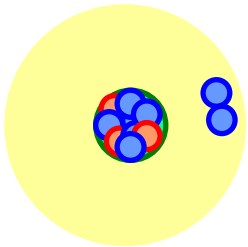


# ドリップラインの向こう側 ～非束縛核 $^{26}\text{O}$ の2中性子放出崩壊～

萩野浩一（東北大学）

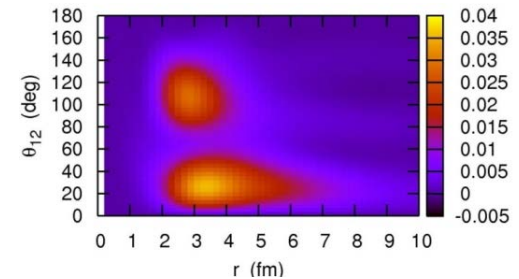


TOHOKU  
UNIVERSITY



共同研究者：  
佐川弘幸（理研/会津大）

K.H. and H. Sagawa,  
PRC89 ('14) 014331, PRC90 ('14) 027303,  
PRC93 ('16) 034330



1. ダイニュートロン相関: どのようなものか?
2. 非束縛核  $^{26}\text{O}$  の2中性子崩壊
3. まとめ

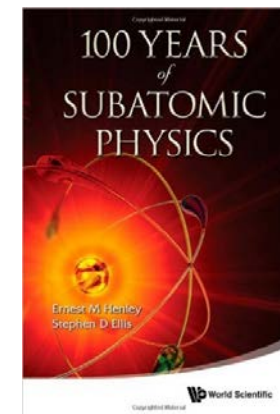
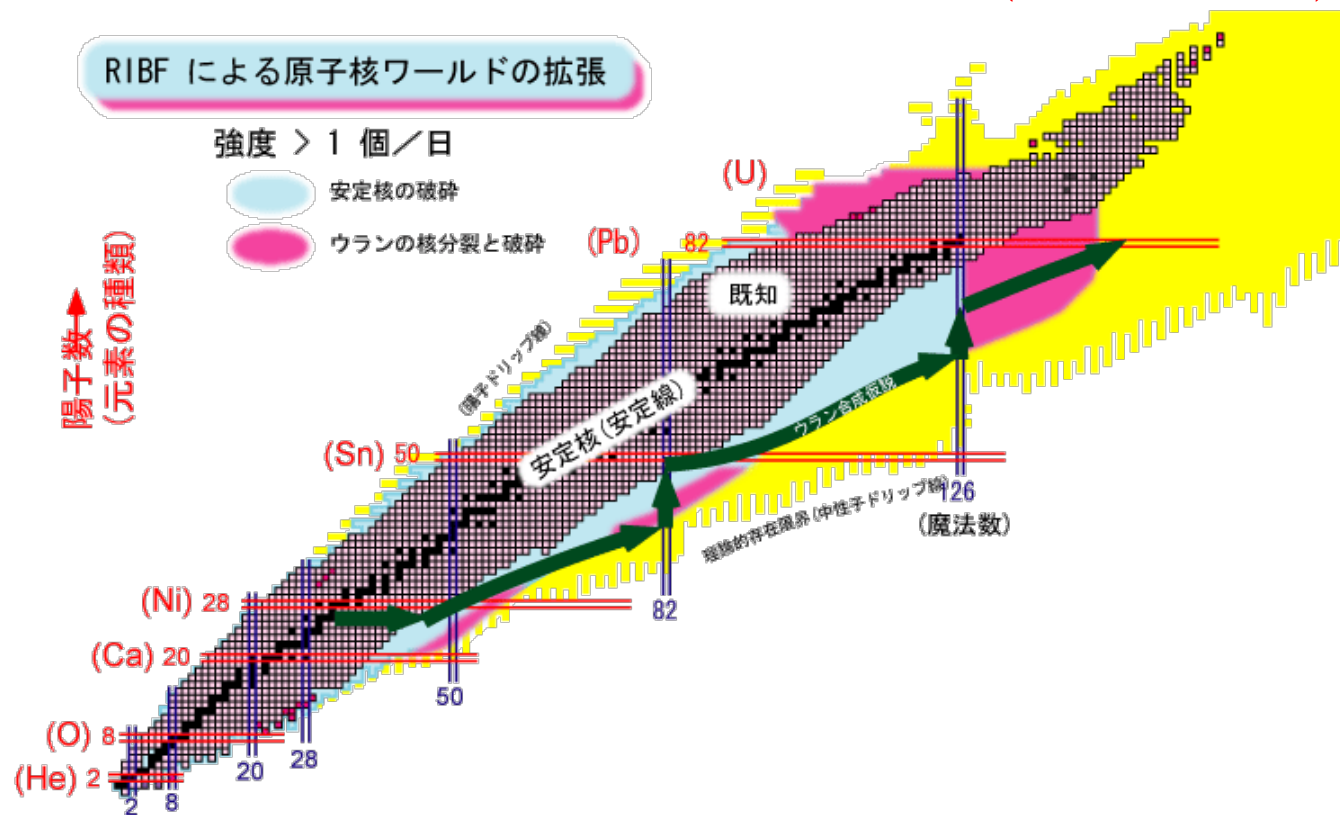
$^{11}\text{Li}$



この図は正しいのか？

# はじめに：中性子過剰核

次世代RIビーム施設：例えば RIBF (RIKEN, Japan)  
FRIB (MSU, USA)



ed. by E.M. Henley  
and S.D. Ellis (2013)

“*Exotic nuclei far from  
the stability line*”

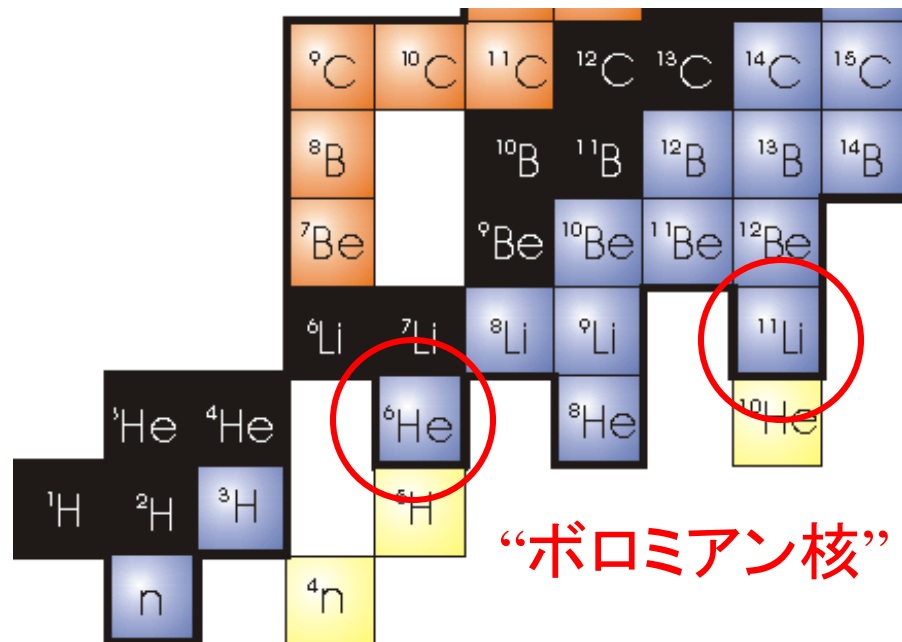
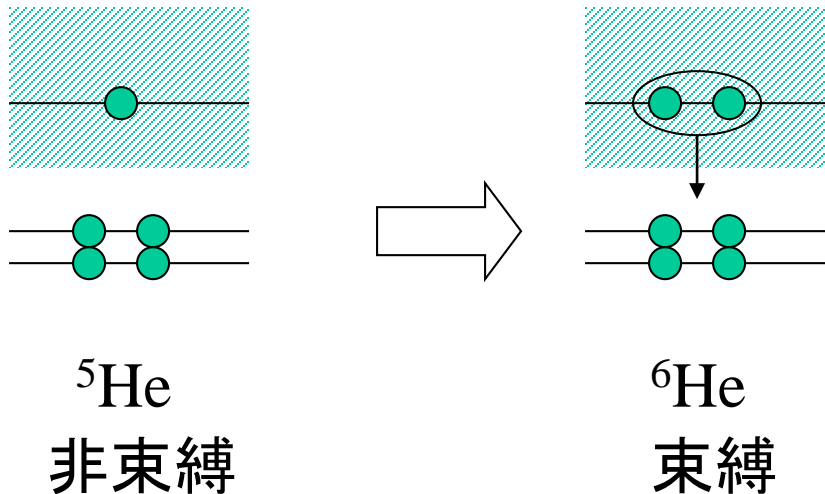
K.H., I. Tanihata, and  
H. Sagawa

- ハロー/スキン構造
- ダイニュートロン相関
- ボロミアン原子核
- 殻進化
- E1遷移確率の増大
- など

# ボロミアン原子核

ボロミアン核: ユニークな3体系

残留相互作用 → 引力

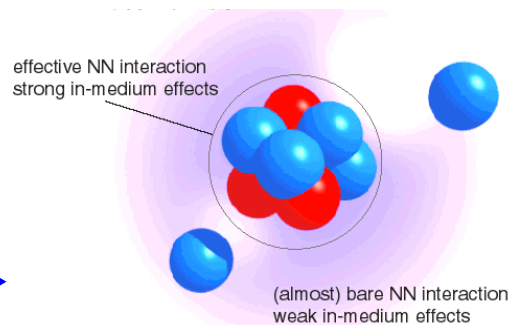


## ボロミアン核の構造

- 外殻中性子の空間的構造はどういうものか?
- このような図はどの程度正しいのか?

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

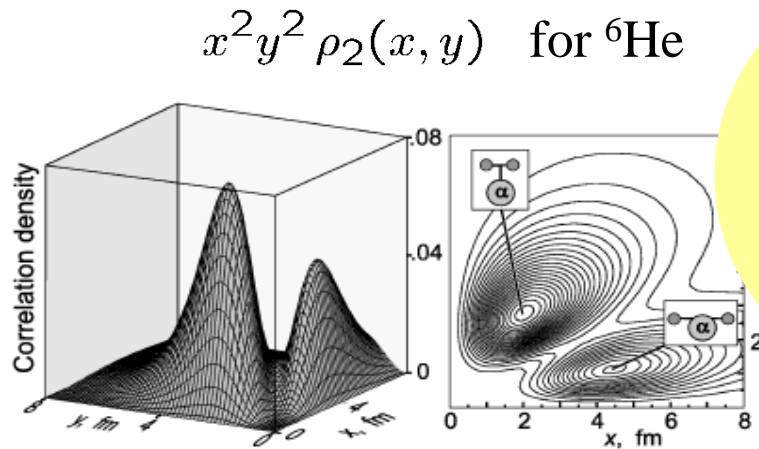
$${}^6\text{He} = {}^4\text{He} + n + n$$



# ボロミアン原子核とダイニュートロン相関

## 3体模型計算:

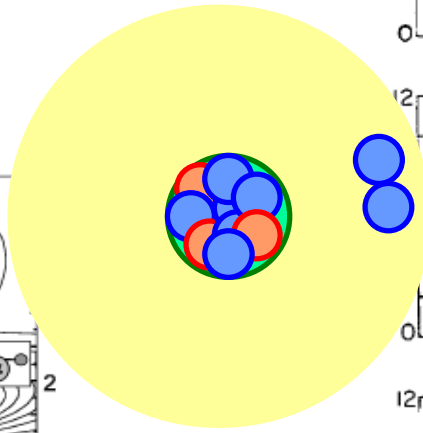
$^{11}\text{Li}$  や  $^6\text{He}$  の基底状態に  
強いダイニュートロン相関



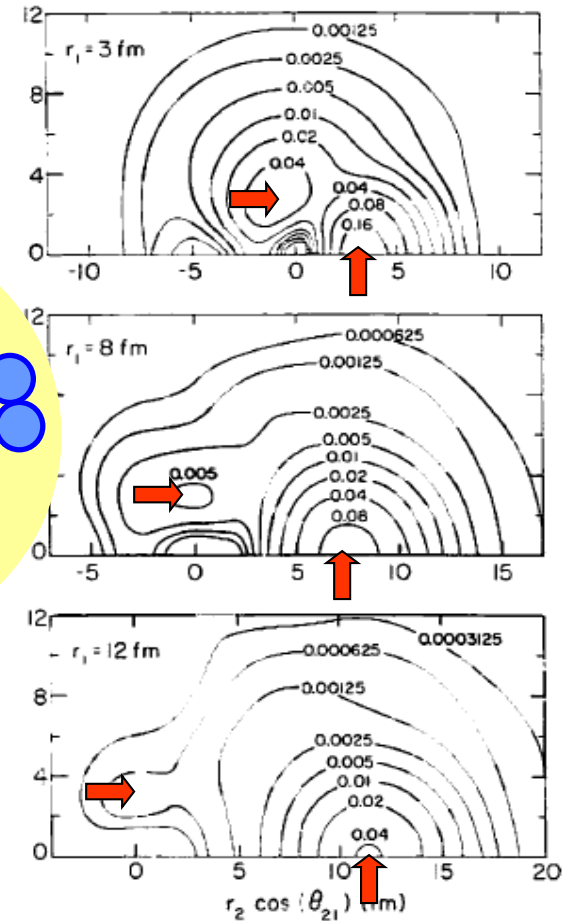
Yu.Ts. Oganessian et al., *PRL*82('99)4996  
M.V. Zhukov et al., *Phys. Rep.* 231('93)151

cf. その以前にも:

- ✓ A.B. Migdal ('73)
- ✓ P.G. Hansen and B. Jonson ('87)

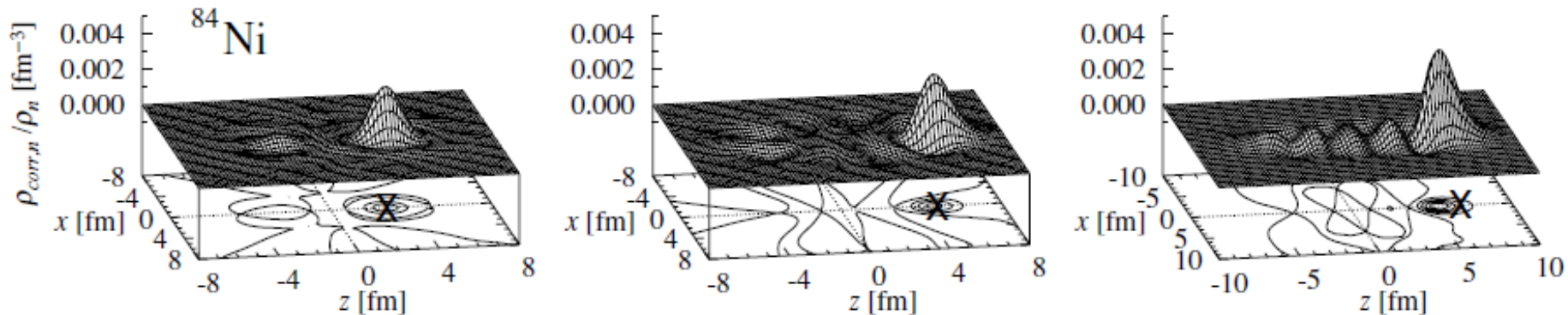


$\rho_2(r_1, r_2, \theta_{12})$  for  $^{11}\text{Li}$

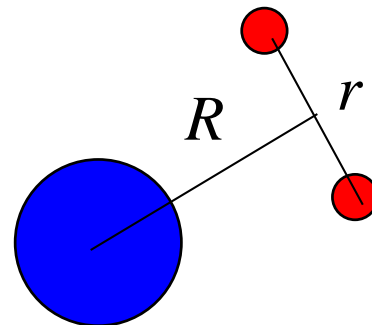
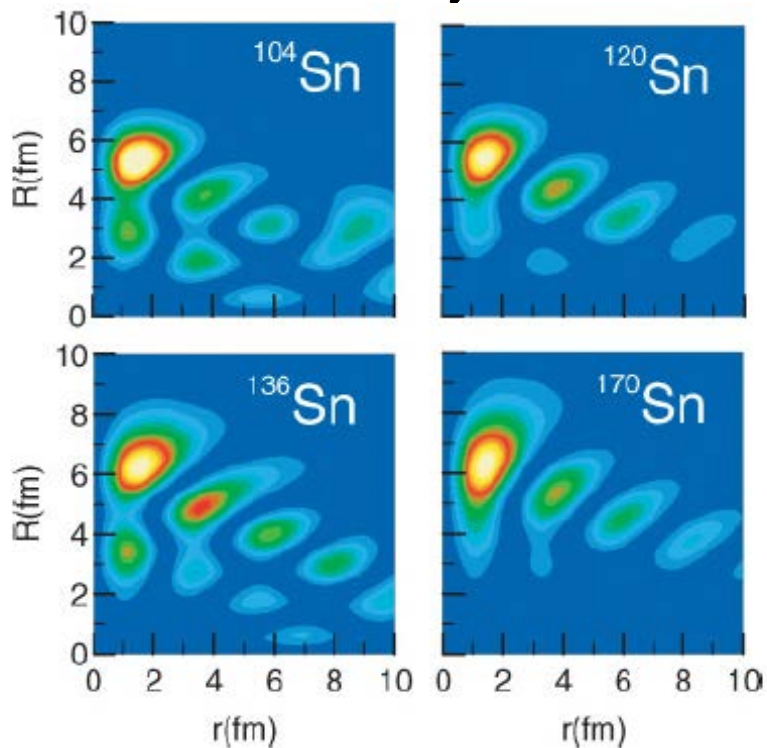


G.F. Bertsch, H. Esbensen,  
*Ann. of Phys.*, 209('91)327

# 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

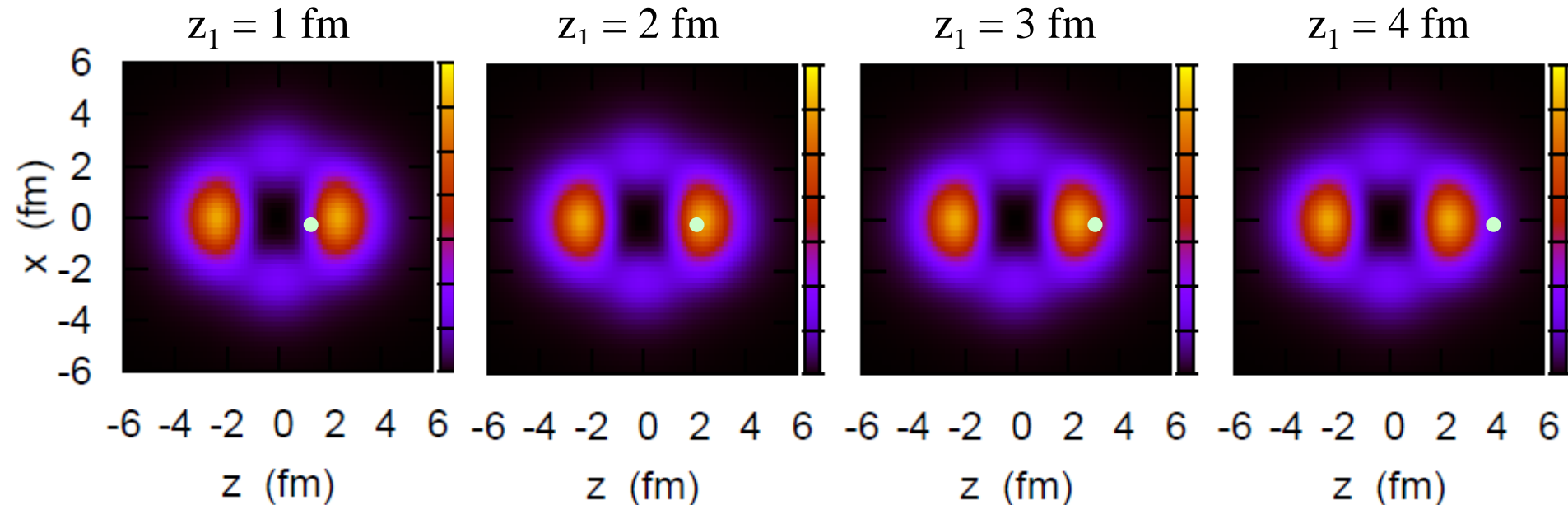
## Dineutron 相関とはどういうものか?

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

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



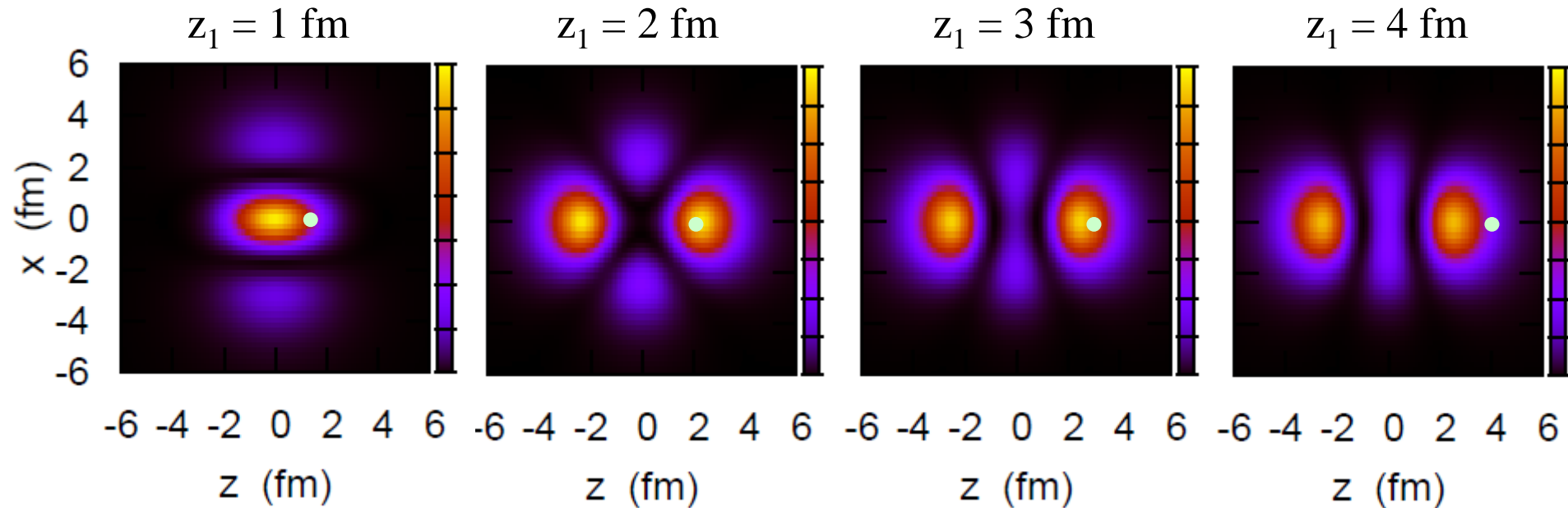
## Dineutron 相関とはどういうものか?

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



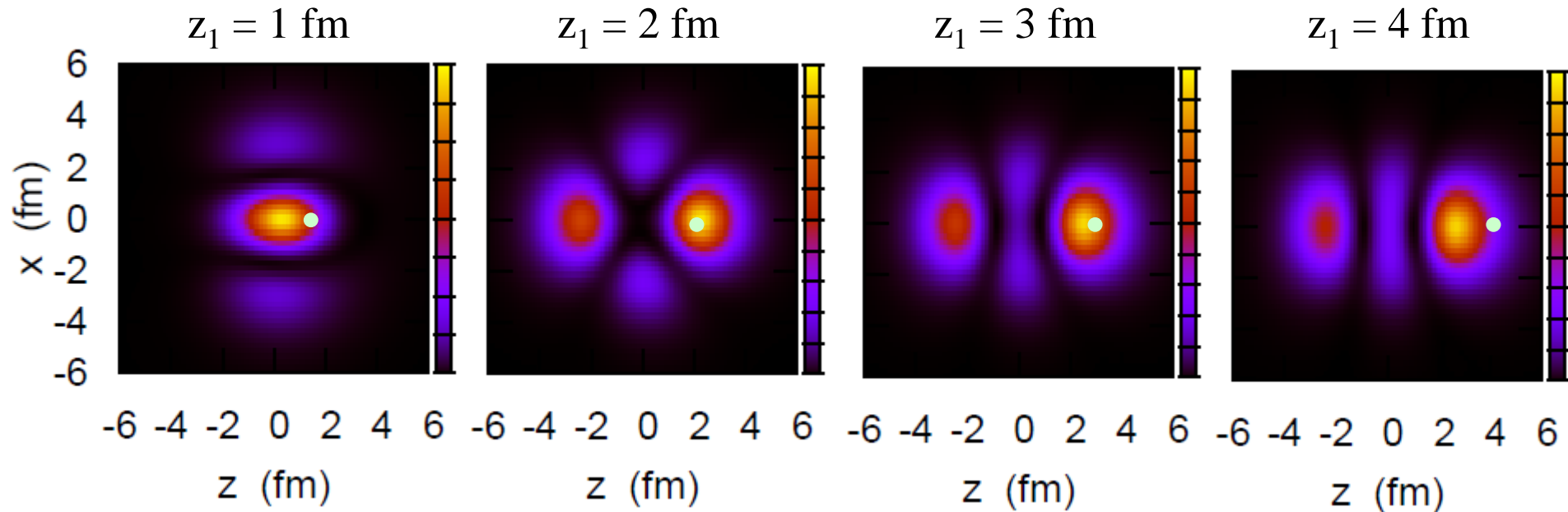
## Dineutron 相関とはどういうものか?

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 ( $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{3/2}$ )

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 ( $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{3/2}$ )

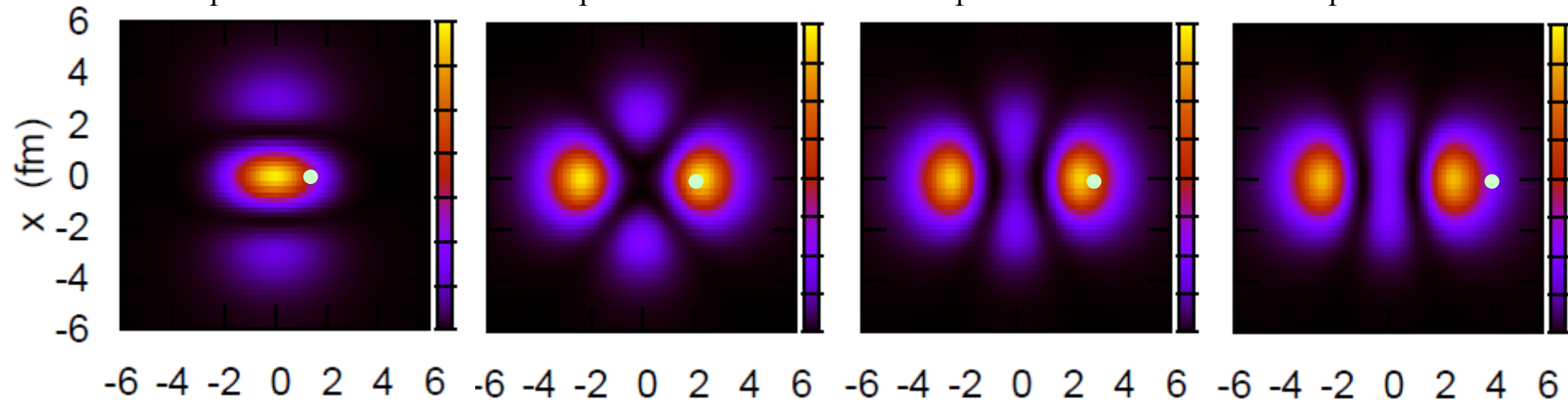
i) 正パリティのみ → 不十分

$z_1 = 1$  fm

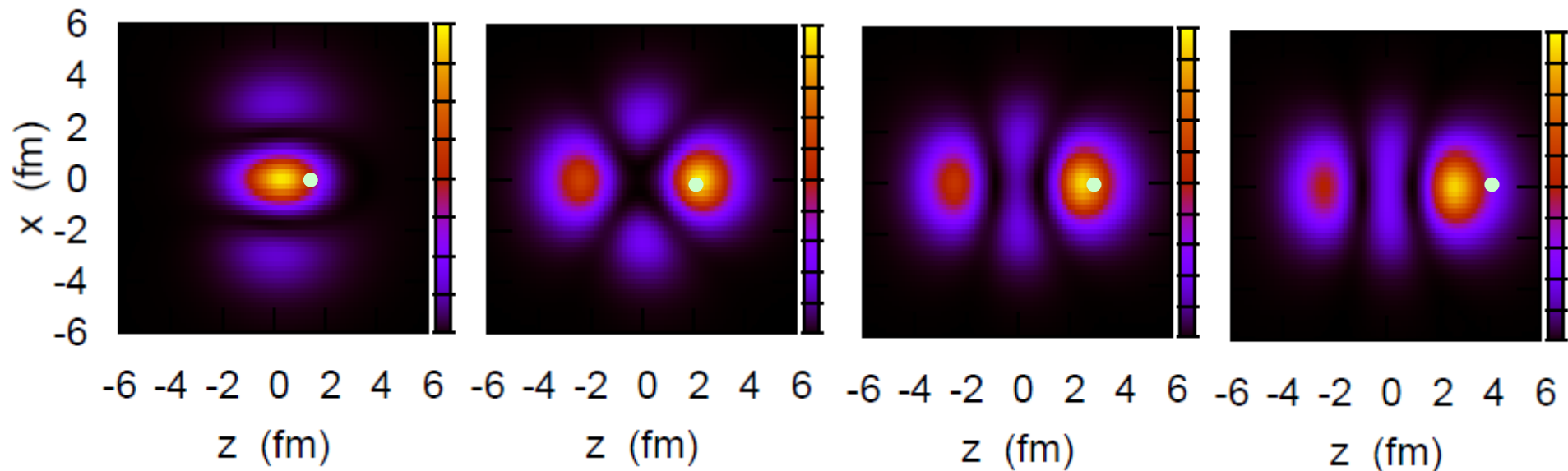
$z_1 = 2$  fm

$z_1 = 3$  fm

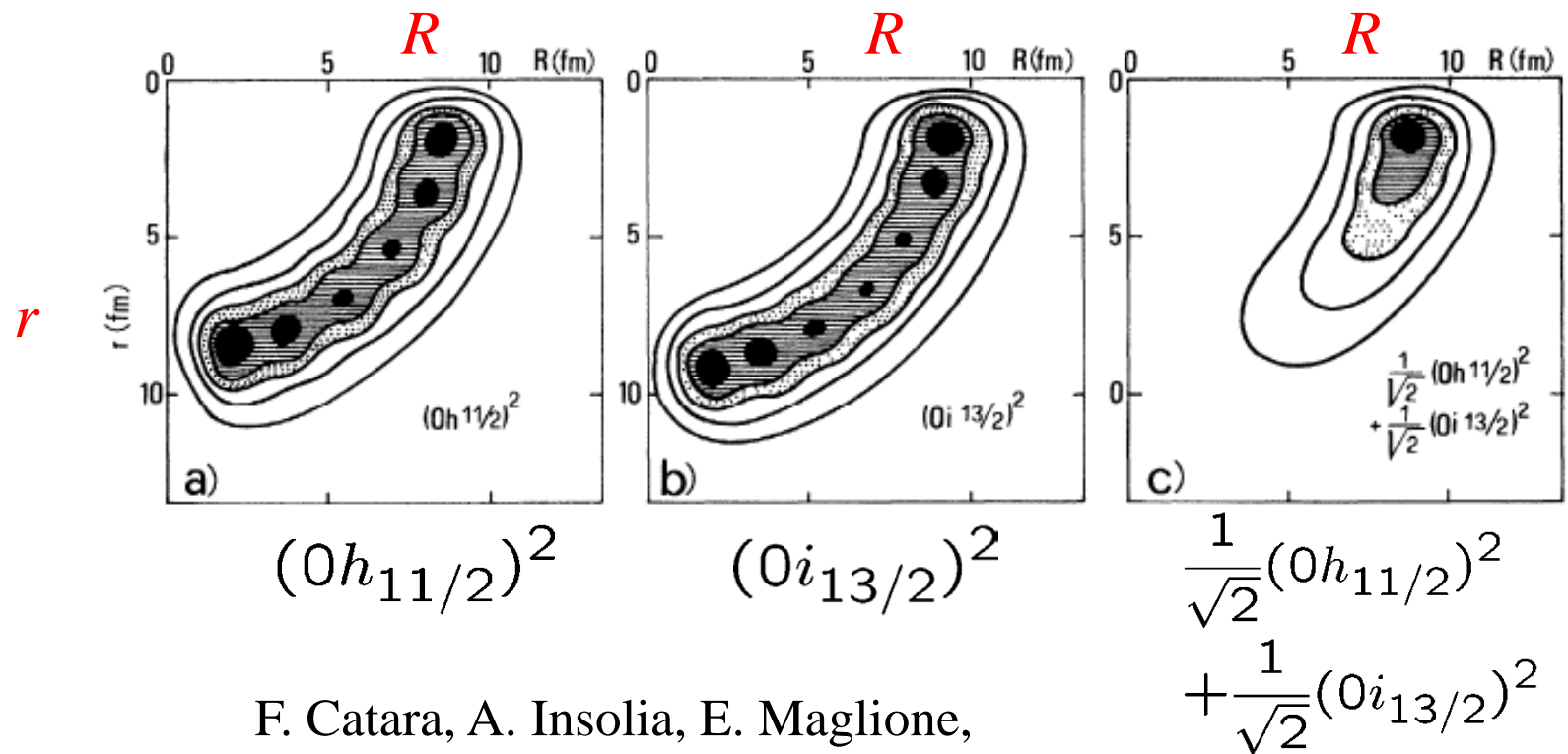
$z_1 = 4$  fm



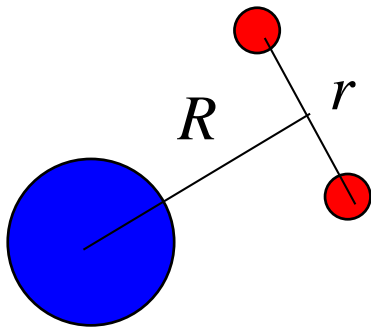
ii) 正+負パリティ (束縛+連続状態)



# 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



## 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

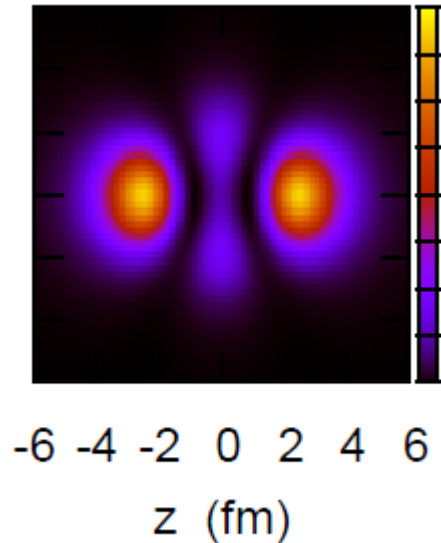
→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい

+ 表面領域における対相関力の増大

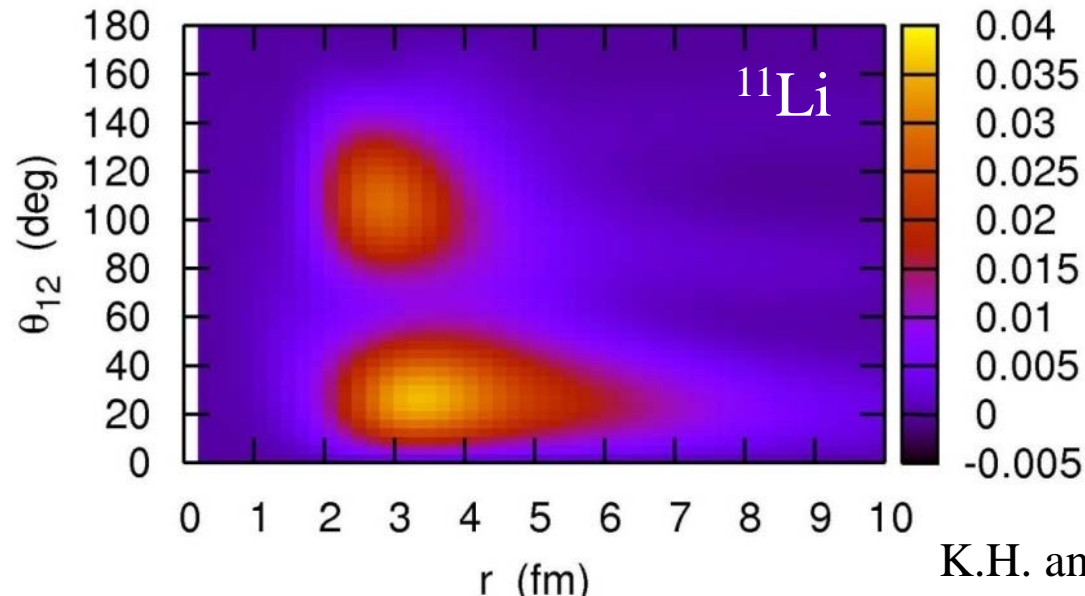
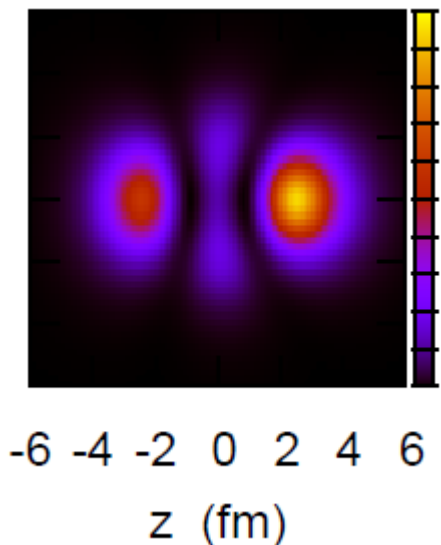
→dineutron 相関が増幅される

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

# 運動量空間でのダイ・ニュートロン相関

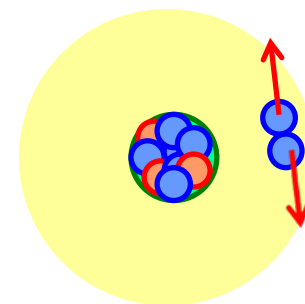
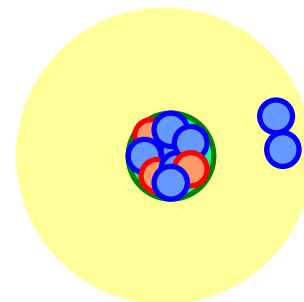
$$\Psi(r, r') = \alpha \Psi_{s2}(r, r') + \beta \Psi_{p2}(r, r') \rightarrow \theta_r = 0: \text{増大}$$

→ フーリエ変換

$$\tilde{\Psi}(k, k') = \int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}'} \Psi(r, r') dr dr'$$

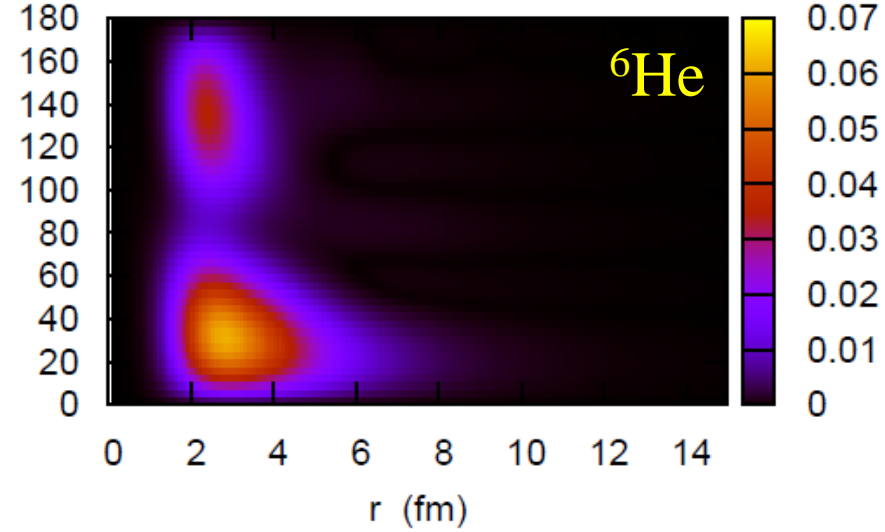
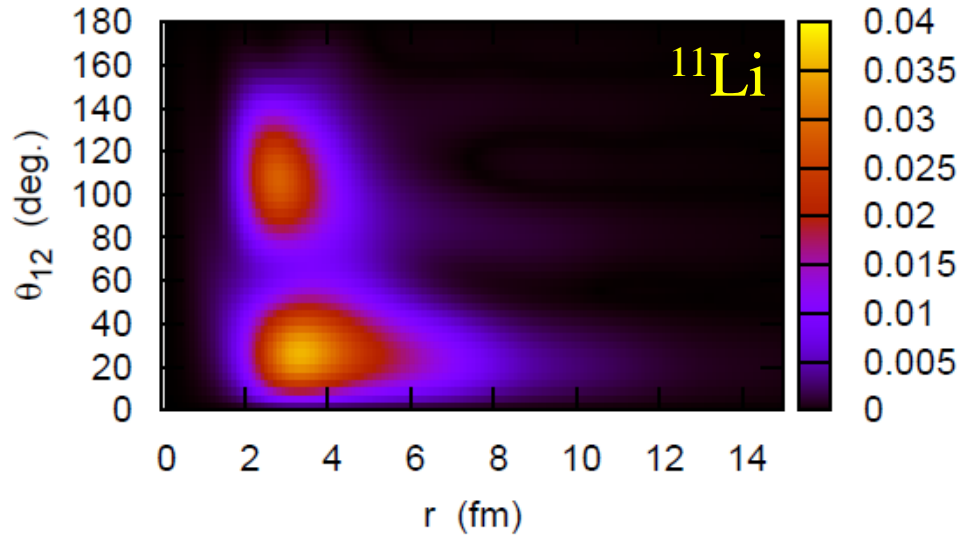
$$e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \sum_l (2l+1) i^l \dots \rightarrow \begin{matrix} i^l & \cdot & i^l & = & i^{2l} & = & (-)^l \\ \uparrow & & \uparrow & & & & \\ r & & r' & & & & \end{matrix}$$

$$\tilde{\Psi}(k, k') = \alpha \tilde{\Psi}_{s2}(k, k') - \beta \tilde{\Psi}_{p2}(k, k') \rightarrow \theta_k = \pi: \text{増大}$$



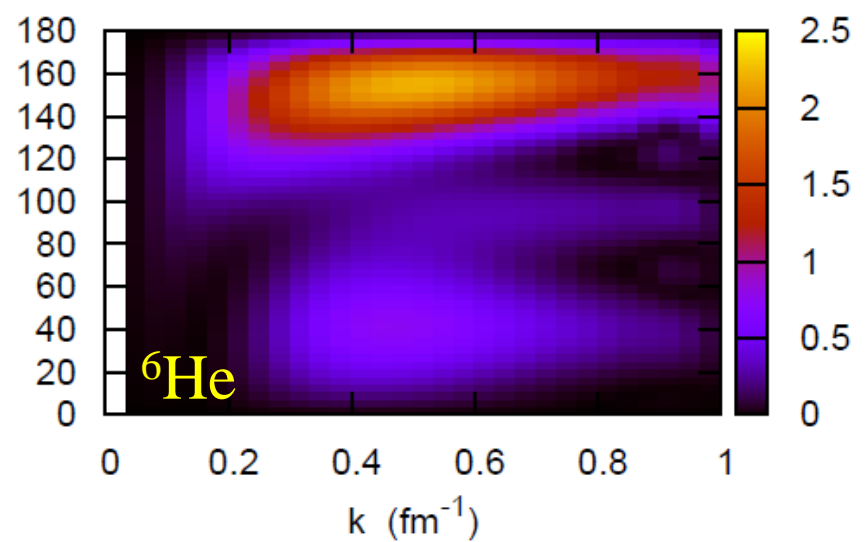
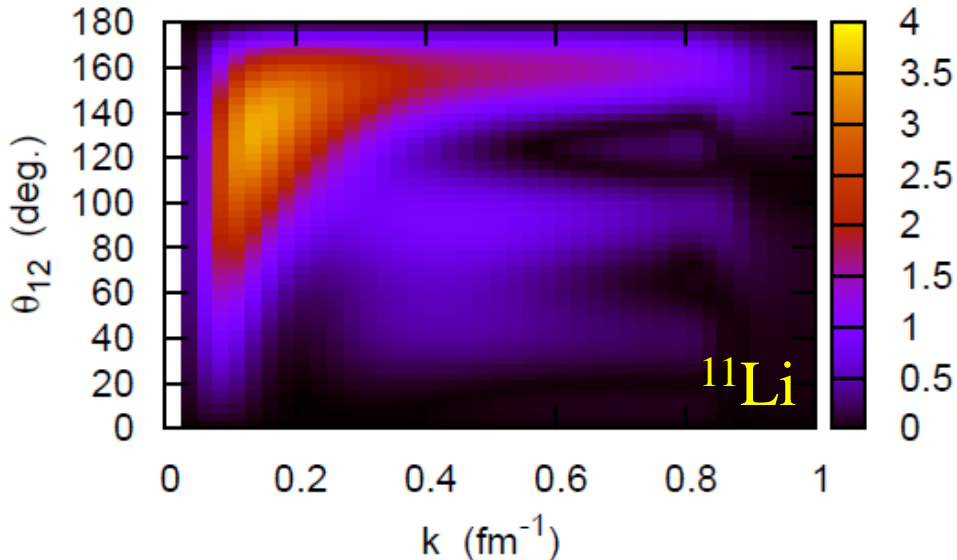
# 座標空間での2粒子密度:

$$8\pi^2 r^4 \sin \theta \cdot \rho(r, r, \theta)$$

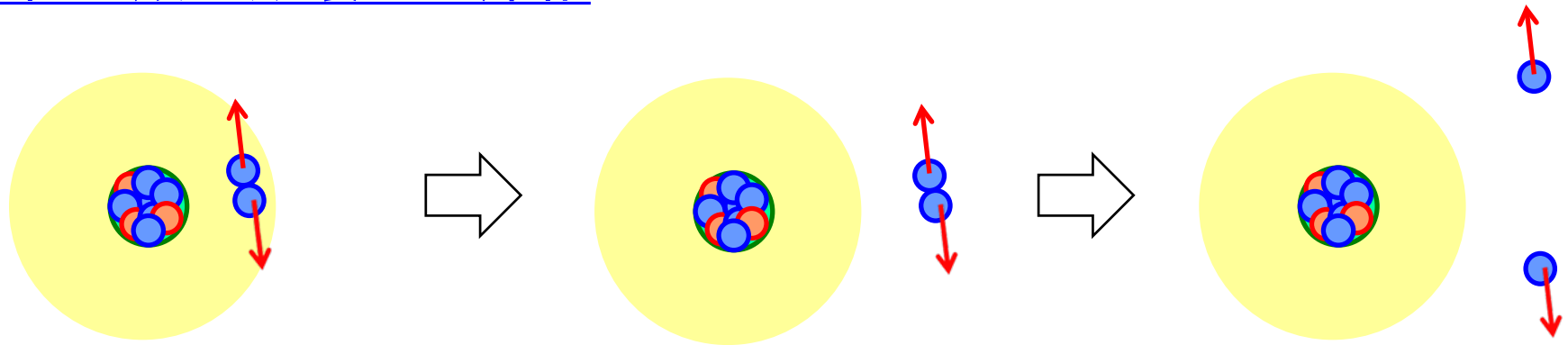


# 運動量空間での2粒子密度:

$$8\pi^2 k^4 \sin \theta \cdot \rho(k, k, \theta)$$

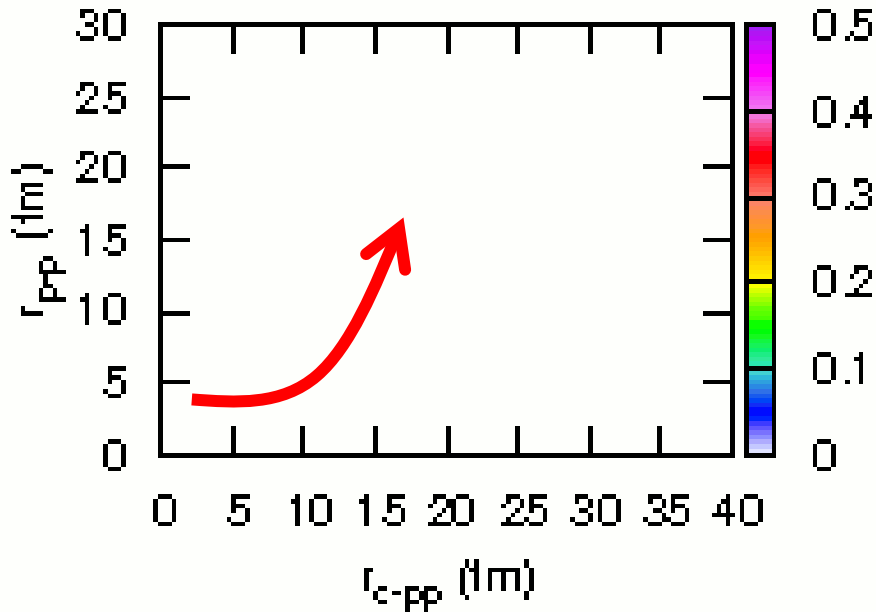


## 2粒子放出崩壊への帰結



## ${}^6\text{Be}$ の2陽子放出崩壊: 時間依存アプローチ

$ct = 0$  (fm)



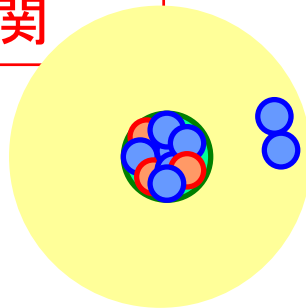
大石知広君の計算

T. Oishi, K.H., H. Sagawa,  
PRC90 ('14) 034303



# 中性子過剰核におけるダイニュートロン相関

中性子過剰核の基底状態に  
強いダイニュートロン相関



どのようにプローブするか?

➤ クーロン分解

T. Nakamura et al.

クラスター和則

( $\theta_{nn}$ の平均値)

✓ ボロミアン核 (3体計算)

Bertsch-Esbensen ('91)

Zhukov et al. ('93)

Hagino-Sagawa ('05)

Kikuchi-Kato-Myo ('10)

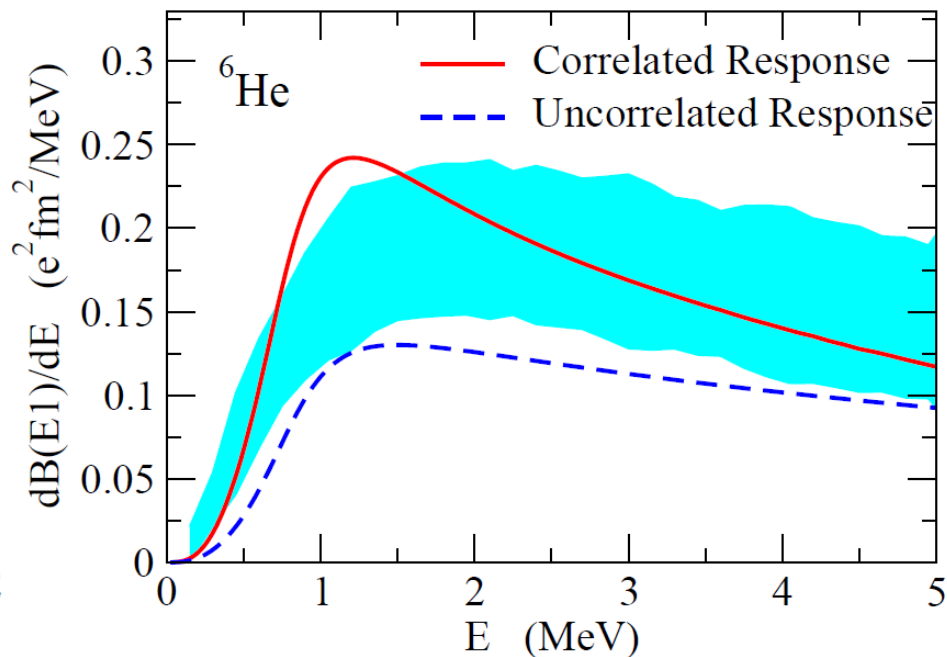
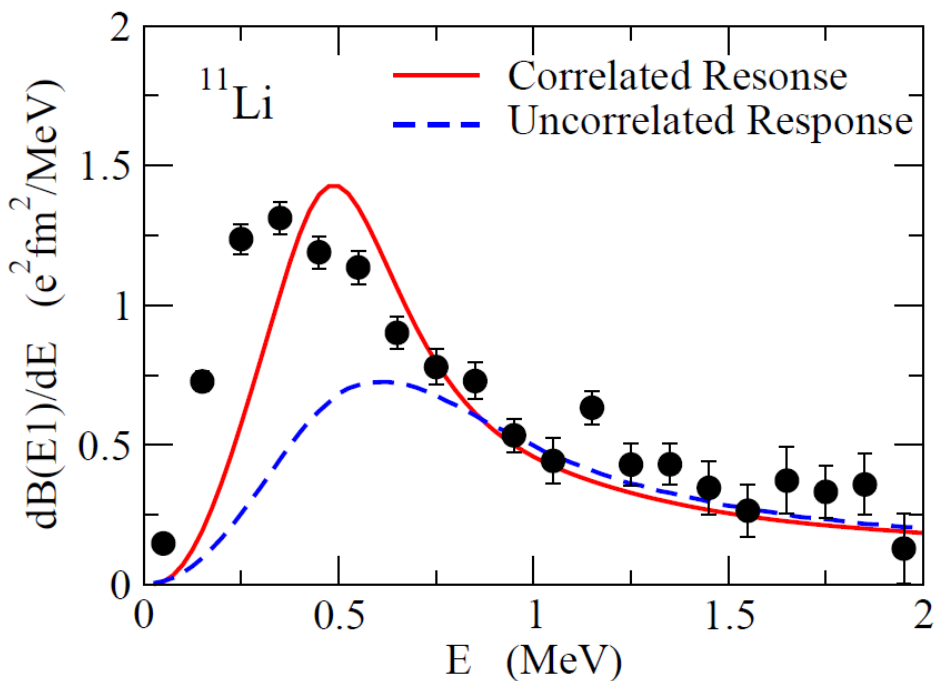
✓ 重い核 (HFB計算)

Matsuo et al. ('05)

Pillet-Sandulescu-Schuck ('07)

# 中性子ハロー核のクーロン分解

外的刺激を与えて放出2粒子(2中性子)を観測する → クーロン分解



実験:

T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

T. Aumann et al., PRC59('99)1252

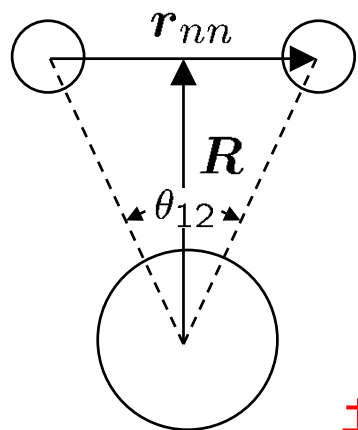
三体模型計算:

K.H., H. Sagawa, T. Nakamura, S. Shimoura, PRC80('09)031301(R)

cf. Y. Kikuchi et al., PRC87('13)034606 ←  $^9\text{Li}$  の構造

他にも  $^{22}\text{C}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{B}$  など (T. Nakamura et al.)

# ボロミアン原子核の幾何学



## クラスター和則

$$B_{\text{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi} \left( \frac{Z_{ce}}{A_c + 2} \right)^2 \langle R^2 \rangle$$

基底状態の相関のみが反映

$nn$  間角度の「実験値」

$$\sqrt{\langle R^2 \rangle} \longleftarrow B_{\text{tot}}(E1)$$

$$\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle} \longleftarrow \text{matter radius or HBT}$$

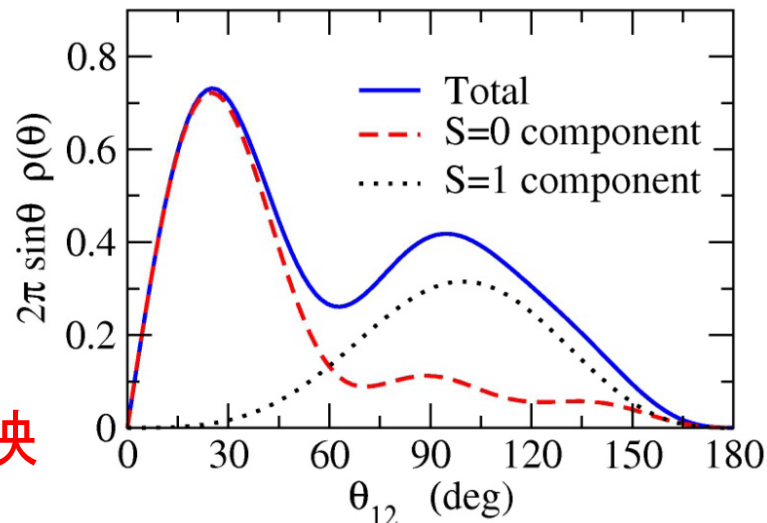
$$\begin{aligned} \langle \theta_{12} \rangle &= 65.2 \pm 12.2 \text{ } (^{11}\text{Li}) \\ &= 74.5 \pm 12.1 \text{ } (^6\text{He}) \end{aligned}$$

K.H. and H. Sagawa, PRC76('07)047302

cf. T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

C.A. Bertulani and M.S. Hussein, PRC76('07)051602

## 3体模型計算 ( $^{11}\text{Li}$ )



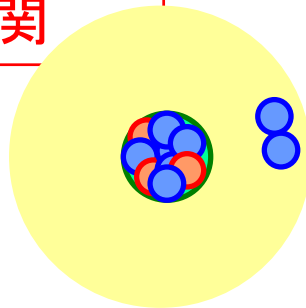
$$\langle \theta_{12} \rangle = 65.29 \text{ deg.}$$

$\langle \theta_{12} \rangle$  が90度より著しく小

↓  
di-neutron 相関を示唆  
(ただし、大きい角度の成分が混ざって見えている)

# 中性子過剰核におけるダイニュートロン相関

中性子過剰核の基底状態に  
強いダイニュートロン相関



- ✓ ボロミアン核 (3体計算)
  - Bertsch-Esbensen ('91)
  - Zhukov et al. ('93)
  - Hagino-Sagawa ('05)
  - Kikuchi-Kato-Myo ('10)
- ✓ 重い核 (HFB計算)
  - Matsuo et al. ('05)
  - Pillet-Sandulescu-Schuck ('07)

どのようにプローブするか?

- クーロン分解
  - T. Nakamura et al.
  - クラスター和則
  - ( $\theta_{nn}$  の平均値)
- 対移行反応
- 2陽子放出崩壊
  - クーロン3体問題
- 2中性子放出崩壊
  - 遠心力障壁による
  - 3体共鳴
  - MoNA ( $^{16}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{Li}$ ,  $^{26}\text{O}$ )
  - SAMURAI ( $^{26}\text{O}$ )**
  - GSI ( $^{26}\text{O}$ )

# 中性子ドリップ線を超えた非束縛核の2中性子放出崩壊

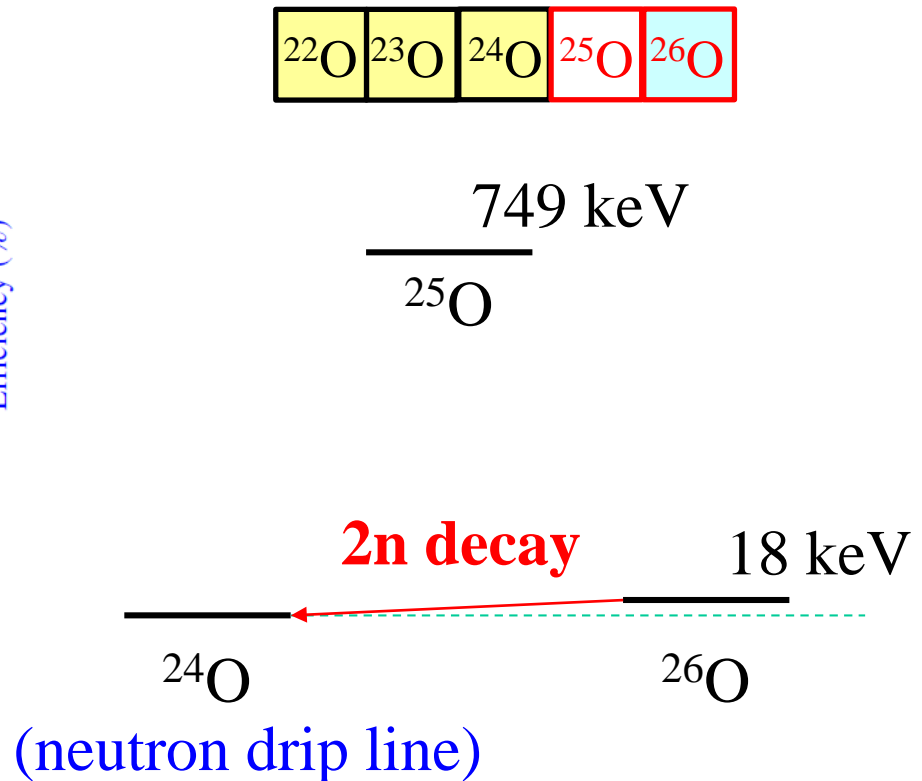
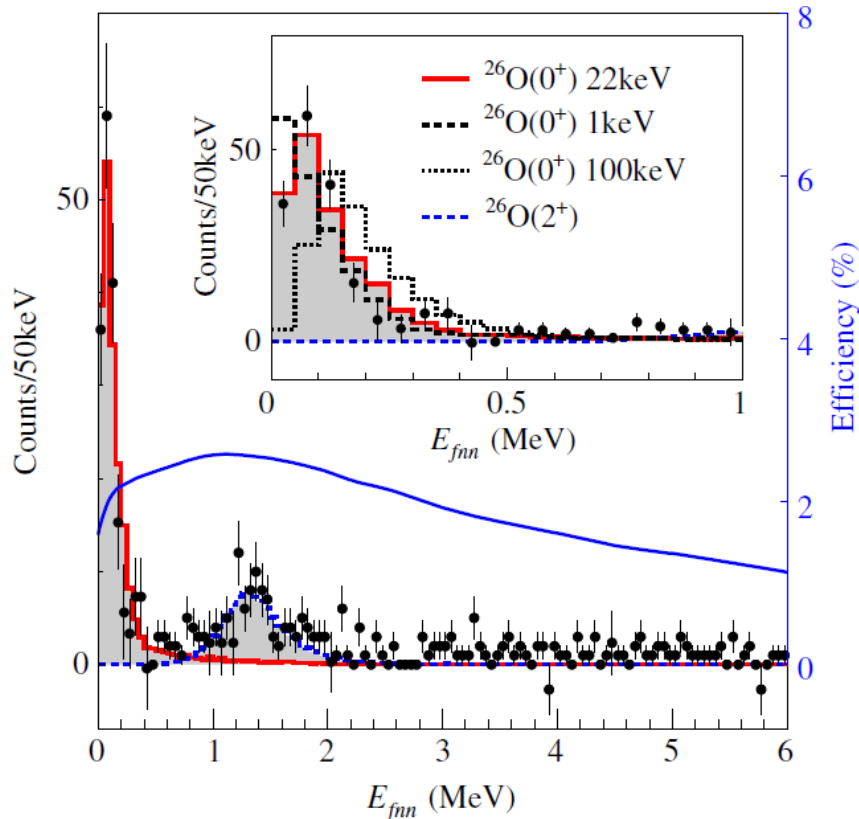
PRL **116**, 102503 (2016)

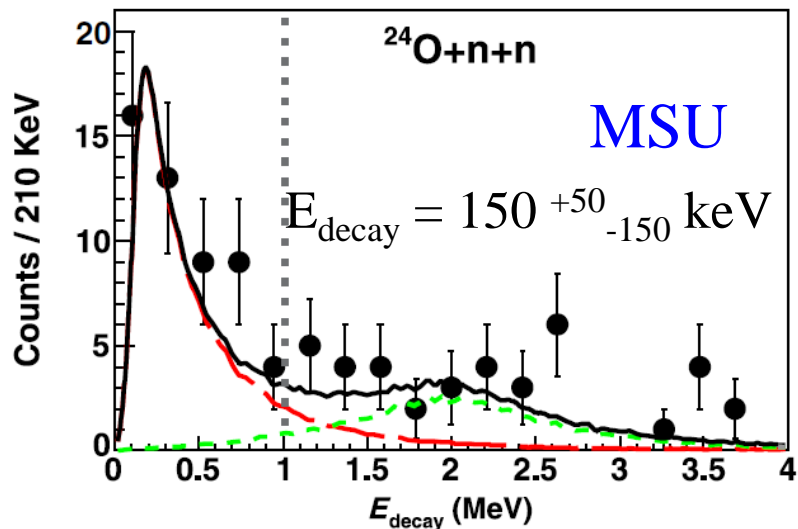
PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
11 MARCH 2016

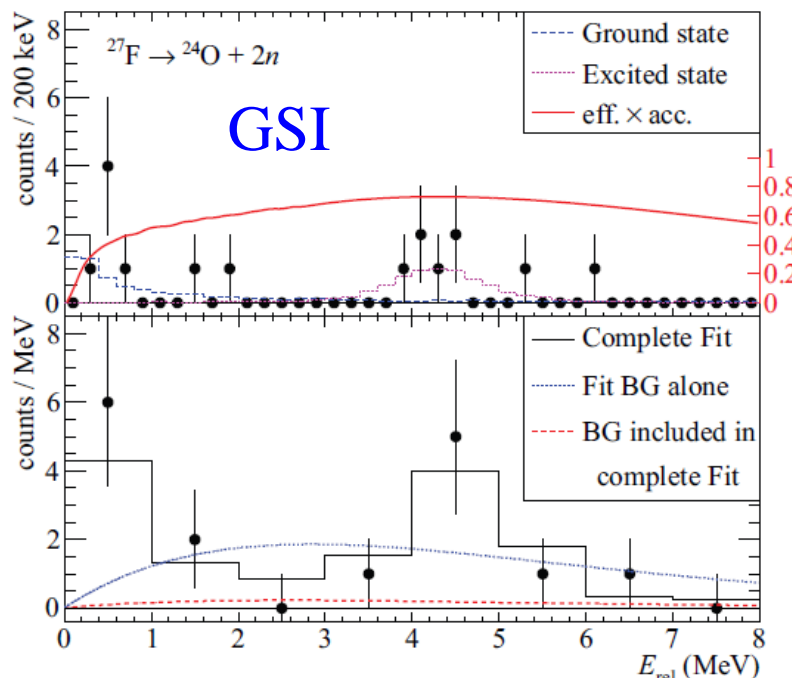
## Nucleus $^{26}\text{O}$ : A Barely Unbound System beyond the Drip Line

Y. Kondo,<sup>1</sup> T. Nakamura,<sup>1</sup> R. Tanaka,<sup>1</sup> R. Minakata,<sup>1</sup> S. Ogoshi,<sup>1</sup> N. A. Orr,<sup>2</sup> N. L. Achouri,<sup>2</sup> T. Aumann,<sup>3,4</sup> H. Baba,<sup>5</sup> F. Delaunay,<sup>2</sup> P. Doornenbal,<sup>5</sup> N. Fukuda,<sup>5</sup> J. Gibelin,<sup>2</sup> J. W. Hwang,<sup>6</sup> N. Inabe,<sup>5</sup> T. Isobe,<sup>5</sup> D. Kameda,<sup>5</sup> D. Kanno,<sup>1</sup> S. Kim,<sup>6</sup> N. Kobayashi,<sup>1</sup> T. Kobayashi,<sup>7</sup> T. Kubo,<sup>5</sup> S. Leblond,<sup>2</sup> J. Lee,<sup>5</sup> F. M. Marqués,<sup>2</sup> T. Motobayashi,<sup>5</sup> D. Murai,<sup>8</sup> T. Murakami,<sup>9</sup> K. Muto,<sup>7</sup> T. Nakashima,<sup>1</sup> N. Nakatsuka,<sup>9</sup> A. Navin,<sup>10</sup> S. Nishi,<sup>1</sup> H. Otsu,<sup>5</sup> H. Sato,<sup>5</sup> Y. Satou,<sup>6</sup> Y. Shimizu,<sup>5</sup> H. Suzuki,<sup>5</sup> K. Takahashi,<sup>7</sup> H. Takeda,<sup>5</sup> S. Takeuchi,<sup>5</sup> Y. Togano,<sup>4,1</sup> A. G. Tuff,<sup>11</sup> M. Vandebrouck,<sup>12</sup> and K. Yoneda<sup>5</sup>



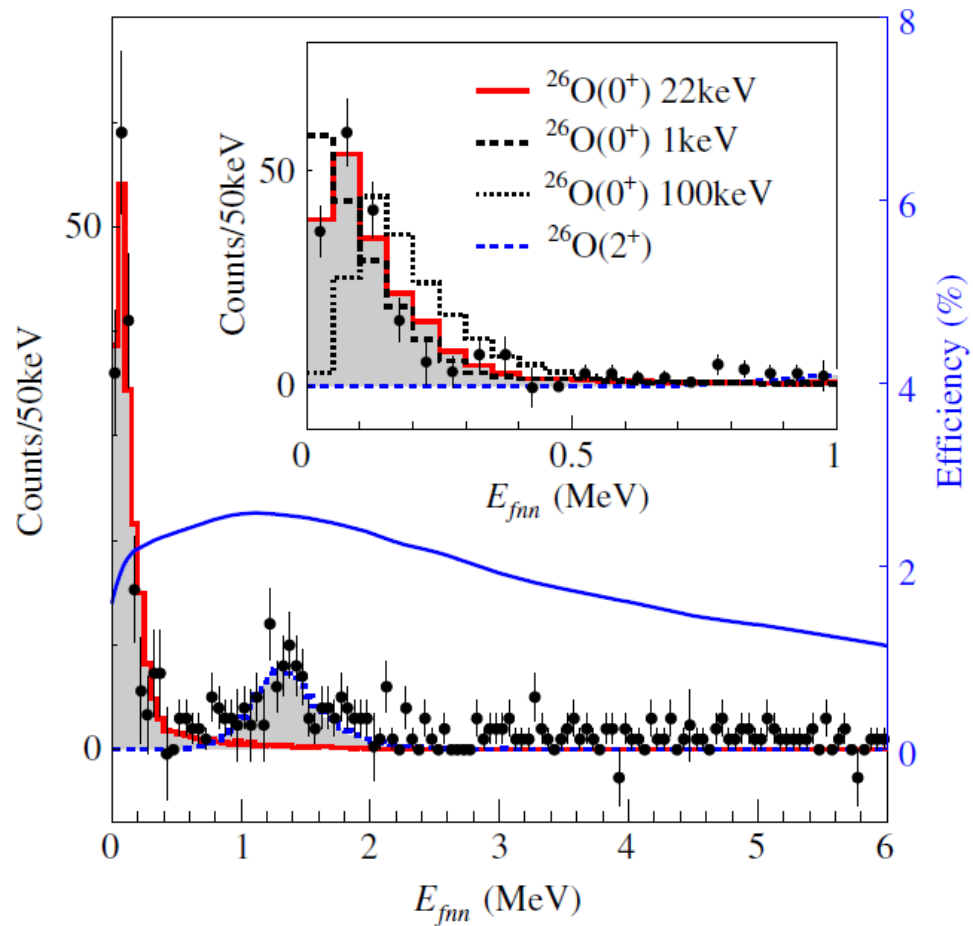


E. Lunderberg et al.,  
PRL108 ('12) 142503



C. Caesar et al., PRC88 ('13) 034313

## New RIKEN data



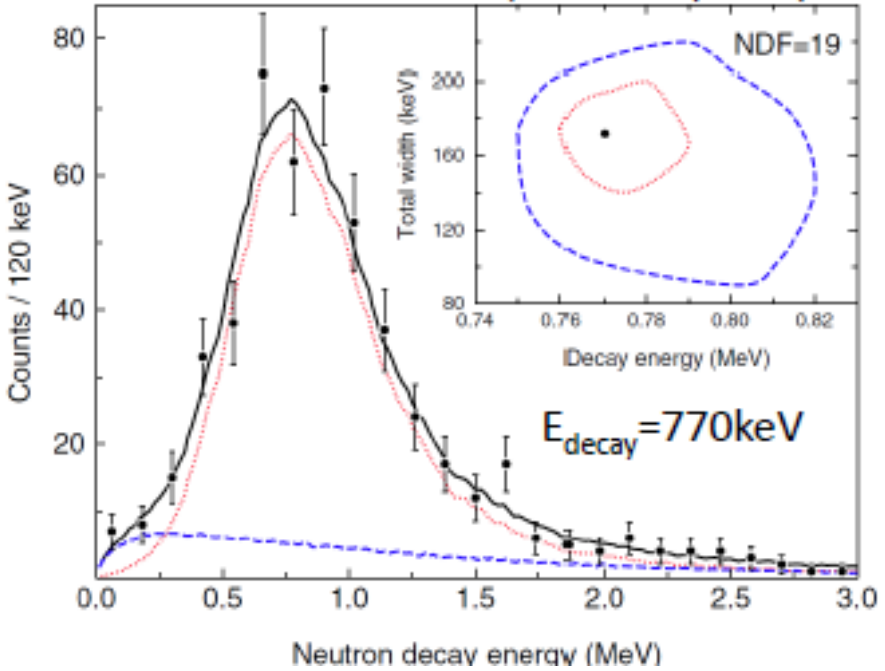
Y. Kondo et al., PRL116('16)102503



$$E_{\text{decay}} = 18 \pm 3 \pm 4 \text{ keV}$$

# 2体部分系 ( $^{25}\text{O}$ ) の新スペクトル

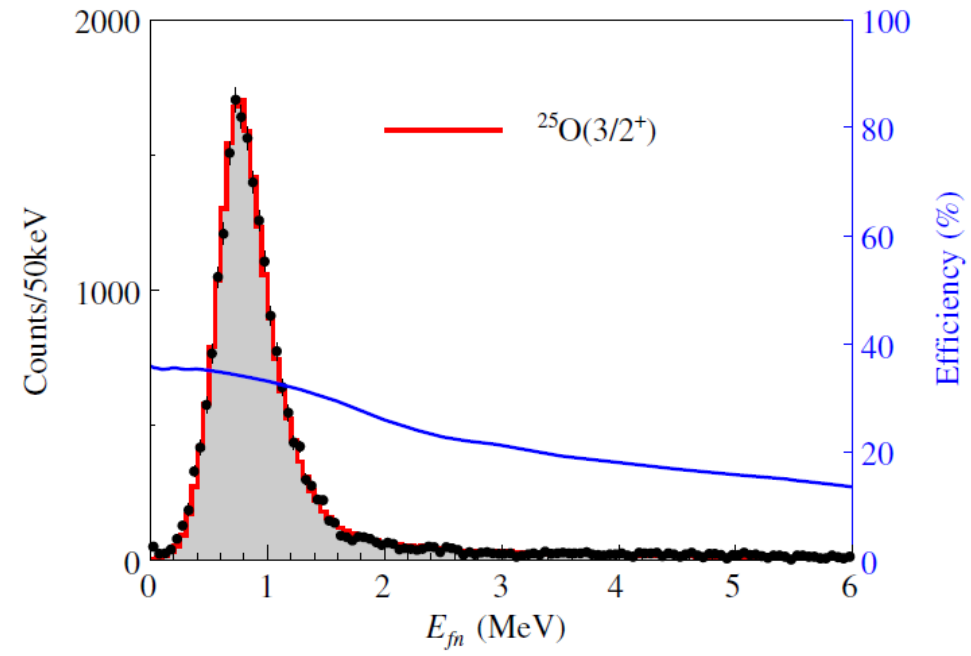
C.R.Hoffman et al.,  
PRL100, 152502 (2008)



$$E = + 770^{+20}_{-10} \text{ keV}$$

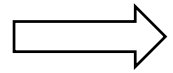
$$\Gamma = 172(30) \text{ keV}$$

Y. Kondo et al., PRL116('16)102503



$$E = + 749(10) \text{ keV}$$

$$\Gamma = 88(6) \text{ keV}$$





## $^{26}\text{O}$ 核の2中性子放出崩壊

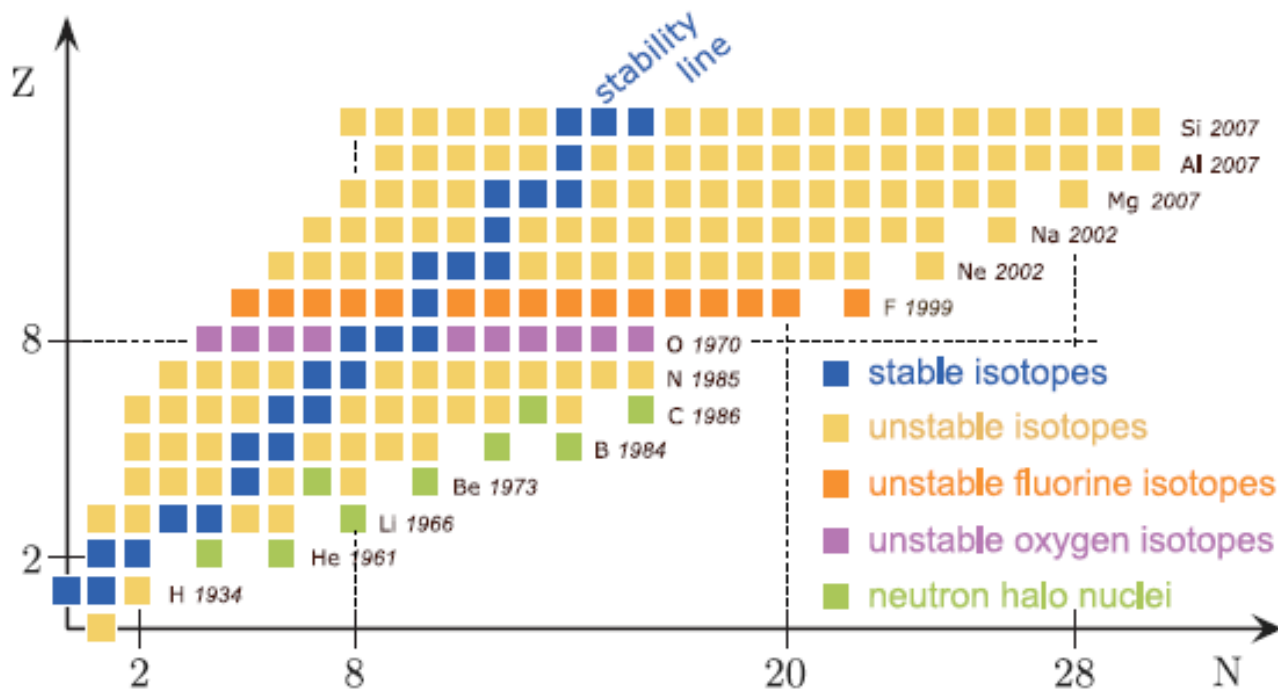
➤ MSU で測られた $^{16}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{Li}$ ,  $^{26}\text{O}$  の中で一番単純

$^{16}\text{Be}$ : 変形,  $^{13}\text{Li}$ : 芯核 $^{11}\text{Li}$  の取り扱い

E. Lunderberg et al., PRL108 ('12) 142503

Z. Kohley et al., PRL 110 ('13)152501

➤ 酸素同位体の中性子ドリップ線に対する異常性



$^{31}\text{F}$ : 束縛

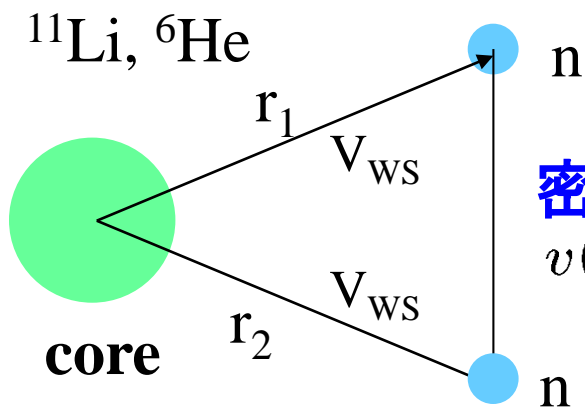
H. Sakurai et al.,  
PLB448 ('99) 180

$^{24}\text{O}$ : ドリップ線上

T. Otsuka et al.,  
PRL105('10)032501

- ✓ 3体力
- ✓ テンソル力

# ボロミアン原子核に対する3体模型計算



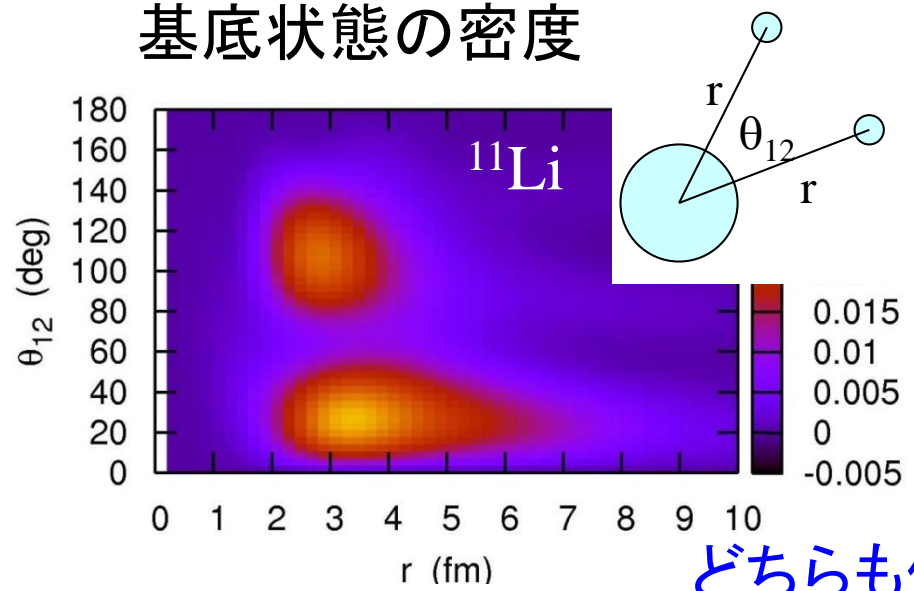
G.F. Bertsch and H. Esbensen,  
*Ann. of Phys.* 209('91)327; *PRC*56('99)3054

**密度に依存するゼロ・レンジ相互作用**

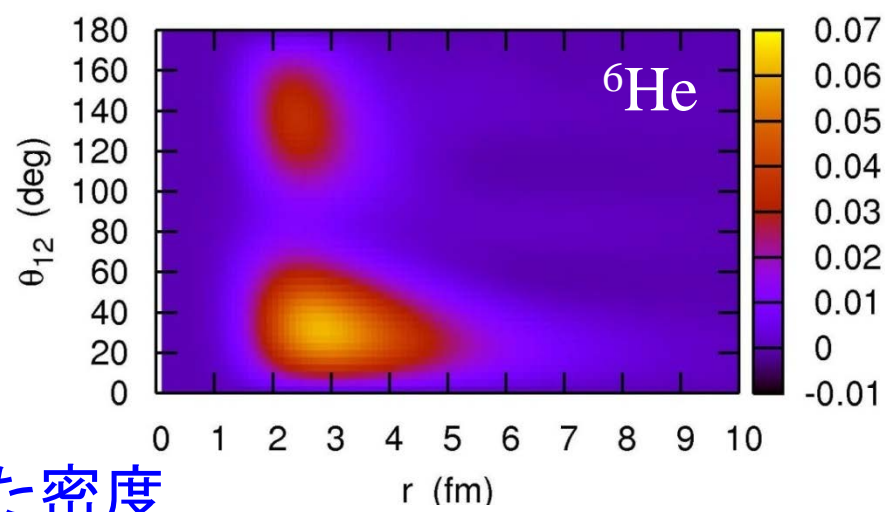
$$v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0(1 + \alpha\rho(r)) \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

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

基底状態の密度



K.H. and H. Sagawa, *PRC*72('05)044321



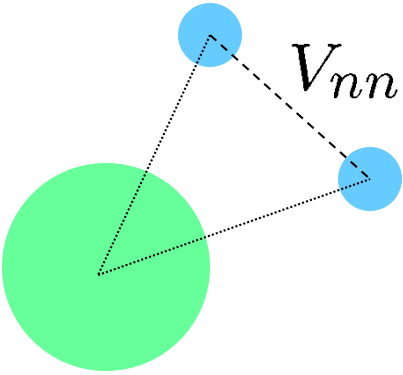
どちらも似た密度

# 密度に依存するゼロ・レンジ相互作用

H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken, *Phys. Rev. C*56('99)3054

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

➤ 真空中の2中性子系:


$$V_{nn}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$
$$a_{nn} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\alpha}{1 + \alpha k_c}$$

$$\alpha = \frac{v_0}{2\pi^2} \frac{m}{\hbar^2}, \quad E_{\text{cut}} = \frac{\hbar^2 k_c^2}{m}$$

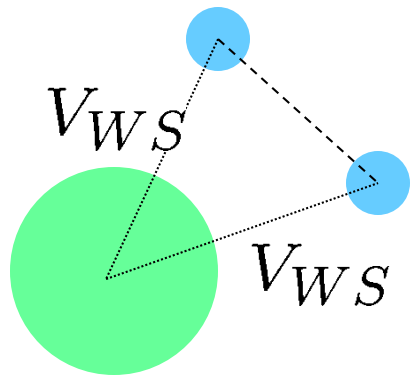


$$v_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{m} \cdot \frac{2a_{nn}}{\pi - 2k_c a_{nn}}$$

➤ 原子核中での2中性子系:

$v_\rho, R_\rho, a_\rho$  :  $S_{2n}$  を再現するように調整

## 2粒子波動関数 (J=0 対)



$$\hat{h} \psi_{nljm}(\mathbf{r}) = \epsilon_{nlj} \psi_{nljm}(\mathbf{r})$$

$$\Psi_{nn'lj}^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

$$= \sum_m \langle jmj - m | 00 \rangle \psi_{nljm}(\mathbf{r}) \psi_{n'lj-m}(\mathbf{r}')$$



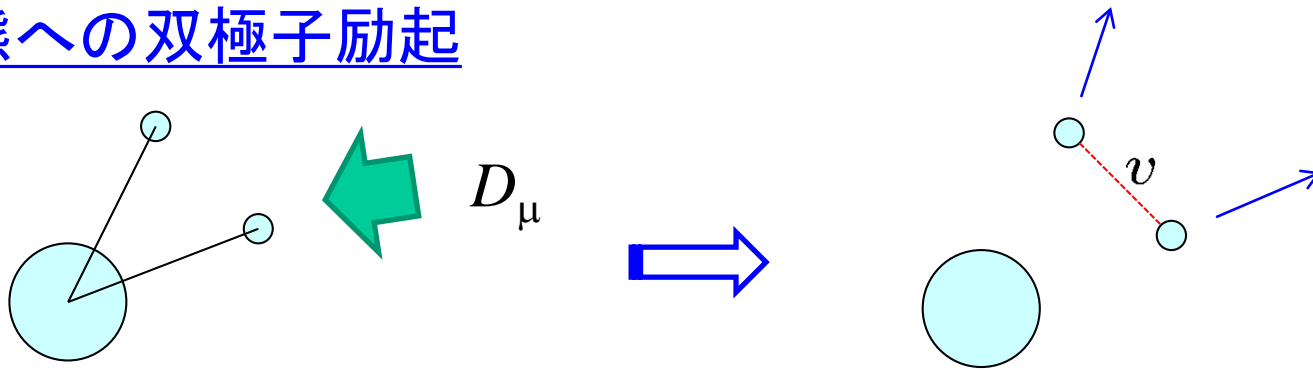
ハミルトニアンの対角化

$$\Psi_{gs}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{A} \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \Psi_{nn'lj}^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

- 連続状態: 離散化
- エネルギー切断:

$$\epsilon_{nlj} + \epsilon_{n'lj} \leq \frac{A_c + 1}{A_c} E_{\text{cut}}$$

# 連続状態への双極子励起



$$\begin{aligned}
 M(E1) &= \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1 | (1 - vG_0 + vG_0 vG_0 - \dots) D_{\mu} | \Psi_{gs} \rangle \\
 &= \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1 | \underbrace{(1 + vG_0)^{-1}}_{\text{FSI}} D_{\mu} | \Psi_{gs} \rangle
 \end{aligned}$$



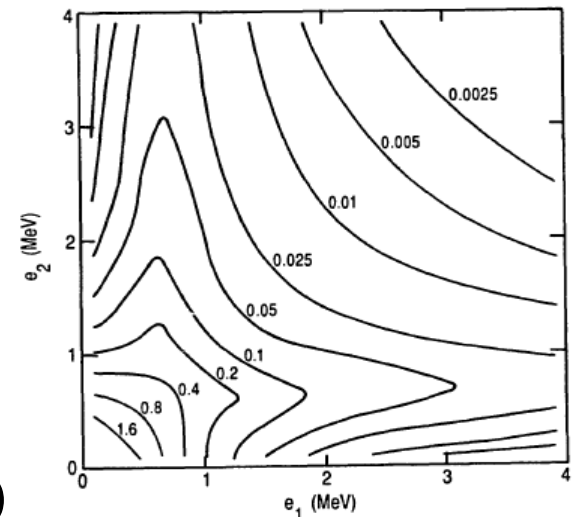
非摂動波動関数 (散乱状態)

FSI

双極子演算子

$$G_0(E) = \sum_{\mu, f.st.} \frac{|(j_1 j_2)_{\mu}^1\rangle \langle (j_1 j_2)_{\mu}^1|}{e_1 + e_2 - E - i\eta}$$

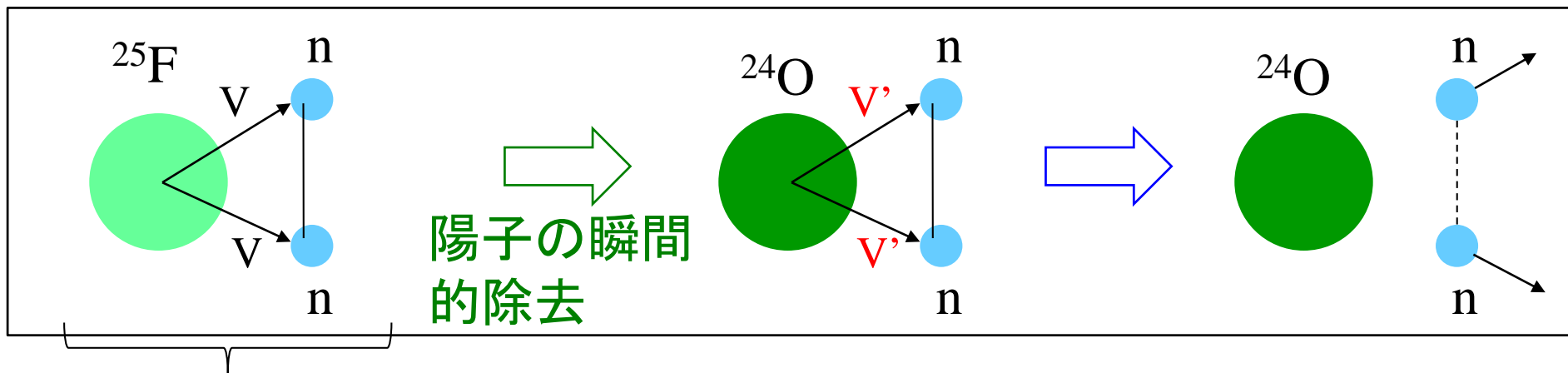
$$\frac{d^2 B(E1)}{de_1 de_2} = 3 \sum_{l_1 j_2 l_2 j_2} |M(E1)|^2 \frac{dk_1}{de_1} \frac{dk_2}{de_2}$$



# $^{26}\text{O}$ の2中性子放出崩壊への拡張

K.H. and H. Sagawa,  
PRC89 ('14) 014331

cf. Expt. :  $^{27}\text{F}$  (201 MeV/u) +  $^9\text{Be}$   $\rightarrow$   $^{26}\text{O}$   $\rightarrow$   $^{24}\text{O}$  + n + n



g.s. of  $^{27}\text{F}$  (bound)

$$\underbrace{\Psi_{nn} \otimes |^{25}\text{F}\rangle}_{\text{same configuration}} \xrightarrow{\text{green arrow}} \underbrace{\Psi_{nn} \otimes |^{24}\text{O}\rangle}_{\text{same configuration}} \xrightarrow{\text{blue arrow}} \text{自発的な崩壊}$$

同じ配位 (初期波束)

FSI  $\rightarrow$  グリーン関数法  $\leftarrow$  連続状態

# $^{25}\text{O} : n\text{-}^{24}\text{O}$ ポテンシャルのキャリブレーション

$n\text{-}^{24}\text{O}$  Woods-Saxon ポテンシャル

$$\left\{ \begin{array}{l} a = 0.72 \text{ fm (fixed)} \\ r_0 = 1.25 \text{ fm (fixed)} \\ V_0 \leftarrow e_{2s1/2} = -4.09 (13) \text{ MeV} \\ V_{1s} \leftarrow e_{d3/2} = 0.749(10) \text{ MeV} \end{array} \right.$$

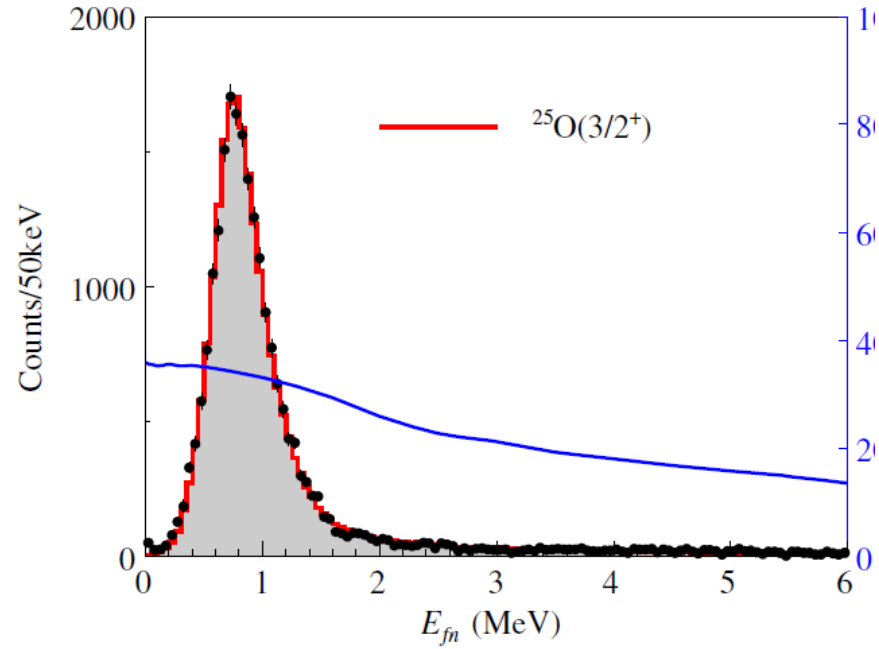


ガモフ状態(外向き波境界条件)

$d_{3/2}$ :  $E = 0.749 \text{ MeV}$  (input),  $\Gamma = 87.2 \text{ keV}$     cf.  $\Gamma_{\text{exp}} = 86 (6) \text{ keV}$

$f_{7/2}$ :  $E = 2.44 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 0.21 \text{ MeV}$

$p_{3/2}$ :  $E = 0.577 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 1.63 \text{ MeV}$

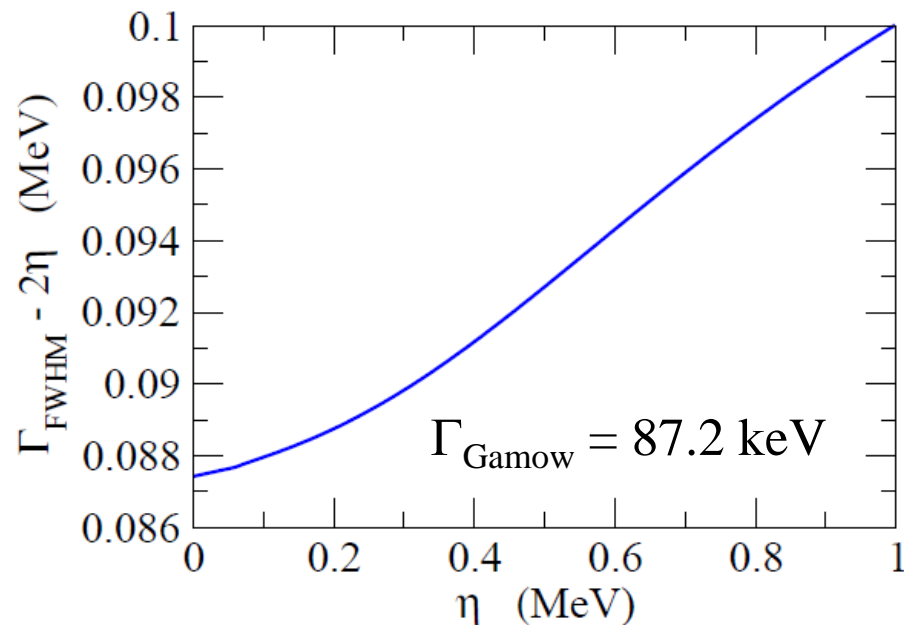
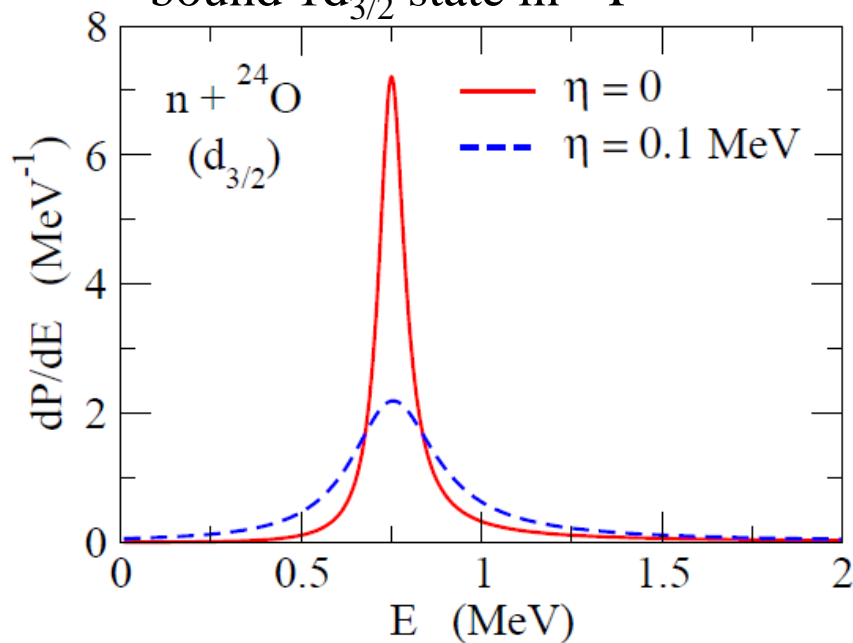




# n-<sup>24</sup>O 崩壊スペクトルに対する別の手法

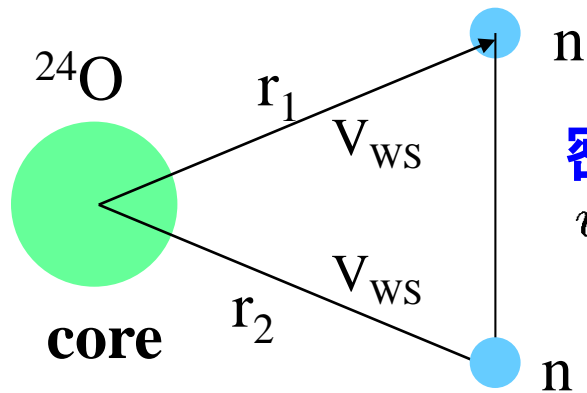
$$\begin{aligned} \frac{dP}{dE} &= |\langle \Phi_{\text{ref}} | \Psi_E \rangle|^2 = \int dE' |\langle \Phi_{\text{ref}} | \Psi_{E'} \rangle|^2 \delta(E - E') \\ &\rightarrow \frac{1}{\pi} \text{Im} \int dE' |\langle \Phi_{\text{ref}} | \Psi_{E'} \rangle|^2 \frac{1}{E' - E - i\eta} \\ &= \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\langle \Phi_{\text{ref}} \left| \frac{1}{\hat{H} - E - i\eta} \right| \Phi_{\text{ref}} \right\rangle \\ &= \mathbf{G(E)} \end{aligned}$$

Reference state:  
bound 1d<sub>3/2</sub> state in <sup>26</sup>F



→ この方法を <sup>24</sup>O + n + n に応用する

# 崩壊エネルギー・スペクトル



密度に依存するゼロ・レンジ相互作用

$$v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_0(1 + \alpha\rho(r)) \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$$

$$\frac{dP}{dE} = \int dE' |\langle \Psi_{E'} | \Phi_{\text{ref}} \rangle|^2 \delta(E - E') = \frac{1}{\pi} \Im \langle \Phi_{\text{ref}} | \frac{1}{H - E - i\eta} | \Phi_{\text{ref}} \rangle$$

相関のあるグリーン関数:

$$G(E) = G_0(E) - G_0(E)v(1 + G_0(E)v)^{-1}G_0(E)$$

← 連続状態の効果

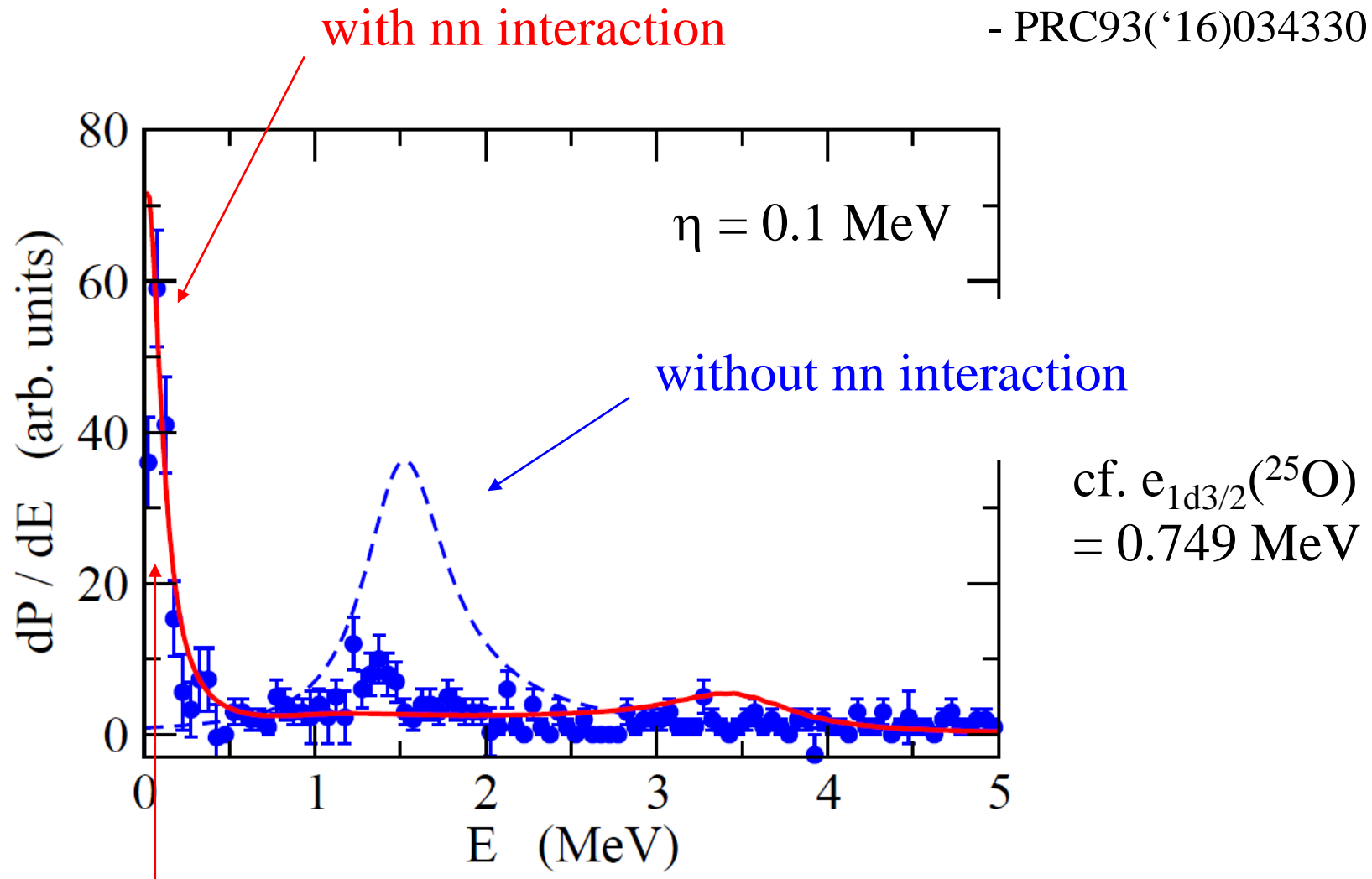
無相関グリーン関数

$$G_0(E) = \sum_{j_1, l_1} \sum_{j_2, l_2} \int de_1 de_2 \frac{|\psi_1 \psi_2 \rangle \langle \psi_1 \psi_2|}{e_1 + e_2 - E - i\eta}$$

← small, finite  $\eta$

# 崩壊エネルギー・スペクトル

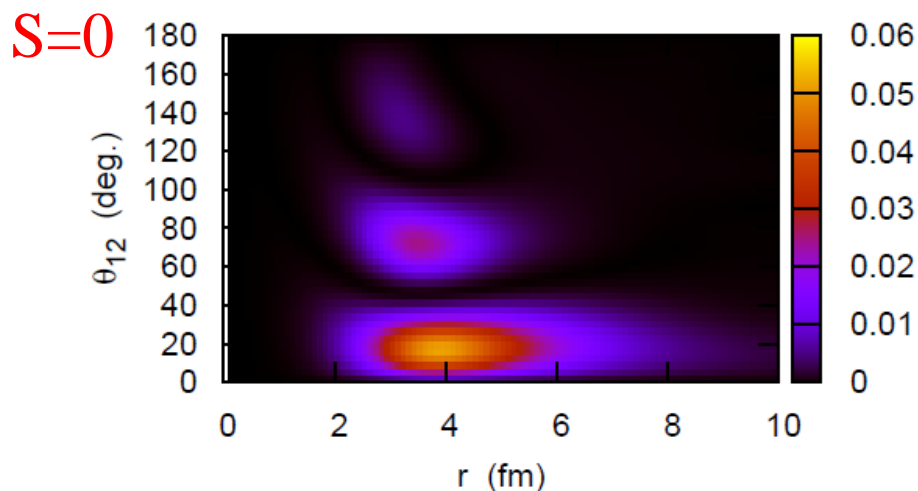
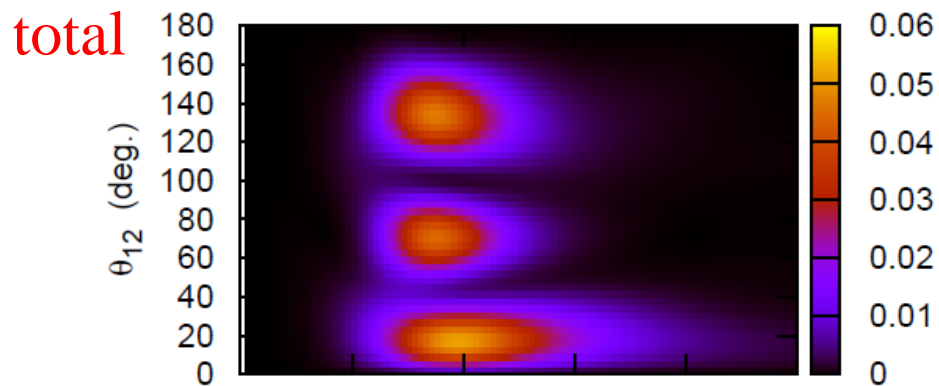
K.H. and H. Sagawa,  
- PRC89 ('14) 014331  
- PRC93('16)034330



$E_{\text{peak}} = 18 \text{ keV (input)}$

Reference (initial) state:  $(d_{3/2})^2$  in  $^{27}\text{F}$

# ボックス近似による2粒子密度



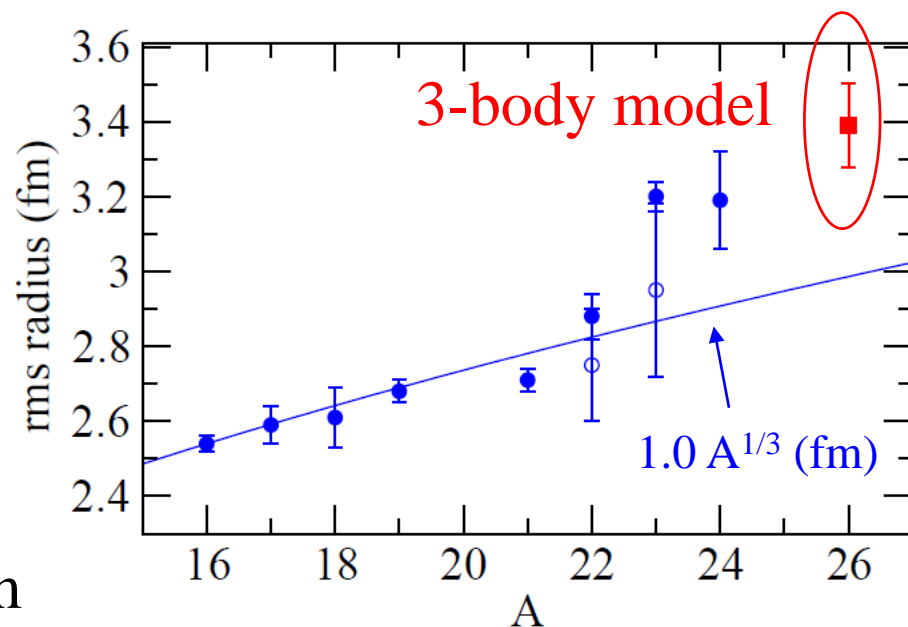
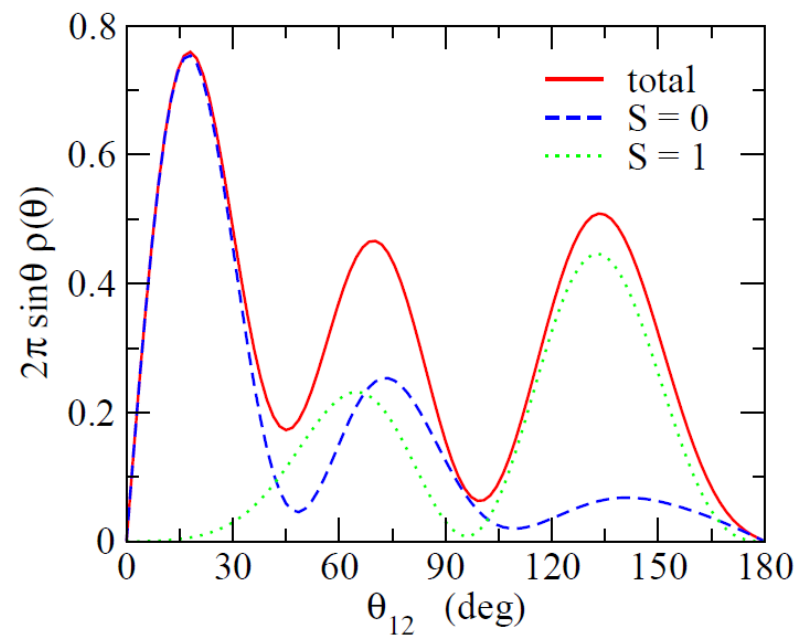
$$(d_{3/2})^2 : 66.1\%$$

$$(f_{7/2})^2 : 18.3\%$$

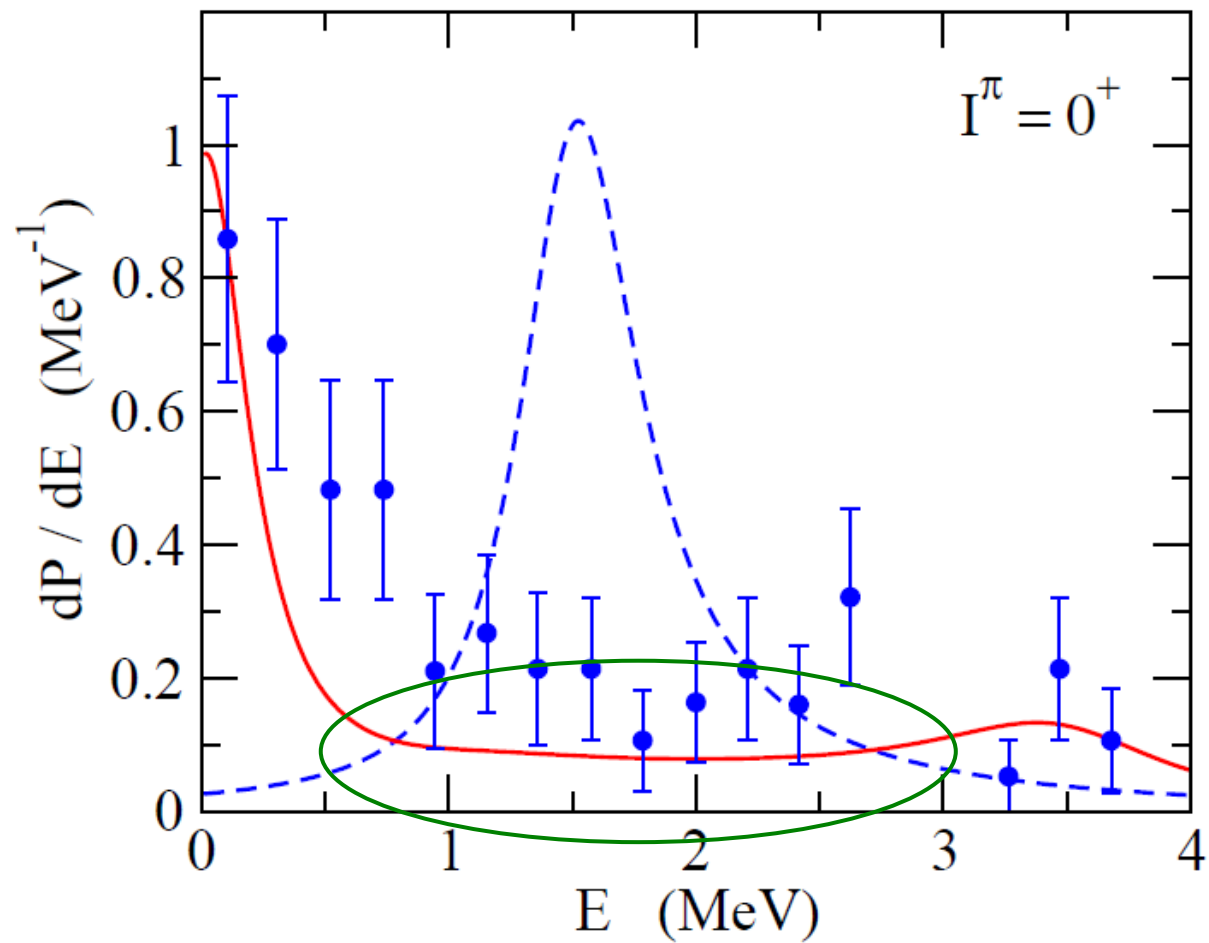
$$(p_{3/2})^2 : 10.5\%$$

$$(s_{1/2})^2 : 0.59\%$$

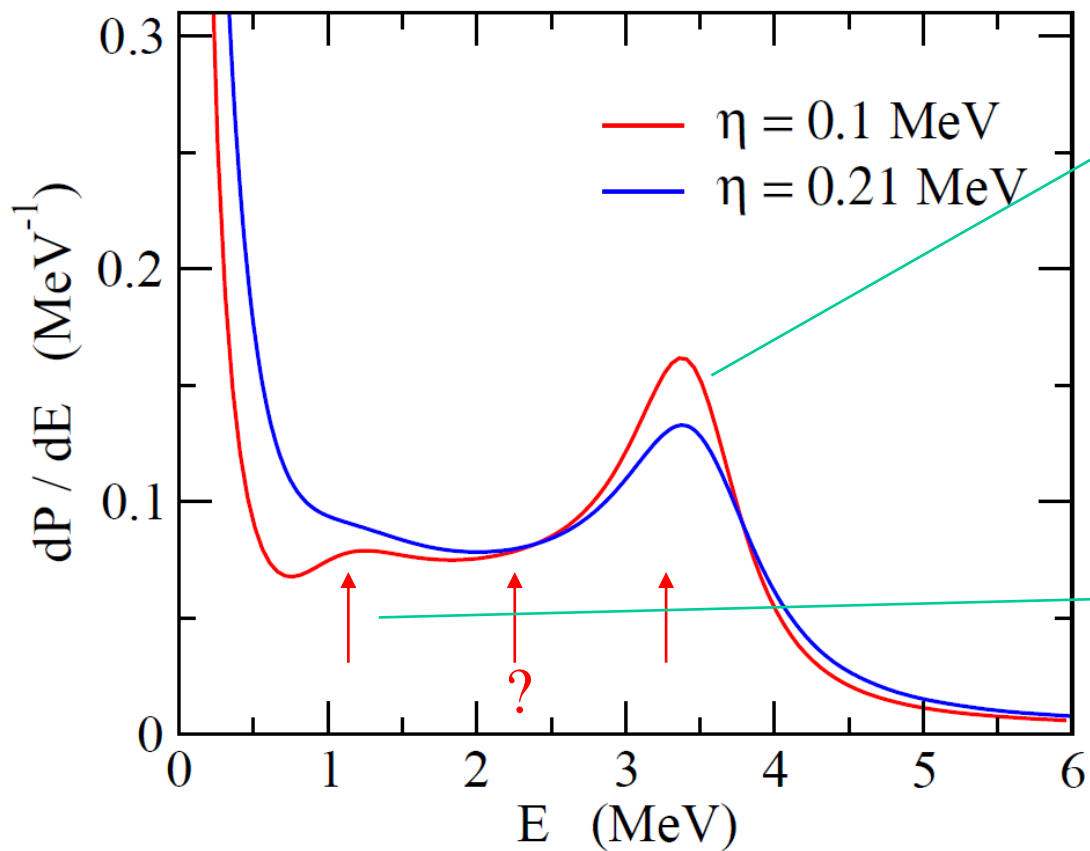
$$\text{rms radius} = 3.39 \pm 0.11 \text{ fm}$$



# 励起 $0^+$ 状态



# 励起 $0^+$ 状态



$$\langle \Psi_E | (jj)^{(0)} \rangle$$

$$\propto \langle \Phi_{\text{ref}} | G(E) | (jj)^{(0)} \rangle$$

$$E = 3.379 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 0.737 \text{ MeV}$$

$$(f_{7/2})^2 : 62.1\%$$

$$(d_{3/2})^2 : 24.9\%$$

$$(p_{3/2})^2 : 10.4\%$$

$$E = 1.215 \text{ MeV}$$

$$(p_{3/2})^2 : 60.3\%$$

$$(d_{3/2})^2 : 26.8\%$$

$$(f_{7/2})^2 : 2.02\%$$

cf. Grigorenko et al. (PRC91 ('15) 064617)

$$E = 0.01 \text{ MeV} [(d_{3/2})^2 : 79 \%]$$

$$E = 1.7 \text{ MeV} [(d_{3/2})^2 : 80 \%]$$

$$E = 2.6 \text{ MeV} [(d_{3/2})^2 : 86 \%]$$

cf. 一粒子共鳴状态 (MeV)

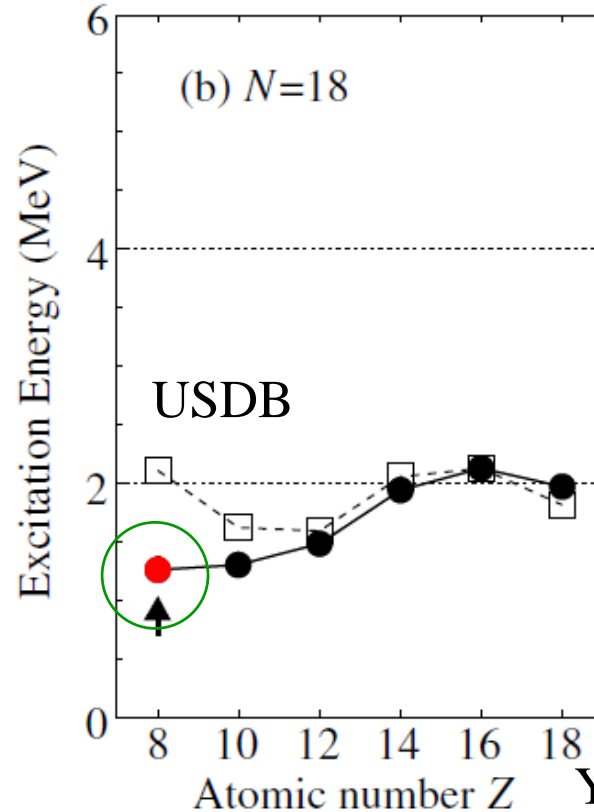
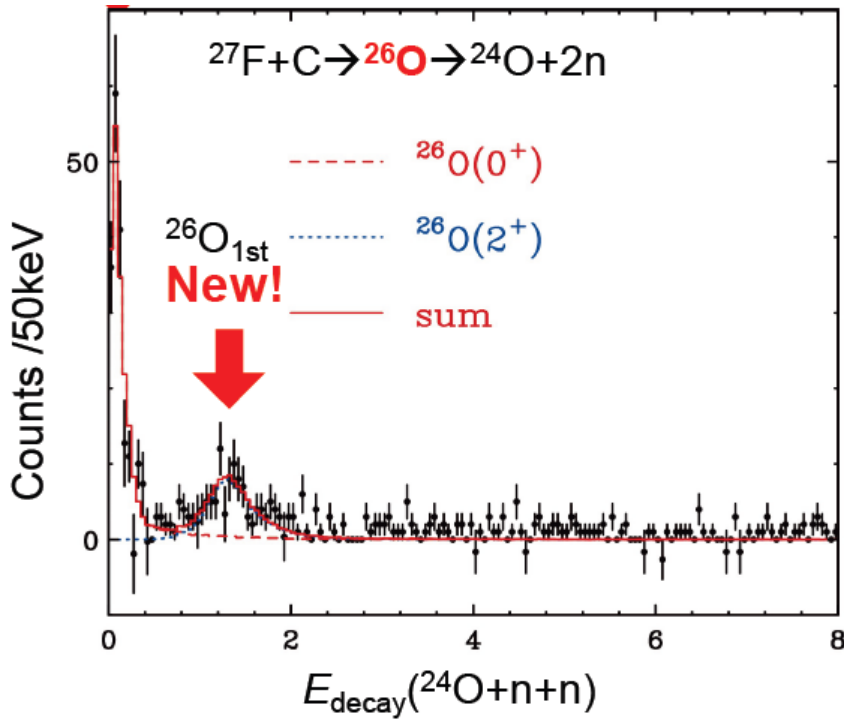
$$d_{3/2}: E = 0.75, \Gamma = 0.087$$

$$f_{7/2}: E = 2.44, \Gamma = 0.21$$

$$p_{3/2}: E = 0.58, \Gamma = 1.63$$

# $^{26}\text{O}$ の $2^+$ 状態

新しい理研のデータ:  $E = 1.28^{+0.11}_{-0.08}$  MeVに明確なピーク



Y. Kondo et al.,  
PRL116('16)102503

cf. カイラル NN+3N力を用いた第一原理計算:  $E_{2^+} = 1.6$  MeV

(C. Caesar et al., PRC88('13)034313)

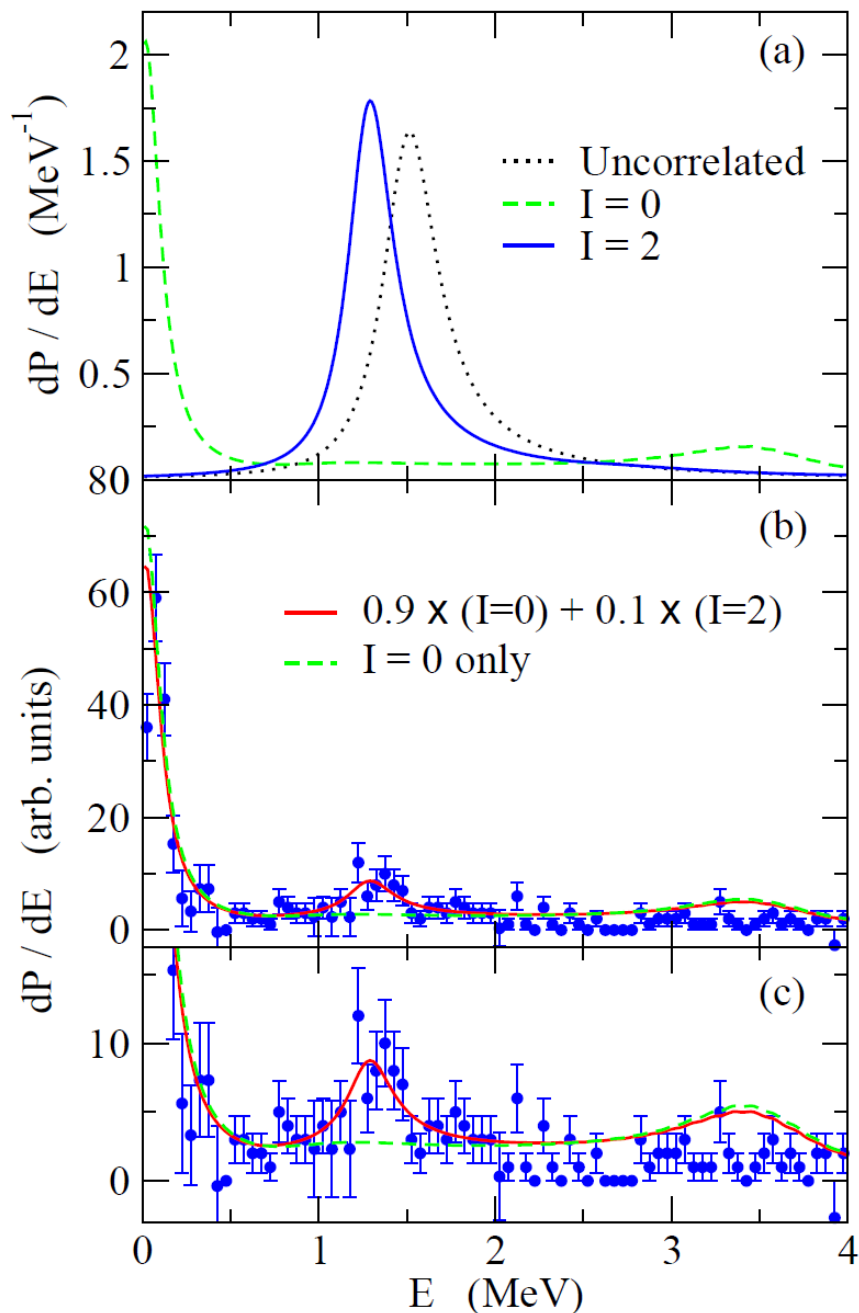
連続状態殻模型:  $E_{2^+} = 1.8$  MeV

(A. Volya and V. Zel'vinsky, PRC74 ('14) 064314)



# $^{26}\text{O}$ の $2^+$ 状態

理研のデータ:  $E \sim 1.28^{+0.11}_{-0.08}$  MeVに  
明確なピーク



3体模型計算:

(MeV)

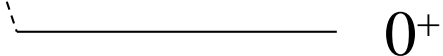
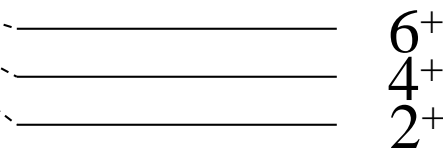
1.498  $\text{---} (d_{3/2})^2$   
1.282  $\text{---} 2^+$

$\Gamma = 0.12$  MeV

0.018  $\text{---} 0^+$

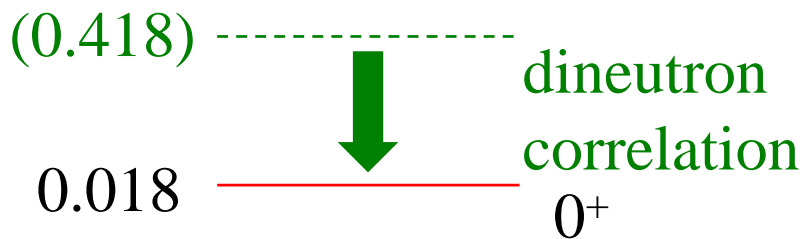
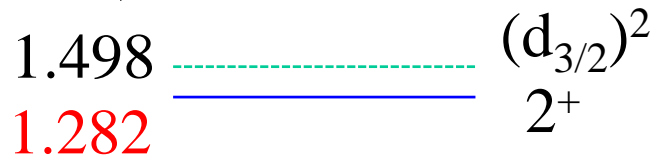
K.H. and H. Sagawa,  
PRC90('14)027303; PRC, 93('16) 034330.

$$[jj]^{(I)} = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$$



### 対相関の教科書的な例！

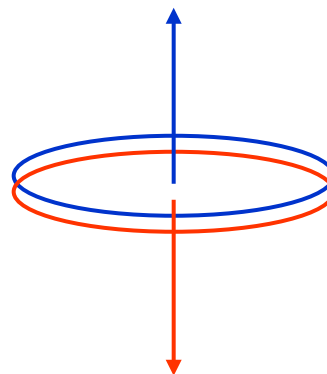
(MeV)



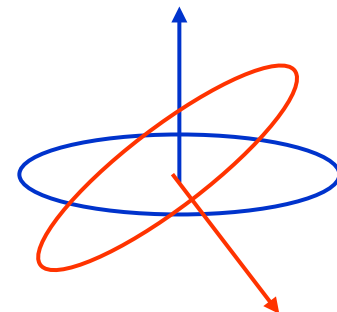
$^{26}\text{O}$

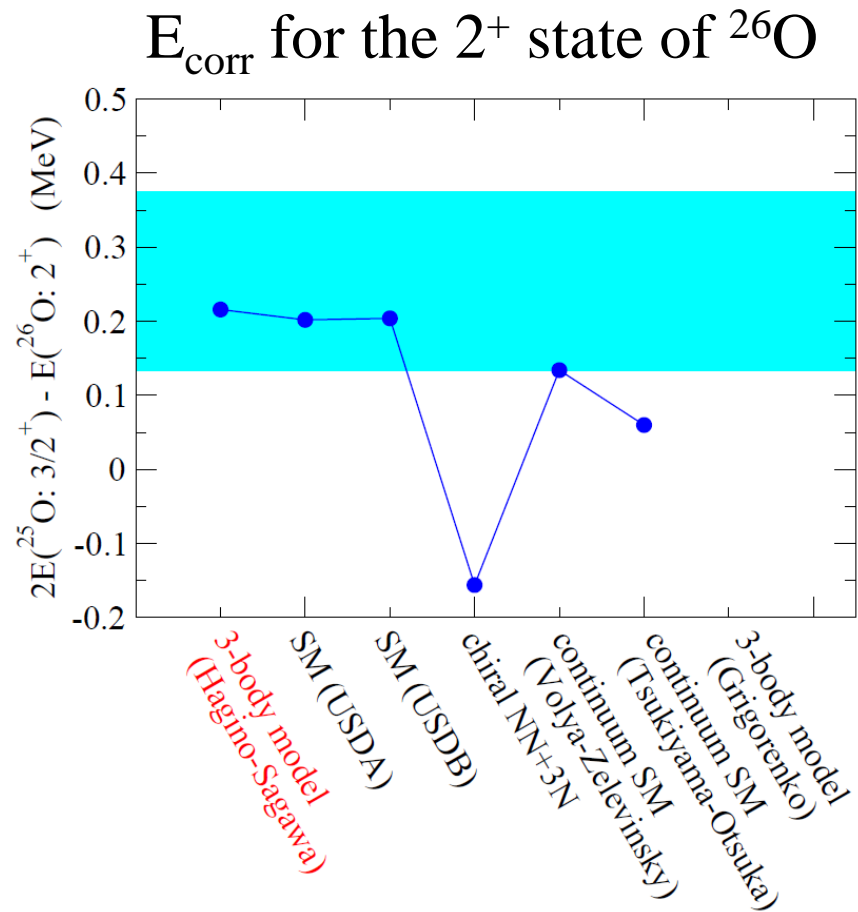
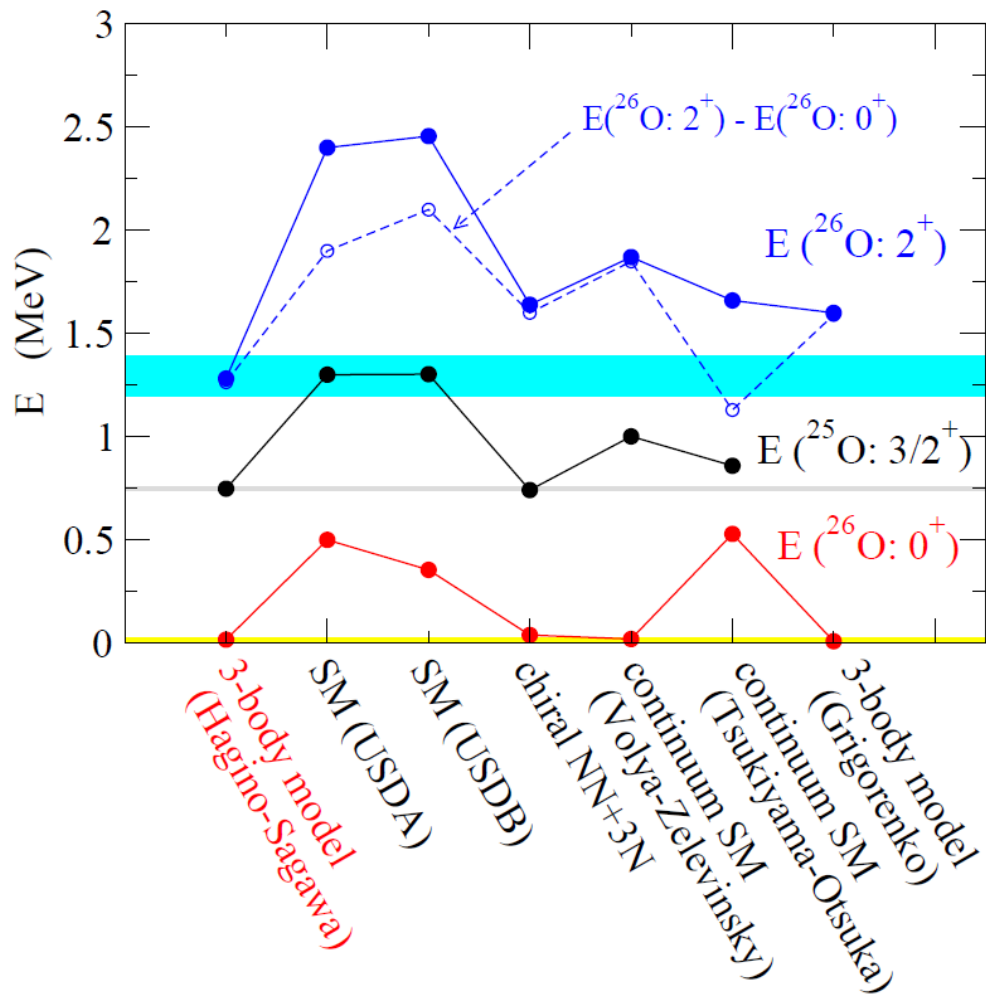
対相関あり

$I=0$  対



$I \neq 0$  対



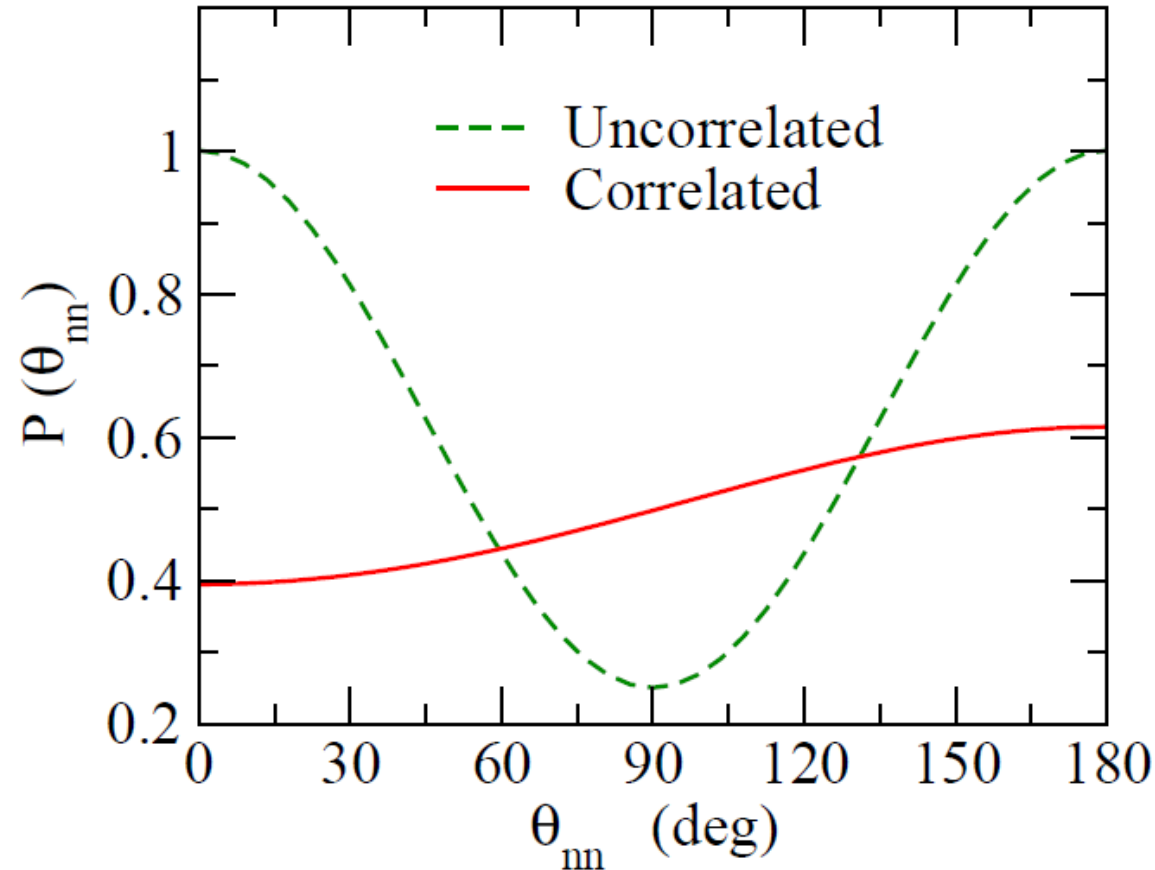


3N 力の役割?

# 放出2中性子の角度相関

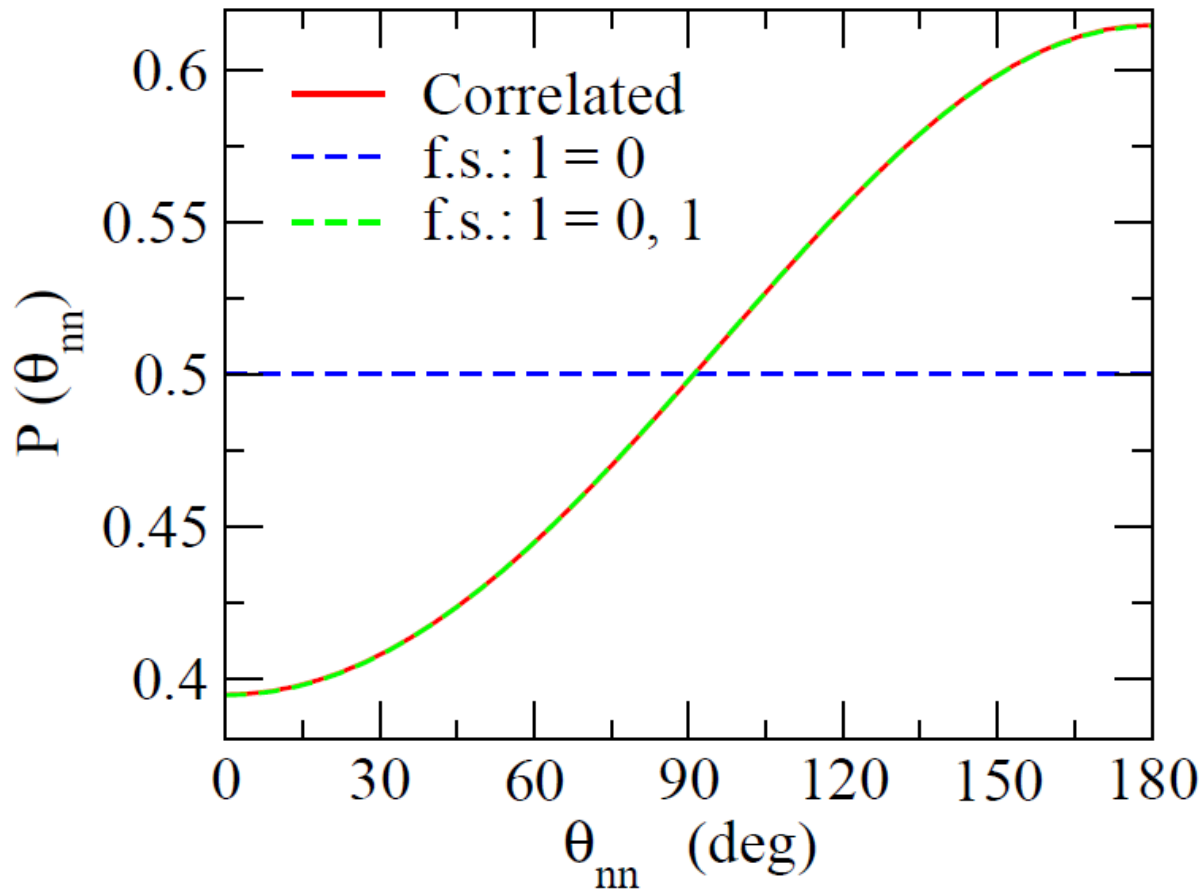
K.H. and H. Sagawa,  
PRC89 ('14) 014331;  
PRC93 ('16) 034330.

$$P(\theta) \sim |\langle \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 | \Psi_{3\text{bd}}(E) \rangle|^2$$



相関  $\rightarrow$  逆方向 ( $\theta = 180$ 度)への放出が増大

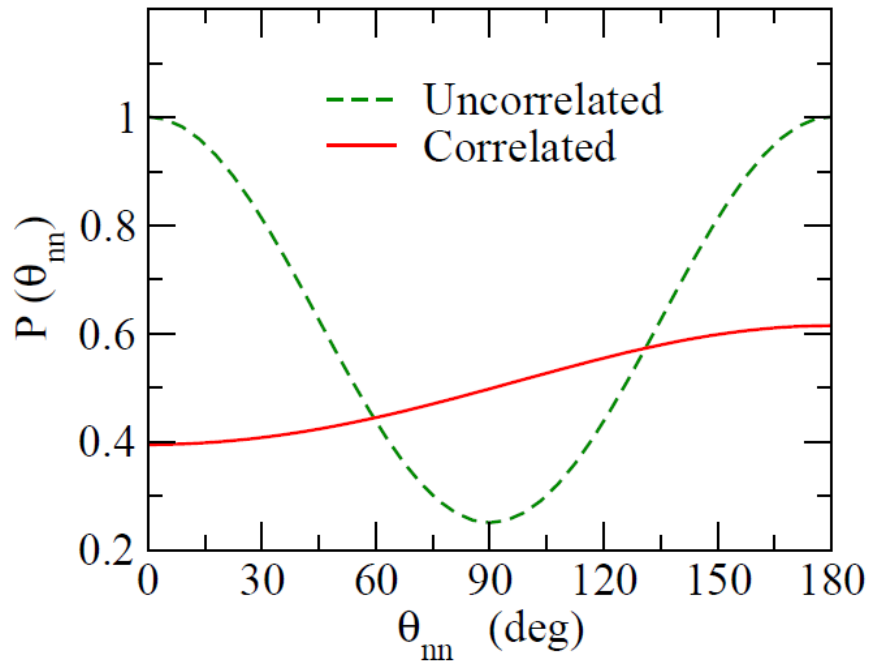
cf. L.V. Grigorenko, I.G. Mukha, and M.V. Zhukov,  
PRL 111 (2013) 042501 でも同様の結論



主な寄与: 3体波動関数のうち  $s$  波及び  $p$  波の成分  
 (遠心力障壁の影響がゼロまたは小さい)

\*高い  $l$  の成分: 遠心力ポテンシャルのために大きく抑制  
 ( $E_{\text{decay}} \sim 18 \text{ keV}$ ,  $e_1 \sim e_2 \sim 9 \text{ keV}$ )

# 放出2中性子の角度相関



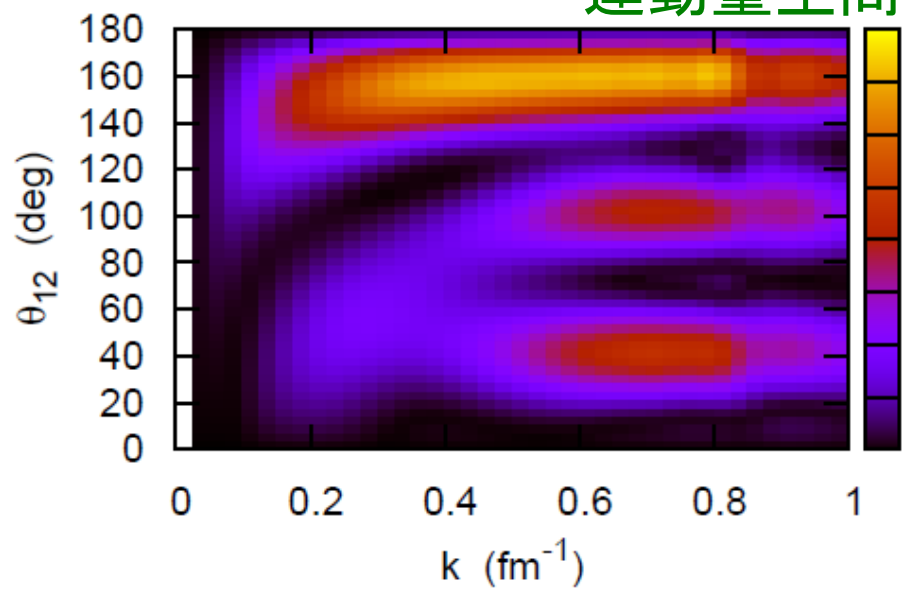
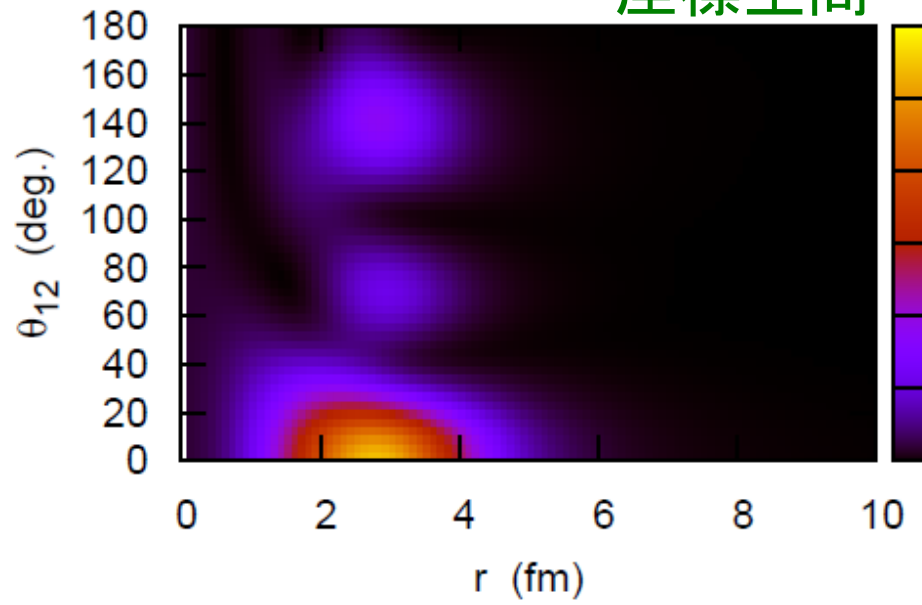
ボックス近似による  
共鳴状態の2粒子密度

$$\rho(r, r, \theta)$$

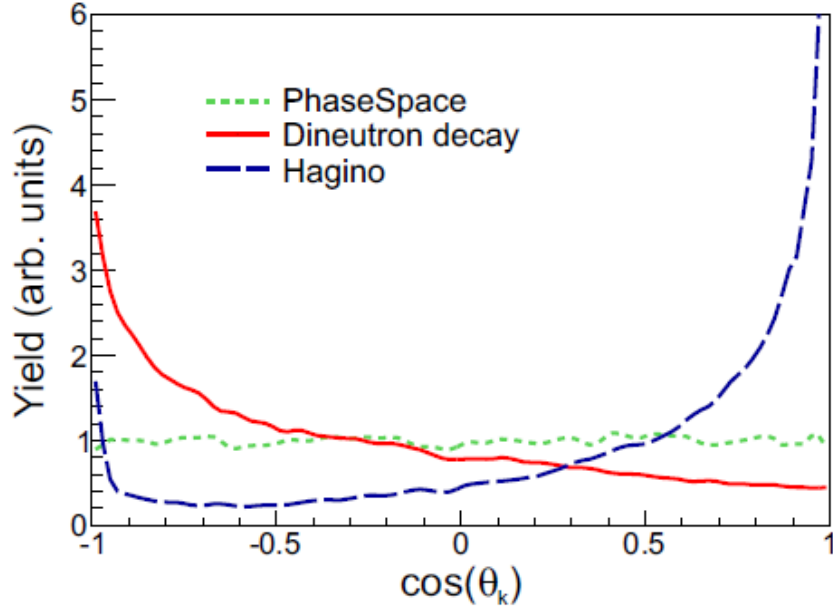
$$8\pi^2 k^4 \sin \theta \cdot \rho(k, k, \theta)$$

座標空間

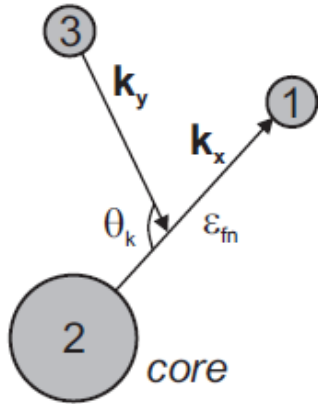
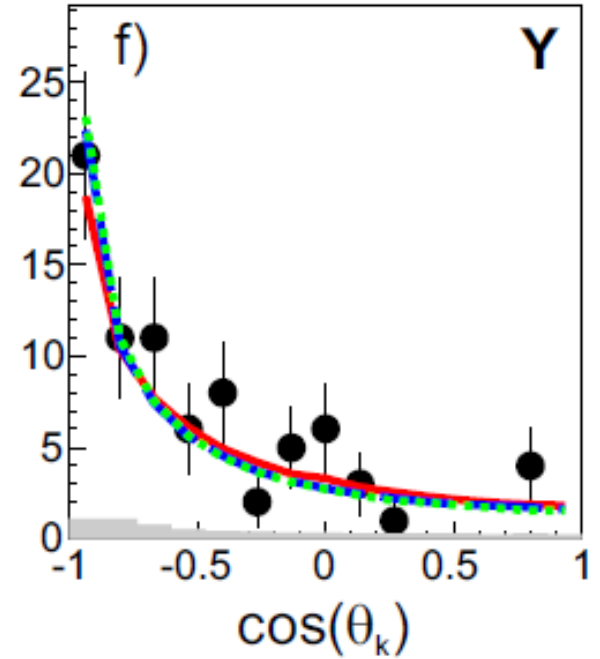
運動量空間



# MONA における最近の測定及びシミュレーション



シミュレーション



Y system

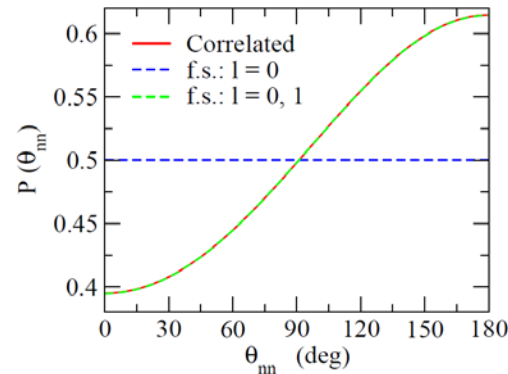
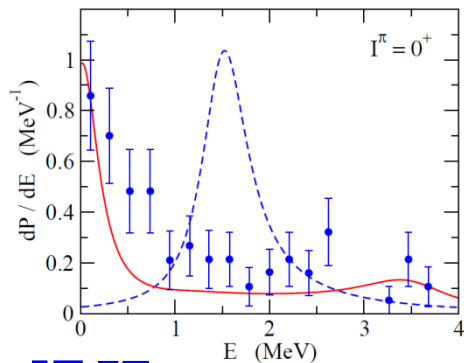
$^{24}\text{O}$  の運動量の不定性によりモデル依存性がなくなってしまふ → 実験的なチャレンジ

# まとめ

**$^{26}\text{O}$ の2中性子放出崩壊** ← 密度依存ゼロ・レンジ相互作用を用いた  
3体模型計算  
(連続状態の効果を取り扱いやすい)

- ✓ 崩壊スペクトル: 低エネルギーにするどいピーク
- ✓  $2^+$  のエネルギー: 実験データをきれいに再現
- ✓ 角度相関: 逆向き方向の放出の増大

↔ **ダイニュートロン相関**



## □ 将来の課題

- ✓  $^{16}\text{Be}$  及び  $^{13}\text{Li}$  の解析
- ✓ 崩壊幅?
- ✓  $^{28}\text{O}$ の4中性子放出崩壊への拡張