

高密度ハイペロン物質での有効相互作用と状態方程式

西崎 滋 (岩手大・人社) *
山本安夫 (都留文科大)
高塚龍之 (岩手大・人社)

1. はじめに

中性子星のコア領域のように通常の核物質密度 ($\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$) を越える高密度領域においては、核子 (N) 以外にハイペロン (Y) が混じったハイペロン物質が存在する可能性がある。ハイペロンが混在してくると通常の核子物質に比べて状態方程式がソフトになるため、中性子星の最大質量が小さくなる。また、ハイペロンの混在は、ニュートリノを放出して中性子星が冷却していく過程にも影響を与え、冷却を速める方向に作用する。ハイペロンが、どのくらいの密度で、どのくらい混じるかは、中性子星の諸性質の理解にきわめて重要である。

Pandharipande[1] や Bethe-Johnson[2] の非相対論的模型による初期の研究においては、 YN 、 YY 間相互作用として、 NN 間相互作用をもとにその引力を弱めたものが用いられ、 $(2 \sim 4)\rho_0$ から Λ が混じることが指摘されている。相互作用の採り方によっては、 Σ^- がより低密度から現れる場合もある。一方、相対論的平均場近似模型によれば [3, 4]、やや低密度領域 ($1.5 \sim 2.5$) ρ_0 から Λ が混じる結果となっている。ハイペロンの混在度も、非相対論的模型で数%であるのに対し、相対論的模型では数十%にも達する。両者の違いは中性子物質の状態方程式の堅さや対称エネルギーの密度依存性に起因し、中性子物質の状態方程式が強く対称エネルギーの密度依存性が強い相対論的模型では、中性子の代わりをする Λ が低密度より現れ、その混在度も大きくなる。さらに、陽子の混在度とともに電子や Σ^- など負電荷の粒子の混在度も大きくなる。

最近の $Y-N$ 散乱、ハイパー核の研究の進展は、そこで得られた YN 、 YY 間相互作用についての情報を取り入れて、ハイペロン物質の諸性質をより現実的な相互作用に基づいて検討することを可能にしている。我々は、高密度ハイペロン物質中での YN 、 YY 間有効相互作用とハイペロン物質の諸性質についての研究を、多体理論として理論的基礎のよりしっかりした非相対論的 G 行列理論に基づいて進めている。

2. 我々のアプローチの概略

我々は、現実的ポテンシャルを用いた G 行列計算の結果を再現するように高密度ハイペロン物質中での有効相互作用を構成し、その有効相互作用を用いて有限温度での Hartree-Fock 方程式系を解き、高密度でのハイペロン物質の状態方程式や熱力学的諸性質を検討する。ここでは、中性子 (n) と Λ から成る系について、Niemegen ポテンシャル [6, 7] を用いた結果を報告する。

2.1 Λn 、 $\Lambda\Lambda$ 有効相互作用の構成

NN 間有効相互作用については既に導いてあるので [5]、それを参考にして Λn 、 $\Lambda\Lambda$ 間有効相互作用を構成する。中性子星のコア領域を問題にする場合、広い密度領域にわたる有効相互作用

* 報告者

\tilde{V} が必要となるが、まずは実行可能な密度領域(バリオン数密度 $\rho_B = (0.5 - 3.0)\rho_0$ 、 Λ の混在度 $y_\Lambda = \rho_\Lambda/\rho_B = 0.05 - 0.15$)でNijmegenポテンシャルを用いた G 行列計算を行い、その結果得られた対角行列要素を再現するような2体有効相互作用を構成する。このとき、有効相互作用は ρ_B や y_Λ に依存するが、それを次式で与えられる簡単な関数型でパラメトライズしておき、 G 行列計算の実行不可能な高密度領域へも外挿して利用する。

$$\tilde{V}(r; \rho_B, y_\Lambda; \beta, \gamma) = \sum_{i=1}^4 c_i(\rho_B, y_\Lambda; \beta, \gamma) e^{-(r/\lambda_i)^2} \quad (1)$$

$$c_i(\rho_B, y_\Lambda; \beta, \gamma) = a_i(y_\Lambda; \beta, \gamma) + b_i(y_\Lambda; \beta, \gamma)\sqrt{k_F} \quad (2)$$

$$a_i(y_\Lambda; \beta, \gamma) = a_i^{(0)}(\beta, \gamma)(1 + a_i^{(1)}(\beta, \gamma) y_\Lambda) \quad (3)$$

$$b_i(y_\Lambda; \beta, \gamma) = b_i^{(0)}(\beta, \gamma)(1 + b_i^{(1)}(\beta, \gamma) y_\Lambda) \quad (4)$$

ここで、相互作用のレンジ・パラメータ λ_i は、参考文献[5]の NN 間有効相互作用を参照して、 $\lambda_i = 0.50, 0.95, 1.70, 2.85$ (fm)を採用し、 $k_F = \sqrt{3\pi^2\rho_B/2}$ とする。また、 β はスピントパリテイを、 γ は相互作用する粒子対($\Lambda n, \Lambda\Lambda$)を表す。

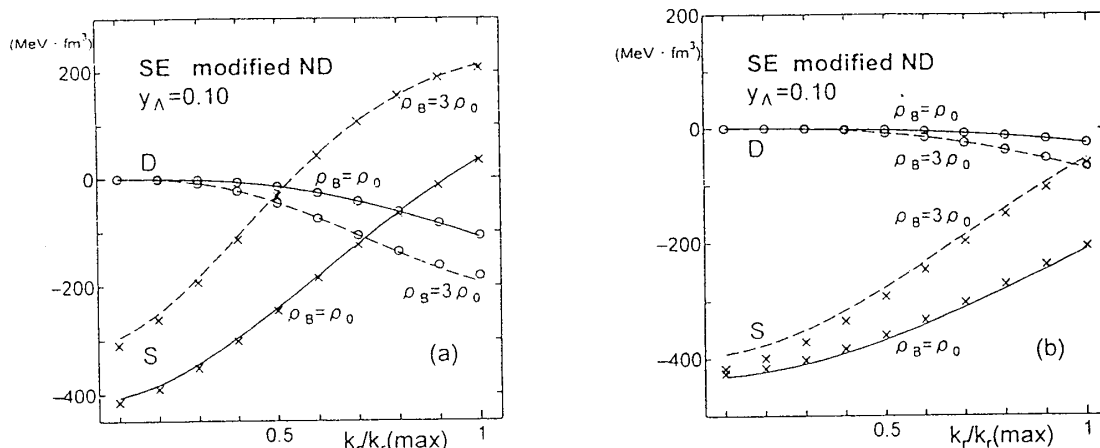


図1: Nijmegen Model D に変更を加えたもの(modified ND) から構成した \tilde{V} の、singlet even 状態での対角行列要素. (a) Λn . (b) $\Lambda\Lambda$. 実線は $\rho = \rho_0$ 、破線は $\rho = 3\rho_0$ の場合を示し、ともに $y_\Lambda = 0.1$ としている。 \times はS状態、 \circ はD状態の G 行列要素を示す。横軸は相互作用する2粒子の相対運動量とその最大値との比を表す。

有効相互作用のパラメーターの詳細は準備中の論文[8]を参照することとし、一例として、後述する modified ND を用いた場合の、密度 $\rho_B = \rho_0, 3\rho_0$ および Λ の混在度 $y_\Lambda = 0.1$ における singlet even 状態の対角行列要素を図1に示す。ここで構成した有効相互作用による行列要素(実線と破線)が G 行列計算の結果(\times と \circ)を再現していることが分かる。

2.2 温度依存ハートリー・フォック方程式系

有限温度でのハイペロン物質の諸性質を検討する基本方程式は、単一粒子エネルギー ε 、フェルミ・ディラック分布関数 f 、および、粒子数密度 ρ を与える、以下の温度依存ハートリー・フォック

ク方程式系である。[†]

$$\varepsilon_{ai} = t_{ai} + \sum_j \langle ij | \tilde{V}_{aa} | ij \rangle_{AS} f_{aj} + \sum_j \langle ij | \tilde{V}_{ab} | ij \rangle f_{bj} \quad (5)$$

$$f_{ai} = \frac{1}{1 + \exp[(\varepsilon_{ai} - \tilde{\mu}_a)/T]} \quad (6)$$

$$\rho_a = \frac{1}{\Omega} \sum_i f_{ai} \quad (7)$$

ここで、 T は温度、 Ω は規格化体積、 a と b は n あるいは Λ 、 i と j は単一粒子状態を表し、行列要素の添字 AS は反対称化された行列要素であることを示す。また、 t_a は粒子 a の運動エネルギー、 $\tilde{\mu}_a$ は化学ポテンシャル μ_a から単一粒子エネルギーの定数項を除いた部分を表す。(単一粒子エネルギーからも同じ定数項を除いてある。)この定数項には、粒子 a の質量エネルギーの寄与と、密度依存相互作用を用いたことによる寄与、いわゆる、配置換え効果による寄与がある。(5)式では、粒子 a, b 間の有効相互作用を \tilde{V}_{ab} と略述してある。

1バリオンあたりのエネルギー E/N_B (N_B はバリオン数)、エントロピー S/N_B 、および、自由エネルギー F/N_B は、バリオン数密度 ρ_B 、 Λ の混在度 y_Λ 、および、温度 T を与えて方程式系(5)–(7)を解き、その結果を用いて次式で計算される。

$$E/N_B = \frac{1}{2N_B} \sum_{a,i} (\varepsilon_{ai} + t_{ai}) f_{ai} + (m_\Lambda - m_n) Y_\Lambda \quad (8)$$

$$S/N_B = -\frac{1}{N_B} \sum_{a,i} [(1 - f_{ai}) \ln(1 - f_{ai}) + f_{ai} \ln f_{ai}] \quad (9)$$

$$F/N_B = E/N_B - TS/N_B \quad (10)$$

ここで、エネルギーの表式(8)は、中性子物質での質量エネルギーを基準としている。バリオン数密度と温度を与えた時の平衡状態での Λ の混在度は化学平衡の条件： $\mu_\Lambda = \mu_n$ より決まるが、それは自由エネルギーが Λ の混在度について最小になることと同値である。

$$\left(\frac{\partial(F/N_B)}{\partial y_\Lambda} \right)_{N_B} = \frac{\partial F}{\partial N_\Lambda} - \frac{\partial F}{\partial N_n} = \mu_\Lambda - \mu_n = 0 \quad (11)$$

ここで、 N_Λ と N_n はそれぞれ Λ と n の個数を表し、 $N_B = N_\Lambda + N_n$ である。

温度依存ハートリー・フォック方程式系の解の一例を図2に示す。これは、バリオン数密度 $\rho_B = 5\rho_0$ 、温度 $T = 30\text{MeV}$ での解で、実線は中性子(n)に、破線は Λ に対する結果を示し、比較のために温度 $T = 0\text{MeV}$ での結果も点線で示してある。平衡状態での Λ の混在度は $y_\Lambda = 0.091$ となっており、温度 $T = 0\text{MeV}$ での対応するフェルミ運動量は $k_{Fn} = 2.839\text{fm}^{-1}$ 、 $k_{F\Lambda} = 1.317\text{fm}^{-1}$ である。温度が有限である効果は、単一粒子ポテンシャルの深さ($k = 0\text{fm}^{-1}$ での ε)に 10MeV 足らずの変化をもたらし、中性子のポテンシャルは浅く、 Λ のそれは深くなっている。フェルミ・ディラック分布関数については、数密度の小さい Λ のものが大きく変化していることが分かる。

3. Λ の混在度と状態方程式

[†] この報告では、 $\hbar = c = k_B$ (ボルツマン定数) $= 1$ とする単位系を用いる。

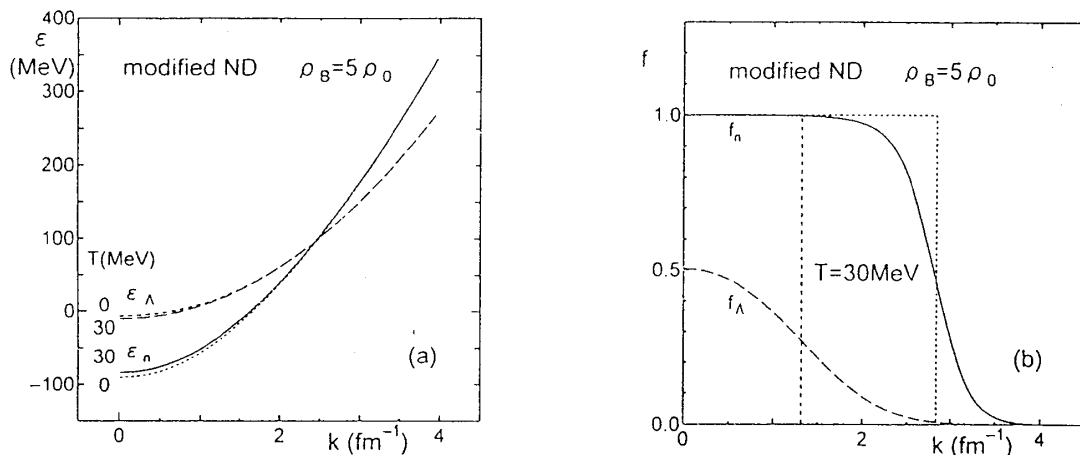


図 2: バリオン数密度 $\rho_B = 5\rho_0$ 、温度 $T = 30\text{MeV}$ での解. (a) 単一粒子エネルギー. (b) フェルミ・ディラック分布関数. 実線は中性子 (n) に、破線は Λ に対する結果を示す. この結果は、Nijmegen Model D に変更を加えたもの (modified ND) による結果であり、比較のために温度 $T = 0\text{MeV}$ の結果も点線で示してある.

温度 $T = 0\text{MeV}$ で中性子物質に Λ が混じり始める密度 ρ_c は、粒子間の相互作用を考慮しない場合には、中性子 (n) のフェルミ・エネルギー ε_{Fn} が n と Λ の質量差 ($m_\Lambda - m_n$) $\simeq 176\text{MeV}$ と等しくなるという条件で決まり、 $\rho_c \simeq 5\rho_0$ である. 粒子間の相互作用を考慮に入れると、

$$\varepsilon_{Fn} - U_\Lambda(k_\Lambda = 0) = m_\Lambda - m_n \quad (12)$$

により ρ_c が決まる. ここで、 ε_{Fn} には n - n 間の相互作用から、 $U_\Lambda(k_\Lambda = 0)$ には n - Λ 間の相互作用からの寄与が加わるために、 ρ_c の値は採用する相互作用のモデルによって変化する.

	ND	modified ND	NF
ρ_c/ρ_0	3.65	4.37	6.19
y_Λ at $5\rho_0$	0.080	0.027	
$\Delta E/N_B(\text{MeV})$	-1.62	-0.23	
y_Λ at $6\rho_0$	0.143	0.085	
$\Delta E/N_B(\text{MeV})$	-5.05	-1.88	

表 1: Λ の混じり始める密度 ρ_c , $\rho_B = 5\rho_0, 6\rho_0$ での Λ の混在度 y_Λ と 1 バリオンあたりのエネルギーの変化. 相互作用として、 nn 間には参考文献 [5] の有効相互作用を、 Λn 間には Nijmegen ポテンシャルの model D (ND)、その Λn 部分のコア半径を singlet even 状態で 0.56271fm から 0.55fm に、triplet even 状態で 0.44915fm から 0.48fm に変更したもの (modified ND)、model F (NF) を用いた G 行列計算結果より構成した有効相互作用を用いた.

Λn 間相互作用として、いくつかの Nijmegen ポテンシャルを用いた場合の結果を表 1 に与えてある. nn 間の相互作用としては、Reid soft-core ポテンシャルから構成した [5] の有効相互作用を用いた. ρ_c についての ND と NF の結果を比較すると、それぞれ $\rho_c = 3.65\rho_0$ と $6.19\rho_0$ になっているが、これは NF よりも ND の方が奇状態からの引力的寄与が大きいことに起因する結果である. 通常核密度の対称核物質中での 1 粒子ポテンシャル $U_{0\Lambda}$ が ND では約 -40MeV 、NF では約

-30MeVとなるが、その実験値は約-30MeVである。NDの偶状態のコア半径を調節して引力的寄与を弱め、 $U_{0\Lambda} \simeq -30\text{MeV}$ となるようにしたのが、modified NDである。その結果、 ρ_c はNDの結果よりも大きく、 $\rho_c = 4.37\rho_0$ となる。

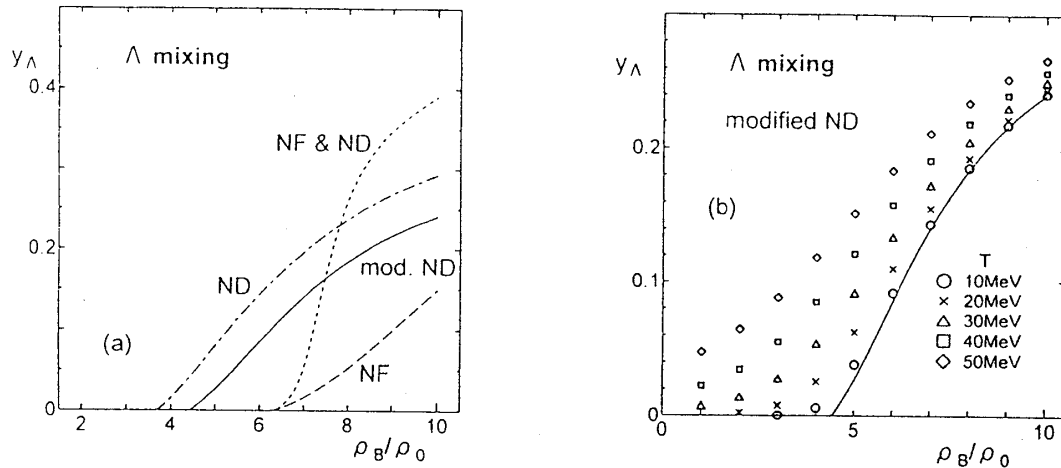


図 3: バリオン数密度 ρ_B の変化に伴う Λ の混在度 y_Λ の変化. (a) 温度 $T = 0\text{MeV}$ の場合. (b) 有限温度の場合. 有限温度の場合は、modified ND による結果である。

高密度物質中での Λ の混在度には、 $\Lambda\Lambda$ 間の相互作用も寄与するが、中性子星の中心部で期待される密度 $\rho_B \simeq (5-6)\rho_0$ では、ND の場合に $y_\Lambda = (8-14)\%$ 、modified ND で $(3-9)\%$ となっている。また、中性子物質に Λ が混じるにつれて、1 バリオンあたりのエネルギーは低下する (状態方程式のソフト化) が、この密度領域での状態方程式の変化は数 MeV となっている。図 3(a) には、 ρ_B の変化の増加に伴う y_Λ の変化を示す。ここには、ND, modified ND, NF の他に、 $\tilde{V}_{\Lambda n}$ (NF) と $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (ND) を用いた場合の結果 (NF & ND) も載せている。これらの結果は、高密度物質中での Λ の混在度は、相互作用の違いによってかなり変化することを示している。double Λ 核の存在は、 $\Lambda\Lambda$ 間の相互作用が引力となっていることを示唆しており、NF よりも ND の方がより現実的な相互作用を与える。そこで、以下の有限温度での考察には modified ND を用いた結果を議論する。

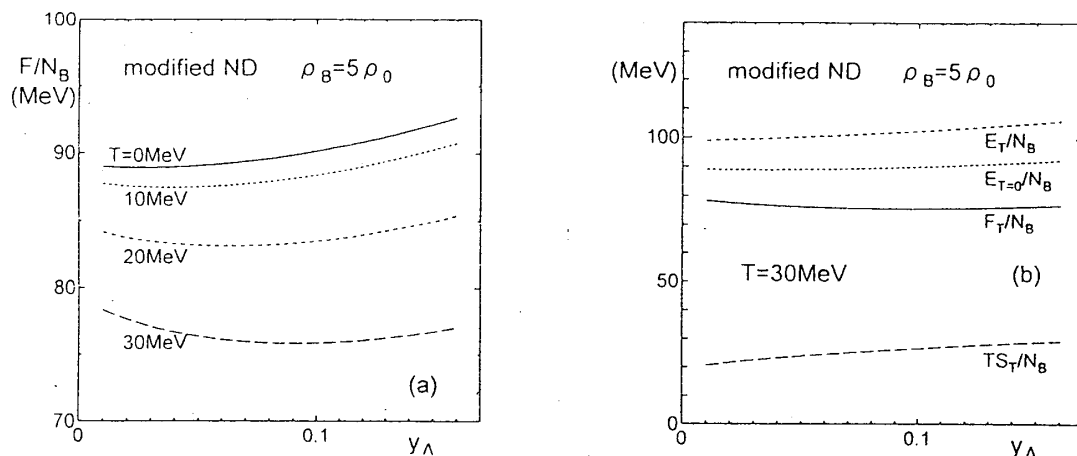


図 4: 1 バリオンあたりの自由エネルギー. (a) 温度 $T = 0, 10, 20, 30\text{MeV}$ の場合. (b) 温度 $T = 30\text{MeV}$ の場合の自由エネルギーの内訳. バリオン数密度 $\rho_B = 5\rho_0$ で、相互作用として modified ND を用いた。

温度 $T = 10, 20, 30, 40, 50 \text{ MeV}$ における Λ の混在度を図 3(b) に示す。有限温度の影響は低密度程大きく、 Λ の混在度は増大する。これは、温度上昇に伴って自由エネルギーの最小点が y_Λ の大きい方に移動することを意味するが(図4(a))、その理由を図4(b) に示す。ここでは、温度 $T = 30 \text{ MeV}$ 、 $\rho_B = 5\rho_0$ の時の自由エネルギー (F_T) を内部エネルギー (E_T) とエントロピー項 (TS_T) に分けてプロットしてある。この図より、内部エネルギーは温度 $T = 0 \text{ MeV}$ の値 ($E_{T=0}$) からはほぼ一様に増加しているが、エントロピー項は y_Λ とともに増加している。したがって、両者の差で与えられる自由エネルギーは温度 $T = 0 \text{ MeV}$ の時に比べて、 y_Λ が大きい所で最小となるのである。ここで、エントロピーには n と Λ の寄与があるが、 y_Λ の増加に伴う Λ の寄与の増加が n の寄与の減少を凌駕して、 TS_T の振る舞いが得られるのである。

4. まとめ

Nijmegen ポテンシアルを用いた G 行列計算に基づいて、高密度 Λn 物質中での Λn 、 $\Lambda\Lambda$ 間有効相互作用を構成した。その有効相互作用を用いて、高密度物質中で Λ の混じり始める密度 ρ_c や Λ の混在度 y_Λ を検討した。高密度領域での Nijmegen ポテンシアルの model の違いは、 ρ_c や y_Λ にかなり大きな影響を与えることが分かった。 Λ の一体ポテンシアルや double Λ 核の情報を考慮に入れた modified ND を用いた結果は、比較的高い密度から Λ が混じり初め ($\rho_c = 4.37\rho_0$)、中性子星の内部で予想される密度 $\rho_B \simeq (5-6)\rho_0$ で $y_\Lambda = (3-9)\%$ となっている。また、有限温度では自由エネルギーの中のエントロピーを含む項の効果で Λ が混じり易くなる。中性子星内部の物質系の状態方程式を求めるためには、 Λ 以外のハイペロンや陽子、電子を含む系の検討が今後の課題として残されている。

参考文献

- [1] V.R. Pandharipande, Nucl.Phys. A178(1971) 123.
- [2] H.A. Bethe and M.B. Johnson, Nucl.Phys. A230(1974) 1.
- [3] N.K. Glendenning, Phys.Letters 114B(1982)392; Ap.J. 293(1985) 470.
- [4] J. Schaffner and I.N. Mishustin, Phys.Rev. C53(1996) 1416.
- [5] S. Nishizaki, T. Takatsuka, N. Yahagi and J. Hiura, Prog.Theor.Phys. 86(1991) 853.
- [6] M.M. Nagels, T.A. Rijken and J.J. de Swart, Phys.Rev. D12(1975) 744; D15(1977) 2547.
- [7] M.M. Nagels, T.A. Rijken and J.J. de Swart, Phys.Rev. D20(1979) 1633.
- [8] S. Nishizaki, Y. Yamamoto and T. Takatsuka, 準備中