

K 中間子凝縮下の核子超流動

高塚龍之(岩手大・人社)、玉垣良三(京大・理)

Superfluid state of nucleons under the occurrence of kaon condensation in neutron star core is investigated. Due to the large proton mixing characteristic of the condensate, both of neutrons and protons can utilize the 3P_2 -interaction as a pairing interaction responsible for the superfluidity. It is shown that the existence of nucleon superfluids is unlikely if the effective nucleon-mass parameter $m^*(=m_N^*/m_N)$ is less than ~ 0.7 .

1. はじめに

核子超流動の問題は多体論的興味はもとより、中性子星の冷却やパルサーグリッチといった現象と関連して大変興味深い。これまでの現実的扱いによる研究の結果、中性子星の crust では原子核結晶を浸している中性子液体は 1S_0 型の超流体になっていて、その密度域は $\rho \simeq (10^{-3} - 0.7)\rho_0$ (ρ_0 は通常核密度で 0.17 核子/ $\text{fm}^3 \simeq 2.8 \times 10^{14}$ g/cc) であること、一方、原子核結晶が溶解する core 領域では中性子が新しい型の 3P_2 超流体に、数%混在している陽子は 1S_0 型超流体になっていて、これらの超流体が $\rho \simeq (0.7 \sim 3)\rho_0$ で共存していること、いずれの超流体も $\rho \gtrsim 3\rho_0$ では消え、中性子星コアの中心部は常流体になっていること、が知られている。¹⁾

しかしながら、近年、コア領域の超流体は上述のように $3\rho_0$ あたりで消えるのではなく、もっと高密度域まで存在するのではないかという問題が関心を呼んでいる。これには背景として次のような事情がある。²⁾ 中性子星の冷却問題で理論的結果が観測と整合的である為には、(i) 通常のスナリオよりもずっと効率の良い冷却機構が必要 $\rightarrow \rho \gtrsim 3\rho_0$ で π 凝縮あるいは K 凝縮が起こっていて pion cooling や kaon cooling で速く冷やされるのではないかと、(ii) ところがこれだけだと冷却が速すぎる \rightarrow 抑制効果として核子超流体があれば丁度よい、といった文脈で高密度域の核子超流動が期待されている訳である。この報告の目的は、 K 凝縮の場合をとりあげ、「 K 中間子凝縮が起こっている場合、核子超流動は可能か」を議論することにある。

2. K 凝縮相の特徴

中性子、陽子、 K 中間子が化学平衡にある $n \rightleftharpoons p + K^-$ という K 凝縮相は $\rho \gtrsim (3 - 4)\rho_0$ で起こることが指摘されている。³⁾ これは、エネルギー的には、強い引力的効果をもたらす「s波の KN シグマ項」という強い相互作用と、他方、反応プロセスとしては、 K^- の出現を可能にするストレンジネス非保存の弱い相互作用、この2つの相互作用によって可能となる。後者は前者に較べて時間スケールが何桁も大きいから原子核衝突でこの K 凝縮相を創り出すことは出来ないが、マクロな時間スケールで安定な中性子星では十分に可

能となる。 $n \leftrightarrow p + K^-$ という反応式からもわかるように、 K 凝縮相の核子基底は形式的には n と p の重ね合わせである準粒子 η, ζ で記述される:

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= u|n\rangle + v|p\rangle, |\zeta\rangle = -v^*|n\rangle + u^*|p\rangle \\ |u|^2 + |v|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (1)$$

しかし、この n, p 混合は弱い相互作用に基づくため、 u, v 因子は G_W を弱相互作用の結合定数として、 $u = 1 + O(G_W^2), v = O(G_W^2)$ である。つまり、非常に良い近似で $u = 1, v = 0$ としてよい。⁴⁾ この意味で K 凝縮相 (正確には K^- 凝縮相) での核子系は通常相の中性子星物質と変わりなく、対相互作用の問題では n と p の2種の Fermi 球を考えてよいことになる。

K 凝縮相の特徴は、通常の中性子星物質とは異なって、陽子混在度 $Y_p (= \rho_p/\rho; \rho = \rho_n + \rho_p)$ がきわめて大きいことにある。これは荷電中性条件が通常相での e^- (これは Y_p 増大と共に非常に大きい運動エネルギー増加を伴う) に代わって K^- によって満たされるため、大きな Y_p まで可能になることによる。1例として、Fig.1 に Y_p を K 凝縮相と通常相と比較した (Maruyama et al. のモデル PM3 の場合⁵⁾)。密度 $\rho = (3-6)\rho_0$ で、後者では $Y_p \simeq (5-6)\%$ であるが、前者では $Y_p = (10-50)\%$ と大変大きくなっている。この大きな Y_p が核子超流動の存否にどう影響するか、これがここでの興味を中心である。

3. 対相互作用とギャップ方程式

超流動を引き起こす対相互作用のタイプは n や p の密度に依存する。¹⁾ Fig.2 に2核子散乱の位相差と実験室系での散乱エネルギー E_{NN}^{LAB} との関係を示した。通常相の場合、 n は主成分 ($\rho_n \sim \rho$) であるから大きなフェルミ運動エネルギー ($E_{Fn} = \hbar^2(3\pi^2\rho_n)^{2/3}/2m_N \gtrsim 50\text{MeV}$) をもち、従って、フェルミ面近傍のクーパー対は高い散乱エネルギー ($E_{NN}^{\text{LAB}} = 4E_{Fn} \gtrsim 200\text{MeV}$) で最も引力的な 3P_2 状態で対相関をもつことになる。一方、数%混在する p は低密度 ($\rho_p \lesssim 0.06\rho$)、低フェルミエネルギー ($E_{Fp} \lesssim 20\text{MeV}$) であり、 $E_{NN}^{\text{LAB}} = 4E_{Fp} \lesssim 80\text{MeV}$ の低散乱エネルギーで最も引力的な 1S_0 状態のクーパー対を形成する。即ち、 n は 3P_2 型の、 p は 1S_0 型の超流動となる。ところが K 凝縮下では事情が異なる。Fig.1 にはこの相での E_{Fn} と E_{Fp} を通常相のそれらと比較してある。 Y_p が大きいので n も p も、もし超流動になるならば、共に 3P_2 型の超流体として存在することがわかる。

3P_2 型の対相関は 3F_2 状態とのテンソル結合を通じて重要な引力利得があるためこの効果を取り入れる必要がある。従って解くべき $^3P_2 + ^3F_2$ のエネルギーギャップ方程式は次のようになる ($m_j = 0$ という解の場合、詳細は文献1)):

$$\begin{aligned} \Delta_1(k) &= -\frac{1}{\pi} \int k'^2 dk' \langle k' | V^{11} | k \rangle \int d\hat{k}' \{ \Delta_1(k') f(\theta) + \Delta_3(k') g(\theta) \} / E_{k'} \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \int k'^2 dk' \langle k' | V^{31} | k \rangle \int d\hat{k}' \{ \Delta_1(k') g(\theta) + \Delta_3(k') h(\theta) \} / E_{k'} \quad (2 \cdot a) \end{aligned}$$

$$\Delta_3(K) = \frac{1}{\pi} \int k'^2 dk' \langle k' | V^{13} | k \rangle \int d\hat{k}' \{ \Delta_1(k') f(\theta) + \Delta_3(k') g(\theta) \} / E_{\mathbf{k}'} \\ - \frac{1}{\pi} \int k'^2 dk' \langle k' | V^{33} | k \rangle \int d\hat{k}' \{ \Delta_1(k') g(\theta) + \Delta_3(k') h(\theta) \} / E_{\mathbf{k}'} \quad (2 \cdot b)$$

$$f(\theta) = \frac{1}{8\pi} (1 + 3 \cos^2 \theta) \quad (3 \cdot a)$$

$$g(\theta) = \frac{\sqrt{6}}{64\pi} (1 - 7 \cos^2 \theta + 5 \sin \theta \sin 3\theta - 10 \cos \theta \cos 3\theta) \quad (3 \cdot b)$$

$$h(\theta) = \frac{3}{128\pi} (13 + 4 \cos^2 \theta + 5 \sin \theta \sin 3\theta + 15 \cos \theta \cos 3\theta) \quad (3 \cdot c)$$

$$E_{\mathbf{k}'} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_{\mathbf{k}'}^2 + D^2(\mathbf{k}')} \quad (4)$$

$$D^2(\mathbf{k}') = \frac{1}{2} f(\theta) \Delta_1^2(k') + \frac{1}{2} h(\theta) \Delta_3^2(k') + g(\theta) \Delta_1(k') \Delta_3(k') \quad (5)$$

$$\tilde{\epsilon}_{\mathbf{k}'} = \epsilon(k') - \epsilon(k_F) = \hbar^2 (k'^2 - k_F^2) / 2m_N^* \quad (6)$$

$$\langle k' | V^{\ell'\ell} | k \rangle = \int r^2 dr j_{\ell'}(k'r) V^{\ell'\ell}(r) j_{\ell}(kr) \quad (7)$$

$$V^{\ell'\ell}(r) = \sum_{\text{spin}} \int d\hat{r} \mathcal{Y}_{s\ell'j m_j}^*(1, 2) V(1, 2) \mathcal{Y}_{s\ell j m_j}(1, 2) \quad (8)$$

$$\mathcal{Y}_{s\ell j m_j}(1, 2) = \sum_{m_s + m_\ell = m_j} (s\ell m_s m_\ell | j m_j) Y_{\ell m_\ell}(\hat{r}) \chi_{s m_s}(1, 2). \quad (9)$$

上式で Δ_1, Δ_3 はそれぞれ ${}^3P_2, {}^3F_2$ に対応するギャップ関数、 $\epsilon(k)$ は1粒子エネルギー、 k_F はフェルミ運動量、 m_N^* は核子の有効質量である。 3P_2 超流動の臨界温度は T_c は $\Delta_1(k)$ をMeV単位であらわして、次式で与えられる：

$$T_c({}^3P_2) \simeq 0.60 \Delta_1(k_F) / \sqrt{8\pi} \simeq 0.139 \Delta(k_F) \times 10^{10} \text{K} \quad (10)$$

4. 結果と議論

ギャップ方程式(2)をOPEG³O-2Mポテンシャル(詳細は文献1))を用い、有効質量近似((6)の第2式)を採用して数値的に解く。主な結果をFig.3にまとめた。

- (i) 有効質量パラメータ $m^*(=m_N^*/m_N)=1$ の場合、 n も p も T_c は中性子星の内部温度 $T_i \sim 10^8 \text{K}$ より ~ 2 桁大きく、 3P_2 超流体が存在し得る。しかし、 T_c は m^* 減少と共に急激に小さくなる。
- (ii) $m^* = 0.75$ でも n, p とも超流体は生き残る。しかし、 p 超流体の存在域は高密度側へ押しやられる($\rho > 3.5\rho_0$)。さらに $m^* = 0.70$ と小さくなると、 $T_c < T_i$ となって n, p 超流体は消える。
- (iii) n 超流体の T_c を K 凝縮相(実線)と通常相(点線)とで比較することにより(1例として図の $m^* = 0.75$ の場合)、 n の 3P_2 超流体は K 凝縮が起こっている場合の方が存在し易いということが知られる。これは同じ ρ でも Y_p が大きい、通常相に比べて ρ_n が小さく、これによって 3P_2 相互作用の引力的効果を受け易くなるためである。

5. おわりに

中性子星コアの超流体が $\rho \gtrsim 3\rho_0$ という高密度域まで存在し得るかを K 凝縮が起こっている場合について検討した。コア超流体の存否は m^* に非常に敏感で、 $m^* \gtrsim 0.7$ でなければ望みは薄い。 G 行列計算によれば $\rho \gtrsim 3\rho_0$ で $m^* \gtrsim 0.7$ は期待できそうになく $m^* = (0.6 - 0.5)$ が現実的なところである。従って $\rho \gtrsim 3\rho_0$ の K 凝縮下でコア超流体の存在はありそうにないということになる。この場合、kaon cooling の速すぎる冷却を抑制する仕掛が存在せず観測に合わなくなる。この文脈は間接的にはあるが中性子星コアで K 凝縮が存在しないという情報を暗示しているとも云える。

それでは「速い冷却機構の存在と、同時に、速すぎる冷却を押さえる核子超流体の存在」という要請を満たす道筋は他に考え得るであろうか。次の可能性がある：

- (イ) π 凝縮下の場合 $m^* = (0.9 - 0.8)$ ($\rho = (3 - 5)\rho_0$ に対して) と大きい事が示されているから、⁵⁾ pion cooling と核子超流体を同時に期待できる。
- (ロ) ハイペロン混在による直接 URCA 過程も速い冷却機構をもたらす (hyperon cooling)。ハイペロン超流体は可能か。

以上は今後の課題である。

References

- 1) T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. No.112 (1993) 27.
- 2) H. Umeda, K. Nomoto, S. Tsuruta, T. Muto and T. Tatsumi, Ap. J. **431** (1994) 309.
- 3) D. B. Kaplan and A. E. Nelson, Phys. Lett. **B175** (1986) 57.
G. E. Brown, K. Kubodera and M. Rho, Phys. Lett. **B192** (1987) 273.
T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. **80** (1988) 22.
T. Muto and T. Tatsumi, Phys. Lett. **B283** (1992) 165.
- 4) H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Nucl. Phys. **A571** (1994) 758.
- 5) T. Maruyama, H. Fujii, T. Muto and T. Tatsumi, Phys. Lett. **B337** (1994) 19.
- 6) K. Tamiya and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **66** (1981) 948, 1361.
T. Takatsuka, Y. Saito and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **67** (1982) 254.

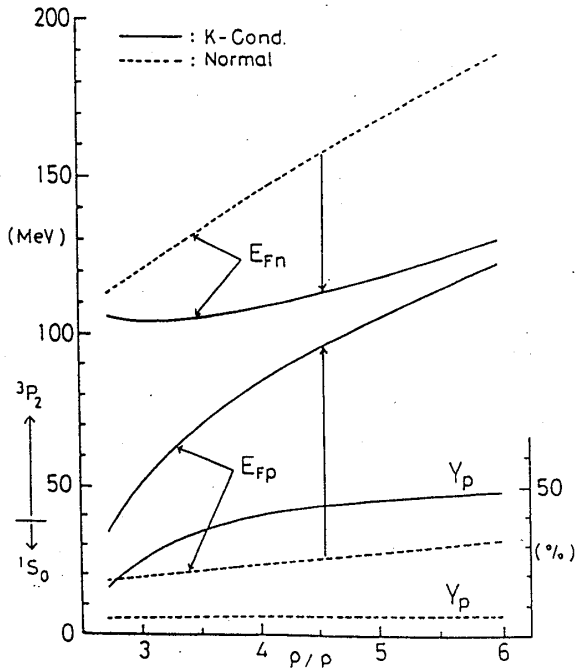


Fig.1. K凝縮相 (実線)、通常相 (点線) での陽子混入度 Y_p 、中性子 (陽子) のフェルミ運動エネルギー E_{Fn} (E_{Fp})。 ρ は密度、 ρ_0 は通常核密度。

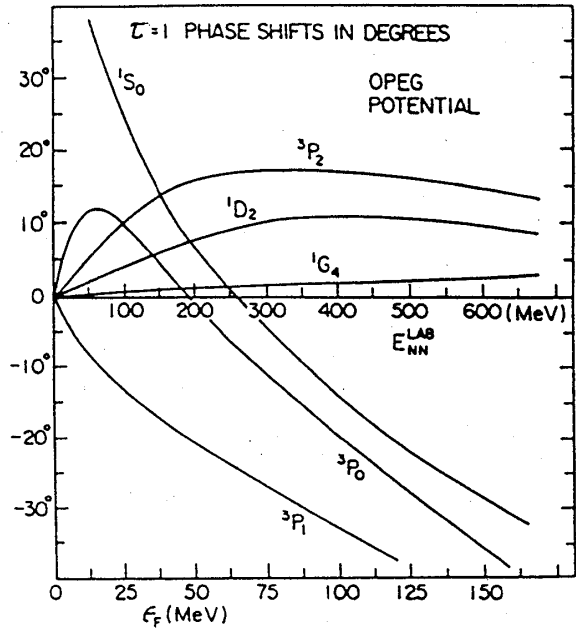


Fig.2. 2核子散乱の位相差と実験室系での散乱エネルギー E_{NN}^{LAB} との関係。

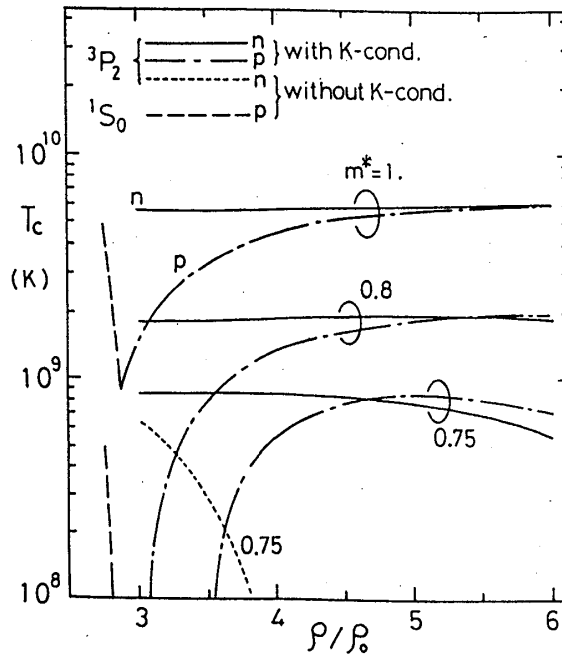


Fig.3. K凝縮相での中性子 (n)、陽子 (p) 3P_2 超流体の臨界温度 T_c 。 m^* は有効質量パラメータ、 ρ は密度 (ρ_0 は通常核密度)。 $m^* = 0.75$ の場合、通常相での n 超流体の T_c が点線で示されている。 $m^* = 0.70$ では n, p とも $T_c <$ 中性子星内部温度 ($\sim 10^8$ K) となるため図示されていない。