

Gogny 型相互作用が示唆する

hard core と spin-isospin property の関係

@ RCNP (Mar. 22–24, 2004)

Collaborator: M. Sato (Chiba U, 就職間近)

結局のところ定性的なお話です。定量的にはまだこれから。

(佐藤君の跡継ぎがないのが辛いけど...)

今までのおさらい

★ 我々がやってきたこと — 「核構造を **global** に記述するのに
適した有効相互作用を考え直す」

“global に” … 広い mass region (matter も含む)
安定核 & 不安定核

→ 平均場近似

(I) M3Y 型相互作用 … “semi-microscopic” int.

Ref.: H. N., P. R. C68, 014316 ('03)

N. P. A722, 117c ('03)

Proc. of NENS03 (to be published)

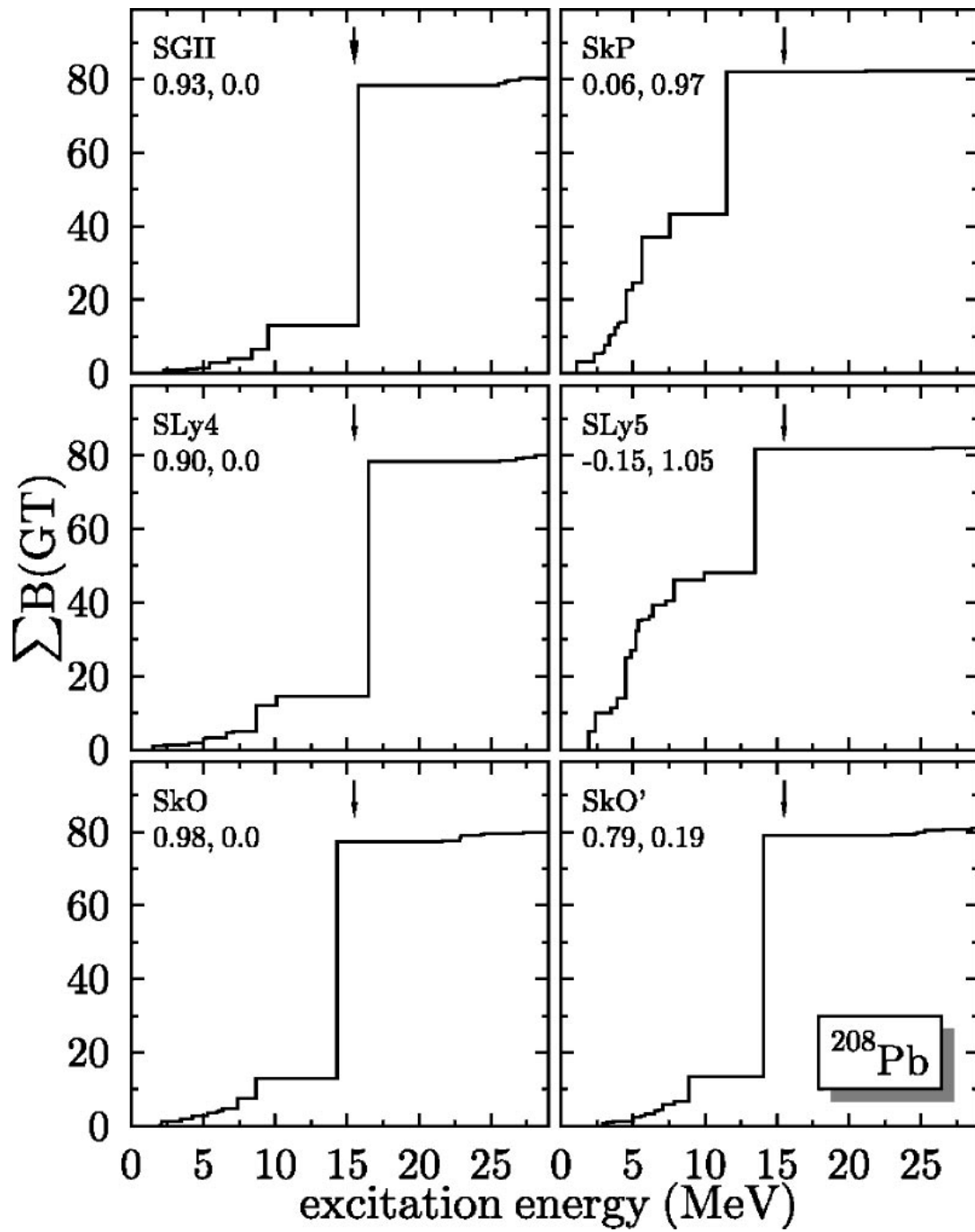
- G -matrix $\rightarrow$ M3Y $\rightarrow$ 現象論的修正 *e.g.* saturation, LS-splitting
- OPEP の central part を keep *cf.* χ PT
- 今までの現象論的有効相互作用 (Skyrme, Gogny)
— spin & spin-isospin property に問題アリ ($\dots g_\ell, g'_\ell$)

	SkM*	SLy5	D1S	M3Y-P2
g_0	0.33	1.123	0.466	0.113
g_1	0.0	0.253	-0.184	0.273
g'_0	0.94	-0.141	0.631	1.006
g'_1	0.0	1.043	0.610	0.202

- Spin-isospin property — OPEP の効果が非常に重要
 $\leftrightarrow$ new magic numbers? *cf.* Otsuka et al.

g'_0, g'_1 in Skyrme int. & $\sigma\tau$ excitation (E_{GTR}):

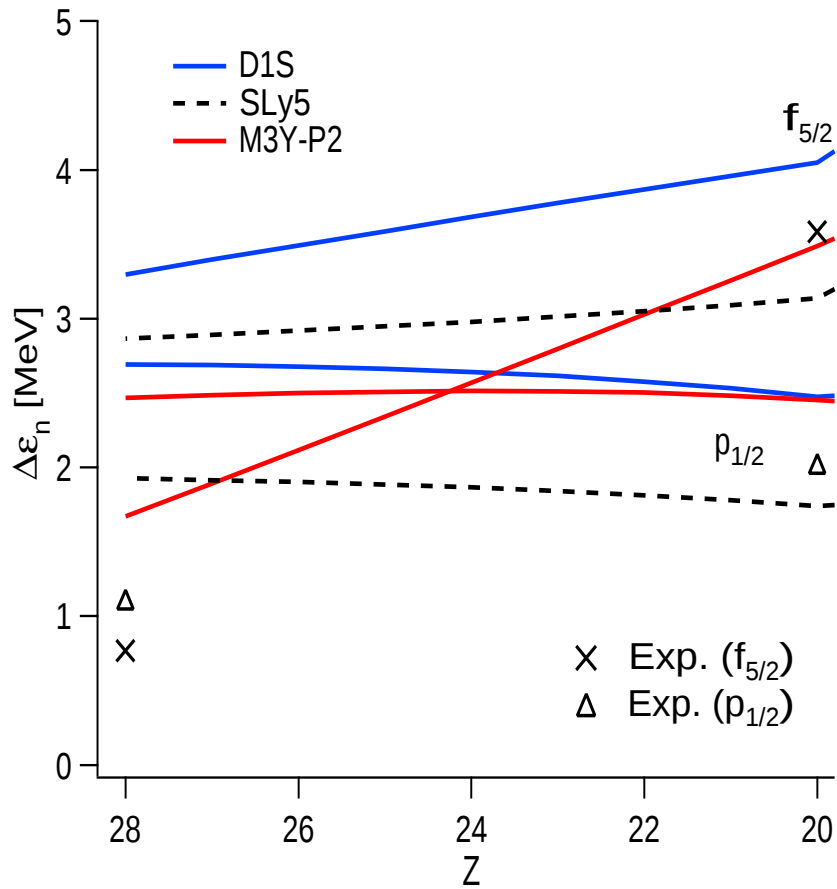
M. Bender *et. al.*, PRC65, 054322



→ reasonable value: $g'_0 \approx 1$

S.p. levels of $N = 32$ nuclei

Z -dep. of $\Delta\epsilon_n$: $\epsilon_n(0f_{5/2})$, $\epsilon_n(1p_{1/2})$ relative to $\epsilon_n(1p_{3/2})$



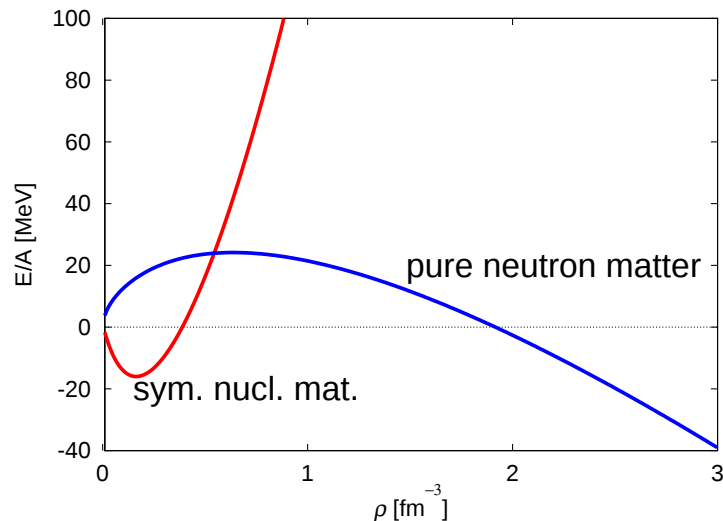
- Z -dep. of $\Delta\epsilon_n(0f_{5/2}) \rightarrow N = 32$ magicity at $Z \sim 20$?
- M3Y-P2 $\dots$ reproduce inversion of $0f_{5/2}$ & $1p_{1/2}$!
(without core-pol.)

(II) Gogny 型相互作用 ... phenomenological int.

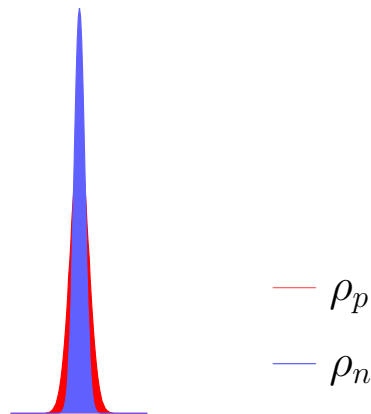
M. Sato & H. N., many talks (JPS meetings, etc.)

- 従来の parameter (e.g. D1S) → unphysical true minimum

n -matter の collapse ($\rho \rightarrow \infty$ で $E/A \rightarrow -\infty$)



→ finite nuclei



(→ physical solution の不安定性)

- 改善方法の模索 — 但し, D1S の長所は全て生かす

{ Properties of sym. nucl. matter (& surface energy)
Symmetry energy
Pairing properties

基本方針: SE part に ρ -dependent repulsion を入れる

← hard core の影響

- 本日のテーマ — 我々が提唱してきた改善方法と

spin-isospin property の関係？

「現象論的立場から見て、

spin-isospin property の再現に重要なことは？」

Interactions :

$$v_{12} = v_{12}^{\text{C}} + v_{12}^{\text{LS}} + v_{12}^{\text{TN}} + v_{12}^{\text{DD}} ;$$

$$v_{12}^{\text{C}} = \sum_n (t_n^{\text{SE}} P_{\text{SE}} + t_n^{\text{TE}} P_{\text{TE}} + t_n^{\text{SO}} P_{\text{SO}} + t_n^{\text{TO}} P_{\text{TO}}) f_n^{\text{C}}(r_{12}) ,$$

$$v_{12}^{\text{LS}} = \sum_n (t_n^{\text{LSE}} P_{\text{TE}} + t_n^{\text{LSO}} P_{\text{TO}}) f_n^{\text{LS}}(r_{12}) \mathbf{L}_{12} \cdot (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) ,$$

$$v_{12}^{\text{TN}} = \sum_n (t_n^{\text{TNE}} P_{\text{TE}} + t_n^{\text{TNO}} P_{\text{TO}}) f_n^{\text{TN}}(r_{12}) r_{12}^2 S_{12} ,$$

$$v_{12}^{\text{DD}} = t^{\text{DD}} (1 + x^{\text{DD}} P_{\sigma}) [\rho(\mathbf{r}_1)]^{\alpha} \delta(\mathbf{r}_{12}) .$$

- Skyrme interaction — $f_n(r_{12}) = \delta(\mathbf{r}_{12}), \nabla^2 \delta(\mathbf{r}_{12})$
- Gogny interaction — $f_n^{\text{C}}(r_{12}) = e^{-(\mu_n r_{12})^2}, f_n^{\text{LS}}(r_{12}) = \nabla^2 \delta(\mathbf{r}_{12})$

‘D1S’ ... the only parameter-set widely applied

in recent calculations

以下では , D1Sを中心に問題点と改善方法を議論する

- M3Y-type interaction — $f_n(r_{12}) = e^{-\mu_n r_{12}} / \mu_n r_{12}$

Nuclear matter properties $\leftrightarrow$ Basic characters of eff. int. (central part)

$$v_{12}^{\text{C}} + v_{12}^{\text{DD}}$$

$$\mathcal{E} \equiv E/A ; \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}(\rho, \eta_t, \eta_s, \eta_{st})$$

$$\rho = \sum_{\sigma\tau} \rho_{\tau\sigma} = \rho_{p\uparrow} + \rho_{p\downarrow} + \rho_{n\uparrow} + \rho_{n\downarrow} ,$$

$$\eta_s = \left(\sum_{\sigma\tau} \sigma \rho_{\tau\sigma} \right) / \rho = \frac{\rho_{p\uparrow} - \rho_{p\downarrow} + \rho_{n\uparrow} - \rho_{n\downarrow}}{\rho} ,$$

$$\eta_t = \left(\sum_{\sigma\tau} \tau \rho_{\tau\sigma} \right) / \rho = \frac{\rho_{p\uparrow} + \rho_{p\downarrow} - \rho_{n\uparrow} - \rho_{n\downarrow}}{\rho} ,$$

$$\eta_{st} = \left(\sum_{\sigma\tau} \sigma \tau \rho_{\tau\sigma} \right) / \rho = \frac{\rho_{p\uparrow} - \rho_{p\downarrow} - \rho_{n\uparrow} + \rho_{n\downarrow}}{\rho} .$$

Saturation

$$\frac{\partial}{\partial \eta_t} \mathcal{E} = \frac{\partial}{\partial \eta_s} \mathcal{E} = \frac{\partial}{\partial \eta_{st}} \mathcal{E} = 0 \quad \rightarrow \quad \eta_t = \eta_s = \eta_{st} = 0$$

(spin-saturated) sym. nucl. matter

$$\left. \frac{\partial}{\partial \rho} \mathcal{E} \right|_{\text{sat.}} = 0 \quad \rightarrow \quad \rho_0 (\leftrightarrow k_{\text{F}0}), \quad \mathcal{E}_0 (= b_{\text{vol}})$$

Landau parameters (around the saturation point)

$$v_{12}^{\text{C}} + v_{12}^{\text{DD}} \approx N_0 \left[f_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} + f'_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) + g_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) + g'_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \right]$$

(N_0 : level density at the Fermi surface)

around $k_1 = k_2 = k_{\text{F}0}$, including exchange terms

$$f_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} \propto \frac{\delta^2(\langle V \rangle / \Omega)}{\delta n(\mathbf{k}_1) \delta n(\mathbf{k}_2)}, \quad \text{etc.} \quad (n(\mathbf{k}): \text{occ. prob. of s.p. states})$$

$$\rightarrow f_\ell = \int_{-1}^1 d(\cos \theta_{12}) f_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} P_\ell(\cos \theta_{12}), \quad \text{etc.} \quad (\cos \theta_{12} \equiv \hat{\mathbf{k}}_1 \cdot \hat{\mathbf{k}}_2)$$

$$\frac{M_0^*}{M} = 1 + \frac{1}{3} f_1, \quad \mathcal{K} \equiv 9 \left. \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \mathcal{E} \right|_{\text{sat.}} = \frac{3k_{\text{F}0}^2}{M_0^*} (1 + f_0),$$

$$a_t \equiv \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta_t^2} \mathcal{E} \right|_{\text{sat.}} = \frac{k_{\text{F}0}^2}{6M_0^*} (1 + f'_0), \quad (\dots \text{ symmetry energy})$$

$$a_s \equiv \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta_s^2} \mathcal{E} \right|_{\text{sat.}} = \frac{k_{\text{F}0}^2}{6M_0^*} (1 + g_0),$$

$$a_{st} \equiv \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta_{st}^2} \mathcal{E} \right|_{\text{sat.}} = \frac{k_{\text{F}0}^2}{6M_0^*} (1 + g'_0).$$

「現象論的に有効相互作用を決める」 — parameters vs. 実験的情報

特に, Gogny D1S の parameter を変更する上での自由度?
(但し int. の range は fix)

★ Symmetric nuclear matter ... On the $\eta_s = \eta_t = \eta_{st} = 0$ line

Interaction parameters:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(\rho, \eta = 0) = & \left(\sum_n c_n \left[\frac{3}{4}(t_n^{\text{SE}} + t_n^{\text{TE}}) + \frac{1}{4}(t_n^{\text{SO}} + 9t_n^{\text{TO}}) \right] \right) \rho \\ & + \sum_n c_n \left[\frac{3}{4}(t_n^{\text{SE}} + t_n^{\text{TE}}) - \frac{1}{4}(t_n^{\text{SO}} + 9t_n^{\text{TO}}) \right] \mathcal{W}_n(\rho) \\ & + t^{\text{DD}} \rho^{1+\alpha}\end{aligned}$$

$\mathcal{W}_n(\rho)$: appropriate function of ρ

Gogny ... 2 ranges for $v_{12}^{\text{C}} \rightarrow$ 5 parameters (including α)

Note: Skyrme, M3Y ... 実質的に 2 range

実験的情報:

- Saturation ρ_0 & $\mathcal{E}_0$ ($\rightarrow v_{12}^{\text{DD}}$ の必要性)
 $\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3} \leftarrow \text{density dist. \& radius} \right\}$
 $\mathcal{E}_0 \approx 16 \text{ MeV} \leftarrow \text{binding energy} \left. \vphantom{\rho_0} \right\}$
of $Z \sim N$ finite nuclei

- Effective mass (k -mass) M_0^* ($\leftrightarrow f_1$)
 $M_0^* \approx 0.7M \leftarrow \text{s.p. level spacing for } |\varepsilon - \varepsilon_{\text{F}}| \gtrsim 20 \text{ MeV}$

- Incompressibility $\mathcal{K}$ ($\leftrightarrow f_0$)
 $\mathcal{K} \approx 210 \text{ MeV (in non-rel. models)} \leftarrow E_x \text{ of GMR}$

- Surface energy b_{surf} Note: v^{LS} の寄与アリ
 $b_{\text{surf}} \approx 20 \text{ MeV} \leftarrow \text{mass, fission barrier (in Gogny D1S)}$

... 5つの物理量

$\Rightarrow$ D1S の与える sym. nucl. matter の性質はほぼ変えられない

★ (Volume) symmetry energy $a_t (\leftrightarrow f'_0)$

$a_t \approx 30 \text{ MeV} \leftarrow$ binding energy of $Z < N$ nuclei

Note: $f'_0 \sim v_{nn} - \frac{1}{4}(v_{pp} + v_{nn} + 2v_{pn}) \sim v_{T=1} - v_{T=0}$
 $\sim (v^{\text{SE}} + v^{\text{TO}}) - (v^{\text{TE}} + v^{\text{SO}})$

★ Pairing properties $\leftrightarrow v^{\text{SE}}$ for $\rho < \rho_0$ region

Matter では, 例えば $\Delta(\varepsilon_F)$ の peak の位置 & 値で characterize

Gogny D1S の pairing property はとても評判がよい

($\leftrightarrow$ int. range?)

従来の有効相互作用において, あまり省みられていないこと

特に, D1S の問題点

★ Neutron matter の安定性

$\mathcal{E}(\rho, \eta_t = -1) \sim v^{\text{SE}} + v^{\text{TO}}$

なぜ不安定性が現れるか? — v^{SE} に ρ -dep. がない or 弱い

$$\left. \begin{array}{ll} v^{\text{SE}} < 0 & \text{for low } \rho \\ v^{\text{SE}} > 0 & \text{for high } \rho \quad (\leftarrow \text{hard core}) \end{array} \right\} \text{であるべき}$$

D1S では...

no ρ -dep. in v^{SE} ($\because x^{\text{DD}} = 1$)

Note: $v^{\text{TO}} \sim 0$

★ Spin-isospin flip に対する安定度 g'_0

$g'_0 \approx 1 \leftarrow E_x$ of GTR

D1S では... $g'_0 \approx 0.6$ — fit のさい考慮されていないから

Note: " v^{SE} " $\leftarrow v^{\text{C}} + v^{\text{DD}}$

D1S を変更するための我々の (今までの) 方針 — 定性的議論のために

$v^C + v^{DD}$ の parameter: 11 個 (int. range は fix)

- $\mathcal{E}(\rho, \eta = 0)$ (sym. nucl. matter の energy profile) を全く変えない
→ 5 constraints
- a_t を変えない → 1 constraint
- $\Delta(\varepsilon_F)$ の profile をほとんど変えない → 2 constraints
($\because$ peak の位置と値)

⇒ D1S の長所を keep (と期待)

Note: 実際は有限核の計算で確めるべき

- v^{SE} に ρ -dependence を入れる ($\leftarrow$ hard core の影響)
... x^{DD} を 1 からずらす → Neutron matter の不安定性を除く

$\rho \rightarrow \infty$ limit の振舞い → $x^{DD} < 1$ であるべき

Unphysical min. を持たない → $x^{DD} \leq 0.94$ であるべき

- Additional constraint 1 個

$\mathcal{E}(\rho, \eta = 0)$ 中の v^{SE} の変化を v^{TE} で compensate させる

便宜上?

有限核で even と odd の効き方は結構違う

→ reasonable であろう

cf. α ($\sim (0s)^4$ とすれば) ... $v^{SE} + v^{TE}$ しか効かない

⇒ Free parameters: x^{DD} & 残りの 1 つ (ほとんど影響なし)

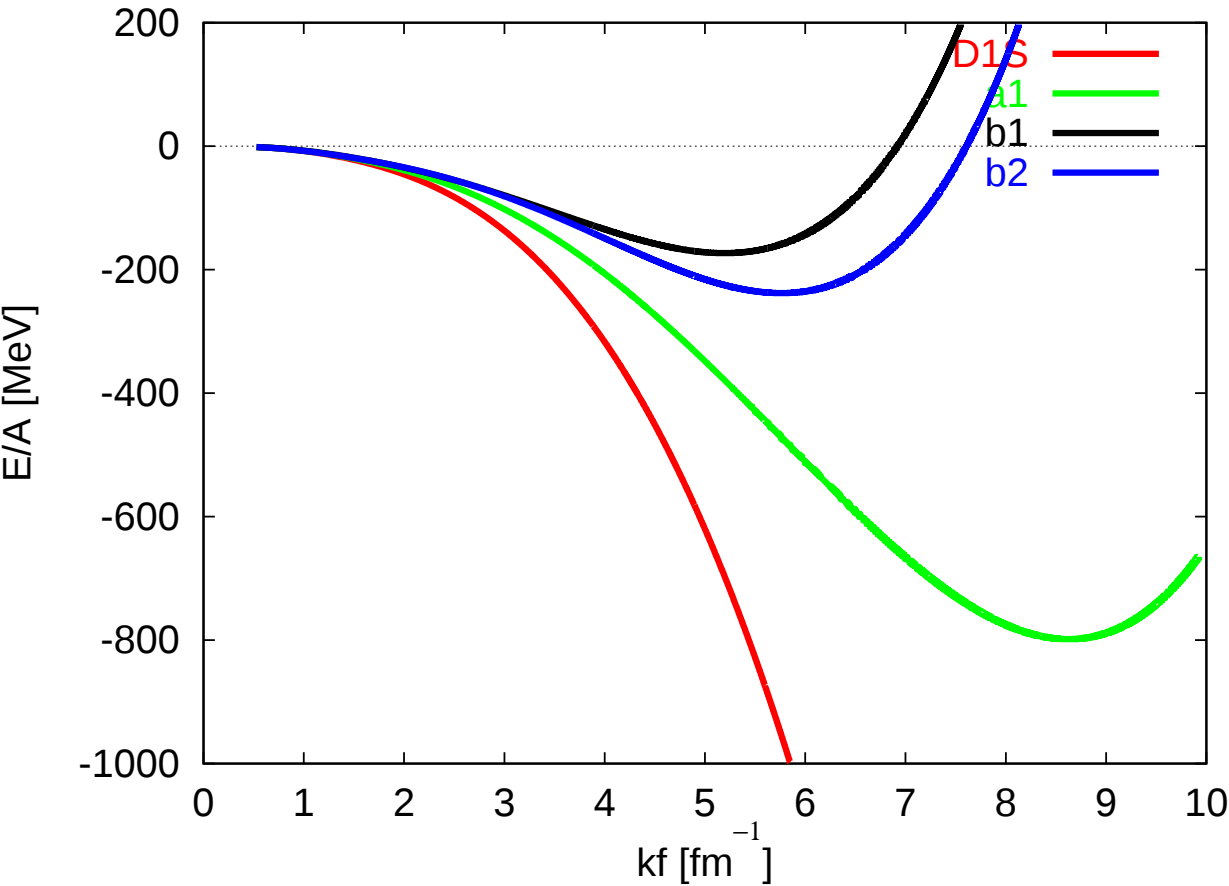
‘a1’ ... $x^{DD} = 0.94$

‘b1’ ... $x^{DD} = 0.90$

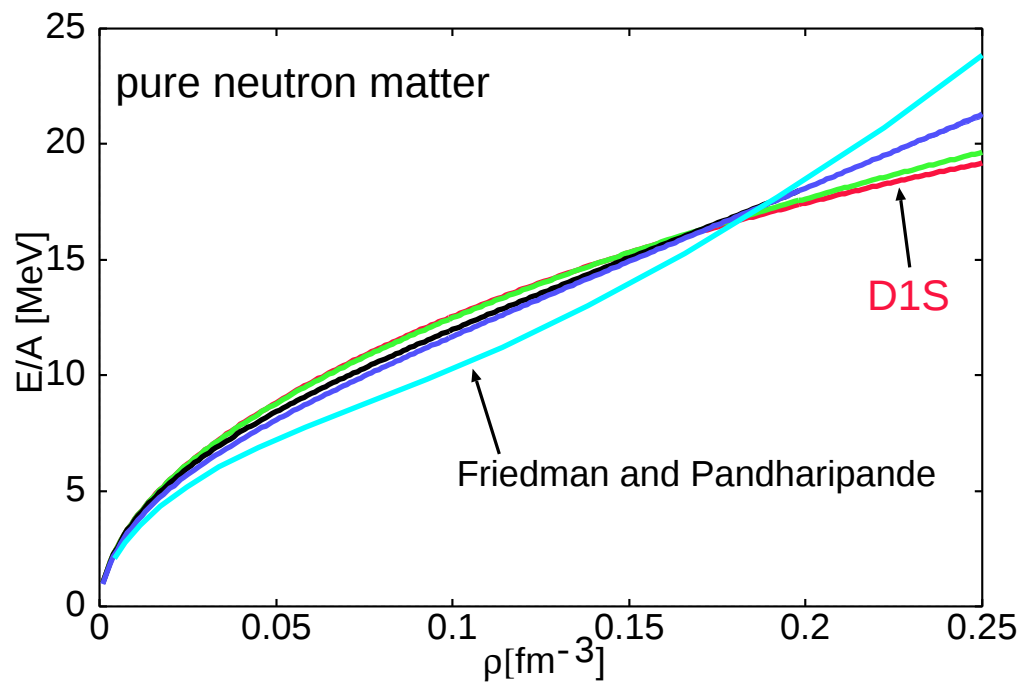
‘b2’ ... $x^{DD} = 0.90$, $\Delta(\varepsilon_F)$ が少し異なる

(本当はもっと変えたいが, これでも定性的議論は可能)

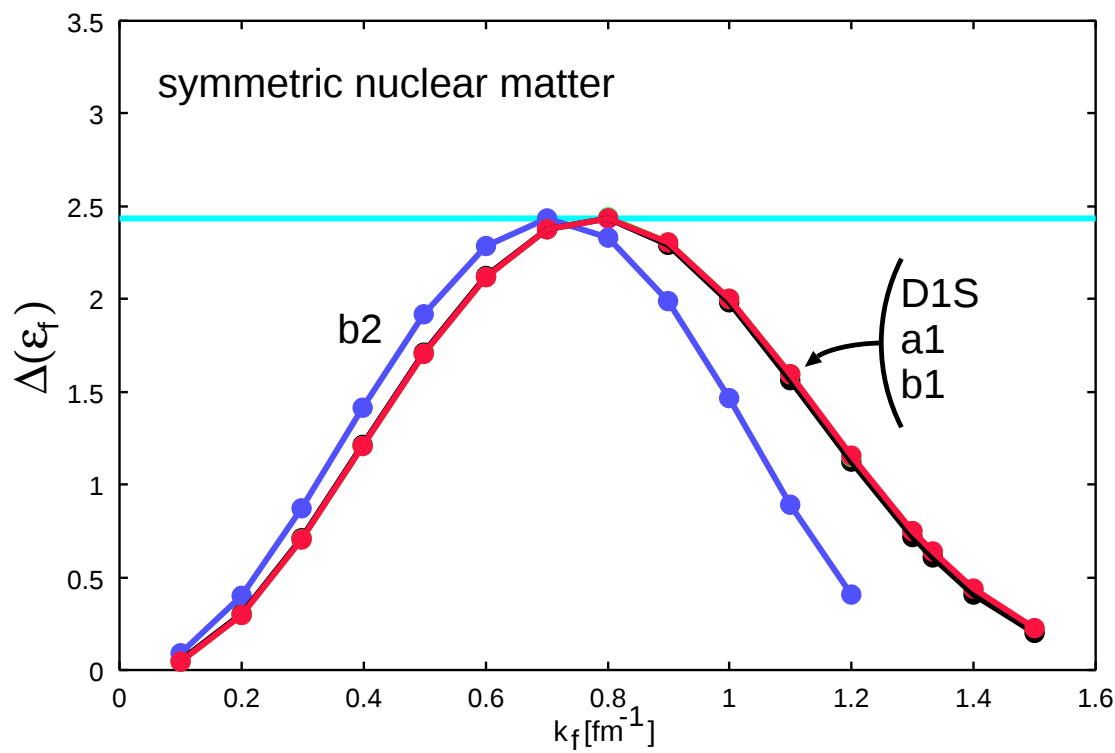
Behavior of v^{SE} in nucl. matter



Neutron matter profile



Pairing gap profile



v^{SE} の ρ -dep. ($\leftarrow$ hard core) が g' にどう影響するか?

parameter	x^{DD}	g_0	g_1	g'_0	g'_1
D1S	1.00	0.466	-0.184	0.631	0.610
a1	0.94	0.263	-0.143	0.699	0.583
b1	0.90	0.140	-0.227	0.740	0.641
b2	0.90	0.143	-0.126	0.739	0.642
	$\vdots$				
M3Y-P2	0.73	0.113	0.273	1.006	0.202

Note: $x^{\text{DD}} \leftrightarrow v^{\text{SE}}$ の ρ -dep.

ポイントの整理 ...

- (1) $\mathcal{E}(\rho, \eta = 0)$ (2) a_t (3) pairing を押さえている
 $\Leftarrow$ 現象論的立場からの要請
- (4) ρ -dep. (or hard core) $\rightarrow v^{\text{SE}}$ に high ρ で効く斥力成分を加えた
- $\rho < \rho_0$ で pairing property を回復するため,
 v^{SE} の ρ -indep. な引力により (4) の斥力を compensate しても
 $\rho = \rho_0$ では v^{SE} の引力は弱くなる
- (1-3) のため, $v^{\text{TE}}, v^{\text{SO}}, v^{\text{TO}}$ も変化
e.g. v^{TE} : より引力的, v^{TO} : 斥力的 ($\because a_t$) at $\rho = \rho_0$

channel	$v^{\text{SE}} \uparrow$	$v^{\text{TE}} \downarrow$	$v^{\text{TO}} \downarrow$	$v^{\text{SO}} \uparrow$		total
効き方	3	:	3	1	:	9
g_0	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\Rightarrow$	$\downarrow$
g'_0	$\downarrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\Rightarrow$	$\uparrow$

まとめ

★ Gogny int. に v^{SE} に ρ -dependence を入れる (*i.e.* x^{DD} を小さくする)

→ 2つの問題

$\left\{ \begin{array}{l} n\text{-matter の不安定性} \\ \sigma\tau \text{ property} \end{array} \right.$ を一挙に解決できる可能性

★ より一般に, v^{SE} の high ρ での斥力 ($\leftarrow$ hard core) の考慮が, $\sigma\tau$ property に対しても重要と考えられる

($\because$ 現象論的制限の下で correlate する)