早稲田大学審査学位論文(博士)

相対論的流体模型に基づく高エネルギー重イオン非中心衝突反応の研究

Hydrodynamical analysis of non-central heavy-ion collisions at relativistic energies

平野哲文

2001年3月

①

博士論文

相対論的流体模型に基づく高エネルギー重イオン非中心衝突反応の研究

Hydrodynamical analysis of non-central heavy-ion collisions at relativistic energies

早稲田大学大学院理工学研究科
物理学及応用物理学専攻　素粒子理論研究

平 野 哲 文
Tetsufumi Hirano

2001年3月

目次

第1章 序論

現在の素粒子物理学では, 強い相互作用をするクォークやグルーオンの振る舞いは量子色力学 (Quantum ChromoDynamics, 略して QCD) と呼ばれる SU(3) 非可換ゲージ理論で記述される. QCD は電弱相互作用におけるワインバーグ・サラム理論と併せて, 今日の素粒子物理学の標準模型を形成している. この標準模型の一角を担う QCD は「カラーの閉じ込め」,「漸近的自由性」という二つの特徴的な性質を持っている. 低エネルギーではカラーの自由度を持つクォークやグルーオンは複数個でカラー一重項を構成することができ, その形でハドロンの中に閉じ込められている. 一方で, くりこみ群に基づく解析によると, 運動量移行や, 温度, 密度が大きい状況では, クォークやグルーオンの結合定数が減少する. この二つの「顔」を持った QCD の枠組みから, ハドロン多体系の温度または密度を上げると, 漸近的自由性の性質によりカラーの閉じ込めが破れて, このハドロン多体系はクォークとグルーオンの多体系に相転移を起こすと予想されている. この全く新しい物質の相は「クォーク・グルーオン・プラズマ (Quark Gluon Plasma, 略して QGP)」と呼ばれている. この物質相は, 宇宙初期のビックバン直後に存在していたと考えられており, また現在では中性子星の中心部分に存在する可能性も指摘されている. 一方で, これまでにこのような物質の極限状態を地球上の加速器実験によって作り出そうという多くの試みがなされてきた [1]. この実験は

光速近くにまで加速された原子核を標的原子核に正面衝突させることにより, ほんの一瞬ではあるが, 宇宙初期や中性子星内部と同程度の高温・高密度状態の物質相の実現を目指すものである. これまでに, アメリカのBNL(Brookheaven National Laboratory)のAGS(Alternaing Gradient Synchrotron)加速器や, スイスのCERN(European Laboratory for Particle Physics)のSPS(Super Proton Synchrotron)加速器において, 軽い原子核から重い原子核までを加速させ, 固定された原子核に衝突させる実験が行われてきた. 2000年2月にはCERNにおいて, QGPが発見されたという発表がなされたが [2], まだ状況証拠に過ぎず, 確証を得るためにはさらにエネルギーの高い衝突型加速器であるBNLのRHIC(Relativistic Heavy Ion Collider)による実験結果に期待がかかっている. RHICは2000年6月に稼動し始めており, この加速器によってQGPが確実に見つかるであろうと思われている.

本研究では, この高エネルギー重イオン衝突反応において生成される高温・高密度核物質の時空発展の解析を通して, QGPをはじめとして通常の原子核内部とは異なった極限状態における素粒子多体系の物理的性質の議論を行う. 重イオン衝突反応は衝突係数がほとんどゼロの「中心衝突」と有限の衝突係数を持った「非中心衝突」に分けることができる. 高エネルギー重イオン衝突において「何が起こったか」ということは, すべて実験によって得られる終状態のハドロン, レプトン, 光子の運動量分布から推測しなければならない. 素朴には, 生成粒子の分布の運動量依存性が系の何らかの情報を担っていると考えられる. 中心衝突では円筒対称性から, 明らかに運動量分布の方位角方向依存性はない. その意味では, 系の情報を落としてしまっていると言うこともできる. そこで, 非中心衝突反応に注目し, 円筒対称性を崩したときの系の応答によって, 新たな情報

を得ようというのが本研究の最も素朴な動機となる. 従来の実験や理論は主に中心衝突反応を解析するものであったが, Ollitrault[3]は非中心衝突反応にこそ高温・高密度核物質の状態方程式の情報が含まれていると指摘した. 非中心衝突反応の解析は大きく二つに分類できる. 一つは流体模型によるもの, もう一つはイベントジェネレーターといった微視的輸送理論に基づくものである. 流体模型は系の状態方程式に直接結びついており, QGPの熱力学を議論するには非常に適している. しかし, いくつかの流体模型 [3, 4, 5] では, 衝突軸方向にBjorkenのスケーリング解 [6] を仮定し, 衝突軸に垂直な平面でのみ議論を行っている. Bjorkenの仮定は解を簡単化する反面, 衝突軸方向の物理量, たとえばラピディティ変数依存性の議論ができない. そのために, これらの模型では不十分である. 一方イベントジェネレーターとは, 既知の物理の積み重ねによって, モンテカルロ法に基づき現象を記述するものである. この模型は, 熱力学量と直接結びついていないため「温度」といった物質相に特有の物理量の議論をすることが難しい. またクォークの閉じ込め–非閉じ込めの相転移現象をダイナミカルに扱うことも困難である. したがって, QGPの熱力学の議論を行うためには, 高エネルギー重イオン非中心衝突を, 前もって対称性や解を簡単化してしまう仮定を用いない流体模型で記述する必要がある. そこで本論文では, 完全な3次元流体模型に基づき, 高エネルギー重イオン非中心衝突反応の解析を行う.

本論文の構成は以下の通りである. 第2章では, 高エネルギー重イオン衝突によって生成された高温・高密度核物質の時空発展を記述するための相対論的流体模型について説明する. 本研究では状態方程式として, QGP相とハドロン相の間に強い1次相転移を起こす簡単な模型を用いる. 通常, 相転移を含む状態方程式はエネルギー密度と圧力の間の関係にいわゆ

る軟化現象を起こす．すなわち，相転移近傍ではエネルギー密度やバリオン密度の増大に対して圧力の増大が緩慢になる．このような振る舞いは，高エネルギー重イオン衝突反応において，QGP 相とハドロン相との間に相転移現象が生じている場合には，そのシグナルの有力な候補になると考えられている [7, 8]. 高エネルギー重イオン衝突反応によって作られた高温・高密度核物質は膨張し冷却されていくが，この膨張速度 (流速) は圧力勾配によって引き起こされる．もし，相転移が起こったとすると状態方程式の軟化現象を通して膨張が弱められ，流速に関わる物理量を調べることにより，QGP 相–ハドロン相間の相転移の有無，さらには相転移付近の状態方程式の性質を調べることができるであろうと考えられている．

第 3 章では相対論的流体模型に基づき，まずはハドロンの 1 粒子分布の解析結果を示す．CERN の SPS 加速器で行われる実験，すなわち，鉛の原子核を核子当り 158 GeV に加速し，鉛の原子核標的に衝突させる反応によって生成される高温・高密度核物質について，その時空発展の流体シミュレーションを行う．流体模型の初期パラメータをチューニングし，様々な衝突係数を持つ事象に対して生成された π^- 中間子のラピディティ分布の再現を試みる．

第 4 章では第 3 章の結果を基礎にし，非中心衝突反応に特有の 2 つの現象を議論する．まずは生成粒子の方位角方向の相関を調べる．規格化された生成粒子の方位角分布をフーリエ級数に展開したときの 2 番目の係数 v_2 を楕円型フロー (elliptic flow) と呼ぶ．楕円型フローは衝突軸に垂直な平面内における核物質の集団的な流れ (collective flow) の指標となる物理量であり，状態方程式の情報を持っていると考えられている [9]. したがって，v_2 の定量的な評価から，核物質の流体力学的な流れの情報や，更には状態方程式の情報を導出することができると期待されている．これまでは流体から直接放出された π 中間子についてのみ v_2 の導出計算が行われてきた．しかしながら現実的には，π 中間子のスペクトルには流体から直接放出された共鳴粒子の崩壊からの寄与もある．本論文ではこの寄与に注目し，崩壊現象の相対論的運動学に基づいてその寄与の評価を行い，楕円型フロー v_2 に与える影響を調べる．次に QCD 相転移のシグナルの一つとして Teaney と Shuryak によって提案された「くるみ割り」現象 [4] について議論する．非中心重イオン衝突において QCD 相転移が起こると物質の空間的な分布に「くるみ」のような構造が現れ，実験的にこの構造の存在が確認できれば QCD 相転移のシグナルとなりうると考えられている．まずはそのくるみ構造の生成メカニズムを解析し，CERN の SPS 衝突エネルギーにおけるくるみ割り現象を (3+1) 次元流体模型の立場から議論する．

第 5 章では本論文のまとめと将来への展望を示す．

なお，本論文では自然単位系 $\hbar = c = k_B = 1$ を用いる．

第2章　相対論的流体模型

2.1　相対論的流体方程式

高エネルギー重イオン衝突によって生成された高温・高密度核物質に対して, 局所熱平衡を仮定し, この核物質の時空発展を相対論的流体模型の枠組みで記述する. 相対論的流体模型は, 物質の連続の方程式を表す相対論的流体方程式と, 物質の特性を表す状態方程式から成る. 完全流体に対する相対論的流体方程式は

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0 \tag{2.1}$$

という局所的なエネルギー–運動量保存則と

$$\partial_\mu n_B^\mu(x) = 0 \tag{2.2}$$

というバリオン密度の保存則を表している. ただし, E, P, n_B, $u^\mu = (\gamma, \gamma \boldsymbol{v})$ をそれぞれエネルギー密度, 圧力, バリオン密度, 局所4元速度として, エネルギー運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu}(x) = (E(x) + P(x))u^\mu(x)u^\nu(x) - P(x)g^{\mu\nu}, \tag{2.3}$$

バリオン密度流は

$$n_B^\mu(x) = n_B(x)u^\mu(x) \tag{2.4}$$

である. 重イオンの中心衝突事象を解析する際には, 相対論的流体方程式 (2.1), (2.2) に衝突軸に関して円筒対称性を課すことができる. その際の流体模型に基づく数値シミュレーションは, 円筒対称性のおかげで, 本質的に空間2次元上で行えばよい. この簡便さのため我々を含めいくつかのグループは SPS エネルギーにおける中心衝突事象の解析を行ってきた [10, 11, 12, 13, 14]. 一方で非中心衝突の事象を解析し, その上で物理量のラピディティ依存性の議論も行うためには, 我々は円筒対称性や解を簡単化するための仮定 (例えば縦方向について Bjorken によるスケーリング解) を用いることなしに相対論的流体方程式を数値的に解かなければならない. このことは空間3次元におけるシミュレーションを行うことを意味している. 流体模型の数値計算を実施するにあたって, 空間の次元を上げることは, 計算時間や使用メモリ量の劇的な増大を招くので, 非常に難しい問題である. しかしながら, 非中心衝突反応には QCD 相転移を理解する上で魅力のある現象が多く含まれている. そこで本研究では, まず空間3次元上で核物質の時空発展を記述する相対論的流体模型の数値シミュレーションプログラムの開発を行った.

相対論的流体方程式をデカルト座標を用いて解く. そのとき, 相対論的流体方程式 (2.1), (2.2) は以下のように書き直すことができる.

$$\partial_t \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \\ U_5 \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \\ U_5 \end{pmatrix} \boldsymbol{v} + \begin{pmatrix} \partial_x P \\ \partial_y P \\ \partial_z P \\ \nabla \cdot P\boldsymbol{v} \\ 0 \end{pmatrix} = 0. \tag{2.5}$$

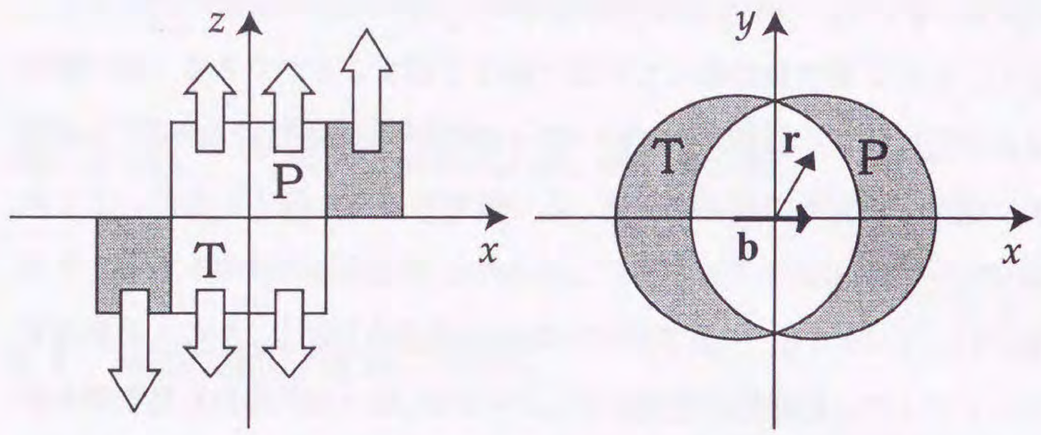

図 2.1: 初期時刻 t_0 における非中心衝突反応の概念図

ここで数値的に解く変数を

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \\ U_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma^2(E+P)v_x \\ \gamma^2(E+P)v_y \\ \gamma^2(E+P)v_z \\ \gamma^2(E+P)-P \\ \gamma n_B \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

と定義した. x 軸は衝突係数ベクトル方向, すなわち標的重イオンの中心から入射重イオンの中心に向かう 2 次元ベクトルの方向を表す. また z 軸は衝突軸の方向に選ぶ. 以下では,「縦」という言葉を衝突軸方向,「横」という言葉を衝突軸に垂直な方向を表すと約束する. 図 2.1(左) は散乱平面 (衝突軸と衝突係数ベクトルを含む平面), (右) は衝突軸に垂直な横平面を表している. $\boldsymbol{b}$ は標的原子核の中心から入射原子核の中心に向けた横平面内の 2 次元ベクトルである衝突係数ベクトルを表している. グレーの部分は衝突に関与しなかった傍観者部分 (spectator) を表している. 本研究では簡単のため spectator は無視する. 図 2.1 からもわかるように, 非中心衝突反応ではあるものの, 考えている系は空間については次の二つの変換に

対する対称性を持っている.

$$\text{(i)}\ y \leftrightarrow -y, \quad \text{(ii)}\ (x,z) \leftrightarrow (-x,-z) \tag{2.7}$$

ただし, 対称性 (ii) については SPS で行われていた鉛同士の衝突や RHIC で行われている金同士の衝突の場合にのみ成り立つ. この対称性のおかげで本来ならば空間 3 次元のすべての領域で解くべき流体方程式が, $-x_{\max} \le x \le x_{\max}$, $0 \le y \le y_{\max}$, $0 \le z \le z_{\max}$ の領域でのみ解けば良い. ここで $x_{\max}$ と $y_{\max}$ は衝突する重イオンの直径よりも十分大きな値を選ぶ. 縦方向のサイズはシミュレーションを行う際の流体の寿命 t_{f} に依存する. すなわち $z_{\max} > t_{\mathrm{f}}$ と選ぶ. ここで, 寿命とは流体素片のエネルギー密度がすべてある値 E_{f} よりも小さくなったときの時刻を指す. E_{f} については次章で詳しく論じる. これらの対称性のおかげで, 数値計算時間やコンピュータの使用メモリ量を大幅に減少することができた. もし, すべての領域の解が必要であるならば, 実際にシミュレーションを行っていない領域 $y<0, z<0$ について対称性 (i),(ii) を用いて得られた解を変換すれば良い.

ここで数値計算を行う上でのアルゴリズムについて触れておく. 本研究における流体模型の数値計算のアルゴリズムは Piecewise Parabolic Method (PPM) [15] を採用している. この方法は Godunov の方法の一種に分類される. PPM は衝撃波を伴うような非相対論的気体方程式に適用した際, 衝撃波をうまく記述することが確かめられている. そこで, この PPM の方法を相対論的流体方程式の枠組みに拡張を行った. これによって, 高エネルギー重イオン衝突反応によって生成された高温・高密度核物質の相転移を含む時空発展を正確に記述することができる. ちなみにこの PPM の方法は rHLLE アルゴリズム [16] のような Piecewise Linear

Methodの拡張版ということもでき,空間的に高次の精度を持っている．相対論的流体方程式の数値解法については付録Aで詳説する．

ここで状態方程式の詳細に入る前に,数値解U_iと熱力学量,流速との関係について述べる[16]．上記のアルゴリズムを用いて得られるのはU_iである．ところが,実際に必要となるのは各時空点毎の熱力学量や流速である．そこで方程式(2.6)を逆に熱力学量について解き直さなければならない．いま$\boldsymbol{U} = (U_1, U_2, U_3) = \gamma^2(E+P)\boldsymbol{v}$と置き,圧力$P$はエネルギー密度$E$とバリオン密度$n_B$を用いて表すことができているとする．すなわち,$P = P(E, n_B)$．このとき,熱力学量や流速は$U_i$を用いて

$$E = U_4 - |\boldsymbol{U}| \cdot |\boldsymbol{v}|, \tag{2.8}$$

$$n_B = U_5 \cdot \sqrt{1-\boldsymbol{v}^2}, \tag{2.9}$$

$$|\boldsymbol{v}| = \frac{|\boldsymbol{U}|}{U_4 + P(E = U_4 - |\boldsymbol{U}| \cdot |\boldsymbol{v}|, n_B = U_5 \cdot \sqrt{1-\boldsymbol{v}^2})} \tag{2.10}$$

と書き表せる[16]．式(2.10)は右辺にも$|\boldsymbol{v}|$が入っているため,まずはこの方程式を考えている状態方程式$P(E, n_B)$のもとで数値的に解く．ここで得られた$|\boldsymbol{v}|$を式(2.8)と式(2.9)に代入することで,流体素片の局所静止系における熱力学量を求めることができる．流速については$\boldsymbol{U}$の定義式から容易に得ることができる．

次節で,状態方程式$P(E, n_B)$の具体的な模型について議論する．

2.2 状態方程式

相対論的流体方程式(2.5)は5つの独立な方程式である．しかし,独立な変数はE, P, n_B, $\boldsymbol{v}$の6つである．そこでこの流体方程式を解くために,新たに独立な方程式として状態方程式を与える必要がある．前節の最後

にも述べたように,状態方程式としては,エネルギー密度E,バリオン密度n_Bの関数である圧力$P(E, n_B)$が必要となる．

核物質の流れは素朴には圧力の勾配に従って加速される．すなわち,系の時空発展は状態方程式によって支配されているといえる．もし,重イオン衝突においてQGP相が生成されたとすると,そのクォーク物質は膨張しながら冷却される．クォーク物質はこの冷却の過程でいわゆるsoftest pointを通過する[7]．Softest pointとは圧力とエネルギー密度の比P/Eをエネルギー密度の関数として見たときに,最小値を取る点のことを言う．このsoftest point付近では圧力の勾配が小さくなり,流体の膨張が大きく抑制される．通常softest pointはQGP相とハドロン相の境目に位置する．したがって,流れに相当する物理量は相転移近傍での状態方程式の情報を担って現れると期待されている[3, 7, 8, 17]．

状態方程式の模型としては,論文[18]で用いられているものと全く同じものを用いる．この状態方程式はQGP相とハドロン相の間に1次相転移を起こす模型の一つである．

まず,QGP相は簡単のため質量ゼロのu, d, sクォークとグルーオンgから成る相対論的理想気体の状態方程式を用いる(Bag模型)．

$$P(E, n_B) = \frac{1}{3}E - \frac{4}{3}B. \tag{2.11}$$

ただし,Bはバッグ定数を表す．

一方,ハドロン相についてはいわゆるレゾナンスガス模型を用いる．このレゾナンスガスを構成している粒子は存在の確定している2 GeVまでのメソン及びストレンジネスの量子数を持たないバリオンである[19].[1]

[1]もしストレンジネスの量子数を持つバリオン(例えばΛハイペロン)を取り入れると,平衡系におけるストレンジネス量子数の中性条件を満たすために,この量子数に対する化学ポテンシャルを考慮せざるを得なくなる．そこで本研究では簡単のために,バリオンについてはストレンジネスを含まないもののみ考慮した．

温度 T と化学ポテンシャル μ の関数としての熱力学量は, グランドカノニカル分配関数 $\mathcal{Z}^H(T,\mu,V)$ を用いて以下のように書き表すことができる.

$$E(T,\mu) = \frac{T^2}{V}\frac{\partial \ln \mathcal{Z}^H}{\partial T} + \mu n_B, \tag{2.12}$$

$$n_B(T,\mu) = \frac{T}{V}\frac{\partial \ln \mathcal{Z}^H}{\partial \mu}, \tag{2.13}$$

$$P(T,\mu) = \frac{T}{V}\ln \mathcal{Z}^H. \tag{2.14}$$

ここで, グランドカノニカル分配関数は考えているハドロンの種類 h のすべてを考慮する.

$$\mathcal{Z}^H(T,\mu,V) = \prod_h \sum_{N_h} \lambda^{N_h} Z^h(T,N_h,V). \tag{2.15}$$

ここで $\lambda = \exp(\mu/T)$ は逃散能 (fugacity), N_h は種類 h の粒子数を表す.

この模型の低温・高 (バリオン) 密度領域では, ハドロン相の圧力は同じ温度・密度における QGP 相の圧力よりも大きな値を持ってしまう [20, 21]. そのような領域では QGP 相とハドロン相の間に相転移は起こり得ないことを意味する. この問題はバリオン間に働く斥力を考慮することによって解消される. この斥力の効果を簡単に取り入れるために, レゾナンスガス模型と排除体積補正 [22] とを組み合わせる. 直観的には相互作用をしない点粒子はある領域に無限に詰め込むことができるが, 粒子自身のサイズを考慮すると位相空間の体積がみかけ減少し, 古典的に考えると有限の個数の粒子しか詰め込むことができない. その結果, 系の圧力が減少する. この取り扱いは熱力学における Van der Waals の状態方程式と似ている. 詳細は付録 B で述べる.

流体方程式を解く際にはエネルギー密度, バリオン密度の関数としての圧力が必要になる. そのため, 媒介変数である温度 T 及び化学ポテンシャ

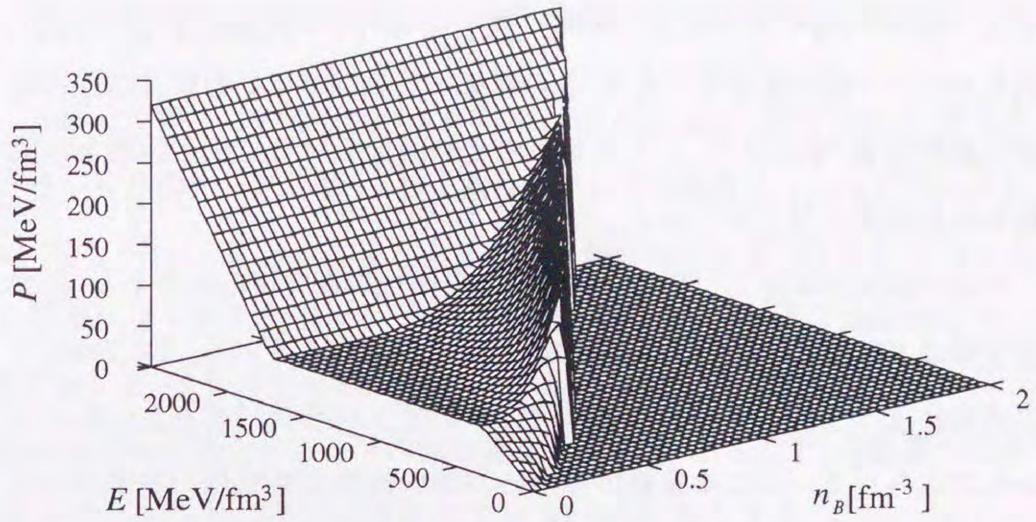

図 2.2: 1 次相転移の状態方程式

ル μ を消去して, 圧力 P をエネルギー密度 E とバリオン密度 n_B を用いて表す.

QGP 相とハドロン相のそれぞれの状態方程式をもとに, この二つの相を Gibbs の相平衡条件にしたがって結びつける. Gibbs の相平衡条件は熱的な平衡 $T_{\rm QGP} = T_{\rm hadron}$, 化学的な平衡 $\mu_{\rm QGP} = \mu_{\rm hadron}$, 力学的な平衡 $P_{\rm QGP} = P_{\rm hadron}$ を表している. バリオン密度がゼロの状況における相転移温度を 160 MeV となるように Bag 定数を $B^{1/4} = 233$ MeV と選ぶ. その結果得られた 1 次相転移の状態方程式, すなわちエネルギー密度, バリオン密度の関数としての圧力を図 2.2 に示す. バリオンが持つ Fermi エネルギーのために, ある決まったバリオン密度では最小のエネルギー密度の値 $E_{\rm min}(n_B)$ が存在する. そこで図を見やすくするために, そのエネルギー密度以下の領域ではアプリオリに圧力をゼロとしていることを注意しておく. この 1 次相転移模型では, 潜熱 (latent heat)$\Delta E(n_B = 0)$ は約 1.4 GeV/fm^3 となった.

図 2.2 より, バリオン密度が小さい領域ではエネルギー密度の増大に対し

て, 圧力がほとんど変化しない領域があることが分かる. この領域は QGP 相とハドロン相の混合相であり, この相転移の領域ではいわゆる状態方程式の軟化現象, すなわち, エネルギー密度の増加に対して圧力の増加が抑制される現象が起こっている.

今回の解析では主に, CERN における鉛同士の衝突反応を考える. 鉛の原子核は 126 個の中性子と 82 個の陽子から構成されている. そのため, この衝突によって作られる核物質はアイソスピン対称性が成り立っていないと考えられる. ここでは簡単のため, (他の流体模型を用いるグループの解析と同様に) このアイソスピン非対称核物質に対しても, 上で述べた状態方程式の模型が適用できると想定する.

この節の最後に, 本研究で用いる状態方程式について, 1 点だけコメントを加える. ここで用いる状態方程式は (排除体積の効果は別として),「相互作用をしない」粒子の集団として導出されている. しかし, これらの粒子は「全く」相互作用をしていないわけではないことに注意しておく. 1 成分流体模型では, 常に瞬間的な熱平衡と化学平衡が想定されている. 例えば, 熱的にも化学的にも平衡にある局所系が断熱膨張する現象を考える. このとき, 温度の変化に伴い粒子間の非弾性的な相互作用を通して局所系の粒子の組成比が変化を起こす. しかしながら, 流体模型ではどの時刻でも熱平衡, 化学平衡が想定されているので, この模型の範囲内では (緩和時間がゼロとみなせる程度に) 瞬間的にこの組成比の変化が終了し, 別の熱的, 化学的平衡状態に達する.

2.3 初期条件

本研究で扱っている 1 成分流体模型 (one-fluid model) を用いて, 重イオン衝突初期のハードな核子–核子散乱を含めて議論することは非常に難しい. もし仮に, 1 成分流体模型で重イオン衝突初期を記述するとどのような結果になるかを説明する. 前節でも述べたように, 1 成分流体模型では瞬間的に熱的, 化学的平衡に達する. 例えば, 互いに同じ大きさで逆向きの速度を持って衝突する 2 つの流体素片を考える. このとき, 運動量の保存により, この 2 つの流体素片は衝突後, 瞬間的に静止する. さらに, エネルギーの保存により, 2 つの流体素片が持っていた運動エネルギーがすべて熱エネルギーに転化する. しかしながら現実の重イオン衝突では, 衝突のエネルギーはほとんど先導粒子 (leading particle) によって持ち去られ, 一部分のみが熱に転化する. また, この時期の核物質の時空発展は熱平衡に達するまでの非平衡過程も存在する. このように, 衝突初期過程は流体模型の枠組みの適用範囲外であるといえる.[2] したがって, 本研究では衝突してから一定の時間が経って熱平衡状態になったと思われる時刻から流体模型を適用し, 核物質の膨張過程の記述を行う.

初期時刻の目安となる時間として, 重心系で見て, ローレンツ収縮した重イオン同士がお互いのローレンツ収縮した重イオンの縦方向の直径の長さを突き抜け終わった瞬間を選ぶ. SPS 加速器における鉛同士の核子当り 158 GeV の衝突の例では, 初期時刻は $t_0 = z_0/v_0 = 2R/(v_0\gamma) \sim 1.44$ fm と得られる. ここで v_0 は重心系での衝突重イオンの速度, $R = 1.12A^{1/3}$ は重イオンの半径, A は重イオンの質量数, $z_0 = 2R/\gamma$ はローレンツ収縮

[2] Brachmann らは 3 成分 (衝突する 2 個の重イオンと衝突によって生成された物質の合わせて 3 つ) 流体模型を用いて, 初期の核物質の圧縮過程を含むすべての時空発展を記述した [23]. 彼らはこの模型を用いて初期の圧縮過程でのエントロピー生成の議論を行った.

した重イオンの縦方向の直径を表している．初期時刻におけるエネルギー密度の衝突軸 (z 軸) 方向の依存性を Bjorken のスケーリング解 [6] に基づいて，以下のように選ぶ．

$$E(t_0, z) = E_0 \left(\frac{\sqrt{t_0^2 - z^2}}{t_0} \right)^{-\frac{4}{3}} \theta(\tilde{z}_0 - \mid z \mid). \tag{2.16}$$

ここで初期時刻 t_0 には物質はほとんど QGP 相として存在し，その相は式 (2.11) の状態方程式に従うと想定した．Bjorken の解は定義から光円錐上 ($z = \pm t_0$) で発散をする．そのために，付加的な項 $\theta(\tilde{z}_0 - |z|)$ を掛け合わせ (ただし，$\tilde{z}_0 < t_0$)，流体が有限のエネルギーを持つようにした．$\tilde{z}_0$ は縦方向の初期サイズである．ここで Bjorken の解は単に初期条件として採用したにすぎないということを強調しておく．このことは文献 [3, 4, 5] とは対照的である．これらの文献では Bjorken の解は初期時刻以降，常に成り立っていると想定し，流体方程式を横平面内でのみ数値的に解いている．この描像では結果として得られる物理量が，もはやラピディティ変数 Y に依存しなくなる [6]．次にバリオン密度についても初期時刻に以下のような関数形を仮定した．

$$n_B(t_0, z) = n_{B0} \left(\frac{\sqrt{t_0^2 - z^2}}{t_0} \right)^{-\alpha} \theta(\tilde{z}_0 - \mid z \mid). \tag{2.17}$$

Bjorken の解ではパラメータ α は 1 であり，これによりラピディティ分布は一定値となる．しかしながら，現実の SPS エネルギーにおける実験データでは正味のプロトン (net-proton) のラピディティ分布は二つのピークを持つ [24]．この結果を得るためには α を 1 以上の値に選ぶ必要がある．初期の衝突軸方向の流速は次のように選ぶ [12]．

$$v_z(t_0, z) = \tanh\left(\frac{z}{t_0}\right) \theta(\tilde{z}_0 - \mid z \mid). \tag{2.18}$$

この関数形は Bjorken の解 $v_{\mathrm{Bj}}(z) = z/t_0$ とはやや異なるが，シミュレーションによれば，この関数形のほうが実験データをよく再現する傾向にある．衝突軸に垂直な方向の初期速度はゼロに置く．すなわち $v_x(t_0) = v_y(t_0) = 0$ である．このとき横フロー (衝突軸に垂直な方向の核物質の流れ) は純粋に横方向の圧力勾配によって作られ，更に加速される．

流体の初期分布の横平面内での形状について考える．エネルギー密度やバリオン密度は重イオンの横平面でのある位置 $\boldsymbol{r}$ における初期の核子–核子衝突の数 N_W に比例すると仮定する (図 2.1 参照)．これは wounded nucleon model と呼ばれている [25]．まずは原子核 i の厚み関数 (thickness function)T_i を

$$T_i(\boldsymbol{r}) = \int dz \rho\left(\sqrt{\boldsymbol{r}^2 + z^2}\right) \tag{2.19}$$

と定義する．原子核内部の密度分布としては，Woods-Saxon 型の分布

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\exp((r - R)/\delta) + 1} \tag{2.20}$$

を用いる．ここで $\delta = 0.5$ fm, $\rho_0 = 0.159$ fm^{-3} と選ぶ [26]．また $\sigma_{\mathrm{in}}(= 30$ mb) を SPS エネルギー領域 $\sqrt{s_{NN}} \sim 20$ GeV での核子–核子非弾性衝突の散乱断面積を表しているものとする．そこで，「入射重イオン a 中の 1 個の核子が標的重イオン b の中の k 個の核子と非弾性散乱する場合」という事象の起こる確率を考える．A 個の核子の中から k 個の核子を選び (combination)，入射する 1 個の核子とその k 個の核子の衝突する確率を考え，一方残りの $A-k$ 個の核子とは衝突しない確率を考えると，

$$\binom{A}{k} \left(\frac{\sigma_{\mathrm{in}} T_b(\boldsymbol{r} - \frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A} \right)^k \left(1 - \frac{\sigma_{\mathrm{in}} T_b(\boldsymbol{r} - \frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A} \right)^{A-k} \tag{2.21}$$

と表すことができる．これを用いて，横平面上のある点 $\boldsymbol{r}$ 近傍で，少なく

とも1回は衝突を起こす[3]核子の数 (wounded nucleon) を数え上げると,

$$
\begin{aligned}
&\frac{d^2N_W}{d^2\boldsymbol{r}}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{b}) \\
= \; & T_a\left(\boldsymbol{r}+\frac{1}{2}\boldsymbol{b}\right)\sum_{k=1}^{A}\binom{A}{k}\left(\frac{\sigma_{\rm in}T_b(\boldsymbol{r}-\frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A}\right)^k\left(1-\frac{\sigma_{\rm in}T_b(\boldsymbol{r}-\frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A}\right)^{A-k} \\
+ \; & T_b\left(\boldsymbol{r}-\frac{1}{2}\boldsymbol{b}\right)\sum_{k=1}^{A}\binom{A}{k}\left(\frac{\sigma_{\rm in}T_a(\boldsymbol{r}+\frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A}\right)^k\left(1-\frac{\sigma_{\rm in}T_a(\boldsymbol{r}+\frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A}\right)^{A-k} \\
= \; & T_a\left(\boldsymbol{r}+\frac{1}{2}\boldsymbol{b}\right)\left[1-\left\{1-\frac{\sigma_{\rm in}T_b(\boldsymbol{r}-\frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A}\right\}^A\right] \\
+ \; & T_b\left(\boldsymbol{r}-\frac{1}{2}\boldsymbol{b}\right)\left[1-\left\{1-\frac{\sigma_{\rm in}T_a(\boldsymbol{r}+\frac{1}{2}\boldsymbol{b})}{A}\right\}^A\right] \qquad (2.22)
\end{aligned}
$$

と表すことができる.

式 (2.16) や (2.17) を横平面の分布を表す式 (2.22) と組み合わせることによって, ある衝突係数 b における初期のエネルギー密度とバリオン密度を得ることができる.

$$
\begin{aligned}
E(t_0,x,y,z;b) &= E(t_0,z)W(x,y;b), \qquad (2.23)\\
n_B(t_0,x,y,z;b) &= n_B(t_0,z)W(x,y;b). \qquad (2.24)
\end{aligned}
$$

ここで $W(x,y;b)$ は横平面で $W(x,y;b)=\frac{d^2N_W}{d^2\boldsymbol{r}}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{b})/\frac{d^2N_W}{d^2\boldsymbol{r}}(\boldsymbol{0};\boldsymbol{0})$ のように規格化された分布関数を表している. ここで規格化された分布関数 $W(x,y;b)$ の中で衝突係数 b をずらし, 式 (2.16)-(2.18) に出てくるパラメータはそのままにしておくことによって, 中心衝突から非中心衝突まで幅広く初期条件を与えることができる. このような初期条件の与え方を論文 [26] での議論に従って wounded nucleon scaling と呼ぶ. 原点における初期のバリオン密度の大きさ n_{B0} は衝突に関与した核子数と流体の中に存

[3]すなわち, すべての事象の起こりうる確率から1回も衝突しない確率を引いても良い.

在するバリオン数が等しくなるように選ぶ.

$$
\int d^2\boldsymbol{r}\frac{dN_W}{d^2\boldsymbol{r}}(\boldsymbol{r};\boldsymbol{0}) = \int dxdydz\, n_B(t_0,x,y,z;0). \qquad (2.25)
$$

衝突に関与しなかった核子 (spectator) の記述は適切な方法が現在のところ存在しないので, 本研究では取り扱わない. これは spectator は初期時刻の時点ですでに流体から離れた位置にあり, 時空発展や粒子分布に影響を与えないという仮定に相当している.

2.4 生成粒子の運動量分布

2.4.1 フリーズアウト超曲面から直接放出される粒子の場合

実験で得られるのは生成粒子のスペクトルであり, その意味では流体描像という言葉と比較して粒子描像であるといえる. そこで, あるエネルギー密度を境にして, それよりも高いエネルギー密度では流体力学的な記述が妥当であり, それよりも低いところはむしろ粒子描像の方が適当であると想定する. その境目のエネルギー密度をフリーズアウトエネルギー密度 $E_{\rm f}$ と呼ぶ. この $E_{\rm f}$ より下では粒子はもはやお互いに相互作用を行わずに測定器に入るとする.[4] このようにして, 考えている流体に対してフリーズアウト超曲面 Σ とその面素 $d\sigma^\mu$ を定義することができる. 流体模型の数値シミュレーションによって, フリーズアウト超曲面上での温度 $T(x)$, 化学ポテンシャル $\mu(x)$, 局所4元速度 $u^\mu(x)$, 面要素 $d\sigma_\mu(x)$ を決める. これらの結果を, 次の Cooper-Frye 公式に代入することによって, 生成粒子の不変運動量分布を得る [27].

$$
E\frac{dN}{d^3p} = \frac{d}{(2\pi)^3}\int_\Sigma \frac{p^\mu d\sigma_\mu(x)}{\exp\left((p^\nu u_\nu(x)-\mu(x))/T(x)\right)\mp 1}. \qquad (2.26)
$$

[4]次の小節で述べるように共鳴粒子の崩壊過程は存在する.

ここで d はスペクトルとして考えている粒子の自由度を表している. Cooper-Frye 公式を用いると, 超曲面を通過する物質のエネルギー量を正しく評価することができる.[5] この公式を用いるとラピディティ分布は

$$\frac{dN}{dY} = \int d\phi p_t dp_t E \frac{dN}{d^3p}, \tag{2.27}$$

また横質量 $(m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + m^2})$ 分布は

$$\frac{1}{m_t}\frac{dN}{dm_t dY} = \int d\phi E \frac{dN}{d^3p} \tag{2.28}$$

と計算することができる. この公式はフリーズアウト超曲面から直接放出される粒子に対して適用をする.

2.4.2 共鳴粒子の崩壊の場合

測定される粒子のスペクトルはフリーズアウト超曲面から直接放出された粒子だけではなく, 共鳴粒子 (レゾナンス) の崩壊からの寄与も含まれる. そこで共鳴粒子がフリーズアウト超曲面から放出されて, 流体から離れた真空中で崩壊をし, 出てきた崩壊粒子が実験的に検出される過程を考える. 図 2.3 にその概念図を表す. 本研究で取り入れる崩壊過程は表 2.1 にまとめてある. 分岐比 (branching ratio) の前についている分数の因子はアイソスピン空間での Clebsch-Gordan 係数 (の 2 乗) を表す. 崩壊過程は $\Delta(1232)$ 粒子の質量までを考慮に入れる. 典型的な温度のスケールは約 120 MeV なので, Δ 粒子よりも重い共鳴粒子からの寄与は熱平衡分布関数によって生成が十分に抑えられると考えられるので, ここでは無視する.

[5] この公式は流体のある超曲面を通過する物質のエネルギー量を正しく表し, ほとんどすべての流体模型に基づく解析で用いられているものの, 空間的な面要素に適用したときに流体内部に入ってくる粒子を負の値でカウントしてしまう $(p^\mu d\sigma_\mu < 0)$ という問題が知られている. すなわちある特定の運動量の粒子数をカウントした場合, 分布が負の値になることもある得る. これはそもそも流体力学的な流れは正味の粒子の流れを表すからである. それでも簡単のため, この公式をそのまま用いる.

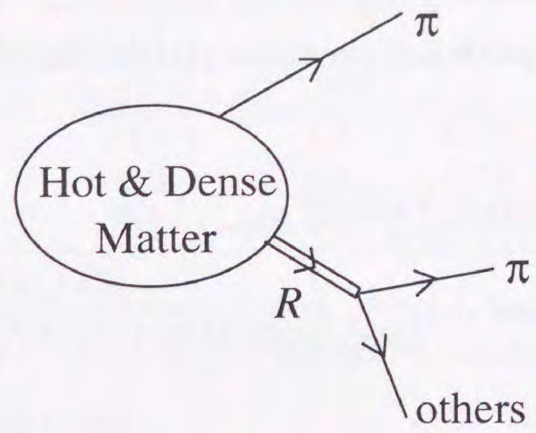

図 2.3: 流体から直接放出された粒子と共鳴粒子からの寄与

表 2.1: 共鳴粒子の崩壊過程.

Decay particle	Decay channel	Branching ratio
π^-	$\rho^0 \to \pi^-\pi^+$	1.0
	$\rho^- \to \pi^-\pi^0$	1.0
	$\omega \to \pi^-\pi^0\pi^+$	0.88
	$K^{*0} \to \pi^- K^+$	$\frac{2}{3} \times 1.0$
	$K^{*-} \to \pi^- \bar{K}^0$	$\frac{2}{3} \times 1.0$
	$\Delta^- \to \pi^- n$	1.0
	$\Delta^0 \to \pi^- p$	$\frac{1}{3} \times 1.0$
K^-	$K^{*-} \to K^-\pi^+$	$\frac{1}{3} \times 1.0$
	$\bar{K}^{*0} \to K^-\pi^0$	$\frac{2}{3} \times 1.0$
p	$\Delta^0 \to p\pi^-$	$\frac{1}{3} \times 1.0$
	$\Delta^+ \to p\pi^0$	$\frac{2}{3} \times 1.0$
	$\Delta^{++} \to p\pi^+$	1.0
n	$\Delta^+ \to n\pi^+$	$\frac{1}{3} \times 1.0$
	$\Delta^0 \to n\pi^0$	$\frac{2}{3} \times 1.0$
	$\Delta^- \to n\pi^-$	1.0

まずは2体崩壊によって現れるπ中間子の場合を考える．2体崩壊を通して現れるπ中間子の多重度 (multiplicity) は相対論的運動学に基づいて [28, 29]

$$
\begin{aligned}
N_{R\to\pi X} = & \int \frac{J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)dp_ld\phi}{4\pi p^*} B_{R\to\pi X}\frac{d^3\boldsymbol{p}_R}{E_R} \\
& \times \int dsW_R(s)\frac{d_R}{(2\pi)^3}\int_\Sigma \frac{p_R^\mu d\sigma_\mu(x)}{\exp\left((p_R^\nu u_\nu(x)-\mu(x))/T(x)\right)\mp 1}
\end{aligned} \tag{2.29}
$$

と評価することができる．ここで，p_l と ϕ はそれぞれ崩壊して現れたπ中間子の縦運動量と方位角を表している．また p_R^ν と d_R はそれぞれ共鳴粒子の考えている座標系における4元運動量と自由度である．ボソン共鳴粒子に対しては，$\mp$の符号のうち $-$ を，フェルミオン共鳴粒子に対しては $+$ の符号をとる．$B_{R\to\pi X}$ は考えている崩壊過程の分岐比を表しており，W_R は共鳴粒子の幅を表す Breit-Wigner 型の関数である．W_R については文献 [28] と同じものを用いる．

$$
W_R(s) = \frac{\xi}{\pi}\frac{\bar{m}_R\Gamma_R(s)}{(s-\bar{m}_R^2)^2+\bar{m}_R^2\Gamma_R^2(s)}, \tag{2.30}
$$

$$
\Gamma_R(s) = \gamma p^*\frac{p^{*2}r_0^2}{1+p^{*2}r_0^2}. \tag{2.31}
$$

ただし，ξ は規格化定数で

$$
\int_{(m_\pi+m_X)^2}^\infty W_R(s)ds = 1 \tag{2.32}
$$

としてある．また p^* は共鳴粒子の静止系でみたπ中間子の運動量を表し，崩壊の運動学により

$$
p^*(s=m_R^2) = \frac{1}{2m_R}\sqrt{[(m_R+m_\pi)^2-m_X^2][(m_R-m_\pi)^2-m_X^2]} \tag{2.33}
$$

表 2.2: Breit-Wigner 型関数に現れるパラメータ．

Particle	$\bar{m}_R$ (MeV)	r_0 (GeV^{-1})	γ	ξ
ρ	770	6.3	0.500	0.987
K^*	893	6.3	0.228	0.981
Δ	1241	6.3	0.711	0.910

と簡単に計算できる．Breit-Wigner 型関数の中の現象論的パラメータを表 2.2 にまとめておく [28].

共鳴粒子の静止系から共鳴粒子が運動量を持っている系へのローレンツ変換のヤコビアン $J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)$ は $dp_l^*d\phi^* = J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)dp_ld\phi$ で定義されており，$*$印の有無は共鳴の静止系 ($*$有り) と参照系 ($*$無し) を表す．2体崩壊によって現れる K 中間子，陽子 p または中性子 n の場合への書換えは容易であるので，ここでは詳しく述べない．第 4.1 章で，ヤコビアン $J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)$ の方位角 ϕ 依存性が観測されているπ中間子の楕円型フローを理解する上で非常に重要な役割を果たすことに触れる [29].

次に共鳴粒子の3体崩壊の場合を考える．このときπ中間子の多重度は次のように書き表すことができる [28].

$$
\begin{aligned}
N_{R\to\pi X_1X_2} = & \int J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)dp_ld\phi B_{R\to\pi X_1X_2} \\
& \times \int_{\left(\sum_{i=1,2} m_i\right)^2}^{(m_R-m_\pi)^2} dW^2\frac{m_R\sqrt{W^2-(m_1+m_2)^2}\sqrt{W^2-(m_1-m_2)^2}}{2\pi Q(m_R,m_i)W^2} \\
& \times \frac{d^3\boldsymbol{p}_R}{E_R}\frac{d_R}{(2\pi)^3}\int\frac{p_R^\mu d\sigma_\mu(x)}{\exp(p_R^\nu u_\nu(x)/T(x))-1}.
\end{aligned} \tag{2.34}
$$

ここで

$$Q(m_R, m_i) = \int_{(m_1+m_2)^2}^{(m_R-m_\pi)^2} \frac{dx}{x} \sqrt{(m_R+m_\pi)^2 - x} \sqrt{(m_R-m_\pi)^2 - x} \times \sqrt{x-(m_1+m_2)^2} \sqrt{x-(m_1-m_2)^2} \tag{2.35}$$

である．ここでは崩壊幅の狭い ω 中間子の崩壊を想定しており，Breit-Wigner 型関数を無視した．

第 4.1 章で述べるようにヤコビアン $J(p_t, \phi; \boldsymbol{V}_R)$ は特異性を持っており [29], 単純な数値積分法に基づいて計算した式 (2.29) や式 (2.34) の結果は信頼できない．そこで本研究では，共鳴粒子からの寄与を計算する際には崩壊過程の運動学を正しく考慮したモンテカルロの手法に頼る．この手法の基本的なアイデアは以下の通りである．

(1) 各々のフリーズアウト超曲面の面素 $d\sigma^\mu(x)$ に対して，乱数を用いて，その流体素片の静止系における共鳴粒子の集団 (ensemble) を作る．その共鳴粒子の集団は，フリーズアウト温度 $T(x)$，フリーズアウト化学ポテンシャル $\mu(x)$ でのボーズまたはフェルミ分布関数に従うものとする．

(2) 各々の熱平衡分布に従う共鳴粒子の運動量を流速 $\boldsymbol{v}(x)$ でローレンツブーストさせる．

(3) 流速によってローレンツブーストされた共鳴粒子を相対論的運動学に従って崩壊させる．

(4) 崩壊して現れた粒子が考えている運動量の幅に入っているときに数え上げ，スペクトルを求める．

詳しい計算法は付録 C で議論する．

第3章 ハドロンの1粒子分布

重イオン非中心衝突反応に固有の物理の議論を行う前に，ハドロンの 1 粒子分布の解析を通して流体模型の初期パラメータのチューニングを行う [30]．重イオンの非中心衝突反応におけるハドロンの 1 粒子スペクトルを求めるには次のような手続きをとる．まず最初に中心衝突事象のラピディティ分布及び横質量分布の実験データを再現するように流体模型の初期パラメータを選ぶ．このときの横平面でのエネルギー密度及びバリオン密度は wounded nucleon model [25] に基づいている．次に，衝突係数以外の初期パラメータを中心衝突の時と同じに固定し，衝突係数を変化させながら非中心衝突におけるハドロンのスペクトルを計算する．ほとんどすべての 2 次元流体模型の計算はこの wounded nucleon scaling の仮定を用いている [3, 4, 5]．初期条件に対するこの仮定は幅広く使われているものの，流体模型の初期条件としての妥当性はまだ確かめられていない．この章では非中心衝突反応の解析を通して，この仮定が流体模型の初期条件として本当に用いることができるかどうかも調べる．

3.1 中心衝突の解析

まずは流体模型の初期条件を適当に選び，中心衝突反応における核物質の時空発展の記述を行う．初期条件における 4 つのパラメータを次のように選ぶ．原点におけるエネルギー密度 $E_0 = 3.9$ GeV/fm^3, 原点におけ

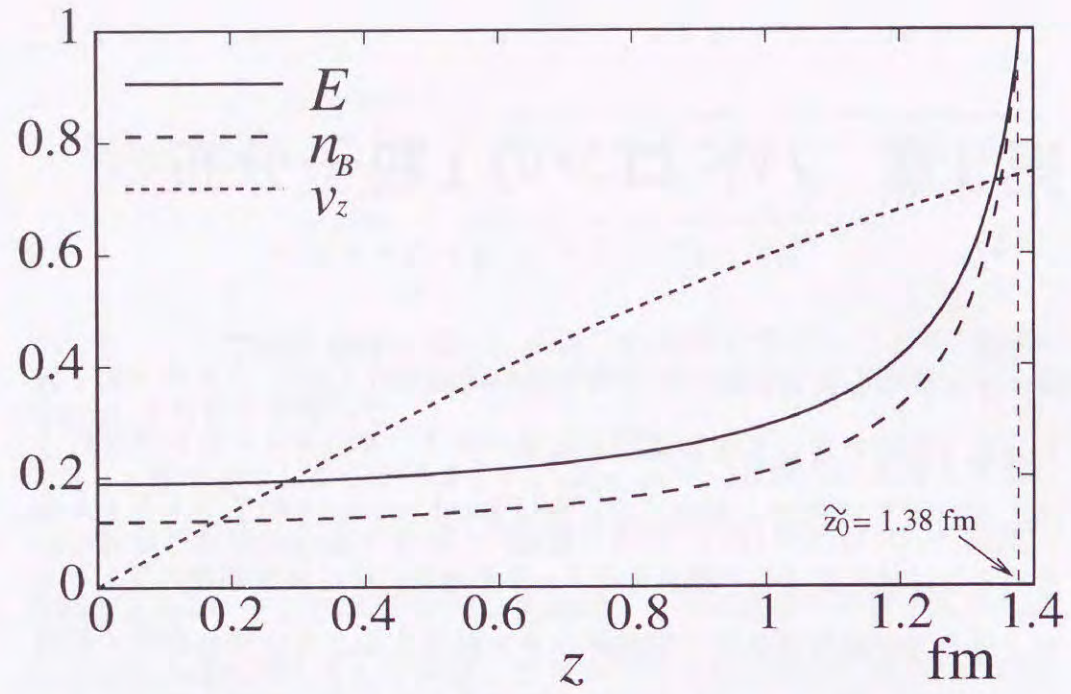

図 3.1: 初期条件の z 座標依存性. エネルギー密度及びバリオン密度は最大値で規格化してある.

るバリオン密度 $n_{B0} = 0.46$ fm^{-3}, 初期の衝突軸方向のサイズを決めるパラメータ $\tilde{z}_0 = 1.38$ fm, バリオン密度の形を決めるパラメータ $\alpha = 1.7$ という値を選ぶ．ここで α を一旦決めてしまうと, n_{B0} は式 (2.17), 及び式 (2.25) を用いて自動的に決まるということに注意すると, 本質的にはこの流体模型の独立なパラメータは 3 つである．図 3.1 に初期条件の z 方向依存性を示す. 実線が規格化されたエネルギー密度 $E(z)$, 破線が規格化されたバリオン密度 $n_B(z)$, 点線が z 方向の流速 $v_z(z)$ を表している．ここで, エネルギー密度 E, バリオン密度 n_B は $z = \tilde{z}_0$ での値で規格化を行った. 数値計算上の格子のサイズ Δl, 時間ステップ Δt はともに 0.23 fm とした.

負電荷を持ったハドロンの分布については, π^- 中間子, K^- 中間子の寄与を足し合わせることによって, またバリオンの分布については陽子と中

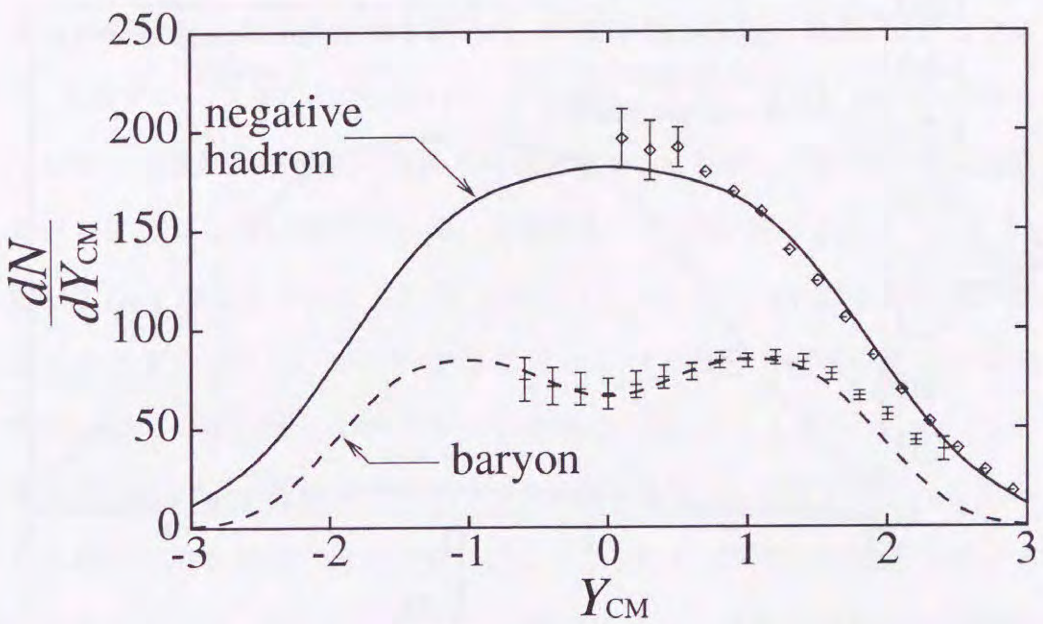

図 3.2: 中心衝突における負電荷を持ったハドロンとバリオンのラピディティ分布

性子の寄与を足し合わせることによって, それぞれ求めることができる. 図 3.2 は Pb + Pb 158 A GeV の中心衝突における負電荷を持ったハドロン (実線) とバリオン (破線) のラピディティ分布の数値計算の結果を表している [24]. この計算ではフリーズアウトエネルギー密度を $E_f = 60$ MeV/fm^3 に選んだ. 実験データは NA49 Collaboration によって得られた 5 %中心事象についてのラピディティ分布を表している.[1] 第 2.3 節で述べた初期条件を適当に選ぶことにより, この中心衝突反応における負電荷を持ったハドロンとバリオンのラピディティ分布の実験データを再現することができた. 反陽子 $\bar{p}$ の多重度は, この模型の範囲内では大体 1 程度な

[1] 全事象のうち, 横方向に放出されたエネルギーの総和が上位 5%にある事象で, 中心衝突反応によるものと考えられる.

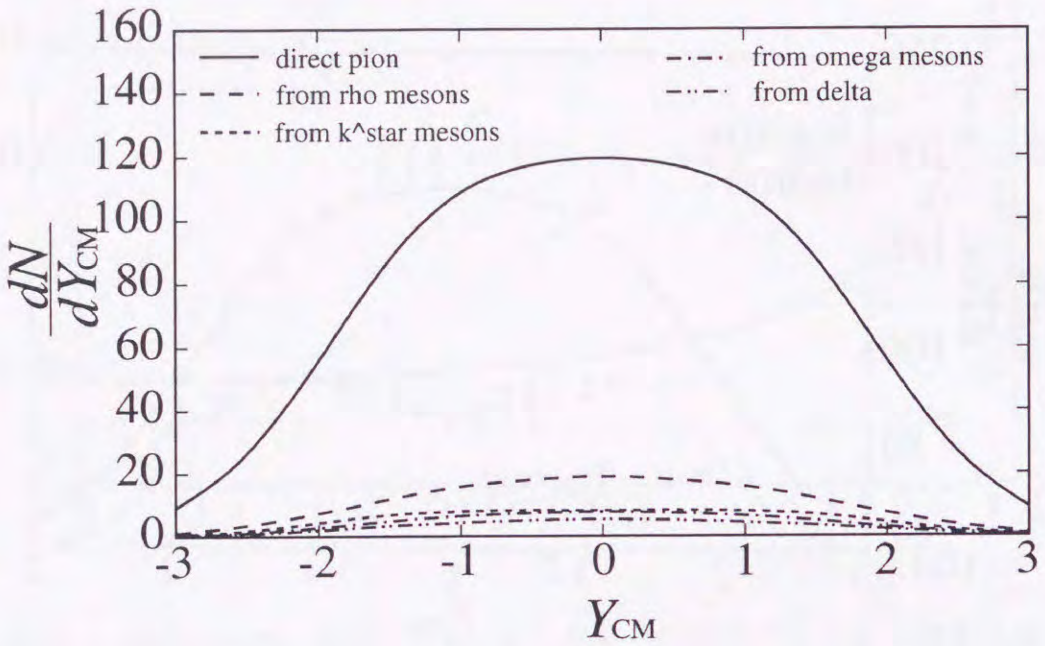

図 3.3: 各崩壊過程からの寄与. π 中間子の場合

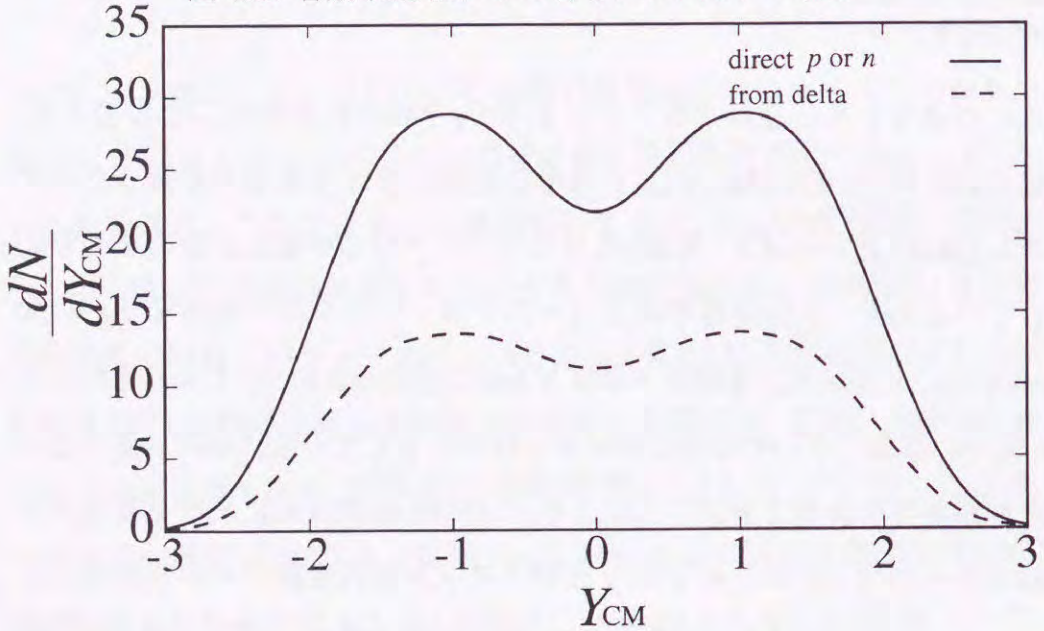

図 3.4: 各崩壊過程からの寄与. バリオンの場合

ので, 問題なく無視することができる.[2] この数値シミュレーションでは衝突係数は $b = 2.4$ fm に固定している. 通常, 流体模型に基づいて中心衝突事象の実験データを解析する際には, 衝突係数はゼロに選ぶ. しかしながら, 実験グループは中心衝突のデータを導出する際には常に小さいがゼロではない有限の衝突係数の事象の平均をとる. これがこの計算で衝突係数をゼロに固定しない理由である. 実験グループの評価によると Pb + Pb 158 A GeV 衝突における 5 %中心事象は $0 < b < 3.4$ fm の衝突係数の範囲に相当する [32]. ところで, 計算に用いている状態方程式の模型の範囲内では陽子の多重度と中性子の多重度は全く等しい. しかし, この二つの多重度は鉛同士の衝突では等しくない. なぜなら, この衝突によって作られる現実の核物質は, 2.2 節で触れたように, アイソスピン対称性を崩しているからである. 図 3.2 において, 正味のプロトン分布の代わりに正味のバリオン分布の解析をしているのはこのためである.

図 3.3 はフリーズアウト超曲面から放出された π^- と各々の崩壊過程を通して放出された π^- をそれぞれ示している. 図 3.4 はフリーズアウト超曲面から直接放出された陽子 p または中性子 n と Δ 粒子の崩壊過程を通して放出された陽子 p をそれぞれ示している. 直接放出される粒子と共鳴粒子の崩壊によって現れる粒子の数の比はフリーズアウトエネルギー密度に強く依存する. フリーズアウトエネルギー密度が, またはフリーズアウト温度が高ければ, フリーズアウト時に共鳴粒子の占める割合が増大し, 結果的に共鳴粒子の崩壊からの寄与も増える.

[2] 通常の流体模型では熱平衡及び化学平衡は常に成り立っていると想定されている. 別の言い方をすれば化学的フリーズアウトと熱的フリーズアウトは同時に起こる. しかしながら, 現実的には化学的フリーズアウトが先に起こって, そのあとに熱的フリーズアウトが起こっているといわれている. もしこの化学平衡が成り立っていないが熱平衡は成り立っている物質内のすべての粒子に対して付加的に化学ポテンシャルを導入すれば [21], 現在の模型に比べて反陽子の多重度は大幅に増加する. 参考文献 [31] を参照のこと.

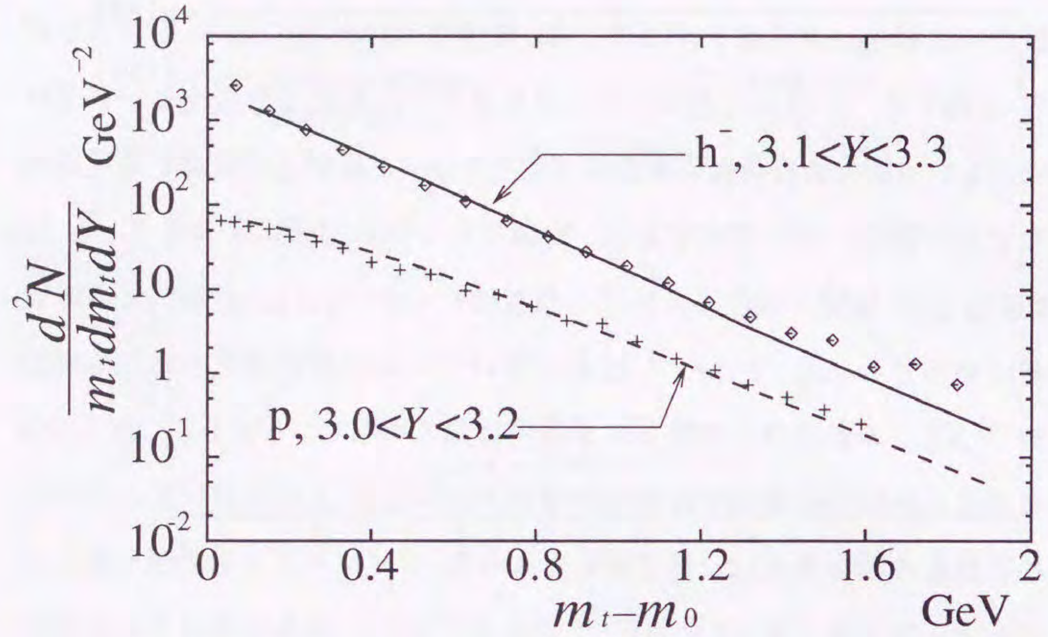

図 3.5: 中心衝突における負電荷を持ったハドロンとバリオンの横質量分布

図3.5は中心衝突事象における負電荷を持ったハドロンと陽子の横質量分布を表している．フリーズアウトエネルギー密度を $E_{\mathrm{f}} = 60$ MeV/fm^3 と選んだのは，この値のとき横質量分布の傾きが十分よく再現することができるからである．このとき対応する平均値としてのフリーズアウト温度及びフリーズアウト化学ポテンシャルはそれぞれ $< T_{\mathrm{f}} >\sim 117$ MeV, $< \mu_{\mathrm{f}} >\sim 323$ MeV となった．ここで得られた温度は他のグループの解析とも矛盾しない [21, 24, 33, 34]．

3.2 非中心衝突の解析

中心衝突事象を再現するようなパラメータの値が見出せたので，次に同じパラメータセットを用いて非中心衝突の議論を行う．NA49 Collaboration は非中心衝突事象の解析結果も報告している [32]．彼らは衝突事象全体を 6 つの centrality(中心衝突の度合い，具体的には横方向に放出されたエネルギーの大小) に分けて，それぞれの centrality に対して，Glauber 模型を用いて衝突係数を見積もっている．これらの実験データを流体模型で解析する際には，それぞれの centrality に対して衝突係数をある値に固定し，他の初期パラメータは中心衝突反応のときと同じ値を用いる．各々の centrality について，実験グループの評価による衝突係数の範囲，流体模型の中での衝突係数の値 b，衝突に関与した核子数 N_W，横平面での規格化された分布関数の原点での値 $W(0,0;b)$ を表 3.1 にまとめておく．横平面における規格化された分布関数の $y=0$ における断面図も合わせて図 3.6 に示す．上から順に，衝突係数 b が 2.4, 4.4, 6.4, 8.2, 9.5, 10.6 fm を表している．衝突係数が大きくなるにつれて，予想通り W の最大値が減少していく様子が確認できる．

表 3.1: 流体模型の数値シミュレーション上での衝突係数.

	Bin1	Bin2	Bin3	Bin4	Bin5	Bin6
衝突係数の範囲 (fm)	0-3.4	3.4-5.4	5.4-7.4	7.4-9.1	9.1-10.2	10.2-
b (fm)	2.4	4.4	6.4	8.2	9.5	10.6
N_W	353	282	199	128	83	51
$W(0,0;b)$	0.983	0.941	0.869	0.770	0.669	0.554

図 3.7 は Pb + Pb 158 A GeV 非中心衝突における負電荷を持った π 中

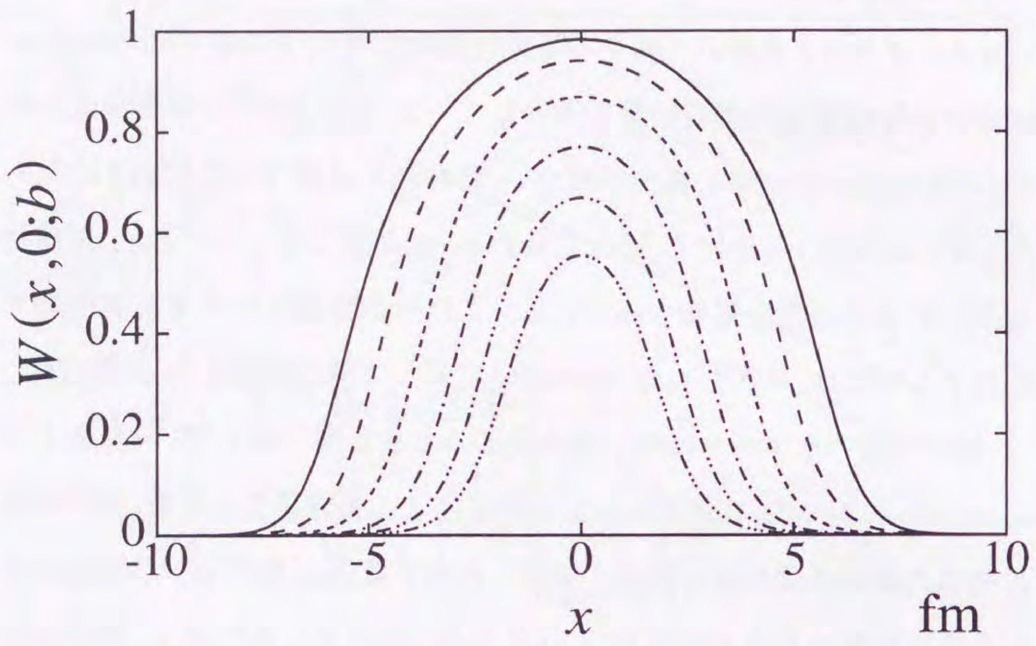

図 3.6: 衝突係数ごとに表した規格化された横平面内での分布関数

間子のラピディティ分布を, 各々の centrality 毎に表したものである. 数値計算の結果 (曲線) は実験データをよく再現していることがわかる. 図 3.7 から, wounded nucleon scaling の仮定がうまく機能し, 少なくとも π 中間子の分布を再現するためには, wounded nucleon scaling が流体模型の数値シミュレーションの初期条件として妥当であるといえる. 図 3.8 は同じ衝突事象におけるバリオンのラピディティ分布を表したものである. この図からすべての centrality においてほぼ同程度のバリオンストッピングの結果が得られた. バリオンストッピングとは衝突する前にバリオンが持っていたラピディティ分布のピーク (この場合 $Y = \pm 2.92$ 付近) が, 衝突の結果, どの程度中心ラピディティ方向に移動したかを表す. ところで, 実際の実験データでは正味のプロトンのラピディティ分布のピークの位置は

centrality 毎に異なる [32]. すなわち言い換えるとバリオンストッピングは centrality に依存する. その意味において, wounded nucleon scaling は初期のバリオン密度分布に対する定式化としては不十分である.

更に, 図 3.9 と図 3.10 に負電荷を持った π 中間子とバリオンの横質量分布を示す. それぞれの曲線が上から centrality の大きい順に並んでいる. この図から, 衝突係数が大きくなるにつれて, わずかではあるが, 横質量分布の傾きが急になってきている. このことは衝突係数が小さいほど横フローが大きくなる傾向にあることを示している.

この章では CERN における Pb+Pb 158 A GeV の衝突反応を再現するようなパラメータチューニングを行った. 負電荷を持ったハドロンについては, 中心衝突, 非中心衝突反応ともにうまく再現することができた. バリオンについては, 中心衝突は十分よく再現することができたものの, 非中心衝突反応における, バリオンのストッピングについてはうまく記述できなかった. このことはバリオン密度の初期条件の選び方をより複雑にする必要があることを意味している. しかしながら, この後の議論では主に, π 中間子のスペクトルを用いるという点と, 初期のバリオン密度の変化は負電荷を持ったハドロンの分布に大きく影響を与えないという点を考慮し, この流体シミュレーションの結果を用いて, 更に非中心衝突反応に固有の現象の議論を行う.

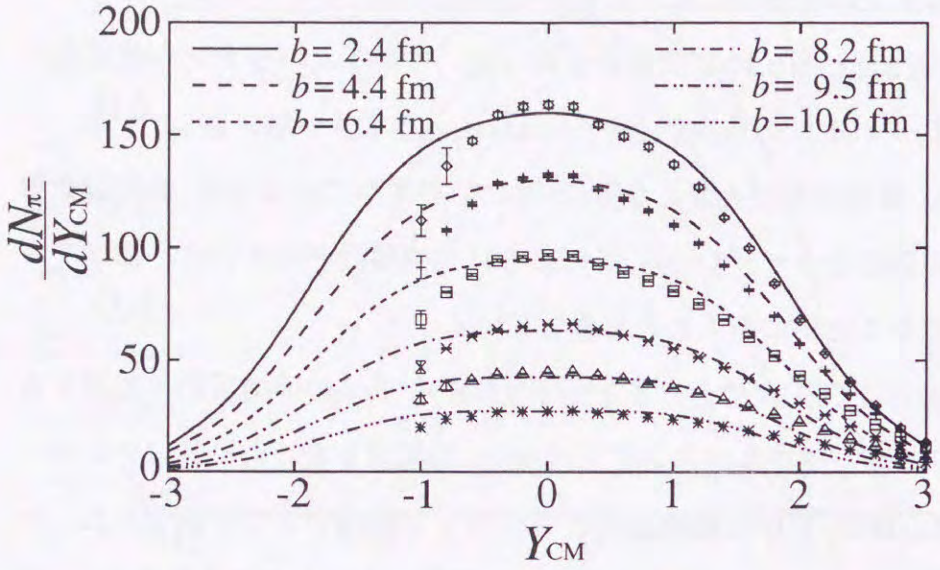

図 3.7: 各 centrality 毎の負電荷を持った π 中間子のラピディティ分布

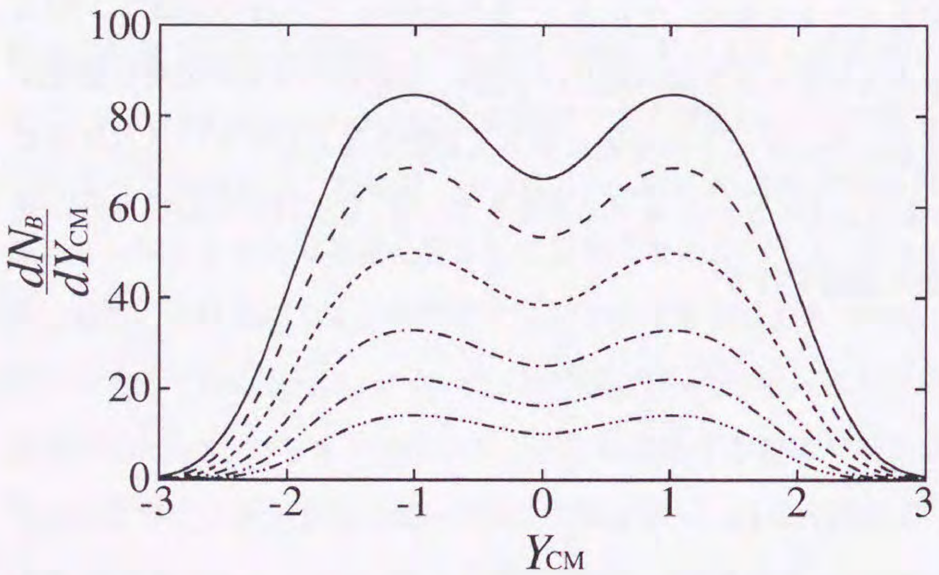

図 3.8: 各 centrality 毎のバリオンのラピディティ分布

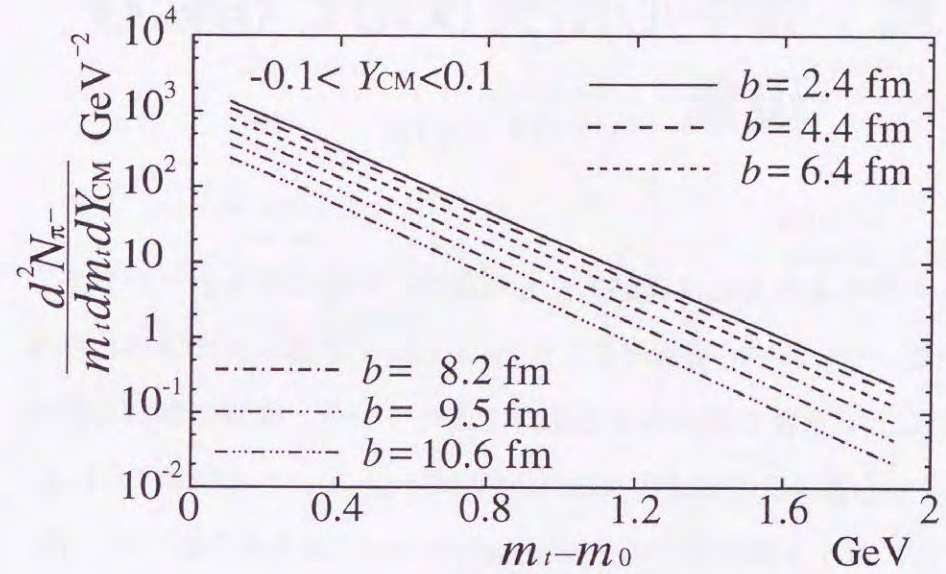

図 3.9: 各 centrality 毎の負電荷を持った π 中間子の横質量分布

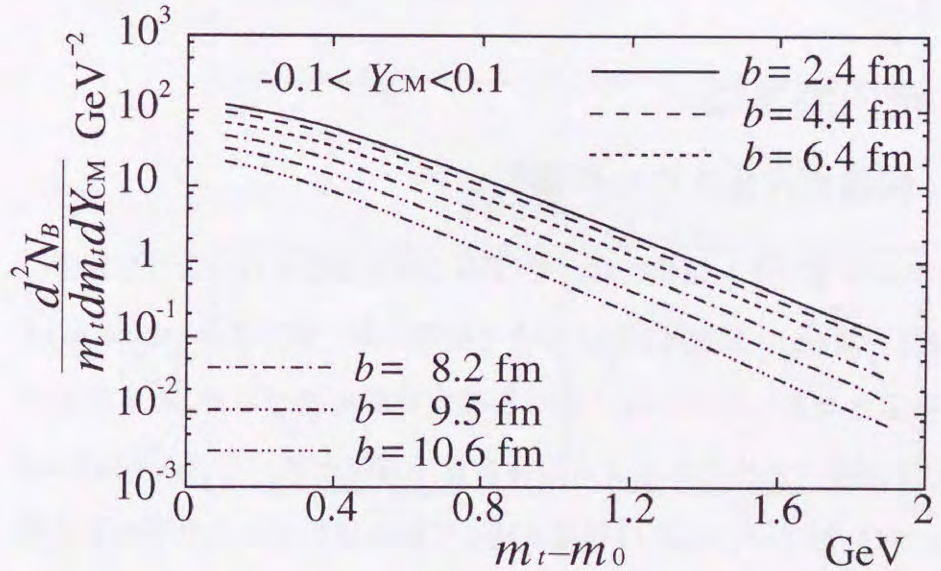

図 3.10: 各 centrality 毎のバリオンの横質量分布

第4章　非中心衝突反応と相転移現象

重イオンの中心衝突反応は実験的にも理論的にも魅力あるテーマを多く持っている. 一方, 非中心衝突反応にも QGP 相とハドロン相の間の相転移を理解する上で重要で魅力的な現象が含まれている. 流体力学的な観点からは, 非中心衝突反応では次の 2 つの興味深いトピックスが挙げられる.
(1) 横平面における核物質の非一様な流れの一つである楕円型フロー [3]
(2) Teaney と Shuryak により提案された「くるみ割り」現象 [4]
この章ではこれらのトピックスについて, 前章の結果に基づいて (3+1) 次元流体模型の立場から解析を行う.

4.1　楕円型フロー

4.1.1　何故楕円型フローが重要か?

高エネルギー重イオン衝突において, 有限の衝突係数を持つような非中心衝突を考えた場合, 主に図 4.1 のような 2 種類の非一様な流れ (anisotropic flow) があると考えられている. 後に正確な定義を述べるが, ある特定の方向に粒子が多く放出されるような場合を「方向を持った流れ (directed flow)」と呼び, 粒子が π[rad] の相関を持って放出されるような場合を「楕円型フロー (elliptic flow)」と呼ぶ [35].

まず重イオン衝突によって生成された物質の横平面上での空間的な分

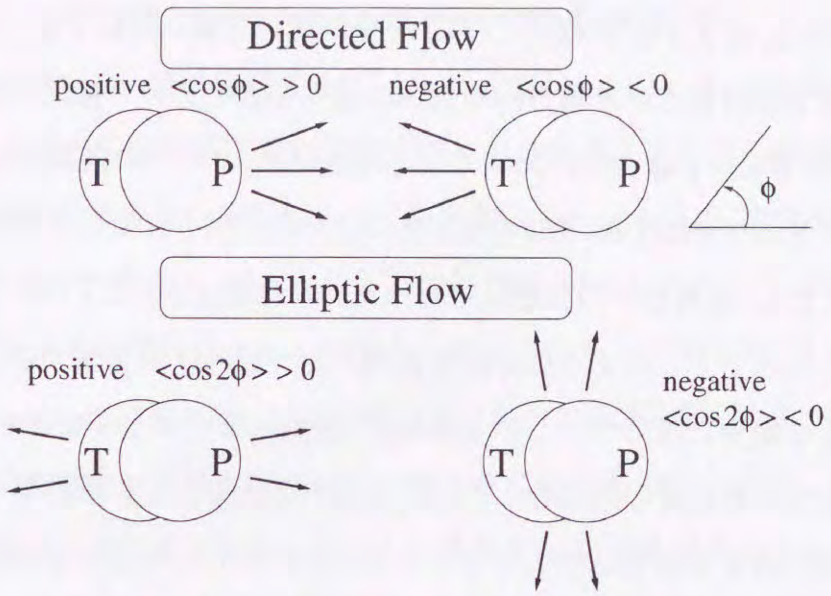

図 4.1: 方向を持ったフローと楕円型フロー

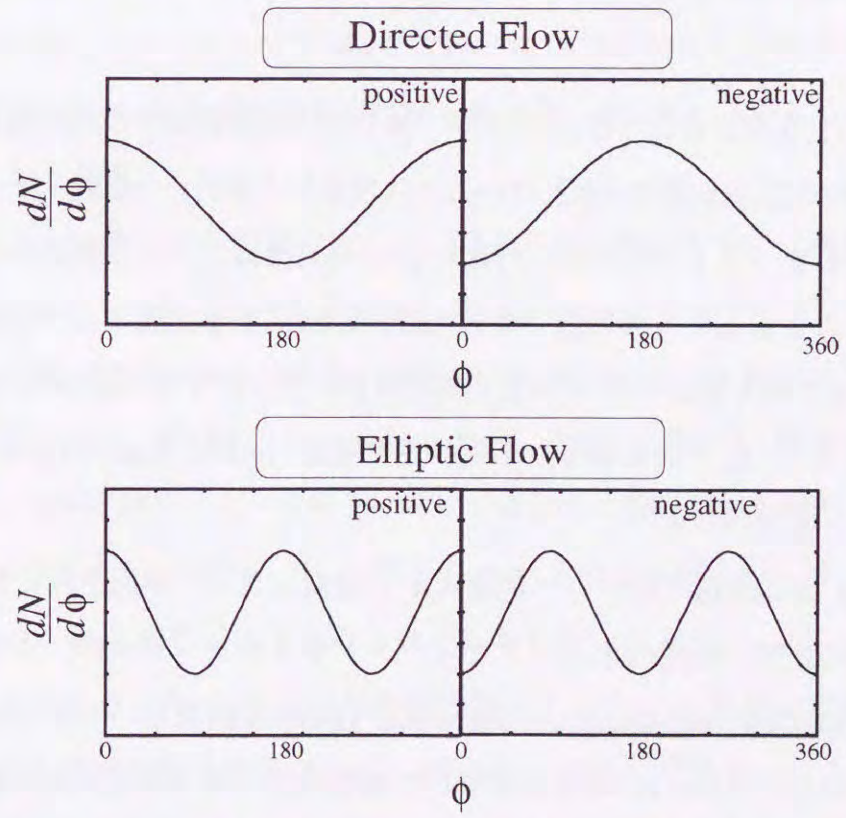

図 4.2: 方向を持ったフローと楕円型フローの方位角分布

布, すなわち, 図 2.1(右) の塗りつぶされていない部分に注目する. この部分の x 軸方向の長さが y 軸方向の長さに比べて短いという幾何学的形状から, x 軸方向は y 軸方向に比べて圧力勾配が大きい. その結果, 流速は x 軸正負の方向に増幅され, 逆に y 軸正負の方向は抑制されると予想される. このことから, 生成粒子の方位角分布は素朴には図 4.2 の左下のようになると考えられる. このような方位角方向の非一様性は核物質の状態方程式の性質に敏感に反応するという指摘が Ollitrault によってなされた [3]. 横平面内での核物質の集団的な流れの定量的な議論をする際には, 測定された粒子の方位角分布に対してフーリエ解析が用いられている [36].

$$\frac{dN}{p_t dp_t dY d\phi} = \frac{1}{2\pi}\frac{dN}{p_t dp_t dY}(1 + 2v_1(p_t, Y)\cos\phi + 2v_2(p_t, Y)\cos 2\phi + \cdots). \tag{4.1}$$

図 4.1 からも分かるように, 系が $\phi \leftrightarrow -\phi$ という変換に対する対称性を持っているために, sin 関数は現れないことに注意しておく. 一番目のフーリエ成分 v_1 をもって「方向を持った流れ (directed flow)」を, 二番目のフーリエ成分 v_2 をもって「楕円型フロー (elliptic flow)」を定義する. 実験で v_2 が正の値を取る場合には, 核物質の流れは散乱平面に平行 (in-plane elliptic flow) であり, v_2 が負の場合は散乱平面に垂直 (out-of-plane elliptic flow) であると推測される.

Sorge はこの楕円型フローが重イオン衝突によって生成された核物質の初期の圧力に敏感であることをイベントジェネレーターの一つである RQMD(Relativistic Quantum Molecular Dynamics) を用いて示した [17]. Heiselberg と Levy は, ある固定された衝突エネルギーの重イオン衝突の場合に, 衝突係数と楕円型フローは複雑な相関を持つ可能性を指摘した [37]. この予想は具体的には次のような議論に基づいている. 中心衝突では初期に QGP 相の生成に十分なほど多くの核子衝突が起こる一方で, 周辺衝突では QGP 相は生成されていないとする. このとき, ある特定の衝突係数の範囲では初期状態が混合相にあったと考えられる. 横方向のフローは横方向の圧力の勾配によって引き起こされるものの, 混合相内では図 2.2 で示された通り, ほとんど圧力の勾配がない. したがって, ある衝突係数の部分では楕円型フローが大きく抑制されると予想されている. 一方, Voloshin と Poskanzer はこの楕円型フローの衝突係数依存性が核物質の熱平衡の度合いを知るのに良いシグナルになる可能性を指摘した [38]. 初期の高温・高密度核物質の空間的な偏り具合は, 衝突係数が大きくなるにつれて増大するので, 熱平衡に達していれば v_2 が衝突係数 b の関数として増加していくはずである. しかし, 衝突係数がある値より大きな事象で熱平衡に達しなかったとすれば, そこから v_2 は減少していくはずである. そこで彼らは, v_2 の衝突係数依存性から熱平衡に達しているかどうかを議論できると主張した.

このような理論的な解析のもとで, CERN の実験グループは楕円型フローの解析を行った [39, 40]. NA49 Collaboration は中心ラピディティかつ小さな横運動量において荷電 π 中間子の v_2 の値について約 0.04 という結果を得た [39]. WA98 Collaboration も π^+ 中間子に対して, 同様の結果を得た. さらに彼らは K^+ 中間子に対しては非常に興味深い実験データを得た. すなわち, π 中間子, K^- 中間子の v_2 が正の値を取るのに対し, K^+ 中間子のみは v_2 が負の値を取るというものであった [40].

これまでのところ, 上で述べた理論計算はすべて, (2+1) 次元流体模型 [3, 4, 5] か微視的輸送理論 [17, 37, 38] を用いたものである. しかし, 重イオン衝突の膨張過程や核物質の相転移現象を包括的に記述するためには空間 3 次元において, すなわち縦方向の時空発展も含めた完全な形で流

体模型を適用することが必要不可欠である．そこで前章の結果を用いて，(3+1) 次元流体模型に基づく楕円型フローの解析を行う．

4.1.2 楕円型フローの toy model

まずは実際の流体シミュレーションの結果を用いる前に，共鳴粒子の崩壊過程が測定される楕円型フローにどのような影響を与えるかを調べるために，簡単なモデル計算を行う．いくつかの流体模型に基づく解析ではフリーズアウト超曲面から直接放出された粒子に注目している．ところが，第 2.4.2 章でも述べたように，注目する粒子のスペクトルには共鳴粒子の崩壊からの寄与を無視することができない．そこで，最初に崩壊過程から現れる粒子が測定される方位角相関に対してどのような役割を果たすかについて調べる．まず，質量 m_R をもつ共鳴粒子がフリーズアウト超曲面から放出され，真空中で 2 個の同種粒子 (質量 m) に崩壊する場合を考える．共鳴粒子のスピンが偏極していない場合，崩壊粒子は共鳴粒子の静止系で等方的に放出される．これは崩壊粒子の運動量空間では原点を中心とした半径 p^* の球面を表す．図 4.3(a) にその $p_x - p_y$ 平面での断面図を表す．次に，共鳴粒子が $(V_{Rx}, V_{Ry}, V_{Rz}) = (V, 0, 0)$ で動いている座標系で見た場合を考える．V がある程度の大きさの場合は，崩壊粒子の取りうる運動量空間の曲面は x 軸正の方向に移動をし，さらに球面から回転楕円体に歪む (図 4.3(b) 参照)．もし V がある臨界的な値 $V^* = p^*/E^* = \sqrt{m_R^2/4 - m^2}/(m_R/2)$ よりも大きな速度の場合は，もともと運動量空間の原点を取り囲んでいた球面が原点から離れていってしまう (図 4.3(c) 参照)[41]．このとき，横平面内での崩壊粒子の放出される確率は x 軸から測って $\phi_\pm = \pm \sin^{-1}[p^*(1 - V^2)^{1/2}/(mV)]$ に鋭いピークを持

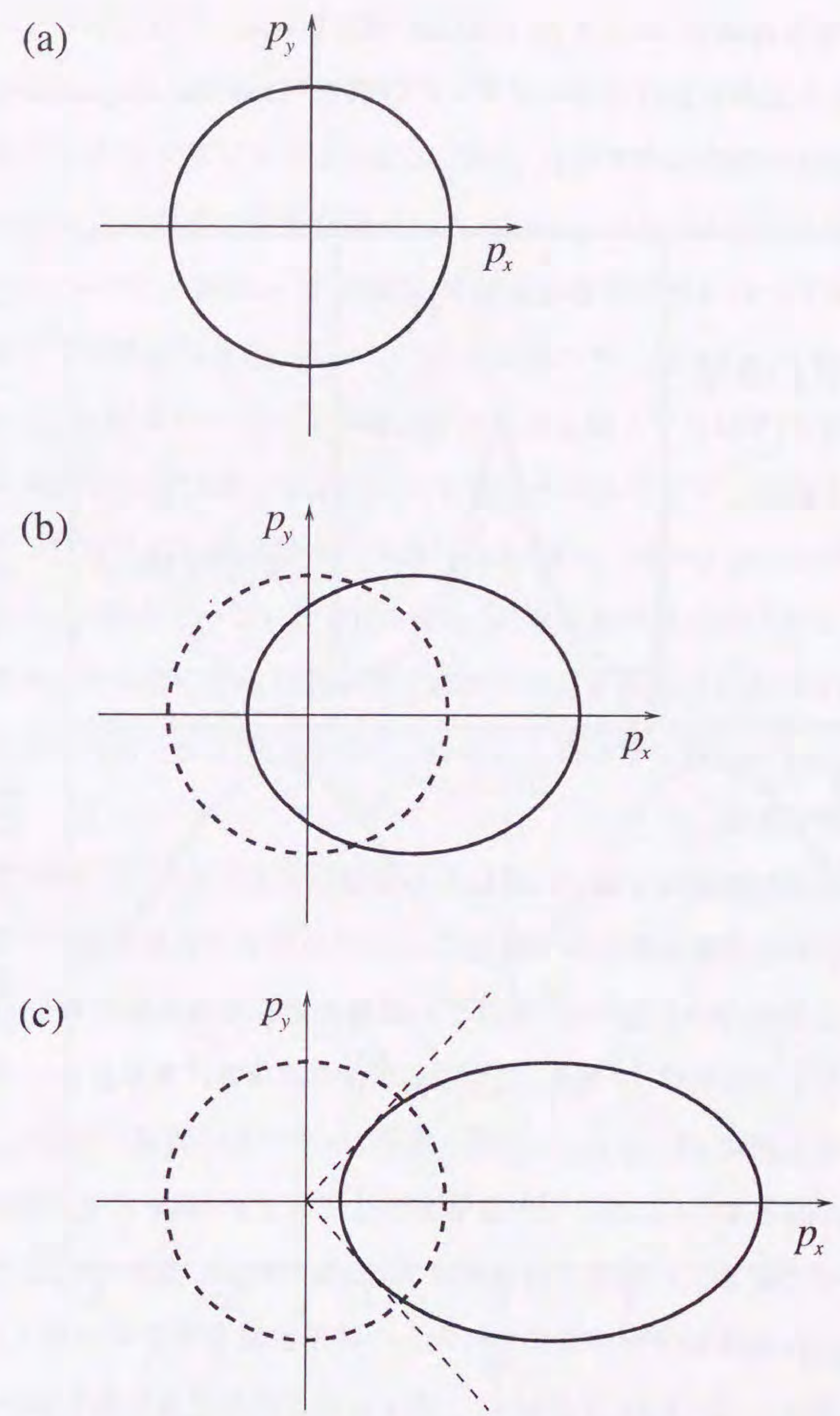

図 4.3: 崩壊粒子の運動量空間における分布の概念図 (a) 共鳴粒子が静止していた場合 (b) 共鳴粒子の速度が $V(< V^*)$ の場合 (c) 共鳴粒子の速度が $V(> V^*)$ の場合

ち, また値自身は $\phi_- < \phi < \phi_+$ の範囲に限定される. この二つのピークをローレンツ変換におけるヤコビアンの特異性 (Jacobian singularity) と呼ぶ. この放出確率はまさに式 (2.29) に現れるヤコビアンによって表すことができる. 図 4.4(a) に $\rho \to \pi\pi$ という崩壊過程における二つの典型的なヤコビアンの方位角依存性を示す. 実線は $V = 0.94 > V^*(\sim 0.93)$ の場合, 破線は $V = 0.90 < V^*$ の場合を表している. 速度が臨界的な値を超えない場合は, ヤコビアンは $\phi = 0$ 付近に幅の広いピークを持っている. この場合は崩壊してでてくる π 中間子がほとんど x 軸に沿って現れるということを意味している. 一方, 速度が臨界的な値を超えるとヤコビアンは $\phi = \phi_\pm = \pm 1.21$ に鋭いピーク, $\phi = 0$ に幅の広いピークを持つ. このことから, 非常に大きな速度を持つ共鳴粒子から現れる崩壊粒子同士のなす角度 (opening angle) はゼロ度よりはむしろ有限の値を持つ傾向にあるということができる.

これまでの議論は 1 個の共鳴粒子の崩壊の場合であった. そこで, 次に共鳴粒子が熱平衡分布に従う場合に, このヤコビアンの特異性がどのように変更を受けるかを調べる. 先ほどの議論と同じ崩壊過程を考え, 次のような簡単な評価を行う. まず, 二つの同体積の流体素片を考える. 一つの流体素片の流速は $(v_x, v_y, v_z) = (+0.5, 0, 0)$, もう一方の流速は $(v_x, v_y, v_z) = (-0.5, 0, 0)$ とおく. この二つの流体素片は $T = 120$ MeV で局所熱平衡にあるものとする. これは一番簡単な in-plane elliptic flow の模型である. この二つの流体素片から放出された ρ 中間子が真空中で π 中間子に崩壊すると想定し, 式 (2.29) を用いて, この π 中間子の方位角分布を求める. 図 4.4(b) に結果を示す. ただし, 横運動量は $50 < p_t < 350$ MeV について, またラピディティは $-0.5 < Y < 0.5$ について足し上げた. 実線は二つの流体素片からの寄与の和を表す. 比較のために, それぞれの流体素片からの

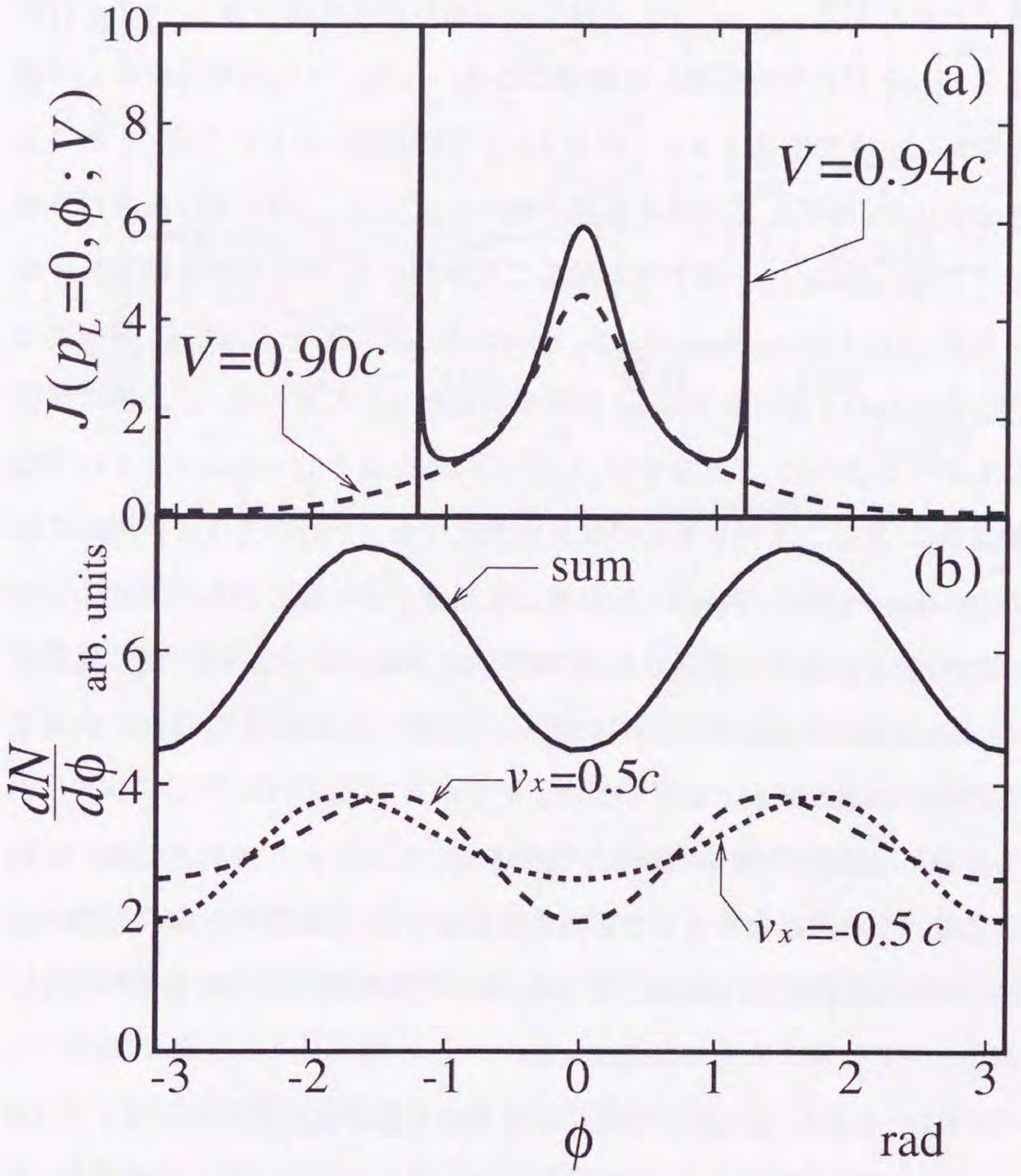

図 4.4: (a) ヤコビアン J の方位角 ϕ 依存性 (b) 崩壊過程 $\rho \to \pi\pi$ による π 中間子の方位角分布

寄与を破線および点線で表す．まずは $v_x = 0.5$ を持つ流体素片からの寄与について見てみると，さきほどのヤコビアンの特異性，すなわち鋭いピークが流速によって変更を受けた熱平衡分布によって幅のあるピークになることがわかる．$v_x = -0.5$ を持つ流体素片からの寄与は $v_x = 0.5$ の寄与を π[rad] だけ平行移動した結果になる．この二つの流体素片からの寄与を足し上げた結果は $\phi = \pi/2$ と $3\pi/2$ に幅の広いピークを持つ．この分布を Fourier 解析してみれば容易にわかるように，ρ 中間子の崩壊の寄与だけを考えれば，v_2 が負の値を取ることがわかる．物質の流れは散乱平面に平行，すなわち in-plane elliptic flow であったにもかかわらず，得られた方位角分布の 2 番目の Fourier 級数は負になってしまった．この節の最初にも述べたように，これまでは，v_2 が正の値を取る (positive v_2) という実験結果は，流体力学的な物質の流れは散乱平面に平行な方向が優勢的になる (in-plane elliptic flow) ということを意味すると信じられていた．しかしながら，上の簡単な議論から，共鳴粒子の崩壊からの寄与は，仮に物質が in-plane elliptic flow を示していても，結果として現れる v_2 は負になることがありうるということが分かる．すなわち，「正の楕円型フロー」という言葉と「散乱平面内の流体力学的なフロー」という言葉は明確に区別して用いなければならない．この意味において，共鳴粒子の崩壊過程は流体力学的な流れが in-plane の場合に，みかけ負の楕円型フローを生み出してしまうということができる．

さらに，このヤコビアンの効果の横運動量依存性も調べてみる．図 4.5 は，2 個の流体素片から，ρ 中間子の崩壊を通して出てきた π 中間子と，流体から直接放出された π 中間子の v_2 の横運動量依存性を表している．ラピディティについては中心付近 $|Y| < 0.5$ で平均を取っている．流速は $v_x = \pm 0.5$ の場合に加えて，比較のために，$v_x = \pm 0.2$ の場合の結果も示し

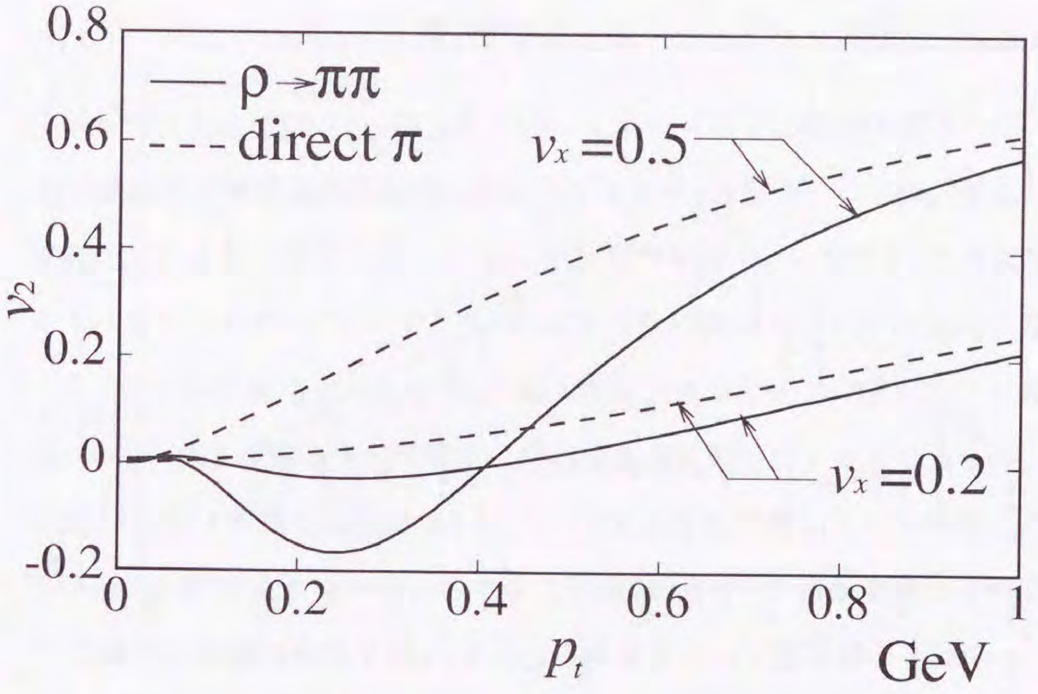

図 4.5: 崩壊過程 $\rho \to \pi\pi$ における v_2 の横運動量依存性

ている．$v_x = \pm 0.5$ の場合の ρ 中間子の崩壊からの寄与 (実線) について見ていく．p_t が増えるに従って v_2 は最初に減少し，$p_t = 0.25$ GeV 付近で最小値 $v_2 = -0.17$ を取る．その後 v_2 は増えつづけて，直接放出された π 中間子の場合に近づく．このことからも分かるように，崩壊の運動学的効果 (ヤコビアンのピークの効果) は横運動量が小さいところで顕著に表れることがわかる．これは図 4.3(c) を用いて説明することができる．ヤコビアンのピークは，原点から回転楕円体に引いた接線方向の方位角に現れる．この接点は，原点からの距離，すなわち横運動量の大きさ $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ が小さいところに位置している．そのために，低横運動量では特にヤコビアンの影響が強く現れる．

4.1.3　流体シミュレーションの結果

次に実際の流体シミュレーションの結果を用いて, SPSエネルギーにおける楕円型フローを求め, ヤコビアン特異性の効果の定量的な評価を行う. 第3章で, すでに π^- 中間子のラピディティ分布を再現するように流体模型の初期パラメータは調節されている. そこで, 同じパラメータセットを用いて, CERN の SPS における NA49 Collaboration が得た楕円型フロー v_2 のラピディティ及び横運動量依存性の実験データの解析を行う [39, 42]. この実験データは衝突係数が $6.5 < b < 8$ fm の事象に相当するので, 流体模型では衝突係数を 7.2 fm に固定してシミュレーションを行った.

π 中間子の楕円型フローを考えるときも, 1粒子分布の解析と同様に, フリーズアウト超曲面から直接放出された粒子と, 共鳴粒子の崩壊からの寄与を考慮する. そのとき v_2 のラピディティ依存性は

$$
\begin{aligned}
v_2(Y) &= <\cos(2\phi)> \\
&= \frac{\displaystyle\int \cos(2\phi)\left(E\frac{dN_{\mathrm{th}}}{d^3p}+\sum_R E\frac{dN_{R\to\pi+\mathrm{others}}}{d^3p}\right)p_t dp_t d\phi}{\displaystyle\int \left(E\frac{dN_{\mathrm{th}}}{d^3p}+\sum_R E\frac{dN_{R\to\pi+\mathrm{others}}}{d^3p}\right)p_t dp_t d\phi} \qquad (4.2)
\end{aligned}
$$

と計算することができる. ここで R に関する和では共鳴粒子の種類, 具体的には $\rho, K^*, \omega, \Delta$ の寄与について足し上げる.

図4.6では数値計算によって得られた結果と実験データとの比較を行っている. 実線は, フリーズアウト超曲面から直接放出された粒子の寄与, および, 共鳴粒子の崩壊からの寄与が含まれている. 破線は直接放出粒子の寄与のみを表している. また共鳴粒子からの寄与のみの場合はエラーバーつきダイヤモンド印のプロットで示している (これはモンテカルロ法を用いた計算結果を表していることによる). 横運動量については, 実験データ,

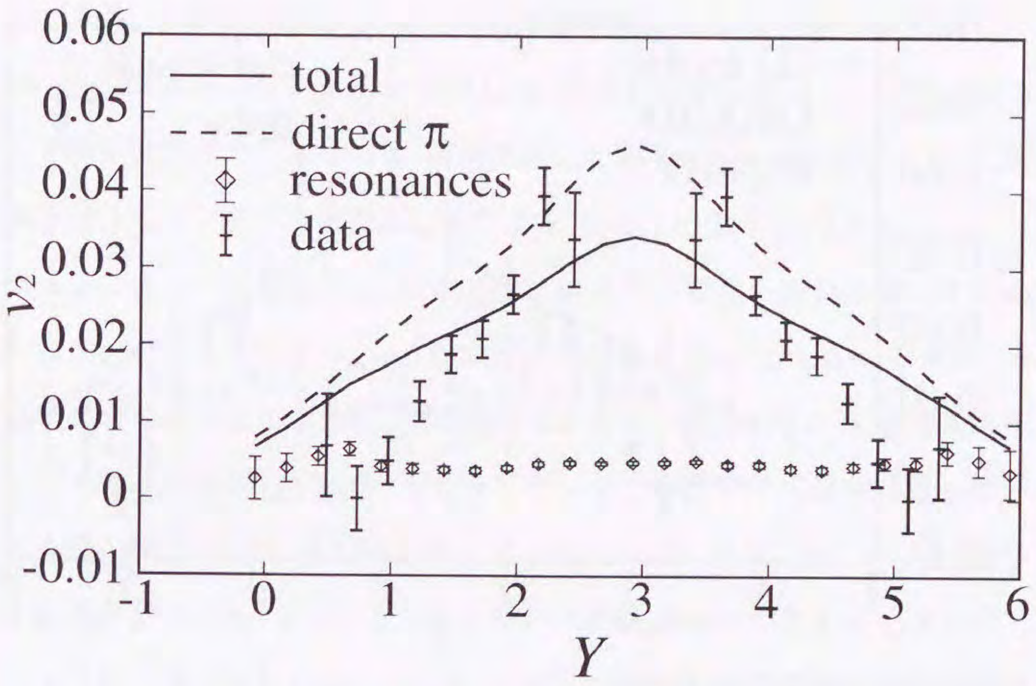

図 4.6: 楕円型フローのラピディティ依存性

解析結果とともに, $50 < p_t < 350$ MeV について平均している. すべての寄与を足し合わせたグラフ (実線) では, エラーバーが非常に小さいので省略している. 流体から直接放出された粒子だけを考えると, 全ラピディティ領域に渡って実験結果を過大評価してしまう. ところが, 共鳴粒子からの寄与を取り入れると, すでに述べた崩壊の運動学的効果により, ラピディティ全体にわたって v_2 の値が下がった. とくに中心ラピディティ $Y = 2.92$ では 26%減少した. こうして, 共鳴粒子の崩壊の寄与を取り入れることによって, $1.5 < Y < 4.5$ 付近の実験データを再現することができた. 一方, 入射原子核のラピディティ付近 $Y \sim 5.8$, および, 標的原子核のラピディティ付近 $Y \sim 0$ では, 依然として過大評価の傾向が残った. 本研究での流体模型は spectator, すなわち初期の衝突に関与しなかった核子の存在を無視している. しかしながら, 核子からなる spectator は生成された π 中間

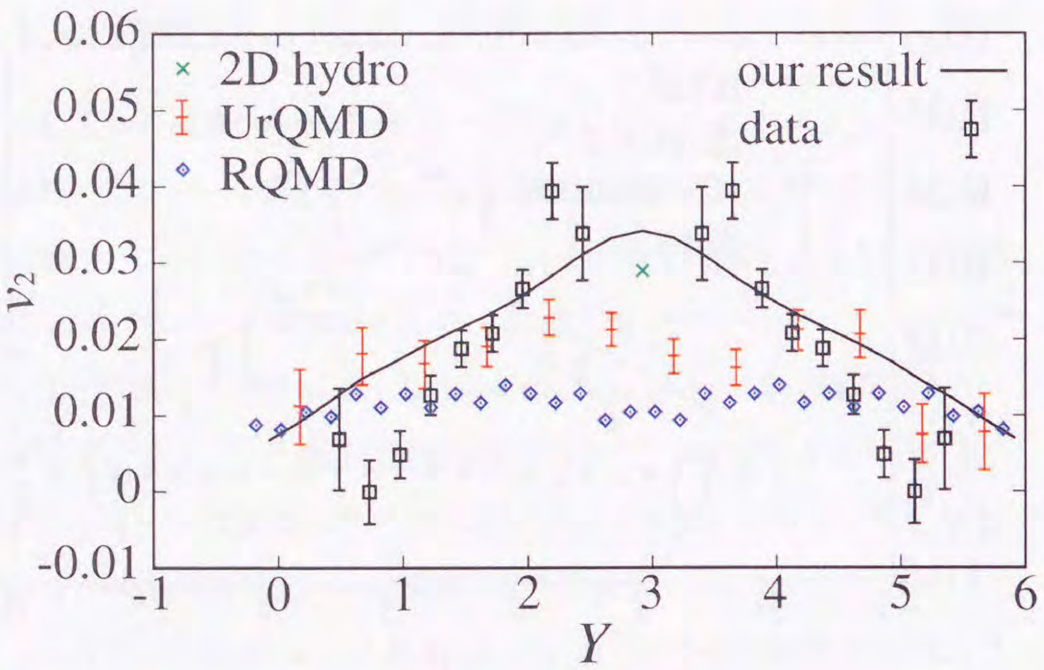

図 4.7: 他の模型との比較

子と相互作用し, その運動量分布に影響を与える可能性が考えられる. 特に in-plane elliptic flow が起こっているときには, spectator の存在によりフローが抑制されると予想される. そのためにこの付近では, 理論計算と実験データとの間に差が生じてしまった. これに関しては, 流体模型の枠組みを越えた模型を作る必要がある. 共鳴粒子の崩壊によって生成された π 中間子がもたらす v_2 の値は, ほぼ全ラピディティ領域にわたってゼロであった. これは in-plane elliptic flow と崩壊の運動学的効果が互いに打ち消しあったためである.

ここで, 本研究で得られた結果と他の模型との比較を行う. 図 4.7 に本研究で得られた結果, 及び, NA49 Collaboration によって得られた実験結果に加えて, 2 次元流体模型の結果 [5], イベントジェネレータ UrQMD(Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) による結果 [43], イベントジェネレータ RQMD による結果 [44] を示す. まずは, 2 次元流体模型について

見てみる. すでに述べたように, 2 次元流体模型では, 衝突軸方向に対して Bjorken のスケーリング解を仮定し, 核物質の時空発展のシミュレーションを横平面のみで行っている. 流体方程式の簡単化を行った犠牲として, 物理量がラピディティに依存をしなくなる. そのため彼らは, このシミュレーションによって得られた v_2 は中心ラピディティで良い近似になっていると考え, $Y_{\mathrm{mid}} = 2.92$ で $v_2 = 0.029$ という結果を出した. しかしながら, 実験結果からも分かるように, この衝突エネルギー領域において物理量はラピディティに依存している. 中心ラピディティ付近では定量的に合っているものの模型としては不十分である. 次にイベントジェネレータに基づく結果を見てみる. イベントジェネレータの結果はいずれも中心ラピディティ付近で過小評価となっている. これらの微視的輸送理論は衝突初期のハードな部分をひも模型 (hadronic string model) を用いて記述している. ところが, 多重生成の場合, 同時に多数のひもが生成されるものの, 通常はひも同士の相互作用を考慮していない. ひもは衝突時のエネルギーを蓄えるものの圧力に寄与しない. そのために中心ラピディティ付近では膨張が抑えられている. この議論は Heinz によるものである [45]. 結果として, 注目している中心ラピディティ領域の振る舞いでは, 本研究の結果が定性的にも定量的にも実験データをうまく再現していると言える.

次に, 各々の π 中間子のソース毎に $v_2(Y)$ を計算してみる. 図 4.8 は流体から直接放出された π 中間子, および, それぞれの共鳴粒子から生成された π 中間子の v_2 のラピディティ依存性を表している. この図の実線は図 4.6 の破線と同じものである. 2 体崩壊である ρ, K^*, Δ 粒子からの寄与は中心ラピディティ付近において, ほとんどゼロに近い値が得られた. 一方, ω 粒子の 3 体崩壊からの寄与はそれほど小さな値にはならなかった. 次に π 中間子の v_2 の横運動量依存性について調べる. v_2 のラピディティ依存

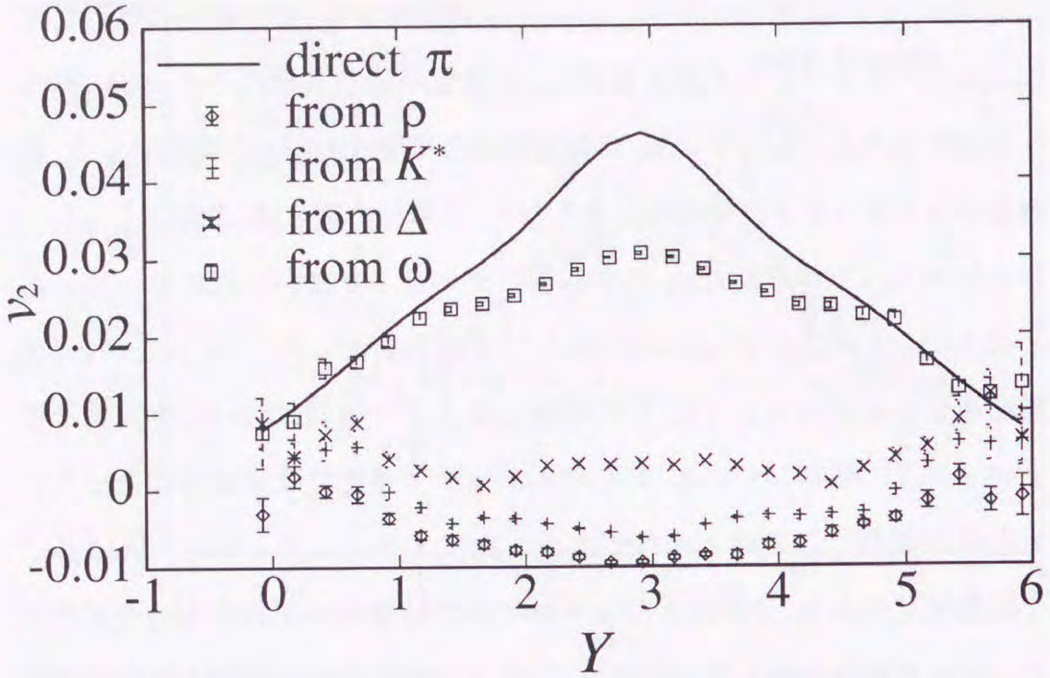

図 4.8: π 中間子のソース毎の楕円型フローのラピディティ依存性

性の計算と同様に以下の式を用いて, v_2 の横運動量 p_t 依存性を得ることができる.

$$\begin{aligned} v_2(p_t) &= <\cos(2\phi)> \\ &= \frac{\int \cos(2\phi)\left(E\frac{dN_{\rm th}}{d^3p}+\sum_R E\frac{dN_{R\to\pi+{\rm others}}}{d^3p}\right)dY\,d\phi}{\int\left(E\frac{dN_{\rm th}}{d^3p}+\sum_R E\frac{dN_{R\to\pi+{\rm others}}}{d^3p}\right)dY\,d\phi}. \end{aligned} \tag{4.3}$$

図4.9では, 数値計算の結果と実験データとの比較を行っている. ラピディティ依存性の場合と対応させて, 実線はすべての寄与の和, 破線は流体から直接放出された π 中間子の寄与, エラーバーつきのプロットは共鳴粒子からの π 中間子が寄与する v_2 の横運動量依存性を表している. 実験データ, 解析結果ともにラピディティについては $4.0 < Y < 5.0$ について平均をとっている. 横運動量 $p_t = 0.25$ GeV では, すべての寄与の和は, 共鳴粒子の崩壊の影響により, 直接放出された π 中間子に比べて 20%減少してい

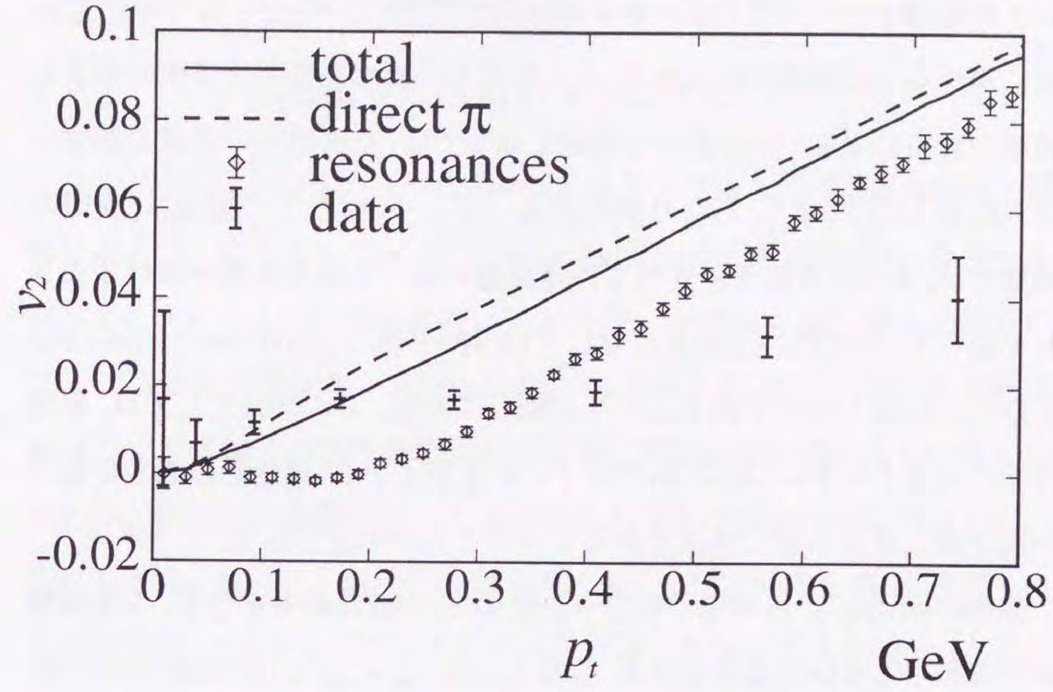

図 4.9: $4.0 < Y < 5.0$ 領域における楕円型フローの横運動量依存性

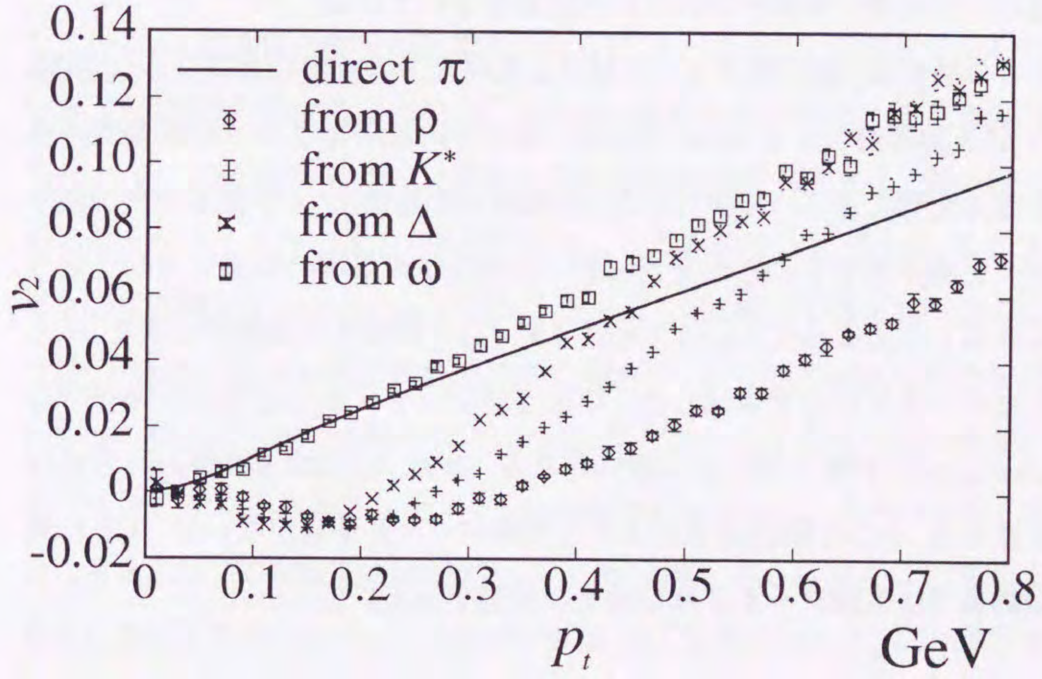

図 4.10: $4.0 < Y < 5.0$ 領域における π 中間子のソース毎の楕円型フローの横運動量依存性

る.[1] 共鳴粒子からの寄与は小さな横運動量領域 $(0.1 < p_t < 0.4$ GeV$)$ で顕著に現れることが確かめられた. これはすでに述べた簡単なモデル計算と同様の理由による. やや大きな運動量領域では, 共鳴粒子の崩壊の影響が見られるものの, まだ, かなり過大評価となっている. この結果は, 実際の現象では, すべての粒子がすべての運動量に渡って完全な熱平衡が達成されておらず, 特に低い運動量に対してのみ熱平衡 (partial thermalization) となっている可能性があることを示唆している. この理由としては, 衝突係数が大きくなるにつれて系のサイズが小さくなり, 運動量の大きな粒子が熱平衡に達する前に放出されるということが考えられる.

最後に図 4.10 に π 中間子のソース毎の v_2 の計算結果を示す. 2 体崩壊をする粒子についてはいずれも, 少なくとも $0.1 < p_t < 0.2$ GeV 付近で負の値を示している. 一方, 3 体崩壊をする ω 中間子からの寄与については, ほとんど崩壊の影響がないという結果を示している.

この節では, 楕円型フローにおける共鳴粒子の役割を明確にし, CERN の SPS 加速器 158 A GeV Pb+Pb 衝突での楕円型フローの実験データを流体模型に基づいて解析した. 共鳴粒子の崩壊は, π 中間子の楕円型フローを減少させることが分かった. 共鳴粒子の崩壊の効果を正しく取り入れることによって, v_2 のラピディティ(Y) 依存性の実験データを, 中心ラピディティ付近で再現した. 中心ラピディティからはずれた部分では spectator の影響が現れる可能性がある. また, v_2 の横運動量 (p_t) 依存性を見ると, 小さな横運動量では十分実験データと矛盾がないが, 大きな横運動量では実験データよりも過大な評価を与えてしまった.

[1] この横運動量依存性は中心ラピディティから, はずれた領域で見ているため, 減少の割合は中心ラピディティの場合よりも小さい.

4.2 「くるみ割り」現象

4.2.1 「くるみ割り」現象のメカニズム

非中心衝突反応のもう一つの興味深いトピックとして「くるみ割り」現象がある. これは最近 Teaney と Shuryak によって提唱された, 非中心衝突反応における QCD 相転移のシグナルの一つである [4]. 彼らの結果によると, RHIC の衝突エネルギーにおいて, 非中心衝突反応で QCD 相転移が起こると核物質の空間的な分布に非常に奇妙な形が現れるというものである. 図 4.11 に典型的な「くるみ割り」現象の例を示す.[2] 図 4.11(左) はある非中心重イオン衝突の初期時刻における圧力分布を表す. 高温・高密度物質が, いわゆる「アーモンド形」を成していることが分かる. 中心付近は QGP 相を表しており, そのすぐ外側に混合相とハドロン相の薄い層がある. 図 4.11(中) は初期時刻から 4 fm 経った時刻での圧力分布を表している. こげ茶色の部分が比較的大きな圧力を持っている部分を表している. この図から分かるように, 圧力の高い部分は中心部分と周辺部分であり, その二つの部分の間に比較的圧力の低い部分が存在する. 彼らは中心の部分を「くるみの実」、周辺部分を「くるみの殻」に例えて, このような物質の構造を nut shape と呼んだ. さらに 2 fm 経つと図 4.11(右) のように, くるみの殻が y 軸正負の部分から割れて, 圧力の高い部分が空間的に 3 つに分かれた構造を持つようになる. 彼らはこのような一連の物質の時空発展を「くるみ割りシナリオ (nutcracker scenario)」と名づけた. 素朴に考えれば, 高温物質は周辺部分から冷え始め, 中心に行くほど単調に高温になると期待される. この観点から図 4.11 を見てみると, この時空発

[2] この例はくるみ割り現象を起こすように初期条件をパラメトライズした流体シミュレーションの結果であり, 前章のシミュレーションの結果とは異なる.

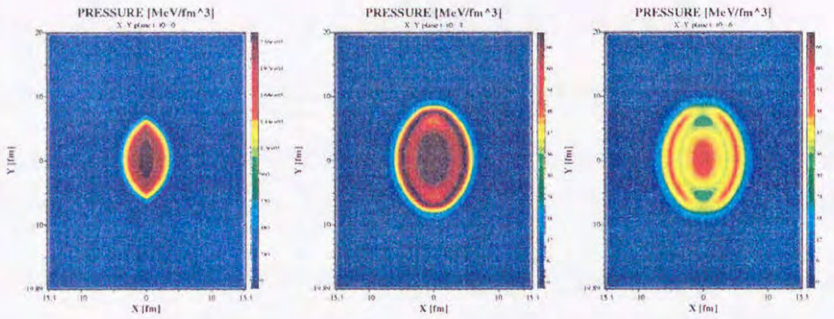

図 4.11:「くるみ割り」現象の一例. 圧力分布の時間発展 (左図)$t = t_0$ (中図)$t = t_0 + 4$ fm (右図)$t = t_0 + 6$ fm

展が非常に奇妙であることがわかる.

まず, この現象が何故起こるのかについて定性的な議論を行う. 初期時刻において二つの流体素片を考える. 一つは QGP 相の内部にあるもの (流体素片 A), もう一つは混合相にあるもの (流体素片 B) とする. ここでは流体素片に対してラグランジュ的な見方をとり, 横平面上の運動を考える. 初期時刻には流体素片 A は流体素片 B よりも中心側にある. まずは流体素片 A に注目すると, 初期における QGP 相の状態方程式の勾配にしたがってこの素片は膨張しながら冷却する (図 4.12 も参照). 混合相においては流速は加速されないものの, 流体素片の両端部分の流速の差にしたがって膨張を続ける. 更に, 相転移領域 (混合相) を通り抜け, ハドロン相に入る. 一方, 流体素片 B に注目すると, 初期時刻では横方向の圧力勾配がほとんど存在しないため, 膨張は非常にゆるやかである.[3]したがって, 流体素片 A よりも低いエネルギー密度 (または温度) から出発したものの, この流体素片がハドロン相に入るまでにはかなりの時間を要する. その結果, 初期に混合相にいた流体素片 B は図 4.11(中) のように外側の比較的圧力の高い

[3]現実的には流体素片は縦方向に初速度を持っている. そのため横方向の圧力勾配がゼロといえども, エネルギー密度は減少する.

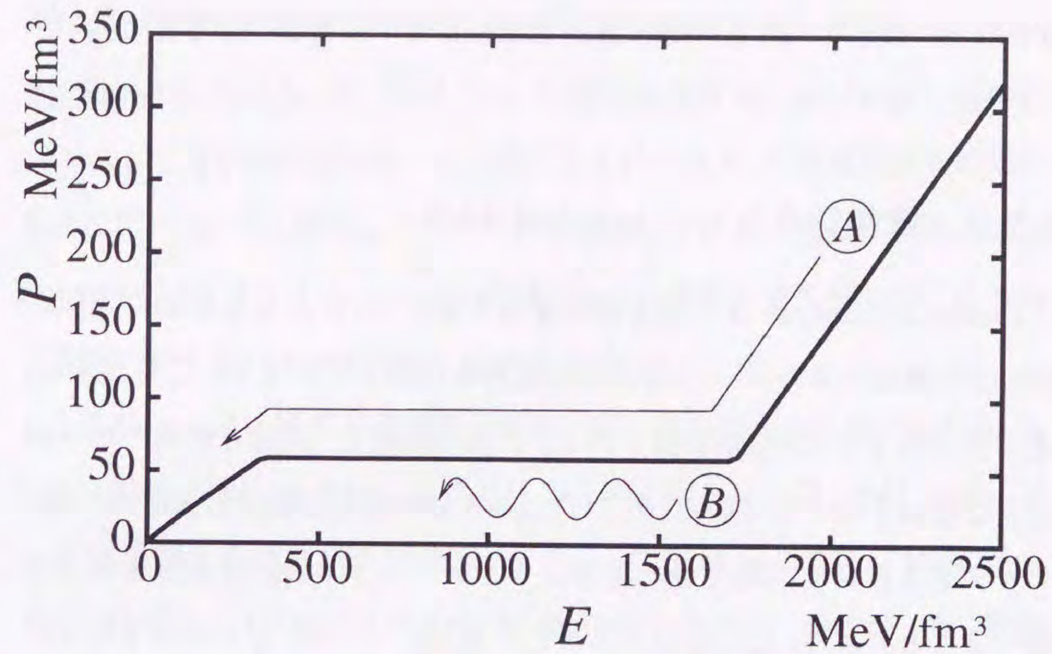

図 4.12: $n_B = 0$ における状態方程式

部分を構成し, また初期に QGP 相にいた流体素片 A が, エネルギー密度の減少の速さという意味において, 外側にいた流体素片を追い越し, くるみの実と殻の間のやや圧力の低い部分を構成する.[4] これが nut shape が作られるメカニズムである. この現象は状態方程式の相転移付近における軟化現象と深く関わっていると言える.

次に「殻」の割れ方についての議論をする. 初期のアーモンド形を見たとき $(x, y) = (0, \pm 5)$ fm 付近は 3 つの方向に圧力勾配を持っている. 例えば $(x, y) = (0, +5)$ fm 付近では x 軸正負の方向, y 軸正方向に圧力勾配を持つ. そのため, この付近の膨張速度は大きく, 非常に冷却されやすい. そのために「くるみの殻」は $(x, y) = (0, \pm 5)$ fm 付近から割れていくと考えられる. なお, 原点付近は 4 つの方向, すなわち, x 軸, y 軸正負の方向に

[4]あくまでも流体素片 A が先を動いている流体素片 B を「空間的に」追い越しているわけではないことに注意.

勾配を持つが，もともと原点付近の圧力は大きいため，その効果が見えにくい．

4.2.2 流体シミュレーションの結果

Teaney と Shuryak は 2 次元流体模型を用いて，このくるみ割り現象が RHIC の衝突エネルギーで起こる可能性を示唆している [4]. この現象は，上で述べたように，初期状態での QGP 相の存在と，状態方程式の軟化が重要な役割を果たしている．そこで，QGP 相の存在を仮定し，SPS の実験データを矛盾なく説明できた流体シミュレーションの時空発展を詳細に調べることにより，この衝突エネルギー領域について，くるみ割り現象が起こりうるかどうかの議論を行う．

図 4.13 に $z = 0$ fm 平面での圧力分布 $P(x,y)$ およびバリオンフローベクトル $(n_B v_x, n_B v_y)$ の時間発展の様子を示す．初期時刻 $t = t_0$ fm では，圧力分布はアーモンド形になっており，中心部分は QGP 相を表している．等高線が密集している部分は圧力勾配が非常に大きい．その外側に圧力勾配のほとんどない部分が初期時刻では混合相を表している．初期時刻では，定義により横方向の流速はゼロである． $t = t_0 + 1.15$ fm 経ったときにはすでに QGP 相はなくなり，中心部分をほとんど圧力一定 (~ 50 MeV/fm^3) の混合相が占めている．初期の圧力勾配により，外向きに流速が生じている．また流速の大きい部分が内側と外側の二重構造になっていることがわかる．これは初期時刻において，混合相にいた流体素片は横向きの加速をほとんど受けないためである．この構造は $t = t_0 + 5.75$ fm まで存在している (図 4.14 も参照)．図 4.14 に示されている $t = t_0 + 11.50$ fm の圧力分布，バリオンフローを見ると，ほぼ同心円状になっている．すなわち，アーモンド形をした偏った物質分布が x 方向と y 方向の対称性を回復する方向に時空発展をしている．言い換えると，初期の座標空間における非一様分布 (アーモンド形) が時間発展して一様になるにつれて，今度は運動量空間における非一様分布 (楕円型フロー) を生み出していると言える．図 4.13 と図 4.14 からは，少なくとも $z = 0$ fm では，この衝突エネルギーでくるみ割り現象が起きていないと言うことができる．

そこで，$z = 0$ 以外でくるみ割り現象が起こるかどうかを調べてみた．図 4.15 は散乱平面 ($y = 0$ fm) 上での圧力分布を示している．ただし，$t = t_0$ fm の等高線の間隔は 200 MeV/fm^3, $t = t_0 + 1.15$ fm では 10 MeV/fm^3, それ以降では 5 MeV/fm^3 である．時間が経つにつれて，分布が z 軸 (衝突軸) 方向に大きく膨張しているのがはっきりと分かる．圧力がほぼ一定の混合相が $t = t_0 + 3.45$, $t_0 + 5.75$ fm(中段) では空間的にかなり大きな領域を占めている．注目すべきは $t = t_0 + 8.05$ fm(下段左) の圧力分布である．散乱平面上の $(x, z) = (\pm 2.5, \pm 5)$fm の周辺に，圧力の低い「窪み」ができている．これは「くるみの殻」ができるのと同じ理由で作られたと考えられる．初期条件に Bjorken のスケーリング解を仮定しているため，圧力の z 依存性を見ると $z = 0$ fm で最小値をとり，z の増加とともに圧力も増大していく (図 3.1 も参照)．このことから，$z = 0$ fm 付近よりも，有限の z 座標に位置する流体素片の方が長い時間，横方向の加速を受ける．これが「奇妙な時空発展」が $z = 0$ fm で起こらず，有限の z で起こった理由である．Teaney と Shuryak は RHIC こそ「くるみ割り器 (nutcracker)」であると主張したが，以上の分析から SPS でもその前兆現象ともいうべき時空発展が起こっている可能性のあることが示された．

くるみ割り現象は，QCD 相転移のシグナルとして確立するためには，まだ多くの問題を抱えている．以下に今後の課題を明確にしておく．

- 初期エネルギー密度依存性 (衝突エネルギー依存性)

  中心ラピディティ付近の粒子は $z = 0$ fm 付近の情報を担っていると考えられる. CERN の SPS の実験データを再現する初期エネルギー密度では, $z = 0$ fm 付近に「くるみ」は現れなかった. そこで, どの程度の初期エネルギー密度の範囲において, くるみ割り現象が起こるかを明らかにする必要がある.

- 衝突係数依存性

  中心衝突では対称性から, 空間的に 3 つに分かれるような構造は現れない. そこで,「くるみ割り」現象がどの程度の衝突係数で起こるかを明らかにする必要がある.

- 状態方程式依存性

  本研究では QGP 相とハドロン相の間に強い 1 次相転移を起こす状態方程式の模型を用いた. 相転移の強さ, または相転移の次数の異なる模型間の詳細な比較を行う必要がある.

- 横平面上の物質の初期分布依存性

  Kolb らは変形したウラン原子核同士の衝突を考えたときに, 球形の原子核が有限の衝突係数を持って衝突した場合とは異なる初期分布を得た. 彼らはこの初期条件の場合には「くるみ割り」現象が起こらないということを指摘した [5]. これは初期の混合相の空間的な厚さが nut shape を作るための重要な要素となっていることを意味する. 言い換えると, 流体模型の横平面上の QGP 相, 混合相及びハドロン相についての初期分布を変えたときに「くるみ割り」現象が起こるかどうかを確かめる必要がある.

- 衝突軸方向の存在領域

  実験で測定をすることを考えると, できるだけ広い領域で「くるみ割り」現象が起こっていることが望ましい. そこで, z 軸方向のどの程度の領域でこの現象が起こっているのかを明らかにする必要がある. 論文 [4] では 2 次元流体模型, すなわち縦方向は Bjorken のスケーリング解を用いているため, この問題点には全く答えることができない. この問題はまさに完全に空間 3 次元の流体模型を用いて考察する問題である.

- どのようにして「見る」か？

  どのような物理量を測定すれば, この現象の存在を知ることができるのかを明確にしなければならない. 空間的な構造を見るには HBT 効果 [46] が適していると思われるが, 未だ, 詳細な解析はなされていない.

- 本当に存在するのか?

  この現象は流体方程式の数値解の一つとして発見された. しかし, 局所熱平衡系のサイズというものはまだよく分かっていない. 数値計算上の格子の取り方は流体方程式をいかに正しく解くかというために選ばれるもので, 物理的な局所熱平衡系のサイズを表しているわけではない. 数 fm サイズの物質の構造が本当に存在するかどうかは自明なことではない.

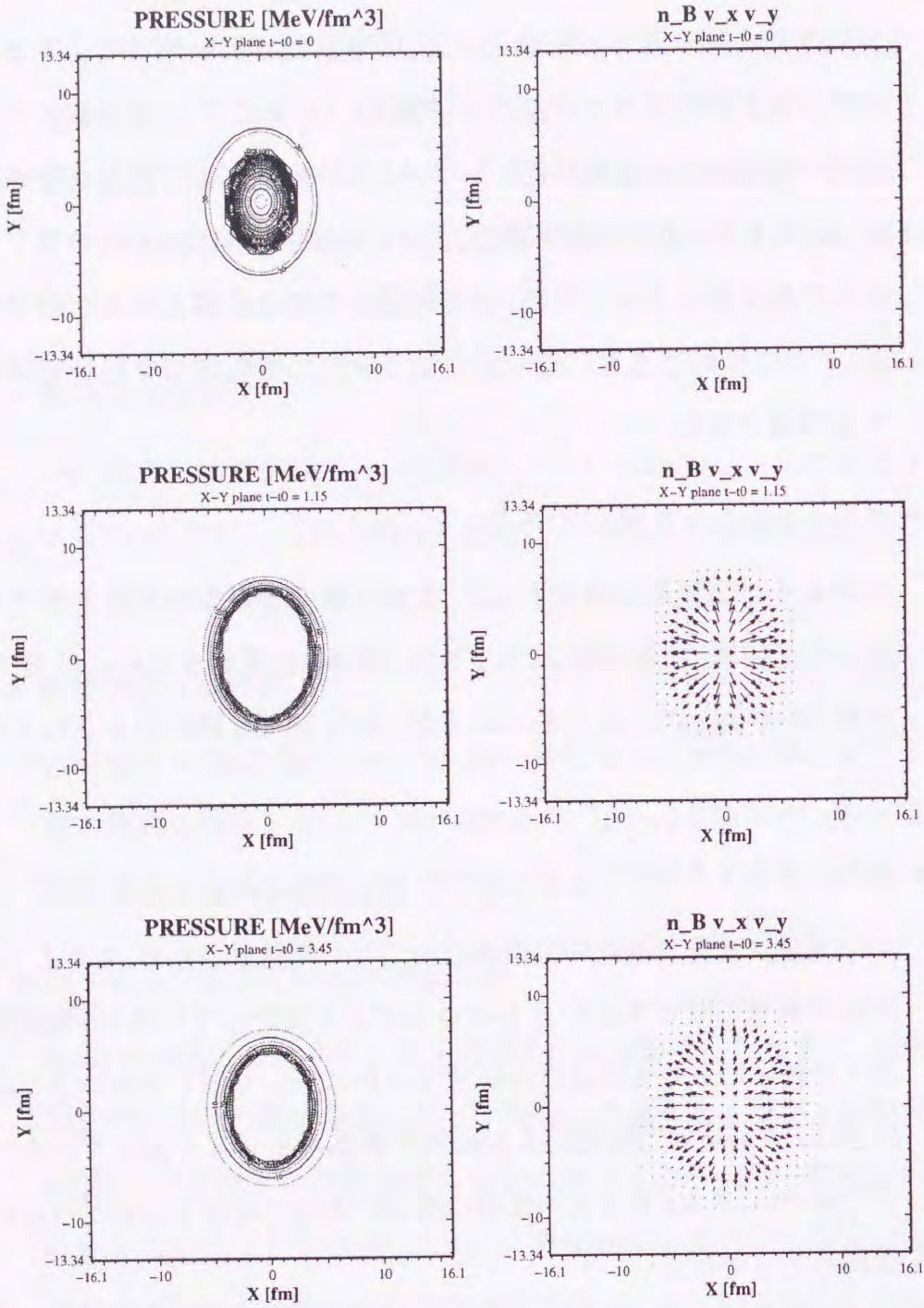

図 4.13: $z = 0$ fmにおける圧力分布と流速(上から順に$t = t_0, t_0{+}1.15, t_0{+}$ 3.45 fm)

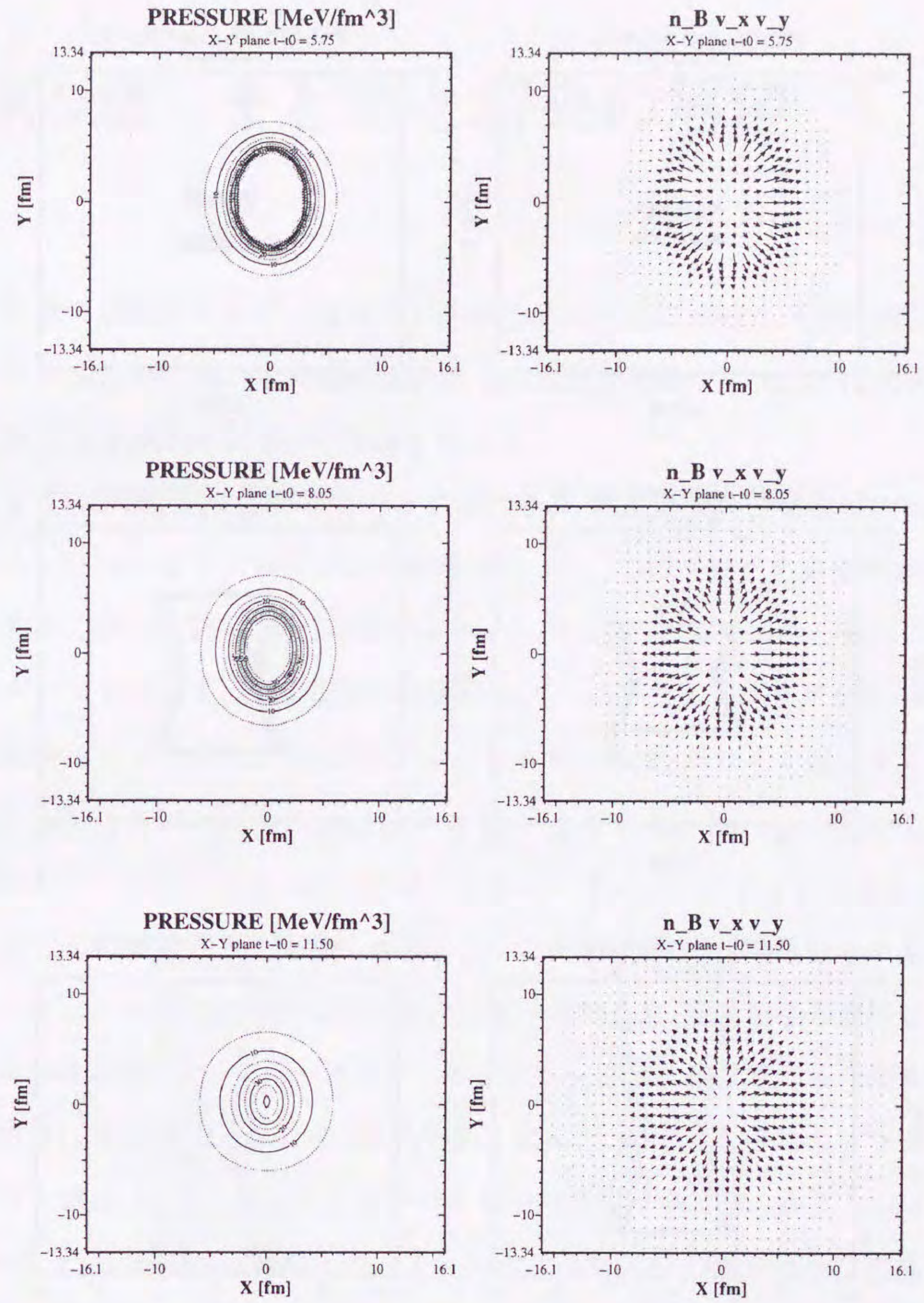

図 4.14: $z = 0$ fmにおける圧力分布と流速(上から順に$t = t_0 + 5.75, t_0 + 8.05, t_0 + 11.50$ fm)

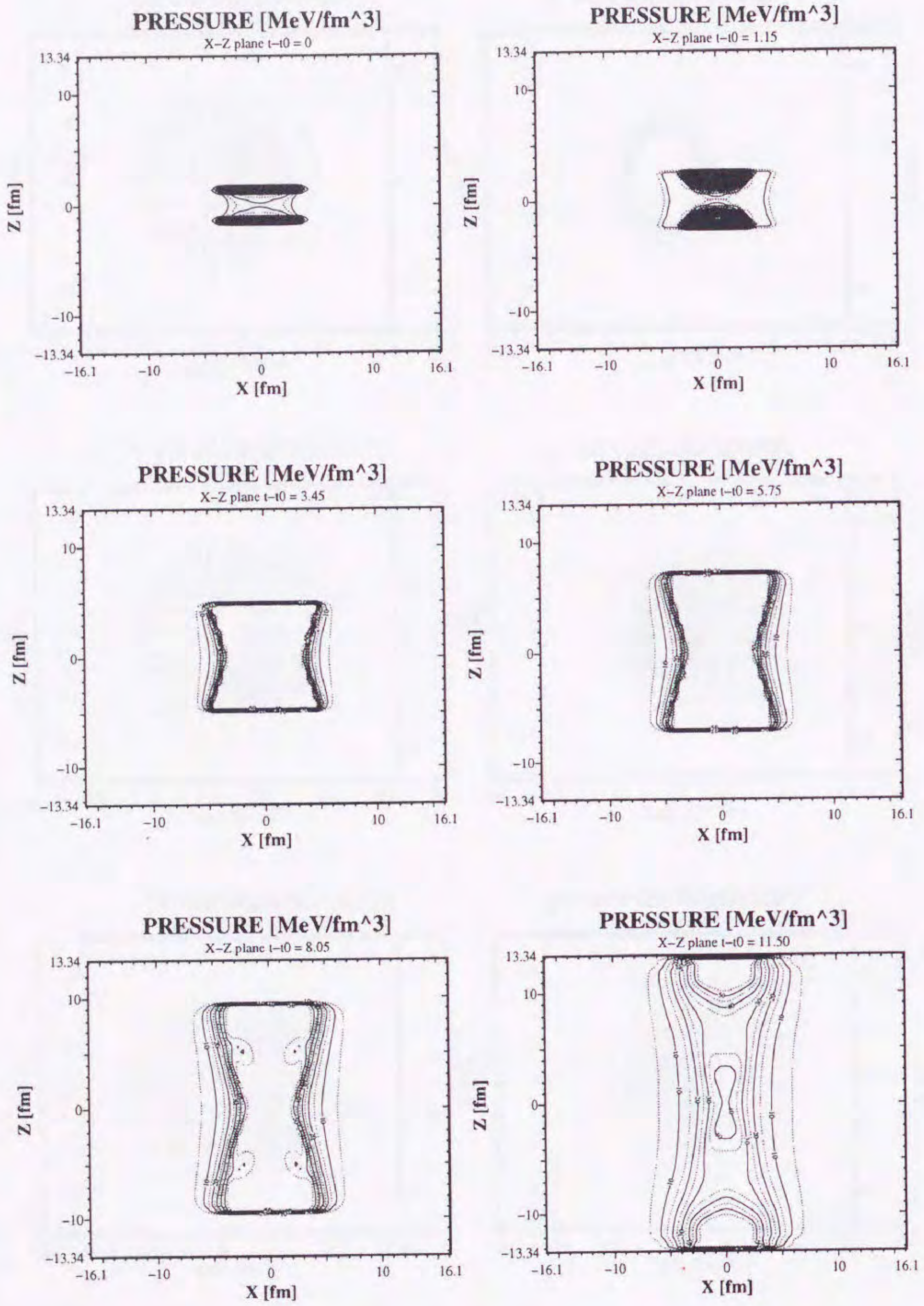

図 4.15: $y = 0$ fm における圧力分布

第5章　まとめと将来の展望

本研究では高エネルギー重イオン非中心衝突反応について, QGP 相とハドロン相の間に強い 1 次相転移を起こす状態方程式に従う (3+1) 次元相対論的流体模型の立場から議論を行った.

まず, 非中心衝突反応の解析をするために, 精度の良い流体模型の数値シミュレーションプログラムの開発を行った. このプログラムを用いて, 最初に CERN SPS 加速器における Pb + Pb 158 A GeV の中心衝突の実験データを用いて, 流体模型の初期パラメータのチューニングを行った. 初期時刻 $t_0 = 1.44$ fm に, 原点でのエネルギー密度, バリオン密度をそれぞれ, $E_0 = 3.9$ GeV/fm^3, $n_{B0} = 0.46$ fm^{-3} と与えることによって, 中心衝突事象での負電荷を持ったハドロン及びバリオンのラピディティ分布, 横質量分布の実験データを良く再現した. ただし, スペクトルに寄与をする粒子としては流体から直接放出される粒子に加えて, 共鳴粒子の崩壊からの寄与も考慮した. フリーズアウトエネルギー密度は横質量分布の傾きが再現されるように, $E_{\rm f} = 60$ MeV/fm^3 と選んだ. 対応する平均のフリーズアウト温度, フリーズアウト化学ポテンシャルはそれぞれ, $< T_{\rm f} >\sim 117$ MeV, $< \mu_{\rm f} >\sim 323$ MeV となった. なおこの計算での衝突係数は実験の状況を踏まえて $b = 2.4$ fm と選んだ.

次に wounded nucleon scaling の仮定に基づき, 同じ Pb+Pb 衝突の非中心衝突事象の解析を行った. 初期条件のうち, 衝突係数のみを事象の

centrality に応じて変化させ，その他のパラメータは上でチューニングされた値に固定し，π^- 中間子のラピディティ分布を再現することができた．これは流体模型に基づく非中心衝突反応の実験データの再現としては初めてのものである．このことは wounded nucleon scaling の仮定が π 中間子の分布を議論する上で妥当であることを意味している．一方で，非中心衝突におけるバリオンストッピングは記述できていないので，バリオン密度の初期条件については変更する必要がある．

Pb+Pb 158 A GeV を概ねうまく記述できている流体シミュレーションの結果を用いて，更に非中心衝突に特有な 2 つの現象の議論を行った．

その一つめの現象としては，高温・高密度核物質の状態方程式の情報を持っているといわれる楕円型フローを流体模型の立場から議論した．それに先立ち，これまでの計算で無視されてきた，共鳴粒子の崩壊からの寄与が楕円型フローを理解する上でどのような役割を果たすかを調べた．簡単なモデル計算を用いて，物質の流れが散乱平面に平行である場合には，共鳴粒子の崩壊 (特に 2 体崩壊) からの寄与は，散乱平面とは垂直方向のみかけのフローを作り出してしまうことが分かった．このメカニズムを崩壊の運動学を用いて説明をした．更に，この効果は崩壊して現れる粒子の横運動量が小さな領域で顕著に見られることを示した．次に現実の流体シミュレーションを用いて，実験的に得られた楕円型フローの指標となる物理量 v_2 の解析を行い，共鳴粒子の寄与を定量的に評価した．v_2 のラピディティ依存性を見たとき，核物質を表す流体から直接放出される粒子だけで評価すると実験データよりも大きな値を与えることが知られている．そこで，共鳴粒子の崩壊からの寄与を取り入れると，みかけ負の楕円型フローのおかげで実験データを再現することができた．この効果を取り入れることによって，v_2 の値が中心ラピディティでは 26%減少した．また入射重イオ

ン，標的重イオンのラピディティ付近 ($Y \sim 0, 5.8$) では spectator の影響を考慮する必要があることも分かった．v_2 の横運動量依存性については，小さな横運動量では実験データと矛盾しない結果が得られたが，大きな横運動量では実験データを 2 倍程度超過してしまった．このことは重イオン衝突で作られた核物質の系が部分的にしか熱平衡に達していない可能性を示唆するものである．

非中心衝突に特有の二つめの話題として，「くるみ割り」現象の解析を行った．まずは，簡単な描像を用いて「くるみ割り」現象が起こるしくみを説明した．そこでは，この現象が状態方程式の軟化現象と密接な関係があることを示した．次に，流体シミュレーションの結果を用いて，SPS 加速器においてこの現象が起こりうるかどうか検討した．その結果，衝突軸方向の中心付近 ($z = 0$ fm) ではこの現象が見られなかったものの，そこからやや離れた場所 ($z \neq 0$ fm) に，通常の時空発展とは異なる奇妙な圧力分布の振る舞いを見つけた．これはくるみ割り現象の起こる前兆現象であるといえる．

まとめると本研究では高エネルギー重イオン衝突の物理において，

- 空間 3 次元という意味で完全な相対論的流体模型の数値シミュレーションプログラムの開発
- SPS 加速器の鉛同士の中心衝突，非中心衝突におけるハドロンの 1 粒子分布の再現
- 楕円型フローにおける共鳴粒子崩壊の影響の評価と QGP 相-ハドロン相間に相転移を起こす状態方程式のモデルを用いた SPS 加速器における実験データの再現

- SPS 加速器における「くるみ割り」現象の前兆現象の起こる可能性の指摘

という重要な成果を得ることができた.

今後の展望としては以下のようなものが挙げられる.

1. 本論文では QGP 相とハドロン相の間に 1 次相転移を起こす, ある一つの状態方程式の模型で流体模型の議論してきた. 高エネルギー重イオン衝突における核物質の状態方程式を決定するためには, 様々な模型を用いて核物質の集団的な流れの定量的な解析を行い, 模型間の比較をする必要がある.

2. 流体模型はこれまでに多くのグループによって用いられてきたが, その重イオン衝突実験において生成される核物質への適用の妥当性について, 第一原理 (量子色力学) に基づく解析を行う必要がある.

3. 流体模型は重イオン衝突において生成される核物質の膨張段階について記述を行うものである. そこで, 衝突初期の非平衡過程の段階から終状態の粒子分布を得るまでのすべての段階の時空発展を記述するために, 他の模型 (例えば, パートンカスケード模型やハドロンカスケード模型) と組み合わせたハイブリッド模型を作ることも考えられる.

謝 辞

本研究をまとめるにあたって, 学部 4 年生の時から暖かいご指導をしていただいた大場一郎教授に心から感謝の意を表します. またこの研究に対して様々な助言をしていただいた中里弘道教授, 山中由也博士, 研究初期の共同研究者として叱咤激励してくださった並木美喜雄名誉教授, 共同研究者としてはもちろん, この分野全体の話題について多くの実りある議論をしてくださった室谷心博士 (徳山女子短期大学), つねに研究室内で鋭いコメントをしていただいた中村博樹博士 (カリフォルニア工科大学), 本研究に用いた状態方程式の数値表を提供し, また多くの詳細にわたる議論に付き合っていただいた野中千穂博士 (広島大学) に感謝致します. また早稲田大学大場・中里研究室のメンバーとの議論は大変有益でした. 更に浅川正之博士 (名古屋大学), 鷹野正利博士 (早稲田大学理工学総合研究センター), 初田哲男博士 (東京大学), 松井哲男博士 (東京大学), 三明康郎博士 (筑波大学), 宮村修博士 (広島大学), Dr. J.-Y. Ollitrault(Saclay) には専門的な立場から様々をコメントをいただきました. 特に浅川博士には, 作成した論文の原稿を注意深く読んでいただき, 多くのコメントをいただきました. この場を借りて感謝申し上げます. 流体模型を扱っている Dr. J. Alam(Tokyo), Dr. P. Huovinen(LBNL), P. F. Kolb(Universität Regensburg) との議論は大変刺激になりました. Dr. A. M. Poskanzer(LBNL) からは CERN の NA49 Collaboration の実験について詳しい話を聴かせていただきました. また本研究で用いた実験データが載っている Dr. G. Cooper の博士論文を提供してくださいました. 共同研究者の梶本恒平君, 津田佳一君との議

論は流体シミュレーションプログラムの完成度を高める手助けとなりました.

本研究では主に, 早稲田大学理工学部大場・中里研究室におけるワークステーション, 及び, 日本原子力研究所 (JAERI) のスーパーコンピュータを用いて数値計算を行いました. 千葉敏博士 (日本原子力研究所) には, このコンピュータを使う機会を与えてくれたことに感謝いたします.

付 録A　相対論的流体方程式の数値解法

この付録Aでは, 相対論的流体方程式を解くための数値的な方法について簡単に触れる. 数値的に解くべき方程式は

$$\partial_t U + \sum_{i=x,y,z} \partial_i F_i(U) = 0 \tag{A.1}$$

という形をしている. ここで F_i は物理的フラックスを表している. 時間, 空間ともに離散化を行うと, この方程式は,

$$\frac{U^{n+1}_{i,j,k} - U^{n}_{i,j,k}}{\Delta t} + F(U^n_*) = 0 \tag{A.2}$$

と書き直すことができる. ここで, n は時間ステップ, i, j, k はそれぞれ, x, y, z 方向のセルのナンバーリングである. 空間3次元の発散 (divergence) 演算子は一連の1次元の微分演算子の繰り返しとみなす. このとき, ある時刻 t における解 $U^n_{i,j,k}$ から Δt 経ったときの解 $U^{n+1}_{i,j,k}$ は次のように計算することができる.

$$\begin{aligned}
\tilde{U}^{n+1}_{i,j,k} &= U^{n}_{i,j,k} - \Delta t G_x(U^n_*), && \text{(A.3)}\\
\hat{U}^{n+1}_{i,j,k} &= \tilde{U}^{n+1}_{i,j,k} - \Delta t G_y(\tilde{U}^{n+1}_*), && \text{(A.4)}\\
U^{n+1}_{i,j,k} &= \hat{U}^{n+1}_{i,j,k} - \Delta t G_z(\hat{U}^{n+1}_*). && \text{(A.5)}
\end{aligned}$$

ここで G_x, G_y, G_z はそれぞれ x 方向, y 方向, z 方向の差分を表している. このような操作が妥当であるならば, 空間3次元の問題は空間1次元の問題

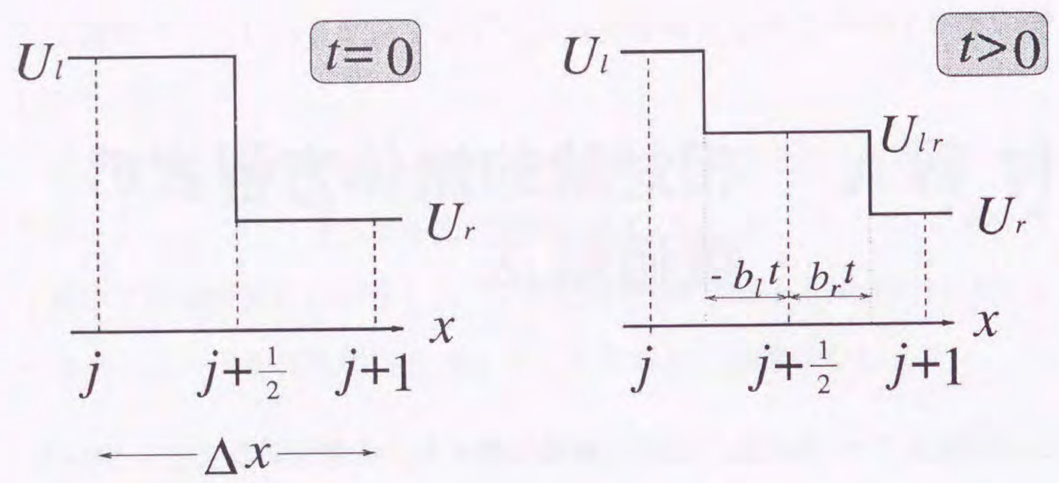

図 A.1: Godunov の方法

に帰着できたということを意味している. この計算法は operator splitting と呼ばれている.

各セルにおける解 $U^n_{i,j,k}$ は離散化された微小空間体積 $\Delta x\Delta y\Delta z$ 内での解の平均値とみなせる.

$$U^n_{i,j,k} = \frac{1}{\Delta x\Delta y\Delta z}\int_{x_i-\Delta x/2}^{x_i+\Delta x/2} dx \int_{y_j-\Delta y/2}^{y_j+\Delta y/2} dy \int_{z_k-\Delta z/2}^{z_k+\Delta z/2} dz\, U(n\Delta t, x, y, z) \tag{A.6}$$

このとき, 流体方程式を数値的に解くことは, 各々のセルの境界で, いわゆるリーマン問題 (Riemann problem) を解くことに帰着される [47]. このような方法は Godunov method と呼ばれている. リーマン問題とは, 流体方程式において, ある境界で初期条件が不連続の場合に, その時間発展を求める問題である. 一般にリーマン問題の解は単純ではない. そこで簡単のために以下のような近似的な解を採用する. 問題を 1 次元に帰着したので, x 方向の時間発展のみ考える. ある時刻でセル j とセル $j+1$ の解がそれぞれ図 A.1(左) のように U_l と U_r になっていたとする. 一般にこの時刻

以降の時間発展は非常に複雑であるが, これを簡単のために図 A.1(右) のように, 境界付近は一定の値 U_{lr} をとるものとする. ここで b_l, b_r はそれぞれのセル内での情報が伝わる速度を表す. 相対論的流体方程式 (A.1) を積分形に書き換えると,

$$\begin{aligned}&\int_0^{\frac{\Delta x}{2}} \{U(x,\Delta t/2) - U(x,0)\}\, dx \\ = \ & -\int_0^{\frac{\Delta t}{2}} \{F(U(\Delta x/2, t)) - F(U(0,t))\}\, dt\end{aligned}$$

となり, 積分を実行すると

$$(U_l - U_{lr})b_l\frac{\Delta t}{2} = -\left(F(U_{lr}) - F(U_l)\right)\frac{\Delta t}{2} \tag{A.7}$$

となる. 一方, 空間方向の積分範囲を変えると

$$\begin{aligned}&\int_0^{\Delta x} \{U(x,\Delta t/2) - U(x,0)\}\, dx \\ = \ & -\int_0^{\frac{\Delta t}{2}} \{F(U(\Delta x, t)) - F(U(0,t))\}\, dt,\end{aligned}$$

となり, こちらも積分を実行すると

$$-b_l\frac{\Delta t}{2}(U_{lr} - U_l) + b_r\frac{\Delta t}{2}(U_{lr} - U_r) = -\left(F(U_r) - F(U_l)\right)\frac{\Delta t}{2} \tag{A.8}$$

となる. 式 (A.7) と式 (A.8) よりセルの境界における数値フラックス

$$F(U_{lr}) = \frac{b_r F(U_l) - b_l F(U_r) + b_l b_r (U_r - U_l)}{b_r - b_l} \tag{A.9}$$

を得ることができる.

ところで, この Godunov の方法は数値計算の精度の面から考えると次のような改良が考えられる. ある時刻 t から Δt の経った時に U_{lr} に寄与をするのは, もとの連続な解 U のうち,

$$x_j + \frac{\Delta x}{2} - |\, b_l \,|\, \Delta t < x < x_j + \frac{\Delta x}{2} + |\, b_r \,|\, \Delta t \tag{A.10}$$

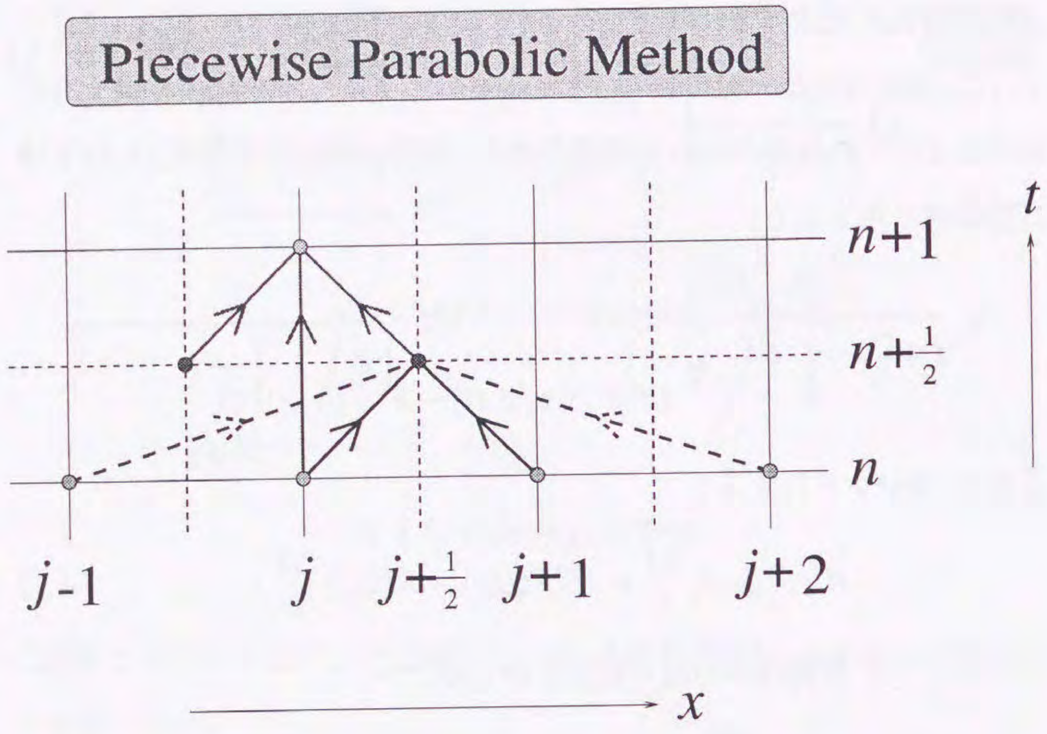

図 A.2: PPM におけるタイムステップ

の範囲内にあるものである. そこで, さきほどの U_l, U_r の代わりに

$$U_l = \frac{1}{\mid b_l \mid \Delta t}\int_{x_j+\frac{\Delta x}{2}-|b_l|\Delta t}^{x_j+\frac{\Delta x}{2}} U(n\Delta t, x)dx, \tag{A.11}$$

$$U_r = \frac{1}{\mid b_r \mid \Delta t}\int_{x_j+\frac{\Delta x}{2}}^{x_j+\frac{\Delta x}{2}+|b_r|\Delta t} U(n\Delta t, x)dx \tag{A.12}$$

を考えた方が良い. しかしながら, この方法を用いるためには, 一旦離散化してしまった解から連続な解を構成しなければならない. そこで rHLLE の方法 [16] では, U_j と両隣の値 (U_{j-1}, U_{j+1}) とを直線で結び (piesewise linear method), 傾きの緩やかな方を採用することによって, 線形補間を行う. 一方, PPM(Piesewise Parabolic Method)[15] では更に遠くの点 (U_{j-1}, U_j, U_{j+1}, U_{j+2}) まで用いて, もとの関数を 2 次関数で近似し, 時刻 t における有効的な U_l, U_r を評価した. この手法の概念図を図 A.2 に示す.

PPM が rHLLE の方法よりも精度が良いことの直観的な説明は, 一番簡単な数値積分の方法である「台形公式」と, それよりも精度の良い「シンプソンの公式」の関係に例えることができる. 台形公式では, まずはもとの関数の引数を離散化し, 離散化されたされた点と点の間は直線であると考え, 台形の足し算を行う. 一方, シンプソンの公式は, 離散化された点と点の間の関数は 2 次関数だと考え, 2 次関数の積分の結果を援用することにより, 足し上げをするものである. シンプソンの公式が台形公式の改良版であるように, PPM は rHLLE の方法の空間的に高次の拡張になっているといえる.

付録B　状態方程式の排除体積補正

この付録Bでは理想気体の状態方程式に対する排除体積補正 [22] について議論する. 粒子を点状として扱う場合, グランドカノニカル分配関数は,

$$\mathcal{Z}_{\rm pt}(T,\mu,V) = \sum_{N=0}^{\infty} \lambda^N Z_{\rm pt}(T,N,V) \tag{B.1}$$

と表すことができる. ここでは簡単のために1自由度のみを考えている. λ は逃散能 (fugacity) を表している. 次に, 粒子が有限の大きさを持つ場合, グランドカノニカル分配関数が以下の式で書き表せるものと想定する.

$$\mathcal{Z}_{\rm xv}(T,\mu,V) = \sum_{N=0}^{\infty} \lambda^N Z_{\rm pt}(T,N,V-v_0N)\theta(V-v_0N). \tag{B.2}$$

ただし, 1個のバリオンの体積を v_0 として, その大きさは論文 [22] に従い $R_0 = 0.7$ fm の球体であると仮定する. ここで, グランドカノニカル分配関数を体積についてラプラス変換を行い, 圧力集団 (pressure ensemble) を考える.

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{Z}}_{\rm xv}(T,\mu,\xi) &= \int_0^{\infty} dV\, \mathcal{Z}_{\rm xv}(T,\mu,V)\exp(-\xi V) \\ &= \int_0^{\infty} dx\, \mathcal{Z}_{\rm pt}(T,\hat{\mu},x)\exp(-\xi x). \end{aligned} \tag{B.3}$$

ここで,

$$\hat{\mu} = \mu - v_0 T\xi, \tag{B.4}$$

$$x = V - v_0 N \tag{B.5}$$

とした. 点状の粒子の理想気体に対する分配関数を考えると,

$$\mathcal{Z}_{\rm pt}(T,\hat{\mu},x) = \exp(xP_{\rm pt}(T,\hat{\mu})/T) \tag{B.6}$$

と表すことができる. したがって積分を実行すると

$$\hat{\mathcal{Z}}_{\rm xv}(T,\mu,\xi) = \left(\xi - \frac{P_{\rm pt}(T,\hat{\mu}(\xi))}{T}\right)^{-1} \tag{B.7}$$

となる. 式 (B.7) をラプラス逆変換すると同時に, 熱力学的極限を考えると, 極のうち実部の最も大きい極 ($\xi = \xi_{\rm max}$) が積分に一番寄与をする. このとき, 式 (B.4) は

$$\begin{aligned} \tilde{\mu} &\equiv \hat{\mu}(\xi = \xi_{\rm max}) \\ &= \mu - v_0 T\xi_{\rm max} \\ &= \mu - v_0 P_{\rm pt}(T,\tilde{\mu}) \end{aligned} \tag{B.8}$$

と書き直すことができる. この方程式を $\tilde{\mu}$ について解いたときの解をみかけの化学ポテンシャルとみなし, これを用いて粒子の体積を考慮した場合と考慮しない場合のグランドカノニカル関数の関係は

$$\mathcal{Z}_{\rm xv}(T,\mu,V) = \mathcal{Z}_{\rm pt}(T,\tilde{\mu},V) \tag{B.9}$$

と表すことができる. 最終的に, 粒子の大きさを考慮した場合の熱力学量は, 熱力学の関係式から

$$P_{\rm xv}(T,\mu) = P_{\rm pt}(T,\tilde{\mu}), \tag{B.10}$$

$$n_{B\rm xv}(T,\mu) = \frac{n_{B\rm pt}(T,\tilde{\mu})}{1+v_0 n_{B\rm pt}(T,\tilde{\mu})}, \tag{B.11}$$

$$E_{\rm xv}(T,\mu) = \frac{E_{\rm pt}(T,\tilde{\mu})}{1+v_0 n_{B\rm pt}(T,\tilde{\mu})} \tag{B.12}$$

と求めることができる.

付 録C　共鳴粒子崩壊のモンテカルロ法

共鳴粒子の静止系 (*印) と参照系 (*なし) の間の崩壊粒子の運動量に対するローレンツ変換は以下のような関係にある.

$$\boldsymbol{p}^* = \boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_R\left(\frac{E}{m_R} - \frac{\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{p}_R}{m_R(m_R+E_R)}\right). \tag{C.1}$$

ここで $\boldsymbol{p}^*$, $\boldsymbol{p}$ はそれぞれ共鳴粒子の静止系, 参照系における崩壊粒子の運動量, m_R, E_R は共鳴粒子の質量及びエネルギーを表している. この式 (C.1) を陽に書き表すと

$$\begin{aligned} p_l^* &= p_l - p_{Rl}F(p_l,\phi), \\ \cos\phi^* &= \frac{p_x^*}{p_t^*} \\ &= \frac{p_t(p_l,\phi)\cos\phi - p_{Rt}\cos\phi_R F(p_l,\phi)}{\sqrt{p_t^2(p_l,\phi)+p_{Rt}^2F^2(p_l,\phi)-2p_t(p_l,\phi)p_{Rt}\cos(\phi-\phi_R)F(p_l,\phi)}} \end{aligned} \tag{C.2, C.3}$$

となる. ここで

$$F(p_l,\phi) = \frac{E(p_l,\phi)}{m_R} - \frac{p_t(p_l,\phi)p_{Rt}\cos(\phi-\phi_R)+p_lp_{Rl}}{m_R(m_R+E_R)} \tag{C.4}$$

である. 崩壊粒子の運動量の独立な成分は 2 個である. ここでは縦方向の運動量 p_l と方位角 ϕ を独立な変数に選ぶ. このとき, 横運動量はこの p_l と ϕ を用いて次式のように表すことができる.

$$p_t(p_l,\phi) = \frac{1}{\gamma_R\big(1-v_{Rt}^2\cos^2(\phi-\phi_R)\big)}\Big((E^*+p_lv_{Rl}\gamma_R)v_{Rt}\cos(\phi-\phi_R)$$

$$\pm\ \sqrt{(E^*+p_lv_{Rl}\gamma_R)^2-(p_l^2+m^2)\gamma_R^2(1-v_{Rt}^2\cos^2(\phi-\phi_R))}\Big). \tag{C.5}$$

崩壊粒子について運動量空間の微小体積要素に対するローレンツ変換のヤコビアン J は次式で定義される.

$$dp_l^*d\phi^* = J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)dp_ld\phi, \tag{C.6}$$

$$J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R) = \begin{vmatrix} \frac{\partial p_l^*}{\partial p_l} & \frac{\partial p_l^*}{\partial \phi} \\ \frac{\partial \phi^*}{\partial p_l} & \frac{\partial \phi^*}{\partial \phi} \end{vmatrix}. \tag{C.7}$$

この J の計算自体は単純ではあるが, 結果は非常に長い式になるのでここでは省略する. 共鳴粒子の静止系で, 崩壊粒子の運動量空間の微小体積に対する規格化を以下のように定める.

$$\int_{-p^*}^{p^*}\frac{dp_l^*}{2p^*}\int_0^{2\pi}\frac{d\phi^*}{2\pi} = 1. \tag{C.8}$$

この座標系では, 崩壊粒子の運動量は半径 $p^*(=|\boldsymbol{p}^*|)$ の球面上の 1 点で表すことができる. 上式は「共鳴粒子の静止系では, 崩壊粒子は等方的に放出され, 全運動量空間で積分すると 1 に規格化されている」ということを表している. この計算では, 崩壊確率は共鳴粒子のスピンについて常に平均を取っている. したがって, 崩壊確率は p_l^* や ϕ^* には依存しない. 共鳴粒子が速度 $\boldsymbol{V}_R$ を持っている場合,

$$\int\frac{J(p_l,\phi;\boldsymbol{V}_R)dp_ld\phi}{4\pi p^*} = 1 \tag{C.9}$$

となる.

第 2.4.2 章でも示したように, 共鳴粒子が実験室系で光速に近い速度で動いているときには, 式 (C.7) に出てくるヤコビアンは非常に鋭いピークを持っている [29]. このヤコビアンの特異的な振る舞いのために, 崩壊し

て現れる粒子のスペクトルを数値的に得るのは非常に厄介である．そこで共鳴粒子の崩壊によって現れる粒子の運動量分布を正確に求めるための簡単なモンテカルロ法を導入する．このモンテカルロ法の入力パラメータは流体シミュレーションで得られた温度 T, 化学ポテンシャル μ, 3 次元流速 $\boldsymbol{v}$, フリーズアウト超曲面 Σ 上の流体素片 $d\sigma^\mu$ である．以下の議論では簡単のため, ρ 中間子の崩壊から現れる π^- 中間子のラピディティ分布を得るための方法について示す．この場合の分岐比 $B_{\rho^{0(-)}\to\pi^-\pi^{+(0)}}$ は 1 で, 1 個の ρ 中間子から 1 個の負電荷を持った π 中間子が放出される．この方法を他の共鳴粒子の場合, または横質量 (横運動量) 分布の計算の場合へ拡張するのは容易であるので, ここではそれらの説明を省略をする．

Step 1: まずは k 番目のフリーズアウト超曲面 $d\sigma_k^\mu$ から放出される, または吸収される ρ^0, ρ^- 中間子の数を計算する．

$$N_k^R = \frac{g_R}{(2\pi)^3}\int \frac{d^3p_R}{E_R}\frac{|\, p_{R\mu}d\sigma_k^\mu \,|}{\exp(p_R^\nu u_\nu^k/T_k)-1}. \tag{C.10}$$

この被積分関数にはヤコビアンは含まれていないので, 数値積分は通常の方法で簡単に行うことができる．ここで N_k^R は k 番目の流体素片から放出された「正味の (net)」ρ 中間子の数ではないことに注意しておく．

Step 2: $\tilde{N}$ 個のランダムな運動量 (の絶対値)P_j^* (ただし $1 \le j \le \tilde{N}$) を発生させる．この運動量の集合は ρ 中間子に対する次の分布

$$\frac{P^{*2}}{\exp(\sqrt{P^{*2}+m_R^2}/T_k)-1} \tag{C.11}$$

に従うものとする．簡単のため質量に対する Breit-Wigner 型関数の幅は省略した．(実際は, Breit-Wigner 型関数に従うランダムな質量を発生させるだけである.)

Step 3: $\tilde{N}$ 個の各々のランダムな運動量 P_j^* に対して, 角度ランダム変数 (Θ_j^*, Φ_j^*) を発生させる．これらの集合は単位球上に一様に分布しているよ

うにする．これらのランダム変数を用いて ρ 中間子の集合 (ensemble) を得ることができる．各々の ρ 中間子の運動量の具体的な表式は

$$\boldsymbol{P}_j^* = (P_{xj}^*, P_{yj}^*, P_{zj}^*) = (P_j^*\sin\Theta_j^*\cos\Phi_j^*, P_j^*\sin\Theta_j^*\sin\Phi_j^*, P_j^*\cos\Theta_j^*) \tag{C.12}$$

となる．この集合は流体素片の静止系において, Bose-Einstein 分布に従っている．

Step 4: 各々の $\boldsymbol{P}_j^*$ を流体素片の流速 $\boldsymbol{v}_k$ に従ってローレンツブーストさせる．

$$\boldsymbol{P}_j = \boldsymbol{P}_j^* + \boldsymbol{v}_k\gamma_k\left(E_j^* + \frac{\boldsymbol{P}_j^*\cdot\boldsymbol{v}_k\gamma_k}{1+\gamma_k}\right). \tag{C.13}$$

Step 5: 新たに $\tilde{N}$ 個の単位球上の一様なランダム変数 (θ_j^*, ϕ_j^*) を発生させ, 共鳴粒子の静止系における π 中間子の集合を以下のように作る．$\boldsymbol{p}_j^* = (p_{xj}^*, p_{yj}^*, p_{zj}^*) = (p^*\sin\theta_j^*\cos\phi_j^*, p^*\sin\theta_j^*\sin\phi_j^*, p^*\cos\theta_j^*)$. ここで p^* は式 (2.33) で与えられる．

Step 6: π 中間子の運動量 $\boldsymbol{p}_j^*$ を ρ 中間子の運動量 $\boldsymbol{P}_j$ に従ってローレンツブーストさせる．

$$\boldsymbol{p}_j = \boldsymbol{p}_j^* + \boldsymbol{P}_j\left(\frac{E_j}{m_R} + \frac{\boldsymbol{p}_j^*\cdot\boldsymbol{P}_j}{m_R(m_R+E_R)}\right). \tag{C.14}$$

Step 7: もし $P_j^\mu d\sigma_{\mu k}$ が正の値を取ったならば N_k^+ という変数に足し上げ,

$$N_k^+ \to N_k^+ + \frac{P_j^\mu d\sigma_{\mu k}}{E_j^*}, \tag{C.15}$$

もし $P_j^\mu d\sigma_{\mu k}$ が負ならば N_k^- という変数に足し上げる．

$$N_k^- \to N_k^- + \frac{|\, P_j^\mu d\sigma_{\mu k} \,|}{E_j^*}. \tag{C.16}$$

ここで N_k^+ (N_k^-) は k 番目の流体素片から放出 (によって吸収) される ρ メソンの数に比例する量を表している.

Step 8: π 中間子の (ランダム) 運動量変数が考えている運動量の範囲に入ったら, 例えば, ラピディティY_j が $Y - \frac{\Delta Y}{2} < Y_j < Y + \frac{\Delta Y}{2}$ を満たし, 更に $P_j^\mu d\sigma_{\mu k}$ が正の値を取ったならば

$$\Delta N_k^+(Y) \to \Delta N_k^+(Y) + \frac{P_j^\mu d\sigma_{\mu k}}{E_j^*} \tag{C.17}$$

とし, 同様にして Y_j が $Y - \frac{\Delta Y}{2} < Y_j < Y + \frac{\Delta Y}{2}$ を満たすものの, $P_j^\mu d\sigma_{\mu k}$ が負の値を取ったならば,

$$\Delta N_k^-(Y) \to \Delta N_k^-(Y) + \frac{\mid P_j^\mu d\sigma_{\mu k} \mid}{E_j^*} \tag{C.18}$$

とする.

Step 9: ステップ 7 と 8 を $\tilde{N}$ 個のすべてのランダム変数に対して行う.

Step 10: k 番目の流体素片からの崩壊粒子のラピディティ分布を

$$\frac{dN_k}{dY}(Y) = \frac{N_k^R}{N_k^+ + N_k^-}\left(\frac{\Delta N_k^+(Y) - \Delta N_k^-(Y)}{\Delta Y}\right) \tag{C.19}$$

と得る. ここでは次の 2 点に注意しておく. (i) Cooper-Frye の公式は流体素片から放出される正味 (net) の粒子数を計算するため $\Delta N_k^-(Y)(>0)$ の前の符号は $-$ になる. (ii) 静止している流体素片の空間的な超曲面から放出される数と吸収される数は等しい. そのため, 正味の放出粒子数はゼロである. これは正味の粒子数で規格化することができないということを意味している. したがって, N_k^R を, 超曲面を通る粒子数, すなわち, 超曲面から放出される粒子数と超曲面に吸収される粒子数の和であることを考慮し, 式 (C.19) に現れる $N_k^-(>0)$ の前の符号は $+$ にとる.

Step 11: 上記のステップ 1 から 10 までを流体シミュレーションで得られたすべての流体素片について行う. そして, フリーズアウト超曲面 Σ 上

のすべての流体素片からの寄与を足し上げることにより ρ 中間子の崩壊による π^- 中間子のラピディティ分布を得る.

$$\frac{dN_{\rho\to\pi^- X}}{dY}(Y) = \sum_k \frac{dN_k}{dY}(Y). \tag{C.20}$$

参考文献

[1] 最近のこの分野の発展については次の会議録を参考にすると良い. *Proceedings of Quark Matter '99*, Nucl. Phys. **A661** (1999).

[2] CERN Press Release Feb. 10, 2000: http://cern.web.cern.ch/CERN /Announcements/2000/NewStateMatter/ ; U. Heinz and M. Jacobs, nucl-th/0002042.

[3] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).

[4] D. Teaney and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **83**, 4951 (1999).

[5] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C **62**, 054909 (2000); Phys. Lett. B **459**, 667 (1999).

[6] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).

[7] C. M. Hung and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **75**, 4003 (1995).

[8] D. H. Rischke, Nucl. Phys. **A610**, 88c (1996).

[9] 次のレビューが参考になる. J.-Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A638**, 195c (1998).

[10] K. Morita, S. Muroya, H. Nakamura, and C. Nonaka, Phys. Rev. C **61**, 034904 (2000); T. Hirano, S. Muroya, and M. Namiki,

Prog. Theor. Phys. **98**, 129 (1997); S. Muroya, H. Nakamura, and M. Namiki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **120**, 209 (1995); T. Ishii and S. Muroya, Phys. Rev. D **46**, 5156 (1992); Y. Akase, M. Mizutani, S. Muroya, and M. Yasuda, Prog. Theor. Phys. **85**, 305 (1991).

[11] C. M. Hung and E. V. Shuryak, Phys. Rev. C **56**, 453 (1997).

[12] J. Sollfrank, P. Huovinen, M. Kataja, P. V. Ruuskanen, M. Prakash, and R. Venugopalan, Phys. Rev. C **55**, 392 (1997).

[13] U. Ornik, M. Plümer, B. R. Schlei, D. Strottman, and R. M. Weiner, Phys. Rev. C **54**, 1381 (1996).

[14] A. Dumitru, U. Katscher, J. A. Maruhn, H. Stöcker, W. Greiner, and D. H. Rischke, Phys. Rev. C **51**, 2166 (1995).

[15] P. Colella and P. R. Woodward, J. Comput. Phys. **54**, 174 (1984).

[16] V. Schneider, U. Katscher, D. H. Rischke, B. Waldhauser, J. A. Maruhn, and C.-D. Munz, J. Compt. Phys. **105**, 92 (1993); D. H. Rischke, S. Bernard, and J. A. Maruhn, Nucl. Phys. **A595**, 346 (1995); D. H. Rischke, Y. Pürsün, and J. A. Maruhn, *ibid.* **A595**, 383 (1995).

[17] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **78**, 2309 (1997); **82**, 2048 (1999).

[18] C. Nonaka, E. Honda, and S. Muroya, Eur. Phys. J. **C17**, 663 (2000).

[19] Particle Data Group, C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998).

[20] J. Cleymans, K. Redlich, H. Satz, and E. Suhonen, Z. Phys. C **33**, 151 (1986).

[21] C. M. Hung and E. Shuryak, Phys. Rev. C **57**, 1891 (1998).

[22] D. H. Rischke, M. I. Gorenstein, H. Stöcker, and W. Greiner, Z. Phys. C **51**, 485 (1991).

[23] J. Brachmann, A. Dumitru, J. A. Maruhn, H. Stöcker, W. Greiner, and D. H. Rischke, Nucl. Phys. **A619**, 391 (1997); M. Reiter, A. Dumitru, J. Brachmann, J. A. Maruhn, H. Stöcker, and W. Greiner, Nucl. Phys. **A643**, 99 (1998). See also Ref. [14].

[24] NA49 Collaboration, H. Appelshäuser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2471 (1999).

[25] K. J. Eskola, K. Kajante, and J. Lindfors, Nucl. Phys. **B323**,37 (1989).

[26] P. Jacobs and G. Cooper, nucl-ex/0008015.

[27] F. Cooper and G. Frye, Phys. Rev. D **10**, 186 (1974).

[28] J. Sollfrank, P. Koch, and U. Heinz, Z. Phys. C **52**, 593 (1991).

[29] T. Hirano, Phys. Rev. Lett. (掲載決定); nucl-th/0004029.

[30] T. Hirano, K. Tsuda, and K. Kajimoto, nucl-th/0011087.

[31] R. Rapp and E. V. Shuryak, hep-ph/0008326.

[32] NA49 Collaboration, G. E. Cooper *et al.*, Nucl. Phys. **A661**, 362 (1999); G. E. Cooper, Ph.D. thesis, University of California, Berkeley, 2000.

[33] NA49 Collaboration, H. Appelshäuser *et al.*, Eur. Phys. J. C **2**, 661 (1998).

[34] B. Tomášik, U. A. Wiedemann, and U. Heinz, nucl-th/9907096.

[35] J.-Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A 638**, 195c (1998).

[36] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).

[37] H. Heiselberg and A.-M. Levy, Phys. Rev. C **59**, 2716 (1999).

[38] S. A. Voloshin and A. M. Poskanzer, Phys. Lett. B **474**, 27 (2000).

[39] NA49 Collaboration, H. Appelshäuser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4136 (1998).

[40] WA98 Collaboration, M. M. Aggarwal *et al.*, Phys. Lett. B **469**, 30 (1999).

[41] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1975), p. 32.

[42] 論文 [39] が出版されたあとで，NA49 Collaboration は実験データをアップデートした．特に，π 中間子や陽子 p の v_2 はかなり修正された．これらのデータは以下のサイトにある．http://na49info.cern.ch/na49/Archives/Images/Publications /Phys.Rev.Lett.80:4136-4140,1998/

[43] S. Soff *et al.*, nucl-th/9903061.

[44] H. Liu, S. Panitkin, and N. Xu, Phys. Rev. C **59**, 348 (1999).

[45] U. Heinz, nucl-th/9902424.

[46] R. Hambury-Brown and R. Q. Twiss, Nature **178**, 1046(1956); G. Goldhaber, T. Goldhaber, W. Lee, and A. Pais, Phys. Rev. **120**, 300 (1960).

[47] 例えば, J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault, *QUARK-GLUON PLASMA*, Ed. R. Hwa, (World Scientific, Singapore, 1990), p. 393.

研　究　業　績

種類別	題名、発表・発行掲載誌名、発表・発行年月、連名者
論　文	○T. Hirano In-Plane Elliptic Flow of Resonance Particles in Relativistic Heavy-Ion Collisions Phys. Rev. Lett.（掲載決定）
論　文	○T. Hirano, S. Muroya, and M. Namiki Thermal Photon Emission from a QGP Fluid, Prog. Theor. Phys. **98** (1997) 129.
講　演 (国際会議)	Tetsufumi Hirano "Hydrodynamic description of non-central collisions at SPS energy" 3rd Catania Relativistic Ion Studies, May, 2000, Acicastello, Italy. Nucl. Phys. **A681** (2001) 76c.
講　演 (国際会議)	Tetsufumi Hirano, Shin Muroya, and Mikio Namiki "Electromagnetic Spectrum from QGP Fluid" International School on the Physics of Quark Gluon Plasma, 1997, Hiroshima, Japan Prog. Theor. Phys. Supplement, 129 (1997) 101.
講　演 (研究会)	Tetsufumi Hirano "Hydrodynamic analysis of elliptic flow at SPS" 高エネルギー重イオン衝突とクォークグルオンプラズマ研究会, 2000 年 7 月, 理化学研究所
講　演 (研究会)	平野哲文 「相対論的流体モデルに基づく SPS エネルギー領域の非中心衝突反応の解析」 第 2 回極限条件におけるハドロン科学研究会, 2000 年 1 月, 日本原子力研究所 JAERI-Conf 2000-011 (2000) 44.
講　演 (研究会)	平野哲文 "Comment on Nutcracker Scenario in Relativistic Heavy Ion Collisions" QCD とハドロン物理研究会, 1999 年 12 月, KEK 田無
講　演 (研究会)	平野哲文 「相対論的流体モデルに基づく SPS エネルギー領域の elliptic flow の解析」 第 45 回原子核三者若手夏の学校原子核パート研究会, 1999 年 7 月, 長野 原子核研究, 44-4 (2000) 149.

研　究　業　績

種類別	題名、発表・発行掲載誌名、発表・発行年月、連名者
講　演 (研究会)	Tetsufumi Hirano "Elliptic Flow Based on a Relativistic Hydrodynamic Model" 第 1 回極限条件におけるハドロン科学研究会, 1999 年 3 月, 日本原子力研究所 JAERI-Conf 99-008 (1999) 159.
講　演 (学会)	平野哲文 「相対論的重イオン衝突における共鳴粒子の楕円型フロー」 第 55 回日本物理学会年次大会, 2000 年 9 月, 新潟大学
講　演 (学会)	平野哲文 「相対論的流体モデルによる非正面衝突反応の解析」 日本物理学会春の分科会, 2000 年 3 月, 近畿大学
講　演 (学会)	平野哲文 「高エネルギー重イオン衝突反応における Elliptic Flow の相対論的流体モデルに基づく解析 II」 日本物理学会秋の分科会, 1999 年 9 月, 島根大学
講　演 (学会)	平野哲文 「高エネルギー重イオン衝突反応における Elliptic Flow の相対論的流体モデルに基づく解析」 第 54 回日本物理学会年会, 1999 年 3 月, 広島大学
講　演 (学会)	平野哲文, 室谷心 「有限温度媒質中での ρ メソンの量子論的ランジュヴァン方程式による解析」 第 53 回日本物理学会年会, 1998 年 3 月, 東邦大
講　演 (学会)	平野哲文, 室谷心 「クォーク・グルーオン・プラズマ流体からの電磁スペクトルの解析」 日本物理学会 1997 年秋の分科会, 1997 年 9 月, 都立大
講　演 (学会)	平野哲文, 室谷心 「クォーク・グルーオン・プラズマ流体からの電子対放出と有限温度効果」 第 52 回日本物理学会年会, 1997 年 3 月, 名城大
講　演 (学会)	平野哲文, 室谷心, 並木美喜雄 「クォーク・グルーオン・プラズマ流体からの直接光子放出の解析 II」 日本物理学会秋の分科会, 1996 年 10 月, 佐賀大
講　演 (学会)	平野哲文, 室谷心, 並木美喜雄 「クォーク・グルーオン・プラズマ流体からの直接光子放出の解析」 第 51 回日本物理学会年会, 1996 年 3 月, 金沢大

研 究 業 績

種類別	題名、発表・発行掲載誌名、発表・発行年月、連名者
その他 (会議録)	T. Hirano, S. Muroya, M. Namiki Transverse Photon Spectrum from QGP Fluid Physics and Astrophysics of Quark-Gluon Plasma, (1998) p.133.
その他 (紀要)	平野哲文, 室谷心, 並木美喜雄 QGP 流体からの熱光子放出と温度情報の解析 早稲田大学情報科学研究教育センター紀要, Vol.21 (1996) 51.

理工社謹製