

高エネルギー重イオン衝突 — 観測量とその理解 —

藤井宏次

東京大学 大学院総合文化研究科 広域科学専攻 関連基礎科学系

クォーク・グルーオン自由度が顕在化する QCD のプラズマ状態を研究する実験的手段は、現在唯一、相対論的重イオン衝突実験である。相対論的重イオン衝突型加速器 RHIC に代表される高エネルギー重イオン衝突において注目される観測量とその物理的意味を、最近の研究成果を踏まえて簡単に紹介する。

1 はじめに

高エネルギー重イオン衝突の分野では、生成粒子分布に対する完全流体モデルの RHIC での“意外な”成功をはじめ¹、クォーク・グルーオン プラズマ (QGP) 生成の証拠が様々な角度から議論されている。そんな折に、輸送係数(ずれ粘性係数・エントロピー比)が、超対称 YM 理論について $\eta/s = 1/4\pi$ と計算されて小さい値を示したことは、RHIC での完全流体モデルの成功に沿って即座に注目された。そして、重イオン衝突に関連する非摂動的な物理量が AdS/CFT 対応を用いて他にも計算でき、さらに新たな知見を提供するのではないかという素直な期待がある。そこで、高エネルギー重イオン衝突の物理を広く一般向けに紹介することが、この講演の目的である。特に、粒子分布の集団性やジェット抑制、 J/ψ 抑制、クォーク数スケーリング、バリオン増大について解説する [1, 2, 3, 4]。

2 相対論的重イオン衝突

2.1 時空発展描像

周長 3.8 km の RHIC で核子あたり 100 GeV に加速された質量数 200 程度の重い原子核 (直径 13 fm) は、厚み 0.1 fm 程度のシート状にローレンツ収縮している。このシートには“横サイズ” $1/Q$ と“縦運動量比” x で特徴付けられる無数のパートンゆらぎ ($q, \bar{q}, g$) が存在し、その分布関数 (PDF) が原子核衝突の初期条件になる²。高エネルギー重イオン衝突では、この初期条件からクォークグルーオンから成る集団性をもつ高励起物質が過渡的に生成し、終状態にハドロンなどの粒子が観測される³。

衝突初期過程には PDF の小さい x 成分が重要であり、原子核自体は互いを透過する (図 1 左)。原子核が無数のパートンから成ることに注意すれば、個々のパートン散乱はパートンを止めるだけで、原子核全体を止めることはできないことが理解できるだろう。初期過程を“PDF $\otimes$ PDF $\otimes$ (パートン散乱断面積)”と因子化するパートン模型を基本に、この状況をもう少し説明する; パートン $2 \rightarrow 2$ 散乱から粒子生成するためには縦運動量 $\simeq x\sqrt{s_{NN}}/2 \gtrsim m_\pi$ をもつべきだから、 $\sqrt{s_{NN}}$ が大きいほど小さい x 自由度が寄与してくる。PDF の値は $1/x$ とともに増大し、ラピディティ $y \sim 0$ 領域へのエネルギー開放には小さい x のパートン (特にグルーオン) の散乱が重要な役割を果たす。他方、大きな x を持つ入射パートンは PDF の値が小さく、その $y \sim 0$ 付近への散乱 (ジェット生成) は大きな運動量移行

¹完全流体計算の成功後、sQGP という言葉が使われることがある。相対論的な QGP の plasma parameter は $O(g^2(2\pi T))$ で、 $T_c=170-190$ MeV よりも遥か高温でない弱結合プラズマは実現しない。

²記号の説明; 衝突の配置に対応して、ビーム入射方向を縦、それに垂直な面を横と呼ぶ。入射核子あたりの運動量を P 、パートンの運動量を k 、生成粒子の運動量を p で表す。光円錐座標を用いると運動量 $k^\pm = (k^0 \pm k^z)/\sqrt{2}$, $k^2 = 2k^+k^- - \mathbf{k}_\perp^2$ などとなる。特に核子-核子あたりの衝突エネルギー $s_{NN} \equiv (P_1 + P_2)^2 \sim 2P_1^+P_2^-$ 。右向きに入射する原子核に対して Bjorken $x = k^+/P^+$, rapidity: $y = \frac{1}{2} \ln(p^+/p^-) = \frac{1}{2} \ln[2p^{+2}/(m^2 + p_\perp^2)]$ はビーム方向への相対論的速さを表わし、零質量ではビーム軸との角度で決まる。粒子運動量は p に代えて $(\mathbf{p}_\perp, y)$ をよく用いる。入射核子の rapidity は、 $y_{\text{beam}} = (1/2) \ln[P^+/P^-] = \frac{1}{2} \ln[2P^{+2}/M_N^2] = 5.4$ ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV)。時空の rapidity は $y_s = (1/2) \ln[(t+z)/(t-z)]$ 。

³薄いシート状の原子核が入射し透過する状況は入射方向にローレンツ変換した別の系で眺めても似たものだろうから、原子核破砕領域以外では高励起領域の時空発展を proper-time τ で特徴づけることが有効である。

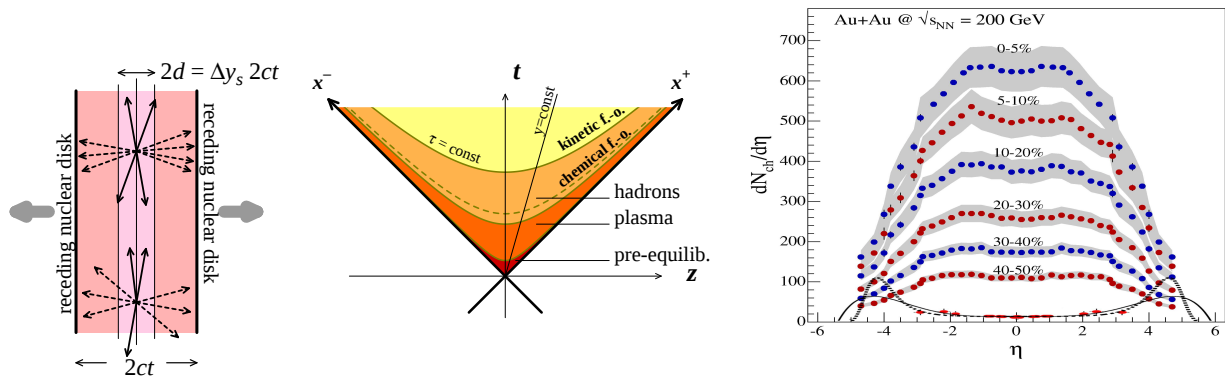


図 1: 初期パートン過程 (左) と時空発展 (中) の Bjorken 描像 [5]. 生成荷電粒子分布 $dN_{\text{ch}}/d\eta$ (右)[3]. 参考に Net baryon 数 $dN_B/dy(0-10\%)$ を重ねた (最下のデータ).

を伴うのでパートン断面積 ($\sim \alpha_s^2/q^4$) も小さい. つまり, 正味バリオン数を担う $x = O(1)$ の $q, \bar{q}$ パートンを止めるには原子核は全く稀薄であり, 大きな x のパートンは注入したエネルギーと正味のバリオン数の大半を担ったまま前後方に飛び去る⁴.

反応で $|y| < 0.5$ に開放されるエネルギーを理論的に予言することは難しい. RHIC では 40 TeV の注入エネルギーのうち中心衝突で開放されるエネルギーは 0.8 TeV 程と測定結果から評価される [2]. それでも初期時刻 ($\tau_0 = 1 \text{ fm/c}$ と仮定) でのエネルギー密度に素朴に変換すれば $(0.8 \text{ TeV})/(\pi R^2 \cdot \tau_0) \sim 5-6 \text{ GeV/fm}^3$ 程度になって、臨界密度の典型的な評価 1 GeV/fm^3 程度に比べれば十分に高い.

引き続き時間発展のあらまし (図 1 中): まず, 早い時刻 ($\tau \lesssim 1 \text{ fm/c}$) までに局所平衡に近い QGP が形成される. そして集団的な膨張と冷却の後, $T_c = 170-190 \text{ MeV}$ でハドロン化し (5–10 fm/c), 間もなく粒子種毎の生成数 (化学組成) も実質的に固定化する (化学凍結). そののち運動量分布の局所平衡を保ちつつ集団膨張速度を加速し冷却し, 十分稀薄になった時点で運動量分布が固定する (運動学的凍結; 10–20 fm/c). 初期宇宙での「晴れ上がり」に相当するこの時点から飛散した粒子や崩壊粒子が観測される.

「物質」が壊変して生成する大勢のハドロン (運動量 $p \lesssim 2 \text{ GeV/c}$) 分布や, 「物質」をプローブする高運動量ハドロン, 重いクォーク, レプトンや光子の測定から, 如何にしてこのような時間発展が推測されて, QGP について何がわかるのだろうか?

2.2 衝突事象を特徴つける変数

まず, 採用した核種 A , 核子-核子あたりの衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}}$ から, 中心衝突で生成する高励起領域のエネルギー密度と領域の大きさが決定する. 実験データから反応事象の特徴に基づいて平均的に選択する中心度は衝突径数 b と相関する⁵. 例えば $y \simeq 0$ に生成する粒子の横方向エネルギーの和 dE_T/dy と b の相関を用いる. 「中心度 0–5 %」という表現は, 「測定した反応事象数の内, b の小さい方から 0–5% の事象」ということである. 中心度の選択で高励起状態の大きさや形と観測量との相関を議論できる. またさらに, 観測量の横運動量依存性やラピディティ依存性, 粒子種依存性が調べられる. 図 1 右は, 中心度毎に生成荷電粒子数のラピディティ依存性を表わす⁶. 中心衝突では $O(10^3)$ の粒子が $|\eta| < 0.5$ に生成し, 事象あたり $O(10^4)$ になる. これに対し, 200+200 のバリオン数は $\eta \sim \pm 5$ 辺りに局在し, $\eta \sim 0$ には低バリオン密度の (宇宙初期に近い) 物質が生成している.

⁴これは低エネルギー衝突で原子核同士が融合して励起状態を形成する状況とは極めて異なる.

⁵関連して, 関与核子数 N_{part} とは反応で非弾性散乱する核子数をモデルを用いて評価したものであり, 中心衝突ほど多い. 同様に核子散乱数 N_{bin} は非弾性 NN 散乱数の評価値.

⁶図 1 右の横軸は擬ラピディティ $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$ であり, dN_{ch}/dy に直すと y について平坦にはならない.

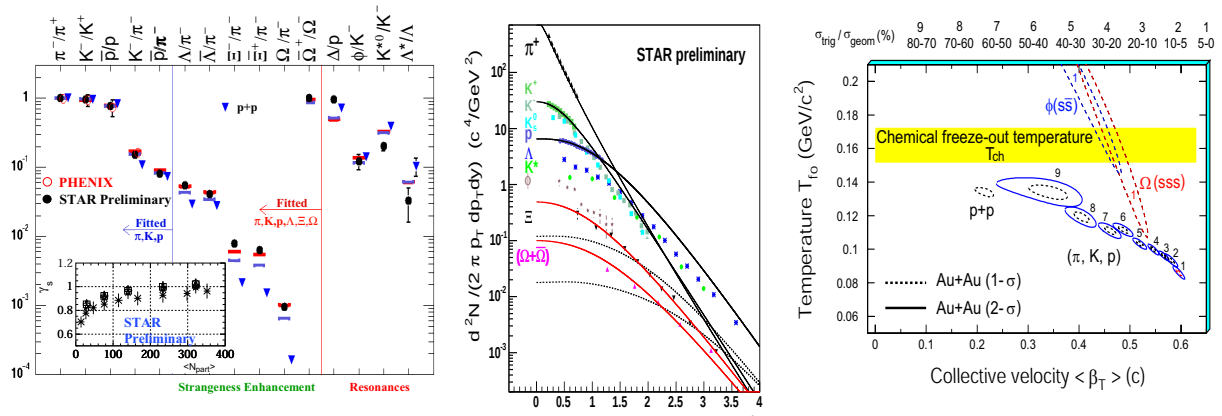


図 2: 左: 統計模型 (横棒) による粒子生成比の再現 ([1]v1). 参考に ▼ は p+p 衝突. 中: 粒子種ごとの横運動量スペクトルと, 温度 T_{kin} と集団流れ $\langle \beta_{\perp} \rangle$ を用いたフィット. ストレンジ粒子 (Ω, Ξ) に対する破線は, π, p, K から決まる $(T_{\text{kin}}, \langle \beta_{\perp} \rangle)$ で描いたもの. 右: π, K, p で決めた $(T_{\text{kin}}, \langle \beta_{\perp} \rangle)$. 番号 1, ..., 9 は中心度の選択を示す. 中心衝突での ϕ, Ω の結果も付す.

3 集団性

高エネルギー重イオン衝突実験で温度をもって集団膨脹するバルクな物質が生成していることを, 観測されたハドロンの分布から示唆する.

3.1 化学凍結と統計模型

横運動量を積分した粒子種毎の生成数は, 温度 T_{ch} とバリオン化学ポテンシャル μ_B , ストレンジ化学ポテンシャル μ_s を用いた統計分布にストレンジネス抑制因子 $\gamma_s \leq 1$ を加味してよく再現されることが先行する実験でわかっている. γ_s は有限系を大正準集合とする扱いの限界を考慮する因子. RHIC の結果との一致 (図 2(左)) は印象的である. この温度を化学凍結温度 T_{ch} と呼ぶ. $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV では $T_{\text{ch}} \simeq 80$ MeV 程度だが, SPS($\sqrt{s_{NN}}=17$ GeV) で 160 MeV 程度に到達し, RHIC($\sqrt{s_{NN}}=63, 130, 200$ GeV) でも中心度に依らず同程度の温度が得られている [6]. γ_s は周辺衝突から中心衝突に近づくにつれて 1 となり, 大正準集合としての平衡を示唆してみえる.

一方, 統計模型のアイデア [8] は, ハドロンの複雑さ扱う代わりに可能なハロン状態が統計確率的に実現する過程としてモデル化し, その確率分布を「温度」と「化学ポテンシャル」で表すこと⁷. 故に, 統計模型の RHIC での成功が熱平衡を意味するのか? QGP の性質をどれだけ直接反映するか? T_{ch} が SPS 以上のエネルギーで中心度によらず T_c 程度で一定になるのはハロン化に関連した特質なのか? 重要な疑問に対する完全な理解は未だない. また, 統計模型ではハドロンの真空質量が使われていることも注意する.

3.2 運動学的凍結と動径方向流れ

衝突初期反応に引き続く粒子間相互作用は系の熱化を進行させる. pp 反応で飛散する粒子分布の単純な和と異なり, 重イオン反応の生成粒子運動量分布は時間発展で生成された物質の集団性を帯びる. $y \simeq 0$ での横運動量分布 (図 2 中) をみると, π 中間子は 99.9 %以上が $p_{\perp} < 2$ GeV/c に生成し, 低運動領域では温度分布に特徴的な指数関数的減少の振舞いを示している. さらに, 質量の重い K, p になるにつれて分布が大きい運動量へ膨らんでいることが見てとれる. これは粒子源が温度 T_{kin} と集

⁷高エネルギーの e^+e^- や pp 反応でのハロン組成も統計模型で同程度の温度パラメタを用いて再現できることに注意. ただし, そこでは $\gamma_s < 1$.

団速度 $\langle\beta_{\perp}\rangle$ をもって青方偏移しているとして解釈されている (爆風模型). 図 2 右から, 中心衝突であるほど速度場が強く温度 T_{kin} が低い. 一方で T_{ch} が中心度によらず ~ 160 MeV を示すことは対照的である. 以上から, 先ず化学組成が温度 T_{ch} で凍結し, 続いてしばらく後に運動量分布についての凍結が異なる温度 T_{kin} で起きることが示唆されている.

このシナリオを衝突のダイナミクスの結果として理解できるか? 流体力学は状態方程式を入力情報として局所平衡を保つゆっくりした運動を保存則に従って記述する理論である [10]. その模型計算では, 適切な初期条件を設定し, 適切な終期条件において時空のエネルギー分布から粒子分布へ変換することも重要な要素である. $\tau_0 \lesssim 1$ fm/c に適当な初期分布を設定した時間発展の結果, $\langle\beta_{\perp}\rangle \sim 0.6c$ に相当する運動量分布が再現できることがわかっている. この大きな集団速度場を生成するためには, エネルギー密度の高い $\tau_0 \lesssim 1$ fm/c の時点で既に流体計算を始める必要があるということが, 平衡に近いクォークグルーオン系の生成を間接的に支持している [7]. 化学凍結を流体計算に取り入れるには, 完全に平衡な状態方程式に代えて化学凍結の条件を課した状態方程式を構築して用いる [13, 14, 10]. さらに進んで, ϕ が π よりも小さい集団速度と高い温度 T_{kin} を示すなどというハドロン毎の個性を取り扱うためには, 少なくとも相転移後の時間発展では流体模型からハドロンカスケード模型に移る必要がある.

3.3 楕円型流れ

一般の非中心衝突事象では粒子分布に横平面方位角 ϕ 依存性が現れる:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}^2 dy} = \frac{dN}{2\pi p_{\perp} dp_{\perp} dy} (1 + 2v_1 \cos(\phi - \Phi_R) + 2v_2 \cos[2(\phi - \Phi_R)] + \dots) \quad (1)$$

フーリエ係数 $v_1(p_{\perp}, y)$ で表される指向性を持つ集団速度は反応平面 Φ_R を特徴づける. $v_1(p_{\perp}, -y) = -v_1(p_{\perp}, y)$ だから $y=0$ では消える. ここでは $(y=0, b \neq 0)$ での楕円型流れ v_2 に着目して得られる新しい情報を議論する.

図 3 左は楕円型流れ v_2 生成状況の模式図である. 完全流体模型を仮定すると, 圧力が楕円形状の中心部で最大で表面では零だから, 集団速度を生成する圧力勾配 $\nabla P(x)$ は方位角異方性を持つ. 反応初期の局所的な相互作用で生成する粒子の横運動量分布は等方的だが, 時間発展に伴って $\nabla P(x)$ の ϕ 依存性から異方性を持つ集団速度が徐々に生成される. つまり, v_2 の値は空間非一様性に対する系の応答を表わし, 状態方程式の情報を担う. 空間的な異方性は時間とともに減少しかつ稀薄化するので, v_2 は反応初期の状態方程式に比較的敏感な量として期待される. ある流体模型計算では, 流体の初期条件から 2 fm/c 程度の間に運動量空間の異方性 v_2 の大部分が生成することを示している [7].

粒子の横運動量分布によって既に決定されたモデルパラメタを用いて, v_2 の流体モデル値は**予言**されていた [11]. RHIC の実験の驚きは, この完全流体模型の予言する大きな v_2 の値に**初めて**実験結果が一致した (図 3 右: 緑実線) ことである. これは RHIC での「完全流体」の出現として大きく取り上げられた. さらに, 完全流体模型は RHIC での v_2 の粒子種依存性さえも再現する [11]. 一方で SPS までのエネルギーでは, 完全流体模型の v_2 はデータに比べて常に大きすぎ, 測定データを全く再現しなかった (図 3 中). これは SPS で生成するハドロン系に対する流体記述の不適合, あるいは QGP が生成したとしても時間発展全体に反映するには小領域短寿命すぎたと解釈されるだろう.

平均自由行程ゼロ極限の完全流体では, 運動量テンソルの不均一分布を力として集団流れが生成する. 一般の粒子系では, 運動量テンソルの不均一の一部はミクロな粒子輸送によっても解消されるから, 定性的には, 完全流体の時間発展は初期運動量テンソルの不均一性を最大の集団流れに変換する状況と期待される. 流体計算で得られる v_2 は初期条件の空間配位の楕円率 ε にほぼ比例し, その値は「流体極限」と時々呼ばれる.

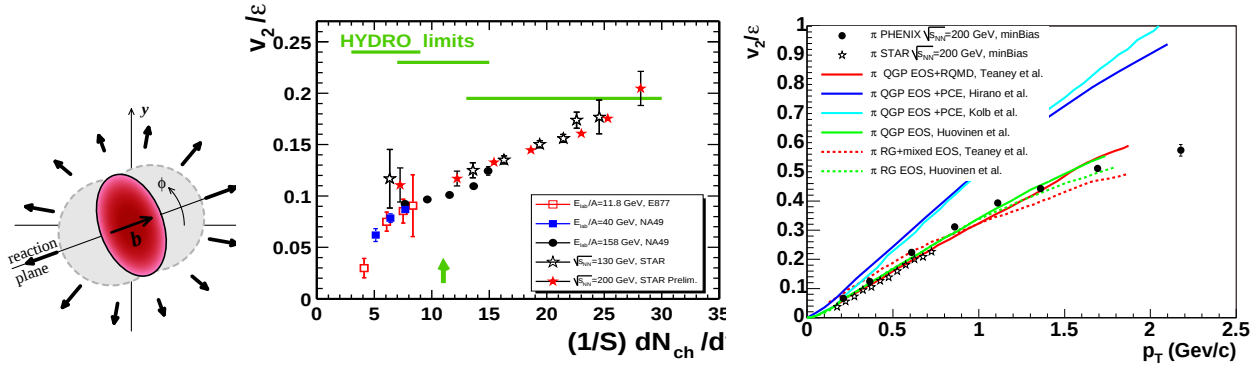


図 3: 左: ビーム軸からみた衝突径数 b の事象 ($y=0$). 薄い影は反応に参加せずに通り去った原子核部分. 非中心衝突では集団膨張速度に ϕ 依存性が生じる. 中: 複数の実験の π の v_2/ϵ_x を生成粒子密度の関数と表す [12]. S は重なった部分の面積. "HYDRO limits" は或る流体計算の評価. 右: π の楕円流れの観測値と様々模型の比較 [2].

3.4 完全流体?

完全流体模型による v_2 値の予言と観測との見事な一致は非常な驚きだったが、偶然だった。

RHIC データが流体模型と同程度の大きな v_2 を示すことは、強い集団性を持った物質の創出⁸ として極めて注目されるが、完全流体的性質を証明しているわけではない。

実は、 v_2 を予言した当初の流体計算ではハドロン相まで全てを完全流体の時間発展として解いていたが、実験データは粒子数比と粒子スペクトルとで異なる温度の必要性を示唆しているから、単一の凍結条件のみのその流体計算では粒子運動量分布と粒子数を同時に再現できない [11]. 粒子数再現のために、化学凍結の効果をハドロン相の状態方程式の変更として導入し、粒子数と横運動量スペクトルを再現すると、 π 粒子の v_2 は観測を大きく上回る (図 3 右、データを外れる 2 本の線 [13, 14]). つまり状態方程式の硬さによって「流体極限」の v_2/ϵ 値自体は変わる。

現在は、ハドロン相に対する完全流体近似を止め、SPS までの実験で検証済のハドロンカスケード模型を用いて「完全流体 QGP + ハドロンカスケード模型」という組み合わせの研究が行われている. その結果、横運動量スペクトルと v_2 が同時に再現できる状況である. さらにハドロン毎の個性も議論できる (Hirano et al. Nonaka et al.).

プラズマ相は完全流体なのか? この問に回答するために必要な相対論的粘性流体のシミュレーションは、残念ながら理論上も実用上も現在開発途上である. 予備的計算では、有限粘性の効果が初期条件の温度の調節で相殺し得るという示唆があり [16], 早々に明解なる結論は期待できない. Bjorken 膨張する系で、有限粘性効果による粒子分布関数の歪みと v_2 への影響を摂動的に評価した考察がある [15] が、QGP に対してどれほどの制限になっているかは不透明である. 現在利用できる完全流体模型の範疇では、粒子スペクトル再現という拘束条件の下で、 τ_0 に可能な初期条件を網羅し、 v_2 値の不定性と完全流体という結論の強固さをテストすることができる [17].

一方、RHIC で観測された集団流れの大きさを再現するためには、完全流体模型でさえも初期時刻を $\tau_0 \lesssim 1$ fm/c 程度の早期に設定する必要がある. このような「早い熱化」は原理的に可能なのだろうか? [18] 例えば、パートンカスケードの 2 体散乱で、この早期の局所平衡化を再現するには不自然に大きなパートン断面積が必要であることが知られている⁹. 「早い熱化」機構の候補として、初期条件に存在する不安定モードや粒子-ゲージ場相互作用による不安定性の効果が検討されている [18]. また、小さい粘性の起源としての乱流的なゲージ場配位による異常粘性が興味深い [19].

⁸ 重い D メソン起源の電子も集団流れを持つという報告がある. c クォークが集団速度を持つのか、ハドロン化に際して軽いクォークの集団流れを拾ったのか?

⁹ その大きな断面積では、その後の時間発展でもカスケード描像の正当化が困難である.

4 高運動量ハドロン抑制とエネルギー損失評価

原子核衝突で過渡的に生成する物質に外からプローブを入射することはできないが、初期過程で生成する高運動量パートンや重いクォーク、光子、レプトン対にこの役目を期待している。初期生成断面積は摂動的 QCD の評価や pp 反応での断面積を基準にして較正する。

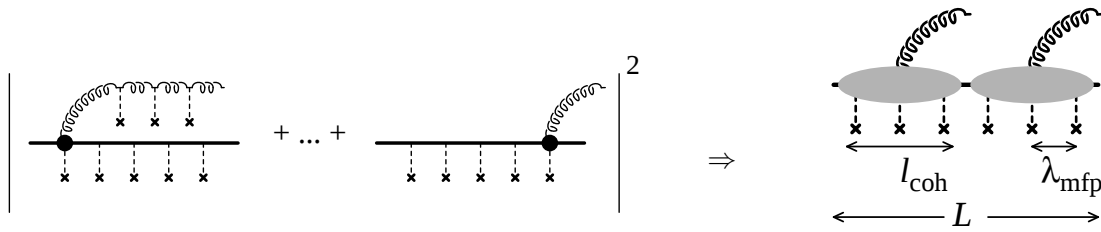
4.1 媒質中でのエネルギー損失

QCD 反応において大きな運動量を持つ粒子の生成断面積の評価は、その大きなスケール Q^2 による (パートン分布関数 PDF) $\otimes$ (パートン散乱断面積 $\hat{\sigma}$) $\otimes$ (パートン破砕関数 PFF) という因子化を基本にする¹⁰。入射ハドロン PDF や生成ハドロンへの PFF は $1/Q$ に比べて長距離の非摂動的効果を含む。例えば、 e^+e^- 反応で生成するクォーク間にストリングを張り、その破砕からハドロンを生成するモデルは PFF の模型の一つである。摂動的には仮想度 Q^2 のパートンからのシャワー生成過程もある。

原子核反応で温度 $T \ll Q$ のプラズマが形成された場合、PFF は真空中 (pp 反応) のものから変更を受ける。Bjorken は、高エネルギー パートンがプラズマ粒子を弾き飛ばしてエネルギー損失することで高運動量ハドロン生成が抑制することをプラズマ生成のシグナルとして提案した [20]。単位長さあたりの弾性散乱エネルギー損失は $\alpha_s^2 T^2$ に比例し、温度 250 MeV のプラズマでは $-dE/dz = 0.2 - 0.3$ GeV/fm と評価された [21]。ストリングが切れてハドロン化する Lund ストリング模型での張力 ~ 1 GeV/fm 程度と比較すると、このエネルギー損失は小さく、大きな効果を期待できない。

つづいて、散乱によって生じる制動放射が研究された [22, 23, 24]。パートンの平均自由行程 λ_{mfp} が十分長い場合には、それぞれの散乱による独立な制動放射の和としてエネルギー損失が評価できる (Bethe-Heitler, BH)。しかし、放射の生成時間 (距離) $t_{\text{form}} \sim l_{\text{coh}}$ が λ_{mfp} より長い場合には個々の散乱による放射の振幅が干渉するので、これを考慮してエネルギー損失を評価する必要がある。QED では Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) 効果として知られるが、QCD では放出されるグルーオン自身がカラー荷を持って多重散乱する点が本質的に異なる。

有限の厚み L の媒質を通過する高エネルギー パートンからのグルーオン放出では、次のような振幅を評価する：



ここでは干渉長さの定性的な評価に基づいて主要なパラメタ依存性を議論する。クォークもグルーオンも質量 0 とする。クォークがグルーオン $(\omega, \mathbf{k})$ を角度 θ で放出して l_{coh} だけ伝播したグラフと、クォークが l_{coh} だけ伝播した後にグルーオンを放出するグラフを比べる (図 4)。この二つの振幅で放出されるグルーオンの位相差が π 程度になる長さとして干渉長さを評価する; $l_{\text{coh}}(1 - \cos \theta) \sim l_{\text{coh}} \mathbf{k}_{\perp}^2 / 2\omega^2 = O(\lambda/2)$ が条件になる。クォークに比べてソフトなグルーオンの多重散乱が重要で、これを運動量空間でのランダムウォークとして $\langle \mathbf{k}_{\perp}^2 \rangle = \hat{q} l_{\text{coh}}$ と評価する¹¹。ここで $\hat{q} = \mu^2 / \lambda_{\text{mfp}} = \mu^2 \sigma \rho$ はグルーオン弾性散乱あたりの移行運動量自乗である (ρ は散乱体密度、つまりグルーオン密度)。 $l_{\text{coh}} \sim \sqrt{\omega / \hat{q}}$ となる。 ω が小さい程グルーオンが散乱されやすいので、干渉長さも短い。 $l_{\text{coh}} > L$ ($\omega > \omega_c = \hat{q} L^2$) では、媒

¹⁰ 因子化の証明は反応過程毎に必要なである。

¹¹ 典型的な運動量移行よりもグルーオンのエネルギーが十分大きければ、媒質中を直線的に伝播するグルーオンの得るアイコナル位相として散乱の影響を評価できる。

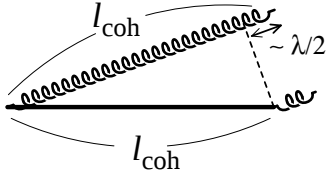


図 4: 二つの放射振幅の相対的關係。

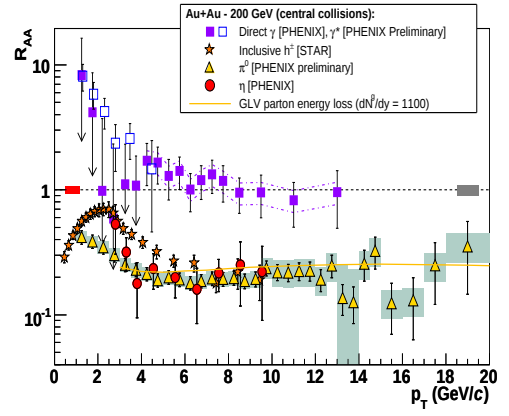
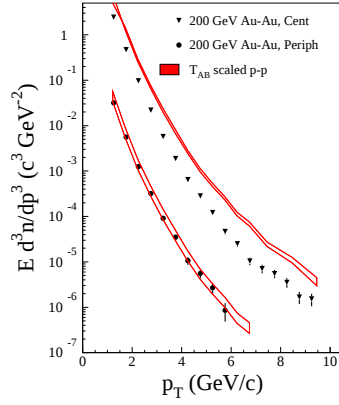


図 5: 左: Au-Au 衝突での π^0 のスペクトル ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, 中心度 0-10% と 80-92%). 実線は入射核の有効厚み T_{AB} を用いて Au-Au を p-p 衝突の和として評価したもの [2]. 右: 中心衝突での AA 反応と pp 反応で生成する粒子数比 R_{AA} [25].

質中からのグルーオン生成が実質なくなる (factorization limit). 長さ l_{coh} あたり一回の放出が起きるから、長さあたり振動数あたりの放出確率 $dI/d\omega dz$ とエネルギー損失 dE/dz は

$$\omega \frac{dI}{d\omega dz} \sim \frac{1}{l_{\text{coh}}} \left(\omega \frac{dI}{d\omega} \right)^{(1)} \sim \sqrt{\frac{\hat{q}}{\omega}} \alpha_s; \quad -\frac{dE}{dz} \sim \int^{\omega_c} d\omega \sqrt{\frac{\hat{q}}{\omega}} \alpha_s \sim \alpha_s \hat{q} L. \quad (2)$$

長さ λ_{mfp} あたり一回の放出が生じる BH 極限と比べると、 $\lambda_{\text{mfp}} < l_{\text{coh}}$ となる ω のグルーオン生成は干渉によって抑制される。単位長さあたりのエネルギー損失 dE/dz が、媒質の大きさ L に依存する。

参考のため、QED の場合は、電子の多重散乱が重要になり、 θ を電子の振れ角として $l_{\text{coh}}(1 - \cos \theta) \sim l_{\text{coh}} p_{\perp}^2 / 2E^2 = O(\lambda/2)$ とする。やはり電子横運動量のランダムウォークを仮定すると $l_{\text{coh}} \sim \sqrt{E^2 / \hat{q} \omega}$ を得、 ω が小さい程光子の干渉長さが長い ($\hat{q}$ は電子の弾性散乱あたり移行運動量自乗)。

$$\omega \frac{dI}{d\omega dz} \sim \frac{1}{l_{\text{coh}}} \left(\omega \frac{dI}{d\omega} \right)^{(1)} \sim \sqrt{\frac{\hat{q} \omega}{E^2}} \alpha; \quad -\frac{dE}{dz} \sim \int_{\omega_c}^E d\omega \sqrt{\frac{\hat{q} \omega}{E^2}} \alpha \sim \alpha \sqrt{\hat{q} E}. \quad (3)$$

カラー因子の現れ方や異なる理論アプローチの詳細、媒質膨張の効果などはじめ実験解析への適用については文献 [22, 23, 24] から辿って欲しい。

4.2 高横運動量分布の抑制

実験では AA 反応と pp 反応との比

$$R_{AA}(p_{\perp}, y; b) = \frac{d^2 N_{AA} / dy dp_{\perp}}{\langle T_{AA}(b) \rangle \times d^2 \sigma_{pp} / dy dp_{\perp}} = \frac{\text{AA 反応での生成数}}{\text{ターゲット有効厚み} \times \text{pp 反応での生成断面積}} \quad (4)$$

として媒質効果を評価している。図 5 左では比を取る前の粒子スペクトルを示す。周辺衝突では pp 反応からリスケールしたものと一致する一方、中心衝突では高い $p_{\perp}$ での π^0 生成が抑制を受けている¹²。

R_{AA} にすると図 5 右のように 20 GeV/c 程度まで因子 5 程度の抑制が読みとれる^{13,14}。[他方、(ハドロン崩壊起源でない) 直接光子については抑制は見られない。] この抑制に対して、グルーオン密度

¹² $p_{\perp} \sim 1$ GeV/c に比べて 10 GeV/c 程度での粒子生成確率は 100 万分の 1 程度になる。 $y < 0.5$ の粒子生成数が事象あたり $O(10^3)$ のことを考えると、これはほんとに少ないので、統計をためることが大切になる。

¹³ 他原因の可能性として、原子核 PDF が核子 PDF の和から異なる点が挙げられるが、比較実験としての重陽子-原子核反応では抑制が見られず、むしろ中心度とともに増大が確認された。この増大は「Cronin 増大」と呼ばれ、入射パートンの多重散乱効果と考えられている。

¹⁴ $p_{\perp} \lesssim 1$ GeV/c の粒子生成では非摂動的な過程が主要なので、リスケールした pp 反応との一致は期待していない。

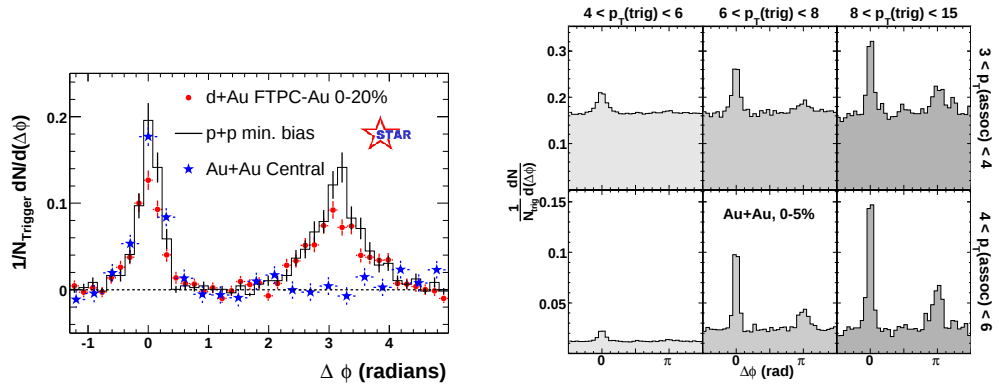
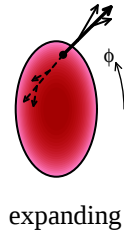


図 6: 左: 高エネルギー パートン生成状況のマンガ. 中: 観測した粒子 (トリガー; $p_{\perp} > 4$ GeV/c) に付随する粒子 ($p_{\perp} > 2$ GeV/c) の方位角分布 ($\sqrt{s}=200$ GeV, 中心衝突) [1]. Au+Au でのみ $\Delta\phi = \pi$ のピークが消失. 右: Au+Au でも大きい $p_{\perp}$ では方位角相関が出現する ($p_{\perp}(\text{trig}) > p_{\perp}(\text{assoc})$) [27].

に關係するモデルパラメタ $\hat{q} \simeq 11 \pm 3$ GeV²/fm[26], また別の GLV アプローチ [23] ではグルーオン密度 $dN^g/dy \simeq 1100 \pm 300$ が得られている. 中心度依存性やエネルギー依存性もグルーオン放射によるエネルギー損失で定量的に再現する. 非中心衝突での R_{AA} の方位角依存性も測定されている.

さらに, 重い D や B メソン起源と考えられる電子の収量が, π^0 などの軽いハドロン同様に大きく抑制されていることが報告されている [28, 29]. しかし, 一般に重い粒子ほど制動放射を起こしにくいと期待されるので, $\hat{q}$ や dN^g/dy は上記に比べ数倍大きな値が必要になる. これはグルーオン放射のみによるエネルギー損失シナリオに一石を投じている.

4.3 方位角 2 粒子相関

大きな横運動量 $p_{\perp}$ を持つパートンは, 初期のパートン $2 \rightarrow 2$ 散乱でほぼ反対向き (back-to-back) の $p_{\perp}$ を持って生成する. ジェット錘を定義できる pp 反応のような場合とは異なり, AA 反応では大きなバックグラウンドのためにジェットの直接測定は不可能である. AA 反応におけるジェットの変質は, トリガー粒子に相関する粒子分布の変化として研究されている.

図 6 左のようにパートン対が生成された場合, 物質の外に向かって放出されるパートンからのハドロン生成は真空中と同様であるが, 媒質深く伝播していくものは相互作用により初期の相関を失う. これを示すと思われるデータが図 6 中である [29]. pp 反応や dA 反応では反対側 ($\phi \sim \pi$) にも方位角相関が残っているが, AA 反応では完全に喪失している. そもそも, AA 反応で $\phi \sim \pi$ での相関が測定できるものなのか? 図 6 右では, トリガー運動量と付随粒子の運動量の選び方に依存して, バックグラウンドの上にピークが現れる [29].

損失したエネルギーは, 媒質にどのように転嫁されていくのだろうか? これに関して興味深いデータとして, 小さい $p_{\perp}$ での粒子相関が注目されている. 集団流れを含む大きなバックグラウンドの難しい差引き (図 7 左) の後, 反対側の粒子分布に奇妙な構造が存在することが分る (図 7 右). この結果は, 減衰するパートンから媒質に移行したエネルギーが特徴的な角度を持って伝播することを想像させる. 物質中を高エネルギーパートンが通過した際に励起した音波のショック波, パートンから放出するグルーオン場が媒質中を伝播するチェレンコフ波, あるいは制動放射がもつ特徴的な放射角, または, 親パートン自身の散乱による振れなどの可能性が研究されている [31].

様々な理論モデルを選別する実験手段として, この粒子相関構造が詳細に解析されつつあり, さらに 3 粒子相関 (!) が測定・議論され始めている; トリガー粒子に付随する 2 粒子の分布は, ショック波やチェレンコフ波なら円錐状に, 散乱なら或る角度方向に偏るといふ違いが期待される. また, トリガー粒子側の方位角相関では注意をひく変化は見られなかったが, ラピディティ y 方向の相関は峰の

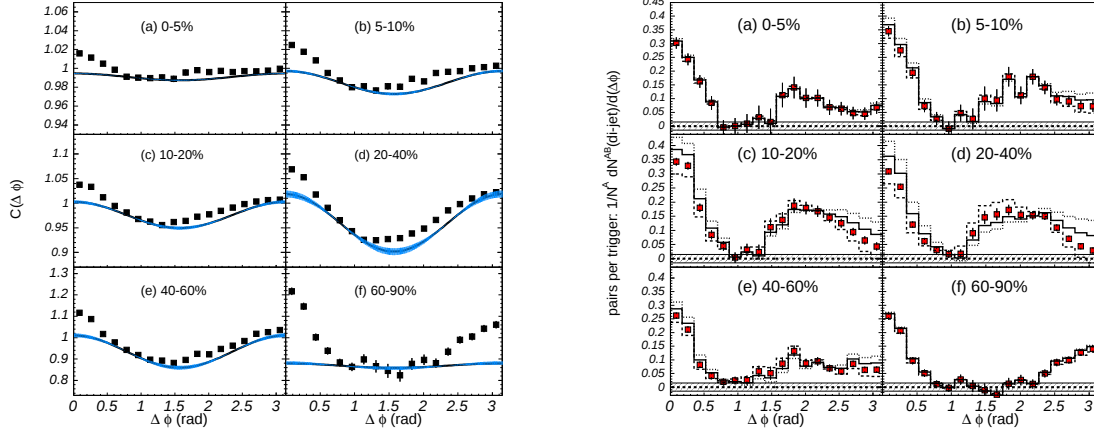


図 7: 左: $2.5 < p_{\perp}^A < 4.0$ GeV/c に対する $1.0 < p_{\perp}^B < 2.5$ GeV/c の荷電ハドロン粒子対相関 (いくつかの中心度で). 右: トリガー粒子あたりのジェット相関. 周辺衝突では $\Delta\phi \sim \pi$ にピークがあるが, 非周辺衝突では $\Delta\phi \sim \pi \pm 1$ 辺りにピークが移る. [30]

ように広がっていることが注目されている; 初期条件のためにビーム方向に光速近くで膨張する媒質の影響が可能性として考えられる. その他, 光子-ハドロン相関なども新たに解析・検討されている.

5 J/ψ 生成抑制

重イオン衝突の物理において, J/ψ 生成は $c\bar{c}$ クォーク間ポテンシャルのデバイ遮蔽に敏感な観測量として当初提案された. 反応で生成した一对の $c\bar{c}$ がプラズマ中をそれぞれ独立に伝播すると, ハドロン化の時点までに $c\bar{c}$ 束縛状態を形成するような相関を失って, J/ψ 生成が消失する [32]. また, 長距離で重要なデバイ遮蔽と別に, 熱的グルーオンによる J/ψ の破壊効果も考察された [33, 34].

このようなプラズマ効果検出のためには, 基本的な仮定として, (0) 対生成した $c\bar{c}$ はプラズマ中を伝播して容易に相関を失うこと (1) $c\bar{c}$ 対は少数のみ生成して, 相関を失った対はハドロン化の際に再結合しないこと, (2) 非プラズマ効果 (入射原子核効果・J/ψ-ハドロン相互作用) が正確に評価できることが必要だろう.

J/ψ 生成抑制は格子 QCD で測定されたクォーク間ポテンシャルの遮蔽に基づいて提案された [32]. しかし, 近年, 有限温度 (クエンチ近似) 格子 QCD 計算において $c\bar{c}$ 対のスペクトル関数を評価したところ $T \lesssim 1.6T_c$ 程度まで真空と同様の J/ψ 的スペクトルピークが観測され [35, 36, 37]¹⁵, 相転移近傍のプラズマ中に強いハドロン相関が存在することを示唆して議論を呼んでいる. J/ψ は実はなかなか溶けないのだろうか? 一方, 有限温度摂動計算では $J/\psi + g \rightarrow c\bar{c}g$ の崩壊幅が数百 MeV に広がるという評価がある [34]. $N_f=2$ QCD で可能な $J/\psi(+g) \rightarrow D\bar{D}(+g)$ のような効果はどうだろう? 実は, J/ψ 生成に直接関係する量はプラズマの影響を含む $c\bar{c}$ 対の破碎関数であるから, これに関する何か直接的な研究が待たれる.

SPS($\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV) と異なり, RHIC(200 GeV) では中心衝突あたり 10 対程度の $c\bar{c}$ が生成される. この時, バラバラになった c と $\bar{c}$ がハドロン化に際して偶然 J/ψ に束縛 (再生成) する可能性を考慮する必要がある. この確率は (対の数)² で増大するので 200 対程度が生成できる LHC(5.5 TeV) では更に重要になり, J/ψ 生成の増大こそを LHC での QGP シグナルとする提案もある [39]. この再生

¹⁵ 束縛状態 χ_c について, T_c 近傍でスペクトルピークが消失するという報告は, 有限温度計算の特有事情を適切に扱うことで訂正され, クエンチ近似格子 QCD ではやはり $T > T_c$ に χ_c ピークが残存する [38].

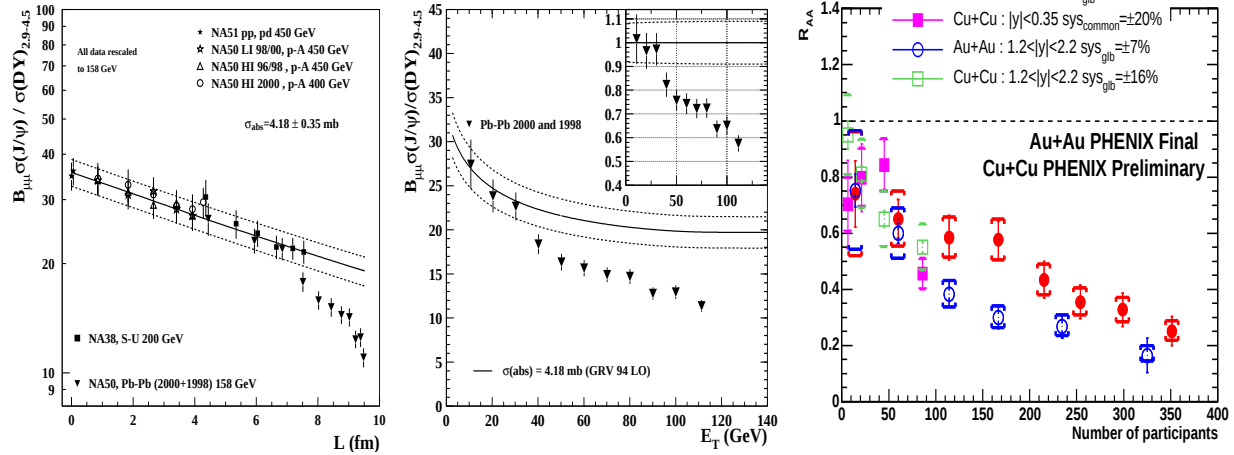


図 8: 左: J/ψ 生成量 (Drell-Yan 過程断面積で規格化) をターゲットの有効厚み L の関数として表わす (SPS; $2.9 < y < 4.6$) [44]. L について指数関数的減少は通常の原子核効果と考えられている. 中: $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV での J/ψ 生成の中心度 (横エネルギー) 依存性 (SPS Pb-Pb 衝突) [44]. 右: $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV での J/ψ 生成の中心度 (関与核子数) 依存性 (RHIC Au-Au, Cu-Cu 衝突) [45]. 縦軸は R_{AA} であり, 原子核効果による通常原子核効果を未評価. SPS と同程度の抑制であり, また Au-Au で $y \neq 0$ (白抜き) の方が抑制が大きいことに注意.

成シナリオのモデル研究では, グルーオンと J/ψ (あるいは $c\bar{c}$) の相互作用に簡単な模型を用いていることもあり, 定量性は未知である.

J/ψ 生成に対する非プラズマ効果には, 生成した $c\bar{c}$ 対が入射原子核中のパートンと多重散乱する効果 [40, 41, 42] があるが, RHIC では入射原子核は厚み 0.1 fm 程度に収縮し通過時間も短いから, 生成した $c\bar{c}$ 対は一点に局在したままであり, その影響は SPS においてよりも小さいかもしれない [43]. また, ハドロン化以後の J/ψ -ハドロン散乱の定量的な評価はモデルに依存するが, 定性的には小さい J/ψ 半径のために断面積も小さ目だろうと思われる.

SPS での実験データ (図 8 左) を見ると, Pb-Pb を除くと J/ψ 生成収量がターゲットの厚みの指数関数に減衰することを確認できる. これはプラズマとは関係なく, $c\bar{c}$ 対と入射原子核との多重散乱効果で「通常 (冷たい) 原子核効果」と呼ばれる. Pb-Pb データのみが有為に異常に抑制され, SPS におけるプラズマ生成を匂わせる. 横エネルギー (中心度) で Pb-Pb データを示す (図 8 中) と, 周辺衝突では通常原子核効果に従うが, 中心衝突で異常抑制がみられる. 観測される J/ψ の 3 割程度は χ_c の崩壊産物として生成するので, SPS データに対する一つの解釈は, T_c 直上程度の状況が生成されて χ_c, ψ' のみが溶け J/ψ は溶けていないというものである¹⁶.

衝突型加速器の RHIC では SPS に統計で敵わないものの, 図 8 右のようなデータが得られている. 通常原子核効果が評価されていないので注意が必要だが, J/ψ 抑制シナリオから素朴に期待される「SPS よりも強烈的な抑制」は見られないようである. また, ラピディティ $y \sim 0$ よりも前後方 $|y| = 1.2 - 2.2$ でより強い抑制が見られることが興味深い¹⁷. RHIC データについて更に解析・研究が進められ, また, LHC でより明確な振舞いが明らかにされるだろう.

¹⁶ SPS に対して「プラズマがギリギリできたような状況」という曖昧な現在の理解であるが, χ 束縛状態も $T > T_c$ でなかなか溶けないとなると, 他の観測量と総合してつじつまは合うだろうか.

¹⁷ 中心ラピディティの方が $c\bar{c}$ 対密度が高いので, このデータを $c\bar{c}$ 対再結合の証拠と考えるものもある [46].

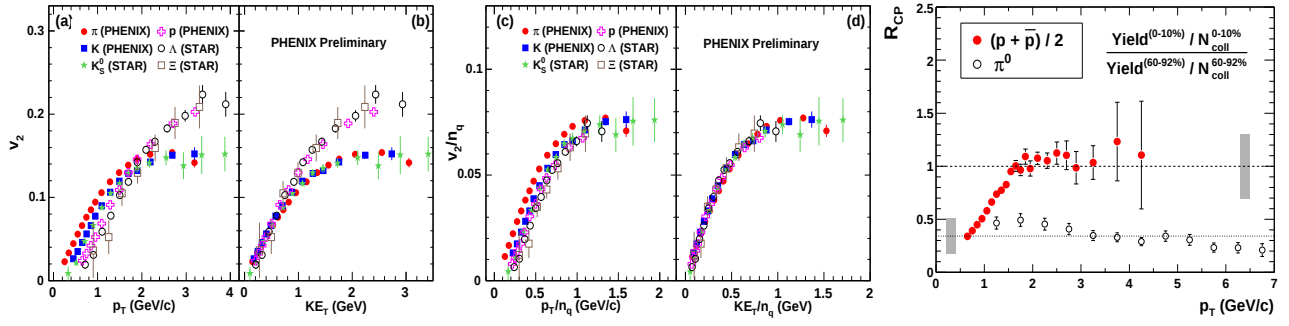


図 9: 左: (a) RHIC で測定されたハドロン種別の v_2 vs. 横運動量 $p_\perp$. (b) 横軸を横運動エネルギー KE_T に変更. (c) 測定されたハドロン種の $v_2/(\text{構成クォーク数})$ vs. 横運動量 $p_\perp$. (d) 横軸を横運動エネルギー KE_T/n に変更. [49]. 右: 中心衝突 (0–10%) と周辺衝突 (60–92%) での π^0 , 陽子それぞれ収量比 [50]. 影は系統不確かさの大きさ.

6 クォーク数スケーリング

RHIC データで新しく注意を引く事柄として (構成子) クォーク数スケーリングがある [47]. 図 9 左 (a) に示したハドロン種毎の v_2 では, 重い粒子ほど v_2 の立上りが $p_\perp$ の大きいほうへ移動している. この振舞いは, 動径方向への共通の膨脹 $\beta_\perp$ を仮定すると, 重いハドロンほど大きな運動量を獲得するという流体的な理解に合致している¹⁸. 全体的には, メソンとバリオンで大きな振舞いが分れるように見える [47]. メソンは $q\bar{q}$, バリオンは qqq あるいは $\bar{q}q\bar{q}$ から成るので, $n=2, 3$ で割ってみると (図 9 左 (c)) 近似的にスケールする¹⁹!

この事実から類推として, ハドロン化以前に局所熱平衡で集団膨脹する (構成子) クォークガスが形成され, ハドロン化では (構成子) クォークの再結合が重要になるという模型が提案された [48]. $n(=2,3)$ の同じ運動量 $\mathbf{k}$ を持つクォークが運動量 $\mathbf{p} = n\mathbf{k}$ のハドロンに束縛する練習問題の場合 ($y=0; v_1=0$ で) は, クォークに対して式 (1) を用いて

$$\frac{dN}{dp_\perp^2 dy} = \left(\frac{dN}{dk_\perp^2 dy} \right)^n = \left(\frac{dN}{2\pi k_\perp dk_\perp dy} \right)^n (1 + 2n v_2^q \cos[2(\phi - \Phi_R)] + \dots) \quad (5)$$

から, $v_2 \sim n v_2^q$ となる²⁰.

集団流れ v_2 とは独立な観測に, 原子核衝突で生成するのは圧倒的に π メソンなのに, RHIC 中心衝突の $p_\perp \sim 2$ GeV/c 領域では p/π^0 比がほぼ 1 になるという, バリオン増大あるいは異常の報告がある. これは pp 反応に比べると 3 倍程度の増大に相当する. 図 9 右では, 陽子と π^0 のそれぞれについて中心-周辺衝突での収量比を示しているが, π 収量は大きく抑制されているのに対して²¹, 陽子は $p_\perp > 1.5$ GeV/c で抑制がない. π 収量の抑制は高密度媒質との相互作用によるパートン エネルギー損失として前に議論した. パートン破碎で生成するのは主としてメソンである.

低運動量の熱的パートンが豊富に存在する QGP からのハドロン化では, クォーク再結合によるハドロン化が重要になり, 一方でパートン破碎によるハドロン化の寄与がエネルギー損失によって高運動量領域で抑制されるとすれば, パートン破碎からの寄与がもともと少い陽子が $p_\perp \sim 2$ GeV/c 付近では π^0 に比べて増大することが有り得るだろう.

従来のハドロン生成模型は (高運動量部分での摂動的 QCD の適用を除いて) 素粒子反応での Lund ストリング模型の流用や流体模型での間接的な扱いであり, 熱的クォーク (パートン) からのハドロン

¹⁸横軸を $KE_T = \sqrt{m^2 + p_\perp^2} - m$ に取り直すと, 質量依存性がなぜか消失する (b).

¹⁹横軸を KE_T/n に取り直すと, 偶然かも知れないが, なぜか非常によくスケールする (d).

²⁰研究会では, 浅川氏がコメントされました.

²¹ $p_\perp \lesssim 1$ GeV/c で比が 1 以下になることは, 粒子生成が非摂動的で N_{bin} でなく N_{part} で特徴付けられることによる.

化を頭検討するものはなかった。しかし、 $p_{\perp} \sim 2$ GeV/c 付近に熱的クォークガスの残像が見えているのだとすると、驚きであり興味深い。そしてクォーク再結合模型はクォーク・グルーオンの濃密な状況に特有なハドロン化過程について真剣に考える契機になった。

$p_{\perp} \sim 2$ GeV/c 付近でのハドロン生成の主要な機構がクォーク再結合模型だとすると、2粒子間の方位角相関は期待されない。しかし実験的に強い相関が観測されて、初期のモデルは変更を迫られている。濃密なクォーク系を jet 粒子が突き抜ける際に、熱的なクォークと jet からのパートンシャワー粒子の結合によるハドロン化過程を考えるなど、観測データを見据えながら手探りでハドロン化過程のモデルが研究・検証されている。

また、クォーク数のみでスケールするということは、グルーオン自由度を有効的に取り込んだ構成子クォークが生成していることを意味するだろうか？それは非閉じ込め相でカイラル対称性の破れた構成子クォークだろうか？QGPで既にハドロ的な相関が成長する可能性を示唆する格子QCDの結果とクォークのガス描像とは両立するだろうか？疑問は尽きない。

7 さいごに

それぞれの観測量の詳細や、相転移にまつわる揺らぎや励起物質の大きさを議論する HBT など全く触れることは出来なかったが、自分で原論文を当たられる際に、この小論がいくらかの助けになると幸いである。

「こんなに重イオン衝突実験の話を聞くことになるとは思わなかった」という声が休憩時間中にこぼれた。AdS/CFT 対応のアイデアが重イオン衝突実験に関連し得るといふことの驚きか、あるいは、ゲージ理論への広い応用の中で重イオン関連が強調されすぎの感があったのか…。とまれ、新しいアイデアから重イオン衝突の物理に新しい知見がもたらされることを願っている。

参考文献

- [1] J. Adams, et al., (STAR Collaboration) Nucl. Phys. **A 757**, 102 (2005) [nucl-ex/0501009].
- [2] K. Adcox, et al., (PHENIX Collaboration), Nucl. Phys. **A 757**, 184 (2005) [nucl-ex/0410003].
- [3] I. Arsene, et al. (BRAHMS collaboration), Nucl. Phys. **A 757**, 1 (2005) [nucl-ex/0410020].
- [4] B.B. Back, et al. (PHOBOS collaboration), Nucl. Phys. **A 757**, 28 (2005) [nucl-ex/0410022].
- [5] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D 27**, 140 (1983).
- [6] N. Borghini, U. Wiedemann, J. Phys. **G** [hep-ph:0707.0564].
- [7] U. Heinz, "Concepts of heavy ion physics" [hep-ph/0407360].
- [8] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. **B 518**, 41 (2001).
- [9] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, in QGP3, p.491-599 [nucl-th/0304013].
- [10] 室谷心, 本研究会報告.
- [11] P. Huovinen, P.F. Kolb, U. Heinz, P.V. Ruuskanen, S.A. Voloshin, Phys. Lett. **B 503**, 58 (2001).
- [12] C. Alt, et al., (NA49 Collaboration), Phys. Rev. **C68** 034903 (2003) [nucl-ex/0303001].
- [13] T. Hirano, K. Tsuda, Phys. Rev. **C 66**, 054905 (2002).
- [14] P.F. Kolb, U.W. Heinz, in QGP3, p634 [nucl-th/0305084].
- [15] D. Teaney, Phys. Rev. **C 68** 034913 (2003).
- [16] R. Baier, P. Romatschke, Eur. Phys. J. **C 51**, 677 (2007).

- [17] T. Hirano, U.W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey, Y. Nara, Phys. Lett. **B 636**, 299 (2006).
- [18] 板倉数記, 本研究会報告.
- [19] 浅川正之, 本研究会報告.
- [20] J.D. Bjorken, FERMILAB-PUB-82-059-THY (1982).
- [21] M.H. Thoma, in *Quark-gluon plasma* vol. 2, ed. Hwa, R.C., 51–134 (1995) [hep-ph/9503400].
- [22] R. Baier, D. Schiff, B.G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000).
- [23] M. Gyulassy, I. Vitev, X.N. Wang, B.N. Zhang, in QGP3 [nucl-th/0302077].
- [24] A. Kovner, U. Wiedemann, in QGP3 [hep-ph/0304151].
- [25] S.S. Adler, et al., (PHENIX Collaboration) Phys. Rev. Lett. **96**, 202301 (2006).
- [26] K.J. Eskola, H. Honkanen, C.A. Salgado, U.A. Wiedemann, Nucl. Phys **A 747**, 511 (2005).
- [27] J. Adams, et al., (STAR Collaboration) Phys. Rev. Lett. **97**, 162301 (2006).
- [28] S.S. Adler, et al., (PHENIX Collaboration) Phys. Rev. Lett. **96**, 032301 (2006).
- [29] A. Adare, et al., (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98** 232302 (2007).
- [30] S.S. Adler, et al., (PHENIX Collaboration) Phys. Rev. Lett. **97**, 052301 (2006).
- [31] J. Casalderrey-Solana, E.V. Shuryak, D. Teaney, Nucl. Phys. **A 774**, 577.
V. Koch, A. Majumder, X.N. Wang, Phys. Rev. Lett. **96** 172302 (2006).
N. Armesto, C.A. Salgado, U.A. Wiedemann, Phys. Rev. **C 72**, 064910 (2005).
- [32] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. **B 178**, 416 (1986).
- [33] D. Kharzeev, H. Satz, Phys. Lett. **B 334**, 155 (1994).
- [34] Y. Park, K. Kim, T. Song, S.H. Lee, C. Wong, Phys.Rev.C, arXiv:0704.3770 [hep-ph].
- [35] M. Asakawa, T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **92** 012001 (2004).
- [36] S. Datta, F. Karsch, P. Petreczky, I. Wetzorke, Phys. Rev. **D 69** 094507 (2004).
- [37] T. Umeda et al., Euro. Phys. J. **C 39S1**, 9 (2005).
- [38] T. Umeda, Phys. Rev. **D 75** 094502 (2007).
- [39] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. **B 571** (2003).
- [40] C. Gerschel, J. Hufner, Phys. Lett. **B 207**, 253 (1988).
- [41] J.W. Qiu, J.P. Vary, X. Zhang, Phys. Rev. Lett. **88**, 232301 (2002).
- [42] H. Fujii, Phys. Rev. **C 67** 031901 (2003).
- [43] H. Fujii, T. Matsui, Phys. Lett. **B 545**, 82 (2002).
- [44] G. Borges, et al. (NA50 Collaboration), J. Phys. **G 32**, S381-S390 (2006).
- [45] T. Gunji, et al. (PHENIX Collaboration, J.Phys. **G 34** S749-752 (2007).
- [46] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. **B 652** 259 (2007).
- [47] S.A. Voloshin, Nucl. Phys. **A 715**, 379 (2003).
- [48] R.J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, S.A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003).
- [49] M. Issah, A. Taranenko, nucl-ex/0604011.
- [50] S.S. Adler, et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 172301 (2003).