

原子核反応と核半径

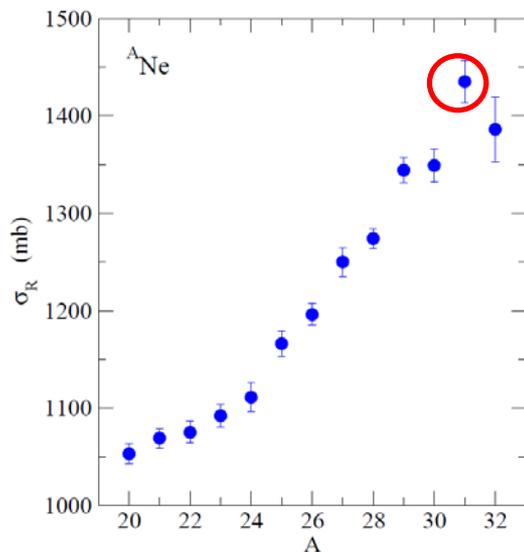
萩野浩一（東北大理）

浦田靖子（東北大理）

佐川弘幸（会津大）



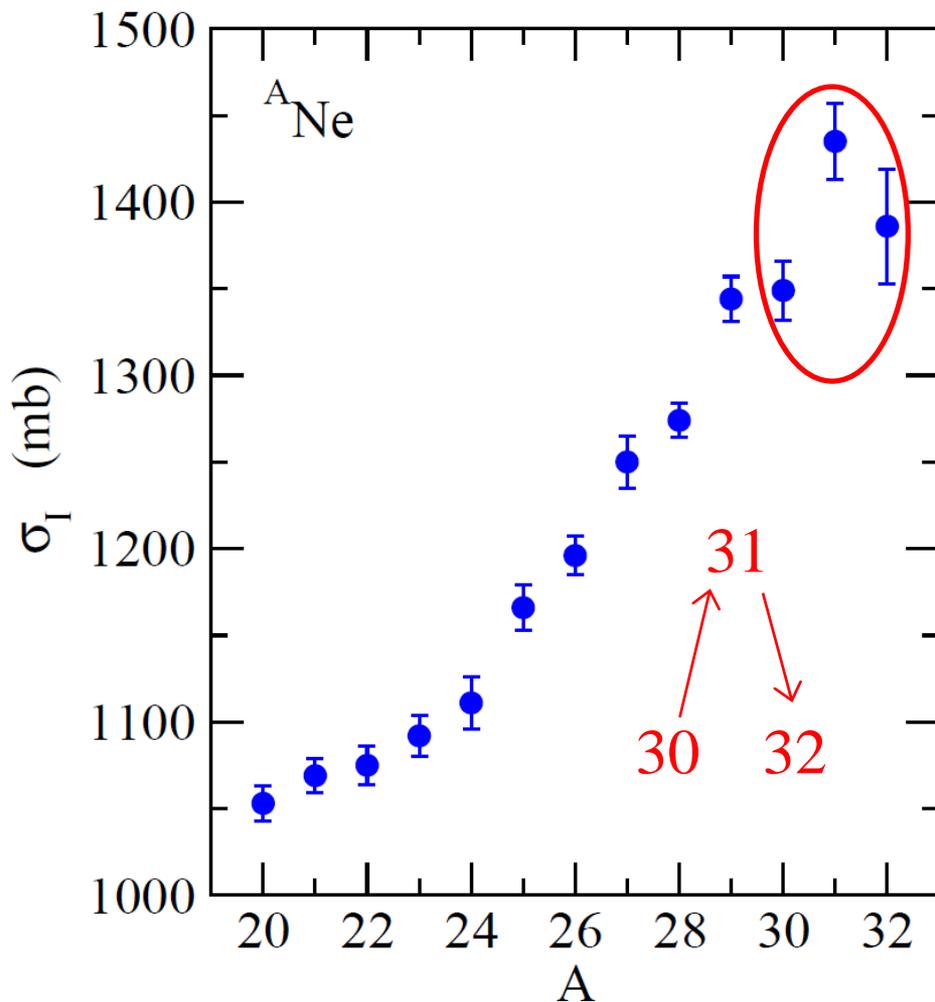
TOHOKU
UNIVERSITY



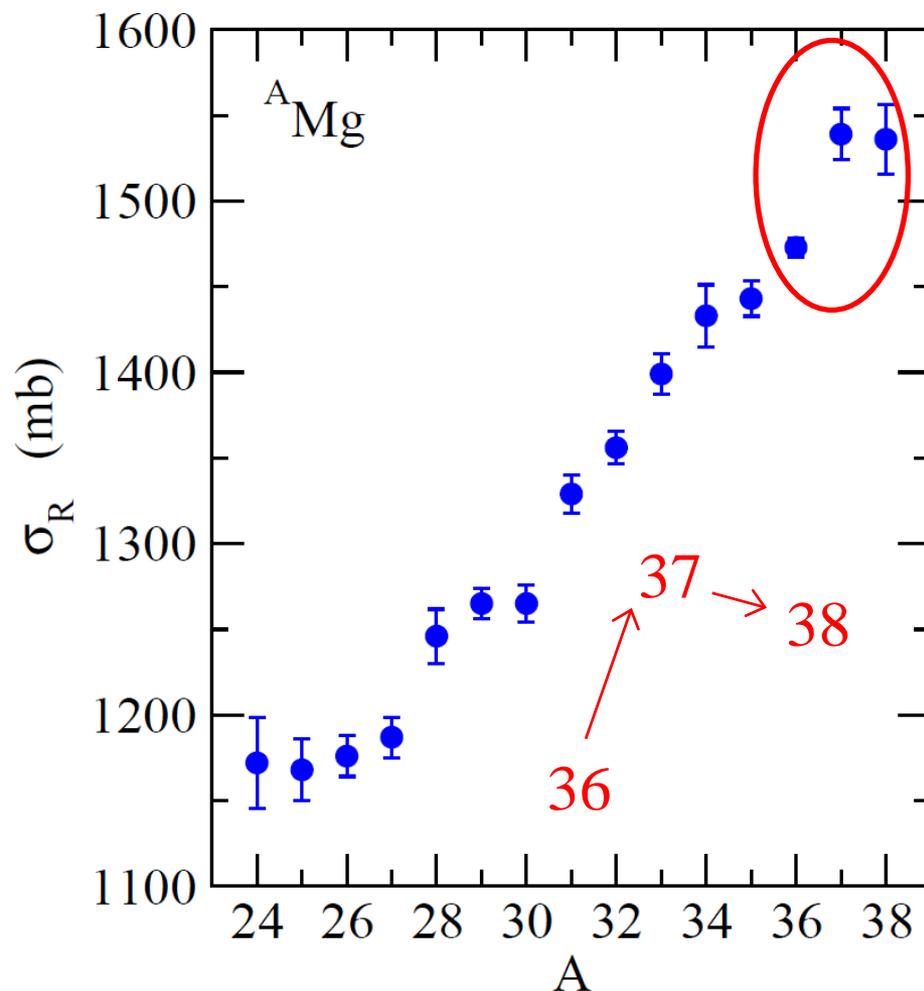
1. 反応断面積における偶奇効果
2. 対相関による反ハロー効果
3. 球形模型による解析
4. 変形の効果
5. まとめ

反応断面積の偶奇効果

顕著な偶奇効果



M. Takechi et al.,
Phys. Lett. B707 ('12) 357



M. Takechi et al.,
Phys. Rev. C90 ('14) 061305(R)

反応断面積の偶奇効果

顕著な偶奇効果

対相関と関係あるのか？

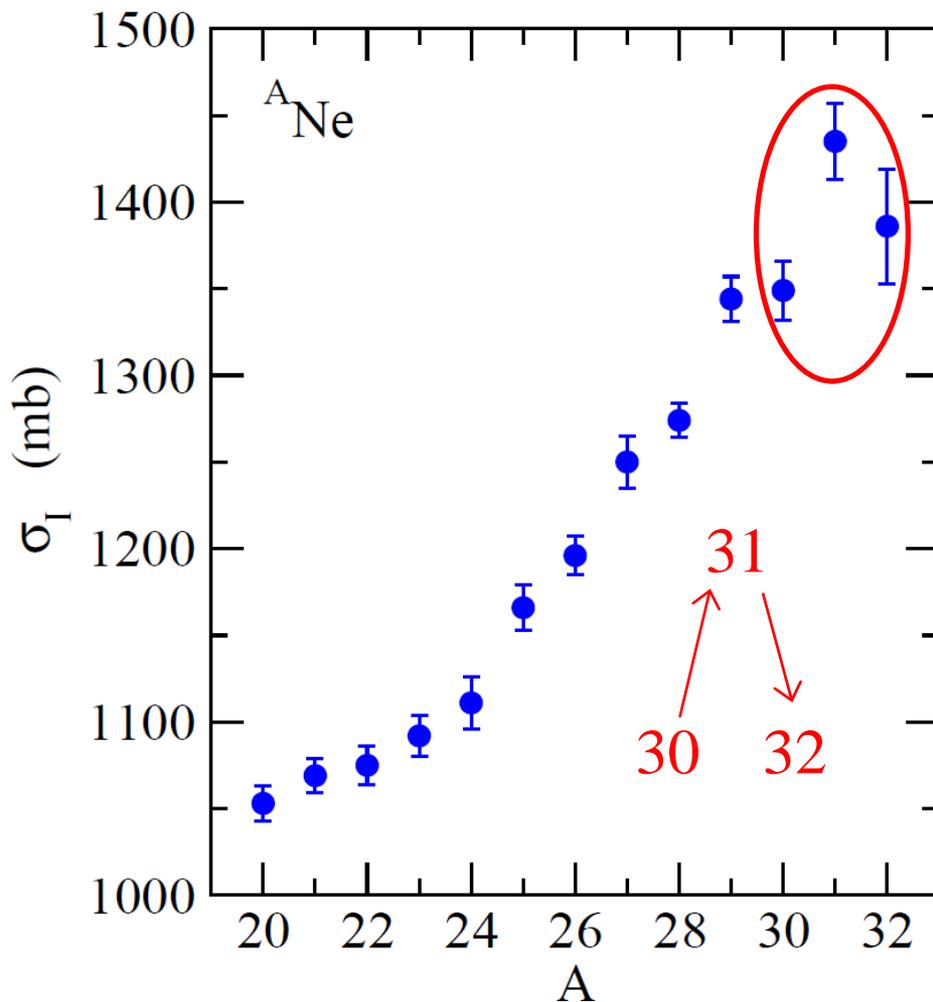
K.H. and H. Sagawa,
PRC84 ('11) 011303(R)
PRC85 ('12) 014303
PRC85 ('12) 037604

cf. ペアリング anti-halo 効果

K. Bennaceur, J. Dobaczewski, and
M. Ploszajczak, PLB496('00)154

対相関

- 波動関数の遠方での振る舞いに変化
- 密度分布の広がりが抑制



M. Takechi et al.,
Phys. Lett. B707 ('12) 357

ペアリング反ハロー効果とは何か?

i) 対相関がない場合の波動関数の漸近形 ($l = 0$):

$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \quad \kappa = \sqrt{\frac{2m|\epsilon|}{\hbar^2}}$$


$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 |\psi(r)|^2 dr}{\int |\psi(r)|^2 dr} \propto \frac{1}{\kappa^2} = \frac{\hbar^2}{2m|\epsilon|} \rightarrow \infty$$

ii) 対相関がある場合:

粒子 → 準粒子

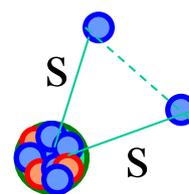
$\epsilon \rightarrow E - \lambda$ (λ はフェルミ・エネルギー)

$$E_k \sim \sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2} \sim \Delta \quad (\epsilon, \lambda \rightarrow 0)$$


$$\langle r^2 \rangle \propto \frac{\hbar^2}{2m\Delta}$$

“ペアリング anti-halo 効果”

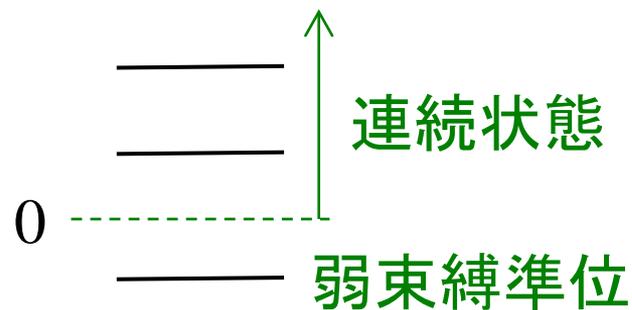
3体模型によるペアリング反ハロー効果



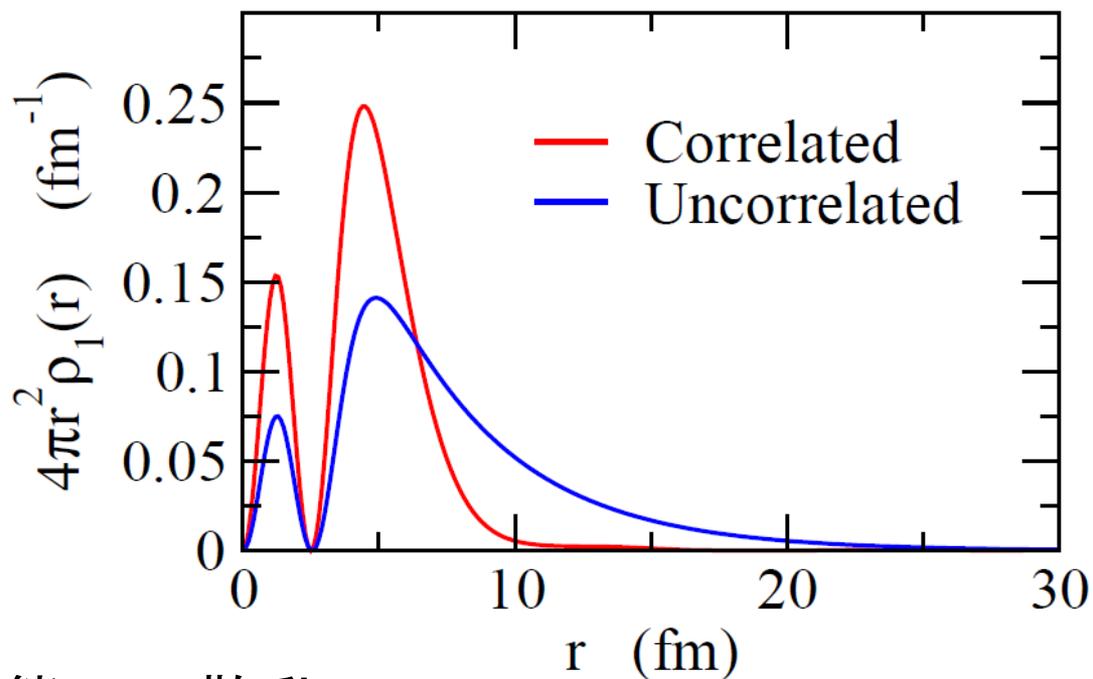
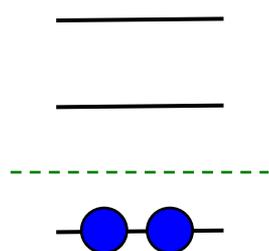
^{24}O (s-wave only)

$$e_{2s1/2} = -0.275 \text{ MeV},$$

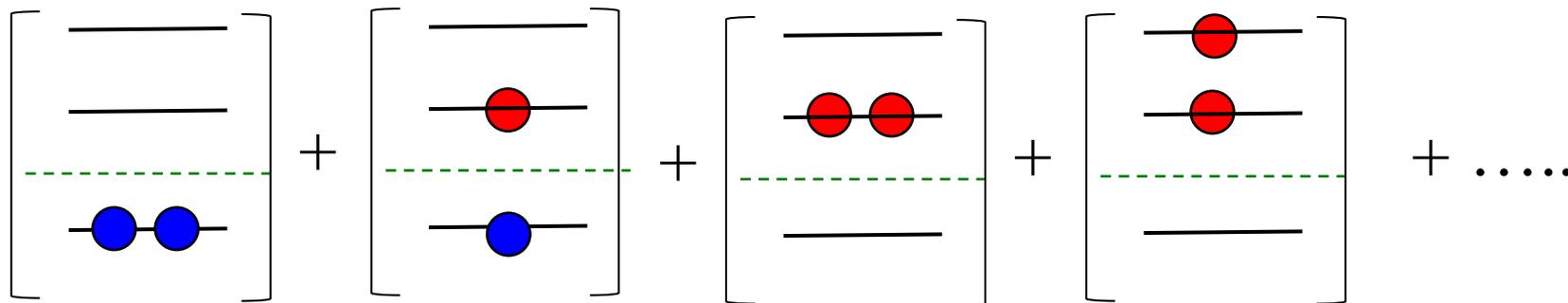
$$E_{3bd} = -2.46 \text{ MeV}$$

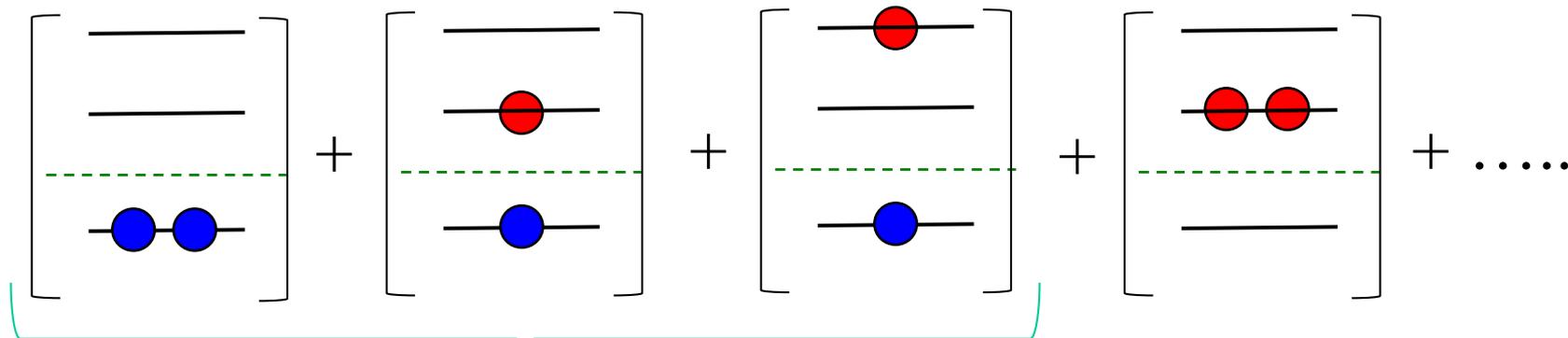


◆ 対相関がない場合

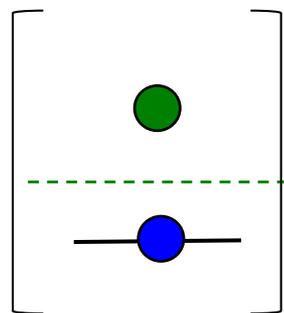


◆ 対相関がある場合: 連続状態への散乱



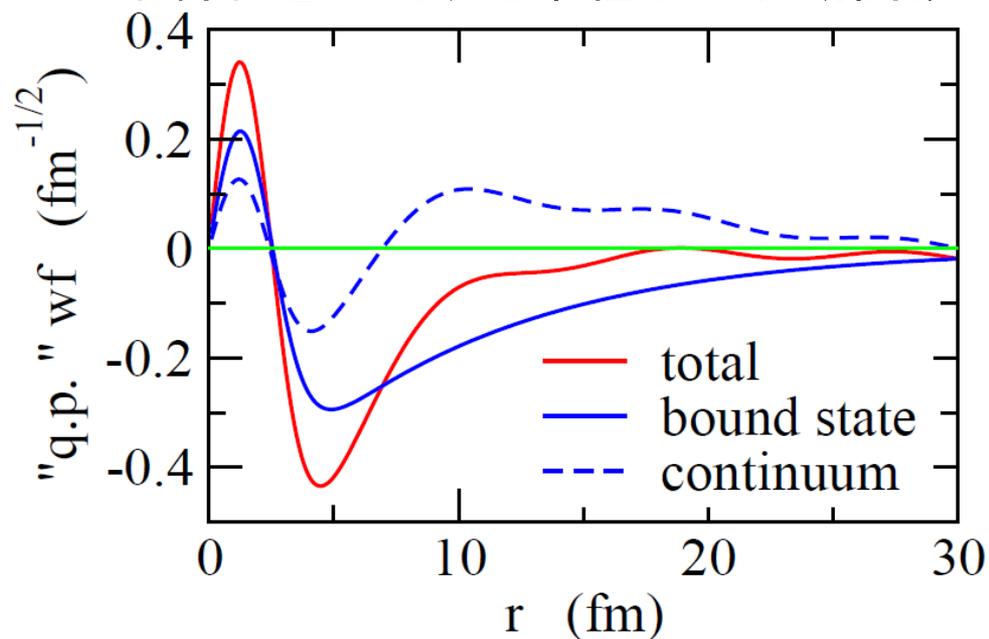


「準粒子」



$$\begin{aligned} \Psi(1, 2) &= \sum_{k, k'} \alpha_{kk'} \phi_k(1) \phi_{k'}(2) \\ &\equiv \sum_{k'} \tilde{\phi}_{k'}(1) \phi_{k'}(2) \\ \rightarrow \rho(r) &= \sum_{k'} |\tilde{\phi}_{k'}(r)|^2 \end{aligned}$$

束縛状態に対する準粒子の波動関数



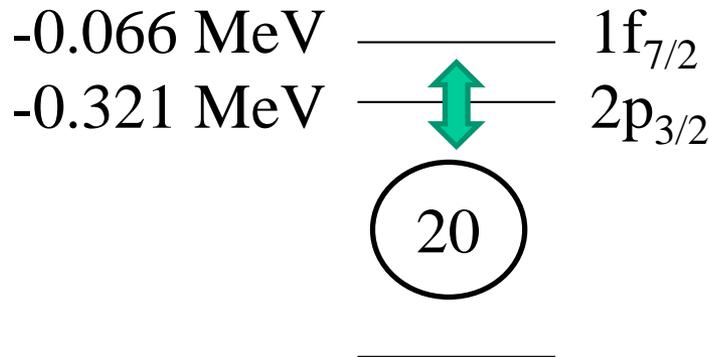
連続状態へコヒーレントに散乱されることにより局在化された波動関数 (波束) が形成

反応断面積に対する反ハロー効果の役割：球形の場合

^{32}Ne の基底状態密度を Hartree-Fock-Bogoliubov 法で求める：

$$\begin{pmatrix} \hat{h} - \lambda & \Delta(r) \\ \Delta(r) & -\hat{h} + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k(r) \\ V_k(r) \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k(r) \\ V_k(r) \end{pmatrix}$$

平均場：**球形** Woods-Saxon ポテンシャル
+ 密度依存ゼロ・レンジ対相関相互作用 ← $\Delta(r)$

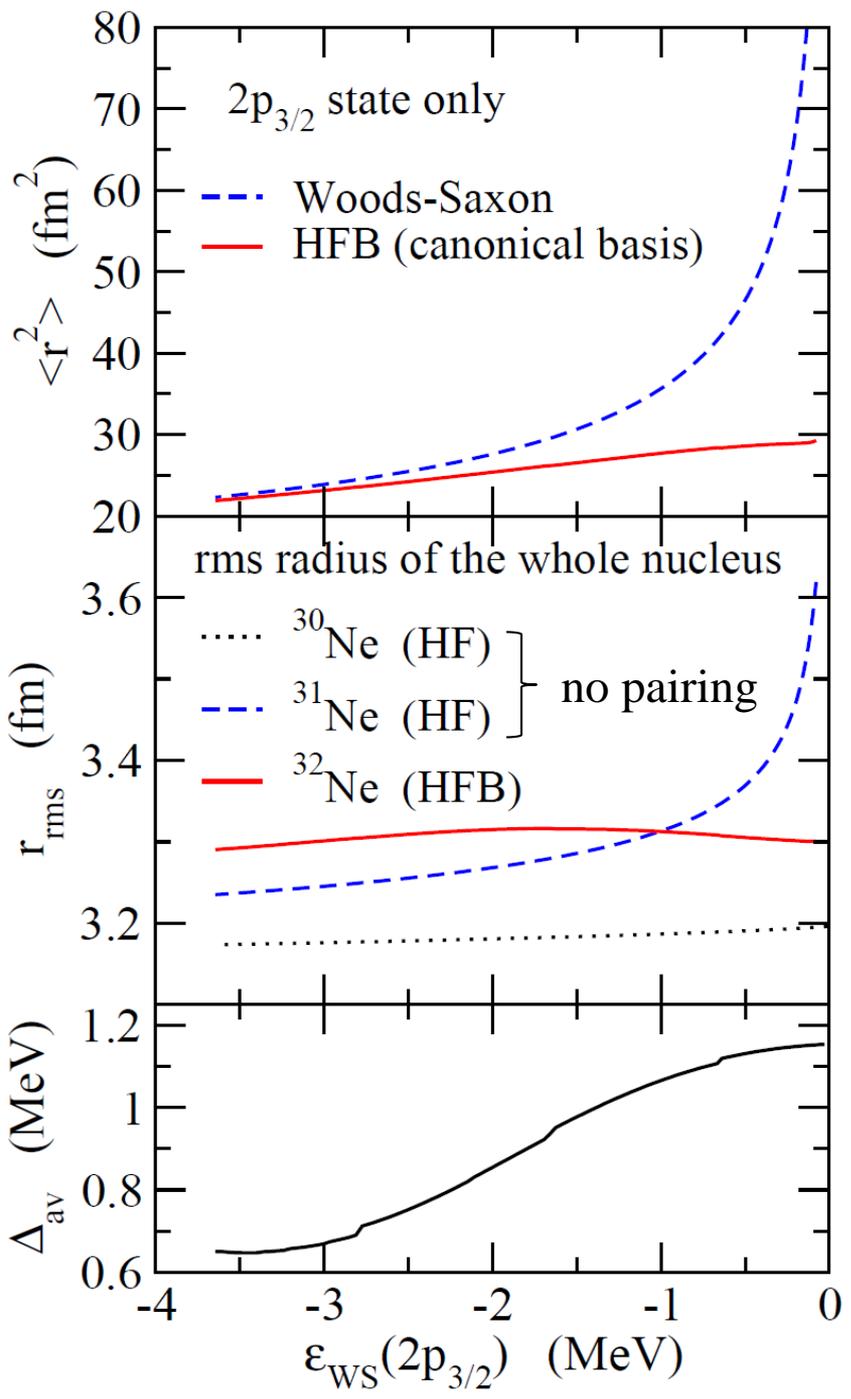


- ✓ λ : 平均中性子数 $N=22$
- ✓ $E_{\text{cut}} = 30$ MeV above λ
- ✓ $R_{\text{box}} = 60$ fm

^{31}Ne ($a = 0.75$ fm)

cf. ^{31}Ne に対する球形 WS ポテンシャル:
W. Horiuchi et al., PRC81('10) 024606

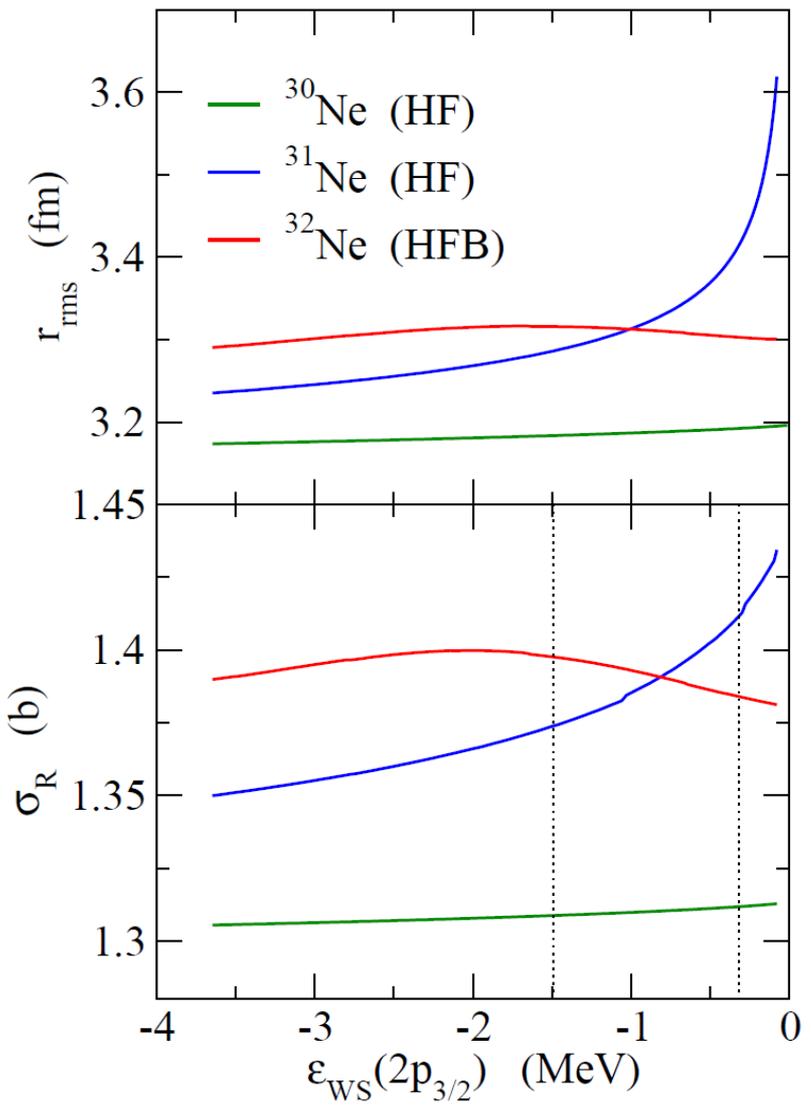
$p_{3/2}$ 状態に対する WS ポテンシャルの深さを変化させ、
半径や反応断面積の変化を調べる



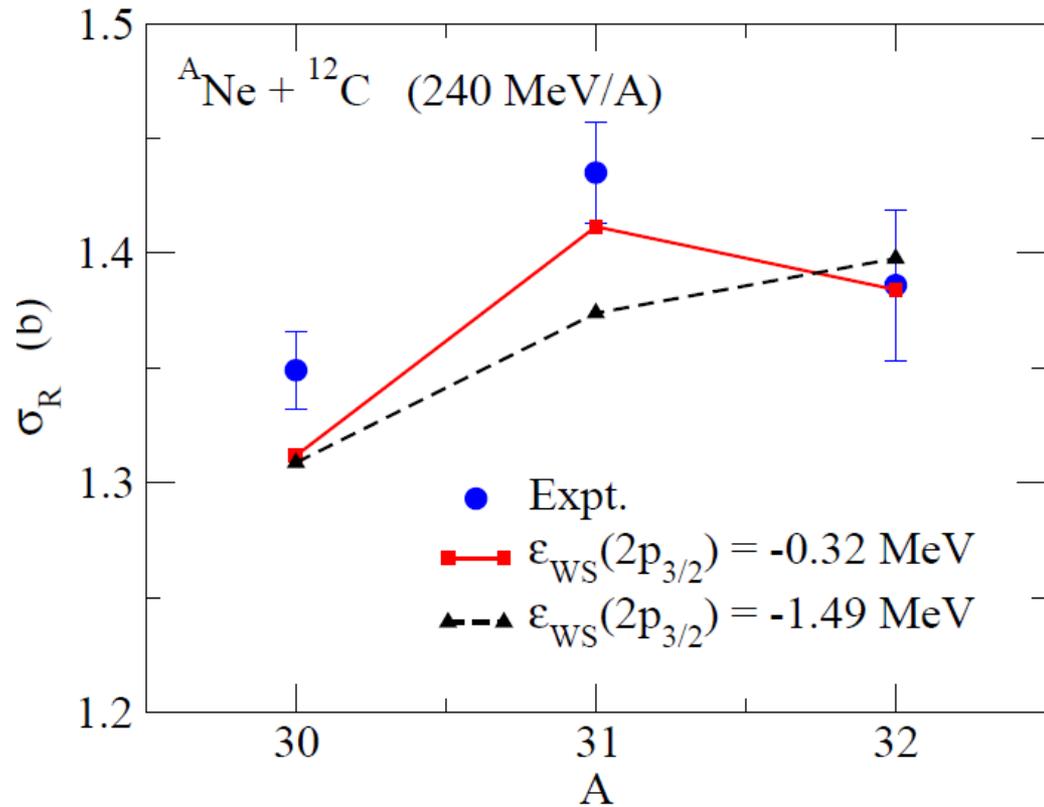
半径の抑制

対ギャップ: ゼロ束縛の極限でも有限

反応断面積の計算: グラウバー理論 + NTG近似 (新潟)



K. H. and H. Sagawa,
PRC84('11) 011303(R)

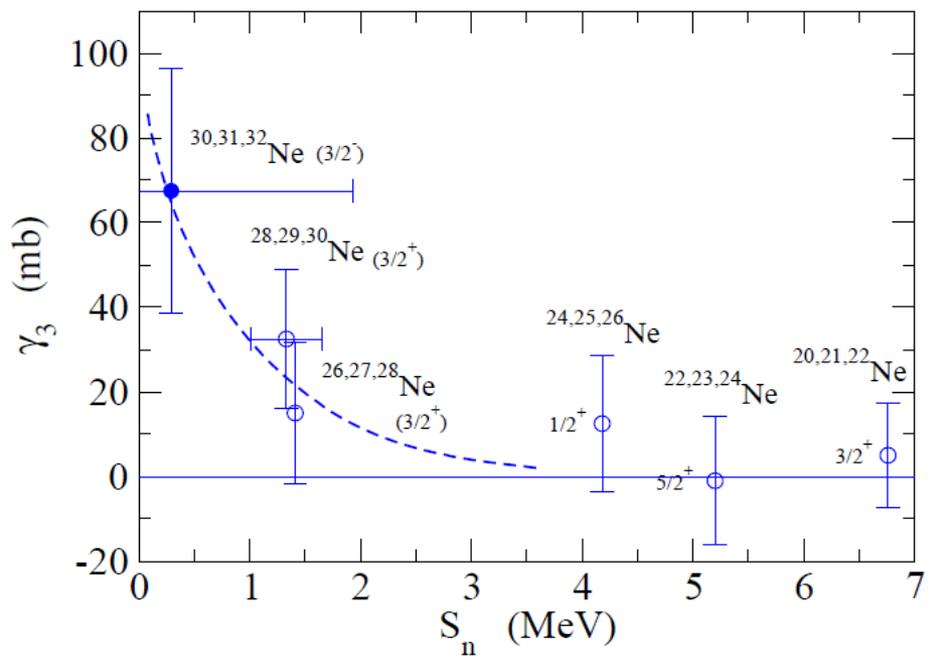
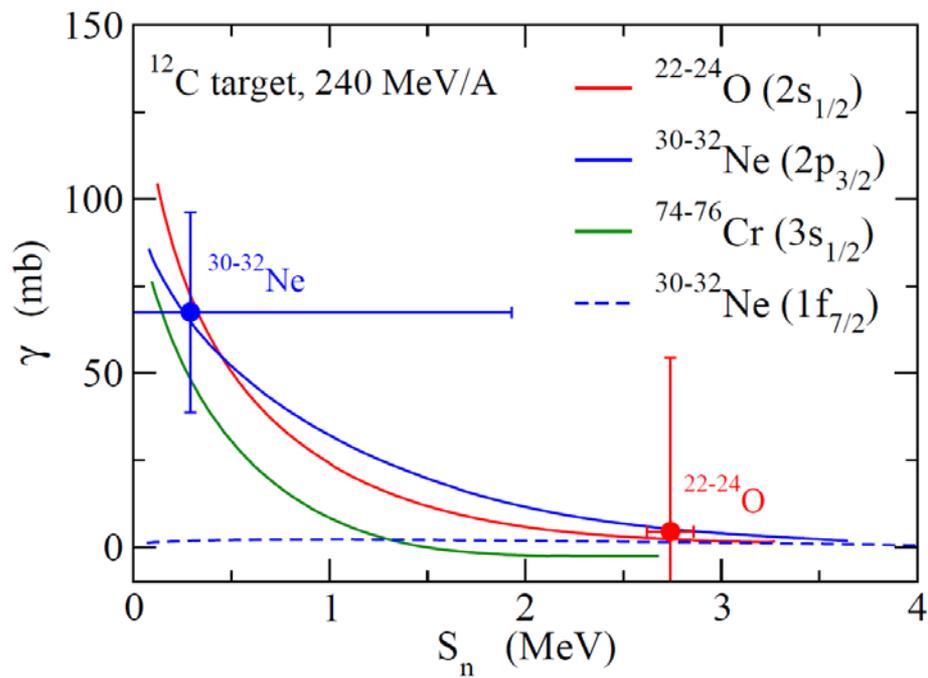
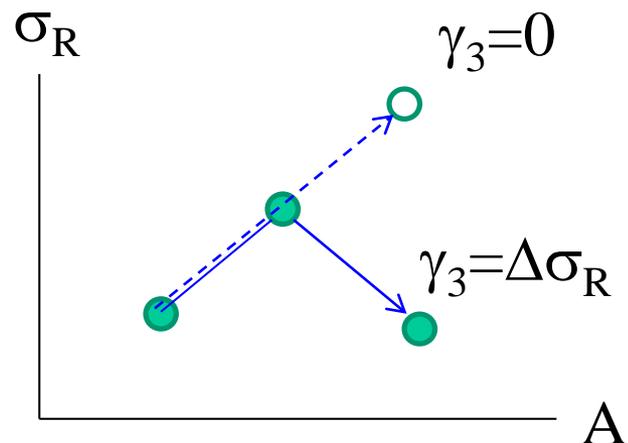


density of $^{30,31,32}\text{Ne}$: HF/HFB
density of ^{12}C : Gaussian

cf. low-E での偶奇性: 分解の効果
S. Sasabe et al., PRC88 ('13)
T. Matsumoto et al., PRC90 ('14)

偶奇効果の系統性: OESパラメーター

$$\gamma_3 \equiv -\frac{1}{2}[\sigma_R(A+2) - 2\sigma_R(A+1) + \sigma_R(A)]$$



K. H. and H. Sagawa, PRC85 ('12) 014303
 PRC85 ('12) 037604

反応断面積に対する反ハロー効果の役割：変形の効果

^{31}Ne : 変形ハロー核?

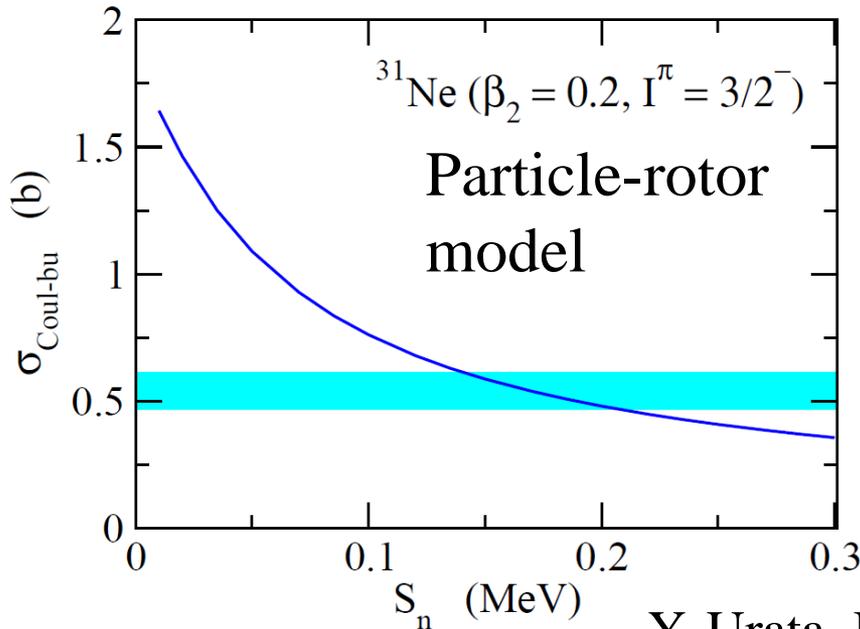
ハロー構造 ← 大きなクーロン分解断面積

(T. Nakamura et al., PRL103 ('09) 262501)

単純な殻模型 → 最外殻中性子: $f_{7/2}$

→ 変形することで p 波が混じりハロー構造

I. Hamamoto, PRC81 ('10) 021304(R)



cf. $^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne} (0^+) + n$
C.bu

$$\sigma_{\text{exp}}(0^+) = 0.448 \pm 0.108 \text{ b}$$

T. Nakamura et al.,
PRL112 ('14) 142501

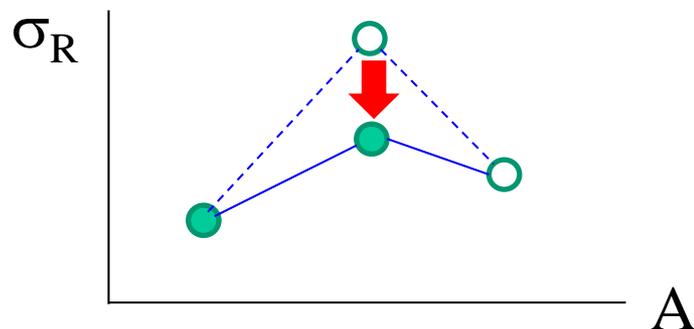
$$\sigma_{\text{calc}}(0^+) = 0.443 \text{ b} (S_n = 0.2 \text{ MeV})$$

Y. Urata, K.H., and H. Sagawa,
PRC83 ('11) 041303(R)

反応断面積の偶奇効果に対する変形の効果

i) 角運動量の混合

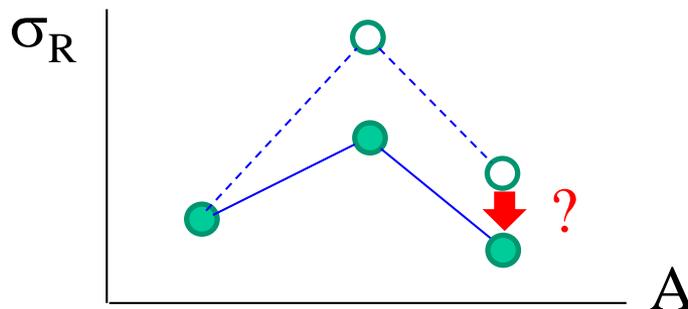
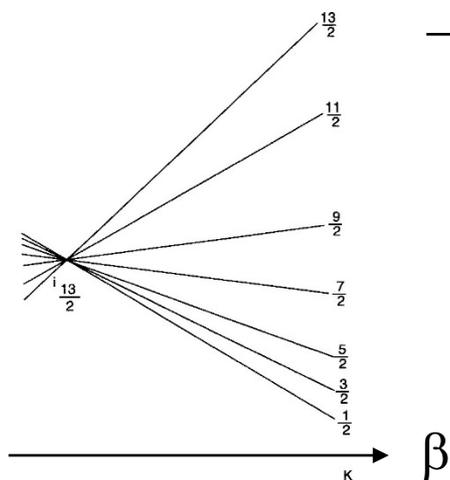
$$|p_{3/2}\rangle \rightarrow \alpha |p_{3/2}\rangle + \beta |f_{7/2}\rangle + \dots$$



staggering を弱める

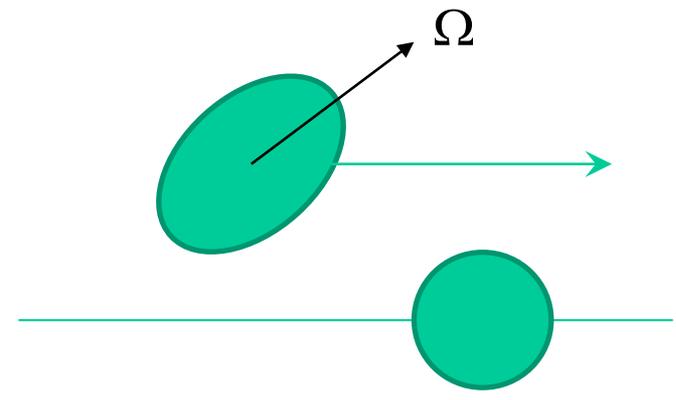
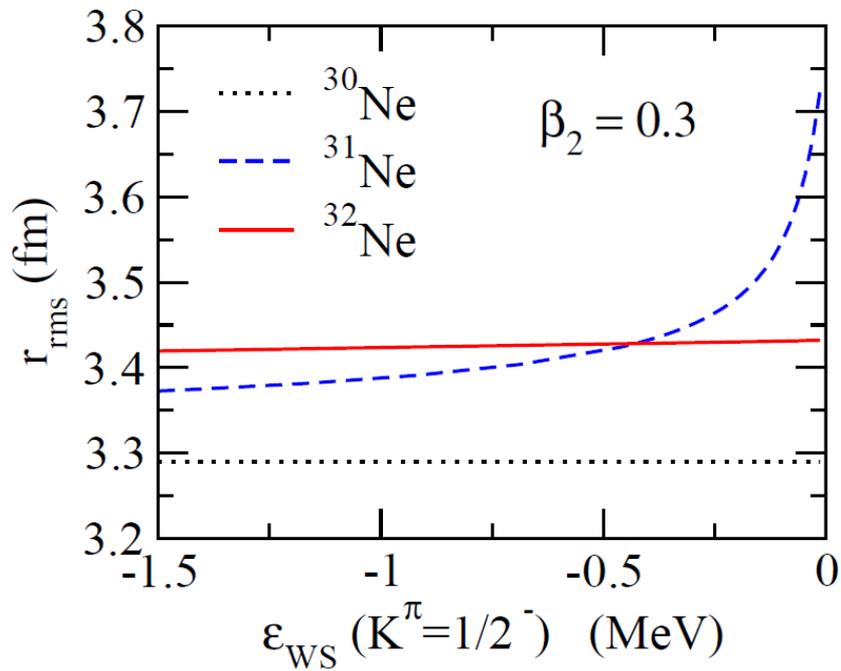
ii) 準位密度の増大 \rightarrow 対相関が強くなる

\rightarrow ペアリング反ハロー効果が大きくなる(?)



staggering が回復する(?)

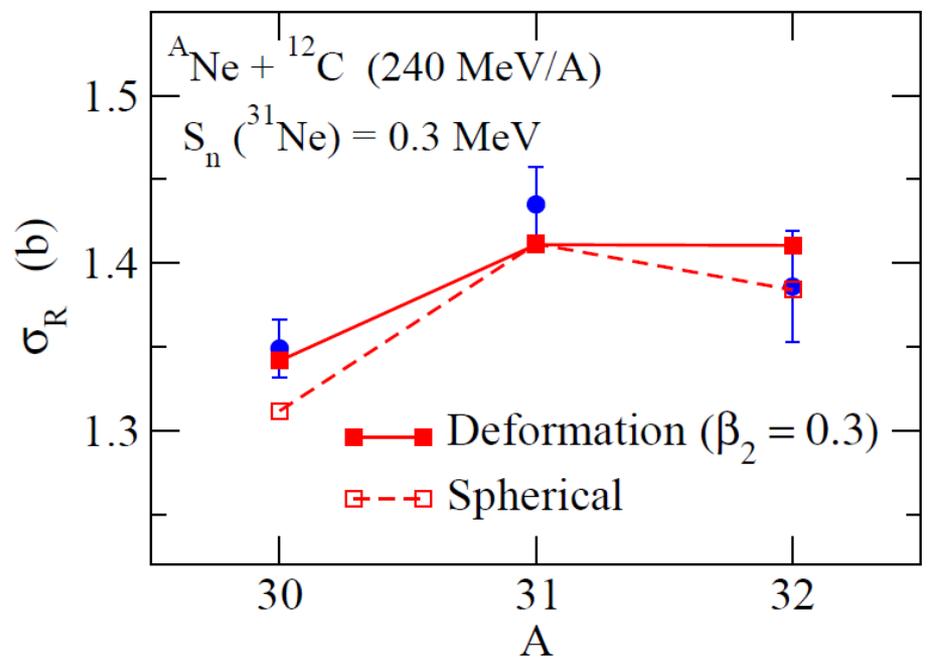
実際はどうか?



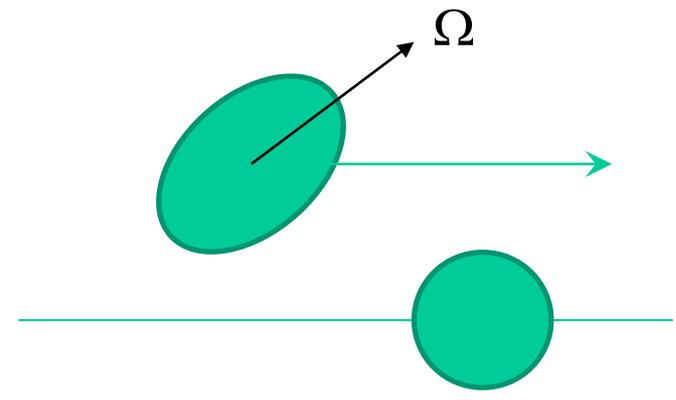
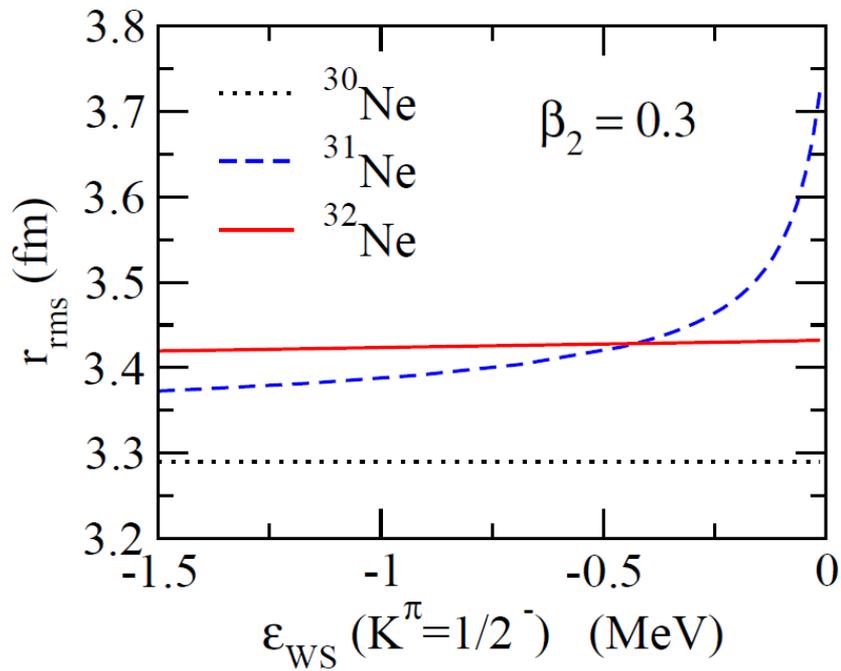
$$\sigma_R = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \sigma_R(\Omega)$$

$P(p_{3/2}) = 46.3 \%$

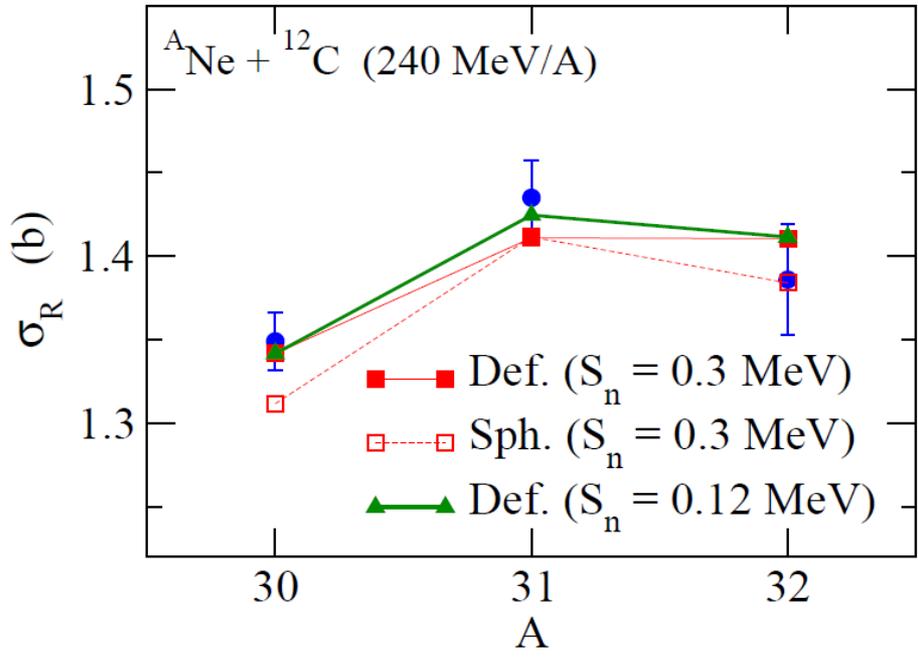
staggering の度合いは弱くなるものの、球形と変形の場合で定性的に同じ振る舞い (^{32}Ne の半径は対ギャップの大きさにあまり依らない)



Y. Urata, K.H., and H. Sagawa, to be published (2016)



$$\sigma_R = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \sigma_R(\Omega)$$

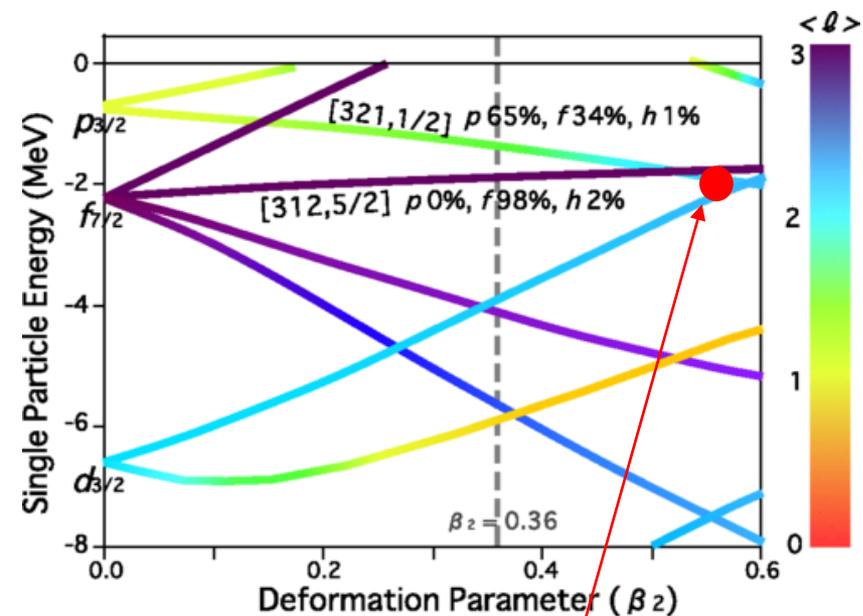


$P(p_{3/2}) = 46.3 \%$

staggering の度合いは弱くなるものの、球形と変形の場合で定性的に同じ振る舞い
 (^{32}Ne の半径は対ギャップの大きさにあまり依らない)

Y. Urata, K.H., and H. Sagawa, to be published (2016)

36,37,38Mg の反応断面積における偶奇効果

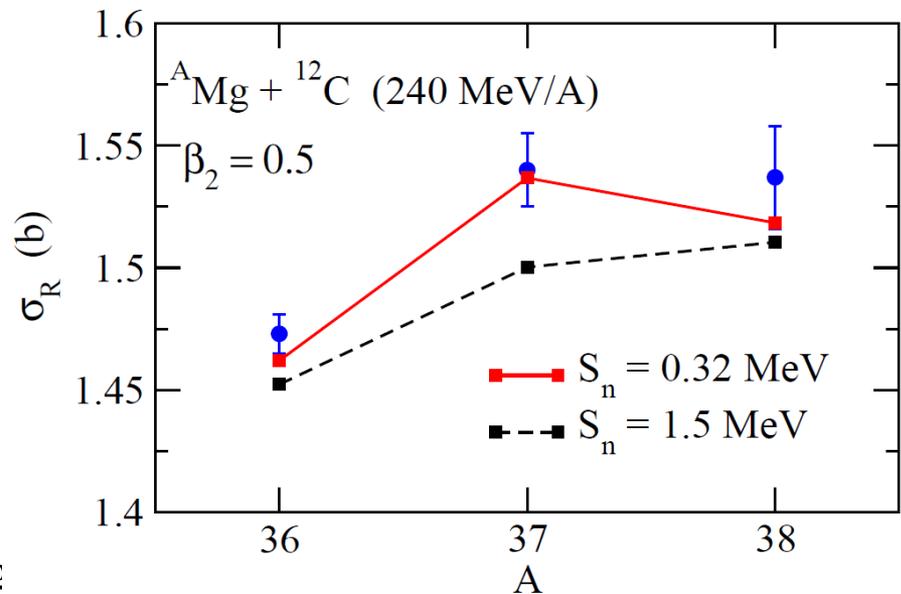
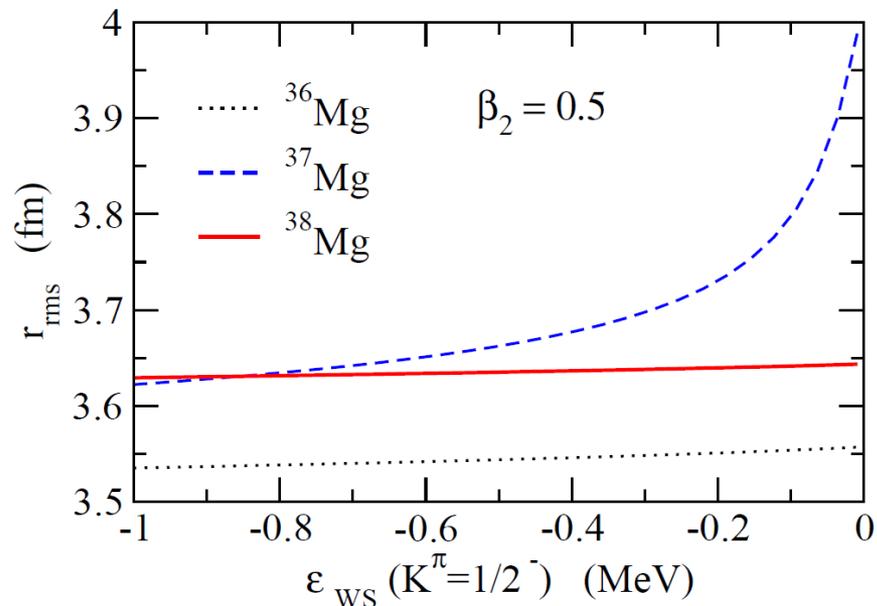


M. Takechi et al.,
Phys. Rev. C90 ('14) 061305(R)

[321, 1/2]軌道
(球形で $2p_{3/2}$ と
つながる軌道)

$$S_n = 0.16 \pm 0.68 \text{ MeV}$$

Y. Urata, K.H., and H. Sag
to be published (2016)



$$P(p_{3/2}) = 35.0 \%, P(p_{1/2}) = 37.3 \%$$

まとめ

• 反応断面積の偶奇効果

弱束縛の偶核:

s-軌道及び p-軌道では
対相関による半径の減少
(ペアリング反ハロー効果)

→ 偶核での断面積の減少

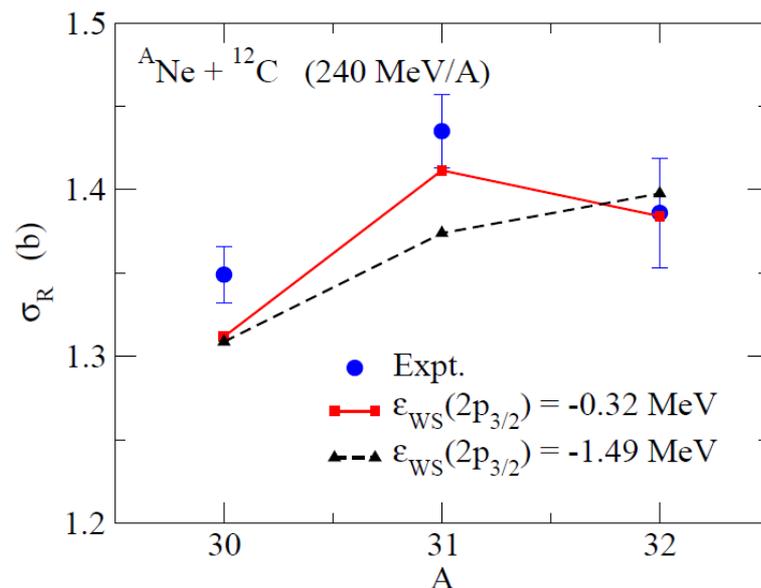
• 実験データに見られる反応断面積の偶奇効果:

- ✓ 半径の偶奇効果と密接に関係
- ✓ 対相関が重要な役割

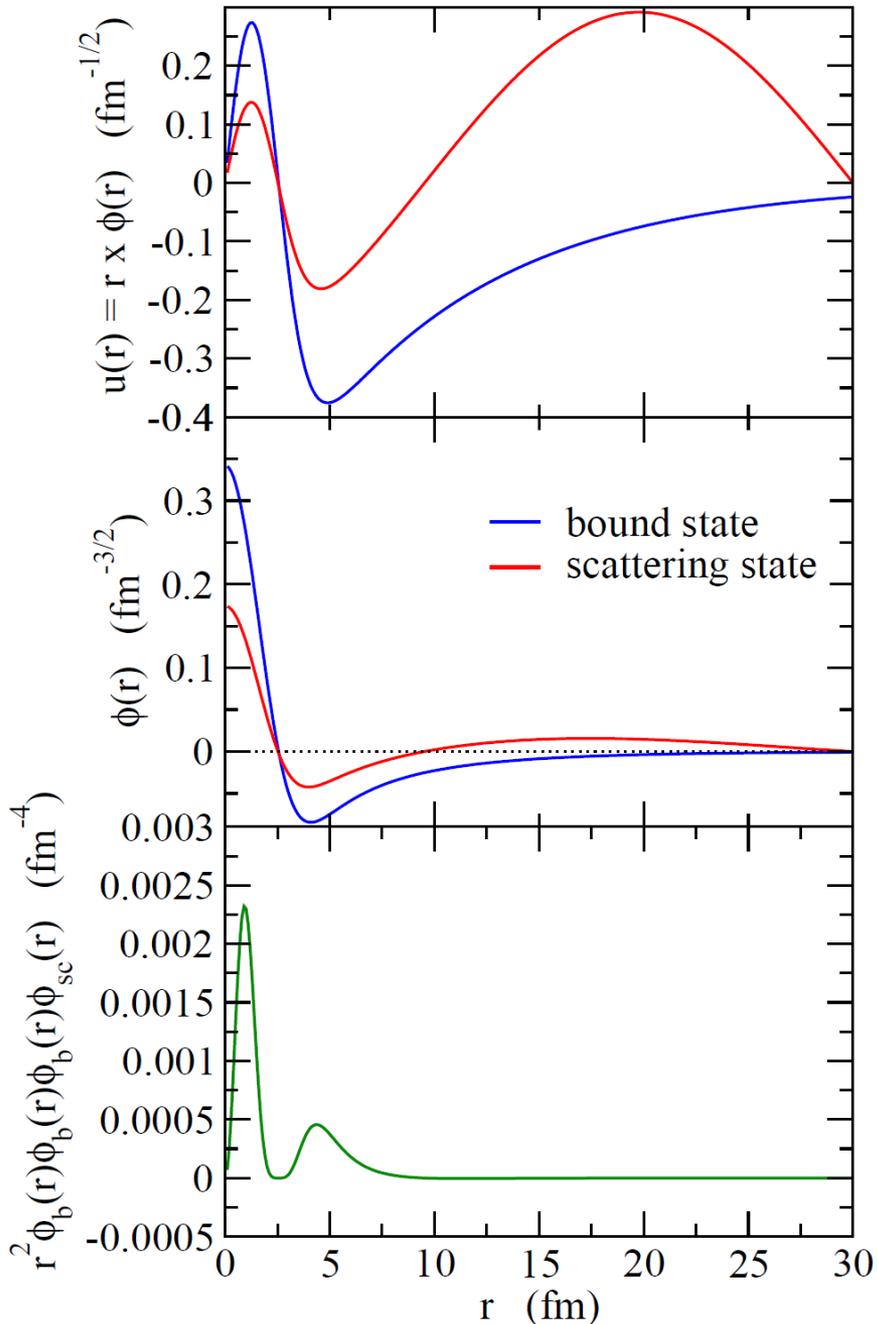
• 変形の効果: $^{30,31,32}\text{Ne}$ 及び $^{36,37,38}\text{Mg}$

- ✓ 変形: staggering の度合いを弱めるが
staggering の定性的な振る舞いは同じ

➤ 今後の課題: Ne や Mg の他のアイソトープに見られる
(小さな)偶奇効果の解析



弱束縛準位と低エネルギー連続状態



✓ ポテンシャル領域では波動関数は同じ振る舞い ($V(r) - E \sim V(r)$)

✓ ポテンシャルの外では、直交性のために2つの波動関数は異なる符号を持つ

✓ 二準位混合を考えると:

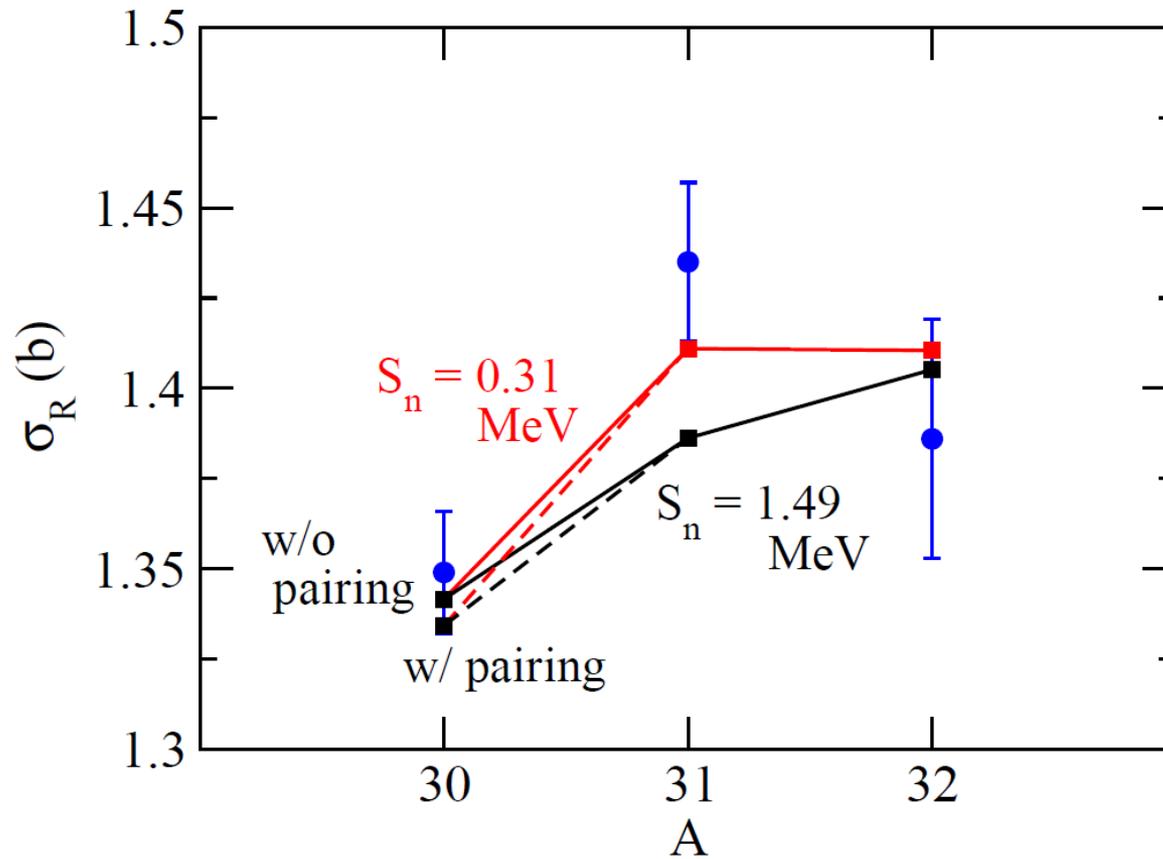
$$\Psi = \alpha \phi_b \phi_b + \beta \phi_b \phi_s$$

対相互作用の行列要素は負:

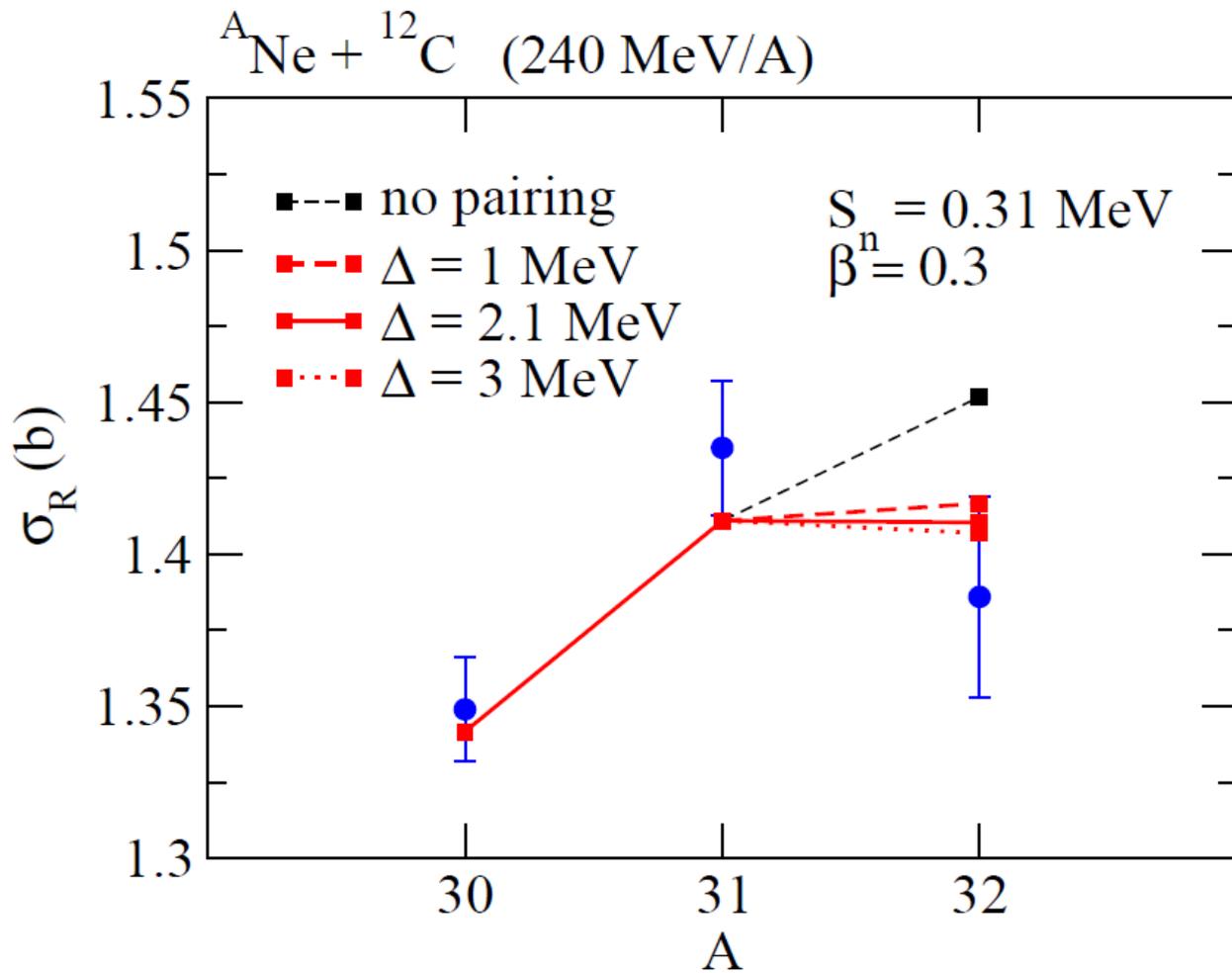
$$\begin{aligned} F &\equiv \langle \phi_b \phi_b | v_{\text{pair}} | \phi_b \phi_s \rangle \\ &= -g \int dr \phi_b^*(r) \phi_b^*(r) \phi_b(r) \phi_s(r) \\ &< 0 \quad (g > 0) \end{aligned}$$

✓ 2x2行列 $\begin{pmatrix} e_1 & F \\ F & e_2 \end{pmatrix}$

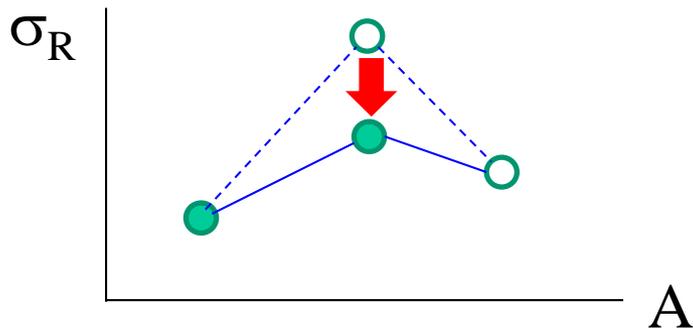
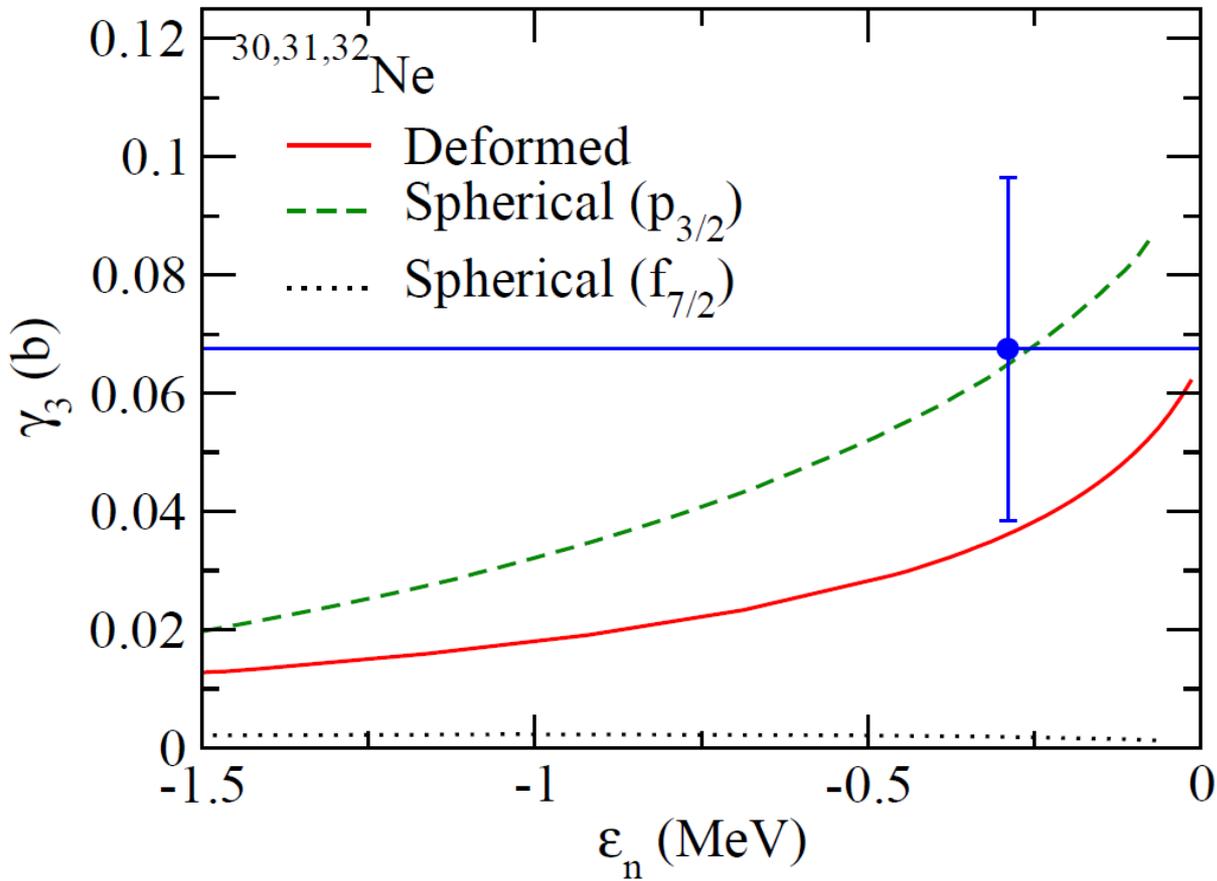
を対角化すると $F < 0$ の時 α, β は同符号 (エネルギー固有値が小さい方の状態に対して)



^{30}Ne に対相関を考慮しても考慮しなくても反応断面積はあまり変化しない



対ギャップがある程度大きければ、 ${}^{32}\text{Ne}$ の半径はあまり対ギャップの大きさには依存しない



変形の効果は staggering
 の度合いを弱める
 (一粒子状態における
 角運動量混合のため)