

卒業論文

大型ハドロン加速器 LHC における
超高エネルギー重イオン衝突の物理

(Physics of ultra-relativistic heavy-ion collisions at LHC)

長谷川 智子

広島大学理学部物理科学科
高エネルギーハドロン実験研究室

指導教官 杉立 徹

平成 14 年 2 月 8 日

概要

QCDの予言によれば、クォークとグルーオンは通常核子に閉じ込められているが、高温・高密度状態におかれると、クォークやグルーオンは核子の状態から解放され、クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)と呼ばれる量子物質状態へ相転移する。標準的な宇宙論によると、ビッグバンの10マイクロ秒後にはQGP状態が存在したと考えられている。QGPは、まさに、人類の夢であった宇宙誕生のシナリオを解明するクォーク物質である。

QGP探索として、現在、RHICで $s_{NN} = 200\text{GeV}$ の高エネルギー重イオン衝突実験が行われている。次期実験のLHCでは $s_{NN} = 5500\text{GeV}$ の実現によって、より寿命が長く、エネルギー密度と体積が大きいQGPの生成に挑戦することができる。本研究では、QGP存在を示す重いクォークによる粒子数の増大、熱的電磁放射による光子やレプトン対の生成、デバイ遮蔽効果、ジェット抑制などの物理現象を議論した。特に、LHCのエネルギーでネットバリオン数(陽子数 - 反陽子数)のラピディティ分布をシミュレートすることに成功した。その結果、中心ラピディティ付近のネットバリオン数はRHICに比べて、とても小さくなることがわかった。その理由は、エネルギーが高くなったため、衝突する原子核同士が互いにすり抜けると理解できた。中心ラピディティ付近には核子を含まない高いエネルギー密度が生成されており、この状態は宇宙極初期の状態を再現していると考えられる。

目次

| | |
|-----------------------------------|----|
| 第1章 序論..... | 5 |
| 第2章 原理..... | 6 |
| 2.1 基本粒子とその性質..... | 6 |
| 2.2 量子色力学(QCD)..... | 8 |
| 2.3 Lattice QCD..... | 8 |
| 2.4 QGP..... | 8 |
| 2.5 シグナル..... | 9 |
| 2.5.1 ストレンジネス増大..... | 9 |
| 2.5.2 ベクトル中間子の性質の変化..... | 9 |
| 2.5.3 熱的電磁放射による光子・レプトン対の生成..... | 10 |
| 2.5.4 デバイ遮蔽効果による J/ψ 抑制..... | 10 |
| 2.5.5 ジェット抑制..... | 11 |
| 2.6 高エネルギー重イオン衝突..... | 11 |
| 2.6.1 静止標的型..... | 11 |
| 2.6.2 衝突型..... | 11 |
| 2.7 時空発展の描像..... | 12 |
| 2.7.1 ラピディティ・擬ラピディティ..... | 14 |
| 2.7.2 エネルギー密度の見積もり..... | 15 |
| 2.8 実験..... | 16 |
| 第3章 LHC..... | 18 |
| 3.1 加速器..... | 18 |
| 3.2 LHCの注目ポイント..... | 19 |
| 3.3 LHCにおける実験..... | 21 |
| 第4章 ALICE..... | 22 |
| 4.1 検出器..... | 22 |
| 4.2 検出のしくみ..... | 24 |
| 4.2.1 断面積..... | 24 |
| 4.2.2 荷電粒子..... | 25 |
| 4.2.3 電子・陽電子..... | 25 |
| 4.2.4 光子..... | 26 |
| 第5章 イベントジェネレーターによるシミュレーション..... | 28 |
| 5.1 衝突径数..... | 28 |
| 5.2 ネットバリオン数..... | 28 |

| | |
|------------------|----|
| 5.3 方法..... | 29 |
| 第6章 結果・考察 | 30 |
| 6.1 ネット陽子数 | 31 |
| 6.2 横運動量分布 | 36 |
| 第7章 結論 | 40 |
| 第8章 謝辞 | 41 |

第1章 序論

強い相互作用によって記述されるクォークとグルーオンは、通常、陽子や中性子などのハドロンに閉じ込められており、単独で取り出すことはできない。量子色力学(QCD)は高温・高密度状態において、クォークやグルーオンが閉じ込めから解放され、自由に飛び回る、クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)と呼ばれる量子状態へ相転移が起こることを予言する。さらに、標準的な宇宙論によると、ビッグバンのおよそ10マイクロ秒後の宇宙は非常に高温状態にあり、QGPが存在していた。したがって、QGPを生成することはビッグバン直後の初期宇宙を再現することであり、宇宙誕生の解明に通ずると言える。

ここ数十年の間、米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)のAGSで始まったQGP探索実験は、原子核衝突によるものである。原子核衝突は、QGP生成のための高温・高密度状態を人間が作り出すための唯一の方法である。ここで、素粒子ではなく、複雑な原子核をぶつける理由は、より広い空間に、より高温・高エネルギー密度の状態を作り出すためである。ヨーロッパ原子核研究機構(CERN)で建設中の大型ハドロン加速器LHCでは、従来型加速器RHICのエネルギーをはるかに超えると期待されている。LHCのエネルギーでは、QGP存在の有効なシグナルを与えてくれるだろうとの期待が集まっている。QGP生成の証拠としてはいろいろな現象が考えられているが、現在の時点では、理論の不確定性のために唯一の決定的証拠といえる現象は存在していない。したがって、証拠につながるいくつかのシグナルを総合することで、その存在の可能性を示唆してきた。LHCは直径がおよそ9kmの円形加速器で、この主リングの他に複数の加速器から成り、何段階もの加速を経て、超高エネルギーを実現できるように設計されている。このため、従来よりも広範囲に、高エネルギー密度のQGPがより長時間生成されると考えられている。

本研究では、LHCのエネルギーで観測される物理現象について議論した。また、LHCのエネルギーで重イオン(鉛原子核)衝突反応の描像について、入射方向に垂直な粒子の集団運動をシミュレートした。シミュレーションの結果、ネット陽子数のラピディティ分布と粒子数の横運動量分布について、RHICのエネルギーとは異なった分布を示すことを確認した。ネット陽子数分布からは陽子の束縛から解放された量子状態を考えることができる。また、横運動量分布からは、ハドロン相では生成量が抑制されている重いクォークの生成量が増加するという現象から、新しい量子状態を考えることができる。これらの現象から新しい量子状態QGP生成のシナリオについて考察する。なお、この論文においては自然単位系を用いる。

第2章 原理

2.1 基本粒子とその性質

物質を構成している原子は原子核と電子から成り、原子核は陽子と中性子によって構成されている。さらにこれらの構成要素を追求していくと、現在、最小構成要素と考えられているのが、クォークとレプトンである。陽子や中性子などはバリオンと呼ばれる3個のクォークから成る複合粒子で、電子はレプトンと呼ばれる仲間に属する。また、バリオンを媒介する粒子がメソンで、これはクォークと反クォークのペアから成る。^(表1)なお、クォークとレプトンはすべてスピン 1/2 のフェルミ粒子である。バリオンとメソンを総称して、ハドロンと呼ぶ。

| | クォーク | | レプトン | |
|-------|--------------------|-------------------|---------------|---------------|
| 第1世代 | u (2~8MeV) | d (5~5MeV) | e (511keV) | e (とても小さい) |
| 第2世代 | c (1.0~1.6GeV) | s (100~300MeV) | μ (106MeV) | μ (とても小さい) |
| 第3世代 | t (180 ± 12GeV) | b (4.1~4.5GeV) | (1777MeV) | (とても小さい) |
| 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 | |

()内の数字は Particle Data Book を参照した粒子の質量

表1 基本粒子

原子核を構成している陽子は2個の u クォークと1個の d クォークから成るバリオンの1つである。陽子のほかにもバリオン数が1、電荷が+1になるようなクォーク3個が量子束縛状態にあるものをバリオンと呼ぶ。代表的なバリオンのクォーク束縛状態と質量について表2に、メソンは表3にまとめた。また、反クォークのバリオン数と電荷はクォークの逆符号になる。メソンはクォークと反クォークのペアから成るので、バリオン数は1、電荷は1または0である。電荷が0である中間子を特に、中性中間子と呼ぶ。

| | | |
|---------|-----|---------|
| n (中性子) | uud | 940MeV |
| p (陽子) | udd | 938MeV |
| - | dds | 1197MeV |
| 0 | uds | 1116MeV |
| 0 | uds | 1193MeV |
| + | uus | 1189MeV |
| - | dss | 1321MeV |

表 2 代表的なバリオン

| | | |
|-------|------------|---------|
| + | $u\bar{d}$ | 139MeV |
| K^+ | $u\bar{s}$ | 493MeV |
| D^+ | $c\bar{d}$ | 1869MeV |
| B^+ | ub | 5278MeV |
| | $u\bar{u}$ | 768MeV |
| | $d\bar{d}$ | 781MeV |
| | $s\bar{s}$ | 1019MeV |
| J/ | $c\bar{c}$ | 3097MeV |
| | $b\bar{b}$ | 9460MeV |

表 3 代表的なメソン

相互作用は、粒子間で力を担う粒子を交換し合うことによって生じる。現在、自然界は4つの基本相互作用に支配されていると考えられている。これらの相互作用は、粒子間でそれぞれに対応したゲージボソンと呼ばれる媒介粒子を交換し合うことによってはたらく。^(表4)なお、重力の媒介粒子は、今のところ見つかっていない。

| | 強い相互作用 | 電磁相互作用 | 弱い相互作用 | 重力相互作用 |
|----------|--------------|-------------|---------------|--------------|
| 影響を受ける粒子 | クォーク ハドロン | 荷電粒子 | クォーク レプトン | すべての粒子 |
| 到達距離 | ~ 1fm | | ~ $10^{-17}m$ | |
| 相対的な強さ | 1 | ~ 10^{-2} | ~ 10^{-5} | ~ 10^{-39} |
| 媒介粒子 | グルーオン | 光子 | 弱ボソン | (重力子) |

表 4 相互作用

2.2 量子色力学(QCD)¹

QCD はクォークとグルーオンの相互作用を記述する基本法則である。この相互作用は強い相互作用と呼ばれている。QCD の大きな特徴としては、クォークの媒介粒子であるグルーオンも色荷を持つので、グルーオン同士も強い相互作用をすることである。また、QCD の対称性は2つあり、クォーク場とグルーオン場を時空の各点で局所的に回転してもラグランジアンが不変である対称性と、質量が無視できるようなクォーク場を考えたとき、右巻きと左巻きに対して別々の位相変換をしてもラグランジアン不変である対称性である。QCD では、クォークの閉じこめと漸近的自由性という2つの特異な性質がよく知られている。色荷を持ったクォークはハドロン内に閉じ込められており、単独で取り出すことはできない。また、漸近的自由性というのは、クォークとグルーオン間の有効結合定数(ラグランジアンの結合定数に量子効果を取り込んだもの)が、高エネルギー領域において対数的に弱くなり、クォークとグルーオンを結び付けている力が弱くなるということである。QCD は、十分な高温・高密度状態においては、クォークとグルーオンは核子の殻による束縛から解放され、自由に飛び回る状態へ相転移が起こると予言している。

2.3 Lattice QCD

強い相互作用を記述する QCD をハドロンやその複合体に直接用いるのは非常に困難であるため、QCD の摂動論が用いられてきた。これによると、クォーク・グルーオンガスの温度を下げていくと、約 200MeV 程度でガスが不安定になり、相転移が起こるとされていた。ところが、これらの結果は臨界温度 $T_c \sim 200\text{MeV}$ で閉じ込めから非閉じ込めへの相転移の存在を示唆してはいるが、低・高温片側でのみ可能な理論を用いているので、完全な相転移というには不十分である。そこで、近年計算機を駆使した計算が行われている。この理論が Lattice QCD である。Lattice QCD は格子点で空間を代表させた格子ゲージ理論で、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「quark 閉じ込め」が破れ、QGP への相転移が起こると予言している。バリオン密度がゼロでない場合は Lattice QCD の計算が困難なために明確な予言はないが、現象論的モデルから、十分に高バリオン密度の場合も QGP への相転移が起こると予想されている。さらに、最近の計算は温度約 170MeV、エネルギー密度約 $1\text{ GeV}/\text{fm}^3$ に達すると、相転移が起こると予言している。

2.4 QGP

原子核の構成要素は陽子と中性子であり、これを総称して核子という。さらにこれら

はそれぞれ3個2個のクォークから成り、核子によって束縛されている。ところが、非常に高温または高エネルギー密度の状態になると束縛から解放され、クォークとその媒介粒子であるグルーオンは自由に飛び回る。この状態を Quark Gluon Plasma(QGP)という。図1はQCDの予言や予想に基づく関連の概念図である。²QGPを生成するには高温または高密度のいずれかの状態を実現すればよいと考えられている。LHCでは高エネルギー、すなわち高温状態においてQGPを生成させようとしている。この詳細についてはその他の実験と合わせて後で述べる。

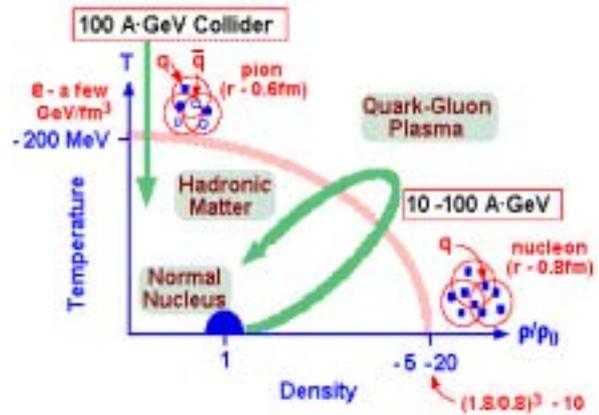


図1 強い相互作用の概念図

2.5 シグナル³⁴⁵

2.5.1 ストレンジネス増大

sクォークを含むハドロンはストレンジネスという量子数をもつ。ハドロン反応でのストレンジネス生成はu,dクォークに比べると、抑制されており、抑制ファクターは0.5~0.7と言われている。ところが、QGPが生成されていると仮定すれば、カイラル対称性の回復に伴いu,dクォークよりも質量が大きいため、ハドロン中では存在しにくいsクォークの実効質量が下がり、かつ、高密度グルーオンガス中で、

$$gg \rightarrow s\bar{s} \quad (1)$$

という反応が起こるために、急速にストレンジネスをもつハドロンが生成される数が増えると予想される。相転移の臨界温度に近いあたりでクォーク物質が生成され、そこでストレンジネスの増大する。これを確認するには、ハドロンの粒子生成比を調べることが一番適していると考えられる。また、衝突のエネルギーを上げていくことによって、さらに重いc,bクォークを含むハドロンも同様に生成数が増えると予想される。

2.5.2 ベクトル中間子の性質の変化

最近の Lattice QCD 計算によると、閉じ込めからの解放とほぼ同じ温度・エネルギー密度で、カイラル対称性の回復が起こる。このカイラル対称性とは位相変換に対してラグランジアンが不変であるという性質のことで、この対称性が破れているハドロンの世界では粒子は質量を持っている。つまり、QGP相ではカイラル対称性が回復し、粒子が質量を持たなくなることが考えられる。これを観測するには、 ρ , ω , ϕ などのベクトル中間子のレプトン対崩壊を見ることが効果的である。これは、レプトンが高密度媒質中をほとんど相互作用の影響を受けることなく進むことができることに

よる。

2.5.3 熱的電磁放射による光子・レプトン対の生成

クォークとグルーオンが自由に飛び回る QGP 内部では、クォークとグルーオンがコンプトン散乱により、

$$q + g \rightarrow q + \gamma \quad (2)$$

となり、光子を放出すると考えられる。このとき生成された光子のことを、直接光子と呼ぶ。また、光子は、

$$\gamma \rightarrow l^+ l^- \quad (3)$$

というレプトン対の生成をする。従って、このような直接光子やレプトン対を観測することができれば、QGP 存在の最も直接的な証拠であると言える。QGP からの熱的放射だけでなく、ハドロングス中のパイ中間子対消滅過程、ベクター中間子の崩壊、ドレルーヤン過程による寄与なども大きいと考えられてはいるものの、熱的レプトン対の生成量は、質量 1 ~ 3GeV の領域でハドロングス中や Drell-Yan 過程で生ずるレプトン対に比べて多くなると予想されている。同様に、QGP からの熱的直接光子も横運動量 1 ~ 3GeV の領域で反応初期の QCD コンプトン散乱で生じる光子よりも多くなると考えられている。さらに、光子やレプトンは、クォークやハドロンの媒質中でほとんど相互作用を受けることなく通り抜けることができる。従って、2 次的散乱を起こすことなく高密度反応領域を抜け出してくるので、衝突初期に達成された温度や密度に関する情報を直接得ることができる。

2.5.4 デバイ遮蔽効果による J/ψ 抑制

系の温度を上げていくと、クォークと反クォークがペアで作られる。クォークと反クォークの相互作用は電子ガス(プラズマ状態の電離気体)におけるクーロン相互作用に似ており、クォーク・反クォークガス中では距離と共に相互作用は減少する。すなわち、デバイ遮蔽が起こると考えられている。デバイ遮蔽とはプラズマ中に正電荷を持ち込んで静電ポテンシャルを作ると、プラズマ中の電子が集まってきて、正電荷の作る静電ポテンシャルを打ち消すように振る舞うために、プラズマの温度と密度で決まる距離(デバイ半径)以上には電荷の作用が到達しなくなる現象である。この現象は c クォークとその反粒子 \bar{c} から成る質量の大きい粒子、 J/ψ 粒子を用いて観測されると考えられている。QGP 内でデバイ遮蔽効果が働くと、クォークの色電荷が打ち消され、この相互作用がはたらかなくなるため、 J/ψ 粒子は壊れてしまう。 J/ψ 粒子は質量が大きく、反応初期のみに生成される。また、結合エネルギーが大きいのでハドロンの相互作用では容易に分解しない。つまり、1 次核子・核子衝突においてのみ生成され、衝突エネルギーが小さくなる 2 次衝突以降では、生成されない。従って、1 次衝突において生成された J/ψ 粒子が QGP を通過して出てくる場合には、ハドロンの

ガスを通過する場合に比べて収量が小さくなると考えられている。

2.5.5 ジェット抑制

原子核衝突により、外部に激しく散乱されたクォークとグルーオンが最終的にハドロンを多重発生する現象をジェットと言う。また、1次的な反応において生成されるジェットをミニジェットと言う。衝突反応の極初期の状態に見られる高密度のクォークとグルーオンの散乱によって生じる。QGP 状態においては、デバイ遮蔽により核子のエネルギー損失が起こるため、ジェットが抑制されると考えられている。なお、ジェットを直接観測するのは困難なため、その leading particle を観測する。

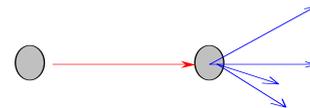
2.6 高エネルギー重イオン衝突

QGP はビッグバン直後(高温状態)と、中性子星の内部(高密度状態)で存在すると考えられているが、これを地球上で実現する方法としては高エネルギーの重い原子核同士の衝突が注目されている。この衝突反応において新しい粒子の生成に使われるのは重心系でのエネルギーである。実験では、しばしばこのエネルギーを用いるため、ここでその定義について述べておく。

2.6.1 静止標的型⁶

これは、静止している原子核に加速させた原子核を衝突させるというものである。入射粒子のエネルギーを E 、運動量を p 、粒子の質量を M とすると、重心系の全エネルギー $-W$ の 2 乗 s は、

$$\begin{aligned} s &= W^2 = (E+M)^2 - (p+0)^2 \\ &= E^2 - p^2 + 2EM + M^2 \\ &= 2EM + 2M^2 \\ &= 2M(E+M) \end{aligned} \quad (4)$$

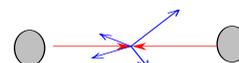


となる。すなわち、 $E \gg M$ とすると、 $s \sim 2EM$ となり、 E に比例してしか重心系の全エネルギーは増加しない。残りのエネルギーは生成される粒子の運動エネルギーに使われる。AGS や SPS で用いられているのがこの方法である。これらのエネルギー領域では、中心ラピディティ付近に高いバリオン密度の状態が形成される。つまり、高密度状態を作り QGP への相転移を見ようというものである。

2.6.2 衝突型

これは、反対方向に加速させた原子核同士を正面衝突させるというものである。2つの入射粒子を同じエネルギー E で正面衝突させるとき、

$$s = W^2 = (E+E)^2 - (p-p)^2$$



$$=4E^2 \quad (5)$$

となる。すなわち、全てのエネルギーが重心系のエネルギーに使われる。したがって、この重心系のエネルギーは E に比例して増加する。RHIC や LHC ではこの方法が用いられた。衝突型は静止標的型に比べて高いエネルギー領域が得られるため、原子核中のバリオンはほとんどすり抜ける、その間の中心ラピディティ付近ではバリオン密度が極めてゼロに近い状態が形成される。つまり、高温・高エネルギー密度状態を作り QGP への相転移を見ようというものである。

このように重心系のエネルギーで考える場合、小さなエネルギーでより大きなエネルギーを得るには衝突型が有利である。しかし、ビーム粒子の寿命が長くなければならないため、用いることのできるビームの種類は限られてしまう。また、衝突する確率が固定標的型に比べて小さくなってしまうという不利な点もある。この確率は反応の断面積で表すことができる。

2.7 時空発展の描像⁷⁸⁹

図2は原子核の衝突を模式的に表した図である。この図の下のほうから、その描像を述べる。

光速近くまで加速した、ローレンツ収縮によりパンケーキ状になった2つの原子核は正面衝突をする。この図のように衝突原子核のほとんどの部分が反応に関与する場合を中心衝突と呼ぶ。重なりが大きく、反応に関与する核子が多いほど広い空間に高いエネルギー密度の状態を作り出すことができる。

原子核内部の核子やそれを構成するクォークは相手の原子核内のクォークと何回も散乱するが、衝突原子核のエネルギーが極端に高いため、衝突核同士はすり抜ける。

すり抜けた原子核は、ほぼ光速のまま互いに遠ざかる。

遠ざかる原子核は、衝突による火花のような熱エネルギーが尾を引くように後ろに残っていくため、2つの原子核の間に非常に高温・高密度の状態を作る。つまり、エネルギーが蓄えられ、高温の火の玉(fireball)が生成される。

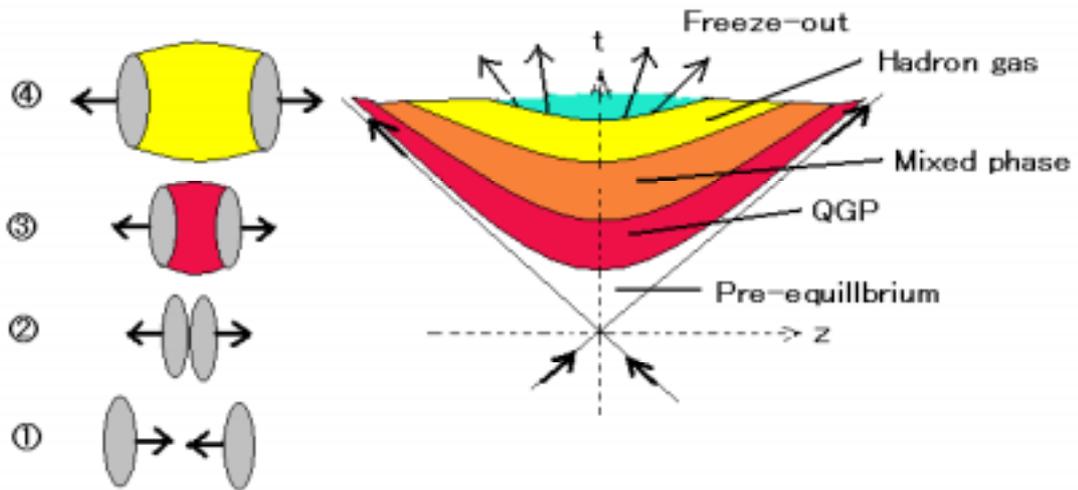


図 2 原子核衝突における時間発展の描像

また、時間の経過と空間的な広がりについて表したのが図である。横軸に入射粒子の進む方向、縦軸に時間をとった。入射粒子が図の下部から矢印に沿って原点で衝突する。衝突した2つの原子核は高エネルギーのため、互いにすり抜けると考えられており、衝突した原子核は固有時間 τ_0 で高温・高密度の熱平衡状態に達する。この固有時間 τ_0 は、

$$\tau_0 = (t^2 - z^2)^{1/2} = \text{一定} \quad (6)$$

で表される。熱平衡状態に達して、クォークとグルーオンが核子からの束縛から解放された QGP 状態へと進む。その後、時間の経過につれて火の玉が膨張するため、系の温度が下がり、粒子の生成が止まり始める。そして、mixed phase と呼ばれる、自由に飛び回るクォークやグルーオンと核子に束縛されたクォーク・グルーオンが混ざったスープのような相に進む。やがて、粒子の生成が止まり、束縛された核子だけの状態になる。これが化学的凍結で、粒子の数と種類が固定される。さらに、温度が下がると、自由に飛び回っていた粒子の運動量のやりとりがなくなる。これが熱的凍結である。このように凍結が完了する時刻 t_{th} で、生成されたハドロンが飛び出す。QGP から時間の経過が少ないほど、純粋な情報が得られる。Bjorken によれば、熱的凍結時の粒子の運動量分布はボルツマン分布になり、横質量 m_T 分布は指数関数で表される。

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto \exp\left(-\frac{m_T}{T_{th}}\right) \quad (7)$$

熱的凍結温度 T_{th} を温度係数という。温度係数は粒子によって異なり、横質量 m_T に比例

する。これは火の玉（粒子源）が集団運動的に膨張すると、その運動エネルギーが熱的エネルギーに加わるため、見かけの温度係数 T_{th} は、

$$T \approx T_{th} + m\langle v \rangle^2 \quad (8)$$

と近似されることによる。ただし、 $\langle v \rangle$ は粒子源の膨張速度で、式はその平均値である。

2.7.1 ラピディティ・擬ラピディティ

高エネルギーの原子核反応は、相対論的運動として扱わなければならない。つまり、ある座標系 S_1 と、この系 z 軸方向に速度 u で走る座標系 S_2 があるとき、 S_2 で z 軸方向に速度 v で運動する粒子を S_1 で観測したときの速度 w は、ローレンツ変換では、

$$w = \frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}} \quad (9)$$

となり、非線形な合成則に従い、加えて、上限が c で抑えられている。そこで、原子核衝突実験において都合の良い、ラピディティ y という新しい物理量を導入する。入射粒子の全エネルギーを E 、入射粒子の運動量を p_z とすると、

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (10)$$

と定義する。この式は、入射粒子の速度を v_z とすると、次のように書き換えることができる。

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+v_z}{1-v_z} \right) \quad (11)$$

つまり、ラピディティ y は粒子の入射方向の速さを表す目安のような量である。

また、 $t = z/v_z$ より、

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+t/z}{1-t/z} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{z+t}{z-t} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

となり、より、

$$t = \tau_0 \cosh y \quad (13)$$

$$z = \tau_0 \sinh y \quad (14)$$

となる。



図 3 方位角

また、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を θ とする。 $(\frac{\theta}{3}) y$ は、入射粒子のエネルギーや運動量によるので、これにかわる物理量も導入しておく。 y

は、ビーム軸に垂直な方向の運動量 p_T , 横質量 m_T から、

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \ln \left(\frac{E + p_z}{m_T} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (15)$$

と書ける。ただし、

$$p_T = p \sin \theta \quad (16)$$

$$m_T = (m^2 + p_T^2)^{1/2} = (E^2 - p_z^2)^{1/2} \quad (17)$$

とする。また、ラピディティは次のようにも書ける。

$$E = m_T \cosh y \quad (18)$$

$$p_z = m_T \sinh y \quad (19)$$

速度 で z 方向に走る系から見た粒子のラピディティ y' は、

$$y' = y - \tanh^{-1} \beta \quad (20)$$

となり、線形な合成則に従う。今、高エネルギーのため、 $p \gg m$ とすると、

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \frac{m^2}{4p^2} + \dots}{\sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \frac{m^2}{4p^2} + \dots} \cong -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \quad (21)$$

と、表せる。入射ビームの放出角 θ のみに依存するこの y を、擬ラピディティと呼ぶ。ラピディティと擬ラピディティは本研究においては表現方法が異なるだけで同じようなものとして考える。^(表5)

| | | | | | | | | |
|-----|----|------|------|------|------|------|-----|-----|
| [°] | 90 | 45 | 40.1 | 15.4 | 15 | 10 | 5.7 | 2.1 |
| | 0 | 0.88 | 1 | 2 | 2.03 | 2.44 | 3 | 4 |

表 5

2.7.2 エネルギー密度の見積もり

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 の描像に従って考えてみる。原子核の半径 R は質量数 A を用いて、

$$R = 1.2 \times A^{1/3} \quad (22)$$

で与えられる。衝突後、固有時 τ_0 に互いにすり抜けた原子核の間に、高温・高密度の火の玉が生成される。^(図4) この円筒形の火の玉のエネルギー密度 ε_0 は、

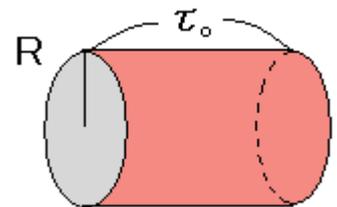


図 4 生成された火の玉

$$\varepsilon_0 = \frac{dy \text{に放出された全ハドロンの横運動エネルギー}}{dy \text{に相当する体積}}$$

ハドロンの粒子数を N とすれば、

$$\varepsilon_0 = \frac{\langle m_T \rangle \frac{dN}{dy}}{\pi R^2 \tau_0} = \frac{\langle m_T \rangle}{\pi (1.21)^2 \tau_0} A^{-2/3} \frac{dN}{dy} \quad (23)$$

と表すことができる。ただし、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 m_T は、運動量の x 成分 p_x 、 y 成分 p_y を用いて、

$$m_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (24)$$

と表せる。

2.8 実験

QGP 探索のための高エネルギー重イオン衝突実験は、1992 年に米国ブルックヘブン国立研究所 (Brookhaven National Laboratory BNL)⁽⁵⁾ の加速器、AGS によって始められた。その2年後には CERN の加速器 SPS も稼動された。これら2つの実験は、高密度状態をつくることによって QGP を生成しようというものであって、実験を終えた現在得られたことは、ストレンジネス増大や横運動量増加などの衝突反応の終状態しか観測することができないため、間接的な現象からの推測に留まった。その後 2001 年に、BNL の RHIC 加速器の稼動によって準直接的なシグナルと言



図 6 ヨーロッパ原子核研究機構

赤で示した大きなリングが LHC 加速器。

LHC はこの地下 100m にある。



図 5 米国ブルックヘブン国立研究所

一番大きなリングが RHIC 加速器。その手前の小さいリングが AGS 加速器。

える、ベクト

ル中間子の性質の変化や、直接的なシグナルとして有力視されている、レプトン対・光子対の生成やデバイ遮蔽効果による J/ψ 粒子の抑制、ジェット抑制などを観測しようとする試みが行われている。RHIC では、衝突型を用いることによって SPS よりも一桁以上高いエネルギーを実現し、高温状態をつくり、QGP への相転移を見ようとしている。シグナルは各々の特徴を生かした検出器で分担して観測している。そしてさらに、現在 CERN⁽⁶⁾ に

建設中の LHC では核子あたりのエネルギーが重心系で TeV 領域の超高エネルギーが期待されている。表 6 では鉛原子核を用いた中心衝突の場合の SPS,RHIC,LHC 加速器における実験を比較した。¹⁰

| | SPS | RHIC | LHC |
|--|-------------------|-----------------------|-----------------------|
| 衝突の方法 | 静止標的型 | 衝突型 | 衝突型 |
| s [GeV/A] (Pb;正面衝突) | 17 | 200 | 5500 |
| 粒子数[/y] | 500 | 700 | 3000-8000 |
| 生成時間[fm/c] | 1 | ≈ 0.5 | 0.2 |
| 1[fm/c]後のエネルギー密度[GeV/fm ³] | ≈ 2.5 | ≈ 3.5-7.5 | ≈ 15-40 |
| 1[fm/c]後の温度[MeV] | 220 | 300 | 440 |
| QGP の寿命[fm/c] | 1 | 1.5-4 | 4-10 |
| 粒子源の体積[fm ³] | ≈ 10 ³ | ≈ 7 × 10 ³ | ≈ 2 × 10 ⁴ |

表 6 加速器の比較

図 7 は Bjorken の描像を用いて、反応初期の高温・高密度状態、つまり、火の玉のエネルギー密度の見積もりを示した。¹¹この図から、生成される火の玉のエネルギー密度を 2 倍にするには、重心系のエネルギーを 10 倍しなければならないことがわかる。従って、高エネルギー密度を達成するためには、非常に多大な努力を要することがわかる。

次章では、LHC 実験の詳細についてくわしく述べる。

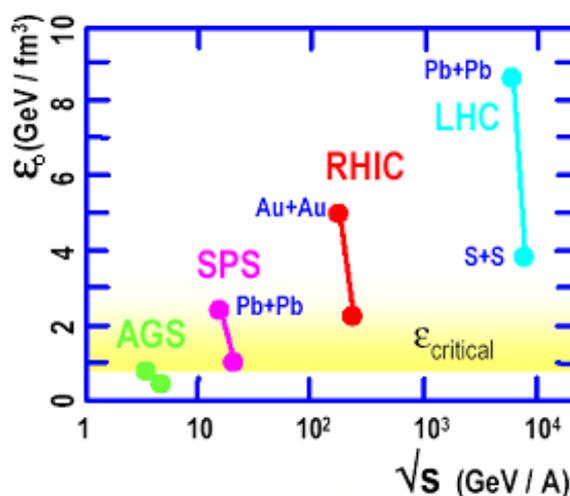


図 7 重心系のエネルギーとエネルギー密度の関係

衝突の重心系のエネルギーと生成される火の玉のエネルギー密度の見積もりを示した。原子核の種類によっても異なるエネルギー密度の状態が生成される。

第3章 LHC

スイスとフランスの国境に位置する、CERNで2006年に始められるLHC実験では、最高エネルギーが期待されている。LHCは1周がおよそ27kmの衝突型の円形加速器で、LEP*で用いられていたトンネルが使われる。LHCは図8に示すように加速器の複合体である。

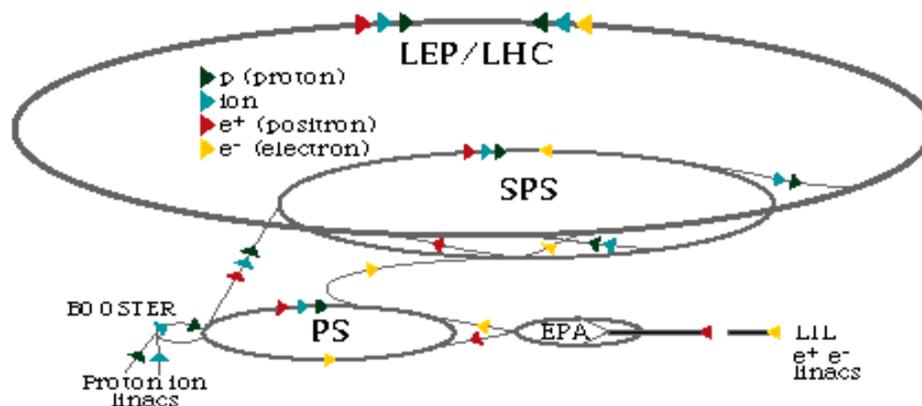


図 8 LHC 加速器の概観

LHCは主リングに到達するまでにSPSなどの小規模加速器からなる複合加速器である。

3.1 加速器¹²

高エネルギーを作り出すためには、衝突する前に粒子を加速する必要がある。加速器は重イオンなどの荷電粒子のエネルギーを加速する装置である。基本原理は電極間に電圧をかけ、生じた電場によって荷電粒子を加速させる。エネルギーを大きくするには、原理的には大きな電圧をかけてやればよいが、技術的には、そのような高電圧を保持することができない。(数十 MeV 程度)そこで考え出されたのが、線形加速器と円形加速器である。いずれも、荷電粒子に繰り返し電場中を通過させることによって、電圧を上げようという加速器である。

3.1.1 線形加速器

線形加速器は、電極を一直線上に並べ、徐々に加速していくしくみになっている。LHCの場合、まず、イオン源から出てきた鉛イオンをLINAC(リニアック)という線形加速

*The Large Electron Positron Collider, 電子と陽電子を光速に近い速さまで加速し、衝突させる実験。

器で加速する。この線形加速器は真空管の中に、図のような粒子が通れるような電極が並べられている。今、荷電粒子が正の電荷の場合を考える。正の電荷を持った粒子を引きつけるように、最初の電極は負にしておく。粒子が電極まで到達すると、負の電極が正に反転する。これは電極の電源に交流を用いればよい。下の図はその反転の様子を示したものである。正に反転した電極の斥力によって粒子は、加速されながら進んでいく。これを繰り返させるには、電極の長さや交流電源の周波数を調節しておけばよい。つまり、電極間の長さを長くしていけばよい。

3.1.2 円形加速器

円形加速器は線形加速器が円形になったもので、荷電粒子の軌跡を曲げるために磁場をかける。この磁場は電磁石が用いられる。この電磁石は偏向電磁石と四極電磁石のほかに、六極電磁石などの補正電磁石がある。LHC はこの円形加速器に分類されるが、ビームはこの LHC のリングに到達するまでに、先に述べた線形加速器で加速された後、さらに、BOOSTER(ブースター)や SPS などの小さい円形加速器によって加速される。ビームは最終的に LHC に到達し、もう一度加速された後に衝突するというしくみになっている。

3.2 LHC の注目ポイント

LHC における高エネルギー重イオン衝突反応では、QGP がハドロンに相転移してしまった、反応の終状態を見るのではなく、反応の極初期の状態を再現することができると期待されている。つまり、QGP の直接的なシグナルをもたらしてくれるとされている。

3.2.1 核子の飽和

LHC のように、高エネルギーの衝突では、入射原子核中の核子は先頭を進む部分と遅れて引っ張られるようにして進む部分とに分かれてしまう。エネルギーが高いほど、原子核は速く入射する核子と遅れて入射してくる核子の差は開く。この遅れて入射してくる核子と多重散乱を経て最終的に生成されたハドロン中の核子は運動量が小さい。LHC では、このような運動量の低い核子が非常に多く、これらによって位相空間が満たされ、飽和状態に達すると考えられている。

3.2.2 バリオン密度

実験 LHC では、超高エネルギーの実現により、衝突した 2 つの原子核が完全にすり抜けるので、中心ラピディティ付近でバリオン密度がゼロになると予想されている。バリオン密度がゼロであれば、Lattice QCD による計算が可能になるので、QGP 相

への相転移温度を求めると考えられている。

3.2.3 エネルギー密度¹³

LHC では、衝突により非常に多くの粒子が発生するため、統計模型が適用できると考えることができる。Stefan-Boltzman の法則によれば、質量 0 の N 成分のハドロンのガスは大正準集団で記述でき、エネルギー密度 e は、

$$e = \sum_{i=1}^N k_i \pi^2 T^4 \quad (25)$$

ここで、 k_i はスピン縮退度 g_i を用いて、ボーズ粒子の場合は、

$$k_i = \frac{g_i}{30} \quad (26)$$

フェルミ粒子の場合は、

$$k_i = \frac{7}{240} g_i \quad (27)$$

となる。したがって、エネルギー密度は温度の 4 乗に比例する。質量 0、バリオン密度 0 のクォーク・グルーオン・ガス(u,d クォークの場合)の場合、クォークのスピン縮退度 g_i は 24、グルーオンのスピン縮退度 g_i は 16 で、エネルギー密度 e は、

$$e = \frac{37}{30} \pi^2 T^4 \quad (28)$$

となる。図 9 はこのエネルギー密度を ϵ_{SB} として、Lattice QCD の計算による相転移温度 T_c を用いて、エネルギー密度を示している。これを見ると、クォーク・グルーオン・ガスの Stefan-Boltzman の臨界エネルギー密度 ϵ_{SB} に達しているのは LHC のみであることがわかる。

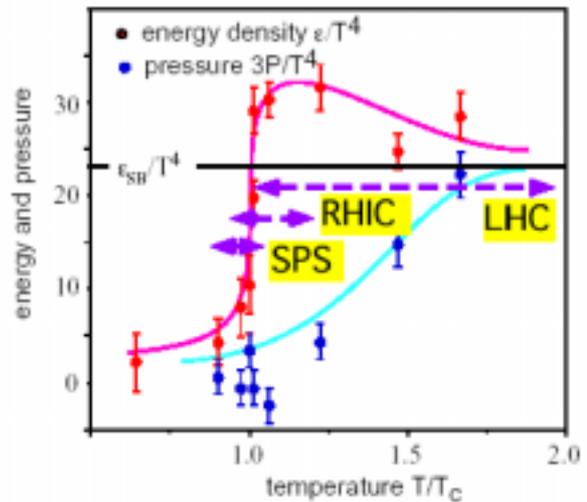


図 9 エネルギー密度と圧力の関係

Lattice QCD 計算による相転移温度でのエネルギー密度と圧力の関係を示した。発生粒子数が多いと、統計模型が使える。

3.2.4 反応初期の現象

LHC では衝突エネルギーが大きいため、従来の RHIC よりもエネルギー密度が高く、広範囲に寿命の長い QGP が生成される。したがって、高エネルギー密度の量子状態を見ることができる。従来のエネルギー領域では、生成されたクォーク物質はすぐに多重散乱や対消滅をするため、この崩壊後の量子状態しかみることができなかった。

LHC では、この多重散乱の内、1 次的な散乱であるミニジェットという現象を見ることができると考えられる。この反応からは、重い c クォークや、さらに重い b クォークを含む粒子なども見ることができると予想されている。これらは、ハドロン相では抑制されているため、存在が確認されれば、これらの生成メカニズムを説明する新しい量子状態が存在すると考えることができる。

3.2.5 熱的電磁放射

LHC ではエネルギーの増加に伴い、熱的電磁放射の影響がより強く表れると考えられる。そのため、より多くの直接光子や、それが崩壊したレプトン対を観測することができるはずである。また、重いクォークによる $c\bar{c}$ という束縛状態にある J/ψ や、 $b\bar{b}$ の Υ などは、非常に質量が重い粒子で、これらは生成されてもデバイ遮蔽によって、すぐに崩壊してしまう。このとき、レプトン対や光子などへの崩壊率が高い。また、 ρ などのすぐに光子に崩壊してしまう粒子など、光子やレプトン対は多くの過程で生成される。このような、バックグラウンドとなるような事象とは区別して測定しなければならない。

3.2.6 イベントごとの物理

衝突の中心度が、生成されるクォーク物質のエネルギー密度がどのように依存するかということは、それ自体、非常に興味深い。つまり、原子核のぶつけ方である。LHC では、RHIC に比べてより高いエネルギーのため、反応に直接関与しない粒子の 2 次的、3 次的な散乱現象が増加するであろうと考えられる。したがって、このような多重散乱を経た後に生成される量子状態から、初期の状態を再構成することができる。LHC では衝突による発生粒子が増加するため、統計モデルによる取り扱いも可能になり、このような 2 次的、3 次的な散乱現象も、統計モデルで考えることができるようになる。

3.3 LHC における実験

LHC の非常に高いエネルギーを用いて、主に次の 3 つの実験グループによって、それぞれの方向性を生かした研究が進められている。

- ALICE(A Large Ion Collider Experiment)
- CMS(The Compact Muon Solenoid)
- ATLAS(A Toroidal LHC Apparatus)

これら 3 つの実験のうち、QGP の研究を主目的とした ALICE については次章でさらに詳しく述べる。他の 2 つについては、ヒッグス粒子探索や超対称性理論の検証など様々な物理現象を対象としている。

第4章 ALICE¹⁴¹⁵¹⁶

4.1 検出器¹⁷¹⁸¹⁹

この検出器の特徴は幅広い検出能力を持つように設計されていることである。言うなれば、RHICにおけるSTARとPHENIXの両方を兼ね備え、かつ、より優れた分解能や精度を実現し、地球上で今までにないほどの高エネルギー反応を我々が観測することを可能にしてくれるだろうという期待が集まっている検出器である。(図₁₀)

以下に、この検出器の各部分が果たす役割の内、LHC実験において改良された点に注目して説明する。

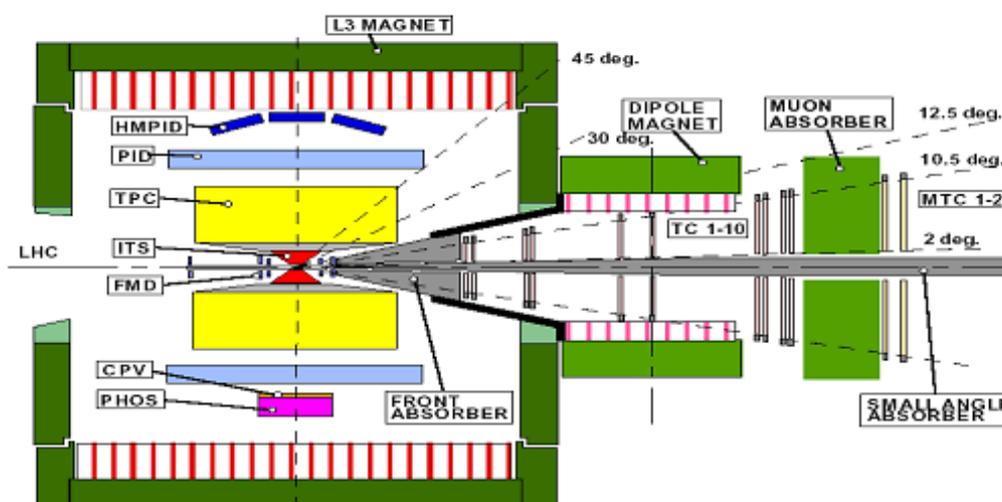


図 10 ALICE 検出器を横から見た図

入射ビームはこの検出器の中で衝突する。

Inner Tracking System (ITS)

ITSは内部にまで到達した、運動量の小さい荷電粒子のトラッキングをする。これは、崩壊してしまった粒子の2次的な衝突の位置を再現し、生成された粒子を識別し、その運動量の小さい粒子の追跡を行うということである。なお、この検出器は6つの樽のような形をした検出器から成り立っており、アナログ信号の形で出力される。よい運動量の分解能をもつように改良が進められている。カバー領域は、ビーム軸に対して、 $-0.9 < \theta < 0.9$ である。

Particle Identification (PID)

PID発生粒子の質量を見分けることを目的とした検出器である。原子核の衝突位置から検出器までは3.5[m]ほどの距離があり、粒子の運動量が大きいと、検出器

に入るまでにエネルギー損失が起こる可能性がある。

High Momentum Particle Identification (HMPID)

PID の運動量の小さな粒子しか判別することができないというデメリットを克服するために、ALICE では大きな運動量を持った粒子(1~5[GeV/c]の領域： π , K , p など)も判別できる HMPID が導入される。よって、運動量のカバー領域が増える。PID のようにビーム軸に対して両側にあるのではなく、単独で存在する。この検出器は主に、チェレンコフ光の検出が目的で、Ring Imaging Cherenkov (RICH) が改良された設計になっている。

Time Projection Chamber (TPC)

TPC は検出器に入ってきた粒子のエネルギー損失を測定する。筒状の形をしている。基本的な構造は、陽極と陰極の電極間にガスが封入されており、ここに高電圧をかける。すると、

- 1 . ガス中で、入射荷電粒子のエネルギー損失によるイオン化が起こる。
- 2 . イオン化によって生成された電子と正イオンによる電場が生じ、移動(ドリフト)と拡散が起こる。
- 3 . 陽極付近で強い加速電場のために、電子なだれが起こる。
- 4 . ガスが増幅される。

というプロセスにより、信号として検出されるしくみになっている。ALICE では、円筒形の内部半径の見積もりなどを改良し、エネルギー分解能は7%よりもよくなると考えられている。カバー領域は、ビーム軸に対して、 $-0.9 < \eta < 0.9$ である。

Time-of-flight (TOF)

ここでは、粒子の飛行時間を測定することによって、 π , K , p の粒子を識別する。時間分解能がよくなればなるほど、粒子を識別しやすく、飛行距離を短くすることができるので、1 次的な粒子状態を観測できる。カバー領域は、ビーム軸に対して、 $-0.9 < \eta < 0.9$ である。

Photon Spectrometer (PHOS)

PHOS は、有効な QGP シグナルである直接光子の検出をするための電磁カロリメーターである。ビーム軸に対して対になっているのではなく、単独で存在する検出器である。衝突により発生する直接光子や、大きな運動量を持った π^0 や η などをつまえる。 π^0 や η はすぐに光子に崩壊する確率が高く(prompt photon と呼ばれる)、これらが崩壊した光子を検出することによって、再現できるためである。ALICE では、LHC のエネルギーによって検出される光子の運動量付近において、

優れたエネルギー分解能(20 GeV で約 3%/ E)を持つ PbWO₄ の結晶が使われる。密度の高い PbWO₄ 結晶は、LHC エネルギーで多数発生した粒子を最大限に検出することができる。

Photon Multiplicity Detector (PMD)

電磁カロリメーターの前に特別に置かれる PMD はシャワーの前兆現象によって発生する光子について、 $2 < \eta < 4$ の領域で事象(イベント)ごとの multiplicity を測定するための検出器である。荷電粒子の検出器とともに、各事象における電荷を持ったハドロンに対する光子の比から、光子の不安定さ(fluctuation)を測定することができる。高い分解能により、局所的なエネルギーの流れ(flow)を観測できる。

Forward Multiplicity Detector (FMD)

FMD では、 $-4 < \eta < 4$ の位相空間から出た荷電粒子の断片の擬ラピディティ分布を測定する。

Muon Arm

ALICE 検出器の前部分に設置される Muon Arm では、 J/ψ , Υ , $\psi(2S)$ などの重いクォークによるベクターメソンの共鳴スペクトルを観測できる。カバー領域は $2.4 < \eta < 4$ 。

4.2 検出のしくみ²⁰

LHC が実現する超高エネルギーの重イオン衝突反応では、より多くの QGP シグナルを見つけれられると考えられている。検出器は、物質と相互作用をすることによって生じる放射線を観測するための装置である。ここでは、ALICE 検出器でどのような物理量を、どのように測定できるかということについて説明する。

4.2.1 断面積

原子核衝突実験において、衝突反応は起こりうる確率によって表現する。つまり、たくさんの粒子を標的粒子に衝突させて、ある事象の起こりうる、別の言い方をすれば、ある角度に散乱される、確率を実験的に確かめる。この確率は断面積として表現する。入射放射線の強度 F を単位時間あたりに単位面積に当たる放射線の数、ある立体角 $d\Omega$ の領域に単位時間あたりに散乱されてくる粒子の数 N_s は、

$$N_s = FAn\delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (29)$$

と表せる。ここで、 n は粒子の数密度、 δx は標的粒子の入射方向の厚さ、 A を入射放

射線に垂直な標的の面積、 d / d は微分断面積で、測定器の見込む立体角 d を無限小とすると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega} \quad (30)$$

と定義される。この微分断面積を全角度範囲で積分すると、全立体角に散乱される粒子数 N_{total} は、

$$N_{total} = FAn\delta x\sigma \quad (31)$$

となる。したがって、1粒子について、厚さ δx のある物質中における相互作用の確率は、 $n \delta x$ となる。ただし、 σ は全断面積である。

4.2.2 荷電粒子

荷電粒子が物質中を通るとき、

- 物質を構成する原子、または分子中の電子との非弾性衝突(電磁相互作用)
- 原子核との弾性散乱
- 弾性散乱以外の原子核との反応
- 制動放射(電磁相互作用)

などの相互作用によって、エネルギーを失い、進行方向も曲げられる。このうち反応が起こる確率が最も高い、1つ目の反応について説明する。原子や分子中の電子が荷電粒子からエネルギーを受け取ると、受け取ったエネルギーが電子の束縛エネルギーに比べて十分大きい場合、電子は原子、分子から弾き飛ばされるイオン化という反応がおこる。受け取るエネルギーが小さい場合は、電子が原子、分子の励起状態まで励起される。ところで、この反応は荷電粒子(荷電粒子)と電子の散乱なので、荷電粒子の物質中でのエネルギー損失は、ベータ-ブロッホの式、

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha^2(\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \quad (32)$$

から導くことができる。ただし、左辺は単位距離進む間に失われるエネルギーの大きさ、右辺で n は物質の原子の密度、 Ze は物質原子の電荷、 m_e は電子の質量、 c は荷電粒子の速度、 ze は荷電粒子の電荷、 I はパラメーターで物質によって決まる。なお、この式には適用限界があり、荷電粒子の速度が非常に小さい(< 0.01)場合には、過大評価を与えるため、補正を必要とする。

4.2.3 電子・陽電子

荷電粒子と同様に、電子や陽電子も物質原子中の電子と散乱することによって、エネルギーが失われる。しかし、質量が小さいために反応の起こる確率は低い。しかし、LHC では電磁放射の増大が期待されているので、ここで述べておく。電磁放射は、

原子核の電場で散乱され、放射される電磁波である。古典論では、電子の進行方向が原子核の電場による加速度のため、電子から電磁波が放出される過程が考えられる。この過程は高エネルギー領域(数十 MeV 以上)では 4.1.1 で述べたイオン化によるエネルギー損失よりも影響が大きくなる。この電磁波、すなわち、光子は高エネルギーの電子・陽電子を生成する。この電子・陽電子が再び電磁波を放出するエネルギーを持っていれば、電磁放射が起こる。これが繰り返し起こる現象が電磁シャワーである。

4.2.4 光子

LHC のエネルギー領域における光子と物質の相互作用は次の 3 つである。なお、以下で用いた α は微細構造定数で、

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (33)$$

で、反応の断面積を表した式については、検出器に入ってきた粒子のエネルギー損失等を求める場合に用いるものを示したが、この式の導出については本研究では触れずにおく。

➤ 光電効果

光電効果は光の粒子性を示す現象の 1 つである。エネルギー $h\nu$ の光子が原子に吸収されて電子を放出する。その電子の原子核中での束縛エネルギー W の分だけ小さくなった電子のエネルギー

$$E = h\nu - W \quad (34)$$

が放出される。自由な電子は、運動量保存則によって禁止されているが、原子に束縛された電子は残りの原子核が光子を吸収できる。光電効果の断面積は、光子のエネルギーを E として、

$$\sigma = Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^2 \quad (35)$$

によって与えられる。

➤ コンプトン散乱

コンプトン散乱は光と物質の自由電子の散乱である。入射光の波長を λ 、散乱された光の波長を λ' 、プランク定数を h 、散乱された電子のエネルギーを E とすると、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (36)$$

$$E = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (37)$$

$$\cot \phi = (1 + \gamma) \tan \frac{\theta}{2} \quad (38)$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (39)$$

が成り立つ。コンプトン散乱の断面積は、クライン-仁科の公式によって与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right] \quad (40)$$

➤ 対生成

光子が電子と陽電子の対に転換される反応が対生成である。真空中では、エネルギーと運動量の保存則によって禁止されているが、原子核のクーロン場の影響で起こりうる。光子のエネルギーが電子と陽電子の質量和を超えると、対生成が可能になる。対生成の断面積は、光子のエネルギー E_γ が $E_\gamma \gg m_e c^2$ のとき、

$$\sigma = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (41)$$

によって与えられる。

第5章 イベントジェネレーターによるシミュレーション

5.1 衝突径数

原子核衝突実験において、その衝突の様子を表すための物理量のひとつとして、衝突径数 (impact parameter) というものがある。これは図 11 に示すように、衝突する2つの原子核の中心距離である。衝突径数がゼロのときを中心衝突と呼び、反応に与える核子が最も多いため、広範囲に QGP が生成される。このシミュレーションにおいては、中心衝突の場合を考える。

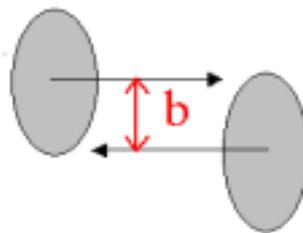


図 11 衝突係数

5.2 ネットバリオン数

LHC のような、非常にエネルギー高い重イオン反応においては、衝突した2つの原子核は、互いにすり抜けると考えられる。光の波長が長くなるほど、より小さな構造まで見えてくるのと同じで、原子核衝突においてエネルギーが高くなるほど、相互作用(強い相互作用)がより強い構造にまで影響を及ぼす。つまり、より小さな構成要素まで見ることができると考えられる。原子核同士を衝突させるとき、それを構成している陽子と中性子の衝突断面積は原子核のときよりも小さくなることは明らかである。さら

に、陽子と中性子もこれらを構成しているクォークとグルーオンの衝突断面積のほうが小さい。衝突断面積が小さいということは、衝突によって粒子が止められないということを意味する。従って、超高エネルギーの衝突において、クォークとグルーオンは止まることなく互いにすり抜けるというわけである。本研究において、強い相互作用の束縛から解放されたクォークとグルーオンの量子状態、すなわち、QGP の存在を示すこの現象を確認してみようと思う。これを調べるために、バリオンの数からその反粒子の数を引いたネットバリオン数という物理量を導入する。先ほど述べた

ように、LHC の非常に高いエネルギーにより、原子核の入射方向に互いにすり抜ける。このときの陽子数は高エネルギーにより対生成される陽子・反陽子のペアを除けば、原子核が持ち込んだ数のみである。衝突によって原子核のすり抜けが起これば、ビーム軸方向に放出された陽子数はゼロになるだろう。つまり、この真の陽子数、ネット陽子数の角度分布を調べる。また、ビーム軸方向というのは方位角が 0° のことであり、

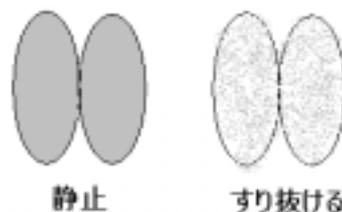


図 12 束縛されていないクォークの量子状態の概念図

陽子がさらに小さな構造を持つために、すり抜ける。

先に導入した擬ラピディティが 0 ということである。高エネルギー反応においては、擬ラピディティはラピディティと等しいという近似が使えるので、ネット陽子数のラピディティ分布を考える。

5.3 方法²¹²²²³

Heavy Ion Jet Interaction Generator(HIJING)は、高エネルギー重イオン衝突実験でしばしば用いられているイベントジェネレーターである。衝突事象を想定した事象発生プログラムによって、衝突後の粒子の4元運動量、位置、数などをシミュレートすることができる。主に、反応の初期状態に見られるミニジェットから、その状態を再構成する。また、HIJING は陽子用に開発された PYTHIA を原子核用に応用させたプログラムで、FORTRAN77 で書かれている。なお、本研究では、LHC 実験を想定したプログラムを用いて、ネット陽子数、横運動量についてシミュレートし考察した。以下はシミュレーションの過程について説明した。

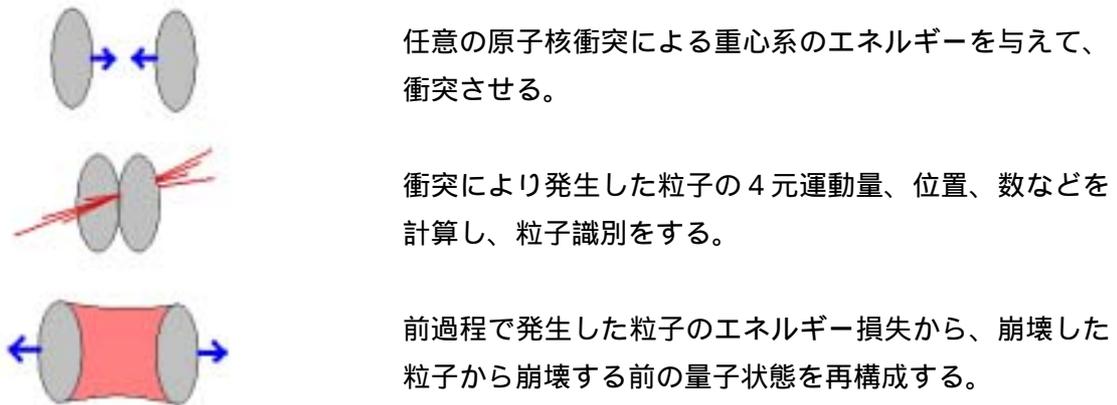


図 13 HIJING

第6章 結果・考察

HIJING で、ネット陽子数のラピディティ分布をシミュレートした。LHC のエネルギーと RHIC のエネルギーで比較をした。また、衝突事象の回数(イベント数)についても、1,10,100 イベントの3種類を比較し、統計量の違いによる変化を調べた。なお、それぞれの衝突の初期条件は次のようになっている。^(表7)

| | LHC | RHIC |
|------------------|----------|----------|
| イベント数[回] | 1,10,100 | 1,10,100 |
| 核子あたりのエネルギー[GeV] | 5500 | 200 |
| 系 | 重心系 | 重心系 |
| 入射粒子の種類 | 原子核(鉛) | 原子核(鉛) |
| 入射粒子の質量数 | 208 | 208 |
| 入射粒子の原子番号 | 82 | 82 |
| 衝突係数[fm] | 0~0 | 0~0 |

表 7

6.1 ネット陽子数

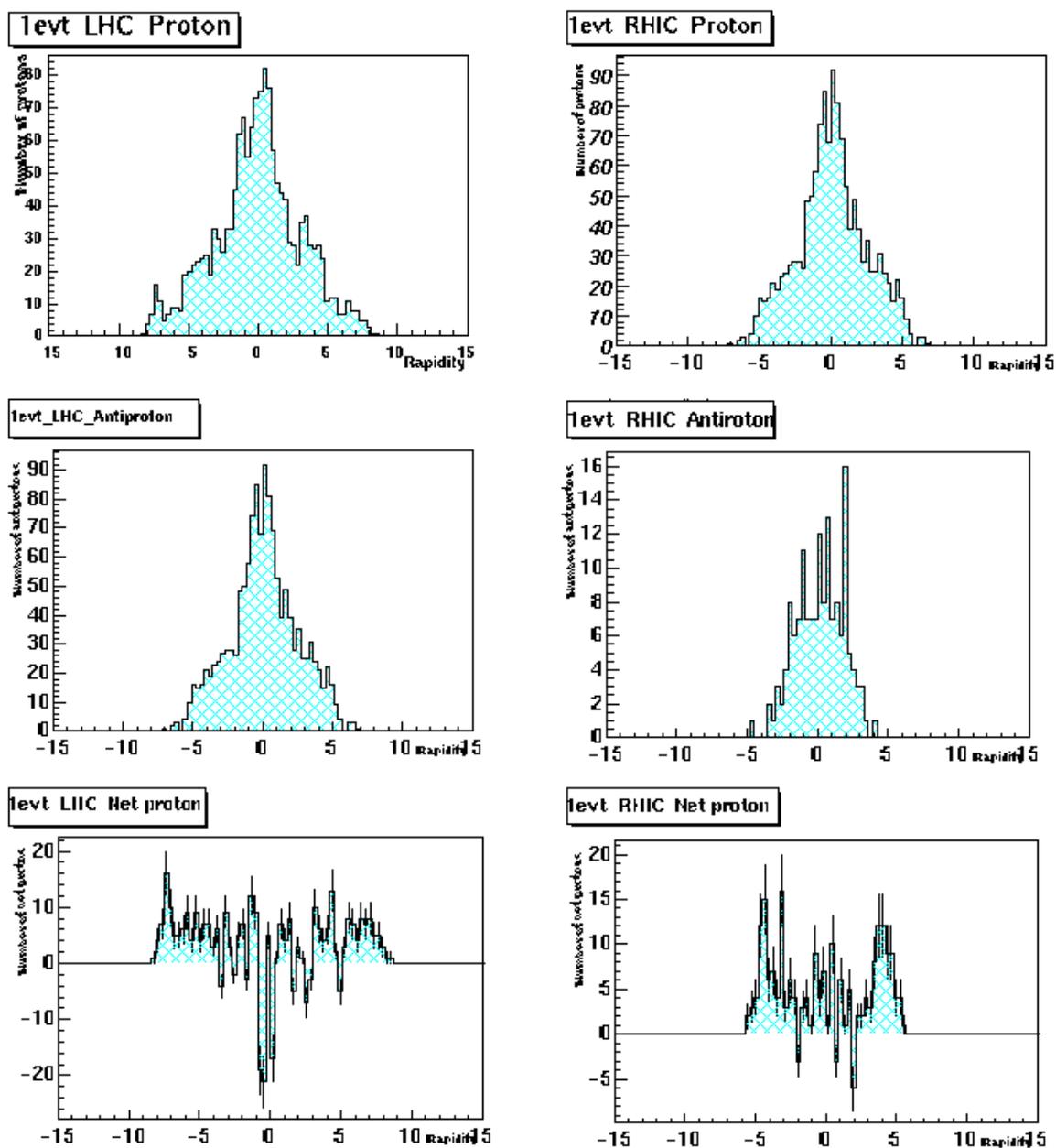


図 14 1 イベントのときの HIJIN1.35 によるシミュレーション結果

上から順に、陽子数、反陽子数、ネット陽子数のラビディティ分布。
 左側が LHC、右側が RHIC のエネルギーでの結果。ネット陽子数分布に関しては、陽子数から反陽子数を引いたときの誤差を考慮した。

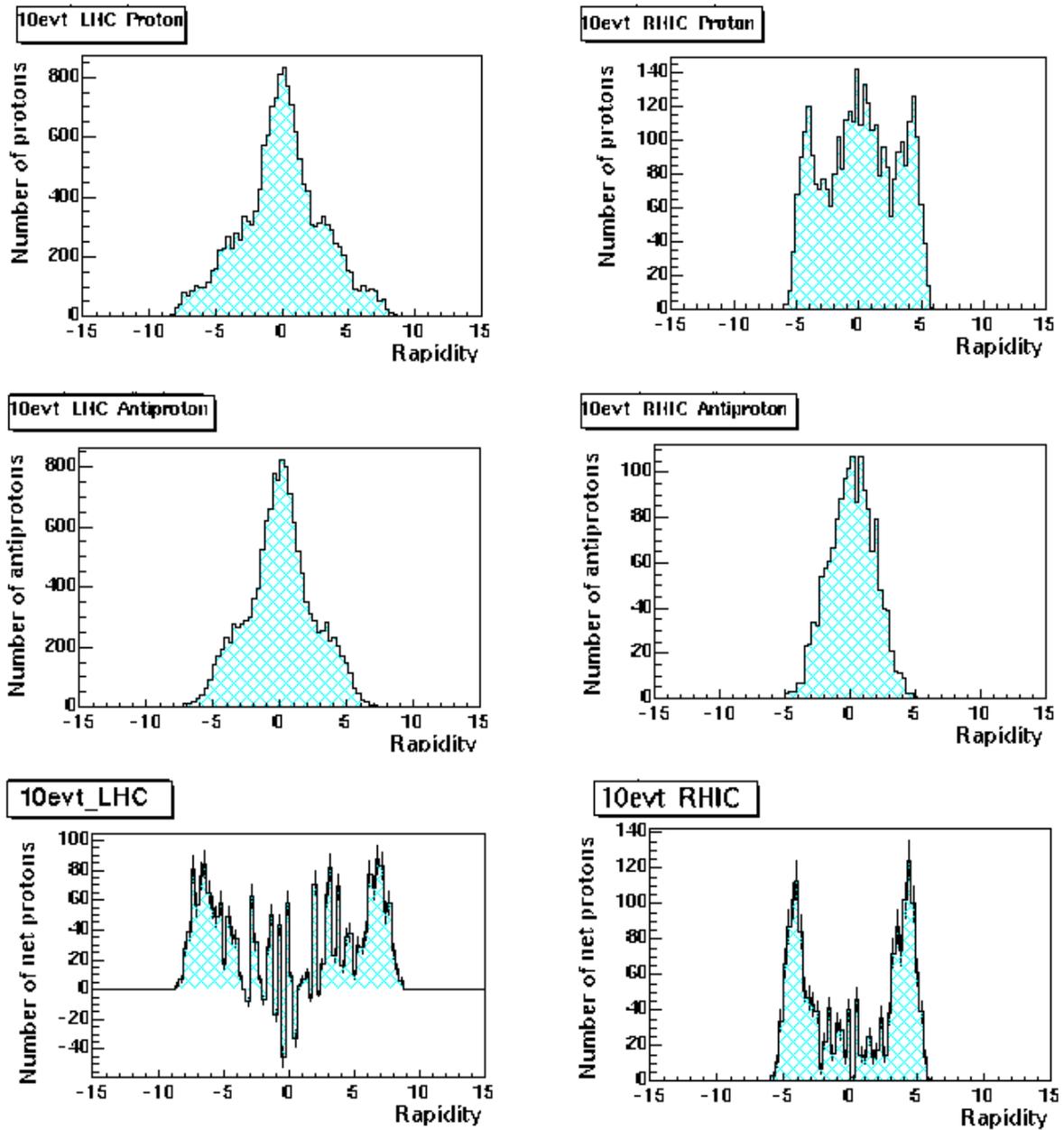


図 15 10 イベントのときのHIJING1.35によるシミュレーション結果

1 イベントのときと同様に分布をシミュレートした結果。

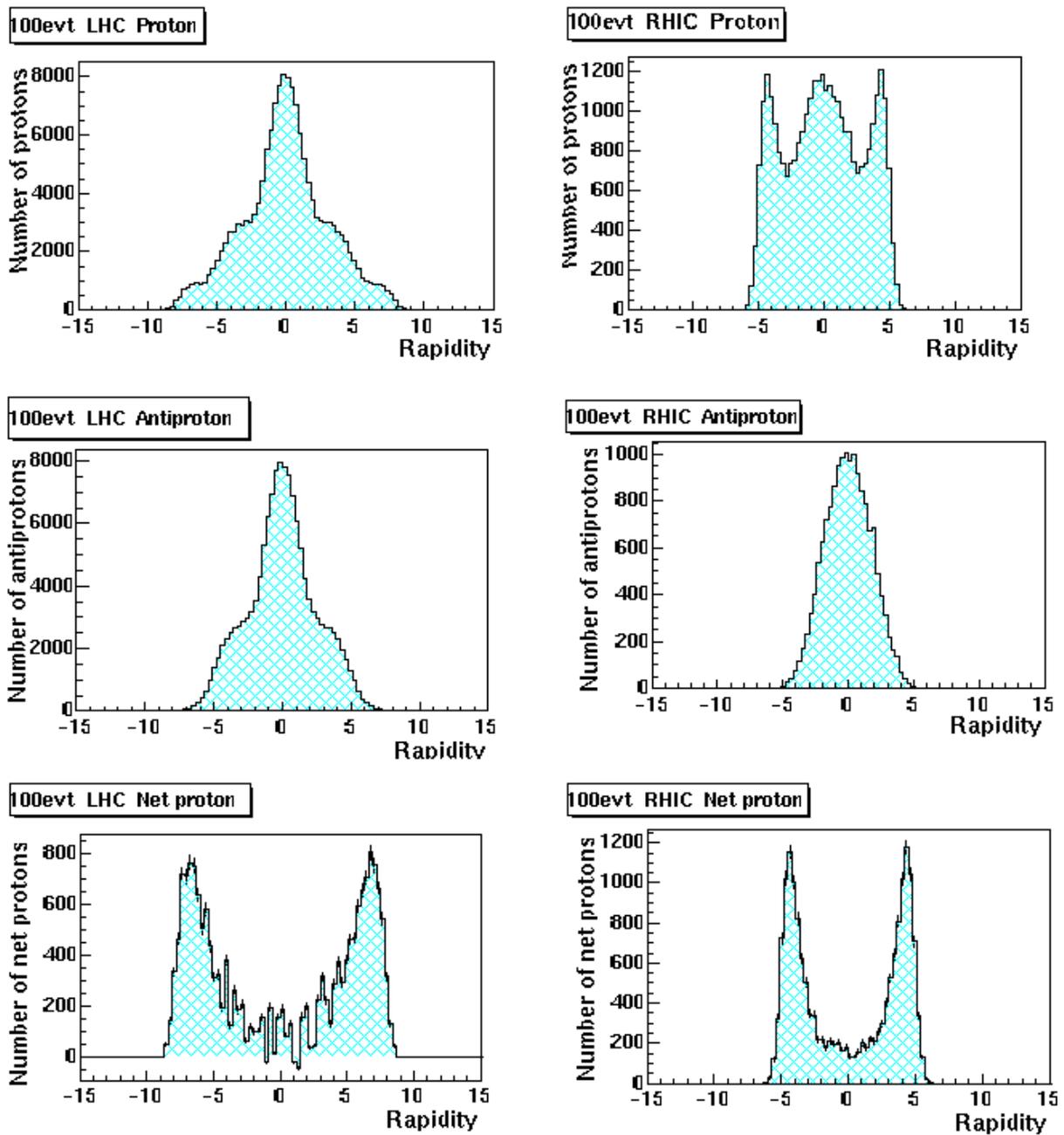


図 16 100 イベントのときの HIJING1.35 によるシミュレーション結果

1,10 イベントのときと同様に分布をシミュレートした結果。

- イベント数の比較

イベント数ごとの分布を比較すると、イベント数の増加に伴って、発生粒子数も増加していることがわかる。これは、単純に1回の衝突によって発生した粒子数にイベント数をかけてやっただけのことであるが、統計量の増加により、10,100 イベントの場合の1イベントあたりの平均をとると、イベント数が多いほどより信頼できる結果が得られる。実際に分布は、100 イベントのとき、最も特徴がはっきりした分布が得られた。このことは、特にLHCのイベント数による分布の違いに注目すると、一目でわかる。

- 陽子数分布

LHC で起こりうる物理現象は非常に高エネルギーのため、相対論的な取り扱いをする必要がある。この相対論的量子場においては、粒子と反粒子の対生成や対消滅が次々に起こる。シミュレーション結果から、陽子数のラピディティ分布は、中心ラピディティ付近にピークを持つことがわかった。この原子核衝突反応過程において考えられるのは、対生成による陽子・反陽子ペアの陽子と、衝突に持ち込んだ原子核中の陽子である。中心衝突の場合、原子核中の全ての陽子が反応に関与することから、それぞれの入射ラピディティにはピークを持たず、中心ラピディティ付近にピークを持った分布になるとことが理解できた。

- 反陽子数分布

陽子数と同様に考えると、反陽子は、相対論的な取り扱いをしない我々の世界においては存在しないため、シミュレーションによって確認された反陽子は、対生成によるもののみを考慮される。そのため、中心ラピディティ付近にピークを持った分布になったと考えられる。

- ネット陽子数分布

ネットバリオンを全ラピディティ領域で数えると、初期条件の鉛原子核の陽子数が82個であることから、衝突する2つの原子核によって持ち込まれる陽子は $82 \times 2 = 164$ 個になると考えられる。誤差を考慮したシミュレーション結果によると、1イベントあたりの全ラピディティ領域におけるネットバリオン数は、衝突に持ち込んだ陽子数に等しいと言える。また、中心ラピディティ付近に注目してみる。統計量の多さから、特徴のある分布が得られた100イベントのシミュレーション結果を用いる。中心ラピディティ領域において、ネットバリオン数は非常に少ない値を示した。衝突することなく、すり抜けてしまった陽子は、図17の上図の太線に示すように、入射原子核のラピディティ y_1 と反対方向から同じように入射してくる原子核のラピディティ $y_2 (= -y_1)$ に鋭いピークを持ったガウス分布を示し、対生成や持ち込んだ陽子は中心ラピディティ付近にピークを持った、ゆるやかな山状の分布を示す。ところが、陽子が衝突してしまうと、

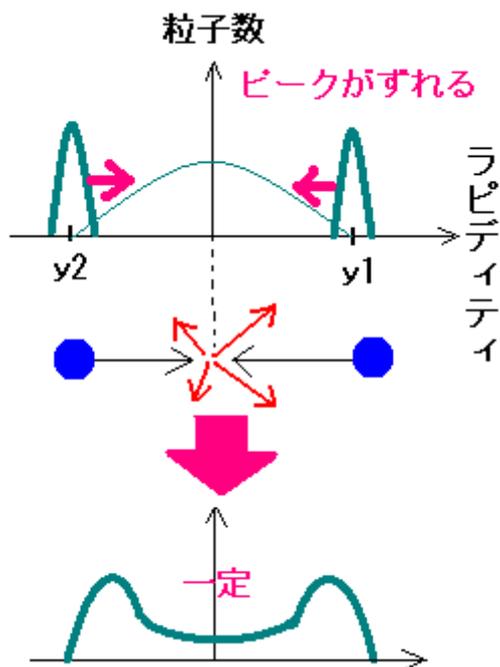


図 17 中心ラピディティ構造

進行を止めようとする **stopping power** という力が陽子にはたらき、陽子の速さを減少させる。したがって、速さの目安であるラピディティも減少するため、鋭いピークは中心ラピディティの方向にずれて、2つのピークがつながってしまう。その結果、中心ラピディティ領域では図の下図のように、ネットバリオン数がほとんど変化せず一定な構造が見られる。また、ネットバリオン数はほとんどゼロに近い値を示している。これは、衝突しても陽子が止められずにすり抜けている (**baryon free** な状態) と考えられる。陽子のバリオンとしての束縛が破れてしまい、さらに小さな構造を考える必要があると考えられる。つまり、陽子の殻から解放されたクォークとグルーオンが自由に飛び回ることができると考えることができる。したがって、クォークとグルーオンは衝突断面積が陽子のよう

なバリオンに比べて非常に小さいため、陽子としてはすり抜けるように見えると言える。この現象だけで QGP 発見というには足りないが、衝突の様子を知るだけではなく、バリオン数がゼロであれば、先に述べたように、Lattice QCD による計算が可能になり、相転移温度が求まるため、非常に注目したい現象である。

● RHIC と LHC の比較

RHIC と LHC では衝突の重心系エネルギーが1桁以上異なる。2つのエネルギーの違いがネットバリオン数に及ぼす影響について考える。3つのことが言えるだろう。

- LHC での発生粒子数は RHIC のおよそ 10 倍くらいである。
- ネットバリオン数のラピディティ分布で、ネットバリオン数がほとんど一定になる中心ラピディティ領域が LHC の場合のほうが広い。(LHC: $-3 < y < 3$, RHIC: $-2 < y < 2$)
- LHC では中心ラピディティ付近のネットバリオン数が RHIC の場合よりも非常に小さく、ほぼゼロになっている。(RHIC では明らかにゼロより大きい。)

したがって、LHC では、RHIC エネルギーで実現できなかったバリオン数ゼロが実現可能になる。また、中心ラピディティ領域が広いということは、**stopping power** で止

められ、失われる入射粒子の速さがより小さいため、衝突する2つの原子核はLHCの場合、完全に近い状態ですり抜ける。したがって、RHICよりも非常に有効なQGPシグナルの発見が可能であると言える。なお、LHCの陽子と反陽子の分布において、ラピディティが $y = \pm 3$ のあたりに小さなピークが見つかった。このピークはRHICのほうには見られない。したがって、何がこのピークを作っているのかはわからない。しかし、考えられる可能性として、速い陽子によるピークではないかと推察した。3.2.2で述べたように、エネルギーが高いと、衝突する原子核中の中でも、速く進む粒子と遅れてしまう粒子というように異なった速度の粒子ができてしまう。LHCではRHICよりもかなりエネルギーが高いため、これらの粒子の衝突位置への到達により多くの差ができてしまうと考えられる。したがって、特に速く衝突位置に到達した陽子によって、シミュレーションで得られた小さいピークができたのではないかと思う。

6.2 横運動量分布

5.5.1の考察から、イベント数が多いほどはっきりした分布が得られることから、これ以降は、100イベントのシミュレーション結果において議論する。

図は 中間子, K中間子の横運動量 p_T 分布をシミュレートした結果である。

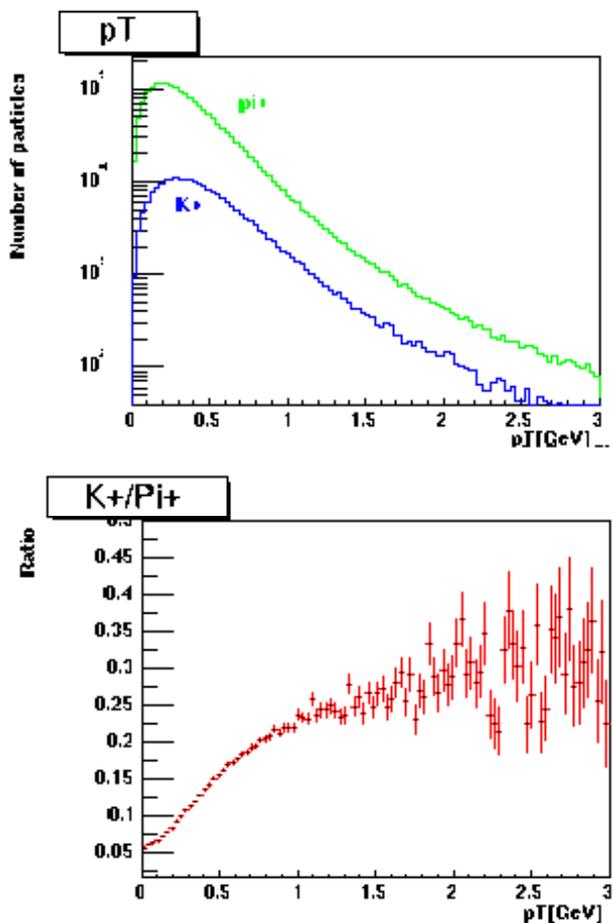


図 18 LHC の π^+, K^+ の p_T 分布(上)と比(下)

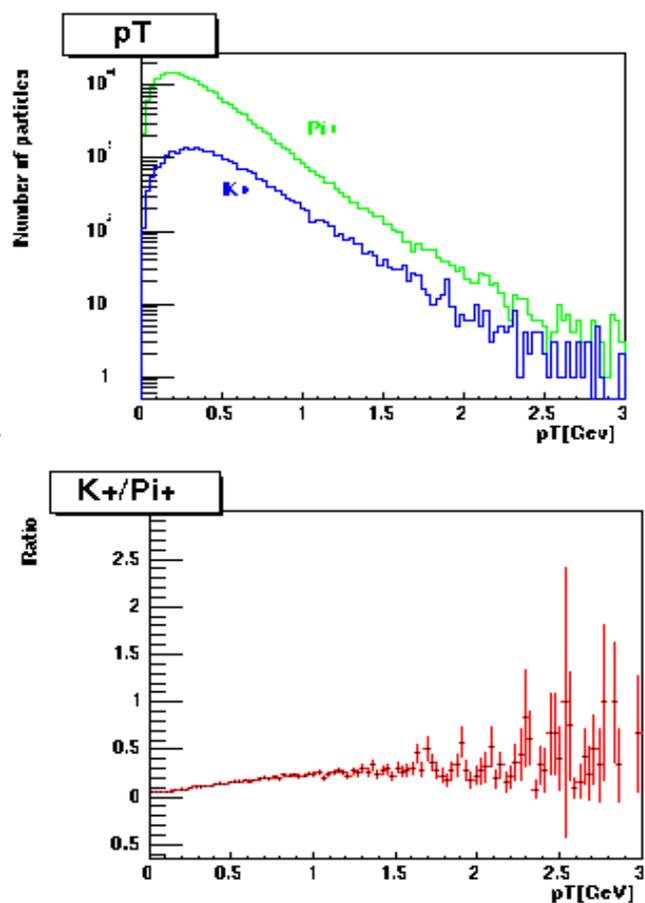


図 19 RHIC の π^+, K^+ の p_T 分布(上)と比(下)

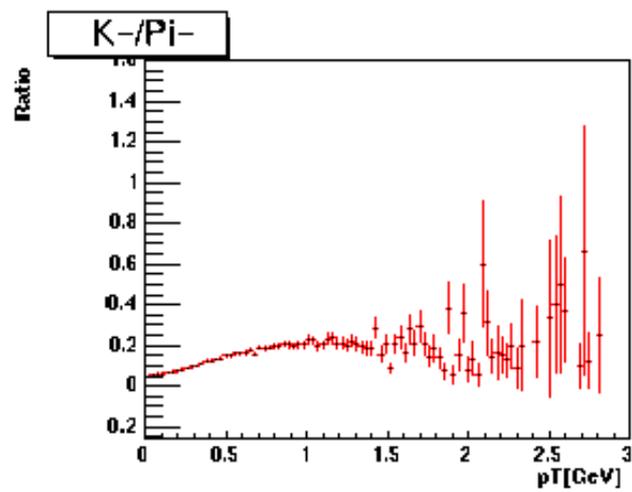
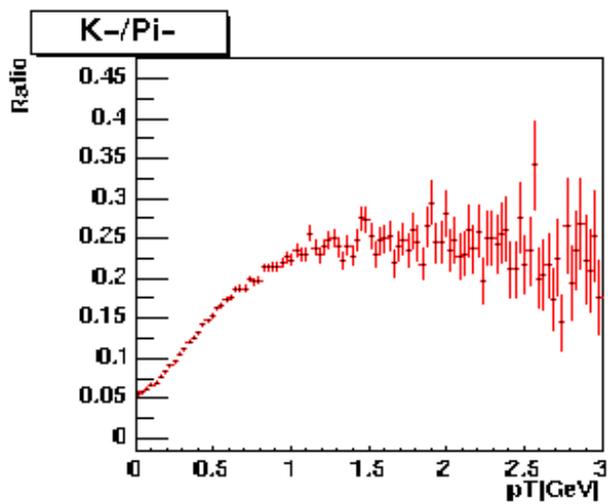
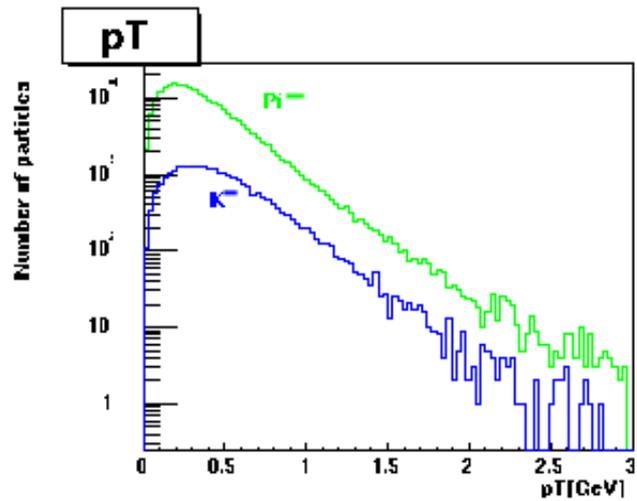
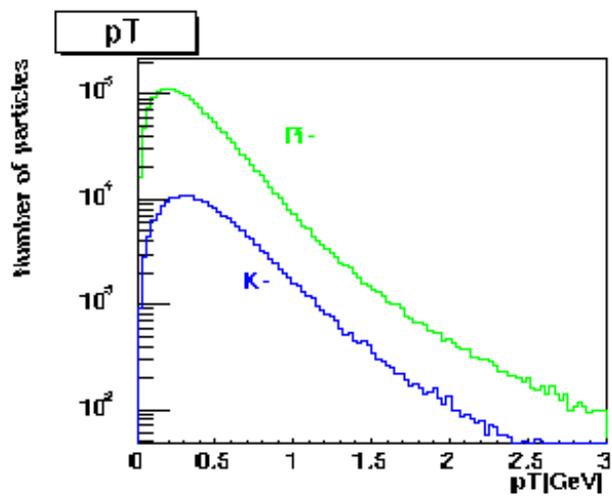


図 20 LHC の π^- , K^- の p_T 分布(上)と比(下)

図 21 RHIC の π^- , K^- の p_T 分布(上)と比(下)

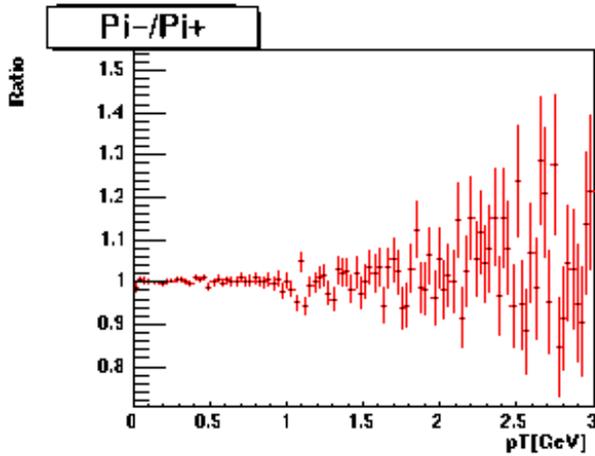


図 22 LHC の π^- , π^+ の p_T 分布

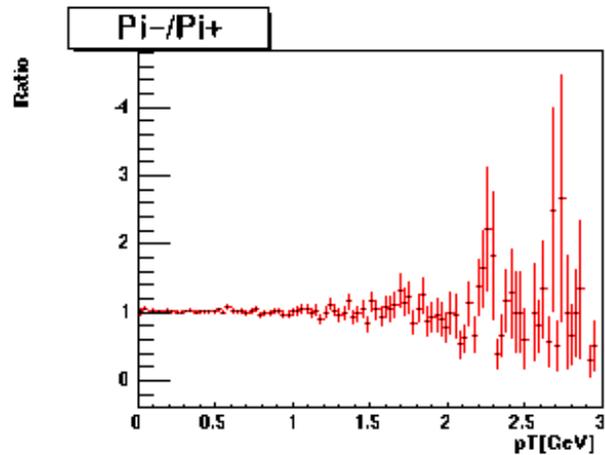


図 23 RHIC の π^- , π^+ の p_T 分布

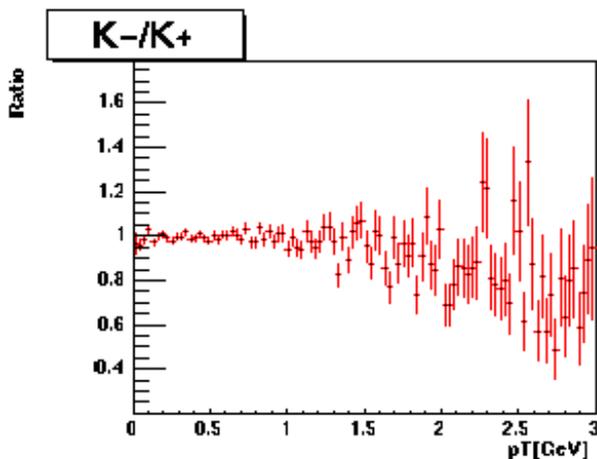


図 24 LHC の K^+ , K^- の p_T 分布

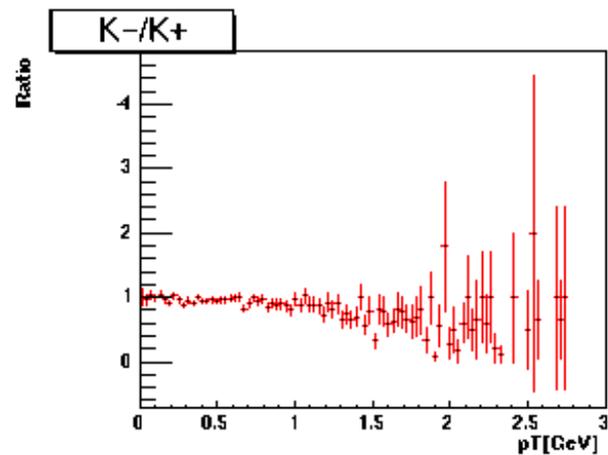


図 25 RHIC の K^+ , K^- の p_T 分布

● K^-/K^+ 比

図 18~21 の 中間子とK中間子の粒子数の比を見ると、 p_T が数 GeV あたりまでは、横運動量は入射粒子ではなく、衝突により発生した粒子やそれによって散乱された粒子によると考えられる。質量が小さいためにハドロン相に多く存在する u, d クォークから成る π^+ と、 u, d クォークよりも質量が大きいためハドロン相にはあまり存在しない s クォークを含んだ K^+ では、 K^+ のほうが粒子数は少ないはずである。ところが、 K^-/K^+ 比を見ると、RHIC に比べて、LHC では K^+ の割合が増えており、 K^-/K^+ 比は RHIC よりも大きい値を示していることがわかる。横運動量が小さい領域に注目すると、 u, d クォークと同じように s クォークが生成されている状態(ストレンジネス増大)の存在を示す証拠であると考えることができる。

- p_T と熱的凍結温度の関係

LHC の横運動量分布を見ると、2.7 で述べた描像に従っていない。横質量 m_T と横運動量 p_T は式 (7), (17) の関係より、図 18~21 は指数関数になるはずである。これらの式から見かけの熱的凍結温度 T_{th} が求まる。RHIC の結果と違って、LHC では運動量の高い領域で、指数関数よりも増加していることがわかる。この原因は何らかの生成メカニズムが影響していると考えられるが、詳細の解明はこれからの課題である。

- π^-/π^+ 、 K^-/K^+ の比

図 22~25 では、 π^-/π^+ 、 K^-/K^+ の粒子・反粒子比を示した。これを見ると、 K^-/K^+ は運動量の大きい領域で減少していることがわかる。中間子と K 中間子を比べてみると、中間子では K 中間子ほど大きな減少効果は見られない。中間子と K 中間子の違いから考えられることは、質量の大きい s クォークを含んでいるかどうかということであるが、これが何を意味するのかわからない。本研究で一番興味深いことは、LHC と RHIC のエネルギー差による影響である。K 中間子で比較すると、LHC では RHIC よりもこの減少効果が大きい。LHC では RHIC よりも長い時間、高エネルギー密度のバリオンフリーな状態が形成されるため、 K^+ がハドロン化してしまう前に、 K^- と対消滅を起こし、その粒子比は保たれると考えることができる。つまり、LHC の高エネルギーでは衝突の断面積が小さく、中心ラピディティ付近で低バリオン密度状態を形成するため、粒子比の減少効果が RHIC に比べて抑えられている。

第7章 結論

本研究では、LHC エネルギーで起こりうる物理現象について議論すると共に、イベントジェネレーターHIJING を用いたシミュレーションを行い、超高エネルギー重イオン衝突の描像を理解した。また、衝突によってクォークとグルーオンの新しい量子状態を示す現象について考察した。LHC のエネルギーでは、QGP 相が確実に、かつ長時間生成される上に、ミニジェットや重いクォークの物理など興味深い現象が表れることが理解できた。

ネット陽子数のラピディティ分布は中心ラピディティ付近で、ほぼ一定で RHIC のエネルギーに比べて、とても小さくなることがわかった。この現象は、衝突する原子核同士が互いにすり抜け、その間に高温・低密度状態を形成することを意味している。したがって、陽子中にさらに小さい構成要素が存在し、その量子状態はハドロンのように束縛されることのない状態であると考えられる。

もうひとつの着目点は、中間子とK中間子の横運動量分布である。中間子とK中間子の比は、LHC が RHIC の場合よりも1に近い値を示し、u,d クォークに比べて生成が抑制されているsクォークのハドロン相での振る舞いとは異なる状態が考えられる。 π^-/π^+ 、 K^-/K^+ の比からは、LHC エネルギーでのネットバリオン数が RHIC エネルギーのときよりも小さくなっていることが横運動量と粒子比から理解できた。また、もうひとつ、興味深いこととして、粒子数の横運動量分布が指数関数よりも増加することがわかった。

以上のことから、本研究でわかったことは、LHC のエネルギーでは RHIC のエネルギーに比べてクォークなどのハドロン相での振る舞いと異なる量子状態があるということである。そして、この状態はハドロンの閉じ込めから解放されたクォーク物質状態であるだろうということが言える。これがまさに QGP であり、LHC のエネルギーではこの QGP が生成される可能性が RHIC よりもはるかに高いことがわかった。

第 8 章 謝辞

言葉ではとてもすべてを表すことはできませんが、感謝の意を込めて、この卒業論文がどのようにして完成されたのか振り返ってみようと思います。

指導教官の杉立助教授から教わったことで、一番印象に残っていることは、自然科学を追及していくことのおもしろさです。教科書を学ぶだけの学問ではなく、自分がどう考えたか、ということに重きをおいた研究姿勢は、私が卒業研究に取り組む時の強い支えとなりました。また、授業やセミナーなどでは、幅広い知識が身についたように思います。質問にも丁寧に答えていただき、この論文の要旨や本文を、何度もチェックしていただきました。

また、助手の本間さんには、HIJING を使う際に、大変お世話になりました。夜遅くまで、プログラムに手を加えるために度々時間を割いて下さいました。本間さんの協力がなければ、この研究を完成させることはできませんでした。また、日ごろから、たくさんのお話を聞かせて下さり、学生との距離感を感じさせない先生でした。学生に研究のおもしろさを伝えたいと話して下さった時の熱意は印象的でした。

さらに、大学院生の小浜さんには、資料集めの段階から、とてもたくさんの助言をいただきました。卒業研究を進める上で必要な知識をつけるために、参考となる教科書や論文を紹介して下さい、どんなに小さい疑問にも丁寧に答えて下さいました。とてもわかりやすい説明で、多くの知識を得ることができました。また、ミーティングでの発表や論文なども度々チェックして下さいました。

同じく、大学院生の中村さんには、HIJING の基礎を教わりました。LHC と RHIC を比較する際には、中村さんの解析結果も参考にさせていただきました。また、日ごろから、教科書や論文などを貸して下さい、理解が深まりました。

また、同じ部屋の大学院生の宇津巻さんと小原さんには、コンピューターの様々な設定や、UNIX の使い方、ROOT の機能について、非常に細かいことに至るまでお世話になりました。マニュアルよりも丁寧な先輩方の説明があったからこそ、論文を完成させることができました。

ポスター製作の際、大変お世話になったのが槌本さんでした。メディアセンターのほうへも何度も足を運んでいただき、熱心にご指導いただきました。また、その内容に関しては、BNL の大西さんや蜂谷さんにもメールでご助言いただきました。直前であったにも関わらず、すばやく応じて下さってありがとうございました。

大学院生の杉田さんは、おもしろい物理に対してとても熱心で、私が、その研究姿勢に学ぶことはとても多かったように思います。古橋さんは、卒業研究を進める上で、わからなくて困った時に、解決方法をアドバイスして下さいました。野村さんは、この論文の中で説明が足りないことなどをチェックして下さいました。

その他、同じ 4 年生の米田くんは、わからない問題を一緒に考えてくれました。諏訪く

んの卒業論文のテーマは、非常におもしろく、新しいものの見方を教わりました。

卒業論文提出や、発表会の準備において、たくさんの方々に大変お世話になりました。印刷や製本、時間に押し迫られた状況の4年生の後押しをしていただきました。

まだまだ、すべてを言葉にできないことが非常に残念ですが、これほど多くの方々の協力を得ることができたことをうれしく思います。そして、この協力があったからこそ完成した卒業論文です。皆様に、心から感謝したいと思います。

本当にありがとうございました。

参考文献

- 1 国広悌二,数理科学 NO.453 ハドロン物質のカイラル相転移,2001,
- 2 秋葉康之,高エネルギーニュース,2000
- 3 Helmut Satz,The Search for the QGP:A Critical Appraisal
arXiv+hep-ph/0009099 8 Sep 2000
- 4 GRAZYNA ODYNIC,QUARK GLUON PLASMA-RECENT ADVANCES
arXiv;nucl-ex/0110012 19 Oct 2001
- 5 W.A.Zajc,Nucl.Inst.Meth.A 453(2000)25
- 6 鷲見義雄,原子核物理学入門,裳華房,1997
- 7 J.D.Bjorken,Phys.Rev. D,27(1993)140
- 8 杉立徹,三明康郎,日本物理学会誌,Vol.55,No.11,2000
- 9 S.A.Bass et al, hep-ph/9810281
- 10 J.Schukraft,ALICE-PUB-2001-09,5 April 2001
- 11 <http://hiroh2.hepl.hiroshima-u.ac.jp/phx/slides/phx023b/phx023.pdf>
- 12 <http://welcome.cern.ch/welcome/gateway.html>
- 13 <http://nucl.sci.hokudai.ac.jp/~ohtsuka/Pdf/natu01.pdf>
- 14 <http://alice.web.cern.ch/Alice/>
- 15 <http://abuijs.home.cern.ch/abuijs/ppr/>
- 16 ALICE Technical Proposal,<http://consult.cern.ch/alice/Documents/1995/01/abstract>
- 17 A.Buijs,for the ALICE Collavoratio,Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)75A(1999)200
- 18 A.MORSCH and H.GUTBROD,Nucl.Phys.42(1999)345
- 19 Carlos Lourenco,hep-ph/9612221
- 20 永江知文,永見正治,原子核物理学,2000年,裳華房
- 21 <http://nta0.lbl.gov/~xnwang/hijing/index.html>
- 22 A.L.S.Angelis et al., HE.6.2.02
- 23 Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang,HIJING1.0,LBL-34246