

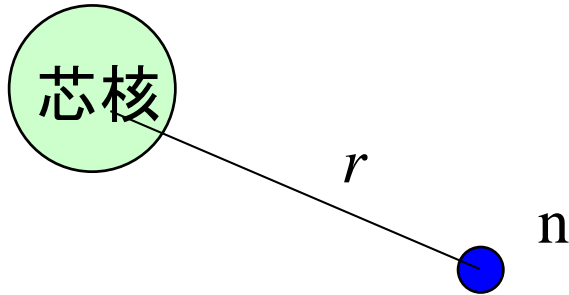
2粒子ハロー核の性質

ーペアリング

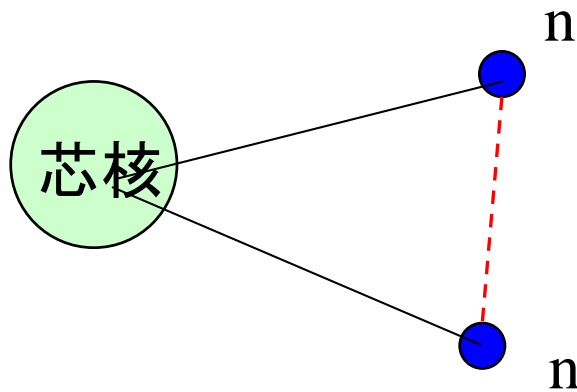
ーボロミアン原子核

ーダイ・ニュートロン相関

これまでは、芯核のまわりに核子(中性子)が1個ある場合を考えてきた



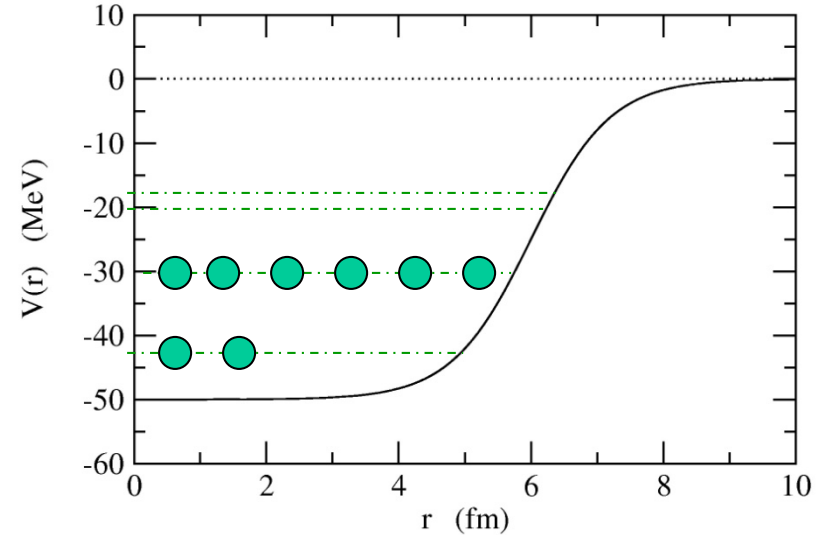
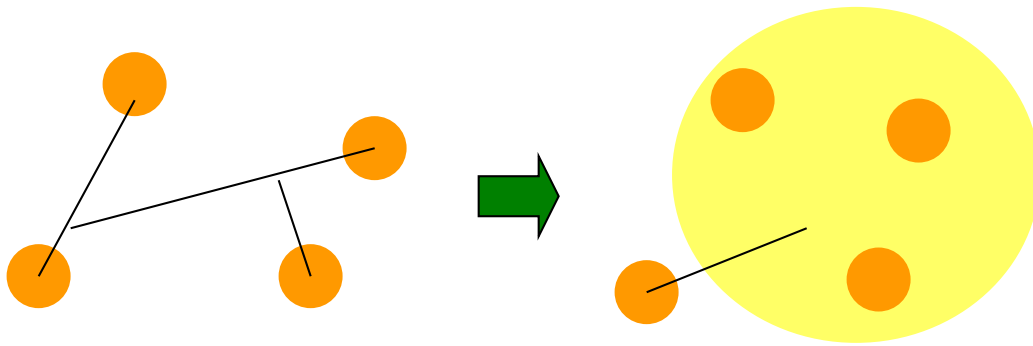
芯核のまわりに中性子が2個あるとどうなる?



2中性子間に働く相互作用の影響は?

開殻原子核では対相関が重要な役割

平均場近似

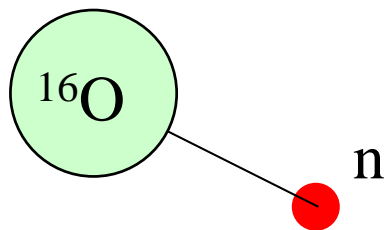
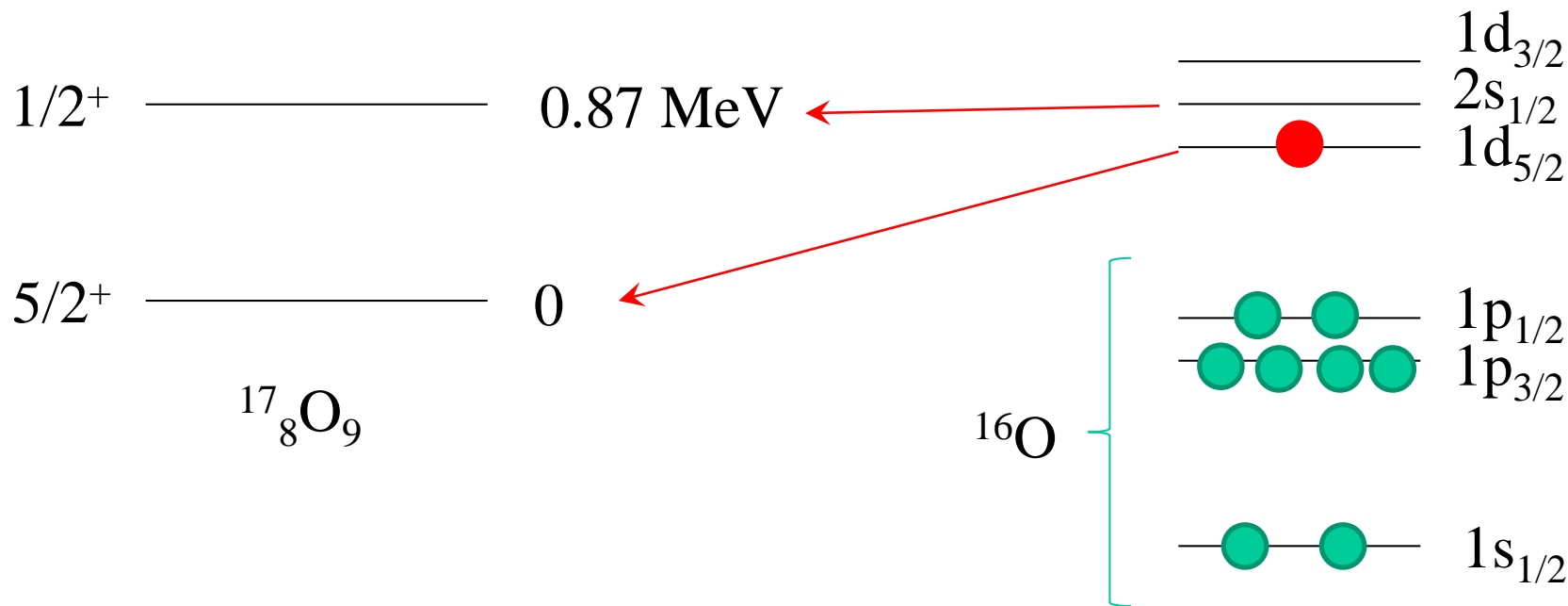


ポテンシャルの中での
独立粒子描像

核子間の相互作用：
核子の感じるポテンシャル
としてののみ

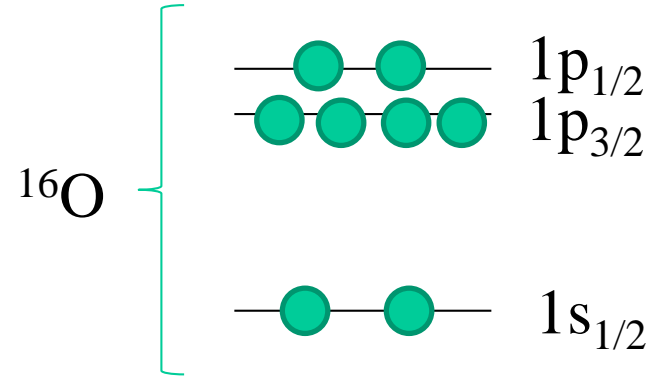
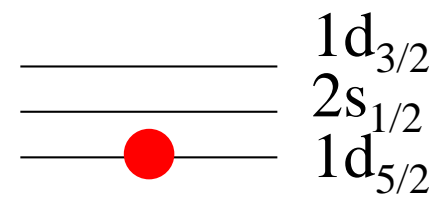


魔法数の説明

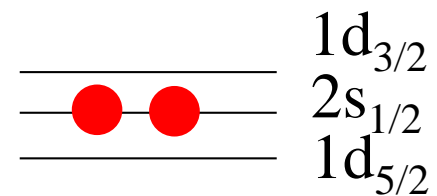
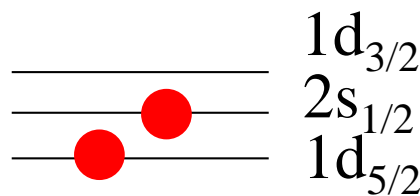
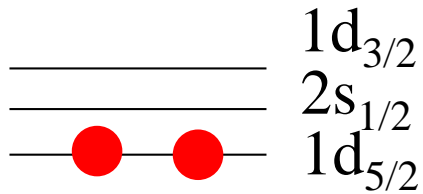


$1/2^+$ ————— 0.87 MeV

$5/2^+$ ————— 0
 $^{17}_8\text{O}_9$



→ ^{18}O の状態を予想すると。。。



$E = 0$

$I^\pi = d_{5/2} \times d_{5/2}$
 $= 0^+, 2^+, 4^+$

$E = 0.87 \text{ MeV}$

$I^\pi = d_{5/2} \times s_{1/2}$
 $= 2^+, 3^+$

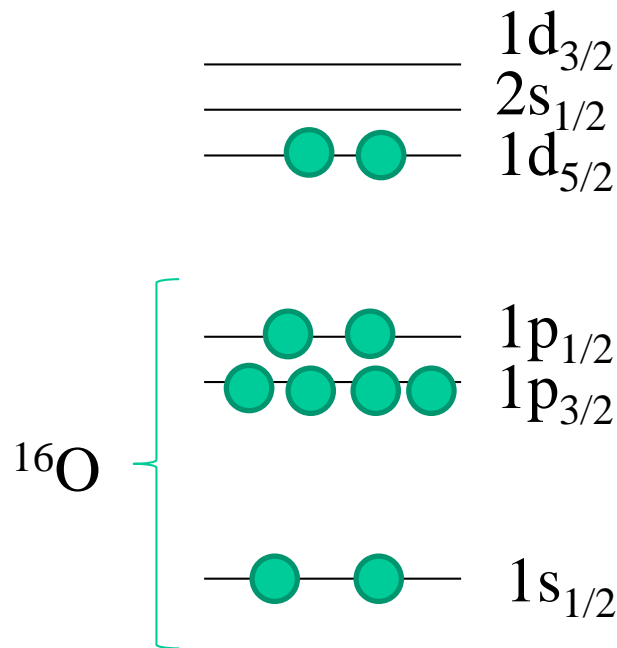
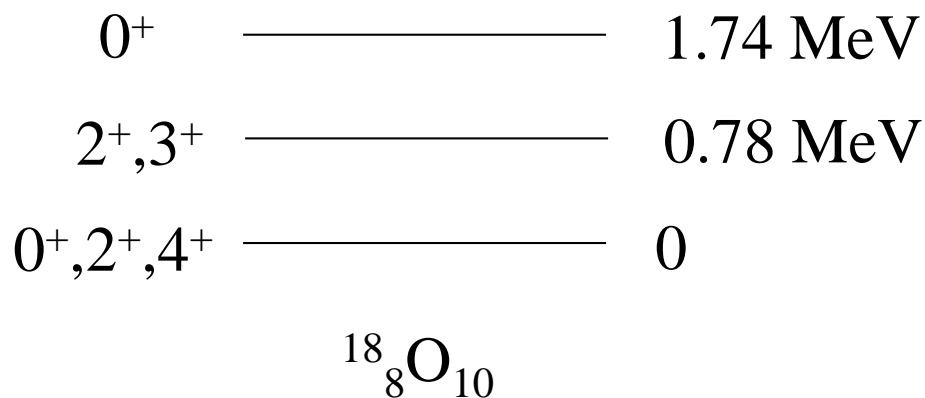
$E = 0.87 \times 2 = 1.74 \text{ MeV}$

$I^\pi = s_{1/2} \times s_{1/2} = 0^+$

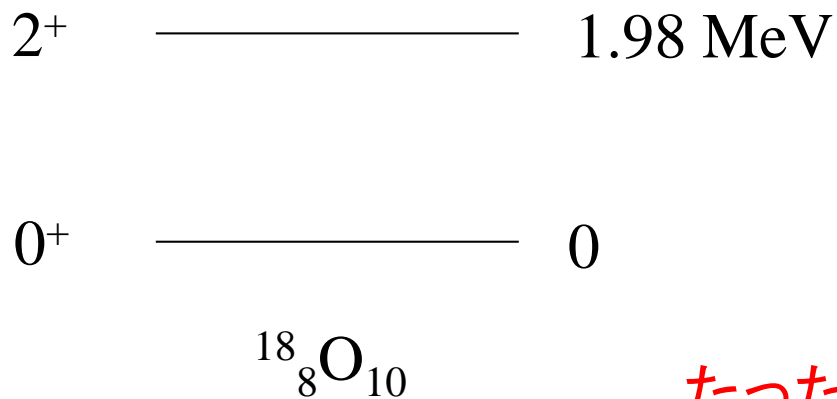
2 MeV 以下に少なくとも6本の状態(?)

単純な平均場近似:

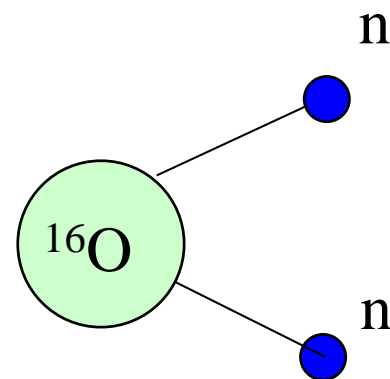
6 levels



実際には:

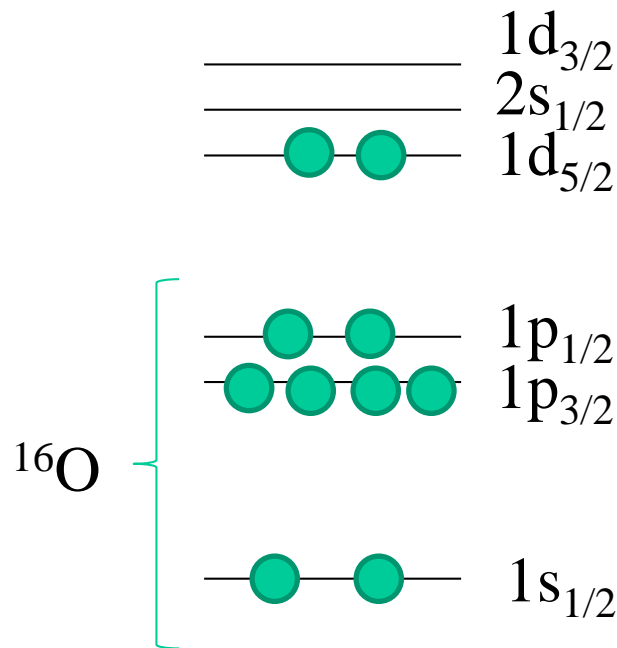
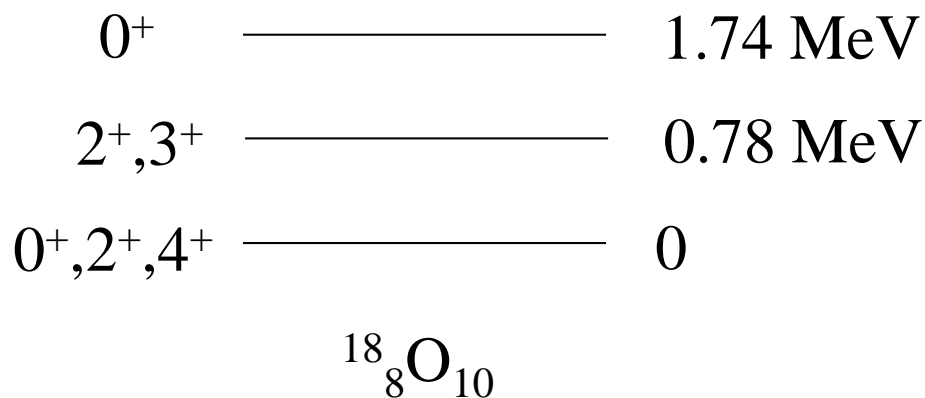


たったの2本!

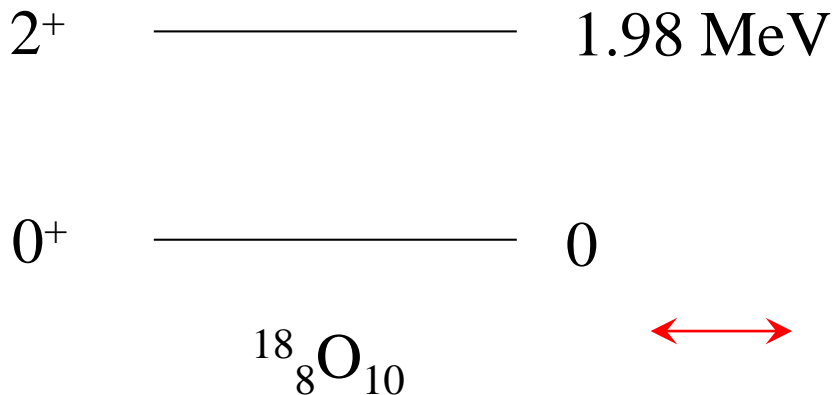


単純な平均場近似:

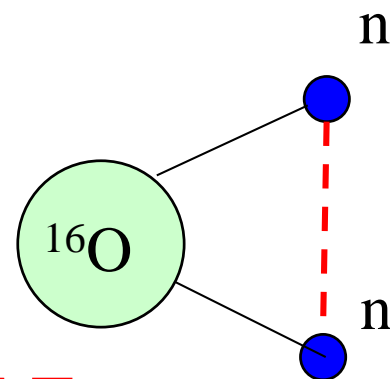
6 levels



実際には:



中性子間の
相互作用の効果



対相関(ペアリング)

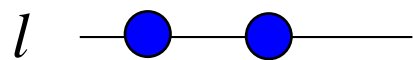
$$H = \sum_{i=1}^A \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V_{\text{HF}}(i) \right) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} v(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) - \sum_i V_{\text{HF}}(i)$$
$$= v_{\text{res}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

簡単のために、残留相互作用としてデルタ関数を仮定してみる
(超短距離力)

$$v_{\text{res}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sim -g \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

摂動論で残留相互作用の効果を見積もってみる:

非摂動な波動関数:

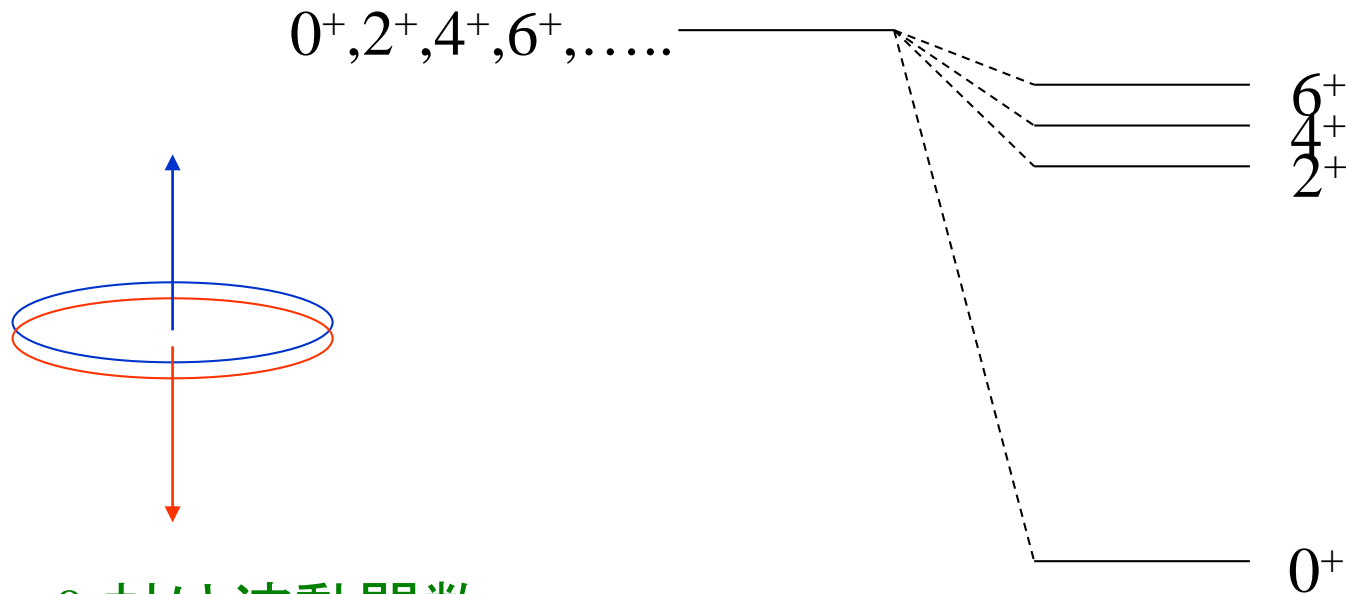


$$|(ll)^{LM}\rangle = \sum_{m,m'} \langle l m l m' | LM \rangle \psi_{lm}(\mathbf{r}) \psi_{lm'}(\mathbf{r}')$$

$$\longrightarrow \Delta E_L = \langle (ll)^{LM} | v_{\text{res}} | (ll)^{LM} \rangle$$

$$\Delta E_L = -g I_r^{(l)} \frac{(2l+1)^2}{4\pi} \begin{pmatrix} l & l & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \equiv -g I_r^{(l)} \frac{A(l; L)}{4\pi}$$

$A(l; L)$	$L=0$	$L=2$	$L=4$	$L=6$	$L=8$
$l=2$	5.00	1.43	1.43	---	---
$l=3$	7.00	1.87	1.27	1.63	---
$l=4$	9.00	2.34	1.46	1.26	1.81

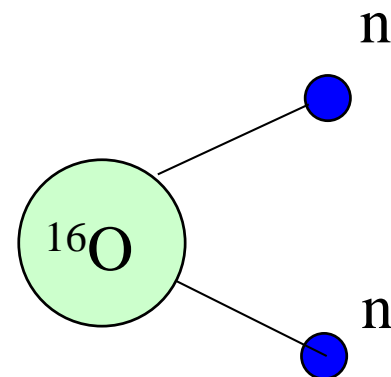
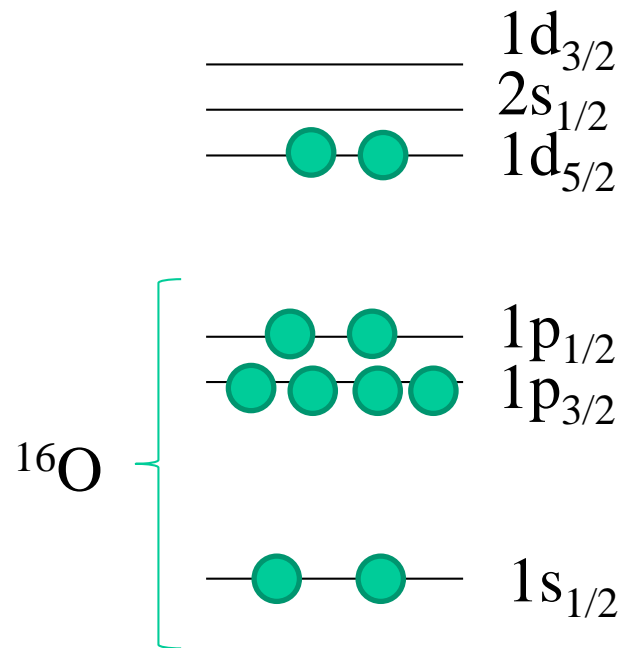
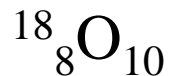
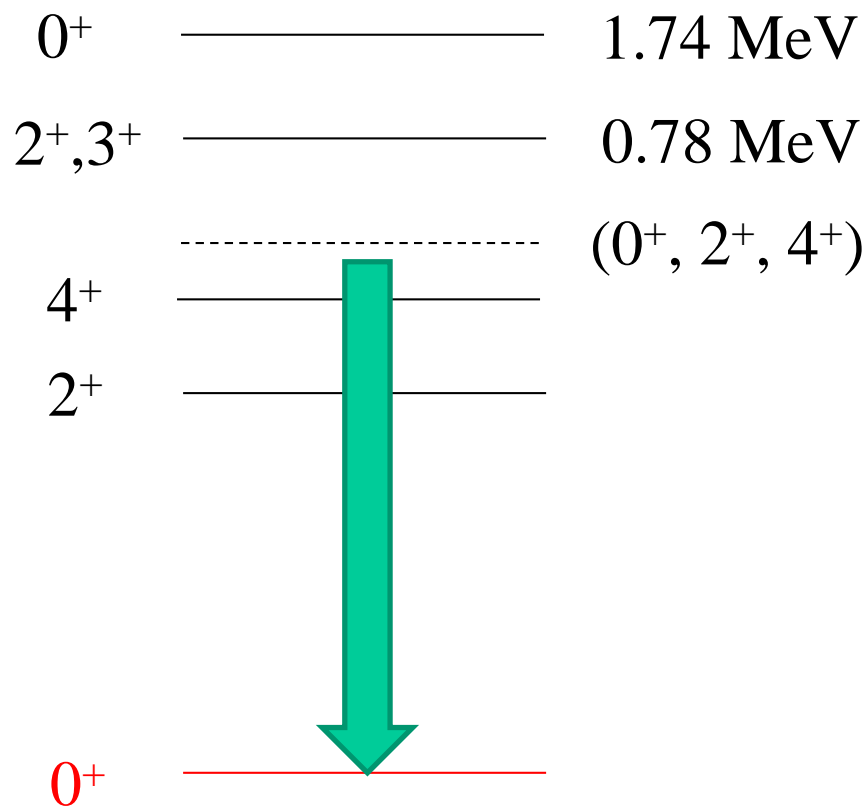


$L=0$ 対は波動関数の重なりが大きい

残留相互作用なし

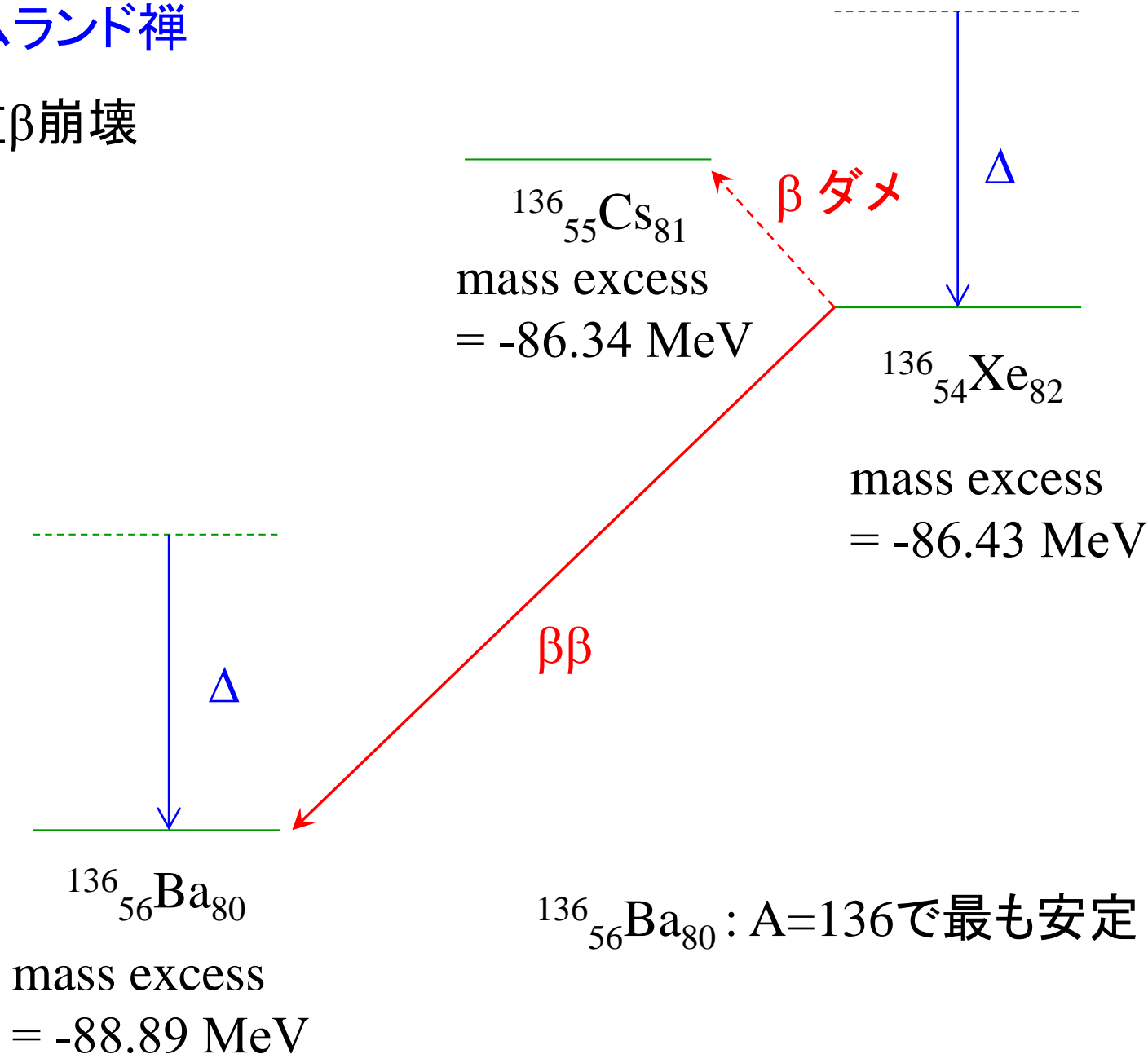
残留相互作用あり

単純な平均場近似:



(参考)カムランド禅

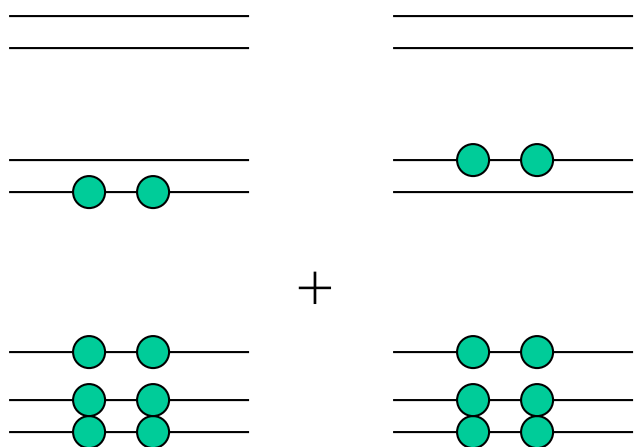
^{136}Xe の2重 β 崩壊



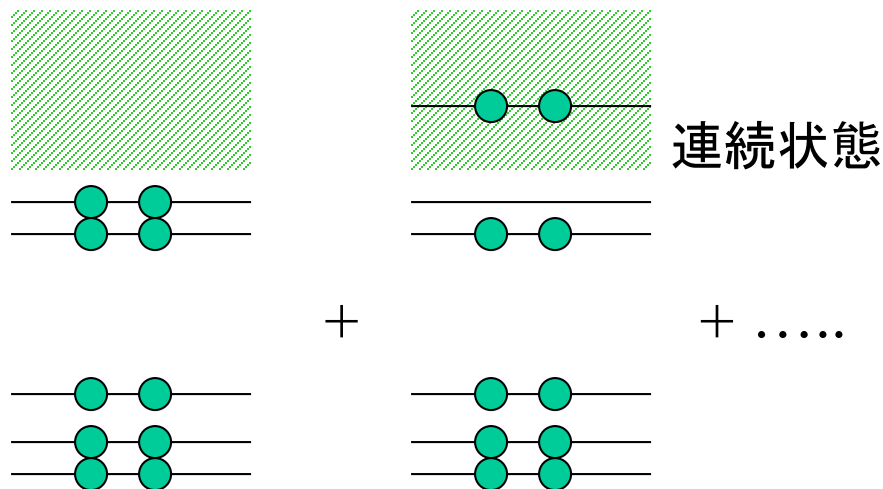
弱束縛核における対相関

$$H = \sum_i T_i + \sum_{i < j} v_{ij} \rightarrow H = \sum_i (T_i + V_i) + \underbrace{\sum_{i < j} v_{ij} - \sum_i V_i}_{\text{平均からのずれ (残留相互作用)}}$$

平均からのずれ
(残留相互作用)



安定な原子核
→ 超流動状態

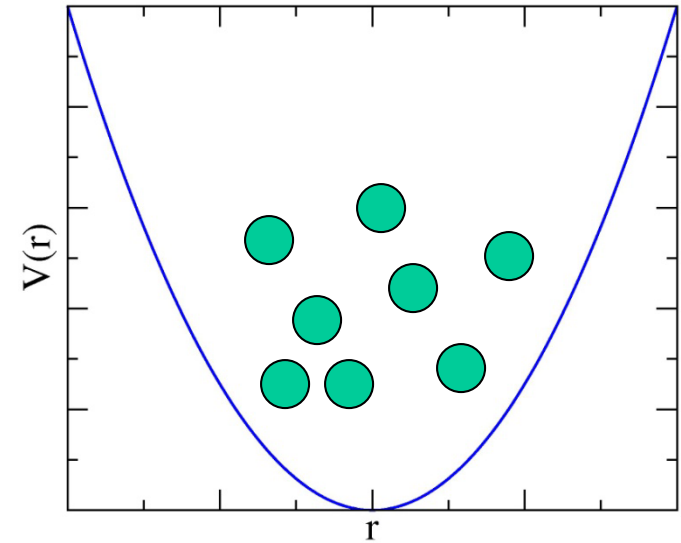
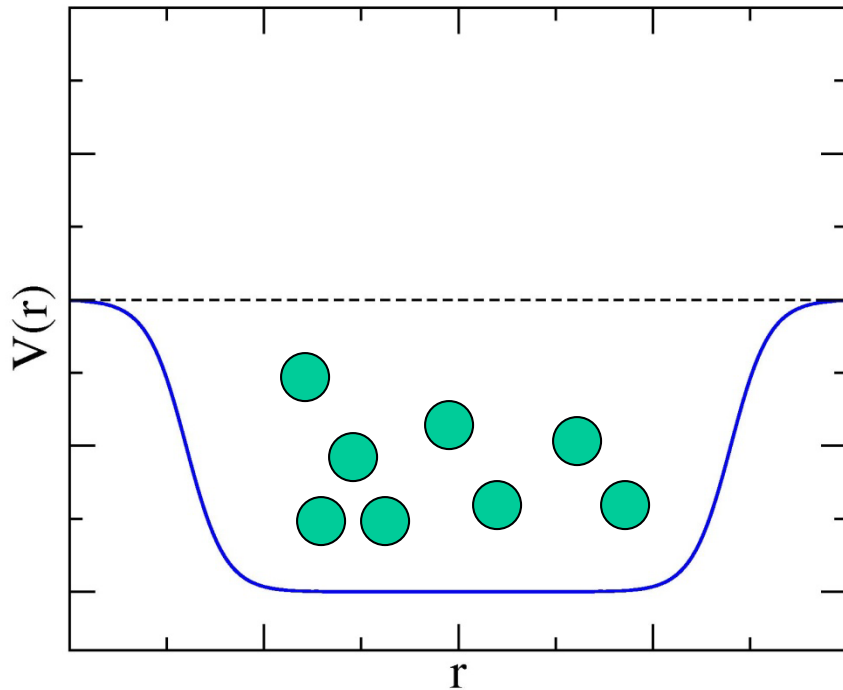


弱く束縛された系

中性子過剰核の物理

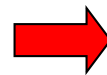
- ✓ 弱束縛系
- ✓ 残留相互作用(対相関)
- ✓ 連続状態との結合

ポテンシャルの井戸に束縛された相互作用する多フェルミオン系



cf. a harmonic trap

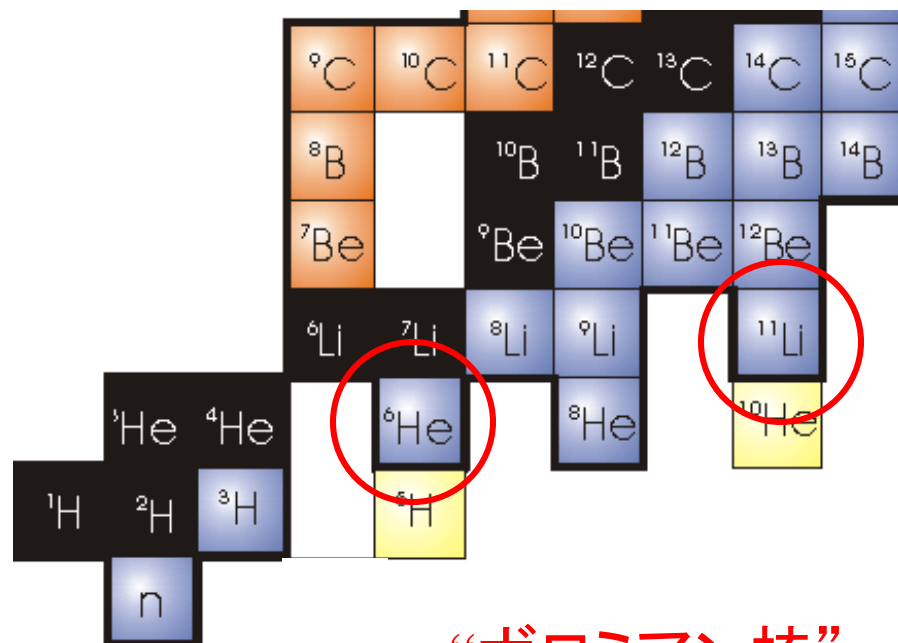
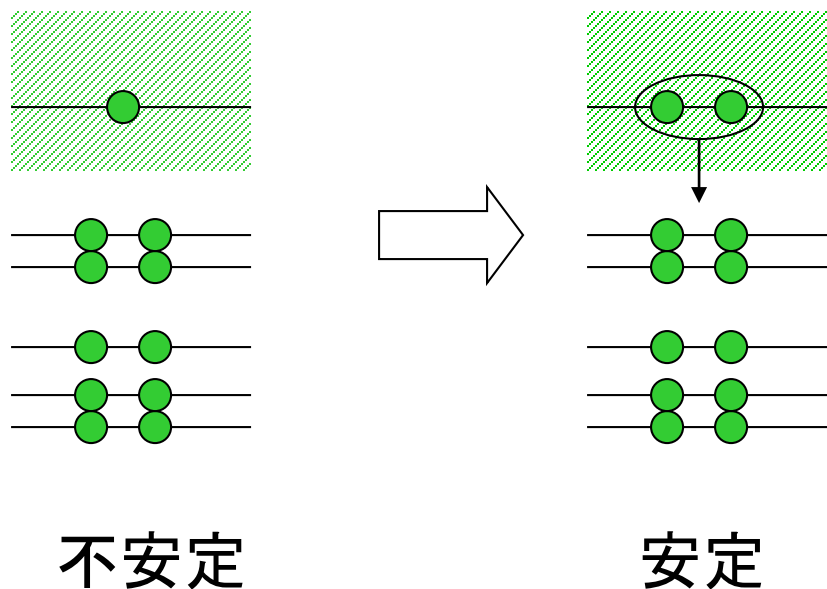
- 有限の深さを持つ井戸
- 自己無撞着性



とてもチャレンジングな問題

ボロミアン原子核

残留相互作用 → 引力



“ボロミアン核”

ボロミアン核の構造

- ✓ 多体相関のため non-trivial
- ✓ 多くの注目を集めている

ボロミアンの語源



ボッロメオ諸島
(北イタリア、マッジョー
レ湖)

ミラノの近く



ボッロメオ家の紋章
(13世紀、北イタリア)

3つの輪はつながっているけど、どれか1つを
はずすとバラバラになる
=ボロミアン・リング



10 Google - 地図データ ©2010 Basarsoft, Europa Technologies, Goo



10 Google - 地図データ ©2010 Basarsoft, Europa Technologies, Goo



ボロミオ諸島

ボロミアンって何？

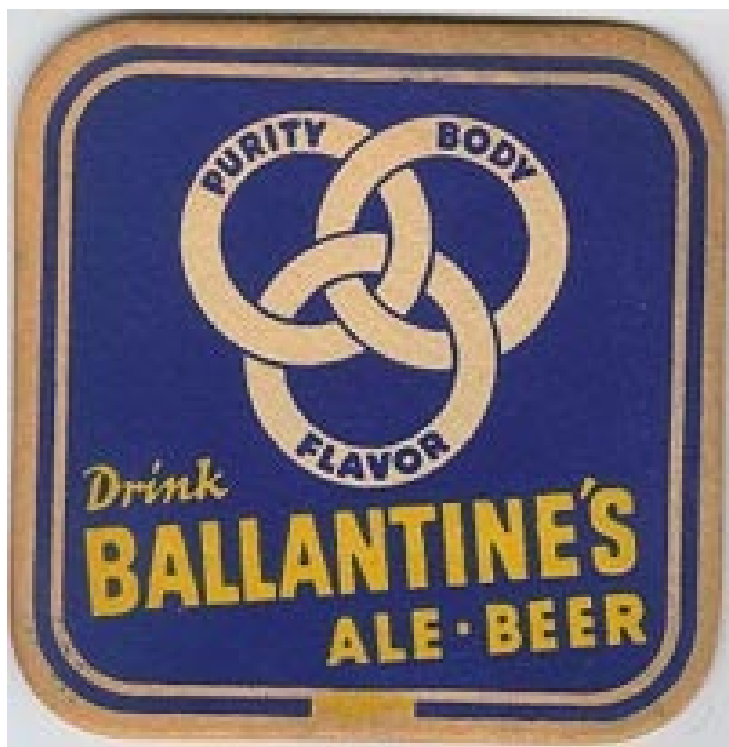
ちなみに日本でも。。。。。



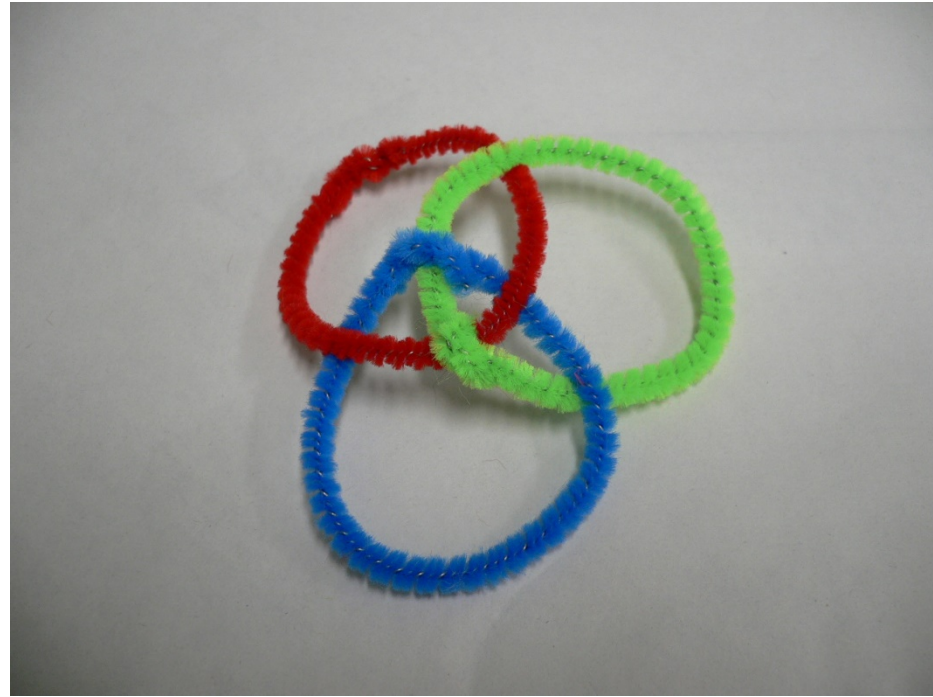
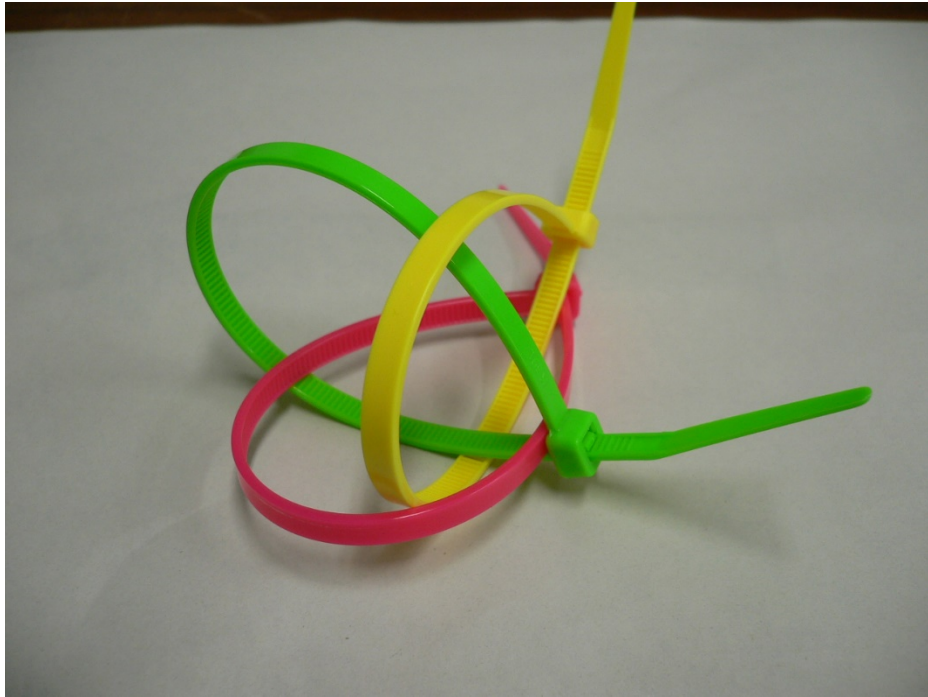
三つ輪違い紋
(徳川旗本金田家の紋)

大神(おおみわ)神社
奈良県桜井市

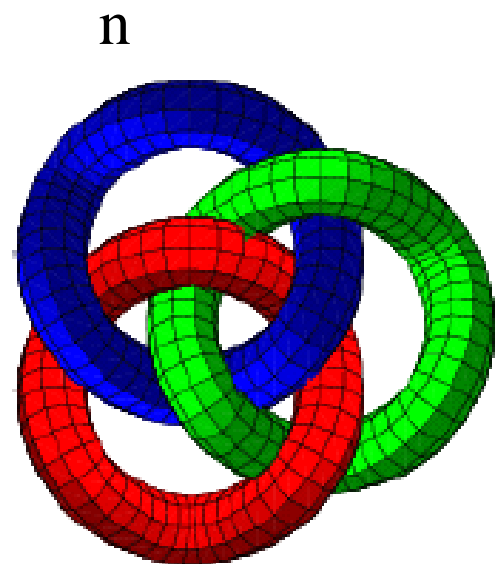




バラントイン・エール(アメリカのビール)



ボロミアン原子核

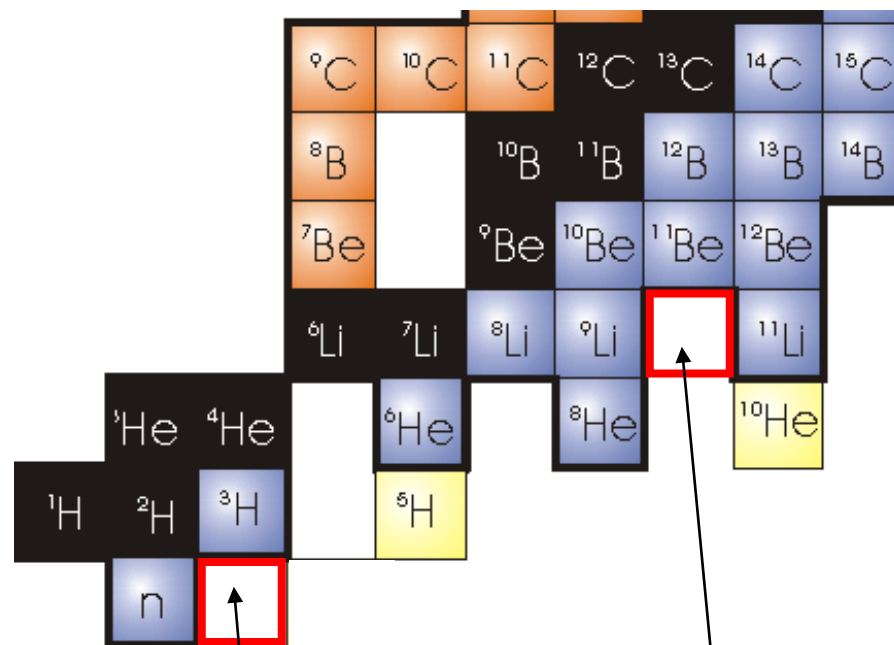


${}^9\text{Li}$

ボロミアン核

他にも、 ${}^6\text{He}$ が典型的な例

n



${}^{10}\text{Li}$ (${}^9\text{Li}+n$)
は存在せず

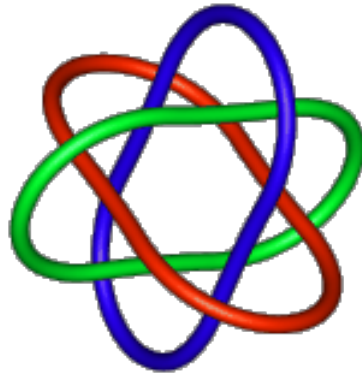
2n ($n+n$) は存在せず

➡ 3体模型 (芯核 + n + n) による記述

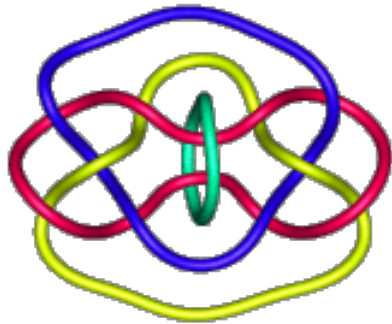
(参考)ブルニアン・リンク: 拡張されたボロミアン

結び目理論: 位相幾何学分野(数学)

n=3: Borromean

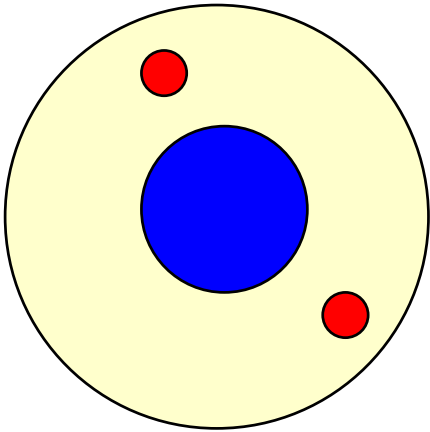


n=4



n=6

ダイ・ニュートロン相関



原子核中での2中性子の空間的配置?

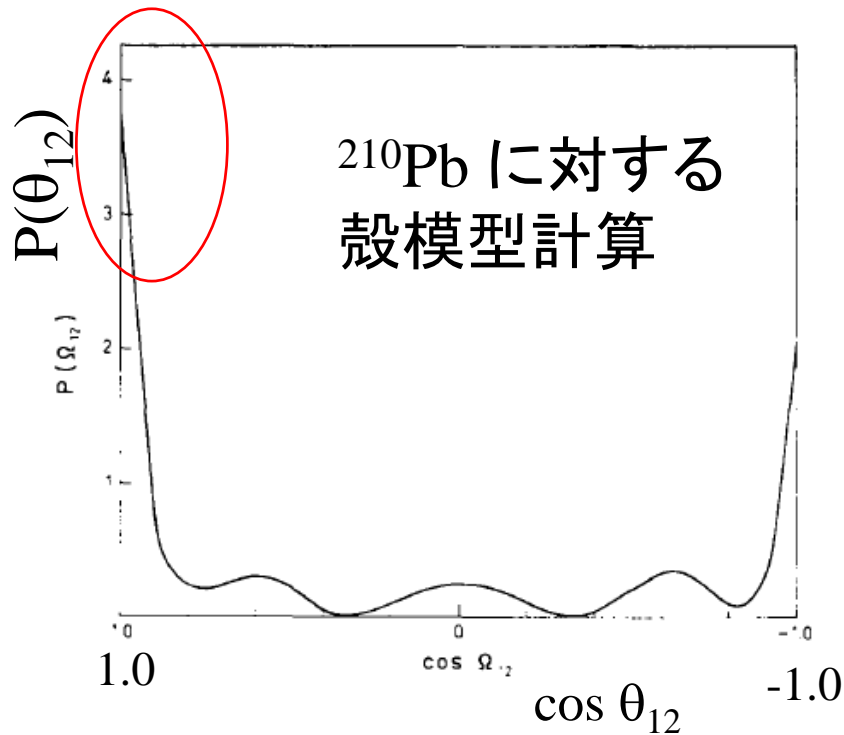
独立粒子

→片方の中性子がどこにしようとも関知せず

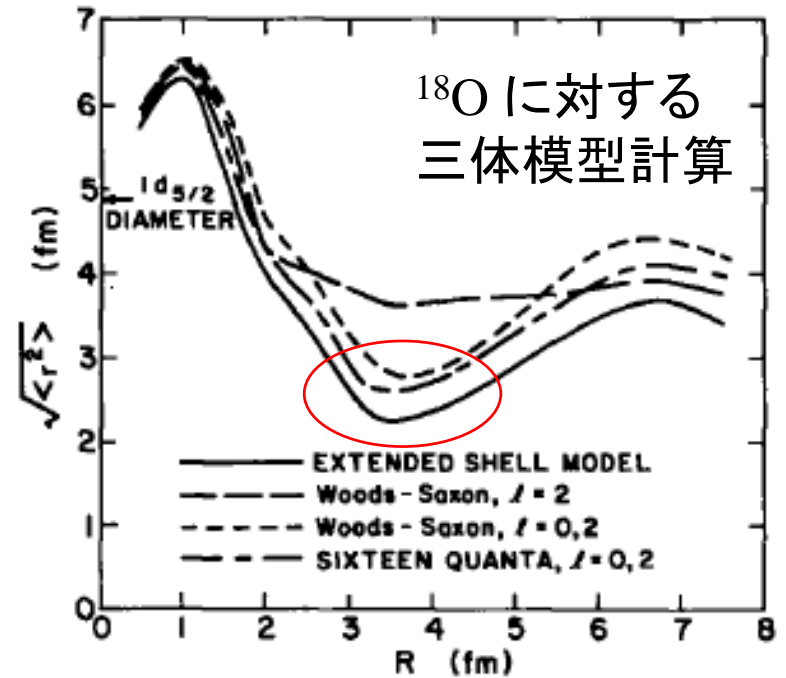


対相関が働くとどうなるか?

この問題はかなり古くから議論されてきた



G.F. Bertsch, R.A. Broglia, and C. Riedel,
NPA91('67)123



R.H. Ibarra et al.,
NPA288('77)397

2中性子は空間的に局在している(ダイ・ニュートロン相関)

cf. A.B. Migdal, "Two interacting particles in a potential well",
Soviet J. of Nucl. Phys. 16 ('73) 238.

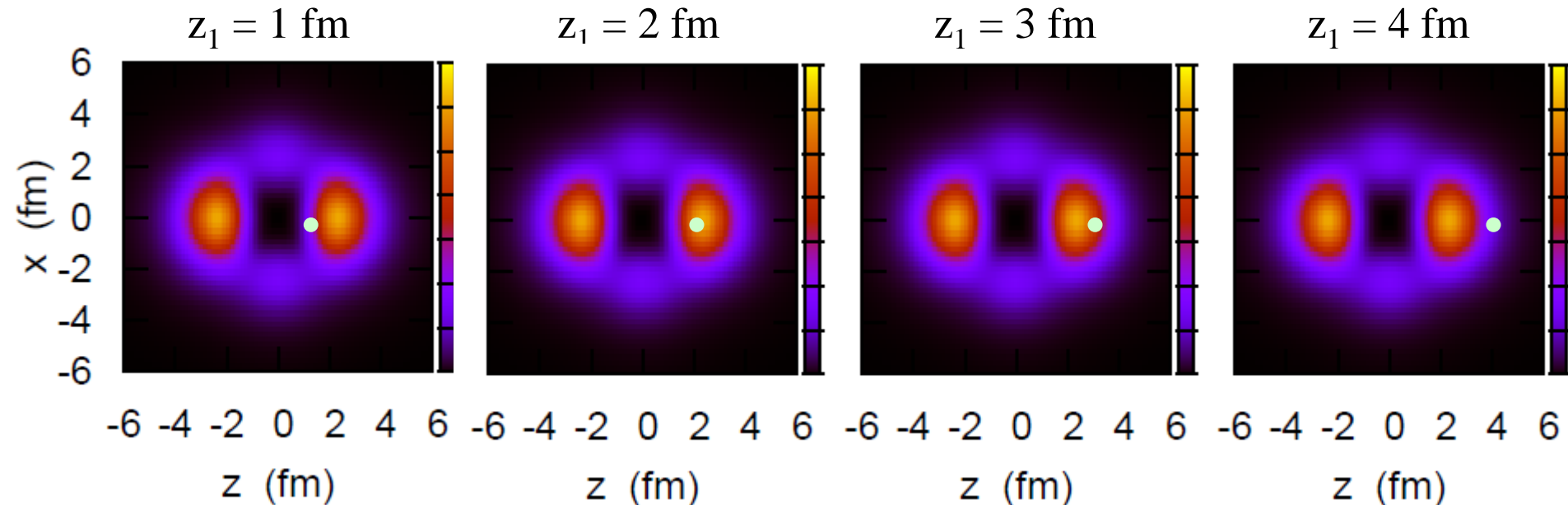
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

i) 2中性子相関がない場合 $|nn\rangle = |(1d_{5/2})^2\rangle$

中性子1を z_1 に置いたときの中性子2の分布:



✓ 2つの粒子が独立に運動

✓ 中性子1がどこにいても中性子2の分布は影響されない

$$\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$$

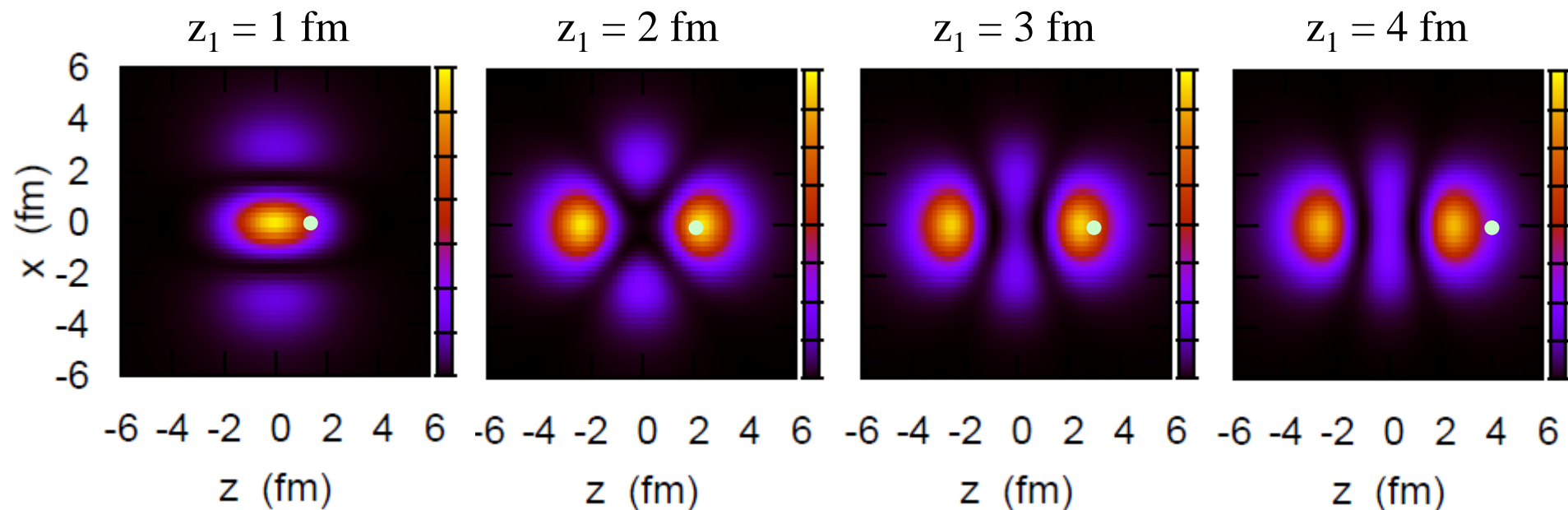
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

ii) 2中性子相関が同パリティ状態(束縛状態)にのみ働く場合

$$|nn\rangle = \alpha|(1d_{5/2})^2\rangle + \beta|(2s_{1/2})^2\rangle + \gamma|(1d_{3/2})^2\rangle$$



✓ 中性子1とともに中性子2の分布が変化 (2中性子相関)

✓ ただし、中性子2は z_1 と $-z_1$ の両方にピーク

→ このようなものは di-neutron 相関とは言わない

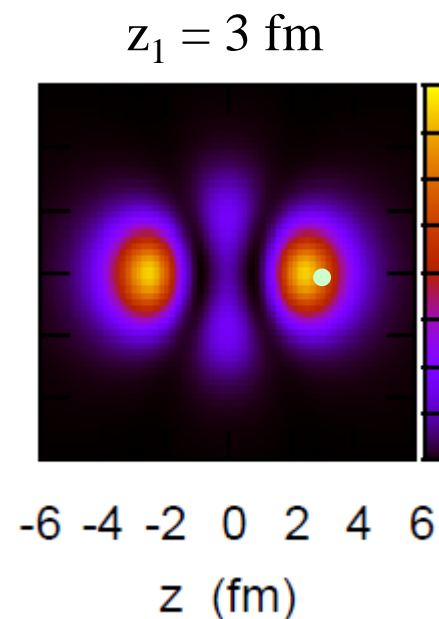
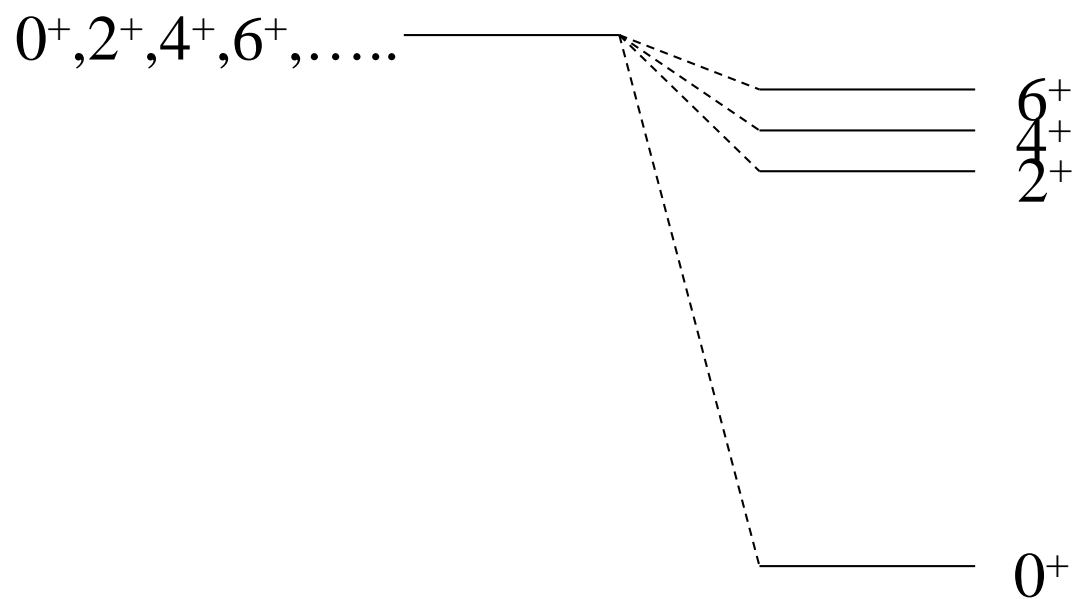
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

ii) 2中性子相関が同パリティ状態(束縛状態)にのみ働く場合

$$|nn\rangle = \alpha|(1d_{5/2})^2\rangle + \beta|(2s_{1/2})^2\rangle + \gamma|(1d_{3/2})^2\rangle$$



ペアリングを適当に効かせても2中性子の空間分布がコンパクトになるとは限らない

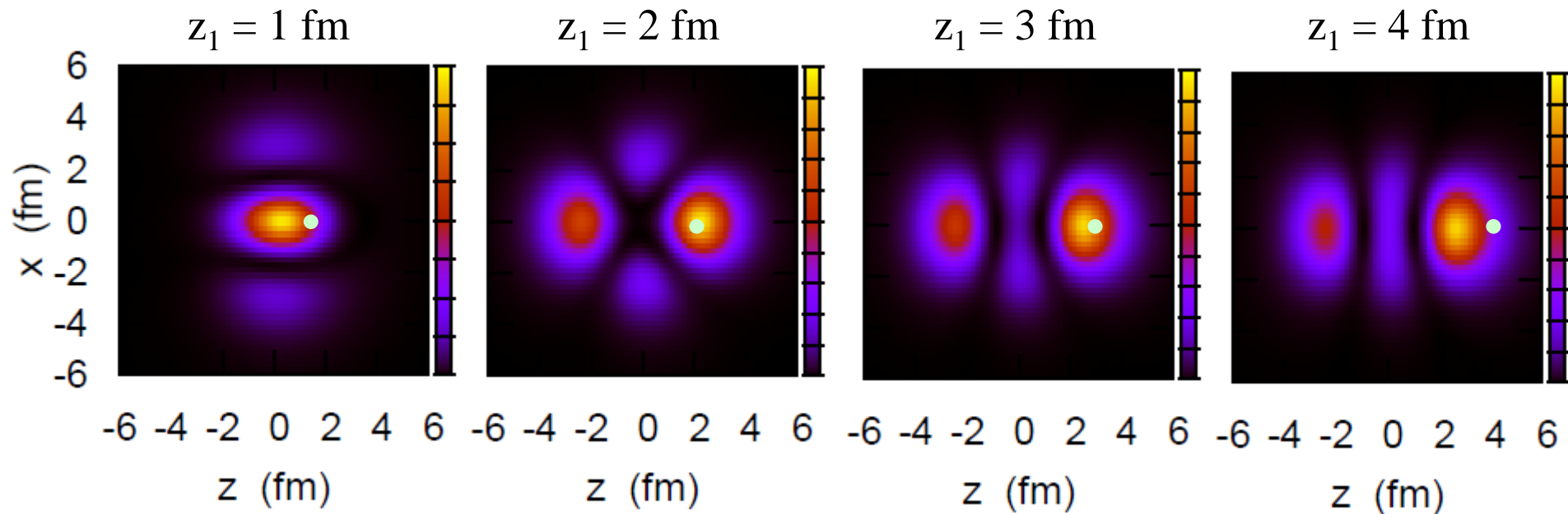
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

iii) 2中性子相関が連続状態にも働く場合

$$|nn\rangle = \sum_{n,n',j,l} C_{nn'jl} |(nn'jl)^2\rangle$$



✓空間的な相関: 中性子2の密度は中性子1側にかたよる

✓パリティ混合が本質的な役割

(dineutron 相関)

cf. F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 3つの束縛状態 ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

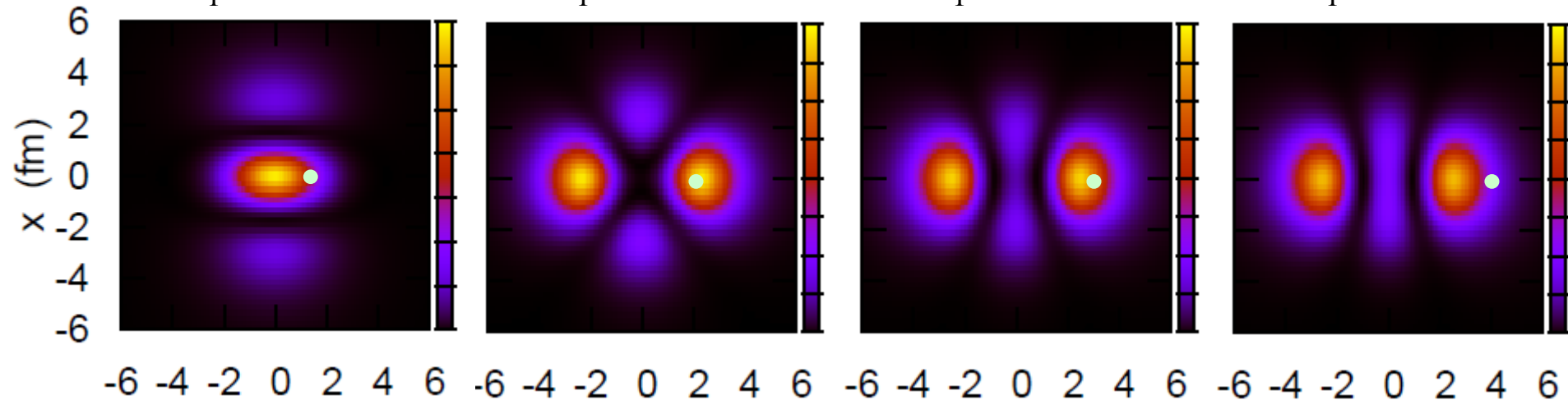
i) 正パリティのみ → 不十分

$z_1 = 1$ fm

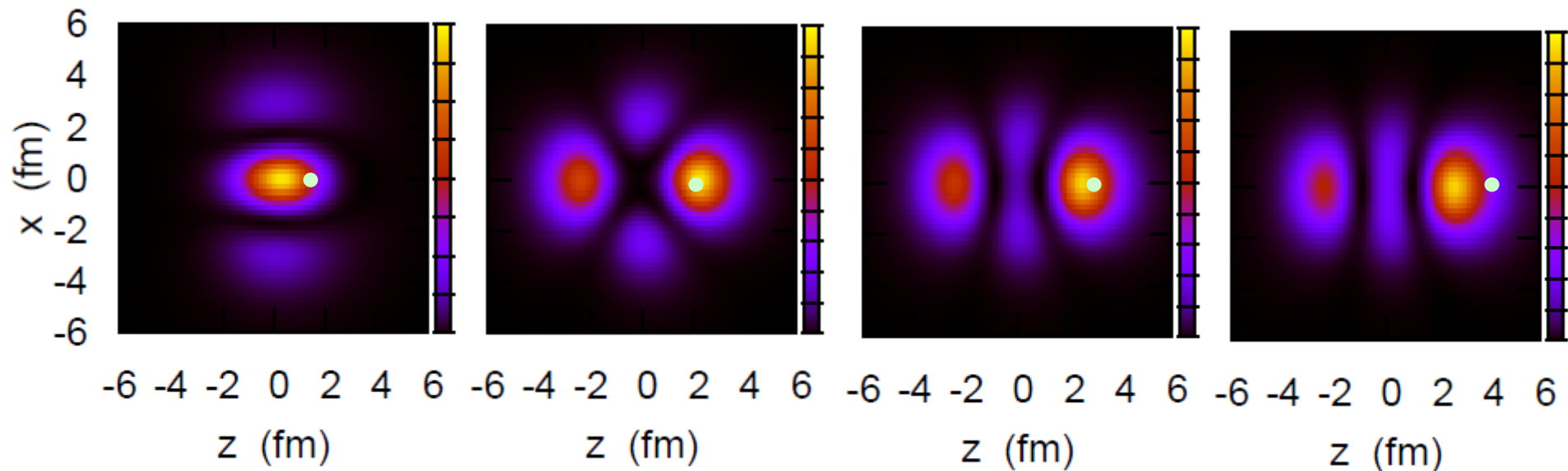
$z_1 = 2$ fm

$z_1 = 3$ fm

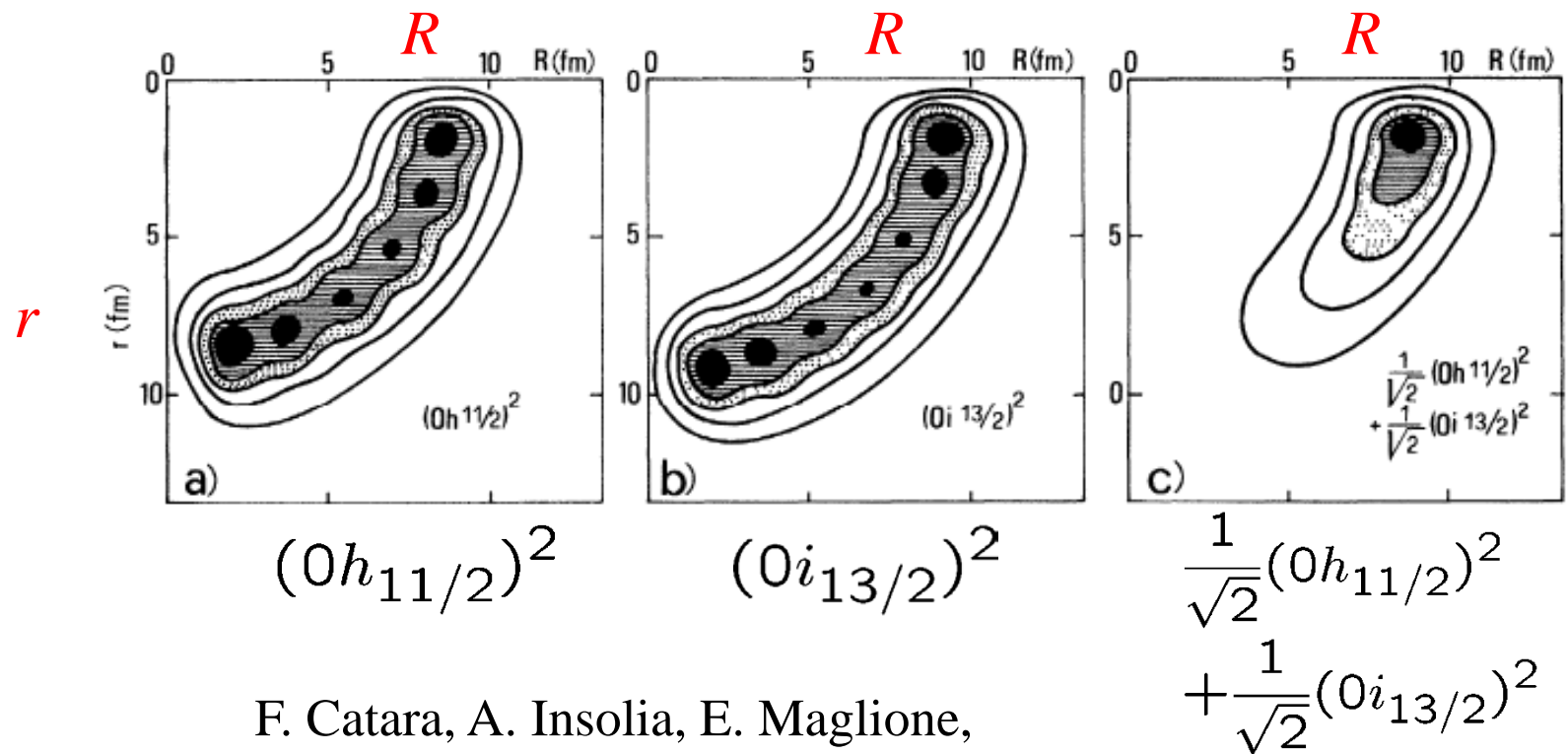
$z_1 = 4$ fm



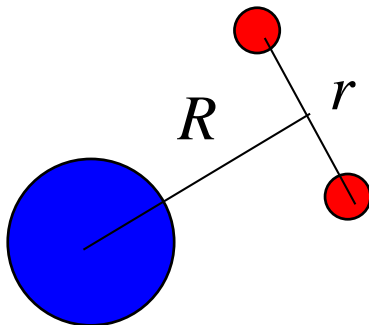
ii) 正+負パリティ (束縛+連続状態)



dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



F. Catara, A. Insolia, E. Maglione,
and A. Vitturi, PRC29('84)1091



なぜ違うパリティ状態の混合が重要か?

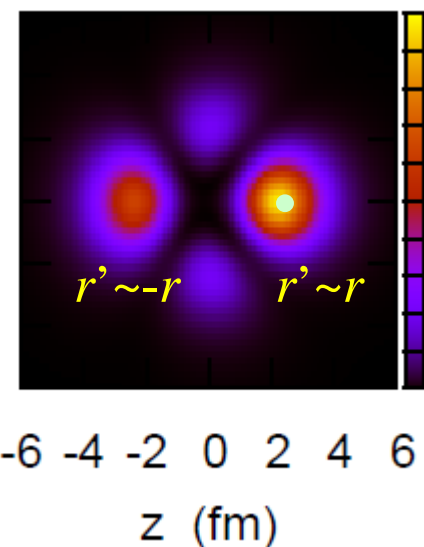
$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = [C_{ee} \phi_e(\mathbf{r})\phi_e(\mathbf{r}') + C_{oo} \phi_o(\mathbf{r})\phi_o(\mathbf{r}')] |S = 0\rangle$$

とする。

$$\rightarrow \Psi(\mathbf{r}, -\mathbf{r}') = [C_{ee} \phi_e(\mathbf{r})\phi_e(\mathbf{r}') - C_{oo} \phi_o(\mathbf{r})\phi_o(\mathbf{r}')] |S = 0\rangle$$

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = C_{ee}^2 |\phi_e(\mathbf{r})|^4 + C_{oo}^2 |\phi_o(\mathbf{r})|^2 \\ + C_{ee}C_{oo} [\phi_e^*(\mathbf{r})]^2 [\phi_o(\mathbf{r})]^2 \\ + c.c.$$

$$\rho(\mathbf{r}, -\mathbf{r}) = C_{ee}^2 |\phi_e(\mathbf{r})|^4 + C_{oo}^2 |\phi_o(\mathbf{r})|^2 \\ - C_{ee}C_{oo} [\phi_e^*(\mathbf{r})]^2 [\phi_o(\mathbf{r})]^2 \\ + c.c.$$

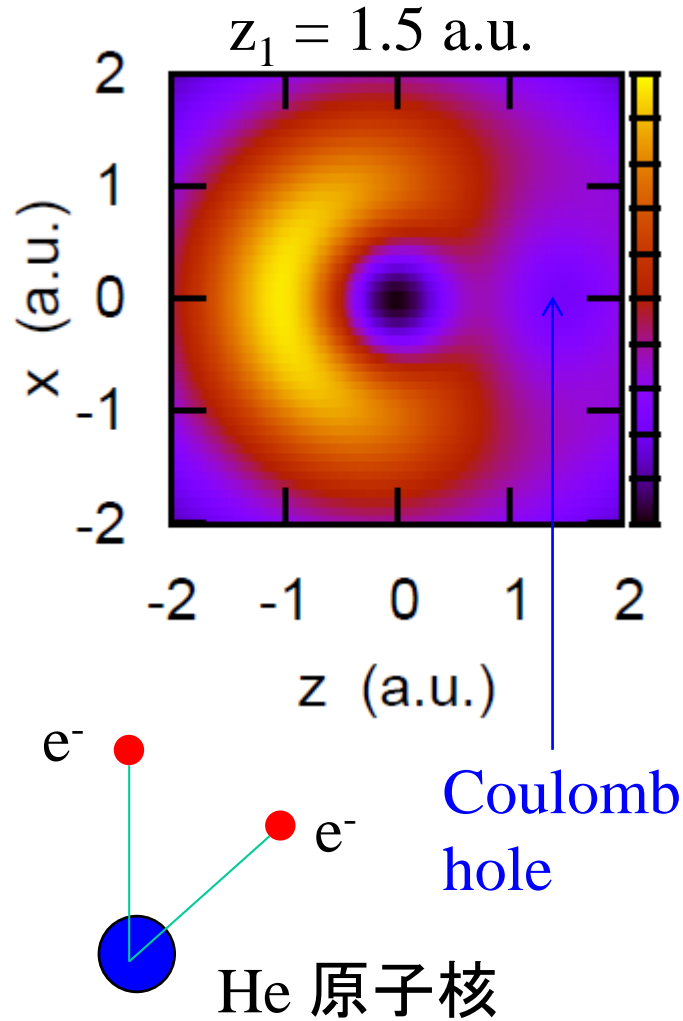


干渉項の入りが逆

(ちなみに)2粒子間の相互作用が斥力だと?

(ちなみに)2粒子間の相互作用が斥力だと?

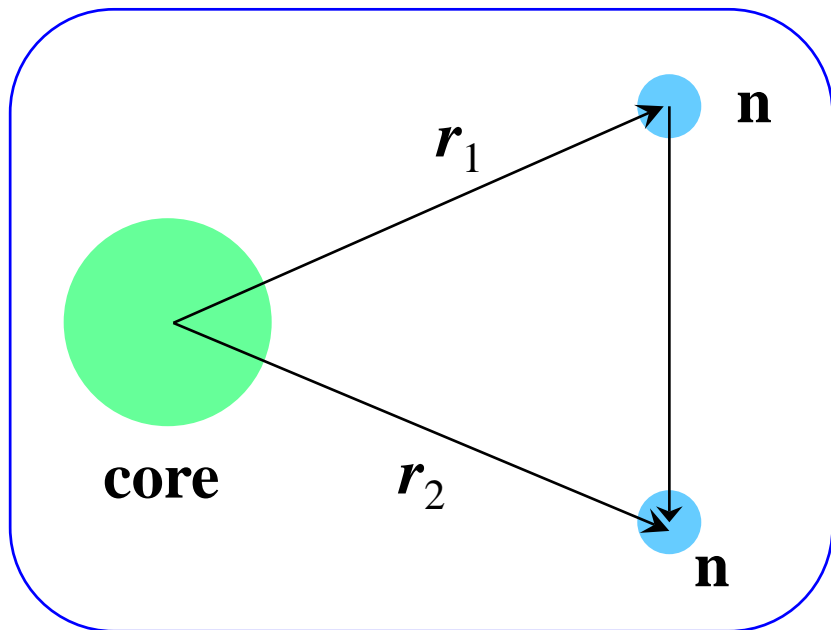
cf. He 原子の場合(電子間のクーロン斥力)



Bertsch-Esbensenの3体模型

$${}^{11}\text{Li} = {}^9\text{Li} + n + n$$

$${}^6\text{He} = {}^4\text{He} + n + n$$



G.F. Bertsch and H. Esbensen,
Ann. of Phys. 209('91)327

H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken,
Phys. Rev. C56('99)3054

K.H. and H. Sagawa, PRC72('05)044321

密度に依存する接触型相互作用

$$v_{nn}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0(1 + \alpha\rho_c(r)) \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

V-座標

$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{(p_1 + p_2)^2}{2A_c m}$$

接触型相互作用

H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken, Phys. Rev. C56('99)3054

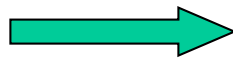
$$v_{nn}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

この相互作用で nn 散乱の s 波の散乱長を計算すると:

$$a_{nn} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\alpha}{1 + \alpha k_c} \quad \left(\alpha = \frac{v_0}{2\pi^2} \frac{m}{\hbar^2}, \quad E_{\text{cut}} = \frac{\hbar^2 k_c^2}{m} \right)$$

(ゼロレンジの相互作用 \longleftrightarrow カットオフ E_{cut} の導入)

$$\text{cf. } \tilde{v}_{nn}(\mathbf{p}) = v_0$$

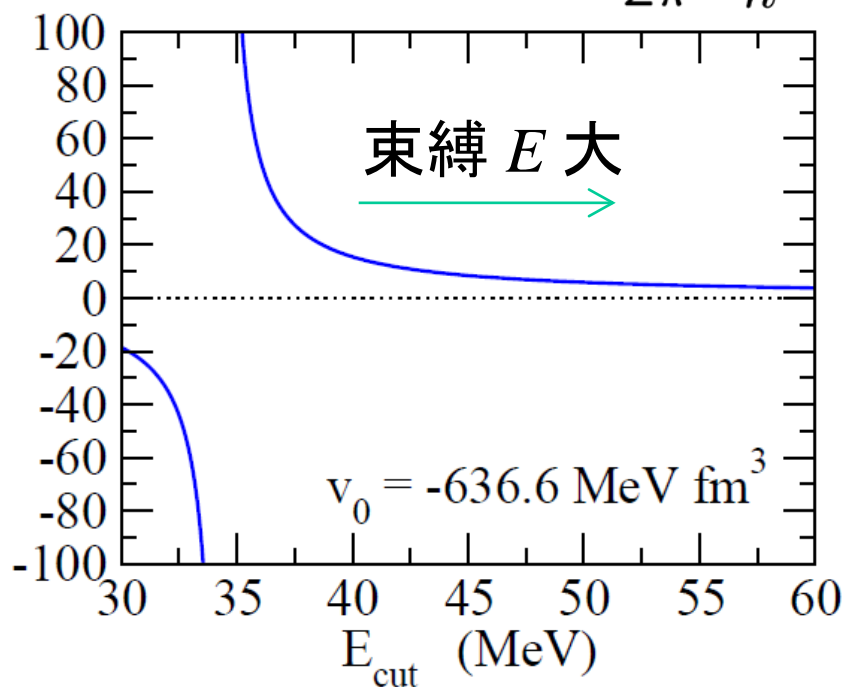
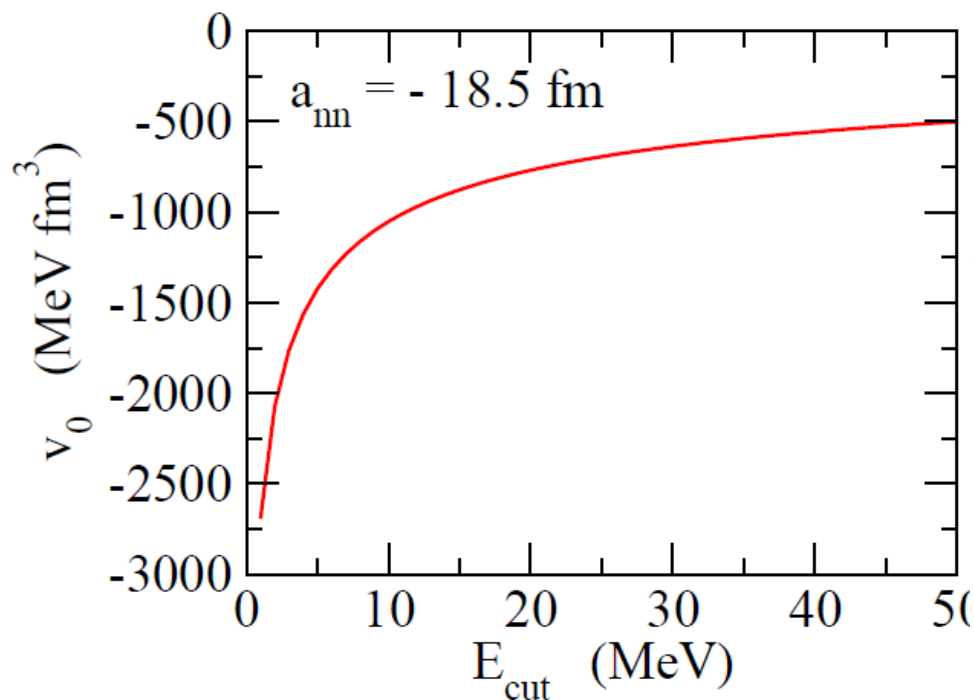


$$v_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m} \cdot \frac{2a_{nn}}{\pi - 2k_c a_{nn}}$$

$$v_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m} \cdot \frac{2a_{nn}}{\pi - 2k_c a_{nn}}$$

$$a_{nn} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\alpha}{1 + \alpha k_c}$$

$$\alpha = \frac{v_0}{2\pi^2} \frac{m}{\hbar^2}$$



a_{nn} を一定のまま
 E_{cut} を大きくすると
 v_0 の絶対値は小さくなる

v_0 を一定のまま単純に
 E_{cut} を大きくすると引力
 が強くなる

接触型相互作用

H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken, Phys. Rev. C56('99)3054

$$v_{nn}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

$$v_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m} \cdot \frac{2a_{nn}}{\pi - 2k_c a_{nn}}$$

* この相互作用は有限核では強すぎる

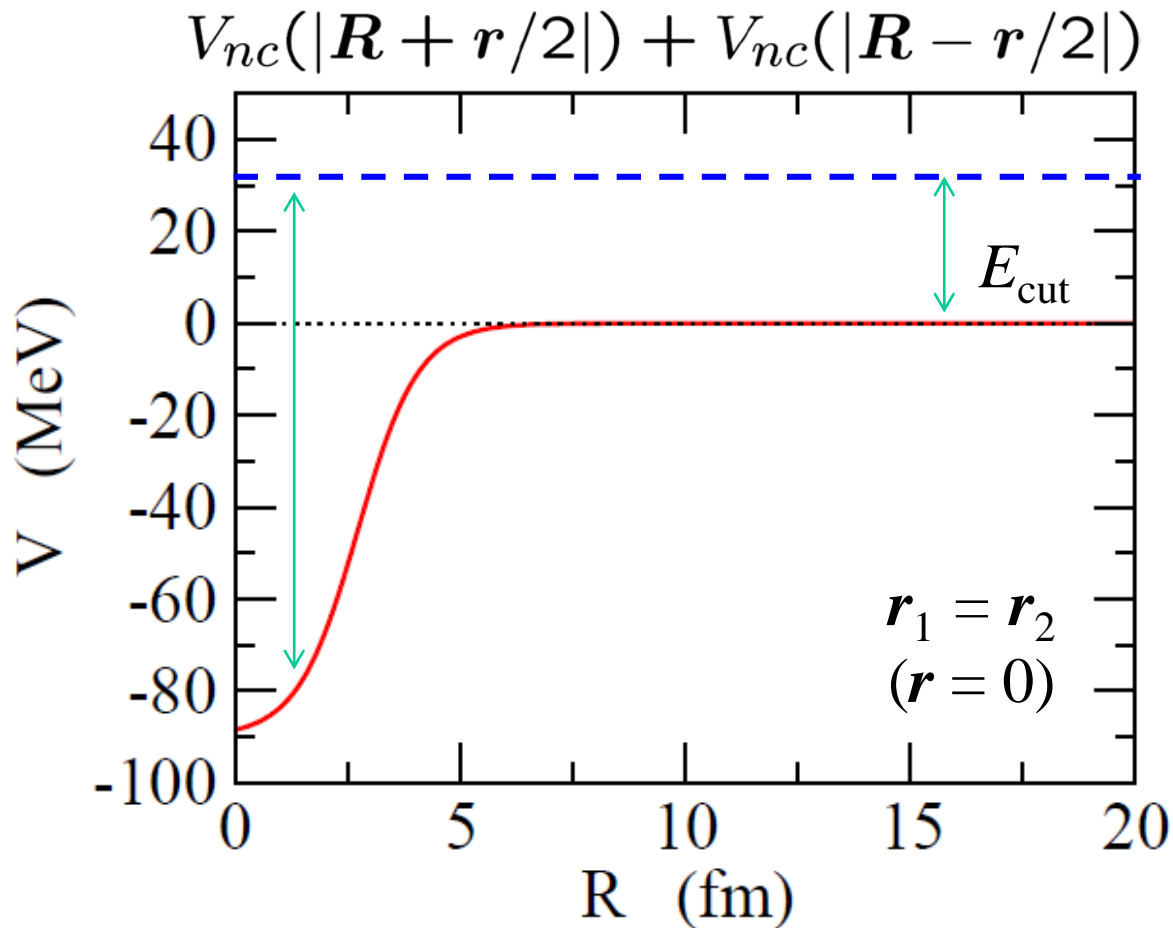
cf. ^{18}O の3体計算: $E = -28.1$ MeV (実験値は -12.2 MeV)

→ 核内で引力を弱める(斥力項を密度依存型として導入)

$$v_{nn}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \left(v_0 + \frac{v_\rho}{1 + \exp[(r_1 - R_\rho)/a_\rho]} \right)$$

(密度依存性の詳細はよく分からないので、ここでは WS 型にする)

密度依存項の起源



- 核内(小さい R)では E_{cut} が実効的に大きくなる
 - 相互作用が実効的に強くなる
 - 核内で相互作用を弱める必要がある
(密度依存項の導入)

基底状態の構造 ($J^\pi = 0^+$)

$$\begin{aligned} H &= \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{(p_1 + p_2)^2}{2A_c m} \\ &= \frac{p_1^2}{2\mu} + \frac{p_2^2}{2\mu} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{p_1 \cdot p_2}{A_c m} \end{aligned}$$
$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{A_c m}$$

波動関数を適当な基底で展開して対角化する

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{gs}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_k \alpha_k \Phi_k(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ \longrightarrow \sum_{k'} \langle \Phi_k | H | \Phi_{k'} \rangle \alpha_{k'} &= E \alpha_k \end{aligned}$$

基底状態の構造 ($J^\pi = 0^+$)

$$H = \frac{p_1^2}{2\mu} + \frac{p_2^2}{2\mu} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{A_{cm}}$$

v_{nn} 及び $\frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{A_{cm}}$ がないときの解:

$$\Phi_{nn'lj}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{A}[\psi_{njl}(\mathbf{r})\psi_{n'jl}(\mathbf{r}')]^{(00)}$$

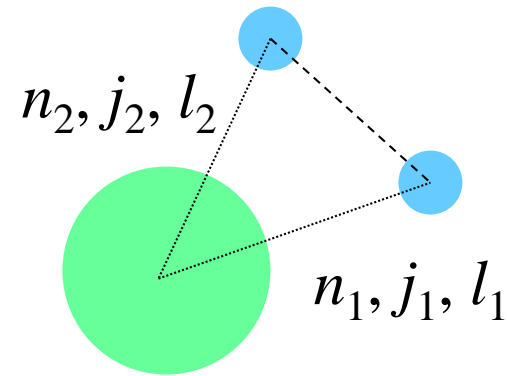
$$\left[\frac{p^2}{2\mu} + V_{nC}(r) \right] \psi_{njl m_j}(\mathbf{r}) = \epsilon_{njl} \psi_{njl m_j}(\mathbf{r})$$

* $J = 0 \rightarrow j_1 = j_2, \pi = + \rightarrow l_1 = l_2$

この基底で波動関数を展開する:

$$\Psi_{gs}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \Phi_{nn'lj}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

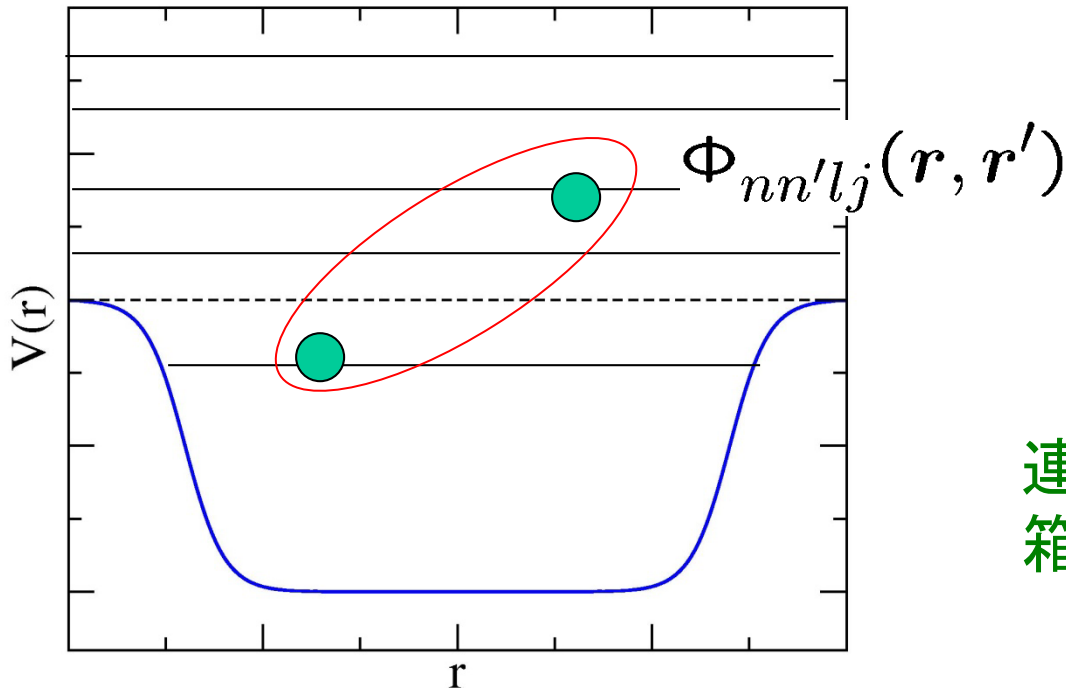
パウリ原理: 芯核の軌道は展開の基底から除外



基底状態の構造 ($J^\pi = 0^+$)

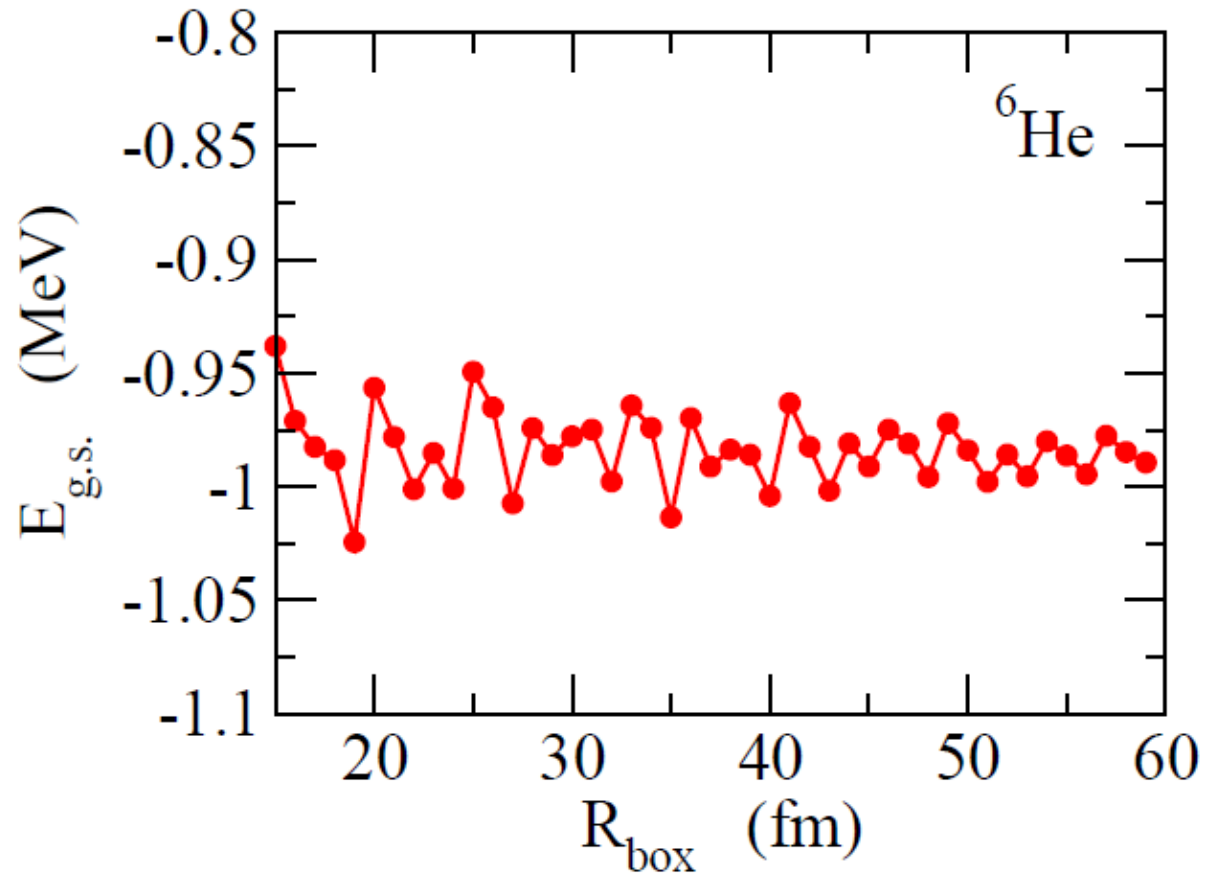
$$H = \frac{p_1^2}{2\mu} + \frac{p_2^2}{2\mu} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{A_c m}$$

$$\Psi_{\text{gs}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{A} \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} [\psi_{njl}(\mathbf{r}) \psi_{n'jl}(\mathbf{r}')]^{(00)}$$



連続状態(散乱状態)は
箱の中に入れて離散化

離散化の影響



$E_{cut} = 40$ MeV として $R_{box} = 30$ fm のときに $S_{2n} = 975$ keV
を再現するように密度依存項のパラメータを調整

→ このパラメータで R_{box} を変えて計算

→ 結果は R_{box} にあまり依存しないが、 R_{box} ごとに
パラメータの微調整が必要

ファデーエフ法との比較

H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken, Phys. Rev. C56('99)3054

^{11}Li 核に対する三体模型計算:

$$V_{nc}(r) = -7.8 \exp[-(r/2.55)^2] \quad \text{MeV}$$

ファデーエフ計算:

$$v_{nn}(r_{12}) = -31 \exp[-(r_{12}/1.8)^2] \quad \text{MeV}$$

Bertsch-Esbensen: v_{nn} = 密度に依存するゼロレンジ相互作用 (DDDI)

	S_{2n} (keV)	r_{c-2n}^2 (fm)	r_{nn}^2 (fm)
Faddeev	318	28.1	62.4
DDDI	318	27.6	62.9
DDDI (no-rec.)	569	20.3	49.0

^{11}Li 及び ^6He 核におけるダイニュートロン相関

K. H. and H. Sagawa, Phys. Rev. C72 ('05) 044321

$$\Psi_{\text{gs}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \Phi_{nn'lj}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

Nucleus	S_{2n} (MeV)	$\langle r_{nn}^2 \rangle$ (fm ²)	$\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ (fm ²)	dominant config.	fraction (%)	$S=0$ (%)
^6He	0.975	21.3	13.2	$(p_{3/2})^2$	83.0	87.0
^{11}Li	0.295	41.4	26.3	$(p_{1/2})^2$	59.1	60.6

* n- ^9Li 系にバーチャル状態 (s波の散乱長: $a = -30^{+12}_{-31}$ fm)

* n- ^4He 系にはバーチャル状態なし ($a = +4.97 \pm 0.12$ fm)

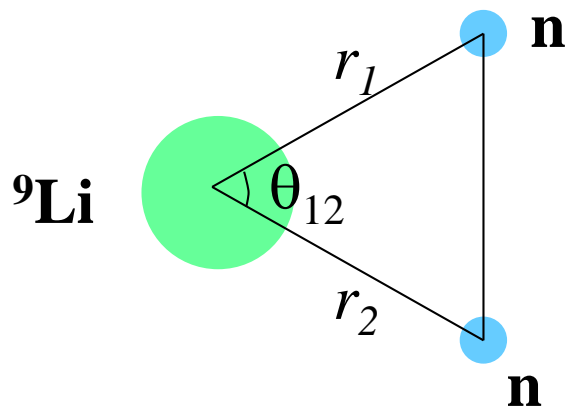
^{11}Li 及び ^6He 核におけるダイニュートロン相関

K. H. and H. Sagawa, Phys. Rev. C72 ('05) 044321

$$\Psi_{\text{gs}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \Phi_{nn'lj}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

密度分布

$$\begin{aligned} \longrightarrow \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_{m_1, m_2} |\langle \chi_{m_1} \chi_{m_2} | \Psi_{\text{gs}} \rangle|^2 \\ &= \rho_{S=0}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \rho_{S=1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \end{aligned}$$



$$\rho(r_1, r_2, \theta_{12})$$

(密度分布を見やすくするために)

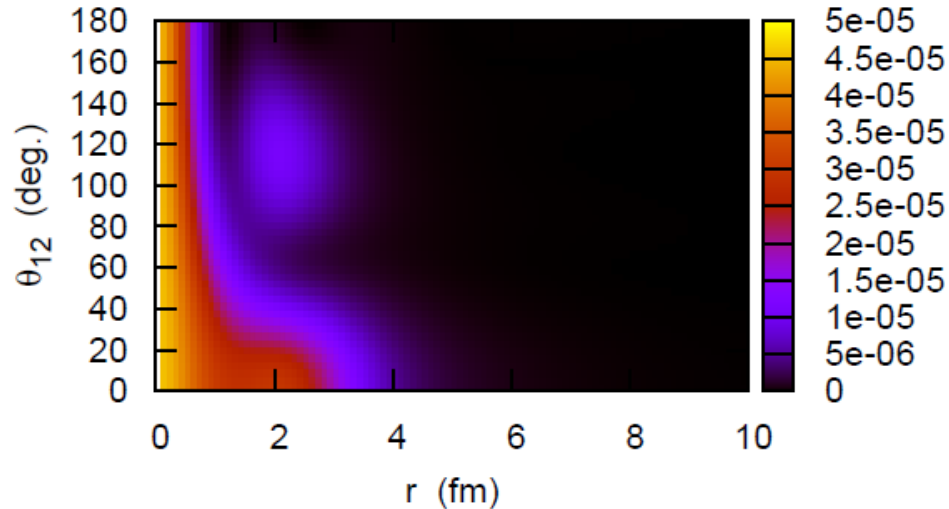
$r_1 = r_2 = r$ ととり、 r と θ_{12} の関数として
プロットする

さらに $8\pi^2 r^4 \sin\theta_{12}$ の重みをかける

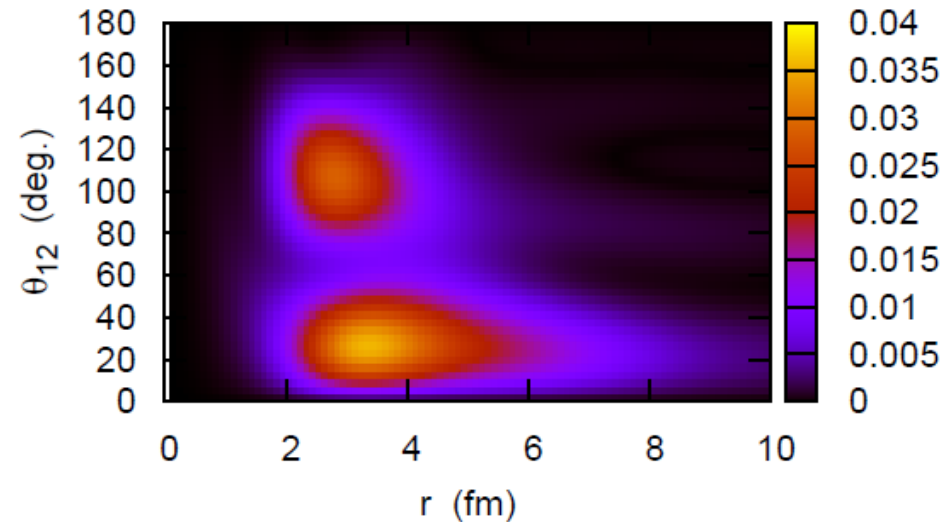
(note)

$$\int_0^\infty 4\pi r_1^2 dr_1 \int_0^\infty r_2^2 dr_2 \int_0^\pi 2\pi \sin\theta_{12} d\theta_{12} \rho(r_1, r_2, \theta_{12}) = 1$$

重みなし



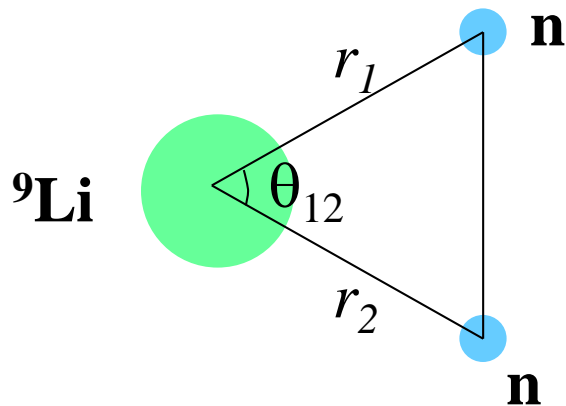
重みあり



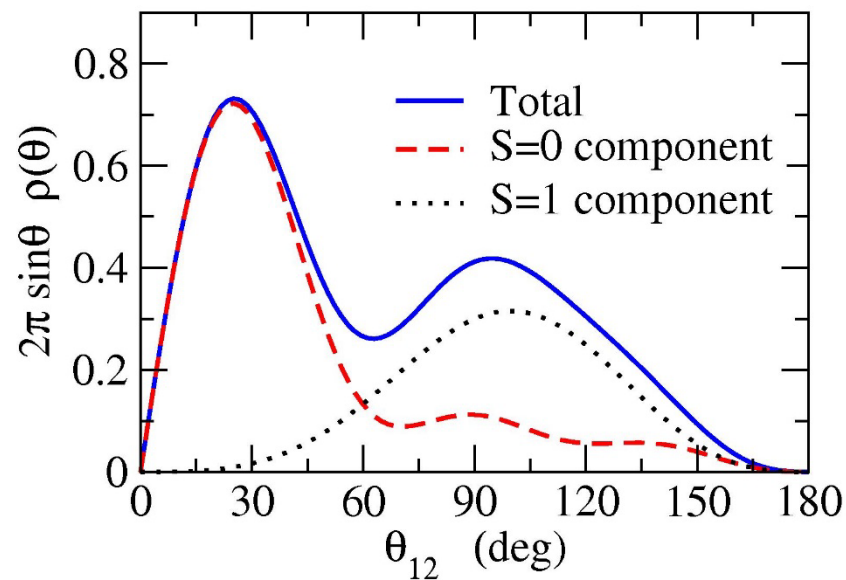
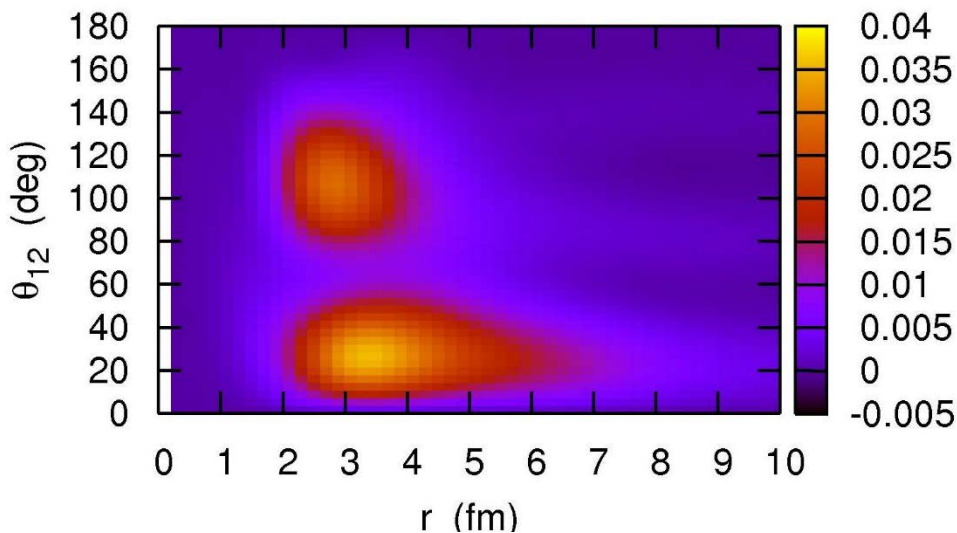
- ふた山構造
- 長いテール(ハロー構造)

重みをかけた方が構造を見やすい

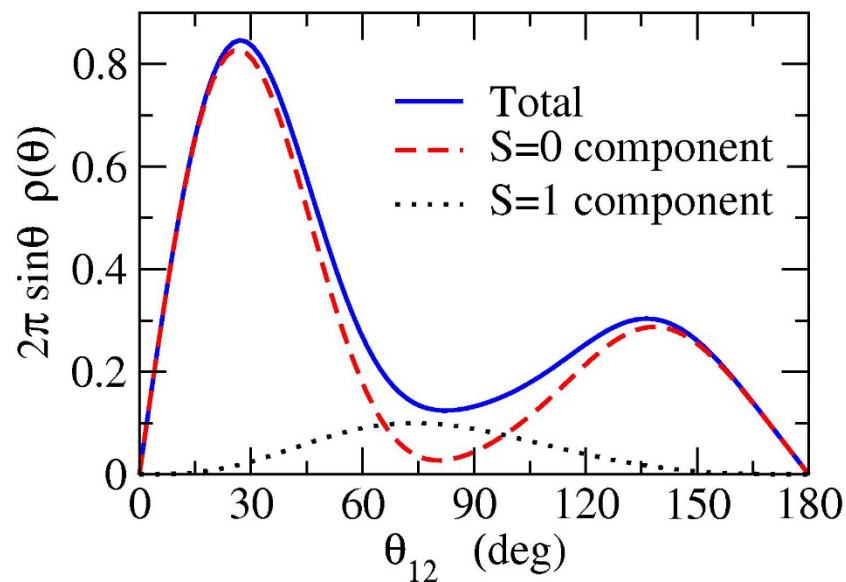
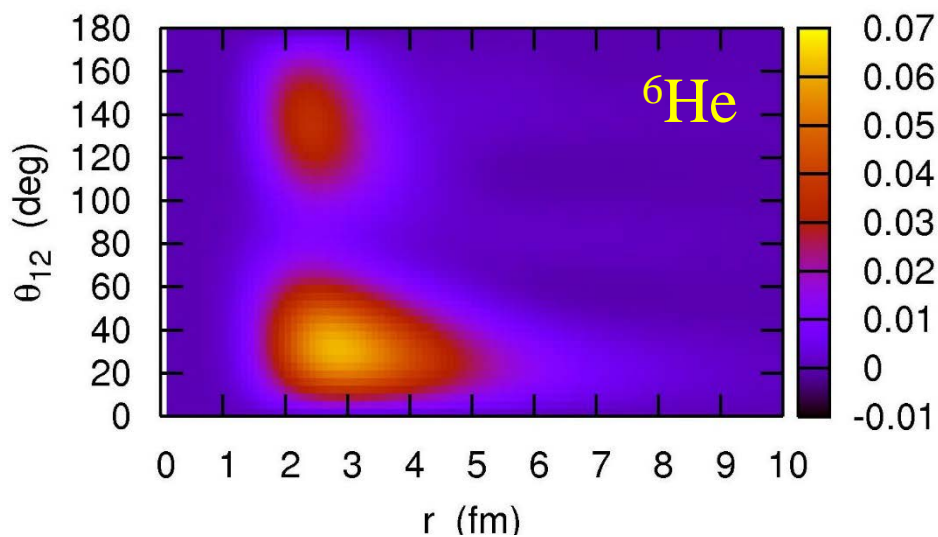
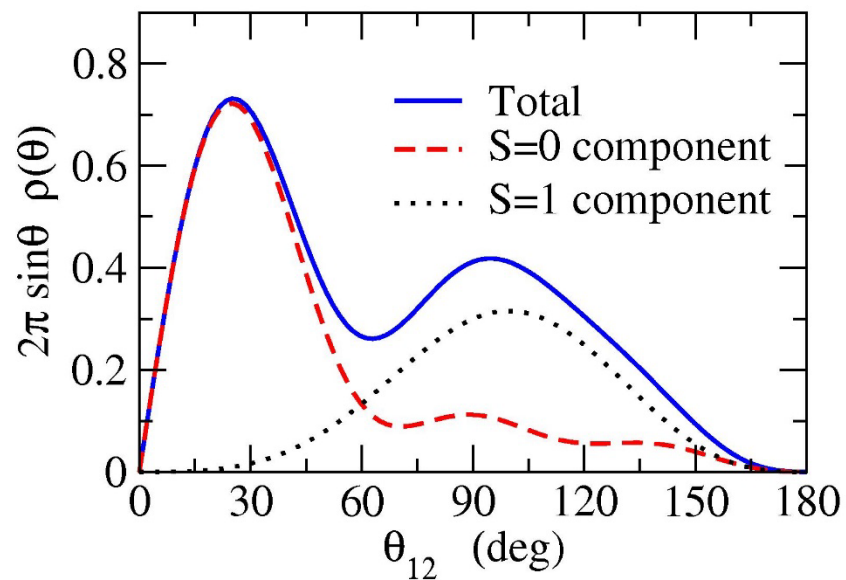
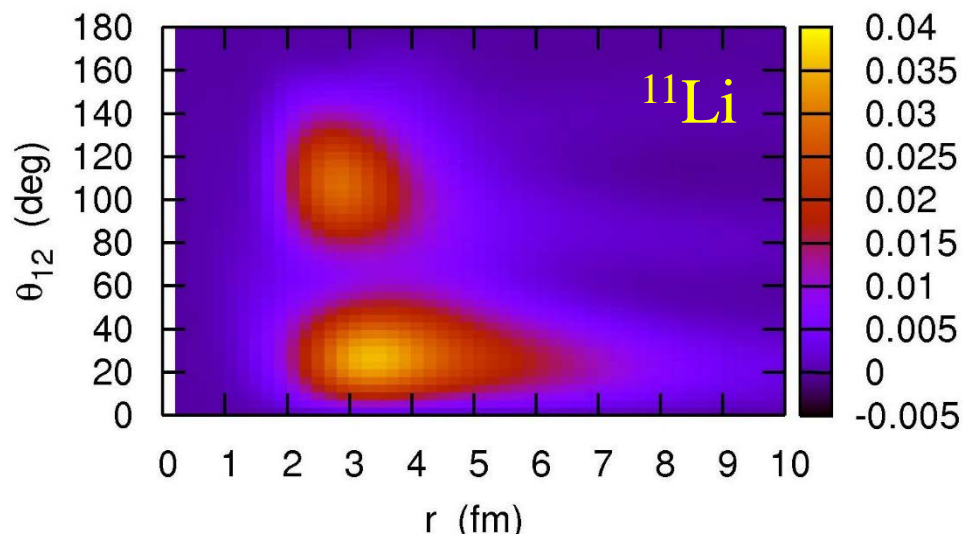
角度分布: 相補的なプロット



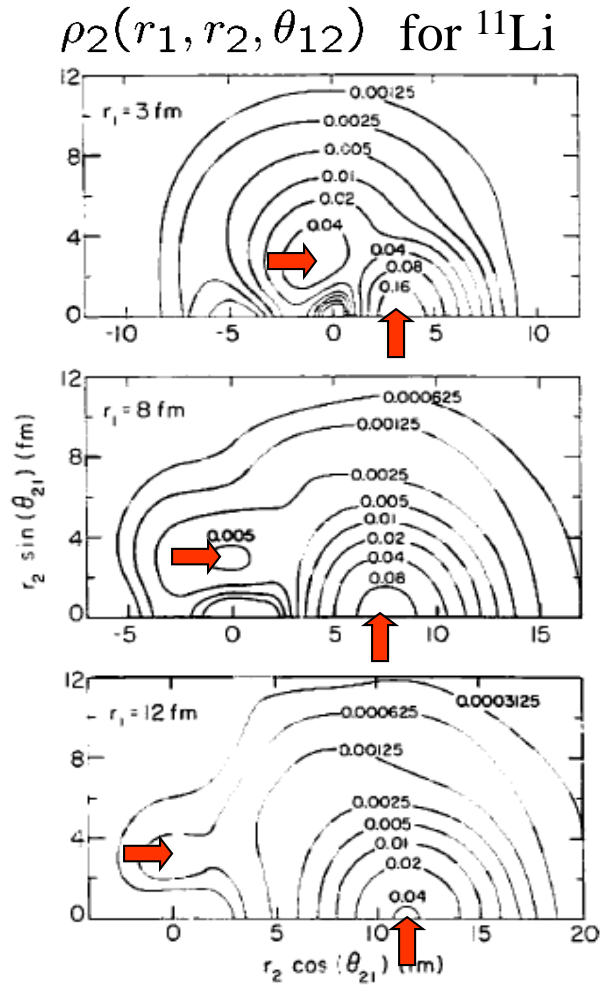
$$\rho(\theta_{12}) \equiv 4\pi \int_0^\infty r_1^2 dr_1 \int_0^\infty r_2^2 dr_2 \rho(r_1, r_2, \theta_{12})$$



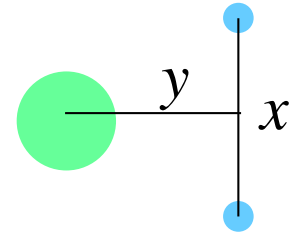
^{11}Li と ^6He の比較



3体模型計算による dineutron 相関



G.F. Bertsch, H. Esbensen,
Ann. of Phys., 209('91)327



$$x^2 y^2 \rho_2(x, y) \text{ for } ^6\text{He}$$

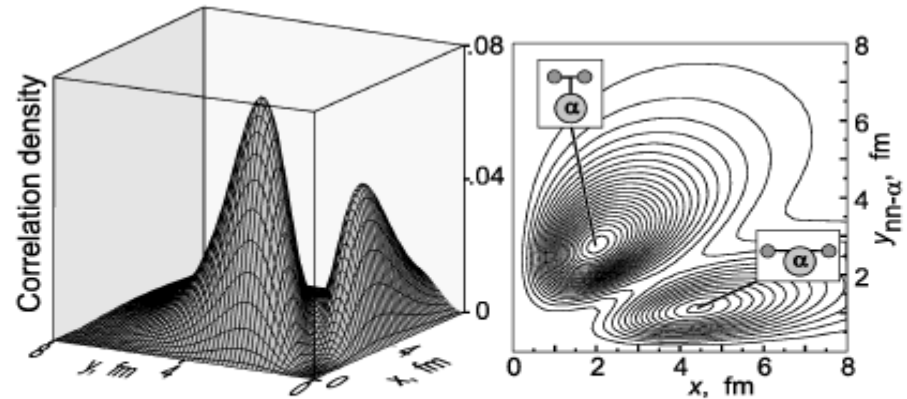


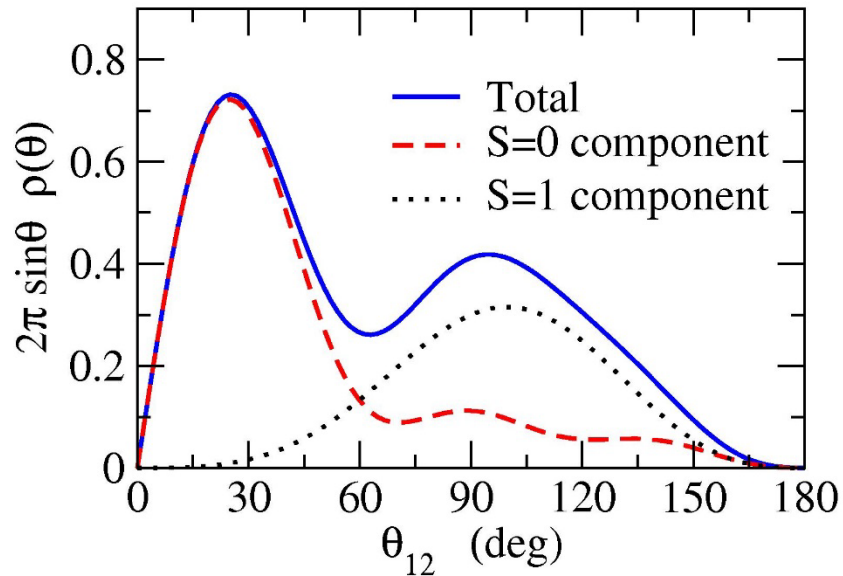
FIG. 1. Spatial correlation density plot for the 0^+ ground state of ^6He . Two components—di-neutron and cigarlike—are shown schematically.

Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev,
and J.S. Vaagen, *PRL*82('99)4996
M.V. Zhukov et al., *Phys. Rep.* 231('93)151

“di-neutron” 配位
“cigar-like” 配位

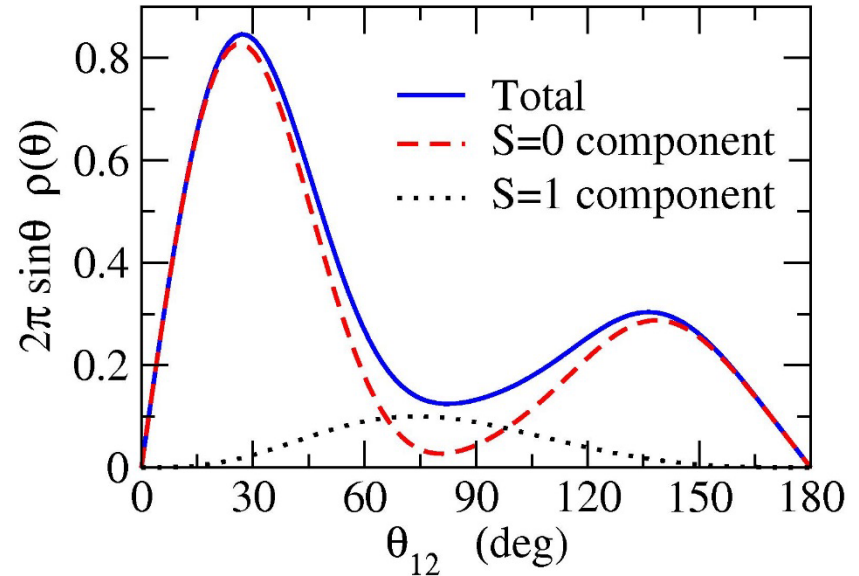
^{11}Li と ^6He の比較

^{11}Li



$(p_{1/2})^2 : 59.1\%$
 $(s_{1/2})^2 : 22.7\%$ $(d_{5/2})^2 : 11.5\%$

^6He



$(p_{3/2})^2 : 83.0\%$
 $(d_{5/2})^2 : 6.11\%$, $(p_{1/2})^2 : 4.85\%$
 $(s_{1/2})^2 : 3.04\%$, $(d_{3/2})^2 : 1.47\%$

$$\rho^{S=0}(\theta) \propto \cos^2 \theta$$

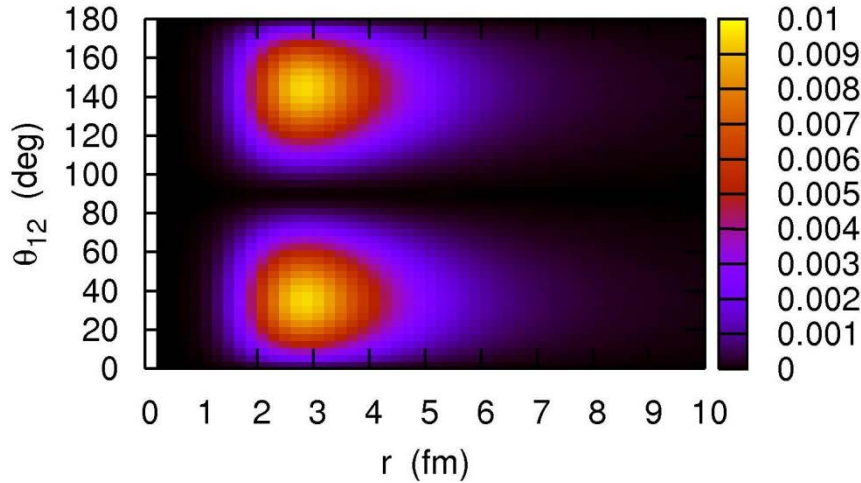
$$\rho^{S=1}(\theta) \propto \sin^2 \theta$$

for $(p_{1/2})^2$ or $(p_{3/2})^2$

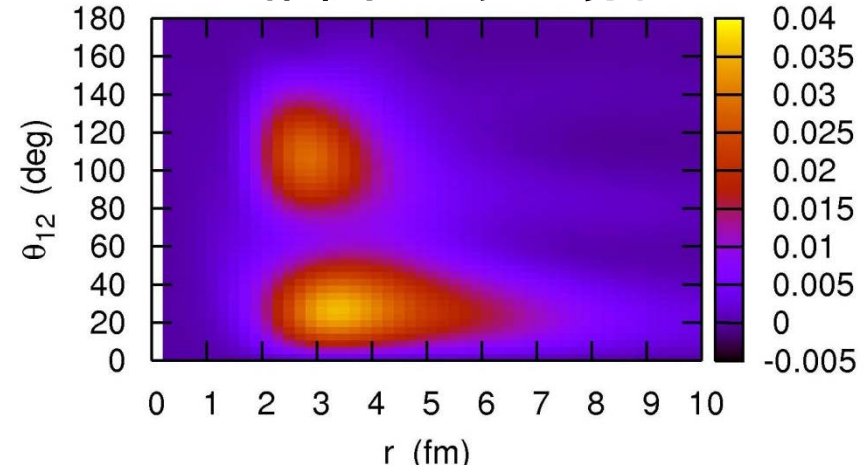
対相関力がある場合とない場合の比較:

^{11}Li

対相関がない場合 $[1p_{1/2}]^2$

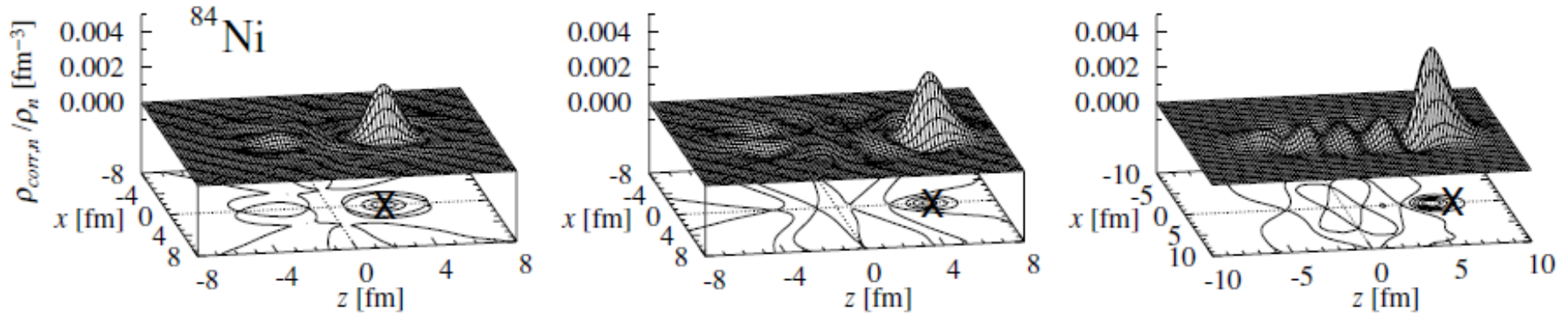


対相関がある場合

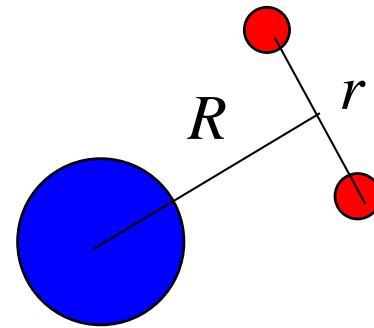
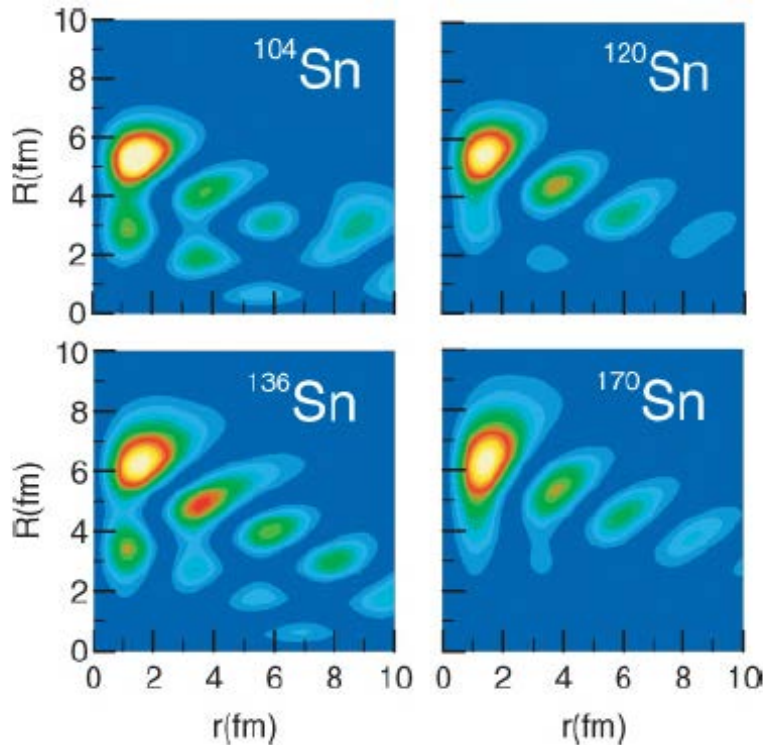


- 対相関がないと、2つの対称的なピーク ($p_{1/2}$ 状態を反映)。
 - 対相関があると、大きい θ にあるピークが抑制され、小さい θ にあるピークが増幅する (ダイニュートロン相関)。
 - 小さい θ にあるピークのテールがのびる (ハロー構造)。
- ← 対相関による連続状態との結合の効果

重い中性子過剰核の dineutron 相関

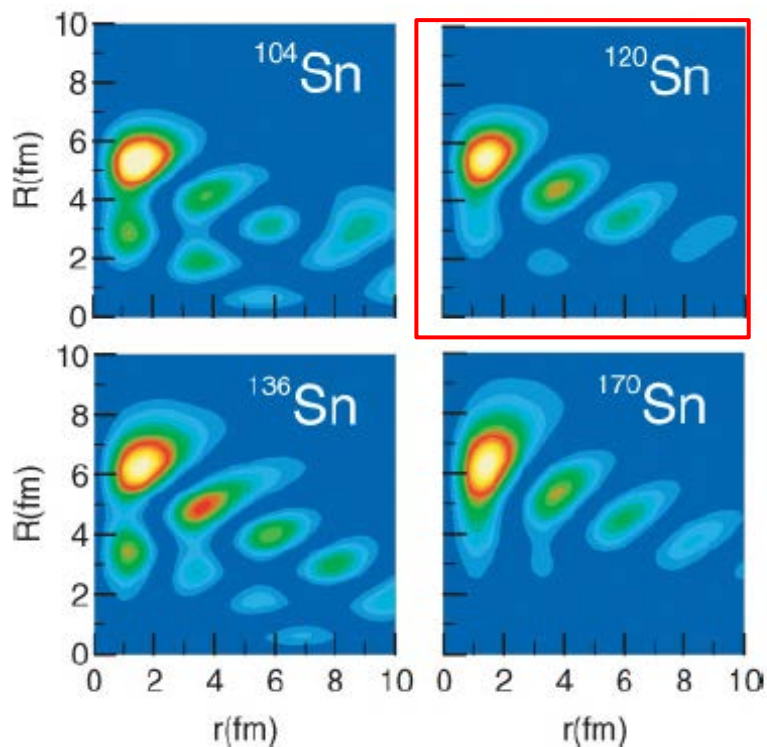


M. Matsuo, K. Mizuyama, and Y. Serizawa, PRC71('05)064326
Skyrme HFB

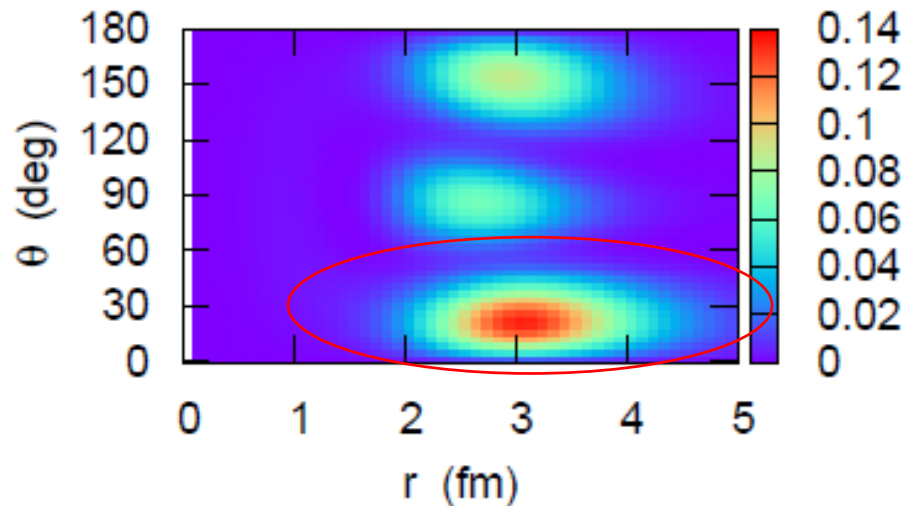


N. Pillet, N. Sandulescu, and P. Schuck,
PRC76('07)024310
Gogny HFB

(注) dineutron 相関は弱束縛に特有な現象というわけではない



^{18}O の3体模型計算

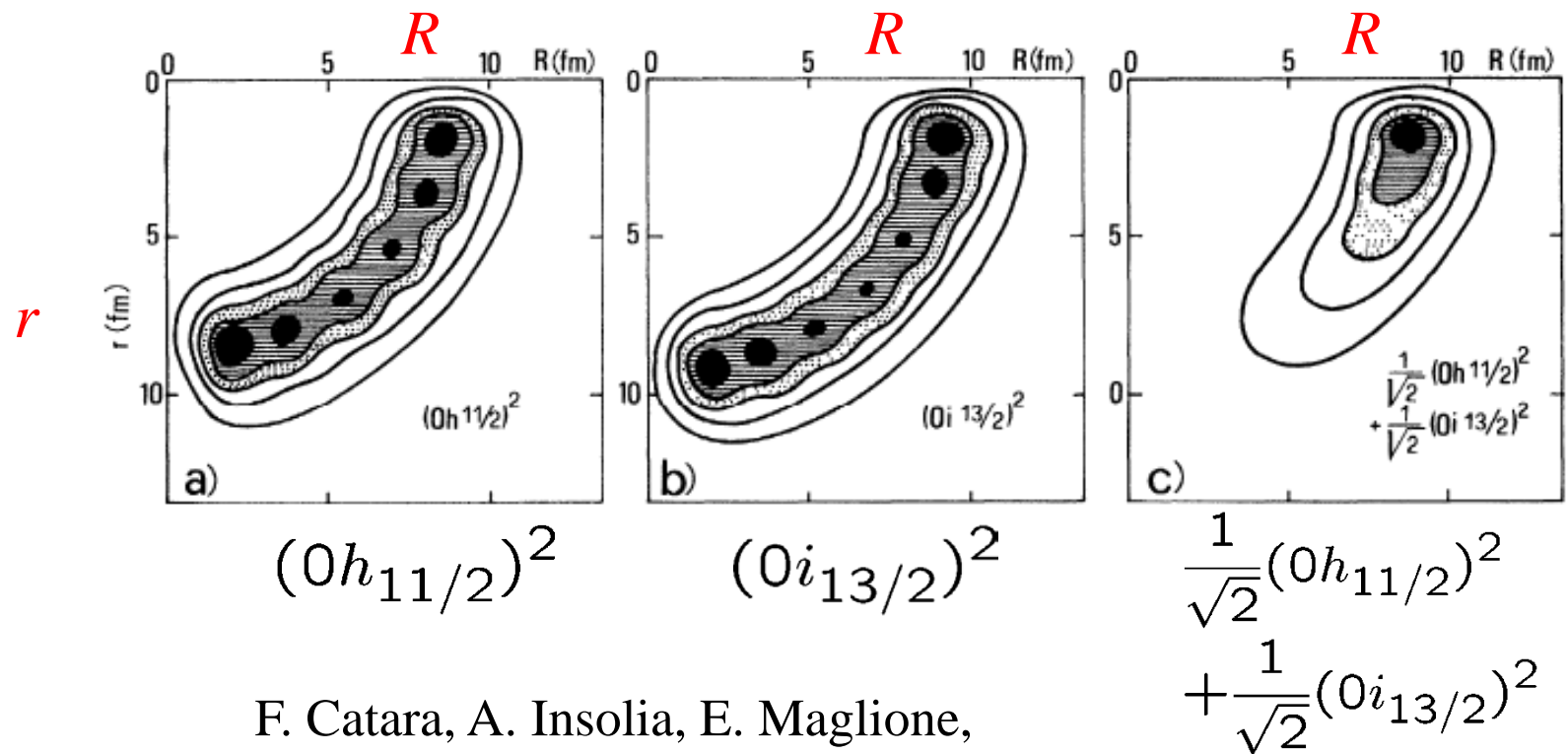


K. Hagino, H. Sagawa, and
P. Schuck, J. of Phys. G37 ('10) 064040

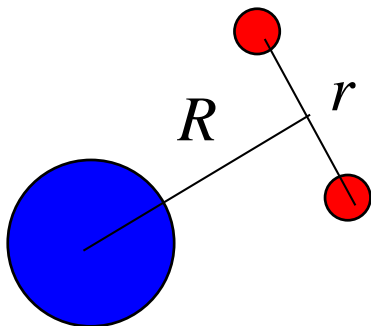
N. Pillet, N. Sandulescu, and P. Schuck,
PRC76 ('07) 024310

むしろ、対相関力による異なるパリティ状態の混合が本質的

dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



F. Catara, A. Insolia, E. Maglione,
and A. Vitturi, PRC29('84)1091



2中性子は空間的に局在 (dineutron相関)

cf. Migdal, Soviet J. of Nucl. Phys. 16 ('73) 238

Bertsch, Broglia, Riedel, NPA91('67)123

弱束縛核

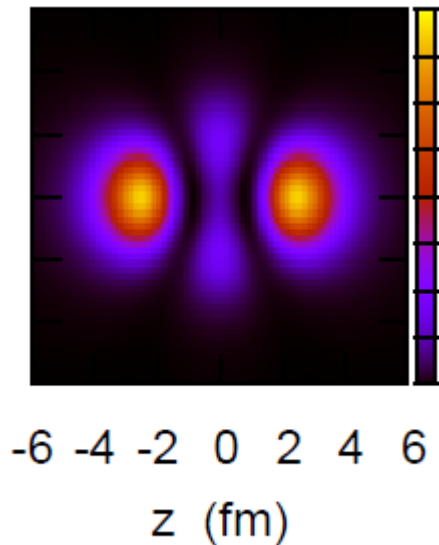
→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい

+ 表面領域における対相関力の増大

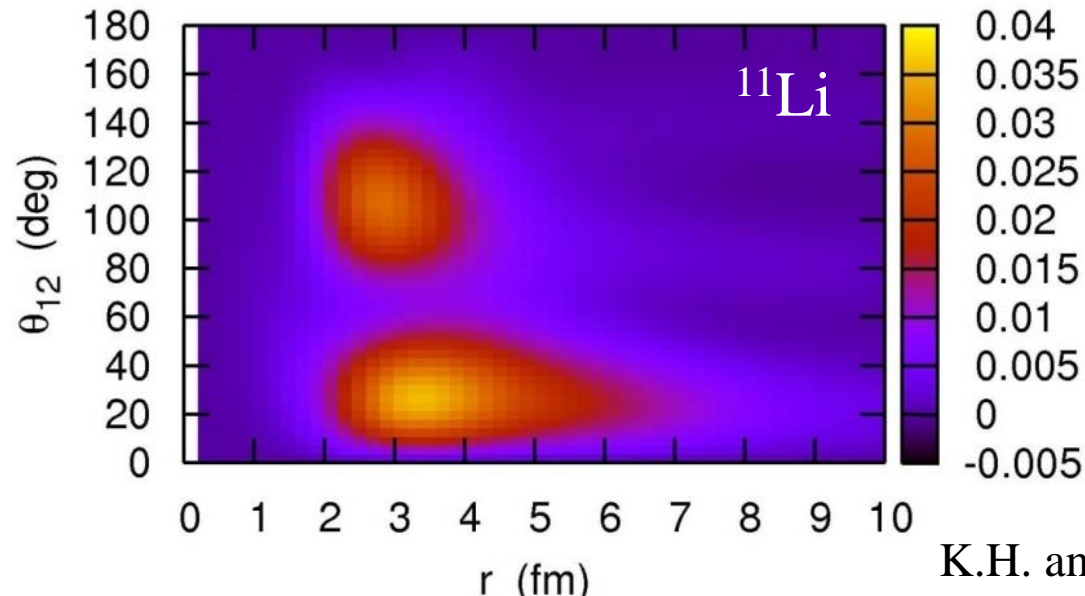
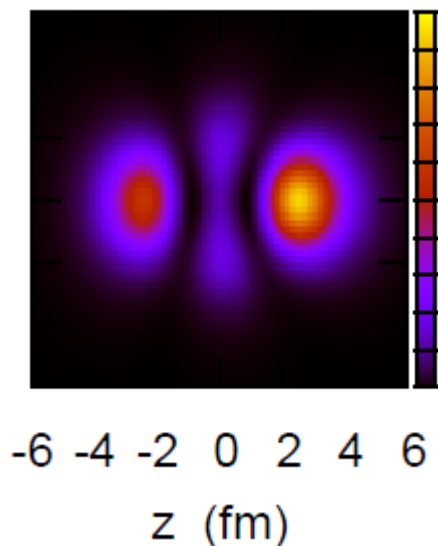
→dineutron 相関が増幅される

cf. - Bertsch, Esbensen, Ann. of Phys. 209('91)327

- M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa,
PRC71('05)064326

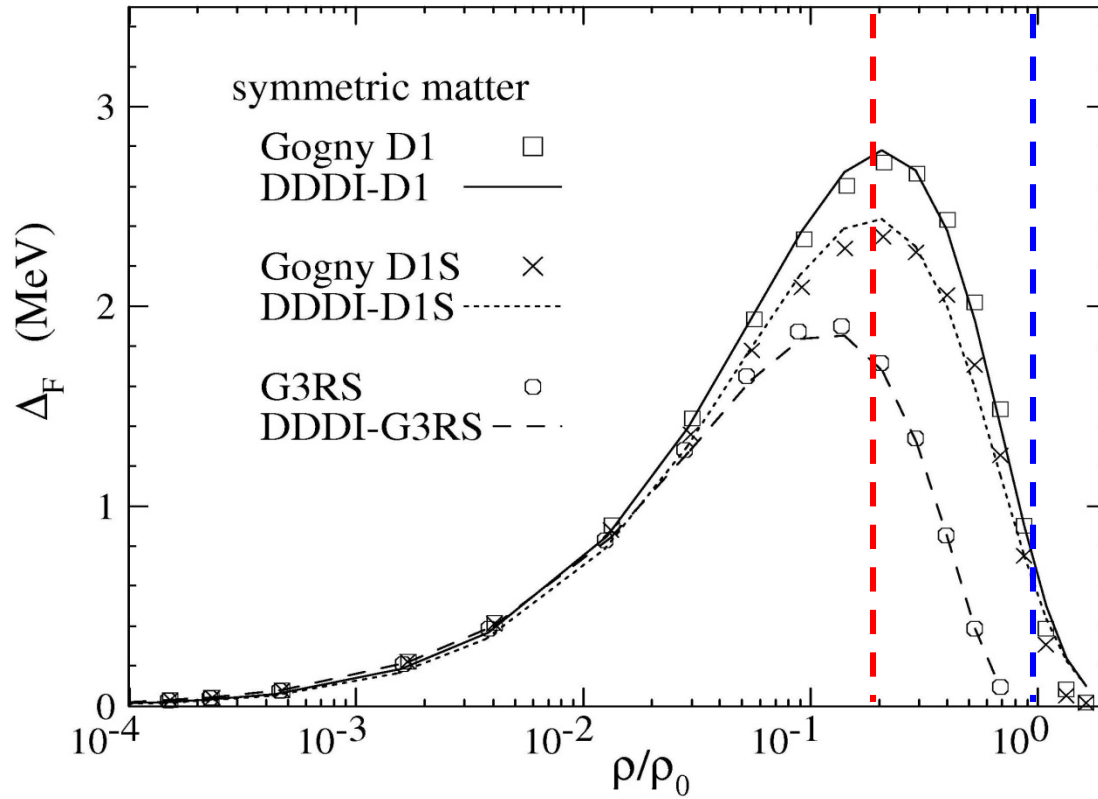


パリティ混合



K.H. and H. Sagawa,
PRC72('05)044321

無限核物質の対ギャップ



M. Matsuo, PRC73('06)044309