

LOCV法を参照した有限温度核物質からの 修正ウルカ過程ニュートリノ放射率計算

早稲田大学先進理工学部物理学科

早稲田大学理工学術院総合研究所（先端基礎物理学研究所）

鷹野正利

Contents

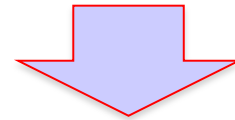
1. Introduction
2. Togashi EOS計算へのLOCV法の応用
3. LOCV法の検討
4. まとめ

2022/01/07 第8回超新星ニュートリノ研究会
（オンライン開催＋早稲田大学西早稲田キャンパス63号館第3会議室）

1. Introduction

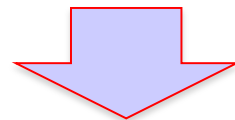
研究目的

現実的核力から出発した変分法による
超新星爆発計算用
核物質状態方程式 (Togashi EOS)



Nucl. Phys. A 961 (2017) 78

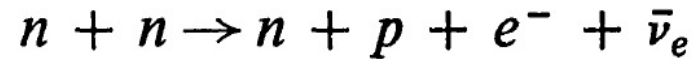
核子有効質量、核子間相関関数



修正URCA過程、核子制動放射での
ニュートリノ放出率への応用
(EOSとconsistentなニュートリノ放出率)

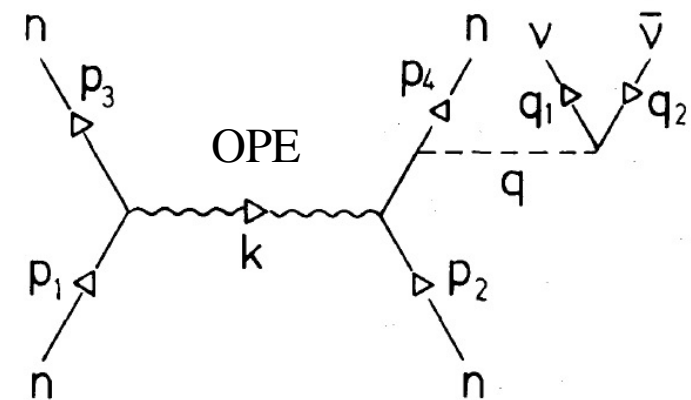
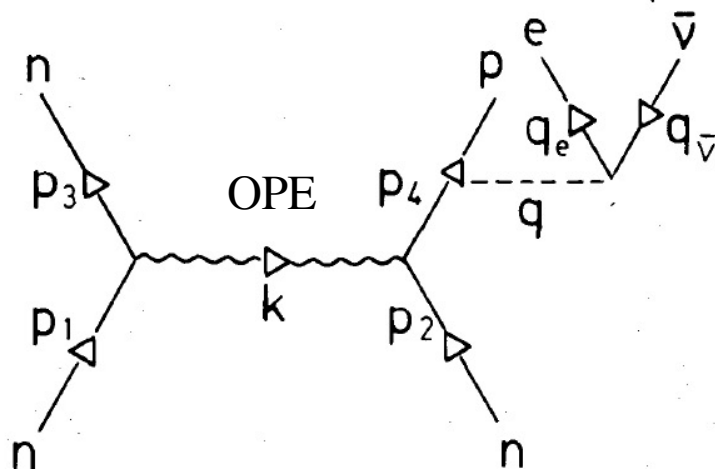
修正URCA過程と核子制動放射

修正URCA過程



B. L. Friman and O. V. Maxwell, Astrophys. J. 232 (1979)451.

摂動論：核力（One-pion exchange等）による核子散乱



$$\epsilon_{\text{URCA}} = \frac{11513}{60480} \frac{G^2 g_A^2 m_n^{*3} m_p^*}{2\pi\hbar} \left(\frac{f}{m_\pi}\right)^4 p_F(e) \alpha_{\text{URCA}} (kT)^8$$

$$\epsilon_{nn} = \frac{41}{14175} \frac{G^2 g_A^2 m_n^{*4}}{2\pi\hbar} \left(\frac{f}{m_\pi}\right)^4 p_F(n) F\left[\frac{m_\pi}{2p_F(n)}\right] (kT)^8$$

変分法を用いた修正URCA過程のニュートリノ放出率

A. Dehghan Niri et al., Phys. Rev. C93 (2016) 045806



有効質量

$$Q_{\nu}^{\text{Mn}(e)} = \frac{11513}{945} \frac{G^2 (1 + 3c_A^2)}{c^4 \pi \hbar^{13} 2^{10}} m_n^{*3} m_p^* \frac{k_{F_p} k_{F_e}^2}{k_{F_n}^6} \mathcal{R}(k_{F_n}) (k_B T)^8$$

$$\mathcal{R}(k_{F_n}) = F_c^2 + 12.7 F_t^2$$

中心力相関

$$F_c = 4\pi k_{F_n}^3 \int_0^\infty dr r^2 j_0(k_{F_n} r) [f_c^{(nn)}(r) f_c^{(np)}(r) - 1]$$

テンソル力相関

$$F_t = 4\pi k_{F_n}^3 \int_0^\infty dr r^2 j_2(k_{F_n} r) f_c^{(nn)}(r) f_t^{(np)}(r)$$

相関関数：Lowest Order Constrained Variational(LOCV)法で評価

n-n相関： 1S_0 成分の中心力のみ

n-p相関： 3S_1 - 3D_1 成分を用いる

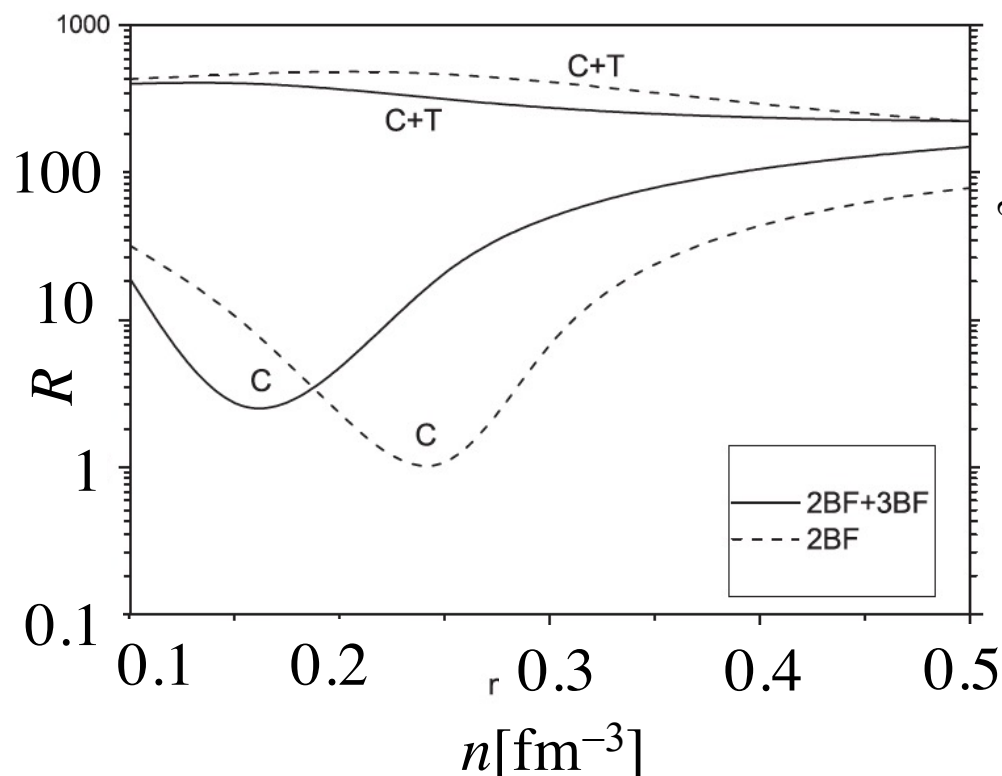
有効質量：G行列計算結果を代用する

LOCV法による修正URCA過程のニュートリノ放出率

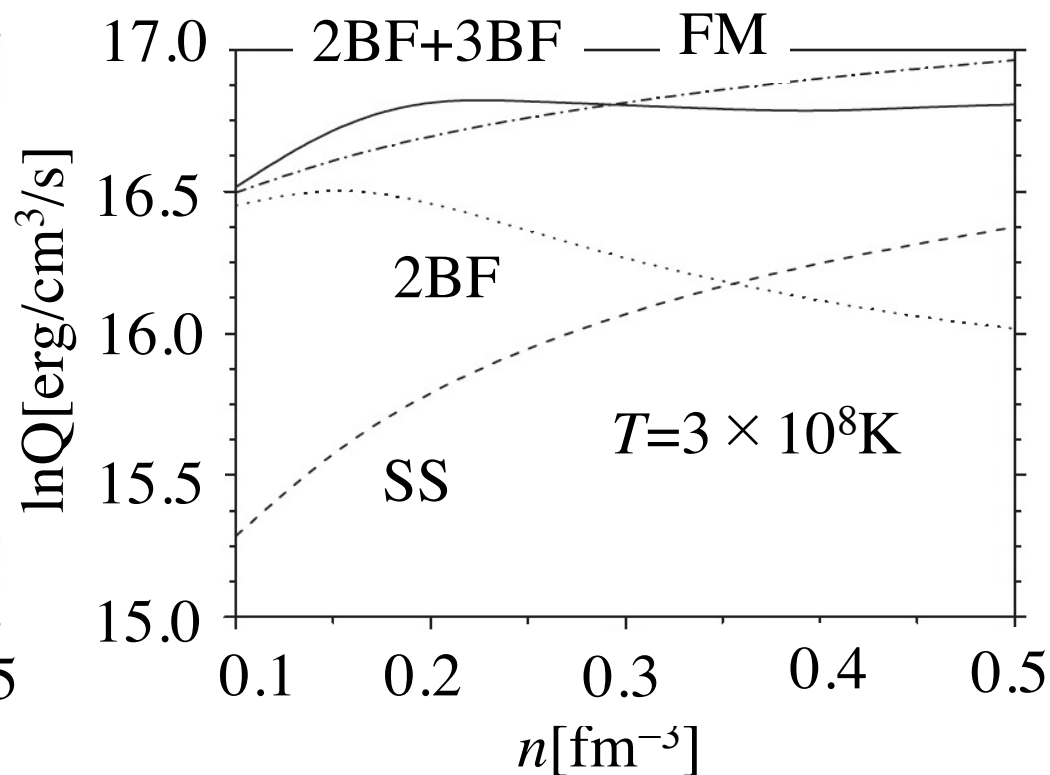
A. Dehghan Niri et al., Phys. Rev. C93 (2016) 045806

LOCV計算結果：中性子星物質

factor R



emissivity $\ln Q$



FM: Friman and Maxwell, Astrophys. J. 232(1979)541.

SS: R. F. Sawyer and A. Soni, Astrophys. J. 230 (1979)859.

LOCV法

Lowest Order Constrained Variational (LOCV) 法

J. C. Owen, R. F. Bishop, and J. M. Irvine, Nucl. Phys. A277 (1977)45

S. Goudarzi and H. R. Moshfegh, Phys. Rev. C91, 054320 (2015)

Jastrow波動関数

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \text{Sym} \left[\prod_{i < j} f_{ij} \right] \Phi_F(x_1, \dots, x_N)$$

相関関数 f_{ij} : 部分波展開

$$f_{ij} = \sum_{JLSTT_3} \sum_{p=1}^3 f^p(r_{ij}) O_{ij}^p$$

$$O_{ij}^1 = \delta_{JL} \quad O_{ij}^2 = \delta_{JL \pm 1} (2/3 + S_{Tij}/6) \quad O_{ij}^3 = \delta_{JL \pm 1} (1/3 - S_{Tij}/6)$$

$$0 \leq f^p(r) \leq h(r) \quad f^p(r) = h(r) (r \geq r_h) \quad h(r) = \begin{cases} \left(1 - \frac{[l(k_F r)]^2}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} & T_3 = \pm 1 \\ 1 & T_3 = 0 \end{cases}$$

規格化条件

$$\frac{1}{N} \sum_{i,j} \langle ij | [h(r_{ij})]^2 - [f_{ij}]^2 | ij - ji \rangle = 0$$

クラスター変分法

Hamiltonian期待値

クラスター展開

$$\frac{\langle H_2 \rangle}{N} = \frac{1}{N} \frac{\langle \Psi | H_2 | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = \frac{\langle H_2 \rangle_2}{N} + \frac{\langle H_2 \rangle_3}{N} + \dots$$

2体クラスター近似

$\langle H_2 \rangle_2 / N$: 2体クラスター項

$\langle H_2 \rangle_3 / N$: 3体クラスター項

高次クラスター項を
系統的に取り込む
FHNC法 (APR, AM)

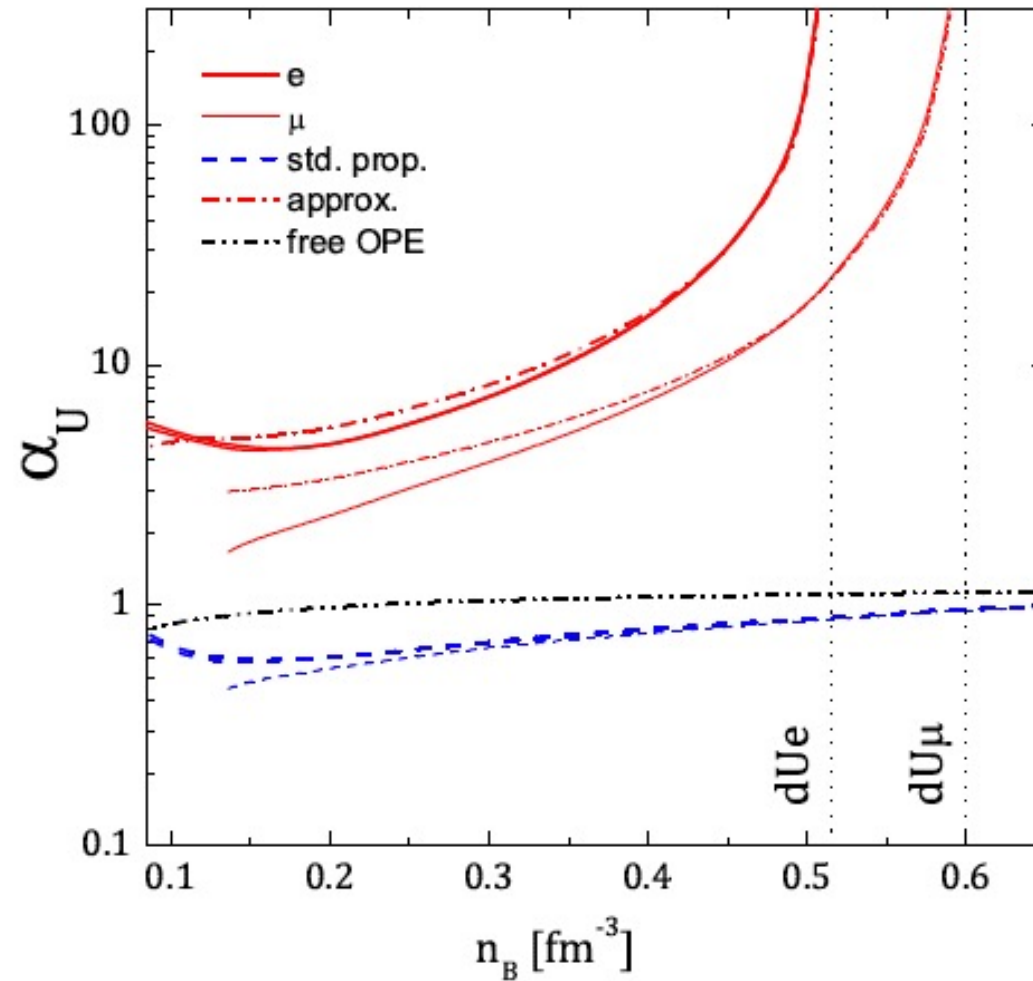
2体クラスター近似

$$\frac{E_2}{N} = \frac{\langle H_2 \rangle_2}{N} [f_{\text{Cts}}^\mu(r), f_{\text{Tt}}^\mu(r), f_{\text{Sot}}^\mu(r)]$$

$f_{\text{Cts}}^\mu(r), f_{\text{Tt}}^\mu(r), f_{\text{Sot}}^\mu(r)$ Euler-Lagrange 方程式

→ 最小化されたエネルギー

摂動論を用いた修正URCA過程放射率因子



現実的核力から出発した変分法による 超新星爆発計算用核物質状態方程式^{*)}

H. Togashi,¹⁾ K. Nakazato,²⁾ Y. Takehara,³⁾
S. Yamamuro,³⁾ H. Suzuki,³⁾ and M. Takano⁴⁾

¹⁾ 九州大理, ²⁾ 九州大基幹教育院, ³⁾ 東京理科大理工, ⁴⁾ 早稲田大理工

An EOS table for supernova numerical simulations
constructed with the cluster variational method
based on the Argonne v18 two-body potential
and the Urbana IX three-body potential

APR-EOS

Grid point

Parameter	Minimum	Maximum	Mesh	Number
$\log_{10}(T)$ [MeV]	-1.00	2.60	0.04	91 + 1
Y_p	0.00	0.65	0.01	66
$\log_{10}(\rho_B)$ [g/cm ³]	5.1	16.0	0.10	110

^{*)}H. Togashi et al., Nucl. Phys. A 961 (2017) 78.

核物質ハミルトニアン

$$H = H_2 + H_3$$

$$H_2 = -\sum_{i=1}^N \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + \sum_{i<j}^N V_{ij} \quad , \quad H_3 = \sum_{i<j<k}^N V_{ijk}$$

V_{ij} : The AV18 potential (isoscalar), V_{ijk} : The UIX potential

The AV18 two-body potential

R. B. Wiringa et al., PRC **51** (1995) 38

$$V_{ij} = \sum_{t=0}^1 \sum_{s=0}^1 \left[\underbrace{V_{Cts}(r_{ij})}_{\text{中心力}} + \underbrace{V_{Tt}(r_{ij})S_{Tij}}_{\text{テンソル力}} + \underbrace{V_{SOt}(r_{ij}) (s \cdot L_{ij})}_{\text{スピン軌道力}} \right. \\ \left. + \underbrace{V_{qLts}(r_{ij}) |L_{ij}|^2}_{\text{L 2 乗項}} + \underbrace{V_{qSOt}(r_{ij}) (s \cdot L_{ij})^2}_{\text{2 次のスピン軌道力}} \right] P_{tsij} + V_{\text{corr}}$$

t : isospin, s : spin

2 核子散乱実験データをよく再現する

Jastrow波動関数

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \text{Sym} \left[\prod_{i < j} f_{ij} \right] \Phi_F(x_1, \dots, x_N)$$

Φ_F : 絶対零度Fermi気体の波動関数 $\text{Sym}[]$: 対称化演算子

f_{ij} : 2核子間相関関数

$$f_{ij} = \sum_{t=0}^1 \sum_{\mu} \sum_{s=0}^1 [f_{Cts}^{\mu}(r_{ij}) + s f_{Tt}^{\mu}(r_{ij}) S_{Tij} + s f_{SOt}^{\mu}(r_{ij}) (\mathbf{s} \cdot \mathbf{L}_{ij})] P_{tsij}^{\mu}$$

- f_{Cts}^{μ} : 中心力型相関関数
 - f_{Tt}^{μ} : テンソル力型相関関数
 - f_{SOt}^{μ} : スピン軌道力型相関関数
- t : isospin
 s : spin
 $\mu = (+, 0, -)$
 for (p-p, p-n, n-n) pairs ($t=1$)

P_{tsij}^{μ} : スピンアイソスピン射影演算子

$\frac{\langle H_2 \rangle}{N}$ の 2 体クラスター近似

$$\begin{aligned} \frac{E_2}{N} = & E_F(x) + 2\pi\rho \sum_{t=0}^1 \sum_{\mu} \sum_{s=0}^1 \int \left[F_{ts}^{\mu}(r) V_{Cts}(r) + s F_{Tr}^{\mu}(r) V_{Tr}(r) + s F_{SOt}^{\mu}(r) V_{SOt}(r) \right. \\ & \left. + F_{qLts}^{\mu}(r) V_{qLts}(r) + s F_{qSOt}^{\mu}(r) V_{qSOt}(r) \right] r^2 dr \\ & + \frac{2\pi\hbar^2\rho}{m} \sum_{t=0}^1 \sum_{\mu} \sum_{s=0}^1 \int \left[\left\{ \left[\frac{df_{Cts}^{\mu}(r)}{dr} \right]^2 + 8s \left[\frac{df_{Tr}^{\mu}(r)}{dr} \right]^2 + 48s \left[\frac{f_{Tr}^{\mu}(r)}{r} \right]^2 \right\} F_{Fts}^{\mu}(r) + \frac{2}{3}s \left[\frac{df_{SOt}^{\mu}(r)}{dr} \right]^2 F_{qFr}^{\mu}(r) \right] r^2 dr \end{aligned}$$

$$F_{ts}^{\mu}(r) = [f_{Cts}^{\mu}(r)]^2 F_{Fts}^{\mu}(r) + 8s [f_{Tr}^{\mu}(r)]^2 F_{Ftl}^{\mu}(r) + \frac{2}{3}s [f_{SOt}^{\mu}(r)]^2 F_{qFr1}^{\mu}(r)$$

$$F_{Tr}^{\mu}(r) = 16 \left\{ f_{Ct1}^{\mu}(r) f_{Tr}^{\mu}(r) - [f_{Tr}^{\mu}(r)]^2 \right\} F_{Ftl}^{\mu}(r) - \frac{2}{3}s [f_{SOt}^{\mu}(r)]^2 F_{qFr1}^{\mu}(r)$$

$$F_{SOt}^{\mu}(r) = -24 [f_{Tr}^{\mu}(r)]^2 F_{Ftl}^{\mu}(r) + \frac{4}{3} \left\{ f_{Ct1}^{\mu}(r) - \frac{1}{4} f_{SOt}^{\mu}(r) - f_{Tr}^{\mu}(r) \right\} f_{SOt}^{\mu}(r) F_{qFr1}^{\mu}(r)$$

$$F_{qLts}^{\mu}(r) = [f_{Cts}^{\mu}(r)]^2 F_{qFts}^{\mu}(r) + 8s [f_{Tr}^{\mu}(r)]^2 [6F_{Ftl}^{\mu}(r) + F_{qFts}^{\mu}(r)] + \frac{2}{3}s [f_{SOt}^{\mu}(r)]^2 F_{bFr1}^{\mu}(r)$$

$$\begin{aligned} F_{qSOt}^{\mu}(r) = & \frac{2}{3} [f_{Ct1}^{\mu}(r)]^2 F_{qFr1}^{\mu}(r) - \frac{2}{3} f_{Ct1}^{\mu}(r) [2f_{Tr}^{\mu}(r) + f_{SOt}^{\mu}(r)] F_{qFr1}^{\mu}(r) \\ & + 8s [f_{Tr}^{\mu}(r)]^2 \left[72F_{Ftl}^{\mu}(r) + \frac{20}{3} F_{qFr1}^{\mu}(r) \right] + \frac{8}{3} f_{Tr}^{\mu}(r) f_{SOt}^{\mu}(r) F_{qFr1}^{\mu}(r) + \frac{2}{3}s [f_{SOt}^{\mu}(r)]^2 F_{bFr1}^{\mu}(r) \end{aligned}$$

変分計算における2つの拘束条件

1. Mayer条件 (規格化条件の一種)

$$4\pi\rho \int_0^\infty [F_{ts}^\mu(r) - F_{Fts}^\mu(r)] r^2 dr = 0$$

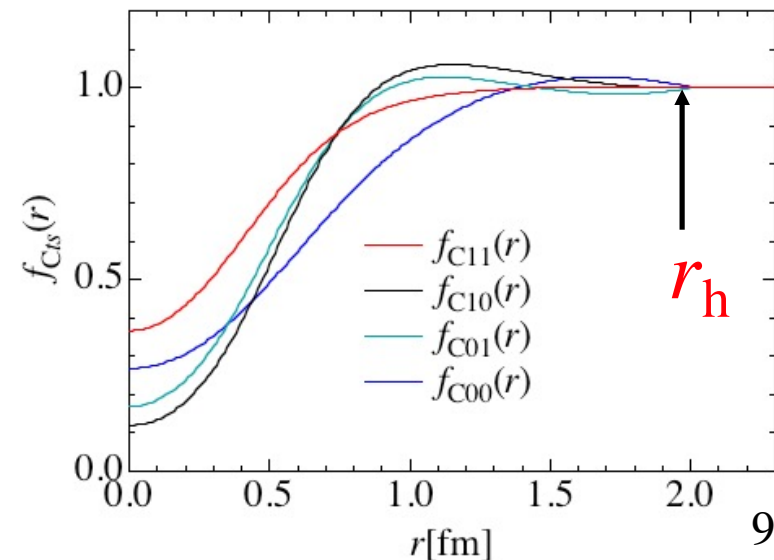
2. Healing distance: r_h

$$f_{Cts}^\mu(r) = 1, f_{Tt}^\mu(r) = 0, f_{Sot}^\mu(r) = 0 \quad (r > r_h)$$

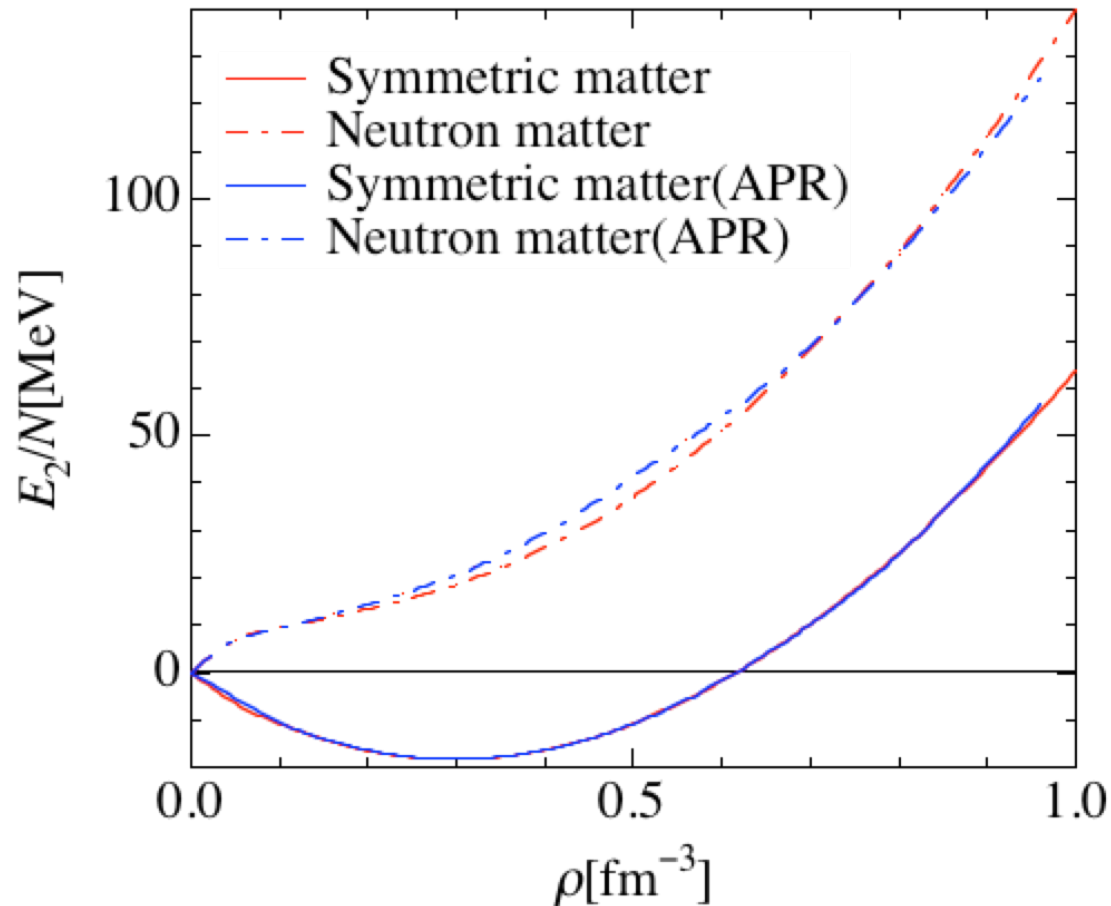
$$\boxed{r_h = a_h r_0} \quad \frac{4\pi r_0^3}{3} = \frac{1}{\rho}$$

a_h : Adjustable parameter

APR (FHNC)による対称核物質の
エネルギー計算値を再現する
ように決定.



E_2/N : 2 体力までのエネルギー

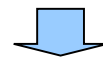


Kanzawa et al.
NPA791(2007)232

$$r_h = a_h r_0$$

$$a_h = 1.76$$

2 体クラスター近似 + Healing distance 条件



APR(FHNC計算)の結果を良く再現

*) A. Akmal et al., Phys. Rev. C58(1998)1804

3 体力エネルギー期待値

UIX potential $V_{ijk} = V_{ijk}^{2\pi} + V_{ijk}^R$ $V_{ijk}^{2\pi}$: 2π 交換項
 V_{ijk}^R : 斥力項

縮退したフェルミ気体の波動関数による期待値

$$\frac{E_3^{2\pi}}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i < j < k}^N \langle V_{ijk}^{2\pi} \rangle_F \quad \frac{E_3^R}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i < j < k}^N \langle V_{ijk}^R \rangle_F$$

3 体力の不定性を利用し、核物質実験値を再現する

$$\frac{E_3}{N}(x) = \alpha \frac{E_3^R}{N}(x) + \beta \frac{E_3^{2\pi}}{N}(x) + \gamma \rho^2 e^{\rho \delta} [1 - (1 - 2x)^2]$$

全エネルギー — $\frac{E}{N} = \frac{E_2}{N} + \frac{E_3}{N}$ 対称核物質に対する補正項 x : 陽子混在度

調節 parameters : $\alpha, \beta, \gamma, \delta$

核物質の経験値を再現するように決定

$$\alpha = 0.43, \beta = -0.34, \gamma = -1804 \text{ MeVfm}^6, \delta = 14.62 \text{ fm}^3$$

有限温度一様非対称核物質の状態方程式

14/34

K. E. Schmidt and V. R. Pandharipande: Phys. Lett. 87B(1979) 11.

Free energy

$$\frac{F}{N} = \frac{E_0}{N} - T \frac{S_0}{N}$$

E_0/N : 内部エネルギー

S_0/N : エントロピー

$$\frac{E_0}{N} = \frac{E_2}{N} + \frac{E_3}{N}$$

E_2/N : 絶対零度での E/N における陽子と中性子の
一核子状態の占有確率を、
温度 T での平均占有確率 $n_i(k)$ に置き換える

E_3/N : 温度効果は無視する

平均占有確率 $n_i(k)$

$$n_i(k) = \{1 + \exp [[e_i(k) - \mu_i] / k_B T]\}^{-1}, \quad e_i(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i^*} \quad (i = p, n)$$

← 有効質量

$$\frac{S_0}{N} = -\frac{k_B}{N} \sum_{i=p, n} \sum_j \{ [1 - n_i(k_j)] \ln[1 - n_i(k_j)] + n_i(k_j) \ln[n_i(k_j)] \}$$

自由エネルギーを m_p^* と m_n^* について最小化

Togashi EOSの相関関数を用いた 修正URCA過程のニュートリノ放出率

$$Q_{\nu}^{\text{Mn}(e)} = \frac{11513}{945} \frac{G^2 (1 + 3c_A^2)}{c^4 \pi \hbar^{13} 2^{10}} m_n^{*3} m_p^* \frac{k_{F_p} k_{F_e}^2}{k_{F_n}^6} \mathcal{R}(k_{F_n}) (k_B T)^8$$

$$(1 + 3c_A^2) R(k_{F_n}) = [F_{010}(k_{F_n})]^2 + \frac{27}{2} [F_{T11}(k_{F_n})]^2 \\ + c_A^2 \left\{ 3 [F_{001}(k_{F_n})]^2 + \frac{21}{2} [F_{T00}(k_{F_n})]^2 + 27 [F_{T11}(k_{F_n})]^2 \right\}$$

$$F_{sts'}(k) = 4\pi k^3 \int_0^\infty [f_{C1s}^-(r) f_{Cts'}^0(r) - 1] j_0(kr) r^2 dr$$

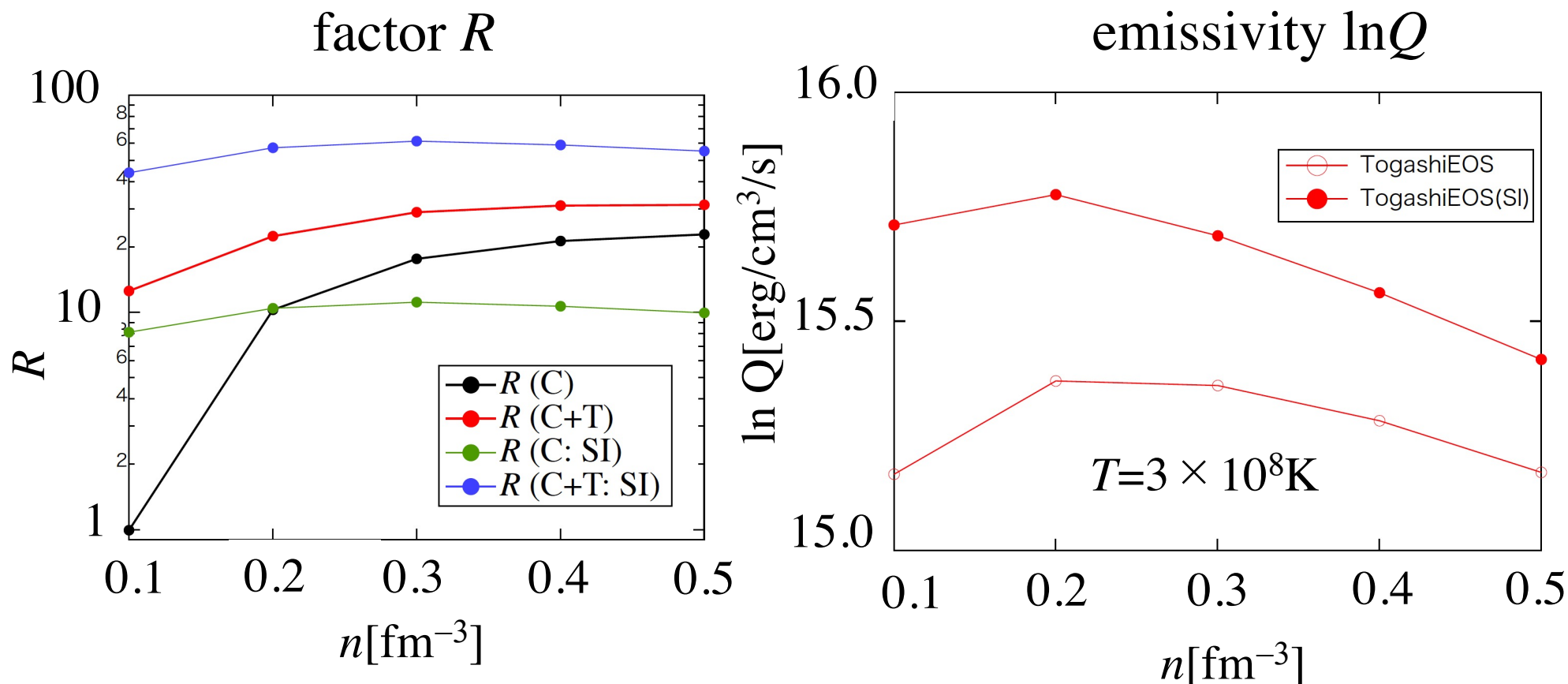
$$F_{Tst}(k) = 4\pi k^3 \int_0^\infty f_{C1s}^-(r) f_{Tt}^0(r) j_2(kr) r^2 dr$$

nn相関は中心力相関のみ

np相関は中心力相関 + テンソル力相関

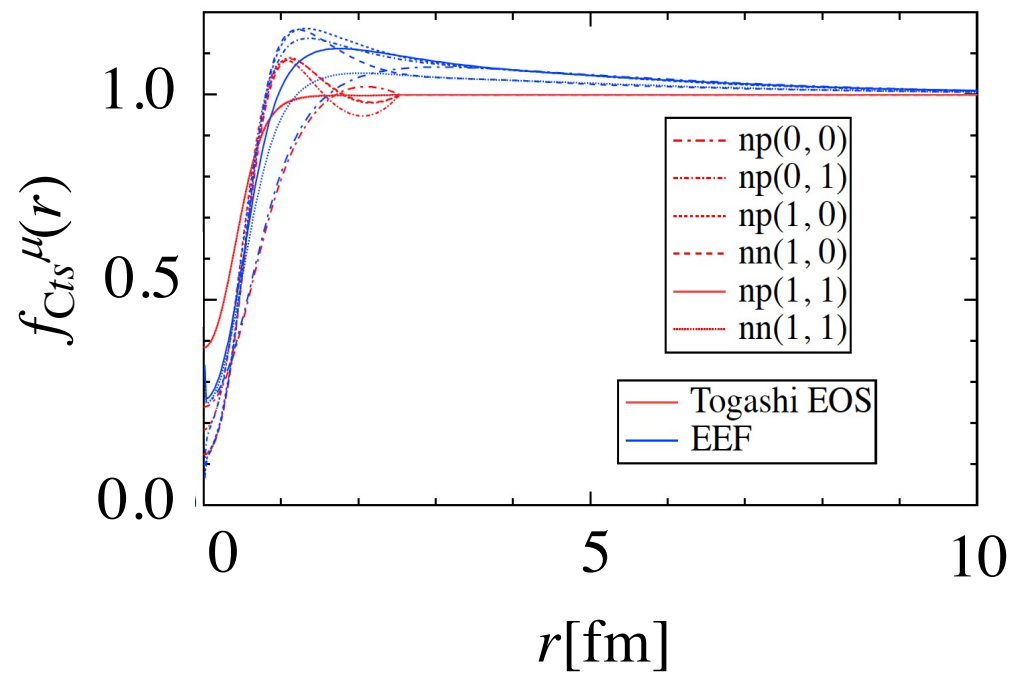
TogashiEOSでの修正URCA過程のニュートリノ放出率

中性子星物質：陽子混在度はLOCV法での値を採用

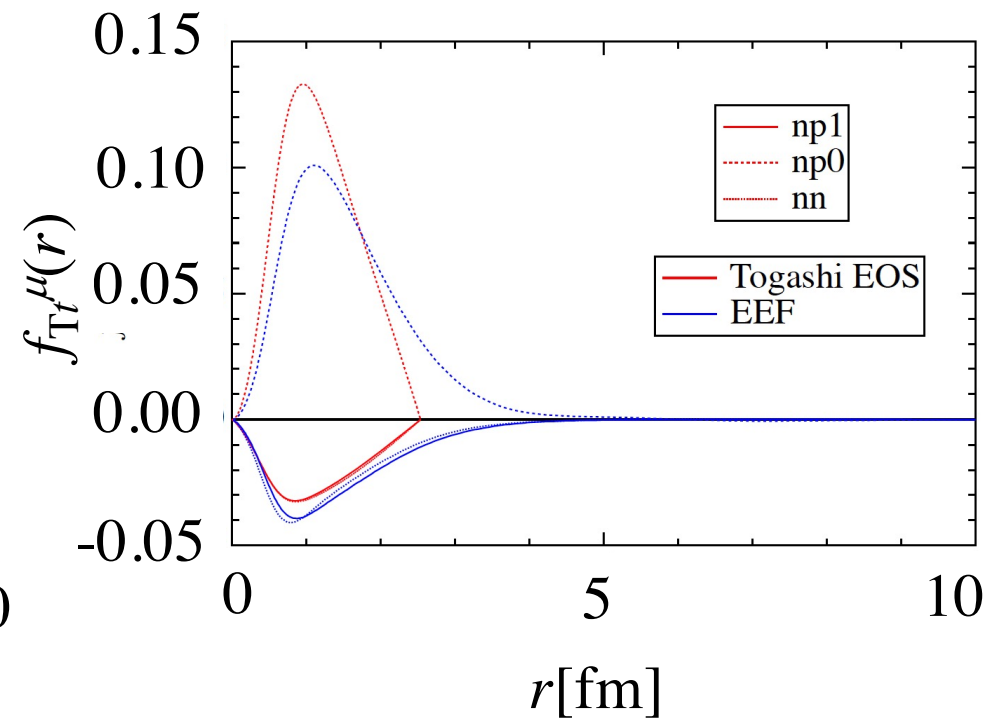


核子間相関関数

中心力型相関関数



テンソル力型相関関数



$$n = 0.08 \text{ fm}^{-3}$$

ただし、EEFでの中心力型相関関数は2体クラスター近似

相関関数に対する境界条件の改良

中心力的相関関数 $f_{Cts}^\mu(r)$ のhealing distance r_{Cts}^μ

テンソル力的相関関数 $f_{Tt}^\mu(r)$ のhealing distance r_{Tt}^μ

スピン軌道力的相関関数 $f_{SOt}^\mu(r)$ のhealing distance r_{SOt}^μ

微係数の連続性を要請

$$\left. \frac{df_{Cts}^\mu(r)}{dr} \right|_{r=r_{Cts}^\mu} = 0 \quad \left. \frac{df_{Tt}^\mu(r)}{dr} \right|_{r=r_{Tt}^\mu} = 0 \quad \left. \frac{df_{SOt}^\mu(r)}{dr} \right|_{r=r_{SOt}^\mu} = 0$$

相関関数に対するEuler-Lagrange方程式において、
2体核力の $V_{Cts}(r)$, $V_{Tt}(r)$, $V_{SOt}(r)$ に補正項を加える。

I. E. Lagaris and V. R. Pandharipande, Nucl. Phys. A359 (1981) 349

$$V_{Cts}(r) \rightarrow V_{Cts}(r) + \lambda_{Cts}^\mu(r) \quad V_{Tt}(r) \rightarrow V_{Tt}(r) + \lambda_{Tt}^\mu(r)$$

$$V_{SOt}(r) \rightarrow V_{SOt}(r) + \lambda_{SOt}^\mu(r)$$

相関関数に対する境界条件の改良

簡単のため $r_{\text{Ct}1}^{\mu} = r_{\text{SO}t}^{\mu} < r_{\text{T}t}^{\mu}$ とする。

$S = 0$ の場合 $r < r_{\text{Ct}0}^{\mu}$ $\lambda_{\text{Ct}0}^{\mu}(r) = \lambda_{0\text{Ct}0}^{\mu}$ 一定値

$S = 1$ の場合 $\lambda_{\text{T}t}^{\mu}(r) = \lambda_{0\text{T}t}^{\mu}$ 一定値

$r < r_{\text{Ct}1}^{\mu}$ $\lambda_{\text{Ct}1}^{\mu}(r) = \lambda_{0\text{Ct}1}^{\mu}$ 一定値 $\lambda_{\text{SO}t}^{\mu}(r) = \lambda_{0\text{SO}t}^{\mu}$ 一定値

$r_{\text{Ct}1}^{\mu} < r < r_{\text{T}t}^{\mu}$ $\lambda_{\text{Ct}s}^{\mu}(r), \lambda_{\text{SO}t}^{\mu}(r)$ は $\frac{df_{\text{Ct}s}^{\mu}(r)}{dr} = 0$, $\frac{df_{\text{SO}t}^{\mu}(r)}{dr} = 0$ が

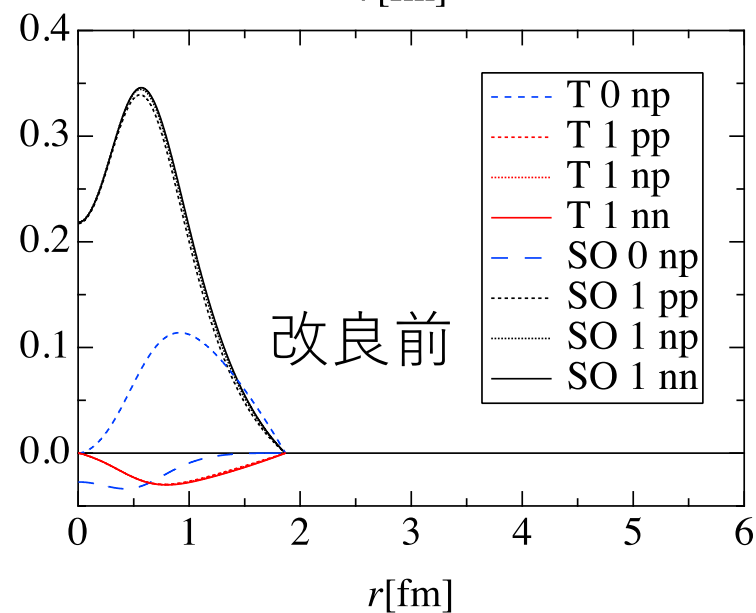
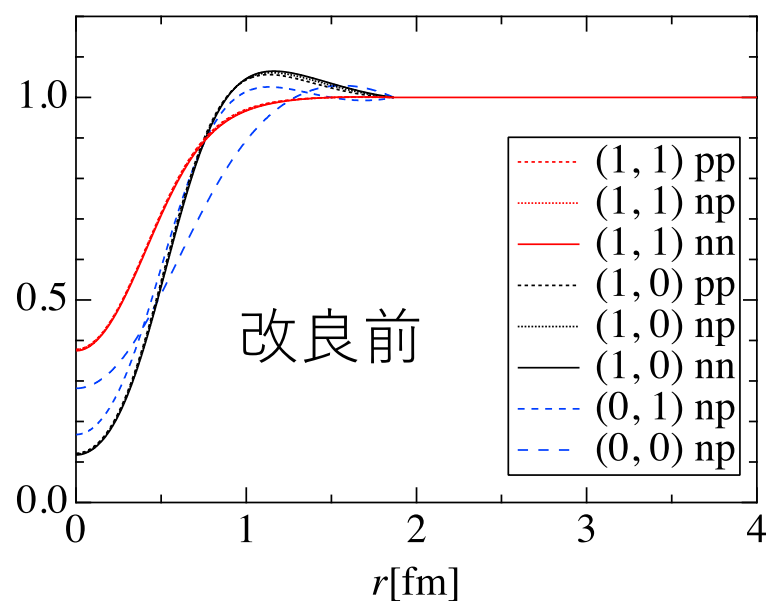
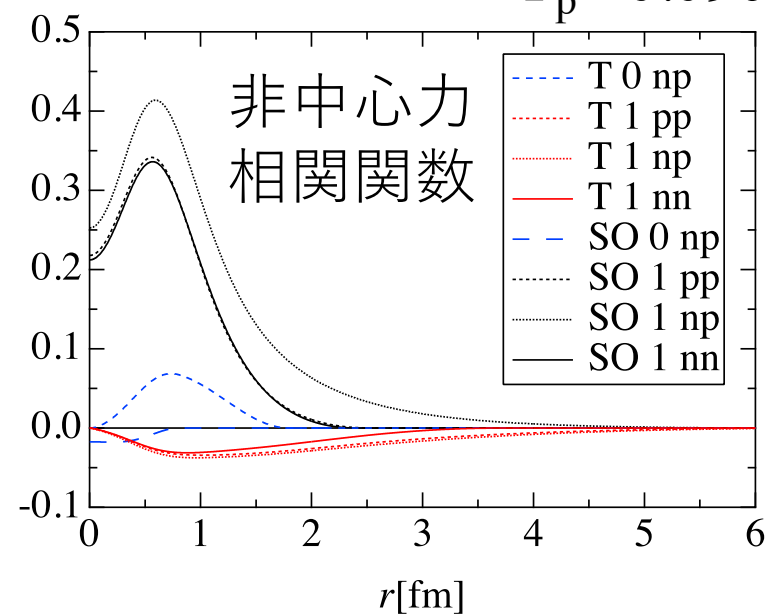
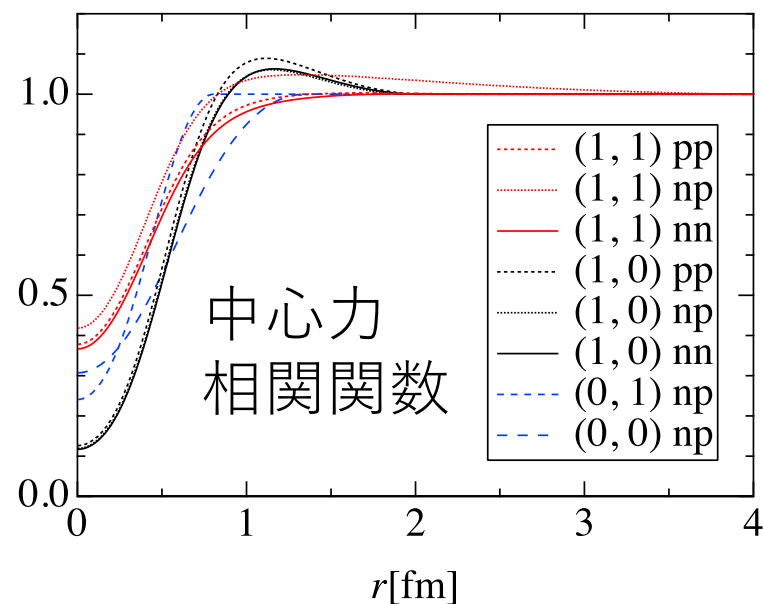
EL方程式の解となる様に決定する。

拡張したMayer条件を満たし、Togashi EOSでのエネルギー値を

再現する様に $r_{\text{Ct}s}^{\mu}, r_{\text{T}t}^{\mu}, \lambda_{0\text{Ct}s}^{\mu}, \lambda_{0\text{T}t}^{\mu}, \lambda_{0\text{SO}t}^{\mu}$ を最適化する。

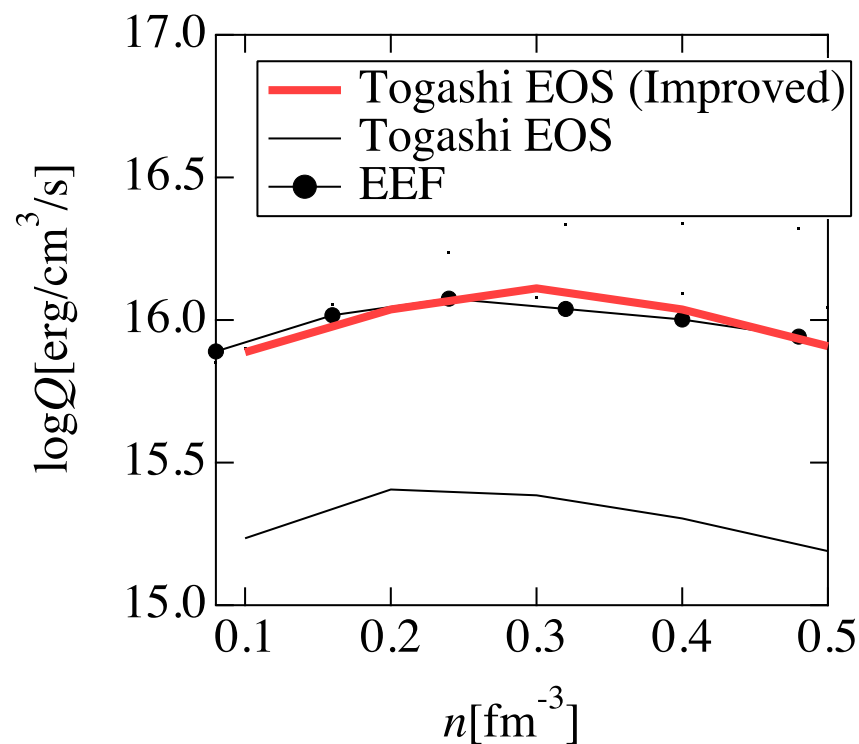
境界条件を改良した相関関数

$$n = 0.2\text{fm}^{-3} \quad Y_p = 0.096$$

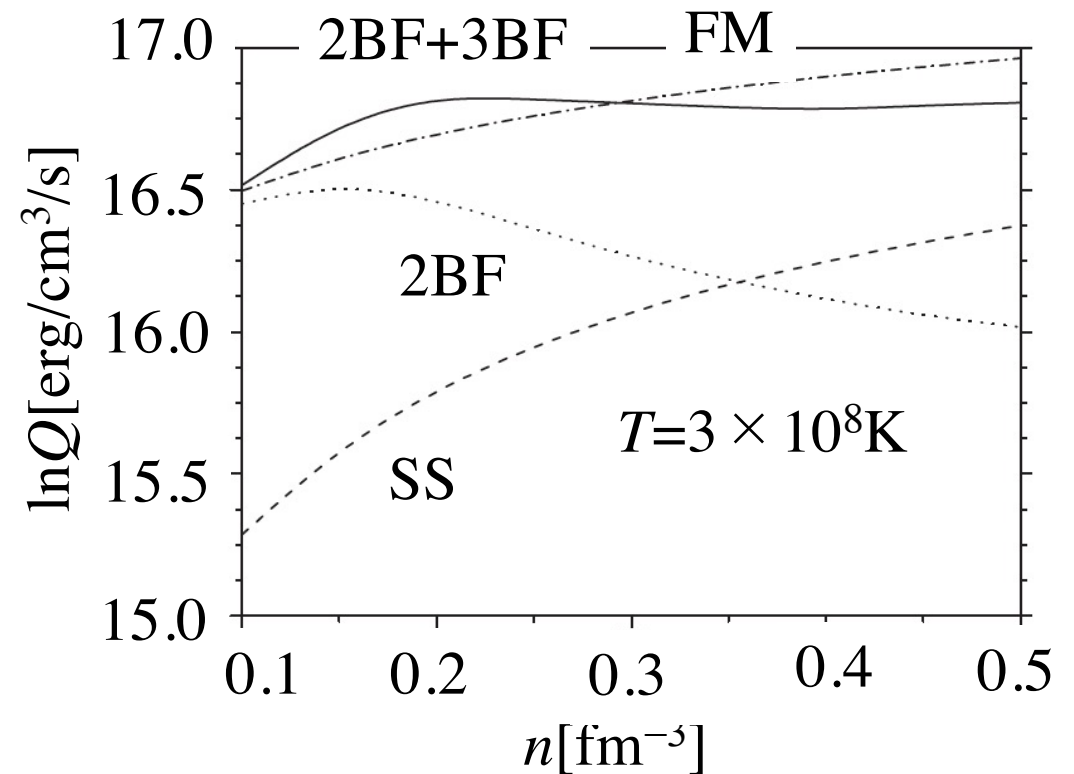


相関関数の境界条件を改良したニュートリノ放射率

Improved Togashi EOS

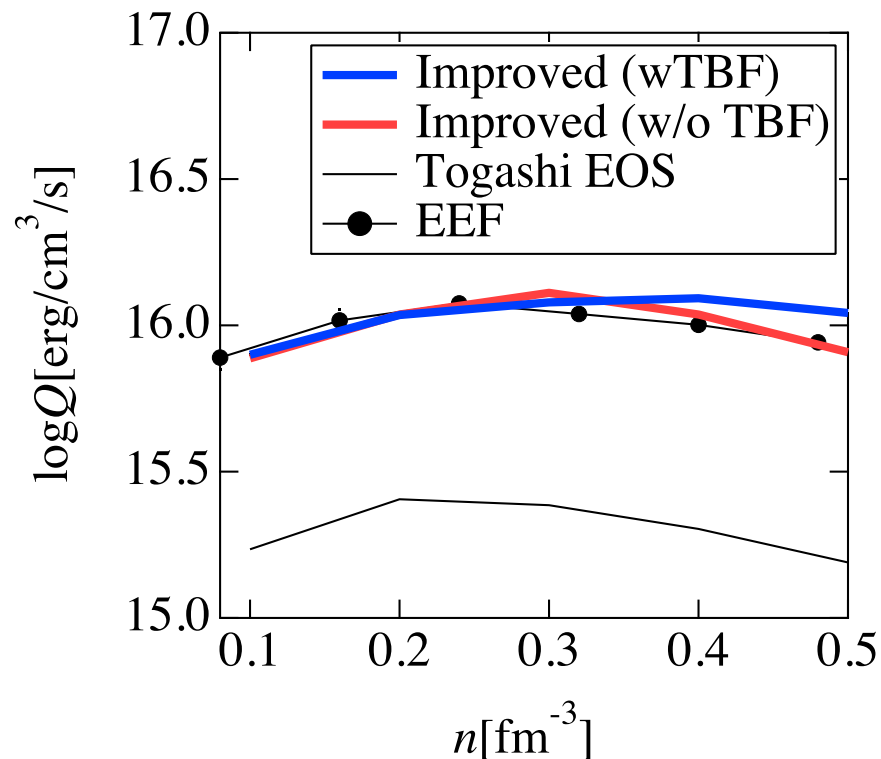


LOCV

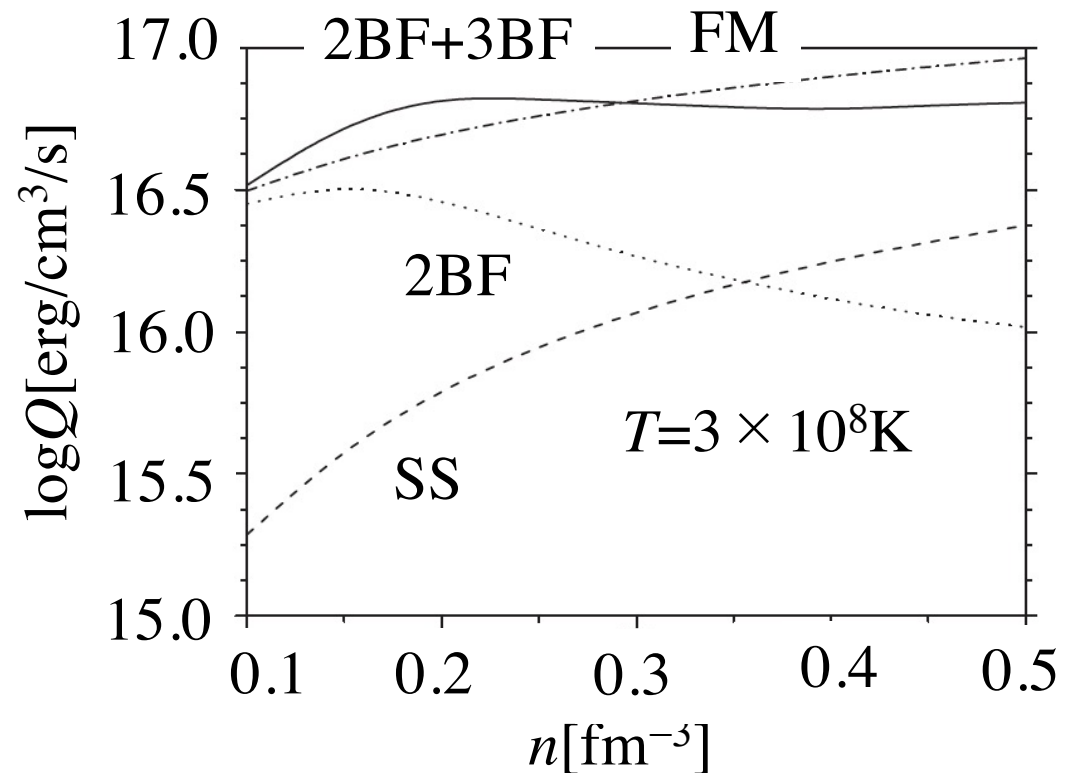


3 体力を考慮した相関関数によるニュートリノ放射率

Improved Togashi EOS



LOCV



LOCV法とTogashi EOSとの比較

共通点

Jastrow波動関数を仮定

ハミルトニアン期待値を2体クラスター近似

相違点

相関関数の状態依存性

Togashi EOS : 2核子のスピン・パリティで分類

LOCV法 : 部分波展開

相関関数の範囲

Togashi EOS : healing distance

LOCV法 : $h(r)$ 統計的因子に漸近

LOCV法とTogashi EOSとの比較

共通点

Jastrow波動関数を仮定

ハミルトニアン期待値を2体クラスター近似

相違点

相関関数の状態依存性

Togashi EOS : 2核子のスピン・パリティで分類

LOCV法 : 部分波展開

相関関数の範囲

Togashi EOS : healing distance

LOCV法 : $h(r)$ 統計的因子に漸近

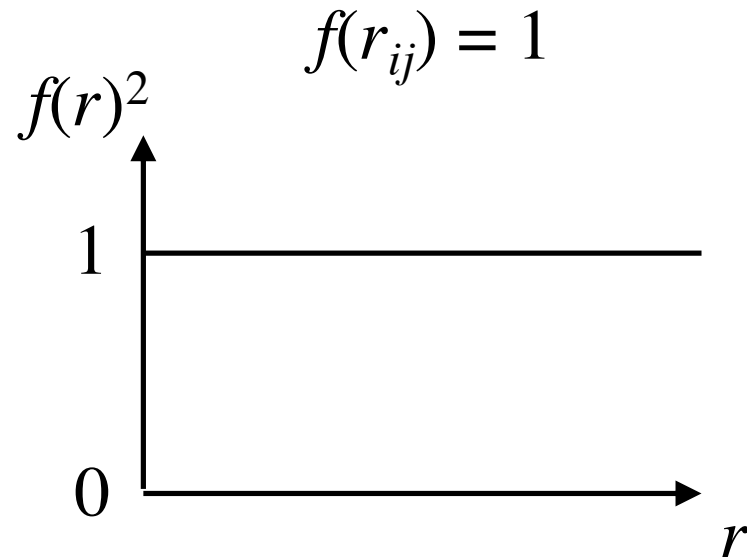
LOCV法の考え方

1 : 2 体クラスター近似は妥当 (?)

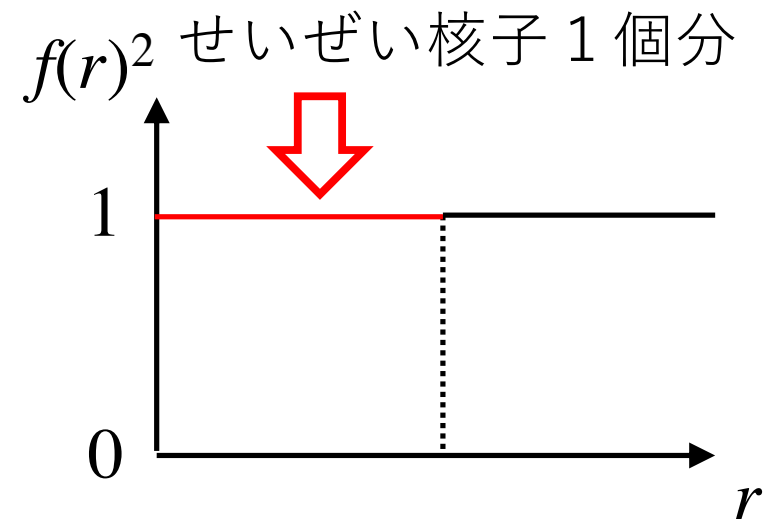
Jastrow波動関数

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \text{Sym} \left[\prod_{i < j} f_{ij} \right] \Phi_F(x_1, \dots, x_N)$$

粒子間相関が無い場合



粒子間相関がある場合



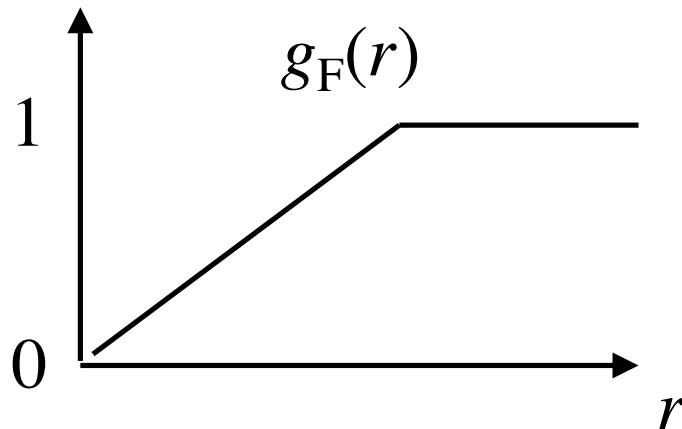
LOCV法の考え方

2 : Pauliの排他律を考慮

分布関数 $g(r)$ で考える

粒子間相関が無い場合

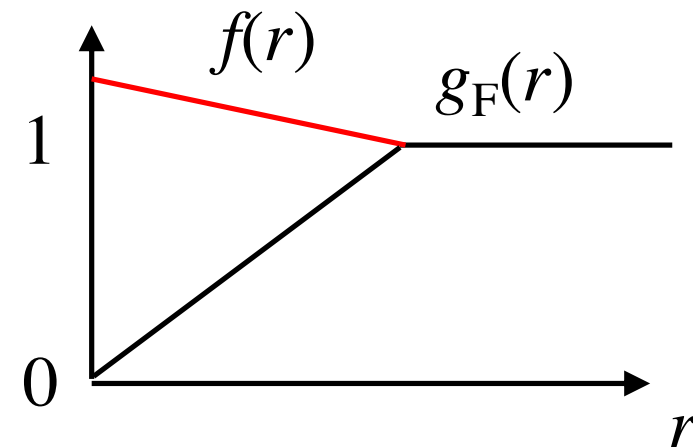
$$g(r) = g_F(r) = h(r)^{-2}$$



粒子間相関がある場合

$$g(r) = f(r)^2 g_F(r) = f(r)^2 h(r)^{-2}$$

で 1 個分ずれて良い



Togashi EOSへのLOCV条件の応用

$$f^{p=1}(r) = f_{\text{Ct}1}^{\mu}(r) + 2f_{\text{T}t}^{\mu}(r) - f_{\text{SO}t}^{\mu}(r) \quad (J = L)$$

$$f^p(r) = f_{\text{Ct}1}^{\mu}(r) + f_{\text{T}t}^{\mu}(r)S_{\text{T}ij} + \frac{1}{2}f_{\text{SO}t}^{\mu}(r) \quad (J = L \pm 1)$$

LOCV規格化条件：Lagrangeの未定係数法で保証する。

$$\frac{1}{N} \sum_{i,j} \langle ij | [h(r_{ij})]^2 - [f_{ij}]^2 | ij - ji \rangle = 0$$

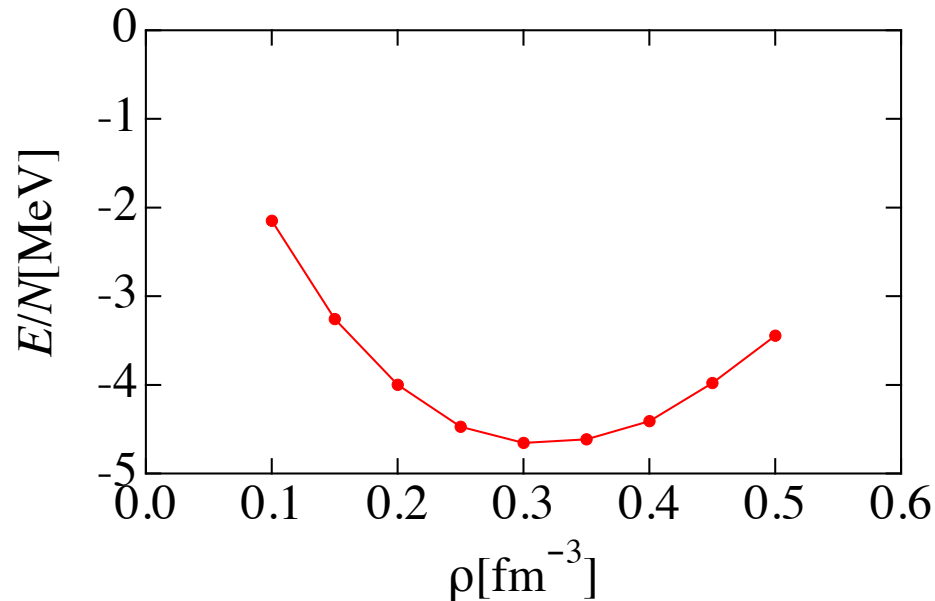
本研究：各状態 (t, s, μ) に拡張したLOCV規格化条件を保証する

$$4\pi\rho \int_0^{\infty} \{F_{ts}^{\mu}(r) - F_{rs}^{\mu}(\infty)\} r^2 dr = 0$$

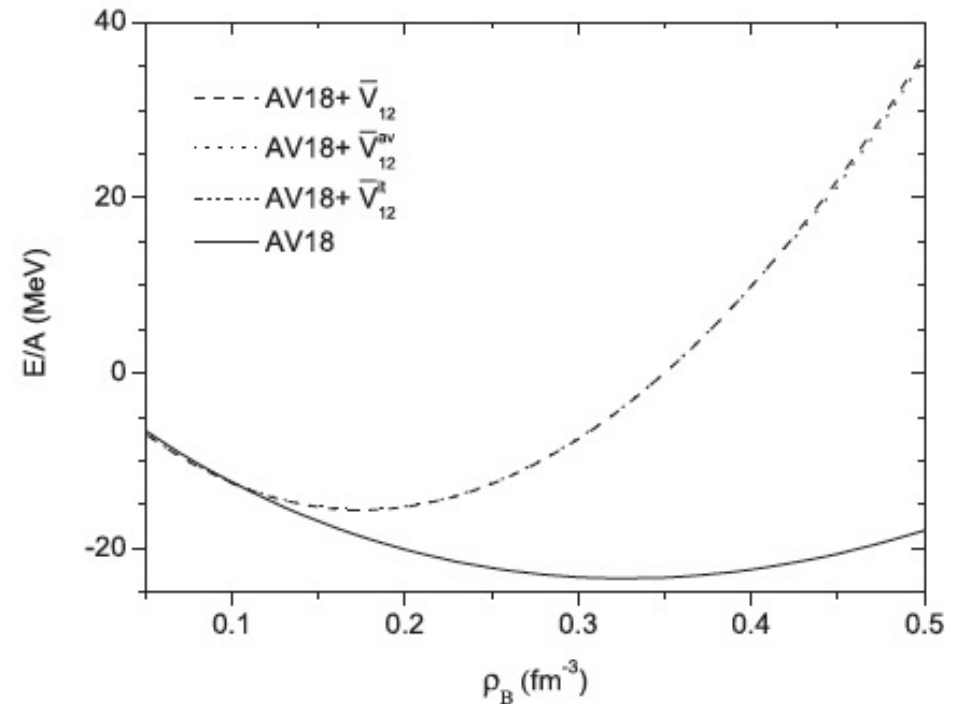
$0 \leq f^p(r) \leq h(r)$ を満足する $f_{\text{Cts}}^{\mu}(r), f_{\text{T}t}^{\mu}(r), f_{\text{SO}t}^{\mu}(r)$ を求める。
 $f^p(r) = h(r) \quad (r \geq r_h)$

LOCV条件を課した対称核物質のエネルギー

2体核力：AV18ポテンシャル



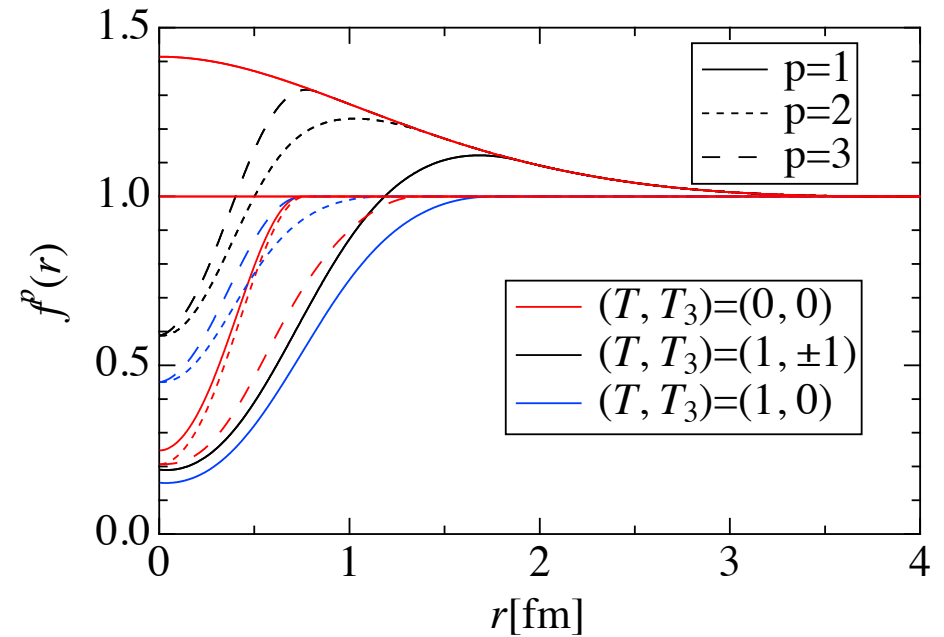
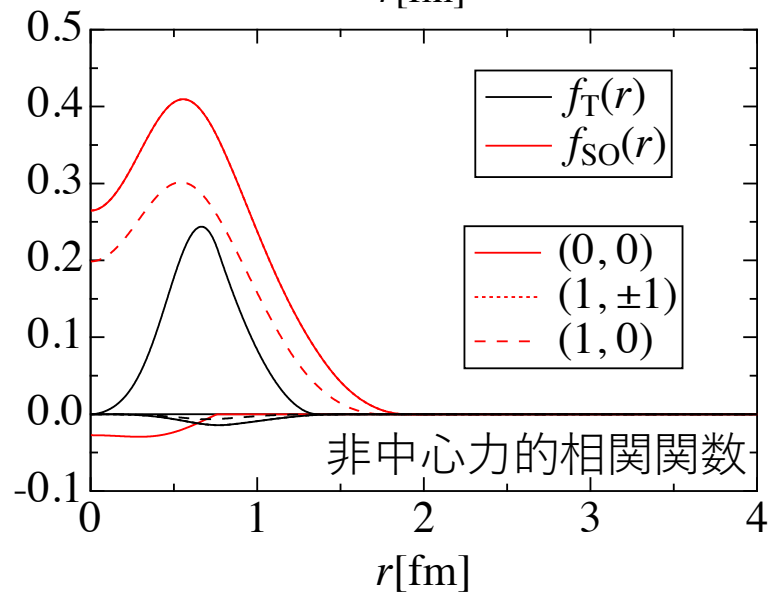
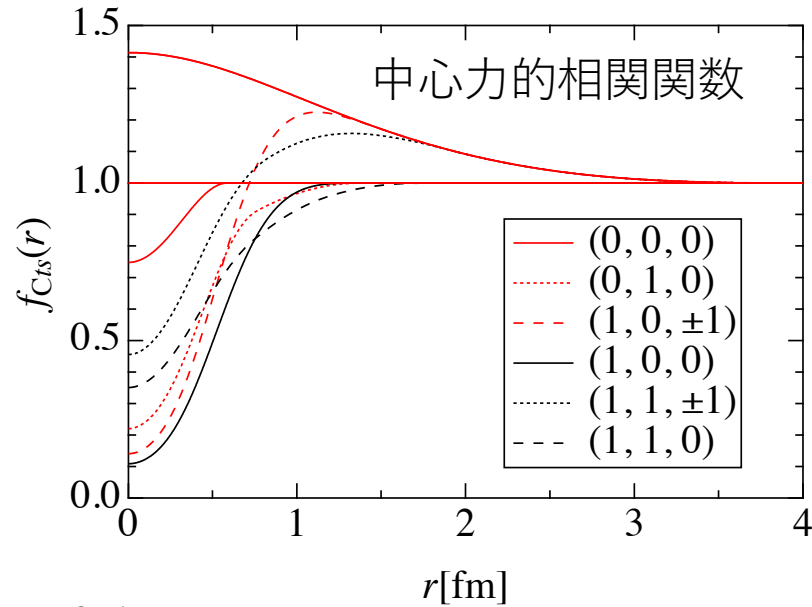
LOCV条件を課した
Togashi EOS法のエネルギー



LOCV法でのエネルギー

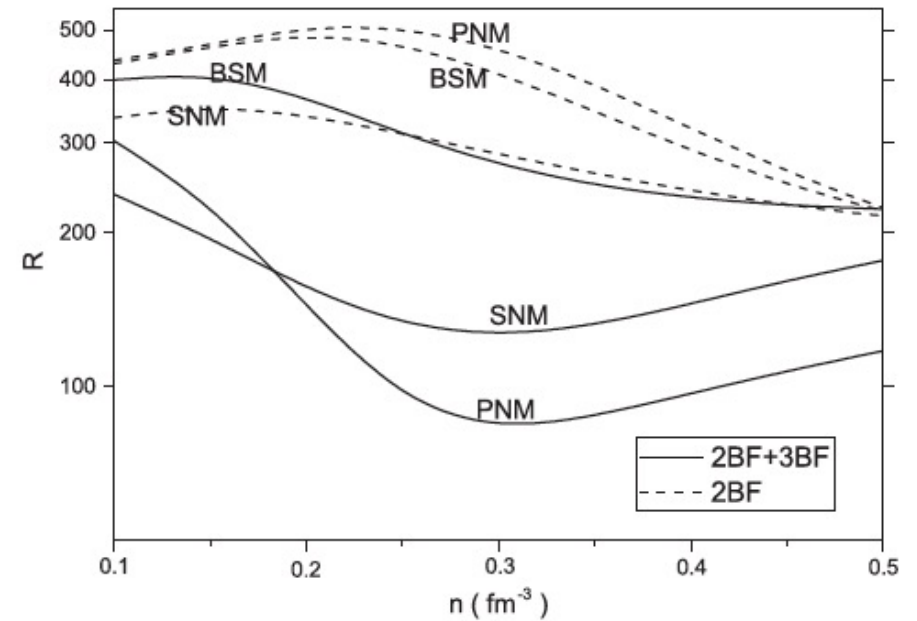
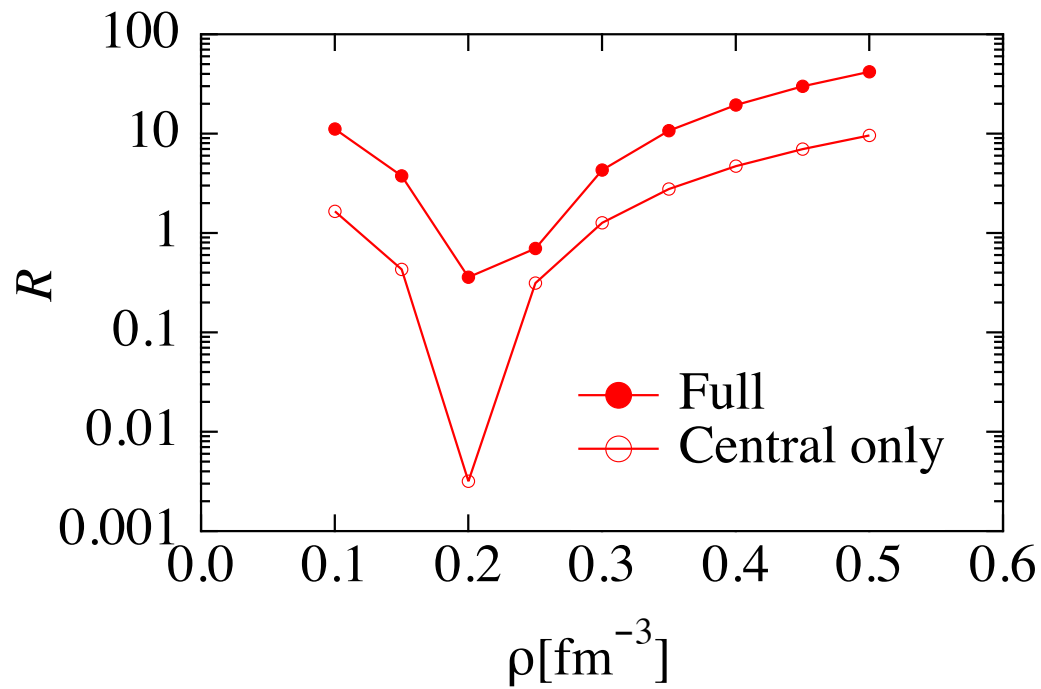
S. Goudarzi and H. R. Moshfegh,
Phys. Rev. C91, 054320 (2015)

LOCV条件を課した対称核物質の相関関数



LOC V相関関数

LOCV条件を課した対称核物質の放射係数 R



LOCV計算結果

A. Dehghan Niri et al.,
B. Phys. Rev. C93 (2016) 045806

LOCV法とTogashi EOSとの比較

共通点

Jastrow波動関数を仮定

ハミルトニアン期待値を2体クラスター近似

相違点

相関関数の状態依存性

Togashi EOS : 2核子のスピン・パリティで分類

LOCV法 : 部分波展開

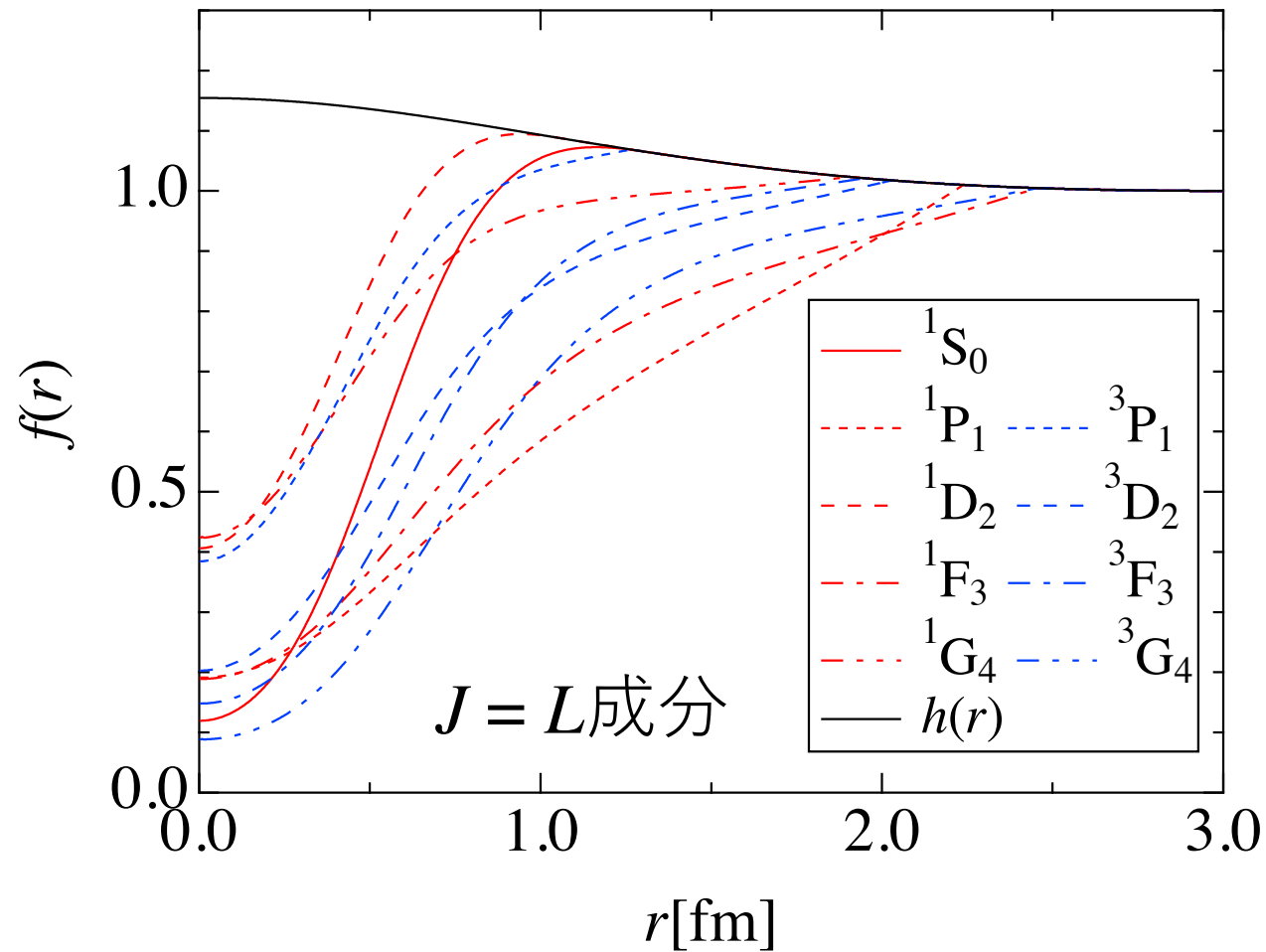
特にテンソル相関

相関関数の範囲

Togashi EOS : healing distance

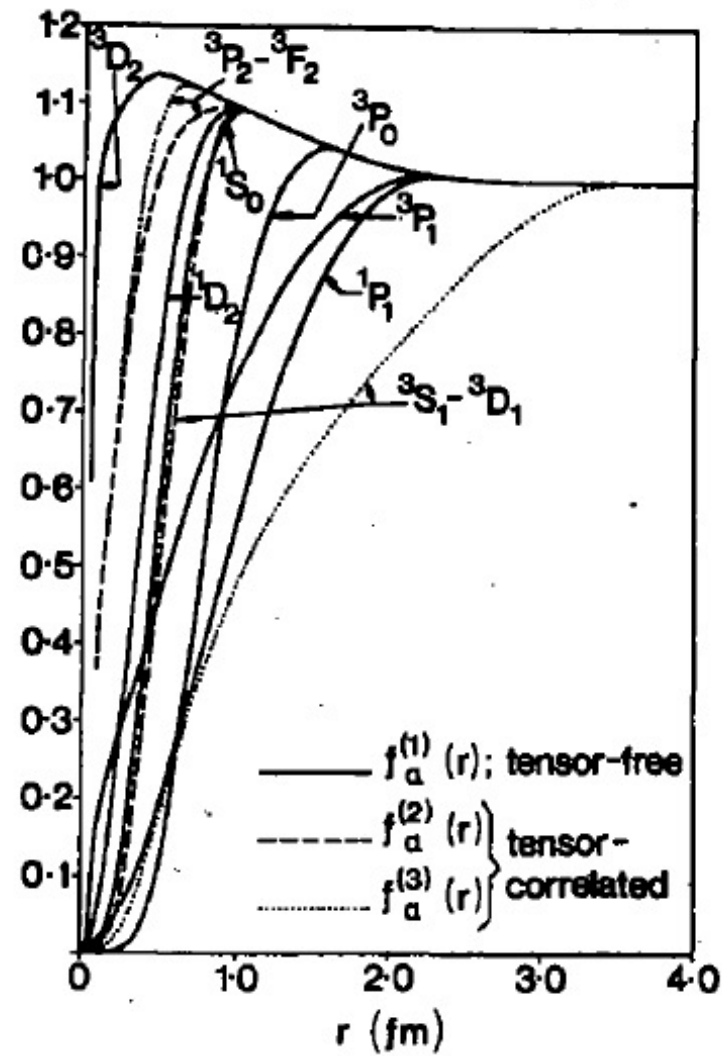
LOCV法 : $h(r)$ 統計的因子に漸近

LOCV法を踏襲した相関関数（途中計算）



$$\rho = 0.2 \text{ fm}^{-3}$$

LOCV法による核子間相関関数



J. C. Owen, R. F. Bishop, and J. M. Irvine, Nucl. Phys. A277 (1977)45

まとめ

Togashi EOSを用いた修正URCA過程 ニュートリノ放射率の計算の改良

- LOCV条件の適用: healing distanceとは異なる方法
→ 先行研究に比べ R はまだ小さい

今後の方針

- 部分波展開：特にテンソル相関
- 修正URCA過程ニュートリノ放射率計算法の確立
- 核子制動放射率計算への拡張