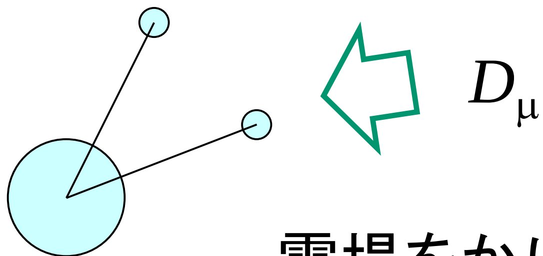
芯核＋2核子系の共鳴状態
~2核子放出崩壊現象~

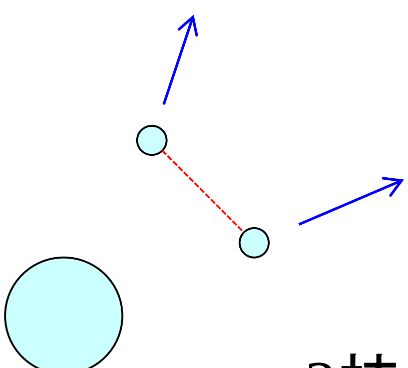
－2陽子放出崩壊
－２中性子放出崩壊

クーロン分解と2核子放出崩壊

クーロン分解

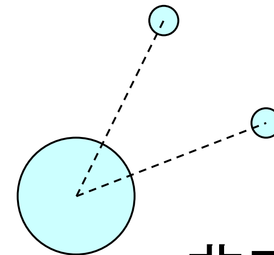


電場をかけて
原子核を揺らす

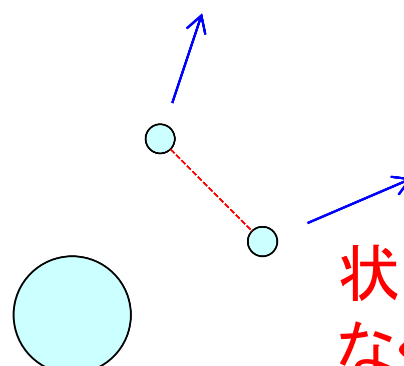


2核子を放出

2核子放出崩壊



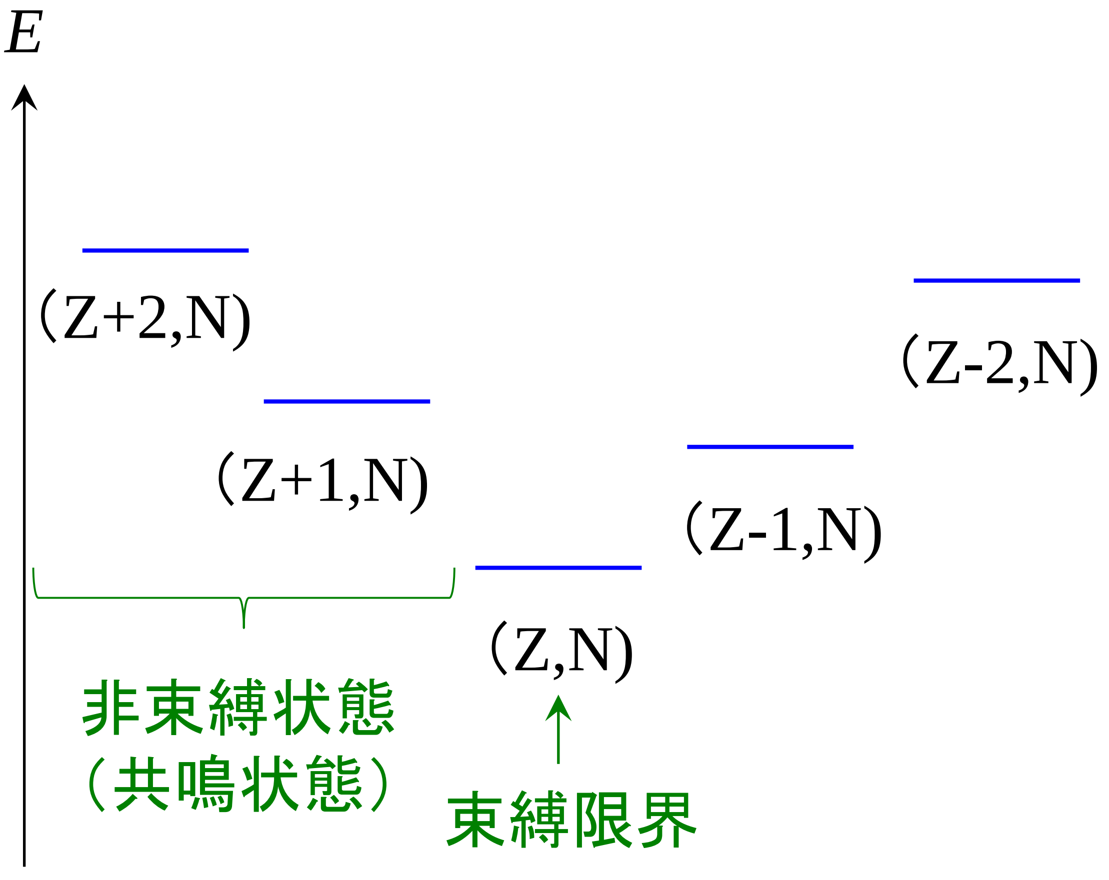
非束縛核
(3体共鳴状態)
を原子核反応で作る



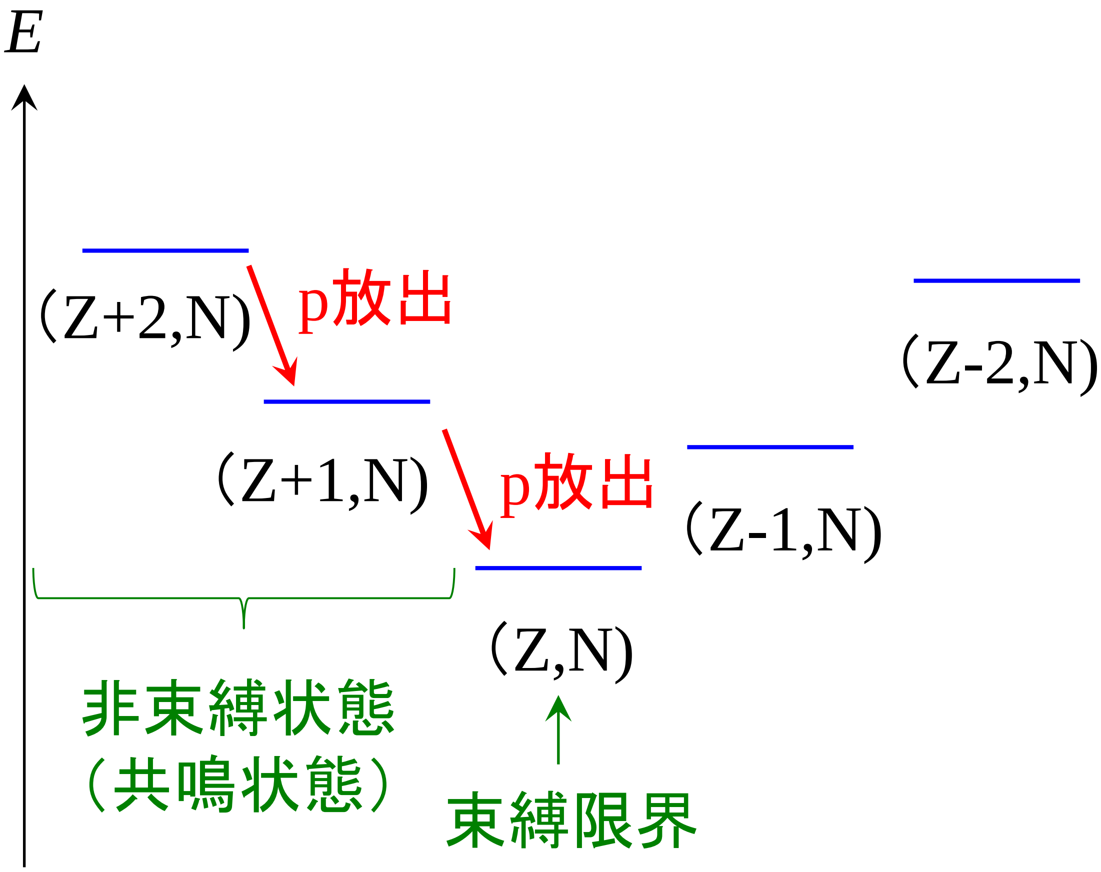
状態を乱されること
なく2核子を自発的
に放出

→ よりクリーンな情報?

「正真正銘の」2核子放出崩壊

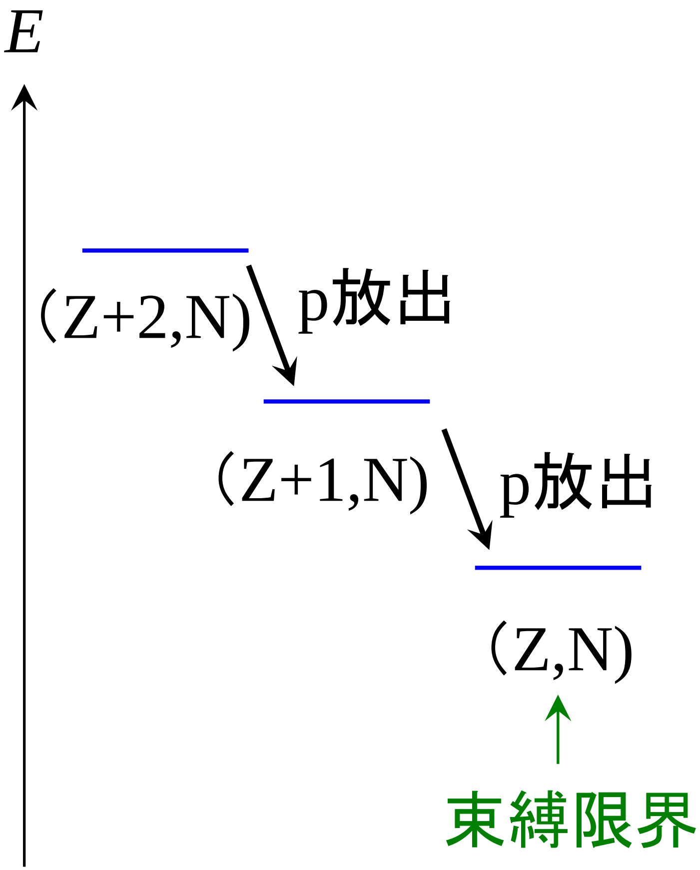


「正真正銘の」2核子放出崩壊

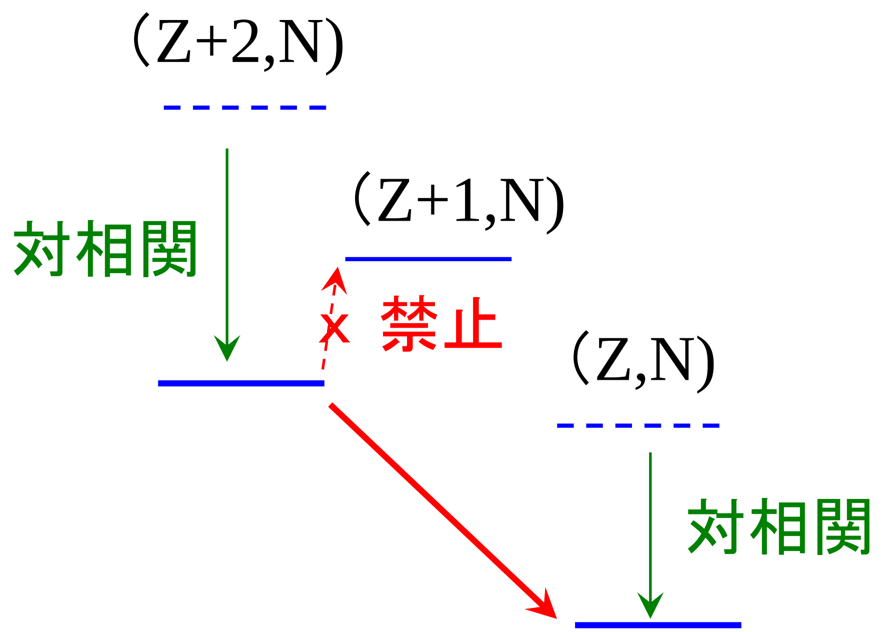


連続的な2核子放出
（1核子放出が2回起きる）

「正真正銘の」2核子放出崩壊



もし Z が偶数だと



直接 (Z+2,N) から (Z,N) に遷移

連続的な2核子放出
（1核子放出が2回起きる）

「正真正銘の」2核子放出崩壊

寿命が十分長ければ（例えば 10^{-14} 秒以上）
「放射性」2陽子放出崩壊
V.I. Goldansky, Nucl. Phys. 19 (‘60) 482

（類似の現象）

二重β崩壊

$^{136}_{55}Cs_{81}$

mass excess

= － 86.34 MeV

β ダメ

Δ

$^{136}_{54}Xe_{82}$

mass excess

= － 86.43 MeV

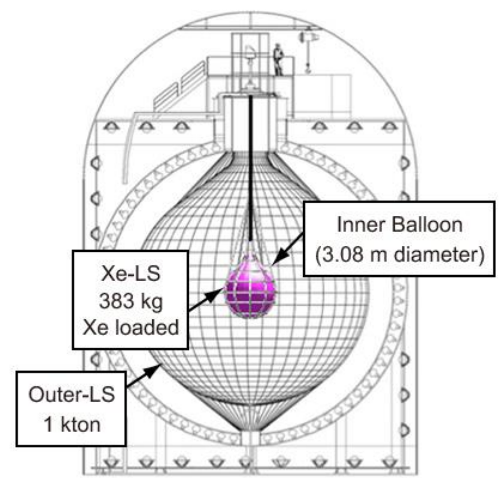
ββ

Δ

$^{136}_{56}Ba_{80}$

mass excess

= － 88.89 MeV



Kamland-ZEN

放射性2陽子放出崩壊の実験データ

理論的予言 : V.I. Goldansky, Nucl. Phys. 19 ('60) 482
Y.B. Zel'dovich, Sov. Phys. JETP 11 ('60) 812

最初の実験的観測:

^{45}Fe 核: M. Pfutzner et al., Euro. Phys. J. A14 ('02) 279
J. Giovinazzo et al., PRL 89 ('02) 102501

* ^{6}Be の2陽子放出崩壊の最初の観測は 1966 年。
ただし、τ = 7.15 (47) x 10^{-21} 秒なので、「放射性」
崩壊とは言えない。

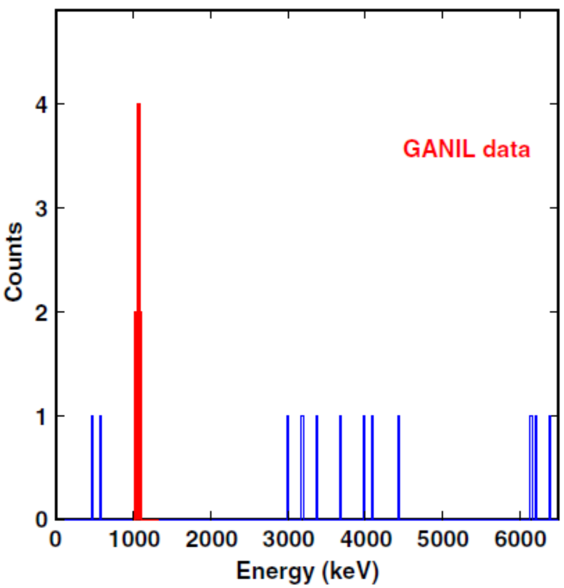
B. Blank and M. Ploszajczak, Rep. Prog. Phys. 71 ('08) 046301

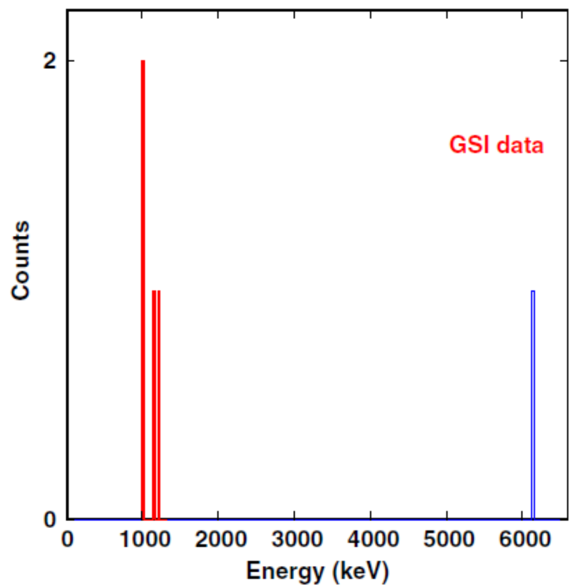
放射性2陽子放出崩壊の実験データ

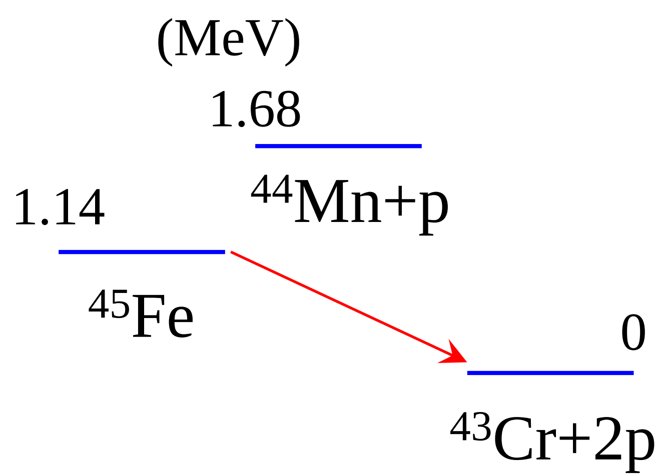
理論的予言：V.I. Goldansky, Nucl. Phys. 19 (‘60) 482
Y.B. Zel’dovich, Sov. Phys. JETP 11 (‘60) 812

最初の実験的観測：

^{45}Fe 核： M. Pfutzner et al., Euro. Phys. J. A14 (‘02) 279
J. Giovinazzo et al., PRL 89 (‘02) 102501



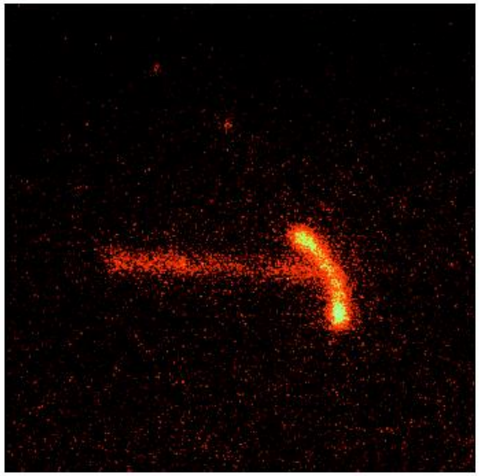




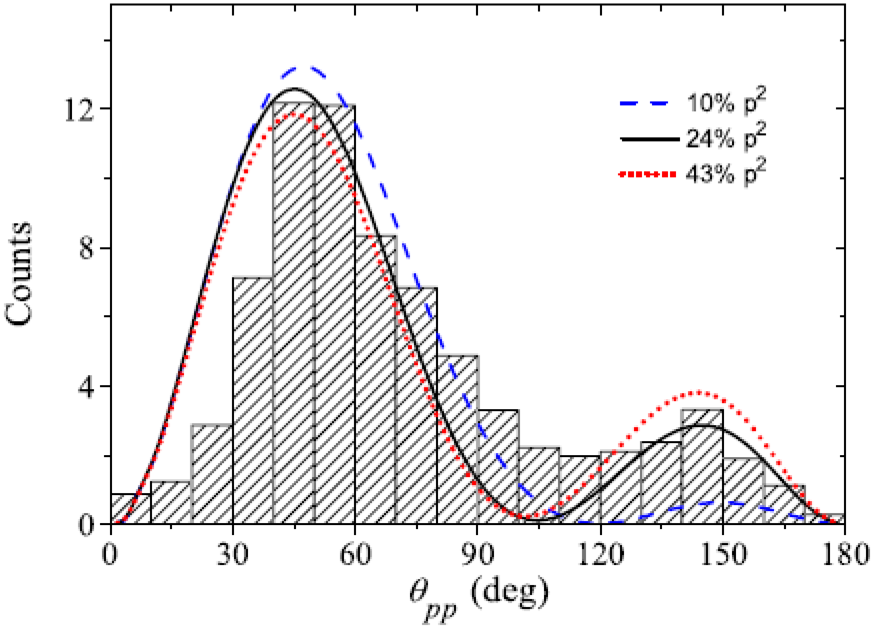
B. Blank and M. Ploszajczak, Rep. Prog. Phys. 71 (‘08) 046301

放射性2陽子放出崩壊の実験データ

その後の^{45}Fe 核の実験



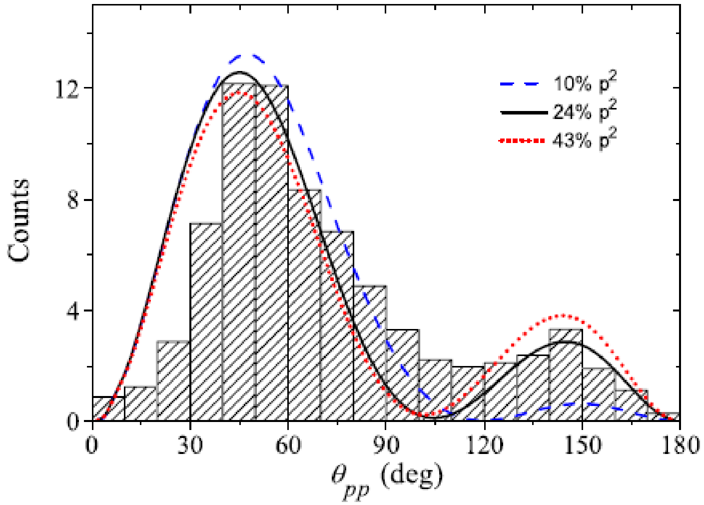
ガス・チェンバーの中を走らせて CCD カメラで写真をとる



角度分布の解析:
p^2 ~30%, f^2 ~ 70% の三体模型計算とよく合う

K. Miernik et al., PRL 99 ('07) 192501

放射性2陽子放出崩壊の実験データ

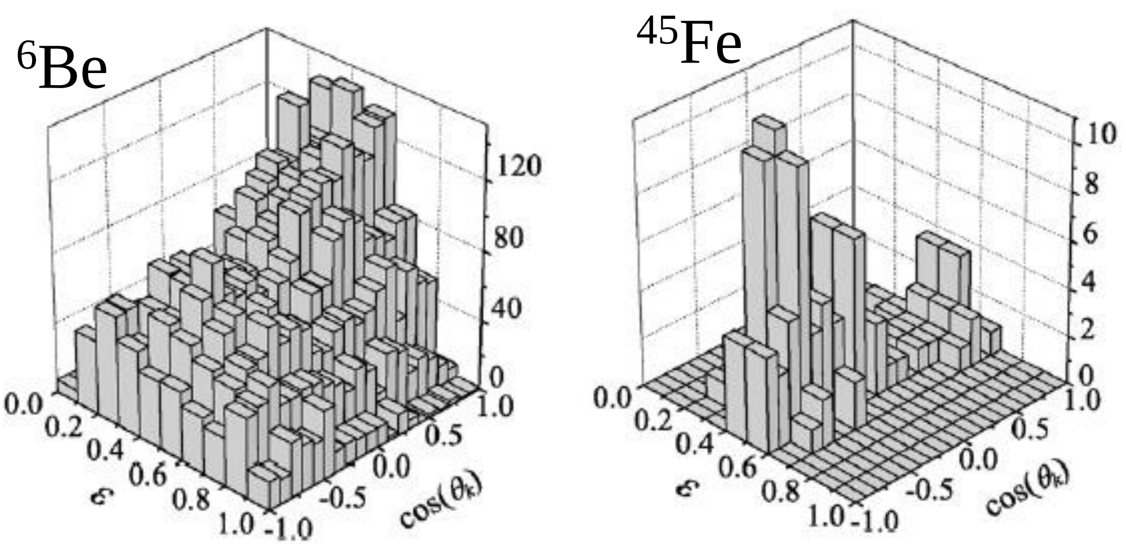


ただし、
✓ 何故ふた山構造になるのか
✓ 何故前方ピークになるのか
などはよくわかっていない
（そのような議論をあまり見かけない）

^{6}Be と ^{45}Fe で全く違う分布

→ 理由は議論されていない

（クーロン三体系の計算が大変であまり計算をする人がいない）



実験データ

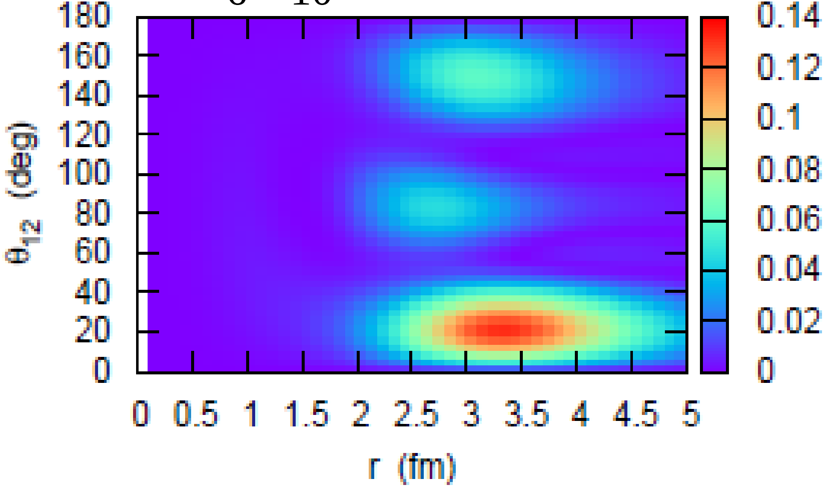
L.V. Grigorenko et al.,
PLB677 ('09) 30

2核子放出崩壊におけるダイ・プロトン相関の効果

T. Oishi, K.H., and H. Sagawa, PRC90 (‘14) 034303

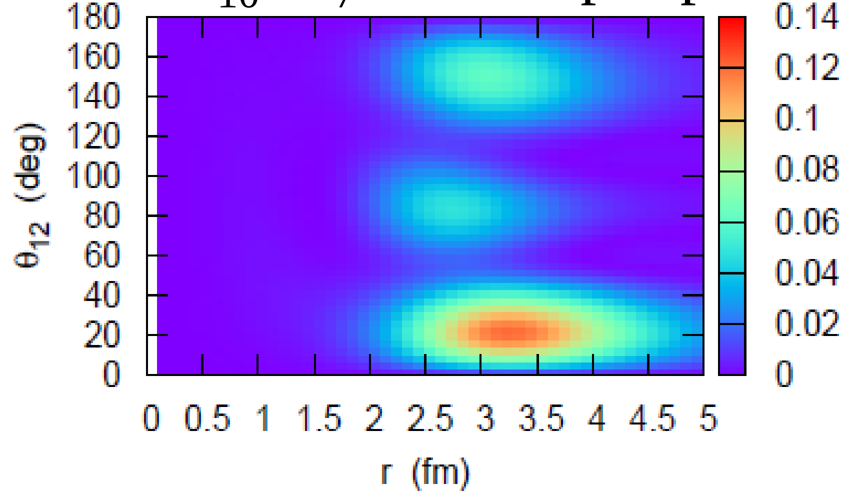
ダイ・ニュートロン相関

$^{16}{}_{6}C_{10} = {}^{14}C + n + n$



ダイ・プロトン相関

$^{17}{}_{10}Ne_{7} = {}^{15}O + p + p$



similar

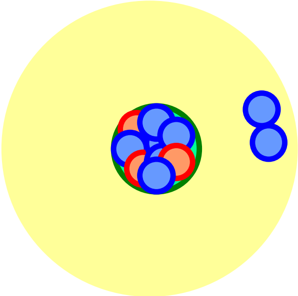
$$\langle v_{pp}^{(\mathrm{nucl})} \rangle = -3.26 \quad \mathrm{MeV}$$
$$\langle v_{pp}^{(\mathrm{Coul})} \rangle = 0.448 \quad \mathrm{MeV}$$

非束縛核にダイプロトン相関があると、2陽子放出崩壊にどのような影響を及ぼすのか?

考察：運動量空間でのダイ・ニュートロン/ダイ・プロトン相関

$$\boxed{\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') = \alpha\,\Psi_{ee}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') + \beta\,\Psi_{oo}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')}$$

→ θ_r ＝ 0: 増大



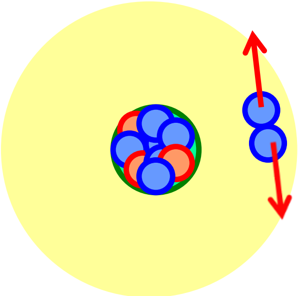
→ フーリエ変換

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

$$e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} = \sum_l (2l+1) i^l \ldots\ldots \longrightarrow \underset{r}{i^l} \cdot \underset{r'}{i^l} = i^{2l} = (-)^l$$

$$\boxed{\tilde{\Psi}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') = \alpha\,\tilde{\Psi}_{ee}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') - \beta\,\tilde{\Psi}_{oo}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}')}$$

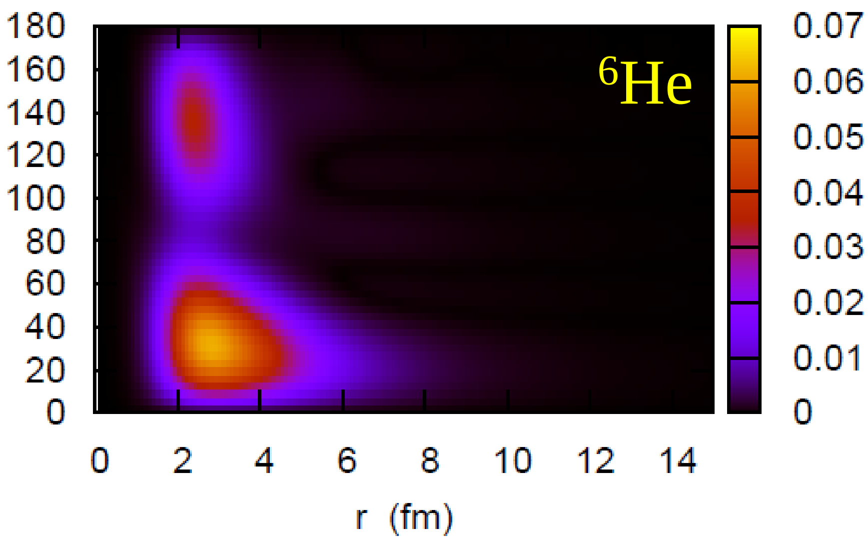
→ θ_k ＝ π: 増大



＊不確定性関係の観点からも理解可

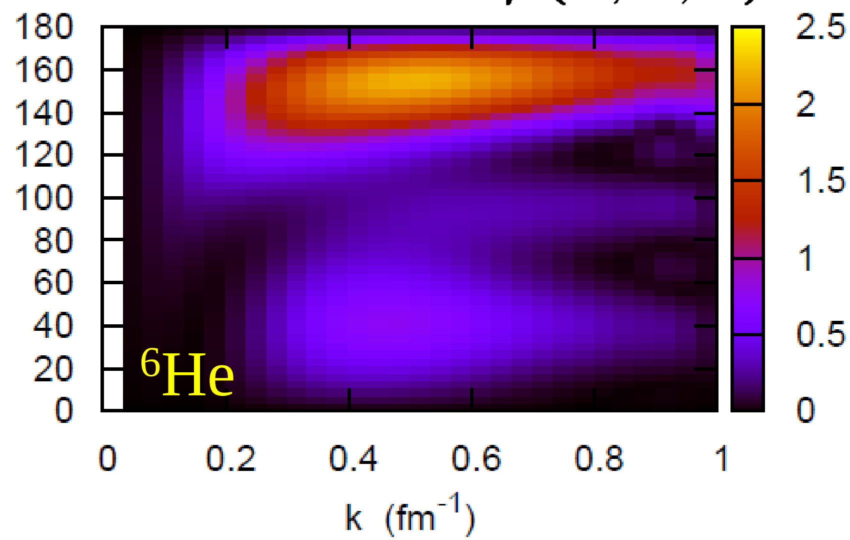
座標空間での2粒子密度:

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

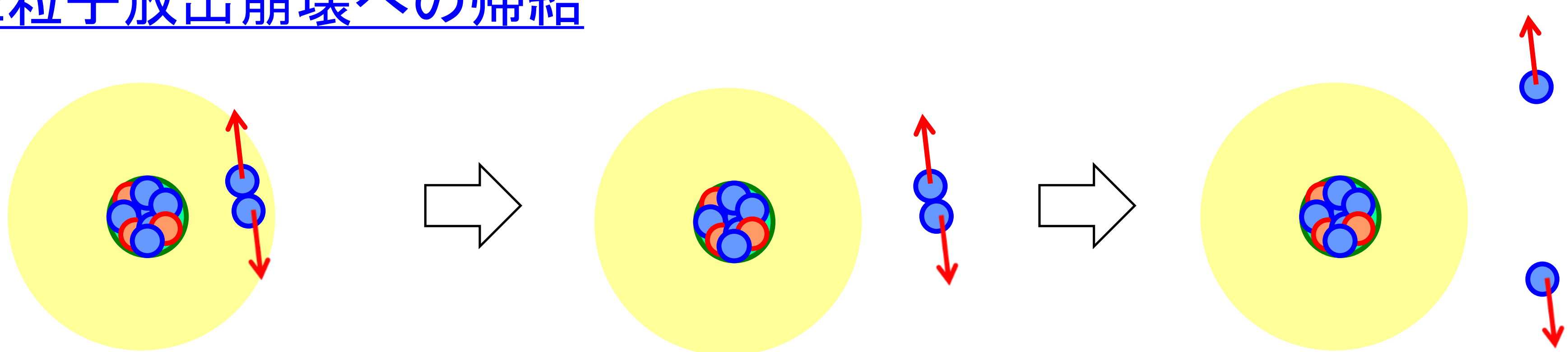


運動量空間での2粒子密度:

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

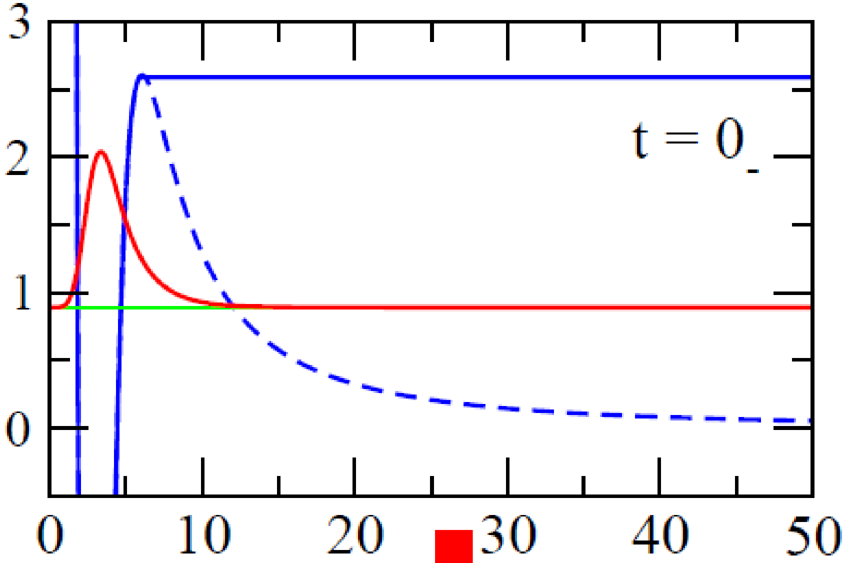


2粒子放出崩壊への帰結

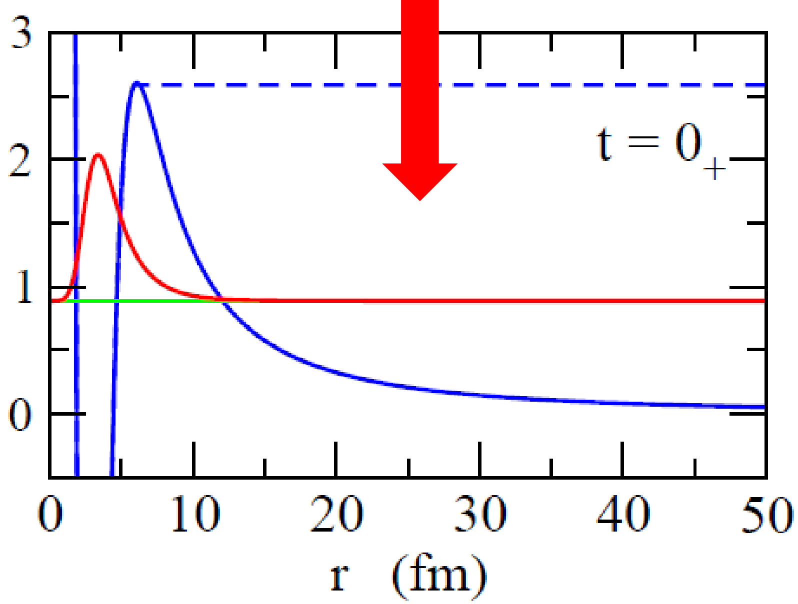


実際にこのようになっているのか? → 時間発展の方法で確かめる。

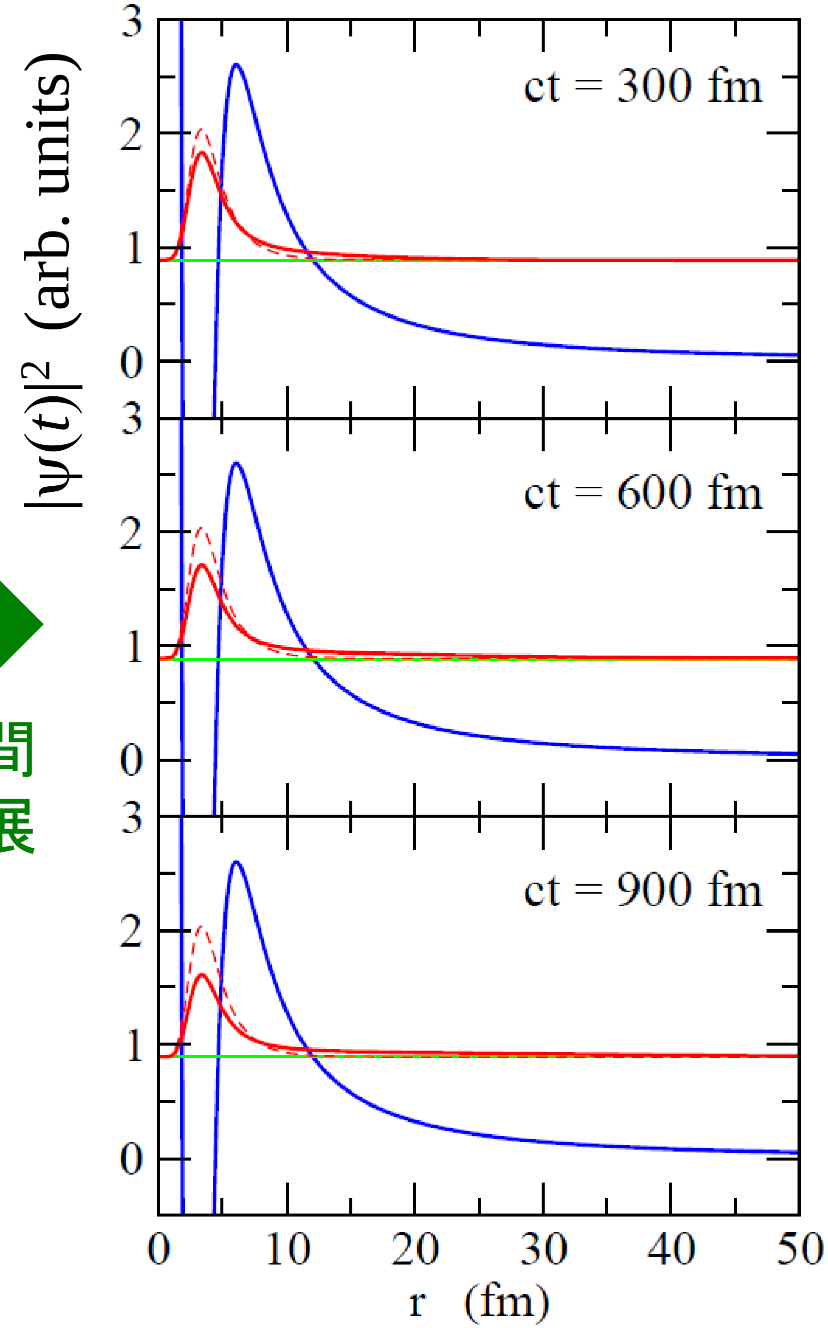
時間発展法による量子トンネル崩壊の記述



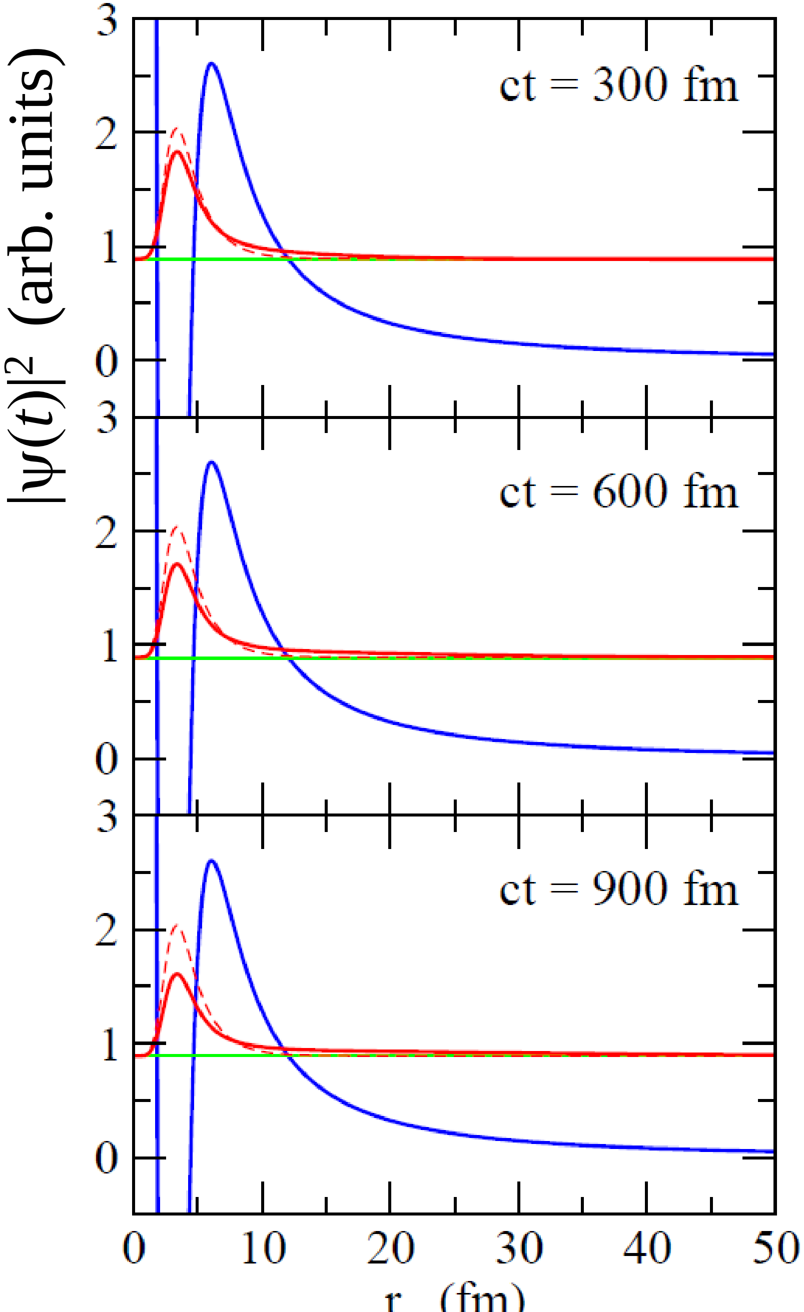
$t = 0$ にポテンシャルを変化

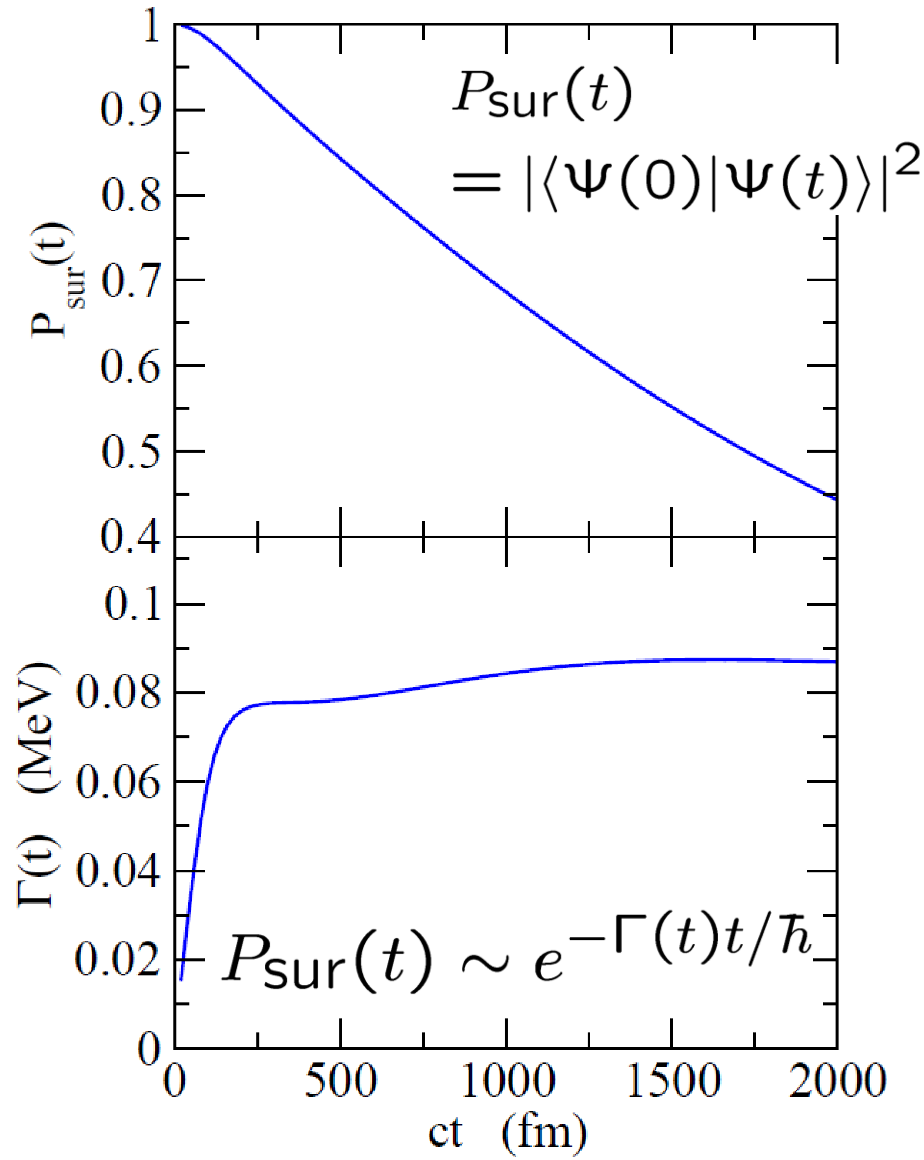


時間発展



時間発展法による量子トンネル崩壊の記述

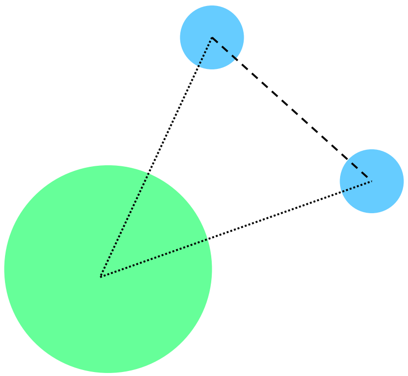




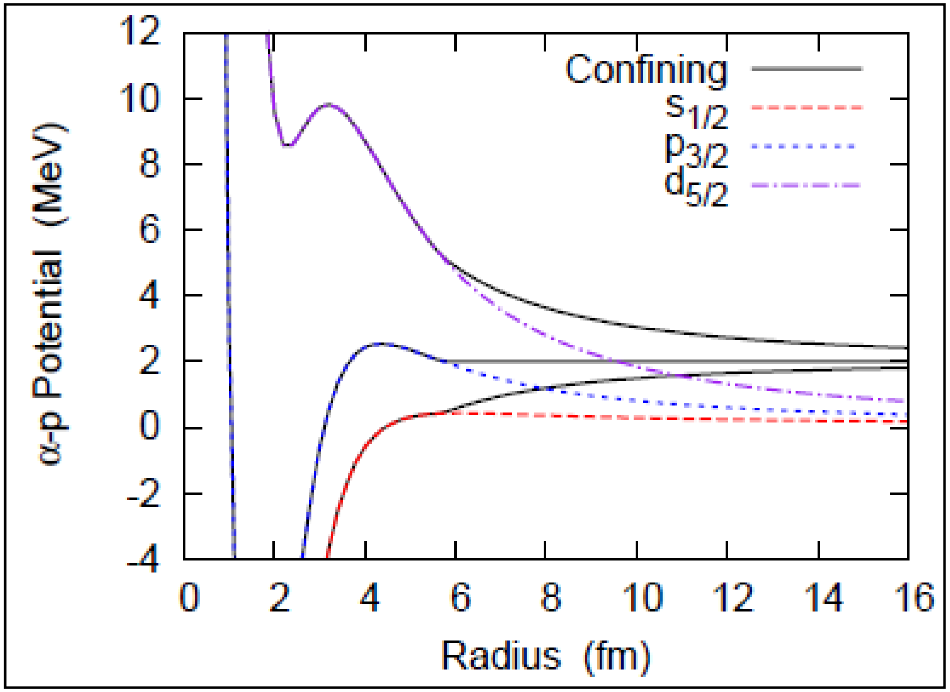
この方法を3体模型に適用

時間発展法による2陽子放出崩壊の記述

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

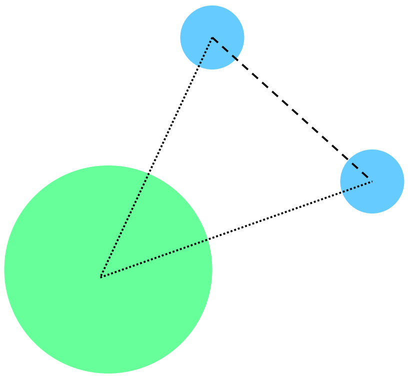


① $V_{nC}(r) \rightarrow V_{nC}^{\mathrm{mod}}(r)$ としてポテンシャル内部に閉じ込められた波束をつくる。



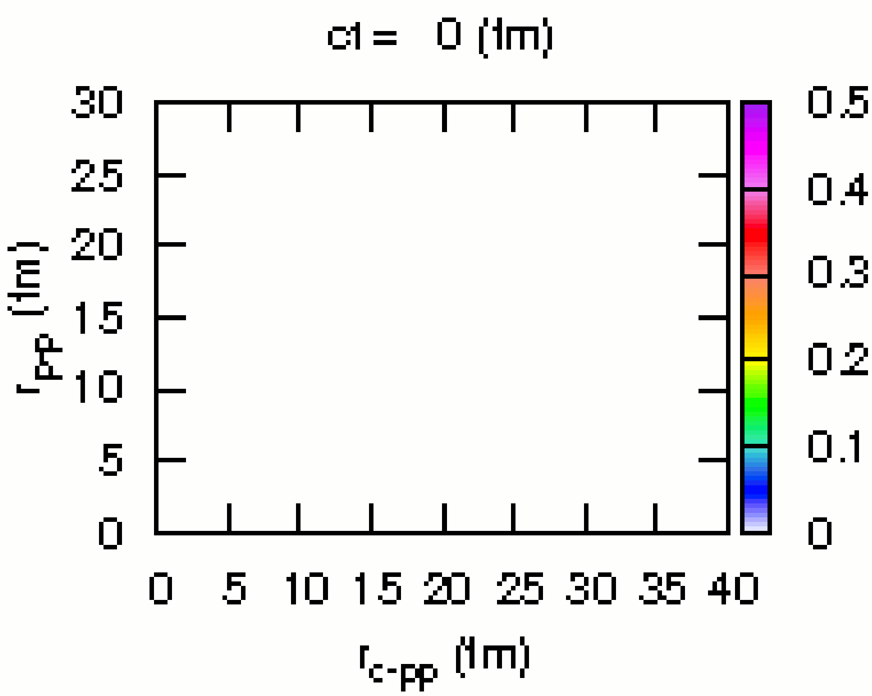
時間発展法による2陽子放出崩壊の記述

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

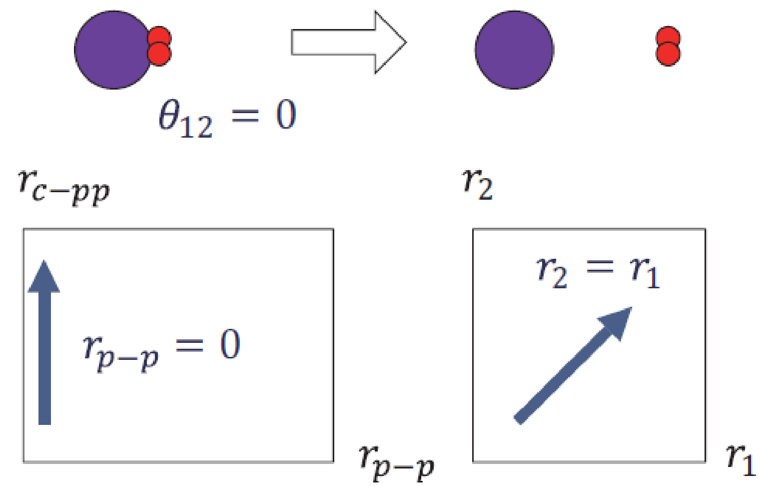


① $V_{\rm nC}(r) \rightarrow V_{\rm nC}{}^{\rm mod}(r)$ としてポテンシャル内部に閉じ込められた波束をつくる。

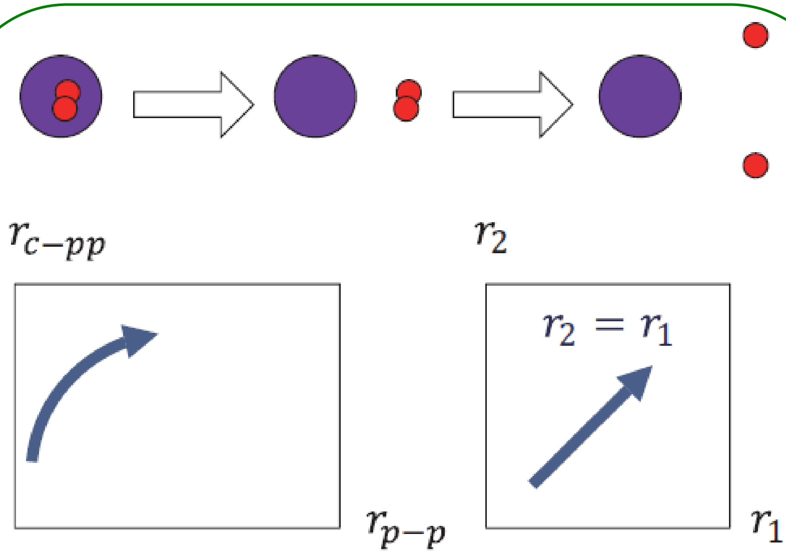
② $t = 0$ で$V_{\rm nC}{}^{\rm mod}(r) \rightarrow V_{\rm nC}(r)$ と戻し、波束の時間発展をモニターする。



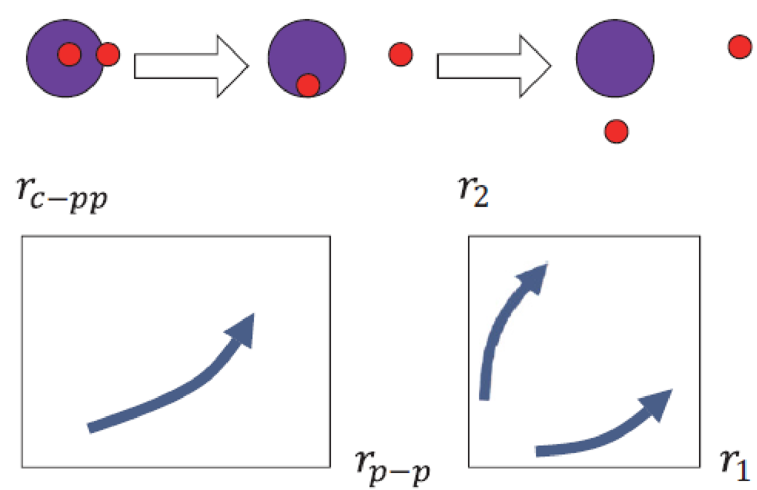
T座標のプロットとV座標のプロットを組合せ
→崩壊のダイナミックス



ダイ・プロトン放出



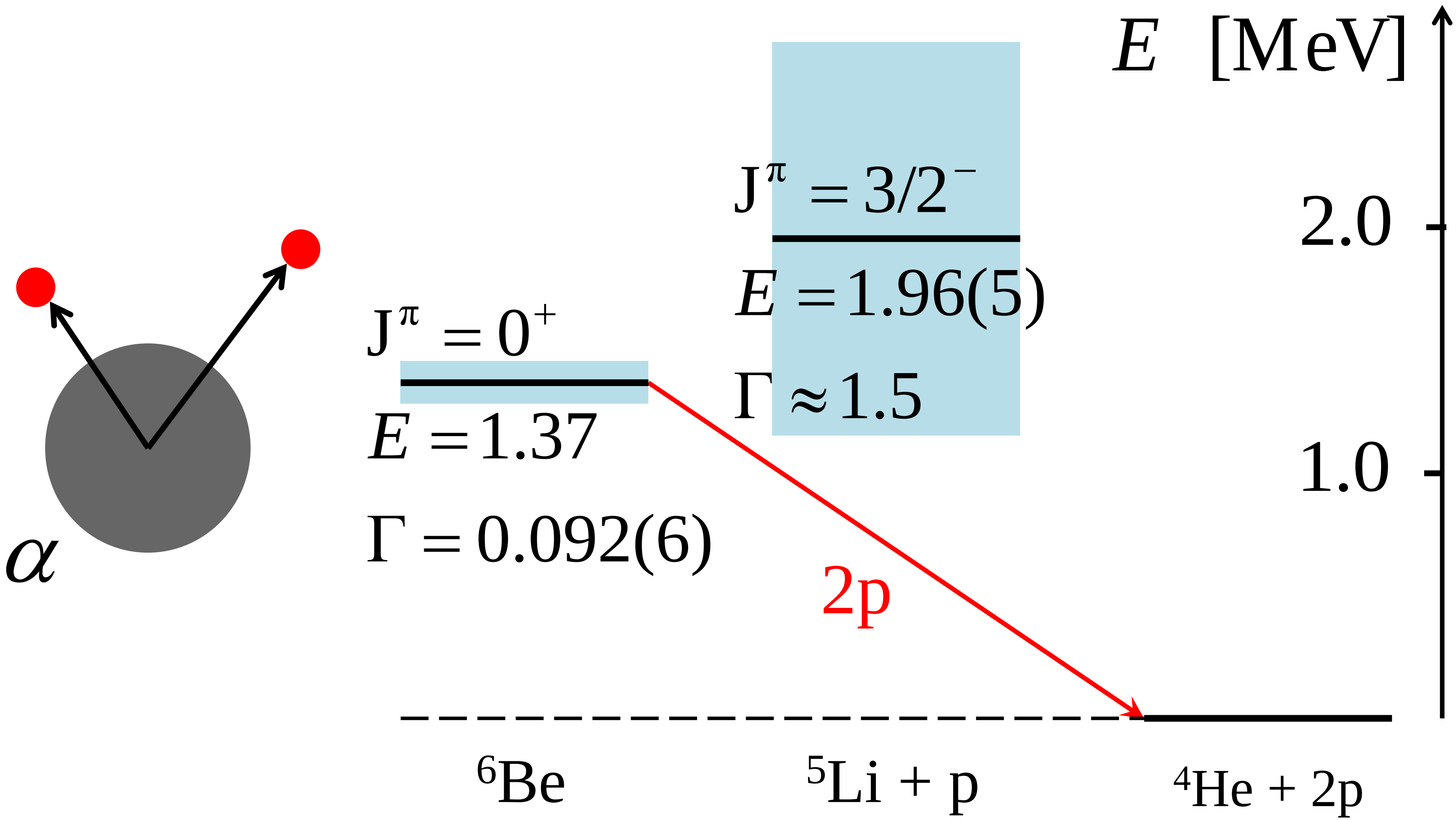
ダイ・プロトン放出＋分解



連続的2陽子放出

$^{6}Be \rightarrow {}^{4}He + p + p$ 崩壊への適用

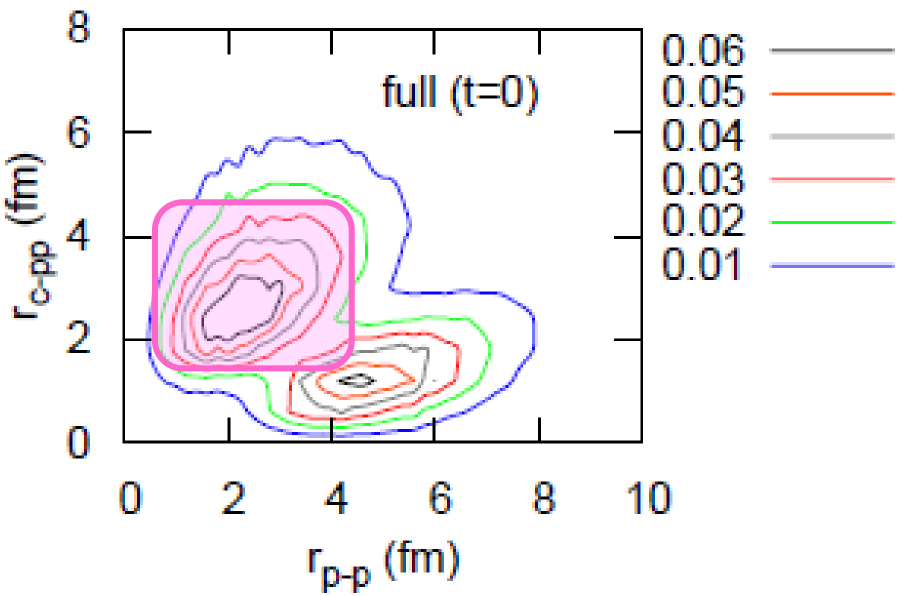
T. Oishi, K.H., and H. Sagawa, PRC90 (‘14) 034303

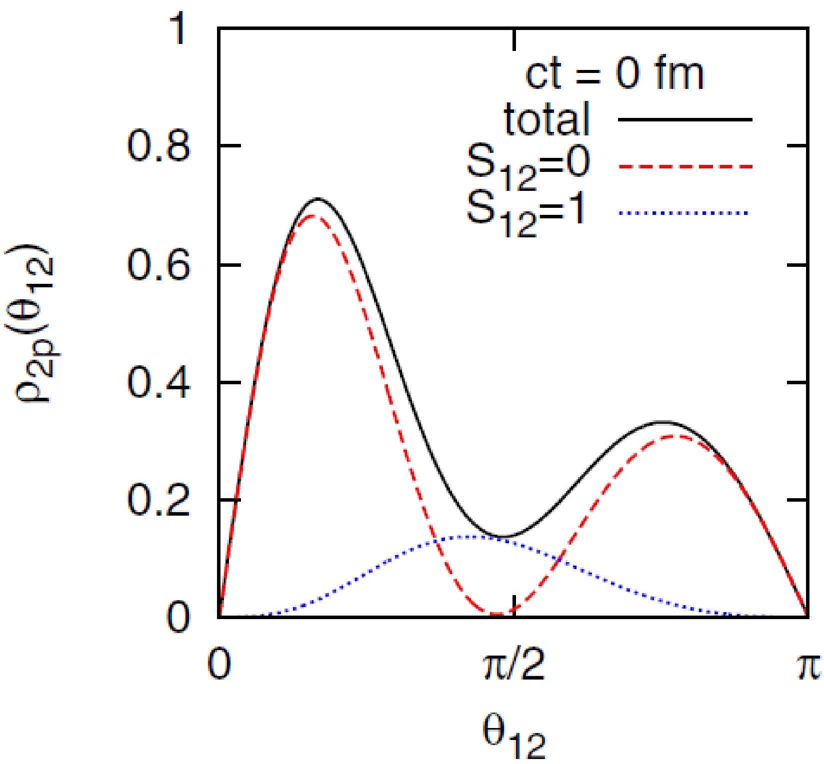


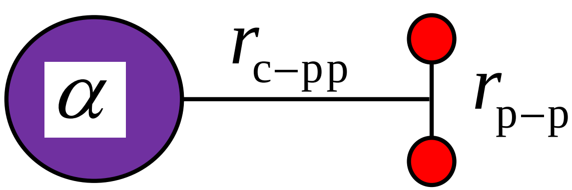
中間状態（^{5}Li）の幅が大きいものの、「正真正銘」の2陽子崩壊に近い状況

初期波動関数

一粒子ポテンシャルを変形させて2陽子を閉じ込める





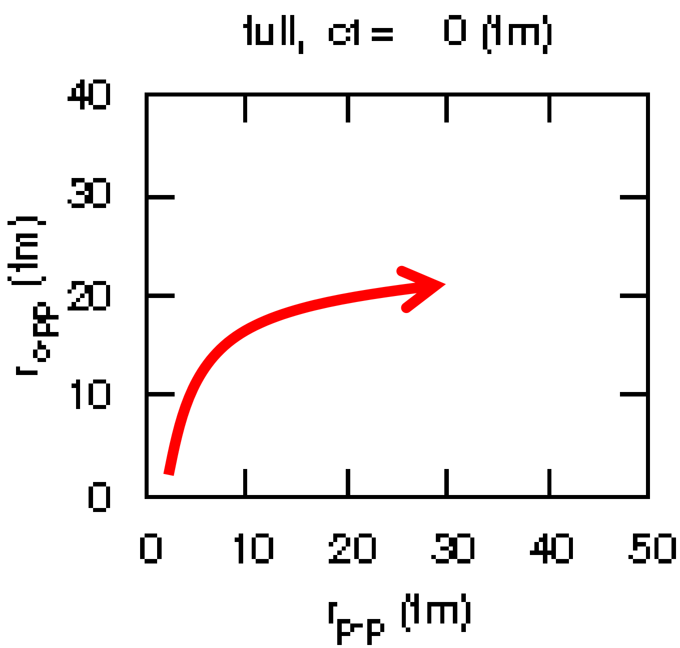


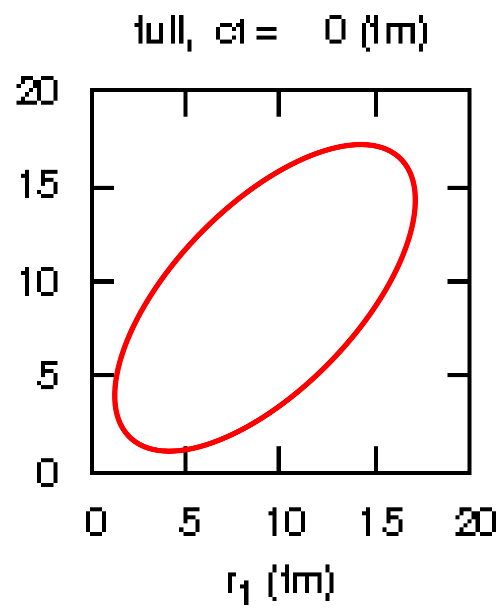
密度分布の偏り
＝ダイ･プロトン相関

時間発展

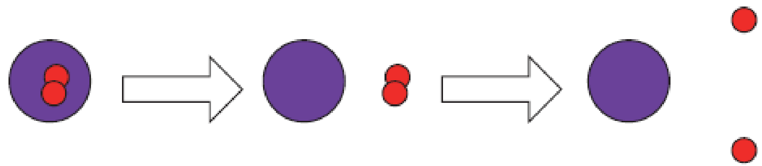
$$\Psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2; t) = C(t)\Psi_0(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) + \Psi_d(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2; t)$$

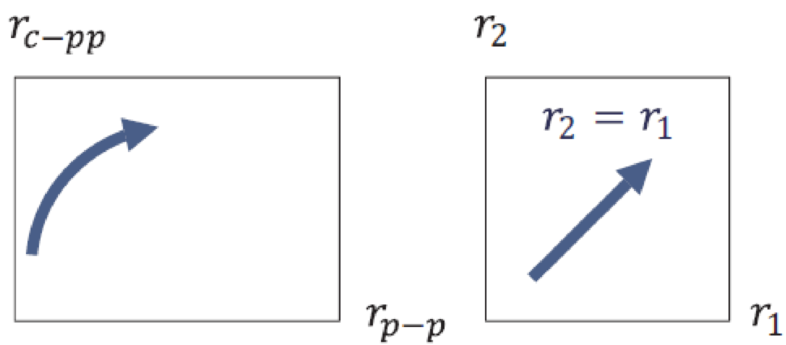
として $\Psi_d(t)$ に関する密度分布をプロット





時間発展

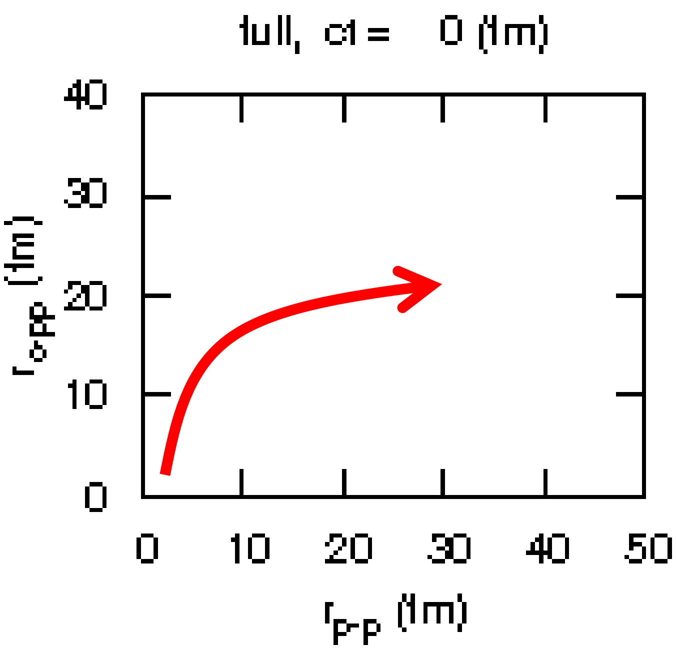


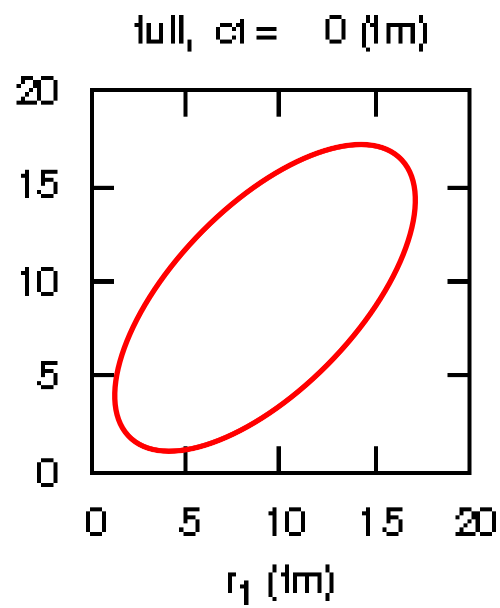


(e) correlated

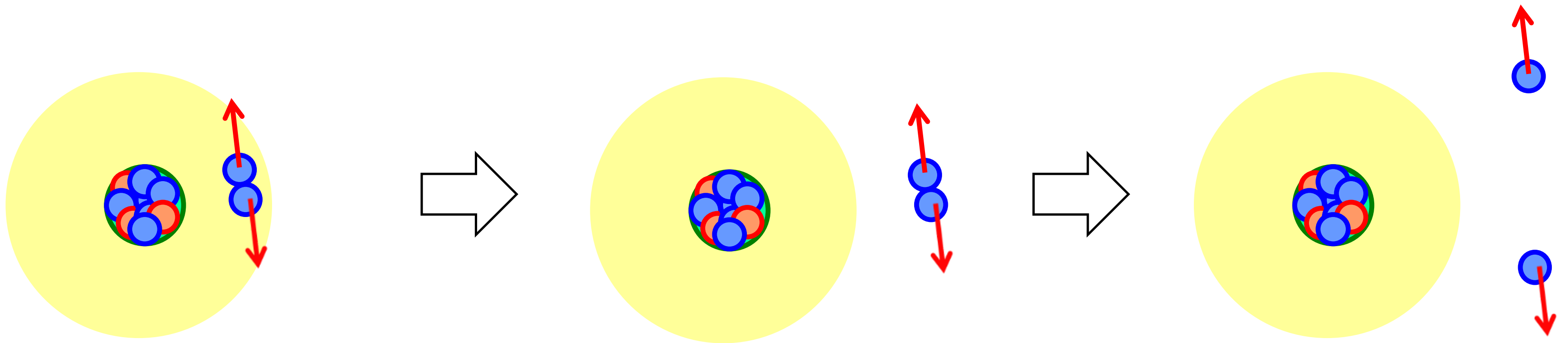
ダイ・プロトン放出
＋分解

相関ありの
三体崩壊

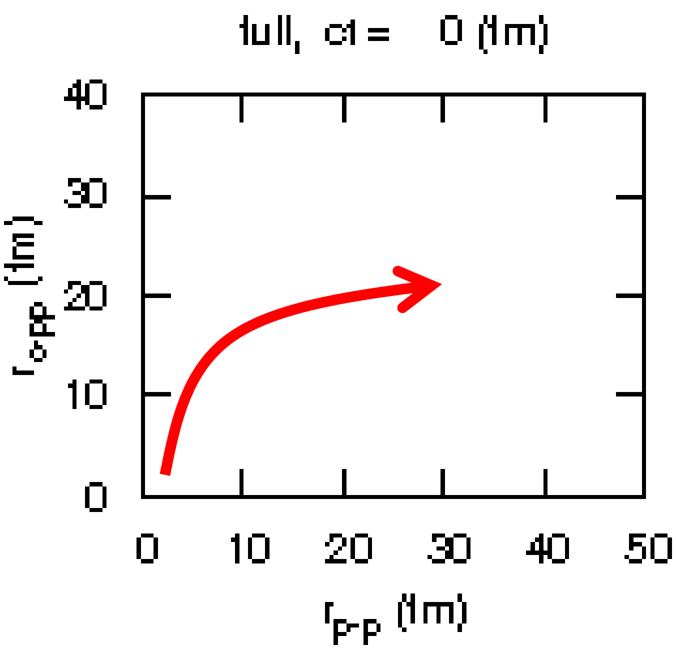


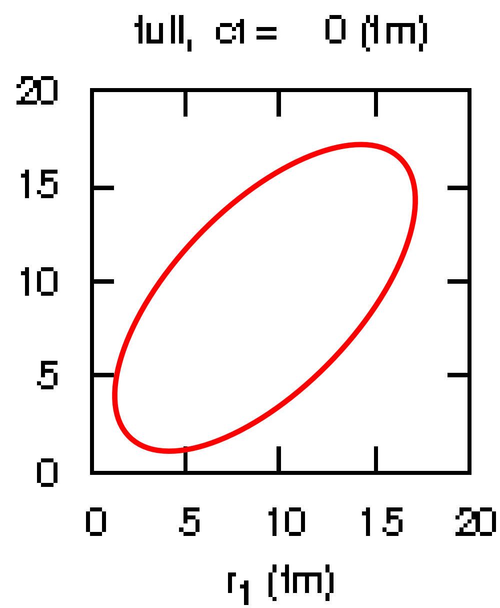


時間発展



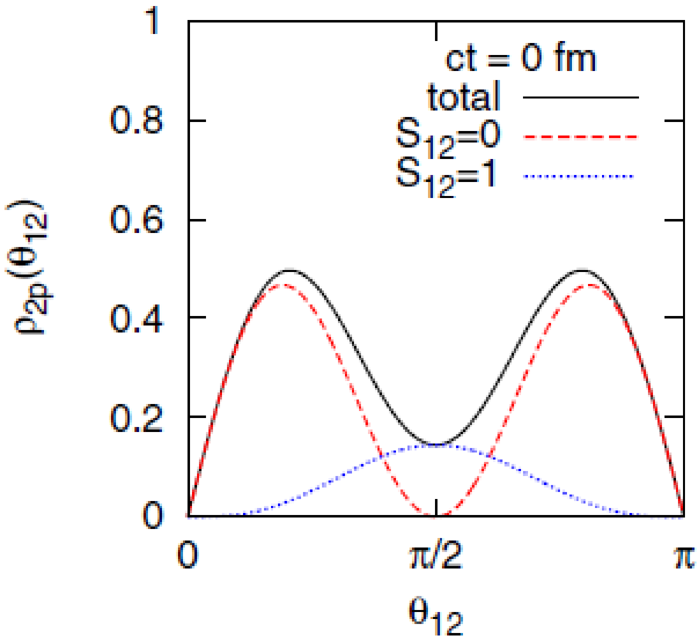
この予想通りの2陽子放出



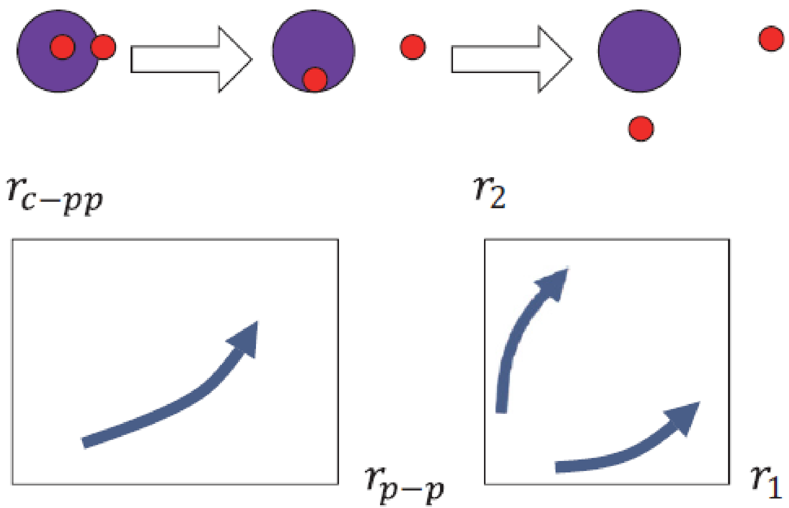


ダイ・プロトン相関の果たす役割

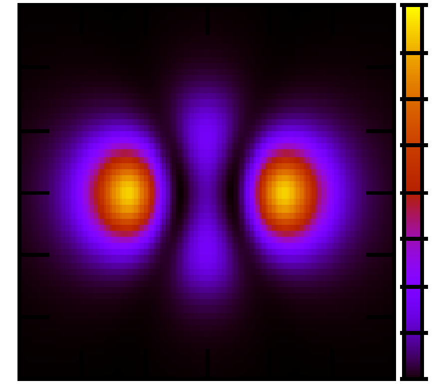
✓p^2, f^2, h^2 の配位のみ取り入れる → 奇数角運動量のみ
✓pp 間の引力を強めて Q 値が同じになるようにする（V_{cp} は同じ）



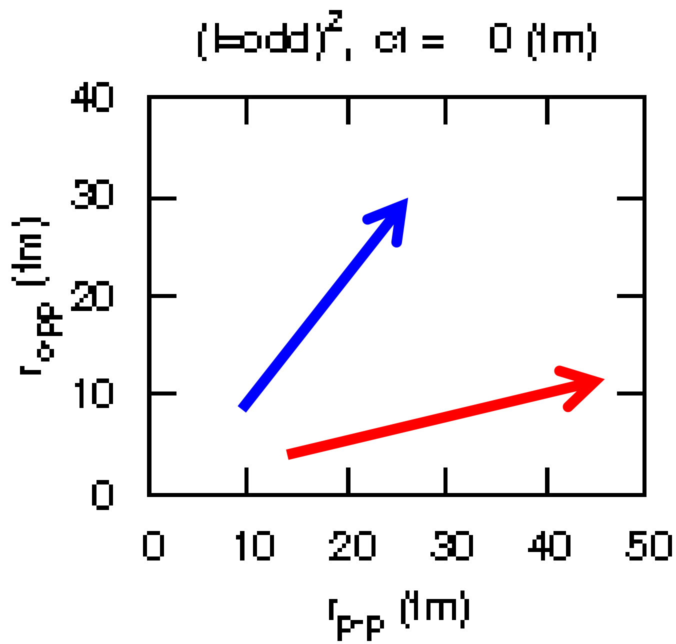
初期分布
：対称的な分布（ダイ・プロトン相関なし）

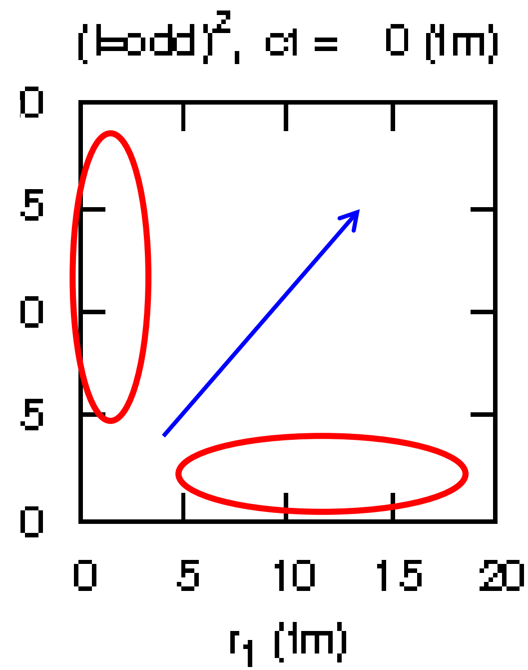


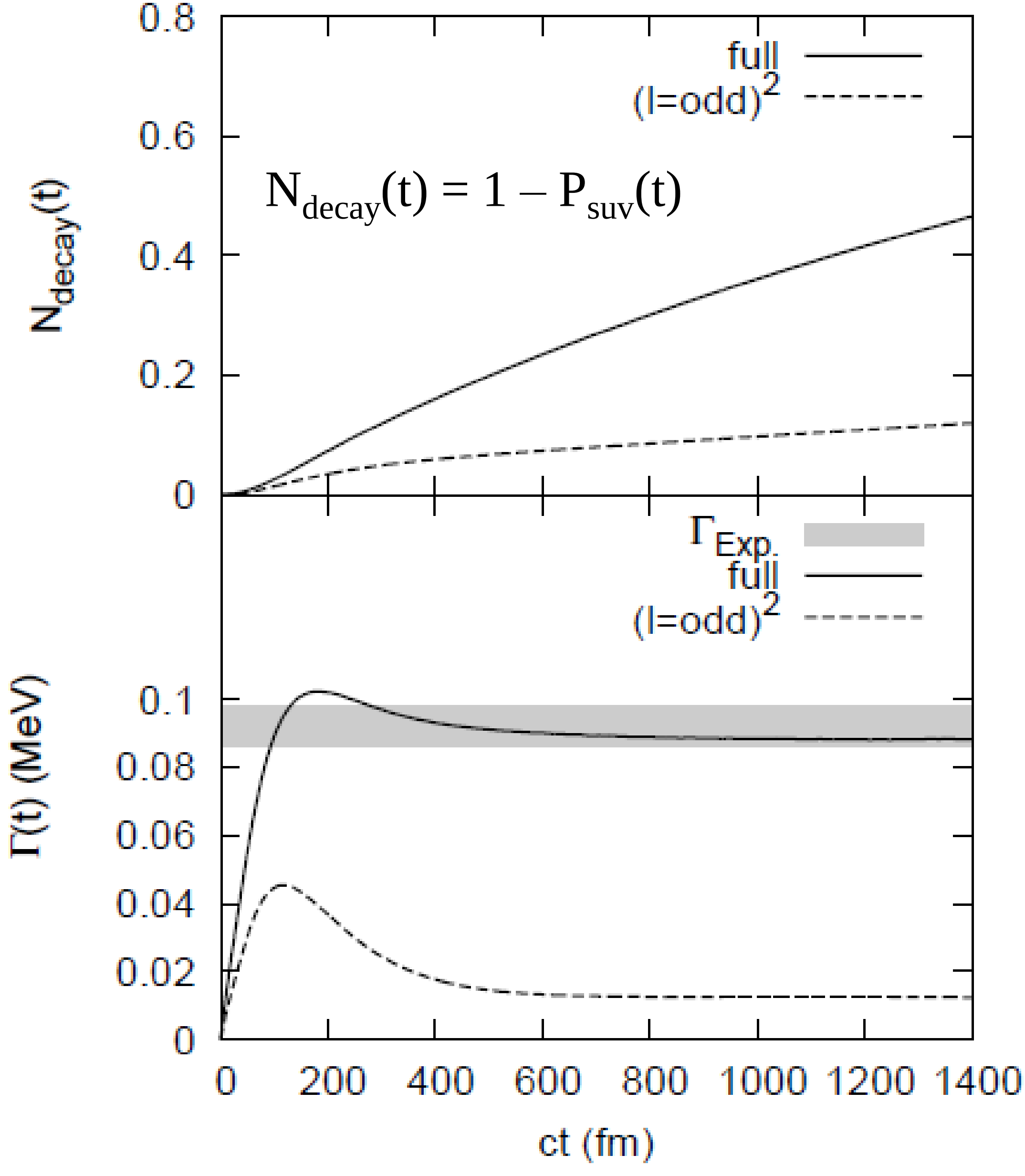
(f) sequential



correlated な成分と
anti-correlated な成分の両方
（連続的放出が主成分）





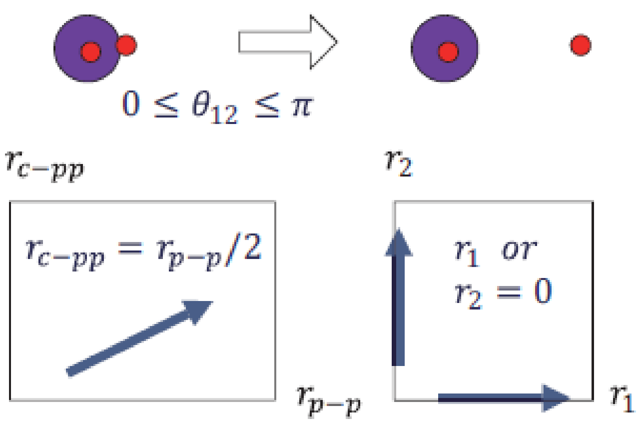


l = odd に限定した計算は崩壊幅を過小評価

✓ダイ・プロトン的な成分が小
✓s^2 成分が入っていない

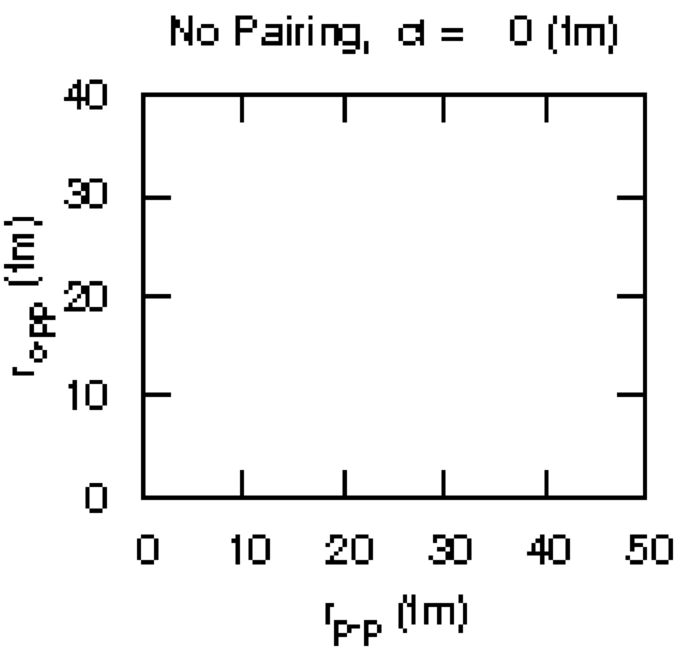
対相関の果たす役割

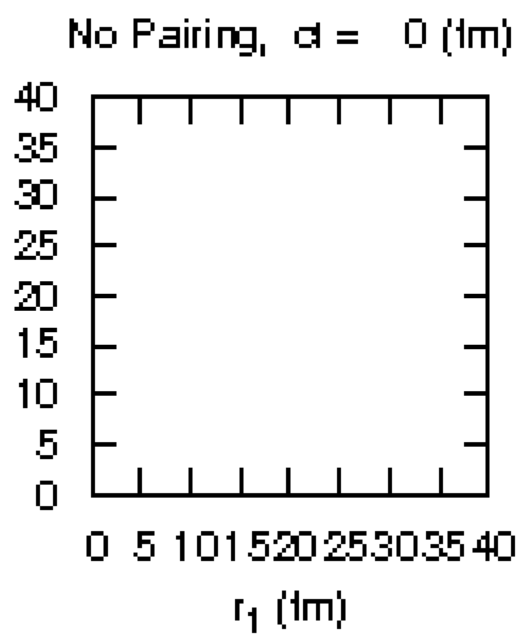
$v_{pp} = 0$ とし、Q 値を再現するように一粒子ポテンシャルを深くする



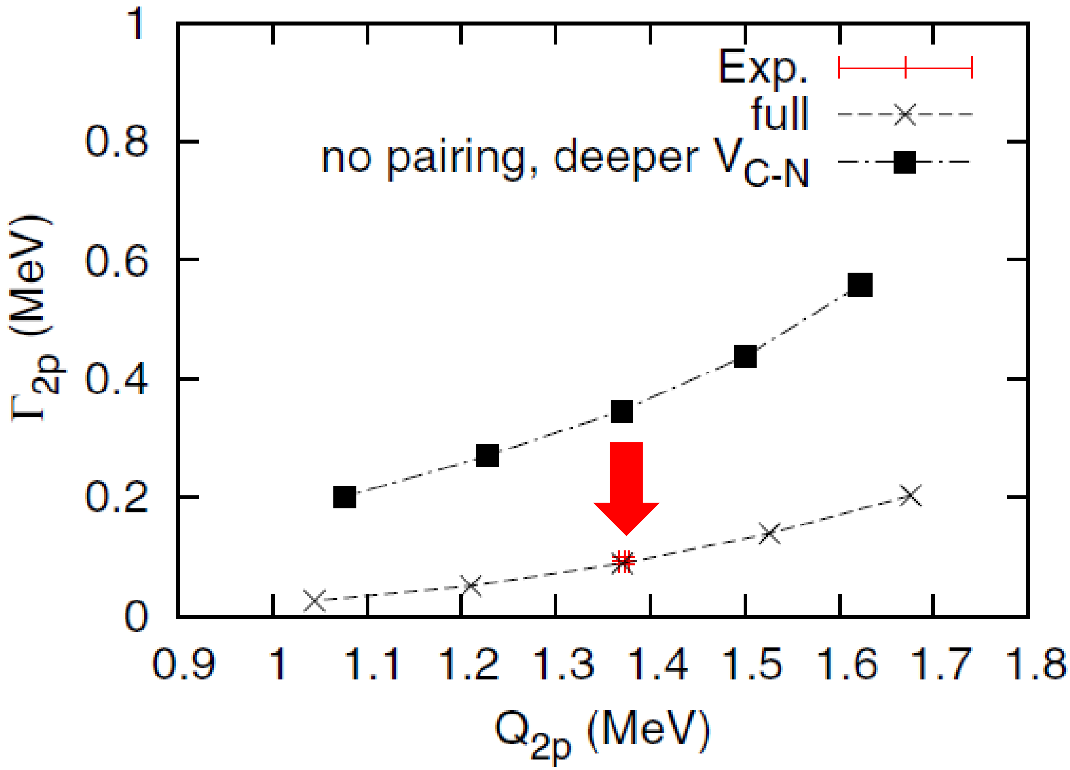
(d) one-proton

純粋な1陽子放出の連続



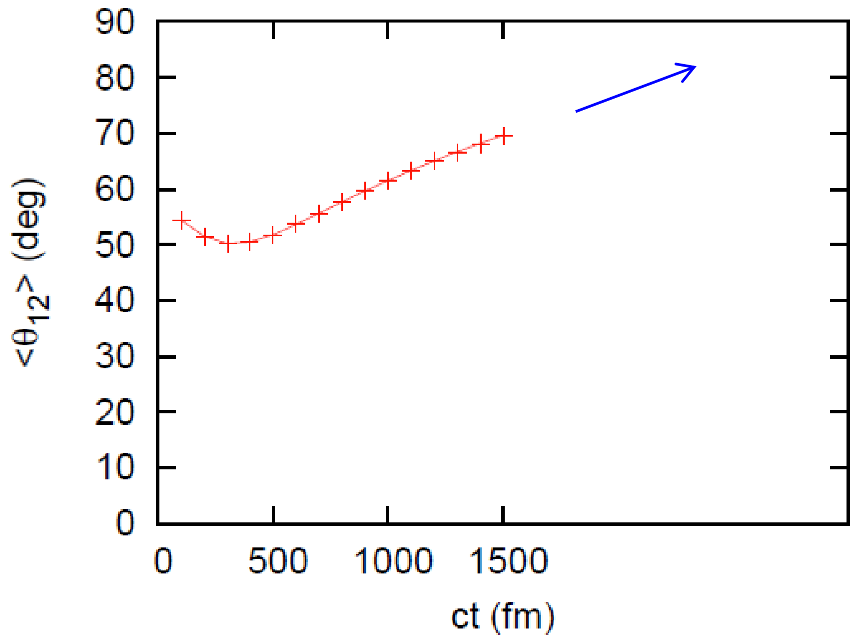


V_{cp} を変化させて Q_{2p} を変える



同じ Q_{2p}
→ pairing なしの方が
深い核力ポテンシャル
（低い障壁）
→ 崩壊幅が大きくなる

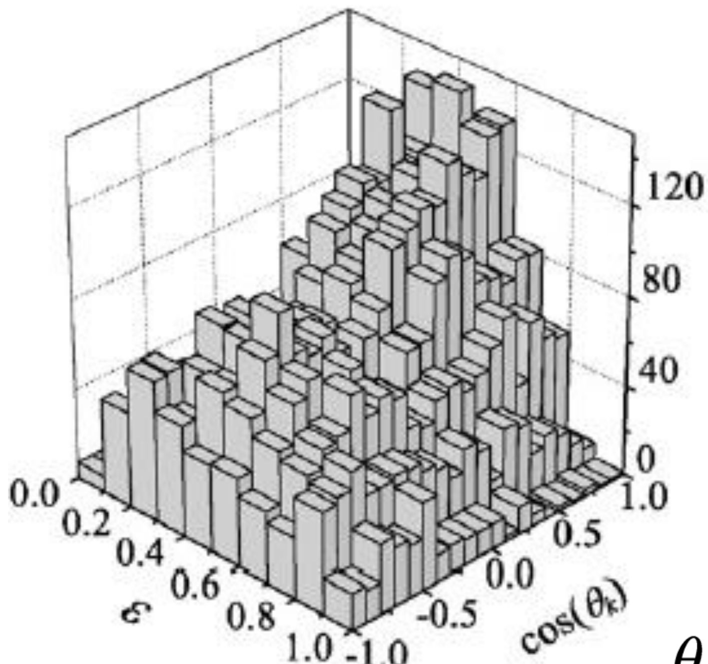
対相関により崩壊幅が減少する



実験データとの比較

→より長時間の時間発展が必要

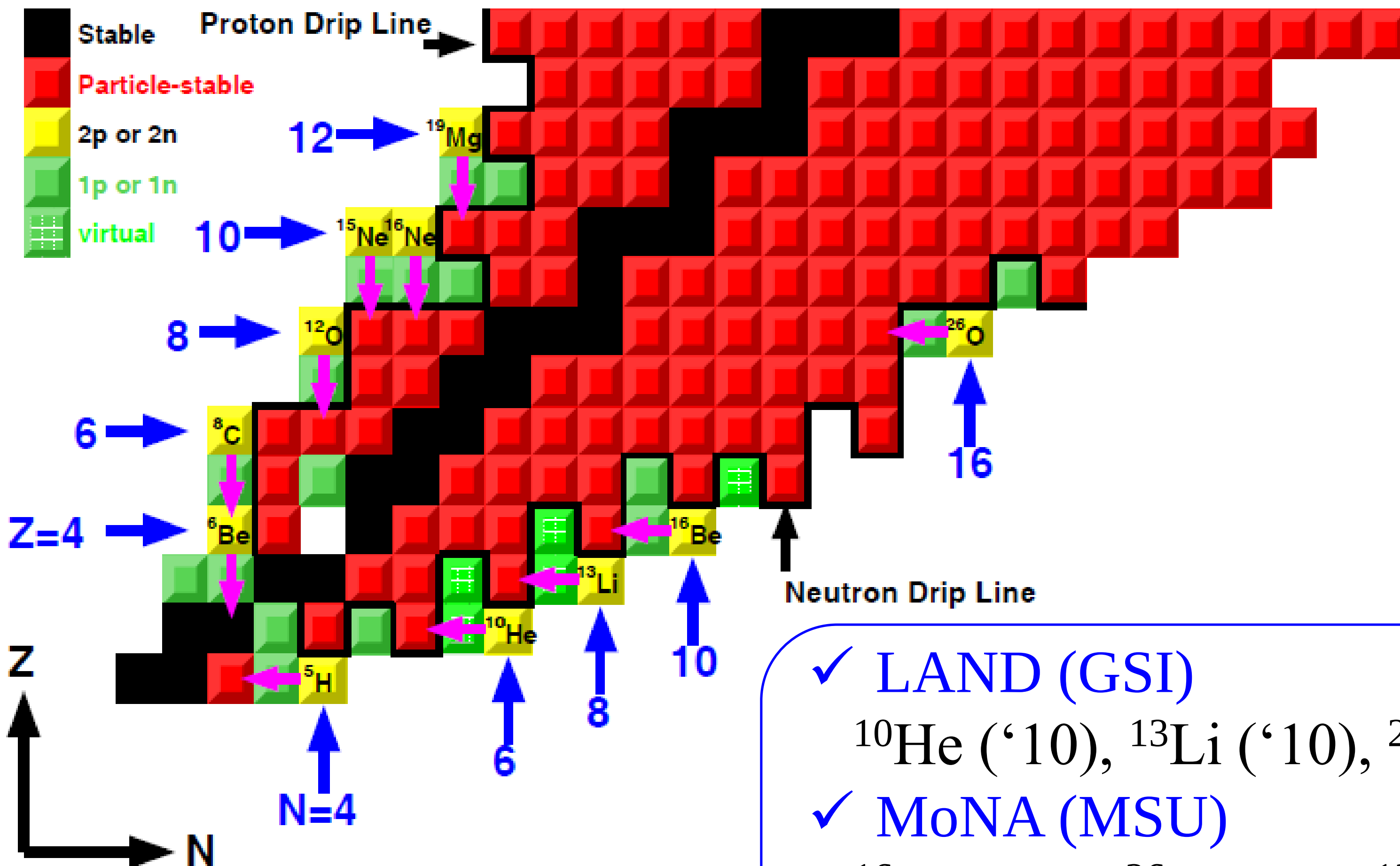
Grigorenko によると、$R \sim 10^5$ fm
くらいまでとらないと収束しない
（長距離クーロン力のため）
← 計算上挑戦的課題



$$\theta_k \sim \pi - \theta_{12}$$

L.V. Grigorenko et al.,
PLB677 ('09) 30

2中性子放出崩壊現象



✓ LAND (GSI)

^{10}He ('10), ^{13}Li ('10), ^{26}O ('13)

✓ MoNA (MSU)

^{16}Be ('12), ^{26}O ('12), ^{13}Li ('13)

✓ SAMURAI (RIKEN)

^{26}O ('16), ^{28}O (解析中)

R.J. Charity, Eur. Phys. J. Plus 131 ('16) 63

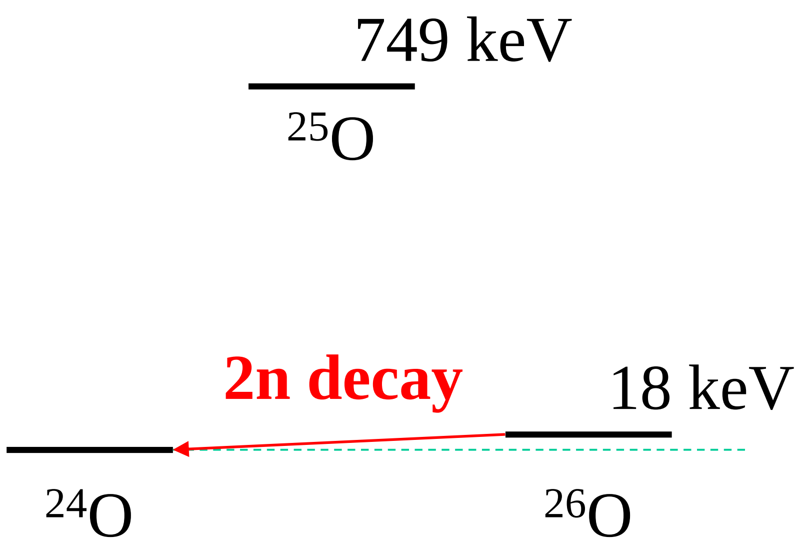
^{26}O 核の2中性子放出崩壊

E. Lunderbert et al., PRL108 (‘12) 142503 (MSU)
C. Caesar et al., PRC88 (‘13) 034313 (GSI)
Y. Kondo et al., PRL116 (‘16) 102503 (RIKEN)

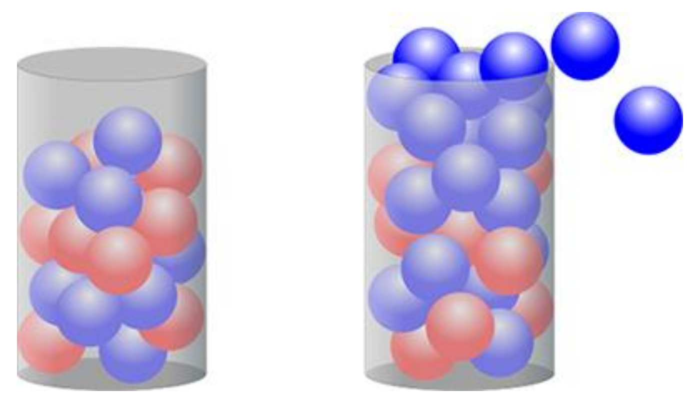
どの実験も $^{27}\mathrm{F} \rightarrow {}^{26}\mathrm{O} \rightarrow {}^{24}\mathrm{O} + 2\mathrm{n}$

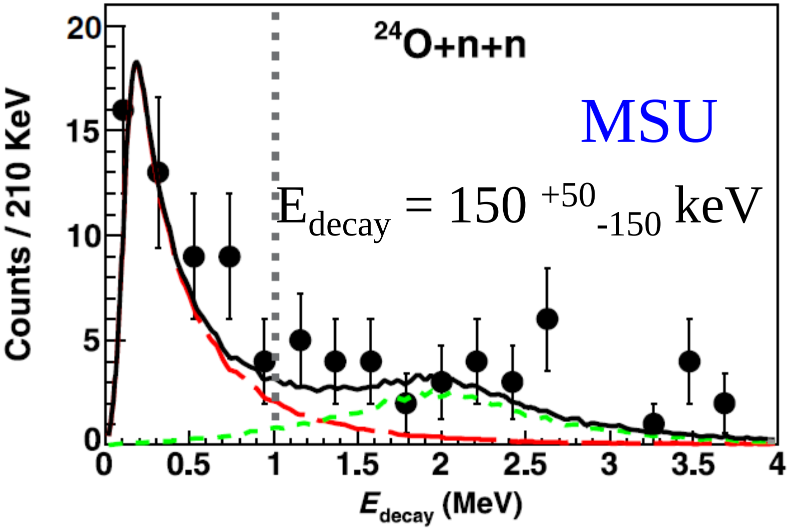
^{22}O	^{23}O	^{24}O	^{25}O	^{26}O

$E(^{26}\mathrm{O}) = 150^{+50}_{-150}$ keV (MSU)
< 40 keV/120 keV (GSI)
(68%/95% conf. level)
= 18 +/-3 +/-4 keV (RIKEN)



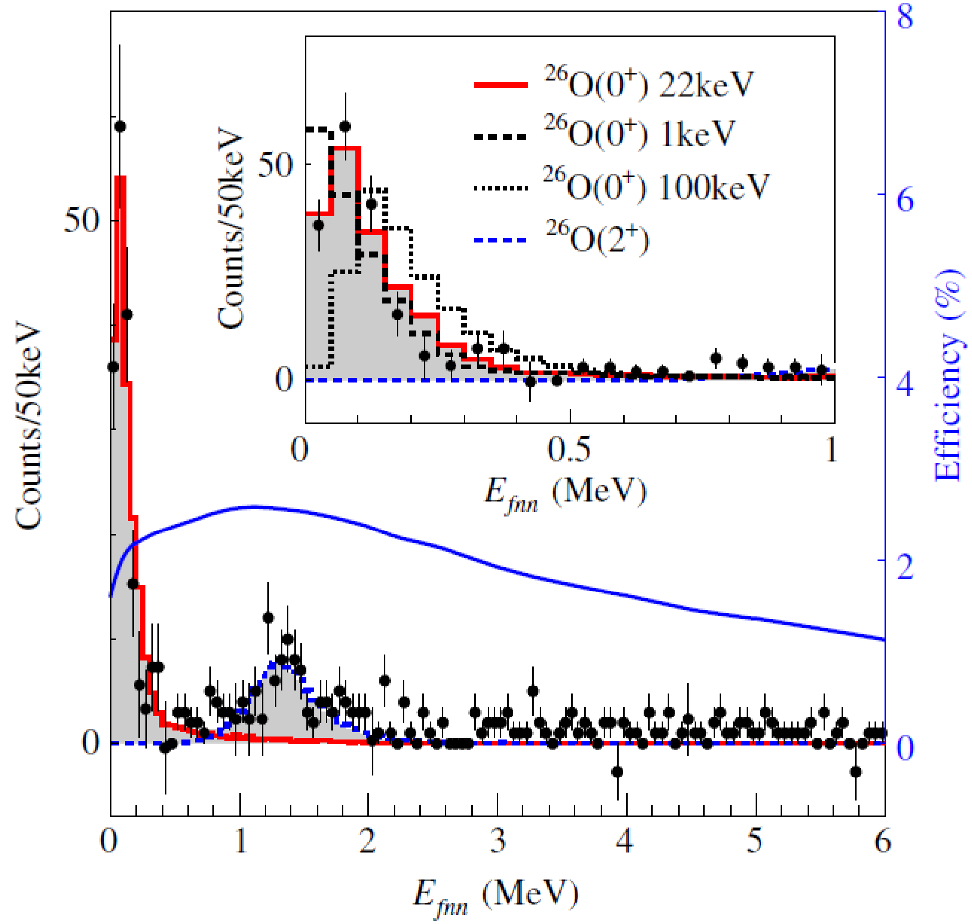
（中性子ドリップ線）





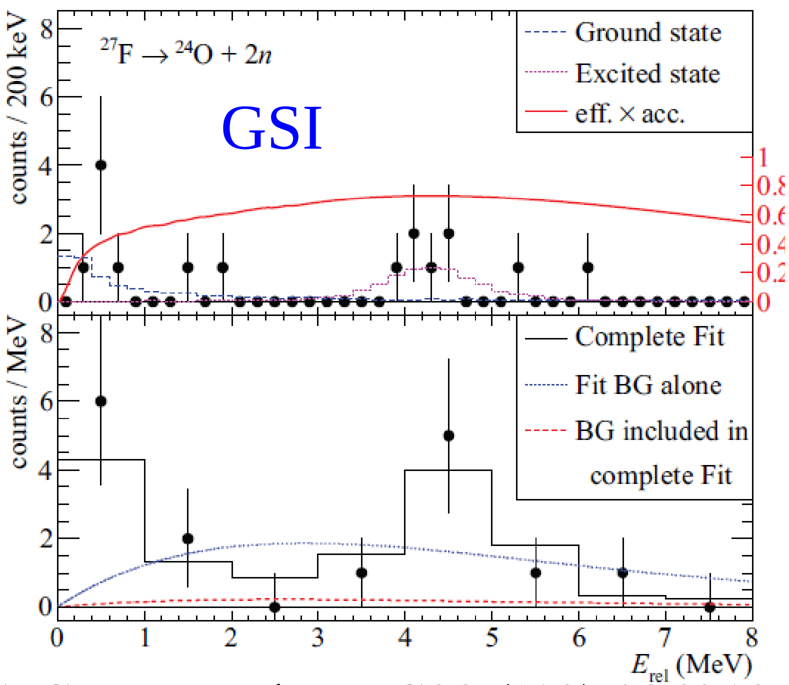
E. Lunderberg et al., PRL108 (‘12) 142503

RIKEN



Y. Kondo et al., PRL116(’16)102503

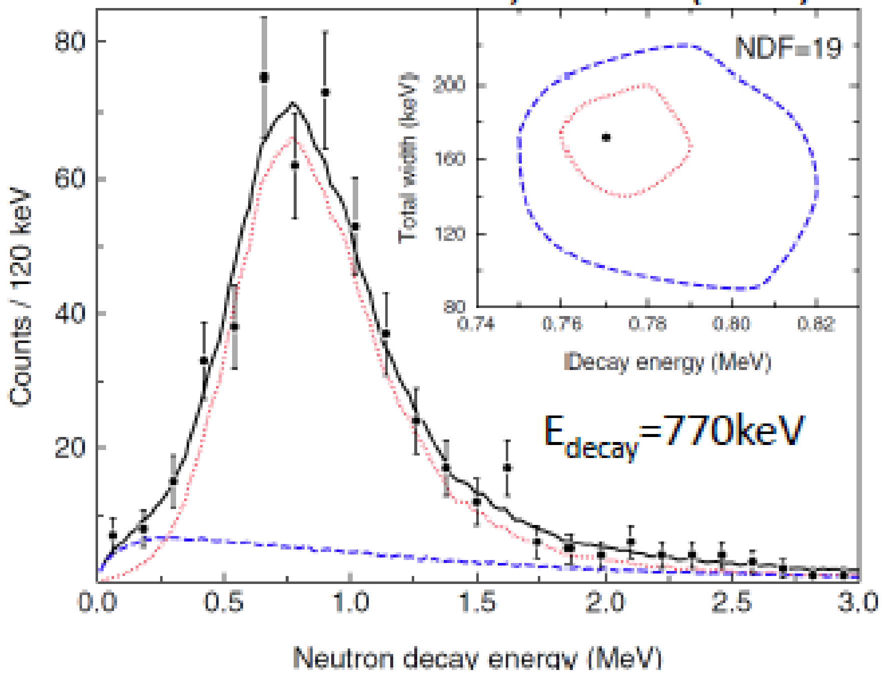
E_{decay} = 18 +/- 3 +/- 4 keV



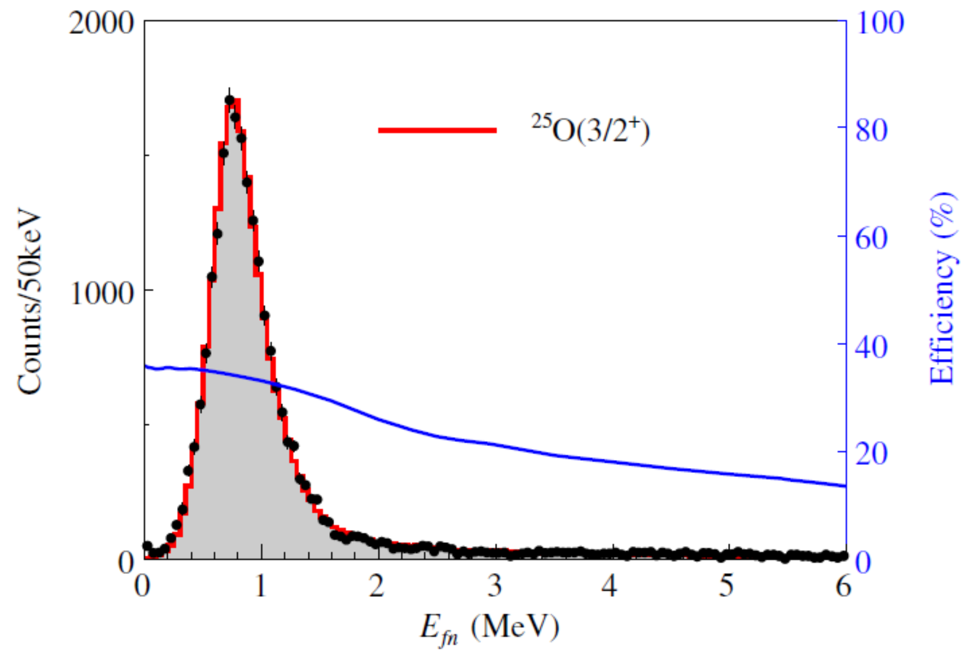
C. Caesar et al., PRC88 (‘13) 034313

2体部分系（ ^{25}O ）の新スペクトル

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



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



$E = +\ 770^{+20}_{-10}$ keV
$\Gamma = 172(30)$ keV

⇒

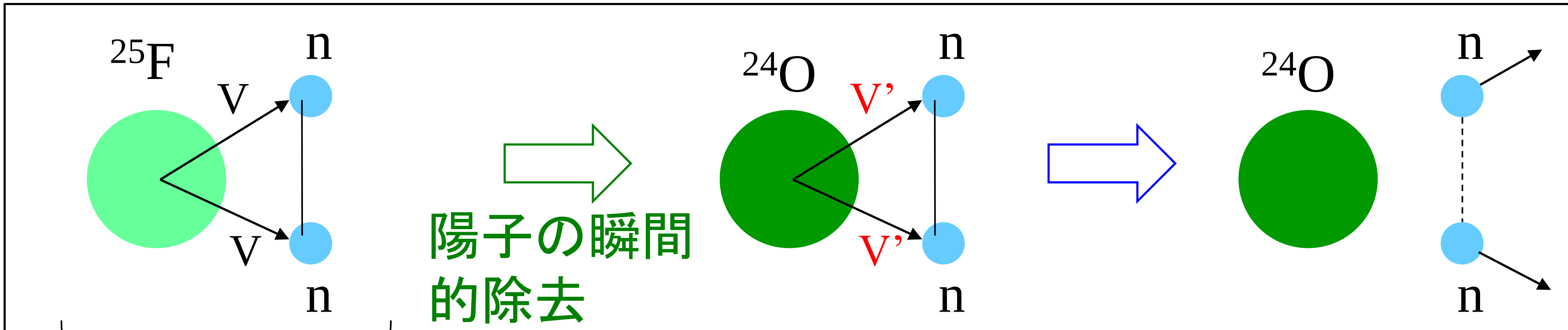
$E = +\ 749\ (10)$ keV
$\Gamma = 88\ (6)$ keV

n + ^{24}O 模型と矛盾しない値

3体模型による ^{26}O の2中性子放出崩壊の解析

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

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



^{27}Fの基底状態(束縛)

$$\Psi_{nn} \otimes |^{25}\mathrm{F}\rangle \Longrightarrow \Psi_{nn} \otimes |^{24}\mathrm{O}\rangle \Longrightarrow \text{自発的な崩壊}$$

→ 同じ配位(初期波束)

FSI $\longrightarrow$ グリーン関数法 ⬅ 連続状態

3体模型による ^{26}O の2中性子放出崩壊の解析

崩壊スペクトル:

$$\boxed{\frac{dP}{dE} = \int dE' |\langle \Psi_{E'}|\Phi_0\rangle|^2 \delta(E-E') = \frac{1}{\pi}\Im\langle\Phi_0|\frac{1}{H-E-i\eta}|\Phi_0\rangle}$$

$= G(E)$

cf. ボロミアン核のクーロン励起

$$\frac{dB(E1)}{dE} \propto \sum_f \left|\langle\Psi(E_f)|\hat{D}_0|\Psi_0\rangle\right|^2 \delta(E-E_f) = \frac{1}{\pi}\Im\langle\Psi_0|\hat{D}_0^\dagger G(E)\hat{D}_0|\Psi_0\rangle$$

＊今は自発的な崩壊なので外場 D_0 が不要

相関のあるグリーン関数:

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

← 連続状態の効果

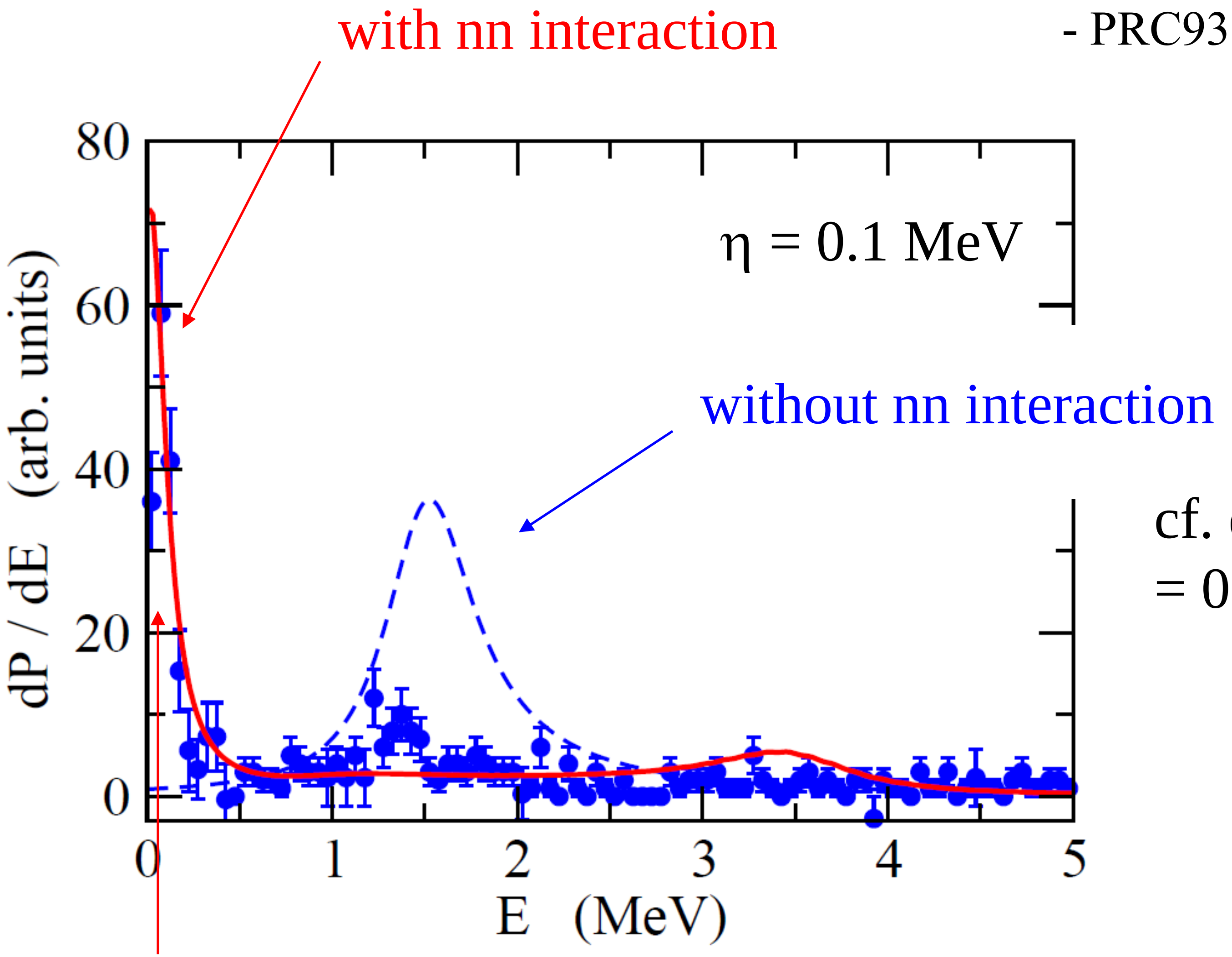
無相関グリーン関数

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

← small, finite η

崩壊エネルギー・スペクトル

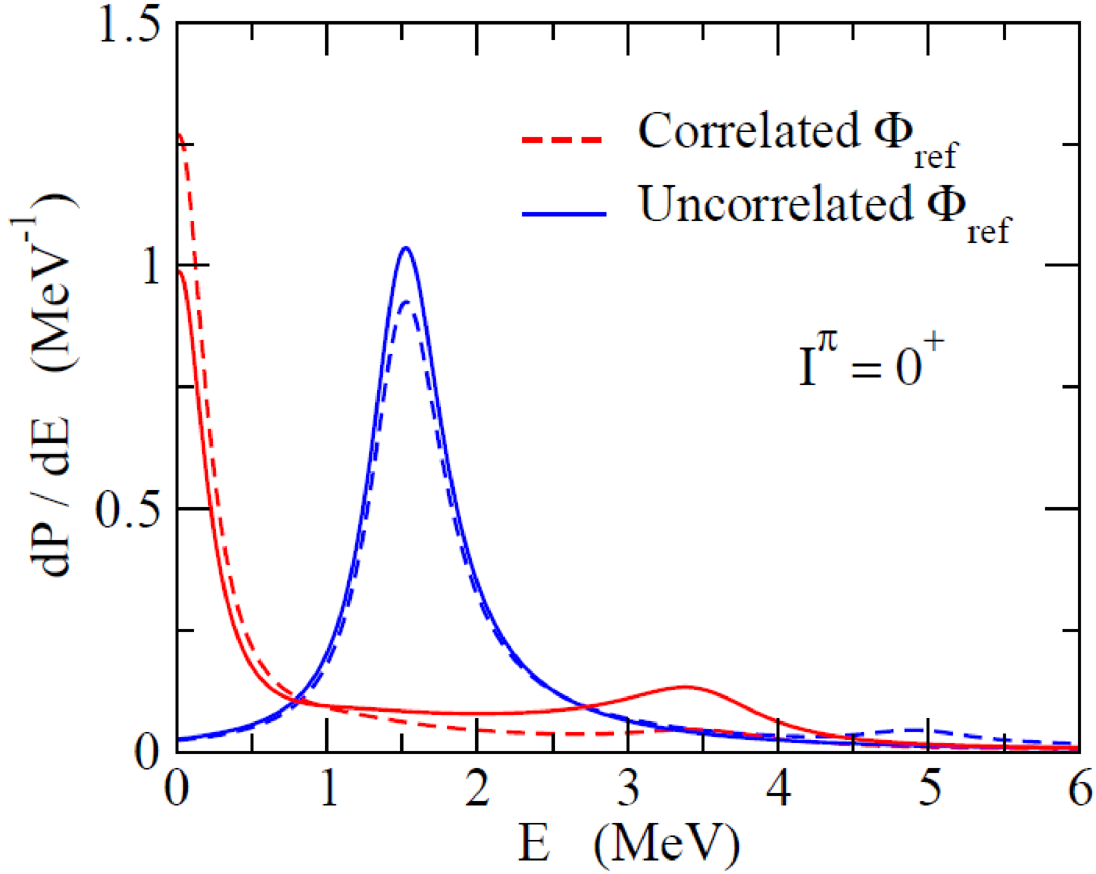
K.H. and H. Sagawa,
- PRC89 (‘14) 014331
- PRC93(‘16)034330



cf. $e_{1d3/2}(^{25}O)$
= 0.749 MeV

E_{peak} = 18 keV (input)

リファレンス状態: ^{27}F の束縛 $(d_{3/2})^2$ 状態



^{26}O がどのように作られたかにはあまり依存しない

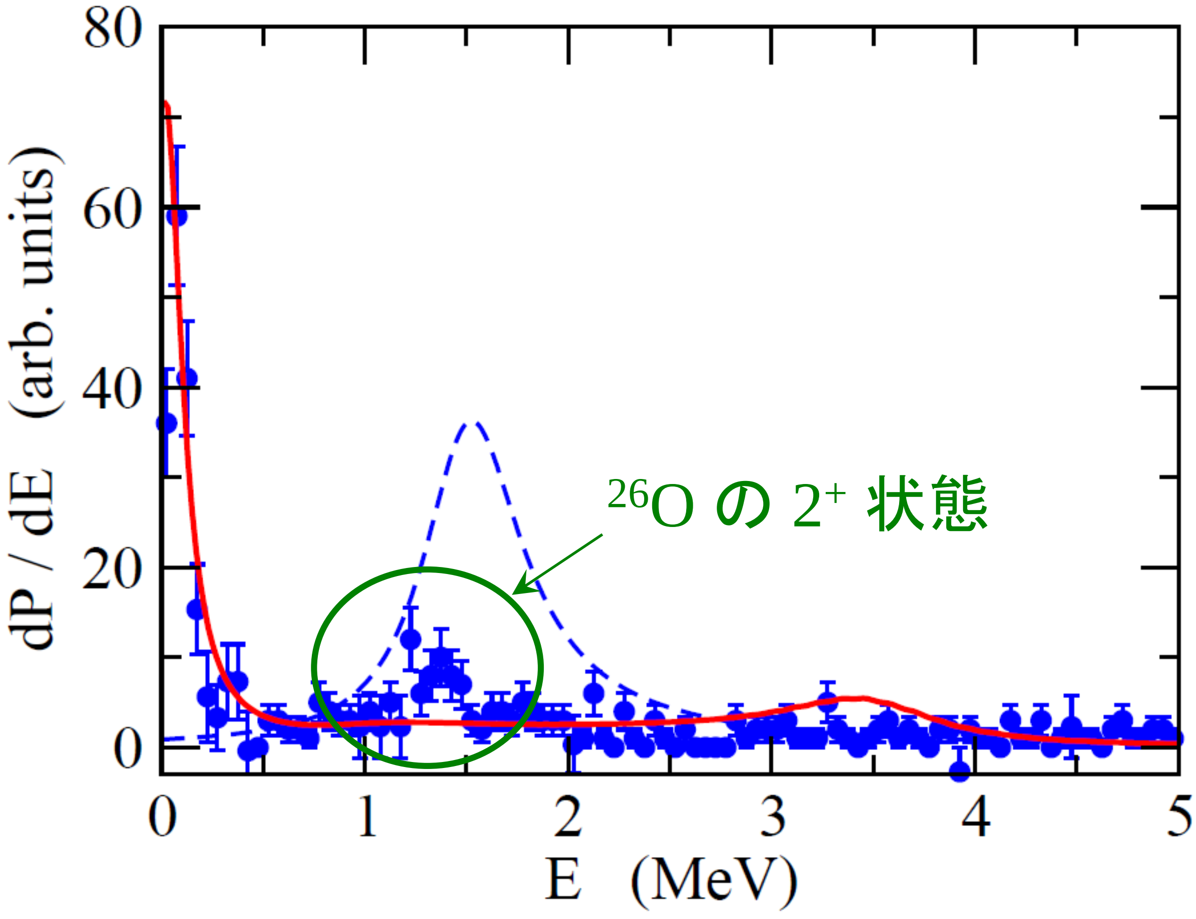
↑

dP/dE:
^{26}O の3体共鳴の性質

$$\frac{dP}{dE} = |\langle \Psi_E | \Phi_0 \rangle|^2 = \int dE' |\langle \Psi_{E'} | \Phi_0 \rangle|^2 \, \delta(E - E')$$

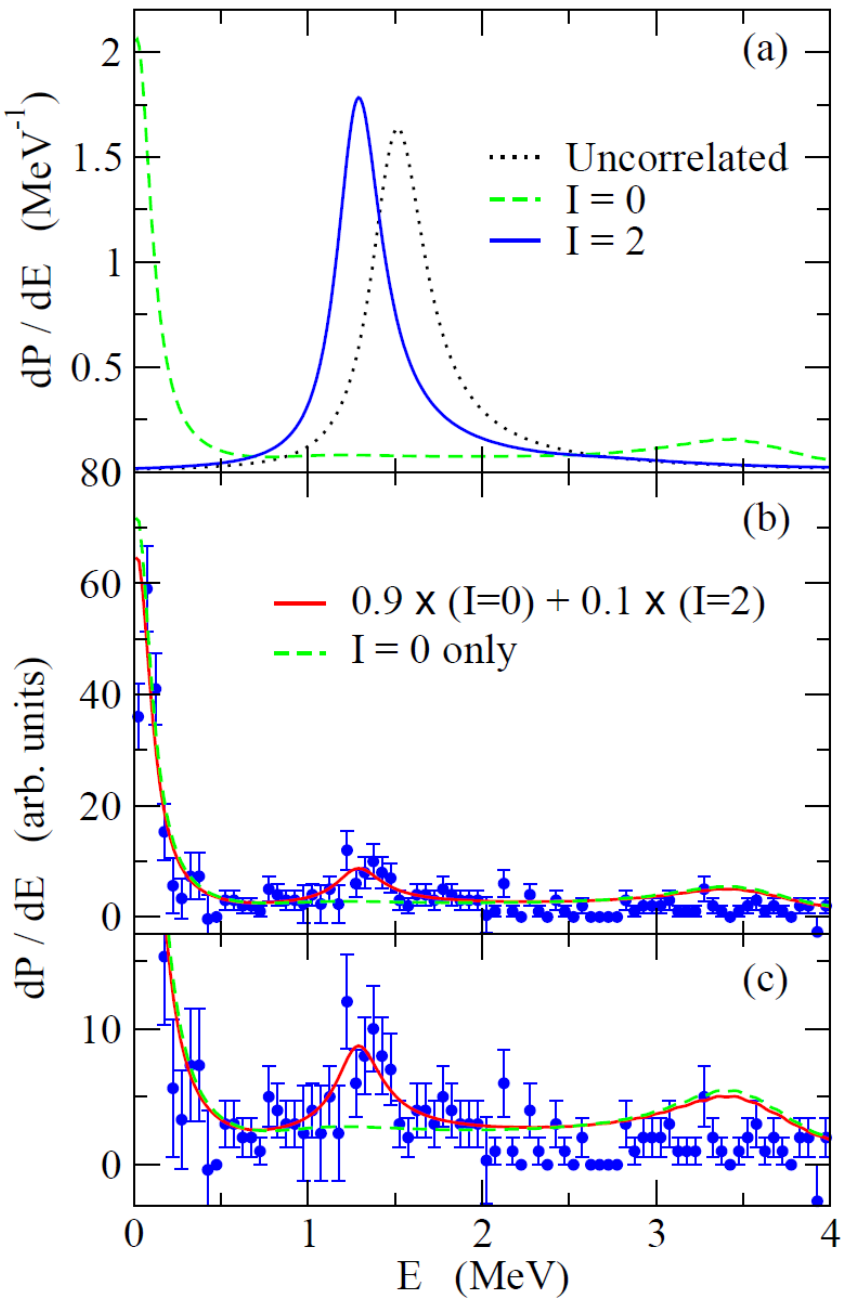
崩壊エネルギー・スペクトル

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

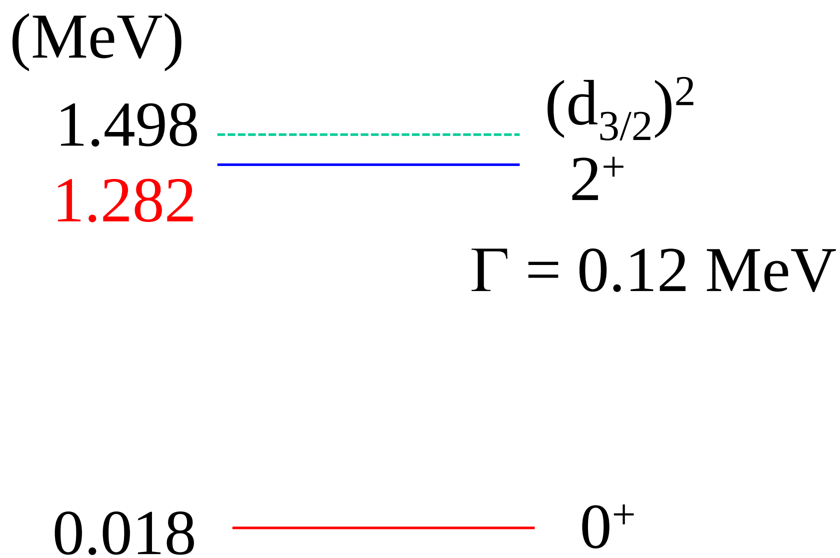


^{26}Oの2^+状態

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:



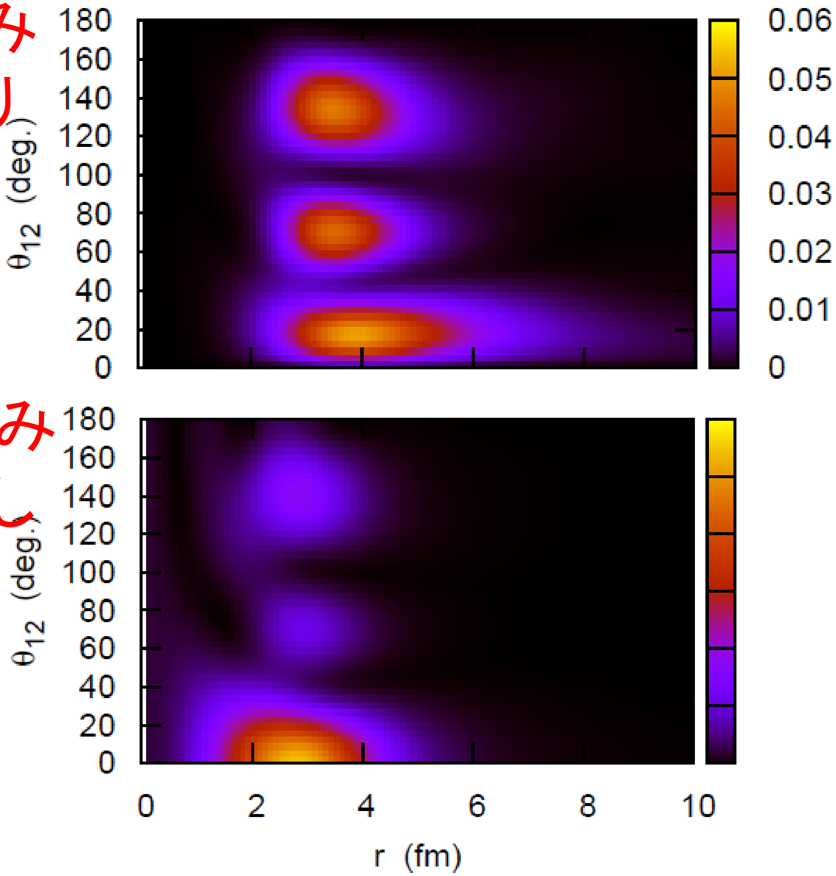
K.H. and H. Sagawa,
PRC90('14)027303; PRC, 93('16) 034330.

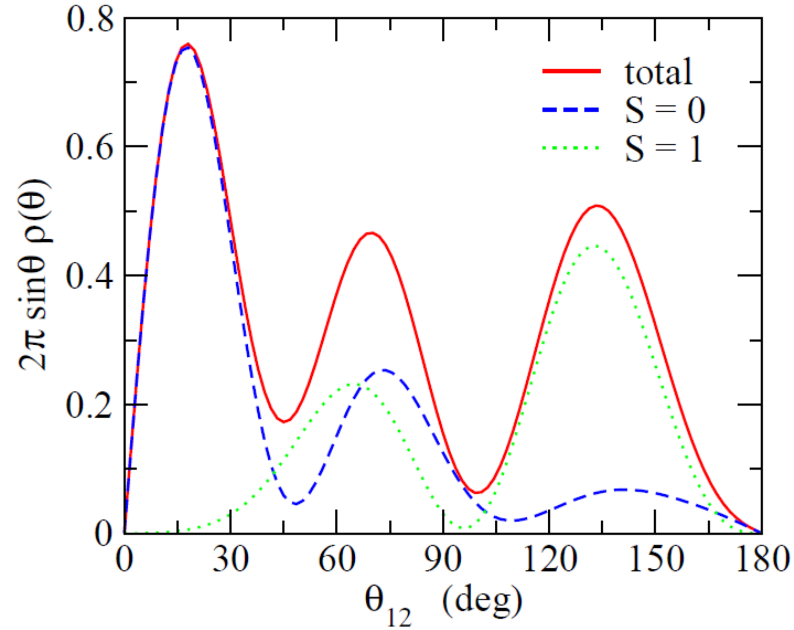
ボックス近似による2粒子密度：^{26}O におけるダイニュートロン相関

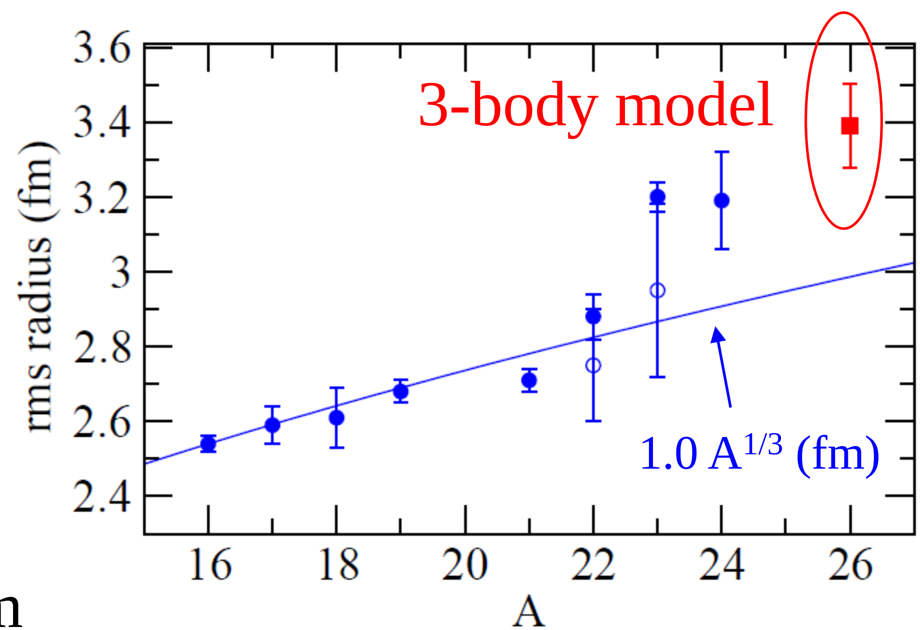
重み：$8\pi^2 r^4 \sin\theta$

重みあり

重みなし







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

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

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

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

rms radius = 3.39 +/- 0.11 fm

放出2中性子の角度相関

遷移振幅

$$
\begin{aligned}
G &= (H - E - i\eta)^{-1} = (H_0 + v - E - i\eta)^{-1} \\
G_0 &= (H_0 - E - i\eta)^{-1}
\end{aligned}
$$

$$
\Im[G] = (1 + G_0^\dagger v)^{-1}\, \Im[G_0]\, (1 + vG_0)^{-1}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{dP}{dE} &= \frac{1}{\pi}\Im\langle\Phi_0|G|\Phi_0\rangle \\
&= \frac{1}{\pi}\langle\Phi_0|(1 + G_0^\dagger v)^{-1}\, \Im[G_0]\, (1 + vG_0)^{-1}|\Phi_0\rangle \\
&= \frac{1}{\pi}\Im\sum_f \frac{|\langle\psi_f^{(0)}|(1 + vG_0)^{-1}|\Phi_0\rangle|^2}{E_f^{(0)} - E - i\eta} = \frac{1}{\pi}\Im\sum_f \frac{|M_{fi}|^2}{E_f^{(0)} - E - i\eta}
\end{aligned}
$$

$$
\boxed{M_{fi} = \langle\psi_f^{(0)}|(1 + vG_0)^{-1}|\Phi_0\rangle}
$$

放出2中性子の角度相関

遷移振幅

$$G = (H - E - i\eta)^{-1} = (H_0 + v - E - i\eta)^{-1}$$
$$G_0 = (H_0 - E - i\eta)^{-1}$$

$$\frac{dP}{dE} = \frac{1}{\pi}\Im\langle\Phi_0|G|\Phi_0\rangle$$
$$= \frac{1}{\pi}\Im\sum_f \frac{|\langle\psi_f^{(0)}|(1+vG_0)^{-1}|\Phi_0\rangle|^2}{E_f^{(0)} - E - i\eta} = \frac{1}{\pi}\Im\sum_f \frac{|M_{fi}|^2}{E_f^{(0)} - E - i\eta}$$

$$\boxed{M_{fi} = \langle\psi_f^{(0)}|(1+vG_0)^{-1}|\Phi_0\rangle}$$

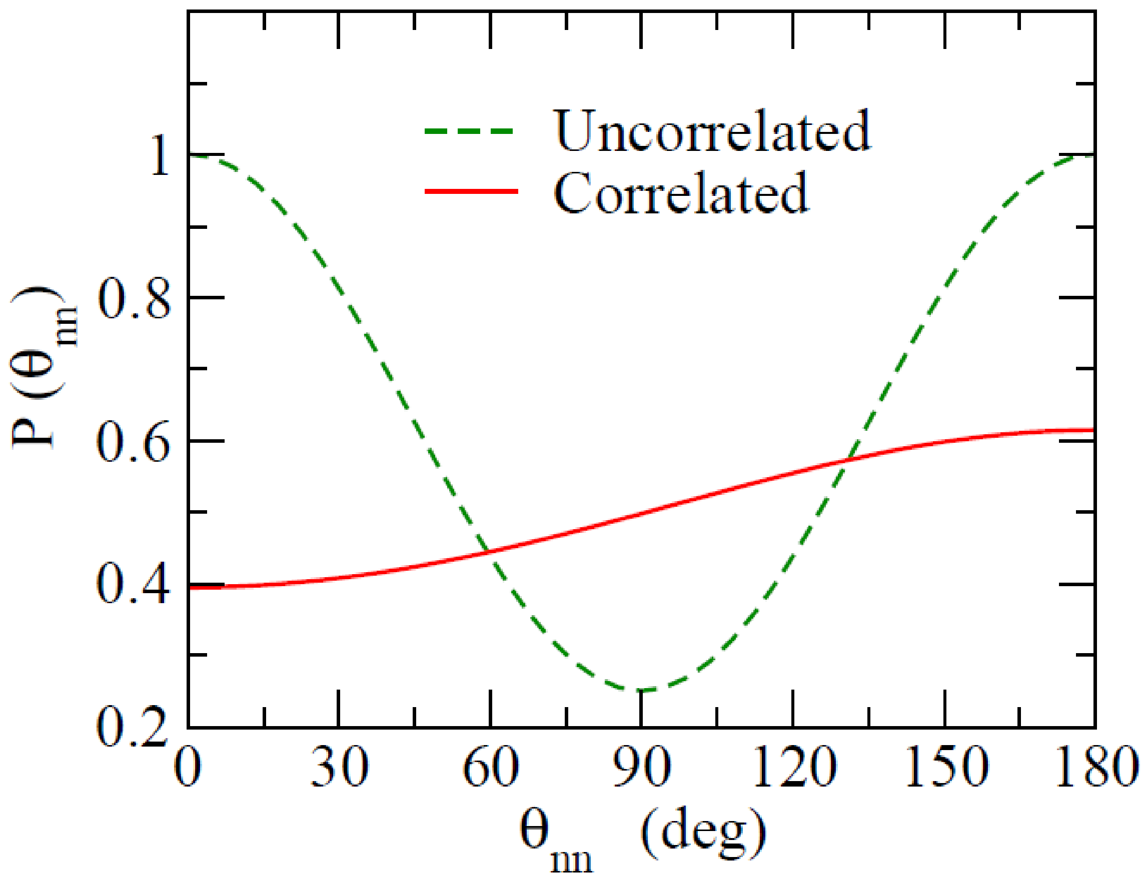
$$\Rightarrow \boxed{f(\boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}_2) \sim \langle\psi_{\boldsymbol{k}_1}^{(0)}\psi_{\boldsymbol{k}_2}^{(0)}|(1+vG_0)^{-1}|\Phi_0\rangle}$$

$$\frac{d^2P}{d\hat{\boldsymbol{k}}_1 d\hat{\boldsymbol{k}}_2} \sim \int k_1^2 dk_1 k_2^2 dk_2\ |f(\boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}_2)|^2$$

放出2中性子の角度相関

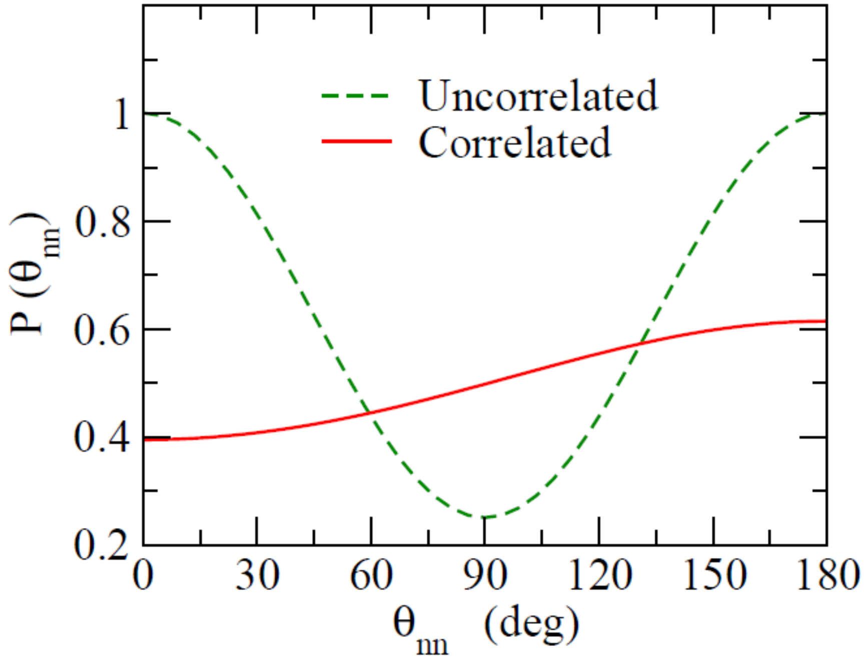
K.H. and H. Sagawa,
PRC89 ('14) 014331;
PRC93 ('16) 034330.

$$P(\theta) \sim |\langle \boldsymbol{k}_1 \boldsymbol{k}_2 | (1 + vG_0)^{-1} | \Phi_0 \rangle|^2$$



相関 → 逆方向（θ = 180度）への放出が増大

放出2中性子の角度相関

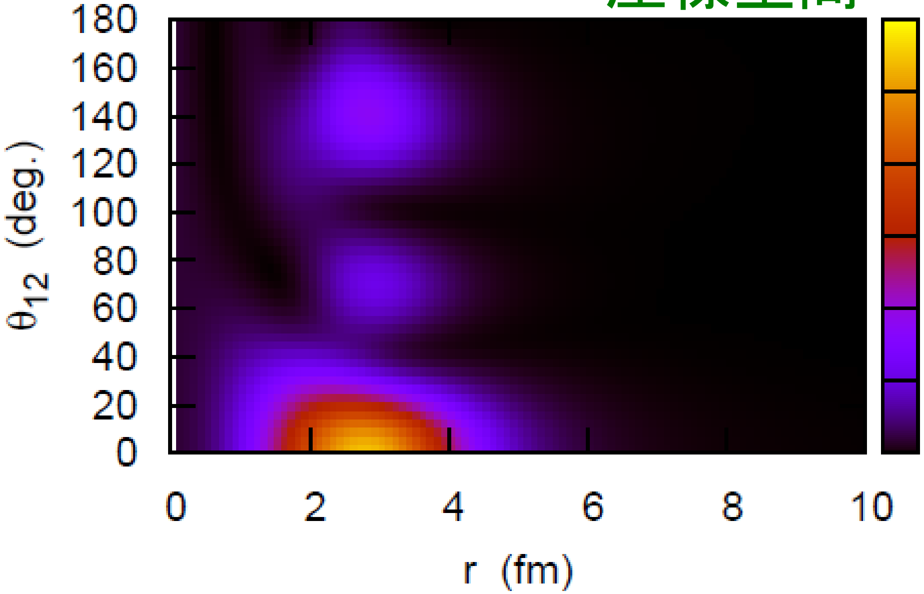


ボックス近似による
共鳴状態の2粒子密度

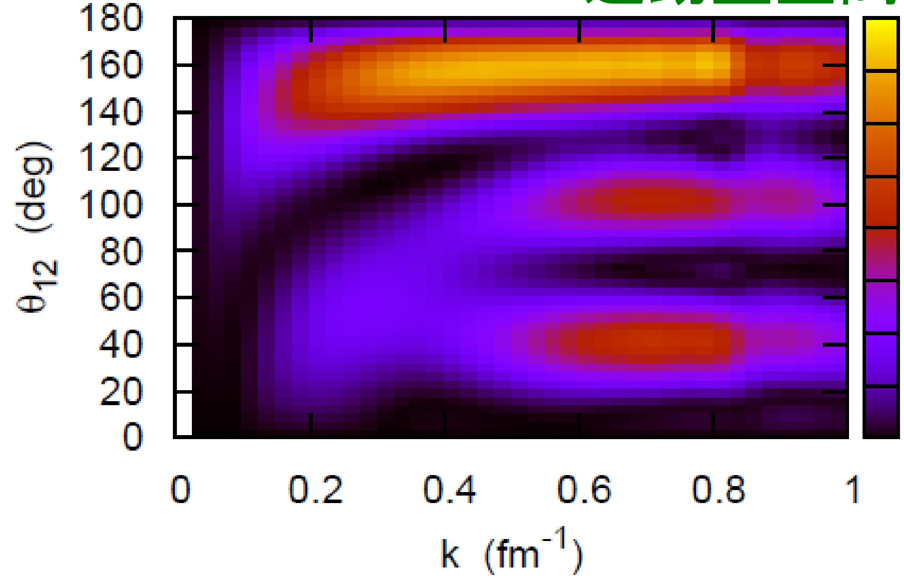
$$\rho(r,r,\theta)$$

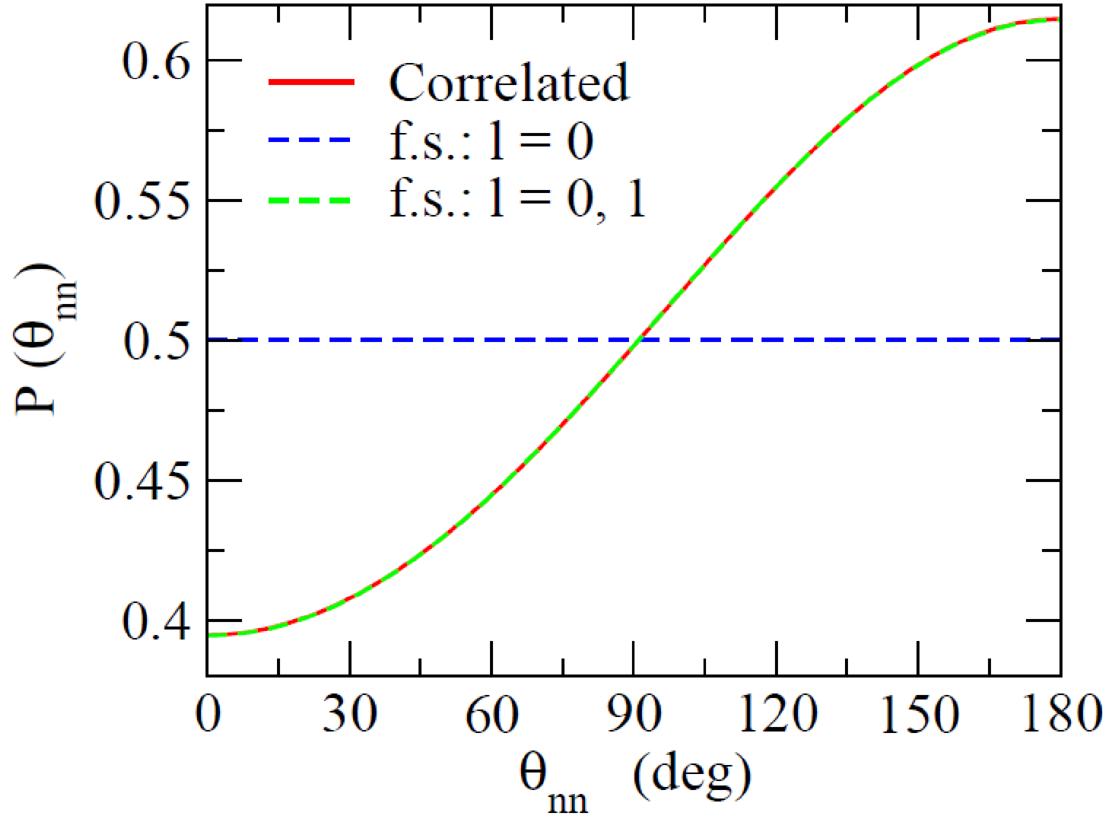
$$8\pi^2k^4\sin\theta\cdot\rho(k,k,\theta)$$

座標空間



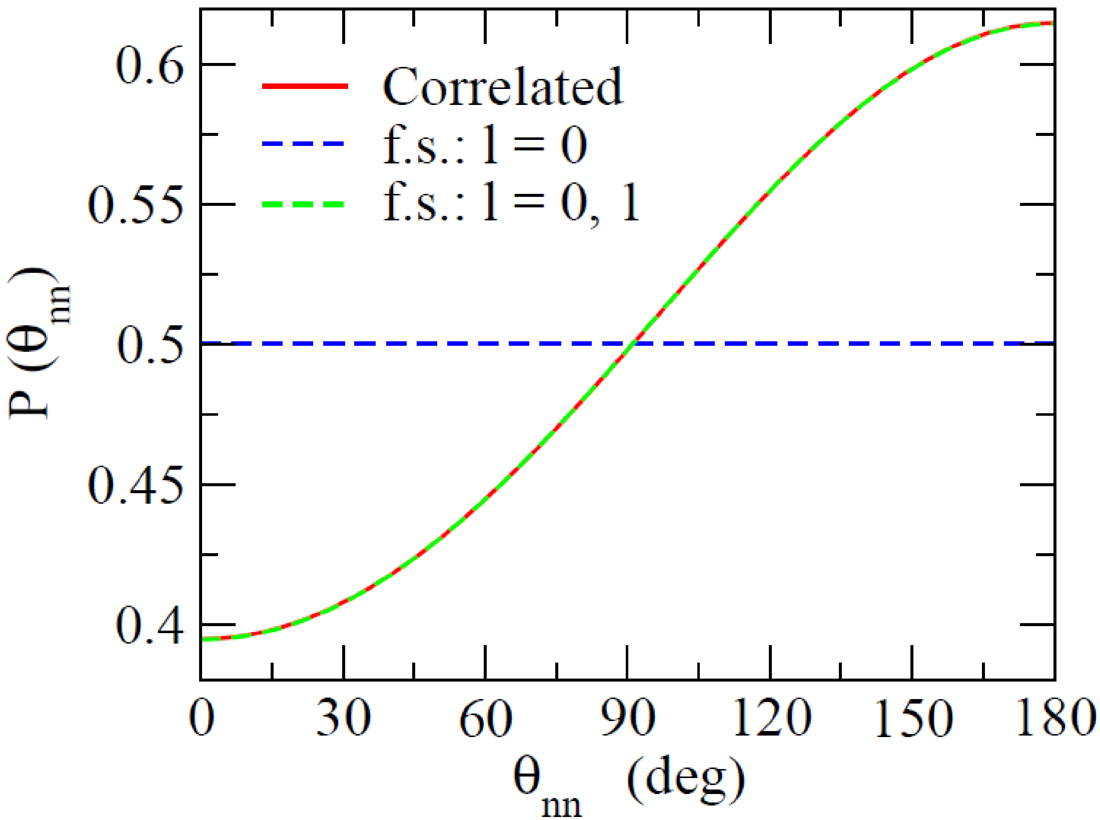
運動量空間

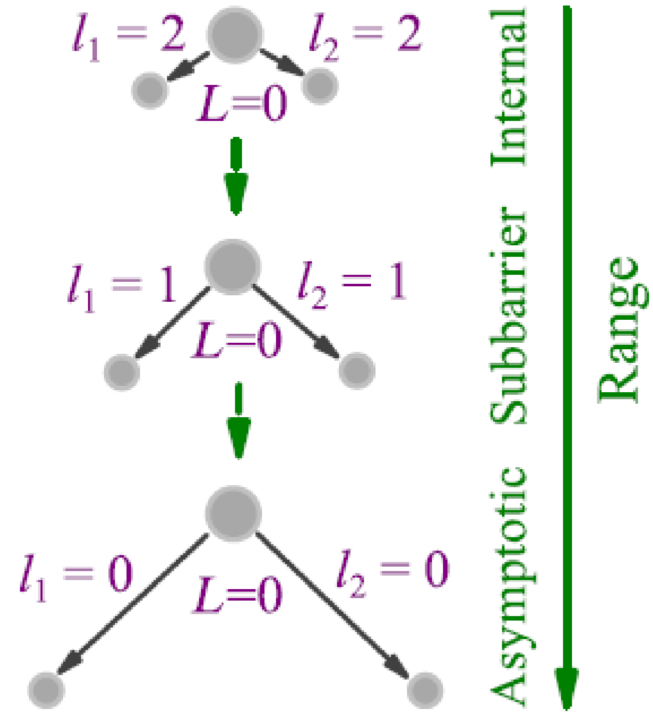




主な寄与: 3体波動関数のうち *s*波及び *p*波の成分
（遠心力障壁の影響がゼロまたは小さい）

*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_{decay} ~ 18 keV, e_1 ~ e_2 ~ 9 keV)





L.V. Grigorenko et al.,
PRL111 ('13) 042501

$$P(\theta) \sim |\langle \boldsymbol{k}_1 \boldsymbol{k}_2 | \underline{(1 + vG_0)^{-1}} | \Phi_0 \rangle|^2$$

再散乱

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）

最後に:この集中講義全体のまとめ

1．イントロダクション:中性子過剰核の物理

この講義で何をカバーするのか(概観)

2．１粒子ハロー核の性質

角運動量とハロー現象

3．非束縛核と共鳴現象

ポテンシャル共鳴の一般論

１陽子放出

4．変形した不安定核

結合チャンネル系の束縛状態と共鳴状態

5．原子核における対相関と2中性子ハロー核

ボロミアン核、ダイニュートロン相関

6．3体模型による記述

7．2核子放出崩壊現象(2陽子放出、2中性子放出)

ハドロン分野のM1やM2が聞いても面白いと思える講義(にしたい)

➡ どうでしたか?