

〔ALS〕構造に基づく中性子星物質の 磁化機構に対する1つの試み¹⁾

岩手大・人社 高塚龍之

§1. 問題の所在

π 凝縮相は現象にどう顔を出すであろうか。中性子星との関連では星の質量上限や星の温度（冷却問題）への影響が検討され、ここに関心が集中しているが、他の「観測量」である中性子星の磁場に注目する事も重要である。 $H_{\star} \sim 10^{12}$ gauss という強磁場の起源を構成物質の性質から解き明す理論的試みは従来いくつか提出されて来た。代表的なものに (i) 中性子ガスの強磁性の検討 (ii) 電子ガスの軌道運動に要因を求める LOFER 機構説²⁾ が挙げられるが、(i) については核力をより現実的に扱えば強磁性への転移は起りそうにない事 (ii) については中性子星で機構が作用しうる条件（臨界温度，安定性）に難点が指摘されている事等から強磁場成因の問題は依然として OPEN である。中性子星の圧倒的部分を占める核子物質にその成因を求める考え方として (i) はその1つであるが、それはフェルミガス base という枠組の中で検討されて来た事に留意する必要がある。この報告はこの枠組を離れて新しい核物質相 — 核子系の〔ALS〕構造（同時に π^0 凝縮相）³⁾ — に基づき中性子物質の自発磁化機構の可能性について「考え方」を述べたものである。即ち〔ALS〕- phase は強磁場の起源として現象に顔を出すのではないかという期待である。

§2. 中性子星物質での〔ALS〕構造

中性子星物質では中性子物質と異って陽子混在の“normal phase”から“new phase”への転移を問題にしなければならない。〔ALS〕モデルではこの場合でも容易に π^0 凝縮相を扱う事が可能である。陽子混在の〔ALS〕に於ては 図 1-a に略図で示した様に各 layer は陽子数/中性子数 = $\alpha/(1-\alpha)$ の割合で核子が配置する ($\alpha = Z/A$, A : 全核子数, Z : 全陽子数)。簡単化のため〔ALS〕- phase 移行の driving force である π -N P 波相互作用 (OPEP) のみをとると⁴⁾ この系のエネルギー及びその内訳は次のようにあらわされる⁵⁾ (d [fm]: 層間隔, $\Gamma = ad^2$, a [fm⁻²]: z 方向ガウス型局在波の拡がり, ρ [fm⁻³]: 密度):

$$\begin{aligned} (E/A)_{\text{ALS}} = & (\pi\rho d/m_N)\{\alpha^2 + (1-\alpha)^2\} + \Gamma/4m_N d^2 \\ & - \int d\vec{r} \{(\vec{\nabla}\langle\varphi\rangle)^2 + m_\pi^2 \langle\varphi\rangle^2\}/2 \end{aligned} \quad (1)$$

$$(\vec{\nabla}^2 - m_\pi^2)\langle\varphi\rangle = \vec{\nabla} \cdot (f/m_\pi)\langle \text{ALS} | \psi_p^+ \vec{\sigma} \psi_p - \psi_n^+ \vec{\sigma} \psi_n | \text{ALS} \rangle \quad (2)$$

一方、この〔ALS〕の類似型として図1-bに示したものが考えられる。図1-aとの違いはlayer1つとびに陽子数/中性子数 $=2\alpha/(1-2\alpha)$ で陽子が混在する点である。 $\alpha=1/2$ の核物質では陽子の層と中性子の層がスピンをそろえて交互に配位するという特徴をもつ。この構造をF-〔ALS〕と呼ぶことにする。これらの構造について次の事が判る：(i) (2)式右辺のsource functionは〔ALS〕でも、F-〔ALS〕でも同じであるから π^0 場 $\langle\varphi\rangle$ は変わらず、従って凝縮エネルギー(=OPEP direct part, (1)式の第3項)は等しい。また層形成による局在化からくる零点振動のK.E.(第2項)も同じであるから、いずれの構造も〔ALS〕の特質を変えない。(ii) layer内K.E.(第1項)のみが異なりF-〔ALS〕の方が $(\pi\rho d/m_N)(2\alpha^2)$ だけ増加する。然しこの増分は $\alpha\sim 0.1$ (10%程度の陽子混在)の場合1~2MeVであり小さい。(iii)従って中性子星物質ではこれらはエネルギー的に接近した構造となり、場合によってはF-〔ALS〕が〔ALS〕よりも有利になる可能性を期待させる。注目すべきは両構造の磁性の顕著な差異である。〔ALS〕はAnti-Ferro構造であり、他方F-〔ALS〕は(部分的)Ferro構造となる(陽子, 中性子の磁気能率はそれぞれ $\mu_p \cong -1.9\mu_N$, $\mu_n \cong 2.8\mu_N$, μ_N :核磁子だから)。即ち、F-〔ALS〕は自発磁化をもたらす構造であり、中性子星強磁場の起源の候補となり得る(図1-bの拡張として2つとびのあるいは3つとび等のlayerにのみ陽子を配置する構造も考えられる。これらはmagnetic domain形成を通じて系全体の自発磁化をもたらすがK.E.の増加が大きく問題にすべきは、F-〔ALS〕である)。

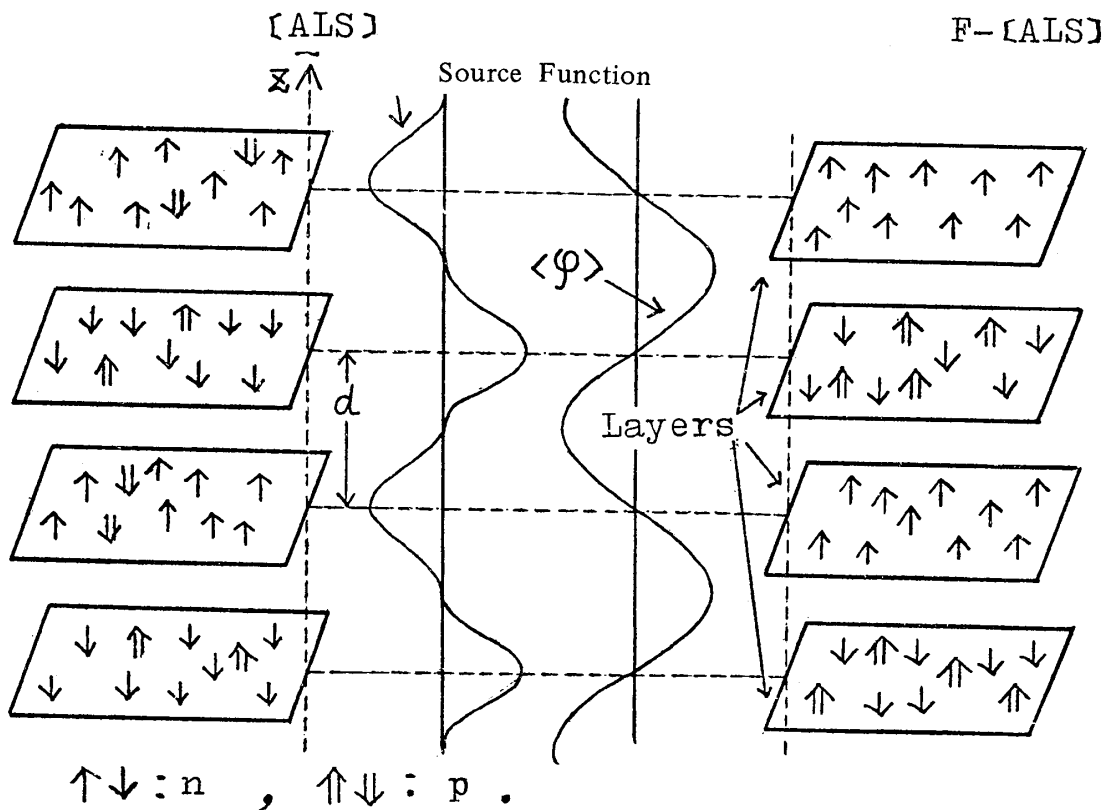


図 1-a

図 1-b

§ 3. どの程度の磁場が期待できるか

今、中性子星を巨大な“原子核”と考え密度 ρ での陽子混在比を $\alpha(\rho)$, $\rho \geq \rho_c$ で F-[ALS] に移行すると仮定すると (μ_\star : 星の磁気能率, $\bar{\alpha}$: $\alpha(\rho)$ の平均値, A_\star : $\rho \geq \rho_c$ の全核子数),

$$\begin{aligned} \mu_\star &= \sum_{\rho \geq \rho_c} \langle \text{F-ALS} | \int d\vec{r} (\mu_p \psi_p^\dagger \sigma_z \psi_p + \mu_n \psi_n^\dagger \sigma_z \psi_n) | \text{F-ALS} \rangle \\ &= (\mu_p + \mu_n) \sum_{\rho \geq \rho_c} \alpha(\rho) A(\rho) \simeq \mu_N \bar{\alpha} A_\star \end{aligned} \tag{3}$$

従って星表面での磁場 H_\star は

$$H_\star = \mu_\star \sqrt{\frac{4}{3} \pi R_\star^3} \simeq \mu_N \bar{\alpha} A_\star \sqrt{\frac{4}{3} \pi R_\star^3} \tag{4}$$

で与えられることになる (R_\star : 星の半径)。 H_\star の大略の値を算出するために ρ_c として $2\rho_0$ と $3\rho_0$ の場合を考えてみよう。 ρ_c が決まると星のモデルの ρ - R 曲線から A_\star と R_\star が求められ、結果は表1 のようになる (ref 6) の ρ - R 曲線を用いた)。 $\bar{\alpha} \sim 0.1$ 程度であれば $H_\star \sim 10^{13-14}$ gauss となり強磁場を充分説明できる。ところで ρ - R 曲線は 図 2 に描いたような傾向をもつため A_\star, R_\star は M_\star (星の質量) に依存し、その結果 H_\star は M_\star に支配される。中心密度が ρ_c より小さい星 (軽い星) は $A_\star = 0$ となり、強磁場は望めない。この事は観測との関連で重要である。若し強磁場が電子系によってもたらされるものだと (例えば LOFER 説) M_\star によらないからあらゆる質量の中性子星がパルサーとして観測される事になるが、一方 F-[ALS] が起源だと $M_\star \geq M_\star^c$ (中心密度 $\sim \rho_c$ の星の質量) のみが観測されるという点を強調したい。又、 R_\star^{-3} 依存性から半径の大きな星程 H_\star が小さく、星のモデルとの関連が R_\star を通じてあらわれることになる。

H_\star ($\times \bar{\alpha} \cdot 10^{14}$ gauss)				
$\rho_c \backslash M_\star$	$0.16 M_\odot$	$0.55 M_\odot$	$1.34 M_\odot$	
$2\rho_0$	0	~ 4	~ 50	
$3\rho_0$	0	~ 2	~ 50	

Table I (Mo: Solar mass)

表 I

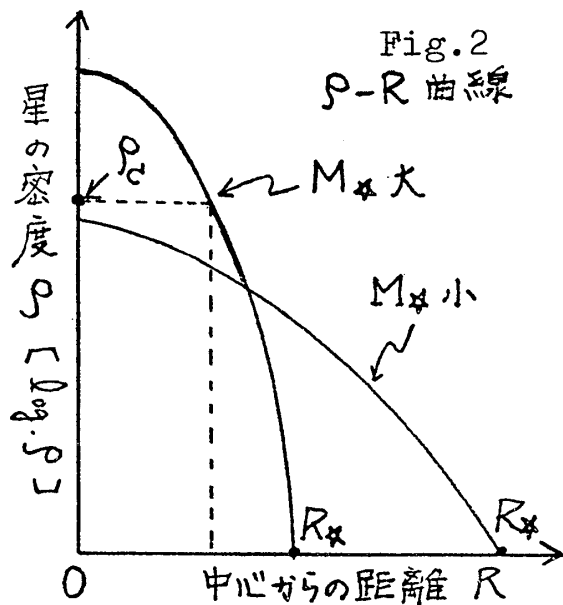


図 2

§ 4. 議論と結び

これまで $\rho \geq \rho_c$ で F-[ALS] が [ALS] よりもエネルギー的に有利になると仮定して話を進めて来たがそれはどうであろうか。 π -N P波相互作用の枠内でまず検討されるべきは exchange effect (平均場近似への1つの量子的補正効果) である。^{7),5)} これを考慮すると両構造のエネルギー差 $\Delta\varepsilon$ は

$$\Delta\varepsilon = (E/A)_{F-ALS} - (E/A)_{ALS} \cong [(\pi d/m_N) - \frac{1}{4} (f/m_\pi)^2 \{1 + 2 \sum_{n=1} \exp(-\pi^2 d^2/2\Gamma)\}] 2 \alpha^2 \rho \quad (5)$$

となる。第1項は前述した F-[ALS] の K. E. の増分であり第2項は exchange effect (斥力的寄与) を [ALS] の方が強くうけることからくる。問題は $\Delta\varepsilon < 0$ になる密度域が存在するかであるが (energy min. を与える Γ, d は ρ -dep.), 答は $\rho \gtrsim (2\sim 3)\rho_0$ で yes である。しかしながらこの結果は OPEP の δ -part の寄与に依拠しており F-[ALS] が有利という積極的根拠とはなり得ない点が弱みである。従って F-[ALS] を有利にする要因を他に求めねばならない。検討すべきは (i) OPEP 枠外の相互作用が両構造にどう効くか (特に斥力 core の状態依存性, 短距離相関等), (ii) 荷電粒子系 (特に電子) とのからまりが両構造でどう効くか, (iii) 3P_2 -super が両構造にどう対応 (対抗・共存) して系全体のエネルギーに影響するか等であろう。

以上「考え方」を中心に述べてきた。結論的なものを要約すると——(イ) (π -N P波相互作用 and 平均場近似) の枠組では中性子星物質でも通常の [ALS] 等がエネルギー的に最も有利である (定性的)。 (ロ) 然しエネルギー的に近接した構造として F-[ALS] があり, 他の効果でこれが有利になる可能性が考えられる (定量的検討の必要)。 (ハ) F-[ALS] は自発磁化をもつ構造であり中性子星強磁場の起源となりうる。星が磁場をもつに必要な“臨界質量”が存在し観測との関連で興味深い。——の3点である。より現実的状況下で中性子星物質の“new phase” ([ALS], F-[ALS]) 移行の問題をつめる事, “new phase” での核子磁気能率の吟味等, 定量的検討は今後の課題としたい。

参考文献その他

- 1) この報告の内容は玉垣良三氏との共同討論による。
- 2) H. J. Lee, V. C. Canuto, H.-Y. Chiu and C. Chiuderi, Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 390.
- 3) R. Tamagaki and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. 56 (1976), 1340.
T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. 58 (1977), 694; Proceedings of the Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1977, p. 495.
- 4) OBEP の立場から云えば, 各種中間子 (π , “ σ ”, ρ , ω 等) の寄与があるはずだが Fermi gas から drastic な phase change をもたらすのは π である (“ σ ”, ω も condensate であるが役割として重要でない。 ρ -meson の寄与は [ALS] では消える) から π -N P-wave int. のみを取りあげるのは悪しき単純化ではない。

- 5) T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, (to be published).
- 6) S. Ikeuchi, S. Nagata, T. Mizutani and K. Nakazawa, Prog. Theor. Phys. **46** (1971), 95.
- 7) 巽 敏隆 前回研究会報告, 素研 **55** (1977) D31

パイオン凝縮相での中性子星の冷却

京大・基研 木口勝義

π^- 凝縮相では、凝縮した π^- の運動量 \mathbf{k} だけずれた所に中性子および陽子の量子数を持った二つのフェルミ面があらわれる。これら二つのフェルミ面は同じ大きさを持ち、通常相では共に中性子のフェルミ面に還元する。通常相とは対称的に、これら二つの中性子・陽子フェルミ面間では弱い相互作用による遷移が運動学的に許される。このため、 π^- 凝縮相での中性子星の冷却率は通常相での冷却率に対して中性子星の中心温度が 10^9 K の時、約 10^6 倍大きくなる。

詳しくは Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 1966 をご覧下さい。

高エネルギー重イオン反応の実験¹⁾

東大・理 中井浩二

§1. はじめに

Exoticなものに対する興味はいつでも新しいものを創り出す原動力になっている。

高密度核物質の研究は、疑いもなく今日の原子核物理学の中で最もexoticな主題の一つであり、原子核の研究に新しい展開をもたらすものと期待される。実際、高密度状態に関するいろいろな理論的憶測 — π 凝縮相²⁾, Lee・Wick異常物質³⁾, Quark物質⁴⁾, などのexotic matterの予言 — は実験研究者を大いに鼓舞し、高エネルギー重イオン物理と云う新しい分野を創り出す原動力となっている⁵⁾。

高密度核物質に関する研究実験の舞台はこれまで宇宙に点在する中性子星に限られていた⁶⁾。その研究は宇宙の彼方から届く情報を読み取る受動的な方法である。もし、地上の実験室で核物質の高密度状態が実現出来れば、もっと能動的な実験が可能になり研究の内容が豊かになるであろう。高エネルギー重イオン反応は、おそらくその唯一の可能性であると考えられる。二つの原子核を核内密度波の伝播速度より速い相対速度で衝突させると、その重なり合った部分は単純に考えただけでも通常の原子核の密度の2倍の