

- 日本物理学会春季大会講演 2007/3/26aSB-13 於 首都大学

対相関の中性子暈抑制効果と核変形

Pairing anti-neutron-halo effect and nuclear deformation

田嶋直樹 (福井大工)

Naoki Tajima, Fukui University

中性子暈 (neutron halo)

中性子分離エネルギーの減少 (フェルミ準位 $\rightarrow -0$) により 平均半径が増大

$$\rho(r) \sim \left(\frac{e^{-\kappa r}}{r} \right)^2$$

- 対相関を考慮しない場合 (あるいは odd N の場合)

$$\hbar\kappa = \sqrt{2m \cdot (-\epsilon_F)}$$

ϵ_F : 占拠された一粒子状態 (S 波) の束縛エネルギーの最小値 (の -1 倍)

$r_{\text{rms}} \sim \kappa^{-1} \sim (-\epsilon_F)^{-1/2}$ は $\epsilon_F \rightarrow -0$ で ∞ に発散する。

- 対相関を考慮する場合 (かつ even N の場合)

$$\epsilon_F = \frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial \langle N \rangle},$$

$E_{\text{qp,min}}$ を準粒子励起エネルギーの最小値 (S 波) として、

$$\hbar\kappa = \sqrt{2m \cdot (-\epsilon_F + E_{\text{qp,min}})} \doteq \sqrt{2m \cdot (-\epsilon_F + \Delta)}$$

対相関には密度分布の裾野を縮小する効果 (Pairing Anti-Halo effect) がある。

(Ref) K. Bennaceur et al., Phys.Lett.B496,154(2000)

フェルミ準位が対相関ギャップの分だけ深くなったのと同じ結果。

本講演の目的 :

- 変形核では S 波成分が多数の軌道に分配されるが、それで結局、効果はどうなるのか。
- 自己無撞着性の効果 (連続状態を考慮して変形核の HFB を行う必要がある)
- 核種の個性によらない普遍的傾向

正準基底HFB法

未知の核 \Rightarrow 任意の変形、任意の表面状態 (スキン、ハロー)
調和振動子等の基底展開は不利 (最適化がわずらわしい)
位置座標表現が適する (正方メッシュ表現等)

中性子過剰核 \Rightarrow フェルミ準位の上昇 (連続状態への接近)
対相関で連続状態を陽に取り入れる必要
従来の解法 (準粒子法) では困難 (状態数が過大)

正準基底HFB法 + 3次元メッシュ表現 + Skyrme 相互作用
任意の変形、任意の表面状態、連続状態の対相関 を扱える

HFB in quasi-particle method

$$|\psi\rangle = \prod_{i=1}^{\text{\#basis}} b_i |0\rangle$$

$$b_i = \sum_s \int d^3r \left\{ \phi_i^*(\vec{r}, s) a(\vec{r}, s) + \psi_i(\vec{r}, s) a^\dagger(\vec{r}, s) \right\}$$

$$\begin{pmatrix} -h & \tilde{h} \\ \tilde{h} & h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_i \\ \psi_i \end{pmatrix} = \epsilon_i \begin{pmatrix} \phi_i \\ \psi_i \end{pmatrix}$$

b_i^\dagger : quasi-particle states, including information on **excitations**.

HFB in canonical-basis method

HFB solutions can be expressed in the **BCS form**

$$|\Psi\rangle = \prod_{i=1}^{i_{\max}} (u_i + v_i a_i^\dagger a_i^\dagger) |0\rangle$$

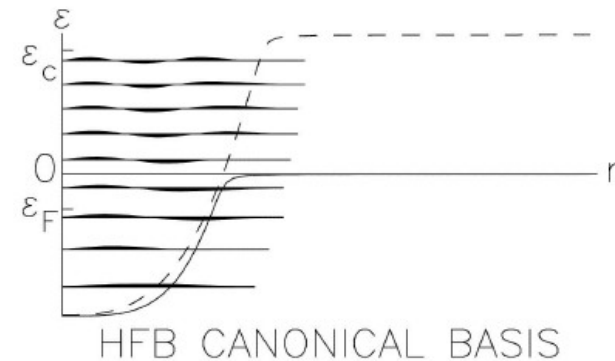
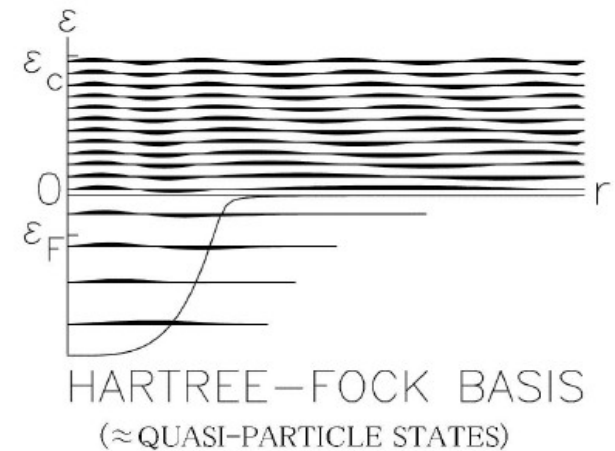
$$a_i^\dagger = \sum_s \int d^3r \psi_i(\vec{r}, s) a^\dagger(\vec{r}, s) \quad : \text{HFB canonical basis}$$

$$\frac{\delta E}{\delta \psi_i^*} = \mathcal{H}_i \psi_i = \sum_j \lambda_{ij} \psi_j, \quad \mathcal{H}_i = v_i^2 h + u_i v_i \tilde{h}$$

Exact when $i_{\max} = \frac{1}{2} \text{\#basis}$ (Bloch Messiah theorem)

One may neglect $v^2 \ll 1$ states to describe the **ground state**.

i.e., $i_{\max} = \mathcal{O}(A) \ll \text{\#basis}$ to a good approximation



h : Hartree-Fock Hamiltonian
 \tilde{h} : Pairing Hamiltonian

正準基底HFB法での暈抑制効果の理解

状態依存Hamiltonian の形より

フェルミ準位より低い軌道はHartree-Fock s.p.Hamiltonianで束縛され、フェルミ準位より高い軌道はpairing Hamiltonianで束縛される。

pairing Hamiltonianのポテンシャル項は小さいが、運動エネルギー項はさらに小さいので、Hartree-Fock Hamiltonianよりはるかに多くの核子を束縛することができる。

フェルミ準位近傍では両Hamiltonianの和の二分の一が働く。Pairing Hamiltonianのポテンシャルによる余分の束縛により、密度分布の裾野は縮小する。

HFB計算の設定

Nuclei:

$$8 \leq Z \leq N \leq 70, \text{ inside the neutron drip line}$$

Mean field:

SIII force, **spin-orbit** and Coulomb **excluded**.

Pairing force:

$$k_c = 2 \text{ fm}^{-1}, \rho_c = 0.32 \text{ fm}^{-3}, v_p = -880 \text{ MeV fm}^3$$

Box:

$$\text{Cube with edge } L = 2 \left\{ 1.2(2N)^{1/3} + 10 \right\} \text{ fm,}$$

$$\text{mesh spacing } \Delta x = 0.8 \text{ fm}$$

The number of canonical basis states:

3 times as many as the number of neutrons/protons

Two-fold degeneracy for spin up and down is utilized.

Mean-field interaction

$$\hat{v} = t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_\sigma)(\vec{k}^2\delta + \delta\vec{k}^2) + t_2(1 + x_2 P_\sigma)\vec{k} \cdot \delta\vec{k} \\ + \frac{1}{6}\rho^\alpha t_3(1 + x_3 P_\sigma)\delta + iW(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{k} \times \delta\vec{k}$$

Pairing interaction: different parameters assumed, only for (S=0, T=1) pairs.

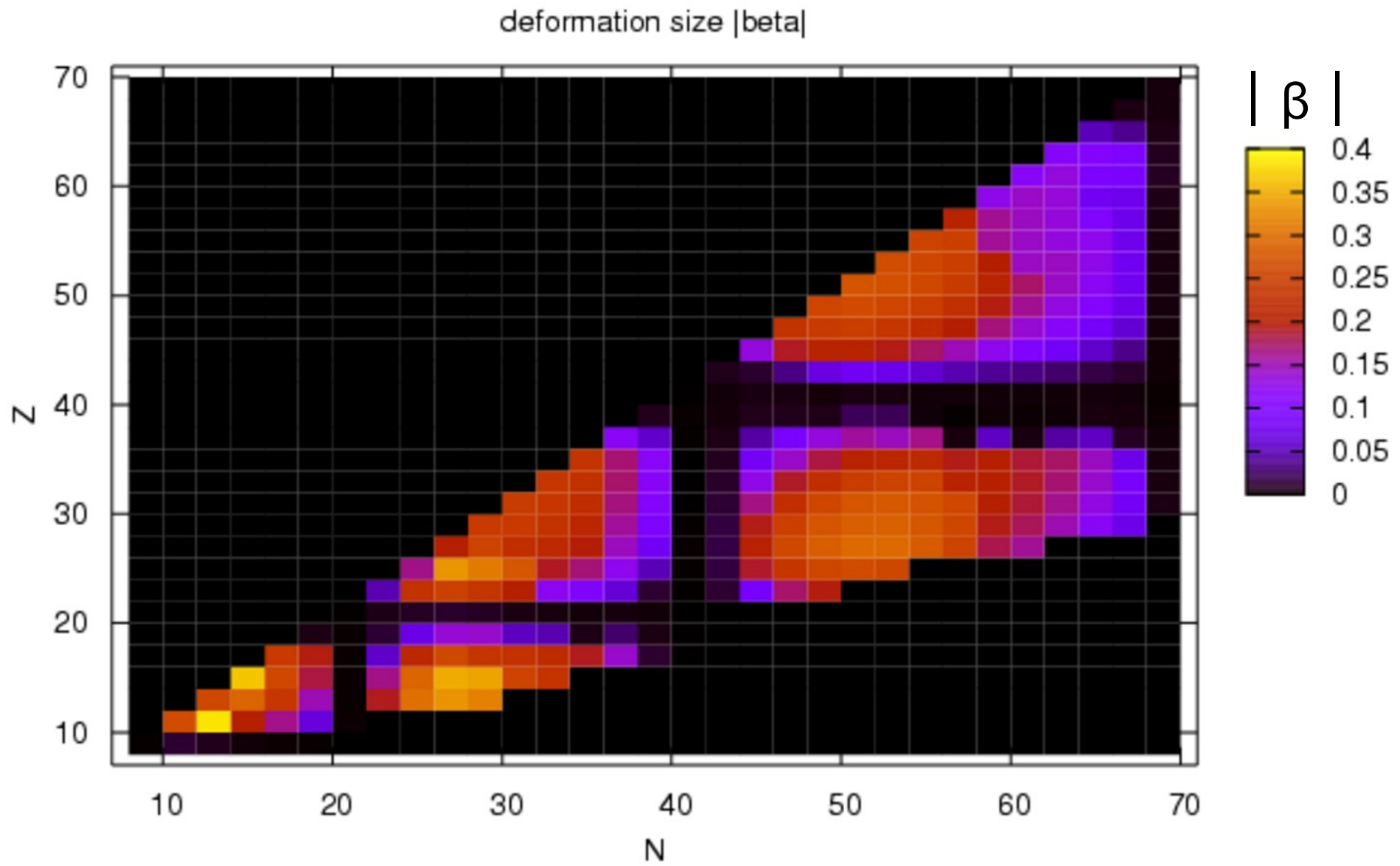
$$\hat{v}_p = v_p \frac{1 - P_\sigma}{2} \left\{ \left[1 - \frac{\rho}{\rho_c} - \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho'_c} T_z - \left(\frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_c} \right)^2 \right] \delta - \frac{1}{2k_c^2} (\vec{k}^2\delta + \delta\vec{k}^2) \right\}$$

- v_p : overall strength, to be adjusted depending on the cutoff.

Cutoff can be controlled by the number of (explicitly considered) canonical basis with $v^2 > 0$.

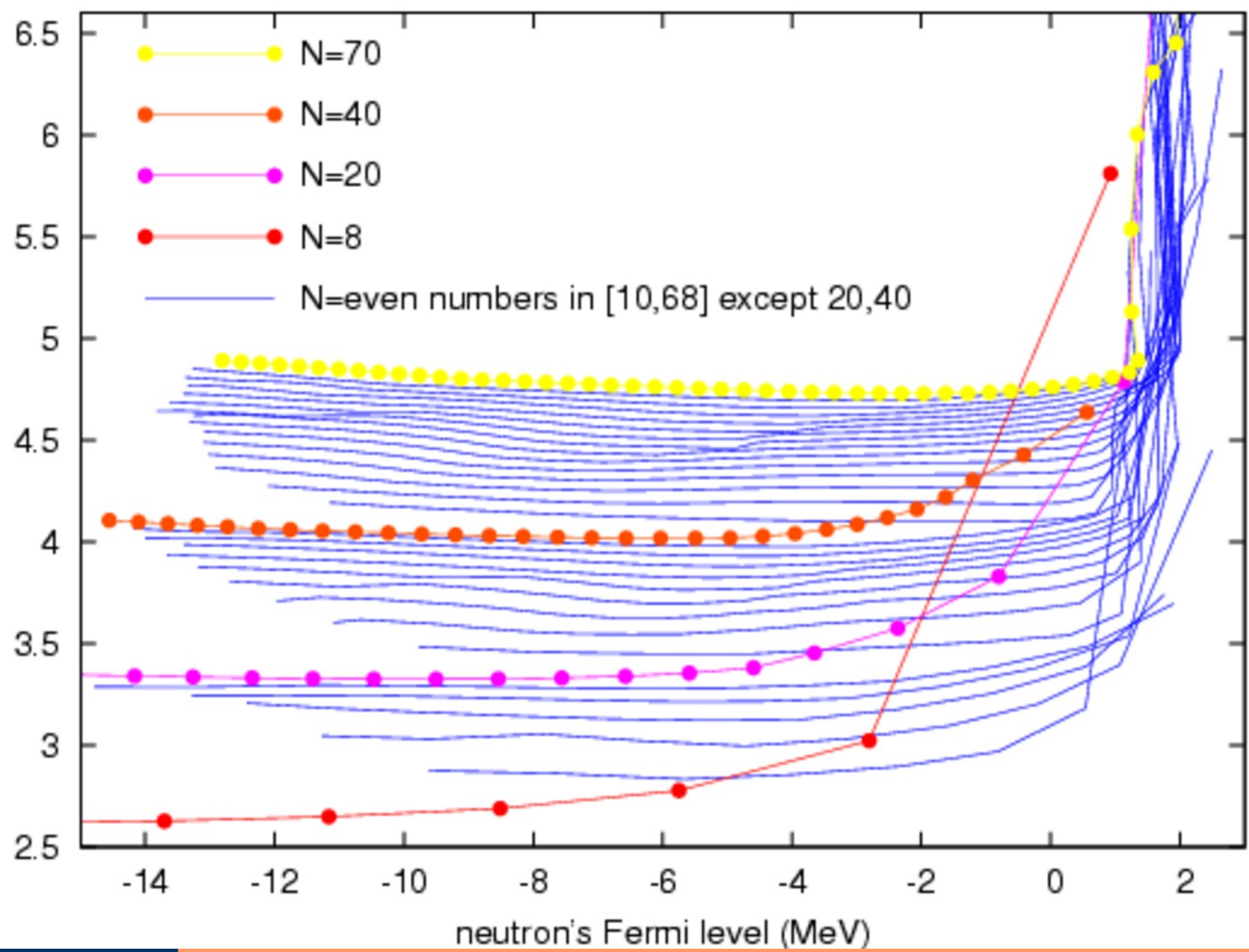
- $\rho_c = 0.32 \text{ fm}^{-1}$, $\rho'_c = \tilde{\rho}_c = \infty$: density dependence, insufficient information

- $k_c = 2 \text{ fm}^{-1}$: momentum dependence (=finite range effect), prevents the point collapse



N偶数、 $\langle Z \rangle$ 整数、 $8 \leq Z \leq N \leq 70$ 、ドリップ線内に 736核種

neutron's r.m.s. radius (fm)



主殻が閉殻となる核

$N=28,20,40$: 球形。 対相関が無い。

フェルミ準位がゼロに近づくにつれて、
平均半径が徐々に増大していく。

$N=70$: 球形。 対相関が存在。(対相関スペースが大き過ぎた)

フェルミ準位が変わっても平均半径はほとんど変化しない。

フェルミ準位がゼロを超えてもしばらくは空間的局在が保たれる。
(2006年春の学会での発表の通り)

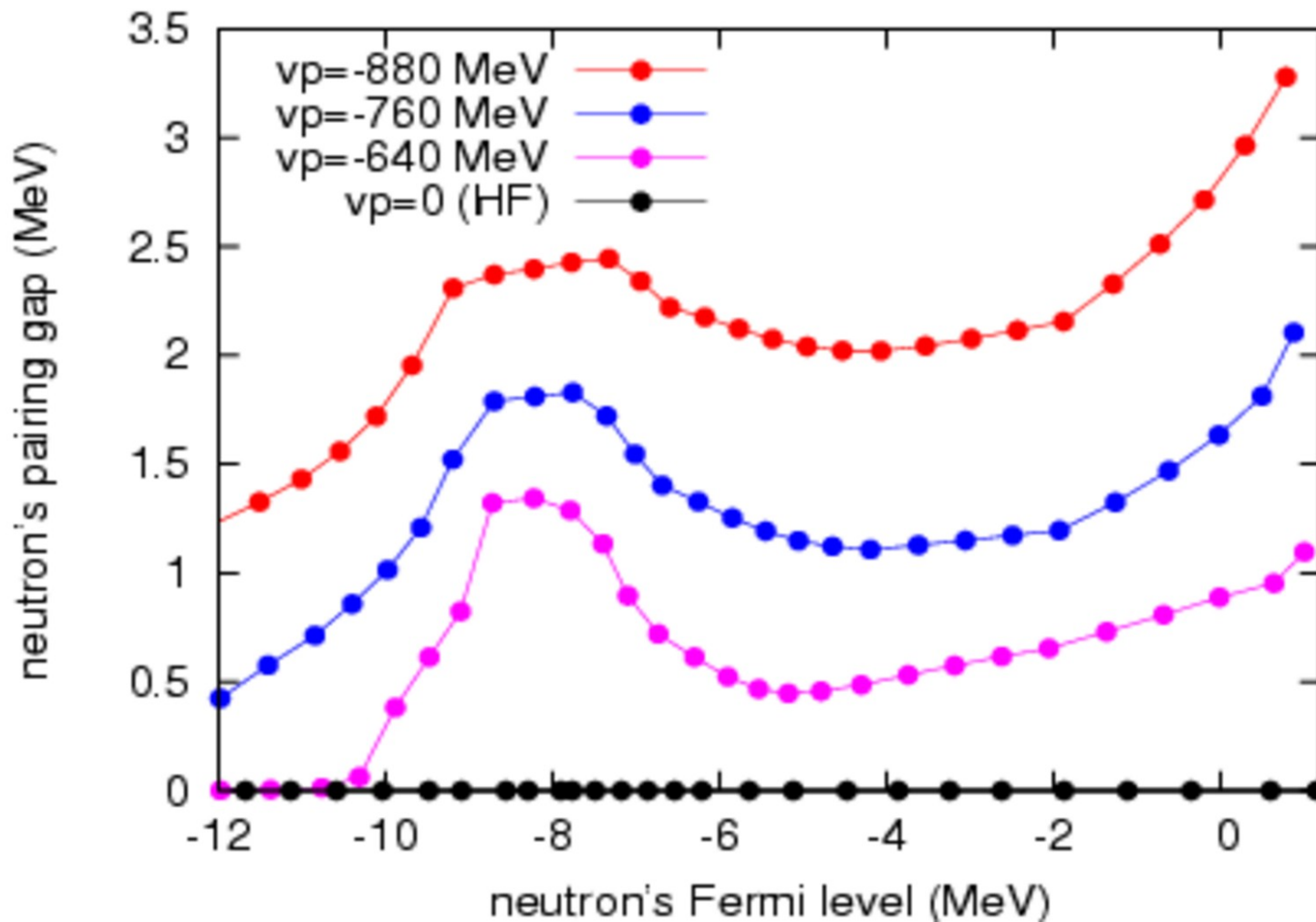
主殻閉殻以外の核 : 大多数が変形。 全てに対相関が存在。

$N=70$ 核と同じ傾向

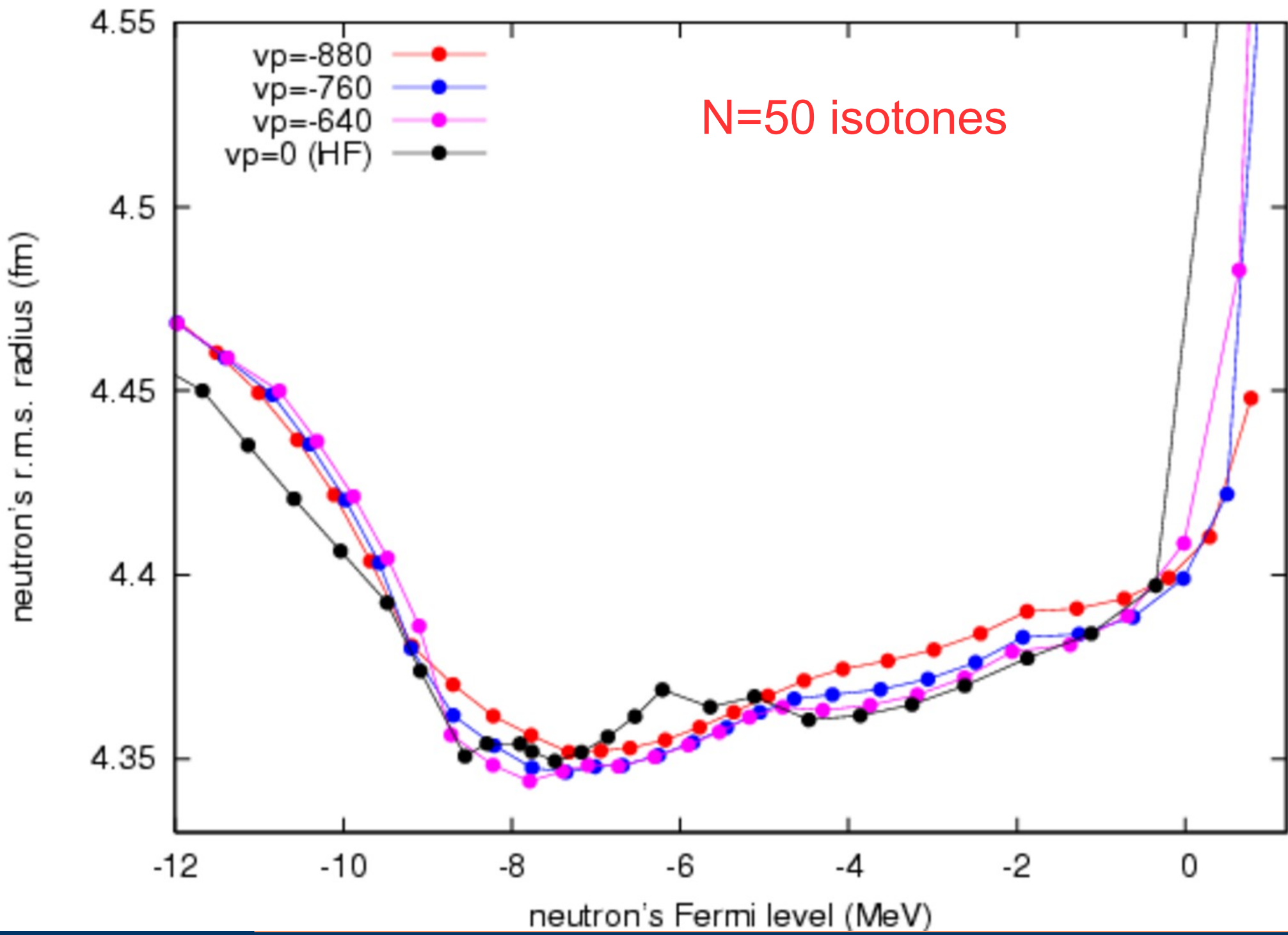
それでは、変形核で対相関がない場合はどうなるか？ さらに調べてみた。

N=50 isotones ($\langle Z \rangle = 21-50$)

Pairing force strength changed



N=50 isotones



結果のまとめ

変形核では

対相関の有無によらず、
フェルミ準位の上昇による平均半径の増加率は小さい
(球形で対相関のない主殻閉殻核と比較して)

変形核でも球形核でも

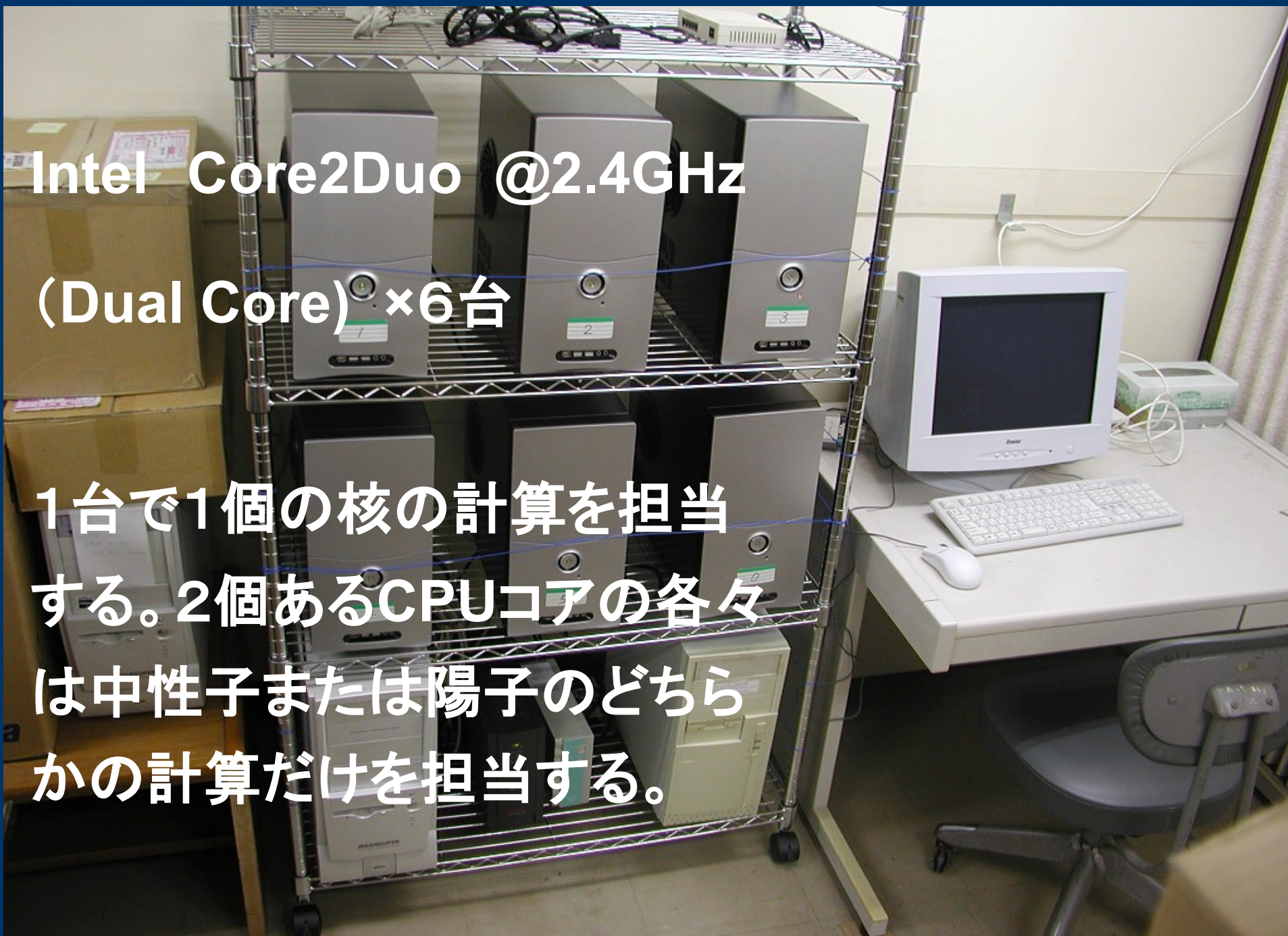
対相関がなければ、
フェルミ準位がゼロを超えれば、
HF解は密度が非局在化する。

対相関があれば、
フェルミ準位がゼロを超えても、
しばらくは密度の局在したHFB解が存続する。

計算設備

Intel Core2Duo @2.4GHz
(Dual Core) ×6台

1台で1個の核の計算を担当する。2個あるCPUコアの各々は中性子または陽子のどちらかの計算だけを担当する。



今後の展望

スピン軌道力、クーロン力の部分を早期に完成させたい(研究時間を確保して)。

言語の標準規格からの逸脱を認め、移植性を絶対視しないことでプログラミングを楽しみたい。

CPUの dual/many core 化を利用できる並列化プログラムに改造していく。

現在 dual CPU : proton, neutron → quad core なら $\sigma_x = \pm 1$ 等でさらにわけると
現在 fifo (socket, like MPI) → shared memory に変えたい

正準基底表現されたHFB解の時間発展を計算する方法の開発を目指す。

変形、対相関、連続状態の寄与 の3要件を考慮した応答関数の計算の新しい手法となる。