

核子・ハドロン物質のダイナミクス

大西 明 (北海道大学 大学院理学研究科)

Abstract

核子・ハドロン物質の観点からみた最近の原子核物理学の発展を概観する。まず最近の実験の特徴を述べた後、相関・他分野との関連について議論する。また、21世紀に入ってからの発展についていくつかの話題 (Penta Quark 状態の発見、ハイパー核物理の進展、新しい平均場描像の可能性、高エネルギー重イオン衝突の物理) について紹介する。

1 Introduction

最近の原子核物理学の発展は著しい。我々が学部や大学院で学んだ多くの「常識」— 原子核の半径は $A^{1/3}$ に比例する、原子核の魔法数は 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 である、原子核の低エネルギー集団励起は反転対称な表面振動・回転である、クラスター状態はしきい値近辺に現われる、核力はコア領域を除いて中間子交換であらわせる、ハドロンにはバリオン (3クォーク状態) と中間子がある、 \bar{u}, \bar{d} をもたない K^+ は核子との共鳴状態をもたない、格子 QCD は化学ポテンシャルがあると解けない、... — 等は、実験・理論の進展により次々と崩れている。

これらの発展の第一の特徴は実験施設・技術の発展に牽引されていることである。この中で日本は現在大きな役割を果たしていると同時に近い将来も重要な拠点として期待されている。代表的な例を挙げてみよう。

- 不安定核の物理: 1980年代から大きく進展した「不安定核ビーム」を利用する実験は1次元的な(ある質量数に対してだいたい1つ存在する)安定核近辺での物理を中性子数・陽子数をコントロールできる (N, Z) 2次元平面での原子核の物理に拡張した。陽子数にくらべて中性子数が極端に大きな原子核の研究から、核物質密度の飽和性から得られる半径 ($\propto A^{1/3}$) よりもはるかに大きな多数の原子核の存在、魔法数の 2, 8, 20, ... から 2, 6, 14, ... への変化、しきい値よりも低いエネルギーでのクラスター状態の存在等、様々な「常識」が一般的でないことが示されてきた。この流れの中で、理研の RIBF (建設中) では全ての安定核種を 100 A MeV 以上で加速して新たに 1000-2000 種のアイソトープを発見する能力をそなえている。
- ハイパー核物理: ハイペロンを含む原子核の研究ではこの10年間で励起スペクトルの分解能を3桁も向上させ、ハイペロン-核子相互作用の研究を通じて Yukawa から始まった核力の理解の再考を促すとともに、ダブル・ハイパー核、深く束縛した K^- 核などの新たな束縛系を見つけ出している。KEK-JAERI(日本原子力研究所)の統合計画である J-PARC(建設中)では 50 GeV 陽子から高強度の二次 K^- ビームをつくり、 (N, Z, S) (S =Strangeness) の3次元核図表へ展開することが大きな目的となっている。
- 高エネルギー重イオン反応: 高エネルギー重イオン衝突実験では、世界初の重イオン衝突型加速器 (RHIC) が稼動し、素過程段階でパートンが動きだすエネルギー領域での重イオン反応において、ついに QGP の生成が確認出来そうである。RHIC-PHENIX Collaboration には多くの日本人が参加し、中心的な役割を果たしている。

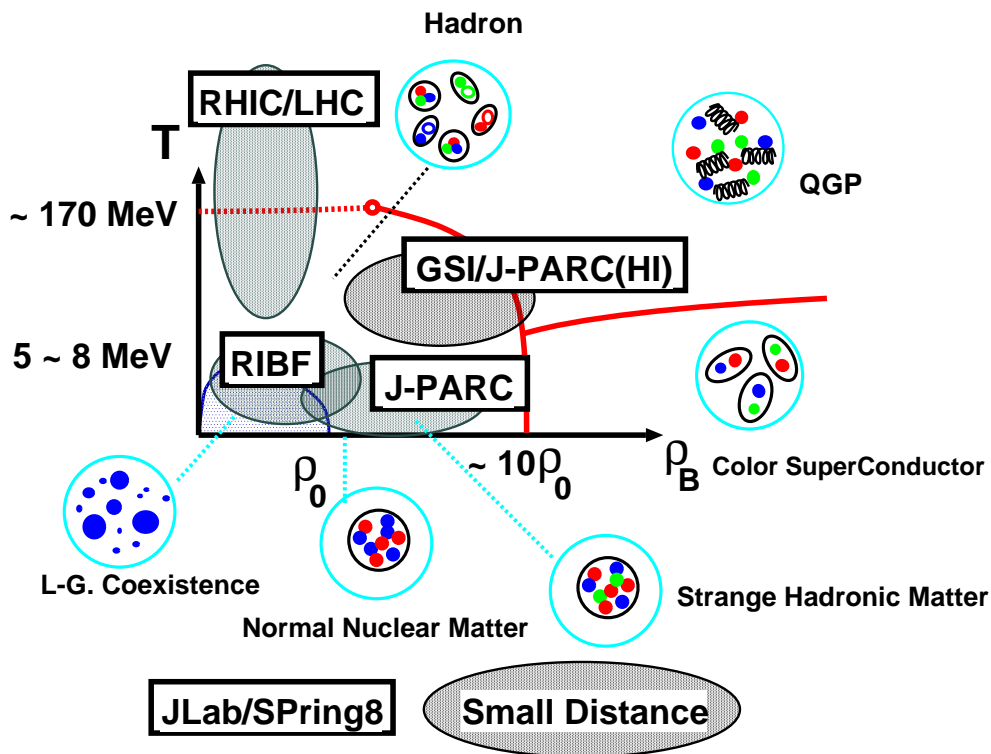


Figure 1: 核子・ハドロン・クォーク物質の相図における稼働中/建設・計画中の実験施設が対象とする領域。

- ハドロン構造: フォトン・レプトンのビームは原子核やハドロンを奥深くから励起させ、短距離での相関やハドロン内のクォーク構造を明らかにするとともに、SPring8 では RCNP グループにより最近 Penta Quark (5 quark) 状態という新たな「カテゴリー」のハドロンを発見した。

様々な側面からの研究が進んだ結果として、Fig. 2 に示す「核子・ハドロン・クォーク物質の相図」の広い領域に access 可能となってきたことが第二の特徴であろう。原子核物理学は「強い相互作用」をする3つの階層—素粒子であるクォークとグルーオン、単独で実際に粒子として観測されるハドロン、複数の核子(バリオン)からなる原子核—を研究する学問である。これらはサイズで見ればほぼ一桁ずつの違いであり、それぞれの階層間の変化の研究、及びより小さな粒子自由度から大きな対象を構成することは重要である。階層間の遷移の観点から見れば、核子・ハドロン・クォーク物質には QCD 相転移(クォーク・グルーオンからハドロンを作る)と液相・気相相転移(核子から原子核を作る)という2つの大きな相転移が存在する。前者に関しては、理論的には格子 QCD によりバリオン化学ポテンシャルが 0 では Cross Over [1]、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 [2]。QCD 相転移の次数は Lattice の大きさや Fermion の取り方にも依存するため、最終的な結論はもうしばらく待つべきであろうが、バリオン密度が有限の領域で第一原理から計算できる可能性がでてきたことは非常に喜ばしい。一方、高エネルギー重イオン反応の研究からハドロンの化学凍結温度・化学ポテンシャルが測られており [3]、臨界温度の下限(この温度以下ではハドロンが存在している)が与えられているといえる。この温度 SPS, RHIC エネルギーでは格子 QCD が示す臨界温度 ($T_c \sim 170$ MeV) に非常に近い。後者に関しては、理論的に予測されていたように原子核のカロリー曲線 ($E^* - T$ 曲線)において plateau が存在すること [4]、また Microcanonical Ensemble での1次相転移の特徴である「比熱が負」の領域が存在すること [5] が示されている。よって温度・密度ごとの有効な自由度の変化に伴う大きな2つの相転移は理論・実験の両面から存在が示されつつ

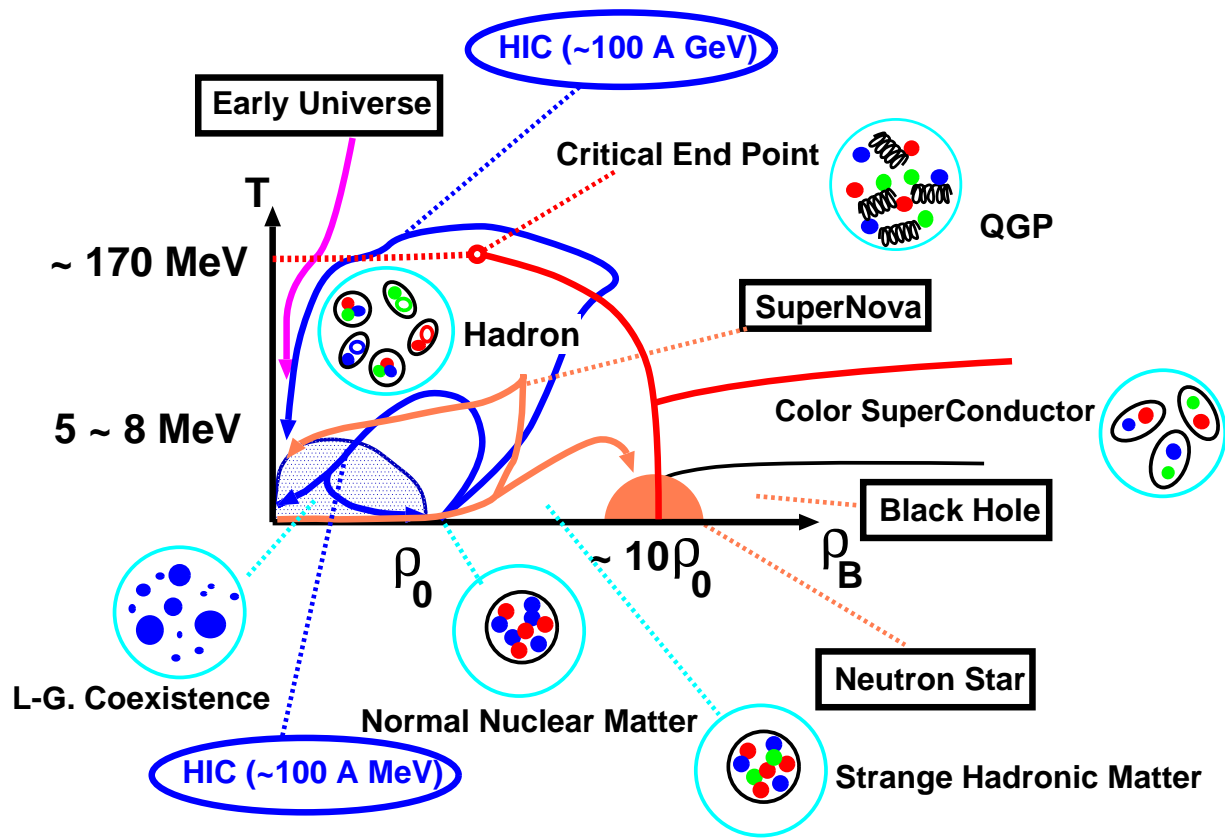


Figure 2: 核子・ハドロン・クォーク物質の相図と重イオン反応・宇宙での物質変化における軌道の概念図。

ある。

一方で、クォーク・グルーオン物質、ハドロン物質、原子核はそれぞれ QCD、カイラル模型、殻模型等のように取扱いの大きく異なる理論型式でよく記述される別の階層であり、それぞれの段階での法則・論理により存在・運動様式を明らかにすることは階層間の遷移、あるいは構成的な物質の理解と共に重要である。クォーク・グルーオン物質の理解における最近の大きな進展の1つにクォーク対の凝縮によっておこるカラー超伝導がある。この状態を含めるとクォーク物質相の大きな構造 (QGP, Color Superconductor, ハドロン相) は高温超伝導体の相 (Fermi Gas, Superconductor, Anti-Ferro) とよく対応している。また低温・超高密度で発現するカラー超伝導を実験的に作りだすことは困難であるが、 T_c 以上でも存在する擬ギャップを通じてそのシグナルを見つけようという最近の理論的な提案は物性物理学からのアイデアを利用した例であるといえよう。核子多体系としての原子核、およびハドロン相での研究の発展は宇宙分野との関係を深化させている。星の中、あるいは超新星爆発中の元素合成では地上に自然には存在しない多くの不安定核が関与しており、これまで反応率を実験的に決めることは不可能であった。様々な不安定核の反応が実験室で観測できるようになったことは、星の中での元素合成を real data に基づいて議論できるようになったことを意味する。さらに中性子過剰な重い原子核の反応が調べられるようになればあるいは Fig. 2 に示すような熱的な発展を示す超新星爆発中の元素合成が「実験室で」シミュレートできるであろう。高密度物質では古くからストレンジネス自由度の役割が議論されてきたが、最近のハイパー核物理の進展により中性子星での Λ 粒子のみでなく核物質中での Ξ 粒子、 Σ 粒子の存在可能性、超新星爆発時のハイペロンの役割なども実験データに基づく議論が可能となってきた。

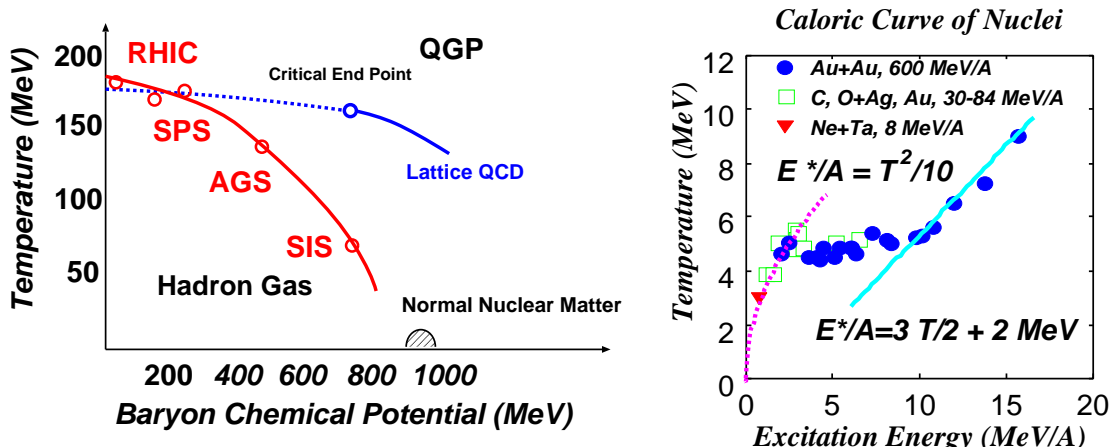


Figure 3: 核子・ハドロン・クォーク物質の臨界温度を示唆する2つの観測の概要図。(左) 重イオン反応実験によって観測された化学凍結状態でのバリオン化学ポテンシャルと温度の概要図。詳細は [3] を参照。(右) 原子核のカロリー曲線。原図は [4]。

基礎物理学研究所の創立 50 周年にあたり、本来であれば Yukawa から始まる核力から核構造、核反応、そしてクォーク・ハドロン物理の発展と、その現代的意味を概観することが望ましいと思われる。しかしながら前述のように近年の原子核物理学の発展は多彩であり、一次元的に記述することは不可能である。本稿では最近の「核子・ハドロン物質」という観点からみた発展のうち 21 世紀にはいつてから日本人が深く関わった話題のいくつかを紹介させて頂くこととする。

2 原子核物理学の発展 — 幾つかの話題

2.1 New Type of Constituents (Hadrons) — Penta Quark

「ハドロンには 3 つのクォークからなるバリオンとクォーク・反クォークからなる中間子がある。」このことは、多くの教科書に述べられている常識であった。もちろん、カラーを持たないクォークの複合系としては $qqq\bar{q}$, $qqqq\bar{q}$, $qqqqqq$, gg , $q\bar{q}g$, ... などの状態も存在できるため、なぜ無色となる最小単位の qqq $q\bar{q}$ のみがハドロンとして観測されているのかという問題は認識され、またこれらの状態について精力的な探索が行なわれてきた。例えば H particle ($uudds$) に代表されるダイバリオン状態は非常に深い束縛状態として存在するかも知れないという bag model の予言もあり、現在でも探索が続いている。また、 $\Lambda(1405)$ は多くの理論模型において $\bar{K}N$ の束縛状態として取扱われており、単純な qqq 状態ではないと考えられている。しかしながらコンパクトな exotic multi-quark state はなかなか発見することができなかった。

この状況のもとで、2002 年に SPring8 における実験において明らかに exotic な 5-quark state が観測された [6]。 ^{12}C 中の n を標的とする K^- の光生成反応で同時に放出される K^+n の不変質量スペクトルにおいて、significance が 4.6σ のピークが $M = 1540 \pm 10$ MeV, $\Gamma < 25$ MeV の位置に観測されたのである。

$$\gamma + {}^n n \rightarrow K^- + \Theta^+, \quad \Theta^+ \rightarrow K^+ + n \quad (\Theta^+ = uudd\bar{s}).$$

K^+n に崩壊することから、この中間状態のクォーク組成は少なくとも 5 quark (Penta quark) 状態 $uudd\bar{s}$ ($S = +1$) であり、フレーバーからみて明らかにエキゾチックな最初のハドロンである。また、 $K^+ + n$ のしきい値から 100 MeV という低い位置にある共鳴状態であることから、その質量のクォー

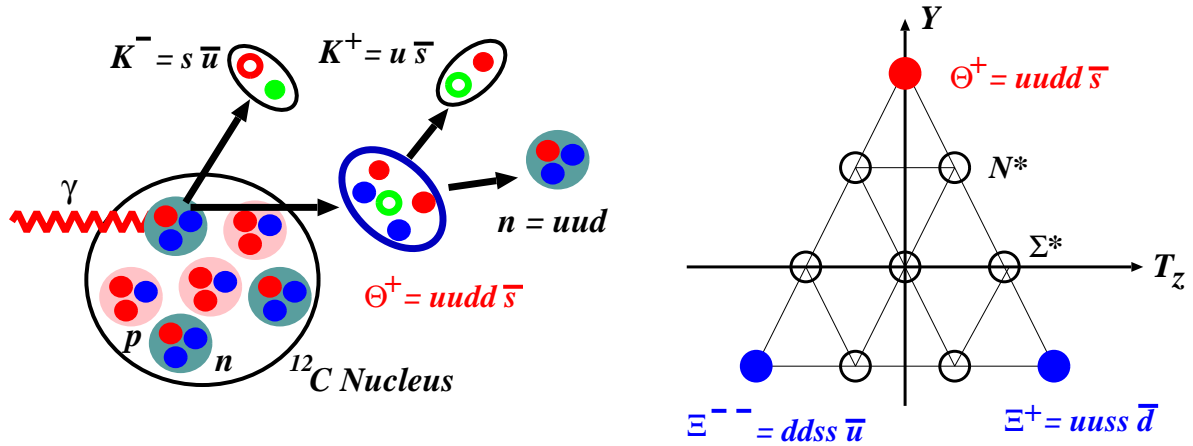


Figure 4: SPring8 における Penta Quark 状態 (Θ^+) 生成。生成方法の概念図 (左) と Anti-Decouplet (右)

Table 1: List of Θ^+ and other anti-decouplet member search experiments

Inst.	M (MeV)	Γ (MeV)	Reaction
SPring8 (LEPS Collab.)[6]	1540 ± 10	< 25	$\gamma + "n" \rightarrow K^- \Theta^+$, $\Theta^+ \rightarrow K^+ + n$.
IITEP (DIANA Collab.)[7]	1539 ± 2	< 9	$K^+ + \text{Xe} \rightarrow \Theta^+$, $\Theta^+ \rightarrow K_s^0 + p$.
JLab (CLAS Collab.)[8]	1542 ± 5	< 21	$\gamma + d \rightarrow K^- p \Theta^+$, $\Theta^+ \rightarrow K^+ + n$.
ELSA (SAPHIR Collab.)[9]	$1540 \pm 4 \pm 2$	< 25	$\gamma + p \rightarrow \bar{K}^0 \Theta^+$, $\Theta^+ \rightarrow K^+ + n$.
Bubble Chamber[10]	1533 ± 5	< 20	$\nu + \text{Ne}(d) \rightarrow \Theta^+ + X$, $\Theta^+ \rightarrow K_s^0 p$.
SPS (NA49 Collab.)[11]	1862 ± 2	< 18	$p + p \rightarrow \Xi^{--} + X$, $\Xi^{--} \rightarrow \Xi^- + \pi^-$.

ク間の相互作用に敏感であろう。もっと奇妙なことは $\Gamma < 25$ MeV という巾の狭さであり、何らかの意味で終状態との coupling が抑制された内部波導関数をもつと考えられる。そして、この Θ^+ は Anti-Decouplet のメンバーとして予言されており、他の多重項メンバー ($S = 0, -1, -2$) の観測も期待できるのである。

Nakano 等の実験では、統計が十分ではないこと・Fermi 運動量補正の方法が必ずしも標準的でないこと等から、この新しいハドロン Θ^+ の確定のためには追試実験が不可欠であった。そしてそれから 1 年も立たないうちに、Table 1 に示すように世界中の実験グループによって確認がなされた。この中には anti-decouplet の $S = -2$ メンバーである Ξ^{--} の観測も含まれている。まさに、“Renaissance of Hadron Spectroscopy (Birth of Exotic Hadron Spectroscopy)” が始まったといえよう。

理論的には Θ^+ は Diakonov らにより低い質量と狭い巾をもつ anti-decouplet のメンバーとして予言されていた [12]。彼等は $N(1710)$ を anti-decouplet member とする仮定のもとで、Chiral soliton model に基づいて anti-decouplet の質量が $M = 1890 - 180Y$ (MeV, $Y=S+B$; ハイパーチャージ) になると予測している。 Θ^+ ($S=+1$) に対しては

$$M(\Theta^+) = 1530 \text{ MeV}, \quad \Gamma < 15 \text{ MeV}, \quad J^\pi = 1/2^+$$

という 1% 程度の高い精度での予言であった。しかしながら、上記 Table 1 に挙げた SPS での実験 ($M(\Xi^{--}) = 1862 \pm 2$ MeV) が正しければ anti-decouplet member の質量はこの公式に従ってはいない。また、実験データが発表された後には非常に数多くの理論研究が発表されている [13]。これらについて全て述べることは出来ないが、現時点では低い質量 (s-wave (Negative parity) を示唆) と狭い

巾 (p-wave (Positive parity) を示唆) を同時に、かつ自然に説明するモデルはまだ出来ていない。今後の実験・理論研究が待たれる大きな研究課題であろう。

2.2 Hypernuclear Physics

Penta quark 状態の発見においてストレンジ・クォークは「識別子」として働いた。一方でストレンジ・クォークを含むハドロン系の相互作用・構造・反応・崩壊の記述を目指すのがハイパー核物理である。ハイパー核物理の大きな目的には (筆者の私見では) (1) ストレージネスをもつハドロン相互作用を調べるにより核子間 (あるいはバリオン間) 相互作用、中間子・バリオン間相互作用についての知見を得る、(2) 高密度において主要な役割を果たすストレンジネスを含む粒子が核物質中で感じるポテンシャルを調べ、状態方程式等への影響を予測する、(3) 「不純物」を含む原子核の特異な構造を明らかにする、といったものがある。そして国内では KEK-JAERI の統合計画である J-PARC の第一期計画における中心課題である。

ハイパー核物理における最近の発展はめざましく、ここ数年だけでみても以下に挙げるように γ 線核分光、深く束縛した K^- 中間子核の発見、ダブルハイパー核の発見、等の大きな成果がある。以下ではこれらについて概観する。

2.2.1 ハイパー核の γ 線分光 — 核力におけるクォーク自由度の役割

核力 (あるいはバリオン間相互作用) の理解は核物理において Yukawa 以来の大きな課題である。これまでの標準的な描像は「(I) 遠方 ($r \geq 2$ fm) では 1π 交換力 (OPEP)」、「(II) 中間レンジ ($r \simeq (1-2)$ fm) では 2π 交換、および π より重い中間子の交換 (OBEP)」、「(III) 斥力芯を含む短距離 ($r < 1$ fm) 領域ではクォークのパウリ原理と 1 gluon 交換 (OGE)、あるいは現象論的な斥力芯」により記述できる、というものである。現在までに中間子交換やクォーク・クラスターモデルに基づく様々な核力のモデルが提案され、データの豊富な核子間力についてはこれらのモデルで同等に記述できている。ハイパー核物理はこうして核子間力で成功したモデルとそれらが基づく描像ををハイペロン-核子間力 (YN 相互作用) において検証する場をあたえる。

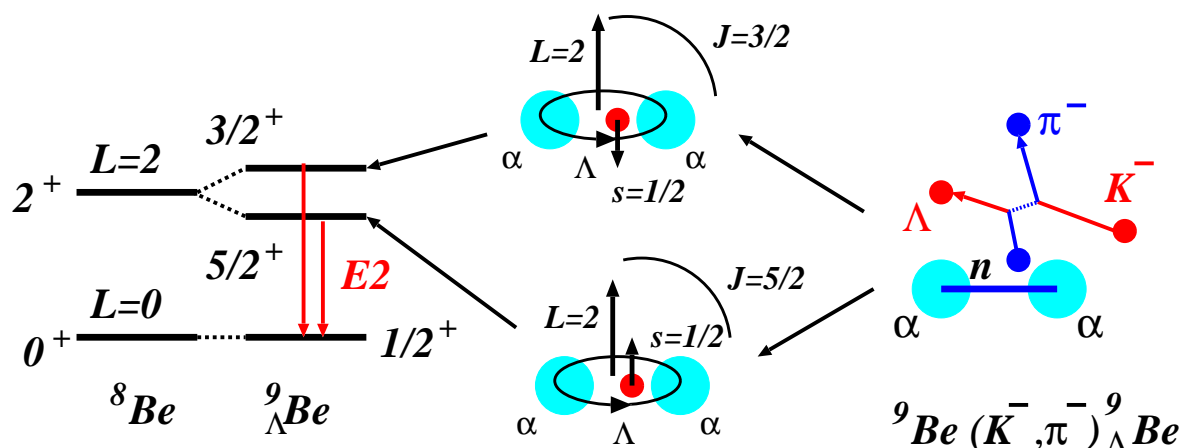


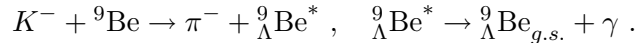
Figure 5: E930 実験における ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ ハイパー核の LS splitting と生成反応の概念図。

近年発展したハイパー核の γ 線核分光は、特にスピンに依存する YN 相互作用の確定に大きな力を発揮している。例えば Λ 粒子が感じる 1 体ポテンシャルの LS splitting は核子のものにくらべて非常に小さく、 (K^-, π^-) , (π^-, K^+) 等の反応における磁場による分光 ($\Delta E \sim 1$ MeV) では測定不可能

Table 2: LS splitting of Λ in ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$

実験値	$43 \pm 5 \text{ keV}$
中間子交換力	$80 - 200 \text{ keV}$
クォークモデル	$30 - 40 \text{ keV}$

であるが、Ge 測定器による γ 線分光では十分に分離可能である。代表的な例としては、BNL-E930 実験における ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ の LS splitting 測定がある [14]。この実験では (K^-, π^-) 反応により ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ の励起状態を生成し、基底状態へ崩壊するときに放出される γ 線エネルギーが精密に測定された。



測定された γ 線は ${}^8\text{Be}$ の 2^+ ($\alpha - \alpha$ が $l = 2$ で回転している状態) に Λ 粒子のスピンの平行 (反平行) に結合した $j = 5/2(3/2)$ の励起状態から放出されたものであり、そのエネルギー差 (1 体ポテンシャルの LS splitting) は ΛN 間の bare な相互作用の LS 力をほぼ直接的に示す。実験データと詳細な理論計算を比較すると、既存の中間子交換模型に基づく ΛN 相互作用 [16] では LS 力が強すぎる [15]、またクォーク模型では OGE から現れる強い anti-symmetric LS (ALS) 力 ($l \cdot (\sigma_N - \sigma_{\Lambda})$) [17] のために Λ 粒子の小さい LS splitting が自然に実現されることが示された。この ALS 力は核子間相互作用では対称性のため現れないものであり、 YN 相互作用の研究により初めてその影響が現れる。

実験後の研究により、中間子交換の描像でも弱い LS 力を出せることが示されたが、少なくとも模型に強い拘束をあたえる。この実験の解釈が正しければ核力についてのパラダイムを「(少なくとも YN 間の LS 力について) 中間レンジでもクォーク・グルーオン自由度が役割を果たす」というものに変化させるという大きな問題提起を行なっているといえよう。

2.2.2 ダブルハイパー核の発見 — 核物理の 40 年の宿題

2001 年のダブルハイパー核の発見により、核物理は 40 年間きちんと答えられなかった宿題に答えを与えることとなった。KEK-E373 実験において Emulsion 中に観測された ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ は、unique に崩壊過程が同定され、かつ束縛エネルギーが離散的な不定性無しに決定された初めてのダブルラムダハイパー核である [18]。この ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ の束縛エネルギーから $\Lambda\Lambda$ のボンドエネルギーが

$$\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 1.01 \pm 0.20^{+0.18}_{-0.11} \text{ MeV}$$

と与えられた。これが Nagara Event とよばれる観測例である。

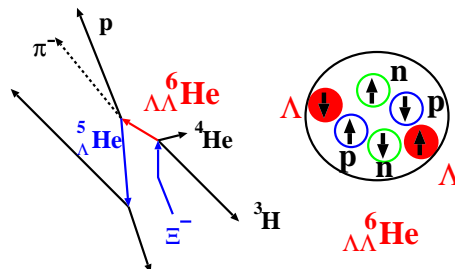


Figure 6: E373 実験における ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ダブルハイパー核生成の Emulsion スケッチ。

ダブルハイパー核は、多重ストレンジネス系の最も基本的な原子核であり、1960 年代に 2 例の報告があった [19, 20]。ところが、そのうちの 1 例はスケッチのみで Emulsion の写真が残っておら

ず、そこで与えられたボンドエネルギー ($\Delta B_{\Lambda\Lambda} \simeq 4$ MeV) は疑わしいとされながら否定できなかった [20]。もう一例については写真がのこっており、核種も 1 種類 (${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$) のみに限定されたが、中間段階 (1 段階目の弱崩壊後) で励起状態を経由した可能性を含めるとボンドエネルギーは $\Delta B_{\Lambda\Lambda} \simeq 1$ or 4 MeV の 2 種類の可能性があった [19]。その後、深く束縛する可能性があると言われたダイバリオン (H particle) とともに精力的に探索されたが見つからず、 $\Lambda\Lambda$ 間のポテンシャルの強さを 40 年間決めることが出来なかったのである。1990 年代になってようやく KEK-E176 実験においてダブルハイパー核の 2 段階弱崩壊が観測され、核種の同定が行われた [21]。しかしながら、核種として 2 つ、中間段階での励起状態経由の可能性を含めて 3 つのボンドエネルギーに絞ることしかできなかった。KEK-E373 実験での ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ の観測により、Prowse による観測例を除いて全ての実験が consistent に理解できることが判ったのである。

Nagara Event のインパクトは様々な意味で大きい。まず、観測されたダブルハイパー核 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ は "Lampha" (Λ と α の合成語) と呼ばれる 3 重閉殻 ($N = Z = -S = 2$) である。また、 $\Lambda\Lambda$ のボンドエネルギーが不定性無く決定されたことにより、それまでに構築されていた YY 相互作用模型は全て変更を余儀なくされた。($\Lambda\Lambda$ チャンネルは SU(3) の singlet 成分を含んでおり、表現が異なることから、実験データ無しで模型のパラメータを決定することは非常に困難であった。) また $\Lambda\Lambda$ 間の引力が弱いと結論されたことにより、それまで可能性が高いと期待されていた中性子星の "Hyperon Cooling" のシナリオ (中性子星にハイペロンが多く含まれており、速い cooling を起こすが、 Λ が超流動状態になっているためにある程度冷却が抑制される) が成立するの可能性がある低くなった。これはハイパー核物理の知見がコンパクトな天体に与える影響の大きさを示す一例といえる。

2.2.3 深く束縛された K^- 核の発見 — Kaon puzzle の解決

高密度核物質においてハイペロンと並んで重要性が指摘されてきたのが K^- 粒子である。カイラル摂動論では lowest order で K^-p の相互作用は s -wave で強い引力となるため、高密度においては核物質からの強い引力を受けて condense すると予測されていたのである。この Kaon condensation については、Kaplan-Nelson の最初の研究 [22] を受けて多くの研究がなされてきた [23]。ところが低エネルギーの散乱振幅はしきい値近辺で $\bar{K}N(I=0)$ の相互作用が斥力的であることを示す [24]。また Kaonic hydrogen の X 線シフトも斥力的であることが最近確定した [25]。

「しきい値近辺で斥力的な散乱振幅」という実験事実がカイラル摂動論の結果 (引力) と両立するためには、「 $\bar{K}N(I=0)$ に緩い束縛状態が存在する」と考えるしかない。緩い束縛状態があれば、散乱状態は束縛状態波動関数と直交する必要があるので、波長よりも短い領域内で必ず節を持つ。この節の位置は束縛状態波動関数の広がり範囲内で安定に存在するため、低エネルギー散乱の波動関数に対しては斥力芯が存在するのと同じである¹。実際、 $\bar{K}N$ しきい値の少し下には $\Lambda(1405)$ という状態があり、これを $\bar{K}N$ の束縛状態と考える [26] と K^- -原子核のポテンシャルが深い引力になる [27] とともに、静止 K^- 反応での分岐比等も説明できる [28]。こうした考え方に基づいて、Yamazaki-Akaishi は低エネルギーの散乱振幅と $\Lambda(1405)$ の質量を fit する $\bar{K}N$ 相互作用を提案し [29]、これを用いた多体計算により $ppnK^-$, $pppnK^-$, ... 等の原子核において 100 MeV 程度の深い束縛エネルギーを持つ巾の狭い状態が存在すると予想していた [30]。

こうした状況のもと、KEK-PS-E471 実験において Iwasaki, Suzuki 等は ${}^4\text{He}$ 標的の静止 K^- 反応において中性子スペクトルを観測し、束縛エネルギーが $B.E. = 165.1 \pm 3.6$ MeV (誤差は統計誤差のみ) の位置に $\Gamma = 14.1$ MeV (統計誤差は < 25.1 MeV) という狭い巾の状態を発見した [31]。また BNL-E930 parasite 実験において Kishimoto 等は ${}^{16}\text{O}(K^-, n)$ 反応において束縛エネルギーが 130, 90, 50 の位置に中性子のピークを発見した [32]。これらは K^- と原子核に 200 MeV 近い深さの引

¹こうした「構造的斥力芯」の考え方は重陽子チャンネル ($I=0, J=1$) において核子-核子散乱の位相差が斥力的 (低エネルギーで位相差が負の方向へ変化する) である、 α - α 間のポテンシャルは強い引力であるが、パウリ禁止状態を消去した斥力的なポテンシャルでも散乱を同等に記述できる、等のように広く用いられている。

Table 3: 深く束縛された K^- 核の観測

Experiment	Reaction	B.E. (MeV)	Γ (MeV)
KEK-PS-E471 [31]	${}^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n){}^3_K\text{H}$	165.1 ± 3.6	$14.1 \pm < 25.1$
BNL-E930 parasite [32]	${}^{16}\text{O}(K^-, n){}^{15}_K\text{N}$	130, 90, 50 ($s, p, d?$)	—

力ポテンシャルが働いていることと consistent である。

さて、深く束縛された K^- 核の発見により真の $\bar{K}N$ 相互作用が強い引力であることが明確となり、長い間解かれなかったパズルが解決したのは喜ばしい。ところが有限核で K^- 一個当たり 100 MeV の束縛エネルギーがあると高密度状態では状態方程式が軟化しすぎるため、観測されている中性子星の質量を支えられなくなるという問題が発生する。(このことは Kaon 凝縮が提案された時点からの問題点であった。) 一方で最近報告された「クォーク星」[33] の半径と質量が正しいものとする、self-bound となる状態方程式が必要となる。この条件はクォーク相でなくてもよい、Kaon 凝縮が起こる状態方程式を用いて通常の中性子星からストレンジ星 (Kaon 星) への遷移が議論されている [34]。今後のさらなる実験的確認と理論的な分析が必要な課題である。

2.3 Mean Field from Pions

核子多体系としての原子核の基礎的な理解は、「平均場中の 1 体運動と残留相互作用」であろう。このとき、平均場は中心力と LS 力からなるとして、核子の 1 粒子波動関数は軌道角運動量とスピンを含んだ角運動量 lj の固有状態とするのが Shell 模型の基本的立場である。もちろん励起状態にはクラスター的な状態など Shell 模型で記述しにくい状態も多く存在するが、基底状態近傍ではほとんどの原子核が上記の立場で理解できる。

核力の遠方部分は 粒子交換により記述され、強いテンソル力により軌道角運動量が混じることは重陽子の束縛に本質的であるが、このテンソル力は有効中心力・有効 LS 力に繰り込むことができると考えられてきた。このような取り扱いは 粒子が期待値をもつ場合には破綻するが、高密度領域で議論された 凝縮は当時考えられていた Landau-Migdal parameter $g'_{N\Delta} > 0.6, g'_{NN} \sim 0.6$ が高密度でも一定であれば [35] 経路の短距離斥力のため、発現が困難であろうと考えられてきた。ところが最近の実験・理論の進展により状況は変化している。大きな $g'_{N\Delta}$ の根拠の 1 つとされてきたのが、Gamow-Teller 巨大共鳴の和則値の大幅な Quenching である。この Quenching が Δ 領域に費やされているためであり、これが大きな $g'_{N\Delta}$ のためと説明されてきた。ところが RCNP における近年の実験により 2p2h のエネルギー領域 (巨大共鳴領域よりも高励起側) での強度が測定され、 Δ 領域よりもずっと低いエネルギーの範囲内で和則値の 90 % 程度がつくされていることが判明したのである [36]。これは Landau-Migdal パラメータにすれば $g'_{N\Delta} < 0.25$ に相当し [37]、少なくとも高密度では 凝縮の可能性が復活した。一方で理論的にも現実的核力に基づく第一原理計算が質量数 $A \leq 12$ の領域で展開されており、ポテンシャルエネルギー全体に対する OPEP からの寄与が非常に大きいことが示されている [38]。これらの発展は平均場の段階でも 粒子が役割を果たす可能性があることを示唆している。

こうした背景のもとで 粒子の役割をあらわに考える平均場理論がふたたび考えられ始めた [39, 40, 41]。まず、1 粒子波動関数の段階で、 j が共通でパリティの異なる軌道の平均場による結合 (例えば $s_{1/2}$ と $p_{1/2}$) とこの結合からくる 粒子の平均場を考慮に入れて相対論的平均場理論を解いた結果、 $A^{2/3}$ にほぼ比例する束縛エネルギーの増加が得られることが示された [39]。(表面 粒子凝縮) 次に、粒子からの平均場は 1 粒子状態の荷電状態も混合するため、パリティ、荷電状態が混合した 1 粒子状態に核子をつめ、荷電・パリティの固有状態に射影したのちに変分を行なうという”Charge-Parity Projected Hartree-Fock” 法が開発され、 α 粒子において大きなテンソル力効果がみられることが示された [41]。

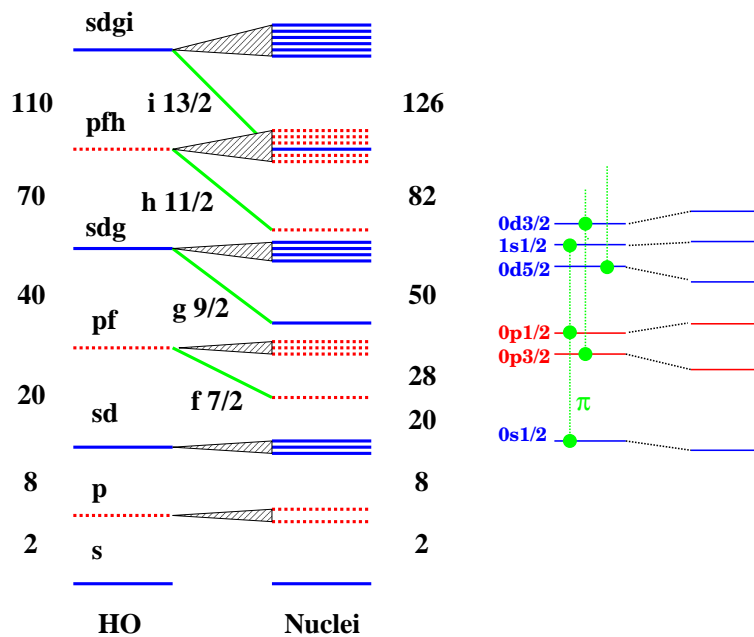


Figure 7: LS 力による魔法数 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 の出現と 粒子による LS 的な効果の概念図。

これらの取り組みは、これまで有効核力の中に取りこまれていたとされてきたテンソル力の役割を核構造研究の観点から見直すものである。この効果の典型的な例としては、異なるパリティの 1 粒子状態が結合することによる LS 力的な効果があげられる。例えば $0p_{3/2}$ と $0d_{3/2}$ の場合では、もともと低い(高い)エネルギー状態の $0p_{3/2}$ ($0d_{3/2}$) は結合によりエネルギーが下がる(上がる)。これは LS 力と同じ効果である。 LS 力は原子核の魔法数の理解に本質的に重要であるが、3次元調和振動子の魔法数 (2,8,20,40,70,112) と安定な原子核の魔法数 (2,8,20,28,50,82,126) の違いは全て「始めて現れる j の状態 (1 粒子でみたときの yrast 状態、あるいは intruder state) が大きく下がっていること」により実現される。($0f_{7/2}(20 \rightarrow 28)$, $0g_{9/2}(40 \rightarrow 50)$, $0h_{11/2}(70 \rightarrow 82)$, $0i_{13/2}(112 \rightarrow 126)$)そしてこれらの intruder state はパリティの異なる軌道との結合により最も大きなエネルギー利得を与える状態である。

現段階では 粒子による平均場による計算結果は標準的な平均場理論に比べて圧倒的に精度は悪く、また大きな系は計算できていない。しかしながら魔法数を現在よりも小さな LS 力で実現できる可能性を秘めているなど「ハドロン多体系」として原子核の Grand Design を作りなおす第一歩になっているかもしれない。今後の発展に注目したい。

2.4 RHIC での 物理 — QGP は生成されたか?

ハドロンを構成しており、その存在が確固たるものであるにもかかわらず単独では観測されないクォークとグルーオン、これらがほぼ自由に動きまわっている状態 (Quark Gluon Plasma, QGP) を生成したいという夢のため、高エネルギー重イオン衝突実験が行なわれてきた。LBL-Bevalac (800 A MeV) から始まり、GSI-SIS (1-2 A GeV)、BNL-AGS (~ 10 A GeV, 1987 \sim)、CERN-SPS (~ 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み、2007 年には CERN-LHC (3+3 A TeV) が稼動する予定である。

格子 QCD の結果によれば net のバリオン密度が 0 の場合に相転移が Cross Over であることが示されており [1]、その相転移温度は 170 MeV 程度である。実験的にも GSI エネルギーから AGS,

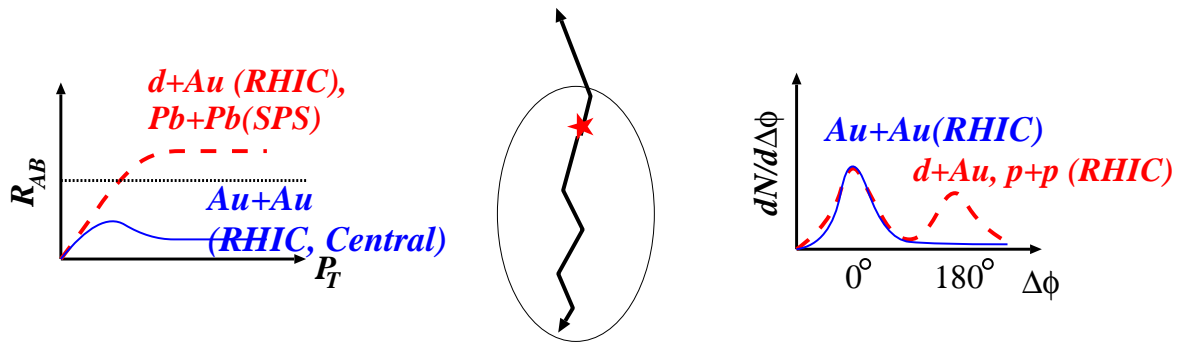


Figure 8: Nuclear Modification Factor (原子核増大因子) R_{AB} (左) と 2 粒子運動量相関 $dN_{pair}/d\Delta\phi$ (右) の実験データの概要図

SPS, RHIC へと入射エネルギーをあげるにつれてハドロン生成量から評価された温度 (化学凍結温度) はこの相転移温度に近づいており、SPS, RHIC エネルギーではほとんど 170 MeV 程度となっている (Fig. 3)。

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、また観測されてきた。(1) 状態方程式に敏感な集団運動流 [42]、(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 [43]、(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/ψ 生成の抑制 [44]、(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 [45] などである。RHIC エネルギーの重イオン反応で初めて観測された QGP シグナルの強力な候補が Jet Quenching である [46]。荷電粒子が物質中で電子を弾き飛ばすことによりエネルギーを失うのと同様に、パートンがカラーを持った粒子が多く分布している物質中を通過する場合には大きなエネルギーを失うであろう。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) とジェット生成の抑制 (Jet Quenching) が同時におこると期待される。

こうした現象が RHIC エネルギーの Au+Au の中心衝突で同時に観測された [47]。まず Parton Energy Loss については Nuclear Modification Factor (原子核増大因子) R_{AB} を通じて観測されている。

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

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る。実際、 $\sqrt{s} = 130, 200$ A GeV の Au+Au 衝突でのハドロンの横運動量 (p_T) スペクトルにおいて、高エネルギー成分が素過程 (pp) に衝突回数に乗じたものに比べて 0.2 倍程度と十分小さくなっている。また、Jet Quenching については pp 衝突で通常みられる Back-to-Back (180°) の粒子相関の減少という形で観測された。反応領域で Jet 生成が起こった場合、素過程で作られた 2 本の Jet は最初ほぼ Back-to-Back に走るはずであるが、Au+Au 中心衝突では Near side (0°) の相関は強いが Back side (180°) の相関は非常に弱い。これらの現象は同じエネルギーでも系が小さく、QGP 生成が期待されない d+Au 衝突では見られない [47]。すなわち、RHIC エネルギーでの大きな原子核同士 (Au+Au) の中心衝突で QGP が生成されているという描像と consistent である。

さて、本当に QGP は生成されたのであろうか? すなわち、これら 2 つ — R_{AB} の高横運動量での減少と Back-to-Back 相関の減少 — は明確に「熱平衡に達してクォークとグルーオンが動きまわっている状態 (QGP) が生成された証拠」なのだろうか? 順を追って検討してみよう。

(1) ハドロン描像に基づく輸送模型 (ハドロン・カスケード) 模型は、SPS エネルギーまでの様々な物

理量を説明する [48, 49] が、RHIC エネルギーにおける上の 2 点を同時に説明はできない [50]。特に Back-to-Back 相関の現象のハドロン・カスケードでの説明と高横運動量における楕円型フロー [51] の再現はきわめて困難である。これは Jet Energy Loss に対応する微視的過程 (parton の再衝突) を取り入れていないためと考えられる。

(2) QGP が出来たとするモデルでは流体力学とジェット生成を組み合わせたモデルにより定量的な説明が行なわれている [52]。このモデルでは、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たものである。この組み合わせにより高エネルギーハドロンの減少と Back-to-Back 相関の減少を同時に説明することができるのである。ただし、Back-to-Back 相関の減少を説明するためにはジェットと QGP 媒質との相互作用についてのモデルのチューニングが必要であり、QGP の物性の詳細に依存する。

(3) 熱平衡化の度合いに関しては物質の非等方的な集団運動流の 1 つの種類である楕円型フロー (Elliptic Flow) $v_2(\eta, p_T) = \langle \cos 2\phi \rangle$ が目安となる。早い段階で熱平衡に達していれば、初期の反応領域の形に依存した圧力勾配が非等方に出来るために大きな非等方性が期待できるからである。この楕円型フローは低運動量領域では初期段階での熱平衡を仮定した流体力学モデルでうまく記述できている。また中間的な運動量では「熱的に分布した自由なクォークが再結合してハドロンを作る」(Quark Recombination) モデルでバリオンと中間子の楕円型フローが consistent に説明できる [53]。さらに高運動量領域ではパートン自体の非等方性が要求される。

詳細になってしまったが、以上より現時点までのモデルによる分析結果は、 R_{AB} の高横運動量での減少、Back-to-Back 相関の減少に加えて楕円型フローの運動量依存性までを含めると RHIC エネルギーでの Au+Au 中心衝突での QGP 生成は非常に確からしいことを示している。

今後、これまでに提案されているシグナルが「同時に」起こっているか、定量的な理解ができるかなどの議論を通じて確定してゆくとと思われるが、主たる目標は「QGP が出来たかどうか」からクォークとグルーオンからなる物質の性質をしらべること、「QGP 物性」へと移行してゆくと考えられる。そしてこのクォーク物質の物性は、非摂動的領域 (RHIC) から摂動的な QGP (LHC) への変化など、豊富な内容をもつ課題である。

3 Summary

本稿では最近の原子核物理学の発展を核子・ハドロン物質の観点から概観した。原子核物理学が研究対象とするクォーク・グルーオン、ハドロン、原子核は異なる階層が詰まった領域であり、それぞれの階層での物理を深化させるとともに階層間の遷移を調べることが大きな目的である。近年の発展の 1 つの側面は相関全体が見えてきたことであり、結果として素粒子・宇宙・物性の物理との関係が深まってきたといえる。

第 2 節では最近の発展の中からいくつかの例を紹介した。Penta Quark 状態の発見は「ハドロン分光学のルネッサンス」の始まりとして後に認識されるであろう (Sec. 2.1)。ハイパー核物理の γ 線分光学は、詳細な理論計算もあいまって核力について (中間子論、斥力芯の理解に次ぐ) 3 番目のパラダイム変化を引き起こしつつある (Sec. 2.2.1)。ダブル・ハイパー核 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ の確定は核物理が 40 年かかって宿題に答えたことになり、今後の $S = -2$ の世界を「見つかるかどうか」から次の段階へと押し上げた (Sec. 2.2.2)。深く束縛された K^- 核の発見は Kaon puzzle を解くと同時に、高密度物質の状態方程式に新たな問題を投げかけている (Sec. 2.2.3)。粒子による平均場理論構築の試みは魔法数を説明した LS 力の理解を大きく変える可能性がある。 (Sec. 2.3)。RHIC の物理ではジェットの抑制とエネルギー損失から、ついに QGP が見つかったといえそうである。 (Sec. 2.4)。このような大きな進展が数年の間に起こっていることは喜ばしい。そして 2007 年に動き出す RIBF、J-PARC、LHC といった大規模な加速器施設により、これらの研究がさらに進展することを期待しよう。

最後に講演・本稿では触れられなかったが、他にもクォーク・ハドロン多体系として多くの存在形式・励起状態の理解についての発展があることは付記しておきたい。講演・本稿で紹介した研究の一部は共同研究者 (C. Ishizuka, K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Maekawa, A. Isshiki, K. Naito, Y. Hirata, Y. Nara, M. Isse, N. Otuka, P.K. Sahu, S. Yamaguchi, J. Randrup, V. Koch) との研究に基づいている。また、講演にあたって西宮・湯川シンポジウムの講師の方々 (Profs. A. Gal, C. Bennhold, H. Tamura, T. Takatsuka, D.B. Kaplan, Y. Fujiwara, M. Lutz, M. Oka, C. Hoehne, A.W. Thomas)、及びクラスター国際会議・基研研究会の参加者の一部の方々 (Profs. A. Nakamura, S. Esumi, A. Dote, S. Sugimoto)、の講演を参考にさせて頂き、また上記の一部の方からは PowerPoint file も頂いた。これらの方々に感謝します。

References

- [1] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **73** (1999) 459 [arXiv:hep-lat/9809102].
- [2] Z. Fodor and S. D. Katz, JHEP **0203** (2002) 014 [arXiv:hep-lat/0106002].
- [3] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, J. Phys. G **28** (2002) 1971 [arXiv:nucl-th/0112051], and references therein.
- [4] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1040.
- [5] M. D'Agostino *et al.*, Phys. Lett. B **473** (2000) 219 [arXiv:nucl-ex/9906004].
- [6] T. Nakano *et al.* [SPRING8-LEPS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 012002 [arXiv:hep-ex/0301020].
- [7] V. V. Barmin *et al.* [ITEP-DIANA Collaboration], Phys. Atom. Nucl. **66** (2003) 1715 [Yad. Fiz. **66** (2003) 1763] [arXiv:hep-ex/0304040].
- [8] S. Stepanyan *et al.* [JLab-CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 252001 [arXiv:hep-ex/0307018].
- [9] J. Barth *et al.* [ELSA-SAPHIR Collaboration], arXiv:hep-ex/0307083.
- [10] A. E. Asratyan, A. G. Dolgolenko and M. A. Kubantsev, arXiv:hep-ex/0309042.
- [11] C. Alt *et al.* [CERN-SPS-NA49 Collaboration], arXiv:hep-ex/0310014.
- [12] D. Diakonov, V. Petrov and M. V. Polyakov, Z. Phys. A **359** (1997) 305 [arXiv:hep-ph/9703373].
- [13] R. L. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 232003 [arXiv:hep-ph/0307341]; M. Karliner and H. J. Lipkin, arXiv:hep-ph/0307343; A. Hosaka, Phys. Lett. B **571** (2003) 55 [arXiv:hep-ph/0307232]; S. Capstick, P. R. Page and W. Roberts, Phys. Lett. B **570** (2003) 185 [arXiv:hep-ph/0307019]; F. J. Llanes-Estrada, E. Oset and V. Mateu, arXiv:nucl-th/0311020; S. L. Zhu, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 232002 [arXiv:hep-ph/0307345]; R. D. Matheus, F. S. Navarra, M. Nielsen, R. Rodrigues da Silva and S. H. Lee, Phys. Lett. B **578** (2004) 323 [arXiv:hep-ph/0309001]; J. Sugiyama, T. Doi and M. Oka, Phys. Lett. B **581** (2004) 167 [arXiv:hep-ph/0309271]; F. Csikor, Z. Fodor, S. D. Katz and T. G. Kovacs, JHEP **0311** (2003) 070 [arXiv:hep-lat/0309090]; S. Sasaki, arXiv:hep-lat/0310014; L. W. Chen, V. Greco, C. M. Ko, S. H. Lee and W. Liu, arXiv:nucl-th/0308006.

- [14] H. Akikawa *et al.* [BNL-E930 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 082501.
- [15] E. Hiyama, M. Kamimura, T. Motoba, T. Yamada and Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 270.
- [16] T. A. Rijken, V. G. J. Stoks and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59** (1999) 21 [arXiv:nucl-th/9807082].
- [17] O. Morimatsu, S. Ohta, K. Shimizu and K. Yazaki, Nucl. Phys. A **420** (1984) 573; Y. Fujiwara, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2242.
- [18] H. Takahashi *et al.* [KEK-PS-E373 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 212502.
- [19] M. Danyz *et al.*, Nucl. Phys. **49** (1963), 121.
- [20] D. J. Prowse, Phys. Rev. Lett. **17** (1966), 782.
- [21] Aoki *et al.* [KEK-PS-E176 Collaboration], Prog. Theor. Phys. **85** (1991) 1287.
- [22] D. B. Kaplan and A. E. Nelson, Phys. Lett. B **175** (1986) 57.
- [23] T. Muto, M. Yasuhira, T. Tatsumi and N. Iwamoto, Phys. Rev. D **67** (2003) 103002 [arXiv:nucl-th/0301045], and references therein.
- [24] A. D. Martin, Nucl. Phys. B **179** (1981) 33.
- [25] M. Iwasaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3067.
- [26] R. H. Dalitz, T. C. Wong, and G. Rajasekaran, Phys. Rev. **153**, 1617 (1967).
- [27] P. B. Siegel and W. Weise, Phys. Rev. **C38**, 2221 (1988); V. Koch, Phys. Lett. **B337**, 7 (1994).
- [28] A. Ohnishi, Y. Nara and V. Koch, Phys. Rev. C **56** (1997) 2767 [arXiv:nucl-th/9706084].
- [29] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **65**, 044005 (2002).
- [30] A. Dote, H. Horiuchi, Y. Akaishi and T. Yamazaki, arXiv:nucl-th/0309062; Y. Akaishi, A. Dote and T. Yamazaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **149** (2003) 221.
- [31] M. Iwasaki *et al.* [KEK-PS-E471 Collaboration], arXiv:nucl-ex/0310018.
- [32] T. Kishimoto *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **149** (2003) 264.
- [33] J. Drake *et al.*, Astrophys. J. **572** (2002) 996.
- [34] I. Bombaci, arXiv:astro-ph/0312452; T. Muto, in the Proc. of the 8th Int. Conf. on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Nucl. Phys. A, to appear.
- [35] T. Kunihiro, T. Takatsuka, R. Tamagaki, T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993), 123.
- [36] T. Wakasa *et al.*, Phys. Rev. C **55** (1997), 2909.
- [37] T. Suzuki and H. Sakai, Phys. Lett. B **455** (1999) 25.

- [38] S. C. Pieper, K. Varga and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **66** (2002) 044310 [arXiv:nucl-th/0206061].
- [39] H. Toki, S. Sugimoto and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **108** (2002) 903.
- [40] Y. Ogawa, H. Toki, S. Tamenaga, H. Shen, A. Hosaka, S. Sugimoto and K. Ikeda, arXiv:nucl-th/0312042.
- [41] S. Sugimoto, K. Ikeda and H. Toki, in the Proc. of the 8th Int. Conf. on "Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics", Nov. 24 - 29, 2003, Nara, Japan, to appear.
- [42] D. H. Rischke, Y. Pursun, J. A. Maruhn, H. Stocker and W. Greiner, Heavy Ion Phys. **1** (1995) 309 [arXiv:nucl-th/9505014].
- [43] 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.
- [44] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416,
M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [45] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [46] X. N. Wang, Phys. Rept. **280** (1997) 287 [arXiv:hep-ph/9605214].
- [47] 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].
- [48] P. K. Sahu, W. Cassing, U. Mosel and A. Ohnishi, Nucl. Phys. A **672** (2000) 376 [arXiv:nucl-th/9907002].
- [49] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba, Phys. Rev. C **61** (2000) 024901 [arXiv:nucl-th/9904059].
- [50] 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.
- [51] 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].
- [52] 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].

- [53] 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].