

R H I C における方位角異方性測定

筑波大学・物理学系・三明康郎

平成 16 年 1 月 27 日

1 序

米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) では世界初の衝突型高エネルギー重イオン加速器 (RHIC; Relativistic Heavy Ion Collider) が 2000 年に完成した。これは相対論的エネルギーにまで加速された 2 本の原子核ビームが実験室で正面衝突を起こす衝突型の加速器である。RHIC では、2 つの大型実験 (PHENIX 実験 と STAR 実験) と 2 つの小型実験 (BRAHMS 実験 と PHOBOS 実験) が行われてきた。 $\sqrt{s_{NN}} = 130, 200\text{GeV}$ の金原子核同士の衝突において測定が開始され、生成粒子の数密度や横方向生成エネルギー密度から推定された衝突到達エネルギー密度として、約 $10\text{GeV}/\text{fm}^3$ が得られた。このエネルギー密度は理論的に予測されているクォーク・グルオンプラズマ (QGP) の臨界温度を優に超えており、QGP 状態の生成を十分に期待出来る値である。CERN の QGP 生成の議論の中心となった J/ψ 抑制効果については、現時点においては、レプトン対測定の十分な統計が得られていないために何とも言えない状況であるが、中間子、K 中間子、陽子等のハドロンの測定結果から、既にクォーク・グルオンプラズマの生成を示唆するような、様々な興味深い実験結果が得られている。その主な結果をリストすると、1) 大きな方位角異方性、2) ハロン生成における化学平衡の成立と高い化学平衡温度、3) ジェット・クエンチを示唆する高横運動量抑制と相反対ジェットの消失、が挙げられよう。本研究会でも、2) 及び 3) については、理論、実験の両面から詳しく議論された。本報告では、方位角異方性測定について現状を報告する。

2 方位角異方性

2.1 起源

原子核は拡がりをもった存在であるため、原子核と原子核が衝突する場合、真正面から衝突を起こす場合 (中心衝突と呼ぶ) と衝突の芯が少し互いにずれた衝突を起こす場合 (非中心衝突) がある。中心衝突の場合は、ほとんどすべての核子 (陽子や中性子) は反応に巻き込まれるが、非中心衝突を起こす場合、幾何学的にオーバーラップした部分の核子しか反応に巻き込まれない。非中心衝突において反応に巻き込まれる部分の形状はアーモンドのような形をしている (図 1 参照)。さて、このアーモンド形の反応領域では多くの粒子が発生する。アーモンド形から粒子が放出される際に、生成粒子の平均自由行程 λ と領域の大きさ R の大小関係によって影響を受ける。もし、 $\lambda \gg R$ であれば、個々の生成反応の重ね合わせとなり、衝突領域の形状の影響を受けずに方位角方向には等方的と

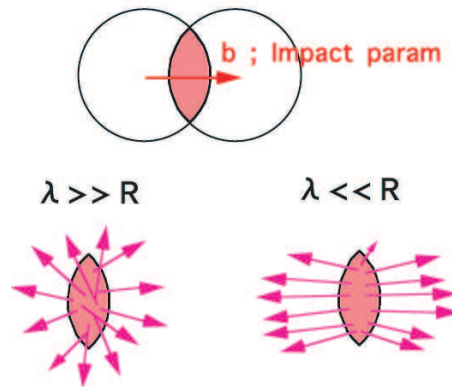


図 1: ビーム軸から見た衝突領域の形状と方位角異方性の起源。非中心衝突における反応領域の座標空間における方位角異方性が、反応によって放出粒子の運動量空間における方位角分布異方性を生む。

なる。しかしながら、 $\lambda < R$ の場合には、粒子が何回か衝突を繰り返した後に飛び出すため、アーモンドの短軸方向に多くの粒子が飛び出すようになる。これが、生成粒子の方位角異方性であり、その強度は、第 0 近似で λ と R の大小関係によって決まると考えられる。もし、アーモンド領域の大きさ R に比べて、生成粒子の平均自由行程 λ が十分長いような場合は、1 回も衝突しないで飛び出すことになり、異方性はゼロとなる。一方で、平均自由行程が十分短ければ、アーモンド表面から垂直に飛び出すこととなり、アーモンド形の楕円率に相当する異方性を示すことになる。

このように方位角異方性は、原子核・原子核の非中心衝突が示す衝突初期の座標空間における異方性を起源とし、座標空間の大きさ R と平均自由行程 λ の大小関係によって、生成粒子の運動量空間の異方性に変換される。さらに、衝突初期のアーモンド形は時間とともに消失すると期待されるので、観測にかかる方位角異方性は衝突初期の状態を良く探ることのできるプローブと考えられている。

$\lambda \ll R$ の場合には流体力学的取り扱いが可能となる。流体力学的描像では圧力勾配によって集団運動が駆動され、圧力勾配は、物質の状態方程式によって決定される。アーモンド形の短軸方向に圧力勾配が最大となり、短軸方向（反応面方向）に多くの粒子が放出されることとなる。反応初期の状態方程式の情報を含む観測量と期待される。このように、方位角異方性は、その起源が明快であること、衝突初期の状態を良く反映することから重要な観測量であると考えられる。

2.2 測定方法

方位角異方性を測定する様々な方法が提案され試されているが、現在のところ、次の 2 つの方法が有力である。

反応平面法 反応平面法では後述する方法によって、個々の衝突事象の反応平面を決定する。その方位角 Φ_r を基準にして、生成される粒子の方位角 ϕ の分布を測定する。そ

して、次式に示すフーリエ係数によって方位角異方性の強度が定量化される¹。

$$\frac{dN}{d\phi} \propto (1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Phi_r)]) \quad (1)$$

強度は方位角分布を直接フーリエ展開して評価することもできるし、また、 $v_1 = \langle \cos \phi \rangle$ 、 $v_2 = \langle \cos 2\phi \rangle$ を用いて求めることも出来る。個々の衝突において基準となる方位角 Φ_r は、個々の衝突事象の方位角異方性によって決定される。観測される方位角分布が、式1によって決まっているような場合には、 Φ_r は、フーリエ係数の各ハーモニクスに対して、

$$\Phi_r(n) = (\tan^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin n\phi_i}{\sum_i w_i \cos n\phi_i})/n \quad (2)$$

のように決定出来る²。測定条件によって、 Φ_r の測定分解能が異なってくるので、いかに Φ_r を精度良く決定出来るかが解析の成否を握っている。分解能が悪くては観測出来る効果が小さく、補正に伴って測定誤差が増大してしまう。高いハーモニクスでは特に問題となる。

対相関法 反応面を決定する必要のない解析方法として対相関法が知られている。生成粒子の方位角の母関数が、式1で与えられる場合、すべての粒子対の方位角差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ は次式で与えられる。

$$\frac{dN_{\text{pair}}}{d\Delta\phi} \propto (1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n^2 \cos n\Delta\phi), \quad (3)$$

v_n^2 となるために、観測にかかる効果は小さいが、すべての粒子対の相関を対象と出来るために、粒子多重度の高い条件下では高統計を得ることができ、高精度を得ることが出来る。

測定器の性能に起因して方位角相関が現れることもあるが、上述の原子核・原子核非中心衝突の幾何学的異方性とは無関係の2粒子相関によって方位角相関が現れることがあるので、注意が必要である。例えば、a) 反応全体の保存則、特に運動量保存則、b) ジェット現象 c) Hanbury-Brown Twiss 効果、d) レゾナンス崩壊の影響などである³。c) や d) は、運動学的に近い2粒子間に顕著に現れる。反応平面法と対相関法では、これらの影響への感度が異なるために、これらの比較研究は重要と考えられるが、現時点ではまだ有意な差は検出されていない。また、これら non-flow 効果を明らかにすることができるとする多粒子相関法も提案されている [1]。

2.3 大きな方位角異方性

RHIC 実験で方位角異方性 v_2 の測定が実施され [2] [6] [7]、SPS 加速器における実験など低エネルギー実験の結果との比較が行われた。方位角異方性は横運動量依存性や衝突中心

¹最初の2つの項 v_1, v_2 は、directed flow、elliptic flow と呼ばれる。

²基準となる方位角 Φ_r が反応面である直接的証拠はなく、流体力学モデルなどの反応モデルの解釈に依存している点には注意が必要である。

³これらは、しばしば non-flow 効果とよばれる。

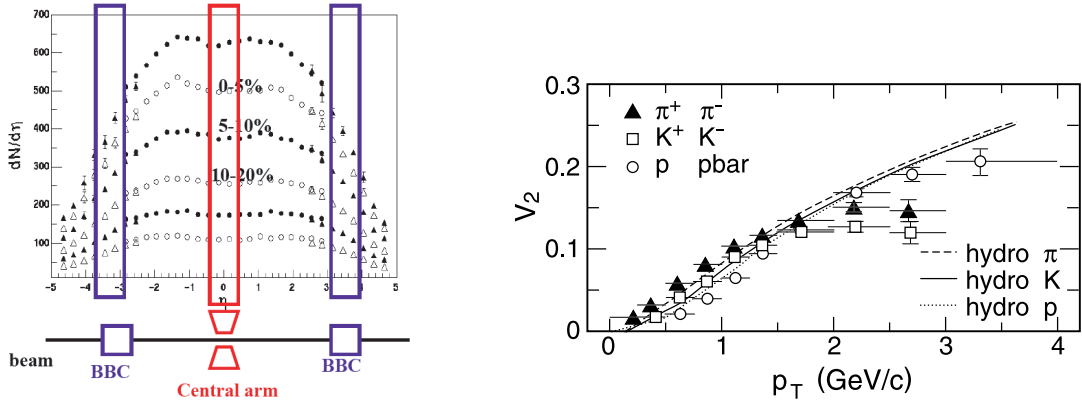


図 2: 左 ; 200 GeV Au+Au 衝突における $dN_{ch}/d\eta$ 分布 [8] と PHENIX 実験の Central Arm と BBC 検出器の覆う運動学的領域。右 ; PHENIX 実験で観測された 中間子、K 中間子、陽子の方位角異方性 v_2 [6]。図中の実線は流体力学的模型による計算結果を示す [9]。

度依存性があるために、異なる測定間の比較は慎重に行う必要があるが、最大となる衝突中心度で比較を行うと、AGS では約 0.02[3]、SPS では約 0.035[4] であるのに対し、RHIC では約 0.06 と SPS の 2 倍近く大きな値を示すことがわかった。RQMD 模型などのハドロンカスケード計算では、方位角異方性 v_2 のビームエネルギー依存性を説明することは出来ないとされている。ところが、衝突後 0.6 fm/c という極めて短時間に運動学的平衡状態に達したと仮定すると流体力学的模型でよく説明することができることがわかった [5]。通常のハドロン反応では、これほど短時間に運動学的平衡状態をもたらすとは考えにくい。QGP 生成などの新たな反応機構を仮定しなければ難しいと考えられる。

PHENIX 実験において、これらの影響をできるだけ排除するために、観測対象領域から、運動学的に出来るだけ離れたところで反応面を決定する方法を採用している。図 2 左に示すように、2 台の Beam-Beam Counter は、 $\eta = -4 \sim -3$ と $\eta = 3 \sim 4$ ⁴ に設置され、それぞれ全方位角方向を覆う検出器となっている。また十分な粒子多重度もあり、反応面決定の分解能も得られている。主な観測対象領域である central arm から十分離れており、大きな特長となっている。

PHENIX 実験ではこれらの特長を活かし、 π^\pm 中間子、 K^\pm 中間子、陽子、反陽子など高運動量領域まで粒子識別されたハドロン v_2 測定が行われた [6]。図 2 右に横運動量の関数として示す。低横運動量領域では、集団運動に特徴的な

$$v_2^{\pi^\pm} > v_2^{K^\pm} > v_2^{p,\bar{p}} \text{ at low } p_T \text{ region,} \quad (4)$$

の関係が成り立っており、また、図中実線で示された上述の流体力学模型の計算結果と良く合致する。ところが、 $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ の高横運動量領域では、

$$v_2^{\pi^\pm, K^\pm} < v_2^{p,\bar{p}} \text{ at high } p_T \text{ region,} \quad (5)$$

⁴ η は Pseudo-rapidity。

という特徴的振舞が観測された。同様の振舞は、STAR実験からも報告されている [7]。これらの特徴的振舞は、集団運動がクォークレベルで生成されたとするクォーク・コアレスセンス模型 [10] やジェットの寄与が高まる高運動量領域では衝突初期の高密度状態下におけるパートンのエネルギー損失などの効果 [11] などによって説明出来るとされており、多くの理論家の注目を浴びている。

3 運動学的平衡と化学平衡

RHICにおける大きな v_2 の値と流体力学模型の成功は、衝突初期において極めて短時間に運動学的熱平衡が達成されたことをほぼ間違いなく示していると考えられる。SPSにおける実験と同様に様々な粒子の収量が測定された。が、その生成比は、熱的化学平衡を仮定した模型で良く説明出来ることが確認された。SPS加速器における実験よりも、化学平衡がさらに精度良く成り立っているようである [12]。化学平衡から得られた温度は約 170 MeV を超えており、高温状態の生成が確認された。いったいどんな反応機構が短時間に化学平衡をもたらしたのが重要なポイントである。

RHICで測定されたハドロン生成比の粒子多重度(衝突中心度)依存性を図3に示す [13]。AGSやSPSでは粒子多重度と共に K^-/π^- 比や \bar{p}/π^- 比が増加しているが、RHICでは周辺衝突から中心衝突まで驚くほど一定である。化学平衡の解析で得られる化学平衡温度も周辺衝突から中心衝突までほぼ一定である [14]。AGSやSPSではハドロン間再衝突でこれらのハドロンが生成され中心衝突では増加していると理解されていたが、RHICでは状況が大きく異なり、 dN_{π^-}/dy が 50 から 350 まで、即ち Fire Ball の体積が同率で変化しても生成されるハドロン比が一定である。この事実はハドロンの生成機構を考える際に大変重要な制限を与えるものと考えられる。

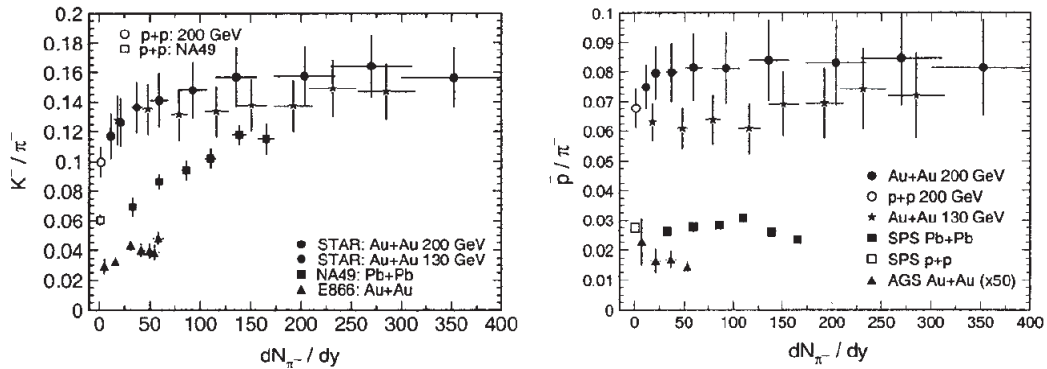


図 3: ハドロン生成比の粒子多重度(衝突中心度)依存性 [13]。

4 結

ハドロン生成における極短時間の運動学的平衡の達成と化学平衡成立を説明する有力候補として QGP 生成があることはほぼ間違いのないと思われる。RHIC の物理はハドロンに

関する測定結果が出揃い、第一幕が終わったところである。第二幕では、いよいよ J/ψ 抑制効果などのレプトンや光子に関する測定結果が現れる。QGP 生成が確固たるものになるか、大いに期待される。

参考文献

- [1] N. Borghini, P.M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. **C63**, 054906(2001); Phys. Rev. **C664**, 054901(2001).
- [2] K.H. Ackermann et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 402(2001); C. Adler et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 182301(2001); C. Adler et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **66**, 034904(2002); C. Adler et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 032301(2003); I. Park et al., (PHOBOS Collaboration), Nucl. Phys. **A698**, 564c(2002); K. Adcox et al., (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 212301(2002).
- [3] J. Barrette et al., (E877 Collaboration), Phys. Rev. **C55**, 1420(1997).
- [4] A.M. Poskanzer et al., (NA49 Collaboration), Nucl. Phys. **A661**, 341c(1999).
- [5] P.F. Kolb, P. Huovinen, U. Heinz, and H. Heiserberg, Phys. Lett. **B500**, 232(2001).
- [6] S.S. Adlet et al., PHENIX collaboration, Phys.Rev.Lett. **91**, 182301(2003).
- [7] C. Adler et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 132301(2002).
- [8] I. G. Bearden et al., (BRAHMS Collaboration), Nucl. Phys. **A715**, 171c(2003).
- [9] P. Huovinen, P.F. Kolb, U. W. Heinz, et al., Phys. Lett. **B503**, 58(2001).
- [10] D. Molnar and S. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91**, 092301(2003); R.J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, S.A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303(2003).
- [11] T. Hirano and Y. Nara, nucl-th/0307015.
- [12] P. Braun-Munzinger et.al., Phys. Lett. **B518**, 41(2001).
- [13] O. Barannikova and F. Wang, (STAR Collaboration), Nucl. Phys. **A715**, 458c(2003).
- [14] M. Kaneta, private communication.