

カラー超伝導相

松崎 昌之

1. はじめに

2章(松井) 3章(国広)で、ハドロ物質は高温 and/or 高密度で、カラー自由度の閉じ込めからの解放、カイラル対称性の回復という相転移をすることを見た。ではその相転移後には新たな構造はなく、温度、密度(あるいは化学ポテンシャル)を変数とする相図上には単一のクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)相が広がっているのであろうか。この質問に対する答えが No であることが最近の理論的研究により明らかになってきた。低温・高密度領域にカラー超伝導相と呼ばれる相が存在することが確信されるようになってきたのである。その様子を模式的に描いたのが図1である。本章ではこのカラー超伝導相の解説を試みる。(以下では、 $\hbar = c = k_B = 1$ の自然単位系を用いる。)

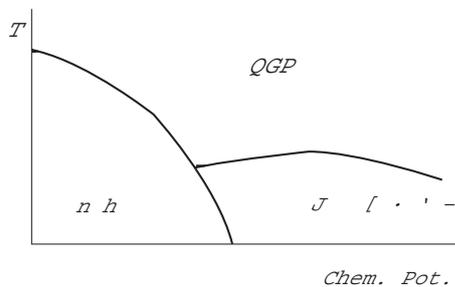


図1 u,d クォーク系の相図の概念図

2. カラー超伝導相とは?

相転移点から離れた高密度で温度が0の場合を考えよう。そこでのエネルギー・運動量の典型的なスケールは化学ポテンシャル μ あるいは Fermi 運動量 k_F であるから、それより十分小さい(カレント)クォーク質量 M_q は0とみなすことができ、更に QCD の漸近自由性により摂動的 1 グルーオン交換(OGE)相互作用が優勢になる。 $SU(3)_C$ の基本表現 3 に属するクォークがグルーオン交換によって相互作用するとき、2つのクォークの合成カラー状態は $3 \otimes 3 = 3^* \oplus 6$ より、カラー反対称 3^* 、あるいはカラー対称 6 となる。OGE 相互作用

$$V(\mathbf{r}) = \frac{\alpha_s}{4} \vec{\lambda}_{(1)} \cdot \vec{\lambda}_{(2)} \gamma_\mu^{(1)} \gamma^\mu^{(2)} \frac{1}{r}$$

中の Gell-Mann 行列の内積の値は

$$\vec{\lambda}_{(1)} \cdot \vec{\lambda}_{(2)} = \begin{cases} -8/3 & \text{for } 3^* \\ 4/3 & \text{for } 6 \end{cases}$$

となるので、この相互作用は 3^* で引力となる。

無限系ではどんな弱い引力でも BCS 不安定性*1) $|\mathbf{k}| = k_F$ までは単一粒子状態の占有数=

*1) Fermi 面以下の 2 粒子の散乱により占有確率の一部を Fermi 面以上に押し上げることによって運動エネルギーでは損をするが、相互作用エネルギーでそれを上回る得をする。有限多体系である原子核では、準位間隔の有限性のため、Cooper 対を形成するためにはある程度以上の強さの引力が必要である。

1、それ以上で0というシャープな Fermi 面が崩れて Cooper 対が形成され凝縮する— が起こる。電荷、カラー荷を持ったクォークの Cooper 対が凝縮するのであるから、電磁相互作用の意味でも強い相互作用の意味でもこの凝縮系は超伝導体になる。これがカラー超伝導現象である。ただし、4節で述べるようなやや複雑な事情がある。

2、3の先史的研究の後、カラー超伝導の最初の詳細な研究は、相対論的フェルミオン多体系における超流動・超伝導現象の1つの例として Bailin と Love¹⁾ によって行われた。そこではクォーク多体系以外に核子多体系、電子多体系が論じられている。用いられた理論的枠組みは相対論的 Ginzburg-Landau 理論で、クォーク系については1 MeV 程度の対ギャップが予言されている。相対論的電子系の研究の現状については筆者の知識不足ゆえ言及できないが、核子系、クォーク系(ただしSU(2)カラー)のいずれについても後続の研究は'90年代の初頭を待たなければならなかった。ただしこの両者の間には大きな事情の違いがあることを明記しておくべきであろう。核子系の対相関に関しては非相対論的多体論による長い研究の歴史があり、定量性が十分に確立している。核子多体系が本質的に相対論的多体系か否かについては現在も活発な論争が続いている²⁾ が、後発の相対論的多体論にとっては手本とする対象があったことは確かである。一方、クォーク系においては対ギャップの大きさのオーダーすら確立していなかったのである。更に約5年後から、核子系の超流動の相対論的研究は筆者らを含めいくつかのグループによって行われている³⁾。クォーク系に関しては、同時期(現在の隆盛を迎える前)に岩崎と岩戸によってSU(3)カラーに対する最初の微視的研究(ただし1フレーバー)⁴⁾ が行われたことは特筆すべきである。

3. u,d クォーク系

現在の隆盛は、'98年の Alford らおよび Rapp らの u,d 2 フレーバー系に対する研究^{5,6)} に端を発する。これらの研究では、インスタントン('99年

ノーベル物理学賞受賞者である't Hooft によって提唱された)を媒介とする非摂動的4-Fermi相互作用が用いられた。この相互作用もカラー反対称で引力を与える。これらの研究は、空間・スピン反対称、フレーバー反対称のチャンネルで、(中性子星のコアで実現可能という意味で)現実的な密度において約100 MeV — Bailin と Love の予言より2桁大きい—の対ギャップを与えた。この相では3つのカラーのうち2つだけが Cooper 対形成に関与するので、カラーの対称性はSU(3)からSU(2)に下がる。弱結合BCS理論によると超伝導相転移の臨界温度は $T_c \simeq 0.57\Delta(T=0)$ となるので、この結果はかなり高温でもクォーク物質は超伝導相にあることを意味する。この結果を受けて、以後、多数のグループにより非常に精力的な研究が開始された。その中には、高密度の極限での対ギャップの振る舞いがBCS理論によるものと異なることをくりこみ群の手法を用いて示した重要な研究⁷⁾ も含まれる。これらの研究はすべて、Fermi 面近傍の単一粒子状態のみが Cooper 対形成に関与するという描像^{*2)} に立脚しているが、クォーク多体系は、少なくとも現実的な密度では、Fermi 面から離れた単一粒子状態も対形成に関与する強結合対相関係である。このような系を扱うためには全運動量空間でギャップ方程式を積分しなければならない。このことは(特に飽和密度以下では)同様に強結合対相関係である核子多体系(無限核物質)での対相関を自由空間での核力を用いて記述する際には古くから認識されている⁸⁾。堀江と初田はこの描像に立つ岩崎と岩戸⁴⁾ に従ってギャップ関数の運動量依存性を示した⁹⁾。ただしここでは遅延効果(エネルギー依存性)は無視されている。

筆者は核子系での経験に基づいてこの考察を進めて、クォーク Cooper 対の空間構造を調べた¹⁰⁾。以下でそれを解説する。なお、相転移近傍では対凝縮 $\langle qq \rangle$ とカイラル凝縮 $\langle \bar{q}q \rangle$ との競合も問題となりそうだが、この競合は $M_q = 0$ では存在せず、 $M_q \neq 0$ でも対凝縮への影響は非常に小さい¹¹⁾。こ

*2) コヒーレンス長(後出)が平均粒子間隔に比べて十分大きい金属超伝導体ではこの描像が有効である。

とが知られているのでここでは無視する。核子系での事情については文献 12) 参照。有限密度系では Lorentz 共変性は破れるので、得られる対ギャップは異なる変換性の成分が混合したものとなる。ここで考察するスピン 0 対 (非相対論的研究の伝統に則って、時間反転共役状態との対として定義される; 分光学的記号では 1S_0) の場合には Lorentz スカラーとベクトル (時間成分) の混合となる。このチャンネルでのギャップ方程式は

$$\Delta(p) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \bar{v}(p, k) \frac{\Delta(k)}{E'(k)} k^2 dk,$$

ここで準粒子エネルギーは

$$E'(k) = \sqrt{(E_k - \mu)^2 + 3\Delta^2(k)},$$

単一粒子エネルギーは

$$E_k = \sqrt{\mathbf{k}^2 + M_q^2}$$

である。準粒子エネルギーの表式中の因子 3 はカラー状態が 3 つあることによる。化学ポテンシャル μ に対しては通常の近似 $\mu = E_{k_F}$ を採用する。クォーク間相互作用には Debye 遮蔽効果により縦 (電氣的) 成分のみに有効質量^{*3)} $m_E = \sqrt{\frac{4}{\pi} \alpha_s \mu^2}$ を持った OGE

$$\begin{aligned} \bar{v}(p, k) = & -\frac{\pi}{3} \alpha_s \frac{1}{pkE_p E_k} \\ & \times \left((2E_p E_k + 2M_q^2 + p^2 + k^2 + m_E^2) \right. \\ & \times \ln \left(\frac{(p+k)^2 + m_E^2}{(p-k)^2 + m_E^2} \right) \\ & \left. + 2(6E_p E_k - 6M_q^2 - p^2 - k^2) \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right| \right) \end{aligned}$$

を採用する。QCD では結合の強さ $\alpha_s \equiv g^2/4\pi$ は運動量のスケールによって変化するので、ここでは文献 9) にならって東島-Miransky 近似¹⁴⁾ と呼ばれる形

$$\alpha_s(q^2) = \frac{4\pi}{9} \frac{1}{\ln \left(\frac{q_{\max}^2 + q_c^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right)},$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{k}, \quad q_{\max} = \max\{p, k\}$$

*3) この表式にはカラー超伝導の効果は含まれていない。カラー超伝導相での Debye 遮蔽の詳細な分析は文献 13) 参照。

で赤外発散を避けるようにパラメトライズする。以下に $M_q = 10 \text{ MeV}$ 、 $q_c^2 = 1.5\Lambda_{\text{QCD}}^2$ 、 $\Lambda_{\text{QCD}} = 0.4 \text{ GeV}$ とした場合の数値計算結果を示す。

図 2(a) には Fermi 運動量の関数としての Fermi 面での対ギャップを示す。バリオ数密度と Fermi 運動量は $\rho = 2k_F^3/3\pi^2$ の関係にあるので、飽和核物質のバリオ数密度を $\rho_0 = 2(k_F)_0^3/3\pi^2$ 、 $(k_F)_0 = 1.30 \text{ fm}^{-1}$ とすると、計算値を示した範囲はおおよそ $\rho/\rho_0 \simeq 1.5 - 15$ にあたる。この範囲で対ギャップの大きさは 100 MeV 強で、密度依存性は弱いことが見て取れる。

ギャップ方程式中の因子 $\Delta(k)/2E'(k)$ を対波関数と呼び、 $\phi(k)$ と表記する。こう呼ぶ理由は以下のように理解できる¹⁵⁾。角度積分を施す前のギャップ方程式は

$$\Delta(p) = -\frac{1}{(2\pi)^3} \int \bar{v}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) u(k) v(k) d^3k,$$

これに

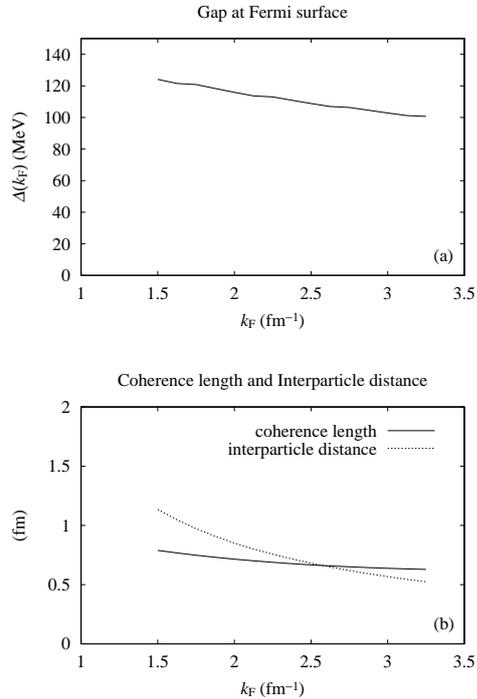


図 2 Fermi 運動量の関数としての対ギャップ及び coherence 長、平均粒子間隔 (文献 10) より転載)

$$u(k)v(k) = \frac{1}{2} \frac{\Delta(k)}{E'(k)} \equiv \phi(k),$$

$$v^2(k) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_k - \mu}{E'(k)} \right)$$

を代入すると、 $v^2(k) \ll 1$ のとき、

$$2E_p\phi(p) + \frac{1}{(2\pi)^3} \int \bar{v}(\mathbf{p}, \mathbf{k})\phi(k)d^3k \simeq 2\mu\phi(p)$$

という形になるが、ここで非相対論近似 $E_p \simeq p^2/2M_q + M_q$ を施し、静止エネルギー M_q は化学ポテンシャル μ にも含まれることと 2 粒子系の換算質量は $M_q/2$ になることを考慮すると、これは Cooper 対を形成する 2 粒子の相対運動の Schrödinger 方程式とみなせるのがその理由である。4 つの密度での $\phi(k)$ を運動量 k の関数として示したのが図 3(a) である。この量の広がり対相関に関与する単一粒子状態の範囲を表す。 $k = k_F$ から遠く離れた状態も関与していることは明白である。なお、 $\phi(k)$ の分子のギャップ関数 $\Delta(k)$ はもっと広範囲に広がっているが、 k_F から離れるに従って分母の準粒子エネルギーが増大することにより $\phi(k)$ はこのような形になる。この $\phi(k)$ を用いて定義されたコヒーレンス長

$$\xi = \left(\frac{\int_0^\infty \left| \frac{d\phi}{dk} \right|^2 k^2 dk}{\int_0^\infty |\phi|^2 k^2 dk} \right)^{1/2}$$

を図 2(b) に示す。この定義式より、この量は、Cooper 対を形成する 2 粒子の間の距離の期待値、すなわち Cooper 対の広がりという意味することがわかる。コヒーレンス長は約 0.7 fm で、対ギャップと同様に密度依存性は弱い。特筆すべき点は、コヒーレンス長が平均粒子間隔 $d = \left(\frac{\pi^2}{2} \right)^{1/3} / k_F$ と同程度であることである。このことは、クォークのカラー超伝導体は、酸化物の高温超伝導体と同様の強結合対相関系であることを意味している。低密度核子系も同様である³⁾。弱結合対相関系である金属では ξ は d より 3-4 桁大きい。なお、ここで定義された ξ は、弱結合の場合 Pippard 長 $\xi_0 = k_F/\pi\Delta(k_F)\mu \simeq 1/\pi\Delta(k_F)$ に対応する。

Cooper 対の空間構造を詳しく見るために、 $\phi(k)$ を

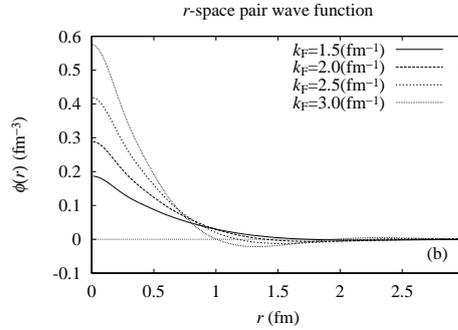
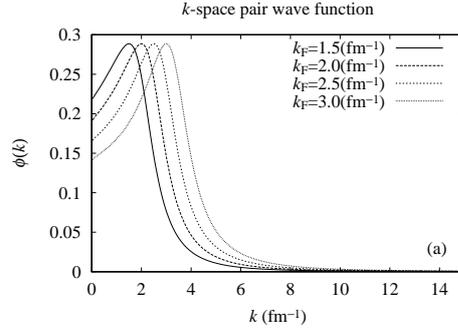


図 3 運動量空間及び座標空間での対波動関数 (文献 10) より転載)

$$\phi(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \phi(k)j_0(kr)k^2 dk$$

と Fourier 変換してみる。ここで $j_0(kr)$ は 0 次の球 Bessel 関数である。図 3(b) に対を形成する 2 クォーク間の距離 r の関数として $\phi(r)$ を示す。この図より、平均 2 乗距離の平方根にあたる ξ の密度依存性は弱くても、実空間での波動関数の形を見ると、低密度ではなだらかに広がっていたものが高密度になるにつれ短距離領域に集中してることがわかる。すなわちボソンのようになるのである。これは、図 3(a) より明らかなように、高密度では高運動量成分が増えるため、実空間では短距離でノードを打つようになるためであると理解できる。

ここで図 2(b) に戻る。コヒーレンス長と比較できる、長さの次元を持ったもう 1 つの量に London 侵入度がある。この量は相対論的な場合 $\lambda_L = \sqrt{\mu/4\pi e_s^2 \rho_s}$ と定義される。ここで e_s は Cooper 対の電荷、 ρ_s は超流動成分の数密度である。 λ_L はほぼ k_F に反比例するので、計算結果を示した範

困では 20–8 fm と大きい、すなわち第 II 種の超伝導体であるが、密度の増大につれて急速に減少するので、高密度では第 I 種の超伝導体になると考えられる。ただしこの議論には、次節で述べるような注釈が必要である。

4. u, d, s クォーク系

現在クォークには 3 世代 6 種類 (フレーバー) であると考えられている。Particle Data Group¹⁶⁾ によるとそれらの質量は軽い方から順に

$$\begin{aligned} M_u &= 1\text{--}5 \text{ MeV}, & M_d &= 3\text{--}9 \text{ MeV}, \\ M_s &= 75\text{--}170 \text{ MeV}, & M_c &= 1.15\text{--}1.35 \text{ GeV}, \\ M_b &= 4.0\text{--}4.4 \text{ GeV}, & M_t &= 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \end{aligned}$$

である。これまで u, d の 2 フレーバーのみが存在するとして話を進めてきたが、化学ポテンシャル μ が M_s と同程度になる密度では s も加えた 3 フレーバー系を考える必要がある。 $M_s < \mu \ll M_c$ ではカラーが 3 つ、フレーバーも 3 つということに由来して Color Flavor Locking (CFL) と呼ばれる新しいタイプの秩序相が可能になり¹⁷⁾、かつ、この相が基底状態になる^{18, 19)}。これは、群論の言葉では、($M_u = M_d = M_s = 0$ と見なせる場合) CFL は QGP の対称性 $SU(3)_C \times SU(3)_L \times SU(3)_R$ の部分群 $SU(3)_{C+V}$ の対称性を持つと言い表せる。以下でこの意味を説明する。

左巻き (L) 右巻き (R) 各々のヘリシティ状態に対して、カラー 3 種類 \times フレーバー 3 種類 = 9 種類のクォークが Cooper 対を形成する場合を考える。その時、対ギャップを表す行列は 2 つのクォークのカラー (a, b)、フレーバー (i, j) の添字を持ち、いずれについても反対称の場合

$$\Delta_{i,j}^{a,b} = A_k^c \epsilon^{abc} \epsilon_{ijk}$$

(ϵ^{abc} 、 ϵ_{ijk} は完全反対称テンソル) と表される¹⁹⁾ ので、独立な秩序変数はカラーとフレーバーの添字を 1 つずつ持つ 3×3 の行列 A_k^c となる。カラーの添字については $SU(3)_C$ の元 U_C によって、フレーバーの添字については $SU(3)_{L(\text{or } R)}$ の元 $V_{L(\text{or } R)}$ によって変換する。一般にはカラーのみあるいは

フレーバーのみに関する変換に関してギャップ行列は不変ではない、すなわちカラー超伝導状態は $SU(3)_C \times SU(3)_L \times SU(3)_R$ の対称性を破っているが、

$$\Delta_{i,j}^{a,b} \propto (\delta_i^a \delta_j^b - \delta_j^a \delta_i^b)$$

となる特別な場合 — CFL — には U_C と $V_{L(\text{or } R)}$ の適当な組み合わせに関してはギャップ行列が不変になる。この組み合わせは 8 通りの変換からなり¹⁸⁾、 $SU(3)_C \times SU(3)_L \times SU(3)_R$ の部分群をなす。カラーと (ベクトル型) フレーバーの変換の組み合わせからなるこの部分群を $SU(3)_{C+V}$ と呼ぶのである。

カイラル $SU(3)_L \times SU(3)_R$ 対称性が破れ、1 つの $SU(3)$ 対称性が残るという意味で CFL 相はハドロンの世界と共通点を持つ¹⁸⁾。CFL 相における素励起は表 1 のように、ハドロンと良く対応する。この表の中の質量を持つグルーオンは基本的にカラー対称性の破れに起因する。その様相をここで見てみる。クォークはカラー荷と電荷を持つので、対凝縮することにより $SU(3)_C$ と $U(1)_{EM}$ のゲージ対称性を破る。その結果 Higgs 機構により 8 つのグルーオンと 1 つの光子が質量を持つことになるはずだが、実際には 1 つのグルーオンと光子の 1 次結合のうち一方は質量 = 0 に留まるのである。これを「修正 (あるいは回転) された光子」と呼ぶ。従って 1 次結合の他方と残りの 7 つのグルーオンの計 8 つが質量を持つことになる。質量 = 0 のゲージ粒子が存在することは (カラー荷と電荷の 1 次結合からなる) 保存荷が存在することを意味する。電荷は u, d, s クォークに対して各々 $Q = 2/3, -1/3, -1/3$ であり、カラー・ハイパーチャージ (フレーバー対称性の場合のハイパーチャージに相当し、Gell-Mann 行列の 8 番目 (対角) の要素に比例) はカラーの 3 つの状態に対して $Q_8 \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \text{diag} \lambda_8 = 1/3, 1/3, -2/3$ であるので、 $\tilde{Q} \equiv Q + Q_8$ という量を考えると、これは 0, ± 1 の値をとる。 $\tilde{Q} = 0$ 同士の対、 $\tilde{Q} = +1$ と -1 の対は合成 $\tilde{Q} = 0$ となり、そのような対が凝縮しても「修正 (あるいは回転) された電

表 1 CFL 相の素励起とハドロンの対応

CFL 相の素励起	ハドロン
カイラル対称性の破れに伴う NG ボソン	π などの擬スカラーメソン
Higgs 機構により質量を持つグルーオン	ρ などのベクトルメソン
対ギャップにより有効質量を持つクォーク準粒子	核子などのバリオン

荷」 \tilde{Q} は保存される。すなわち、 $U(1)_{EM}$ 対称性が残るのである²⁰⁾。

電荷 Q を持った Cooper 対が凝縮することによって $U(1)_{EM}$ 対称性が破れた領域には磁場が侵入できなくなるのが Meissner 効果であり²¹⁾、磁場の排除の仕方によって第 I 種（完全に排除； $\xi > \sqrt{2}\lambda_L$ ）、第 II 種（量子化された磁束管の侵入を許す； $\xi < \sqrt{2}\lambda_L$ ）の超伝導体に分類される。CFL 相においては Q 自身は保存量ではなくなるので通常の意味では電磁相互作用に関しても超伝導体なのだが、電磁場 A_μ とグルーオン場の 1 つ G_μ^8 の 1 次結合のうち保存荷 \tilde{Q} に対応するものを $A_\mu^{\tilde{Q}}$ 、他方を A_μ^X と表すことにすると、 A_μ は $A_\mu^{\tilde{Q}}$ と A_μ^X の 1 次結合で表されることになり、かつ、強い相互作用と電磁相互作用の結合定数の大きさの違いに由来して近似的には $A_\mu \simeq A_\mu^{\tilde{Q}}$ と考えることができるので、通常の (Q -) 電磁場について第 I 種/第 II 種を論じることは重要ではなくなる。前節で考察した 2 フレーバー系でのカラー超伝導（3 つのカラーのうち自発的に選ばれた 2 つ—その 2 つを $Q_8 = 1/3$ とする—が関与する；2SC）の場合にも $\tilde{Q}_{2SC} \equiv Q - \frac{1}{2}Q_8$ が保存荷になるので事情は同様である^{*4)}。

本節ではここまで M_s が無視できるとして考察を進めてきたが、現実世界では $0 \simeq M_{u,d} < M_s$ である。この場合でも CFL は $SU(2)_{C+V}$ という形で生き残り、ハドロンの世界との対応づけもできる。この場合は u - d 対と $\{u$ - s 及び d - $s\}$ 対と s - s 対は非対称になる。 M_s が比較的小さければ 3 つのカラーが関与しカラー対称性、カイラル対称性が

破れた $SU(2)$ -CFL、 M_s が大きくなれば、2 つのカラーのみが関与し、 $SU(2)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ 対称性が残る 2SC が実現される。その両者の間には 1 次相転移がある²²⁾。

本節冒頭に挙げたクォーク質量の一覧を見ると、（それが実現可能かどうかは別にして）概念的には、より高密度では c 、 b 、 t クォークもカラー超伝導に関与するようになるはずである。そのような場合にも CFL と同様のカイラル対称性の破れが起こることが示されている²³⁾。

5. カラー超伝導相は実現しているか？

カラー超伝導相が実現している可能性が高いのは、（誕生直後を除く）中性子星のコアである（4 章（異）参照）。カラー超伝導相の存在と観測事実を結びつけるためには不可避免的にモデル（仮定）が介在するので結論の信頼性には検討を要するが、いくつかの試みは行われている。中性子星は他の天体と同様にその表面温度に応じたスペクトルの黒体放射を放出している。表面温度はコアでのニュートリノ放出による冷却と、内殻での熱伝導率によって決定される。一般に超流動・超伝導相が存在すれば冷却は遅くなるし、クォーク相が出現すれば早くなるのがこれまで知られているが、文献 24) は、表面温度の観測データと比べて 2SC なら矛盾しないが CFL なら冷えすぎとの結論を出している。一方、中性子星は強い磁場を持ち高速回転しているパルサーとして観測されるが、文献 20) は、中性子星からの磁場の崩壊が観測されていないことと、 $U(1)_{EM}$ 対称性のためカラー超伝導コアが長時間磁場を保持できることとの対応から、2SC でも CFL でも矛盾はないとしている。更に文献 25) では、コアでの並進対称性を破るカラー超伝導相からの渦系のピンはずれがグリッチ（パ

*4) 2SC ではカラー超伝導に関与する 2 つのカラーについては「修正されたバリオン数」 $\tilde{B} \equiv B - Q_8 = 0$ 、すなわち、カラー超伝導に関与しない第 3 のカラー（ $Q_8 = -2/3$ ）のみが \tilde{B} を担うことになるので、対称性の観点からは常流動とみなせる。

ルサーの突然の回転増)の1つの要因となり得ることを提唱している。

地上での重イオン衝突実験がめざす主な対象は、中性子星コアとは対照的な高温・低密度領域であるが、 $T_c \simeq 100$ MeV ならばカラー超伝導相が実現される可能性もあると考えられている。

6. おわりに

これまでに2、3フレーバー系で最も大きな対ギャップを示し、かつ、基底状態になるチャンネルでの温度 = 0 の場合を中心に見てきた。それ以外にも、Debye 遮蔽を受けない長距離の磁氣的 OGE によって引き起こされる(他の多体系でも知られている)角運動量を持った対²⁶⁾とか、前出の Fermi 面が異なる異種クォークが運動量を持った対を形成することにより出現する並進対称性を破った結晶的な相²⁵⁾とか、2SC で Cooper 対形成に関与しなかった第3のカラーによる2次的凝縮⁵⁾といった種々の可能性の検討が行われている。脚注3)で触れたように、カラー超伝導相での Debye 遮蔽の詳しい分析も行われている^{13, 27)}。もちろん有限温度の計算も行われている。また、CFL 相の素励起のうち、カイラル対称性の自発的破れに伴う8つの Nambu-Goldstone (NG) ボソンは、実際にはカイラル対称性はクォーク質量により陽に破れているので質量を持った‘擬 NG ボソン’になり、更に $U(1)_A$ 対称性の破れに伴うものを加えると擬 NG ボソンは9つになるが、高密度ではインスタントンが効かなくなるためハドロンの世界とは違って η' メソンにあたるものが最も軽くなること²⁸⁾等も調べられている。

Nambu-Jona-Lasinio 模型や $SU(2)$ カラー模型に対しては、格子場の理論による有限密度でのシミュレーションも行われている²⁹⁾。

本稿で概説したように、カラー超伝導相に関する研究はこの3年ほどの間に劇的に進展したが、国内ではこの分野を手がけている研究者の数はまだまだ多くない。この小文によりこのテーマに関心を持つ方が増えれば幸いである。

筆者は文献10)を執筆後、東京都立大での研究会で講演をする機会を得た。(講演前日に都立大でレフェリー・レポートを受け取った。)その集会ではこの分野で最も活発に研究を行っている研究者の1人である M. Alford の講演も行われた。この小文を執筆するにあたり、その会議録中の彼のレビュー³⁰⁾から多くを学んだ。そのことが参考文献リストに反映されている。

参考文献

- 1) D. Bailin and A. Love, Phys. Rep. **107**, 325–385 (1984).
- 2) 「多体系の場の理論の新展開」京都大学基礎物理学研究所滞在型研究会報告(素粒子論研究 **102**, no.1 (2000)).
- 3) M. Matsuzaki and T. Tanigawa, Nucl. Phys. **A**, in press; 及びそこでの引用文献.
- 4) M. Iwasaki and T. Iwado, Phys. Lett. **B350**, 163–168 (1995).
- 5) M. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, Phys. Lett. **B422**, 247–256 (1998).
- 6) R. Rapp, T. Schäfer, E. Shuryak and M. Velkovsky, Phys. Rev. Lett. **81**, 53–56 (1998).
- 7) D. T. Son, Phys. Rev. D **59**, 094019/1–8 (1999).
- 8) T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112**, 27–65 (1993); 及びそこでの引用文献.
- 9) 堀江竜一、京都大学修士論文(1999); T. Hatsuda, JAERI-Conf 99-008, 109–116 (1999).
- 10) M. Matsuzaki, Phys. Rev. D **62**, 017501/1–4 (2000).
- 11) J. Berges and K. Rajagopal, Nucl. Phys. **B538**, 215–232 (1999).
- 12) M. Matsuzaki, Phys. Rev. C **58**, 3407–3412 (1998).
- 13) D. H. Rischke, Phys. Rev. D **62**, 034007/1–22 (2000).
- 14) K. Higashijima, Prog. Theor. Phys. Suppl. **104**, 1–69 (1991).
- 15) 例えば F. Pistolesi and G. C. Strinati, Phys. Rev. B **49**, 6356–6369 (1994).
- 16) D. E. Groom et al., Eur. Phys. Jour. **C15**, 1–878 (2000).
- 17) M. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, Nucl. Phys. **B537**, 443–458 (1999).
- 18) T. Schäfer and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **82**, 3956–3959 (1999).
- 19) N. Evans, J. Hormuzdiar, S. D. H. Hsu and M. Schetz, Nucl. Phys. **B581**, 391–408 (2000).
- 20) M. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, Nucl. Phys. **B571**, 269–284 (2000).
- 21) S. Weinberg, Prog. Theor. Phys. Suppl. **86**, 43–53 (1986); 「場の量子論」(日本語版第4巻)青山秀明、

- 有末宏明訳、吉岡書店 (1999) 21.6 節.
- 22) M. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, Nucl. Phys. **B558**, 219–242 (1999).
 - 23) T. Schäfer, Nucl. Phys. **B575**, 269–284 (2000).
 - 24) D. Blaschke, H. Grigorian and D. N. Voskresensky, astro-ph/0009120.
 - 25) M. Alford, J. A. Bowers and K. Rajagopal, hep-ph/0008208.
 - 26) S. D. H. Hsu and M. Schwetz, Nucl. Phys. **B572**, 211–226 (2000).
 - 27) D. H. Rischke, Phys. Rev. D **62**, 054017/1–9 (2000).
 - 28) D. T. Son and M. A. Stephanov, Phys. Rev. D **61**, 074012/1–8 (2000).
 - 29) S. Hands et al., hep-lat/0006018; 0008027.
 - 30) M. Alford, in *Dynamics of Gauge Fields: TMU-Yale Symposium*, Ed. A. Chodos, N. Kitazawa, H. Minakata and C. M. Sommerfield, Universal Academy Press (2000), pp.227–246.

(まつざき・まさゆき, 福岡教育大学)