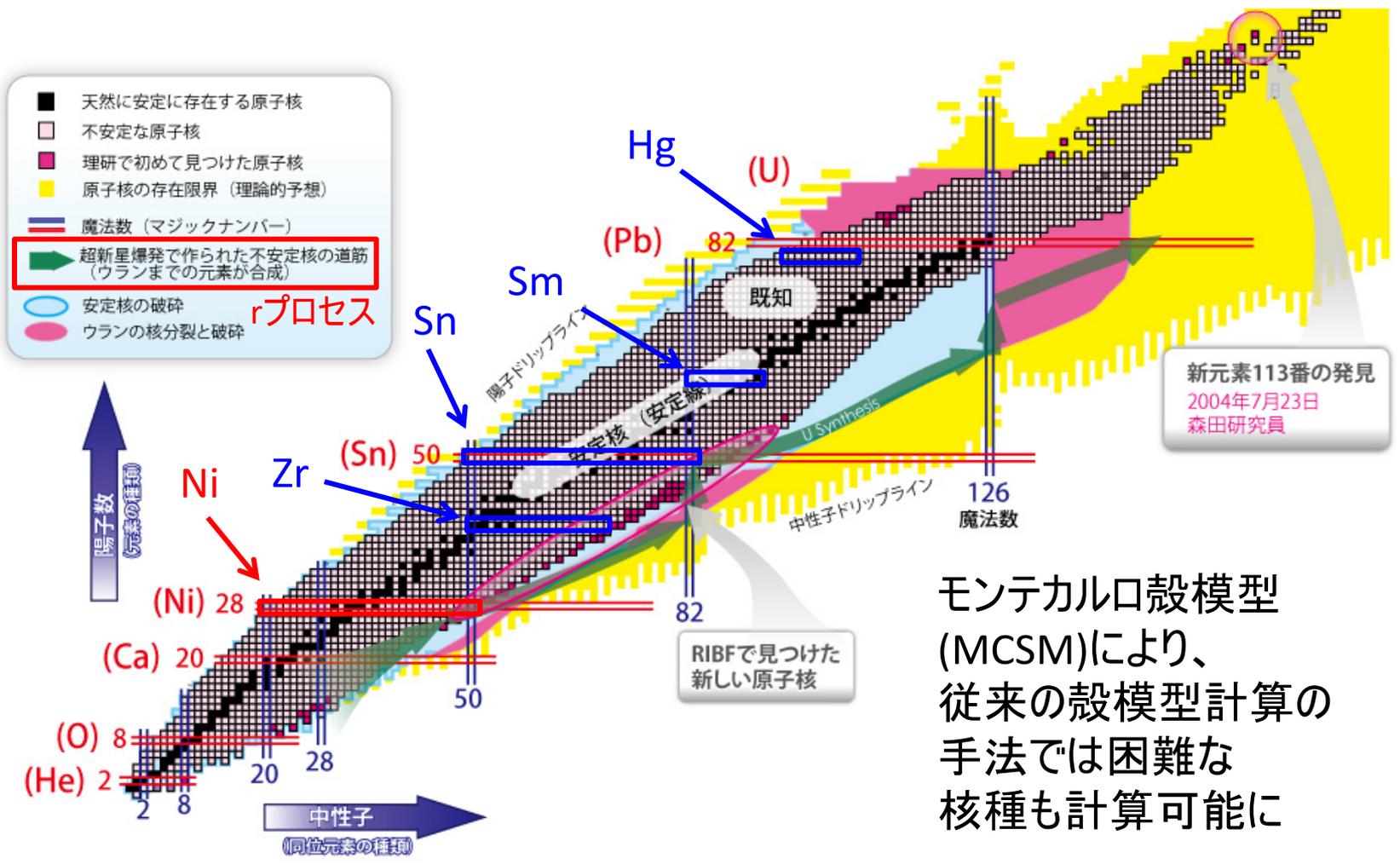


モンテカルロ殻模型による ベータ崩壊の研究

東京大学原子核科学研究センター(CNS)
角田佑介

モンテカルロ殻模型による研究対象の核種



モンテカルロ殻模型 (MCSM)により、
 従来の殻模型計算の
 手法では困難な
 核種も計算可能に

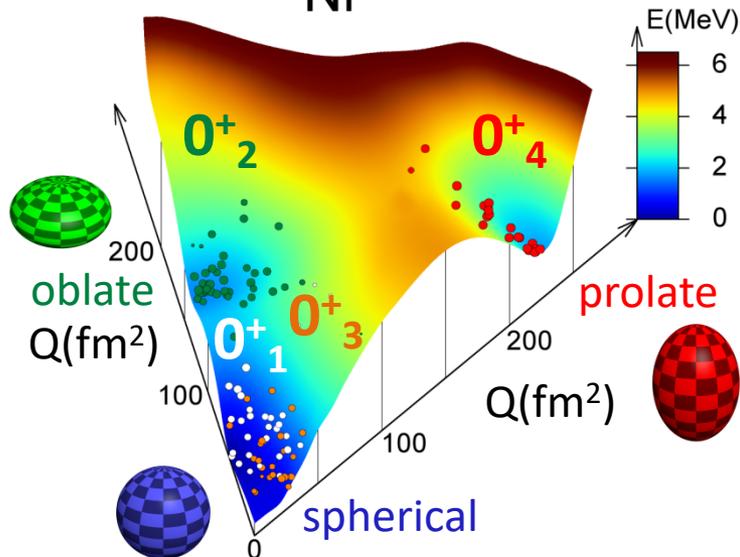
Motivation

原子核の形状:



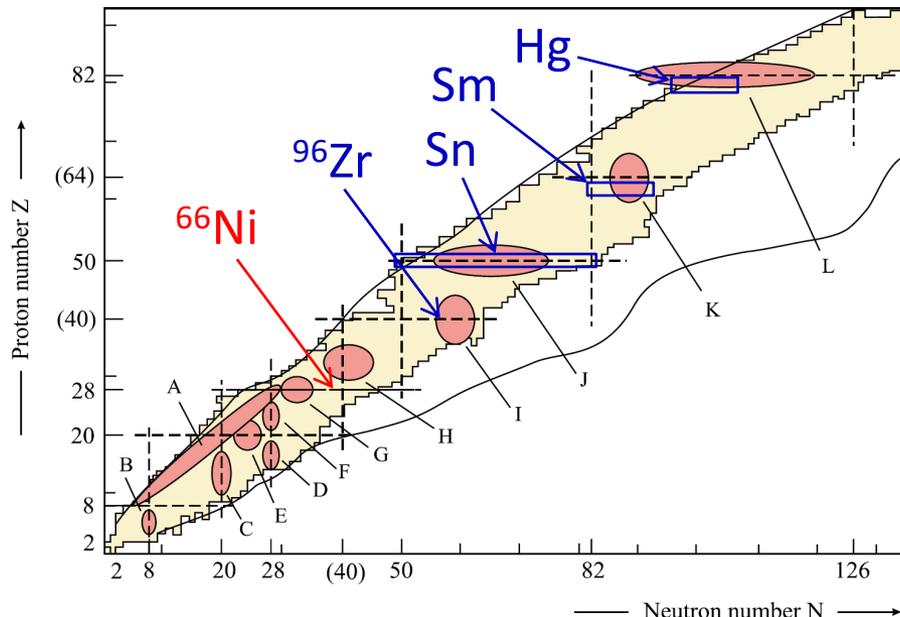
一部の核種では異なる形状を持つ固有状態が近いエネルギーに現れる(変形共存)

^{66}Ni



S. Leoni *et al.*, PRL **118**, 162502 (2017)

変形共存の領域



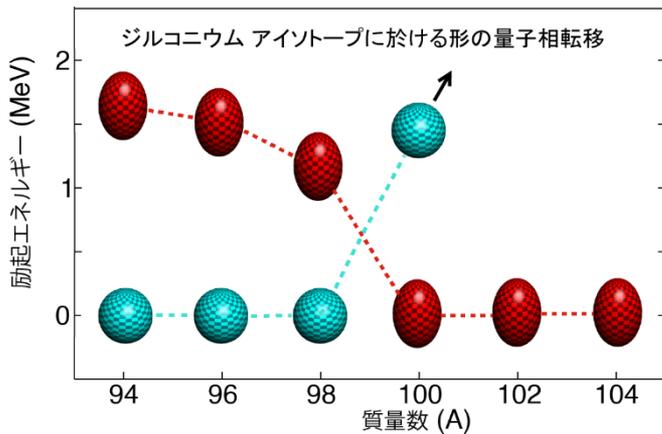
Heyde *et al.*, Rev. Mod. Phys. **83**, 1467 (2011)

陽子、中性子の一方が閉殻に近い領域で変形共存が見られる⇒殻構造との関係

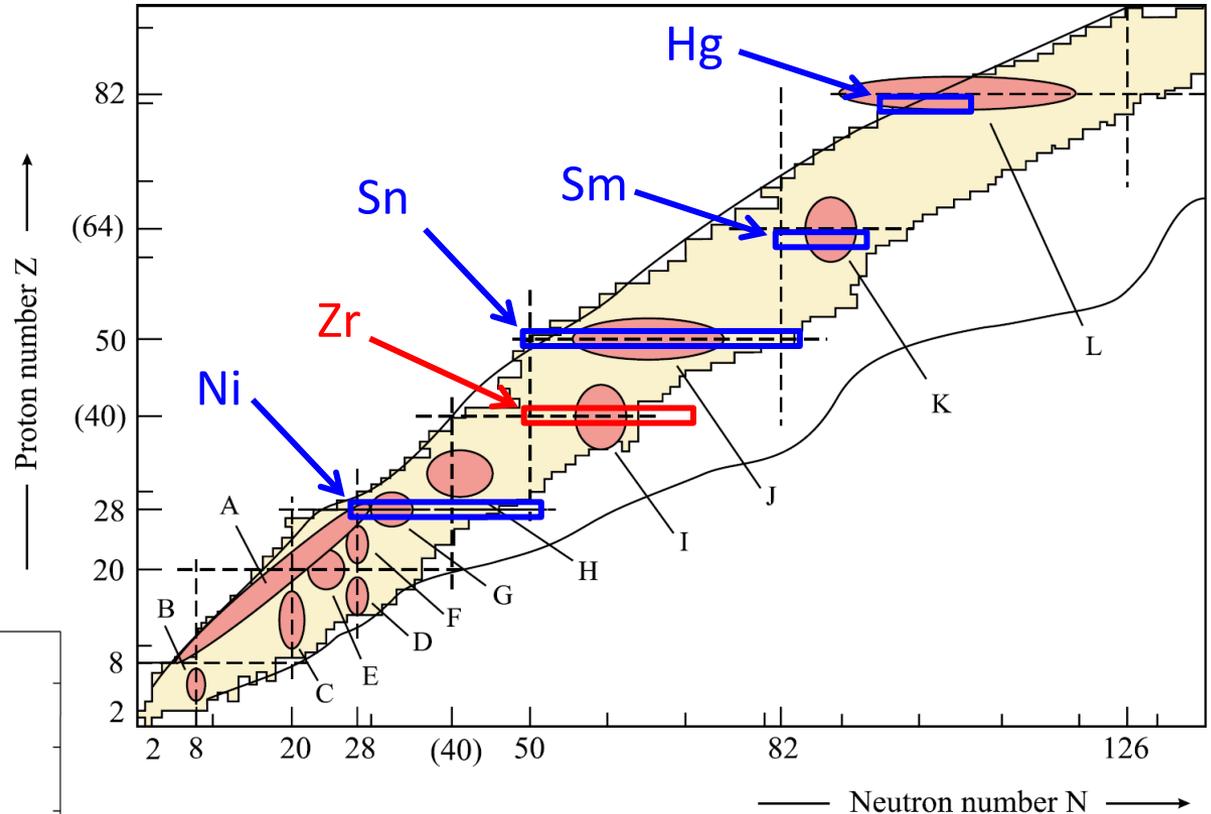
Ni(陽子数 $Z=28$)同位体近傍の原子核形状とベータ崩壊の関係を主に議論

Zr (Z=40)

- Zr同位体 (Togashi *et al.*)
 プレスリリース
 「原子核での
 形の量子相転移と
 スーパーコンピュータ
 「京」による
 シミュレーション」
 2016/10/18

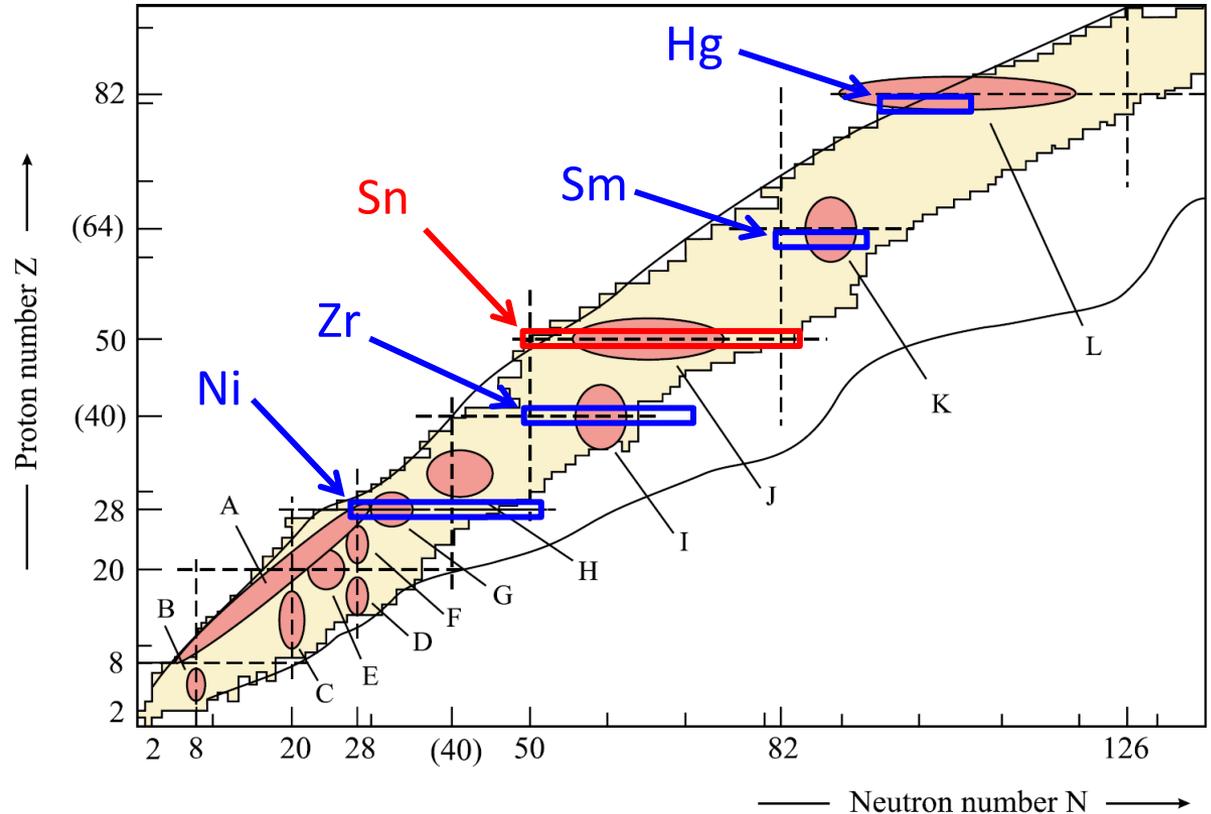
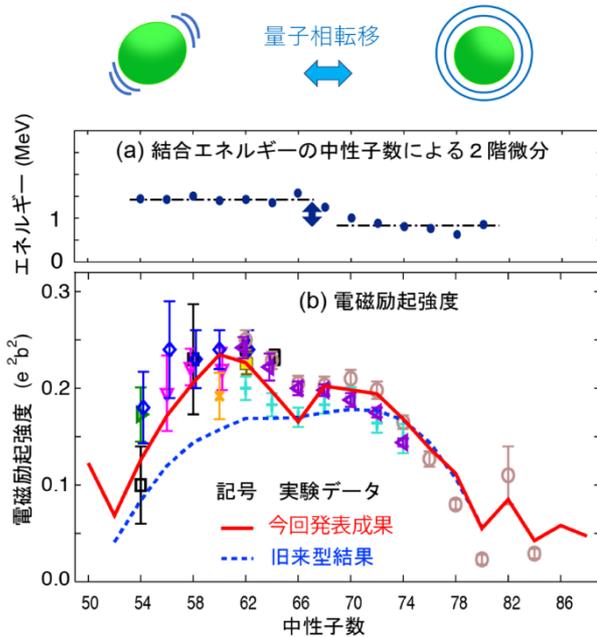


プレスリリースより引用



Sn (Z=50)

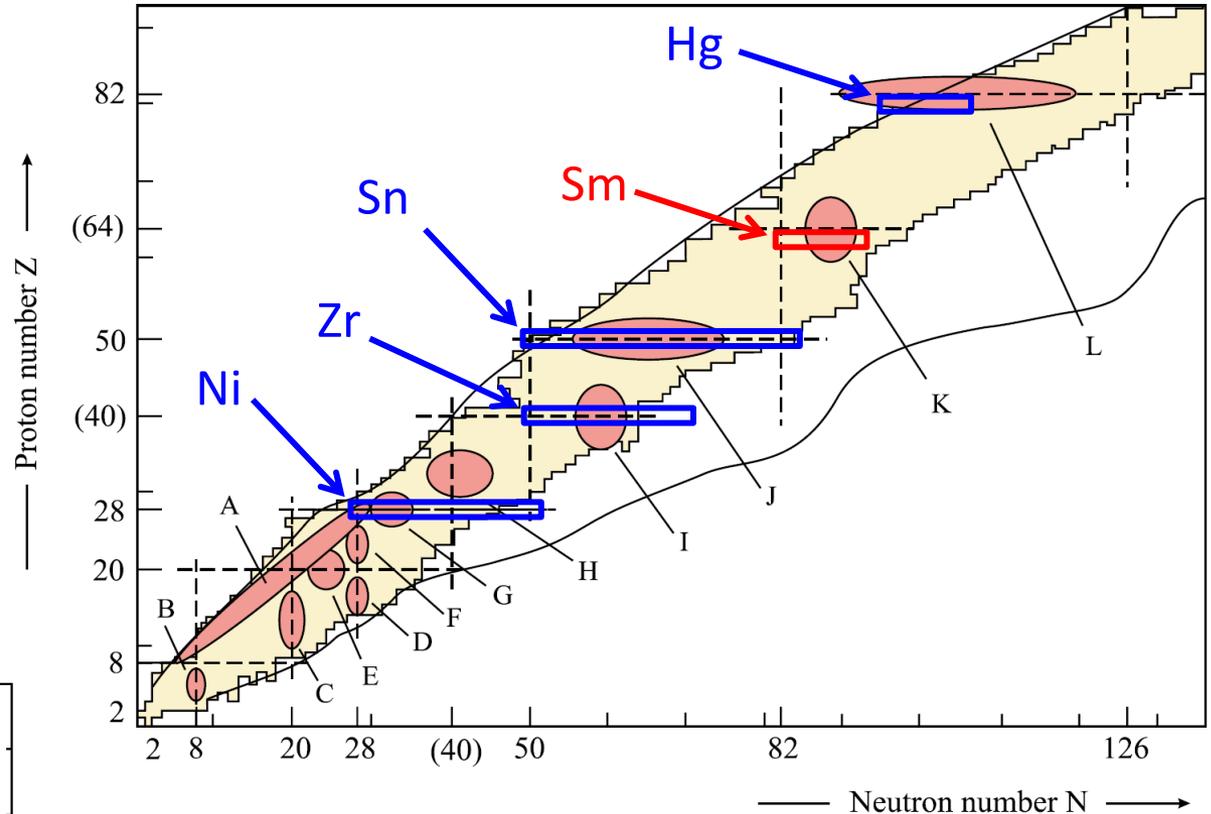
- Sn同位体 (Togashi *et al.*)
プレスリリース
「原子核形状の
2次相転移をスパコン
シミュレーションで発見」
2018/08/11



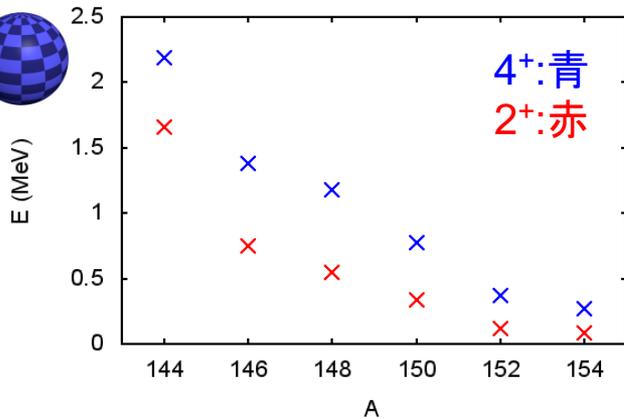
プレスリリースより引用

Sm (Z=62)

- Sm同位体 (YT *et al.*)
中性子数N=82(魔法数)
から中性子が増えると
球形から変形度が
大きくなる

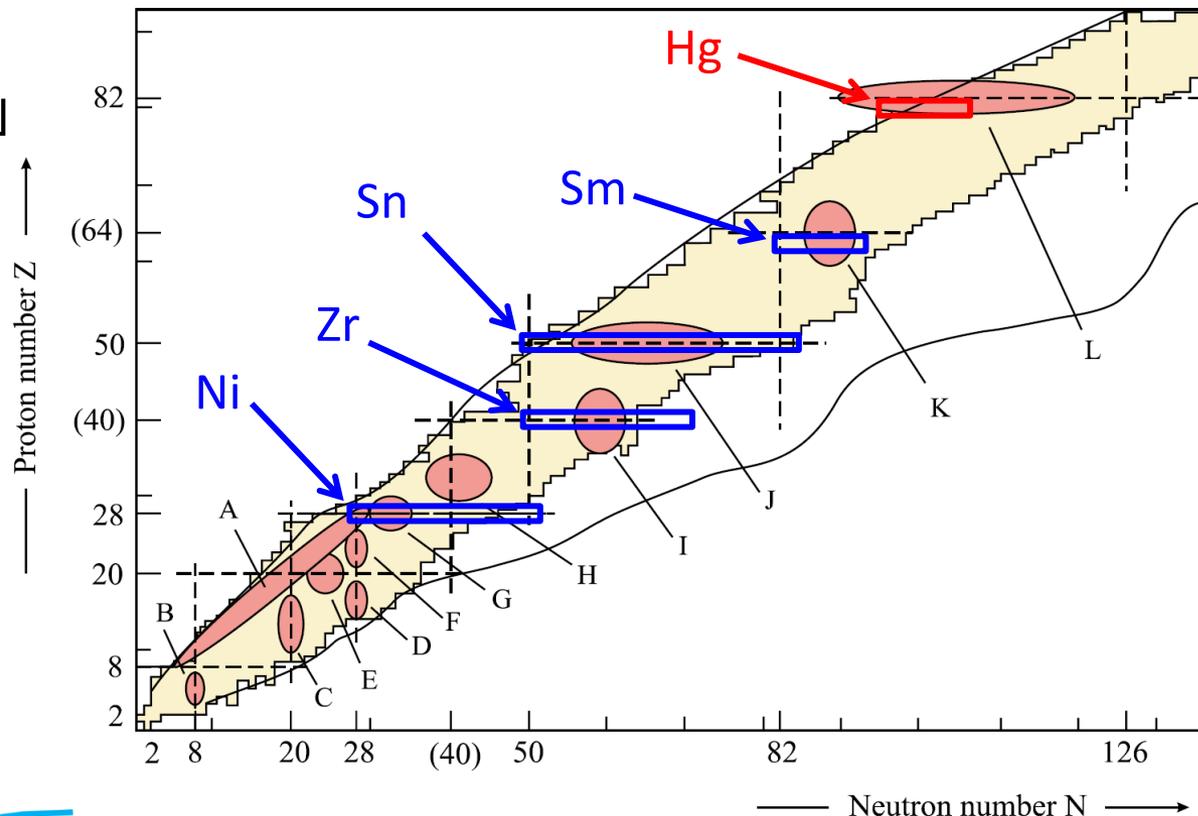


Sm 励起エネルギー(実験値)

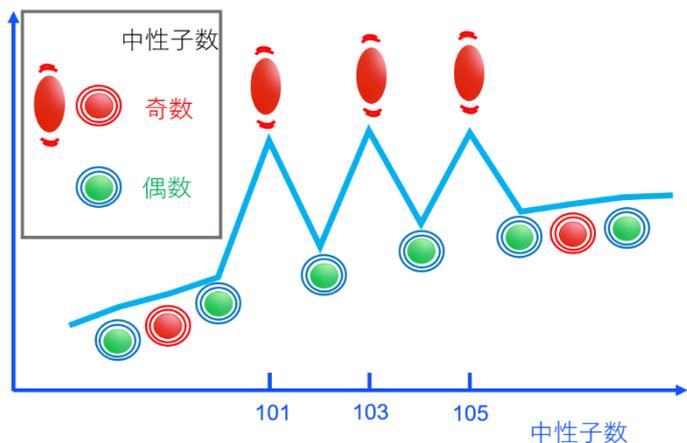


Hg (Z=80)

- Hg同位体 (YT *et al.*)
プレスリリース
「水銀原子核はハムレット」
2018/10/02
- 実験との共著論文が
Nature Physics誌に掲載
B. A. Marsh *et al.*,
Nature Physics **14**,
1163 (2018)

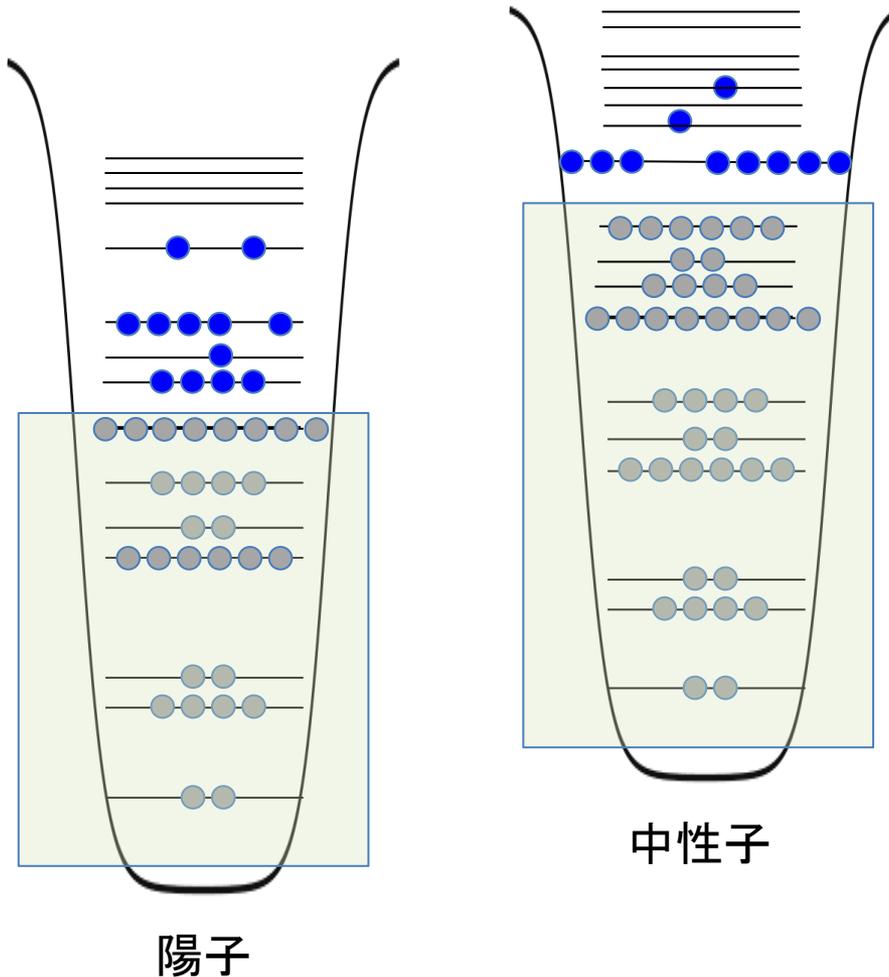


1次相転移が6回連続して
起きていると考えられる



プレスリリースより引用

原子核の量子構造に関する殻模型の概要



原子核の中の陽子や中性子は入れ物
(ポテンシャル)の中で軌道運動
→ 量子論ではとびとびのエネルギー
(図中で水平方向の線)

それらの軌道に下から順番に陽子や
中性子を入れていく。
上の方の軌道では異なったパターンで
入ったものが混在する。
(図では1パターンのみが示されている)

各軌道に入れる粒子数には上限があり、
その結果ジルコニウム90では左の図の
ようになっている

シールド部分は完全に詰まっている

^{90}Zr の場合

記者会見の発表スライドより引用

モンテカルロ殻模型 (MCSM)

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} * & * & * & * & * & \cdot & \cdot \\ * & * & * & * & \cdot & \cdot & \cdot \\ * & * & * & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ * & * & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{diagonalization}} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & & & & & & 0 \\ & \varepsilon_2 & & & & & \\ & & \varepsilon_3 & & & & \\ & & & \cdot & & & \\ & & & & \cdot & & \\ & & & & & \cdot & \\ 0 & & & & & & \cdot \end{pmatrix}$$

Conventional Shell Model
all Slater determinants

重い核種を計算したり
原子核の変形を十分に扱うには
広い模型空間が必要だが、
非常に広い模型空間では
直接対角化は不可能

$$\mathbf{H} \approx \begin{pmatrix} * & * & * & \cdot \\ * & * & * & \cdot \\ * & * & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{diagonalization}} \begin{pmatrix} \varepsilon'_1 & & 0 \\ & \varepsilon'_2 & \\ 0 & & \cdot \\ & & & \cdot \end{pmatrix}$$

Monte Carlo Shell Model
bases important for a specific eigenstate

T. Otsuka *et al.*, PPNP47, 319 (2001)

モンテカルロ殻模型では、
MCSM基底による小さな
ハミルトニアン行列を対角化

補助場MC+変分的手法で
固有エネルギーを最小化

固有状態 $\rightarrow |\Psi_N\rangle = \sum_{n=1}^N \sum_{K=-J}^J f_{n,K}^{(N)} P_{MK}^{J\pi} |\psi_n\rangle$

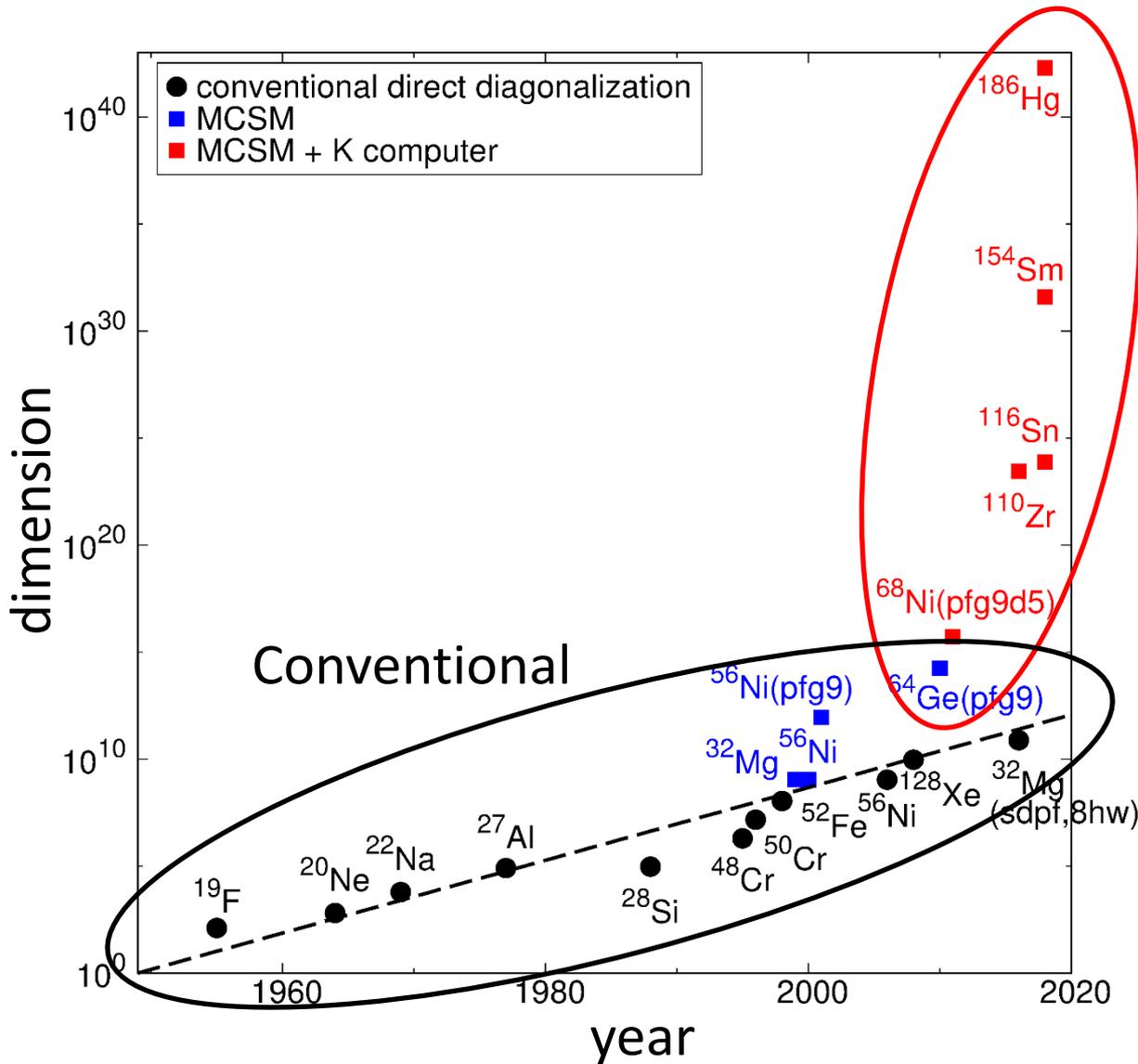
1基底ではHFに相当

Slater行列式

角運動量・パリティ射影

MCSM基底から**原子核形状**の情報を抽出(T-plot)

Monte Carlo shell model (MCSM)



Advanced MCSM

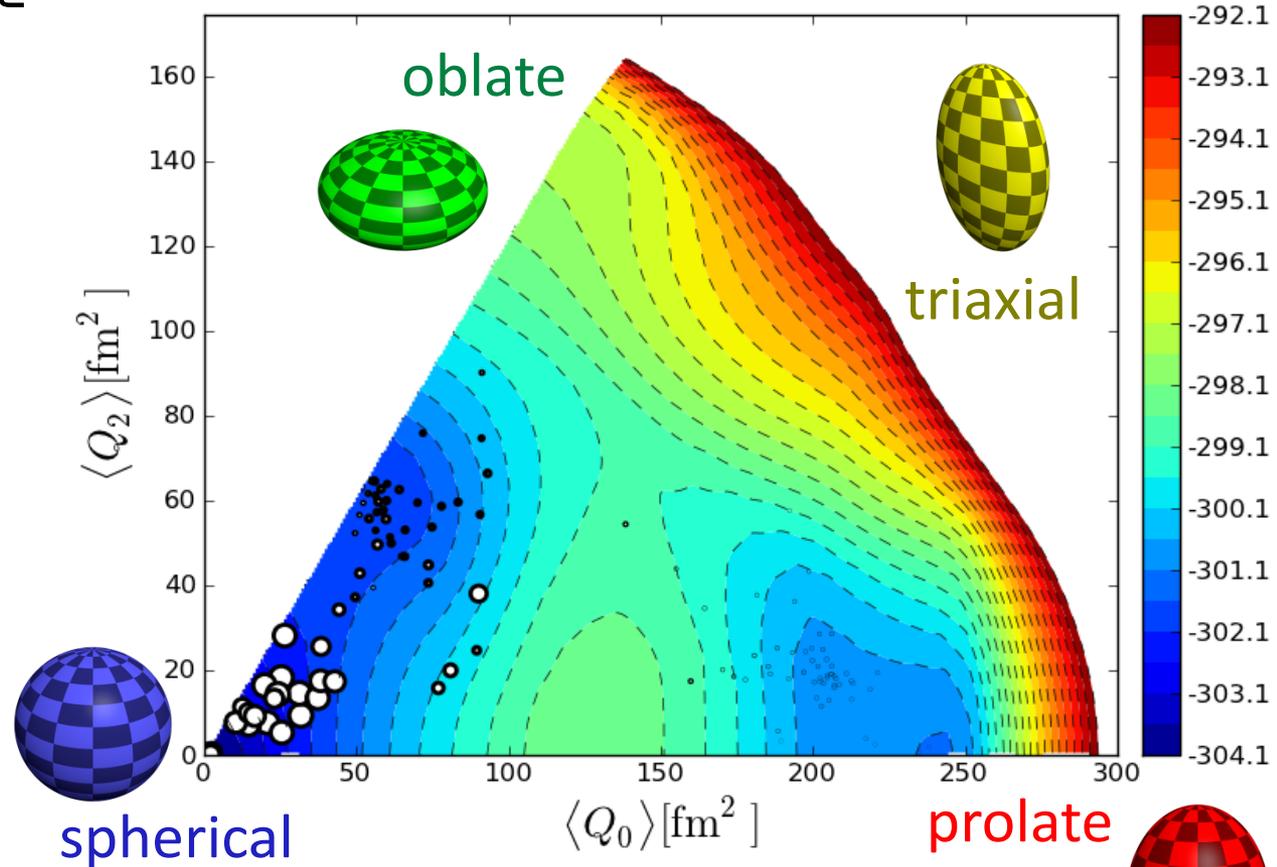
We can perform MCSM calculations in large model spaces. The largest case corresponds to $\sim 10^{42}$

Dimension of Hamiltonian matrix for many-body states to be diagonalized in the conventional shell-model calculation

MCSMによる原子核形状の解析(T-plot)

'T-plot' of 0^+_1 state of ^{68}Ni (Z=28, N=40)

- 殻模型計算の相互作用を用いて、Constrained HFにより Potential energy surface (PES)を計算
- **点の位置: 変形度**
射影前のMCSM基底の四重極変形
- **点の面積: 重要さ**
射影後の基底と波動関数との overlap probability

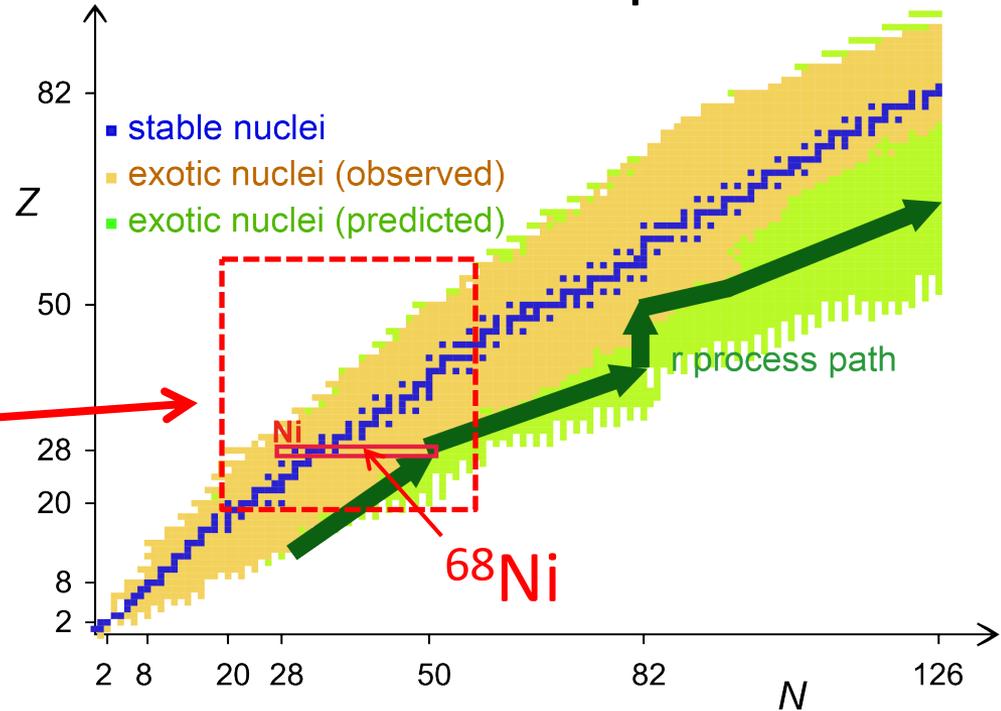
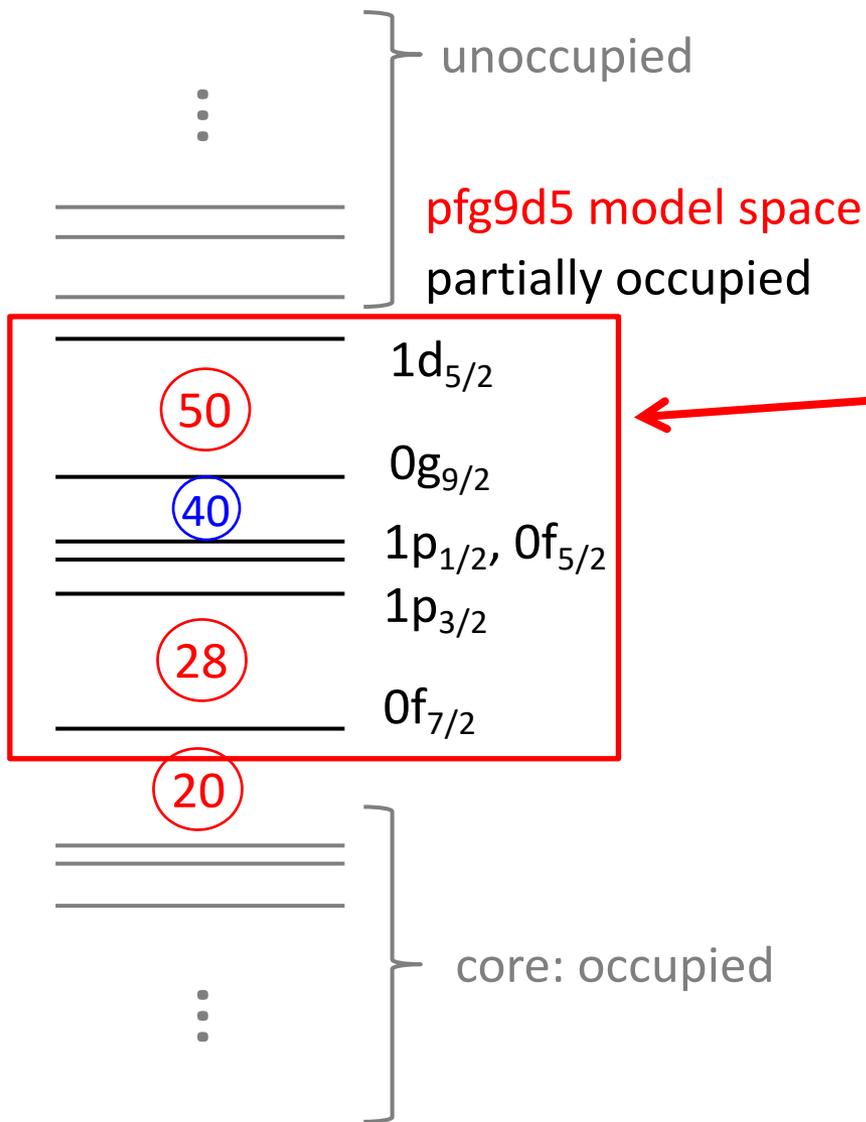


角運動量・パリティ射影

$$|\Psi\rangle = \sum_n f_n P^{J\pi} |\psi_n\rangle$$

MCSM波動関数 MCSM基底 Slater行列式

Monte Carlo Shell model (MCSM) calculation for Ni isotopes with a focus on their shapes

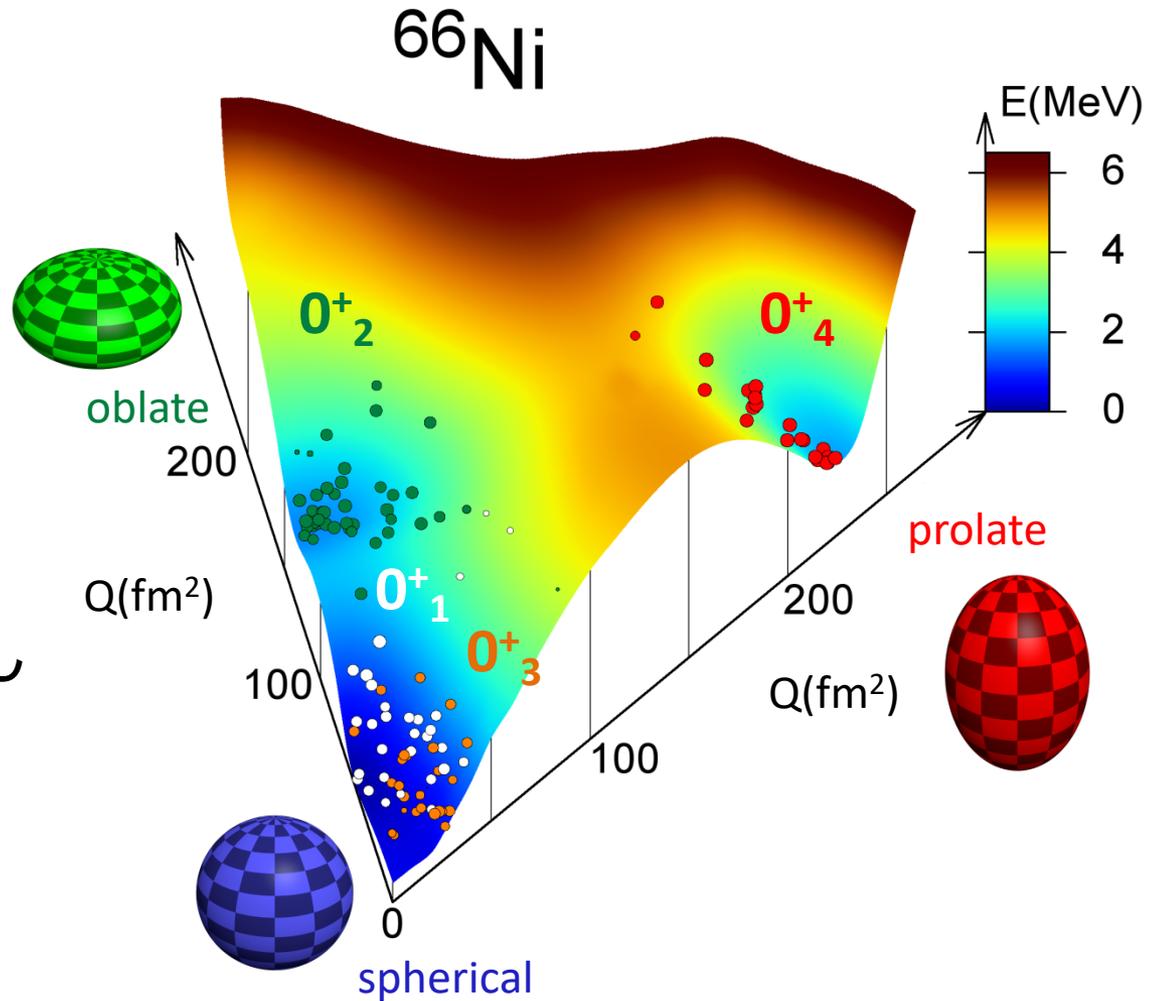


This model space is wide enough to discuss how **magic numbers 28, 50** and **semi-magic number 40** are retained/broken

Interaction:
A3DA interaction is used with minor corrections

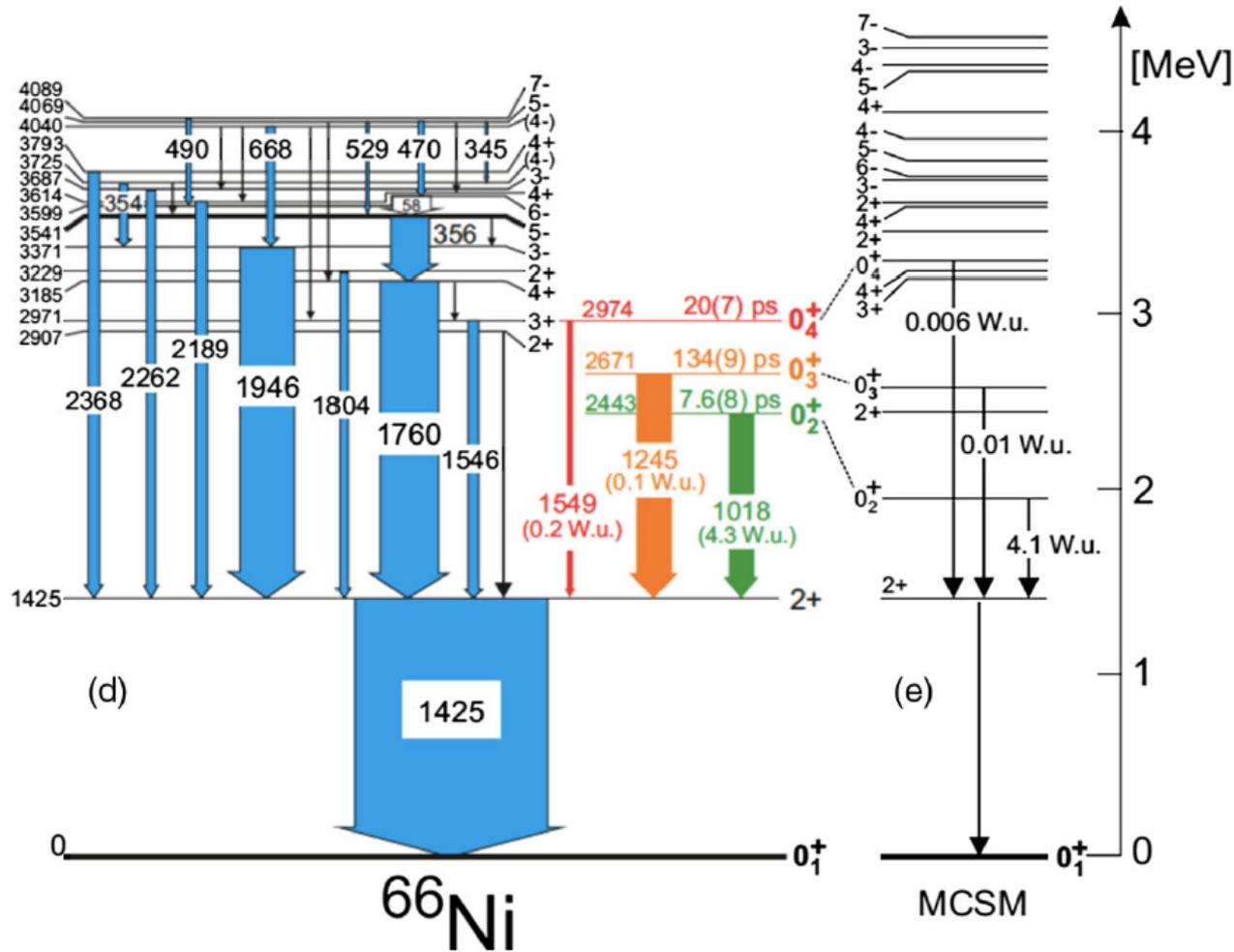
$^{66}\text{Ni}(Z=28)$ の変形共存

- $^{66}\text{Ni}(Z=28, N=38)$ で
変形共存が预言される
- 実験では $0^+_{2,3,4}$ 状態から
球形の 2^+_1 状態へと
遷移する半減期を測定し
MCSM計算と比較



実験グループとの共著論文: S. Leoni *et al.*, PRL **118**, 162502 (2017)

Comparison to experiments for ^{66}Ni



S. Leoni *et al.*, PRL **118**, 162502 (2017)

ベータ崩壊

- Fermi遷移: $\Delta L=0, \Delta J=0, \Delta \pi=+$
- Gamow-Teller (GT)遷移: $\Delta L=0, \Delta J=1, \Delta \pi=+$
- 第一禁止遷移: $\Delta L=1, \Delta J=0,1,2, \Delta \pi=-$
- ...

- $$B(GT) = \frac{\langle f || \sum_k \sigma_k t_k^- || i \rangle}{2J_i + 1}$$

- GT遷移のみを考えると、
$$ft = \frac{6147 s}{(g_A/g_T)^2 B(GT)}$$

- f: phase space factor
- t: 半減期

A=66のGT遷移

M. STRYJCZYK *et al.*

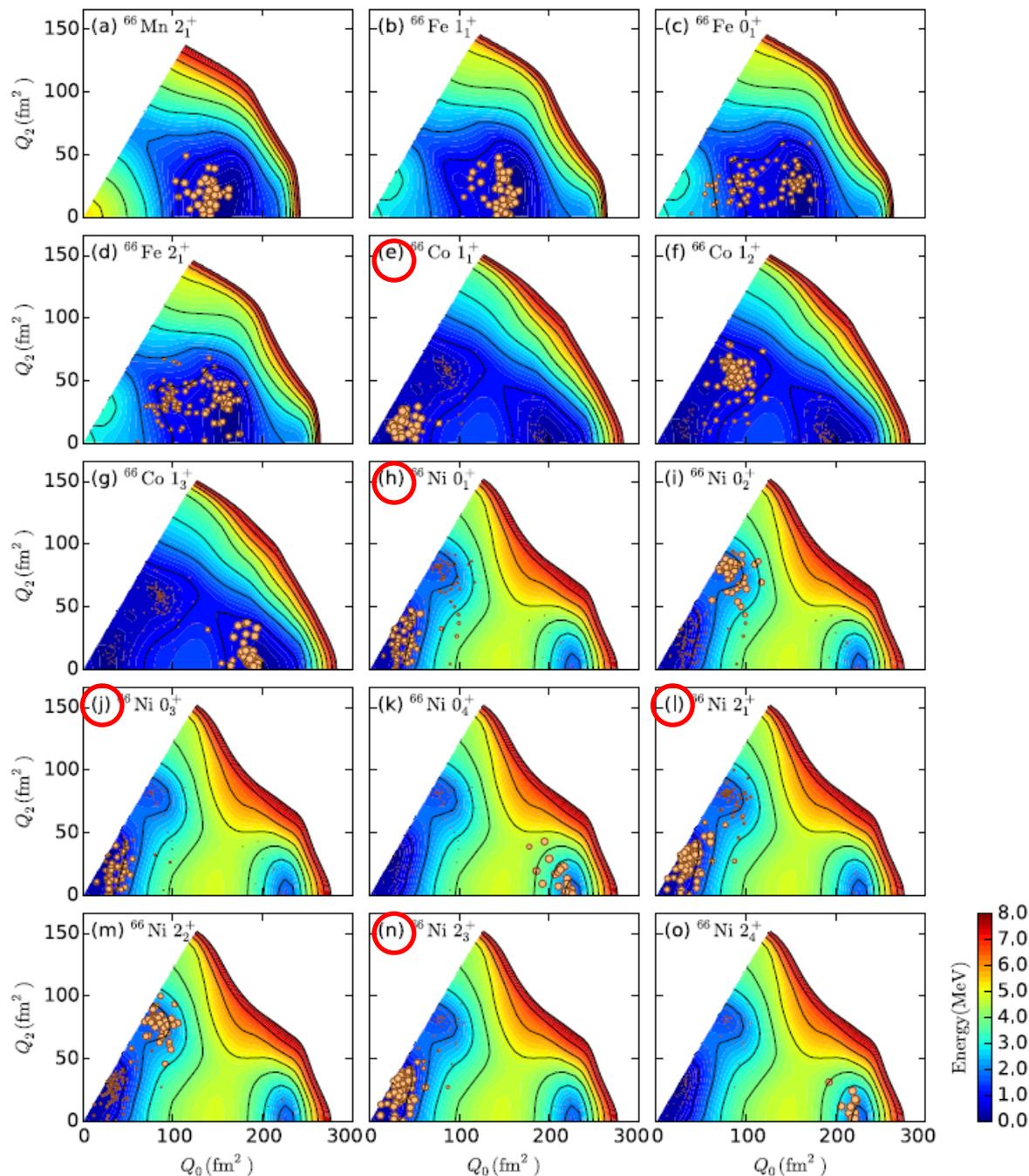
PHYSICAL REVIEW C **98**, 064326 (2018)

TABLE V. The overview of the $B(GT)$ values obtained from MCSM calculations and associated $\log(ft)$ values compared with the experimental results. J_p^π and J_d^π are spins and parities of parent and daughter nuclei, respectively. The $\log(ft)$ values were calculated using a formula $ft = \kappa(g_A^2 q^2 B_{GT})^{-1}$, where $\kappa/g_V^2 = 6147$ s, $g_A/g_V = -1.2772$ [90], and $q = 0.744$ is a standard quenching factor [91]. The – symbol in the $\log(ft)^{\text{exp}}$ column indicates that the calculated state was not linked with any of the experimentally observed levels.

$^{66}\text{Mn} \rightarrow ^{66}\text{Fe}$					$^{66}\text{Fe} \rightarrow ^{66}\text{Co}$					$^{66}\text{Co} \rightarrow ^{66}\text{Ni}$				
J_p^π	J_d^π	$B(GT)$	$\log(ft)^{\text{th}}$	$\log(ft)^{\text{exp}}$	J_p^π	J_d^π	$B(GT)$	$\log(ft)^{\text{th}}$	$\log(ft)^{\text{exp}}$	J_p^π	J_d^π	$B(GT)$	$\log(ft)^{\text{th}}$	$\log(ft)^{\text{exp}}$
2_1^+	1_1^+	1.8×10^{-1}	4.59	4.75(3)	0_1^+	1_1^+	9.8×10^{-2}	4.84	4.38(6)	1_1^+	0_1^+	1.9×10^{-1}	4.55	4.77(7)
	2_1^+	2.8×10^{-4}	7.38	5.68(8)		1_2^+	2.0×10^{-1}	4.52	4.33(10)		0_2^+	9.0×10^{-3}	5.88	>6.1
	2_2^+	7.6×10^{-4}	6.95	5.86(6)		1_3^+	7.8×10^{-2}	4.94	–		0_3^+	3.2×10^{-1}	4.33	4.54(10)
	2_3^+	1.1×10^{-3}	6.80	6.00(13)		1_4^+	3.9×10^{-3}	6.25	–		0_4^+	3.9×10^{-5}	8.25	>6.3
	3_1^+	1.6×10^{-3}	6.63	–							2_1^+	6.7×10^{-3}	6.01	5.8(3)
											2_2^+	3.8×10^{-5}	8.25	>5.7
											2_3^+	1.2×10^{-1}	4.75	5.16(14)
											2_4^+	1.3×10^{-7}	10.73	>5.5

B(GT)の大きい(log ftの小さい)遷移について
実験値を再現している

l associated $\log(ft)$ values compared with the vely. The $\log(ft)$ values were calculated using a standard quenching factor [91]. The – symbol in mentally observed levels.

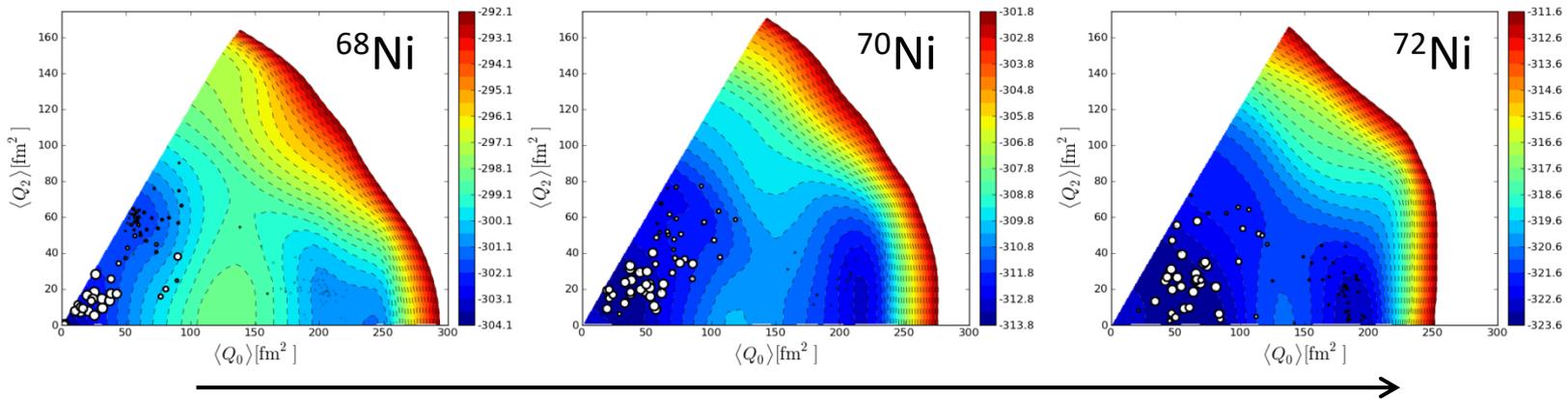


$^{66}\text{Co} \rightarrow ^{66}\text{Ni}$				
J_p^π	J_d^π	$B(GT)$	$\log(ft)^{\text{th}}$	$\log(ft)^{\text{exp}}$
1_1^-	0_1^-	1.9×10^{-1}	4.55	4.77(7)
	0_2^+	9.0×10^{-3}	5.88	>6.1
	0_3^-	3.2×10^{-1}	4.33	4.54(10)
	0_4^+	3.9×10^{-5}	8.25	>6.3
	2_1^-	6.7×10^{-3}	6.01	5.8(3)
	2_2^+	3.8×10^{-5}	8.25	>5.7
	2_3^-	1.2×10^{-1}	4.75	5.16(14)
	2_4^+	1.3×10^{-7}	10.73	>5.5

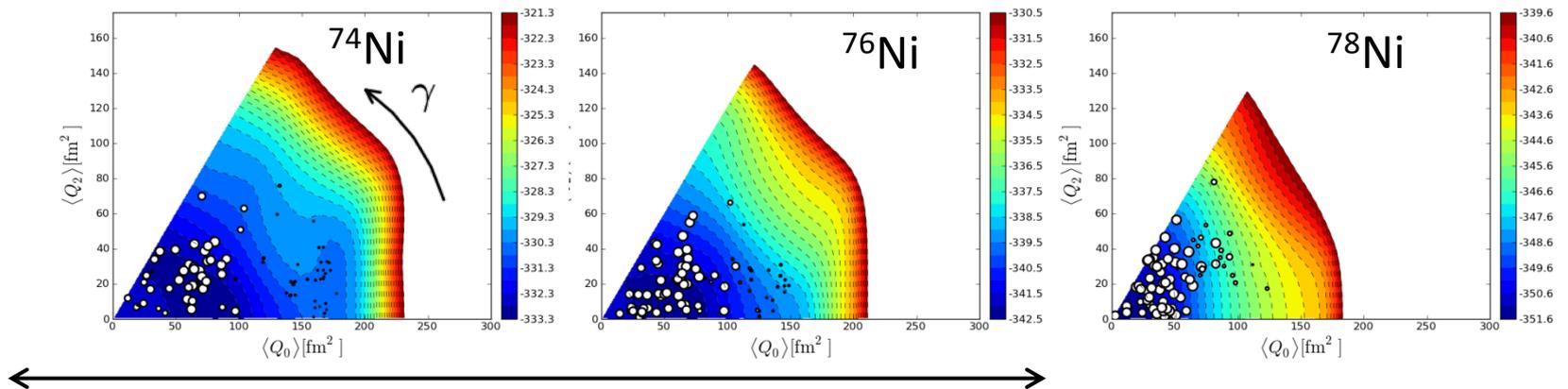
○で示した
球形の
状態間の遷移が
起こりやすい

Shape Evolution of Ni isotopes

0^+_1 states of $^{68-78}\text{Ni}$

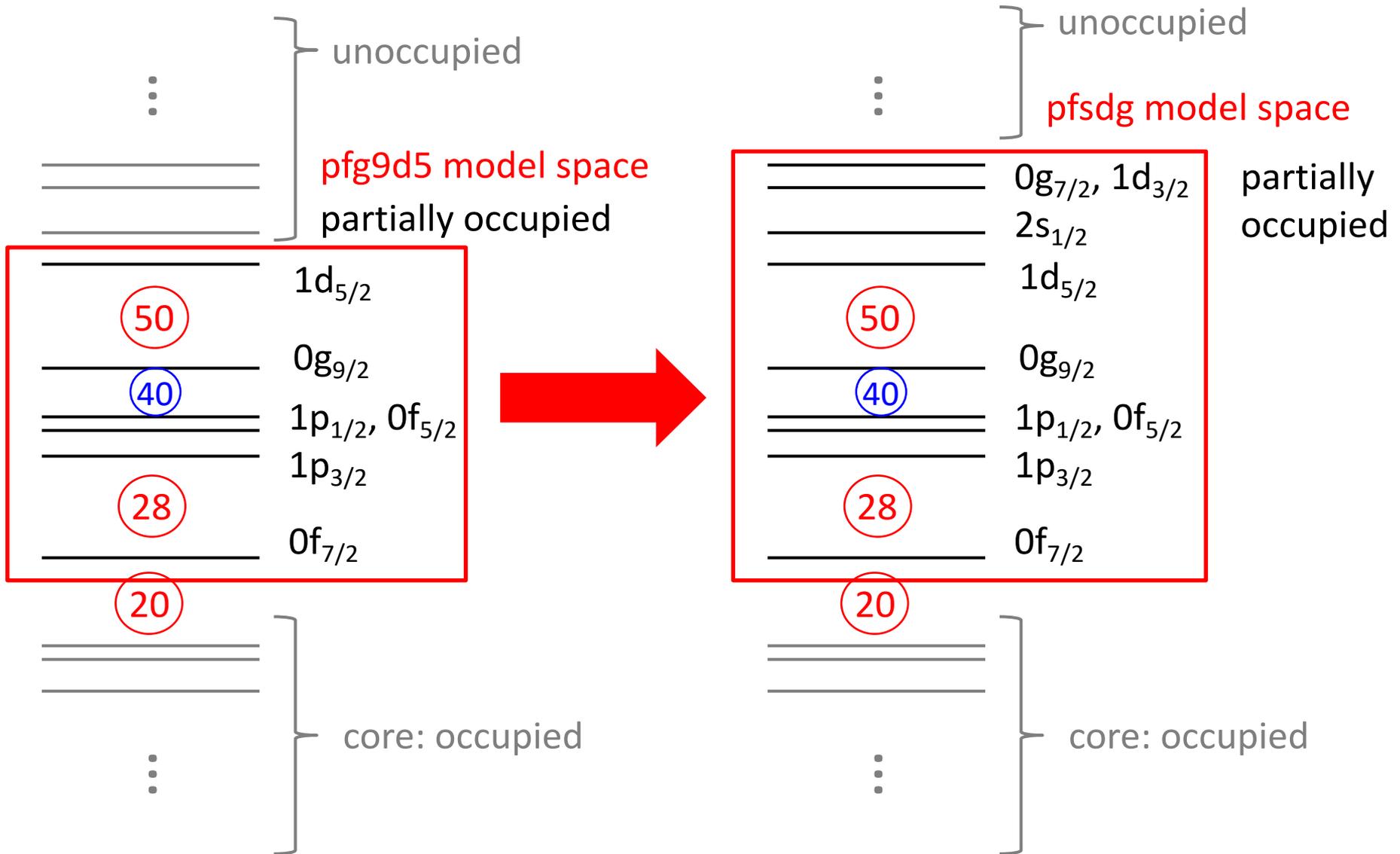


Energy of prolate state comes down
Barrier becomes low



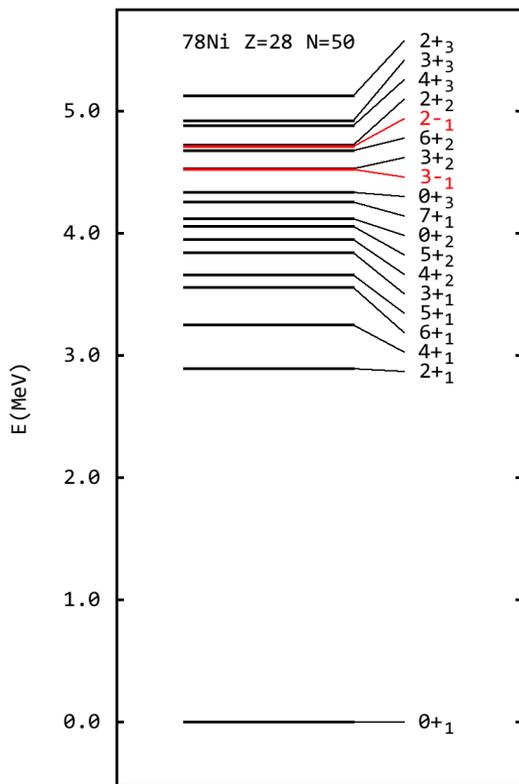
γ -soft deformation
(strong fluctuation in the γ direction)

Extension of model space for Ni region

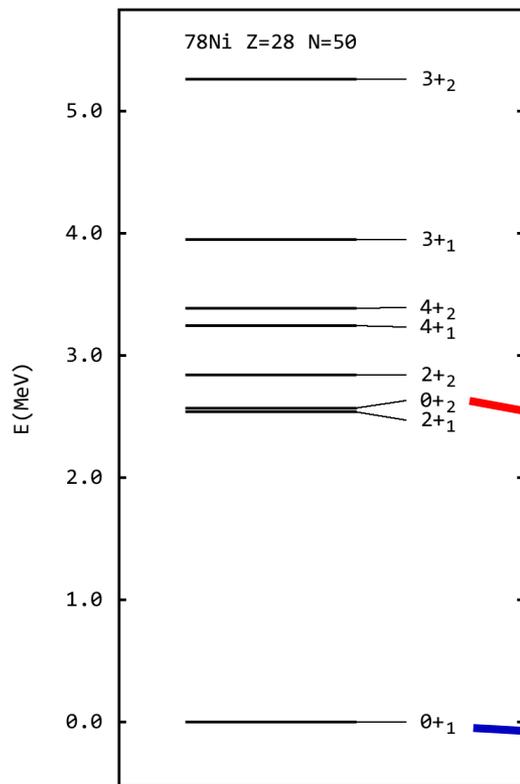


^{78}Ni in pfg9d5 and pfsdg model spaces

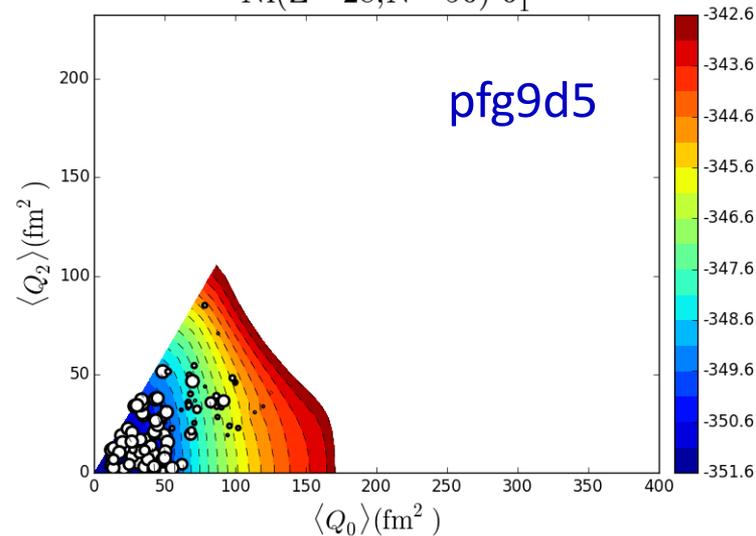
pfg9d5



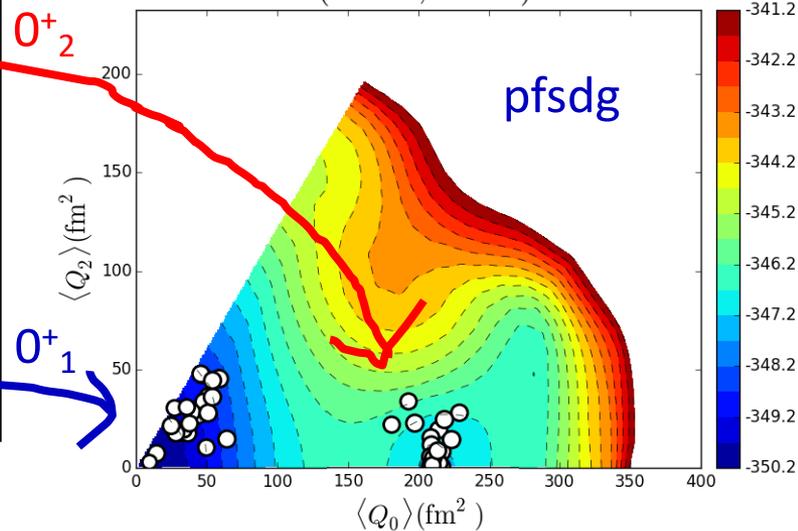
pfsdg



$^{78}\text{Ni}(Z=28, N=50) 0_1^+$



$^{78}\text{Ni}(Z=28, N=50)$



Summary

- モンテカルロ殻模型(MCSM)により
中重核から重い核までを計算
- MCSMの特性を用いたT-plotによる原子核形状の解析
- 幅広い質量領域の核種をMCSMで計算し、
原子核形状を中心とする性質を議論
- 原子核形状とベータ崩壊の遷移強度の関係
- Hgなど重い原子核の計算→rプロセス核の計算も可能に