

# 核反応によるハドロン物質相の探索

大西 明 (北海道大学 大学院理学研究科)

## Abstract

高エネルギーの核反応等で生成される、標準核物質密度から遠く離れた核子・ハドロン物質の性質について講義する。ハドロン物質の相図について説明し、低温・低密度領域での液相・気相相転移、低温・高密度領域でのストレンジネス核物理の役割、高温 and/or 高密度領域でのハドロン/クォーク物質と高エネルギー重イオン反応の関わりについて解説を行なう。

## 1 Introduction — 核子・ハドロン物質の相図の概要

核物質とは、狭義には「大きな原子核の中心付近で実現されている状態を無限の大きさがあるものとして考える物質」です。もちろん、原子核の大きさにはクーロンエネルギーのため限界がありますから、無限の大きさの「核物質」は地上に自然に存在しているわけではありません。しかしながら、大きな原子核の中心付近では密度が  $\rho_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$  程度の原子核の種類によらない値となっており、もしもクーロン斥力がなければ「核子からなる無限に大きな物質」が安定に存在していることが容易に想像されます。実際、原子核が局所的に一樣な物質から出来ているという考え方(局所密度近似)は通常の原子核の構造や(クーロン障壁以上の)高エネルギー領域の核反応を理解する上での基本的な概念の一つです。

一方自然界では「核物質」の性質が宇宙進化の様々な段階で顔をだします。例えば、中性子星は表面の一部を除いて原子核のスケールからみれば無限の大きさの「核物質」、あるいは「ハドロン物質」によって出来ています。また、初期宇宙では様々なレプトンや光を含むクォークとグルーオンのスープが QCD (=量子色力学) 相転移を通じて核子を含む様々なハドロン (=強い相互作用をする粒子) がつくられた後、最初の元素合成が行われた、というのが標準的なシナリオですから、その相転移の性格を調べることに意味があるのです。

さて、核物質の相図と関連する自然界での現象・実験室での核反応を概念的に示したものが Fig. 1 です。強い相互作用をする粒子には、素粒子(クォーク・グルーオン)、ハドロン(核子)、原子核という3つの階層があることから、核物質には少なくとも2つの主要な相転移があります。一つはクォークとグルーオンからハドロンを作る相転移(QCD相転移)であり、もう一つは核子のガスから原子核を作る液相・気相相転移です。また、ハドロンに様々な種類があることから存在が期待されるのがバリオン密度を大きくしていく場合の物質の粒子構成の変化です。核子のみで出来ている核子物質がハイペロンや、 $K$  中間子を含むハドロン物質に変化していきます。

この講義では液相・気相相転移が起こる低温・低密度核物質、様々なハドロンの組成変化が起こると考えられる低温・高密度核物質、QCD相転移が期待される高温・高密度核物質についての概要と近年の進展について解説を行いました。これらの領域についてそれぞれを見ていきましょう。

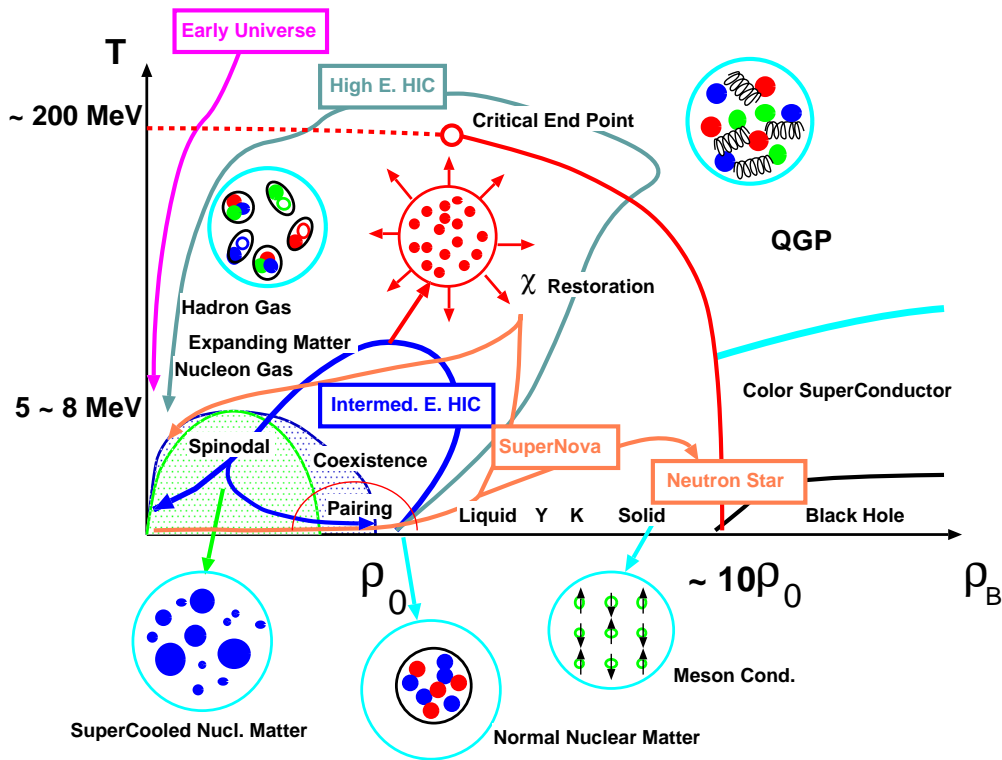


Figure 1: 核子・ハドロン・クォーク物質の相図

## 2 低温・低密度核物質 — 液相・気相相転移

核子間のポテンシャルは短距離の斥力と長距離での引力からなっており、近似的にはファンデルワールス力と同様の振る舞いをすると考えられます。このため低温・低密度領域での核物質液相・気相相転移は古くからその存在が議論されてきました [1]。例えば、平均場近似に基づいて一様な核物質の性質を調べると、対称核物質で  $T \simeq 16$  MeV 程度までの温度で核子ガスと密度が標準核密度程度 ( $\rho \simeq \rho_0$ ) の核子「液体」が共存することがわかります。

こうした理論的な予想が現実にあること (の間接的な証拠) が実験的に見出されたのは 1995 年でした [2]。Fig. 2 に示すように、核子あたりの励起エネルギーの関数として重イオン反応から実験的に引き出された温度を示す (カロリーー曲線) と、温度が  $T = 4 \sim 5$  MeV 程度でいったん一定となった後に再び上昇する、という典型的な液体から気体への相転移現象が観測されたのです。(相転移温度が低いのは、核子と大きな原子核だけでなく、統計平衡状態では多くの軽い原子核が関与するためです。) この実験では統計平衡の仮定の下で物質の温度  $T$  が決められています。熱・化学平衡が成り立っているとすれば、それぞれの原子核の生成量はボルツマン因子によって決まります。

$$Y_f \propto g_f \int \frac{V d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \exp[(B_f + Z\mu_p + N\mu_n - E_f)/T]$$

ここで  $B_f$ ,  $\mu_p$ ,  $\mu_n$  はフラグメントの束縛エネルギー、陽子、中性子の化学ポテンシャルです。異なるアイソトープの生成量の比を 2 回とることにより、 $\mu_p$ ,  $\mu_n$  を消去することができます。

$$\frac{Y_f(^4\text{He})/Y_f(^3\text{He})}{Y_f(^7\text{Li})/Y_f(^6\text{Li})} \propto \exp(\Delta B/T)$$

## Caloric Curve of Nuclei

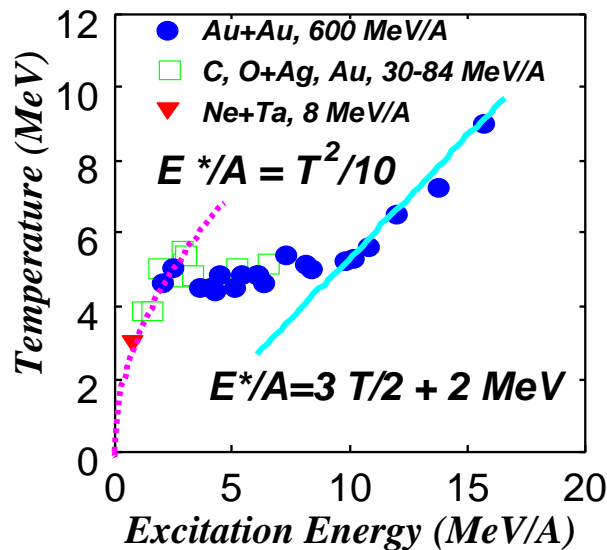


Figure 2: 原子核のカロリー曲線。原図は [2]。

この「一つの温度、一つの密度での統計平衡」という単純な仮定は正確ではありませんが、励起した原子核の生成とその崩壊の効果などが調べられ、定性的には結論が変わらないことが確認されています。また、2000年にはフラグメントごとの運動エネルギーを分析して温度を評価するという独立な観測によって「負の比熱」が観測されました [3]。負の比熱は、有限系で（温度ではなく）全エネルギーが保存されるときに期待されます。運動エネルギーはフラグメントごとに平均で  $3T/2$  と与えられるため粒子数が増えると全運動エネルギーは増加しますが、大きな原子核を小さく分けると一般にはポテンシャルエネルギーは損をします。このため全エネルギーが保存されている場合には「温度の低い多くの軽いフラグメントが存在する状態」と「大きな原子核が少数存在する状態（温度は高い）」が共存し、全エネルギーが増えるにつれて前者の割合が増えるため一時的に温度が下がるのです。

これらの実験により、現在のところ核物質の液相・気相相転移が存在し、1次であることが多くの研究者に認められるところになっています。当然ながら、なぜ統計平衡が重イオン反応で成立しているのか（あるいは統計平衡を仮定した模型でうまく記述できるのか） [4]、微視的な核反応模型で初期条件からフラグメント生成を相転移と関連付けて理解できるのか [5]、統計平衡模型で無視されている核力の影響はどうなっているのか、重イオン反応だけではなく軽イオン入射反応でも相転移の痕跡は見えるのかなどの様々な問題が残っており、現在も活発に議論されています。これらの議論についてはこの会議録の古田さん、山口さんの報告に譲ることにします。

## 3 低温・高密度核物質 — ストレンジネス核物理

### 3.1 中性子星物質の組成とストレンジネス

温度を低く保ったままバリオン密度を大きくしていくと、核子のフェルミエネルギーの増大と相互作用エネルギーの増加のため、核子のみで出来た物質よりも他のハドロンを生成したほうがエネルギー的に有利になります。特に電氣的に中性という条件のつく「中性子星物質」では中性子の化学ポテンシャルが急激に大きくなるため、密度の上昇に伴って標準核密度付近では現れない様々なハドロンが

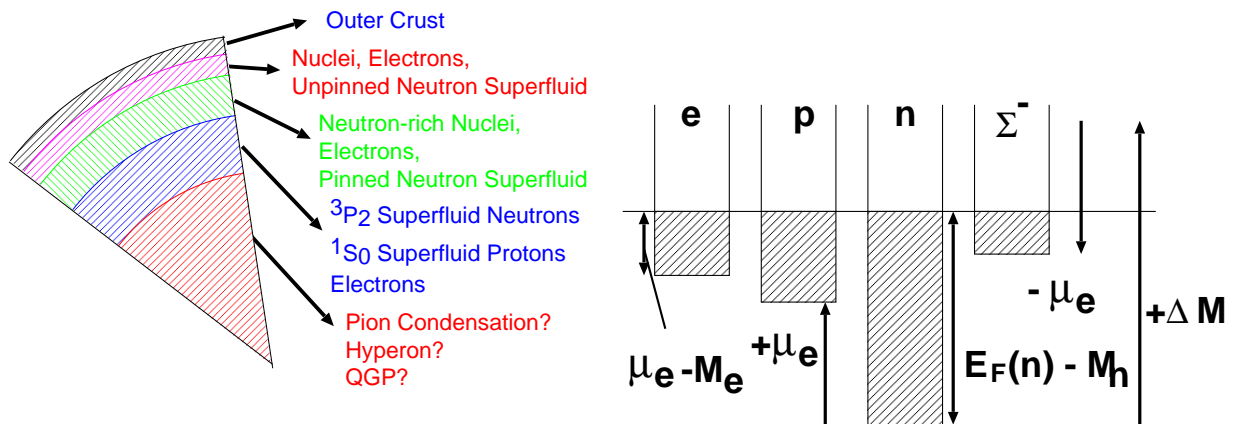


Figure 3: 左: 中性子星の断面図と期待されるハドロン相。右: 中性子星物質 (電的に中性でレプトン数が定まっていない物質) における化学平衡条件。それぞれのハドロンについてのポテンシャル効果は考慮していない。

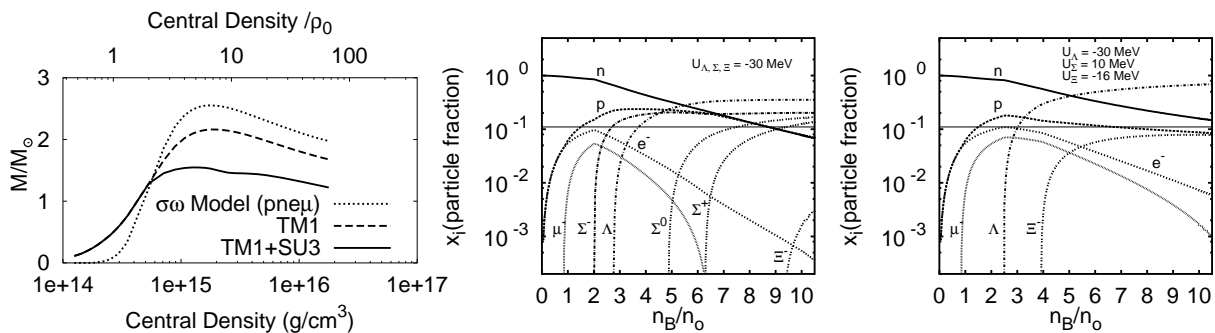


Figure 4: 左図: 中性子星質量の中心密度・相互作用依存性 (一色昭則、修士論文)。中、右図: 中性子星物質でのハイペロン組成。  $\rho = \rho_0$  において全てのハイペロン・ポテンシャルが  $-30$  MeV とした場合 (中図) と、  $U(\Xi) = -16$  MeV,  $U(\Sigma) = +10$  MeV とした場合 (右図)。Ref. [10] より。

現れることが期待されています [6]。これらのハドロンの中で重要となるのがストレンジネス・クォークを含む粒子です。例えば中性子星の中でハイペロンが現れるだろうという予測は、中性子星の発見以前からなされており [6]、また核子との相互作用が大きく負電荷をもつ  $K^-$  中間子は高密度中性核物質での凝縮が期待されています [7]。

例として負の電荷を持つ最も軽いバリオンである  $\Sigma^-$  が現れる条件を考えてみましょう。中性子星のようなマクロな系では、系全体のエネルギーを下げるためにハイペロンの弱崩壊、あるいは核子からハイペロンへの逆弱崩壊が起こるため、ストレンジネス量子数は保存されません。またニュートリノ (および反ニュートリノ) は容易に中性子星から放出されるためレプトン数も保存されなくなります。よって中性子星物質での保存量はバリオン数と電荷のみになり、それぞれの粒子の化学ポテンシャルはバリオン化学ポテンシャル  $\mu_B$  と電荷化学ポテンシャル  $\mu_C$  によりあらわされます。

$$\mu(n) = \mu(\Lambda) = \mu_B, \quad \mu(\Sigma^-) = \mu_B - \mu_C, \quad \mu(e^-) = -\mu_C.$$

この条件を全体として電的に中性である条件

$$\rho(p) + \rho(\Sigma^+) + \dots = \rho(e^-) + \rho(\Sigma^-) + \dots$$

と同時に解くことにより化学平衡状態が与えられます。このとき、中性子と  $\Sigma^-$  粒子の化学平衡条件は、粒子に働く強い相互作用からの平均場を考慮すると次のように表されます。

$$\mu_B = E_F^*(n) + U(n) = E^*(\Sigma^-) + U(\Sigma^-) + \mu_C .$$

$U(n), U(\Sigma^-)$  は中性子、 $\Sigma^-$  粒子の感じる一粒子ポテンシャル、 $E^*(n), E^*(\Sigma^-)$  は有効質量を考慮したフェルミ運動エネルギー（質量エネルギーを含む）です。よって  $\Sigma^-$  粒子が現れる条件は、

$$E_F^*(n) \geq M^*(\Sigma^-) + U(\Sigma^-) - U(n) - \mu(e^-) ,$$

となります (Fig. 3、右)。中性子間(中性子 - 陽子間)の核力は平均的には斥力(引力)であるため、陽子の存在比  $Y_p$  が小さい場合には中性子は大きな斥力ポテンシャルを感じます。一方  $Y_p$  が大きい場合には電荷を打ち消すために大きな  $\mu(e^-)$  が必要となり、どちらの場合も  $\Sigma^-$  に有利に働きます。

中性子星の内側の粒子組成を直接調べることは出来ませんが、ハイペロンが現れると状態方程式が柔らかくなるため、核力で支えられる最大質量が大きく変化します。一般相対性理論により静的な中性子星の圧力バランスを記述する方程式が TOV 方程式

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{(\epsilon/c^2 + P/c^2)(M(r) + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2(1 - 2GM/rc^2)} , \quad \frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon/c^2 ,$$

であり、圧力  $P$  とエネルギー密度  $\epsilon$  の間の関係（状態方程式）を与えることにより方程式が閉じ、中性子星内の密度分布を解くことが出来ます。この方程式で一般相対論補正（右辺のカッコ内の第二項）を無視すると圧力差  $P(r + dr) - P(r)$  と重力  $GM(\epsilon/c^2)dr/r^2$  が釣りあうという直感的に理解できる式になります。

一例として、相対論的な平均場理論 (Relativistic Mean Field, RMF) において安定核・不安定核の質量をよく記述するパラメータ (TM1) [8] をハイペロンまで含むように拡張した模型 [9] によって得られる状態方程式を用いて TOV 方程式を解いた結果を示します (Fig. 4、左)。TOV 方程式は状態方程式を通じてエネルギー密度についての微分方程式となるため、初期値として与えた中心でのエネルギー密度 ( $\epsilon_0$ ) が横軸です。縦軸は圧力が 0 になるまで解いたときの質量 ( $M$ ) であり、これが  $\epsilon_0$  の増加関数である区間は安定な中性子星が存在することとなります。一方で  $\epsilon_0$  を増やして質量が減る場合は外から物質が降り積もった場合にはそれを支えられない、あるいは何らかの揺らぎによって中心密度が少しでも増えると現在の質量が支えられないという状況となるので力学的には不安定であり、最終的には black hole となります。よってカーブの頂点がその状態方程式の与える中性子星の最大質量となります。この例では核子(と電子、ミュオン)からなる中性子星の最大質量が  $2.5M_\odot$  であるのに比べて、ハイペロンをいれることによって最大質量が  $1.56M_\odot$  程度に下がることが分かります。これと同様のポテンシャルの深さでハイペロンが現れる割合を示したのが Fig. 4 の中図です [10]。ハドロンの相互作用によって高密度核物質中の粒子組成が大きく変わり、それにより決まる状態方程式の変化がマクロな物体に大きな影響を与える典型的な例といえるでしょう。

中性子星の中心部付近での低温・超高密度状態では、ストレンジネスの他にも 中間子凝縮、QGP、カラー超伝導状態（閉じ込めから開放されたクォークがカラーを小さくするペアを組んだ状態）など様々な状態が期待されています。密度方向の変化では、相互作用の詳細がマクロな物質に与える影響を見ることが出来るため、理論的には様々な可能性がある興味深い対象であり、実験的には実際の核反応との関連がつけば challenging な課題となります。夏の学校の後で確認された深く束縛された  $K^-$  原子核の発見は、こうした好例といえるでしょう [11, 12]。

### 3.2 Flavor SU(3) 対称性

前節では状態方程式は様々な密度での対称ポテンシャル、ハイペロンのポテンシャルに大きく依存し、これらを正確に決める必要があることを述べました。原子核の対称ポテンシャルの密度依存性<sup>1</sup> に関

<sup>1</sup>原子核の質量公式で  $(A - 2Z)^2/A$  に比例する項は、標準核物質密度  $\rho_0$  における対称エネルギーです。

しては不安定核の性質を詳しく調べるにより制限できると期待されています。一方でハイペロンのポテンシャルにはハイパー核の分光学的研究とハイパー核生成反応の分析が必要となりますが、これらのデータは通常の (ハイペロンを含まない) 原子核に比べて圧倒的に少ないのです。少ないデータからより信頼性の高い結論を得るためには、何らかの形で理論モデルの制限をつけ、その理論による分析が不可欠となります。

ハイペロンと核子 ( $YN$ )、あるいはハイペロン-ハイペロン ( $YY$ ) の相互作用を考えるうえでの基本的な指針は、Flavor  $SU(3)$  対称性です。この対称性は QCD の Lagrangian が近似的に持っているものです。

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q} (i \not{\partial} - g \not{G}) q - \frac{1}{4} \text{Tr} (G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}) - \bar{q} m q, \quad m = \text{diag}(m_u, m_d, m_s).$$

クォークの質量差を無視すれば、この Lagrangian はフレーバー空間内の回転に対して不変です。

$$q \rightarrow q' = Uq, \quad U \in SU(3)$$

QCD での対称性は量子異常がなければハドロンの世界でも成立するので、 $YN$ 、 $YY$  相互作用を中間子交換の考え方で構成する場合にもまずこの対称性をもつ Lagrangian を考え、その後 Flavor  $SU(3)$  対称性の破れを取り入れていきます。例えば、 $YN$  相互作用の Quark model [13]、One Boson Exchange 模型 [14] 等では、ともにこの  $SU(3)$  対称性に基づいて相互作用が作られています。

3種類の quark (および反 quark) からなる中間子、およびバリオンの 8 重項状態は、Traceless の行列で表すことができます。

$$M = q\bar{q} = \begin{pmatrix} u\bar{u} & u\bar{d} & u\bar{s} \\ d\bar{u} & d\bar{d} & d\bar{s} \\ s\bar{u} & s\bar{d} & s\bar{s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -2\eta/\sqrt{6} \end{pmatrix},$$

$$B_{ij} = q_i \epsilon_{jkl} q_k q_l = \begin{pmatrix} u[ds] & u[su] & u[ud] \\ d[ds] & d[su] & d[ud] \\ s[ds] & s[su] & s[ud] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -2\Lambda/\sqrt{6} \end{pmatrix}.$$

ここで  $[q_i q_j]$  はフレーバーについて反対称な積を表します。また中間子については擬スカラー中間子をとっています。これらの行列の変換性は、フレーバー空間での quark の回転から定まり、ユニタリ変換で表せることが分かります。

$$M \rightarrow M' = U M U^\dagger, \quad B \rightarrow B' = U B U^\dagger.$$

こうした変換性が分かれば、 $SU(3)$  対称な中間子-バリオンの相互作用を作ることができます。最も次元の低い結合形式は、 $\bar{B}, M, B$  を 1 つずつ組み合わせたものであり、独立なものは次の 2 種類となります。

$$\text{Tr}(\bar{B} M B), \quad \text{Tr}(\bar{B} B M),$$

あるいは

$$\text{D Coupling} : \text{Tr}(\bar{B}(M B + B M))$$

$$\text{F Coupling} : \text{Tr}(\bar{B}(M B - B M))$$

の2種類です。実際にはこれら2つの型の相互作用に加えて、中間子にはフレーバー1重項を加えて考えます<sup>2</sup>。フレーバー1重項は中間子行列のトレースで表すことができるので、

$$\text{Tr}(M) \text{Tr}(\bar{B}B),$$

という形の独立な結合形式が現れます。

さて、これらの結合様式を組み合わせる平均場理論 (Relativistic Mean Field) に利用できるようにスカラー中間子とバリオンの結合を考えてみましょう。対称な核物質を考えると期待値をもつスカラー中間子是对角成分のみとなります。  $u, d$  quark でできた中間子を  $\sigma$ 、  $s\bar{s}$  でできた中間子を  $\zeta$  と名付けると、中間子行列の期待値は次のように簡単になります。

$$M = \begin{pmatrix} \sigma/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & \zeta \end{pmatrix}$$

平均場近似のもとで相互作用 Lagrangian は次のように与えられます。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MF} &= \sqrt{2}(g_s \text{Tr}(M) \text{Tr}(\bar{B}B) + g_1 \text{Tr}(\bar{B}MB) + g_2 \text{Tr}(\bar{B}BM)) \\ &= \bar{N}N \left( (2g_s + g_1)\sigma + \sqrt{2}(g_s + g_2)\zeta \right) \\ &\quad + \bar{\Lambda}\Lambda \left( (2g_s + 2/3g_1 + 2/3g_2)\sigma + \sqrt{2}(g_s + 2/3g_1 + 2/3g_2)\zeta \right) \\ &\quad + \bar{\Sigma}\Sigma \left( (2g_s + g_1 + g_2)\sigma + \sqrt{2}g_s\zeta \right) \\ &\quad + \bar{\Xi}\Xi \left( (2g_s + g_2)\sigma + \sqrt{2}(g_s + g_1)\zeta \right) \end{aligned}$$

となります。ここで OZI rule (重いクォークのヘアピン Diagram は強く抑制される) を使うと核子は  $\zeta$  中間子と結合しないことになり、  $g_s = -g_2$  という関係がつくことが分かります。この結果、  $g_{\Lambda\sigma} = 2/3g_{N\sigma}$  となり、通常の核内 ( $\zeta = 0$ ) で  $\Lambda$  が感じるポテンシャルは核子のポテンシャルの  $2/3$  であるという実験的にもよく確かめられた結論として導かれるのです。

しかしながら  $\Sigma$  ハイペロンや  $\Xi$  ハイペロンについては、こうした Almost Model Independent な分析はできません。さらに Flavor SU(3) 対称性の破れは必ずしも小さくありません。信頼できるハイペロンのポテンシャルを決めるためには、実際に実験データを分析する必要があります。次の節ではこうした研究について述べることにしましょう。

### 3.3 核物質中のハイペロン・ポテンシャルとハイパー核物理

核内にハイペロンを作り、ハイペロン・ポテンシャルの深さを調べる試みは CERN, BNL, KEK などの高エネルギー加速器において ( $K^-, \pi$ ) 反応、 ( $\pi, K^+$ ) 反応、 ( $K^-, K^+$ ) 反応などを利用して行なわれてきました。例として ( $\pi, K^+$ ) 反応を見てみます。Fig. 5 に示すように、入射  $\pi$  粒子は運動量、エネルギー、ストレンジネス量子数 ( $q, \omega, S$ ) を原子核にわたして  $K^+$  として放出されます。核内では主として核内の1核子が ( $q, \omega, S$ ) を受け取ってハイペロンへと励起します。核内でのハイペロン・ポテンシャルが引力的 (斥力的) である場合には Threshold 近辺の  $K^+$  の運動量が大きな領域で断面積が増え (減り) ます。また引力が十分強い場合には、ハイペロンは束縛状態を作り、 ( $\pi, K^+$ ) スペクトルでのピークを作ります。こうしたスペクトルの形、および束縛状態の束縛エネルギー、励起エネルギー、および断面積の大きさを理論的な模型と比較することにより、ハイペロンとコアとなる原子核の間の相互作用を調べることが出来るのです。

<sup>2</sup>バリオンの場合はフレーバー1重項は (非相対論極限をもつ)  $(0s)^3$  状態では存在しません。3つのクォークでフレーバー1重項を作るためにはフレーバーで完全反対称となることが必要です。カラー空間でも当然完全反対称であるため、全体で完全反対称となるためにはスピン空間でも3つのスピンが完全反対称になっていなければいけません。ところがクォークのスピン状態は2種類しかないので完全反対称には出来ないのです。

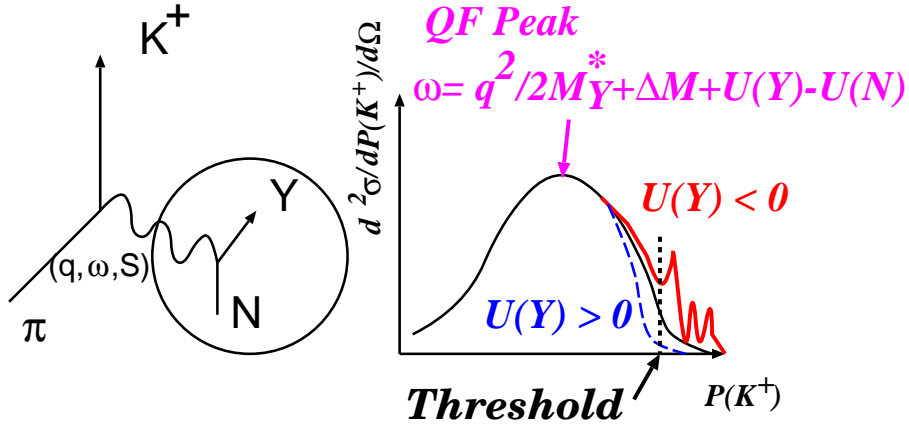


Figure 5:  $(\pi, K^+)$  反応によって核内にハイペロンを作り、ハイペロン・ポテンシャルを調べる方法の概念図。

Table 1: 様々なハイペロン生成反応

Reaction	Elementary Processes	
	Main Process	Other Processes
$(K^-, \pi^-)$	$K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda,$	$K^- n \rightarrow \pi^- \Sigma^0, K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$
$(K^-, \pi^+)$	$K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-,$	$K^- pp \rightarrow \pi^+ \Lambda n$ (n-rich hypernuclear formation)
$(\pi^+, K^+)$	$\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda,$	$\pi^+ n \rightarrow K^+ \Sigma^0, \pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$
$(\pi^-, K^+)$	$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-,$	$\pi^- pp \rightarrow K^+ \Lambda n$ (n-rich hypernuclear formation)
$(K^-, K^+)$	$K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-,$	$K^- pp \rightarrow K^+ \Lambda \Lambda$

ハイペロンの中で最も軽い  $\Lambda$  ハイペロンは、 $\Lambda$  ハイパー核の束縛エネルギー、励起スペクトルを分析することによりポテンシャルの深さを調べることが出来ます。これまでの  $(K^-, \pi^-)$  反応、 $(\pi^+, K^+)$  反応を用いた研究から、原子核内のポテンシャルの深さがほぼ 30 MeV の引力であり、重い原子核でのスペクトル分析により有効質量が  $M^*/M \simeq 0.8$  程度であることが知られています [15]。このポテンシャルの深さは、 $\Lambda$  粒子の連続状態も同時に説明できることが  $(\pi^+, K^+)$  反応のスペクトル分析からも理解されています [16]。また近年の原子核標的  $(K^-, K^+)$  反応 (一段階反応では素過程が  $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$  であるため核内に  $\Xi^-$  が作られる) の分析からは、原子核内の  $\Xi^-$  ハイペロンのポテンシャルが 14 ~ 16 MeV の深さの引力であることも分かってきました [17]。

問題は中性子星の中では最も有望と考えられている  $\Sigma$  (特に  $\Sigma^-$ ) ハイペロンと原子核の相互作用です。 $\Sigma$  ハイペロンを含む原子核は  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  が束縛状態として存在します [18]。この原子核を束縛する主な力は核子と  $\Sigma$  の間に働く one-pion exchange potential であり、 $\vec{\tau} \cdot \vec{t}$  ( $\tau, t$  はコア原子核と  $\Sigma$  のアイソスピン演算子) の形をとり、全角運動量が  $J^\pi = 0^+$  の場合にはコアとなる原子核 ( ${}^3\text{He}, {}^3\text{H}$ ) と  $\Sigma$  の全体のアイソスピンが  $T = 1/2$  となるとときに引力的に働きます。ところがこの項はスピンの依存しており、コア原子核のスピンの場合  $0$  である場合には強くありません。よって中性子星などで効果を及ぼすスピンに関して「平均的な」ポテンシャルを決める上では  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  からの情報が決定的ではないのです。

このような状況のもとで、平均的な原子核と  $\Sigma$  ハイペロン間のポテンシャルを調べるため、最近の KEK の実験で、原子核標的の  $(\pi^-, K^+)$  反応 (素過程  $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$  で  $\Sigma^-$  ハイペロンが核内



に作られる。) のスペクトルが観測されました [19]。スペクトル分析の中心は「準自由反応」(Quasi Free Reaction) と呼ばれる核内での Fermi 運動量で運動している核子との素過程反応です。核内核子、および生成された  $\Sigma$  粒子が一体ポテンシャルの中を運動しているとするれば、エネルギー保存の式は  $\pi^-$ ,  $K^+$  によって原子核に与えられるエネルギー、運動量移行を  $\omega, \vec{q}$  として

$$M_N + T_N(\vec{p}) + U_N + \omega = M_{\Sigma^-} + T_{\Sigma^-}(\vec{p} + \vec{q}) + U_{\Sigma^-}$$

と与えられ、平均的には核子の運動量が 0 であるのでスペクトルのピークの位置から  $\Sigma^-$  のポテンシャルが分かるはずである、というシナリオです。

実験データを分析した結果は理論の予想に反して「非常に強い斥力」となっています。理論的には、単純なクォーク数の Counting Rule から  $\Lambda$  の感じる引力と同程度の  $U_{\Sigma} \simeq -(24 - 30)$  MeV というものや、 $\Sigma N$  の  $T = 3/2$  での強い斥力が  $T = 1/2$  での引力に打ち勝って  $U_{\Sigma} \simeq +10$  MeV 程度の弱い斥力である、という2つの考え方がありました。これまで ( $K^-, \pi^-$ ) 反応などで用いられてきた理論の枠組み (Distorted Wave Impulse Approximation (DWIA) におけるグリーン関数法) を用いて実験データを分析した結果は、 $U_{\Sigma^-} = +150$  MeV という理論的には支持できない値となっています。

ごく最近の理論的分析では、それぞれの反応点での核子の運動量、それによる素過程衝突エネルギーの変化を取り入れた Semi-Classical Distorted Wave (SCDW) 模型による分析で、強い斥力でなくても実験データを説明できるという分析がなされています [20]。素過程の断面積や反応理論の改善等、これからの発展がのぞまれるところです。

## 4 高温 and/or 高密度物質 — 高エネルギー重イオン反応

### 4.1 QCD 相転移と QGP 生成

標準核物質 ( $\rho = \rho_0, T = 0$ ) から遠く離れた高温、あるいは高密度の核物質を実験室で直接生成するには高いエネルギーの大きな原子核同士を衝突させる方法しかありません。高温 and/or 高密度核物質の生成とその性質の探求を目指した高エネルギー重イオン衝突実験は、LBL-Bevalac (800 A MeV<sup>3</sup>) から始まり、GSI-SIS (1-2 A GeV), BNL-AGS ( $\sim 10$  A GeV, 1987  $\sim$ ), CERN-SPS ( $\sim 160$  A GeV, 1987  $\sim$ ), BNL-RHIC (100 + 100 A GeV, 2000  $\sim$ ) とエネルギーを上げながら進んできました。2007 年には CERN-LHC (3+3 A TeV) が稼動する予定であり、世界的には現在のところ原子核物理の分野で最も活発に実験研究が行われている課題といえます。

高エネルギー重イオン反応研究の現時点での最大の目標は、クォークとグルーオンが閉じ込めから開放された状態 (Quark Gluon Plasma, QGP) の生成を確認することです。ハドロン物質の温度を高くしていくと、まず  $\pi$  粒子が生成され、その後より質量の大きなハドロンが生成されていきます。ある程度以上に粒子密度が大きくなるとハドロン同士が重なり始め、クォークがどのハドロンに属しているかが不明確になり、ついにはクォークが領域全体を動き回れる状態、すなわち QGP が生成されます。一方で、温度を低く保ったままでもバリオン密度<sup>4</sup> を高くしていくとバリオン同士が重なり始め、QGP が生成されると考えられます。

化学ポテンシャルが存在しない場合に、簡単な模型でこの相転移の様子を見てみましょう。ハドロン相は最も軽いハドロンである  $\pi$  粒子のみを考え、 $\pi$  の質量と相互作用を無視しましょう。QGP 相は摂動論的な真空の中で自由で質量が 0 のクォークとグルーオンが存在しているとします。このと

<sup>3</sup>A MeV (あるいは A GeV) は核子あたりの入射エネルギーを指します。低エネルギー領域ではしばしば MeV/A (あるいは GeV/A) のように核子 "あたり" の意味を強調して割り算で示しますが、同じ意味です。

<sup>4</sup>ここでのバリオン密度は net のバリオン密度 (バリオンは正、反バリオンは負として密度を足したもの) です。ゼロ・バリオン密度ではバリオンと反バリオンが同じ数だけ存在しています。

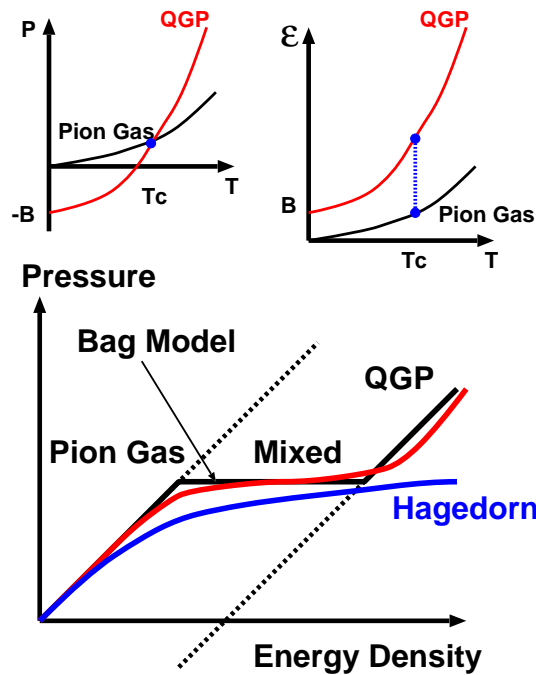


Figure 6: Bag model による QCD 相転移の様子。

きボース分布関数、フェルミ分布関数を位相空間で積分することにより相互作用の無い系の Grand Potential は

$$\Omega = -\frac{\pi^2 V}{90} \left( \sum_B g_B + \frac{7}{8} \sum_F g_F \right) = -PV$$

となります。ここで  $g_B, g_F$  はボース粒子、フェルミ粒子の自由度であり、ハドロン相ではスピン 0 の  $\pi^0, \pi^\pm$  があるため、 $2j+1$  を加えあわせて全自由度が 3 となります。QGP 相では 8 つの gluon が 2 つのスピン状態をもち、quark は  $2(\text{spin}) \times 2(\text{anti-particle}) \times 3(\text{color}) \times 2(\text{flavor})$  の自由度があります。物理的な真空から摂動論的な真空を作るためのエネルギーとして  $BV$  ( $B$  は Bag 定数) が必要なことから、ハドロン相、QGP 相での圧力とエネルギー密度はそれぞれ

$$P_\pi = \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad \epsilon_\pi = \frac{\pi^2}{10} T^4, \quad P_{QGP} = \frac{37\pi^2}{90} T^4 - B, \quad \epsilon_{QGP} = \frac{37\pi^2}{30} T^4 + B,$$

と与えられます。大正準集合では基本的に圧力の大きな状態が実現するため、Fig. 6 に示すように温度が低い場合には QGP 状態で摂動論的な真空を作るだけの圧力が足りず、ハドロン相が実現します。温度が上昇すると QGP 状態の方が圧倒的に自由度が大きいため圧力の上昇が速く、ある温度でハドロン相の圧力を追い抜いて QGP が現れます。このときにはエネルギー密度はすでに QGP の方が大きく、相転移にともなって有限のエネルギー密度の差が現れます (一次相転移)。このような簡単なモデルから評価される臨界温度は  $T_c \simeq 100$  MeV であり、正確な評価と比べてもファクター程度しか変わりません。このことは QCD 相転移が大きな自由度の変化の帰結であることを示しており、必ず見つけられると研究者が信じている 1 つの根拠です。

カラーが閉じ込められたハドロン相から QGP への相転移は、量子色力学 (QCD) を非摂動領域でも正確に解く方法である格子 QCD でよく調べられています。バリオンの化学ポテンシャルが 0 の場合には、格子 QCD を高い精度で解くことができ、QCD 相転移が Cross Over (自由エネルギー、およびその微分が連続的に変化する) であることが示されています [21]。また近年、大きな理論的発

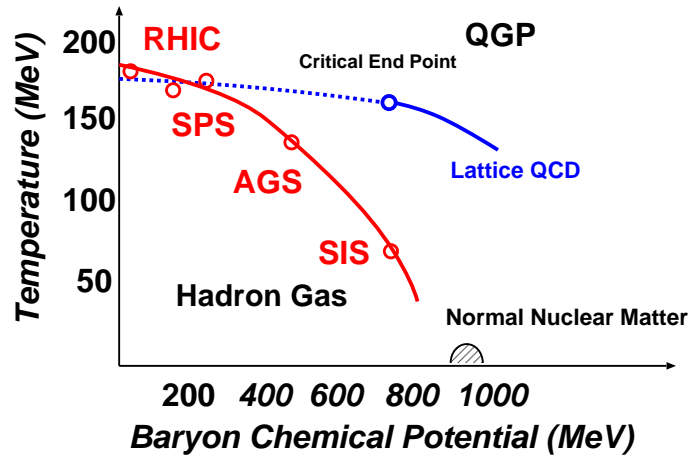


Figure 7: 重イオン反応実験によって観測された化学凍結状態でのバリオン化学ポテンシャルと温度の概要図。詳細は [24] を参照。

展があり、有限のバリオン化学ポテンシャルがある場合でも格子 QCD を解くことが可能となりました。Fig. 1 にあるように、バリオン密度が 0 ( $\rho_B = 0$  の場合には  $\mu_B = 0$ ) では Cross Over (点線) であった QCD 相転移が、ある値以上の化学ポテンシャルがある場合には一次相転移 (実線) となり、その間に Critical End Point (CEP) と呼ばれる 2 次相転移点が存在することが示されたのです [22]。

こうした理論的予測は実験でどの程度まで確認されているのでしょうか？まず、格子 QCD で精度の高い予測が行われているゼロ・バリオン密度で温度を上げていく方向での相転移に対する取り組みを見てみます。核子当たり数 10 GeV を超えるエネルギー領域での重イオン反応でのバリオン数に対する stopping power は十分強くはなく、密度よりも温度を上げる方向への探索となります。実験的にも GSI エネルギーから AGS, SPS, RHIC へと入射エネルギーをあげるにつれて温度は上昇し、バリオン化学ポテンシャルは減少しています。ここでの温度、化学ポテンシャルは液相・気相相転移の分析で用いられたものと同様に統計模型に基づいて決められたものです。高エネルギーの重イオン反応では様々な種類のハドロンが生成されるため、これらの生成量を温度と化学ポテンシャル、およびストレンジネス抑制因子で表します。

$$Y_h = \gamma_s^{|S_h|} \int g_h d\Gamma \exp(-(E_h - \mu_B B_h - \mu_Q Q_h - \mu_s S_h)/T)$$

ストレンジネス抑制因子は、ハドロン相ではストレンジネスの生成が十分速いとはいえないので化学平衡に達していないことを反映しています。実験データのハドロン生成量からの分析では、RHIC エネルギーの重イオン反応では化学的凍結 (Chemical Freeze Out) 時点で  $\mu_B < 100$  MeV,  $T \simeq 170$  MeV となっており、核子質量に比べて十分小さなバリオン化学ポテンシャルと格子 QCD が予測する相転移温度に近い状態でハドロンの生成量が決められたことを示しています。さらにストレンジネス抑制因子がほとんど必要ないことも分かっており、ストレンジネスの生成・消滅が頻繁に起こって統計平衡が実現されていることが分かります (Fig. 7)。Freeze Out はハドロンの終状態での生成量が決まる時点ですから、それ以前の時間発展では QGP が生成されていたことを示唆しているといえるでしょう。しかしながら「ある決まった温度と化学ポテンシャルで凍結する」という考え方は原子核反応のダイナミクスを無視しており、QGP 生成の完全な証拠とは捉えられていません。

より直接的な QGP 生成の証拠として、現在活発に議論されているのが Jet Quenching という現象です [25]。これについては次の節でもう少し詳しく紹介します。

バリオン密度を上げる方向への QGP 生成の研究は、実験的に入射エネルギーを高くしても必ずしもバリオン密度は上昇しないため、より困難な (あるいは Challenging な) 課題といえるでしょう。

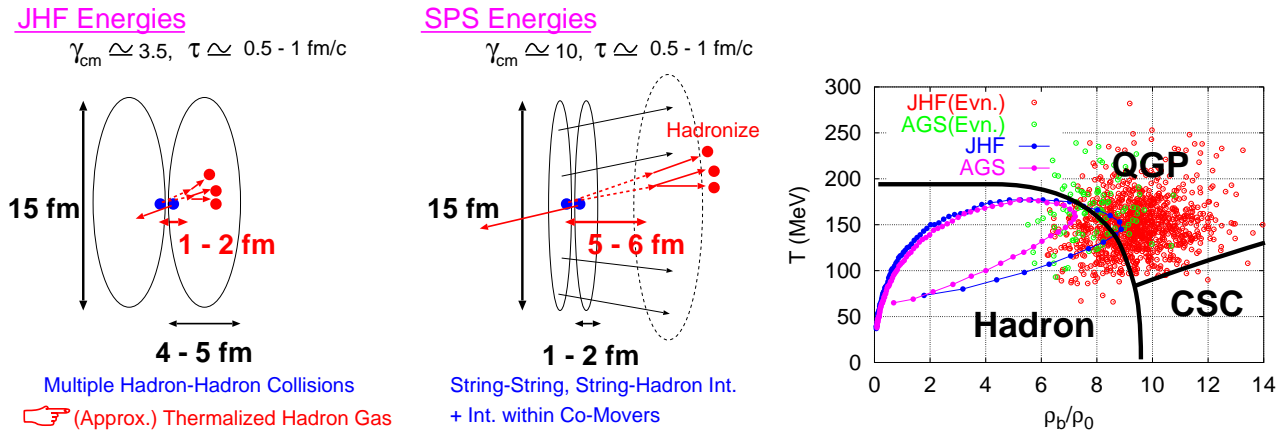


Figure 8: JHF エネルギー (25 A GeV) と SPS エネルギー (158 A GeV) での重イオン衝突における Rescattering の様子 の概念図。低いエネルギーではハドロン化の後にふたたび高エネルギーの衝突を起こすことができる。結果として非常に密度が高く平衡へ向いかけている状態を作りだすことができる可能性がある。右図では Hadronic Cascade model (JAM) [23] によって計算した AGS, JHF エネルギーでの  $(\rho_B, T)$  平面での平均軌道、および Event ごとに最も密度が高くなる点を示してある。

重イオン反応でバリオン密度を上げるには、15 ~ 40 A GeV 程度の入射エネルギーが適していると考えられます。こうした入射エネルギーでは、Fig. 8 に示すように初期の素過程反応で生成されるハドロンが 1 fm/c 程度の生成時間の後に再び衝突を起こすことができるため、平衡へと向かいつつある高バリオン密度の状態を作ることが出来るのです。

現時点では高バリオン密度 QGP 生成の明確な「証拠」は見つかっていませんが、CERN-SPS ではエネルギーを下げて 20 ~ 80 A GeV の入射エネルギーでの重イオン反応実験が行われており、 $K^+/\pi^+$  比の増加など興味深い結果が報告されています。また、ドイツで建設が計画されている重イオン加速器でも 30 A GeV 程度の入射エネルギーでの重イオン衝突実験が提案されており、日本の J-PARC でも 25 A GeV での重イオン衝突実験は (加速器の性能としては) 可能です。今後の進展に期待しましょう。

#### 4.2 RHIC での QGP Signal (I) — 高運動量領域 (Jet Quenching)

QGP 生成の証拠としてこれまでいくつものシグナルが提案され、また観測されてきました。(1) 状態方程式に敏感な集団運動流 [26]、(2) カイラル対称性の自発的破れが部分的に回復するときに変化するベクトル中間子の質量変化を表していると考えられている低質量領域のレプトン対 [27]、(3) QGP ができている場合に束縛状態が消えると考えられている  $J/\psi$  生成の抑制 [28]、(4) QGP での速い平衡化から期待されるストレンジネスの増大 [29] などです。これらは SPS エネルギーまでの重イオン反応で測定され、議論が行われてきました。

RHIC エネルギーの重イオン反応で初めて観測されたのが Jet Quenching という現象です [25]。荷電粒子は物質中で電子を弾き飛ばすことによりエネルギーを失います。これと同様にカラーを持ったパートンは物質中にカラーを持った粒子 (クォークとグルーオン) が分布している場合 (つまり QGP となっている場合) には大きくエネルギーを失うでしょう。硬い QCD 過程で散乱したパートンは大きな運動量とエネルギーをもっており、通常は多くのハドロンへと破砕してジェットとして観測されます。ところがパートンがエネルギーを失うとエネルギーが足りず、多くのハドロンが作れません。よって、QGP 生成がおこっている場合にはパートンのエネルギー損失 (Parton Energy Loss) とそ

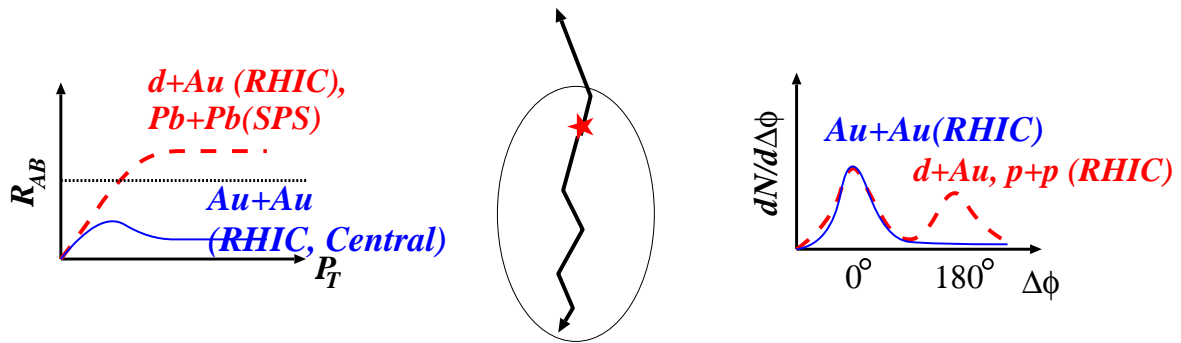


Figure 9: 原子核増大因子  $R_{AB}$  (左) と 2 粒子運動量相関  $dN_{pair}/d\Delta\phi$  (右) の実験データの概要図

れに伴ってジェット生成の抑制 (Jet Quenching) が期待されるわけです。

こうした Jet Quenching 現象は RHIC の実験で観測されています [30]。まず、高エネルギー粒子の抑制現象について見てみましょう。RHIC エネルギーでは高エネルギーの粒子の多くがジェットの破碎により作られるため、ジェットがエネルギーを失っている場合には高エネルギー領域での粒子数が単純な核子-核子衝突と比較して減ることが期待されます。実際、 $\sqrt{s} = 130, 200$  A GeV の Au+Au 衝突でのハドロン横運動量 ( $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ) スペクトルにおいて、高エネルギー成分が素過程 ( $pp$ ) と比較して小さくなっています (Fig. 9, 左)。図の縦軸は、次の原子核増大因子です。

$$R_{AB}(\eta, p_T) \equiv \frac{d^2 N_{AB}/dp_T d\eta}{T_{AB} d^2 \sigma^{pp}/dp_T d\eta}$$

この式で  $T_{AB}$  は原子核 A と原子核 B の衝突における厚みであり、分母は  $pp$  衝突で期待される生成粒子数に衝突回数をかけたもの、 $N_{coll} d^2 N_{pp}/dp_T d\eta$  となります。この原子核増大因子  $R_{AB}$  が 1 であれば Au+Au 衝突での粒子生成が核子-核子衝突の単純な足し合わせであることを示します。

高運動量における  $R_{AB}$  は、SPS エネルギーまでの重イオン反応では 1 を超えています。この効果は Cronin Effect と呼ばれており、核内で核子が運動量を持っていること、小さな横運動量移行を生み出す一段階過程が何度も起こる多段階過程では反応のステップ数が大きいほど高運動量側の分布が増えること、等によりおこると考えられます。また RHIC エネルギーでも 2002 年に行なわれた実験データの分析から、重陽子-金 (d-Au) 衝突では高運動量側でのハドロン抑制が見られないことが分かりました [30]。

ジェット抑制のもう 1 つの帰結は、 $pp$  衝突で通常みられる Back-to-Back ( $180^\circ$ ) の粒子相関が小さくなるであろうということです。ジェットはハドロン内での点粒子であるパートンの高運動量移行を伴う散乱であり、衝突する 2 つのパートンの重心系でみれば散乱されたパートンは互いに逆向き (Back-to-Back) に走ります。ハドロン内部での運動量分布を無視すればハドロンの重心系で (衝突型加速器であれば実験室系で) Back-to-Back の相関が強く見えます。ところが散乱されたパートンの一方がエネルギーを失えば、ジェットとして見えるのは他の一方のみとなるでしょう。RHIC での実験では、 $pp$  衝突、d+Au 衝突では Back-to-Back の相関がほぼ同程度に見えていますが、Au+Au 衝突 (特に中心衝突) においては  $180^\circ$  相関が見えないことが分かりました (Fig. 9, 右) [30]。

この 2 つの現象は、(1) RHIC エネルギーでの Au+Au 衝突では QGP が生成されており、硬い過程において生成されたパートンがエネルギーを失っている、(2)  $pp$  衝突や d+Au 衝突 (あるいは SPS までの重イオン衝突) では QGP が生成されておらず、パートンのエネルギー損失が小さい、と考えると説明できます。

より定量的な説明として、最近注目をあつめているのは流体力学とジェット生成を組み合わせた

模型です [32]。この模型では、初期の硬い過程において生成されたジェットと QGP・ハドロン流体の時間発展をあらわに取扱い、流体のエネルギー密度に比例したジェットのエネルギー損失を取り入れています。この組み合わせにより高エネルギーハドロン減少と Back-to-Back 相関の減少を同時に説明することができるのです。

### 4.3 RHIC での QGP Signal (II) — 低運動量領域 (集団的フロー)

ジェットの研究は高運動量の粒子に着目したものであり、低運動量の粒子まで含めて系全体が相転移を起こしていることを示すには他の観測量が必要となります。例えばストリングが多く生成されている場合には、QGP 生成が全体として起こっていても局所的にカラー (電場) が存在しており、パートンがエネルギーを失う可能性があるでしょう。

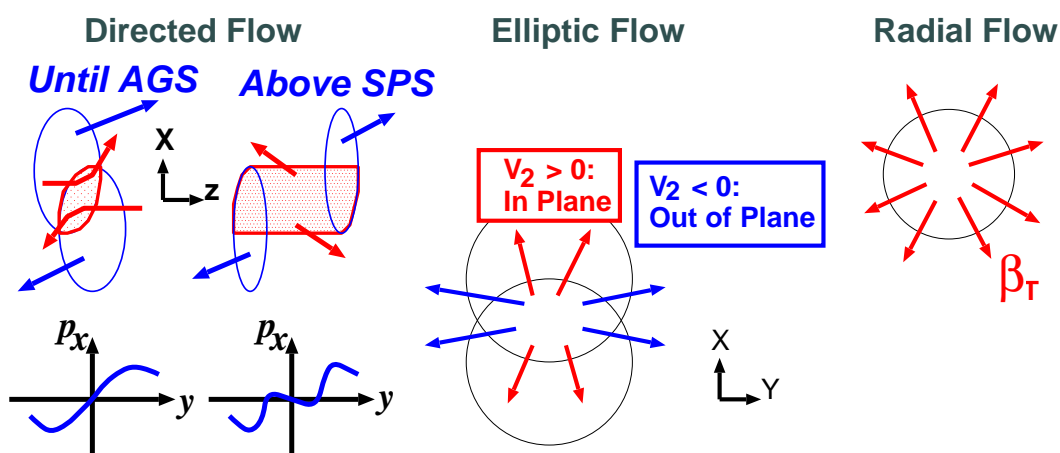


Figure 10: 重イオン反応での集団運動流 (Collective Flow) の概念図。

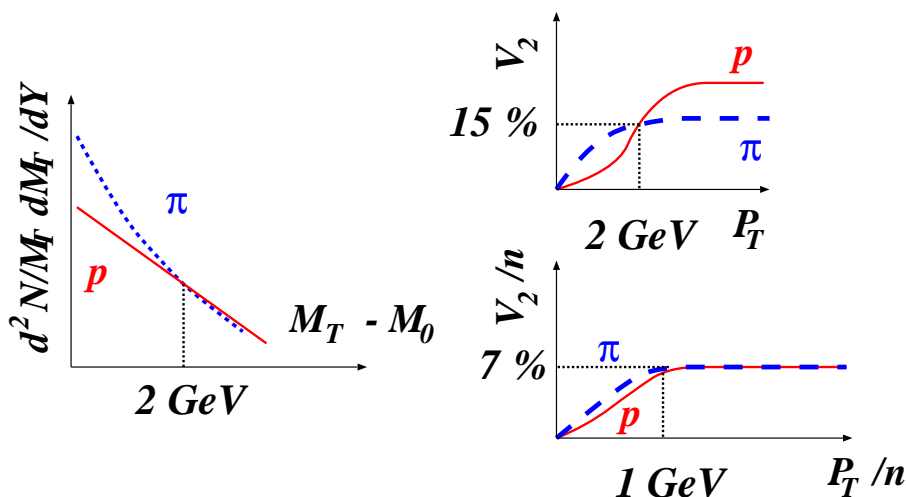


Figure 11: RHIC におけるハドロン横質量分布 (左) と楕円型フロー (右) 実験データの概要図。詳細は Ref. [31] 参照。

比較的低運動量でのダイナミクスをよく表すのが集団的運動流 (Collective Flow) とよばれる物理

量です。これまでに観測されて来たフローには、(1) sideward (directed) flow、(2) elliptic flow (楕円型フロー) (3) radial flow (放射型フロー)、などがあります。これらはそれぞれ(1) 中心ラピディティでの衝突径数方向の運動量  $F_y = \langle dP_x/dY \rangle$ 、(2) 横平面内での2次のフーリエ係数  $v_2 = \langle \cos 2\phi \rangle$ 、(3) 横平面での動径方向への平均的な運動流速  $\beta_T$ 、で特徴づけられます<sup>5</sup>。Fig. 10 で示すように、 $F_y$  は入射核と標的核が重なっている間に働く斥力 (核子当たり数十 MeV 以下では引力) により引き起こされ、相対論的なエネルギーでは小さくなります。楕円型フロー  $v_2$  は高エネルギーで反応への関与者 (participants) 領域が顕著にアーモンド型になるときに顕著に正の値として観測され、反応初期に圧力勾配が作られているか (=いかに平衡に近づいているか) を示します。放射型フロー  $\beta_T$  は横平面での平均的な運動流であるため、反応全体でどれくらい高い圧力があつたかを時間的に積分したものとなります。これらの集団運動流は、AGS エネルギーまでの重イオン反応ではハドロン・カスケード模型に平均場を取り入れることによりよく説明できることはこれまでの研究から分かっています [33]。

RHIC エネルギーでのフローの分析から、次のようなことが分かってきています [31]。

- ハドロンの (不変) 横質量スペクトル

$$E \frac{d^3N}{dp} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{M_T dM_T dY}$$

は、ほぼ Boltzmann 分布  $\exp(-(M_T - M_0)/T')$  で表され、見せかけの温度  $T'$  は質量の一次関数となっている。この  $T'$  は横方向の平均的な運動エネルギーであり、 $T' = T + M_0\beta_T^2/2$  として表せば、近似的に  $T$  は温度、 $\beta_T$  は粒子の平均的な運動流速と解釈できる。RHIC エネルギーでは、硬い (大きな  $T'$  をもつ) 陽子のスペクトルが観測されており、これから温度  $T \simeq 100$  MeV は SPS エネルギーでの値より低い、AGS-SPS エネルギーでほぼ一定であった放射流速は  $\beta_T \simeq 0.6$  と急激に大きくなっていることが示されている。

- 楕円型フロー

- ハドロンについて平均した楕円型フローは低横運動量領域ではほぼ  $p_T$  に比例して大きくなる (横運動量の低い粒子は様々な領域から作られるので楕円型フローの効果が大きく打ち消すため)。高い運動量領域では 2-3 GeV/c 近辺で飽和・減少し、それ以上の運動量ではほぼ一定値に近づく。
- 粒子識別されたハドロンのフローは、低横運動量領域では質量の小さな粒子で大きい、 $p_T = (1-2)$  GeV/c の領域で  $v_2(\pi)$  と  $v_2(p)$  が逆転する。1 GeV/c 以下の振る舞いは流体力学の結果と consistent である。
- $p_T$  を大きくしていくと中間子は比較的低い運動量で  $v_2$  が飽和し、その値も小さい。バリオンは中間子より高い運動量で大きな  $v_2$  で飽和している。

これらの実験事実は、RHIC エネルギーの重イオン衝突で反応の早い段階で熱平衡化した流体が強く相互作用しながら膨張しているという描像を強く支持するものです。(断熱膨張であれば温度は下がります。) 実際、クォーク・グルーオンの2次散乱を考えないハドロン模型による計算結果では、実験で見られている陽子の硬いスペクトル (大きな見せかけの温度  $T'$ ) から推測される大きな放射流速を再現出来ず、また楕円型フローについても 1 GeV/c 程度以上の領域では小さな値しか現れません [34]。よって現時点では  $p_T = (1-2)$  GeV/c までのハドロン生成も反応初期に QGP が生成されているという描像と無矛盾であるといえます。

<sup>5</sup>通常  $z$  軸を入射運動量方向にとり、 $x$  軸を衝突径数方向、 $y$  軸をこれらに垂直に (out-of-plane) とります。

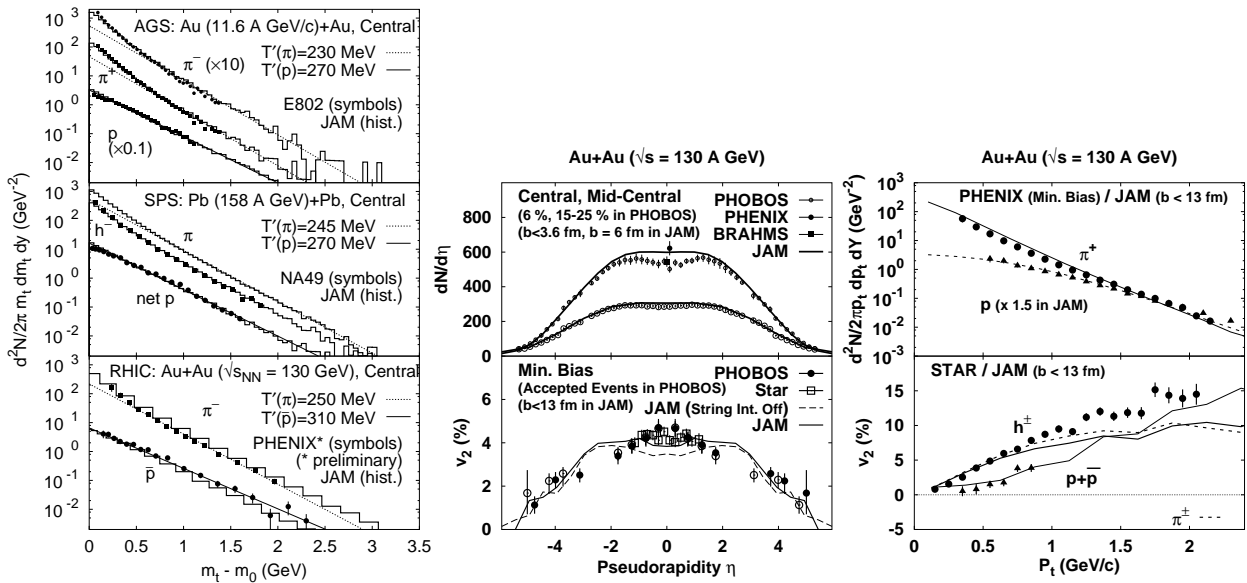


Figure 12: ハドロン・カスケードモデルによる RHIC エネルギーでの横質量スペクトル (左)、Elliptic Flow (中、右) の計算値。Ref. [34] より。

#### 4.4 低運動量領域から高運動量領域への移り変わり

前の2節で高運動量領域と低運動量領域での振る舞いについて紹介しましたが、次には首尾一貫してこれらが理解できるかどうか問題となります。特に (1) なぜ中間運動量領域 (2-4 GeV/c) で陽子が多く作られるのか? (あるいはなぜ陽子のスペクトルが硬いのか?) (2) 中間 ~ 高運動量領域でのハドロンの種類による  $v_2$  の振る舞いの違いはどのように説明できるか? の2点が大きな問題点です。この問題に関して2つの立場からの研究を紹介しておきましょう。

Sec. 4.2で紹介した Hydro + Jet 模型は、ここまで述べた描像を素直に取り入れた模型です [32]。集団運動流の効果は陽子のように質量の大きな粒子に大きな影響を与え、高い運動量まで流体力学的に粒子が生成されます。一方ジェットからの破砕ではクォーク数の少ない粒子がより多く作られるため、 $\pi$  粒子では比較的低い運動量からジェットの影響が見られるようになります。このため「流体力学」が支配する領域と「ジェット」により決まる領域を分ける運動量が陽子の方が高く、 $\pi$  粒子では低くなります。結果として陽子では高い運動量まで流体力学的な振る舞いが残るため、高い  $v_2$  飽和運動量と飽和値が得られると説明できます。また、ジェットのエネルギー損失は通過距離が長ければ大きくなるので、空間的に衝突径数方向に高運動量粒子が多く放出されることになり、正の  $v_2$  を定性的に説明します。ただし、この模型ではまだジェットが損失したエネルギーが流体力学計算に Feedback されていない、高運動量領域で  $v_2$  が一定値に近づいているように実験で見えている傾向を素直には説明できない、などの問題点はもっています。

また、最近注目されている模型として、”Recombination and Fragmentation” 模型があります。これはジェットの破砕 (Fragmentation) だけではなく、ばらばらになったクォークが位相空間で2つ (中間子)、あるいは3つ (バリオン) 集まった場合にハドロンを作るという過程 (Recombination) を取り入れる模型です [35]。この Recombination (再結合) 過程はクォークの分布が熱的 ( $dN_q \propto \exp(-E/T)$ ) であるときには低エネルギーの多くのクォークが集まるため有利になり、巾乗的 ( $dN_q \propto (1+p_T/p_0)^{-\alpha}$ ) であるときには高エネルギーで多く存在するパートンからの破砕に比べて不利になります。また、楕



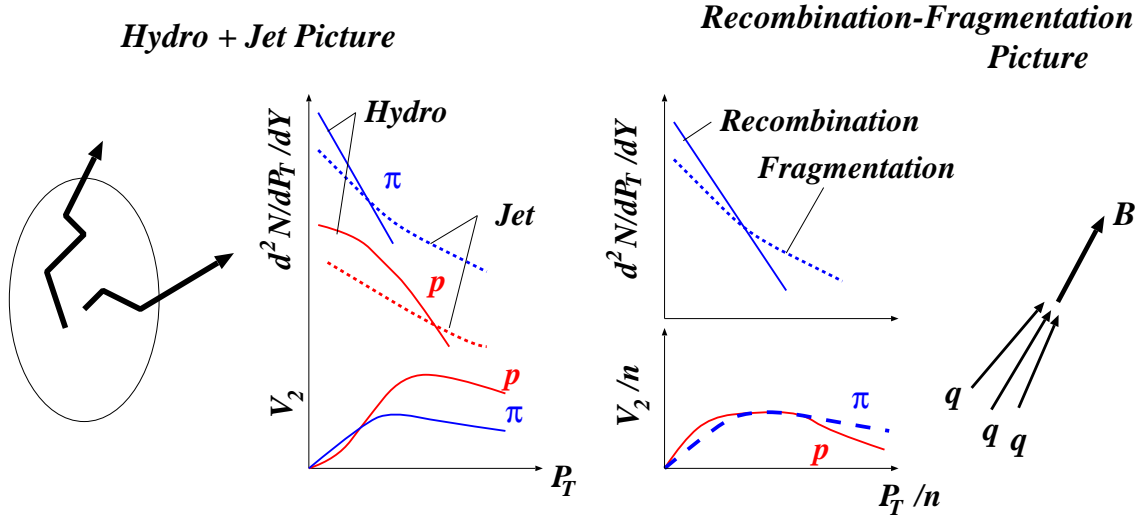


Figure 13: Hydro + Jet 模型 [32] と Recombination-Fragmentation 模型 [35] の特徴

円型フローについてはそれぞれのクォークの  $v_2$  の和が現れます。クォークと反クォーク自体がもつ  $v_2$  は共通とすると、ハドロン の  $\phi$  分布はクォークの分布関数の積で表され、

$$dN^{Meson}/d\phi(p_T) \propto (1 + 2v_2^q(p_T/2)) \times (1 + 2v_2^{\bar{q}}(p_T/2)) \simeq 1 + 4v_2^q(p_T/2) = 1 + 2v_2^{Meson}(p_T)$$

Recombination が優勢な運動量領域で  $n = 2, 3$  (中間子、バリオン) をハドロンがもつクォーク (および反クォークの) 数として

$$v_2^h(p_T) = n v_2^q(p_T/n)$$

という関係が示唆されます。この関係式は高運動量領域において見事に成り立っており、Recombination という考え方が非常に魅力的であることを示しています。ただし、Recombination-Fragmentation 模型は高運動量領域において Fragmentation が主になるため  $v_2(Meson)/2 > v_2(Baryon)/3$  を予測するのに対して、実験ではかなり高い運動量まで上のスケーリングの関係式が成り立っているように見えています。また、非常に低い運動量領域は Recombination の描像が必ずしも成り立たず、ハドロン相での流体力学的時間発展、あるいはハドロンやストリングの衝突によるクォークの組み替えが起こるはずであり、これらの模型との組み合わせが今後必要になるものと思われます。

## 5 まとめ

この講義では核子・ハドロン・クォーク物質について、相図の観点と核反応との関係に注目して解説を行ないました。重点をおいたのはストレンジネス核物理と高エネルギーの重イオン反応です。これらは国内的にも国際的にも最近の研究の発展がめざましい分野であり、今後も大きな発展が期待されます。

講義では平均場理論や素過程断面積についても解説しましたが、残念ながら本稿では触れられませんでした。[36] を参考にしてください。この講義録が皆さんの今後の研究に役立てば幸いです。

## References

- [1] G. F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rept. **160** (1988) 189, and references therein.

- [2] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1040.
- [3] M. D'Agostino *et al.*, Phys. Lett. B **473** (2000) 219 [arXiv:nucl-ex/9906004].
- [4] J. P. Bondorf, A. S. Botvina, A. S. Ilinov, I. N. Mishustin and K. Sneppen, Phys. Rept. **257** (1995) 133,  
D. H. E. Gross, Rept. Prog. Phys. **53** (1990) 605.
- [5] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 1185.  
A. Ohnishi and J. Randrup, Nucl. Phys. A **565**, 474 (1993); Phys. Rev. Lett. **75**, 596 (1995); Annals Phys. **253**, 279 (1997) [arXiv:nucl-th/9604040]; Phys. Lett. B **394**, 260 (1997) [arXiv:nucl-th/9611003], Y. Hirata, Y. Nara, A. Ohnishi, T. Harada and J. Randrup, Prog. Theor. Phys. **102**, 89 (1999) [arXiv:nucl-th/9711063],  
A. Ono, Phys. Rev. C **59** (1999) 853 [arXiv:nucl-th/9809029], A. Ono, S. Hudan, A. Chbihi and J. D. Frankland, Phys. Rev. C **66** (2002) 014603 [arXiv:nucl-th/0204005], T. Furuta and A. Ono, arXiv:nucl-th/0305050.
- [6] S. Tsuruta and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **44** (1966), 1895,  
J. Schaffner, C. B. Dover, A. Gal, C. Greiner, D. J. Millener and H. Stocker, Annals Phys. **235** (1994) 35, M. Baldo, G. F. Burgio and H. J. Schulze, Phys. Rev. C **61** (2000) 055801 [arXiv:nucl-th/9912066], P. K. Sahu and A. Ohnishi, Nucl. Phys. A **691** (2001) 439, S. Nishizaki, T. Takatsuka and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **108** (2002) 703, and references therein.
- [7] D. B. Kaplan and A. E. Nelson, Phys. Lett. B **175** (1986) 57,  
T. Muto, M. Yasuhira, T. Tatsumi and N. Iwamoto, Phys. Rev. D **67** (2003) 103002 [arXiv:nucl-th/0301045], and references therein.
- [8] Y. Sugahara and H. Toki, Nucl. Phys. A **579** (1994) 557.
- [9] J. Schaffner and I. N. Mishustin, Phys. Rev. C **53** (1996) 1416 [arXiv:nucl-th/9506011].
- [10] P. K. Sahu and A. Ohnishi, Nucl. Phys. A **691** (2001) 439.
- [11] T. Kishimoto *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **149** (2003) 264.
- [12] M. Iwasaki *et al.*, arXiv:nucl-ex/0310018.
- [13] Y. Fujiwara, T. Fujita, M. Kohno, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **65** (2001) 014002.  
M. Oka, K. Shimizu and K. Yazaki, Nucl. Phys. A **464** (1987) 700; M. Oka and S. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1780.
- [14] M. M. Nagels, T. A. Rijken and J. J. de Swart, Phys. Rev. D **15** (1977) 2547; Phys. Rev. D **20** (1979) 1633, P. M. M. Maessen, T. A. Rijken and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **40** (1989) 2226, T. A. Rijken, V. G. J. Stoks and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59** (1999) 21 [arXiv:nucl-th/9807082].
- [15] D. J. Millener, C. B. Dover and A. Gal, Phys. Rev. C **38** (1988) 2700.
- [16] For example, S. Tadokoro, H. Kobayashi and Y. Akaishi, *Proc. of the 23rd INS Int. Symp. on "Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1-GeV/c Region"*, Tokyo, Japan, March 15-18, 1995 (Universal Academy Press, Tokyo, 1995), p 275.

- [17] T. Fukuda *et al.* [E224 Collaboration], Phys. Rev. C **58** (1998) 1306,  
P. Khaustov *et al.* [AGS E885 Collaboration], Phys. Rev. C **61** (2000) 054603 [arXiv:nucl-ex/9912007].
- [18] T. Nagae *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1605,  
T. Harada, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5287.
- [19] H. Nouri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 072301 [Erratum-ibid. **90** (2003) 049902].
- [20] M. Kohno *et al.*, Nucl. Phys. **A**, to appear; *Proc. of VIII Int. Conf. on "Hypernuclear & Strange Particle Physics"*, Jefferson Lab, Newport News, Virginia, Oct. 14-18, 2003).
- [21] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **73** (1999) 459 [arXiv:hep-lat/9809102].
- [22] Z. Fodor and S. D. Katz, JHEP **0203** (2002) 014 [arXiv:hep-lat/0106002].
- [23] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba, Phys. Rev. C **61** (2000) 024901 [arXiv:nucl-th/9904059].
- [24] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, J. Phys. G **28** (2002) 1971 [arXiv:nucl-th/0112051], and references therein.
- [25] X. N. Wang, Phys. Rept. **280** (1997) 287 [arXiv:hep-ph/9605214].
- [26] D. H. Rischke, Y. Pursun, J. A. Maruhn, H. Stocker and W. Greiner, Heavy Ion Phys. **1** (1995) 309 [arXiv:nucl-th/9505014].
- [27] T. Hatsuda and S. H. Lee, Phys. Rev. C **46** (1992) 34,  
K. Ozawa *et al.* (KEK-PS-E325 Collab.), Phys. Rev. Lett. **86**(2001), 5019,  
G. Agakishiev *et al.* (CERES Collab.), Phys. Rev. Lett. **75**(1995), 1272.
- [28] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416,  
M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [29] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [30] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072303 [arXiv:nucl-ex/0306021], J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304 [arXiv:nucl-ex/0306024], B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072302 [arXiv:nucl-ex/0306025], I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072305 [arXiv:nucl-ex/0307003].
- [31] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 182301 [arXiv:nucl-ex/0305013], K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 212301 [arXiv:nucl-ex/0204005], R. A. Lacey [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A **698** (2002) 559 [arXiv:nucl-ex/0105003],  
K. H. Ackermann *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 402 [arXiv:nucl-ex/0009011]. C. Adler *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182301 [arXiv:nucl-ex/0107003]; Phys. Rev. C **66** (2002) 034904 [arXiv:nucl-ex/0206001].
- [32] T. Hirano and Y. Nara, Phys. Rev. C **66** (2002) 041901 [arXiv:hep-ph/0208029]; Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 082301 [arXiv:nucl-th/0301042]; Phys. Rev. C **68** (2003) 064902 [arXiv:nucl-th/0307087].

- [33] P. K. Sahu, W. Cassing, U. Mosel and A. Ohnishi, Nucl. Phys. A **672** (2000) 376 [arXiv:nucl-th/9907002].
- [34] P. K. Sahu, N. Otuka, A. Ohnishi and M. Baldo, Pramana **60** (2002) 1107, N. Otuka, P. K. Sahu, M. Isse, Y. Nara and A. Ohnishi, arXiv:nucl-th/0102051, P. K. Sahu, N. Otuka and A. Ohnishi, arXiv:nucl-th/0206010.
- [35] C. Nonaka, R. J. Fries and S. A. Bass, arXiv:nucl-th/0308051, R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka and S. A. Bass, Phys. Rev. C **68**, 044902 (2003) [arXiv:nucl-th/0306027]; Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003) [arXiv:nucl-th/0301087].
- [36] (非相対論的) 平均場理論等の核子多体問題  
P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, New York, 1980).  
相対論的平均場理論  
B. D. Serot and J. D. Walecka, *The Relativistic Nuclear Many Body Problem*, Adv. Nucl. Phys. **16** (1986) 1.  
ハドロン反応での断面積  
D. H. Pekins, *Introduction to High Energy Physics* (Addison Wesley, 1987),  
V. D. Barger and D. B. Cline *Phenomenological Theories of High Energy Scattering* (Benjamin, New York, 1969),  
H. Sorge, Phys. Rev. C **52** (1995) 3291 [arXiv:nucl-th/9509007].