QCD phase transitions and possible change of the particle picture in hot and/or dense media

国広 悌二 (京大基研)

核媒質中での QCD 相転移の可能性を探求する研究のうち、これまで著者が関わったものを中心に紹介する。非摂動的な QCD 真空の上の素励起としてハドロンを捉えること、および、素励起としてのハドロンは真空の変化に応じてその性質を変え得るという観点の重要性を強調する。K 中間子-原子核の深い結合状態である赤石-山崎物質の存在可能性の意義についても言及する。

1 はじめに

QCD に基づくハドロン物理学の核心は次の事実に集約されていると言ってよい；

QCD ラングランジアンはクォークとグルーオン場で書かれているが、低エネルギー領域で観測されるのはそれらの結合状態であるハドロンのみである。これは、QCD の真空が摂動的なものではなく非摂動的に決まっているからである。そして、ハドロンはこの非摂動的真空の上の素励起である [1]。

古典 QCD ラグランジアンの持つ対称性がハドロン現象において顕わではない。たとえば、SU(3) カラーは見えていない。「閉じ込め」のためにハドロンは「真っ白」である。また、(近似的) カイラル対称性は自発的に破れている。これらも、QCD の非摂動的真空の性質として理解される。

このように、ハドロン物理学は QCD 真空およびその対称性の研究である。標語的には「ハドロン物理学は **QCD** 真空の凝縮物理学である。」このよう場の理論の真空に対する観点は１９６０年の南部の研究に始まると言ってよい [2, 3]。

そこでは [2, 3]、カイラル対称性の破れに伴い、理論のカイラル対称性のために必然的にゼロ質量の擬スカラーの粒子 (パイ中間子) が B-S 方程式の解として現れることが示されている。また、同じ理由で動的に生まれたフェルミオン (今の場合、核子) の質量の 2 倍のスカラー粒子 (シグマ中間子) が解として必然的に現れることも示されていることは注意されてよい。

さて、カイラル相転移は QCD 真空の相転移である。相転移が 2 次あるいは弱い 1 次相転移の場合、オーダーパラメータの揺らぎに対応するモードのエネルギーが減少していくこと (「ソフト化」) は物性物理や核物理などの多体問題ではよく知られていることである [4]。カイラル相転移の場合、オーダーパラメーターの揺らぎは $\langle(:\bar{q}q:)^2\rangle$ である。これは $I=0, J^{\rm PC}=0^{++}$ のモードであり、歴史的にシグマ中間子と呼ばれるているもの (PDG では f_0 中間子) である。すなわち、シグマ中間子は $T\neq 0$ あるいは $\rho_{\rm B}\neq 0$ のソフトモードである [5, 1, 6]。[1]シグマモードの振る舞いについて、上記の描像と整合的な結果が格子 QCD によっても得られている [11]；Karsch らは、スカラー感受率 $\chi_\sigma=\langle(\bar{q}q)^2\rangle$ は臨界点に近づくにつれて増大し、ポテンシャルの曲率とみなされる感受率の逆数 $\chi_\sigma^{-1}\equiv m_\sigma^{\rm gen}$ は減少していくことを示した。

[1]シグマ中間子のポールの検証とその解釈およびその SU(3) nonet のかたわれである κ 粒子については [7, 8, 9] を参照。集団モードとしてのシグマ中間子のハドロン物理学における役割については [10] を参照。

2　低エネルギーハドロン物理と QCD におけるシグマ中間子の重要性

1. パイ-パイ散乱の S-行列に様々のチャンネルに 500-600MeV の質量あたりに極が得られている [7]。この極を確立するにあたっては、カイラル対称性、ユニタリティ、交差対称性を尊重した取り扱いをすることが重要である [8, 9, 12, 13]; 図 1 を参照。

2. 重クォーク系の崩壊生成物としても観測されている [14]。

3. 上記の質量レンジのスカラー中間子は中間レンジの核力の状態によらない引力を説明するために必要である。

4. K$\rightarrow 2\pi$ 崩壊において、中間状態にシグマ中間子を考えることにより $\Delta I = 1/2$ 則を自然に説明できる [15]。

5. 集団モードとしてのシグマを考慮に入れることにより、π-N シグマ項の「実験値」$50 \sim 60$ MeV を説明することができる [16]。

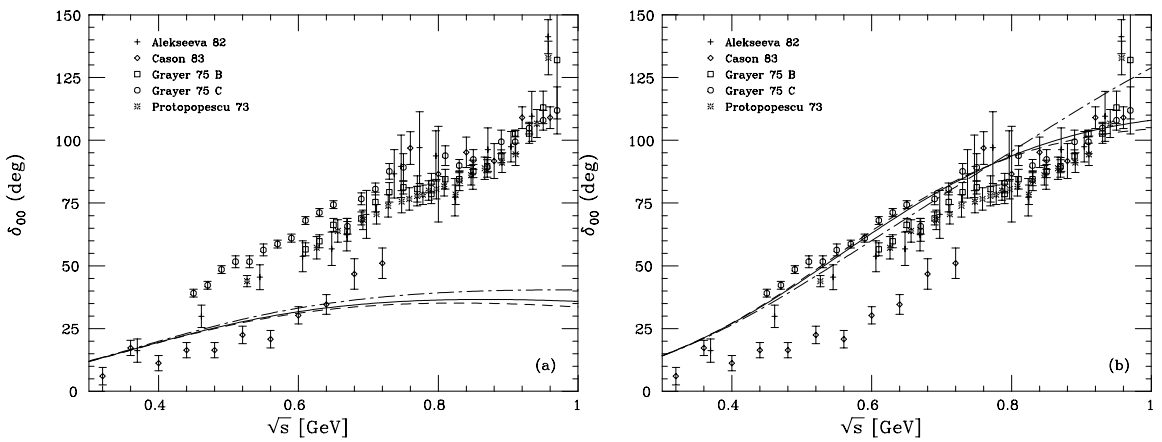

図 1: Igi-Hikasa[13] による N/D 法を用いた $I = J = 0$ チャンネルのパイパイ散乱位相差。左図は t-チャンネルのロー中間子交換のみを取り入れた場合。 実験値の半分ほどの値しか得られていない。右図はさらに s-チャンネルのシグマ中間子の寄与も取り入れた場合。実験値をよく再現している。

多くの研究者によってなされたシグマ中間子のチャンネルにおけるパイパイ散乱行列の解析の結果得られた複素エネルギー面におけるシグマの極をまとめたものが図 2 である [17]。実部が 500 MeV、虚数部が 250 MeV あたりを中心に分布していることが見て取れる。

2.1　低い質量を持つシグマ中間子をめぐる諸問題

ハドロンの構成子模型では、中間子の $J^{\rm PC} = 0^{++}$ 状態は $^3P_0$ として構成され、1 量子励起された状態であり、予想される質量は 1.2 から 1.6GeV ということになる。したがって、観測されているシグマ中間子の質量を得るには何らかの機構が必要になる。提案されているものとしては；

1. ダイクォーク間のカラーの磁気的相互作用；Jaffe[18] は MIT バッグ模型の波動関数を用いて、$\rm qq\bar{q}\bar{q}$ の配位に対してカラー磁気相互作用が 600MeV もの引力をもたらすことを示した。

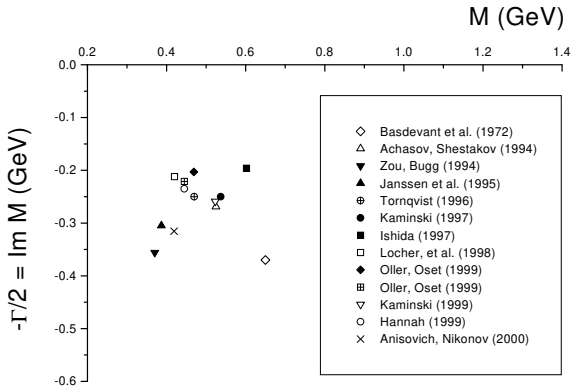

図 2: パイパイ散乱の位相差解析から得られる複素エネルギー面上のシグマの極の一覧 [17]。

そして、質量が 1 GeV 程度以下のスカラー中間子はすべてこのような 4 クォーク状態であろうとの考えを述べた。

2. パイ中間子と同様、集団モード性により低い質量を説明する。パイ中間子の「軽さ」も構成子模型ではやはり説明できないことに注意。この集団運動性はカイラル対称性により保証される。[3, 5]

3. 2 パイ中間子の分子共鳴。これは、NG ボソンだけで書かれた非線形シグマ模型でシグマをパイ-パイ散乱の共鳴として記述できることに動機つけられている [19]。

2.2 格子 QCD による研究

以下ではスカラー協同研究グループ [20] による格子 QCD による結果を紹介する。

これはフェルミオンをダイナミカルに扱う、いわゆるフル QCD の計算である。ウィルソンのフェルミオンの作用を用い、ゲージ場は簡単なプラケット作用を用いている。カレントクォーク質量の逆数に対応する κ は $\kappa = .1846, .1874, 1891$ の 3 種類を用いている。クォーク線が消えグルーオンだけの中間状態となる、いわゆる非連結ダイアグラムを計算するために Z_2 ノイズ法を用いている。格子の大きさは $8^3 \times 16$, $\beta = 4.8$ である。結果は図 3 に与えられている。

シグマ中間子はこの計算で使われたクォークの質量の範囲ではロー中間子と縮退している。それでも、$2m_\pi$ の閾値よりは低いことは注意されるべきである。カイラル極限では、この閾値よりも小さくなり、たいへん小さい質量を持つシグマ中間子が予想されることになる。しかし、実際の計算自体はカイラル極限からはかなり離れたところで行われているのでこの「長躯」の外挿がどれほど信頼できるものであるかは残念ながら不明である。

さて、この低い質量の物理的起源についてのヒントを得る上で上の右図は興味深い。すなわち、クォークの非連結ダイアグラムがほとんどの寄与を占めている。構成子模型に整合的なダイアグラムはクエンチ近似では取り入れられる。このダイアグラムはクエンチ近似では現れない。逆に、連結ダイアグラムを入れた計算では $\mathrm{q\bar{q}}$ の対生成の寄与を取りれることができ、自然に、4-クォーク状態やパイパイの分子状態あるいはリングの繋がった集団運動状態を取り入れることができる。

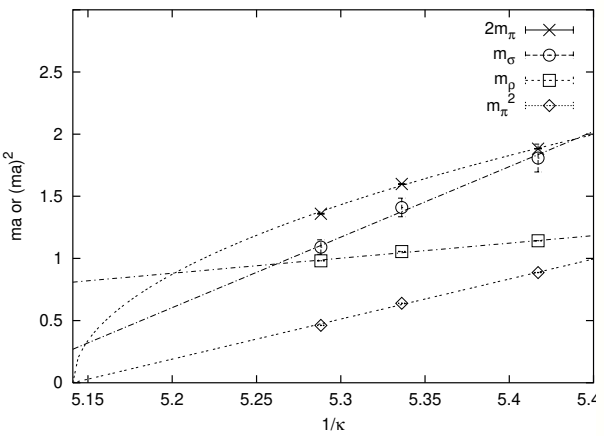

図 3: 格子 QCD で得られた中間子の質量の「カレントクォーク質量」依存性。カーブは下から、m_π^2, m_ρ, m_σ そして $2m_\pi$ である。パイ、ロー、シグマ中間子の κ 依存性。カイラル極限は $\kappa = .195(3) \equiv \kappa_c$ で与えられる。

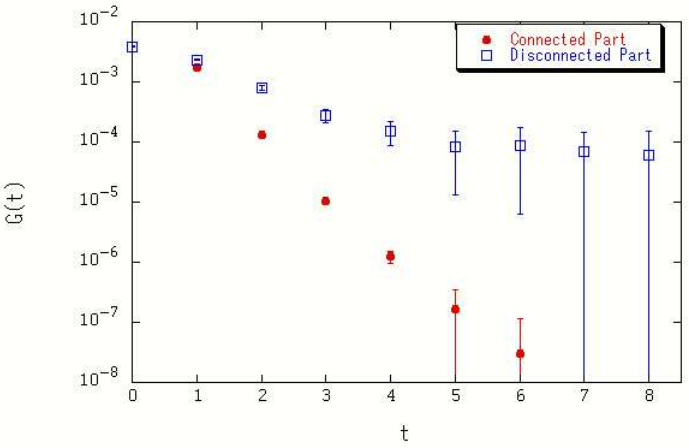

図 4: シグマの伝播子へのクォークの連結および非連結項の寄与。$\kappa = .1874$ の場合。連結項の方が非連結項よりも何桁も大きく、シグマ伝播子はほとんど前者の寄与によることが分かる。

残念ながら本格子計算 [20] では、これらのうちどの成分がシグマの波動関数で支配的であるかを決定することはできない。今後の興味深い課題である。

3　有限核でのカイラル対称性の部分的回復とシグマ中間子的モード

核媒質中、特に、有限原子核中での現象としてカイラル対称性の (部分的) 回復の可能性を探求する課題は現在ホットな話題となっている [1, 21, 22]。有限核でのカイラル対称性の可能な部分的回復およびシグマ中間子の検証を目的として、有限核にシグマ中間子を創生する実験が提案された [23, 10]。自由空間でシグマ中間子を同定することは簡単なことではないが、カイラル対称性が部分的に回復している可能性のある原子核中ではより明確にこの同定が行われ得るかもしれない [23, 10]。

しかしながら、一般に有限密度系にハドロンを作ったとき、そのハドロンがその同一性を保持するとは限らない。 まわりの粒子と強く相互作用し「分解」し得るからである。そもそも、シグマ中間子の場合、自由空間でも $\sigma \leftrightarrow 2\pi$ の過程を含めなければ、その記述は現実的ではないことにも注意しよう。このような場合、物理的に意味のある観測量はスペクトル関数 $S(\omega, q)$ である。これは、そのハドロンと同じ量子数およびエネルギー ω と運動量 q を系に与えたときに、系の応答を与える応答関数の虚部に等しい。

最近、CHAOS グループ [24] は質量数 A が 2 から２０８わたる原子核を標的とする反応 $M^A_{\pi^+\pi^\pm}$ から得られる $\pi^+\pi^\pm$ の不変質量のスペクトルを計測し、次のような興味深い結果を得ている : $A = 2$ のとき、すなわち重陽子が標的の場合、$M^A_{\pi^+\pi^-}$ が $2m_\pi$ 閾値付近ではスペクトル関数はほとんど

0 に等しいが、A の増大に伴い、$I = J = 0$ チャンネルでは劇的に増大する。このような増大は $\pi^+\pi^+$ 対にたいしては見られないちなみに、この実験は核媒質中での π-π 相関 [25] を探求するのが動機であった。

有限密度系でのカイラル対称性の回復に伴い、このようなスペクトル関数の増大が期待できることが、簡単な線形シグマ模型による計算にもとづき初田、清水および国広 (HKS) によって指摘された [26]: カイラル対称性が回復していくとき、シグマ中間子の質量の減少に対応するスペクトル関数のソフト化に伴い、$2m_\pi$ の閾値付近でスペクトル関数が顕著に増大する。興味深いことは、この増大がカイラル対称性の比較的わずかな回復によっても見られることである。[2]

一方で CHAOS グループのデータを真空の可能な変化に依拠せず、全く多体論的効果のみによって説明できるという主張もある [27]。さらに、Crystal Ball グループ [29] と CHAOS グループの間にスペクトル関数の閾値付近での増大の実験的な存在自体についても論争があった。これらの論争の決着を見るためにはまず、他のプローブ、たとえば、より透過能の大きいガンマ線を入射粒子とし、$2\pi^0$ や 2γ を計測する実験が有効である [1, 26]。

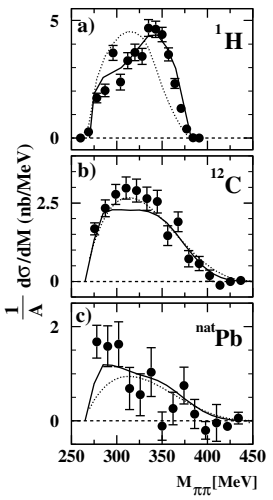

図 5: 原子核を標的とする光-2 パイ反応の微分断面積 [30]。入射光子のエネルギーは 400 - 600 MeV の範囲である。

実際、ガンマ線を入射粒子とし、$2\pi^0$ を計測する実験が TAPS グループ [30] により行われ、図 5 に見られるように、より明確な形でのシグマチャンネルでのスペクトル関数のソフト化を示された。有限の運動量移行を伴う反応の場合、有限密度で起こる scalar-vector 混合による軽粒子対を計測することも意味がある [10]。さらに、(d, t) あるいは (d, ^{3}He) 反応は入射束が大きいので、可能なシグマ中間子的原子核 (σ mesic nuclei)、の生成に使えるかもしれない [31]。

HKS の計算は線形シグマ模型に基づいて行われた。シグマの自由度をあらわに含まない非線形表現において、シグマチャンネルのソフト化がどう記述されるかは興味ある課題である。この課題は慈道ら [32] によってなされた：線形シグマ模型から出発し、カイラル場を $M = SU$ と極分解する。ここで、U は SU(2) の行列、振幅 S はスカラー場を表す。S で記述される粒子の質量を重

[2] カイラル対称性の回復に伴う $2m_\pi$ の閾値付近でスペクトル関数の顕著な増大は、有限温度の場合にはすでに示されていた [28]。

いとして消去すると非線形表現が得られる。このとき分かったことは、新しい頂点関数が現れること、その頂点関数のために媒質中のパイ場の波動関数のくりこみがおこり、それは次のように媒質中でのパイ中間子崩壊定数の減少を引き起こすということである；

$$f_\pi \ \rightarrow \ f^*(\rho) \equiv f_\pi(1 - g\rho/f_\pi m_\sigma^2).$$

ここで興味深いのは次の事実である。最近、実験的に導き出された異状に大きい強い相互作用による斥力方向のエネルギーのずれ [33] は媒質中でのパイ中間子崩壊定数 $f_\pi^*(\rho)$ の減少可能性と関連して盛んに議論されている [34, 33, 35]。有限密度系において $f_\pi^*(\rho)$ が減少していると議論はカイラルダイナミクスにもとづいて [36, 37] で議論されている。理論的に興味深い点は $f_\pi^*(\rho)$ の減少は媒質中でのパイ場の「波動関数くりこみ」に関係しているということである [37, 35]。

その後、HKS の仕事 [26] はカイラルダイナミックスと N/D 法 [38] を有限密度・温度の場合に拡張することで基礎付けされるとともに、カイラル対称性の部分的な回復に伴い、スカラーとベクターの両チャンネルで同時にスペクトル関数のソフト化が起こることが横川 [39] らによって示された: 慈道ら [32] の仕事に基づき、平均場のレベルの近似として媒質中でのカイラル対称性の回復を $f_\pi^*(\rho)$ の減少により表現すると、媒質中のシグマのチャンネルのポールが原点に近づく (ソフト化する) ことが示された。興味深いことはベクターのロー中間子のチャンネルでも同様のソフトが怒っていることである;　つまり、媒質中でカイラル対称性の回復が起こるとき、シグマとローの同時のソフト化が起こることが示唆される。それは、各チャンネルにおけるスペクトル関数の振る舞いにも現れている。

高温・高密度でのカイラル対称性の (部分的) 回復の証拠とみなせる現象はスカラーチャンネルだけでなく、ベクターチャンネルでも存在する；一つは CERES グループの見つけた高エネルギーイオン衝突により創成される物質から放出される軽粒子対のスペクトルの 400 から 600MeV 領域に見られる収量の異状な多さであり [40]、もう一つは KEK での陽子-核反応により核中に生成されたベクトル中間子からの崩壊物として観測される、やはり、軽粒子対のスペクトルのソフト成分の有意な存在である [41]。これに関係した理論的な研究については [42] を参照。

4　要約と結語

QCD におけるカイラル相転移のオーダーパラメータの量子ゆらぎはシグマ中間子と呼ばれる。最近のパイパイ散乱の位相差解析や重いクォークの崩壊生成物として質量が 500-600 MeV のシグマ中間子の存在の実験的証拠が積み重なっている。この解析においては、カイラル対称性、解析性、交差対称性等を尊重することが肝要である。

ダイナミカルなクォークを含む格子 QCD のシミュレーションでは、ロー中間子と縮退しているシグマ中間子の存在を示している。軽い質量のシグマのシグナルが出るためには、クォークの非連結図による寄与が本質的であり、構成子クォーク模型的なクェンチ近似では得られない。

$f_\pi^*(\rho)$ の減少として表現される核媒質中におけるカイラル対称性の可能な部分的な回復はシグマモードとローモードの「ソフト化」を導くことが様々のカイラル模型で示されている。

$f_\pi^*(\rho)$ の減少は媒質中でのパイ中間子場の波動関数くりこみに密接に結びついている。　この波動関数くりこみが生み出すカイラル対称性の実効的な回復の重要性は深く結合したパイ中間子原子核で観測されている「異常な」斥力の起源と関連しても議論されている。

有限密度系でのハドロンダイナミクスはカイラル対称性や背景にある QCD の相転移に関係して興味深い。特に、ストレンジネスが関係したものとしては、K^--陽子間の強い引力の生み出す物理

の問題がある [43]。赤石-山崎が予言し [44]、最近そのような状態が実験的に生成されたとの報告 [45] がなされた、強結合した K 中間子原子核の存在 (可能性) は次の意味で重要である：(1) 核媒質中でのカイラルダイナミクスの試金石を与える。(2) 標準核密度 ρ_0 を大きくかけ離れた高密度でのハドロン物質を地上で実現し、これまで大幅な外挿でしか議論できなかった中性子星の内部構造などの物理に確固とした足場を与える。(3) 予言されるほどの密度であれば、カイラル対称性が回復したハドロン物質が実現している可能性があるだろうし、もしかしたらクォーク物質が地上で実現するかもしれない。すると、中性子星物質だけでなく中性子星内部の可能なクォーク物質やクォーク星の物理に対する情報が地上の実験で得られることになる。

また、一般に有限密度系では [46, 47] で強調されたように、スカラー $\bar{q}q$ とベクターチャンネル $\bar{q}\gamma^0 q$ の相関が混合する。したがって、核媒質のカイラルな性質を調べるには常に、スカラーとベクターの混合の問題を考慮に入れることが重要である。

これまで、カイラル対称性の回復の問題にからめて中間子についてのみ議論を行ってきた。重粒子のパリティ二重項とからめて議論されていることを言及しておく [48]。

最後に、核物質の基礎理論の確固とした足場の上にハドロン-核物質における **QCD** 相転移の問題にも新たな地平を切り開かれつつある赤石さんが、定年後もますますご活躍を続けられることをお祈りして筆をおきます。

なお、この研究は文部科学省の科学研究費補助金 (課題番号 14540263) の助成を受けている。

参考文献

[1] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rep. **247** (1994), 221.

[2] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960), 380.

[3] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) , 345, ibid **124** (1961), 246.
これの背景となる超伝導におけるゲージ不変性についての次の論文も参照：
Y. Nambu, Phys. Rev. **117** (1960), 648.

[4] P. W. Anderson, *Basic Notion of Condensed Matter Physics* (Benjamin, California, 1984);
原子核物理学におけるソフトモードの可能な例としてはパイ中間子凝縮の前駆モードとしてのスピン-アイソスピン巨大共鳴がある； T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **65** (1981), 1098.

[5] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **74** (1985), 765; Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 158; Phys. Lett. **B185** (1987), 304.

[6] T. Hatsuda and T. Kunihiro, the proceedings of IPN Orsay Workshop on Chiral Fluctuations in Hadronic Matter, September 26- 28, 2001, Paris, France, `nucl-th/0112027`.

[7] N. A. Törnqvist and M. Roos, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 1575;
M. Harada, F. Sannino and J. Schechter, Phys. Rev. **D54** (1996), 1991; S. Ishida et al., Prog. Theor. Phys.**98** (1997), 1005; J. A. Oller, E. Oset and J. R. Peláez, Phys. Rev. Lett.

80 (1998), 3452; G. Mennessier, Z. Phys. **C16** (1983), 241; E. Van Beveren et al., Z. Phys. **C30** (1986), 615; S. Minami, Prog. Theor. Phys. **81**(1989), 1064.

[8] The proceedings of Workshop at Yukawa Institute for Theoretical Physics, "Possible Existence of the σ-meson and Its Implications to Hadron Physics", KEK Proceedings 2000-4, (2000), ed. by S. Ishida et al.

[9] グルーボールも含めたスカラー型ハドロンについての総合報告としては次のものが比較的よくまとまっている：F. E. Close and A. Törnqvist, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), R248. また、次のプロシーディングスも有用である；"SCALAR MESONS An Interesting Puzzle for QCD", AIP conf. Proceedings vol. 688, Ed. by A. Fariborz, (AIP, 2003, N.Y.)

[10] T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. Supplement **120** (1995), 75.

[11] F. Karsch, Lect. Notes in Phys. **583** (2002), 209 (`hep-lat/0106019`).

[12] t-チャンネルの役割についての論争：
N. Isgur and J. Speth, Phys. Rev. Lett. **77**, (1996), 2332; N. A. Torngvist and M. Roos, *ibid* **77** (1996), 2333, また、G. Colangelo, J. Gasser, H. Leutwyler, Nucl. Phys. **B603** (2001),125; Z. Xiao and H. Zheng, Nucl. Phys. **A695** (2001),273、も参照。

[13] K. Igi and K. Hikasa, Phys. Rev. **D59** (1999), 034005.

[14] E. M. Aitala et al, Phys. Rev. Lett. **86**, 770 (2001).

[15] T. Morozumi, C. S. Lim and I. Sanda, Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 404; M. Uehara, Prog. Theor. Phys. **110** (2003), 769, およびそこで引用されている論文。

[16] T. Kunihiro and T. Hatsuda, Phys. Lett. **B240** (1990), 209; T. Hatsuda and T. Kunihiro, Nucl. Phys. **B387** (1992), 715.

[17] Z. Xiao and H. Zheng, Nucl. Phys. **A695** (2001),273、

[18] R. J. Jaffe, Phys. Rev. **D15**, 267 (1977);
M. Alford and R. L. Jaffe, Nucl. Phys. **B578**, 367 (2000);
D. Black, A. H. Fariborz, F. Sannino and J. Schechter, Phys. Rev. **D59**, 074026 (1999),

[19] たとえば、 J. A. Oller, E. Oset and A. Ramos, Prog. Part. Nucl. Phys. **45**, 157 (2000).

[20] SCALAR Collaboration(S. Muroya, A. Nakamura, C. Nonaka, M. Sekiguchi, H. Wada and T. Kunihiro), `hep-ph/0310312`, in press in Phys. Rev. **D**, (2004).

[21] G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rep. **269**, 333 (1996).

[22] T. Kunihiro, A. Hosaka and H. Shimizu ed. Prog. Theor. Phys. Suppl. **149** (2003).

[23] T. Kunihiro, Japan-China joint symposium, " Recent Topics on Nuclear Physics", Tokyo Institute of Technology, 30 Nov - 3 Dec, 1992, (`nucl-th/0006035`).

[24] F. Bonutti et al. (CHAOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 603; Nucl. Phys. **A677**, (2000), 213.

[25] P. Schuck, W. Norönberg and G. Chanfray, Z. Phys. **A330**(1988), 119; G. Chanfray, Z. Aouissat, P. Schuck and W. Nörenberg, Phys. Lett. **B256** (1991), 325. Z. Aouissat, R. Rapp, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, Nucl. Phys. **A581** (1995), 471; R. Rapp, J. W. Durso and J. Wambach, Nucl. Phys. **A596** (1996), 436.

[26] T. Hatsuda, T. Kunihiro and H. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 2840.

[27] Z. Aouissat, R. Rapp, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, Nucl. Phys. **A581** (1995), 471; R. Rapp, J. W. Durso and J. Wambach, Nucl. Phys. **A596** (1996), 436; R. Rapp et al, Phys. Rev. **C 59** (1999), R1237; M. J. Vicente-Vacas and E. Oset, Phys. Rev. **C60** (1999), 064621;
次の文献も参照のこと、
Z. Aouissat, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, Phys. Rev. **C61** (2000), 12202.

[28] S. Chiku and T. Hatsuda, Phys. Rev. **D58** (1998), 076001; M. K. Volkov, E. A. Kuraev, D. Blaschke, G. Roepke and S. M. Schmidt, Phys. Lett. **B424** (1998), 235.

[29] A. Starostin et al, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 5539.

[30] J. G. Messchendorp et al, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 222302.

[31] S. Hirenzaki, H. Nagahiro, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Nucl. Phys. **A710** (2002), 131.

[32] D. Jido, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rev.**D63** (2001), 011901.

[33] T. Yamazaki et al, Phys. Lett. **B418** (1998), 246; H. Gilg et al., Phys. Rev. **C62** (2000), 025202; K. Itahashi et al, Phys. Rev. **C62** (2000), 025202.

[34] W. Weise, Acta Phys. Polon. **B31** (2000), 2715;
P. Kienle and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B514** (2001),1.

[35] E. Kolomeitsev, N. Kaiser and W. Weise, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 092501.

[36] V. Thorsson and A. Wirzba, Nucl. Phys. **A589** (1995), 63; A. Wirzba and V. Thorsson, `hep-ph/9502314`;
A. Wirzba, Prog. Part. Nucl. Physics, **50** (2003), 217.

[37] U. Meissner, J. A. Oller and A. Wirzba, Ann. Phys. **297** (2002), 27; J. A. Oller, Phys. Rev. **C65** (2002), 025204.

[38] G. F. Chew and S. Mandelstam, Phys. Rev. **119** (1960), 467:
K. Igi and K. Hikasa, Phys. Rev. **D59** (1999), 034005.

[39] K. Yokokawa, T. Hatsuda , A. Hayashigaki and T. Kunihiro , Phys. Rev. **C66** (2002), 022201.

[40] G. Agakichiev et al., Nucl. Phys. **A661** (1999), 23; J. P. Wessels et al, Nucl. Phys. **A715** (2003),262c.

[41] K. Ozawa et al., Phys.Rev.Lett. **86** (2001), 5019.

[42] R. D. Pisarski, Phys.Lett. **B110** (1982),155; G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991), 2720; T. Hatsuda and S.-H. Lee, Phys. Rev. **C46** (1992) ,34.

[43] T. Waas and W. Weise, Nucl. Phys. **A 625** (1997), 287.

[44] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. **C65** (2002), 044005;
Y. Akaishi, A. Dote and T. Yamazaki, Prog. Theor. Phys. **149** (2003), 221.

[45] M. Iwasaki et al., `nucl-ex/0310018`.

[46] T. Kunihiro, Phys. Lett. **B271** (1991), 395; see also , "CONFINEMENT 2000", ed. by H. Suganuma et al, (World Scientific, 2001) p.287; `hep-ph/0007173`.

[47] Y. Hatta and T. Ikeda, Phys. Rev. **D67** (2003), 014028;
H. Fujii, Phys. Rev. **D67** (2003), 094018.

[48] C. DeTar and T. Kunihiro, Phys. Rev. **D39** (1989), 2805;
D. Jido, M. Oka, and A. Hosaka, Prog. Theor. Phys.**106** (2001), 873.