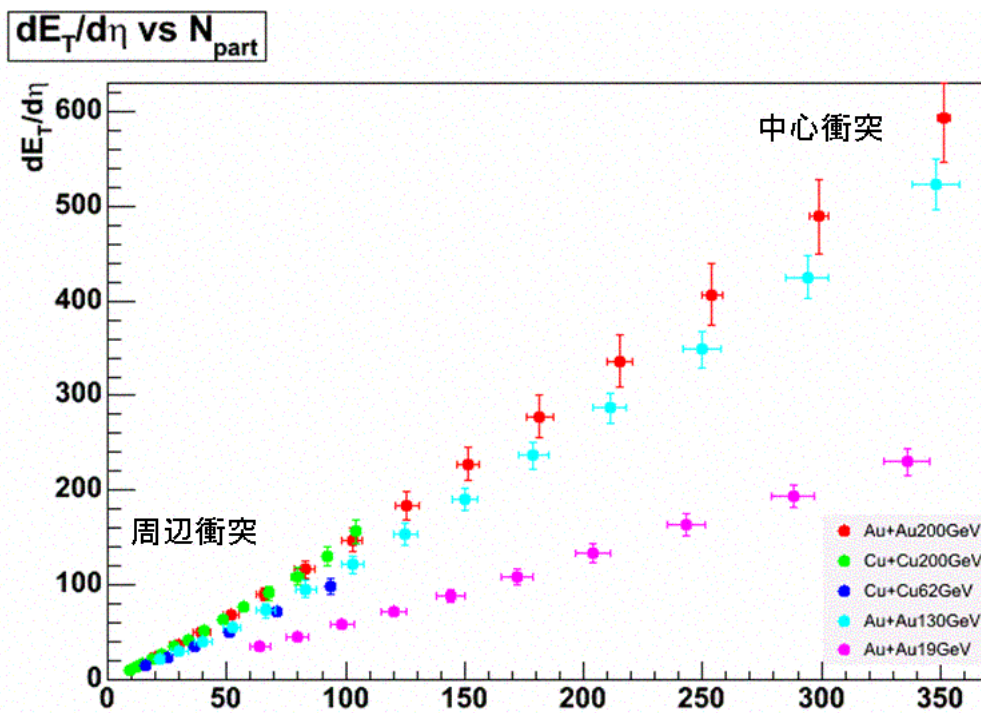


図 5.6: 横軸:反応関与核子数 縦軸:横方向エネルギー。赤: Au+Au 200GeV 水色: Au+Au 130GeV 紫: Au+Au 19GeV 緑: Cu+Cu 200GeV 青: Cu+Cu 62GeV。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー

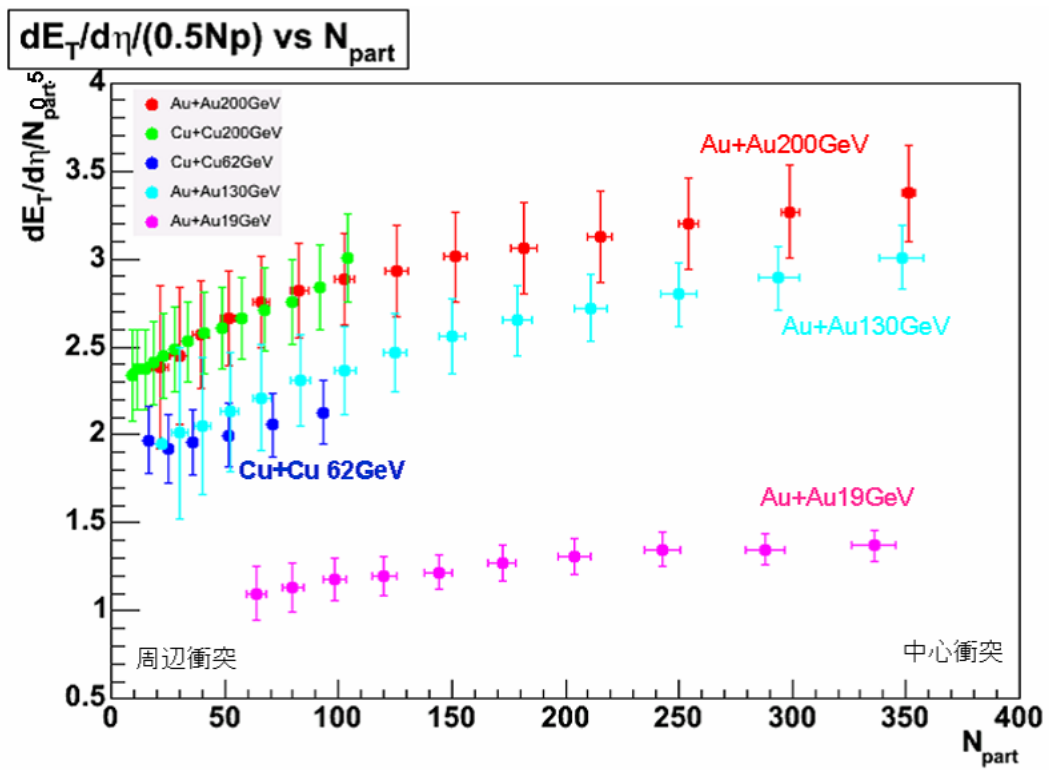


図 5.7: 横軸:反応関与核子数 縦軸:反応関与核子数当たりの横方向エネルギー。赤: Au+Au 200 GeV 水色: Au+Au 130 GeV 紫: Au+Au 19 GeV 緑: Cu+Cu 200 GeV 青: Cu+Cu 62 GeV。水平方向エラーバー: N_{part} の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー

重心系エネルギー別にプロットした反応関与核子数と横方向エネルギーのプロット

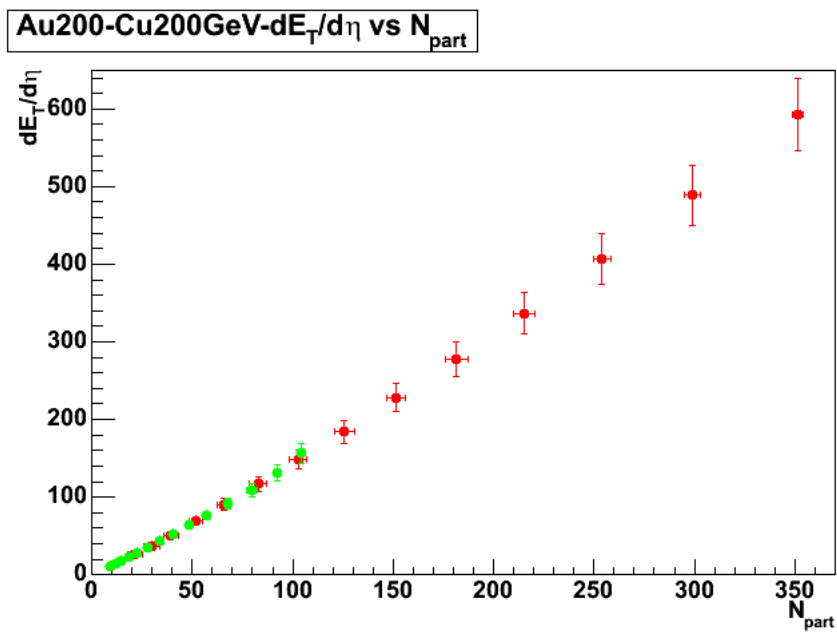


図 5.8: 横軸:反応関与核子数 縦軸:横方向エネルギー。赤: Au+Au 200GeV 緑: Cu+Cu 200GeV。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー

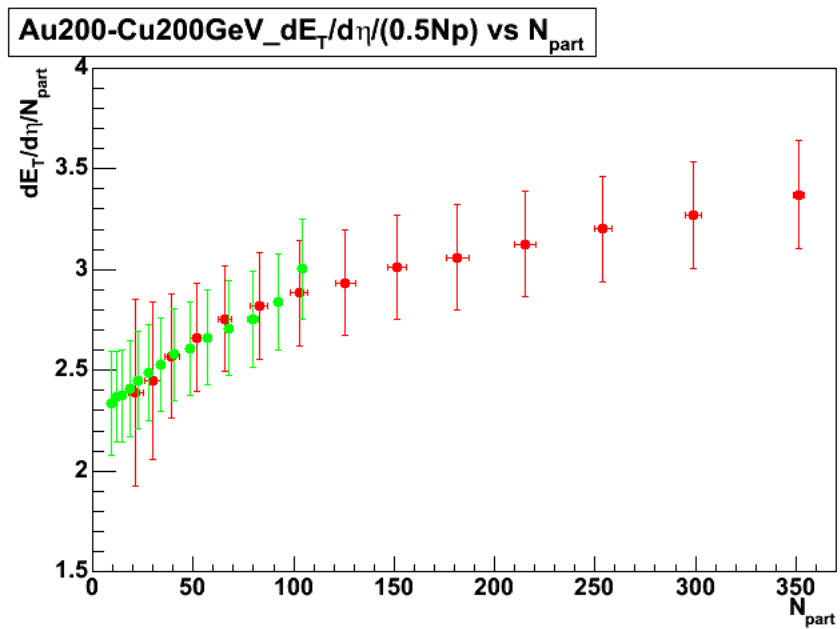


図 5.9: 横軸:反応関与核子数 縦軸:反応関与核子数当たりの横方向エネルギー。赤: Au+Au 200 GeV 緑: Cu+Cu 200 GeV。水平方向エラーバー: N_{part} の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 横方向エネルギーの全系統エラー

5.4 エネルギー密度の見積もり結果

Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, 62GeV の横方向エネルギーの測定結果から、衝突点における、おおよその初期エネルギー密度を見積もった。

ラピディティで表されたエネルギー密度の式を使う為に、擬ラピディティで表したエネルギー密度の式に定数項を掛けることで、求めた横方向エネルギー値をそのまま使える式へと変換した。衝突点で初期媒質が作られる固有時間を $\tau_0 \sim 1\text{fm}/c$ とした。

核子同士の衝突における衝突面積: $a_{\perp} \equiv \pi R^2$

この値は、ウッドサクソン型の原子核同士の衝突を考え、衝突における幾何学的なモデルを考えてシミュレーションを行うことにより求めることができる。今回、参考文献に載っていた、シミュレーション結果から得られた衝突面積の値を使おうとしたのだが、その値が考えられる大きさからズレていることに気づいた。計算された資料を入手できなかったので、自分で衝突面積の概算値を求めた。原子核の半径は原子量を A として $R = 1.21 \times A^{1/3}$ とあらわされる。この半径: R から原子核の面積は πR^2 より $\pi \times (1.21 \times A^{1/3})^2$ となる。この値に、反応関与核子数の最中心衝突からの割合を考えて衝突面積を見積もった。つまり、2つの原子核が正面衝突をし、丁度重なり合う場合の衝突面積は原子核半径から求めた面積に相当する。

衝突断面積: $a_{\perp} = \pi \times (1.21 \times A^{1/3})^2 \times \frac{(N_{part})^{2/3}}{(N_{Allpart})^{2/3}}$

N_{part} は反応関与核子数で、 $N_{Allpart}$ は最中心衝突の場合の反応関与核子数の値。反応関与核子数は体積に比例すると考えることにより、この2つの割合から衝突面積を求めた。

N_{part} の変数として表すと、金原子核の原子量は 196.9、銅原子核の原子量は 63.5、また金原子核の最中心衝突における反応関与核子数は 348 ± 3.0 、銅原子核は 98.8 ± 5.5 より、それぞれの衝突面積は、

$$\text{Au} : a_{\perp \text{Au}} = 3.15 \pm 0.02 \times N_{part}^{2/3}$$

$$\text{Cu} : a_{\perp \text{Cu}} = 3.43 \pm 0.13 \times N_{part}^{2/3}$$

計算結果は表 5.8, 5.9 に載せた。また、擬ラピディティで表した横方向エネルギー $\frac{dE_T}{d\eta}$ からラピディティで表した横方向エネルギー $\frac{dE_T}{dy}$ への変換係数が PHENIX の解析により求められている。その値は中心度を 5% 毎に分けた場合、 $\sim 1.25^{+5\%}_{-3\%}$ になることが知られている (Ref[1] 参照)。以下の式からエネルギー密度を計算した。表 5.10, 5.11 に結果を載せた。

$$\varepsilon = \frac{dE_T}{dy} \frac{1}{\tau_0 A_{\perp}} \sim 1.25 \times \frac{dE_T}{d\eta} \frac{1}{\tau_0 A_{\perp}} \quad (5.3)$$

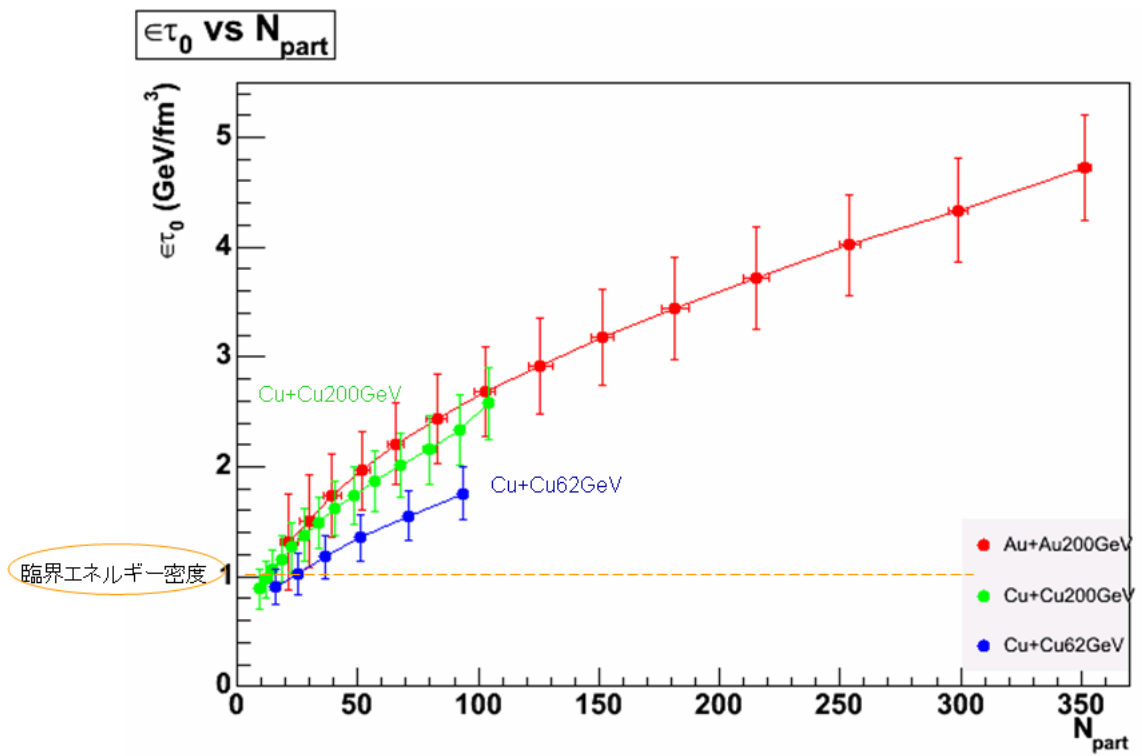


図 5.10: Au+Au 200GeV, Cu+Cu 200GeV, 62GeV の反応初期エネルギー密度。横軸: 反応関与核子数 (N_p) 縦軸: 反応初期エネルギー密度。水平方向エラーバー: N_p の全系統エラー、垂直方向エラーバー: 反応初期エネルギー密度の全系統エラー

表 5.1: 横方向エネルギー

中心度	Cu+Cu 200GeV $\frac{dE_T}{d\eta}$ (GeV)	Au+Au 200GeV $\frac{dE_T}{d\eta}$ (GeV)	Au+Au200GeV $\frac{dE_T}{d\eta}$ (GeV) メキシコ大学院生の結果
0 ~ 5 %	156.67	596.50	586.81
5 ~ 10 %	130.85	488.65	478.85
10 ~ 15 %	109.59	406.49	393.66
15 ~ 20 %	91.73	336.65	324.29
20 ~ 25 %	76.41	277.91	266.30
25 ~ 30 %	63.43	228.05	217.17
30 ~ 35 %	52.34	184.42	175.40
35 ~ 40 %	42.86	148.06	139.94
40 ~ 45 %	34.81	116.88	110.00
45 ~ 50 %	27.94	90.77	84.89
50 ~ 55 %	22.28	68.69	64.20
55 ~ 60 %	17.56	50.63	47.36
60 ~ 65 %	13.75	36.48	34.09
65 ~ 70 %	10.63	25.66	23.81

表 5.2: 横方向エネルギーその 2

中心度	Cu+Cu 62GeV $\frac{dE_T}{d\eta}$ (GeV)
0 ~ 10 %	99.28
10 ~ 20 %	73.08
20 ~ 30 %	51.27
30 ~ 40 %	35.42
40 ~ 50 %	23.93
50 ~ 60 %	15.86

表 5.3: Au+Au 200GeV の中心度と反応関与核子数の表

class	Npart \pm sys. err.	Ncoll \pm sys. err.	T-AB \pm sys. err.	b \pm sys. err.
0- 5 %	353 \pm 10.0	1065.4 \pm 105.3	25.37 \pm 1.77	2.3 \pm 0.1
5- 10 %	300 \pm 9.0	845.4 \pm 82.1	20.13 \pm 1.36	4.1 \pm 0.2
10- 15 %	254 \pm 8.1	672.4 \pm 66.8	16.01 \pm 1.15	5.2 \pm 0.3
15- 20 %	215 \pm 7.3	532.7 \pm 52.1	12.68 \pm 0.86	6.2 \pm 0.2
20- 25 %	181 \pm 6.6	421.8 \pm 46.8	10.04 \pm 0.85	7.0 \pm 0.4
25- 30 %	151 \pm 6.0	325.6 \pm 32.4	7.75 \pm 0.58	7.8 \pm 0.3
30- 35 %	125 \pm 5.5	251.0 \pm 25.9	5.98 \pm 0.48	8.4 \pm 0.4
35- 40 %	103 \pm 5.1	188.6 \pm 20.6	4.49 \pm 0.43	9.1 \pm 0.4
40- 45 %	83.3 \pm 4.7	139.4 \pm 15.4	3.32 \pm 0.31	9.7 \pm 0.4
45- 50 %	66.7 \pm 4.3	101.3 \pm 12.1	2.41 \pm 0.25	10.2 \pm 0.4
50- 55 %	52.5 \pm 4.1	72.1 \pm 10.5	1.72 \pm 0.23	10.7 \pm 0.4
55- 60 %	40.2 \pm 3.8	49.9 \pm 9.6	1.19 \pm 0.23	11.2 \pm 0.4
60- 65 %	30.2 \pm 3.6	34.4 \pm 8.7	0.82 \pm 0.21	11.7 \pm 0.5
65- 70 %	22.0 \pm 3.4	22.6 \pm 6.6	0.54 \pm 0.16	12.1 \pm 0.5
70- 75 %	15.5 \pm 3.4	14.8 \pm 5.1	0.35 \pm 0.12	12.6 \pm 0.5
75- 80 %	11.3 \pm 2.6	9.9 \pm 3.3	0.24 \pm 0.08	13.0 \pm 0.6
80- 92 %	6.3 \pm 1.2	4.9 \pm 1.2	0.12 \pm 0.03	14.1 \pm 0.6

表 5.4: Cu+Cu 200GeV の中心度と反応関与核子数の表

class	Npart \pm sys. err.	Ncoll \pm sys. err.	T-AB \pm sys. err.	b \pm sys. err.
0- 5 %	104.3 \pm 2.3	198.7 \pm 22.8	4.73 \pm 0.45	1.9 \pm 0.1
5- 10 %	92.2 \pm 2.5	166.6 \pm 19.1	3.97 \pm 0.36	2.8 \pm 0.1
10- 15 %	79.6 \pm 2.7	135.0 \pm 14.9	3.21 \pm 0.28	3.7 \pm 0.2
15- 20 %	67.7 \pm 2.4	107.4 \pm 12.4	2.56 \pm 0.24	4.4 \pm 0.2
20- 25 %	57.4 \pm 2.1	85.0 \pm 9.5	2.02 \pm 0.19	5.0 \pm 0.3
25- 30 %	48.6 \pm 1.9	67.5 \pm 7.6	1.61 \pm 0.15	5.5 \pm 0.3
30- 35 %	40.6 \pm 1.6	52.7 \pm 5.6	1.25 \pm 0.11	6.0 \pm 0.3
35- 40 %	33.9 \pm 1.5	41.2 \pm 4.6	0.98 \pm 0.09	6.4 \pm 0.3
40- 45 %	28.0 \pm 1.5	31.8 \pm 3.6	0.76 \pm 0.08	6.8 \pm 0.4
45- 50 %	22.8 \pm 1.3	24.3 \pm 3.0	0.58 \pm 0.07	7.3 \pm 0.4
50- 55 %	18.5 \pm 1.1	18.4 \pm 2.2	0.44 \pm 0.05	7.6 \pm 0.4
55- 60 %	14.8 \pm 0.8	14.0 \pm 1.8	0.33 \pm 0.04	8.0 \pm 0.4
60- 65 %	11.6 \pm 0.6	10.2 \pm 1.1	0.24 \pm 0.03	8.4 \pm 0.4
65- 70 %	9.1 \pm 0.7	7.6 \pm 1.0	0.18 \pm 0.03	8.8 \pm 0.5
70- 75 %	7.2 \pm 0.6	5.6 \pm 0.7	0.13 \pm 0.02	9.1 \pm 0.5
75- 80 %	5.6 \pm 0.4	4.2 \pm 0.5	0.10 \pm 0.01	9.4 \pm 0.5
80- 85 %	4.5 \pm 0.4	3.2 \pm 0.4	0.08 \pm 0.01	9.7 \pm 0.5
85- 90 %	3.6 \pm 0.3	2.4 \pm 0.3	0.06 \pm 0.01	10.0 \pm 0.5
90- 94 %	2.9 \pm 0.2	1.8 \pm 0.2	0.04 \pm 0.01	10.2 \pm 0.5

表 5.5: Cu+Cu 62GeV の中心度と反応関与核子数の表

class	Npart \pm sys. err.	Ncoll \pm sys. err.	T-AB \pm sys. err.	b \pm sys. err.
0- 10 %	93.3 \pm 2.6	152.3 \pm 17.6	4.28 \pm 0.44	2.5 \pm 0.2
10- 20 %	71.1 \pm 2.4	105.5 \pm 12.2	2.96 \pm 0.31	4.0 \pm 0.2
20- 30 %	51.3 \pm 2.0	67.8 \pm 8.4	1.90 \pm 0.22	5.2 \pm 0.3
30- 40 %	36.2 \pm 1.8	42.6 \pm 5.4	1.20 \pm 0.14	6.1 \pm 0.3
40- 50 %	24.9 \pm 1.5	26.2 \pm 3.5	0.74 \pm 0.09	6.9 \pm 0.4
50- 60 %	16.1 \pm 0.9	15.0 \pm 1.7	0.42 \pm 0.04	7.8 \pm 0.4
60- 88 %	7.0 \pm 0.7	5.5 \pm 0.8	0.15 \pm 0.02	9.1 \pm 0.4

表 5.6: 金原子核と銅原子核の衝突面積

中心度	$a_{\perp(Au+Au200)} \pm \text{sys. err.}$	$a_{\perp(Cu+Cu200)} \pm \text{sys. err.}$	$a_{\perp(Au+Au62)} \pm \text{sys. err.}$
0- 5 %	156.86 ± 6.48	76.0 ± 6.63	154.98 ± 10.9
5- 10 %	140.85 ± 7.72	70.0 ± 6.85	140.0 ± 13.96
10- 15 %	126.3 ± 8.37	63.47 ± 7.07	125.11 ± 13.85
15- 20 %	113.15 ± 9.60	56.98 ± 6.51	111.64 ± 13.84
20- 25 %	101.02 ± 9.95	51.04 ± 5.94	99.56 ± 12.72
25- 30 %	89.52 ± 9.11	45.68 ± 5.54	88.41 ± 11.76
30- 35 %	79.04 ± 9.10	40.52 ± 4.93	78.25 ± 10.52
35- 40 %	69.08 ± 8.34	35.93 ± 4.70	68.81 ± 9.59
40- 45 %	59.89 ± 8.34	31.63 ± 4.65	59.89 ± 8.34
45- 50 %	51.39 ± 7.13	27.58 ± 4.21	51.55 ± 7.81
50- 55 %	43.66 ± 6.84	23.99 ± 3.77	43.83 ± 7.13
55- 60 %	36.47 ± 7.27	20.68 ± 3.05	36.78 ± 5.96
60- 65 %	30.28 ± 8.07	17.58 ± 2.53	30.27 ± 5.0
65- 70 %	24.36 ± 7.67	14.95 ± 2.76	24.81 ± 4.49

表 5.7: 銅原子核 (62GeV) の衝突面積

中心度	$a_{\perp(Au+Au200)} \pm \text{sys.err}$
0- 10 %	70.56 ± 7.02
10- 20 %	58.87 ± 6.54
20- 30 %	47.36 ± 5.73
30- 40 %	37.53 ± 5.27
40- 50 %	29.25 ± 4.63
50- 60 %	21.87 ± 3.30

表 5.8: エネルギー密度

中心度	$a_{\perp(Au+Au200)} \pm \text{sys. err.}$	$a_{\perp(Cu+Cu200)} \pm \text{sys. err.}$	$a_{\perp(Au+Au62)} \pm \text{sys. err.}$
0- 5 %	4.72 ± 0.48	2.58 ± 0.33	3.05 ± 0.269
5- 10 %	4.34 ± 0.47	2.34 ± 0.32	2.72 ± 0.301
10- 15 %	4.02 ± 0.46	2.16 ± 0.31	2.47 ± 0.298
15- 20 %	3.72 ± 0.47	2.01 ± 0.30	2.25 ± 0.298
20- 25 %	3.44 ± 0.47	1.87 ± 0.28	2.04 ± 0.277
25- 30 %	3.18 ± 0.44	1.74 ± 0.27	1.84 ± 0.259
30- 35 %	2.92 ± 0.44	1.61 ± 0.25	1.65 ± 0.235
35- 40 %	2.68 ± 0.41	1.49 ± 0.24	1.46 ± 0.215
40- 45 %	2.44 ± 0.41	1.38 ± 0.24	1.29 ± 0.190
45- 50 %	2.21 ± 0.37	1.27 ± 0.23	1.13 ± 0.180
50- 55 %	1.97 ± 0.37	1.16 ± 0.21	0.98 ± 0.166
55- 60 %	1.74 ± 0.39	1.06 ± 0.19	0.84 ± 0.142
60- 65 %	1.51 ± 0.43	0.98 ± 0.17	0.71 ± 0.122
65- 70 %	1.32 ± 0.43	0.89 ± 0.18	0.58 ± 0.108

表 5.9: 銅原子核 (62GeV) のエネルギー密度

中心度	$a_{\perp(Au+Au200)} \pm \text{sys.err}$
0- 10 %	1.76 ± 0.24
10- 20 %	1.55 ± 0.22
20- 30 %	1.35 ± 0.21
30- 40 %	1.18 ± 0.20
40- 50 %	1.02 ± 0.19
50- 60 %	0.91 ± 0.16

第6章 結論と考察

金と銅の異なる原子核種と、異なる重心系エネルギー $\sqrt{S_{NN}}=200\text{GeV}, 62\text{GeV}$ で、それぞれ横方向エネルギーを求めた。図 5.1 の分布の結果より、分布の形が異なることがわかった。この分布の形の違いは、原子核の違い又は重心系エネルギーの違いによって、衝突反応のメカニズムが変わり、分布に影響を及ぼしていることを仄めかしているのかもしれない。

5.2 節で、自分が解析した Au+Au200GeV の結果と、公表論文の測定結果と、メキシコ大学院生の結果が全系統エラーの範囲内に収まった。自分の解析が正しく行われていることを確認することができた(図 5.2)。図 5.3 の衝突反応核子数あたりの横方向エネルギー測定結果は中心衝突で、ほぼ一致した。中心衝突における公表論文の値がやや大きめなのは、横方向エネルギーの定義の違いによるものだと考えられる。公表論文の横方向エネルギーには、イベントごとに中性子の質量を組み込んで足し合わせており、この影響により横方向エネルギーの値が 4 % 大きくなるという結果が報告されている (Ref[1] 参照)。また、周辺衝突では、自分の結果の値が大きくなっている。

反応関与核子数あたりの横方向エネルギーでは、反応関与核子数との誤差伝播の影響により、中心度が低い周辺衝突になるにつれて全体の系統エラーが大きくなっている。

図 5.4 は、自分の結果を公表論文の値で割った結果である。周辺衝突へ進むにつれて連続的に値が上昇しているのがわかる。それは統計的な誤差ではなく、EMCal の検出器や解析手法等による系統的な原因が含まれているといえる。

図 5.5、5.6、5.7、5.8 の結果より、Au+Au と Cu+Cu の原子核種の異なる衝突で、同じ重心系エネルギー (200GeV) のプロットがほぼ一致する結果となった。このことから、金と銅の原子核サイズの違う衝突は、横方向エネルギーに影響を及ぼさず、反応関与核子数の違いによって横方向エネルギーが決まることが言える。つまり、2 つの違いは核子数の違いだといえ、同じ重心系エネルギーで金と銅の異なる原子核におけるスケールリングが成り立つことがわかった。

Au+Au 62GeV と Cu+Cu 62GeV の比較は、Au+Au 62GeV の正確な公表値が無かった為に、今回は比べていない。今後、比較検討をしていきたい。また、反応関与核子数あたりの横方向エネルギーは、反応関与核子数が大きくなるにつれて、なだらかに増加している。反応関与核子数が増えると核子あたりの横方向エネルギーを増加させる衝突メカニズムを持つことがいえる。

図 5.5 と 5.6 に公表値である Au+Au130GeV,19GeV の値を載せてみた。重心系エネルギーが低くなるに従って横方向エネルギーが順に低くなっているのがわかる。

5.4 節のエネルギー密度の見積もり結果より、原子核衝突におけるイベントごとの反応断面積を求める為に、反応関与核子数を核子全体の割合から求めた。その値を使ってエネルギー密度を求めた。図 5.9 (表 5.8、5.9) Au+Au200GeV では QGP 相転移が起こるとされている $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ を裕に超えており、周辺衝突でもこの値に達している。今回新たに Cu+Cu のデータを使ってエネルギー密度を求めた。Cu+Cu200GeV で最中心衝突で最大 $2.6\text{GeV}/\text{fm}^3$ 、中心度 60 % 以上では $1.0\text{GeV}/\text{fm}^3$ を切る値となった。また、Cu+Cu62GeV でも最中心衝突では $1.76\text{GeV}/\text{fm}^3$ になった。200GeV,62GeV 共に格子 QCD の計算結果による $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ に達していることが確認された。また、 $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ を大幅に切る点は無かったので、QGP 相と非 QGP 相での違いをエネルギー密度で議論することは出来ないが、反応関与核子数によってエネルギー密度が、格子 QCD の計算結果による $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ 以上、またはそれ以下となる QGP の臨界点の目安が分った。

今後の課題として、 π_0 の不変質量から EMCal のクラスターエネルギーは正しくキャリブレーションされているのかを確かめたのだが、不変質量のピーク値しか見ていないので、新たにバックグラウンド事象を引いてクラスターエネルギーの絶対値を見直したり、Cu+Cu 62GeV データに含まれる磁場の効果を考え、新たにシミュレーションを行うことにより Cu+Cu 衝突における EMCal の反応を見直す必要がある。自分の解析が信頼性のあるものなのかをまず確かめることで解析の精度を上げていきたい。

謝辞

アドバイスをくださった指導教官の杉立先生、本間先生、志垣先生、ポスドクの鳥井先生と洞口先生。また、ドクターの中村さん、槌本さん、中宮さん、同期の大内田、M1の成田君、来島君、4年生の方々には勇気付けられ、色々助けていただきました。ありがとうございました。

物理科事務の方々にもご迷惑をかけました。大変お世話になりました。この場をかりてお礼を申し上げます。

関連図書

[1] 参考文献

1. S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration) Phys. Rev. C 71, 034908 (2005)
2. J.D.Bjorken,Phys.Rev.D27(1983)140
3. Sasha Milov,Phenix analysis note 461.
4. K.Adcox et al.(PHENIX Collaboration) Phys.Rev.Let vol.87,No.5.
5. A.Bazilevsky,E.Kistenev,M.J.Tannenbaum.Phenix analysis note016,041,111.
6. A.Bazilevsky,E.Kistenev,S.White ,PHENIX event global analysis towards E_T measurements with EMCal.
7. R.Armendariz,the phenix collaboration,200GeV Au+Au and 62.4GeV Au+Au event-by-event distribution mean E_T and E_T width fluctuation measurements over collision centrality in RHIC RUN4.
8. Takuma Horaguchi,Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{S} = 200\text{GeV}$.
9. Kohta Haruna,Pseudo-rapidity Distribution of Charged Particles in Relativistic Heavy Ion Collision.
10. 秋葉康之, 浜垣秀樹,RHIC での高エネルギー原子核衝突実験の幕開け, 日本物理学会,vol.59,No.5,2004.
11. 秋葉康之,RHIC と PHENIX 実験.
12. D.Silvermyr for the PHENIX Collaboraiton,Global observables in the PHENIX experiment.
13. RAUL AZCUEY ARNMENDARIZ,B.S.,M.S.Transverse-energy production and fluctuations over centrality and acceptance in relativistic heavy-ion. and nucleon-nucleon collisions:quark versus nucleon interactions and a search for the quark-gluon plasuma.
14. Sean Kelly,Dave Morrison,Jamie Nagle,Klaus Reygers.Caluculation of the Number of Participating Nucleons for Centrality Classes Defined with the ZDC and BBC.