

π 中間子凝縮中性子星 — グリッチを中心に —

岩手大・人社 高塚龍之
京大・理 玉垣良三

§ 1. まえがき

研究会では、玉垣がレビュー的な話もしたが、それは高塚が最近行った報告¹⁾と重複するところが多いのでこの報告ではそれを省略し、我々が考えている“ π 中間子凝縮したコアをもつ中性子星のグリッチ”のシナリオを要約する。

§ 2. 中性子星における π 凝縮への示唆

中性子星の問題と π 凝縮の関連を示唆するものとして最近次のような状況がある。

(1) 状態方程式と構造

π 凝縮は状態方程式 (EOS と略記) の軟化をもたらす。中性子星形成のシナリオ²⁾から、また X 線バースターの吸収線赤方偏移が与える半径 R と質量 M の関係³⁾から、非常に硬い EOS は望ましくないと考えられるようになった。他方、 $M \simeq 1.4 M_{\odot}$ を与えない非常に軟かい EOS は除外される。従って、1970 年代に硬い EOS が望ましいとされた状況と異なり、やや硬い EOS にあまり強くない π 凝縮が加わって少し軟化した EOS は、かえって望ましいと言える。

(2) 冷却と荷電 π 凝縮

ベラ・パルサーについて、表面温度 T_s の最新の計算値の下限が、上限を意味する観測値より大きいこと⁴⁾は、中性子星に何らかの特別な冷却機構が存在することを示唆する。荷電 π 中間子 (π^{ch})凝縮の臨界密度 $\rho_{\text{cr}} (\pi^{\text{ch}})$ は核密度 ρ_0 の 2~3 倍であり、中心密度 $\simeq 5\rho_0$ より低いから、その第一候補は π^{ch} 凝縮による冷却である。

(3) グリッチ (glitch) と中性子星物性

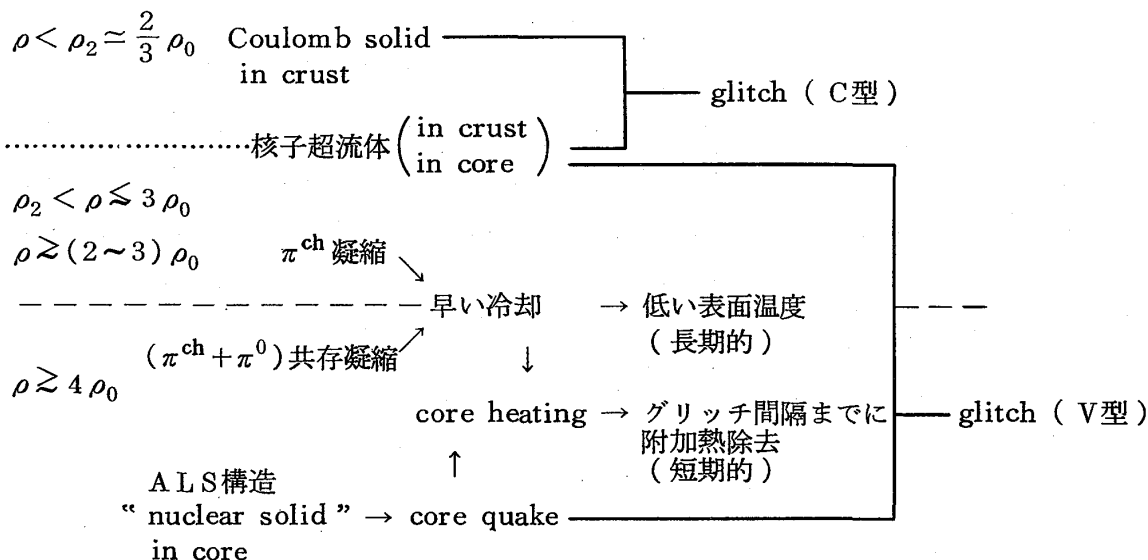
$\rho \gtrsim \rho_0$ の核物質に関係する中性子物性としては、まずグリッチの巨視的スケールの緩和時間 τ をもたらず超流動中性子流体の関与が挙げられる。関与のしかたは、グリッチの模型によって異なる。 π 凝縮も中性子星物性に影響をもつから、グリッチ現象にも当然影響を与えるはずである。しかし、グリッチと π 凝縮との関係は、今迄本格的に研究されたことはなかった。

最近イリノイのグループの pin-unpin 模型 (vortex creep theory とも言われる)⁵⁾では、 τ は内部温度 T_{in} に比例するので、観測データの再現から、 $T_{\text{in}} (\text{Vela}) \simeq T_{\text{in}} (\text{Crab}) / 25$ が得られるが、冷却の標準シナリオでは $T_{\text{in}} (\text{Vela}) \simeq T_{\text{in}} (\text{Crab}) / 5$ であり、ベラ・パルサーに特別な冷却機構が働いているとの推測がなされている。これも結局(2)の問題の一面である。

従来は π 凝縮を補完的に後で考える場合が多かったと思うが、これだけ観測が出ている事実をふまえ、 π 凝縮コアをもつ中性子星という見地からシナリオをつくってみようというのが我々の発想である。

§ 3. 共存 π 凝縮中性子星のグリッチのシナリオ

π 凝縮で最もエネルギー的に有利と考えられる ($\pi^{\text{ch}} + \pi^0$) 共存凝縮のモデルを採用する。以下に述べる我々のシナリオを図式的に示すと以下ようになる。



クラブ・パルサーでは破線の上のみが関与し、ベラ・パルサーでは全部が関与する。

(1) 武藤・巽による共存 π 凝縮の現実的取扱いの結果⁵⁾では、 π^{ch} 凝縮が先行して $\rho \gtrsim (2 \rightarrow 3) \rho_0$ から発現し、($\pi^{\text{ch}} + \pi^0$) 共存凝縮は $\rho \gtrsim (3 \rightarrow 4) \rho_0$ になって発現する。この効果を標準的 EOS に附加し、観測から示唆される $M \cong (1.4 \pm 0.2) M_{\odot}$ の中性子星の構造と関連づける。

M の下限に近い $1.2 M_{\odot}$ の中性子星のコア領域は、 π^{ch} 凝縮相にはあるが、共存 π 凝縮相にはない。従って星は “nuclear solid” コアをもたない。ここで、“nuclear solid” の意味は、バリオン系が π^0 凝縮と同等である ALS 構造 (1 次元的に局在したスピン・アイソスピン秩序相) をとり、空間的には液晶のスメクティック A 相に類似し、スピン秩序は層内強磁性、層間反強磁性的である様相である。

他方、 $M \cong 1.4 \sim 1.6 M_{\odot}$ の星の中心密度 $\gtrsim 5 \rho_0$ なので、コア領域は共存 π 凝縮相にあり、従って上述の意味の “nuclear solid” core が存在すると考えられる。

(2) グリッチ現象を記述するのに、crust の回転角速度 $\Omega(t)$ をグリッチの起った時刻から測った時間を t とし、グリッチが無かった時の値 $\Omega_0(t)$ からの変化を

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + (\Delta\Omega)_0 \{ Q e^{-t/\tau} + (1-Q) \}$$

と表すことが多い。このパラメーター化によると、グリッチは二つのタイプに大分けされる。

V型：ベラ・パルサーで過去5回観測されたもので、大きい不連続的飛躍 $(\Delta\Omega)_0/\Omega \sim 10^{-6}$ 、長い緩和時間 $\tau \sim 1$ 年、小さい減衰部分 $Q = 0.03 \sim 0.22$ の特徴をもつ。

C型：クラブ・パルサーで過去2回観測され、ベラ・パルサーで1回は単独に、もう1回はV型のグリッチと共に観測されたものである。その特徴は、小さい $(\Delta\Omega)_0/\Omega = 10^{-8} \sim 10^{-9}$ 、比較的短い緩和時間 $\tau = (4 \sim 15)$ 日、大きい $Q \simeq (0.7 \sim 0.9)$ である。

この様な際立った相違の根拠を何に求めるべきかは、グリッチのモデルの分れ目になる。ベラ・パルサーでは両者が観測され、クラブ・パルサーではC型のみしか観測されていないことから、二つの中性子星の構造的差違に原因を求めるのが自然である。

ところで、本来真の EOS は唯一つであるはずだから、もし M を同じとしたら、残る相違は星の年令（冷却との関係で温度）のみとなる。イリノイの pin unpin モデルでは、グリッチの原因を、crust 中の n 超流体の vortex の様相に求め、クラブとベラの差を内部温度の差に帰着させる。しかし、 $M \simeq (1.2 \pm 0.2) M_\odot$ の範囲では、 π^{ch} 凝縮相はクラブにないがベラにあるとする可能性は完全には排除されないが、そうなるには $\rho_{\text{cr}}(\pi^{\text{ch}}) = (4 \sim 5) \rho_0$ ということになる。（ Q の差違をどうするかなど他の点についてのコメントは報告1）参照）

我々は、(1)で指摘した観点から、 $M \simeq 1.4 M_\odot$ の中性子星の中心密度と $\rho_{\text{cr}}(\pi^{\text{ch}} + \pi^0)$ が近く、密度分布はコア領域で略平坦であるという状況が、 $0.2 M_\odot$ 程度の小さい質量の変化でも中心部が共存 π 凝縮相にあるかないかという構造的に大きい変化がありうる点に着目する。

(3) (1)で述べた高密度核物質の特徴と(2)で述べたグリッチの際立った二つの型を関連づける次のモデルを考える。クラブ・パルサーの中性子星は $M \simeq 1.2 M_\odot$ の下限辺りにあり、crust quake のみがグリッチの“引き金”になるとする。クラブのグリッチの定性的特徴は、1970年代にやられた2成分モデルによって与えることが示されている。他方ベラ・パルサーの中性子星は $M \simeq 1.4 \sim 1.6 M_\odot$ をもつとし、コア領域に“nuclear solid”があり、“Coulomb solid”よりも2桁強い結合力に由来して2桁大きい $(\Delta\Omega)_0/\Omega$ を与えると考え。即ち、ベラ・グリッチに対する core quake モデルの新しい状況の下での再考である。

(4) 1970年代に提唱された core quake モデルの難点は、我々のシナリオでは次のように解消する。(i)高密度核物質の固化は、通常の意味（斥力芯による幾何学的閉じこめ）では中心密度 $\sim 5 \rho_0$ でありえないが、 π^0 凝縮の意味の“nuclear solid”はありうる。(ii) π^{ch} 凝縮によって、“nuclear solid”が quake の度に放出する strain energy $\simeq (4 \sim 6) \times 10^{44}$ erg の蓄積による温度上昇はない。quake で一時的に上昇した $\Delta T_{\text{in}} = (0.4 \sim 1.1) \times 10^8$ °K は π^{ch} 凝縮による急速な冷却で、次のグリッチまでの時間 $t_g = (3 \sim 4)$ 年より短い時間スケール ($\lesssim 0.5$ 年) で除かれる。こうして、ベラ・パルサーの大きいグリッチを共存 π 凝縮下の core quake モデルで理解する道筋が考えられる。

(5) この考えに立って、 Q の値 $\simeq I_n/I$ (中性子超流体と全体の慣性能率の比) を求めると、 $M \simeq 1.2 M_\odot$ で $Q \simeq 0.7$ 、 $M \simeq 1.6 M_\odot$ で $Q \simeq 0.2$ 程度となり、一応観測との対応もつく¹⁾

(6) $\Omega(t)$ 及び $\dot{\Omega}(t)$ の振舞い定量的再現については、グリッチ項を複数項の和にする必要があるかも知れない。また、core quake に伴う一時的温度上昇のため、臨界温度が 10^8 °K オーダーの中性子 ${}^3\text{P}_2$ 超流体のある部分が一時的に正常相になり、 π^{ch} 凝縮の冷却がきいてくると再び超流体に戻るという効果

は、 Q にも時間変化が含まれることを意味する。このような点など今後検討すべきことは多い。

References

- 1) 高塚龍之, 核研研究会「種々の条件下でのハドロン物質」(1985年11月27~29日)報告, “中性子星現象と内部構造 — パルサー・グリッチを中心にして —”, 原子核研究(近刊).
- 2) 高原まり子, 本研究会報告.
- 3) M. Y. Fujimoto and R. E. Taam, *Astrophys. J.* **305** (1986), 246.
- 4) K. Nomoto and S. Tsuruta, *Astrophys. J.* **305** (1986), L19. 及び鶴田幸子, 本研究会報告.
- 5) D. Pines and M. A. Alpar, *Nature* **316** (1985), 27.
- 6) 武藤巧, 巽敏隆, 本研究会報告.

$\pi^0 - \pi^c$ 共存凝縮相と中性子星冷却

京大・理 武藤 巧

§ 1. Introduction

π 凝縮は, π 自由度の巨視的な発現形態として, また高密度核物質の相転移後の1つの様相として興味深い現象である。その検証に関連して, 最近の Vela パルサーの表面温度観測の解析結果や,¹⁾ X線バースターからの情報の蓄積など,^{2,3)} 新たな局面が開かれつつある。

π 凝縮相の中性子星現象に関連する特徴として, (i)状態方程式(EOS)のsoft化, (ii) π^0 凝縮による核子系の固化的様相, (iii) π^c 凝縮の存在による冷却の促進, が主に挙げられる。ところで, π^0 と π^c が共存して凝縮する可能性があり, その時の系の特徴や, 中性子星現象に及ぼす影響を明らかにする事は重要である。簡単なモデルでは共存相の存在は示唆されているが,^{4,5)} ここでは現実的扱いとして, アイソバー Δ の効果, バリオン間の短距離相関, vertex補正を取り入れ, 共存凝縮相の存在を確かめる。さらに共存凝縮相下での冷却率を得, 以前の簡単なモデル計算(S. M. C.)と比較する。

§ 2 $\pi^0 - \pi^c$ 共存凝縮相の状態方程式

2-1.

chiral 対称性を基礎とする枠組では, 共存凝縮相は次の形の chiral rotation operator を正常相に作用させた状態として表わされる。

$$|\pi^0, \pi^c\rangle = \hat{U}(\chi, \theta, \varphi)|\text{Normal}\rangle \quad (2-1)$$