

玉垣さんを偲ぶ研究会

「原子核・クォークと中性子星 — これまでとこれから —」

2015.6.11-13 京都大学基礎物理学研究所パナソニックホール

研究会報告

「玉垣さんを偲ぶ研究会」世話人一同

2015年10月

はじめに

本年1月11日、誠に残念なことに、核物理・中性子星研究で名高い玉垣良三先生がご逝去されました。この論集は玉垣先生への追悼を込めて開催された“玉垣さんを偲ぶ研究会「原子核・クォークと中性子星 — これまでとこれから —」(2015.6.11-13、基研)”の報告書です。

大変急な企画であったにも拘わらず、70名を超える多くの方々の参加をいただき、また多彩で心温まるトークや交流により、この研究会の趣旨を十分に活かすことができた大変感謝しております。玉垣さんのお人柄を反映した研究会だったと何人もの人から言われました。

添付のプログラムに在ります様に、研究会は、世話人代表及び基研の佐々木節所長からの冒頭あいさつに始まり、原子核・クォーク・中性子星にまたがる7つのセッション、“研究者玉垣さんを語る”2つのセッション、懇親会、そして最後に京大核理研からのひとことで3日間に亘る研究会を閉じました。また、研究会冒頭では世話人の提起で、参加者一同が故玉垣先生に黙とうを捧げました。

この報告書は研究会の主旨、プログラム、講演要旨、寄せられたメッセージ、及び参加者リストを収録したものです。掲載するのが遅くなってしまいましたが、どうか研究交流、思い出の一コマとして御活用下さい。追悼の意味でも、研究の歴史や前線の紹介という面でも、なかなか読ませる内容だと思っています。

最後になりましたが、この研究会を成功裡に導かれた参加者の皆さん、忙しい中でも原稿を寄られた全ての講演者、メッセージ等をお寄せいただいた方々に改めて感謝を申し上げます。また、京都大学基礎物理学研究所の後援、そして、研究会の実務を支えていただいた物理教室秘書の横田さん、基研秘書の信原さん、京大核理研院生の皆さんに、この場を借りて厚く御礼を申し上げます。

2015年10月28日 研究会世話人一同

延与佳子、大久保茂男、大西明、加藤幾芳、国広悌二、菅沼秀夫、鈴木英之、高塚龍之*、巽敏隆、東崎昭弘、西崎滋、初田哲男、藤原義和、堀内昶、武藤巧、元場俊雄、山本安夫、和田正信 (五十音順、*代表者)

*）なお、御参考までに、故玉垣先生追悼では次の寄稿や研究会での講演も行われています。

- 1) 「玉垣先生を偲んで」 高塚龍之、巽 敏隆 日本物理学会誌 Vol. 70, No. 6 (2015) 458.
- 2) 「追悼：玉垣良三先生」 初田哲男、大久保茂男、高塚龍之、国広悌二 原子核研究 Vol. 60, No. 1 (2015) 156.
- 3) 新学術領域研究会「中性子星核物質」(2015. 3. 12-14, 基研)

<http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/nstar/symposium/NSmatter201503.html>

□研究会案内

***** 玉垣さんを偲ぶ研究会 *****

「原子核・クォークと中性子星 --- これまでとこれから ---」

日程 2015年6月11日(木) 13時—13日(土) 16時

会場 京都大学基礎物理学研究所 パナソニックホール

玉垣良三先生(京都大学名誉教授)が今年1月11日、逝去されました。故人の遺徳を偲び、核物理の今後を考える研究会を、有志の協力・共同でもちたいと思います。

玉垣さんは(いつものように、こう呼ばせていただきます)、核力・クラスター・高密度核物質・中性子星・クォーク核物理と実に広い分野で、世界に先駆けたそして流れを創る研究を展開されるとともに、その過程で多くの後進を育てられました。また、国際会議SENS90など様々な研究集会の主宰、物理学会理事、基研・核研・RCNP運営委員などを通じ、学術体制や共同利用研の発展にも大きく貢献されました。玉垣さんが展開された研究、研究者社会での活動、核物理研究への影響などを思うとき、その存在の大きさに改めて畏敬の念を覚えます。

こうした思いから、玉垣さんが拓き係った研究分野の全体を俯瞰し、核物理の今後の発展方向を探る機会を持つことは大変意味のあることであり、また、追悼にもなろうと考え、標記の研究会を企画しました。この研究会が、「これまで」にとどまらず、「これから」を語り、議論することを通して、今後の核物理発展の一助になることを願っています。古手は勿論、「これから」に関心のある多数の中堅・若手研究者の積極的参加を期待いたします。

尚、この研究会は京都大学基礎物理学研究所の後援のもとに開かれます。

*参加ご希望の方は添付の「参加申し込み」にて5月23日(土)までにご回答ください。

2015年4月27日 世話人一同

延与佳子、大久保茂男、大西明、加藤幾芳、国広悌二、菅沼秀夫、鈴木英之、高塚龍之*、巽敏隆、東崎昭弘、西崎滋、初田哲男、藤原義和、堀内昶、武藤巧、元場俊雄、山本安夫、和田正信 (五十音順、*代表者)

***** 玉垣さんを偲ぶ研究会 *****

原子核・クォークと中性子星 ―― これまでとこれから ――

日程 2015年6月11日(木) 13:30—13日(土) 16:00

会場 京都大学基礎物理学研究所 パナソニックホール

プログラム

* トーク () 内は議論を含む持ち時間 (分)

6月11日(木)

○13:00 受付

○13:30—13:45 開会 (はじめに; 世話人、基研からひとこと)

高塚龍之 (世話人)、 佐々木節 (基研所長)

<セッション1: 中性子星と現象 (1)> 13:45—15:40 座長: 巽 敏隆 (京大理)

○13:45 鈴木英之 (東京理科大)

超新星爆発と中性子星 (40)

○14:25 板倉数記 (KEK 素核研)

中性子星・マグネター周辺で起こる強磁場に由来する現象 (25)

○14:50 益田晃太 (東大理)

中性子 3P2 超流動体における磁場の効果 (25)

○15:15 吉池 遼 (京大理)

非一様カイラル相におけるクォーク物質の磁性 (25)

————— 休憩 (15:40—16:10 ; 30分) —————

<セッション2: 中性子星と現象 (2)> 16:10—17:40 座長: 鈴木英之 (東京理科大)

○16:10 鶴田幸子 (モンタナ州立大)

Thermal Evolution of Neutron Stars (40)

○16:50 野田常雄 (久留米工業大)

中性子星の冷却と高密度核物質の状態 (25)

○17:15 祖谷 元 (国立天文台)

中性子星クラスト振動と電子遮蔽効果 (25)

6 月 12 日(金)

<セッション3 : 高密度核物質 (1) > 9:00—10:55 座長: 元場俊雄(大阪電通大)

- 9:00 国広悌二(京大理)
玉垣先生に学んだ原子核物理学---パイ中間子凝縮の物理を中心にして(40)
- 9:40 武藤 巧(千葉工大)
K 中間子凝縮と状態方程式 (25)
- 10:05 土手昭伸(KEK 素核研)
複素スケーリング法による“K⁻pp”の研究(25)
- 10:30 安武伸俊(千葉工大)
非球対称天体の構造と pasta 構造の双対性(25)

----- 休憩(10:55—11:25 ; 30 分) -----

<セッション4: クラスター核物理・不安定核> 11:25—12:55 座長: 東崎昭弘(阪大 RCNP)

- 11:25 堀内 昶(阪大 RCNP)
Nuclear Clustering—problems pioneered by Tamagaki(40)
- 12:05 船木靖郎(理研仁科 C)
ホイルバンドの性質と α 凝縮(25)
- 12:30 河野通郎(阪大 RCNP)
不安定核研究と玉垣先生: もう一つの原子核の極限状態(25)

----- 昼食 (12:55—14:20 ; 85 分) -----

<セッション5: 玉垣さんを語る (1)> 14:20—15:45 座長: 延与佳子(京大理)

- 14:20 池田清美(新潟大)
玉垣さんの励ましに応えての50年(仮題)
- 14:55 加藤幾芳(北大核データ C)
北大時代の玉垣さんについて(25)
- 15:20 藤井宏次(東大総合文化)
肝にすわる話 (25)

----- 休憩(15:45—16:05 ; 20 分) -----

<セッション6: 玉垣さんを語る (2)> 16:05—17:45 座長: 大久保茂男(阪大 RCNP)

- 16:05 和田正信(元日大理工)
玉垣さんの「理と情」(35)
- 16:40 高塚龍之(理研仁科 C)
研究者玉垣さんに思う---星霜45年、中性子星とともに--- (35)
- 17:15 自由討論(30) * 終了後、集合写真の撮影

***** 懇親会(18:00 — 20:00 ; サロン) *****

6月13日(土)

<セッション7: QCD・クォーク物質> 9:00-10:55 座長: 初田哲男(理研仁科C)

- 9:00 翼 敏隆(京大理)
非一様カイラル相転移の現状と今後(40)
- 9:40 李 東奎(京大理)
非一様カイラル凝縮相におけるランダウ・パイエルス不安定性(25)
- 10:05 柏 浩司(京大基研)
ゼロ及び虚数化学ポテンシャルを利用した非一様カイラル凝縮の計算における問題(25)
- 10:30 入谷 匠(京大基研)
カラー電束・ハドロン内部でのカイラル対称性の部分的回復(25)

----- 休憩(10:55—11:25 ; 30分) -----

<セッション8: 高密度核物質 (2)> 11:25—12:30 座長: 西崎 滋(岩手大人社)

- 11:25 大西 明(京大基研)
重イオン衝突から中性子星へ(40)
- 12:05 鷹野正利(早大理工)
エネルギー汎関数を用いた変分法による一様核物質状態方程式の研究(25)

----- 昼食(12:30—13:50 ; 80分) -----

<セッション9: 核力(バリオン力)とその起源> 13:30—15:45 座長: 和田正信(元日大理工)

- 13:50 初田哲男(理研仁科C)
QCDとバリオン間相互作用(40)
- 14:30 福川賢治(阪大 RCNP)
クォーク模型核力相互作用 f_{ss2} による核物質の状態方程式(25)
- 14:55 山本安夫(理研仁科C)
核力から中性子星 EOS(25)
- 15:20 菅沼秀夫(京大理)
バリオン中のクォーク閉じ込め~やっとできた玉垣先生との研究交流(25)

- 15:45-16:00 閉会(おわりに; 京大核理研からひとこと) 国広悌二(京大理)
-

□研究会に寄せて (メッセージ、他)

- 玉垣良三先生を偲ぶ 佐藤勝彦 (自然科学研究機構)
- 玉垣先生を偲ぶ 矢崎紘一 (理研仁科センター)
- 玉垣さんとのつながり 樋浦 順 (岩手大名誉教授)
- 玉垣先生を偲んで 田辺文也((株)社会技術システム安全研究所)
- 研究会の感想 勝間正彦 (大阪市立大学数学研究所)
- ハイパー核のクラスターモデル事始めと玉垣さん 元場俊雄 (大阪電気通信大学・工、退職)
- 玉垣先生の思い出 松井哲男 (放送大学)



故玉垣良三先生
(1995.3 定年退官時)



研究会集合写真 (2015.6.12)

参加者リスト

氏名	所属
相場 浩和	京都光華女子大学短期大学部
赤石 義紀	元・KEK
阿部 恭久	大阪大学核物理研究センター
李 東奎	京都大学理学研究科
池田 清美	新潟大学
石井 充	金沢工業大学
板倉 数記	高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所 理論センター
市川 隆敏	京都大学基礎物理学研究所
市村 宗武	理化学研究所仁科センター
糸永 一憲	岐阜大学教育学部物理研究室
今西 文龍	元・東京大学原子核研究所理論部
入谷 匠	京都大学基礎物理学研究所
延与 佳子	京都大学大学院理学研究科
大久保 茂男	大阪大学核物理研究センター
大西 明	京都大学基礎物理学研究所
岡本 良治	元九州工業大学
小川 洋子	大阪大学核物理研究センター
大日方 聡夫	元・日大理工学部
柏 浩司	京都大学基礎物理学研究所
勝間 正彦	大阪市立大学数学研究所
加藤 幾芳	北海道大学核データセンター
上門 和彦	理化学研究所初田量子ハドロン物理学研究
柄澤 真太郎	京都大学大学院理学研究科
国広 悌二	京都大学大学院理学研究科
河野 通郎	大阪大学核物理研究センター
近藤 祥夫	元京都女子大
酒井 俊太郎	京都大学大学院理学研究科
菅沼 秀夫	京都大学大学院理学研究科
鈴木 英之	東京理科大学
関口 仁子	東北大学大学院理学研究科物理学専攻
祖谷 元	国立天文台
高塚 龍之	理化学研究所
鷹野正利	早稲田大学理工学術院
竹重 聡史	京都大学基礎物理学研究所
巽 敏隆	京都大学大学院理学研究科
田辺 文也	(株)社会技術システム安全研究所
津江保彦	高知大学理学部
Sachiko Tsuruta	Montana State University
土居 孝寛	京都大学大学院理学研究科
東崎 昭弘	大阪大学核物理研究センター
土岐 博	大阪大学核物理研究センター
土手 昭伸	高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所 理論センター

相場 浩和	京都光華女子大学短期大学部
中里 健一郎	東京理科大学
中村 正信	大阪大学核物理研究センター
西崎 滋	岩手大学人文社会科学部
西山 和也	京都大学大学院理学研究科
野田 常雄	久留米工業大学
初田 哲男	理化学研究所仁科センター
原田 融	大阪電気通信大学数理科学研究センター
兵藤 哲雄	京都大学基礎物理学研究所
福川 賢治	大阪大学核物理研究センター
藤井 宏次	東京大学大学院総合文化研究科
船木 靖郎	理化学研究所仁科センター
古谷 博史	宮崎大学工学部
堀内 昶	大阪大学核物理研究センター
前澤 祐	京都大学基礎物理学研究所
益田 晃太	東京大学大学院理学系研究科
丸山 敏毅	日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター
水鳥 正二郎	関西福祉科学大学健康科学科
水野 義之	京都女子大学
宮本 貴也	京都大学基礎物理学研究所
明 孝之	大阪工業大学工学部 一般教育科
武藤 巧	千葉工業大学教育センター物理学教室
元場 俊雄	元・大阪電気通信大学
安武 伸俊	千葉工業大学2号館
藪 博之	立命館大学理工学部
山口 康宏	京都大学基礎物理学研究所
山田 泰一	関東学院大学理工
山本安夫	理化学研究所
吉池 遼	京都大学大学院理学研究科
吉田 侑太	京都大学大学院理学研究科
和田 正信	元・日本大学理工学部

超新星爆発と中性子星

東京理科大学理工学部 鈴木英之

中性子星の研究にも大きな業績を残された玉垣先生を偲び、本稿では中性子星の誕生に関わるテーマとして、超新星爆発について簡単な解説を行う。

図1は、超新星爆発に至る星の進化の模式図である。太陽質量 (M_{\odot}) のおよそ10倍を越える大質量星は、水素燃焼の段階(主系列星段階)の後、順次重い原子核を合成し玉ねぎ構造へと進化していく。核子あたりの結合エネルギーが最も大きい鉄族の原子核からなるいわゆる“鉄”コアが形成されると核融合でのエネルギー生成はなくなり、電子捕獲反応や原子核の光分解反応によってコアが重力崩壊することが知られている。内部コアの重力崩壊は、核密度に達するまで続き、中性子星の元となる原始中性子星が形成されるとともに、内部コアのバウンスで発生した衝撃波が外層を吹き飛ばし超新星爆発となる。これが、重力崩壊型超新星爆発(Core-collapse Supernova: CCSN)であり、中心には中性子星が残る。ただし、衝撃波が外層を吹き飛ばせなかった場合や、爆発はしたものの大量のガスが中性子星に降着する場合など、ブラックホールになってしまうこともある。観測的な分類としては、爆発時に水素外層が残っていればII型超新星となるが、恒星進化途中の質量損失によって水素層を失っている場合がIb型超新星、ヘリウム層まで失っている場合がIc型超新星にあたる。一方、太陽のような低質量星は、炭素・酸素コアの段階で電子の縮退圧が支配的となり低温でも重力との力学平衡が保てるようになるため、白色矮星となってその進化を終える。ただし、伴星からの質量供給によって質量増加が起こる近接連星系白色矮星は、限界質量(チャンドラセカール質量)に達するときに、内部で炭素の核融合が暴走し、星が粉々に飛び散ってしまう。これがIa型超新星爆発であり、宇宙膨張則の決定など宇宙論の研究に欠かせない現象になっている。

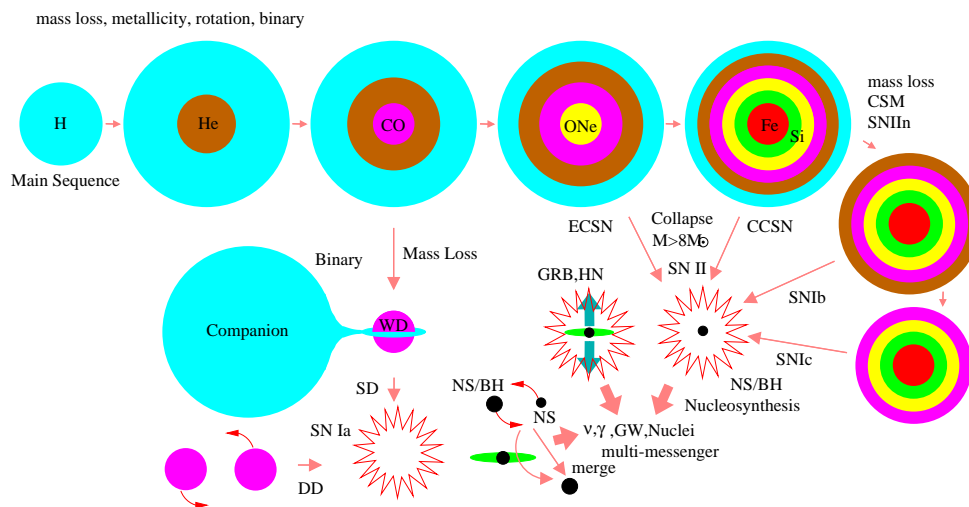


Figure 1: 星の進化と超新星爆発

次に、中性子星が形成される重力崩壊型超新星爆発について、数値シミュレーションの現状について紹介する。まず $8-10M_{\odot}$ の星の一部は、酸素・ネオンコアの段階で電子捕獲反応に起因して重力崩壊を起こすと考えられ、球対称の相対論的ニュートリノ輸送と流体動力学を組み合わせた数値シミュレーションで爆発することが示されている。たとえば、Kitaura *et al.* 2006 は、ニュートリノ加熱と爆発時の核反応を考慮した計算結果を示し、爆発エネルギーは $O(10^{50})\text{erg}$ と通常観測されている爆発エネルギー ($O(10^{51})\text{erg}$) より一桁小さいが、蟹パルサーの起源として妥当ではないかとしている。一方、鉄コアが形成されるケースについて、一般相対論的な球対称シミュレーションでは、衝撃波が外部コアの途中で止まってしまい、爆発しない。これに対し、隣の大マゼラン星雲で起こった超新星 1987A の光学的な観測などによって、超新星の非球対称性が着目されるようになり、二次元や三次元の数値シミュレーションによって衝撃波が復活し爆発するメカニズムの研究が行われている。代表的な非球対称効果としては、自転や磁場の他、対流や停滞衝撃波の不安定性 (Standing Accretion Shock Instability: SASI) などがあり、対流も原始中性子星内部の対流と、衝撃波背面領

域の対流が議論されてきた。前者の対流は、原始中性子星内部の熱エネルギーを効率よく表面に運び、表面からのニュートリノ光度を高めることで、衝撃波背面の物質のニュートリノ加熱を強める効果がある。一方、後者はニュートリノ加熱領域で加熱された物質を衝撃波の停滞領域に運ぶ効果に加え、衝撃波領域から原始中性子星に降り積もっていく物質の降着時間を延ばすことによって正味の加熱量を増やす効果がある。SASIも同様に、降着物質の加熱領域での滞在時間を延ばすことで、ニュートリノ加熱を強める。球対称の一次元計算に比べ、多次元の数値シミュレーションはまだ簡易的なニュートリノ輸送を組込んだものしか行われていないが、二次元/三次元の数値シミュレーションで爆発するモデルが多くなってきているのが現状である。ただし、長い時間のシミュレーションが行えておらず、爆発エネルギーが観測値 $O(10^{51})$ erg より小さかったりして、じゅうぶんに観測を説明できるモデルは確立していない。また、二次元計算と三次元計算の結果の比較も行われているが、次元と計算結果の関係の議論(たとえば, Takiwaki *et al.* 2014)も収束しておらず、さらなる多次元効果の研究が必要とされている。

一方、爆発のしやすさ、爆発エネルギー、爆発して中性子星を残すのかあるいはブラックホールになってしまうのかを決める要因についても、議論が行われている。たとえば、近年の星の進化計算によると、爆発のしやすさに関するコア周辺の密度勾配の大きさが、進化途中の質量放出の影響で星の初期質量と単調な関係にはないことが明らかになってきた(たとえば, Pejcha and Thompson 2015)。同様に準解析的なモデル研究では、残される中性子星の質量も、星の初期質量とは単調な関係ではなさそうである。初期質量に代わる比較的良好な指標として注目されているのが、Compactness parameter (特定の質量座標点での質量と半径の比)であるが、複雑な物理が絡み合った超新星爆発の理解には、三次元のニュートリノ輸送をきちんと取り入れた数値シミュレーションが必要と言える。

状態方程式

超新星爆発や中性子星の物理を考えると、高密度物質の状態方程式が非常に重要になる。これまでもさまざまな状態方程式が研究されてきたが、2010年に太陽質量の約2倍の質量を持つ中性子星の存在が明らかになって以降、さらに活発な議論が行われている。中性子星の質量は連星系パルサーの公転運動に伴うドップラー効果の観測などから決まるが、半径は大気モデルなどの不定性により精度良く決まっていないのが現状である。多くの中性子星の質量と半径が同時に決定できれば、状態方程式を特定できるようになるわけであるが、現時点では状態方程式の不定性が大きく、多次元シミュレーションでも状態方程式によって爆発の成否が変わってしまう(例えば, Suwa *et al.* 2013)など影響が大きい。また、誕生後時間の経った中性子星の構造を議論するときは温度の影響が無視できるのに対し、超新星爆発の際は有限温度の効果も重要となる。そのため超新星数値シミュレーションで使える形式の状態方程式はまだ数が少なく、さまざまな核力の取扱い方や多体系の計算方法に基づく有限温度の状態方程式の系統的な研究はまだ充分に行われていない。このような状況でこれまで使われてきた代表的な超新星物質の状態方程式としては、(1)パラメータ化されたエネルギー密度を用いた Lattimer-Swesty の非相対論的状態方程式と(2)相対論的平均場理論による Shen らの状態方程式があげられる。これらは、温度 $0 \sim 10^2$ MeV、密度 $10^5 \sim 10^{15}$ g/cm³、陽子混在比 $0 \sim 0.6$ といった非常に広い状況に対して、自由エネルギー、内部エネルギー、圧力、エントロピー、化学ポテンシャルなどの状態量の他、存在する代表的な原子核の核種やその存在量を与えるものである。我々も、これらと異なるアプローチによる新しい状態方程式を作成し超新星への影響を調べようと、富樫、中里、鷹野らとの共同研究を進めてきた。現実的な核力とクラスター変分法を用いて一様相の状態方程式を求め、原子核の存在する非一様相は Shen らに倣いトーマス・フェルミ計算によって代表的な原子核を求めた。まもなく、超新星シミュレーションに使える数値テーブルの形で公開できる予定であり、Lattimer-Swesty や Shen らの状態方程式との比較を行おうとしている。例えば、対称エネルギーの差異に起因して、原始中性子星の表面近傍の原子核存在領域や存在する核種が、Shen らの状態方程式とは大きく異なることがわかった。これらが超新星や中性子星に及ぼす影響を調べていきたい。また、石塚を中心に、零温度の状態方程式も含む高密度物質の状態方程式のデータベース <http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/eos/> (Ishizuka *et al.* 2015) を公開した。

ブラックホールが形成されるケース

近年、比較的近傍の銀河で起こった超新星爆発の親星を爆発前の観測データから特定する研究が進み、爆発した親星として同定されたもののほとんどが $20M_{\odot}$ より軽いとされている (Smartt 2015)。爆発せずにブラックホールになってしまうケースや、爆発しても原始中性子星に大量の物質が降着してブラックホールになるケースも考えられ、現在はこれらも重要な研究対象になっている。住吉ら (Sumiyoshi *et al.* 2006) は、球対称の一般相対論的ニュートリノ輻射流体計算によって、爆発せ

ずにブラックホールになるケースを調べ、いわゆる状態方程式の硬さによってブラックホール形成時刻が異なり、観測されるニュートリノバースト継続時間から状態方程式の情報が得られることを示した。また、中里ら (Nakazato *et al.* 2010) はハイペロンの出現する状態方程式とそうでない状態方程式でブラックホール形成時刻が似ているケースでも、密度や温度の時間発展の違いがニュートリノ観測イベントの時間発展に現れ、区別できる可能性があることを示した。すなわち、ブラックホール形成時のニュートリノバーストは、高密度物質の良いプローブといえるのである。さらに、過去の超新星爆発やブラックホール形成イベントで放出されたニュートリノは、宇宙膨張による赤方偏移を受けながら背景輻射になっているが、近い将来この超新星背景ニュートリノの観測が期待されている。ブラックホール形成イベントでは、状態方程式が硬く原始中性子星への質量降着が長時間続くと比較的平均エネルギーの高いニュートリノが大量に放出されるため、超新星背景ニュートリノへの寄与も無視できない (Nakazato *et al.* 2015)。

超新星ニュートリノデータベース

中性子星に関わる超新星などの天体現象は、電磁波に加えニュートリノや重力波による観測が期待されている。例えば、連星中性子星の合体に伴う重力波の観測では、中性子星の合体直前にみられる公転周期の chirp signal から二つの中性子星の質量がわかることが期待されている (Shibata 2005)。さらに、合体により直接ブラックホールになったのかあるいは大質量中性子星の形成後ブラックホールに崩壊したのかは、準周期的な重力波の有無で区別ができるので、その境界質量がわかれば状態方程式に関する重要な知見となる。一方、SN1987A 以来の超新星ニュートリノの観測も待ち望まれている。超新星ニュートリノの観測からどのような情報が引き出せるのかを系統的に調べるため、我々は中里を中心に超新星ニュートリノのデータベースを作成し公開した (<http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/snn/>, Nakazato *et al.* 2013)。このデータベースは、梅田らの恒星進化計算による複数の親星モデル ($M = 13, 20, 30, 50M_{\odot}$, 金属量 $Z = Z_{\odot}, 0.2Z_{\odot}$) の重力崩壊、衝撃波の伝播段階からのニュートリノを球対称シミュレーションで計算し、続く原始中性子星冷却段階からのニュートリノを準静的進化計算コードで計算したものである。本稿の前半で紹介したように例外を除いて球対称シミュレーションでは爆発しないので、シミュレーションには入っていない多次元効果を考慮し、衝撃波復活時間 t_{rev} におけるショックフロント内を切り出し、原始中性子星の初期モデルとした。すなわち、非球対称効果で衝撃波が復活して爆発すれば、衝撃波を覆っていた層は吹き飛ぶと考え、衝撃波復活時間 t_{rev} をパラメーターとして衝撃波の復活メカニズムの不定性を取り入れた。また、 $Z = 0.2Z_{\odot}, M = 30M_{\odot}$ は恒星進化途中での質量損失が少なく、非常に重いコアが重力崩壊するケースなので、爆発せずブラックホールを形成すると考えた。各モデルについて、電子型ニュートリノ、電子型反ニュートリノ、非電子型(反)ニュートリノのエネルギースペクトルの時間発展を数値データとして公開しているので、活用していただきたい。

今回紹介した研究の中で、自身の関係したものは中里、住吉、山田、富樫、鷹野、石塚、持田、竹原、山室ほかとの共同研究によるものであり、また科学研究費補助金 (26104006, 26105515) による成果でもある。この分野における玉垣先生のリーダーシップとともに、感謝申し上げたい。

参考文献

- Kitaura *et al.* 2006, *Astron. Astrophys.* 450, 345.
- Takiwaki *et al.* 2014, *Astrophys. J.* 786, 83.
- Pejcha and Thompson 2015, *Astrophys. J.* 801, 90.
- Suwa *et al.* 2013, *Astrophys. J.* 764, 99.
- Ishizuka *et al.* 2015, *Publ. Astron. Soc. Japan* 67, 13.
- Smartt 2015, arXiv:1504.02635.
- Sumiyoshi *et al.* 2006, *Phys. Rev. Lett.* 97, 091101.
- Nakazato *et al.* 2010, *Phys. Rev. D* 81, 083009.
- Nakazato *et al.* 2015, *Astrophys. J.* 804, 75.
- Shibata 2005, *Phys. Rev. Lett.* 94, 201101.
- Nakazato *et al.* 2013, *Astrophys. J. Suppl.* 205, 2.

中性子星・マグネター一周辺で起こる強磁場に由来する現象

板倉 数記¹ (KEK 理論センター)

中性子星、マグネターなどが持つ超強磁場のもとの初めて現れる興味深い現象について簡単に紹介する。

1 中性子星、マグネターの強磁場と、その「強さ」の意義

中性子星やマグネターの最も興味深く魅力的な性質の一つは、それらが持つ磁場の強さだと言える。それぞれの磁場は、 10^{12} Gauss、 10^{14-15} Gauss 程度と見積もられ、地球磁場の 1 Gauss 程度に比べれば如何に強い磁場であるかは明白である。ところが、このような強い磁場が生成する起源は（特にマグネターに対しては）現在でもその機構すら分かっていない。但し、どちらも超新星爆発の後に中心に生成するということから、爆発する前の星が持っていた磁場が爆発で絞られて強くなるという素朴な描像は、第ゼロ近似的なものとしては有り得るだろう（例えば 10 Gauss 程度の磁場を持つ太陽の磁場を保持しつつ中性子星サイズに縮小されれば、その磁場は 10^{11} Gauss 程度になる）。もちろん、この素朴な描像で実現可能な磁場をさらに強くする機構こそが問われているのではあるが、星の内部での磁場分布も全く未知の状況で様々な理論的描像を区別することは困難である。

中性子星、マグネターの磁場は日常的な感覚からしても、地球磁場に比べても非常に強いわけだが、実は物理的にはこの両者は大きく異なる。「強さ」を物理的に述べるには比較の対象とすべき量が必要だが、今の問題ではその役を果たすのは電子に対する「臨界磁場」 $B_c = m_e^2/e = 4.5 \times 10^{13}$ Gauss である。磁場中の電子の運動を考えたとき、この臨界磁場よりも場が強ければ、外部磁場の強さが結合定数 e の小ささを補って、外部磁場についての無限次の寄与を考慮しなくてはならなくなる。例えば、図 1 のように電子の伝播関数に対して外部磁場を摂動的に取り入れることを考えると、外部磁場の挿入 1 回につき、 $eB/m_e^2 = B/B_c$ という因子がかかることが分かる。つまり、外部磁場 B が B_c よりも強くなると、因子 B/B_c が 1 より大きくなり、より高次の効果が重要になる。結合定数に関して（特定の種類のダイアグラムだが）無限次まで足し上げる必要があるため、この効果は「非摂動的」であり、物理量における磁場の応答が 1 次ではないため、「非線形」でもある。このような強磁場による高次効果が効く領域の物理は「非線形 QED」と呼ばれる（非線形 QED を含む強い場の物理全般に関しての解説は [1] をご参照

$$1 + o\left(\frac{eB}{m_e^2}\right) + o\left(\left(\frac{eB}{m_e^2}\right)^2\right)$$

図 1: 強磁場中の電子の伝播関数。外部磁場の効果を摂動的に取り入れる。 $B > B_c = m_e^2/e$ では無限次までの足し上げが必要。

願いたい)。翻って、中性子星とマグネターの磁場 ($B_{\text{NS}}, B_{\text{magnetar}}$) を見ると、臨界磁場との関係は $B_{\text{NS}} < B_c < B_{\text{magnetar}}$ となり、中性子星とマグネターはどちらも強い磁場を持つものの、質的に異なる現象が現れる可能性がある。従って、中性子星とマグネターの観測を比較しつつ何が起きているのかを考察することは非常に重要であるということがわかるだろう。例えば、中性子星に見られない

¹e-mail address: kazunori.itakura@kek.jp

マグネターの特徴として小規模な爆発を頻繁に起こすというものがある。それがマグネターの磁場が臨界磁場を超える事による現象である可能性を考えるのは自然だと思われる。

本稿では中性子星・マグネター「周辺」で起こる強磁場起源の物理を紹介する。ハドロン物理で中性子星・マグネターを研究するアプローチとしては、高密度核物質や中心部で生成する可能性のあるクォーク物質の性質を議論するというものが主流であろうが、星の「周辺」を研究することにも物理学において十分な意義が存在することを短く説明しておこう。まず、現象自体の面白さが挙げられる。強い場がバルクに存在することによって光が分裂したり何もないのに屈折したりと通常ではありえない現象が起こるのである。次に、中性子星・マグネターの磁場を決定する方法は回転周期の時間変化率を双極子磁場のエネルギー損失と解釈して決めるといった間接的なものばかりだが、強磁場に起因する物理を用いれば周辺磁場の強さが直接的に決まる可能性があり、中性子星・マグネターの物理に対するより正確な理解が得られる。また、強磁場、強電場に起因する物理に対する理解が深まることは、重イオン衝突の初期過程 [1]、宇宙初期における相転移といった他の極限状態における物理の理解に繋がると言える。さらに、星の内部を知るといふ困難な問題に対する鍵になる可能性がある。例えば、フレア現象や周辺の正確な物質分布、磁極からのビームの生成機構、内部の渦構造と相関を持つ磁場構造などは強磁場の関係する「周辺」現象だが、内部の状態を反映している。

2 強磁場下で起こる様々な現象

強い場の下での非線形現象で確実に分かっていることは多くはない。その中でも、古くから理解されているのは、場が空間的にも時間的にも一定の場合の有効作用で、いわゆる Euler-Heisenberg 作用と呼ばれるものである。場の理論的には電子の 1 ループで外場が tree 的に生えているダイアグラムを無限次まで足し上げて得られるものだが、その結果、Maxwell 方程式を与える部分以外に、電磁場に関して高次の効果を含み、例えば低エネルギーでの光子・光子散乱、後述の光子の屈折率変化、光子分裂などが記述される。中でも有名な現象は電場から電子・陽電子対が生成する Schwinger 機構であり、有効作用の虚部が出現することで真空の不安定性として記述される。ここでは紙数の都合により詳細は立ち入ることをしないがこれらについてはレビューが多く書かれているので、文献 [1] における参考文献を参照されたい。以下では、Euler-Heisenberg 作用を超えた最近の知見を紹介する。

2.1 光子の真空複屈折と電子・陽電子対への崩壊

強磁場ではじめて可能になる非線形 QED 効果の典型的かつ重要な例として、光子の真空複屈折と電子・陽電子対への崩壊がある。どちらも図 2(a) に示す、外部磁場中の電子の 1 ループの真空偏極ダイアグラムを評価して得られる。光子の運動量・エネルギーが大きい場合は、Euler-Heisenberg 作用では記述できず、別途独立な計算が必要だ。強磁場中を光子が伝搬すると、物質が存在しなくとも、二つの物理的モードの両方が 1 でない屈折率を持つようになり（真空複屈折）、光子のエネルギーが十分大きいと電子・陽電子の対に崩壊することすら可能になる。屈折率の変化は強磁場天

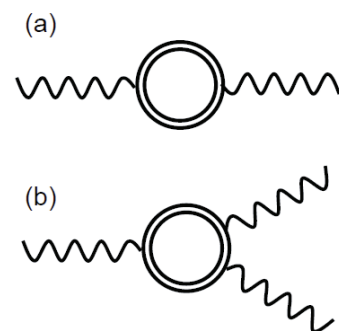


図 2: (a) 光子の真空偏極、(b) 光子の分裂。二重線は磁場中の電子 (図 1)。

体付近のみに存在するので、そこからの放射はその磁場によるレンズ効果で歪められることが予想される。最近、服部と板倉は、光子の複屈折と崩壊についての（1ループでの）完全な解析的記述を得ており [2]、今後はそれに基づいて強磁場天体に対する応用が可能な段階にある。しかし、中性子星・マグネター周辺は磁場のみがある真空状態ではなく、電子や陽電子を含む磁気圏が存在すると考えられている。従って、有限密度の効果を考慮する必要があると有り、現在そのような評価を進めている。また、複屈折などを受ける二つの物理的モードは磁場の方向に対して垂直、平行方向の偏光モードに相当することに注意すると、強磁場領域を抜け出した光子は有効的に偏極することが予想される。つまり、強磁場天体からの放射の持つ偏極を測定することは、磁場の効果を定量的に見積もることにもなる。

2.2 光子の分裂

一方、図 2(b) に示す、**光子の分裂**も磁場中では可能になる。これが起こると例えば何らかの原因で生じた高エネルギーの光子群が、分裂しながらそのエネルギーをソフト化しつつ光量を増大させていくという状況が実現する可能性がある。これはマグネターからの放射の特徴として、高エネルギー成分が非熱的な分布をしており、より高エネルギー成分が増大するという観測と無矛盾な描像であると考えられており、より現象論的な解析が待たれる。実は、光子分裂の振幅の計算は極端にエネルギーの低い所や強い磁場の極限などでしか解析されておらず、知りたい運動学的領域での結果が無い。現在、服部氏と共に丁寧な解析を行っているので、近いうちに報告ができると見込んでいる。

3 最後に

玉垣先生とは直接的な交流は残念ながら持てなかったが、最近では中性子星・高密度物質を研究する京都の皆さんとの交流という形で、間接的に玉垣先生に接し、多くを学んで来れたように思う。実際、基研にポストドクで滞在していた時は理学部の HD セミナーに参加し、既に玉垣先生はいらっしゃらなかったものの、研究室として物理を作り上げて行こうという雰囲気や物理に対する姿勢などに大変感銘を受けたのを記憶している。直接的に指導を受けていない私の様な者でも、このように玉垣先生の影響を感じている者がいるということを知っていただければ幸いである。今後も、中性子星・高密度物質の関係で研究を続けていきたいと考えているので、玉垣先生の遺された論文や、京大理学部の関係の皆様から学ばせていただくことは多いただろう。この場を借りて、感謝を申し上げたいと思う。長い間、お疲れ様でした、そして有難うございました。

参考文献

- [1] 板倉数記『強い場の物理とそのハドロン物理への応用』原子核研究 第 59 巻 suppl.1, 3 ページ (2015 年) (2014 夏の学校特集号)
板倉数記『「強い場の物理」から見た高エネルギー重イオン衝突』原子核研究 57 巻 1 号 46 ページ (2012 年)
- [2] K. Hattori and K. Itakura, *Annals Phys.* **330** (2013) 23 [arXiv:1209.2663 [hep-ph]], K. Hattori and K. Itakura, *Annals Phys.* **334** (2013) 58 [arXiv:1212.1897 [hep-ph]].

中性子 3P_2 超流動体における磁場の効果

益田晃太 (東大理、理研仁科セ)、新田宗土 (慶應大日吉物理)

中性子 n は実験室系での散乱エネルギー E_{nn}^{LAB} が約 170MeV を超えるような $0.7\rho_0$ (ρ_0 :原子核密度、 $0.17/\text{fm}^3$) 以上の高密度状態で 3P_2 状態の超流動状態を実現することが玉垣らの先駆的な仕事によって理論的に提唱されている [1,2,3]。このことは通常最も強い引力を受ける 1S_0 状態の引力性が高密度では斥力芯の影響により弱まり、一方で高密度で支配的になるスピン軌道相互作用を通して 3P_2 状態が最も強い引力を受けることから定性的に理解することが出来る。よって $0.7\rho_0$ 以上であることが予測される中性子星のコア部分では中性子 3P_2 超流動体を実現することが期待されている。また中性子星は高速回転しているために、この中性子 3P_2 超流動体に渦が生成され渦糸格子を形成する。また、相転移でも Kibble-Zurek 機構により渦が生成される。本講演ではこの中性子 3P_2 超流動体の基底状態、渦のもつ性質について議論する。

3P_2 超流動体はスピン軌道相互作用を含む以下のハミルトニアン H

$$H = \int d^3\rho \psi^\dagger \left(-\frac{\nabla^2}{2m} - \mu \right) \psi - \frac{1}{2} g T_{\alpha\beta}^\dagger(\rho) T_{\alpha\beta}(\rho) \quad (1)$$

$$T_{\alpha\beta}^\dagger(\rho) = \psi^\dagger(\rho\sigma) t_{\alpha\beta}^*(\nabla\sigma\sigma') \psi^\dagger(\rho\sigma'). \quad (2)$$

$$t_{\alpha\beta}(\nabla\sigma\sigma') = \frac{1}{2} (S_\alpha(\sigma\sigma') \nabla_\beta + \nabla_\alpha S_\beta(\sigma\sigma')) - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} \mathbf{S} \cdot \nabla \quad (3)$$

$$S_\alpha \equiv i\sigma_y \sigma_\alpha \quad (\alpha = x, y, z) \quad (4)$$

(ψ : 中性子場、 μ : バリオン化学ポテンシャル、 m : 中性子質量、 σ_α : パウリ行列) で記述することが出来 [4]、ここから得られる Gorkov 方程式をギャップパラメータ $\Delta_{\alpha\beta} \equiv g\langle T_{\alpha\beta} \rangle$ で展開することにより Ginzburg-Landau(GL) 方程式が得られる。特に BCS limit (weak coupling limit) ではその係数まで得ることが出来る。GL free energy F は

$$\Delta = \sum_{\mu\nu} i\sigma_\mu \sigma_y A_{\mu\nu} k_\nu \quad (5)$$

で定義されるテンソル A で

$$F = \int d^3\rho f_4 + f_6 + f_B \quad (6)$$

$$f_4 = \alpha \text{Tr} A A^\dagger + K_1 \partial_i A_{\mu\nu} \partial_i A_{\mu\nu}^\dagger + K_2 (\partial_i A_{\mu i} \partial_j A_{\mu j}^\dagger + \partial_i A_{\mu j} \partial_j A_{\mu i}^\dagger) + \beta [(\text{Tr} A A^\dagger)^2 - \text{Tr} A^2 A^{\dagger 2}]$$

$$f_6 = \gamma [-3(\text{Tr} A A^\dagger) |\text{Tr} A A^\dagger|^2 + 4(\text{Tr} A A^\dagger)^3 + 12(\text{Tr} A A^\dagger)(\text{Tr} A A^\dagger)^2 + 6(\text{Tr} A A^\dagger) \text{Tr}(A^2 A^{\dagger 2}) + 8\text{Tr}(A A^\dagger)^3 + 12\text{Tr}[(A A^\dagger)^2 A^\dagger A] - 12\text{Tr}[A A^\dagger A^\dagger A^\dagger A A] - 12\text{Tr} A A (\text{Tr} A A^\dagger A A)^*]$$

表 1 GL free energy F の係数 (BCS limit、 $N(0)$: フェルミ面での状態密度、 F_a : Landau parameters)

α	$K_1 = K_2$	β	γ	g_B
$\frac{N(0)}{3} \frac{T-T_c}{T} k_F^2$	$\frac{7\xi(3)}{240m^2} \frac{N(0)}{(\pi T_c)^2} k_F^4$	$\frac{7\xi(3)}{60} \frac{N(0)}{(\pi T_c)^2} k_F^4$	$-\frac{31}{16} \frac{\xi(5)}{840} \frac{N(0)}{(\pi T_c)^4} k_F^6$	$\frac{7\xi(3)}{24} \frac{N(0)}{(\pi T_c)^2} \frac{(\gamma\hbar)^2}{2(1+F_a)^2} k_F^2$

$$f_B = g_B H_\mu (AA^\dagger)_{\mu\nu} H_\nu$$

と書くことができる (H : 磁場)。係数を表 1 にまとめた。基底状態はこの式 (??) を最小化することにより求めること出来、一般に $r \in \mathbb{R}$ を用いて

$$A \propto \begin{pmatrix} 1 & & \\ & r & \\ & & -1-r \end{pmatrix}, \quad -1 \leq r \leq -\frac{1}{2} \quad (7)$$

と書ける。基底状態の持つ対称性は r により分類することが出来る。表 2 にまとめた。

次に回転起因の渦を考える。中性子 3P_2 超流動体に入る渦本数 N_v は

$$N_v \equiv 1.9 \times 10^{19} \left(\frac{1\text{ms}}{P} \right) \left(\frac{m}{900\text{MeV}} \right) \left(\frac{R}{10\text{km}} \right) \quad (8)$$

(P : 中性子星の周期、 R : 超流動体の半径) と計算でき、ここから渦間距離はおよそ 10^{-6}m と計算できる。一方でこの値は相関長 $\xi \sim 10\text{fm}$ に比べ非常に大きいため、無限系を考えることにする。整数渦の解

$$\begin{aligned} A^{(x,y,z)} &= \sqrt{\frac{|\alpha|}{6\beta}} R A^{(\rho,n\theta,z)} R^T e^{i\theta} \\ &= \sqrt{\frac{|\alpha|}{6\beta}} R \begin{pmatrix} f_1 & i g e^{im\theta} & 0 \\ i g e^{im\theta} & f_2 & 0 \\ 0 & 0 & -f_1 - f_2 \end{pmatrix} R^T e^{i\theta}, \quad R = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

($n, m \in \mathbb{Z}$) を構成する。具体的に磁場 H を z 軸に沿って 10^{15}Gauss 加えた場合を考えてみる。無限遠方におけるテンソル A の境界条件は式 (??) から得られる基底状態であると考え、更に運動項を考慮すれば境界条件 $A_{\text{BC}}^{(x,y,z)}$ は (x, y, z) で対角化され

$$A_{\text{BC}}^{(x,y,z)} = \sqrt{\frac{|\alpha|}{6\beta}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & r_{\text{tot}} & \\ & & -1 - r_{\text{tot}} \end{pmatrix} e^{i\theta}, \quad r_{\text{tot}} = -0.571959 \quad (9)$$

表 2 対称性による基底状態の分類

r	Phase	G/H	実現条件
-1	Uniaxial (UN)	$U(1) \times SO(3)/D_\infty$	6 次項
$-1 < r < -1/2$	Dihedral-2	$U(1) \times SO(3)/D_2$	運動項
$-1/2$	Biaxial (BN)	$[U(1) \times SO(3)]/D_4$	磁場項

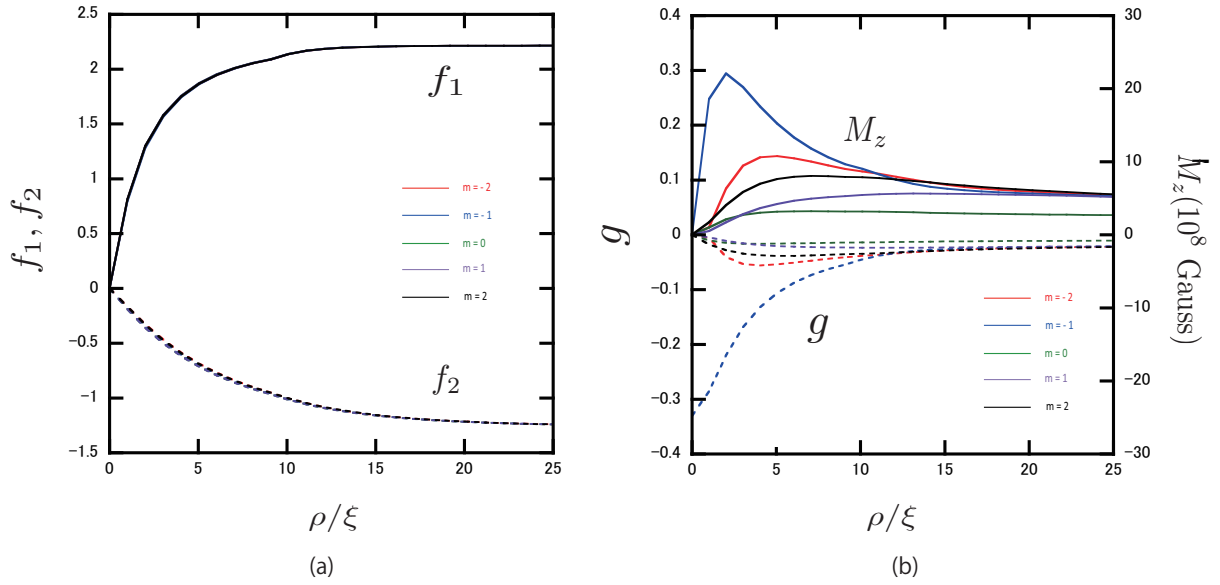


図1 (a) 実線 $f_1(\rho)$ 、点線 $f_2(\rho)$, (b) 点線 $g(\rho)$ 、実線 $M_z(\rho)(10^8\text{Gauss})$ 。赤線: $m = -2$, 青線: $m = -1$, 緑線: $m = 0$, 紫線: $m = 1$, 黒線: $m = 2$ 。

と書けることをエネルギーを最小化することにより求めることが出来る。渦コアでの境界条件は一価性、もしくは $m = -1$ の時は $\frac{\partial g}{\partial \rho}(\rho = 0) = 0$ を課すことにより定まる。図 1(a) 実線、点線、(b) 点線に $-2 \leq m \leq 2$ の場合に f_1, f_2, g を渦コアの中心からの距離として示した。最後に渦コアに生じる自発磁化 $M(\rho)$

$$M = \frac{\gamma \hbar}{2} \sigma, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \sigma &= \int \frac{d\Omega}{4\pi} \text{Tr}(\sigma \Delta \Delta^\dagger) T \sum_n \int d\xi N(0) \frac{i\omega_n + \xi}{(\omega_n^2 + \xi^2)^2} \\ &= \frac{4}{9} N'(0) \frac{|\alpha|}{6\beta} g(\rho) (f_1(\rho) - f_2(\rho)) \cos m\theta \hat{z} \end{aligned} \quad (11)$$

の大きさを計算する。この自発磁化の発生は 1S_0 には見られない現象である。自発磁化の z 成分 M_z を渦コアからの距離の関数として図 1(b) 実線に示した。自発磁化の最大値 M_z^{\max} は

$$M_z^{\max} \sim 10^{8-9} \text{ Gauss} \quad (12)$$

となる。

- [1] R. Tamagaki, PTP 44 (1970), 905
- [2] T. Takatsuka and R. Tamagaki, PTP 46 (1971), 114
- [3] T. Takatsuka, PTP 47 (1972), 1062
- [4] R. W. Richardson, Phys. Rev. D. 5 (1972), 1883
- [5] J. A. Sauls and J. W. Serene, Phys. Rev. D. 17 (1978), 1524

非一様カイラル相におけるクォーク物質の磁性

吉池 遼 (京大理)、西山 和也 (京大理)、巽敏隆 (京大理)

有限温度、有限密度の QCD 相図において様々な相の存在が予言されているが、近年クォーク凝縮が空間的に非一様になった非一様カイラル相の存在がいくつかのモデル計算から示唆され、その性質について精力的に研究されている [1]。また外部磁場中のクォーク物質の振る舞いについても興味深いトピックの一つであり、古くから様々な現象が解析されている。そこで本研究では、非一様カイラル相にあるクォーク物質の外部磁場に対する応答に焦点を当てる。

有限密度のクォーク物質を解析するために、ここでは 2-フレーバーの massless Nambu-Jona-Lasinio(NJL) 模型に平均場近似を課した模型を用いる。また非一様なクォーク凝縮としては “dual chiral density wave” (DCDW)[2] と呼ばれる、

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle + i\langle \bar{\psi}i\gamma^5\tau_3\psi \rangle = -\frac{m}{2G}e^{iqz}, \quad (1)$$

という構造を仮定する。この凝縮の下では秩序変数として振幅 m と波数 q の二つが存在する。ここで G は NJL 模型の相互作用の結合定数である。NJL 模型などの解析から DCDW 相は、QCD 相図中で従来想定されていた 1 次のカイラル相転移線の周りに現れることが示唆されている [2]。バリオン数密度に換算すると、ゼロ温度では標準核密度の 3~5 倍程度の領域に現れると言われている。このような密度領域は、中性子星内部にクォーク物質が存在した場合の密度に対応しており、中性子星内部では非一様カイラル相が実現しているのではないかと考えられる。

中性子星の未解決の問題の一つとして、中性子星に存在する強磁場の起源がある。巨視的な理論からいくつかの機構が提案されているが、いまだ解決に至ってはいない。そこで微視的な理論からこの起源を説明することを目指し、DCDW 相にあるクォーク物質の自発磁化の可能性を探ることが本研究の目的である。

今弱い磁場 B を外部から DCDW 相にかけたとする。熱力学ポテンシャル $\Omega(\mu, T, B; m, q)$ が与えられたとき、これを $\Omega(\mu, T, B; m, q) = \Omega^{(0)}(\mu, T; m, q) + eB\Omega^{(1)}(\mu, T; m, q) + \dots$ と磁場で展開する。さらに熱力学ポテンシャルを最小にするように各秩序変数を決め、 $[m, q](\mu, T, B) = [m^{(0)}, q^{(0)}](\mu, T) + eB[m^{(1)}, q^{(1)}](\mu, T) + \dots$ と同様に展開しておく。これらの秩序変数を代入し最小化された熱力学ポテンシャルを用いると、自発磁化は

$$M \equiv -\left. \frac{\partial \Omega_{\min}(\mu, T, B)}{\partial B} \right|_{B=0} = -e\Omega^{(1)}(\mu, T; m = m^{(0)}, q = q^{(0)}) \quad (2)$$

と計算される。このようにして B に関する 1 次の項 $\Omega^{(1)}$ の存在が重要であることがわかる。

$\Omega^{(1)}$ を計算する際には、以下のようなアノマリーの寄与を考慮しなければならない。磁場中の DCDW 相での一粒子エネルギースペクトルは参考文献 [3] で与えられており、最低ランダウ準位 (LLL) のスペクトルが正負非対称な構造を持っている。一般に非対称スペクトルが存在するときには、アノマリーから来る異常な粒子数が現れ [4]、カイラルアノマリーと関係があることが知られている [5]。DCDW 相におけるこの異常な粒子数密度は参考文献 [6] で議論されており、同様の寄与が $\Omega^{(1)}$ 中の LLL から来る部分にも現れる。 $\Omega^{(1)}$ の LLL 部分を具体的に書き下すと、

$$\Omega_{\text{vac}}^{(1),\text{LLL}} = -\frac{N_c}{4\pi} \int \frac{dp_z}{2\pi} \sum_{\epsilon} |\omega_{\epsilon}|, \quad (3)$$

$$\Omega_{\mu}^{(1),\text{LLL}} = -\frac{N_c}{2\pi} \int \frac{dp_z}{2\pi} \sum_{\epsilon} (\mu - \omega_{\epsilon}) \theta(\omega_{\epsilon}) \theta(\mu - \omega_{\epsilon}) + \frac{\mu N_c}{4\pi} \eta_H, \quad (4)$$

$$\Omega_T^{(1),\text{LLL}} = -\frac{N_c T}{2\pi} \int \frac{dp_z}{2\pi} \sum_{\epsilon} \ln(1 + e^{-\beta|\omega_{\epsilon} - \mu|}) \quad (5)$$

という 3 つに分割され、それぞれ真空、密度、温度による寄与を表す。ここで ω_{ϵ} は LLL のスペクトルを表し、 $\omega_{\epsilon=\pm 1} = \epsilon\sqrt{p_z^2 + m^2} + q/2$ である。さらに、 η_H による項がアノマリーの寄与を表し、

$$\begin{aligned} \eta_H &\equiv \lim_{s \rightarrow +0} \int \frac{dp_z}{2\pi} \sum_{\epsilon} |\omega_{\epsilon}|^{-s} \text{sign}(\omega_{\epsilon}) \\ &= \begin{cases} -\frac{q}{\pi} & (m > q/2) \\ -\frac{q}{\pi} + \frac{2}{\pi} \sqrt{q^2/4 - m^2} & (m < q/2) \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

となる。一方、残りの項はバレンスコークの寄与を表していると解釈できる。さらに LLL 以外の部分を合わせることにより、 $\Omega^{(1)}$ 全体は q に関する奇関数になっていることが分かる [7]。これは $q \neq 0$ でスペクトルの非対称性があるときのみ、 $\Omega^{(1)}$ が存在するということを表している。また、バレンスコークの寄与がないような状況 ($\mu < m - q/2, T = 0$) を考えると、(2) 式で与えられる自発磁化は、カイラルアノマリーから計算された異常な自発磁化 [5] と一致することも確かめられる。一方で、 $m \rightarrow 0$ の極限を考えると $\Omega^{(1)}$ も消えてしまう。この極限では凝縮が消え、凝縮の波数 q は非物理的な自由度になるということから、この振る舞いは物理的に整合的なものとなっている。このようにして DCDW 相にあるクォーク物質のみが自発磁化を持つことが分かる。

最後に自発磁化と秩序変数の数値計算結果の一例を図 1 に示す。確かにどちらの秩序変数もゼロでない DCDW 相の領域でのみ、自発磁化が発現していることが分かる。また、

温度の上昇とともに自発磁化の大きさは小さくなり、自発磁化の発現する領域も狭まっている。ここでゼロ温度かつ密度が一定で内部が全て DCDW 相になっているようなクォーク物質の球を考えると、この自発磁化の作り出す磁場は表面で最大 10^{16} G になると見積もることが出来る。これは中性子星の観測と大きな矛盾はないと思われるが、より現実的なセットアップの下で自発磁化を見積もり、観測と比較することが今後の課題である。

私は、玉垣さんとお会いする機会は残念ながらありませんでしたが、巽さんに指導していただいているという縁もあり、このような機会をいただいたことを感謝するとともに、玉垣さんのご冥福をお祈りいたします。

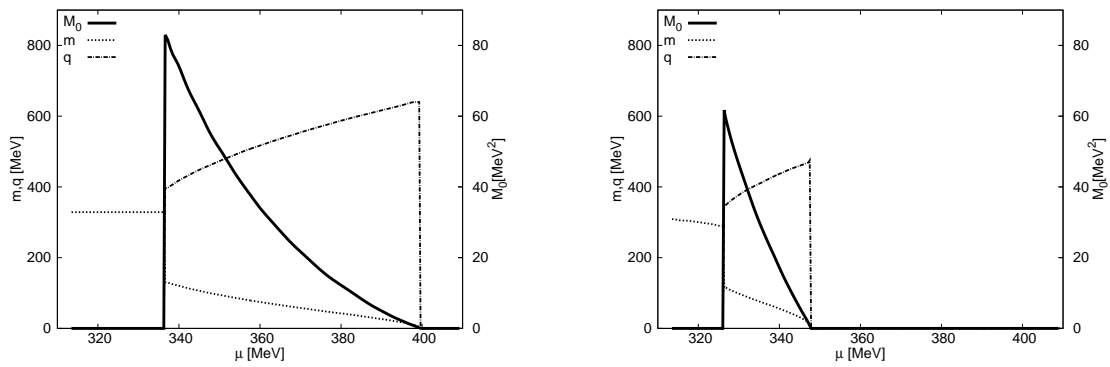


図 1 自発磁化と $B = 0$ での秩序変数の化学ポテンシャル依存性。左図は $T = 0$ 、右図は $T = 30$ MeV の場合を表している。

参考文献

- [1] M. Buballa and S. Carignano, Prog. Part. Nucl. Phys. 81, 0 (2015)
- [2] E. Nakano and T. Tatsumi, Phys. Rev. D 71, 114006 (2005)
- [3] I. E. Frolov, V. Ch. Zhukovsky and K.G. Klimenko, Phys. Rev. D 82, 076002 (2010)
- [4] A. J. Niemi and G. W. Semenoff, Phys. Rep. 135, 3 (1986)
- [5] D. T. Son and M. A. Stephanov, Phys. Rev. D 77, 014021 (2008)
- [6] T. Tatsumi, K. Nishiyama, S. Karasawa, Phys. Lett. B 743, 66 (2015)
- [7] R. Yoshiike, K. Nishiyama and T. Tatsumi, arXiv:1507.02110 (2015)

THERMAL EVOLUTION OF NEUTRON STARS

Tsuruta Sachiko (Montana State University)

1. Introduction

Since the first detection of thermal radiation directly from the surface of four neutron stars (NSs) by ROSAT, the number of NSs with detected thermal radiation, as well as the upper limits, has increased significantly, through recent observatories such as Chandra and XMM-Newton. We will first compare the observed temperature/luminosity of isolated NSs with thermal evolution theories. Then our comparison with theories will be extended to recently obtained data of SXTs in LMXB.

2. Isolated Neutron Stars

2.1 General Introduction

In our earlier studies on NS thermal evolution theories and comparison with observed temperature of isolated NSs (e.g., [1][2][3]), we concluded that some kind of fast cooling (which we refer to as 'nonstandard' cooling, for convenience), together with superfluid suppression of its neutrino luminosity (plus additional heating for some of hottest NSs) may be required. When these earlier studies were carried out, only the upper limit to temperature was available for Cas A NS. However, recently the detection (not just an upper limit) for the temperature of this NS, which showed that it is relatively hot, was reported. Moreover, possible fast flux decrease, over the last 10 years, was pointed out[4]-[6]. Any relevant thermal evolution theories must be consistent with this new constraint on Cas A NS, as well as the data of all other isolated NSs.

Therefore, recently we reexamined the whole NS thermal evolution theories in the light of this and other serious new developments[7]. Another important related new development is a convincing observational evidence that NS mass can be as high as $\sim 2M_{\odot}$ [8]. That means any acceptable equation of state (EOS) must have the maximum mass at least as large as $\sim 2M_{\odot}$. Hence we constructed, most recently, an EOS, referred to as ITN7, to satisfy this new requirement on the EOS. Using this EOS we expanded our earlier work by reexamining the whole NS thermal evolution theories, up-dating some input, and comparing the theoretical results with the observational temperature data of all isolated NSs, including the new Cas A NS detection data. Cas A is among the youngest supernova remnants, ~ 330 years old at the distance of ~ 3.4 kpc[9]. The NS in Cas A was first discovered in 1999 [10]. The latest data of Cas A NS [4]-[6] present the following properties: stellar mass of $1.5 - 2.4M_{\odot}$, radius of 8 - 17 km, effective surface temperature of $\sim 1.5 \times 10^6$ K, carbon atmosphere, and weak magnetic fields of 10^{11} Gauss.

2.2 Physical Model

We solved the standard basic general relativistic stellar structure-evolution equations (e.g., see [11]), adopting the 'exact' evolutionary method (i.e., without making isothermal approximations). The various ingredients of major microphysical input are: neutrino emissivity, both standard (e.g., modified Urca, neutrino bremsstrahlung, plasmon neutrino, etc.) and nonstandard (fast cooling involving direct Urca processes with hyperons, nucleons, pion and kaon condensates, etc.), superfluidity of constituent particles, etc. To

be consistent with the data of moderately cool (not cold) stars, e.g., Vela pulsar and PSR 1706-44, the nonstandard cooling has to be significantly suppressed. We applied possible suppression due to superfluidity of constituent particles. For nucleons the superfluid models adopted are OPEG-B [12] for neutrons and CCY (see, e.g., [11]) for protons. For nucleons we included additional neutrino emission due to Cooper pairing (e.g., see [13][14]), which can significantly enhance cooling, especially for neutron matter. In order to treat superfluidity of pion condensates we adopted the recent new work by Tamagaki & Takatsuka (2006) [15]. For heating, the vortex creep heating (e.g., [16][17]) is used. The new EOS adopted in our current work, ITN7, is based on the recent studies of nuclear theories and observational data. Specifically, this EOS was constructed by modifying the relatively stiff EOS ITN3 [3][12] by including additional Universal Three-Body Repulsion (UTBR) factors proposed by Takatsuka et al. (2008)[18]. This additional repulsive factor makes the model stiffer, less dense and larger in size. Consequently its maximum mass becomes $2.1M_{\odot}$. We constructed this stiff EOS, so that it is consistent with the recent observation of a NS with $\sim 2M_{\odot}$ [8]. Moreover, the model is based on most recent theoretical argument as to the importance of the effects of UTBR, and in this sense it is theoretically acceptable as well. Other microphysical input, such as opacity/conductivity, specific heats, etc., are similar to those in [2][3]. Further details are found in [2][3][7][11][15][17]. In our most recent work [7] we were to test a scenario where a larger NS with a stiff EOS can be consistent with the newest Cas A NS data when it goes through nonstandard cooling with significant superfluid suppression. As an example of such a nonstandard scenario we adopted cooling of a NS with its stellar core consisting of pion condensates, hereafter conveniently referred to, as ‘pion cooling’ [3][7][11]. In our current model NS matter transforms to pion condensates at density $3\rho_N$ (where ρ_N is the nuclear density)[7].

2.3 Results and Discussion

Figure 1 shows thermal evolution curves, where the surface photon luminosity to be observed at infinity (which corresponds to corresponding surface temperatures) is shown as a function of the stellar age. These curves are compared with the recently up-dated observational data on temperature/luminosity of NSs. These data are shown as bars and crosses for detections and downward arrows for the upper limits, respectively. The sources are: (A) CXO J232327.8 (Cas A), (B) RX J0822-4247 (in Puppis A), (C) 1E 1207.45-5209, (D) RX J0002+6246, (E) PSR 0833-45 (Vela pulsar), (F) PSR 1706-44, (G) PSR 0538+2817, (H) PSR 0656+14, (I) PSR 0630+1748 (Geminga), (J) RX J1856.5-3754, (K) PSR 1055-52, (L)RX J0720.4-3125, (1)PSR 0531+21 (Crab pulsar), (2) PSR J0205+6449 (in 3C 58), (3) PSR 1124-5916 (in G292.0+1.8), (4) PSR 1509-58 (in MSH-15-52), (5) RX J0007.0+7302 (in CTA 1), (6) PSR 1046-58 (Vela twin), (7) PSR 1823-13 (Vela-like), (8) PSR B2334+61, (9) PSR B1951+32 (CTB 80), (10) PSRJ0154+61, (11) PSR 2224+61, (12) PSR 2043+2740, (13) PSR 0628-28, (14) PSR 1929+10, and (15) PSR B0823+26. (See [2][3][7] for the details.)

In order for the model to be consistent with hotter pulsars such as Source B in Figure 1, frictional heating, with the heating parameter $K = 10^{37}$ ergs $m^{-3/2}$ s^{-2} (see, e.g., [11][17]), is adopted for the green dot-dashed curve which corresponds to hottest stars with $1.4M_{\odot}$. On the other hand, the next hot curve (black short dashed) is for the same mass star, with $1.4M_{\odot}$, but without heating. In these stars their central density is less than the transition density to pion condensates so that they are NSs cooling with the standard scenario. The cooler two curves (dashed and dot-dashed black) refer to stars with $1.5M_{\odot}$

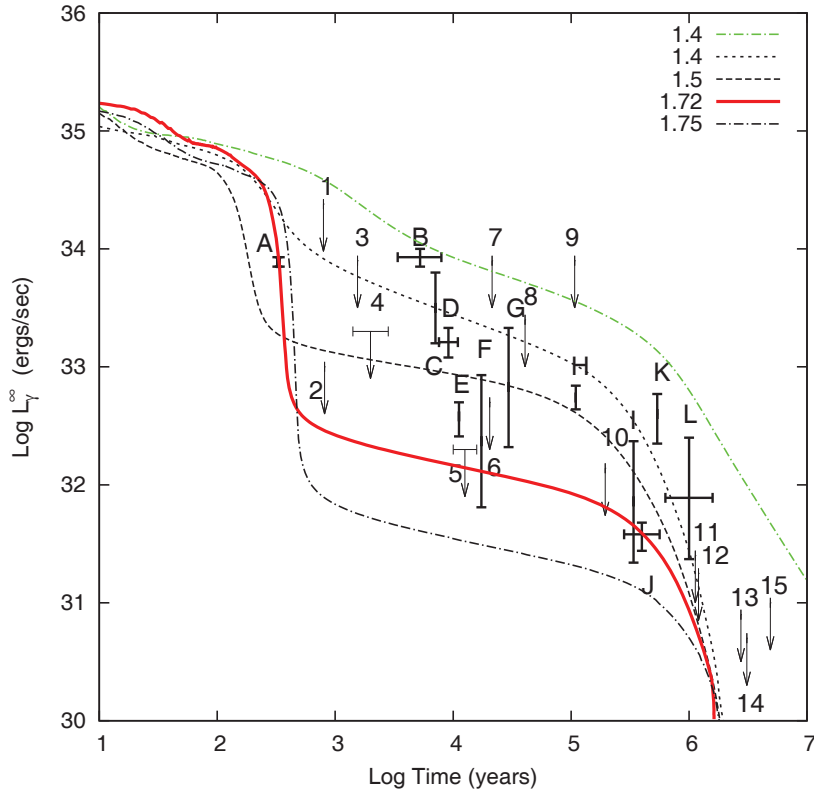


Figure 1: Thermal evolution of NSs with the TNI7 Model.

and $1.751M_\odot$, respectively, in the descending order. These stars go through pion cooling. Note that the neutrino luminosity of the $1.5M_\odot$ star is suppressed significantly due to superfluidity. For all these stars, except the stars corresponding to the red thick solid curve, we adopt regular Fe atmospheres and the crustal heavy element composition which becomes increasingly neutron-rich with increasing densities inward from the surface (see [3][11]). In order to test our NS model for the new Cas A NS data we calculated an additional model shown as the red thick solid curve in Figure 1, which is consistent with the observed Cas A NS data, marked A in Figure 1 [4]-[6]. It is a $1.72M_\odot$ star, with carbon atmosphere, the outer crust being moderately contaminated by carbon, stellar radius of 13.58km, and central density of $1.14 \times 10^{15} \text{ gm cm}^{-3}$. This star goes through superfluid-suppressed pion cooling with no heating in operation.

We see that all the data, including the latest Cas A NS detection data with fast cooling, agree very well with our current theoretical model. In this model the rapid cooling of Cas A NS is due to the thermal relaxation (which naturally causes rapid cooling of relatively hot stars) at around 330 years, the age of this star. Some authors (e.g., [4][19]) considered that thermal relaxation takes place too early (10 - 100 years), and offered other explanations. However, we note that all EOS these authors adopted have radii of less than $\sim 12\text{km}$. With our model, on the other hand, the Cas A NS has larger radius, 13.58 km, which explains why our relaxation time is somewhat longer. The main reason is that due to the repulsive nature of extra three-body forces (UTBR), our ITN7 EOS becomes stiffer - which results in larger, less dense stars (than e.g., ITN6u used earlier, in [2][3]), and hence thicker crusts (see, e.g., [7]).

Most recently it was pointed out by some observers who analyzed the same data, that the Cas A NS does not cool as rapidly as reported by by Shternin et al. (2011)[4] (see

Noda's contribution in this proceedings). As of now this issue is yet to be settled. So currently we calculated our model assuming the fast cooling. However, if the Cas A NS does not cool so fast, our qualitative picture will be still valid, with the modification that the EOS does not have to be as stiff as the model used here. Note that the new relatively hot temperature detection for Cas A NS itself is still universally accepted.

In our current work, as an example of relevant nonstandard cooling we chose pion cooling. This is because, first of all, the recently up-dated pion cooling scenario is still sound [3][7][15]. Secondly, some other options have potential problems (see, e.g., [1][3]). For instance, for the direct Urca with nucleons only (which is possible for higher proton concentration) and for kaon condensates the superfluid suppression is too weak [3][20]. The model presented above can apply to 'hyperon cooling' (cooling of a NS with a hyperon-mixed core) if superfluid suppression is effective [2], but that may not be the case due to the Nagara effect [21](i.e., the superfluid gap for Λ hyperons may be too weak), while the Σ hyperon gap is too large [12]. But this issue is not yet settled (e.g., R. Tamagaki, private communication). A possibility of quark cooling is reported by Noda et al. in this volume.

3 Soft X-ray Transients in Low-Mass X-Ray Binaries

Soft X-ray transients (SXT) are transient X-ray sources in low mass X-ray binaries (LMXB), where NSs go through transient short outburst activities caused by accreting gas from the surrounding disk, with long quiescent periods. Soft thermal X-rays emitted during the quiescent periods are thought to be from the stellar surface which is kept warm by crust heating caused by nuclear reactions of accreting matter sinking into the stellar crusts (e.g., see [25]). The quiescent X-ray flux in the steady equilibrium state is related to the average mass accretion rates (e.g. [26]). This relation depends on NS cooling mechanisms. By comparing this relation from theories with the observed data, we can significantly constrain NS cooling theories. The observed data, until recently, have been rather scarce. However, recently better data (e.g., see [27][28][29]) became available. We are currently in the process of comparing our NS thermal evolution models with these improved data [27].

From isolated NS thermal evolution studies we have noted that the existence of exotic particles may be required (see Section 2). However, this conclusion is based on the data of only a few sources (Vela pulsar and possibly PSR 1706-44 too), and hence it may be still tentative. The strength of the SXT project is that it offers additional useful constraints on this issue, in the following sense. There are several more SXT sources, e.g., NGC 6440, MXB 1659-29, etc., the intermediate temperature stars, which lie between the hot and cold sources ([27]; see also Figure 2 of [28]). These sources do require a nonstandard scenario with substantial superfluid suppression. They can not be explained either by low mass ordinary NSs undergoing standard cooling, nor by high mass stars with fast nonstandard cooling without significant suppression. However, we have already emphasized that the direct Urca involving both kaon condensates and nucleons can not be suppressed effectively (see, e.g., [2][3][20]). Then, for these sources we do definitely require nonstandard cooling with exotic particles where suppression can take place (e.g., pion cooling).

The conclusion is that the presence of 'exotic' particles, such as pion condensates, is indeed required.

We are grateful to our collaborators and colleagues for their contributions and useful

discussions. Special thanks are due to Drs. Takatsuka and Tatsumi, and the organizers and participants of this conference which we found very stimulating, exciting and useful.

References

- [1] S. Tsuruta, M.A. Teter, T. Takatsuka, T. Tatsumi, R. Tamagaki, R., *ApJ*, 571, L143 (2002)
- [2] S. Tsuruta, J. Sadino, A. Kobelski, A.C. Liebmann, T. Takatsuka, K. Nomoto, H. Umeda, *ApJ*, 691,621 (2009)
- [3] S. Tsuruta, in *The Present and Future of Pulsar Astronomy*, ed.W. Becker, Springer Lecture Series. ASAL (AIP), New York, p. 289 (2010); S. Tsuruta, in *Stellar Astrophysics, Proc. the 9th Pacific Rim Conf., APS Conference Series*, in press (2012)
- [4] P.S. Shternin, D.G. Yakovlev, C.O. Heinke, W.C.G. Ho, D.J. Patnaude, *MNRAS*, 412, L108 (2011)
- [5] W.C.G. Ho, C.O. Heinke, *Nature*, 462, 71 (2009)
- [6] C.O. Heinke, W.C.G. Ho, *ApJ*, 719, L167 (2010)
- [7] S. Tsuruta, M.T. Unver, A.C. Liebmann, K. Nomoto, in preparation (2015); M.T. Unver, PhD Thesis, Montana State University (2013)
- [8] P.B. Demorest, T. Pennucci, S.M. Ransom, M.S.E. Roberts, J.W.T. Hessels, *Nature*, 467, 1081(2010)
- [9] R.A. Fesen, et al., *ApJ*, 645, 283 (2006); J.E. Reed, J.J. Hester, A.C. Fabian, P.F. Winkler, *ApJ*, 440, 706 (1995)
- [10] H. Tananbaum, *IAU Circular* 7246, 1 (1999); J.P. Hughes, et al., *ApJ*, 528, L1 (2000)
- [11] S. Tsuruta, *Physics Reports*, 292, 1 (1998), and references therein
- [12] S. Nishizaki, Y. Yamamoto, T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys.*, 108, 703 (2002); T. Takatsuka, R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.*, 112, 37 (2004); T. Takatsuka, S. Nishizaki, Y. Yamamoto, R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.*, 115, 355 (2006), and references therein
- [13] E.G. Flowers, M. Ruderman, P.G. Sutherland, *ApJ*, 205, 541 (1976)
- [14] D.G. Yakovlev, C.J. Pethick, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 42, 169 (2004)
- [15] R. Tamagaki, T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys.*, 115, 245 (2006)
- [16] M.A. Alpar, K.S. Cheng, D. Pines, J. Shaham, *ApJ*, 346, 823 (1989)
- [17] H. Umeda, S. Tsuruta, K. Nomoto, *ApJ.*, 433, 256 (1995)
- [18] T. Takatsuka, S. Nishizaki, R. Tamagaki, in *Facet of Three Nuclear Force*, eds. H. Sakai, et al., *Proc. Int. Symp., AIP Conf. Proc.*, p. 1071 (2008)
- [19] D. Page, J.M. Lattimer, M. Prakash, A.W. Steiner, *ApJ*, 707, 1131 (2009)
- [20] T. Takatsuka, R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.*, 97, 345 (1997)
- [21] H. Takahashi, et al., *Phys. Rev. Lett.*, 87, 21 (2001)
- [22] A. Schwenk, B. Friman, *Phys. Rev. Lett.*, 92, 08250 (2004)
- [23] D. Blaschke, H. Grigorian, D.N. Voskresensky, F. Weber, 2012, *Phys. Rev.C*, 85, 022802(R)
- [24] T. Noda et al., this volume (2015)
- [25] E.F. Brown, L. Bildsten, R.E. Rutledge, *ApJ*, 504, L95 (1998)
- [26] E.F. Brown, L. Bildsten, P. Chang, *ApJ*, 574 (2002)
- [27] M.T. Unver, S. Tsuruta, in preparation (2015); M.T. Unver. PhD Thesis, Montana State University (2013)
- [28] C.O. Heinke, P.G. Jonker, R. Wijnans, R.E. Taam, *ApJ*, 660, 1424 (2007)
- [29] M.V. Beznogov, D.G. Yakovlev, *MNRAS* (2014), <http://arxiv.org/abs/1411.6003>

中性子星の冷却と高密度核物質の状態

野田 常雄 (久留米工大)

要旨: 近年の Cassiopeia A や $2M_{\odot}$ の質量を持つ中性子星の観測は、中性子星の状態に強い制限を与えるものである。カラー超伝導状態のクォーク物質を含む中性子星(ハイブリッド星)の冷却計算を行い、近年の観測結果を矛盾なく説明可能なモデルを構築した。

1. 序

中性子星のような高密度天体は、大質量の恒星が超新星爆発する際に生成される。このような天体は、その内部に熱源がないため、単独星でマグネターのような強磁場を持っていない場合、生成時の熱を X 線やニュートリノで放射することによって冷えていく。冷却の初期においては、ニュートリノによる放射が支配的となるが、その放射率は内部の高密度核物質の状態に強く依存する。中性子星の内部の状態は、状態方程式によって決定される。状態方程式は星によって異なることはなく、同じ温度・密度ではどの星でも同じ状態が出現する。そのため、Exotic な状態(ハイペロン混合、メソン凝縮、クォーク物質等)が高密度で出現する状態方程式を考慮すると、重い星では中心密度が高く内部で Exotic な状態を有し、軽い星ではそのような状態が出現しない、ということになる。Exotic な状態では、強いニュートリノ放射が効くことが知られており、重い星ほど強いニュートリノ放射によって早く冷えると考えられていた。

2. 観測からの制約

Cassiopeia A は 1680 年前後の超新星の残骸である。中心天体が X 線観測衛星 Chandra で観測され、中性子星であると考えられている。この中心天体(以降 Cas A)の有効温度と質量の解析がなされ、質量は最低でも $1.5M_{\odot}$ 、有効温度は $1.56 - 1.75 \times 10^6$ K と、重く温度の高い中性子星であることが分かった[1]。また、Cas A の直近 10 年の観測結果の解析がなされたところ、有効温度が急激に下降していること示されたが、追解析によって温度低下は起きていないという報告もある[2-4]。本研究では、重い・若い・温度が高い、という結果のみを考慮する。

Vela や 3C58 といった単独中性子星は、冷えた中性子星として知られている。Vela は誕生時期こそ有史以前であるが、有効温度が低く、その上下限が知られている星である。3C58 は 1181 年の超新星によって生成されたと考えられており、年齢の割に冷えている星である[5,6]。両者とも質量は不明であるが、冷却計算において重要な天体である。

低質量 X 線連星(LMXB)である SAX J1808.4-3658 は、伴星からの降着ガスの重力エネルギーを熱源とした X 線連星である。降着率と光度の観測より、内部で強い冷却が効いており、Exotic な状態があるものと考えられている[7]。

PSR J1614-2230 と PSR J0348+0432 はともに中性子星(主星)と白色矮星(伴星)からなる連星系である。この両者の質量観測が行われ、PSR J1614-2230 の主星の質量は $1.97 \pm 0.04M_{\odot}$ 、PSR J0348+0432 の主星は $2.01 \pm 0.04M_{\odot}$ の質量を持つことが示された[8,9]。この 2 件の観測結果は、中性子星の状態方程式に非常に強い制限を与えることとなった。状態方程式を用い TOV 方程式を解くと、中性子星の最大質量を求めることができるが、この最大質量が $2M_{\odot}$ を超えなければならず、“柔らかい”状態方程式ではその質量を支えられない。また、Exotic な状態が出現した状態方程式も柔らかくなり、 $2M_{\odot}$ に達しない場合その状態は出現しないという制限になりうる。そのため、 $2M_{\odot}$ の質量を持つ中性子星の制限で、単純な Exotic な状態を含む状態方程式は棄却されることとなる。しかし、SAX J1808.4-3658 のような Exotic な状態を含まないと説明が困難な観測結果もあり、ハイペロン混合時のユニバーサル 3 体力やクォーク相のベクトル相互作用等を考慮することで、 $2M_{\odot}$ の質量を支えられる Exotic な状態入りの状態方程式が考えられている[10]。

3. 計算モデル

高密度核物質の状態と冷却の影響を Table. 1 にまとめた。本研究では、Standard な核物質と、クォーク物質の出現を考慮し、クォーク物質がすべてカラー超伝導状態(CFL)にあると仮定した。カラー超伝導状態において、クォーク物質によるニュートリノ放射はエネルギーギャップを Δ とすると、 $\exp(-\Delta/k_B T)$ に比例すると考えられるが、ギャップ Δ が温度 T に比べ十分大きい(Δ ~数十 MeV)とすると、 $\exp(-\Delta/k_B T) \sim 0$ となる。そのため、クォーク物質中ではニュートリノ放射が強く抑制されると考えられる。

Table 1 高密度核物質の状態と冷却の影響

核物質の組成	状態方程式	冷却への影響
n, p, e, μ (Standard)	$2M_\odot$ を支える状態方程式は可能 Proton fraction $y_p > 1/9$	$y_p > 1/9$ で Direct URCA の閾値を超えるため 強い冷却を示す n や p の超流動で抑制できる
ハイペロン混合	柔らかくなるがユニバーサル 3 体力で支えることが可能	強い冷却を示す $\Lambda\Lambda$ の超流動がないため抑制が難しい
メソン凝縮 (π, K)	柔らかくなる 凝縮前の状態方程式が十分硬くないと難しい	強い冷却を示す n の超流動で抑制できる
クォーク物質	混合に依存 柔らかくなる場合はハドロン側で十分硬くないと難しい	強い冷却を示す カラー超伝導で抑制できる

状態方程式には、ハドロン相とクォーク相の間での一次相転移を考慮し、幾何学構造を持った混合相を持つものを採用した[11]。M-R 図を Fig. 1 に示す。この状態方程式での最大質量は、クォーク入りで $2.13M_\odot$ となり、 $2M_\odot$ の質量を持つ中性子星の観測結果と矛盾しない。クォーク・ハドロン混合相において、幾何学構造の決定に Wigner-Seitz 近似を用いる。構造の大きさより、各相の領域の体積比を求めることができ、その密度における有効なニュートリノ放射を得ることができる。

ハドロン相においては、ハイペロン混合やメソン凝縮を考慮せず、Standard な核物質であるとした。Direct URCA が効くため、陽子の超伝導による抑制の効果を含めた。中性子の超流動($^1S_0, ^3P_2$)については、ニュートリノ放射の抑制と、Cooper ペア生成時のニュートリノ放射の両方の効果があるため、簡単のため今回は考慮に入れていない。中性子の超

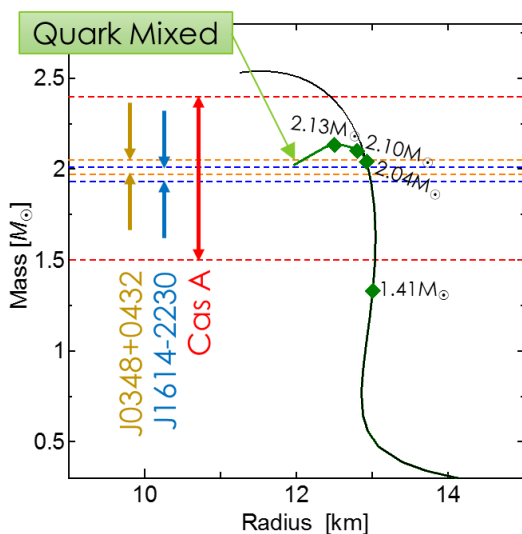


Fig. 2 今回用いた状態方程式の M-R 関係。

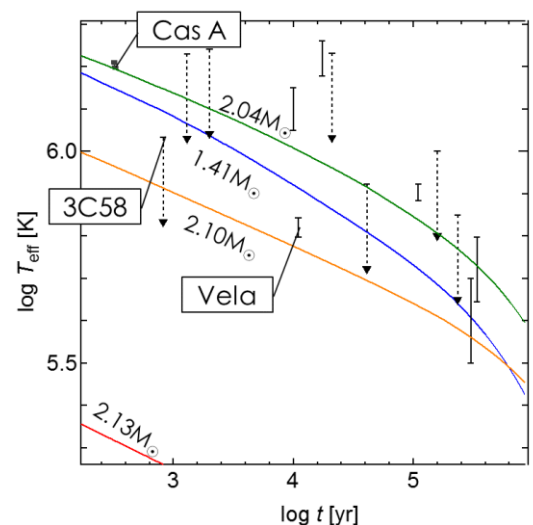


Fig. 2 クォーク入り状態方程式を用いた冷却計算結果。質量によって、冷却プロファイルが変わることがわかる。

流動(特に 3P_2)を考慮すると、Cas A の急な冷却についても説明可能となる[12,13]。

4. 結果

熱的進化計算の結果を Fig. 2 に示す。質量をパラメータとし 4 種類(1.41, 2.04, 2.10, 2.13 M_{\odot})のモデルを用いた結果、1.4 M_{\odot} のものより 2.0 M_{\odot} のものがより冷えにくく、それより重い 2.1 M_{\odot} のものは冷えやすいという傾向が見られた。軽い星ではやや冷えやすく、中間質量の星では冷えにくくなり、重い星では早く冷えた。

この結果は、Cas A は中間質量の星に位置し冷えにくい、と考えることができ、観測結果を説明可能である。3C58 や Vela のような冷えた星については、中間以外の質量を持つと考える必要がある。軽い場合は中性子の 3P_2 超流動を考慮に入れれば、観測と適合可能であると考えられる。

今回、高密度でカラー超伝導状態のクォーク物質が出現するモデルを用いた。しかし、クォーク・ハドロン混合相の核を持つ星は、冷えすぎてしまい、クォークの混合が始まる密度付近が中心密度となる星でのみ、Cas A を説明可能な温度領域を通ることとなった。このことより、カラー超伝導状態にあるクォーク物質であれば、中性子星の冷却に対し問題は生じないことがわかる。

5. まとめ

本研究において、2 M_{\odot} まで到達可能なクォーク物質を考慮した状態方程式を用い、冷却計算を行ったところ、質量によって異なる冷え方をする状況を作ることができた。これにより、Cas A はその質量と有効温度を同時に説明することができ、他の冷えた中性子星についても、矛盾ない結果を得られた。

今回のシミュレーションにおいて、中性子星の熱的進化を説明するには、3 つの”超”状態を考慮する必要があることが分かった。クォーク物質がカラー超伝導状態になることで、クォーク物質が出現した場合において急激な冷却を抑制することができる。また、陽子の超伝導状態は、Direct URCA 過程によるニュートリノ放射を抑制することができ、中間質量の星の冷却を抑えることができる。また、中性子の 3P_2 の超流動状態を考慮すると、3C58 や Vela といった冷えた中性子星の温度の説明が可能であると考えられる。

今後は、このモデルで考慮しなかった中性子の超流動(3P_2)を含め、ハイペロン混合を考慮した状態方程式での冷却計算を行っていきたい。

参考文献

- [1] W. Ho & C. Heinke, Nature, 642, 71 (2009).
- [2] C. Heinke & W. Ho, Astrophys. J. Lett. 719, L167 (2010).
- [3] K. Elshamouty et al. Astrophys. J. 777, 22 (2013).
- [4] B. Posselt et al. Astrophys. J. 779, 186 (2013).
- [5] P. Slane et al. Astrophys. J. Lett. 571, L45 (2002).
- [6] G. Pavlov et al. Astrophys. J. Lett. 552, L129 (2001).
- [7] C. Heinke et al. Astrophys. J. 691, 1035 (2009).
- [8] P. Demorest et al. Nature, 467, 1081 (2010).
- [9] J. Antoniadis et al. Science, 340, 6131 (2013).
- [10] K. Masuda et al. arXiv:1205.3621 (2012).
- [11] N. Yasutake et al. arXiv:1309.1954 (2013).
- [12] P. Shternin et al. Mon. Not. R. Astron. Soc. 412, L108 (2011).
- [13] T. Noda et al. Astrophys. J. 765, 1 (2013).

中性子星クラスト振動と電子遮蔽効果

祖谷 元 (国立天文台理論研究部)

重い星の最期に起こる超新星爆発の後には、中性子星と呼ばれる天体が残されるかもしれない。そのような星の内部は、標準核密度を超える非常に高密度な状態になっていると考えられている。しかし、原子核の飽和性から、地上における原子核実験ではこのような中性子星内部の物性に制限を与えることは困難である。そこで、中性子星自体が、超高密度領域での物理を知るための良い「実験室」であり、中性子星の観測を通して極限状態の物理に対する情報が得られると期待される。実際、近年発見された2倍の太陽質量をもつ中性子星の存在は、多くの柔らかい状態方程式を棄却した (Demorest et al. 2010)。

中性子星構造の詳細は、その状態方程式に強く依存するが、大雑把には星の表面付近にクラストと呼ばれる格子構造を成す固体領域があり、その内側に一樣物質の流体コアがあると考えられている。クラストの厚さは、典型的な質量の中性子星ではせいぜい1 km程度である。そのため、半径の高々10%程度しかないクラスト領域に関する情報を中性子星の質量や半径といった観測を通して得るのは難しいだろう。そこで、中性子星における星進学が重要になってくる。太陽における日震学や地球での地震学と同様に、中性子星での振動スペクトルを用いて星内部の情報を引き出すという手法である。中性子星の振動を直接観測するには、間違いなく重力波が良いであろう。しかし、残念ながら重力波の直接観測はもう暫く待つ必要があるようだ。その一方で、軟 γ 線リピーターで発見された準周期的振動は中心天体である中性子星の振動に直接結びついていると考えられている。

軟 γ 線リピーターにおいて巨大フレア現象がこれまで3例観測されているが、その減衰過程において準周期的振動が見つかっている。特に、最近の2例 (SGR1806-20とSGR1900+14) では、複数の振動数が発見されている。振動数は数十ヘルツからキロヘルツに及び、この発見された振動数を理論的に説明しようと複数のグループが精力的に研究を行っている。準周期的振動が中性子星の振動と考えた場合、その振動数の低さからクラスト領域でのズレ振動か磁気的な振動が有力である。しかし、中性子星の磁気的振動は、必然的に星内部の磁場構造に依存するが、その構造はよくわかっていない。そこで、ここでは発見された準周期的振動がクラストでのズレ振動だと仮定し、振動数を同定することでクラスト領域における状態方程式への制限を与えることを目指す。その際、特に電子遮蔽の効果を取り入れた解析を行う。

クラスト領域での振動を解析するために、まずクラストのモデルを構築しなければならない。そのためには状態方程式が必要となるが、ここでは系統的な解析を行うため現象論的状态方程式である、Oyamatsu & Iida (2003, 2007) を採用する。この状態方程式は、核物質の飽和密度における飽和パラメータである非圧縮率 (K_0) や対称エネルギーの密度依存性 (L) を自由パラメータとして、地上での原子核実験のデータを再現するように構築されている。そして、クラストモデルを構築したのちに、線形解析を行うことでズレ振動に関する固有振動数を数値的に求める。ズレ振動を特徴付ける物理量がズレ弾性率である。

クラストでのズレ振動に着目する一番の利点は、このような振動はクラストにのみ局在するという点である。クラストの内側であるコア領域は流体として振る舞うため、ズレ弾性率はゼロとなる。そのため、ズレ振動はクラストのみに局在する。一方、コア領域の状態方程式は多数提唱されているが、クラストにおける状態方程式に比べ不確定性が非常に大きい。しかし、クラストで議論が閉じるズレ振動を考える際には、コア領域での状態方程式に関する不確定性を回避することができる。

まず、様々な K_0 と L に対して、クラストでのズレ振動数を計算してみると、基本振動数 (節の数がゼロの振動モード) は、 K_0 にほとんど依存しないことがわかった (Sotani et al. 2012, 2013)。そこで、これ以降はズレ振動の L 依存性にのみ着目する。電子遮蔽の効果はクラストのモデルにはほとんど効かないと考えられるが、クーロンエネルギーに起因するズレ弾性率では無視できない。実際、電子遮蔽の効果によりズレ弾性率は減少し、その減少量は原子核の電荷数に依存することが示されている (Kobyakov & Pethick 2013)。クラストにおける典型的な電荷数である40を用いると、ズレ弾性率は電子遮蔽の効果により約12%減少することになる。

一方、クラスト領域での電荷数は L に強く依存することが示されている (Oyamatsu & Iida 2007)。 L が大きくなると、subnuclear 密度において対称エネルギーが小さくなるため、中性子化が促進され、電荷数は小さくなると考えられる。その結果、 L が大きくなるほどズレ弾性率における電子遮蔽の効果が小さくなるだろう。ズレ振動数は、基本的にズレ弾性率の1/2乗に比例すると考えられるため、振動数においても L が大きくなるほど電子遮蔽の効果が小さくなると期待される。図1に、半径12km、質量1.4太陽質量の中性子星における $\ell=2, 3, 4$ に対する基本振動数の L 依存性を示す。ここで、実線は電子遮蔽の効果を取り入れた場合、破線はその効果を見ない場合の結果である。先の評価の通り、 L が小さいと電子遮蔽の効果が振動数に顕著に現れるが、電子遮蔽の依存性は L が大きくなるにつれ小さくなるのがわかる。

次に、電子遮蔽の効果を取り入れた解析を用いて、軟 γ 線リピーターで発見された準周期的振動の同定を試みる。図2に、半径12km、質量1.4太陽質量の中性子星における様々な ℓ の基本振動数を L の関数としてプロットした。ここで、破線はSGR 1806-20で発見された準周期的振動数に対応している。この図から、 $L=123\text{MeV}$ であれば、観測された準周期的振動数をクラストにおけるズレ振動でうまく説明できることがわかる。同様な解析を様々な中性子星モデルで行うと、ズレ振動数は星モデルに応じて上下にシフトし、その結果観測された準周期的振動数を説明するのに最適な L の値も左右にシフトする。典型的なモデルとして、半径が10km~14kmで質量が1.4~1.8太陽質量の中性子星を考えると、得られる最適な L の値は、図3のようになる。つまり、SGR 1806-20の中心天体の質量や半径はわからないが典型的な中性子星だと思えば、観測された準周期的振動がクラスト振動である仮定することにより、 L の値は97~144MeVの範囲という制限が得られる。

同じように、SGR 1900+14で観測された準周期的振動数を中性子星のクラスト振動と仮定すると、SGR 1806-20で得られた L の制限と異なる制限が得られる。しかし、 L の値は天体固有の値ではなく普遍量であるべきである。つまり、ある特定の L の値を用いて様々な天体での観測事例を説明する必要がある。図4に、図3と同じように様々な中性子星モデルに対して、SGR 1806-20とSGR 1900+14で観測された準周期的振動数をクラスト振動と同定した場合に期待される L の値を記す。ここで、それぞれの中性子星モデルに対して、中塗りのマークはSGR 1806-20を、中抜きのマークはSGR 1900+14を説明するために最適な L の値を表す。結果的に、2つの軟 γ 線リピーターで観測されたそれぞれの準周期的振動を上手く説明するためには、 L は図の塗られた部分である必要があり、これから得られる L の制限は97~127MeVとなる。一方、電子遮蔽の効果を見ない場合に得られる L の制限は、101~131MeVである (Sotani et al. 2013)。先に述べた通り、電子遮蔽の効果は大きな L ではズレ振動にあまり重要でないことから、得られる L の制限も電子遮蔽の効果により4MeV小さくなるだけである。しかし、Sotani et al. (2013) で議論したように、SGR 1806-20で観測されたすべての振動数ではなく、26ヘルツの準周期的振動はクラスト振動と

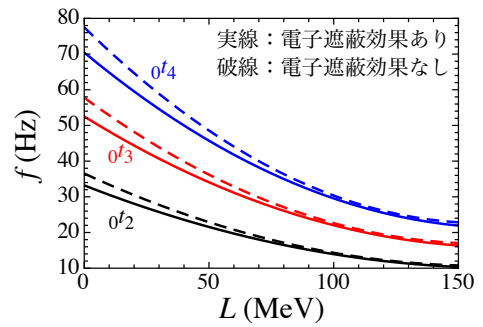


図1： $\ell=2, 3, 4$ に対する基本振動数の L 依存性。実線は電子遮蔽の効果を取り入れた場合、破線はその効果を見ない場合の結果である。先の評価の通り、 L が小さいと電子遮蔽の効果が振動数に顕著に現れるが、電子遮蔽の依存性は L が大きくなるにつれ小さくなるのがわかる (Sotani et al. 2015)。

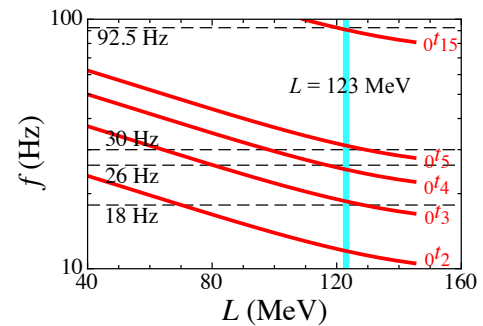


図2：半径12km、質量1.4太陽質量の中性子星で期待される様々な ℓ の基本振動数と L の関係。破線はSGR 1806-20で観測された準周期的振動数に対応し、 $L=123\text{MeV}$ であれば、 $\ell=3, 4, 5, 15$ のズレ振動数で観測をうまく説明できる (Sotani et al. 2015)。

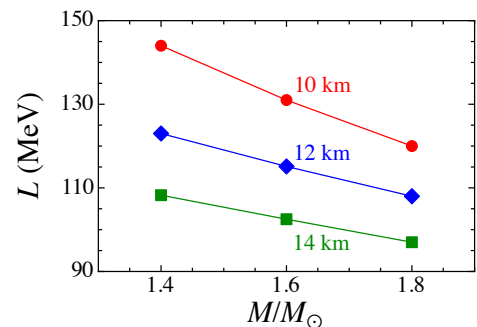


図3：様々な中性子星モデルに対して、SGR 1806-20で観測された準周期的振動数を中性子星のクラスト振動と仮定した場合に得られる L の制限 (Sotani et al. 2015)。

は別の振動機構に起因すると仮定すると、制限されるLの領域は58~85MeVと小さくなり、この場合は電子遮蔽の効果もより強く現れるかもしれない。いずれにせよ、現在の原子核物理から得られるLの制限が、40~80MeV程度であることを考えると、2つの軟 γ 線リピーターからの準周期的振動数をすべてクラスト振動に起因すると仮定した場合に得られる今回のLの制限は少々大きくなっている。今後、ここでは取り入れていない物理を取り入れた解析を行っていく予定である。特に、磁場の効果は無視できないと考えられるが、その場合にはコア領域の影響も考える必要があり、問題は単純でなくなるだろう。

最後に、本研究会で多くの方が話してらしたように、原子核物理だけでなく宇宙物理や物性物理など幅広く研究を行っていた玉垣さんと直接議論することができなかったことが非常に悔やまれる。玉垣さんの教えを受け継いだ方々と今後積極的に議論をすることで、その教えの断片を垣間見ることができたら嬉しい。真摯に物理に向き合っていくことの大切さを再認識させてくれた、本研究会に参加することができて大変有意義であった。謹んで哀悼の意を表します。

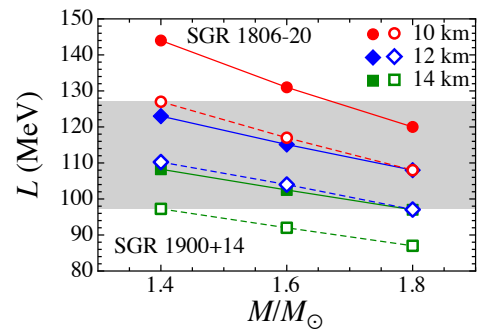


図4：様々な中性子星モデルに対して、SGR 1806-20 と SGR 1900+14 で観測された準周期的振動数を中性子星のクラスト振動と仮定した場合に得られるLの制限(Sotani et al. 2015)。塗られた領域は両方の軟 γ 線リピーターでの観測を説明できるLの領域。

玉垣先生から学んだ原子核物理学

— パイ中間子凝縮の物理を中心にして —

国広 悌二 (京大理)

1 はじめに

後の話題の導入も兼ねて核力と高密度核物質の話題にしぼって先生から学んだ「原子核物理」[1]について述べる。次に、研究会参加者の中では私は先生との共著の論文が比較的多い部類に属することに鑑み、私が院生時代に具体的に先生の指導を受けながら行った研究についてエピソード的に紹介する。その次に、大学院修了の後に私が行った研究で、陰に陽に先生の影響が大きいものを2つだけ紹介する。最後に、先生に指導されながら、また、普段の何気ない会話を通して、先生から私が学んだ研究者としてのあり方について述べる。また、補足として、後継者養成上での「研究室の若さ」について私見を開陳させていただく。この「報告集」には当日使ったスライドも含まれるようなので、以下では、それぞれの簡単な概略のみ書くことにし、また、紙面の都合で参考文献は玉垣先生のものを中心にし、最小限のものに限った。以下では、最後の節を除き、「玉垣さん」と書かせていただく。

2 核力と核物質の飽和性

70年代前までの日本の核力グループ、そして、そこで中心的に活躍された玉垣さんの仕事は3編のプログラムのサプリメント [2, 3, 4] にまとめられている。玉垣さんの講義 [1] でもこの3編が必読参考文献として挙げられていた。最初のサプリメント [2] では、武谷の3領域への分割への提案を基礎に2fm以上のレンジ（第I領域）でのOPEPの確立；パイ-核子結合定数の決定が報告されている。2番目のサプリメント [3] では、第II領域の核力の解明（スピン・軌道力を含む非静的効果）、現実的核力の構成、OBEP、分散理論（パイ-パイ相関と“ σ ”と ρ 交換）。最後のサプリメント [4] では、第III領域の核力が議論されている。そこでは、大槻さんによって斥力コアの成因についての様々な研究が紹介・分析されている。特筆すべきは、玉垣さんたちの提唱した structural core の概念、すなわち、核子の下部構造（当時はウルバリオンと呼ばれていた、現在のクォーク構造）の反映と見る考えが詳しく紹介されている。

2.1 OPEP とテンソル力

第I領域の核力は次のOen-Pion-Exchange Potential (OPEP) で記述される。OPEPはスピンに依存する中心力とテンソル演算子 S_{12} に比例するテンソル力からなる。 S_{12} は、スピンと座標ベクトルそれぞれから作った2階のテンソルの内積である： $S_{12}(\boldsymbol{\sigma}_1, \boldsymbol{\sigma}_2, \hat{r}) = 3\sqrt{5} [(\boldsymbol{\sigma}_1 \otimes \boldsymbol{\sigma}_2)^{(2)} \otimes (\hat{r} \otimes \hat{r})^{(2)}]^{(0)}$ 。スピン量子化軸と r のなす角を θ とすると、スピン平行状態に対しては、 $S_{12} = 3 \cos^2 \theta - 1$ となる。したがって、たとえば、 $\theta = \pi/2$ ($\theta = 0$) のとき引力（斥力）である。スピンの反平行のとき、逆である。また、 $T = 1, 0$ に応じて、 $\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 = 1, -3$ となるので、OPEPのテンソル力として引力か斥力かも異なる。

非相対論的極限でのパイ中間子と核子の結合は $f/m_\pi \psi^\dagger \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\tau}^k \psi \nabla \varphi_k$ と書け、パイ中間子は核子（系）のスピン・アイソスピン密度の縦波成分に結合することが分かる。この結合定数は、重陽子の電気四重極モーメントの値から決められた [5]。四重極演算子は r^2 が掛かるため、長距離での波動関数の振る舞いが決定的な役割を果たすのである。この決定は、玉垣さんの修士論文の仕事だ、とうかがっている。パイ-核子散乱に対する分散関係式 (Low 方程式) の有効レンジ近似から結合定数を決めた Chew-Low の仕事 (1956) とほとんど同時であった、ということもうかがった。

2.2 重陽子の結合と核物質の飽和性の機構

核力の中心力は2中性子系のような 1E 系の方が、重陽子のような 3E の状態よりも引力が大きい。しかし、2中性子系には結合状態は存在しない。重陽子が結合できているのは、スピン3重項になっているために、スピン1重項では働かないテンソル力が働き、2次の量子効果により実効的な中心力が増大するためである。

核物質の場合、核子がフェルミオンであることによるパウリの禁制原理が重要な役割を果たすようになる。ブリュックナー理論によると[1]、フェルミ球が存在し中間状態でパウリ原理が働くためにテンソル力の2次の効果による 3S チャンネルでの引力の絶対値が減少していく。これが飽和性の第一の原因である。

2.3 スカラー中間子とベクトル中間子

核子間の中間レンジではベクトル中間子 ρ, ω やスカラー中間子“ σ ”の寄与も重要になる。ベクトル中間子と核子の結合の仕方にはベクトル結合とテンソル結合があり、アイソベクター（アイソスカラー）のロー中間子（オメガ中間子）と核子の結合はテンソル型（ベクトル型）が支配的であることが核子の電磁形状因子の解析から分かっている。テンソル結合によるロー中間子交換力はテンソル力の符号がOPEPと逆になる（中心力は同符号）。すなわち、現実的核力のテンソル力はパイ中間子交換とロー中間子交換の競合でその強さとレンジが定まる。

一方、状態に依らない中心力は“ σ ”からの引力と ω からの斥力が相殺し合って、極端なことが起こらないようになっている。このように、核力の世界はスカラーとベクターの中間子が組になって、ほどほどの非相対論的記述の妥当な原子核が出来上がっている。このことは、玉垣さんが何回も強調されていたのを覚えている。また、最も重要な中間レンジの状態に依存しない引力を与えるスカラー中間子は散乱振幅の極としては存在しないので“ σ ”と必ず引用符「”」付で書かないといけなく、ということも何度も聞かされ叩き込まれた。さらに、オメガ中間子と核子の結合定数は $g^2/4\pi \sim 10$ であり、これでは位相差を説明するには足りない。「ブラウンはそれを20-30にすればいいと言っているがそれは安易である。足りない斥力は核子の内部構造の反映と考えるのが自然である。これを“構造斥力芯（structural core）”、と呼ぶ。」、という内容のことを玉垣さんから習った。

2.4 核力の状態依存性と核物質の超伝導（流動）性

核子散乱の位相差のエネルギー依存性に顕著に見えるように、核力は強い状態依存性を持ち、また、それがレンジによって変化する。BCS理論によれば、超伝導はフェルミ面付近に存在する逆運動量 $(\mathbf{p}, -\mathbf{p})$ を持つ粒子の間の対相互作用で起こる。それは、重心エネルギー $2 \times \epsilon_F$ での正面衝突に対応するので、フェルミエネルギー ϵ_F におけるペアリング相互作用は実験室系でのエネルギー $T_L = 4\epsilon_F$ での核子散乱に相当する[6, 1]。そのエネルギーにおいて、あるチャンネルでの位相差が十分大きい正の値を持てば、そのチャンネルでの超伝導（超流動）動の実現が期待できる。このようにして標準核密度あたりでの 3P_2 超流動（そして低密度での 1S での超伝導（超流動）動）が実現される[6, 1]：ここで強調されたことは、実現される超伝導（超流動）ギャップ Δ の大きさは、引力の大きさだけでなく、フェルミ面での有効質量 $m^*(\rho)$ にも強く依存するということである。実際、簡単のためにデルタ関数型のBCSモデルでは $\Delta \propto e^{-c/gN_F}$ となる。 g は結合定数、 $N_F = m^*p_F/\pi^2$ は中性子物質のフェルミ面での状態密度である。ブリュックナー理論によれば、核子の1粒子エネルギーの運動量依存性のために、 $m^*(\rho)$ は密度とともに減小する。

3 p -波中性パイ中間子凝縮

テンソル力の核物理学において重要であるが、その効果は通常の核物質では量子的な仮想状態を通じてであり間接的であるといえる。その効果が直接顔を出すのが核物質のパイ中間子凝縮である [7]。パイ中間子凝縮とは、核子媒質中においてパイ中間子場が平衡状態において有限の期待値 $\langle\varphi\rangle \neq 0$ を持つことである。ここでは中性パイ中間子凝縮に話を限ることにする。 p -波結合するパイ場は核子系のスピン・アイソスピン密度の縦波成分と結合するので、パイ凝縮 ($\langle\varphi\rangle \neq 0$) が実現するためには核子系が構造相転移を起こし、縦波スピン・アイソスピン密度が実現していなければならない。逆に、パイ凝縮相での核子系は古典場としてのパイ場が運動量の源となり 1 核子の固有状態は軌道核運動量の混合が起こり層状構造になる。対応する核子系の構造は高塚さんと玉垣さんによって「交代的層状スピン (Alternating-Layer Spin; ALS) 構造」として「固化」の実現形体として導入されていたものだった [7]：パイ中間子凝縮が起こる場合のエネルギー利得は OPEP のテンソル力によりほとんど与えられており、パイ中間子凝縮相は「テンソル力が支配的な相 (Tensor-force Dominating Phase)」である [7]。

さて、内側のレインジではロー中間子交換によりテンソル力は弱められ、また、その他の核子間相互作用そして短距離相関も取り入れると、核子だけではパイ中間子を凝縮させることはできない。しかし、パイ中間子の古典場が存在すると、核子と $\Delta_{33}(1232)$ が混合し新たな引力が生じる。この混合の効果を取り入れるように ALS 模型を拡張するのが私に課された修士論文の課題となった。M2 の 7 月始め、夏休みに入る直前のことであった。夏の学校やお盆休みを経て、8 月末から 9 月にかけて独力で集中してがんばった結果、夏休み明けの 10 月の最初のグループゼミで一応のまとまった結果を報告することができた：パイ凝縮相での重粒子系は核子 N とデルタ Δ_{33} の線形結合 $\tilde{N} = uN - v\Delta$ で表される準バリオンのフォック状態となり、パイ中間子凝縮の駆動力のパイ-N 結合定数が実効的に $F_{\sigma\tau} \equiv f_{\pi NN}u^2 + \frac{4}{3}f_{\pi N\Delta}uv + f_{\pi\Delta\Delta}v^2$ と増大する。このことが凝縮実現に必要なエネルギー利得を供給する [8]。「次に何をしましょうか?」、と尋ねたところ、「 Δ_{33} で引力だけ効かせすぎているから、斥力効果を取り入れるために短距離で効くベクトル中間子やシグマを入れることかなあ。」との示唆を得た。ALS 構造での平均場の計算にすでに慣れていたので割とすぐできたのを記憶している¹。また、途中でテンソル結合するロー中間子がパイ凝縮相では期待値を持たないことに気が付いたので、逆に、ロー中間子が期待値を持つ核子構造 (ロー中間子凝縮相) を考えて構成してみた (Kunihiro:1978)。

中性パイ凝縮が重粒子系のスピン・アイソスピン秩序を伴う構造相転移であることが分かれば、この相転移の研究にパイ場を頭に用いたハミルトニアンを用いる必要はない。標準相で構成された有効相互作用である Sprung-Banerjee の G-0 力が中性パイ中間子凝縮相のエネルギー計算に適用された [9]：G-0 力は、密度依存の有効相互作用であり、テンソル力の部分を含み、ガウス関数の和で表されている。G-0 力の与えるランダウ-ミグダルパラメータ g' は密度依存性が大きく密度が小さい方がその値は大きく、また定量的にもガモフ-テラー巨大共鳴のエネルギーからの知見 [10] と整合的である [9]。

各部分波ごとに与えられている核子間中心力とテンソル力は (N, Δ) セクターに拡張でき、しかも拡張された相互作用は現象論的によい性質を持っていることが分かった [9, 11]。例えば、N- Δ 遷移ランダウ-ミグダルパラメータ $g'_{N\Delta}$ は密度とともに増大し、定量的にも実験データに基づく理論解析から得られた値 [10] と驚くほどよく一致している。この相互作用を用いて計算してみると、温度 0 では $\rho_c \simeq 2.5\rho_0$ でパイ中間子凝縮相の方がエネルギーが低くなる [9]。エネルギー利得が大きいので、相転移は 1 次相転移になる。したがって、パイ中間子凝縮相とノーマル相の混合相になっている密度-温度領域が存在する。

有限温度の効果と頭に考慮した計算も行われた [12]。相対論的流体の衝撃波の連続方程式 (Taub 方程式) を解き、重イオン衝突の入射エネルギーによる相図内の軌跡も求められた。それによると、理想的な場合混合相を通り得ることが分かる。

¹これは独立にやっていた高塚さんとの共著の論文になっている (Takatsuka, Kunihiro, Tamagaki:1978)。

4 影響の下行った仕事

以上は、玉垣さん（および高塚さん）の指導のもとに行った共同研究の紹介でした。以下、玉垣さんとの共同研究ではない私の研究に玉垣さんのがどのように影響しているかをいくつか例を挙げて紹介したい。

4.1 パイ凝縮の前駆現象としてのスピン・アイソスピン巨大共鳴のソフト化

D3 のときパイ中間子凝縮の有限核での前駆現象に関する研究を行った。アイソベクトル型巨大共鳴の Steinwedel-Jensen 模型を拡張して、有限の軌道角運動量 L を持つスピン・アイソスピン巨大共鳴（パイ中間子的モード）のエネルギーを求めてみた。このチャンネルの回復力の表式を与えた。OPEP+ g' を用いると、大きい L を持つモードにソフト化が現れる [13]。この結果を見て、玉垣さんのコメントは：自然だ。たった一言だったがとても勇気づけられた。なおその後、G-0 力を使ったこの仕事の拡張や [14]、無限物質でのリング近似を用いてのスペクトル関数の計算も行っている [15]：スライド参照。

4.2 シグマ中間子と NJL 模型：カイラル相転移の前駆モード

NJL 模型を解くと、真空でのクォーク質量 M を決定するギャップ方程式を条件として、擬スカラーチャンネルのモード（パイ中間子）がゼロ質量になる。そして、まったく同じ条件で、カイラル相転移の秩序変数の量子ゆらぎであるスカラーチャンネルのモード（シグマ中間子）の質量がちょうど $m_\sigma = 2M \sim 600\text{MeV}$ となる。これは、シグマ中間子の存在はパイ中間子の存在と同等に確固とした基礎付けを持つことを意味している、と理解した。この驚くべき事実を知ったのは私大に就職して 1 年目の 1983 年の 3 月だった。「核力の“ σ ”は粒子として存在しない。」、と散々聞かされてきただけに、重大な問題の存在を確信した。しかも、カイラル対称性の回復に伴い M は減小に伴い、シグマ中間子の質量も減小する！つまり、ハドロンは QCD 真空の上のモードであり、その性質は、パイ凝縮の前駆モードがソフト化したように、環境によって変化する！幸運なことに、当時修士論文を終えたばかりの初田さんの理解と協力を得てその後 10 年ばかり続く共同研究となった [16]。

5 まとめに代えて：玉垣先生から本当に学んだこと

まとめとして、先生の警咳に接して先生から学んだ物理への基本的観点や研究態度について思いつくままに書いてみたいと思います：

- 核物理/核物質への基本的視点：テンソル力とパウリ原理。
- 自分の問題を持ち、その物理を育てること。
- 「外国人何する者ぞ」の気概。しかし、国際交流にも心を配られていた。
- 知られていることの論理的帰結か本当に新しいかを判断し、本当に新しいことをするように努めること。
- 本質をえぐり出すことばを作りだすこと。また先生はその天性の才能を持っておられた。
- 上記のことと関連して、短歌の名手であった。また、墨絵、書なども能くされた。一流のものへの感受性の強さを持ち、多くの分野での最良の才能の持ち主。また、ご自分でもそのような才能への自信は持っておられたことは、あるとき吐かれたことばにも表れていました。

そして、玉垣先生は湯川先生への尊敬の念をずっと持っておられたように思います。

思い起こすと、私が在籍していたころ（1970 年代後半）の京大原子核理論研究室は、「時空」最高と言っても過言ではない、スタッフ陣であったと思います：玉垣さん、山村さん、堀内さん、松柳さん、安藤さん。みなさん、40代、30代でした。それぞれのスタッフがそれぞれの分野をリードする独創的な研究に切磋琢磨する活気に満ちた若々しい研究室でした。そして、そのような体制を玉垣さんは実現されたのでした。また、院生だけで毎週 1 回集まるという若手会議もあり、若手（院生）活動も活発

でした。この環境、そしてこの人たちによって私という研究者は作られたのだと感謝の念とともに思い返されます。翻って、現在様々の原因でスタッフが老齢化し若いスタッフを確保するのが困難な状況になっていることはたいへん残念なことです。その中で、基研はクォーク・ハドロンプログラムの成功を背景として、比較的若いスタッフが揃えられていることは慶賀すべきことと思います。

参考文献

- [1] 玉垣良三著、「大学院原子核物理 4章 核力の多面性」(中村誠太郎編講談社サイエンティフィック、1996)
- [2] M. Taketani, J. Iwadare, S. Otsuki, R. Tamagaki, S. Machida, T. Toyoda, W. Watari, K. Nishijima, S. Nakamura and M. Sasaki, 'Meson theory III: Nuclear forces', Prog. Theor. Phys. Supplement (1956) No.3 1-174 .
- [3] M. Taketani, R. Tamagaki, W. Watari, S. Machida, S. Ogawa, S. Sawada, T. Ueda, M. Yonezawa, S. Furuichi, K. Nishimura, 'Nuclear Forces. I: Nuclear Forces in Dynamical Region', Prog. Theor. Phys. Supplement (1967) No.39 1-346.
- [4] N. Hoshizaki and S. Otsuki, 'Nuclear Forces. II: Nuclear Forces in Core Region', Prog. Theor. Phys. Supplement (1968) No.42 1-159.
- [5] J. Iwadare, S. Otsuki, R. Tamagaki and W. Watari, Prog. Theor. Phys. **15** (1956), 86.
- [6] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **44** (1970), 905; T. Takatsuka and R. Tamagaki, Chapter II, Prog. Theor. Phys. Supple. **112** (1993), 27.
- [7] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **55** (1976), 624; *ibid.* **56** (1976), 685; R. Tamagaki and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. *ibid.* **56** (1976), 1340; T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **59** (1978), 1933; T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Chapter III, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993), 67.
- [8] T. Kunihiro and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **61** (1979) 1107 [Erratum-*ibid.* **62** (1979) 1182].
- [9] T. Kunihiro, T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **73** (1985) 683.
- [10] T. Suzuki and H. Sakai, Phys. Lett. **B455** (1999), 25; M. Ichimura, H. Sakai and T. Wakasa, Prog. Part. Nucl. Phys. **56** (2006) 446.
- [11] T. Kunihiro, T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 123.
- [12] T. Kunihiro, T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **79** (1988) 120.
- [13] T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **65**(1981), 1098.
- [14] T. Kunihiro, The Ryukoku Journal of Humanities and Sciences **5** (1983) 5.
- [15] Y. Kikuchi and T. Kunihiro, 第 69 回日本物理学会年次総会、東海大学 1994 年 3 月.
- [16] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rept. **247** (1994) 221

K 中間子凝縮と状態方程式

武藤 巧 (千葉工業大学 教育センター物理学教室)

1 高密度核物質の諸相と K 中間子凝縮

高温/高密度ハドロン・クォーク物質の諸相, 及びそれらの間の相転移・相平衡を通して, 量子色力学 (QCD) を基本相互作用とする物質系の相構造と状態方程式 (EOS) を明らかにすることは, 核物理学の基本的課題の 1 つである。中性子星内部には, 標準原子核密度の数倍に及ぶ高密度物質が存在すると考えられる。 X 線, γ 線, ニュートリノなどをプローブとする観測から, 中性子星の質量・半径や表面温度の情報を通じて, 中性子星内部の物質状態についての探索がなされてきた。そのような物質相のうち, 核子超流動, 特に中性子対の 3P_2 超流動や, π^0 凝縮を伴う核子系の ALS (Alternating-Layer-Spin) 構造の一連の研究が, 玉垣研究室から発信された [1]。その後, 高密度状態でストレンジネス量子数が顕在化したハドロン・クォーク物質に研究の対象は広がりを見せている。核子超流動や π 凝縮の研究は, ハイペロン ($Y=\Lambda, \Sigma^-, \Xi^-, \dots$) が中性子星物質中に混在したハイペロン物質やハイペロン超流動, K 中間子のポーズ・アインシュタイン凝縮 (K 凝縮), クォーク ALSF (Alternating-Layer-Spin-Flavor) 相等の研究に引き継がれている。実験面からは J-PARC, GSI-FAIR 等による高密度・ストレンジネス核物理の探求が計画され, 現在その計画が遂行されつつある。

研究会では, 我々のこれまでの研究を中心に, 中性子星内部の高密度物質中での K 凝縮の発現機構, 及び系の特徴に関する理解の現状を, π 中間子凝縮の場合と比較しながら説明した。また, K 凝縮とハイペロンとの共存の機構を明らかにし, 両者の共存がもたらす EOS の著しい軟化の特徴と, 中性子星の質量観測との整合性について検討した。

2 π 凝縮と K 凝縮

π 凝縮, K 凝縮は共にカイラル対称性を基礎にして, メソン真空をカイラル空間で回転した状態として記述される [2, 3, 4]。 π 凝縮の起因力は P 波 π -核子 (N) 相互作用であり, 核力のスピン-アイソスピン依存性や核子の粒子-空孔励起による核媒質効果のために π 中間子の分散関係には自由な場合に比べて新しい分枝が現れる。 π^0 凝縮の場合はそのスピン・アイソスピン集団励起状態のエネルギーが, ある運動量で π^0 の化学ポテンシャル $\mu(\pi^0)$ ($= 0$) と一致することによって凝縮が起こり, 荷電 π 凝縮の場合は π^+ の量子数を持つ集団励起状態 (π_s^+) と通常の π^- 状態が対になって自発的に現れることによって凝縮が起こる [2, 5]。凝縮相についても π^0 凝縮の場合は核子系は ALS 構造をとり, π^c 凝縮の場合は陽子と中性子の重ね合わせの状態 (準粒子状態) となり, 核子系の構造変化を伴う [1]。

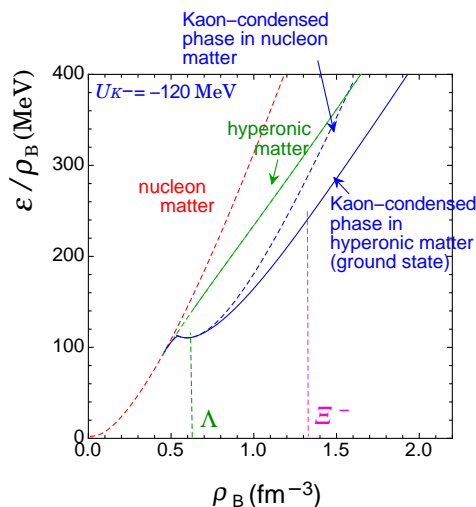
それに対して K 凝縮の起因力は S 波 K - N 相互作用であり, カイラル対称性を顕わに破る KN - σ 項 (Σ_{KN}) に由来する S 波スカラー型 KN 相互作用の引力が, SU(3) フレーバー対称性の破れの大きさを反映して大きいことが元々の K 凝縮を特徴付ける性質だった [3]。また, カイラル対称性によって規定される S 波ベクトル型 K^- - N 相互作用 (Tomozawa-Weinberg 項) も, 核子に対して大きな引力として寄与する。中性子星物質中での K^- 凝縮では, 弱い相互作用過程に関する化学平衡条件 $n \rightleftharpoons p + K^-$ が満たされることによって K^- 凝縮が発現する。その発現密度は, 通常の K^- 中間子分枝についての基底状態エネルギー ω がバリオン密度と共に減少し, $\omega = \mu$ (μ は荷電化学ポテンシャル) を満たすバリオン密度で与えられる [6]。特に K 凝縮相では, S 波 K - N 引力相互作用の効果で EOS が大きく軟化される傾向がある。 π 凝縮相の場合, π 凝縮の個数のバリオン数に対する割合は, よく発達した相でも数 % 程度だが, K 凝縮の場合は K^- 凝縮体がマクロに出現することによって, ストレンジネス数のバリオン数に対する割合は高密度で $O(1)$ に達する。それに伴って陽子の混在度も大きくなる [7]。

3 K 凝縮相と EOS

高密度ハドロン物質中でのマルチ・ストレンジネス物質としては、 K 凝縮相に加えてハイペロン物質が現実的な存在として注目されてきた。ハイペロン混在と K 凝縮の発現は、どちらも同じ密度領域で起こるため、両者の共存・競合の関係を明らかにする必要がある。一般的な傾向として、ハイペロン混合に加えて K 凝縮による軟化が加わるため、ハイペロン物質中での K 凝縮相 [($Y + K$) 相] の EOS は軟化が顕著になる。バリオンに対する非相対論的な取り扱いでは、 K 凝縮がバリオン密度の上昇と共に発達していくにつれ、 K 凝縮体の化学ポテンシャル $\mu (= \mu_n - \mu_p = \mu_e)$ は減少し、凝縮が非常に進んだ状態で $\mu < 0$ となる。このとき、 K^- - Ξ^- ハイペロン間のベクトル型相互作用は、 $\mu > 0$ では斥力的であるのに対し、 $\mu < 0$ では引力的に作用し、 Ξ^- ハイペロンの混在に有利に働き、EOS の軟化が更に進む。その結果、系のエネルギーが ρ_B に関して極小になる状態 (密度異性体) が存在し得ることを示した [8]。このとき、系の状態は本質的に重力に依らずに強い相互作用で束縛された「 K 凝縮自己束縛状態」として、原子核から中性子星の規模までの任意のスケールで存在し得る。

一方、最近の中性子星質量に関して、太陽質量 (M_\odot) の 2 倍にも及ぶ重い中性子星の観測結果が報告され、高密度ハドロン物質の EOS への厳しい制限が課されている [9]。($Y + K$) 相の場合は、EOS の軟化が顕著になるため、中性子星質量の観測結果 ($M \sim 2.0M_\odot$) を再現することが難しい。ハイペロン物質と K 凝縮の共存可能性は、他のいくつかの平均場理論に基づく理論的取り扱いでも示唆されており、いずれの場合も中性子星の最大質量が観測値 $\sim 2.0M_\odot$ に達しないという点では共通している。

4 相対論的平均場理論に基づく K 凝縮とハイペロン物質の共存問題



最近我々は、通常の原子核中に $|S|$ 個の K^- 中間子が束縛された K^- 中間子多重束縛原子核 (Multi-AntiKaonic Nuclei, MKN) の性質を、ストレンジネス数 $|S|$ の増加による K 中間子ダイナミクスの変化に着目して調べ、中性子星内部での K 凝縮との関係を議論してきた [10]。MKN では、バリオン (B) 間相互作用を記述する相対論的平均場理論 (RMF) と K - B 及び K - K 相互作用を記述する非線形カイラルラグランジアンを結合した理論的枠組みを用いた。以下では、これと同じ相互作用モデルをハイペロンを含むように拡張して、中性子星内部の高密度物質中における K 凝縮とハイペロン物質との共存の機構を明らかにし、($Y + K$) 相がもたらす EOS の著しい軟化と、中性子星質量観測との整合性について議論する。

高密度で K - B 間の引力を抑制する効果と関連して、この理論的モデルに内在する以下の特徴を示した：(1) 相対論的效果として、バリオン・スカラー密度が高密度で抑制されることによる S 波 スカラー型 K - B 間引力の抑制 [7]、(2) カイラル対称性に起因する効果として、 S 波 ベクトル型 K - Y ($Y = \Sigma^-, \Xi^-$) 間相互作用が荷電化学ポテンシャル $\mu > 0$ に対して斥力的であること、(3) K - B 相互作用を媒介する中間子 ($\sigma, \sigma^*, \omega, \rho, \phi$) との結合に起因する、 S 波 スカラー型、及びベクトル型 K - B 間引力の抑制。

図に我々の最近の結果として、($Y + K$) 相における 1 粒子あたりのエネルギー ε/ρ_B のバリオン数密度 ρ_B 依存性 (実線) を、 K^- の対称核物質中での光学ポテンシャルの深さ $U_K = -120$ MeV の場合について示す。(1)~(3) の効果により、以前の、バリオンに対する非相対論的取り扱いの結果に比べて ($Y + K$) 相の EOS の著しい軟化は抑えられるが、特に高密度領域での硬さが足りず、観測されている重い中性子星を得ることができない。

5 まとめと展望

今後の課題として、 $(Y+K)$ 相の高密度での EOS の軟化を抑える効果を検討する。(i) 高密度での斥力効果を得るため、バリオン間多体力の現象論的導入などが挙げられる。例えば、ユニバーサル 3 体力による斥力効果を $(Y+K)$ 相へ導入する [11]。更に、 $B-B$ 相互作用について、多体問題の理論的枠組をこれまでの RMF (Hartree 近似) から Hartree-Fock 法に拡張し、バリオンに由来する反対称化 (Fock) 効果が K 凝縮とハイペロン混在にどのような効果をもたらすかを検討する。(ii) P 波 $K-B$ 相互作用を相対論的枠組みの中で取り入れ、バリオン状態を核子とハイペロンの状態の重ね合わせである準粒子状態として記述する [12]。このようなバリオン系の構造の変化が EOS にもたらす効果を、特に高密度領域での EOS の堅さと中性子星の最大質量との関連に着目しながら検討する。

近年、クォークのカラー超伝導状態や、その中で K 凝縮の可能性など、多様な相構造が理論的に指摘されている。ハドロン物質-クォーク物質間の相互関係を、 K 凝縮を媒介としたダイナミクスを通じて理解し、バリオン密度の上昇と共にハドロン相からクォーク相へ移行する EOS を構成することが考えられる。一般に、高密度物質中では π 凝縮相や、 $(Y+K)$ 相、更にはクォーク物質のようなストレンジネス自由度をもつ多様な諸相の発現が理論的に導かれ、EOS も必然的に柔らかくなる。このことと観測事実との整合性を得る上で、自然は何か新しい考え方の必要性を示唆しているのかも知れない。

終わりに、私は大学院、OD 時代に玉垣先生が主導しておられた京大原子核理論研究室で、自由闊達な雰囲気の下で研究させていただきました。私が玉垣先生の原子核論の講義を受けていた頃のことです。手渡されたプリントには、原子核物理の発展の歴史をまとめた、ポイントを押さえた項目でぎっしりと埋まっていました。そのとき玉垣先生について、何事にも精力的に、かつ堅実に取り組まれる方だという印象を持ちました。その後、研究室のセミナーを通して研究指導を受けているうちに、 3P_2 核子超流動、 π 凝縮を伴う核子系の ALS 構造をはじめとして、H matter、高温超流動、バリオン間ユニバーサル 3 体力に対するモデルを立てられるなど、非常にユニークなアイデアを自在に展開される側面をお持ちであることがわかりました。玉垣先生の、このような自由な発想を持ち、かつ緻密な論理を積み重ねて行かれる研究姿勢を目の当たりにできたことが、千葉工大に就いてから現在に至るまでの私の研究人生の支えになっています。玉垣先生はこれからも自然についての我々の理解が進展していく過程をどこかで見守っておられることと思います。先生のご冥福を心からお祈りいたします。

参考文献

- [1] T. Kunihiro, T. Muto, T. Takatsuka, R. Tamagaki, T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Supplement **112**, pp. 1–pp.315 (1993).
- [2] G. Baym, D. K. Campbell, in *Meson and Nuclei*, ed. M. Rho and D. H. Wilkinson, (North Holland, Amsterdam, 1979), Vol. III, p. 1031.
- [3] D. B. Kaplan, A. E. Nelson, Phys. Lett. **B 175**, 57 (1986).
- [4] T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. **80**, 22 (1988).
- [5] A. B. Migdal, E. E. Saperstein, M. A. Troitsky and D. N. Voskresensky, Phys. Rep. **192**, 179 (1990).
- [6] T. Muto, T. Tatsumi, Phys. Lett. **B 283**, 165 (1992).
- [7] H. Fujii, T. Maruyama, T. Muto, T. Tatsumi, Nucl. Phys. **A 597** 645 (1996).
- [8] T. Muto, Nucl. Phys. **A 754**, 350 (2008); Phys. Rev. **C 77**, 015810 (2008).
- [9] P. Demorest et al., Nature **467**, 1081 (2010); J. Antoniadis et al., Science **340**, 6131 (2013).
- [10] T. Muto, T. Maruyama, T. Tatsumi, Phys. Rev. **C 79**, 035207 (2009).
- [11] S. Nishizaki, Y. Yamamoto, T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **108**, 703 (2002).
- [12] T. Muto, Nucl. Phys. **A 697**, 225 (2002).

複素スケーリング法による“ $K^- p p$ ”の研究

土手 昭伸 (KEK理論センター)

反K中間子 K^{bar} (K^- , $K^{0\text{bar}}$) が束縛した原子核 (K中間子原子核) は、ストレンジネス及びハドロン物理において、ホットな話題の一つである。現象論的に求められた $K^{\text{bar}}N$ ポテンシャルは非常に引力が強い[1]。そのためK中間子原子核では、反K中間子からの強い引力によって、1. 核子とその周りに引き寄せられ、その結果高密度状態が形成される、2. 深く束縛することで主崩壊 $\Sigma\pi$ チャネルが閉じ準安定に存在する、といった可能性が考えられる。K中間子原子核は、高密度核物質への入り口“Doorway to dense matter”であると期待でき、引いては中性子星内部の高密度状態とも関係するのかもしれない。このK中間子原子核の性質を解明するため、まずは最も基本的な系である“ $K^- p p$ ”を詳細に調べようという流れで、ここ10年理論・実験は進んできている。なお、ここでは $K^{\text{bar}}N N - \pi \Sigma N - \pi \Lambda N$ 結合系を象徴的に“ $K^- p p$ ”と記している。(そのためクォーテーションマークが付いている)

ざっと現状を述べておくと、“ $K^- p p$ ”探索実験ではFINUDA、DISTO、最近ではJ-PARCE 27 [2]といったグループが、 K^- と2pの閾値から100MeV程度低いエネルギー領域に、幅の広いバンプ構造を報告している。これらの実験は K^- 中間子の原子核吸収、 $p+p$ や d (π^+ , K^+) といったハドロン反応である。他方 d (γ , $K^+\pi^-$) といったフォトンから入るLEPS/SPring8での実験では、そのようなシグナルは見られなかった[3]。また理論研究であるが、“ $K^- p p$ ”は三体系であるため様々な手法で調べられてきた。一時期計算手法によって結果が異なるとの議論もあったが、現在では結局のところ、結果は使用する $K^{\text{bar}}N$ 相互作用の種類に大きく左右され、現象論的ポテンシャル (エネルギー非依存) では深い束縛 (50~90MeV)、カイラル理論に基づく相互作用 (エネルギー依存) では浅い束縛 (~20MeV)、ということで一応落ち着いている。

このような状況下で、私は“ $K^- p p$ ”についてより踏み込んだ構造計算を進めている。冒頭でも注意したが、“ $K^- p p$ ”は K^- と2つの陽子の単純な束縛状態ではない。 $K^{\text{bar}}N$ の準束縛状態と考えられる、ハイペロン Λ の励起状態 $\Lambda(1405)$ がそうであったように、 $K^{\text{bar}}N$ は πY と強く結合する。(Y:ハイペロン Λ , Σ)なので、ここで“ $K^- p p$ ”と呼んでいる物は、正しくは「 $K^{\text{bar}}N N - \pi \Sigma N - \pi \Lambda N$ 結合チャネル系」(量子数は $J^P=0^-, I=1/2$ を想定)であることを強調しておきたい。またこれまでの理論計算では“ $K^- p p$ ”は $K^{\text{bar}}N N$ 閾値の下、 $\pi \Sigma N$ 閾値の上に現れる。つまり純粋な束縛状態ではなく共鳴状態なのである。これらのことから、私は“ $K^- p p$ ”を理論的に正しく取り扱うには、1. 結合チャネル、そして2. 共鳴状態、この二点を同時に適切に取り扱う必要があると考える。そこで私は「結合チャネル複素スケーリング法」を適用し“ $K^- p p$ ”を調べることにした。ベースとなる複素スケーリング法は、従来の原子核理論研究において、安定核/不安定核の共鳴状態の研究で多大な成果を上げてきた。3体系のみならず、それ以上の多体系の共鳴状態を調べられる強力な手法である。この複素スケーリング法を複数のチャネルを用意した上で行う。更に述べておくと、複素スケーリング法では波動関数も得られるため、その系の詳細な性質を解析することが出来るといったメリットもある。

本研究に現れる K^{bar} や π と言った中間子は南部・ゴールドストーンボソンであり、カイラル動力学によっ

て支配されている。そこで理論的に根拠のある、カイラルSU(3)理論に基づいた相互作用を使用する。冒頭でも述べたようにこの相互作用はエネルギー依存性を持つ。このような相互作用を使用した上、 $K^{bar} NN - \pi \Sigma N - \pi \Lambda N$ といった複雑なチャネル結合まで扱い、そこで複素スケーリング計算をいきなり行うのは、どういったことが起きるのか予想が出来ず危険に思う。そこで、まずは見当を付けるためにも、複素スケーリング法の性質をうまく利用して、フェッシュバツハ法により $K^{bar} NN$ 有効ポテンシャルを作り、それを三体計算で使用することで、結果的には結合チャネル問題をシングルチャネル問題に帰着させるという計算を行った。“**coupled-channel complex scaling method + Feshbach projection**” [4]

紙面が限られているので、簡単に方法について述べておく。結果も含め詳細は本論文[4]を読んで頂きたい。フェッシュバツハ法では陽に扱うモデル空間(P空間)と消去するその他の空間(Q空間)をセットする。シュレーディンガー方程式はP、Q波動関数についての結合チャネル方程式となるが、そこで形式的にQ空間の波動関数を消去し、P空間に対する方程式を作ると、いわゆる有効P空間ポテンシャル $U_{P^{eff}}$ が現れる。この有効ポテンシャルが含んでいるQ空間グリーン関数 $G_Q = 1 / (E - H_Q)$ を、どう表現するかが実際の計算で問題となる。ここで複素スケーリング法を利用する。複素スケーリング法では、複素スケールしたハミルトニアン $H(\theta)$ に対しても、通常量子力学同様完全性が成り立つことが知られている。

(拡張された完全性) ここで θ はスケール角を表す。しかもその完全性は、構造計算でよく使用しているガウス基底関数で、 $H(\theta)$ を対角化して得られた固有状態のセットでよく近似されることも確認されている。この性質を利用する。Q空間ハミルトニアンを複素スケールし($H_Q(\theta)$)、ガウス基底で対角化。得られた固有値・固有状態を使えば、複素スケールされたQ空間のグリーン関数 $G_Q(\theta) = 1 / (E - H_Q(\theta))$ が表現できる。あとはこの $G_Q(\theta)$ を逆に $-\theta$ 複素スケールすれば欲しいQ空間グリーン関数 G_Q が得られ、P空間有効ポテンシャル $U_{P^{eff}}$ が作れるわけである。

二体系において、P空間= $K^{bar} NN$ 、Q空間= $\pi \Sigma, \pi \Lambda$ とセットし、上記の技法を用いることで、 $K^{bar} NN$ 二体のシングル有効ポテンシャルを作ることが出来る。それを用いて $K^{bar} NN$ シングルチャネル三体計算を行った。その結果、やはりこれまでの研究同様、エネルギー依存性をもつカイラルポテンシャルを使用しているため、“ $K^- pp$ ”は20~30 MeV程度の浅い束縛、崩壊幅は20~60 MeV程度であった。得られた波動関数からNN距離を求めると2.1 fm程度であり、これは通常核密度相当である。確かに二核子間距離が4 fm程度の重陽子に比べると、 K^{bar} の引力により2つのNNがかなり接近しているが、やはりNN間の斥力芯が極端に接近することを防いでいる。(図1)

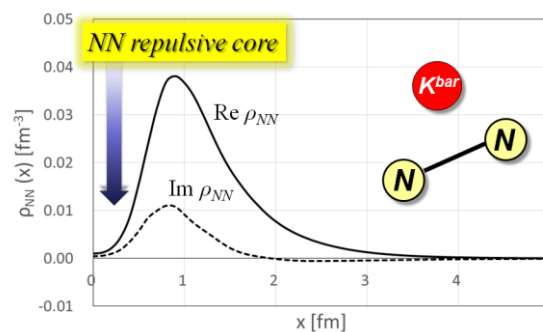


図1 NN相関密度の様子。(横軸 x はNN間距離)

さてカイラル理論に基づくポテンシャルを使用すると、やはり過去の研究と同様に“ $K^- pp$ ”は浅い束縛となった。となるとJ-PARC E27等で報告されたシグナル(もし $K^- pp$ なら束縛エネルギーは約100 MeV)は何か?という問題になる。理論結果と比較する以前に、実験で観測されたものが $K^{bar} NN$ の束縛状態(“ $K^- pp$ ”で主成分が $K^{bar} NN$)であるという保証はない。反応で押さえている粒子から

言えることは単に「ストレンジネス-1、バリオン数2、チャージ+1の何か」が生成されていると言うことだけである。果たしてそれが理論で計算している“ $K^- p p$ ”と対応するものか否かを論じるには、さらに踏み込んだ研究が必要である。また仮に実験で観測されたものが“ $K^- p p$ ”であったならば、100 MeV未満の束縛を予言しているこれまで全ての理論計算と食い違うこととなる。理論に更なる説明が求められることとなる。現時点では次の3つのアイデアが出されている：1. カイラル対称性回復による $K^b \bar{a} r N$ 相互作用の引力増加説[5]。“ $K^- p p$ ”においてカイラル対称性が部分的に回復し、 $K^b \bar{a} r N$ 相互作用の引力が17%増加しておれば、E27の束縛エネルギーを説明することが出来る。2. “ $K^- p p$ ”ダブルポール説[4]。カイラルに基づく相互作用では $\Lambda(1405)$ がダブルポール構造を取ることが知られている。それと同様に“ $K^- p p$ ”も二つのポールを持ち、理論がこれまでに報告している浅い状態はエネルギー的に高い方のポール、それに対して実験で観測された状態は低い方のポールに対応する状態と考えられる。3. Pion-assisted dibaryon説[6]。 $\pi \Sigma N - \pi \Lambda N$ の結合系、ただし $J^P = 2^+$ 、 $I = 3/2$ 。これなら $\pi \Sigma N$ 閾値近傍に状態が自然に出てくる。これらの説のいずれが正しいのか？それ以前に先に述べたように実験で観測された状態の正体解明など、まだまだ“ $K^- p p$ ”の研究は深めねばならないと思われる。

最後に。この研究会は玉垣さんを偲ぶ研究会であった。講演の最後に話したが、玉垣さんの作られたG3RS (Gaussian soft core potential with three ranges) [7]は構造計算で使いやすく、とてもお世話になった。学部4回生向けの講義でも核力の三領域を説明されていたが、G3RSはその理念に乗っ取り、三領域を異なる3つのレンジのガウシアンで表現した巧みな、いや本質を突いたポテンシャルになっていたのだな、と今回改めて思った。また多くの人が玉垣さんについて語る時、「玉垣さんは常に新しいことに目を向けていた」といった話がよく出てきていた。その話を聞いていて、ふと「もし玉垣さんが僕の話を知っていたら、どう思われているだろうか？」と思った。10年近く前RCNPであった研究会で「Weiseのところに行ってたんやね」と、初めて玉垣さんに声を掛けられたことを覚えている。あの頃より数段高度な計算手法を駆使し研究を行っているが、テーマは基本的に変わっていない。研究会で玉垣さん逸話を聞く度に、「いい加減新しいことに目を向けたら？」と玉垣さんに言われているような気がした。何か新しいことに取り組んでみようかと、とても暑い梅雨の日にも関わらず爽やかな気分で京都を後にした。

紙面の都合上、参考文献の一部のみ記させて頂く。参考文献の詳細は、本論文[4] (明孝之氏 (大阪工大)、井上貴史氏 (日大生物資源) との共同研究) を参考にさせて頂きたい。

参考文献

- [1] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C 52, 044005 (2002)
- [2] Y. Ichikawa et al, Prog. Theor. Exp. Phys. 101D03 (2014); Prog. Theor. Exp. Phys. 021D01 (2015)
- [3] A.O. Tokiyasu et al, Phys. Lett. B 728, 616 (2014)
- [4] A. Dote, T. Inoue, T. Myo, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015, 043D02 (2015)
- [5] S. Maeda, Y. Akaishi, T. Yamazaki, Proc. Jpn. Acad., Ser. B 89, 418 (2013)
- [6] A. Gal, arXiv:1412.0198 (Proceeding of EXA2014)
- [7] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. 39, 91 (1968)

非球対称天体の構造とパスタ構造の双対性

安武伸俊(千葉工業大学)

共同研究者：藤澤幸太郎、山田章一（早稲田大学）

はじめに

このたびは、玉垣さんを偲ぶ会において講演する機会をいただき、主催者をはじめとする関係者の方々に深く感謝いたします。玉垣さんとは、京都大学における中性子星の勉強会を兼ねた小規模の研究会を通して、何度かお会いして議論をしてきました。この研究会は、鶴田さん(モンタナ大)が日本に帰国する時期にあわせて定期的に開かれており、巽さん、高塚さん、丸山(敏)さん、武藤さんといった、玉垣研究室の方々が中心となって続けられてきました。今回の私の講演内容も、その研究会を契機とした巽さんと丸山(敏)さんとの共同研究によるところが大きいです。この場を借りまして玉垣さんに感謝申し上げ、謹んでご冥福をお祈りいたします。

講演内容の要旨

理論天文学において長い間未解決問題である、回転している星の進化理論を確立することを目指した、新しい回転平衡形状を求める手法を本講演で紹介した。この理論の適用対象は、あらゆる種類の回転星であり、恒星・惑星を問わない。生命に必要な材料である元素は星内部の核融合などで培われるために、生命の起源を探る上でも星の一生(進化)を研究することは重要である。

球対称(無回転)的な星の進化計算手法であるヘニエ法[1]が確立されて以来の約50年間、これまで星の進化に関する様々な研究がなされてきた。近年では回転や磁場、あるいは子午面還流などを考慮した理論模型なども提唱されている[2]。しかしながら、それらの手法では、本来であれば多次元的に取り扱うべき磁場・回転・対流などの要素について、球対称計算に補正を入れるに留まっているのが現状であり、精度に欠ける。こういった従来の手法は、形状が球対称に近い天体に関しては問題ないが、原始星や原始惑星、あるいはBe星といった、回転によって変形している可能性が高い天体の進化計算に本来は適用できない。

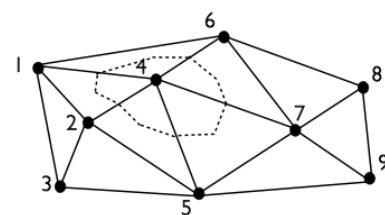
今日に至るまで、回転星の進化計算が解明されなかった最大の理由は、“現実的な状態方程

式”を用いた星の回転平衡形状の解が、解き明かされていなかったことである。また、仮に平衡解を得ることができたとしても、その手法自体が進化計算への適用に不向きであった。この平衡解の研究についての歴史は長く、古くはヤコビ、デデキンド、ディレクレ、リーマン、チャンドラセカールといった名だたる研究者らが取り組んできた理論天文学や応用数学における大問題でもある[3]。

ところが近年、ついに我々は“現実的な状態方程式”を用いて星の回転平衡形状の解を得ることに成功した。その着想は、以前から研究対象としてきた核物質の相転移における変形核の構造（パスタ構造）と、回転星の平衡形状とに研究上の類似性を見出し、前者で用いていた変分原理計算を用いて後者の平衡形状の解を求めたことに端を発する。ミクロなパスタ構造であれ、マクロな回転星の構造であれ、ある拘束条件(つり合いの式や化学平衡条件)のもとでポアソン方程式や各斥力・各引力を考慮すると、非球対称な構造が自発的に出現する。この理由は“その方がエネルギーを得るから”であり、我々はその考え方に沿って、星の平衡形状を求める手法を開発した。

我々の手法における基本的な概念は極めて容易である。星が存在する領域に任意に代表点をいくつか置く。これらの点と近傍の点とを任意に結べば必ず三角形を作ることができる。例えばそれが図のようになったとする。各点に質量などの保存量を置き、各点に割り振られる面積はまわりの三角形から見積もられる。あとはエネルギーが最も低くなる点の配置を探すことにより、最適な星の構造を得るわけである。この手法は質量座標形と空間座標形の両方の特徴を兼ね備えた手法である。

図：ある領域に任意に点を配置し、番号付けをしたもの。ある点に注目する(例えば4番)と、そのまわりの三角形の三分の一ずつの面積などから密度などの空間依存量が得られる。
点同士の関係性はグラフ理論の隣接行列そのもの。



また、星は膨張したり収縮したりするので、これを計算で解くためには時々刻々と変化する計算領域を考慮する必要がある。しかし、我々の手法では自動的に計算領域を変えながら計算を進めるので、境界条件をまったく気にする必要がない。

本講演内容は、参考文献[4]の内容にもとづいている。今後は、さらに対流不安定領域や質量放出機構を決定し、核反応などによる熱や角運動量の輸送などを組み込むことで回転星の進化理論を確立することを目指す。

参考文献

- [1] Henyey, L. G., Forbes, J. E., & Gould, N. L. (1964), *Astrophys. J.*, 139, 306
- [2] Maeder, A., & Meynet, G. (2000), *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 38, 143,
およびその参考文献
- [3] Chandrasekhar, S. (1969), “*Ellipsoidal figures of equilibrium*”, Yale University Press
- [4] Yasutake, N., Fujisawa, K., Yamada, S., *MNRAS Letter*, (2015), 446, 56

Nuclear Clustering— problems pioneered by Tamagaki

堀内 昶 (阪大 RCNP)

1. 始めに

玉垣さんの核クラスター物理への多くの貢献の中で、今日は2つのテーマを取り上げる。それは、クラスター間パウリ原理とテンソル力である。

主に議論するのはクラスター間パウリ原理に関係する幾つかの問題で、テンソル力に関係した問題については短く議論する。

ここでの議論はこれまでの発展についてと今後の見通しについてで、これは玉垣さんを記念してのこの研究会の趣旨に沿っている。

2. パウリ原理による複合粒子間短距離斥力

原子核間（クラスター間）の短距離斥力は相対波動関数のパウリ禁止状態への直交性に由来するという事実の発見は、ご承知の様に、玉垣さんの大きな業績である。原子核間短距離斥力に関する玉垣さんの研究は、元来は、核力の短距離斥力の起源を、核子を Ur-fremion からなる複合粒子と見做すことに求めようとする研究が動機と言えます。

原子核間相対波動関数のパウリ禁止状態への直交性が原子核間短距離斥力の原因であるとはっきり主張した論文は有名な玉垣・田中の1965年のプロGRESS論文 [1] である。この論文には、しかしながら、禁止状態とか直交性とかの言葉は見当たらない。そうではあるが、玉垣・田中論文の図2には、 α - α 散乱の2つの散乱エネルギー（2MeVと28.9MeV）の場合に、部分波 l が0、2、4の相対動径波動関数 U_l が示されている。全波動関数は反対称化されているので、相対波動関数として調和振動子関数 R_{nl}^{HO} を採用すると、 $2n+l < 4$ に対しては全波動関数はゼロとなる。つまり、相対波動関数の中に $2n+l < 4$ の R_{nl}^{HO} の成分が存在しても全波動関数には何の寄与も無い。この為に、 $2n+l < 4$ の R_{nl}^{HO} は Redundant States と呼ばれるのだが、図2に於いては、相対波動関数からこの Redundant States の成分が除去されているのである。この除去操作があるからこそ、 $l=0$ と2の相対波動関数には、近距離領域に、それぞれ2つと1つの Nodes が現れている。Redundant States の除去操作は散乱エネルギーに関係なく行われるので、Nodes の位置は散乱エネルギーに殆ど依存しない。相対距離2fmほどに、相対エネルギーによらず Node が存在するという事は、相対距離2fmほどに強い斥力芯が存在するのと同じ効果である、というのが玉垣・田中論文の主張主旨である。Redundant States を除去するというのは、Redundant States に直交させることに他ならず、Redundant States という言葉を禁止状態という言葉に替えれば冒頭に述べた言い方になる訳である。

玉垣・田中論文を承けて、齊藤さんは直交条件模型を提案した [2]。それは、全反対称化の効果の大部分は相対波動関数が禁止状態に直交するという形で表現出来ると考え、原子核間相互作用としては局所的な直接ポテンシャルに近いものを採用すれば、良い近似でクラスター間相対運動が記述できるとする模型である。Redundant States の果たす役割の明確な認識への言及はなくても全反対称化の効果がクラスター間の短距離斥力を生むという認識は玉垣・田中論文の以前からあった。例えば1964年の大槻・玉垣・和田論文 [3] がある。全反対称化の効果がクラスター間の短距離斥力を生むという言い方は玉垣・田中論文の以後にも使われているが（例えば文献 [4]）、Quark の Color 自由度が確立した後の Neudatchin・Smirnov・玉垣の論文 [5] では論文タイトル自体が「An explanation of N-N "repulsive core" in terms of forbidden states」となっている。

複合粒子を構成する Fermi 粒子のパウリ原理に由来する短距離斥力芯は Rigid Core ではないので Structural Core と呼ばれた。例えば散乱エネルギーが高ければ相対波動関数の波長が短くなり、波長の長い禁止状態との直交性は自明になってしまい、Rigid Core とは違ったものになる。Structural Core であることが重大な効果を持つ場合の 1 つはクラスターの多体系に於いてである。中性子過剰核の「Core 核 +n + n」などの 3 体系に於いて「Core 核 -n」と「n-n」の実効的引力効果が、それぞれの孤立 2 体系での引力の強さより強くなることは Borromean 効果として良く知られているが、それと同じ効果として、クラスター多体系でのクラスター間の実効的引力も孤立 2 体クラスター間の引力よりも大きくなるのである。 α クラスターの 3 体系を考える。この 3 体系での Hamiltonian を次のように書き表す： $\sum_j T_j - T_{CM} + \sum_{i>j} V_{ij}^{\alpha\alpha} = (2/3) \sum_{i>j} (T_{ij} + 1.5V_{ij}^{\alpha\alpha})$ 。ここで T_{ij} と $V_{ij}^{\alpha\alpha}$ は i 番目と j 番目の α クラスターの 2 体系の相対運動エネルギーと相互作用エネルギーである。この恒等式に見るように 3α 系に於いては Borromean 効果は α - α 間の実効的相互作用を 50% 強くする。このことの為に、 2α 系では Structural Core の斥力効果が相互作用の引力に打ち勝って相対波動関数の近距離領域での振幅をかなり小さくしているのではあるが、 3α 系に於いては Structural Core の斥力効果が実効相互作用の引力に敗けて相対波動関数の近距離領域での振幅が増大するという事態が起こるのである。かくして、 3α 系の波動関数は、最も Compact な 3α 状態、つまり $|(0s)^4(0p)^8, [444]\rangle$ を主成分とする殻模型状態になるのである。クラスターの最も Compact な状態の波動関数が調和振動子殻模型波動関数に等しいことは既に 1950 年代には良く知られて用いられていたことで次の Section では「殻模型状態の Duality」と呼んで議論する。文献 [3] の議論でもこの事実を用いている。

それでは 3α 系では殻模型状態しか現れないのかと言うと、勿論そんなことはなくて ^{12}C の 0_2^+ 状態 (Hoyle 状態) は 3α の気体的なクラスター状態である。励起状態にクラスター状態が現れる Mechanism は簡単で、それは励起状態の基底状態への直交性に依っている。例えば参考文献 [6] には、基底状態に直交する 3α 波動関数空間で 0^+ 波動関数のエネルギー面を計算した結果が示されているが、エネルギーの谷が現れるのは α - α 間の距離が ^8Be での α - α 間距離の程度かそれ以上の領域である。基底状態に直交するという条件下では、 α - α 間距離は基底状態に於ける程には小さくならない為に、 α - α は近距離領域の大きな引力を感じる事が出来ず、その状況では引力が Structural Core の斥力に負けてしまい、 α - α 間距離が大きくなるのである。

3. 殻模型波動関数の Duality とクラスター状態の形成

「最 Compact な 3α 状態 = $|(0s)^4(0p)^8, [444]\rangle$ 」の事実は殻模型波動関数の Duality の 1 例である。SU(3) 殻模型波動関数の多くのはクラスター波動関数と等値であるというのが「殻模型波動関数の Duality」である。もう一つの典型的な例は、 ^{16}O の 2 重閉殻波動関数が ^{12}C と α のクラスターが最も Compact に結合した波動関数と等価であるという事実である。K. Wildermuth が 1958 年に微視的クラスター模型による系統的な研究を始めた時には [7]、殻模型は 1949 年の Mayer-Jensen の模型提唱から既に 10 年ほど経過していたので、基底状態が殻模型で記述されることは確立した事柄であった。だから、彼のクラスター模型は基底状態波動関数の Duality の上に構築されたのである。彼は、Duality によれば基底状態はクラスターが最も Compact に結合した状態であるのだから、クラスター間の結合が緩やかになることによって励起状態としてクラスター状態が出現すると考えたのである。この様な考え方は Wildermuth に限っていたわけではなく、例えば 1956 年の Perring-Skyrme 論文 [8] でも ^8Be 、 ^{12}C 、 ^{16}O の基底状態の Duality に基づいて色々な励起クラスター状態の形成を論じている。

Wildermuth は多くの軽い核に於いて沢山の励起状態をクラスター状態として同定しました。例え

ば ^{16}O に於いて 0_2^+ 、 2_1^+ 、 4_1^+ 、 1_2^- 、 3_2^- 、の順位を $^{12}\text{C}(0^+)+\alpha$ の構造を持つとし、 2_2^+ 順位は $^{12}\text{C}(2^+)+\alpha$ の構造を持つとしました。これらの同定は現在の構造研究によって支持されていますし、 ^{16}O 以外の核に於いても大抵の同定は現在の研究によって支持されています。それにも拘わらず残念なことに、1960年あたりの時代では実験情報が十分でなくこれらの同定を多くの人に確信させるには至らなかったようです。

クラスター状態研究の最近の大きな発展は、殻模型波動関数の Duality が $E0$ 遷移に直接的に反映されていることを発見したことです。川畑達 [9] はクラスター状態と基底状態との間の $E0$ 遷移の観測された値が大きくて 1 粒子強度ほどの大きさがあることを強調しました。この観測事実は殻模型の立場からは矛盾に見えます。クラスター状態は沢山の多粒子・多空孔配位の重ね合わせですから 1 粒子強度よりは遥かに小さくなる筈だからです。ところが、クラスター模型の立場からは、基底状態の Duality を考えれば、この観測事実は自明とも言える事柄です [10]。この点の説明は、 ^{16}O に於いて 0_2^+ と基底状態の間の $E0$ 遷移を例として解説すれば良く分かります。 0_2^+ は $^{12}\text{C}(0^+)$ と α が S 波の波動関数 $\chi_{\ell=0}(r)$ で結合している状態であるが、基底状態の 2 重閉殻状態も、Duality によって、 $^{12}\text{C}(0^+)$ と α が調和振動子関数 $R_{n=4,\ell=0}^{HO}(r)$ で結合している状態です。そうすると、この 2 つの状態の間の $E0$ 遷移は相対波動関数が $\chi_{\ell=0}(r)$ と $R_{n=4,\ell=0}^{HO}(r)$ の間で $E0$ 遷移を起こしていることに他なりません。 $E0$ 遷移に関与している自由度は相対運動自由度の 1 つだけですから、その強度が 1 粒子強度ほどの大きさであるのは自明なのです。核子反対称化の効果を厳密に扱っても結論は変わりません [10]。 ^{16}O には $E_x = 15$ MeV ほどまでに 5 つの 0^+ が有るが、3 つの 0_2^+ 、 0_3^+ 、 0_5^+ には $E0$ の観測値があり、それは全て 1 粒子強度ほどの大きさである。クラスター模型はこれらを見事に再現するが、殻模型による理解は絶望的に思える。

Duality を持っているのは、基底状態の殻模型波動関数だけではなく、励起状態の殻模型波動関数の中にも持っているものがある。詳しくは文献 [10] と [11] をご覧頂きたいが、2 例を挙げるならば、 ^{28}Si の励起 Prolate 回転帯は SU(3) 表現が $(12,0)$ の殻模型波動関数を主成分とするが、この波動関数は $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ のクラスター波動関数と等価だという Duality を有しており、 ^{32}S の励起超変形回転帯は SU(3) 表現が $(24,0)$ の殻模型波動関数を主成分とするが、この波動関数は $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ のクラスター波動関数と等価だという Duality を有している。これらの事実は、それぞれ、 $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ と $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ の分子共鳴状態の形成の動力学の理解に対して重要な役割を果たす。

4. クラスター動力学の Container 模型と Structural Pauli Repulsive Core

Hoyle 状態 (^{12}C の 0_2^+) は 1970 年代の 3α の微視的クラスター模型 (RGM/GCM) により大変に良く記述されることが知られていました [11]。ところが、2003 年に至って、これらの RGM/GCM 波動関数は単一の非常に単純な 3α THSR 波動関数とほぼ 100 % 等価であるという驚くべき事実が判明しました [12]。THSR 波動関数 [13] というクラスター波動関数では個々のクラスターの重心運動は単に 1 つの Gauss 関数で記述されているのです。Hoyle 状態についてのこの事実は、その密度が基底状態の 1/3 程であることと合わせると、Hoyle 状態が 3α の Bose 凝縮的な Gas 的状态であることを意味します。

ところで最近の驚くべき発見は、Gas 的でない通常の多くのクラスター状態の場合でも、それらの RGM/GCM 波動関数がそれぞれ単一の非常に単純な THSR 波動関数とほぼ 100 % 等価であるという信じ難いような事実の存在です。この事実が今までに確認された状態としては、 ^{12}C の基底状態 [12,14]、 ^{20}Ne の反転 2 重項回転帯の状態群 [15,16]、 3α と 4α の直線鎖状態 [17]、 ^9Be の基底回転帯 [18]、などがある。これらの状態の中で最も衝撃的なのは、 ^{20}Ne の反転 2 重項回転帯の状態の 1 つ 1 つの波動関数がそれぞれ単一の THSR 波動関数とほぼ 100 % 等価であるという事実

です。THSR 波動関数は空間非局在のクラスターを記述しているのに対して、反転 2 重項状態というのはクラスターが疑うべくも無く空間局在している [19] 状態であると信じられて来たからです。この大きな矛盾の解決は次のように為されました。THSR 波動関数が空間非局在のクラスターを表現しているのは、クラスターの中の核子反対称化の操作を行う前の段階でありますから、クラスター間反対称化操作がどのような働きをするのかを見なければなりません。そこでクラスター間反対称化操作を行った後の THSR 波動関数を用いて核子密度分布を計算して見たところ、結果は ^{16}O と α が空間局在している密度分布が得られたのです [16]。この結果の意味することは、クラスターの空間局在はクラスター間反対称化操作に起因するということです。クラスター間反対称化操作によってクラスターの空間局在がもたらされたのですから、クラスター間のパウリ斥力がクラスターの空間局在をもたらしたのだと考えられます。つまり、玉垣さんの Structural Pauli Repulsive Core がクラスターの空間局在を生み出している訳です。

上述したように、クラスターの動力学はクラスターの空間非局在が本質ですが、体系の任意の 2 つのクラスターの間にはパウリ斥力が働く為に相互に近接は出来ません。このことは、2 体のクラスター系ではクラスターの空間局在を必然的に生み出しますが、3 体以上のクラスター系ではクラスターが空間局在する必要は無いことになります。しかしながら Gas 的クラスター状態以外の状態では、Gas 的クラスター状態に直交すべしという条件が付く為に、そのことがクラスターの空間非局在性に制約を付けることになります。

5. 原子核に於けるテンソル力

玉垣さんの多彩な研究には核力の研究が背骨のように中心を貫いていると思いますが、核力の研究の重大課題の 1 つは強い短距離斥力で、Structural Pauli repulsive core はその研究課題の中心です。もう一つの重大課題は強いテンソル力です。テンソル力をめぐる玉垣さんの研究も多彩で、高密度核物質の ALS 構造もその 1 つですが、ここでは、核内平均場のスピン軌道力の重要起源の 1 つとしてテンソル力を考えた研究 [20] を取り上げ、この研究に深く関係する私どもの最近の研究に短く触れてみます。

玉垣さん達の文献 [20] の研究は先行研究 [21] を受け継ぐものです。文献 [20] と [21] の研究は $^4\text{He}+n$ 系を扱っていて、 ^4He の波動関数は $\psi((0s)^4) + f_D\psi((0s)^4)$ として f_D はテンソル力型の 2 体相関子です。論文 [21] では現象論的核力を用いて、 $0p_{3/2}$ と $0p_{1/2}$ のスピン軌道分岐エネルギー $\Delta E_{\ell s}$ は観測値の 35% ほどがテンソル力に起因すると報告しています。他方、論文 [20] では π 中間子理論的核力を用いるならば、 $\Delta E_{\ell s}$ の観測値の大部分 (65% ほど) はテンソル力に起因しているのだと報告しているものです。

2007 年に明さん達は TOSM (Tensor optimised shell model) という理論 [22] を発表して、残留相互作用ではない生のテンソル力を殻模型で扱うことを論じました。系の波動関数は $0p0h$ の部分 Φ_{0p0h} と $1p1h$ と $2p2h$ の部分 $\Phi_{1p1h,2p2h}$ の重ね合わせで、particle 軌道はテンソル力による高運動量成分を記述する為に拡がりパラメーターの異なるガウス関数の重ね合わせで表現しました。2009 年の論文 [23] では ^4He を核力 AV8' を用いて計算すると Exact 計算 [24] とほぼ同じ結果が得られることが報告されています。

TOSM は殻模型的構造は大変良く再現しますが、クラスター状態に対しては十分な結合エネルギーが得られないことが分かってきました。そこで明さん達は 2012 年の秋の物理学会発表で、 Φ_{0p0h} の代わりに反対称化分子動力学 (AMD) 波動関数 Φ_{AMD} を、 $\Phi_{1p1h,2p2h}$ の代わりには、玉垣さん達の文献 [20] に倣って、 $f_D\Phi_{\text{AMD}}$ を採用するという考えを発表しました。この理論では、しかしながら、2 体核力 V_{NN} の行列要素、 $\langle \Phi_{\text{AMD}} | f_D V_{NN} f_D | \Phi_{\text{AMD}} \rangle$ 、では 6 体力までを計算せねばなりません。こ

の困難を解決する手段として、後藤・堀内論文 [25] に倣って、核力など 2 体演算子 $O(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ を Fourier 積分表示する手法を導入しました。 $O(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \int d\mathbf{k} g(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_1) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_2)$ 。 $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_1) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_2)$ は所謂 Separable Force ですので、Separable Force ならば何体力であっても AMD 行列式による行列要素の計算は困難ではありません。こういう訳で、この理論に TOAMD (Tensor optimised AMD) という命名をして、PTEP に投稿して最近掲載されるに至りました [26]。

6. 終わりに

研究会の懇親会の挨拶で申しましたように、玉垣さんの研究は多彩で豊かですが、その多彩な研究には核力の問題意識が背骨のように中心を貫いています。自然の中で、核力はどのように現れ、どのような役割を果たすのかを追究したいという志があったと思います。その志のもとに研究を進めるので、研究のテーマと姿勢は多くの場合に必然的に Follower ではなくて Pioneer になり、まさに独創的になったのだと思います。

参考文献

- {1} R. Tamagaki, H. Tanaka, Prog.Theor. Phys. **34**, 191 (1965).
- {2} S. Saito, Prog.Theor. Phys. **40**, 893 (1968); **41**, 705 (1969).
- {3} S. Otsuki, R.Tamagaki, W.Wada, Prog.Theor. Phys. **32**, 220 (1964).
- {4} M. Sato, R.Tamagaki, Prog.Theor. Phys. **37**, 1147 (1967).
- {5} V. Neudatchin, Yu. Smirnov, R.Tamagaki, Prog.Theor. Phys. **58**, 1072 (1977).
- {6} E. Uegaki, S. Okabe, Y. Abe, H. Tanaka, Prog. Theor. Phys. **57**, 1262 (1977).
- {7} K. Widermuth, Th. Kanellopoulos, Nucl. Phys. **7**, 150 (1958).
- {8} J. Perring, T. Skyrme, Proc. Phys. Soc. **69**, 600 (1956).
- {9} T. Kawabata et al., Phys. Lett. B **646**, 6 (2007).
- {10} H. Horiuchi, Rom. Journ. Phys. **57** Nos.1-2, 227 (2012);
T. Yamada et al., Prog. Theor. Phys. **120**, 1139 (2008).
- {11} H. Horiuchi, K. Ikeda, K. Kato, Prog. Theor. Phys. Supple. **192**, 1 (2012).
- {12} Y. Funaki et al., Phys. Rev. **C67** (2003), 051306(R).
- {13} A. Tohsaki, H.Horiuchi, P.Schuck, G.Röpke, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 192501.
- {14} B. Zhou et al., Prog.Theor. Exp. Phys. **2014**, 101D01 (2014).
- {15} B. Zhou et al., Phys. Rev. C **86**, 014301 (2012); Phys. Rev. Lett. **110**, 262501 (2013).
- {16} B. Zhou et al., Phys. Rev. C **89**, 034319 (2014).
- {17} T. Suhara et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 062501 (2014).
- {18} M. Lyu et al., Phys. Rev. C **91**, 014313 (2015).
- {19} H. Horiuchi, K. Ikeda, Prog.Theor. Phys. **40**, 277 (1968).
- {20} S. Nagata, T. Sasakawa, T. Sawada, R. Tamagaki, Prog.Theor. Phys. **22**, 274 (1959).
- {21} A. Sugie, P. Hodgson, H. Robertson, Proc. Phys. Soc. **70A**, 1 (1957).
- {22} T. Myo, S. Sugimoto, K. Kato, H. Toki, K. Ikeda, Prog.Theor. Phys. **117**, 257 (2007).
- {23} T. Myo, H. Toki, K. Ikeda, Prog.Theor. Phys. **121**, 511 (2009).
- {24} H. Kamada et al., Phys. Rev. C **64**, 044001 (2001).
- {25} Y. Goto, H. Horiuchi, Prog.Theor. Phys. **62**, 662 (1979).
- {26} T. Myo, H. Toki, K. Ikeda, H. Horiuchi, T. Suhara, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015**, 073D02 (2015).

ホイルバンドの性質と 凝縮

船木 靖郎 (理研、仁科センター)

私が修士一回生として京大核理論研究室に配属されたのは、2001年4月でして、その時には既に玉垣さんは退官されておりました。またそれ以降も時々研究室にお忍びで来られた際にお見かけする程度でして、直接お話しする機会は残念ながら全くございませんでした。しかしながら、当時指導教授の堀内さんや共同研究者の東崎さんからは、よく玉垣さんの話題を伺っておりましたし、何より、修士論文を書くにあたってまず最初に勉強したのが、Hiura, Tamagaki の PTPS の原子核クラスター構造、反応についてのレビュー¹⁾でした。特に、玉垣さんのなされた、のちに斎藤さんが直交条件模型という形で定式化した、パウリ原理とクラスター間の相対運動との関係の解明、パウリ禁止状態の概念の構築は、私の現在の研究と密接に関係しておりますし、のみならず現在のすべての原子核クラスター物理研究の礎となっていることは承知の事実であります。私自身、玉垣さんが様々な研究分野で蒔かれた種のごく一部でも育て、次世代に繋げていくことが出来れば幸いに思っております。

今回の、玉垣さんを偲ぶ研究会では、標記のタイトルのお話をさせて頂きました。ホイルバンドというのは、 ^{12}C の第二 0^+ 状態 (0_2^+ : ホイル状態) をバンドヘッドとした励起バンドの事で、ホイル状態のファミリーと見なせる ($2_2^+, 4_2^+$) 状態が、理論的には長い間提案されてきたのですが、ごく最近実験でも観測され、その構造が様々な可能性と共に盛んに議論されているものです²⁾。一方 α 凝縮とは、 α 粒子がガスのように互いに緩く束縛して、そのボソンの統計性ゆえに最低のエネルギー状態を占有した状態の事です。このような状態は主に無限核物質系で議論されておりましたが、2000 頃、有限核においてもその可能性が指摘され、現在ではホイル状態を代表としてその存在の理論的証拠が数多く指摘されております³⁾。

この話に入る前に、この仕事の基になった、クラスターの“器”描像³⁾について、イントロとして話させて頂きました。それは、 α 凝縮のようなクラスターのガス状態と、基底状態、よりコンパクトな通常ガスとは思えないようなクラスター構造状態とを統一的に記述しうるものです。例えば ^{16}O を考えますと、14.4MeV の 4α 分解閾エネルギーの少し上、15.1MeV に第6番目 0^+ 状態 (0_6^+) が観測されておりますが、理論計算によるとそれは4つの α クラスターがガス状に配位して最低エネルギー軌道を占有した 4α 凝縮状態の重要な候補です。この状態では、 α クラスターはある種の平均場を形成し、そのポテンシャル中を自由に運動しています。その下のエネルギー領域には、有名な不思議な 0^+ 状態 (0_2^+ 状態) をはじめとする $\alpha + ^{12}\text{C}$ クラスター構造が支配的な状態群が占めております。そのような状態に対しては、先程の4つの α クラスターがトラップされているポテンシャルよりより小さいサイズのトラッピングポテンシャル (“器”) を用意してその中を α 、 ^{12}C クラスターが自由に運動する、とするものです。その際 α クラスターと ^{12}C クラスターの入る “器” のサイズは異なっても良いとします。クラスター模型で言うと、この器のサイズを変分パラメータとするもので、従来のクラスター模型で用いられるクラスター間の相対距離を変分パラメータとするものと大きく異なるものです。この器のサイズをもっと小さくして、核子の拡がりと同サイズにすると、これは従来の微視的クラスター模型同様、殻模型的配位に一致し、これは基底状態に対応します。このように器模型と言っているのは、池田図で表現される基底状態から励起エネルギーを増やしていっ

たときのクラスター形成のダイナミクスを、クラスターを閉じ込める器のサイズの発展で表現しようというものです。

この模型は、実際 ^{20}Ne において適用したところ、 $\alpha + ^{16}\text{O}$ のパリティ反転二重項バンド (0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 1^- , 3^- , 5^-) をもの見事に再現することが分かりました。ある最適なサイズの器を用意しその中で α クラスターと ^{16}O クラスターが自由に運動するようにしてやると、それは $\alpha + ^{16}\text{O}$ の二体クラスター問題の解いた完全解とほぼ 100%一致したのです³⁾。従来クラスター構造というのは、クラスターの空間局在化であるとして理解されており、 $\alpha + ^{16}\text{O}$ のパリティ反転二重項バンドの存在は、その典型例として、クラスターが空間的に局在していることを如実に示す決定的証拠として用いられてきました。その空間局在性はクラスター間の相対距離をパラメータとすることで直感的には最もよく表現されうるものであり、器模型の表現する、サイズの小さな器中をクラスターが互いに相関なく自由に運動する描像とはかけ離れたものです。この驚くべき結果とパリティ反転二重項の存在を両立させる方法はただ一つで、クラスターの空間的局在性は 100%核子間の反対称化から生み出されるということです。玉垣さんが昔明らかにされた、反対称化によるクラスター間のパウリ禁止状態の概念は、クラスターが空間局在する、その正に本質を担っていたことがこの研究で明らかになりました。またそれと同時に、反対称化の効果を除けば、クラスターは器の中を自由に運動しており、いつでも非局所化の様相を呈している。反対称化の影響が弱い、 α 凝縮状態に代表されるクラスターガス状態では、正にその性質がくっきりと現れていると言えます。この模型はその他、 3α , 4α 直線鎖状態、 $^9_\Lambda\text{Be}$, ^9Be , $^{12}\text{C}(0^+)$ にも適用され、それぞれ、従来のクラスター模型によるフル計算の結果と一致しました³⁾。今後、中性子過剰核で予言されている、分子軌道構造状態のようなクラスターの幾何学的配位状態と器描像との関係等を探ることも極めて重要な研究課題であると考えています。

さてホイル状態より少し上のエネルギー領域には、先ほど述べました 2^+_{2-} , 4^+_{2-} の他にも、三番目 0^+ (励起エネルギー 9.04MeV)、四番目 0^+ 状態 (同 10.56MeV) がごく最近観測されており、ホイルバンドの性質と共に、その構造が理論的、実験的にも活発に議論されているものです。理論的にはホイルバンド (0^+_{2-} , 2^+_{2-} , 4^+_{2-}) は従来基底状態の ^8Be の周りを α クラスターがそれぞれ S , D , G 波で回る回転バンドと考えられておりました。また最近の理論計算によれば 0^+_{3-} 状態は ^8Be の周りを α クラスターがホイルバンドよりより緩く S 波で束縛した構造をしており、 0^+_{4-} 状態は 3α 直線鎖構造に近い状態である、との指摘がなされてきました。

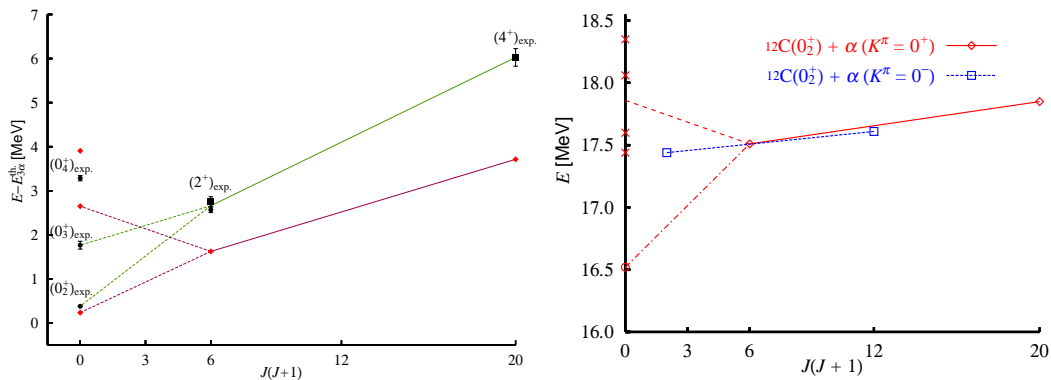


図 1: 理論、実験のスペクトラムの比較。横軸は $J(J+1)$ 。

この研究⁴⁾ で用いた “器” 描像型模型波動関数は以下のものです。

$$\Phi_{JM}^{\text{THSR}}(B_1, B_2) = \hat{P}_{MK}^J \mathcal{A} \left[\exp \left\{ - \sum_{i=1}^2 \sum_{k=x,y,z} \frac{\xi_{ik}^2}{B_{ik}^2} \right\} \phi^3(\alpha) \right], \quad (1)$$

B_1, B_2 が変分パラメータ、 ξ_1, ξ_2 は 3α 間のヤコビ座標、 $\xi_1 = r_1 - r_2$ 、 $\xi_2 = r_3 - (r_1 + r_2)/2$ 。 \mathcal{A} は 12 核子に対する反対称化演算子、 \hat{P}_{MK}^J は角運動量射影演算子。 α - α 部分は、 $\exp[-\sum_{k=x,y,z} \xi_{1k}^2/(B_{1k}^2)]$ 、 α - ^8Be 部分は $\exp[-\sum_{k=x,y,z} \xi_{2k}^2/(B_{2k}^2)]$ の変形ガウス軌道を占有する波動関数になっています。

パラメータ B_1, B_2 を生成座標として Hill-Wheeler 方程式を解いて得られたスペクトラムを $J(J+1)$ を横軸にプロットしたのが図 1(左) です。 実験、理論ともホイルバンドはおおよそ直線状に並び、回転バンドの様相を呈しています。 実際 4_2^+ 状態から 2_2^+ 状態、 2_2^+ 状態から 0_2^+ 状態への $E2$ 遷移強度は大きく、それぞれ $B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+) = 591 \text{ e}^2\text{fm}^4$ 、 $B(E2 : 2_2^+ \rightarrow 0_2^+) = 295 \text{ e}^2\text{fm}^4$ と計算されます。 しかしながらそれと同時に 2_2^+ 状態と 0_3^+ 状態へも、 $B(E2 : 2_2^+ \rightarrow 0_3^+) = 104 \text{ e}^2\text{fm}^4$ と強い遷移強度が計算されます。 このようにホイルバンドは単純な回転バンドとはなっており、特にバンドヘッドに関して 0_2^+ 、 0_3^+ 状態にフラグメントしていることがわかります。 この傾向は ^{16}O で見出された $\alpha + ^{12}\text{C}(0_2^+)$ の回転バンドにも見られて、その様子を図 1(右) に示しました。 ここで 16MeV 付近にある 0^+ 状態は、15.1MeV に観測されている 0_6^+ 状態に対応すると考えられる、 4α 凝縮状態です。 両方の図に共通に見られるのは、それぞれ $\alpha + ^8\text{Be}$ 、 $\alpha + ^{12}\text{C}(0_2^+)$ の回転バンドについて、そのバンドヘッドとなる 0^+ 状態がフラグメントしていること、特に 3α 、 4α 凝縮状態が、予想されるバンドヘッドの位置よりエネルギー的に低い位置にあることです。 これは 3α 、 4α 凝縮状態の特殊性を反映していて、全ての α クラスターが同一軌道を占有している状態の外側をもう一つの α クラスターが回転する場合、その相対運動が S 波になると、その α クラスターが凝縮状態の軌道に落ち込むことでエネルギー利得が生じる、と解釈できます。 更に凝縮状態の外側を S 波の相対運動を持つ状態が存在できて、それが、 ^{12}C の 0_3^+ 状態、あるいは ^{16}O の 0_6^+ 状態の上にあるフラグメントした状態です。 ^{12}C の 0_3^+ 状態は 0_2^+ 状態より非常に強いモノポール遷移で励起されており ($M(E0 : 0_2^+ \rightarrow 0_3^+) = 34.5 \text{ fm}^2$)、ホイル状態の 3α 凝縮構造から一つ α クラスターが余分なノードを持って外に飛び出した構造を持っています。 詳細は省きますが、理論計算によると、 0_3^+ 状態をバンドヘッドとするような新たな回転バンドも現れて ($2_3^+, 4_3^+$)、これらは皆 ^8Be と α クラスターの相対運動が励起した状態で互いに回転した構造を持っていることがわかりました。 また、 0_4^+ も、ある種クラスター励起の “基底状態” に相当するホイル状態からの励起モードを形成する可能性も考えられ、まだまだ理論、実験共に精力的に研究がおこなわれております。

参考文献

- 1) J. Hiura, R. Tamagaki, Suppl. Prog. Theor. Phys. **52**, 25 (1972).
- 2) M. Freer, H.O.U. Fynbo, Prog. Part. Nucl. Phys. **78**, 1-23 (2014), and references therein.
- 3) Y. Funaki, H. Horiuchi, A. Tohsaki, Prog. Part. Nucl. Phys. **82**, 78-132 (2015), and references therein.
- 4) Y. Funaki, Phys. Rev. C **92**, 021302(R) (2015).

不安定核研究と玉垣先生： もう一つの原子核の極限状態

河野 通郎 (大阪大学核物理研究センター 協同研究員)

私は、玉垣先生が原子核理論教室教授に就任されて間もない 1973 年に修士課程に入学した。当時の研究室は、玉垣先生のほか、永田助教授、山村助教授、堀内助手、松柳助手の 5 人が在籍し、40 歳前後から 30 歳前後までの若い人達で構成されていた。

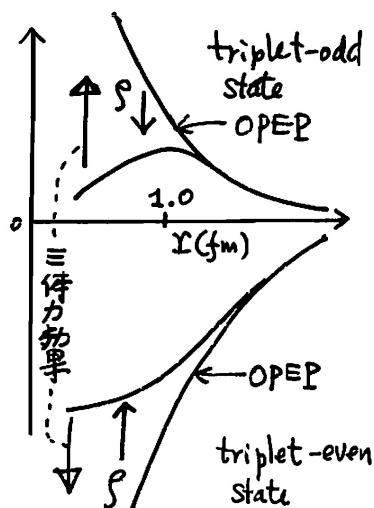
玉垣先生と有効相互作用グループの方針のもとで、私の修士課程の研究課題は次のような内容を目指した中性子過剰核の研究であった。

- 原子核の存在形態の多様さの異なった面が現れる可能性。どういうモデルでとらえられるか (shell, cluster, …)。
- 従来の原子核の理解に役立つ。
- 核子放出に対する安定限界を見出す。質量公式の拡張。
- 天体核物理との関わり。

現在では不安定核研究は核物理の主要分野になっているが、当時は実験的にも理論的にも将来を考えた課題であった。玉垣先生がどのようなことを視野に入れられていたのかを、1977 年 2 月に玉垣良三、山田正美、吉沢康和、高橋憲明の 4 氏を世話人として開催された、RCNP 研究会報告「安定領域を離れた原子核」[1] の玉垣先生の報告を基に紹介する。

玉垣先生の研究の基盤は核力であり、特に π 中間子交換 (OPEP) の果たす役割に着目されていた。 π 交換は特徴的なスピン・アイソスピン依存性をもつ中心力とテンソル力をもたらすが、Born 近似では強いテンソル力の寄与は 0 になり、また比較的弱い中心力も 0 になる。核子多体系に重要なものは、強いテンソル力の 2 次以上の相関の結果として生じる 3E 状態の引力である。

玉垣先生の議論の出発点は、 π の自由度が生きる核子多体系の構造が可能だろうかということであった。報告書の文章を引用すると、「実際の核力では、図のように ρ 中間子の効果で内側で OPEP は減殺をうけるが、3 体力からくる有効 2 体力は OPEP のテンソル力の方向に働くので密度が上昇すると共にテンソル力が回復する傾向がある。このような状況を踏まえて、以下では簡単に OPEP テンソル力をもとにして考察を進める。」として、この時期精力的に研究をされていた交代層状スピン構造 ALS (alternating-layer-spin-structure) を説明されたのち、まとめの部分で次のように述べられる。「ここで強調しておきたい点は、このような新しい相が我々が今まで研究をしてきていた原子核や安定核から離れた原子核で



発現しないとしても、核物質～原子核が、新しい相への転移を起こそうとする少し前の状況にあるという事である。πの自由度があらわに効いた相ができるとしたら、1核子当りの結合エネルギーへの寄与は、～10 MeV ありそうだという事は、質量公式を未知の領域に外挿したり、また理論計算を広範囲の核でやるような時に考慮に払ってみる必要がある factor と思われる。」

安定核から離れた領域の原子核については、安定核領域の理論の大部分は原理的に適用可能であると考えられる。そして、不安定核領域への適用により、理論の予言性の検証と理論の深化がもたらされるだろうということが予想される。中性子が束縛される限界には、原子核の飽和性がもたらされる機構が本質的役割を果たしているはずである。当時は、質量公式による外挿による考察の他に、(deformed) Hartree-Fock 法が開発され始めた時期であり、核内有効相互作用を核力に基づいて導出する微視的研究との密接な関係が予想されていた。

当時から35年以上が経った現在、核力に基づく原子核物理研究は不安定核の記述を視野に入れながら、核力記述の精密化および量子多体理論の整備を基礎にした第1原理的大規模数値計算によって大きく進展している。特に、2000年前後にカイラル有効理論に基づく核力記述が従来の精度の良い OBEP 描像の核力記述の精度に達し、それまでは現象論を加えなければならなかった3体力の導入が、2体力と整合的な3体力を統一的に導入できるようになったことは重要である。カイラル有効理論は、1979年のWeinbergの論文が出発点であり、核構造が関わる低エネルギー領域の相互作用として、パイオンの自由度のみを残す記述である。その枠組みの中で、QCDのカイラル対称性を満たす一般的なラグランジアンのパラメーターが実験データに基づき決定される。

核力の大きな特徴は、短距離（高運動量移行）領域に強い斥力を持つことであるが、他方では一粒子描像が成り立つことが実験データから明らかである。強い斥力を核媒質内での2核子相関を取り入れることにより処理すれば、残る相互作用は十分弱く摂動的に扱うことができることを明らかにしたのが、1950年代に提出されたBrueckner理論である。くりこみの観点あるいは少し異なる等価相互作用の理論に基づき低エネルギー空間での相互作用を定義して、量子多体計算を行うという研究が近年いくつかの方法で行われ、核力に基づく原子核の理解が大きく展開されている。代表的な枠組みには、no-core-shell model, coupled-cluster-theory, unitary-model-operator-approach, self-consistent-Green's-function method, Green-function-Monte-Carlo method 等があげられる。

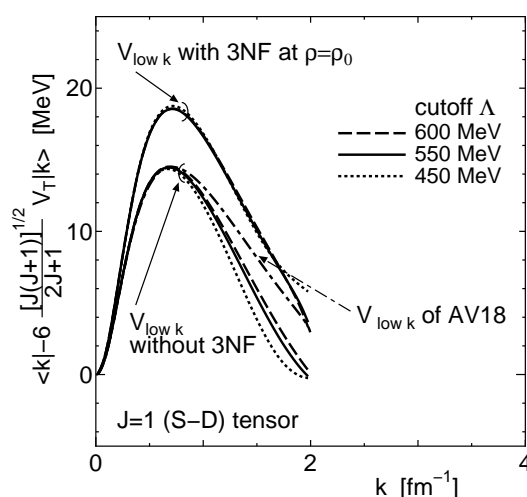
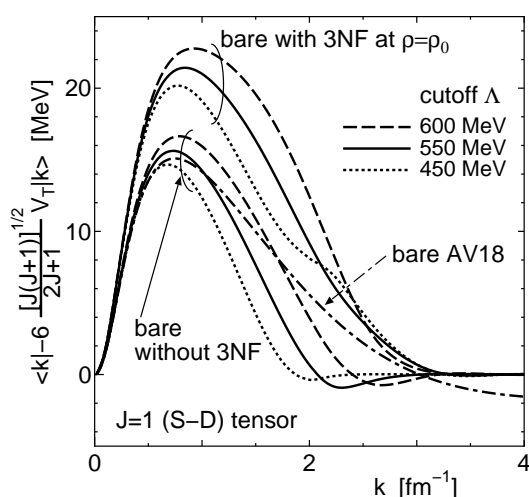
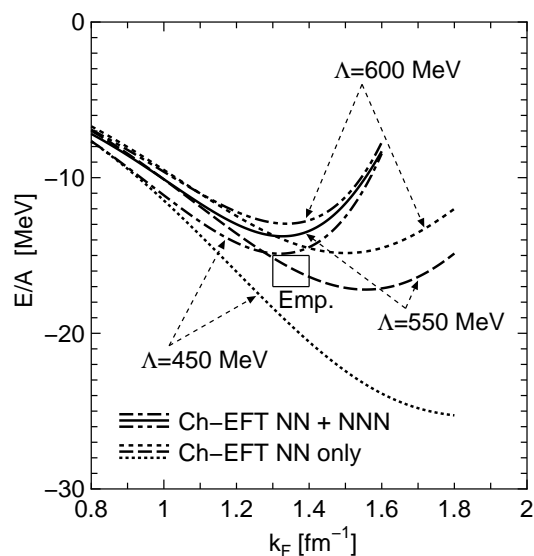
不安定核領域にも、これらの第1原理計算が適用され、カイラル有効理論を用いることにより、QCDから出発して現象論的な仮定をほとんど導入しない予言的計算が行われるようになってきている。2核子散乱を精度よく記述する2体核力では原子核の定量的記述に不十分であり、3体力が不可欠であることは、少数核子系の精密計算や酸素同位体の束縛極限が ^{24}O であることの再現のような不安定核における役割によって確実になっている。

現在私は、原子核の飽和性をカイラル有効理論の3体力に基づいて理解する研究を行っているが、以下では、玉垣先生がRCNP研究会報告で述べられている、3体力の効果がテンソル力の増加をもたらすという内容を、カイラル有効理論の観点から考察する。次頁の図は、カイラル有効理論の3体力を、核物質において3番目の核子について積分して有効2体力化し、本来の2体力に加えて核物質の最低次ブリュックナー計算を行った結果である [2]。

カイラル有効理論にはカットオフパラメーター Λ があり、それぞれ 450, 550, 600 MeV にとった場合の計算結果を載せているが、2体力のみでは飽和点は Λ に大きく依存する。散乱データは同じように再現する3つのポテンシャルであるが、オフシェル性そして特にテンソル力の強さが異なるため、飽和曲線の飽和点はかなり異なる。よく知られている、テンソル力の違いにより飽和点が Coester 帯上を動くという結果である。しかし、3体力効果が入れば、飽和曲線は Λ によらず実験データが示唆するものによく一致するようになる。

この結果をもたらす要因の一つは、3体力によって 1E にもたらされる強い斥力である。これは、従来から議論されているように、核力段階では消去されているアイソバー Δ が励起することによる引力が、核媒質中で抑制されることにより斥力として現れるということに対応する。もう一つは、テンソル成分が3体力により増加することによる 3E の引力の増加である。これまでの理解では、 ρ 中間子交換が OPEP のテンソル力の強さを抑制したが、カイラル有効理論では 2π 交換の寄与が OPEP のテンソル力を減少させる。この 2π 交換が核媒質中ではパウリブロックされるため OPEP テンソル成分が回復する。このテンソル成分の増加をもう少し定量的に見ておこう。下の左図は、bare 核力について3体力の寄与がない場合と含む場合の運動量空間対角 S-D 行列要素を描いたものである。右図は、低運動量空間での対応する行列要素である。低運動量空間ではカットオフエネルギー依存性がほぼなくなり、テンソル成分の大きさが3割程度増加している。

不安定核を含め、これらの3体力効果を考慮して原子核の理解を進めることが重要である。



参考文献

- [1] 大阪大学核物理研究センター研究会報告「安定領域を離れた原子核」、RCNP-P-11
- [2] M. Kohno, Phys. Rev. C **88**, 064005 (2013).

玉垣さんの励ましに応えての50年

新潟大学名誉教授

池田清美

玉垣さんは、大学院時代に、 π 中間子核力を構築する研究で、誰もが一目を置く力量を持つ研究者となっておられました。さらに構築した π 中間子核力を用いて、原子核の殻模型のスピンの軌道力の導出を、永田、笹川、沢田(達郎)さん達と、核子の反対称化の効果を正確に取り入れる共鳴群法(RGM)で、 ${}^5\text{He}={}_2^4\text{He}+n$ の5体系の解析をしておられました。その結果、テンソル力から実験値の半分程度のp波二重項($p_{3/2}$ 、 $p_{1/2}$)のエネルギー差が導けると聞いていました。そして、1959年4月には北大へ講師として、田中一さんが開設された原子核研究室に着任されたのです。田中さんは、当時を振り返り、「 π 中間子核力に基づく ${}^5\text{He}={}_2^4\text{He}+n$ の仕事は玉垣さんから聞いて、翌年1960年から ${}^8\text{Be}={}_2^4\text{He}+{}_2^4\text{He}$ の微視的模型(RGM)研究を北大研究室の新たな独自の研究課題の一つと位置付けて取組むことが出来た」と言っておられました。

一方、私は公募のあった日大に応募し1961年就職しました。そこでは藤田さん、藤井さんとの議論に導かれて、ベータ崩壊の寿命の遅延効果に関与する集団運動状態(IAS、GTR)の共同研究を進めていました。また、京大時代から丸森さんに問うて知った難問“軽い核 ${}^{16}\text{O}$ の第一励起状態等の課題”に、挑むための勉強を(最近の研究動向含めて)進めていました。具体的な研究のきっかけがなかなかつかめませんでした。3年余前者の研究が進展した時期に、有馬さんの研究室づくり協力のさそいで1964年6月東大に移動しました。

[重イオン反応をもたらした大きな変化]

1960年代前半の時期の国際的な大きな変化の一つは、重イオン加速が始まったことでしょう。加速する粒子が、電子、p、 α 、Li等に限られていたものが、一挙に軽重イオン(${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{16}\text{O}$ 、 \dots)と広がり、それらの弾性、非弾性散乱、 α クラスター移行反応が出来るようになったのです。低エネルギー反応でも大きな角運動量を核内に持ち込むことも出来るようになりました。また、これまでの実験では現れにくい“原子核の分子的様相”を持つことを示唆する実験データも徐々に増加していました。例えば、 ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ 散乱の弾性散乱でのクーロン障壁より下のエネルギーで共鳴状態が現れることなどです。

殻模型の枠組みで全く予想できない謎の ${}^{16}\text{O}$ の第一励起状態 0_1^+ (励起エネルギー6.05 MeV)にも状況変化が訪れました。第一励起準位 0_1^+ の上に 2^+ 、 4^+ 、 6^+ 、 8^+ と準位が続くことが分りました。両閉殻核である ${}^{16}\text{O}$ の第一励起 0_1^+ 状態は、 $K^\pi=0^+$ 回転帯の起点の準位であることに変わったのです。それで4粒子-4空孔の配位の励起で、且つ、励起した4粒子(2陽子と2中性子)と残りの芯核とが強結合して変形核となる強結合模型を想定する考えがコペンハーゲンを中心とする欧米にでてきました。重い核ではそれが生じているので受け入れやすい強結合模型です。その状況の中で、次に紹介する、弱結合模型が提唱されたのです。

[弱結合的模型] (現代物理学の歴史I: 289-291、朝倉書店参照)

強結合変形模型と全く性格の異なる考えの“弱結合模型”が有馬、堀内、瀬部によって1965年に口頭発表されています。これによると強結合模型で説明し難い第一励起 0_1^+ 状態の上にある正パリティの励起準位群が、弱結合模型では説明が可能であるというのです。この弱結合模型では、外殻4粒子の運動を

^{20}Ne の基底回転帯の状態と同様な回転運動状態とします、残りの 4 空孔の芯核の運動状態は ^{12}C の基底回転帯の運動状態と同様な回転運動状態とします。そして、この二つの独楽の運動状態が弱結合で、あたかも独立に運動する様な運動状態となるのです。それが ^{16}O の第一励起状態の上のエネルギー準位に現れていて、その状態間の E2 にも現れているというのです。即ち、弱結合説の根拠はエネルギー準位と E2 遷移の実験結果の一致です。そして、著者はエネルギーが下がる傍証を、通常の殻模型では説明できない (s d) 殻核に現れる状態のエネルギーの変化に求めています。そしてこの異常な状態群のエネルギーの系統的变化に求めたのです；わずかなエネルギー差で現れる ^{19}F (1/2- の正負パリティのエネルギー準位差に基準をおき、殻模型で説明し難い準位群 ($^{18}\text{F}(1^+)$, $^{18}\text{O}(0_2^+)$, $^{17}\text{O}(1^-)$) を 4p-nh 群 (n=1, 2, 3) として繋げると、その行く先に n=4 の (4p-4h) のエネルギーが ^{16}O の第一励起状態の 6.05MeV であると云うのです。二種の実験値を根拠に置いて弱結合模型が提唱されたのです。しかも、この後者の、殻模型で導けない状態の 4p-nh 群 (n=1, 2, 3) の存在は有馬さん達 (井上, 萩原, 瀬部) の共同研究で見いだされたものがあります。別の角度からいうと $\alpha + ^{12}\text{C}$ のクラスター状態を想定させるような運動状態ともみえます。この弱結合模型とクラスター構造模型の関係を検討する会が、田中、丸森、有馬の提唱で、玉垣さんら北大関係者が参加して、1966 年度の基研研究計画“軽い核のクラスターと α 的 4 体相関”の研究会として、北大で開かれています。若手を含む少なからぬ人が注目し、その謎に挑戦することに夢をもったのでした。

[クラスター構造研究の興隆にむけて]

1967 年は、日本で初めて開かれた、原子核構造国際会議(9. 7-13) があった年です。日本中の原子核研究者がその準備の為、発表の為、多数の外国からの研究者との国際交流の為、特別の若手夏の学校参加の為、全くいそがしかった年度の前半でした。終わると急速に静かとなり、東大研究室では、私を含めて若手同士も高揚した気分が、自分が抱える具体的な研究に復帰し、また、刺激を受けて新たに取り組もうとする研究課題についての議論が盛んに行われていました。その渦の中のいた私は、軽い核の励起状態に多様な原子核の分子的構造が現れてきている状況を睨んで、どのような視点で、それらを統一的に把握していけばよいのか、研究室の若手に議論を挑んでいました。議論を重ねているある日、面白い共鳴散乱のデータがありますよと言って、堀内さん(当時 D2) が示したのが第三回重イオン反応国際会議(1963) の R.H. Davis の寄与論文でした。

その寄与論文は、 $\alpha + ^{12}\text{C}$, $\alpha + ^{16}\text{O}$ の弾性散乱に現れる共鳴状態の分析結果です。議論しているのは ^{16}O と ^{20}Ne の核系の共鳴状態群です。 α 分解閾値は、それぞれ 7.10 MeV, 4.73 MeV であり、従って、それ以上のエネルギーの共鳴状態群です。そこには、二つの核の、共鳴状態 $J^\pi = 1^-, 3^-, 5^-, 7^-$ の共鳴エネルギーと、各々の状態ごとに崩壊換算幅が添えられていました。そして、この崩壊換算幅は全ての状態で、ウイグナー極限值に近い値を持つと記されてありました。それで、崩壊幅からクーロンと遠心力の障壁の透過率を抜き出して導いた崩壊換算幅が、ウイグナー極限值を持つことの意味を議論して確かめたのです；その事実は α の核表面での α クラスターの滞在確率が 1 に近いことを意味することに他ならないことが分かったのです。実験家にとっては当たり前の結果であったかもしれませんが、私達にとっては、最も欲しかった実験データであったのです。それによって、非常に良く発達した典型的 2 体クラスター構造状態が (s d) 殻初頭核に、しかも、励起状態にあることを初めて認識できたのです。その認識を前提にしての議論の結果の要点を次に記します。

[I] この二つの原子核での $K^\pi = 0^-$ の負パリティ回転帯が典型的なクラスター状態の存在を示すとすれば、異なる 2 体クラスターから出来ているので、正パリティのクラスター回転状態がありえる。原子分

子での反転2重項の類推で、原子核の場合の反転2重項（原子核の場合、正確にはパリティ2重項）があるはずである。とすれば、負パリティよりエネルギー的に低い $K^\pi=0^+$ の正パリティ回転帯の存在をみると、 ^{16}O の場合は第一励起状態のゼロ・プラスの上の回転帯しかない。 ^{20}Ne の場合は基底回転帯となるのです。

[II] 比較できる二つの系があるのは幸運でした。比較を行っての考察を更に進めることができたのです。クラスター化している指標となる物理量を三つ挙げて議論を進めました。それらは、慣性率の大きさ、正負回転帯のエネルギー差、閾値からのずれのエネルギーです。いずれもクラスターの成長度に関係する量です。比較するとクラスターの成長度が高いのは全ての指標において ^{16}O の方でした。特に、正負回転帯のエネルギー差、崩壊閾値からのずれについては、両者の対比で鮮明な違いがあることが見いだされました。簡単な模型で正負回転帯エネルギー差を推定し得、実験の値と同程度の値を出すことができました。

[III] 田中、玉垣等の北大グループの Be 領域の微視的研究に戻って、共通したところに思い巡らしたのです。はたと思いました。 ^8Be も α 崩壊できる準束縛状態であることです。 ^{16}O の場合は、 ^{16}O の基底状態を除けば、全く良く似ていると思ったのです。また、殻模型で説明しにくい状態群は多かれ少なかれ崩壊閾値近傍にあります。分子共鳴状態もそうです。即ち、これらすべてを一つに纏めての述べる、多くの発達したクラスター状態は、構成するクラスターの閾値の近傍にあることとなります。それで、「良く発達したクラスター構造状態形成に必要な最適条件は、その構成クラスターに分解する閾値の近傍にある」との“閾値則”の考えにたどりついたのです。

この閾値則を、 $4n$ 核について適用し、縦軸に α クラスター分解の閾値をとって、多様な分子的構造変化の様相を描いた構造変化図を作りました。上限は n 個の α クラスター群への分解閾値です。下限は一中心の平均場を持つ殻模型的構造の基底状態群です。

この様な考えがまとまったころのことです。大阪の環状線に乗ったところ、偶然にもその車両に、玉垣さんが座っておられたのです。気づかれた玉垣さんの方から、北海道でスキーした際、腰を痛めた。まだ直りきらないので、リハビリ治療に通っている。久しぶりの玉垣さんとの関西での再会であった。思い切って、クラスター研究の課題で進展があったので一度ゆっくり話したいのですが、と言った。どうぞと快諾された。その機会はずぐに訪れた。その年の暮れに阪大核物理センター設置準備室でのセミナー依頼があったからです。

[基研長期研究計画“ α 的4体相関と原子核の分子的構造”の発足]

大阪大の核物理センター設置準備室で話したことの要点を最初に玉垣さんに話した。君が、こんなことまで考えているなんて初めて知った。そして午前から夕方遅くまで丸一日、基研旧館の玉垣さんの居室の黒板を全部使いながら質疑応答を重ねつつ二人で議論を進めた。話の区切り区切りで、玉垣さんが立ち上がって綺麗な字で要領よく要点を整理された。またコメントも添えられた。こちらも自分の言いたいことが十分に整理されて有難かった。玉垣さんからも最近計算を始められている ^{12}C の 3α 、 ^{16}O の 4α の話も出た。1966年に提出された Brink 模型を用いて進めようとされている研究である。また北大で経験された大事なところを紹介していただき勉強になった。内部振動と斥力芯の話も御本人から聞くと全然迫力が違うこととなる。クラスター模型(RGM)と殻模型の結び付きの話も興味深かった。Be の微視

的模型の実践経験で年期が入っている玉垣さんである。これから（s d）核領域まで、その微視的な研究を進めるには、その何層倍の理論的解析の大変さが加わる。今後どうするかに話に移り意見交換が終わったのは夕刻暗く暮れていた。玉垣さんも私もしばらく黒板を見ながら考えていた。玉垣さんは次のように纏められた。

国際会議が終わったので、いろいろ変化がある。これまで研究計画は1968年度出さないでお休みする予定。1968年度の基研での計画は、国際会議で話題となったこと、たとえば、重イオン反応関係の短期研究会等、現在考えているところである。今日、君から、新たな視点での原子核の分子的描像について話を聞いたが、包括的な視点であると思う。その視点を入れて、p殻核からs d殻核の初頭を対象とする長期研究会計画を開くのも良いかもしれないと思っている。それを行うなら1966年度から2年間続いた基研計画（田中、丸森、有馬、玉垣）を継承し、新たな発展をはかる計画とすることが良いのであろう。研究対象が広がり（質量数、励起エネルギー）新たな発展が期待できると思う。これまでの計画関係者もいろいろお考えがあるだろう。皆の意見を聞き調整を行っておくから、もう一度研究部員会に提出する研究計画書作成案の議論に来ていただきたい。

願ってもないことであります。相談しようと思うことを、全部汲み取って頂いたようなものである。研究部員会の承認を得て“ α 粒子的4体相関と分子的構造”と題する長期計画が1968年度から始められることになった。研究部員会の議論は、種々の視点からじっくり研究を積み重ねて、新たな観点の正当性を一層確かにしてほしいと好意的であったと。その検証のための研究会が三年続いた。その纏めに更に一年の研究会計画の延長がなされた。

[長期研究計画の最初の纏め]

PTP Supplement No. 52 (1972) は、この間行われた研究の最初の纏めである。上記した経緯で1966-1971年度の研究分担者の諸研究の纏めとなっている。この期間ずっと玉垣さんが研究会の纏め役の中心であった。私は1968年度からの参加であり、その後の研究計画の責任を分担した。ここで、玉垣さんの定年記念講演会記録“核力をめぐる研究遍歴”のなかに、該当する時代について書かれている文書があるので、引用させていただく。

—1966年に基研の「 α クラスターを中心とする軽い核」研究会を北大でやった頃から、このような問題意識での研究が東大、京大、九大でも進みつつあり、1968年からは基研の「 α 粒子的相関と分子的構造」の長期研究計画の下で共同して進めていくようになりました。研究会は数年続き、大いに進展し、核物理研究での新しいフロンティアとなりました。この間得られた成果は「Alpha-Like Four Body Correlations and Molecular Aspects in Nuclei」 PTP Supplement No. 52(1972) に纏められています。共同研究者は、北大、東大、新潟大、基研、京大、九大等各地に広がり、また参加する若い研究者も多くなってきました。共同研究所である基研はこの共同研究の発展に不可欠な場を提供してくれました。上記の総合報告は、そのIntroduction は池田、丸森、玉垣、田中が書いていることから分かるように初期の発展期のものです。——

PTP Supplement No. 52 (1972) の著者として参加した人々（上記を除く）の名を付記しておきます。所属は（1968年現在です。）。参加者：北大：樋浦、阿部；東大：堀内、滝川、鈴木；

京大：永田、坂東、赤石、根本、；九大：高田、上村 です。

【複合核間相互作用の微視的理論の纏め】

その後、この研究計画は、微視的クラスター模型の取り扱いの発展を行いながら、研究対象の領域（核種と励起エネルギー）を広げて研究を進める必要があったのです。それをしかも系統的に進めることが必要でした。外国においてもこの分野の理論研究の経験の蓄積は多くあるわけではないのです。逆に、微視的クラスター模型の取り扱いを自力で開発しながら研究を発展させれば、国際的にも大きな貢献ができる分野でした。その重要性を自らの経験で知っている玉垣さんの提案ではじまったのが、原子核間の相互作用の微視的理論の発展に大きく寄与した若手4人の執筆による纏めです。それが **Microscopic Method to treat the Relative Motions between Nuclear Clusters; PTP Suppl. No. 58 (1977)** です。斉藤さんが共鳴群法、生成座標法と直交条件模型、堀内さんがこれ等の積分核とそれらの計算法を書かれました。東崎(鈴木)さんが交換積分核の解析的に導出する新しい計算法をまとめられました。上村さんが複合核間の反応の微視的研究での結合チャンネル変分法を書かれました。現在でも、クラスター物理学を行う研究者の重要文献になっています。

【長期研究計画の最後の纏め】

1980年、この長期研究は、非常に長い期間の多くの研究結果の蓄積を、PTP Supplement No.68.の纏めで、1段落しました。このまとめは、その歴史を反映して、題名も非常に長いのです。題名と執筆に参加した人たちの名だけを記しておきます。題名は **Comprehensive Study of Structure of Light Nuclei — Based on the Viewpoint of Alpha-Cluster Correlations and Molecular Structure —** です。執筆者全員自分の研究実践とその成果を持つての執筆参加であった。大学、研究室の枠を超えての継続的な共同研究の成果である。1980当時の研究場所（または出身研究室）ごとに、北から姓のみを記しておきます；[北大] 岡部、[京大理] 堀内、加藤、瀬谷、近藤、古谷、藤原 [基研] 阿部、松瀬 [九大] 上村 [新潟大] 池田、鈴木、金田、金子 [信州大] 東崎(鈴木) [宮崎大] 永田、作田です。玉垣さんはここにはおられません。（注：玉垣さんとの共同研究された若手は上記の共著者に少なからずいます。）その間の事情は、[核力をめぐる研究遍歴]に本人が書かれています。——基研では、クラスターの研究の発展として α 的4体相関と分子的構造及び複合粒子間相互作用の研究をすると共に、中性子星内部の高密度領域における核物質の諸相の問題に取り組みを始めました。物理学第二教室に移ってからもクラスターと高密度物質という二つの課題で仕事をしてきたが、自分の研究としてはだんだんハドロンと凝縮相の研究に比重が移っていきました。——とのことでした。

そのころには、私も玉垣さんの研究以外にされている研究者社会の多方面の活動のご苦労が分かるようになっていました。簡単に言えば、任せられるものを出来るだけ成長著しい若手に任せ、自分がやりたい研究は一本に絞って、置かれた立場に付随する仕事に主たる時間を割くしかないのです。でも、玉垣さんは幸運だったと思います。勿論玉垣さんほどの力量がないとこなせませんが、若い時代に二つの大テーマを基研に来られてすぐに着手され、精一杯全力投球でそれらの仕事をなさったことです。そして、先を予想して自分ができる事でも若い人に任せただけだと思います。その器量を持たれ、すぐに実践する能力を発揮されていたのだと思います。自分もその幸運の恩恵を受けたのだと考えています。既に述べた長期計画を一日の議論で決断されて、こちらの思いを受け止めて頂いた恩恵は一生忘れられないことです。

最後になりますが、もう一つ感謝したいことがあります。

[π 中間子核力に基礎を置く核子多体系の動力学を目指して]

玉垣さんは、“核力の持つ多面性”を、あらゆる機会に書かれています。定年直後に、1996年講談社出版の大学院原子核にも書かれました。その“核力の多面性”を、大学管理用務の間に繰り返し読んだのです。それでしばし若返り、あつと思ったのです。“自分の定年後にしたいことは、これではないか”現実的核力の π 中間子核力の持つ多面性を頭わに表に出して原子核多体系の核物理を再構築することではないかと思い始めたのです。 α クラスター物理で言うと、 α クラスターは殻模型の $(0s)^4$ でなく、テンソル力相関を十分に取こんだ“衣着きの現実的 α 粒子”となる“ α ”クラスター核物理であります。そして、その動力学を変分問題として取り扱うことです。数年後に、米アルゴンヌグループは、この種の計算が現実的にできる事を、Green Function Monte Carlo法で実践してみせたのです。そして、 ^8Be 系の基底回転帯は二つの“ α ”クラスターからなる亜鈴型構造を持つものであることを、2000年に示したのです。これによって、初めて、 α クラスター構造の存在が理論的に証明されたとも云えましょう。このような計算ができるのは、国際的に現在では彼等だけです。自分達が直接できないでも、それへの道筋を作ることはできるかもしれないと思いました。その仕事を始めて数年のち、それを知った玉垣さんからの年賀状には、「パイオンはどうなりましたか」と激励の言葉が添えられていました。もし、今年その返事が出来るとすれば、次の様にお伝えしたいと思います。

昨年度から各段と進みました。新しい変分計算法の初版が完成しました。その論文は出版されました：**Tensor-optimized antisymmetrized molecular dynamics in nuclear physics**, T. Myo, H. Toki, K. Ikeda, H. Horiuchi and T. Suhara, *Prog. Theor. and Exp. Phys.* **2015** 073D02 です。今年度の秋の日本物理学会で、若い世代の2人(明孝之さん、須原唯広さん)が、“数体系の計算途中結果”を添えて、枠組みの基本を話します。ようやく、“多面性を持つ π 中間子核力の働きを頭に捉えられる核子多体系の動力学の研究”の出発点に立つことができました。若い世代の人たちに、その未来を開いていただきたいのです。有難うございます。

北大時代の玉垣さんについて

加藤 幾芳（北大理学部核データセンター）

1. 「核と人」の会

1956年7月、田中一先生が北大に赴任され、当時の原子力ブームの中で国内最初に理学部に原理核理論講座が設置された。その新しい講座の講師として玉垣先生と呼ばれて、一緒に研究室づくりを始めたと同っている。玉垣先生は1959年4月に着任され、およそ8年半研究室に在籍し、1967年10月に京大基研に転出された。北大原理核理論研究室の発足は1958年6月で、研究室20周年記念の集いを1979年7月22-24日に開催した。その報告書が和田さん、阿部さん、赤石さんの編集で作成され、その表紙の題字が田中先生の手で「核と人」と与えられた。

その報告書に、研究室発足から玉垣先生が研究室を離れるまでの10年間の研究室構成員のテーブルがあるので、それを以下に再録する。そこからも分かるように、私は北大時代の玉垣先生とオーバーラップはないので、当時のことを語るには適当ではないが、今年（2015年）5月26日、和田さんが札幌に来られた折に、「拡大核と人の会：玉垣さんと北大原子核研究」の集まりを持ち、玉

年度(S)	スタッフ	研究生、他	D3	D2	D1	M2	M1		
'58(33)	田中 庄野		高村		佐々木 樋浦			(佐賀)	
'59(34)	田中、 玉垣 [☆] 庄野		高村		樋浦 ^{*)}		下田屋 佐賀	佐々木、都立大(転学)。 *)読売湯川奨励生。☆京大より。	
'60(35)	田中、 玉垣 庄野		高村	樋浦		下田屋 竹内	佐賀		
'61(36)	田中、 玉垣 庄野 ^{*)}	高村 ^{**)}	樋浦		下田屋 竹内	原田	高信	^{*)} 学振、流動研究員(基研)11月より。 ^{**)} 西高(転出)。	
'62(37)	田中、 玉垣 庄野 ^{*)}	高村 樋浦 ^{**)}		下田屋		原田 和田 遠藤	高信	^{*)} 学振、流研(継続)。 ^{**)} 学振P.D.F. 11月まで。 竹内、東北大森田研(転学)。	
'63(38)	田中、 玉垣 庄野、樋浦		下田屋		原田 和田 遠藤	佐藤 齊藤	高信		
'64(39)	田中、 玉垣 庄野、樋浦	下田屋 ^{*)}		原田 和田 遠藤	佐藤 齊藤	阿部 笠原	高信	^{*)} 学振P.D.F.	
'65(40)	田中、 玉垣 樋浦	下田屋 ^{*)}	原田	和田 遠藤	佐藤 齊藤	阿部 笠原	高信	^{*)} 学振P.D.F.(継続)。 庄野、広大(転出)。	
'66(41)	田中、 玉垣 樋浦	下田屋 ^{*)} 原田、 ^{**)} 笠原	和田 遠藤	佐藤 齊藤	阿部 ^{*)}		高信	^{*)} 化学第2。 ^{*)} 北京シンポ出席。 ^{**)} 小樽商大。	
'67(42)	田中、 玉垣 ^{*)} 樋浦、阿部	原田 遠藤 ^{**)}	佐藤 齊藤		笠原		山下 高信	^{*)} 国際会議(フロリダ)出席。 ^{*)} 基研(転出)10月より ^{**)} 工学部 下田屋、福井大(転出)。和田、日大(転出)。	

垣さんと研究室と関わりを幾つか伺ったので、そこでの話を中心に報告させて頂くことにしたい。

2. 北大時代の玉垣さん

当時の研究室の論文リストをみると、(A) Nuclear Force, (B) Nuclear Matter, (C) Collective Model, (D) Cluster Model, (E) Elementary Particle のテーマが挙げられている。玉垣先生が関わっていたテーマは主に (A) Nuclear Force, (B) Nuclear Matter, (D) Cluster Model の3つであった。

核力の問題は和田さんが後で詳しく紹介されると思うので、私は札幌で開催された「拡大核と人の会：玉垣さんと北大原子核研究室」で伺ったことなどを中心に話をしたい。その一つは Realistic Nuclear Force の一つとして良く用いられてきた浜田・Johnston ポテンシャルと玉垣先生の関わりについてである。玉垣さんと浜田さんとの共著論文が幾つかあり、オーストラリアで計算機を使って現象論的な浜田・Johnston ポテンシャルを作る過程でも交流があったとのことである。そのことが1973年の原子核三者若手夏学校で企画された「日本における原子核研究の系譜」の玉垣先生の講演の中で述べられている。この若手夏の学校での企画を組織したのは北大原子核研究室の大学院生であった。

玉垣先生が北大に赴任された翌年1959年は基研長期研究計画（田中、高木提案）「核力による核構造の研究」の始まった時でもあった。その年の研究室の活動を記録した樋浦メモによると、8月17日から9月10まで1か月近く「核力による核構造（I）」の研究会（玉垣メモによると“北大夏のWS”とある）が北大で持たれ、翌年2月2日から3月5日までのおよそ1か月、基研で研究会「核力による核構造（II）」が開催されている。この長期研究会は1963年まで続いた。後に、この長期研究会に対する自己評価が提案者の田中・高木によって出されている（素研2005年）。それによると「個別課題、基本的課題および核心的課題が区別されず、研究的課題にもいろいろあるという感性的認識に止まった。」とある。

核物質の研究は「核力による核構造の研究」の中で行われ、研究計画終期の斥力芯を持つ核力による超流動ギャップの研究（1963年、田中・玉垣）は「研究計画らしい研究」であり、その後のソフトコア・ポテンシャルによるギャップ方程式の数値解へとつながる北大グループの特色が出た仕事であったという自己評価がされている。また、低密度核物質におけるアルファ・クラスタリング（1963年、原田・玉垣・田中）の研究からソフトコア・ポテンシャルによる核物質の研究へと展開されていった。

クラスター模型研究は、玉垣先生にとって北大赴任以前からの研究である $\alpha + N$ 散乱の問題の自然な発展であったように思われる。最初のページの研

研究室構成員のテーブルにもあるように最初の大学院生であった下田屋さんの修士論文が ^8Be の $\alpha+\alpha$ の研究であった。 $\alpha+\alpha$ のRGM (Resonating Group Method) による研究については、既に、Wildermuthらなどによって多く計算が行われていた。研究室20周年誌「核と人」によると「Wildermuth達は位相差だけしか議論しなかった。……その意味では位相差だけでよかったのかも知れませんが、波動関数をいじくりまわしているうちに内部振動に気がついたわけです。」(玉垣)とある。そして、「overlap領域での反対称化による斥力芯の様相」および「internally strong and externally weak」という認識を得た。この認識から ^9Be の $\alpha+\alpha+n$ 模型研究(1963年、樋浦・下田屋)、高エネルギー $\alpha-\alpha$ 散乱(1966年、阿部、遠藤、玉垣)の研究などが展開されていった。

3. 研究室50周年シンポジウムでの玉垣さん

2007年9月20日、北大で開催された秋の物理学会のあと、「北大核理論の50年と今後に向けて」の集まりが持たれた。そこで、玉垣先生は「北大で考えていたこと、その後」と言うタイトルで、大学院時代の世界の核理論の状況から、北大時代に何を考え、「その思いが40年以上たって自分なりに納得できる解決を得た」ということを話された。

田中先生が札幌に赴任され、玉垣先生と一緒に原子核理論研究室を立ち上げられ、スタッフと大学院生が一体になって研究室の発展に取り組んだことを田中先生が札幌での偲ぶ会で述べておられた。玉垣先生は、北大時代に(1)核力、(2)核物質、(3)クラスターの研究テーマを中心に取組みました。

上記のテーマは基研長期研究会など全国的な議論を組織する中で取組みましたことを強調しておきたい。その中で、研究室の特徴・独自性が追及され、その結果、世界に先駆けた新しい方向性が切り開かれた。(1)クォーク模型による核力の構造芯の問題、(2)宇宙の研究室の前川さんと始めた中性子星の研究、(3)Brink模型による重い原子核系のクラスター研究など、これらの研究は玉垣先生にとって、北大を離れ、基研、京大核理論研究室に移られてからも継続して展開・発展された課題だった。実際、「北大で考えていたこと、その後」の話の最後に「自分にとって北大時代は、その時やった仕事のみでなく、それから後の仕事の”卵“を持つことが出来た貴重な時間であった」と締め括っている。

2008年11月28-29日、北大で開催された「北大原子核50周年研究会」の時は、奥様とご一緒に札幌に来られ、思い出の道内各地をご旅行されたと同った。玉垣先生のご家族にとっても札幌は大切な出発点だったように思う。

肚にすわる話¹

藤井 宏次

(東大・総合文化)

玉垣先生は高密度核物質の研究を先導され、スクールとも呼べる強力な研究グループを京都大学に組織された。私もその末席に加わり、高密度核物質中の K^- 中間子凝縮相の理論的研究を行った大学院生当時を振り返ることで、これからの研究のヒントを探りたい²。

1 K 中間子凝縮とニュートリノ放出過程

91年12月にQCD和則を含む初田さんの集中講義³があったりして、クォーク・グルーオン物理関連の修論テーマに悩んでいた5月、私は堀内さんから「悩める青年だね」と声を掛けられた。曲折もあったが、武藤さんが博士研究員としてグループに復帰されたことを機に、私は修士論文課題として K 中間子凝縮相 [1] の発現と中性子星冷却に取り組むことにした [2]。

武藤 巽 [3] が理論の枠組みをカイラル摂動論に基いて議論し、発現機構における β 平衡条件の重要性を指摘していた。カイラル対称性とその破れ H_{SB} を一次で取り込めば、古典 K 中間子場 θ , 荷電化学ポテンシャル μ , 電荷密度 ρ_Q , V スピン密度 ρ_V として、凝縮相の有効ハミルトニアンは一行で

$$H^{\text{eff}} = H_0 + H_{SB} + \mu\rho_Q - (1 - \cos\theta)(\Sigma_K + \mu\rho_V) \quad (1)$$

となる。 Σ_K は K 方向の対称性の破れを表すシグマ項である。これを踏まえて、中性子星物質の状態方程式を作成してみよう、という目論見である。早速始まった Migdal 学派の π 凝縮に関する Phys. Rept. のゼミは難解だった。加えて、カイラル非線形表現を用いた低エネルギー有効作用の勉強をしつつ、簡単な数値計算をして、その途中経過を何度か HD (high density) セミナー⁴ で報告した。巽さんは途中から独逸へ在外で、後半は武藤さんと相談しつつ、 β 平衡にある K 凝縮相の状態方程式と凝縮が可能にする新しい ν 生成冷却過程の評価を材料にして修論とした [4, 5]。陽子・中性子の比率変化から当初期待された、高効率の direct URCA 過程は、電子数の急減少の為に自明とはならなかった。修論の出来ばえをほめて頂いたが、「木に竹をつぐような塩梅で」と模型の不完全さを表現された。

¹高塚さんから「玉垣さんを語る」セッションでの講演依頼を受けて、このタイトルを選んだ。”肝がすわる”の間違ひではないか?との指摘に、「腹に落ちる」とか「納得する」という意味ですと連絡したところ、「なるほど、『腹にハマラン』と良く言われてたな」とタイトルに許可を頂いた次第である。と同時に、「肚にすわる」という表現を玉垣さんから直接聞いたのか、高塚さんから間接的に教えていただいたものか、自分が創作したのか、判らなくなってきた。

²現実には、玉垣さんの薫陶を直接授かった覚悟の上というよりも、むしろ、巽さんと武藤さんを始めスタッフと諸先輩方、近隣の国広さんと松尾さんらの作り出す研究グループの雰囲気の中でうっかりと研究の道に足を踏み出してしまった感がある。その意味で自覚の追いつかない頃のことだった。

³このとき、玉垣さんも Narison の教科書を入手された。

⁴研究室の教授・助教授3名がそれぞれ研究セミナーを主催していた。HDセミナー、クラスターセミナー、集団運動セミナー。そこでは、毎週、各自の研究経過報告や勉強会が開催され、各人が研究を進める上で大切な議論の場を提供していた。

K 凝縮の理論研究に対して、玉垣さんは巽さん武藤さんに任せた形で、一歩引いた立場からコメントされていたし、また、若手には海外のサマースクール参加や留学を推奨されたご様子から、研究グループの国際化とともに、退職を意識されて継承のタイミングを考えられていたのか、と考えもする。

2 相対論的平均場理論による K 中間子凝縮相の安定化と中性子星モデル

K 凝縮のシナリオには、凝縮によって状態方程式が非常に軟化し、観測されている中性子星の質量を支えられないという問題があった。これは相転移を含む核物質状態方程式の共通問題である。また、それまでは簡単に核子を自由フェルミ粒子として扱っていた。

1993年、学振研究員として参加された丸山（智）さんが、相対論的平均場理論を用いた核物質状態方程式を使えば、 K 中間子との結合がスカラー型であることから、自己無撞着に高密度で凝縮の発達が抑制される可能性がある⁵と旗を振られた⁵。 K 凝縮のエネルギー利得は核子のスカラー密度に比例するが、高密度領域での核子有効質量の減少とともに利得が抑制されるというモデルである。早速、計算を行ってみると、もともと相対論的平均場理論の状態方程式は硬いのであるが、 K 凝縮体が発現してなお $1.4M_{\odot}$ の中性子星を支えられるパラメタがあることがわかった。我々は、これを用いて通常相から凝縮相に繋る状態方程式を数値的に求め、中性子星モデルを構築してその性質をつぶさに調べてみた [6, 7]。

この時期前後の HD グループでは、石井さんが玉垣さんと H 粒子やストレンジレットの安定性について研究されていた。石井さんは後に初田さんのところへ留学され有限温度に QCD 和則を適用した研究をされた。津江さんは藤原さんとスクィーズ状態を用いた半古典論からマスロフ指数の絡む研究、山本くんは藤原さんとクォーククラスタ模型でハイペロン相互作用を、というように各自がそれぞれの研究活動を行ない、HD セミナーは研究交流と有用な議論の場だった。

セミナーの新米幹事として、ある週のレポートが玉垣さんであることを前日になって確認にいくと、心配の通り連絡不行き届きだった。しかし、翌日の HD セミナーはテンソル力が絡む高温超伝導機構の、研究ノートに基く議論だった [8]。玉垣さんはグループの研究が軌道に乗ると自らは新しいことを始める、と皆さんが言われている、その一例だったのかもしれない。また、当時のセミナー記録を見直すと、私たちが相対論的平均場理論での模型計算を始める前に、「玉垣担当；相対論的平均場理論（Brockmann-Machleidt）論文紹介」というのが目に止まる。

佐藤（勝）研究室の冬合宿に巽さんと参加したことがある。巽さんが K 凝縮の講義を行ない、私が研究の現状を発表した。「500 MeV の質量が相互作用で消え去るのですね。すごい話ですね。」佐藤（勝）さんがコメントされて、ようやく自分の扱っている物理のスケールに思いが至ったような記憶がある。スクールにいると感覚が馴れてしまう。

玉垣さんは、95年3月に退官され⁶、翌年、私は K 凝縮相の研究で辛くも学位を頂いた。とある

⁵この年、金田さんが、隣の研究室の延与さんと電撃婚約・結婚となった。玉垣さんは延与さんから最初に報告を受け、朗報を珍しく研究室一番乗り！で受け取られたこともあり、大変喜ばれていたらしい。

⁶94年12月に、秘書の方を含む研究室メンバーを貴船に招待していただき、感謝を表されていた。

日、玉垣さんから素研の別刷りが送られてきた。「原子核における相対論的アプローチは飽和性問題を解決したか」[9] 結論は、核力の記述と両立していない、という問題提起である。各論的な研究ではなく、筋の通った物理の大切さを諭されたのだと考える。

3 結論

北大原子核研究室記念誌「核と人」に掲載の永田さんの文に「...20周年記念のこのような会合を開けるところは、そう簡単にはない。条件が必要だ。教授が20年以上そこにいる。新しく研究を生み出していく。育てていくということがないと、ただ存在しただけでは系統的な研究は生み出せない。集った弟子の方々が秀れているということ」という部分がある。これは田中先生を始めとする当時の北大グループへの賛辞なのだが、玉垣先生は続けてそれを京都で成された感があり、敬服する。一方で、自分の大学院時代を振り返ると「肝が冷える」話である。これからの教訓として、研究においては、拗って立つ処をもち「肚にすわる」理解を目指したい。言いたい放題の「物理がアレル」こと無きよう、数値やグラフ、実験データを大切に学問に臨もう。

参考文献

- [1] A. E. Nelson and D. B. Kaplan, Nucl. Phys. A **479**, 285c (1988).
- [2] 高密度核物質の研究のレビューとして、T. Kunihiro, T. Muto, R. Tamagaki, T. Tatsumi and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112**, 1 (1993).
- [3] T. Muto and T. Tatsumi, Phys. Lett. B **283**, 165 (1992).
- [4] H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Nucl. Phys. A **571**, 758 (1994).
- [5] H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Phys. Rev. C **50**, 3140 (1994).
- [6] T. Maruyama, H. Fujii, T. Muto and T. Tatsumi, Phys. Lett. B **337**, 19 (1994).
- [7] H. Fujii, T. Maruyama, T. Muto and T. Tatsumi, Nucl. Phys. A **597**, 645 (1996).
- [8] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **94**, 293 (1995).
- [9] 玉垣良三、素粒子論研究 **93** No. 3, p. 253 (1996).

玉垣さんの「理と情」

和田正信（元日大理工）

「理」の世界は研究課題、研究哲学、研究方法等を、「情」の世界は人間性、人間関係、芸術性等を示す。玉垣さんは「理」と「情」の世界に対してバランスのとれた巨人（偉大な研究者）であったと思われる。それに影響を受けた多くの研究者が「玉垣さんを偲ぶ研究会」に参集されたものと思われる。

1) 玉垣さんとの出会い（1962年）

基礎的な勉強をするため北大大学院に入学(1962)。日本の核力グループの中堅であった玉垣さんが指導教官となり、大学院修士課程（MC）1年目から中型計算機が使えるという理由で核力計算を始めた。その核力の代表的な浜田-Johnston ポテンシャルの発展として、非静的効果、LS 力、QLS 力の検討を玉垣、和田、亘（大阪市大）で行い、座標表示(r 表示)の標準的な非静的ポテンシャル（TWW）を提案した。この時期の計算は、理学部計算センターに設置された中型計算機 NEAC（トランジスタ）、HIPAC（パラメトロン）でメモリーは15Kバイト程度、機械語プログラミング、紙テープ入力の計算機で行なった。当時は、粗末な計算機でも新しい研究を進めるという気概があった。やっと博士課程（DC）時代になって、東大、北大など大大学に大型計算機センターが設置され、FORTRANで計算が出来るようになった。

一方、クォーク模型と関連して柔らかい芯を持つポテンシャルの研究を大槻（名古屋大）、玉垣、和田で行い、中間子交換に基づく芯か、ガウス統計分布に基づく芯かを議論し、ガウス芯の優位性を明らかにした。機械語プログラミングで計算した最後の仕事であった。その後、玉垣さんも私もガウス関数に拘った研究を続けた。

玉垣さんとの研究的交流はMC 2年間で、DC 3年間は私のp表示核力研究の相談役となった。従って、「理」の世界の交流は約5年間であった。その後の約50年は人間的な交流、「情」の世界での交流であった。

日本の素粒子論研究、核力研究を推し進める原動力であった武谷三男さんを代表とする「核力グループ」に玉垣さんと私は参加して研究を進めた。核力グループは湯川先生の間中子理論を発展させる為に、湯川、坂田、武谷等を中心に日本に生まれた研究グループで、世界的な研究を次々と発表した。特に、意識的な研究方法論として、**武谷3段階論**（本質論、実体論、現象論）と核力の**3領域分け**（第I領域、第II領域、第III領域）で核力研究を進め、適用限界を明らかにした。核力グループは1パイ中間子交換ポテンシャル（OPEP）、2パイ中間子交換ポテンシャル（TPEP）で大きな成果を得たが、計算機状況の後れからLS力の導入に立ち後れ、QLS力の導入もシドニー大での浜田氏の仕事が先行した。この時期の日本のグループの計算は、タイガー手廻計算器、卓上計算機で、計算能力が圧倒的に弱かった。

その後、小川修三さんが指導する広島グループが1ボゾン交換ポテンシャル（OBEP）の提案し、研究体勢が整い、計算機状況も改善されてきたが、同時に、研究課題の多様化のため、核力グループとしての機能が弱体化し、私のDC時代に徐々に発展的解消への道を歩んでいた。当時の核力グループには、町田、小川、大槻、亘、玉垣、澤田、星崎、古市さん達がいた。

玉垣さんから武谷3段階論、3領域分けなど研究哲学、研究方法を学んだが、玉垣さんが基研に移られてからは、あまり武谷3段階論や核力3領域分けを口にしなかったようである。ただ、論文や書籍などではこれらの言

及がある。

核力グループでは「**研究者民主主義**」が貫徹され、教授も大学院生も研究者として平等に取り扱われ、論文の著者名は A、B、C … 順と決められていた。私はこのしきたりを一貫して守り続けた。しかし、日本の研究状況は研究者民主主義が崩れ、業績至上主義になっていた。

2) その後の50年

1967年、玉垣さんは基研に転出し、クラスター、3P2超流動、ALS、中性子星の研究等を発展させた。核力固有の研究はあまりしていないが、核構造計算用の3レンジ・ガウスポテンシャルを提案している。私は日大に就職し、p表示の核力、r表示非静的核力の研究を続けた。1970年前後、東大闘争、日大闘争を皮切りに大学紛争が起こり、研究条件が悪化したので、私は研究を進めるため基研のATOM研究員として、玉垣さんとクォーク模型による核力芯の仕事をしたが、完成できなかった。当時、大学紛争で京都大は騒然としており、落ち着いて研究する雰囲気ではなかったが、玉垣さんの中性子星研究の共同研究者、高塚さん(京都大、岩手大)と知り合い、今も人間関係が続いている。

玉垣さんとの大学院時代の共同研究の成果を生かすため、非静的効果を考慮したガウス型芯を持つOBEポテンシャル、ガウス型芯の起源を用いたポテンシャルを重点的に研究した。その後、ガウス型源に基づくOBEPを提案した(GSOBEP)。また、核子—核子(NN)系から核子—ハイペロン(NY)系、ハイペロン—ハイペロン(YY)系への発展のためハイパー核の専門家である新村さん(岐阜大)との共同研究を始めた。

その後、玉垣さんとの共同研究は無かったが、人間的な関係を深め、玉垣さんの「還暦の会」、「古希の会」、「喜寿の会」、「傘寿の会」などの研究会を行ったり、私や高塚さんの退職記念の研究会などを行なった。このように、玉垣さんを囲む集いがたくさん行われた。

3) 「研究者民主主義」の現状

カント『永遠平和のために』 「民衆性(民主制)と呼ばれる形態は、必然的に専制(独裁)である」

このカントの言葉は極端な場合は逆の結果に転化することを示している。現在、「積極的平和主義代」は軍国主義であったり、「積極的民主主義」は差別主義であったりする。

現在の民主主義の状況は、私は大学院生時代とは全く変貌し、特に成果主義のもとに研究者民主主義は滅びつつあると思われる。玉垣さんは一貫して共同研究者を「師弟関係」ではなく、「同志」と考えて、平等に扱った。つまり、研究者の横のつながりを大切にした。

国立大学は税金で運営されているからと言って、大学に「日の丸」、「君が代」を強制しようとしている。また文系学部を軽視しようとしている。現在の大学は差別化され、格差が生まれ、大大学は小大学を支配し、大研究室は小研究室を支配する体制が出来つつある(世界最高研究大学、特定分野研究大学、地域貢献大学)。

30歳前後の若手研究者は任期付き研究者(COE)で不安定な研究生生活を強要され、才能が搾取されている。研究の植民地主義である。玉垣さんの研究の芽(構造的芯、3P2超流動、中性子星、ALS等)が出たのは北大時代(30歳前後)であったと言われているが、この事実は、この若手の時期こそ研究者の活躍を保障すべき時期である。

4) 「理」と「情」の分野の研究会

「理」の分野の研究会は、国際会議、基研研究会など大学、研究室などが企画・実行する公式的な研究集会である。「情」の分野の研究会に関しては、有志が企画する玉垣さんを囲む数々の研究集会で、特に高塚さんが中心となって開催した。玉垣さんの素晴らしい人間性は多くの研究者を引き付け、心温まる研究集会を持つことが出来た。これらの集會を写真で示す。

還暦の会「核と星」(八海山：'92.10)は新潟大での物理学会後、日大理工学部の八海山セミナーハウスで行なわれ、当時の核理論分野の中堅、若手研究者が多数参加した(写真1)。この時参加した人たちはその後の日本の核理論をリードした。また、飛び入りで大槻さんも参加した。当セミナーハウスには口径60cmの望遠鏡が設置されており、夜は観望会を開いた(写真2)。**古希の会**(南箱根温泉：'05.3)は、玉垣さんが定年後しばらくぶりに東京の学会に参加した機会の少人数での談話会で、富士山が見えたので大変喜んだ(写真4)。**喜寿の会**「核物理放談会」(蔵王温泉：'08.9)は、山形大での物理学会後、玉垣さんに核物理の将来を大いに語っていただく集まりであった(写真5)。ニッカウイスキーの「竹鶴」をプレゼントした。翌日は元気に蔵王山の登山を試みた(写真6)。その後、病気が進んでおることを配慮した最後の会合、**傘寿の会**(ホテル大倉：'12.3)を持ったが、多くの仲間が集まった(写真8)。これ以後は玉垣さんとの集まりは持てなかった。これらの集會以外に、私の退職記念「バリオン研究会」(つなぎ温泉：'04.11)(写真3)、高塚さんの退職記念「中性子星研究会」(つなぎ温泉：'11.1)(写真7)などがあり、玉垣さんは必ず参加され、多くの研究仲間が集まった。「中性子星研究会」の頃('11年頃)から玉垣さんの難病が発症し始めていた。盛岡の雪道を肩を組んで歩いたことが思い出される。

5) 玉垣さんとの別れ(2015年)、玉垣さんの歌

2015年1月11日、玉垣さんは難病のため帰らぬ人となりました。2011年頃までは、核物理の研究、短歌の詩作、山歩きを楽しまれました。それ以後は、難病は徐々に玉垣さんをむしばみ、脳の活動と身体の動きのバランスが悪くなり、玉垣さんを苦しめました。死の2年前頃から、年賀状のやりとりを辞退するようになりました。玉垣さんの年賀状の文章と絵を楽しみしていた者にとって寂しい限りでした。玉垣さんの死は、私たちの心に重くのしかかりますが、玉垣さんの「理」と「情」の世界の影響の大きさをかみしめながら、新しい歩みを始めなければならないと思います。

最後に、玉垣さんが残した短歌の傑作を記しておきます。2008年頃の作かと思われます。

紅梅は離れてぞよし 白梅は近づきてよき 香の立つるまで

良三

短歌は詠む人の感性に依存しますが、私にとっては玉垣さんの科学的な認識を芸術にまで高めたものと思われます。つまり、物を認識する過程で、その多様性(紅、白、)、多面性(色、香、)を多角的(離れ、近づき、)に認識する必要性が述べていると思われます。

写真1 左上「還暦の会」(八海山: '92.10)

写真3 左下「バリオン研究会」(つなぎ温泉: '04.11)



写真2 右上「還暦の会」(八海山: '92.10)

写真4 右下「古希の会」(南箱根温泉: '05.3)



写真5 左上「喜寿の会」(蔵王温泉: '08.9)

写真7 左下「中性子研究会」(つなぎ温泉: 11.1)



写真6 右上「喜寿の会」(蔵王温泉: '08.9)

写真8 右下「傘寿の会」(京都: '12.3)

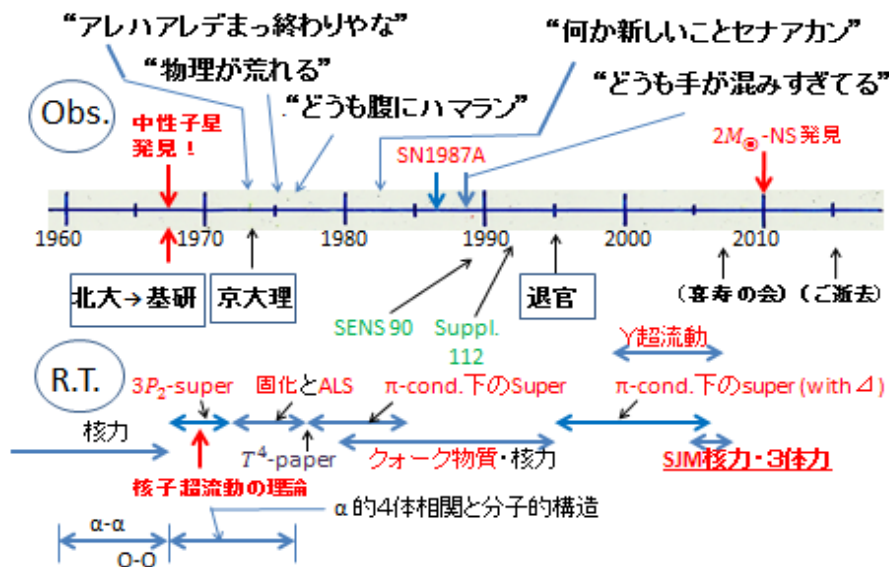


研究者玉垣さん --- 星霜45年、中性子星とともに ---

高塚龍之（岩手大名誉教授）

思えば45年、玉垣先生には研究の入り口の時期（DC2、1969年）から本当に長きに亘って共同研究や議論に付き合っていた。「3P2超流動と核子ALS即 π^0 凝縮を通じて得た二人の原体験の共有がそれ以後の長い共同研究の元にあったと思う」とご自身は言っておられる。全くその通りであるが、中性子星の観測情報が新たな刺激をもたらした研究の持続につながったことも思い起される。正に「中性子星とともに」であった。放談的セッションでのトークということで、折々の印象的な発言（玉垣語録？）も紹介しつつ、いくつかの研究を辿り研究者としての玉垣さんを気楽に語ってみたい。

下の図は筆者が描く玉垣さんの研究史イラストである。「玉垣語録」も書き入れた。研究内容の広さ、現役後も変わらないアクティブな研究、そして基研着任と中性子星発見の時期的一致が特筆される。特に第3の点は、主役（玉垣さん）、環境（基研と研究計画）そして舞台（高密度核物質が現実となった中性子星の発見）と3拍子が揃った訳で、今もって偶然とは言えない大変因縁めいたものを感じさせる。



<事始めとしての3P2超流動>

基研に移られて間もなく、玉垣さんは今や世界的に有名になった「中性子星の3P2超流動」の研究を発表された[1]。この研究の値打ちは、(i) 世界に先駆けた「新しい型の超流動」の提唱（1972年に発見された3He物性系でのP型超流動に対応）、(ii) 核力の特徴に

照応した角運動量がゼロでない超流動の理論の構築 (BCS-Bogoliubov 理論の一般化) という点にあるが、同時に (iii) 核力と核子多体系の絡みを初めて核密度を超える広い密度域へで捉えた先見性、つまり、高密度核物質研究の草分けという点も強調されねばならない。

基研は院生をとらないということで運よく相手にしていただいた筆者は玉垣理論の拡張 (3P2—3F2 テンソル結合を含む理論形式)、強い斥力芯のもとでのギャップ方程式の数値計算を行い 3P2 超流動が可能であることを定量的に示した。指導を受けつつ玉垣さんの研究に何がしかの寄与が出来た事を嬉しく有難く思っている。当時は大学紛争の只中で学内騒然、遅れがちな筆者の研究であったが、温かく対応していただいたお蔭で今日の自分が在る。これはその後もしばしば感じた研究者玉垣さんの「やさしさ」の一面である。

<その後の研究と玉垣語録>

” アレハアレデまっ終わりやな “・・・これは 3P2 超流動の 3 部作が完成した 1972 年頃玉垣さんがよく口にされたことで、今から思えば、本質的なことが済んだらもう粘らないという研究者玉垣さんを表す 1 コマだと思う。やっと基研を研究場所に出来てこれからと意気込んでいた OD の私にとっては拍子抜けであったが、そのころ脚光を浴びてきた中性子物質の固化の問題をとりあげ、「こんな論文が出てこんな議論になっている」と盛んにモーションをかけて行くうちに段々とやる気になってこられた。もしこの出前議論が無ければ高密度核物質研究に空白の時代があったらと、この面では自分の役割を密かに評価している。そんなある日、「3P2-molecule lattice というのはどうや、これは新しいで」と新課題を提起され二人で意気高く取り組むことになった。しかしこれは悲劇の始まりであった。お互いレポート用紙を積み重ねクロスチェック、ミスも度々あったりで四苦八苦、やっと数値計算に入っても結果は否定的、つまり、lattice を組む以前に 3P-molecule の方が分解してしまうという顛末であった。“物理が荒れる” とはこの頃よく聞いた言である。何を指してか今一つであったが、これは困難を緻密に吟味・検討する暇を持たない自身の不甲斐なさを吐露された、研究者ならではの名語録だと後で自分でも分かるようになった。当時玉垣さんは京大理に移られて新しく研究室を立ち上げる仕事、出発したばかりの RCNP での様々な役割などで精神的には大変な時期であったと思っている。

こうして飲まず食わずの時期が 3 年ばかり続いたが、この間、様々な角度から固化の問題にしつこく取り組んだおかげで、新機軸「テンソル力による固化」に気付くことになった。物性系では中心力の斥力による「囲い込み」で固化が起こるが、核子多体系ではテンソル引力を 1 次で活かす代位的スピン配位にによって固化の可能性がある。核力の特徴が高密度の核子系でどう発現するかという玉垣さんが常々持っておられた課題意識が、LS 力 → 3P2 超流動、テンソル力 → 固化という描像に結実することになり、ご本人は大いに気を良くされた。このテンソル力による固化の問題は次の発展、即ち「代位的層状スピン構造 (ALS)」と呼ぶ 1 次元局在の核子系モデルの提示、 π 凝縮の理解へとつながる。

1975 年ころになると日本でも π 凝縮の問題が注目されいくつかの研究グループが誕生し

てきたが、この頃玉垣さんは“どうも腹にハマラン”を連発された。OPEP 核力を媒介する π 中間子が一方でボーズ凝縮するというつながりがはっきりしない事への不満であったのだろう。この頃、京大理の高密度核物質ゼミは玉垣さんと私（明石高専）のほか田宮・巽・国広の各氏が次々と加わり大いに賑わうことになった。どこかでも書いたが、終電ぎりぎりまでカンカンガクガクの議論が続く正に白熱のゼミ（誰かは体力ゼミと評していた）が展開され、その甲斐あってか、中性 π^0 凝縮と核子 ALS 構造の等価性、つまり、 π 場で見れば凝縮（場記述）、核子系で見れば ALS 構造（ポテンシャル記述）であり、これらは π -N P 波相互作用（ $\sigma \nabla$ 結合）を共通の出所としており相互規定関係にある、との理解に到達した[2]。我々京都グループは世界的には後発であったが、独自のアプローチにより π^0 凝縮（共存する荷電 π^\pm 凝縮も含め）の本質の意味と発現機構を明らかにするとともに、 π 凝縮下の核子系モデル（ALS）を提示することができた。玉垣さんにとってはさぞかし“腹にハマル”仕事になったと言える。

1981年1月、玉垣さんのお供をしてメキシコでの「多体論の進展」国際会議に出かけた時、“何か新しいことセナアカン”、まあ10年経ってもALS、ALSと言うてもええけど、と言われた。あくる年の正月にはクォークの q を「春」という文字に付けた粋な年賀状をいただいた。「クォークで花を咲かせる」という意味かなと受け止めたが、実際この頃から「クォーク核物理」とでも言うべき研究領域を研究室の柱の1つに据えられた。一方私のほうも新しいことセナアカンと考え、1977年5月から着任していた岩手大で樋浦さんと共に「有限温度の核物質・超新星物質」に取り組むことになった。後に京都のゼミで話したら「何とかと暁で、やはり新しいことはよいことです」との手紙をいただいた。今思えば世界的にもいち早く研究室としてクォーク・QCDに基づく核物理に取り組まれた玉垣さんの先見の明とこの研究方針の下で実に多くの俊秀研究者が育てられた（育てしまった）事実改めて驚かされる。喜寿に因んだ核物理放談会（2008年9月）の報告では「自分としては研究は楽しめたが、名を冠することができるほどの仕事は出来なかった」「店を開いた意味は大きい！ すぐれた研究者の輩出」と書かれている。

玉垣さんはパルサー・グリッチと呼ばれる中性子星現象にも取り組まれた。1983-1989年の頃のことである。回転の突然の速まりと巨視的な緩和時間 τ （数週間～数か月）が特徴のグリッチであるが、後者は超流体の存在を強く示唆する。その観測直後から提案された中性子星地震説は、Crab→クラスト星震、グリッチの強さが2ケタ大きいVela→中心部の中性子固体で起こるコア星震が原因とする「星震モデル」へと発展し、グリッチの説明に成功したかにみえた。しかしその後、依拠する中性子固体の成立が否定的となり、これに代わって、Velaでは回転超流体の渦糸の振る舞い（クラストでのピン止めピンはずれ）に原因を求める「渦糸モデル」が提唱された。当初はこれで全てうまく行くという勢いであったが、定量的に検討するとピンはずれが難しいこと、グリッチ頻度との整合性やVelaとCrabの統一的説明に難点があることなどが分かり、次々と複雑なバージョン提示を余儀なくされることになった。“どうも手が混みすぎてる”とは当時の玉垣さんが何度も口にさ

れた不満であり、実際、新しい観点でコア星震モデルの復活を考えることになる。その骨子は、中性子固体→ALS 固体、内部加熱蓄積→ALS と共存する π^c 冷却、2種の τ の必要性→クラストの1S0、ALS 下の3P2 支配型超流動に対応、として問題の解消を図るものであった[3]。これまでの成果である3P2 超流動、ALS 固体、 π^c 凝縮による速い冷却、これらを総動員した「新しいコア星震モデル」が出来た訳で、玉垣さんは大いに満足であっただろう。“手が混みすぎてる”(=本質から遠い?) から始まるこの営為は研究者玉垣さんのセンス・好みを映し出す格好的一幕であると思っている。

紙幅も尽きてきたので晩年の話に移らせていただく。今や周知のようにハイペロンは必ず中性子星に現れその状態方程式 (EOS) を柔らかくする。そのため理論上の最大質量は観測でよく知られた1.44 倍太陽質量を支えられないという大きな矛盾に逢着する。これを打開する道筋として、筆者等は現象論的にはあるが、核子・ハイペロンに共通して働く「ユニバーサル3 体力」という考えを提案してきた。玉垣さんは「この提唱は価値の高い現象論、核力のhard-core model (Jastrow) に並ぶもの」と大いに評価され、それに触発されてか1982 年頃に考えたString-Junction Model による斥力芯の起源の問題に熱意をもって取り組まれた。クォークを閉じ込めたバリオンが近づき重なり合えるには、B 反 B 対と junction 反 junction の生成が必要となり、係る励起エネルギーが斥力芯の高さに対応する、という考えで、これは閉じ込めのカラー自由度に関係するからスピンやフレーバーによらない、つまり普遍的2 体斥力をもたらす。これを3 体力に拡張して要請される「ユニバーサル3 体力」を導かれた[4]。実際この3 体力を中性子星に適用すると重い中性子星が可能で、その後発見された2 倍太陽質量の中性子星も説明し得る[5]。玉垣さんは核力に始まり、核力の斥力芯起源が常に頭を離れなかった研究者だと、つくづく思う。

最後に玉垣さんの研究者像について若干触れておきたい。まず第一に誠実でそして腕の立つ研究者であった(一方で、宣伝・人付き合い下手)。第二に関心が広く何よりも新しいことを意識され、しかも実際に大きな新しいことをやってのけ、それが研究の新たな流れへと発展して行った。そして第三に退職後も人がまねを出来ないくらい旺盛に研究を続けられた生涯研究者であった。和田さんの「情」の面に倣って付け加えれば、弱いものへのやさしさと正義感、大きな声と頑丈な身体、流暢でしかもしっかりした上手な字、そして墨絵や短歌に見るセンスの良さも忘れられない。

本当にまれな、惜しい人が居なくなった。寂しさは消しようもない。しかし玉垣さんは私たちの心に生き続ける。また、そうしなければならない。

[1] R.Tamagaki, PTP. 44(1970),905.

[2] T.Takatsuka, K.Tamiya, T.Tatsumi and R.Tamagaki, PTP. 59(1978),1933.

[3] T.Takatsuka and R.Tamagaki, PTP. 82(1989),945.

[4] R.Tamagaki, PTP. 119(2008),965.

[5] T.Takatsuka, S.Nishizaki and R.Tamagaki, AIP Conf. Proc. 1011(2008),209.

非一様カイラル相転移の現状と今後

巽 敏隆 (京大・理)

I. はじめに— 非一様カイラル相転移とは

温度(T)—密度(μ)平面でのいわゆる QCD 相図においては、高温、高密度領域でのクォーク非閉じ込め転移およびカイラル相転移が理論的にも実験・観測的にも活発な研究がなされている。後者の相転移は $T=0$ の真空では自発的に破れているカイラル対称性が温度、密度の効果で回復するもので、クォーク・反クォーク対の凝縮 $\langle \bar{q}q \rangle$ がパウリ原理による抑圧効果のために消失することによって起こると考えられる。これまでの研究では凝縮が空間的に一様である場合が多く議論されてきたが、最近の研究によれば、カイラル相転移付近に空間的に変動する凝縮によって記述される”カイラル非一様相”と呼ばれる新たな相が出現するのではないかと考えられている [1]。もしもこのような相が QCD 相図上に存在するならば、Lifshitz 点と呼ばれる三重点において二つの一様相 ($\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$, $\langle \bar{q}q \rangle = 0$) および非一様相が共存し、その点から伸びる 3 本の相境界線によって三つの領域に分割されるはずである [2]。

非一様カイラル相を議論するには一般化された秩序関数として次の複素形を仮定する。

$$M = \langle \bar{q}q \rangle + i \langle \bar{q}i\gamma_5\tau_3q \rangle = \Delta(\mathbf{r}) \exp(i\theta(\mathbf{r}))$$

このとき、振幅および位相の自由度がありえること、系は大域的 U(1)対称性を保っていること、およびスカラーのみならず擬スカラー凝縮まで許されることが重要な特徴である。このような構造は並進対称性、パリティ対称性を破っており、真空では存在せず、多体系の動的結果として実現できるものである。この問題を議論するには第一原理計算である格子 QCD シミュレーションに頼るのがベストかもしれないが、周知のように符号問題によって $\mu < T$ の制限された領域でないと有効でない現状である。そこで QCD の有効模型や Schwinger-Dyson 理論を用いることによって活発な研究がなされている。特に NJL 模型はカイラル対称性を具現化した QCD 有効模型として古くから多様な研究に用いられてきた。以下の議論はこの模型を基本にし、空間 1 次元的非一様構造に限る。

非一様カイラル相に関する最初の研究は 1+3 次元での NJL 模型を用いた Hartree 近似の下でなされたが、その後の 1+1 次元での large Nc の下での一般解の発見を経て、現時点での認識としてはこれらの一般解を 1+3 次元に埋め込むことによって議論できることがわかっている [2]。その中の典型的構造としてよく研究されているのが二重カイラル密度波 (DCDW) [1] と実キルク結晶 (RKC) [2] と呼ばれている。前者は $\Delta = \text{const.}$, $\theta = \mathbf{q} \cdot \mathbf{r}$ で特徴づけられ、後者は $\Delta(z)$, $\theta = 0$ で特徴づけられている。

II 様々な非一様物質— ヘテロな系のおもしろさ (複雑さ)

空間的非一様性自体は自然界ではありふれたことで、物理においても結晶始め液晶、スピン・電荷密度波、超伝導での **FFLO** 状態、一次相転移に伴う各種“パスタ”...などに関する研究等枚挙に暇が無い。そこでは並進、回転対称性が破れており、粒子数密度、スピン密度などが空間的に変動している。

一例として **FFLO** 状態に関する最近の状況についてコメントする。この状態は磁場が存在する下での超伝導に関するもので、ゼーマン効果による対破壊効果と関連している。最近の論文において準2次元有機超伝導体において **LO** 状態が観測され、**Andreev** 束縛状態の観測がそれを立証するという主旨の論文が報告された [3]。事実だとすればこれは **FFLO** 状態を明確な形で最初に観測したということになり興味深い。一方、この状態は非一様カイラル相とも深く関係していることがわかっている。特に **LO** 状態は **RKC** と密接に関連していることを注意しておく。超伝導状態の2粒子の凝縮に対してカイラル凝縮では粒子—反粒子対の凝縮からなっているが、1+1次元系では両者が双対関係によって結ばれていることが **NJL₂** でわかっている。実際、**RKC** と **LO** での秩序関数、**Andreev** 束縛状態と **RKC** での密度分布を比較してみると定性的には同一であることを見ることができる。また **FFLO** 状態は高密度星の現象とも関係してくるかもしれないことを指摘しておく。これまで、中性子星内部の中性子超流動状態として外殻領域では **¹S₀**型、芯領域では **³P₂**型が実現されていることが分かっている。特に後者は玉垣さんが先駆的な仕事をされたことは言うまでもない。ゼーマン効果によって **FFLO** 状態が実現すると考えると、**¹S₀**型を考えざるを得ないが、マグネターの非常に強い表面磁場をもつ場合には核子 **FFLO** 状態が実現されている可能性がある。簡単な見積りとして、中性子の磁気モーメントの値を用いて、パウリ極限と呼ばれる **FFLO** 状態への臨界磁場の大きさは

$$H_p = 2.5 \times 10^{16} \text{G} \left(\frac{\Delta}{0.2 \text{MeV}} \right)$$

で与えられることがわかる。ここで、 Δ は磁場が無いときの中性子対のエネルギーギャップの大きさである。詳細な考察は現在進行中であるが、中性子の **FFLO** 状態はマグネターの現象との関連で興味あるものであると言える [4]。

これまでの例では空間並進、回転対称性の破れの例を見たが、さらにはパリティ対称性が破れている場合がありえる。その代表例は高密度核物質での π 中間子凝縮である。そのような系ではスピンまたは磁気的な秩序が同時に実現されている可能性がある。 π^0 凝縮相での核子系の空間的構造は交代的層状スピン(**ALS**)構造と呼ばれる状態になっており、各2次元の層内の核子のスピンは全て揃っている状態(層内強磁性)にあり、最近接層間のスピンは反対向き(層間反強磁性)になっている、一種のスピン波的秩序を示している [5]。このような特徴あるスピン配位は **OPEP** のテンソル力の一次の効果の現れと見ることにもできる。一方、非一様カイラル相もパリティが破れた状態にあり、独自の磁気的秩序を示すことが

期待できる。この点は後述する。

III 二重カイラル密度波(DCDW)

以下非一様カイラル相として DCDW 相を考察する。DCDW は平面波という非常に簡単な形をしているが、非常に豊富な物理を内包していることがわかってきた。DCDW 相の出現には電荷密度波、スピン密度波と同様フェルミ面のネスティング効果と密接に関係している [1]。もしも、ネスティング効果が完全に成り立っておれば DCDW の波数 q の大きさは $q=2k_F$ の関係によって与えられるが実際の結果では少し小さい。1+1 次元の場合には正確にネスティング関係式が成立している。NJL 模型を用いて熱力学ポテンシャル Ω の極値を調べると、約 3-5 倍の核密度の領域で DCDW 相になっていることがわかる [1]。

IV 磁場中での非一様カイラル相一位相幾何学的側面またはカイラルアノマリーとの関連次に外部磁場の下での DCDW を考える。磁場に関しては現象との関連から興味深く、高エネルギー重イオン衝突過程、マグネター等のコンパクト星、初期宇宙でのインフレーション過程では巨大な磁場が生成される可能性がある。また、理論的な興味としては対称性の自発的破れが助長される効果（磁気触媒効果）があり、最近では高温真空でのカイラル対称性の破れに関して直接格子 QCD シミュレーションによって調べられている。

非一様カイラル相に対する磁場の効果として一番重要なことは、秩序関数として位相の自由度がある複素関数が選ばれることである。即ち RKC のような実関数型の凝縮は存在しない [6]。また、磁場の効果によって QCD 相図における非一様凝縮相の領域は飛躍的に増大する [7]。これらの結果は以下に述べるようにクォークのエネルギースペクトルが正負に対して非対称になることに起因している [8]。

一様磁場が存在する時の DCDW 相でのエネルギースペクトルは容易に得られ、離散的な準位（ランダウ準位）に分かれる。この時最低ランダウ準位(LLL)のそれは簡単に書けて、

$$E_{LLL}^{\epsilon=\pm 1}(p) = \epsilon \sqrt{m^2 + p^2} + q/2 \text{ と表される。このスペクトルは波数 } q \text{ の値が有限のとき正負}$$

に対して非対称である。他のランダウ準位に関してはすべて正負対称なスペクトルになっている。注意すべきことは、磁場 H が存在しない時または $\theta=0$ のときにはクォークのスペクトルは正負対称になることである。スペクトルの非対称性という一見なにげないことが、実は非常に重要な効果をもたらせることがわかる。今エネルギー固有値を用いて粒子数を計算してみると、 $T=0$ の真空の場合には次の Atiyah-Patodi-Singer η 不変量と呼ばれるスペクトルの非対称性を測る量

$$\eta_H = \lim_{s \rightarrow 0} \sum_{\lambda} |E_{\lambda}|^{-s} \text{sign}(E_{\lambda})$$

に比例することがわかる。これはいわば”真空の粒子数”と呼ぶべきものである。またこの量はカイラルアノマリーとも密接に関連していることにも注意する [9]。DCDW の場合 η_H

は $\mathbf{q} \cdot \mathbf{H}$ に比例する。すると熱力学的関係式より Ω の中に $\mu \mathbf{q} \cdot \mathbf{H}$ という q に線形に比例した項が誘起される。一方、対称性より他の項は全て q の偶関数となるので、熱力学的ポテンシャルの極値は常に有限の q の値になる。また、 μ の値が零でない限り粒子数は常に有限になることから磁場が存在するときは、低温ではいつも非一様カイラル相が実現されることが結論される。

スペクトルの非対称性から結論される一つの重要な現象に対する帰結は QCD 相図における新たな Lifshitz 点の出現と格子 QCD シミュレーションによる DCDW の直接検証可能性である [8]。 Δ, q が共に小さい臨界点近傍では、 Ω は一般化された Ginzburg-Landau 展開を用いて

$$\Omega = \Omega_0 + \frac{1}{2} \alpha_2 |M|^2 + \frac{1}{3} \alpha_3 \text{Im}(MM^*) + \frac{1}{4} \alpha_4 (|M|^4 + |M'|^2) + \dots$$

と書ける。 α_3 は H に比例し磁場がないときは零になり、このとき一様相間の相転移は $\alpha_2 = \alpha_4 = 0$ において三重臨界点を持つが、この点は非一様カイラル相転移の Lifshitz 点にもなっている [2]。磁場が存在するときには α_3 が非零になり、 $\alpha_2 = \alpha_3 / H = 0$ で表される新たな Lifshitz 点が登場する。この点は $\mu = 0$ の線上に現れるので、原理的には格子 QCD シミュレーションによって探索可能である。

V 最近の様々な研究

非一様カイラル相を巡る他の最近の話題について触れる。一つは DCDW 相の自発磁化の可能性であるが、これは吉池君が議論している [10]。非一様相の研究は主に平均場近似の下で調べられているが、凝縮相および相転移に対して量子ゆらぎ、熱的ゆらぎの効果を調べることは重要であり、興味深い。最近このテーマに関する論文が相次いで発表されたが、凝縮相での南部—Goldstone 励起モードは特徴ある分散関係を示し、準長距離秩序 (QLRO) を有する系であることが議論された。この話題については李さんが発表している [11]。その他にも Brazovskii 効果や Kosterlitz-Thouless 相転移などとの関係も興味ある課題である。現象との関連では、非一様カイラル相の出現が期待される場所としてコンパクト星や高エネルギー重イオン衝突があり、格子 QCD シミュレーションも検証できる場を提供している。これらの系では磁場の効果も重要になる。これらの系において非一様カイラル相のシグナル、意義は何かという問題は殆どわかっていないが、一つ中性子星の冷却との関連で、新たな冷却機構が効果的に働くという結果が得られている [12]。

最後に、ハドロン—クォーク連続性について触れる。DCDW 相では荷電中性の擬スカラー凝縮が生じていることに注目すると、同様な現象として核物質中での π 中間子凝縮が思い出される。実際対称性の観点から見ると両相は通常相から局所的なカイラル回転された状態であると記述できる。すると、ハドロンからクォークと階層を超えて連続しているのではないかと予想できる。この予想を念頭に ALS 構造と DCDW 相でのクォークを眺めてみる。両者とも数密度は空間的には (ほぼ) 一定だが、擬スカラー密度 (非相対論的にはスピン

密度) は大きく変動している点は共通していることがわかる。さらに追究するのも興味深い。DCDW により類似している π 中間子凝縮の模型として、Dautry-Nyman によって考察されたものがあるが、非相対論的な議論では、エネルギー的に ALS 模型のそれより大きくなることが示されている [13]。しかし以前の研究ではカイラル対称性の回復は考慮されていなかったのでハドロンクォーク連続性の見地から再考する価値はあるように思われる。いずれにしても $ALS \rightarrow (DN) \rightarrow DCDW$ といった道筋がもっともらしく思われる。

VI まとめにかえて

この発表では非一様カイラル相に関する研究の現状、今後の展開についてまとめてみた。触れることができなかつた問題として興味ある課題はストレンジネス自由度の役割である。SU(2)から SU(3)への拡張の試みはまだ殆どなされていないが、現象との関係からも重要である。また、より QCD に基礎をもつ理論による研究も重要で、Schwinger-Dyson や格子 QCD を援用した議論が望まれる。柏さんの話はそのような方向のものである [14]。物性物理との関連は、もっと追究できるものである。

最後に、一言。ここでの話は π 中間子凝縮を意識したものになっており、玉垣さんが切り開かれた ALS 構造の物理が現代の非一様カイラル相の物理に脈々と受け継がれ、折に触れ顔を出していることを付け加えておく。まさしく温故知新である。玉垣さんにも何回か話を聞いていただいたが、現状を見てどのように思われるかお聞きしたかった。今も、どこからか「ハラにはまらんあ」という懐かしい声が聞こえてくるような気がしてならない。

追記：今年のパリティ 8 月号の拙記事「クォークとマグネター」の最後に献辞を書かせていただいたのでここに再録しておく。

献辞:

本小文執筆中にご逝去された玉垣良三先生に捧げる。先生はわが国での高密度核物質と中性子星研究の先駆者であり、多くのことを教えていただきました。

- [1] E. Nakano and T. Tatsumi, Phys. Rev.D 71(2004) 114006.
- [2] D. Nickel, Phys.Rev.Lett. 103 (2009) 072301; Phys. Rev. D80 (2009) 074025.
- [3] H. Mayaffre et al., Nat. Phys. 10 (2014) 926.
- [4] S. Sakai and T. Tatsumi, in preparation.
- [5] T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Prog. Thor. Phys. 59 (1978) 1933.
- [6] K. Nishiyama, S. Karasawa and T. Tatsumi, Phys. Rev. D , in press.
- [7] I.E. Frolov, Z.Ch. Zhukovsky and K.G. Klimenko, Phys. Rev. D82 (2010) 076002.
- [8] T. Tatsumi, K. Nishiyama and S. Karasawa, Phys. Lett. B743 (2015) 66.

- [9] D.T. Son and M. A. Stephanov, Phys. Rev. D77 (2008) 014021.
- [10] R. Yoshiike, K. Nishiyama and T. Tatsumi, arXiv:1507.02110.
- [11] T.G. Lee, E. Nakano, Y. Tsue, T. Tatsumi and B. Friman, arXiv: 1504.03185.
- [12] T. Tatsumi and T. Muto, Phys. Rev. D 89 (2014) 103005.
- [13] T. Tatsumi, Prog.Theor.Phys. 63 (1980) 1252.
- [14] K. Kashiwa, talk in this symposium.

非一様カイラル凝縮相におけるランダウ・パイエルス不安定性

李 東奎¹、仲野 英司²、津江 保彦²、巽 敏隆¹、Bengt Friman³

¹京大理、²高知大理、³GSI

クォーク物質における非一様カイラル凝縮体の一つである二重カイラル密度波 (DCDW) を例に取り、その基底状態における自発的対称性の破れに伴う南部・ゴールドストーン (NG) 励起の性質と秩序変数の低エネルギー揺らぎに対する安定性について議論する。結果、有限温度での DCDW 相は準長距離秩序相として実現していることを示す。

1 はじめに

有限温度・密度の QCD に関する最近の理論研究では、非一様カイラル凝縮相の存在が新たに注目を浴び、その相の発現によりカイラル転移の領域が広がるであろうとの見方が強まっている (最近のレビューについては、文献 [1] を参照のこと)。実際、非一様カイラル凝縮体を考慮した QCD の相構造の研究では、QCD 臨界点が Lifshitz 点と一致する可能性が Gor'kov 的方法 [2] により示唆され、カイラル転移の一次相転移線が非一様相に置き換わることが有効模型を用いた平均場計算 [3, 4] や QCD ラグランジアンを用いた Dyson-Schwinger 型方程式による解析 [5] により指摘されている。非一様相の特徴は、秩序変数 (凝縮体) が有限の波数ベクトルで空間的に波打っていることである。ここでは、空間一方向 (z 軸) に沿って一次的に変調されている場合を考え、その典型例の一つとして知られる二重カイラル密度波 (dual chiral density wave; DCDW) [3] と呼ばれる基底状態を考える。これまでの非一様カイラル凝縮体に関する先行研究では、平均場近似の範囲内で議論されていることが多く、量子・熱揺らぎに対する安定性についてほとんど議論がなされていなかった。一方でパイオン凝縮の観点では、非一様凝縮相の熱揺らぎに対する安定性について、ランダウ・パイエルスの議論 [6] に基づいた半古典的な議論 [7] が知られている。本稿では、DCDW 相を例にとって、低エネルギー有効モードの揺らぎに対する安定性 (ランダウ・パイエルス不安定性) を議論する。詳細な議論については、文献 [8] を参照して頂きたい。

2 DCDW 相における NG 励起の性質

以下、非一様カイラル凝縮体として DCDW を考える。その基底状態は

$$\phi_{\text{DCDW}} = \Delta \begin{pmatrix} \cos qz \\ 0 \\ 0 \\ \sin qz \end{pmatrix} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 Δ は凝縮体の振幅 (一定)、 q は DCDW の変調波数である。また、第 0 成分と第 3 成分はそれぞれ $\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \Delta \cos qz$ と $\langle \bar{\psi}i\gamma_5\tau_3\psi \rangle = \Delta \sin qz$ に対応する (ψ はクォーク場) [3]。

2.1 対称性の自発的破れと NG モード

DCDW 相では、 $SU(2)_L \times SU(2)_R$ カイラル対称性、 z 軸方向への並進対称性、3次元空間の z 軸に垂直な軸に対する (x 軸および y 軸まわりの) 回転対称性が自発的に破れる。よって、全体として、内部・時空対称性に関する破れた生成子の数は 8 つである。しかし、これらのローカルなモードのいくつかは redundant であるため [9]、結果として独立な NG モードは 3 つのみである。これは生成子の線形直交関係によるものである。例えば、

DCDW 相では並進変換とカイラル変換が線形結合した形になっており、その直交性から生成子の言葉で自発的に破れたものと破れていないものが2つユニークに出てくる。このとき、後者は z 軸方向への並進と z 軸まわりの軸性アイソスピン回転がロックした状態（フレーバー・並進ロッキング）に対応し、前者はその状態からズレた変換（out-of-phase operation）で記述される NG モードに対応する。

2.2 ギャップレスモードの分散関係

DCDW 相における低エネルギー集団励起を考える。そこで、NG モード ($\vec{\beta}$) に加え、振幅揺らぎ (δ) も含めた S^3 のパラメタ化 [8] を用いる。このパラメタ化では、線形揺らぎで NG モードを同定することができる。このパラメタ化をラグランジアンに代入することで、ガウス近似の範囲で DCDW の凝縮体のまわりの低エネルギー揺らぎに対する有効理論を導出することができる。また、ユークリッド空間に移ることにより、ガウス揺らぎに対するフーリエ空間での有効作用が得られる。このとき、作用の行列の形から振幅揺らぎ δ と 3 軸方向の NG モード β_3 が有限の波数で混じり、1,2 軸方向の NG モード同士 $\beta_{1,2}$ が互いに異なる運動量で混じることがわかる。これらの行列の各行列式からそれぞれ分散関係を得ることができ、前者の行列式から得られるノーマルモード (δ - β_3 混合モード) についてはマッシュ・マスレス両モードの分散関係が得られ、後者の行列式からは背景での相互作用に起因した高次項を含むギャップレスモード $\beta_{1,2}$ の分散関係が得られる。ここで、注目すべきは両方の分散関係において異方的分散 (z 方向が線形分散で xy 方向が二次分散) が現れることであり、特に xy 方向がソフトになっていることである。このような分散関係は液晶のスメクティック A 相 [10] でも見られ、その異方性は系の一様な回転（特に波数ベクトルに垂直な軸方向のまわりの回転）対称性に関係している。

2.3 低エネルギー揺らぎに対する安定性

DCDW 相における秩序変数の低エネルギー揺らぎの効果は S^3 パラメタ化を用いて考えることができ、その期待値（秩序変数相関）を評価することで調べることができる。結果、ギャップレスモードの分散式が横方向 (xy 方向) でソフト化しているため、ガウス揺らぎの期待値が赤外で発散（対数発散）することにより秩序変数の期待値の値はゼロとなる。つまり、ガウス近似の範囲では低エネルギー揺らぎが秩序変数を壊すことになる。これは DCDW 相が有限温度において不安定であることを示している。しかし、通常のノーマル（無秩序）相では秩序変数の長距離相関関数は指数関数的に減衰するが、今の DCDW 相でのそれは冪で落ちる振舞いを示す。したがって、有限温度における DCDW 相は準長距離秩序相として実現している。一方、ゼロ温度極限では低エネルギー揺らぎによる影響は少ないため（ガウス揺らぎの期待値発散は見られないので）、長距離秩序相として実現する。

3 まとめと展望

本稿では、非一様カイラル凝縮相 (DCDW 相) におけるランダウ・パイエルス不安定について述べた。結果として、(i) 対称性の観点から DCDW 相ではフレーバー・並進ロッキング対称性が実現する、(ii) 低エネルギー集団励起の分散関係において、ギャップレスの低エネルギー有効モードの分散式が横方向（波数ベクトルに垂直な xy 方向）でソフト化する、(iii) ガウス近似の範囲で低エネルギー（長波長）揺らぎが有限温度で DCDW 相の秩序変数を壊す傾向にあるものの、秩序変数の長距離相関関数の振舞い（冪減衰）から QLRO 相として存在することがわかった。QLRO 相は実際スメクティック液晶などにおいても存在し、系の有限サイズ効果により観測することができる [10]。一方、十分低温では DCDW 相は安定に存在すると考えられ、現象論的にはコンパクト天体内部にお

けるクォークコア付近（原子核密度の3~5倍あたり）で実現している可能性がある。そこで、ベータ平衡や電荷中性などの中性子星の環境に近い条件を考慮した非一様カイラル凝縮相の状態方程式 [11] を調べることは大変重要と考えられる。また、このような非一様カイラル凝縮相における NG モードがコンパクト天体の輸送現象（冷却、r モード、粘性など）にどのような影響を与えるのかについて調べることも興味深い問題である。今回一次元的変調の例として DCDW（いわゆる Fulde-Ferrell 型に対応）を取り上げたが、他の例として知られている実キック結晶（RKC、いわゆる LarkinOvchinnikov 型）についての安定性 [12] も議論されている。その他の効果として、2次元変調、磁場、ベクトル型相互作用、集団励起の高次相互作用などがこのようなランダウ・パイエルス不安定に対してどのような影響を与えるのか、またこのような非一様相が格子 QCD 計算による数値シミュレーションや外部プローブを通じた実験でどう見えるのかについて考察することは今後の課題として挙げられる。以上、本稿の詳細に関しては文献 [8] を参照されたい。

4 さいごに

残念ながら、筆者（李）はこれまで玉垣先生にお会いする機会が一度もなかった。唯一そのチャンスがあったとすれば、巽さんに3年ほど前から京都で年に2回開催されている京都ミーティングに呼んで頂けるようになった頃であろう。それまで京都ミーティングでは玉垣先生も健在だったということで、筆者はいつか京都ミーティングにて玉垣さんにお会いできることではないかと楽しみにしていた。しかし、このような突然のお別れになってしまい、とうとうお目にかかることはできなかった。ただ、玉垣さんがどのようなお方でいらしたのかは今回の研究会（特に玉垣さんを語る放談的セッション）を通して、間接的ではあるが感じ取ることができたように思える。最後に、本研究会世話人の方々にはこのような場で講演する機会を与えて下さったことを感謝するとともに、心から哀悼の意を表し先生のご冥福をお祈りいたします。

参考文献

- [1] M. Buballa and S. Carignano, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **81**, 39 (2015).
- [2] D. Nickel, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 072301 (2009).
- [3] E. Nakano and T. Tatsumi, *Phys. Rev. D* **71**, 114006 (2005).
- [4] D. Nickel, *Phys. Rev. D* **80**, 074025 (2009).
- [5] D. Müller, M. Buballa, and J. Wambach, *Phys. Lett. B* **727**, 240 (2013).
- [6] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, (Pergamon Press, Oxford, 1969).
- [7] G. Baym, B. L. Friman, and G. Grinstein, *Nucl. Phys. B* **210**, 193 (1982).
- [8] T.-G. Lee, E. Nakano, Y. Tuse, T. Tatsumi, and B. Friman, arXiv:1504.03185.
- [9] I. Low and A. V. Manohar, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 101602 (2002); H. Watanabe and H. Murayama, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 181601 (2013); T. Hayata and Y. Hidaka, *Phys. Lett. B* **735**, 195 (2014).
- [10] P. M. Chaikin and T. C. Lubensky, *Principles of Condensed Matter Physics*, (Cambridge, 2000).
- [11] S. Carignano, E. J. Ferrer, V. de la Incera, and L. Paulucci, arXiv:1505.05094.
- [12] Y. Hidaka, K. Kamikado, T. Kanazawa, and T. Noumi, arXiv:1505.00848.

ゼロ及び虚数化学ポテンシャルを利用した非一様カイラル凝縮の計算の問題

柏 浩司 (基研)、李 東奎 (京大理)、
西山 和也 (京大理)、吉池 遼 (京大理)

量子色力学 (QCD) の相構造の研究は、初期宇宙や重イオン加速器実験、中性子星の内部構造に関係する重要な研究です。もちろん第一原理である QCD から相構造を求めることができれば、そこには何の不定性もありません。しかし、第一原理計算である格子 QCD 数値計算は、有限密度 (ゼロでない実数化学ポテンシャル) において符号問題が発生し、計算が破綻してしまいます。符号問題回避のため様々な手法が提案されていますが、現状完全には程遠く、どの手法を用いても $\mu_R/T < 1$ の領域でしか信頼できる結果を出すことができていません。ここで、 μ_R と T は実数化学ポテンシャルと温度を意味します。また、近年では空間非一様なカイラル凝縮で記述される非一様相の存在が有効模型を用いた計算から予想されるなど、QCD の相構造研究は混沌としてきています。空間非一様な凝縮のレビューについては例えば [1] を参照してください。

本公演では空間非一様なカイラル凝縮の情報を、格子 QCD 計算を用いて引き出すことが可能であるかどうかを議論しました。通常、そのような凝縮で記述される非一様相は比較的高い実数化学ポテンシャル領域に存在するため、その可能性は小さいとされています。しかし、系に外部磁場が存在する場合は $\mu_R = 0$ 近傍まで非一様相が広がることが知られています [2] ので、この場合には格子 QCD 計算を利用して非一様相の情報を引き出すことが可能に思われます。現在、有限密度計算のため様々な手法が提案されており、例えば、テーラー展開法、再重み付け法、カノニカル法、解析接続法などが存在します。本講演では、ゼロ化学ポテンシャルの性質を詳しく調べ、上記の手法にどのような問題が生じるかを議論しました。

まず、 $\mu^2 = 0$ 近傍での非一様凝縮の性質を調べるため、虚数化学ポテンシャル (μ_I) 領域から μ_R 領域への解析接続を考えます。解析接続では、

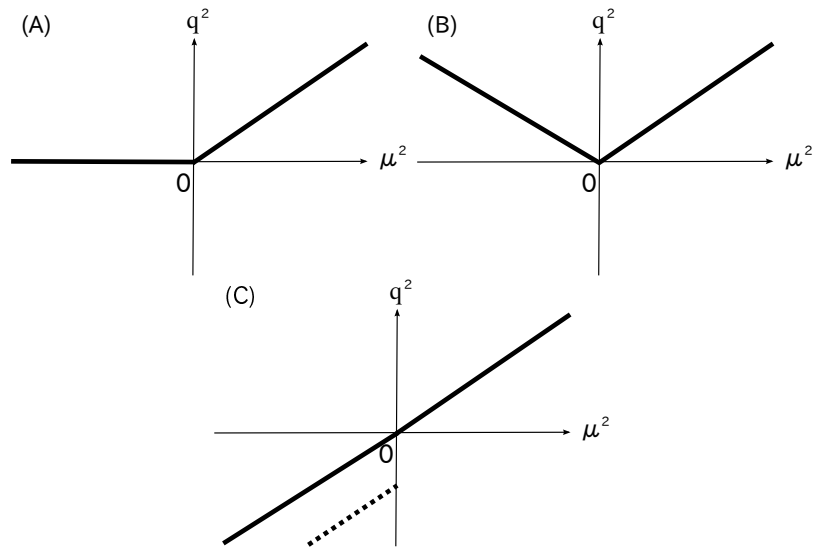


図 1: $\mu^2 = 0$ 近傍における q^2 の μ^2 依存性の図。シナリオ (C) の実線の場合を除いて $\mu^2 = 0$ は非解析的。

接続したい両領域でのテーラー級数がある共通領域で一致する必要があります。本研究では、空間非一様カイラル凝縮の内 Dual Chiral Density Wave (DCDW) [3] と呼ばれる凝縮の解のみを考えます。この凝縮は平面波解に対応していて、波数 \vec{q} によって記述されます。この DCDW 相は、外部磁場がある場合は $\mu^2 = 0$ ぎりぎりまで相が広がるため、解析接続に重要です。この種の凝縮については、揺らぎに対する安定性 [4, 5] や自発磁化 [6] についての研究も進み、近年注目を集めています。この凝縮について、分配関数の実性と対称性を考えることで、非一様カイラル凝縮の μ_{I} 領域での振る舞いについて 3 つのシナリオを考えることができます。

まず一つ目のシナリオ (A) は、虚数化学ポテンシャル領域では $q^2 = 0$ となる場合です。シナリオ (B) は、虚数化学ポテンシャル領域で $q^2 > 0$ の場合で、最後のシナリオ (C) は、虚数化学ポテンシャル領域で $q^2 < 0$ となる場合になります。具体的な振る舞いについては図 1 にまとめています。まずシナリオ (A) は、点 $\mu^2 = 0$ が尖りにより非解析的な点になります。一方シナリオ (B) は $\mu^2 < 0$ において q^2 が正の値を持ち、やはり非解析的な点となります。また、このシナリオの場合は $\mu^2 < 0$ で分配関数が複素数になることをディラック行列式の形と有効ポテンシャルのランダウーギンツブルグ展開から示すことができます。つまり、どちらの

シナリオの場合も $\mu^2 < 0$ の領域からの解析接続ができないということになり、 $\mu = 0$ の点上でのテーラー展開は数学的には正確には定義できません。つまり、もし $\mu = 0$ でテーラー展開を定義したければ何らかの条件をおく必要があるということになります。これはどのような数値計算コードを作るか、更には数値計算誤差にも依存するということを意味します。シナリオ (C) については唯一明確に定義された解析接続が有り、テーラー級数が数学的に不定性なく定義されます。しかし、数値計算前にどのシナリオが実現するかは分からないため、テーラー展開などで格子 QCD 計算をするならば、どのシナリオが実現しているかを判定するため虚数化学ポテンシャルの計算が必要になるということになります。そしてその上で、必要に応じて拘束条件を与えて計算をする必要があるわけです。現在の所まだ格子 QCD を用いて空間非一様カイラル凝縮を観測する試みは行われていません。しかし将来的には中性子星の物理の関係上必要になってくる研究です。そのため観測法の議論はこれから更に必要になってくると考えられ、この研究がその一助になればと考えています。

最後に、研究会参加者の中で最も部外者でありながらも講演する機会を頂けた事を心より感謝するとともに、謹んで哀悼の意を表します。

参考文献

- [1] M. Buballa and S. Carignano, Prog. Part. Nucl. Phys. **81**, 39 (2015) [arXiv:1406.1367 [hep-ph]].
- [2] T. Tatsumi, K. Nishiyama and S. Karasawa, Phys. Lett. B **743**, 66 (2015) [arXiv:1405.2155 [hep-ph]].
- [3] E. Nakano and T. Tatsumi, Phys. Rev. D **71**, 114006 (2005) [hep-ph/0411350].
- [4] T. G. Lee, E. Nakano, Y. Tsue, T. Tatsumi and B. Friman, arXiv:1504.03185 [hep-ph].
- [5] Y. Hidaka, K. Kamikado, T. Kanazawa and T. Noumi, arXiv:1505.00848 [hep-ph].
- [6] R. Yoshiike, K. Nishiyama and T. Tatsumi, arXiv:1507.02110 [hep-ph].

カラー電束・ハドロン内部でのカイラル対称性の部分的回復

入谷 匠 (京都大学・基礎物理学研究所)

1 はじめに

量子色力学の示す非摂動現象であるカイラル対称性の自発的破れは、ハドロン質量の起源や南部・ゴールドストーン粒子であるパイオンの性質などハドロン・原子核物理において重要な性質である。また、ハドロン・核子はクォークからなる複合粒子であるが、その基本構成要素であるクォーク自身の自由度は閉じ込められ露わには見ることができない。このクォークの閉じ込めは、クォーク間の線形ポテンシャルによって特徴づけられており、この特異なポテンシャルはクォーク間に形成されるカラー電束から生じている。

本研究では、これら2つの非摂動的性質双方に着目し、クォーク間に形成されたカラー電束内部でのカイラル対称性の破れを格子量子色力学計算から解析した [1, 2]。この種の効果を調べることで、重イオン衝突後におけるカラー電磁場の非摂動的効果やハドロン内部構造などの示唆を得ることができると期待される。

2 カラー電束中での“local” chiral condensate の測定

クォーク間に生じるカラー電束は、クォーク・反クォーク対に対応する Wilson loop $W(R, T)$ を考え、以下で定義されるアクション密度 $\rho(\vec{x})$ の空間分布の変化から観測することができる (図1)。ここで、 R はクォーク間の距離に相当する。

$$\langle \rho(\vec{x}) \rangle_W \equiv \frac{\langle W(R, T) \rho(\vec{x}) \rangle}{\langle W(R, T) \rangle} - \langle \rho \rangle_{\text{vac.}} \quad (1)$$

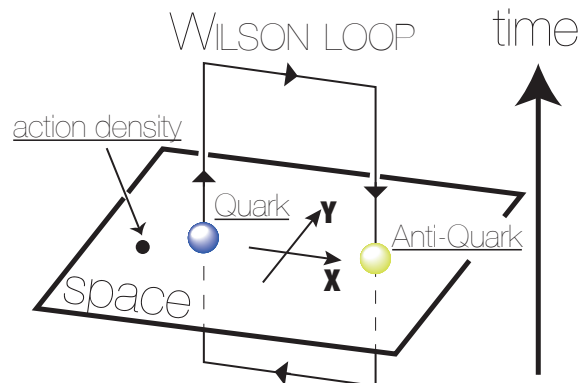


図1 カラー電束測定の様式図。クォーク・反クォーク対のソースに対応する Wilson loop を用意し、その周辺でのアクション密度などの空間分布を測定する。

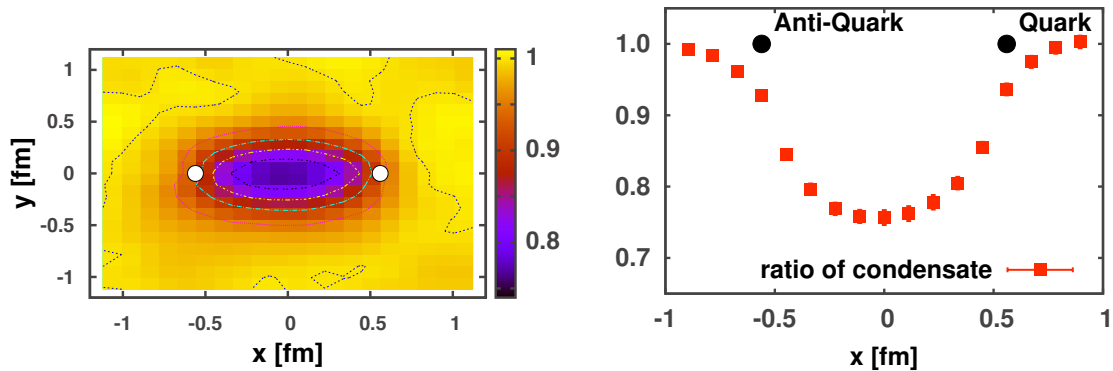


図2 (左図) クォーク・反クォーク対周辺のカイラル凝縮比 $r(\vec{x}) \equiv \langle \bar{q}q(\vec{x}) \rangle_{\text{flux}} / \langle \bar{q}q \rangle_{\text{vac.}}$ の空間分布．(右図) クォーク・反クォーク対間のカイラル凝縮比の断面図．中心付近では 20% 程度カイラル凝縮の絶対値が小さくなっている．

また、カイラル凝縮 $\langle \bar{q}q \rangle$ は Dirac 演算子 \mathcal{D} と、その固有値 λ から以下のように得られる．

$$\langle \bar{q}q \rangle = -\text{Tr} \frac{1}{\mathcal{D} + m} = -\frac{1}{V} \sum_{\lambda} \frac{1}{i\lambda + m} \quad (2)$$

なお、 V は空間体積．以下では基本的に格子上での定式化を考える．ここで、Dirac operator \mathcal{D} の固有値 λ と対応する固有関数 $\psi_{\lambda}(x)$ を用いて、“空間各点”での local chiral condensate $\bar{q}q(x)$ を以下のように定義する．

$$\bar{q}q(x) \equiv -\sum_{\lambda} \frac{\psi_{\lambda}^{\dagger}(x)\psi_{\lambda}(x)}{i\lambda + m}. \quad (3)$$

この量から空間各点でのカイラル凝縮を調べることが可能であり、量子色力学真空のインスタントの構造などを見ることができる [1]．(なお $\bar{q}q(x)$ の空間平均が真空期待値に対応する．)

今回の研究では、通常カラー電束測定で用いられるアクション密度の代わりに、上で定義された local chiral condensate の空間分布を測定することで、カラー電束中でのカイラル凝縮の変化を解析する．なお、本解析では JLQCD Collaboration が生成した、(2+1)-flavor dynamical overlap fermion ゲージ配位と固有値・固有関数を使用した．これは格子上で厳密なカイラル対称性を保つ fermion の定式化である．

格子量子色力学による数値解析結果を図 2 に示す．この図は以下で定義されるクォーク・反クォーク対周辺のカイラル凝縮の真空期待値との比

$$r(\vec{x}) \equiv \frac{\langle \bar{q}q(\vec{x}) \rangle_{\text{flux}}}{\langle \bar{q}q \rangle_{\text{vac.}}} \equiv \frac{\langle \bar{q}q(\vec{x})W(R, T) \rangle}{\langle W(R, T) \rangle \langle \bar{q}q \rangle} \quad (4)$$

の空間分布 (左図) とその断面積 (右図) を示している．この図から分かるように、クォーク間においてカイラル凝縮の絶対値は真空中よりも有為に減少している．これはカイラル対称性が部分的にカラー電束内部で回復していることを示唆する結果であり、ハドロンのバッグ模型的描像とも解釈することができる．

3 まとめ

本発表では、カイラル対称性の自発的破れとクォークの閉じ込め現象との結びつきという観点から、格子量子色力学を用いてカラー電束内部でのカイラル凝縮の変化を解析した．その結果、カラー電束内部ではカラー

電磁場の効果により、カイラル対称性が部分的に回復することが判明した。なお、この解析はクォーク3体系へも応用することが可能であり、クォーク・反クォーク系と同様の部分的回復が起きることを確認している [1-2]。

また、最後にはなりますが、私は2008年に京都大学物理教室原子核理論研究室に進学、2013年学位取得と、直接には玉垣先生との交流することはできませんでした。しかし、本研究会での様々な先輩方話から改めて玉垣先生の業績と京都大学原子核理論研究室の長い歴史、原子核・天体物理など幅広い分野への貢献を実感することができました。このような研究会で発表する機会を与えてくださったことにここで御礼を申し上げます。

参考文献

1. T. Iritani, G. Cossu, and S. Hashimoto, “Partial restoration of chiral symmetry in the color flux tube”, *Phys. Rev.* **D91**, 094501 (2015).
2. T. Iritani, G. Cossu, and S. Hashimoto, “Partial restoration of chiral symmetry inside hadrons”, *PoS (Lattice 2014)* 338 (2014).

重イオン衝突から中性子星へ*

大西 明 (京都大学 基礎物理学研究所)

Abstract

玉垣さんが進めてきた中性子星物理に動機付けられたいくつかの重イオン衝突研究への取り組みを紹介する。

1 京大原子核理論研究室 (1987-1992)

近年、原子核物理学研究において高密度核物質の性質とコンパクト星現象の関連が盛んに議論されています。こうした流れの一つの契機は 2010 年に発見された 2 倍の太陽質量程度の質量をもつ重い中性子星です [1]。高密度核物質においてはストレンジネス量子数をもつハドロンや π 、 K などの中間子凝縮、あるいはクォーク物質などの「エキゾチック物質」の存在が期待されています。ところがエキゾチックな構成粒子が現れると一般に物質の状態方程式は軟化し、2010 年までに提案されていた多くのエキゾチック物質の状態方程式では 2 倍の太陽質量を支えることができないため、単純には中性子星コアには核子とレプトン以外の構成要素は現れないという結論が引き出されます。日本ではこの重い中性子星パズルを深刻な問題として捉え、乗り越えるための描像の模索が真剣に行われています。こうした研究の原動力の根幹には、玉垣さんが展開してきた高密度核物質物理の研究があります。

私は 1987 年から 1992 年の間、大学院生として京都大学の原子核理論研究室に在籍しました。私が在籍していた 5 年間の京大核理論研究室の構成員 (敬称略) は玉垣、堀内、松柳、巽、安藤 → 藤原、阿部 (基研)、鈴木 (基研)、国広 (龍谷大)、藪、養老、松崎、相場、武藤、鈴木、山口、名和、水鳥、菅沼、福井、大西、津江、丸山、中務、小野、石井、在田、延与、藤井、和田 (基研)、という顔ぶれでした。個々の研究は HD、クラスター、集団運動の 3 つのサブゼミを中心に進めていましたが、速報・コロキウム・若手ゼミ等で他のサブゼミでの研究についても聞くことにより、その時点では必ずしも自らの研究テーマと繋がってなくても面白いと思えるテーマについて学ぶことができる研究室の体制であったと思います。

私は大学院生時代、堀内さんの下で微視的輸送模型を用いた重イオン衝突の研究を進めましたが、重イオン衝突研究の動機としては、玉垣さんが主宰していた HD (High Density) ゼミにて活発に議論されていた高密度核物質の性質を地上の実験データから調べたいとの思いもありました。当時、玉垣さんは中性子星内部での中間子凝縮 [2, 3] や超流動 [4]、H 物質の存在可能性 [5] またクォークの動力学から核力を導出する試み [6] などの研究を進めておられました。一方で Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) などで GeV エネルギー領域での重イオン衝突実験が開始されていました。 π 粒子生成率が核子の 2 体衝突の積み重ねであるカスケード計算よりも少ないことは「硬い」状態方程式の現れではないか [7]、非中心衝突で横方向に多くの粒子が放出される集団フロー現象から重イオン衝突が流体力学で記述できるのではないかと [8]、等の現在の理解につながる多くの示唆が行われ始めた頃です。

学位取得後も、「重イオン衝突・状態方程式・コンパクト天体」は私の研究において柱となってきた課題意識です。ここでは重イオン衝突から中性子星物理への取り組みについて紹介させていただきたいと思います。

2 重イオン衝突から高密度核物質状態方程式へ

中性子星コア領域では標準核密度 (ρ_0) の 5-10 倍もの高密度の物質ができていると考えられています。例えば玉垣さんの論文 [2] では、標準的な質量 ($M = 1.40M_\odot$) の中性子星中心部で $4\rho_0$ 、重い ($M = 1.85M_\odot$) では $10\rho_0$ 程度の密度に達すると予想されています。

中性子星コアのように ρ_0 を大きく越える高密度核物質の状態方程式を決定することは原子核物理学にとって大きな挑戦です。理論的には原子核の質量・半径等を再現する現象論的な模型状態方程式を高密度まで外挿する、生の核力から有効相互作用を通じて状態方程式を計算する、あるいは変分計算や量子モンテカルロ法を用いて直接計算する等の方法が用いられています。しかしながら現象論的な状態方程式の高密度への外挿は模型依存性が大きく、第一原理的計算でも実験で直接決められていない 3 体力に結果が大きく依存します。また強い相互作用の第一原理計算は格

*玉垣さんを偲ぶ研究会「原子核・クォークと中性子星—これまでとこれから—」, 京都大学基礎物理学研究所, 2015 年 6 月 11-13 日

子 QCD ですが、符号問題のため有限密度物質の状態方程式を求めるのは困難です。よって基本的な理論整備を進めるとともに、高密度物質の状態方程式に敏感な現象の分析が必要です。

高密度状態を地上で作る(おそらく唯一の)方法が重イオン衝突です。ただし、重イオン衝突において生成される高密度状態は一様でも静的でもないので、ダイナミクスを解いてデータと比較することが必要です。特に熱平衡が仮定できない場合には、位相空間の分布関数 $f = f(x, p, t)$ の輸送模型方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla U \cdot \nabla_p f = C[f] \quad (1)$$

を解き、その結果を実験データと比較することによって初めて状態方程式の情報を得ることができます [9]。衝突中の高密度状態において平均場 $U(x, p, t) = \delta E / \delta f(x, p, t)$ (E は全エネルギー) の勾配が粒子の軌道を変化させ、終状態の観測に反映されます。 $5\rho_0$ に到達するようなエネルギー領域では衝突項 $C[f]$ において弾性散乱に加えて粒子生成が大きな役割を果たします。平均場と粒子生成を含む衝突項の効果を取り入れた輸送方程式は、1980 年代から開発が進みました。我々は後発部隊ですが、比較的低エネルギーの領域において関数フィットした粒子生成断面積と高エネルギーにおけるハドロン・ストリング生成を組み合わせる、また運動量依存ポテンシャル効果を取り入れるという切り口から状態方程式の解明に取り組んでいます。奈良さんが中心となって開発した輸送模型 JAM (Jet AA Microscopic transport model) [10] は一般に公開されており、核子あたりの入射エネルギーが 1 – 200 GeV 程度の核反応のイベント・シミュレータとして利用されており、RHIC・LHC エネルギーでも流体力学と組み合わせる after burner の模型として用いられています [12]。

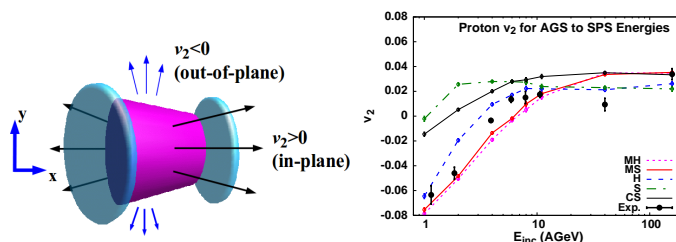


Figure 1: (左) 楕円フロー v_2 の概念図。(右) 楕円フロー v_2 の入射エネルギー依存性 [11]。

Figure 1 に楕円フロー v_2 の入射エネルギー依存性を示します。ここでは一瀬さん等により JAM に平均場を導入した模型 (JAM-RQMD/S) [11] による計算結果と実験データを比較しています。平均場効果を見捨てたカスケード計算 (細い実線) と比較して、運動量依存性を含む平均場効果 (m^* 効果¹) を取り入れた結果 (MH, MS) は実験データをほぼ再現することが分かります。4 AGeV 程度までのエネルギーでは、粒子放出時に入射核と標的核の傍観者 (spectator) 部分が反応領域に残っており、関与者 (participant) 部分の核子は反応平面に垂直な方向に絞り出され ($v_2 < 0$)、運動量依存性がある場合には低密度領域でもポテンシャルは斥力的であるため絞りだしの度合いが強くなります。逆に高エネルギー領域では Fig. 1(左) に示すように γ ファクターが大きく、傍観者は関与者の膨張を止めず、核子は反応平面内に多く放出されます ($v_2 > 0$)。

我々の計算結果は、残念なことに楕円フローが状態方程式の硬さにあまり敏感でないことを示唆します。他の模型計算の結果 [13] でも定性的な傾向は同じであり、状態方程式がはっきり決められません。これは、理論的不定性に加えて、高エネルギー領域において運動学的な圧力に比べて小さなポテンシャルからの圧力の詳細を議論するには、AGS, SPS で測定された実験データの精度は足りなかったためです。最近 RHIC で得られたフローのデータ [14] は、上記のデータと比べて 10 倍程度高い精度で測定されています。特に陽子の v_1 に見られている非単調性は、高密度物質の状態方程式制限、あるいはクォーク物質生成のシグナルとなる可能性が期待されています。現在、奈良さんとともにこの課題にチャレンジしているところです [15]。

3 重イオン衝突から $\Lambda\Lambda$ 相互作用へ

玉垣さんが高塚さんとともに取り組んでいたテーマの一つにバリオン超流動と中性子星冷却の問題があります。年齢が 100 年から 100 万年程度の中性子星の観測から表面温度には大きな多様性 (ばらつき) があることが知られています。標準的な冷却機構 (modified URCA 過程, $NN \rightarrow NN\nu$) のみでは冷却が遅く、ハイペロン等の非核子自由度の存在や大きな陽子混在度下でおこる直接 URCA 過程 ($B \rightarrow B'\nu$) では速すぎるため、超流動などの抑制機構が必要です。こうした冷却機構の分析から、玉垣さんは高塚さん等とともに重い中性子星コアではハイペロンが超流動状態で混在することが好ましいことを示しています [4]。一方で、Nagara event [16] で見つかったダブル Λ ハイパー核の束縛エネルギーから推測される $\Lambda\Lambda$ 相互作用 [17] は弱く、中性子星コアで超流動にならない [18] ことが指摘されてい

¹ 研究会で玉垣さんが有効質量 (m^*) 効果を強調されていたことが語られ、その重要性が重イオン衝突でも現れていることを再認識いたしました。

ます。束縛状態、あるいは共鳴状態としての H 粒子の存在は、高密度における H matter の存在にも関わります [5]。現時点で冷却速度の多様性と冷えずぎない理由をとともに説明する方法はわかっておらず、重い中性子星パズルとともに大きな問題です。

$\Lambda\Lambda$ 散乱実験はできないため、ダブル Λ ハイパー核の束縛エネルギーから $\Lambda\Lambda$ 相互作用の強さが推定 [17] されていますが、現時点では不定性なく同定されたダブルハイパー核は Nagara event の 1 例しかなく、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の 1 つのパラメータしか決められません。さらにこうして求まる $\Lambda\Lambda$ 相互作用は核内でのものであり、ギャップ方程式で必要となる生の $\Lambda\Lambda$ 力は間接的にしかわかりません。幸いなことに、原子核反応の終状態で 2 つの Λ 粒子が放出される場合には終状態相互作用による散乱が起こり、2 粒子の運動量相関に相互作用の影響が現れることが知られています [19]。核子あたり数 100 MeV 以下の重イオン衝突では輸送模型から得られる源関数 (source function) と生の核力を使って得られる波動関数を用いて計算した相関が、実験データを見事に説明できます。 $\Lambda\Lambda$ 相関でも、原子核標的の (K^- , $K^+\Lambda\Lambda$) 反応において現れる $\Lambda\Lambda$ 不変質量分布は、輸送模型と fss2 [21] などの $\Lambda\Lambda$ 相互作用によりほぼ説明可能です [20]。よってダブルハイパー核と核反応における運動量相関の両方を用いると、核内での相互作用と生の (真空での) 相互作用を独立に議論することができると期待できるのです。特に重イオン衝突では多くの Λ 粒子が生成されるため、 $\Lambda\Lambda$ 相関を高統計で測定できると期待され、相関関数の予言が行われていました [22]。

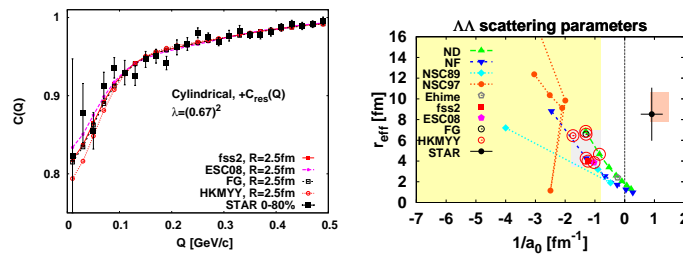


Figure 2: (左) $\Lambda\Lambda$ 相関関数 [24]。 (右) $\Lambda\Lambda$ 相関を再現する $\Lambda\Lambda$ 相互作用の散乱長 (a_0) と有効レンジ (r_{eff}) [24]。

こうした背景のもと、2010 年に基研で行われた国際モレキュールにて実験グループに重イオン衝突からの $\Lambda\Lambda$ 相関測定を依頼し、RHIC において実際に測定・解析が行われました [23]。我々が分析した結果を Fig. 2 に示します [24]。現在までに提案されている $\Lambda\Lambda$ 相互作用模型と現象論的な源関数を組み合わせて得られた運動量相関を実験データと比べた結果、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の散乱長が $1/a_0 \leq -0.8 \text{ fm}^{-1}$ に制限されるとの結論を得ました [24]。残念ながら、源関数や他の粒子の崩壊による影響のため、現時点では生の $\Lambda\Lambda$ 力と核内 $\Lambda\Lambda$ 力を区別することはできていませんが、今後測定されるであろう高精度のデータから $\Lambda\Lambda$ 力を引き出すための道具立てが準備できたと思います。

4 重イオン衝突から対称エネルギーへ

中性子星の物理で最近話題になっている課題として、対称エネルギーがあります。対称エネルギー $S(\rho)$ は中性子物質と対称核物質における核子あたりのエネルギー (E) の差であり、非対称度 ($\delta = (N - Z)/A$) の 4 次項を無視する近似の下では、 E を対称核物質 ($N = Z$) のまわりで δ について展開した 2 次の係数としても定義できます。

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, \delta = 0) + S(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4), \quad S(\rho) = S_0 + \frac{L(\rho - \rho_0)}{3\rho_0} + \mathcal{O}[(\rho - \rho_0)/\rho_0]^2. \quad (2)$$

$\rho = \rho_0$ での対称エネルギーの値 (S_0) は、原子核の質量公式から (体積部分は) 30 MeV 程度であることが推測されます。一方、対称エネルギーの密度微分 (L) は $\rho \sim \rho_0$ での中性子物質の圧力 ($P = \rho^2 \partial E / \partial \rho$) を支配するため、中性子星の半径は L に敏感であり、また URCA 過程も陽子・中性子比を通じて対称エネルギーに敏感です [25]。この 10 年程度で対称エネルギーについての研究は理論・実験の両面から大きく進み、様々な観測量と理論計算の比較から現在では $S_0 = 30 - 35 \text{ MeV}$ 、 $L = 40 - 90 \text{ MeV}$ と値が絞られています [26]。しかしながらこの不定性は、中性子星半径の 1-2 km 程度の不定性として現れ [27]、様々な状態方程式を判別する上で十分ではありません。さらに、これまでは ρ_0 付近、あるいはそれ以下の密度における対称エネルギーに敏感な物理量が主に分析されており、中性子星半径により大きな影響を与える $(2 - 4)\rho_0$ の密度領域における対称エネルギーについての実験は多くありません。

状態方程式の場合と同様に、 ρ_0 を越える密度での対称エネルギー決定には重イオン衝突が有用でしょう。例えば Bao-An Li は、 π^-/π^+ 比が高密度領域における対称エネルギーに敏感であると提案しています [28]。高密度領域で対称エネルギーが大きい場合には、衝突領域での N/Z 比が系全体の N/Z 比よりも抑制され、1 段階 Δ 生成とその崩壊 ($\Delta \rightarrow N\pi$) から期待される $\pi^-/\pi^+ \simeq (N/Z)^2$ を減少させる、という提案です。ところがこの対称エネルギーと π^-/π^+ 比の関係は輸送模型に依存し、傾向が逆の場合もあります。さらに金金衝突で観測されている π^-/π^+ 比は系全体の $(N/Z)^2$ を越えており、1 段階反応における非対称性だけでは理解できません。

こうした状況の下、RIBFにおいて中性子過剰核衝突からの π^-/π^+ 比測定を目標とする実験が予定されています [30]。また最近我々はクラスター生成において最も信頼できる輸送模型である反対称化分子動力学 (Anti-symmetrized Molecular Dynamics; AMD) [29] と広いエネルギー領域で粒子生成を適切に記述できるハドロン輸送模型 JAM [10] を組み合わせた輸送模型を用いて、対称エネルギーと π^-/π^+ 比の関係を調べています [31]。Fig. 3 (左) に $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ ($E = 300\text{ A MeV}$) 反応における π^-/π^+ に関するいくつかの比— 高密度領域 ($\rho > \rho_0$) での中性子・陽子比の 2 乗 ($(N/Z)_\rho^2$)、高密度・高運動量領域 ($\rho > \rho_0, p > 500\text{ MeV}/c$) での中性子・陽子比の 2 乗 ($(N/Z)_{\rho,p}^2$)、生成された Δ^-/Δ^{++} 比、 $t = 20\text{ fm}/c$ における $\pi^-_{\text{like}}/\pi^+_{\text{like}}$ 比 ($(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}}^{t=20}$) 最終的に生成された π^-/π^+ 比— を示します。ここで π^-_{like} 、 π^+_{like} は、それぞれ $\pi^-_{\text{like}} = \pi^- + \Delta^- + \Delta^0/3$ 、 $\pi^+_{\text{like}} = \pi^+ + \Delta^{++} + \Delta^+/3$ とします。模型としては、平均場ポテンシャルの有無 (AMD+JAM, JAM)、高密度での対称エネルギーの大小 (asy-stiff ($L = 108\text{ MeV}$), asy-soft ($L = 46\text{ MeV}$))、反応途中でのクラスター生成の有無を比較しています。

平均場ポテンシャルを考慮しない計算 (JAM) では、上記の比はどれも同様の値を示します。ただし詳細をみると $(N/Z)_\rho^2$ 、 $(N/Z)_{\rho,p}^2$ 、 Δ^-/Δ^{++} は系全体の $(N/Z)^2$ 比 ($(N/Z)_{\text{system}}^2$) よりもやや小さくなります。運動エネルギーからの対称エネルギーへの寄与は 30 – 40% 程度あるので、高密度では N/Z 比が抑制され、結果として生成される Δ^-/Δ^{++} 比も小さくなるためと解釈できます。一方、 π^-/π^+ 比は $(N/Z)_{\text{system}}^2$ よりも大きくなっています。 Δ 粒子の吸収を考えると、 Δ^- は陽子との反応では吸収されませんが ($\Delta^- p \rightarrow nn$) 中性子との反応では吸収されません。このため中性子過剰物質では Δ^- は相対的に吸収されにくく、結果として π^-/π^+ 比は $(N/Z)_{\text{system}}^2$ を越えられるのです。

ポテンシャルと反対称化効果を取り入れると中性子と陽子の運動量分布に変化が見られます。 N/Z 比は最初期は外側にある中性子同士の接触による高い値をとり、その後も高密度・高運動量領域では大きな N/Z 比を示します。これは反対称化により密度の高い中性子の運動量が増すためと推測され、高密度で対称エネルギーの小さな EOS の場合 (asy-soft) の場合に顕著です。結果として、 Δ^-/Δ^{++} 比は $\rho > \rho_0$ かつ $p > 500\text{ MeV}/c$ における比 $(N/Z)_{\rho,p}^2$ とほぼ等しいことが分かりました。さらにクラスター・クラスター、クラスター・核子反応を取り入れた場合には、内部エネルギーがクラスターや核子の運動エネルギーに変換されるとともに、自由な核子ガスの N/Z 比が大きくなり、 Δ^- の吸収が抑制され、最終的な π^-/π^+ 比が大きくなるようです。

現段階での結論として、高密度での対称エネルギーの違いは π^-/π^+ 比に影響を与えますが、この比は最初の NN 衝突からの Δ 生成だけでなく、反応途中の核子運動量分布や吸収過程、そしてクラスター生成にも影響されます。 π^-/π^+ 比のみでなく、他の物理量も組み合わせた分析が必要と考えられます。

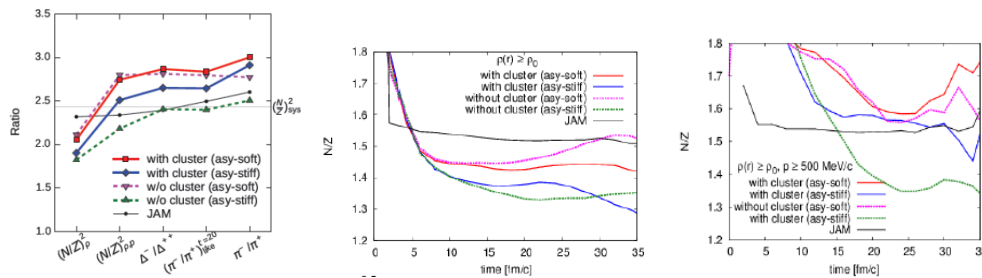


Figure 3: $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ ($E = 300\text{ A MeV}$) 反応における $(N/Z)^2$ 、 Δ^-/Δ^{++} 、 π^-/π^+ 比 (左)、 $(N/Z)_\rho^2$ 比の時間依存性 (中)、 $(N/Z)_{\rho,p}^2$ 比の時間依存性 (右)。

5 最後に

この稿では中性子星物理の理解に必要なとされる物理入力に対して、重イオン物理から何が引き出せるかという点に着目し、フローと状態方程式・ $\Lambda\Lambda$ 相互作用・対称エネルギーの 3 つの面から我々の進めている研究について紹介させていただきました。重イオン衝突からの観測は一般に様々な要素からの影響を受けるため、明確な結論を出すのは容易ではありませんが、地上実験で高密度状態を作り出す貴重な手段です。2012 年度から採択された新学術領域科研究「中性子星核物質」(領域代表: 田村裕和) でも高密度非対称物質状態方程式を探る手段として取り上げており、今後も高密度物質やハドロン物理研究の観点からの研究を進めていくべきと考えます。

玉垣さんには学部生時代からいろいろとお世話になりました。学部時代には課題演習・課題研究の理論ゼミにおいて、ゼミ進行が止まってしまったときに「まずは手を動かさない。手を動かすと頭も動きだすんや。」と言葉をかけて、ゆっくりでも学生達が自分たちの力で理解を進めるように方向付けして頂いたことは特に印象に残っています。大学院時代には同期のメンバーと「次の玉垣さんの授業、ちょうど学会中だから休講だね」と話して核理論の M1 全員がサボってしまいました。すみません。(それ以来 g-matrix が苦手で...) 学位取得後、RCNP での学振の後、北大にて職を得ることができました。北大では田中・玉垣の時代から引き継がれている研究室の伝統のおかげで、学問の流れを大切に独自の研究を生み出す風土が保たれており、楽しく研究をすることができました。2008 年には北大から基研に移り、玉垣さんの研究・運営両面での基研への貢献を知ることとなり、大変感謝しております。最後

になりますが、高密度核物質研究への動機を与えていただいたこと、そして新たな課題に挑戦する空気をもつ研究室を作って下さった玉垣さんに改めて感謝したいと思います。

This work is supported in part by KAKENHI (Nos. 23340067, 24340054, 24540271, 15K0507924105001, 24105008), and the Yukawa International Program for Quark-hadron Sciences (YIPQS).

References

- [1] P. Demorest *et al.*, Nature **467** (2010), 1081; J. Antoniadis *et al.*, Science **340** (2013) 6131.
- [2] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993), 1.
- [3] T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **59** (1978) 1933; T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 67; T. Kunihiro, T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 123.
- [4] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 107; T. Takatsuka, R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **112** (2004), 37.
- [5] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **85**(1991)321; M. Ishii, R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **87** (1992), 969.
- [6] V. G. Neudachin, Y. F. Smirnov and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977), 1072; S. I. Nawa, R. Tamagaki, T. Tatsumi and S. I. Yoro, Prog. Theor. Phys. **84** (1990) 1170.
- [7] R. Stock *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 1236.
- [8] H. A. Gustafsson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1590.
- [9] G. F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rept. **160** (1988) 189.
- [10] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba, Phys. Rev. C **61** (2000) 024901 [nucl-th/9904059].
- [11] M. Isse, A. Ohnishi, N. Otuka, P. K. Sahu and Y. Nara, Phys. Rev. C **72** (2005) 064908 [nucl-th/0502058].
- [12] T. Hirano, U. W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara, Phys. Lett. B **636** (2006) 299 [nucl-th/0511046].
- [13] P. K. Sahu, W. Cassing, U. Mosel, A. Ohnishi, Nucl. Phys. A **672** (2000), 376; P. Danielewicz, R. Lacey, W. G. Lynch, Science **298** (2002), 1582; S.Soff *et al.*, nucl-th/9903061.
- [14] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112** (2014), 162301.
- [15] Y. Nara, A. Ohnishi, work in progress.
- [16] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 212502.
- [17] I. N. Filikhin and A. Gal, Nucl. Phys. A **707** (2002) 491; E. Hiyama, M. Kamimura, T. Motoba, T. Yamada and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **66** (2002) 024007.
- [18] T. Takatsuka, S. Nishizaki, Y. Yamamoto and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **115** (2006) 355.
- [19] S. E. Koonin, Phys. Lett. B **70** (1977) 43; W. G. Gong, W. Bauer, C. K. Gelbke and S. Pratt, Phys. Rev. C **43** (1991) 781; W. Bauer, C. K. Gelbke and S. Pratt, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 77.
- [20] C. J. Yoon *et al.*, Phys. Rev. C **75** (2007) 022201.
- [21] Y. Fujiwara, Y. Suzuki and C. Nakamoto, Prog. Part. Nucl. Phys. **58** (2007) 439 [nucl-th/0607013].
- [22] C. Greiner and B. Muller, Phys. Lett. B **219** (1989) 199; A. Ohnishi, Y. Hirata, Y. Nara, S. Shinmura and Y. Akaishi, Nucl. Phys. A **670** (2000) 297.
- [23] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **114** (2015), 022301.
- [24] K. Morita, T. Furumoto and A. Ohnishi, Phys. Rev. C **91** (2015), 024916.
- [25] H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Phys. Rev. C **50** (1994) 3140.
- [26] C.J.Horowitz *et al.*, J. Phys. G **41**(2014), 093001.
- [27] S. Gandolfi, J. Carlson, S. Reddy, Phys. Rev. C **85** (2012), 032801.
- [28] Bao-An Li, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 192701.
- [29] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 1185.
- [30] W.G. Lynch, T. Murakami, T. Isobe, B. Tsang, approved RIBF-SAMURAI experiment, NP1306-SAMURAI15; T. Murakami, W.G. Lynch, T. Isobe, B. Tsang, NP1312-SAMURAI22.
- [31] N. Ikeno, A. Ono, Y. Nara, A. Ohnishi, work in progress.

エネルギー汎関数を用いた変分法による一様核物質状態方程式の研究

鷹野正利 (早稲田大学理工学術院)

概要

エネルギー汎関数を用いた変分法による核物質状態方程式研究の現状について報告する。2体核力として Argonne v8' (AV8')ポテンシャル、3体核力として Urbana IX (UIX) ポテンシャル斥力項から出発し、エネルギー汎関数を用いた変分法により中性子物質の一核子当たりのエネルギーを計算したところ、AV8' と UIX を用いた Auxiliary field diffusion Monte Carlo 計算結果と良く一致した。これは、UIX に含まれる 2π 交換項の状態方程式に対する影響が非常に小さい可能性を示す。

1 陽なエネルギー汎関数を用いた変分法

一様核物質の状態方程式 (EOS) を量子多体計算によって求めることを目的とした、エネルギー汎関数を用いた変分法の改良について報告する。我々は強い粒子間相関をもつ一様 Fermi 粒子系の一粒子当たりのエネルギーを計算するために、陽なエネルギー汎関数を用いた変分法を提唱し、その改良を行ってきた。この変分法では、2粒子の量子状態に依存する2体分布関数を用いて一粒子当たりのエネルギーを陽に表すエネルギー汎関数を構築する。妥当なエネルギー汎関数が得られれば、2体分布関数を変分関数とみなして Euler-Lagrange 方程式を導き、それを解くことで十分に最小化されたエネルギーが得られる。エネルギー汎関数において、ポテンシャルエネルギーは2体分布関数を用いて厳密に表現されるが、粒子間相関から生じる運動エネルギーは近似的に表現される。そこで、波動関数が Jastrow 型であった場合の運動エネルギー期待値の主要なクラスター項が含まれるように、エネルギー汎関数を構築する。さらにこのエネルギー汎関数は、スピン・アイソスピン依存の構造関数に対する必要条件を自動的に保証する。

エネルギー汎関数を用いた変分法は、核物質と同じように強い短距離力で相互作用する極低温量子流体である液体 ${}^3\text{He}$ に対しても適用されるべきである。ただし液体 ${}^3\text{He}$ において、 ${}^3\text{He}$ 原子間力は状態依存性を持たない中心力である。我々はこの変分法を液体 ${}^3\text{He}$ のエネルギー計算へと適用し、実験値と比較して妥当な結果を得た[1]。そこでこの変分法を一様核物質へと適用するため、2体のテンソル力およびスピン・軌道力を取り入れるようにエネルギー汎関数を拡張した[2]。具体的には、テンソル力型分布関数およびスピン・軌道力型分布関数を新たに導入し、それらも含めてエネルギー汎関数を再構築した。しかしこのエネルギー汎関数を用いた変分計算の結果、得られるエネルギーが極端に深くなり、テンソル力型分布関数、スピン・軌道力型分布関数が長い尾を持ってしまい、という困難が生じた。一様分布を仮定した核物質において、四重極的角度依存性を持つテンソル力型分布関数が長い尾を持つことは、解が self-consistent ではない事を意味する。ある研究会でこの状況を報告した際、玉垣さんに「 π 中間子凝縮が起きているのではないか」と指摘していただいたことを思い出す。

2 変分法による核物質状態方程式と π 中間子凝縮

実際、核物質に対する変分計算における π 中間子凝縮相出現の議論は重要である。Jastrow 型波動関数によるハミルトニアン期待値のクラスター展開項を直接 (部分的に) 足し上げる方法が Fermi hypernetted chain (FHNC) 法であり、Akmal ら (APR) は現実的な 2 体核力ポテンシャル Argonne v18 (AV18) と 3 体核力ポテンシャル Urbana IX (UIX) から出発して、FHNC 法で一様核物質のエネルギーを計算した [3]。APR の EOS は今日でも標準的な核物質 EOS の一つとして広く認識されているが、その EOS では π 中間子凝縮の発現が予想されている。ここで π 中間子凝縮は、Jastrow 型波動関数に含まれるテンソル力型 2 体相関関数が長距離相間を持つことで表現される。そしてその主な起源は 3 体核力 UIX ポテンシャルの中の 2π 交換項であることが指摘されている [3]。

一方、近年 Auxiliary field diffusion Monte Carlo (AFDMC) 法が進展し、有限個数の核子系のエネルギーが厳密に計算出来るようになってきた。それによると、2 体核力として中心力、テンソル力、スピン・軌道力を含む Argonne v8' (AV8') ポテンシャルと 3 体核力 UIX ポテンシャルからなるハミルトニアンから出発した中性子物質の計算において、相転移の傾向は報告されていない [4]。FHNC 法と異なり AFDMC 法は原理的に厳密解を与えるので信頼性は高いが、その一方で実際には十分に最適化されていない数値解を与える可能性もある。従って、一様核物質に対する量子多体計算において 2π 交換 3 体力に起因する π 中間子凝縮が生じるかどうかは、未解決の問題である。

そこで我々は、エネルギー汎関数を用いた変分法によるこの問題解決への貢献を目指し、エネルギー汎関数の改良を進めている。

3 エネルギー汎関数の改良

以前のエネルギー汎関数において 2 体核力のテンソル力成分およびスピン・軌道力成分を考慮するとエネルギーが深くなりすぎてしまう原因は、テンソル力型相間およびスピン・軌道力型相関から生じる運動エネルギーが十分に考慮されていなかったことである。そこでまず 2 体の中心力に加えてテンソル力を考慮した場合について、エネルギー汎関数の改良を行った [5]。具体的には、テンソル力型相関も含めて粒子間相関から生じる運動エネルギーの 3 体クラスター主要項を正しくエネルギー汎関数に取り入れることとし、更にテンソル力型構造関数に対する必要条件を保証するようにエネルギー汎関数を改良した。なおこの際、いわゆる 3 体クラスター nodal diagram の主要項が大きな寄与をすることが判明した。この改良の結果、2 体の中心力およびテンソル力からなる Argonne v6' ポテンシャルを用いた場合、中性子物質及び対称核物質に対して、陽なエネルギー汎関数を用いた変分法の計算結果は、AFDMC 計算結果や Green's function Monte Carlo 計算結果と近くなることが分かった。加えて 3 体核力 UIX ポテンシャルの斥力項のような、状態依存性の無い 3 体力を取り入れるような拡張も行った。3 体力を取り扱うには 3 体分布関数が必要であるが、ここでは 3 体分布関数を 2 体分布関数の積として記述する Kirkwood の仮定を用いた。ただし Kirkwood の仮定は Fermi 気体の場合に成立しないので、

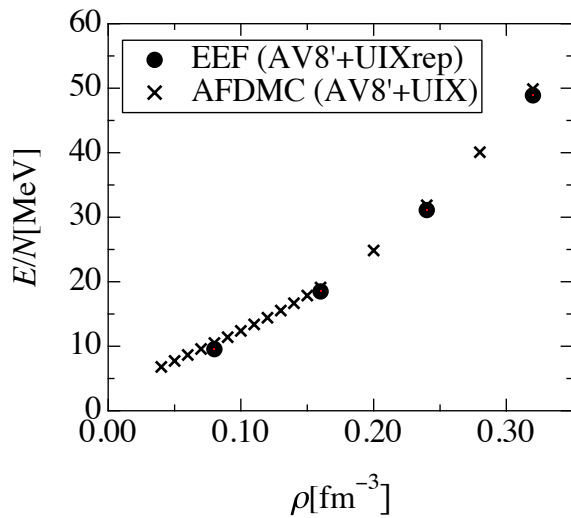


図 1 : 中性子物質の一核子当たりのエネルギー E/N 。AV8' と UIX 斥力項を考慮した場合の陽なエネルギー汎関数(EEF)を用いた変分法での計算結果と、AV8' と UIX を用いた AFDMC 計算結果を、中性子数密度 ρ の関数として示す。

Fermi 気体の場合に正しい 3 体分布関数を与えるような交換項に対する補正を加えた。

以上のような、2 体中心力に加えてテンソル力まで考慮した場合のエネルギー汎関数の改良を踏まえ、次に中性子物質に対して、2 体のスピン・軌道力まで考慮したエネルギー汎関数の改良を行った。上述の 2 体テンソル力に関する改良の場合と同等の 3 体クラスター項を求め、それらを取り入れるようにエネルギー汎関数を作成する。ただし簡単のため、3 体クラスター主要項の計算においてスピン・軌道力型相関関数に含まれる微分演算子は、Jastrow 型波動関数における一粒子波動関数にだけ演算するとした。さらに前述のような拡張された Kirkwood の仮定を用いて、UIX の斥力項も取り扱った。

こうして作成したエネルギー汎関数を用いて、AV8' と UIX 斥力項を用いた中性子物質の一核子当たりのエネルギーを図 1 に示す。図から分かる通り得られたエネルギーは、AV8' と UIX を用いた中性子物質に対する AFDMC 計算結果と良く一致した。この結果は、UIX の 2π 交換項の寄与が無視出来ることを示唆し、APR の EOS で予言されているような π 中間子凝縮は起こらないことを暗示する。しかしそのことを確認するためには、UIX の 2π 交換項を直接扱うようにエネルギー汎関数を改良する必要がある。今後さらにこの変分法を発展させることで、以前玉垣さんから頂いた π 中間子凝縮出現の可能性に関する問いにも、是非お答えしたい。

謝辞

この研究の一部は JSPS 科研費 25400275 及び早稲田大学特定課題 2015K-200 の助成を受けたものである。数値計算の一部は東京大学情報基盤センター SR16000 及び京都大学基礎物理学研究所 SR16000 を用いて行われた。

References

- [1] M. Takano and M. Yamada Prog. Theor. Phys. 91 (1994) 1949.
- [2] M. Takano and M. Yamada, Prog. Theor. Phys. 100 (1998) 745.
- [3] A. Akmal, et al., Phys. Rev. C58 (1998) 1804.
- [4] S. Gandorfi, et al., Eur. Phys. J. A50 (2014) 10.
- [5] M. Takano, et al., J. Phys: Conf. Ser. 529 (2014) 012025.

QCDとバリオン間相互作用

初田哲男（理研仁科センター）

玉垣さんの研究の多くが何らかの意味で核力に関係していることは、ご自身が退官記念講演で述べられています[1]。その原点は、 πN 微分結合定数の重陽子からの決定 ($f^2/4\pi = 0.080 \pm 0.010$ 、岩垂-大槻-玉垣-亘、PTP 1956) です。同時期に発表された πN 散乱からの結合定数の決定 (Chew-Low, Phys. Rev. 1956) と相俟って、玉垣さんらが命名した OPEP (One Pion Exchange Potential) が核力の裾に確かに存在することがこの仕事で確立しました。

Determination of the Pion Coupling Constant in Nuclear Forces

Junji Iwadare, Shoichiro Otsuki,
Ryozo Tamagaki
and
Wataro Watari*

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto
*Department of Physics, Hiroshima University,
Hiroshima

December 12, 1955

その後、玉垣さんの核力研究は、OPEP の特徴であるテンソル力、短距離核力

REVIEWS OF MODERN PHYSICS

VOLUME 39, NUMBER 3

JULY 1967

Nucleon-Nucleon Interaction at Small Distances

RYOZO TAMAGAKI
Department of Physics, Hokkaido University, Sapporo, Japan

の特徴である強い LS 力と斥力芯の問題に向かいます[2]。1960 年代後半まで続く核力研究を、“雨降りの中を歩く修行のようなもの”と自ら評する一方、以下の教訓を得たとのことです[1]：

- ・ 方法論的思考は 10-20 年スケールの研究の方向付けには有効である。TNS (武谷-中村-佐々木) の論文で近距離で現象論的に扱うべきだとした方針は、現在 QCD の視点からクォーク描像にたつてこの領域が研究されていることを考えるとき、将に慧眼であったといえる。
- ・ しかし方法論的思考を個々の論文の段階に持ち込むと、発展の可能性を狭める危険性がある。可能性を広くとり、思考の柔軟性を失わないことが大切である。特にうまく行った後が要注意である。
- ・ 物理の内容も、どの“切り口”で見るかで、位置付け（三段階論という段階規定）も変わる。

この“修行”の成果は、1960年代前半に北大で開始された核力に基づく原子核間相互作用やクラスター構造の研究に繋がります。また、そこで発見された“構造的斥力芯”という新概念が、核力の斥力芯をクォークの立場から解明する上での礎となりました (Neudatchin-Smirnov-玉垣, PTP 1977)。この斥力芯の解明は、その後、クォーククラスター模型 (岡-矢崎, Phys. Lett. B, 1979) や格子 QCD (石井-青木-初田, Phys. Rev. Lett. 2007) による核力研究に繋がっていきます。

Prog. Theor. Phys. Vol. 58 (1977), Sept.
An Explanation of N - N “Repulsive Core” in Terms of Forbidden States Based on the Quark Model

V. G. NEUDATCHIN, Yu. F. SMIRNOV
 and Ryozo TAMAGAKI*

Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow

**Department of Physics, Kyoto University
 Kyoto 606*

July 5, 1977

一方、1960年代後半から、“外側での OPEP の強いテンソル力と近距離での強い LS 力という核力の特徴が起動力となった核子多体系の状態がどこかに必ず発現しているはず”という思いが強くなってきた”と玉垣さんは述べられています[1]。この思いは、LS 力については 3P_2 超流動の理論構築、テンソル力については π 中間子凝縮と ALS 構造、それらの中性子星構造論への適用となって大きく広がっていきます。特に、LS 力については、それが 3P_2 状態の相関をもたらし、中性子星内部に自発磁化が発生して観測にかかるのではないかとという動機から、1965 年ころ (パルサー発見の 2 年前!) 研究を始められていたとのこと[1]。強磁場中性子星 (マグネター) が現在大きな関心事になっていることに鑑みても、その先見性に深い感動を覚えます。【独自の足場をしっかりと構築した上で、飛躍はできるだけ大きく】という玉垣さんの研究姿勢がここに端的に現れていると思います。

Progress of Theoretical Physics Supplement No. 112, 1993

Chapter I

Overview

Ryozo TAMAGAKI

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-01

An overview is given to various phases of nuclear matter in high density region from the nuclear density ρ_0 to about $10 \rho_0$. Emphasis is put on how the characteristic aspects of the phases and their realization mechanisms reflect specific features of the nuclear interaction. This chapter also serves for an introductory description to the succeeding chapters.

QCDに基づく原子核研究の重要性について、1983年の基研研究会「原子核におけるクォーク自由度」における冒頭で、“従来の核子多体系の描像から一步踏み込んで、原子核をクォーク多体系という視点から見直す事がこれからの原子核研究の主要な動向の一つとなってきた。”と玉垣さんは述べられています[3]。現在、我々は、格子 QCD 計算で得られた核力を用いた核子多体系の研究を進めています[4]。また京コンピュータを用いた物理点近傍 (π 中間子質量が 150MeV 程度) での大規模格子 QCD シミュレーション(格子間隔 0.084fm, 格子体積(8.1fm)³)によるバリオン間相互作用の研究が、HAL QCD Collaboration により精力的に展開されています[5]。その成果が、原子核構造/ハイパー核構造/中性子星構造などの基礎になることが夢では無くなっているのです。

参考文献：

- [1] “核力をめぐる研究遍歴”，玉垣良三（玉垣良三先生定年退官記念集録，平成7年11月）
- [2] “Nucleon-Nucleon Interaction at Small Distances”，R.Tamagaki, Rev. of Mod. Phys. **39** (1967) 627.
- [3] “問題提起”，玉垣良三、素粒子論研究 **68** (1983) C3
http://ci.nii.ac.jp/vol_issue/nels/AN00135266/ISS0000413681_ja.html
- [4] “Equation of State for Nucleonic Matter and its Quark Mass Dependence from the Nuclear Force in Lattice QCD”，HAL QCD Collaboration, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 112503 [arXiv:1307.0299 [hep-lat]].
 “Medium-heavy nuclei from nucleon-nucleon interactions in lattice QCD”，HAL QCD Collaboration, Phys. Rev. **C91** (2015) 011001 [arXiv:1408.4892 [hep-lat]].
- [5] Talks by HAL QCD Collaboration at the Lattice 2015 Conference:
<https://indico2.riken.jp/indico/contributionDisplay.py?contribId=232&confId=1805>
<https://indico2.riken.jp/indico/contributionDisplay.py?contribId=315&confId=1805>

クォーク模型核力相互作用 fss2 による核物質の状態方程式

福川賢治 (大阪大学核物理研究センター)¹

1 はじめに

本稿では、クォーク模型核力相互作用 fss2 を用いた Catania group との共同研究の概要を紹介する。頁数の都合上十分な紹介は難しいので、論文 [1] を合わせてご参照いただきたい。

核子多体系の 2 核子実験データを再現する所謂現実的核力に基づき、少数核子系から核物質までの物理を理解することは、原子核物理学の大きな目標の一つである。半世紀以上にわたり核力の面においても、多体理論においても無数の研究が存在する。特に 90 年代以降は、 $\chi^2/\text{d.o.f} \sim 1$ となる高精度現実的核力により、少数核子系においては非常に精密に物理量が議論できるようになり、重い核の第一原理計算の整備も進みつつある。多年の努力の結果、現代の標準的理解では 2 体力と 3 体力の組み合わせで考えることが重要ということが少数核子系の束縛エネルギーや [2] や核物質の飽和性の計算において [3] 知られている。

クォーク模型によるバリオン相互作用は、短距離斥力の起源を理解するために、Neudachin-Tamagaki-Smilnov [4], Oka-Yazaki [5] 等により核子や Δ 粒子を含む系で分析がなされた。その後、 $(q\bar{q})$ 励起による meson-baryon 結合定数の分析や、それを模型化したボソン交換過程の研究などを経て、中間距離・長距離引力を含んだ hybrid モデルへと改良された。その現在用いられている一つのバージョンが fss2 [6] である。

クォーク模型核力相互作用の特徴は共鳴群法 (RGM) から導かれる相互作用の非局所性である。この非局所性により、クォーク模型核力相互作用は少数核子系において他の 2 体力よりも引力的であり、実験データを比較的再現できると考えられる [7]。もう一つの特徴はエネルギー依存性である。RGM から得られる相互作用はエネルギー依存性を持つ。多核子散乱系では、2 核子エネルギーが定義できないのでエネルギー依存性を除去する必要がある。この問題は、始め Suzuki *et al.* [8] によって 3α 系で解かれた。すなわち、

$$(H_0 + V)\chi = \varepsilon N\chi \rightarrow \left[H_0 + \left\{ N^{-1/2}(H_0 + V)N^{-1/2} \right\} - H_0 \right] (N^{1/2}\chi) = \varepsilon (N^{1/2}\chi), \quad (1)$$

と RGM 方程式の書き換えにより、 $V_{RGM} \equiv V + \varepsilon(1 - N)$ とは異なるエネルギー非依存な相互作用 $V^{RGM} \equiv \left\{ N^{-1/2}(H_0 + V)N^{-1/2} \right\} - H_0$ が得られる。ここで、 N は RGM の Normalization kernel で、 $(3q)-(3q)$ 系では $\phi(3q)$ を核子の内部波動関数として $N \equiv \langle \phi(3q)\phi(3q) | A | \phi(3q)\phi(3q) \rangle$ である。また、 H_0 は自由な 2 核子系のハミルトニアン、 V は exchange kernel と direct kernel の和、 ε は 2 核子の閾値からのエネルギー、 χ は 2 核子間相対波動関数である。

本研究の主目的は、クォーク模型核力相互作用 fss2 を用いて初めて中性子星の構造計算を行うことである。それと同時に、上記した二つのクォーク模型核力相互作用の特徴を、はっきりと理解するため、その効果を実証的に見ていきたい。次節では、今回行った核物質計算の概要を説明する。

2 計算結果と議論

著者らは、Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理論 [9] に基づき fss2 の核物質計算を行った。但し、通常の Bethe-Goldstone 方程式を解いて 2 hole-line 計算 (図 1 (a) 及び (b)) を行っただけではなく、Day 等 [10] の議論に従い、Bethe-Faddeev 方程式を解き 3 hole-line 計算 (図 1 の (c) - (f)) も合わせて行った。一粒子ポテンシャルを continuous choice で計算した際の、核子密度 ρ の関数としての対象各節中での核子あたり束縛エネルギー $E/A(\rho)$ を図 2 に示す。BHF 計算の結果、bubble diagram (図 1 (c)), U -insertion diagram (図 1(d)) の寄与、3 hole-line の全体の寄与、最終的に得られた状態方程式をそれぞれ白四角印、+ 印、 \times 印、黒三角印、黒四角印にて示した。また、ring diagram (図 1 (e)) 及び、高次項 (図 1 (f)) の寄与は小さいので省略した。BHF 計算と最終的に得られた状態方程式上の曲線は、 $E/A(\rho) = a\rho + b\rho^c + d$ という 4 parameter fit により得た曲線である。BHF 計算による飽和点は、かなり高密度で過束縛な点 ($\rho_0 \sim 0.33 \text{ fm}^{-3}$, $(E/A)(\rho_0) \sim -28 \text{ MeV}$) にある。この結果は 3S_1 - 3D_1 チャンネルによる引力的寄与が大

¹E-mail: fukukawa@rcnp.osaka-u.ac.jp, kfukukawa0@gmail.com

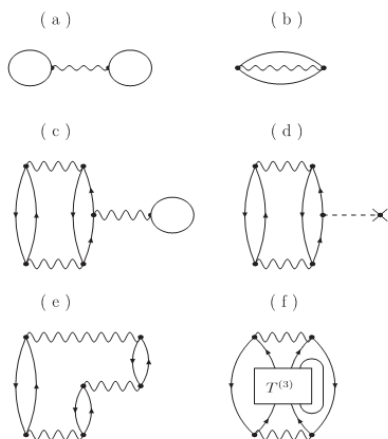


図 1: 核物質のエネルギーに寄与する Goldstone diagram. Diagram (a) と (b) が BHF 計算のそれぞれ direct と exchange diagram である。残りの diagram は 3 hole-line diagram である。その定義は本文を参照のこと。

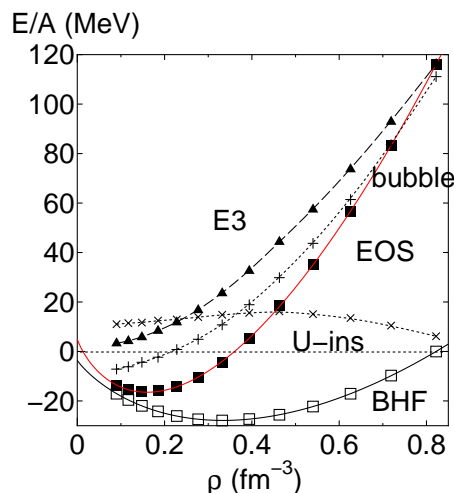


図 2: 核子密度の関数として表した一核子あたりの束縛エネルギー。BHF 計算、最終的な状態方程式の計算及び、図 1 に示した主要な diagram の寄与を示した。詳しくは本文を参照のこと。

きいことに拠っている。飽和点は Coester line からは大きく外れているが、triton binding energy と saturation energy の関係から見ると他のポテンシャルとの結果との延長上にある。これらの関係は今後の研究課題である。

また、通常は 3 hole-line の寄与は小さいと考えられる (例えば Argonne V14 ポテンシャルによる計算では数 MeV 程度である [11]) が、クォーク模型核力相互作用では、3 核子相関の寄与は密度とともに増え続ける。低密度領域では、一粒子ポテンシャルが引力的であることを反映して、 U -insertion diagram の寄与が支配的であるが、高密度領域では bubble diagram が支配的になり、図 3 に示すように他の状態方程式と同じくらいの硬さになる。3 hole-line の寄与により、核物質の飽和点は、 $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, $E_0 = -16.3 \text{ MeV}$, 非圧縮率 $K = 219 \text{ MeV}$ と、実験と矛盾のない範囲で得られる。但し、少なくとも $3\rho_0$ 以上では 3 hole-line の寄与と 2 hole-line の寄与がほぼ同程度となるため、この密度領域で Bethe-Brueckner-Goldstone 展開が機能していないと考えられる。更に、得られる結果は本来一粒子ポテンシャルの取り方によるべきではないが、図 3 によると、gap choice 及び continuous choice での結果は $\rho \leq 0.7 \text{ fm}^{-3}$ 程度までは一致している。

β 平衡条件と、電荷中性条件の下で Tolman-Oppenheimer-Volkoff 方程式 [12, 13] を解いた。図 4 に半径-質量の関係と中心密度-質量の関係を示す。高密度側では、gap choice での結果と continuous choice での結果が異なるため不定性があるが、概ね $2M_\odot$ 程度の最大質量をもつことが明らかになった。

3 まとめ

我々は、今回クォーク模型核力相互作用 fss2 を用いて Bethe-Goldstone 方程式及び、Bethe-Faddeev 方程式を解き、3 hole-line level まで取り入れた核物質計算を行った。計算の結果、3 hole-line diagram の効果により、実験と矛盾しない範囲で飽和点が不定性なく得られた。標準的なポテンシャルでは、3 核子間力の斥力的効果が飽和点の再現に重要であるが、fss2 では 2 核子間力による 3 核子間相関が飽和点の決定に有意な影響を与える。但し、高密度では Bethe-Brueckner-Goldstone 展開が機能しない。従って、実験的に観測された $2M_\odot$ の中性子星 [14] が得られうるかどうかは、高密度で relevant な自由度であると考えられるハイペロンやクォーク物質を含めて考え直す必要がある。

参考文献

- [1] M. Baldo and K. Fukukawa, Phys. Rev. Lett. **113**, 242501 (2014); K. Fukukawa, M. Baldo, G. F. Burgio, L. Lo Monaco, and H.-J. Schulze, arXiv:1507.07288 [nucl-th] (2015).
- [2] S. C. Pieper, Nucl. Phys. **A751**, 516 (2005).

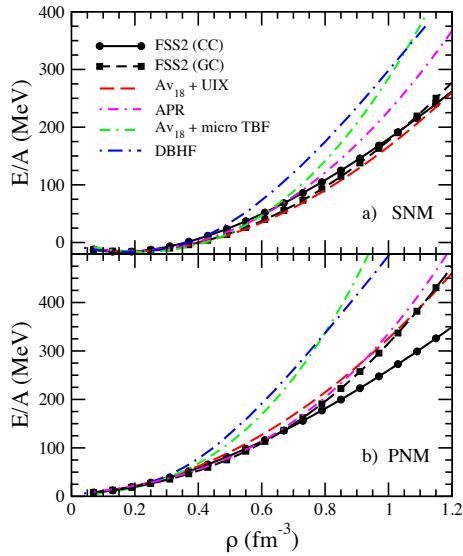


図 3: a) 対称核物質及び b) 中性子物質の核子あたりエネルギー。FSS2(CC)、FSS2(GC) は fss2 による continuous choice 及び gap choice での計算を表す。Av₁₈+UIX、APR、Av₁₈+micro TBF、DBHF はそれぞれ文献 [15],[16],[3, 17], [18] から引用した。

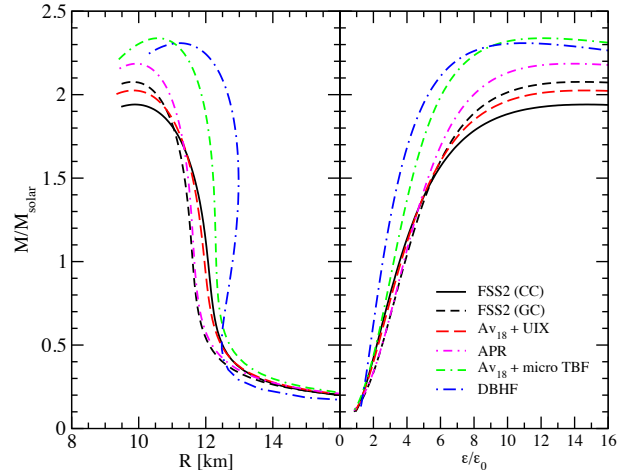


図 4: (左図) 半径の関数として計算した中性子星の質量。(右図) 中心密度の関数として計算した中性子星の質量。

- [3] Z. H. Li *et al.*, Phys. Rev. C. **74**, 047304 (2006).
- [4] V. G. Nadautchin, Y. F. Smirnov, R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **58**, 1072 (1977).
- [5] M. Oka and K. Yazaki, Phys. Lett. B **90**, 41 (1980); Prog. Theor. Phys. **66**, 556 (1981); Prog. Theor. Phys. **66**, 572.
- [6] Y. Fujiwara, Y. Suzuki and C. Nakamoto, Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 439 (2007); Y. Fujiwara, T. Fujita, M. Kohno, C. Nakamoto, and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **65**, 014002 (2001).
- [7] Y. Fujiwara, Y. Suzuki, M. Kohno, and K. Miyagawa, Phys. Rev. C **77**, 027001 (2008); Y. Fujiwara and K. Fukukawa, Few-Body Syst. **54**, 2357 (2013); Y. Fujiwara Few-Body Syst. **55**, 993 (2014).
- [8] Y. Suzuki, H. Matsumura, M. Orabi, Y. Fujiwara and P. Descouvemont, M. Theeten, and D. Baye, Phys. Lett. B. **659**, 160 (2008).
- [9] K. A. Brueckner and J. L. Gammel, Phys. Rev. **109**, 1023 (1958).
- [10] B. D. Day, Phys. Rev. C **24**, 1203 (1981).
- [11] H. Q. Song, M. Baldo, G. Giansiracusa, and U. Lombardo, Phys. Rev. Lett. **81**, 1584 (1998).
- [12] S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars (John Wiley & Sons, New York, 1983).
- [13] R. C. Tolman, Phys. Rev. **55**, 374 (1939); J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, Phys. Rev. **55**, 374 (1939).
- [14] P. B. Demorest *et al.*, Nature **467**, 1081 (2010); J. Antoniadis *et al.*, Science **340**, 123232 (2013).
- [15] J. Carlson, V. R. Pandharipande, and R. B. Wiringa, Nucl. Phys. **A401**, 59 (1983); R. Schiavilla, V. R. Pandharipande, and R. B. Wiringa, Nucl. Phys. **A449**, 219 (1986); G. Taranto, M. baldo, and G. F. Burgio, Phys. Rev. C **87**, 045803 (2013).
- [16] A. Akmal, V. R. Pandharipande, and D. G. Ravenhall, Phys. Rev. C **58**, 1804 (1998).
- [17] P. Grangé, A. Lejeune, M. Martzloff, and J.-F. Mathiot, Phys. Rev. C **40**, 1040 (1989); W. Zuo, A. Lejeune, U. Lombardo, and J.-F. Mathiot, Nucl. Phys. **A706**, 418 (2002); Eur. Phys. J. **A14**, 469 (2002).
- [18] T. Gross-Boelting, C. Fuchs, and A. Faessler, Nucl. Phys. **A648**, 105 (1999).

核力から中性子星（パズルを解く）

山本安夫
(理研仁科センター)

1960年代始め、原子核理論の黎明期にあって、「核力と核構造」と言われる方法論に基づく研究の展開があった。日本における核力研究の成果を踏まえ、原子核という核子多体系の特質を現実的核力に基づいて導きだそうという野心的ではあっても少々未熟な試みであった。玉垣さんと永田さんはその重要メンバーであった。私は1970年頃から京大の有効相互作用（永田・坂東）グループの一員として育った。そこで伝授された「核力と核構造」の核心は、「核力も現象である。核力という現象と原子核多体系の現象の繋がりを解明する。」ということであった。

2000年代初頭、西崎・山本・高塚 (NYT) により hyperon (Λ , Σ) を含む中性子星物質に対する G 行列計算が遂行された [1]。これは、ハイパー核の研究に裏付けられた現実的 YN・YY 相互作用を用いる初の試みであった。この計算から導かれる重要な結論は、中性子星の最大質量 ($1.44M_{\odot}$) を与えるために必要とされる高密度 3 核子間斥力 (TNR) の効果がハイペロンの混合によって消えてしまうということであった (EOS のソフト化)。この矛盾の解決として、NYT 論文においては、3 体斥力が NNN のみならず、ハイペロン Y を含む 3 体 (NNY, NYN, YYY) にもユニバーサルに働く (TBRu) と仮定された。これは高塚さんのアイデアであった。2010年に $2M_{\odot}$ の中性子星が発見されたことにより研究の流れが変わった。ハイペロン混合をもたらす EOS のソフト化の問題は深刻になり「ハイペロンパズル」という言い方が一般的になった。TBRu という高塚のアイデアでこのパズルが解けるかどうかは、それがあればハイペロン混合があっても $2M_{\odot}$ の中性子星が存在しうることを定量的に示せるかどうかという課題に帰着するに至ったのである。

「核力と核構造」に見習って「核力から中性子星」という課題設定を次のように行う。『地球での実験で検証されたバリオン間相互作用モデルと中性子星 EOS の繋がりの解明を通してハイペロンパズルを解く』

高塚による TBRu は現象論である。次のステップは模型的展開 (実体論的段階) である。TBRu の模型は核力芯の模型にリンクするはずである、という発想から提案されたのが、Rijken-Yamamoto による Multi-Pomeron exchange potential (MPP)[2] と玉垣さんの String Junction model (SJM)[3] である。前者は Nijmegen models の延長上にある。ここでは核力芯は pomeron exchange と meson exchange で与えられる。MPP は核子間の pomeron exchange を 3 核子、4 核子に拡張したものである。pomeron は SU_3 スカラーなので、MPP は 3-4 核子間にユニバーサルに働く斥力である。一方、SJM は閉じ込め力に起因する模型であり、MPP とは異なる描像に基づいている。

実体論的段階における模型は現象論的要素 (現象に合わせるべきパラメータ) を含む。MPP で言えばその強さがそれにあたる。一方、range の方は 2 体系の解析で決められた pomeron mass で決まっている。MPP が与えるような高密度領域での斥力効果は、核物質の適切な非圧縮率 K を与える上で不可欠の要素であり中性子星物質の EOS の硬さを決める。高密度領域での非圧縮率を高エネルギー重イオン衝突実験で求める可能性は昔から議論されてきたが、いまだ確定的な結論は得られていない。それに対して、古本・桜木・山本は核-核弾性散乱の角度分布、典型例で云うと $E/A=70\text{MeV}$ での $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 弾性散乱の角度分布に斥力効果が顕著に現れることを発見し、それによって MPP の強さを決めると十分に硬い ($2M_{\odot}$ を出す) EOS が得られることを示した [4]。実体論的模型という点では SJM も同質である。この場合、強さは模型自身から導かれるが、range を正確に決めるロジックは内在しない。また純粋斥力である MPP の導入に際しては、核物質の saturation property を実現するために 3 体引力 (TBA) を同時に付加しなければならないが、この点についても SJM と同じ事情である。

ハイペロン混合による EOS ソフト化の問題を解く際には、YN 散乱・ハイパー核等、ハイペロンに関わる現象の基本的特徴を全体的に再現する 2 体相互作用模型 (ESC08c) の存在が前提となる。例えば、 Λ チャネルにおいて、MPP はあらゆるチャネルで不変であるが、TBA の取り方は現象論的にならざるを得ない。ほとんど no free parameter で B_{Λ} 値を再現する ESC08c を前提とすると normal density 近傍では MPP と TBA がほぼキャンセルするという条件が自動的に出てくる [2]。 Σ チャネルや Ξ チャネルでも同じである。SJM でもこのようなのを避けて通るわけには行かない。

Fig.1 は (ESC+MPP+TBA) から導かれるハイペロン (Λ , Σ^{-}) 混合 EOS より導かれる中性子星の質量-

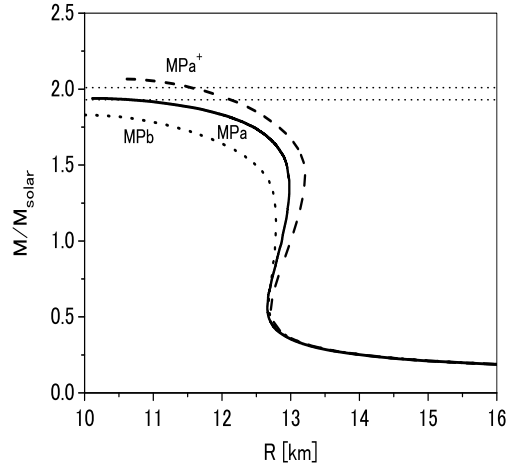


Figure 1: ハイペロン混合 EOS より導かれる中性子星の質量-半径関係。点線は $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$: J1614-2230

半径関係を示す。ここで MPa 及び MPa⁺ には 4 体 MPP まで含まれるのに対して MPb は 3 体 MPP のみを含む。いずれも $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 弾性散乱の角度分布に対してはほぼ同じ結果を与える。密度 ρ の関数としての E/A 値に対して、3 体 MPP は ρ に比例、4 体 MPP は ρ^2 に比例する斥力的寄与を与える。MPa/MPa⁺ による最大質量は $2M_{\odot}$ に達するが、MPb は苦しいことが分かる。ハイペロンパズルを解く課題が、精密な定量的段階に達していることに注意されたい。

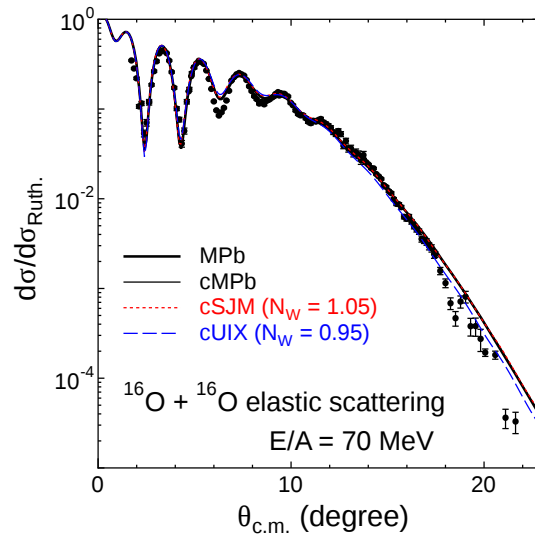


Figure 2: $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 弾性散乱の角度分布 ($E/A=70$ MeV)

SJM において現象論的パラメータとみなせる range parameter β (fm) を我々の解析で決めてみよう。核物質内の 3 粒子 (1,2,3) に働く 3 体力の計算に際しては、通常、粒子 3 の座標について積分して粒子 1,2 の有効 2 体力に置き換える処方が用いられる。この時、一般的には、粒子 1,3 および 2,3 の短距離相関を考慮に入れなければならない。上記の我々の MPP の計算においては、簡単のためこの相関を考慮していない。一方、[3] における SJM の取り扱いでは考慮されている。SJM と MPP を同一条件で比較するために、MPb (3 体 MPP のみ) の場合に相関を入れた計算を行うと、考慮しない計算における 3 バリオンと pomeron との結合乗数に 1.5 をかけておくとよく似た結果がえられることがわかった。以下では、相関を考慮する場合の MPb

およびSJMを、それぞれcMPbおよびcSJMと記し、(ESC08c+MPP+TBA)によるG-matrixと、MPP部分のみをSJMに置き換えたG行列計算を行う。SJMのrange parameterは[3]に与えられている最大の値 $\beta = 0.5$ fmに取る。Fig.2において、G-matrix folding potentialによる $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 弾性散乱($E/A=70$ MeV)の角度分布の計算値が実験値と比較されている。MPbおよびcMPbの結果(実線)とcSJMの結果(点線)は完全に重なってしまっている。多少ずれて描かれている破線は、参考のためにMPPをUIXの3体斥力部分で入れ替えて計算した結果(cUIX)である。以上の計算において、G-matrix folding potentialの虚部分に現象論的ファクター N_W が掛けられている。MPb/cMPbの場合は $N_W = 1$ であるが、cSJMの場合は $N_W = 1.05$ である。cSJMの場合に $N_W = 1$ に取ると、MPb/cMPbより上方にずれる。すなわちSJM($\beta = 0.5$ fm)はMPbより多少斥力性が弱いことが示される。cUIXの場合は $N_W = 0.95$ である。

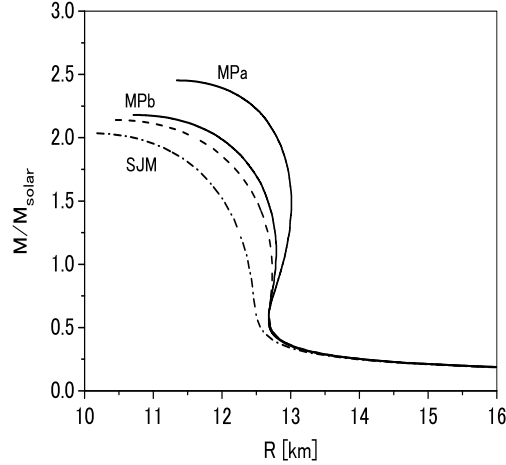


Figure 3: 中性子星の質量-半径関係

Fig.3は n, p, e^-, μ^- の β -stable matterのEOSから得られる中性子星の質量-半径関係である。MPaとMPbの場合が実線、cMPbが破線、cSJMの場合が一点鎖線で示されている。上記の解析に対応して、cSJMの場合の最大質量はMPb/cMPbよりも若干小さくなる。図1におけるMPbの場合との比較推論から、cSJMの場合の最大質量はハイペロン混合によるEOSのソフト化によって $2M_\odot$ をかなり下回ると考えられる。この結論は実験データへのfittingによって拘束されているので、SJMに同質の(ρ に比例する寄与を与える)3体斥力を加算する事によってEOSを硬くするわけには行かない。 ρ^2 に比例する寄与をもたらす4体MPPのような要素を入れないとハイペロンパズルは解けないということである。

EOSのソフト化をもたらす要因は、ハイペロン以外にもモグラタキのごとく登場する。最近は「 Δ_{33} パズル」なるものが現れた。我々のシナリオは、MPP斥力はハイペロンのみならず、 Δ_{33} であろうとmesonであろうと、EOSのソフト化をもたらすもの全てに働いて中性子星を支えている、と云うことである。

玉垣さんには大学院生時代からお世話になり、とりわけ物理観・方法論に関しては深い影響を受けてきました。感謝の合掌。

References

- [1] S.Nishizaki, Y.Yamamoto and T.Takatsuka, Prog. Theor. Phys.**105** (2001), 607; **108** (2002), 703.
- [2] Y.Yamamoto, T.Furumoto, N.Yasutake and Th.A.Rijken, Phys. Rev. **C90**, (2014) 045805.
- [3] R.Tamagaki, Prog. Theor. Phys.**119** (2008), 965.
- [4] T.Furumoto, Y.Sakuragi and Y.Yamamoto Physical Review **C80** (2009), 044614.

バリオン中のクォーク閉じ込め

～やっとできた玉垣先生との研究交流～

菅沼秀夫（京大理）

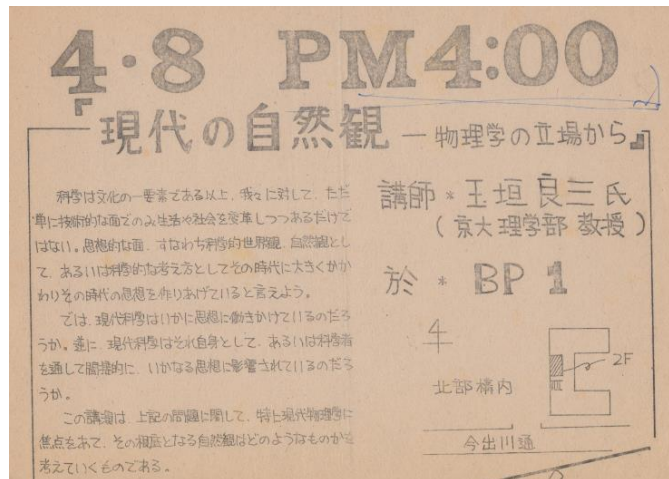
1. はじめに ～ 玉垣先生との出会い

一目は高く、手は低く一

これは玉垣先生がよく口にした言葉であり、研究者のあるべき姿を端的に表していると思う。そして、私自身が最も好きなフレーズの1つである。

私が玉垣先生と初めてお会いしたのは、京都大学に入学直後の1983年4月8日のことであった。科学系サークル主催の新歓講演（右はそのパンフレット）においてである。

「現代の自然観」と銘打った玉垣先生の講演は、1回生向けとはいえ、クォーク、核力、分子間力との比較、超流動現象、中性子星といった広範な話題に言及し、まさに素粒子・原子核・物性・宇宙の全てを横断する魅力に満ちたものであった。こういった物理全体を広く研究できるのかと感嘆し、そういった研究をしたいものだと思ったものである。



3回生に進むに当たり、課題演習は、迷うことなく玉垣先生のA2を選んだ。覚悟はしていたが、4月の最初の理論ゼミでCG係数の導出式やウィグナー・エッカルトの定理が当然のように出てきたのには流石に面食らった。玉垣先生は、教育にも全力投球だった。なお、同じA2には大西明氏（京大基研）と福井隆裕氏（茨大理）もおり、私も含めた3人が原子核論研究室に進んだ。

2. (カラー) 強電磁場中での対称性の振舞い

大学院では、玉垣先生の核力の研究[1]、クラスターの研究、 3P_2 超流動[2]を含めた中性子星の物理[3]などを、講義と論文とで深く知ることになり、改めてその大きさに感動した。素粒子・原子核・物性・宇宙を股にかけての研究業績は、ちょっとした冒険小説を読むようなワクワクを感じさせた。こういった研究をしたいものだと強く願った。

しかし、共同研究となると話は別である。目は高みを臨んでも、手が全く追いついてくれない。そして大学院では、巽さんとともに「(カラー) 強電磁場中での対称性の振舞い」という一風変わった研究を行い、玉垣先生はと言えば、遠くから見守ってくれている感じであった。この研究は、最初のテーマを大きく変えてしまうなど、色々あって想い出深い。今からみると、かなり先駆的であり、「(カラー) 磁場中では対称性の破れが進み、(カラー) 電場中では回復する」という現象を世界で初めて明確に示し、その一般化まで詳細に行っている[4]。この研究は在学中に、レビュー論

文[5]に1セクションに亘り取り上げられた。そして、この現象を含めた「強磁場中での物理」は、その数年後にミランスキーらの研究[6]を機に世界的に注目され、更に、新物質の「グラフィン」、新天体の「マグネター」、「QGP生成実験での強磁場効果」など、異なる領域において、様々な形で発展をとげ、現在ではホットな研究テーマの1つになっている[6]。

しかし、学位取得時の偽らざる感覚は、圧倒的な飢餓感であった。期待を胸に門を叩いた京大で得たものは、玉垣先生のワクワクするような広く面白い研究の数々に比べて何と小さなことか！

その後、「クォークの閉じ込めの物理」を中心的に行う傍ら、玉垣先生らのストレンジ・クォーク物質の研究[7]に触発され、「スキルム模型でのH物質」の研究[8]を行ったが、残念ながら思った程には、玉垣先生と研究交流はできなかった。因みに大学院卒業後、玉垣先生からは、何通か直筆のお手紙を頂いた。内容の多くは「励まし」であり、不肖の弟子ゆえ御心配をお掛けしてるのかなと心苦しく思うとともに、玉垣先生の温かさを改めて痛感した。

3. バリオン中の3クォーク間力 ~ やっとできた玉垣先生との研究交流

1999年から、強い相互作用の第一原理計算である格子QCDを用いて「バリオン中の3クォーク間力の研究」を行った[9-12]。それ迄に、クォーク・反クォーク間に作用する力の研究は精力的に行われていたが、驚いたことに、核子などのバリオンを構成する「3つのクォークの間に働く力」に関しては、格子QCDの研究は殆ど為されていなかったのである。

結論のみ述べると、バリオン中の3クォーク系の静的ポテンシャルは、

$$V_{3Q} = -A_{3Q} \sum_{i < j}^3 \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} + \sigma L_{\min} \quad (\text{Y-Ansatz})$$

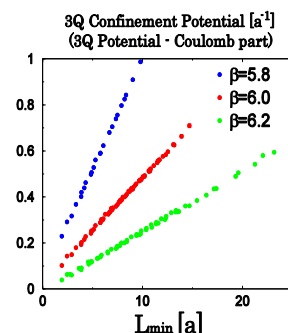
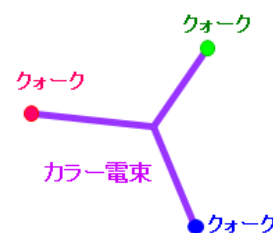
という関数形で極めて良く記述される[9-12]。右辺の第1項は1グルーオン交換による2体の“クーロン・ポテンシャル”であり、第2項がクォークに対する“閉じ込めポテンシャル”である。尚、 L_{\min} は、右上図の様に、“3個のクォークを最短で繋ぐストリング”の長さの総和であり、 $\sigma \approx 0.89 \text{ GeV/fm}$ は、ハドロン弦の張力、即ち閉じ込め力である。

右図は、非摂動的な閉じ込め部分を見る為に、摂動的QCD等で比較的良く分かっている2体のクーロン部分を差し引いた“3クォークの閉じ込めポテンシャル” V_{3Q}^{conf} に対する格子QCD計算の結果である[11]。 V_{3Q}^{conf} と L_{\min} との線形的な関係が明確に見て取れ、格子単位（格子間隔 $a=1$ ）から通常の物理単位に直すと、どの格子でも、 $V_{3Q}^{\text{conf}} \approx \sigma L_{\min}$ が成り立つ。

ちなみに、多くの物理系で、3体力の殆ど全てが高々2体力からの高次補正に過ぎないのに対し、3クォーク系に作用する閉じ込め力は、QCDのカラーSU(3)の構造に根ざした、自然界に現れる「唯一の基本的な3体力」であり、その意味でも興味深いと思う。

その後、格子QCD研究を続け、「3クォーク系でのグルーオンの励起」の研究[10]では、グルーオンの励起が1GeV程度と大きい事を示し（軽いハドロンがクォーク自由度のみで記述できる物理的理由?）、「マルチクォーク系でのクォーク間力」の研究[11]では、テトラ・ペンタクォーク等のクォーク多体系での閉じ込めが、ハドロンのストリング描像と整合する事を明らかにした。

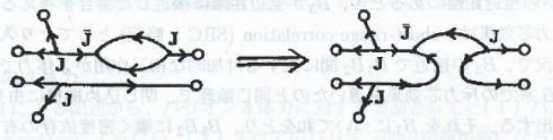
2005年、京都大学に着任してすぐに、玉垣先生の御自宅を家内とともに訪ね、色々と話をさせて頂いた。その折、上述の格子QCD研究をまとめた論文集をお渡ししたのだが、驚いたことに、翌年(2006.8.24)、玉垣先生から「新しい研究」に関する手紙が届いた。バリオンの“Y字型のジャンクション構造”が基礎理論であるQCDから導かれる事に興味を持って頂いたようで、70年代の



ストリング・ジャンクション模型を用いて、核力の斥力芯を再考してみたいという内容であった。

この構想は、2007年に「バリオン間の普遍的近距離斥力」に関する研究 [13] として、2編の論文に纏められた。2バリオン系では、ストリング

の組み換えの際に、右図の様に、“グルーオンの励起”や“ダイバリオン状態”が高励起の中間状態として形成され、それが“バリオン間の近距離斥力”をもたらすというシナリオである。



なお、この励起過程は“グルーオンの”であり、カラー自由度の効果がメインなので、バリオンのスピンやフレーバーには依らない“普遍的なもの”と考えた。

更に、玉垣先生は、この考え方を“バリオン3体斥力”まで推し進め、そういった斥力的な効果が、ハイペロン混在によって引き起こされる中性子星物質の状態方程式の軟化を防ぎ、2倍の太陽質量を有する“重い中性子星”の観測事実との深刻な矛盾を解消し得ると、具体的な計算を示しつつ展開した [13,14]。

素核から宇宙まで、大胆かつ自然に繋げていく玉垣先生の贅力にまたも驚かされた。

この論文に関して、玉垣先生は、リプリントを数冊送って下さった。それには、「興味をもつ若い人がいたら渡して下さい。」とメモが添えてあった。その目は、常に若い世代にも向けられており、玉垣先生らしいと感じた。

興味をもつ若い人がいたら渡して下さい。

おわりに

2015年は、原子核物理学の巨星である玉垣良三先生と素粒子物理学の巨星である南部陽一郎先生のご逝去を聞く衝撃的な年になってしまった。別れは必然とは言え、実に悲しく辛い。と同時に、こういった素晴らしい研究者に直接巡り合えた幸運を改めて感じる。1つの世界を切り拓き、大きな流れを作り上げた巨星の精神は、その薫陶を受けた全ての者の根幹に宿っているはずである。そう、目は高く！そして、巨星から受け継いだものを、研究等を通じて後進へと伝え、その流れを繋げていければと思う。

—玉垣先生、ありがとうございました。安らかに お休み下さい—

References

- [1] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **39**, 91 (1968). V.G. Neudachin, Y.F. Smirnov, R. Tamagaki, ibid. **58**, 1072 (1977).
- [2] 例えば R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **44**, 905 (1970); T. Takatsuka, and R. Tamagaki, ibid. **46**, 114 (1971).
- [3] 例えば T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **56**, 1340 (1976); ibid. **58**, 694 (1977).
- [4] H. Suganuma and T. Tatsumi, Ann. Phys. **208**, 470 (1991); Phys. Lett. **B269**, 371 (1991).
- [5] S.P. Klevansky, Rev. Mod. Phys. **64**, 649 (1992).
- [6] 強磁場中の物理の最近のレビューとしては V.A. Miransky and I.A. Shovkovy, Phys. Rept. **576**, 1 (2015).
- [7] R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **85**, 321 (1991); M. Ishii, R. Tamagaki and A. Tohsaki, ibid. **92**, 111 (1994).
- [8] T. Sakai and H. Suganuma, Phys. Lett. **B430**, 168 (1998).
- [9] T.T. Takahashi, H. Suganuma et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 18 (2001); Phys. Rev. **D65**, 114509 (2002).
- [10] T.T. Takahashi, H. Suganuma, Phys. Rev. Lett. **90**, 182001 (2003); Phys. Rev. **D70**, 074506 (2004)..
- [11] F. Okiharu, H. Suganuma et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 192001 (2005); Phys. Rev. **D72**, 014505 (2005)..
- [12] 3クォーク系の最新の格子QCD研究は N. Sakumichi and H. Suganuma, Phys. Rev. **D92**, 034511 (2015).
- [13] 玉垣良三, 素粒子論研究 **115**, 37 (2007); R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **119**, 965 (2008).
- [14] T. Takatsuka, S. Nishizaki and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **174**, 80 (2008).

玉垣良三先生を偲ぶ

佐藤勝彦 (自然科学研究機構)

玉垣先生が逝去されてはや半年が過ぎました。いまでも先生のほほえんでおられる笑顔が目にかびます。

玉垣先生は言うまでもなく日本の原子核理論を先導されてこられたリーダーであり、世界の超高密度物質、中性子星研究のパイオニア、この分野の創始者の1人であります。

私が初めて玉垣先生にお会いし、話をさせていただいたのは、1969年の春、私が修士1年の終わりの頃ではないかと思えます。前の年1968年末、カニ星雲の中に可視光領域で1秒に33回も瞬くパルサーが発見されました。昔からカニ星雲の中心に Baade' star として知られている青く輝く星がありました。線スペクトルのない、スペクトルがのっぺらぼうの星です。この星を33ミリ秒で周期的にシャッターを切って撮影すると位相があったときのみ写り、位相が反対と時はまったく何も写らないことがわかったのです。私は Nature に出たこの写真にたいへん感動して、中性子星やそれを作るメカニズムである超新星の研究を進めようと思えました。もともと宇宙の初期の研究をやりたいと思い林先生の天体核研究室に入ったのですが、具体的にもう一つやりたいテーマもなく悩んでいたところだったので、これこそ修士の院生でも何か新しいことのできるテーマではないかと思ったのです。林研では、1年先輩の池内さんが星の進化の最終段階である鉄のコアの形成の計算を進めており、ちょうどその後の超新星の研究は研究室にとっても良くマッチするテーマでした。超新星の研究を進めるためには大きく2つの課題が残されていました。第1は鉄などの原子核がどのように溶け一様な核物質になるか不明であること、第2はニュートリノ相互作用が不明であることでした。

私は、まず第1の課題にチャレンジしようと思ひ、当時京大、核理論研究室の助手である板東弘治さんに相談しました。そうこうしているうちに、カニパルサーは周期が、がたと突然短くなるグリッチが起こることもわかり、これは中性子星の地震だという理論もすぐに出ました。中性子星の表面に近い殻は結晶構造をした固体であり、そこが割れて地震が起こると筋書きです。もしそうだとすれば中性子星の地震の規模や頻度を定めるためには結晶を構成する原子核がどのようなものなのか、その荷電数、 Z がいくらであるかを知らなければなりません。この問題は、超新星における原子核の溶解の温度ゼロ近似であり、ますます興味がまってきました。板東さんと議論を続ける中で、この問題は、基研の玉垣さんに相談するのが一番良いのではないかということになり、板東さんに引き連れられて、基研の玉垣先生のお部屋にお邪魔しました。口コミで玉垣先生は、中性子星のなかでは3P2超流動が起こっているという革新的理論を提唱されている方だと聞いていましたが、恐れ多くて直接話すことはできませんでした。玉垣先生の部屋は、物理教室の雑然とした雰囲気とは大きく異なり、シーンと静まりかえった落ち着いた部屋で、真理の探究をする場とはこのようなところだと感激したことを覚えています。玉垣先生や板東さんとの議論は、中性子星物質の密度が核密度をよりいくらか低い程度の状況で、一様中性子物質のフェルミの海の中でパウリ原理と拮抗しながらクラスターを作る

のはどうすれば良いかとアプローチでした。今から思えばハートリーフォック近似的アプローチでやれないかということでした。当時の計算機事情や修士の2年という未熟な私には具体的に結果を出すことはできず、結局、私は一様中性子星物質の核子の化学ポテンシャルと、質量公式から導かれる中性子ドロップラインを越えた原子核内の核子の化学ポテンシャルの釣り合いから、原子核の質量数、荷電数を求めることにしました。この年の7月におこなわれた素粒子、原子核、宇宙線の三者夏の学校でもその結果を話したように思います。そうこうしているうちに、9月に湯川先生のゲストとして H. A. Bethe が来られ、またポスドクとして基研に滞在していたドイツ人 G. Boerner ともその流れで論文を書くことになりました。物理学教室には、そのころ「計算室」がありました。そこには当時のお金で、100万円もするタイプライターサイズの電子卓上計算機があり、これを使って計算をやっていただけの計算手の方がおられました。計算手の方にお話し、密度の変化に共なって原子核種の変化や状態方程式を求め、その内容を1970年春の物理学会で発表しました。

この年の早春、茨城大学 浜田哲夫先生等が主催された中性子星の研究会が水戸で開かれました。玉垣先生は3P2超流動の研究の進展について話されました。3P2超流動についてまとまった話を聞くのは初めてで、物性物理では考えられなかった、新たな超流動を原子核分野で考えることができるのは、なんと素晴らしいことだと感激しました。

研究会の終わった後、玉垣先生を中心としたグループで水戸の偕楽園に行きました。結構寒かったのですが、紅白の梅の咲き誇った美しい庭と梅の芳香を楽しみました。後年になって水戸を何度か訪れましたが、その度にこの研究会と梅を背景とした玉垣先生のお姿を思い出したものです。

その後、私はBethe等との共著論文の有限温度化をおこない、Weinberg-Salam理論を使ってニュートリノが原子核とのコヒーレント散乱によって超新星コアに閉じ込められることなどを示すことができました。このようにして、超新星爆発と中性子星、それらの中での原子核は私のライフワークとなりました。研究の出发点で教えを請うた玉垣先生は、いつも興味を持って議論をしていただき、私の研究を見守っていただきました。

3P2超流動の研究の後、玉垣先生は、高塚さん、巽さん、田宮さんなどの共同研究を通じ、ALS (Alternating-Layer-Spin) を提唱され、大きく日本の高密度物質の研究を発展させました。今や日本は高密度物質の研究の世界的な一大拠点となっております。

昨年10月、ハワイで第4回日米物理学会合同の原子核分野の会議が開かれました。私は、国立天文台が国際協力でマウナケア山頂に建設するTMT望遠鏡の起工式に出席するために、偶然滞在していましたので、この会議にも出席しました。高密度物質、中性子星、超新星関係のシンポジウム、セッションも数多く開かれ、素晴らしい研究発表がおこなわれていました。この分野の日本の研究が世界をリードしていることを強く再認識しました。

玉垣先生の切り開かれたこの分野の更なる発展を祈念しつつ、玉垣先生のご冥福をお祈りします。

玉垣先生を偲ぶ

私が原子核分野での研究者の仲間入りをした 1960 年代の後半は、玉垣先生が核力の仕事を完成なさり、国際会議や国内の研究会で活躍なさっている時期でした。核力という原子核物理での基本的なテーマで世界をリードなさっている先生を目標として、私は研究に励みました。1981 年、先生や坂東さんに率いられて参加した中国、長春でのサマースクールは、比較的自由に中国が訪問できるようになったばかりの時で、強く印象に残っています。

このサマースクールも含め、先生からは多くのことを学びました。

クォーク模型による核力は勿論、パイオン凝縮や高密度核物質についても、基本的な考えは玉垣先生のお仕事から頂いたと思っています。

2011 年、基研での国際シンポジウムでの先生の講演を拝聴し、研究者としてのお元気な姿に感銘を受けました。まだまだ活躍して頂きたかった先生の突然の訃報は残念でなりません。先生を偲ぶ研究会には是非参加したかったのですが、前から立ててしまった予定を変更できず、参加出来ませんことを大変申し訳なく存じます。

先生のご冥福を心からお祈り申し上げます。

2015 年 5 月 29 日 矢崎絢一

玉垣さんとのつながり

私は 1958 年 M2 のときから北大核理研に属した。田中一先生の指導のもとに仕上げた修論の内容を翌年 3 月に素研へ投稿。玉垣さんとの出会いは、春の学会(立教大)である。会場正面の椅子に腰を据え、素研原稿の写しにしばし目を通して玉垣さんの姿。

私が D1 になったこの年から田中・庄野・玉垣のスタッフ体制が研究室民主主義のもとに整い、基研長期計画「核力による核構造」研究会が始まる。その中で、私は中重域隅々核の集団運動を担当し、3 年近くを過ごした。その間に核理研の固有の方針もすでに定まる。

私は院生諸氏と共に、軽い核のクラスター構造の解明にたずさわり、 ${}^9\text{Be}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{20}\text{Ne}$ と近傍核などを扱う。玉垣さんからの貴重な助言。

1972 年、私は岩手大学教養部に転出し、5 年後、自然系の欠落した人文社会科学部の創設に際し、強力な同僚、高塚さんを得る。彼との出会いは、1969 年、流研で基研にいた折、玉垣さんの研究室である。玉垣さんとの永く深いつながりをただただ想うのみ。

2015 年 6 月 樋浦順 (岩手大学名誉教授)

玉垣先生を偲んで

先生の喜寿を祝って蔵王温泉で開かれた核物理放談会の際に、ニッカウイスキーの竹鶴 21 年を参加者からの贈り物として差し上げた際に大変喜んでおられたのをみて、よし米寿の祝いには 30 年ものをも思っていたのですが、それも叶わなくなってしまい本当に残念ではありません。私はオーバードクター 2 年まで先生の指導をうけたのですが、それから原子力安全研究への大きく研究分野を転換してしまいました。しかし、大学時代に先生から学んだ研究における誠実さの重要性を心に留めながら歩んできたつもりです。先生からは、その後も様々なおりに、温かい励ましをいただき心から感謝している次第です。先生は民主主義が踏みにじられるような昨今の状況を憂えておられました。その思いは先生が 2004 年に詠まれた次の短歌にもあらわれています。

「九条の踏みにじらるるを見ず逝きし友の知らざる時を生きるか」

先生の志を受け継ぎ科学者たらんとするものとしての人生を生きたいと思います。

ご冥福を心からお祈り申し上げます。

田辺文也

研究会の感想

玉垣先生のお人柄が随所に垣間見られたよい研究会でした。玉垣先生は、核力、核物質、核構造、中性子星と多岐にわたる原子核物理を発展させられ、多くの優秀な研究者を育てられた事など拝聴させて頂きました。また、現在に至る研究が、どのような流れの中で行われてきたのかを知ることができ、とても有意義でした。私自身、玉垣先生に直接教を受けた訳ではありませんが、研究会を拝聴させて頂くうちに、研究における大切な多くのことを、堀内さん、近藤さん等から間接的に伝え聞いていることに気がつきました。玉垣先生とは、2003年の奈良のクラスターの国際会議でお会いしたことを思い出します。偲ぶ会にお邪魔したかと心配するところですが、世話人の皆様、及び関係者の皆様には、お世話になりました。末筆ながら、玉垣先生の原子核物理への偉大なご貢献とお人柄を偲び、安らかなお眠りを心よりお祈り申し上げます。

勝間 正彦

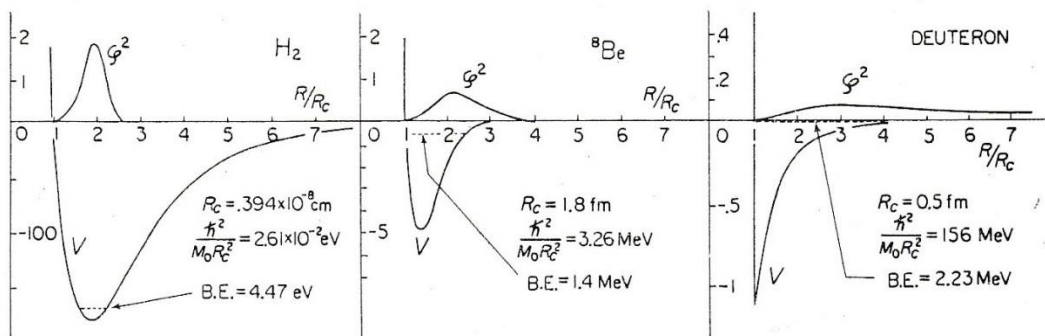
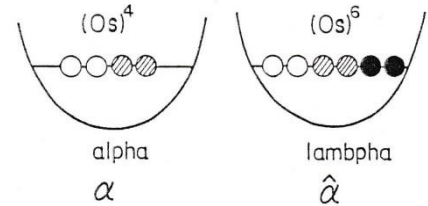
2015年7月17日

ハイパー核のクラスターモデル事始めと玉垣さん

元場 俊雄 (大阪電気通信大学・工、退職)

一連の軽い p -shell ハイパー核の分析は、板東弘治氏・池田清美氏との共同+指導よろしく、 $\alpha+x+\Lambda$ の微視的クラスターモデル(x は $p, n, d, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}, \alpha$ を表す)¹⁾が成功的に適用されて、当時 CERN や Brookhaven の実験で知られ始めた実験事実をよく説明できただけでなく、モデルの concept においても次第に国際的にも認知が広がっていったという実感があつた。それに先立つ 1980 年 Berkeley で開かれた核構造国際会議での Dalitz 報告においては、新規に出現した実験状況の紹介が大半を占めたものの、理論的には shell モデルをベースとしていた。その時、我々は計算が真つ最中という段階であつたので、クラスターモデルの理論的結果を持って国際舞台に登場したのは 1982 年の Heidelberg 国際会議であつた。この Heidelberg 会議こそ、その後 3 年ごとに開かれるようになったハイパー核国際会議の第 1 回目と位置づけられたものであつた。この会議には坂東さんと 2 人参加で contribution は計 5 編出した。“shell モデル全盛”の国際舞台に躍り出た格好であつたので、その方面から大きな荒波をかぶることになった。そんな体験もしながら、しかし実験家サイドからはモデルや結果について好意的であつた。また欧米の大研究所の最新実験情報からは疎遠になりがちであつた東欧の研究者からも好意的に受け取られた。その後のチェコスロバキアと共同が進んだ出発点となつた。このような経過を振り返るにつけ、玉垣さんを含む日本における系統的なクラスターモデルの研究の流れが大きな支えになって、strangeness 核物理への展開を当時から既に可能ならしめていたと言えよう。

ハイパー核のクラスター構造 (モデル) という場合、一般に 2 種類の場合があろう。まず、通常核自身が α, t, h などを単位クラスターとして含んだ構造によって特徴付けられ、それに Λ ハイペロンが付加する形でハイパー核が構成されている場合で、実際によくあるケースである。上記の $\alpha+x+\Lambda$ 模型などはこれに該当する。もう一つは、ハイペロン粒子が p, n と“同等に”重粒子多体系の構成要素として参画し、しかもクラスター構造の構成子となる可能性を想定したらどうであろうか。この後者の場合に、 $ppnn\Lambda\Lambda$ が spin $S=0$ ペアをつくり triple-closed shell の強い束縛系を為すならば、右上図のように α に対応してクラスター構造の単位になり得るのではないかという speculation である。Baryon を $uudds$ -quarks に置き換えれば H-particle となる。我々はこの $\Lambda\Lambda$ ${}^6\text{He}$ を“Lambpha”と名付けて、Lambpha-Lambpha 系を OCM と RGM で解いて α - α 系の様相と理論的な比較を試みた²⁾。まず“Lambpha”がクラスターunitとして現実可能性を持つためには、 ΛN や $\Lambda\Lambda$ 相互作用が NN 核力と同程度に強い引力であればよいわけである。しかし、実際には Λ ハイペロンの相互作用が NN 核力ほど強くはないことが分かってきたので事情は単純ではない。ただし、ここで強調したい



ことは、このような speculation を生むに至ったインパクトこそ、樋浦・玉垣の “Typical Realization of Alpha-Particle Model Aspects in Be Region” という論文³⁾であった。この論文では、複合粒子であるクラスター間としての α - α 間相互作用が核力を基に詳細に分析されていて、クラスター内部は強く束縛し、相対的に弱いクラスター間の相互作用で dynamics が記述されるという考え方を明確にした。それは internal strong, relative weak” という標語として今でも私自身の頭に強く残っている。この特徴は、有効 α - α 間相互作用が “surface attractive well outside the large repulsive core” としても表現されている。特に、 H_2 分子と deuteron(“p-n 分子”)の間に α - α 分子を挿入して比較するという図(前ページ下)³⁾は若かった私には極めて印象深いものであった。 α - α 分子の両サイドは言うまでもなく Bohr-Mottelson の教科書の図を借用したものであるが、 α - α 分子構造の論理を押し出すことにおいて、この図こそは玉垣さんの妙なる構想力を示したものと若手ながら理解したものであった。玉垣さんによるこのような提示の仕方は、物理一般の学生や核物理以外の分野の方にとっても、原子核多体系の構造と論理を理解してもらう上で我々が範とすべき教訓の一つだと思っている。

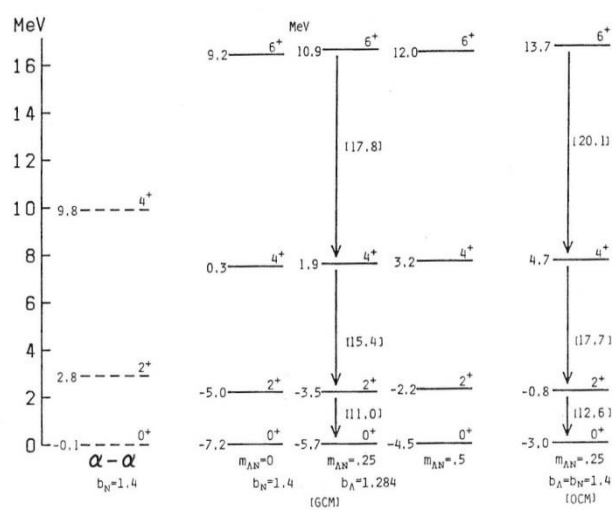
さて、樋浦・玉垣論文に触発されて、とにもかくにも Lambpha-Lambpha 間の dynamics を初めは OCM で、次に GCM で解き、 α - α の回転バンドと比較したものが右図²⁾である。当時使った Λ - Λ 間相互作用は、その後知られるようになったものより相当強いものであったので、現代的 update が必要ではあるが、“荒削りに物理的な様相を提起する”

という姿勢もまた玉垣さんから教わったものの中にあるような気がする。右図は当時のままのものであるが、弱い Λ - Λ 間相互作用で update したとしても、“Lambpha-Lambpha 分子” は H_2 分子と α - α 分子の間に位置することになる。ただし、ハイペロンが4個も入った multi-hyper 核をいかに生成するか、高エネルギー重イオン衝突ぐらいが浮かんでくるが、検証の道はまだ遠い。

この短文を終えるにあたって、少し物理から離れた一般的なことにも触れておきたい。私が D3 を終えて京大基研と理学部周辺で posdoc/OD 計4年を過ごした時期は、ちょうど玉垣さんが基研から理学部物理教室へと移動された時期と重なっている。当時の氏は、東大核研や阪大 RCNP、また素粒子論 G などのあらゆる委員を引き受けられて、獅子奮迅の活動をされていたはずである。あるとき理学部構内を歩いて物理教室に帰ってくるのに出くわしたので、話をしようと思つくと「先に行ってくれ」と言われたことがあった。ちょうど講義を終えたばかりで肩で息をするほど疲れておられたことに気がつかなかった自分を反省したこともあった。とにかく何ごとにも誠実に全力を尽くすという玉垣さんの姿を当時の若手は自然に理解したはずである。もう一つ。私が大阪電通大に赴任することが決まったとき、氏が語ってくれたのは「一日も早くその人になりきることが大事だよ」との言葉。さてさて、教訓として生かすことができたのかどうか、すでに私は定年退職となって2年、残念ながら氏の感想をうかがう機会は突然なくなってしまった。(2015.6.11-13 研究会での talk なしの寄稿として、玉垣さんを偲びつつ。)

References

- 1) T. Motoba, H. Bando, and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **70**, 189 (1983); *ibid.* **71**, 222(1984).
- 2) H. Bando, K. Ikeda and T. Motoba, Prog. Theor. Phys. **66**, 1344 (1981); *ibid.* **67**, 508 (1982).
- 3) J. Hiura and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. No.52, 25 (1972).



玉垣先生の思い出

松井哲男（放送大学）

私にとって玉垣先生の思い出は、私自身の過ぎ去った青春時代の思い出と重なります。私が玉垣先生を最初にお見かけしたのは京大理学部理学部の学生だった時で、玉垣先生は確か「原子核物理」という学部生向けの講義を教えられていました。まだ基研から理学部に移られて間もない頃で、先生はその時、核力の特徴に基づいて、高密度核物質での超流動の発現や固化の問題を、高塚さんと一緒に研究されていたと思います。私はというと、学部学生時代は、ゼミ（課題演習・課題研究）以外はあまり大学の講義にまじめに出席する事はなく、物理の勉強は主に喫茶店でしていましたが、自分で考え悩んだ事をゼミの仲間に話して議論するのを楽しんでいました。

結局、私は名大の大学院に進学して、G研に入って安野愈（まさる）先生のご指導のもとで研究を始めました。安野先生は、その頃、高密度核物質での発現可能性が理論的に検討されていたパイ中間子凝縮に興味をもたれており、私がM1のとき、京大小林稔研の同期生だった玉垣先生や1年先輩の村岡光男先生（当時阪大）と一緒に、基研で長期研究会「高密度核物質」を立ち上げられました。その基研で開かれた最初の研究会で玉垣先生の基調講演を聞きました。「講演」といっても旧館2階の小講義室の黒板を使われた講義形式で、この研究会の目標を、核力の特徴に基づく視点から奇麗に（物理の中味だけでなく先生の板書も奇麗でした）まとめられたのを記憶しています。その詳しい内容は、玉垣先生が岩波「科学」の量子力学50周年特集記事の1つとして執筆された「核物質の諸様相」にあります。この先生の書かれた解説記事は私が院生のとき何度も読み返し、私が最も影響を受けた文献の1つでした。

その後、玉垣先生とは基研のモレキュール型研究会で定期的にお会いする事になりました。この研究会の基本テーマはパイ中間子凝縮の問題で、玉垣先生の率いる京大グループ（既に盛岡に移られていた高塚さんも含まれます）と安野先生の率いる名大グループの定期研究交流会となりました。この頃、玉垣先生は高塚さんとそれまでに研究されてきた高密度中性子物質の固化（結晶化）の問題から、パイ中間子交換力のもつ特性（テンソル力）が最も効果的に効いた固体相としてALS構造を研究されており、それが π^0 中間子凝縮相になっていることに興味をもたれていました。一方、私たち名大グループは、一様な核子分布中でのパイ中間子交換力の引力的効果によるスピン（・アイソスピン）密度波の不安定化という視点から、 π^0 中間子凝縮相を自己無道着1次元結晶状態として記述する研究をしていました。私はまだM2だった時、この研究会で1時間も時間をもらって研究発表をさせて頂きましたが、玉垣先生にもたいへん未熟な私の話を聞いて頂いて、暖かく励まして頂きました。この時が、講義や論文の著者としての玉垣先生と違った、人間としての先生に触れる初めての機会でした。この研究会で玉垣先生と知り合った事はその後の私の研究人生を大きく変えたように思います。

この研究が一段落した D2 の夏、私は基研のアトム型研究員制度を利用して、1ヶ月京大に武者修行にいきましたが、このとき京大グループの定期会議に出席して一緒に議論に参加する機会がありました。このとき初めて、それまで暖かく見守ってもらった名大の研究室から離れて自分だけでいろいろと考え始める機会となりましたが、これは独り立ちした研究者となるための重要な試練でした。いまから思うと、学生時代の私は多体問題の少しテクニカルな側面に興味を惹かれていたように思います。しかし、その研究成果の物理的な意味付けの際には、結局は、玉垣先生から大きく影響を受けていたのではないかと思います。

私は学位をとった 1980 年の秋に渡米しましたが、最初にポスドクで赴任したスタンフォード大学に玉垣先生と高塚さんが来訪され、再会しました。一緒にサンフランシスコを見物し、遊覧船に乗った記憶があります。その後、私は結婚して 13 年間滞米生活を送りました。この間、私の研究テーマは高エネルギー原子核衝突とクォーク・グルーオンプラズマの物理に移っていき、欧米の研究者と交流する機会が多くなり、先生の課題意識からはだんだん遠ざかっていきましたが、一時帰国して先生にお会いした際には先生から激励を頂き、米国での私の研究の発展を暖かく見守っていただいていたような気がします。

私は 1993 年に基研に招聘され帰国しましたが、私の最初の仕事は YKIS を開催する事でした。その会議は、西宮で直前に開かれた湯川記念シンポのサテライトとして開催されましたが、どちらも当時まだ現役だった玉垣先生が提案されたと伺っています。第 1 回の YKIS は 1983 年に玉垣先生が「Quarks and Nuclei」というテーマで主催されています。私たちのやった 1994 年の西宮シンポのテーマ「Modern View of Hadronic Matter」も玉垣先生のご発案だったとお聞きしています。玉垣先生はこういうキャッチフレーズを作るのもたいへん上手でした。西宮の会議では、先生から見たこの分野における研究の流れの歴史的な総括をされましたが、素粒子物理の発展も含むたいへん多岐にわたる内容で、私にとって先生の意外な側面を見た思いがしました。

先生は、核力の中間子論の研究から始まって、核力に基づいた核構造と核反応、それを敷衍した高密度核物質の研究、核力芯のクォーク-クラスターモデルによる先駆的研究、そして核物質からクォーク物質への転移過程の研究と、多くの独創的な研究によって後進を指導され、原子核の理論的研究の 1 つの時代の範を示されました。このような業績を可能にしたのは、先生の一貫した問題意識と、分野を超えた広い物理的興味、そしてなによりも先生の物理的思考センスの良さと、研究を実践するたゆまない情熱だったのではないかと思います。先生が退官された後、私は駒場に赴任し、先生とお会いする機会はありませんでしたが、先生の真摯で実践的な研究姿勢は、先生の誠実で精悍なお姿と共に、今でも私の心の中に残っています。それをこれからも大切にしたいと思います。