テンソル力を含む有効核力とスピン・アイソスピンモード
— パイ中間子凝縮再訪 —

国広 悌二　(京大基研)

1　序

核力の最も著しい特徴は強いテンソル力と短距離斥力である。テンソル力は 2 核子のスピン $\boldsymbol{\sigma}_{1,2}$ と相対位置座標 $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$ の方向 $\hat{\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{r}/r$ それぞれについての 2 階のテンソルから作ったスカラー演算子に依存する演算子 $S_{12}(\hat{\boldsymbol{r}}) = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{r}}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$, に比例する相互作用である。また、このことがテンソル力という名前の由来である。このテンソル力とパウリ原理の織り成すダイナミックスが原子核の特異な存在様式や原子核の複雑な運動様式を与える。たとえば、原子核物質の結合エネルギーと密度の飽和性や軽い核におけるアルファクラスター構造の出現はそのように理解される典型例である。

この報告では、QCD におけるテンソル力の意義に簡単に触れた後、核媒質中においてテンソル力が直接的な寄与をする相であるパイ中間子凝縮の紹介とその有限核での前駆モードについて (未発表部分も含む) 以前私が行った研究について述べる。

2　テンソル力と QCD[1]

テンソル力の起源は 1 パイ中間子交換力であり、 1 パイ中間子交換力がこのスピンダイポール-ダイポール相互作用を生むのはパイ中間子が擬スカラー粒子のためである。パイ中間子の質量が他のハドロンに比較して格段に小さいことを反映して原子核物質が飽和する密度は $\rho_0 = .17\mathrm{fm}^{-3}$ と低くなる。パイ中間子が軽い擬スカラー粒子であるのは QCD の持つカイラル対称性の自発的破れに伴う南部-ゴールドストーンボソンだからである。このことは原子核の存在（すなわち、われわれの存在）およびその性質が QCD の基本的性質の一つであるカイラル対称性の反映であることを示唆している。

パイ中間子と核子の結合は pv-結合 $\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\tau^k\psi\partial_\mu\varphi_k$ で与えられる[1] 。この非相対論的極限は $\psi^\dagger\boldsymbol{\sigma}\tau^k\psi\nabla\varphi_k$ となる。これから、核子間の 1 パイ中間子交換力のフーリエ成分の分子は $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{q})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \boldsymbol{q}) = 3S_{12}(\boldsymbol{q}) + \frac{1}{3}q^2\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$ となり、第 1 項がテンソル力を、第 2 項が中心力（デルタ関数部分を含む）を与える。

実際には、核子間の中間レインジではロー中間子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る。「ベクトル中間子支配仮説（Vector-Meson Dominance hypothesis)」に基づく核子の電磁形状因子の分析に基づけば、アイソベクターのロー中間子と核子の結合はテンソル型、$\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\tau^k\psi(\partial^\mu\rho_k^\nu - \partial^\nu\rho_k^\mu)$、アイソスカラーのオメガ中間子はベクトル結合 $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\omega_\mu$ が支配的である。このうち、テンソル結合の非相対論的極限はフーリエ成分は $(\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{q}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \boldsymbol{q}) = -3S_{12}(\boldsymbol{q}) + \frac{2}{3}q^2\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$ となり、ロー中間子交換力が OPEP と逆符号のテンソル力を与えることが分かる（中心力は同符号)。このようにして、現実的核力においてはパイ中間子交換とロー中間子交換の競合でテンソル力の強さとレインジが定まることになる。

QCD とテンソル力との関連について簡単な注意：

1. 上記の議論の基礎となった、Vector meson dominance の成立起源は QCD のカイラル対称性の自発的破れを前提として、「隠れた局所対称性 (Hidden Local Symmetry)」の理論により部分的な説明を行うことができる [2]。
2. 実は、核力を記述するのに必要なロー中間子-核子結合定数は電磁構造から引き出されるものの 2 倍ほどになっている。この違いの起源は核子の内部構造を反映したものでカイラル対称性が重要な役割を果たしているかもしれない [3]。

---

[1] これはカイラル対称性の非線形表現を取ったことを意味する。ps-結合 $\bar{\psi}i\gamma_5\tau^k\psi\varphi_k$ の場合はシグマ中間子を同時に導入してカイラル対称な形にしておかなければならない。

3　パイ中間子凝縮とテンソル力

ここでの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 $\langle \varphi_k \rangle \neq 0$ を持つことである。ここではまず、π-N 結合だけを考えた場合の次の簡単なハミルトニアンを用いて、パイ中間子凝縮の基本的事項を復習する [4]：

$$
\begin{aligned}
H &= \int d\boldsymbol{x} \left[\psi^\dagger(x) \hat{T} \psi(x) + \tilde{f} \cdot \psi^\dagger(x) \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\tau}^k \psi(x) \nabla \varphi_k(x) + 1/2 \cdot \{ \dot{\varphi}^2 + (\vec{\nabla}\varphi)^2 + m_\pi^2 \varphi^2 \} \right], \\
&= H_N + H_{\pi-N} + H_\pi. \qquad (3.1)
\end{aligned}
$$

ここに、$\hat{T} = -\nabla^2/2m_N$ は核子の運動エネルギー項であり、$\tilde{f} = f/m_\pi$ とおいた.

中性パイ中間子凝縮に以下話を限る；$\varphi_0 \neq 0$. この場合、平均場近似での運動方程式は

$$
i\partial_t \psi(x) = \left[\hat{T} + \tilde{\boldsymbol{f}} \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\tau} \nabla \langle \varphi_0(\boldsymbol{r}) \rangle \right] \psi(x), \qquad (3.2)
$$

$$
(\nabla^2 - m_\pi^2) \langle \varphi_0(\boldsymbol{r}) \rangle = \tilde{f} \nabla \cdot \boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}), \qquad (3.3)
$$

ここに、$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}) \equiv \langle \psi^\dagger(x) \boldsymbol{\sigma} \tau_3 \psi(x) \rangle$ は核子系の作るスピン・アイソスピン密度であり、その空間微分がパイ場の源（ソース）になっている。したがって、方程式 (3.3) は、パイ凝縮 ($\langle \varphi_0 \rangle \neq 0$) が実現するためには核子系が構造相転移を起こし、空間座標に依存するスピン・アイソスピン密度が実現していなければならないことを示している；$\nabla \cdot \boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}) \equiv \langle \psi^\dagger(x) \boldsymbol{\sigma} \tau_3 \psi(x) \rangle \neq 0$. 逆に、パイ凝縮相での核子系は古典場としてのパイ場と p-波結合しているために 1 核子の固有状態 $\phi_\alpha(x)$ は軌道核運動量の混合が起こっている。実現する古典パイ場が 1 つの波数で特徴付けられるサインまたはコサイン三角関数で表されるとき、対応する核子系の構造は「交代的層状スピン (Alternating-Layer Spin; ALS) 構造」と呼ばれた。

パイ中間子凝縮相が核子系のスピン・アイソスピン秩序相になっていることは、そのエネルギーの表式にも表れ、系のエネルギーのうち、核子系の運動エネルギー以外の項は次の 2 通りで書ける [4]：

$$
\begin{aligned}
\langle H_{\pi-N} + H_\pi \rangle &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta}^{\mathrm{occ}} \langle \phi_\alpha(1) \phi_\beta(2) | V^\pi(1,2) | \phi_\alpha(1) \phi_\beta(2) \rangle, \qquad (3.4) \\
&= -\frac{1}{2} \int d\boldsymbol{x} \{ (\nabla \varphi_0(\boldsymbol{r}))^2 + m_\pi^2 \varphi_0(\boldsymbol{r})^2 \}. \qquad (3.5)
\end{aligned}
$$

前者の表式は核子の波動関数のみで書かれていて核子系の構造相転移の側面を、後者はパイ場のみで書かれていてパイ中間子の凝縮という側面を強調したものになっている。

具体的に上記の結合方程式を解いて核子系の波動関数を具体的に求め、エネルギーを計算した分析結果によると、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)」であることが分かった。

実際は、内側のレインジでロー中間子凝縮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、パイ-核子系と強く結合するバリオン共鳴状態 $\Delta_{33}(1232)$ が基底状態で核子と混合することになり、パイ凝縮相での重粒子系は核子 N とデルタ共鳴 Δ 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る。このことが凝縮実現に必要なエネルギー利得を供給し対称核物質の場合、臨界密度 $\rho_c \simeq 2.2\rho_0$ あたりでパイ中間子凝縮が起こることが示されている。そこでも、デルタ共鳴との結合により数 10 パーセント増大したテンソル力がパイ凝縮相のほとんどのエネルギー利得を与えていることには変わりがない。

4　波数依存スピン・アイソスピン対称エネルギーとパイ中間子凝縮臨界条件

無限の核媒質中でのパイ中間子凝縮は標準核密度では起こっていないが、その臨界密度は比較的低いことが示唆された。有限の原子核でのその前駆的なモードを見ることはできないであろうか？ここでは、

無限系での結果を有限系での情報に焼きなおし、パイ凝縮がスピン・アイソスピン巨大共鳴（池田共鳴[5]）として実現する可能性を考察する。そのために、ある流体模型 (拡張された Steinwedel-Jensen 模型）を用いる。そこで必要な量はモードの復元力である。パイ凝縮につながるモードの場合、それは（波数に依存する）スピン・アイソスピン対称エネルギーと呼ぶべきものになる。

4.1 「極小模型」での臨界条件

まず、簡単のために前節で用いたハミルトニアンに短距離相関を「まねる」ランダウ-ミグダル項 $H_{LM} = \int d\boldsymbol{x} g'/2 \cdot (\psi^\dagger(x)\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}\psi(x))^2$ を付加した「極小模型」で考察してみる [6]。

前節で見たように、パイ中間子凝縮は系に自発的にスピン・アイソスピン ($\sigma\tau$-) 密度波ができた状態である。臨界密度以下の密度では、系に $\sigma\tau$-密度波を作ろうとすると余分なエネルギーが必要になる。これが $\sigma\tau$-モードの回復力 (restoring force) の起源である。以下では、自己無撞着平均場理論を適用し臨界条件とこの回復力を求める。

無限系では波数がよい量子数になるので、系にある z 軸方向の波数ベクトル $\boldsymbol{q} = q\hat{z}$ を持った $\sigma\tau$-密度波ができるように外場を掛ける：すなわち、系に次のハミルトニアンを付加される: $\lambda H_{\rm ex} = \lambda \int d\boldsymbol{x}\hat{F}(\boldsymbol{x})$、ただし、$\hat{F}(\boldsymbol{x}) = \psi^\dagger(x)\sigma_z\tau_3\psi(x)\cos qz$. ここで λ は外場の大きさを測るメジャーである。全ハミルトニアン $H_\lambda \equiv H + \lambda H_{\rm ex}$ の基底状態を $|\lambda\rangle$、そのエネルギー固有地を E_λ と書く；$H_\lambda|\lambda\rangle = E_\lambda|\lambda\rangle$. $|\lambda\rangle$ は系にスピン・アイソスピン密度波ができた状態である。この状態での系固有のエネルギーは $E(\lambda) = \langle\lambda|H|\lambda\rangle$ で与えられ、真の基底状態とのエネルギー差 $\delta E = E(\lambda) - \langle 0|H|0\rangle$ が回復エネルギーを与える。

このとき、系に誘起される $\sigma\tau$-密度波と凝縮パイ場は線形近似の範囲でそれぞれ、$\langle\lambda|\psi^\dagger(x)\sigma_z\tau_3\psi(x)|\lambda\rangle = \lambda D_{\sigma\tau}(q)\cos qz$、$\langle\lambda|\varphi_3(x)|\lambda\rangle = \lambda\bar{\varphi}\sin qz$ と表すことができる。自己無撞着な計算により係数 $D_{\sigma\tau}(q)$ および $\bar{\varphi}$ はそれぞれ

$$D_{\sigma\tau} = D_0(q)/[1 - (v_\pi(q) + g')D_0(q)], \quad \bar{\varphi} = \tilde{f} q D_{\sigma\tau}(q)/\omega_q^2, \tag{4.1}$$

ただし、$D_0(q) = -N_F\Phi(q/2p_F)$、$\omega_q^2 = m_\pi^2 + q^2$ と求められる。ここに、$\Phi(x) = 1/2 + (1-x^2)/4x \cdot \ln|(1+x)/(1-x)|$ は Lindhard 関数、$N_F = 2m_N p_F/\pi^2$ はフェルミ面での状態密度である（p_F はフェルミ運動量。）また、$v_\pi(q) = -(\tilde{f}q)^2/\omega_q^2$ は波数空間での OPEP である。上記の結果は RPA の結果と等価である。$\sigma\tau$-密度波の振幅 $D_{\sigma\tau}(q)$ の分母は $1 + (-(\tilde{f}q)^2/\omega_q^2 + g')N_F\Phi(q/2p_F)$ と書ける。Lindhard 関数は常に 1 以下の正数なので、この表式は密度が高く ($N_F \to$ 大) なると、ある波数 q_c において振幅 $D_{\sigma\tau}(q_c)$ が発散することを意味する。このとき、無限小の外場 ($\lambda \to 0+$) で系に $\sigma\tau$-密度波、したがって、古典パイ場が実現されることを意味する。これがパイ凝縮の臨界条件である。ただし、2 次相転移を仮定している。

4.2 $\sigma\tau$-密度波生成の回復エネルギーと $\sigma\tau$-巨大共鳴

簡単な議論で、臨界密度以下での $\sigma\tau$-密度波を誘起するのに必要な仕事は $\delta E = -1/2 \cdot \langle\lambda|\lambda H_{\rm ex}|\lambda\rangle$ と書けることが分かる。さらに、$A_\pm$ を $\sigma_z\tau_3 = \pm 1$ を持つ粒子の個数とし、$\delta E = a_{\sigma\tau}(q)(A_+ - A_-)^2/A$ によってスピン・アイソスピン対称エネルギー $a_{\sigma\tau}(q)$ を定義すると、前節の結果を用いて、

$$a_{\sigma\tau}(q) = \frac{\varepsilon_F}{3}\frac{1}{\Phi(q/2p_F)} + \frac{\rho}{2}(v_\pi(q) + g') \tag{4.2}$$

と与えられる。$\varepsilon_F = p_F^2/2m_N$ はフェルミ面での運動エネルギー、$\rho = 2p_F^3/3\pi^2$ は密度である。第 1 項はフェルミ面をゆがめるための運動エネルギーの増分である。これはフェルミガスでの通常の（アイソスピン）対称エネルギーとしてよく知られているものである。第 2 項が相互作用によるエネルギー利得である。OPEP$v_\pi(q)$ が負の量であることに注意。擬スカラー密度の「誘電率」に相当する、いわゆる

dimesic 関数 $\varepsilon(q,\omega)$ とは $\varepsilon(q,\omega) = (2N_F\Phi(q/2p_F)/\rho)\cdot a_{\sigma\tau}$ という関係で結びついている。ここで注意すべきことは、この対称エネルギーは縦波の $\sigma\tau$-密度波に対応しているということである。

アイソベクター型の巨大共鳴を記述するのに使われた Steinwedel-Jensen 模型をこの $\sigma\tau$-巨大共鳴の場合に単純に拡張したものを適用してみよう。励起エネルギーは次のように与えられる：

$$\omega_n^{(L)} = q_n^{(L)}\sqrt{2a_{\sigma\tau}(q_n^{(L)})/m_N} \equiv \omega(q_n^{(L)}). \tag{4.3}$$

ここに、波数 $q_n^{(L)}$ は L 階の球ベッセル関数の微分の n 番目のゼロ点 $z_n^{(L)}$ を用いて、$q_n^{(L)} = z_n^{(L)}/R$ と表される。ただし、R は原子核の半径。この解の分析から、g' が $0.4\tilde{f}^2$ 程度までの小さい値でパイ中間子凝縮が核子系だけで起こりえる場合には、軌道角運動量の大きい $\sigma\tau$-巨大共鳴の励起エネルギーが一旦下がりだす（ソフト化する）ことが分かる。

注意：(1) 無限系の場合は先の分析を動的な場合に拡張し、リング近似で $\sigma\tau$-集団モードのエネルギーあるいはスペクトル関数を求めることができる。(2) 有限系では全角運動量が保存量となるために、一般にはパイ中間子に結合する縦波 $\sigma\tau$-密度波とロー中間子に結合する横波 $\sigma\tau$-密度波が結合したモードが実現する。ここでは、運動学的に縦波 $\sigma\tau$-モードのみが励起されることを想定した。

5　有効核力 G-0 力を用いた分析

ひとたび、パイ凝縮が核子（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と喝破されたならば、この相転移あるいはその前駆モードの研究にパイ場を顕に用いたハミルトニアンを用いる必要はないし、必ずしも適切とは言えない。媒質中での核子間相互作用は短距離相関のために有効相互作用になっている。有効相互作用の構成は未だ定説があるとはいい難いが、ここでは伝統的な手法であるブリュックナー理論に基づくものを採用する。有効相互作用のスピン依存部分、特に、テンソル力の部分まで導き出した初期の仕事に Sprung と Sprung-Banerjee のものがある [7]。導かれた有効核力は G-0 力と呼ばれている。G-0 力は密度依存であり 5 レインジのガウス関数の重ね合わせで表現されており、Reid 軟芯ポテンシャルによる反応行列をよく再現し、有限核の研究に使われてきた。G-0 力の中心力部分は ${}^3O$-成分を例外としてかなり強い密度依存性を持っている。一方、テンソル力部分の密度依存性は弱い。この相互作用のスピン・アイソスピン部分は次のように書ける [8]：

$$\begin{aligned} V_{\rm ph}(1,2) &= \boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2[V_{\sigma\tau}(r)\sigma_1\cdot\sigma_2 + V_{T\tau}S_{12}(\hat{\mathbf{r}})], & (5.4)\\ &= \boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}[(\sigma_1\cdot\hat{\mathbf{k}})(\sigma_2\cdot\hat{\mathbf{k}})L(k^2) + (\sigma_1\times\hat{\mathbf{k}})(\sigma_2\times\hat{\mathbf{k}})T(k^2)]\mathrm{e}^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. & (5.5)\end{aligned}$$

ここで縦波成分 $L(k^2)$ と横波成分 $T(k^2)$ は中心力 $V_{\sigma\tau}(r)$ とテンソル力 $V_{T\tau}(r)$ のそれぞれのフーリエ成分 $K_{\sigma\tau}(k^2)$、$K_{T\tau}(k^2)$ を用いて、$L(k^2) = 2K_{T\tau}(k^2) + K_{\sigma\tau}(k^2), T(k^2) = -K_{T\tau}(k^2) + K_{\sigma\tau}(k^2)$ と書ける。

グラフに表して見ると、スピン・アイソスピンに依存する中心力部分 $K_{\sigma\tau}(k^2)$ の密度依存性は大きい波数の領域 $k \geq 2.0\ \mathrm{fm}^{-1}$ でかなり大きいことがわかる。また、標準核密度 ($p_F = 1.36\mathrm{fm}^{-1}$) では $K_{\sigma\tau}(0) = 244\ \mathrm{MeV}\cdot\mathrm{fm}^3$ である；これは G-0 力の直接項は $g' = 0.62\tilde{f}^2$ を与えることを意味する。もちろん、より現実的には交換項も考慮しないといけない。すると、標準核密度では $g' = 0.46\tilde{f}^2$ となる。より詳細な数値計算を行うと、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い：実際、$p_F = 1.36 \to 0.8\ \mathrm{fm}^{-1}$ と密度が減少するとき、 $g' = 0.46\tilde{f}^2 \to 0.61\tilde{f}^2$ と増大する。低い密度で $g' \sim .6$ と大きくなることはガモフ-テラー巨大共鳴のエネルギーからの知見 [9] と整合的である；巨大共鳴は密度の低い核表面での現象である。

次に、有効核力におけるスピン・アイソスピン相互作用の縦波 (パイ中間子交換的) 部分 $L(k^2)$ と横波 (ロー中間子的) 部分 $T(k^2)$ の振る舞いを見てみよう。$k \geq 1.2\ \mathrm{fm}^{-1}$ では $L(k^2)$ は引力であるが、$T(k^2)$ はすべての波数に対して斥力的（正）である。$L(k^2)$ の引力の起源はテンソル力 $K_{T\tau}(k^2)$ の引力である。波数 $k = (2 \sim 3)\mathrm{fm}^{-1}$ あたりでの $L(k^2)$ の符号および値がパイ中間子凝縮の実現の有無に関係する。こ

の $L(k^2)$ に見られる引力は縦波スピン・アイソスピン対称エネルギー $a_{\sigma\tau}^{(L)}(k)$ に反映する。この相互作用を用いた場合、

$$a_{\sigma\tau}^{(L)}(k) = \epsilon_F/3\Phi(k/2p_F) + \rho L(k^2)/2, \tag{5.6}$$

と書ける。Eq.(4.2) と比較すれば、OPEP+g' が有効核力の縦波部分 $L(k^2)$ 置き換わっていることがわかる。これは自然な結果である。上で見たように、この部分は大きい波数 ($k = (2 \sim 3)$ fm $^{-1}$) で負の値を取る。中性パイ中間子凝縮の臨界条件は $a_{\sigma\tau}^{(L)}(k)$ を用いると、$a_{\sigma\tau}^{(L)}(k) = 0$ と書ける。数値計算によると、波数 k が 0 から増大すると、$a_{\sigma\tau}^{(L)}(k)$ は減少し、標準核密度では、$k \sim 3$fm $^{-1}$ で最小値 ~ 10 MeV を取る。しかしながら、デルタ共鳴の効果を取り入れていない不十分な模型ではこの最小値自体は密度とともに増大し、どんな高い密度でもパイ中間子凝縮は起こることはない、という結論になる。

6 まとめ

1. 核力の最長レインジ部分を構成する 1 パイ中間子交換力はその強いテンソル力を特徴とする。パウリ原理と相俟って、テンソル力が一筋縄ではいかない核子多体系の興味深い特性の起源となっている。
2. テンソル力のような「対称性の悪い」力が最長レインジで発現するのは QCD におけるカイラル対称性とその自発的破れによる。
3. 現実的なテンソル力は核子とテンソル結合するロー中間子とパイ中間子との競合で定まっている。ロー中間子のテンソル結合が大きいことはカイラル対称性を反映した核子のクォーク構造が関係しているかもしれない。
4. 核物質（バリオン物質）中でのパイ中間子凝縮は核子系（バリオン系）のスピン・アイソスピン秩序を伴う構造相転移であり、その相転移にはテンソル力が支配的な役割を果たす。
5. 核内有効相互作用として、テンソル力成分まで含む G-0 力を用いて、核子系の構造相転移としてのパイ中間子凝縮およびその前駆モードについての解析を行った。簡単な模型により、パイ凝縮の前駆現象として、縦波スピン・アイソスピンモードが高軌道角運動量でソフト化することを示した。

参考文献

[1] 国広 悌二 、「'92 八海山・核物理シンポジューム 核と星 — 玉垣良三教授の還暦を記念して—」p.10, (1993 年 11 月）.

[2] M. Bando, T. Kugo and K. Yamawaki, Phys. Rep. **164** (1988), 217.

[3] G. E. Brown, M. Rho and W. Weise, Nucl. Phys. **A 454** (1986), 669.

[4] T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl.**112** (1993),67.

[5] K. Ikeda, S.Fujii and J.I. Fujita, Phys.Lett.**3**(1963), 271.

[6] T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **65**(1981), 1098.

[7] D.W.L. Sprung and P.K. Banerjee, Nucl. Phys. **A 168** (1971), 273; D.W.L. Sprung, Nucl. Phys. **A 182** (1972), 97.

[8] T. Kunihiro, The Ryukoku Journal of Humanities and Sciences **5** (1983), 5; T. Kunihiro, T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl.**112** (1993),123.

[9] T.Suzuki and H. Sakai, Phys. Lett. **B455** (1999), 25.