

ダイニュートロン凝縮波動関数を用いた 中性子過剰核中のダイニュートロン相関の研究

F.K. and Y. Kanada-En'yo, PTP 126 (2011)

京都大学理学研究科 原子核理論研究室

小林 史治

共同研究者：延与 佳子

発表内容

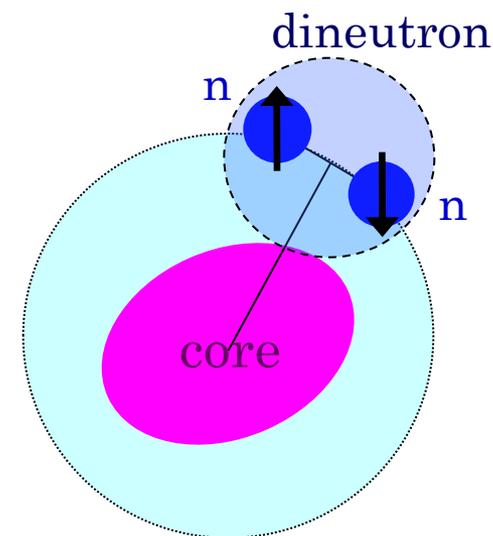
- 導入：ダイニュートロン相関
- 枠組み：反対称化分子動力学(AMD)
+ダイニュートロン凝縮(DC)波動関数
- 結果： $2\alpha+2n$ 系, $^{10}\text{Be}(\text{g.s.})$
におけるダイニュートロンの振る舞い
- まとめ・展望

導入

ダイニュートロン相関

安定核から離れた中性子過剰な不安定核では
安定核では見られない特異な現象が確認・示唆されている。

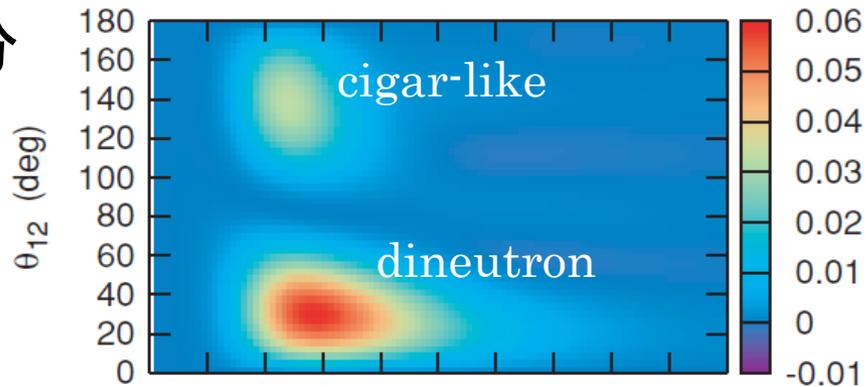
そのような現象の一つとして、
自由空間では非束縛である二中性子が
スピン $S = 0$ に組んで空間的に強い相関をもつ
ダイニュートロン相関というものがある。



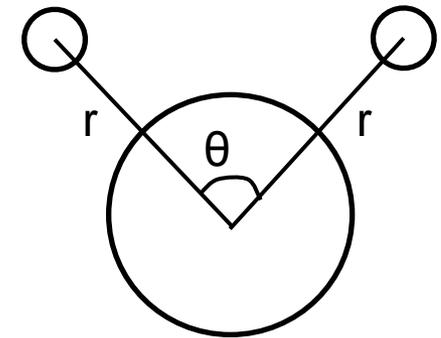
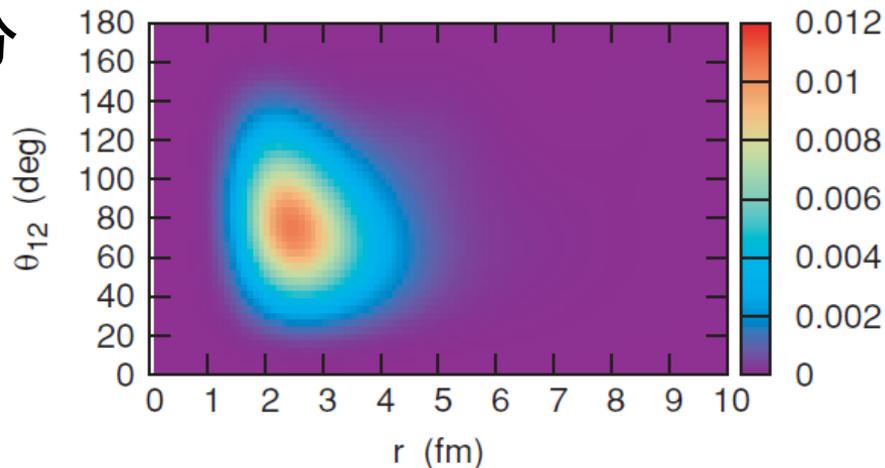
${}^6\text{He}$ におけるダイニュートロン

K.Hagino, and H.Sagawa, Phys. Rev. C 72 (2005)

S=0成分



S=1成分



原子核における凝縮状態

原子核分野でも古くからBCS(弱結合)は議論がなされてきた。
近年、ごく低密度におけるBEC(強結合)にも注目が集まっている。

$\alpha = {}^4\text{He} = 4$ フェルミオンの安定な束縛状態

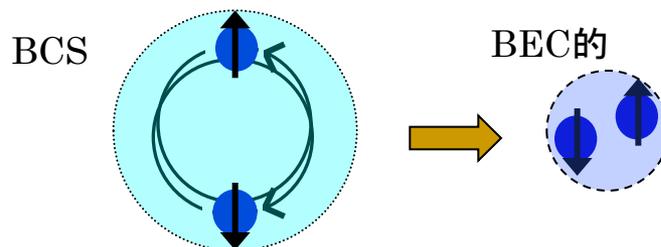
➡ 低密度領域で **BEC**
($\rho \lesssim 1/5\rho_0$)

A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck and G. Röpke,
Phys. Rev. Lett. **87**, 192501 (2001)

ダイニュートロン = 2フェルミオンのぎりぎり非束縛状態

➡ 低密度領域で **BCS-BECクロスオーバー**
($\rho \lesssim 1/10\rho_0$)

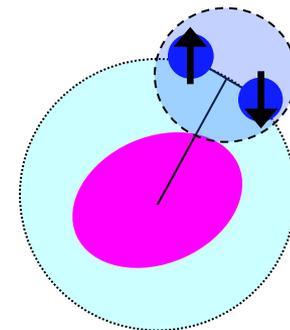
M. Matsuo, Phys. Rev. C **67**, 044309 (2006)



低密度領域で“**ダイニュートロン凝縮状態**”も実現するのか。

原子核におけるダイニュートロン

有限核物質である原子核において、
ダイニュートロンの普遍的な性質はどのようなものか。
ダイニュートロン凝縮状態が実現するか。



既存のモデルでは
適用できる原子核が狭く限定されている、という問題があり
系統的な研究を進めるには不十分。

➡ 本研究では、様々な原子核に広く適用できるモデル
ダイニュートロン凝縮(DC)波動関数を開発。

今回の目的

まずは

- ・ 変形・励起した芯の周りのダイニュートロンの運動を記述
- ・ 複数のダイニュートロンが芯周りに分布した凝縮状態を記述
のための新たな枠組み“AMD+DC波動関数”を開発。

これを用いて、一組のダイニュートロンを含んだ系として

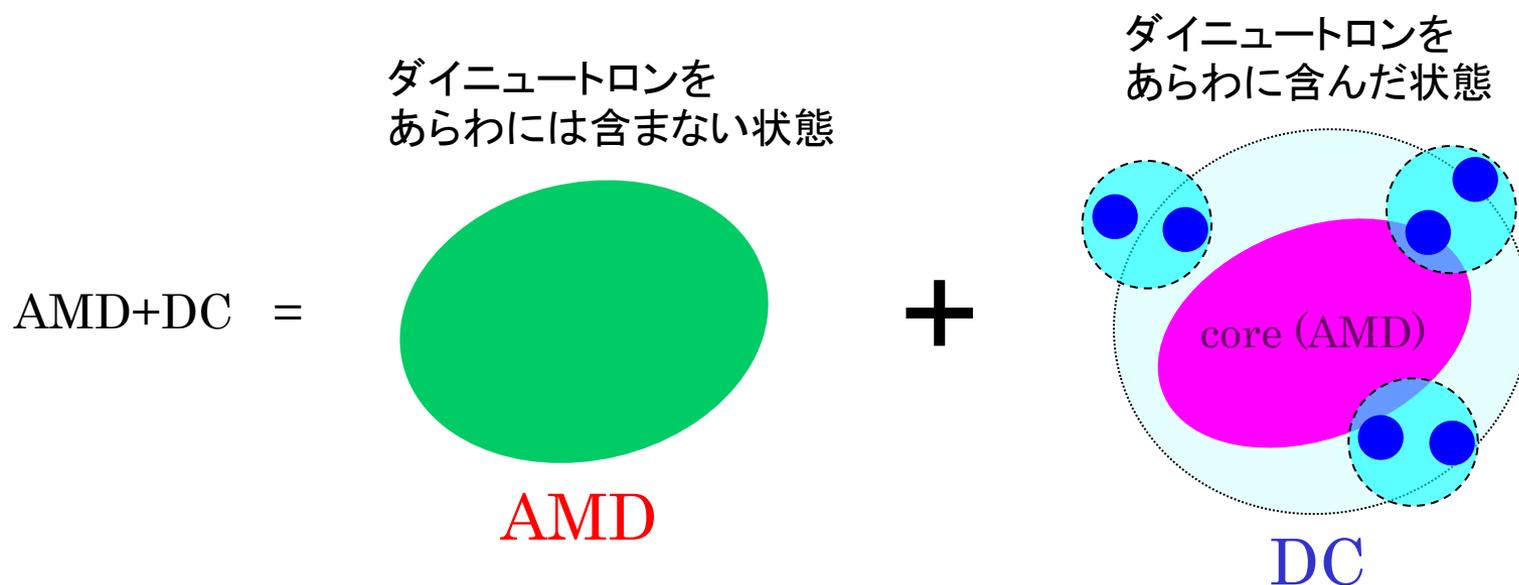
- ・ $2\alpha(^4\text{He}-^4\text{He})$ 周りのダイニュートロン形成の機構
- ・ 現実の原子核 ^{10}Be におけるダイニュートロン相関の寄与を解析。

枠組み

本研究の枠組み

AMD+DC波動関数

(= AMD波動関数とDC波動関数の重ね合わせ)



AMD+DC波動関数により

ダイニュートロン相関を含む基底・励起状態を記述する。

AMD波動関数

(Antisymmetrized Molecular Dynamics : 反対称化分子動力学)

A核子系をSlater行列式で記述。

$$|\Phi_{\text{AMD}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\varphi_1 \varphi_2 \cdots \varphi_A]$$

$$\varphi_i = |\phi_i\rangle |\chi_i\rangle |\tau_i\rangle \quad (i = 1 - A)$$

$$\text{空間部分} \quad \langle \mathbf{r} | \phi_i \rangle \propto \exp [-\nu (\mathbf{r} - \mathbf{Y}_i)^2]$$

$$\text{スピン部分} \quad |\chi_i\rangle = \xi_{i\uparrow} | \uparrow \rangle + \xi_{i\downarrow} | \downarrow \rangle$$

$$\text{アイソスピン部分} \quad |\tau_i\rangle = |p\rangle \text{ or } |n\rangle$$

特定の仮定なしにクラスター構造やシェルモデル的構造など
原子核の構造が統一的に記述できる。

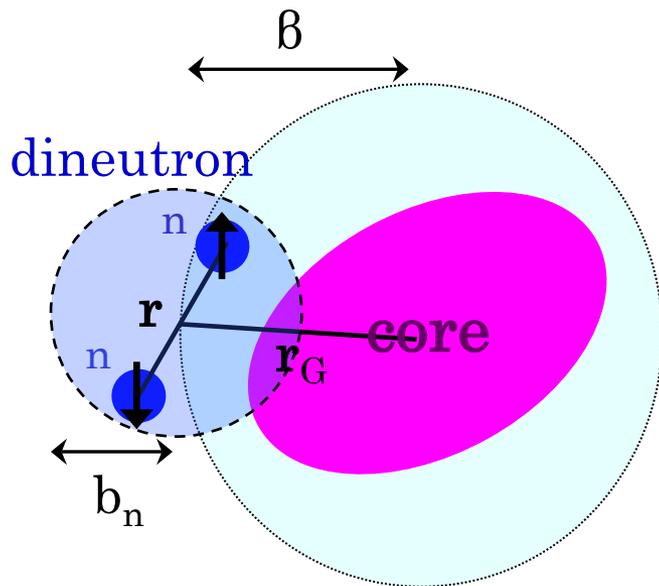
DC波動関数 (一組のダイニュートロン)

(Dineutron Condensate : ダイニュートロン凝縮)

(A-2)核子からなる変形芯と1個のダイニュートロンからなるA核子系を仮定

$$\Phi_{\text{DC}} = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det \left[\underbrace{\varphi_1 \cdots \varphi_{A-2}}_{\text{core (AMD)}} \quad \underbrace{\psi_{2n}(\mathbf{r}) \quad \psi_G(\mathbf{r}_G)}_{\text{dineutron}} \right]$$

相対部分 重心部分
core (AMD) dineutron



$$\psi_{2n}(\mathbf{r}) \propto \exp \left[-\frac{\mathbf{r}^2}{4b_n^2} \right]$$

ダイニュートロンのサイズ

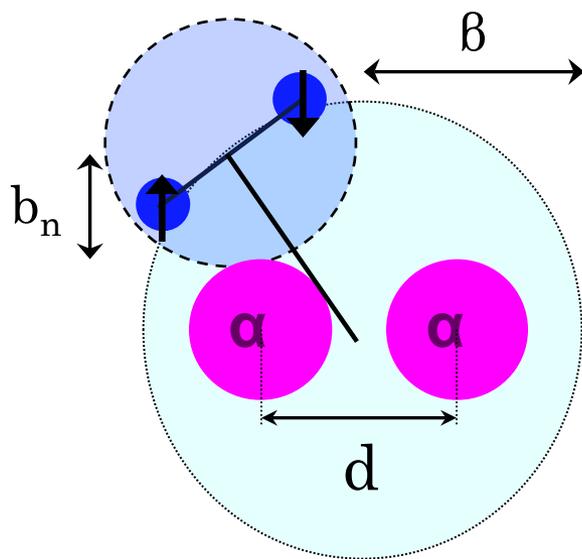
$$\psi_G(\mathbf{r}_G) \propto \exp \left[-\frac{\mathbf{r}_G^2}{\beta^2} \right] \quad b_n < \beta$$

ダイニュートロンの分布の拡がり

2α+2n DC波動関数

(Dineutron Condensate : ダイニュートロン凝縮)

$$\Phi_{2\alpha+2n} = \frac{1}{\sqrt{10!}} \det \left[\underbrace{\varphi_1^\alpha \cdots \varphi_8^\alpha}_{2\alpha} \quad \underbrace{\psi_{2n}(\mathbf{r}) \quad \psi_G(\mathbf{r}_G)}_{\substack{\text{相対部分} \\ \text{重心部分} \\ \text{dineutron}}} \right]$$



$$\psi_{2n}(\mathbf{r}) \propto \exp \left[-\frac{r^2}{4b_n^2} \right]$$

ダイニュートロンのサイズ

$$\psi_G(\mathbf{r}_G) \propto \exp \left[-\frac{r_G^2}{\beta^2} \right] \quad b_n < \beta$$

ダイニュートロンの分布の拡がり

今回はdだけ離れた2αの周りに
ダイニュートロンを球対称に分布させている。

結果

結果

■ DC波動関数を用いた $2\alpha+2n$ 系の解析

$2\alpha+2n$ 系（仮想的 ^{10}Be ）を例にとり

ダイニュートロン相関形成の機構の解析する。

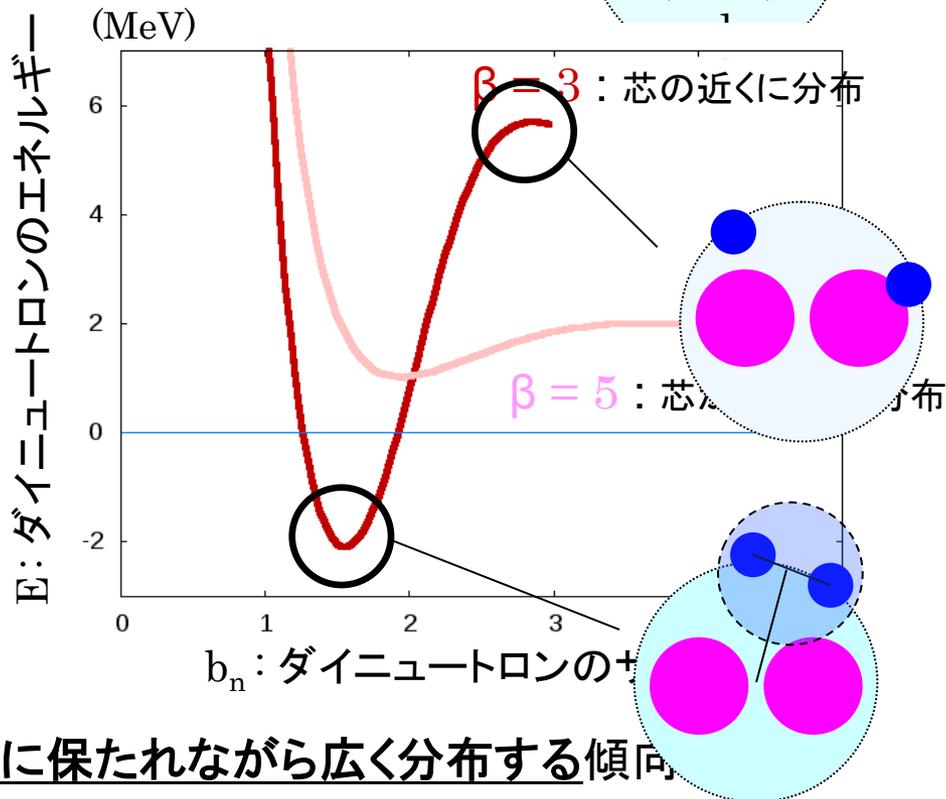
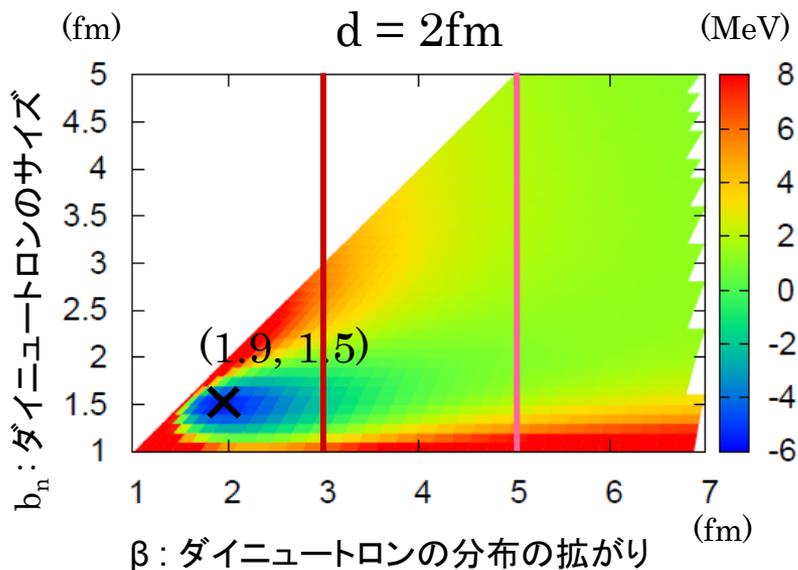
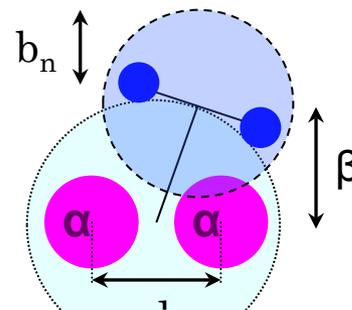
■ AMD+DC波動関数を用いた $^{10}\text{Be}(\text{g.s.})$ の解析

^{10}Be の基底状態におけるダイニュートロン相関の寄与を解析し、

DC波動関数が成す寄与を見る。

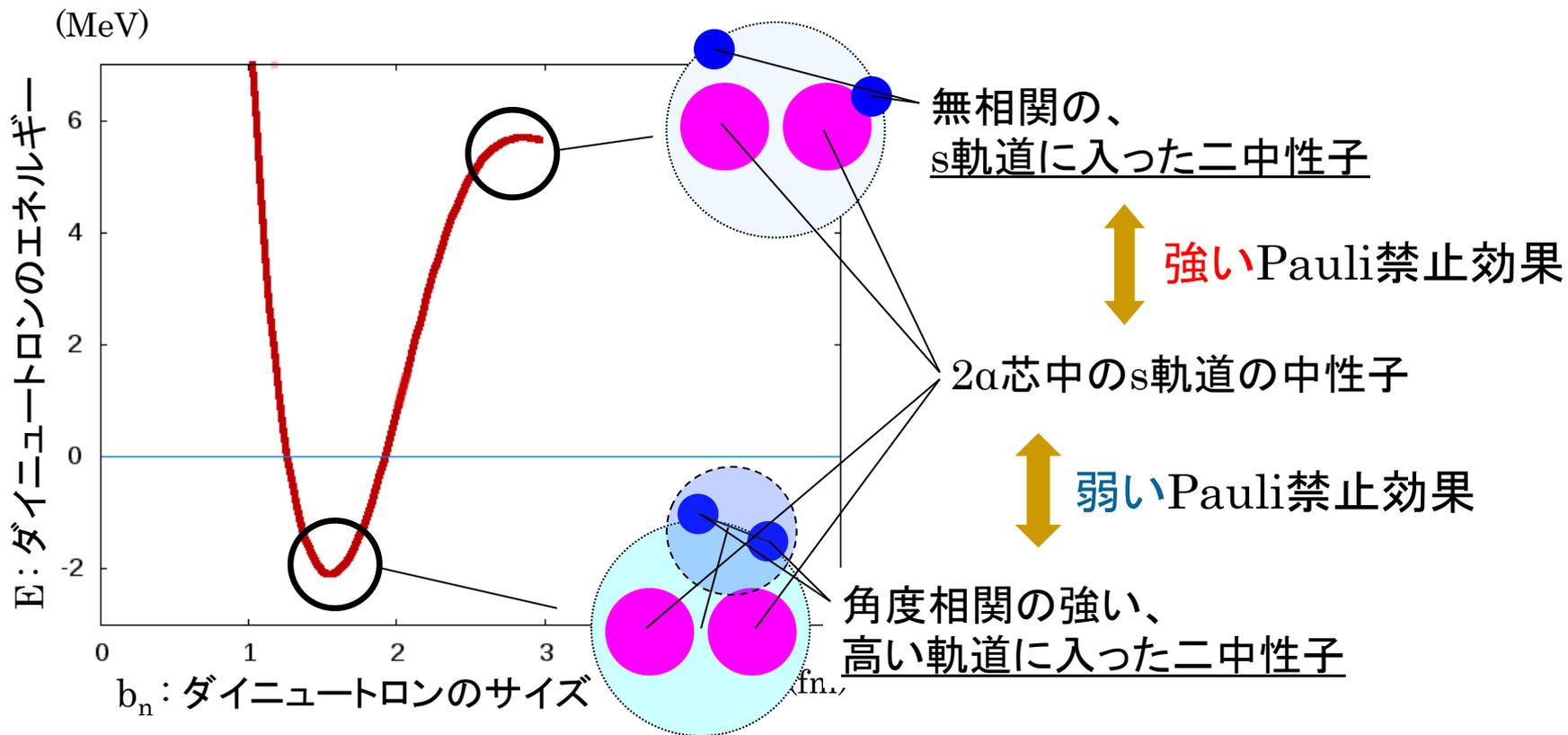
エネルギー表面 (β, b_n)

$$E = E(2\alpha + 2n) - E(2\alpha) : 2n \text{ の束縛エネルギー}$$



ダイニュートロンのサイズはコンパクトに保たれながら広く分布する傾向
 核表面に分布しているときはエネルギーに“**谷とバリア**”の構造が見られる。

エネルギーにおける谷とバリア



➡ 核表面では、二中性子が無相関の状態は高いバリアに対応しエネルギー的に有利な強いダイニュートロン相関が形成される。

結果

■ DC波動関数を用いた $2\alpha+2n$ 系の解析

$2\alpha+2n$ 系（仮想的 ^{10}Be ）を例にとり

ダイニュートロン相関形成の機構の解析する。

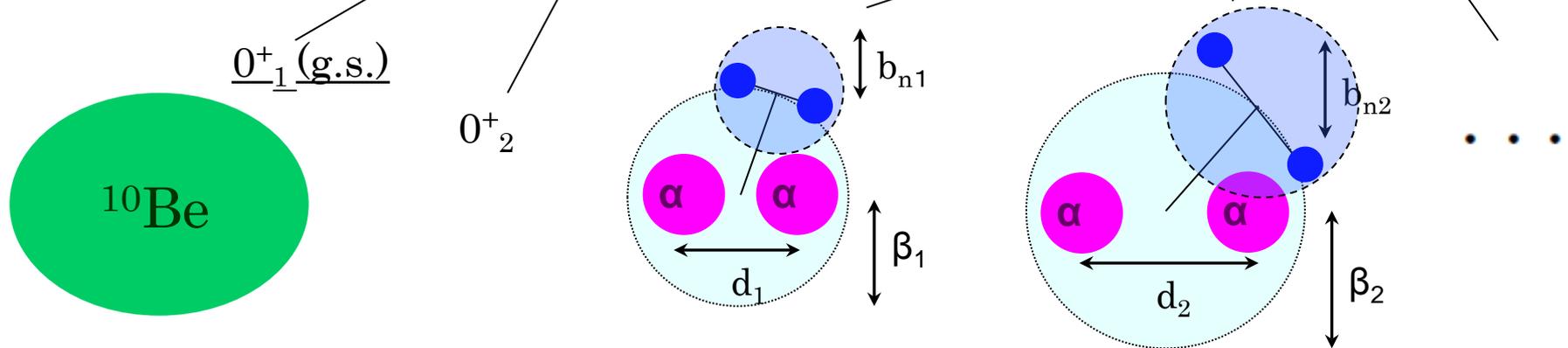
■ AMD+DC波動関数を用いた $^{10}\text{Be}(\text{g.s.})$ の解析

^{10}Be の基底状態におけるダイニュートロン相関の寄与を解析し、

DC波動関数が成す寄与を見る。

^{10}Be のAMD+DC波動関数

$$\Psi_{\text{AMD+DC}} = \sum_k c'_k \Phi_{\text{AMD}}^k + \sum_d \sum_{\beta} \sum_{b_n}^{4 \times 4 \times 4} c_k \Phi_{\text{DC}}^k(d, \beta, b_n)$$



AMD波動関数のみの状態とAMD+DC波動関数の状態を比較し、DC波動関数を混ぜることにより状態がどのように変化するのを見る。

^{10}Be の基底状態

	AMD 成分	エネルギー (MeV)	半径 (fm)
AMD	100%	-58.65	2.28
	↓ <u>-11%</u>	↓ <u>-1.7MeV</u>	↓ <u>+0.09fm</u>
AMD + DC	89%	-60.35	2.37

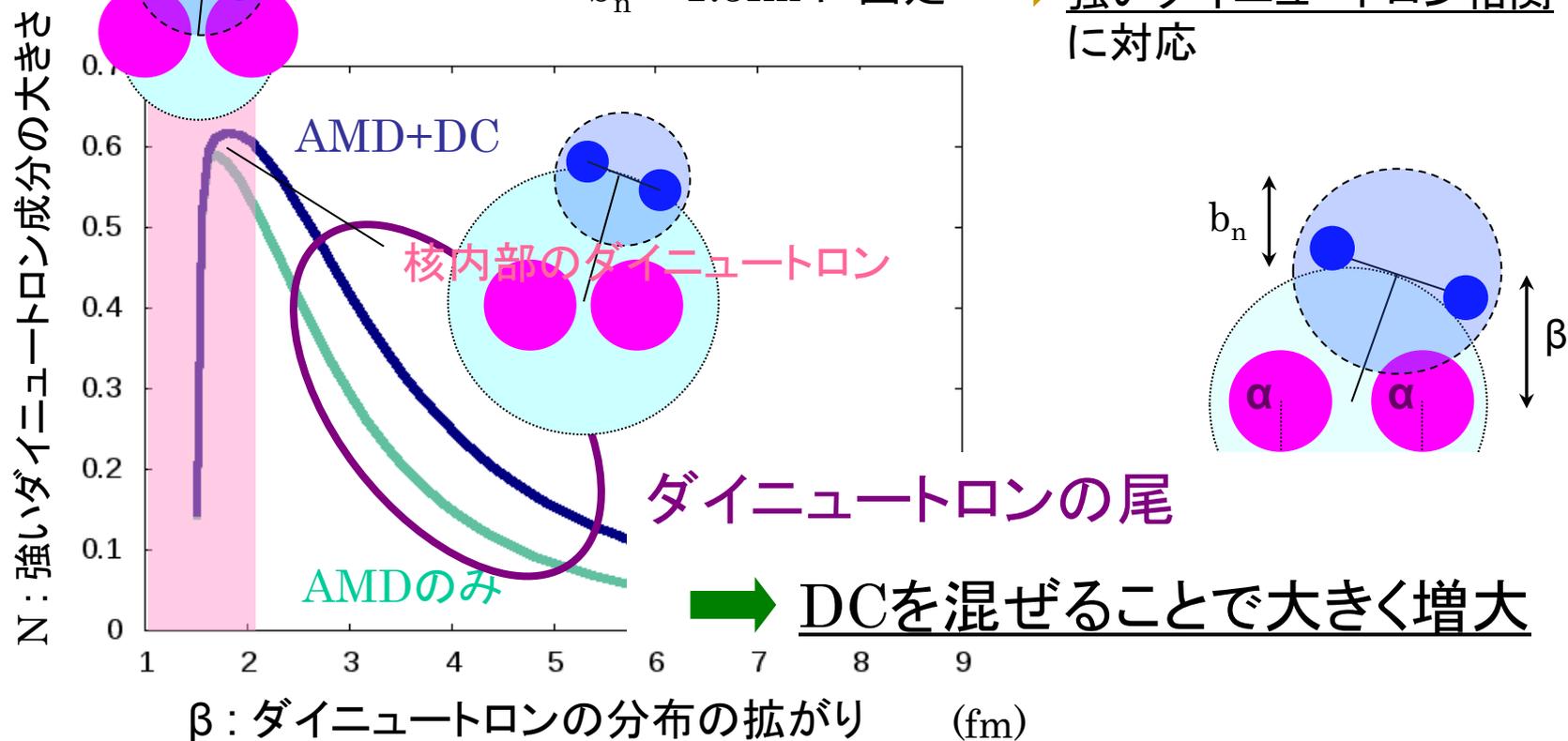
DC波動関数を重ね合わせても
依然としてAMD波動関数が主成分であり、
構造自体が大きく変わったわけではないと思われる。

$^{10}\text{Be}(\text{g.s.})$ のダイニュートロン成分

$$N = |\langle \Psi_{\text{AMD+DC}} | \Phi_{\text{DC}}(\beta) \rangle|^2$$

$d=2\text{fm}$

$b_n = 1.5\text{fm}$ に固定 → 強いダイニュートロン相関
に対応



まとめ・展望

まとめ

ダイニュートロン凝縮波動関数という枠組みを新しく開発した。

二中性子が核表面近くに分布しているとき、
二中性子のエネルギーに“谷とバリア”ができ、
結果として二中性子は空間的に強く相関する傾向にある。

→ ダイニュートロン形成

また $^{10}\text{Be}(\text{g.s.})$ を解析することにより、
DC波動関数によって
有意なダイニュートロン成分が取り入れられることが分かった。

今後

AMD+DC波動関数を、
よりダイニュートロンが発達しやすいと考えられる
中性子過剰核に適用し、
それらにおけるダイニュートロンの寄与を解析する。

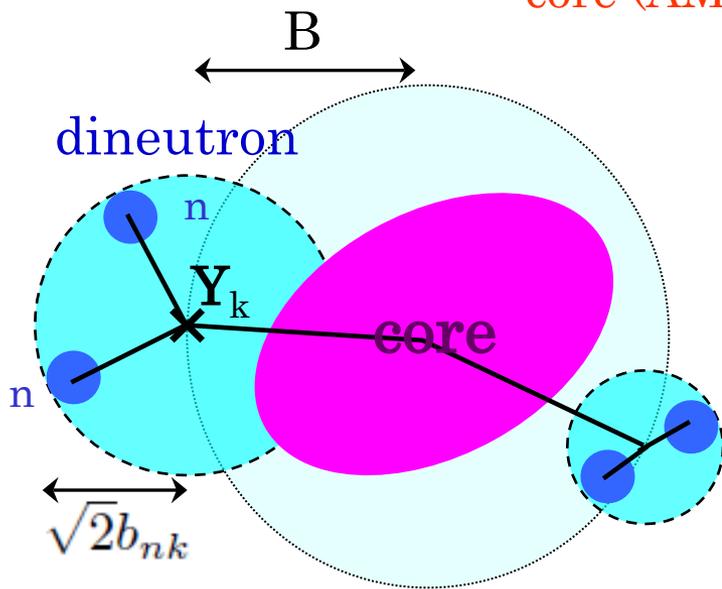
${}^6\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$ などの中性子が薄く広がったハロー核、
 ${}^7\text{H}$, ${}^8\text{He}$ などにおけるダイニュートロン凝縮状態
を扱う枠組みを現在構築中である。

中性子過剰核におけるダイニュートロンの振る舞いを系統的
に研究する枠組みが一通り完成したので
これによりダイニュートロン関連の普遍的な性質を引き出す。

k_{\max} -dineutron DC波動関数

($A-2k_{\max}$)核子からなる変形芯と k_{\max} 個のダイニュートロンからなるA核子系を仮定

$$|\Phi_{\text{DC}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \prod_k^{k_{\max}} \left(\int d^3\mathbf{Y}_k \exp \left[-\frac{Y_{kx}^2}{B_x^2} - \frac{Y_{ky}^2}{B_y^2} - \frac{Y_{kz}^2}{B_z^2} \right] \right) \\ \times \det \left[\underbrace{|\varphi_1\rangle \cdots |\varphi_{A-2k_{\max}}\rangle}_{\text{core (AMD)}} \underbrace{|\varphi_{n1 \uparrow}\rangle |\varphi_{n1 \downarrow}\rangle \cdots |\varphi_{nk_{\max} \uparrow}\rangle |\varphi_{nk_{\max} \downarrow}\rangle}_{k_{\max}\text{-dineutrons}} \right]$$



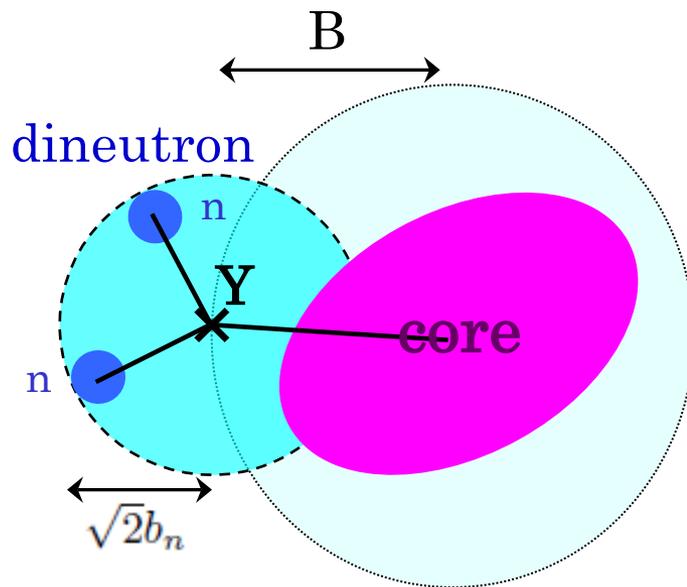
空間部分

$$\langle \mathbf{r} | \phi_{nk} \rangle = \left(\frac{1}{\pi b_{nk}^2} \right)^{\frac{3}{4}} \exp \left[-\frac{1}{2b_{nk}^2} (\mathbf{r} - \mathbf{Y}_k)^2 \right]$$

DC波動関数 (一組のダイニュートロン)

(A-2)核子からなる変形芯と1個のダイニュートロンからなるA核子系を仮定

$$|\Phi_{\text{DC}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \int d^3\mathbf{Y} \exp \left[-\frac{Y_x^2}{B_x^2} - \frac{Y_y^2}{B_y^2} - \frac{Y_z^2}{B_z^2} \right] \\ \times \det \left[\underbrace{|\varphi_1\rangle \cdots |\varphi_{A-2}\rangle}_{\text{core (AMD)}} \underbrace{|\phi_n \uparrow\rangle |\phi_n \downarrow\rangle}_{\text{dineutron}} \right]$$



空間部分

$$\langle \mathbf{r} | \phi_n \rangle = \left(\frac{1}{\pi b_n^2} \right)^{\frac{3}{4}} \exp \left[-\frac{1}{2b_n^2} (\mathbf{r} - \mathbf{Y})^2 \right]$$

今回は $B_x = B_y = B_z$ を仮定

ハミルトニアン

$$H = T - T_G + V_{\text{cent}} + V_{\text{LS}} + V_{\text{Coul}}$$

$$T = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m}$$

$$T_G = \frac{1}{2mA} \left(\sum_i \mathbf{p}_i \right)^2$$

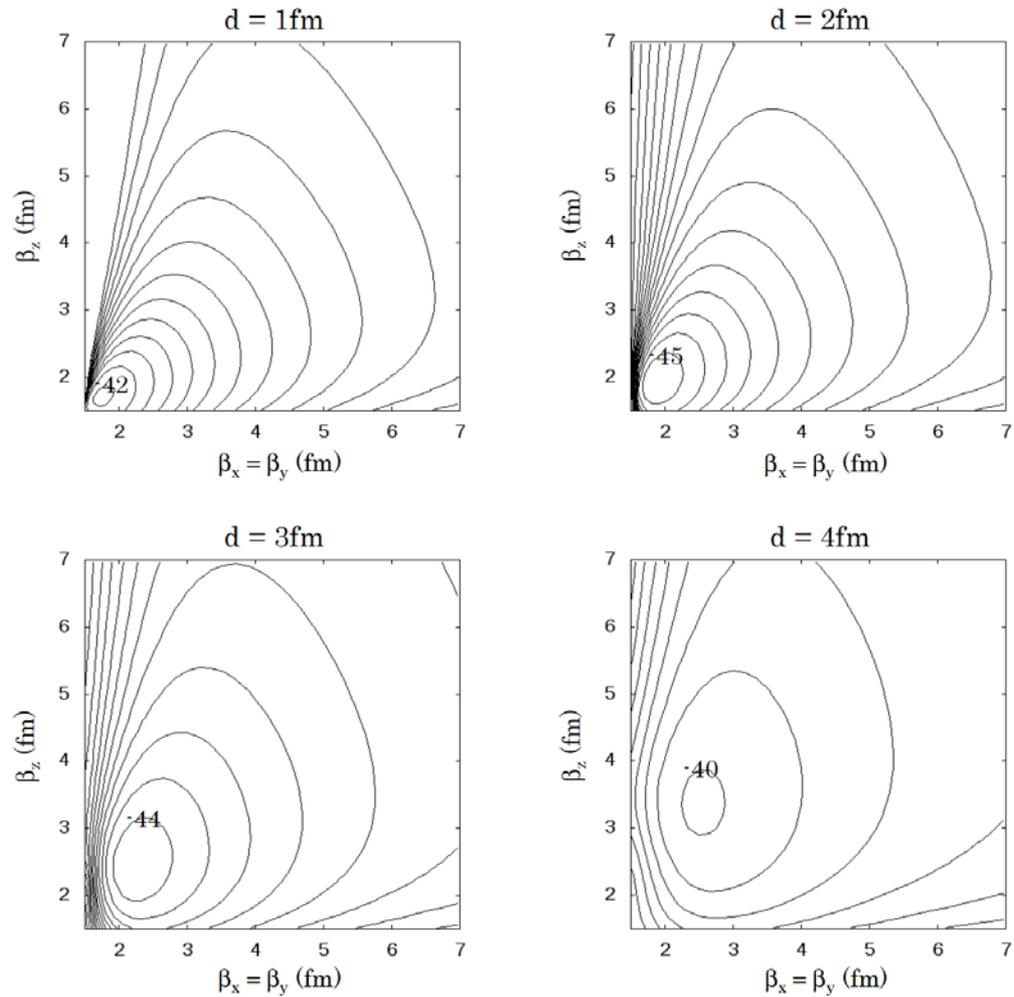
V_{cent} : Volkov No.2

$M=0.60, B=H=0.125$

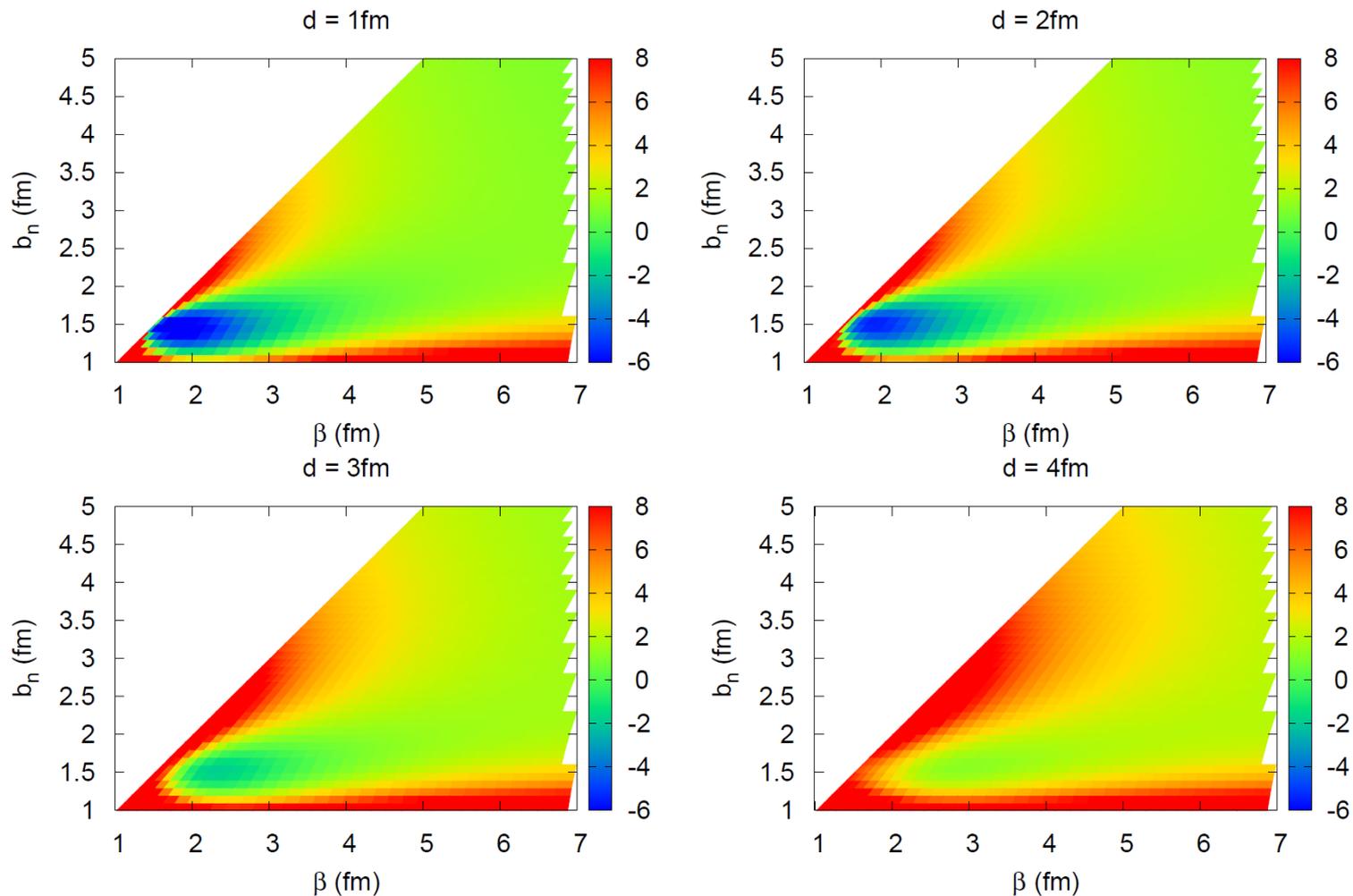
V_{LS} : G3RSのLS部分

$v_{\text{LS}} = 1600 \text{ MeV}$

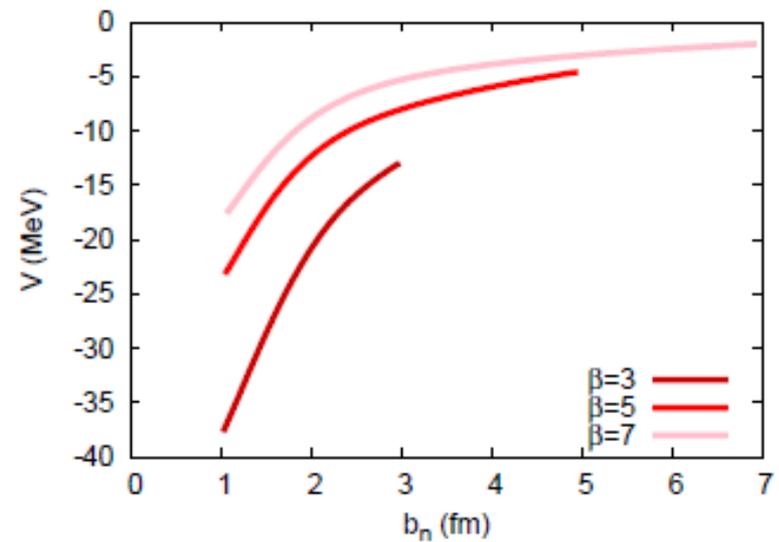
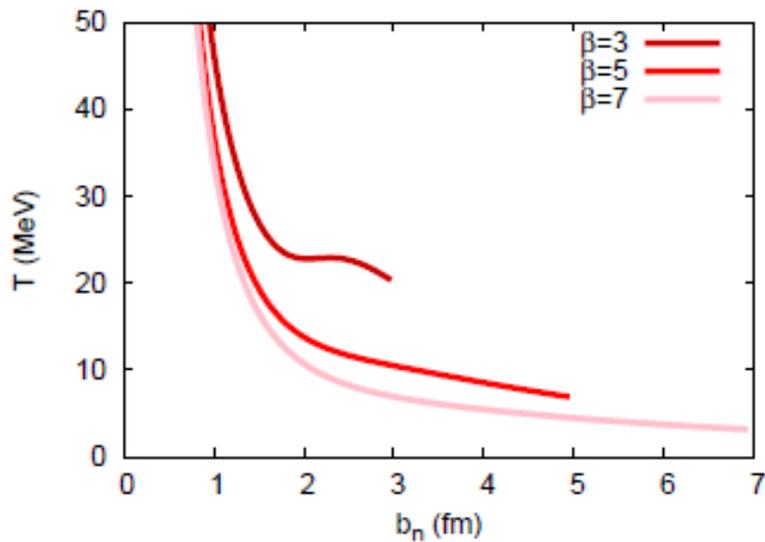
エネルギー表面($\beta_x \neq \beta_z$)



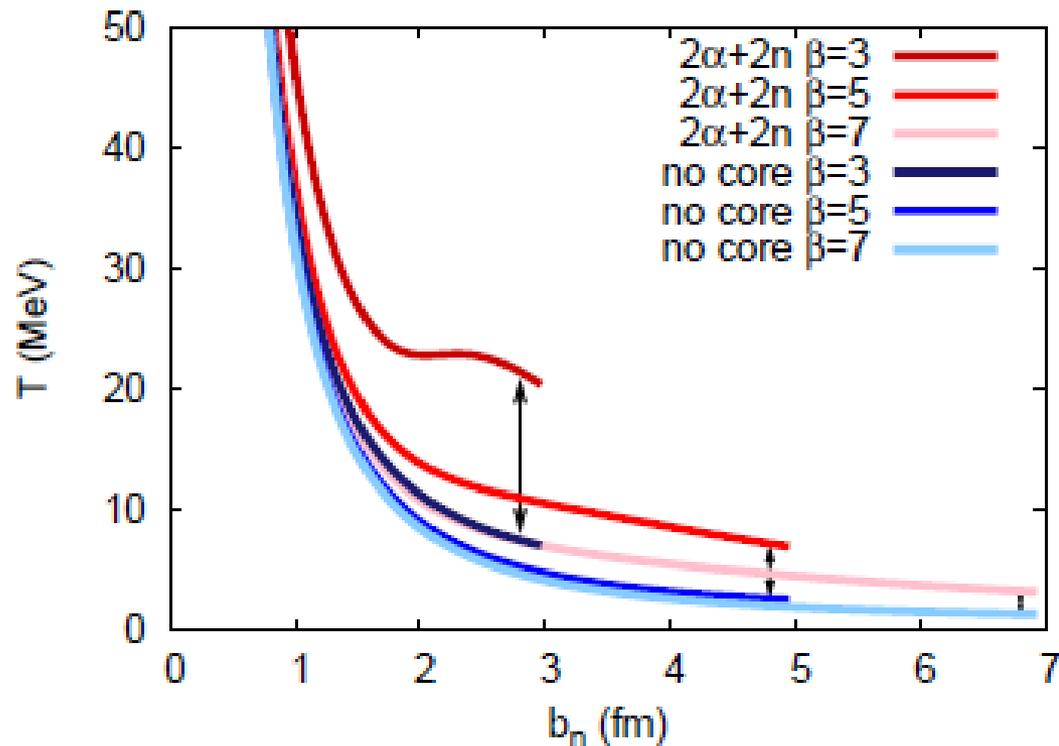
エネルギー表面 ($d=1, 2, 3, 4$ fm)



ダイニュートロンの運動エネルギー ポテンシャル



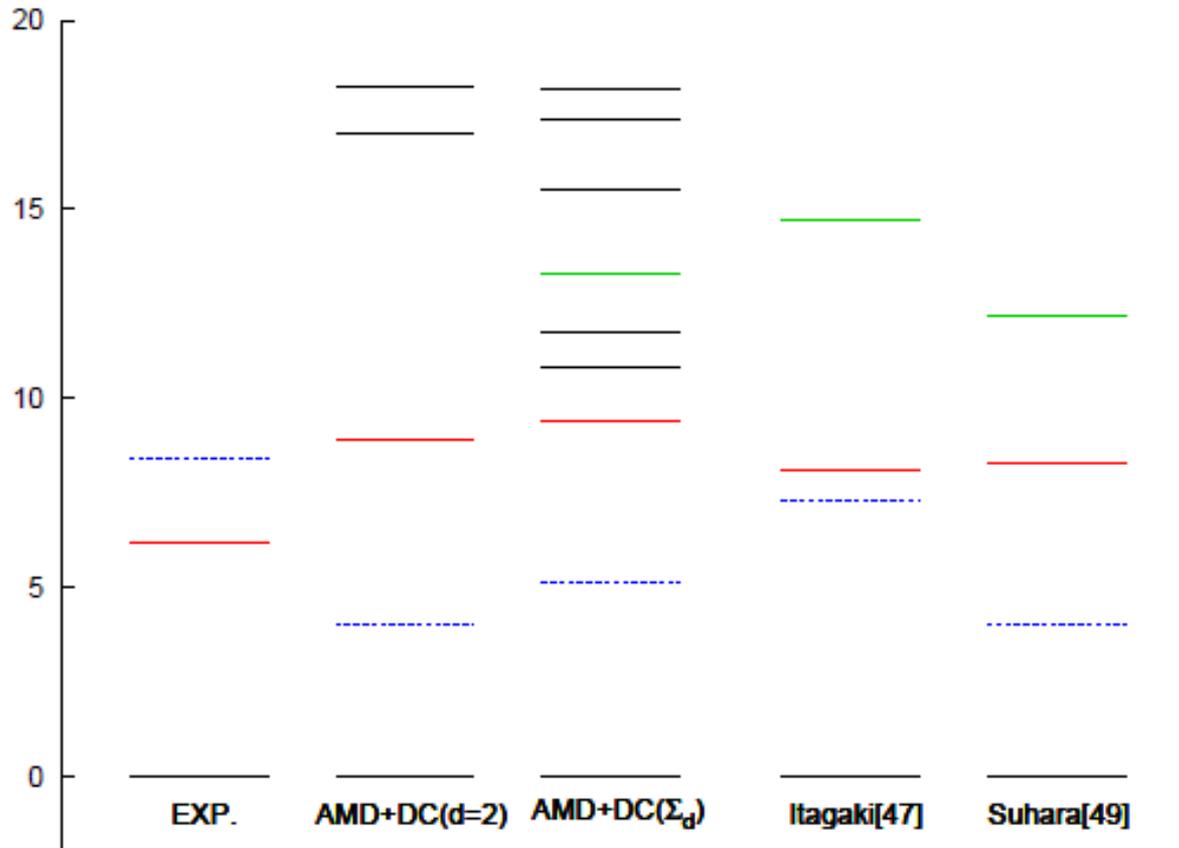
運動エネルギーへの芯の効果



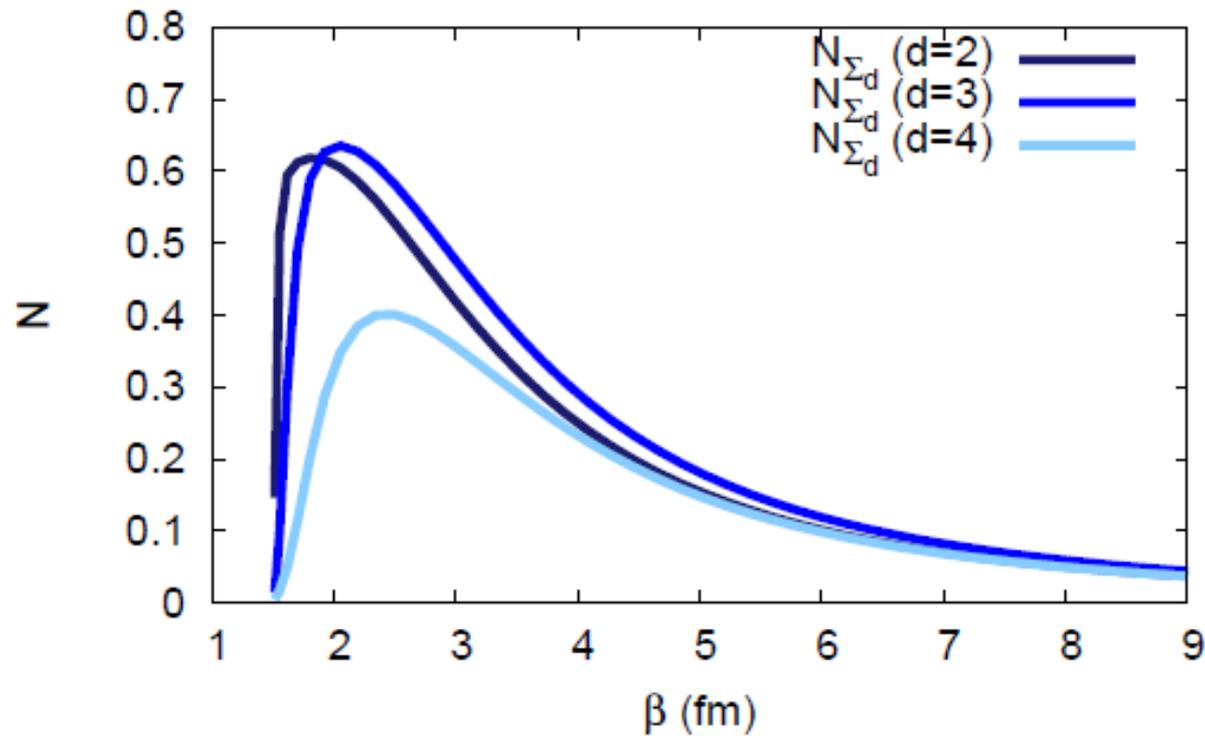
エネルギースペクトル



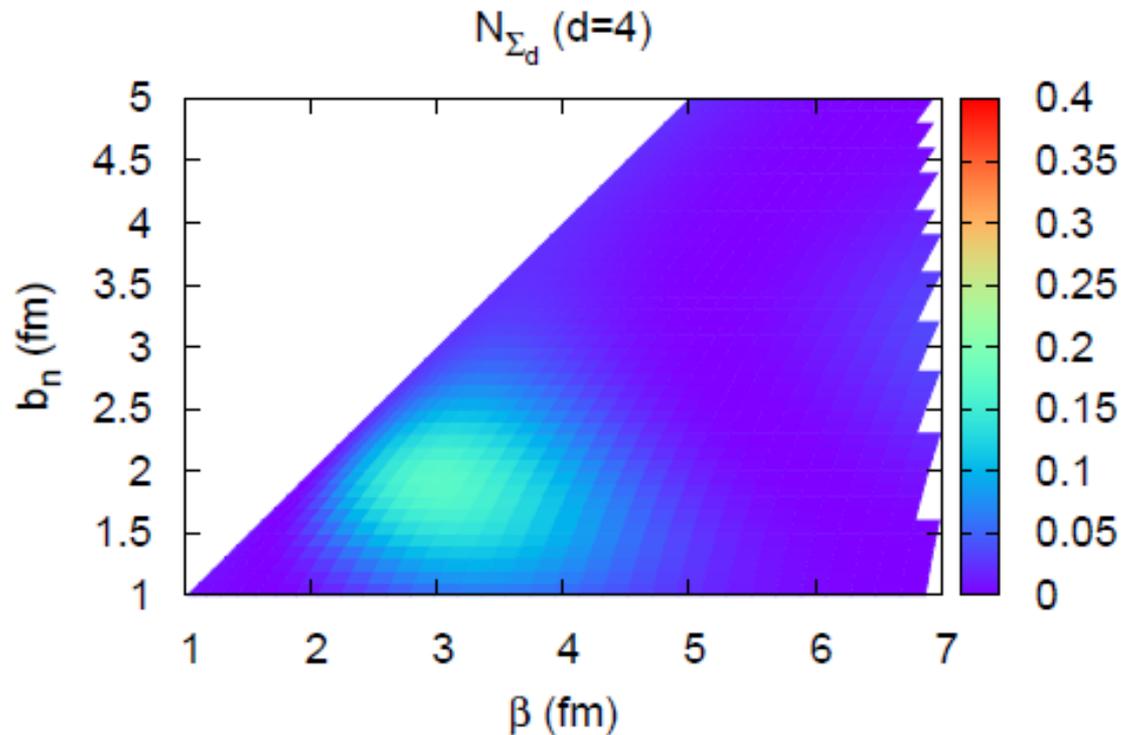
エネルギースペクトル



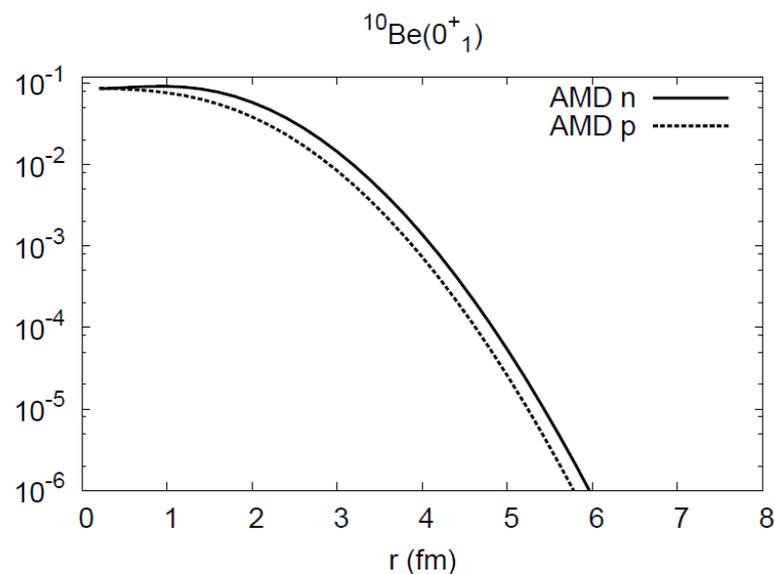
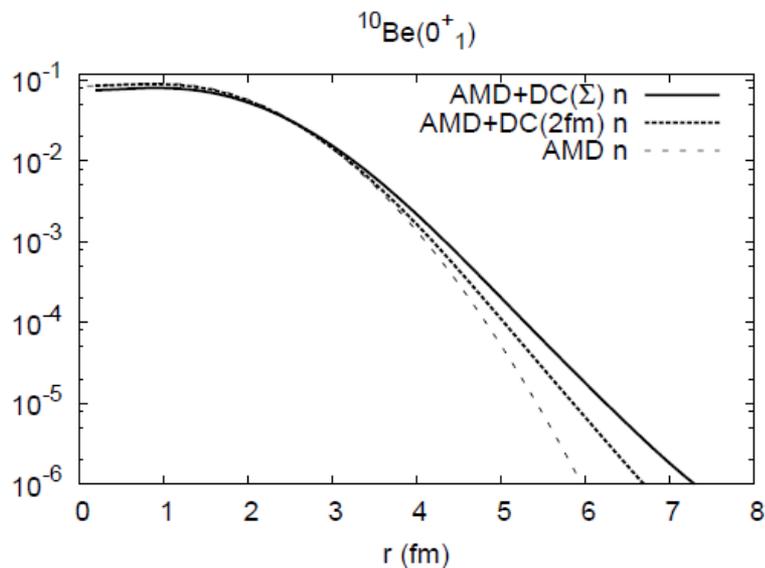
ダイニュートロン成分 ($d=2,3,4$ fm)



共鳴状態の可能性 $^{10}\text{Be}(0^+_{3})$



密度分布(0^+_1)



DCを重ね合わせることにより中性子密度はわずかに増加している。

ただし一粒子密度ではそれほど顕著な差は見られない。

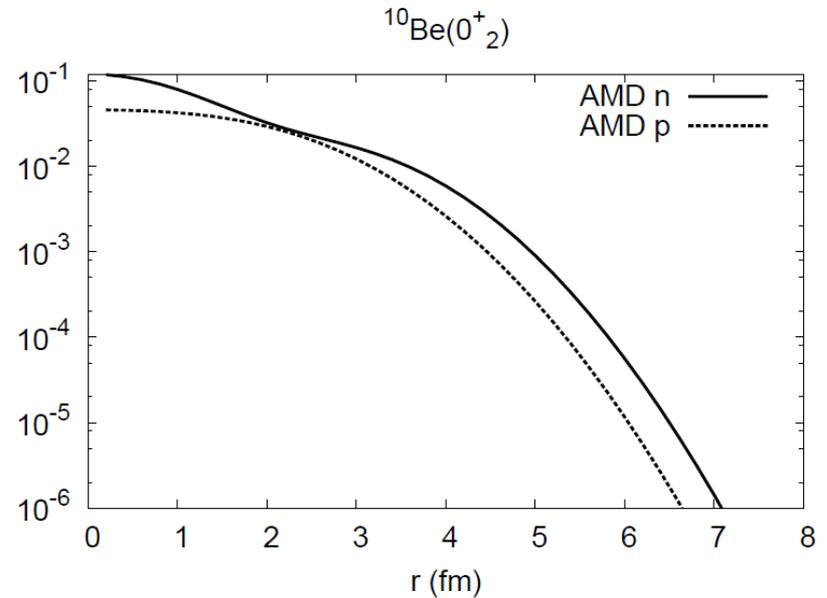
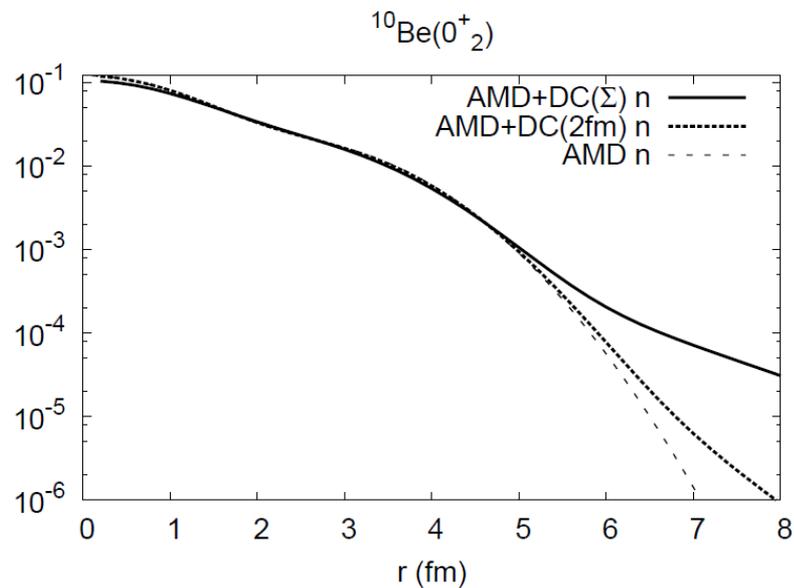
➡ ダイニュートロン成分の変化を見る。

^{10}Be の 0^+_2 状態

	AMD 成分	エネルギー (MeV)	半径 (fm)
AMD	100%	-50.03	2.84
	↓ <u>-18%</u>	↓ <u>-0.9MeV</u>	↓ <u>+0.12fm</u>
AMD + DC	82%	-50.93	2.96

DC波動関数の成分が 0^+_1 に比べて大きい
今回の計算では 0^+_2 状態には
連続状態が混ざっているため注意が必要。

密度分布(0^+_2)

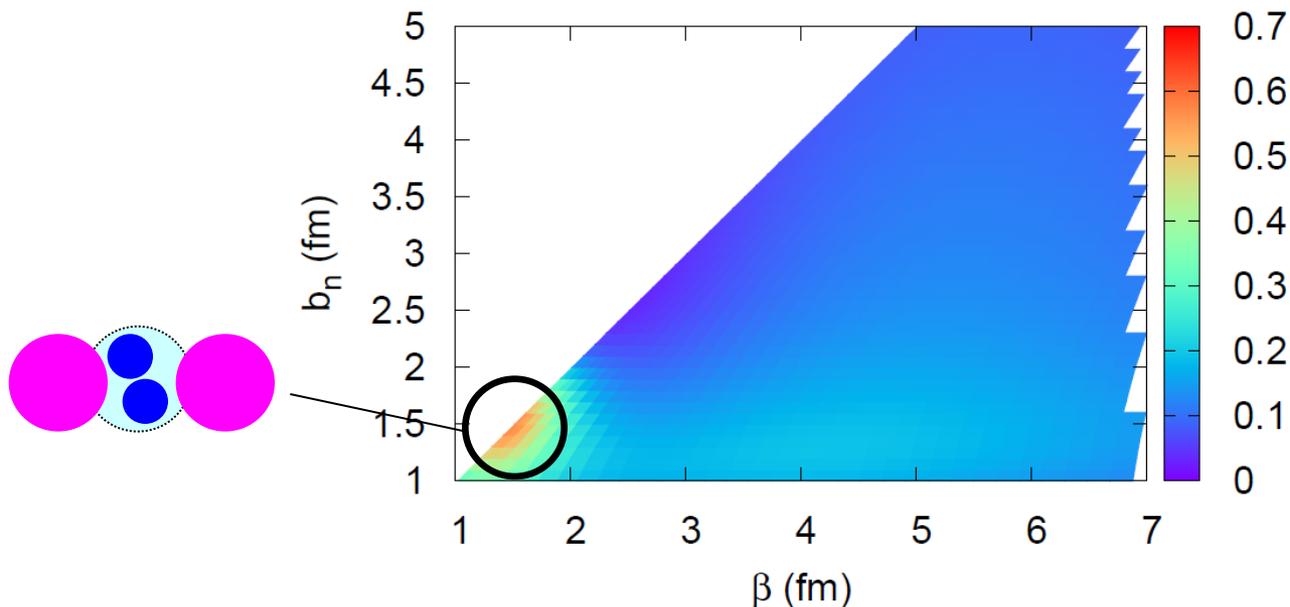


DC波動関数を重ね合わせるにより尾の成分が増大している。

DC波動関数とのオーバーラップ(0^+_{2})

$$N = |\langle \Psi_{\text{AMD+DC}} | \Phi_{\text{DC}}(\beta, b_n) \rangle|^2$$

d=4fmに固定



余剰二中性子が無相関 ($b_n \sim \beta$) の成分も少なくない。

➡ 尾の部分には相関の強い二中性子以外の成分も効いている。