

核子対あたりの重心系エネルギー 200 GeV の
Au + Au 原子核衝突における荷電粒子の
横運動量分布と方位角異方性を用いた
QGP 中のエネルギー損失の研究

西谷理佐

奈良女子大学大学院人間文化研究科

博士前期課程物理学専攻

学籍番号 17810141

2019年4月6日

概要

現在の宇宙ではクォークとグルーオン（パートン）は原子核を構成する核子の中に閉じ込められているが、約2兆°C以上の初期宇宙では核子が溶けてパートンが解放されたQGP状態であったと予想されている。結果、パートンが高温高圧下でハドロン内部の閉じ込めから解放され形成する流体であるクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)ができる。

本研究では、米国のRelativistic Heavy Ion Colliderを用いたPHENIX実験で得た核子対あたりの衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeVの金原子核同士(Au + Au)衝突における荷電粒子の横運動量(p_T)分布と方位角異方性パラメータ(v_2)の測定結果を用いて、QGP中のエネルギー損失の差の経路長依存性について調べた。

パートンのハードな散乱は方位角方向に等方であるので、粒子の方位角異方性はQGP中のエネルギー損失の非等方性によるものとみなすことができる。この研究では、 v_2 と p_T 分布の測定結果から、ある p_T における横運動量損失の差 Δp_T を衝突中心度(centrality)ごとに求めた。ここでcentralityは2つの原子核がどの程度重なって衝突するかを示す量である。

エネルギー損失の差 Δp_T の結果は、低い p_T と高い p_T 領域において異なる構造があることを示しており、高い p_T 領域において、 Δp_T の大きさは原子核が周辺衝突するにつれて増加する。さらに Δp_T のcentrality依存性を見積もり、 Δp_T はcentralityの増加に伴い増加していることを明らかにした。加えて、平均経路長の差 dL とcentralityの関係を幾何学的モデルに基づいて検討した結果、 dL はcentralityの増加に伴い増加することがわかった。以上より、エネルギー損失の差 Δp_T は経路長の差 dL の増加に伴って増加することを明らかにした。

目次

1	序章	5
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	5
1.2	重イオン衝突の時間発展	6
1.3	相対論的高エネルギー重イオン衝突実験	7
1.4	使用する物理量の定義	8
1.5	QGP の生成を示すシグナル	11
1.6	方位角異方性パラメータ v_2	11
1.7	QGP 中におけるエネルギー損失	13
1.8	研究目的, 特色	15
2	RHIC-PHENIX 実験	16
2.1	PHENIX 実験	16
2.2	検出器系	18
3	物理解析	24
3.1	解析手法	24
3.2	in-plane と out-of-plane の収量についての誤差	32
3.3	Δp_T についての誤差	35
3.4	より詳細な経路長差 dL の計算	35
4	結果・考察	37
4.1	方位角異方性パラメータ v_2	37
4.2	エネルギー損失の差	38
5	まとめと今後の課題	44

表目次

1	centrality とインパクトパラメータ b の関係	32
---	--------------------------------	----

目次

1	高温高圧下で形成する QGP.	5
2	宇宙の歴史.	6
3	重イオン衝突の時間発展.	7
4	QCD の相図.	7
5	高エネルギー原子核衝突.	8
6	原子核同士の重なり方と centrality の関係.	8
7	インパクトパラメータ b の定義.	9
8	in-plane, out-of-plane の定義.	9
9	Φ , Ψ の定義.	11
10	低い p_T 領域における方位角異方性の発生理由.	12
11	方位角とエネルギー損失量・粒子収量の関係.	13
12	方位角による放出粒子の QGP 中における通過距離を由来とするエネルギー損失の差と横運動量スペクトラの関係.	14
13	(上): ビーム軸から見た PHENIX 検出器. (下): ビーム軸に平行な方向から見た PHENIX 検出器.	17
14	PHENIX Central Arms.	18
15	PC の概観.	19
16	PHENIX Muon Arms.	20
17	(左): BBC の全体像. (右): BBC を構成する検出器.	21
18	(左): DCA の定義. (右): VTX で測定した DCA の分解能.	22
19	FVTX の形状と設置の位置. 右側の FVTX は VTX から取り出したものの.	23
20	方位角異方性 v_2 の横運動量依存性.	25
21	(左): inclusive の方位角分布. (右): p_T の関数としての inclusive, in-plane, out-of-plane の収量のイメージ図.	26
22	Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV における centrality=0-50 % の inclusive, in-plane と out-of-plane の収量. エラーバーは統計誤差を表す.	27

23	Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の inclusive, in-plane と out-of-plane の収量. エラーバーは統計誤差を表す.	28
24	Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の inclusive におけるデータ点とフィットの値の比.	29
25	Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の in-plane におけるデータ点とフィットの値の比.	30
26	Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の out-of-plane におけるデータ点とフィットの値の比.	30
27	L_{in} , L_{out} , dL の定義.	31
28	in-plane と out-of-plane における経路長差 dL の計算	31
29	(左) : in-plane と out-f-plane の収量の系統誤差と v_2 の系統誤差 (右) : in-plane と out-f-plane の収量の系統誤差と v_2 の系統誤差を組み合わせたグラフ f_1', f_2', f_3', f_4'	34
30	2次元空間を仮定した場合の反応領域中にランダムに配置した粒子. . .	36
31	2次元空間を仮定した場合の反応領域中にランダムに配置した粒子から dL を見積もる方法.	36
32	(左) : BBC を用いた反応平面の分解能. (右) : v_2 の横運動量分布. . .	37
33	in-plane の粒子における p_T の関数としての Δp_T . エラーバーは統計誤差, 灰色のボックスは系統誤差を表す.	38
34	b と centrality の関係を基に計算した Δp_T vs. centrality.	39
35	(左) : L_{in} vs. centrality と L_{out} vs. centrality. (右) : dL vs. centrality.	40
36	b と centrality の関係を基に計算した Δp_T vs. dL.	41
37	Δp_T vs. dL の fitting.	42
38	QGP 中のエネルギー損失 (Δp_T) の p_T 依存性. ここで, dE/dx は観測された個々のリュ氏に観山した QGP 中の平均のエネルギー損失で, p_T は個々の粒子の横運動量である.	43
39	Δp_T と dL の関係 (図 37) を直線で fitting した時の χ^2/NDF	43

1 序章

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

現在の宇宙ではクォークとグルーオン（パートン）は原子核を構成する核子の中に閉じ込められているが、約 2 兆°C 以上の初期宇宙では核子が溶けてパートンが解放された QGP 状態であったと予想されている。結果、パートンが高温高圧下でハドロン内部の閉じ込めから解放され形成する流体であるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) ができる [1] (図 1)。QGP は図 2 のように、宇宙の歴史においてビッグバン直後の数 10 μ 秒後の世界に実現していた状態と考えられている。格子量子色力学 (QCD) 計算による相転移エネルギー密度及び温度予測は $e_c \sim 1.0[\text{GeV}/\text{fm}^3]$, $T_c \sim 170[\text{MeV}]$ である。[1] QGP は金や鉛などの重い原子核を高いエネルギーで正面衝突させ、超高温状態を作り出す超相対論的重イオン衝突により人工的に実現できる。

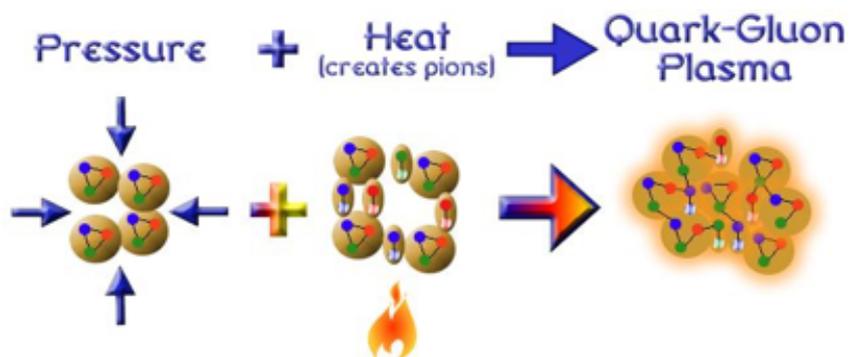
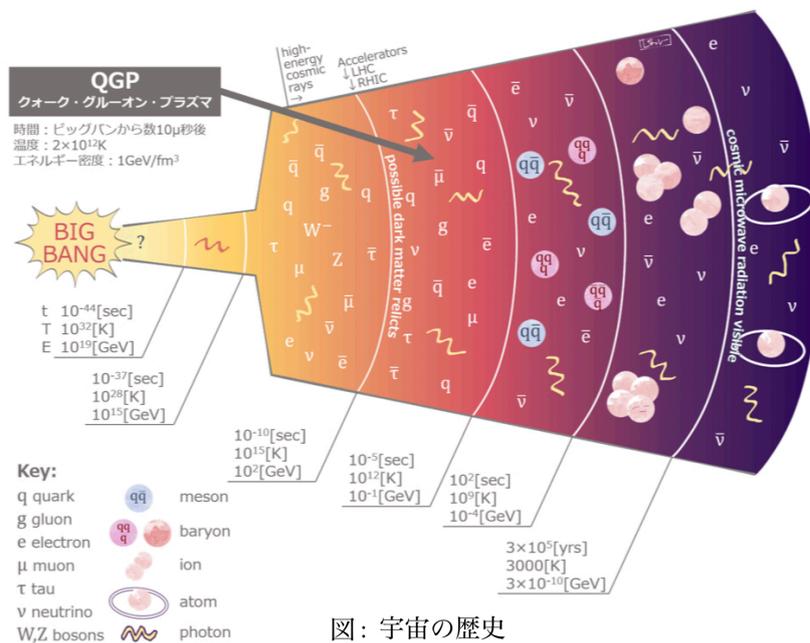


図 1 高温高圧下で形成する QGP.



図：宇宙の歴史

図2 宇宙の歴史.

1.2 重イオン衝突の時間発展

重イオン衝突の初期衝突から相互作用の終了，フリーズアウトまでは図8のような時間発展をされると考えられている．衝突の結果，2つの原子核は互いにすり抜け，核子はその際に運動エネルギーを失う．RHICでは $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ で衝突した金原子核同士は核子あたり約70GeVの平均エネルギー損失がある．反応の初期段階である原子核同士の重なり合い直後の時間は $t < 0.1\text{fm}/c$ であり，反応領域に放出されたエネルギーから作られたクォーク，反クォーク，グルーオンの集団は多くの散乱を起こす．これらの散乱の繰り返しによって熱平衡状態に達すると，QGPが作られ，流体的な膨張が起こる．膨張に伴う系のエネルギー密度の急低下により温度が低下し，相転移温度以下に達するとハドロン化が起こる．ここで相転移温度とは，相図4におけるQGP相とハドロン相を分けている境界に相当する．

このように，重イオン衝突においてQGPは直接観測することができないため，衝突によって生成，放出された光子やハドロン等の測定を行い，逆算して性質を探る．

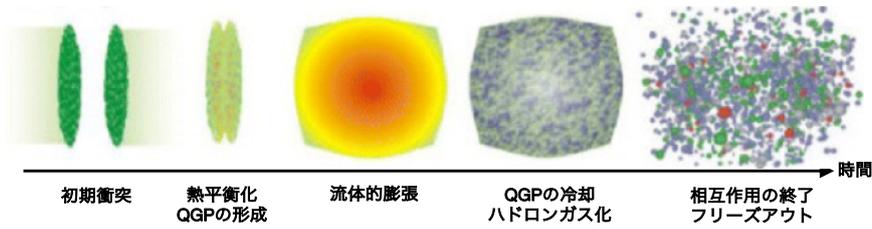


図3 重イオン衝突の時間発展.

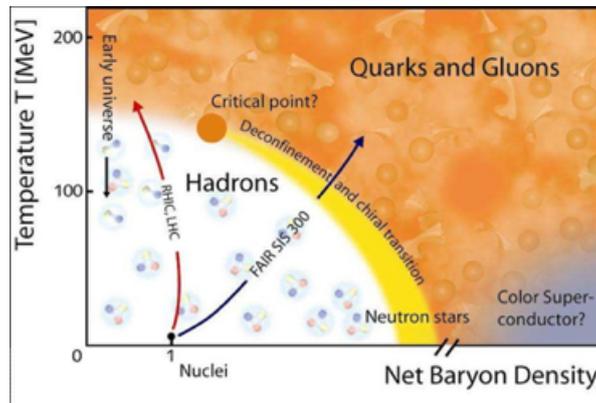


図4 QCDの相図.

1.3 相対論的高エネルギー重イオン衝突実験

米国の Brookhaven National Laboratory (BNL) の加速器 Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) を用いた PHENIX 実験は、QGP を生み出そうとする高エネルギー衝突実験の一つである。RHIC における発見の一つに、強い楕円フローという現象がある。強い楕円フローは原子核衝突によって生成された粒子が反応平面に対して一方向ではない異方性を持って放出されるという現象である。QGP の性質を強い楕円フローからアプローチし定量的に調べる研究は世界中で進められており、QGP の物理的な性質を解明することは質量の起源の解明につながる。

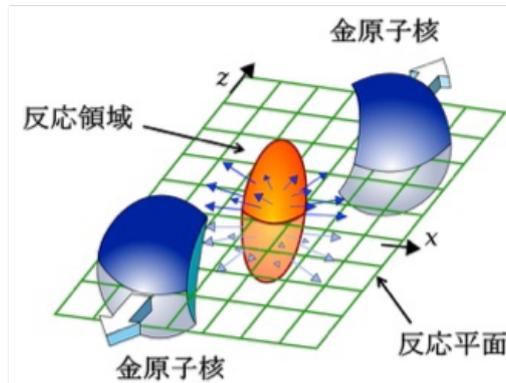


図5 高エネルギー原子核衝突.

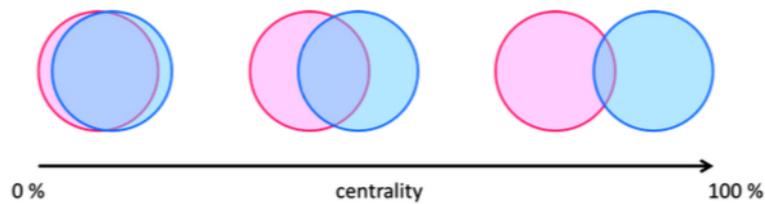


図6 原子核同士の重なり方と centrality の関係.

1.4 使用する物理量の定義

1.4.1 横運動量

ビーム軸に対して垂直な方向の運動量 (p) の成分を横運動量と呼び、以下 p_T と記載する。 p_T はローレンツ不変な量である。また、ビーム軸方向の運動量の成分を考えない量のため、衝突によって発生する運動量のみを焦点を当てることが可能である。

1.4.2 centrality

原子核はある程度の広がりを持った物質であるため、2つの原子核が非中心衝突をした際には原子核同士の重なりを考える必要がある。この重なりを表す量を centrality (衝突中心度) と呼び、0 ~ 100% で表す。原子核同士の中心間距離 (インパクトパラメータ) を b (図7)、原子核半径を R とすると、 $b=0$ の時 centrality= 0%、 $b=2R$ の時 centrality= 100% で表す (図6)。なお、PHENIX 実験で検出できる centrality は 0 ~ 92% であり、この範囲での centrality の平均値である、原子核衝突検出の最小条件で

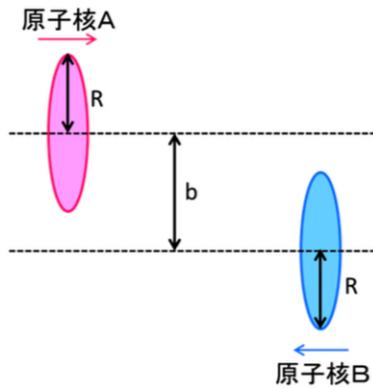


図7 インパクトパラメータ b の定義.

取得されるデータをミニマムバイアスデータと呼ぶ. centrality は実験的には発生粒子数などを測定することで決定する. Beam Beam Counter 測定器を用いて荷電粒子の総数を測定することによって, 荷電粒子数とほぼ比例関係にある反応に関与した粒子数が測定できる. 測定した荷電粒子数が大きいほど中心衝突になる. centrality の詳細な定義は, 測定された荷電粒子数が一番大きな 5% を centrality 0 ~ 5%, 次に大きな 5% を centrality 5 ~ 10% のように定義する.

1.4.3 反応平面

原子核衝突における原子核同士を中心を結んだ直線がなす平面を, 反応平面と呼ぶ. 図8のように, 反応平面方向を「in-plane」, それと垂直な方向を「out-of-plane」と呼ぶ. 多くの粒子は in-plane 方向に集中して放出される.

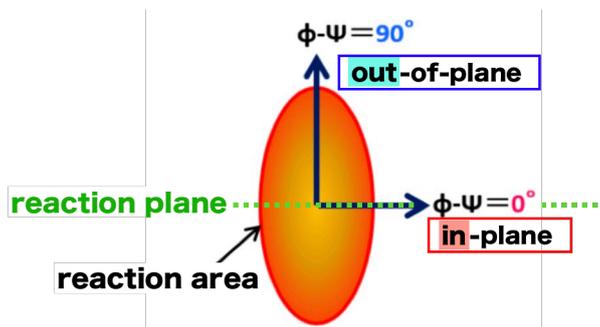


図8 in-plane, out-of-plane の定義.

1.4.4 原子核効果比

原子核効果比 R_{AA} は核子衝突の場合の粒子収量と金 + 金衝突の場合の粒子収量の比、つまり、金 + 金衝突による粒子生成量と「高密度物質が生成されていなかった場合に予想される生成量」の比を表し、もし高密度物質が生み出されていなければ $R_{AA} = 1$ となる。PHENIX 実験における先行研究 [10] では、 π^0 と荷電粒子の R_{AA} の結果が 1 を大きく下回ることが明らかにされており、高横運動量の粒子の強い抑制（「ジェット・クエンチング」）を意味している。 R_{AA} の定義は以下の式である。

$$R_{AA} = \frac{E \frac{d^3 N_{AA}}{dp^3}}{N_{coll} E \frac{d^3 N_{pp}}{dp^3}} = \frac{E d^3 \frac{N_{AA}}{dp^3}}{T_{AA} E \frac{d^3 N_{pp}}{d^3 \sigma_{pp}}} \quad (1)$$

ここで、 $E \frac{d^3 N_{AA}}{dp^3}$ は原子核衝突 A+A における不変収量、 $E \frac{d^3 N_{pp}}{dp^3}$ は陽子衝突 p+p における不変収量、 N_{coll} は核子間衝突数、 T_{AA} は原子核同士のオーバーラップ積分である。

1.5 QGP の生成を示すシグナル

QGP は、高エネルギー原子核衝突で作られる反応領域（図 5）における強い相互作用の存在によって証拠づけられる。QGP 生成を示す主なシグナルとして熱的光子、粒子の生成抑制、方位角異方性の観測が挙げられ、QGP の探索に有効なプローブとして用いられる。

本研究では先行研究で明らかにされている粒子 π^0 の生成抑制現象について、定量的なアプローチを試みた。また、その際に方位角異方性の解析結果を用いた。

1.6 方位角異方性パラメータ v_2

v_2 は式 2 におけるフーリエ係数によって、方位角に対して運動量空間における粒子収量にどの程度異方性があるか表される量である。

$$\frac{dN}{d(\Phi - \Psi)} \propto 1 + 2v_2 \cos[2(\Phi - \Psi)] \quad (2)$$

ここで、 Φ は粒子の方位角、 Ψ は反応平面の方位角を表す（図 9）。角度 Φ は一つの衝突事象（1 イベント）について、検出器 BBC のフォワードとバックワードで検出された粒子の方位角の密度から決定される。 v_2 の測定によって方位角に依存する放出粒子の収量が明らかになるため、in-plane と out-of-plane の収量の差を見積もることができる。

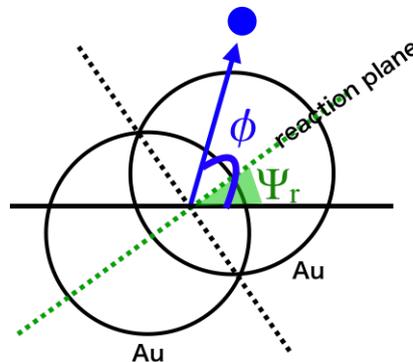


図 9 Φ , Ψ の定義.

v_2 は p_T 領域によって以下のように発生起源が異なると考えられている。

- 低い p_T 領域においては、図 10 のように領域内の高密度物質が膨張する時の圧力勾配が場所によって異なるため、異方性が生じると考えられている。

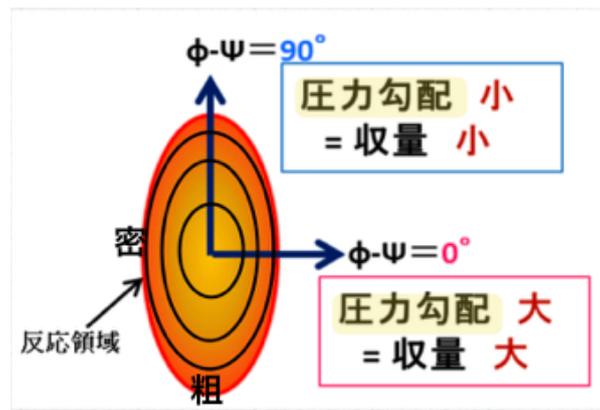


図 10 低い p_T 領域における方位角異方性の発生理由。

- 高い p_T 領域においては、エネルギー損失によって v_2 が発生すると考えられている。エネルギー損失の大きさは放出粒子が QGP 中を通過する経路長の長さに関連があり、経路長の増加に伴いエネルギー損失の大きさは増加する。これは運動量空間における放出粒子の収量となって現れ、エネルギー損失が大きいと収量は小さく、反対にエネルギー損失が小さいと多くの収量が観測される。

1.7 QGP 中におけるエネルギー損失

高エネルギー重イオン衝突では、ハード散乱したパートンは QGP と相互作用してエネルギー損失を起こす。原子核効果比 R_{AA} の先行研究 [2] から、重イオン原子核では、粒子 (π^0) の生成が全ての p_T 領域 ($p_T > 1[\text{GeV}/c]$) で抑制されている。また、原子核衝突ではジェットの生成も抑制されている。これは、原子核の衝突で生成された QGP の影響と解釈できる。QGP の影響は定量的には QGP 中のエネルギー損失として解釈されている。

粒子同士の強相関は放出粒子が反応領域を脱出する過程で失ったエネルギー計算により確認できるため、放出粒子のエネルギー損失量計算は重要である。しかし放出粒子が通過した QGP の厚みにどのように依存しているかという点が定量的に明らかになっていないことが最大の問題である。本研究では、この問題点について次の二つの解決方策を持ち高横運動量領域において放出粒子が QGP を脱出するまでの経路長によるエネルギー損失量を調べることを目的としている。

- 放出粒子が自分自身の持つ横運動量にどの程度依存してエネルギーを失うかを解明する。反応領域から飛び出す粒子のエネルギーは検出器で測定できる。高い横運動量 (5~25 GeV/c) を持つ放出粒子のエネルギー損失量は、放出粒子が反応領域中を通過した距離に依存して変化すると考えられている (図 5)。

本研究では、この振る舞いから生まれる「QGP 中で生成した放出粒子の分布が非

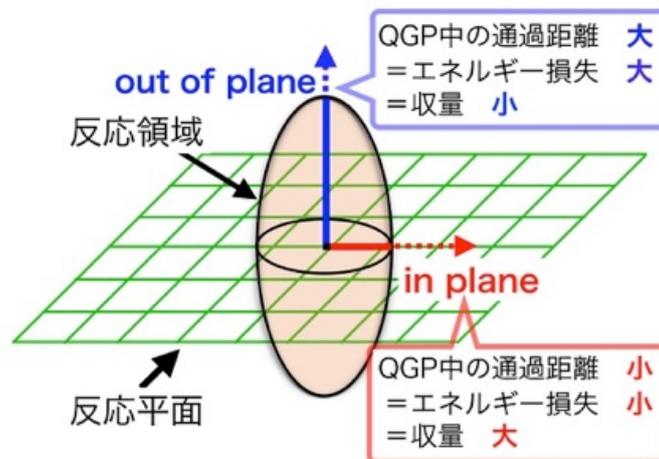


図 11 方位角とエネルギー損失量・粒子収量の関係。

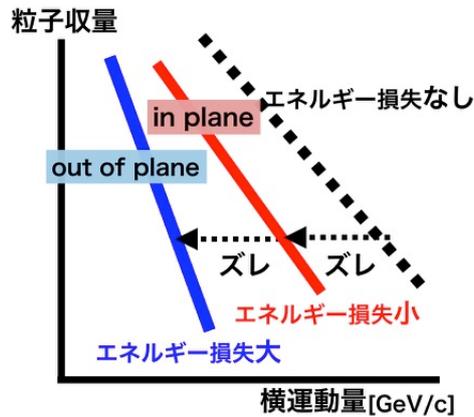


図 12 方位角による放出粒子の QGP 中における通過距離を由来とするエネルギー損失の差と横運動量スペクトラの関係.

等方的である」という性質「方位角異方性」に着目することでエネルギー損失が最大または最小の場合の放出粒子数を横運動量ごとに計算できる. これより横運動量スペクトラの「ズレ」(図 12)として横運動量依存性を解明できる. 本研究では, このズレを横運動量損失の差 Δp_T とし, QGP 中のエネルギー損失の差の指標として用いる.

- 放出粒子が QGP 中を通過した長さの何乗に比例してエネルギーを失うかを解明する. 原子核はある程度の広がりを持つため, 非中心衝突した際の重なり度合い (centrality) により反応領域の形状が変わり, 方位角異方性も変わる. centrality ごとにエネルギー損失の差を計算することで形状の依存性から QGP 通過距離の依存性が解明できる.

Au + Au と p + p 衝突を使った PHENIX の先行研究はエネルギー損失の理解に焦点を当てている [2]. この研究から, 中心衝突から周辺衝突にかけてのエネルギー損失が計算されていることがわかる. また, 各 centrality におけるエネルギー損失が p_T に対してフラットであることがわかる. 本研究では, QGP 中のエネルギー損失の差の経路長依存を明らかにすることを試みる. ハード散乱したパートンは, 反応平面に対する角度 (方位角) に関して異なる QGP 経路長を持つ. それは運動量空間における高い p_T の粒子の収量の違いとして観測できる. よって, 方位角異方性は, フローについてだけでなくエネルギー損失についても QGP の性質を調べるのに良いツールである.

方位角異方性は, 放出粒子の方位角分布をフーリエ展開したときに出てくる係数をパラメータ「 v_2 」として定量的に表せる. この v_2 を使ったユニークな解析には, Au + Au 衝

突のみを使っているので統計誤差をキャンセルできるという利点がある。エネルギー損失の先行研究は Au + Au 衝突と p + p 衝突の違いからくる統計誤差がある。それゆえに、エネルギー損失のメカニズムは高い p_T で v_2 を測ることによって調査でき、エネルギー損失の差をより精密に計算できる。

1.8 研究目的, 特色

本研究の目的は、方位角異方性パラメータ v_2 を用いて QGP 中で起こるエネルギー損失の大きさを定量的に見積もることである。

本研究の特色は、従前の陽子+陽子衝突と金原子核+金原子核衝突の異なるシステム間での結果比較ではなく、「金原子核+金原子核衝突の中で」結果比較を行う点であり、さらに「方位角による」粒子収量の比を測定するという点が独創的である。これにより、実験の違いからくる系統誤差が発生しないため高精度な測定が可能となる。本論文では、in-plane と out-of-plane の運動量空間における収量の差を表す方位角異方性パラメータ v_2 についての解析と、それを用いた高い p_T に関して相互作用の経路長の違いを由来とする [1][2] エネルギー損失の差の解析について説明する。

2 RHIC-PHENIX 実験

2.1 PHENIX 実験

2.1.1 概要

PHENIX 実験と STAR 実験は RHIC における二大主要実験である。STAR 実験では個々の衝突で発生するハドロン粒子全てを観測し、事象全体を観測することを目的としているのに対し、PHENIX 実験では RHIC での原子核衝突反応からの QGP の多種多様なシグナルを同時に測定することを目的としている。

PHENIX 実験における目的を達成するために重要な測定能力は、(1) 高い粒子識別能力、(2) 電子・ミューオン・光子・ハドロンの測定能力、(3) 荷電粒子の高運動量分解能での測定、(4) 測定装置の高セグメンテーション、(5) 高イベントレートにおける起床断面積現象（高横運動量粒子やレプトン対等）の測定。これらは横運動量で数 GeV までのハドロンの粒子識別と、電子・ミューオン・光子の測定、高精度な高エネルギー粒子測定や J/ψ 質量の測定のために高運動量分解能が要求されるためである。検出器の配置は図 13 に示す。

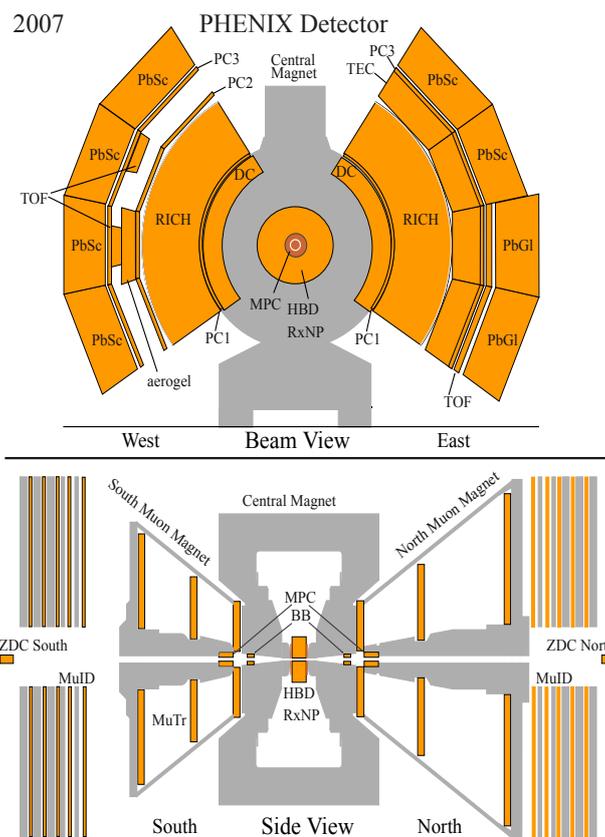


図 13 (上): ビーム軸から見た PHENIX 検出器. (下): ビーム軸に平行な方向から見た PHENIX 検出器.

2.2 検出器系

PHENIX 実験の測定装置は主に以下の検出器系に分けられる。

- 電子・光子・ハドロン測定のための Central Arms,
- μ 粒子測定のための Muon Arms,
- 衝突点と衝突時間の測定のための Inner Detector

2.2.1 Central Arms

Central Arms では荷電粒子の飛跡再構成，電子と光子のエネルギーの測定，粒子識別を行う複数の検出器から構成される（図 14）。東西に West Arm と East Arm の 2 つのアームがあり，それぞれのアームのアクセプタンスはビーム軸を z 軸とした極座標表示を用いると $\theta = 70 - 110^\circ, d\phi = 90^\circ$ である。Central Arms はビーム軸を挟み東西に設置されている。

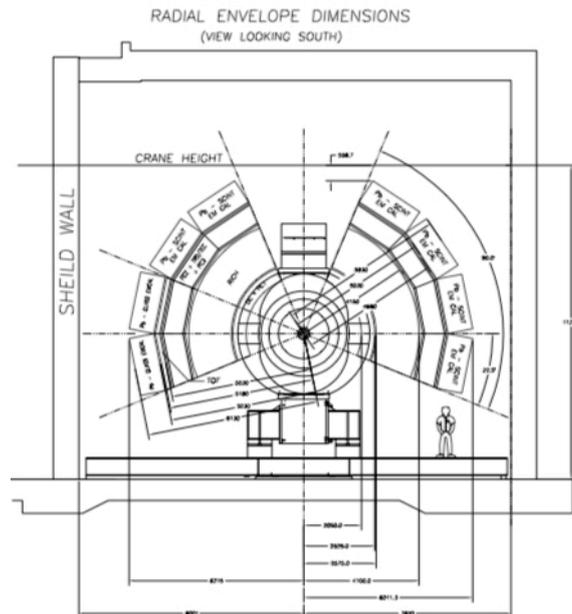


図 14 PHENIX Central Arms.

Drift Chamber (DC)

DC は、Central Arms を構成する飛跡検出器の一つであり、荷電粒子の飛跡検出を行う。DC はビーム軸を挟み東西 2.0 ~ 2.4m に設置されており、荷電粒子がこの装置を通過する時の位置と進行方向を測定する。中央に設置されたマグネットの磁場により荷電粒子の進む方向が曲げられ、測定した曲がり角度から粒子の運動量測定も行っている。形状はビーム軸を中心とした円筒形の一部であり、覆う領域は $|z| < 90\text{cm}$ 、方位角 $\pi/2$ である。アルゴンガスとエタンガスが 50% ずつ混ぜられたガス中に張られたワイヤーが荷電粒子の通過位置測定を行うことにより飛跡を検出している。

Pad Chamber (PC)

PC は、Central Arms を構成する飛跡検出器の一つである。3 つ独立に存在する層はビーム軸から 248, 419, 490cm に設置されており、ビーム軸から近いものから順に PC1, PC2, PC3 と呼ぶ (図 15)。DC と異なる点は、Central Magnet の磁場外に設置されていることであり、このため直進する荷電粒子をとらえる。よって、DC と組み合わせることにより 3 次元の荷電粒子の飛跡再構成を行うことが可能である。

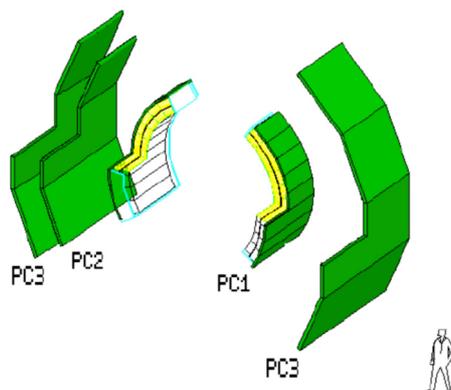


図 15 PC の概観.

Ring Image Cherenkov Detector (RICH)

Ring Image Cherenkov Detector (RICH) は電子を識別するための主要装置である。ビームラインから 2.5 ~ 4m を覆うガス容器と、容器中の反射鏡，光電子増倍管から構成される。電子の識別は，17[MeV/c] 以上 4.7[GeV/c] 以下の運動量を持つ電子から放出されるチェレンコフ光を利用して行う。ここでチェレンコフ光は，RICH を通過する荷電粒子の速度が炭酸ガス中の光速 ($\beta = 0.9996$) 以上で，進行方向に放射される。

Electromagnetic Calorimeter (EMCal)

Electromagnetic Calorimeter (EMCal) は電子・光子等のエネルギー測定を行う検出器であり，東西のアームに設置されている。PC, DC と組み合わせることによって謝って再構成された飛跡を低減する役割も担っている。Central Arms の最外層にあり，電子・光子・ハドロン等の入射位置も測定する。EMCal は方位角 $\pi/2$ を覆い，鉛とシンチレータを積み重ねた PbSc EMCal と鉛ガラス体を吸収剤とした PbGl EMCal で構成されている。

2.2.2 Muon Arms

Muon Arm は μ 粒子測定の検出器である，3 枚の飛跡検出器 (μ Tr) と，Streamer Tube カウンター (μ ID) と，6 枚の鋼鉄製吸収体から構成されている。(図 16) 設置領域は $10^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ であり，衝突点から z 軸方向に 5m の位置にビームパイプを囲むようにソレノイドコイルが設置されている。

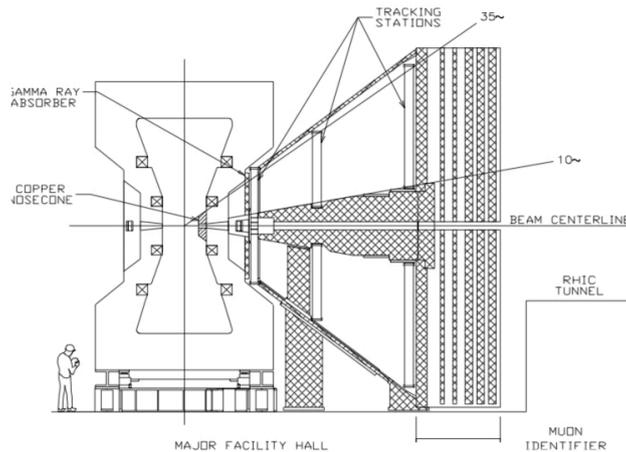


図 16 PHENIX Muon Arms.

2.2.3 Inner Detector

Inner Detector を構成する検出器は，衝突時間測定のための Beam Beam Counter と，衝突点の測定や飛跡検出のための Silicon Vertex Tracker，反応平面測定のための Forward Silicon Vertex Tracker である．

Beam Beam Counter (BBC)

Beam Beam Counter (BBC) は，ビーム衝突後の発生粒子を捕らえることによりビーム衝突から粒子が検出されるまでの時間を検出し，その時間差から衝突の起こった時間とビーム軸方向の位置も同時に測定する検出器である．衝突が起こったことを知らせるトリガーとして用いられる他，荷電粒子数測定による反応平面・centrality の決定としても用いられる．BBC はビームパイプを衝突点の前方と後方 144cm の位置に 360° 取り巻くように設置され，前方角度 $2.1^\circ \sim 5.2^\circ$ の領域を覆っている．BBC を構成する検出器は，クォーツチェレンコフ放射体と光電子増倍管からなる検出器各 64 本である．図 17 は BBC の全体像とその構成検出器の写真である．



図 17 (左) : BBC の全体像. (右) : BBC を構成する検出器.

Silicon Vertex Tracker (VTX)

Silicon Vertex Tracker (VTX) は粒子の軌道を再構成することにより、粒子の軌道と衝突点との最近接距離である Distance of Closest Approach (DCA) を測定するシリコン飛跡検出器である。DCA の小さい値を要求することにより、謝って再構成された粒子の飛跡検出によるバックグラウンド低減が可能となる。DCA のビーム軸に垂直な成分 (DCA_T) の分解能を p_T の関数として表したものが図 18 である。VTX はビーム軸状の衝突点付近に設置され、ラピディティ領域 $|\eta| < 1.2$ でビーム軸周りのほぼ全方位角を覆う。VTX は 4 層の円筒形構造であり、内側の 2 層が Pixel 検出器、外側の 2 層が Strip pixel 検出器である。Strip pixel 検出器は複数の検出器のセンサー部分を一列に並べて繋いだ長方形の部材 (ラダー) を用いて円筒を構成している。

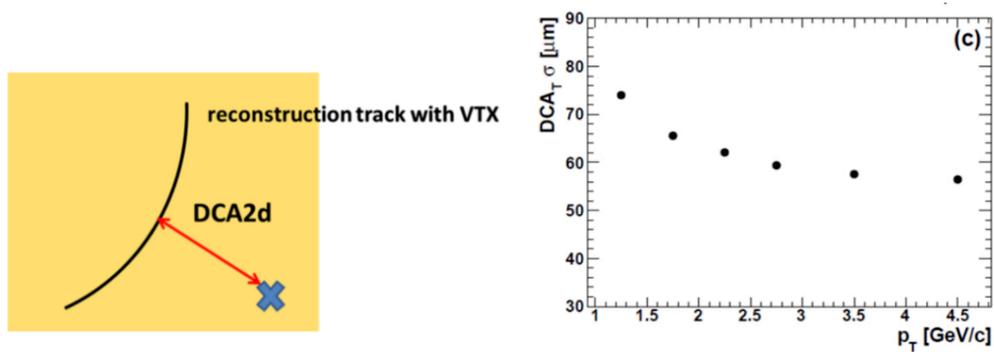


図 18 (左): DCA の定義. (右): VTX で測定した DCA の分解能.

Forward Silicon Vertex Tracker (FVTX)

Forward Silicon Vertex Tracker (FVTX) は反応平面の測定を行う検出器である。衝突点を挟みビーム軸状に 2 個 1 対で設置され、ラピディティ領域 $1.2 < |\eta| < 2.2$ を覆う。FVTX はそれぞれ 4 層のシリコンミニストリップセンサーで構成され、衝突点近傍で荷電粒子の高精度な測定が可能である (図 19)。FVTX の覆う領域は測定可能なヒット情報の数が多いため、分解能の良い反応平面測定ができる。

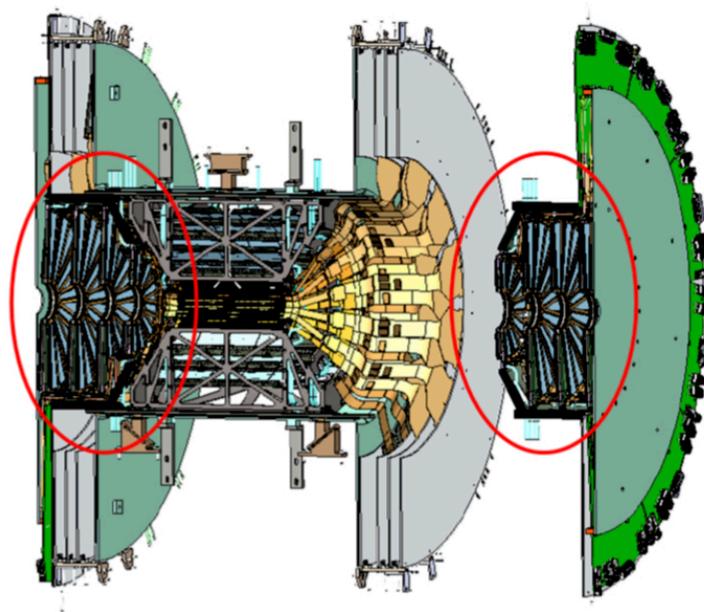


図 19 FVTX の形状と設置の位置。右側の FVTX は VTX から取り出したもの。

3 物理解析

3.1 解析手法

3.1.1 方位角異方性 v_2 の解析

方位角異方性パラメータ v_2 は「反応平面法」[3] と呼ばれる以下の方法によって測定する。南北に設置された検出器 Beam-Beam Counter (BBC) を使用して測定した反応平面の方位角 Φ と、反応領域から放出された粒子の方位角 Ψ から計算される。この方法において、 v_2 は式 2 におけるフーリエ係数によって定量的に表される。

また、実験において測定した v_2 の値 $v_2^{measured}$ は検出器の影響を受けているため、式 (2) によって検出器の効果を補正した v_2^{true} を得る。ここで、 C_{reso} は補正係数である。

$$v_2^{true} = \frac{v_2^{measured}}{C_{reso}} \quad (3)$$

反応平面を測定するための検出器として、南北にそれぞれ設置された BBC と Central Arm Detectors (CNT) を用いた。反応平面の分解能 C_{reso} に関しては、これら 3 つの検出器を用いる 3 sub method という手法を使用した。分解能が大きい場合、反応平面はより良いパフォーマンスで測定されている。一方で、低い centrality(0~10%) について、反応領域の楕円の程度を表した楕円度 (eccentricity) が小さくなっているために分解能が小さい。centrality 30%~ の時に、粒子数の減少のため分解能は小さくなる。

方位角異方性 v_2 の解析において要求したイベントセレクションは以下である。

- ビーム軸方向において衝突点が ± 10 cm 以内を起源とするもの、
- 南北に設置された検出器 BBC South と BBC North の両方において一つ以上のヒットがあるもの、また、以下のトラックセレクションを要求した。
- 飛跡検出器 Drift Chamber (DC) と Pad Chamber 1 に 5 つまたは 6 つのヒットがあること、
- 横方向運動量が $p_T > 0.5$ GeV/c であるもの、
- DC におけるビーム軸方向のヒットポジションが ± 75 cm であるもの
- トラッキングにおける χ スクエアカット
- ポジションマッチングカット ($< 3\sigma$)
- E/p カット $0.2 < E/p < 0.8$

3.1.2 エネルギー損失の差の解析

放出粒子が最大の方向は反応平面方向「in-plane」であり、反対に最小の方向は反応平面と垂直な方向「out-of-plane」である（図 2）。これより次の手順でエネルギー損失の差の大きさを解析する。「in-plane」と「out-of-plane」はそれぞれ、反応領域の平面方向とその垂直方向を指す。ここでは in-plane と out-of-plane を方位角分布からそれぞれ、全方向に最大収量を観測した場合と、最小収量を観測した場合と定義する。2つの先行研究結果である p_T 分布 [7] と v_2 （図 20） [6] を使って、それぞれの収量を定義した。

インクルーシブの既知の積分値から、in-plane の収量を $(1 + 2v_2)$ の掛け算により得た。in-plane と out-of-plane の収量は方位角分布（図 21 ・左）から得られる。この要素 $(1 + 2v_2)$ は分布の振幅の半分であり、分布の式は

$$\frac{dN}{d\phi} = 1 + 2v_2 \cos(2\phi) \quad (4)$$

である。

インクルーシブの p_T スペクトラは p_T と核子数によってノーマライズされている。out-of-plane に関しては $(1 - 2v_2)$ の掛け算により得られる。本研究では、PHENIX 実験

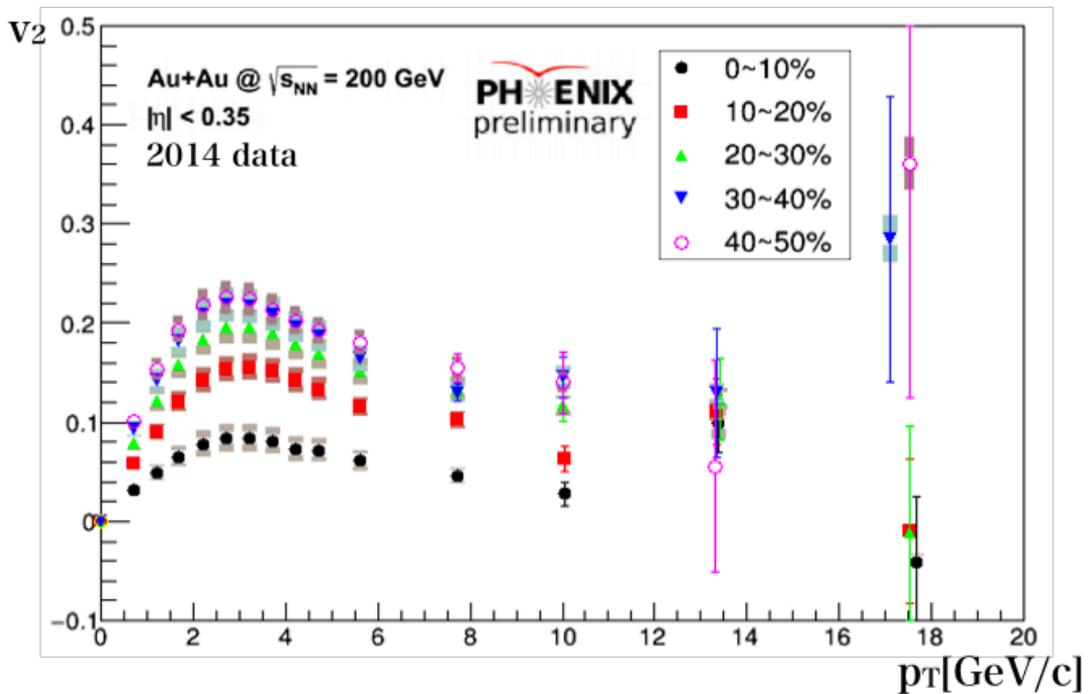


図 20 方位角異方性 v_2 の横運動量依存性.

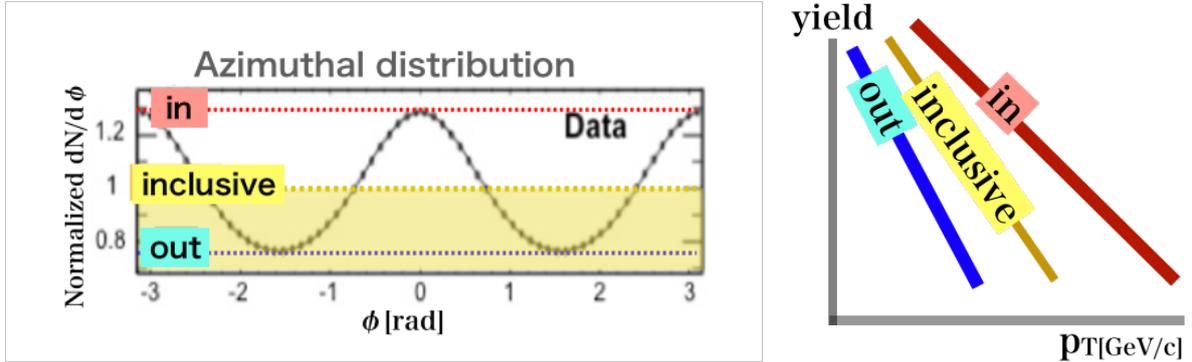


図 21 (左): inclusive の方位角分布. (右): p_T の関数としての inclusive, in-plane, out-of-plane の収量のイメージ図.

の preliminary 結果の v_2 を使っている. それぞれの収量を fitting することによって, 同じ収量時における $p_{T,in}$ と $p_{T,out}$ を得る. p_T の差である $\Delta p_T = p_{T,in} - p_{T,out}$ を, QGP 中のエネルギー損失の差の指標として用いる. 図 22 は Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV における centrality=0 ~ 50% の p_T の関数としての収量を表す. 黒, 赤, 青の点はそれぞれインクルーシブ, in-plane, out-of-plane を表している. それぞれの収量は 6 つのパラメータ $p_0, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5$ を用いて以下の式を使ってフィッティングを行なった (図 23).

$$y = p_0 \left(\frac{x}{e^{p_1 x}} \right) + p_2 \left(1.0 + \frac{x}{p_3} \right)^{p_4} p_5 \quad (5)$$

in-plane の収量における $p_{T,in}$ として, 0.55 ~ 7.50 GeV/c 間を 32 個に区切った値を定め, その時の in-plane の収量と同じ収量における out-of-plane の p_T をフィッティングにより得た曲線から $p_{T,out}$ として得た. これにより, $p_{T,in}$ と $p_{T,out}$ を得られるので Δp_T が計算できる. また, Δp_T の横軸は, 基準とした in-plane の $p_{T,in}$ を用いている.

また, これらのフィッティングがどのくらいうまくいっているかについての評価は以下のようになる. フィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の inclusive におけるデータ点とフィットの値の比は 24 のようになる. フィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の in-plane におけるデータ点とフィットの値の比は 24 のようになる. フィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の out-of-plane におけるデータ点とフィットの値の比は 24 のようになる.

先行研究の v_2 の結果を用い, 全方位角における包括的な放出粒子収量の測定をもとに in-plane 方向または out-of-plane 方向における放出粒子収量をそれぞれ見積もる. in-plane と out-of-plane の横運動量スペクトラにおいて, 縦軸のある値における横軸の

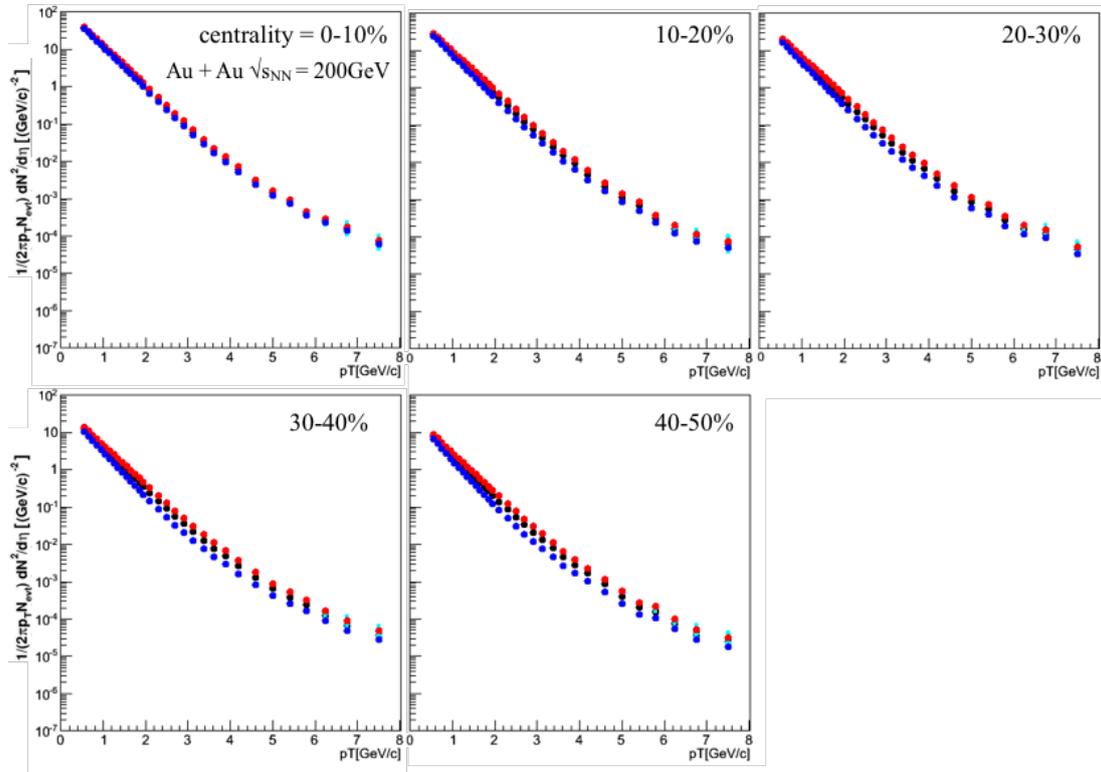


図 22 Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV における centrality=0-50 % の inclusive, in-plane と out-of-plane の収量。エラーバーは統計誤差を表す。

差分「ズレ」を横運動量ごとに計算する。

Δp_T の p_T 依存性

上記の方法で得た in-plane と out-of-plane の収量に対し、in-plane の粒子が持つ p_T を基準にした時の任意の収量に対して p_T の差を計算した。よって Δp_T の結果における横軸は in-plane の粒子が持つ p_T を採用した。

Δp_T の centrality 依存性

$p_T = 1$ [GeV] ごとに対応する Δp_T は、図 33 の横軸 p_T のビンを 1[GeV] ずつに区切った Δp_T の値により得ている。centrality は 0% ~ 50% の範囲であり、ある p_T を決めた時に決まる centrality 10% ごとの Δp_T の値をプロットする。

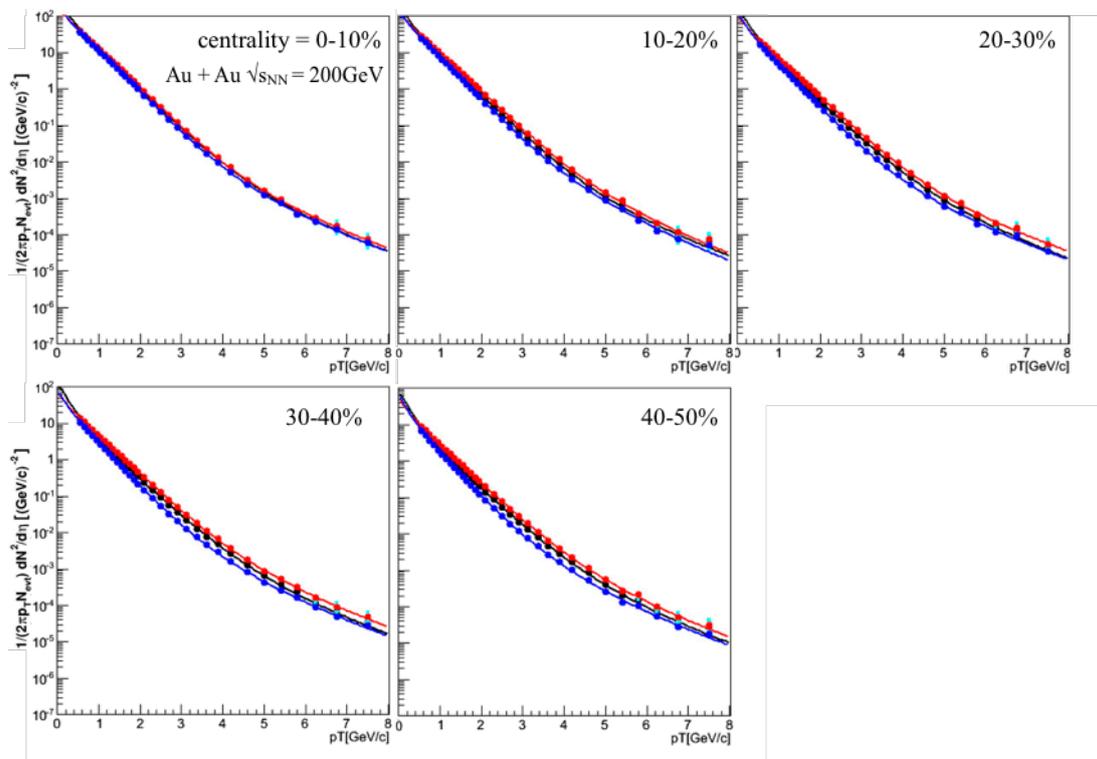


図 23 Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の inclusive, in-plane と out-of-plane の収量. エラーバーは統計誤差を表す.

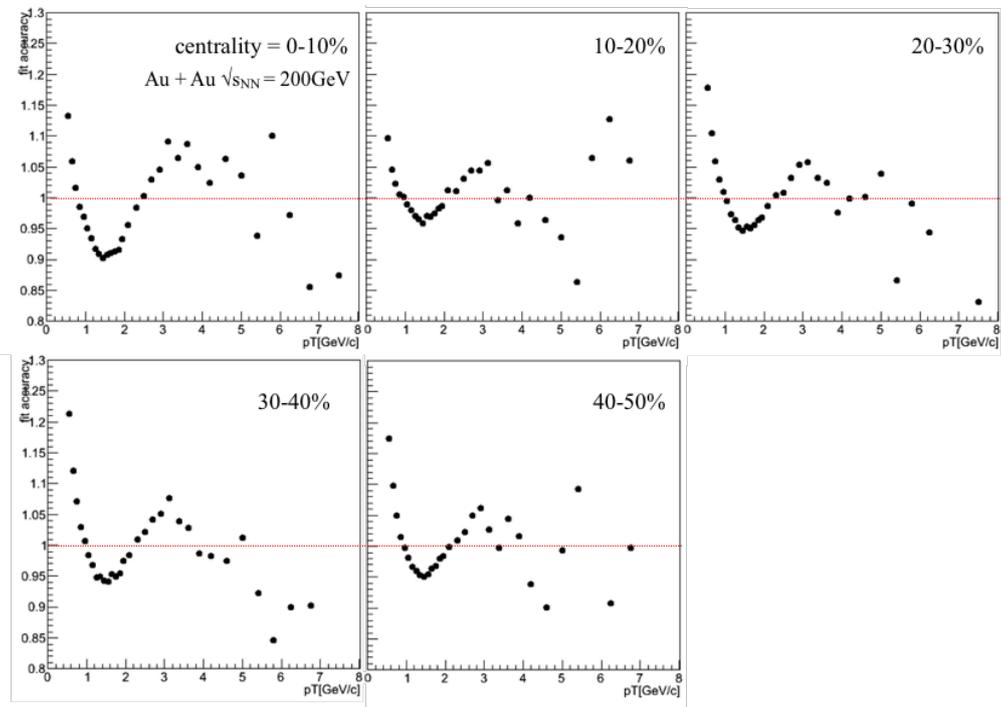


図 24 Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の inclusive におけるデータ点とフィットの値の比.

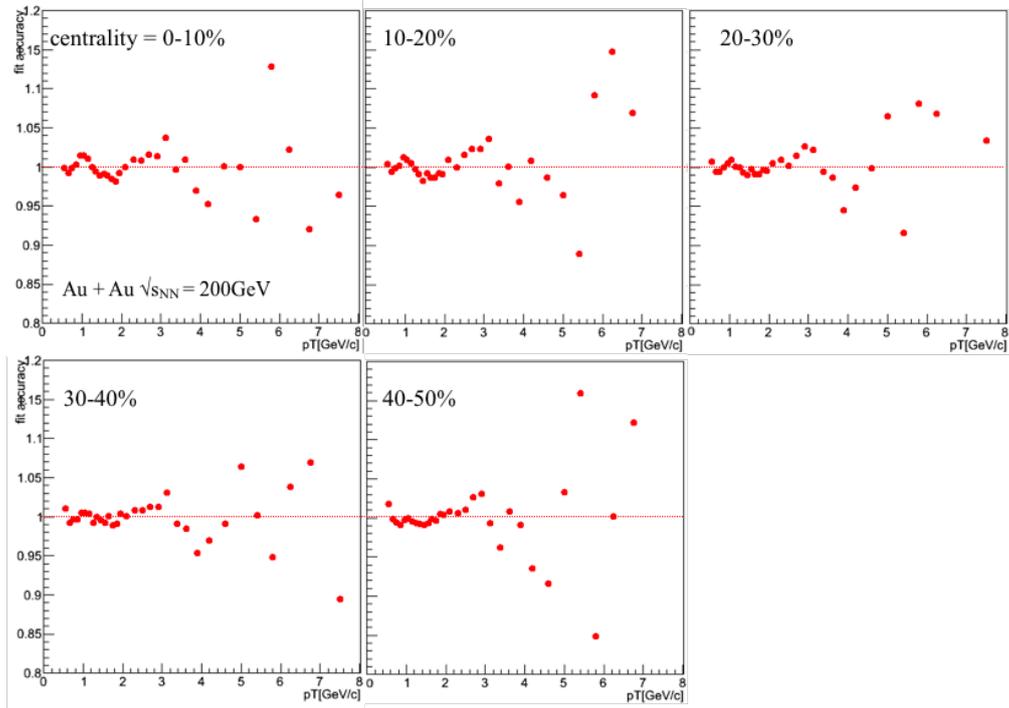


図 25 Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の in-plane におけるデータ点とフィットの値の比.

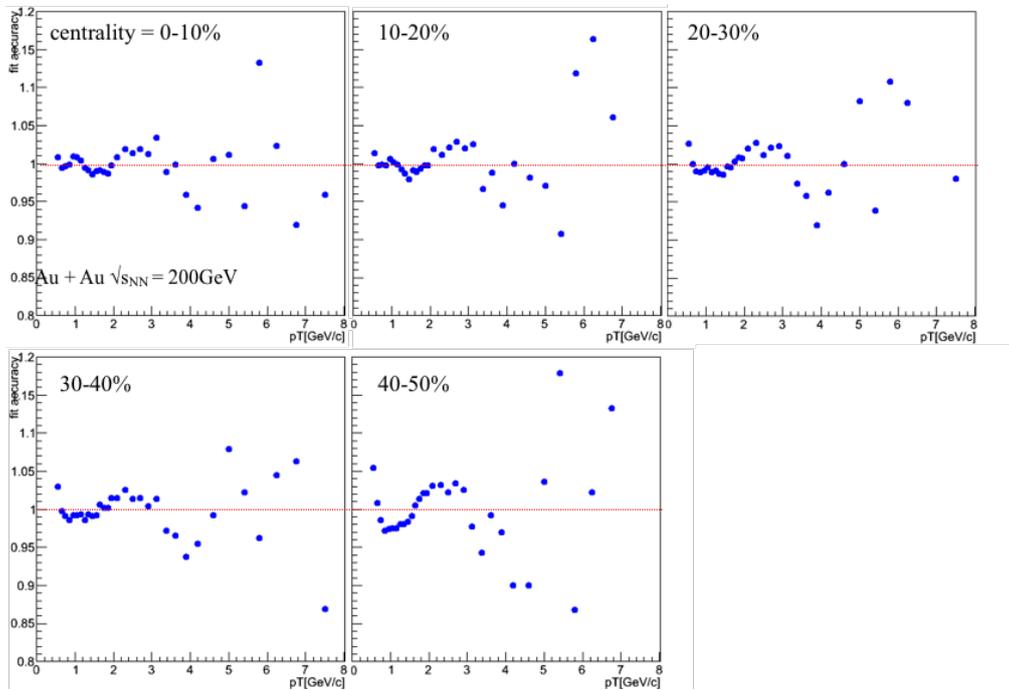


図 26 Au + Au 衝突での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV におけるフィッティングを行なった後の centrality=0-50 % の out-of-plane におけるデータ点とフィットの値の比.

3.1.3 in-plane と out-of-plane の経路長差の centrality 依存性

in-plane と out-of-plane における経路長をそれぞれ図 27 のように L_{in} , L_{out} とし、それらの差 $L_{out}-L_{in}$ を dL として計算する。

dL の計算については図 28 のように、一つ目の原子核を想定した原点を中心とする金原子核半径 7.27 の円と、2つ目の原子核を想定したインパクトパラメータ b を中心の x 座標に持つ円との2次元における重なりを幾何学的に計算した。 b と centrality の関係は表 1 に記載している値を用いている。

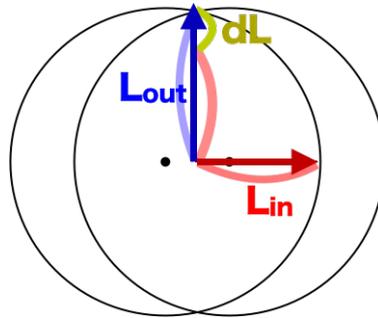


図 27 L_{in} , L_{out} , dL の定義.

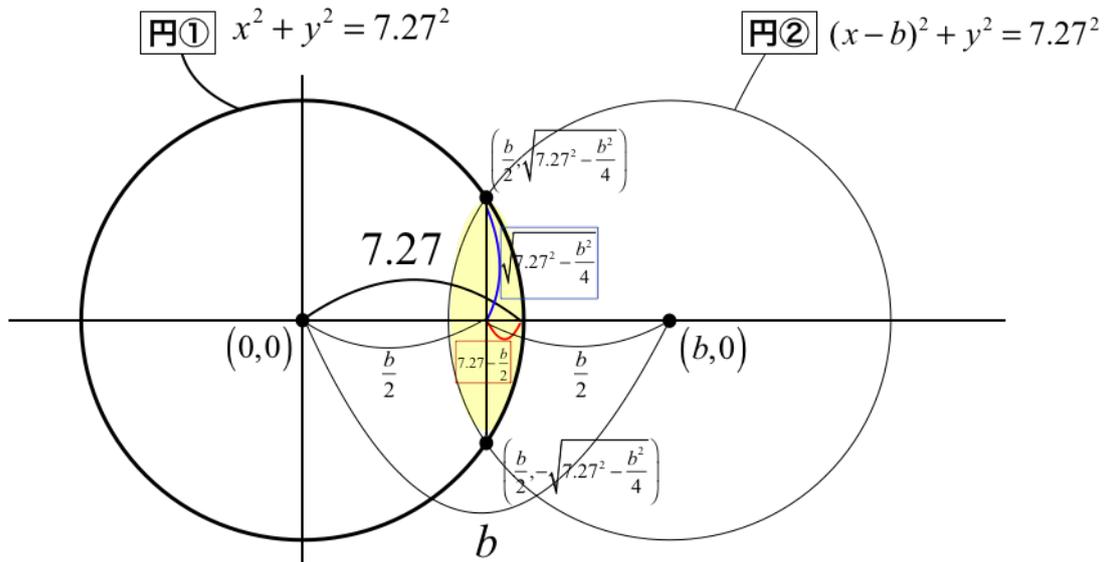


図 28 in-plane と out-of-plane における経路長差 dL の計算

表 1 centrality とインパクトパラメータ b の関係

centrality[%]	b [fm]	b の系統誤差 [fm]	
0	10	3.2	0.2
10	20	5.7	0.3
20	30	7.4	0.3
30	40	8.7	0.4
40	50	9.9	0.4

L_{in} , L_{out} , dL の系統誤差

L_{in} , L_{out} , dL の系統誤差をそれぞれ ΔL_{in} , ΔL_{out} , ΔdL とし, インパクトパラメータ b の系統誤差を Δb , 金原子核半径の系統誤差を ΔR とする. L_{in} , L_{out} はそれぞれ以下の式である.

$$L_{in} = R_{Au} - \frac{b}{2} \quad (6)$$

$$L_{out} = \sqrt{R_{Au}^2 - \frac{b^2}{4}} \quad (7)$$

ここで, R_{Au} は金原子核の半径 7.27[fm] であり, 誤差 0.003[fm] として計算した. ΔL_{in} , ΔL_{out} , ΔdL はそれぞれ以下の式で計算できる.

$$\Delta L_{in} = \sqrt{\left(\frac{\partial L_{in}}{\partial R_{Au}}\right)^2 (\Delta R_{Au})^2 + \left(\frac{\partial L_{in}}{\partial b}\right)^2 (\Delta b)^2} \quad (8)$$

$$\Delta L_{out} = \sqrt{\left(\frac{\partial L_{out}}{\partial R_{Au}}\right)^2 (\Delta R_{Au})^2 + \left(\frac{\partial L_{out}}{\partial b}\right)^2 (\Delta b)^2} \quad (9)$$

$$dL = \sqrt{(\Delta L_{in})^2 + (\Delta L_{out})^2} \quad (10)$$

3.2 in-plane と out-of-plane の収量についての誤差

in-plane と out-of-plane の収量につく統計誤差と系統誤差の見積もりは, 先行研究の p_T 分布と v_2 の誤差を使用してそれぞれ以下のように行った.

3.2.1 統計誤差

in-plane における収量を N_{in} とすると, N_{in} の統計誤差 δN_{in} は式 11 で表されるため, p_T スペクトラの統計誤差 $(\delta N)^2$ と v_2 の統計誤差 $(\delta v_2)^2$ を伝搬した式 12 で表される.

$$N_{in} = N(1 + 2v_2) \quad (11)$$

$$\delta N_{in} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{in}}{N}\right)^2 (\delta N)^2 + \left(\frac{\partial N_{in}}{\partial v_2}\right)^2 (\delta v_2)^2} \quad (12)$$

同様に, out-of-plane における収量を N_{out} とすると, N_{out} の統計誤差 δN_{out} は式 13 で表されるため, p_T スペクトラの統計誤差 $(\delta N)^2$ と v_2 の誤差 $(\delta v_2)^2$ を伝搬した式 14 で表される.

$$N_{out} = N(1 - 2v_2) \quad (13)$$

$$\delta N_{out} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{out}}{\partial N}\right)^2 (\delta N)^2 + \left(\frac{\partial N_{out}}{\partial v_2}\right)^2 (\delta v_2)^2} \quad (14)$$

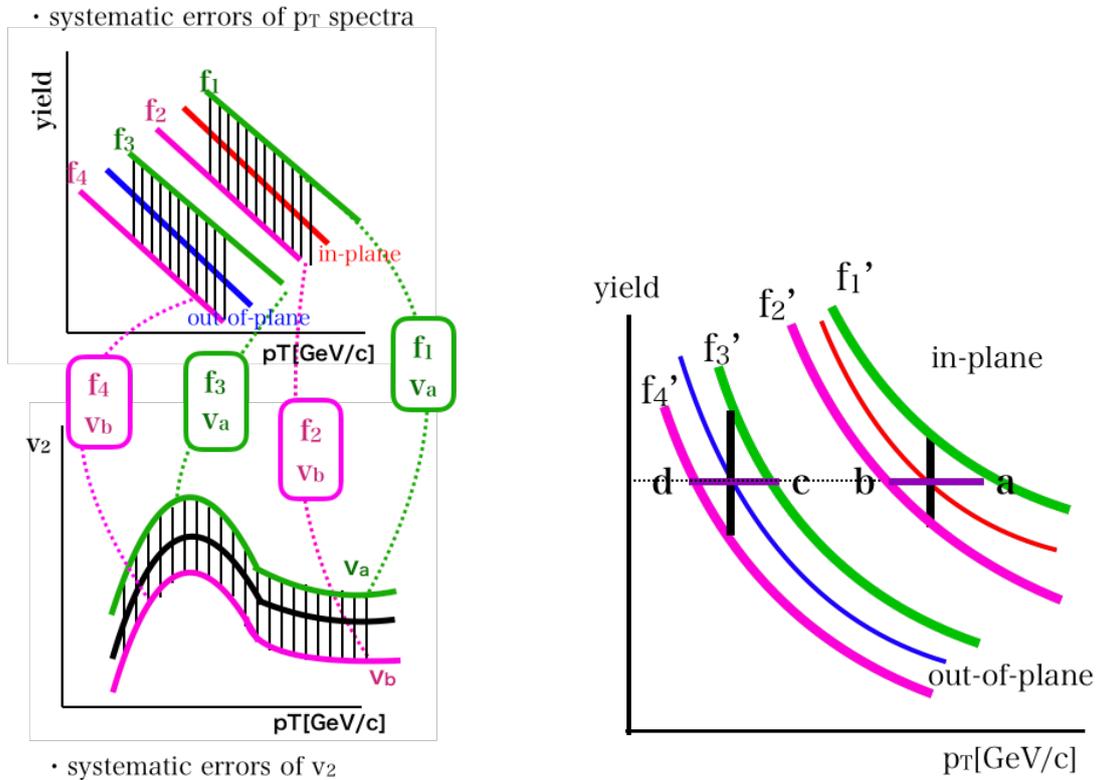


図 29 (左) : in-plane と out-f-plane の収量の系統誤差と v_2 の系統誤差 (右) : in-plane と out-f-plane の収量の系統誤差と v_2 の系統誤差を組み合わせたグラフ f_1', f_2', f_3', f_4' .

3.2.2 系統誤差

in-plane と out-of-plane の収量につける系統誤差の見積もり方法の概要を図??に示した。

まず, in-plane 収量につける系統誤差について述べる. p_T スペクトラに p_T スペクトラの系統誤差を足したグラフ f_1 と引いたグラフ f_2 を作る. 同様に, v_2 に v_2 の系統誤差を足したグラフ v_a と引いたグラフ v_b を作成する.

次に, f_1 と v_a を式 15 により計算し, 収量の系統誤差分の上限としてのグラフ「 f_1' 」を作成する.

$$f_1' = f_1(1 + 2v_a) \quad (15)$$

同様に, f_2 と v_b を式 16 により計算し, 収量の系統誤差分の下限としてのグラフ「 f_2' 」

を作成する.

$$f_2' = f_2(1 + 2v_b) \quad (16)$$

f_1' と f_2' の差を, in-plane の収量に対する系統誤差として採用した.

同様の方法で, out-of-plane の収量に対して f_3' と f_4' を式 17, 18 から計算し, それらの差を系統誤差とした.

$$f_3' = f_3(1 - 2v_a) \quad (17)$$

$$f_4' = f_4(1 - 2v_b) \quad (18)$$

3.3 Δp_T についての誤差

Δp_T に対する系統誤差の見積もり手法を説明する. Δp_T に対する系統誤差は in-plane と out-of-plane の収量における横軸 p_T の差に対する誤差である. in-plane の収量に対する系統誤差 ΔN_{in} と, out-of-plane の収量に対する系統誤差 ΔN_{out} の横軸方向の誤差をそれぞれ $\Delta N_{in,p_T}$, $\Delta N_{out,p_T}$ とする. $\Delta N_{in,p_T}$ は, グラフ f_1' と f_3' に対して任意の収量の時の横軸 p_T の値を得ることによって見積もる. $\Delta N_{out,p_T}$ も同様に, グラフ f_2' と f_4' に対して任意の収量の時の横軸 p_T の値から見積もる. $\Delta N_{in,p_T}$, $\Delta N_{out,p_T}$ の 2 乗和の平方根を取ることによって Δp_T に対する系統誤差を計算し, それをエネルギー損失の差 Δp_T に対する系統誤差として採用した.

3.4 より詳細な経路長差 dL の計算

今後の課題として, ランダムな粒子分布を用いてより詳細な dL の計算を行い, エネルギー損失の差の経路長依存性をより現実のケースに近づける. 粒子が様々な場所に存在していることを考慮する 2次元空間を仮定し, 反応領域中に粒子をランダムに配置することにより幾何学的に経路長の差 dL を見積もる. 図 30) は centrality10 % ごとに反応領域中にランダムに配置した粒子であり, 計算に使用した金原子核半径は 7.27[fm] である. 金原子核中の核子 197 個を 2 原子核分, 5 セットオーバーラップさせた計算を行い全ての粒子に対して平均経路長 $\langle dL \rangle$ を見積もっている. dL を計算するための L_{in} , L_{out} の見積もり方を図 31 のように定めた. ランダムに配置した粒子の座標 (a, b) から, x 軸方向と y 軸方向それぞれに対して経路長を計算し, 平均をとる. 金原子核中の核子 197 個を 2 原子核分, 5 セットオーバーラップさせた計算を行い全ての粒子に対して平均経路長 $\langle dL \rangle$ を見積もる.

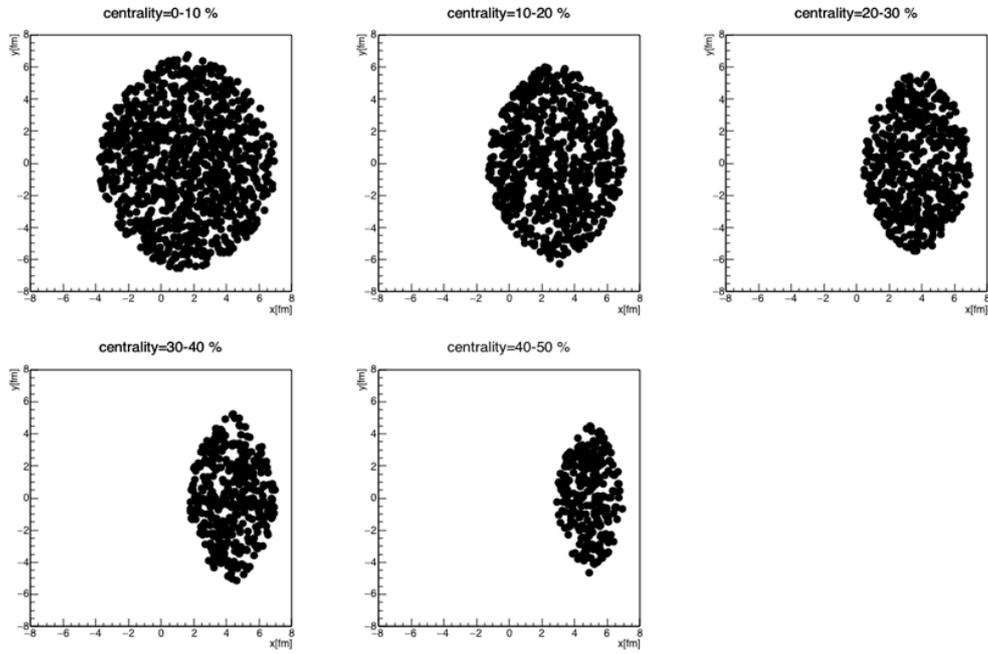


図 30 2次元空間を仮定した場合の反応領域中にランダムに配置した粒子.

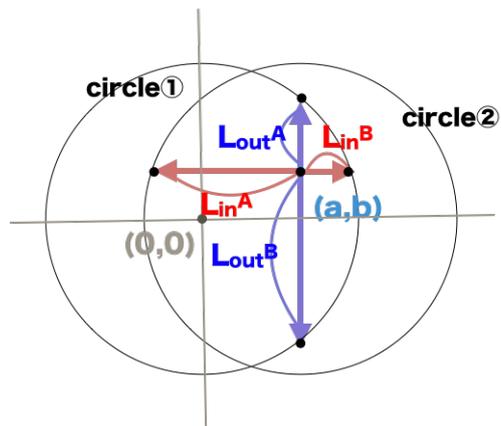


図 31 2次元空間を仮定した場合の反応領域中にランダムに配置した粒子から dL を見積もる方法.

4 結果・考察

これまでに、反応平面の分解能の評価、 v_2 の測定、さらにそれらを用いたエネルギー損失の差の横運動量依存性を以下に述べる。

4.1 方位角異方性パラメータ v_2

v_2 計算に必要な物理量として、粒子の方位角密度最大の角度から反応平面を決定し、反応平面の分解能を計算した。図 32 は反応平面の分解能を centrality の関数として測定したものである。この図から、反応平面の分解能は centrality に依存して変化し、 $centrality = 10 \sim 30\%$ の間に最も検出器のパフォーマンスが良くなることがわかる。これを用いて補正を行い、さらにバックグラウンドを取り除いた高精度な v_2 を示した (図 ??) [11].

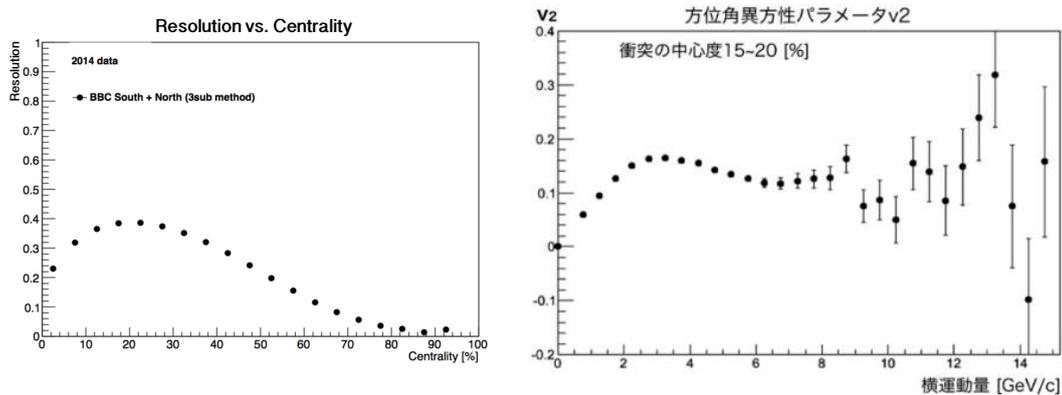


図 32 (左) : BBC を用いた反応平面の分解能. (右) : v_2 の横運動量分布.

4.2 エネルギー損失の差

v_2 を使った計算により、粒子収量が多い in-plane 方向と収量が少ない out-of-plane 方向に分けた粒子収量の横運動量分布を見積もった。これより、ある一定収量を観測した時の横運動量の差を計算し、エネルギー損失の差の傾向が横運動量領域により異なることを示した (図 27)。

4.2.1 エネルギー損失の差の横運動量依存性

図 33 は、in-plane の粒子における p_T の関数としての Δp_T を示したものである。高い横運動量領域の傾向は、QGP 中の移動距離のみに依存するエネルギー損失の差の可能性

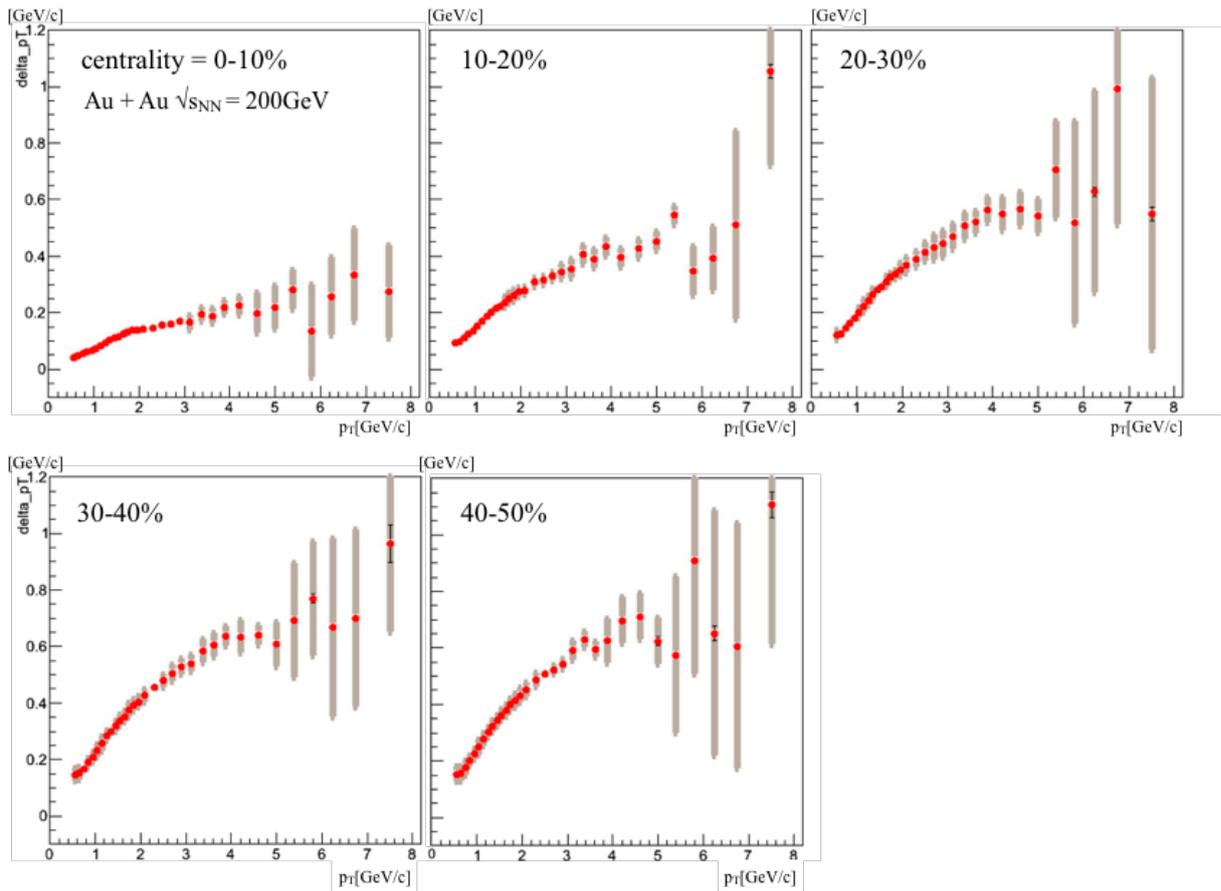


図 33 in-plane の粒子における p_T の関数としての Δp_T 。エラーバーは統計誤差，灰色のボックスは系統誤差を表す。

を示している。

4.2.2 エネルギー損失の差の centrality 依存性

図 34 は、 $p_T = 1[\text{GeV}]$ ごとに計算した Δp_T vs. centrality を表したものである。これにより、centrality の増加に伴い、エネルギー損失の差 Δp_T は増加することがわかる。

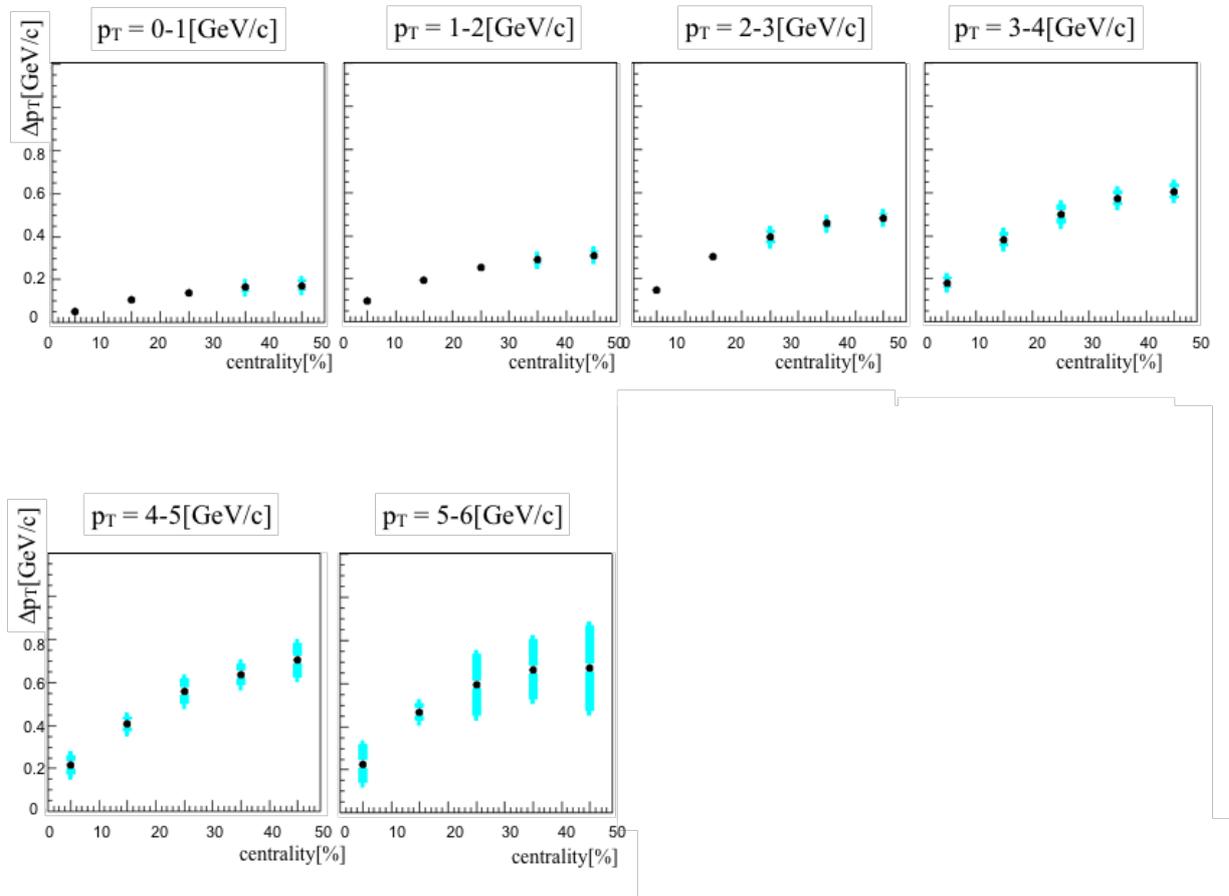


図 34 b と centrality の関係を基に計算した Δp_T vs. centrality.

4.2.3 in-plane と out-of-plane の経路長差の centrality 依存性

in-plane における経路長 L_{in} と, out-of-plane における経路長 L_{out} の差 dL (図 27) を centrality の関数として表した結果について述べる. 図 35 の左は centrality = 0 ~ 50% について L_{in} vs. centrality と L_{out} vs. centrality を表したものである. centrality が増加するにつれて, L_{in} と L_{out} はどちらも減少しているが, 減少の仕方を見ると L_{in} の方が急激に減少していることがわかる. centrality の関数としてのこれらの差をとった値 dL は, 図 35 の右側に示した. dL vs. centrality から, centrality の増加に伴い dL が増加していることがわかる. これにより, centrality の増加に伴って in-plane と out-of-plane の経路差 dL は増加することがわかる. 以上のことから, エネルギー損失の差 Δp_T は経路長差 dL の増加に伴って増加することがわかる.

また, これらの centrality 領域に対応した経路長差 dL を $p_T = 1[\text{GeV}]$ ごとに計算し, エネルギー損失の差の経路長依存性を見積もった.

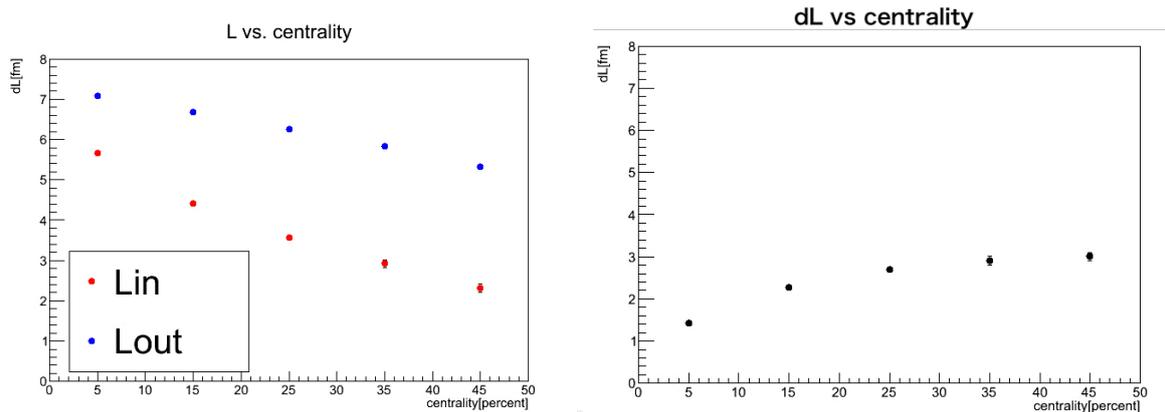


図 35 (左): L_{in} vs. centrality と L_{out} vs. centrality. (右): dL vs. centrality.

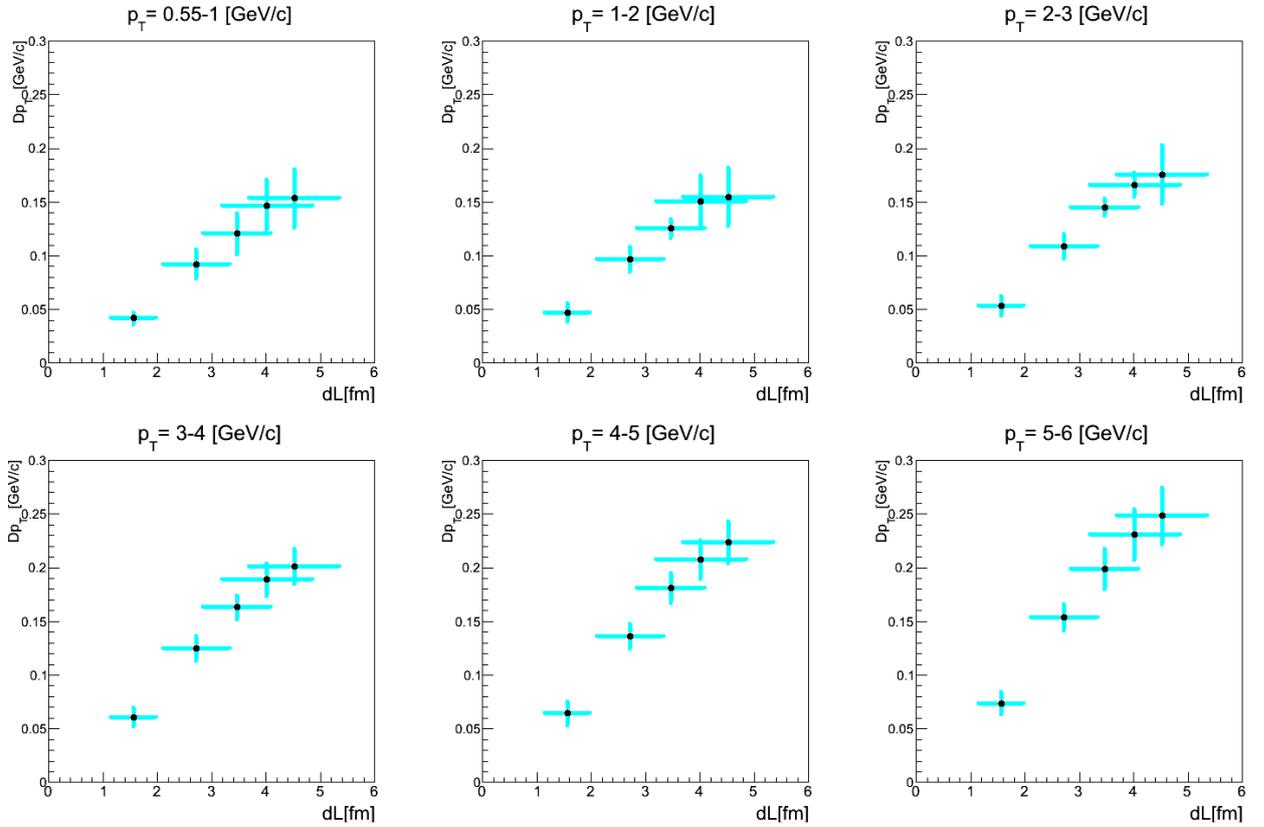


図 36 b と centrality の関係を基に計算した Δp_T vs. dL .

図 36 は、 $p_T = 1[\text{GeV}]$ ごとに計算した Δp_T vs. dL を表したものである。各 p_T 領域において、経路長差が増加するにつれてエネルギー損失の差が増加する傾向にあることがわかる。この結果はエネルギー損失の差 Δp_T が経路長差 dL の増加に伴って増加するという結果と一貫している。この結果について一次の式で fitting を行なった結果、図 37 のようになる。

fitting の結果から得られる直線の傾きは $\frac{dE}{dx}$ として解釈でき、 $\frac{dE}{dx}$ を p_T ごとにプロットすると図 38 のような結果が得られる。

図 38 は、 p_T が増加するごとにエネルギー損失 $\frac{dE}{dx}$ が増加する傾向にあることを示している。fitting とデータ点の差である χ^2/NDF を p_T ごとに表したグラフは図 39 のようになる。

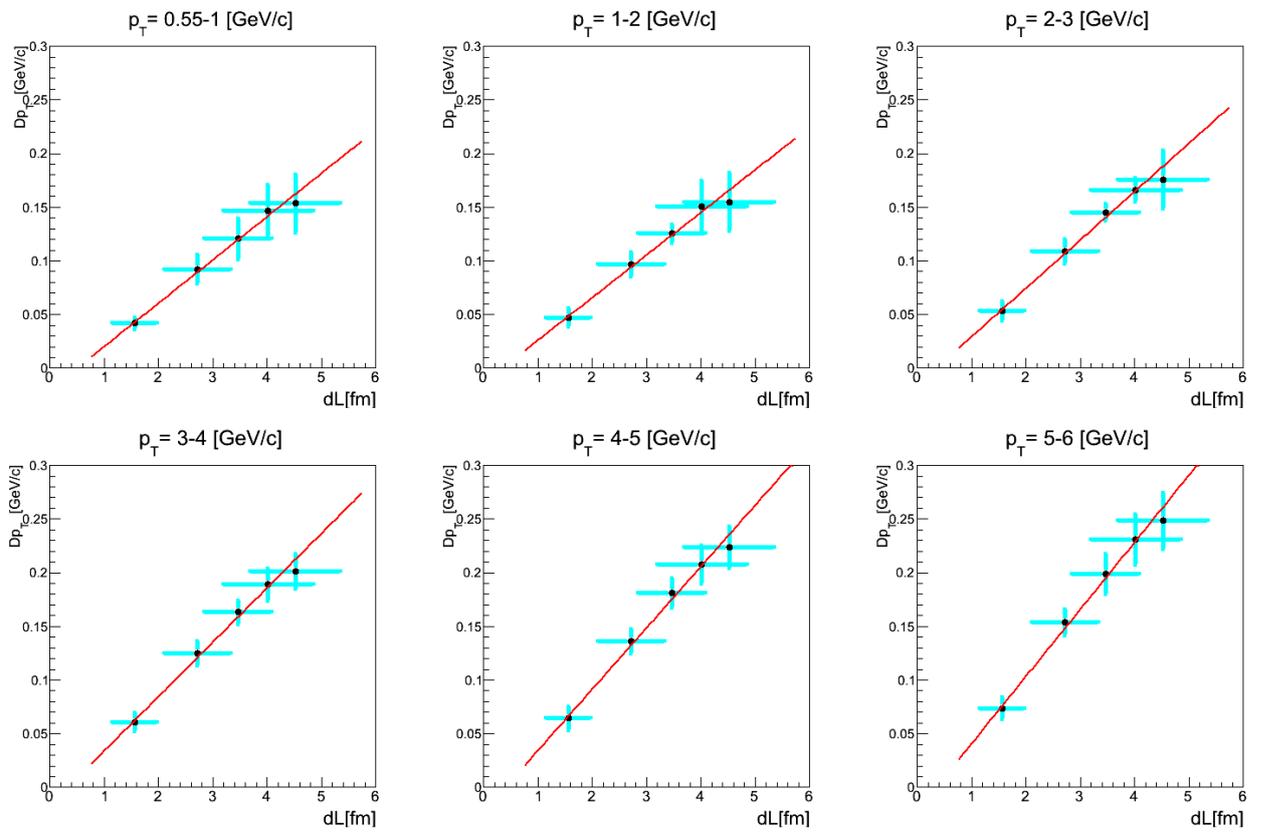


図 37 Δp_T vs. dL の fitting.

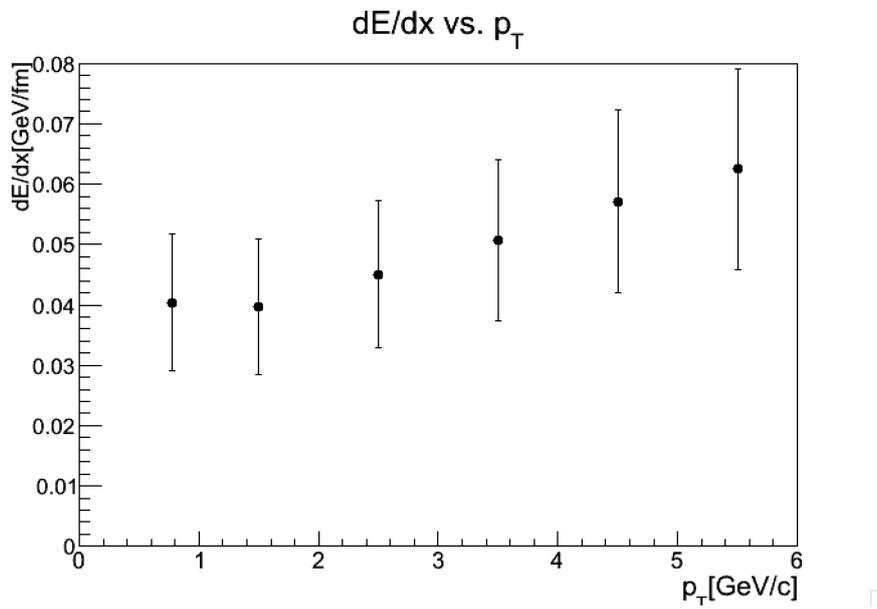


図 38 QGP 中のエネルギー損失 (Δp_T) の p_T 依存性. ここで, dE/dx は観測された個々の粒子に換算した QGP 中の平均のエネルギー損失で, p_T は個々の粒子の横運動量である.

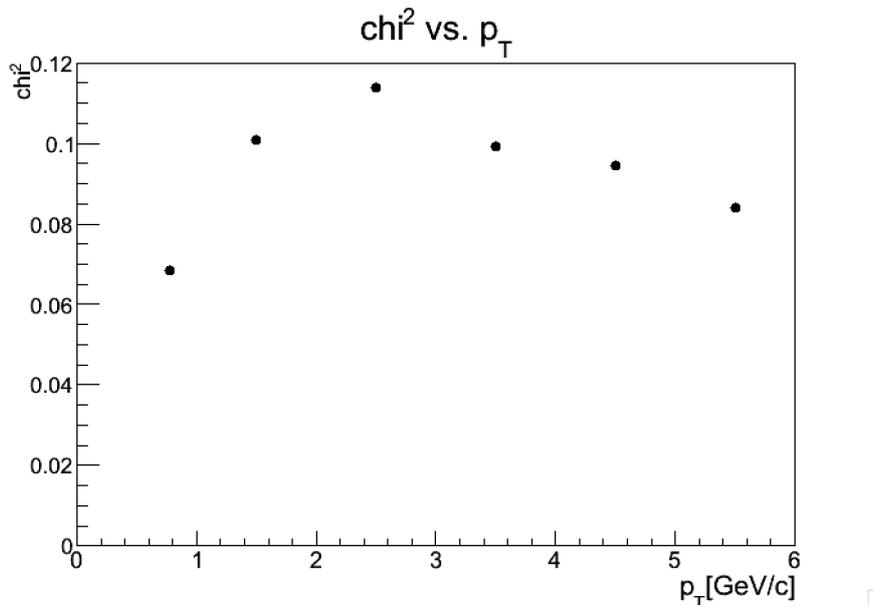


図 39 Δp_T と dL の関係 (図 37) を直線で fitting した時の χ^2/NDF .

5 まとめと今後の課題

本研究では，QGP 中のエネルギー損失の差の効果を評価するため，パートンのハード散乱における方位角等方性を仮定し PHENIX 実験で測定した粒子の横運動量分布と方位角異方性 (v_2) を用いて，エネルギー損失の差 Δp_T を得た．そこから， Δp_T の横運動量依存性と Δp_T の centrality 依存性を求めた．また，この Δp_T に対応する経路差 dL を幾何学的に評価した．

centrality が増加すると Δp_T と dL の両方とも増加するように， Δp_T と dL の centrality 依存性がよく似ていることは，求めた Δp_T が dL に強く相関していることを示している．これは， Δp_T を QGP 中のエネルギー損失の差と理解する上で望ましい性質である．

今後の課題として，ランダムな粒子分布を用いてより詳細な dL の計算を行い，エネルギー損失の差 Δp_T の経路長依存性をより現実のケースに近づける．エネルギー損失の差 Δp_T の経路長依存性から，経路長の依存性を表すために dL で割り，経路長あたりのエネルギー損失量 dE/dx を求める．S/N 比を改良した条件で v_2 を再度測定し， v_2 の測定精度を向上させる．また，統計誤差，系統誤差ともにより精度の高い誤差計算のメソッドを確立することも課題として考えている．

謝辞

本研究の遂行にあたり多大なご指導やご助言を頂いた，林井久樹教授，宮林謙吉教授，下村真弥助教，蜂谷崇助教に深く感謝申し上げます。下村先生，蜂谷先生には解析方法の細やかな部分から解析結果の解釈等，たくさんのご指導・ご助言を頂きました。林井先生には学会の proceedings から修士論文発表まで丁寧な指導をしていただきました。理化学研究所の延與さん，秋葉さん，轟木さん，広島大学の永嶋さんには BNL 滞在中も多くの場面でお世話になりました。研究室の先輩である武田先輩には引き継ぎ資料を残してください，解析遂行にあたり感謝しています。また，研究室のみなさんのおかげで，興味深い研究について議論したり，解析方法について有益な情報を教えあったりする事ができ，大変楽しく研究できました。皆様のおかげで本研究を行うことができ，深く感謝致します。

参考文献

- [1] Y.Akiba, Physics of Quark Gluon Plasma Recreating Hot Matter in Early Universe in Laboratory, (2014).
- [2] K.Adcox, et al. (PHENIX Collab.), Nucl. Phys. A **757**, 1-2, 184-283 (2005).
- [3] S. S. Adler et al. (PHENIX Collab.), Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
- [4] A. Adare *et al.*, (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **87**, 034911 (2013).
- [5] M. Shimomura, (PHENIX Collab.), Nucl. Phys. A **967**, 405-408 (2017).
- [6] A. Takeda (PHENIX Collab.), Master thesis at Nara Women's University p57 (2017) <http://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/thesis/master.html> (in Japanese).
- [7] S. S. Addler *et al.*, (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **69**, 034910 (2004).
- [8] T. Renk and J. Ruppert, Phys. Rev. C **72**, 044901 (2005).
- [9] K. Adcox *et al.*, (PHENIX Collab.), Nucl. Phys. A **757**, 184-283 (2005).
- [10] K. Adcox *et al.*, (PHENIX Collab.), Phys. Rev. **757**, 022301 (2002).
- [11] R. Nishitani *et al.*, (PHENIX Collab.), RIKEN Accelerator Progress Report (2018).