

がここで考察したモードは、それに更に軌道部分も入れた  $Y_L(\hat{r})\sigma\tau$  が遷移演算子である。L=1 のモードは見つかっているという報告<sup>2)</sup>が既になされている。

1) F. Petrovich and W. G. Love Nucl. Phys. **A354** (1981) 499c.

2) G. F. Bertsch, *ibid*, 157c.

### <sup>40</sup>Ca の Pion Condensation の Precursor

核研 手塚 洋 -\*)

パイ中間子の交換によって生ずる核力は、核内では伝播するパイ中間子が核子の粒子-空孔対と相互作用するため、真空中の二核子の場合とは非常に異なる。この効果を考慮した核内におけるパイ中間子の伝播関数を求め、それを <sup>44</sup>Ca(P, P') <sup>40</sup>Ca の微分断面積の計算に適用した。特徴的なことは、この伝播関数が運動量を保存しないため、二核子間のポテンシャルをつくった時、そのポテンシャルが二核子間の距離だけに依存するのではなく、それ以外の空間依存性をもつことである。

### A L S 構造中性子星物質†

岩手大・人社 高塚龍之\*\*)  
樋浦 順

#### 考え方と処法<sup>1)</sup>

$\pi^0$  凝縮下の核子系は ALS (交代的層状スピン) モデルで良く記述される。<sup>2),3)</sup> この報告では中性子星物質の近似としての中性子物質を対象に、相転移の物理事情を鮮明にするために OPEP のみの相互作用系として単純化されてきた従来の扱いから、一步現実化を試み ALS 相  $\equiv \pi^0$  凝縮相の特徴を調べる。ALS 相の基底状態としては従来通り ALS-model w. f. :

$$|\vec{q}_\perp \ell\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_\perp}} e^{i\vec{q}_\perp \cdot \vec{r}_\perp} X_{\sigma_\ell}(\text{spin}) \left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/4} e^{-\frac{a}{2}(z-d\ell)^2} \quad (1)$$

\*) H. TEZUKA; INS., Univ. of Tokyo.

\*\*\*) T. TAKATSUKA and J. HIURA; College of Humanities and Social Sciences, Iwate Univ.

† 上記2名と斉藤泰通氏(岩手大・教育)の共同研究による。

(層間隔  $d$ , 局在波の拡がり  $a$  の 2 つのパラメータをもつ,  $\ell$  は層番号, スピン秩序のため  $\sigma_\ell/2 = (-)^{\ell}/2$ ) の Slater 行列とし, ポテンシャル記述を採用する。現実化で重要な要素は (i) OPEP 以外の核力の役割, (ii) isobar  $\Delta$  (1232) の効果, (iii) 短距離相関の効果, であろう。現実化の方向としては ALS 相で G 行列を扱う方法,<sup>4)</sup> OBEP-approach<sup>5)</sup> 等が試みられている。我々は計算の簡便化と物理事情をみやすくする事を企図し, 有効相互作用の構成という立場からこの問題に取り組む。系のモデルハミルトニアンを

$$H = \sum_i -\frac{\hbar^2 \vec{V}^2}{2m_N} + \frac{1}{2} \sum_{ij} \tilde{V}(ij), \quad (2 \cdot a)$$

$$\tilde{V}(ij) = \tilde{V}_C(ij) + \tilde{V}_T^{\text{OPE}}(ij), \quad (2 \cdot b)$$

と設定する。その考え方・処法は報告済なので以下要点のみに留める。 $\tilde{V}_T^{\text{OPE}}$  は  $V_T^{\text{OPE}}$  (ALS 相発現の担い手) が (ii) により強化される事, 一方 (i) のうち  $\rho$  中間子による部分と (iii) により弱められる事を考慮したものである。 $\tilde{V}_C$  は (i) の主要部が中心力 (LS 力は通常相では勿論, ALS 相でもその 1 次効果が消失する<sup>6)</sup>) である事に留意し, (iii) を FG 相 (通常相) で処理 (G 行列を解く) して構成される密度  $\rho$  依存の有効中心力である。 $\tilde{V}_C$  構成の作業は分離型ポテンシャル (計算は Mongan I 型<sup>7)</sup> を採用) を用いれば簡便化され, 且, ALS 相の計算に便利になる。 $\tilde{V}_T^{\text{OPE}}$  については次の 2 つの case を考える:

(A)  $\Delta$  の効果を  $V_T^{\text{OPE}}$  の enhancement ( $\pi$ -N 結合定数  $f \rightarrow f_{\text{eff}}$ ) として扱う。

(B)  $2\pi$  交換  $\Delta$  経由の 3 体力<sup>8)</sup> (藤田・宮沢型) を有効 2 体力として表現し  $V_T^{\text{OPE}}$  に付加する。

(A), (B) の場合について  $\rho$  中間子, 短距離相関の効果は切断因子導入として組み込む (中性子物質では  $L = \text{odd} \geq 1$  についてのみ  $\tilde{V}_T^{\text{OPE}}$  寄与があるのだから短距離相関はさほど重要でない)。具体的には単純に  $\pi NN$ ,  $\pi N\Delta$  部共その伝播関数を  $(k^2 + m_\pi^2)^{-1} \rightarrow (k^2 + m_\pi^2)^{-1} \times A^2/(k^2 + A^2)$  として  $A = m_\rho$  を採用する。

## 数値結果と議論

予備的結果の現状を述べる。

Fig.1 に両相での 1 粒子当りの全エネルギー  $E/N$  を示した。変分最小値を与える  $d$  (fm),  $\Gamma$  ( $\equiv ad^2$ ) は Table 1 にある。

1) 他の報告結果同様,<sup>4),5)</sup> ALS 相は  $\rho \geq (2 \sim 3)\rho_0$  ( $\rho_0 \equiv$  通常核密度) で発現すると考えられる:  
 : (A) の  $\tilde{V}_T^{\text{OPE}}$  の場合  $\eta \equiv f_{\text{eff}}^2/f^2 \gtrsim 1.7$  と tensor 力が強まると転移密度は  $\rho_C \leq 2.5\rho_0$  となる。 $f_{\text{eff}}$  がどうかとも関連してこれは 1 つの目安であるが, より一歩現実的な扱いとしての (B) の  $\tilde{V}_T^{\text{OPE}}$  では  $\rho_C \simeq (2.2 \sim 1.7)\rho_0$  for  $c_p = (0.45 \sim 0.61)$  MeV を結果する ( $c_p$  は  $\Delta$  共鳴から知られる値で  $\Delta$  経由 3 体力の強さはこれに比例する形になる<sup>8)</sup>)。

2) (B) の  $\tilde{V}_T^{\text{OPE}}$  として扱うと相転移後 energy 曲線に "しなり" があらわれる。これは不可避かどうかを検討するため (a)(iii) の効果が  $\rho$  と共に尖くなる効果, (b)  $\pi$ - $\pi$  斥力相互作用の効果, を導入し試みにその傾向をあたってみると, いづれの効果も "しなり" を強く回復させる事が見出された。しかしこれらの議論は相互作用をどうとるのかや多体論上の扱いの問題もあり, "しなり" が  $\pi^0$  凝縮相の特質か否かは

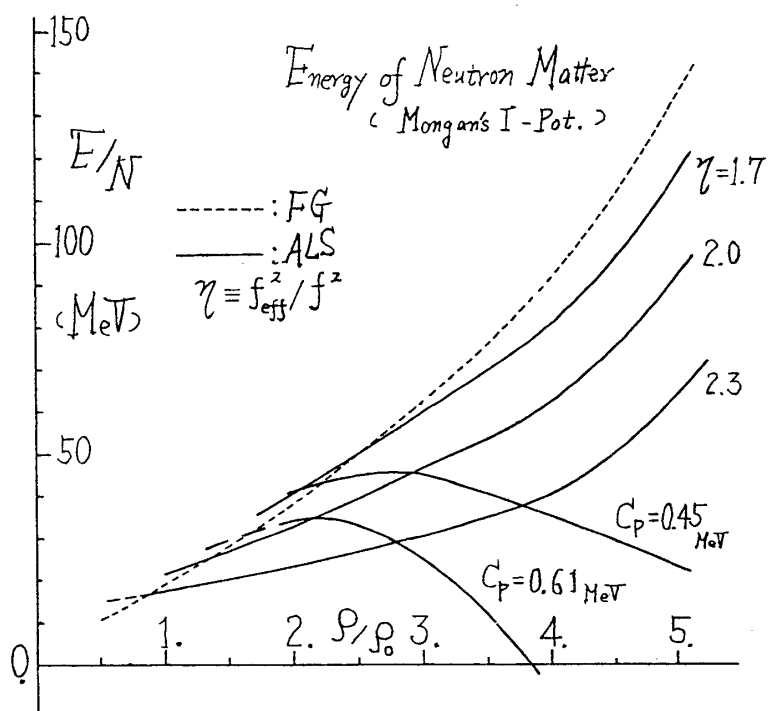


Fig. 1

Table.1  $\Gamma$ ,  $d$ (fm) 値

$q_F$ (fm <sup>-1</sup> )		2.00	2.25	2.50	2.75	3.00
$\rho/\rho_0$		1.50	2.14	2.93	3.90	5.07
$c_p = 0.45 \text{ MeV}$	$\Gamma$	—	5.5	8.0	10.0	12.0
	$d$	—	1.40	1.40	1.40	1.40
$c_p = 0.61 \text{ MeV}$	$\Gamma$	—	6.0	8.0	10.0	
	$d$	—	1.40	1.40	1.40	
$\eta = 1.7$	$\Gamma$	—	4.5	5.5	6.5	7.5
	$d$	—	1.30	1.20	1.20	1.15
$\eta = 2.0$	$\Gamma$	5.0	6.5	7.0	8.0	8.5
	$d$	1.50	1.45	1.35	1.30	1.20
$\eta = 2.3$	$\Gamma$	6.5	7.5	8.5	9.0	9.5
	$d$	1.65	1.50	1.45	1.35	1.25

“OPEN PROBLEM”である。

従ってこの問題にはこれ以上深入りせず、ALS相が安定に存在し得る場合を対象にその特徴を探てみると ( $\eta=2.0$  の case を採りあげる) 次の事が知られる。

3) ALS 相での中心力寄与は FG 相でのそれに比べて不利に働らくが様相を左右する程ではなく、この相での主役はやはり tensor 力である。これは主として  ${}^3O(S=1, L=\text{odd})$  状態の斥力寄与 (特に  $L=1$ ) が FG より ALS 相 (層内で  ${}^3O$  波が強く効く構造となる) で大きくなるため、この傾向は  ${}^3O$  状態の斥力が強い程顕著になる。

4) ALS 相の特質 → 2次元 FG 性の反映として核子有効質量  $m_N^*$  は 3次元 FG の通常相での値よりはるかに大きくなり  $m_N^* \simeq 0.95m_N$  と  $m_N$  そのものに近い。Fig.2 にそれが示されている ( $m^* \equiv m_N^*/m_N$ )。これは重要な結果であり ALS 相の新たな特性と言える。超流動の存否、星の冷却等、 $\pi^0$  凝縮相の物性への影響が注目されよう。何故  $m_N^* \rightarrow$  大となるのか。この理由は定性的に理解可能である：(i) 大きな tensor 利得が特徴だがこの部分の single-particle potential  $U(q_\perp)$  への寄与は  $q_\perp$ -indep. のため (exch. part は  $q_\perp$ -dep. ありだがきわめて小) 単に底下げだけになる。(ii) 従って  $U(q_\perp)$  の  $q_\perp$ -dep. は中心力に因るものが圧倒的だが (この点で FG 相と同じ)、 $U(q_\perp)$  を求めるとき相手核子の運動量状態についての積分の体積要素が  $q'^2 dq'$  (3次元 FG で)  $\rightarrow q'_\perp dq'_\perp$  (ALS での 2次元 FG 性で) と次元が 1 つ減り、その結果、運動量依存性が平坦化される。即ち  $U(q_\perp)$  は deep であるが flat となる。single-particle energy spectra  $\epsilon(q_\perp)$  を  $\epsilon(q_\perp) = \hbar\omega/4 + \hbar^2 q_\perp^2 / 2m_N + U(q_\perp) = U_0 + \hbar^2 q_\perp^2 / 2m_N^*$  と有効質量近似したとき  $U(q_\perp)$  の平坦さ故  $m_N^* \rightarrow$  大が理解されよう。FG 相に比して大きな  $m^*$  値は ref.4) でも得られている。

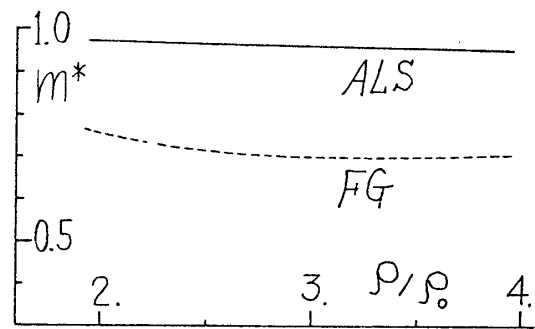


Fig. 2

以上、ALS 相の特質に焦点をあてて議論してきた。より定量的扱いとしては他の approach も模索してゆきたい。これまで中性子星物質  $\simeq$  中性子物質として話を進めてきたが、研究会では ALS 中性子物質での陽子混在度についてもコメントした。OPEP のみの系としての結果では FG 相での陽子混在度と余り変わらない値 ( $3 \sim 7\%$  for  $\rho = (2 \sim 4)\rho_0$ ) となる。より実際の扱いとしては其の後検討を進めている。

#### references

- 1) 高塚・樋浦, 基研「 $\pi$ 凝縮を伴ったバリオン系の構造」研究会報告 (1980)2月; 核研「高密度核物質 -  $\pi$ 凝縮を中心に -」研究会報告 (1980)9月 (to be published).
- 2) T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **59** (1978), 1933.

- 3) T. Matsui, K. Sakai and M. Yasuno, Prog. Theor. Phys. **61** (1979), 1093.
- 4) K. Tamiya and R. Tamagaki (in preparation); 田宮・玉垣, 素研 **59** (1979), D143; **60** (1980) F37.
- 5) T. Kunihiro and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. **65** (1981), 613.
- 6) T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **61** (1979), 1564.
- 7) T. R. Mongan, Phys. Rev. **178** (1969), 1597.
- 8) J. Fujita and H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. **17** (1957), 360.

## $\pi$ 凝縮と中性子星冷却

京大・理 巽 敏 隆

$\pi$  凝縮理論の検証として、有限核における前駆現象と中性子星における冷却過程が考えられる。中性子星の観測として、最近 Einstein observatory (HEAO-B) によっていくつかの超新星残余について表面温度がより正確になってきつつある。研究会では  $\sigma$  模型を用いて、 $\pi^0$ 、 $\pi^C$  両凝縮を含む定式化について報告し、中性子星内部の状態方程式、冷却機構との関連について言及した。

### § 1. Combined $\pi^0$ - $\pi^C$ 凝縮

中性子物質での有効ハミルトニアンは、

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}^N + \mu_\pi (\rho_P - \rho_\pi) + \mathcal{H}^M \\ &= \mathcal{H}_{\text{eff}}^N + \mathcal{H}_{\text{eff}}^M \end{aligned} \quad (1)$$

と書かれる。ここで、様々な  $\pi$  凝縮相が一般に、

$$|P.C. ; \phi, \chi, \theta\rangle = U | \text{normal} \rangle, \quad U = \exp -i \left( \int \vec{\alpha} \vec{V}_0 d^3 x + \int \vec{\beta} \vec{A}_0 d^3 x \right) \quad (2)$$

と書けることに注意すると、従来考えられていた  $\pi^0$ 、 $\pi^C$  凝縮相を含みうる一つの自然な拡張として、

$$U_{\text{C.P.C.}} = \exp \left( i \int \phi A_0^3 d^3 x \right) \exp \left( i \int \chi V_0^3 d^3 x \right) \exp \left( i Q_1^5 \theta \right) \quad (3)$$

が考えられる。ここで、gauge para. として、 $\phi = A \sin k_0 z$ 、 $\chi = \vec{k}_C \vec{r}_\perp - \mu_\pi t$ 、 $\theta = \text{const.}$  なる組を採用すれば、これらの para. は [ALS] 構造上での combined ( $\pi^0 + \pi^C$ ) 凝縮 (C.P.C.) を与える。gauge para. の選択の妥当性は、基底状態  $|P.C. ; \phi, \chi, \theta\rangle$  の決定と自己無撞着であることを確