

全反応、弾性散乱断面積の 系統解析の意義

TRIP-RIBF実験キックオフミーティング

2023.4.21

RIKEN, Wako, Japan

堀内 渉 (大阪公立大学)

今日の話

中高エネルギー(数百MeV/核子)の原子核衝突

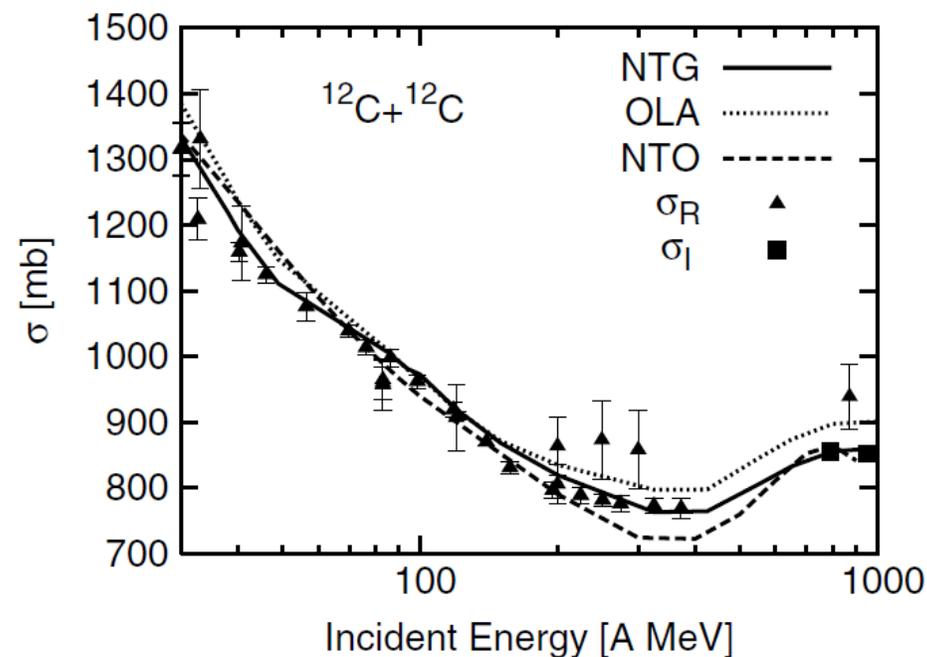
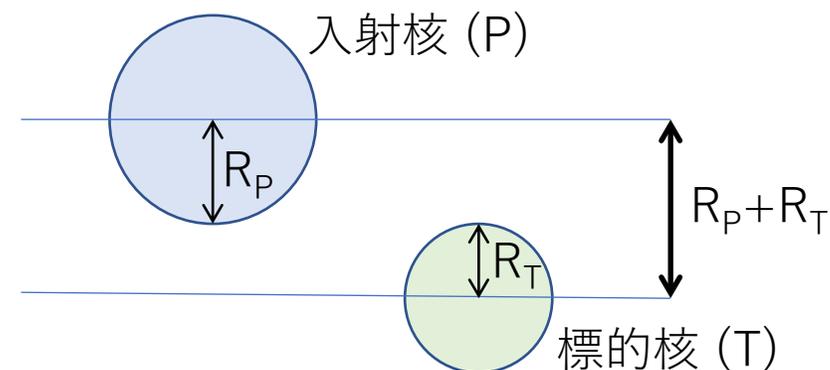
Part I: 全反応断面積の系統解析

Part II: 陽子弾性散乱断面積の系統解析

具体的な計算例を紹介しつつこれら「系統解析」の意義を示す

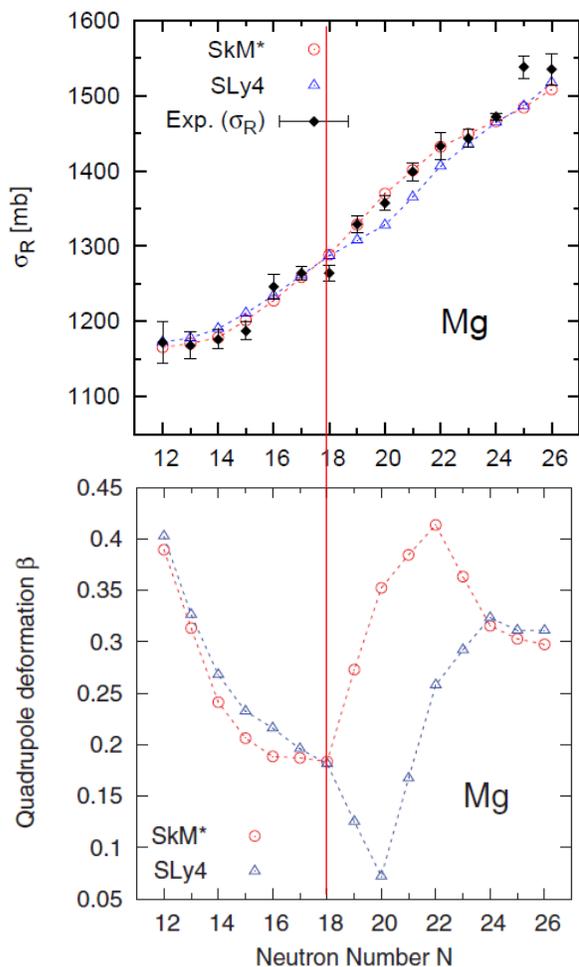
Part 1: 全反応断面積

- 全反応断面積 $\sim \pi (R_P + R_T)^2$
 - 原子核半径
 - ハロー、変形
 - Glauber理論が有効
 - 近似法は良くテストされている
 - インプット
 - 標的、入射核の密度
 - 核子-核子プロファイル関数
 - 後で調整するパラメータのない計算



炭素標的による系統解析：反転の島の境界を探る

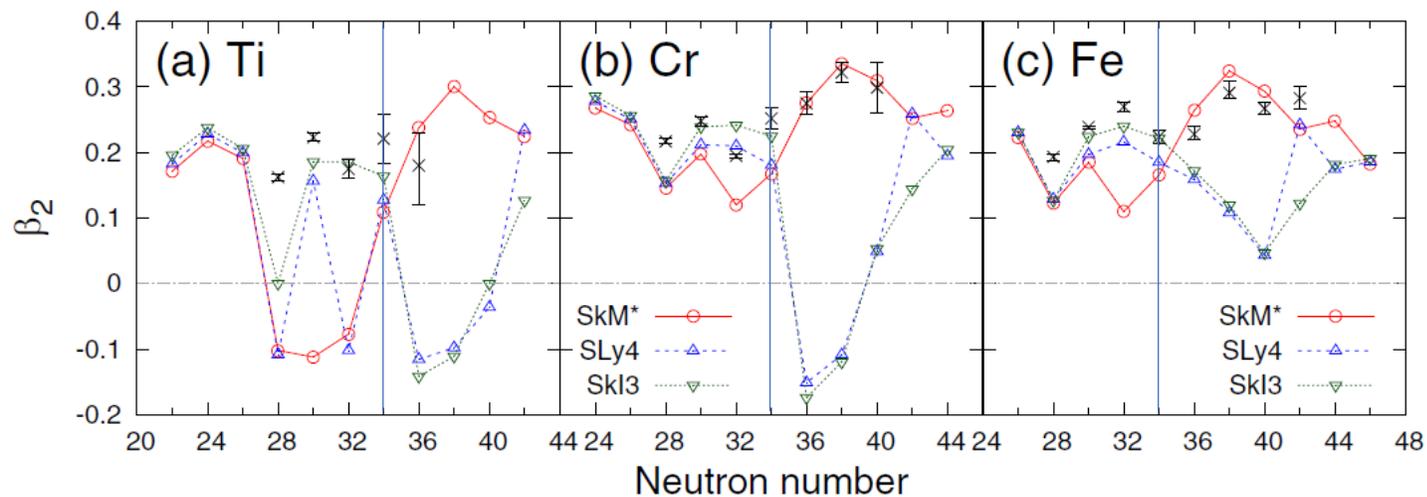
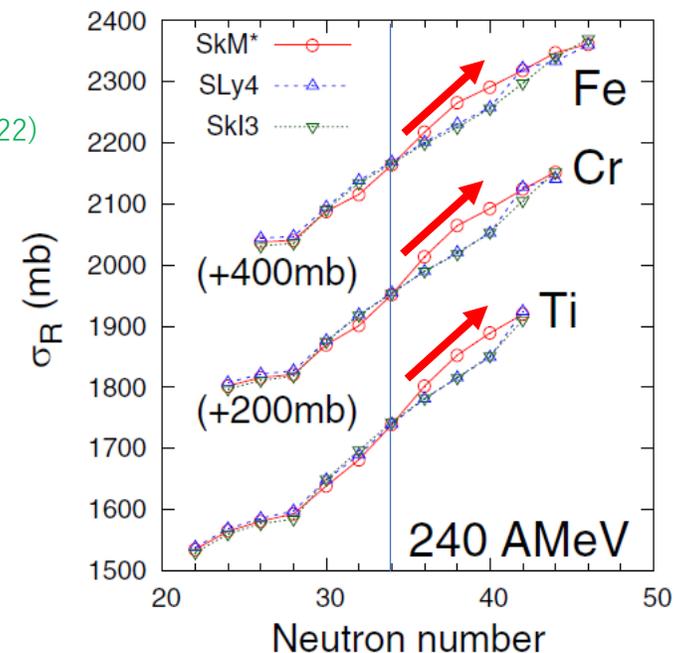
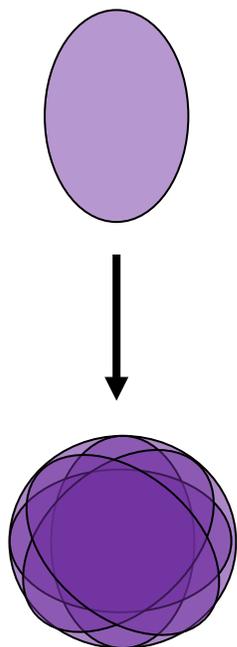
反転の島 N~20



反転の島 N~40

WH, T. Inakura, S. Michimasa, Phys. Rev. C 105, 014316 (2022)

- 非常に大きなプロレート変形 (N>34, SkM*)
 - 変形度の「実験値」と無矛盾
- SLy4, SkI3の変形度は小さく、オブレート寄り
- 全反応断面積の顕著な増大



WH, T. Inakura, T. Nakatsukasa, Y. Suzuki, Phys. Rev. C 86, 024614 (2012)

S. Watanabe+, Phys. Rev. C 89, 044610 (2014)

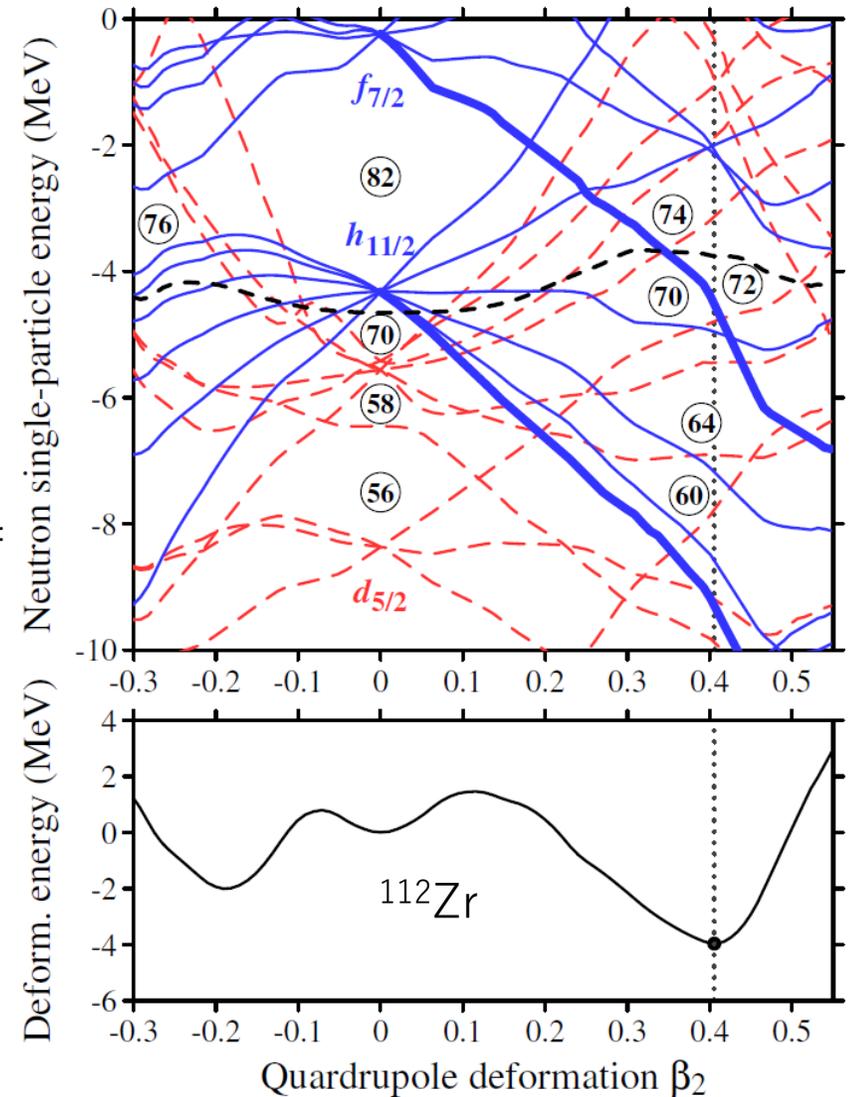
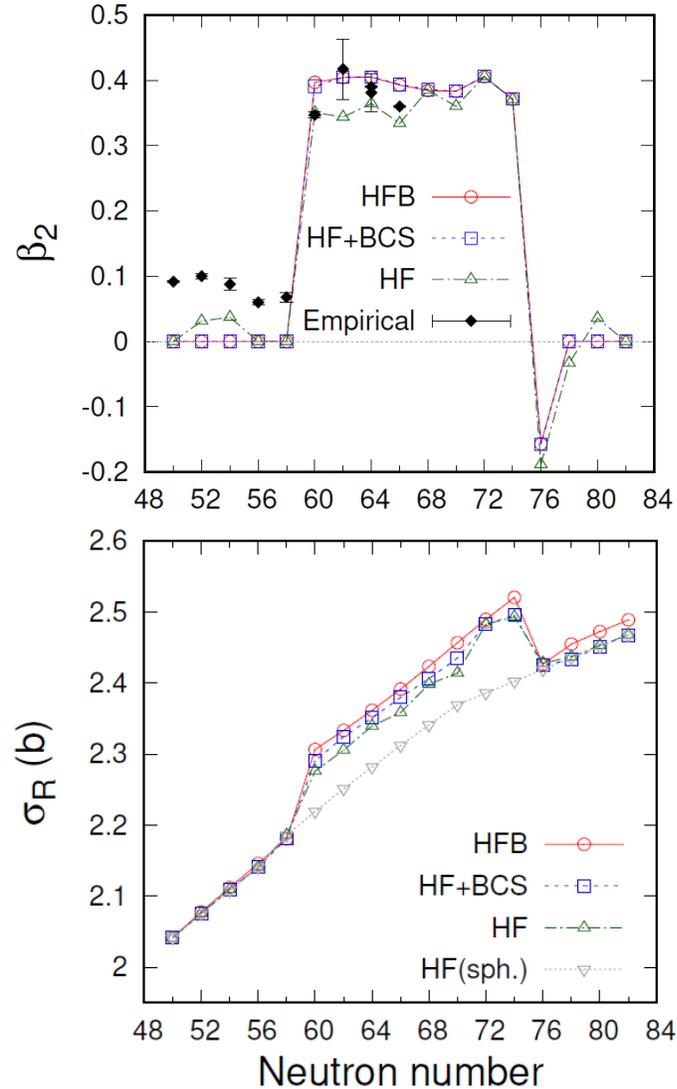
Expt. M. Takechi et al., Phys. Rev. C 90, 061305(R) (2014)

Expt.: B. Pritychenko, M. Birch, B. Singh, and M. Horoi, At. Data Nucl. Data Tables 107, 1 (2016).

Zr同位体の変形領域拡大現象

WH, T. Inakura, S. Michimasa, M. Tanaka, Phys. Rev. C (Letter), accepted (4/12), arXiv:2304.06238

- 変形領域(N>58)の断面積増加
100/2500 mb ~ **4%**! (軽核~2%)
闖入軌道(h11/2由来)の寄与
- N>70(h11/2閉殻)でも変形維持
2番目の闖入軌道(f7/2由来)の寄与
新奇な変形領域拡大機構
→ ^{132}Sn の北東領域の探索



原子核半径研究の様々なプローブ

- 標的により密度分布に対する感度が異なる

- 炭素標的

- 標準、表面付近の物質密度に感度 → 物質半径

- 陽子標的

- 内部構造、クーロン分解効果が無視できる
 - エネルギー依存性を利用 → 中性子スキン

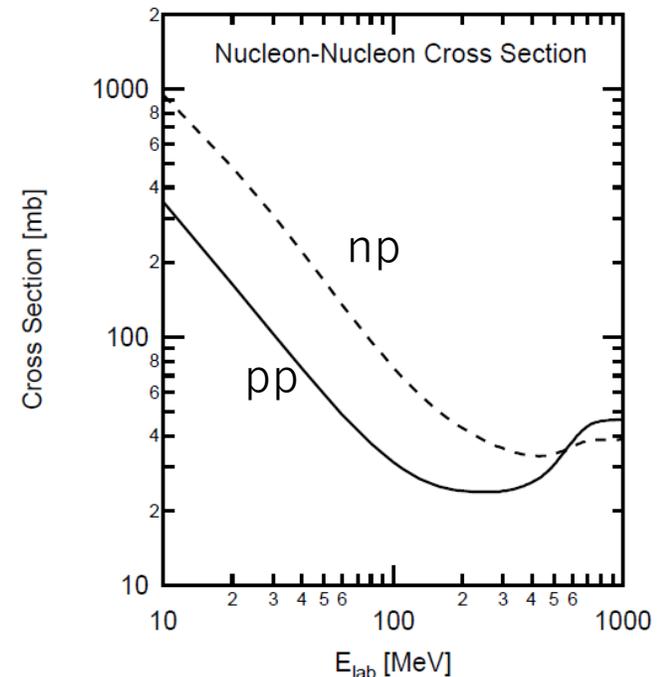
WH, Y. Suzuki, T. Inakura, Phys. Rev. C 89, 011601(R) (2014)

WH, S. Hatakeyama, S. Ebata, Y. Suzuki, Phys. Rev. C 93, 044611 (2016)

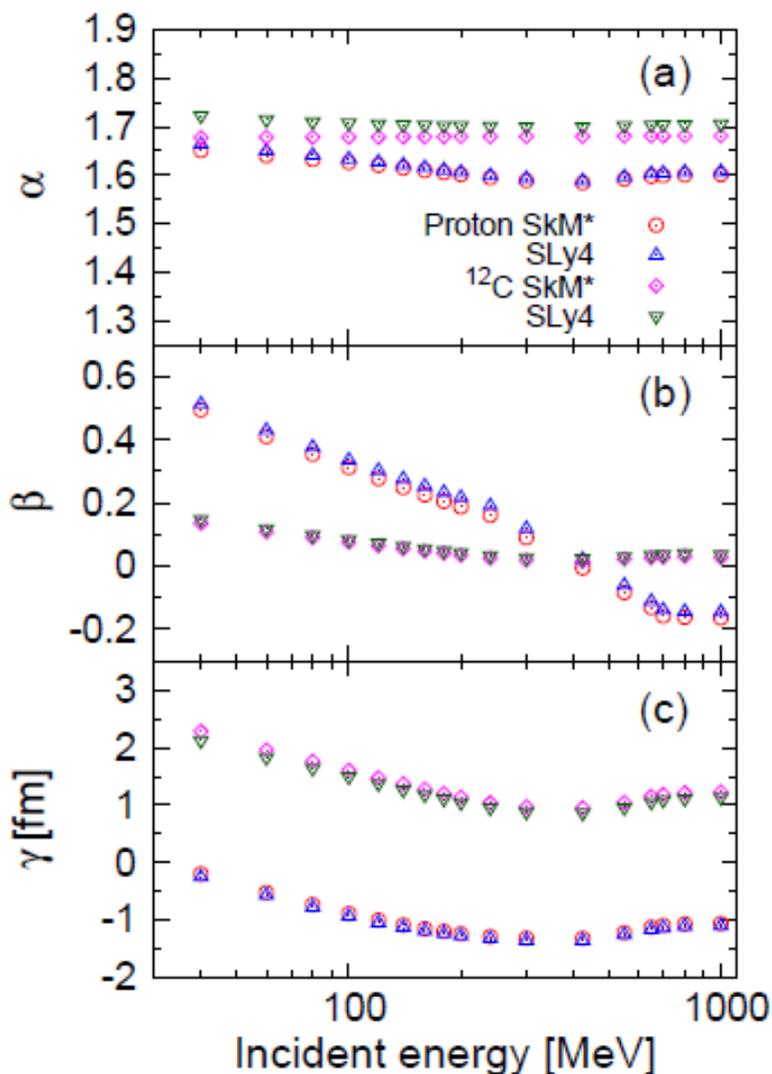
- 重陽子標的

- 重陽子の波動関数は良く知られている
 - 中性子標的断面積導出の可能性

WH, Y. Suzuki, T. Uesaka, M. Miwa, PRC102, 054601 (2020)



中性子スキンへの感度：反応半径の経験式



反応半径 $a_R(N, Z, E, T) = \sqrt{\sigma_R(N, Z, E, T)/\pi}$,

$$a_R(N, Z, E) = \alpha(E)r_m(N, Z) + \beta(E)\delta(N, Z) + \gamma(E)$$

$\alpha(E)$, $\beta(E)$, $\gamma(E)$ は最小二乗法で決める

$$\chi^2(E) = \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_{N,Z} [a_R^{\text{HF}}(N, Z, E) - a_R^{\text{Fit}}(N, Z, E)]^2$$

$\chi \sim 0.01\text{-}0.02 \text{ fm}$

- $\alpha(E)$: ほぼ一定 → 断面積から半径が導出できる
- $\beta(E)$: 陽子標的は δ に感度あり
炭素標的は感度なし
- $\gamma(E)$: 同様の振る舞い
- **Universalな関数**
同位体依存性は小さい \Leftrightarrow 相互作用依存性が小さい

2 エネルギー点の断面積測定でスキン厚と半径が導出可能

反応半径の経験式II: 重陽子、中性子

WH, Y. Suzuki, T. Uesaka, M. Miwa, PRC102, 054601 (2020)

全反応断面積 $\sigma_d = \int db [1 - P_d(\mathbf{b})]$

$$P_d(\mathbf{b}) = \left| \int d\mathbf{r} |\phi_d(\mathbf{r})|^2 e^{i\chi_p^P(\mathbf{b} + \frac{1}{2}\mathbf{s}) + i\chi_n^P(\mathbf{b} - \frac{1}{2}\mathbf{s})} \right|^2$$

重陽子波動関数

中性子スキンに感度

入射核位相差関数のキュムラント展開

$$i\chi_N^P(\mathbf{b}) = \ln \langle \Psi_0^P | \prod_{j \in P} [1 - \Gamma_{jN}] | \Psi_0^P \rangle$$

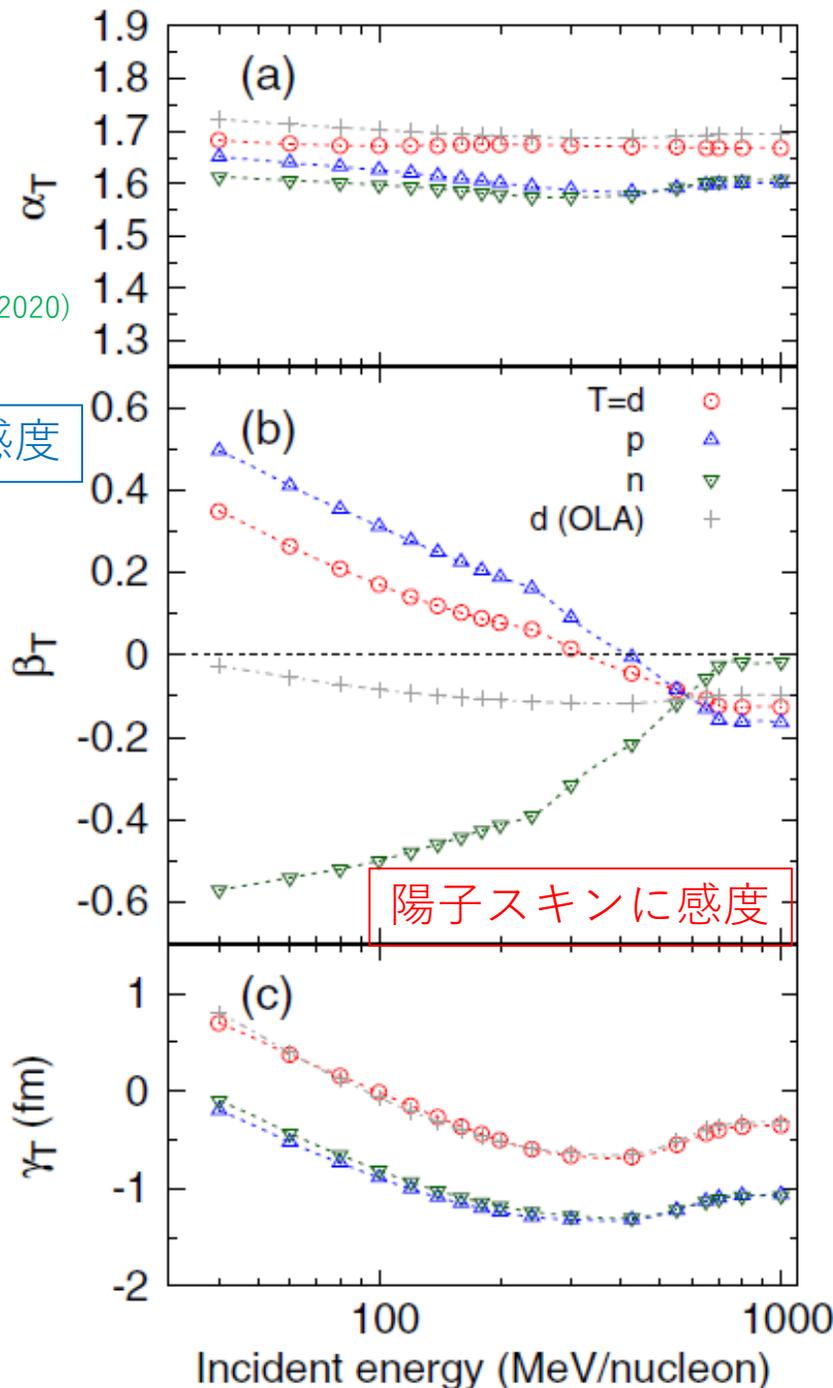
標的核の密度

$$\approx - \int d\mathbf{r} [\rho_p^P(\mathbf{r}) \Gamma_{pN}(\mathbf{b} + \mathbf{s}) + \rho_n^P(\mathbf{r}) \Gamma_{nN}(\mathbf{b} + \mathbf{s})]$$

*原子核一核子全反応断面積

$$\sigma_N = \int d\mathbf{b} [1 - P_N(\mathbf{b})] \quad P_N(\mathbf{b}) = |e^{i\chi_N^P(\mathbf{b})}|^2$$

$$\sigma_{T:R} = \pi a_T^2 \quad a_T = \alpha_T(E)r_m + \beta_T(E)\delta r + \gamma_T(E)$$



中性子断面積導出の数値実験

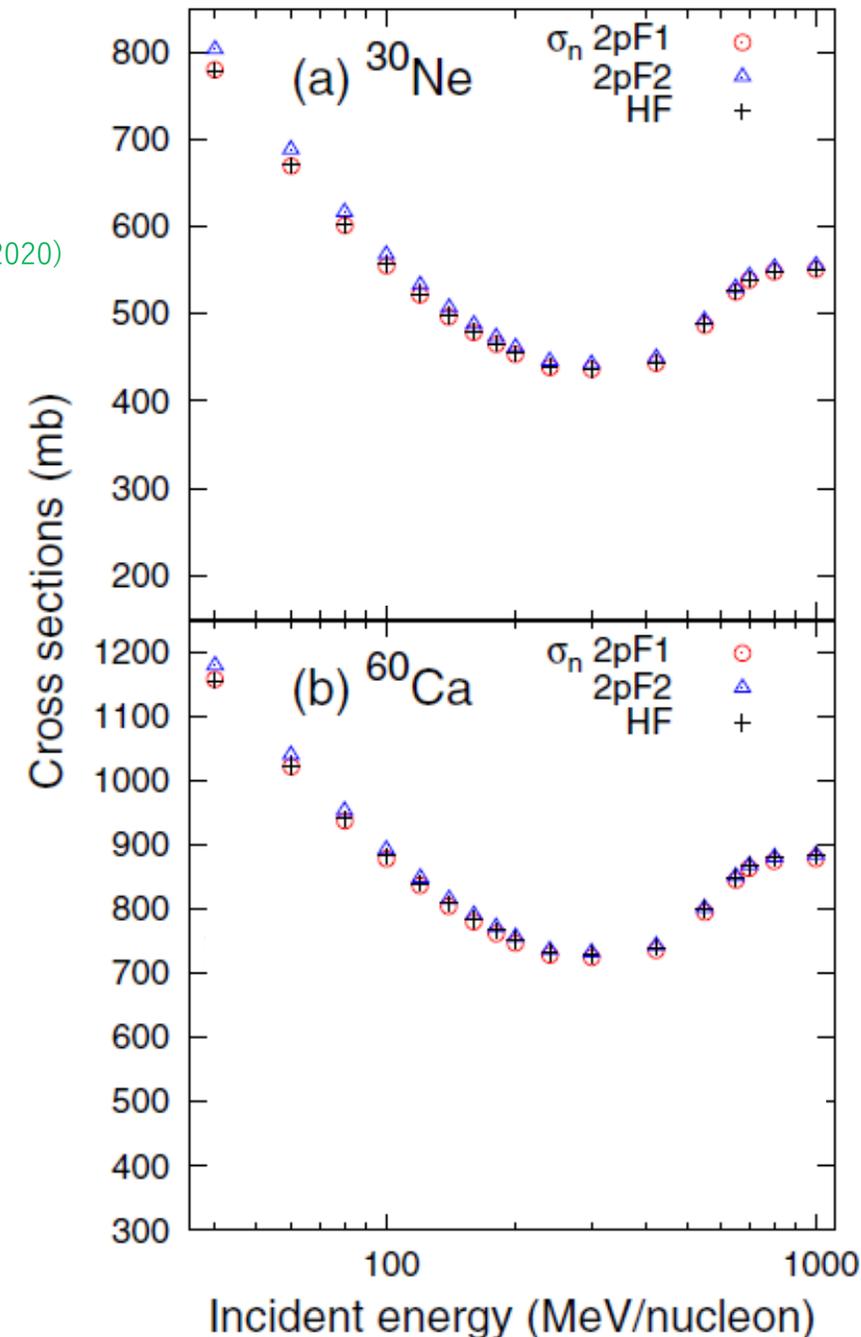
WH, Y. Suzuki, T. Uesaka, M. Miwa, PRC102, 054601 (2020)

- 理論で得られた $\sigma_d(\text{HF})$ 、 $\sigma_p(\text{HF})$ を「測定値」とし、フェルミ分布密度のパラメータを決定

$$\rho_N(r) = \frac{\rho_{0N}}{1 + \exp[(r - R_N)/d_N]}$$

その後 $\sigma_n(2pF)$ を計算し、 $\sigma_n(\text{HF})$ と比較する

- 2pF1: 2つのエネルギー点(100, 200 MeV)でデータがある場合**
 - 4つの観測量、4つの未定パラメータ (R_n, R_p, d_n, d_p)
→ 「測定値」と良い一致
- 2pF2: 1つのエネルギー点(100 MeV)のみでデータがある場合**
 - $d_n=d_p=0.6$ とすると、2つの観測量、2つの未定パラメータ (R_n, R_p)
→ 「測定値」から最大で2%程度ずれる(40 MeV)



Part II: 陽子弾性散乱断面積

フェルミ関数(2pF)密度による弾性散乱断面積

平均自乗半径は等しい

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

- 第一ピークの散乱角 θ_M \Leftrightarrow 物質半径
- 第一ピークの断面積 & 核表面の“ぼやけ” (diffuseness)

一対一対応

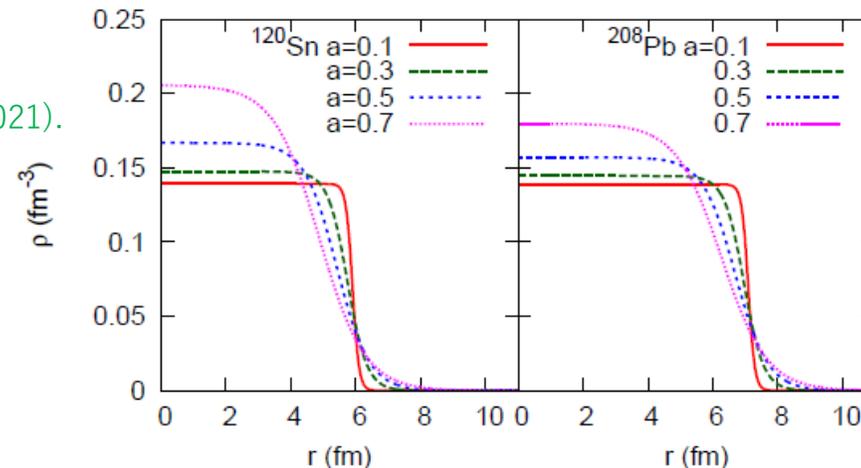
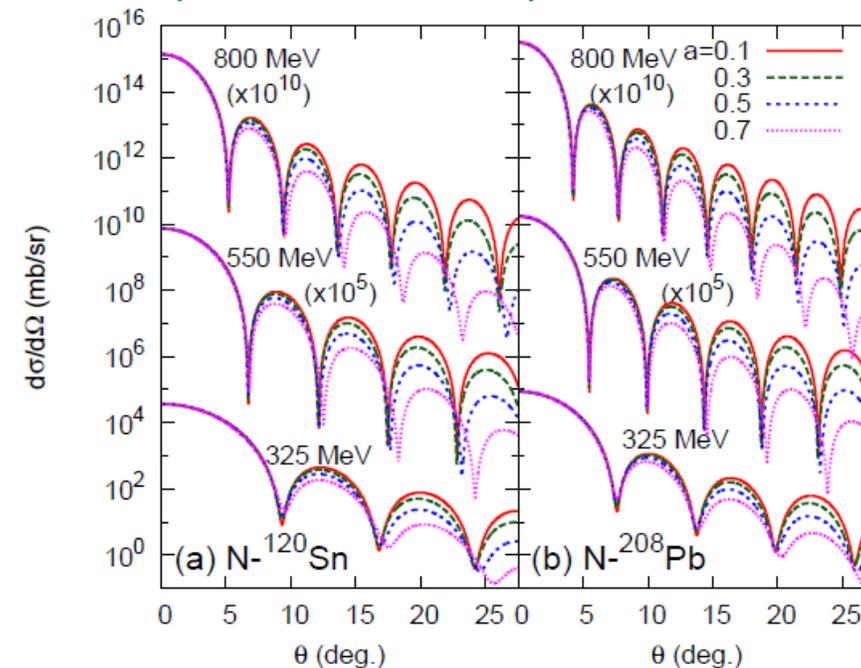
Diffusenessはフェルミ面近傍の単一粒子軌道を反映

WH, Prog. Theor. Exp. Phys. 2021, 123D01 (2021).

分光学的情報を得るのに利用できないか

- 直接的に外側を見る \rightarrow 原子核の変形
- 間接的に内側を見る \rightarrow 「泡」原子核、芯核増大現象

S. Hatakeyama, WH, A. Kohama, Phys. Rev. C 97, 054607 (2018)

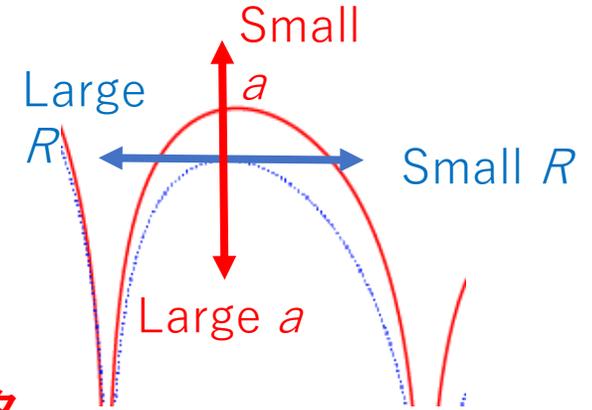


“diffuseness”の抽出

S. Hatakeyama, WH, A. Kohama, Phys. Rev. C 97, 054607 (2018)

数値実験

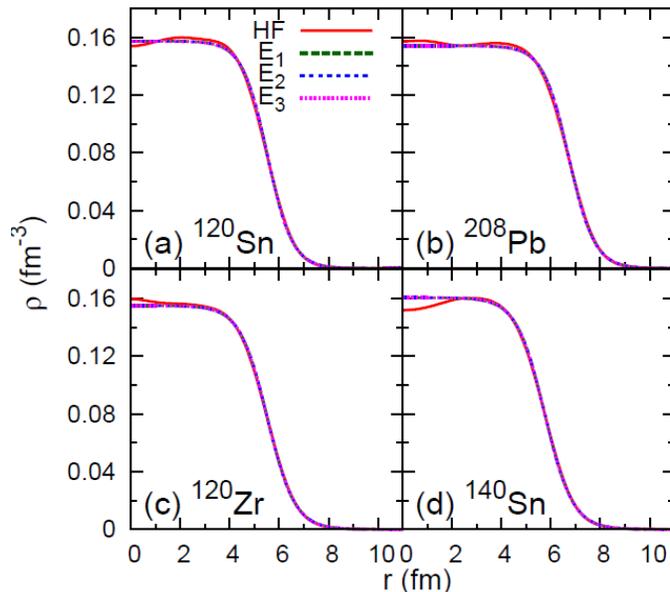
1. 構造計算で得られた密度を用いて微分断面積を計算 → 「測定値」
2. 第一ピークの散乱角と断面積を再現するよう、2pFのパラメータを決定



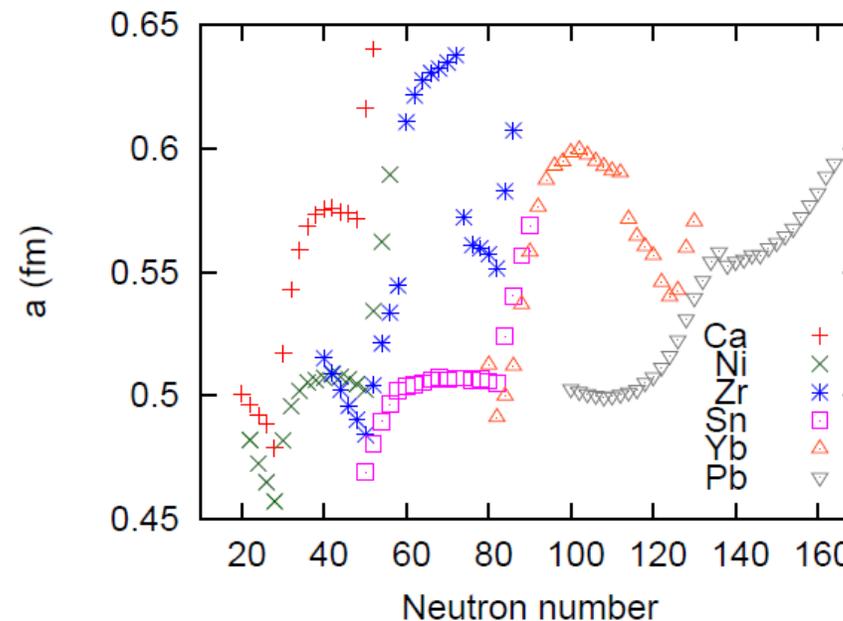
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

半径パラメータ

ぼやけ(Diffuseness)パラメータ



$E_1=325, E_2=550, E_3=800$ MeV

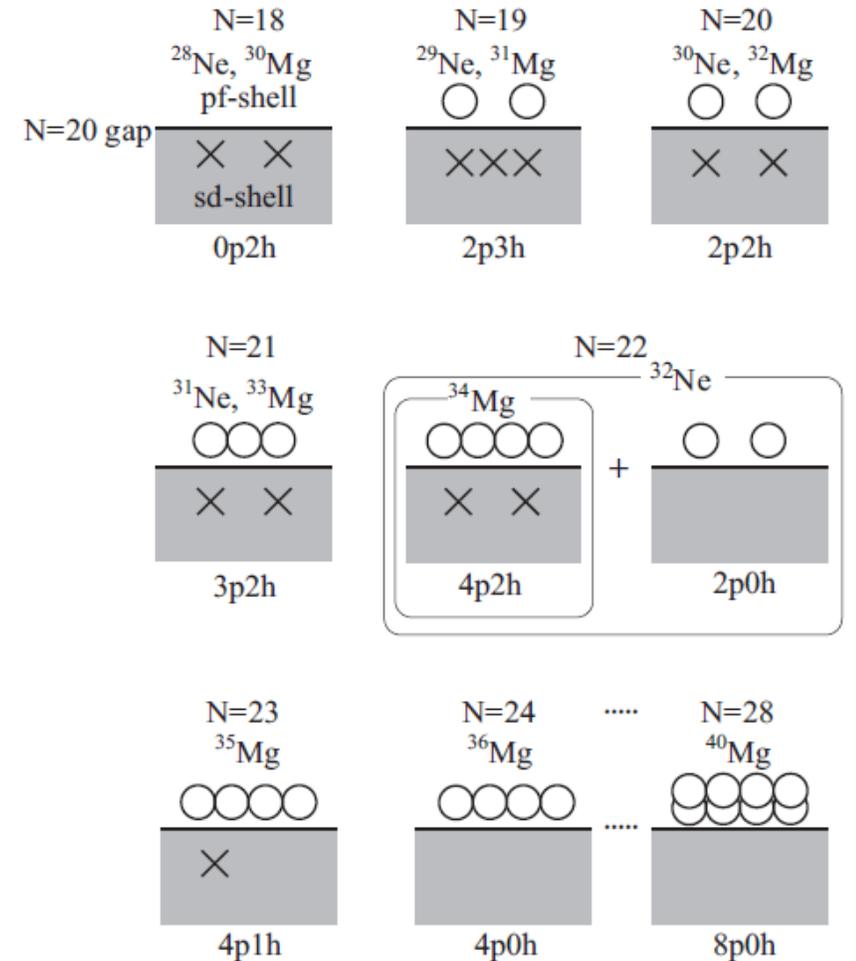
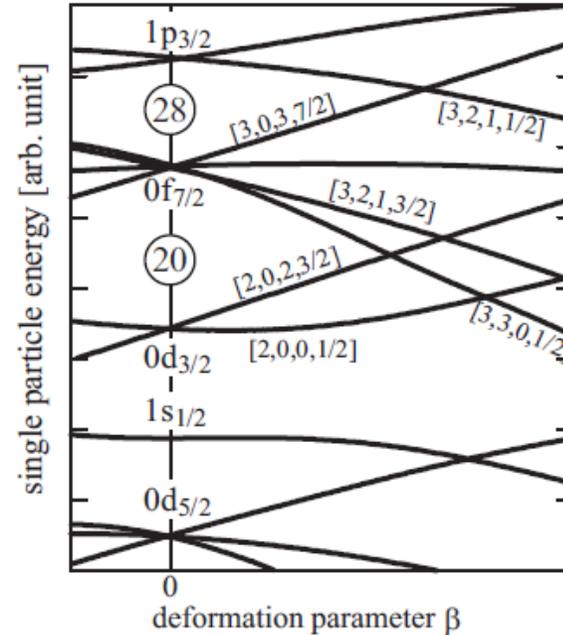
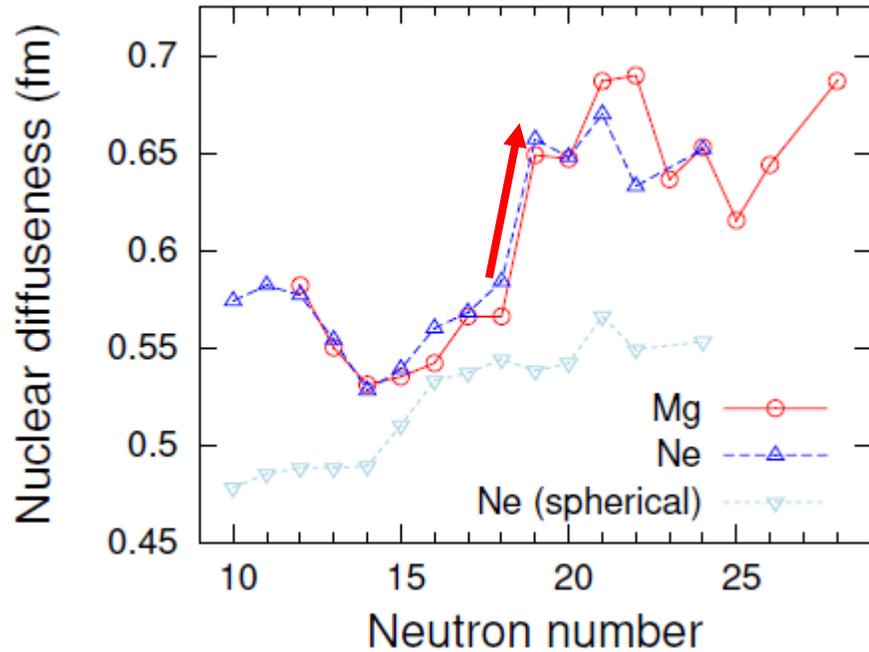


密度分布:
HF+BCS (SkM*)

主殻の変化、弱束縛、変形等の効果が見える

変形による表面密度変化：Ne, Mgの例

V. Choudhary, WH, M. Kimura, R. Chatterjee, Phys. Rev. C 104, 054313 (2021).



- 反対称化動力学(AMD)密度を採用
- N=19でdiffusenessが急激に増加
 $a \sim 0.65$ fm (典型的なdiffuseness ~ 0.54 fm)

「反転の島」の境界

- N=20から見て2p3hの基底状態
- $0f_{7/2}$ (1.21) と $1p_{3/2}$ (0.76) の混合状態

低い角運動量状態が大きな核のぼやけを引き起こす WH, PTEP2021, 123D01 (2021).

殻・クラスター状態の判別: $^{44,52}\text{Ti}$ の例

WH and N. Itagaki, Phys. Rev. C 106, 044330 (2022)

反対称化準クラスター模型(AQCM) N. Itagaki, H. Matsuno, T. Suhara, Prog. Theor. Exp. Phys. 2016, 093D01.

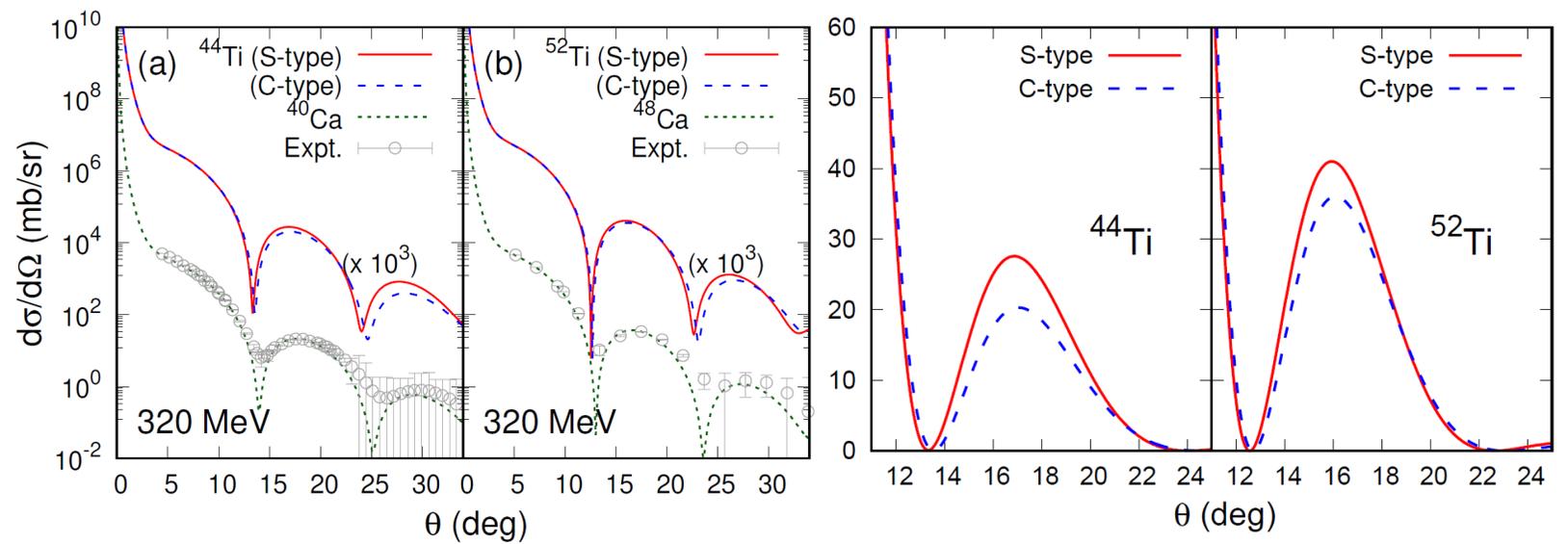
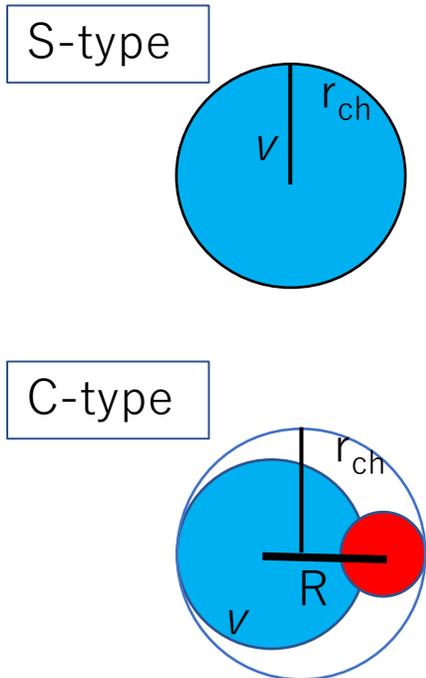
殻的配位とクラスターの配位を同時に表現可能な枠組み

殻模型型(S-type): j-j結合殻配位を仮定し、パラメータ ν は荷電半径を再現

クラスター型(C-type): 芯核+ α 配位を仮定、 ν は芯核の荷電半径、 R は親核の荷電半径を再現

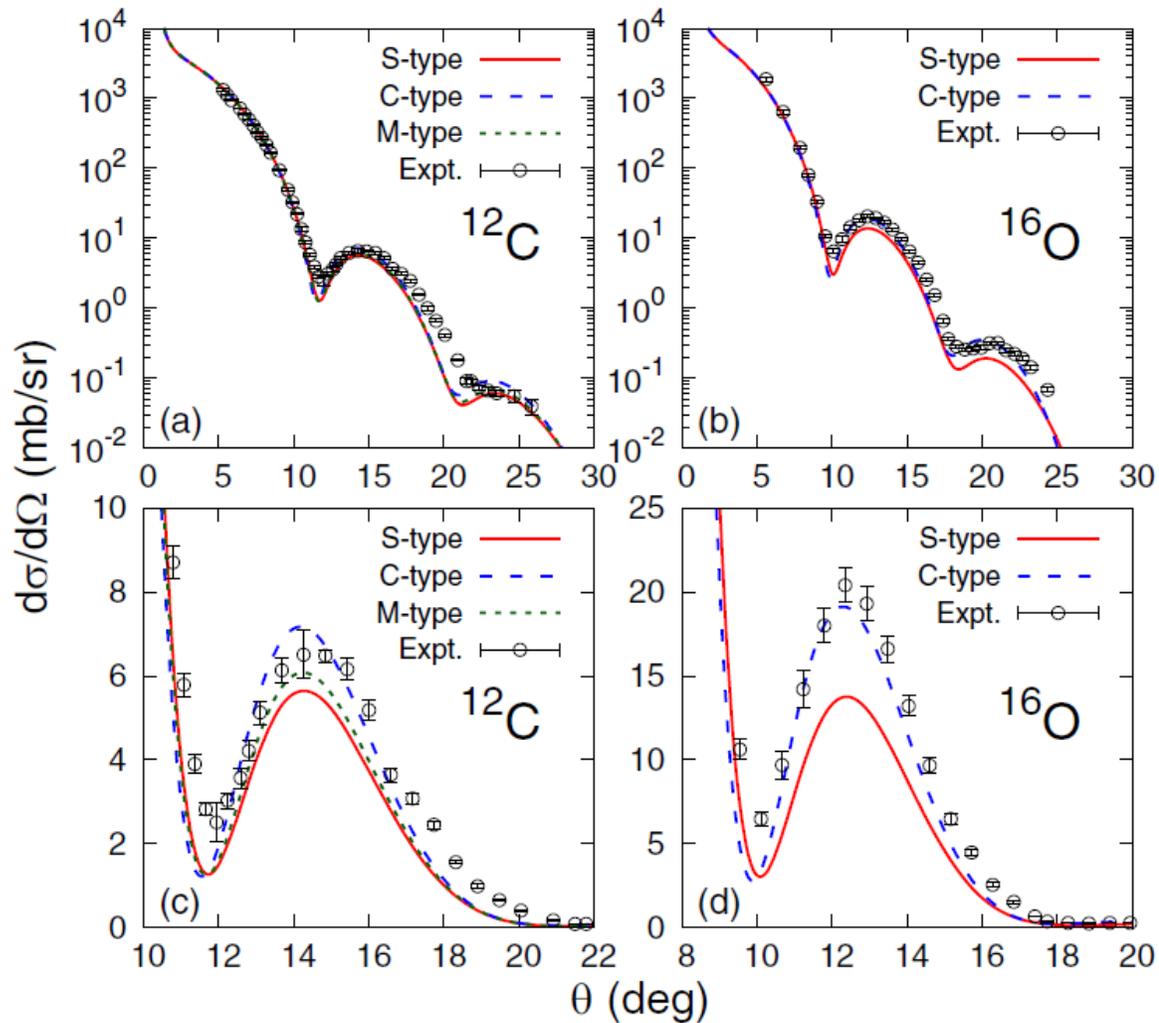
- ^{44}Ti
- 殻的配位: 0.551 (^{40}Ca) \rightarrow **0.557** fm (^{44}Ti)
 - クラスター配位: 0.551 (^{40}Ca) \rightarrow **0.625** fm (^{44}Ti)

- ^{52}Ti
- 殻的配位: 0.540 (^{48}Ca) \rightarrow **0.579** fm (^{52}Ti)
 - クラスター配位: 0.540 (^{48}Ca) \rightarrow **0.606** fm (^{52}Ti)

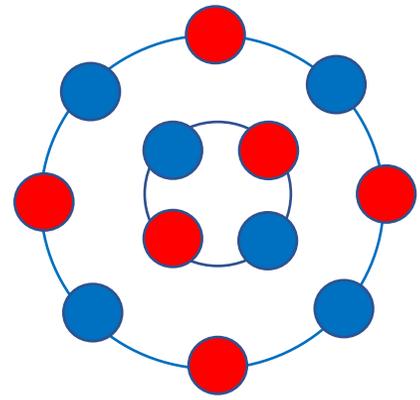


^{12}C , ^{16}O における殻・クラスター競合

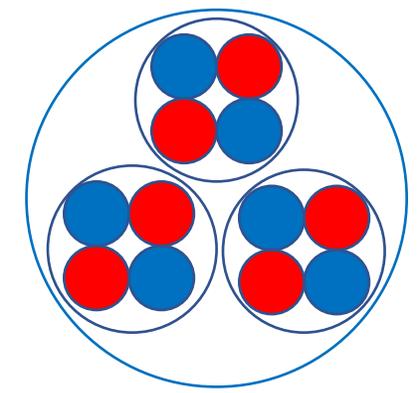
WH and N. Itagaki, Phys. Rev. C 107, L021304 (2023).



S-type



C-type



発展課題

- ^{20}Ne への拡張
Y. Yamaguchi, W. Horiuchi, N. Itagaki, in prep.
- ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ...

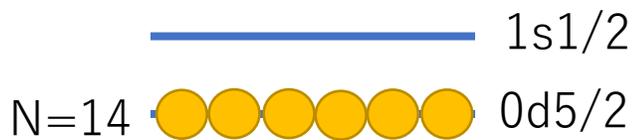
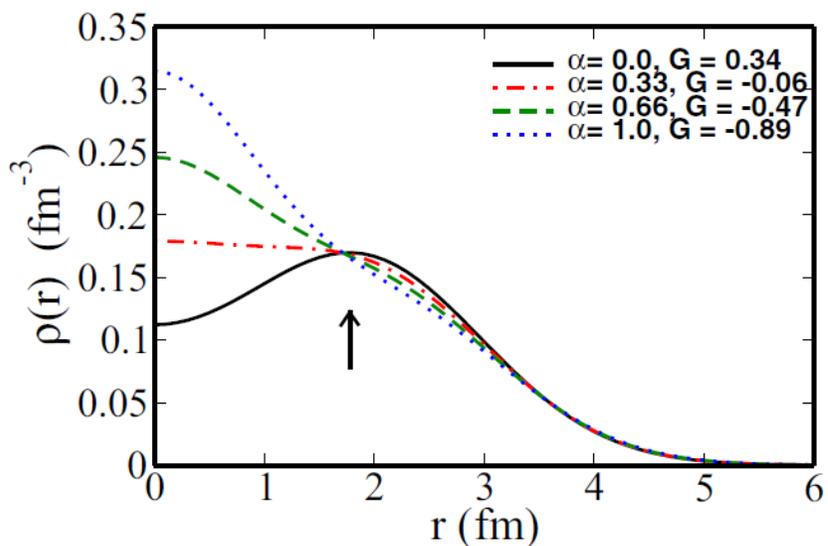
外部の情報から内部を調べる：泡構造

V. Choudhary, WH, M. Kimura, R. Chatterjee, Phys. Rev. C 102, 034619 (2020)

極端な例: ^{28}Si (球形を仮定)

$(0d)^6$ と $(0d)^4(1s)^2$ の混合を考える

$$\rho(\alpha; r) = (1 - \alpha)\rho^d(r) + \alpha\rho^s(r)$$

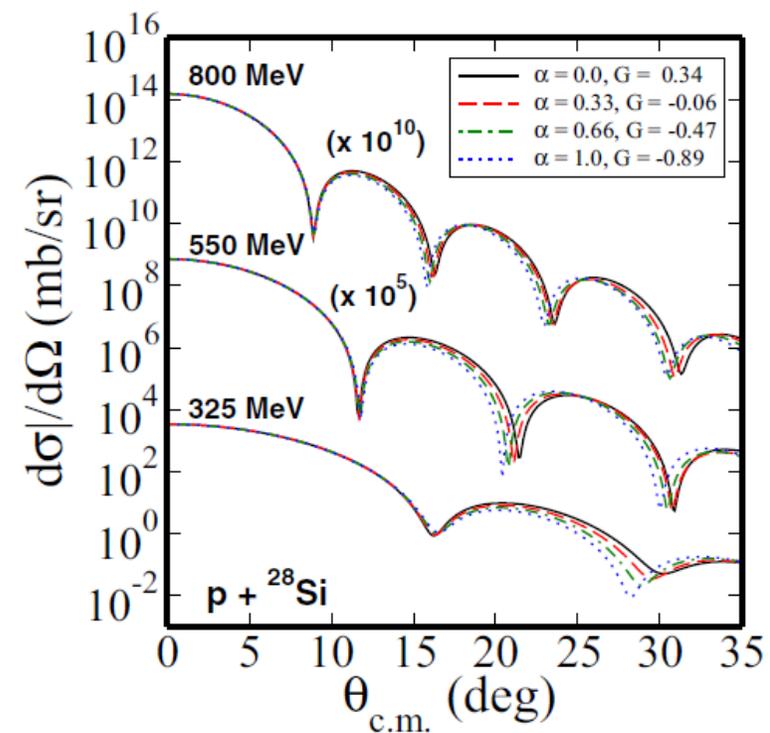
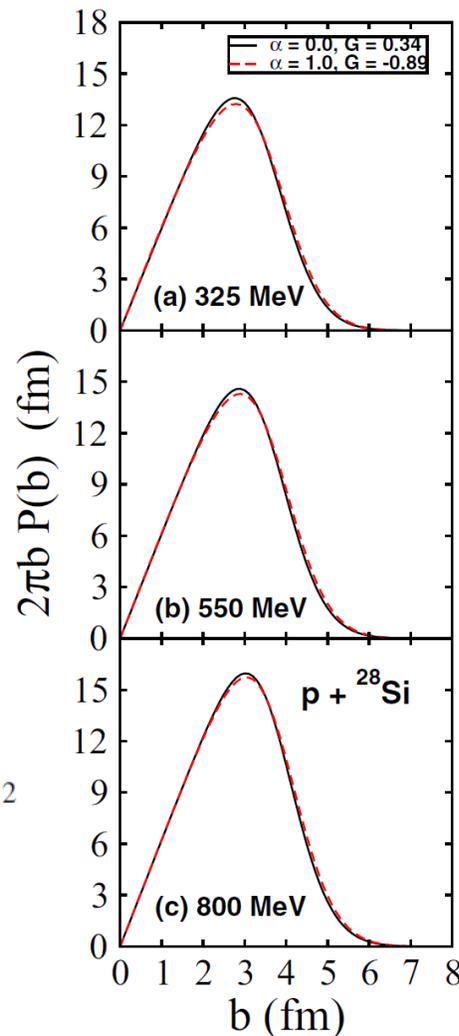


反応率

$$P(b) = 1 - |e^{i\chi(b)}|^2$$

全反応断面積

$$\sigma_R = \int P(b) db.$$



内部密度の振る舞いは見えないが、表面密度分布からs欠乏が見える

内部密度の変化：芯核増大現象

M. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. 124, 102501 (2020)

- $^{42-51}\text{Ca}$ の相互作用断面積測定

- $N > 28$ 領域での断面積の急激な増加

荷電半径($^{50-52}\text{Ca}$)の増加, R.F. Garcia Ruiz et al., Nat. Phys.12 594 (2016)

- 断面積の増加機構

× 変形？

- Caは球形

M.V. Stoitsov et al., Phys. Rev. C 68, 054312 (2003)

J.-P. Delaroche et al. Phys. Rev. C 81, 014303 (2010)

S. Tagami et al., Phys. Rev. C 101, 014620 (2020)

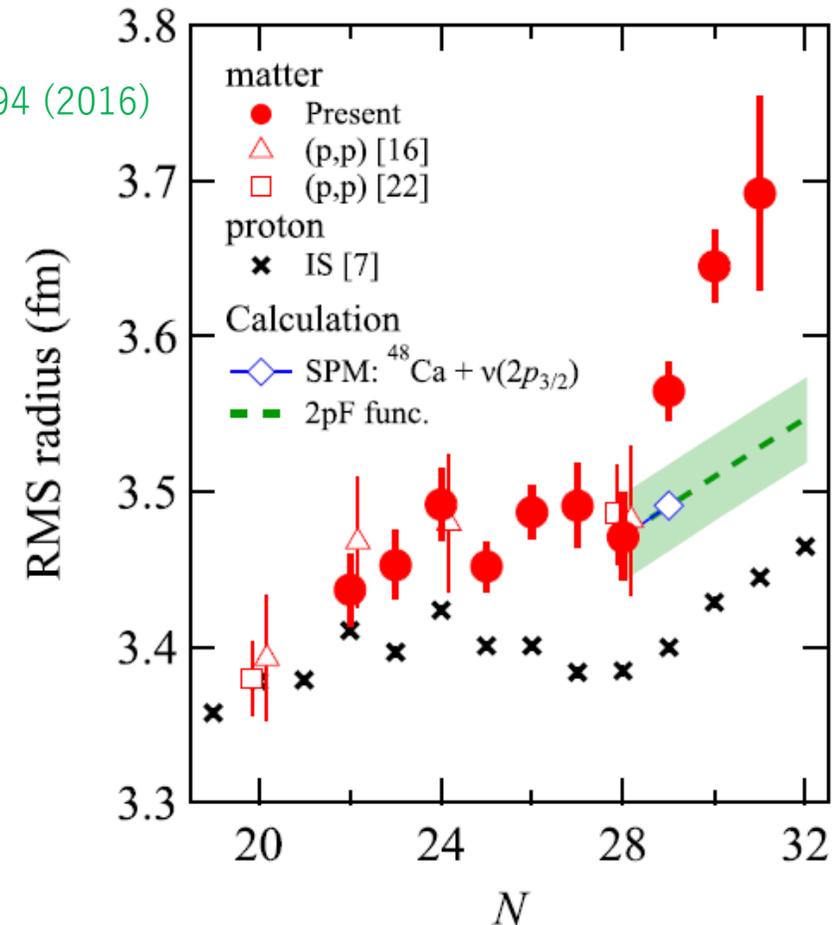
Garcia Ruiz et al., Phys. Rev. C 91, 041304(R) (2015)

× 弱束縛？

- 一中性子分離エネルギー S_n $^{42-52}\text{Ca} \sim 5-6\text{MeV}$

Wang et al., Chin. Phys. C 41, 030003 (2017)

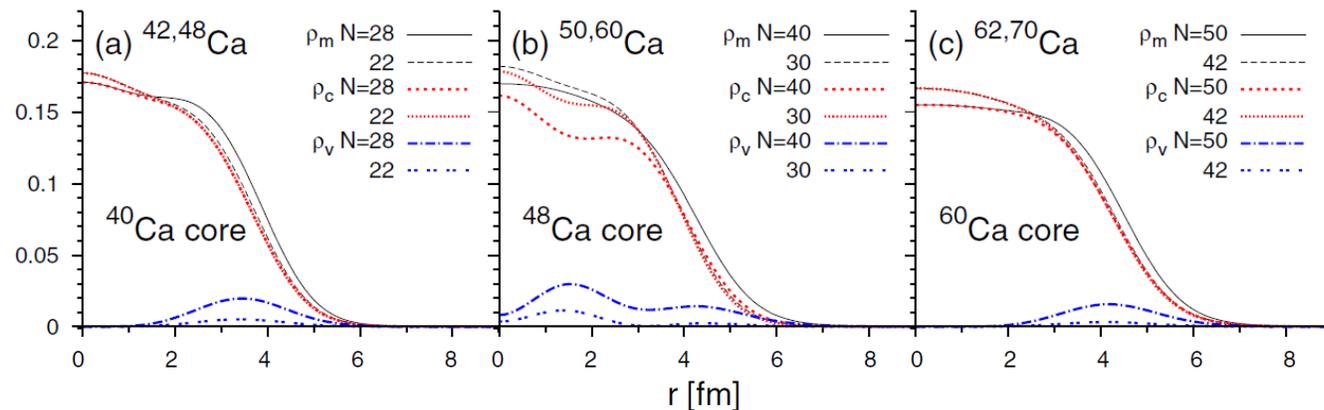
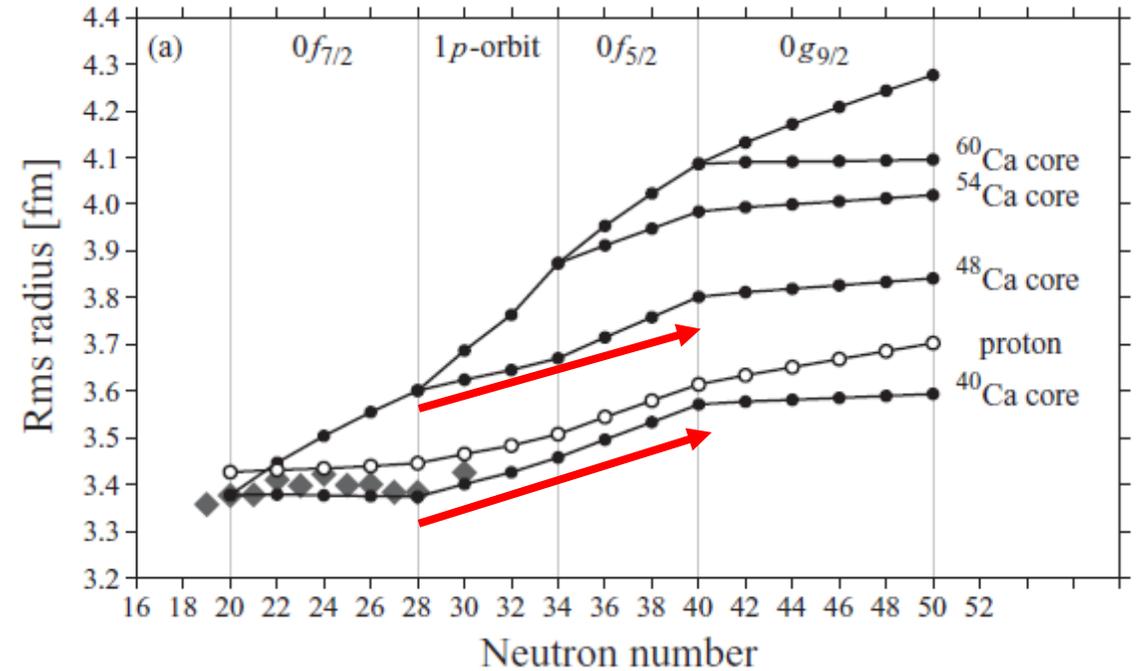
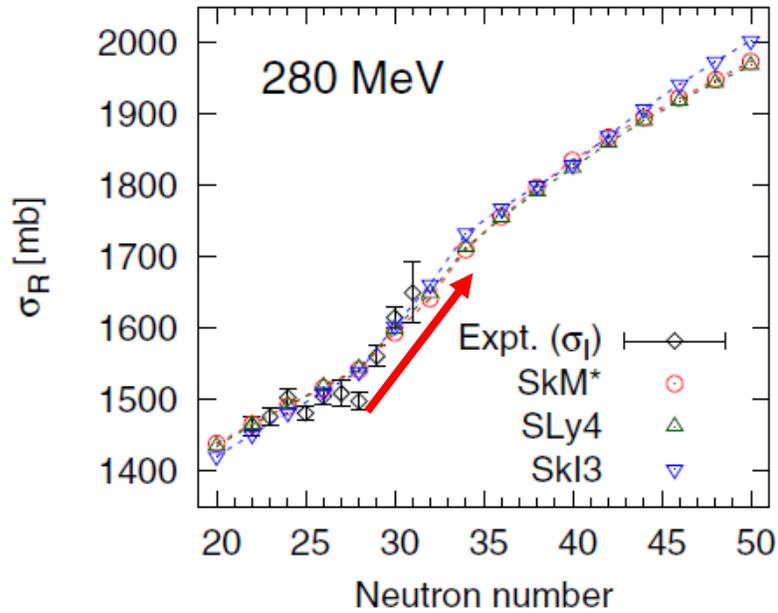
新たな機構？



Ca同位体の芯核増大：芯核密度の飽和

Skyrme-Hatree-Fock計算

WH and T. Inakura, Phys. Rev. C 101, 061301(R) (2020)



Nodal or j-lower軌道により芯核密度が増加
→ エネルギーを損する
分光学的情報が必要 → diffuseness

Pbにおける芯核増大現象

WH and T. Inakura, Phys. Rev. C 105, 044303 (2022)

N>126における荷電半径の急激な増加

- 最外殻軌道は1g9/2
- 通常のSkyrme-DFTでは再現できない

P.-G. Reinhard and H. Flocard, Nucl. Phys. A 584, 467 (1995).

- 再現には対相互作用の導入が必要

H. Nakada and T. Inakura, Phys. Rev. C 91, 021302(R) (2015).

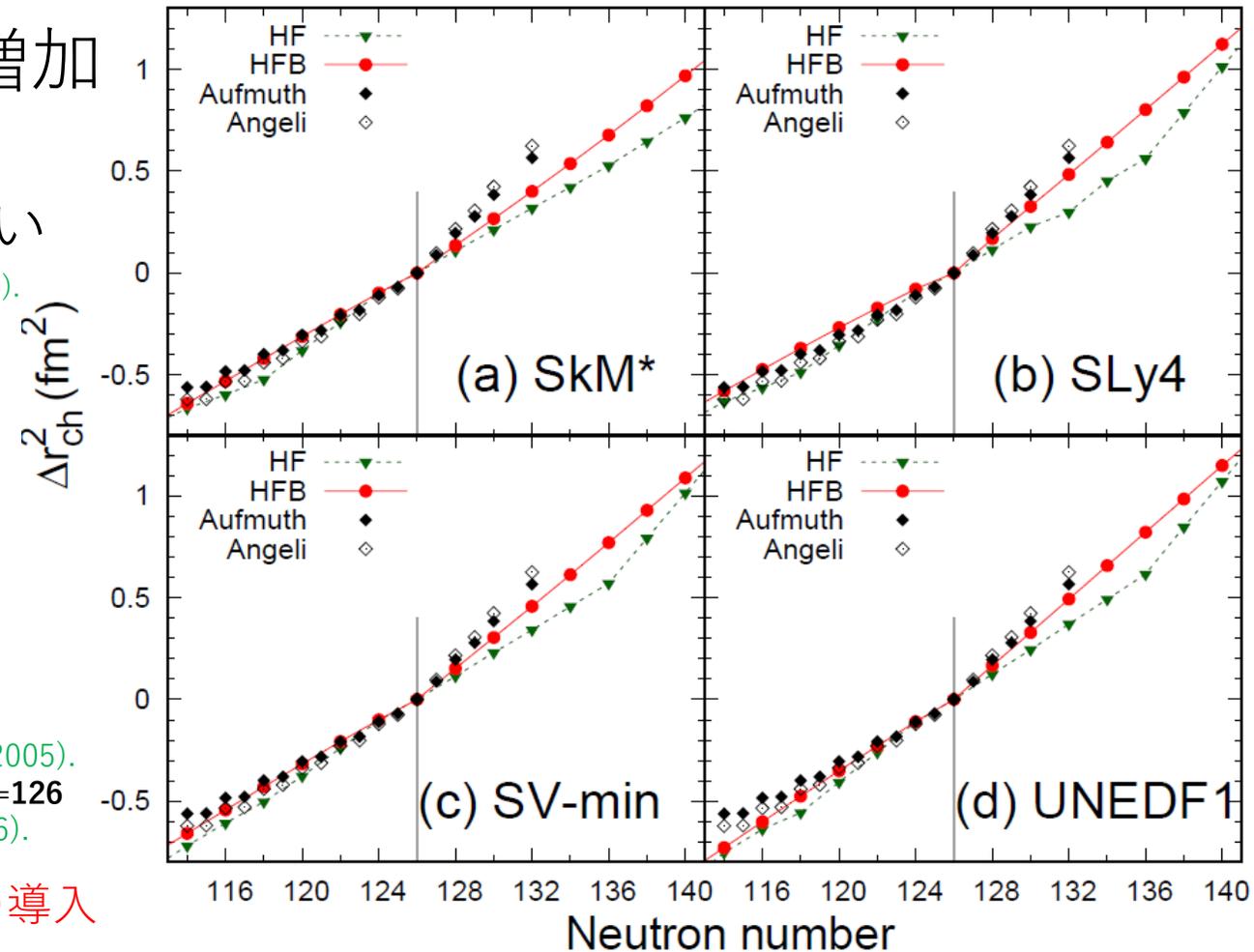
Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov計算

HFBRAD K. Bennaceur and J. Dobaczewski, Comput. Phys. Commun. 168, 96 (2005).

Pairing strengths adjusted to reproduce pairing rotational energy around N=126

N. Hinohara and W. Nazarewicz, Phys. Rev. Lett. 116, 152502 (2016).

N>126における急激な半径増加は適切な対相互作用の導入によって説明できる



Pb: 対相互作用による芯核増大

WH and T. Inakura, Phys. Rev. C 105, 044303 (2022)

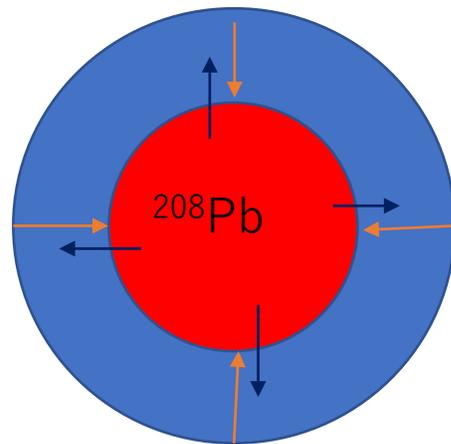
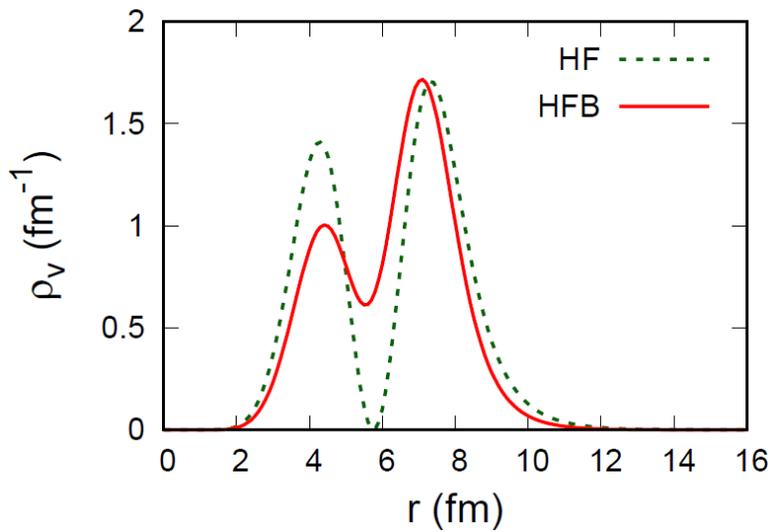
対相互作用は

- **1g9/2と0i11/2軌道の混合** と
- **「価中性子」軌道の収縮** を引き起こす

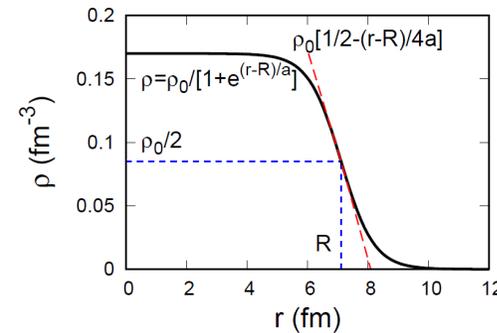
(内部に密度を送り込む働き)

Pb同位体の芯核増大機構

^{214}Pb の価中性子密度(N=6)

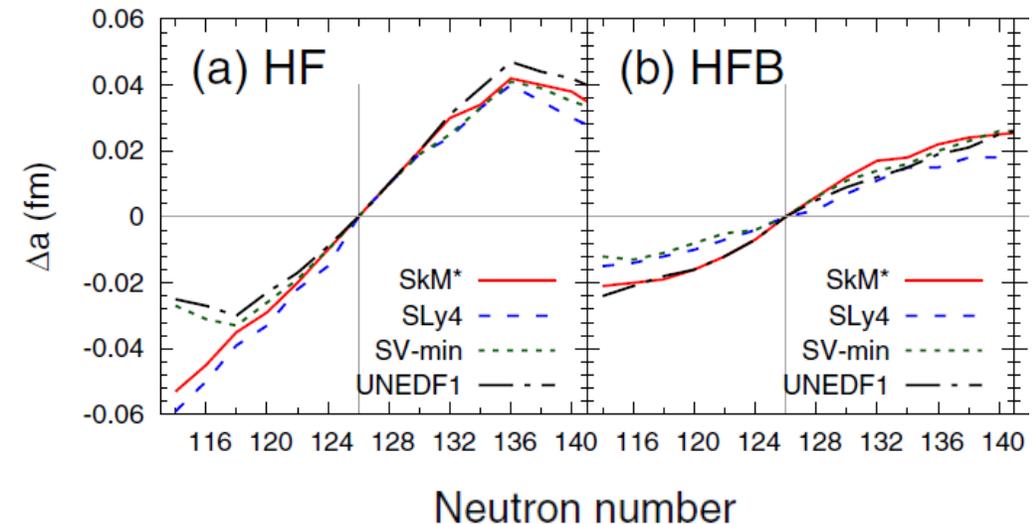


“diffuseness”の変化



$$\rho_{2pF}(r) = \frac{\rho_c}{1 + \exp[(r - R)/a]}$$

より明瞭な原子核表面



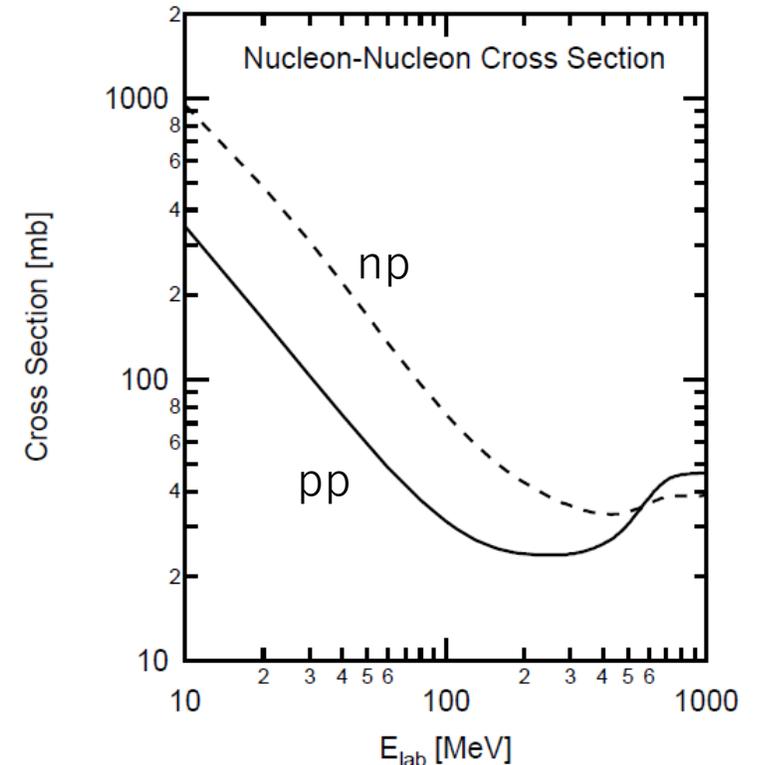
陽子と中性子の表面を分離する

- 中性子過剰同位体
 - 陽子と中性子の核表面が異なる
 - 中性子表面が主要な核構造情報を持つ → 中性子分布のdiffuseness

- 陽子標的の入射エネルギー依存性を利用

2pF分布を用いた「数値実験」

- 4つの観測量
 - 2つのエネルギー点による第一ピークの散乱角と断面積
- 4つの未定パラメータ: r_n r_p a_n a_p



陽子・中性子表面の分離

Nuclide	(E_L, E_H)	r_m	r_n	a_n	r_p	a_p
^{120}Sn	(200,300)	4.691	4.725	0.455	4.645	0.619
	(200,550)	4.686	4.720	0.506	4.639	0.507
	(200,800)	4.685	4.724	0.470	4.629	0.525
	(300,550)	4.683	4.708	0.543	4.648	0.455
	(300,800)	4.683	4.713	0.543	4.640	0.448
	HF+BCS	4.662	4.723		4.576	
^{208}Pb	(200,300)	5.580	5.604	0.492	5.542	0.604
	(200,550)	5.575	5.608	0.532	5.424	0.507
	(200,800)	5.574	5.613	0.542	5.514	0.479
	(300,550)	5.571	5.592	0.558	5.538	0.463
	(300,800)	5.570	5.603	0.557	5.519	0.458
	HF+BCS	5.551	5.617		5.448	
^{132}Sn	(200,300)	4.821	4.851	0.539	4.776	0.448
	(200,550)	4.823	4.856	0.539	4.765	0.445
	(200,800)	4.822	4.875	0.535	4.723	0.443
	(300,550)	4.818	4.844	0.539	4.779	0.446
	(300,800)	4.820	4.852	0.537	4.763	0.445
	HF+BCS	4.802	4.890		4.656	

4つの観測量

2つのエネルギー点による第一ピークの
散乱角と断面積

4つの未定パラメータ: r_n r_p a_n a_p

- ^{120}Sn や ^{208}Pb では結果が大きくばらつく
- ^{132}Sn ではうまくいく
陽子と中性子の表面が十分離れている必要

まとめ

- 全反応断面積
 - 核半径 (r_m, r_n, r_p)
- 弾性散乱断面積
 - Diffuseness, a
 - a_m, a_n, a_p

