

# 相対論的重イオン衝突における ハドロン横質量スペクトルの再硬化

## Re-Hardening of Hadron Transverse Mass Spectra in Relativistic Heavy-Ion Collisions

大西 明<sup>ab</sup>、大塚直彦<sup>a</sup>、P.K. Sahu<sup>a</sup>、一瀬昌嗣<sup>a</sup>、奈良 寧<sup>c</sup>

<sup>a</sup> 北海道大学・大学院理学研究科・物理学専攻

<sup>b</sup> 日本原子力研究所・先端基礎研究センター

<sup>c</sup> ブルックヘブン国立研究所

A. Ohnishi<sup>ab</sup>, N. Otuka<sup>a</sup>, P.K. Sahu<sup>a</sup>, M. Isse<sup>a</sup> and Y. Nara<sup>c</sup>

<sup>a</sup>. Div. of Phys., Grad. School of Sci., Hokkaido University

<sup>b</sup>. Adv. Sci. Res. Center, Japan Atomic Energy Res. Inst.

<sup>c</sup>. Phys. Dep., Brookhaven National Laboratory

### Abstract

We analyze the spectra of pions and protons in heavy-ion collisions at relativistic energies from  $2 A$  GeV to  $65+65 A$  GeV by using a jet-implemented hadron-string cascade model. In this energy region, hadron transverse mass spectra first show softening until SPS energies, and re-hardening may emerge at RHIC energies. Since hadronic matter is expected to show only softening at higher energy densities, this re-hardening of spectra can be interpreted as a good signature of the quark-gluon plasma formation.

## 1 Introduction

高エネルギー重イオン反応研究の主たる目的はハドロンの相図において通常核から遠くはなれた高温 and/or 高密度核物質の性質を明らかにすることである。特に、現在はクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の生成に興味が持たれている [1, 2]。SPS エネルギーまででの重イオン反応でも QGP 生成が期待され、また幾つかの間接的証拠は見付かっている。その有力なものには、 $J/\psi$  生成の異常な抑制 [4]、ストレンジ・ハドロン生成の増加 (あるいは非常に早い時点でのストレンジネス化学平衡の実現) [5]、低質量レプトン対の増加 [6]、フローなどに見られるハドロン・スペクトルの軟化 [7, 8]、などがある。これらから「SPS エネルギーの Pb + Pb 衝突では QGP が生成されていると考えるのが自然である (少なくとも QGP 生成を否定できない)」といえる。

しかしながら、生成された物質がハドロン物質ではないという「否定の否定」という形での強い肯定はできていない。これは、ハドロンが複合粒子性から様々な素過程断面積を基本原理から厳密に計算することが難しいためである。例えば、重イオン反応では  $\rho$  中間子は  $2\pi$  から容易に生成され、しかも質量が大きいために  $J/\psi$  の静止吸収分解反応 (低エネルギーでの  $J/\psi + \rho \rightarrow D\bar{D}$ ) を起こし得るが、この分解反応の断面積の正確な (あるいは誰もが認める) 評価が難しいため、ハドロン相での  $J/\psi$  抑制が否定し切れない。

それでは、相転移に伴って一般的に見られ、また高エネルギー重イオン反応で実際にハドロン・スペクトルにも現われている物質の軟化現象 (softening) はどうであろうか？ (エネルギー密度を増加させた場合の) 物質の軟化 (softening) は、粒子内部自由度の急激な増加のためにエネルギーがその内部自由度に分散されるために起こる。一次相転移の場合には、潜熱にエネルギーが費されるために一粒子当たりの並進運動エネルギーが減少し (あるいは増加せず)、圧力がエネルギー密度に比例して大きくなり、と理解できる。ところがハドロンは複合粒子であるために、QGP への相転移を起こさずとも急激な内部自由度増加がありうる。具体的には大きな質量をもつ共鳴ハドロンやハドロン・ストリングが豊富に生成される場合には、入射エネルギーの多くが質量エネルギーとして費され、softening が見られるのである。実際、softening は QGP 生成が期待されない核子当たり数 GeV 程度のエネルギーから起こり始めており [7]、ハドロン描像での説明が必要である。我々はこれまでに、上記の「ハドロン自由度の増加」と「高運動量での斥力の減少」という2つの概念を手がかりにして、この softening の問題について調べてきた [20, 15]。SIS-AGS のエネルギー領域においては、まず高運動量で核子と中間子の結合が弱くなっていくために、1 A GeV 当たりで核力 (特に斥力の効果) が小さくなり [15]、「ポテンシャルからの softening」が起こる。その後、共鳴ハドロン、ハドロン・ストリングが大量に生成され始め、「ハドロン自由度からの softening」が始まる [15, 20]。後者に関しては注意が必要である。SPS までのエネルギー領域で様々な (ハドロン・ストリングを含む) 共鳴ハドロンを取り入れた大自由度輸送模型が実験データの説明に成功しているが [9, 10, 11, 14, 17]、AGS までのエネルギー領域では少数のハドロン励起状態しか取り込んでいない小自由度模型も成功をおさめている [18, 19]。このため、自由度にかかわらずデータを説明可能ではないか、という反論があり得る。しかし、後者においては必ず有限の粒子生成時間をもつ多重粒子発生が取り入れられており、これが実質的には大きな連続自由度の役割を果たすのである [20]。

これらの研究から、上記の2つの要因により「実験データで見られている softening はハドロン描像で説明できる」という結論が得られる。実はこのことは、1960年代に Hagedorn により既に提唱されており、複合粒子性からくる Exponential 的に増大する状態密度のためにハドロン相の温度 ( $\propto$  粒子当たりの運動エネルギー) には上限が存在する [16]。このため、圧力の上昇はエネルギー密度の上昇に比べて小さくなる。

それでは、エネルギー密度を十分に大きくして相転移が完了した場合に期待される「物質の再硬化」(re-hardening) は、ハドロン物質で説明できるであろうか？まず、上記の「ハドロン自由度の増加」と「高運動量での斥力の減少」が、より大きなエネルギー密度でも続くのであれば、ハドロン描像での説明は非常に困難である。そして、SPS エネルギーでの重イオン衝突で達成されているエネルギー密度以上のある密度で、ハドロン物質の性質が再び戻る (自由度の減少や斥力の増加) ことは期待できない。ハドロン自由度については、既に SPS において連続領域 (ストリング) に入っており、より大きな質量領域での急激な変化は無いはずである。核力についても、斥力芯領域に達しているエネルギー以上での斥力の減少を議論しており、斥力芯の内側でさらなる斥力芯があるとは考えられない。よって、平衡に達した物質を考える限りにおいては、ハドロン描像での説明は不可能といえる。

このハドロン・スペクトルの Re-Hardening は、実際に最近の RHIC データに現われている [12, 13]。RHIC エネルギー ( $\sqrt{s} = 130$  A GeV) での Au+Au 衝突実験で現われる横動径方向の集団運動流速度 (radial flow) は、SPS エネルギーでのものと比べて明らかに大きくなっているのである。

実は、この Re-Hardening の Hardening の部分については、実験・理論ともにこれまでの研究で示唆されている。例えば、衝突する系や入射エネルギーの control は難しいが、エマルジョンへの宇宙線照射においても、1.5 GeV/fm<sup>3</sup> 程度のエネルギー密度において平均横運動量の急激な増加が 1980 年代に既に観測されている [21]。また理論的にも、流体模型計算とカスケード計算を組み合わせた枠組で、SPS エネルギーと比べて RHIC、LHC での平均横運動量の急激な増

加が期待されることが示されている [22]。ただし、我々が主張したいのは、近年の系統的な重イオン衝突実験によって明らかになってきた”Re”-Hardening である。SIS-AGS-SPS エネルギーで十分に soft 化してハドロン自由度と斥力芯が使い切られた上に見られる RHIC エネルギーでの Hardening は、QGP 生成の強力な証拠といえるのではなかろうか？

この報告では、mini-Jet 生成を通じて parton 自由度を部分的に取り込んだ hadron-string cascade model (JAM) [17] を用いて、radial flow に見られる最初の hardening 領域 (SIS-AGS-JHF エネルギーまで) から、softening 領域 (AGS-JHF から SPS-RHIC ( $\sqrt{s} = 56 A$  GeV) エネルギーまで)、そして、re-hardening 領域 (RHIC エネルギー) までの高エネルギー重イオン反応を系統的に分析し、実際に re-hardening が期待されることを示す。

## 2 Model

JAM [17] は奈良が中心となって作ったカスケード模型であり、様々な共鳴ハドロンやストリング生成が取り入れられている。また、高エネルギーでは、摂動論的 QCD から計算できる parton-parton 散乱断面積からアイコナル近似を用いて mini-jet 生成断面積を評価し、始状態・終状態でのグルーオン放射を取り入れた模型 (Lund model, PYTHIA 6.1) [23] に時間・空間情報を加えることにより、多重 mini-jet 生成を空間・時間的に追いかけるようになっていく。このような様々な階層の自由度を取り込んでいるため、JAM は今回の目的に適しているといえる。さらに、これまでに AGS エネルギーでの陽子入射反応から重イオン反応 [17]、SPS エネルギーでの重イオン反応 [24] に適用され、実験データをよく再現しているという意味で、十分に信頼できる模型でもある。

衝突型加速器 (RHIC, LHC) エネルギーでは、JAM は RHIC 実験の主たる理論 reference となっている HIJING [25, 26] の空間・時間 version とみなせる。この空間・時間 version との性格から、例えば粒子のエネルギー損失などについては JAM と HIJING では記述の仕方が異なる。HIJING では重イオン同士が衝突して通り抜けるまでの間に起こると期待される mini-jet の数をアイコナル的に評価して発生させるのに対して、JAM ではそれぞれのハドロン間衝突での mini-jet 生成確率と soft 過程反応確率を評価し、それぞれの段階で素過程反応を起こさせる。この違いのため、RHIC エネルギーにおいて HIJING では  $\pi^0$  スペクトルの説明に parton のエネルギー損失が必要だが、JAM では多段階の反応でエネルギー損失を起こしたハドロンが mini-jet 生成を起こす場合があり、parton のエネルギー損失を与えずともデータをほぼ説明する。どちらの理論的取り扱いがより好ましいかは、まだ不明であり、模型の優劣を議論するのは時期早尚であるが、JAM を少なくとも RHIC エネルギーでの一つの基準として考えても問題ないであろう。

## 3 Results

JAM による計算は、

- SIS (2 A GeV, Au+Au)
- AGS (10.6 A GeV, Au+Au)
- JHF (25 A GeV, Au+Au)
- SPS (158 A GeV, Pb+Pb)
- RHIC ( $\sqrt{s} = 56$  and 130 A GeV, Au+Au)

のそれぞれのエネルギーでの中心衝突 (衝突径数  $0 \leq b \leq 3.3$  fm) のシミュレーションを行った。これは central 350 mb であり、Au+Au, Pb+Pb 衝突において実験データが豊富な central 5 ~ 6 % にほぼ対応している。イベント数としては、それぞれの入射エネルギーに対して 1000 events 以上計算している。実験に比べるとイベント数は少ないが、パイオン、陽子の横質量スペクトルについては (stopping power が小さくなっているために、mid-rapidity での分布が小さくなって

いる RHIC エネルギーでの Net 陽子 ( $p - \bar{p}$ ) を除いては) 統計は十分といえる。ただし、 $K, \Lambda$  などのストレンジネスをもつ粒子については、低エネルギー領域での統計が足りないため、ここでは主として  $\pi, p$  についての分析結果を報告する。

計算にあたっては、実験データを見てからのパラメータ調整が無いように、RHIC 実験で Au+Au 衝突が観測される以前に公開された JAM version 1.009.27 (April 21, 2000) を用いた。

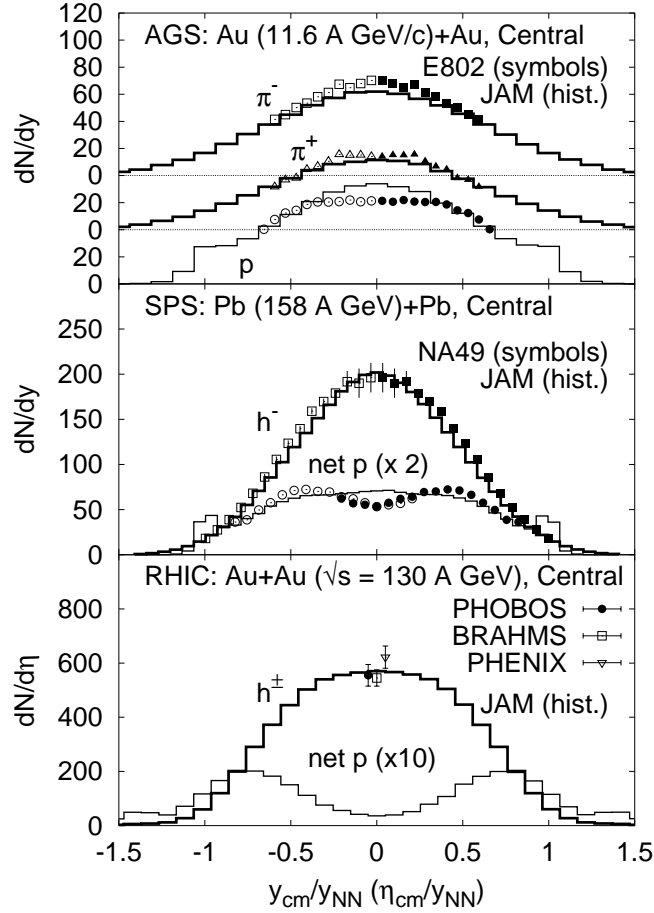


Figure 1: Rapidity distribution ( $dN/dy$ ) at the AGS and SPS energies, and pseudorapidity distribution ( $dN/d\eta$ ) at the RHIC energy. Calculated results are compared with the E802 [27], NA49 [28], PHENIX [29], BRAHMS [30], and PHOBOS [31] data. Collisions with impact parameter  $b < 3.3$  fm has been taken in the calculations. For experiments,  $\sigma_{\text{trig}}=350$  mb for the E802 experiment, 5% for NA49 and PHENIX, and 6% for BRAHMS and PHOBOS.

### 3.1 Rapidity Distribution

まず、Fig. 1 に AGS, SPS, RHIC エネルギーでのラピディティ (擬ラピディティ) 分布を示す。バリオンの stopping power が AGS, SPS エネルギーで若干大きすぎることを除けば、全体的な傾向は十分よく再現できているといえる。RHIC エネルギー ( $\sqrt{s} = 130$  A GeV) では、衝突の重

心付近での荷電粒子の擬ラピディティ分布が3つの実験グループから報告されている (PHENIX collaboration [29], BRAHMS collaboration [30], and PHOBOS collaboration [31])。JAM での計算結果は、これらの実験値をほぼ再現している。また、重心付近での  $p$  と  $\bar{p}$  の粒子数比の計算値は  $\bar{p}/p \simeq 0.63$  であり、BRAHMS collaboration [30] の実験値 ( $0.61 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$ ) の誤差の範囲内にある。このことから、AGS から RHIC にわたる広いエネルギー領域で、粒子生成や stopping などの bulk dynamics は JAM でよく説明されているといえる。

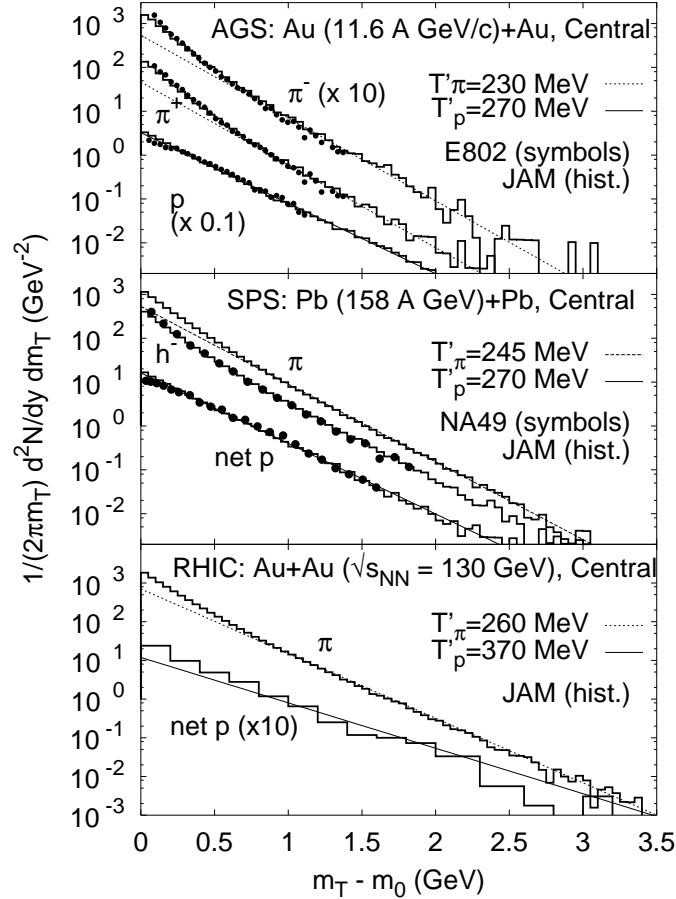


Figure 2: Transverse mass spectra of hadrons at the AGS, SPS and RHIC energies. Calculated results are compared with the E802 [27] and NA49 [28] data. Collisions with impact parameter  $b < 3.3$  fm has been taken in the calculations. For experiments,  $\sigma_{\text{trig}}=350$  mb for the E802 experiment, and 5% for NA49. The exponential lines with the slope parameters  $T'$  are shown to guide eyes.

### 3.2 Transverse Mass Spectrum

次に、Fig. 2 に中心ラピディティでのハドロン横質量スペクトルを示す。AGS (SPS) エネルギーでは、パイオン (負電荷ハドロン) のスペクトルがよく再現できていることが分かる。特に注目し

たいのは、高エネルギーでの指数関数的な振る舞いからずれている低エネルギー領域での増加がよく表現されていることである。この部分は豊富に生成された共鳴ハドロンの崩壊からの寄与が多くを占めるため、どの程度励起ハドロンが存在していたかの指標になる。(励起ハドロンを多種取り入れない小自由度模型では、この増加が再現しにくい。)

一方、計算値は陽子の低い横質量において overestimate している。この横運動エネルギーにして数 100 MeV までの陽子は、最後に平均場による後押しが効果をもたらす部分である [15, 19]。ところがここでは平均場を無視しており、計算上は最後の後押しがない。よって、計算値が overestimate しているのは (平均場を無視したカスケード模型では) 自然なことと解釈できる。

以上より、反応の最終的な段階での粒子崩壊や平均場の効果を受けにくく、「熱い物質の膨張」という流体力学的な振る舞いが顕著に現われる横質量領域は数 100 MeV 以上ということになる。また、RHIC エネルギーでの 2 GeV 以上の領域は計算結果では、この領域では指数関数的なスペクトルとなっており、それぞれの粒子がほぼ熱平衡な状態から放出されているとの仮定と整合する。

この指数関数的振る舞いで興味深いのは、入射エネルギー依存性である。AGS エネルギーでのパイオンと陽子のスペクトルの傾きに有意な差があるのに比べて、SPS エネルギーではほぼ平行となる。これが AGS-SPS エネルギーにおいてみられる softening である。ところが RHIC エネルギーでは再び陽子スペクトルの逆スロープ・パラメータがパイオンに比べて有意に大きくなっている。この逆スロープ・パラメータの質量依存性は「膨張する火の玉」描像で考えると分かりやすい。温度を  $T$ 、粒子が感じる平均的な radial flow velocity を  $\beta$  とすると、逆スロープ・パラメータ  $T'$  は、(非相対論的に考えると) 2次元での平均的運動エネルギーであるから、

$$T' = T + \frac{1}{2} m \beta^2,$$

とあらわせるであろう。パイオンと陽子の逆スロープ・パラメータの差が大きいことは、大きな radial flow が存在すること、つまり膨張時に大きな圧力が存在していたことを意味する。これが RHIC エネルギーにおいて現われる re-hardening である。

Table 1: Minimum and maximum kinetic energies in fitting the transverse mass spectra with a single exponential. We have tried three sets of parameters, I, II, III and IV. Each value has the unit in GeV.

	I		II		III		IV	
	$\Delta_{\min}$	$\Delta_{\max}$	$\Delta_{\min}$	$\Delta_{\max}$	$\Delta_{\min}$	$\Delta_{\max}$	$\Delta_{\min}$	$\Delta_{\max}$
SIS	0.0	3.0	0.5	2.0	0.5	2.0	0.5	2.0
AGS-RHIC	0.0	3.0	0.5	2.0	0.8	2.0	1.0	2.0

### 3.3 Re-Hardening

この振る舞いを定量的に議論するため、パイオンと陽子の横質量スペクトルを single exponential で fit し、その質量依存性から温度  $T$  と radial flow velocity  $\beta$  に分解してみる。ここでは、前述のように反応の最終段階からの効果が大きい低エネルギー領域とともに、(Net 陽子で) 計算の統計が足りないこと、そして初期条件 (mini-jet) に非常に敏感であることの 2 点から大きな横質量の領域 ( $m_T - m_0 > 2$  GeV) を除いた領域での fit を行った。また、スペクトルが完全には single exponential 的で無いため、Table 1 に示した幾つかの横質量領域での fit を行った。

Figure 3 にこうした fit の結果を示す。上図にはパイオンと陽子の逆スロープ・パラメータを示してある。AGS から SPS のエネルギーでは、入射エネルギーの上昇につれて、パイオンのスペクトルが非常にゆっくりと硬く (逆スロープ・パラメータが大きく) なっているのに対して、陽子のスペクトルは AGS から SPS エネルギーでほぼ一定であり、fit の領域によってはむしろ軟らかくなっている。そして、RHIC エネルギー ( $\sqrt{s} = 130 A \text{ GeV}$ ) で急激に硬くなる。

これを  $T$  と  $\beta$  に分解したのが中図と下図である。温度はほぼ一定値 ( $T \simeq 220 \text{ MeV}$ ) に近づいていくが、radial flow velocity は RHIC ( $\sqrt{s} = 56 A \text{ GeV}$ ) までは小さくなり、 $\sqrt{s} = 130 A \text{ GeV}$  において大きくなっている。この上昇は非常に急激であり、少なくとも何かの質的な変化があることを期待させる。これまでの議論に従えば、このエネルギーの上昇につれて、一旦軟らかくなった物質が再び硬くなること (Re-Hardening) は、(平衡がある程度達成されているという仮定のもとでは) 共存相を越えて QGP が bulk に生成されていることを意味するであろう。

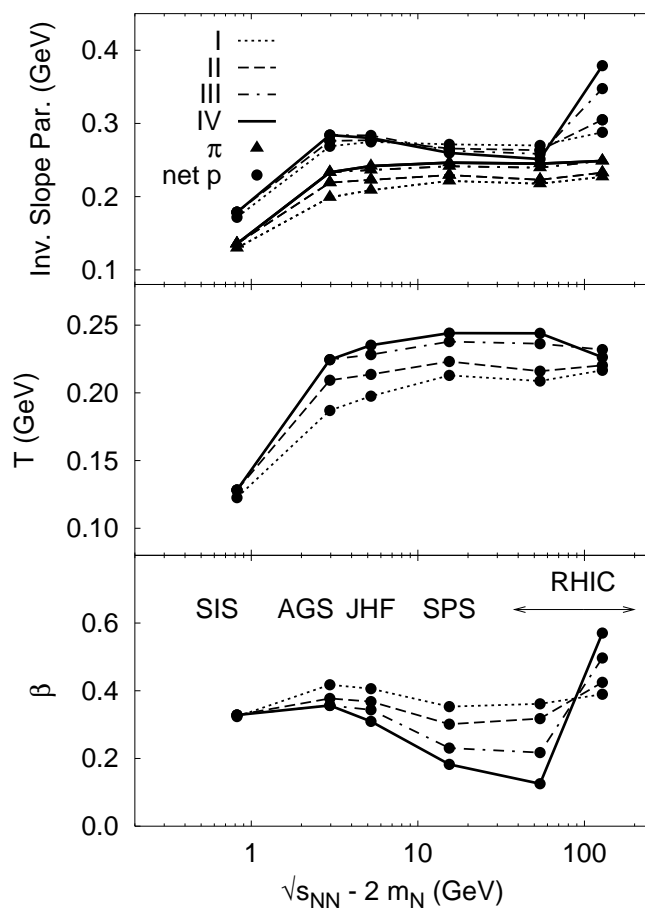


Figure 3: Calculated inverse slope parameters (top) and the extracted temperature (middle) and radial flow parameters (bottom) from SIS to RHIC energies with three fit ranges sets of I (dotted), II (dashed), III (dot-dashed) and IV (solid). See Table 1 for fit ranges I, II, III and IV.

## 4 Discussions and Conclusion

本報告では、ハドロンの横質量スペクトルの再硬化が RHIC エネルギーで起こることを mini-jet 生成を通じて parton 自由度を取り込んだカスケード模型 JAM により示した。この振る舞いは preliminary ではあるが最近の RHIC での観測データにも現われている [12, 13]。そしてこの再硬化は、RHIC エネルギーで、部分的に QGP ができてハドロンの相と混合しているような共存相を越えて、bulk な QGP が生成されていると考えることにより、もっとも素直に解釈できる。

上の解釈は流体力学的な描像に基づくものであり、当然ながら暗に局所的には平衡がある程度達成されていることを仮定している。この仮定は、RHIC でのデータで支持されているように見える。例えば、(1) 中心衝突ではハドロンの横質量分布が素過程よりもずっとボルツマン的 (single exponential に近い) である [3]、(2) 逆スロープ・パラメータの粒子質量依存性が、ほぼ 1 次になっていること [32] は、粒子間の相互作用が十分頻繁に起こっていることを示している、(3) より反応初期のダイナミクスに敏感な elliptic flow ( $v_2$ ) が、広い範囲 ( $p_t < 2$  GeV) で横運動量に比例するという、流体力学的な振る舞いを示している、などの多くの現象が「平衡」がかなりの程度達成されていることを示唆する。計算上も、「平衡化」の影響は大きい。例えば、反応初期の baryon-baryon 衝突のみを考慮に入れて計算すると、ハドロンのスペクトルは exponential よりもむしろ power law に近い形となり、中心衝突の実験データを再現しない。

ただし、現時点での JAM においては、異なる mini-jet で生成された parton どうしの相互作用 (parton cascade) を取り入れられてはならず、ストリングが生成された後に初めて他の jet から作られたストリングやハドロンの相互作用する。しかしながら、シミュレーション計算の上でも RHIC エネルギーにおいて初期に生成された mini-jet がハドロンの多くを強く押し出していることは、parton cascade が取り入れられれば十分平衡に達するだけの粒子数密度と parton が飛び回る時空体積があることを示唆する。実際、RHIC での陽子の横質量スペクトルのデータはここで示したものより有意に硬く、re-hardening の様相は実験データの方がより顕著に見えているようである。一般には粒子衝突の頻度が高くなる程横質量スペクトルは硬くなるため、parton cascade 過程を取り入れれば、データの再現性がより高くなると考えられる。

以上をまとめると、現段階での模型自体は平衡に達した parton gas を生成する仕組みにはならず、ここで示した re-hardening は素過程としての mini-jet 発生と、そこから作られる大量の粒子が強く相互作用して flow を生み出している結果であるが、実験データは早い段階での流体的振る舞いを支持し、かつ計算上も早い段階での平衡化過程を取り入れることにより、実験値に近づく結果が得られると期待できる。よって、上述の解釈 (データに現われる re-hardening が QGP 生成を示すこと) とそれが基にしている前提 (平衡がある程度達成されている) は結論として正しいと考える。より堅固な結論を得るためには、実験 (と解析) の側では粒子識別をきちんと行ったスペクトルの確定と、平衡化がどの程度起こっているかを確認する elliptic flow や粒子相関などの他の物理量の測定、理論の側では parton の段階での相互作用を取り入れる、あるいはカスケードと流体模型を組み合わせにより、早い段階での平衡化を記述できる枠組の整備、また QCD 相転移の order や (1 次の場合には) 潜熱の大きさを考慮できる枠組の構築をおこなってさらなる分析をおこなうこと、などのさまざまな努力が必要であろう。それにもまして、粒子スペクトルの入射エネルギー依存性 (radial flow の励起関数) を re-hardening が始まると期待される  $\sqrt{s} \simeq 40$  A GeV 近辺で丁寧に測定・計算することが不可欠である。

We would like to thank Dr. H. Ohnishi, Professor R.S. Hayano, and Professor S. Muroya for useful discussions and suggestions. This work was supported in part by the Grant-in-Aid for Scientific Research (No. 09640329) from the Ministry of Education, Science and Culture, Japan. The calculations were partially supported by Hierarchical Matter Analyzing System at the Division of Physics, Graduate School of Science, Hokkaido university. One of the authors (P.K.S.) acknowledges the support of the Japan Society for the Promotion of Science (ID No.



P98357).

## References

- [1] *Quark Matter '97*, Proceedings of the 13th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Tsukuba, Japan, 1997, edited by T. Hatsuda, Y. Miake, S. Nagamiya and K. Yagi [Nucl. Phys. **A638** (1998)].
- [2] *Quark Matter '99*, Proceedings of the 14th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Torino, Italy, 1999, edited by L. Riccati, M. Maserà and E. Vercellin [Nucl. Phys. **A661** (1999)].
- [3] *Quark Matter 2001*, Proceedings of the 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Stony Brook, USA, January, 2001, to appear.
- [4] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [5] J. Rafelski, Phys. Lett. **B262**, 333 (1991).
- [6] G.Q. Li, C.M. Ko and G.E. Brown, Phys. Rev. Lett. **75**, 4007 (1995).
- [7] FOPI Collaboration, N. Herrmann *et al*, Nucl. Phys. **A610**, 49c (1996).
- [8] T. Chujo, Doctoral thesis, University of Tsukuba, 2000.
- [9] H. Sorge, H. Stöcker, and W. Greiner, Ann. Phys., (N.Y.) **192**, 266 (1989).
- [10] W. Cassing and U. Mosel, Prog. Part. Nucl. Phys. **25**, 235 (1990).
- [11] N.S. Amelin, K.K. Gudima, and V.D. Toneev, Yad. Fiz. **51**, 512 (1990) [Sov. J. Nucl. Phys. **51**, 327 (1990)].
- [12] H. Ohnishi for the PHENIX collaboration, Oral presentation at the meeting of Physical Society of Japan, Niigata, Japan, September, 2000.
- [13] N. Xu, invited talk at the 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Stony Brook, U.S.A., January, 2001.
- [14] S.A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, G. Mao, L. Neise, S. Soff, C. Spieles, H. Weber, L.A. Winckelmann, H. Stöcker, W. Greiner, C. Hartnack, J. Aichelin, and N. Amelin, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998).
- [15] P.K. Sahu, W. Cassing, U. Mosel and A. Ohnishi, Nucl. Phys. **A672**, 376 (2000).
- [16] R. Hagedorn, Nuovo Cimento Suppl. **3**, 147 (1965).
- [17] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, Phys. Rev. C **61**, 024901 (2000).
- [18] Y. Pang, T.J. Schlagel, and S.H. Kahana, Phys. Rev. Lett. **68**, 2743 (1992).
- [19] B.A. Li and C.M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995).

- [20] N. Otuka, Thesis, Hokkaido University, March, 2001.
- [21] JACEE Collaboration, Y. Takahashi *et al.*, Nucl. Phys. **A461**, 263c (1987).
- [22] S.A. Bass and A. Dumitru, Phys. Rev. C **61**, 064909 (2000).
- [23] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82**, 74 (1994).
- [24] Y. Nara, Nucl. Phys. **A638**, 555c (1998).
- [25] X.N. Wang and M. Gyulassy, Comp. Phys. Comm. **83**, 307 (1994).
- [26] X.N. Wang, Phys. Rep. **280**, 287 (1997).
- [27] E802 Collaboration, L. Ahle *et al.*, Phys. Rev. C **57**, R466 (1998).
- [28] NA49 Collaboration, Appelshäuser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2471 (1999).
- [29] PHENIX Collaboration, K. Adcox *et al.*, LANL Report No. nucl-ex/0012008.
- [30] F. Videvæk for the BRAHMS Collaboration, oral presentation at the 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Stony Brook, U.S.A., January, 2001.
- [31] PHOBOS Collaboration, B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3100 (2000).
- [32] M. Suzuki-Nara for the PHENIX collaboration, Oral presentation at the meeting of Physical Society of Japan, Hachioji, Japan, March, 2001.