

重イオン反応及びハイパー核反応に基づく 超新星物質の状態方程式と核種分布テーブルの構築

大西 明 (北海道大学 大学院理学研究科)

Abstract

我々は近年の重イオン反応とハイパー核生成反応データに基づく超新星爆発計算に利用可能な状態方程式テーブルの構築を試みている。ここではそれぞれの要素についての研究の進展と、ハイペロンを取り入れた相対論的状態方程式の概要を紹介する。

1 Introduction

核物質の相図にはさまざまな状態が現れる。物質の温度をあげていくと、まず原子核はより小さな原子核と核子に壊れ、中間子が作られ、そしてついにはクォークとグルーオンがバラバラになった状態 (QGP) が実現されるであろう。一方、低温・低密度の原子核・核子・粒子のガスから密度をあげていくと、奇妙な形の原子核が現れ、 ρ_0 近辺で一様な核子物質となった後、粒子やハイペロンが現れ始め、最終的にはクォーク対が凝縮した状態 (CSC) になると信じられている。

これらの様々な状態は宇宙進化過程におけるコンパクト天体現象に影響を与えている。高温での QCD 相転移はビッグバン時に現在の宇宙の真空を定め、中性子星の中心付近ではハイペロンや、K 等の中間子が豊富に存在する高密度物質が存在していると期待される。

この 10 年程の間に高温・高密度核物質の性質を理解する上で「鍵」となる実験的研究が進んでいる。まず AGS ($\sim 10A$ GeV)、SPS ($\sim 160A$ GeV)、RHIC ($\sim 100 + 100A$ GeV) 等での高エネルギー重イオン衝突実験により、高温・高密度核物質を実験室で直接生成できるようになった。また、AGS, KEK 等でのストレンジネス生成実験の進展により、低温・高密度核物質を理解する上で鍵となる Σ 、 Ξ 、 K^- 等のハドロンが核内で感じるポテンシャルについての研究が進んできたことも重要な進展である。

我々は科研費基盤研究 (C) 「重イオン反応及びハイパー核反応に基づく超新星物質の状態方程式と核種分布テーブルの構築」(2003-2006, 科研費番号 15540243, 研究代表者・大西、研究分担者・住吉) において、近年の実験の成果を取り入れた状態方程式 (EOS) テーブルを作ることを目標として研究を進めてきた。ここではその研究の概要を紹介する。

2 高エネルギー重イオン衝突

2.1 GSI-AGS-SPS エネルギーでの集団運動流と状態方程式

高エネルギーの重イオン衝突は、高温・高密度核物質を実験室で直接生成する唯一の手段である。特に集団運動流 (collective flow) は重イオン衝突での様々な観測量の中でも EOS に敏感な物理量として多くの研究がなされてきた。例えば、Sahu らは GSI-AGS エネルギーの重イオン衝突での集団運動流の系統的な分析から、高エネルギーで相対論的平均場が抑制されるとともに、様々な共鳴ハドロンが生

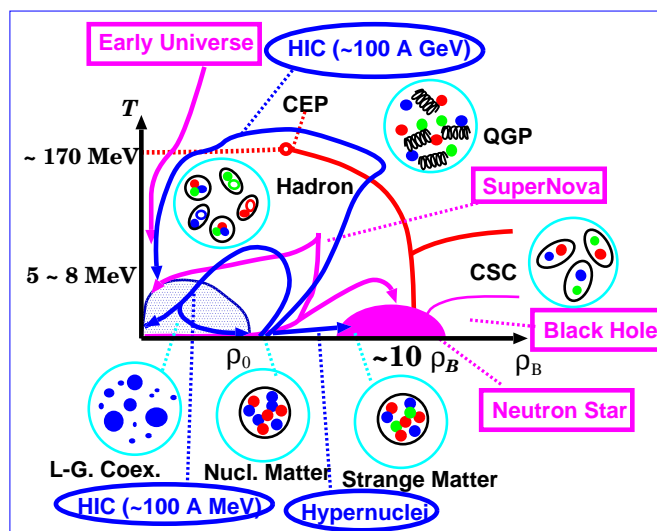


Figure 1: 核子・ハドロン・クォーク物質の相図と重イオン反応・宇宙での物質変化における軌道の概念図。

成されることによる物質の軟化が sideflow を説明する上で重要であることを指摘し [1]、Danielewicz らは同じデータから EOS を制限できるとの主張を行っている [2]。しかしながらこれらの研究では単一の EOS を与えるにはいたっておらず、またモデルによる結論の違いもある。EOS を決める上での障害は、原子核の平均場が密度だけでなく運動量にも大きく依存することである。この運動量依存性のため、高エネルギーの衝突では比較的低い密度でも平均場は斥力的となり、密度依存性からくる斥力との区別が付きにくい。

こうした不定性を減らすには、より広いエネルギーで系統的に分析することが必要であろう。我々はハドロン・ストリング・カスケード模型 JAM [3] に平均場効果を RQMD/S の方法を使って取り入れたモデルにより、GSI-SIS ($E_{inc} \leq 2A$ GeV)、BNL-AGS ($4 \leq E_{inc} \leq 10.6A$ GeV)、での重イオン衝突に加えて、最近観測が行われた CERN-SPS ($20 \leq E_{inc} \leq 158A$ GeV) での集団運動流をあわせて分析を行った [4]。

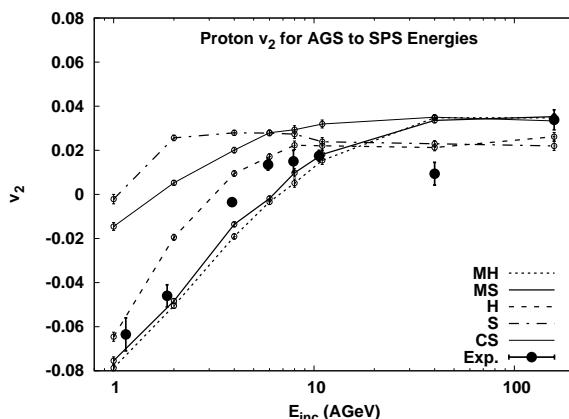


Figure 2: プロトンの楕円フロー (v_2) の入射エネルギー依存性 [4]。

このエネルギー領域での楕円型フロー $v_2 = \langle \cos 2\phi \rangle$ の入射エネルギー依存性を Fig. 2 に示す。

ここでは平均場を考えない JAM の結果 (CS; 細い実線)、運動量に依存しない平均場 (H, S はそれぞれ硬い EOS, 柔らかい EOS を与える)、運動量に依存する平均場 (MH, MS はそれぞれ硬い EOS, 柔らかい EOS を与える) の効果を取り入れた結果を比較している。JAM の結果では、低い入射エネルギーでの絞り出し (squeeze out) 効果が小さいが、H, MH, MS 等の高密度、あるいは高運動量で強い斥力を与える平均場を導入すれば、このエネルギー領域での v_2 をほぼ説明できることが分かる。しかしながら運動量依存性をもつ平均場の場合には、他の不定性のに比べて EOS 依存性が小さい。(図では全てのバリオンに核子と同じ平均場が働くとして計算しており、MH, MS の場合には、実験データが核子だけに平均場が働いた場合と全てのバリオンに同じ平均場が働いた場合の間にくる。) 結論として、GSI-AGS-SPS エネルギーでの集団運動流について、模型の不定性の範囲内で系統的な説明を行うことが可能であることを示すことができたが、EOS を決めることはできていない。今後の研究の進展が望まれる。

2.2 RHIC エネルギーでの重イオン衝突

2000 年から始まった RHIC での重イオン衝突実験は、ジェット・クエンチング、QGP の完全流体性、マッハ・コーン等の様々な成果をあげ、QGP 生成をほぼ確認しただけでなく、その物性について多くのパズルを投げかけている。

我々はまず RHIC より低いエネルギー領域で成功を納めているハドロン・ストリング輸送模型 JAM で、RHIC エネルギーの重イオン衝突がどの程度記述できるのかを確かめた [5]。核子や粒子の $1 \text{ GeV}/c$ 程度までの横運動量分布や擬ラピディティ分布等の低運動量での観測量は比較的よく記述できるのであるが、Fig. 3(左) に示すように、反応初期の熱平衡化の度合に強く依存する楕円フロー v_2 でみると Au+Au 衝突で大きく過小評価することが分かる。

それではより軽い核の衝突ではどうだろうか? 我々は Cu+Cu 衝突データが発表される前に流体模型とハドロン・ストリング輸送模型の結果を比較した論文を投稿した [6]。ここでもまた、低横運動量領域での粒子分布は 2 つの模型でほぼ同じ答えを与える (流体模型の初期条件とハドロン輸送模型の初期条件は大きく異なるので、このことは驚きであった) が、楕円フローの答えは factor 3-4 の違いがみられる。どちらに近い答えがでるだろうかと楽しみに待っていたところ、「QGP が生成され、QCD 相転移の直後に熱的凍結が起こるとするシナリオ」が最もデータをよく再現することが分かった。以上の結果から、Au+Au 衝突、および Cu+Cu 衝突での QGP 生成が positive な面からも negative な面からも支持されることが分かる。

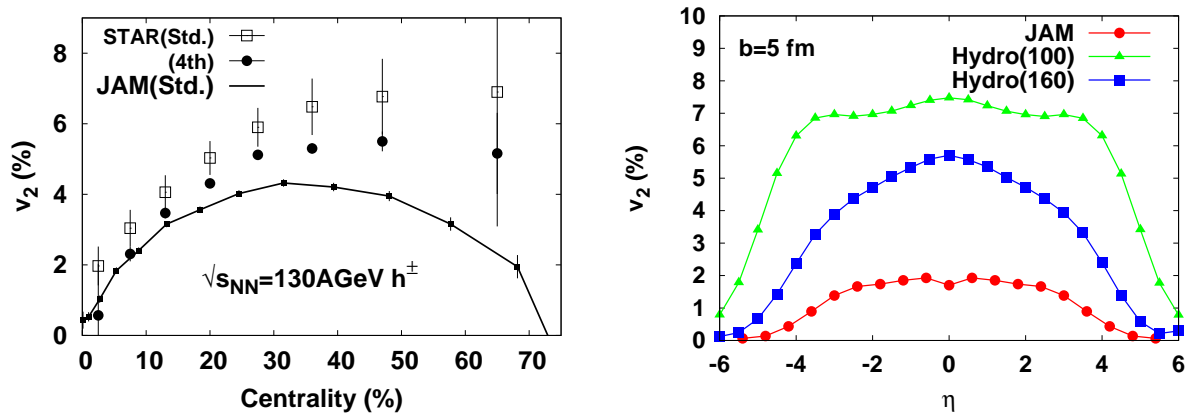


Figure 3: RHIC エネルギーでの Au+Au 衝突における楕円フロー v_2 の中心度依存性 [5](左), Cu+Cu 衝突における v_2 の擬ラピディティ依存性 [6](右)。

QGP 生成の証拠として考えられている現象としては、ここで議論した (1) 大きな楕円フローから示唆される早い段階での熱平衡化とともに、(2) 高横運動量領域におけるジェット・クエンチング現象、(3) ジェットから生成されたハドロンとソフトなハドロンの間の 180 度相関の消失、(4) 中間横運動量領域での楕円フローのクォーク数スケーリング則等があげられる。これらの証拠から QGP 生成が確認されているとして、次なる課題は QGP 物性の研究である。またこれとともに、上述の (1)-(4) が首尾一貫して記述できているかどうかの確認が必要であろう。後者にかんしては、まだ完全な理解が行えていないと考えている。例えば、大きな楕円フローは現実的な原子核の核子密度分布から Eikonal 近似で評価された初期条件から出発した 3 次元完全流体計算により説明可能であるが、この流体時間発展のもとでジェットのエネルギー損失を考えると高横運動量領域のハドロン生成率 (核子-核子衝突で規格化したものが nuclear modification factor, R_{AA}) と高横運動量領域での楕円フローが同時には説明できない。

この高横運動量領域でのハドロン生成率と楕円フローを同時に説明するモデルとして、我々はジェット・パートンが流体中のクォーク、またはグルーオンと結合してストリングを作り、このストリングが崩壊することによりハドロンが生成されるという新しいハドロン生成機構のモデル (Jet-Fluid String (JFS) model) を提案している [7]。JFS ではジェット・パートンと流体パートンの運動量が同じ方向を向く確率が高いため、比較的軽いストリングが生成され易い。ストリングの質量が小さいため崩壊のできるハドロン数は pp 衝突と比較して少なく、また大きな横運動量をもつストリングの重心系から崩壊してハドロンが作られるため、JFS ではジェット・パートンあたりの高横運動量のハドロン生成率が高い。このため大きなエネルギー損失率が許され、大きな楕円フローが得られることが分かった。さらに最近の研究で同じパラメータによりハドロン間の 180 度相関の消失も自然に説明できることが分かってきた。すなわちここで提案している JFS 模型はハドロン生成量の抑制 (ジェット・クエンチング)、大きな楕円フロー、180 度相関の消失という 3 つの高横運動量での QGP 生成シグナルを同時に説明できるモデルであり、その描像が正しいものであると考えられる。

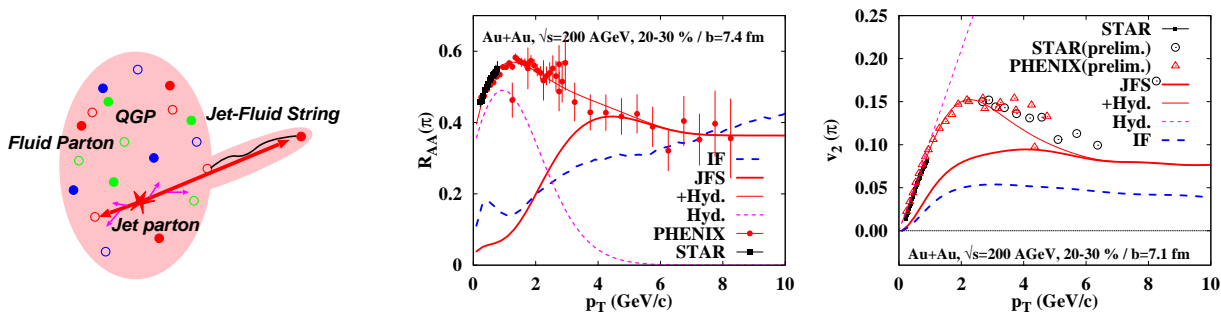


Figure 4: JFS 模型の概念図 (左)、 R_{AA} (中)、 v_2 (右) [7]。

3 ハイパー核物理

3.1 強結合格子 QCD でのクォーク物質の相図と原子核密度汎関数

核物理学の究極の目的のひとつは「QCD から原子核を理解すること」である。この目的に向けての通常のシナリオは QCD からハドロンの性質とハドロン間の相互作用を記述し、その相互作用から核内での有効相互作用を導き、核子多体系の問題として原子核・核物質の記述を行うという道筋である。近年の研究の進展により、格子 QCD から核力の記述ができるようになり、またいわゆる *ab initio* 計算 (第一原理計算) が軽い原子核については可能となりつつあるため、究極の目的へ向けての着実な

進展が見られる。多体問題を解くもう一つのシナリオとして、なんらかの方法で密度汎関数を求め、これを用いて多体問題を一体問題として解くという方向性がある。この方法の有利な点は、QCD 効果があると考えられる有限温度・有限密度での核力自体の変化を密度汎関数の形で（一段階で）取り込むことが可能となることである。ところが第一原理計算方法である格子 QCD のモンテカルロ・シミュレーションにおいて、有限密度ではいわゆるサイン問題が存在するため、現時点では低温・高密度物質に対する第一原理計算手法は存在していない。

我々は有限密度でも計算が可能な近似法である強結合極限 (Strong Coupling Limit, SCL) 格子 QCD において、有限温度・有限密度でバリオン効果を取り入れて Effective potential (自由エネルギー密度) を評価する方法を開発した [8]。バリオン効果を取り入れると、低温・高密度側での QCD 相転移化学ポテンシャルが T_c との比で 30 % 程度大きくなる、すなわちハドロン相が高密度側に広がるのが分かった。しかしながら μ_c/T_c は 0.45 程度であり、格子 QCD のモンテカルロ・シミュレーションから得られる $T_c \simeq 170$ MeV を使うと、 $\mu_c^{(B)} = 3\mu_c \simeq 230$ MeV 程度であり、バリオンの質量に比べて圧倒的に小さい (すなわち、非常に低い密度で QCD 相転移を起こしてしまう)。逆に相転移を起こすバリオン化学ポテンシャルが 1 – 2 GeV の大きさであれば、 $T_c \simeq 750 - 1500$ MeV という高すぎる QCD 相転移温度を与えることとなる。

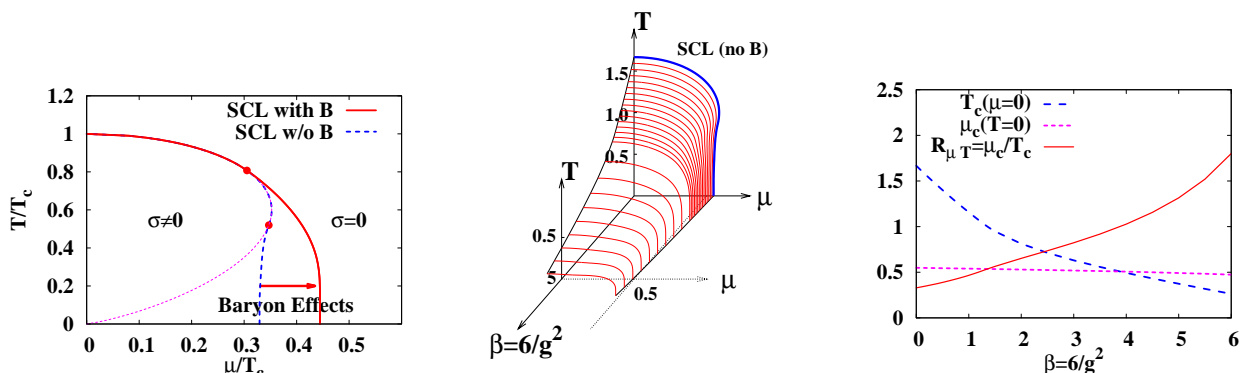


Figure 5: 強結合極限でのクォーク物質の相図 (左)、相図結合定数依存性 (中)、 T_c, μ_c の結合定数依存性 (右) [9]。

この問題を解決する一つの方法は、 $1/g^2$ 補正を考えることである。強結合極限ではグルーオンの運動エネルギー項が消えてしまい、グルーオンが自由に動けないが、有限結合定数の補正を加えると多少なりともグルーオンが動け回れるようになり、高温・低密度領域で強結合極限と比較してより早い段階で (低い温度で) 相転移を起こすと期待されるのである。実際に $1/g^2$ の補正を取り入れて、 $g = \infty$ から $g \sim 1$ 程度まで結合を弱めると、 μ_c はほとんど変化しないが T_c は $1/5$ 程度にまで小さくなる。結果的に μ_c/T_c の比は 1.8 程度まで大きくなり、「もう一步で empirical value」というところまで増えることが分かった [9]。この部分ではバリオン効果を取り入れておらず、「有限結合補正+バリオン効果」で現実のクォーク物質の相図が理解できる可能性があるといえよう。

3.2 強結合極限格子 QCD から得られる対数型の σ ポテンシャルを取り入れた相対論的平均場模型

強結合極限 (あるいは強結合展開) では、クォークの作用が各点でのカイラル対称性のオーダ・パラメータ (σ)、および時間方向のリンク変数で表されたグルーオン (time-like gluon) との結合で表される。グラスマン積分と時間方向のリンク変数での結果、 $F_{\text{eff}} = b_\sigma \sigma^2/2 - \log R$ なる形の Effective potential (自由エネルギー密度) を得る。ここで R はグラスマン積分の結果現れる行列式をリンク変

数で積分したものである。ゼロ温度での取扱いではクォークの作用が各時空点での σ との結合のみとなり、 $F_{\text{eff}} = -b_\sigma \sigma^2/2 - N_c \log \sigma$ なる effective potential を得る。

$$Z = \prod_x \int \mathcal{D}[\chi, \bar{\chi}] \exp(-b_\sigma \sigma^2/2 - \bar{\chi} \sigma \chi) = \prod_x e^{-b_\sigma \sigma^2/2} \sigma^{N_c} = \exp\left(\sum_x [-b_\sigma \sigma^2/2 + N_c \log \sigma]\right)$$

この形の effective potential を取り込んだ RMF はカイラル対称性をもち、硬すぎない EOS を与え、不安定性を持たず、有限核の性質を現象論的な RMF と同程度に再現できる [10]。またハイペロンを含む場合にも同様の方法で拡張が可能であり、シングル ハイパー核、ダブル ハイパー核、 Σ^- 原子等を広く説明するパラメータを選べることも示されている [11]。この新たな RMF 模型については詳細は、椿原からの報告を参照されたい。

3.3 ハイパー核生成反応と Σ 、 Ξ ポテンシャル

中性子星においてハイペロンが存在する可能性は、実はパルサーの発見の前から指摘されていた。電氣的に中性な高密度物質においては中性子のフェルミエネルギーが大きくなり、中性子を電子と陽子に置き換えた方がエネルギー的に有利になる。さらに高密度になると、レプトンを負電荷をもつバリオンに置き換えたり、中性子を他の中性バリオンに置き換えることにより、バリオンのフェルミエネルギーを下げるるとともに、陽子・中性子間の引力を稼ぐことが可能となるため、ハイペロンが現れると期待されるのである。核物質中でのポテンシャルは $U_\Lambda(\rho_0) \simeq -30$ MeV であることは、系統的に測定されている様々なハイパー核での分離エネルギーの分析から知られている。一方で負電荷をもつハイペロンは、多少質量が大きくても電子に置き換わり、かつ陽子の比率を大きくできて対称エネルギーを稼ぐために有利であるため、 Σ^- 、 Ξ^- 等のポテンシャルを定めることは重要な課題である。

単純に考えると、原子核の平均場を作っているのは u, d クォークであるから、クォーク数のカウンティング・ルールから $U_\Sigma \simeq U_\Lambda \simeq \frac{2}{3} U_N \simeq -30$ MeV、 $U_\Xi \simeq \frac{1}{3} U_N \simeq -15$ MeV 程度と予想される。しかしながら核物質中のポテンシャルは相互作用の詳細に敏感であり、ことは単純でない。実際、 Σ^- のポテンシャルは Nijmegen model では model D と model F で符号が異なり、 Ξ^- のポテンシャルは古いエマルジョンデータから $U_\Xi \simeq -24$ MeV と考えられていた。また、束縛状態の系統的分析から決めようとしても、束縛状態として知られている核は ${}^4_\Sigma\text{He}$ のみであり、 Ξ^- 核については皆無である。

我々は、 Σ^- 原子のエネルギーについての atomic shift を前述の対数型 σ ポテンシャルを取り入れた RMF による分析 [11] とともに、 (π^-, K^+) 、 (K^-, K^+) 反応の reaction spectroscopy により、 Σ^- の核物質中でのポテンシャルを決めるべく研究を進めている [12, 13]。 (π^-, K^+) 反応については、KEK-E438 実験において複数の原子核標的に対して測定されており [14]、 (K^-, K^+) 反応については、KEK-E176 実験において連続領域のスペクトルの系統的測定データがある。

連続領域の (π^-, K^+) 反応スペクトルを従来から用いられている DWIA によって分析すると、非常に斥力的な ($U_\Sigma \gtrsim +90$ MeV) ポテンシャルが好まれるという結果をえる [14]。しかしながら、どの核力の模型を用いてもこのような斥力は説明できず、大きなパズルとなっていた。ここでの問題は素過程の kinematics にあることが最近の研究から分かってきた [15, 16, 13]。ハイパー核生成反応では、"frozen nucleon momentum" の近似が広く用いられてきた。反応前の核子の運動量を 0 とおいた素過程微分断面積に、2 体の重心系と実験室系の変換を与える kinematical factor と強度関数 $S(q, E)$ をかけて原子核標的の反応での素過程遷移確率を与えるという方法である。

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \beta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{elem.}} S(q, E)$$

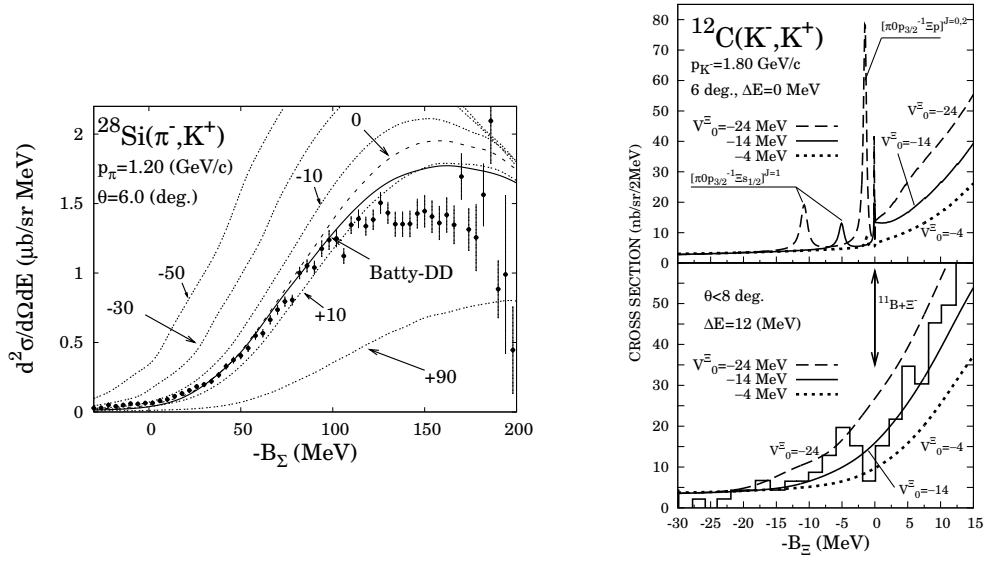


Figure 6: 核生成スペクトル(左) [12]、核生成スペクトル(右) [13]。

この方法はハイパー核の束縛領域など、狭いエネルギー領域での断面積を与える上で有効である。しかしながら、準自由反応などのようにハイペロンのエネルギーが 100 MeV 以上も変化する場合には核子が止まっているとする近似が成り立たない。原田・平林は、終状態の中間子運動量においてエネルギー・運動量保存を満たす核子運動量(最適化運動量)により素過程 t -matrix 要素の Fermi 平均を行う (Optimal Fermi Averaging) という方法を開発し、Green 関数法による DWIA によって、核の準自由反応が記述できることを示した [15]。河野等は半古典歪曲波模型 (SCDW) において核子・ハイペロンの局所運動量から得た kinematics を用いた素過程断面積を使って核生成の準自由反応が記述できることを示した [16]。我々は核内の各点において核子・ハイペロンのポテンシャルを取り入れたエネルギー・運動量保存を課して素過程 t -matrix の Fermi 平均を行い、核の準自由反応が記述できることを示している。これらの研究から、 Σ -核ポテンシャルは Woods-Saxon 型を仮定すると原子核中心で $U_{\Sigma} \simeq (0 \sim +30)$ MeV 程度の斥力であることが示唆される [12]。

(K^- , K^+) 反応については準自由反応領域と束縛領域の分析を組み合わせることにより Σ -核ポテンシャルを制限することができ、 $U_{\Xi} \simeq -15$ MeV 程度が好ましいことが分かってきた [13]。現時点では束縛領域では低分解能のデータしか存在しないが、核生成は J-PARC での day one 実験として認められており、束縛状態ピークが観測されれば、その位置からポテンシャルの深さをより精密に決めることが可能となろう。

4 超新星物質の EOS テーブル

4.1 ハイペロンを取り入れた超新星物質 EOS テーブル

中性子星や超新星爆発等のコンパクト天体現象を記述する上で高密度領域での状態方程式は重要な役割を果たす。超新星爆発計算に利用できる状態方程式(すなわち、広い温度・密度・電子/バリオン比をカバーしたテーブル、またはプログラム)には、代表的なものとして Lattimer-Swesty の状態方程式 (LS EOS) [18]、Shen 等による相対論的状态方程式 (Shen EOS) [19] 等がある。前者にはハイペロンの効果を取り入れた拡張版も用いられているが、後者には取り入れられていない。

我々は Shen EOS に前章で述べたハイペロン・ポテンシャルを取り入れた状態方程式を作成し、公開している [17]。ここでは RMF のパラメータとして TM1 模型 [20] をもとにして、Schaffner-Mishustin の手法 [21] を基にしてハイペロンを取り入れた。ただし、Schaffner-Mishustin はハイペロン・ポテンシャルとして古い conjecture ($U_{\Sigma} = -30$ MeV, $U_{\Xi} = -28$ MeV) を使っており、ここでは新しいデータに基づく深さ ($U_{\Sigma} = +30$ MeV, $U_{\Xi} = -15$ MeV) を再現するようにスカラー中間子 (σ) との結合を結合を調整する。また低密度側での重い原子核、および 粒子の混在については Shen EOS の結果をそのまま利用するため、Shen EOS と RMF-TM1 の差をハイペロンを含む RMF の結果に加えることとした。

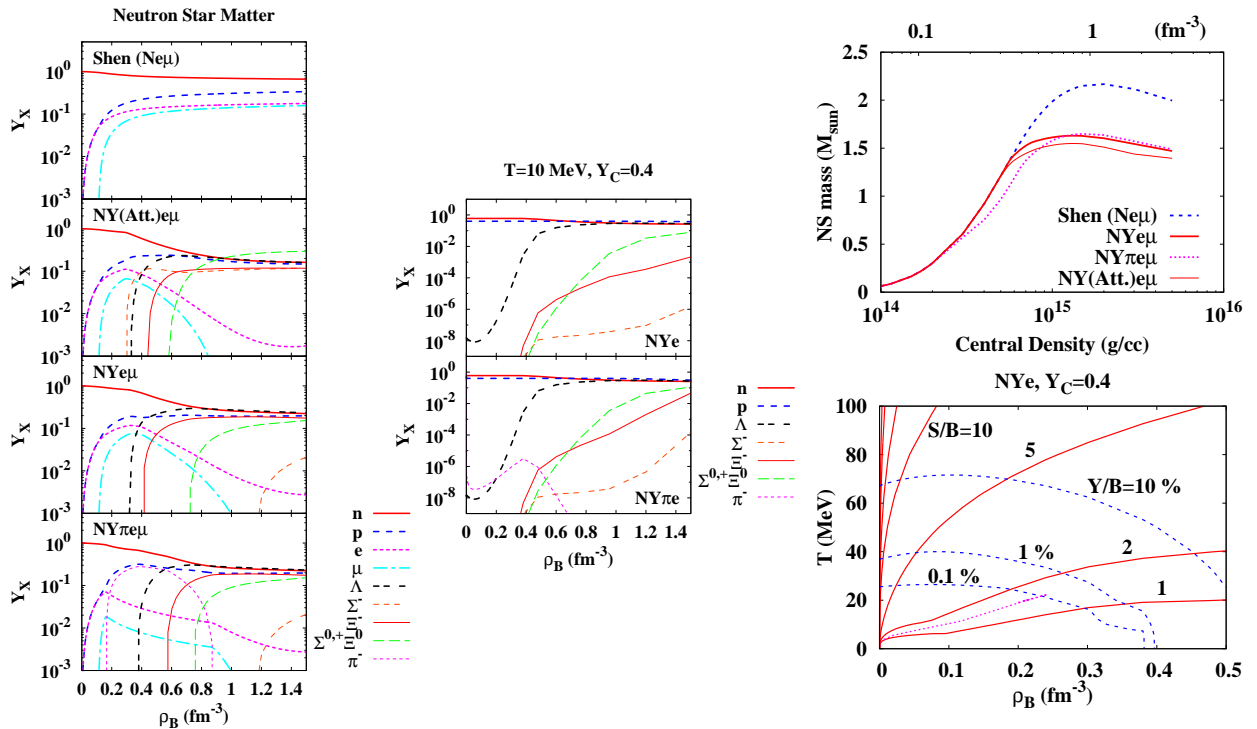


Figure 7: 中性子星物質での粒子組成 (左)、超新星物質での粒子組成 (中)、中性子星の質量 (右上)、超新星物質での断熱曲線 (右下) [17]。

一方で高エネルギーの重イオン反応で生成される高温核物質においては熱的な 粒子の存在が無視できないため、我々は自由 粒子を取り入れたテーブルも同時に公開している。本研究会の参加者からも質問が出ているように、 粒子凝縮については若干の注意が必要である。 粒子はボーズ粒子であるため、化学ポテンシャルが 粒子の質量と等しくなる場合には凝縮がおこる。荷電化学ポテンシャルが $\pm m_{\pi}$ の前後を無限小変化するだけで π^c の凝縮量は 0 から ∞ まで変化するので、 $|\mu_c| = m_{\pi}$ として固定して 粒子以外の粒子の分布を定めた上で、全体の電荷を打ち消すように凝縮量を定める。このようにして決められる 凝縮は単純な s 波 Bose-Einstein 凝縮であり、しばしば議論される核子との p 波相互作用により引き起こされるも 凝縮とはことなるものであることに注意が必要である。また深く束縛された 原子でのエネルギーシフトにおいて議論されているように、 粒子と核子の s 波相互作用は斥力的であり、この効果を取り入れると 凝縮は起こりにくくなることにも注意しておく必要がある。

中性子星物質の粒子組成はハイペロン・ポテンシャルの選びかたに非常に敏感である。Fig. 7(左) にしめすように、 のポテンシャルが引力的な場合には Σ^- は よりも低い密度で現れるが、斥力的

な場合には $1.2 \text{ fm}^{-3} (\simeq 8\rho_0)$ 付近まで現れない。この場合には の次に現れるのは Ξ^- となり、 Ξ^0 等が次に続く。 粒子の凝縮を考慮した場合には が現れる密度が 0.4 fm^{-3} 程度にまで押し上げられ、 Ξ^- 等の他のハイペロンの発現も抑制されることがわかる。(ただし、繰り返しになるがこれは πN の相互作用を無視している場合である。) こうした粒子組成の変化は中性子星のプロファイルにも影響を与える。ハイペロンを考慮しない場合、RMF-TM1 での中性子星最大質量は $2.2 M_\odot$ 程度であるが、ハイペロンが加わると状態方程式を軟化させ、最大質量が $1.6 M_\odot$ 程度まで下がる。ただし中性子星の最大質量でみると相互作用や(自由) 粒子の影響は小さく、高々 10 % 程度の変化を与えるのみである。これは分離エネルギーから 粒子のポテンシャルが $U_\Lambda \simeq -30 \text{ MeV}$ とよく決まっているためと考えられる。

超新星物質においては、ハイペロン、 粒子の効果は限定的である。Figure 7(中) にしめすように、 $Y_C = Y_e = 0.4$ 程度のアイソスピンの非対称性が高くない場合には、 $3\rho_0$ 付近までで現れるハイペロンの総量は 0.1 % 以下であり、流体力学的な時間発展に大きな役割を果たさない。これを断熱曲線でみてみたものが Fig. 7(右下) である。ハイペロンを取り入れた EOS テーブルによる 1 次元球対称流体力学シミュレーションで中心付近の流体素片が通る (ρ_B, T) (点線) は、最大で $(\rho_B, T) = (1.6\rho_0, 20 \text{ MeV})$ 程度であり、ハイペロンが 1 % 程度現れる領域に達していない。しかしながら、より高い密度・温度の物質が関与するブラックホール形成や原始中性子星の冷却過程などには観測にかかる程度の影響を与える可能性があり、今後の研究が待たれる。

4.2 低密度状態方程式の問題点

高密度物質は様々な conjecture が入り乱れる「クォーク・ハドロン物理の遊び場」である一方、 ρ_0 から少し下の低密度物質は様々な形・種類・構造の原子核が現れうる「核子多体系物理の遊び場」といえる。そしてこの低密度領域は、高密度側の「エンジン」で発生するエネルギーを外側に伝える「動力伝達部」である。

低密度側での問題点の一つに、「球形原子核と核子のガス」から「一様物質」へ転移する際に、圧力の不連続性が生まれるという問題がある。Shen EOS ではこの不連続性がそのまま残っており、LS EOS では、球形原子核とバブルを考慮してもさらに残る不連続性を Maxwell construction を使って消去している。この不連続性は (ρ_B, Y_e) を指定して自由エネルギー密度 F/V を最小化するとき、その微分が連続になるとは限らないためであり、手続き上の問題ではある。しかしながら、クーロン遮蔽などが複雑に絡み合う原子核・パスタ・一様物質の混在を解くための明確な描像を描けていないことが大きな問題であろう。低密度領域の EOS の問題は、その超新星爆発への影響も含めて今後真剣に追求すべき問題といえる。

5 まとめ

広い温度・密度領域における状態方程式を実験データに基づいて定めることは、重イオン物理の大きな目標であり、またハイパー核物理を進める動機となっている。近年鍵となる物理量の観測が進んでいるが、状態方程式(平均場、あるいは密度汎関数)以外の不定性もあり、さらなる研究が必要である。現在 J-PARC、RIBF、RHIC、LHC、FAIR 等の加速器により様々な環境下での核物質の探索ができる状況となりつつあり、我々としても原子核・ハドロン・クォークの 3 階層を対象とする状態方程式研究を進めていく予定である。

References

- [1] P. K. Sahu, W. Cassing, U. Mosel and A. Ohnishi, Nucl. Phys. A **672** (2000) 376 [arXiv:nucl-th/9907002].
- [2] P. Danielewicz, R. Lacey, W. G. Lynch, Science **298**, 1592 (2002).
- [3] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba, Phys. Rev. C **61** (2000) 024901 [arXiv:nucl-th/9904059].
- [4] M. Isse, A. Ohnishi, N. Otuka, P. K. Sahu and Y. Nara, Phys. Rev. C **72** (2005) 064908 [arXiv:nucl-th/0502058].
- [5] P. K. Sahu, S. C. Phatak, A. Ohnishi, M. Isse and N. Otuka, Pramana **67** (2006) 257.
- [6] T. Hirano, M. Isse, Y. Nara, A. Ohnishi and K. Yoshino, Phys. Rev. C **72** (2005) 041901 [arXiv:nucl-th/0506058].
- [7] M. Isse, T. Hirano, R. Mizukawa, A. Ohnishi, K. Yoshino and Y. Nara, arXiv:nucl-th/0702068.
- [8] N. Kawamoto, K. Miura, A. Ohnishi, T. Ohnuma Phys. Rev. D **75** (2007), 014502 [arXiv:hep-lat/0512023].
- [9] A. Ohnishi, N. Kawamoto, K. Miura, J. Phys. G (2007), to appear [arXiv:hep-lat/0701024]; A. Ohnishi, N. Kawamoto, K. Miura, K. Tsubakihara, H. Maekawa Prog. Theor. Phys. Suppl. (2007), to appear [arXiv:0704.2823 (nucl-th)].
- [10] K. Tsubakihara and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **117** (2007), 903 [arXiv:nucl-th/0607046].
- [11] K. Tsubakihara, H. Maekawa, A. Ohnishi, Euro. Phys. J. A (2007), to appear [arXiv:nucl-th/0702008].
- [12] H. Maekawa, K. Tsubakihara, A. Ohnishi, Euro. Phys. J. A (2007), to appear [arXiv:nucl-th/0701066].
- [13] H. Maekawa, K. Tsubakihara, H. Matsumiya and A. Ohnishi, arXiv:0704.3929 (nucl-th).
- [14] P. K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044613 [arXiv:nucl-ex/0405031].
- [15] T. Harada and H. Hirabayashi, Nucl. Phys. A **744** (2004), 323; *ibid* **767** (2006), 206; *ibid* **759** (2006), 143.
- [16] M. Kohno *et al.*, Prog. Theor. Phys. **112** (2004), 895; M. Kohno *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006), 064613.
- [17] C. Ishizuka, A. Ohnishi, K. Sumiyoshi, S. Yamada, in preparation.
<http://nucl.sci.hokudai.ac.jp/~chikako/EOS>
- [18] J. M. Lattimer and F.D. Swesty, Nucl. Phys. A **535** (1991), 331.
- [19] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu and K. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. **100** (1998), 1013 .
- [20] Y. Sugahara and H. Toki, Nucl. Phys. A **579** (1994), 557.
- [21] J. Schaffner and I. Mishustin, Phys. Rev. C **53**, 1416 (1996).