

$\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ Pb+Pb 衝突における
到達グルーオン密度の決定精度の評価

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室
B064282 尾林 秀幸

2010年2月10日

主査 本間 謙輔
副査 高橋 徹
指導教官 杉立 徹

要旨

去年の 2009 年 11 月、とうとう CERN の LHC で FirstCollision が起こった。LHC とはスイスとフランスにまたがって存在する大型加速器のことであり、今後、世界最高エネルギーでの粒子衝突(陽子陽子で 14TeV、鉛鉛で 5.5TeV)を予定している。LHC ではヒッグス粒子の探索、QGP の性質の解明、標準理論の精密な検証といったことが期待されており、世界中の物理学者が注目している。

私はその中でも特に、クォークやグルーオンが強い相互作用による閉じ込めから解放された状態であるクォークグルーオンプラズマ(QGP)に興味を持っている。QGP 相は我々のいる世界(ハドロン状態)とは異なる物質状態であり、そこからの相転移によってハドロンの質量が生成されたり、自由度の変化する興味深い物質相である。QGP は宇宙ができて間もない時期に存在していた状態であると考えられており、QGP について調べることは、物質の根源に迫ること、さらには極初期宇宙の性質について迫ることとなるのだ。また、QGP の性質を調べる上で強力な道具となるのが Jet である。Jet とは衝突によって高い横運動量を持ったパートンが複数の粒子と反粒子を生成しながらハドロン化したものであり、その過程で QGP 物質と相互作用してエネルギーを損失する。そのため、Jet のエネルギー損失を見ることによって QGP 物質の性質を知ることができるのである。

この論文では、LHC の ALICE 実験において予定されている 5.5TeV での鉛鉛衝突をシミュレートし、 π^0 の収量を求めた。ここで、Q-PYTHIA というイベントジェネレータを用いており、QGP 物質相中でのエネルギー損失の程度を決定しているパラメータ k の値を与えてやることができる。私は k の値として LHC で予想されているような値を代入して QGP 物質相の設定をした。衝突によって発生した粒子はこの物質相と相互作用してエネルギー損失をし、ハドロン収量の減少が観測される。私はこの観測量から k の値を計算し、与えた k の値との比較を行った。このときのずれと、計算によって求めた k の誤差こそが k の決定精度を表している。

最後に k の値からグルーオン密度を計算した。このとき k とグルーオン密度とは 1 次元に膨張しつつある系を仮定することによって比例関係が成り立っており、グルーオン密度の決定精度を評価することができる。

目次

1	序論	5
1.1	用語の説明	5
1.2	標準理論	5
1.3	QED	6
1.4	QCD	9
1.5	漸近的自由性	10
1.6	pQCD	10
1.7	QGP	10
1.8	Jet	12
1.9	目的	12
2	ALICE 実験	14
2.1	CERN	14
2.2	LHC	14
2.3	ALICE	15
3	原子核衝突	17
3.1	原子核衝突	17
3.2	R_{AA}	17
3.3	PDF	18
3.4	Fragment	18
3.5	Quenching	19
3.6	Shadowing	19
3.7	Cronin 効果	20
3.8	Glauber model	20
3.9	PQM model	21
4	シミュレーション	24
4.1	モンテカルロ法	24
4.2	イベントジェネレータ	24
5	Q-PYTHIA の性能評価	25
5.1	イベントジェネレータの比較	25
5.2	RHIC データとの比較	26
6	解析	29
7	結果	31
7.1	fitting	31

7.2	QGP パラメータの計算	34
8	考察	36
9	まとめ	41
10	謝辞	53

1 序論

1.1 用語の説明

この論文では多くの用語が出てくるため、ここにまとめておく。

fm:長さの単位であり、 10^{-15}m 。

GeV:エネルギーの単位であり、 10^9eV 。

p:陽子。質量数 1、原子番号 1。

Au:金。質量数 197、原子番号 79。

Pb:鉛。質量数 208、原子番号 82。

parton : 点状粒子であるクォークのこと。核子などの構成要素という意味が込められている。

leading particle:衝突によって出てくる parton のこと。

p_T :横運動量。加速器のビーム軸方向とは垂直方向の運動量。

\sqrt{s} :重心系でのエネルギー

medium:この論文では、主に QGP 物質相のことを指す。

1.2 標準理論

私たちの身の回りにある物質は何からできているのだろうか？これはとても根本的な問題であり、二千年以上も前から考えられてきた問題である。物質への理解は科学の発展とともに深まっていき、分子、原子、原子核というように物質の階層構造が分かってきた。現在では物質は、クォークとレプトンという基本粒子から構成されており、ゲージボソンが粒子間の力を媒介していると考えられている。ここで言った力としては 4 種類に分類することができる。すなわち、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用である (表 1、表 2)。強い相互作用をする粒子は色荷を持っており、量子色力学 (QCD) によって記述される。電磁相互作用をする粒子は電荷を持っており、量子電気力学 (QED) によって記述される。弱い相互作用は最初 Fermi によって定式化され、現在では電磁相互作用と合わせて電弱理論 (ワインバーグ・サラム理論) で記述されている。重力相互作用は一般相対性理論によって記述される。

さらに、重力以外の 3 つの力はゲージ理論で記述できる。このように一見性質の異なる複数の力を 1 つの理論で記述することを力の統一という。現在、全ての力を記述することができる究極理論の探求が進められている。力の統一はここでのメインテーマではないためこの程度しかふれないが、QED と QCD がゲージ理論という 1 つの理論で記述されていることを知っておくことは以後の議論の理解に役立つだろう。

	クォーク		レプトン	
第一世代	<small>アップ</small> u	<small>ダウン</small> d	e	ν_e
第二世代	<small>チャーム</small> c	<small>ストレンジ</small> s	μ	ν_μ
第三世代	<small>トップ</small> t	<small>ボトム</small> b	τ	ν_τ
電荷	+2/3	-1/3	-1	0
バリオン数	1/3	1/3	0	0
レプトン数	0	0	1	1
色荷	赤、青、緑		無色	
強い相互作用			×	×
電磁相互作用				×
弱い相互作用				

表1 クォークとレプトン (スピン = 1/2) [17]

	光子 (γ)	弱ボソン			グルーオン (8種)
		W^+	Z^0	W^-	
電荷	0	+1	0	-1	0
バリオン数	0	0			0
レプトン数	0	0			0
媒介する力	電磁相互作用	弱い相互作用			強い相互作用

表2 ゲージボソン (スピン = 1) [17]

1.3 QED

ここではいくつかの現象を見ることによって、QEDの理解をしていく [1]。

まず、ラザフォード散乱について見ていく。

ラザフォード散乱は、電荷 $-e$ の電子と電荷 $+Ze$ の原子核とが散乱する現象であり、量子電気力学では原子核の作るポテンシャルを用いて散乱振幅を計算する。これによると微分散乱断面積は以下のように書ける。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1)$$

ここで、 E は入射電子の持つエネルギー、 θ は散乱によって曲がる角度である。この現象をQED(ゲージ理論)で考えていこう。ゲージ理論ではゲージ粒子が力を媒介しているのがあったから、今回は光子が散乱を媒介しているはずである。

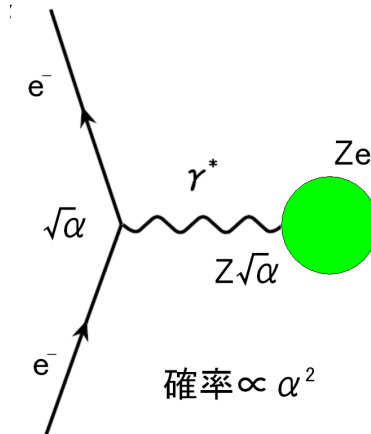


図1 ラザフォード散乱

電子と原子核は散乱の際に光子を1つ交換すると考えよう。光子と荷電粒子が相互作用するには、光子が電磁ポテンシャル A^μ を作りそれによって電子は運動量移行をしなくてはならない。電磁ポテンシャル A^μ によって電子が状態 ϕ_i から状態 ϕ_f へ散乱するときの散乱振幅 T_{fi} は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} T_{fi} &= -i \int \phi_f^*(x) V(x) \phi_i(x) d^4x \\ &= ie \int \bar{\phi}_f \gamma_\mu A^\mu \phi_i d^4x \\ &= -i \int j_\mu^{fi} A^\mu d^4x \end{aligned}$$

ここで、 V はポテンシャル、 γ_μ は Dirac の γ 行列である。また、 j_μ^{fi} は i から f へ電子が遷移するときの電磁カレントであり以下のように書ける。

$$j_\mu^{fi}(x) = -ie((\phi_f^*)_{,f}(\partial_\mu \phi_i) - (\partial_\mu \phi_f^*)\phi_i)$$

ここで、Maxwell 方程式を用いると、電磁ポテンシャルもカレントで記述される。

$$\square^2 A^\mu = j_{(2)}^\mu$$

この解は、

$$A^\mu = -\frac{1}{q^2} j_{(2)}^\mu$$

であり ($q = p_f - p_i$: 運動量移行)、電子と原子核の散乱振幅は

$$T_{fi} = -i \int j_\mu^{(1)} \left(-\frac{1}{q^2}\right) j_{(2)}^\mu(x) d^4x \quad (2)$$

となる。ここで、(2) 式においてカレント j が e に比例していることに注目しよう。このことと電荷と微細構造定数 α の関係

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \simeq \frac{1}{137} \quad (3)$$

を用いると、散乱振幅 T_{fi} は $(\sqrt{\alpha}\sqrt{\alpha})$ の形をすることとなり、断面積は α の 2 乗に比例することとなる。これはたしかに (1) 式の形と一致している。ここまでの計算は、次のように理解すればよい。電子と原子核は散乱するときに光子を介して力を及ぼしあっている。光子のやり取りは 2 点で行われており、それぞれの点で結合定数 α で結びついている。そのため、散乱断面積は α の 2 乗に比例する。

ところで、これまで 1 つの光子を交換すると考えてきたが、2 つの光子を交換することはないのだろうか？ 実は、いくつでも光子を交換することは可能である。ただし、それに伴い断面積も変化する。それは、光子を 2 つ交換するときは α の 4 乗に比例し (図 2)、荷電粒子が光子を放出するときには α の 1 乗に比例するといった具合である (図 3)。

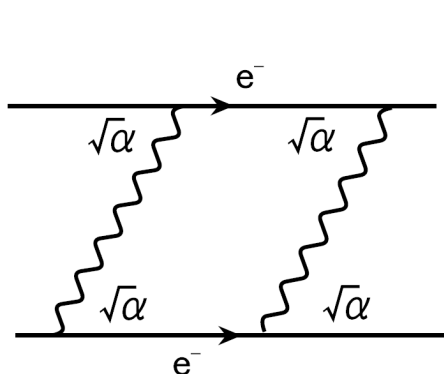


図 2 光子を 2 つ交換 (断面積 $\propto \alpha^4$)

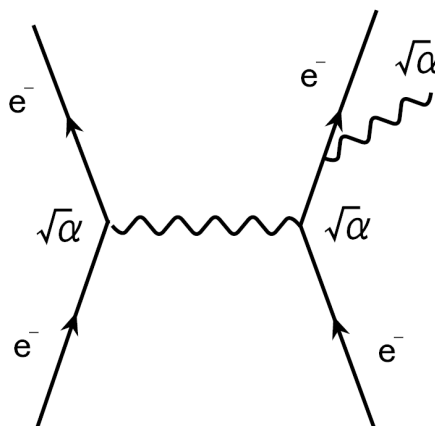


図 3 散乱後に光子を放射 (断面積 $\propto \alpha^3$)

こうして考えてみると、散乱断面積を計算しようとする、無限個のファインマンダイアグラムが存在することとなり、発散して計算できないのではないかと思えるかもしれない。だが、その心配はない。(3) 式より α の大きさは $1/137$ 程度であり、最低次の項ですでによい近似となっているのである。

ところで、これまで見てきた α (もしくは e) の値は一定ではない。1 個の電子の電荷といっても、ごく短時間では、光子を放出して電子・陽電子対を生成できるし、その逆の対消滅も起こっている。つまり、電荷は遮蔽されているのである。近距離では、遮蔽の雲を通り抜けることとなり電荷が大きく見えるが、遠距離では遮蔽により小さく見える。この関係を表したのが図 4 である。我々が素電荷と呼ぶ電荷量は距離 r が十分大きいときの値なのである。

これと同様のことがプラズマ中でも起こっている。プラズマも遮蔽効果によって電荷やポテンシャルが小さく見える。プラズマ中でのポテンシャル ϕ は

$$q\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (4)$$

となる [2]。ここで、 r は点電荷からの距離、 ϵ は真空の誘電率、 λ_D はデバイ長である。ポテンシャルの大きさが $r < \lambda_D$ でクーロンポテンシャルとあまり変わらず、 $r > \lambda_D$ で非常に小さくなることから、デバイ長はプラズマの電荷やポテンシャルが見える距離を表している。デバイ長の逆数がデバイ質量であり、

$$m_D = \frac{1}{\lambda_D} \quad (5)$$

となる。デバイ質量はプラズマ中での典型的な運動量交換を表している。

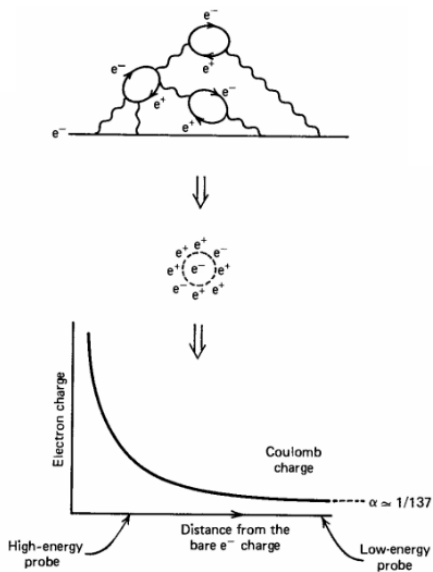


図4 結合定数 α の変化 (QED)[1]。r とともに α は減少

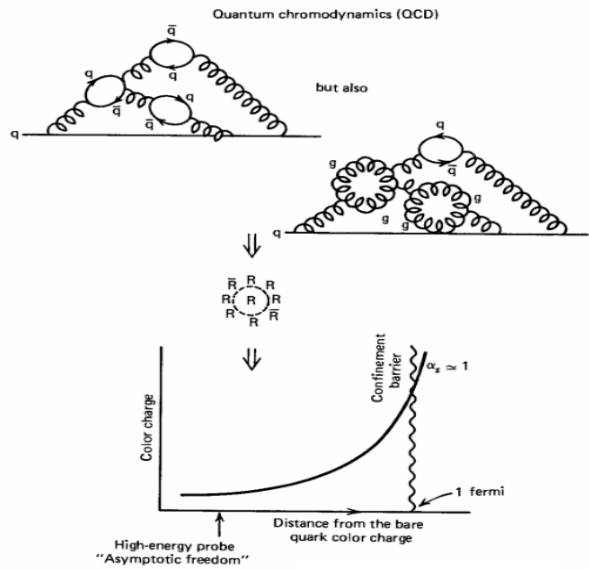


図5 結合定数 α_s の変化 (QCD)[1]。r とともに α は増加

1.4 QCD

次に、QCD について見ていく。クォークやグルーオンはカラー（色荷）という量子数を持っている。このカラーを持つ粒子の相互作用を記述するのが QCD である。ちなみに、QCD というのは電磁量子力学 (QED) と非常に似た構造を持っている。つまり両者とも、カラー（電荷）を持った粒子がグルーオン（光子）をやり取りすることによって力を伝えているのである。また、相互作用の強さや断面積が結合定数 α_s によって表される点も一致している (図6)。ただし、両者には違いもある。結合定数の大きさが α で 10^{-2} のオーダーであるのに対して、 α_s は 1 のオーダーである。また、光子は電荷を持たないのに対して、グルーオンはカラーを持っている。これらのことは QED と QCD に大きな違いをもたらす。以下で詳しく見ていく。

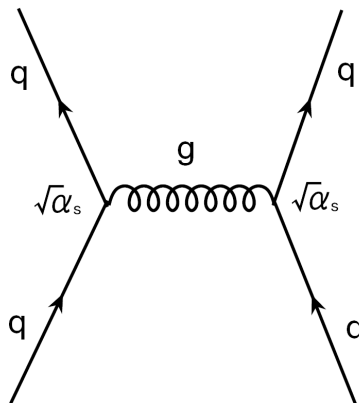


図6 クォーク散乱。QED との類似性がある

1.5 漸近的自由性

QED では、遮蔽効果によって結合定数 α が距離の増加とともに減少することが起こっていたが、QCD ではどうだろうか。その関係は図 5 を見ると分かるが、距離の減少とともに結合定数 α_s が増加している。これは、ゲージボソンの自己相互作用から来ている。光子が電荷を持っていないため、光子同士の相互作用が起こらないのに対して、グルーオンは色荷を持っているためグルーオン同士の相互作用が起こる。つまり、色荷は $q\bar{q}$ 対の瞬間的な生成・消滅によって遮蔽されるだけでなく、グルーオンによって有効色荷が大きくなるという効果も受けるのである。その結果、結合定数の距離依存性は QED とはまったく逆になる。クォーク間の距離が小さくなるほど結合が弱くなることから、このことを漸近的自由性と呼ぶ。

ちなみに、漸近的自由性はもう 1 つの重大な事実を含んでいる。再び図 5 を見てほしい。そこには、クォーク間の距離 r が大きくなると α_s が大きくなることが示されている。クォーク間の距離が大きくなるというのは、 $q\bar{q}$ 対を引き離して単独のクォークを作ることに対応している。 $q\bar{q}$ 対は距離 r の増加とともにその力線が r に比例して増加する。十分な距離まで引き延ばされると、力線のエネルギーよりも新たな $q\bar{q}$ 対を生成したほうがエネルギー的に安定な状況が生まれる。そのため、クォークは単独では取り出すことはできない。これをクォークの閉じ込めという。

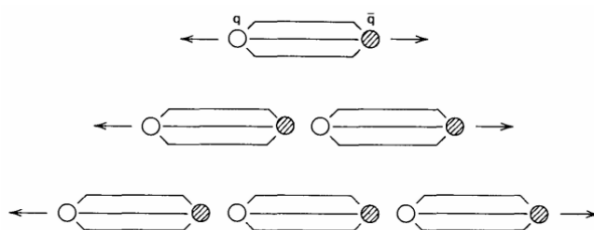


図 7 クォークの閉じ込め [1]

1.6 pQCD

QCD での最低次の相互作用は α_s の 2 乗で効いてくる (1.3QED、1.4QCD 参照)。この最低次の反応のことを Leading Order(LO) と呼ぶ。もし、 α_s が十分に小さければ、LO による計算で反応をよく記述できるはずである。なお、QED の計算は LO でよく記述されている。ただし、QCD では QED のように LO のみの計算では不十分である。なぜならば、我々が現在実現できる高密度 ($q\bar{q}$ 間の距離が小さい) 状態においても α_s は 0.3 程度であり、高次の過程を無視することはできないからである。高次過程を摂動として取り入れた計算を perturbative QCD(pQCD) と呼ぶ。QCD の摂動計算を行うには高密度状態を作って α_s の値を小さくすることが必要となる。また、 α_s が 3 乗の項までの過程を Next to Leading Order(NLO) と呼ぶ。後で見ることになるが、pp 衝突の断面積の実験値は pQCD の NLO 計算によって非常によく再現されている。

1.7 QGP

α_s が距離 r とともに小さくなることは次のような可能性も示唆している。それは高温・高密度の状態を作り出すことができれば、クォークやグルーオンが強い相互作用による閉じ込めから解放された状態を作ること

ができるということである。このクォークやグルーオンがばらばらになった状態のことをクォークグルーオンプラズマ (QGP) と呼ぶ。

QGP 相では、粒子同士の相互作用によるエネルギー損失 (Jet Quenching) や、膨張時に方位角に依存した集団運動 (Flow) が起こっていると考えられており、QGP 相の性質の解明が期待されている。

次に、粒子衝突によって QGP 相ができ、冷えていく過程を見ていく (図 8、9)。

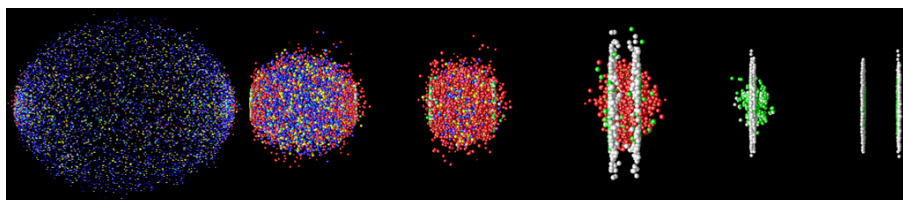


図 8 粒子衝突と QGP 生成 [18]。時間発展とともに図の右から左へと変化する

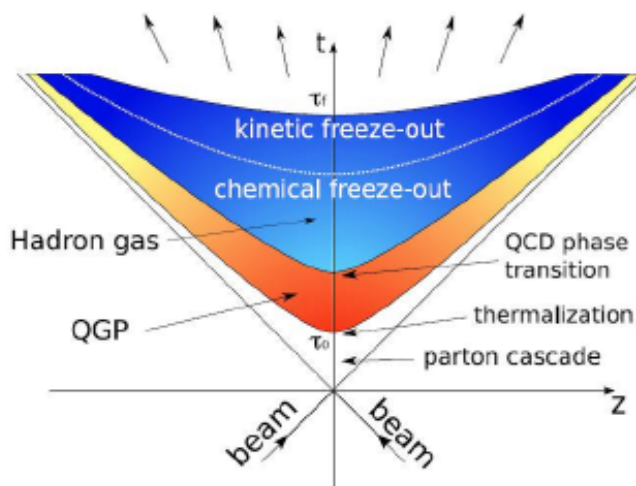


図 9 時空発展 [10]。エネルギーや密度によって状態が変化する

- 熱平衡状態
粒子が衝突すると、高温・高密度な物質相が生成される。この物質相は時間 τ_0 までの間に、ミニジェットの生成、色力線からの $q\bar{q}$ 対生成、多重散乱によって熱平衡に達する。
- QGP の生成と膨張
熱平衡に達した QGP 相は、運動量や衝突によって生じた圧力勾配によって膨張する。圧力勾配はビーム軸方向の方が垂直方向よりも大きいため、ビーム軸方向への膨張が大きい。Bjorken scale では、ビーム軸方向にのみ膨張すると考えている。
- freeze-out
膨張とともに温度が下がっていくと、パートンがハドロンへ閉じ込められていく。パートンのエネルギーの減少とともに新たな $q\bar{q}$ 対を作ることができなくなり粒子種が固定されるため、これを chemical freeze-out という。つづいて、密度の低下とともに散乱が起こりにくくなり、運動量が固定される。これを thermal(kinetic) freeze-out という。

1.8 Jet

Jet とはある領域にハドロンが集中して観測される現象のことであり、これは、(1) 粒子衝突によって leading particle が放出され、(2) leading particle が QGP medium と相互作用してエネルギー損失を起こし、(3) fragment(ハドロン化) して同一方向に運動量を持つ粒子が多数生成されるという反応によって起こる。ここで、(2) は Jet の生成には直接関係していないものの、Jet quenching という現象を強調するために加えた。

LHC での実験よりも前から行われている Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) にて発見された興味深い現象が 2 つある。1 つは高い横運動量を持った粒子が抑制されていることが観測されたことであり、もう 1 つは Jet をトリガーしたときに、トリガーとは反対方向の Jet が消滅または抑制されていることが観測されたことである。この現象を説明することができるのが quenching である。quenching では、leading particle が medium 中を通過するときにエネルギーを損失していると考えている。エネルギー損失によってハドロン生成に回ってくるエネルギーが小さくなるためハドロンの収量の減少を理解できるし、トリガー側が短距離 medium を通過し、その反対側が長距離 medium を通過すると考えると、Jet の消滅・抑制も理解できる。

このように、Jet のハドロンの収量の変化は leading particle が QGP medium との相互作用によってエネルギーを損失することを反映しており、QGP を調べるプローブとなる。

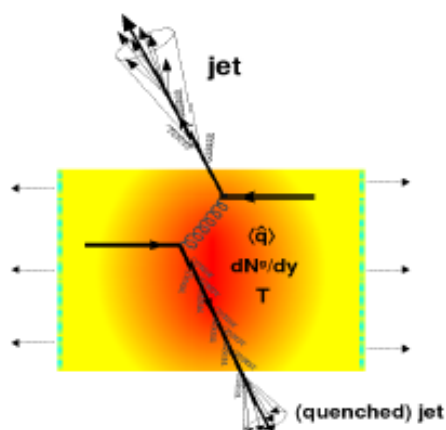


図 10 Jet quenching[3]。leading particle と medium の相互作用によってハドロン収量に変化する

1.9 目的

この実験の目的は、将来行われる予定の 5.5TeV PbPb 衝突においてグルーオン密度の決定精度を見積もることである。

そのためには、生成される QGP medium としてあるグルーオン密度を設定した上で 5.5TeV PbPb 衝突のシミュレーションを行い、反応後の観測量 (ハドロンの収量) からグルーオン密度を計算するということが必要となる。そうすれば、与えたグルーオン密度と計算によって求めたグルーオン密度とのずれを求めることができ、また、計算されたグルーオン密度の誤差を求めることができる。この両者こそがグルーオン密度の決定精度を表している。

ただし、本実験では直接グルーオン密度を設定する代わりに、quenching の程度を決定するパラメータ k を

与えてやることによってその代わりとした。k からは QGP の性質を決定するパラメータ \hat{q} を計算することができ、 \hat{q} はグルーオン密度と比例関係にあるので、一意にグルーオン密度を設定することができる。

この論文では触れないが、計算されたグルーオン密度は QGP 中での quenching のプロセスのさまざまなモデル間の比較に使える。全てのモデルで QGP 中での多重散乱によるエネルギー損失という点で一致しているが、それぞれで着目しているもの (\hat{q} 、グルーオン密度、温度、エネルギー密度など) が異なり、これらのモデルを比較することによって QGP 中でのエネルギー損失のメカニズムの理解が深まることが期待されている。

2 ALICE 実験

2.1 CERN

CERN(European Organization for Nuclear Research) は 1954 年に設立された研究機関であり、ジュネーブ近郊のフランスとスイスの国境をまたいで存在している。CERN では、高エネルギー粒子衝突によって物質の基本的な構成要素-素粒子-の性質を明らかにしようとしている。粒子衝突から生み出される高温・高密度な状態は、極初期宇宙で存在していた状態と考えられており、宇宙誕生後の世界を調べることにもつながっている。

2.2 LHC

LHC では周長 27km の大型加速器を用いて、pp で 14TeV、PbPb で 5.5TeV まで粒子を加速して原子核衝突の実験を行っている。そこでは主に ALICE、ATLAS、CMS、LHC-b という 4 つの実験が行われており、以下のような目的で研究を行っている (図 11)。

ALICE:重イオン衝突による QGP の研究

ATLAS:Higgs 粒子や余次元の探索

CMS:Higgs 粒子や余次元の探索 (ATLAS とは検出器などが異なる)

LHC-b:標準理論の検証

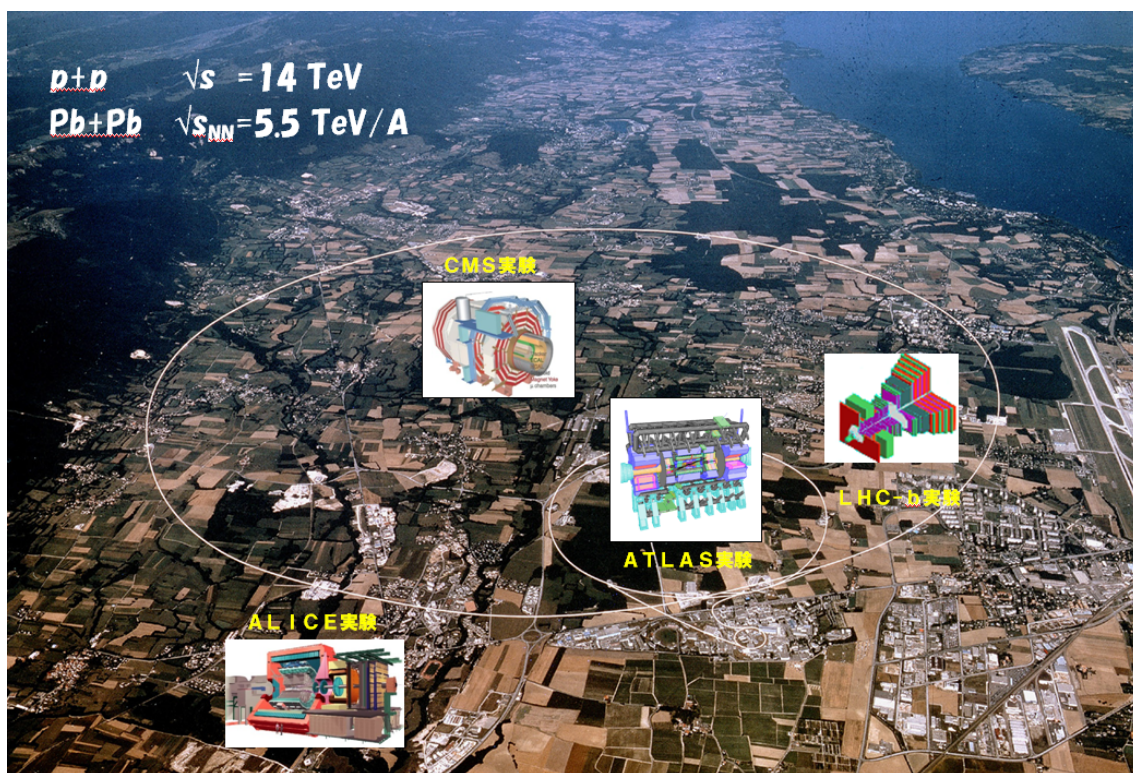


図 11 LHC 加速器 [18]。ここでは、最高到達エネルギーと主な実験の検出器を図示している

2.3 ALICE

ALICE 実験では重イオン衝突に特化した検出器を使って QGP 相の研究を行っている。重イオン衝突の特徴はマルチプリシティーの高さであり、pp 衝突と比べてより多くの粒子が反応に関与することとなり、広範囲で QGP 相が形成されることとなる。ALICE 実験での主な目的は、QGP 相の性質を調べることと、相転移による質量生成のメカニズムを解明することである。図 12 は粒子衝突によってハドロン相から QGP 相へ相転移し、温度の低下とともにハドロンへ閉じ込められていく過程を示している。

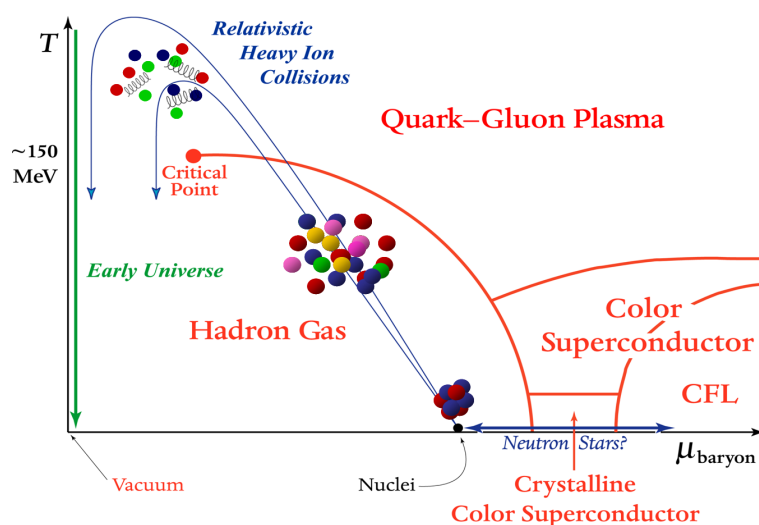


図 12 相図 [20]。横軸が密度、縦軸が温度を表している。また、高密度領域には QGP 相以外の相もあると考えられている

検出器はその位置によって 2 種類に分類することができる。ビーム軸に垂直な方向 (円筒部) とビーム軸に沿った方向 (前方) である。

まず、円筒部にある検出器を説明する。

- Inner Tracking System (ITS)
ITS は半径 4~44cm に位置する 6 枚のシリコン検出器からなっており、荷電粒子のマルチプリシティーを測定している。FMD と組み合わせることによって連続した範囲のマルチプリシティーを測定することができる。
- Time Projection Chamber (TPC)
TPC は半径 90~250cm をカバーする中心円筒でのメインなトラッキング検出器である。この検出器により飛跡検出、運動量測定、 dE/dx を通じた粒子識別を行うことができる。 dE/dx の分解能は 10% よりも良い。
- Transition Radiation Detector (TRD)
TRD は ALICE でメインな電子検出器であり、ITS, TPC, TOF とともに電子の同定を行っている。また、high p_T 電子へのトリガーにもなる。
- Time of flight (TOF)
TOF は衝突点から 4m の所に位置しており、MRPC という荷電粒子検出器を多数配列することによ

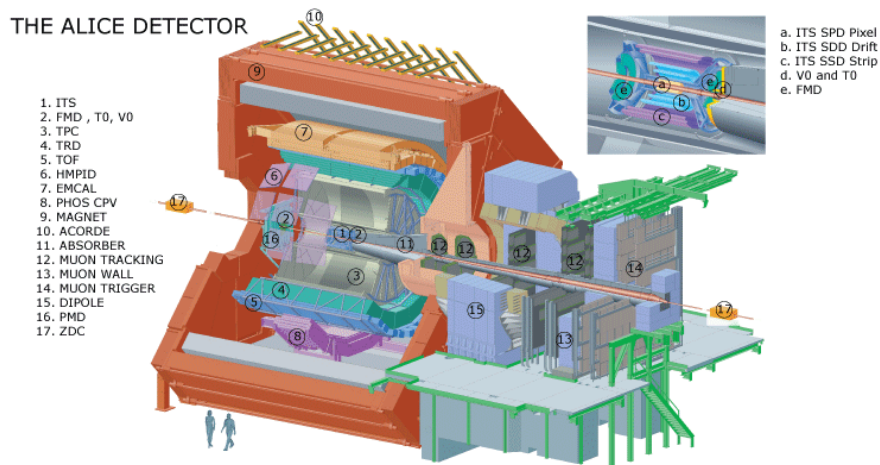


図 13 ALICE 検出器 [4]

てよい時間分解能を実現している。TOF は中間領域の運動量を持った荷電粒子を同定できる。また、TOF を伴った時間測定は (飛跡検出器によって同定された運動量や飛跡の長さも使って) 粒子の質量を計算するのに使われる。100ps の時間分解能によって、2.2GeV/c まで 3σ で π/K 分離を、4GeV/c まで 3σ で K/p 分離をすることができる (K:K 中間子,p:陽子)。

- High Momentum Particle Identification Detector(HMPID)

HMPID は衝突点から 4.5m 程度に位置しており、高い運動量を持った粒子が物質中での光速を上回った時に出すチェレンコフ光を利用することによって粒子の同定をしている。 3σ の π/K 分離を 3GeV まで、K/p 分離を 5GeV まで行うことができる。

- Photon Spectrometer(PHOS)

PHOS では主に光子の同定を行っている。PHOS では高密度が特徴である PWO クリスタルが使用されており、単位長さ当たりのエネルギー損失が大きいためエネルギー・位置分解能が非常によい。ただし発光量が小さいことが欠点であり、発光量を増やすために-25 で動作している。

次に、前方にある検出器を説明する。

- Zero Degree Calorimeter(ZDC)

ZDC は衝突点から 115m 離れたところに位置しており、4つのカロリメータから成っている。カロリメータは陽子を測定するものと中性子を測定するものがあり、磁場によって分離している。ZDC は観測核子のエネルギーを測定することによって中心衝突度を決定している。

- FMD,V0,T0

FMD では、荷電粒子の η (付録参照) 方向の分布を測定しており、カバー領域は $-5.1 \leq \eta \leq -1.7$ と $1.7 \leq \eta \leq 3.4$ である。FMD と ITS を組み合わせることによって範囲は $-5.1 \leq \eta \leq 3.4$ になる。

V0 はメインなイベントトリガーの役割を果たし、イベントのバーテックスを決定する。

T0 は 24 個のチェレンコフカウンターによって、イベントの起こる時間を 50ps 以上の精度で測定している。

3 原子核衝突

3.1 原子核衝突

粒子の衝突から検出器でハドロンが観測されるまでの間には複雑な反応が存在している。ここでは、ハドロンの反応断面積を見ながら理解していく。

衝突によって生成されるハドロンの反応断面積は、以下のようにいくつかの効果の convolution(畳み込み)で記述できる。

$$d\sigma_{AB \rightarrow h}^{hard} = f_{a/A}(x_1, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_2, Q^2) \otimes d\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_1, x_2, Q^2) \otimes D_{c \rightarrow h}(z, Q^2) \quad (6)$$

ここで、 $\sigma_{ab \rightarrow cX}(x_1, x_2, Q^2)$ は摂動論的パートン断面積、 $f_{a/A}$ は parton distribution function(PDF)、 $D_{c \rightarrow h}$ は fragmentation function(FF)、 Q は運動量移行である。また、添え字の a,B などは衝突粒子を表しており、小文字はパートン、大文字はハドロンの意味である。図示すると、図 14 のようになる。

原子核はパートンの集合によってできており、原子核-原子核衝突はパートン-パートン衝突の重ね合わせで書けるべきである。これを表しているのが式 (6) の右辺の第三項の摂動論的パートン断面積である。しかし、原子核内のパートンと自由なパートンとを同じように扱うことはできない。それは、原子核内ではパートン同士が相互作用しているからであり、さまざまなエネルギーを持っている。これを表したものが式 (6) の右辺の第一項・第二項であり、parton distribution function(PDF) という。最後に、衝突で飛び出したパートンがハドロン化することを記述しなくてはならない。これが式 (6) の右辺の第四項であり、fragmentation function(FF) という。

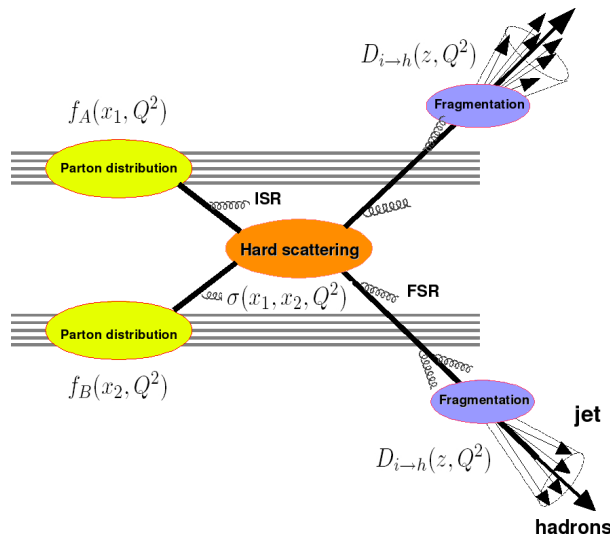


図 14 衝突から fragment するまでの過程 [3]

3.2 R_{AA}

AA 衝突でのハドロンの収量を表しているのが R_{AA} である。この因子を定義するメリットはいくつかある。我々は PbPb や AuAu 衝突といった重イオン衝突に興味を持っている。それは、衝突核子数が多くなるため

高温・高密度を達成でき、クォークやグルーオンのふるまいを見ることができるからである。ただし、これらの衝突にはデメリットも存在する。それは、pp 衝突と比べると非常に複雑な反応をすることであり、まだ理解できていない部分も多い。pp 衝突であれば、我々は QCD によって現象を精密に記述することが可能である。その理論で記述できる反応からのずれを見ようとしているのが R_{AA} である。

R_{AA} は核子核子 (AA) と陽子 (pp) の衝突核子数を規格化して以下のように定義される。

$$R_{AA} = \frac{1/N_{evt} d^2 N / dy dp_T}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma_{pp} / dy dp_T} \quad (7)$$

$$\left(= \frac{N^{\pi^0}|_{AA}}{\langle N_{coll} \rangle N^{\pi^0}|_{pp}} \right) \quad (8)$$

ここで、 σ_{pp} は pp 衝突での反応断面積、 $\langle T_{AA} \rangle$ はインパクトパラメータ b にわたって平均された核の厚みの関数であり、後述の Glauber model によって計算される。また、 N_{coll} は核子の衝突回数である。

もし、原子核衝突が pp 衝突の重ね合わせで書けるならば、 R_{AA} は 1 となるはずであり、1 からのずれが Quenching や原子核効果 (Cronin 効果, Shadowing) を表している。

3.3 PDF

粒子は電子や陽電子といった素粒子でない限り構造を持っている。たとえば陽子は u, u, d という 3 つのクォークからできており、それぞれ原子核内で相互作用している。ここで、バリオン内には 3 つのクォークしかないとは限らない。グルーオンもいるし、 $q\bar{q}$ 対生成によるクォークも存在する。

また、核子内のパートンは核子と異なるエネルギーを持っている。核子がエネルギー E を持っているとする、核子内のパートンは $0 \leq E' \leq E$ の範囲のエネルギー E' を持つことができる。このエネルギー E' を持つ確率分布を表したものを Parton Distribution Function (PDF) と呼び、図 15 のようになる。

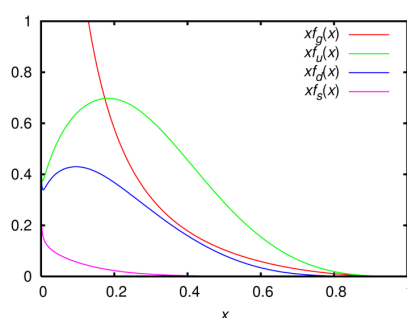


図 15 PDF[19]。図中の記号は、g:グルーオン,u:アップ,d:ダウン,s:ストレンジネスを表している。高エネルギー (low x) ではグルーオンの数が爆発的に多くなることが分かる

ちなみに図 15 の横軸は Bjorken の x と呼ばれる値であり、核子内のパートンのエネルギー比 $x = E' / E$ を表している。

3.4 Fragment

fragment とは、パートンがハドロンへ閉じ込められる過程のことである。fragment の仕方を決定する因子としては、 z と Q がある。 z はパートンの持つ運動量と fragment した先のハドロンが持つ運動量との比であ

り、 $z = p_{hadron}/p_{parton}$ と書ける。Q は正の値をとるように定義された運動量移行である。medium 中の FF は vacuum 中のものと異なると考えられている。

3.5 Quenching

Quenching とは、leading particle が QGP 物質中でエネルギーを損失する現象のことである。このときのエネルギー損失の仕方としては 2 種類存在する。

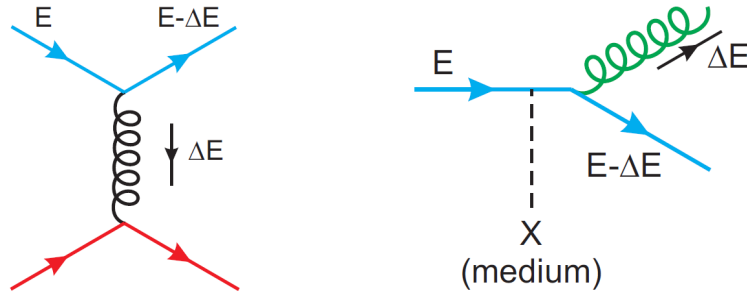


図 16 medium 中でのエネルギー損失 [3]。2 種類あり、それぞれ支配的なエネルギー領域が異なる

1 つは collisional loss で medium 中の物質との弾性散乱によってエネルギーを失う (図 16 の左)。これは運動量の低い領域で支配的である。1 回散乱でのエネルギー損失は以下ようになる。

$$\langle \Delta_{coll}^{1scat} \rangle \simeq \frac{1}{\sigma T} \int_{m_D}^{t_{max}} t \frac{d\sigma}{dt} dt$$

ここで、 m_D はデバイ質量、T は medium の温度、t は運動量移行である。

もう 1 つは radiative loss であり、medium との非弾性散乱を通じてエネルギーを失う (図 16 の右)。これは運動量の高い領域で支配的となる。このエネルギー損失は、対応する 1 回もしくは 2 回散乱による光子やグルーオンの制動放射によって決定される。

1 回散乱でのエネルギー損失は以下ようになる。

$$\Delta E_{rad}^{1scat} = \int^E \omega \frac{dI_{rad}}{d\omega} d\omega \quad (9)$$

LHC のエネルギーでは、radiative loss の中でもグルーオン放射が支配的であると考えられている。

3.6 Shadowing

クォークは点状粒子であると考えられているが、原子核は構造を持っている。そのため、原子核は単なるパートンの重ね合わせでは書くことができない。たとえば電子陽子散乱を考えてみると、ラザフォード散乱 (式 1) の場合と非常に近い形の微分散乱断面積となり、

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \left[\frac{2F_1(x, Q^2)}{M} \sin^2(\theta/2) + \frac{2MxF_2(x, Q^2)}{Q^2} \cos^2(\theta/2) \right]$$

となる。ここで、M は陽子の質量、x は Bjorken の x、Q は運動量移行である。ここで、d/dE の部分を無視すると $F_1 = 0$ かつ $F_2 = 0$ のときラザフォード散乱に一致している。この F_1, F_2 は構造関数といい、原子核の構造を表している。

この F を用いて、以下のような値を定義する。

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{AF_2^{nucleon}(x, Q^2)} \quad (10)$$

この $R_{F_2}^A$ という値は、質量数 A の原子核とそれを構成しているパートンの構造関数の比をとったものである。 $R_{F_2}^A$ は図 17 のように変化すると考えられている [13]。

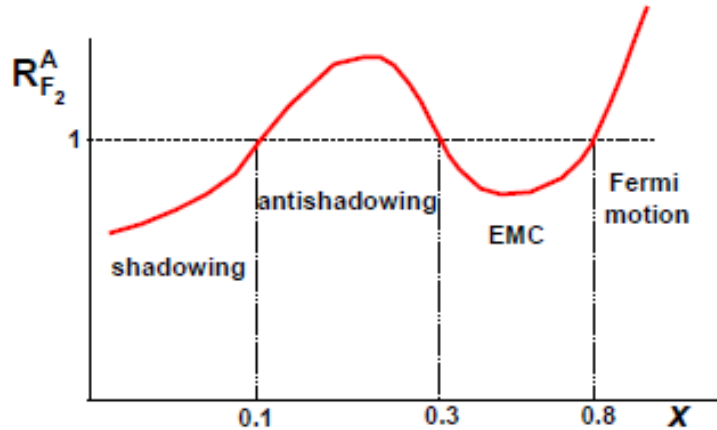


図 17 $R_{F_2}^A$ の値 [13]。LHC では $R_{F_2}^A < 1$ となり、low p_T 領域にて R_{AA} が増加すると考えられている

LHC では x の値が 0.01 程度になると考えられており、 $R_{F_2}^A < 1$ となる。shadowing は、散乱断面積の減少をもたらし、low p_T での R_{AA} の値を増加させる。

3.7 Cronin 効果

Cronin 効果は QGP medium 中での多重弾性散乱によってキックをうけ、横運動量 k_T が増加する現象のことである。式で書くと

$$\langle k_T^2 \rangle_A(b) = \langle k_T^2 \rangle_p + [\nu(b) - 1]\Delta^2$$

となる [14]。ここで、b はインパクトパラメータ、 $\nu(b) = \sigma_{pp}T_A(b)$ はパートンの親核子が散乱される平均数、 $T_A(b)$ は核の厚み関数、 Δ^2 は Q のスケールに依存するような変数である。

横運動量の増加は、ハドロンの収量の high p_T へのシフトを意味し、high p_T の粒子数が増えることから R_{AA} が増加する。

3.8 Glauber model

Glauber model では、以下のような仮定をして粒子衝突の計算をしている。

- ・粒子はまっすぐ衝突し、散乱しない (高エネルギーでよい近似)
- ・反応断面積は真空中と変わらない

原子核は Lorentz 収縮によって円盤状になっており、2 つの原子核はインパクトパラメータ b だけ離れて衝突する。このとき、幾何学的に重なる部分を overlap region といい、high p_T 粒子はここでのハードプロセス

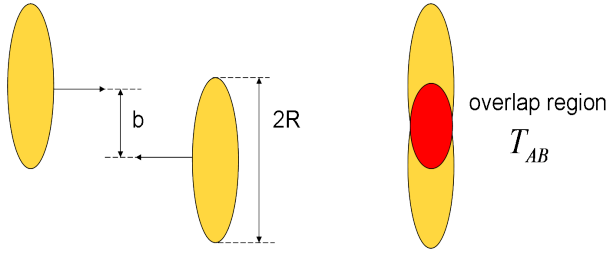


図 18 Glauber model のジオメトリー

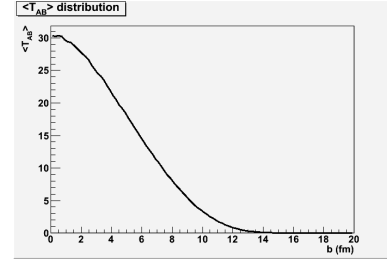


図 19 PbPb 衝突での T_{AA} 分布

によって起こる。一方、重なっていない部分を spectator と呼び、ソフトプロセスをして運動量やエネルギーはほとんど変化しない。

overlap region は Glauber model で計算することができて以下のように書ける。

$$T_{AB}(b) = \int d^2s T_A(s) T_B(s-b)$$

$$T_A(s) = \int dz \rho_A(z, s)$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(r-R)/a} \quad (\text{Woods-Saxon 分布より})$$

ここで、 r は原子核の中心からの距離、 R は原子核の表面密度が半分になる半径、 a は diffuseness parameter、 ρ_0 は原子核の中心での密度である。

3.9 PQM model

Perton Quenching Model(PQM) は空間的に膨張しつつある QCD 物質中で、散乱によるグルーオン放射のエネルギー損失を計算するモンテカルロプログラムである。PQM モデルはエネルギー損失のスケールを決定する唯一のパラメータ (k) を持っている。PQM では quenching weight というエネルギーを損失する確率を計算している。quenching weight とは、ハードパートンが空間的に膨張している QCD 物質中で散乱し、エネルギー ΔE を放出する確率 $P(\Delta E)$ のことであり、式で表すと

$$P(\Delta E) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\prod_{i=1}^n \int d\omega_i \frac{dI(\omega_i)}{d\omega} \right] \delta(\Delta E - \sum_{i=1}^n \omega_i) \exp\left[- \int d\omega \frac{dI}{d\omega}\right] \quad (11)$$

となる [15]。ここで、パートンが放射エネルギー $\omega dI/d\omega$ よりも十分大きなエネルギー E を持っているとき、

$$P(\Delta; R, \omega_c) = p_0(R)\delta(\Delta E) + p(\Delta E; R, \omega_c) \quad (12)$$

のように分離することができる。式 (12) の右辺の第一項は medium 起源ではないグルーオン放射の確率、第二項は 1 つ以上のグルーオンが放射されたときにエネルギー ΔE を放出する確率を表している。

次に、上で出てきた R 、 ω_c 、さらには \hat{q} 、 L という medium の性質を記述するパラメータの意味について説明する。議論を簡単にするため、時間発展しない静的な medium(BDMPS) について見たあとで動的な medium への拡張を行う。

medium を特徴づけるパラメータとして 2 つある。

- \hat{q} :

$$\hat{q} = \langle k_T^2 \rangle_{\text{medium}} / \lambda \text{ [GeV}^2/\text{fm}] \quad (13)$$

\hat{q} は平均自由行程当たりにグルーオンが持ち出す横運動量の 2 乗を表している。また、 \hat{q} は以下のようにも定義できる [3]。

$$\hat{q} = m_D^2 / \lambda = m_D^2 \rho \sigma \quad (14)$$

m_D はデバイ質量、 ρ は medium の密度、 σ はパートンと medium との積分断面積である。つまり、 \hat{q} は熱力学的なパラメータ (m_D, ρ) と力学的なパラメータ (σ) を結びつけている。

- L: leading particle が medium 中を通過する距離 [fm]

\hat{q} と L は物理的に意味があるパラメータではあるが、その反面あいまいさも持っている。たとえば L について言うと、どこまでが medium であると定義することは難しい。そこで次の 2 つの無次元なパラメータを定義する ($\hbar c = 0.197 \text{ [GeV} \cdot \text{fm}]$ 使用)。

- ω_c :

$$\omega_c = \frac{\hat{q} L^2}{2} \quad (15)$$

ω_c はエネルギー損失のスケールを表している (後述)。

- R:

$$R = \frac{2\omega_c^2}{\hat{q}L} = \frac{1}{2}\hat{q}L^3 \quad (16)$$

R は力学的な制限 ($k_T < \omega$) を表している。つまり、式 (13) より R の分母が横運動量のスケール $\langle k_T^2 \rangle \sim \hat{q}L$ を表しているのに対し、分子がエネルギーのスケール ω_c^2 を表しているのである。

ω_c の意味については BDMPS の場合を考えるとよく分かる。BDMPS の場合 ($R \rightarrow \infty$)、エネルギー損失は以下のように書ける [8][9]。

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \omega \frac{dI}{d\omega} \simeq \frac{2\alpha_s C_R}{\pi} \times \begin{cases} \sqrt{\frac{\omega_c}{2\omega}} & \text{for } \omega < \omega_c, \\ \frac{1}{12} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 & \text{for } \omega \leq \omega_c, \end{cases} \quad (17)$$

ここで、 C_R は Casimir factor といって、パートンがクォークのとき 4/3、グルーオンのとき 3 という値をとる。また、式 (17) を積分して、エネルギー損失は以下ようになる。

$$\langle \Delta E \rangle_{R \rightarrow \infty} = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^\infty \omega \frac{dI}{d\omega} d\omega \propto \alpha_s C_R \omega_c \propto \alpha_s C_R \hat{q} L^2 \quad (18)$$

つまり、BDMPS の場合、 ω_c はエネルギー損失に比例するような値となる。

図 20 は R を変化させたときの放射スペクトル $\omega dI/d\omega$ を表している。

さて、次に時間発展する medium の場合を考えよう。このとき、 \hat{q} は時間とともに変化している。そこで次のような実効的な量を定義する。

$$\bar{\hat{q}} = \frac{2}{L^2} \int_{\tau_0}^{L+\tau_0} (\tau - \tau_0) \hat{q}(\tau) d\tau \quad (19)$$

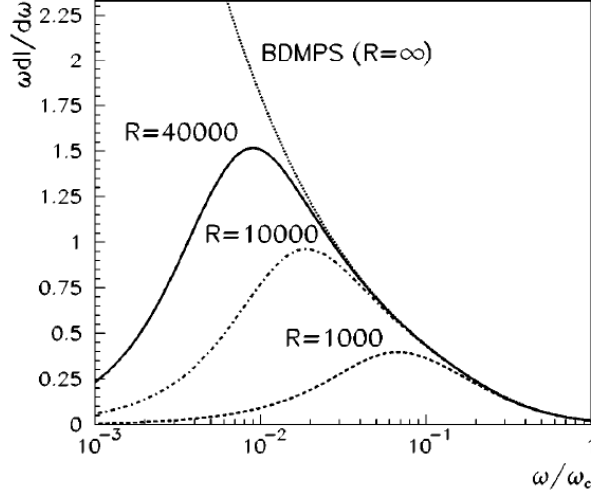


図 20 放射されるグルーオンのスペクトル [9]

ここで、 $\tau_0 \sim 0.1[\text{fm}] \ll L$ は膨張しつつある系が形成されるまでの時間である (1.7 章参照)。この値を使うと、

$$\omega_c|_{effective} \equiv \frac{1}{2} \bar{\hat{q}} L^2 = \int_0^\infty \tau \hat{q}(\tau) d\tau \quad (20)$$

$$\bar{\hat{q}} L|_{effective} \equiv \int_0^\infty \hat{q}(\tau) d\tau \quad (21)$$

$$R|_{effective} \equiv \frac{2(\omega_c|_{effective})^2}{\bar{\hat{q}} L|_{effective}} \quad (22)$$

を定義することができる。

これまでたくさんのパラメータを見てきたが、PQM モデルでは唯一のパラメータ $k[\text{fm}]$ を定義し、そこから他のパラメータを計算している。

$$\hat{q}(\tau; b) = k \times T_A T_B(x_0 + \tau \cos \phi_0, y_0 + \tau \sin \phi_0; b) \quad (23)$$

b はインパクトパラメータ、 T_A, T_B は核の厚みを表す関数であり glauber モデルから計算される。これは単に計算のためのパラメータだが、 I という値を定義する。

$$I_n \equiv \int_0^\infty \tau^n \hat{q}(\tau; b) d\tau, \quad n = 0, 1 \quad (24)$$

I は式 (23) から計算できる。これを用いて、

$$\begin{aligned} \omega_c &= I_1 \\ R &= 2I_1^2/I_0 \\ L &= R/\omega_c = 2I_1/I_0 \\ \hat{q} &= 2\omega_c^2/(LR) = I_0^2/(2I_1) \end{aligned} \quad (25)$$

4 シミュレーション

4.1 モンテカルロ法

モンテカルロ法とは、解析的に解けない問題などに対して乱数を使って数値計算する手法のことである。モンテカルロ法を使う利点は複雑な問題でも解くことができることであり、あとで見るイベントジェネレータ内でモンテカルロ法が使われている。欠点としては、精度を上げるために統計が必要となるが、統計数の $-1/2$ 乗でしか小さくならないことである。

4.2 イベントジェネレータ

イベントジェネレータは、高エネルギー反応を再現するために用いられるモンテカルロプログラムのことである。イベントジェネレータを用いることにはいくつかの利点がある。たとえば、

- (1) 完璧な検出器で観測されるような詳細なイベントを作ることができる。
- (2) 複雑な問題をいくつかの要素に分けて行うことができる。
- (3) アクセプタンスを計算するなど検出器の性能を評価するのに役立つ。
- (4) 実験結果と理論との比較ができる。

が挙げられるだろう。

今回使用したイベントジェネレータは以下の3つである。

- PYTHIA

PYTHIA は高エネルギーの物理イベントを生み出すプログラムであり、基本的な粒子 (e^+, e^-, p, \bar{p}) の衝突を再現することができる。PYTHIA では pQCD に基づいた計算を行っており、NLO 計算によって pp 衝突などの実験結果を非常によく再現することができる。

- HIJING

多重ジェット生成のための QCD モデルに基づいたプログラムであり、具体的には多重ミニジェット生成、soft excitation、PDF による nuclear shadowing を含んでいる。また、pp、pA、AA 衝突のイベントを作り出すことができる。

- Q-PYTHIA

PYTHIA をベースとし、quenching の効果を含んでいる。quenching の部分は PQM モデルによって計算されており、overlap region や pass length は Glauber モデルによって計算されている。具体的には、衝突までは PYTHIA と同じ計算を行っているが、衝突後の反応が異なっており、膨張しつつある QCD 物質中で medium の作用により放射する確率が PYTHIA のものから変更されている。

Q-PYTHIA では、 t_0 から (t_1, x_1) (t : virtuality, x : energy fraction) までで branching (グルーオン放射などによって複数のパートンに分かれること) が起こらない確率を Sudakov factor

$$\Delta(t_1) = \exp\left[-\int_{t_0}^{t_1} \frac{dt'}{t'} \int_{z^-}^{z^+} dz \frac{\alpha_s(t_1)}{2\pi} [P(z) + \Delta P(z, t', R, \omega_c)]\right] \quad (26)$$

によって計算している (図 36)。式 (26) の ΔP の項が PYTHIA と Q-PYTHIA の違いである。

5 Q-PYTHIA の性能評価

ここでは、Q-PYTHIA が正しく重イオン衝突を再現できるか調べた。

5.1 イベントジェネレータの比較

ここでは、PYTHIA、HIJING、Q-PYTHIA の違いを調べるため、3つのイベントジェネレータで5.5TeVでのpp衝突(中心衝突度0-10%)を行い、 π^0 の収量を比較した。ちなみに、HIJINGではJet quenching効果とShadowing効果をoffにし、Q-PYTHIAではパラメータkを0としている。つまり理想的には、すべてのイベントジェネレータで同じ結果が出てくるはずである。

PYTHIA	HIJING	Q-PYTHIA
統計数	統計数	統計数
25M	36M	88M

表3 5.5TeV pp衝突でのデータセット

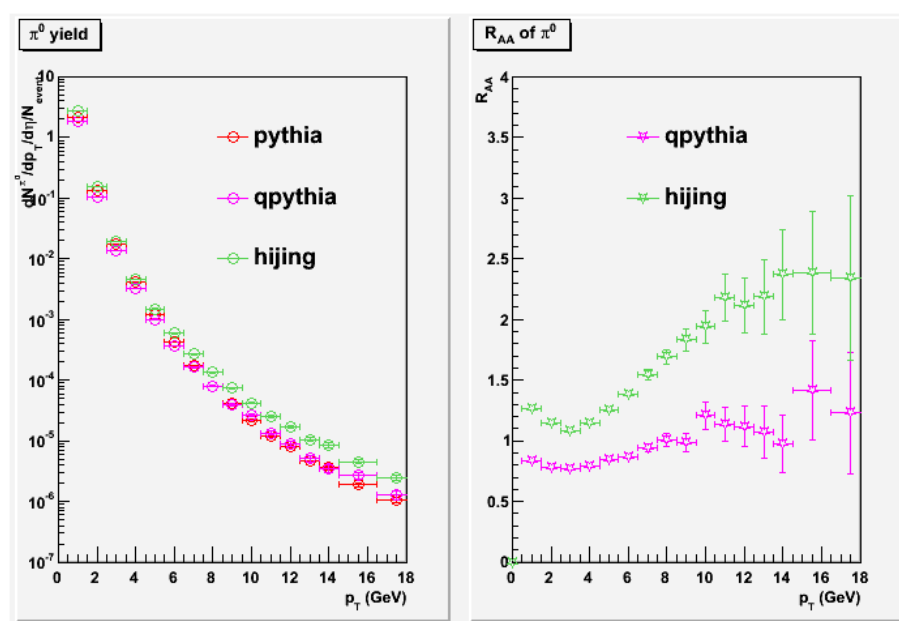


図21 イベントジェネレータの比較

図21の左側が、それぞれのイベントジェネレータでの1イベント当たりの π^0 の収量、右側がHIJINGやQ-PYTHIAの π^0 の収量をPYTHIAの π^0 の収量で割ったものである。Q-PYTHIAとPYTHIAには大きな違いは見られないが、HIJINGとPYTHIAでは、特にhigh p_T 側で、HIJINGの収量に増加が見られる。これは、イベントジェネレータ間でK-factorや dE/dx などの値が異なっているからと考えられる。

pp衝突での値が一致しないということは、 R_{AA} の計算を行うときに変なバイアスがかかることを意味している。この問題を解決するためにHIJINGのパラメータを変えることもできるが、そのことは本論文の目

的ではないため、HIJING の pp 衝突を PYTHIA の pp に代用することとする。このことは HIJING の Jet quenching の効果と原子核効果を見ていることに対応する (HIJING については付録にて議論している)。

5.2 RHIC データとの比較

Q-PYTHIA で作られるデータが適当なものかどうかを調べた。比較対象となるデータは、RHIC の Run-2 の 200GeV/c での pp の微分散乱断面積と Run-4 の AuAu の微分散乱断面積と R_{AA} である [21]。シミュレーションデータは、RHIC のデータを最も再現するとされている $k=6.0 \times 10^6$ ($\langle \hat{q} \rangle = 14$ に対応する) を採用して 200GeV pp 衝突を行った。

Q-PYTHIA(k=0)	Q-PYTHIA(k= 6×10^6)
統計数	統計数
3M	3M

表 4 200GeV AuAu 衝突でのデータセット

生成微分散面積は以下のように書ける [7]。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{dp_T d\eta} \frac{1}{L} N^{\pi^0}$$

ここで、 N^{π^0} は生成された π^0 の数、L はルミノシティであり衝突の起こりやすさを表している。また、L は以下のように書ける。

$$L = \frac{N_{eve}}{\sigma} (= \frac{rate \times time}{\sigma})$$

ここで、 N_{eve} は衝突の回数、 σ は散乱断面積である。これをまとめると、

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{dp_T d\eta} \sigma \frac{N^{\pi^0}}{N_{eve}}$$

となる。本シミュレーションでは η の範囲を $-1 < \eta < 1$ とし、 p_T を 1GeV ごと ($p_T < 15\text{GeV}$) または 2GeV ごと ($15 \leq p_T \leq 20$) に刻んでいるため、 $d\eta = 2$ 、 $dp_T = 1(p_T < 15\text{GeV})$ または $2(15 \leq p_T \leq 20)$ である。

R_{AA} の値は、Cronin 効果、Shadowing、Quenching といった効果が複雑に影響し合って決まっていると考えられている。Quenching の効果が支配的となるのは RHIC で $p_T \geq 5\text{GeV}$ 、LHC で $p_T \geq 10\text{GeV}$ と予想されているため [8]、 $p_T \geq 5\text{GeV}$ にて断面積を比較する。

図 22、図 23 で vacuum と書いているのは $k=0$ としたものであり、MB はミニマムバイアスイベント、Jets は Jet イベントの $p_T \geq 5\text{GeV}$ のものを見ている。

図 22 から、MB、Jets とともに真空中で Q-PYTHIA で作ったデータが pp のデータと一致しており、粒子の生成微分散面積を再現していることが分かる。一方、図 23 では MB、Jets とともに pp のデータと一致しておらず、収量の減少が見られる。これは quenching 効果によるものであり、実際 AuAu のデータを N_{coll} でスケールさせたものと比較するとよく一致していることが分かる。これによって quenching の部分も再現していることが分かる。また、この結果から Jet イベントという MB から一部を取り出したようなイベントでも断面積を再現していることが分かった。Jet イベントの方が MB イベントよりも短時間で統計数をためられるため、以後の議論では Jet イベントを用いることとする。

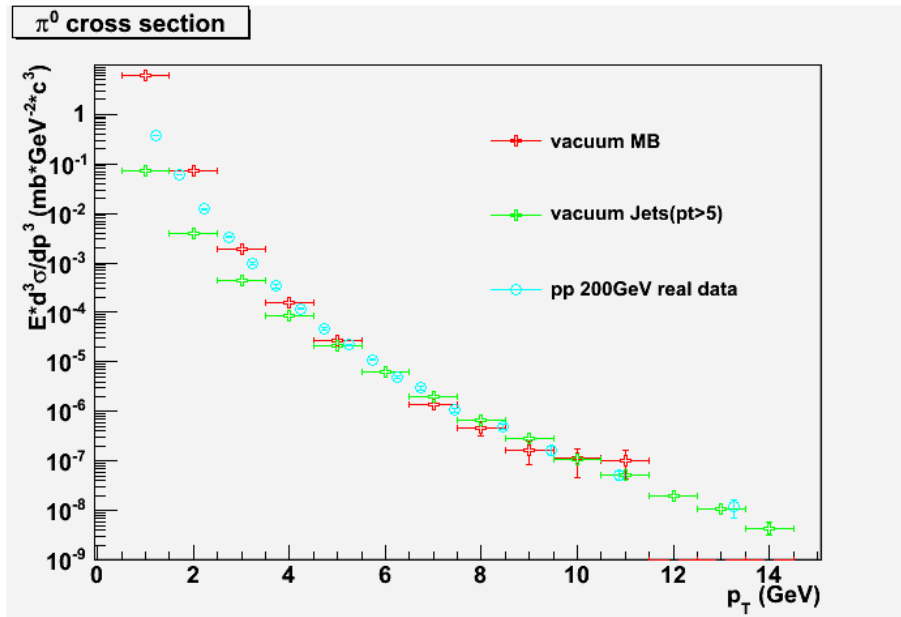


図 22 真空中。pp 200GeV のデータとの一致が見られる

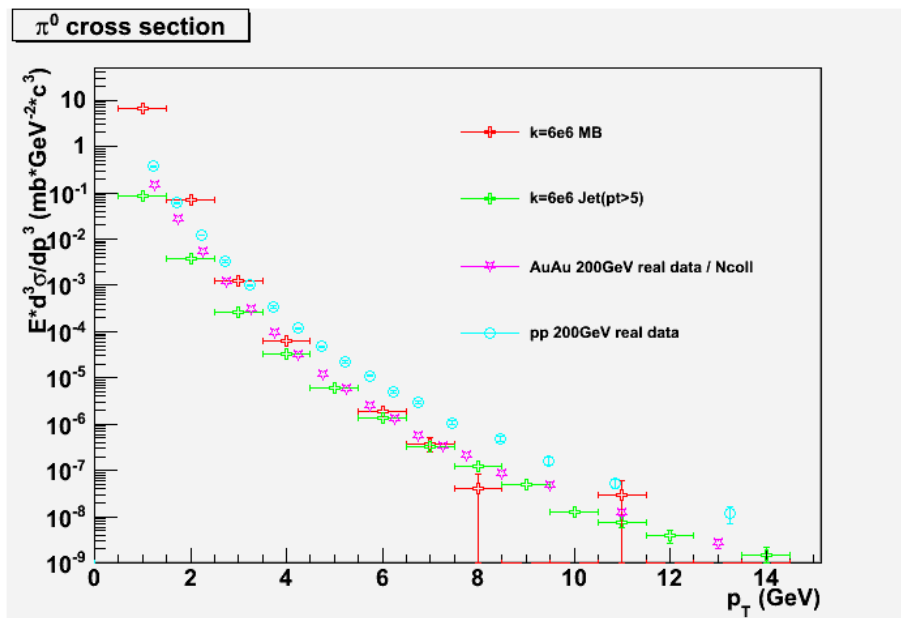


図 23 QGP 物質中。pp 200GeV とは一致していないが、AuAu 200GeV との一致が見られる

Q-PYTHIA での π^0 の R_{AA} は以下のようになった。図の左側が π^0 の収量を右側が R_{AA} を表している。こちらも $p_T \geq 5\text{GeV}$ の範囲で比較すると、 R_{AA} の値は 0.2 程度であり、おおむね一致している。よって、Q-PYTHIA は RHIC の結果を再現していると判断できる。

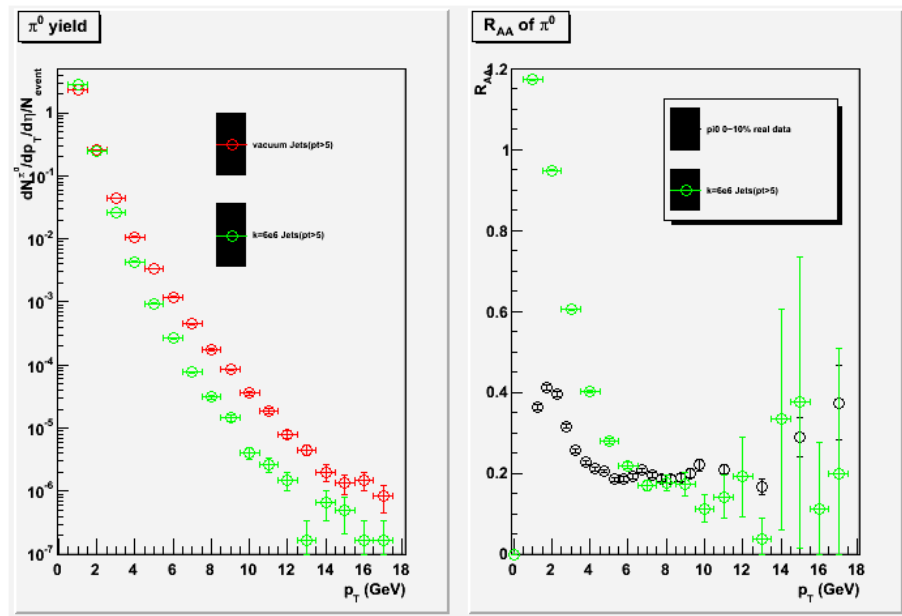


図 24 R_{AA} 。 $5 \leq p_T \leq 12\text{GeV}$ の領域で実験値との一致が見られる

6 解析

解析方法は以下の通りである。

1. 擬似実験データの作成:

まず、LHC で行われる 5.5TeV での PbPb 衝突 (0 ~ 10%central) を再現するようなデータを作った。LHC のエネルギーでは、 $\langle \hat{q} \rangle = 30 \sim 80$ という値が予想されており (図 25)、そこから k の値を見積もると $k=1.28 \times 10^7 \sim 34.3 \times 10^7$ となる。私は、この範囲内の値である 2.57×10^7 を k の値として選び出し、PbPb 衝突でこの quenching スケールが実現されるとして擬似実験データを作成した。また、擬似実験データの統計数は LHC で 1 か月分のデータに相当する 10^6 イベントとした。データからハドロン の収量を見る必要があるが、中でも π^0 の収量を見ることとする。それは、 π^0 は大部分が 2γ への崩壊するという観測しやすい粒子であるからである。 π^0 の収量から R_{AA} を求めることができる。

$$R_{AA} = \frac{N^{\pi^0}|_{quenched}}{N^{\pi^0}|_{unquenched}} \quad (27)$$

ここで、quenched の方が $k=2.57 \times 10^7$ であり、unquenched の方が $k=0$ である。Q-PYTHIA では pp 衝突しか行っていないものの、Pb の PDF を再現することによって、PbPb での π^0 の収量を再現している。

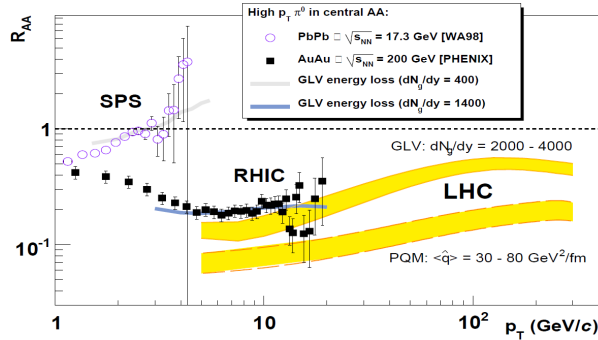


図 25 $\langle \hat{q} \rangle$ の値の理論的予想 [3]。LHC では 30~80 の値が予想されている

2. フィッティングデータの作成:

Q-PYTHIA で quenching 効果 on/off のデータを作り、そこから各 p_T での R_{AA} の値を求めた (式 (27))。ここで、fitting データの k の値は以下のように決めた。

まず、LHC のエネルギーで予想されている k の値の範囲から $k=1.28 \times 10^7$ 、 $k=2.14 \times 10^7$ 、 $k=3.43 \times 10^7$ の 3 点を選び出し、各々の k の値での R_{AA} を求めた。 R_{AA} の値が求まると、擬似実験データと fitting 用データとのずれを比較することができる。私はそれを以下のように χ 二乗で評価した。

$$\chi^2 = \frac{1}{ndf} \sum_{i=1}^N \frac{(R_{AA}^i|_{data} - R_{AA}^i|_{fit})^2}{\sigma^i|_{data}^2 + \sigma^i|_{fit}^2} \quad (28)$$

ここで、ndf は自由度であり ndf=データ数 (N=9)-パラメータ数 (1)=8、 σ は R_{AA} の統計誤差、 i は各 p_T である。

fitting 用データの k の値が真の k の値 ($k=2.57 \times 10^7$) に近いほど χ 二乗が小さくなることが予想されるため、以後 χ 二乗が最小となる k の値を求める。

データ収集時にミスがあったため必ずしもそうっていないが、基本的な方針は、選んだ 3 点のうち χ 二乗が最小となる点とそこからの k の絶対値が大きい方 (たとえば $k/10^6 = 12.8, 21.4, 34.3$ の 3 点で χ 二乗を評価し、 $k = 25.7 \times 10^6$ が最小だったとすると、 $|21.4 - 12.8| < |21.4 - 34.3|$ より $k=34.3 \times 10^6$) との間に新たな k の値を選ぶ。このときの k の値は、 χ 二乗が最小となる点とそこからの k の絶対値が大きい点とを 0.382:0.618(黄金比) に分割する点を新たな k の値とした (上記の例の場合、 $k=26.3 \times 10^6$ が新たな k の値)。新しく 3 点の k の値が得られるとそれらの点に対して R_{AA} を求め χ 二乗を計算するということを繰り返した。

最終的には、 χ 二乗の値を小さくするような k に収束するはずである。また、 χ 二乗が 1 大きくなる点を k の誤差として評価した。

3. \hat{q} 、 L の計算:

式 (23) より、 k の値と glauber モデルを用いて、 I_0, I_1 の計算をイベントごとに行った。また、式 (25) を用いて \hat{q} と L を計算した。ここで得られる \hat{q} や L の分布は時間 τ に関してのみ積分した値となっており、初期パートン放出位置やパートンの放出角度に依存している。私が知りたいのはその平均値であるので、 \hat{q} や L の mean の値 $\langle \hat{q} \rangle$ 、 $\langle L \rangle$ を以後の計算で用いた。

4. QGP パラメータの計算:

Bjorken scale と超相対論的自由気体を仮定して、求めた $\langle \hat{q} \rangle$ と $\langle L \rangle$ から衝突直後のグルーオン密度と多重散乱中の平均温度を計算した。

最後に、LHC でのグルーオン密度の予想値を示しておく [15](実は図 25 の \hat{q} も同様にして得られている)。 \hat{q} やグルーオン密度は \sqrt{s} とともに変化すると考えられており [15]、

$$\langle \hat{q} \rangle \propto \frac{dN^g}{dy} \propto A^{0.383} \sqrt{s_{NN}}^{0.574} \quad (29)$$

となる。また、RHIC や SPS でのデータを用いると図 26 のようなグルーオン密度が予想され、LHC で 9000 程度となる。

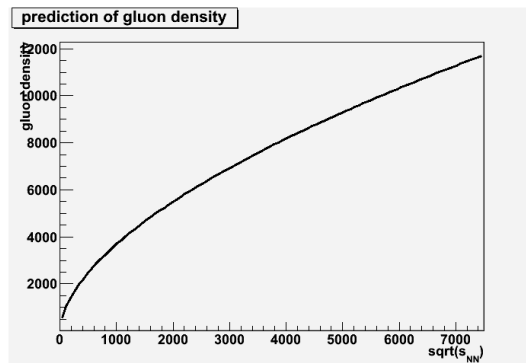


図 26 予想されるグルーオン密度の \sqrt{s} 依存性

7 結果

7.1 fitting

ここでは、擬似実験データの R_{AA} と Q-PYTHIA で k を変化させながら作成した R_{AA} との比較を行った。また、データとフィッティングとのずれを χ^2 乗で評価し、 χ^2 乗が 1 となる点を k の誤差とした。用いたデータセットは以下の通りである。

Q-PYTHIA(擬似実験データ用)			
k の値	統計数	k の値	統計数
0	10M	2.57×10^7	1M

Q-PYTHIA(fitting 用)					
k の値	統計数	k の値	統計数	k の値	統計数
1.42×10^6	1M	2.29×10^6	1M	3.71×10^6	1M
4.58×10^6	1M	6.00×10^6	1M		
1.28×10^7	1.5M	1.81×10^7	1.5M	2.14×10^7	1.5M
2.63×10^7	1.5M	3.43×10^7	1.5M	5.52×10^7	1.5M

続いて、fitting の結果。

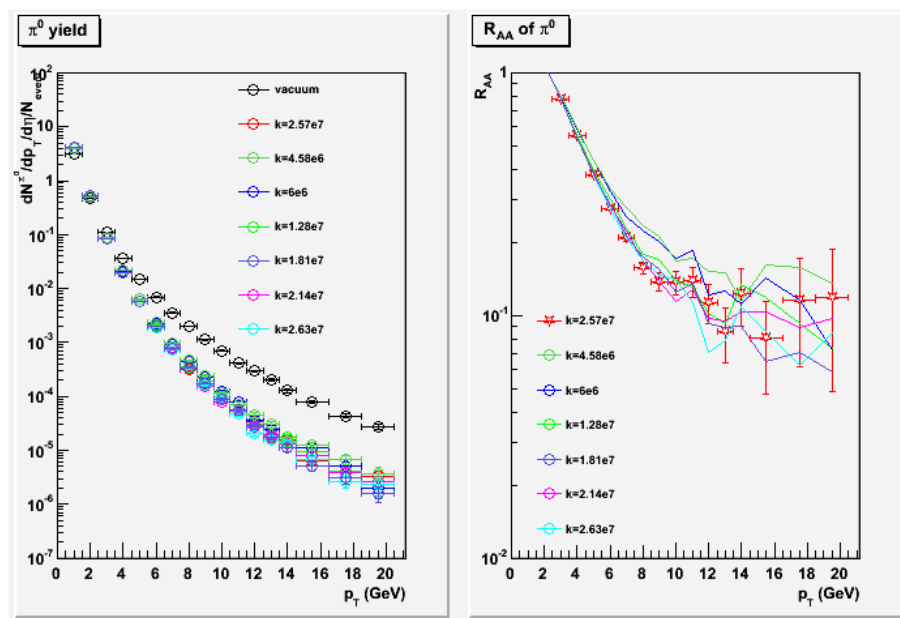


図 27 Q-PYTHIA データの $R_{AA}(1)$ 。 χ^2 が小さいものをピックアップしている。fitting 用 R_{AA} の誤差は省略している

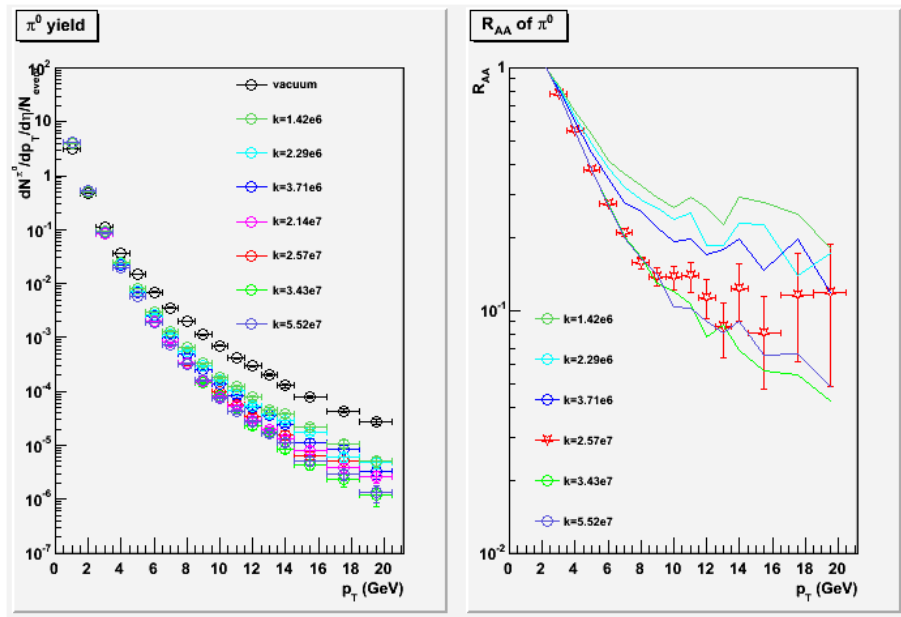


図 28 Q-PYTHIA データの $R_{AA}(2)$. χ^2 が大きいものをピックアップしている。fitting 用 R_{AA} の誤差は省略している

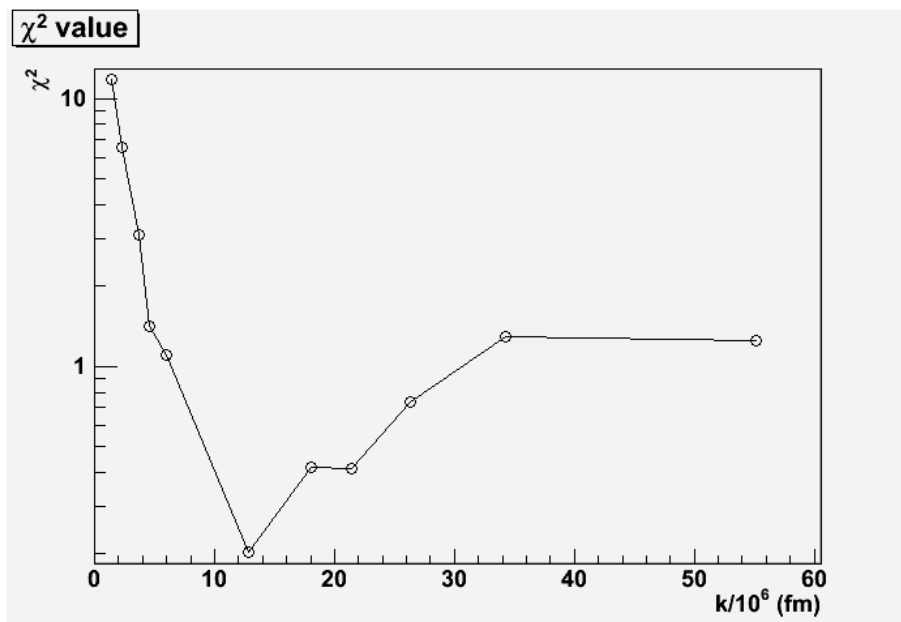


図 29 Q-PYTHIA データの χ^2 分布。差が小さいため log 表示にしている

図 27、28 では、図を見やすくするため、fitting 用 R_{AA} の誤差を表示していない。その誤差の大きさとし
ては、 $k = 2.57 \times 10^7$ のものと同程度である。また、 R_{AA} の比較は $p_T \geq 10\text{GeV}$ にて行っている。

図 29 は k の値に対する χ^2 の値をプロットしている。なお、図 29 では真値の $k=2.57 \times 10^7$ に対し、最適
値が $k=1.28 \times 10^7$ に来ており、約 50% のずれがある。

図 29 より Q-PYTHIA のデータに対し、1 標準偏差で $k = 12.8^{+20.25}_{-7.26} \times 10^6$ 、2 標準偏差で $k = 12.8^{+ \text{上限なし}}_{-8.62} \times 10^6$ と求まった。得られた k の誤差は理論的な予想値の幅 (図 25) と同程度になっている。また、得られた結果から k の値が大きいかほど k の値の変化に対する R_{AA} の変化が小さいことが分かる。

次に、 k の値から \hat{q} と L の値を求めた。

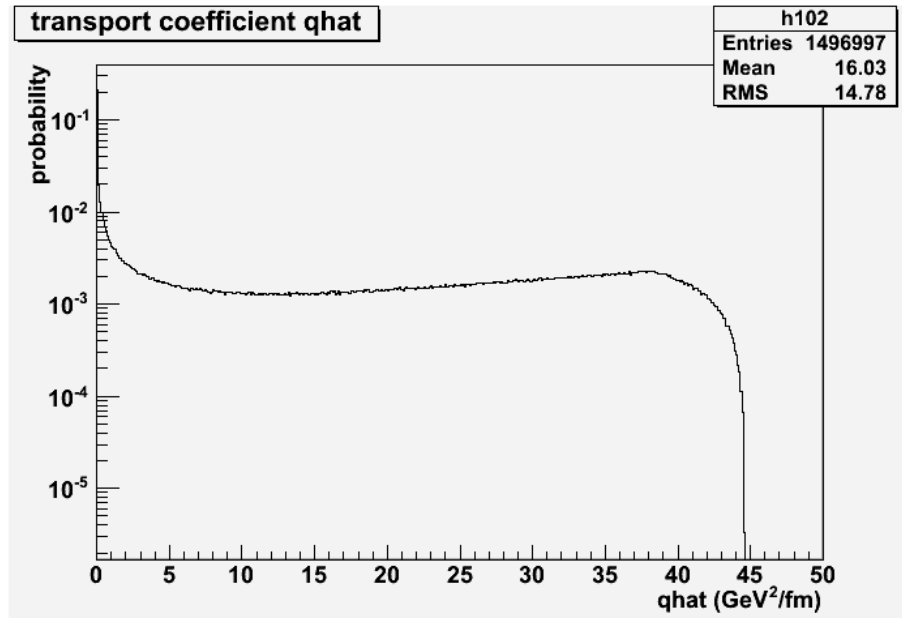


図 30 $k = 1.28 \times 10^7$ の \hat{q} のヒストグラム

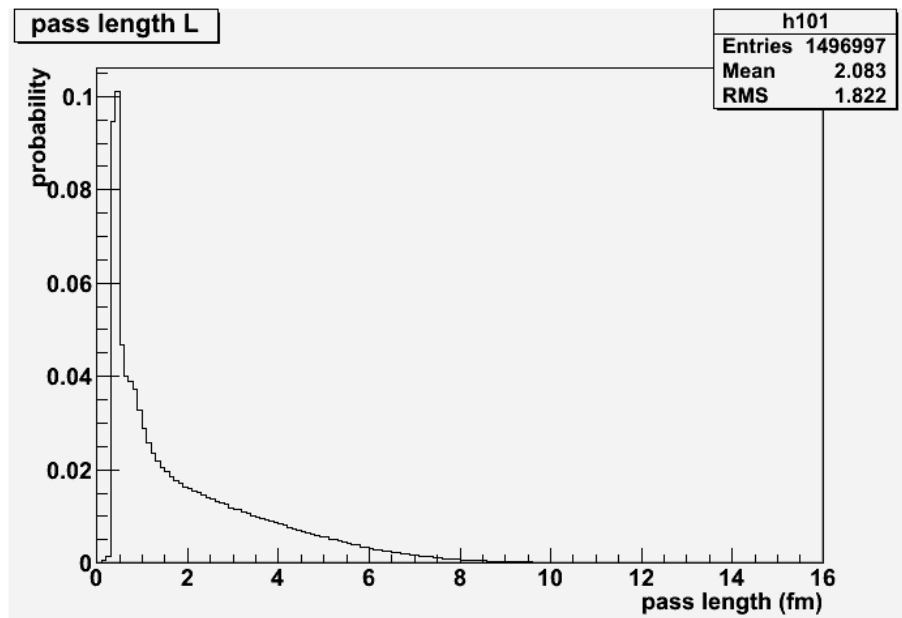


図 31 $k = 1.28 \times 10^7$ の pass length のヒストグラム

図 30、図 31 では、 \hat{q} や L の小さい領域でピークが見えている。このことについては、考察で触れる。

図 30 の \hat{q} はすでに時間積分 (式 (19)) されたものとなっている。 $\langle \hat{q} \rangle$ や $\langle L \rangle$ の値というのは、イベントごとに計算した初期パートン放出位置や放出角度に対して平均をとらなくてはならない。それは、図 30、図 31 の mean の値が対応しており、 $k = 1.28 \times 10^7 [\text{fm}]$ に対して、 $\langle \hat{q} \rangle = 16.03 [\text{GeV}^2/\text{fm}]$ 、 $\langle L \rangle = 2.08 [\text{fm}]$ となっている。

7.2 QGP パラメータの計算

ここでは、求めた $\langle \hat{q} \rangle$ と $\langle L \rangle$ からモデルを仮定して、QGP の他のパラメータ (グルーオン密度、温度) の値を計算した。この論文では比較しないが、これらの値を計算するももとの目的は PQM 以外の quenching モデル (DGLV, HT, AMY など ([3])) との比較を行うためである。計算した QGP のパラメータの値は仮定しているモデルに依存していることに注意する必要がある。

グルーオンが熱化されたグルーオンプラズマ中を横切っている場合を考える。高エネルギーでは、核子中にあるのはほとんどグルーオンであり、エネルギー損失で放出されるのもほとんどグルーオンであることから適当な仮定である。 \hat{q} は medium 粒子の密度 (Debye mass) とパートンと medium の断面積によって作られる (式 (14))。グルーオンプラズマを考えているので、断面積はグルーオングルーオン断面積となり、LO で $\sigma_{gg} = 9\pi\alpha_s^2/(2m_D^2)$ と書ける。結合定数 α_s を $1/3$ とすると、 \hat{q} と密度 ρ との間には、

$$\hat{q}[\text{GeV}^2/\text{fm}] = m_D^2 \sigma \rho = m_D^2 \times 9\pi\alpha_s^2/(2m_D^2) \times \rho \simeq 0.061K\rho[\text{fm}^{-3}]$$

という関係がある。ここで出てきた K は LO の断面積を NLO の断面積に補正する因子であり、また式変形の途中で $\hbar c = 0.197\text{GeVfm}$ という関係式を用いた。

さらに超相対論的自由気体の温度と密度の関係

$$\rho \simeq \text{ndf}/9 \times T^3$$

を考え、純粋なグルーオンプラズマ (自由度 $\text{ndf}=16$) を考えると、 $\rho = 232(T[\text{GeV}])^3$ となり、

$$\hat{q}[\text{GeV}^2/\text{fm}] \simeq 14K(T[\text{GeV}])^3.$$

知っているのは \hat{q} の平均値 $\langle \hat{q} \rangle$ なので積分してやると、

$$\begin{aligned} \frac{2}{L^2} \int_{\tau_0}^{\tau_0+L} d\tau (\tau - \tau_0) T &= \frac{2}{L^2} \int_{\tau_0}^{\tau_0+L} d\tau (\tau - \tau_0) \left(\frac{1}{14K} \hat{q}(\tau) \right)^{1/3} \\ \langle T \rangle &\simeq \left(\frac{2^2 \langle \hat{q} \rangle}{14K} \right)^{1/3} \left(\frac{3}{5} - \frac{3}{2} \frac{\tau_0}{L} \right) \end{aligned} \quad (30)$$

となる。計算途中で Bjorken scale ($\rho = \rho_0(\tau_0/\tau)^{-1}$ 、 $\hat{q}(\tau) = \hat{q}(\tau_0)(\tau_0/\tau)^{-1}$) と $\tau_0 \ll L$ を用いている。ここで出てきた $\langle T \rangle$ は leading particle が medium 中を通る間の平均温度である。

次にグルーオン密度を計算する。ここでも Bjorken scale を仮定して、

$$\hat{q}(\tau)[\text{GeV}^2/\text{fm}] \simeq 0.061K\rho_0(\tau_0/\tau)^{-1} = 0.061K \frac{dN^g}{dV}(\tau_0/\tau) \simeq 0.061K \frac{1}{A_T} \frac{dN^g}{dy} \frac{1}{\tau} \quad (31)$$

となる。ここで、 A_T は系の横方向の面積である。また、 $\tau_0 \simeq 0.1[\text{fm}]$ であり、 L よりも十分小さいので、 $\tau_0 \ll L$ にて成り立つ関係式 $\langle \hat{q} \rangle \simeq \hat{q}(\tau_0)2\tau_0/L$ を用いて、

$$\langle \hat{q} \rangle [\text{GeV}^2/\text{fm}] \simeq 0.061K \frac{2}{\langle L \rangle [\text{fm}] A_T [\text{fm}^2]} \frac{dN^g}{dy}$$

を得る。

ここで $K=1.5$ 、 $A_T = 150[\text{fm}^2]$ とし、この 2 つの関係式を用いると、衝突直後のグルーオン密度は

$$\begin{aligned}\frac{dN^g}{dy} &= \langle \hat{q} \rangle \frac{1}{0.061 K} \frac{1}{2} \langle L \rangle A_T \\ &= 27000_{-15000}^{+43000}\end{aligned}$$

となった。真の k の値 (2.57×10^7) を代入するとグルーオン密度は 54700 となるため、約 50% のずれがある。
medium 中での平均温度は

$$\begin{aligned}\langle T \rangle &= \left(\frac{2^2 \langle \hat{q} \rangle}{14K} \right)^{1/3} \left(\frac{3}{5} - \frac{3}{2} \frac{\tau_0}{\langle L \rangle} \right) \\ &= 0.8_{-0.6}^{+0.9}\end{aligned}$$

となった。真の k の値 (2.57×10^7) を代入すると平均温度は 0.966 となり、約 20% のずれがある。

今回の実験から、 k の決定精度、さらにはグルーオン密度の決定精度としては理論的予想程度でしか求まらないことが分かった。これは 1 つの理由は統計数の不足であるがもう 1 つの理由は k の値の変化に対する R_{AA} の変化が小さいことからきている。 R_{AA} が極端に減少しないのはパートンの放出位置として表面の項が必ずあり、medium を通過しないものがあるからである。今後、Jet-Jet の観測によって得られる I_{AA} や片方は光子を出す gamma-Jet など、 R_{AA} 以外の観測量を見る必要があるだろう。

8 考察

まず、 \hat{q} と L のスペクトルが歪んだ理由について考察する。quenching が入っていないときの \hat{q} と L のスペクトルは図 32、33 のようになっている。ただし、これらのスペクトルは glauber モデルのみを使用し、本論文での I_0, I_1 とは異なるマクロによって計算している。

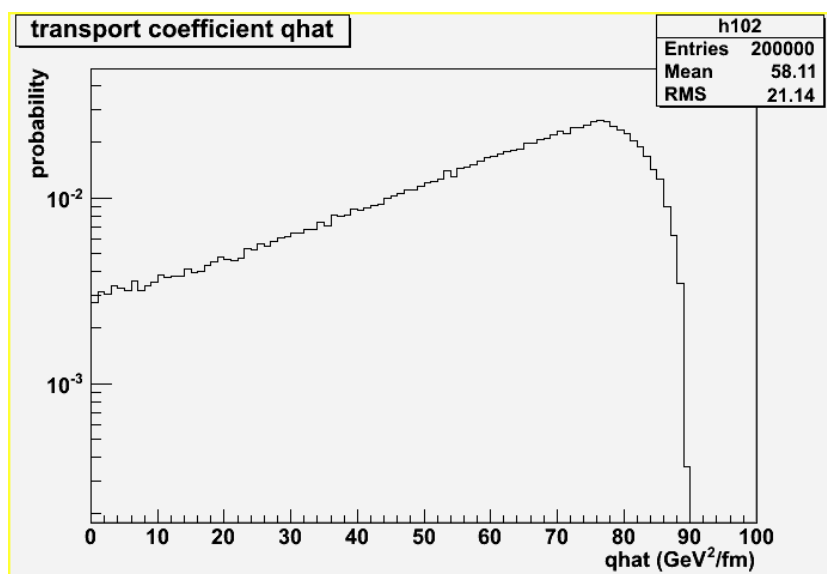


図 32 quenching なしでの \hat{q} のスペクトル

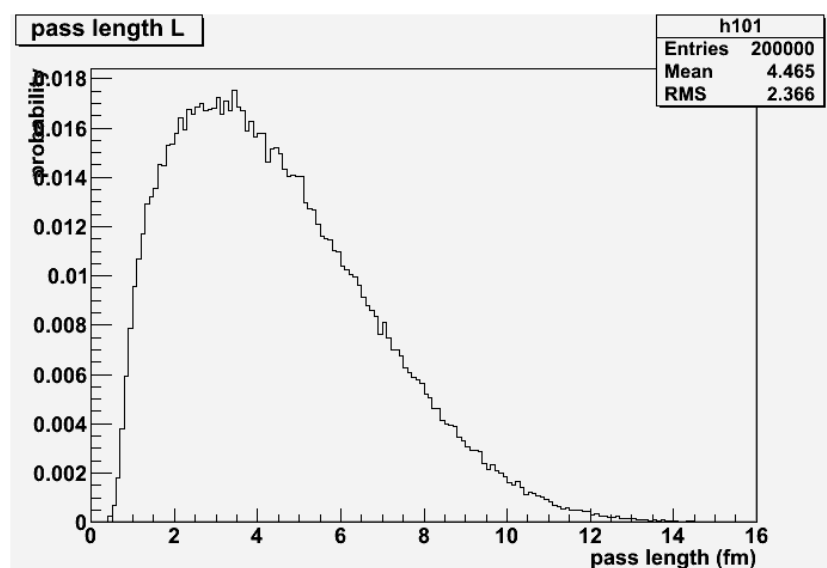


図 33 quenching なしでの L のスペクトル

それに対して、本実験のデータでは図 34、図 35 のように歪みが生じている。

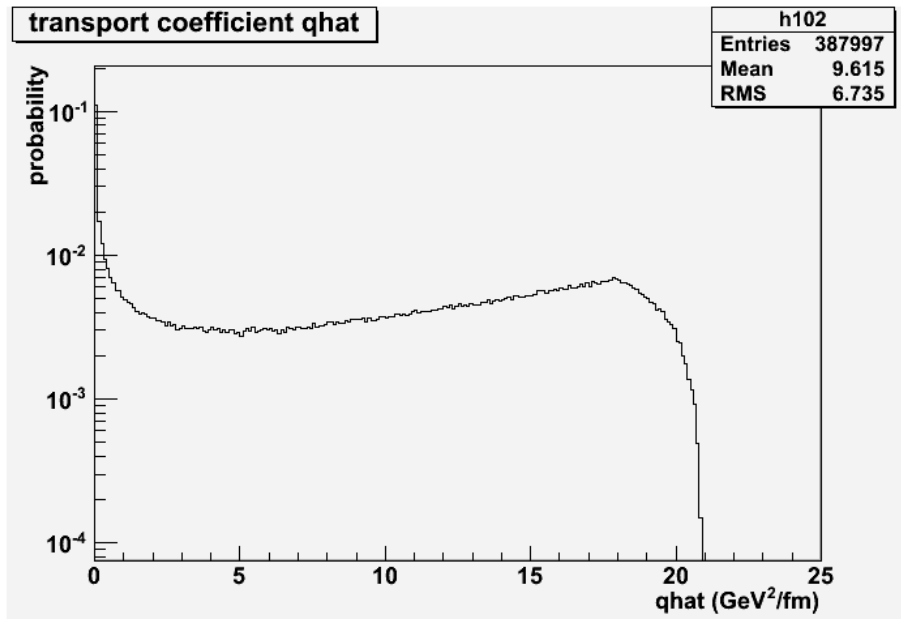


図 34 200GeV での \hat{q} のスペクトル ($k=6.0 \times 10^6$)

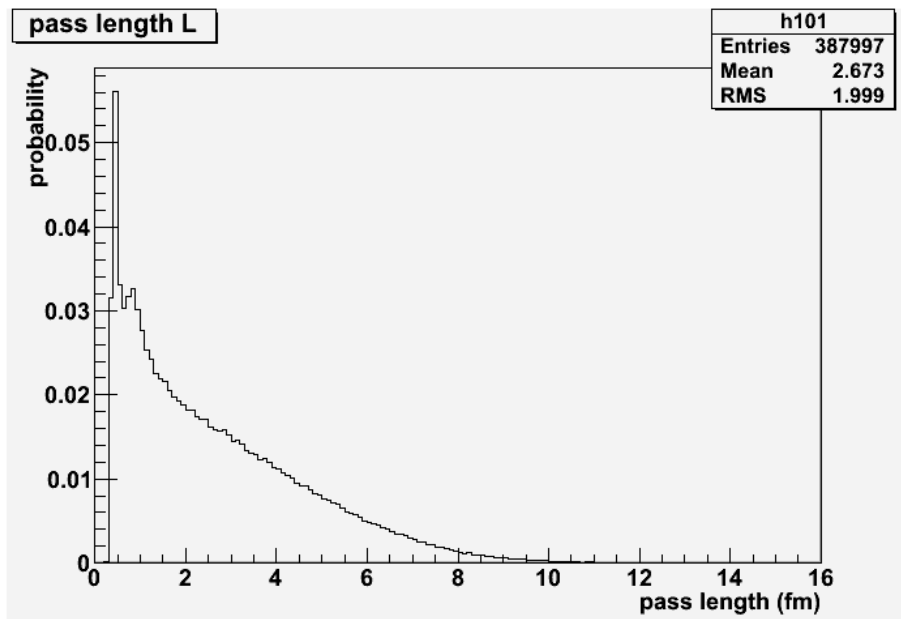


図 35 200GeV での L のスペクトル ($k=6.0 \times 10^6$)

5.5TeV での \hat{q} と L のスペクトル (図 30、図 31) と 200GeV での \hat{q} と L のスペクトル (図 34、図 35) とを比較すると、5.5TeV の方が歪みが大きいことが分かる。これは以下のことが原因であると考えられる。

Q-PYTHIA ではグルーオンの放射しない確率を式 (26) によって計算している (図 36)。

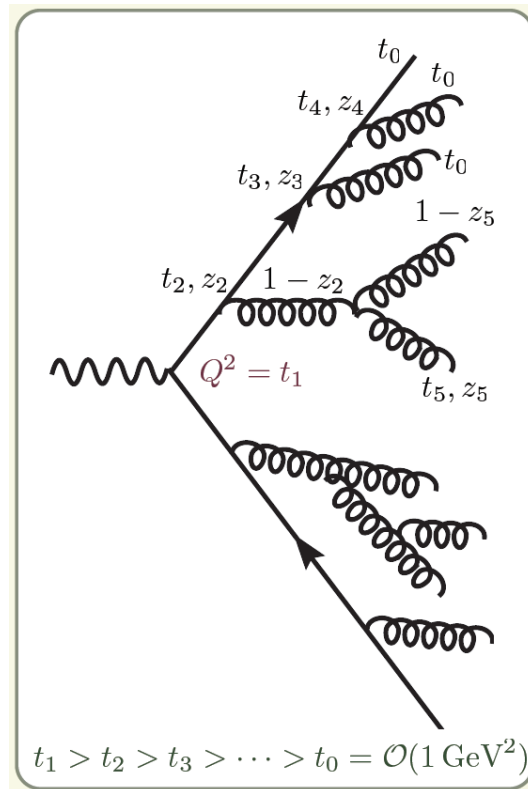


図 36 Q-PYTHIA での branching の計算。衝突後に vartuality $Q^2 = t_1$ を持っていた粒子が brancing していく様子を表している。leading particle の vartuality が 1GeV 以下となるとそれ以上 branch しない

そして、グルーオン放射には cut off vartuality(1GeV) が存在し、それを下回ると放射しない確率が 1 となる。

式 (19) では積分範囲を 0 から ∞ としているが、現実的には有限な範囲で積分しており、 $\text{vartuality} < 1$ がそれに対応すると思われる。高エネルギー領域では $\langle \hat{q} \rangle$ が大きくなることが予想されており、quenching の程度も大きくなる。すると短距離 medium を通過しただけであっても branching がたくさん起こり cut off の vartuality に到達する。そのため、 I_0, I_1 が小さくなるとともに、 \hat{q}, L に歪みが生じたのであろう。

また、これには別の根拠もある。初期パートン放出位置を表したのが図 37~44 である。

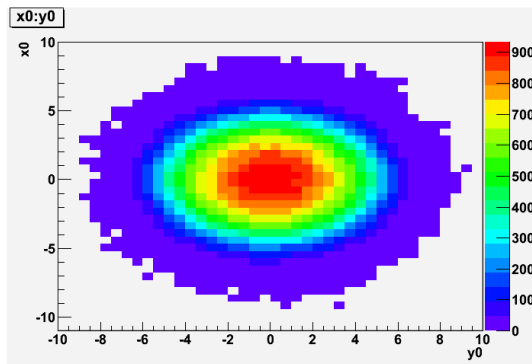


図 37 quench なしでの初期パートン放出位置 (カットなし)

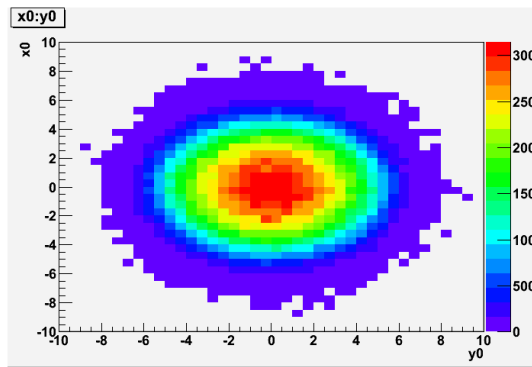


図 38 $k=2.29 \times 10^6$ での初期パートン放出位置 (カットなし)

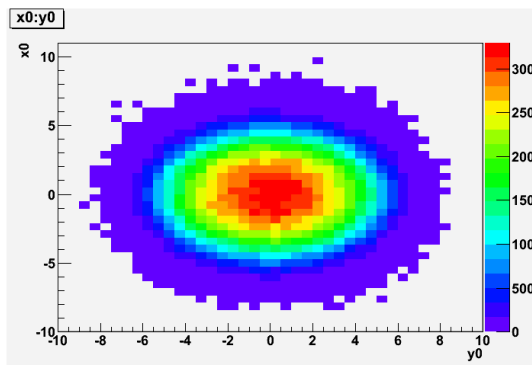


図 39 $k=6.00 \times 10^6$ での初期パートン放出位置 (カットなし)

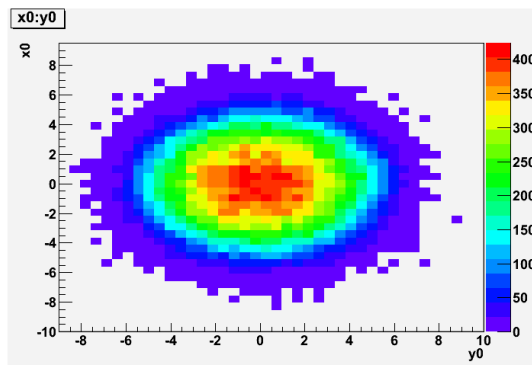


図 40 $k=2.57 \times 10^7$ での初期パートン放出位置 (カットなし)

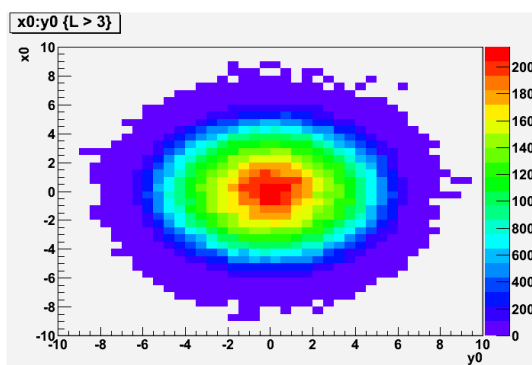


図 41 quench なしでの $L > 3$ となる初期パートン放出位置

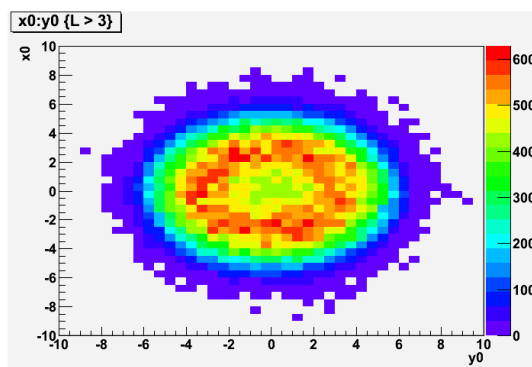


図 42 $k=2.29 \times 10^6$ での $L > 3$ となる初期パートン放出位置

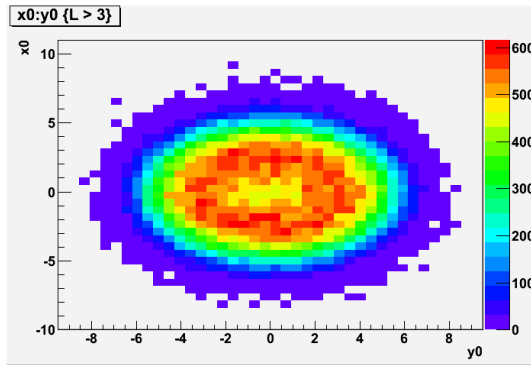


図 43 $k=6.00 \times 10^6$ での $L > 3$ となる初期パートン放出位置

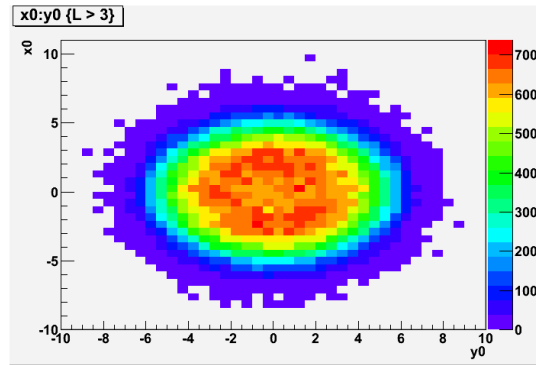


図 44 $k=2.57 \times 10^7$ での $L > 3$ となる初期パートン放出位置

$k=0$ では、quench しないので pass length L のカットがないときと同じ分布をしている。一方、 $k=2.29 \times 10^6$ で顕著であるが、quench しているものでは、リング状に確率の高い成分が分布していることが分かる。これは medium の表面から放出されたパートンがある確率で真空方向ではなく medium 方向に飛んでいき、pass length が大きくなることを表している。ところがこれは k の値が大きくなるとともにピークが衝突中心へと移動していることが図から分かる。これは、 k とともに quenching 効果が大きくなり、表面から medium 方向へ放出されたパートンが branch して急激にエネルギーを失うためだと考えられる。

次に、本実験手法の改良について見ていく。

本実験では、Q-PYTHIA というイベントジェネレータを用いて pp 衝突によって PbPb 衝突のシミュレーションを行った。pp 衝突を現実の PbPb 衝突により近づけるには次の 2 つの必要がある。

(1) 検出器を通したイベント再構成

今回はイベントジェネレータという全ての反応の結果を知っている神のような存在から直接 π^0 の収量という情報を取り出している。これを現実のものに近づけるには、検出器から情報を取り出す必要があり、 π^0 が 2γ に崩壊する過程を用いて 2γ から π^0 を再構成するということが必要となる。

(2) embedding の導入

embedding とは 2 つの異なる環境で行ったシミュレーションデータを足し合わせ、そのデータを再解析することによって 2 つのデータが合わさったようなイベントを作る手法のことである。本実験の場合で言えば、Q-PYTHIA で pp 衝突を行ったデータと HIJING で PbPb 衝突を行ったデータの 2 種類を作り、embedding によって pp を PbPb の環境に入れるということが可能となる。

9 まとめ

本実験では、Q-PYTHIA というイベントジェネレータを用いて、5.5TeV PbPb 衝突のシミュレーションを行い、グルーオン密度の決定精度を見積もるということを行った。

精度評価のため、衝突直後のグルーオン密度にして 55000 に相当する quenching scale を与え、 π^0 の収量からグルーオン密度を計算するというを行った。計算されたグルーオン密度は、50% のずれを示す 27000 となり、誤差は (+43000,-15000) となった。誤差が大きくなった理由としては、fitting 用データの統計数の不足、 k パラメータの変化に対する R_{AA} の変化の小ささが考えられる。

また、さらに現実にかかる PbPb 衝突を再現するためには、ALICE 検出器のセットアップをシミュレーション内に構築することと、embedding という手法を用いて pp 衝突のイベントを PbPb 衝突の環境に入れるということが必要となってくるだろう。

付録

付録 A ラピディティー y と擬ラピディティー η

入射ビームの全エネルギーを E 、ビーム軸方向の運動量を p_z とすると、

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

という物理量ラピディティーを定義することができる。ラピディティーの意味を知るには、さらに式変形をする必要がある。非相対論的な極限 ($p_{ij}m$) を考えると、

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln\left(\frac{m + mv_z}{m - mv_z}\right) \\ &= \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + v_z}{1 - v_z}\right) \\ &= \frac{1}{2} [\ln(1 + v_z) - \ln(1 - v_z)] \\ &= \frac{1}{2} [(v_z - \frac{1}{2}v_z^2 + \dots) - (-v_z - \frac{1}{2}v_z^2 + \dots)] \\ &= v_z \end{aligned}$$

つまり、ラピディティーとは粒子の入射方向の速度を表す目安のようなものである。

次に、ラピディティーを Lorentz 変換してみよう。

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E^* + p^*}{E^* - p^*}\right) \\ &= \frac{1}{2} \ln\left[\frac{(\gamma E - \beta\gamma p) + (-\beta\gamma E + \gamma p)}{(\gamma E - \beta\gamma p) - (-\beta\gamma E + \gamma p)}\right] \\ &= \frac{1}{2} \ln\left[\frac{E(1 - \beta) + p(1 - \beta)}{E(1 + \beta) - p(1 + \beta)}\right] \\ &= \frac{1}{2} \ln\left[\frac{E + p}{E - p} \frac{1 - \beta}{1 + \beta}\right] \\ &= \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p}{E - p}\right) + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta}\right) \\ &= y + f(\beta) \end{aligned}$$

つまり、ラピディティーは Lorentz 変換に対して定数のシフトをするような物理量なのである。

以上の性質によりラピディティーは以下の関係を満たす。

$$\Delta y^* = \Delta y \quad (32)$$

$$\frac{\partial f}{\partial y^*} = \frac{\partial f}{\partial y} \quad (f : \text{任意の関数}) \quad (33)$$

たとえば本論文中で、グルーオン密度として dN^g/dy という値が出てくるが、これは Lorentz 不変な値となっている。

ラピディティーの有用性については以上の通りであるが、不便な点も存在する。それは、ラピディティーを決めるには粒子の質量を知る必要があるが、実際には分からない場合があることである。そこで質量 m が p よりも十分に小さいときのラピディティー (擬ラピディティー) を定義しよう。

粒子の運動量とビーム軸方向のなす角を θ とおこう (つまり、 $p_z = p \cos \theta$)。このときラピディティーは、

$$\begin{aligned}
 y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p \sqrt{1 + \left(\frac{m_0}{p}\right)^2} + p \cos \theta}{p \sqrt{1 + \left(\frac{m_0}{p}\right)^2} - p \cos \theta} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_0}{p}\right)^2 + \dots\right) + p \cos \theta}{p \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_0}{p}\right)^2 + \dots\right) - p \cos \theta} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \frac{p \left(2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{m_0^2}{2p^2} + \dots\right)}{p \left(2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{m_0^2}{2p^2} + \dots\right)} \\
 &\simeq -\ln \tan \frac{\theta}{2} \equiv \eta
 \end{aligned}$$

となり、擬ラピディティー η はビーム軸との角 θ と結びついている。

付録 B Test Bench

本論文と直接関係はないが、広島大学に構築している Test Bench で行ったことを簡単に記す。日浅君・翠君の論文と合わせて読んでほしい。

Test Bench とは、LHC の ALICE 実験でのメインな光子検出器である PHOS の性能を評価するために作られた装置であり、29 本の PWO クリスタル、信号の増幅を行う APD、信号の整形を行う CSP、主に電圧の供給や調整を行う FEE などから成っている。PWO クリスタルの特徴はその密度の高さであり、クリスタル中での光子のエネルギー損失が大きくなることから、縦方向や横方向の広がりを抑えることができる。光子の同定では、高エネルギー粒子の 2γ 崩壊チャンネルで近距離のクリスタルへ別々の光子がエネルギーを落とすことがあるが、位置分解能が高ければ分離することができる。しかし、PWO クリスタルには欠点もある。それは発光量が小さいことである (NaI の 1/1000 程度)。PWO クリスタルは低温で発光量が増えることが知られているため、本実験でもクリスタルを -25 に冷やして測定を行った。このことによって常温のもの約 2 倍の発光量が得られる。

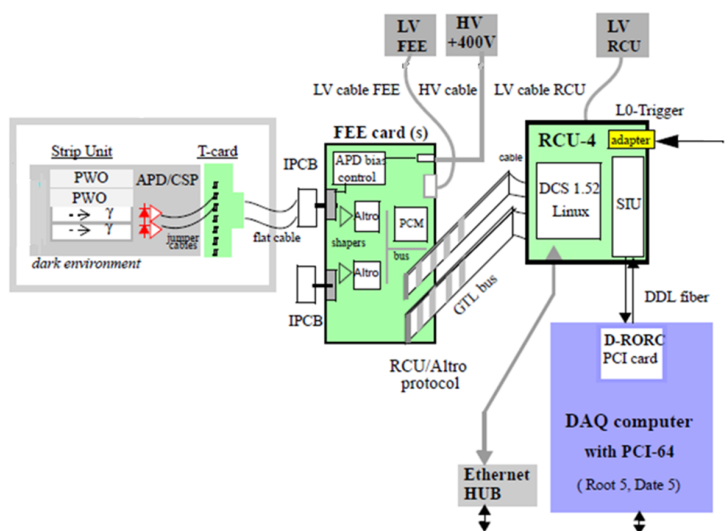


図 45 Test Bench 概要

B-1. ペDESTALラン

ここで、ペDESTALランを行い、ノイズレベルを決定した。決定方法は以下の通りである。

まず、宇宙線や LED 光といったものを極力排除して、検出器で得られるシグナルを観測した。宇宙線を完全に排除することはできないが、短時間で測定することによって大部分を排除することができる。ここで得られるシグナルは主にデバイスなどのノイズであると考えられる。

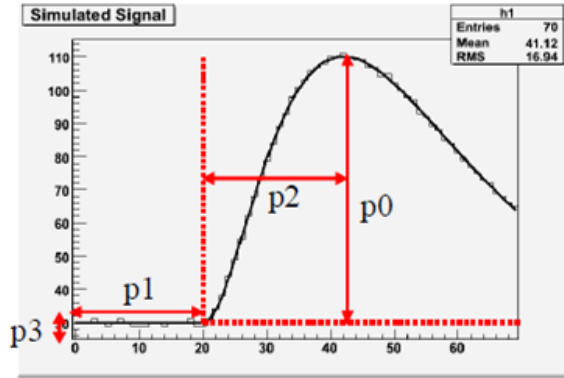


図 46 ガンマ関数

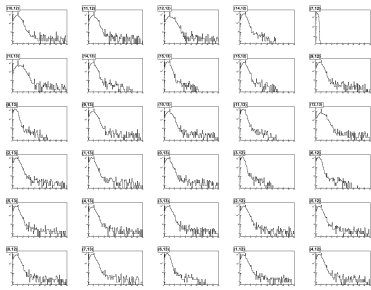


図 47 ノイズの p0 スペクトル

8.9	8.7	10.4	5.0	1.2
10.1	6.2	4.9	5.1	8.0
4.8	8.8	8.5	4.8	9.3
8.5	8.1	8.5	4.5	4.9
7.6	8.5	9.1	8.5	8.2
8.4	9.0	5.2	8.4	8.0

図 48 ノイズを 99% カットできる P0 の値

シグナルはガンマ関数で fitting することができる (図 46)。このとき横軸が時間、縦軸はエネルギーに対応している。我々がこれから使うのは図中の p_0 であり、これはシグナルのエネルギーからペDESTALを時間平均した部分を差し引いたものとなっている。

次に、ペDESTALランで得られたノイズを 99% 排除できるような threshold の値を求めた。図 47 より、各クリスタルでのペDESTALの p_0 は図 48 のようになった。

B-2. ジオメトリー

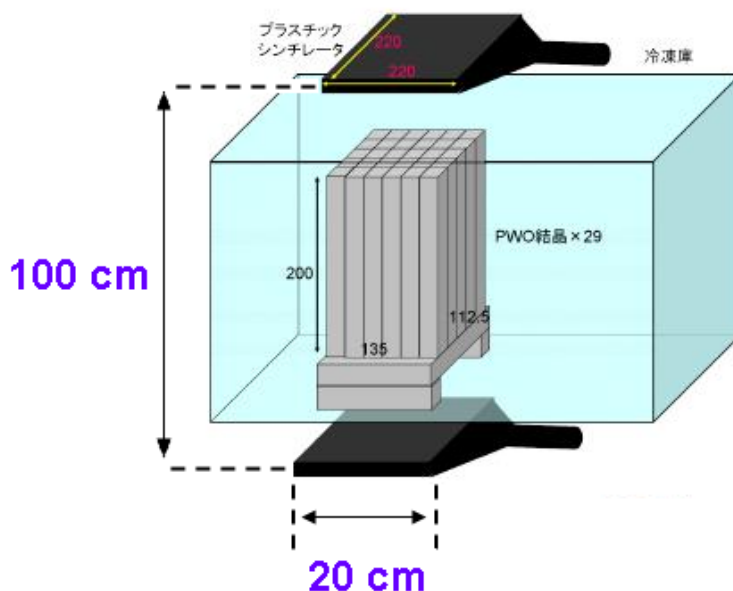


図 49 Test Bench のジオメトリー

Test Bench のジオメトリーは図 49 のようになっている。このジオメトリー上でクリスタルを通過する本数を見積もる。

宇宙線が鉛直方向と成す角を θ とおくと、 θ の最大値は

$$\begin{aligned}\tan \theta_{max} &= \frac{\sqrt{20^2 + 20^2}}{100} \\ &= 0.2828 \\ \theta_{max} &= 15.8^\circ\end{aligned}$$

この角度で PWO クリスタルを横方向に通過する最大の長さ l_{max} は

$$\begin{aligned}l_{max} &= 180 \times \tan \theta_{max} \\ &= 50.9(mm) \\ &= 22(mm) \times 2.31\end{aligned}$$

つまり、宇宙線が通過する PWO クリスタルの本数はせいぜい 2,3 本であることが分かる。

B-3. クラスタ法

宇宙線が PWO クリスタルへ落す最小イオン化エネルギー (MIP) を用いてゲインの調整を行った。その手法の 1 つがクラスタ法である。クラスタ法の特徴は、宇宙線が 1 つのクリスタルのみ通過したものを選び出す (cf. アイソレーションカット) のではなく、複数のクリスタルへ落したエネルギーを足し合わせて MIP のエネルギーとみなすことである。本実験ではジオメトリーより、クラスタは PWO クリスタル 3×3 本分以内に収まるとした。

2	3	1
2	10	7
1	5	3

左図の場合
(数字:P0の値)

赤:周りで最大かつ8(A)以上
黄:4(B)以上

クラスターのP0 = 10+7+5 = 22

図 50 クラスタリング方法

アイソレーションカットの条件は非常に厳しいため統計数が少なくなるのに対し、クラスター法ではランダムな方向から来る線源に対しても用いることができ、また、統計もためやすい。たとえば、PHOSで宇宙線を用いたエネルギー較正を行う場合、磁石による磁場が存在するため宇宙線が真上から来る確率は低い。

我々は、以下のようにしてクラスターでのエネルギー損失を計算した。

(1) まず、最もエネルギー損失の大きなクリスタルを選びだす。ただしこの時、threshold(A)を決めていてその値よりも大きなものしか宇宙線シグナルとして見なさない。

(2) 次に最大エネルギー損失をしたクリスタルの周りの8本のクリスタルのエネルギー損失を足し合わせる。ここでも(1)と同様にthreshold(B)を決めていてその値よりも大きなものしか足し合わせない。

この実験でのthreshold A,Bの値として、A = 8 (ADC count), B = 4 (ADC count)を採用した。ゲイン50の時、1 ADC countは5 MeVに相当するのでこれはA = 40 MeV, B = 20 MeVに相当する。Aの値はノイズを99%カットできる点から選び、Bの値はアクシデンタルに宇宙線が横から通過することを考慮して、クリスタルを真横から通り抜けた時の値 ($\Delta E = -dE/dx \times L = 10 \text{ MeV/cm} \times 2 \text{ cm} = 20 \text{ MeV}$)から決定した。

B-4. データセットと解析方法

我々は以下のようにして解析を行った。まず、宇宙線のMIPシグナルを測定した。宇宙線はPWOクリスタル中でエネルギー損失し、シンチレーション光を発する。そのため、宇宙線は各クリスタルとAPDによって増倍されることとなる。ちなみに、MIPの大きさは計算することができる。PWOクリスタルの $-dE/dx$ は 9.4 MeV/cm であるから [16]

$$\begin{aligned} \Delta E &= -\frac{dE}{dx} \times \text{length} \\ &= 9.4[\text{MeV/cm}] \times 18[\text{cm}] \\ &= 169.2[\text{MeV}] (= 33.8[\text{ch}] \quad \text{at gain50}) \end{aligned}$$

各クリスタルのMIPピークの値を33.8[ch]に持っていくことができれば、自然とゲインが揃うこととなる。

次にLED光を利用して測定を行った。LEDの場合はクリスタル中でエネルギー損失をせず、直接APDに届く。そのため、APDによって増倍率が決まる。我々はLED光の測定において、さまざまなHV値をAPDに印加し、MIPピークの値を33.8にするような値を求めた。つまりHV値がHV1のとき、MIPの場合でP0の値が $P0_{MIP}^{HV1}$ 、LEDの場合でP0の値が $P0_{LED}^{HV1}$ であるとし、HV値がHV2のときLEDでP0の値が

$P0_{LED}^{HV2}$ だとすると、

$$\text{最適 HV} : \frac{P0_{LED}^{HV2}}{P0_{LED}^{HV1}} \times P0_{MIP}^{HV1} = 33.8$$

となるような HV2 のときが最適 HV となる。

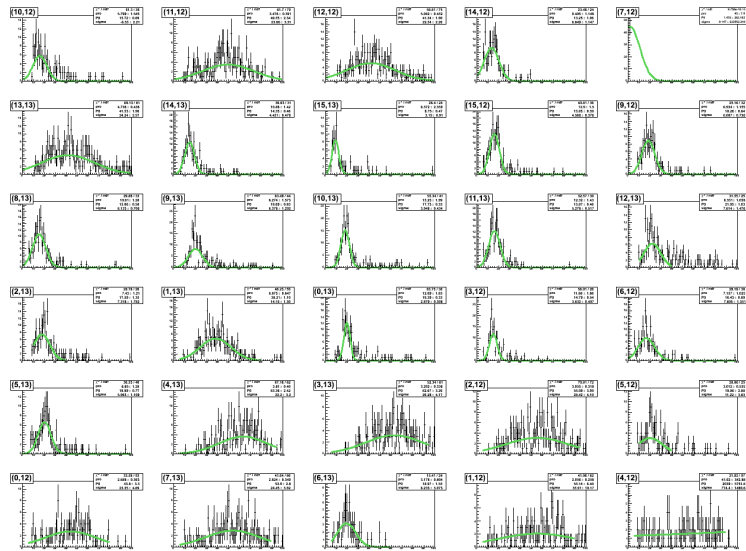


図 51 MIP シグナル (LED 補正前)

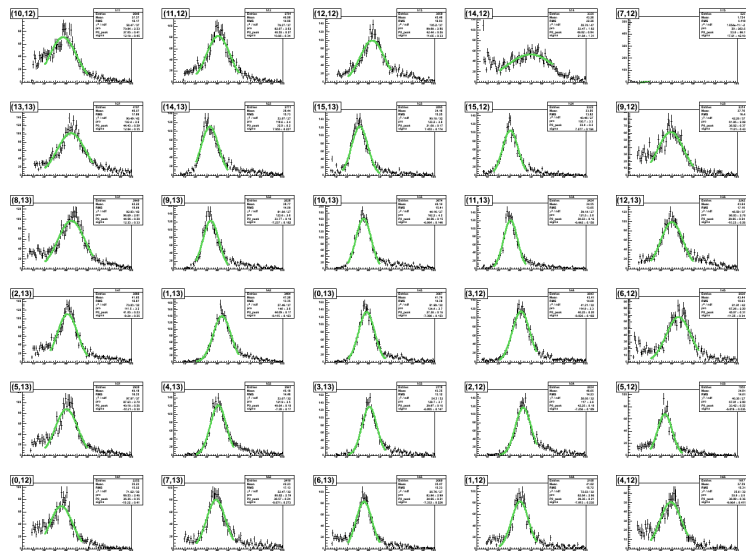


図 52 MIP シグナル (LED 補正後)(1 回目)

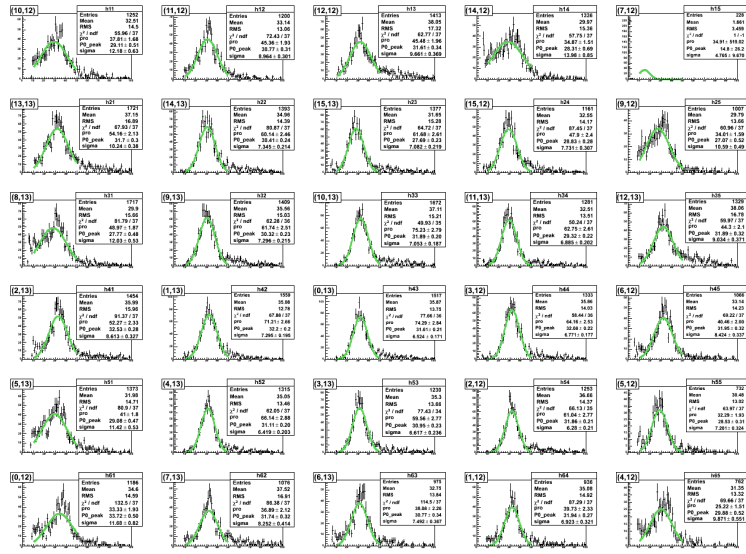


図 53 MIP シグナル (LED 補正後)(2 回目)

補正前の MIP の P0 スペクトルは図 51 であるが LED を使って HV を補正したものが図 53 であり、すべてのチャンネルで P0 の値が 30 付近に揃っている。

29.11	30.77	31.61	28.31	14.80
31.70	30.41	27.69	28.83	27.07
27.77	30.32	31.89	29.32	31.89
32.53	32.20	31.61	32.08	31.95
29.08	31.11	30.95	31.86	28.53
32.72	31.74	30.77	31.94	29.88

表 5 LED による補正後 (2 回目) の P0 の値

付録 C HIJING を用いたグルーオン密度の見積もり

ここでは、本論文中の Q-PYTHIA と同様に擬似実験データを作成し、グルーオン密度の決定精度を評価するというを行った。Q-PYTHIA との違いは、HIJING で作り出している真のグルーオン密度の値を知らないことである。また、HIJING の結果と Q-PYTHIA の結果との違いは、2 つの異なるモデルを介して quenching を計算しているためである。

C.1 データセット

以下のデータセットを用いて HIJING の R_{AA} への Q-PYTHIA による fitting を行った。

ここで、PbPb では Jet quenching と Shadowing を on にし、入射粒子とターゲット粒子の質量数を 208 としており、pp では Jet quenching と Shadowing を off とし、入射粒子とターゲット粒子の質量数を 1 とした。

HIJING(擬似実験データ用)			
質量数	統計数	質量数	統計数
1	36.2M	208	1M

Q-PYTHIA(fitting 用)					
k の値	統計数	k の値	統計数	k の値	統計数
1.42×10^6	1M	2.29×10^6	1M	3.71×10^6	1M
4.58×10^6	1M	6.00×10^6	1M		
1.28×10^7	1.5M	1.81×10^7	1.5M	2.14×10^7	1.5M
2.63×10^7	1.5M	3.43×10^7	1.5M	5.52×10^7	1.5M

fitting

HIJING の pp と PbPb の π^0 の収量を求め、そこから R_{AA} を計算する。HIJING での R_{AA} は以下のようにして求まる。

$$R_{AA} = \frac{N^{\pi^0}|_{PbPb}}{\langle N_{coll} \rangle N^{\pi^0}|_{pp}}$$

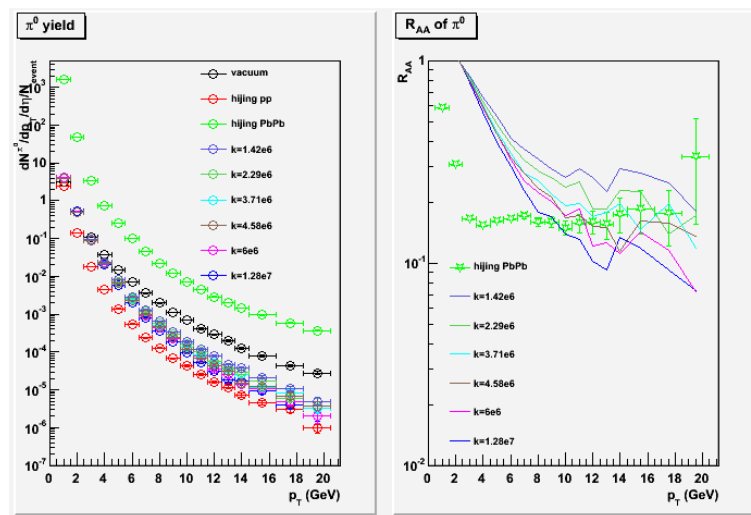


図 54 HIJING データの $R_{AA}(1)$ 。 χ^2 が小さいものをピックアップしている。fitting 用 R_{AA} の誤差は省略している

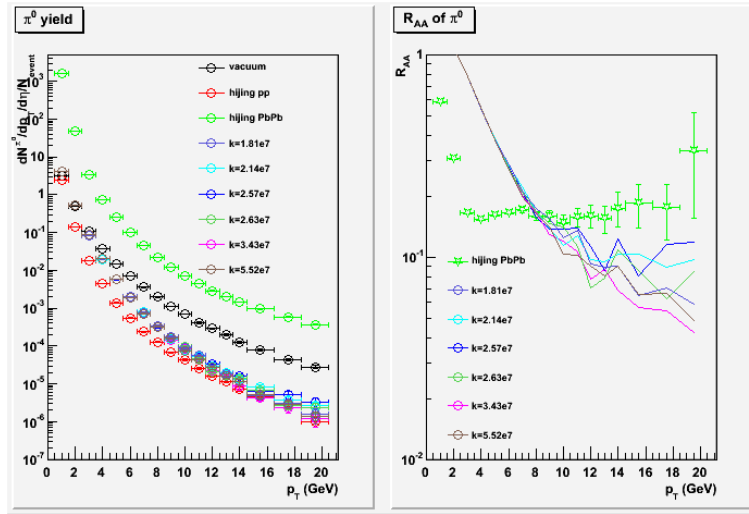


図 55 HIJING データの $R_{AA}(2)$ 。 χ^2 が大きいものをピックアップしている。fitting 用 R_{AA} の誤差は省略している

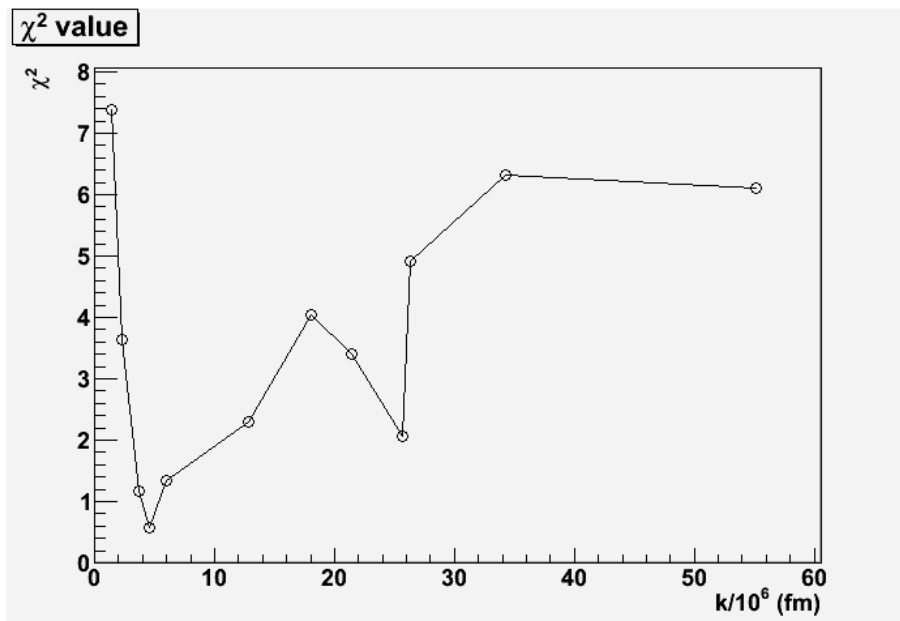


図 56 HIJING データの χ^2 分布

図 56 より HIJING のデータに対し、1 標準偏差で $k = 3.71_{-1.09}^{+3.09} \times 10^6$ 、2 標準偏差で $k = 3.71_{-1.67}^{+21.22} \times 10^6$ と求めた。

こうして求めた k の値に対する \hat{q} と L の値を計算する。

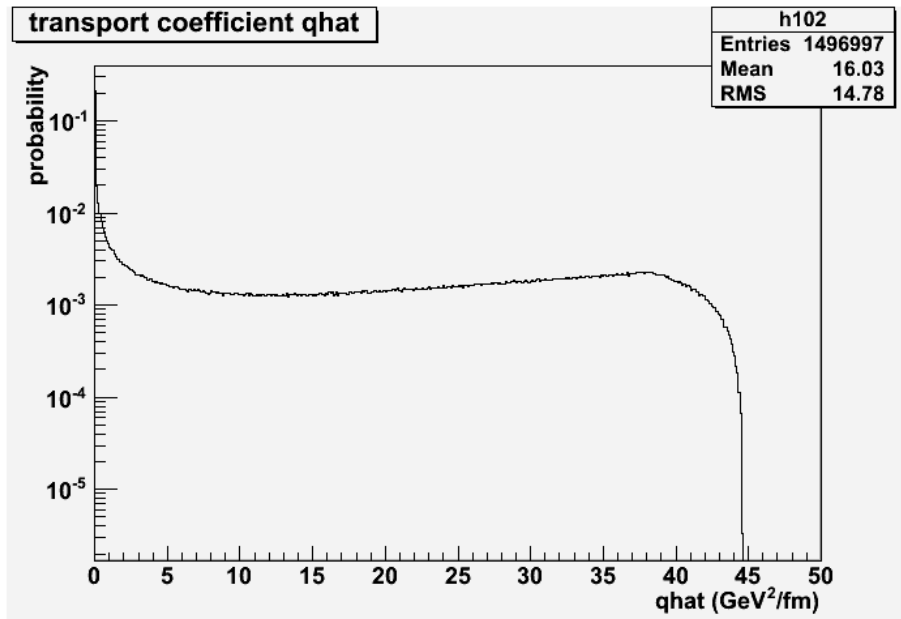


図 57 $k = 3.71 \times 10^6$ の \hat{q} のヒストグラム

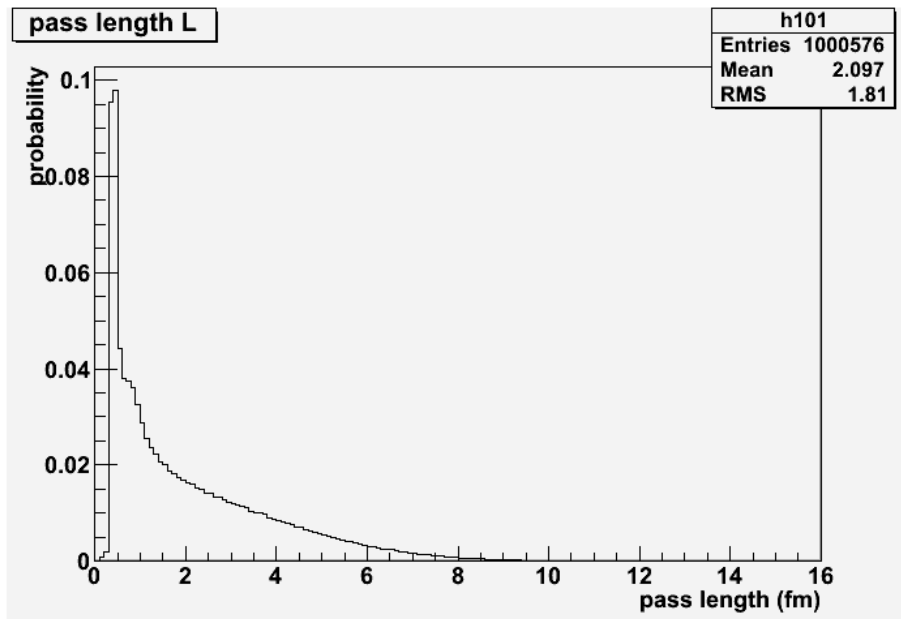


図 58 $k = 3.71 \times 10^6$ の pass length のヒストグラム

図 57、図 58 より、 $k = 3.71 \times 10^6$ [fm] に対して、 $\langle \hat{q} \rangle = 4.74$ [GeV²/fm]、 $\langle L \rangle = 2.09$ [fm] となった。
式 (30)、(31) よりグルーオン密度と平均温度を求めると、グルーオン密度は 8000^{+7000}_{-2000} 、平均温度は $0.5^{+0.5}_{-0.3}$ となった。

Q-PYTHIA の場合は自分で k の値を与えたので比較できないが、HIJING の場合は理論的な予想値 (26) と近い値を持っていることが分かる。

10 謝辞

この論文ができるまでには、たくさんの人の助力がありました。ここに簡単に記しておきます。

杉立先生にはゼミで物理を教えていただくとともに、シミュレーションに行き詰って悩んでいたときにアドバイスをいただきました。教訓になることも多く、またアドバイスによって先の見通しが立ったことも多かったです。志垣先生にはミーティングのときにコメントをいただきました。また、論文輪講のときの鋭い質問と丁寧な説明によって理解が深まることも多かったです。本間先生には研究室実習のときにお世話になりました。Test Benchでの測定や解析にそのときの経験が役に立ちました。鳥井さんには本実験の最初から最後までお世話になりっぱなしでした。物理の話からマクロのことまでいろんなことを教えていただきました。忙しいときでもメールで返信をしてくださり、実験の方向性を見失わずに進めることができました。中宮さん、来島さんには解析の環境を整えていただきました。気さくに声をかけてくれて気がなごみました。大内田さん、渡辺さんには研究室に入って何も分からなかったころにいろいろと教えていただきました。海外の生活など参考になる話が多かったです。中馬さん、岩崎さん、日栄さん、植木さん、二橋さんにはTest Benchのこと、ALICEのこと、BNLのことなど、分からないことを聞きに行くともまったく嫌がらずに丁寧に教えていただきました。坂口さんにはembeddingのことやシミュレーションのことを教えていただきました。また、研究室実習やゼミなどで一緒になり勉強になりました。最後に四年生の翠君、日浅君、岡崎君とは一緒にやってこれてよかったと思っています。分からないところを教えてもらったり、物理の議論をしたり、他愛もない話をしたりと非常に楽しかったです。みなさん本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] クォークとレプトン-現代素粒子物理学入門- F. ハルツェン A.D. マーチン 著
- [2] デバイの長さ <http://ja.wikipedia.org/wiki/デバイの長さ>
- [3] Jet quenching David d'Enterria arXiv:0902.2011v2
- [4] ALICE Home Page <http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/index.html>
- [5] P. Kuijer, ICHEP 2002, pp. 62-64
- [6] Quark-Gluon Plasma K. Yagi, T. Hatsuda, Y. Miake
- [7] ALICE 実験 PHOS 検出器による π^0 検出効率 岡田裕介
- [8] Leading-particle suppression in high energy nucleus-nucleus collision A. Dainese, C. Loizides, G. Paic Eur. Phys. J. C 38, 461-474 (2005)
- [9] Calculating quenching weights Carlos A. Salgado and Urs Achim Wiedemann Phys. Rev. D 68, 014008 (2003)
- [10] LHC-ALICE 実験における反応平面と Back-to back ジェット軸の測定分解能の評価 坂田洞察
- [11] PYTHIA 6.4 Physics and Manual hep-ph/0603175
- [12] 荷電粒子を用いた ALICE 実験 PHOS 検出器のエネルギー較正手法の確立 溝口謙太
- [13] Nuclear shadowing Nestor Armesto arXiv:hep-ph/0604108v2
- [14] Where Is the Jet Quenching in Pb + Pb Collisions at 158A GeV? Xin-Nian Wang Phys. Rev. Lett. 81 2655 (1998)
- [15] LHC predictions with the Parton Quenching Model Constantin Loizides
<http://fpaxp1.usc.es/nestor/session6/Loizides.pdf>
- [16] PHOS basics for the users Revision 2.1
- [17] 原子核物理学 永江知文 永宮正治 共著
- [18] Shine and Shadow from Quark Gluon Plasma 鳥井久行
http://hken.phys.nagoya-u.ac.jp/hip/Pages/pdf_files/torii_7.pptx
- [19] parton <http://en.wikipedia.org/wiki/Parton>
- [20] Search for the Quark Gluon Plasma J. Nagle
www.panic05.lanl.gov/abstracts/636/nagle_636_panic05.ppt
- [21] PHENIX home page <http://www.phenix.bnl.gov/>