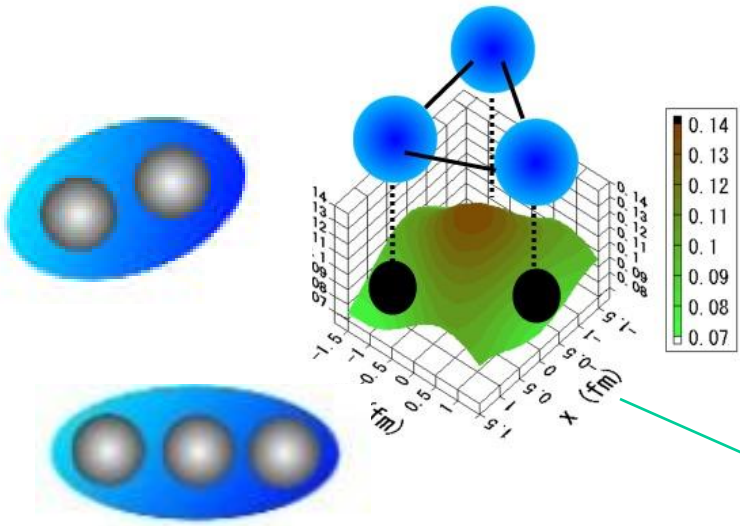
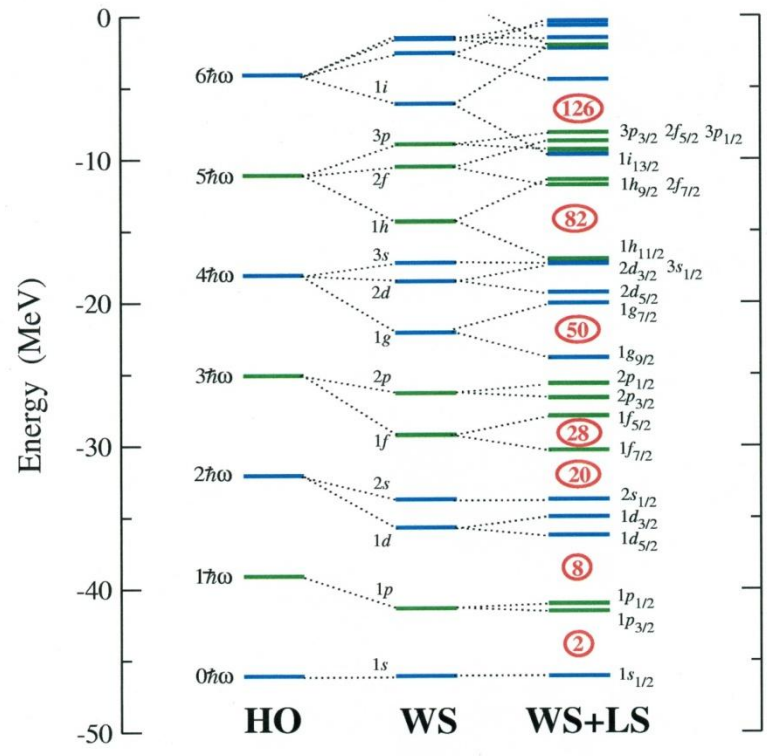
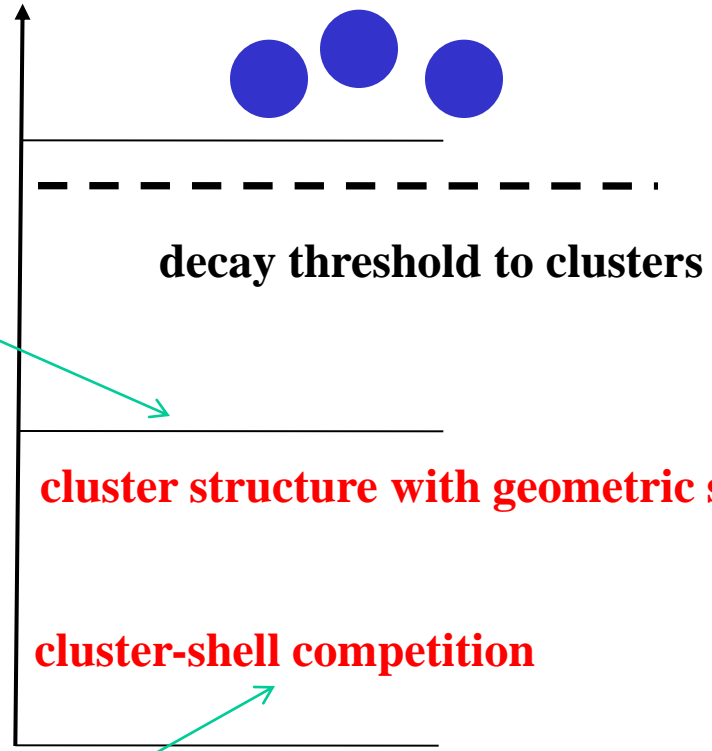


炭素同位体における シェル・クラスター構造の分析

京都大学 原子核理論研究室 M2 牟田啓太郎
京都大学 基礎物理学研究所 板垣直之



weakly interacting state of clusters

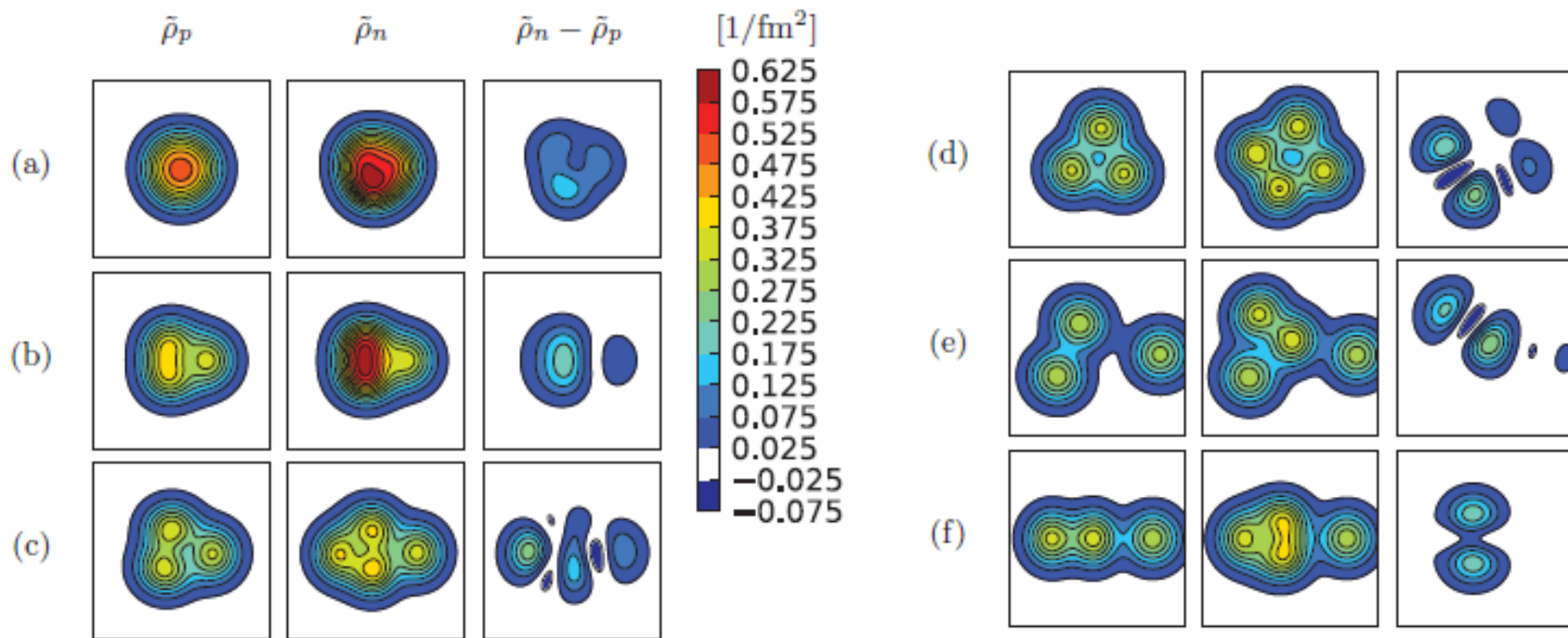


Excitation energy

cluster structure with geometric shapes

cluster-shell competition

mean-field, shell structure
(single-particle motion)



PHYSICAL REVIEW C **82**, 044301 (2010)

Cluster structures of excited states in ^{14}C

Tadahiro Suhara and Yoshiko Kanada-En'yo

Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

(Received 27 April 2010; revised manuscript received 28 July 2010; published 1 October 2010)

基底状態付近のクラスター・シェル競合に関して

簡単な α クラスターでは非中心力が作用しないので

「いかにして非中心力を取り扱える
クラスターモデルを構築するか」

が重要な課題である (AMD、FMDなど)

いかにしてスピン・軌道力を クラスター模型の中に“簡単に”取り込むか？

$(\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s}$ のガウス波束での期待値を考えると

$\langle \mathbf{r} \rangle \rightarrow$ ガウス波束の中心の実数部分

$\langle \mathbf{p} \rangle \rightarrow$ ガウス波束の中心の虚数部分

ガウス波束の中心がスピンの向きに依存した
虚数部を持てばスピン・軌道力が作用する

α クラスターを構成する核子の
ガウス波束の中心パラメータ R に対して

$$R \rightarrow R + i\Lambda(\mathbf{S} \times \mathbf{R})$$

Λ : α クラスターの崩れパラメータ
 \mathbf{S} : スピンの向きの単位ベクトル

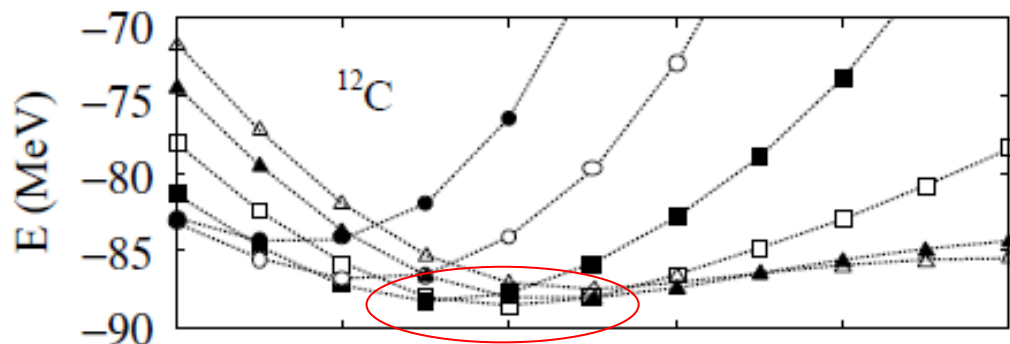
Simplified Method to include the spin-orbit interaction (SMSO)

N. Itagaki, H. Masui, M. Ito, and S. Aoyama, Phys. Rev. C 71 (2005) 064397.

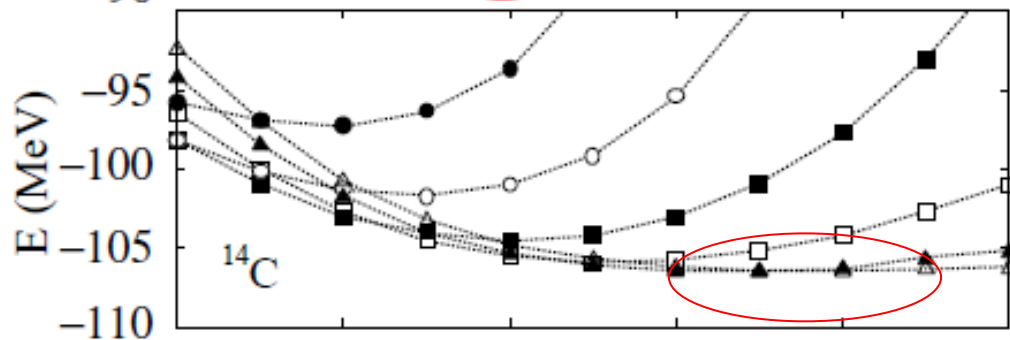
中性子過剰核では
中性子数の変化とともに
クラスター・シェル競合は
どう変化するであろうか？

H. Masui and N. Itagaki,
Phys. Rev. C 75 054309 (2007)

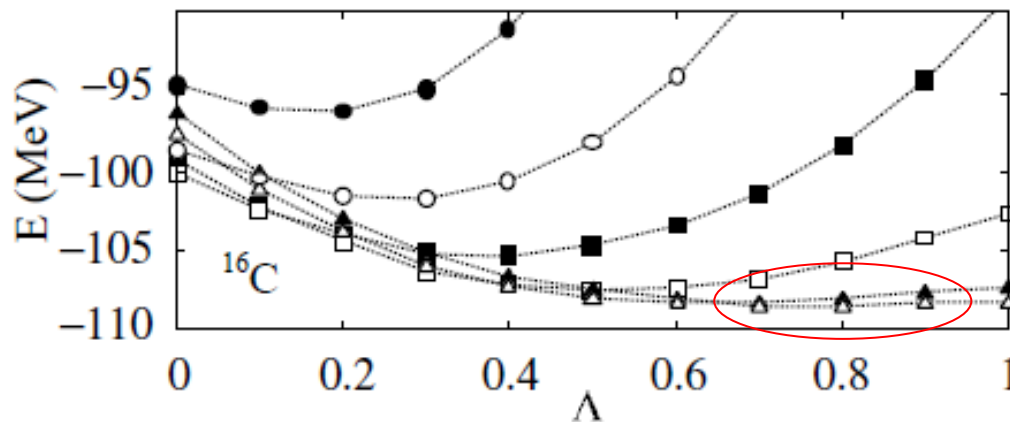
^{12}C



^{14}C



^{16}C



中性子が増加
するにつれて
 α の崩れ大
 α - α の距離小

FIG. 2: Calculated energies of ^{12}C (upper panel), ^{14}C (middle panel), and ^{16}C (lower panel) as functions of Λ . Solid and open circles, solid and open squares, solid and open triangles correspond to $R_1 = 3.0, 2.5, 2.0, 1.5, 1.0$ and 0.5 fm, respectively.

今回のテーマ

- 基底状態でクラスターが融けてなくなった場合でも、励起状態にクラスターが現れる可能性がある。
- 炭素同位体を研究し、基底状態におけるクラスター・シェル競合を記述するとともに励起状態における(幾何学的)クラスター構造の出現を明らかにする。
- クラスター構造存在の痕跡として isoscalar E0 遷移に着目する

Hamiltonian

$$\hat{H} = \sum_{i=1} \hat{t}_i - \hat{T}_{c.m.} + \sum_{i>j} \hat{v}_{ij},$$

2-body effective interaction

$$V(r) = (W - MP^\sigma P^\tau + BP^\sigma - HP^\tau) \\ (V_1 \exp(-r^2/c_1^2) + V_2 \exp(-r^2/c_2^2)),$$

where $W = 1 - M$, $M = 0.60$ and $B = H = 0.08$ For the spin-orbit term, we introduce the G3RS potential as

$$V_{ls} = V_0 \{e^{-d_1 r^2} - e^{-d_2 r^2}\} P(^3O) \vec{L} \cdot \vec{S},$$

where $d_1 = 5.0 \text{ fm}^{-2}$, $d_2 = 2.778 \text{ fm}^{-2}$, $V_0 = 2000 \text{ MeV}$

^{16}C Two different basis states

- Base 1

小さな α 間距離 R (0.5, 1.0, 1.5 fm)

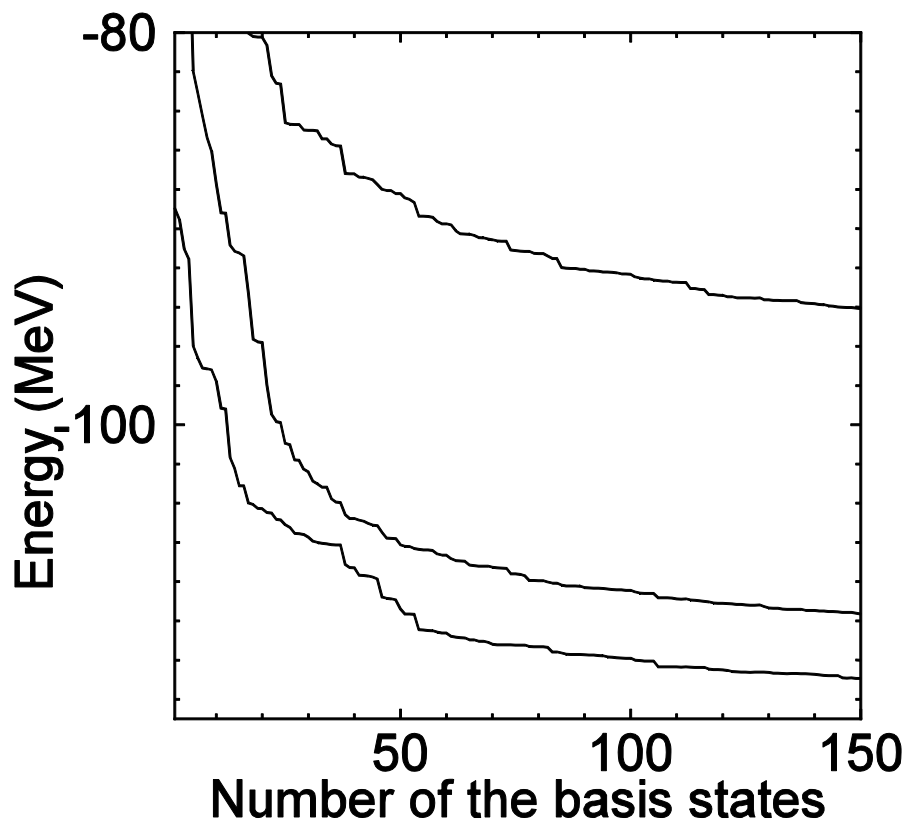
大きな α の崩れ Λ (0.3, 0.6, 0.9)

- Base 2

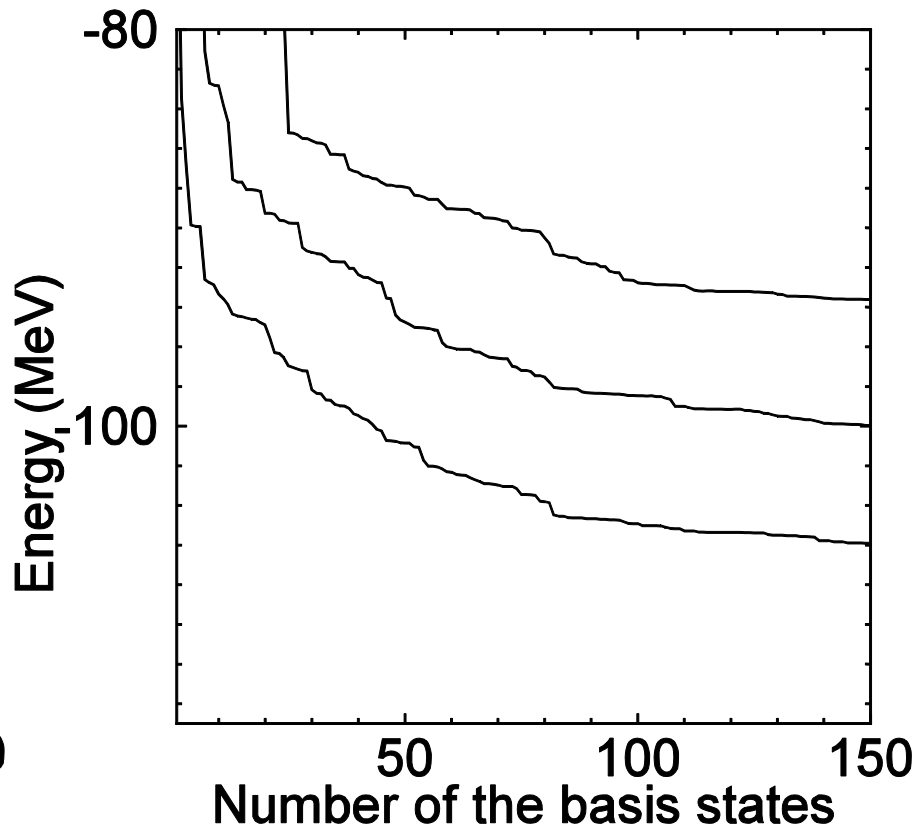
大きな α 間距離 R (1.5, 2.0, 2.5 fm)

小さな α の崩れ Λ (0.0)

0^+ states of ^{16}C

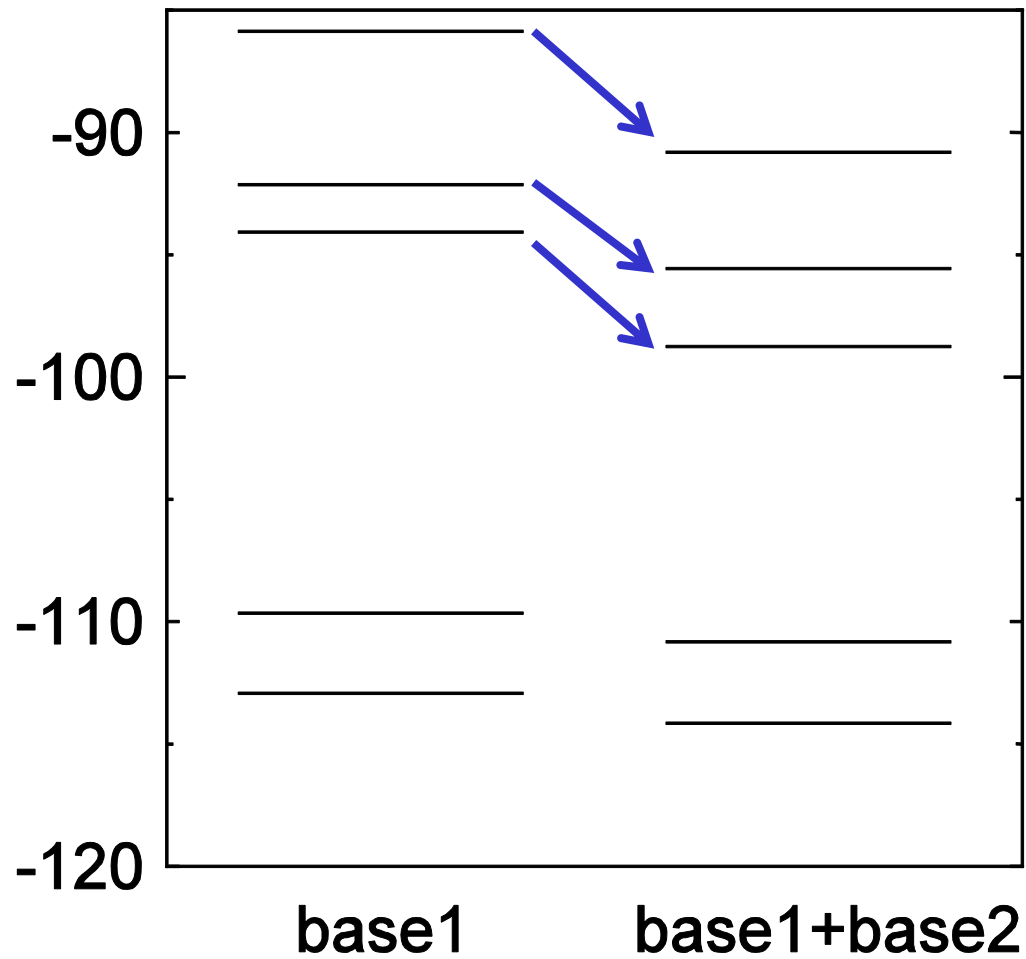


base 1



base 2

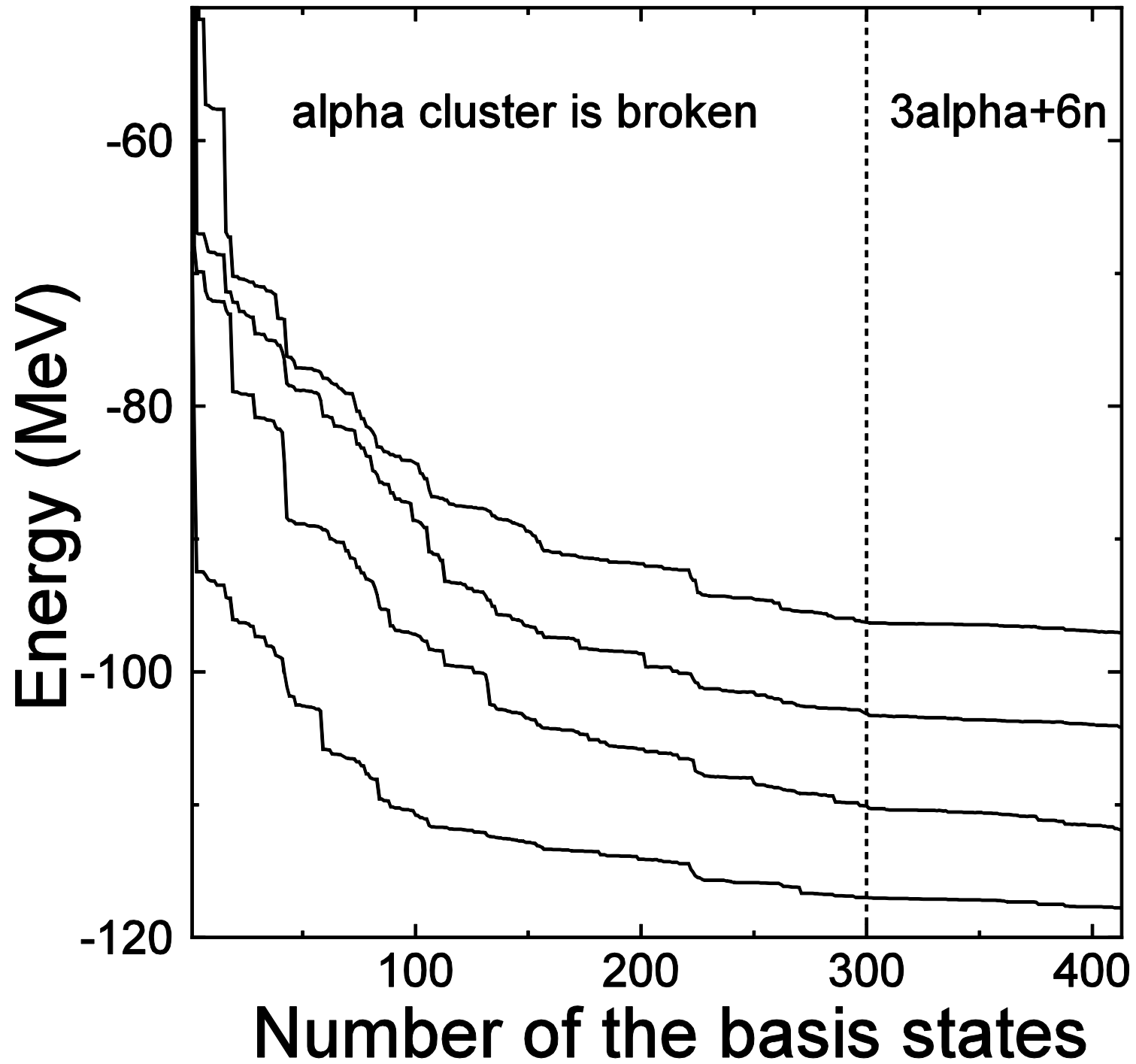
^{16}C 0^+ states

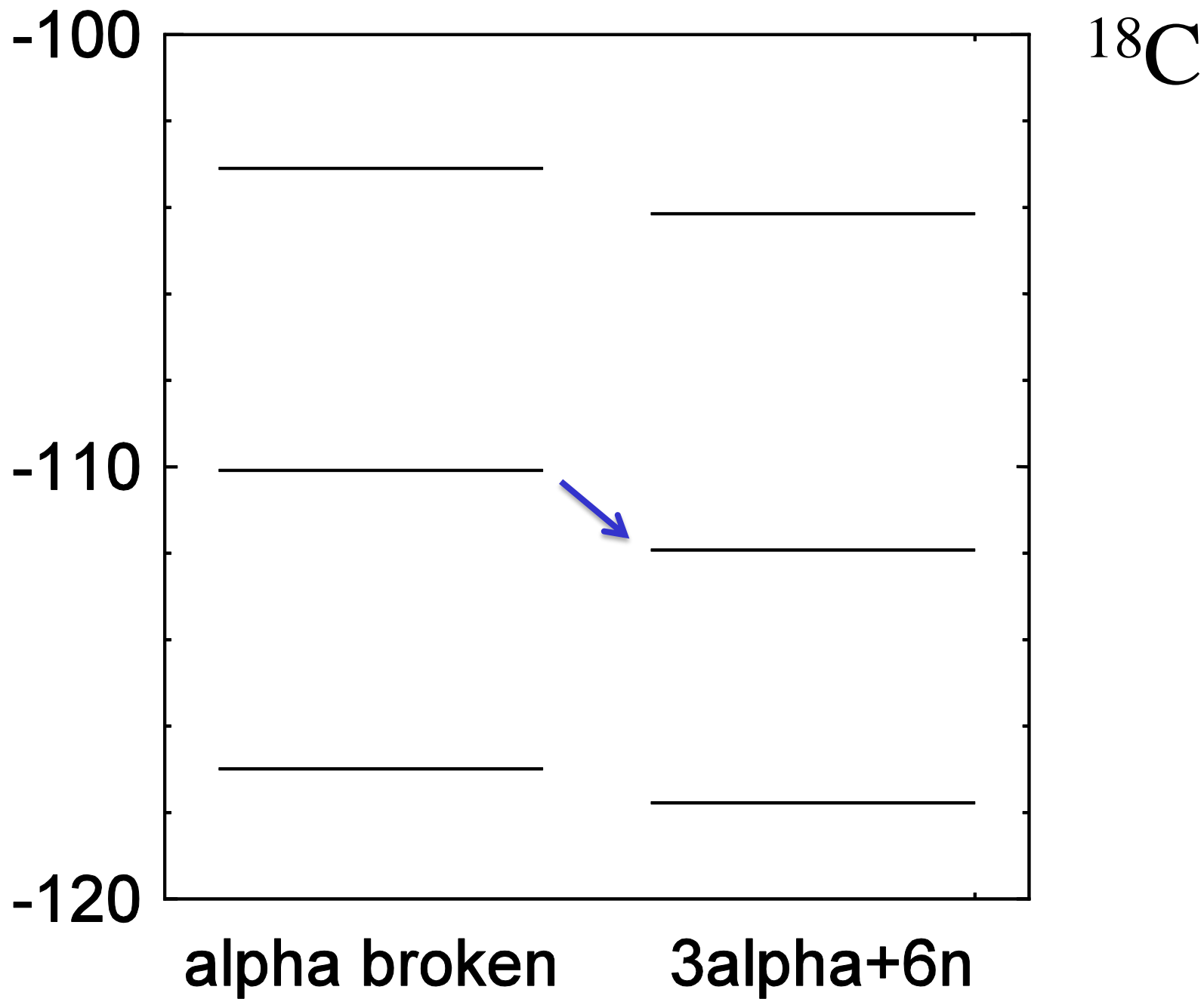


- Isoscalar E0 transition
from the ground 0^+ state of ^{16}C (fm^4)

to	0^+_2	0^+_3	0^+_4	0^+_5

B(E0) (fm^4)	2.11	10.82	6.74	102.5
Ex (MeV)	3.3	15.4	18.6	23.3

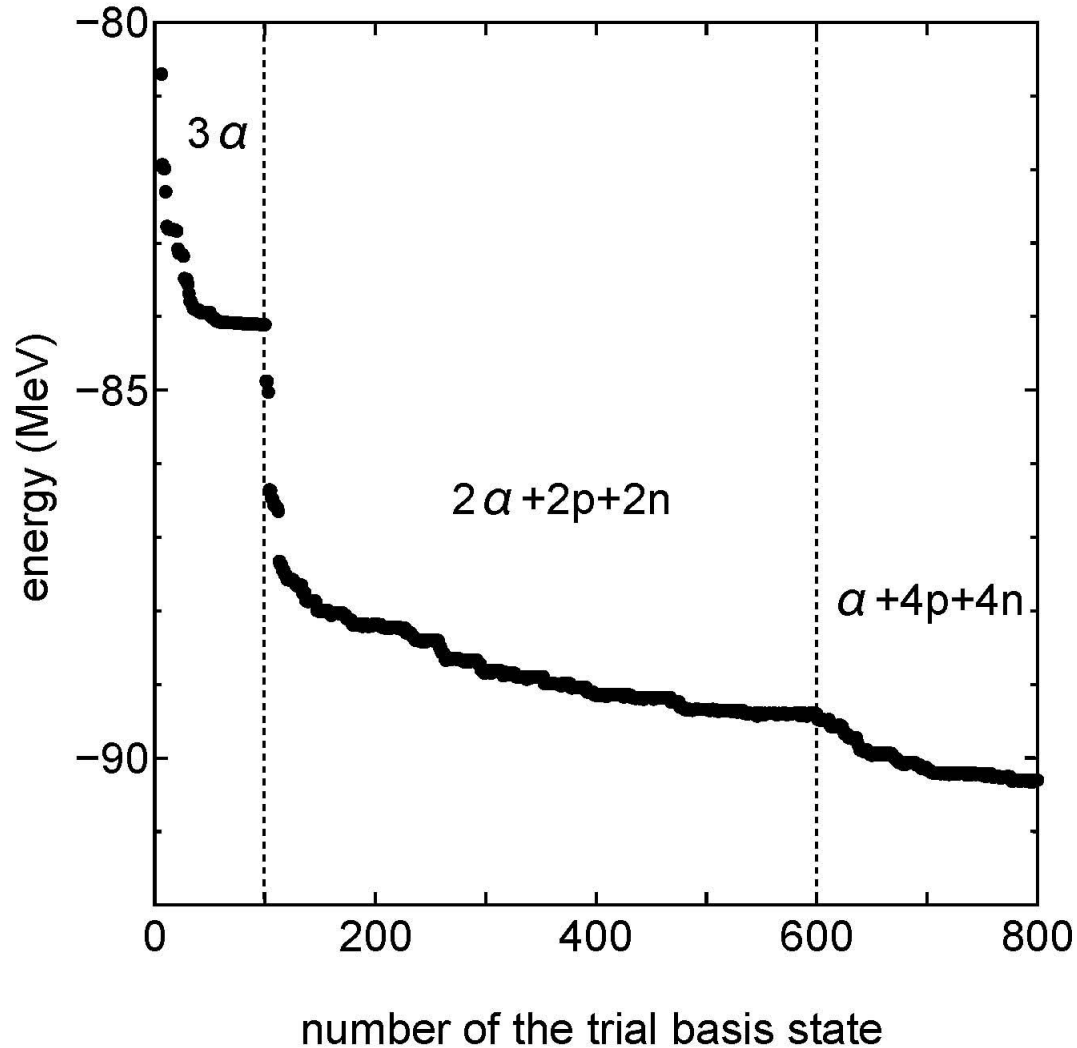




まとめ

- 軽い核におけるクラスター・シェル競合と励起状態における(幾何学的)クラスター構造の出現を炭素同位体を例に分析した。
- ^{16}C では $E_x = 15 \text{ MeV}$ 領域に 3α の成分を多く含む状態が出現し、基底状態からある程度の $E0$ 遷移で励起されることがわかった。
- 中性子の2つふえた ^{18}C では、より低い励起状態($E_x = 5 \text{ MeV}$ 程度)から 3α の成分が重要となることがわかった。(→ドリップラインに近づくにつれ、より低い状態でクラスターが重要になる?)

Cluster-shell competition in $^{12}\text{C}(\text{O}^+)$



N. Itagaki, S. Aoyama, S. Okabe, and K. Ikeda, Phys. Rev. C 70 (2004).

^{12}C case

$$\Phi = P^\pi P_{MK}^J \Psi,$$

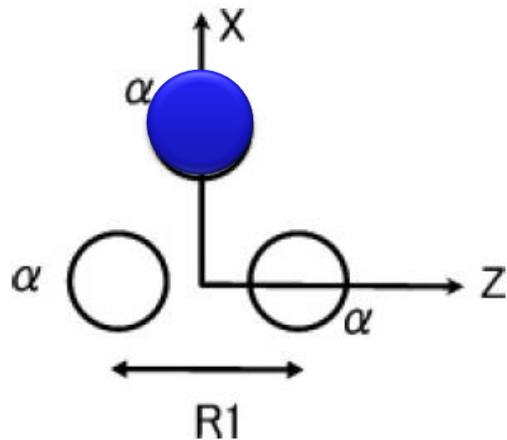
$$\Psi = \mathcal{A}[(\psi_1 \chi_1)(\psi_2 \chi_2) \cdots],$$

$$\psi_i = \left(\frac{2\nu}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left[-\nu(\vec{r} - \vec{z}_i/\sqrt{\nu})^2 + \vec{z}_i^2/2\right],$$

4つの核子が同じzを共有するのが α クラスターモデル

壊すべき α の中の核子のGauss中心に虚数部分を与える

$$\vec{z}_i/\sqrt{\nu} = \vec{S}_1 + i\Lambda(\vec{e}_{\text{spin}}^i) \times \vec{S}_1,$$



スピニアップの陽子と中性子

$$\vec{z}/\sqrt{\nu} = (\sqrt{3}R_1/2)(\vec{e}_x + i\Lambda\vec{e}_y),$$

スピндаウンの陽子と中性子

$$\vec{z}/\sqrt{\nu} = (\sqrt{3}R_1/2)(\vec{e}_x - i\Lambda\vec{e}_y).$$