

# 非対称核物質の熱的性質

岩手大・人社 西崎 滋, 高塚龍之, 樋浦 順

## 1. はじめに

中性子数 ( $N$ ) と陽子数 ( $Z$ ) の異なった非対称核物質は, 低温・高密度の中性子星物質 (陽子混在度  $Y_p < 0.05$ ) や高温・高密度の超新星物質 ( $Y_p = 0.3 \sim 0.4$ ), あるいは, 短寿命核ビームを含む中性子過剰有限核として存在し, 興味深い研究対象となっている. 中でも超新星物質は超新星爆発の機構や生まれたばかりの熱い中性子星の進化と関連しており, その諸性質を調べることはこれらの問題を研究する上で必要不可欠である. この報告では, 非対称核物質の核子あたりのエネルギー, エントロピー, 自由エネルギーや比熱などの熱力学的諸量について, その温度 ( $T$ ) および非対称度 ( $\alpha = (N - Z)/A$ ,  $A =$  核子数) への依存性を調べるとともに, 液体-気体相転移における共存領域や転移温度の  $\alpha$  依存性を検討する.

## 2. 有効相互作用アプローチ

有限温度での非対称核物質の研究に我々が採用するアプローチはいわゆる有効相互作用アプローチであり (文献 1), まず, 非対称核物質中での核子間有効相互作用を構成する. この段階では, 核力の短距離相関を  $G$  行列計算によって処理し, 得られた  $G$  行列要素を局所的ポテンシャルの形にパラメトライズする. こうして構成した有効相互作用は, 核物質の密度や相互作用する 2 核子のスピン・パリティだけでなく, 核物質の非対称度  $\alpha$  や核子対が中性子であるか陽子であるかに依存する. 次に, このようにして構成した有効相互作用  $V$  を用いて有限温度でのハートリー・フォック方程式を解き, その解を用いて非対称核物質の熱力学的諸量を計算するとともにその諸性質を分析する.

非対称核物質中での 2 核子有効相互作用は, Reid soft-coreポテンシャルを用いた  $G$  行列計算結果を再現するように構成した. 詳細は文献 2 を参照することとし, その概要をまとめておく. 局所ポテンシャルの形としては, 対称核物質中での Sprung-Banerjee の  $G_0$  力 (文献 3) を参照し, 5 レンジのガウス型を用いている. また, これは核物質密度の  $1/6$ -乗依存性を持ち, 力の強さをパラメーターとして  $G$  行列要素や全エネルギーへの部分波の寄与を再現するように決定したものである.  $G$  行列要素は中性子-中性子 ( $n-n$ ) 間の相互作用の方が中性子-陽子 ( $n-p$ ) 間の相互作用よりも非対称度  $\alpha$  への依存度が大きいという特徴を持つ. この  $\alpha$  依存性は力の強さを  $\alpha$  の多項式で合わせることにより取り入れられている. ここで,  $n-p$  間相互作用は, 中性子と陽子の交換対称性が考慮され, 偶数乗項のみを含んでいる. また, 陽子-陽子 ( $p-p$ ) 間相互作用は  $n-n$  間相互作用で  $\alpha$  を  $-\alpha$  と置き換えたものである.

温度  $T$ , 核物質密度  $\rho$ , 非対称度  $\alpha$  でのハートリー・フォック方程式は, 有効相互作用  $V$  を用いて,

$$\begin{aligned} \epsilon_{na} = t_{na} &+ \sum_b f_{nb} \langle ab | \tilde{V} | ab - ba \rangle_{nn} \\ &+ \sum_b f_{pb} \langle ab | \tilde{V} | ab - ba \rangle_{np} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{pa} = t_{pa} &+ \sum_b f_{nb} \langle ab | \tilde{V} | ab - ba \rangle_{np} \\ &+ \sum_b f_{pb} \langle ab | \tilde{V} | ab - ba \rangle_{pp} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} f_{na} &= [1 + \exp\{(\epsilon_{na} - \mu_n)/T\}]^{-1} \\ f_{pa} &= [1 + \exp\{(\epsilon_{pa} - \mu_p)/T\}]^{-1} \\ \frac{(1+\alpha)}{2}\rho &= \rho_n = \frac{2}{\Omega} \sum_a f_{na} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{(1-\alpha)}{2}\rho = \rho_p = \frac{2}{\Omega} \sum_a f_{pa} \quad (4)$$

となる。未知量  $\epsilon_{na}$ ,  $\epsilon_{pa}$ ,  $f_{na}$ ,  $f_{pa}$  は連立方程式 (1)-(4) を self-consistent に解くことによって決定される。こうして求まった解より、核子あたりのエネルギー  $E$ , エントロピー  $S$ , 自由エネルギー  $F$  は次式によって計算される。

$$\begin{aligned} E = \frac{1}{2A} [\sum_a f_{na}(\epsilon_{na} + t_{na}) + \sum_a f_{pa}(\epsilon_{pa} + t_{pa})] \\ + \frac{1}{2}(m_n - m_p)\alpha \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} S = -\frac{1}{A} [\sum_a \{(1 - f_{na}) \ln(1 - f_{na}) + f_{na} \ln f_{na}\} \\ + \sum_a \{(1 - f_{pa}) \ln(1 - f_{pa}) + f_{pa} \ln f_{pa}\}] \end{aligned} \quad (6)$$

$$F = E - TS \quad (7)$$

### 3. 非対称核の性質

核子あたりのエネルギーについては、 $\alpha$  が増加するにつれて、 $n-n$  間の斥力的寄与が高密度側で大きくなるため、最小点が低密度側に移動し、 $T=0$  では  $\alpha \sim 0.7$  付近で最小点が消える。一方、 $T$  が増加すると、低密度側で斥力的効果が顕著となり、最小点は高密度側に移る。また、等積比熱  $C_v = (\partial E / \partial T)_v$  は (図1),  $\alpha$  の増加とともに減少し、中性子物質での値は対称核物質でのそれよりも 10~20% 程度小さくなる。低密度での  $C_v$  は  $T$  が 0 から 30 MeV へと上がるにつれて増加するが、その増加は頭打ちとなる。高密度ではほぼ直線的に増加する (低温極限) (通常核物質密度の対称核物

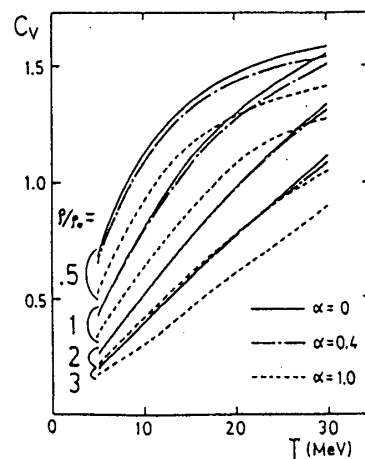


図1. 比熱

質は、温度  $T = 10 \text{ MeV}$  で等積比熱が約  $0.6$  となる。) )

エントロピー  $S$  は温度効果が顕著に効く低密度領域で大きく、密度が増加するにつれて減少する。温度  $T = 10 \text{ MeV}$  の対称核物質を例にとると、通常核物質密度 ( $\rho_0$ ) で約  $0.9$ 、その3倍の密度で約  $0.4$  となる。 $\alpha$  への依存性は、 $\alpha$  が  $1$  に近づくにつれて急に小さくなり、中性子物質での値が対称核物質での値よりも  $20 \sim 30\%$  小さくなる。また、 $S$  の温度依存性をみると、密度  $\rho_0$  の対称核物質で、 $T = 10 \text{ MeV}$  ( $20 \text{ MeV}$ ) のとき  $S =$  約  $0.9$  ( $1.6$ ) となっている。図2に示す自由エネルギー  $F$  は、温度上昇とともに(7)式の第2項の寄与が低密度領域で特に重要となり、 $F$  の最小点は低密度側に移動する。対称核物質においても、 $T = 10 \text{ MeV}$  程度になると最小点が消える。飽和密度  $\rho_s$  を(8)式で評価すると、 $\rho_s$ 、飽和点でのエネルギー  $E_s$  および非圧縮率  $K_T$  は  $T = 0$  で次のような  $\alpha$  の2次式で近似できる。

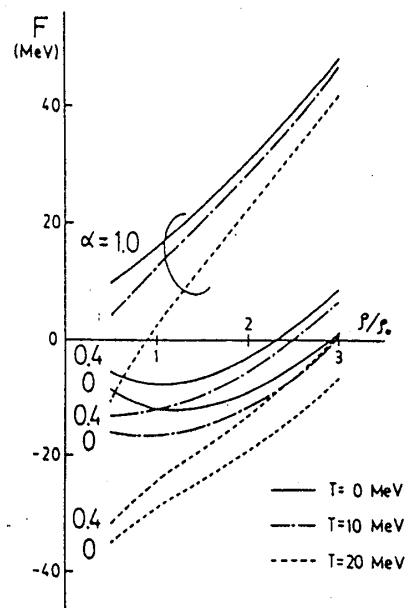


図2. 自由エネルギー

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \rho}\right)_{\rho=\rho_s} = 0, \quad K_T = 9(\rho^2 \frac{\partial^2 F}{\partial \rho^2})_{\rho=\rho_s} \quad (8)$$

$$\rho_s(\alpha, T=0)/\rho_s(\alpha=0, T=0) = 1.0 - 1.0\alpha^2 \quad (9)$$

$$E_s(\alpha, T=0)/E_s(\alpha=0, T=0) = 1.0 - 2.1\alpha^2 \quad (10)$$

$$K_T(\alpha, T=0)/K_T(\alpha=0, T=0) = 1.0 - 1.5\alpha^2 \quad (11)$$

ただし、 $T = 0$  の対称核物質 ( $\alpha = 0$ ) では  $\rho_s = 1.19 \rho_0$ 、 $E = -12.2 \text{ MeV}$ 、 $K_T = 153 \text{ MeV}$  である。温度の上昇とともに  $\rho_s$ 、 $E_s$ 、 $K_T$  は減少するが、 $T = 8 \text{ MeV}$  の対称核物質での減少率は  $\rho_s$  で  $20\%$  程度、 $E_s$  で  $30\%$  程度となる。図3には非圧縮率  $K_T$  の  $\alpha$  および  $T$  依存性を図示してある。図の破線はガイドラインとして引いた2次曲線：

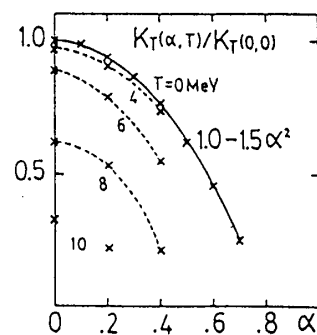


図3. 非圧縮率

$$K_T(\alpha, T=4 \text{ MeV})/K_T(\alpha=0, T=0) = 0.97 - 1.5\alpha^2 \quad (12)$$

$$K_T(\alpha, T=6 \text{ MeV})/K_T(\alpha=0, T=0) = 0.89 - 2.2\alpha^2 \quad (13)$$

$$K_T(\alpha, T=8 \text{ MeV})/K_T(\alpha=0, T=0) = 0.62 - 2.5\alpha^2 \quad (14)$$

であり、非圧縮率の  $\alpha$ 、 $T$  依存性がかなり大きいことが解る。

最後に、液体-気体相転移について考察する。陽子混在度  $Y_p = 0.3$  ( $\alpha = 0.4$ ) の非対称核物質に対する圧力-密度の等温曲線を図4に図示してあるが、点線と

横軸で囲まれた領域が液体気体の共存領域である。また、転移温度  $T_c$  は約 1.2 MeV となっている。非対称度  $\alpha$  が小さくなって対称核物質に近づくと、液体気体の共存領域が広くなり、転移温度も上昇する。ちなみに、 $\alpha = 0.2$  では  $T_c =$  約 1.4 MeV、 $\alpha = 0$  では  $T_c =$  約 1.5 MeV となる。

#### 4. まとめ

有効相互作用を用いた温度依存ハートリー・フォック理論に基づいて、非対称核物質の状態方程式ならびに熱力学的諸性質を調べた。有限温度の効果はフェルミ・エネルギー（化学ポテンシャル）と温度の比 ( $\epsilon_F/T$ ) を目安として定性的に理解できる。すなわち、低密度あるいは高温となるにつれて  $\epsilon_F/T$  が小さくなり、フェルミ面のぼやけの影響（温度効果）が大きくなる。また、非対称度 ( $\alpha$ ) 依存性については、 $\alpha$  が 1（中性子物質）に近づくと、相互作用の斥力的寄与が大きくなり、かつ、平均的な  $\epsilon_F$  が増大することを考慮すると、定性的傾向を理解できる。

これまでの結果を超新星爆発・中性子星形成の問題や生まれたばかりの熱い中性子星の問題に適用するには、G 行列の結果のみでは通常核物質の飽和性を再現できないという困難を解決しておかなければならない。この困難の原因は未だ特定されている訳ではないが、多体力や相対論的效果などが提唱されており、恐らくそれら以外の効果も含めた諸々の効果を取り入れる必要があるだろう。我々は、G 行列の不足分を現象論的アプローチにより処理して上記の課題に取り組もうと考えている。

#### 参考文献

1. T. Takatsuka and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. 79(1988), 268.
2. S. Nishizaki, T. Takatsuka, N. Yahagi and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. 86(1991), 853.
3. D. W. L. Sprung and P. K. Banerjee, Nucl. Phys. A168(1971), 273.

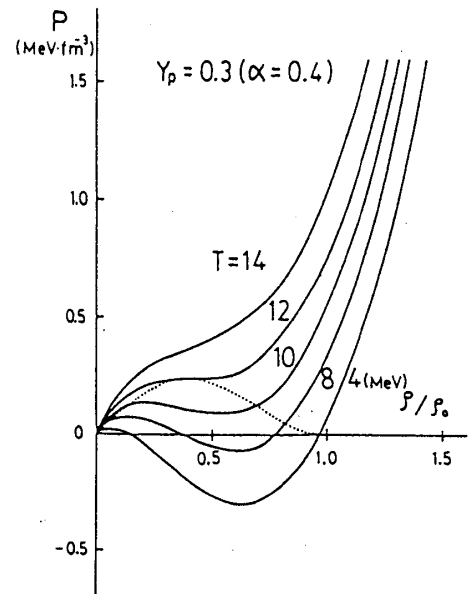


図4. 圧力-密度等温曲線  
( $Y_p = 0.3$ )