

s-wave pion condensation in neutron stars revisited

A. Ohnishi^a, D. Jido^a, T. Sekihara^b, K. Tsubakihara^c,

a. Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

b. Dept. of Phys, Kyoto U., c. Dept. of Cosmosciences, Hokkaido U.

Abstract

π 核散乱や π 原子の観測から近年より正確に定められるようになってきた π -核光学ポテンシャル実部 (*s*-wave) と相対論的平均場模型から与えられる電子化学ポテンシャル、陽子の割合を用いて、中性子星での *s*-波パイ凝縮の可能性について再検討する。[1] 上の組み合わせで考える限りにおいては、 π 粒子のゼロ運動量でのエネルギーは電子化学ポテンシャルを下回る組み合わせはほとんどない。特にハイペロンが混在する場合、あるいは b_1 パラメータの密度依存性を考えた場合には、ゼロ温度での *s* 波パイ凝縮は起こらないと考えられる。

Migdal [2], Sawyer [3] の指摘以来、物質の構成要素としての π 粒子の研究が始まった。通常、核子との間に引力をもつ *p* 波パイ凝縮が主たる研究対象となっている [4]。一方、*s* 波パイ凝縮は核物質中の π 質量 (ゼロ運動量でのエネルギー) が電子化学ポテンシャルを下回った時に起こる Bose-Einstein 凝縮であるが、*s* 波の πN 相互作用は斥力であるため高密度物質では起こらないと考えられてきた。ただし、こうした予想は中性子物質の自由 Fermi gas 模型の評価と πN 散乱長に基づいている。近年の実験・理論研究の進展により、 π 核散乱の *s* 波光学ポテンシャルの理解が進んでいる。深く束縛された π^- 中間子原子については Pb, Sn アイソトープについてエネルギーと幅が正確に測定されており [5, 6, 7, 8, 9]、低エネルギーの π 核散乱データを再現する光学ポテンシャルも提案されている [10]。また、カイラル動力学に基づく理論的な計算も進展している [11, 12, 13, 14]。一方、相対論的平均場理論 (RMF) などの方法を用いた中性子星物質 ($T = 0$, β 平衡) ・超新星物質 (有限温度、様々な Y_e (=電子/バリオン比)) に対する状態方程式が提案されている [15, 16]。RMF での計算結果では、中性子のエネルギーは対称エネルギーにより陽子のエネルギーに比べて押し上げられており、自由中性子 Fermi gas よりも大きな電子化学ポテンシャル, $\mu_e = \mu_n - \mu_p$, を与える。興味深いのは、密度が $(2 - 3)\rho_0$ になると μ_e は真空でのパイオン質量 $m_\pi \simeq 140$ MeV を大きくこえて 200 MeV 程度にまで達することである [15, 16]。すなわち、 πN の斥力が強くなければ *s* 波パイ凝縮は起こる。

ここでは、近年提案されている π 核 *s* 波光学ポテンシャルに基づいて評価した π のエネルギーと RMF で評価した中性子星物質中の電子化学ポテンシャル μ_e を比較し、*s* 波パイ凝縮について再考する [1]。

一様核物質中での π 粒子のエネルギーは次のようなポテンシャル [17] を使って見積もれるだろう。

$$U(\pi^-) = -\frac{2\pi}{m_\pi} \left[\left(1 + \frac{m_\pi}{M_N}\right) (b_0\rho_B + b_1\delta\rho) + \left(1 + \frac{m_\pi}{2M_N}\right) \text{Re}B_0\rho^{(2)} \right].$$

ここで $\rho_B = \rho_n + \rho_p$, $\delta\rho = \rho_n - \rho_p = \rho_B(1 - 2Y_p)$, $\rho^{(2)} = \rho_B^2$ or $\rho_B^2 - \delta\rho^2$ である。Table 1 に、深く束縛された π 原子、 π 核散乱から決められたパラメータをまとめておく。詳細は Ref. [1] を参考にしたいが、重要なポイントは b_1 パラメータの密度依存性である。KY と F-W では b_1 の密度依存性が $b_1 = \tilde{b}_1/(1 - \alpha\rho_B/\rho_0)$ [13, 18, 19] の形で取り入れられている。これは光学ポテンシャルのエネルギー依存性にとまなう波動関数繰り込みからの帰結である [13, 19]。

Table 1: Pion potential parameters

	\tilde{b}_0 (m_π^{-1})	\tilde{b}_1 (m_π^{-1})	$\text{Re}B_0$ (m_π^{-4})	α
T[20]	-0.034	-0.078	0	0
BFG[21]	-0.025	-0.085	-0.021	0
SM[22]	-0.027	-0.12	0	0
ET[23]	-0.020	-0.0873	-0.049	0
KY[8]	-0.0233	-0.1473	-0.019	0.367
F-C[10]	-0.009	-0.114	-0.040	0
F-W[10]	-0.009	-0.081	-0.040	0.391

現象論的なポテンシャルは決まった π 粒子エネルギーにおいて実験データを説明するように決められている。理論的にはカイラル摂動論により s 波の媒質中での π セルフエネルギー $\Sigma_\pi(E_\pi)$ が密度の 1 次までの近似で求められている [11]。ここでは次の形のセルフエネルギー (MOW [12]) を用いる。

$$\Sigma(m_\pi^*) = c_1 \frac{4\rho_B}{f^2} m_\pi^2 - \frac{2\rho_B}{f^2} m_\pi^{*2} \left(c_2 + c_3 - \frac{g_A^2}{8m_N} \right) + \frac{m_\pi^* \delta\rho}{2f^2}.$$

ここで $c_1 = -0.81$, $c_2 = 3.20$, $c_3 = -4.66$ in unit of GeV^{-1} , $f = 88$ MeV である。また、媒質中でのカイラル摂動論により $\mathcal{O}(p^5)$ まで評価し、Pb の π 原子データを再現するセルフエネルギー (KKW [13]) も用いることとする。

これらの光学ポテンシャル、又はセルフエネルギーから媒質中の π 粒子エネルギー ($p = 0$) は

$$E_\pi^2 = (m_\pi^*)^2 = m_\pi^2 + 2m_\pi U = m_\pi^2 + \Sigma(E_\pi),$$

と評価できる。

中性子星の中での電子化学ポテンシャルの評価には、相対論的平均場模型 (RMF) の結果を利用する。ここでは原子核の束縛エネルギーを広い質量数領域において説明する 4 つの模型 (NL1 [24], NL3 [25], TM1 [26], SCL [27]) を比較する。Lagrangian の形は、

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{free}}(\psi, \sigma, \omega, \rho, \dots) + \bar{\psi} [g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^0 \omega - g_\rho \tau_z \gamma^0 \rho] \psi + c_\omega \omega^4/4 - V_\sigma(\sigma),$$

$$V_\sigma = \begin{cases} \frac{1}{3}g_3\sigma^3 + \frac{1}{4}g_4\sigma^4 & (\text{NL1, NL3, TM1}) \\ -a_\sigma f_{\text{SCL}}(\sigma/f_\pi) & (\text{SCL}) \end{cases},$$

であり、バリオン間の相互作用が σ, ω, ρ 中間子との結合により記述される。SCL 模型では $f_{\text{SCL}}(x) = \log(1-x) + x + x^2/2$ である。中性子星物質での化学ポテンシャルは次の β 平衡条件を self-consistent に解いて得られる。

$$\mu_e = \mu_n - \mu_p, \quad \rho_e = \rho_p, \quad \mu_{n,p} = \sqrt{M_N^{*2} + k_F^2} + g_\omega \omega \mp g_\rho \rho, \quad (1)$$

4 つの模型は高密度領域ではかなり違ったエネルギー (E/A) を与えるが、陽子/バリオン比 Y_p , 電子化学ポテンシャル μ_e での不定性は大きくない。この理由として、 E/A は不定性の大きな中間子の高次項 (ω^4, V_σ) に依存するのに比べて、 $\mu_e = \mu_n - \mu_p$ ではその多くの部分がキャンセルするからであろう。ハイペロンを含む模型 [16] では、電子の一部が負電荷をもつハイペロンに置き換えられるため μ_e は小さくなる。

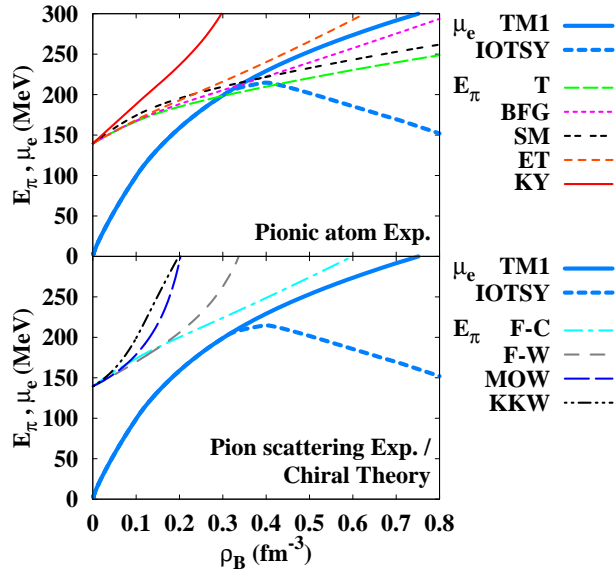


Figure 1: 電子化学ポテンシャル μ_e 。RMF で評価した電子化学ポテンシャル μ_e と光学ポテンシャル、セルフエネルギーから評価した π 粒子エネルギー E_π の比較。

さて、 μ_e と E_π を中性子星物質中で比較してみよう。 E_π の評価には陽子・バリオン比 $Y_p = \rho_p / \rho_B$ が必要であるが、ここでは RMF (TM1) の結果を利用する。Figure 1 では、RMF(TM1, IOTSY) での μ_e と π 原子(上)、 π 核散乱(下)を説明する光学ポテンシャルから求めた E_π を比較している。 b_1 パラメータの密度依存性を含まないポテンシャル (T, BFG, SM, ET, F-C) において、高密度領域 ($\rho_B \gtrsim 2\rho_0$) では $E_\pi \simeq \mu_e$ となっているのは (個人的には) おもしろい結果である。一方 b_1 パラメータの密度依存性を含むポテンシャル (KY, F-W) では E_π は μ_e に比べて十分大きい。カイラル摂動論から求めた E_π (MOW, KKW) も同様である。また、ハイペロンの混在を許した場合 (IOTSY) には、 $E_\pi < \mu_e$ の条件を満たすのは T [20] のみであり、かつ満たしている密度領域は非常に小さい。

結論として、実験データから得られた媒質中の π 粒子の振る舞いと原子核の束縛エネルギー等を説明する相対論的平均場の結果を組み合わせる限りにおいて、 s 波パイ凝縮が中性子星中で起こることは考えにくいことが分かる。ただし、この結論を得る上で「真空中で πN の s 波相互作用が斥力であるから」との理由付けでは不十分である。これは b_1 の密度依存性を含めず π 原子データを説明するポテンシャルでは $\rho_B \gtrsim 0.3\text{fm}^{-3}$ において $E_\pi \simeq \mu_e$ を与えることから明らかであろう。上記の結論を得るには、「 π のセルフエネルギーが密度依存性をもつ、あるいは中性子星物質中で $(2-3)\rho_0$ 以上の密度領域でハイペロンが現れる」の少なくとも一方が必要である。

もちろん、ここで考えたポテンシャルやセルフエネルギーを高密度の非対称核物質に適用できるかどうかは疑わしい。例えば、密度依存性は (MOW, KKW 以外では) 密度の 1 次まで、かつ b_1 パラメータについてのみ取り入れたものであり、より self-consistent な取扱いが必要であろう。また、中性子過剰原子核での π 原子 [28]、 π 核散乱のデータを得ることは np の非対称性が大きな中性子星物質を取り扱う上で大変重要であろう。また、ここでは π とハイペロンの相互作用は考えていないことにも注意が必要である。こうした研究の進展は、70 MeV にも達する考えられているブラックホール形成時 [29] のような有限温度の高密度物質中で π がどの程度現れるかを知る上で不可欠である。

この研究を進める上では比連崎さん、国広さん、住吉さん、矢崎さんとの議論が大変為になりました。また科研費 (17070002, 19540252, 20028004 and 20540273)、学振特別研究員 (椿原, 20-4326)、the Yukawa International Program for Quark-hadron Sciences (YIPQS)、京都大学グローバル COE プログラム (GCOE) 「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」からの援助を受けました。

References

- [1] A. Ohnishi, D. Jido, T. Sekihara and K. Tsubakihara, arXiv:0810.3531 [nucl-th].
- [2] A. B. Migdal, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **61** (1971) 2209 [Sov. Phys. JETP **36**, 1052 (1973)].
- [3] R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett. **29** (1972), 382.
- [4] A. B. Migdal, Rev. Mod. Phys. **50** (1978), 107; S. O. Baeckman and W. Weise, Phys. Lett. B **55** (1975), 1; G. Baym and E. Flowers, Nucl. Phys. A **222** (1974), 29; T. Kunihiro, T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993), 123.
- [5] H. Gilg *et al.*, Phys. Rev. C **62** (2000), 025201.
- [6] K. Itahashi *et al.*, Phys. Rev. C **62** 025202, (2000).
- [7] K. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** 072302, (2004).
- [8] P. Kienle and T. Yamazaki, Prog. Part. Nucl. Phys. **52** (2004), 85.
- [9] S. Hirenzaki, H. Toki and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **44** (1991), 2472.
- [10] E. Friedman *et al.* Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 122302; Phys. Rev. C **72** (2005), 034609.
- [11] V. Thorsson and A. Wirzba, Nucl. Phys. **A589** (1995), 633.
- [12] U. G. Meissner, J. A. Oller and A. Wirzba, Ann. Phys. (N.Y.) **297** (2002), 27.
- [13] E. E. Kolomeitsev, N. Kaiser and W. Weise, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 092501.
- [14] M. Doring and E. Oset, Phys. Rev. C **77** (2008), 024602.
- [15] N. K. Glendenning, "Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity" (Springer-Verlag, Berlin, 2000).
- [16] C. Ishizuka, A. Ohnishi, K. Tsubakihara, K. Sumiyoshi and S. Yamada, J. Phys. G **35** (2008), 085201.
- [17] M. Ericson and T.E.O. Ericson, Ann. Phys. (N.Y.) **36** (1966), 323.
- [18] W. Weise, Acta Phys. Polon. **B31** (2000), 2715; Nucl. Phys. **A690** (2001), 98c.
- [19] D. Jido, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rev. D **63** (2001), 011901; D. Jido, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Lett. B **670** (2008) 109 [arXiv:0805.4453 [nucl-th]].
- [20] L. Tauscher, in Proc. of the Int. Seminar on π -Meson Nucleus Interaction Strasbourg, 1971, CNRS-Strasbourg (unpublished), p. 45.
- [21] C. J. Batty, E. Friedman and A. Gal, Nucl. Phys. A **402** (1983), 411.
- [22] R. Seki and K. Masutani, Phys. Rev. C **27** (1983), 2799.
- [23] T.E.O. Ericson and L. Tauscher, Phys. Lett. B **112** (1982), 425.
- [24] P. G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner and J. Friedrich, Z. Phys. A **323** (1986), 13; S. J. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), 2916.
- [25] G. A. Lalazissis, J. Konig and P. Ring, Phys. Rev. C **55** (1997), 540.
- [26] Y. Sugahara and H. Toki, Nucl. Phys. A **579** (1994), 557.
- [27] K. Tsubakihara and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **117** (2007), 903.
- [28] For example, K. Itahashi, RIBF proposal, NP0802-RIBF 54, (2008).
- [29] K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki and S. Chiba, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 091101; K. Sumiyoshi, C. Ishizuka, A. Ohnishi, S. Yamada, H. Suzuki, (2008), Astrophys. J. Lett. **690** (2009), 43. [arXiv:0811.4237 [astro-ph]].